中国工程热物理学会
Chinese Society of Engineering Thermophysics

2023 年度传热传质学术年会论文集

相变换热分册

中国工程热物理学会
2023· 北京

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233012

蒸汽加热矩形窄通道内沸腾起始点的研究

金程[1]，陶乐仁[1,2]，赵谢飞[1]，居一伟[1]，顾晟杰[1]
（1.上海理工大学 能源与动力工程学院 上海 200093
2.上海市动力工程多相流动与传热重点实验室 上海 200093）
(Tel:13338113803, Email: 201390022@st.usst.edu.cn)

摘要：以去离子水为工质，对尺寸为 1400 mm×250 mm×2.75 mm 的蒸汽加热竖直矩形窄通道内核态沸腾起始点与饱和沸腾起始点进行实验研究。分析了蒸汽加热热流密度、进口温度与质量流量对核态沸腾起始点与饱和沸腾起始点位置及对应位置处壁面过热度的影响。对于核态沸腾起始点，在 Hong 关联式的基础上对实验数据进行非线性回归分析，得到适用于实验工况的新关联式；而对于饱和沸腾起始点，Belhadj 关联式已能很好的进行预测。结果表明：新拟合的关联式与 Belhadj 关联式预测值的平均相对误差分别为 12.05%与 19.16%，分别能很好的预测常压、低蒸汽加热热流密度与低质量流量条件下核态沸腾起始点及饱和沸腾起始点处的壁面过热度。

关键词：矩形窄通道；核态沸腾起始点；饱和沸腾起始点；两相流；壁面过热度

0 前言

近年来，板式换热器作为核能、化工等系统中的主要部件得到广泛的关注与发展。板式换热器结构紧凑，传热系数高，凭借优秀的性能成为国内外使用较多的一种的换热设备[1]。板式换热器中流道多为竖直矩形窄通道，其流道长度、宽度与窄缝间隙之比较大，对通道内产生气泡形状的限制，因此通道中的两相流动和传热特性与常规通道有很大不同[2]。

流体在加热的窄通道内的流动经由单相流动、过冷沸腾、饱和沸腾等过程。其中核态沸腾起始点（Onset of Nucleate Boiling，ONB）是单相流动与过冷沸腾的分界点；饱和沸腾起始点（Fully Developed Boiling，FDB）是沸腾进入充分发展区的位置。竖直窄通道内流体沸腾起始点的位置对板式换热设备的设计具有重要意义，因此需要对影响沸腾起始点的因素进行研究并探索其变化规律。

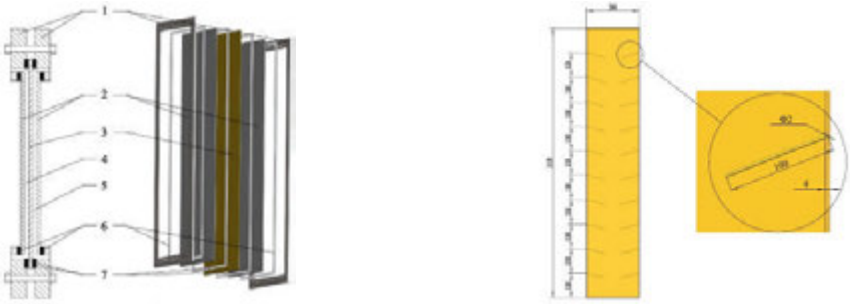
许多国内外学者对竖直矩形窄通道内沸腾起始点进行了相关的研究。Al-Yahia 等[3]在不矩形窄通道中对沸腾起始点进行了可视化和测量。李祥东等[4]建立了竖直通道内各区沸腾传热的机理模型及各区边界的判断标准并进行了数值求解，根据结果可以很方便地判断过冷沸腾及饱和沸腾发生的位置。黄理浩等[5]通过改变壁面加热功率密度，工质的质量流量和入口温度分析了竖直矩形窄通道内饱和沸腾起始点的变化规律。周云龙等[6]对三面加热窄矩形通道内饱和沸腾起始点进行了实验研究，得到饱和沸腾起始点热通量的经验关系式。程宁等[7]对不同间隙的竖直矩形窄流道研究了过冷沸腾条件下进口温度、质量流速和流道高度对泡核沸腾起始点的气泡成长和壁面过热度的影响。

上述研究大多采用电加热来加热通道，此时换热面上各处热流密度是一致的，关于

非均匀热流密度条件下的研究很少。然而，在许多使用矩形窄通道换热器（如升膜板式蒸发器）的系统中，加热介质是蒸汽，均匀的热流密度无法准确反映加热条件。本文以去离子水为工质，搭建了蒸汽加热的竖直矩形窄通道实验系统，能更好的模拟实际升膜蒸发器的加热条件，并通过可视化窗口观察并记录核态沸腾起始点与饱和沸腾起始点的位置，分析不同因素对其的影响规律，为进一步完善竖直矩形窄通道内流动沸腾的研究和为高效的板式换热设备的设计提供理论支撑。

1 实验系统

实验段有流动沸腾通道与蒸汽冷凝通道，如图 1(a)所示，通道尺寸为 1400 mm×250 mm×2.75 mm。实验系统循环如图 2，流动沸腾循环由实验段流动沸腾通道、冷凝器、储液罐、恒压蠕动泵、转子式流量计以及预热器等组成；蒸汽冷凝循环由实验段蒸汽冷凝通道、锅炉以及电子秤等组成。高速摄像机放置于需要观测通道前方，通过钢化玻璃可视化窗口观测与记录实验现象。实验时流动沸腾循环中恒压蠕动泵驱动储液罐中去离子水流经转子流量计进入预热器，预热后以实验设定的进口温度进入实验段，在实验段被另一侧通道内的蒸汽加热至沸腾，出实验段后进入冷凝器与冷却水换热，之后被排入储液罐中；在蒸汽冷凝循环中，通过调压器控制锅炉加热功率，产生不同流量的蒸汽进入实验段中，被另一侧通道的水降温凝结后排出。



(a) 实验段　　(b) 铜板

1.钢板；2.钢化玻璃；3.铜板；4.流动沸腾通道；5.蒸汽通道；6.丁腈橡胶垫圈；7.硅胶垫圈

图 1 实验段结构图

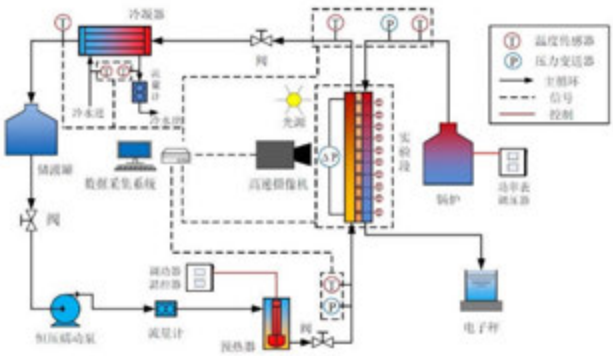


图 2 实验系统流程图

实验装置采用 NI cDAQTM-9188 机箱以及个人计算机监控并采集实验数据。为了布置 T 型热电偶，换热铜板的开孔位置如图 1(b)所示，从下到上依次编号为 1 到 10。

2 实验数据分析

蒸发侧换热量由显热与潜热组成，计算公式为：

$$Q_{\mathrm{eva}} = mc_{\mathrm{p}}\left(t_{\mathrm{sat}} - t_{\mathrm{in}}\right) + xmh_{\mathrm{fg}} \quad (1)$$

式中：Q_{eva} 为实验段蒸发侧换热量，W；m 为去离子水质量流量，g/s；c_{p} 为定压比热，kJ/(kg·℃)；t_{sat} 为饱和温度，℃；t_{in} 为实验段蒸发侧进口水温，℃；x 为实验段蒸发侧出口处干度，无量纲；h_{fg} 为汽化潜热，kJ/kg。

干度由实验段蒸发侧出口后冷凝器的能量平衡方程计算得出。

$$\begin{aligned} Q_{\mathrm{c}} &= m_{\mathrm{cool}} c_{\mathrm{p}}\left(t_{\mathrm{cool,out}} - t_{\mathrm{cool,in}}\right) \\ Q_{\mathrm{c}} &= mc_{\mathrm{p}}(t_{\mathrm{con,out}} - t_{\mathrm{con,in}}) + mxh_{\mathrm{fg}} \end{aligned} \quad (2)$$

式中：Q_{c} 为冷凝器换热量，W；m_{c} 为冷却水质量流量，g/s；c_{p} 为定压比热，kJ/(kg·℃)；$t_{\mathrm{cool,in}}$、$t_{\mathrm{cool,out}}$ 为冷却水进出冷凝器温度，℃；$t_{\mathrm{con,in}}$、$t_{\mathrm{con,out}}$ 为工质进出冷凝器温度，℃。

实验段冷凝侧换热量，即蒸汽加热量由潜热计算得出：

$$Q_{\mathrm{con}} = m_{\mathrm{con}} h_{\mathrm{fg}} \quad (3)$$

式中：Q_{con} 为实验段冷凝侧换热量，W；m_{con} 为冷凝水水质量流量，g/s。

蒸汽加热热流密度及有效蒸汽加热热流密度计算式为：

$$q = Q_{\mathrm{con}} / \left(10^3 \cdot A\right) \quad (4)$$

$$q_{\mathrm{eff}} = Q_{\mathrm{eva}} / \left(10^3 \cdot A\right) \quad (5)$$

式中：q 为蒸汽加热热流密度，kW/m^2；A 为加热面积，m^2；q_{eff} 为有效蒸汽加热热流密度，kW/m^2。

流体在矩形窄通道内饱和沸腾区域处于气液两相，在不考虑沿程压降特性的情况下，其平均温度采用出口处压力值所对应的饱和温度。忽略壁面导热热阻，则壁面温度即热电偶所测温度。为方便通过可视化窗口观测并记录沸腾起始点，在实验段上加上标尺，沸腾起始点处壁面温度由相邻测点处温度线性插值求得。则 ONB 以及 FDB 处的壁面过热度计算公式为：

$$\Delta t_{\mathrm{ONB}} = t_{\mathrm{wall,\,ONB}} - t_{\mathrm{sat}} \quad (6)$$

$$\Delta t_{\mathrm{FDB}} = t_{\mathrm{wall,\,FDB}} - t_{\mathrm{sat}} \quad (7)$$

式中：Δt_{ONB} 与 Δt_{FDB} 为核态沸腾起始点与饱和沸腾起始点处壁面过热度，℃；$t_{\mathrm{wall,ONB}}$ 与 $t_{\mathrm{wall,FDB}}$ 为核态沸腾起始点与饱和沸腾起始点处壁面温度，℃。

实验工况如表 1 所示。

表 1 实验工况

参数	范围
蒸汽加热热流密度 kW/m^2	7.0-11.0
质量流量 g/s	2.78-8.33
进口温度 ℃	75-95
系统压力 MPa	0.101

2.1 加热热流密度的影响

如图 3 所示，在竖直矩形窄通道中，加大蒸汽量提升加热热流密度，这会使换热铜板壁面温度整体上升，过热度增大。如图 4 所示，在实验段进口温度为 85℃、质量流量为 4.17 g/s 的工况下，核态沸腾起始点均处于测点 1 与测点 2 之间，饱和沸腾起始点均处于测点 4 与测点 5 之间，都随着加热热流密度的提高而下移。在不同蒸汽加热热流密度下，换热铜板上的温度变化规律基本相同。壁面温度在测点 2 左右达到最高，之后壁面温度小幅下降并在测点 7 左右趋于平稳。在测点 1-2 处通过可视化窗口可以观测到流体被逐步加热后在换热铜板壁面处有气核产生，核态沸腾显著，流体由单相流动进入过冷沸腾状态。测点 2-4 段换热铜板壁面上气泡逐步逸出，流体在测点 4-5 之间进入饱和沸腾阶段。测点 5-7 段流体由弹状流向搅拌流过渡，此时壁面温度逐渐降低。测点 7-10 段流体基本处于大面积块状流甚至出现间歇性干涸，此时壁面温度趋于稳定。

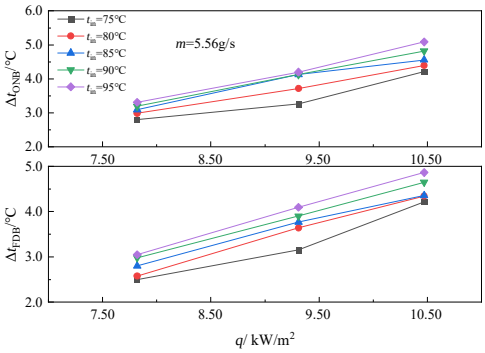


图 3 壁面过热度随蒸汽加热热流密度的变化

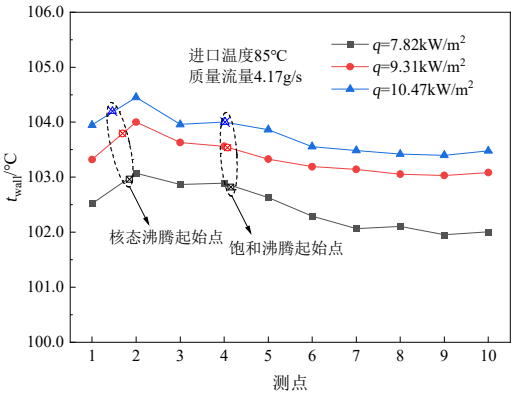


图 4 不同蒸汽加热热流密度下铜板壁面温度曲线

2.2 进口温度的影响

为研究进口温度对沸腾起始点的影响，保持蒸汽加热功热流密度为 7.82 kW/m² 不变，在 5 个质量流量下改变进口温度从 75℃到 95℃时 ONB 与 FDB 位置如图 5 所示。从图 4 可以看出，在同加热热流密度与质量流量下 ONB 与 FDB 随着进口温度的上升而下移。这是因为入口温度增加会使流体被加热到饱和温度所需能量减少，所以 ONB 与 FDB 的位置均下移。当蒸汽加热功热流密度为 7.82 kW/m²，质量流量在 2.78 到 8.33 g/s，进口温度每提高 5℃，ONB 平均下移 8.07%，FDB 平均下移 3.00%。

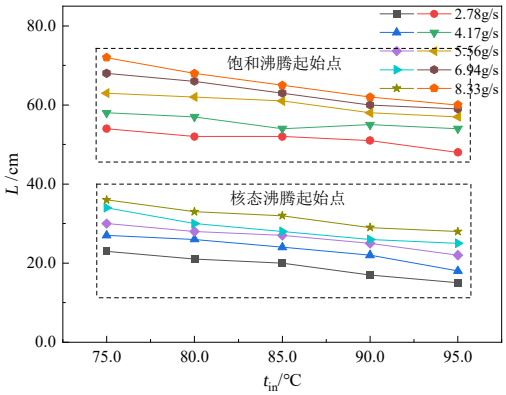


图 5 进口温度对沸腾起始点位置的影响

从图 6 可得进口温度的上升，核态沸腾起始点与饱和沸腾起始点处的壁面过热度总体变化不大。当进口温度每提高 5℃，ONB 处的壁面过热度平均变化为 0.12℃，最大变化为 0.30℃；FDB 处的壁面过热度平均变化为 0.17℃，最大变化为 0.42℃。综上，进口温度的变化对沸腾起始点的发生位置影响较大，但是对沸腾起始点处的壁面过热度影响较小。

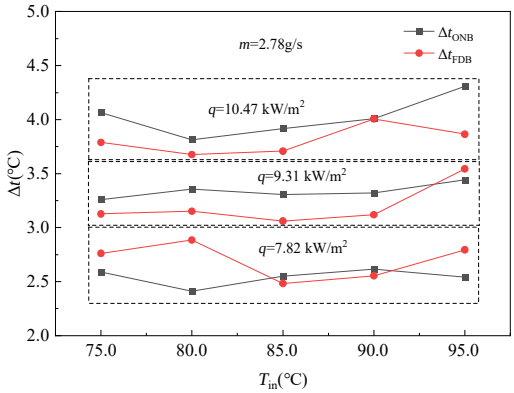


图 6 m=2.78g/s 时，进口温度对壁面过热度的影响

2.3 质量流量的影响

图 7 是保持蒸汽加热功热流密度为 7.82 kW/m^2 不变，在 5 个进口温度下改变质量流量从 2.78 g/s 到 8.33 g/s 时 ONB 与 FDB 位置变化曲线。从中可以看出在保持入口温度不变，ONB 与 FDB 在相同加热热流密度下均随着工质质量流量的增大而上移。这是因为质量流量越大，工质所需到达饱和沸腾起始点的热量越高，工质主体温度上升越慢，所以过冷段也就越长，ONB 与 FDB 随之上移。当质量流量每增加 1.39 g/s，ONB 平均上移 13.66%，FDB 平均上移 6.22%。

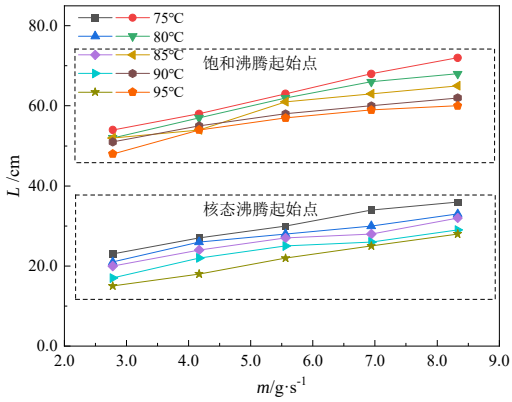


图 7 质量流量对沸腾起始点的影响

从图 8 可得当质量流量上升，ONB 与 FDB 处的壁面过热度总体呈逐步上升状态，且在加热热流密度高的工况下上升明显。当质量流量每增加 1.39 g/s，ONB 处的壁面过热度平均变化为 0.15℃，最大变化为 0.56℃；FDB 处的壁面过热度平均变化为 0.13℃，最大变化为 0.43℃。所以质量流量的变化对沸腾起始点的发生位置影响较大，且使沸腾起始点处的壁面过热度小幅上升。

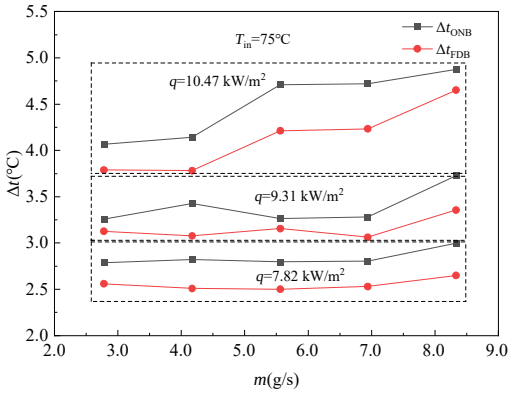


图 8 t_{in}=75℃时，质量流量对 Δt 的影响

3 预测关联式

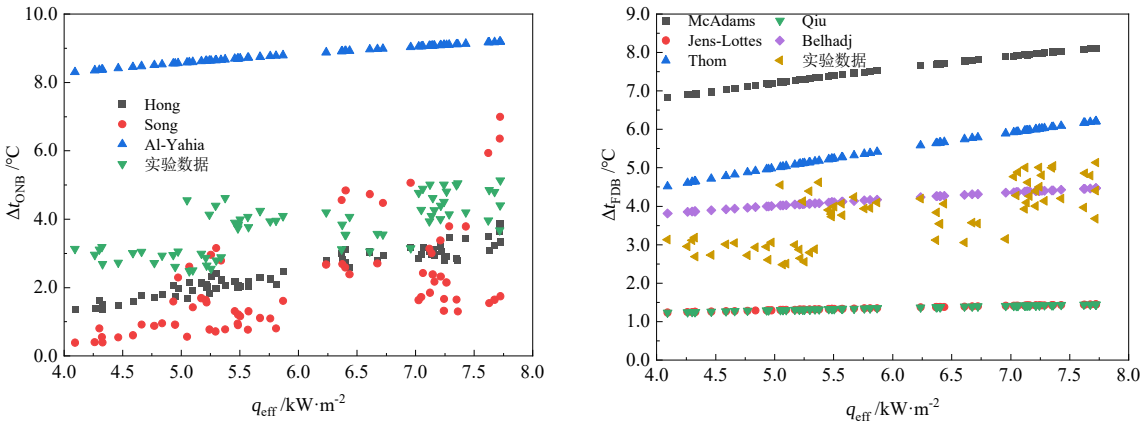
近年来已有研究者针对竖直矩形窄通道内核态沸腾起始点的预测关联式进行研究，但是对于饱和沸腾起始点的预测关联式则相对较少，大多为研究圆管或圆环的。表 2 为不同研究者提出的 ONB 与 FDB 预测关联式及其适用范围。对于这些预测关联式的准确性，使用平均相对误差对其预测值进行评价，计算公式为：

$$M = \frac{1}{N}\sum\left|\frac{\Delta t_{pre} - \Delta t_{exp}}{\Delta t_{exp}}\right| \times 100\% \quad (8)$$

式中，M 为平均相对误差；N 为实验数据点个数；Δt_{pre} 为关联式预测壁面过热度，℃；Δt_{exp} 为实验壁面过热度，℃。

表 2 ONB 与 FDB 预测关联式

研究者	对象	几何尺寸	预测关联式	适用范围
Hong[8]	ONB	矩形窄通道 40mm×2.00mm ×1200mm	$\Delta t_{\mathrm{ONB}}=\frac{Re^{1.156}}{20}\left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{-0.413}\left(\frac{q_{\mathrm{eff}}}{Gh_{\mathrm{fg}}}\right)^{1.321}t_{\mathrm{sat}}$	$33<q<184$ kW/m^2 $0.12<P<0.19$ MPa $290<G<840$ kg/(m^2·s)
Song[9]	ONB	矩形窄通道 30mm×2.35mm ×350mm	$\Delta t_{\mathrm{ONB}}=\left[e^{7.603}\left(\frac{q_{\mathrm{eff}}}{Gh_{\mathrm{fg}}}\right)^{2.221}Re^{0.909}\left(T_{\mathrm{sub}}^{*}\right)^{-1.275}\right]t_{\mathrm{sat}}$	$100<q<600$ kW/m^2 $0.12<P<0.14$ MPa $800<G<1200$ kg/(m^2·s)
Al-Yahia[10]	ONB	矩形窄通道 50mm×2.35mm ×300mm	$\Delta t_{\mathrm{ONB}}=7.36q_{\mathrm{eff}}^{0.16}e^{\left(-\frac{P}{9.5}\right)}$	$50<q<800$ kW/m^2 $0.1<P<0.13$ MPa $118<G<1024$ kg/(m^2·s)
Mcadams[11]	FDB	圆管 D_h=4.3-13.2mm	$\Delta t_{\mathrm{FDB}}=\left(q_{\mathrm{eff}}/C\right)^{0.26}$	$150<q<2100$ kW/m^2 $0.21<P<0.62$ MPa $0.3<v<10.97$ m/s
Jens-Lottes[12]	FDB	圆管 D_h=3.6-5.8mm	$\Delta t_{\mathrm{FDB}}=25\left(\frac{q_{\mathrm{eff}}}{10^6}\right)^{0.25}e^{\left(-\frac{P}{6.2}\right)}$	$q<12620$ kW/m^2 $0.6<P<17.2$ MPa $0.012<v<27.4$ m/s
Thom[13]	FDB	圆管 D_h=12.7mm	$\Delta t_{\mathrm{FDB}}=22.65\left(\frac{q_{\mathrm{eff}}}{10^6}\right)^{0.5}e^{\left(-\frac{P}{8.7}\right)}$	$248<q<1580$ kW/m^2 $5.2<P<11.8$ MPa $1.52<v<6.10$ m/s
Qiu[14]	FDB	圆环 d=1mm、1.5mm	$\Delta t_{\mathrm{FDB}}=A\left(\frac{q_{\mathrm{eff}}}{10^6}\right)^{0.25}e^{\left(-\frac{P}{6.2}\right)}$	$q<126.7$ kW/m^2 $1.2<P<4.0$ MPa $6.86<m<20.0$ kg/h
Belhadj[15]	FDB	圆环、矩形 d=2.0-4.0mm	$\Delta t_{\mathrm{FDB}}=0.484\left(q_{\mathrm{eff}}\right)^{0.25}\left(\frac{d-1.13D_b}{d}\right)^{0.26}$	$q<120$ kW/m^2 $0.139<P<0.145$ MPa $0.03<v<0.16$ m/s



(a) ONB 处壁面过热度预测值与实验值　　(b) FDB 处壁面过热度预测值与实验值

图 9 预测值与实验值的比较

对于核态沸腾起始点的预测关联式，如图 9(a)与表 3 所示，Al-Yahia 关联式所得预测值与实验值的误差最大，平均相对误差为 143.22%，所有数据点的误差均超过±50%；Song 关联式准确度次之，预测值平均相对误差为 58.33%，能够有 36.00%的数据点在误差±50%以内；Hong 关联式的预测准确度最高，平均相对误差为 33.35%，分别有 26.67%与 85.33%的数据点在误差±25%与±50%以内。

表 3 预测关联式的误差

模型	M	误差 <±25%	误差 <±50%
Hong[8]	33.35%	26.67%	85.33%
Song[9]	58.33%	12.00%	36.00%
Al-Yahia[10]	143.22%	0.00%	0.00%
Mcadams[11]	107.93%	0.00%	0.00%
Jens-Lottes[12]	62.73%	0.00%	4.00%
Thom[13]	49.03%	16.00%	60.00%
Qiu[14]	67.16%	0.00%	4.00%
Belhadj[15]	19.16%	72.00%	93.33%

上述三个关联式适用工况均为常压、高加热热流密度、高质量流量工况，其中压力条件与实验相符，但加热热流密度与质量流量均远高于实验工况。所以选取预测准确度较好的 Hong 关联式为基础进行修正，通过对实验数据进行拟合得到了新的关联式为：

$$\Delta t_{\mathrm{ONB}} = 11.49 Re^{1.091} \left(\frac{\rho_{\mathrm{g}}}{\rho_{\mathrm{l}}}\right)^{0.727} \left(\frac{q_{\mathrm{eff}}}{G h_{\mathrm{fg}}}\right)^{0.765} t_{\mathrm{sat}}$$

式中：Δt_{ONB} 为核态沸腾起始点处壁面过热度，℃；Re 为雷诺数，无量纲；ρ_{g} 为气相密度，kg/m^3；ρ_{l} 为液相密度，kg/m^3；q_{eff} 为有效蒸汽加热热流密度，kW/m^2；G 为质量通量，kg/(m^2·s)；h_{fg} 为汽化潜热，kJ/kg；t_{sat} 为饱和温度，℃。

图 10 对比了新拟合的核态沸腾起始点关联式的预测值与实验值，其预测值的平均相对误差为 12.05%，91.67%的数据点在±25%误差区间内，100%的数据点在±50%误差区间内，能很好的预测常压、低加热热流密度与低质量流量条件下核态沸腾起始点处的壁面过热度。

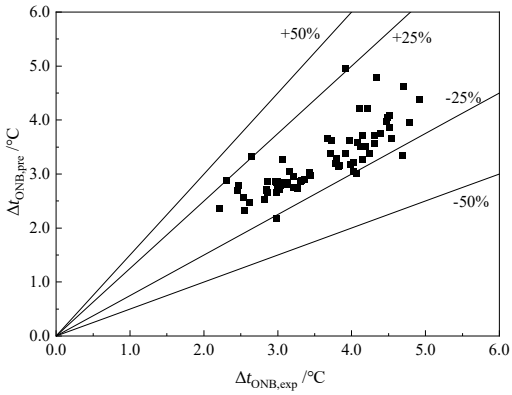


图 10 改进的 ONB 关联式预测值与实验值的对比

Fig.10 Comparison between predicted results of modified correlation and experimental results

对于饱和沸腾起始点的预测关联式，如图 8(b)与表 3 所示，Mcadams、Qiu 与 Jens-Lottes 关联式所得预测值与实验值的误差较大，平均相对误差分别为 107.93%、67.16%与 62.73%，几乎所有数据点的误差均超过±50%；Thom 关联式准确度比前三个稍好一些，平均相对误差为 49.03%，有 60.00%的数据点在±50%误差之内。其主要原因是 Mcadams、Jens-Lottes、Thom 与 Qiu 关联式主要应用在常规圆管与圆环中，且适用压力

较大的工况，而本实验则是在常压下进行的。上述关联式中预测效果较好的为 Belhadj 关联式，Belhadj 关联式预测值平均相对误差为 19.16%，分别有 72.00%与 93.33%的数据点在误差±25%与±50%以内。Belhadj 关联式考虑了窄缝宽度的影响，且所适用的工况与实验工况相近，能够很好的预测常压、低加热热流密度与低质量流量条件下饱和沸腾起始点处的壁面过热度。

4 结　论

本实验以去离子水为工质，搭建了可视化的蒸汽加热竖直矩形窄通道实验系统，对通道内 ONB 与 FDB 进行了实验研究，结论如下。

(1) 在蒸汽加热竖直矩形窄通道内，随着加热热流密度与进口温度的增加，通道内的过冷段变短，ONB 与 FDB 位置下移；随着质量流量的增加，ONB 与 FDB 位置上移。

(2)在蒸汽加热热流密度不变，分别在不同的进口温度与质量流量下 ONB 与 FDB 处的壁面过热度均变化不大，进口温度与质量流量的变化对壁面过热度均影响很小。

(3) 对已有研究中 ONB 与 FDB 的预测关联式，分析了其对于本实验工况的预测值及误差。对于 ONB，选用预测效果较好的 Hong 关联式为基础，建立了新的矩形窄通道内核态沸腾起始点处壁面过热度的预测关联式，其预测值的平均相对误差为 12.05%，91.67%的数据点在±25%误差区间内，100%的数据点在±50%误差区间内。对于 FDB，Belhadj 关联式对本实验工况下实验数据预测精度高，预测值平均相对误差为 19.16%，分别有 72.00%与 93.33%的数据点在误差±25%与±50%以内。两个关联式分别能很好的预测常压、低加热热流密度与低质量流量条件下 ONB 与 FDB 处的壁面过热度。

参考文献

[1] 刘效德, 陶乐仁, 郑志皋, 等. 垂直矩形窄通道换热特性实验研究[J]. 制冷学报, 2014, 35(1): 14-19+87.

LIU Xiaode, TAO Leren, ZHENG Zhigao. Experimental study for heat transfer characteristics of vertical rectangular narrow channels[J]. Journal of Refrigeration, 2014,35(1):14-19+87.

[2] ISHIBASHI E, NISHIKAWA K. Saturated boiling heat transfer in narrow spaces[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1969, 12(8):863-894.

[3] AL-YAHIA Omar S, JO Daeseong. ONB, OSV, and OFI for subcooled flow boiling through a narrow rectangular channel heated on one-side[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 116: 136-151.

[4] 李祥东, 汪荣顺, 石玉美. 垂直通道内低温液体过冷流动沸腾传热的数值预测模型[J]. 低温工程, 2006(1): 6-11+20.

LI Xiangdong, WANG Rongshun, SHI Yumei. Numerical model fors ubcooled boiling low of cryogenic liquid in vertical channels[J]. Cryogenics, 2006(1): 6-11+20.

[5] 黄理浩, 陶乐仁, 郑志皋, 等. 垂直矩形窄通道内饱和沸腾起始点实验研究[J]. 工程热物理学报, 2014, 35(8): 1629-1632.

HUANG Lihao, TAO Leren. ZHENG Zhigao, et al. Experiment study for the FDB starting point of vertical rectangular narrow channel[J]. Journal of Engineering Thermophysicd, 2014, 35(8): 1629-1632.

[6] 周云龙, 郭新田, 张文超, 等. 三面加热窄矩形通道内饱和沸腾起始点的实验研究[J]. 化工学报, 2018, 69(12): 7.
ZHOU Yunlong, GUO Xintian, ZHANG Wenchao, et al. Experimental investigation on FDB starting point in three-side heating narrow rectangular channel[J]. CIESC Journal, 2018, 69(12): 7.

[7] 程宁, 郭赟, 彭常宏, 等. 竖直矩形流道中泡核沸腾起始点的研究[J]. 核技术, 2019,42(5): 86-92.
CHENG Ning, GUO Yun, PENG Changhong, et al. Studies on the onset of nucleate boiling in vertical rectangular flow channels[J]. Nuclear Techniques, 2019,42(5): 86-92.

[8] Hong G , Yan X , Yang Y H , et al. Experimental study on onset of nucleate boiling in narrow rectangular channel under static and heaving conditions[J]. Annals of Nuclear Energy, 2012, 39(1):26-34.

[9] Song J H , Lee J , Chang S H , et al. Onset of Nucleate Boiling in narrow, rectangular channel for downward flow under low pressure[J]. Annals of Nuclear Energy, 2017, 109: 498-506.

[10] Al-Yahia O S , Jo D . Onset of Nucleate Boiling for subcooled flow through a one-side heated narrow rectangular channel[J]. Annals of Nuclear Energy, 2017, 109: 30-40.

[11] Mcadams W H, Kennel W E, Minden C S, et al. Heat Transfer at High Rates to Water with Surface Boiling[J]. Industrial and Engineering Chemistry, 1948, 41(9):1945-1953.

[12] Jens W H, Lottes P A. Analysis of heat transfer, burnout, pressure drop and density date for high-pressure water[R].ANL-4627,Chicago:Argonne National Lab, 1951.

[13] Thom J R S, Walker W M, Fallon T A, et al. Paper 6: boiling in sub-cooled water during flow up heated tubes or annuli[C]// Proceedings of the institution of mechanical engineers, London: Sage Publications, 1965: 226-246.

[14] Qiu S, Takahashi M, Su G, et al. Experimental study on heat transfer of single-phase flow and boiling two-phase flow in vertical narrow annuli[C]// Proceedings of the 10th International Conference on Nuclear Engineering, New York, ASME: 2002: 1-6.

[15] Belhadj M, Aldemir T, Christensen R N. Determining Wall superheat under fully developed nucleate boiling in plate-type research reactor cores with low-velocity upward flows[J]. Nuclear Technology, 1991, 95: 95-102.

中国工程热物理学会 学科类别: 传热传质
学术会议论文 编号: 233014

微通道热沉内 R134a 流动沸腾实验研究

张志强，贾力*，党超，银了飞，丁艺

（1. 北京交通大学机械与电子控制工程学院,热能工程研究所,北京 100044; 2.微细尺度流动与相变传热北京市重点实验室, 北京 100044）

（E-mail: ljia@bjtu.edu.cn）

摘要：实验研究了低沸点工质 R134a 在铝基微通道热沉内的流动沸腾特性，分析了饱和温度、质量流速、热流密度等参数对平行微通道热沉内流动沸腾换热系数、压降、通道沿程壁温分布及流动不稳定性的影响。结果表明：在中高热流密度下换热系数随质量流速的增加快速提升，换热系数最高达到 53694 W/m^2 K。饱和温度越高，微通道进出口压降越小，压降振荡幅值越小。随着质量流速的增加，通道沿程壁面温度呈现较好的均匀性且压降振荡不稳定性得到抑制。

关键字：铝基微通道，流动沸腾，传热，压降，不稳定性

0 引言

随着电子元器件集约化的不断发展，单位面积热负荷亦急剧增加，因此对热管理冷却方案提出了更高要求以确保电子器件的正常运行[1]。传统空气冷却和单相液冷系统已无法满足单位面积超高热流密度的冷却，微通道流动沸腾由于利用工质的相变潜热和微尺度效应[2]，可以进行受限空间内高效换热并保持沸腾表面相对均匀的温度，是目前高热流密度微电子设备散热的最佳冷却方案之一[1, 3-5]。

目前已有相关研究人员对微通道流动沸腾进行了大量实验研究，R. Charnay 等[6, 7]研究了饱和温度对 R245fa 在微通道内流动沸腾传热的影响。S. Halon 等[8]研究了通道尺寸和入口几何形状对微通道内 R245fa 流动沸腾的影响。Huang 和 Thome[9]研究了 R245fa 和 R236fa 在横截面为 100×100μm 的矩形通道内流动沸腾，发现换热系数（HTC）随着干度的增加而增加。Yang 等[10]在水力直径为 0.48 和 0.79 mm 的铜基微通道中对 HFE-7100 的流动沸腾进行了可视化研究。发现小通道内的 HTC 始终比大通道的 HTC 高。Al-zaidi 等[11]研究了 HFE-7100 在水力直径为 0.46mm 的矩形多微通道中的流动沸腾，发现随着热流密度的增加，局部 HTC 逐渐增加，最高达到 12.71kW/m^2 K。Wang 等[12]发现 FC-72 的局部换热系数随通道水力直径的减小而增加，并指出对流沸腾为主要传热机制。这些研究都是基于低压制冷剂，有利于设备轻量化，但是换热系数与高压制冷剂 R134a 相比偏低，难以满足高热流密度需求。相关研究[13, 14]发现 R134a 流动沸腾 HTC 随着有效热流密度的增加而增加。Nascimento 等[15]发现在给定热流密度下，R134a 流动沸腾 HTC 随着质量速度的增加而增加，最大热流密度达 310kW/m^2。党超等[16]发现换热系数随着热流密度的增加而增加,干涸流的出现会导致换热系数迅速减。Thiangtham 等[17]和 Dalkılıç 等[18]发现 R134a 的 HTC 随着饱和温度的升高而升高。Xu 等[19]对微通道内 R134a 流动沸腾进行对比研究发现，顶部加热的 HTC 小于底部加热的 HTC。

基金项目：本文得到国家自然科学基金联合基金资助（No.U2141219 ）

J.Kaew-On[20]发现，当通道数从 14 通道减少到 8 通道时，R134a 的平均 HTC 可以增加 50-70%。以上针对 R134a 流动沸腾的研究主要集中于铜基微通道内换热性能研究，换热系数和热流密度较低且未考虑多通道热沉内的流动沸腾不稳定性。

基于上述研究现状，本研究以铝为基材，设计并加工了 Z 型微通道热沉，系统研究了宽域热流密度下饱和温度、质量流速、热流密度对 R134a 流动沸腾特性的具体影响。该研究可为微通道两相流动沸腾高效散热技术的应用发展提供借鉴。

1 实验装置与方法

实验装置示意图如图 1 所示。制冷流回路由储液罐、微型齿轮泵(GC-M25, Micropump)、泵出口与储液罐之间的旁路、干燥过滤器、预热器、试验段和冷凝器组成并通过 PU 管、阀门和不锈钢管连接形成一个封闭的循环。采用微型齿轮泵(GC-M25)将冷却工质从储液罐中泵入干燥过滤器，以保证冷却液的纯度，防止颗粒污染物进入微通道。恒温系统(输入功率 2500W)和冷水机系统(制冷量 3500W)为辅助循环系统，冷却液在预热器内借助辅助恒温系统中的恒温热水进行预热，以保持微通道所需的入口过冷度。冷水机系统主要用来冷却实验段出口的高温工质。采用超声波流量计(FD-XC8M，基恩士)测量循环工质的流量，用两根 PU 管观察循环泵和流量计入口处的流体状态是否完全为液相，以确保泵的安全性、流量计测量的质量流量和微通道入口单相流量的准确性。通过调整中实验段与冷凝器之间的压力控制阀来调节压力以获得相应的饱和温度。指定的热负荷由调压电源提供，用于加热试验段中的流体。最后，加热后的流体离开微通道热沉出口集液槽，经冷凝后回流至储液罐，完成循环。采用温度传感器(CWDZ11，星仪)测量进出口温度，采用压力传感器(CYYZ11，星仪)测量进出口压力，所有测量参数由数据采集系统(AGILENT 34972A)记录。

图 1 实验系统示意图

微通道实验段装配示意图如图 2 所示，由于铝基微通道具有较好的传热性能[21]，微通热沉采用 6061 铝合金通过微机械加工制造，试验段主要包括钢制底板、加热棒、铜加热块和微通道热沉几部分。为了计算基础热流密度，加热块上部设置 3 排 3 列 9 个热电偶孔。孔的直径为 1.5 mm，孔深为 15 mm，两个测点在垂直方向上的距离为 5 mm，沿流动方向的距离为 10 mm，上排热电偶孔到铜块上表面的距离为 2 mm。

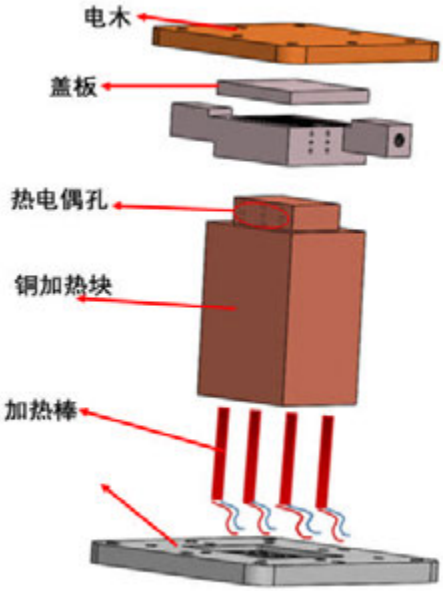


图 2 实验段装配示意图

图 3 为微通道热沉的详细结构和尺寸，微通道阵列包含 27 个平行的微通道，每个微通道和微肋的宽度分别为 1mm 和 0.5mm，通道高度为 0.8mm，长度为 30mm。为了保证流体在微通道间的均匀分布，设计了 Z 型进出口微通道热沉，采用微铣削工艺加工了梯形进出口集液槽，流体入口管道靠近第一通道的入口，流体出口管道靠近第 27 通道的出口，从而控制流经所有 27 个矩形微通道的流体以相同的长度连接出口和进口管道。图 3(c)为三维轮廓仪(Super View W1, CHOTEST)对通道表面进行微铣削后的扫描 3D 图像，得到表面粗糙度为 410nm。

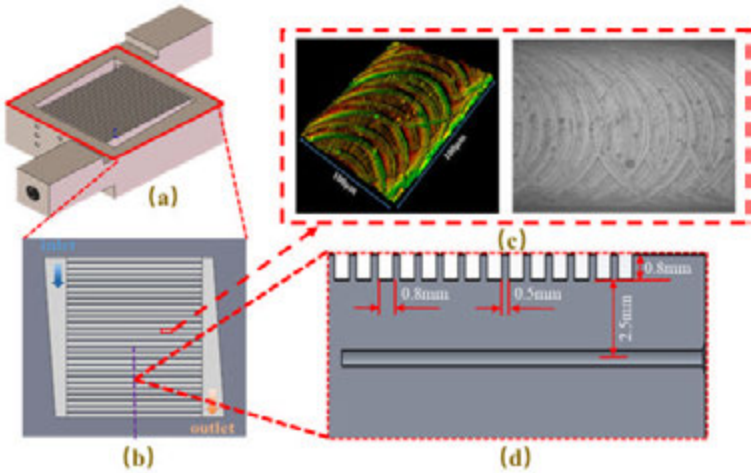


图 3 微通道热沉（a）（Z 型）微通道热沉；（b）微通道散热器的俯视图；（c）通道表面 3D 图像；（d）通道几何尺寸

2 数据处理方法

2.1 数据处理

通过加热块上部热流梯度方向上的温度差计算微通道热沉底部基础热流：

$$q_b = k_{cu} \left. \frac{dT}{dy} \right|_{y=0} \tag{1}$$

式中，k_{cu} 为铜加热块的导热系数.

$$Q_{eff} = q_b \mathrm{A_b} \tag{2}$$

式中，Q_{eff} 为有效加热功率，$\mathrm{A_b}$ 为实验段加热底面积。有效热流为有效加热功率与有效换热面积之比，即

$$q_{eff} = \frac{Q_{eff}}{A_{ht}} \tag{3}$$

式中，A_{ht} 为有效换热面积，计算公式如式(4).

$$A_{ht} = \left(2\eta H_{ch} + W_{ch}\right) L_{ch} N \tag{4}$$

式中，N 为通道数量；H_{ch} 和 W_{ch} 分别是通道高度和宽度；L_{ch} 为通道长度。翅片效率 η 计算如下：

$$\eta = \frac{\tanh(mH_{ch})}{mH_{ch}} \tag{5}$$

式中，m 为翅片参数，计算如下：

$$m = \sqrt{\frac{P_{fin} h}{k_{al} A_{fin}}} = \sqrt{\frac{2(L + W_{fin})h}{k_{al} W_{fin} L}} \tag{6}$$

式中，P_{fin} 和 A_{fin} 分别为肋片的水里直径和面积；W_{fin} 为肋片宽度；k_{al} 铝材料的导热系数。h 为根据牛顿冷公式计算的换热系数：

$$h = \frac{q_{eff}}{\Delta T_w} \tag{7}$$

式中，ΔT_w 为壁面过热度：

$$\Delta T_w = T_w - T_{sat} \tag{8}$$

式中，T_{sat} 为根据通道内平均压力确定的工质饱和温度；T_w 为通道内壁面温度：

$$T_w = T_c - \frac{q_{eff}\delta}{k_{al}} \tag{9}$$

式中，T_c 为接近通道底部的热电偶测得的外壁面温度。δ 为上排热电偶与通道底面的垂直距离，k_{al} 为铝基材料的导热系数。
出口蒸汽干度由下式计算：

$$x_{out} = \frac{Q_{eff} - \dot{m} c_p (T_{sat} - T_{in})}{\dot{m} h_{lv}} \tag{10}$$

式中，$\dot{m}$ 为质量流率；c_p 为定压比热容；h_{lv} 为工质的相变潜热，T_{in} 为入口工质温度。

进出口压降：

$$\Delta P = P_{in} - P_{out} \tag{11}$$

式中，P_{in} 为入口压力，P_{out} 为出口压力。

在实验过程中，所有实验数据都是实验系统稳定运行 6min 的平均值。实验工况如表 1 所示，工质的主要物性通过 Refprop®9.1 软件查询得到。

表 1 实验工况

实验参数	范围
饱和温度（T_{sat}）	27.2℃，31.1℃，35.5℃
质量流速(G)	468kg/m^2.s, 843kg/m^2.s
热流密度(q)	0~108.5W/cm^2
出口干度(x)	0~0.5
进口过冷度(T_{sub})	3±0.3℃

2.2 不确定度分析

本文基于 R.J. Moffat,所提出的不确定度分析方法[22]，计算出本实验过程中温度的最大相对不确定度为 0.05%，压力的相对不确定度为 0.18%，传热系数和热流密度的最大相对不确定度分别为 9.86%和 6.1%。

3 结果与讨论

3.1 单相实验验证

为了验证实验系统的精确性，确保所有的实验装置在合理的精度范围内工作。在流动沸腾实验之前利用工质 R134a 进行了单相对流实验验证。图 4 为单相实验中 *Nu* 随 *Re* 的变化并与 M. Mirmanto[23]提出的微通道单相对流换热关联式计算结果进行对比。从图中可以看出，实验数据结果与关联式预测结果之间具有较好的一致性，Mirmanto 的关联式预测实验数据的平均绝对误差为 10.8%，较小的误差证明了流动沸腾实验系统的准确性和可靠性。此外，通过热平衡计算，得到实验段的热损失率约为 16.4%。

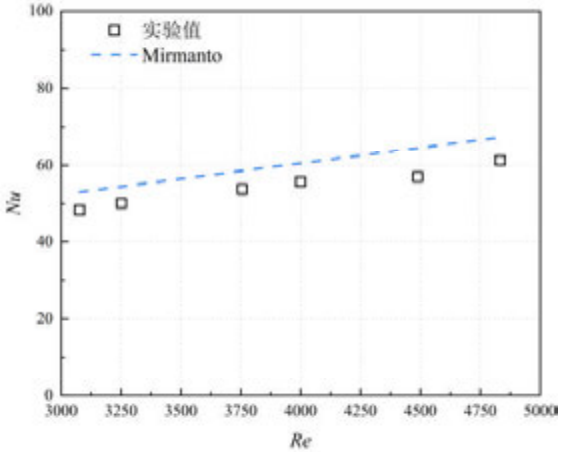


图 4 单相对流验证

Fig. 4 Validation of single-phase flow.

3.2 沸腾曲线

R134a 流动沸腾换热的沸腾曲线如图 5 所示。可以看出，沸腾起始点(ONB)发生在 2~4℃的壁面过热度范围内，质量流速越低，壁面过热度越低。在低热流密度下，质量流速对沸腾曲线没有明显的影响。当热流密度高于 40W/cm^2 时，较高的质量流速下沸腾曲线斜率大于低质量流速下的沸腾曲线，说明高热流下提高质量流速有助于增强换热，这也说明当热流密度大于 40W/cm^2 时，主要换热机理由对流蒸发主导。在高饱和温度下，流动沸腾起始点气泡核化所需过热度减小。这是因为高饱和温度对应高饱和压力，压力越高，液汽密度比越小，在较小的壁面过热度下较小的汽泡就可以脱离壁面触发核态沸腾。相比较而言，高热流密度工况下质量流速对换热的影响明显大于饱和温度。

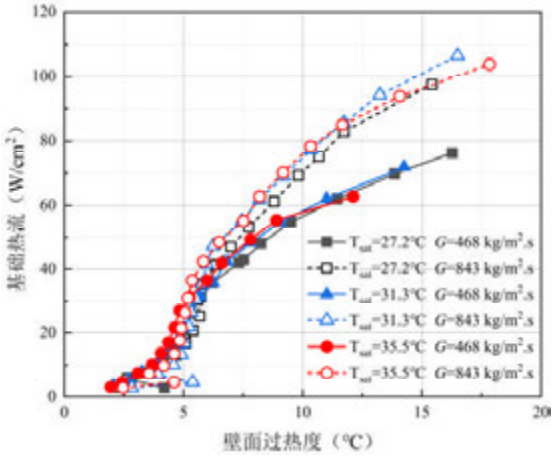


图 5 沸腾曲线

Fig. 5 Boiling curves

3.3 平均换热系数

图 6 所示为不同饱和温度和质量流速下平均换热系数随热流密度的变化情况。从图中可以发现，同一质量流速下换热系数首先随着热流密度的增加而增加。在核态沸腾区域，换热系数最初随着热流密度的增加而增加。当对流沸腾完全建立时，换热系数达到峰值，液膜的蒸发作用在传热中起主导作用，成核沸腾过程被抑制。然后，随着外加热负荷的进一步增大，在蒸汽与通道壁之间的薄膜层中会形成并扩大局部干区，从而使换热系数随着热流密度的减小而减小。同时，在较高的质量通量下，传热恶化的发生时间延迟。保持饱和温度和热流密度不变，中高热流密度下传热系数随着质量流速的增大而增大。在 3 种饱和温度(T_{sat}=27.2℃、31.3℃和 35.5℃)下，与 G=468kg/m^2·s 时的峰值传热系数相比，G=843kg/m^2·s 时的传热系数提高了 23.1%、21.7%和 21.4%，因为该区域以对流蒸发为主，较大的质量流速促进换热。饱和温度为 35.5℃时 HTC 达到最大值，对应于两种质量流速的对流换热系数分别为 44248W/m^2 K 和 52229W/m^2 K。

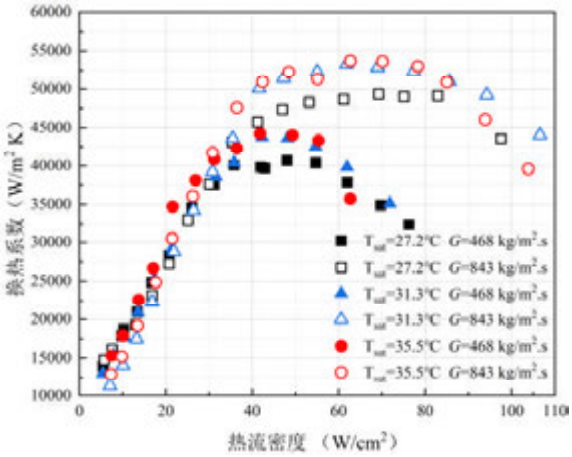


图 6 换热系数随热流密度的变化

Fig. 6 Variation of heat transfer coefficient with heat flux

图 7 所示为流动沸腾换热系数随出口蒸汽干度的变化情况。其变化趋势与换热系数随热流密度的变化趋势相似。由于微通道内流动沸腾的发展，出口蒸汽干度随着热流密度的增加而增加。在饱和温度一定的情况下，质量流速越高，出口蒸汽干度越低，流动沸腾换热系数越大，换热系数最大值出现在 0.12~0.3 的干度范围内。

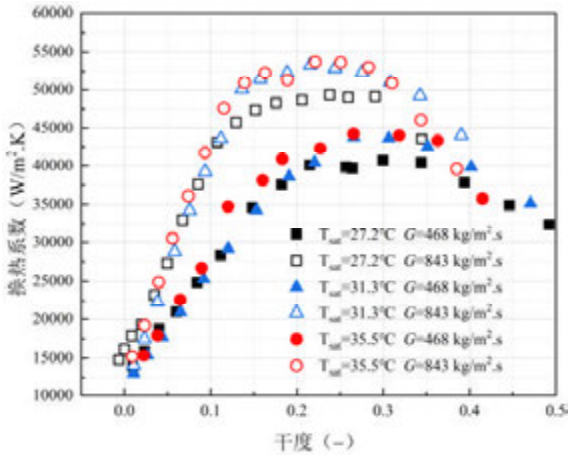


图 7 换热系数随干度的变化

Fig. 7 Variation of heat transfer coefficient with vapor quality

3.4 压降特性变化

图 8 为不同饱和温度和质量流速下微通道热沉进出口两相压降随热流密度的变化情况。从图中可以看出，在一定的饱和温度和质量流速下，两相压降随热流密度的增加不断升高，本研究工况范围内压降最大值为 67.5kPa，这是由于较高的热负荷下成核速率和气相分数升高[24]，通道表面生长脱落的气泡迅速聚合膨胀引起的加速压降分量增大所致。同时发现当热流密度和饱和温度相同时，压降随着质量流速的增大而增大，这是由于汽液界面处的剪切应力随着工质质量流速的增加而增加，导致摩擦压降和加速压降分量增大[25]。然而在一定的质量流速和热流密度下，压降随饱和压力的增大而减小。这主要是由于饱和压力降低导致液汽密度比增大，蒸发速率及两相比体积增大导致冷却液流速的增大，摩擦压降分量随之增大。

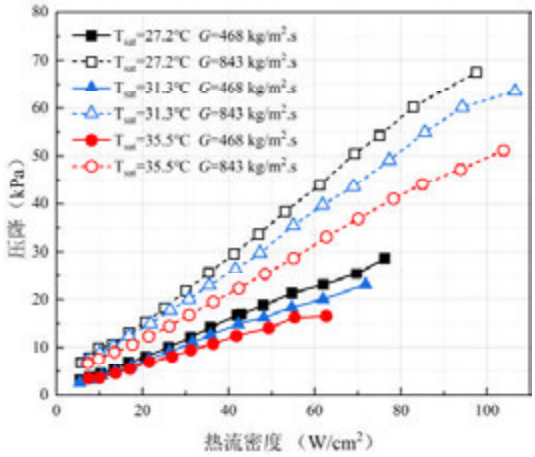
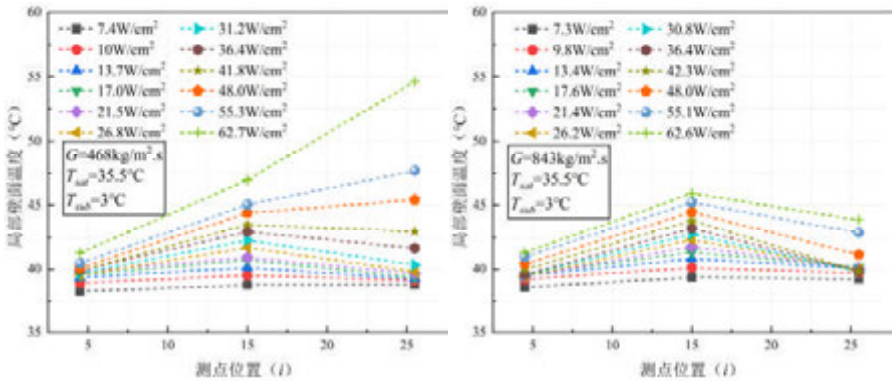


图 8 不同质量流速和饱和温度下压降随热流密度变化

Fig. 8 Effect of heat flux on the pressure drop under different mass velocity and saturation temperature

3.5 微通道沿程温度分布规律

图 9（a）和图 9（b）所示为饱和温度在 35.5℃，质量流速为 G=468kg/m^2.s 和 G=843kg/m^2.s 时沿程壁面温度随热流密度的变化规律。可以看出，热流密度越大，壁面温度越高。在低热流下壁面温度沿轴向呈对称分布，温度分布均匀性较好。在大多数工况下，在试验工况范围内壁面温度几乎都低于 50℃。较小的质量流速下，当热流密度小于 36W/cm^2 时，温度分布较好，当热流密度大于 36W/cm^2 时，沿程壁面温度逐渐升高直至发生下游烧干现象，最大壁温差分别为 13.6℃。而在 G=843kg/m^2 s 条件下，较高质量流速下的即时供液和对流蒸发增强可同时实现较好的温度分布和较高的散热热流密度，最高热流密度下壁面温差仅为 2.6℃。



(a) G=468kg/m^2.s (b) G=843kg/m^2.s

图 9 沿程壁面温度分布随热流密度的变化

Fig. 9 Variation of wall temperature distribution with heat flux

3.6 流动沸腾不稳定性

不稳定性是影响微通道散热器流动沸腾过程的重要因素，为了进一步研究工况参数对流动沸腾不稳定性的影响，采用标准差法对压降波动幅值进行估计。作为评价流动沸腾不稳定性的重要参数，压降的标准差($\sigma(\Delta P)$)可以量化不稳定性的程度，其计算公式如下:

$$\sigma(\Delta P)=\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n}(\Delta P_i-\Delta P_{avg})^2}{n}} \tag{12}$$

已有研究表明热流密度越高，进出口压力及压降振动越剧烈，标准差越大[26]。因为在较低的热流密度下气泡生成频率降低，振荡较小。而在高热流下大气泡生成并迅速膨胀，导致倒流的发生。除了热流密度，质量流速和饱和压力[27]也是影响流动沸腾不稳定性的重要参数。在热流密度为 48W/cm^2 时，上述两个参数对压力波动的影响如图 10 所示。从图中时域压降振荡信号可以看出，随着质量流速和饱和温度的增加，振荡幅度逐渐减小。饱和温度为 35.5℃，质量流速由 468kg/m^2.s 增长至 843kg/m^2.s 时压降振荡偏差减小了 33.6%。因为在高质量速度下，较高的入口过冷液体惯性抑制了蒸汽逆流。保持质量流速为 843kg/m^2.s，随着饱和温度的增加压降振荡标准差降低了 10.3%。这是由于高压下液汽密度比越小，汽泡脱离壁面的直径越小，减小了气泡快速生长带来的不稳定性。

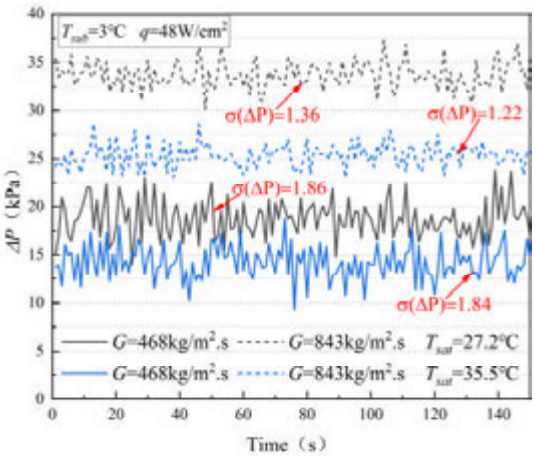


图 10 质量流速和饱和温度对压降振荡不稳定性的影响

Fig. 10 Effects of mass velocity and saturation temperature on the pressure drop oscillation

4 结论

本文通过搭建 R134a 流动沸腾实验台，实验研究了 R134a 在饱和温度为 27.2-35.5℃，质量流速为 468kg/(m^2·s)和 843kg/(m^2·s)，热流密度 0～108.55W/cm^2 工况下铝基平行微通道群热沉内流动沸腾特性，得到如下结论：

（1）随着热流密度和干度的增加，表面传热系数先增加后降低。在低热流密度下，表面传热系数几乎不受质量流速影响；而在中高热流密度下，表面传热系数随质量流速的升高明显增加。

（2）当质量流速较大时，流动不稳定性减弱且壁面温度分布均匀性更好，最高壁面温度控制在 50℃以下，最大壁面温差为 13.6℃。随着饱和温度的增加，进出口压降及压降振荡幅值减小，因此适当提高饱和温度有助于抑制不稳定性。

（3）针对面积为 1200mm^2 的电子模块换热表面，微通道热沉可以冷却高达 108W/cm^2 的热流密度。质量流速 843kg/(m^2·s)时最大的两相换热系数达 53694W/m^2.K。

参考文献：

[1] KARAYIANNIS T G, MAHMOUD M M. Flow boiling in microchannels: Fundamentals and applications [J]. Applied Thermal Engineering, 2017, 115: 1372-97.

[2] 彭晓峰, 王补宣. 微型槽内流动沸腾的实验研究 [J]. 工程热物理学报, 1993, (03): 281-286. PENG Xiao-feng, WANG Bu-xuan. Experimental study on flow boiling in a miniature tank. Journal of Engineering Thermophysics, 1993, (03): 281-286.

[3] LUO X, HU R, LIU S, et al. Heat and fluid flow in high-power LED packaging and applications [J]. Progress in Energy and Combustion Science, 2016, 56: 1-32.

[4] KANDLIKAR S G. History, Advances, and Challenges in Liquid Flow and Flow Boiling Heat Transfer in Microchannels: A Critical Review [J]. Journal of Heat Transfer, 2012, 134(3), 034001.

[5] LIANG G, MUDAWAR I. Review of channel flow boiling enhancement by surface modification, and instability suppression schemes [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 146.

[6] CHARNAY R, REVELLIN R, BONJOUR J. Flow boiling heat transfer in minichannels at high saturation temperatures: Part I – Experimental investigation and analysis of the heat transfer mechanisms [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2015, 87: 636-52.

[7] CHARNAY R, REVELLIN R, BONJOUR J. Flow boiling characteristics of R-245fa in a minichannel at medium saturation temperatures [J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2014, 59: 184-94.

[8] HALON S, KROLICKI Z, REVELLIN R, et al. Heat transfer characteristics of flow boiling in a micro channel array with various inlet geometries [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 187, 122549.

[9] HUANG H, THOME J R. Local measurements and a new flow pattern based model for subcooled and saturated flow boiling heat transfer in multi-microchannel evaporators [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016, 103: 701-14.

[10] YANG K-S, JENG Y-R, HUANG C-M, et al. Heat Transfer and Flow Pattern Characteristics for HFE-7100 Within Microchannel Heat Sinks [J]. Heat Transfer Engineering, 2011, 32(7-8): 697-704.

[11] AL-ZAIDI A H, MAHMOUD M M, KARAYIANNIS T G. Flow boiling of HFE-7100 in microchannels: Experimental study and comparison with correlations [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 140: 100-28.

[12] WANG Y, SEFIANE K. Effects of heat flux, vapour quality, channel hydraulic diameter on flow boiling heat transfer in variable aspect ratio micro-channels using transparent heating [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2012, 55(9-10): 2235-43.

[13] LEE J, MUDAWAR I. Two-phase flow in high-heat-flux micro-channel heat sink for refrigeration cooling applications: Part II—heat transfer characteristics [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2005, 48(5): 941-55.

[14] FAYYADH E M, MAHMOUD M M, SEFIANE K, et al. Flow boiling heat transfer of R134a in multi microchannels [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 110: 422-36.

[15] DO NASCIMENTO F J, LEãO H L S L, RIBATSKI G. An experimental study on flow boiling heat transfer of R134a in a microchannel-based heat sink [J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2013, 45: 117-27.

[16] 党超, 贾力, 黄浅. 矩形微槽道内 R134a 流动沸腾换热特性的实验研究 [J]. 工程热物理学报, 2017, 38(06): 1327-32.

[17] THIANGTHAM P, KEEPAIBOON C, KIATPACHAI P, et al. An experimental study on two-phase flow patterns and heat transfer characteristics during boiling of R134a flowing through a multi-

microchannel heat sink [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016, 98: 390-400.

[18] DALKıLıç A S, ÖZMAN C, SAKAMATAPAN K, et al. Experimental investigation on the flow boiling of R134a in a multi-microchannel heat sink [J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2018, 91: 125-37.

[19] XU M, JIA L, DANG C, et al. The effect of heating direction on flow boiling heat transfer of R134a in micro-channels [J]. Journal of Thermal Science, 2017, 26(2): 166-74.

[20] KAEW-ON J, SAKAMATAPAN K, WONGWISES S. Flow boiling heat transfer of R134a in the multiport minichannel heat exchangers [J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2011, 35(2): 364-74.

[21] AL-ZAIDI A H, MAHMOUD M M, KARAYIANNIS T G. Flow boiling in copper and aluminium microchannels [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 194, 123101.

[22] MOFFAT R J. Describing the uncertainties in experimental results [J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 1988, 1(1): 3-17.

[23] MIRMANTO M. Single-phase flow and flow boiling of water in horizontal rectangular microchannels (PhD thesis) [J]. 2013.

[24] THIANGTHAM P, MONDAL P K, WONGWISES S. Flow boiling pressure drop characteristics in a multi-microchannel heat sink [J]. Physics of Fluids, 2021, 33(1), 012004.

[25] LEE V Y S, KARAYIANNIS T G. Effect of inlet subcooling on flow boiling in microchannels [J]. Applied Thermal Engineering, 2020, 181, 115966.

[26] XU D, FANG Y D, ZHANG Z, et al. Experimental investigation on flow boiling instability of R1233zd(E) in a parallel mini-channel heat sink for the application of battery thermal management [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 188.

[27] KUO C J, PELES Y. Pressure effects on flow boiling instabilities in parallel microchannels [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2009, 52(1-2): 271-80.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：14xxxx

二次芯结构对环路热管传热性能的影响

刘乐[1,2]，林兵谣[1]，李南茜[1]，蒋珍华[1,2*]，董德平[1,2]
[1]中国科学院上海技术物理研究所，上海，200083
[2]中国科学院大学，北京，100049
(Tel:021-65420850, Email: jiangzhenhua@mail.sitp.ac.cn)

摘要：高性能环路热管(LHP)技术已经成为许多航天器应用中热管理的基础。本文研究了二次芯结构对环形热管传热性能的影响，在相同蒸发器、冷凝器及毛细芯等结构参数相同的情况下，对比了两种内径不同的二次芯对环路热管工作温度、温差、热阻及启动特性的影响。研究发现，更大内径的二次芯有利于中心通道气体回到储液器，具有更低的超调温度，更低的工作温度及更大的传热极限。本文的研究结果为 LHP 的优化设计提供了指导。

关键词：环路热管；二次芯结构；传热性能

0 前言

环路热管(LHP)是非常高效的被动式换热元件，不需要额外功耗即可将热量以极小的温差进行远距离传输，具有传输热量大、传热距离远、布局灵活、可靠性高、工作寿命长的优点，以及很强的抗重力能力。对环路热管的研究有助于解决各类电子设备、航天器平台大热量排散与高热流密度散热、载荷远距离热量输运与卫星高适应热设计以及其他大型航天器热管理难题。

环路热管制造及性能优化的大部分重难点在于毛细芯和二次芯。毛细芯必须提供足够大的毛细力来克服整个环路中的压降来保证整个环路热管系统的正常运行。最初环路热管的毛细芯是单孔的。常用的毛细芯材质有铜[1,2]、镍[3,4]、钛[5,6]、不锈钢[7,8]、PTFE[9,10]、陶瓷[11,12]等。单孔芯易于制造，但为了确保毛细力高，毛细芯孔径就会更小，蒸汽不容易离开毛细芯，在蒸发器附近形成蒸汽层，一旦到达储液器，环路热管就会失效。因此后面制造了双孔芯[13-15]，双孔芯具有由大孔和小孔组成的特殊性。液体通过提供毛细管力的小孔流向加热壁，蒸汽更容易通过大孔离开毛细芯[16]。双孔芯能够延迟蒸汽层的发展，但可能造成结构脆性。而多层单/双多孔芯似乎可以解决机械强度问题。一些实验的论文[17-19]也得到了多层芯性能要比多孔芯和单孔芯更好的结论，蒸发温度更低，热阻也更小。

与多层毛细芯类似，在主芯上串联一个二次芯也是不错的选择。二次芯用于储液器和蒸发器中主芯之间的传质连接，尤其是在航天无重力环境和蒸发器逆重力情况下，二次芯显得尤为重要。Anderson[20]等人从工业的角度对环路热管制造过程进行总结时，对二次芯的作用举例如下：在稳态运行下，主芯的温度略高于储液器中的饱和温度。这导致了一部分输入到主芯的热量被“反向传导”到储液器，通过两相蒸发而成冷凝，类似

于传统的热管。这部分热量通常被称为“热泄漏”。如果没有二次芯将等量的工作流体从储液器回到主芯，主芯会变得极度缺液最终导致失败(过热)。某些瞬态条件，如瞬时功率变化或冷凝器温度的变化也会导致液体从主芯蒸发和从冷凝器回流两者之间的不平衡。在这些瞬间需要二次芯来弥补质量流量，将足够的液体从储液器回到主芯。针对二次芯的作用，Dussinger[21]等人对 TacSat-4 上的环路热管进行了功率循环和冷凝器温度的快速变化测试与实验，发现采用了二次芯的环路热管在这两种瞬态测试中反应良好，没有出现不稳定或失效的迹象。Van[22]等人定性分析了蒸发器与储液器不同连接方式的影响，包括有无引液管、有无二次芯，得出有引液管要更好，尤其是对于多蒸发器的热管而言的结论。同时，这篇文章认为通过二次芯将储液器和蒸发器进行热分离和传质耦合是达到 LHP 最佳性能的最佳方式。

综上所述，蒸发器中二次芯的结构对环路热管瞬态传热性能有较大影响，使用二次芯时，须具有高渗透性以限制压力损失，同时具有低导热性以限制热量泄漏到储液器，起到热障的作用。然而，目前还没有实验研究定量地评估二次芯结构在环路热管运行性能的影响，甚至几乎没有文章专门对二次芯进行专门的控制变量研究。因此，本文设计实验研究了二次芯结构对环形热管传热性能的影响，对同一根环路热管中二次芯进行更换、重新焊接与充装。通过比较更换二次芯后 LHP-H 与更换二次芯前 LHP-Q 的性能，分析不同二次芯结构对环路热管性能的影响。在性能比较中，以工作温度、温差、热阻及启动特性为性能指标。本文的研究结果为环路热管的优化设计提供了指导。

1 实验装置与方法

1.1 实验装置

实验装置由测试部分(LHP)、电源控制系统、加热元件、冷却水循环和数据采集系统组成，如图 1 所示。LHP 放置在一个水平平台，通过不同厚度泡沫块的组合来调节环路热管与水平面之间的角度。图 2 为 LHP 的整体结构，由五个部分组成：蒸发器、储液器、气线、液线和冷凝器，相应的结构参数如表 1 所示。

图 1 实验装置系统示意图

LHP 采用不锈钢外壳和不锈钢管线，平面尺寸为 584 mm×373mm，工质充装量为 27.0g，工质为制冷剂 R40。毛细芯使用课题组自主烧结的镍芯，外径为 14 mm、内径为 5mm，长度为 75mm，加工有一个轴向 3mm×2mm（宽×深）的蒸汽槽，长度 70mm。毛细芯孔径 2μm、孔隙率 53%、机加工后闭孔表面积占比 10%。蒸发器外壳由外协单位加工，内壁具有宽 0.8mm、高 0.8mm 的三角形螺旋槽，螺距 1.2mm，壁厚 0.8，长度 80mm。蒸发器外壳与毛细芯装配计算过盈配合量 0.04mm（直径），毛细芯靠近储液器侧使用锡焊密封，防止蒸发器向储液器漏气。储液器外壳由外协单位加工，内径 22mm，长度 65mm，壁厚 1mm。冷凝器采用铝片的平面尺寸为 192 mm×20mm，厚度为 2.9 mm。在室温下使用 16 度水冷对冷凝器进行冷却。液体和蒸汽管线的外径为 3.0 mm，内径为 2.0 mm，长度分别为 412mm 和 984mm。

采用聚酰亚胺薄膜加热片（四个 15mm×40mm 加热片并联）粘贴在蒸发器外表面以模拟热负载输入，调节直流电源电压控制加热器的功率。铝制冷板用作系统热沉，由恒温循环水装置冷却，控温精度为±0.5 ℃。在全部测试过程中，LHP 的所有部件（冷凝器除外）均用隔热材料包裹以最大限度减少环境的对流换热影响。用聚酰亚胺胶带将 6 个精度为±0.15 ℃的铂电阻（SMD 型 PT1000）紧固在 LHP 系统主要特征位置表面，以监测环路沿线的温度分布。与笔记本电脑相连的 Keithley-2700 数据采集单元以 20 s 的时间间隔采集测试数据。温度测点的位置和分布如图 2 所示。从储液器开始，热电阻 PT1000 标记为 T_{cc}，T_{evap}，T_{vap}，$T_{con1\text{-}2}$ 和 T_{liq}。T_{cc} 测量储液器外壁面温度。T_{evap} 测量蒸发器蒸汽出口端口的外壳温度。T_{vap} 测量蒸汽管道的外壁面温度。$T_{con1\text{-}2}$ 测量冷凝器的管温，T_{liq} 测量液体管道的外壁面温度。由于壳体及管线的壁厚最大不超过 3 mm，且所用金属导热性非常好，因此所测壁温可近似看作内部工质的温度。

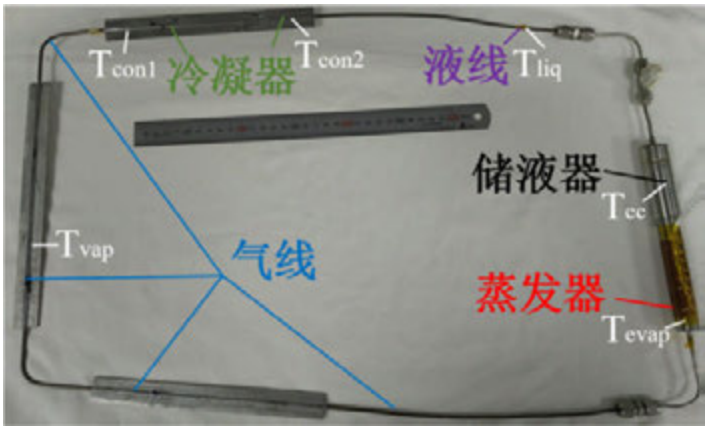


图 2 环路热管整机实物图及测点位置示意图

表 1 环路热管结构参数

部件	尺寸及材料
毛细芯	烧结镍芯
外径\内径\长度	14mm\5mm\75mm
孔径\孔隙率	2μm\53%
蒸汽槽方向\宽\深\长	轴向\3mm\2mm\70mm

蒸发器	不锈钢外壳
内径\长度\厚度	14 mm\80mm\0.8mm
外壳内槽	三角形螺旋槽
槽宽\槽高\螺距\长度	0.8mm\0.8mm\1.2mm\80mm
储液器	不锈钢外壳
内径\长度\厚度	22mm\65mm\1mm
冷凝器	不锈钢管\铝压片
长\宽\厚	192 mm\20mm\2.9mm
气体管线	不锈钢管
外径\内径\长度	3mm\2mm\984mm
液体管线	不锈钢管
外径\内径\长度	3mm\2mm\412mm

1.2 二次芯设计与制造

为了研究二次芯的影响，我们在对 LHP-Q 进行实验测试后，对储液器进行切割，更换二次芯后重新焊接充装，进行 LHP-H 的实验。LHP-Q 的二次芯采用 2000 目丝网卷制而成，如图 3 所示，内径 3mm，外径 5 mm，长度 112mm，填满蒸发器液体干道，储液器侧有 1000 目花瓣状丝网，长 30mm 宽 20mm。LHP-H 的二次芯采用 2000 目丝网卷制而成，内径大于 3.8mm，未填满蒸发器液体干道。二次芯的更换在于内径从 3mm 变为了大于 3.8mm，外径与毛细芯内壁相同 5mm，引液管外径为 3mm，二次芯内径变大有利于中心通道气体回到储液器。

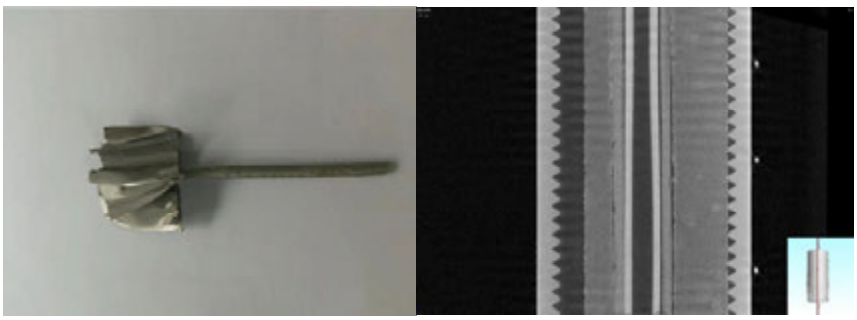


图 3　LHP-Q 二次芯的实物图及在中心通道中的 CT 图

1.3 实验测试系统及误差分析

工作温度 T_{evap} 和系统热阻 R_{sys} 用于评估 LHP 的传热性能。一般而言，环路热管的工作温度可以定义为蒸汽槽道温度、蒸发器温度和储液器温度。考虑到在散热应用中，设计要求通常涉及最大允许温度，使用蒸发器温度作为工作温度更具意义。系统热阻 R_{sys} 用式(1)计算:

$$R_{sys} = \frac{T_{evap} - T_{con}}{Q} \tag{1}$$

$$T_{con} = \min\left(T_{con1}, T_{con2}\right) \tag{2}$$

$$Q = IU \tag{3}$$

式中，T_{con} 是冷凝器靠近入口温度 T_{con1} 和冷凝器靠近出口温度 T_{con2} 中最低温度，用式（2）计算。T_{evap} 为蒸发器温度，Q 是在蒸发器上施加的热负荷，通过式(3)电流I和电压U的关系式计算出。

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \sqrt{(\frac{\delta U'}{U})^2 + (\frac{\delta I'}{I})^2} \tag{4}$$

$$\frac{\Delta R_{sys}}{R_{sys}} = \sqrt{(\frac{\Delta T_{evap}}{(T_{evap} - T_{con})_{min}})^2 + (\frac{\Delta T_{con}}{(T_{evap} - T_{con})_{min}})^2 + (\frac{\Delta Q}{Q})^2} \tag{5}$$

加热功率和热阻属于间接测量参数，其不确定度可以表示为式(4)和式(5)，主要来源于温度、电流和电压等直接测量参数。其中，电流表和电压表的精度等级δ= 0.5%。当热负荷为 60W 时，电压表的读数为 U=29.9 V，电压表的量程为 U'=36 V。电流表的读数为 I=2 A，电流表的量程为 I'=10 A。式(5)中ΔT_{evap} 和ΔT_{con} 参考铂电阻 PT1000 的精度。$(T_{evap} - T_{con})_{min}$ 是实验期间蒸发器和冷凝器之间的最小温差。计算加热功率和系统热阻的不确定度分别为 2.57%和 8.16%。

表 2 实验误差

变量	误差
ΔT	±0.01℃
Q	±2.57%
R_{sys}	±8.16%

2 结果与讨论

2. 1 变工率下环路热管的运行

2.1.1 水平姿态

LHP 的瞬态启动过程始终是运行中最复杂的现象之一，伴随着工质汽/液运动和两相的重新分布，涉及了流体蒸发、沸腾、对流和冷凝等多种传热问题。未对 LHP 进行其他预处理，将 LHP-Q 和 LHP-H 置于水平地面保持水平姿态，随后打开冷却水循环装置，等待所有位置点温度稳定后开始加热启动。图 4、图 5 给出了热沉为 16 ℃、输入功率为 10W-20W-30W-40W-50 W-60W-50W-40W-30W-20W 工况的启动与变化过程。在施加热负荷后，蒸发器、气体管线和冷凝器进口的测温点迅速响应，热流沿蒸汽管线向冷凝器快速移动。同时，液体管线上的测温点温度降低表明过冷的液相工质向储液器流动。当各点温度分布的波动可以忽略趋于稳定时即 LHP 建立了新的平衡状态实现了在此功率水平下稳定的运行模式。设计的 LHP 能够在 10 W 较低的加热功率下启动，没有温度过冲现象，显示出了非常平稳的启动特性。

随着启动完成，判定当 LHP 系统的工作温度在连续十分钟内波动小于 0.2K 时，系统达到稳定运行状态。随后进行加热功率升高与降低的测试以验证其可靠性和对热负载变化的瞬态响应,在较高功率延长了稳定运行时间以避免温度震荡等异常现象突然发生，图 4、图 5 记录了 LHP 的所有部件特征位置在不同加热功率下随时间变化的连续

温度曲线。从图中发现蒸发器和液线，测温点在 60W 时出现了不同程度的温度震荡，稳定后系统工作温度没有明显的波动。温度震荡原因在于为防止蒸发器温度过高，在加热器与电源之间串联了一个控温元件，开始时设置温度为 330K，因此出现了时断时续的现象，改为 340K 后现象消失。实验结果表明该 LHP 在加热器从 10 W、20W 等直到 60W 的功率切换时能够快速响应并建立稳定的温度工作状态，具有良好的传热性能。从 60W、50W 下降到 20W 功率时，有一个突出的特点是液线会先快速降低后升高，再在比降低功率前更低温度处稳定。随着功率的降低，先降低后升高的这一过程时间会更久，此现象与二次芯的更换无关。

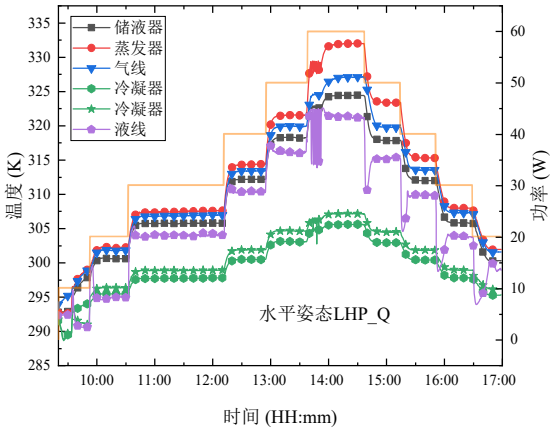


图 4 水平姿态 LHP-Q 变加热功率运行温度分布

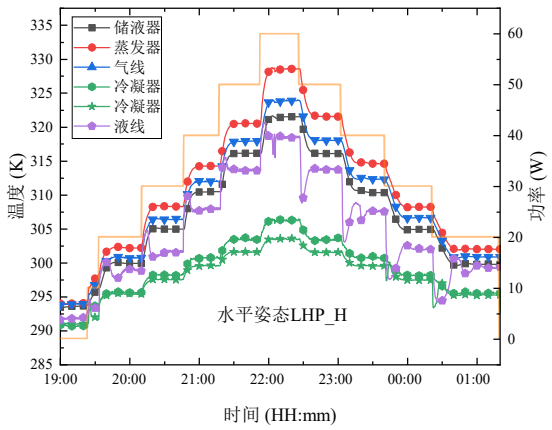


图 5 水平姿态 LHP-H 变加热功率运行温度分布

2.1.2 顺重力姿态

同样未对 LHP 进行其他预处理，将 LHP-Q 和 LHP-H 置于顺重力姿态，冷凝器高度比蒸发器高度高 21cm，随后打开冷却水循环装置，等待所有位置点温度稳定后开始加热启动。图 6、图 7 给出了热沉为 16 ℃、输入功率为 5W-10W-20W-30W-40W 工况

的启动与变化过程。在施加热负荷后，蒸发器、气体管线和冷凝器进口的测温点迅速响应，与水平 10W 启动不同的是，顺重力 5W 启动出现了温度超调现象，蒸发器温度先快速升高，后又迅速下降。如果初始状态下的液体工质是在液线和冷凝器中，则克服从冷凝器到蒸发器的压力损失需要较高的压力和较长的时间。同时，蒸汽需要积累来驱动工作流体的流动，内部蒸汽在热负荷下由于高压而不易排出，导致蒸汽槽道或毛细芯形成气泡，最终降低了 LHP 在启动过程中的性能。当蒸发器内压力在蒸发器内积累到一定值时，会带动过冷工质流入储液器，导致温度下降。然后，由于工作流体的循环和蒸汽槽道或毛细芯中的无气泡，LHP 达到相对稳定的运行。最后，LHP 呈现超调启动形式，如图 6、图 7 所示。LHP-Q 和 LHP-H 的工作温度和启动时间的变化趋势相似，LHP-H 具有更大内径的二次芯，这有利于中心通道气体回到储液器，因此其具有更低的超调温度，但并没有导致更小的热泄漏，也没有更低的工作温度。

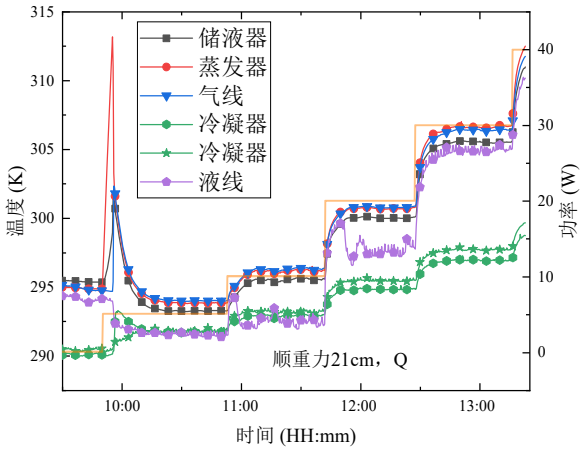


图 6 顺重力姿态 LHP-Q 变加热功率运行温度分布

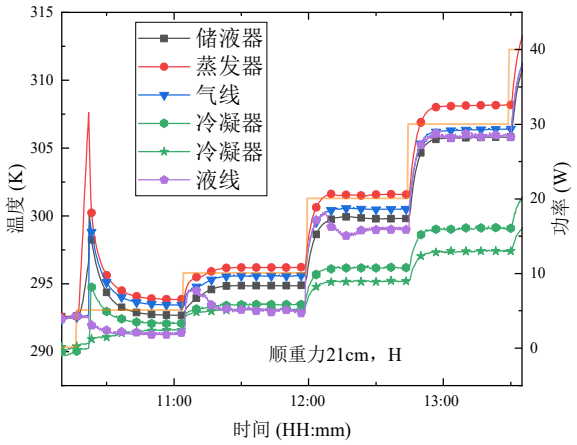


图 7 顺重力姿态 LHP-H 变加热功率运行温度分布

2.1.3 逆重力姿态

同样未对 LHP 进行其他预处理，将 LHP-Q 和 LHP-H 置于逆重力姿态，蒸发器高度比冷凝器高度高 55cm，随后打开冷却水循环装置，等待所有位置点温度稳定后开始加热启动。图 8、图 9 给出了热沉为 16 ℃、输入功率为 30W 工况的启动与稳定过程。在施加热负荷后，蒸发器、气体管线和冷凝器进口的测温点迅速响应，热流沿蒸汽管线向冷凝器快速移动。同时，液体管线上的测温点温度降低表明过冷的液相工质向储液器流动。当各点温度分布的波动可以忽略趋于稳定时即 LHP 建立了新的平衡状态实现了在此功率水平下稳定的运行模式。设计的 LHP 能够在 30 W 加热功率下逆重力启动，没有温度过冲现象，显示出了平稳的启动特性。LHP-Q 和 LHP-H 的工作温度和启动时间的变化趋势相似，LHP-H 具有更大内径的二次芯，这有利于中心通道气体回到储液器，因此其具有更低的工作温度和更小的热泄漏。

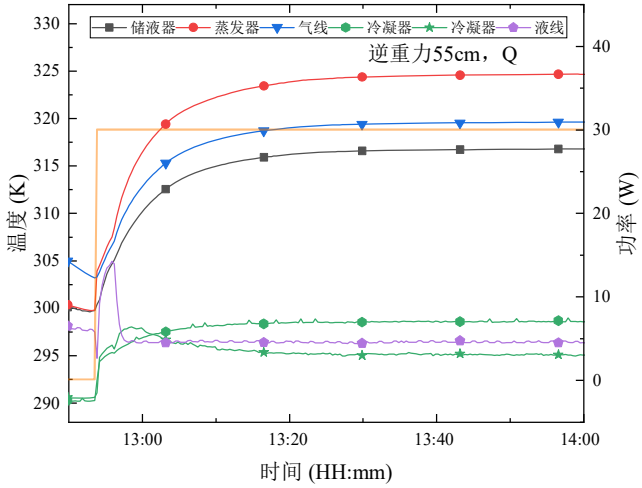


图 8 逆重力姿态 LHP-Q 30W 加热运行温度分布

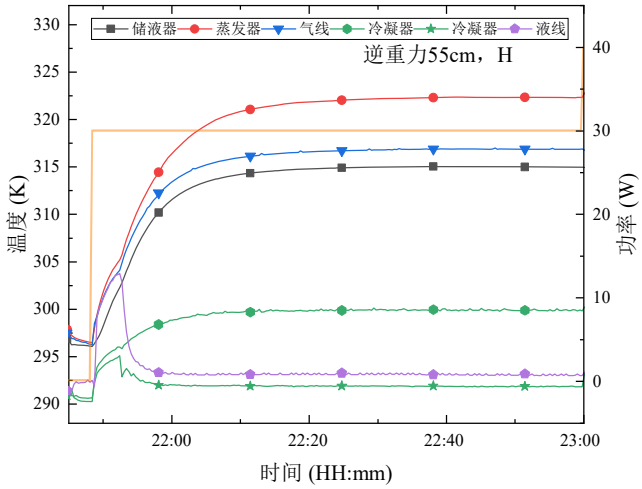


图 9 逆重力姿态 LHP-H 30W 加热运行温度分布

2.2 不同姿态下的稳态性能

系统热阻表示了蒸发器吸收热量并通过冷凝器散热的能力，能够用来表征 LHP 内传热过程的强度。传热过程越强即传热性能越好，热阻越小。图 10、图 11、图 12 统计了 LHP 在不同功率下的工作温度、温差（蒸储温差代表蒸发器向储液器的漏热）和系统热阻。根据系统总热导的变化规律（热导为热阻的倒数），LHP 稳定运行过程一般存在可变热导和固定热导两种工作模式[23]。低功率下，冷凝器仅部分用于蒸汽冷凝，LHP 工作在可变热导区。随着热负荷增大，冷凝器逐渐被激活，两相区长度增加，冷凝器内液相工质被压向储液器内，系统总热导逐渐增加，热阻减小，冷凝器被最大化利用，冷凝器和储液器之间的液相工质不再重新分配。此时，LHP 工作温度由冷凝器内的相变温度决定，随热负荷呈线性增加，系统热阻几乎保持为恒定值，热管工作在固定热导区。一般来说，设计人员希望 LHP 工作在固定热导模式，以减小系统运行热阻，表现出最佳性能。

在所测试的实验结果中，最大传热量为 60 W，此时 LHP-Q 的工作温度为 332.00K，LHP-H 的工作温度为 328.59 K，根据公式（1）计算得到热阻分别为和 0.43K/W 和 0.42 K/W。结合图 4 和图 5，在 50~60 W 的加热功率切换过程中，系统仍平稳运行，各点温度没有明显的发散趋势。因此，可以认为本文的 LHP 传热极限大于最高的实验值。LHP 的性能表现是毛细芯的材料结构、工质选用、充液率、以及宏观尺寸设计等多因素耦合的结果。本实验采用的多孔铜芯具有较高的导热系数，提高了固液有效导热系数，改善了相变传热。此外，灯芯也有 LHP-Q 的工作温度略大于 LHP-H，但如图 11 所示，在热阻和温差比较中，LHP-H 的稳态性能并没有明显提升，而二次芯的设计与优化中，除了内径发生了些许改变，其他也没有太多变动，实验是符合预期结果的。

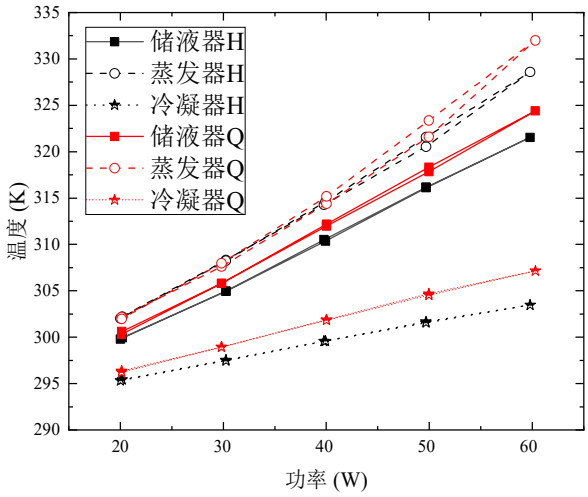


图 10 水平姿态 LHP-Q 和 LHP-H 的稳态温度对比

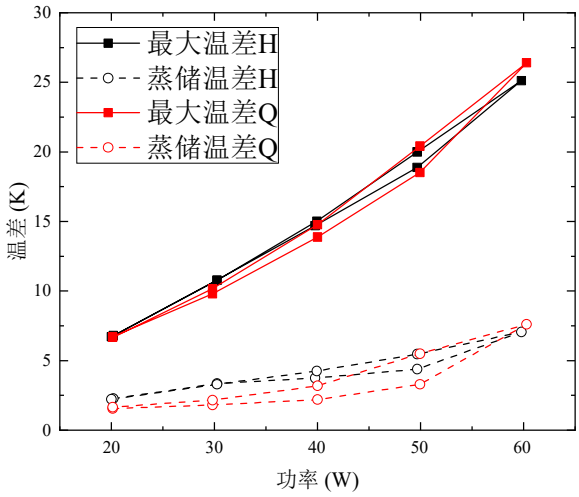


图 11 水平姿态 LHP-Q 和 LHP-H 的稳态温差对比

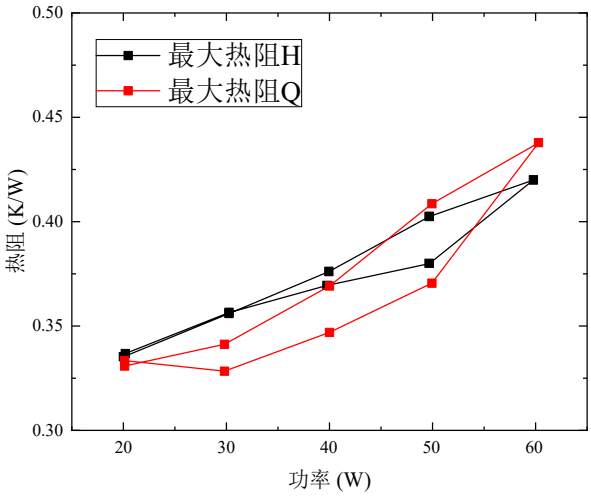


图 12 水平姿态 LHP-Q 和 LHP-H 的稳态热阻对比

3 结　论

本文对同一根环路热管中二次芯进行更换、重新焊接与充装，设计实验研究了二次芯结构对环形热管传热性能的影响，分析不同二次芯结构对环路热管性能的影响。结论如下：

(1)优化后的二次芯可以提高 LHP 的性能，降低了超调温度，降低了较大功率下的工作温度，增加传热极限，降低了较大功率下的系统热阻。

(2)二次芯的气液两相分离良好，协同作用良好。特别是蒸汽需要大的蒸汽通道和大

的孔隙来减少阻力，而液体供应需要小的孔隙来产生大的毛细力。因此，二次芯可以使 LHP 在逆重力姿态下正常启动运行，其热流密度可达到 1.25 W/cm^2 在 Q=30W 时工作温度为 322.31K。

(3)二次芯的 LHP 解决了导热与保温两者矛盾的问题，毛细主芯的良好导热性，而且保证了二次芯的良好隔热性，从而减少了蒸发器向储液器的热量泄漏，这是 LHP 具有优异热性能的原因之一。

基金项目：上海市青年科技英才扬帆计划项目（20YF1455800）

参考文献

[1] LING W S, ZHOU W, YU W, et al. Capillary pumping performance of porous copper fiber sintered wicks for loop heat pipes [J]. Appl Therm Eng, 2018, 129: 1582-94.

[2] KUMAR P, WANGASKAR B, KHANDEKAR S, et al. Thermal-fluidic transport characteristics of bi-porous wicks for potential loop heat pipe systems [J]. Exp Therm Fluid Sci, 2018, 94: 355-67.

[3] SAMANTA S K, DAS P, LOHAR A K, et al. A novel approach of manufacturing Nickel Wicks for loop heat pipes using Metal Injection Moulding (MIM) [J]. Sadhana-Acad P Eng S, 2013, 38(2): 281-96.

[4] QU F Y, LIU H, JIANG C, et al. Nickel-ammonia loop heat pipe based on the molten salt pore forming startup and heat transfer failure characteristics of experimental study [J]. Procedia Engineer, 2017, 205: 3938-45.

[5] PAGNONI F, AYEL V, BERTIN Y, et al. Loop Heat Pipe for Thermal Management of Aircraft Engine Equipment [J]. J Thermophys Heat Tr, 2021, 35(2): 323-34.

[6] MAYDANIK Y F, VERSHININ S V. Development and tests of ammonia Miniature Loop Heat Pipes with cylindrical evaporators [J]. Appl Therm Eng, 2009, 29(11-12): 2297-301.

[7] WANG H F, LIN G P, BAI L Z, et al. Comparative study of two loop heat pipes using R134a as the working fluid [J]. Appl Therm Eng, 2020, 164.

[8] SU Q, CHANG S N, YANG C. Numerical investigation on transient and steady phase change heat transfer in the evaporator of a loop heat pipe [J]. Int J Heat Mass Tran, 2021, 179.

[9] NISHIKAWARA M, NAGANO H. Numerical simulation of capillary evaporator with microgap in a loop heat pipe [J]. Int J Therm Sci, 2016, 102: 39-46.

[10] NAGANO H, KUROI M, NISHIKAWARA M. Thermofluid Characteristics in Microporous Structure With Different Flow Channels for Loop Heat Pipe [J]. Heat Transfer Eng, 2016, 37(11): 947-55.

[11] LI X Q, YAO D X, ZUO K H, et al. Effects of pore structures on the capillary and thermal performance of porous silicon nitride as novel loop heat pipe wicks [J]. Int J Heat Mass Tran, 2021, 169.

[12] WUTTIJUMNONG V, SINGH R, MOCHIZUKI M, et al. High-Performance Nickel Wick Development for Loop Heat Pipes [J]. 2012 28th Annual Ieee Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium (Semi-Therm), 2012: 52-7.

[13] QU Y, ZHOU K, ZHANG K F, et al. Effects of multiple sintering parameters on the thermal performance of bi-porous nickel wicks in Loop Heat Pipes [J]. Int J Heat Mass Tran, 2016, 99: 638-46.

[14] NING W J, MA J, JIANG C, et al. Experimental Study on Preparation and Heat Transfer of Nickel-Based Ammonia Loop Heat Pipe [J]. J Heat Trans-T Asme, 2021, 143(11).

[15] ZHANG Z K, ZHAO R Z, LIU Z C, et al. Application of biporous wick in flat-plate loop heat pipe with long heat transfer distance [J]. Appl Therm Eng, 2021, 184.

[16] LIN F C, LIU B H, HUANG C T, et al. Evaporative heat transfer model of a loop heat pipe with bidisperse wick structure [J]. Int J Heat Mass Tran, 2011, 54(21-22): 4621-9.

[17] WU S C, WANG D, CHEN Y M. Investigating the effect of double-layer wick thickness ratio on heat transfer, performance of loop heat pipe [J]. Int J Therm Sci, 2014, 86: 292-8.

[18] WU S C, HUANG C J, CHEN S H, et al. Manufacturing and testing of the double-layer wick structure in a loop heat pipe [J]. Int J Heat Mass Tran, 2013, 56(1-2): 709-14.

[19] CAL Q J, CHEN C L, ASFIA J F. Multilayer wick structure of loop heat pipe [J]. Proceedings of the Asme International Mechanical Engineering Congress and Exposition 2007, Vol 1, 2008: 3-8.

[20] ANDERSON W G, DUSSINGER P M, GARNER S D, et al. Loop Heat Pipe Design, Manufacturing, and Testing - an Industrial Perspective [J]. Ht2009: Proceedings of the Asme Summer Heat Transfer, Vol 3, 2009: 497-503.

[21] DUSSINGER P M, SARRAF D B, ANDERSON W G. Loop Heat Pipe for TacSat-4 [J]. Space, Propulsion & Energy Sciences International Forum Spesif-2009, 2009, 1103: 91-100.

[22] VAN OOST S, MULLENDER B, BEKAERT G, et al. Secondary wick operation principle and performance mapping in LHP and FLHP evaporators [Z]. AIP Conference Proceedings. 2002: 94-103.10.1063/1.1449713

[23] LAUNAY S, SARTRE V, BONJOUR J. Parametric analysis of loop heat pipe operation: a literature review [J]. Int J Therm Sci, 2007, 46(7): 621-36.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：14×××

基于复合发汗冷却技术的 PV 能量转换特性及影响因素研究

汪维伟 1，张春雨 1，宋永娟 1，张宏亮 1，李斌 1，赵福云 1，蔡阳 2
(1. 武汉大学 动力与机械学院，湖北 武汉，430072)
(2. 暨南大学 国际能源学院，广东 珠海，519070)
(Tel: 15623906563，Email: Wangb9107@whu.edu.cn)

摘要：本文针对太阳能电池在高湿高热环境下发电效率低及安全性等难题，提出了一种新型泡沫铜-水凝胶被动式发汗冷却系统。研究发现，多孔介质孔密度为 20PPI，厚度为 5mm，聚四氟乙烯疏水复膜孔径为 1um，其蒸发相变及储热效果最优；对比采用水凝胶蒸发冷却和自然冷却时太阳能电池的温度和光电输出性能，在 8 个小时的户外实验中，采用蒸发冷却系统后 PV 电池的温度相较于自然冷却的最大降幅为 16℃，发电量从 5.21W*h 提升到 5.94W*h，发电效率从 9.8% 增加到 11.1%。

关键词：光伏系统热管理；蒸发冷却；多孔介质；光电效率；自湿性凝胶[1]

基金项目：中央高校基本科研业务费专项 (Grant. No. 2042023kf0104)；中国博士后科学基金面上资助 (Grant NO. 2022M712448)；湖北省博士后创新研究岗位项目；科技部十四五国家重点研发计划<城镇可持续发展关键技术与装备>专项 (Grant NO. 2022YFC3801601-02)

0 前言

当前，全球能源供应和去碳化双重压力成为了各国关注热点[1]。世界人口增长，气候变化，能源短缺，经济发展以及居民生活水平提高等诸多因素，造成了能源需求的急剧增加以及全球气候变化等问题[2]。基于太阳能普遍、无害、可持续性等优势，是目前为止最具有发展前景的新能源。光伏(Photovoltaic, PV) 技术在运行过程中具有无污染、自适应强和高输出功率的优点，是当前研究的热点方向之一，且每年的 PV 安装量持续上升[3]。然而，晶硅太阳电池的典型工作温度为 323~328 K，温度每升高 1K，效率会衰减约 0.45%, 尤其在空间光伏中更为突出，当电池片工作温度升高到 473 K 时晶硅电池效率下降约 75%，除了造成转换效率衰减还会导致不可逆结构性损伤[4]。因此，光伏半导体的发热问题已经成为制约太阳能光伏行业发展的核心问题之一。

目前常用的光伏被动冷却方式，主要包括相变储热，热管导热，辐射冷却，蒸发冷却等[5]，水凝胶作为水分子溶胀的三维交联聚合物网络，已广泛应用于环境工程、生物医药、海水淡化许多其他领域应用[6]，不同的水状态使得水凝胶的物理化学性质具有可调性，其独特的水状态为当前的蒸发散热技术开辟了新的可能性。然而，水凝胶存在导热系数较低、结构不稳定等缺陷，体现在水凝胶吸水后溶胀厚度增加，蒸发干涸后厚度减小[7]。研究发现，多孔泡沫金属结构是一种在铜基体中分布着大量连通或不连通孔洞的新型多功能材料，其具有稳定的结构并保留了铜的高导热率，近年来在散热领域的应用研究也层出不穷[8]。本文提出的泡沫铜-凝胶结构结合两者的优势，即有水凝胶蒸发散热的效果，又有泡沫铜在其中起到了增强导热和保持整体结构的作用，本身也有一定吸光及亲水能力，从而进一步充分释放光伏电池生成热量，显著提升高湿热环境中光伏发电潜力。

1. 新型水凝胶毛细冷却系统结构及工作原理

本文提出了一种基于多孔毛细-凝胶蒸发原理的新型发汗冷却结构，如图 1 所示为系统结构示意图和实物图。该结构由填充了水凝胶的开孔泡沫铜和聚四氟乙烯 PTFE 疏水复膜组成。冷却系统主要由三部分构成，第一部分是高分子吸水凝胶，主要功能为吸水保水和受热时释放水分产生蒸汽，第二部分是开孔泡沫铜，主要作用是增强装置的导热能力和使装置保持固定的几何结构，提升装置的结构强度，第三部分是聚四氟乙烯疏水复膜，主要作用是保护吸水凝胶，不仅避免空气中杂质污染，且不阻碍水蒸气的蒸发。其他辅助部分包括导热硅胶垫，减小装置与发热面的接触热阻，密封系统和补水管路。

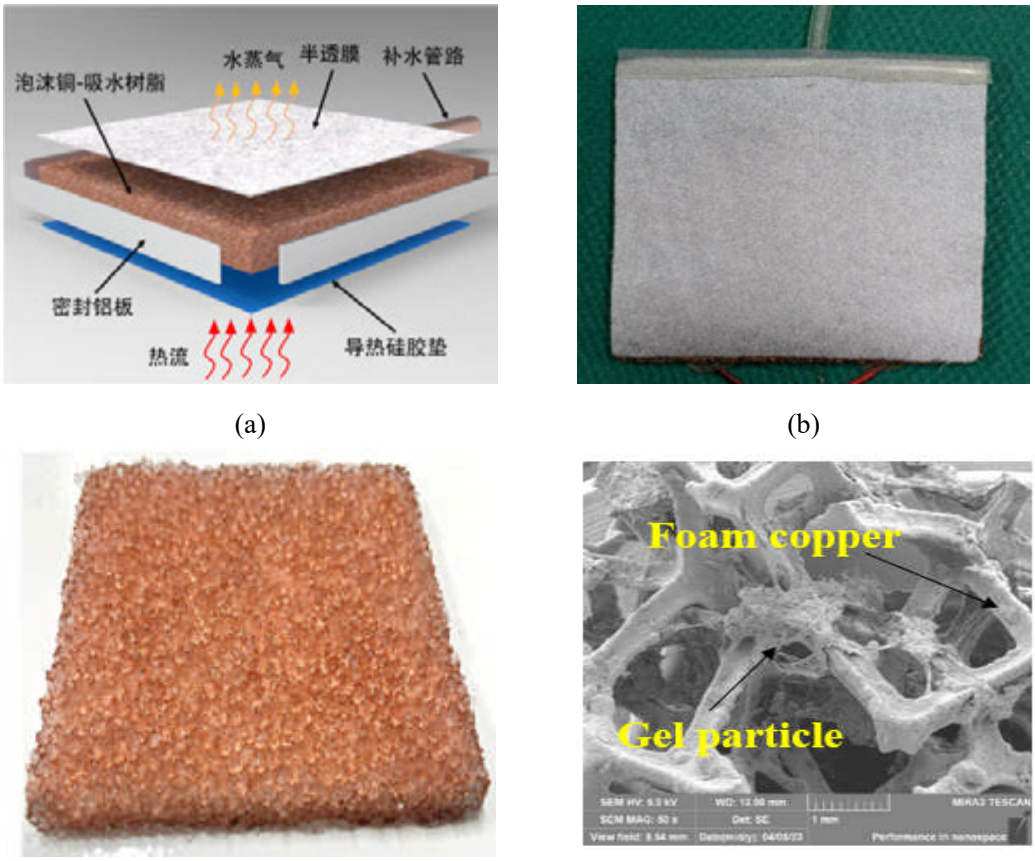


图 1 新型水凝胶毛细冷却系统(a) 结构示意图; (b)实物图；(c)泡沫铜-凝胶初始状态图；(d) SEM 图

2. 实验测试平台及方法

2.1 复合冷却系统的性能测试实验

为了创造一个稳定且温/湿度可控的空间，本文研究温度和湿度对于系统冷却效果的影响，实验首先在恒温恒湿实验箱内进行，实验箱的温度可调范围为-20-150℃，湿度可调范围为 20%~98%。研究了系统中各个部分的参数对系统冷却性能的影响，包括泡沫金属孔径、泡沫金属厚度和聚四氟乙烯疏水复膜孔径，通过研究这些变量对系统冷却性能的影响，确定冷却系统的最佳结构参数。

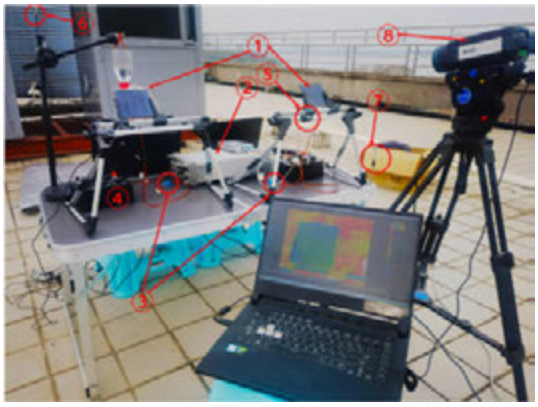
此外，在加热功率为 6W 和 12W 下，测试的湿度分别为 30%RH、50%RH、70%RH、90%RH。为了保证测量时恒温恒湿实验箱内部的环境达到稳定，直到内部的温湿度传感器记录到内部环境达到设定值且稳定时再进行实验，开启直流电源对加热板进行供电加热，并记录实验所需数据，尽可能的保证了数据的准确性。

2.2 户外实验测试平台

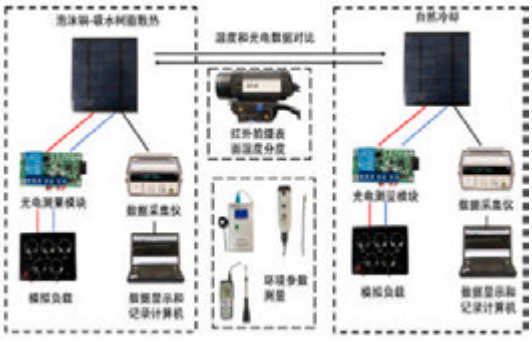
为了进一步探讨在自然环境下泡沫铜-吸水凝胶结构对太阳能 PV 电池光伏发电的影响，进行了户外实验。与实验室内的各变量独立研究不同的是，在自然环境中，光照强度、环境温湿度以及风速都是随时变化而非处于稳定状态，户外实验可以研究在多影响参数共同作用下复合系统的冷却效果和对太阳能电池的输出性能提升效果。

2.2.1 实验过程

泡沫铜-吸水凝胶冷却结构与太阳能电池耦合实验平台如图 2 所示，该实验平台主要由温度采集装置、太阳能电池板、电阻箱、电压电流功率采集模块组成。太阳能电池采用的是单晶硅层压太阳能电池，有效光照面积尺寸为 10cm×cm，电池厚度为 1.8mm，在标准测试环境下，电池的输出电压为 5V，输出功率为 280mA。太阳能电池测试中采用电阻箱模拟负载，改变阻值大小，测量太阳能电池的输出数据，在太阳能电池与电阻箱之间接入电流电压功率采集模块，模块的控制端接入电脑，通过串口助手可以实时读取测得的太阳能电池的输出电压，输出电流和输出功率，设置记录时间间隔为一分钟，将这些数据导入电脑，进行数据的归纳与分析。为了研究泡沫铜-吸水凝胶结构对太阳能电池的提升，采用了两组实验进行对比，一组为自然冷却状态下的太阳能电池与负载及测量系统，另一组为增加了泡沫铜-水凝胶散热结构后的太阳能电池与负载及测量系统，两组实验保持同时开展。整个实验从早上 8 点开始，连续测量 8 小时，到下午 4 点结束，期间记录太阳光辐射强度，环境温湿度，太阳能电池背面温度，并在上午 10 点，中午 12 点和下午 2 点用红外热成像仪拍摄太阳能电池正面的温度分布。实验位于湖北省武汉市，当地经度为东经 114.35，纬度为北纬 30.54，海拔高度 60 米，实验当天天气晴转多云，东北风二级。根据当地经纬度可以查询到当日正午太阳高度角为 54°，当日太阳能电池安装的最佳倾斜角为 90°-54°=46°。方位角的确认要根据最大太阳高度角出现的时间确定，当日日出时间为 6:43，日落时间为 18:24，太阳高度最高时间为 12:33，根据公式方位角=（太阳高度角最高时刻（24 小时制）-12）×15+（经度-116）得到安装方位角为 6.6 度，即南偏西 6.6 度。实验采用辐照仪对太阳光光照强度进行测量，辐照仪感光探测器安装角度与太阳能电池保持一致，测得太阳能电池平面垂直方向光照强度每隔 10 分钟做一次读数记录。



(a) 实验图



(b) 示意图

图 2 实验平台

3. 结论

本文提出的散热结构，其冷却效果主要取决于蒸发相变强度，吸水凝胶中的水分受热汽化过程中需要吸收大量的热量，储能所消耗的热量主要取决于系统中水分含量，在孔隙率一样的情况下，系统的厚度对其储热能力有非常重要的影响。厚度的提升会使得系统的储能性能增强，但同时也会增加导热热阻，降低热传导效率，从而影响蒸发表面的蒸发速度和对流换热效率，需进一步对系统厚度进行优化。如图 3 所示，为 4 种厚度的泡沫铜在加热功率为 6W 和 12W 时的温度变化曲线，实验中采用的泡沫铜孔密度均为 20PPI，泡沫铜厚度分别为 3mm、5mm、8mm 和 10mm，聚四氟乙烯疏水复膜孔径为 1um，环境温度 25℃，湿度 50%，无风环境中测量。从图中可以看出，随着泡沫铜厚度的增加，其在加热阶段内蓄热能力更强，随着厚度的增加，蒸发面与加热面之间的热阻增大，热量传导到蒸发面的时间更长，蒸发启动更晚，所以贴近发热面的表面温度上升更加迅速并且达到更高的温度。在蒸发-蓄热阶段，蒸发散热发展为主要散热手段。随着厚度的增加，其蓄热能力增强，在蒸发-蓄热阶段体现为系统温度上升速度降低，不同厚度装置的温度变化曲线出现交叉，交叉点之后随着厚度的增加，发热表面温度更低，这也体现了系统的蓄热能力变化。发热表面的温度基本达到稳定后，蒸发强度进一步增强，传热过程主要为蒸发散热阶段。在这一阶段，系统均依赖蒸发散热，其稳定温度基本保持持平，厚度的增加会增强系统温度的稳定性，能够在外界温度变化时减小波动，维持温度的稳定。

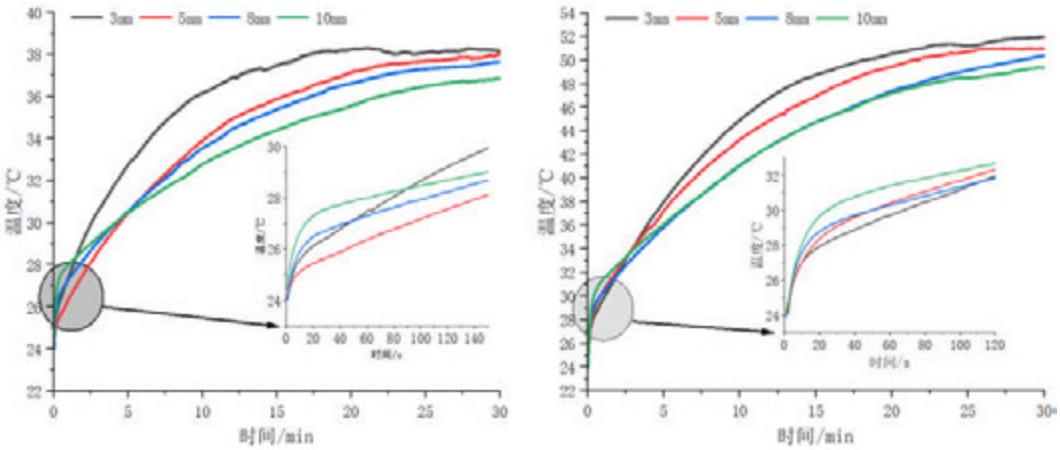


图 3 (a) 6W 和 (b) 12W 加热功率时发热板表面温度变化曲线

在同样的孔隙率时，不同的孔密度主要影响孔径，由于研究的孔径较小，孔径的变化将影响毛细力作用，对系统内部水分的扩散产生影响，甚至会在泡沫铜内部形成“空洞”，从而影响散热效果，为了探索孔密度的影响，这一组实验中，采用的泡沫铜的孔密度分别为 20、30、40PPI，厚度均为 5mm，聚四氟乙烯疏水复膜孔径为 1um，结果如图 4 所示：孔密度为 20PPI 时散热效果最好，其次是 30PPI，40PPI 时散热效果最差，总的来说，散热效果相差较小。

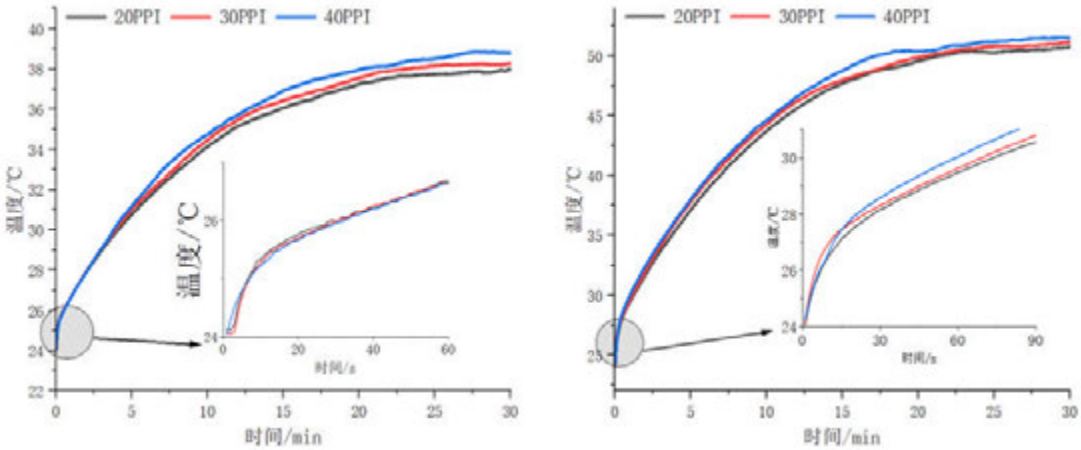


图 4 (a) 6W 和 (b) 12W 加热功率时发热板表面温度变化曲线

聚四氟乙烯疏水复膜在该结构中主要起到隔离吸水树脂与环境污染物的作用，同时其疏水透气特性能够保证水凝胶中水分不外溢，同时能够透过蒸发的水蒸气。孔径的减小有利于阻隔污染物，但是小孔径的疏水复膜将对水蒸气的扩散产生更大的阻力。实验采用的聚四氟乙烯疏水复膜孔径分别为 0.3um、1um 和 3um，如图 5 所示，孔径减小时，稳定温度有略微上升，相较于 3um 的孔径，孔径为 1um 时温度上升了约 0.8°，孔径为 0.45um 与 1um 相差很小，这主要是由于孔径减小时，水蒸气透过膜时阻力增大，综合考虑，确定实验采用孔径为 1um 的膜。

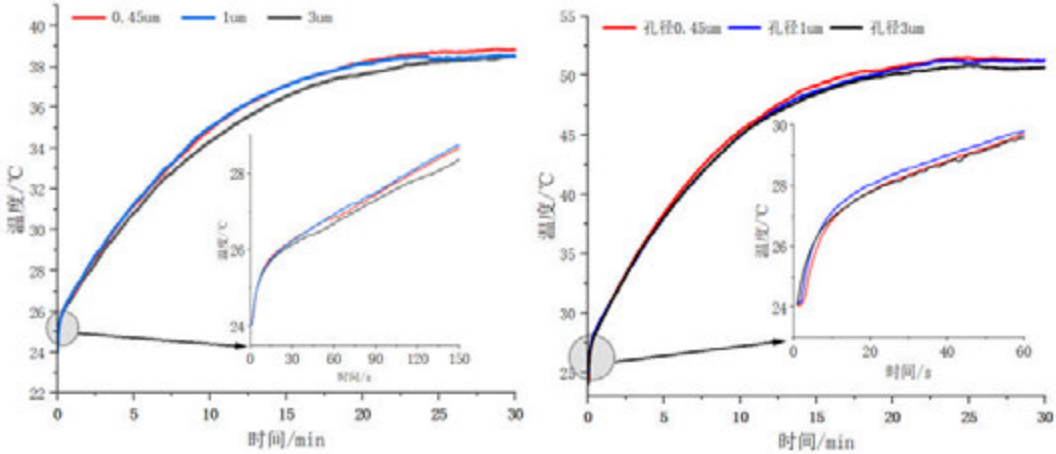


图 5 (a) 5W 和 (b) 12W 加热功率时发热板表面温度变化曲线

选取加热开始后 30min 内热沉表面的温度数据进行研究，结果如图 6 所示：在同一加热功率下，随着环境湿度的升高，热沉表面的温度有所上升。在 6W 加热功率时，湿度每升高 20%，温度有明显上升，在湿度为 90%时装置散热效果最差，热沉表面温度达到了 38℃，在湿度为 30%时装置散热效果最好，热沉表面温度为 32℃。这是因为蒸发表面的蒸汽向空气中的传播主要来自于两个途径，一方面是由于表面与环境的温度差引起的对流，另一方面是由于水分子浓度差引起的扩散反应。当环境湿度降低时，装置表面的蒸汽可以更快的向周边环境扩散，提升装置的蒸发效率。加热功率 12W 时，随着湿度升高，温度也升高，但是温度随湿度变化的幅度相对减小，这是由于温度的升高后，对流效果增强，扩散运动的影响相对减小，所以环境湿度的变化影响也相对减小。

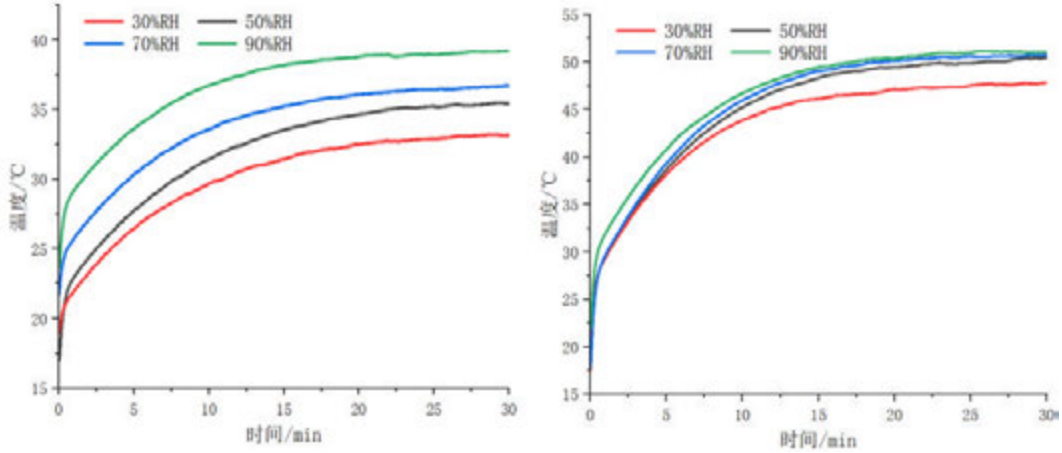


图 6 不同湿度下 (a) 6W 和 (b)12W 加热功率下热沉表面温度变化

从图 7a 中可以看出，太阳能电池的温度变化与光照强度变化规律一致，相较于自然冷却状态下的太阳能电池，采用了散热装置的太阳能电池温度更低，在中午 11:10-11:30 这一段时间内两者温度相差最大，达到了 15~16℃，在测量的 8 个小时内，采用了新型复合冷却系统的太阳能电池相较于自然冷却状态下的电池的平均降温幅度为 10.89℃。此外，当太阳

光照强度降低时，添加了泡沫铜-吸水树脂结构的太阳能电池温度波动更小，以 11:20 到 11:40 为例，有无散热结构的温度波动幅度分别为 3.1℃和 10.0℃，这主要是因为泡沫铜-吸水凝胶结构不仅有蒸发散热功能，还有储热功能，能够有效降低温度波动。

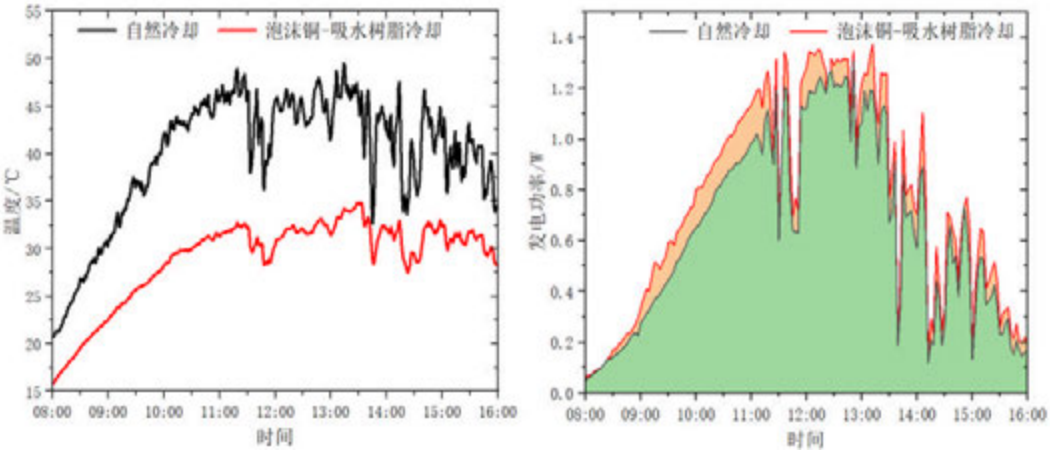


图 7 (a)太阳能电池温度变化; (b) 发电功率

实验采用固定负载进行测试，用电压电流测量模块记录太阳能电池板的输出功率，结果如图 7b 所示图中黑色曲线表示自然冷却时太阳能电池的发电功率，绿色区域面积代表八小时内的发电量，红色曲线表示采用泡沫铜-吸水树脂冷却时太阳能电池的发电功率，棕黄色区域表示加入散热后的相较于自然冷却时多产生的发电量。采用了泡沫铜-吸水凝胶冷却的太阳能电池板输出功率大于采用自然冷却的太阳能电池板输出功率，两者在 8 小时的测试中，发电量分别为 5.21W*h 和 5.94W*h，采用了冷却的太阳能电池板发电量提升 14.0%，计算出 8 小时内的平均光照强度 666W/m^2，两者的发电效率分别为 9.8%和 11.1%，发电效率提升了 1.3%。

4. 总结

太阳能电池散热问题是影响光伏电池性能和系统可靠性的重要因素，本文针对太阳能电池在高湿高热环境下发电效率低及安全性等难题，提出了一种新型泡沫铜-水凝胶被动式蒸发冷却系统，主要围绕系统的传热性能优化和太阳能PV电池冷却展开。具体研究结论如下：

(1) 多孔介质孔密度为 20PPI，厚度为 5mm，聚四氟乙烯疏水复膜孔径为 1um，其蒸发相变及储能效果最优；

(2) 随着环境湿度进一步提升，系统冷却效果有所降低，而增加太阳光热流密度，湿度影响减弱；

(3) 采用复合蒸发冷却系统后太阳能电池的温度相较于自然冷却的平均降温幅度

10.89℃，在全天内平均光照强度为 666W/m^2 的情况下，发电效率从 9.8% 增加到 11.1%；

该系统综合了环境适应性强及高均温性等优势，充分释放光伏电池生成热量，从而显著提升长江中下游地区光伏发电潜力，为发展新型抗高湿及抗高温的光伏发电系统提供科学依据。

参考文献

[1] World Energy Outlook 2020. International Energy Agency, 2020

[2] CO2 Emissions from Fuel Combustion. International Energy Agency, 2021

[3] A. H. Alami, M. K. H. Rabaia, E. T. Sayed, M. Ramadan, M. A. Abdelkareem, S. Alasad, A. Olabi. Management of potential challenges of PV technology proliferation, Sustainable Energy Technologies and Assessments, 2022(51): 101942

[4] A. Royne, C. J. Dey，D. R. Mills. Cooling of photovoltaic cells under concentrated illumination：A critical review, Solar energy materials and solar cells, 2005 (86):451-483

[5] W. Wang, Y. Song, B. Li, D. Liu, F. Zhao, Y. Cai. A novel flat heat pipe for anti-gravity orientations: Leaf fractal evaporator and bi-directional transport capillary channel. Applied Thermal Engineering. 2023(232):120954.

[6] 任佳欣,陈玲,龚江,瞿金平,牛冉. 低蒸发焓水凝胶用于太阳能驱动水净化. 高分子通报, 2023,36(11): 1406-1419.

[7] R. Li, Y. Shi, M. Wu, S. Hong, P. Wang. Photovoltaic panel cooling by atmospheric water sorption–evaporation cycle, Nature Sustainability, 2020, 3(8): 636-43

[8] M. Aramesh, B. Shabani. Metal foam-phase change material composites for thermal energy storage: A review of performance parameters, Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2022(155):111919

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：14xxxx

有序重入结构调控液滴润湿转变

张鑫磊，常宇煊，陈宇轩，刘修良[a]，杨荣贵[b]
（华中科技大学能源与动力工程学院，武汉，430074）
（[a]Tel: 17612771006, Email: liuxiuliang@hust.edu.cn；[b]Tel: 18611529877, Email: ronggui@hust.edu.cn）

摘要：重入结构因上宽下窄的独特形状更易截留气体，具备优异的疏水性能。当前大都基于经典 Cassie–Wenzel 理论研究其润湿特性，缺乏微结构尺寸的非连续性变化影响液滴润湿转变的机理。本文基于光固化微尺度 3D 打印技术定制 T 型有序单重入微结构，探究结构间距对液滴润湿转变的影响规律。同时，结合格子 Boltzmann 数值模拟，发现带有悬垂的双重入结构具备更优异的疏水性能。并且，从气/液/固三相界面自由能变化的角度，构建液滴润湿转变的理论模型。

关键词：重入结构，格子 Boltzmann 方法，微尺度 3D 打印，润湿转变

0 前言

近年来，自然界中各类超疏水现象的研究热潮掀起了一系列科学和技术领域的革新，涉及到涂层、材料学、仿生学、自洁净等方面[1-4]。Tuteja 等人于 2007 年[5]首先制备出顶部带有屋檐状的 T 型重入微纳结构，实现了亲水基底结构上液滴的 Cassie 润湿模式。随后，Liu 等人[6]制造出双重入结构，与 T 型单重入结构不同，该双重入结构外沿带有纳米级别的悬垂，实验发现该结构能使已知表面能最低的液体 C_6F_{14}(γ=10 mJ/m^2)呈现非润湿性。自此，重入结构因优异的超疏水性能得到广泛关注[7-9]。Liao 等人[10]认为双重入结构可以限制三相线的运动，并使界面张力垂直向上以提供更大支撑力，从而抑制液体向结构间隙的润湿。对于重入结构表面上液滴润湿的转变机制，可能的机理有：(i) 液滴所受推力超过了结构表面的突破压力，液滴陷入结构间隙中[11, 12]；(ii) 重入结构表面存在缺陷[13, 14]；(iii) 冷凝过程中纳米级液滴在微纳结构内成核导致超疏水性失效[15-19]。

当前对重入结构调控界面润湿性的研究，借鉴液滴润湿粗糙微纳结构表面，大都基于经典的 Cassie–Wenzel 润湿理论[20, 21]，但该理论基于大液滴条件下微观结构尺寸的连续性假设：在液滴直径远大于底部粗糙微纳结构时，忽略粗糙结构的拓扑形态对大液滴润湿过程中三相接触线的钉扎效应，没有考虑重入结构自身尺寸的尺度大小。但对于小液滴在上宽下窄的重入结构上的润湿过程，结构尺寸的非连续性变化往往不可被忽略。并且，由于重入结构上宽下窄的独特形貌，目前主流的功能表面制备工艺如热扩散结合、机加工、激光切割等都存在着制备瓶颈，难以精准控制重入结构微小几何特征参数[15]，这也对探寻一种更先进且简便的重入结构制备方法提出了挑战。

本文结合实验探索、数值模拟和理论分析三种方法，对液滴在重入结构上润湿转变的机理进行综合研究。利用先进的光固化面投影微尺度 3D 打印技术，定制亲水基底的 T 型有序单重入微结构阵列表面，并分析结构间距对液滴润湿转变的影响规律。同时，

基金项目：国家自然科学基金重点项目（No. 52036002）

采用三维伪势格子 Boltzmann 方法（LBM），对实验结果进行对比验证，分析了单、双重入结构表面润湿转变的不同特性。并且，基于气液固三相界面能变化的理论分析，研究重入结构上 Cassie 态液滴表观接触角的离散分布和阶跃变化的机理。

1 表面制备、实验流程

本文使用光固化面投影微尺度 3D 打印技术定制 T 型有序单重入结构，用于调控液滴的润湿转变，该微尺度 3D 打印技术拥有精度高、速度快等优点[22]。现有 3D 打印机为 BMF nanoArch S130（图 1a，精度~2μm），使用紫外光刻投影，将打印图案投射在树脂槽的液体表面上，使树脂固化并快速微立体成型。打印流程（图 1b）：利用 SolidWorks 软件设计三维模型，将模型导入微尺度 3D 打印系统附带的模型处理软件中；对三维数字模型结构进行分层切片，生成每层的二维结构信息；随后将数字模型导入 BMF nanoArch S130 3D 系统，紫外光会自动对切出的二维平面结构信息进行扫描照射，并使得槽中光敏树脂反应后固化，层层加工后得到所需树脂样品（本征接触角 θ=58°）。

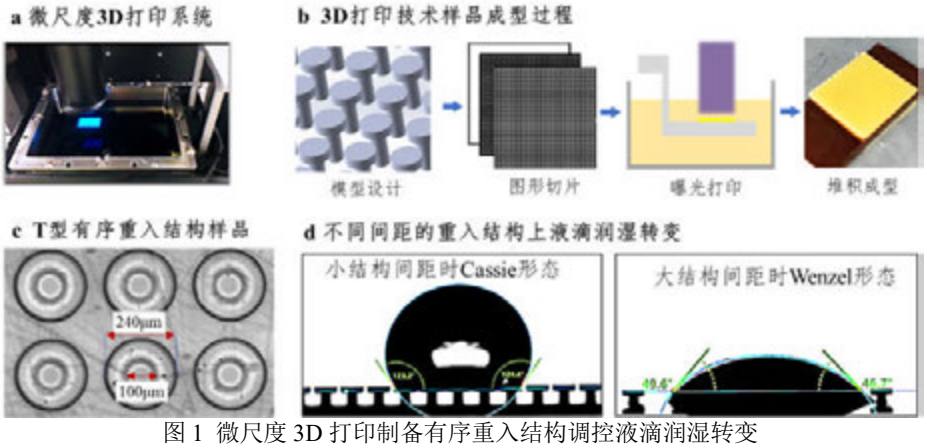


图 1 微尺度 3D 打印制备有序重入结构调控液滴润湿转变

本文利用微尺度 3D 打印定制的 T 型有序单重入结构俯视图如图 1c 所示。对于 T 型单重入结构，典型结构参数为柱高 h=240μm，顶部的圆盘结构直径 D=240μm，底部圆柱结构直径 d=100μm，T 型重入结构顶部圆盘的厚度 t=60μm。为了研究重入结构间距 p 对润湿性的影响，微柱间距 p 改变的范围为 300～800μm。在进行液滴静态润湿实验时（液滴直径 1.6mm），使用 KRÜSS 接触角测量仪，可以清晰的拍摄并实时测量液滴接触角变化（图 1d），接触角的测量误差为 0.1°。

2 计算方法

2.1 多相流格子玻尔兹曼方法

采用多松弛(MRT) LBM 模型，演化方程为[23, 24]：

$$f_i(x+e_i\delta_t, t+\delta_t) - f_i(x,t) = -\Lambda_{ij}(f_i(x,t) - f_i^{eq}(x,t)) + \delta_t(I - 0.5\Lambda_{ij})F_i(x,t) \quad (1)$$

其中 f_i(**x**, t)是 t 时刻 **x** 处速度为 $\mathbf{e}_i$ 的粒子密度分布函数，$\mathbf{\Lambda}=\mathbf{M}^{-1}\mathbf{SM}$ 为碰撞矩阵，**S** 为与松弛时间相关的非负对角矩阵，**M** 为变换矩阵[25]。具体的碰撞和迁移过程为：

$$\boldsymbol{m}' = \boldsymbol{m} - \boldsymbol{S}(\boldsymbol{m} - \boldsymbol{m}^{eq}), \quad \boldsymbol{f}' = \boldsymbol{M}^{-1}\boldsymbol{m}', \quad f_i(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{e}_i\delta t, t+\delta t) = f_i'(\boldsymbol{x},t) + F_i(\boldsymbol{x},t) \quad (2)$$

式（2）中等式右边最后一项F_i为离散的作用力，由下式给出[26]：

$$F_i(\boldsymbol{x},t) = \omega_i\left[\frac{\boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{e}_i}{c_s^2} + \frac{\boldsymbol{C}:(\boldsymbol{e}_i\boldsymbol{e}_i - c_s^2\boldsymbol{I})}{2c_s^4}\right], \boldsymbol{B} = \left(1-\frac{1}{2\tau}\right)\boldsymbol{F}, \quad \boldsymbol{C} = \left(1-\frac{1}{2\tau}\right)(\boldsymbol{vF}+\boldsymbol{Fv}) \quad (3)$$

其中，**F**为合力，包括了粒子间作用力、固体对流体的作用力和重力，即$\mathbf{F}=\mathbf{F}_{int}+\mathbf{F}_s+\mathbf{F}_g$，粒子间作用力$\boldsymbol{F}_{int}$为[27, 28]：

$$\boldsymbol{F}_{int}=-\beta\varphi(\boldsymbol{x})\sum_i G(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{e}_i\delta t)\varphi(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{e}_i\delta t)\boldsymbol{e}_i-0.5(1-\beta)\sum_i G(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{e}_i\delta t)\varphi^2(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{e}_i\delta t)\boldsymbol{e}_i \quad (4)$$

本文取权系数 β=1.16。局部密度函数$\varphi(\boldsymbol{x})=\sqrt{(p-\rho c_s^2)/3}$。本文使用 P–R 状态方程计算压力$p=\rho R_g T/(1-b\rho)-a\rho^2\alpha(T)/(1+2b\rho-b^2\rho^2)$，分别取 a =2/49，b =2/21。

固体壁面的润湿性通过引入固体和流体之间的相互作用力 $\mathbf{F}_s$ 来计算[29]：

$$F_s(x)=-\psi(x)\sum_i g_s\,\omega_i s(x+e_i\delta_t)\cdot e_i\delta_t \quad (5)$$

对于 D3Q19 格子来说，权系数 ω_0=1/3、ω_{1-6}=1/18、ω_{7-18}=1/36。g_s 是调节接触角的流固作用强度系数。$s(\mathbf{x})$为指示函数（对固体其值为 1，对流体其值为 0）。

流体的宏观密度ρ与速度**U**为：

$$\rho=\sum_i f_i\,,\rho\boldsymbol{U}=\frac{1}{\rho}\sum_i f_i\boldsymbol{e}_i+\frac{\delta_t}{2}\boldsymbol{F} \quad (6)$$

2.2 计算模型设置和模型验证

经典润湿理论中，Wenzel 和 Cassie[20, 21]基于微纳结构尺寸连续性假设，分别提出了微纳结构影响下的表观接触角 θ*模型：

$$cos\theta^*=r\cos\theta \quad (7a)$$

$$cos\theta^*=f_s\cos\theta-(1-f_s) \quad (7b)$$

θ 为光滑本征接触角，r 为粗糙表面的粗糙度，定义为实际固液接触面积和几何投影面积之比(r>1)。粗糙效应的另一个特征是固体分数 f_s，其定义为表面结构的横截面积与基底面积的比值。此外，Hemi-Wicking 润湿模型[30]为:

$$cos\theta^*=f_s\cos\theta+(1-f_s) \quad (8)$$

在光滑本征接触角由 0~180°变化时，这三种方程对应的粗糙表面表观接触角会随之转换，且存在两个临界接触角[31]：$\cos\theta_{c1}=(1-f_s)/(r-f_s)$和 $\cos\theta_{c2}=(f_s-1)/(r-f_s)$。

本文 LBM 模拟中采用 Peng-Robinson 状态方程：

$$p=\frac{\rho R_g T}{1-b\rho}-\frac{a\rho^2\varepsilon(T)}{1+2b\rho-b^2\rho^2} \quad (9)$$

$$\varepsilon(T)=\left[1+(0.37464+1.54226\omega-0.26992\omega^2)\left(1-\sqrt{T/T_c}\right)\right]^2 \quad (10)$$

其中ω是偏心因子，对与工质水其取为 0.344。此外，本文中取 a=2/49，b=2/21,另外由$a=0.45724R^2T_c^2/p_c$，$b=0.0778RT_c/p_c$可以确定临界温度和临界压力。在本文的模拟中取液体温度为$0.85T_{cr}$，汽液密度分别为 ρ_l=6.63 和 ρ_v=0.34，汽液密度比约为 19.4。

LBM 模拟结果和经典润湿模型预测曲线的对比验证如图 2 所示。固体边界采用半反弹格式，周边方向采用周期边界。模拟中两种微柱结构为：分别为柱间距 p=8，柱宽 d=2，柱高 h=10；柱间距 p=8，柱宽 d=2，柱高 h=5。以上参数取 LBM 格子单位（lattice unit，lu）。当 p=8，d=2，h=5 时，r=1.625，f_s=0.0625，θ_{c1}=53.13°，θ_{c2}= 126.87°。从图 2a 可以看出 LBM 模拟得到的结果与 Wenzel、Cassie 和 Hemi-wicking 理论预测结果符合的较好。当 LBM 流固作用系数 g_s 取-0.6 时，对应于点 1，此时光滑角是 45.6°，粗糙角为 12.3°。光滑角小于临界接触角 θ_{c1}，此时微柱阵列粗糙结构的润湿关系满足 Hemi-wicking 模型（图 2b）。g_s 取-0.3 和 0.3 时，对应于点 2 和点 3，光滑角分别为 63°和 110.4°，光滑

角在两个临界接触角 θ_{c1} 和 θ_{c2} 之间，微柱阵列粗糙接触角适用于 Wenzel 方程。Wenzel 态的接触角关系会使得亲水表面更加亲水，而疏水表面更加疏水。当 g_s 取 0.6 时，对应于点 4，此时光滑角为 131.8°，光滑角大于临界接触角 θ_{c2}，微柱阵列粗糙接触角适用于 Cassie 方程。由于柱间隙的气穴抑制顶部液滴的渗入，结构展现出超疏水性。图 2 验证了本文中三维 LBM 方法模拟微纳结构表面液滴润湿的准确性。

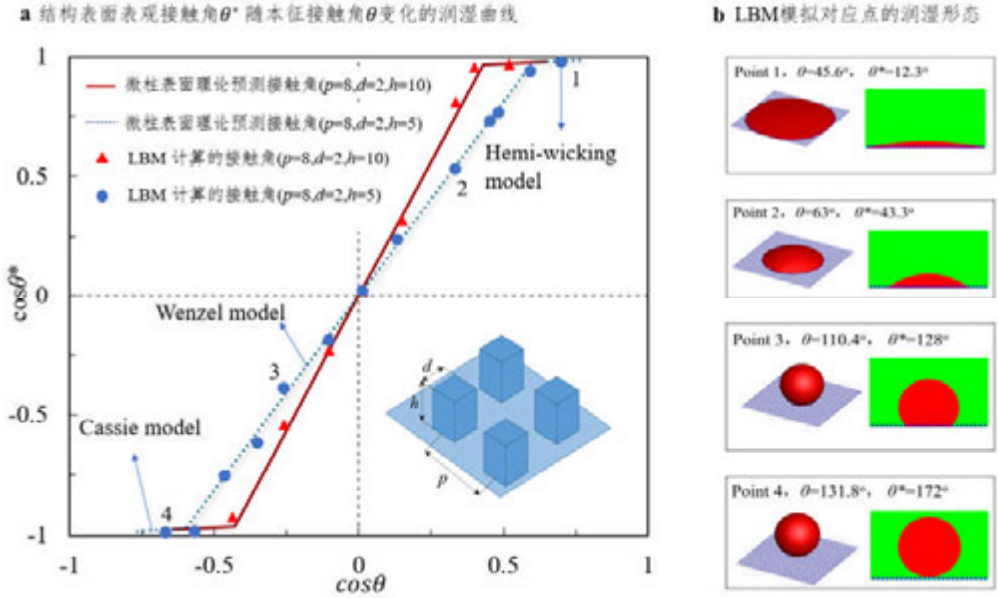


图 2 利用微纳结构 Cassie、Wenzel 和 Hemi-wicking 三类润湿模式验证 LBM 数值模拟

3 结果分析

3.1 T 型有序单重入结构表面上液滴润湿转变的实验与数值模拟的对比验证

选取邦德数（Bond Number）作为液滴润湿的特征数，

$$Bond = \frac{\rho_l g r^2}{\sigma} \tag{11}$$

其中，σ为表面张力，g为重力加速度，r为液滴半径。以水为工质，实际直径约 2mm 的液滴对应$Bond = 0.12$。在 LBM 模拟中，使用直径为 200 格子单位的液滴模拟润湿行为，计算得到 LBM 中加速度$g = 1.5 \times 10^{-7}$时模拟与实际的邦德数相等，此时一个格子单位长度对应实际 10μm。

3D 打印定制的 T 型有序单重入结构表面上液滴润湿转变的实验，与 LBM 模拟对比验证，结果表明两者吻合较好（图 3）。当单重入结构间距 p 增大时，液滴在重入结构上 Cassie 状态呈现出“ab 段”和“cd 段”的离散分布和阶跃变化，当间距进一步增大到 540μm 时，发生 Cassie–Wenzel（C–W）润湿转变。当 Cassie 态液滴处于“ab 段”和“cd 段”亚稳态时，液滴表观接触角随间距 p 的增大而减小。在经典的 Cassie 模型中，微柱间距 p 增大，结构的固体分数减小，疏水性增强，此时 Cassie 模型预测的表观接触角将增大，可见经典 Cassie 模型在此出现偏差。本文后续将结合 LBM 数值模拟和液滴润湿几何形态中气液固三相界面能变化的理论分析，探究重入结构间距尺寸 p 的非连续性变化，导致液滴在结构上表观接触角的离散分布和阶跃变化的机理。

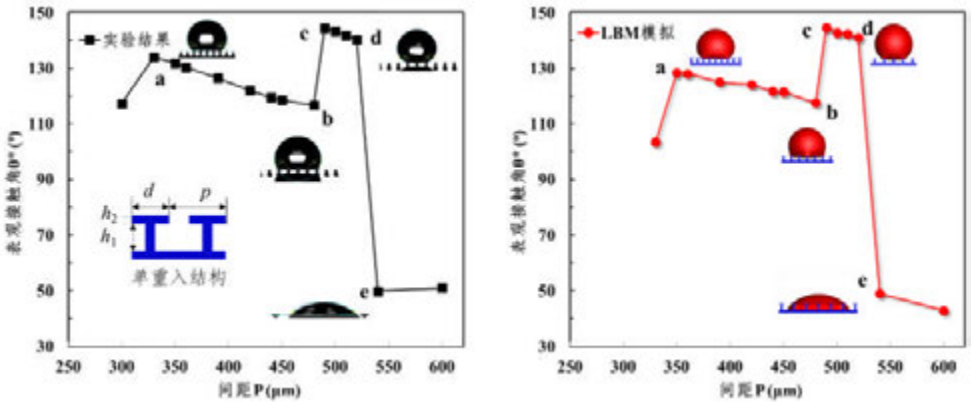


图 3 T 型有序单重入结构表面液滴润湿实验与 LBM 数值模拟的对比验证，其中 LBM 模拟中长度单位 1lu（lu 表示格子单位，lattice unite）类比于实际中 10 μm.

3.2 单、双重入结构的润湿性能对比研究

实验室现有 3D 打印技术只能打印出 T 型有序单重入结构，而无法制备带有悬垂的双重入结构。本节采用三维 LBM 方法，模拟液滴在双重入与单重入两种结构上的润湿性能，对比两种重入结构表面上液滴润湿转变的特性。重入结构几何尺寸为顶部圆盘直径 d=24，圆盘厚度 h_2=3，底部圆柱直径 l=10，圆柱高度 h=24。需要强调，双重入与 T 型单重入结构唯一不同之处在于：双重入结构顶部圆盘外沿有向下悬垂，厚度为 t=3。数值模拟中，结构间距为 p=39, 42, 45, 48, 51, 54, 57, 60，液滴直径 D_p=212。

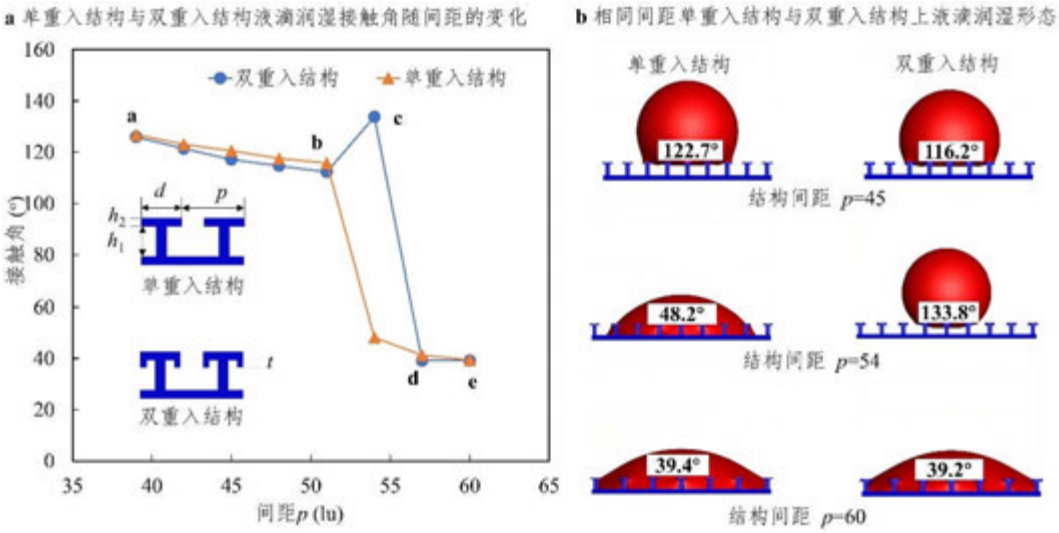


图 4 LBM 模拟双重入与 T 型单重入结构表面上液滴润湿性能的对比

图 4 显示了液滴在单、双重入结构上润湿性能的对比结果。当重入结构间距较小（p=39）和较大（p=60）时，液滴在两种重入结构上的润湿结果基本相同。当间距 p=45 和间距 p=54 时，两种结构上液滴润湿形态有了较为明显的区别。对于 p=45 的情况，两种结构上液滴均呈现 Cassie 形态，且双重入结构接触角 θ^*=116.2°，小于单重入结构接触角 θ^*=122.7°。这是由于间距逐渐增大，双重入结构间的悬垂增加了液滴与结构的接触面积，导致接触角略小。而对于 p=54 的情况，T 型重入结构的圆盘厚度不足以维持液滴在其结构间形成下陷液面，从而发生 C–W 转变，表观接触角大幅减小；对于双重入结

构，悬垂对于接触线的钉扎效应，提高了表面的疏水性能，p=54 依然能维持 Cassie 润湿态，并发生了接触角阶跃提高（θ^*=133.8°）。

3.3 重入结构表面上液滴润湿转变的气液固界面自由能分析

相比于单重入结构，双重入结构因悬垂对于接触线的钉扎效应，具有更优异的疏水性能，且疏水 Cassie 态润湿的离散分布和阶跃变化更明显（图 5）。针对双重入结构，计算参数选取：柱高 h=24，顶部圆盘结构直径 d=24，底部圆柱结构直径 l=10，双重入结构的悬垂厚度 t=3，基底的本征接触角 58°。根据液滴具体润湿形态和表观接触角的大小，图 5 液滴润湿曲线可以划分出三个亚稳态区域：ab、cd、ef 段。当 Cassie 态液滴处于这三个亚稳态区域时，液滴表观接触角都随间距 p 的增大呈现下降趋势；而间距 p 从 33 变化到 35（接触角从 99.4°阶跃至 124.7°）、p 从 42 变化到 44（接触角从 119.1°阶跃至 144.5°）。分析这一过程的原因：虽然间距增大，但 C-W 转变前，液滴润湿底部的微柱数量保持不变，此时间距增大导致结构间悬挂液面下陷面积增大，实际的固液界面分数提高，故表观接触角缓慢减小。而在“bc”和“de”段，发生液滴 Cassie 润湿形态的阶跃变化，液滴底部润湿的微柱减小，故表观接触角明显提高。

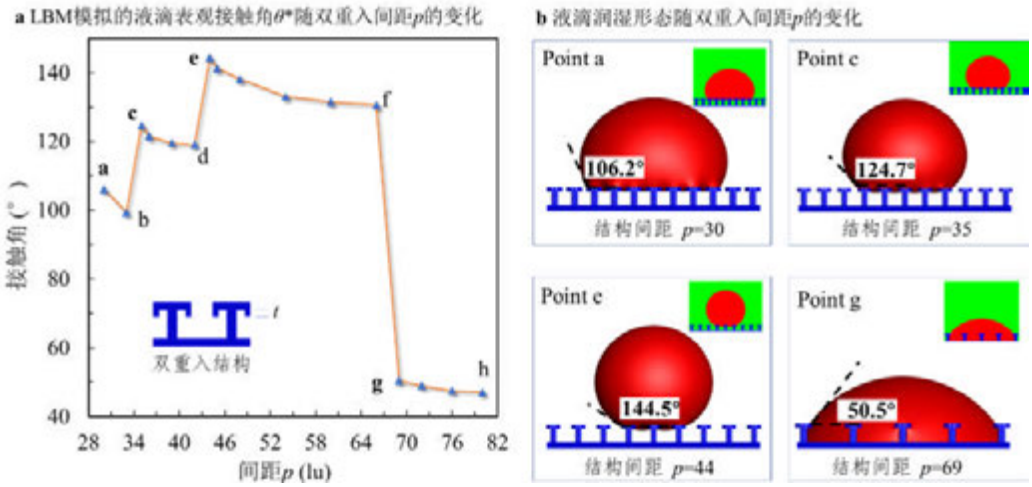


图 5 双重入结构表面上结构间距引起的液滴疏水 Cassie 态阶跃分布

可通过液滴在重入结构表面上的气液固三相界面的自由能变化，分析液滴的润湿转变机理。取界面处的部分微结构作为一个单元，单元界面处的悬挂液面如图 6a 所示。气液固三相界面的总自由能 G 可表示为[32]：

$$G = \sigma_{sv}A_{sv} + \sigma_{sl}A_{sl} + \sigma_{lv}A_{lv} = G_0 + \Delta G \tag{12}$$

式中，σ_{sv}、σ_{sl} 和 σ_{lv} 分别为固气、固液、气液界面张力，A_{sv}、A_{sl} 和 A_{lv} 分别是对应的界面面积。G_0 为重入结构顶部液滴维持 Cassie 态的界面基态自由能，ΔG 为结构间隙悬挂液面的界面自由能。G_0 可通过下式计算[33]：

$$G_0 = \sigma_{lv}[9\pi V^2(2+cos\theta^*)(1-cos\theta^*)^2]^{1/3} \tag{13}$$

其中，V 是液滴体积，在润湿过程中可将其视为定值，θ^*是液滴在重入结构上呈现的表表观接触角。等式右侧在 θ^*>90° 时单调递增，因此可认为 G_0 与 θ^*正相关。

液滴在重入结构间隙形成悬挂液面，界面自由能为 ΔG，则有:：

$$\Delta G = \sigma_{\mathrm{sv}}\Delta A_{\mathrm{sv}} + \sigma_{\mathrm{sl}}\Delta A_{\mathrm{sl}} + \sigma_{\mathrm{lv}}\Delta A_{\mathrm{lv}} \tag{14}$$

式中，ΔA_{sv}、ΔA_{sl} 和 ΔA_{lv} 分别是悬挂液面处固气、固液和气液界面面积。每个结构单元处，悬挂液面的自由能 ΔG_{c} 可表示为[33]

$$\Delta G_c = \sigma_{\mathrm{lv}}\left[p^2 - \pi(\tfrac{d}{2})^2\right](r^{\mathrm{lv}} - 1) + \pi d h_{\mathrm{sl}}(\sigma_{\mathrm{sl}} - \sigma_{\mathrm{sv}}) \tag{15}$$

其中，r^{lv} 是结构间悬挂液面的粗糙度因子，为悬挂液面的真实面积与投影面积之比，而 h_{sl} 为三相接触线浸入双重入结构侧边悬垂的深度。根据杨氏方程 $\cos\theta_0=(\sigma_{sv}-\sigma_{sl})/\ \sigma_{lv}$，式中 θ_0 为悬挂液面在双重入结构侧边悬垂上的接触角，代入上式化简并除以基底面积 p^2 得到单位面积内悬挂液面自由能 ΔG^*为：

$$\Delta G^* = \sigma_{\mathrm{lv}}(1 - \varphi_s)(r^{\mathrm{lv}} - 1) - \sigma_{\mathrm{lv}}\Lambda h_{\mathrm{sl}}\cos\theta_0 \tag{16}$$

其中，固体分数 $\varphi_s=0.25\pi d^2/p^2$，$\Lambda=\pi d/p^2$ 为单位面积内三相接触线的长度。为简化模型，将结构间的悬挂液面近似为一个球冠面（图 6a）计算粗糙度因子 $r^{\mathrm{lv}}=2/(1+\sin\theta_0)$，则[33]

$$\Delta G^* = \sigma_{\mathrm{lv}}(1 - \varphi_s)\frac{1-\sin\theta_0}{1+\sin\theta_0} - \sigma_{\mathrm{lv}}\Lambda h_{\mathrm{sl}}\cos\theta_0 \tag{17}$$

上式右边第一项表示 Cassie 状态气液界面由于悬挂液面面积的增大而导致的自由能升高；第二项表示下陷悬挂液面在结构侧边克服三相接触线上的界面张力所需的功。

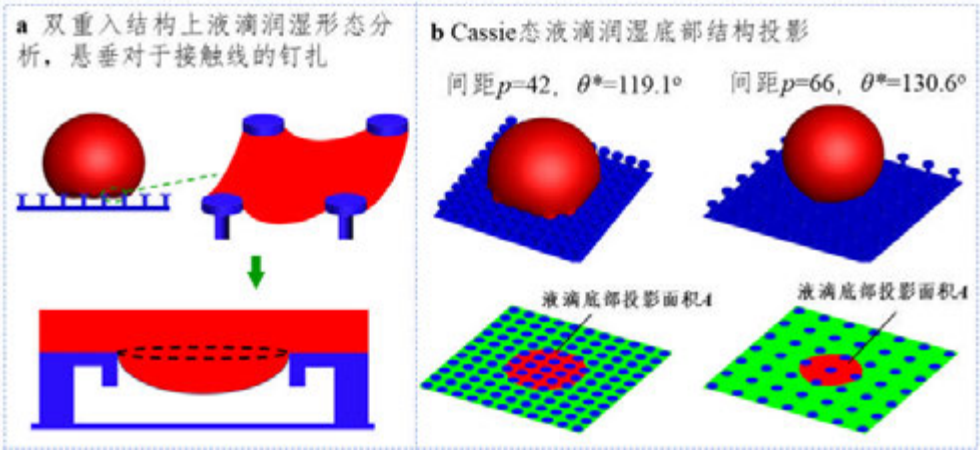


图 6 双重入结构上液滴润湿界面形态分析

图 6b 为 Cassie 态液滴润湿双重入结构的二维投影示意图，液滴底部投影面积为 A（由 LBM 模拟统计得到），则有 $G=G_0+\Delta G=G_0+A\Delta G^*$。根据上式计算得到液滴维持 Cassie 态时 G_0 和 ΔG 随间距 p 的变化曲线如图 7 所示。在双重入结构的接触角阶跃变化时（对应“bc”和“de”段），液滴润湿底部的微柱数量突然减少，液滴底部三相接触线的钉扎被破坏，并在内侧相邻微柱上重新钉扎，此时底部投影面积减小。Cassie 态液滴悬挂液面投影面积 A 突然减小，悬挂液面部分的自由能 $\Delta G=A\Delta G^*$降低，考虑到 ΔG 与 G_0 为竞争关系，则结构顶部液滴基态自由能 G_0 突增，根据对式(10)的分析，表观接触角 θ^*也随之突然阶跃增大。

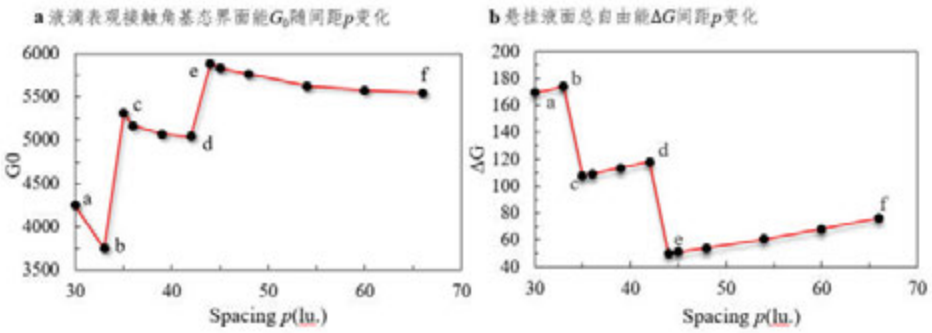


图 7 重入结构表面上 Cassie 态液滴润湿转变过程中气液固液固界面自由能的变化

4 结论

本文针对有序重入结构上的液滴润湿转变过程，结合实验测试、格子 Boltzmann 数值模拟（LBM）和气液固三相界面自由能分析的方法，揭示了 Cassie 态液滴的表观接触角呈现离散分布和阶跃变化的规律。基于光固化面投影微尺度 3D 打印技术定制 T 型有序单重入结构表面，实验结果表明在液滴 Cassie 态亚稳态区间内，液滴表观接触角都随间距 p 的增大而减小，且只有间距增大到一定范围后，才会发生 Cassie-Wenzel（C-W）的润湿转变；并且，实验结果与 LBM 模拟结果吻合较好。LBM 的数值模拟结果表明，双重入结构由于悬垂对于液滴悬挂液面接触线的钉扎作用，相比于单重入结构具有更优异的疏水性能，且液滴 Cassie 润湿形态的离散分布和阶跃变化更加明显。理论分析结果表明，Cassie 态液滴的气液固界面自由能可以分成两部分，包括结构顶部液滴部分的基态自由能，与重入结构之间悬挂液面的自由能，两者呈竞争关系；当 Cassie 态液滴表观接触角发生阶跃时，界面基态自由能增加，悬挂液面的自由能减小；而在液滴 Cassie 亚稳态区，液滴陷入结构内部的趋势明显，悬挂液面的自由能增大，结构顶部液滴基态自由能减小；从而导致液滴相应的 Cassie 润湿离散分布和阶跃变化。

参考文献

[1] Ensikat H J, Ditsche-Kuru P, Neinhuis C, Barthlott W. Superhydrophobicity in perfection: The outstanding properties of the lotus leaf. Beilstein journal of nanotechnology, 2011, 2 (1): 152-161.
[2] Erbil H Y, Demirel A L, Avcı Y, Mert O. Transformation of a simple plastic into a superhydrophobic surface. Science, 2003, 299 (5611): 1377-1380.
[3] Deng X, Mammen L, Butt H-J, Vollmer D. Candle soot as a template for a transparent robust superamphiphobic coating. Science, 2012, 335 (6064): 67-70.
[4] Lu Y, Sathasivam S, Song J, Crick C R, Carmalt C J, Parkin I P. Robust self-cleaning surfaces that function when exposed to either air or oil. Science, 2015, 347 (6226): 1132-1135.
[5] Tuteja A, Choi W, Ma M, Mabry J M, Mazzella S A, Rutledge G C, Mckinley G H, Cohen R E. Designing superoleophobic surfaces. Science, 2007, 318 (5856): 1618-1622.
[6] Liu T L, Kim C-J C. Turning a surface superrepellent even to completely wetting liquids. Science, 2014, 346 (6213): 1096-1100.
[7] Zhang B, Zhang X. Elucidating nonwetting of re-entrant surfaces with impinging droplets. Langmuir, 2015, 31 (34): 9448-9457.
[8] Wilke K L, Preston D J, Lu Z, Wang E N. Toward condensation-resistant omniphobic surfaces. ACS nano, 2018, 12 (11): 11013-11021.
[9] Klingel S, Hein A, Oesterschulze E. Submicron 3d imaging of liquid–vapor interfaces formed in the cassie–baxter state. Applied Physics Letters, 2021, 119 (23): 231605.

[10] Liao D, He M, Qiu H. High-performance icephobic droplet rebound surface with nanoscale doubly reentrant structure. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 133: 341-351.
[11] Tuteja A, Choi W, Mabry J M, Mckinley G H, Cohen R E. Robust omniphobic surfaces. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2008, 105 (47): 18200-18205.
[12] Nhung Nguyen T P, Brunet P, Coffinier Y, Boukherroub R. Quantitative testing of robustness on superomniphobic surfaces by drop impact. Langmuir, 2010, 26 (23): 18369-18373.
[13] Domingues E M, Arunachalam S, Mishra H. Doubly reentrant cavities prevent catastrophic wetting transitions on intrinsically wetting surfaces. ACS applied materials & interfaces, 2017, 9 (25): 21532-21538.
[14] Bocquet L, Lauga E. A smooth future? Nature materials, 2011, 10 (5): 334-337.
[15] Lafuma A, Quéré D. Superhydrophobic states. Nature materials, 2003, 2 (7): 457-460.
[16] Rykaczewski K, Paxson A T, Staymates M, Walker M L, Sun X, Anand S, Srinivasan S, Mckinley G H, Chinn J, Scott J H J. Dropwise condensation of low surface tension fluids on omniphobic surfaces. Scientific reports, 2014, 4 (1): 1-8.
[17] Wier K A, Mccarthy T J. Condensation on ultrahydrophobic surfaces and its effect on droplet mobility: Ultrahydrophobic surfaces are not always water repellant. Langmuir, 2006, 22 (6): 2433-2436.
[18] Dorrer C, Rühe J. Condensation and wetting transitions on microstructured ultrahydrophobic surfaces. Langmuir, 2007, 23 (7): 3820-3824.
[19] Jung Y, Bhushan B. Wetting behaviour during evaporation and condensation of water microdroplets on superhydrophobic patterned surfaces. Journal of microscopy, 2008, 229 (1): 127-140.
[20] Wenzel R N. Resistance of solid surfaces to wetting by water. Industrial & Engineering Chemistry, 1936, 28 (8): 988-994.
[21] Cassie A, Baxter S. Wettability of porous surfaces. Transactions of the Faraday society, 1944, 40: 546-551.
[22] Shahrubudin N, Lee T C, Ramlan R. An overview on 3d printing technology: Technological, materials, and applications. Procedia Manufacturing, 2019, 35: 1286-1296.
[23] Qian Y-H, D'humières D, Lallemand P. Lattice bgk models for navier-stokes equation. EPL (Europhysics Letters), 1992, 17 (6): 479.
[24] Li Q, Luo K, Li X. Lattice boltzmann modeling of multiphase flows at large density ratio with an improved pseudopotential model. Physical Review E, 2013, 87 (5): 053301.
[25] D'humieres D. Multiple–relaxation–time lattice boltzmann models in three dimensions. Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 2002, 360 (1792): 437-451.
[26] Guo Z, Zheng C, Shi B. Discrete lattice effects on the forcing term in the lattice boltzmann method. Physical review E, 2002, 65 (4): 046308.
[27] Shan X, Chen H. Lattice boltzmann model for simulating flows with multiple phases and components. Physical Review E, 1993, 47 (3): 1815.
[28] Gong S, Cheng P. Numerical investigation of droplet motion and coalescence by an improved lattice boltzmann model for phase transitions and multiphase flows. Computers & Fluids, 2012, 53: 93-104.
[29] Gong S, Cheng P, Quan X. Lattice boltzmann simulation of droplet formation in microchannels under an electric field. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2010, 53 (25-26): 5863-5870.
[30] Quéré D. Rough ideas on wetting. Physica A: Statistical Mechanics and its Applications, 2002, 313 (1-2): 32-46.
[31] Cheng P, Quan X, Gong S, Liu X, Yang L. Recent analytical and numerical studies on phase-change heat transfer. Advances in heat transfer. Elsevier. 2014: 187-248.
[32] 黄建业, 王峰会. 压力作用下 cassie 状态的热力学稳定性. 科学通报, 2014, (31): 3066-3071.
Huang J, Wang F. Thermodynamic stability of Cassie state under pressure. Scientific Bulletin, 2014, (31): 3066-3071.
[33] Patankar N A. On the modeling of hydrophobic contact angles on rough surfaces. Langmuir, 2003, 19 (4): 1249-1253.

中国工程热物理学会 学科类别：相变传热
学术会议论文 编号：22xxxx

多孔泡沫金属增强相变储热材料传热性能数值仿真与实验研究

李波，常超
大连海事大学，大连，轮机工程学院，热能工程研究所，116026
（联系电话：Tel：18221057610 Email：chaochang@dlmu.edu.cn）

摘要：石蜡因其相变潜热高、不易出现过冷和相分离现象、化学稳定性好、无毒以及成本低廉而被广泛应用。但石蜡的导热系数较小，限制了其应用范围。本文以石蜡为研究对象，通过石蜡与多孔金属泡沫相复合，探究加热位置对梯度相变复合储热材料传热性能的影响规律。通过数值模拟和实验测试，分别研究了从模型的侧面、底部加热对石蜡融化情况的影响，结果表明实验和数值模拟结果基本一致，且热源放置在侧面时，X 方向负梯度的泡沫金属强化作用最显著。

关键词：相变材料；泡沫金属；数值模拟；强化传热

1 前言

当今各国对化石能源的需求日益增加，并且巨大的化石能源消耗带来了能源危机，因此我们应该提高能源利用效率，对能源进行回收以及再利用[1]。在提高能源的利用效率和能源回收方面，储能技术是解决这些问题的关键性手段，通过将能量储存起来再释放的过程，以此来解决能源的转化、运输以及供需之间不平衡的问题[2]。

目前热能储存技术主要分为潜热储能技术、显热储能技术以及化学储能技术。由于潜热储能拥有更大的能量储存密度，和更小的储能温差，且潜热储能比热化学储能更易于控制更加安全而被广泛应用。相变材料是潜热系统的一个重要组成部分，相变材料以融化潜热高、相变温度恒定、化学性能稳定、成本低而广泛应用于热能储存[3]、电子产品热管理[4]、电池热管理[5]、余热回收[6]、太阳能利用[7]等领域。但由于相变材料的导热率低，限制了其在很多领域进一步的应用。为了提高相变材料的导热性，人们通常在相变材料中添加翅片[8]、泡沫金属[9]、膨胀石墨[10]、纳米流体[11]等来提高相变材料的导热性能。Cui 等人研究了泡沫铜对石蜡导热性能的影响，发现加入泡沫铜后相变材料的温度分布更加均匀且融化时间大大缩短[12]。Li 等人对金属泡沫中石蜡相变传热进行了实验和数值研究，发现导热和对流是使复合相变材料融化的主要传热机制，尽管泡沫金属对自然对流有抑制作用，但总体大大缩短了相变材料完全融化所需时间。且作者认为通过调整孔密度和孔隙率来调整融化过程中自然对流和复合相变材料的导热率[13]。Tian 等人发现加入金属泡沫的复合相变材料比纯 PCM 的传热性能提高了约 10 倍，并且孔径和孔隙率较小的金属泡沫比孔径和孔隙率较大的金属泡沫的传热性能更加优异[14]。Chang 等人通过烧结铜网并在其表面沉积石墨纳米颗粒与石蜡相结合形成新的复合相变材料，该复合相变材料可以防止实验过程中石蜡的泄露并提高相变材料的导热系数，石墨纳米颗粒可以吸收太阳能并转化为热能传给石蜡，可收集并利用太阳能[15]。Z 等人对铜泡沫在相变材料中的配比对系统传热性能的影响进行了研究，他们发现自然对流

是低铜金属泡沫比例复合相变材料熔融过程中的主要传热机理;热传导在高铜金属泡沫比例的复合相变材料的熔融过程中起着主要作用[16]。Vahid 等人发现对于管壳式换热器而言，偏心管壳式换热器比同心管壳式换热器完全熔化时间减少 54%，且在相同实验条件下分叉翅片的效果要由于直式翅片[17]。zhang 等人利用超声法以多壁碳纳米管为高导热材料，十八醇为成核剂，成功制备了一种新型低过冷度、高导热率的纳米相变材料乳液，并且此乳液具有优异的分散性和稳定性。添加 4 wt%多壁碳纳米管后，32 wt%纳米乳液的导热系数提高了 10.1%。添加 20wt%十八烷醇后，36wt%纳米乳液的过冷度从 4.17°C 降低到 3.11°C，降低了 0.1%[18]。se 等人对矩形单元中翅片倾角对相变材料储热性能影响进行了研究，并发现带有向下角度翅片的系统具有较短的熔化时间。在热源温度为 60℃时翅片倾角为-20°时相变材料完全融化所需时间最短，当热源温度为 70°C和 80°C时翅片倾角为-30°时相变材料完全融化所需时间最短[19]。Kamkari 等人对月桂酸在带有翅片的矩形外壳在不同倾角下的融化情况进行了研究，倾斜角度分别为 90°、45°和 0°。通过数值模拟和实验发现不管外壳有无翅片较小的外壳倾角具有较快的融化速率，并且作者发现简单地倾斜外壳比在垂直外壳中添加翅片可以更有效地提高熔化速率[20]。Li 等人在管壳式热能储存单元中同时添加翅片和纳米材料，研究两者共同作用对储能系统的影响。石墨烯纳米片的加入确实加速了复合相变材料在热能存储单元中的熔化过程，但如果石墨烯纳米片加入过多，复合相变材料的粘度会显著增加，粘度增加会抑制对流换热从而抵消导热系数增加带来的好处，甚至会使储热系统的传热变差。当石墨烯纳米片和纵向翅片结合的情况下，系统的整体熔化速率和瞬时蓄热速率都大大降低，因此纵向翅片应与纯 PCM 结合使用[21]。

本文利用 Solidworks 软件设计了一种多孔模型，利用 3D 打印机完成打印，并将打印的多孔金属模型与石蜡相结合，形成了一种新的复合材料。并对复合材料进行实验和数值模拟探究其在不同部位加热对其传热性能的影响。

2 实验介绍

2.1 实验系统

本文研究的多孔基质相变蓄热材料由铝合金金属骨架与石蜡复合而成，石蜡填充在金属骨架的空腔中。金属泡沫模型如图 1 所示。其中模型长 98mm，宽 98mm，高 40mm。模型中的小孔为边长为 1mm 的正方形，填充相变材料的区域是以梯度为 1mm 水平递减的矩形块，最左边是以边长为 22mm 的正方形区域并依次递减到最右边的 19mm。高度为 40mm。模型整体的孔隙率为 0.896。具有恒定温度热源放置在系统的左侧或底部，其他壁面为绝热状态。本文根据热源位置和梯度孔隙考虑了三种不同的工况。分别为热源在系统左侧时模型为 X 方向正梯度孔隙、热源在系统左侧时模型为 X 方向负梯度孔隙以及热源在系统底部时的情况。

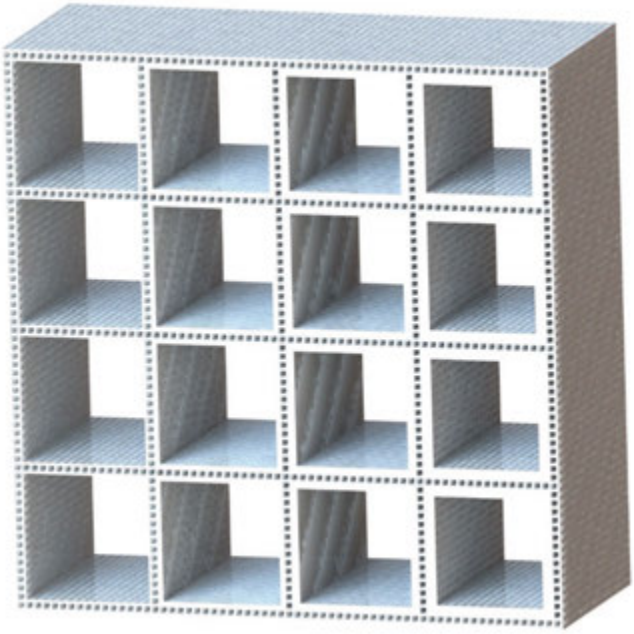


图 1 多孔金属几何模型

本文考虑了两个加热位置，如图 1 所示分别为系统左边及系统底部。此外，模型还留有一个观测面，探究不同加热方向对模型中石蜡融化情况的影响。石蜡的差示扫描量热仪(DSC)曲线如图 2 所示，测量过程由 0℃加热到 90℃，加热速率为 5℃/min，得到了石蜡的相变温度、相变潜热等参数。石蜡的物性参数如表 1 所示。

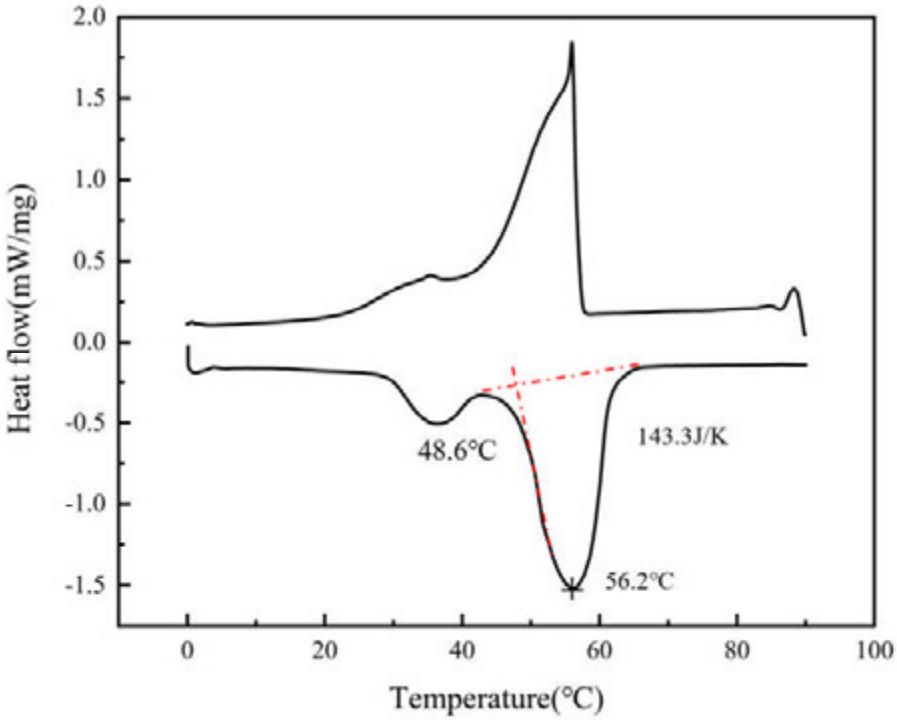


图 2 纯石蜡 DSC 测试曲线

表 1 纯石蜡的热物参数

材料	$\rho(kg\cdot m^{-1})$	$C_p(J\cdot kg^{-1}\cdot K^{-1})$	$k(W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1})$	$\mu(Pa\cdot s)$	$L(KJ\cdot kg)$	$T_m(K)$	$\gamma(K^{-1})$
石蜡	900	2300	0.3	0.00324	143.3	321.75 - 329.35	0.0005

本次实验搭建了复合相变材料的固液相变可视化实验平台和内部测温系统，实验系统由恒温水浴、高清摄像机、热电偶、数据采集仪及电脑等设备构成，如图 3 所示。实验过程中的加热方式为恒温加热，将水浴块置于系统左侧或底部，热源温度为 78℃。将浇筑好石蜡后的复合相变材料放入外壳，外壳为透明 PC 板，通过高清相机观察不同梯度及不同热源位置的复合相变材料融化过程中固液界面的迁移变化。同时在八个不同石蜡块的中心分别安置热电偶，用来监视系统中温度分布情况。

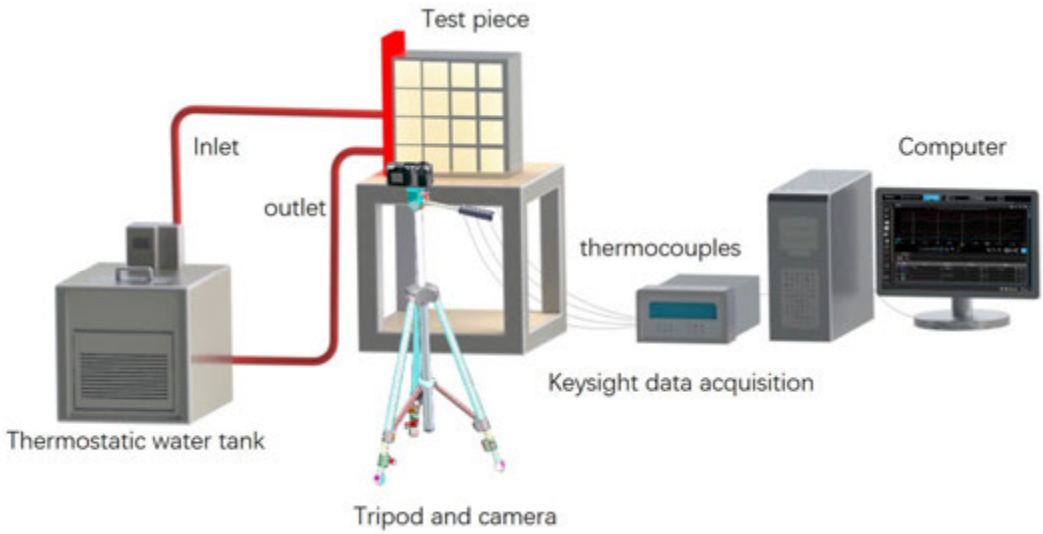


图 3 可视化实验平台

2.2 数值模拟

利用 ANSYS FLUENT 2020 R2 有限体积法模拟泡沫金属中相变材料的非稳态熔化相变过程。为节省计算机资源，本文数值模拟采用二维模型进行计算，采用一个考虑自然对流和热传导影响的数值模型来研究二维多孔结构的传热性能并研究其瞬态相变过程，以下假设用于建立数值模型：

(a) 假定相变材料的液相流动为不可压缩层流。

(b) 石蜡和金属泡沫的热性能是恒定且各向同性的。

(c) 假设液体石蜡的粘度保持恒定。

(d) 石蜡的密度变化遵循 Boussinesqb 假设。

(e) 忽略固液之间空气的影响。

模拟中网格为非结构化网格，采用有限体积离散化进行模拟，压力与速度耦合采用

SIMPLE 算法，压力项的离散格式选用 PRESTO!

2.3 控制方程及初始条件

计算域如图 4 所示。最初包括石蜡和金属泡沫在内的整个区域的温度为 298K。在右壁、底壁放置恒定温度高于石蜡熔化温度的热源，热源温度为 351K。除了加热面，其它所有壁面与外界保持绝热。在整个系统中布置了八个热电偶，其中 4 个分布在外层四块石蜡的中点，另外 4 个分布在中心四块石蜡的中点，用以监测整个系统的温度分布，从左至右自上而下热电偶编号依次为 T1、T2、T3、T4、T5、T6、T7、T8。当热源位置改变时，热电偶位置及顺序保持不变。

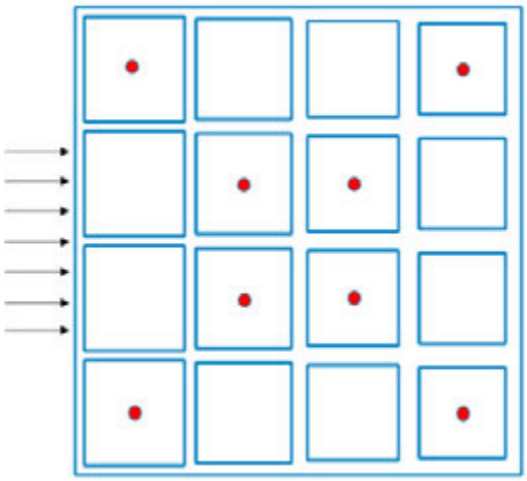


图 4 二维模型结构

连续性方程：

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t}+\frac{\partial(\rho_f u)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho_f v)}{\partial y}=0$$

动量方程：

$$\frac{\rho_f}{\delta}\frac{\partial u}{\partial t}+\frac{\rho_f}{\delta^2}\left(u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}\right)=\frac{\mu_f}{\delta}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right)-\frac{\partial p}{\partial x}+S_x$$

$$\frac{\rho_f}{\delta}\frac{\partial v}{\partial t}+\frac{\rho_f}{\delta^2}\left(u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}\right)=\frac{\mu_f}{\delta}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right)-\frac{\partial p}{\partial x}+S_y$$

其中 ρ_f 为石蜡的密度，μ_f 为动态粘度，u 是 x 方向上的速度，v 是 y 方向上的速度，p 表示压力，δ 为石蜡的液体分数，S_y 和 S_x 为动量源项。

2.4 网格划分与独立性验证

为节省计算机资源，本文模拟采用二维模型进行计算。为了确保计算结果跟网格尺寸无关，本文采用三组不同尺寸的网格进行模拟，分别为 15977 和 25245 和 50454。

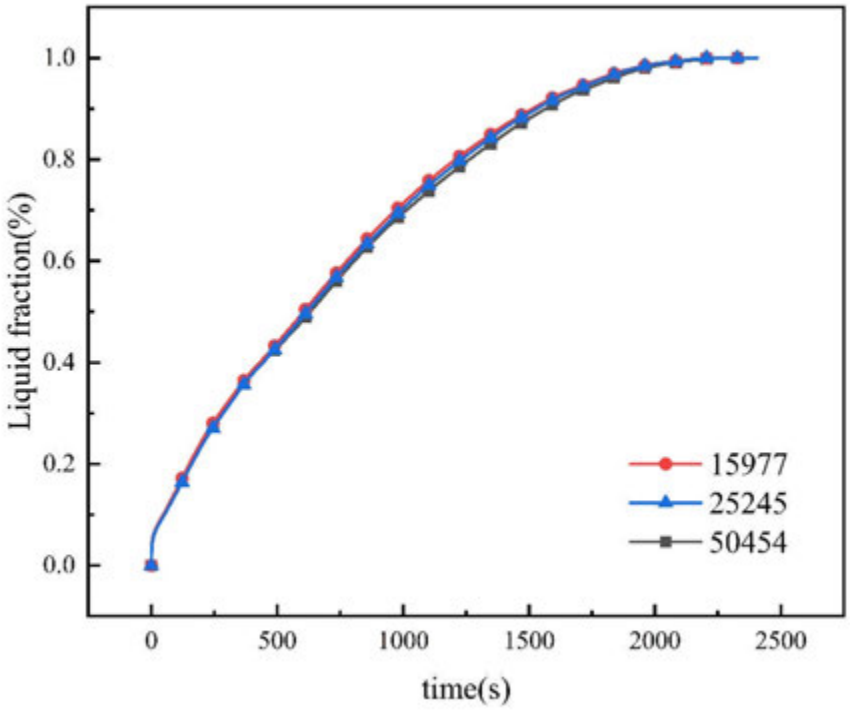


图 5 网格独立验证

图 3 为三种不同网格尺寸下的液相率，三种网格尺寸的结果非常接近。认为此时模拟结果不受网格数量的影响。因此，为节省时间和资源选择网格数量为 25245 的模型进行数值模拟。

3 数值模拟结果

本文模拟了在以金属泡沫为基底石蜡为相变材料的融化过程。图 6 为三种不同工况下数值模拟结果图，热源温度为 351K，其中红色部分表示液体相变材料，蓝色部分表示固体相变材料。

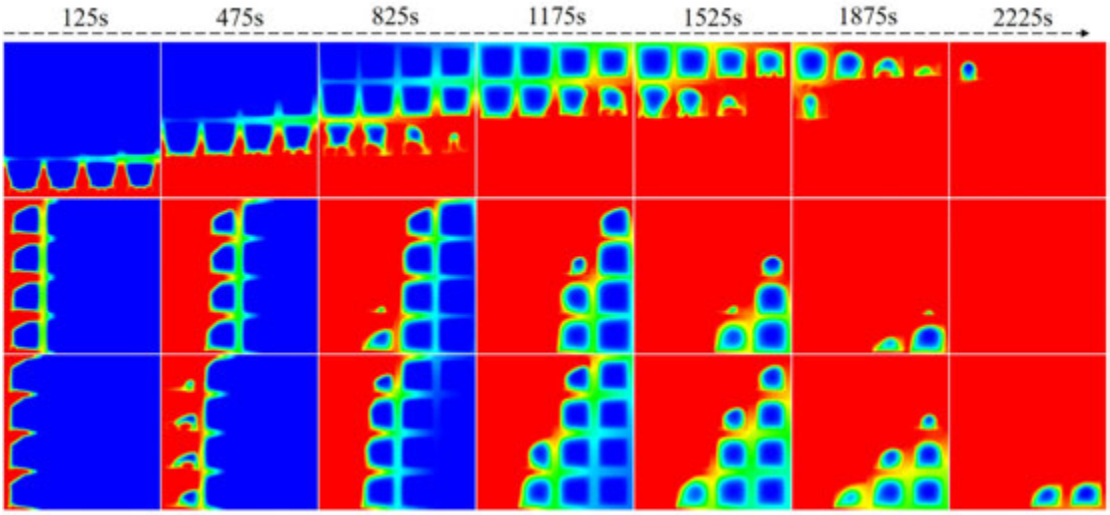


图 6 数值模拟结果图

在加热前期热量主要通过金属传递给石蜡块，靠近金属附近的石蜡优先融化，所以最靠近热源侧的石蜡融化趋势为 C 字形,随着继续加热，热源侧石蜡出现了明显的液化现象，因

为石蜡的密度随温度变化而变化，靠近热源侧的液体石蜡温度较高密度较小向上流动，远离热源的液体石蜡温度较低密度较大向下流动，所以整体石蜡的融化趋势并不是平行于加热面向后迁移而是以一定倾斜角度向后迁移。在整个过程中，相变材料从加热端开始融化到所有相变材料完全融化变成液体，自然对流和热传导是使石蜡相变的主要传热机制。其中加热前期的热量主要是通过金属骨架进行传导，随着加热的进行对流效果越来越明显。融化过程中自然对流的产生是因为液体石蜡在模型内部形成了循环，虽然多孔金属骨架增加了石蜡的导热系数但对自然对流却有抑制作用，降低了自然对流效应。但从宏观角度而言，金属骨架显著地改善了整个系统的传热情况。

当热源位于系统左侧时，系统在开始融化阶段主要是以热传导为主，此时液体石蜡的比例较小，还未形成循环，自然对流受到限制。但随着时间的推移，液体石蜡越来越多，所占空间也越来越大，由于液态石蜡受热不均匀其密度也会相应发生改变，靠近热源的石蜡温度较高密度较小向上流动，远离热源的液态石蜡温度较低密度较大向下流动，因此形成了顺时针方向的自然对流循环，此时融化进程开始加快。由于自然对流的原因与底部相比顶部融化得更快，所以导致在整个融化阶段中融化趋势是倾斜的，并且随着时间的增加斜率也逐渐增加。

对比上面两组结果可以看出当热源位于系统左侧时 X 方向负梯度完全融化时间比 X 方向正梯度短，主要原因是与 X 方向正梯度靠近热源的石蜡块较大，金属占比较小，而且融化前期热量传递方式主要是以导热为主，自然对流并不明显，所以在 475s 时 X 方向负梯度明显融化较快，825s 时两者差异更加明显。融化后期热量传递方式是以自然对流为主导，金属骨架对自然对流有抑制作用，由于 X 方向正梯度远离热源处的金属比 X 方向负梯度占比大，所以在 X 方向上负梯度比正梯度融化得快。

热源在系统底部时热量传递的主要方式为热传导及自然对流，热源的热量主要通过金属骨架及自然对流向上传导，在加热的初始阶段热源通过金属骨架将热量传递给最近的固态石蜡，随着时间的推移液体石蜡逐渐增多，但当液体增加到一定量时，靠近热源位置时每个石蜡方块出现了自下而上的热流循环使得石蜡融化进程加快，出现自然对流的原因主要是靠近热源的石蜡温度较高密度较小向上流动，远离热源的石蜡温度较低密度较大向下流动，因此形成了自下而上的对流循环。但随着时间增加石蜡逐渐向上融化，同一层液体石蜡的温差开始减小对流作用慢慢开始减弱，融化速度也开始下降。

从图 6 可以直观地看出当热源位于系统侧面时 X 方向正梯度石蜡完全融化所需时间最少，X 方向负梯度完全石蜡融化所需时间最多，当热源位于系统底部时石蜡完全融化所需时间在两者之间，下面通过实验进行验证。

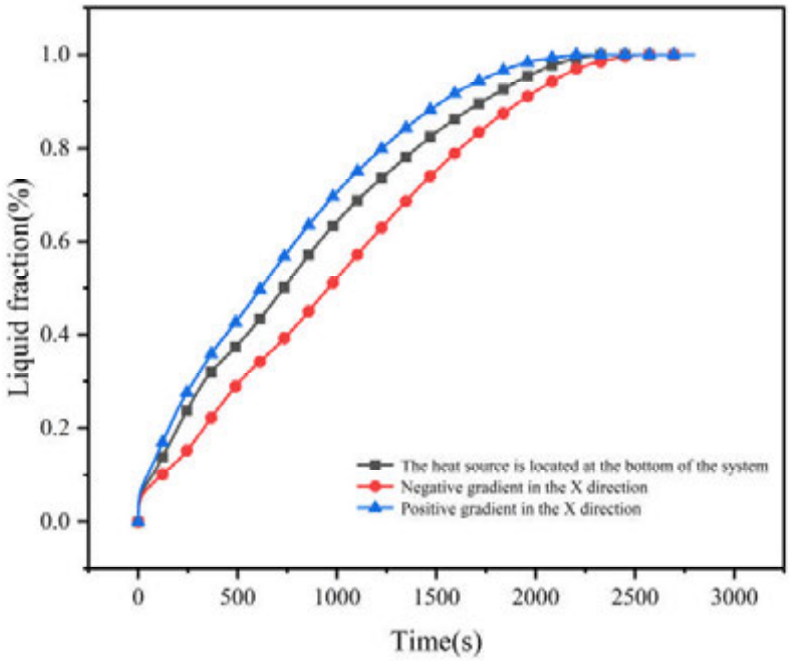


图 7 不同工况下相变材料液相率随时间变化图

4 实验结果及分析

图 8 为热源在系统侧面时 X 方向正梯度水平加热的实验结果图，从图中可以观察到靠近热源一侧的石蜡优先融化，并且在第一列融化到一定程度后开始出现自然对流。出现自然对流的原因是随着持续地加热，液态石蜡逐渐增多，液态石蜡因温度不同其密度也不同。靠近热源的液体石蜡温度较高密度较小所以向上流动，而靠近固态石蜡的温度较低密度较大所以向下流动，液态石蜡地流动同时伴随着流动换热，将热源的温度传递给固态石蜡，加快了整个系统的融化进程，因此每一列的上部分总是比下部分融化地更快。整个系统的固液交界面为一条曲线，且随着时间的推移固液交界面与加热面的倾角越来越大。通过分析实验结果与模拟仿真结果发现两者融化趋势基本一致，该工况下固态石蜡完全融化所需时间为 162 分钟。

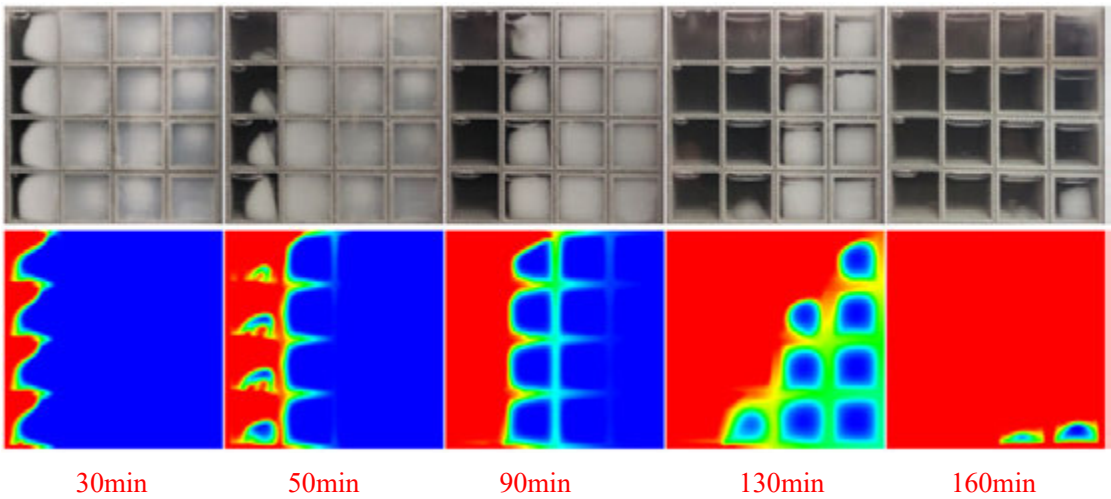


图 8 X 方向正梯度水平加热实验与模拟融化情况对比图

图 9 为热源在系统侧面时 X 方向负梯度水平加热的实验结果图。与数值模拟的结果基本一致，前期是以热传导为主，贴近金属骨架的四周最先融化，然后慢慢向中央融化。对比 X 方向正梯度水平加热的实验结果可以发现在融化前期相同的加热时间下 X 方向负梯度水平加热该工况下融化地更快，并且该工况下的固液交界面倾斜角度比 X 方向正梯度水平加热的小。该工况下固态石蜡完全融化的时间为 123 分钟。

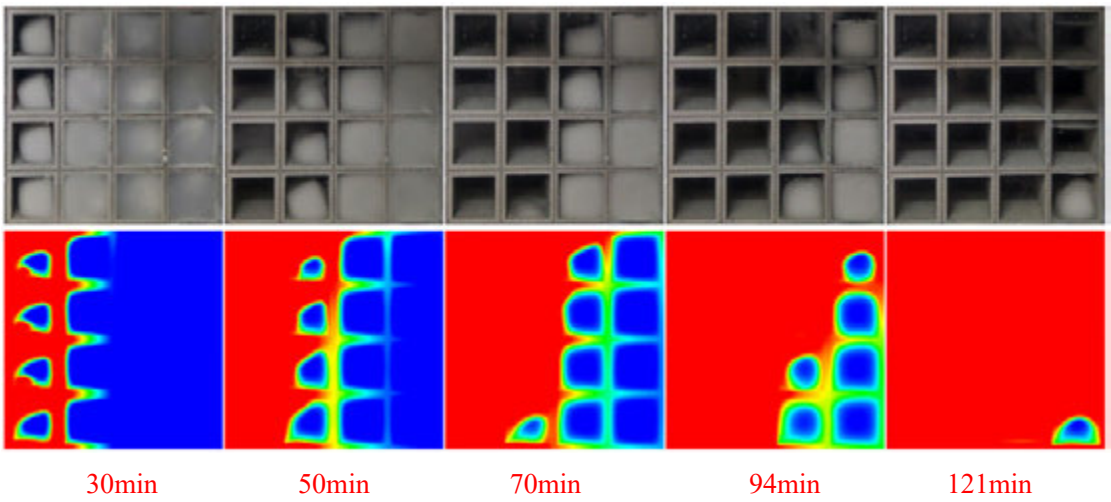


图 9 X 方向负梯度水平加热实验与模拟融化情况对比图

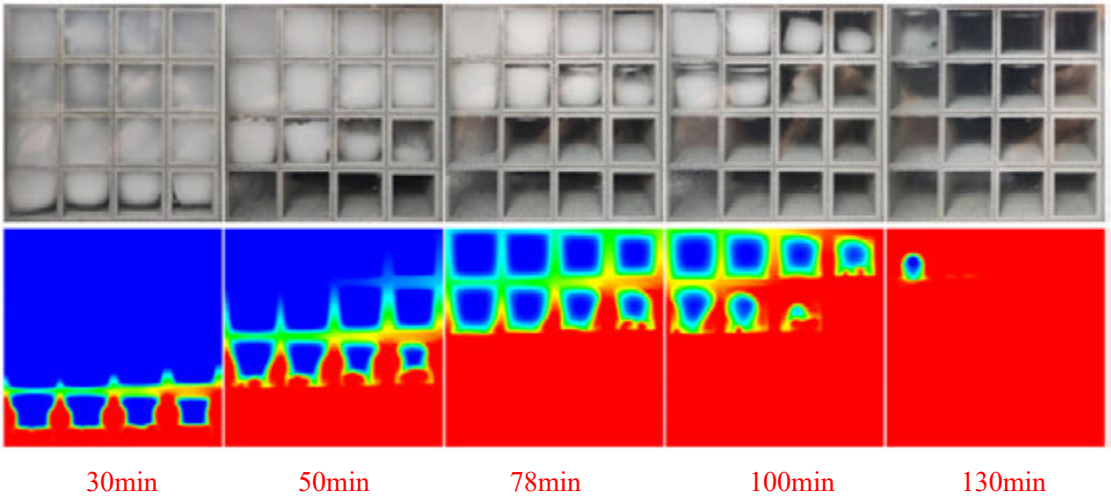


图 10 底部加热实验与模拟融化情况对比图

图 10 为热源位于底部时的实验结果，从图中可以观察到固态石蜡的融化规律为自下而上逐层融化，且每层较小石蜡块先融化，该工况也存在自然对流，但仅在每个石蜡块中有所表现，由于热源位于系统底部，热量通过金属骨架由下向上传递，靠近金属骨架的石蜡优先融化，由于密度不同形成了自然对流。该工况下固态石蜡完全融化所需时间为 132 分钟。

通过实验发现当热源位于系统侧面时 X 方向正梯度石蜡完全融化所需时间最少，X 方向负梯度完全石蜡融化所需时间最多，当热源位于系统底部时石蜡完全融化所需时间在两者之间，与数值模拟结果一致。

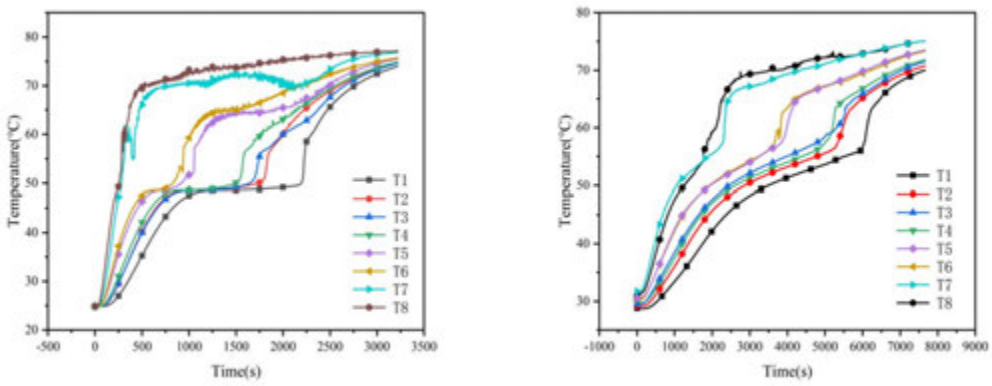


图 11 底部加热实验与模拟温升对比图

上图为含有 X 负梯度骨架的相变材料在水平加热方向上 8 个测温点温度随时间变化的趋势图。因为在加热初始阶段 T7 和 T8 是离热源最近的两个测温点，所以在 8 个测温点中 T1 和 T7 是温度升高最快的两个点。在加热初始阶段各点温度升高较快，加热到一定程度后各点温度升高速率开始减慢，测温点附近的石蜡开始吸收热量并以潜热的形式进行储存，由于各个测温点距离热源位置不同所以温升减慢趋势的时间也不同。数值模拟 8 个点的温升图和实验对应 8 个测温点的温升图大致相同，但两者还是有所差别，其主要原因是数值模拟对石蜡密度做了假设，认为石蜡的热物性为恒定且各项同性，但在实验中石蜡的密度会随温度的变化而变化。

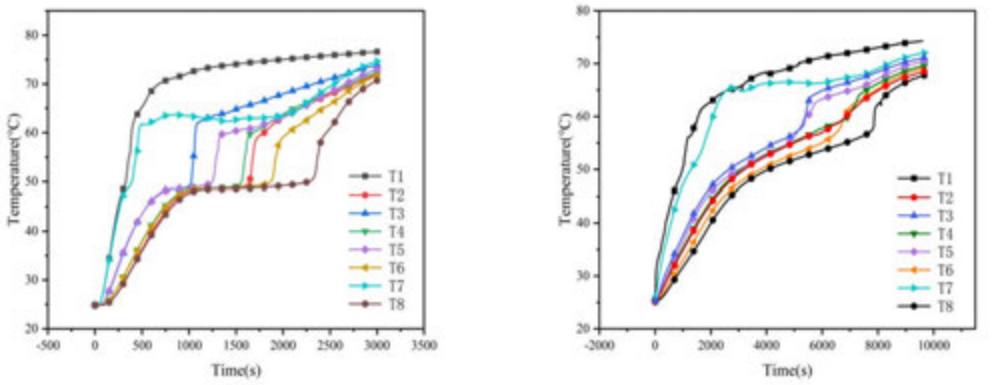


图 12 X 方向正梯度水平加热实验与模拟温升对比图

X 方向负梯度水平加热温升图数值模拟和实验的第七个测温点相差较大，其主要原因是实验过程中达不到完全隔热的效果导致有热量散失，影响石蜡融化过程中的换热效果。且由于实验样件是 3D 打印而成，在打印过程中会堵塞某些孔洞所以实验过程中会抑制自然对流，数值模拟中可以看出自然对流对 T7 测温点影响较大，所以实验中 T7 测温点曲线效果不如数值模拟明显。

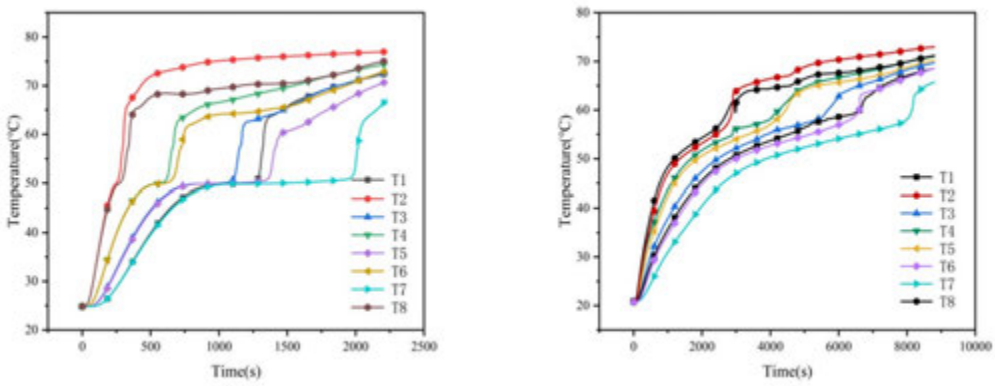


图 13 X 方向负梯度水平加热实验与模拟温升对比图

对于 X 方向负梯度水平加热温升图数值模拟和实验数据曲线趋势符合较好，其中差别较大地方为数值模拟中测温点附近的石蜡温度到了一定时间后会有一个停滞期，而实验数据并没有出现温度停滞的情况，只是以一个较缓的增长速率慢慢升高，导致两者差异的原因是数值模拟中认为石蜡的熔点为一个定值，然而实际中因为石蜡是混合物其并像纯净物那样具有严格的熔点，所以实验数据表现出来的跟数值模拟有所差别。因为实验系统中没有固定热电偶的装置，热电偶的位置都是通过测量工具测量出来的，测量点位与数值模拟难免存在偏差，造成数值模拟与实验数据存在些许差异，当然跟实验的隔热条件、3D 打印金属本身缺陷等因素也有关。

5 结论

应用数值模拟和实验相结合的方法研究热源位置对梯度泡沫金属中相变储热材料的传热特性的影响，得出以下结论。

（1）热源位于系统侧面和底部时传热机制主要是热传导和自然对流。

（2）当热源位于系统侧面时，X 方向负梯度完全融化时间比 X 方向正梯度短。

（3）当热源位于系统底部时石蜡完全融化所需时间在两者之间。

（4）数值模拟结果与实验结果偏差较小，文中采用的数值模拟方法是可靠的。

参考文献

[1]. Demirbas M F. Thermal energy storage and phase change materials: an overview[J]. Energy Sources, Part B: Economics, Planning, and Policy, 2006, 1(1): 85-95.

[2]. Solaun K , E Cerdá. Climate change impacts on renewable energy generation. A review of quantitative projections[J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2019, 116:109415.

[3]. Yang T， King W P， Miljkovic N . Phase change material-based thermal energy storage[J].

[4]. Wu W， Zhang G， Ke X , et al. Preparation and thermal conductivity enhancement of composite phase change materials for electronic thermal management[J]. Energy Conversion & Management, 2015, 101:278-284.

[5]. Jilte R， Afzal A， Panchal S . A novel battery thermal management system using nano-enhanced phase change materials[J]. Energy, 2020, 219(3):119564.

[6]. Omara A . Phase change materials for waste heat recovery in internal combustion engines: A review[J]. Journal of Energy Storage, 2021(Dec. Pt.B):44.

[7]. Mahian O , Ghafarian S , Sarrafha H , et al. Phase change materials in solar photovoltaics applied in buildings: An overview[J]. Solar Energy, 2021(Aug.):224.

[8]. Nakhchi M E , Esfahani J A . Improving the melting performance of PCM thermal energy storage with novel stepped fins[J]. The Journal of Energy Storage, 2020, 30:101424.

[9]. Aramesh M , Shabani B . Metal foam-phase change material composites for thermal energy storage: A review of performance parameters. 2021.

[10]. Allahbakhsh A . Graphene-based phase change composites for energy harvesting and storage: State of the art and future prospects[J]. Carbon: An International Journal Sponsored by the American Carbon Society, 2019, 148.

[11]. Sidik N , Kean T H , Chow H K , et al. Performance enhancement of cold thermal energy storage system using nanofluid phase change materials: A review[J]. International Communications in Heat & Mass Transfer, 2018, 94:85-95.

[12]. Cui H T . Experimental investigation on the heat charging process by paraffin filled with high porosity copper foam[J]. Applied Thermal Engineering, 2012, 39(none):26-28.

[13]. Li W Q , Qu Z G , He Y L , et al. Experimental and numerical studies on melting phase change heat transfer in open-cell metallic foams filled with paraffin[J]. Applied Thermal Engineering, 2012, 37(none):1-9.

[14]. Tian Y , Zhao C Y . A numerical investigation of heat transfer in phase change materials (PCMs) embedded in porous metals[J]. Energy, 2011, 36(9):5539-5546.

[15]. Chang C, Chen G, Wu F, et al. Fabrication and Thermal Performance of 3D Copper-Mesh-Sintered Foam/Paraffin Phase Change Materials for Solar Thermal Energy Storage[J]. Processes, 2022, 10(5): 897.

[16]. Zw A , Hua Z A , Bd A , et al. Effect of copper metal foam proportion on heat transfer enhancement in the melting process of phase change materials. 2021.

[17]. Vs A , Ha A , Ld B , et al. Thermal performance investigation of concentric and eccentric shell and tube heat exchangers with different fin configurations containing phase change material[J]. Journal of Energy Storage, 37.

[18]. Gz A , Zy A , Gc A , et al. Fabrication of a novel nano phase change material emulsion with low supercooling and enhanced thermal conductivity[J]. Renewable Energy, 2020, 151:542-550.

[19]. Pandey S , Kim S H , Park S H , et al. A numerical investigation of the effect of fin inclination angle on the thermal energy storage performance of a phase change material in a rectangular latent heat thermal energy storage unit[J]. Journal of Energy Storage,

2022(Mar.):47.

[20]. Kamkari B， Groulx D . Experimental investigation of melting behaviour of phase change material in finned rectangular enclosures under different inclination angles[J]. Experimental Thermal and Fluid Science (EXP THERM FLUID SCI), 2018:S0894177718305417.

[21]. Li Z R， Fu G T， Fan L W . Synergistic effects of nano-enhanced phase change material (NePCM) and fin shape on heat storage performance of a finned shell-and-tube unit: An experimental study[J]. Journal of Energy Storage, 2022(Jan.):45.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233050

亲水和超疏水表面在深冷条件下结霜特性的实验研究

王振强，李艳霞*，刘中良，李一，于凤娇
（北京工业大学，传热强化与过程节能教育部重点实验室暨传热与能源利用北京市重点实验室，北京 100022）
(Tel: 13522786419, Email: liyanxia@bjut.edu.cn)

摘要：结霜初期现象是空间上不连续的相变成核过程，而且这一相变成核过程随着冷板温度和表面特征的不同而变化。不同表面特性对普冷条件下的结霜过程，尤其是结霜初始阶段有着直接、重要的影响。在深冷条件下超疏水特性对结霜过程的影响远没有普冷条件下明显。为了弄清楚表面特性对深冷条件下结霜现象的影响，仍需要进一步的系统研究。基于此，本文研究了-190℃至-30℃下亲水表面和疏水表面上的结霜现象，寻求抑制结霜的方法。在实验中首次观察到不同温度下边界层中水蒸气凝华和凝结的现象，证明了以往学者对结霜机制的推测。

关键词：深冷结霜；改性表面；超亲/疏水；凝华成霜；凝结成霜

0 前言

结霜是一种常见的物理现象，广泛存在于自然界和人类生产生活中。当冷表面处于湿空气中，其表面温度低于对应水蒸气分压下的冰点温度时，水蒸气就凝华在冷表面上，结霜现象就会发生。但结霜也是一个十分复杂的传热传质现象，在结霜初期，独立分散的霜晶类似肋片可以起到强化传热的功能，但随着霜层厚度的增加，霜晶不断增长、增多、堆叠，形成厚厚的霜层，此时霜层会严重阻碍传热；同时，霜层的存在还会增加流动阻力从而增加压力损失。总的来说，结霜带来的不利影响居多。因此，研究冷表面的结霜机理，探究其生长规律及影响因素显得尤为重要。

结霜是一个典型的界面现象，因此，冷表面特性包括亲疏水性和表面粗糙度必然会对结霜过程（尤其霜晶成核阶段）产生重要的影响。大量实验研究证实，冷表面经过表面改性可以一定程度上延迟水珠冻结，从而抑制霜晶的生长。Wu 和 Webb[1]通过实验发现疏水表面和亲水表面的霜晶形态及分布都有所不同，亲水表面上的霜晶分布均匀，而疏水表面上的霜晶呈现一簇簇的团状分布。Wang 等人[2]在-7.2℃、相对湿度 55％的环境下观察结霜过程，发现疏水表面（接触角 CA=150°）出现霜晶的时间要比裸铜面(CA=64°)延迟 100s。同样实验环境下将超疏水表面竖直放置，600s 后超疏水表面上几乎没有霜。Liu 等人[3]利用磁控溅射技术制作了一种超疏水表面，发现该表面比普通金属表面延迟初

基金项目：国家自然科学基金（52076004）

始霜晶出现达 55min 以上，且在这种表面上观察到了一种独特的霜晶生长现象，即霜晶围绕一个中心横向平铺生长，最后形成一簇簇类似菊花或麦穗状的霜晶团。Yue 等人[4]制作了分层微结构化硅表面，获得的最大接触角为 146°，研究了液滴在该表面上的冻结与结霜现象，发现分层微结构化硅表面与光滑硅表面相比可以延迟液滴冻结，并对结霜初期产生一定的影响。正如 Kim 等人[5]总结分析的那样，冷表面状况对结霜的影响主要存在于初始阶段，但对霜层生长几乎没有影响。这与 Liu 等人[6]的观点一致，即通过超疏水改性的冷表面对液滴成核和水珠冻结过程会产生很强的影响，但只能有限度地延长结霜初始阶段，连续霜层生成后，疏水表面和亲水表面上的结霜行为并无明显差异。Zhang[7]等人在铝合金表面制作了自修复超疏水涂层(CA>150°)，涂层表现出优异的自洁性、耐磨性、耐霜冻性和耐腐蚀性，以及出色的霜冻修复和腐蚀修复能力，在-10℃的结霜试验中比普通表面结霜时间延迟 40min。Harges 等人[8]研究了疏水亲水和裸铝平面的表面润湿性和表面初始条件对冷表面温度在-10℃~0℃下早期结霜的影响，其中亲水表面比疏水表面和裸铝表面的平均液滴尺寸更大，液滴尺寸分布更宽。Deng 等人[9]通过水热法、溶胶-凝胶法和电化学沉积法制造了基底为 304 不锈钢的超疏水表面(CA=170°)和亲水性表面(CA=67°)，并与普通表面进行了冷表面温度为−5℃、−10℃和−15℃时的表面结冰实验对比，结果显示超疏水样品表现出显著的防冰效果，亲水表面防冰效果不明显。Pu 等人[10] 进行了冷表面温度为-5℃和-10℃下的亲水、干燥剂和疏水涂层微通道换热器在结霜条件下的可视化循环实验，并与未涂层样品进行了比较。结果表明：亲水性涂层和干燥剂涂层的延迟结霜现象不明显，疏水涂层具有显著的防冻效果。而在 Highgate 等人[11]的实验中亲水涂层可以吸附大量水，贮存部分潜冷，可在-20℃的温度下长时间不结冰。Okoroafor 和 Newborough 等人[12]制作的高聚物亲水表面可以使-5℃和-10℃温度下的结霜速率和霜厚减少 10%~30%，取得了较好抑霜效果。Liu 等人[13, 14]发明和改进的一种成膜只有 0.03mm 的强吸水性抑霜涂料，使-20℃~0℃结霜的开始可以延迟至少 15 分钟，沉积的霜层的厚度可以减少至少 40%。虽然特殊表面只能有限度地延长结霜初始阶段，但人们一直在努力追寻性能高、稳定性强、经济性良好的抑霜除霜改性表面。随着更多不同类型的亲疏水表面应用于结霜/抑霜研究，冷表面上微观结构和润湿性能影响霜层形成的机理迫切需要阐明。

上述研究表明，在凝结成霜（-30°C ~0°C 普冷表面）前提条件下，增大表面接触角可以延迟初始霜晶的出现，起到抑制结霜的作用。但对深冷条件（-273°C ~-30°C）下表面特性的影响仍然缺少系统全面的了解。我们的初步工作表明[15, 16]，当冷表面温度足够低时，采用结构化表面形成的超疏水表面，不仅不能有效抑制霜晶的成核，反而可以强化“非凝结成霜”过程。因此，研究深冷表面特性对霜晶成核、生长，建立抑霜与表面特性之间的联系，对探索有效的抑霜表面具有重要的理论和实际意义。

本文通过化学刻蚀的方法获得疏水和亲水的改性表面，制得了接触角达到 10°的亲水表面和 170°的超疏水表面。实验研究了-190℃~-30℃深冷条件下亲水和疏水表面上的结霜现象，采用 CCD 显微镜采集了霜层初始阶段的霜晶生长情况，获得霜晶形态特征数据。

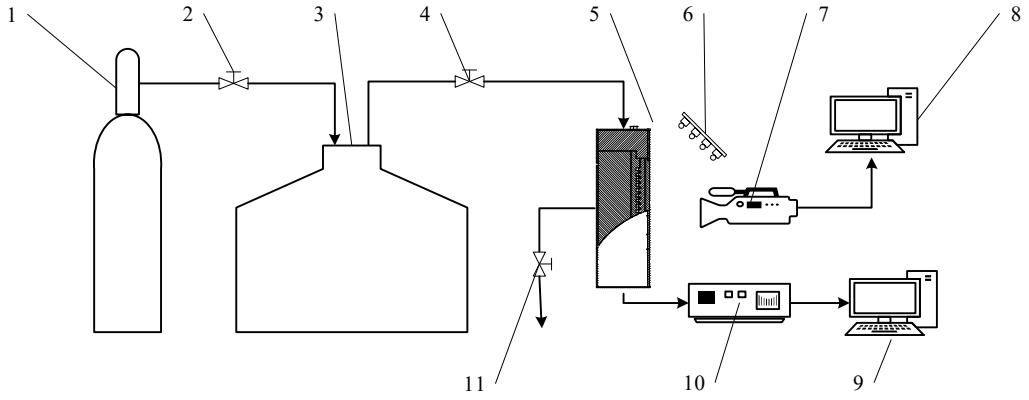
1 实验方法

1.1 实验材料

冷表面选用导热系数大的纯铜作为基底，制作了接触角分别为 10°和 170°的改性表面，同时准备了接触角 95°的未经化学改性的普通铜表面作为对比表面。亲水表面和疏水表面均采用化学刻蚀法制备，首先将铜表面(长×宽×高：20mm×20mm×1mm)在 2M NaOH 和 0.1M $K_2S_2O_8$ 的水溶液中刻蚀 20 min，得到亲水表面；之后再在 5mM 的 $C_{12}H_{24}O_2$的乙醇溶液中浸泡 20min，得到疏水表面[17]。选择液氮 (N_2，质量分数≥99.9%) 作为冷源对铜表面进行持续的冷却。

1.2 实验系统

搭建了液氮制冷结霜实验台，该实验台包括液氮制冷系统、空气温度调节系统、空气湿度调节系统、数据采集系统以及图像观察系统，实验台系统图如图 1 所示。液氮制冷系统采用高压氮气将低温液氮泵入实验平台中，实验平台中的液氮流道采用蛇形通道设计，如图 2 所示，可以使冷表面温度分布更为均匀，温度波动为±1℃。空气温湿度分别采用空气调节器（Gree KFR-50GW/AbD3）、超声波加湿器（AZS-12）、空气除湿器来控制；空气温度波动范围为±0.5℃，湿度波动范围为±2RH%。数据采集系统采用 T 型热电偶和 Agilent 34970A 数据采集仪实时监测冷表面的温度，热电偶精度为±0.1℃。图像观察系统由 Olympic 显微镜和智能实时成像系统构成。



1-高压氮气瓶；2-进气阀；3-液氮罐；4-出液阀；5-实验冷板；6-冷光源；7- CCD 显微成像系统；8- 计算机 1；9-计算机 2；10- Agilent 数据采集系统；11-出气/液管阀

图 1 实验台系统图

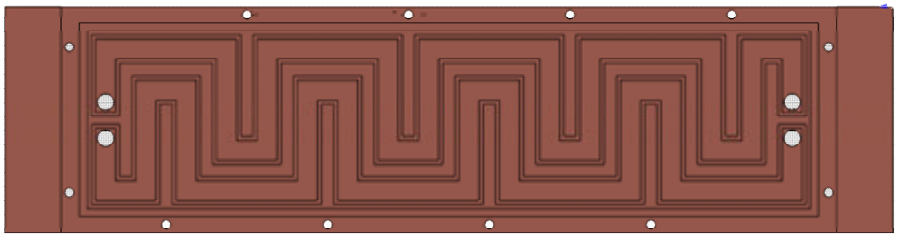


图 2 液氮蛇形通道

1.3 实验方法和步骤

实验开始前先将预制的铜片用导热硅脂贴至实验平台上，导热硅脂要适量，防止贴实验表面时溢出。调节实验环境，使空气温度为 25℃，空气湿度为 35 RH%。待环境温湿度稳定后调整显微镜，使相机实时观察到的图像清晰可见，将铜片用聚乙烯薄膜覆盖，使薄膜与实验表面紧密接触，挤按其中空气，防止冷表面温度降低时预先结霜。实验开始时通入高压氮气泵入液氮，使实验平台快速降低至预定温度，此时打开显微镜的录像功能，并快速揭下聚乙烯薄膜，记录实验表面结霜过程，在实验中要实时观察冷表面的温度变化，必要时通入氮气，使冷表面温度维持恒定。实验过程中每 1s 采集 60 张图片，记录时间为 5min。

2 实验结果与讨论

2.1 表面表征

实验观察了 3 个不同接触角的铜表面上的结霜现象，接触角通过视频光学接触角测量仪(德国 Dataphysics-OCA20)测量，测量时在表面任意选取五个点，取平均值为最终接触角。**错误!未找到引用源。**(a-e)为亲水表面接触角，接触角可达到 10°；**错误!未找到引用源。**为超疏水表面，接触角可达到 170°；**错误!未找到引用源。**为普通铜表面，接触角为 95°，用作对照实验表面。

为不同接触角表面的扫描电镜图(SEM，日立 SU9000 型 FE-STEM)，其中(a)和(d)为 CA=10°的 SEM 图，(b)和(e) 为 CA=170°的 SEM 图，(c)和(f) 为普通铜表面的 SEM 图。电镜图显示经化学刻蚀后，亲水表面由片状结构和尖细的针状结构交错分布而成，针状结构看似长在片状结构的顶端，两种结构的尺寸都＜1μm。而超疏水表面的微观结构更细碎些，更多的是由大小尺寸不等的柱状结构倾斜交错分布而成，柱状结构的尺寸虽要比 CA=10°亲水表面的针状结构偏大，但也都＜1μm。而经过砂纸打磨过的铜表面则较为简单、平整，仅能观察到打磨的沟壑痕迹。

(a) (b) (c) (d) (e)

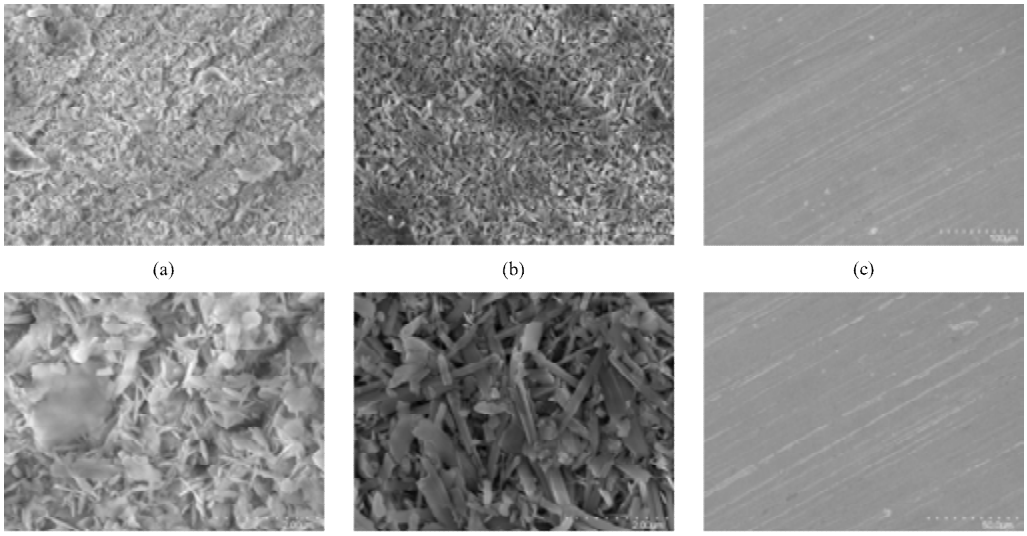
图 3 刻蚀铜表面，CA=10°

(a) (b) (c) (d) (e)

图 4 刻蚀铜表面，CA=170°

(a) (b) (c) (d) (e)

图 5 普通铜表面，CA=95°



(a) (b) (c)

(d) (e) (f)

图 6 冷表面 SEM 图（(a)和(d)表面 CA=10°，(b)和(e)表面 CA=170°，(c)和(f)表面 CA=95°）

2.2 冷表面温度对结霜模式的影响

通过液氮制冷结霜实验台，本文观察了冷表面温度在-190℃～-30℃范围内的初始结霜阶段的现象，环境温度维持在 25±0.5℃，环境湿度维持在 35±2RH%，而冷表面的接触角分别为 10°亲水表面、95°普通铜表面、170°超疏水表面。

结霜初期现象是空间上不连续的相变成核过程，而且，这一相变成核过程随着冷板和空气状态的不同而变化。在冷表面温度较高时是凝结成霜过程，如果冷板表面温度足够低则会出现凝华成霜过程。根据霜晶形成的位置不同又可以分为冷表面凝结成霜模式、空气边界层凝结成霜模式、冷表面凝华成霜模式和空气边界层凝华成霜模式[18]。

首先，冷表面温度相对较高时，空气中的水蒸气在冷表面上凝结成核，继而液滴长大、冻结，并在冻结液滴上开始霜晶的生长，这也是平时人们认为的凝结成霜模式[19]。如图 7 所示，此种模式仅在冷表面温度为-30℃的亲水表面观察到。

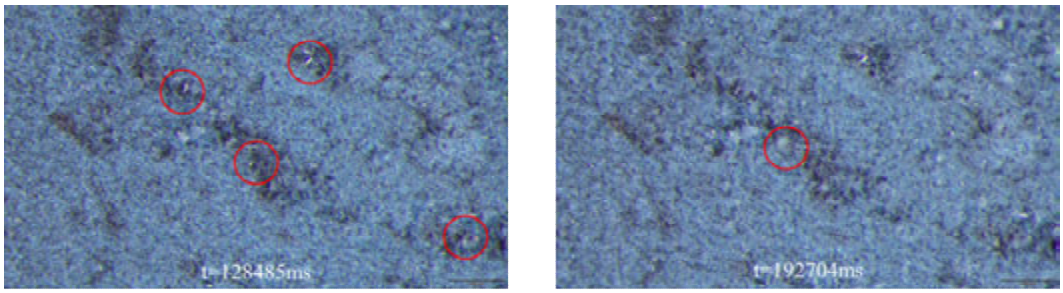
然后，冷板表面温度足够低时，空气中的水蒸气与冷表面接触，凝华成核，然后是冰晶长大及冰晶上霜晶的生长，为冷表面凝华成霜模式。如图 8 所示，冷表面凝华成霜主要发生在-90℃以上的温度，且随边界层内过冷度的增加，初始霜晶会表现出不同的形态，在-30℃时霜晶的结构由六棱柱组成，温度继续降低则是针状生长。

再然后，在表面温度更低的条件下，湿空气中的水蒸气在冷表面附近的边界层中凝

结，形成的液滴附着到冷表面上，继而长大、冻结和霜晶生长，这属于空气边界层凝结成霜模式。如图 9 所示，图中红色圆圈内均为水蒸气在边界层内凝结降落至冷表面的液滴。根据实验观察到的现象，此种模式主要发生在低于-90℃的低温冷表面上，其分布具体规律目前尚不明确。

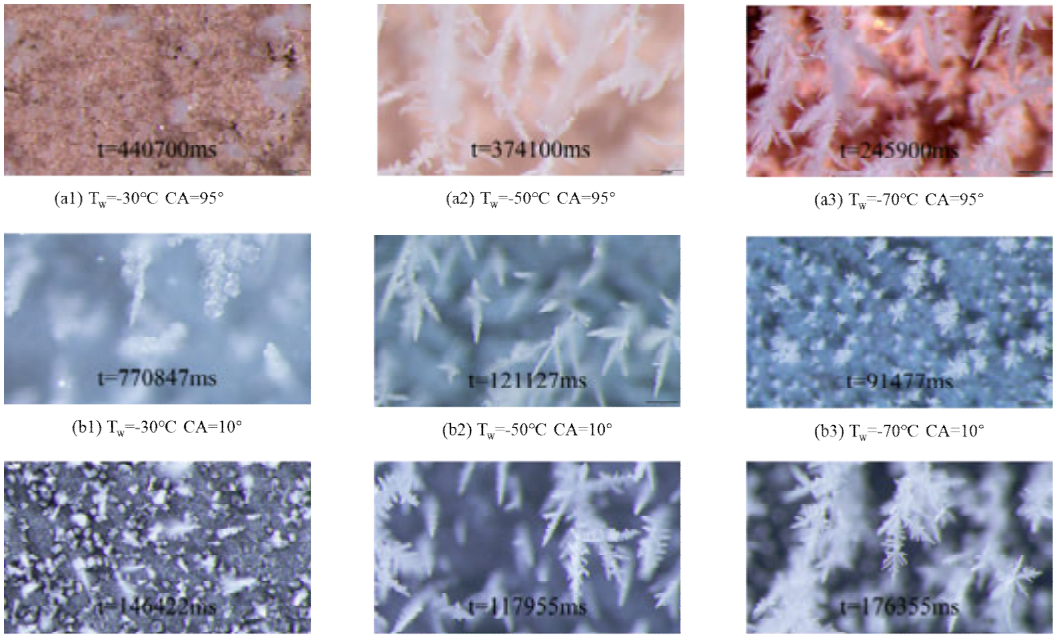
最后，空气边界层凝华成霜模式在整个实验温度范围(-190℃～-30℃)内均可观察到。当湿空气中的水蒸气在扩散至冷表面附近的过程中会在边界层中发生凝华，形成的固体冰晶随边界层内湿空气流动，部分通过扩散附着到正在生长的霜晶或者冷表面上。如图 10 所示，宏观视角下边界层内凝华成霜形成的白色冰晶颗粒会随边界层内的湿空气流动，明显的表现出边界层的形状。

随着冷表面温度降低时，边界层内过冷度增加，固体冰晶颗粒在视野中的数量和下落速度表现为增加的趋势，颗粒直径表现出减小的趋势。于是在温度低于-90℃时 CCD 成像系统连续采集的视频的单帧图片已难以捕捉到明显的霜晶颗粒落下，如图 11 所示，但在其录制的视频中可以明显的看到颗粒落下的痕迹。图 12 是同一霜晶不同时刻的连续照片，显示了边界层凝华成霜模式形成的固体霜晶颗粒的运行轨迹。



(a) T_w=-30℃ CA=10°　　(b) T_w=-30℃ CA=10°

图 7 冷表面凝结成霜模式

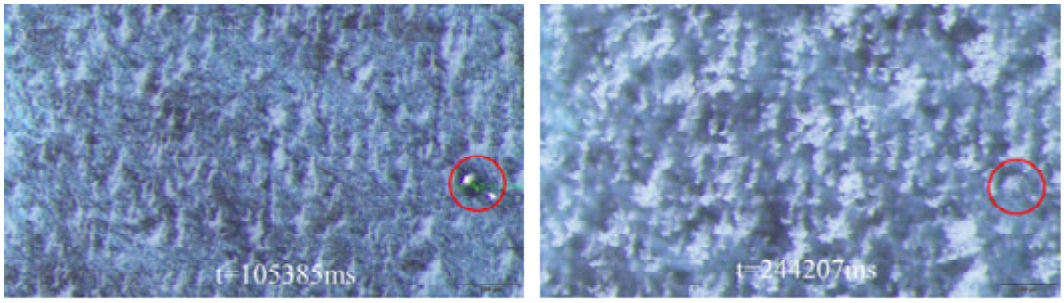


(a1) T_w=-30℃ CA=95°　(a2) T_w=-50℃ CA=95°　(a3) T_w=-70℃ CA=95°

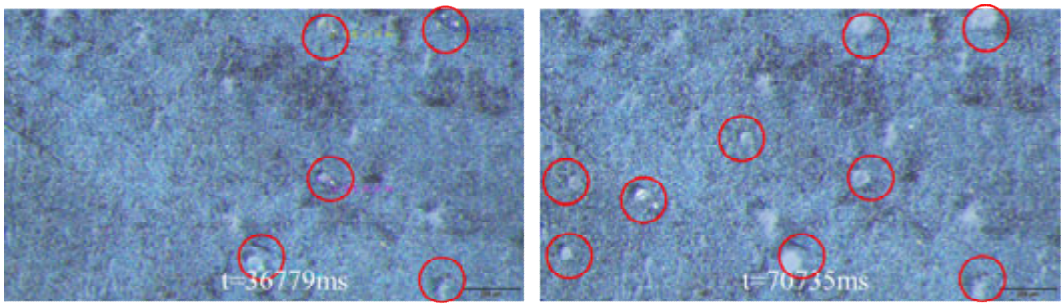
(b1) T_w=-30℃ CA=10°　(b2) T_w=-50℃ CA=10°　(b3) T_w=-70℃ CA=10°

(c1) T_w=-30℃ CA=10°　(c1) T_w=-50℃ CA=10°　(c1) T_w=-70℃ CA=10°

图 8 冷表面凝华成霜模式

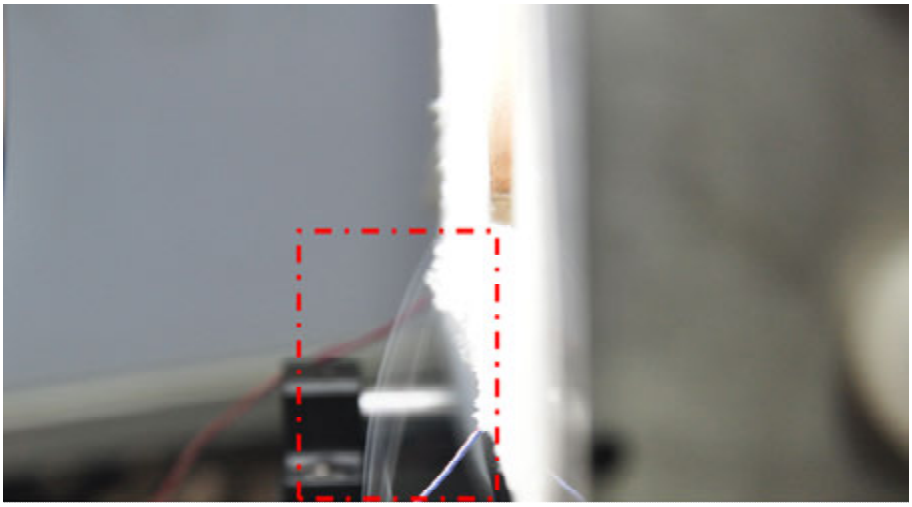


(a) T_w=-130℃ CA=10°



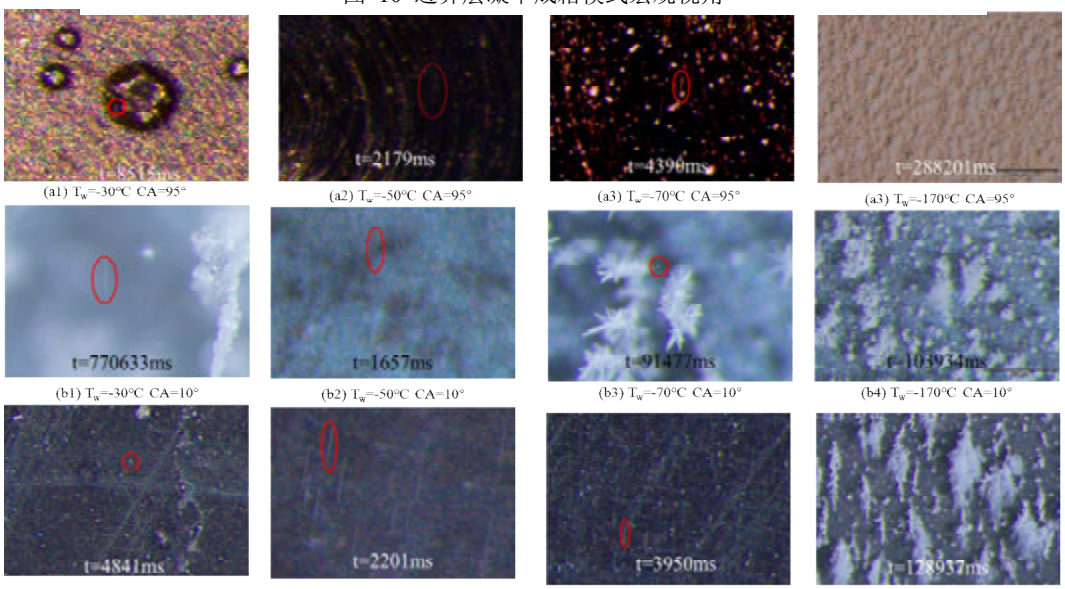
(b) T_w=-150℃ CA=10°

图 9 边界层凝结成霜模式



T_W=-50°C CA=170°

图 10 边界层凝华成霜模式宏观视角

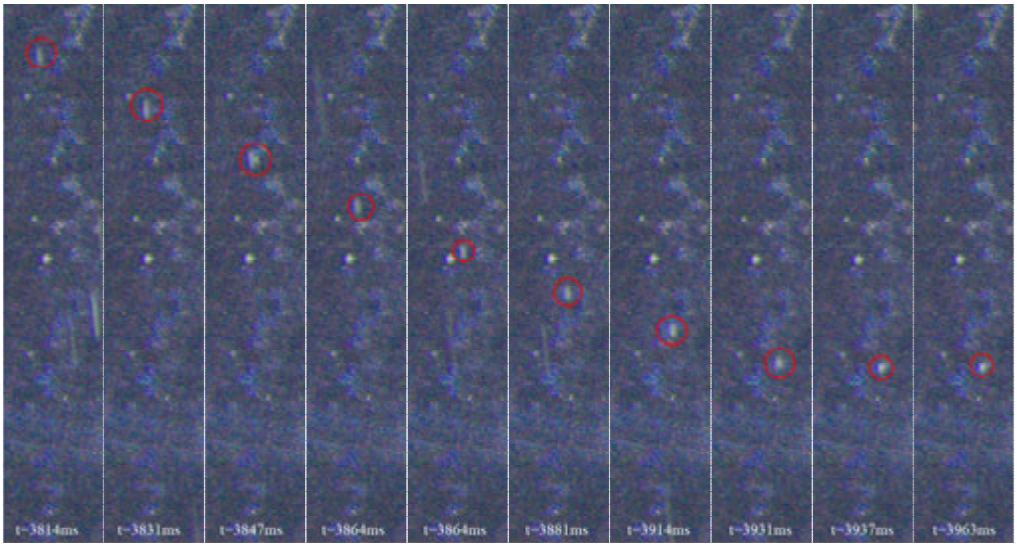


(a1) T_w=-30°C CA=95° (a2) T_w=-50°C CA=95° (a3) T_w=-70°C CA=95° (a3) T_W=-170°C CA=95°

(b1) T_w=-30°C CA=10° (b2) T_w=-50°C CA=10° (b3) T_w=-70°C CA=10° (b4) T_w=-170°C CA=10°

(c1) T_w=-30°C CA=170° (c2) T_w=-50°C CA=170° (c3) T_w=-70°C CA=170° (c4) T_w=-170°C CA=170°

图 11 边界层凝华成霜模式



T_w=-50℃ CA=170°

图 12 霜晶轨迹

2.3 表面改性对结霜特性的影响

2.3.1 亲水表面上的结霜现象

在冷表面上凝结的液滴由于在亲水表面会迅速铺开，可以吸附大量水，储存部分潜冷，从而延缓结霜的进程。Highgate 等人[11]、Okoroafor 和 Newborough[12]、Liu[13, 20]等人的实验研究都证明了在普冷温度范围内亲水表面可以抑制结霜的形成，但对亲水表面在深冷条件下的微观结霜研究还知之甚少，本文进行了-30℃～-190℃下 CA=10°的冷表面的研究。

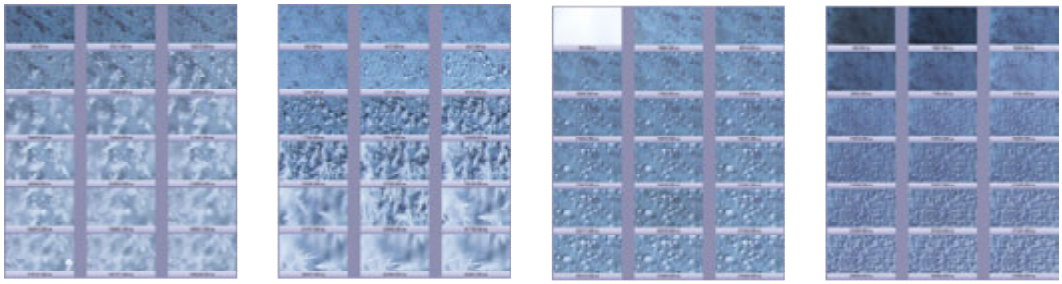
冷表面温度对初始阶段霜晶生长期具有决定性影响，前文所述 4 种结霜模式并不是随着冷表面温度降低而依次出现的，它们中的两种或两种以上的结霜模式可能同时出现在同一时刻的结霜过程中。

当冷表面温度为-30℃时，冷表面凝结成霜、冷表面凝华成霜、边界层凝华成霜共同存在。此时过冷度较低，仅有少部分水蒸气可以在边界层中凝华成霜晶颗粒，初始霜晶的生长方式分为两个阶段，第一阶段是水蒸气在冷表面上凝结成霜模式，第二阶段是冷表面凝华成霜，如图 13(a)所示，此时的初始霜晶形态为六棱柱状，如图 14(a)所示。

当冷表面温度-30~-90℃之间，冷表面直接凝华和边界层直接凝华共同影响着此时初始霜晶的形成。由于边界层内过冷度增加，导致边界层内凝华成霜模式的占比逐渐增加，此时可以观察到边界层明显的霜晶颗粒落下，初始霜晶的生长方式分为两个阶段，第一阶段是水蒸气在边界层内凝华成霜模式，形成最初的初始霜晶；第二阶段是冷表面凝华成霜，当霜晶由于生长顶端温度增大之后，水蒸气与霜晶的接触面积增大，此时转变为冷表面凝华成霜模式占据主流，如图 13(b)所示。此阶段的初始霜晶形态为针状生长，如图 14(b)所示。

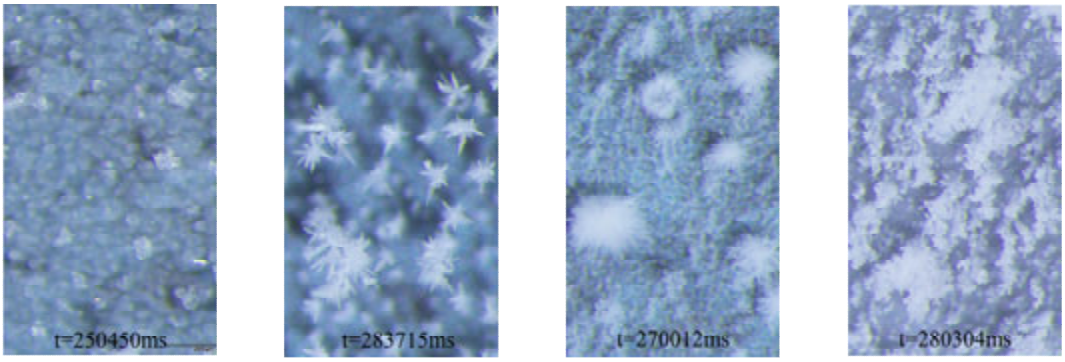
当冷表面温度继续降低，过冷度继续增加，边界层内凝结的现象逐渐明显，边界层

凝结成霜和边界层凝华成霜模式共同影响着此时初始霜晶的形成。此时边界层内直接凝华的霜晶颗粒直径会减小，并且边界层内湿空气流速增加，导致 CCD 成像系统已很难捕捉到明显的霜晶颗粒落下的影像。此时两种模式无先后之分，整个过程中边界层内凝华成霜模式占据主流，边界层凝结成霜模式伴随在初始霜晶形成的整个过程中，如图13(c)和(d)所示。当液滴冻结后，就会占据高度优势，直接凝华的小霜晶颗粒会优先沉积在冻结的液滴上，最终形成团簇状霜晶，如图 14(c)所示，其他无液滴影响的区域如图14(d)所示，形成的固体颗粒在冷表面堆积形成松散的霜晶，单颗霜晶呈现上小下大的分布。



(a) T_w=-30°C CA=10° (b) T_w=-70°C CA=10° (c) T_w=-150°C CA=10° (d) T_w=-190°C CA=10°

图 13 不同温度下亲水表面结霜过程



(a) T_w=-30°C CA=10° (b) T_w=-70°C CA=10° (c) T_w=-150°C CA=10° (d) T_w=-190°C CA=10°

图 14 不同温度下亲水表面的初始霜晶形态

2.3.2 超疏水表面上的结霜现象

超疏水表面是基于仿生科学的材料，其接触角一般为 150°以上，自然界典型的一种超疏水表面就是荷叶。大量的研究表明[1, 2, 4, 21]超疏水表面具有抑制结霜的性能，可以延缓霜晶的形成时间，形成特殊的霜晶团[3]。本文进行了-30℃～-190℃下 CA=170°的冷表面的研究。

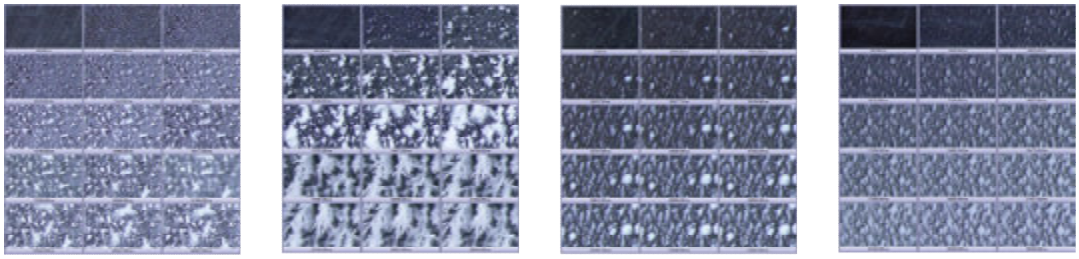
在超疏水表面上的结霜机制与亲水表面相比，没有观察到冷表面凝结成霜模式的存在。如**错误!未找到引用源。**所示。其中(a)图为冷表面为-30℃时的结霜过程，与亲水表面不同的是在结霜过程中并未观察到冷表面凝结的过程，此时的结霜机制由冷表面直接凝华模式占据主导地位，观察到的霜晶形态如图 16(a)所示，霜晶的形态由六棱柱形状的冰晶组成，之后在六棱柱上生长出枝晶，形成初始霜晶。

冷表面温度到达-70℃后，如图 15(b)所示，此时边界层内过冷度增加，边界层直接

凝华模式形成的霜晶颗粒会在结霜开始时占据主流，形成絮状霜晶，之后霜晶不断增长，厚度增加，霜层表面温度降低，过冷度降低，此时冷表面直接凝华占据主流，湿空气中的水蒸气穿过边界层直接凝华在生长的霜晶上，如图 16(b)所示。

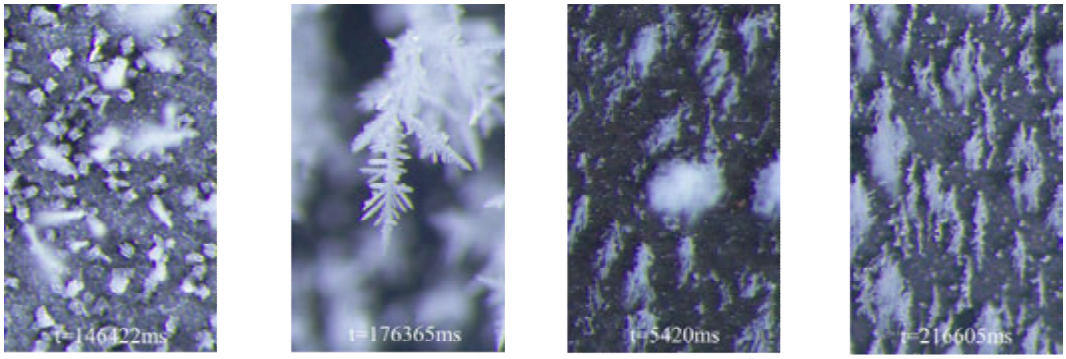
当温度继续下降，观察到和亲水表面相同的结霜机制，即整个过程中边界层内凝华成霜模式占据主流，边界层凝结成霜模式伴随在初始霜晶形成的整个过程中，如图 15(c)和(d)所示，两种模式形成的初始霜晶如图 16 (c)和(d)所示。

在-190℃时也观察到了与亲水表不同的现象，如图 17 所示，结霜的过程中出现了液态空气，并将已经生长的白色霜晶浸没，当温度升高时，液态空气又会蒸发，就会将直接浸没的霜晶显现出来，形成白色的霜层。由于冷表面温度的波动，此现象反复出现在结霜过程中。



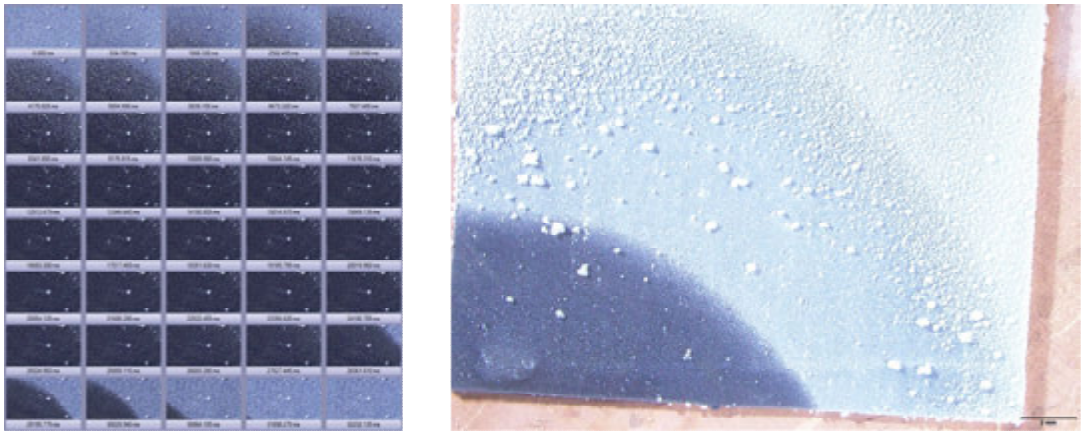
(a) T_w=-30°C CA=170°　(b) T_w=-70°C CA=170°　(c) T_w=-150°C CA=170°　(d) T_w=-170°C CA=170°

图 15 不同温度下超疏水表面结霜过程



(a) T_w=-30°C CA=170°　(b) T_w=-70°C CA=170°　(c) T_w=-130°C CA=170°　(d) T_w=-150°C CA=170°

图 16 不同温度下超疏水表面初始霜晶形态



T_w=-190℃ CA=170°

图 17 液态空气对初始霜晶的影响

3 结　论

现有的研究文献中，大多只关注普通低温领域（-30℃~0℃）的结霜现象和抑霜方法，并且宏观视角去描述霜层的性质，本文通过 CCD 可视化平台对-190℃～-30℃的结霜现象进行细微观察，围绕霜晶形成和霜晶形态开展了一些研究工作，主要结论如下：

(1) 结霜模式可分为冷表面凝结成霜模式、空气边界层凝结成霜模式、冷表面凝华成霜模式和空气边界层凝华成霜模式四种，本文通过实验全部观察到了这几种模式。

在-30℃时，亲水表面的结霜模式为冷表面凝结成霜、冷表面凝华成霜、边界层凝华成霜共同存在，疏水表面为冷表面凝华成霜、边界层凝华成霜共同存在。

在-70℃～-30℃，亲水表面和疏水表面的结霜机制相同，冷表面直接凝华和边界层直接凝华共同影响着此时初始霜晶的形成。

在-190℃～-90℃，亲水表面表现为边界层内凝华成霜模式占据主流，边界层凝结成霜模式伴随在初始霜晶形成的整个过程中，疏水表面在-170℃～-90℃的温度范围内表现为同样的模式，但在-190℃的实验中观察到液态空气的存在，并会打断结霜进程。

(2) 初始霜晶形态会随着冷表面温度、结霜模式和表面特性发生改变。

首先是六棱柱状伴随枝晶生长的初始霜晶，它主要存在于-30℃以上的温度范围，疏水表面形成的六棱柱状霜晶比亲水表面的少；

其次是枝状霜晶，主要是冷表面直接凝华模式形成的，形态类似松树，发生在-70℃～-90℃的温度范围；

然后是团簇状霜晶，它的形成是空气边界层凝结成霜模式的影响，边界层形成的水滴落至冷表面之后冻结，再由沉积固体颗粒霜晶和枝晶生长导致的，发生在-90℃以下的温度范围。

最后是絮状霜晶，它的形成是由空气边界层直接凝华模式导致的，湿空气在扩散至冷表面的过程中由于边界层内过冷度较低，从而形成了固体颗粒落下，并在冷表面不断沉积，最终形成了上小下大的絮状霜晶。

参考文献

[1] Wu X M, Webb R L. Investigation of the possibility of frost release from a cold surface[J]. Experimental Thermal and Fluid Science. 2001, 24(3): 151-156.

[2] Wang H, Tang L, Wu X, et al. Fabrication and anti-frosting performance of super hydrophobic coating based on modified nano-sized calcium carbonate and ordinary polyacrylate[J]. Applied Surface Science. 2007, 253(22): 8818-8824.

[3] Liu Z, Gou Y, Wang J, et al. Frost formation on a super-hydrophobic surface under natural convection conditions[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2008, 51(25): 5975-5982.

[4] Yue X, Liu W, Wang Y. Freezing delay, frost accumulation and droplets condensation properties of micro- or hierarchically-structured silicon surfaces[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2018, 126: 442-451.

[5] Kim M, Kim H, Lee K, et al. Frosting characteristics on hydrophobic and superhydrophobic surfaces: A review[J]. Energy Conversion and Management. 2017, 138: 1-11.

[6] Liu Z, Zhang X, Wang H, et al. Influences of surface hydrophilicity on frost formation on a vertical cold plate under natural convection conditions[J]. Experimental Thermal and Fluid Science. 2007, 31(7): 789-794.

[7] Zhang T, Deng J, Zhang L. A photothermal self-healing superhydrophobic coating with anti-frosting and anti-corrosion properties[J]. Progress in Organic Coatings. 2023, 180: 107569.

[8] Harges E, Cremaschi L, Adanur B. Distribution, coalescence, and freezing characteristics of water droplets on surfaces with different wettabilities under subfreezing convective flow[J]. Applied Thermal Engineering. 2021, 182: 116052.

[9] Deng Y, Xu F, Yin Z, et al. Controllable fabrication of superhydrophobic alloys surface on 304 stainless steel substrate for anti-icing performance[J]. Ceramics International. 2023.

[10] Pu L, Liu R, Huang H, et al. Experimental study of cyclic frosting and defrosting on microchannel heat exchangers with different coatings[J]. Energy and Buildings. 2020, 226: 110382.

[11] Highgate D, Knight C, Probert S D. Anomalous ‘Freezing’ of water in hydrophilic polymeric structures[J]. Applied Energy. 1989, 34(4): 243-259.

[12] Okoroafor E U, Newborough M. Minimising frost growth on cold surfaces exposed to humid air by means of crosslinked hydrophilic polymeric coatings[J]. Applied Thermal Engineering. 2000, 20(8): 737-758.

[13] Liu Z, Wang H, Zhang X, et al. An experimental study on minimizing frost deposition on a cold surface under natural convection conditions by use of a novel anti-frosting paint. Part I. Anti-frosting performance and comparison with the uncoated metallic surface[J]. International Journal of Refrigeration. 2006, 29(2): 229-236.

[14] Huang L, Liu Z, Liu Y, et al. Preparation and anti-frosting performance of super-hydrophobic surface based on copper foil[J]. International Journal of Thermal Sciences. 2011, 50(4): 432-439.

[15] 赵玲倩. 表面特性对低温表面结霜影响的实验研究[D]. 北京工业大学, 2019.

Zhao Lingqian. Experimental study on the influence of surface characteristics on low-temperature surface frosting [D]. Beijing University of Technology, 2019.

[16] 黄玲艳. 表面特性对冷壁面结霜过程影响的研究[D]. 北京工业大学, 2011.

Huang Lingyan. Research on the influence of surface characteristics on the frosting process of cold wall surfaces [D]. Beijing University of Technology, 2011.

[17] Pan Q, Jin H, Wang H. Fabrication of superhydrophobic surfaces on interconnected Cu(OH)2 nanowires via solution-immersion[J]. Nanotechnology. 2007, 18(35): 355605.

[18] Yu F, Liu Z, Li Y, et al. Experimental study of frost crystal dendrite growth on a cryogenic cold surface under natural convection conditions[J]. International Journal of Refrigeration. 2022, 144: 305-315.

[19] Song M, Dang C. Review on the measurement and calculation of frost characteristics[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2018, 124: 586-614.

[20] Liu Z, Wang H, Zhang X, et al. An experimental study on minimizing frost deposition on a cold surface under natural convection conditions by use of a novel anti-frosting paint. Part II. Long-term performance, frost layer observation and mechanism analysis[J]. International Journal of Refrigeration. 2006, 29(2): 237-242.

[21] 张友法，余新泉，周荃卉，等. 超疏水钢表面的制备及其抗结霜性能[J]. 东南大学学报(自然科学版). 2010, 40(06): 1318-1322.

Zhang Youfa, Yu Xinquan, Zhou Quanhui, et al. Preparation of superhydrophobic steel surface and its anti-frost performance [J]. Journal of Southeast University (Natural Science Edition). 2010, 40(06): 1318-1322.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233059

复合三水醋酸钠和十八醇蓄热器充放热性能的对比研究

徐政凯，陈颖*，陈健勇
（广东工业大学材料与能源学院，广州 510000）
(Tel:13602873181， Email: chenying@gdut.edu.cn)

摘要：本文对比研究了有机和无机相变蓄热器性能，选择复合三水醋酸钠和十八醇作为蓄热工质。在测试充/放热性能的同时监测相变材料温度变化。结果表明：复合三水醋酸钠蓄热器具有稳定放热的过程。充热时蓄热器内相变材料温度均匀。当进口流量为51 L·h^{-1}时复合三水醋酸钠比十八醇蓄热器充热量多35.73%，进口流量为 27 L·h^{-1} 时复合三水醋酸钠比十八醇蓄热器平均放热功率提高 14.89%，单位体积放热量提高32.43%，且初投资成本低32.71%。由此可见，水合盐蓄热器更具有性能与成本优势。

关键词：复合三水醋酸钠、十八醇、相变蓄热器、充/放热性能

0 前言

蓄热技术可有效缓解能源供需在空间和时间上不匹配的问题。其中，相变蓄热具有蓄热密度高，充放热时温度波动小的优势[1,2]，被认为是最具潜力的蓄热技术之一。相变蓄热技术已被广泛应用在太阳能的热利用[3]、电力的移峰填谷[4]、建筑的室温调控[5]和生活采暖[6]等领域。相变蓄热器由相变材料（Phase change material，PCM），换热流体和容器组成。在实际应用中，往往需要相变蓄热器能够向外提供稳定的热量，且其充放热速率能够满足用户的需求。因此，对相变蓄热器充热和放热性能的研究受到广大学者的关注。

相变蓄热器主要有管壳式和填充床式。管壳式的特点是单位体积蓄热量高，但是工艺复杂，而填充床式具有成本低、易加工和总效率高[7]的优点。PCM 的种类、内部蓄热单元的结构、换热流体的工况和蓄热器摆放形式等因素对相变蓄热器充热和放热性能起到决定性的作用。Xiao 等人[8]用圆柱状容器装载了纯石蜡、7wt.%膨胀石墨@石蜡和 10wt.%膨胀石墨@石蜡，并放进蓄热器中进行了实验和模拟研究，结果表明，PCM 的种类对蓄热系统有显著影响，与纯石蜡蓄热器相比，10wt.%膨胀石墨@石蜡蓄热器的蓄热时间降低了 40.6%。冯等人[9]对不同结构蓄热单元的相变蓄热水箱进行了模拟研究，结果表明板状单元的蓄热水箱较圆柱状和球状单元的蓄热水箱具有放热时间长的优点。Katherine 等人[10]对相变板蓄热水箱进行了实验研究，实验表明，蓄热水箱的出水温度随流体的流量不同而变化。Xu 等人[11]通过改变相变蓄热器的摆放方式，在不同工况下对蓄热器进行性能研究。研究表明，与水平摆放相比，垂直方向摆放可以将蓄热器的充放热时间缩短 20%，但它导致 PCM 热容量降低了8.2%。Abdelsalam 等人[12]研究发现相变板的间距小于 5 mm 时，蓄热水箱的性能受相变板间距变化的影响。

PCM 是相变蓄热器的核心材料，选用一种循环稳定性优异和储热密度高的 PCM 有助于提高相变蓄热器的蓄热量和增加蓄热器的使用寿命。目前常用的蓄热材料有有机和无机两大类，其中，有机 PCM 具有性能稳定、无腐蚀性和易获取等优点，无机 PCM 具有蓄热密度大、导热系数高和价格低廉等优点，但是，无机 PCM 存在相分离和过冷度大的缺陷[13,14]。从工程应用的角度有需要对无机和有机 PCM 构建的蓄热器进行性能对比的研究，为不同工程需要提供参考。

针对上述问题，本文选用了相变温度在 55-58℃的十八醇和自制的复合三水醋酸钠并封装成板状的蓄热单元，制作了两个相同容积和相同结构的蓄热器。设计并搭建了相变蓄热器

[1] 基金项目：5G 基站“声子导热-相变液冷”协同热管理系统构建的基础理论和关键技术（U20A20299）

的充/放热性能测试系统。对比分析了不同进口流量下复合三水醋酸钠蓄热器和十八醇蓄热器的充热和放热性能，考察了复合三水醋酸钠和十八醇在充放热过程中的温度变化情况。

1 相变蓄热材料的选择和性能测试

本实验主要研究有机和无机相变蓄热器的性能并进行对比。其中，有机 PCM 中十八醇和无机 PCM 中三水醋酸钠均具有高储热密度，且相变温度在 50-60℃区间，是理想的供暖用相变蓄热材料。因此本实验中无机相变蓄热器内的 PCM 选用了自制的复合三水醋酸钠（Compound Sodium acetate trihydrate, CSAT），而有机相变蓄热器内的 PCM 选用了与 CSAT 熔化温度和焓值接近的十八醇（Octadecanol, OD）。通过差示扫描量热仪（Differential scanning calorimetry，DSC）、Hot Disk 热常数分析仪、全自动真密度分析仪和步冷装置测试相变蓄热材料的热物性，具体热物性参数见表 1。其步冷曲线如图 1 所示，CSAT 和 OD 均未产生过冷现象，过冷度近似为 0℃。

表 1 相变蓄热材料的热物性参数

	CSAT	OD
熔化温度/℃	57.84	54.97
熔化焓值/kJ·kg^{-1}	219.13	220.42
导热系数/W·m^{-1}·K^{-1}	0.647	0.355
密度/kg·m^{-3}	1277	805

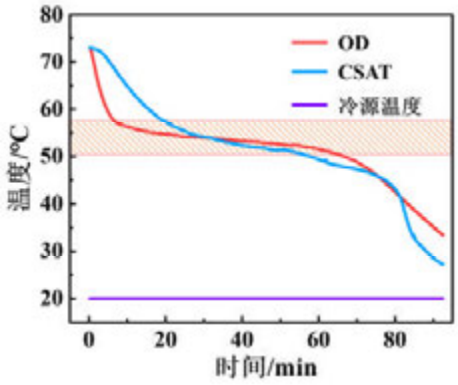


图 1 CSAT 和 OD 的步冷曲线

为了验证 CSAT 和 OD 经历多次熔化-凝固循环后的热稳定性，通过高低温交变热湿试验箱对 CSAT 和 OD 进行了 600 次的熔化-凝固循环，并取样进行 DSC 测试，其 DSC 曲线如图 2 所示，多次循环后的熔化温度和焓值见表 2。由图 2 和表 2 可知，CSAT 和 OD 在多次循环后，其 DSC 曲线形状几乎不变，熔化焓值仍能够保持在 190 kJ·kg^{-1} 以上，因此 CSAT 和 OD 均具备良好的循环热稳定性，能够长时间使用。

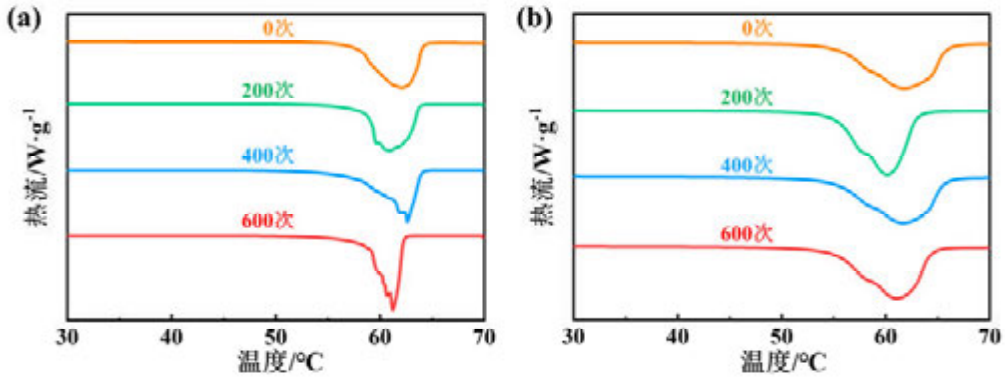


图 2 （a）CSAT 和（b）OD 经历 600 次熔化-凝固循环后的 DSC 曲线

表 2 CSAT 和 OD 经历 600 次熔化-凝固循环后的熔化温度和熔化焓值

	CSAT		OD	
	熔化温度/°C	熔化焓值/kJ·kg^{-1}	熔化温度/°C	熔化焓值/kJ·kg^{-1}
0 次	57.84	219.13	54.97	220.42
200 次	57.58	212.76	55.05	220.87
400 次	61.30	206.97	54.76	220.23
600 次	59.93	193.17	54.80	219.96

2 充/放热性能测试系统

2.1 相变蓄热器的设计与制作

本研究所制作的相变蓄热器的长、宽、高分别为 235 mm、106 mm 和 1148 mm，其进出口内径均为 15 mm，外层包裹了聚氨酯保温棉。相变蓄热器采用下进上出的进水方式。板状相变蓄热单元的具体尺寸如图 3（a）和 3（b）所示，外壳材料为高密度聚乙烯。每个有机相变蓄热单元中 PCM 的质量约为 0.29 kg，如图 3（c）所示，在蓄热器内每层均匀放置 5 个有机相变蓄热单元，共有 6 层，制作成 OD 蓄热器。每个无机相变蓄热单元中 PCM 的质量约为 0.46 kg，并以同样的摆放方式放置在相同容积和结构的蓄热器内，制作成 CSAT 蓄热器。实验中为了考察不同高度 PCM 的温度变化，分别选取了 3 个 PCM 的测试点，具体测点位置见图 4。相变蓄热器的材料和部件成本见表 3，其中，CSAT 蓄热器的制作成本为 250.6 元，OD 蓄热器的制作成本为 372.4 元。

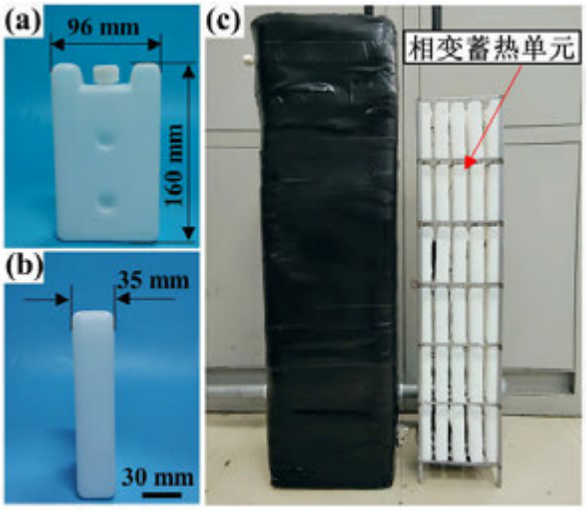


图 3 （a）和（b）板状蓄热单元具体尺寸和（c）相变蓄热单元的摆放

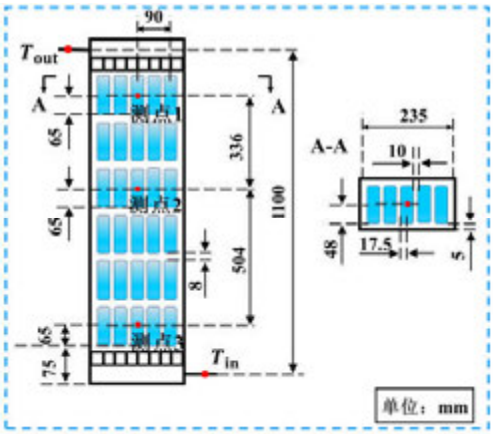


图 4 热电偶的具体布置位置

表 3 蓄热器的材料和部件成本

材料和部件	成本/元
CSAT	156.6
OD	278.4
板状容器	24
蓄热器	70

2.2 测试系统及组成

本文搭建的蓄热器性能测试系统主要探索蓄热器充/放热性能和内部 PCM 温度变化情况。实验系统主要由恒温水箱、相变蓄热器、调节阀、体积流量计、循环水泵、不锈钢 304 管道和数据采集部分组成。通过不锈钢管道将恒温水箱与相变蓄热器连接起来，管道中安装了调节阀、体积流量计和循环水泵，调节恒温水箱内的水的流量并输送进入相变蓄热器中。测试系统原理图和实物图如图 5 所示。

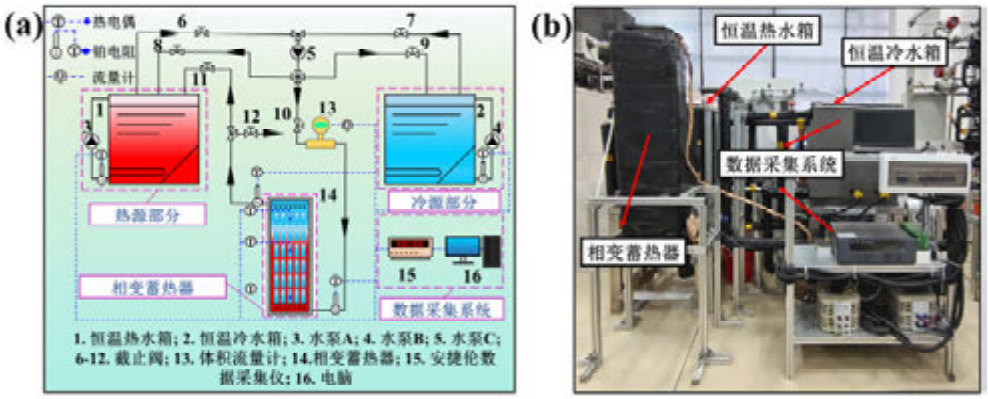


图 5 相变蓄热器测试系统（a）原理图和（b）实物图

实验采用的测试仪器精度如表 4 所示，采用型号为 JTLD-5003a511ACY 的涡街式流量计测量相变蓄热器的进口流量。采用 Pt100 铂电阻和 T 型热电偶分别监测相变蓄热器的进出口水温和相变蓄热单元的温度变化。实验中使用的数据采集仪型号为 Agilent 34980A，记录铂电阻、热电偶的温度信号和流量计的电流信号，每隔 5 s 自动采集一次数据的变化。根据表 4 中仪器的精度，通过误差传递公式计算出该系统充/放热量的最大误差不超过 6.0%。

表 4 测试仪器精度

仪器名称	测试精度
涡街式流量计	±1.0%
Pt100 铂电阻	±0.2℃
T 型热电偶	±0.5℃

2.3 测试方法

该系统具体充热和放热流程如下。充热实验前，将相变蓄热器内的水和 PCM 加热至 35℃，达到实验的初始条件。启动数据采集系统。恒温热水箱内的水加热至充热实验所需的入口温度，打开阀门 6、8、10 和 11，打开水泵 5，对进口流量调节，恒温热水箱的高温水进入相变蓄热器。当相变蓄热器进出口水温差达到 2℃时，充热过程完成。相变蓄热器充热完成后，恒温冷水箱内的水调至放热实验所需的入口温度，打开阀门 7、9、10 和 12，其它阀门关闭，打开水泵 5，恒温冷水箱的低温水进入蓄热器内。当相变蓄热器进出口水温差达到 2℃时，放热过程完成。

2.4 相变蓄热器性能评价指标

该实验中，定义相变蓄热器累计的充热量和放热量分别为：

$$Q_{cha}=c_w\rho_w q_v\Delta\tau\sum_{i=1}^{N_{cha}}[T_{in}(\tau)-T_{out}(\tau)] \tag{1}$$

$$Q_{dis}=c_w\rho_w q_v\Delta\tau\sum_{i=1}^{N_{dis}}[T_{out}(\tau)-T_{in}(\tau)] \tag{2}$$

式中，Q_{cha} 和 Q_{dis} 分别是相变蓄热器的充热量和放热量，kJ；c_w 和 ρ_w 分别是水的比热容和密度，kJ·(kg·℃)$^{-1}$ 和 kg·m^{-3}；q_v 是进口体积流量，m^3·s^{-1}；N 为数据采集次数；T_{in} 和 T_{out} 分别是进口和出口水温,℃；τ 是记录实验时间间隔，s。

该实验中，定义相变蓄热器的平均充热功率和平均放热功率分别为：

$$\bar{P}_{cha}=\frac{Q_{cha}}{\tau_{cha}} \tag{3}$$

$$\bar{P}_{dis}=\frac{Q_{dis}}{\tau_{dis}} \tag{4}$$

式中，$\bar{P}_{cha}$和$\bar{P}_{dis}$分别是相变蓄热器的平均充热功率和放热功率，kW；τ_{cha} 和 τ_{dis} 分别是充热时间和放热时间，s。

3 实验结果分析与讨论

3.1 不同进口流量对相变蓄热器出口水温的影响

图 6 是 CSAT 蓄热器和 OD 蓄热器在不同进口流量条件下出口水温的变化。由图 6（a）可知，相变蓄热器的出口水温在实验的前 60 min 迅速增大，原因是底部进来的热水的密度小，与各层的水掺混均匀，温度迅速提高。因为 CSAT 的相变焓值和比热容与 OD 接近，但其密度是 OD 的 1.57 倍，相同体积下 CSAT 蓄热器中 PCM 吸收更多的热量，故在充热过程中 CSAT 蓄热器出口水温的升温速率要低于 OD 蓄热器。

如图 6（b）所示，在放热前期，OD 蓄热器和 CSAT 蓄热器的出口水温均处于下降平缓的趋势，原因是进入蓄热器的低温水密度比充热完成后蓄热器内部水的密度大，箱内热水先被置换出来。放热过程中，OD 蓄热器出口水温在 40-60℃之间没有出现温度变化平缓的现象。而 CSAT 蓄热器在进口流量分别为 27 L·h^{-1}、39 L·h^{-1} 和 51 L·h^{-1} 时，出口水温能够维持在 50-53℃的时间分别为 51.5 min、28.92 min 和 19.58 min。与 OD 蓄热器相比，CSAT 蓄热器具有水温稳定放热的过程。

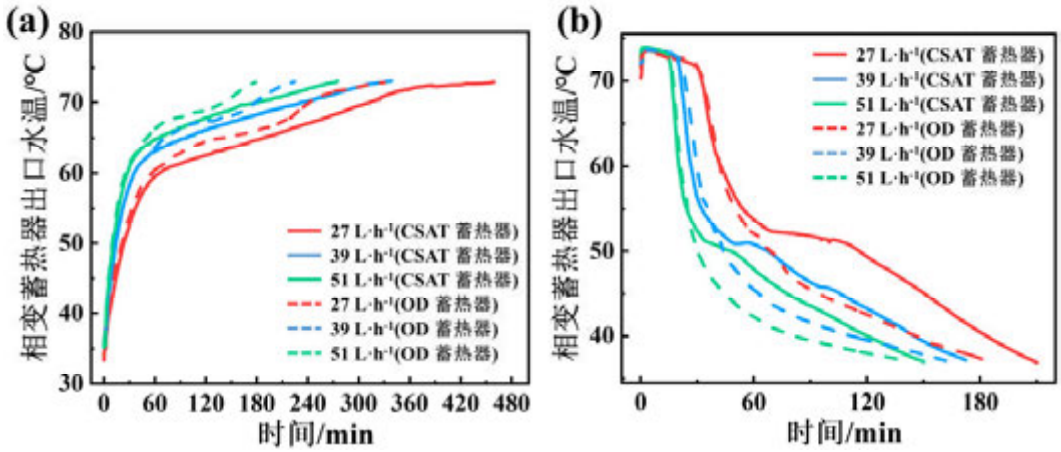


图 6 （a）充热过程和（b）放热过程中相变蓄热器出口水温随时间的变化

3.2 两种相变蓄热器内部 PCM 温度的变化

充热过程中相变蓄热器内 PCM 温度变化曲线见图 7。不同流量下测点 2 的 PCM 在充热时随时间的变化如图 7（a）所示，PCM 先后经历了温度迅速升高，温度平缓上升，温度再次升高和温度逐渐平缓四个过程。因为进口流量的增大，水和 PCM 之间的换热系数增大，所以 PCM 的温升越快，熔化所需要的时间越短。其中，CSAT 蓄热器内 PCM 的温升比 OD

蓄热器内的慢，原因是 CSAT 蓄热器中的 PCM 质量比 OD 蓄热器中的大。在进口流量为 51 L·h^{-1} 条件下，当 PCM 温度达到 70℃时，CSAT 蓄热器需要的时间为 259.33 min，而 OD 蓄热器仅需要 159.17 min。

如图 7（b）所示，在进口流量为 51 L·h^{-1} 下，相变蓄热器内测点 1、测点 2 和测点 3 的升温曲线几乎一致，主要原因是相变蓄热器内水的温度分布均匀，不同测点位置的 PCM 和水的换热速率几乎一样。在进口流量为 51 L·h^{-1} 下，当 PCM 温度达到 70℃时，CSAT 蓄热器测点 1、测点 2 和测点 3 需要 255.75 min、259.33 min 和 261.33 min，OD 蓄热器测点 1、测点 2 和测点 3 需要 162.5min、159.17min 和 155.25 min。

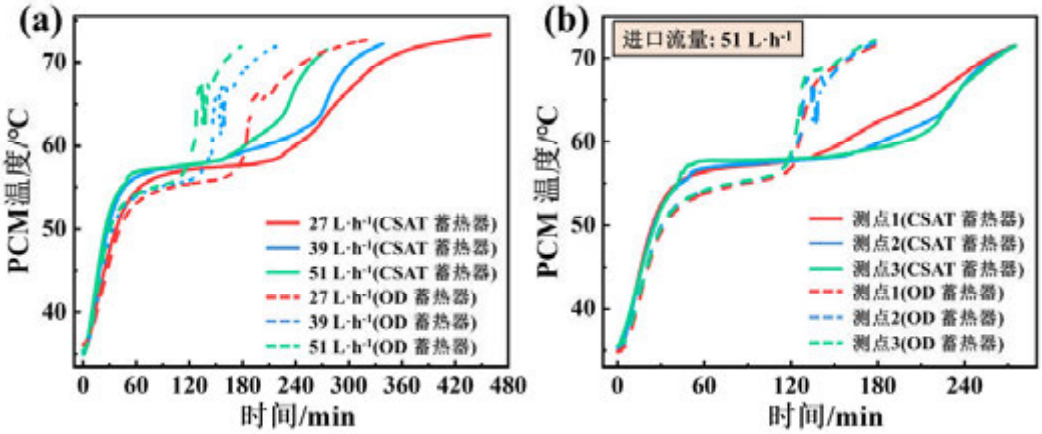


图 7 （a）充热过程中不同进口流量下测点 2 的温度变化图和（b）测点 1、2 和 3 的温度变化图

放热过程中相变蓄热器内 PCM 温度变化曲线见图 8。由图 8（a）所示，随着进口流量的增大，测点 2 的温度下降越快，原因是水和 PCM 之间的换热系数增大。与 OD 蓄热器相比，放热时 CSAT 蓄热器内 PCM 的温降越快，主要原因是放热过程中 PCM 主要的换热方式是热传导，而 CSAT 的导热系数比 OD 要高 82.25%，故 CSAT 蓄热器内 PCM 的温降比 OD 蓄热器内 PCM 的快。在进口流量为 27 L·h^{-1} 时，当测点 2 的温度降到 50℃时，OD 蓄热器需要 157.42 min，而 CSAT 蓄热器仅需要 125.92 min。

如图 8（b）所示，放热结束时，CSAT 蓄热器测点 1、2 和 3 的温度分别为 44.32℃、35.22℃和 35.18℃，而 OD 蓄热器测点 1、2 和 3 的温度分别为 50.62℃、37.08℃和 35.22℃。原因是放热前期底部进来低温水和蓄热器内的高温水掺混不均匀，存在分层现象，而低温水和底部的 PCM 换热并提高水温，当水再和测点 1 的 PCM 换热时，PCM 与水的换热速率减小。因为 CSAT 的导热系数比 OD 的高，所以 CSAT 蓄热器测点 1 和测点 3 的温差为 8℃，而 OD 蓄热器测点 1 和测点 3 的温差高达 15℃。

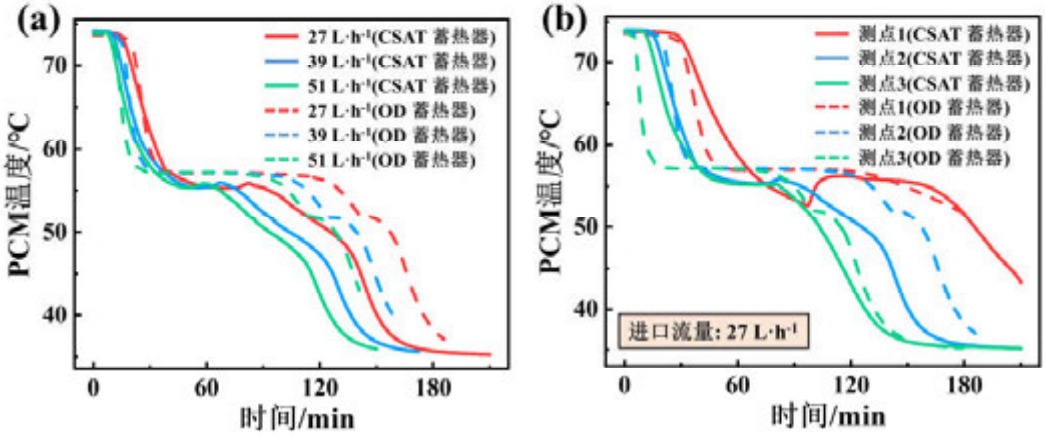


图 8 （a）放热过程中不同进口流量下测点 2 的温度变化图和（b）测点 1、2 和 3 的温度变化图

3.3 两种相变蓄热器的性能对比

3.3.1 充热量和释热量

图 9 是不同进口流量下相变蓄热器充热量和放热量的变化图。如图 9（a）所示，相变蓄热器随着进口流量的增大，相同时间内充入蓄热器内的热量越多，主要原因是蓄热器内的水和 PCM 间的换热系数增大。当进口流量从 27 L·h^{-1} 增加到 51 L·h^{-1} 时，CSAT 蓄热器的充热时间从 459.5 min 缩短至 275.25 min，OD 蓄热器的充热时间从 330.17 min 缩短至 178.67 min。当进口流量为 51 L·h^{-1} 时，CSAT 蓄热器和 OD 蓄热器的充热量分别为 5956.75 kJ 和 8085.28 kJ，因为 CSAT 蓄热器内 CSAT 的质量比 OD 蓄热器内 OD 多 58.63%，故完成充热时所需储存的热量越多。

如图 9（b）所示，当进口流量越大，水和 PCM 的换热系数也随之增大，所以相同时间内相变蓄热器放热量越多。由于 CSAT 和 OD 的过冷度均约为 0℃，能够在放热过程中及时释放出热量，而在相同容积下 CSAT 蓄热器内 PCM 质量更大，故 CSAT 蓄热器的放热量比 OD 蓄热器的多。当进口流量为 27 L·h^{-1} 时，CSAT 蓄热器的放热量比 OD 蓄热器多 29.35%。当相变蓄热器应用于沐浴器热水时，参照《建筑给排水设计规范》GB50015-2019，规定宿舍中沐浴器热水水温为 37-40℃[15]，故取有效放热阶段为相变蓄热器的出口水温不低于 40℃。当进口流量为 27 L·h^{-1} 时，CSAT 蓄热器和 OD 蓄热器的有效放热量分别为 6586.81 kJ 和 4973.67 kJ，有效放热时间为 183.50 min 和 146.08 min。由 2.1 可知，CSAT 蓄热器和 OD 蓄热器的体积均为 0.029 m^3，故 CSAT 蓄热器和 OD 蓄热器的有效单位体积放热量分别为 63.09 kWh·m^{-3} 和 47.64 kWh·m^{-3}，CSAT 蓄热器的有效单位体积放热量比 OD 蓄热器提高了 32.43%，释热时间增加了 25.62%，由 2.1 可知，CSAT 蓄热器的初投资成本比 OD 蓄热器低 32.71%。

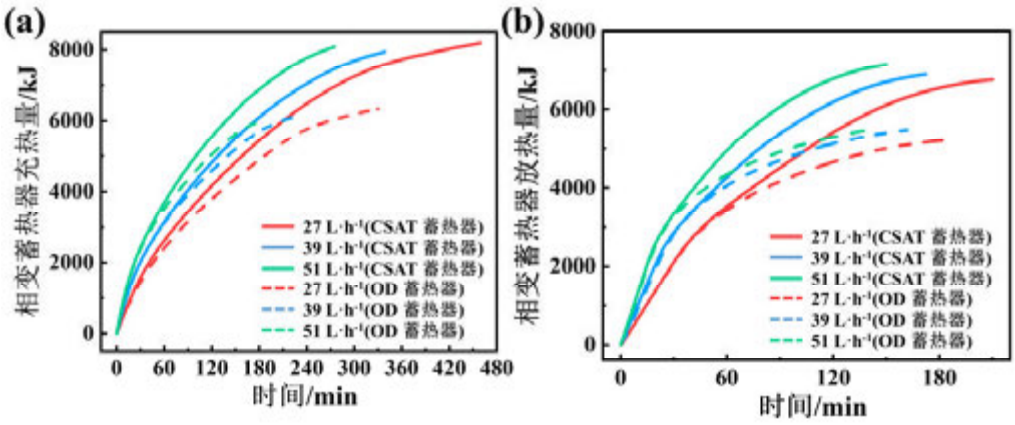


图 9 不同进口流量下相变蓄热器（a）充热量和（b）放热量的变化

3.3.2 平均充热和放热功率

图 10 是相变蓄热器平均充热和放热功率变化图。如图 10（a）所示，当进口流量从 27 L·h^{-1} 增加到 51 L·h^{-1} 时，CSAT 蓄热器和 OD 蓄热器的平均充热功率分别增加了 63.33%和 71.88%。当进口流量为 51 L·h^{-1} 时，CSAT 蓄热器的平均充热功率要比 OD 蓄热器低 10.91%。因为在充热后期 CAST 的流动性差，并且 CSAT 蓄热器的充热时间比 OD 蓄热器的长，散热量也增大，故 CSAT 蓄热器的整体平均充热功率下降。由图 10（b）可知，在放热过程中，当进口流量从 51 L·h^{-1} 减少至 27 L·h^{-1} 时，CSAT 蓄热器和 OD 蓄热器的平均放热功率分别降低 31.65%和 27.69%，但放热时间分别增加了 40.04%和 31.95%。其中，由于放热过程中 PCM 的主要传热方式为热传导，而 CSAT 的导热系数是 OD 的 1.82 倍，所以 CSAT 蓄热器的平均放热功率高于 OD 蓄热器。当进口流量为 27 L·h^{-1} 时，CSAT 蓄热器和 OD 蓄热器的平均放热功率分别为 0.54 kW 和 0.47 kW，CSAT 蓄热器比 OD 蓄热器提高了 14.89%。

因此，在充热过程中，进口流量为 51 L·h^{-1} 时，相变蓄热器具备更高的平均充热功率，

能够更快完成充热，其中相同体积下的 CSAT 蓄热器所需要的充热量要比 OD 蓄热器多 35.73%。在放热过程中，进口流量为 27 L·h^{-1} 时，相变蓄热器的有效放热时间更长，同时 CSAT 蓄热器的有效单位体积放热量比 OD 蓄热器提高了 32.43%，有效放热时间增加了 25.62%。

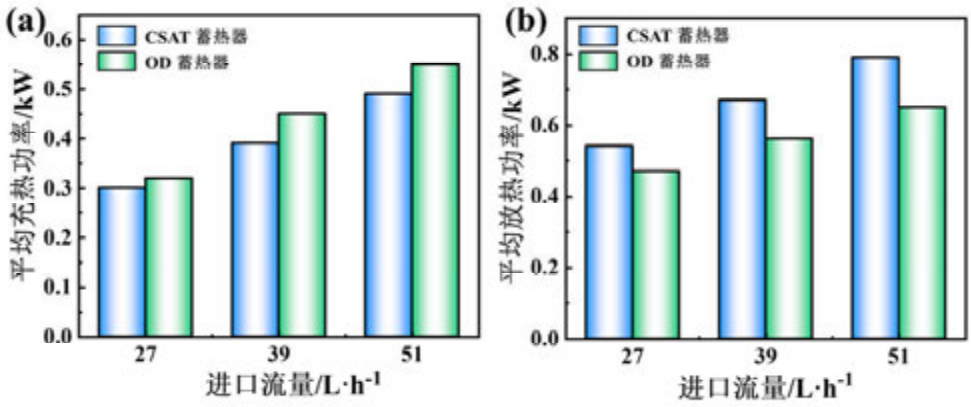


图 10 相变蓄热器（a）平均充热功率和（b）平均放热功率随进口流量的变化

4 结论

本文对相同容积和结构的 CSAT 和 OD 两类蓄热器进行了充、放热实验研究，对比了两种蓄热器的充/放热量和平均充/放热功率。与 OD 蓄热器相比，相同容积和结构的 CSAT 蓄热器的初投资成本降低了 32.71%，并能够出现水温稳定放热的过程。具体来看，当进口流量为 51 L·h^{-1} 时，CSAT 蓄热器的平均充热功率较 OD 蓄热器低 10.91%，但其充入的热量增加了 35.73%。当进口流量为 27 L·h^{-1} 时，CSAT 蓄热器的平均放热功率比 OD 蓄热器提高 14.89%，同时其有效单位体积放热量提高了 32.43%，能够达到 63.09 kWh·m^{-3}，且有效放热时间增加了 25.62%。在充热过程中，相同蓄热器中不同高度 PCM 的升温曲线几乎一致。在进口流量为 51 L·h^{-1} 下，CSAT 蓄热器中测点 1、2 和 3 达到 70℃所需要的时间的差距不超过 10 min，而 OD 蓄热器内不同测点达到 70℃的时间差距也只有 6 min。放热过程中，在进口流量为 27 L·h^{-1} 时，当测点 2 的温度降到 50℃，OD 蓄热器需要 157.42 min，CSAT 蓄热器仅需要 125.92 min，而 OD 蓄热器中测点 1 和测点 3 的温差高达 15℃，顶部 PCM 仍未凝固放热完全，大大降低了热量的利用。

参考文献

[1] Pielichowska K, Pielichowski K. Phase change materials for thermal energy storage[J]. Progress in Materials Science, 2014, 65: 67-123.

[2] Agyenim F, Hewitt N, Eames P, et al. A review of materials, heat transfer and phase change problem formulation for latent heat thermal energy storage systems (LHTESS)[J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2010, 14(2): 615-628.

[3] Liu X. Biomass-based phase change material gels demonstrating solar-thermal conversion and thermal energy storage for thermoelectric power generation and personal thermal management[J]. Solar Energy, 2022.

[4] Lee D, Jeong H J, Ji H Y, et al. Peak load shifting control on hot water supplied from district heating using latent heat storage system in apartment complex[J]. Case Studies in Thermal Engineering, 2022, 34: 101993.

[5] Xu Z, Chen Y, Lin P, et al. Leakproof phase-change glass window: Characteristics and performance[J]. Building and Environment, 2022, 218: 109088.

[6] Du R. Experimental investigation on high energy-density and power-density hydrated salt-based thermal energy storage[J]. Applied Energy, 2022: 11.

[7] Li M J, Jin B, Ma Z, et al. Experimental and numerical study on the performance of a new high-temperature

packed-bed thermal energy storage system with macroencapsulation of molten salt phase change material[J]. Applied Energy, 2018, 221: 1-15.

[8] Xiao X, Zhang P. Numerical and experimental study of heat transfer characteristics of a shell-tube latent heat storage system: Part I – Charging process[J]. Energy, 2015, 79: 337-350.

[9] 冯国会，王天雨，王刚. 封装方式对相变水箱蓄放热性能影响模拟分析[J]. 储能科学与技术, 2022, 11(7): 2161-2176.

FENG Guohui, WANG Tianyu, WANG Gang. A simulation analysis on the effect of encapsulation mode on the heat storage and release performance of phase change water tank[J]. Energy Storage Science and Technology, 2022, 11(7): 2161-2176.

[10] D'Avignon K, Kummert M. Experimental assessment of a phase change material storage tank[J]. Applied Thermal Engineering, 2016, 99: 880-891.

[11] Xu T, Chiu J N, Palm B, et al. Experimental investigation on cylindrically macro-encapsulated latent heat storage for space heating applications[J]. Energy Conversion and Management, 2019, 182: 166-177.

[12] Abdelsalam M Y, Sarafraz P, Cotton J S, et al. Heat transfer characteristics of a hybrid thermal energy storage tank with Phase Change Materials (PCMs) during indirect charging using isothermal coil heat exchanger[J]. Solar Energy, 2017, 157: 462-476.

[13] Tao J, Luan J, Liu Y, et al. Technology development and application prospects of organic-based phase change materials: An overview[J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2022, 159: 112175.

[14] Yu K, Liu Y, Yang Y. Review on form-stable inorganic hydrated salt phase change materials: Preparation, characterization and effect on the thermophysical properties[J]. Applied Energy, 2021, 292: 116845.

[15] 徐凤. 与时俱进　促进发展——国家标准《建筑给水排水设计标准》（GB 50015-2019）修订介绍[J]. 给水排水, 2020, 56(7): 1-3+26.

XU Feng. Advance with The Times and Promote Development-Introduction to the revision of the National Standard "Design Standard for Water Supply and Drainage of Buildings" (GB 50015-2019) [J]. Water supply and Drainage, 2020, 56(7): 1-3+26.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233065

对开孔翅片相变换热器性能的数值研究

王震[1]，崔熠[1]，杨来顺[1,*]，崔伟伟[1]，王翠苹[1]，岳光溪[1,2]

（1. 山东科技大学 清洁能源实验室，青岛 266590；

2. 清华大学 热科学与动力工程教育部重点实验室，北京 100084）

（E－mail：yangls@sdust.edu.cn）

摘要:为了提升相变蓄热装置相变材料换热效率低，对水平壳管式蓄热装置进行创新。数值研究了具有开孔树形翅片的水平相变蓄热装置的设计变量（翅片开孔直径、开孔间距、开孔个数）对换热器蓄热量、相变材料填充量和翅片管耗材单因素和多因素影响，并通过响应面建立数学拟合关联式。结果表明，当相变换热器开三排孔时换热性能提升最明显，较未开孔的换热量、对流换热系数分别提升了21.92%、24.39%。由此可见，翅片开孔对于相变换热器节省管材、强化对流换热性能和增加蓄热量具有明显促进作用。

关键词：相变储能，翅片换热器，翅片开孔，响应面法，数值模拟

0 引言

储能技术广泛应用的主要有显热蓄热储能、潜热蓄热储能和化学能蓄热储能形式[1,2]。其中通过相变材料的储能技术被认为是性能较好的储能技术手段[3,4]。相变蓄热储能技术具有储热密度大、温度恒定、可利用率高等优势，但是导热系数低是相变材料广泛应用的阻碍之一[5-7]。

Aung 等[8,9]将改善相变换热器结构分为三种：有源技术、无源技术、复合强化技术。其中，无源技术由于造价较低、结构简单、维护方便等优势在强化相变蓄热装置应用范围较广。增加翅片和开孔都属于无源强化技术的方法，增加翅片延伸蓄热器换热面积，加强了导热从而加快了蓄热速率；开孔将换热表面处理成多孔，强化相变蓄热器自然对流强度从而加快了相变速率。Zhang 等[10]研究了新型的长宽比的树形结构翅片。结果表明，当树形翅片长宽比为 1.3，宽度指数为 1 时，能够显著提高水平壳管式相变蓄热装置蓄热性能，凝固时间减少 66.2%，完全融化速率提升 4.4%。Huang 等[11]研究了具有均匀梯度的树形结构翅片，并与传统的分形翅片和均匀树形翅片作比较。结果表明，均匀梯度的树形结构翅片提高了下部融化速率，加强了融化后期自然对流和热传导协同作用，减少了 9%的完全融化时间。Huang 等[12]研究了不同倾角对传统翅片和树形翅片的充放热性能影响，对比分析了温度、液相比的变化。结果表明，倾角对熔化过程的影响比对凝固过程的影响更大，倾角过大不利于自然对流发展，延长了

基金项目：国家自然基金资助项目(No.52076124, No.52076125);山东省自然科学基金项目(No.ZR2021ME132)

热传导主导阶段，降低了整体热性能。垂直充热时，树形翅片的相变换热器完全融化时间缩减52.6%，相对于传统翅片充热、放热效率分别提高了94.7%和101.5%。杨来顺等[13]研究了利用响应面法和遗传算法对开孔螺旋叶片进行多目标结构优化设计。结果表明，通过响应面法和遗传算法能够缩短设备结构优化设计迭代的时间，将拟合的关联式找到最优的帕累托最优解集具有较小的流动阻力损失与较高的效率。

目前对于树形翅片强化主要改变树形翅片的长宽比和树形翅片的角度，从而提高相变过程的导热能力和加快蓄热速率[14-15]。本文将无源技术中树形翅片和开孔技术相结合，在保证翅片结构强度的前提下，提升相变材料融化过程中自然对流，从而提升蓄热速率。由于翅片开孔减少翅片的耗材和体积，因此提高相变蓄热器整体蓄热量。本文利用 CFD 模拟仿真软件，对开孔树形翅片融化过程进行了数值模拟，通过响应面法研究了不同直径开孔和开孔个数对树形翅片相变蓄热装置蓄热量、相变材料填充量和管材耗材的影响，通过开孔对相变蓄热器起到了自然对流和导热的协同强化作用，提高了相变蓄热器的整体蓄热量和适用性，对于相变蓄热器应用和发展具有促进作用。

1 模型

1.1 几何模型

本文中的水平相变蓄热装置的树形翅片物理模型如图1所示。水平相变蓄热装置具体尺寸和温度检测点参数如图 2 所示。从图中可以，水平相变蓄热器包含若干尺寸参数，其中，重要结构参数包括：各树枝长度 Ln 和宽度 δn（各树枝详细结构参数见表 1 所示），热水管半径 $R1$=9mm、换热器 $R2$=15mm、树形翅片长度 $R3$=59mm，各树形翅片均匀分布。对于温度检测点，将圆周半径和均匀分布角度相交得到温度点分布，其中 $R4$=20mm、$D1$=15mm、$D2$=10mm、$D3$=5mm。对于响应面设计变量取值详见表 2，设计变量为各树枝孔径（Φn）和孔径个数（M）。

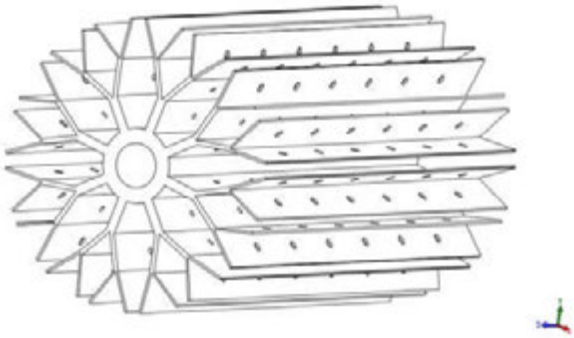


图 1 水平壳管式相变蓄热装置树形翅片模型示意图

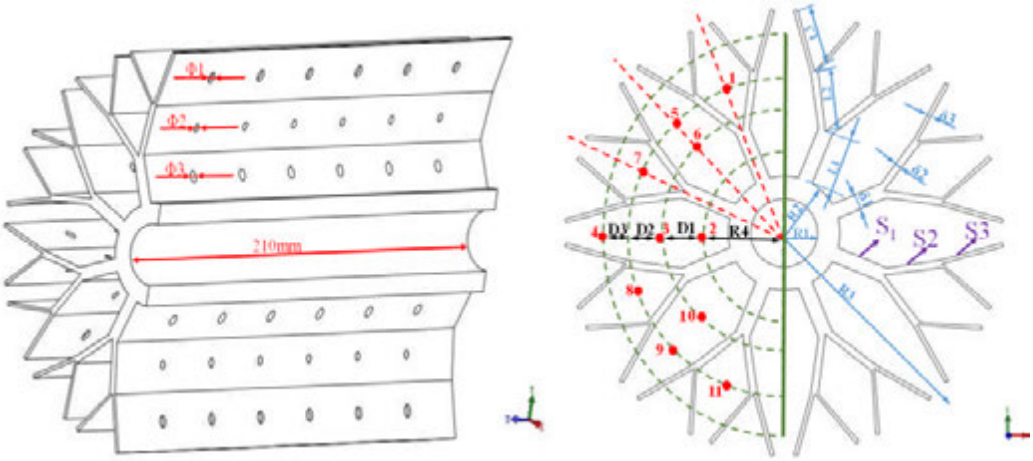


图 2 水平壳管式相变蓄热装置具体尺寸和温度检测点参数

表 1 树形翅片各树枝结构参数

树枝类型	*Ln*/*δn*	长度/mm
	*L*1	14.01
S_1	*δ*1	4
	*L*2	15.41
S_2	*δ*2	2
	*L*3	16.95
S_3	*δ*3	1

表 2 孔径、个数设计变量及取值

设计变量	取值				
开孔个数/*M*	5	6	7	8	9
Φ_1/mm	2	2.5	3	3.5	4
Φ_2/mm	2	2.5	3	3.5	4
Φ_3/mm	2	2.5	3	3.5	4

1.2 材料与边界层设置

水平相变换热器由换热器外壳、树形开孔翅片、换热管组成。翅片与换热管由铝合金组成，翅片外由相变材料（PCM）填充，PCM 选择为月桂酸，铝合金和月桂酸材料具体参数表 3 所示。由于树形翅片均匀和轴对称分布，所以选择采取一半作为计算域。如图 3 所示，换热器外壳设置为绝热边界，相变换热器与外界不存在能量的交换与散失；翅片、换热管分别设置为耦合边界、等壁温边界，换热管壁面温度为 70℃。

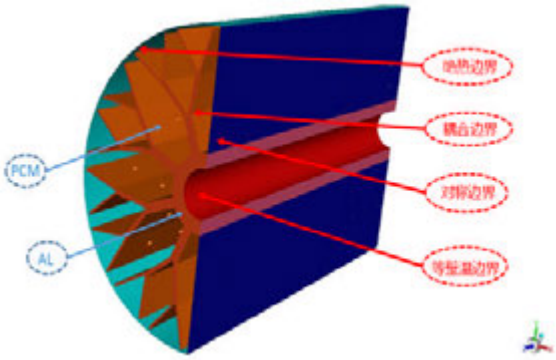


图 3 水平相变换热器组成与边界条件

表 3 月桂酸、铝合金材料热物性

材料	物理量	取值	单位
铝合金	密度	2719	$kg^{-1}\cdot m^{-3}$
	热导率	202.4	$W\cdot m^{-1}\cdot ℃^{-1}$
	比热	871	$J\cdot kg^{-1}\cdot ℃^{-1}$
月桂酸	密度	874 (solid) 769 (liquid)	$kg^{-1}\cdot m^{-3}$
	热导率	0.24 (solid) 0.15(liquid)	$W\cdot m^{-1}\cdot ℃^{-1}$
	比热	1690(solid) 2400(liquid)	$J\cdot kg^{-1}\ ℃^{-1}$
	热膨胀指数	0.000615	K^{-1}
	潜热量	173.8	$kJ\cdot kg^{-1}$
	相变温度	42–44	℃

1.3 模型验证

本文采用 ANSYS Fluent 软件进行模拟仿真，根据已发表的水平壳管式树形翅片实验[8]进行对比，建立与实验相同尺寸的模型，分别检测了如图 2 所示的 2、3、4 位置三个温度监测点与实验进行对比，模拟与实验温度检测对比结果如图 4 所示。在图中，模拟结果与实验结果 B2、B3、B4 温度平均相对误差分别为 5.62%、2.18%、4.19%。模拟仿真与实验温度检测点近乎重合，说明本文采取的数值方法具有极高的可靠性。

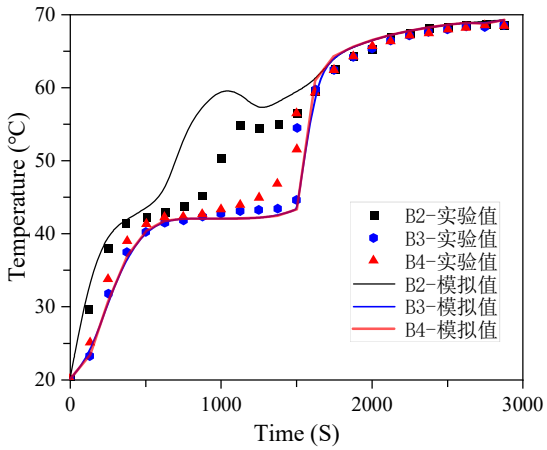


图 4 仿真结果与实验结果[8]的比较

1.4 网格独立性与时间步长验证

由于开孔翅片结构的复杂性，采用比四面体收敛性更好、网格数更少、节点数更多的六棱柱网格。为了验证网格独立性，对开孔树形翅片模型划分四种密度网格数，

分别为 1439597、2783986、3919457、4851052。如图 5 所示，对比分析了四种不同网格的融化分数和 B4 点温度,当网格达到 3919457 时与 4851052 网格数对比融化分数和 B4 点温度分别相差 0.0017%和 2.281%。显然继续增加网格数，对结果影响不大。在综合考虑计算效率和计算精度的情况下，选择第三种 3919457 网格数的网格划分方法最为适宜。总体网格尺寸设置在 2mm，将开孔处进行加密，翅片孔加密尺寸在 1.3mm、网格增长率 1.2。开孔翅片网格示意图如图 6 所示。

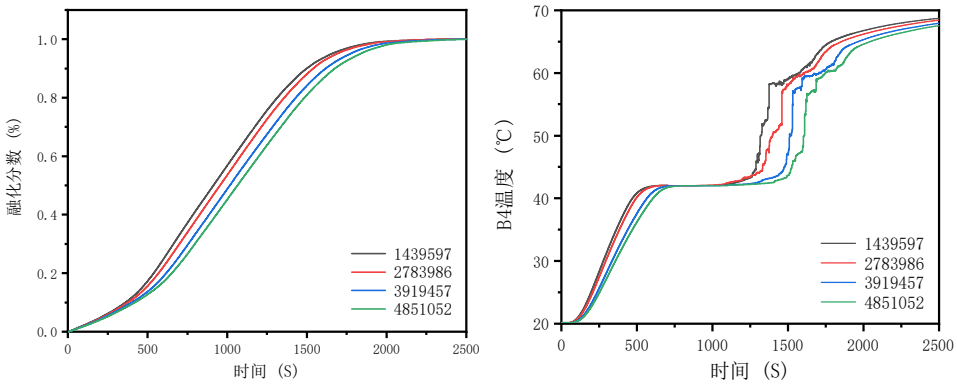


图 5 网格融化分数、温度独立性验证

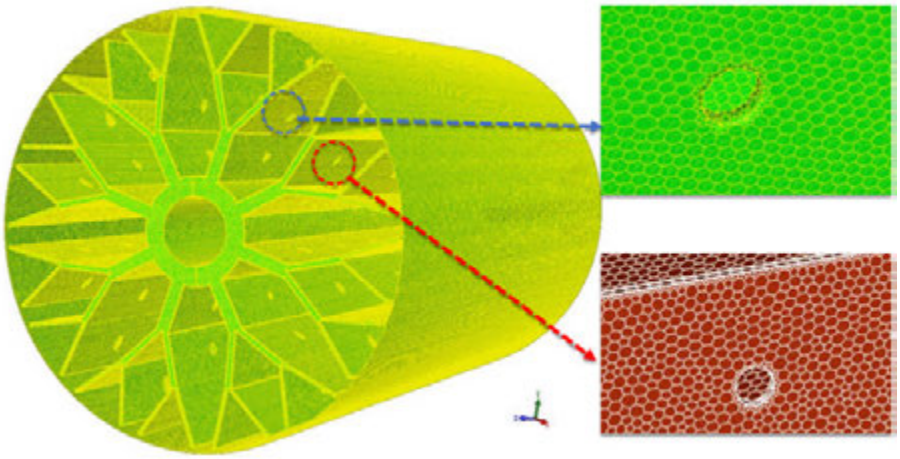


图 6 开孔翅片换热器网格示意图

为了验证时间步长对数值模拟仿真结果的影响，对选定的第三种 3919457 密度的开孔翅片网格进行不同时间步长的验证，时间步长分别为 0.1s、0.25s、0.5s。如图 7 所示，对比分析了时间步长在 0.1s 与 0.25s、0.5s 下对融化分数和 B4 温度影响，分别相差 5.04%、12.37%和 6.68%、18.49%。当时间步长为 0.25s 时，偏差较小满足计算精度的要求。

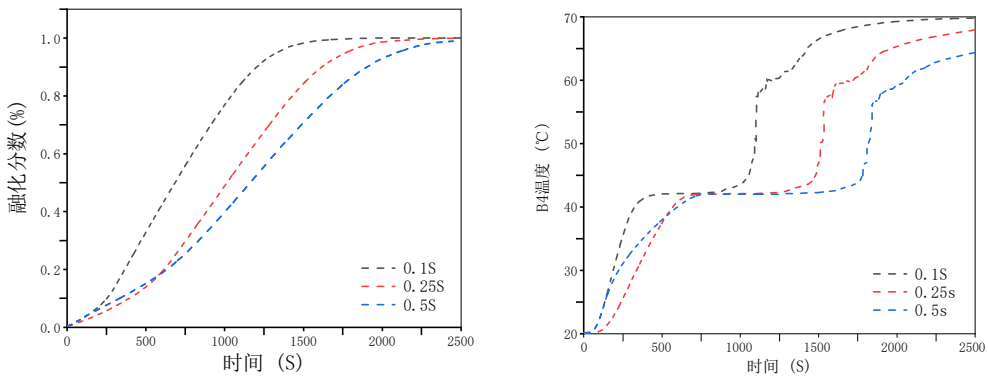


图 7 时间步长关于融化分数、温度影响

2 结果与分析

2.1 开孔排数对换热研究

图 8 为未开孔与不同开孔排数的换热器耗材与换热量的变化。从图中可以看出，随着开孔排数的增多，耗材不断减少。增加开孔排数后换热量出现明显的提升，其中三排开孔的树形翅片换热量最高，较未开孔树形翅片提升了 21.92%。这说明一部分源自于相变材料填充量的增加，另一方面，开孔后增加了自然对流对固液相变材料的掺混作用，从而产生了融化的相变材料与未融化的相变材料相互流动从而提高了相变换热。图 9 为未开孔与不同开孔排数的换热器体积与对流换热系数的变化。从图中明显看出开孔后比未开孔的树形翅片体积减少并且对流换热系数有着较大的提升，并且在三排开孔处的树形翅片对流换热系数提升最明显，较未开孔的对流换热系数提升了 24.39%。说明在树形翅片开孔能够强化自然对流与导热的协同作用从而提高相变换热器的对流换热，减少相变换热器与相变材料换热的热滞后性。开孔的树形翅片比未开孔不仅减少耗材、降低相变换热器成本、提高蓄热量有着明显的优势，从而降低了热滞后性对相变换热器的影响，使得相变换热器的整体换热性能有着较好的提升，应用范围更加广泛。

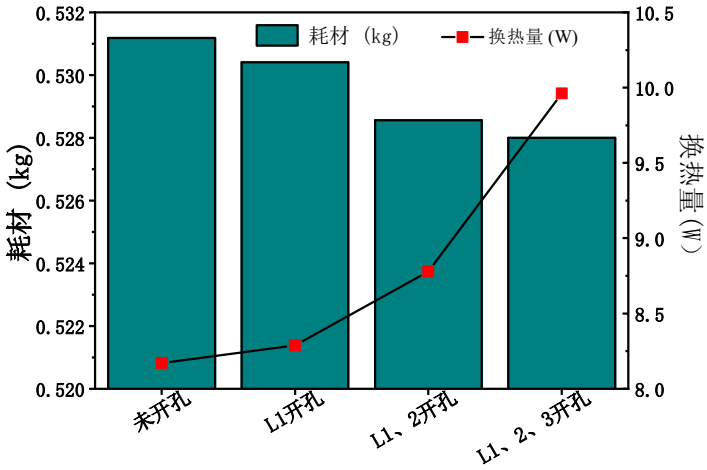


图 8 开孔耗材与换热量

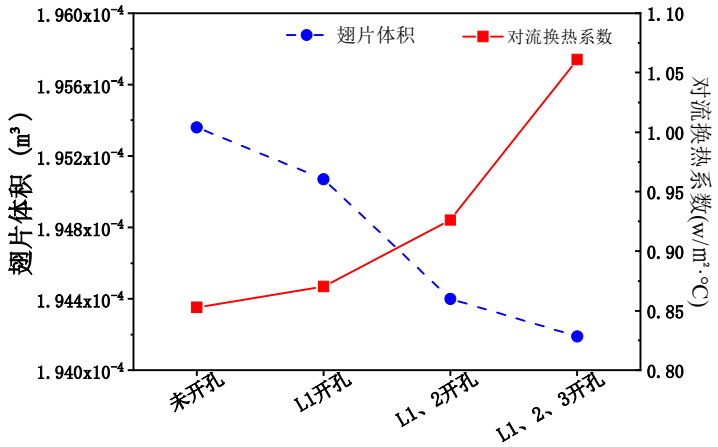


图 9 开孔体积与对流换热系数

2.2 排数对融化研究

为了分析不同开孔排数对换热器相变过程中固液界面融化情况和温度分布情况的影响，图 10 比较不同开孔排数液化率和温度分布随时间变化情况。明显看出，开孔与未开孔在换热器融化前期（300s）表现出相似的融化过程，温度分布情况均匀度近乎一致，固液界面沿径向方向往翅片末端扩展。当相变融化过程进行到 900s 时，液相界面依然保持在翅片附近并达到翅片末端，翅片附近之外相变材料依旧以固态存在。由此说明在 900s 融化前期换热过程主要以导热方式为主，温度分布由翅片根部向翅末端逐渐降低，翅片外部温度变化较小，热量传递主要方向由热源逐渐向翅片末端传递，并在翅片热量传递过程中被相变材料所吸收从而形成沿翅片外壁面分布的固液面。

在融化过程进行到 1500s 时，开孔与未开孔翅片融化均呈现液态逐步占主导的分布，上部较下部具有更多的液态占比。此时，翅片上半部分温度高于翅片下半部分，相变材料融化液态大于固态且占比较多，导热能力逐渐减弱，对流换热能力增强。由图可以明显看出，未开孔翅片较 L1 排开孔翅片中间与上半部分融化与温度分布基本一致，而较于 L1、2 和 L1、2、3 排开孔翅片融化速率略快，这是由于未开孔较开孔翅片前期具有良好的导热能力，而开孔翅片开孔后导热能力有所下降。当 PCM 占比较大时，对流换热逐渐强于导热并开始占换热过程主导。

融化过程进行到 2100s 时，上半部分 PCM 已经完全融化，下半部分未开孔与开孔呈现不同的液相分布。开孔翅片在融化后期温度分布、液相比高于未开孔翅片。随着开孔排数的增加，下半部分液相比逐渐增多、固相减少。当开孔排数 L1、2、3 时液相比占比最大，PCM 上下呈现出均匀液态分布，温度分布更加均匀一致。融化后期开孔翅片体现出较好的对流换热性能，上部分融化液相 PCM 与下部分未融化的固相通过翅片开孔强化了由密度不同引起的对流换热的掺混效应，加快了下部分 PCM 的融化速率，相变换热器换热融化过程得到加快，改善了温度分布的一致性。

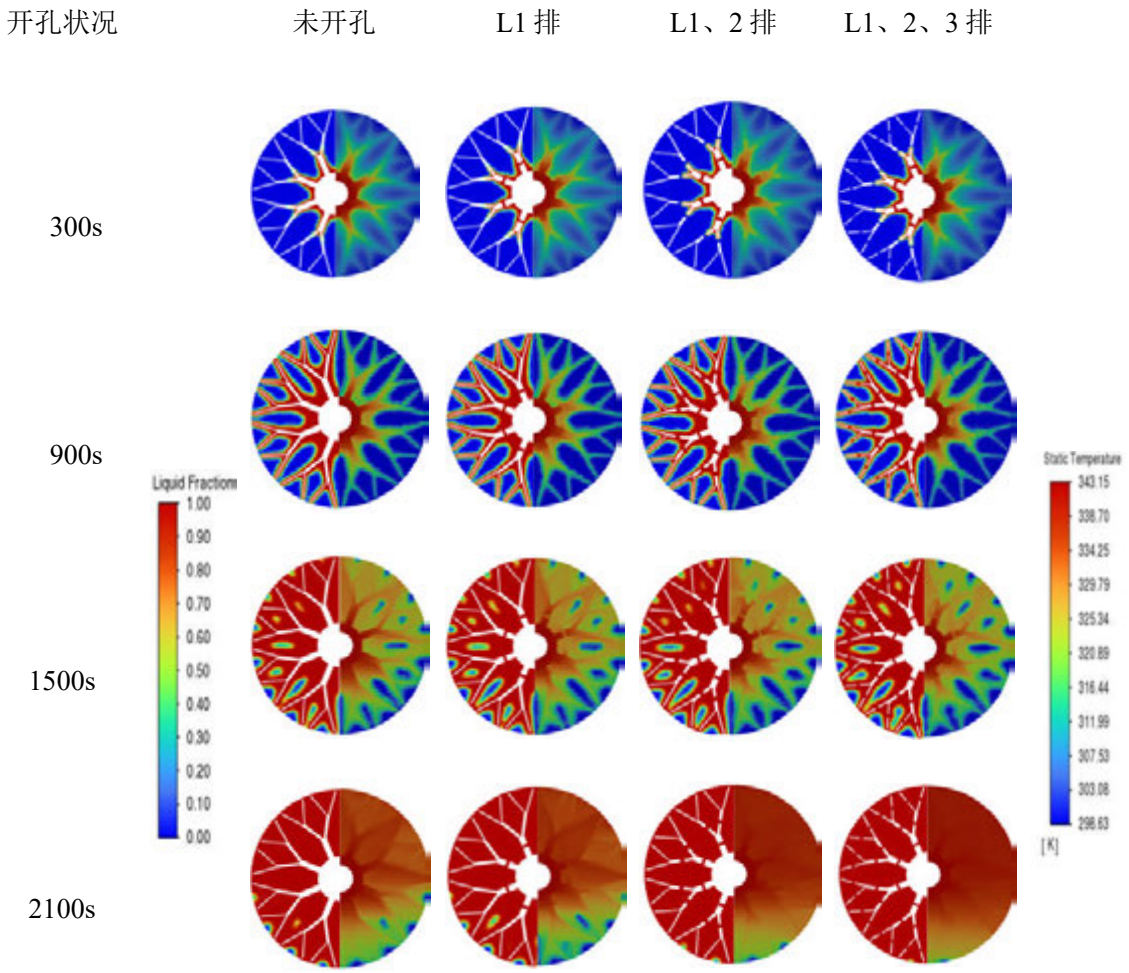


图 10 不同开孔排数固液界面演化过程

2.3 开孔直径与数量研究

选定 Φ_1、Φ_2、Φ_3 开孔直径和开孔个数（Φ_1、Φ_2、Φ_3 分别为对应 $L1$、$L2$、$L3$ 排开孔直径）为四种研究因素，相变材料填充量和换热量为两目标。Φ_1、Φ_2、Φ_3 直径取值范围在 2~4mm，开孔个数取值 5~9 之间，如表 2 所示。在使用响应面法（Response Surface Method）选择中心合成设计（Central Composite Design，CCD）设计方法，建立四因素五水平二目标的方案，得到 26 组实验方案，如表 4 所示。

表 4 26 组实验方案

序号	Φ_1/mm	Φ_2/mm	Φ_3/mm	开孔个数/M
1	3	3	3	5
2	2.5	3.5	3.5	8
3	3.5	3.5	2.5	8
4	2.5	2.5	3.5	8
5	2	3	3	7
6	3	3	3	7
7	2.5	2.5	3.5	6
8	3.5	2.5	3.5	8
9	2.5	3.5	2.5	6

10	3.5	2.5	2.5	6
11	3	3	2	7
12	2.5	2.5	2.5	6
13	2.5	3.5	2.5	8
14	3	4	3	7
15	3.5	3.5	2.5	6
16	3	3	4	7
17	2.5	2.5	2.5	8
18	3.5	3.5	3.5	8
19	2.5	3.5	3.5	6
20	4	3	3	7
21	3	2	3	7
22	3.5	2.5	2.5	8
23	3	3	3	9
24	3.5	3.5	3.5	6
25	3.5	2.5	3.5	6
26	3	3	3	7

通过拟合得到填充量和换热量（两目标）与 Φ_1、Φ_2、Φ_3 开孔直径和开孔个数（四因素）之间的数学关系式。利用响应面法分别对填充量和换热量拟合出的关联式如下，各符号含义如表 5 所示：

填充量公式为：

$$S=0.795013-0.00386\times A-0.000353\times B-0.000731\times C-0.00027\times D+0.000112\times A\times B-0.000026\times A\times C+0.00005\times A\times D+0.000014\times B\times C+0.00005\times B\times D+0.000106\times C\times D+0.000039\times A^2-0.00000004075\times B^2+0.000067\times C^2-0.000000719437\times D^2 \quad (1)$$

上述公式的相关系数为 0.9876，接近于 1，所以上述公式是精确的。

换热量公式为：

$$W=29.37178-3.74701\times A-2.14621\times B+0.08285\times C-4.61449\times D+1.27346\times A\times B-0.133240\times A\times C-0.774177\times A\times D-0.705148\times B\times C+0.308617\times B\times D+0.205349\times C\times D+0.884466\times A^2-0.210925\times B^2+0.322882\times C^2+0.496354\times D^2 \quad (2)$$

上述公式的相关系数为 0.9225，接近于 1，所以上述公式是精确的。

表 5 公式中符号含义

符号	*A*	*B*	*C*	*D*
含义	Φ_1 直径	Φ_2 直径	Φ_3 直径	开孔数

3 结论

将翅片与开孔技术相结合，对比分析未开孔与不同开孔排数的水平相变换热器换热性能影响。得到了如下结论：

(1)当开孔排数为 3 排时，相变融化过程对流换热效果提升最明显，对流换热系数较未开孔提升了 24.39%。说明开孔能够提升相变换热器对流换热能力，提升导热与对流换热的协同强化，尤其在相变换热器融化后期导热能力逐渐减弱的情况下，开孔能够加强相变换热器的整体性能。

(2)相变换热器翅片开孔为 3 排时，耗材较未开孔减少了 0.6%，而整个相变换热过

程的换热量提升了 21.92%。说明开孔不仅能够减少相变换热器制造耗材，而且能够提升换热量。

(3)开孔直径大小与数量对换热量和填充量的影响为：Φ_1 直径越小，Φ_2、Φ_3 直径越大，对有换热量明显的提升，开孔个数与换热量提升保持相同增长趋势，开孔数量增多换热量提升越多。相变材料填充量与 Φ_1、Φ_2、Φ_3 直径大小、个数呈正相关，开孔直径增大与个数增多均会增加填充量。

参考文献

[1] Pata UK. Linking renewable energy, globalization, agriculture, CO2 emissions and ecological footprint in BRIC countries: A sustainability perspective[J]. Renewable Energy,2021,173:197-208.

[2] Zheng, H Y, Song, ML, Shen, ZY. The evolution of renewable energy and its impact on carbon reduction in China[J]. Energy,2021,273:1873-6785.

[3] Wang J, Zhang SL, Zhang QJ. The relationship of renewable energy consumption to financial development and economic growth in China[J]. Renewable Energy,2021,170:897-904.

[4] Zhao J, Dong KY, Dong XC. How renewable energy alleviate energy poverty? A global analysis[J]. Renewable Energy,2022,186:299-311.

[5] 姜竹, 邹博杨, 丛琳, 等. 储热技术研究进展与展望 [J]. 储能科学与技术, 2022, 11(09): 2746-2771.
Jiang Zhu, Zou Bo-Yang, Cong Lin, et al. Research progress and prospect of heat storage technology [J]. Energy Storage Science and Technology, 2022, 11(09): 2746-2771.

[6] 文劲宇, 周博, 魏利屾. 中国未来电力系统储电网初探 [J]. 电力系统保护与控制, 2022, 50(07):1-10.
Wen Jin-Yu, Zhou Bo, Wei Li-Shen. Preliminary study on storage network of future power system in China [J]. Power System Protection and Control, 2022, 50(07):1-10.

[7] 陈海生, 李泓, 马文涛, 等. 2021 年中国储能技术研究进展[J]. 储能科学与技术, 2022, 11(03): 1052-1076.
Chen Hai-Sheng, Li Hong, Ma Wen-Tao, et al. Research Progress of energy storage technology in China in 2021 [J]. Energy Storage Science and Technology, 2022, 11(03): 1052-1076.

[8] Aung W. Cooling technology for electronic equipment[M]. New York: Hemisphere,1988.

[9] Peterson GP, Ortega A. Thermal control of electronic equipment and devices[J]. Advances in Heat Transfer.1990,20:181-314.

[10] Zhang CB, Li J, Chen YP. Improving the energy discharging performance of a latent heat storage (LHS) unit using fractal-tree-shaped fins[J].Applied Energy.2020,259:1872-9118.

[11] Huang YP, Cao DC, Sun DK, et al. Experimental and numerical studies on the heat transfer improvement of a latent heat storage unit using gradient tree-shaped fins[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer,2022,182:1879-2189.

[12] Huang YP, Han Q, Liu XD. Experimental investigation on the melting and solidification performance enhancement of a fractal latent heat storage unit[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer,2021,179:1879-2189.

[13] 杨来顺, 王建星, 孙煜, 等. 基于遗传算法的管式除雾器多目标优化设计[J]. 高校化学工程学报.2020,34(3):792-801.
Yang Lai-Shun, Wang Jian-Xing, Sun Yu, et al. Multi-objective optimization Design of tubular fog eliminator based on Genetic Algorithm [J]. Journal of Chemical Engineering in Universities,2019,34(3):792-

801.
[14] 古家安. 相变储能换热器中分形肋片强化传热数值分析 [D].华东交通大学, 2021.
Gu Jia-An. Numerical analysis of enhanced heat transfer by fractal fins in phase-change energy storage heat exchanger [D]. East China Jiaotong University, 2021.
[15] 李双双. 高温多孔质相变材料制备与热管式储热器研究 [D].上海交通大学, 2014.
Li Shuang-Shuang. Study on preparation of granulated PCM and performance of a novel heat pipe style latent heat storage unit for high temperature utilization [D]. Shanghai Jiao Tong University, 2014.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233071

基于双层相变材料的锂电池热管理特性研究*

丁永鑫，戴传山，雷海燕，马非*
(天津大学机械工程学院，中低温热能高效利用教育部重点实验室，天津 300350)
(E-mail：mafei@tju.edu.cn)

摘要 为提高相变材料的电池热管理性能，本文设计了一种双层相变材料结构的锂电池热管理系统，并采用焓多孔介质模型进行了数值模拟。论文分别研究了双层相变材料内外侧布置、内外侧相变温度和内外侧厚度对热管理特性的影响，选择了内侧相变温度 40 ℃，厚度为 5.14 mm，外侧相变温度 35 ℃，厚度为 3.86 mm 的双层相变材料结构用于电池热管理。研究结果表明，在 3C 以下的低充放电倍率下，该双层相变材料结构可延长电池最高温度到达 60 ℃所需时间 430 s。

关键词 电池热管理；双层相变材料；锂电池

0 引言

随着化石燃料等不可再生能源的逐渐枯竭与其所造成的环境污染与气候变化的加剧，可再生能源有效利用已经变得越来越重要。然而，由于风能，太阳能等可再生能源受自然环境因素的影响较大，存在明显的波动性与间歇性。可再生能源并网量的不断增加所带来电源侧的波动性势必会给电力系统的安全与运行带来巨大的挑战[1]。在可再生能源侧布置以储能电站为代表的储能系统，可以保持电力系统的稳定运行，同时也可以参与调频与调峰，从而提高电网的弹性，进一步提高可再生能源的利用量[2]。

储能电站的性能取决于其所使用的电池技术。锂电池在使用的过程中有无记忆性、能量密度大、运转效率高等优点，已成为储能电站最受欢迎的电池技术。但锂电池受工作温度的影响较大。一般来说，锂电池的最佳工作温度在 15 ℃至 35 ℃之间，当锂电池的工作温度超过 60 ℃时，电池的性能与寿命会大幅衰减并有热失控的风险[3]。对锂电池储能系统进行合理的热管理设计可有效将电池工作温度控制在 60 ℃以下，极大地降低锂电池发生热失控的风险，确保储能系统的安全运行。电池单体是储能系统最基础的组成单元，设计出合理有效电池单体热管理系统对储能电站整体的安全运行起着举足轻重的作用。

目前，锂电池的热管理方式可分为风冷式，水冷式，热管式与相变材料式[4]。其中，相变材料(Phase change material, PCM)式热管理相较于其他方式有着较高的冷却效率，不需要额外供入能量，利用固液相变更易控温等优势，逐渐受到各方的关注。但在高能流密度下，由于单一相变材料导热系数较低，其不仅不能快速降低系统温度，反而会增加热阻，减缓散热[5]，因此需要对相变材料进行传热强化。Mingyi C 等[6]在石蜡(Paraffin, PA)中添加膨胀石墨(Expanded graphite, EG)和 SiC / SiO 制备出高导热复合相变材料，结果显示在 1C 与 2C 充放电效率下该材料相比于纯石蜡能显著降低电池表面温度；Jingwen W 等[7]将不同形状的翅片加入石蜡内，提出一种由 PCM 与 4 个纵向翅片和 2 个横向翅片组合的电池热管理系统，研究表明优化后的结构在降低电池表面温度与缩小电池表面温差上有较好的表现。S Hekmat[8]研制出一种逆流式水冷管与石蜡耦合的热管理系统并进行仿真模拟，结果表明，当放电速率为 2C 时，电池间最大温差从空气自然冷却下的 2.8 ℃降至小于 0.7 ℃。罗昭顺等

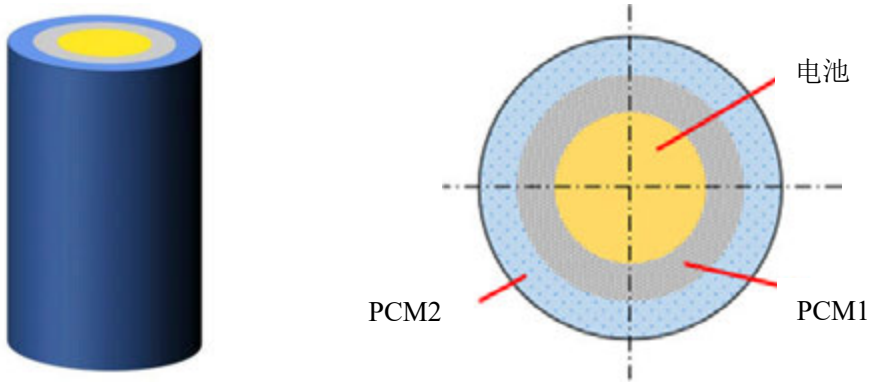
* 天津市自然科学基金青年基金(21JCQNJC00380)，国家自然科学基金青年基金 (52206271)

[9]将双层相变材料运用到电池热管理中，并测试其在单电池和电池组中的热管理效果，研究表明双层相变冷却结构在高温下的冷却效果要略优，在电池温度一致性方面优势更加明显。

采用双层相变材料是将梯级相变储热的思想运用在电池热管理中，相较于单级相变，更有助于形成较为稳定的传热温差，从而整体上提高系统的换热效率[10]。目前鲜有研究将双层相变材料运用在电池热管理上，且在现有的研究中都将内侧相变材料设置为较低的相变温度，而外侧设置为较高的相变温度[9,11]，这并不符合梯级相变储热的布置思路，因此需要对其进行一定的优化。本文针对双层相变材料的电池热管理特性进行研究，分析相变材料的内外层布置，不同充放电倍率，内外层材料相变温度、厚度对电池热管理性能的影响及机理，并与单层相变材料热管理性能进行对比，从而为双层相变材料热管理系统的设计提供参考。

1 数值模型

1.1 物理模型



(a) (b)

图 1 双层相变材料电池热管理系统结构示意图(a)三维视图 (b)俯视图

本文所研究的双层相变材料电池热管理系统结构如图 2(a)所示。热管理系统内部为圆柱形 18650 锂电池，外侧依次包裹两层相变材料，构成双层结构。本文选取两种内外层相变材料布置形式，一种为等厚度布置，另一种为等体积布置。相变材料以 42 号石蜡为参考，相变温度分别为 40 ℃, 35 ℃, 30 ℃，为减少其他热物性影响，假设三种相变材料除相变温度外的热物性均相同。相变材料和电池的热物性分别在表 1 和 2 中给出。

表 1 相变材料热物理性质

	密度 (kg/m^3)	比热 (J/(kg·K))	热导率 (W/(m·K))	粘度 (Pa·s)	潜热 (kJ/kg)	热膨胀系数 (1/K)
PCM	900	2000	0.3	0.00324	200	0.00004

表 2 简化电池参数

	标称容量 (Ah)	密度 (kg/m^3)	比热 (J/(kg·K))	径向热导率 (W/(m·K))	轴向热导率 (W/(m·K))	直径 (m)	高度 (m)
18650 电池	2.6	2871.7	1200	0.2	37.6	0.018	0.065

1.2 电池产热模型

Bernadi 公式是目前应用最广泛的电池产热公式[12]，如下所示：

$$q=\frac{I}{V_{\mathrm{bat}}}[(E-U)-T_{\mathrm{bat}}\frac{\partial U_{\mathrm{oc}}}{\partial T}] \tag{1}$$

式中，I 为电池充放电电流(A)；V_{bat} 为电池体积(m³)；E 为电池开路电压(V)；U 为电池工作电压(V)；T_{bat} 为电池温度(K)；$\frac{\partial U_{\mathrm{oc}}}{\partial T}$ 为熵热系数，查阅文献[13]得-0.4 W·mV/K。

对于$E-U$可转化为电流与内阻的乘积 $I\cdot R$，则公式(1)可变为：

$$q=\frac{1}{V_{\mathrm{bat}}}[(I^2R-IT_{\mathrm{bat}}\frac{\partial U_{\mathrm{oc}}}{\partial T}] \tag{2}$$

式中，R 为电池内阻(Ω)。电池内阻受电池的荷电状态与温度的影响。当在极端低温与高温的环境下，充放电时电池内阻波动较大；而在常温下充放电，电池内阻波动幅度很小，可近似看作常数。根据文献[14]可得容量为 2.2 Ah 的 18650 电池的内阻为 40.85 mΩ。不同充放电倍率下 27 ℃到 60 ℃电池的产热速率相差较小，为简化计算，本文电池产热速率设置为 60 ℃时电池产热速率，则充放电倍率为 3C，5C，7C 时的产热速率(W/m³)如表 3 所示。

表 3 锂电池在不同充放电倍率下的产热速率

	3C	5C	7C
产热速率(W/m³)	169281.6	262991.1	386929.4

1.3 相变材料熔化凝固模型

为便于计算，本文将对相变材料固液熔化过程作以下假设进行简化：

(1) 相变材料各向同性，液态相变材料为不可压缩牛顿流体；

(2) 密度满足 Boussinesq 近似；

(3) 液态相变材料中的自然对流为层流流动。

采用焓-多孔介质模型来描述相变材料的熔化凝固过程，相变材料的控制方程如下：

连续性方程：

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\nabla(\rho\vec{V})=0 \tag{3}$$

式中，ρ为相变材料的密度(kg/m³)；t 为时间(s)。

动量方程：

$$\rho\frac{D\vec{V}}{Dt}=-\nabla p+\mu\nabla^2\vec{V}+\rho\vec{g}+\vec{S} \tag{4}$$

其中，$\vec{V}$、p和μ分别是流动的速度矢量、压力和动力粘度；$\vec{g}$和$\vec{S}$分别表示重力加速度和动量源项，其中$\vec{g}$沿 z 轴负方向。在焓-多孔介质模型中，在 PCM 的糊状区域中，动量方程的源项定义为：

$$\vec{S}=-A(\gamma)\vec{V} \tag{5}$$

其中：

$$A(\gamma)=\frac{P_{\mathrm{m}}(1-\beta)^2}{\beta^3+\varepsilon} \tag{6}$$

在上式中，β为液相率，P_m为糊状区参数，ε是为避免分母为零的极小常数，其值是 0.001。其中，β定义为：

$$\begin{cases} \beta = 0, & T \le T_S \\ \beta = \dfrac{T - T_S}{T_l - T_S}, & T_S < T < T_l \\ \beta = 1, & T \ge T_l \end{cases} \tag{7}$$

式中，T_s 为相变材料开始熔化的温度；T_l 为相变材料结束熔化的温度。

能量方程：

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{V} h) = \nabla(\lambda(\nabla T)) \tag{8}$$

式中：其中，h 表示比焓，λ表示热导率，T 表示相变材料温度。

相变材料与外界环境的边界条件满足：

$$k_{PCM}\frac{\partial T_{PCM}}{\partial n} = h_f(T_{PCM} - T_m) \tag{9}$$

式中，k_{PCM}，h_f 分别代表 PCM 的导热系数和空气对流换热系数，本文空气对流换热系数取 5 W/m^2；T_m代表环境温度，本文取 27 ℃；n 代表相变材料外表面法向方向。

1.3 模型验证

计算之前首先进行网格无关性验证和模型验证。在环境温度为 20 ℃，电池充放电倍率为 5C 的工况下，分别采用 46106，65658，82721 和 107361 四个数量的网格对相变材料热管理系统进行模拟。图 2 给出了不同时刻下电池最高温度随网格数量的变化，可以看到从 100 s 到第 600 s，，当网格数量从 46106 增大到 107361 时，电池最高温度的变化相对较小，说明再继续增加网格数量对结果的影响较小。综合考虑计算的精确性和计算资源的消耗，本文将采用 46106 的网格数量进行计算。

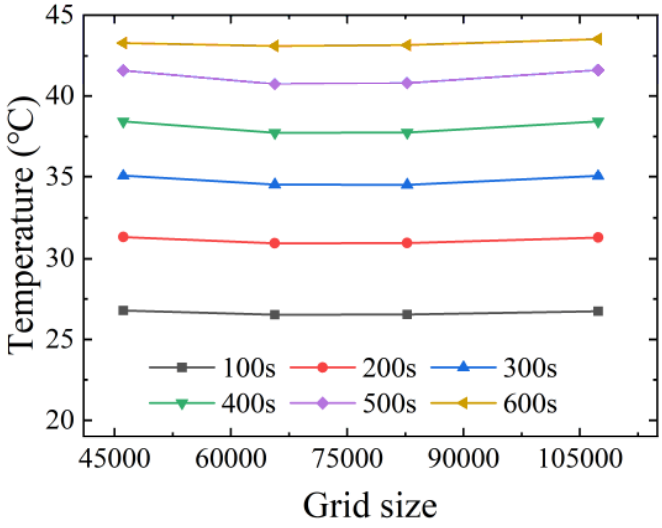


图 2 网格无关性验证结果

为验证相变材料熔化凝固模型的可靠性，本文用加热棒模拟电池在 3C(2.8 W)，5C(4.25 W)，7C(6.4 W)下的发热，外侧包裹 42 号石蜡，测量电池表面中心点的温度并与数值结果进行对比。如图 3 所示，温度的实验值与模拟值随时间变化趋势基本一致，最大相对偏差 7.4%，说明本文所用的模型能够较为准确模拟相变材料的熔化过程。

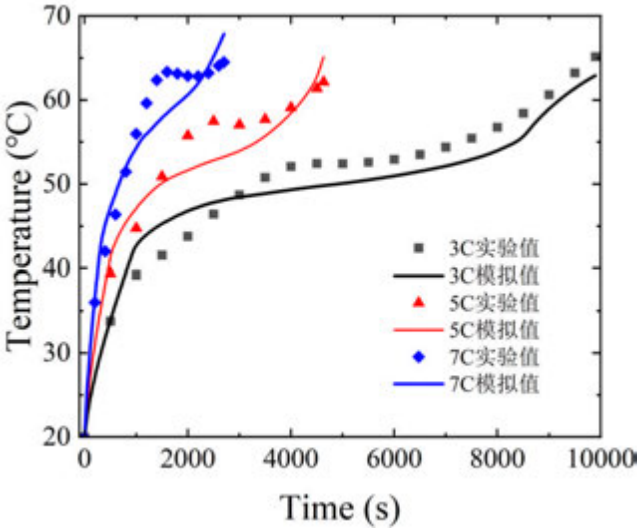


图 3 模型验证结果

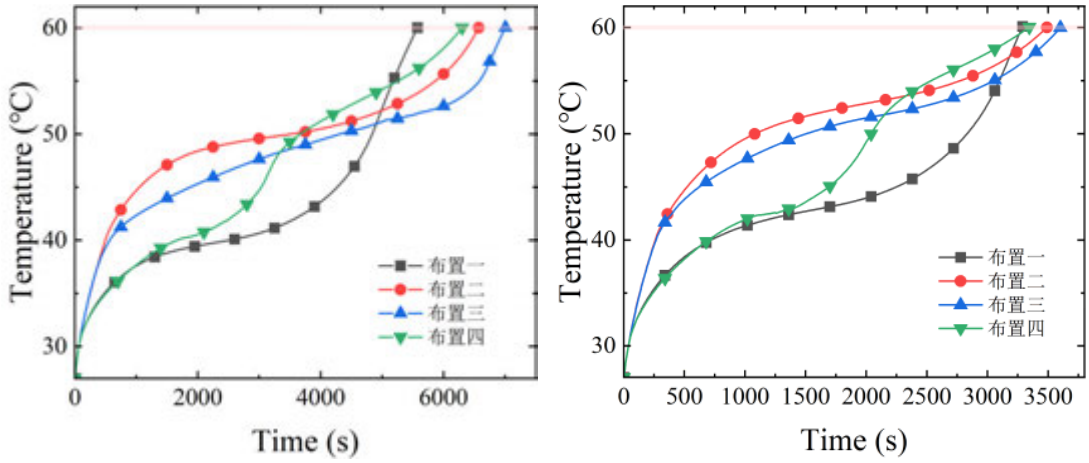
2 结果和讨论

2.1 双层相变材料的内外侧布置

根据内外层相变材料相变温度选取的不同，本研究将设置 4 种不同的双层相变材料内外布置结构，具体如表 4 所示，布置一，布置二均使用单一相变材料，前者使用低相变温度(30 ℃)材料，后者使用高相变温度(40 ℃)材料；布置三采用材料相变温度内高外低的布置结构；布置四采用材料相变温度内低外高的布置结构。内外侧厚度设置为等体积布置，电池充放电工况分别为 3C 和 5C，并将电池连续充放电直至电池最高温度达到警戒温度 60 ℃。

表 4 相变材料布置方案

	内侧	外侧
布置一	30 ℃	30 ℃
布置二	40 ℃	40 ℃
布置三	40 ℃	30 ℃
布置四	30 ℃	40 ℃



(a) (b)

图 4 内外侧不同布置下电池最高温度随时间变化 (a) 3C (b) 5C

电池最高温度随时间变化如图 4 所示。在充放电倍率为 3C 与 5C 的工况下，加热初期，

由于温度没有达到相变温度，相变材料尚未熔化，其潜热没有利用，故在不同布置条件下电池最大温度在初期都有较大的增长趋势；在加热中期，温度达到相变温度，相变材料开始熔化，电池释放的热量被相变材料吸收并转化为潜热，该阶段电池外侧包裹的相变材料的温度基本保持不变，电池最高温度增长趋势也相应减缓，体现了相变材料控温性能的优越性。到加热末期，相变材料完成熔化，潜热完全利用，此时完全熔化的相变材料开始显热升温，进而电池最高温度又出现较大的增长趋势。

对于布置一，由于包裹单层较低相变温度的相变材料，其最先开始熔化并利用潜热，故在加热初期能将电池最高温度保持在 4 种布置中的最低值，但由于最先完成熔化，到加热后期电池温度首先出现快速上升，最终该布置下电池最高温度最先达到 60 ℃；对于布置四，由于内侧包裹相变温度较低的材料，较早进行熔化，故在初期也能将电池最高温度保持在较低水平，但其外侧包裹相变温度较高的相变材料，且内侧材料熔化结束时的温度恰好是外侧材料开始熔化温度，内外侧相变材料依次熔化，因此电池最高温度出现了两个平台期。该布置下电池到达 60 ℃的时间仅长于布置一；对于布置二与布置三，其内侧都包裹较高相变温度的材料，相较布置一与四较晚完成熔化，但布置三外侧为较低相变温度的材料，内外侧材料可同时进行相变，进而维持了材料外侧与电池表面的温差，强化了传热，使得布置三是四种布置中最晚到达 60 ℃的。

在 3C 工况下，布置三相比布置一能延长电池最高温度到达 60 ℃的时间约 430 s，而在 5C 工况下，布置三相比布置一仅延长 70 s。这是由于在较高充放电倍率下电池有更高的产热率，高产热率下各材料完全利用潜热所需时间在缩短，即不同相变区间对电池散热的影响在减小，各布置形式下电池与电池，材料与材料的温度趋于一致，因此各布置形式间电池到达 60 ℃的时间差在减小。

2.2 双层相变材料内外层相变温度选取

对于双层相变材料，内外侧材料同时进行相变有助于保持内外侧温差进而强化传热。在确定内高外低的布置形式后需对内外侧材料相变温度间隔进行优化，以使内外侧材料同时相变。本研究对比了 3 种内外侧相变温度方案，具体如表 5 所示，方案一与方案二内外侧材料相变温度差均为 5 ℃；方案三与 2.1 中布置三保持一致，内外侧材料相变温度差为 10 ℃。内外侧厚度设置为等体积布置，电池充放电倍率设置为 5C，将电池连续充放电直至电池最高温度达到警戒温度 60 ℃。

表 5 内外侧材料相变温度的选取方案

	内侧	外侧
方案一	40 ℃	35 ℃
方案二	35 ℃	30 ℃
方案三	40 ℃	30 ℃

电池最高温度随时间变化如图 5 所示。方案二内外侧均用相变温度较低的材料，其平台期温度是三种方案中最低的，同时也是最先完成相变并到达 60 ℃的；方案一相较于方案三外侧采用相变温度较高的材料，外侧材料较晚进行相变，故其平台期温度高于方案三。最终，方案二下电池最高温度最先到达警戒温度 60 ℃，方案三晚于方案二 10 s 到达警戒温度，方案一最后到达警戒温度，晚于方案二 55 s。

相变材料液相分数的纵向剖面分布如图 6 所示。由于相变材料的密度在液相时小于固相，故在熔化的过程中材料内部存在向上的自然对流，密度较小的液相囤积在材料上侧，造成电池上侧的相变材料先失去利用潜热的能力，进而使电池的最高温集中在电池上侧。减小

方案三内外侧材料相变有明显的时间差，而方案一内外侧材料几乎同时相变，能保持内外侧较大温差以强化传热，因此其晚于方案三到达 60 ℃。因此双层相变材料内侧材料相变温度为 40 ℃，同时外侧材料相变温度为 35 ℃时更能有效延长电池安全运行的时间。

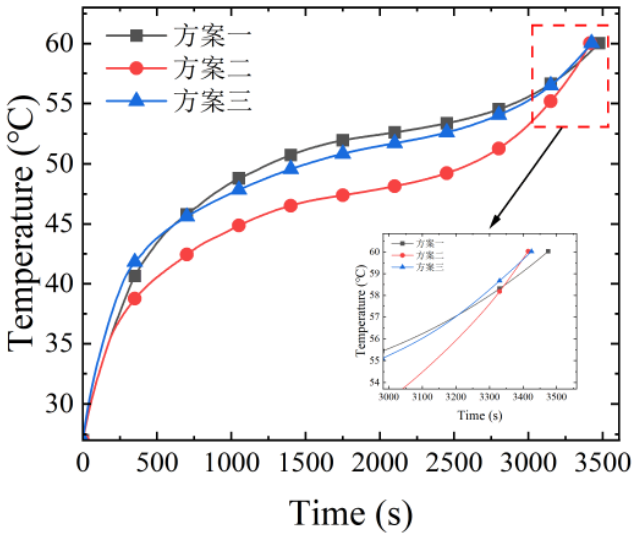


图 5 不同内外侧相变温度下电池最高温度随时间变化

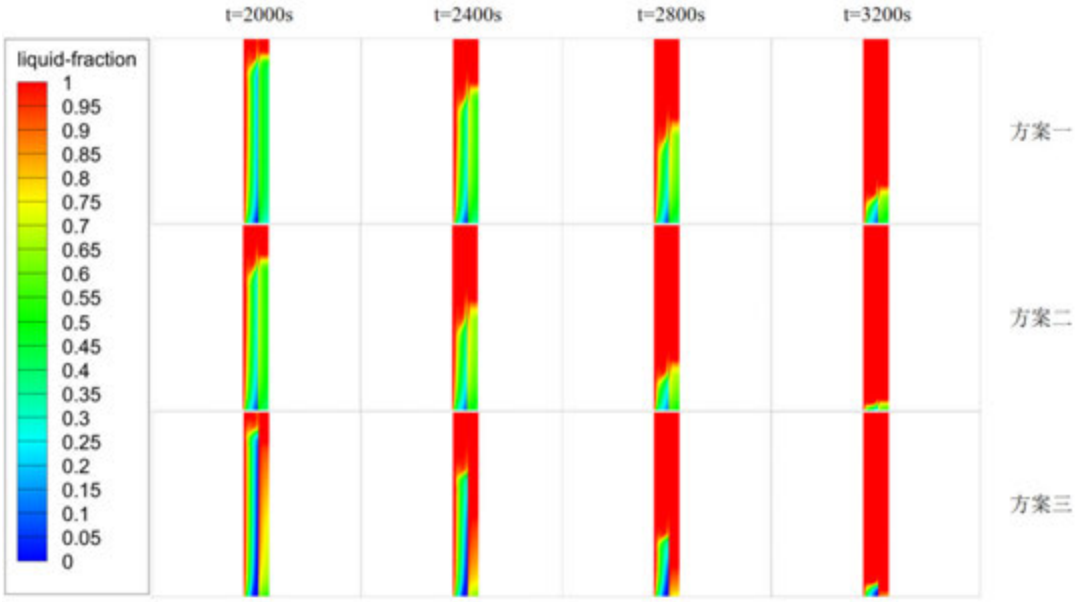


图 6 不同内外侧相变温度下相变材料液相分数纵向剖面分布

2.3 双层相变材料的内外层材料厚度的选取

内外侧厚度的变化会影响内外相变材料的用量，进而影响电池的热管理情况。本文将内外侧厚度设置为等厚度与等体积两种布置方式，具体布置方式如表 6 所示。采用方案一的布置方式，电池充放电倍率设置为 5C，并将电池连续充放电直至电池最高温度达到警戒温度 60 ℃。

表 6 内外侧材料厚度的选取方案

	内侧材料		外侧材料	
	内径(mm)	外径(mm)	内径(mm)	外径(mm)

等厚度	9	13.5	13.5	18
等体积	9	14.14	14.14	18

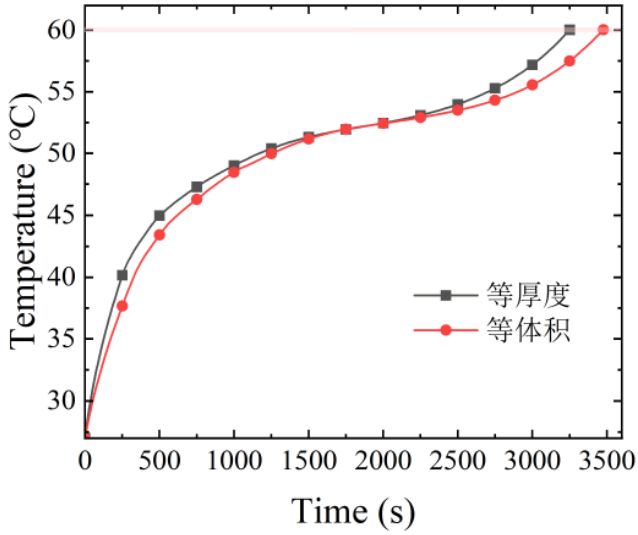


图 7 不同内外侧材料厚度下电池最高温度随时间变化

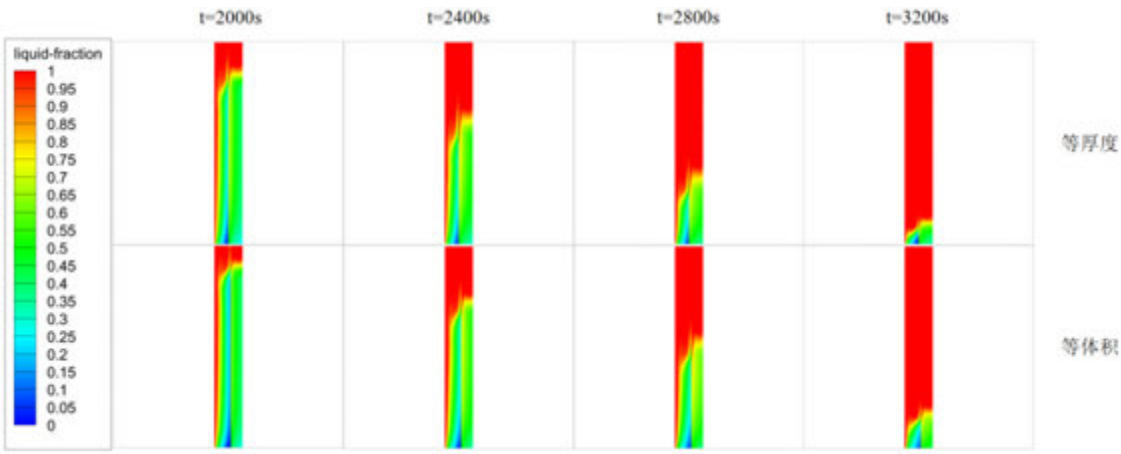


图 8 不同内外侧厚度下相变材料液相分数纵向剖面分布

电池最高温度随时间变化如图 7 所示，1500 s 前等厚度布置下的电池最高温度均高于等体积布置，1500 s 至 2500 s 两种布置下的电池最高温度基本重合，而在 2500 s 后，等厚度布置下电池最高温度快速上升，整体高于等体积布置下的电池最高温度。最终，等厚度布置相比于等体积布置早 220 s 到达 60 ℃。不同内外侧厚度下相变材料液相分数纵向剖面分布如图 8 所示，等厚度布置使用了较多的相变温度低的材料，相较于等体积布置，等厚度布置会较早完成相变，失去吸收潜热的能力，因此等厚度布置下的电池最高温度较早的脱离平台期并快速上升。

热管理系统外壁面温度随时间变化如图 9 所示，在 2500 s 前，等厚度与等体积布置下电池最高温度相差无几，而等厚度布置下的系统外壁面温度一直高于等体积布置，缩小了电池与外壁面间的温差，削弱了内外传热，进而使电池的最高温度较早地到达警戒温度 60 ℃。因此双层相变材料等体积布置的形式相比于等厚度布置更能有效延长电池安全运行的时间。

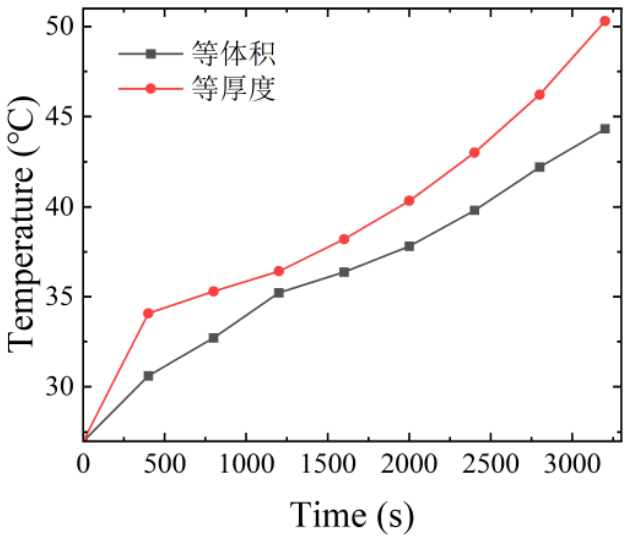


图 9 不同内外侧材料厚度下系统外壁面温度随时间变化

3 结论

本文对双层相变材料的电池热管理特性进行了研究，分别从双层相变材料内外侧布置，内外侧相变温度，内外侧材料厚度三个方面进行分析，得出以下结论：

(1) 内侧布置相变温度高的材料同时外侧布置相变温度低的材料可有效延长电池最高温度到达警戒温度 60 ℃的时间 430 s。但随着电池充放电倍率与产热量的提高，延长的效果随之减弱。

(2) 内侧材料相变温度为 40 ℃同时外侧材料相变温度为 35 ℃时，可使内外侧相变材料同时进行相变，进一步延长了电池最高温度到达 60 ℃的时间 55 s。

(3) 内外侧材料等体积布置方式相较于等厚度布置可提高电池与系统外壁面之间的温差，强化传热，进而延长电池最高温度到达 60 ℃的时间 220 s。

参考文献

[1] 赫广迅, 宋业琛. 基于火电站转型储能电站的超高温热泵及熔盐储换热系统工程应用设计[J].汽轮机技术, 2023, 65(02): 93-96+146.

[2] Zhang Yanhu, Wei An, Zou Shaokun, Luo Dejun, Zhu Hao, Zhang Ning. A planning scheme for energy storage power station based on multi-spatial scale model[J]. Energy Reports, 2023, 03. 066

[3] Yu Zhipeng, Zhang Jiakai, Pan Weiguo. A review of battery thermal management systems about heat pipe and phase change materials[J]. Journal of Energy Storage, 2023, 62: 106827.

[4] Ebbs-Picken Takiah, Da Silva Carlos M, Amon Cristina H. Design optimization methodologies applied to battery thermal management systems: A review[J]. Journal of Energy Storage, 2023, 67: 107460.

[5] Li Chenqing, Ding Yan;Zhou Zhiyu, Jin Yibin, Ren Xingyu, Cao Chengyang, Hu Hongyun. Parameter optimization and sensitivity analysis of a Lithium-ion battery thermal management system integrated with composite phase change material[J]. Applied Thermal Engineering, 2023, 228: 120530.

[6] Chen Mingyi, Zhang Siyu, Zhao Luyao, Weng Jingwen, Ouyang Dongxu, Chen Qinpei, Kong Qinghong, Wang Jian. Preparation of thermally conductive composite phase change materials and its application in lithium-ion batteries thermal management[J]. Journal of Energy Storage, 2022, 52: 104587.

[7] Jingwen Weng, Dongxu Ouyang, Xiaoqing Yang, Mingyi Chen, Guoqing Zhang, Jian Wang. Optimization of the internal fin in a phase-change-material module for battery thermal management[J]. Applied Thermal Engineering,

2020, 167(C) : 114698.

[8] Hekmat S, Bamdezh M.A, Molaeimanesh G.R. Hybrid thermal management for achieving extremely uniform temperature distribution in a lithium battery module with phase change material and liquid cooling channels[J]. Journal of Energy Storage, 2022, 50: 104272.

[9] 罗昭顺, 汪铭磊, 吴启超. 双层相变材料结构的圆柱形锂离子电池相变冷却模块仿真分析[J]. 现代机械, 2022, 228(02): 14-19.

[10] 李昭, 李宝让, 陈豪志. 相变储热技术研究进展[J]. 化工进展, 2020, 39(12): 5066-5085.

[11] 黄菊花, 陈瑞可, 曹铭. 双层相变材料的制备及其对锂离子电池控温性能的影响[J]. 化工新型材料, 1-12[2023-05-07].

[12] Jiaqiang E, Meng Yue, Jingwei Chen, Hao Zhu, Yuanwang Deng, Yun Zhu, Feng Zhang, Ming Wen, Bin Zhang, Siyi Kang. Effects of the different air cooling strategies on cooling performance of a lithium-ion battery module with baffle[J]. Applied Thermal Engineering, 2018, 144: 231241.

[13] Damay N, Forgez C, Bichat M P. Thermal modeling of large prismatic LiFePO4/grapbattery. Coupled thermal and heat generation models for characterization and simulation[J]. Journal of Power Sources, 2015, 283: 37-45.

[14] 王帅峰. 电动汽车锂电池组风冷散热结构设计与优化研究[D]. 重庆交通大学, 2022.

中国工程热物理学会 学科类别：传热传质学
学术会议论文 编号：

结构优化的螺旋翅片强化管壳式蓄热器传蓄热研究

李宏阳[1,2,3]，胡成志[4]，唐大伟[4]，饶中浩[1,2,3]

[1]河北工业大学能源与环境工程学院，天津，300401
[2]河北工业大学先进储能技术与装备河北省工程研究中心，天津 300401
[3]河北工业大学河北省热能科技与能源清洁利用重点实验室，天津，300401
[4]大连理工大学能源与动力学院海洋能源利用与节能教育部重点实验室，大连，116024

摘要：由于固液相变材料（PCM）在熔化过程中的不均匀传热现象，结构均匀的螺旋翅片难以实现高效的强化蓄热目的。本研究提出了多种结构优化的螺旋翅片：优化翅厚、优化翅高和优化翅距结构，用以强化蓄热过程。通过与原始均匀模型的熔化表现进行比较，结果表明底部翅片容积大的负模型能更有效地加速熔化过程，使完全熔化时间最大缩短 15.01%。相反地，底部翅片容积较小的正模型减慢了蓄热单元的熔化过程。通过比较原始模型和优化模型的热参数，揭示了负模型强化顶部区域对流传热和底部导热传热的机制。根据本文的研究结果，研究人员可以通过优化螺旋翅片结构强化管壳式蓄热器的蓄热效率。

关键词：螺旋翅片；结构优化；自然对流；完全熔化时间；强化蓄热表现

0. 前言

现如今，储能技术是解决环境污染和能源供需的时空不匹配问题的关键手段[1]。热能储存（TES）技术在储能方面具有广阔前景，包括显热蓄热（SHTES）、潜热蓄热（LHTES）和热化学蓄热[2]。TES 系统以热能的形式储存多余的能量，并在需要时释放热量。近年来，基于固液相变材料（PCM）的潜热蓄热（LHTES）技术因其储热密度高、相变温度变化小而越来越受到关注[3]。然而，相变材料的低热导率严重限制了 LHTES 系统的蓄热效率。

近年来，多种强化导热的策略已用于强化 LHTES 系统的导热表现，包括添加高热导纳米颗粒[4, 5]、多孔碳/金属泡沫[6, 7]和金属翅片[8, 9]。其中，添加金属翅片是加速相变蓄热过程最简单有效的方法。如今，多种类型的金属翅片已被广泛用于扩展 LHTES 系统的换热面积，如环形翅片[10-12]、纵向翅片[13, 14]、Y 形翅片[15, 16]、针状翅片[17-19]、螺旋翅片[20, 21]、仿生翅片[22-24]等。Pu 等人[25]数值研究了带有环形翅片的垂直 LHTES 装置中 PCM 的熔化表现。相较于无翅片结构，通过调节翅高和翅距，可使完全熔化时间缩短 44%-49.9%。Kumar 等人[26]对偏心布置纵向翅片管内部的熔化蓄热表现进行了数值和实验研究。结果表明，与 120°和 180°翅片角的结构相比，60°翅片角结构的熔化表现更佳。Yang 等人[27]设计了新型 Y 形翅片以提高蓄热管的凝固表现。将具有高导热性的氧化铝纳米颗粒分散到 RT82 中，通过调节翅厚和翅高，结果表明，添加外翅片比使用内翅片更能有效地加速凝固过程。此外，与具有内翅片的配置相比，使用新结构翅片可以使凝固速率提升 14.45%。

螺旋翅片是一种沿热流体管的连续翅片，其结构受翅片厚度、翅片高度和螺距的影响。Lu 等人[28]实验了具有螺旋翅片的管壳式 LHTES 单元中 PCM 的蓄热/放热表现，结果表明螺旋翅片能有效强化管壳式蓄热单元的蓄热表现。Duan 等人[29]建立了具有不同螺旋翅片的

基金项目：（国家自然科学基金（No.52176092））

管壳式 LHTES 模型，测试了翅片数量和形状对储热性能的影响。结果表明，带螺旋翅片的 LHTES 单元的相变速率明显快于带纵向翅片的 LHTES 单元。此外，增加翅片数量或螺旋循环数也可进一步增强传热性能。Patel 等人[30]采用了螺旋翅片进一步扩大传统针形翅片的传热面积。他们评估了不同结构的螺旋翅片的效果，发现增加翅片直径和翅片高度可以增强蓄热表现。

常见的螺旋翅片具有均匀的翅片参数，不适用于强化管壳式蓄热单元中的非均匀传热和熔化过程。在本研究中，我们设计了三种具有不同翅片参数的新型螺旋翅片，以进一步增强传热过程。由于翅片体积几乎不变，因此所有模型的蓄热密度基本一致。通过将这些模型的熔化结果与具有均匀螺旋翅片的模型进行了定量比较，分析了传热性能、内部温度变化、液体 PCM 的流速和热流密度，以分析管壳式 LHTES 装置内部熔化过程的传热机理。结果表明，底部翅片越厚、越高、越密集的负 LHTES 单元熔化速度越快。与均匀模型相比，完全熔化时间可以最大限度地减少 15.01%。因此，该优化的螺旋翅片结构适用于强化 LHTES 单元的蓄热表现。

1. 蓄热单元换热数值模拟

1.1 物理模型

管壳式换热器中常用的螺旋翅片具有固定的翅片高度、厚度和螺距，焊接在传热流体（HTF）管周围，用以扩展传热面积。本工作选择了一个带有螺旋翅片的单管蓄热单元来研究其蓄热表现，其结构如图 1a 所示。红色管是具有固定温度的热源，棕色区域代表 PCM，黄色固体是螺旋翅片。管壳式蓄热单元的尺寸参数如图 1a 所示，螺旋翅片的参数如图 1b。在本工作中，我们设计了三组优化模型以进一步提高储热效率，包括优化翅片厚度、优化翅片高度和优化翅片间距，其结构如图 1c 所示。模型的详细尺寸参数如表 1 所示。

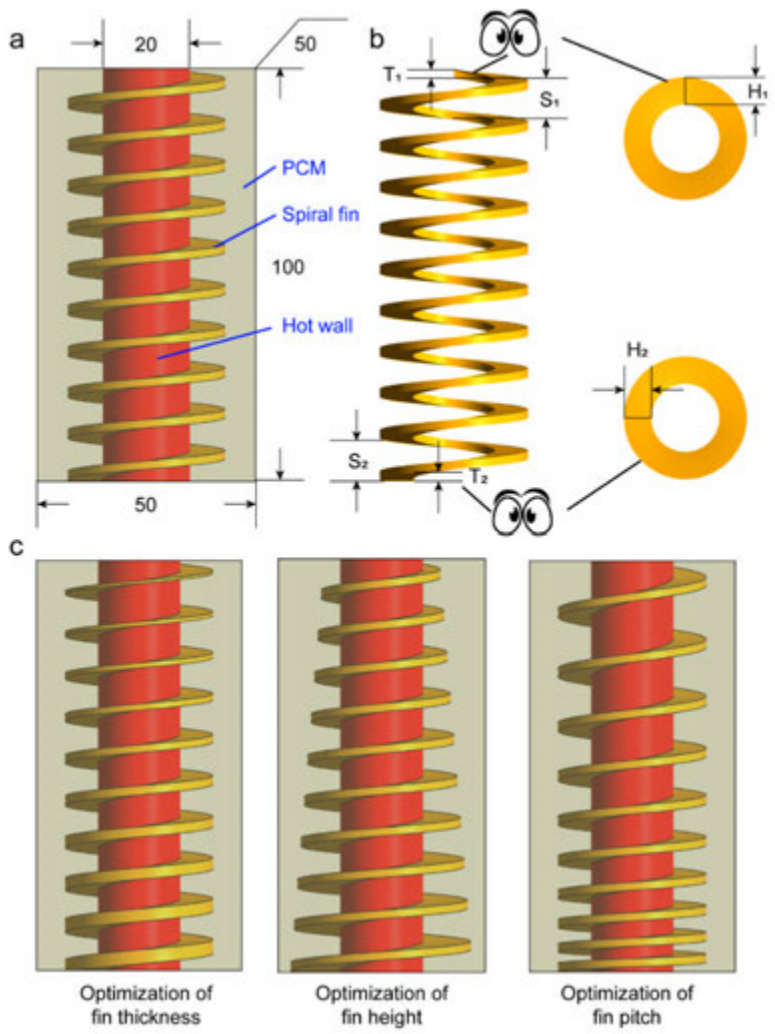


图 1 （a）LHTES 蓄热管、（b）螺旋翅片参数、（c）结构优化模型示意图

表 1 不同模型参数表

	模型	T_1	T_2	模型	H_1	H_2	模型	P_1	P_2
原始模型	-	2	2	-	8	8	-	10	10
负模型	Spiral-T-0.5-3.5	0.5	3.5	Spiral-H-4-12	4	12	Spiral-P-18-2	18	2
	Spiral-T-1-3	1	3	Spiral-H-5-11	5	11	Spiral-P-16-4	16	4
	Spiral-T-1.5-2.5	1.5	2.5	Spiral-H-6-10	6	10	Spiral-P-12-8	12	8
	-			Spiral-H-7-9	7	9	-		
正模型	Spiral-T-2.5-1.5	2.5	1.5	Spiral-H-9-7	9	7	Spiral-P-8-12	8	12
	Spiral-T-3-1	3	1	Spiral-H-10-6	10	6	Spiral-P-4-16	4	16
	Spiral-T-3.5-0.5	3.5	0.5	Spiral-H-11-5	11	5	Spiral-P-2-18	2	10
	-			Spiral-H-12-4	12	4	-		
备注	翅高 8 mm，翅距 10 mm.			翅厚 2 mm，翅距 10 mm.			翅厚 2 mm，翅高 8 mm.		

*：所有尺寸单位为 mm.

1.2 数学模型

PCM 与螺旋翅片之间的热传递视为共轭传热，假设界面处无接触热阻。控制方程式可表示为:

质量方程：

$$\nabla \vec{u} = 0 \tag{1}$$

动量方程：

$$\rho_f \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho_f \left(\vec{u} \cdot \nabla\right)\vec{u} = -\nabla P + \mu_f \nabla^2 u + \rho_f \vec{g} \beta \left(T_f - T_m\right) + A\vec{u} \tag{2}$$

式(2)中最后一项为固态 PCM 带来的附加源项:

$$\mathrm{A} = \frac{C(1-f_l)^2}{S + f_l^3} \tag{3}$$

其中C和S是近似系数，分别为 1×10^5 和 1×10^{-3}；f_l 是相变材料的液相分数，随相变材料温度变化，由公式(4)给出：

$$f_l = \begin{cases} 0 & T_f \le T_{m1} \\ (T_f - T_{m1})/(T_{m2} - T_{m1}) & T_{m1} \le T_f \le T_{m2} \\ 1 & T_f \ge T_{m2} \end{cases} \tag{4}$$

能量方程：

PCM 与金属骨架复合材料的导热可以分为两部分：一部分发生在金属骨架内部，另一部分在填充材料内部。

相变材料内的换热：

$$\rho_f c_f \frac{\partial T_f}{\partial t} + \rho_f c_f \vec{u} \cdot \nabla T_f = \nabla \cdot (k_f \nabla T_f) - \rho_f L \frac{\partial f_l}{\partial t} \tag{5}$$

固体骨架内的换热：

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \nabla \cdot (k_s \nabla T_s) \tag{6}$$

石蜡和金属翅片界面间的温度和热流连续性由下式表示[31]：

$$T_f = T_s, k_f \frac{\partial T_f}{\partial n} = k_s \frac{\partial T_s}{\partial n} \tag{7}$$

其中 g 表示重力加速度，$\Delta T = T_h - T_m$, β 是热膨胀系数，l 表示特征长度，$\alpha = \frac{k}{\rho c_p}$表示热扩散系数，$v$ 表示运动粘度（$v = \mu/\rho$）。

采用一些假设来简化该物理问题：（1）液相相变材料的流动是不可压缩的，处于层流状态，(2）相变材料的热物性在工作温度范围内是恒定的，(3）采用 Boussinesq 近似液体相变过程中的密度变化和自然对流，(4）相变材料和金属翅片接触面设置为无滑移边界条件，(5）忽略粘性耗散、固液相变过程中的体积变化和外壁热损失。

1.3 材料热物性

选择石蜡（熔点为 51℃）作为相变材料，螺旋翅片材质为铜。表 2 列出了石蜡和铜的热物理性质。

表 2 石蜡与铜热物性[8]

材料	T_{m1} (K)	T_{m2} (K)	T_i (K)	L (J/kg)	ρ (kg/m³)	c_p (J/kg·K)	β (1/K)	μ (kg/m·s)	k (W/m·K)
石蜡	318	324	298	156820	780	2000	0.001	0.002508	0.2
铜	-	-	298	-	8978	381	-	-	387.6

1.4 数值方法

使用 ANSYS Fluent 19.2 对复合相变换热模型进行直接数值模拟。固体骨架和相变材料中的动量/能量传输的控制方程由二阶迎风格式进行离散，压力修正方程采用 PRESTO！格式。对于质量和动量方程，当残差降至 0.001 以下，对于能量控制方程，当能量方程残差降至 10^{-8} 以下，计算达到收敛。瞬态问题的计算结果准确性受网格尺寸和时间步长的影响很大。为了消除网格和时间步对计算结果的影响，用 182350、273695、354286 三组网格数和 0.01 s、0.02 s 和 0.05 s 的时间步长对时间步长和网格数无关性进行验证。图 2 记录了液体分数随时间的变化趋势。三组网格数模型的液相分数计算结果最大差异为 2.86%。因此，选择网格号数为 273695 进行计算可满足精度要求。同样的，0.02 s 的时间步长也可保证在节省计算资源的前提下获得准确的结果。

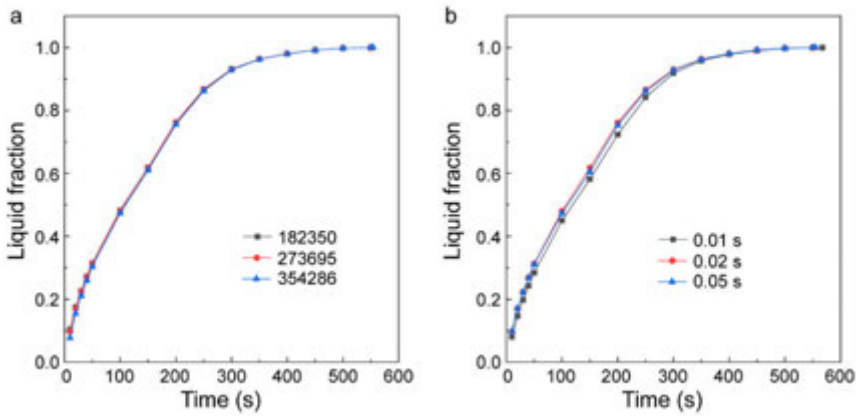


图 2 网格与时间步无关性验证

2. 结果与讨论

2.1 模型验证

通过与 Al-Abidi 等人[33]关于管壳式蓄热体的实验结果进行比较，验证本研究中数值模型的准确性。在他们的研究中，选择石蜡 RT82 作为相变材料，纵向翅片材质为铜。材料的初始温度为 300.15K，热流体为 363.15K 的水。图 3 将他们实验中相变材料的平均温度与本研究的预测结果进行比较。从图中可以发现，当前模型与[33]的实验结果和[34]中的数值结果基本一致。它们之间的差异可能是由于实验中的热损失和接触热阻以及数值模型的简化造成的。

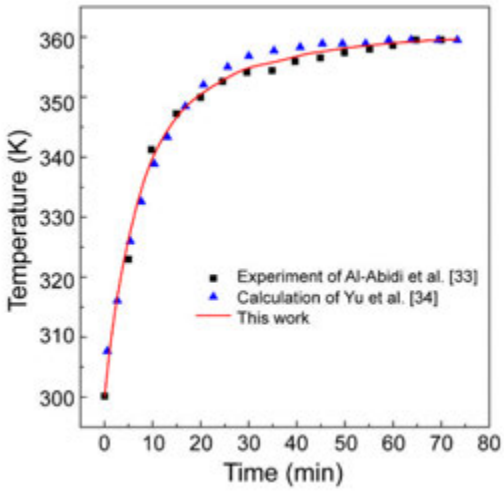


图 3 本工作与参考文献[33, 34]中所选点的平均温度对比。

2.2 优化翅厚模型的熔化表现

本节分析了六个不同翅片厚度的模型的熔化储热性能，Sprial-T-0.5-3.5、Sprial-T1-3 和 Sprial-T-1.5-2.5 的三个负模型从上到下逐渐变厚，Sprial-T-2.1.5、Sprial-T-3-1 和 Sprial-T-3.5-0.5 三个正模型从上到下越来越薄。六个模型和原始模型的液相分数曲线如图 4 中。从图中可以发现，七种模型的熔化过程接近，液体分数曲线几乎同步。然而，如图 4 中的放大部分所示，负模型比正模型的熔化快。Spiral-T-0.5-3.5 的完全熔化时间为 532.5s，比原始模型减少 3.50%。此外，Sprial-T-1-3 和 Sprial-T-1.5-2.5 模型的完全熔化时间分别缩短 1.72%和 0.54%。相反地，正模型的熔化时间均比原始模型长。与原始模型相比，三个正模型的完全熔化时间延长了 0.78%–2.94%。由此可见，负模型对于强化储热单元的储热过程更有效。这是由于浮升力驱动的对流传热将热流体向上推动，而冷流体向下移动。随着熔化过程演化，上部区域的对流换热强度逐渐强于底部区域，熔化呈现顶部快底部慢的特点。而负模型在底部提供了更厚的螺旋翅片，加速了该区域的熔化过程。因此，负模型的熔化过程比原始模型和正模型更快。图 5 中记录的 PCM 的平均温度也显示出与上图相似的趋势。因此，加厚螺旋翅片的底部厚度是提高传热效率的有效方法。

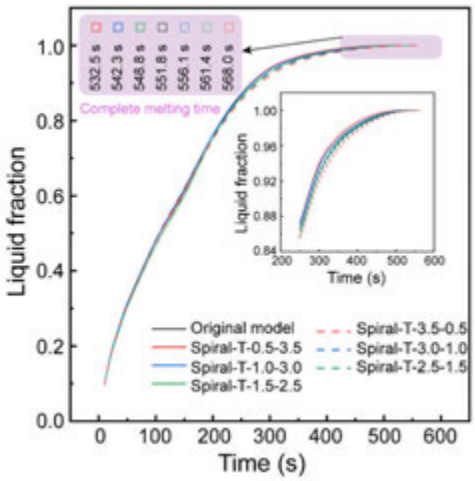


图 4 不同结构优化翅厚模型的液体分数

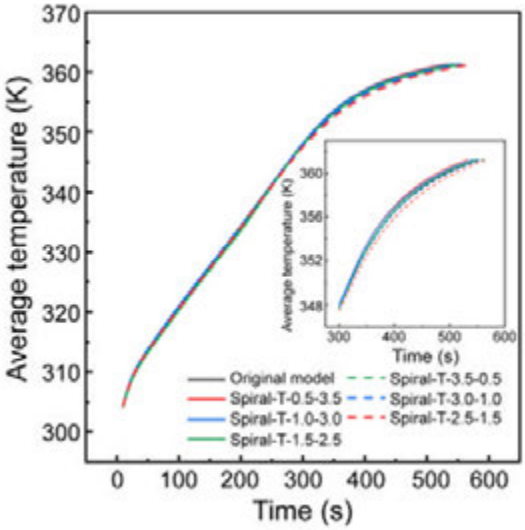


图 5 优化厚度螺旋翅片模型中 PCM 的平均温度

2.3 优化翅高螺旋翅片模型的熔化表现

为了研究螺旋翅片高度对熔化性能的影响，本文建立了八个不同翅片高度的模型，包括四个负模型和四个正模型，如表 1 所示。八个模型在整个熔融过程中的液体分数记录在图 6 中。这些模型的液体分数在前 150 秒时接近原始模型，这是因为在初始熔化阶段，熔化换热主要由导热换热主导。由于这些模型中的螺旋翅片具有相同的螺旋长度和几乎相等的翅片高度，因此它们的翅片容积接近，其导热换热强度也相似。然而，随着熔化过程演化，这些模型中的液体组分表现出显著差异：负模型比原始模型和正模型熔化得更快。这种现象是因为熔化过程使液相 PCM 增多，蓄热单元内部产生自然对流传热，导致内部熔化在顶部区域更快，在底部区域更慢。此时，底部翅片翅高更大的负模型更有助于强化熔化过程。因此，在这些模型中，负模型 Spiral-H-4-12 的熔化更快，而正模型 Spiral-H -12-4 的熔化最慢。图 7 所示的 PCM 平均温度也说明了不同模型的蓄热性能。具有不同翅高的九个模型在初始熔化过程中的平均温度相似。然而，当 $t > 250$ s 时，它们的平均温度表现出显著的差异。负模型的平均温度高于原始模型和正模型，该结果也证明了负模型对熔化换热的强化作用。

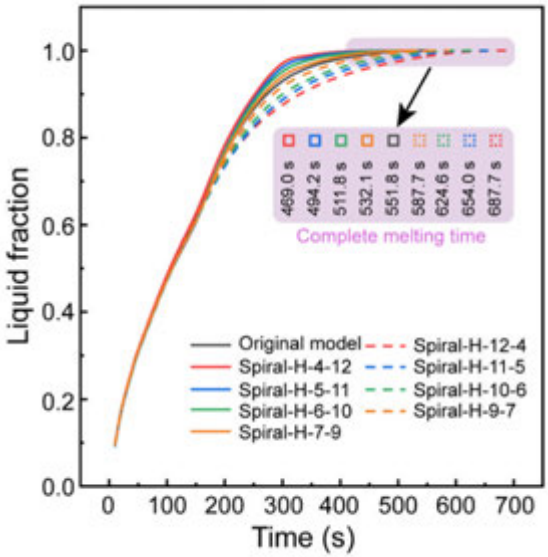


图 6 不同结构优化翅高螺旋翅片的液体分数

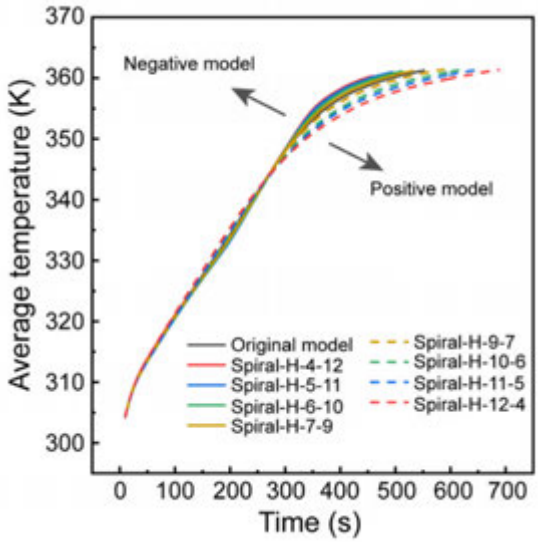


图 7 优化翅高螺旋翅片模型中 PCM 的平均温度

优化翅高模型中相变材料的平均流速如图 8 所示。由于初始熔化阶段只有少量的液体 PCM，蓄热单元内部的对流传热强度较弱，因此平均流速较低。随着熔化的发展，越来越多的固态相变材料熔化成液体，自然对流换热强度逐渐增强，平均流速也越来越高。然而，当 t>200s 时，平均温度随着时间的推移而显著降低。这是由于热传递减弱。从图 8 中可以看出，所有九个模型都显示出相似的变化趋势，但它们的平均速度值明显不同。负模型显示出比原始模型和正模型更大的速度，Spiral-H-4-12 模型具有最大的速度。原因是顶部区域的短翅片提供了更大的空间来形成自然对流，并且其流动比其他模型更剧烈。此外，在这些模型中，平均速度峰值的位置存在显著差异：模型 Spiral-H-12-4 峰值出现的最早、模型 Spiral-H-4-12 的峰值出现的最晚。结果表明，顶部翅片高，达到平均流速的峰值越快。这得益于在顶部区域的翅高越高，其强化初始熔化过程的表现越强。

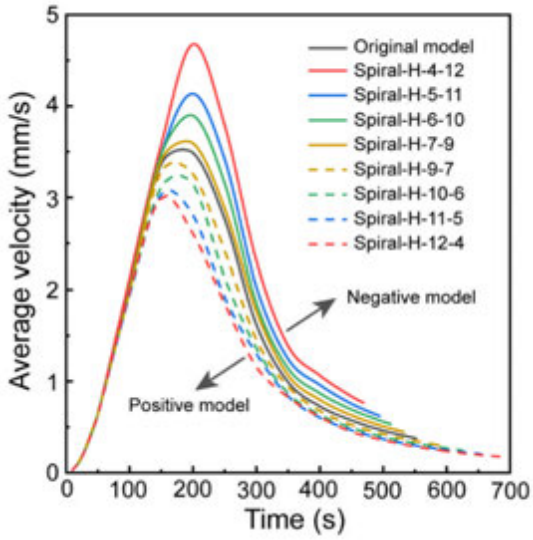


图 8 优化翅高螺旋翅片模型的液体 PCM 平均速度

为了分析储热单元的传热强度，图 9 描绘了热壁面上的热流密度。在初始 10 s 内，热流密度的关系为 Spiral-H-4-12>Spiral-H-5-11>Spiral-H-6-10>SpiralH-7-9>原始模型，且负模型与其对应的正模型的热流密度接近。这是因为模型 Spiral-H-4-12 和 Spiral-H-12-4 具有相等的翅片体积，并且二者是所有模型中翅片容积最大的。因此，这两种模型在初始熔化阶段表现出最强的导热换热，它们的热流密度也最大。然而，随着熔化过程逐渐演化，自然对流在储热单元中逐渐形成和发展，在浮升力驱动下热流体向上运动，冷流体向下流动，从而使得底部区域的传热强度和熔化表现弱于顶部区域。此时，具有较高的底部翅片的负模型有助于加速熔化过程。因此，四个负模型的熔化速度比原始模型和正模型更快，并且在 100s<t<300s 时，它们的热流密度也更高。此后，由于 t≥300s 时的正模型的熔化不完全，其热流密度超过原始模型和正模型。

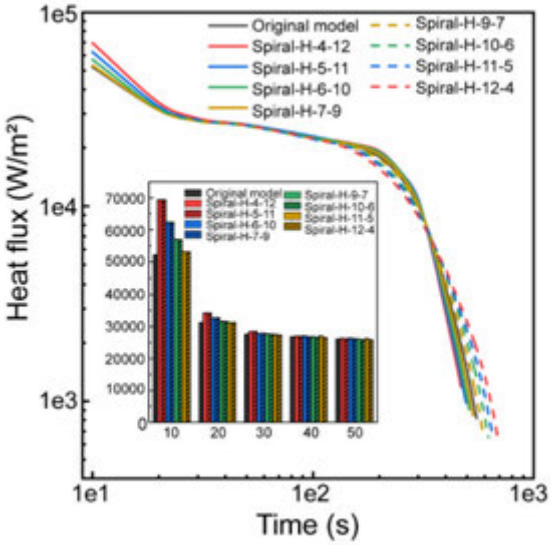


图 9 优化翅高螺旋翅片模型热壁面上的热流密度

图 10 分别描绘了 9 个优化翅高模型在 10s、100s 和 400s 时的液体分数轮廓。这些模型

的熔化表现在初始熔化阶段近似，但在熔化后期（t=400s）表现出显著差异。原始模型的完全熔化时间为 551.8s；负模型为 469s–532.1s，正模型为 587.7s–687.7s。与原始模型相比，负模型的完全熔化时间减少了 3.57%–15.01%，但正模型的完全熔化时间延长了 6.51%–24.63%。因此，翅片高度从上到下逐渐增大的负模型有利于强化管壳式储热单元的熔化表现。

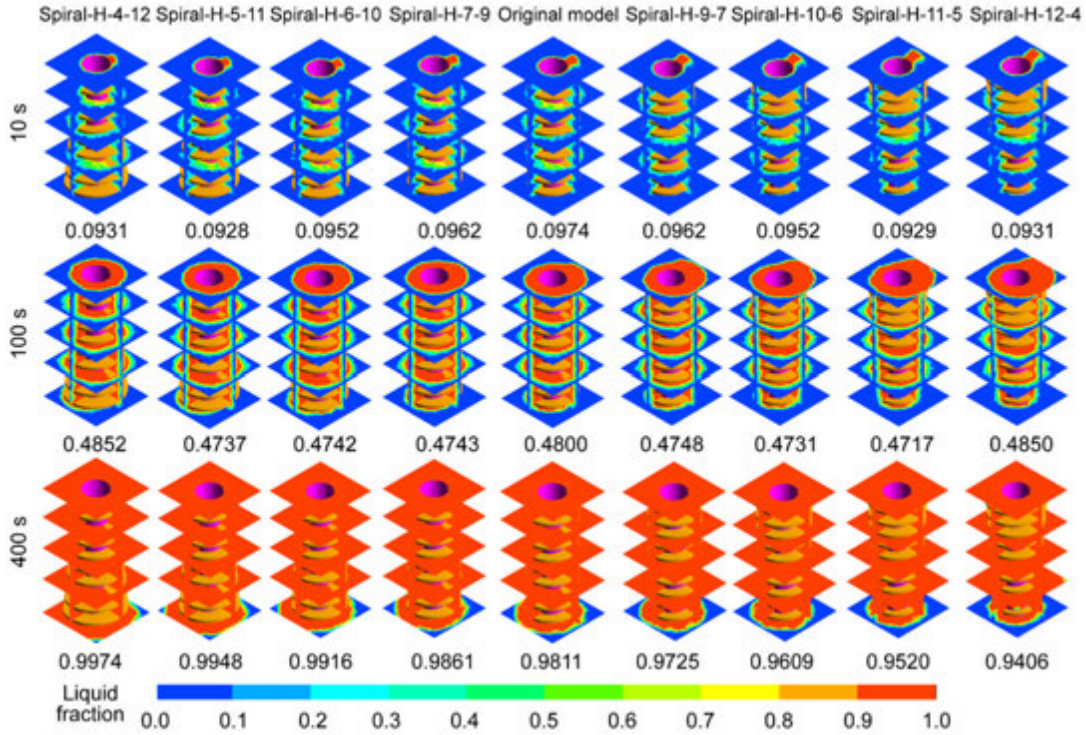


图 10 优化翅高螺旋翅片模型的液体分数云图

2.4 优化翅距螺旋翅片模型的熔化表现

为了研究翅距对螺旋翅片储热单元熔化表现的影响，本节建立了六个不同翅距的模型。其中，负模型包括 Spiral-P-18-2、Spiral-P-16-4 和 Spiral-P-12-8，它们的翅距沿传热流体方向逐渐变小，相反地，正模型的翅片沿传热流体方向逐渐变大。图 11 记录了六个模型和原始模型的液相分数。从图中可以观察到，随着熔化过程的发展，负模型的液体分数高于原始模型和正模型。Spiral-P-16-4 模型的完全熔化时间比原来的模型减少了 13.68%，另外两个负模型也分别减少了 12.72%和 5.73%。相反，正模型将完全熔化时间延长了 3.95%–20.64%。由此可见，负模型有利于加速管壳式储热单元的熔化过程。

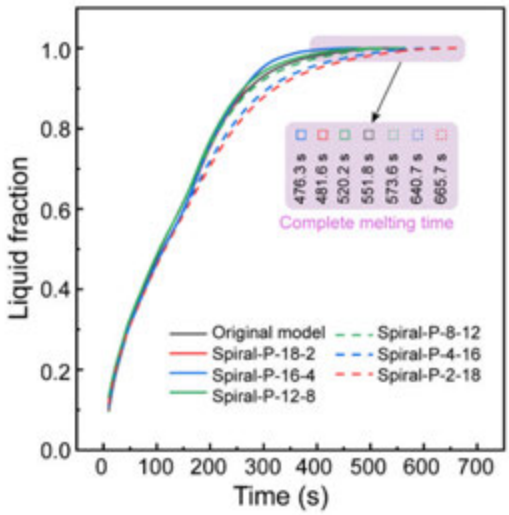


图 11 优化翅高螺旋翅片模型的液体分数

优化翅高模型的平均温度如图 12 所示。在初始熔化阶段（t<250s），负模型显示出与其对应的正模型相似的平均温度曲线，表现为具有相同颜色的曲线几乎重合。这是由于当导热在传热中起主导作用时，负模型和正模型由于具有相同的翅片容积，因此其熔化表现也近乎相同。然而，一旦熔化发展到具有不可忽略的自然对流状态，螺旋翅片的不同翅距分布就会对熔化表现产生重大影响。负模型和对应的正模型的平均温度曲线逐渐呈现出显著不同。结果表明，负模型的升温速率总是快于正模型。

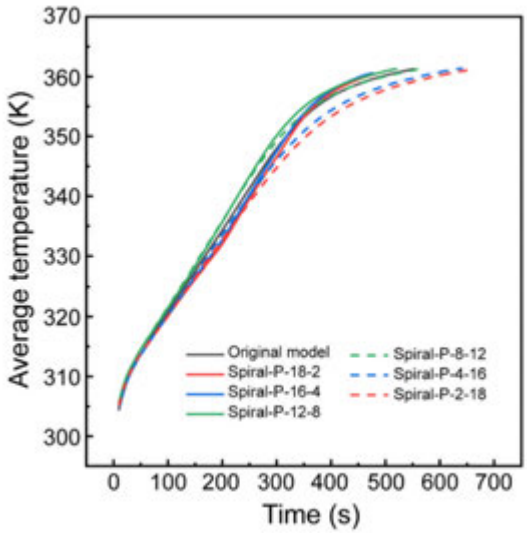


图 12 优化翅距螺旋翅片模型的平均温度

为了说明储热单元中的对流传热，图 13 描述了优化翅高模型中液体相变材料的平均速度。显然，正模型显示出比相应的负模型更低的平均速度。这是由于负模型顶部区域的螺旋翅片稀疏，因此自然对流的发展空间更大。同时，顶部区域的翅距越大，液体 PCM 的流动空间就越大，其平均速度也越高。因此，负模型有助于对流换热的发展。

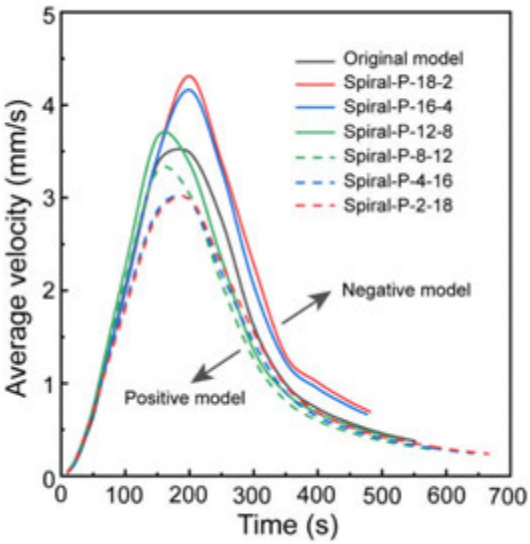


图 13 优化翅距螺旋翅片模型的平均流速

对比不同优化翅距模型热壁面上的热流密度可以发现，原始模型在初始 20 秒时显示出最高的热流密度，负模型的热流密度比原始模型低，且几乎等于相应的正模型。随着熔化的发展，正模型的热通量逐渐低于相应的负模型。这是因为稀疏的顶部翅片有利于自然对流的发展。当 t>300s 时，负模型的熔化更快。它们的传热强度逐渐低于相应的正模型，并且热流密度超过了正模型的热通量。图 15 描绘了这些模型的液相分数云图，直观地说明了 10s、100s 和 400s 时的熔化表现。通过以上分析，我们可以得出结论，翅片间距从上到下逐渐减小更有助于加速管壳式储热单元中的熔化过程。

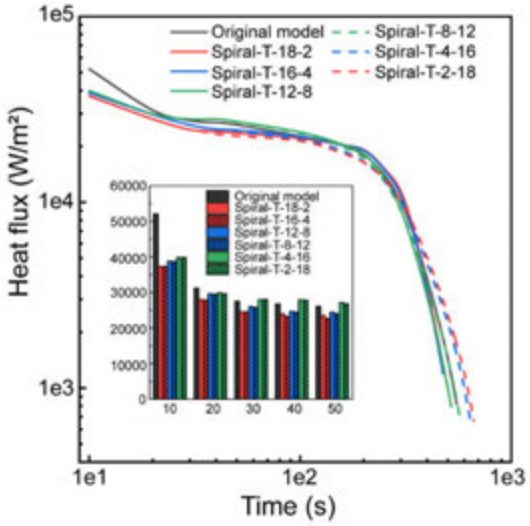


图 14 优化翅距模型热壁面上的热流密度

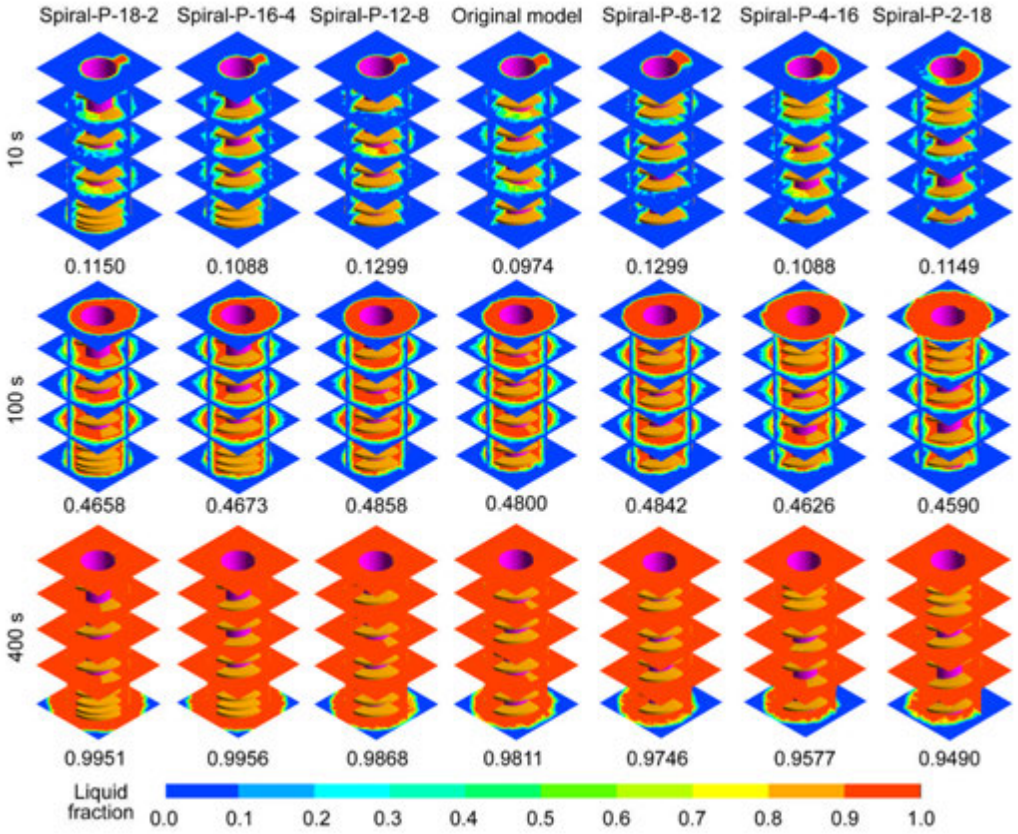


图 15 优化翅距模型的液相分数云图

3. 结论

在本工作中，我们设计了具有不同螺旋翅片的管壳式储热单元。采用两种类型的螺旋翅片结构（包括负结构和正结构模型）以强化管壳单元的储热表现。通过优化翅片厚度、翅片高度和翅片间距等翅片参数，数值分析了它们对管内不同位置熔化的影响。通过比较液体分数、平均温度、平均流速和热流密度等数据，说明了优化结构对传热强度和熔化表现的影响。主要结论如下：

（1） 翅片厚度优化对熔化性能的影响较小。与原始模型相比，Sprial-T-3.5-0.5 模型将完全熔化时间缩短 3.50%。

（2）通过翅片高度优化，负模型相较于原始模型，使 PCM 熔化时间显著缩短了 3.57%-15.01%。这是因为顶部翅片高度越小，内部对流换热强度越强，熔化速率也更快。相反，正模型使熔化时间延长了 6.51%-24.63%。

（3） 顶部区域翅距大的负模型有助于自然对流的发展，而密集的底部翅片可以加速底部的导热换热。因此，通过负翅片间距优化，与原始模型相比，熔化提高了 5.73%-13.68%，而正模型使熔化减慢了 3.95%-20.64%。

本研究基于近乎不变的翅片体积来优化螺旋翅片的结构参数，在不减小储热能力的前提下显著强化了熔化过程，由此为提高管壳式储热单元的储热效率提供了一种可行的设计思路。

参考文献

[1] A. Li, C. Dong, H.Y. Gao, X. Chen, Y.H. Tang, G. Wang, Encapsulation of lauric acid in reduced graphene-N-doped porous carbon supporting scaffold for multi-functional phase change composites, Renew Energy 170 (2021) 661–668.

[2] B.H. Lu, Y.X. Zhang, J.J. Zhu, J.Y. Zhang, D. Sun, Enhancement of the charging and discharging performance of a vertical latent heat thermal energy storage unit via conical shell design, Int J Heat Mass Transf 185 (2022) 122393.

[3] J. Lei, Y. Tian, D. Zhou, W.L. Ye, Y.C. Huang, Y. Zhang, Heat transfer enhancement in latent heat thermal energy storage using copper foams with varying porosity, Sol Energy 221 (2021) 75–86.

[4] A. Farzanehnia, M. Khatibi, M. Sardarabadi, Experimental investigation of multiwall carbon nanotube/paraffin based heat sink for electronic device thermal management, Energy Convers Manag 179 (2019) 314–325.

[5] H.Y. Li, C.Z. Hu, Y.C. He, J. Zhu, H.S. Liu, D.W. Tang, A synergistic improvement in heat storage rate and capacity of nano-enhanced phase change materials, Int J Heat Mass Transf 192 (2022) 122869.

[6] D. Singh, T. Kim, W.H. Zhao, W.H. Yu, D.M. France, Development of graphite foam infiltrated with MgCl2 for a latent heat based thermal energy storage (LHTES) system, Renew Energy 94 (2016) 660–667.

[7] H.Y. Li, C.Z. Hu, Y.C. He, D.W. Tang, K.M. Wang, X.F. Hu, Visualized-experimental investigation on the energy storage performance of PCM infiltrated in the metal foam with varying pore densities, Energy 237 (2021) 121540.

[8] H.Y. Li, C.Z. Hu, Y.C. He, D.W. Tang, K.M. Wang, W.G. Huang, Effect of perforated fins on the heat-transfer performance of vertical shell-and-tube latent heat energy storage unit, J Energy Storage 39 (2021) 102647.

[9] Y.P. Huang, X.D. Liu, Charging and discharging enhancement of a vertical latent heat storage unit by fractal tree-shaped fins, Renew Energy 174 (2021) 199–217.

[10] X.H. Yang, J.F. Guo, B. Yang, H.N. Cheng, P. Wei, Y.L. He, Design of non-uniformly distributed annular fins for a shell-and-tube thermal energy storage unit, Appl Energy 279 (2020) 115772.

[11] X.H. Yang, J.B. Yu, T. Xiao, Z.H. Hu, Y.L. He, Design and operating evaluation of a finned shell-and-tube thermal energy storage unit filled with metal foam, Appl Energy 261 (2020) 114385.

[12] X.H. Yang, Z. Lu, Q.S. Bai, Q.L. Zhang, L.W. Jin, J.Y. Yan, Thermal performance of a shell-and-tube latent heat thermal energy storage unit: Role of annular fins, Appl Energy 202 (2017) 558–570.

[13] S. Liu, H. Peng, Z.W. Hu, X. Ling, J. Huang, Solidification performance of a latent heat storage unit with innovative longitudinal triangular fins, Int J Heat Mass Transf 138 (2019) 667–676.

[14] B.G. Abreha, P. Mahanta, G. Trivedi, Thermal performance evaluation of multi-tube cylindrical LHS system, Appl Therm Eng, 179 (2020) 115743.

[15] M.R. Hajizadeh, A.N. Keshteli, Q.V. Bach, Solidification of PCM within a tank with longitudinal-Y shape fins and CuO nanoparticle, J Mol Liq 317 (2020) 114188.

[16] A. Sciacovelli, F. Gagliardi, V. Verda, Maximization of performance of a PCM latent heat storage system with innovative fins, Appl Energy 137 (2015) 707–715.

[17] G. Liu, Z. Du, T. Xiao, J.F. Guo, L. Lu, X.H. Yang, K. Hooman, Design and assessments on a hybrid pin fin-metal foam structure towards enhancing melting heat transfer: An experimental study, Int J Therm Sci 182 (2022) 107809.

[18] N.H.S. Tay, F. Bruno, M. Belusko, Comparison of pinned and finned tubes in a phase change thermal energy storage system using CFD, Appl Energy 104 (2013) 79–86.

[19] Y.T. Li, L. Gong, M.H. Xu, Y. Joshi, Enhancing the performance of aluminum foam heat sinks through integrated pin fins, Int J Heat Mass Transf 151 (2020) 119376.

[20] S.M. Borhani, M.J. Hosseini, A.A. Ranjbar, R. Bahrampoury, Investigation of phase change in a spiral-fin heat exchanger, Appl Math Model 67 (2019) 297–314.

[21] S.D. Farahani, A.D. Farahani, E. Hajian, H.F. Oztop, Control of PCM melting process in an annular space via continuous or discontinuous fin and non-uniform magnetic field, J Energy Storage 55 (2022) 105410.

[22] Z. Tian, X.L. Liu, Q. Xu, Q.Y. Luo, H.B. Zheng, C. Song, et al., Bionic topology optimization of fins for rapid latent heat thermal energy storage, Appl Therm Eng 194 (2021) 117104.

[23] F. Liu, J.F. Wang, Y.Q. Liu, F.Q. Wang, Y.P. Chen, Q. Du, et al., Natural convection characteristics of honeycomb fin with different hole cells for battery phase-change material cooling systems, J Energy Storage 51 (2022) 104578.

[24] C.B. Zhang, J. Li, Y.P. Chen, Improving the energy discharging performance of a latent heat storage (LHS) unit using fractal-tree-shaped fins, Appl Energy, 259 (2020) 114102.

[25] L. Pu, S.Q. Zhang, L.L. Xu, Y.Z Li, Thermal performance optimization and evaluation of a radial finned shell-and-tube latent heat thermal energy storage unit, Appl Therm Eng 166 (2020) 114753.

[26] R. Kumar, P. Verma, An experimental and numerical study on effect of longitudinal finned tube eccentric configuration on melting behaviour of lauric acid in a horizontal tube-in-shell storage unit, J Energy Storage 30 (2020) 101396.

[27] H.W. Yang, Y.A. Rothan, S. Althobaiti, M.M. Selim, Simulation for influence of Y-shape fin on phase change of paraffin inside triplex pipe with using Al2O3 nanoparticles, J Energy Storage 46 (2022) 103878.

[28] B.H. Lu, Y.X. Zhang, D. Sun, Z.Y. Yuan, S.Q. Yang, Experimental investigation on thermal behavior of paraffin in a vertical shell and spiral fin tube latent heat thermal energy storage unit, Appl Therm Eng 187 (2021) 116575.

[29] J. Duan, Y.L. Xiong, D. Yang, Study on the effect of multiple spiral fins for improved phase change process, Appl Therm Eng 169 (2020) 114966.

[30] A. Patel, V.K. Singh, Numerical investigation of a novel phase change material based heat sink with double sided spiral fins, Int Commun Heat Mass Transf 138 (2022) 106342.

[31] S.S. Feng, M. Shi, Y.F. Li, T.J. Lu, Pore-scale and volume-averaged numerical simulations of melting phase change heat transfer in finned metal foam, Int J Heat Mass Transf 90 (2015) 838–847.

[32] C.Z. Hu, H.Y. Li, D.W. Tang, J. Zhu, K.M. Wang, X.F. Hu, et al., Pore-scale investigation on the heat-storage characteristics of phase change material in graded copper foam, Appl Therm Eng 178 (2020) 115609.

[33] A.A. Al-Abidi, S. Mat, K. Sopian, M.Y. Sulaiman, A.T. Mohammad, Internal and external fin heat transfer enhancement technique for latent heat thermal energy storage in triplex tube heat exchangers, Appl Therm Eng 53 (2013) 147–156.

[34] C. Yu, X. Zhang, X. Chen, C.B. Zhang, Y.P. Chen, Melting performance enhancement of a latent heat storage unit using gradient fins, Int J Heat Mass Transf 150 (2020) 119330.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233082

新型工质 HP-1 在大功率芯片表面的喷射沸腾换热性能实验研究

马祥[1]，胡成玉[1]，宋阁阁[1]，张永海[1,*]，魏进家[1,2]
（1 西安交通大学化学工程与技术学院，西安 710049
2 西安交通大学动力工程多相流国家重点实验室，西安 710049）
(Tel: 029-82665700, Email: zyh002@mail.xjtu.edu.cn)

摘要：在研究使用新型环保工质（HP-1）对大功率芯片进行喷射沸腾冷却。在柱状微结构强化表面上进行了射流冲击沸腾的一系列实验研究。在饱和压力 450~590kPa、液体过冷度 2~15K、质量流量 127~381kg/(m^{2}s)的实验条件下进行喷射沸腾换热性能研究。结果表明，临界热流密度（CHF）和传热系数（HTC）随着质量流量和饱和压力的增加而增加。在 ΔT_{sub}=15K 时，柱状微结构强化表面的 CHF 高达 1532kW/m^2。相较于光滑表面，柱状微结构表面的喷射沸腾 CHF 提高了 35~54%，压降只增加了 8~17%。沸腾传热系数随着热流密度的增加先增大后减小。随着干度的增加，气液相间的剪切作用增强，压降逐渐增大。通过高速相机观测气泡行为，以帮助分析大功率芯片在密闭空间内的机制射流冲击沸腾传热。

关键词：HP-1；喷射沸腾；临界热流密度；换热系数；压降

0 前言

随着科学技术的高速发展，人们对高性能的计算机芯片、通讯设备、雷达组件等电子器件有着更高需求，而高性能的电子器件同时也意味着更高的发热量。射流冲击冷却是利用工作流体通过喷嘴冲击受热表面，快速带走热量。当工作流体通过喷嘴时，质量通量增加，撞击表面后形成薄边界层，从而增强传热能力。因此，射流冲击冷却非常适用于高热流、大功率电子器件的散热。而且，阵列射流冲击冷却可以使壁温分布更加均匀，减少了单喷嘴射流的温度不均匀。Meyer 等人[1]以 FC-72 和乙醇为工质研究单相射流冲击冷却性能。Browne 等人[2]使用 R134a 研究了单相和沸腾微射流阵列。较高的入口温度可以增强核沸腾，从而获得更好的传热效果。Sethy 等人[3]使用空气或水添加氧化铝(Al_2O_3)纳米粒子来模拟单相自由射流。当空气与纳米粒子混合时，与单独使用空气相比，传热能力显着提高。Tyagi 等人[4]发现纳米流体射流冲击的冷却性能主要取决于纳米粒子的浓度、形状、尺寸和质量通量。Sarkar 等人[5]研究了 TiO_2 纳米流体在射流冲击沸腾过程中的利用。Wu 等人[6]设计了浸没式冷却有限射流阵列回流装置。结果表明

基金项目：本文由国家自然科学基金（No.51976163），国家重点研发计划（No.2022YFF0503502），西安交通大学青年创新团队（No.xtr052022011），国家自然科学基金联合基金（U2141218）资助。

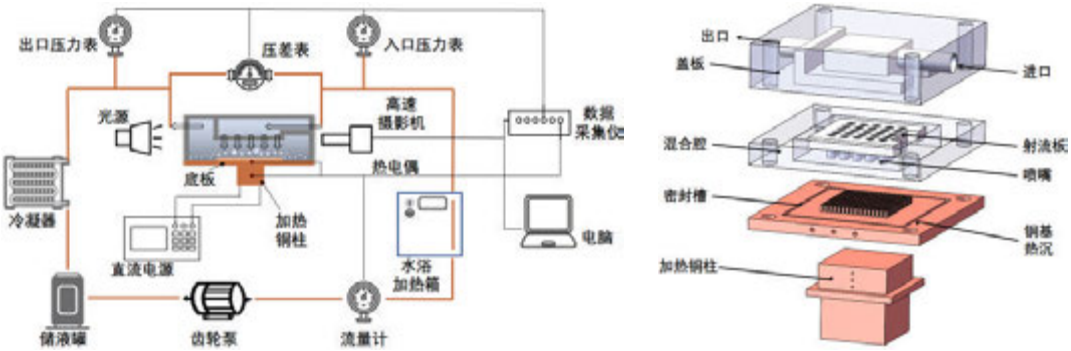
多个射流孔之间产生的涡流对传热性能的影响减小。当体积通量为 2000mL/min，加热功率为 800W 时，进、出口温升为 38.7K，装置传热系数高达 41377W/m^{2}K。Sung 等人[7-8]使用 HFE-7100 对射流冲击冷却进行了数值模拟研究。当热流密度为 50W/cm^2 时，壁面温升梯度小于 2K。增加液体过冷度或质量通量可以在核沸腾开始时达到更高的热通量，并最终达到更高的 CHF。Yun 等人[9]研究了 R410A 在微通道中的两相压降，证明较高的饱和温度会影响 R410A 的粘度和密度比。Deng 等人[10]用乙醇对多孔微通道进行沸腾实验，发现压降主要由入口温度和热流密度决定。

1 实验装置

1.1 实验系统

实验系统示意图如图 1（a）所示。它由储液罐、齿轮泵、流量计、预热器、测试段、冷凝器、高速摄像机、直流电源和数据采集仪等组成。储液罐中的冷却工质由微型齿轮泵泵入试验系统，微型齿轮泵由外接变频器控制来控制转速以此来改变工质流量，采用流量范围为 100~1600mL/min、精度为读数 0.5%的体积流量计监测系统流量。预热器用于控制测试部分的入口温度。HP-1 在测试段被加热沸腾，然后流入冷凝器完全冷凝并返回储液罐。在实验过程中使用高速相机对喷射沸腾实验现象进行拍摄。整个实验系统中安装了 8 个计算精度为±0.1℃的 T 型铠装热电偶和 4 个精度为 0.075%满量程的 0~3MPa 压力变送器，用于监测整个系统的温度和压力。此外，在试验段安装了精度为 0.075%满量程的 0~250kPa 压力差变送器，用于测量试验段压降。

喷射沸腾换热实验装置如图 1（b）所示，它由盖板、带喷嘴的射流板、射流腔、铜基散热器和加热铜柱组成。盖板、带喷嘴的射流板、射流室和铜基散热器用螺栓固定，整个实验测试段的厚度不超过 35mm。盖板采用 PC 玻璃加工制成，其内部嵌入一个尺寸为 30×30×10mm^3 的混合腔。射流板表面均匀分布着 25 个喷嘴，直径 1.5mm，长 5mm。射流腔由厚度 10mm 的高透光 PC 玻璃加工而成，用于可视化观察气泡行为。铜基散热器的厚度为 5mm，侧面预留三个间距为 10mm 的测温孔，实际换热面积为 32×32mm^2。在本研究中，柱状微结构的边长为 0.5mm，高度 1mm，相邻间距 0.5mm。



（a）实验系统流程　　（b）测试段示意图

图 1 实验系统流程图

实验采用新一代国产制冷剂 HP-1 作为换热工质，化学式为 1.11，2-四氟乙烷，常压下沸点为 9.75℃。具有无色透明、不导电、比 R245fa 更环保的特点。制冷剂 HP-1 的更

多物理性质列于表 1。

表 1 HP-1 物性参数

饱和温度 T_{sat} °C	饱和压力 P_{sat} kPa	液体密度 ρ_l kg/m^3	液态定压比热容 c_{pl} kJ/(kg·K)	液态粘度 η_l Pa·s	液态导热率 k_l W/(m·K)	表面张力 σ N/m	汽化潜热 h_{lv} kJ/kg
55	450	1137.8	1.3680	1.793×10^{-4}	0.0776	0.0092	185.66
60	516	1122.8	1.3876	1.699×10^{-4}	0.0763	0.0086	181.83
65	590	1107.4	1.4082	1.609×10^{-4}	0.075	0.0080	177.84

1.2 数据处理及误差分析

本实验中，测试段的功率由直流电源输入（$Q=U\times I$）。有效换热量 Q_{eff} 可以根据傅立叶一维热传导定律计算得出。因此试验段的热损失可按下式计算：

$$Q_{loss} = UI - kA\Delta T/d \tag{1}$$

其中 k 为铜柱的导热系数，A 为实际换热面积。ΔT 和 d 为柱孔上下测温孔的温差和距离。

喷射沸腾换热系数 h 可以通过以下公式计算获得：

$$h = Q_{eff} \Big/ \left[A\left(T_w - T_{in}\right) \right] \tag{2}$$

其中，T_w 和 T_{in} 分别是铜基热沉的壁面平均温度和测试段工质入口温度。

出口干度 x_{out} 是根据测试段的能量平衡获得的，计算如下：

$$x_{out} = \left[Q_{eff} - mc_p\left(T_{sat} - T_{in}\right) \right] \Big/ mh_{lv} \tag{3}$$

其中 m、c_p、T_{sat}、T_{in} 和 h_{lv} 分别是质量流量、定压比热容、饱和温度、入口温度和汽化潜热。

喷射沸腾测试段的压降 ΔP 由以下几部分组成：摩擦压降 ΔP_f、加速压降 ΔP_a、进口突缩压降 ΔP_c 和出口突扩压降 ΔP_e，计算发现摩擦压降占总压降的 95%左右，是主要组成部分。

在实验中，使用 T 型热电偶、压力传感器、微型齿轮流量计等仪表测量参数的不确定度分别为±0.1℃、±0.075%和±0.5%。其他相关参数的不确定性，如质量流速、热流密量、传热系数，可以按照误差传递分析方法计算，表 2 总结了实验中与测量和计算参数的最大相对误差。

表 2 测量值和计算值的相对误差

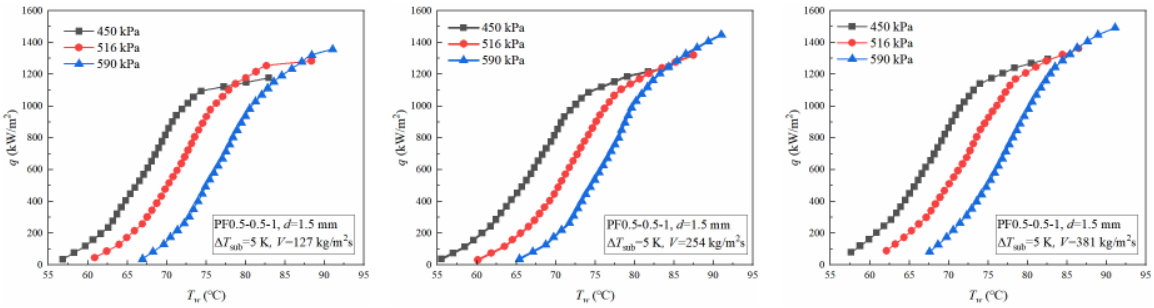
主要参数	误差

微结构的宽度 W 和高度 H	± 0.05mm
电压 U	读数的±0.1%
电流 I	读数的±0.014%
温度 T	±0.1℃
压力传感器（0-3000kPa）	量程的±0.075%
差压变送器（0-250kPa）	量程的±0.075%
微小齿轮流量计（0-600ml/min）	量程的±0.5%
换热面积 A	±0.44%
质量通量 G	±5%
热流密度 q	±5.6%
两相换热系数 h	±7.6%

2 实验结果与讨论

2.1 喷射沸腾换热曲线

图 2 显示了三种不同饱和压力下的喷射沸腾换热曲线。以测试段入口压力作为饱和压力，450kPa、516kPa 和 590kPa 对应的饱和温度分别为 50℃、55℃和 60℃。实验在 5K 过冷度下进行，饱和压力对沸腾换热的影响主要集中在高热流阶段，而在中低热流阶段沸腾曲线基本保持相对平行，而 CHF 随着饱和压力的增加而增加。相同过冷度下，饱和压力的增加将导致入口温度和壁面温度升高。当热流密度接近 CHF 时，柱状微结构表面大量气泡聚集合并，而随着饱和压力的升高，蒸气密度逐渐增大，导致蒸汽质量增加，而液体导热系数的增加使得液膜内部热阻减小，最终导致沸腾换热增强，延迟沸腾危机。如图 2(c)所示，当质量通量为 381kg/m^{2}s 时，饱和压力为 590kPa 时的 CHF 分别比 450kPa 和 516kPa 增加了 15.11%和 9.62%。

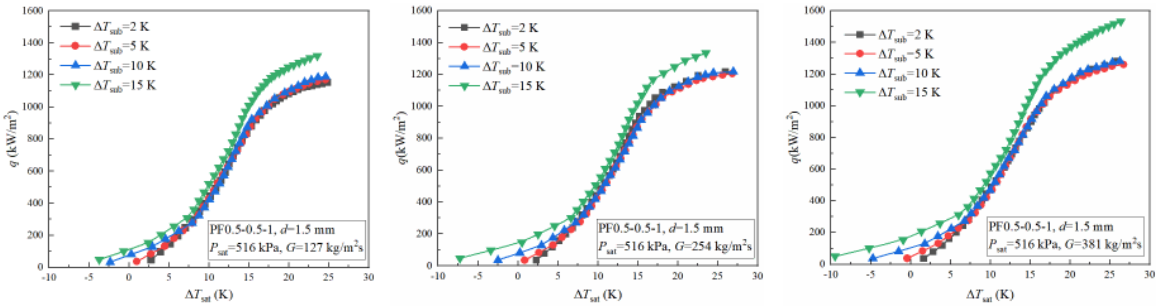


（a）G=127kg/m^{2}s　　（b）G=254kg/m^{2}s　　（c）G=381kg/m^{2}s

图 2 不同饱和温度下的沸腾曲线图

图 3 为四种不同液体过冷度下的喷射沸腾曲线实验结果。可以看出，当 ΔT_{sub}<10K 时，沸腾曲线差异较小。因此，低过冷度下并不能强化沸腾传热效应。然而，当液体过冷度增加到 15K 时，射流冲击沸腾传热性能开始显著增强，尤其是在高热流密度区域。如图 3（c）所示，ΔT_{sub}=15K 时的 CHF 可达 1532kW/m^2，提升了大约 10%左右。这是因为较低的入口温度可以带走更多的热量，并且由于过冷沸腾的凝结效应，可以有效地减小气泡的尺寸，避免气泡合并和聚结，难以形成有效的蒸汽膜覆盖热沉表面，使得沸腾

危机得以缓解。

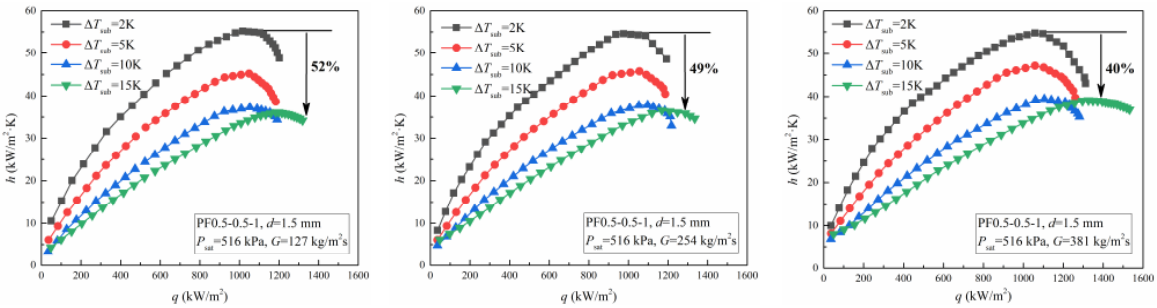


（a）G=127kg/m^{2}s　　（b）G=254kg/m^{2}s　　（c）G=381kg/m^{2}s

图 3 不同过冷度下的沸腾曲线图

2.1 强化沸腾换热系数

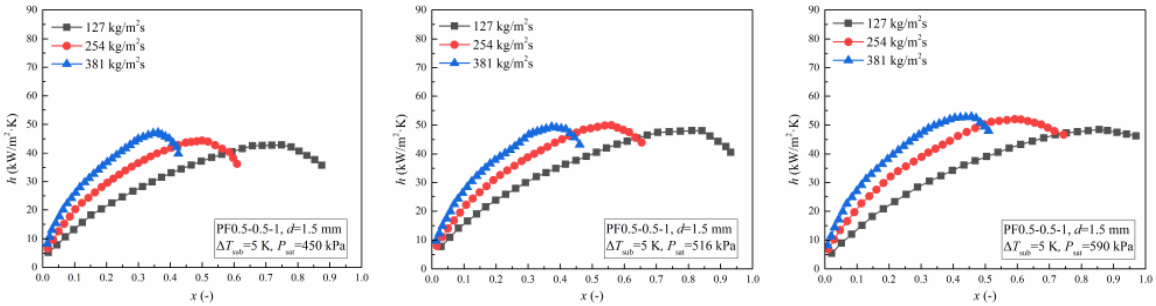
图 4 显示了不同质量流量和液体过冷度下的喷射沸腾传热系数。提高液体过冷度虽然可以在一定程度上提高 CHF，但会增大壁温与进口温度的温差，最终导致壁面温度与入口温度的温差增大，使得总传热系数下降。而温差增大，则会导致整个热沉表面的温度分布不均，严重影响功率器件的使用寿命。当质量流量为 127kg/m^{2}s 时，增加过冷度使得整体沸腾换热系数降低了约 52%。因此，过冷度越低，温差越小，沸腾换热系数则相对越高，所需输入的外界功耗也越少。



（a）G = 127 kg/m^{2}s　　（b）G = 254 kg/m^{2}s　　（c）G = 381 kg/m^{2}s

图 4 不同过冷度下换热系数随热流密度的变化曲线图

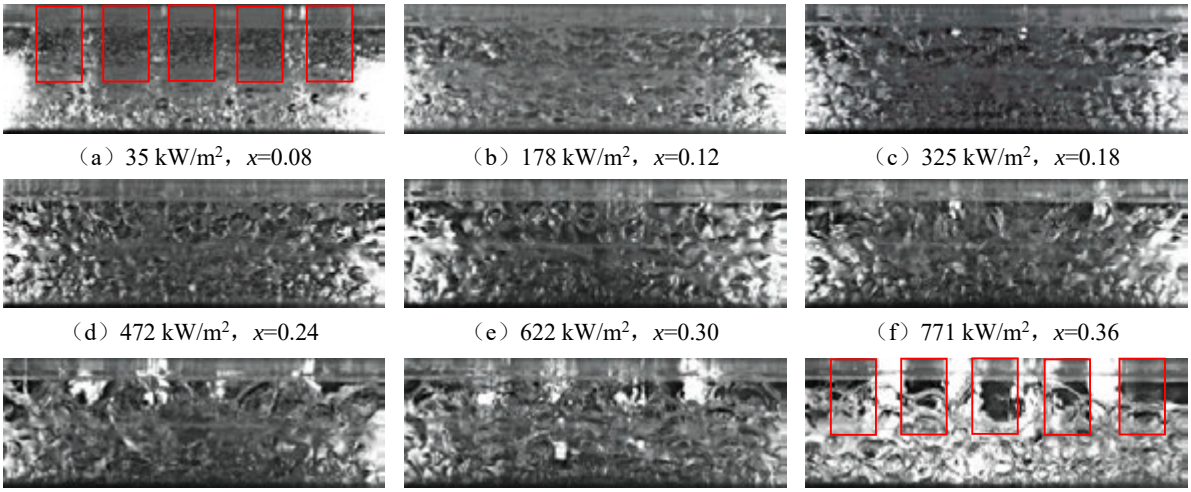
图 5 所示在三种不同的压力下，不同流速下换热系数随干度的变化曲线。与过冷度的变化趋势一致，不同饱和压力后期，换热系数随着干度的增加开始明显下降，即在未触发临界之前，沸腾换热已经表现出恶化的趋势。并且随着质量流速的增加，触发临界时对应的干度逐渐降低，同时，随着饱和压力的增加，相同流速下触发临界时的干度略微增加，在饱和压力 590kPa，质量流量 127kg/m^{2}s 时的干度基本接近 1，整个射流腔内基本完全被蒸汽覆盖，只有铜基热沉底部仍残留一层薄薄的液膜。随着的流速的增加，射流冲击效应增强，气泡在流体冲击的作用下被快速冲散，无法稳定的形成蒸汽膜，因此传热得到强化，同时气泡被快速地冲散带走，难以在射流腔内部以蒸汽的形式稳定存在，出口干度随流速的增加逐渐降低。



（a）ΔP_{sat} = 450 kPa　　（b）ΔP_{sat} = 516 kPa　　（c）ΔP_{sat} = 590 kPa

图 5 不同流速下换热系数随干度的变化曲线图

图 6 所示为在工况 G = 254kg/m^{2}s，P_{sat} = 516 kPa，ΔT_{sub} = 5 K 的喷射沸腾气泡行为。如图所示，当 q = 35 kW/m^2 时，射流腔体内部基本以微米级小气泡为主，可以明显观察到到有 5 排喷嘴（图 6（a）红色方框所示）浸没在液体工质中。当热流密度增加到 178 kW/m^2 时，气泡数量开始增加，体积略微增大。随着热流密度的继续增加至 622 kW/m^2 图 6（e）所示，气泡逐渐充满整个射流腔体内，气泡体积由微米级增加至毫米级，气泡轮廓更加明显，更多的气泡集中在腔体中心位置（中心位置相较周围颜色更深），喷嘴完全被气泡包围。随着热流密度的进一步增加，如图 6（f）~（h）所示，可以观察到射流腔内顶部出现明显的白色轮廓，与低热流不同的是，气泡受浮力作用，聚集在腔内顶部，此时由于热流密度增加，产生的气泡逐渐合并连成蒸汽团，包围着射流喷嘴，使得射流喷嘴又开始逐渐显露出来。根据图 5（b）所示，此时的沸腾换热系数达到最大值。当热流密度进一步增加，达到临界状态，铜基热沉壁面温度持续上升，无法再维持稳定，如图 6（i）所示，射流腔内基本被蒸汽所覆盖，射流喷嘴完全显露出来，只有在热沉底板看到一层薄薄液膜，腔体内流态处于一种半干涸的状态，传热恶化严重。



（a）35 kW/m^2，x=0.08　　（b）178 kW/m^2，x=0.12　　（c）325 kW/m^2，x=0.18

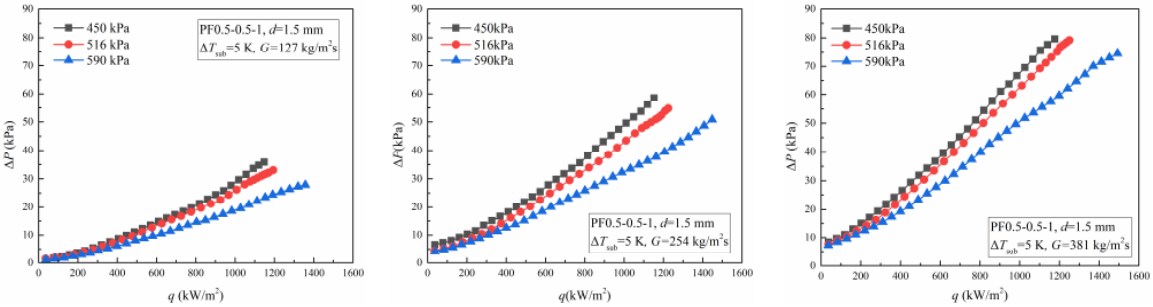
（d）472 kW/m^2，x=0.24　　（e）622 kW/m^2，x=0.30　　（f）771 kW/m^2，x=0.36

（g）919 kW/m^2，x=0.42　　（h）1090 kW/m^2，x=0.50　　（i）1205 kW/m^2 [CHF]，x=0.65

图 6 柱状微结构在不同热流密度下的气泡行为 G = 254kg/m^{2}s，ΔP_{sat} = 516 kPa，ΔT_{sub} = 5 K

图 7 所示为不同饱和压力下的压降变化曲线，从图中可以明显看出压降和热流密度呈正相关趋势，同时，流速越高，带来的压降损失越大。对于不同饱和温度下的沸腾换

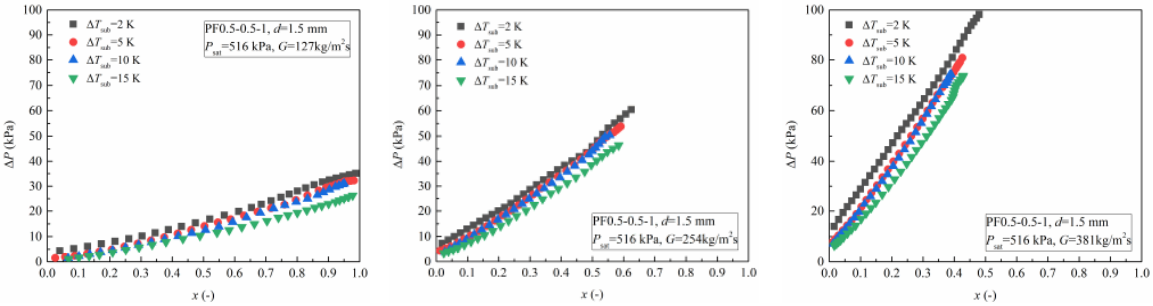
热压降，与换热性能差异明显，高饱和压力可以带来更高的临界热流密度，而增加饱和压力则会使得压降降低。根据表 1，低饱和温度对应的液体粘度越大，则相应的气态粘度越小，造成更大的气态雷诺数 Re_v，则引起更大的气相压力损失。而液相粘度随着饱和温度的降低而增加，在低饱和温度下带来了与壁面之间更大的能量损失，表面张力的升高同样会使壁面之间拉普拉斯压降升高。另外，饱和温度升高还会使 HP-1 的气相密度变大、液相密度变小，从而导致气相流速变小而液相流速度变大，即气、液两相间的速度差减小，气相对气液界面的剪切力减小，压降也会随之降低。



（a）G = 127 kg/m²s　　（b）G = 254 kg/m²s　　（c）G = 381 kg/m²s

图 7 不同饱和压力下压降随热流密度的变化曲线

图 8 所示为三种不用流速下的不同过冷度的压降随干度的变化曲线，随着流速的增加，压降变化曲线的斜率增加，即干度是逐渐减小的，当质量流量为 127 kg/m²s 时，干度接近 1 时，压降仅为 32 kPa，而质量流速增加到 381 kg/m²s 时，干度为 0.5 时的压降已经接近 100 kPa。同时，随着过冷度的增加，压降和干度略微减小，过冷度 15 K 时所对应的压降最小，这是因为高过冷度下的气泡受到冷流体的凝结效应，尺寸减小，干度降低，使得气液间的接触面积减小，降低了气液摩擦阻力。另外，如图 8 所示，可以发现过冷度 15 K 下的压降和干度有轻微增加的趋势，这是因为过冷度的增加会很大程度缓解沸腾危机，增加临界热流密度，而随着热流密度的增加，则会带来干度和压降的增加。

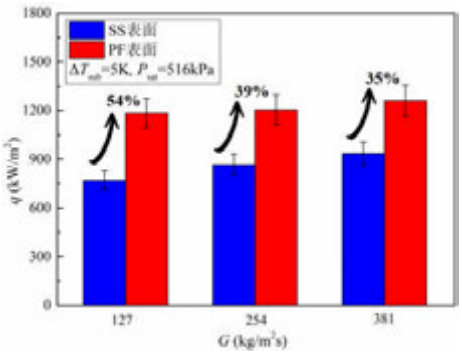


（a）G = 127 kg/m²s　　（b）G = 254 kg/m²s　　（c）G = 381 kg/m²s

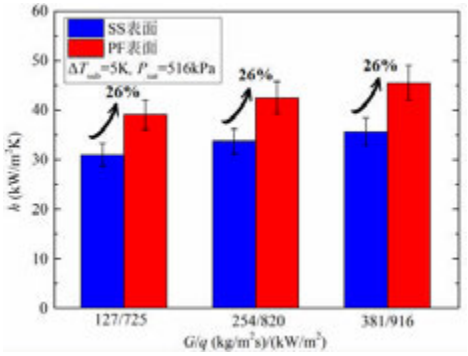
图 8 不同过冷度下压降随干度的变化曲线

图 9（a）表明，相较于光滑表面，不同流速下，柱状微结构表面的 CHF 增强率约为 35%~54%，由于尺寸较小的微柱提供了更多的成核点，这也带来了更高的传热面积强化比率，高流速下由于强制对流效应增强，相应的沸腾作用弱化，因此 CHF 强化比率降低。图 9（b）~（c）对比相同质量流速相同热流密度下光滑表面与柱状微结构表面的换热系数 h 和压降 ΔP，在充分核态沸腾过程中，柱状微结构的整体换热系数 h 相较于光滑表面提高 26%，而微柱表面的压降则只增加了 8%~14%，这是因为微柱间的毛细作用可

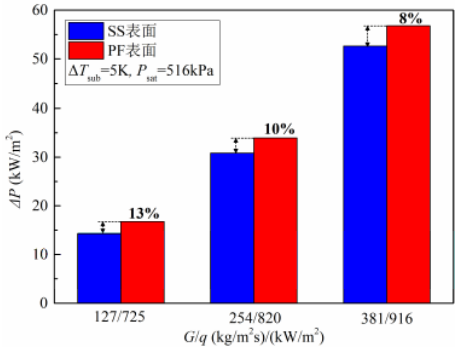
以有效增强液体的补充，另外大量的汽化核心产生剧烈的沸腾效应，热量被迅速带走，这也使得在恒定的热通量下柱状微结构表面的壁面温度降低。而柱状微结构的主要作用在于提供成核位点，强化核态沸腾，由于其尺寸较小，带来的压降并不明显，尤其是在高流速下，喷射带来的冲击效应更加显著，因此由表面微结构所引起的摩擦压降损失更加弱化。



（a）光滑表面与柱状微结构表面的 CHF 对比



（b）相同热流密度下光滑表面与柱状微结构表面的 h 对比



（c）相同热流密度下光滑表面与柱状微结构表面的 ΔP 对比

图 9 柱状微结构与光滑表面的喷射沸腾性能评估

4 结　论

本次工作采用新型制冷剂 HP-1 作为换热工质，研究了不同饱和压力、不同流速、不同液体过冷度下的柱状微结构强化表面喷射沸腾换热特性，并与光滑表面进行了对比，主要结论如下：

（1）喷射沸腾的临界热流密度随饱和压力、液体过冷度以及质量流量的增大而增大，在 P_{sat}=590kPa、G=381kg/m^{2}s，ΔT_{sub}=15K 时的 CHF 可达 1532kW/m^2，柱状微结构表面的 CHF 相较光滑表面提高约 35%~54%。

（2）沸腾换热系数随着热流密度的增加，先增加后减小，即在触发临界热流密度之前，传热已经开始恶化。由于液体过冷度增加，所带来的温差增加，因此导致换热系数降低，增加过冷度使得整体换热系数降低了约 40%~52%，而柱状微结构表面的 CHF 相较光滑表面则提高了 26%。

（3）喷射沸腾过程中，流态经历了从微米级气泡—毫米级气泡—大气泡—蒸汽团变化的过程，当出现大蒸汽团时，喷嘴完全显露出来，铜基热沉底部局部干涸，传热开始恶化。

（4）沸腾压降随着流速的增加逐渐增加，而随着饱和压力和过冷度的增加逐渐减

小。相较于 CHF 和 HTC，柱状微结构表面带来的压降增加并不大，之比光滑表面高约 8%~13%。

参考文献

[1] M.T. Meyer, I. Mudawar, C.E. Boyack, C.A. Hale, Single-phase and two-phase cooling with an array of rectangular jets, Int. J. Heat Mass Transf., 2006, 49(1-2): 17-29.

[2] E.A. Browne, G.J. Michna, M.K. Jensen, Y. Peles, Microjet array single-phase and flow boiling heat transfer with R134a, Int. J. Heat Mass Transf., 2010, 53(23-24): 5027-5034.

[3] D.K. Sethy, P. Patro, Single-Phase Modeling Of Nanofluid Jet Impingement Heat Transfer, Int. J. Fluid Mech. Res., 2022, 49(6): 47-61.

[4] P.K. Tyagi, R. Kumar, P.K. Mondal, A review of the state-of-the-art nanofluid spray and jet impingement cooling, Phys. Fluids, 2020, 32(12):37.

[5] I. Sarkar, S. Chakraborty, A. Roshan, D.K. Behera, S.K. Pal, S. Chakraborty, Application of TiO2 nanofluid-based coolant for jet impingement quenching of a hot steel plate, Exp. Heat Transf., 2019, 32(4): 322-336.

[6] R.K. Wu, Y.W. Fan, T. Hong, H. Zou, R. Hu, X.B. Luo, An immersed jet array impingement cooling device with distributed returns for direct body liquid cooling of high power electronics, Appl. Therm. Eng., 2019, 162: 11.

[7] M.K. Sung, I. Mudawar, Single-phase and two-phase cooling using hybrid micro-channel/slot-jet module, Int. J. Heat Mass Transf., 2008, 51(15-16): 3825-3839.

[8] M.K. Sung, I. Mudawar, Single-phase and two-phase heat transfer characteristics of low temperature hybrid micro-channel/micro-jet impingement cooling module, Int. J. Heat Mass Transf., 2008, 51(15-16): 3882-3895.

[9] R. Yun, J. Hyeok Heo, Y. Kim, Evaporative heat transfer and pressure drop of R410A in microchannels, International Journal of Refrigeration, 2006, 29(1): 92-100.

[10] D. Deng, W. Wan, H. Shao, Y. Tang, J. Feng, J. Zeng, Effects of operation parameters on flow boiling characteristics of heat sink cooling systems with reentrant porous microchannels, Energy Conv. Manag., 2015, 96: 340-351.

传热传质学
编号：233087

具有拓扑通道的均热板型脉动热管传热特性研究

周国庆，李子昂，屈健*

（江苏大学能源与动力工程学院，镇江 212000）

(Tel: 15952804218, Email: rjqu@ujs.edu.cn)

摘要：本文基于变密度模型的拓扑优化方法设计了一种带拓扑通道结构的铝制均热板型平板脉动热管，并对其传热性能与同规格的铝板和紫铜板开展了实验比较研究。结果表明，在较小的加热-冷却距离下该拓扑通道结构设计可有效提高脉动热管的传热性能，在 80 W 加热功率下拓扑通道结构脉动热管热阻最小为 0.164 W/K，相较于铝板和铜板可分别降低 43%和 7.3%。因此，基于拓扑优化方法设计的均热板型脉动热管在电子器件散热冷却方面表现出良好的应用前景。

关键词：拓扑优化；变密度法；均热板；平板脉动热管；传热性能

0 前言

脉动热管作为一种新型的传热器件，因其结构简单、传热效率高、制作成本低、环境适应性强等优点，在电子器件散热领域具有很好的应用前景[1,2]。脉动热管内部的通道结构和尺寸对工质运动和整体传热性能具有重要影响[3,4,5]，因此如何优化通道结构已成为提高其传热性能和可靠性的基础和关键。就具体应用而言，针对平板脉动热管通道结构开展优化设计对提高热管的整体性能、降低被冷却器件局部核心区域温度、延长器件使用寿命具有重要的科学意义。

传统平板脉动热管的设计大都是针对固定方向的热量传递，为此目前部分学者提出了径向通道热量传递的新型结构[6,7]，使之能够具有类似均热板的功能，可以更好地满足高功率器件小面积尺寸散热的需求。常规均热板以高导热和均温性强而著称，但也存在造价成本较高、冬季寒冷地区使用易结冰和受力易变形损坏等不足，而脉动热管自身的高强度结构、工质可选择性宽和抗重力负载强[8]等特点使其能够在更为苛刻和复杂的环境中展现出独特的优势。Thompson 等[9]采用传统蛇形通道设计了一种具有双层结构的平板脉动热管，该结构作为扩热板用于冷却 9 cm^2 大小的方形热源，在 25 W/cm^2 的发热强度下平板表面最高温度可控制在 100 ℃以下。Laun 等[6]设计了一种带特斯拉阀的平板脉动热管，其具有复杂的通道结构，在 100×100 mm^2 的面积下可实现对 525 W 加热功率的冷却效果。Schwarz 等[7]设计了花形和星形的径向平板脉动热管，并与传统结构脉动热管进行了传热性能对比，结果表明花形通道结构的热管效果最优，但充液率需高于 70%；而传统结构脉动热管因一侧通道无法被局部热源完全覆盖，导致无法驱动工质实现振荡运动。Jang 等[10]在径向平板脉动热管的基础上对等径与变径通道的传热性能展开了实验研究，对比结果显示变径通道热管的热阻较等径通道可降低 5.9-11.7%，而最大热通量则提升了 20-37.5%。以上研究表明，将平板脉动热管作为均热板使用存在较大的应用潜力，

适用于小面积热源的均温散热冷却，如半导体芯片等。

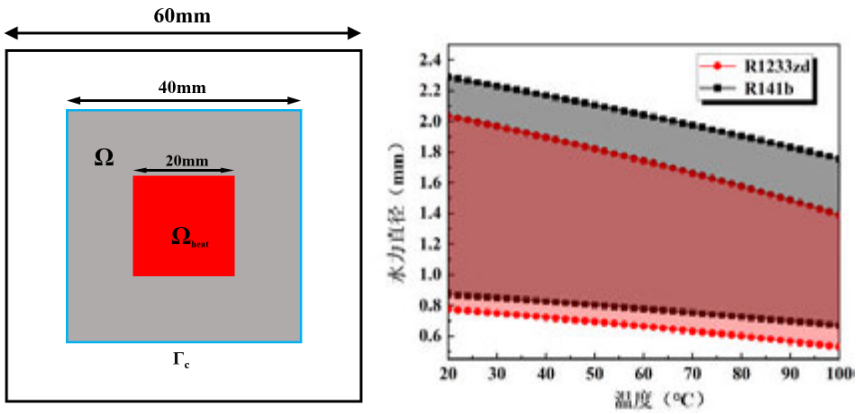
与传统平板脉动热管的通道结构不同，径向平板脉动热管因面向局部小尺寸热源冷却以及沿周向的通道布置特点而使其通道设计更为复杂。近年来面向换热器设计发展的拓扑优化方法[11]则为径向通道脉动热管的通道设计提供了有益的参考，基于拓扑优化算法的通道设计有助于获得提高通道内流体运动传热效率和降低流阻的最佳路径。此外，基于拓扑优化设计可以获得部分独特的非传统通道结构，具有灵活自适应的特点。2021年，Lim 和 Kim[12]将拓扑优化设计方法引入面向蒸发段局部加热（加热面积仅为 2%的热管总面积）情况下的硅基微型脉动热管通道设计中，通过对传统通道和拓扑优化通道下微型脉动热管传热性能的比较，发现拓扑结构热管的加热端均温性明显优于传统通道结构，以 R-245fa 为工质情况下热管热阻下降了 51%。然而，上述针对通道拓扑优化设计的脉动热管并非属于均热板型传热，仍以蒸发端向冷凝端定向传热的传统模式运行。

本文基于拓扑优化设计方法提出了一种新型均热板型脉动热管通道布局结构，主要面向芯片级热源的扩热冷却，通过对热管传热性能的实验测试和比较，证明了该结构形式的有效性，对均热板型脉动热管的发展和应用具有很好的参考意义。

1 拓扑通道设计

1.1 几何模型

本文设计的径向通道均热板型平板脉动热管尺寸大小为 60 mm×60 mm，方形热源（尺寸 20 mm×20 mm）布置在热管平板一侧的中心区域，另一侧则为液冷冷却。如图 1(a)所示，拓扑设计区域以热源为中心，大小为 40 mm×40 mm。因后续实验选用 R141b 和 R1233zd 为工质，由脉动热管工作过程工质振荡运动需满足的通道尺寸要求[13,14]可获得对应通道的水力直径范围为 0.9~1.6 mm（见图 1(b)），本设计中的通道宽度为 1.5 mm。



（a） （b）

图 1 径向通道均热板型平板脉动热管几何模型（a）和分别以 R141b 和 R1233zd 为工质的水力直径范围（b）

1.2 通道设计

对于冷却局部热源的脉动热管通道设计，若按传统的平行通道模式，将存在大部分通道无法覆盖小面积热源的问题，这会导致因形成沸腾气泡区域面积过小而造成振荡驱动力不足的问题，此时热管将难以启动或振荡乏力。本研究中，采用了基于变密度法的拓扑优化方法[15]对径向通道的均热板型脉动热管开展了设计。基于热传导建模的思想，可简化脉动热管通道的传热方式，根据以往有关平板脉动热管的研究[16]，其有效导热系数通常在 1000-20000 W/(m·K)的范围，远高于金属材料，因此可将脉动热管工作过程中的气-液塞通道视为具有高有效导热系数的区域，而通道之间的基底材料则视为低导热区。该过程可基于 SIMP 插值模型的变密度法来实现，具体公式为：

$$\lambda(\rho_{\mathrm{i}}) = (\lambda_{\mathrm{eff}} - \lambda_{\mathrm{s}})(1-\rho_{\mathrm{i}})^{p} + \lambda_{\mathrm{s}} \tag{1}$$

其中，λ 为离散节点的导热系数，λ_{eff} 为脉动热管通道的有效导热系数，λ_{s} 为基底材料的导热系数，ρ_{i} 为离散节点的相对密度，p 为惩罚因子（本文中取 4）[12]。

1.2.1 脉动通道设计的有限元方法

在本研究中，热传导模型采用有限元的方法进行离散求解，其控制方程如下：

$$\nabla \cdot (\lambda(\rho_{\mathrm{i}})\nabla T) + q_{\mathrm{i}} = 0 \tag{2}$$

$$T = T_{\mathrm{c}} \quad \text{on } \Gamma_{\mathrm{c}} \tag{3}$$

其中，q_{i} 为单元节点 i 的加热功率；T_{c} 为冷却边界温度，Γ_{c} 为冷却边界，处在方形优化区域的四周边界，具体见图 1(a)。

1.2.2 拓扑优化模型

拓扑优化模型本质上是通过优化求目标函数最值问题的数学方法，即在给定设计空间中，寻求一种最佳结构，以满足预设的目标和限制条件，从而实现设计的最优化。本文针对脉动热管通道的拓扑优化模型如下：

目标函数: min：$c = \sum_{\mathrm{i}\in\Omega} T_{\mathrm{i}} q_{\mathrm{i}} = Q_{\mathrm{in}}(T_{\mathrm{heat}} - T_{\mathrm{cond}})$ （4）

约束：

$$0 < \rho_{\min} \le \rho_{\mathrm{i}} \le 1, i \in \Omega \tag{5}$$

$$\frac{\sum_{i\in\Omega}\rho_i}{V_\Omega} \geq \rho_0 \tag{6}$$

$$\left(\frac{\partial c}{\partial \rho_i}\right)^* = \frac{n_m}{\sum_{j=1}^{n_m}\left((1-\rho_j)\frac{\partial c}{\partial \rho_j}\right)}\frac{\partial c}{\partial \rho_i},\ \mathrm{dist}(i,j) \leq (L_{max}/2) \tag{7}$$

$$g_i = \varepsilon_0 - \frac{\sum_{j=1}^{n_l}\rho_j}{n_l} \leq 0 \tag{8}$$

其中，c 为热顺应度，Q_{in} 为总输入热量，T_{heat} 和 T_{cond} 分别为热源和冷却边界的平均温度（取最小热顺应度为拓扑优化目标，表征了热源与冷却边界间温差最小的情形）；Ω 为拓扑设计区域，ρ_0 为初始相对密度，V_Ω 为拓扑区域的容积总和，L_{max} 为最大通道尺寸，n_m 为过滤半径（$L_{max}/2$）内离散单元 j 的集合；ε_0 为设定的局部最小固体体积分数，n_l 为设定局部区域的节点数。

考虑到脉动热管内气-液塞需要在特定尺寸通道内才能稳定运行，因此需引入最大尺寸过滤[17]，即约束公式（7），具体效果见图 2。同时，为了避免生成过多的通道分支，引入最小固体体积约束[18]，即公式（8），效果见图 3。

拓扑优化流程与 Sigmund[15]的建议一致。将设计域离散为 400×400 的方形区域，设置加热功率为 20 W，定温冷却边界 T_c 为 40 ℃，通过有限元以及移动渐近线法[19]在满足相应的约束条件下对相对密度场进行更新，重复该迭代过程，直到近两次迭代的目标函数值变化小于 0.01%。

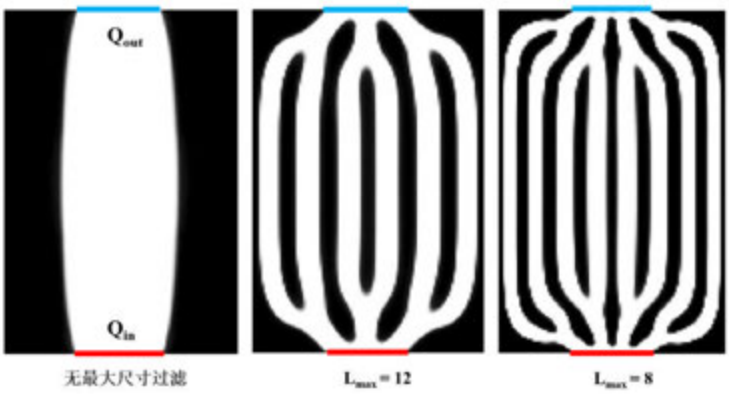


图 2 不同过滤半径尺寸下拓扑结构对比

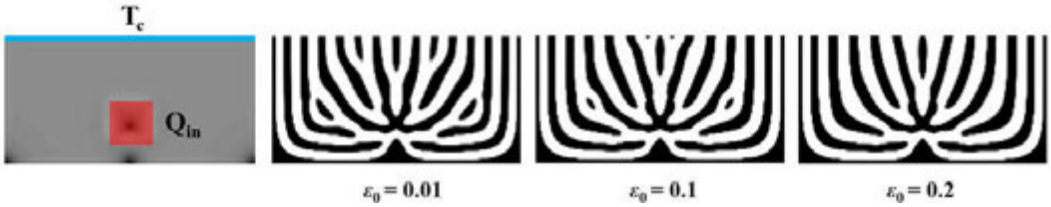
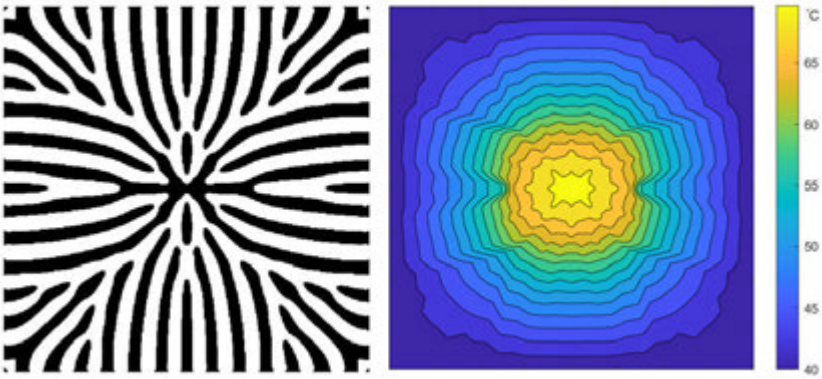


图 3 不同最小固体体积约束下的拓扑结构对比

2 结果与讨论

2.1 拓扑优化结果

基于上述均热板型脉动热管通道拓扑结构设计方法，图 4 展示了经过 638 次迭代后设计区域的相对密度场及最终温度分布，在该拓扑结构下热源与冷却边界的温差达到最小化，图 5 为最终的拓扑结构设计图。



(a) (b)

图 4 （a）拓扑通道结构（相对密度场）及（b）最终温度场

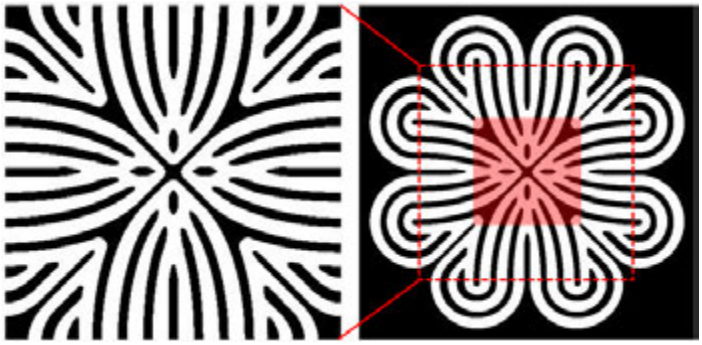


图 5 均热板型脉动热管的拓扑结构设计图

2.2 实验装置

图 6 展示了依据图 5 拓扑优化设计制作得到的带拓扑通道结构的均热板型脉动热管，尺寸大小为 60 mm×60 mm，厚度 2.25 mm，平板上通道宽度和深度均为 1.5 mm，通道间隔为 1.2 mm。

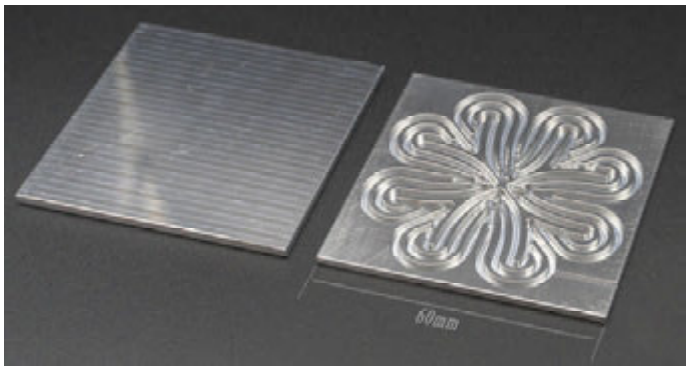


图 6 具有拓扑通道结构的铝制均热板型脉动热管实物图

实验装置示意图如图 7（a）所示，底部加热采用陶瓷加热片（尺寸 20 mm×20 mm），顶部采用水冷板（25 ℃）进行换热，同时采用中心镂空的铜片来防止中心热源处出现“热短路”[4,5]，从而能够将热量更好地扩散至整个平板脉动热管。脉动热管表面的温度由 T 型热电偶进行测量（热电偶精度为±0.2 K），热电偶的具体布置位置如图 7（b）所示。实验中，工质选用了 R1233zd 以及 R141b，充液率均为 50%。此外，热管放置方向对其运行性能影响较大，为此对竖直和水平放置情况进行了比较研究。同时，为了验证该拓扑结构的有效性，实验也将该结构与相同尺寸的铝板和紫铜板均温性能进行了对比。

(a) (b)

图 7 实验装置图（a）及热电偶布置图（b）

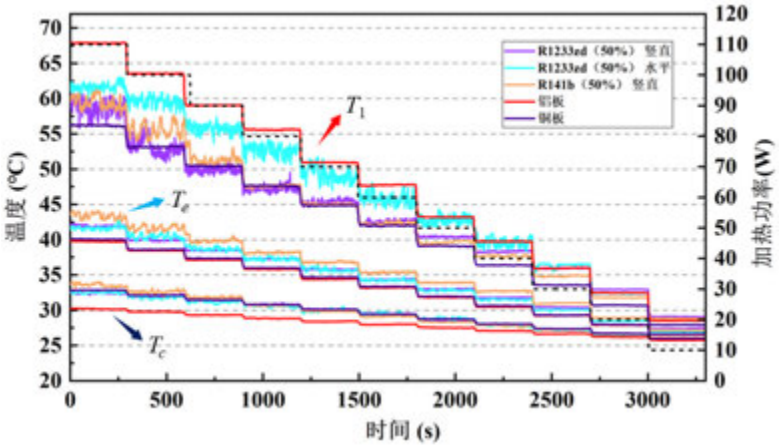
2.3 实验结果

图 8（a）给出了不同加热功率下脉动热管蒸发段中心位置温度 T_1 变化情况，热源边界四个温度（T_2~T_5）的平均温度记为 T_e，冷凝端边界温度（T_6~T_{13}）的平均温度记为 T_c。当加热功率大于 30 W 时，相较于铝板，该铝基脉动热管的中心温度更低，对应热阻也更低；而在中高功率（50-100 W）竖直放置情况下的传热性能则与铜板相当，80 W 加热功率下热阻最小为 0.164 W/K，相较于铝板降低了 43%，相比于铜板则降低了 7.3%（见图 9）。

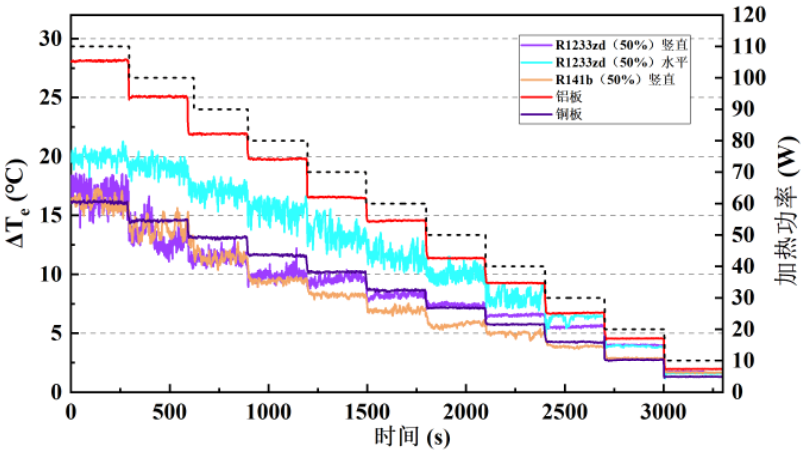
由于热源中心与冷凝端边界的距离较小（小于 30 mm），且并合的通道设计方式使蒸发段和冷凝段间难以形成较大、稳定的压差，因此低功率（低于 30 W）下该拓扑结构通道热管难以形成有效的工质振荡运动。而在水平放置时由于缺少重力作用，工质振荡需要更大的温差才能驱动，导致使其温度波动较竖直放置时更大。中功率（40-90 W）

下竖直运行时，该拓扑结构通道热管内形成了局部稳定的振荡，温度波动较为稳定，表现出较好的传热性能；而当加热功率达到 100 W 时，各个并合通道之间的压差进一步增加，局部振荡将转变为间歇性的全局振荡，该过程还伴随着蒸发端局部的短暂烧干现象，从而导致中心温度的大幅波动，此时热阻增大，传热性能下降。

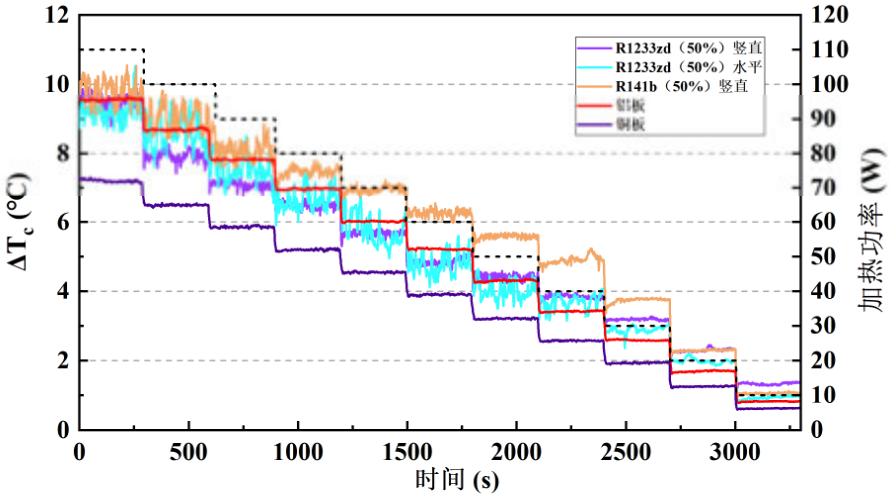
为进一步研究该拓扑结构平板脉动热管的均温性能，图 8（b）和 8（c）给出了蒸发段中心与热源边界的温差（T_1-T_e）以及冷凝端的温差（T_e-T_c）。由于热管蒸发端两个温度测点距离小于冷凝段的两个温度测点，且加热面积较冷却面积小，因此随着输入热流强度增大，蒸发端温差的增长趋势要明显高于冷凝端。由图 8（b）所示，在蒸发端区域，拓扑结构脉动热管的温差较小，其中在 80-90 W 竖直运行时 R141b 工质表现最佳，表明局部的稳定振荡可有效将热量从中心区域传递至边界；而冷凝端温差则呈现出相反的趋势（见图 8（c）），这是由于气-液塞的振荡作用强化了换热，减小了厚度方向上的热阻，部分热量在传递至冷凝端边界前就从冷板侧散出，导致较大的温差。同时 R141b 的潜热也较 R1233zd 高，因此相变过程传递热量更为显著，从而有效降低蒸发端温差，减小厚度方向的热阻。对于 R1233zd，其沸点更低，热驱动性能更为优异，换热效率的提高使其温度表现更佳。



（a）



（b）



（c）

图 8（a）不同加热功率下热源及冷却区域的温度变化（b）不同加热功率下蒸发端平均温差变化（c）和不同加热功率下冷凝端平均温差变化

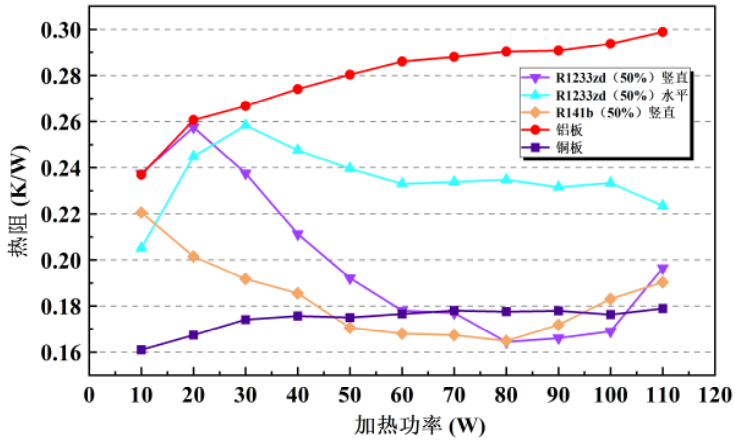


图 9 不同热功率下的热阻变化对比

3 结论

（1）基于变密度模型的拓扑优化方法，引入最大尺寸过滤和最小固体体积约束，模拟计算得到了中心局部加热、四周冷却模型下的拓扑优化通道结构脉动热管，并基于该拓扑优化结果设计了并合通道结构，提出了一种新颖的均热板型脉动热管通道布局。

（2）通过对铝制拓扑结构通道均热板型脉动热管及铝板和紫铜板传热性能的比较，发现中高功率（50-100 W）下竖直放置时脉动热管传热性能与铜板相当，80 W 加热功率下的热阻最小为 0.164 W/K，相较于铝板和铜板分别降低了 43%和 7.3%，拓扑结构通道设计可有效提高脉动热管的均温性。

参考文献

[1] 赵佳腾,吴晨辉,戴宇成,饶中浩.脉动热管强化传热及其应用研究进展[J].化工学报, 2021.

[2] Qu J, Wu H Y, Wang Q. Experimental investigation of silicon-based micro-pulsating heat pipe for cooling electronics[J]. Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering, 2012, 16(1): 37-49.

[3] Ayel V, Slobodeniuk M, Bertossi R, et al. Flat plate pulsating heat pipes: a review on the thermohydraulic principles, thermal performances and open issues[J]. Applied Thermal Engineering, 2021, 197: 117200.

[4] 王超, 刘向东, 沈超群, 陈永平.微型脉动热管气液两相流动与传热特性实验研究[J].工程热物理学报, 2018, 39(06):1285-1290.

[5] 孙芹,屈健,袁建平.等截面和变截面通道硅基微型脉动热管传热特性比较[J].化工学报, 2017, 68(05) :1803-1810.

[6] Laun F F, Lu H, Ma H B. An experimental investigation of an oscillating heat pipe heat spreader[J]. Journal of Thermal Science and Engineering Applications, 2015, 7(2): 021005.

[7] Schwarz F, Messmer P, Lodermeyer A, et al. Analysis of improved pulsating heat pipe designs for hot spot applications[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 196: 123294.

[8] Chen X, Liu X, Xu D, et al. Thermal performance of a tandem-dual-channel flat-plate pulsating heat pipe applicable to hypergravity[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 189: 122656.

[9] Thompson S M, Lu H, Ma H. Thermal spreading with flat-plate oscillating heat pipes[J]. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 2015, 29(2): 338-345.

[10] Jang D S, Cho W, Ham S H, et al. Thermal spreading characteristics of novel radial pulsating heat pipes with diverging nonuniform channels[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 199: 123488.

[11] Fawaz A, Hua Y, Le Corre S, et al. Topology optimization of heat exchangers: A review[J]. Energy, 2022: 124053.

[12] Lim J, Kim S J. A channel layout of a micro pulsating heat pipe for an excessively localized heating condition[J]. Applied Thermal Engineering, 2021, 196: 117266.

[13] Shafii M B, Faghri A, Zhang Y. Thermal modeling of unlooped and looped pulsating heat pipes[J]. J. Heat Transfer, 2001, 123(6): 1159-1172.

[14] Dobson R T, Harms T M. Lumped parameter analysis of closed and open oscillatory heat pipes, in: Proceeding of the 11 th International Heat Pipe Conference, Tokyo, Japan, 1999, pp. 137-142[J].

[15] Andreassen E, Clausen A, Schevenels M, et al. Efficient topology optimization in MATLAB using 88 lines of code[J]. Structural and Multidisciplinary Optimization, 2011, 43: 1-16.

[16] Ahmadi M H, Sadeghzadeh M, Raffiee A H, et al. Applying GMDH neural network to estimate the thermal resistance and thermal conductivity of pulsating heat pipes[J]. Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics, 2019, 13(1): 327-336.

[17] Kim T S, Kim J E, Jeong J H, et al. Filtering technique to control member size in topology design optimization[J]. KSME international journal, 2004, 18: 253-261.

[18] Guest J K. Imposing maximum length scale in topology optimization[J]. Structural and Multidisciplinary Optimization, 2009, 37: 463-473.

[19] Svanberg K. MMA and GCMMA-two methods for nonlinear optimization[J]. vol, 2007, 1: 1-15.

作者简介：

屈健，男，1980出生，江苏大学能源与动力工程学院，博士，教授，从事微纳尺度流动传热与微电子/光电器件冷却研究。

中国工程热物理学会 学科类别：传热传质学
学术会议论文 编号：233092

反蛋白石吸液芯均热板传热特性实验研究

李亚楠[1]，齐润生[1]，石亚雯[2]，郝亚萍[1]，李增耀[1*]
（1 西安交通大学 能源与动力工程学院，热流科学与工程教育部重点实验室，陕西，西安，710049
2 西安交通大学 公共卫生学院 环境与疾病相关基因教育部重点实验室，陕西，西安，710061）
(Tel: 029-82665446, Email: lizengy@mail.xjtu.edu.cn)

摘要：均热板是实现高热流密度散热及温控的传热元件，吸液芯体和回液方式是影响均热板传热效率及能力的关键因素。本文设计制作了一种以表面超亲水改性铜反蛋白石为蒸发芯体、以超疏水铜为冷凝表面的均热板，在去离子水充液率 50%条件下对该型均热板的传热热阻、均温性及传热极限进行了研究，分析了该均热板传热性能随热负荷的变化规律。结果表明：该均热板能够将提供超过 244W/cm^2 的高热流密度散热能力，最低总热阻为 0.145°C/W，最低均温热阻为 0.0267°C/W。

关键词：均热板；表面改性；毛细芯体；反蛋白石；强化传热；临界热流密度

0 前言

近年来，电子芯片等器件朝着高集成化、高性能、小尺寸发展，对冷却技术提出了更高要求。当前，芯片局部“热点”最大热流密度达 200W/cm^2[1]。散热和温控已经成为电子信息行业、光电行业等发展的瓶颈问题[2]。两相换热系统利用工质大量的相变潜热进行换热，成为解决电子设备散热问题、提高电子元器件工作寿命和工作可靠性的高效散热技术[3-5]。

与传统热管的一维传热相比，均热板具有更强的热扩散能力，从而具有更优良的温度均匀性[6]。传热热阻、均温性能、传热极限是评价均热板传热性能的关键指标。影响均热板传热性能的因素为芯体结构、回液方式、热源面积、充液率、倾角等，其中吸液芯芯体结构是影响均热板传热性能的主要因素。作为一种多孔结构，吸液芯体用来产生毛细压力从而驱动冷凝液体回流到蒸发段，同时有效地将液体扩散到蒸发段的各个蒸发/沸腾位点[7,8]。当吸液芯产生的毛细压力无法驱动足够的冷凝液回流时，就会导致蒸发段芯体的局部蒸干及更进一步的全部蒸干，此时均热板内相变停止，常常伴随着蒸发段温度的骤然上升。为实现较低的传热热阻及较高的传热极限，吸液芯体应具有高的毛细压力、高等效热导率和高渗透率。传统的芯体结构包含烧结粉末型芯体、沟槽型芯体、丝网型芯体等。烧结芯体一般具有较高毛细力和等效热导率，但是其渗透率很低；沟槽芯体则有较高的渗透率，但是毛细力很小；丝网型吸液芯的渗透率和毛细力则介于上述两者之间，但其传热性能较差[9-12]。同时，在特定的芯体结构中，渗透率和毛细压力是相互竞争的物理量，一般来说，毛细压力随着多孔芯体孔隙率的降低和有效孔径的减小而增加，但此时渗透率则会降低[7]。针对均热板芯体结构展开设计并进行优化及传热传质特性研究成为强化均热板传热性能、提高传热极限的有效手段。随着微纳加工及表面改性技术不断取得新进展，构建并定量调控微纳尺度多孔结构吸液芯以实现高效相变传热及液体输运成为强化均热板传热性能的又一重要方向。Cai 等[13]在硅均热板的蒸发段表面加工直径为 10 μm 圆微柱阵列来产生较高的毛细压力，在冷凝段表面采用采用边长为 200 μm 的方微柱阵列芯体来提供较高的渗透率，并结合微沟槽来作为支撑结构及提供额外的毛细压力，使用乙醇作为工作流体，当散热量为 10 W 时，等效热导率达到最高为 2500 W/m・K。Nam 等[14]通过毛细率上升实验探究了超亲水铜微柱阵列的毛细能力，其结果表明表面改性纳米结构在几乎不影响渗透率的情况下显著提高了微柱阵列的芯吸

1 本研究得到国家自然科学基金（编号：52176087）资助

性能。Yang 等[15]通过微机电技术制造了微针肋及微针肋阵列来强化直角微沟槽的毛细性能，结果表明该均热板具有良好的传热性能，含有微针肋阵列的均热板能够在反重力情况下正常运行。Zeng 等[16, 17]在 V 型微沟槽内加工中心空腔，这种空腔能够提升芯体毛细压力，同时提供了更多的沸腾核化点，从而在低热流密度条件下即可诱导核态沸腾，从而提高均热板传热效率和极限。Luo 等[18]设计了一种具有仿生铜森林芯体的超薄均热板，通过简单的一步电沉积法制备了具有 Ω 形微通道森林状芯体，与烧结芯体相比这种新型芯体具有良好的芯吸性能，该均热板具有优良的等效热导率及温度均匀性。Sun 等[19]测试了一种以超疏水表面代替有芯表面作为冷凝段的均热板，蒸汽在超疏水表面珠状冷凝并回流，与铜板及传统均热板相比，这种均热板具有更低的总热阻与更优异的均温性。

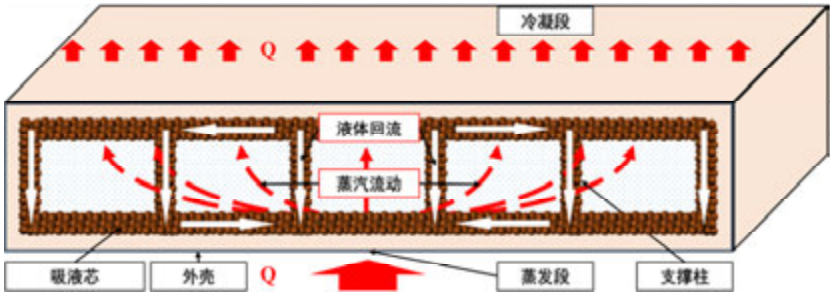


图 1 典型的均热板结构及工作原理示意图

上述研究表明，微纳尺度多孔结构一般具有更小的孔径，可以产生更高的毛细压力，同时，规则的多孔结构由于具有较小的迂曲度因此往往表现出更高的渗透率，微纳尺度规则多孔结构可望进一步强化均热板传热性能。本文设计制备了一种新型均热板：超亲水处理自组装微纳尺度铜反蛋白石结构作为蒸发段芯体以强化蒸发；化学刻蚀及表面修饰的微纳尺度超作为疏水冷凝段表面，从而实现高效的珠状凝结及自发的跳滴回液。该均热板可望具有优异的传热及均温性能。

1 均热板制作

1.1 蒸发段表面改性反蛋白石结构

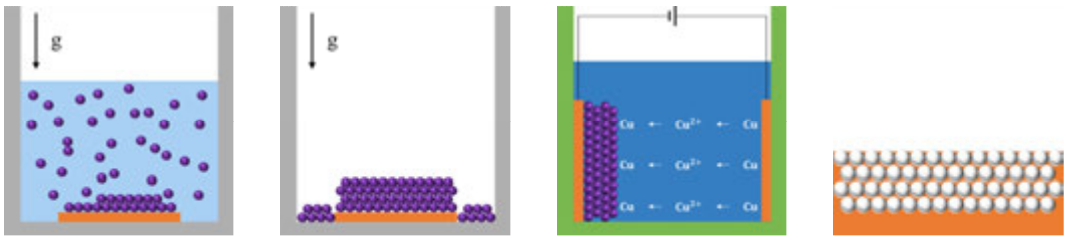
反蛋白石芯体是通过在由粒径为 5 μm 的聚苯乙烯微球组成的模板孔隙中电沉积铜来制造的。芯体制造流程可以分为微球沉积、模板烧结、铜质电镀、模板溶解四个步骤。

（1）微球的沉积与自组装：制备聚苯乙烯微球/水悬浊液并超声乳化使微球均匀分散；然后移取悬浊液滴覆到蒸发段铜板表面，在鼓风干燥箱内干燥使悬浊液内的水分蒸发。在此过程中，微球在毛细力、布朗力、重力及浮力的共同作用下自组装为面心立方结构即蛋白石结构。

（2）模板烧结：水分全部蒸发后，将含有蛋白石结构的铜板取出，放入真空干燥箱内进行烧结；保温 90 min 后关闭加热，样件进行退火处理即随箱冷却至室温。

（3）铜质电镀：以 $CuSO_4$+H_2SO_4 为电镀液，程控直流电源为电镀电源，待镀的样件连接电源负极作阴极，粗铜连接电源正极做阳极，铂电极分别作为工作电极及对电极。电镀过程持续 120 min，形成厚度为 100 μm 的镀层。

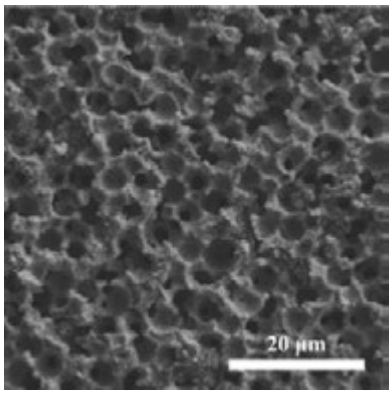
（4）模板溶解：将样件置入丙酮中放置 48 h 以溶解 PS 模板，溶解完全后分别用丙酮、乙醇、去离子水浸泡 30 min，即可得到铜反蛋白石结构。



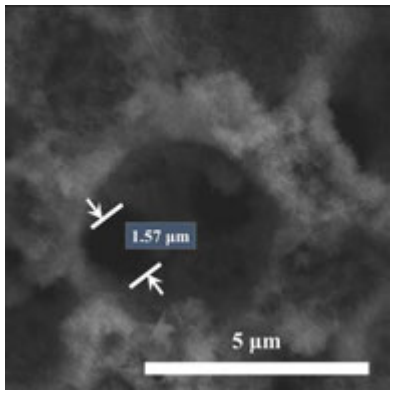
(a) 微球沉积与自组装　(b) 模板烧结　(c) 铜质电镀　(d) 模板溶解

图 2 反蛋白石结构制备流程

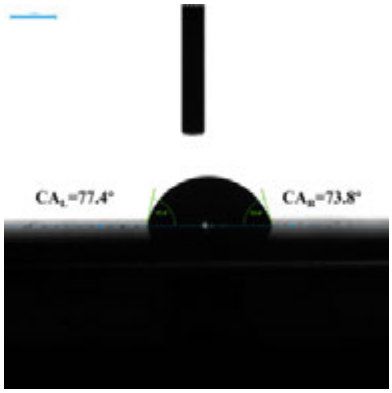
由于水在光滑铜表面接触角约为 90°，为提高铜反蛋白石结构对水的润湿性，需对其进行表面改性处理。将样件置入 $NaOH+(NH_4)_2S_2O_8$ 溶液中，在水浴加热条件下反应 30 min，在结构表面覆盖薄层 CuO 纳米结构。图 3 (a)-(b)给出了所述表面改性铜反蛋白石结构的微观形貌，很明显是一种相对有序的多孔铜结构，由于该结构是微球模板的负模，因此具有双孔径的特点，即大孔为微球的粒径，为 5 μm，小孔为烧结颈的尺寸，约为 1.57 μm。同时，刻蚀过程在反蛋白石结构表面形成了纳米草结构，能够有效增加结构表面粗糙度，从而对于亲水表面提高其润湿性能。为表征其润湿性，使用座滴法进行接触角的测量，测量过程中液滴体积为 2 μL。铜反蛋白石结构改性前，液滴钉扎在表面没有扩散，改性后液滴迅速被吸收并扩散成薄膜，如图 3 (c)-(d)所示。



(a) 反蛋白石表面形貌 SEM



(b) 双孔径特点及纳米草结构



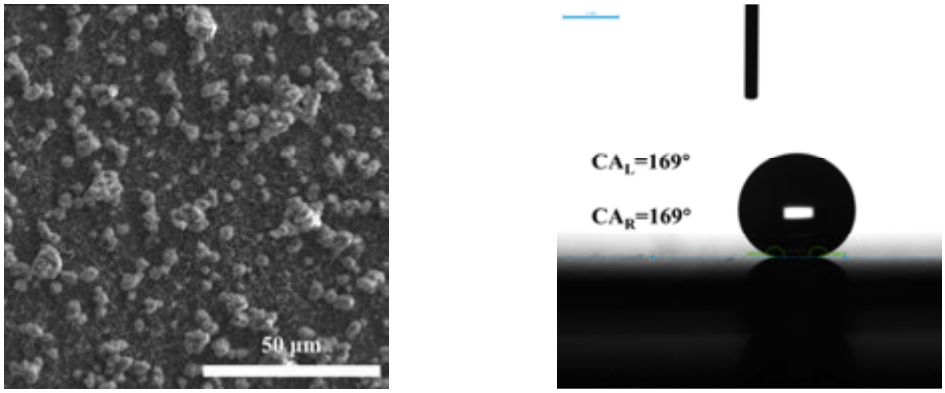
(c) 水-未改性铜反蛋白石表面润湿性

(d) 水-改性铜反蛋白石表面润滑性

图 3 表面改性反蛋白石结构形貌及润湿特征

1.2 冷凝段表面超疏水改性

为了实现蒸汽在超疏水表面的珠状凝结及自发的跳离[20]，本文通过化学刻蚀与表面改性制备超疏水表面。将清洗后的铜板放置在 $NaOH+(NH_4)_2S_2O_8$ 溶液中水浴加热条件下刻蚀 8 min，取出后用去离子水冲洗刻掉刻蚀液体。然后在鼓风干燥箱中继续氧化 1 h。冷却后将样件放入 1-十二烷基硫醇/乙醇溶液中浸泡 15 min，最后在真空干燥箱中干燥 120 min，即可得到所需超疏水表面。如图 4 所示，刻蚀在光滑铜表面形成了微米花及纳米草结构。由于超疏水表面的超低粘附性，因此使用体积为 4 μL 的液滴进行接触角测量，测量结果显示液滴在超疏水表面形成的接触角为 169°。



(a) 超疏水表面形貌 SEM　　(b) 超疏水表面接触角

图 4 超疏水表面结构形貌及润湿特征

1.3 均热板制作

如图 5 所示用两块厚度为 3 mm、有效芯体截面为 45 mm×80 mm 的铜板作为壳体，表面改性反蛋白石结构和超疏水微纳表面加工到铜板内表面分别作为蒸发段和冷凝段，厚度为 1 mm 的铜框，两铜板通过螺栓连接形成三明治结构，并使用 Torr Seal @ Agilent 实现良好密封。冷凝段两端引出外径为 3 mm 的不锈钢管分别与卡套阀门连接，其中三头球阀的一端连接注射器和真空泵，两头球阀的一端连接压力计，从而可以实现注液、抽真空及封装。本研究选用去离子水作为工质，50%的充液率进行传热性能研究。

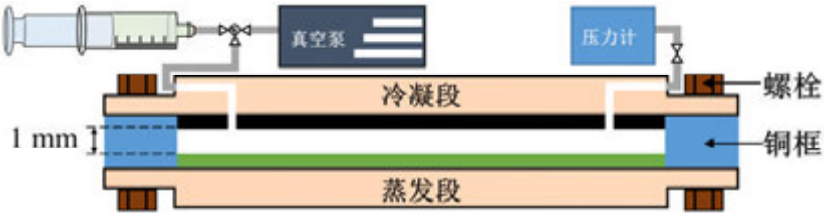


图 5 均热板制造装置

2 实验系统与方法

2.2 实验系统

如图 6 所示，均热板被固定在加热器和水冷板之间，热量由含有四只筒式电阻加热器的加热段传导到蒸发段底面中心，加热段横截面为 Φ10 mm 的圆。均热板冷凝段上表面与铝制水冷块连接，并通过螺栓压紧。为了减小接触热阻，层间涂有导热系数为 6.5 W/(m·K)的导热硅脂。上述设备均使用 PTFE 进行包覆以减小漏热损失。

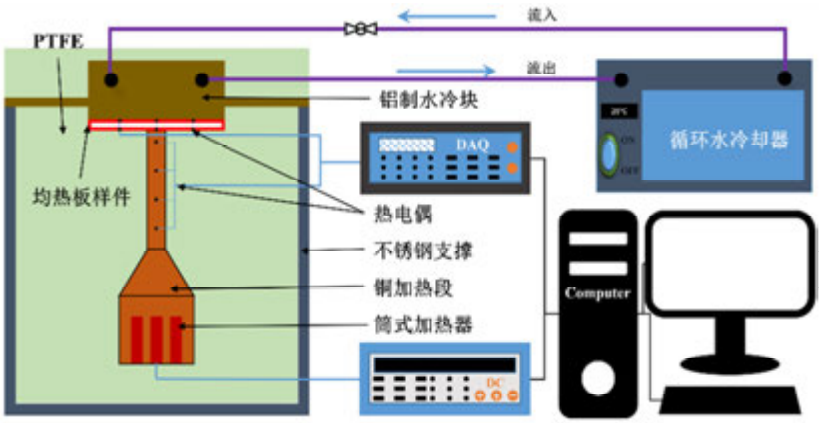


图 6 实验系统示意图

设置 21 支 K 型热电偶组成温度测量系统，如图 7 所示。热流密度及热流量通过傅里叶导热定律计算，TC1-TC3 三支热电偶间隔 5 mm 被固定在加热段圆柱的中心，计算所得的热流量与程控电源输出的功率进行比较，偏差约为 13.3%且几乎保持不变。TC4-TC12 及 TC13-TC21 分别布置在蒸发段及冷凝段。

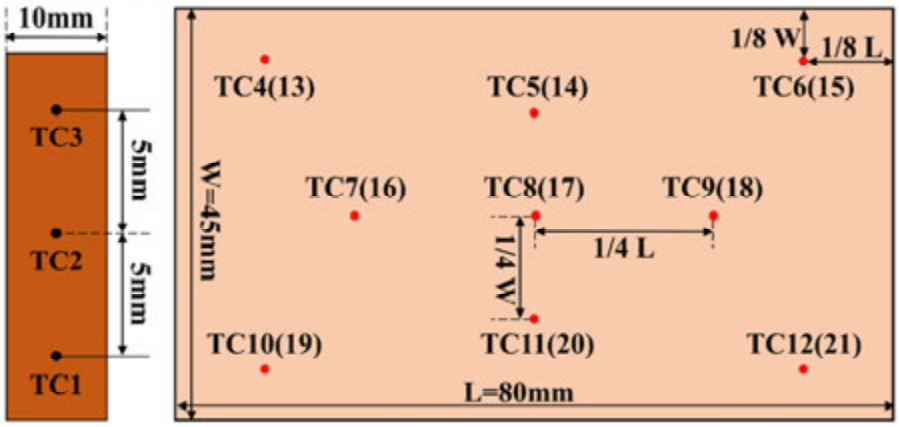


图 7 测温系统及热电偶阵列

2.2 数据处理与误差分析

均热板的热阻可以分为传热热阻及均温热阻 R_{TU}，传热热阻包括扩散热阻 R_{ES}、一维热阻 R_{1D}、总热阻 R_{VC}，同时引入面积热阻 r 来评估高热流密度时均热板的传热性能。

$$R_{ES}=\frac{T_{E_max}-T_{E_avg}}{Q}=\frac{TC8-1/9\sum_{4}^{12}TCi}{Q} \tag{2.1}$$

$$R_{1D}=\frac{T_{E_avg}-T_{C_avg}}{Q}=\frac{1/9\sum_{4}^{12}TCi-1/9\sum_{13}^{21}TCi}{Q} \tag{2.2}$$

$$R_{VC}=\frac{T_{E_max}-T_{C_avg}}{Q}=\frac{TC8-1/9\sum_{13}^{21}TCi}{Q} \tag{2.3}$$

$$R_{TU}=\frac{T_{C_max}-T_{C_min}}{Q} \tag{2.4}$$

$$r=\frac{R}{A_h} \tag{2.5}$$

其中，T_{E_max}，T_{E_avg}分别为蒸发段最高温度和平均温度；T_{C_max}，T_{C_min}，T_{C_avg}分别为冷凝段表面最高温度，最低温度和平均温度；Q为根据傅里叶导热定律计算所得的热流量；A_h为加热段横截面积。

测试误差主要来源于热电偶测温误差。所用 K 型热电偶测量精度为 0.15°C，根据误差传递公式，假设$f=f(x,y,z\ldots)$，则

$$\delta f=\sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2\delta x^2+\left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2\delta y^2+\left(\frac{\partial f}{\partial z}\right)^2\delta z^2+..} \tag{2.6}$$

计算可得本研究中各关键物理量的不确定度

表 1 不确定度分析 0.3/1.732

物理量	不确定度
T_{E_max}，T_{C_max}，T_{E_min}，T_{C_min}	±0.150°C
T_{E_avg}，T_{C_avg}	±0.050°C

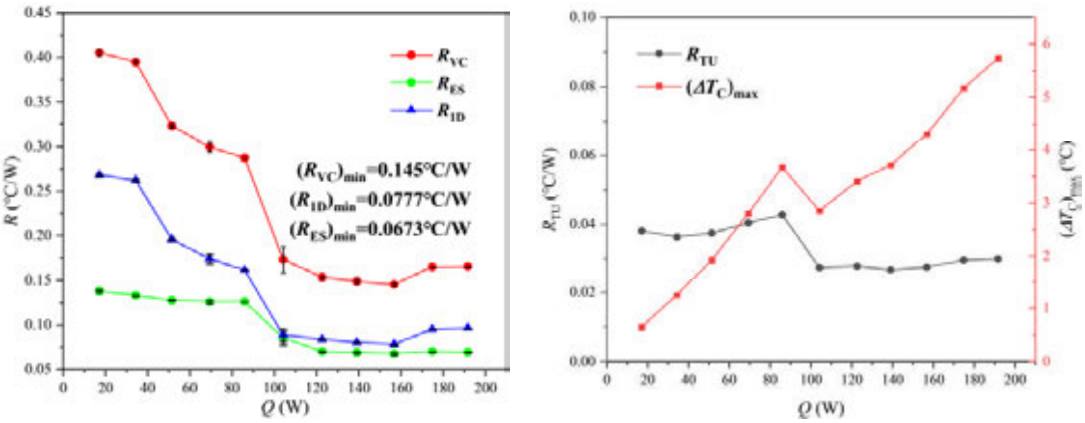
Q，q	±0.310%
R_{TU}	±11.5%
R_{ES}	±3.35%
$R_{1\mathrm{D}}$	±0.77%
R_{VC}	±2.86%

3 结果与讨论

由于 PTFE 的使用温度极限为 240℃，所以本文中功率最大为 220 W。在整个测试过程中，水冷系统的循环冷却水温度为 20.0 °C、流量为 13.4 L/min。

3.1 传热特性及热阻分析

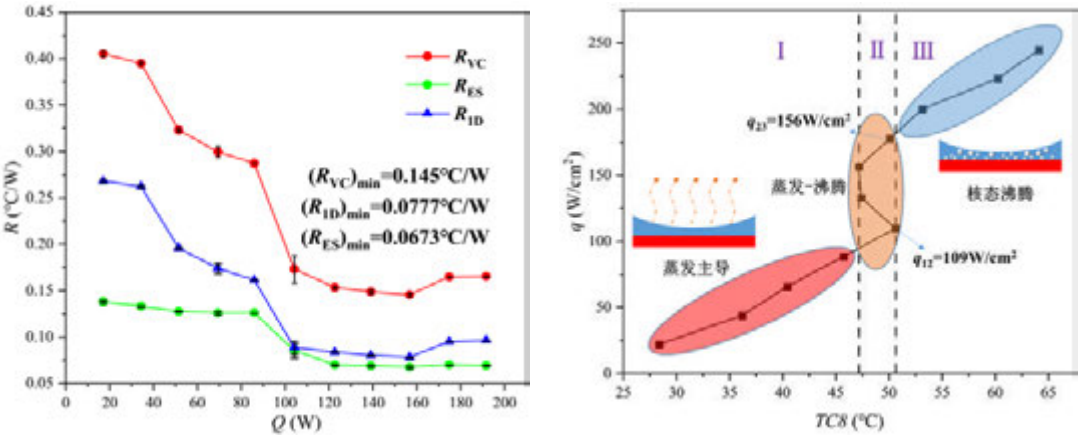
图 8 为均热板热阻及冷凝面最大温差随热流量的变化曲线。总体来讲，扩散热阻，一维热阻及总热阻随着热流量的增加而下降，分别在 157 W 时达到最小值，在 104 W 时呈现阶跃下降。均温热阻同样在 104 W 时呈现阶跃下降，在低于 104 W 时随着热流量的增加而稍微增加，在高于 104 W 时则几乎保持不变。



(a) 传热热阻随热流量变化　　(b) 均温热阻及冷凝面最大温差随热流量变化

图 8 均热板热阻及冷凝面最大温差随热流量变化曲线

均热板的传热性能的变化主要受到其内部相变方式在不同热流密度下转变的影响。图 9 分别展示了均热板面积传热热阻及热源面最高温度随着热流密度的变化曲线。整体来讲，可以将均热板内工质相变分为蒸发主导阶段、蒸发-沸腾共存阶段及核态沸腾主导三个阶段。



(a) 面积传热热阻随热流密度变化　　(b) 热源面最高温度随热流密度变化

图 9 均热板面积传热热阻及热源面最高温度随热流量变化曲线

（1）当热流密度小于 109 W/cm² 时，即图 9 (b)中 I 区域。此时均热板腔体内工质相变处于蒸发主导阶段，蒸发热阻较高，均热板传热热阻相对较高。随着热流密度的增加，更多工质

参与相变，液膜厚度降低，液膜导热热阻降低，均热板传热热阻降低；工质相变的质量流量增加，蒸汽在腔体内的运动速度及压降增加，饱和状态下蒸汽温度下降更多，导致均温热阻缓慢增加。在这一阶段，热源中心温度随热流密度增加而明显增加。

（2）当热流密度大于 109 W/cm^2 小于 156 W/cm^2 时，即图 9 (b)中 II 区域。均热板内工质开始核态沸腾，此时工质相变处于蒸发和沸腾的共存阶段。开始核态沸腾后，由于沸腾的传热系数远大于蒸发的传热系数，因此均热板传热热阻显著降低。均温热阻降低可能是由于气泡破裂带来动能或者是更广泛的蒸发/沸腾使蒸汽运动距离变短而导致压降降低。此时热源中心温度随着热流密度的增加不增反降，表明沸腾导致均热板传热效率的大幅增强。

（3）当热流密度大于达到 156 W/cm^2 时，即图 9 (b)中III区域。此时均热板内部进行着剧烈的沸腾，相变处于核态沸腾主导地位。此时随着热流密度的增加，均热板传热热阻缓慢减小，这是由于随着热流密度的增加，工质过热度增加，沸腾更加剧烈，传热更加有效，导致热阻降低。此时均温热阻几乎不发生变化。

值得指出，在本研究的热流密度范围内并没有发生芯体的局部蒸干现象或膜态沸腾现象，说明均热板临界热流密度大于 244 W/cm^2、传热能力大于 191 W。

图 10 展示了均热板作为冷却系统时温度分布随热流密度变化的关系。在整个测试过程中，蒸发段最高温度为 64.1 ℃，低于芯片失效温度。随着热流密度的增加，冷凝段表面最大温差为 5.73 ℃，相比蒸发段最大温差 25.5 ℃降低了 77.5 %，说明该均热板能够有效地将热量扩散到冷凝段。

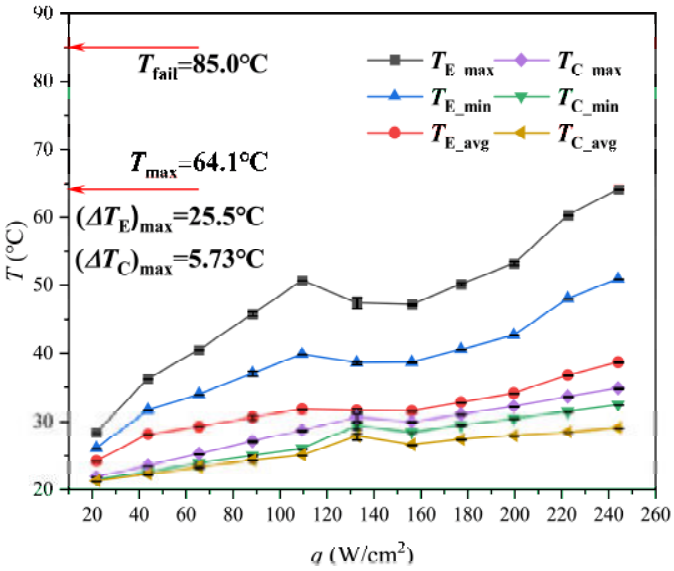


图 10 均热板温度分布随热流密度变化曲线

3.2 综合性能评估

下表 2 及图 11 分别展示了本文均热板与其他结构均热板[19, 21-25]的结构及性能比较。总体来说，本文研究均热板由于铜板较厚导致总热阻相对较高，但具有更高的传热极限。

表 2 本文研究均热板与其他均热板结构比较

均热板	蒸发段结构	冷凝段结构
本文研究	超亲水铜反蛋白石	超疏水铜
[21]	烧结铜粉	烧结铜粉
[19]	双粒径烧结铜粉	超疏水铜
[23]	泡沫铜	泡沫铜
[24]	烧结铜粉复合芯体	烧结铜粉复合芯体
[25]	沟槽丝网复合芯体	沟槽丝网复合芯体

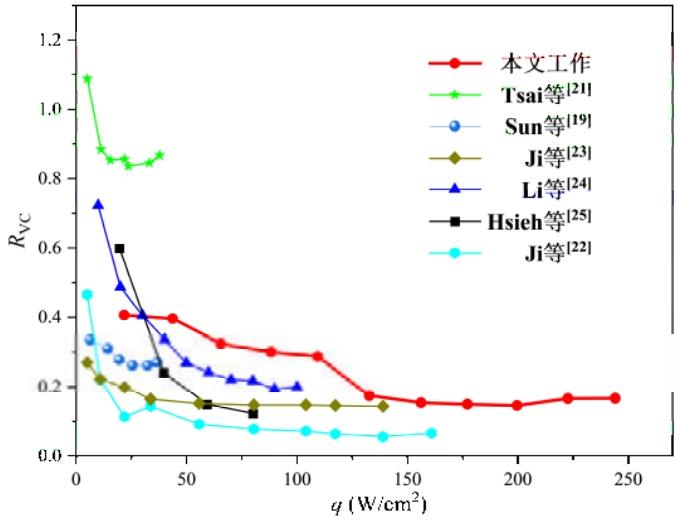


图 10 本文研究均热板与其他均热板的性能比较

4 结论

本文设计制作了一种以表面超亲水改性铜反蛋白石吸液芯均热板，并对其扩散热阻、一维热阻、总热阻、均温热阻及传热极限等进行了实验研究，结果表明：

（1）该均热板能够将提供超过 244 W/cm^2 的高热流密度散热能力，最低总热阻为 0.145 ℃/W，最低均温热阻为 0.0267 ℃/W。

（2）与蒸发段表面温度相比，该型均热板将冷凝段表面温差降低了 77.5 %，能够在高热流密度条件下将热点温度控制在 64.1 ℃ 以内。

（3）该均热板内工质相变可以分为蒸发主导区、蒸发-沸腾共存区及核态沸腾主导区三个阶段。

参考文献

[1] 郝俊娇, 潘日, 周刚, 等. 高热流密度电子元件中热管散热技术的进展. 化工进展, 2015, 34(05): 1220-1224+1231
HAO Jun-Jiao, PAN Ri, ZHOU Gang, et al.Chemical Industry and Engineering Progress, 2015, 34(05): 1220-1224+1231

[2] 李聪. 基于不同热负荷的超薄均热板传热传质特性研究: [博士论文]. 武汉: 华南理工大学, 2019
Li Cong. Analysis on Heat and Mass Transfer Characteristic of Ultra-thin Vapor Chamber Based on Different Heat Loads: [Ph.D. Thesis]. Wuhan: South China University of Technology, 2019

[3] Chen Gong, Tang Yong, Duan Longhua, et al. Thermal Performance Enhancement of Micro-Grooved Aluminum Flat Plate Heat Pipes Applied in Solar Collectors. Revewable Energy, 2020, 146: 2234-2242

[4] Koukoravas T P, Damoulakis G, Megaridis C M, et al. Experimental Investigation of a Vapor Chamber Featuring Wettability-Patterned Surfaces. Applied Thermal Engineering, 2020, 178:115522

[5] Huang Jia-Le, Zhou Wei, Xiang Jian-Hua, et al. Development of Novel Flexible Heat Pipe with Multistage Design Inspired by Structure of Human Spine. Applied Thermal Engineering, 2020, 175: 115392

[6] 彭毅. 基于植物叶片结构的仿生均热板研究: [博士论文]. 武汉: 华南理工大学, 2015
Peng Yi. Study of Bionic Vapor Chamber Based on the Plant Leaf Structure: [Ph.D. Thesis]. Wuhan: South China University of Technology, 2015

[7] Egbo M. A Review of the Thermal Performance of Vapor Chambers and Heat Sinks: Critical Heat Flux,

Thermal Resistances, and Surface Temperatures. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 183: 122108

[8] ZOHURI B. Heat Pipe Design and Technology: Modern Applications for Practical Thermal Management, Second Edition. Springer. Berlin, 2016

[9] Xie Dong-Dong, Sun Yun-Na, Wang Gui-Lian, et al. Significant Factors Affecting Heat Transfer Performance of Vapor Chamber and Strategies to Promote It: A Critical Review. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 175: 121132

[10] Bulut M, Kandikar S G, Sozbir N. A Review of Vapor Chambers. Heat Transfer Engineering, 2019, 40(19):1551-1573

[11] 万意, 闫珂, 董顺,等. 微型平板热管技术研究综述.电子机械工程, 2015, 31(5): 5-10+14
WAN Yi, YAN Ke, DONG Shun, et al. Review on Flat Micro-heat Pipe Technology. Electro-Mechanical Engineering, 2015, 31(5), 5-10+14

[12] 陈恭. 气液共面结构超薄均热板设计制造及其性能研究: [博士论文]. 武汉: 华南理工大学,2021
Chen Gong, Design, Fabrication and Performance of Ultrathin Vapor Chamber with Gas-liquid Coplanar Structure: [Ph.D. Thesis]. Wuhan: South China University of Technology, 2021

[13] Cai Qing-Jun, Chen Bing-Chung, Tsai Chia-Lun. Design, Development and Tests of High-performance Silicon Vapor Chamber. Journal of Micromechanics and Microengineering, 2012, 22(3): 9

[14] Nam Y, Sharratt S, Byon C, et al. Fabrication and Characterization of the Capillary Performance of Superhydrophilic Cu Micropost Arrays. Journal of Microelectromechanical Systems, 2010, 19(3): 581-588

[15] Yang Kai-Shing, Lin Chen-Chuan, Shyu Jin-Cherng, et al. Performance and Two-phase Flow Pattern for Micro Flat Heat Pipes. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014, 77: 1115-1123

[16] Zeng Jian, Lin Lang, Tang Yong, et al. Fabrication and Capillary Characterization of Micro-grooved Wicks with Reentrant Cavity Array. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 104: 918-929

[17] Zeng Jian, Zhang Shi-Wei, Chen Gong, et al. Experimental Investigation on Thermal Performance of aluminum Vapor Chamber Using Micro-grooved Wick with Reentrant Cavity Array. Applied Thermal Engineering, 2018, 130: 185-194

[18] Luo Jia-Li, Mo Dong-Chuan, Wang Ya-Qiao, et al. Biomimetic Copper Forest Wick Enables High Thermal Conductivity Ultrathin Heat Pipe. ACS Nano, 2021, 15: 6614-6621

[19] Sun Zhen, Chen Xiao-Dan, Qiu Hui-He. Experimental Investigation of a Novel Asymmetric Heat Spreader with Nanostructure Surfaces. 2014, 52: 197-204

[20] Boreyko J, Chen C H. Self-Propelled Dropwise Condensate on Superhydrophobic Surfaces. Physical Review Letters, 2009, 103(18): 184501

[21] Tsai Meng-Chang, Kang Shuang-Wen, De Paiva K V. Experimental Studies of Thermal Resistance in a Vapor Chamber Heat Spreader. Applied Thermal Engineering, 2013, 56(1-2): 38-44

[22] Ji Xian-Bing, Li Hong-Chuan, Xu Jin-Liang, et al. Integrated Flat Heat Pipe with a Porous Network Wick for High-heat-flux Electronic Devices. Experimental Thermal and Fluid Science, 2017, 85: 119-131

[23] Ji Xian-Bing, Xu Jin-Liang, Abanda A M. Copper Foam Based Vapor Chamber for High Heat Flux Dissipation. Experimental Thermal and Fluid Science, 2012, 40: 93-102

[24] Li Ji, Lv Lu-Cang. Experimental Studies on a Novel Thin Flat Heat Pipe Heat Spreader. Applied Thermal Engineering, 2016, 93: 139-146

[25] Hsieh J C, Huang H J, Shen S C. Experimental Study of Microrectangular Groove Structure Covered with Multi Mesh Layers on Performance of Flat Plate Heat Pipe for LED Lighting Module. Microelectronics Reliability, 2012, 52(6): 1071-1079

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233107

超亲水泡沫镍表面抑制 Leidenfrost 效应的机理研究

都家宇，李衍智，闵琪*，孙立斌，吴莘馨，张丽
清华大学核能与新能源技术研究院，先进核能技术协同创新中心，先进反应堆工程与安全教育部重点实验室，北京 10084
Tel: 13810105350, Email: minq86@mail.tsinghua.edu.cn

摘要：本文采用一种简便低廉的高温氧化工艺，制备了三种不同孔径的超亲水泡沫镍表面，实现了液滴在数十毫秒内的超快渗透，有效将 Leidenfrost 温度提升至 500℃以上。泡沫镍的超亲水性、高孔隙率和大孔径是产生这些优异性能的主要原因。本文阐明了孔径和表面温度对液滴渗透行为和传热特性的影响机理，研究发现，中等孔径更有利于液滴快速渗透。此外，由于有效导热系数和比表面积之间的竞争关系，孔径在高温工况下对热流密度的影响可以忽略不计。

关键词：超亲水泡沫镍，液滴渗透，Leidenfrost 效应，强化传热

0 前言

随着大功率电子元件的不断产生、电子器件的小型化和集成化，自然对流等传统冷却方式已经无法满足日趋增长的散热需求，探索更高效的新型冷却技术成为当前面临的主要挑战。喷雾冷却是通过喷嘴将冷却工质雾化成小液滴，均匀喷射到热表面，利用相变换热和强迫对流来带走热量。喷雾冷却能够提供高达 1000 W/cm^2 的超高临界热流密度，并具备温控性好、所需工质流量小等优势[1]。因此，喷雾冷却在高热通量电子设备的冷却上展现出较好的潜力，引起了广泛的关注。然而，当表面温度高于某一临界值时，液滴迅速的气化将在液体和固体之间产生一层连续、稳定的蒸汽薄层，这就是著名的 Leidenfrost 现象，出现这一现象的临界温度也被称为 Leidenfrost 温度。由于蒸汽层的热阻很高，Leidenfrost 现象会导致喷雾冷却的换热能力显著恶化[2,3]。研究发现，当 Leidenfrost 效应出现时，热流密度从 150~200 W/cm^2 降至 20~50 W/cm^2[4]。因此，在金属合金淬火、核燃料棒冷却和电子设备的热管理等领域均不希望出现 Leidenfrost 效应[5-9]。

在过去几十年里，研究人员投入了大量的精力来抑制 Leidenfrost 效应。为了实现这一目标，已经尝试了各种方法，包括表面改性、微纳表面结构设计、添加表面活性剂、施加电场等[10-13]。在这些方法中，微纳结构表面被认为是提高 Leidenfrost 温度的最佳方式，因为它们能够有效地调节蒸汽和液体的动态行为。不同尺度的表面结构在抑制 Leidenfrost 效应上发挥着不同的作用。纳米结构[14-18]主要通过纳米级孔隙强大的毛细

基金项目：国家自然科学基金（No.51976104）

力锁住更多的液体，而微结构[19-22]主要通过提供更高的渗透率降低液滴所受的蒸汽压力。然而，单凭纳米结构或微结构很难将 Leidenfrost 温度超过 500℃。此外，文献中报道的大多数微纳结构表面均由硅基材料制成，种类相对单一，如硅纳米线[16-18]和硅微柱阵列[20-22]，这严重限制了它们在需要具有高导热性和优异机械性能的钢铁和航空航天等工业领域的应用。分层结构表面将纳米结构的毛细效应和微米结构的蒸汽疏散优势相结合，在抑制 Leidenfrost 效应方面表现出非凡的性能。Farokhnia 等人[23]提出了一种多尺度解耦分层结构，由阳极氧化铝纳米膜组装在深微柱结构顶部，将 Leidenfrost 温度提高至 570℃以上。最近，Jiang 等人[24]设计了一种由钢柱阵列和嵌入式纳米级二氧化硅纤维膜组成的结构热装甲，显著抑制了 Leidenfrost 效应，最高可达 1150℃以上。然而，制备这些分层结构表面是复杂的，因为需要将不同尺度的结构表面通过烧结等工艺紧密结合在一起，从而对表面材料提出了较高要求。

综上所述，单一尺度的结构表面无法有效解决超高温表面的 Leidenfrost 效应，分层结构表面的制备工艺复杂并且对材料的要求较高。由于具备高导热系数、超高孔隙率以及大比表面积，通孔泡沫金属被认为是强化相变传热最有前途的材料之一[25-27]。此外，泡沫金属的结构骨架能够提供天然的、互相连通的蒸汽疏散通道，而大量的微孔则通过毛细芯吸作用防止液滴脱离表面。因此，具有复合功能的泡沫金属有望突破已知单一尺度结构表面的 Leidenfrost 温度极限。然而，尚未有学者在公开发表的文献中对泡沫金属在抑制 Leidenfrost 效应方面开展研究。

因此，本文通过简便低廉的高温氧化方法制备了超亲水泡沫镍表面，在不同孔径参数和表面温度工况下，系统研究了液滴撞击泡沫镍表面的渗透行为和传热特性。结果表明，超亲水泡沫镍表面能够实现数十毫秒内的超快液滴渗透，有效将 Leidenfrost 温度提高到 500℃以上，从而证实了泡沫金属在抑制 Leidenfrost 效应上的显著优势。此外，本文通过压力平衡和传热学方法，建立了相应的理论模型，揭示了超亲水泡沫镍抑制 Leidenfrost 效应及其传热特性的内在机理。

1 实验方法

1.1 超亲水泡沫镍的制备

本文采用三种不同孔密度的通孔泡沫镍（35PPI，75PPI 和 110PPI）来研究孔径对液滴渗透和传热过程的影响。其中，PPI 代表单位英寸长度上的孔数，泡沫镍的大小为 20mm×20mm×2mm。简单起见，本文将三种泡沫镍分别重新命名为NF35，NF75和NF110。通过同等体积的泡沫镍和实心镍的质量比，测量得到了泡沫镍的孔隙率 ε 约为 0.97。相比于常规多孔表面（ε 一般不超过 0.6），泡沫镍的孔隙率是相当高的[28-31]。通过图 1(a)展示的泡沫镍扫描电镜图像，NF35，NF75 和 NF110 的平均孔径 d_p 分别约为 718±122 μm，308±63 μm 和 205±49 μm。图 1(b)展示了液滴在三种泡沫镍上的平衡接触角 θ_e，对于 NF75 和 NF110，θ_e 分别为 118°和 110°，泡沫镍的疏水性不利于液滴快速渗透进入泡沫镍。为了提高润湿性，采用简单的高温氧化工艺，在无需其他处理的情况下制备了超亲水泡沫镍。在典型的制备工艺中，原始的泡沫镍在常温下加热至 500℃，持续 10 分钟，观察到在高温处理后，原始的银灰色泡沫镍变黑，这是因为高温加热在泡沫镍表面上形成了一层氧化镍 [32]。高温处理后的泡沫镍在室温下空气淬火，最终得到超亲水泡沫镍。

图 1(c)显示了高温氧化后的泡沫镍和实心镍表面上液滴的平衡接触角。观察到液滴完全渗透到泡沫镍的微孔中，θ_e 接近于零，而在实心镍表面上，θ_e 从 67° 降至 5°，进一步证实高温处理可以提高润湿性。此外，如图 1(d)中更高倍率的扫描电镜图像所示，高温处理在泡沫镍的骨架上产生了纳米皱纹状的氧化镍层，这些纳米皱纹是表面呈现超亲水性的根本原因。

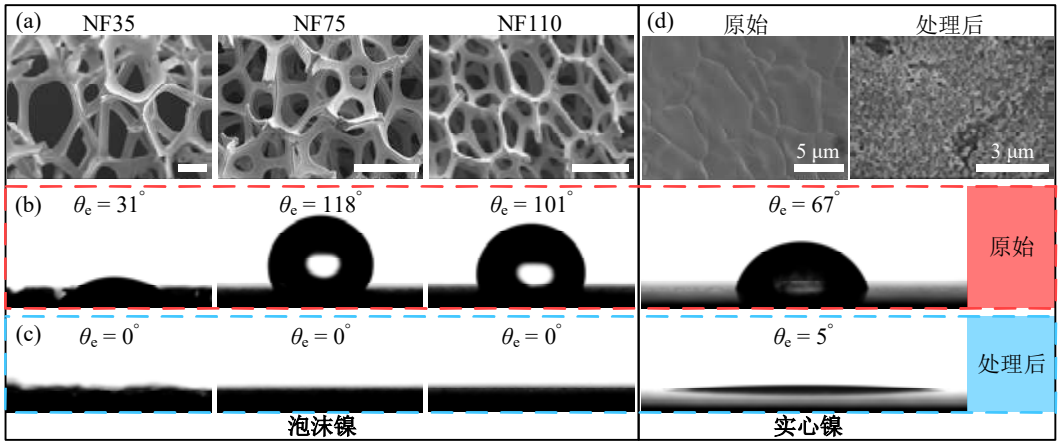


图 1 (a)原始泡沫镍的低倍率扫描电子显微镜图像，比例尺为 0.5 mm。(b)原始和(c)高温氧化处理的泡沫镍和实心镍表面上液滴的平衡接触角。(d)高温氧化处理前后泡沫镍骨架的高倍率扫描电子显微镜图像。

1.2 实验装置与实验工况

本文采用的高速成像系统和高温加热装置如下所述。简单来说，使用了 3×100 W 的筒式加热器来加热被测试样品，表面温度使用放置在样品顶部的 K 型热电偶进行测量。最大加热温度控制在 500℃左右，因为当温度达到 600℃时会对泡沫镍造成损伤。在每次实验中，从注射器中生成一个初始半径为 $R_0 = 1.38\pm0.03$ mm 的水滴，并从初始高度 $h_0 \approx 11.8$ mm 的位置释放。水滴以固定的撞击速度 $U_0 \approx 0.48$ m/s 和固定的韦伯数 $We \approx 8.7$ 撞击基板。这里，$We = 2\rho U_0^2 R_0 / \gamma$ 表示惯性力和毛细力的比值，其中 ρ = 998 kg/m^3 和 γ = 72.8 mN/m 分别是室温下水的密度和表面张力[33]。采用高速摄影机(Phantom, VEO1010)以 1000~8000 帧/秒的速度从侧面和顶部视角捕捉液滴碰壁后的过程。在饱和温度下，水的物理性质如下所示：对于蒸汽，导热系数 k_v = 0.025 W/(m·K)，密度 ρ_v = 0.598 kg/m^3，动力粘度 $\mu_v = 1.23\times10^{-5}$ Pa·s；对于液体，导热系数 k_l = 0.679 W/(m·K)，密度 ρ_l = 958.35 kg/m^3，动力粘度 $\mu_l = 2.86\times10^{-4}$ Pa·s，表面张力 γ_{lv} = 58.8 mN/m，汽化潜热 h_{lv} = 2257 kJ/kg[34]。

2 结果与讨论

2.1 液滴撞击泡沫镍的渗透特性

图 2 展示了在四种不同表面温度下（T_s = 200℃、325℃、385℃和 500℃），液滴在三种超亲水泡沫镍表面（NF35、NF75 和 NF110）上的渗透行为。值得注意的是，即使在 500℃的高温下，液滴也完全渗透进入泡沫镍中，没有观察到 Leidenfrost 现象，如图 2(d)所示。如图 2(a)所示，在 T_s = 200℃时，泡沫镍表现出较强的渗透能力，液滴在 6 ms 内渗透进入泡沫镍中，且孔径大小对渗透时间的影响较小。渗透时间定义为液滴从刚接

触泡沫镍表面到完全渗透进入泡沫镍的时间间隔。随着表面温度的升高，强烈的气泡成核引起了更高的蒸汽压力，阻碍了液滴的渗透。因此，较高的表面温度使液滴需要更长的时间才能渗透到泡沫镍中[见图 2(b)-(d)]。特别是当 NF110 加热到 385℃时，由于 Rayleigh-Plateau 不稳定性[35]，14.13 ms 时出现射流夹断现象，这导致一个子液滴从射流顶部喷出。这种夹断现象阻碍了液滴渗透，因为喷出的子液滴只能依靠重力返回基底，而泡沫镍的毛细力无法作用于空中的子液滴。从图 2 中还可以发现，即使在高达 500℃的表面温度下，渗透时间仅为几十毫秒，这比先前的工作快 1 到 2 个数量级[23,24,36-40]。这种超快速渗透可以归因于数百微米的、相互连接的孔隙和超高的孔隙率，这些因素显著提高了渗透性，促进了蒸汽排放，减小了流动阻力。此外，泡沫镍的超亲水性增强了毛细力，有助于通过毛细作用芯吸更多液体。

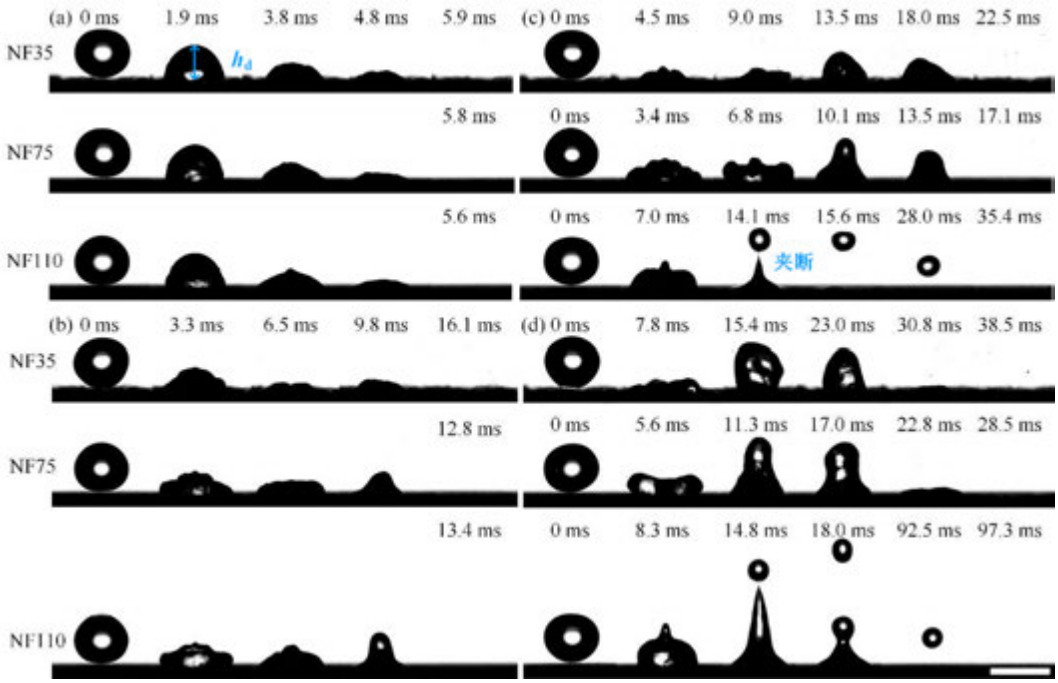


图 2 三种超亲水泡沫镍表面上的液滴渗透行为，(a)T_s = 200℃，(b)T_s = 325℃，(c)T_s = 385℃，(d)T_s = 500℃。比例尺为 3.0 mm。

图 3(a)展示了渗透时间 t_p 与表面温度 T_s 之间的关系，如图 3(a)所示，当 T_s 低于 215℃时，t_p 在 5.8 ms 左右维持恒定。然而，当 T_s 超过 215℃时，t_p 随 T_s 呈近似线性增加，并且孔径对 t_p 的影响逐渐变得明显。因此，基于渗透时间的变化，泡沫镍的渗透特性在不同的温度范围内由不同的机制控制。图 3(b)展示了在 NF35 上液滴高度 h_d 随时间的演变规律。如图(b)所示，当 T_s<215℃时，h_d 从 $2R_0$ 线性减小到 0，且不受表面温度的影响。此外，实验渗透时间与估计值 $2R_0/U_0$=5.75 ms 非常吻合，表明在第一种机制下渗透过程完全由惯性力主导，而蒸汽压力和流动阻力对 t_p 的影响可以忽略不计。因此，本文将第一种机制定义为惯性区，在图 3(a)中用黄色突出显示。

与第一种机制相比，在第二种机制下 h_d 的变化是非单调的，这是由于液滴底部的蒸汽压力更强造成的。具体而言，在短暂的线性减小后，h_d 的减小速率逐渐减缓。在这个

阶段，一部分初始动能转化为表面能，剩下的被粘性力和蒸汽阻力耗散。随着储存的表面能的释放，h_d 反向增加并达到峰值。观察到这个峰值高度随着 T_s 的增加而增加，这是由于较强的蒸汽压力阻碍了液滴渗透并增强了液滴伸长。最后，h_d 从峰值减小到零，h_d 的减小速率与孔径密切相关。这意味着第二种机制的渗透过程受毛细力控制。因此，本文将第二种机制定义为毛细区，在图 3(a)中用绿色突出显示。

如图 3(a)所示，与 NF35 和 NF75 相比，NF110 的 t_p 和 T_s 之间的关系不是严格的线性关系。在 T_s > 385℃时，NF110 的夹断现象导致 t_p 的增加更加显著。相比之下，即使在更高的温度（约 500℃）下，NF35 和 NF75 上也没有观察到夹断现象[见图 2(d)]。此外，如图 3(a)所示，NF75 表现出最短的渗透时间，表明始终的孔径对于减少 t_p 更有效。从定性角度来看，过小的孔径导致渗透率不足，而过大的孔径抑制毛细芯吸。这两个极端情况都不利于液滴快速渗透。

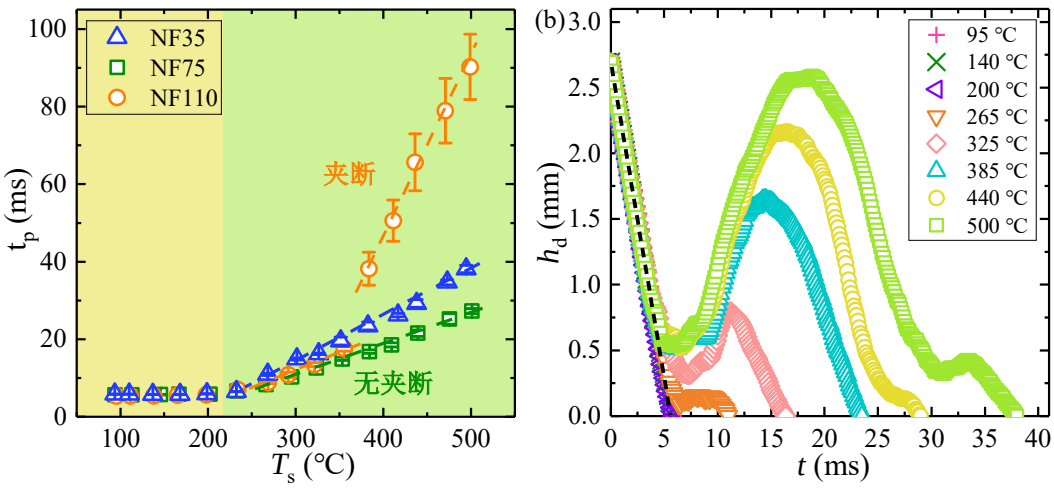


图 3 (a)渗透时间 t_p 与表面温度 T_s 的关系，其中黄色标记的为惯性区，绿色标记的为毛细区；(b)NF35 表面上液滴高度 h_d 随时间的演变规律，黑色虚线为惯性区实验点的拟合曲线。

2.2 压力平衡

根据图 4(a)中所呈现的示意图，泡沫镍抑制 Leidenfrost 效应的能力取决于毛细压力 P_c 和蒸汽压力 P_v 的平衡。当促使液滴渗透的毛细压力超过抵抗液滴渗透的蒸汽压力时，液滴完全渗透进入泡沫镍中，不会观察到 Leidenfrost 现象。否则，液滴会被向上的蒸汽力抬升，并悬浮在一个稳定的蒸汽层上。具体来说，由毛细效应引起的毛细压力表示为 $P_c = 2\gamma_{lv}\cos\theta_e/d_p$ [20,23]，其中 $\theta_e = 5^\circ$是高温氧化的实心镍表面上的液滴平衡接触角[见图 1(c)]。这表明，泡沫镍的高温氧化处理是必要的，因为超亲水性有助于增强毛细压力。在这项工作中，重力的影响被忽略，因为重力压力（$P_g = 4\rho_l g R_0/3$）的数量级约为 10^1 Pa，远小于数量级约为 10^2 Pa 的毛细压力。此外，根据达西定律，蒸汽压力被表达为 $P_v = \mu_v UL/K$ [15,41,42]，其中 U 代表蒸汽速度，L 代表泡沫镍的宽度（也是蒸汽流的特征长度），K 代表渗透率。

假设泡沫单元具有近似十二面体的形状，Calmidi 等人[43]提出了渗透率的半经验关

系式，$K=0.00073d_p^2(1-\varepsilon)^{-0.224}(d_f/d_p)^{-1.11}$，该模型后来被 Yang 等人[44]通过实验验证。表征阻力大小的骨架直径 d_f 与孔径 d_p 之比可以通过 $d_f/d_p=1.18\sqrt{1-\varepsilon/3\pi G^2}$ 确定，其中 $G=1-e^{-(1-\varepsilon)/0.04}$ 是一个形状参数，它解释了在较高孔隙率下骨架直径的增加。通过平衡蒸汽质量流量 $\varepsilon\rho_v U\lambda R_0$ 和液滴蒸发速率 qR_0^2/h_{lv}，蒸汽速度 U 可以表示为通过 $qR_0/\varepsilon\rho_v\lambda h_{lv}$ 进行缩放[20,24,41]，其中 q 表示热流密度，λ 表示泡沫镍的厚度。由于传递给液滴的热量主要来自热传导，热流密度可以表示为 $q=\Delta T_s/R_{th}$，其中 ΔT_s 为过热度，$R_{th}=\lambda/k_{eff}$ 为导热热阻[23]。根据每种物质的体积分数，可以通过 $k_{eff}=\varepsilon k_f+(1-\varepsilon)k_s$ 来估计有效导热系数[45]，其中 $k_f=(k_v+k_l)/2$ 为填充流体在 $t=0$ 和 $t=t_p$ 时的平均导热系数，而 $k_s\approx 80$ W/(m·K) 为加热的镍材料的导热系数。因此，蒸汽压力表示为

$$P_v=\frac{\mu_v k_{eff} R_0 L\Delta T_s}{\varepsilon\rho_v h_{lv}\lambda^2 K} \tag{1}$$

式(1)表明，增加孔径和孔隙率有助于降低蒸汽压力。前者提高了舌头捋，而后者降低了有效导热系数并提供了更高的渗透率。文献中已有的多孔表面的最大 Leidenfrost 温度约为 350℃ [28,31,42,46]，这是因为它们的孔径和孔隙率均十分有限，相比之下，泡沫镍在提高 Leidenfrost 温度方面表现出卓越的性能。图 4(b)中展示了毛细压力与蒸汽压力的比值（P_c/P_v）随表面温度变化。即使在超高温环境下（1000℃），P_c 仍大于 P_v。然而，超亲水泡沫镍究竟能否实现如此高的 Leidenfrost 温度，还需要进一步的实验验证。值得注意的是，尽管 P_c 和 P_v 随着孔径增加而减小，但 P_v 的减小幅度大于 P_c，因为 $P_v\sim 1/d_p^2$，而 $P_c\sim 1/d_p$。因此，P_c/P_v 随着孔径增大而增加，这表明较大的孔径更有助于抑制 Leidenfrost 现象。

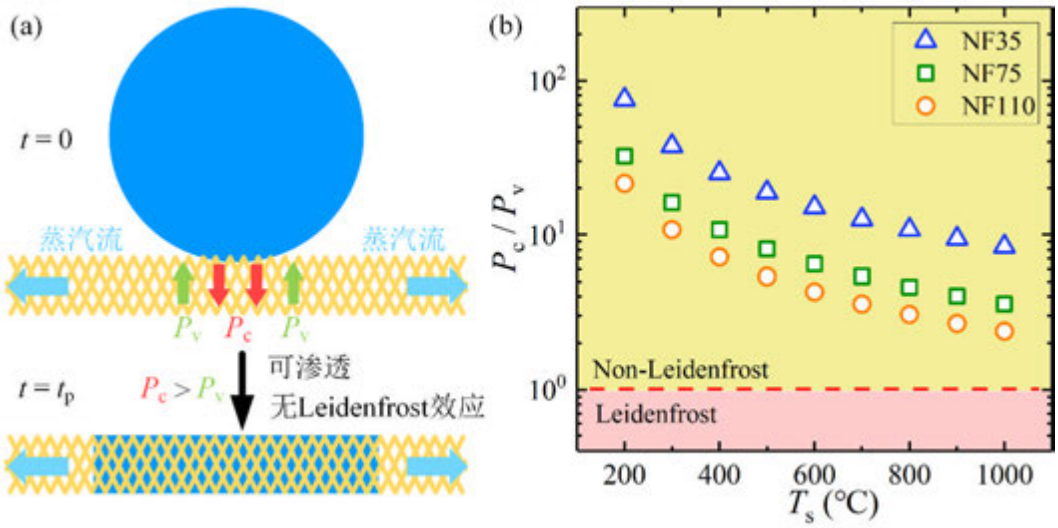


图 4 (a)渗透液滴及毛细压力和蒸汽压力平衡的示意图；(b)毛细压力与蒸汽压力之比 P_c/P_v 与表面温度 T_s 的关系。

2.3 传热分析

为了研究泡沫镍的微孔如何影响液滴传热特性，本文还在高温氧化的实心镍表面上

进行了液滴撞击实验。图 5(a)展示了固体镍表面上液滴寿命 t_{lt} 和平均热流密度($q = m_d h_{lv}/\pi R_0^2 t_{lt}$)随表面温度的变化情况，其中用不同颜色突出显示了四种传热机制。在这里，t_{lt} 被定义为液滴与表面初次接触到液滴完全蒸发之间的时间间隔，常用于表征表面的散热能力，而 m_d 表示液滴质量。需要注意的是，实心镍表面的液滴寿命和平均热流密度的曲线与文献中常见的平坦表面相一致[15,16]。具体而言，t_{lt} 首先下降到最小值，而 q 在 T_s≈165℃处达到临界热流密度 9.4 MW/m^2。随着液滴下方接触面积减小和蒸汽分数增加，t_{lt} 在过渡沸腾区内随着 T_s 显著增加，最终在约 235℃时达到约 71 秒的最大值，这是 Leidenfrost 效应的标志。与此同时，由于蒸汽层隔绝了从基底到液滴的热传递，q 下降了约两个数量级。在膜态沸腾区，由于液滴和表面之间的温差增加，t_{lt} 缓慢下降，而 q 缓慢增加。

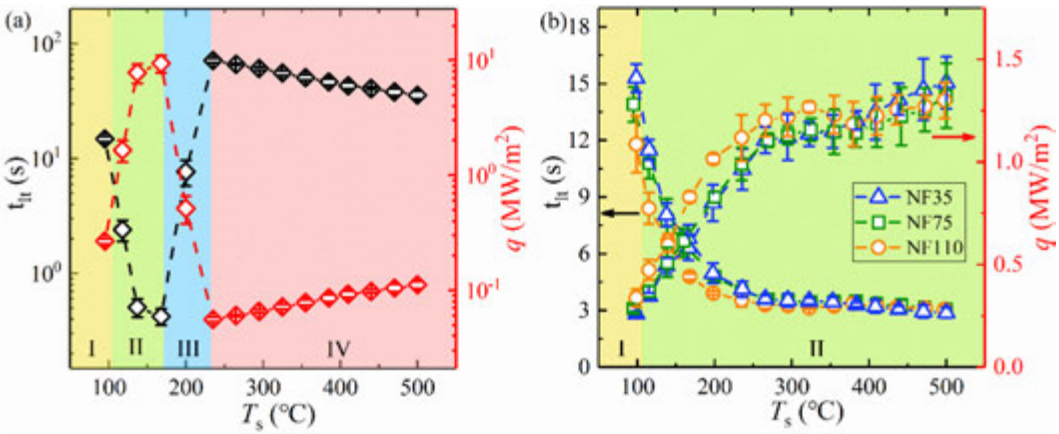


图 5 (a)实心镍表面和(b)泡沫镍表面的液滴寿命 t_{lt} 和平均热流密度 q 随表面温度的变化情况。实心镍表面上观察到四种传热机制：(I)液膜蒸发，(II)核态沸腾，(III)过渡沸腾，(IV)膜态沸腾，而泡沫镍表面上只观察到液膜蒸发和核态沸腾两种传热机制。

为了准确确定可渗透的泡沫镍表面上的液滴寿命，需要使用俯视高速摄像以测量液滴的蒸发时间。在渗透过程的初始阶段(T_s = 500℃)，大量雾化微液滴被喷射出来。随后，在泡沫镍内观察到剧烈的气泡生长和破裂。液滴寿命对应于阴影区域（润湿区域）消失的时刻，如图 6 中的虚线圈所示。三种泡沫镍的液滴寿命和平均热流密度与表面温度的关系展示在图 5(b)中。与实心镍表面相比，液滴寿命和热流密度分别随着 T_s 的增加而单调减小和增加。在高过热度下，t_{lt} 的减小速率非常小，因为高表面温度导致更多的气泡被困在泡沫镍内，限制了对液滴的传热。此外，传热机制仍处于液膜蒸发和核态沸腾阶段，在高达 500℃的温度下仍未转变为过渡沸腾阶段。值得注意的是，这个观察结果类似于 Jiang 等人[24]之前的研究中报告的结果，其中实现了 1150℃的超高 Leidenfrost 温度。然而，在低过热度下，泡沫镍的热流密度比实心镍表面要低得多，这是由于高孔隙率引起的低导热系数造成的。在高过热度下，尤其是对于实心镍表面膜态沸腾区的温度范围，泡沫镍的液滴寿命大约保持在 3 秒左右，比实心镍表面的液滴寿命小一个数量级。这种传热改善归因于泡沫镍的强毛细力、高渗透率和高孔隙率，它们有利于增强固液接触并降低蒸汽压力。

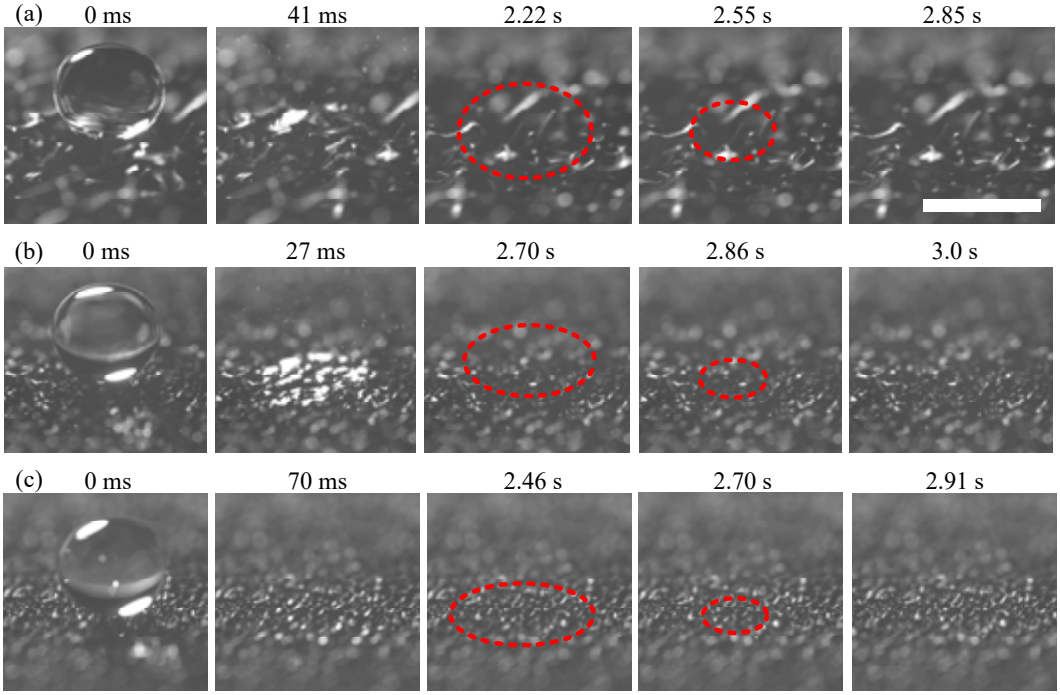


图 6 三种超亲水泡沫镍表面(a)NF35，(b)NF75 和(c)NF110 上液滴传热特性的俯视图像（T_s = 500℃）。虚线表示润湿区域，比例尺为 3.0 毫米。

下面我们分析孔径对泡沫镍传热的影响。根据传热学理论，传递给液滴的总热量可以表示为 $k_{eff}S_vV_d\Delta T_s/\lambda$，其中 S_v 表示比表面积，V_d 表示液滴体积。有效热导率可以通过 $k_{eff} = \varepsilon_v k_v+\varepsilon_l k_l+(1-\varepsilon)k_s$ 来确定，其中 ε_v 和 ε_l 分别表示泡沫镍中蒸汽和液体的平均体积分数，满足 $\varepsilon_v+\varepsilon_l=\varepsilon$。Liu[47]提出了一个半经验模型来预测泡沫镍的比表面积，其表达式为 $S_v = 128.2[(1-\varepsilon)^{0.5}-(1-\varepsilon)]/d_p(1-\varepsilon)^{1.41}$，并且与实验结果吻合良好。在本研究中，三种泡沫镍的孔隙率相同，因此随着孔径的减小，S_v 增加。在低过热度下，活跃的成核点较少且气泡密度较低，与 ε_l 相比，ε_v 要小得多，因此不同孔径的泡沫镍之间的 k_{eff} 差异可以忽略不计。这表明传热性能主要取决于 S_v。因此，减小孔径会导致液滴寿命略微减少，并且在低过热度下热流密度略微增加，如图 5(b)所示。然而，在高过热度下，发现液滴寿命和热流密度与孔径无关，本文将这种现象归因于比表面积和有效热导率之间的竞争关系。随着表面温度升高，气泡成核变得更加剧烈，较小的孔径降低了渗透率并增加了蒸汽气泡的排出阻力，将更多的气泡困留在泡沫单元中。这导致 ε_v 增加，进而使得 k_{eff} 减小。因此，较高的比表面积对强化传热的正效应被较低的有效导热系数抵消，导致具有不同孔径的泡沫镍之间的热流密度相近。

在上述研究内容的基础上，本文还开展了拓展性的研究工作。如图 7(a)所示，除泡沫镍表面外，泡沫铝表面在高温工况下也具备使液滴快速渗透和有效抑制 Leidenfrost 效应的能力，这表明泡沫金属的性能基本不受材料属性的影响，有助于其在工业领域的应用。此外，如图 7(b)和(c)所示，在不同液滴尺寸和撞击速度的实验参数下，均未在 NF75 表面上观测到 Leidenfrost 现象，这在一定程度上表明本文的研究结果能够适用于多种研究工况。

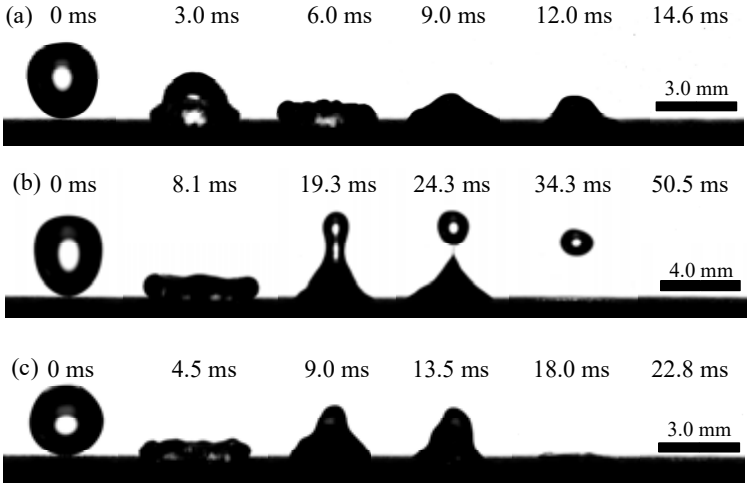


图 7 (a)T_s = 475℃时，95PPI 泡沫铝表面上的液滴渗透行为(U_0 = 0.43 m/s，R_0 = 1.45 mm)。T_s = 500℃时，NF75 表面上的液滴渗透行为(b)U_0 = 0.48 m/s，R_0 = 1.90 mm，(c)U_0 = 0.72 m/s，R_0 = 1.40 mm。

3 结　论

本文采用了一种低廉简便的高温氧化工艺来制备超亲水泡沫镍表面，系统研究了不同孔径和表面温度下，泡沫镍表面上的液滴渗透行为和传热特性。结果表明，与文献中已报道的多孔表面相比，泡沫镍表现出数十毫秒内的超快速液滴渗透和高于 500℃的 Leidenfrost 温度。基于毛细压力和蒸汽压力平衡的理论分析，本文发现泡沫镍表面的这些优异性能主要源于促进毛细芯吸的超亲水性、降低有效导热系数的高孔隙率以及增强渗透率的大孔径。其中，超亲水性增强了毛细压力，而低导热系数和高孔隙率降低了蒸汽压力。

本文将液滴在泡沫镍表面上的渗透行为分为惯性区和毛细区。在惯性区，渗透时间保持恒定，不受孔径和表面温度的影响；在毛细区，渗透时间随表面温度线性增加，并且观察到了在孔径最小的泡沫镍表面上的夹断现象，这显著延迟了渗透过程。结果表明，适中的孔径最有利于缩短渗透时间。此外，与 Leidenfrost 温度为 235℃的实心镍表面相比，泡沫镍表面的传热机制在超过 500℃时仍处于核态沸腾区，从而导致热流密度增加一个数量级。本文提出的传热模型揭示了在低过热度下，热流密度随孔径减小而增加的原因是较大的比表面积；在高过热度下，比表面积与有效导热系数之间的竞争关系导致孔径对热流密度的影响可以忽略不计。

本文的研究结果为有效抑制 Leidenfrost 效应提供了一种新策略，即使用高孔隙率和亚毫米孔径的泡沫金属。然而，由于泡沫金属的有效导热系数较低且存在大量滞留的气泡，因此在未来需要更多的努力以提高其临界热流密度。此外，为了扩大泡沫金属在钢铁工业和核电厂的热管理中的应用前景，还需要提高其高温耐受性。

参考文献

[1] Chen, H.; Ruan, X.; Peng, Y.; Wang, Y.; Yu, C. Application status and prospect of spray cooling in electronics and energy conversion industries. Sustain. Energy Technol. Assess. 2022, 52, 102181.

[2] Liang, G.; Mudawar, I. Review of spray cooling–Part 2: High temperature boiling regimes and quenching applications. Int. J. Heat Mass Transfer 2017, 115, 1206–1222.

[3] Liang, G.; Mudawar, I. Review of drop impact on heated walls. Int. J. Heat Mass Transf. 2017, 106, 103-126.

[4] Prasad, D.; Sharma, A.; Dash, S. Influence of the substrate permeability on Leidenfrost temperature. Int. J. Heat Mass Transf. 2021, 178, 121629.

[5] Breitenbach, J.; Roisman, I. V.; Tropea, C. From drop impact physics to spray cooling models: a critical review. Exp. Fluids 2018, 59(3), 1-21.

[6] Liu, M.; Du, H.; Cheng, Y.; Zheng, H.; Jin, Y.; To, S.; Wang, S. Wang, Z. Explosive pancake bouncing on hot superhydrophilic surfaces. ACS Appl. Mater. Interfaces 2021, 13(20), 24321-24328.

[7] Liu, C.; Lu, C.; Yuan, Z.; Lv, C.; Liu, Y. Steerable drops on heated concentric microgroove arrays. Nat. Commun. 2022, 13(1), 3141.

[8] Li, J.; Hou, Y.; Liu, Y.; Hao, C.; Li, M.; Chaudhury, M. K.; Yao, S.; Wang, Z. Directional transport of high-temperature Janus droplets mediated by structural topography. Nat. Phys. 2016, 12(6), 606-612.

[9] Bandaru, S. V. R.; Villanueva, W.; Thakre, S.; Bechta, S. Multi-nozzle spray cooling of a reactor pressure vessel steel plate for the application of ex-vessel cooling. Nucl. Eng. Des. 2021, 375, 111101.

[10] Talari, V.; Behar, P.; Lu, Y.; Haryadi, E.; Liu, D. Leidenfrost drops on micro/nanostructured surfaces. Front. Energy 2018, 12, 22-42.

[11] Saneie, N.; Kulkarni, V.; Fezzaa, K.; Patankar, N. A.; Anand, S. Boiling transitions during droplet contact on superheated nano/micro-structured surfaces. ACS Appl. Mater. Interfaces 2022, 14(13), 15774-15783.

[12] Poudel, S.; Zou, A.; Maroo, S. C. Droplet evaporation on porous nanochannels for high heat flux dissipation. ACS Appl. Mater. Interfaces 2020, 13(1), 1853-1860.

[13] Dodd, L. E.; Wood, D.; Geraldi, N. R.; Wells, G. G.; McHale, G.; Xu, B. B.; Stuart-Cole, S.; Martin, J.; Newton, M. I. Low friction droplet transportation on a substrate with a selective Leidenfrost effect. ACS Appl. Mater. Interfaces 2016, 8(34), 22658-22663.

[14] Nair, H.; Staat, H. J. J.; Tran, T.; van Houselt, A.; Prosperetti, A. The Leidenfrost temperature increase for impacting droplets on carbon-nanofiber surfaces. Soft matter 2014, 10(13), 2102-2109.

[15] Kim, S. H.; Ahn, H. S.; Kim, J.; Kaviany, M.; Kim, M. H. Dynamics of water droplet on a heated nanotubes surface. Appl. Phys. Lett. 2013, 102(23), 233901.

[16] Auliano, M.; Auliano, D.; Fernandino, M.; Zhang, P.; Dorao, C. A. Water droplet dynamics on a heated nanowire surface. Appl. Phys. Lett. 2018, 113(25) 253703.

[17] Auliano, M.; Fernandino, M.; Zhang, P.; Dorao, C. A. Water droplet impacting on overheated random Si nanowires. Int. J. Heat Mass Transf. 2018, 124, 307-318.

[18] Auliano, M.; Auliano, D.; Fernandino, M.; Asinari, P.; Dorao, C. A. Can wicking control droplet cooling? Langmuir 2019, 35(20), 6562-6570.

[19] Kruse, C.; Anderson, T.; Wilson, C.; Zuhlke, C.; Alexander, D.; Gogos, G.; Ndao, S. Extraordinary shifts of the Leidenfrost temperature from multiscale micro/nanostructured surfaces. Langmuir 2013, 29, 9798-9806.

[20] Kwon, H.; Bird, J. C.; Varanasi, K. K. Increasing Leidenfrost point using micro/nano hierarchical surface structures. Appl. Phys. Lett. 2013, 103(20), 201601.

[21] Wei, M.; Song, Y.; Zhu, Y.; Preston, D. J.; Tan, C. S.; Wang, E. N. Heat transfer suppression by suspended droplets on microstructured surfaces. Appl. Phys. Lett. 2020, 116(23), 233703.

[22] Kim, D. E. Dynamic Leidenfrost temperature behaviors on uniformly distributed micropillars. Exp. Therm. Fluid Sci. 2020, 111, 109954.

[23] Farokhnia, N.; Sajadi, S. M.; Irajizad, P.; Ghasemi, H. Decoupled hierarchical structures for suppression of Leidenfrost phenomenon. Langmuir 2017, 33(10), 2541-2550.

[24] Jiang, M.; Wang, Y.; Liu, F.; Du, H.; Li, Y.; Zhang, H.; To, S.; Wang, S.; Pan, C.; Yu, J.; Quéré, D.; Wang, Z. Inhibiting the Leidenfrost effect above 1,000° C for sustained thermal cooling. Nature 2022, 601(7894), 568-572.

[25] Shi, J.; Du, H.; Chen, Z.; Lei, S. Review of phase change heat transfer enhancement by metal foam. Appl. Therm. Eng. 2022, 219(25), 119427.

[26] Cui, W.; Si, T.; Li, X.; Li, X.; Lu, L.; Ma, T.; Wang, Q. Heat transfer enhancement of phase change materials embedded with metal foam for thermal energy storage: A review. Renew. Sust. Energ. Rev. 2022, 169, 112912.

[27] Aly, S. P.; Arif, A. F. M.; Al-Athel, K. S. Mostaghimi, J.; Zubair, S. M. Performance of open pore metal foam heat sinks fabricated with thermally sprayed interface. Appl. Therm. Eng. 2016, 105, 411-424.

[28] Yu, Z.; Wang, F.; Fan, L. S. Experimental and numerical studies of water droplet impact on a porous surface in the film-boiling regime. Ind. Eng. Chem. Res. 2008, 47(23), 9174-9182.

[29] Lee, G. C.; Kim, S. H.; Kang, J.; Kim, M. H.; Jo, H. J. Leidenfrost temperature on porous wick surfaces: Decoupling the effects of the capillary wicking and thermal properties. Int. J. Heat Mass Transf. 2019, 145, 118809.

[30] Tan, H. Absorption of millimeter-and micrometer-sized droplets on nylon powder. Exp. Fluids 2022, 63(12), 187.

[31] Börnhorst, M.; Deutschmann, O. Single droplet impingement of urea water solution on a heated substrate. Int. J. Heat Fluid Flow 2018, 69, 55-61.

[32] Yu, Z.; Yun, F. F.; Gong, Z.; Yao, Q.; Dou, S.; Liu, K.; Jiang, L.; Wang, X. A novel reusable superhydrophilic NiO/Ni mesh produced by a facile fabrication method for superior oil/water separation. J. Mater. Chem. A 2017, 5(22), 10821-10826.

[33] Du, J.; Li, Y.; Wu, X.; Min, Q. Steerable directional bouncing and contact time reduction of impacting droplets on superhydrophobic stepped surfaces. J. Colloid Interface Sci. 2023, 629, 1032-1044.

[34] Yuan, W.; Wei, T.; Zhang, M. Dynamical vapour pocket of an impacting Leidenfrost droplet: Evaporation and scaling relations. Int. J. Heat Fluid Fl. 2022, 95, 108965.

[35] Rayleigh, L. On the instability of jets. Proc. London Math. Soc. 1878, 1(1), 4-13.

[36] Sajadi, S. M.; Irajizad, P.; Kashyap, V.; Farokhnia, N.; Ghasemi, H. Surfaces for high heat dissipation with no Leidenfrost limit. Appl. Phys. Lett. 2017, 111(2), 021605.

[37] Bhattacharjee, D.; Nazaripoor, H.; Soltannia, B.; Ismail, Md F.; Sadrzadeh, M. An experimental and

numerical study of droplet spreading and imbibition on microporous membranes. Colloid Surf. A-Physicochem. Eng. Asp. 2021, 615, 126191.

[38] Lee, J. B.; Radu, A. I.; Vontobel, P.; Derome, D.; Carmeliet, J. Absorption of impinging water droplet in porous stones. J. Colloid Interface Sci 2016, 471, 59-70.

[39] Hapgood, K. P.; Litster, J. D.; Biggs, S. R.; Howes, T. Drop penetration into porous powder beds. J. Colloid Interface Sci. 2002, 253(2), 353-366.

[40] Oostveen, M. L. M.; Meesters, G. M. H.; Van Ommen, J. R. Quantification of powder wetting by drop penetration time. Powder Technology 2015, 274, 62-66.

[41] Sahoo, V.; Lo, C. W.; Lu, M. C. Leidenfrost suppression and contact time reduction of a drop impacting on silicon nanowire array-coated surfaces. Int. J. Heat Mass Transf. 2020, 148, 118980.

[42] Lipson, N.; Chandra, S. Cooling of porous metal surfaces by droplet impact. Int. J. Heat Mass Transf. 2020, 152, 119494.

[43] Calmidi, V. V. Transport phenomena in high porosity fibrous metal foams. University of Colorado, 1998.

[44] Yang, H.; Li, Y.; Ma, B.; Zhu, Y. Review and a theoretical approach on pressure drop correlations of flow through open-cell metal foam. Materials 2021, 14(12), 3153.

[45] Calmidi, V. V. Mahajan R L. The effective thermal conductivity of high porosity fibrous metal foams. J. Heat Transf. 1999, 121(2).

[46] Avedisian, C. T.; Koplik, J. Leidenfrost boiling of methanol droplets on hot porous/ceramic surfaces. Int. J. Heat Mass Transf. 1987, 30(2), 379-393.

[47] Liu, P. S. A new method for calculating the specific surface area of porous metal foams. Philos. Mag. Lett. 2010, 90(6), 447-453.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233115

海水冻结微观特性的分子动力学研究

赵灿军[1]，林煜凯[1]，褚福强[2]，吴晓敏[1]*
（1 清华大学 能源与动力工程系 热科学与动力工程教育部重点实验室，北京 100084；
2 北京科技大学 能源与环境工程学院，北京 100083）
(Tel: 010-62770558, Email: wuxiaomin@mail.tsinghua.edu.cn)

摘要：海水冻结在科学和工业应用中具有重要意义，但目前对于海水冻结的微观特性缺乏深入的理解。本文采用分子动力学方法研究了海水冻结的微观特性，研究发现在 NaCl 溶液冻结过程中，Na^+和 Cl^-从冰锋处被排斥至液相中，使得液相盐度增加，直到达到该温度下的饱和浓度，并观察到了微观“盐水袋”的形成；冰锋推进的速率及稳定值随过冷度的增加或 NaCl 溶液浓度的减小而增加。上述研究结果有助于加深对微观海水结冰特性及机理的理解，进而推动海水冷冻脱盐等技术的发展。

关键词：海水；盐离子扩散；冻结特性；分子动力学

0 前言

地球表面覆盖了约 71%的水，其中 97.5%为海水[1]；海水（主要成分为 NaCl）冻结是自然界中常见的现象，对于气候变化[2,3]、航海[4]、极地海冰[5]等有着重要影响。值得注意的是，通过冻结海水进行海水淡化，即冷冻脱盐，是解决人类淡水资源短缺最有希望的方法之一[1,6]。在冷冻脱盐研究领域，研究者们实验探究了海水的结冰[6–8]，他们主要关注冷冻脱盐过程中产生冰的质量和效率，以及各条件下高效结晶器的设计。目前少量实验研究关注海水液滴的结冰[9,10]，且这些研究缺乏对海水结冰微观机理的探究。虽然宏观的实验能观测到海水冻结的现象，但由于缺乏足够的时间和空间分辨率，实验难以捕捉海水冻结的微观特性，特别是海水冻结过程中盐离子的被排斥和掺杂，而分子动力学方法可以弥补这些不足[11]，可以研究海水冻结的微观特性及机理。

相关分子动力学研究表明，海水中 Na^+和 Cl^-的存在降低了其凝固点[12,13]，从而延缓了海水的冻结过程[14,15]，这些盐离子在海水冻结过程会被排斥至未冻结的溶液中[13,14]或掺杂在冰中[16,17]，且 Cl^-掺杂在冰中的数量大于 Na^+[13,14,18]，Cl^-取代水分子（取代水分子的数量与冰的类型相关），Na^+则存在于冰中的间隙位置[18]。上述研究主要关注盐离子对于海水冻结特性的影响，而对海水冻结的微观特性则缺乏深入理解。

基于上述分析，本文采用分子动力学方法研究海水冻结的微观特性：分析海水冻结过程中结冰占比和液相盐度的变化；探究过冷度和盐度对于冰锋推进的影响；明晰微观“盐水袋”形成的原因。研究结果有助于加深对海水冻结微观特性的理解，推动海水冷冻脱盐技术的发展。

基金项目：国家自然科学基金资助项目（No.51976098）

1 方法

1.1 NaCl 溶液模型

本文采用 Molinero 等[19]发展的具有高精度低计算量的 mW-ions 模型（mW 代表单粒子水分子，ions 代表 Na^+和 Cl^-），即 NaCl 溶液模型。在 mW-ions 模型中，水模型为 mW 模型（monatomic water，mW），该模型将水分子视为单个粒子，计算量少于原子模型的 1%[20]，可准确地描述液态水，冰晶及无定型固态水中的水分子结构[20,21]。通过与实验数据的对比，mW-ions 模型能正确地描述盐离子对水结构的影响，以及 NaCl 溶液结构、密度、扩散系数等性质[19]。mW-ions 模型的力场公式及详细参数可参考此文献[19]。

1.2 模拟过程

本文采用由 Sandia Labs 发布的 LAMMPS[22]开源程序进行模拟。假设原子的初始速度服从 Maxwell-Boltzmann 分布，采用 Verlet 算法[23]每隔 5 fs 求解牛顿运动积分方程，通过 Nosé–Hoover[24]方法控制体系的温度和压力，恒温和恒压器的松弛时间分别为 0.5 ps 和 5 ps。采用 OVITO[25]和 VMD[26]软件对粒子进行可视化渲染。文中的过冷度 $\Delta T = T_m - T$，其中 T_m 为 mW 水模型的凝固点，T 为体系温度。采用 NaCl 溶液与六角冰 I_h 共存的方法，I_h 作为触发 NaCl 溶液冻结的种子，该方法被广泛应用于结冰模拟[18,27]。各浓度和过冷度下的 NaCl 溶液与六角冰 I_h 共存的初始构型制备步骤一致：1）采用 GenIce[28]工具构造出由 1728 个 mW 水分子构成的六角冰 I_h，如图 1a 所示。2）采用等温等压（NPT）系综，将步骤（1）生成的 I_h 在目标过冷度和大气压下（各向异性控压）平衡 50 ns，以避免 I_h 内部应力的影响。3）将步骤（2）的得到的 I_h 构型沿着 Z 方向复制 4 份，得到含 6912 个水分子的结构，采用正则（NVT）系综，在 400 K 下将该结构加热 25 ns 以产生液态水，然后根据盐度在液态水中随机插入 Na^+和 Cl^-，紧接着在 400 K 下将体系加热 25 ns，最后，控制体系温度在目标过冷度下，仅控制垂直于固-液界面方向的压力，压力值为大气压，采用 NP_ZT 系综将体系弛豫 50 ns。4）在步骤（3）得到的 NaCl 溶液模型的 Z 方向的两端分别放置步骤（2）中得到的六角冰 I_h 模型，构成固-液共存的初始模型如图 1b 所示。图 1b 分为三个区域：两端为冰区域，中间为 NaCl 溶液区域，左和右两条黑色虚线分别表示左固-液界面（left solid-Liquid Interface，LSI）和右液-固界面（right liquid-solid Interface，RSI），固-液接触面为六角冰 I_h 结冰速率最快的第二棱柱面（$11\bar{2}0$）[29]。初始构型制备完成后，进行 NaCl 溶液结冰的模拟：采用制备好的初始构型，在 NP_ZT 系综和目标过冷度下，控制 Z 方向的压力为大气压，共模拟 500 ns。

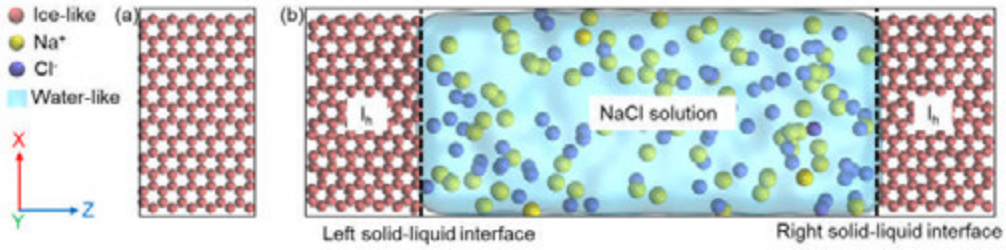


图 1 初始构型制备示意图：（a）六角冰 Ih；（b）NaCl 溶液与 Ih 共存的初始构型

1.2 固-液界面识别方法

采用 CHILL+[31]算法识别出海水冻结过程中的类冰（ice-like）和类水（water-like）分子的结构及数量，进而识别出固-液界面。首先通过 CHILL+算法对模拟得到的体系结构（图 2a）进行识别，得到图 2b 所示的类冰结构体系，此时便可粗略地得到左和右固-液界面的位置，但由于固-液界面并不平整，本文采用 Gibbs 界面分割方法对固-液界面进行更精确的定位：将体系在 XZ 平面上划分为 12×72（X×Z）个格子，然后计算每个格子内类冰分子的密度，通过拟合以下公式[32]得到固-液界面位置（图 2c）：

$$\rho(z)=\rho_{ice-like}-\frac{\rho_{ice-like}}{2}\left(\tanh\left(\frac{2(z-z_{LSI})}{d_{LSI}}\right)-\tanh\left(\frac{2(z-z_{RSI})}{d_{RSI}}\right)\right) \tag{1}$$

其中，$\rho(z)$为 z 位置处格子内类冰分子的密度，$\rho_{\text{ice-like}}$ 为体系类冰平均密度（约为 0.589 amu/Å^3，amu（atomic mass unit）为原子质量单位），z_{LSI} 和 z_{RSI} 分别为左和右固-液界面的在 Z 方向的位置，d_{LSI} 和 d_{LSI} 分别为左和右固-液界面的厚度。由于在 X 方向上体系被划分为 12 份，需要采用式（1）拟合 12 次，可得到 12 个固-液界面的位置，取这 12 个值的平均值作为固-液界面的位置。

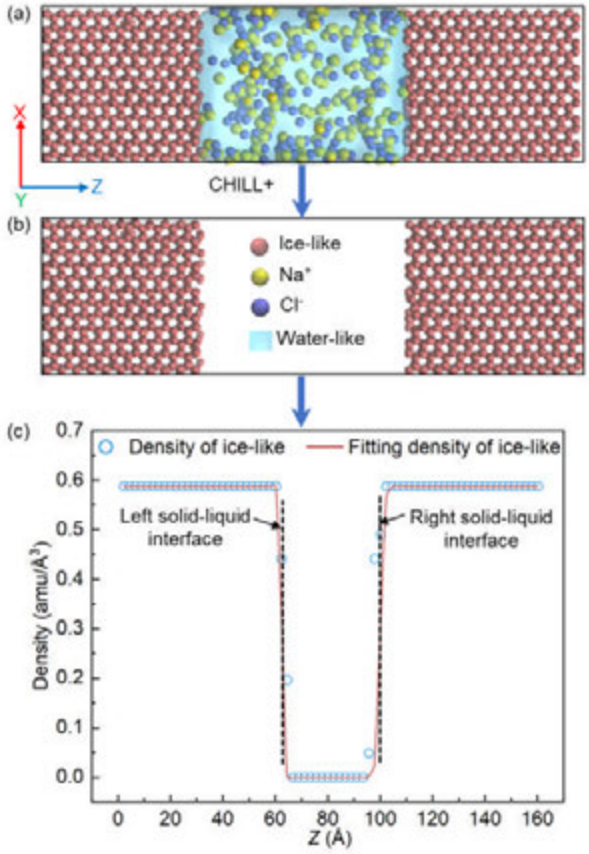


图 2 固-液界面识别过程示意图：（a）固-液结构体系；（b）类冰结构体系；（c）Gibbs 固-液界面识别

2 结果与讨论

2.1 冻结过程

由于各浓度 NaCl 溶液在不同过冷度下的冻结过程相似，本文仅展示 7.06 wt%的 NaCl 溶液在过冷度ΔT = 10 K 时的冻结过程，如图 3a 所示。由图可见，中间的 NaCl 溶液受到两端六角冰 I_h 的触发而冻结，随时间推移，左固-液界面（LSI，黑色虚线）和右固-液界面（RSI，蓝色虚线）均向中心推进。图 3b 展示上述 LSI 和 RSI 推进过程中各自在 Z 方向的位置随时间的变化，随时间推移，两者均向中心推进并在约 200 ns 后趋于稳定。

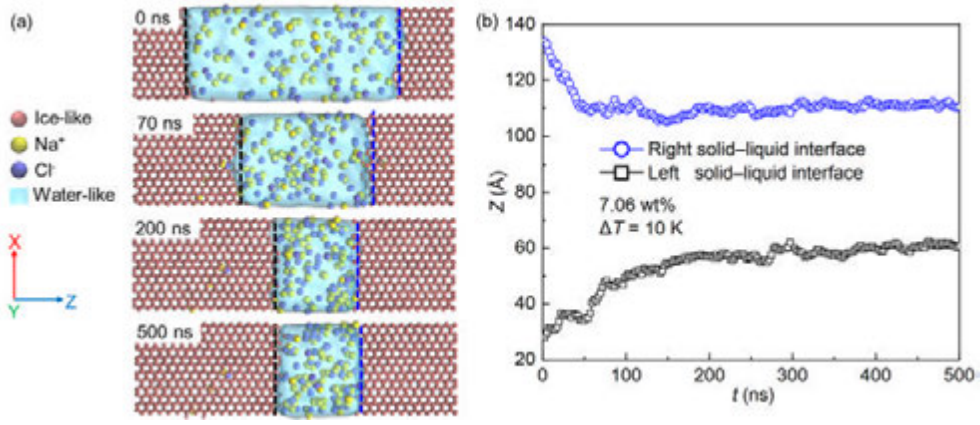


图 3 NaCl 溶液的冻结过程（7.06 wt%，ΔT = 10 K）：（a）各时刻体系构型；（b）左和右固-液界面的位置随时间的变化

由图 3a 可见，随着 NaCl 溶液的冻结，中间未冻结 NaCl 溶液中单位体积 Na^+和 Cl^-数量增加，即液相浓度增加。为定量研究该冻结过程，图 4 展示各浓度 NaCl 溶液在不同过冷度下的结冰占比（结冰水分子数与初始溶液中水分子数之比）P 及液相浓度 c 随时间的变化。由图 4a 和 b 可见，各浓度和过冷度下 NaCl 溶液的结冰占比 P 先增加之后趋于稳定；结冰占比 P 的增加速率及最终稳定值，随过冷度 ΔT 的增加而增加，随 NaCl 溶液浓度的增加而减小，这表明，ΔT 的增加可促进 NaCl 溶液的冻结，而浓度的增加则抑制 NaCl 溶液的冻结。图 4c 为 3.53 wt%和 7.06 wt%的 NaCl 溶液在各过冷度下结冰过程中液相浓度 c 随时间的变化。由于 3.53 wt%的 NaCl 溶液在过冷度 ΔT 为 20 K 时的冻结速率大，短时间内（~15 ns）体系已完全结冰，故图 4c 中未展示该工况的结果。由该图可见，液相浓度 c 随时间先增加之后趋于稳定，其稳定值随过冷度 ΔT 的增加而增大。在同一过冷度下，液相浓度 c 的稳定值基本相等，在过冷度为 5、10、15、20 K 时依次约为 8、14、18、22 wt%，这些值与对应过冷度下 NaCl 溶液饱和浓度的实验值[13]（图中红色数值）非常接近。上述结果表明，各浓度 NaCl 溶液在同一过冷度下的冻结过程中，当液相浓度达到 NaCl 溶液饱和浓度后，NaCl 溶液将不再冻结，该结果与实验相符，故表明本文所采用的 mW-ions 模型能准确地模拟 NaCl 溶液的冻结过程。

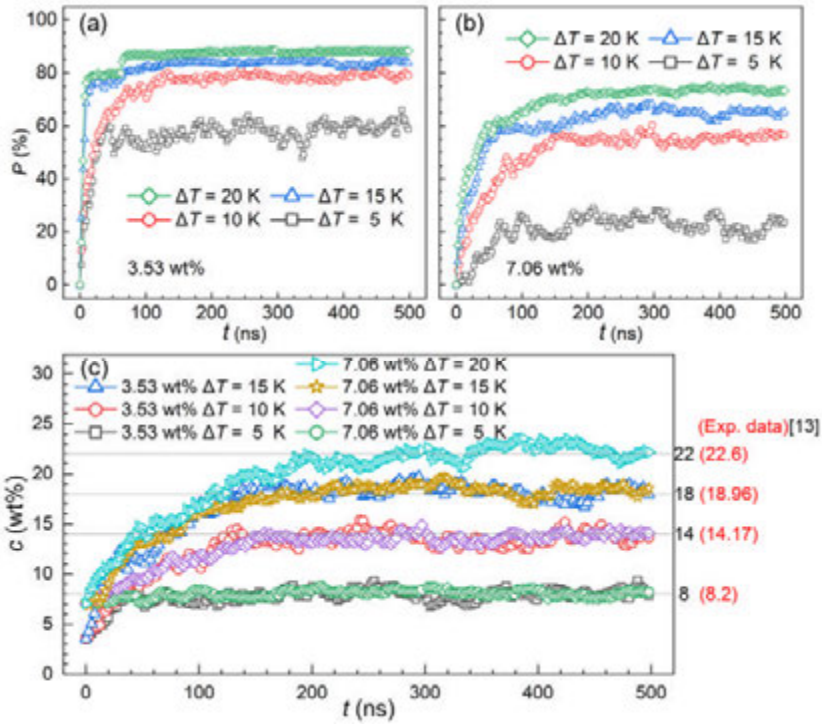


图 4 各浓度 NaCl 溶液在不同过冷度 ΔT 下的结冰占比 P 及液相浓度 c 随时间的变化：（a）和（b）结冰占比；（c）液相浓度

2.2 盐度和温度对冰锋推进特性的影响

在 NaCl 溶液冻结过程中，左和右冰锋（固-液界面）从初始界面向中间未冻结溶液推进一定的距离 W_L 和 W_R，如图 5a 所示，本文取 $W = (W_L + W_R)/2$ 为冰锋推进距离。各浓度 NaCl 溶液在不同过冷度下的冰锋推距离 W 随时间的变化如图 5b 和 c 所示，W 随时间推移先增加之后趋于稳定，这表明 NaCl 溶液先逐渐冻结，当液相盐度达到 NaCl 溶液饱和浓度后便不再冻结；W 未达到稳定值前的推进速率及稳定值随过冷度的增加而增加，随盐度的增加而减小，这表明过冷度的增加可促进 NaCl 溶液的冻结，而盐度的增加则抑制 NaCl 溶液的冻结。

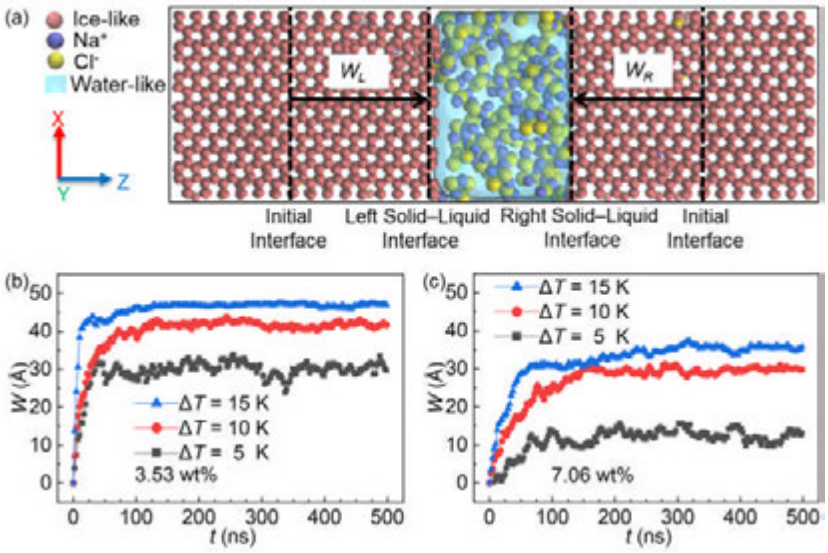


图 5　盐度和过冷度对冰锋推进距离 $W = (W_L + W_R)/2$ 的影响：（a）冰锋推进示意图；（b）和（c）分别为 3.53 wt%和 7.06 wt%的 NaCl 溶液在各过冷度下的 W 随时间的变化

海水冻结过程中，实验容易观察到盐水袋[33]，但目前尚未有文献报导微观下的盐水袋。本文则在微观下观察到 3.53 wt%的 NaCl 溶液在过冷度 ΔT = 20 K 时盐水袋的形成过程，如图 6 所示。由图可见，随时间推移，冰锋呈不规则状（图 6a 中的 V 字形），这种结构会阻碍其冰锋前端溶液中盐离子 Na^+和 Cl^-的扩散，而在局部聚集，导致该区域盐度升高。由于冰锋在上述高盐度区域的生长速度小于其在周围低盐度区域的生长速度（图 6b），随时间推移，高盐度区域被周围的冰晶包围起来（图 6c），待该区域盐度达到 NaCl 溶液的饱和浓度后便不再冻结，最后以液态的形式存在于冰中，形成盐水袋（图 6d）。

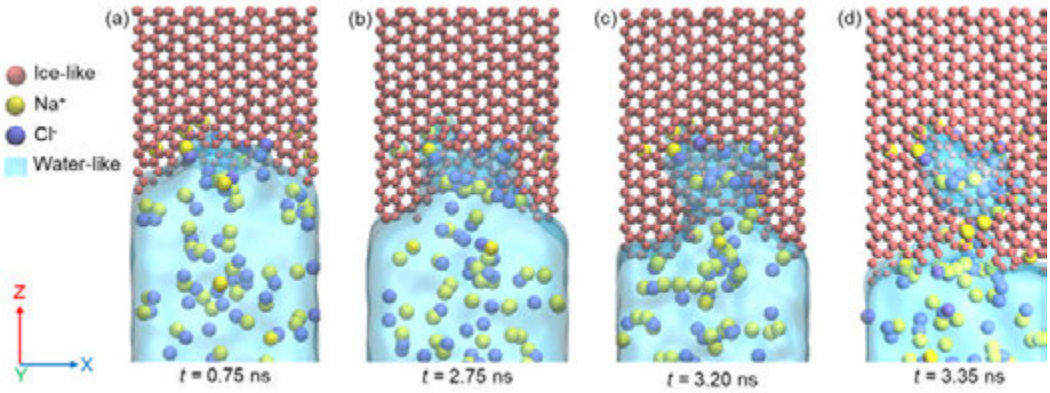


图 6 NaCl 溶液冻结过程中盐水袋的形成过程（3.53 wt%，ΔT = 20 K）

3 结　论

本文采用分子动力学方法研究微观下海水冻结特性及机理：分析海水冻结过程中的结冰占比和液相盐度的变化；探究盐度和过冷度对冰锋推进的影响，以及盐水袋的形成

过程。主要结论如下：

1. 随时间推移，冰锋逐渐向未冻结的 NaCl 溶液推进，Na^+和 Cl^-从冰锋被排斥至未冻结的 NaCl 溶液中，使得液相盐度增加，当液相盐度达到 NaCl 溶液饱和浓度后便不再进一步冻结。
2. 冰锋推进的速率及稳定值随过冷度的增加或 NaCl 溶液浓度的减小而增加。
3. Na^+和 Cl^-的局部聚使得该区域盐度升高，使得冰锋在高盐度区域的生长速度小于其在周围低盐度区域的生长速度，高盐度区域逐渐被周围的冰晶包围起来，最终形成以液态形式存在于冰中的盐水袋。

参考文献

[1] Shen L, Gai W, Qin L, et al. Research of seawater freezing based on TIP4P/ICE potential: a new algorithm for generating proton disordered ice Ih[J]. Chemical Physics Letters, 2022, 786: 139182.

[2] Bove L E, Gaal R, Raza Z, et al. Effect of salt on the H-bond symmetrization in ice[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences, Proceedings of the National Academy of Sciences, 2015, 112(27): 8216–8220.

[3] Wolf M, Goodell M, Dong E, et al. A Link between the Ice Nucleation Activity of Sea Spray Aerosol and the Biogeochemistry of Seawater[J]. Atmospheric Chemistry and Physics, 2020, 20:15341–15356.

[4] Dehghani-Sanij A R, Dehghani S R, Naterer G F, et al. Sea spray icing phenomena on marine vessels and offshore structures: Review and formulation[J]. Ocean Engineering, 2017, 132: 25–39.

[5] Acharya P V, Bahadur V. Fundamental interfacial mechanisms underlying electrofreezing[J]. Advances in Colloid and Interface Science, 2018, 251: 26–43.

[6] Najim A. A review of advances in freeze desalination and future prospects[J]. npj Clean Water, Nature Publishing Group, 2022, 5(1): 1–15.

[7] Barma M C, Peng Z, Moghtaderi B, et al. Freeze desalination of drops of saline solutions[J]. Desalination, 2021, 517: 115265.

[8] Eghtesad A, Salakhi M, Afshin H, et al. Numerical investigation and optimization of indirect freeze desalination[J]. Desalination, 2020, 481: 114378.

[9] Carpenter K, Bahadur V. Saltwater icephobicity: Influence of surface chemistry on saltwater icing[J]. Scientific Reports, Nature Publishing Group, 2015, 5(1): 17563.

[10] Bauerecker S, Ulbig P, Buch V, et al. Monitoring ice nucleation in pure and salty water via high-speed imaging and computer simulations[J]. The Journal of Physical Chemistry C, ACS Publications, 2008, 112(20): 7631–7636.

[11] Zhao C-J, Lin Y, Wu X. Molecular dynamics study on wetting characteristics of lead droplet on iron surface at high temperatures[J]. Materials Today Communications, 2022, 32: 103968.

[12] Khvorostyanov V I, Curry J A. Thermodynamic theory of freezing and melting of water and aqueous solutions[J]. The Journal of Physical Chemistry A, American Chemical Society, 2004, 108(50): 11073–11085.

[13] Conde M M, Rovere M, Gallo P. Molecular dynamics simulations of freezing-point depression of TIP4P/2005 water in solution with NaCl[J]. Journal of Molecular Liquids, 2018, 261: 513–519.

[14] Vrbka L, Jungwirth P. Brine rejection from freezing salt solutions: a molecular dynamics study[J]. Physical Review Letters, American Physical Society, 2005, 95(14): 148501.

[15] Vrbka L, Jungwirth P. Molecular dynamics simulations of freezing of water and salt solutions[J]. Journal of Molecular Liquids, 2007, 134(1): 64–70.

[16] Addison J R. Electrical properties of saline ice[J]. Journal of Applied Physics, American Institute of Physics, 1969, 40(8): 3105–3114.

[17] Conde M M, Rovere M, Gallo P. Spontaneous NaCl-doped ice at seawater conditions: focus on the mechanisms of ion inclusion[J]. Physical Chemistry Chemical Physics, The Royal Society of Chemistry, 2017, 19(14): 9566–9574.

[18] Conde M M, Rovere M, Gallo P. Spontaneous NaCl-doped ices I_h, I_c, III, V and VI. Understanding the mechanism of ion inclusion and its dependence on the crystalline structure of ice[J]. Physical Chemistry Chemical Physics, 2021, 23(40): 22897–22911.

[19] DeMille R C, Molinero V. Coarse-grained ions without charges: Reproducing the solvation structure of NaCl in water using short-ranged potentials[J]. The Journal of Chemical Physics, American Institute of Physics, 2009, 131(3): 034107.

[20] Moore E B, Molinero V. Structural transformation in supercooled water controls the crystallization rate of ice[J]. Nature, Nature Publishing Group, 2011, 479(7374): 506–508.

[21] Li T, Donadio D, Russo G, et al. Homogeneous ice nucleation from supercooled water[J]. Physical Chemistry Chemical Physics, The Royal Society of Chemistry, 2011, 13(44): 19807–19813.

[22] Plimpton S. Fast parallel algorithms for short-range molecular dynamics[J]. Journal of computational physics, Elsevier, 1995, 117(1): 1–19.

[23] Verlet L. Computer" experiments" on classical fluids. ii. equilibrium correlation functions[J]. Physical Review, APS, 1968, 165(1): 201.

[24] Evans D J, Holian B L. The nose–hoover thermostat[J]. The Journal of chemical physics, American Institute of Physics, 1985, 83(8): 4069–4074.

[25] Stukowski A. Visualization and analysis of atomistic simulation data with OVITO–the Open Visualization Tool[J]. Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering, IOP Publishing, 2009, 18(1): 015012.

[26] Humphrey W, Dalke A, Schulten K. VMD: Visual molecular dynamics[J]. Journal of Molecular Graphics, 1996, 14(1): 33–38.

[27] Luo S, Jin Y, Tao R, et al. Molecular understanding of ion in the freezing of aqueous solutions[J]. Physical Chemistry Chemical Physics, 2021, 23(23): 13292–13299.

[28] Matsumoto M, Yagasaki T, Tanaka H. GenIce: hydrogen-disordered ice generator[J]. Journal of Computational Chemistry, 2018, 39(1): 61–64.

[29] Nada H, Furukawa Y. Anisotropy in growth kinetics at interfaces between proton-disordered hexagonal ice and water: A molecular dynamics study using the six-site model of H2O[J]. Journal of Crystal Growth,

2005, 283(1): 242–256.

[30] Espinosa J R, Soria G D, Ramirez J, et al. Role of salt, pressure, and water activity on homogeneous ice nucleation[J]. The Journal of Physical Chemistry Letters, American Chemical Society, 2017, 8(18): 4486–4491.

[31] Nguyen A H, Molinero V. Identification of clathrate hydrates, hexagonal ice, cubic ice, and liquid water in simulations: the chill+ algorithm[J]. The Journal of Physical Chemistry B, American Chemical Society, 2015, 119(29): 9369–9376.

[32] De Ruijter M J, Blake T D, De Coninck J. Dynamic wetting studied by molecular modeling simulations of droplet spreading[J]. Langmuir, ACS Publications, 1999, 15(22): 7836–7847.

[33] Wang K, Zhang D, Mei N, et al. Inhibition effect of adsorption on brine pockets formation during seawater freeze desalination[J]. Desalination, 2022, 526: 115507.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233118

甲烷/乙烷混合工质纳米液膜蒸发传质特性的研究

刘纳*，林小晨，李雅宁，袁秋阳，兰志向，林欢
（青岛理工大学环境与市政工程学院，山东 青岛 266520）
(Tel:13969802160, Email: liuna@qut.edu.cn)

摘要：采用分子动力学方法模拟了五种不同配比甲烷/乙烷混合工质纳米液膜的汽化过程，从蒸发现象、能量变化、涨落耗散规律及相对分子汽化量四个方面分析了混合工质的蒸发传质特性。结果表明：混合工质纳米液膜中甲烷配比越大，汽化起始时间越早，汽化过程越剧烈，汽化的持续时间越短，固定吸附层越薄，模拟体系动能和势能的增量越小，乙烷的存在会抑制甲烷的汽化；由涨落耗散分析可得，甲烷配比越大，对乙烷汽化的促进作用越强，汽化弛豫时间越短，整体汽化速率越快，传质效果越好。
关键词：混合工质；纳米液膜；传热传质；涨落耗散；分子动力学模拟

0 前言

印刷电路板式换热器（Printed Circuit Heat Exchanger，PCHE）具有紧凑、高效、可靠的特点，能够满足海上浮式液化天然气（Floating Liquefied Natural Gas，FLNG）主低温换热器体积小、重量轻、耐低温高压等需求。PCHE 的通道尺寸为 0.5~2mm，LNG 在 PCHE 内的汽化过程呈现明显的微尺度效应；LNG 是典型的非共沸混合工质，气液相变过程存在温度滑移和传质阻力，热质传递特性不同于单工质。

Li 等[1]研究了两种不同配比 R1234yf/R32 混合工质在内径为 2mm 水平圆管中的流动沸腾换热性能，结果表明，R32 配比 20%的混合工质在不同质量流量和热通量下均比纯组分 R1234yf 的换热系数小 10%~30%，且混合工质的温度滑移越大，换热效果越差。Li 等[2]根据实验建立起一个预测模型，基于核态沸腾和对流作用的叠加影响，同时考虑质量扩散对混合工质的流动沸腾换热的影响，提出一个半经验关联式，可以获得较高的预测精度。Kandlikar 和 Bulut[3]对乙二醇水溶液在矩形微通道内的过冷流动沸腾进行了实验研究，发现乙二醇水溶液流动沸腾的传热主要受到通道中气泡成核和生长的影响，气相和液相之间的组分浓度差所引起的传质阻力是传热恶化的根本原因。Azzolin 等[4]实验研究了 R1234ze(E)/R32 混合工质在微通道内的流动沸腾特性，实验结果表明附加传质阻力是引起传热系数下降的主要原因。

分子动力学模拟方面的相关研究，主要针对非共沸混合工质纳米液膜或液滴开展。Chen 等[5]模拟了氩原子纳米液膜中加入少量外来原子的沸腾过程，发现外来原子对气泡

基金项目：国家自然科学基金（51904325、No.52204039）、山东省重点研发计划（2022CXPT051、2022RZB07055）和山东省自然科学基金（No.ZR2022QB046）。

成核有显著影响，外来原子的能量参数比氩原子小，随着外来原子能量参数的增加，气泡的成核效率降低。Cai 等[6]模拟了 R32、R152a 及其二元混合物在铂基底上的蒸发和爆炸沸腾过程，发现高沸点的 R152a 在铂表面的吸附能力比低沸点 R32 的吸附能力弱，R152a 的存在会提升 R32 的沸点。Cai 等[7]又模拟了不同摩尔比的氩/氪混合物在不同润湿性铂基底上的沸腾过程，研究发现氩的摩尔比为 100%、75%和 50%时，都出现了气膜现象，直接导致传热恶化，氪的加入可以缓解甚至抑制氩气膜现象的出现。Wu 等[8]研究了 R32/R1234yf 混合物纳米液滴在光滑基底上的蒸发过程，发现随 R1234yf 配比的增加，蒸发速率逐渐减慢，蒸发分子量逐渐减少，与 R32 相比，R1234yf 在表面优先吸附，对液滴蒸发有显著影响。Gong 等[9]研究了六组分烃类燃料（13.16mol%甲苯、13.81mol%正癸烷、22.30mol%正十二烷、24.60mol%正十四烷、14.66mol%正十六烷和11.47mol%正十八烷）液滴在氮气环境中的蒸发过程，并与三组分混合烃类燃料和单组分的正十六烷燃料进行比较，发现混合燃料的特性与燃料分子间的相互作用力密切相关，混合燃料的特性值并不是混合物中各组分以摩尔分数为基础的物理量的线性加权平均，而是混合燃料中某一组分的特性会受到其他组分的影响。

综上可见，非共沸二元混合物的组分和配比皆会给相变换热产生传质阻力从而导致换热恶化，分子动力学研究可从微观角度为传热传质恶化机理提供可靠的依据，可为非共沸混合工质沸腾换热理论提供参考。但当前对非共沸混合工质纳米液膜的分子动力学研究非常有限，大多集中在现象及物性方面，对组分配比和组分浓度变化引起传质阻力的机理研究不足。因此，开展甲烷/乙烷混合工质纳米液膜蒸发传质特性的研究，对揭示非共沸混合工质相变换热传质阻力的机理具有重要意义。

1 模拟方法

1.1 物理模型

模型体系的尺寸为 5.5nm×5.5nm×800nm，主要由固体区域和液体区域两部分构成，见图 1。固体区域由 4704 个铂原子以面心立方晶体结构（FCC）的排列方式组成，为固体基底，厚度为 2.4nm，从上到下分为三层，分别设置为 NVE 系综、NVT 系综和固定原子层。固定原子层是为了防止因受热使固体基底形变而丢失原子的现象发生。液体区域为不同配比的甲烷/乙烷混合工质纳米液膜。弛豫温度为 105K 时液膜厚度为 3.5nm，分子数见表 1。模型 X 和 Y 方向都设置为周期性边界；Z 方向下方设置为固定边界，上方设置为镜像边界，镜像边界使系统中的分子遇到壁面时以相同的速度反方向弹回，且不产生能量损失。

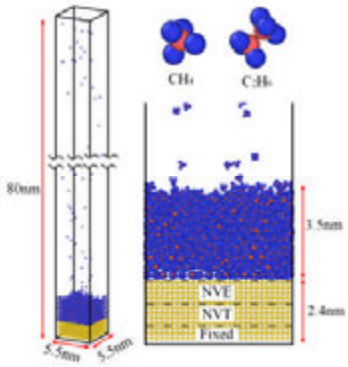


图 1 模型示意图

表 1 混合工质纳米液膜的分子数

序号	甲烷:乙烷（摩尔数比）	甲烷分子数	乙烷分子数
Case1	1:0	1827	0
Case2	3:1	1194	398
Case3	1:1	739	739
Case4	1:3	353	1059
Case5	0:1	0	1374

1.2 势函数

在确保计算准确的前提下，为节省计算资源铂原子选用 Lennard-Jones 势能（即 LJ 势能），Li 和 Liu[10]研究表明 LJ 势能用于模拟铂传热有很好的准确性。甲烷和乙烷属于有机小分子，选取的力场为 OPLS-AA 力场。OPLS 力场是由 Jorgensen 等[11, 12]进行开发的适用于有机生物分子的力场。随后 Kaminski[13]针对甲烷等饱和烷烃对力场原子模型做了统一修正，并针对其热力学性质与实验数据和其他力场的模拟结果进行对比，发现修正后的全原子模型可以更好的模拟甲烷等饱和烷烃的热力学性质。OPLS-AA 势函数中各类势能分别为：键长伸缩势能、键角弯曲势能、二面角扭曲势能和非键结势能。非键结势能由范德瓦尔斯作用项和库伦作用项构成，其中范德瓦尔斯作用项采用 LJ 势能进行描述，并针对同一分子中相距较远的原子之间的非键结势能的减弱效应提出了权重系数 f_{ij}。

OPLS-AA 势函数公式如下：

$$U(r) = E_{bond} + E_{angle} + E_{torsion} + E_{nb} \tag{1}$$

$$E_{bond} = \sum_{bond} k_r (r - r_{eq})^2 \tag{2}$$

$$E_{angle} = \sum_{amgle} k_\theta (\theta - \theta_{eq})^2 \tag{3}$$

$$E_{torsion}=\frac{V_1}{2}[1+\cos(\phi)]+\frac{V_2}{2}[1-\cos(\phi)]+\frac{V_3}{2}[1+\cos(\phi)] \tag{4}$$

$$E_{nb}=(E_{elec}+E_{L-J})f_{ij} \tag{5}$$

$$E=\sum_{i<j}\frac{q_iq_je^2}{r_{ij}} \tag{6}$$

$$E_{L-J}=\sum_{i<j}4\varepsilon_{ij}\left(\frac{\sigma_{ij}^{12}}{r_{ij}^{12}}-\frac{\sigma_{ij}^{6}}{r_{ij}^{6}}\right) \tag{7}$$

式中，i，j 分别为 1 和 4 时，f_{ij}=0.5；其他情况下，f_{ij}=1.0。

LJ 势能中的 ε_{ij}、σ_{ij} 采用 Lorentz-Berthelot 混合法则，公式为：

$$\varepsilon_{ij}=\sqrt{\varepsilon_i\varepsilon_j}\quad \sigma_{ij}=\frac{\sigma_i+\sigma_j}{2} \tag{8}$$

甲烷、乙烷和铂对应的力场参数见表 2。

表 2 势能参数表

原子	ε/Kcal·mol^{-1}	σ/Å	q/e
C	0.066	3.5	-0.24
H	0.03	2.5	0.06
Pt	12.0184	2.475	0
键	K_r/Kcal·mol^{-1}Å^{-2}		r_{eq}/Å
C-H	340.0		1.090
C-C	268.0		1.529
键角	K_σ/Kcal·mol^{-1}Å^{-2}		θ_{eq}/deg
H-C-H	33		107.8
C-C-H	37.5		110.7
二面角	V_1	V_2	V_3
H-C-C-H	0.0	0.0	0.318

1.3 模拟参数设置

模拟过程时间步长设置为 1fs，截断半径设置为 12.0Å，对整个体系进行 4ns 时间的模拟。采用 Berendsen 热浴法[14]使模拟体系达到弛豫平衡，弛豫平衡阶段整个系统的温度设置为 105K，系统温度不再发生变化时，则认为达到了平衡状态。工质纳米液膜蒸发阶段的模拟采用 Nose-Hover 热浴法[15]控制热源温度，选择 NVT 系综部分作为热源，温度设置为 200K。采用在 Verlet 法[16]基础上发展的 Velocity-Verlet 法求解原子的运动方程。

2 结果与分析

2.1 现象分析

模拟发现 5 个模型体系的纳米液膜均发生了缓慢的蒸发现象。为了清晰且完整的观察到液膜内部的变化情况，在 OVITO 中用 Alpha-shape 法构建了纳米液膜的表面网格。纳米液膜的封闭表面网状结构如图 2 所示。气相分子在封闭表面外自由活动，液相分子

在封闭表面内。

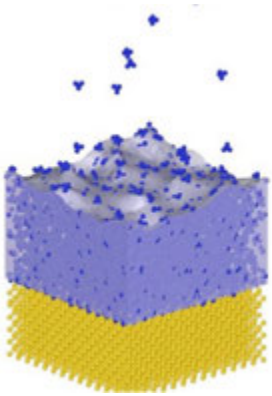


图 2 纳米液膜表面示意图

图 3 给出蒸发过程纳米液膜表面快照的变化情况。初始阶段纳米液膜首先发生体积膨胀，然后在气液界面附近产生气泡，这些气泡快速生长并上升，脱离纳米液膜。随着蒸发的进行，纳米液膜逐渐变薄。最后，气相分子均匀地分布在系统上部；纳米液膜中未汽化的液相分子滞留在铂基底上，为固定吸附层。

对比五个 Case 的表面快照，可见随着混合工质中甲烷组分的增加，纳米液膜的汽化过程越剧烈；汽化起始时间越早，汽化过程的持续时间越短，固定吸附层越薄。对比结果表明：乙烷的存在会抑制甲烷的汽化。

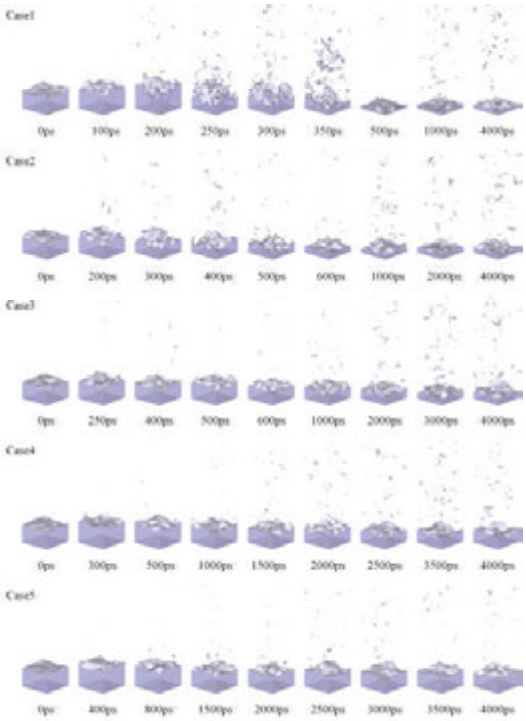


图 3 纳米液膜的表面快照

2.2 能量分析

为了探究不同摩尔比混合工质纳米液膜蒸发过程现象的差异，计算了流体分子的动

能和势能。由于摩尔比不同，动能和势能的初始值也不同。因此，计算了动能增量和势能增量（E_k'和 E_p'），即当前的动能和势能减去初始值，如图 4 和图 5 所示。

在分子动力学中，温度由经典玻尔兹曼分布推导得出，公式如下：

$$E_k = \frac{1}{2} m \sum_{i=1}^{N} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) = \frac{3N}{2} k_B T \tag{9}$$

式中，k_B 是玻尔兹曼常数，为 1.380649×10^{-23} J/K；N 是粒子数。因此，E_k'越大表示液膜温度的增幅越大。

由图 4 可见混合工质中甲烷配比越大，E_k'越小。因为甲烷的沸点比乙烷低，所以 E_k'会随着甲烷配比增大而减小。图 5 中 E_p'的变化分为两个阶段：0~600ps 为第一阶段，不同配比混合工质的 E_p'以相同的速率增大，且增量也相近；600ps~4000ps 为第二阶段，甲烷配比越大，E_p'增长速率越小。4000ps 时，甲烷的配比越大，E_p'和 E_k'越小。

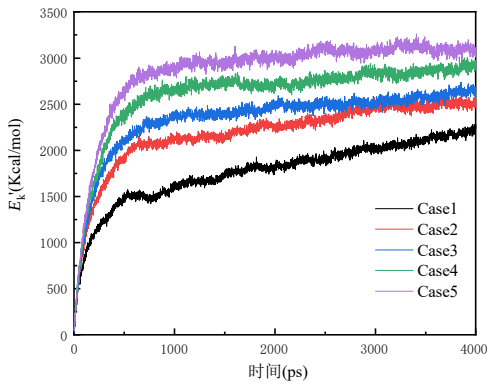


图 4 蒸发过程的 E_k'变化

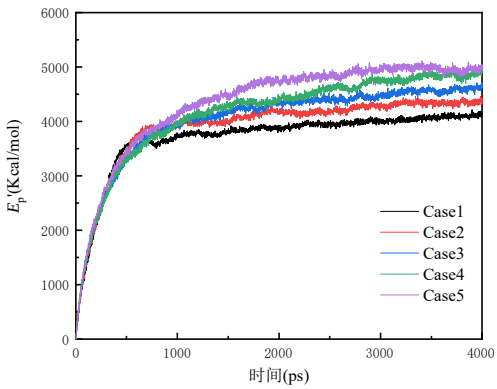


图 5 蒸发过程的 E_p'变化

从力场参数可知，总势能是由各种势能组成的，但是工质蒸发过程并不涉及分子结构的分解和重组，所以变化的主要是非键结势能，而非键结势能又与分子之间的距离有关，即 E_p'的变化只与纳米液膜中汽化的分子数量相关。汽化分子的数量又反映了纳米液膜在汽化过程中的传质能力。因此，可基于涨落耗散理论对混合工质纳米液膜汽化过程的传质能力进行进一步深入的分析。

2.3 涨落耗散分析

纳米液膜混合工质的汽化时间为皮秒量级，本质是热源在系统中造就的温度差推动工质发生汽化，具有非平衡特性，是典型的耗散过程。在耗散结构中平衡态热力学的平均场理论并不适用，涨落起着至关重要的作用。涨落现象是指系统内的宏观物理量随机性出现偏离平衡点的现象。在非平衡体系中，微小涨落可能在非线性的相互作用下放大为巨涨落，从而影响物质的宏观结构。涨落耗散定理深刻地揭示了同时存在涨落和耗散这两种根本现象之间的关联，把宏观系统的一些非平衡性质通过平衡性质表示出来。

Onsager 于 1931 年提出了一个关于涨落耗散的回归假设[17, 18]，指出自发偏离平衡的涨落回归与对应的宏观不可逆过程遵循相同的定律。在涨落耗散研究中，为保持经典热

力学定义的参量含义在非平衡态时依旧适用，引入了局部平衡假设[19]。

对纳米液膜混合工质汽化过程开展涨落耗散研究可以从纳米液膜体积的涨落预测非平衡条件下汽化过程中汽化速率的变化，其中纳米液膜体积的变化是由液膜中分子个数进行表征的。English 和 Clarke[20]定义了粒子数涨落的自相关函数，表达式如下：

$$C(t)=\frac{\langle \Delta N(t)\Delta N(0)\rangle}{\langle \Delta N(0)\Delta N(0)\rangle} \tag{10}$$

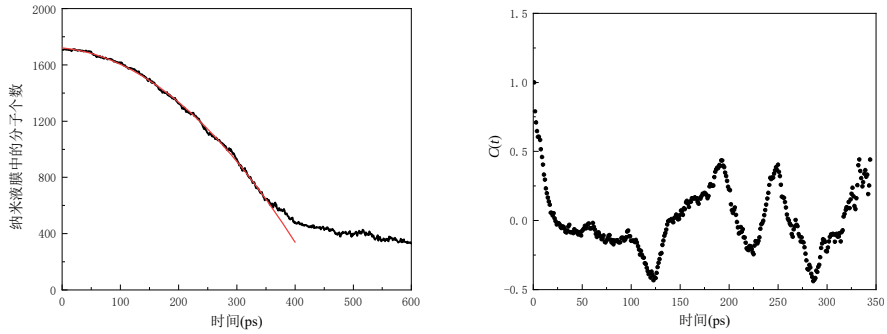
式中，$\Delta N(t)=N(t)-N'(t)$，$N(t)$表示 t 时刻液膜中的分子个数，$N'(t)$表示与液膜中分子个数瞬时量 $N(t)$对应的平均值。

通过对 $N(t)$二次回归求得，根据 Onsager 假设，如果粒子数的涨落自相关函数向“背景噪声”水平衰减超过某个短时瞬态，可以被视为时间的负指数函数，表达式为[21]：

$$C(t)=A\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \tag{11}$$

式中，A 表示指前因子，τ 表示弛豫时间。弛豫时间越小，说明涨落回归“背景噪声”消耗的时间越短。

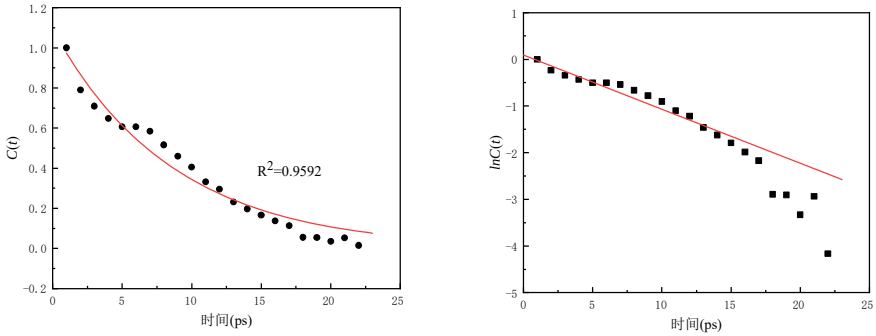
基于涨落耗散理论对甲烷单工质纳米液膜汽化过程的分析结果见图 6。以 Case1 为例，由图 6(a)可得纳米液膜的分子汽化主要发生在前 500ps 内，500ps 后系统逐渐趋于稳定，纳米液膜中的分子个数变化较小。其中，0~350 ps 为主要汽化阶段，符合二次回归分布。将纳米液膜中分子个数的变化按照式（11）进行处理，得到归一化的涨落自相关函数，见图 6(b)，可以看出自相关函数具有明显的涨落特性，涨落周期为 100 ps，幅度为 0.40。



(a) Case1 纳米液膜中分子个数变化　　(b) 归一化的涨落自相关函数

图 6 涨落耗散分析

对图 6(b)中涨落自相关函数首次耗散至“背景噪声”，即涨落自相关函数为 0 时，将水平部分进行放大，再拟合为负指数函数，见图 7。图 7(a)中的涨落自相关函数服从式(11)中所描述的负指数函数关系，拟合负指数函数见图 7(b)，确定系数 R^2 为 0.9426，说明在该条件下 Onsager 假设是适用的。得到整个系统的弛豫时间为 8.628ps。系统的弛豫时间越小，说明涨落回归“背景噪声”消耗的时间越短，纳米液膜发生汽化的质量传递越快。



(a) 首次耗散至“背景噪声”部分　　(b) 负指数函数拟合

图 7 弛豫时间的求取

按照相同的方法计算不同配比混合工质纳米液膜中分子变化个数归一化的涨落自相关函数，见图 8。由图可知，混合工质中甲烷配比越大，自相关函数的涨落周期越短，涨落幅度越小。这表明随着甲烷配比的增大，汽化过程中的耗散越快，在该热源温度下，纳米液膜汽化过程的不可逆性增加，传质的非平衡特性更加显著。不同配比混合工质汽化过程的弛豫时间列于表 4，由表可知混合工质中甲烷配比越大，弛豫时间越短，对汽化的促进作用越明显。

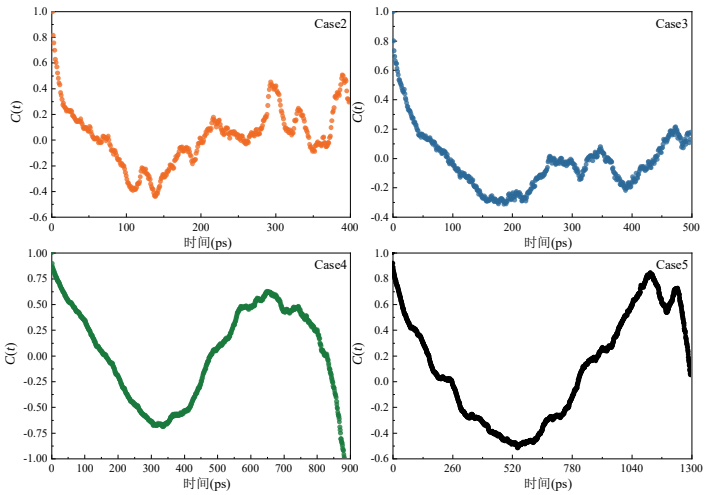


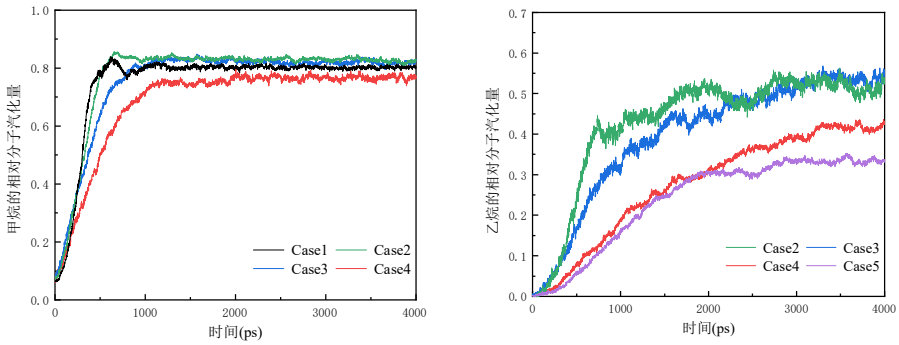
图 8 混合工质纳米液膜中分子变化个数归一化的涨落自相关函数

表 3 各 Case 的弛豫时间

序号	斜率(ps^{-1})	均方根差 RMSE	弛豫时间(ps)	R^2
Case1	-0.1159	0.05901	8.628	0.9592
Case2	-0.05988	0.04186	16.70	0.9632
Case3	-0.03333	0.02746	30.00	0.9835
Case4	-0.01229	0.06043	81.36	0.9404
Case5	-0.01058	0.05467	94.52	0.9544

2.4 混合工质的相对分子汽化量

为进一步探究混合工质中甲烷和乙烷各组分在汽化过程中所受的影响，将混合工质纳米液膜中各组分的相对分子汽化量做对比，见图 9。在主要汽化阶段，甲烷的汽化速率相差无几，但混合工质中乙烷的汽化速率均高于乙烷单工质，且随着混合工质中甲烷配比的增大而增大。由最终的相对分子汽化量可见，Case2 和 Case3 中甲烷的相对分子汽化量大于 Case1，Case2、Case3 和 Case4 中乙烷的最终相对分子汽化量大于单工质的。Case3 中甲烷和乙烷的最终相对分子汽化量都是最高的。可见混合工质中甲烷组分配比大于等于乙烷时，对两种组分的汽化均有促进作用，甲烷配比越大促进作用越明显；甲烷组分配比小于乙烷时，仅对乙烷的汽化有促进作用。



(a) 甲烷　　(b) 乙烷

图 9 混合工质纳米液膜中各组分的相对分子汽化量

综上可见，甲烷/乙烷混合工质纳米液膜汽化过程中，甲烷配比越大，对混合物中乙烷汽化的促进作用越大。混合工质的整体汽化速率与传质速率皆高于乙烷单工质，低于甲烷单工质。甲烷配比越大，混合工质整体汽化速率越快，整体传质越好。

3 结　论

（1）在蒸发现象中，随着混合工质纳米液膜中甲烷分子配比的增加，纳米液膜的汽化过程越剧烈，汽化起始时间越早，汽化过程的持续时间越短，固定吸附层越薄。可见乙烷的存在会抑制甲烷的汽化。

（2）通过涨落耗散分析可得，混合工质纳米液膜中甲烷配比越大，弛豫时间越短，汽化过程的传质速率越快。

（3）甲烷/乙烷混合工质纳米液膜的汽化过程中，甲烷配比越大，对乙烷汽化的促进作用也越大，混合工质的整体汽化速率越快、传质越好。

参考文献

[1] Li M, Dang C, Hihara E. Flow boiling heat transfer of HFO1234yf and R32 refrigerant mixtures in a smooth horizontal tube: Part I. Experimental investigation[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2012, 55(13-14): 3437-3446.

[2] Li M, Dang C, Hihara E. Flow boiling heat transfer of HFO1234yf and HFC32 refrigerant mixtures in a smooth horizontal tube: Part II. Prediction method[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013, 64: 591-608.

[3] Kandlikar S G, Bulut M. An experimental investigation on flow boiling of ethylene-glycol/water mixtures[J]. Journal of Heat Transfer, 2003, 125(2): 317-325.

[4] Azzolin M, Bortolin S, Del Col D. Flow boiling heat transfer of a zeotropic binary mixture of new refrigerants inside a single microchannel[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2016, 110: 83-95.

[5] Chen Y J, Yu B, Zou Y, et al. Study on the effect of foreign particle on bubble nucleation by using molecular dynamics simulation[J]. Journal of Molecular Liquids, 2020, 305: 112876.

[6] Cai S, Li Q, Liu C, et al. Evaporation of R32/R152a mixtures on the Pt surface: A molecular dynamics study[J]. International Journal of Refrigeration, 2020, 113: 156-163.

[7] Cai S, Li Q, Li W, et al. Effects of mole fraction and surface wettability on evaporation of Ar/Kr mixtures: A molecular dynamics study[J]. Journal of Molecular Liquids, 2020, 319: 114189.

[8] Wu X, Yang Z, Duan Y. Evaporation of R32/R1234yf mixture nanodroplets on a smooth substrate: Molecular dynamics simulation[J]. Chemical Physics Letters, 2019, 733: 136672.

[9] Gong Y, Luo K H, Ma X, et al. Atomic-level insights into transition mechanism of dominant mixing modes of multi-component fuel droplets: From evaporation to diffusion[J]. Fuel, 2021, 304: 121464.

[10] Li Q, Liu C. Molecular dynamics simulation of heat transfer with effects of fluid–lattice interactions[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2012, 55(25-26): 8088-8092.

[11] Jorgensen W L, Madura J D, Swenson C J. Optimized intermolecular potential functions for liquid hydrocarbons[J]. Journal of the American Chemical Society, 1984, 106(22): 6638-6646.

[12] Jorgensen W L. Optimized intermolecular potential functions for liquid alcohols[J]. The Journal of Physical Chemistry, 1986, 90(7): 1276-1284.

[13] Kaminski G, Duffy E M, Matsui T, et al. Free energies of hydration and pure liquid properties of hydrocarbons from the OPLS all-atom model[J]. The Journal of Physical Chemistry, 1994, 98(49): 13077-13082.

[14] Berendsen H J C, Postma J P M, Van Gunsteren W F, et al. Molecular dynamics with coupling to an external bath[J]. The Journal of chemical physics, 1984, 81(8): 3684-3690.

[15] Hoover W G. Computational statistical mechanics[M]. Elsevier, 2012.

[16] Verlet L. Computer" experiments" on classical fluids. I. Thermodynamical properties of Lennard-Jones molecules[J]. Physical review, 1967, 159(1): 98-103.

[17] Onsager L. Reciprocal relations in irreversible processes. I.[J]. Physical Review, 1931, 37: 405–426.

[18] Onsager L. Reciprocal relations in irreversible processes. II.[J]. Physical Review, 1931, 38: 2265–2279.

[19] 李如生. 非平衡态热力学和耗散结构[M]. 北京: 清华大学出版社, 1986: 50-55.

[20] English N. J., Clarke E. T. Molecular Dynamics Study of CO2 Hydrate Dissociation: Fluctuation-dissipation and Non-equilibrium Analysis[J]. Journal of Chemical Physics, 2013, 139(9): 53-57.

[21] Ghaani M. R., English N. J. Molecular-dynamics Study of Propane-hydrate Dissociation: Fluctuation-dissipation and Non-equilibrium Analysis[J]. Journal of Chemical Physics, 2018, 148(11): 114504.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233142

立式套管式冷凝器低压冷凝传热特性研究

王资锦，钟巍[1]，闵皖东，王琳
（西南交通大学 机械工程学院，四川 成都 610031）
（Tel：13980783336 Email：weizhong@swjtu.edu.cn）

摘要：在直径 22mm，长度 1.31m 的竖直管内测量了纯蒸汽向下流动的冷凝传热参数，测试蒸汽的饱和温度在 99.2-101° C 之间，质量流量在 8.77-20.46 kg/(m^2 • s)。针对不同蒸汽流量，将实验中测得的局部 Nu 和 Nusselt 理论进行对比，分析了蒸汽剪切力以及外部冷却水耦合作用的影响。并将实验数据和常用的关联性进行了对比，大部分数据点与关联式的偏差在 20%以下，Numrich、Carey、Shah 的相关性与实验结果一致性较好，平均相对偏差(MRD)和平均绝对相对偏差(MARD)分别为-4.90%，7.18%，-4.45%和 11.61%，21.51%，12.53%。实验结果和方法可用于不同工况下立式冷凝器的优化设计和运行分析。

关键字：竖直管道、环状流、膜状冷凝、立式冷凝器

0 引言

蒸汽冷凝因其传热效率高，传热温差要求低，被广泛应用于能源动力[1],过程工业[2]、建筑节能[3]等各个领域。蒸汽冷凝可分为滴状冷凝和膜状冷凝两种。膜状冷凝在大多数工业应用中得到更广泛的应用，因为在传统的金属表面上滴状冷凝很难维持，尽管它通常具有较高的传热系数。研究膜状冷凝换热过程对于设计和研制能有效降低换热器材料消耗和体积的冷凝器至关重要。

为了对管道内冷凝过程的传热传质特性有更深刻的认识，人们投入了大量的精力和资源进行实验和理论研究。已有相当多的实验研究了蒸汽在垂直管道中的冷凝换热特性，包括蒸汽流量、不凝性气体含量、管道长径比等关键参数对换热性能的影响。Kuhn[4]使用了一根长度 3.37m，直径 47.5mm 的垂直冷凝器管行了蒸汽冷凝试验，使用了一种新的数据处理方法确定了局部热流密度，并基于退化因子、边界层理论和基于传热传质类比的模型，提出了三种不同的传热系数相关性，使用退化因子法的相关性已被证明可以提供令人满意的工程精度。Park 和 No[5]使用了一根长度 2.4m，直径 47.5mm 的垂直冷凝器管，主要研究了不同工况下不凝结性气体对冷凝传热的影响。结果表明，HTC 随入口空气质量分数的降低而增大，同时建立了经验相关性，并将其预测与实验数据进行比较，显示出与 22.3%的标准差的良好的一致性。Oh[6]在对浸没在水池中的垂直管中的蒸汽-空气混合物进行了冷凝实验，其中冷凝器管的热量通过沸腾传热去除，对 0.1-0.4MPa 的 23 个压力进行了测试，同时建立了不凝性气体环形薄膜冷凝的传热传质类比模型。Lee 和 Kim[7]在垂直冷凝管内进行了蒸汽流量为 6.5 至 28.2 kg/h，不凝性气体含量高达 40%的冷凝传热实验。实验结果表明，局部传热系数随着入口蒸汽流量的增加而增大，入口氮气质量分数减小，在小直径冷凝器管中，不凝性气体对蒸汽冷凝的影响较弱。Park[8]研究了 FC-72 在垂直下流过程中环状冷凝的界面和传热特性。为不同流速的蒸汽和冷却水条件下的界面情况进行了高速摄像，并建立了一个基于控制体积的理论模型，其中考虑了表面张力对界面附近湍流的影响。

众多研究者在广泛的实验数据基础上，进一步建立了许多具有理论、经验和半经验的相关模型。这些模型可以分为三类[9]:基于两相乘法的模型、基于界面剪切应力的模型和基于

[1] 基金项目：国家自然科学基金 （No. 52106273）；四川省自然科学基金（No.2022NSFSC1876）

边界层的模型，但大多数关联方程的适用性相对有限，只有少数关联式能够全面预测管道内冷凝换热系数。

数值模拟技术的发展促进了计算流体力学(CFD)在管道内冷凝研究中的广泛应用。Fu[10]基于 Kuhn 的实验，使用了 FLUENT 模拟了垂直管中蒸汽-空气混合物和蒸汽-氦混合物的对流冷凝。通过定义质量、动量和能量守恒方程的源项来模拟凝结过程。模拟了几种不同蒸汽质量分数的案例，结果与实验数据吻合较好。Lee[11]研究了使用具有二维轴对称几何形状的圆形冷凝器管中的垂直下流进行的蒸汽冷凝，提供了模型的详细信息，包括界面相变子模型的选择、数值方法和收敛准则，发现计算模型中使用的传质强度系数对凝结传热系数和界面温度影响较大。Wang[12]等人应用 CFD 方法研究了在存在不凝性气体的情况下波对薄膜冷凝的影响。应用 CFD 方法研究了在存在不凝性气体的情况下波对薄膜冷凝的影响。Zschaeck[13]等人使用 ANSYS CFX 对正方形和圆柱形管道的 NCG 蒸汽壁冷凝进行了 CFD 分析，并将结果与 Kuhn 报告的数据进行了验证。

由于冷凝传热机理尚未完全了解，实验仍是研究冷凝传热的主要方法。合理的测量管道内的热流密度对于研究冷凝传热特性非常重要。本研究旨在通过实验研究立式套管冷凝器的换热特性。搭建了垂直管内纯蒸汽冷凝实验装置，对不同蒸汽流量下的局部传热特性进行了测试和分析，并将实验结果和以往的关联式进行了对比，结果显示出良好一致性。

1 实验系统设计

本节介绍了局部冷凝换热参数的实验设置和测试过程。

1.1 实验装置

图 1（a）为本研究建立的冷凝换热装置示意图。实验系统由四部分组成：1)蒸汽生产部分 2)测试部分 3)后处理部分 4)数据采集系统。蒸汽由电加热锅炉产生，通过调节锅炉功率来控制蒸汽流量。温度和压力测量点安装在电加热锅炉的出口。在试验段入口前安装旋涡流量计，测量蒸汽流量。为保证进入试验段的蒸汽得到充分发展，在试验段进入前安装了长度为 20cm 的绝热管段。蒸汽在试验段发生冷凝并释放热量。然后，剩余的蒸汽和冷凝水被气液分离器分离。通过电容式液位计测量凝液罐的液位高度，并根据液位高度实时计算出冷凝液的质量流量。剩余蒸汽在水箱内继续放热，气液分离器后安装止回阀，防止剩余蒸汽回流。冷却水回路由控制阀和涡轮流量计组成，保证试验段冷却水流量保持在设定值。为了减少热量散失到周围环境中，管道的所有外表面都覆盖有铝箔保温棉。在实验开始前，调节并保持蒸汽流量 20 分钟，尽可能清除管道内的残余空气，确保换热器进出口的测量温度与测量压力的饱和温度相对应。

为了保证实验数据的准确性，在实验装置中使用了多个高精度传感器来测量温度、压力和流量。温度测量采用热电偶(T-K30, ETA,苏州,中国)，测量范围 0-1250°C，误差 0.4%。压力监测采用压力传感器(PCM300, XSENR，苏州，中国)，测量范围-100-300kPa，误差 0.5%。蒸汽流量采用涡流流量计(LUGB310，杭仪，苏州，中国)记录，测量范围为 3.5-35kg /h，误差为 1.5%;冷却水流量采用另一涡流流量计(GTLWGY10，杭仪，苏州，中国)记录，测量范围为 0.15-1.5 m3/h，误差为 1%。冷凝水液位测量采用电容式液位计(YW400，恒义，泰州，中国)，测量范围为 0-400 mm，误差为 0.5%。所有实验数据均使用 DAQ970 数据采集系统(是得科技,圣罗莎,美国)收集。

1.2 实验测量部分

如图 1(b)所示，本实验采用垂直逆流管壳式换热器作为冷凝换热试验段。测试段的内管使用了一根有效换热长度为 1310mm，内径 22mm，壁厚 1.5mm 的紫铜管，外部夹套使用了一根内径 46mm，壁厚 2mm 的不锈钢管道。为了保证内外套管间良好的同轴度，使用了两个圆柱型凹台结合丁腈 O 型圈对内外套管进行定位和密封。为了测量管壁温度和冷却水温度，沿着蒸汽流动的方向自上而下的划分了 16 个截面，每一个截面上设置了两个 k 型热电

偶用来测试换热管道外壁面温度和一个 k 型热电偶用来测试冷却水环腔温度，其中第 3、9、14 截面额外设置了一个 k 型热电偶测量冷却水温度，用来评估冷却水温度准确性。

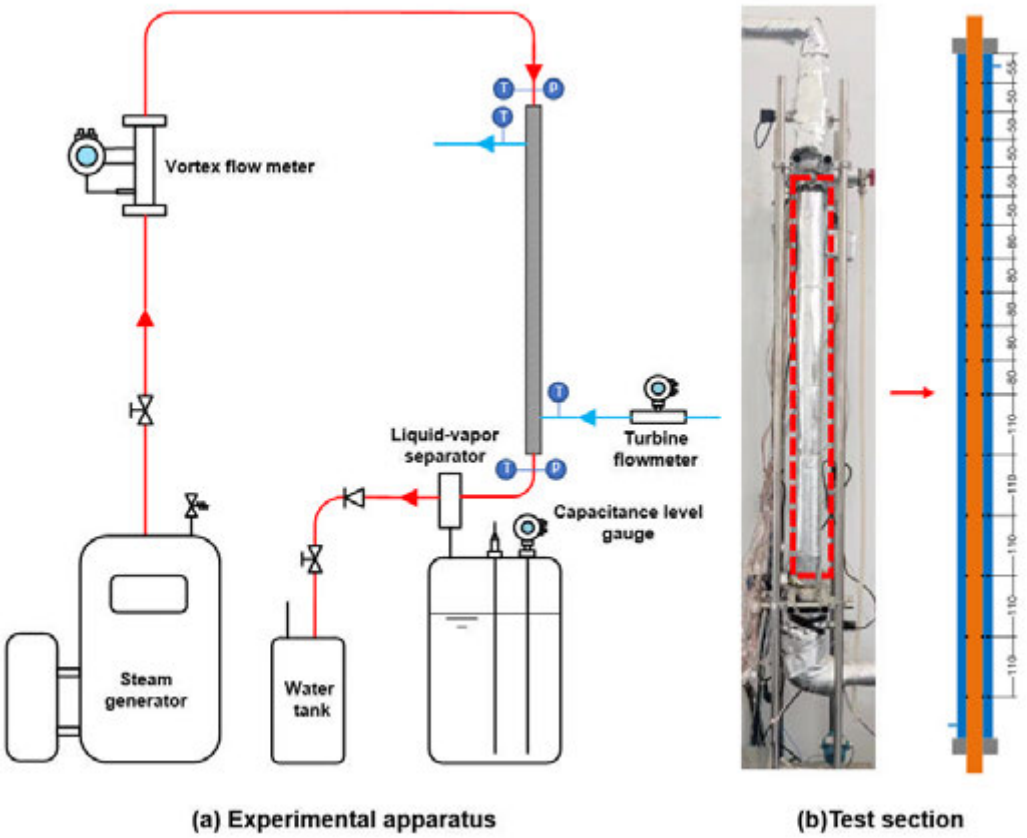


图 1 (a)实验装置示意图 （b）测试段

表 1 实验测试参数

实验参数	范围
$m_{v,in}$	$8.77-20.16\ kg/(m^2{\cdot}s)$
$T_{v,in}$	$99.2-101\ °C$
P_{in}	$99-108\ kpa$
m_w	$0.485\ m^3/h$
$T_{w,in}$	$10.02\ °C$

2 数据处理方法

本节概述了局部冷凝换热系数的计算方法，以及相应的误差分析。该方法包括两个基本步骤。采用数值模型确定冷却水局部体积温度，该模型考虑了冷却水环腔内外壁温差产生的浮力效应。从实验中获得的壁面温度数据被用作这一测定的边界条件。其次，利用能量平衡方程确定局部热流系数和冷凝换热系数。

2.1 套管冷却水体积平均温度的计算

如图 1(b)所示，实验中将热电偶插入环腔中心来测量冷却水温度。为了获得准确的局部热流密度，冷却水的流量应该保持在一个相对较低的值，以便为相邻两个热电偶之间提供一个较大的冷却水温度变化。但是根据[4],这种测量方式在较低的雷诺数、较低的普朗克数或者是两个表面温度梯度较高的时候，测量误差可能是较为显著的。较低雷诺数的冷却水与壁面换热时，换热过程并没有集中在热边界层内部，整体径向截面会出现温度分层的现象，截

面体积平均温度和实际测量温度存在误差，这就会对冷凝传热系数的计算带来较大的误差。

针对以上问题，我们通过将实验方法结合数值模拟方法，对实验数据进行了验证与补充。将实验使用的冷却水流量、温度和测试得到的外壁面温度作为边界条件，通过求解质量守恒方程、动量守恒方程和能量守恒方程，可以计算夹套内每一截面的冷却水体积平均温度。

质量方程、动量方程、能量方程的控制方程分别如下:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i)=0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j)=-\frac{\partial p}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)-\rho\overline{u_i' u_j'}\right] \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho C_p u_i T)=-\frac{\partial}{\partial x_i}\left(-k\frac{\partial T}{\partial x_i}+\rho C_p\overline{u_i' T'}\right) \tag{3}$$

其中下标(i 和 j)表示张量表示法(i=1,2,3, j=1,2,3)，u，T 和 p 分别表示流体速度、温度和压力。ρ 是流体密度，μ 和 C_p 分别为动粘度和比热。由于方程中存在 5 个以上的未知变量，需要一个额外的湍流模型来使得方程组封闭。

湍流动能 k 方程为

$$\frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_k\frac{\partial k}{\partial x_j}\right)+G_k-Y_k \tag{4}$$

湍流能量耗散 ω 方程为

$$\frac{\partial(\rho\omega u_i)}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_\omega\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right)+G_\omega-Y_\omega \tag{5}$$

式中，G_k 和 G_ω 表示湍流动能的产生(k)和比耗散率(ω)，Y_k 和 Y_ω 表示(k)和(ω)由于湍流的耗散。

根据实验数据，通过多项式拟合确定内管外壁温度，其余壁面作为绝热壁面进行处理。为了准确评估冷却水的流动特性，在边界处分别设置了质量流入口和压力出口，同时考虑到自然对流下流体的驱动机制，采用分段线性函数将流体密度表示为温度的函数，并启用湍流模型中的全浮力效应。对于压力-速度耦合，采用 SIMPLIC 算法，选择基于网格单元的最小二乘法梯度空间离散化方案。此外，采用了使用 Second Order 二阶插值方案，对于收敛准则，将连续性方程的收敛准则设为小于 10^{-4}，其他变量设为 10^{-5}。

为了减小数值计算中的数值误差，进行了网格无关性验证。给出了不同单元数下环管内冷却水平均温度沿长度的变化规律。考虑到计算精度和时间成本，最终选择使用 Fluent meshing 生成的 189,745 个多面体网格进行进一步分析。与其他类型的网格相比，多面体网格可以更准确地反映流场的详细特征，从而提高了计算结果的可靠性和准确性。

通过数值计算得到了环形空腔截面的体积平均温度(T_b)，计算公式如下所示:

$$T_b=\frac{\int_{R_i}^{R_o}T(r)u(r)dr}{\int_{R_i}^{R_o}u(r)dr} \tag{6}$$

式中 $T(r)$ 和 $u(r)$ 分别为沿环形通道径向界面的温度分布和沿环形通道径向界面的速度分布，R_i 和 R_o 分别表示换热管的外半径和环形腔的内半径。

2.2 管内冷凝传热参数计算

利用冷却水环腔内部体积平均温度分布的斜率，可以计算出管内的局部热流密度

$$q_i(z) = -\frac{\dot{m}_c C_p}{\pi D_i}\frac{dT_b(z)}{dz} \tag{7}$$

式中，$\dot{m}_c$ 为环腔内冷却水的质量流量，C_p 为冷却水比热，D_i 为换热管外径。

换热管内壁温度

$$T_{w,i}(z) = T_{w,o}(z) + q_i(z)\cdot\frac{D_i \ln\left(\frac{D_o}{D_i}\right)}{2\cdot k_{wall}} \tag{8}$$

局部冷凝膜的质量流量可由下式计算

$$\dot{m}_{cond}(z) = \pi D_i \int_0^z \frac{q_i(z)}{h_{fg}(z)} dz \tag{9}$$

局部液膜的定性温度由下式计算

$$T_f(z) = T_{w,i}(z) + 0.31\cdot(T_{sat} - T_{w,i}(z)) \tag{10}$$

局部雷诺数定义为

$$Re(z) = \frac{4\Gamma_c(z)}{\mu_f} = \frac{4\dot{m}_{cond}(z)}{\pi D_i \mu_f} \tag{11}$$

其中，$\Gamma_c(z)$ 为单位湿周质量流量，μ_f 为凝结水粘度。

3 结果和讨论

3.1 温度分布

图 2 给出了在三种不同蒸汽速度和冷却水流量恒定情况下，管内外壁温度和环空冷却水温度沿管长变化情况。采用沿管测得的温度拟合环空冷却水温度和内管外壁温度。具体采用三阶多项式进行拟合，采用指数函数进行拟合，如图 2(a)所示，在换热过程中不是常数。该温度在管的上下部分变化迅速，并随着蒸汽流量的增加而增加。同时，随着蒸汽流量的增大，其变化幅度也随之增大。

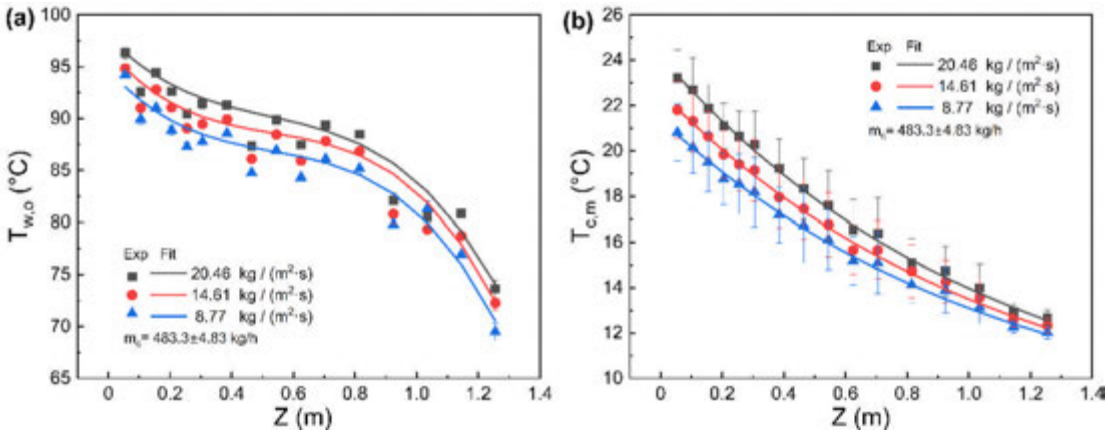


图 2 (a)换热管道外壁温度实验测试值 （b）环腔中心冷却水温度测试值

图 3 显示了冷却套内不同蒸汽流量下的体温模拟结果与实验温度实测值。由于进入冷却水温度的均匀性和进口几何形状引起的流量影响，冷却液得到充分混合。因此，热边界层厚度较薄，本体温度与热电偶点温度之间的一致性是可以接受的。但进入入口段后，冷却水流量逐渐趋于稳定，雷诺数减小，环形通道内横截面积径向温度梯度增大，冷却剂温度偏离体温。仿真与实验之间的差距逐渐拉大。在出口附近，出口流道收缩和环形空腔管顶部自然对流对流体混合的影响逐渐增强，管心温度逐渐接近体温。由式(7)可知，冷却水沿轴方向的温度梯度对于计算局部热流密度至关重要。如果使用环腔中心温度计算局部热流密度，在进、出口段存在较大误差。

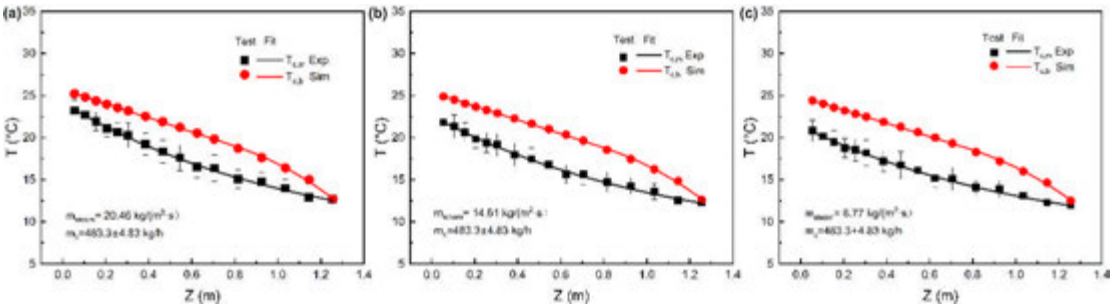


图 3 不同蒸汽流量下环腔中心温度和体积平均温度的对比值

3.2 局部传热参数的对比

图 4 给出了使用冷却水体积平均温度梯度计算得到的局部 Nu 与不同蒸汽流量下凝结水 Re 的关系，并与 Nusselt 理论进行了对比。采用 Nusselt 的理论计算无蒸汽流动时的膜凝结传热系数。在管道入口的第一个区域(0-0.2L)，局部液膜形成，剪切力对局部冷凝换热系数影响显著，超过了预测的 Nusselt 值，随着蒸汽流量的增加，这种现象更加明显。在第二个区域(0.2L-0.6L)，液膜已经基本成型，并且随着冷凝换热的进行，液膜厚度逐渐增厚，导致局部冷凝换热系数逐渐减小，接近于预测的 Nusselt 值。第二个区域剪切力对冷凝传热的强化作用小于第一个区域内的作用。在第三区域(0.6L-L)，局部冷凝换热系数随冷凝雷诺数的增大而增大。这种现象可归因于底部换热区靠近冷却水入口，较高的对流换热系数导致管道底部冷凝速率增加，从而导致冷凝物雷诺数升高和表面波动，导致流型向湍流过渡，反而强化了内部的冷凝传热。

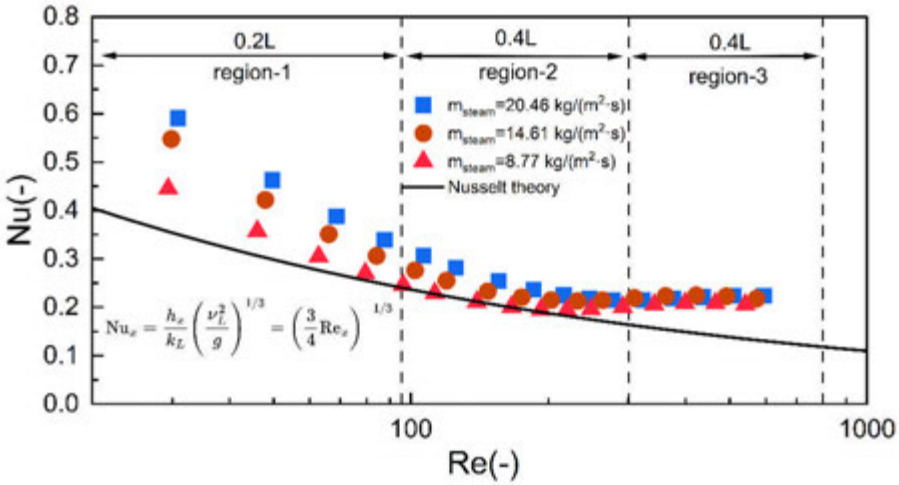


图 4 不同蒸汽流量下局部 Nu 随 Re 的变化

3.3 关联性对比

表 2 给出了常见的垂直环形流冷凝换热模型。Chen[14]提出了薄膜冷凝传热的综合关系式。该关联结合了界面剪切应力、界面波和冷凝膜内的湍流输运，并基于分析和实验结果。Numrich[15]总结了垂直管道中凝结的相关性，针对垂直管中的薄膜凝结，提出了一种计算方法，再现了薄膜表面界面剪应力的现象。Carey[16]考虑了 Nusselt 理论中界面剪切应力的影响，他引入了新的简化方程和迭代技术来计算界面剪切和确定局部传热系数。Shah[17]提出了一种预测垂直管道内对流冷凝换热的一般关系式。这种相关性已根据大多数可用数据得到验证。

表 2 常见关联性

作者	关联性
Chen[14]	$\mathrm{Nu}=H_{\mathrm{F}}(v_{\mathrm{L}}^{2}/g)^{1/3}/k_{\mathrm{L}}$ $=\left[\left(0.31\mathrm{Re}_{\mathrm{L}}^{-1.32}+\frac{\mathrm{Re}_{\mathrm{L}}^{2.4}\mathrm{Pr}_{\mathrm{L}}^{3.9}}{2.37\times10^{14}}\right)^{1/3}+\frac{A_{\mathrm{D}}\mathrm{Pr}_{\mathrm{L}}^{1.3}}{771.6}(\mathrm{Re}_{\mathrm{L0}}-\mathrm{Re}_{\mathrm{L}})^{1.4}\mathrm{Re}_{\mathrm{L}}^{0.4}\right]^{1/2}$
Numrich[15]	$\frac{\mathrm{Nu}_{\mathrm{F,x}}^{+}}{\mathrm{Nu}_{\mathrm{F,x}}}=K_{\mathrm{W}}=(1+\tau_{\mathrm{D}}^{*})^{1/3}$
Carey[16]	$\frac{4zk_l\mu_l(T_{sat}-T_w)}{\rho_l(\rho_l-\rho_v^*)gh_{lv}'}=\delta^4+\frac{4\tau_i\delta^3}{3(\rho_l-\rho_v^*)g}$ $\tau_i=f_v\left(\frac{\rho_v u_v^2}{2}\right)=f_v\left(\frac{G^2x^2}{2\rho_v(1-8\delta/D)}\right)$ $f_v=f_i=0.005\left(1+\frac{300\delta}{D}\right)$
Shah[17]	$h_1=0.023\mathrm{Re}_{LT}^{0.8}\mathrm{Pr}_l^{0.4}\cdot\frac{k}{D}\left[(1-x)^{0.8}+\frac{3.8x^{0.76}(1-x)^{0.04}}{P_r^{0.38}}\right]\left(\frac{\mu_l}{14\mu_v}\right)^{0.0058+0.577P_r}$ $h_{Nu}=1.32\mathrm{Re}_{LS}^{-1/3}\left[\frac{\rho_l(\rho_l-\rho_v)gk^3}{\mu_l^2}\right]^{1/3}$ $J_v\geqslant\frac{1}{2.4Z+0.73}\quad h=h_1$ $0.89-0.93e^{(-0.087Z^{-1.17})}\leqslant J_v\leqslant\frac{1}{2.4Z+0.73}\quad h=h_1+h_{Nu}$ $J_v\leqslant0.89-0.93e^{(-0.087Z^{-1.17})}\quad h=h_{Nu}$

如图 5 所示，将表 2 中相关系数的计算结果与实验数据进行对比。相关性与实验结果之间的偏差结果大多保持在 20%以下。Numrich、Carey、Shah 的相关性与实验结果表现出更好的一致性，平均相对偏差(MRD)和平均绝对相对偏差(MARD)分别为-4.90%，7.18%，-4.45%和 11.61%，21.51%，12.53%。相比之下，Chen 的关联式显示出较差的一致性，其 MRD 和 MARD 分别为 21.89%和 26.49%，这可能由于其适用性更偏向于高蒸汽流速的冷凝传热。总的来说，Numrich 的关联性显示出最高水平的一致性。

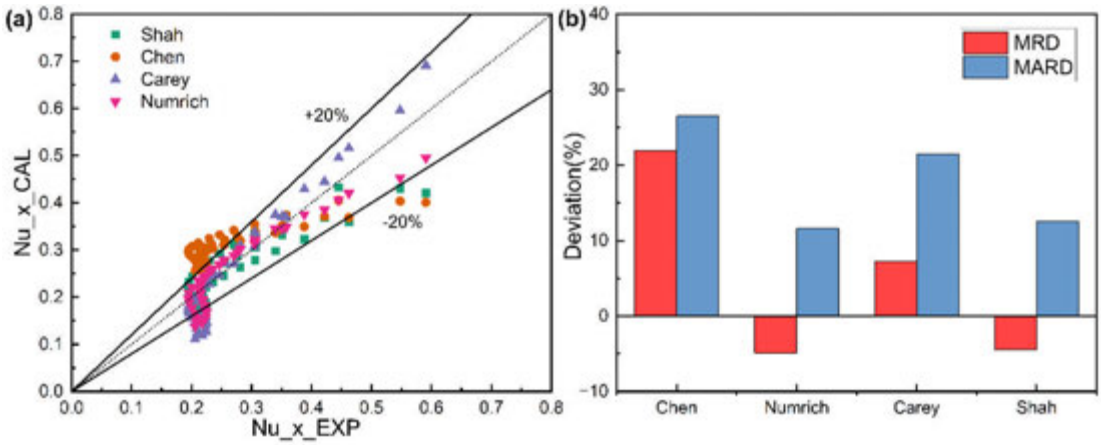


图 5 实验结果和关联性对比

4 结论

1、实验研究了垂直管内纯蒸汽冷凝换热特性，使用了一种新的数据处理方式来计算局部冷凝传热系数，实验数据显示出良好的准确性和合理性。

2、通过实验测试确定了局部冷凝换热系数的轴向变化规律。发现蒸汽的冷凝换热系数随着蒸汽质量的增加而增加。由于入口效应的影响，逆流的冷却水在管道底部对流传热系数较大，可能促使管道内部液膜流态向湍流过渡。

3、直接将实验中将热电偶插入环腔中心来测量冷却水温度可能会对局部冷凝传热系数的计算带来较大的偏差，提出的数据处理方法可以合理的估计局部冷凝传热系数。

4、通过与测量结果的比较，评估了以前的冷凝传热相关性。大部分数据点与关联式的偏差在 20%以下，Numrich、Carey、Shah 的相关性与实验结果一致性较好，平均相对偏差(MRD)和平均绝对相对偏差(MARD)分别为-4.90%，7.18%，-4.45%和 11.61%，21.51%，12.53%。

参考文献

[1] Bhowmik PK, Schlegel JP, Revankar S. State-of-the-art and review of condensation heat transfer for small modular reactor passive safety: Experimental studies. International Journal of Heat and Mass Transfer 2022;192:122936. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.122936.

[2] Chen Q, Finney K, Li H, Zhang X, Zhou J, Sharifi V, et al. Condensing boiler applications in the process industry. Applied Energy 2012;89:30–6. https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2010.11.020.

[3] Gong G, Chen F, Su H, Zhou J. Thermodynamic simulation of condensation heat recovery characteristics of a single stage centrifugal chiller in a hotel. Applied Energy 2012;91:326–33. https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2011.08.007.

[4] Kuhn SZ, Schrock VE, Peterson PF. An investigation of condensation from steam–gas mixtures flowing downward inside a vertical tube. Nuclear Engineering and Design 1997;177:53–69. https://doi.org/10.1016/S0029-5493(97)00185-4.

[5] Park HS, No HC. A Condensation Experiment in the Presence of Noncondensables in a Vertical Tube of a Passive Containment Cooling System and Its Assessment with RELAP5/MOD3.2. Nuclear Technology 1999;127:160–9. https://doi.org/10.13182/NT99-A2992.

[6] Oh S, Revankar ST. Experimental and theoretical investigation of film condensation with noncondensable gas. International Journal of Heat and Mass Transfer 2006;49:2523–34. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.01.021.

[7] Lee K-Y, Kim MH. Experimental and empirical study of steam condensation heat transfer with a noncondensable gas in a small-diameter vertical tube. Nuclear Engineering and Design 2008;238:207–16. https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2007.07.001.

[8] Park I, Kim S-M, Mudawar I. Experimental measurement and modeling of downflow condensation in a circular tube. International Journal of Heat and Mass Transfer 2013;57:567–81. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.10.060.

[9] Gou J, Wang B, Shan J. Development of an analytical model for pure vapor downflow condensation in a vertical tube. Nuclear Engineering and Design 2017;320:346–60. https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2017.05.032.

[10] Fu W, Li X, Wu X, Corradini ML. Numerical investigation of convective condensation with the presence of non-condensable gases in a vertical tube. Nuclear Engineering and Design 2016;297:197–207. https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2015.11.034.

[11] Lee H, Kharangate CR, Mascarenhas N, Park I, Mudawar I. Experimental and computational investigation of vertical downflow condensation. International Journal of Heat and Mass Transfer 2015;85:865–79. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.02.037.

[12] Wang X, Chang H, Corradini M. A CFD study of wave influence on film steam condensation in the presence of non-condensable gas. Nuclear Engineering and Design 2016;305:303–13. https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2016.06.003.

[13] Zschaeck G, Frank T, Burns AD. CFD modelling and validation of wall condensation in the presence of non-condensable gases. Nuclear Engineering and Design 2014;279:137–46. https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2014.03.007.

[14] Chen SL, Gerner FM, Tien CL. GENERAL FILM CONDENSATION CORRELATIONS. Experimental Heat Transfer 1987;1:93–107. https://doi.org/10.1080/08916158708946334.

[15] Numrich R. Influence of gas flow on heat transfer in film condensation. Chem Eng Technol 1990;13:136–43. https://doi.org/10.1002/ceat.270130119.

[16] Van P C. Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena. 3rd ed. CRC Press; 2018.

[17] Shah MM. An Improved and Extended General Correlation for Heat Transfer During Condensation in Plain Tubes. HVAC&R Research 2009;15:889–913. https://doi.org/10.1080/10789669.2009.10390871.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：14xxxx

基于金属增材制造的新型层板发汗冷却推力室冷却特性研究

解文博，畅佳琪，祁超杰，杨卫华.
南京航空航天大学 能源与动力学院 江苏南京 210016
15605151238 749651845@qq.com

摘要：火箭推力室等高热负荷热端部件易受到燃气的严苛热环境考验，本文设计了一种新型层板发汗冷却结构，并通过金属增材制造技术加工实现，进行了高温燃气换热试验研究该新型层板发汗冷却推力室的综合冷却性能。研究发现：本文设计的新型层板发汗冷却结构的综合冷却效率较高，可以为未来先进冷却结构设计及航空航天热防护方案提供参考。

关键词：火箭推力室，层板发汗冷却，金属增材制造技术，试验研究，综合冷却效率

0 前言

纵观层板发汗冷却技术的发展进程，众多研究人员从多角度开展了相关数值或理论研究，明确指出了层板发汗冷却技术的优势，其中，较高的冷却效率是最为显著的特征，早在 1954 年，Eckert[1]等人利用数值模拟对发汗冷却平板进行了相关分析，相比对流冷却，发汗冷却可以减少 1/3~2/3 的冷却剂流量进而实现相同冷却效果。而相比于传统的膜冷却方式，发汗冷却下的推力室内壁面承受温度可提高约 1000℃；同时在主流热环境条件下，相比非发汗冷却，发汗冷却的壁温可以降低 50%[2]，发汗冷却效率比再生冷却高 35%[3]。其次，轻质也是层板发汗冷却的一大优点，相较于传统对流冷却结构，层板发汗冷却结构降低了 8.6%重量[4]。但典型层板发汗冷却结构都存在着加工复杂、成本高的问题，这也是限制层板发汗冷却技术发展的主要原因之一。金属增材制造技术具有高柔性化、设计制造一体化、缩短制造周期、可加工复杂异型结构等优点[5]，同时具备更高的力学性能[6]，目前被广泛应用再航空航天、汽车制造等行业[7, 8]，针对航空航天领域，增材制造技术可以节省制造成本、减轻结构重量、加工薄壁特征部件[9]等优势。同时，有研究证实采用选择性激光金属烧结技术（SLMS）可以精确制造发汗冷却结构的复杂几何形状，并提高了结构强度，该研究表明增材制造技术有利于复杂发汗冷却结构的加工制造[10]。

众多学者对新型层板发汗冷却结构的优化设计展开了研究。姜培学[11]利用强吸热化学反应，在传统层板发汗冷却结构布置强吸热化学反应催化剂薄膜与催化剂薄膜覆盖的多孔介质材料，如图 1 中，1 为金属薄板，2 为控制流道，3 为流量分配区，4 为推力室，5 为催化剂薄膜，6 为冷却流道，7 为分割条。这种结构使得在强吸热反应发生的基础上再发生传统对流换热的发汗冷却，极大增强了冷却结构的冷却能力。

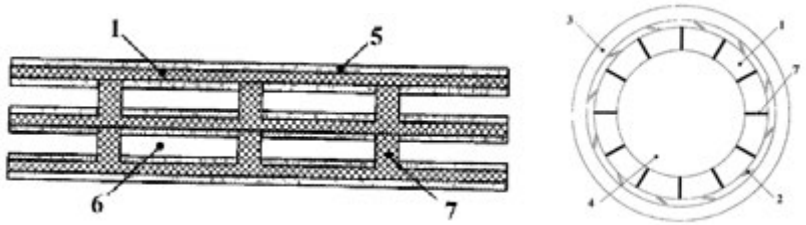


图 1 利用强吸热反应的层板发汗冷却结构

罗世彬[12]等人对引射火箭的头锥、推力室进行了层板发汗冷却方案设计，在头锥部分简化了传统 Transpire 类型环形层板发汗冷却结构，如图 2 所示，10 为层板结构，100 为周向分配区，101 为控制流道，102 为散布流道，103 为层板中心腔，结构上保留了周向分配区、控制流道与散布流道，也扩散焊焊接成型。

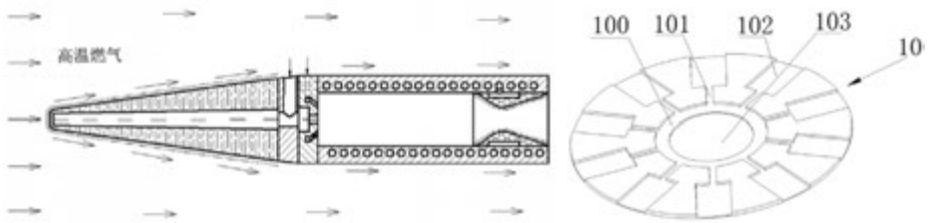


图 2 TRRE 引射火箭热防护措施

尽管众多学者提出了有关新型层板发汗冷却结构的设计，但部分加工方式还是保持刻蚀、叠放、焊接的传统模式，其加工难度并没有得到降低；同时，很多的结构设计并没有实际生产加工成完整热端部件并对其进行实际的试验性能考核。因此，本文在建立新型层板发汗冷却结构的基础上，优化加工制造工艺，形成完整层板发汗冷却火箭推力室并对其换热冷却性能进行考核测试，为优化未来航天热防护方案提供参考。

1 试验装置及方法

1.1 试验系统

整个试验台照片如图 3 所示。试验系统主要包括主燃气管路与冷却水管路两部分：主燃气管路包含压气机、稳压罐、流量计、燃烧室、燃气管道、层板发汗冷却试验件、数据采集系统；冷却水管路包含冷却水箱、高压水泵、液体流量计、压力表组成。如图 4 所示。主流空气由压气机流入至稳压罐稳压，经孔板流量计测得流量，主流空气与燃油混合燃烧后，燃烧室出口的高温燃气进入燃气管道，燃气管道内布置了压力探针与热电偶，用以测量层板发汗冷却试验件进口燃气参数。冷却水管路的冷却水从水箱流经水泵后，由微小流量水流传感器测得流量，并由压力表测得当地冷却水压力后由层板发汗冷却试验件冷却剂进口进入试验件内。

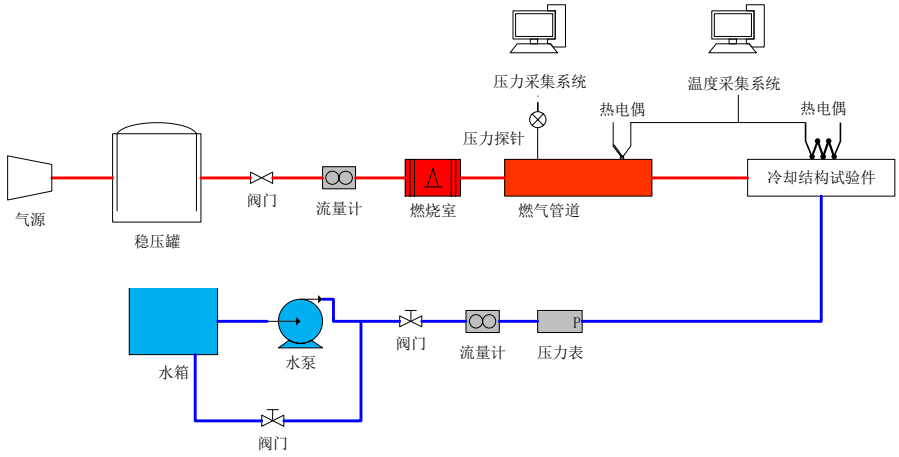


图 3 试验系统示意图

图 4 试验系统照片

1.2 试验件

基于典型 Lamilloy 层板结构，设计了一种新型层板发汗冷却结构，并使其完整应用于推力室内部结构。如图 5 所示，冷却结构主体分为两部分，外壁面结构与内部冷却结构，内部冷却结构是复合多孔结构，主要包括了限流层、复合多孔壁结构及分隔挡板。整体结构示意图如图 5 所示，这种复合多孔壁的结构热影响区与流动控制区较远，并伴有微小扰流柱（直径 0.3mm）、微小多孔（孔径 0.3~0.4mm）作为流动障碍与隔热层，故内壁面的高热负荷与推力室喉部局部过热的情况不会影响到冷却剂的原始设定流动方向，使得冷却剂流量与流动分布均匀恒定，而局部过热的情况也随着稳定均匀、持续性的冷却剂供给逐渐恢复正常。

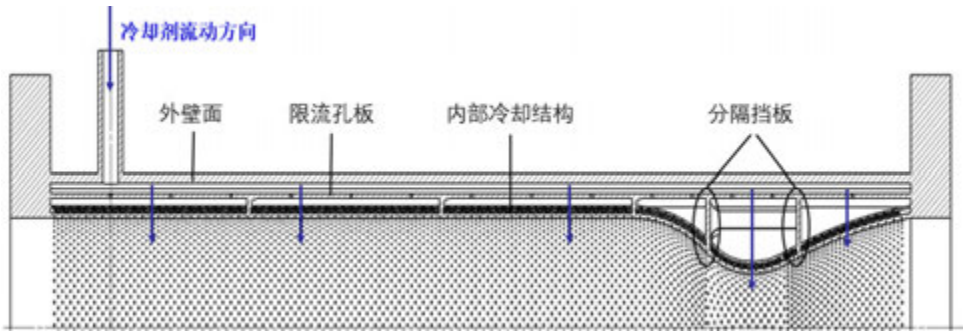


图 5 新型层板发汗冷却推力室侧面剖视图

如图 6 所示，在推力室轴向位置 x/L=0.1、0.3、0.6、0.7、0.8、1.0 的 6 个位置处设置了热电偶测量孔，其中，推力室圆柱段设置 3 组轴向热电偶孔组，收缩段设置 1 组热电偶孔，喉部设置 1 组热电偶孔，扩张段设置 1 组热电偶孔，轴向同一位置周向均匀布置的 4 个热电偶，每个热电偶周向角度 90°。如图 7 所示，热电偶测量孔最内侧距离推力室内壁面 0.5mm，即热电偶测量温度值代表了内壁面的实际温度。

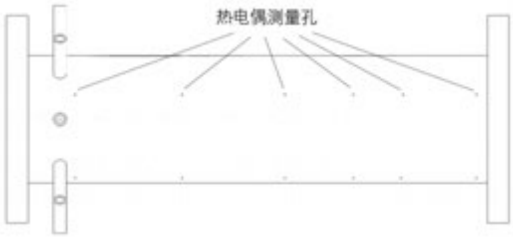


图 6 层板发汗冷却结构示意图

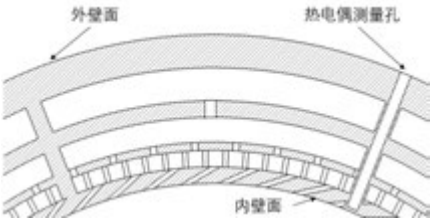


图 7 内部冷却结构示意图

本文设计的层板发汗冷却推力室具有众多微小结构，传统加工十分复杂，故采用激光烧结（SLM）技术的金属 3D 打印制造加工试验件，根据目前该技术的发展现状与技术水平，可以保证试验件的加工精度与正常工作的要求。试验件采用材料为 GH4169 金属粉末，在试验件的进口位置处周向布置了 8 个进口通道，8 个进口通道均匀周向供给试验件冷却剂，如图 8 所示。推力室内壁面为众多微小斜孔，金属 3D 打印技术可以保证小孔的顺利出流，如图 9 所示.

图 8 试验件照片

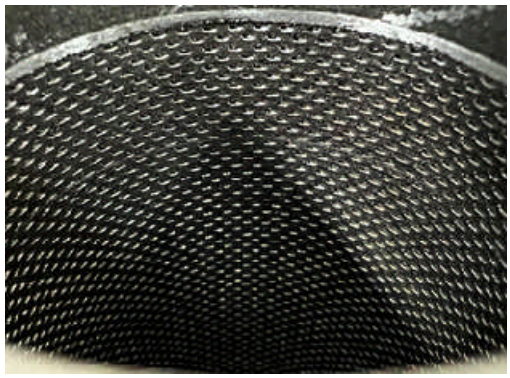


图 9 试验件内壁面

2 试验参数及测量方法

温比：

$$K=\frac{T_\infty}{T_c} \tag{2-1}$$

式中，T_∞为主流进口温度，K，T_c为冷却剂进口温度，K，T_w为内壁面温度，K。试验中主流温度及冷却剂进口温度通过K型铠装热电偶测量，直径为8mm，测量范围为0～1500℃，精度为±0.1℃。

流量比：

$$M=\frac{m_c}{m_\infty} \tag{2-2}$$

式中，m_∞为主流流量，kg/s，m_c为冷却剂流量，kg/s。主燃气管路的流量采用孔板流量计进行测量，精度为 1.5 级，冷却水流量采用微小水流传感器进行测量，精度为 2 级，量程是 0~3L/min。

综合冷却效率：

$$\eta=\frac{T_\infty-T_w}{T_\infty-T_c} \tag{2-3}$$

式中，T_∞为主流进口温度，K，T_c为冷却剂进口温度，K，T_w为内壁面温度，K。推力室内壁面温度数据通过 0.5mm 的 K 型铠装热电偶测量，测量范围为 0～1000℃，精度为±0.1℃。

3 试验结果及分析

3.1 温比对推力室内壁面综合冷却效果的影响

从图 10 中可以看出，在流量比 M=0.15，不同的温比条件下的内壁面温度沿推力室轴向距离均呈现先升高后降低的趋势。随着主次流温比的升高，推力室各个位置处的内壁面温度水平均有所升高，在流量比 M=0.15，温比 K=4.47 时，观察喉部位置温度为 338.22K，当流量比不变，温比 K 升高至 5.12 时，观察喉部温度升高为 344.08K；同时，从图 11 中可以看出，随着主次流温比的升高，推力室各个位置处的内壁面综合冷却效率均有所降低，在流量比 M=0.15，温比 K=4.47 时，观察喉部位置综合冷却效率为 0.965，当流量比不变，温比 K 升高至 5.12 时，观察喉部综合冷却效率为 0.963，可以看到当控制流量比 M=0.15 不变时，在试验温比范围内（K=4.47~5.12），温比对于冷却效率的影响较小，相同位置综合冷却效率差值最大为 0.003，证明了 M=0.15 流量比条件下的冷却经济性与冷却效果较好。

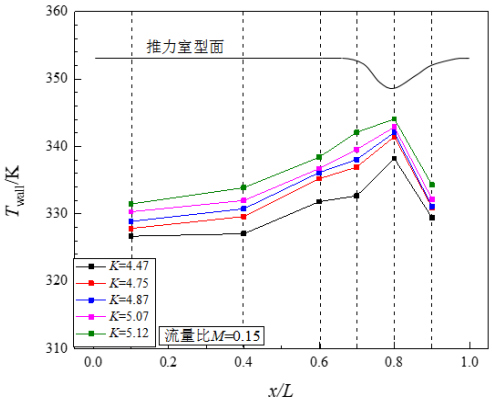


图 10 不同主次流温比的推力室内壁面温度

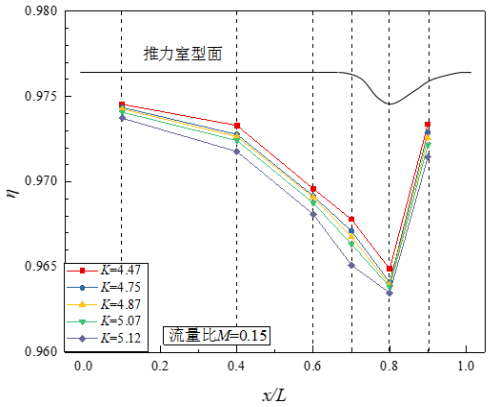


图 11 不同主次流温比内壁面综合冷却效率

3.2 流量比对推力室内壁面综合冷却效果的影响

如图 12、图 13 所示，展示了沿推力室轴向位置变化下，不同流量比对内壁面温度与综合冷却效率的影响。在控制主次流温比 K=5.07 条件下，改变主次流流量比得到了层板发汗推力室试验件不同轴向位置处的温度数据，由图 12 可以看到，沿着推力室轴向距离增加，温度分布呈现出先增加后降低的整体趋势，在喉部位置达到温度最高点；并且随着流量比的增加，冷却水的流量增大，推力室内壁面的整体温度水平迅速下降，推力室的喉部温度从 M=0.03 时的 347.57K 下降到了 M=0.89 时的 329.68K；在图 13 可以看到，综合冷却效率与内壁面温度分布呈现相反的变化趋势，即沿着推力室轴向距离的增加，综合冷却效率总是先降低后升高，在喉部位置达到冷效最低点，并且随着流量比的增加，冷却水的流量增大，推力室内壁面的综合冷却效率迅速升高，推力室的喉部冷却效率从 M=0.03 时的 0.959 升高到了 M=0.89 时的 0.975；但即使最低的冷却效率的 K=5.07，M=0.03 工况下，综合冷却效率也维持在 0.95 以上。

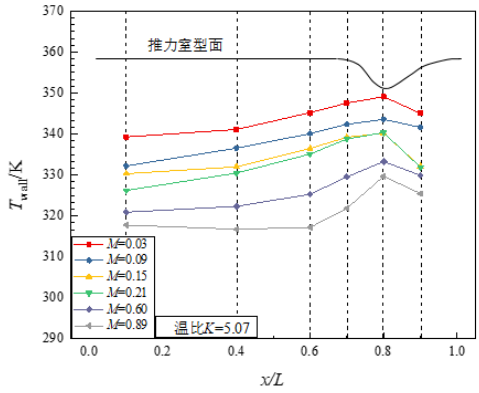


图 12 不同流量比下的内壁面温度

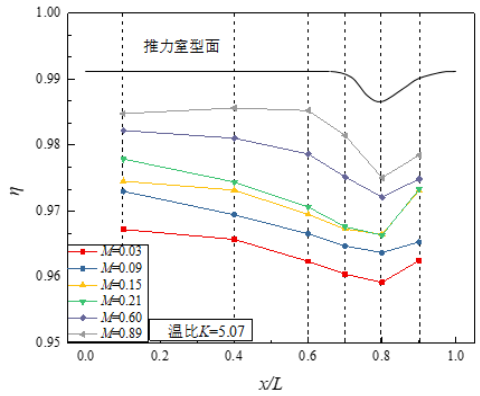


图 13 不同流量比内壁面综合冷却效率

如图 14、图 15 所示，分别展示四个推力室代表位置处（圆柱段、收缩段、喉部、扩张段）不同流量比对内壁面温度及综合冷却效率的影响规律。由图 14 可以看到，四个重要位置随着流量比 M 的增加，内壁面温度都逐渐下降，在流量比 M=0.03~0.15 范围内温度下降速率较快，随着流量比 M 的继续增加，内壁面温度下降速率减缓，可以看出在

M=0.15 附近，冷却速率较快，冷却的经济性更高；在图 15 同样可以看到，四个重要位置随着流量比 M 的增加，综合冷却效率都逐渐升高，在流量比 M=0.03~0.15 范围综合冷却效率升高较快，随着流量比 M 的继续增加，综合冷却效率升高速率减缓，可以看出在 M=0.15 附近，冷却效率的变化速度随冷却剂流量的升高变化较快，冷却的经济性与灵敏性更高。

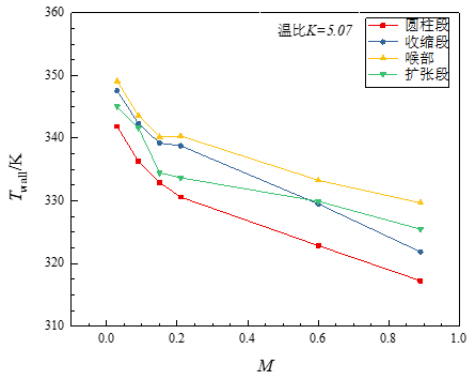


图 14 不同位置处内壁面温度随流量比的变化趋势

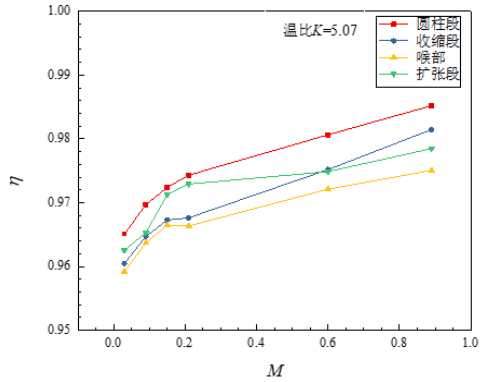


图 15 不同位置处综合冷却效率随流量比的变化趋势

4 结　论

本文提出了一种新型层板发汗冷却推力室结构设计方案，采用金属 3D 打印技术对试验件进行了加工制造，并对新型层板发汗冷却推力室的换热特性进行试验研究。

研究发现：随着流量比 M=0.03 增加至 M=0.89，推力室内壁面的整体温度迅速下降了 17.89K，推力室的喉部综合冷却效率从 0.959 升高到 0.975；但即使最低的冷却效率的 K=5.07，M=0.03 工况下，综合冷却效率也维持在 0.95 以上，说明了新型层板发汗冷却结构推力室的冷却高效性。

在流量比 M=0.03~0.15 范围内，随着流量比 M 的增加，推力室整体综合冷却效率的升高速率先加快后减缓，在 M=0.15 附近，推力室各个位置的冷却效率升高速率较快，冷却剂的经济性更高。在该流量比下，在试验温比范围内（K=4.47~5.12），温比对于冷却效率的影响较小，相同位置综合冷却效率差值最大为 0.003，证明了 M=0.15 流量比条件下的冷却经济性与冷却效果较好，充分发挥出了冷却剂的冷却潜力，即针对不同的冷却工况存在较优冷却流量比，使得冷却效率与冷却经济性最大。

参考文献

[1] Eckert E, Livingood J. Comparison of effectiveness of convection-, transpiration-, and film-cooling methods with air as coolant [J]. 1953.

[2] 吴慧英, 程惠尔, 牛禄. 层板发汗冷却推力室壁温的数值模拟 [J]. 工程热物理学报, 2001, 22(1): 3.

[3] Landis J A, Bowman W. Numerical Study of a Transpiration cooled rocket nozzle; proceedings of the Joint Propulsion Conference & Exhibit, F, 2013 [C].

[4] Schwanekamp T, Meyer F, Reimer T, et al. System studies on active thermal protection of a hypersonic

suborbital passenger transport vehicle; proceedings of the 19th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, F, 2014 [C].

[5] 刘业胜, 韩品连, 胡寿丰, 等. 金属材料激光增材制造技术及在航空发动机上的应用 [J]. 航空制造技术, 2014, 454(10): 62-7.石小祥,胡好生,杨卫华,王梅娟.弯曲壁面冲击加发散冷却结构的冷却效果实验研究[J].推进技术,2017,38(03):630-636.

[6] 林鑫, 黄卫东. 应用于航空领域的金属高性能增材制造技术 [J]. 中国材料进展, 2015, 34(9): 5.

[7] David W. 2015 欧洲粉末冶金大会的金属增材制造:高温合金,粉末雾化,喷墨和激光金属沉积工艺的进展 [J]. 粉末冶金工业, 2016, 26(3): 12.

[8] 黄秋实, 李良琦, 高彬彬. 国外金属零部件增材制造技术发展概述 [J]. 国防制造技术, 2012, 5): 4.

[9] 田宗军, 顾冬冬, 沈理达, 等. 激光增材制造技术在航空航天领域的应用与发展 [J]. 航空制造技术, 2015, 480(11): 38-42.

[10] Min Z, Huang G, Parbat S N, et al. Experimental investigation on additively manufactured transpiration and film cooling structures [J]. Journal of Turbomachinery, 2018, 141(3).

[11] 姜培学, 刘元清, 王扬平. 一种利用强吸热反应的层板发汗冷却结构 [M].

[12] 罗世彬, 席文雄, 袁运飞, 等. 一种 TRRE 引射火箭的热防护结构及其引射火箭 [M]. 2020.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：14xxxx

基于交变热源的相变储能系统的动态响应特性研究

李冰冰[1],饶中浩[2],霍宇涛[1,*]
（1.中国矿业大学低碳能源与动力工程学院，徐州 221116
（2.河北工业大学能源与环境工程学院，天津 300401）
（Tel：18952241226， Email：huoyutao_cumt@163.com ）

摘要：

本文采用格子 Boltzmann 数值计算的方法，研究了交变热源对相变储能系统特性的影响。文中对比了不同振幅和不同周期的输入热源对相变储能系统的液相率和平均温度的影响。结果表明，输入交变热源，储能系统的液相率和平均温度也表现出和输入热源波动类似的特性，当波动周期较小时，热源振幅对储能速率影响较大；当周期较大时，振幅对储能速录的影响变弱。对储能系统温度变化率进行傅里叶变换分析，可以将时域信息转换为频域信息，将傅里叶分析应用于储能系统的特性研究是一种新的分析方法，今后还可进行更加深入的研究探讨。

关键词：相变储能，交变热源，格子 Boltzmann 方法，傅里叶分析

0 前言

近年来，由于化石燃料储量的减少及其使用对环境的污染，全求多个国家提出了碳中和战略目标，我国政策开始向清洁低碳能源倾斜，国家大力支持和鼓励清洁能源开发，清洁能源的利用受到越来越多的关注，能源系统转型迫在眉睫[1]。自然界中的能源储量非常丰富，例如风能、太阳能、地热能、潮汐能等，但是这些清洁能源普遍存在能量密度低、时间和空间上分布不均匀、能量形式较为分散等特点，使得这些能源难以直接进行应用[1]。储能技术能够有效解决能源供给侧和需求侧不匹配的问题，是能源革命的关键技术和实现“双碳”目标的重要支撑，也是催生能源新业态、抢占国际战略新高地的重要领域[2-6]。因此有效的储能手段能够将分散、间歇的能源进行储存，并将其应用在对能源品质要求不高的场景之中，例如生活热水、低功率电器、建筑耗能等。

建筑领域需要消耗大量能源，建筑中存在的能源耗费在全球整体能源耗费中占据比例为35%，城市建筑的低碳化发展对促进全社会的低碳发展具有重要的战略意义[7-9]。相变材料储能效果好，使用方便，选择种类丰富，例如石蜡及其复合材料其造价较低、安全性高，在储能系统中得到广泛应用[10]。本文中主要研究从自然界的清洁能源中储存热量到储能系统中，并将该储能用于建筑能耗的场景。

1.数值模型及计算方法

1.1 物理模型创建

图 1 为储能系统及其应用的示意图。其中图 1(a)展示了相变储能系统从自然环境中吸收热量并将其以潜热形式进行储存，然后经由管道和介质将热量用于节能建筑的循环图。由于外界能量密度不稳定，本文将能源的输入抽象为谐波形式的热流密度。图 1(b)为该能量循环过程中的主要环节，也是本文的研究对象——相变储能系统。该系统由若干个储能单元（如图 1(c)所示）组合而成，该系统总储能量可通过改变储能单元数量进行调整。每个储能单元的中心轴线方向的圆管作为能量输入通道，在圆管与方形壳体之间填充相变材料。本研究中，假设圆管为高导热材料，储热单元四周为绝热壁面。

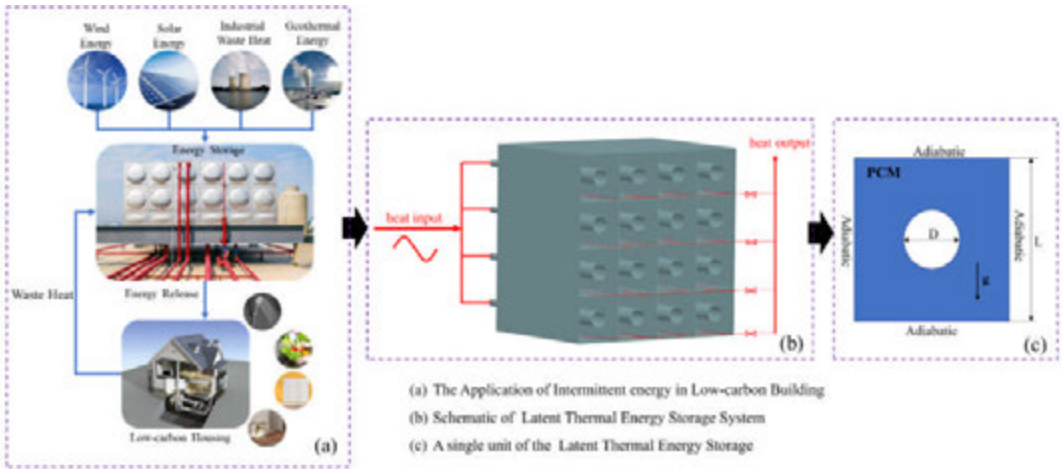


图 1 储能系统示意图

储能系统中单个储热单元的圆管直径为 D，储热单元壳体边长为 L，满足 D/L=11/31，重力方向垂直向下。相变材料视为不可压牛顿流体，在储能发生相变过程中，认为其物性参数保持不变，相变材料受热融化后产生自然对流所受浮升力满足 Boussinusq 假设，产生的热耗散和粘性耗散忽略不计。

1.2 数值模型

非均匀低密度的能源近似为随时间正弦分布的热流密度，表达式为：

$$q = q_0 + Asin(\omega t) \tag{1}$$

$$\omega = \frac{1}{T} \tag{2}$$

其中，q_0 为参考值，A 为热流密度波动的振幅，ω为波动频率，T 为周期。

本文采用焓转化法对相变材料进行求解，在储能发生相变过程中，满足的控制方程如下[11, 12]：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\rho \boldsymbol{u}) = 0 \tag{3}$$

$$\frac{\partial(\rho \boldsymbol{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{u}\boldsymbol{u}) = -\nabla P + \nabla \cdot (\mu \nabla \boldsymbol{u}) + \boldsymbol{F} \tag{4}$$

$$\rho \frac{\partial H}{\partial t} + \rho \nabla \cdot (H\boldsymbol{u}) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) \tag{5}$$

式中，ρ、$\boldsymbol{u}$、t、P、μ、$\boldsymbol{F}$ 分别代表密度、速度、时间、压力、动力粘度和流体所受体积力。H、T、λ 分别是相变材料的总焓值、温度、导热系数。其中 $\boldsymbol{F}$ 为相变材料受热后，不可压流体由密度变化引起的浮升力[13]，其计算公式为：

$$F = -\rho \boldsymbol{g} \beta (T - T_{ref}) \tag{6}$$

β 为相变材料的热膨胀系数，$\boldsymbol{g}$ 为重力加速度，T 和 T_{ref} 分别代表相变材料的即时温度及参考温度。

式（5）中，焓值 H 的计算公式为：

$$H = \begin{cases} C_P(T - T_m) + C_{ps}\delta T, & T \le T_m - \delta T \\ (\frac{C_{ps} + C_{pl}}{2} + \frac{h_{sl}}{2\delta T})(T - T_m) + \frac{C_{ps} + C_{pl}}{2}\delta T + \frac{h_{sl}}{2}, & T_m - \delta T < T \le T_m + \delta T \\ C_{pl}(T - T_m) + C_{ps}\delta T + h_{sl}, & T > T_m + \delta T \end{cases} \tag{7}$$

储能材料的相变发生在温度区间$[T_m - \delta T，T_m + \delta T]$内，$h_{sl}$ 为相变潜热，下标“s”“l”分别表示固相和液相。

本文采用格子 Boltzmann 方法研究相变储能系统的动态响应特性。在格子 Boltzmann 模型中，将相变储热单元简化为二维模型，对应的演化方程为[13]：

$$f_i(x+e_i\Delta t,t+\Delta t)=f_i(x,t)-\frac{1}{\tau_f}\left[f_i(x,t)-f_i^{eq}(x,t)\right]+\Delta tF_i \tag{8}$$

$$g_i(x+e_i\Delta t,t+\Delta t)=g_i(x,t)-\frac{1}{\tau_g}\left[g_i(x,t)-g_i^{eq}(x,t)\right] \tag{9}$$

其中 f_i，g_i 分别表示密度分布函数和焓分布函数，上标“eq”表示平衡态，对应的平衡态分布函数分别为[17-19]：

$$f_i^{eq}=\omega_i\rho\left[1+\frac{\boldsymbol{e_i}\cdot\boldsymbol{u}}{c_s^2}+\frac{(\boldsymbol{e_i}\cdot\boldsymbol{u})^2}{2c_s^4}-\frac{u^2}{2c_s^2}\right] \tag{11}$$

$$g_i^{eq}=\omega_i\left[H+C_PT\left(\frac{e_i\cdot u}{c_s^2}+\frac{(e_i\cdot u)^2}{2c_s^4}-\frac{u^2}{2c_s^2}\right)\right]+\varpi_i(C_PT-H) \tag{12}$$

其中，式（8）中外力项 F_i 可表示为：

$$F_i=\omega_i\left(1-\frac{1}{2\tau_f}\right)\left(\frac{\boldsymbol{e_i}-\boldsymbol{u}}{c_s^2}+\frac{\boldsymbol{e_i}\cdot\boldsymbol{u}}{c_s^4}\boldsymbol{e_i}\right)\cdot\boldsymbol{F} \tag{13}$$

在格子 Boltzmann 数值模型中采用 D2Q9 的速度离散模型，其离散速度 $\boldsymbol{e_i}$ 和对应的权系数为[20-22]：

$$\boldsymbol{e_i}=\begin{cases}(0,0), & i=0\\ c(cos[\frac{\pi}{2}(i-1)],sin[\frac{\pi}{2}(i-1)]), & i=1,2,3,4\\ \sqrt{2}c(cos[\frac{\pi}{4}(2i-1)],sin[\frac{\pi}{4}(2i-1)]), & i=5,6,7,8\end{cases} \tag{14}$$

$$\omega_i=\begin{cases}\frac{4}{9}, & i=0\\ \frac{1}{9}, & i=1,2,3,4\\ \frac{1}{36}, & i=5,6,7,8\end{cases} \tag{15}$$

式中,$c=\Delta x/\Delta t$为格子声速，离散速度如图 2 所示。

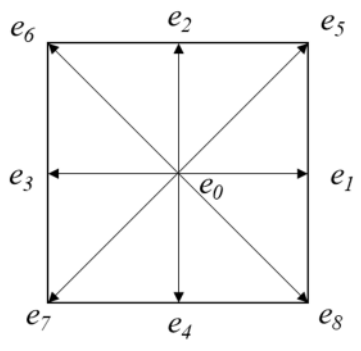


图 2 离散速度示意图

相变材料的密度，动量和焓值可通过以下公式计算得出：

$$\rho=\sum_i f_i \tag{16}$$

$$\rho u=\sum_i e_i f_i+\frac{\Delta t}{2}\boldsymbol{F_m} \tag{17}$$

$$H = \sum_i g_i \tag{18}$$

无量纲弛豫时间τ_f和τ_g的计算如下[16]：

$$\tau_f = \frac{\nu}{\Delta t c_s^2} + 0.5 \tag{19}$$

$$\tau_g = \frac{\alpha}{\Delta t c_s^2} + 0.5 \tag{20}$$

计算公式中出现的c_s^2代表声速，其计算表达式为$c_s^2 = c^2/3$。本文中采用无量纲参数 Ra 作为考察变量，其表达式如下：

$$Ra = \frac{g\beta q L^4}{\alpha\lambda\nu} \tag{21}$$

无量纲时间[23]、温度表达式为：

$$t^* = \frac{\alpha t}{L^2} \tag{22}$$

$$T^* = \frac{T - T_{ref}}{T_h - T_{ref}} \tag{23}$$

本文中的研究结果也均采用无量纲参数进行分析。

1.3 条件设定

本文设定相变储能单元受热为第二类热边界条件，其热流密度满足随时间分布的正弦曲线。储能单元的四周为绝热边界，该储能结构为对称结构，因此在数值计算过程中选取一半进行计算。具体简化如下图 3 模型简化示意图所示。

相变材料的 Ra 数设为 5000，Pr 数设为 1，Ste 数设为 1。

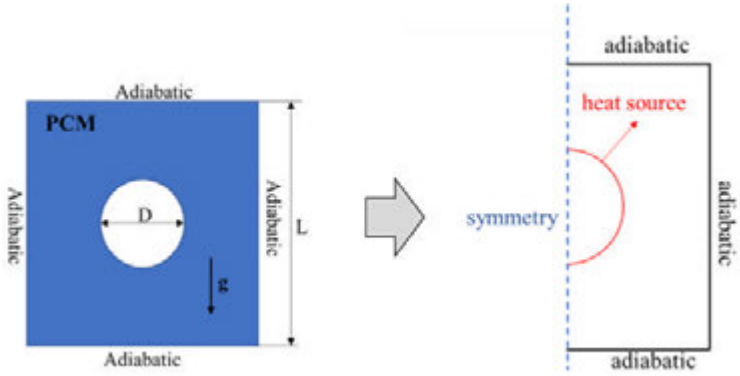


图 3 模型简化示意图

本文将正弦分布的热流设定不同的振幅（A=0~1.0）和周期（P=1~6），分别通过对比相同周期下不同振幅以及相同振幅不同周期时储能系统的表现，来分析储能系统的动态响应特性。输入热源如图 4 所示。

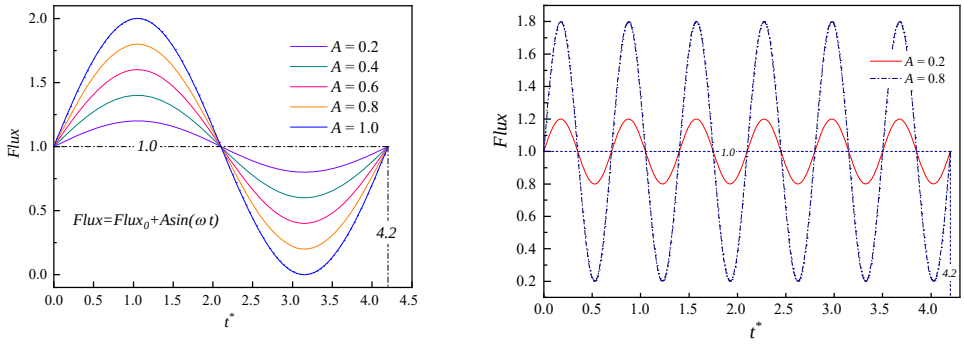


图 4 正弦变化的交变热源

1.4 模型验证

为了确保数值模拟结果的正确性，本文对方腔中相变材料的自然对流熔化进行了计算，并将模拟结果与 Mencinger 的数值结果进行了对比如图 5 所示。对比结果的误差在 2%以内，本文研究所采用的模型能精确还原固液相变过程并追踪固液相变界面，因此本模型能够满足模型验证要求。

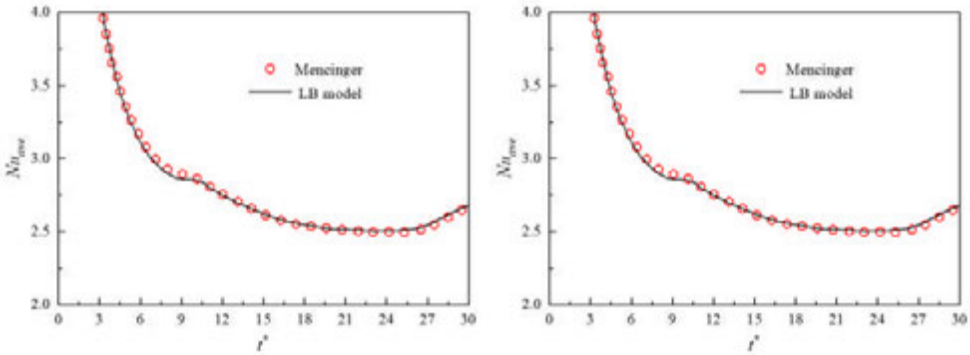
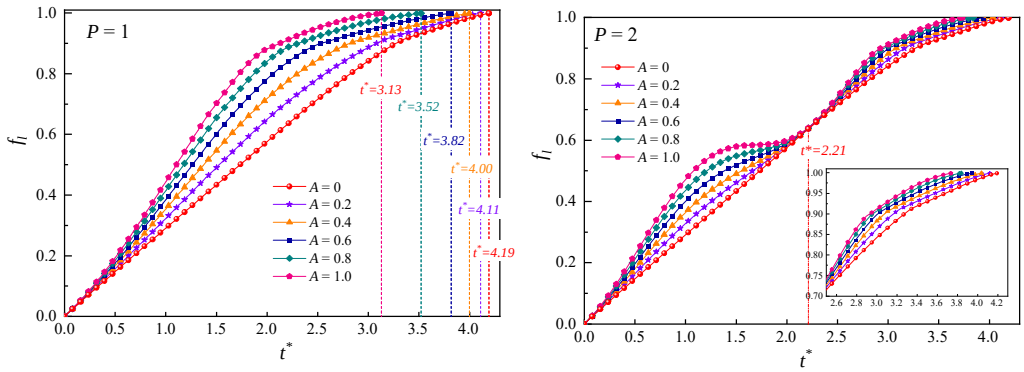


图 5 模型验证对比

2 结果与讨论

2.1 储能系统对交变热源振幅的响应特性

本节中，交变热源的周期分别设置为 1，2，3，对比热源振幅分别为 0，0.2，0.4，0.6，0.8 和 1.0 时储能系统的特性。



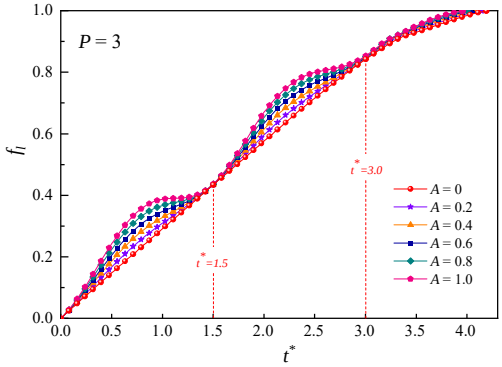


图 6 不同周期下交变热源振幅对液相率的影响

如图 6 所示，交变热源的周期分别为 1 时，相同时刻交变热源振幅越大相变材料的液相率越高，储能速度越快。恒定热流时（A = 0），相变材料完全融化所需无量纲时间为 4.19，交变热源振幅为 0.2，0.4，0.6，0.8 和 1.0 时，相变材料完全融化时间分别为 4.11，4.00，3.82，3.52 和 3.13，相较于恒定热流时，融化速率加快了 1.9%，4.5%，8.8%，16.0%和 25.3%。

当振幅为 2 和 3 时，相变材料的液相率变化趋势表现出与热源变化相同的趋势。即输入热源谐波为 2 或 3 个周期时，对应的液相率曲线也呈现 2 或 3 个“峰”。

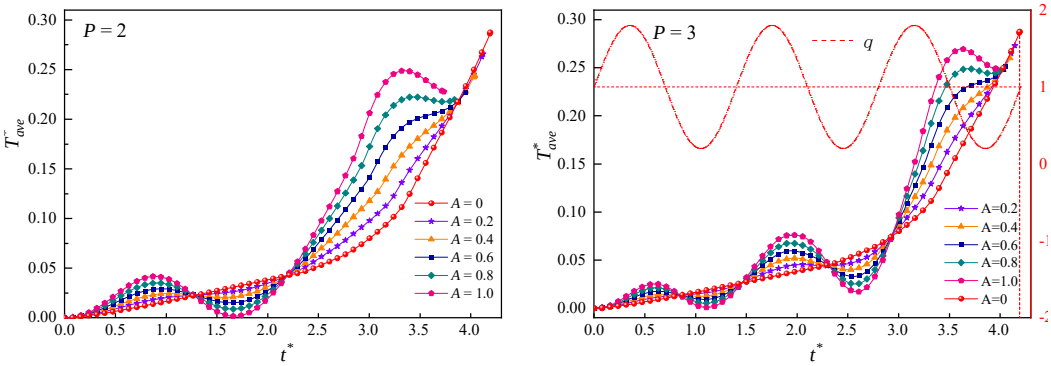


图 7 不同周期下（a）P=2，（b）P=3 交变热源振幅对平均温度的影响

当输入热源的振幅不同，对应的储能系统的平均温度也随之变化。输入热源的振幅越大，储能系统的平均温度波动也越大。如图 7(a)所示，A=0 表示输入热源为恒定的热流密度，该热流密度下相变材料的平均温度稳步上升；当输入振幅 A 从 0.2 变化到 0.8 时，相变材料的平均温度随之波动，振幅越大对应的平均温度的波动也越明显，但整体走向仍呈上升趋势。这说明，交变热源的相变储能系统在储能过程中的平均温度也出现类“交变”现象。

2.2 储能系统对交变热源周期的响应特性

输入热流密度的周期越大，说明交变热源变化越快。在热源振幅为 A=0.8 时，不同周期下相变材料的液相率变化如图 8 所示（图中/以恒定热流 q_0 作为对照）。当周期为 P=1 时，相变材料液相率的变化曲线与恒定热流下相变材料液相率曲线差异较大，随着周期的增加，相变材料的液相率曲线与恒定热流下液相率曲线逐渐靠近，当周期 P=6 时，交变热源下相变材料的液相率几乎与恒定热源的液相率重合，说明相变材料储能速率对输入热源周期的增加越来越不敏感。

相同条件下，对比相变材料融化过程中的平均温度，如图 9 所示。图 9 与图 7 类似，当热源的波动一个周期时，相应的无量纲平均温度也出现相似的变化趋势。图 7（a）中，无量纲时间从 t^*=0.55 到 t^*=1.13 时，平均温度由 0.025 降低至 0.001；图 9 中当热源的周期变化时，储能单元的平均温度也随之变化，当热源的热流密度由波峰降至波谷时，其平均温度也出现

不同程度的降低，这是由于在该时间段内，热源输入的热流密度呈快速减小趋势，导致输入的热量对相变材料的温度影响远远低于高温相变材料向周围传热的速率，使得相变材料的平均温度呈现降低的态势。

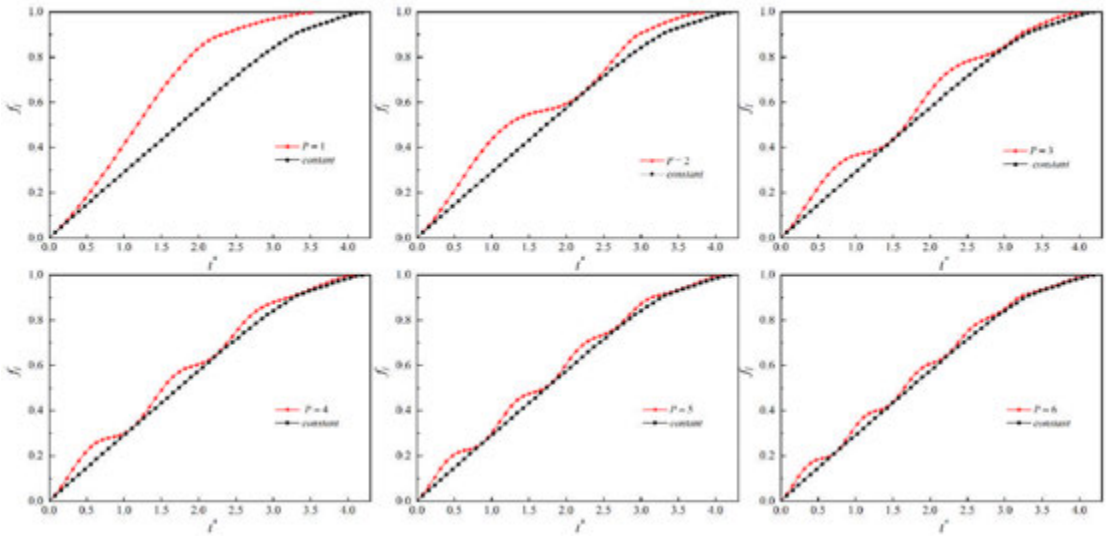


图 8 不同周期下相变材料液相率的变化

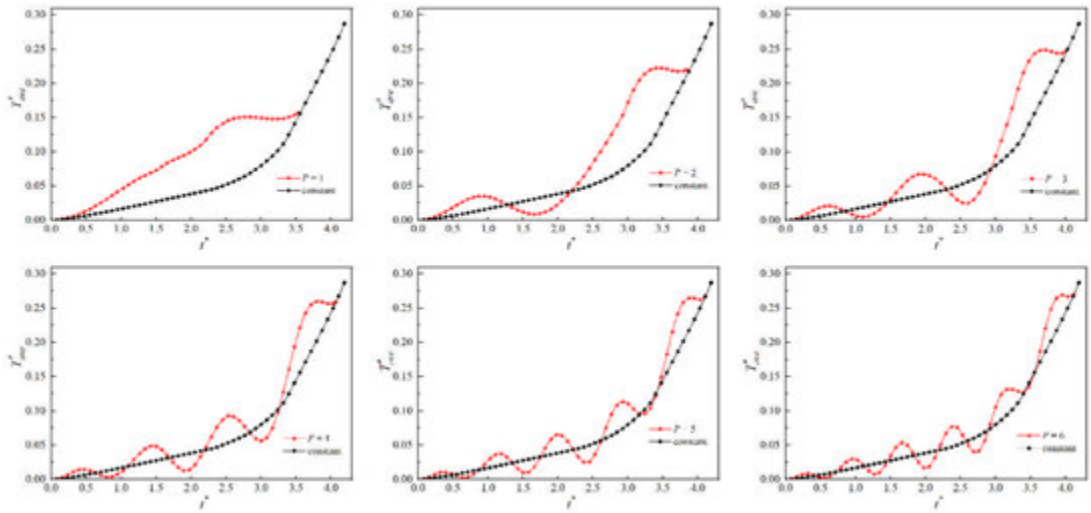


图 9 不同周期下相变材料液相率的变化

2.3 振幅和周期对总储能时间的影响

由图 10 可以看到，输入热源振幅和周期不同，相变材料熔化的时间也不同。周期 P=1 时，熔化时间受振幅影响较为明显，熔化速率已经在之前进行比较。当周期为 P=2，振幅由 0.2 增加到 1.0 时，熔化速率分别加快了 1.7%，3.6%，5.9%，8.4%和 10.9%；当周期为 P=3，振幅由 0.2 增加到 1.0 时，熔化速率分别加快了 1.1%，2.3%，3.4%，4.5%和 5.6%。由图 10 也不难看出，随着热源周期的增加，相变材料熔化加快的速率趋于平缓，当输入热源的周期越大时，熔化速率的提升越小。当输入热源的周期为 P=10，振幅 A=1.0 时熔化时间为 4.15，相比恒定热流的熔化时间 4.19，只提高了 0.9%。由此可以推断，当输入热源的波动性较强时，热源平均值是影响相变储能特性的主要因素，这种情况下，热源波动振幅的影响较小。

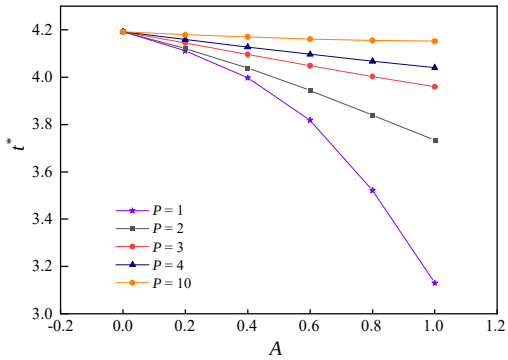


图 10 不同输入热源时相变材料的熔化时间

2.4 储能系统动态响应的傅里叶变换分析

本节对振幅 A=0.8 周期 P=6 的输入热源对储能系统的影响进行分析。将该热流密度下储能系统的无量纲温度 T 与恒定热源下的储能系统的无量纲温度 T_0^*进行对比，这里定义一个新的物理量温度变化率σ，其计算公式如下所示：

$$\sigma = \frac{T^*}{T_0^*} \tag{24}$$

得到如下图 11 所示的曲线。由图可知，输入交变热源后相变储能系统得温度变化率σ呈现出“衰减”的正弦波，说明相变储能系统的相对温度值越来越稳定。

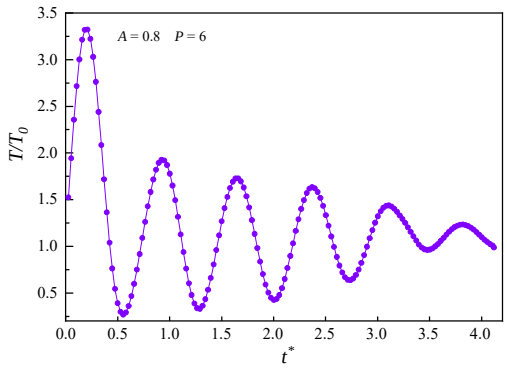


图 11 A=0.8 P=6 热源与恒定热源时储能系统无量纲温度对比

对该波形图的数据离散后进行傅里叶变换，其结果也为相同的复数点，点的物理意义由时域振幅转变为频域振幅。其中经过傅里叶变换后的振幅和相位可表示为[24]：

$$|A(k)| = \sqrt{R^2(k) + I^2(k)} \tag{25}$$

$$\varphi(k) = \arctan[I(k)/R(k)] \tag{26}$$

式中，*R(u)*和 *I(u)*分别表示傅里叶变换的实部与虚部。其表达式为：

$$R(k) = \sum_{n=0}^{N-1} x(n) cos\left(\frac{2\pi}{N} kn\right), k = 0,1,2 \dots N-1 \tag{27}$$

$$I(k) = \sum_{n=0}^{N-1} x(n) sin\left(\frac{2\pi}{N} kn\right), k = 0,1,2 \dots N-1 \tag{28}$$

经过傅里叶变换后的实部与虚部图谱如图 12(a)，幅值和相位图谱如图 12(b)所示。由图 12(a)可以看出，在频率为 0 的位置实部 *R(k)*值较大，在频谱分析时，傅里叶变换实部与虚部都会除以 N（采样数目），来表达信号真实幅值大小。而该处幅值恰为输入交变热源中

q_0 大小。q_0 表示的恒定热流，其对应的相位也为 0（在图 12(b)的相位图中可以看出）。

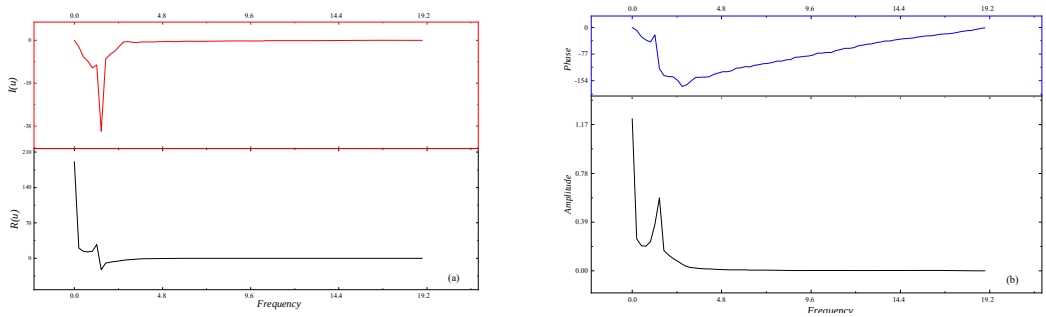


图 12 傅里叶变换后 (a)实部与虚部图谱，(b)振幅和相位图谱

在图 12(a)的虚部图谱中，出现一个向下的尖峰，该尖峰位置对应的输入热流的谐波频率。

3 结论

综上所述，交变热源输入的相变储能系统其特性也显示出与输入热源类似的波动。在输入热源周期较小时，相变储能系统的储能速率受振幅的影响较大；随着输入热源周期的增大，振幅对储能特性的影响逐渐减弱。除了对一般的案例进行研究和对比，还对储能系统的温度变化率进行了傅里叶变换，将时域信息转换为频域信息，来分析输入热流和储能系统之间的联系。但是本文中傅里叶分析较为浅显，输入热流与储能系统的深层响应联系还需要继续研究和探索。

参考文献

[1] 碳中和目标下的能源系统转型与变革：多能流协同技术[J].

[2] 米士刚. 档案馆建筑绿色技术系列介绍（七）——可再生能源利用[J]. 中国档案, 2023(03):69.

[3] 陈海生, 刘畅, 徐玉杰, 等. 储能在碳达峰碳中和目标下的战略地位和作用[J]. 储能科学与技术, 2021,10(5):1477-1485.

[4] 国家发改委 国家能源局关于印发《"十四五"新型储能发展实施方案》的通知[EB/OL]. https://www.ndrc.gov.cn/xxgk/zcfb/tz/202203/t20220321_1319772_ext.html.

[5] 李先锋, 张洪章, 郑琼, 等. 能源革命中的电化学储能技术[J]. 中国科学院院刊, 2019,34(4):443-449.

[6] 陈海生, 李泓, 徐玉杰, 等. 2022年中国储能技术研究进展[J]. 储能科学与技术, 2023,12(05):1516-1552.

[7] 王雪梅, 吴海燕. 建筑设计中可再生能源的利用探究[J]. 居业, 2022(1):183-185.

[8] 闫威林, 徐伊菲, 李金玲, 等. 有机相变储能墙板在建筑节能领域的应用进展[J]. 安徽化工, 2022,48(6):1-8.

[9] 朱进, 周德群. 城市绿色发展与能源体系优化及低碳发展策略研究[J]. 中国商论, 2020(15):177-179.

[10] 田玮俊, 刘何清, 吴世先. 相变储能材料的应用述评[J]. 广东化工, 2023,50(4):108-109, 101.

[11] Cao Y F A. A numerical analysis of phase-change problems including natural convection[J]. Journal of heat transfer, 1990,3(112):812-816.

[12] Faghri A Z Y. Transport phenomena in multiphase systems [J]. Academic Press, 2006.

[13] Al-Abidi A A, Mat S, Sopian K, et al. Numerical study of PCM solidification in a triplex tube heat exchanger with internal and external fins[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013,61:684-695.

[14] Zhang H Y H T F. Particulate Immersed Boundary Method for complex fluid－particle interaction problems with heat transfer[J]. Computers & Mathematics with Applications, 2016,1(71):391-407.

[15] Younsi A C A. On anisotropy function in crystal growth simulations using Lattice Boltzmann equation[J]. Journal of Computational Physics, 2016(325):1-21.

[16] Yang B C S C C. Lattice Boltzmann simulation of two cold particles settling in Newtonian fluid with thermal convection[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016(93):477-490.

[17] Yu H Z K. Rossby vortex simulation on a paraboloidal coordinate system using the lattice Boltzmann method[J]. 2001,5(64):56703.

[18] Li Z Y M Z Y. Lattice Boltzmann method simulation of 3-D natural convection with double MRT model[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016(94):222-238.

[19] Jami M M F M A. New thermal MRT lattice Boltzmann method for simulations of convective flows [J]. International Journal of Thermal Sciences, 2016(100):98-107.

[20] Wang Y S C T C. An immersed boundary-lattice Boltzmann flux solver and its applications to fluid－structure interaction problems[J]. Journal of Fluids and Structures, 2015(54):440-465.

[21] Wang Y S C H H. Multiphase lattice Boltzmann flux solver for incompressible multiphase flows with large density ratioMultiphase lattice Boltzmann flux solver for incompressible multiphase flows with large density ratio[J]. Journal of Computational Physics, 2015(280):404-423.

[22] H. W. Numerical simulation of the ion-acoustic solitary waves in plasma based on lattice Boltzmann method [J]. Advances in Space Research, 2015,6(56):1161-1168.

[23] 何雅玲, 李庆, 王勇, 等. 格子 Boltzmann 方法的理论及应用[M]. 2023. 北京: 高等教育出

版社, 2023.
[24] 邢鑫. 基于快速傅里叶变换频谱细化算法的研究[D]. 湖北工业大学电力电子与电力传动, 2013.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：23xxxx

超低温高强度防除冰微结构表面[1]

鲁怡，贾力
北京交通大学机械与电子控制工程学院热能工程研究所，北京，100044
yilu@bjtu.edu.cn

摘要：结冰结霜现象给日常生产生活带来诸多不便，疏水性微结构表面是阻止或延迟结冰结霜的有效对策，然而，存在结构尺寸小，严寒下抗结冰能力弱及机械强度低等问题。制备三种不同尺寸（200 μm、400 μm 和 800 μm）微柱结构表面用于防冰性能的测试和机理分析。在超低温（低于-**30**°C）条件下，通过实验观测液滴的润湿态、结冰时间及结霜等指标，结合液滴润湿及能量传递等理论模型，阐明微结构表面对于原始光滑表面抗结冰性能的提升。

关键词：微结构，疏水性，润湿态，防除冰，超低温。

0 前言

表面结冰现象广泛存在于能源利用[1-3]、通讯[4]、交通运输[5]和航空航天[6]等应用领域。南极洲沃斯托克地区观测到地球上有记录的最低室外气温-89.2°C [7]。我国的青藏高原地区海拔每升高 1 千米，温度降低6°C。结冰成为一个全年性长期存在的问题尤其是在高海拔和靠近两极地区。表面积冰过多导致重量增加，散热能力减小，气流受阻，热性能和应力变化引起机械疲劳等。因此，抑制表面结冰对设备正常运行和安全生产具有重大的科学意义和应用需求。

传统的除冰策略依赖于机械、电力或太阳能引起冰-基体界面的变形[8]或直接融化表面积冰[9]如果冰不可避免在表面形成。然而，通常成本高、效率低且受环境因素影响大。因此，表面被动防冰具有重要意义，其中，润湿性是一个关键影响因素。与亲水表面相比，疏水表面降低了水/冰在表面粘附的可能性[10]。润湿性与表面几何形貌或化学性质密切相关[11]。例如，具有低表面能的氟化涂层有效抑制严寒环境下表面结冰[12]。随着仿生表面工程的兴起[13]，仿造自然界中的“荷叶效应”[14]，制备微纳结构超疏水表面有助于提高表面防冰性能[15]。液滴在拉普拉斯压力的作用下保持在结构体的顶部，形成所谓的 Cassie 态[16]，形成的气垫（气穴）显著提高了液滴的接触角，降低接触角滞后，且增强液滴移动性，如在表面滑动和弹跳[14, 17]。此外，液滴与基体之间接触面积的减少阻碍了异质冰晶成核并延长了结冰时间。附着力的减小使除冰更高效，且消耗能量更低。因此，了解液滴在微结构表面的润湿机理，有助于提高液滴自清除能力、延长结冰时间、减少冰对表面的粘附等。

疏水性微结构表面对于抑制结冰具有较大的应用前景，然而，目前还主要局限在实验室表面测试，且只能在短时间和特定的环境条件下保持较强抑冰性能[18]。在超低温和

[1] 基金项目：中央高校基本科研业务费专项资金资助（2022JBMC031）

高湿度环境[19,20]下，水蒸气在微结构内部凝结形成 Wenzel 态液滴[21]。 液滴与粗糙表面之间增大的表面积加快了热传递，从而缩短了结冰时间。微结构也可能因相变过程中冰的膨胀而损坏。当 Wenzel 态冰晶形成时，冰晶锚定在结构空腔内部[10]，粘附力的增大使除冰更加困难。因此，微结构表面使液滴保持 Cassie 态从而有利于抑制结冰，然而液体浸入微结构形成 Wenzel 态，除冰变得更加困难。这表明具有疏水性的表面并不等同于具有疏冰性能[22]。问题的焦点在于如何防止 Wenzel 态冰晶的形成以及抑制表面积冰。

表面的抗冰能力还取决于结冰过程中的热力学或动力学因素。具有超疏水特性的微结构尺寸(50 nm - 10 μm)通常大于冰晶成核所需的临界尺寸 (< 10 nm) [23]。较小的纳米颗粒结构导致更强的疏水性和疏冰性能[24]。由于冰核形成的空隙较少，暴露于过冷气流中的纳米结构表面的抗冰性能优于微纳层级结构表面[25]。 然而，微结构或微纳层级结构表面对于液滴或过冷水冲击具有更好的防冰性能，因为更多的气穴可以排斥毫米级宏观尺度的水滴。通过设计微纳层级结构或闭孔结构来增加拉普拉斯压力[14,26]，可有效抑制 Wenzel 态液滴的形成。制备更致密的结构可避免液滴浸润至微结构内部和原位结冰的发生，然而，更致密的表面结构不利于形成超疏水性。此外，在没有化学修饰或涂层的情况下，Cassie 态冰极易粘附在金属表面。受“猪笼草”[27]启发，润滑液多孔表面（SLIPS）具有出色的排斥液滴能力和低接触角滞后，在防冰和除冰中起着重要作用。然而，SLIPS 的耐久性较差，经过多次冻融循环后，润滑液耗尽，抗冰能力显著降低。近年来提出的另一种防冰概念是水基自润滑表面。表面离子凝胶可有效降低冰晶异相成核温度。冰滴底部的水层具有良好的润滑作用，降低了冰的附着力并提高了除冰性能[28]。 然而，这些方法对特定环境条件有效，后续研究将关注具备广泛应用场景的通用防冰表面。

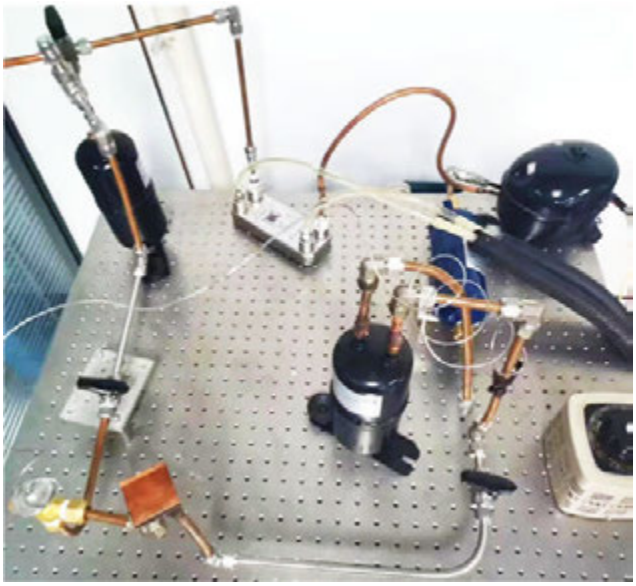
此外，另一个研究重点是开发高强度、化学和物理耐用型的超疏水表面，用于严寒环境条件下的防冰应用[19,29]。 由于纳米颗粒与表面的附着力较差，通过自组装或涂层制成的结构表面通常很容易被机械力所破坏[30]。原始表面[31]或化学蚀刻、溶剂或溶液处理[32]（“自上而下”）等方式有利于得到高机械强度与耐久性表面。通过简单的砂纸研磨可以制备坚固的疏水微结构表面[33]，也可以通过激光切割[34]或等离子蚀刻[35]的方法获得理想的结构尺寸，以呈现最佳的疏水/疏冰特性。 激光切割能够获得更小、更尖的结构具有更大的能量势垒，防止液滴从 Cassie 态转变为 Wenzel 态，并减少液-固接触面积以延缓结冰[36]。这促使寻求可靠的微结构表面兼具高抗冰性能和持久的冻融循环周期。

微结构超疏水表面可以抑制结冰，但在严寒潮湿环境下无法实现完全防冰和具有较弱的除冰能力，Wenzel 态冰晶的形成削弱了其防除冰性能。此外，随着液滴粘度和冰晶成核速率的增加，液滴会更加容易粘附在表面，防冰性能减弱[30]。 因此，本研究主要针对零下超低温（-30℃以下）与不同湿度条件（相对湿度 20%～70%）下的防冰测试。设计较大的微结构可以具有较强的机械性能。表面防除冰性能可以参考液滴润湿态、结冰时间、冰的粘附性及抑制结霜能力等指标。最后，结合实验理论分析并揭示了防冰表面的物理机制。

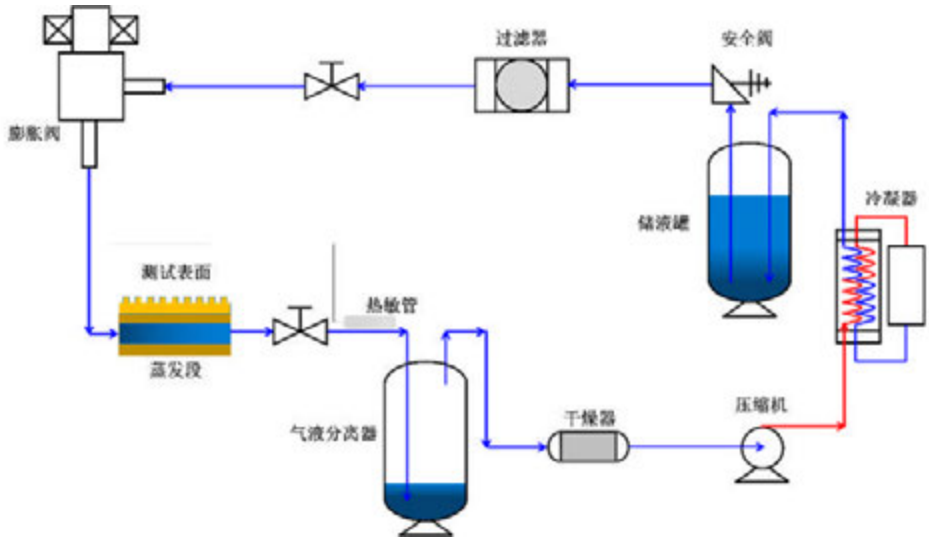
1 实验方法

1.1 实验装置

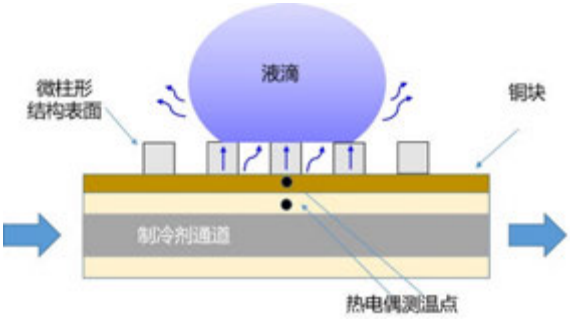
图 1（a）所示的实验装置是根据制冷系统(**图 1（b）**)工作原理设计而成。蒸发段冷却平台为研究微结构表面的防冰性能提供所需的温度条件。制冷系统由压缩机、冷凝器、膨胀阀和蒸发段组成。回路中放置储液罐用于储存足够的制冷剂（R134a）供循环使用，干燥器用于吸收系统中的微量水分，过滤器用于去除回路中的杂质。在实验准备阶段，1kg 的制冷剂通过压缩机充入储液罐。通过设定水浴冷凝器合适的温度及控制回路内制冷剂的流量来调节测试表面的温度。蒸发段最低温度可达到-35°C。测试基材(**图 1（c）**)是一块 0.5 cm 厚和 4 cm^2 的铜块，放置在蒸发段的冷却平台上。设置用于光学观察的可视化系统和用于温度测量的数据采集系统进行观测和记录。数据采集设备（Agilent）用于获得冷却平台、铜块和大气的温度。通过温度梯度计算热流密度如**图 1（c）**。成像可视化系统由倾斜接触角测量仪（SDC-350）和显示设备组成。CCD 相机用于观测静态和动态液滴结冰和表面结霜过程。



(a)



(b)



(c)

图 1 （a）实验装置实物图（b）实验装置示意图（c）测试表面

1.2 测试表面

测试表面用激光切割得到不同尺寸的微柱型阵列结构，表面微结构尺寸为 200 μm、400 μm 和 800 μm，其中微柱间距与微柱尺寸相同。微结构表面在显微镜下如**图 2** 所示。选择大小不同的液滴（2 μl、5 μl、10 μl、15 μl 和 20 μl）进行实验测试。液滴的体积通过微量移液器定量得到，从室温容器中取出并轻放置过冷表面。为了模拟实际环境中过冷态液滴，使用冰水（冰与水混合物）进行结冰测试。结冰时间从水滴接触表面开始到完全冻结停止。

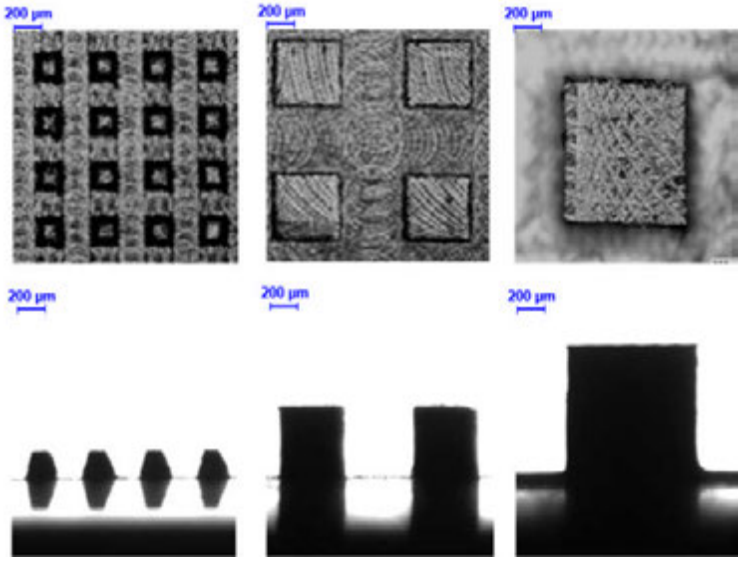


图 2 不同尺寸的微柱阵列结构表面（200 μm, 400 μm and 800 μm）

2 结果与讨论

为了评估原始铜表面和微柱结构表面的疏水性和疏冰性能，在室温和零下温度条件下测量液滴的润湿态和接触角。在铜块与冷却平台接触的初期，铜块表面为无霜或轻微结霜状态，对液滴的结冰测试影响可忽略不计。

在超低温和高湿度条件下，虽然微结构对大尺度液滴具有良好的疏水性，但表面冷凝液滴在微结构空腔和结构内部结冰会破坏防除冰性能。相邻冰晶间的桥连导致冰的进一步积聚，当冰层厚度接近或超过微结构的高度时，液滴将直接与冰层接触，导致微结构的液滴排斥能力降低。而较大微柱可以很好阻挡饱和湿空气流向基体底部，因此冰晶仅在微结构的上表面形成，气穴仍然存在，可有效排斥液滴。

2.1 疏水性测试

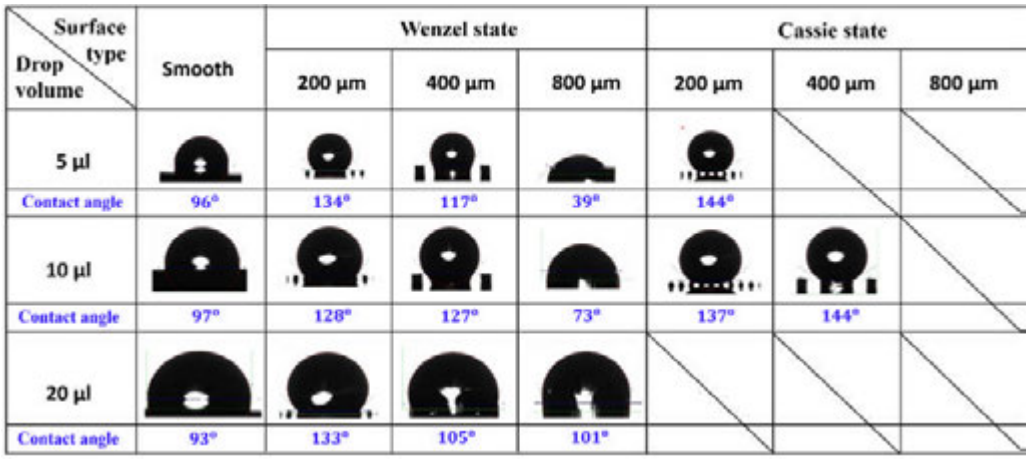


图 3 不同尺寸的微柱阵列结构表面（200 μm, 400 μm and 800 μm）

图 3 显示了室温下微结构表面液滴的接触角和润湿态。以宏观尺度液滴（5μl，10μl 和 20μl）作为测试样品，液滴在 200 μm 和 400 μm 微柱结构表面呈 Wenzel 态或 Cassie 态，在 800 μm 微柱结构仅呈现 Wenzel 态。微结构尺寸减小，疏水性增加，液滴保持 Cassie 态，从而排斥水滴。原始铜表面接触角超过90^o，呈疏水性。对于 800 μm 微结构表面，水滴浸润到微结构内部，而形成 Wenzel 态。对于 200 μm 微柱结构表面，Wenzel 态最大接触角为134^o。而 Cassie 态获得了较大的接触角144^o，这归因于液滴下方的气穴。因此，应选择较小尺寸微柱，如微纳米尺度，以获得较强的疏水性。

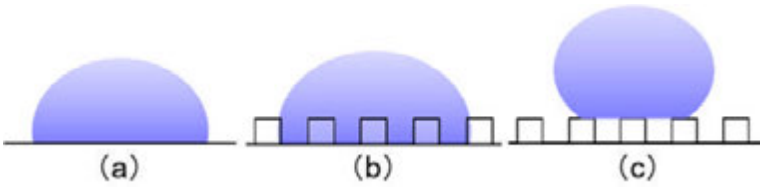


图 4 液滴在不同表面的润湿状态 (a) 光滑表面（Young） (b) Wenzel 态 (c) Cassie 态

液滴与固体表面接触，接触角是固-液、固-气和气-液界面张力之间平衡的量度。 微结构可以影响液滴在表面的润湿性。当接触角大于 90 度时，表面疏水，反之，表面亲水。微结构尺寸、间距和几何形状是影响润湿性的主要因素。液滴接触角的经典理论有 Young 的光滑表面（**图 4（a）**）、Wenzel 模型（**图 4（b）**）和 Cassie 模型（**图 4(c)**）. Young 模型理论适用于化学成分均一且绝对光滑的表面。 然而，实际中，固体表面具有不均匀的化学成分和一定的粗糙度。

在光滑表面上，表面接触角满足 Young 方程，液滴的固有接触角（θ）和两相间界面张力满足

$$\cos\theta = \frac{\sigma_{sv}-\sigma_{sl}}{\sigma_{lv}} \tag{1}$$

其中σ_{sv}，σ_{sl} 和 σ_{lv}分别表示固-气、固-液和液-气之间的界面张力。 Wenzel [21]发现粗糙表面增强了原始表面的润湿性。 由于固液相互作用，粗糙表面的实际面积大于投影面积，表观接触角（θ_a）受表面粗糙度（r）和原始表面接触角的影响。

$$\cos\theta_w = r\cos\theta = r\,\frac{\sigma_{sv}-\sigma_{sl}}{\sigma_{lv}} \tag{2}$$

θ_w是 Wenzel 态的接触角。 表面粗糙度定义为实际表面与几何表面的面积比。 然而，一些亲水性材料也可以通过特殊处理产生超疏水表面（SHS），这无法用 Wenzel 理论来解释，而且当固体表面由不同的化学物质组成时 Wenzel 模型也不适用，说明 Wenzel 理论也有一定的局限性。随后，Cassie 和 Baxter 在 1944 年[16]根据液滴在表面微结构上的形态建立了新的接触角关联式，并提出当液滴在粗糙固体上表面接触，下方的空气形成气穴 ，实际固液接触面积减小, 表观接触角满足

$$\cos\theta_c = f_{sl}cos\theta + (1-f_{sl})cos180^{o} = f_{sl}cos\theta + f_{sl} - 1 \tag{3}$$

θ_c是 Cassie 态的接触角。如前所述，f_{sl}是液体和固体接触的比表面系数。根据 Cassie 的模型，表面能低的粗糙表面表现出超疏水性，固液接触面积减少，水滴容易从表面滑落。

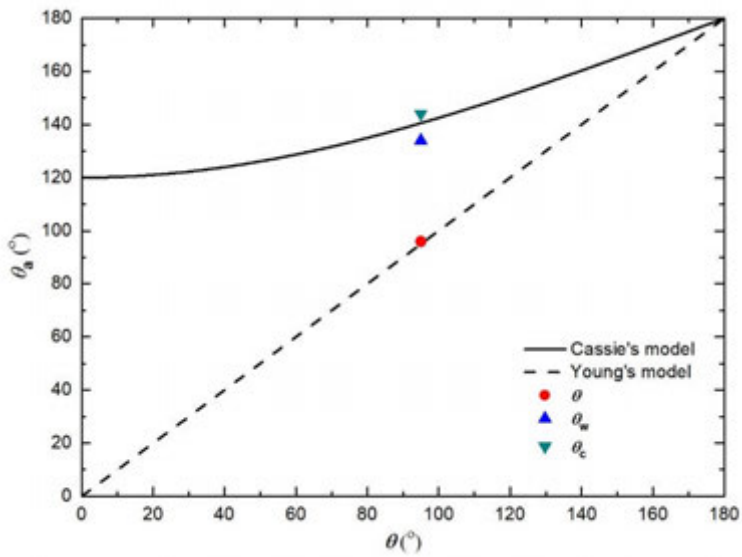


图 5 液滴在光滑表面、Cassie 态和 Wenzel 态的接触角以及 Cassie 理论预测

图 5 表示液滴在光滑铜表面及微结构表面呈现 Cassie 态和 Wenzel 态的接触角，分别给出了 Young 和 Cassie 模型中接触角的理论预测。由于微结构作用，液滴处于 Wenzel 态或 Cassie 态时，得到较大的接触角。Cassie 态液滴在微柱结构表面的比表面分数 f_{sl} 为 0.25。对于较大的微柱结构（400 μm 和 800 μm）滴接触角偏离理论预测，因为液滴下方有限数量的微柱导致较大的 f_{sl}。

2.2 疏冰性测试

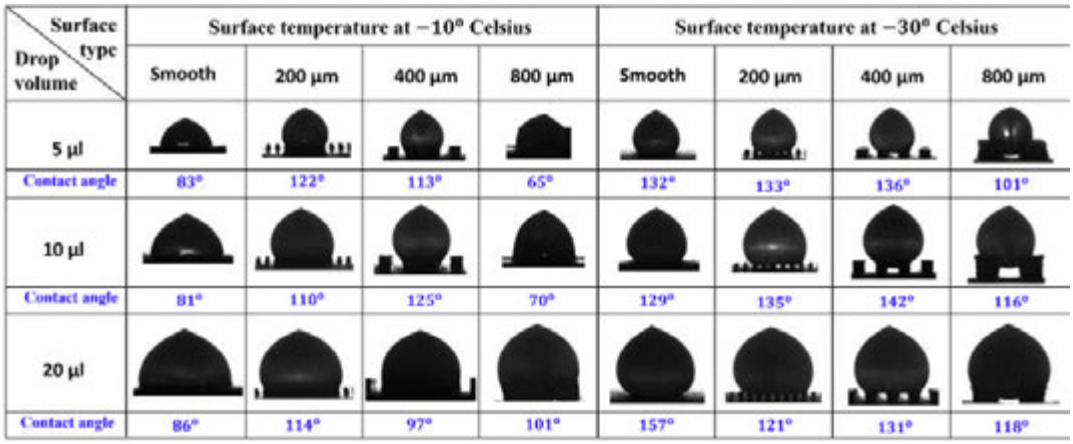


图 6 液滴在光滑表面、Cassie 态和 Wenzel 态接触角以及 Cassie 理论预测

为了测试疏水性表面的防冰性能，**图 6** 比较了在 -10°C 和 -30°C 温度条件下微结构表面液滴的润湿态和接触角。在 -10°C 时，液滴在开始结冰前可以调整到适当润湿态（即能量最小化状态），随着温度降低，表面张力增加，三相接触线处界面开始结冰，与室温下测量的接触角相比，接触角明显减小，而且，微结构表面液滴全部呈 Wenzel 态，经过多次实验尝试都难以形成 Cassie 态液滴。在这种条件下，由于液滴结冰时间长，液滴撞击超疏水表面(SHS)可以完全反弹而脱离表面。 SHS 上液滴的回弹行为与结冰速率直接相关，因为决定了液-固界面的接触时间和接触面积。 因此，在 -10°C 时 SHS 具有防止撞击水滴在表面结冰的能力，相反，普通微结构疏水表面因形成 Wenzel 态冰滴抑冰性能较弱。在-30°C 时，超低温表面加速了冰晶成核和液滴结冰过程。如果冰晶成核时间比液滴响应时间短，水滴在与表面接触时冻结。 此外，液滴的粘度随着表面温度的降低而增加，液滴倾向于附在微结构的顶部而形成 Cassie 态，从而阻止 Wenzel 态冰滴的形成。例如，所有液滴在 -30°C 时都处于 Cassie 态，并且具有更大的接触角。 尽管放置在表面上的水滴没有与撞击水滴相同的初始动能，然而微结构之间存在大量气穴，大大增加了气液界面，阻止了冷凝水滴渗入空腔，使液滴保持 Cassie 态，疏水性能大大提高，从而具有良好的防除冰性能。

因此，液滴的接触角和润湿态是影响防除冰过程的重要因素。较大接触角，较小液-固接触面积可有效抑制结冰。冰与过冷表面之间的接触面积减小导致较小的附着力，亦

会降低除冰的难度。在-10°C 时，液滴形成 Wenzel 态，在几十秒后结冰，增加的冰-固接触面积使除冰更加困难。在 -30°C 时，液滴在与表面接触后立刻结冰并形成 Cassie 态冰滴。较小的冰-固界面在加热融化后使冰块快速分离。

2.3 结冰时间

液滴响应时间、冰晶成核时间和液滴结冰时间是液滴结冰过程的重要指标。液滴结冰时间（几秒）比液滴响应时间（几微秒）高三个数量级。结冰时间受液-固接触面积、表面温度、接触角的影响。液滴与过冷表面之间的能量传递包括热传导、热辐射和热对流。光滑表面与液滴之间传热量($W_{d,s}$)满足

$$W_{d,s} = W_{cond} + W_{conv} + W_{rad.} = -\frac{kS_t(T-T_m)}{l^*} - \varepsilon\sigma A(T_a^4 - T_m^4) - h_a A(T_a - T_m) \quad (4)$$

液滴与表面的接触面积将直接影响液滴结冰时间。W_{cond}表示液滴与表面的热传导，W_{conv} 表示液滴对周围环境的对流传热，$W_{rad.}$表示液滴与周围环境的热辐射，k是铜的热导率。Λ是液滴的体积，A 是液滴与周围环境空气接触的面积。l^*是热传导特征长度。σ是 Stefan-Boltzmann 常数，ε是热辐射系数（0.98），h_a 是对流传热系数。T_a是周围大气的温度。S_t为液滴与表面的投影面积（πr^2），r为液滴的接触半径。

对于 Cassie 态液滴，液滴传热量($W_{d,c}$)满足

$$W_{d,c} = -\frac{kf_{sl}S_t(T-T_m)}{l^*} + h_a(1-f_{sl})S_t(T_m - T) - \varepsilon\sigma A(T_a^4 - T_m^4) - h_a A(T_a - T_m) \quad (5)$$

因此，液滴在光滑表面上的结冰时间 ($t_{d,s}$) 为

$$t_{d,s} = \frac{h_{sl}m_d}{W_{d,s}} \quad (6)$$

h_{sl}是水的固液潜热。m_d 是液滴质量。Wenzel 态液滴在微结构表面的结冰时间 ($t_{d,C}$) 为

$$t_{d,C} = \frac{h_{sl}m_d}{W_{d,C}} \quad (7)$$

液滴润湿态在温度为-10°C 和-30°C 时存在差异。对于-30°C 超低温条件下，理论上较高的传热速率使液滴在较短时间内结冰。然而，液滴呈 Cassie 态延长了液滴在光滑表面的结冰时间，甚至比在较高温度条件下而处于 Wenzel 态液滴的结冰时间更长。例如，在-18°C 时，10 μl 液滴呈 Wenzel 态，在光滑表面、200 μm、400 μm 和 800 μm 微结构表面的结冰时间分别为 12 s、12 s、16 s 和 6 s。在-30°C 时，10 μl 液滴呈 Cassie 态，在光滑表面、200 μm、400 μm 和 800 μm 微结构表面的结冰时间分别为 4 s 、15 s、19 s 和 9 s。因此，400 μm 微柱结构表面从延长结冰时间角度具有较好的抑冰性能。结冰时间随接触角的增加和固液接触面积的减少而延长。

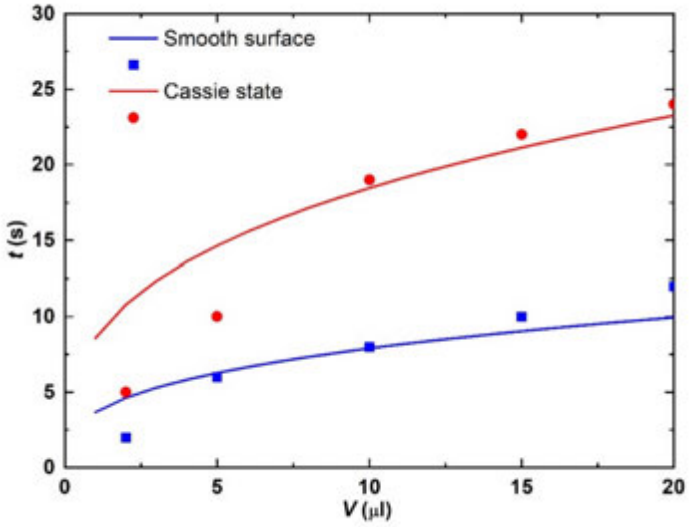


图 7 在-30°C 光滑表面和微结构表面，液滴结冰时间随液滴体积的变化及理论预测

图 7 测量了在-30°C 光滑表面及微结构表面不同体积（2 μl、5μl、10 μl、15 μl 和 20 μl）液滴的结冰时间。相比较光滑表面，液滴在微结构表面呈 Cassie 态，需要较长时间才能完全冻结（顶部出现冰尖）。液滴的结冰时间随液滴的体积增大而增大。2 μl 和 5 μl Cassie 态液滴的结冰时间与理论存在偏差是由于液滴接触微柱数量有限。结冰时间由长到短依次为 Cassie 状态滴、光滑表面滴和 Wenzel 状态滴。基于液滴传热机制的理论模型较好预测了实验中测得的结冰时间。

2.4 结霜

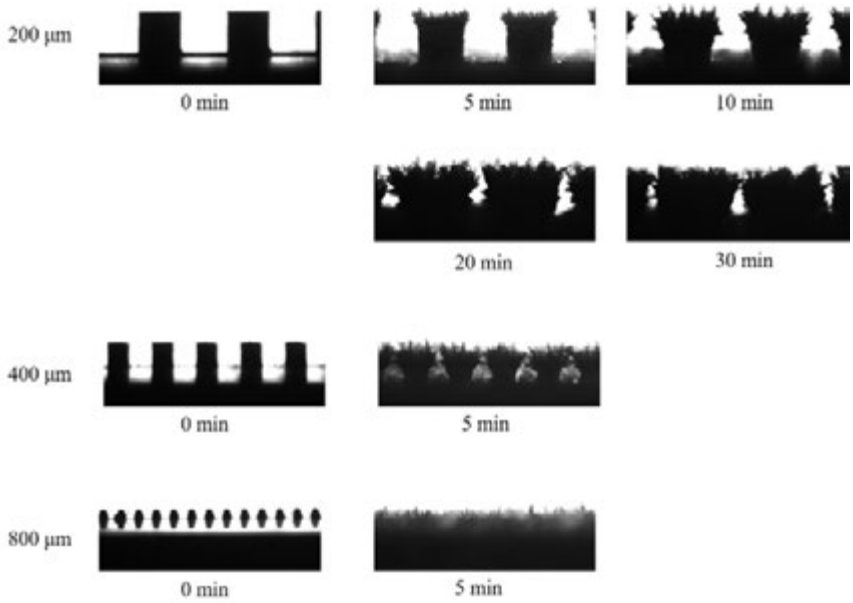


图 8 -30° C 表面温度 60%相对湿度不同尺寸微柱结构（200 μm，400 μm，800 μm）表面结霜

如**图 8** 所示，在自然空气对流条件下，光滑和微结构表面均发生结霜现象。实验观察发现结霜出现在 200 μm 微柱结构的所有表面，然而，仅出现在 400 μm 和 800 μm 微柱的顶部。在表面温度为-30°C 和相对湿度为 60%条件下，200 μm 微柱结构表面结霜时，霜层遮盖了原有的微结构而形成 Wenzel 态冰晶，因此，防除冰性能变差。随着微结构尺寸变大，结霜现象仅出现在 400 μm 和 800 μm 微结构上表面。

对于尺寸较小的微柱（例如 200 μm），微结构底部和顶部都与湿空气接触而形成霜层，霜层不易融化并不断生长直至完全覆盖原始微结构，表面的润湿性和超疏水性减弱不利于防冰。对于 400 μm 和 800 μm 的微柱，即使暴露于潮湿空气 30 分钟，气孔仍然存在，有利于防除冰。

3 结 论

疏水微结构表面可以增强防冰性能，然而取决于液滴在表面的润湿状态。在室温下，较小尺寸微柱（200 μm 和 400 μm）形成 Cassie 态液滴，随着微柱尺寸和间距的增加，液滴浸润到微结构中呈 Wenzel 态。在-10°C 时，接触角随温度降低而减小，形成 Wenzel 态液滴，因此，防冰性能较差。 然而，在-30°C 超低温条件下，由于粘度增加减慢了液滴运动和冰晶成核加快了结冰速率，微结构表面形成 Cassie 态液滴延长了光滑表面上液滴结冰时间。此外，表面与湿空气接触发生结霜现象。微柱的尺寸对抑制结霜效果明显。由于结霜发生在 200 μm 微结构内部，霜层的生长阻碍了微结构表面形成 Cassie 态液滴。随着微柱尺寸的变大，结霜仅发生在微结构的顶部，原始微柱和初始霜层阻碍了湿空气

流入结构间隙而保留大量气穴。总之，随着微柱尺寸的增加，疏水性降低，在室温和零下温度条件下倾向于形成 Wenzel 态，然而，在超低温表面形成 Cassie 态液滴，减小了冰-固接触面积和产生大量的气孔有利于防除冰。400 μm 微柱结构表面在超低温条件下具有良好的机械强度和最佳的防冰性能，包括结冰时间长，冰固接触面积小，抗霜除冰能力强。

参考文献

[1] Esfahani M B, Eshaghi A, Bakhshi S R. Transparent hydrophobic, self-cleaning, anti-icing and anti-dust nano-structured silica based thin film on cover glass solar cell [J]. Journal of Non-Crystalline Solids, 2022, 583: 121479.

[2] Stoyanov D, Nixon J, Sarlak H. Analysis of derating and anti-icing strategies for wind turbines in cold climates [J]. Applied Energy, 2021, 288: 116610.

[3] Parent O, Ilinca A. Anti-icing and de-icing techniques for wind turbines: Critical review [J]. Cold regions science and technology, 2011, 65(1): 88-96.

[4] Zhou X, Zhu Y, Zhang Y, et al. A Review of Anti-icing and De-icing Technology of Overhead Ground Wire; proceedings of the 2022 International Symposium on Electrical, Electronics and Information Engineering (ISEEIE), F, 2022 [C]. IEEE.

[5] Fu L, Omer R, Jiang C. Field test of organic deicers as prewetting and anti-icing agents for winter road maintenance [J]. Transportation research record, 2012, 2272(1): 130-5.

[6] Huang X, Tepylo N, Pommier-Budinger V, et al. A survey of icephobic coatings and their potential use in a hybrid coating/active ice protection system for aerospace applications [J]. Progress in Aerospace Sciences, 2019, 105: 74-97.

[7] Turner J, Anderson P, Lachlan‐Cope T, et al. Record low surface air temperature at Vostok station, Antarctica [J]. Journal of Geophysical Research: Atmospheres, 2009, 114(D24).

[8] Zhang Z, Chen B, Lu C, et al. A novel thermo-mechanical anti-icing/de-icing system using bi-stable laminate composite structures with superhydrophobic surface [J]. Composite Structures, 2017, 180: 933-43.

[9] Wu C, Geng H, Tan S, et al. Highly efficient solar anti-icing/deicing via a hierarchical structured surface [J]. Materials Horizons, 2020, 7(8): 2097-104.

[10] Varanasi K K, Deng T, Smith J D, et al. Frost formation and ice adhesion on superhydrophobic surfaces [J]. Applied Physics Letters, 2010, 97(23): 234102.

[11] Gao H, Jian Y, Yan Y. The effects of bio-inspired micro/nano scale structures on anti-icing properties [J]. Soft Matter, 2021, 17(3): 447-66.

[12] Tang Y, Zhang Q, Zhan X, et al. Superhydrophobic and anti-icing properties at overcooled temperature of a fluorinated hybrid surface prepared via a sol–gel process [J]. Soft Matter, 2015, 11(22): 4540-50.

[13] Yao X, Song Y, Jiang L. Applications of bio‐inspired special wettable surfaces [J]. Advanced

Materials, 2011, 23(6): 719-34.

[14] Wang L, Gong Q, Zhan S, et al. Robust anti‐icing performance of a flexible superhydrophobic surface [J]. Advanced Materials, 2016, 28(35): 7729-35.

[15] Li X, Wang G, Moita A S, et al. Fabrication of bio-inspired non-fluorinated superhydrophobic surfaces with anti-icing property and its wettability transformation analysis [J]. Applied Surface Science, 2020, 505: 144386.

[16] Cassie A, Baxter S. Wettability of porous surfaces [J]. Transactions of the Faraday society, 1944, 40: 546-51.

[17] Ruan M, Li W, Wang B, et al. Preparation and anti-icing behavior of superhydrophobic surfaces on aluminum alloy substrates [J]. Langmuir, 2013, 29(27): 8482-91.

[18] Li W, Zhan Y, Yu S. Applications of superhydrophobic coatings in anti-icing: Theory, mechanisms, impact factors, challenges and perspectives [J]. Progress in Organic Coatings, 2021, 152: 106117.

[19] Zhang H, Zhao G, Wu S, et al. Solar anti-icing surface with enhanced condensate self-removing at extreme environmental conditions [J]. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2021, 118(18): e2100978118.

[20] 李君, 矫维成, 王寅春, et al. 超疏水材料在防/除冰技术中的应用研究进展 [J]. 复合材料学报, 2022, 39(01): 23-38.

[21] Wenzel R N. Resistance of solid surfaces to wetting by water [J]. Industrial & Engineering Chemistry, 1936, 28(8): 988-94.

[22] Kulinich S, Farhadi S, Nose K, et al. Superhydrophobic surfaces: are they really ice-repellent? [J]. Langmuir, 2011, 27(1): 25-9.

[23] Kreder M J, Alvarenga J, Kim P, et al. Design of anti-icing surfaces: smooth, textured or slippery? [J]. Nature Reviews Materials, 2016, 1(1): 1-15.

[24] Cao L, Jones A K, Sikka V K, et al. Anti-icing superhydrophobic coatings [J]. Langmuir, 2009, 25(21): 12444-8.

[25] Shen Y, Wang G, Tao J, et al. Anti‐icing performance of superhydrophobic texture surfaces depending on reference environments [J]. Advanced Materials Interfaces, 2017, 4(22): 1700836.

[26] 陈凯, 王强, 孙婷, et al. 表面微结构设计对材料疏水及防冰性能影响研究 [J]. 化工新型材料, 2017, 45(10): 103-5.

[27] Latthe S S, Sutar R S, Bhosale A K, et al. Recent developments in air-trapped superhydrophobic and liquid-infused slippery surfaces for anti-icing application [J]. Progress in Organic Coatings, 2019, 137: 105373.

[28] Zhuo Y, Xiao S, Håkonsen V, et al. Anti-icing ionogel surfaces: Inhibiting ice nucleation, growth, and adhesion [J]. ACS Materials Letters, 2020, 2(6): 616-23.

[29] Liu Y, Li X, Yan Y, et al. Anti-icing performance of superhydrophobic aluminum alloy surface and its rebounding mechanism of droplet under super-cold conditions [J]. Surface and Coatings Technology, 2017, 331: 7-14.

[30] Qi C, Chen H, Shen L, et al. Superhydrophobic surface based on assembly of nanoparticles for application in anti-icing under ultralow temperature [J]. ACS Applied Nano Materials, 2020, 3(2): 2047-57.

[31] Torun I, Onses M S. Robust superhydrophobicity on paper: Protection of spray-coated nanoparticles against mechanical wear by the microstructure of paper [J]. Surface and Coatings Technology, 2017, 319: 301-8.

[32] Wang N, Xiong D, Deng Y, et al. Mechanically robust superhydrophobic steel surface with anti-icing, UV-durability, and corrosion resistance properties [J]. ACS applied materials & interfaces, 2015, 7(11): 6260-72.

[33] Chen W Y, Wang W S, Luong D X, et al. Robust Superhydrophobic Surfaces via the Sand-In Method [J]. Acs Applied Materials & Interfaces, 2022, 14(30): 35053-63.

[34] He A, Liu W W, Xue W, et al. Nanosecond laser ablated copper superhydrophobic surface with tunable ultrahigh adhesion and its renewability with low temperature annealing [J]. Applied Surface Science, 2018, 434: 120-5.

[35] Hou W, Shen Y, Tao J, et al. Anti-icing performance of the superhydrophobic surface with micro-cubic array structures fabricated by plasma etching [J]. Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, 2020, 586: 124180.

[36] Nguyen T-B, Park S, Lim H. Effects of morphology parameters on anti-icing performance in superhydrophobic surfaces [J]. Applied Surface Science, 2018, 435: 585-91.

中国工程热物理学会 相变换热
学术会议论文 编号：233166

锂离子电池无源热管理与热失控实验研究

张静姝，刘倩，孙晨，姚晓乐，徐超，巨星*
（华北电力大学能源动力与机械工程学院，北京 102206）
（Tel: 010-61773876, Email: sottju@ncepu.edu.cn）

摘要：本文制备了一种应用于锂离子电池的无源热管理及热失控防护的复合相变材料。在绝热条件下，通过加热棒的温度变化情况筛选出最佳配比的 CPCM。使加热棒以 3 W、8 W 的功率升温，模拟电池的正常工作状态，CPCM 的潜热储热分别将相变平台持续 20~40 min、10~15 min；使加热棒以 100 W 的功率升温，模拟电池的非正常工作状态，CPCM 的热化学储热将加热棒表面达到 130 ℃的时间由 50 s 延迟至 180 s、将材料外侧达到 130 ℃的时间延迟至 430 s，延缓热失控的发生与蔓延。

关键词：锂离子电池、水合盐、复合相变材料、热管理、热失控

0 前言

锂离子（Li-ion）电池作为电动汽车及储能系统中应用最广泛的电池，具有高工作电压、高能量存储容量和高循环寿命。锂离子电池的工作效率、安全性能和循环寿命一直是个值得关注的问题。由于其对工作温度极其敏感，最佳工作温度在 15 ℃-35 ℃之间，温度过低或过高会导致电池性能下降、容量损耗、寿命缩短。温度分布不均匀会进一步降低电池容量、影响循环寿命。在锂离子电池运行过程中，除了正常充放电的反应外，还存在着大量副反应。在电池温度正常和电压范围正常时，这些副反应不会发生，一旦电池温度过高或者是充电电压过高的情况发生，比如：内部短路、过度充电、发生碰撞，这些副反应就会被引发。这时，如果电池内产生的热量没有得到及时疏散，就极易引起电池内部温度和压力急剧上升，最终使得电池进入一个无法调控的正反馈自加温状态，即热失控状态[1]。与此同时，若没有相关防护措施，邻近电池温度也可能会激增，导致电池组内热失控繁衍。

目前，应用于锂离子电池的热管理系统（BTMS）可分为主动（有源）、被动（无源）以及混合系统。有源 BTMS 如在电池组中采用强制空气对流或液体（水、油或冷却剂）循环；无源 BTMS 通常采用空气自然对流、相变材料（PCM）冷却、热管冷却等[2]。在正常工作条件下，BTMS 可将温度控制在 50 ℃以内，同时控制电池间温差小于 5 ℃。然而，在热失控期间，电池在短时间内释放出大量热，控制热失控期间产生的热量比控制正常运行期间产生的热量要困难得多，这对 BTMS 提出了更高的要求。通常需要 BTMS 将电池温度保持在 120 ℃以下，这是热失控的阈值温度，以防止在极端条件下发生火灾的风险[3]。防止电池热失控和热失控蔓延有两种主要策略：防止电池之间的热传递或使用储热材料吸收产生的热量[4]。

传统相变材料冷却作为一种无源被动式冷却技术，可以在相变期间吸收热量，无需附加供能。但是其温控范围有限，无法在更宽的温域范围内对电池进行有效的热管理、

抑制热失控，通常与其他冷却手段耦合，这也增加了系统的成本和复杂性。水合盐材料作为一种无机相变材料，较于常用的有机相变材料具有阻燃性、价格便宜、潜热较高等优点；同时作为一种热化学储热材料具有储热密度高、储热体积小、热损失小和安全环保等特点。因此水合盐材料同时具有相变和热化学的两段储热能力，可以高效的进行热量储存与释放，不仅可以用于电池正常运行期间的热管理，还可以用于抑制热失控的发生与蔓延[5]。水合盐的脱水与吸水过程可以描述为如下可逆反应：

$$Salt \cdot (x+y)H_2O_{(s)} + Q \xleftrightarrow[dehydration/hydration]{} Salt \cdot (x)H_2O_{(S)} + yH_2O_{(l/g)}$$

迄今，众多学者对水合盐材料的机理与性能进行了大量研究，并证明出其十分具有应用前景。水合盐材料也被应用于热交换器、家庭储热装置等领域[5]。但是还有许多水合盐材料只停留于实验室研究阶段，没有进一步进行应用研究，有关于水合盐在（电池热管理系统）BTMS 中的应用的研究文献更是稀少。因此，本文对水合盐材料进行改进，并筛选出最佳配比，制备出适用于不同工况下的锂离子电池热管理与热失控防护的复合相变材料，并为一种可同时兼顾电池热管理与热失控防护的无源电池热管理方法提供参考。

1 水合盐复合相变材料的制备

1.1 材料选择

在水合盐材料中，$Na_2SO4 \cdot 10H_2O$ 具有较高的潜热值，比其他常用水合盐材料的相变潜热高；来源广、价格低，且在太阳能蓄热领域已有广泛应用。目前，众多学者针对十水硫酸钠材料及其复合材料的性能研究已有丰厚的基础，但其应用研究还相对甚少。因此本文设想用 $Na_2SO_4 \cdot 10H_2O$ 为主材料，制备一种应用于锂离子电池热管理及热失控防护的新型材料。

制备复合相变材料（CPCM）所使的用药品如表 1。

表 1 实验药品列表

药品名称	化学式	简称	相变温度 ℃	相变潜热 kJ/kg	外观	作用
十水硫酸钠	$Na_2SO_4 \cdot 10H_2O$	SSD	32.4	250.8 [6,7]	白色晶体	相变材料
十二水磷酸氢二钠	$Na_2HPO_4 \cdot 12H_2O$	DHPD	35	256.6 [8]	白色结晶粉末	相变材料
羧甲基纤维素钠	$C_6H_7O_2(OH)_2O$ $CH_2COONa]_n$	CMC	/	/	白色纤维状粉末	增稠剂
膨胀石墨	C	EG	/	/	蠕虫状	多孔介质

$Na_2SO_4 \cdot 10H_2O$ 与 $Na_2HPO_4 \cdot 12H_2O$ 是常见的相变储能水合盐材料，在受热情况下析出结晶水（熔化）而吸收外界热量，在冷却情况下水合（凝固）而对外界释放热量。但水合盐通常在相变过程中会发生过冷和相分离现象，导致性能不稳定[9]。对于减小水合

盐材料的过冷度，最有效的方法就是加入成核剂（也叫防过冷剂），成核剂的加入可起到“晶种”的作用，使相变体系在亚稳态就可结晶以达到降低过冷度的作用[10]。运用于以 $Na_2SO_4 \cdot 10H_2O$ 为主材相变材料的成核剂主要有 $Na_2HPO_4 \cdot 12H_2O$、$Na_2B_4O_7 \cdot 10H_2O$、$Li_2B_4O_7 \cdot 10H_2O$、$(NH_4)_2B_4O_7 \cdot 10H_2O$ 等[11]。相分离会减小盐溶液的浓度以至于共晶浓度，不利于体系的再次结晶，导致蓄冷材料的相变温度和相变潜热等物性发生变化[6]。防止相分离的方法主要有搅动振动法、浅盘容器法、增稠剂法、额外水法和化学修正法等[12]。

1.2 复合相变材料的制备

已有的研究[9]提出，按 80% $Na_2SO_4 \cdot 10H_2O$ 与 20% $Na_2HPO_4 \cdot 12H_2O$ 的质量分数配置成共晶盐体系（SSD-DHPD），可以有效消除单一水合盐的过冷现象和一定的相分离现象。因此再加入相对于 SSD-DHPD 质量分数 5%的 CMC，以消除相分离现象。在 50 °C水浴条件下，磁力搅拌 30 min 使三者混合均匀制成混合材料，中途可加入少量水以补充加热过程中水蒸气的损耗。

然而，上述水合盐相变材料仍存在导热率低、宏观形态不稳定等问题。根据文献[13-15]，膨胀石墨的紧密片层结构可以有效降低复合材料的热阻，形成更高效的传热网络，将纯水合盐材料的导热系数提高至 8 倍以上。因此考虑加入膨胀石墨（EG），EG 作为一种多孔介质材料，不仅可以有效提高水合盐材料的导热率，增强换热性能，还可以使材料整体结构稳定，宏观上始终呈固态、具有一定支撑力，并使水合盐分布均匀。本文选择相对于 SSD-DHPD-CMC 体系质量分数分别为 5%、10%、15%的 EG。将 EG 少量多次的加入水合盐混合材料中，为了确保水合盐可以充分并均匀地吸附在膨胀石墨的孔隙中，机械搅拌 2 h 制成 CPCM。并通过热管理与热失控实验共同选择出 EG 质量分数最合适的 CPCM。

最后，使用压制模具将不同 EG 含量的 CPCM 制备成密度为 1 kg/cm^3、内径为 18.5 mm、外径为 29.5 mm、厚度为 5.5 mm、高度为 65 mm 的筒状结构，具有一定硬度，形态稳定。CPCM 的制备过程如图 1。

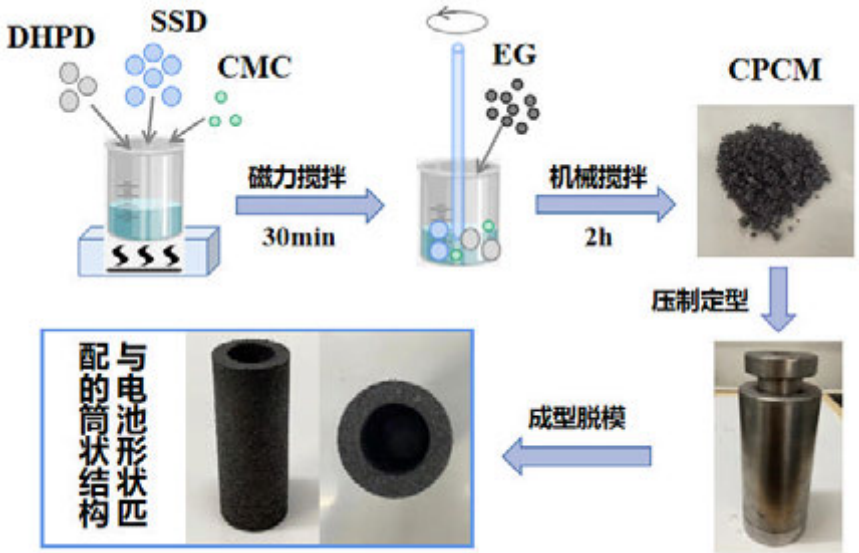


图 1　CPCM 的制备过程

2 热管理与热失控实验

2.1 电池生热模型

基于安全考虑，本研究采用与 18650 电池尺寸相同的加热棒（ϕ18×65 mm），电阻为 170 Ω，并使用直流电源为加热棒加热，来模拟电池在充放电过程中的生热。根据文献[16]，在电池正常充电和放电过程中，温度也会以非线性的趋势上升，电池的发热量与放电倍率呈二次函数关系，即 $P=0.1757\ C^2-1.228\times10^{-4}\ C+2.7063\times10^{-15}$。具体电池发热功率和充放电倍率的数值关系如表 2 所示。本研究的电池热管理实验涉及到的加热棒发热功率为 3W、8 W，对应 18650 圆柱型锂离子电池的充放电倍率分别为 4.132 C 和 6.748 C。

表 2 电池生热量表

生热量	3 W	8 W
放电倍率	4.132 C	6.748 C

2.2 加热棒实验

将制备好的筒状 CPCM 套在加热棒外部，并在加热棒表面中间位置与 CPCM 外侧表面中间位置贴上两片 K 型热电偶（测试范围为 0~200℃，测温精度为±0.5℃），热电偶连接温度数据采集仪，记录 CPCM 内侧（即加热棒表面）与外侧的温度变化情况。整体装进内径为 30 mm 的耐高温石英管中，并在外部严实覆盖厚度为 5 cm 的保温棉，制造相对绝热的环境。实验装置概念图如图 2。

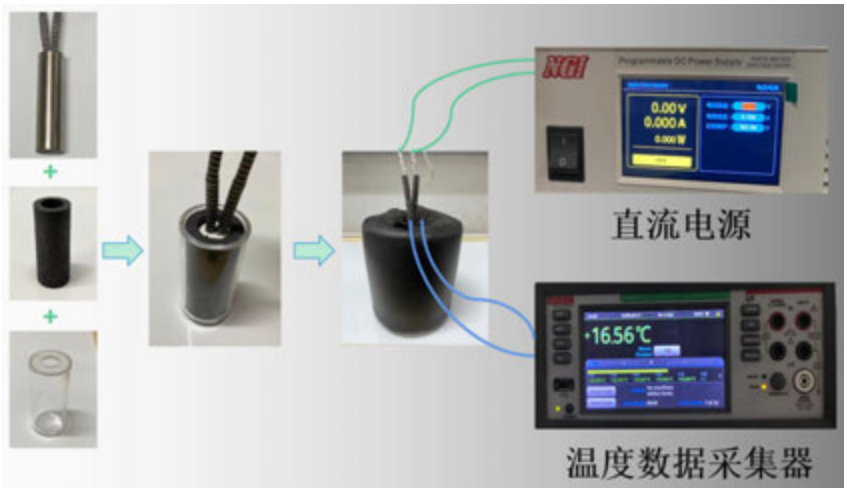


图 2 实验装置概念图

通过直流电源为加热棒加热的电流与电压由以下焦耳定律及欧姆定律确定：

$$Q = I^2R \tag{1}$$

$$U = IR \tag{2}$$

其中，Q 为加热棒的加热功率，I 为直流电源输出电流，U 为直流电源输出电压，R 为加热棒的电阻，忽略导线与连接位置的电阻损失。

如下表 3，控制直流电源的输出电压与电流，使加热棒的发热功率为 3 w、8 w 来模

拟电池在正常充放电下的发热情况；使加热棒发热功率为 100 w 来模拟电池在热失控条件下的发热情况。并设定截至温度 130 ℃：当材料外侧温度达 130 ℃，停止计数。

表 3 直流电源输出功率、电压、电流

输出功率	3 W	8 W	100 w
电压	23.5 V	38 V	131 V
电流	0.15 A	0.22 A	0.8 A

3 结果与讨论

3.1 CPCM 的电池热管理性能

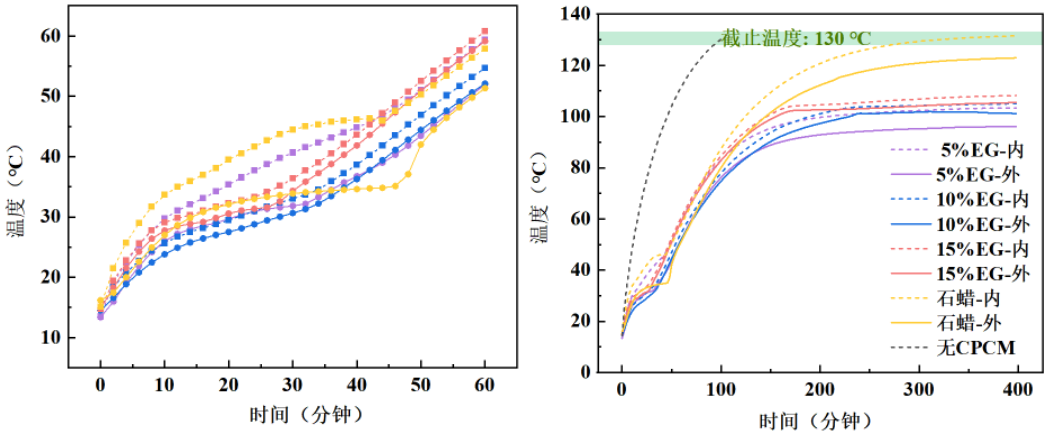
基于上述特性，分别测定加热棒在 3 W、8 W 发热功率下温度变化情况（3 W 约为 18650 电池在 4 C 放电倍率下放电的发热功率，8 W 约为 6.7 C），来模拟电池在正常充放电情况下，不同 EG 含量的 CPCM 对电池的控温效果。并设定无材料包裹的加热棒与传统相变材料石蜡包裹的加热棒两组对比组，石蜡以 5.5 mm 的厚度均匀包裹在加热棒表面，与 CPCM 一致。

3.1.1 在 3 W 加热功率下的温度变化

如图 3（a）所示，为绝热环境下，不同 EG 含量的 CPCM 包裹加热棒以及石蜡对比组，以 3 W 功率加热，前 60 min 加热棒表面温度与材料外部温度随时间的变化情况。可以看出，CPCM 和石蜡包裹的四组的温度曲线的斜率都呈现相同的趋势，即在 30 ℃左右处达到材料的熔点，出现一段相变温度平台，平台时间持续 20~40 min。材料的熔化可以有效降低加热棒的升温速率，延缓加热棒的升温。由于 CPCM 具有更高的储热密度，可以确保 CPCM 组的加热棒表面温度明显低于石蜡组。同时，随着 EG 含量由 5%增加到 15%时，由于导热系数在提高，加热棒产生热量可以更快向外侧传递，材料内外部的温差减小；但是水合盐含量在降低，相变的平台时间也在缩短。综合比较膨胀石墨含量 5%、10%、15%的三组温度曲线，在绝热环境中以 3 W 的功率加热，10% EG 含量的 CPCM 组温度明显低于其他组，控温效果最好。

图 3（b）为以 3 W 功率加热、包括两组对比组的整个升温过程温度曲线。没有材料保护的加热棒在 100 min 内温度就上升到了 130 ℃，升温速率较大。虽然石蜡以及 CPCM 两种材料都能够在长时间内将加热棒的温度控制在 130 ℃以内，但是石蜡组的温度在后期明显高于 CPCM 组。这是因为当 CPCM 温度达到 100 ℃左右时会脱出大量水分，同时汽化带走大量热，在这期间加热棒的温度会停留在 100 ℃，并将温度保持在 115 ℃以内，与外界达到热平衡。然而石蜡并没有这个平台期，所以温度会继续上升直至达到加热与散热平衡，并且由于导热率低，内外温差比较大，加热棒的热量不能快速向外侧传递。同时可以发现，5% EG 的 CPCM 由于膨胀石墨的含量较低，材料内外部温差较大；15% EG 的 CPCM 由于水合盐含量较低，脱水平台较短，整体温度高于 5%、10%两组。

因此在整段升温过程中，10% EG 的 CPCM 相对于其他组都表现出了最好的控温效果，既能够保证较高的传热速率，又能及时储存加热棒释放的热量，起到及时散热及降温的作用。



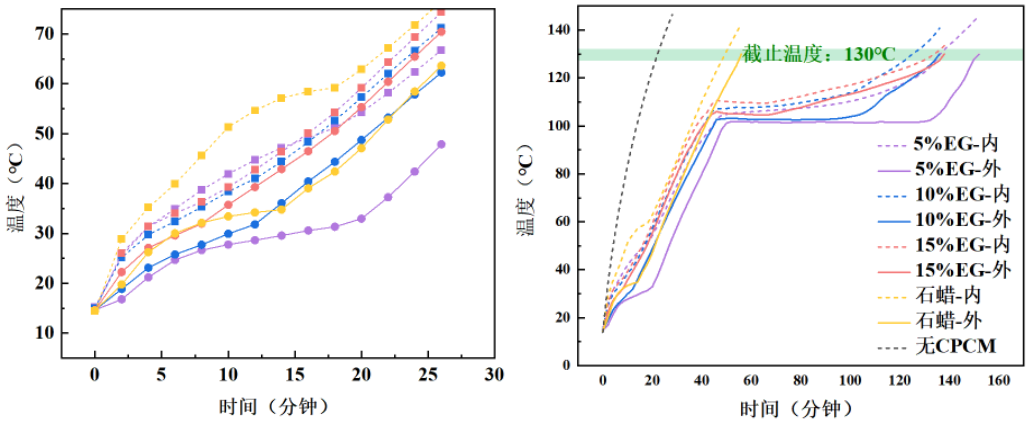
（a）　　（b）

图 3　3 W 加热棒表面与材料外部温度变化（a）前 60 min、（b）全程

3.1.2 在 8 W 加热功率下的温度变化

如图 4（a）所示，为绝热环境下，不同 EG 含量的 CPCM 包裹的加热棒以及石蜡对比组，以 8 W 功率加热，前 30 min 加热棒表面温度与材料外部温度随时间的变化情况。与 3 W 加热时一致，四组的温度曲线的趋势相同，当达到 30 ℃左右的熔点时，出现一段相变温度平台，平台时间持续 10~15 min。由于较高的储热密度，CPCM 组的加热棒表面温度明显低于石蜡组。

图 4（b）为以 8 W 功率加热、包括两组对比组的整个升温过程温度曲线。没有材料保护的加热棒在 30 min 内温度就上升到了 130 ℃，升温速率很大。从图 4（b）中可见，在石蜡与 CPCM 完全熔化之后，加热棒表面与材料外部的温度以较大的升温速率持续上升。直至达到 100 ℃左右，CPCM 脱出大量水分并汽化，携带走大量加热棒的热量，有效为加热棒降温。脱水平台持续时间 60 min 左右，当水合盐中的水分完全脱去并汽化，温度继续上升，此时的 CPCM 已经丧失了潜热储热及热化学储热的能力，只能以显热储热的方式储存热量。然而在此过程中，石蜡并没有脱水的平台期，其温度始终在快速上升。同时可以发现，EG 含量与材料内外部温差、相变平台时间之间的关系也与 3 W 时的一致，10% EG 的 CPCM 在整段升温过程中的控温效果最好。



（a）　　（b）

图 4　8 W 加热棒表面与材料外部温度变化（a）前 60 min、（b）全程

3.2 CPCM 的抑制热失控性能

如图 5 所示，为绝热环境中加热棒在 100 W 的发热功率条件下，模拟电池的热失控情况。比较不同 EG 含量的 CPCM 内外部的温度变化及其对电池的控温效果。并设定无材料包裹的加热棒与传统相变材料石蜡包裹的加热棒两组对比组。

可以观察到，与对比组相比，包裹了 CPCM 的加热棒从单一的快速升温变成了多阶段。无材料保护的加热棒在 50 s 内温度就由 15 ℃上升至了 130 ℃，并在 90 s 内温度突破 200 ℃。有材料包裹的加热棒在 30 ℃左右由于熔化吸热，会在前 100~150 s 左右温度上升缓慢，可将材料外部温度保持在 35 ℃以内。在此期间可以明显看出石蜡组的加热棒表面温度始终最高，在材料完全熔化之前加热棒温度已经超过了 130 ℃。这是由于其导热系数过低，加热棒产生的热量不能及时输送至外侧。

随之材料完全熔化，升温速度加快，当温度达到 100 ℃左右，CPCM 开始脱水吸收大量热，温度平台持续时间约 250 s~350 s，其中 5% EG 的 CPCM 平台时间最长达 350 s。此期间材料外部温度恒定在 100 ℃左右，加热棒的升温速率明显降低，5% EG 组的加热棒温度甚至在 100 s 内降低了约 20 ℃。然而在此期间石蜡组的温度持续以较大的温升速率升高。对比不同 EG 含量的组，可以发现与前文相同的规律，即 EG 含量越高，材料内部与外部的温差越小，但其相变平台与脱水平台的时间也在随之缩短，10% EG 的 CPCM 在温差与平台时间方面都有较好的表现。在 100W 的加热功率下，可将加热棒表面达到 130 ℃的时间由 50 s 延迟至 180 s，延缓热失控的触发；将材料外侧达到 130 ℃的时间延迟至 430 s，延缓热失控的蔓延。

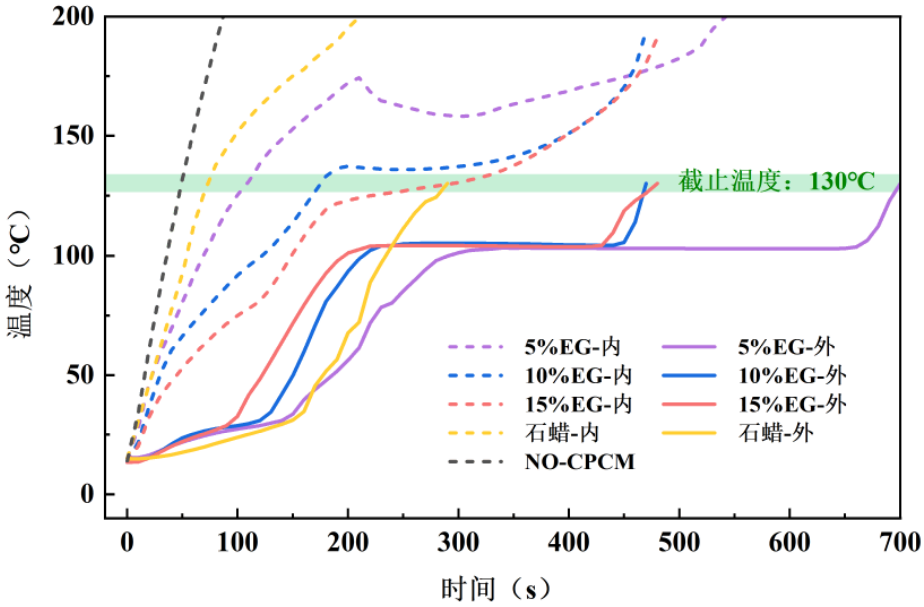


图 5　100 W 加热棒表面与材料外部温度变化

可见，在电池出现短路、机械碰撞等异常情况剧烈放热的条件下，本文的 SSD-DHPD CPCM 可以明显降低电池的升温速率，有效地延缓热失控的发生与蔓延，给我们更多地反应时间做出相应紧急措施，保证整个电池系统及人身安全。

4 结　论

本文以十水合硫酸钠、十二水合磷酸氢二钠、羧甲基纤维素钠、膨胀石墨（EG）为原材料，制备了一种应用于锂离子电池的无源热管理及热失控防护的复合相变材料（CPCM）。在绝热条件下，通过加热棒的温度变化情况筛选出 EG 含量最佳的 CPCM，并设计出无 CPCM 保护与石蜡包裹加热棒的两组对比组。分别测定加热棒在 3 W、8 W 加热功率下温度变化情况，来模拟电池在正常充放电状态下，CPCM 对电池的热管理效果；测定加热棒在 100 W 的发热功率下温度变化情况，来模拟电池在短路或机械碰撞等非正常工作状态下，CPCM 对抑制热失控的发生与蔓延的效果。结论如下：

（1）本文所制备的水合盐复合相变材料，同时具有潜热储热和热化学储热能力，可有效降低电池的温度，与石蜡对比组相比，从单一的快速升温变成了多阶段。

（2）在不同加热功率下的整段升温过程中，10% EG 的 CPCM 相对于其他组都表现出了最好的控温效果，既能够保证较高的传热速率，又能及时储存加热棒释放的热量，起到及时散热、降温的作用。

（3）在 3 W、8 W 加热功率下，两组都在 30 ℃左右处达到材料的熔点，出现一段相变温度平台，平台时间持续分别可持续 20~40 min 和 10~15 min；在 100 ℃左右处达到材料的脱水平台，其中 3 W 组的温度保持在 115 ℃以内，与外界达到热平衡，8W 组的脱水平台持续时间 60 min 左右，当水合盐中完全脱水并汽化，温度继续上升。

（4）在 100W 的加热功率下，会在前 100~150 s 左右温度上升缓慢，将材料外部温度保持在 35 ℃以内。同时可将加热棒表面达到 130 ℃的时间由 50 s 延迟至 180 s，延缓

热失控的触发；将材料外侧达到 130 ℃的时间延迟至 430 s，延缓热失控的蔓延。给我们更多地反应时间做出相应紧急措施，保证整个电池系统及人身安全。

参考文献

[1] Feng X, Ren D, He X, et al. Mitigating Thermal Runaway of Lithium-Ion Batteries[J]. Joule, 2020, 4(4): 743–770.

[2] W. Li, J. Jaromír Klemeš, Q. Wang, et al. Efficient thermal management strategy of Li-ion battery pack based on sorption heat storage[J]. Energy Conversion and Management. 256 (2022) 115383.

[3] Liu H, Wei Z, He W, Zhao J. Thermal issues about Li-ion batteries and recent progress in battery thermal management systems: a review[J]. Energy Convers Manag, 2017,150: 304–30.

[4] S. Lin, Z. Ling, S. Li, et al.Mitigation of lithium-ion battery thermal runaway and inhibition of thermal runaway propagation using inorganic salt hydrate with integrated latent heat and thermochemical storage[J]. Energy, 266 (2023) 126481.

[5] J. Cao, Z. Ling, S. Lin, et al. Thermochemical heat storage system for preventing battery thermal runaway propagation using sodium acetate trihydrate/expanded graphite[J]. Chemical Enfineering Journal, 433 (2022) 133536.

[6] 张志同, 王瑾, 柳建华,等. $Na_2SO4·10H_2O$ 相变蓄冷材料的研究进展[J]. 建筑节能, 20168, (44).

[7] 胡起柱, 皮启铎, 阮德水, 等. $Na_2SO4·10H_2O$-Nacl 贮热体系的 DSC 研究[J]. 太阳能学报, 1985, (1): 35-40.

[8] 曾最, 罗凯, 叶伟梁, 等. 十二水磷酸氢二钠相变储能材料研究进展. 化工进展[J]. 2022, 41(2).

[9] 徐玲玲, 沈艳华, 梁斌斌, 等. $Na_2SO4·10H_2O$ 和 $Na_2HPO_4·12H_2O$ 体系的相变特性. 南京工业大学学报[J] , 2005, 27 (4).

[10] 文越华, 张公正, 王正刚, 等. $Na_2SO4·10H_2O$ 复合相变储冷体系的热力学性质[J], 京理工大学学报, 1999, (6): 778-781.

[11] Ryu H. W, Woo S. W, Shin B. C, et a1. Prevention ofsupercooling and stabilization of inorganic salt hydrates as latent heat storage materials[J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 1992, 27(92): 161-172.

[12] 谢全安, 王永刚, 郑丹星. 共晶盐相变蓄冷材料的热分析动力学研究[J]. 材料导报, 2008, (32): 266-267.

[13] Jason H, Monojoy G, Damilola O. A, et a1. Effect of expanded graphite on the thermal conductivity of sodium sulfate decahydrate ($Na_2SO4·10H_2O$) phase change composites[J]. Journal of Energy Storage, 52 (2022) 104949.

[14] Z. Ling, S. Li, C. Ca,i, et a1. Battery thermal management based on multiscale encapsulated inorganic phase change material of high stability[J]. Applied Thermal Engineering, 193 (2021) 117002.

[15] 李穗敏, 基于水合盐相变-热化学蓄热的电池热管理-热失控防护性能研究: [硕士论文]. 广州: 华南理工大学, 2020.

[16] 刘倩, 基于棋盘拓扑歧管分流的单相浸没锂离子电池热管理研究: [硕士论文]. 北京: 华北电力大学, 2022.

中国工程热物理学会 学科类别：传热传质学
学术会议论文 编号：233175

超高热流密度下多尺度仿生蜂窝状多孔表面的池沸腾传热特性研究

徐谋[1,2]，罗佳利[1,2]，莫冬传[1,2]，吕树申[1,2*]
（1.中山大学材料学院，广州 510275）
（2. 广东省先进热控材料与系统集成工程技术研究中心，广州 510275）
（Tel：020-84113985， Email: lvshsh@mail.sysu.edu.cn）

摘要：本文采用电沉积法制备了不同厚度的多尺度仿生蜂窝状多孔表面，并对材料的微观形貌、流动特性以及池沸腾性能进行了表征和测试。结果表明，该结构在吸液过程中液体优先经过孔壁，再从底部至顶部润湿蜂窝孔，Sample #T1000 厚度较大且孔壁面积比高，具有更优异的毛细能力。此外，Sample #T500 厚度较薄，在低热流密度范围过热度较低，而 Sample #T1000 则具有较高的临界热流密度（CHF）。由于具有大量的成核位点，结合结构优异的流动特性以及天然的气液通道分离特性，在过热度为 53 K 的情况下 Sample #T1000 的 CHF 可达到 700 W/cm^2。

关键词：超高热流密度；多尺度多孔结构；流动特性；沸腾传热

0 前言

自“双碳”目标制定以来，可再生清洁能源开发、能源存储以及能源的高效转化成为了社会可持续发展的重要战略目标。同时，提高各种部件的传热效率对于合理利用能源起到了至关重要的作用[1]。如今，电子元器件的发展逐渐向高度集成化、微型化方面发展，这将导致器件的热流密度日益增加，其中，如何高效的移除器件产生的热量是平衡科技发展和“双碳”目标的“卡脖子”问题之一[2]。当电子元器件的温度高于其最大承受温度 10-20℃时，势必会发生故障。据调查，有 55%的电子元器件故障是由于工作温度过高引起，而温度每降低 1℃，故障率就降低 4%[3, 4]。目前，Intel 的服务器芯片的热流密度高达 200 W/cm^2，而绝缘栅双极型晶体管（IGBT）局部热点的热流密度甚至高达 1000 W/cm^2。如何高效移除高热流密度器件的热量已经成为急需解决的问题。

池沸腾是一种具有较高传热能力的热控手段，在这个过程中主要是通过工质吸热相变形成气泡、气泡逐渐膨胀生长以及气泡脱离传热表面三个步骤将表面热量转移至环境中[5]。目前提高池沸腾临界热流密度的方法主要分为四种：①提高传热表面的润湿性和毛细力使工质可以快速补充、②增加传热表面与工质的接触面积；③优化表面成核位点、强化气泡的成核与脱离；④构造独立的气泡脱离通道和工质补充通道防止气液纠缠[1]。已经有大量的研究致力于制备同时满足以上四个条件的传热表面，如 Ji 等[6]，使用 H_2O_2 在铜粉颗粒上腐蚀出纳米结构，从而制得了具有毫米-微米-纳米的三级梯度多孔结构。其中，毫米级的乳突间距强化了蒸汽逃逸，微米级的空隙加强了液体吸入，而纳米级结构则大大拓展了换热面积，从而使其沸腾效果进一步增强，最高 CHF 达到 345 W/cm^2。Li 等[7]，利用直径 250 μm 和 400 μm 的铜粉烧结出了底部为均匀多孔层，上部为柱状结构的梯度多孔结构。这种柱状结构延

基金项目：国家自然科学基金（51876226、52276095）

迟了水力不稳定波长的到来，从而增大 CHF 至 450 W/cm^2。Jaikumar 等[8]，对比研究了槽道和翅片顶部完全修饰，槽道底部和翅片两侧，以及仅翅片顶部修饰烧结铜粉三种情况下的池沸腾传热性能。池沸腾实验结果表明槽宽 300 μm、槽道底部和翅片两侧修饰的表面 CHF 可提升至 420 W/cm^2。Kibush 等[9]，在微通道顶部结合莲藕孔多孔结构，实现了顶部供液，气泡从微通道底部两侧脱离，其 CHF 达 534 W/cm^2。Bai 等[10]，将烧结多孔表面和底部微槽道表面结合。在这种表面上，烧结多孔结构作为吸液通道，而槽道结构为气体通道，在以水为工质的池沸腾测试中，当加热功率高达 610 W/cm^2 时，仍没有达到膜沸腾。

通过对上述的研究进行总结，目前实现高 CHF 的结构厚度均需要达到毫米尺度。而在众多类型的传热表面中，采用氢气泡模板法制备的蜂窝状结构不但壁面为枝晶丰富的多孔结构、材料整体的孔隙率大且具有大量现成的成核位点，是实现高 CHF 的潜在材料，但是目前的对于蜂窝状多孔结构池沸腾传热特性的研究仅停留在在厚度为十至百微米尺度。Wang 等[11]，通过小电流修饰蜂窝状结构表层枝晶，形成孔壁为顶部微球底部枝晶的梯度结构，降低了表面能使气泡更容易生长和脱离，实现了对沸腾传热系数（HTC）和 CHF 的同时提高，当样品厚度为 170 μm 时，CHF 为 130 W/cm^2；此外，Wang 等[12]还采用电沉积法制备了底部树林顶部蜂窝的双层结构，实现液体从底部补充，气体从顶部脱离，当厚度为 260 μm 时，CHF 为 156 W/cm^2。Li 等[13]，通过控制反应时间制备了一系列厚度的蜂窝状多孔结构，并对其进行池沸腾实验，研究结果发现厚度约为 100 μm 的样品其 CHF 可达 396 W/cm^2。

本文采用氢气泡模板法，通过调控沉积时间成功制备了厚度为 500 μm 和 1000 μm 的蜂窝状多孔结构强化传热表面的制备，并对其进行池沸腾性能测试以及气泡动力学分析。此外，由于 9 mm 圆形样品不便于观察样品的毛细吸液性能，本文采用同种工艺制备面积为 1 cm*3 cm 的毛细芯样条，对其宏观吸液特性以及微观吸液过程进行表征，揭示蜂窝状结构在超高热流密度时的沸腾传热机理。

1 实验方法

1.1 蜂窝状结构的制备

图 1 展示了在 9 mm 直径的池沸腾样品紫铜圆柱上制备蜂窝状多孔结构的方法，沉积装置主要由可编程直流电源、特制电解槽、铜阳极、电解液以及导线等组成。样品制备条件列于表 1 中。将样品铜台采用丙酮和稀硫酸超声清洗干净后，放置于电解槽底部通过导线连接电源负极作为阴极，采用紫铜板制作的阳极正对沉积表面并与电源正极相连。此时阴阳极发生的反应分别为：

阳极：$Cu - 2e^- = Cu^{2+}$

阴极：$Cu^{2+} + 2e^- = Cu$

$$2H^+ + 2e^- = H_2 \uparrow$$

阴极在反应过程中同时存在铜的析出和氢气泡的形成，通过图 1(b)的氢气泡模板法原位观察可知，氢气泡在阴极的表面形成，生长脱离，并留下汽化核心，因此氢气泡将会在固

定的位置产生。于此同时，铜以枝晶的形式不断向上沿着氢气泡边缘生长，并且由于枝晶强度不足，原本应当竖直生长的枝晶极易受到氢气泡膨胀时的推力倾斜生长。但是当反应时间较长时，枝晶厚度逐渐增加结构强度增大，氢气泡的生长空间反而开始受到挤压，在底部生成柱状气泡，因此采用此种方法制备的表面为微米蜂窝孔和富含纳米枝晶的壁面相结合的多孔表面，且大部分蜂窝孔为直通基底通孔。在反应结束后将制备的样品清洗干净，并通过高温烧结以增加结构与基底的结合力，最终得到较为稳固的微纳多孔强化传热表面。

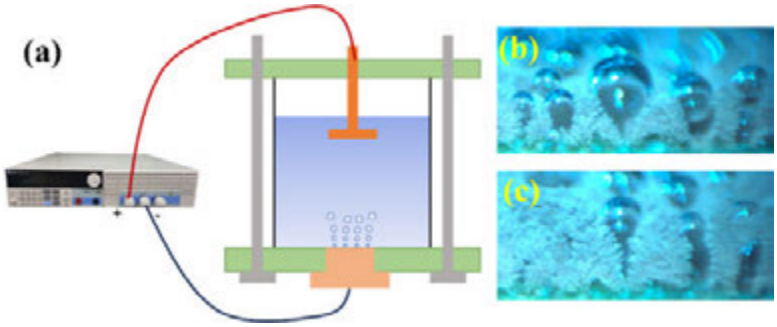


图 1 样品制备过程示意图。(a)电沉积制备池沸腾样品装置示意图；（b）t=260s 时氢气泡模板法制备蜂窝状结构竞争反应原位观察图；（c）t=520s 下氢气泡模板法制备蜂窝状结构竞争反应原位观察图

表 1 样品信息表

序号	样品名称	代号	电沉积时间/s	厚度/μm	孔隙率/%
1	光滑铜	Sample #O	0	0	-
2	蜂窝状多孔表面 1	Sample #T500	260	498	94.44
3	蜂窝状多孔表面 2	Sample #T1000	520	985	94.05

1.2 毛细芯吸液实验装置

对于铜基蜂窝状多孔毛细芯的流体力学性能，采用如图 2 所示的测试平台进行表征。

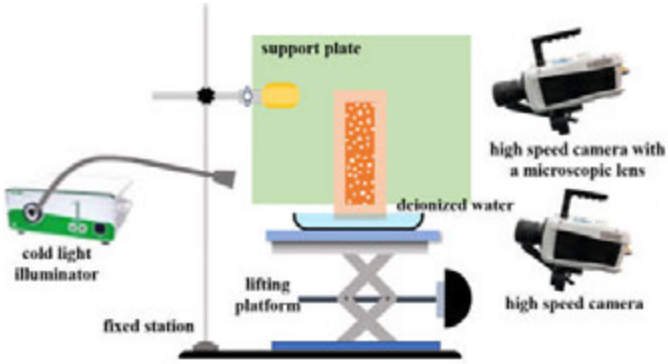


图 2 蜂窝状毛细芯流体力学性能测试平台示意图

将制备好的毛细芯样条固定于支撑板上，采用升降台将盛满水的干燥皿缓慢上升直至液体刚好触碰毛细芯，采用高速相机记录工质的爬升高度与时间的关系并进行处理获得，吸液曲线。同时采用装配显微镜头的高速相机捕捉毛细芯的微观吸液特性。毛细芯的毛细压力

P_{cap} 与渗透率 K 的关系可以通过以下公式进行计算

$$K = \frac{2\varepsilon R_{eff}^2}{fR_e} \tag{1}$$

$$P_{cap} = \frac{2\sigma\cos\theta}{R_{eff}} \tag{2}$$

其中，ε 为毛细芯的孔隙率，R_{eff} 为毛细芯的等效毛细半径，f 为阻力系数，R_e 为雷诺数，σ 为工质的表面张力，θ 为工质与表面的接触角。由于渗透率 K 与毛细芯的毛细压力 P_{cap} 均与 R_{eff} 有关，Lucas-Washburn 公式将上述公式进行结合以及简化，如公式(4)所示[14]：

$$y^2 = \frac{4\sigma\cos\theta}{\mu\varepsilon}\frac{K}{R_{eff}}t \tag{3}$$

其中，μ 是工质粘度，该公式最终得到 K/R_{eff} 作为描述毛细芯性能优劣的参数，根据公式还可以得出液体爬升高度的平方与时间呈一次线性关系。

其中关于孔隙率，计算公式如下，

$$\varepsilon = 1 - \frac{m}{\rho\delta A} \tag{4}$$

其中 m 为沉积层质量，ρ 为纯铜密度，δ 为沉积厚度，A 为阴极沉积面积。

1.3 池沸腾实验装置

如图 3 所示，多孔铜表面的沸腾性能测试装置主要由主测试系统、加热系统、数据采集单元以及视频采集相机四部分组成。

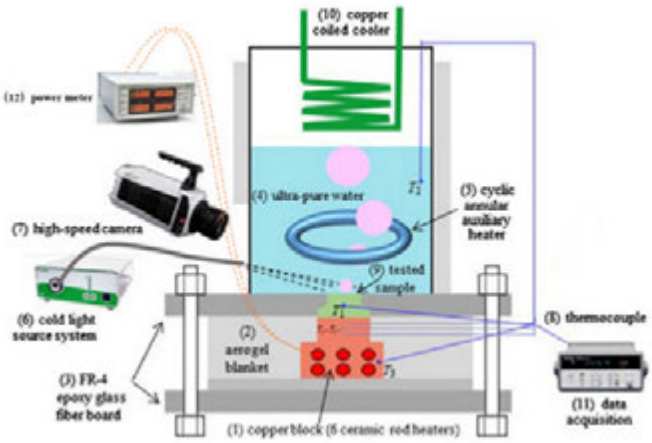


图 3 多孔吸液芯的传热性能测试装置[12]

(1)铜块（6 个陶瓷棒加热器）（2）绝热气凝胶毯（3）FR-4 环氧玻璃纤维板（4）超纯水（5）循环环形辅助加热器（6）冷光源系统（7） 高速摄像仪（8）热电偶（9）测试样品（10）铜线圈冷却器（11）数据采集器（12）功率计

主测试系统主要包括修饰了多孔铜的样品铜柱、去离子水工质、铜螺旋管冷凝器、石英玻璃缸以及绝热棉。加热系统分别由包括六根不锈钢加热棒的铜制主加热台以及浸没在去离子水中的辅助加热器组成。系统各部分的温度采用 K 型热电偶进行检测（校准后测量精度为±0.3℃），并通过 Agilent34970A 数据采集器连接计算机进行数据的收集。视频采集系统是使用 Phantom 高速摄像机（V211-8G-M，Vision Research 公司）拍摄沸腾中样品表面的气泡状态，并使用冷光源（XD-300 冷光源，南京亚南特种照明电器厂）对沸腾过程进行补光。

池沸腾传热系数（HTC）计算公式为：

$$h=\frac{q}{T_{suf}-T_w} \tag{5}$$

其中 q 为热流密度，T_w 为去离子水在标准大气压下的沸点，根据图 4 所示，由于样品表面的温度 T_s 难以直接通过热电偶测得，T_{suf} 通过测量 T_1 计算得到[12]。

$$T_{suf}=T_1-\left(\frac{Q_{tot}-c_1\left(T_3-T_s\right)}{A}\right)\left(\frac{d_1}{k_{Cu}}\right) \tag{6}$$

其中，A 为样品台表面积，Q_{tot} 为不锈钢加热棒的总加热功率，T_3 为加热台温度，T_s 为环境温度。

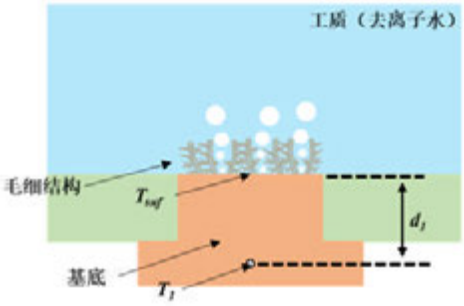


图 4 多孔铜修饰后样品铜台示意图

如图 5 所示，通过实验测得热漏系数 c_1 = 0.0519 W/K。k_{Cu} 为纯铜的导热系数，d_1 为样品铜台热电偶到沸腾表面的距离， T_1 为样品铜台的热电偶所测得的温度。

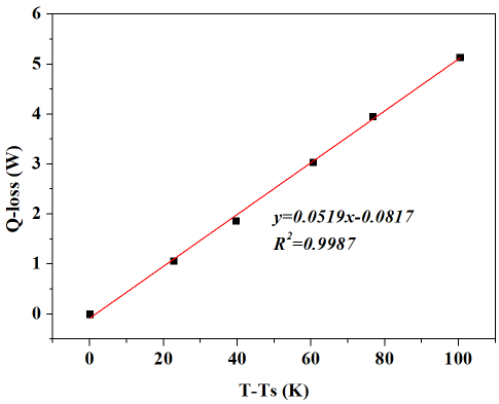


图 5 装置漏热功率-温差拟合线

2 结果与讨论

2.1 微观形貌

通过 SEM 图可知，采用氢气泡模板法制备的蜂窝状多孔结构具有百微米级的大孔以及由丰富的亚微米级别的枝晶组成的孔壁，这样的结构可以有效地增加多孔结构与工质之间的接触面积。对比图 6(a)和(d)可知 Sample#T500 相较于 Sample#T1000，其表面具有更多的蜂窝孔数量，但是蜂窝孔孔径分布范围较广，而 Sample#T1000 的蜂窝孔孔径相对均匀，并且蜂窝孔之间的壁面相对而言壁厚较大，其原因如图 1 (b)-(c)对比所示，随着沉积时间的延长壁面枝晶主干向上生长的同时，侧枝也不断朝横向生长，挤压氢气泡的生长脱离空间，被挤压的氢气泡只能通过多孔壁面与邻近脱离阻力较小的氢气泡合并，导致部分大蜂窝孔之间的小孔随沉积时间的增长逐渐被枝晶所遮蔽，最终形成闭孔。

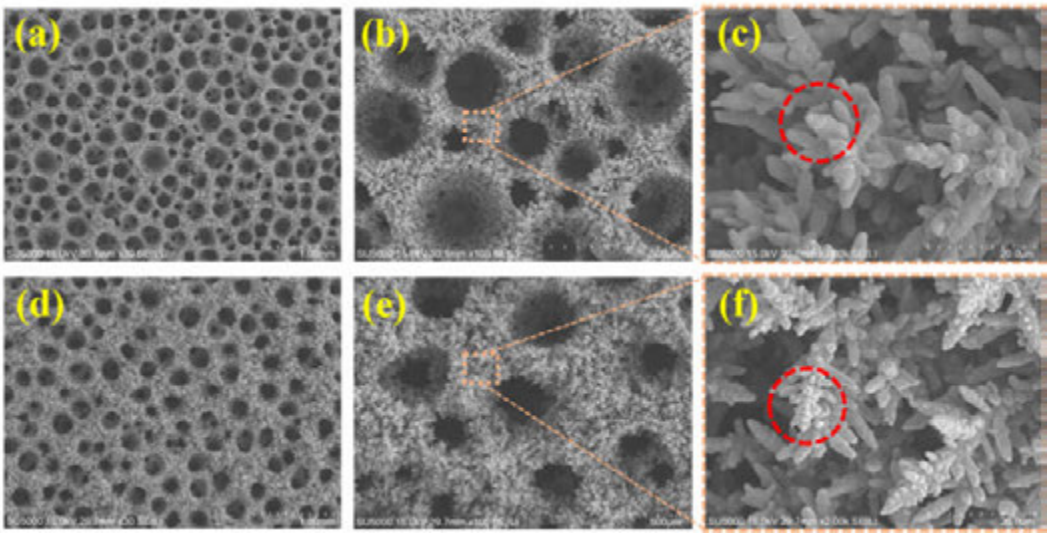


图 6 蜂窝状多孔强化传热结构 SEM 图; Sample#T500 (a)30x;(b)100x;(c)1500x; Sample#T1000(d) 30x;(e)100x;(f)1500x

为了对蜂窝状多孔表面的形貌特征进行定性描述，本文除了采用常规的平均孔径参数以外引进孔壁面积比概念，即孔壁面积与总表征面积的比值。通过 Image Pro Plus 图像处理软件分别对两个样品的 30 倍数 SEM 图进行处理得 Sample#T500 表面蜂窝孔平均孔径为 176 μm，孔壁面积比为 70.5%，而 Sample#T1000 表面的蜂窝孔平均孔径为 196 μm，孔壁面积比达到 77.2%，对比图 6(b)(e)可知 Sample#T500 平均孔径较小的原因为蜂窝大孔之间存在有数量较多的小孔。

此外图 6 (c)、(f)还对样品的孔壁上的枝晶进行了表征，截取 5 μm 尺度的枝晶分枝进行观察，如图中红色虚线框所示，Sample#T500 孔壁上的枝晶表面较为光滑，而 Sample#T1000 孔壁的枝晶上还生长有大量 1-2 μm 级别的三级分枝结构，说明 Sample#T1000 具有更高的比表面积。

2.2 毛细芯吸液性能

图 7(a)展示了不同厚度蜂窝状毛细芯的吸液曲线，吸液高度的变化量均随时间的增加逐渐下降，这是因为工质爬升到一定高度收到自身重力的影响，可以明显的看出相同吸液时间内 Sample#T1000 能达到更高的高度，故就吸液速率而言 Sample#T1000 较优。

表 2 各样品的毛细芯吸液性能

	0→9mm		0→30mm	
样品	Sample#T500	Sample#T1000	Sample#T500	Sample#T1000
拟合斜率×10^{-5}	19.13	21.43	16.49	14.54
K/R_{eff}/m×10^{-7}	5.39	6.04	4.1	4.65

图 7(b)为对图 7(a)的线性拟合，由于池沸腾样品直径为 9 mm，故分别取前 9 mm 的数据点也进行了线性拟合。由于刚开始吸液时（0→9 mm）样品吸液的质量较少，吸液高度受重力影响较小，其所拟合出来的曲线的 R^2 数值更趋近趋于 1，样品 Sample#T1000 的拟合斜率均更大。K/R_{eff} 数值可以通过公式(3)进行计算，计算结果列于表 2 中。选取刚开始吸液时的数据点计算和选取所有数据点计算，多孔铜毛细芯样品 Sample#T1000 的 K/R_{eff} 相较于 Sample#T500 分别提升了 1.12 倍和 1.13 倍。说明了 Sample#T1000 具有更优异的液体补充能力。

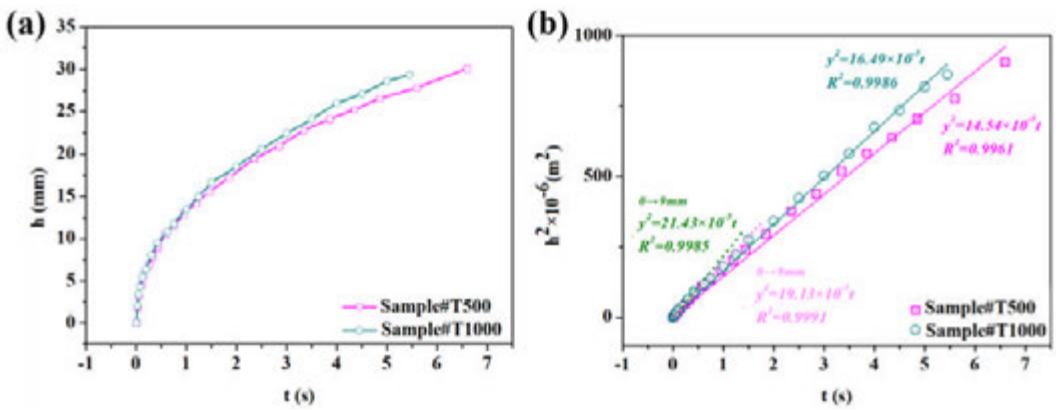


图 7 毛细芯吸液曲线；(a)吸液高度-时间图；(b)吸液高度的平方-时间图

进一步地本文采用高速相机结合显微成像装置对蜂窝状多孔毛细芯样品的吸液过程进行微观层面上的捕捉，如图 8(a)-(b)所示，在经过 1s 时间后，枝晶的颜色首先变深且出现工质反光现象（如图红色箭头所示），说明工质的补充路径为首先经过蜂窝孔孔壁，其原因在于蜂窝孔壁之间的孔隙尺度较蜂窝大孔更小因而毛细力更高。继续观察图 8(c)-(f)，工质浸润壁面后渗透至临近的蜂窝孔内部，自蜂窝孔底部开始补充至顶部（如图圆圈处所视）。由于观察过程中样品为竖直放置，说明上述液体补充路径几乎不受重力影响。通过上一节对样品的 SEM 图进行分析可知 Sample#T1000 的孔壁更厚且具有更大的孔壁面积比，说明工质在毛细芯内的流动阻力相对于 Sample#T500 更小，样品的吸液性能更优。

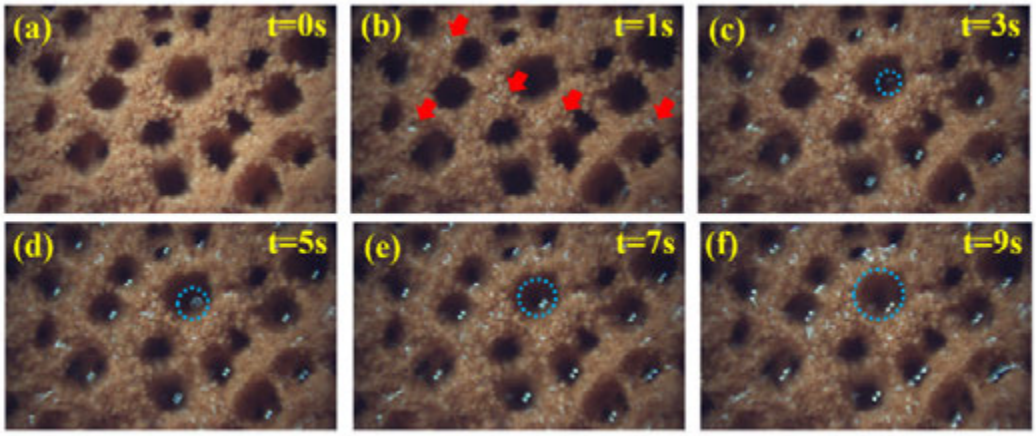


图 8 蜂窝状多孔铜微观吸液过程图

2.3 池沸腾曲线

图 9(a)展示了各样品的沸腾曲线，通过对比 Sample#O 与 Rohsenow 光滑铜池沸腾理论曲线可知，采用本装置测试得到的实验数据与理论基本吻合，说明该装置具有可靠性。

此外通过图 9(a)还可以观察到在热流密度低于 100 W/cm^2 时，Sample#T1000 的过热度略小于 Sample#T500，其原因可能在于初始成核沸腾阶段，由于 Sample#T1000 具有更高的比表面积，其作用在毛细芯上的实际热流密度较小。当热流密度为 100 W/cm^2~400 W/cm^2 时，Sample#T500 过热度较低，此时为过渡沸腾阶段，厚度较薄的毛细芯具有较低的热阻并且气泡脱离路径较短，脱离的整体阻力相对更低。当热流密度大于 400 W/cm^2 时，由于液体的补充速率逐渐无法满足气泡的脱离速率，导致表面干斑面积逐渐增大，此时 Sample#T500 的过热度随热流密度的增加迅速升高，最终达到膜沸腾状态。而 Sample#T1000 具有更优的毛细芯吸液性能，当其临界热流密度可达 701 W/cm^2。目前，大部分散热应用场景要求将过热度控制在 20 K 以下，根据此标准对多孔蜂窝孔样品进行初步应用方面的分析，Sample#T500 和 Sample#T1000 所能匹配的热流密度分别为 370W/cm^2 和 340W/cm^2。

根据图 9(b)可知蜂窝状多孔表面的池沸腾换热系数均随热流密度先增加后降低，当热流密度为 330 W/cm^2 时 Sample#T500 的沸腾换热系数的最大值为 19.45 W/cm^2·K。Sample#T1000 的沸腾换热系数最大值则出现在热流密度为 550 W/cm^2，为 18.48 W/cm^2·K。两者相对于光滑平表面的最高值分别提升了 255%和 238%。

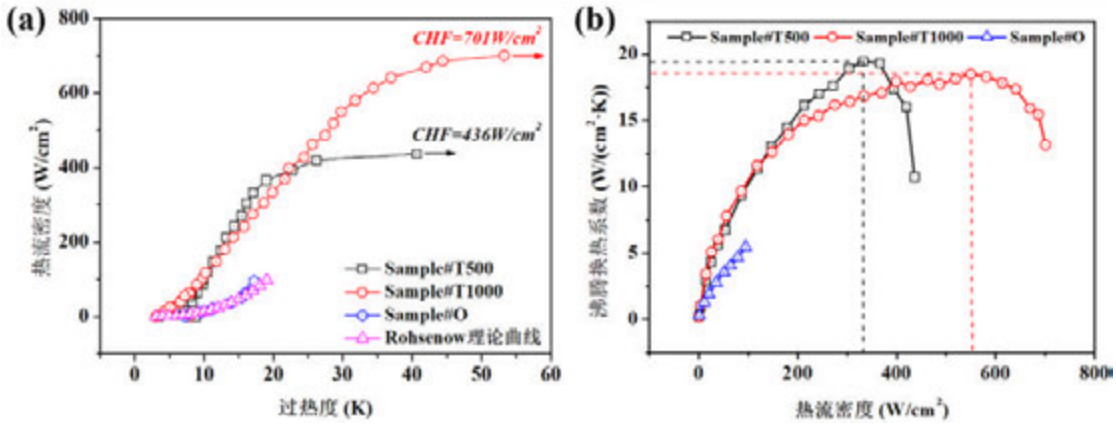


图 9 蜂窝状多孔铜池沸腾特性；(a)蜂窝状多孔铜样品沸腾曲线；(b)蜂窝状多孔铜样品热流密度-沸腾换热系数曲线

2.4 气泡动力学分析

图 10 分别展示了两种蜂窝状多孔铜样品起始成核、过渡沸腾以及即将临界沸腾三个阶段的气泡脱离情况。通过图 10(a)、(b)观察起始成核时的气泡不难发现气泡主要通过顶部的蜂窝孔脱离传热表面，而少部分气泡则是通过蜂窝孔壁侧面的孔隙逃逸，由于结构表面具有密集的孔结构，导致在沸腾刚开始进行时就有部分气泡开始合并脱离。该种现象说明蜂窝状的孔结构是天然的气泡成核位点以及脱离路径，结合上节所述蜂窝状的多尺度多孔孔壁为液体的补充通道，该多孔铜强化传热表面具有气液通道分离的特点，一定程度上防止了沸腾过程中的气液纠缠，因此可以降低液体补充以及气泡脱离的阻力，使表面具有更低的过热度以及更高的临界热流密度。

当热流密度为 120 W/cm^2 时，通过图 10(b)、(d)对比可观察到除了样品顶端有合并的大气泡外，样品的底部三相线附近有大量小气泡从边缘孔壁的孔隙冒出，并且 Sample#T500 底部的小气泡更为密集，其原因为该样品的孔壁较薄，孔隙率较高使得气泡从成核位点向侧边逃逸的阻力更小，因此该样品在当前热流密度条件下具有更低的过热度。

当样品的即将达到临界热流密度之前，如图 10(c)所示，Sample#T500 的表面完全被顶部的大气泡所覆盖，在大气泡脱离后底部依旧形成一层气膜状的气泡，该气泡严重影响了工质从顶部以及侧面对“干斑”区域的补充，故其 CHF 较低。然而从图 10(f)可以观察到，当热流密度为 685 W/cm^2 时，Sample#T1000 顶部的大气泡脱离后底部以及结构的侧面仍旧有大量的小气泡，且小气泡与小气泡之间存在的间隔（红色箭头处），该种情况的存在说明此部分区域的工质补充和气泡脱离通道处于畅通状态。并且小气泡的生长脱离所带来的扰动可以加速三相线附近工质的流速，从而使该表面能够具有更高的 CHF。

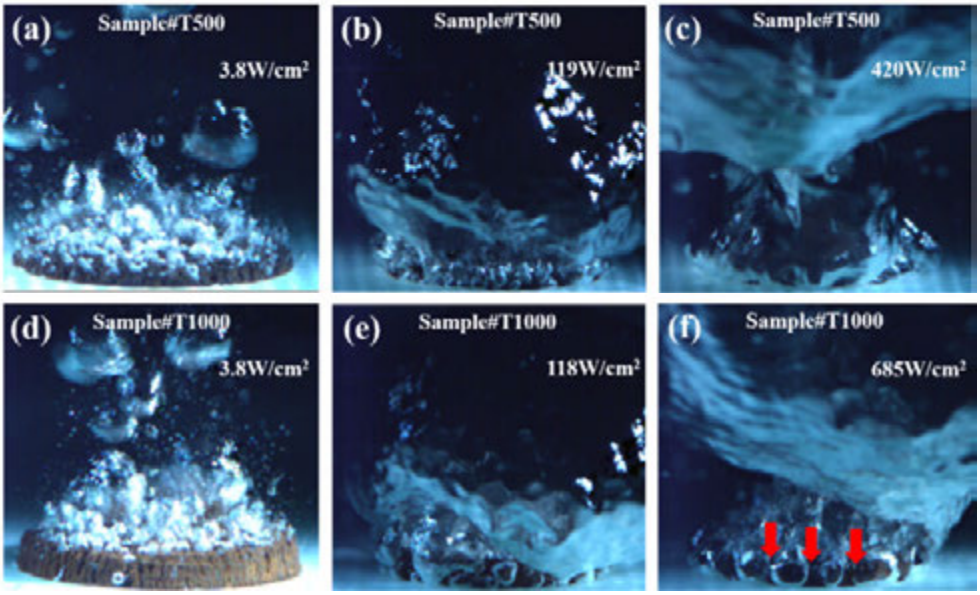


图 10 蜂窝状多孔铜样品气泡图

Sample#T500 (a)3.8 W/cm^2;(b)119 W/cm^2;(c)420 W/cm^2;

Sample#T1000 (d)3.8 W/cm^2;(e)119 W/cm^2;(f)685 W/cm^2

2.5 不同强化沸腾传热表面对比

图 11 展示了本文样品和部分具有超高临界热流密度样品的沸腾曲线，其中 Milla 等[15]采用射流冲击微纳多孔表面的方法，Wang 等[16]采用多孔氧化铝薄膜蒸发技术，Lee 等[17]则采用结合微槽道的流动沸腾技术。从图中可以看出，当热流密度为 600 W/cm^2 时相关文献的壁面过热度均超过 40 K，而本文制备的蜂窝状多孔铜结构在＜600 W/cm^2 时其过热度均控制在 40 K 以内，并且当热流密度达到 700 W/cm^2 时蜂窝状多孔铜样品的过热度仅为 53 K。

本文采用的蜂窝状多孔铜结构相比于其他微/纳米结构具有比表面积大、孔隙率高、成核位点多、毛细芯吸液性能好、具有天然的气液分离通道等特点，并且在底部形成的小气泡可以提高工质流速，从而可以在大幅度提高 CHF 的同时保持较低的壁面过热度。

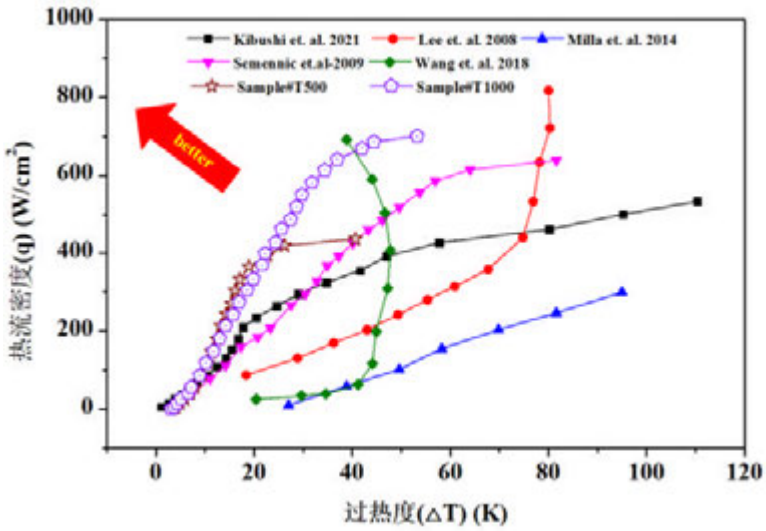


图 11 蜂窝状多孔铜样品和文献的沸腾曲线对比

3 结论

(1) 蜂窝状多孔铜结构，孔数量多、孔隙率高，侧枝丰富，与工质接触面积大。反应时间越长，结构的厚度越大，壁面枝晶分级结构增加，进而使比表面积增加。

(2) 工质的补充首先通过多孔壁面后，自下而上补充至蜂窝孔内，在沸腾中可以构造独立的气泡脱离通道和工质补充通道，一定程度防止了气液纠缠。沉积时间长的样品由于孔壁厚，孔壁面积比大，因而具有更好的毛细吸液性能。

(3) 在过热度为 53 K 的情况下厚度为 985 μm 的多尺度蜂窝状多孔铜 Sample#T1000 的 CHF 可达到 700 W/cm^2。

(4) 气泡动力学显示气泡的成核主要集中在蜂窝孔内部，在高热流密度下沸腾中心大气泡的底部有部分未融合的小气泡，这些小气泡的直径在 500 μm~1000 μm 之间，扰动三相线周围的微液层，加速工质的流速，从而起到强化传热作用。

参考文献

[1] YUAN X, DU Y, SU J. Approaches and potentials for pool boiling enhancement with superhigh heat flux on responsive smart surfaces: A critical review [J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2022, 156(111974.

[2] XIE S, SHAHMOHAMMADI BENI M, CAI J, et al. Review of critical-heat-flux enhancement methods [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 122(275-89.

[3] HOSSEINIZADEH S F, TAN F L, MOOSANIA S M. Experimental and numerical studies on performance of PCM-based heat sink with different configurations of internal fins [J]. Applied Thermal Engineering, 2011, 31(17): 3827-38.

[4] T. Y L. Review of Heat Transfer Technologies in Electronic Equipment [J]. Journal of Electronic Packaging, 1995, 117(4): 333-9.

[5] KIM J. Review of nucleate pool boiling bubble heat transfer mechanisms [J]. International Journal of Multiphase Flow, 2009, 35(12): 1067-76.

[6] JI X, XU J, ZHAO Z, et al. Pool boiling heat transfer on uniform and non-uniform porous coating surfaces [J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2013, 48(198-212.

[7] LI C H, LI T, HODGINS P, et al. Comparison study of liquid replenishing impacts on critical heat flux and heat transfer coefficient of nucleate pool boiling on multiscale modulated porous structures [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2011, 54(15): 3146-55.

[8] JAIKUMAR A, KANDLIKAR S G. Ultra-high pool boiling performance and effect of channel width with selectively coated open microchannels [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016, 95(795-805.

[9] KIBUSHI R, YUKI K, UNNO N, et al. Enhancement of the critical heat flux of saturated pool boiling by the breathing phenomenon induced by lotus copper in combination with a grooved heat transfer surface [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 179(121663.

[10] BAI L, ZHANG L, LIN G, et al. Pool boiling with high heat flux enabled by a porous artery structure [J]. Applied Physics Letters, 2016, 108(23):

[11] WANG Y-Q, LUO J-L, HENG Y, et al. PTFE-modified porous surface: Eliminating boiling

hysteresis [J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2020, 111(104441.
[12] WANG Y-Q, LUO J-L, HENG Y, et al. Wettability modification to further enhance the pool boiling performance of the micro nano bi-porous copper surface structure [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 119(333-42.
[13] LI J, FU W, ZHANG B, et al. Ultrascalable Three-Tier Hierarchical Nanoengineered Surfaces for Optimized Boiling [J]. ACS Nano, 2019, 13(12): 14080-93.
[14] 庄骏, 张红. 热管技术及其工程应用 [M]. 热管技术及其工程应用, 2000.
[15] MALLA S, AMAYA M, MOON H, et al. Liquid cooling of a hot spot using a superhydrophilic nanoporous surface; proceedings of the Fourteenth Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (ITherm), F 27-30 May 2014, 2014 [C].
[16] WANG Q, CHEN R. Ultrahigh Flux Thin Film Boiling Heat Transfer Through Nanoporous Membranes [J]. Nano Letters, 2018, 18(5): 3096-103.
[17] JAESEON L, MUDAWAR I. Low-temperature two-phase micro-channel cooling for high-heat-flux thermal management of defense electronics; proceedings of the 2008 11th Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems, F 28-31 May 2008, 2008 [C].

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233178

脉动热管传热性能的可视化实验研究

张双星，张义飞，杜文静*
（山东大学能源与动力工程学院，山东济南 250061）
(Tel:0531-88399917, Email: wjdu@sdu.edu.cn)

摘要：本文以石英玻璃脉动热管为研究对象，丙酮作为工质展开实验研究，分析了循环功率下工质的流动传热特征，以及充液率、倾角、加热功率对热管性能的影响。加热段气塞的膨胀是启动阶段工质振荡的主要驱动力，在工质单向循环过程中，会频繁的发生局部暂停或换向；随着加热功率的升高，热管会依次经历间歇振荡、相邻管间振荡、单向循环流动；当倾角大于 30°时，热阻对角度的变化不敏感，当倾角小于 30°时，热阻的增幅随着角度的减小变得明显。

关键词：脉动热管；可视化；倾角；充液率；加热功率

0 前言

脉动热管是日本学者 Akachi[1-2]于上世纪九十年代提出的一种新型热管，一般由毛细管反复弯折制成。与传统热管相比，具有结构简单、可任意弯曲、成本低廉等优点，在电子元器件冷却、太阳能集热、系统热管理等[3-7]领域有着良好的应用前景。

由于脉动热管的水力直径非常小，因此管内的工质处于气液相交替分布，在热管运行时，根据输入热流密度的不同，会出现泡状流、段塞流、环状流等不同的流型，也会出现汽泡的生成长大、聚合、分离和湮灭等一系列复杂的两相流流动及传热过程[8]，这些过程决定着热管的传热性能。因此，观察热管内工质的流动传热现象就显得尤为重要，对脉动热管的可视化有着多种方法，例如，电荷耦合元件摄像法、中子照相法、质子照相法、电容层析成像法等[9]。虽说有着诸多的可视化手段，但目前应用较多的是观察玻璃脉动热管内的流动传热，因为这种方法直观且易实现。

针对脉动热管的可视化和换热性能已经进行了许多的研究，S. Khandekar[10]等在运行条件和边界条件不变的情况下，发现该单环热管具有多个准稳态，对多弯头脉动热管是否存在该状况还有待观察。Shi Liu [11]等发现在不同的热输入下，管内会存在局部振荡流和整体循环流动，随着输入热量的增加，管内流型会先由段塞流转变为半环形流动，再向环形流动转变。Senjaya R[12]等发现热管内液体塞和蒸汽塞的运动非常随机，加热段气泡的产生和生长现象为热管提供了巨大的推动力，在加热段存在三种相变现象。曲伟[13]等通过半可视化实验发现热管在加热功率较大时的流型为单向脉动流动，“脉动”的意思是工质在管内单向流动的同时，会发生瞬时的停顿和瞬时的倒流，但整体的流动方向是明显的。热管的换热性能受到多种因素的影响[14]，如工质种类、充液率、管径、倾斜角和加热状况等。这些因素对性能的影响基本明了，工质应尽量选择 dP/dT 大的种类，有利于驱动热管振荡；加热功率在一定范围内变化时，充液率不能太低也不能太高，存

在最佳充液率等。

综上所述，有关脉动热管可视化和传热性能的实验已经进行了大量研究，但从已有研究来看热管内部流动相当复杂，想要完全认清热管内的流动传热现象还需要做很多工作。因此本文搭建了脉动热管实验台，在可视化的基础上与传热特性联系起来，这对于我们进一步认识管内流动及传热非常有意义。

1 实验介绍

1.1 实验系统

搭建了脉动热管可视化实验台，如图 1 所示。实验台主要包括：石英玻璃脉动热管、交流电源、风扇、无纸记录仪、高速摄像仪、计算机等。通过风扇来给热管冷却，热管下端缠绕电阻丝，以电加热的形式产生实验所需的热量，高速摄像仪拍摄热管的运行图像，温度由 T 型热电偶测量，并通过无纸记录仪记录。在实验过程中，环境温度保持在 25±1.5℃。

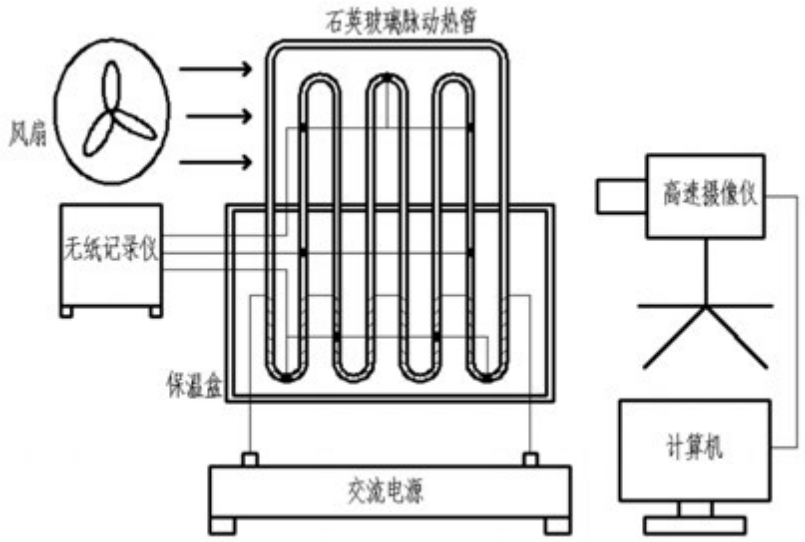
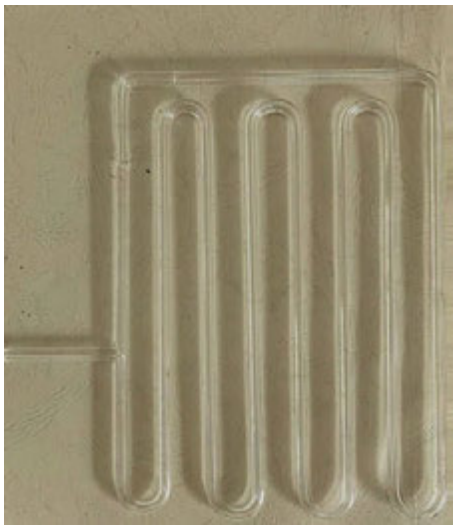


图 1 脉动热管可视化实验台示意图

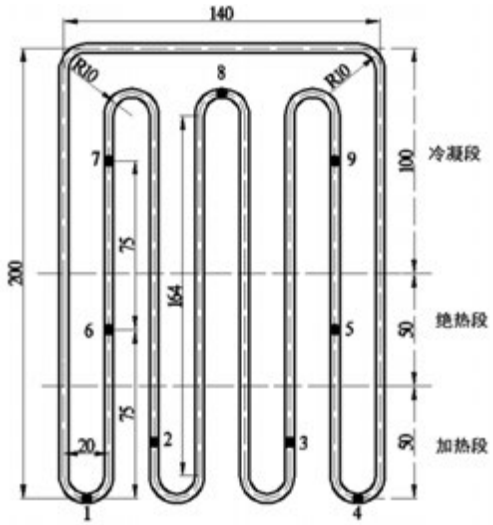
石英玻璃脉动热管采用四弯头设计，加热段长度 50mm，绝热段长度 50mm，冷凝段长度 100mm，热管的外径 6mm，内径 2mm，热管实物图及详细尺寸如图 2 所示。工质选择丙酮，要使所研究对象属于脉动热管的范畴，管内径要与所用工质相匹配，即根据工质的物性参数计算出来的直径要大于所使用热管的内径，该直径通过公式(1)来计算。以 100℃的物性参数来计算临界管径时，计算结果为 2.9mm，符合要求。

$$d \leq 2\sqrt{\frac{\sigma_l}{(\rho_l-\rho_v)g}} \tag{1}$$

式中：σ_l 为工质的表面张力，N/m；ρ_l 为工质的液体密度，kg/m^3；ρ_v 为工质的气体密度，kg/m^3；g 为重力加速度，N/kg。



(a)实物图



(b)热管尺寸及热电偶测温位置

图 2 石英玻璃热管实物图及相关尺寸

1.2 数据处理和误差

通过热阻来判断热管的传热性能，相关参数计算如下。

加热功率 Q：

$$Q = UI \tag{2}$$

式中：U 为输出的电压，I 为输出的电流。

热阻 R：

$$R = \frac{T_{eva} - T_{con}}{Q} \tag{3}$$

$$T_{eva} = \frac{\sum_{i=1}^{4} T_i}{10} \tag{4}$$

$$T_{con} = \frac{\sum_{i=7}^{9} T_i}{6} \tag{5}$$

式中：T_{eva} 为热管蒸发段平均温度，T_{con} 为热管冷凝段平均温度，T_i 为测点 i 处的温度。

评价脉动热管性能指标的参数是由直接数据经过计算得到的间接数据，直接数据的获取在不同程度上与真实数据存在误差，该误差是无法避免的。在功率测量过程中包含电压相对不确定度 0.1%、电流相对不确定度 0.1%，温度测量中包含 T 型热电偶的测量误差±0.5℃。误差计算公式由式(6)和式(7)计算[15]，经计算，热阻的最大不确定度为 6.6%。

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \sqrt{\left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\Delta U}{U}\right)^2} \tag{6}$$

$$\frac{\Delta R}{R}=\sqrt{\frac{(\Delta T_{eva})^2+(\Delta T_{con})^2}{(T_{eva}-T_{con})^2}+(\frac{\Delta Q}{Q})^2} \tag{7}$$

2 结果与讨论

2.1 可视化结果

通过高速摄像仪对充液率为 0.65、倾角 90°时热管单向循环流动的图像进行记录，分析了启动和循环阶段工质的流动传热特征。

(1)启动阶段的特征

分析了加热功率为 40W 时启动阶段的流动传热图像。如图 3 所示，流经加热段的气塞吸热迅速膨胀，并推动两端液塞运动，是启动阶段工质振荡的主要驱动力，在相邻管压差的作用下，加热段上方气液塞会往复运动。在施加功率的初始时刻，加热段上方气液塞运动幅度较小，加热段主要被气塞占据，在壁面上会有液体回流并在弯头处形成液桥，如图 4 所示，由液桥吸收热量并气化来推动两侧气液塞；随着时间的推进，相邻管路压差增大，使得运动幅度增加，上方的气液塞会流过加热段，其中的一部分气塞会吸热迅速膨胀，膨胀后的长气塞会随着原始运动方向运动，并在加热段上方放热变短；亦或是将其在此处截断并推动两端液塞向上移动。经过较长时间的发展，会使得加热段上方液体大部分朝一个方向运动，热管的单向循环流动就此形成。

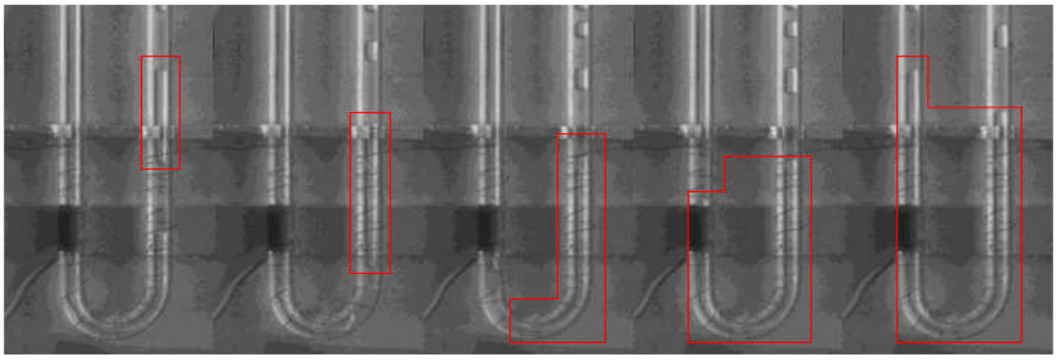


图 3 加热段的气塞吸热迅速膨胀，△t=0.03s

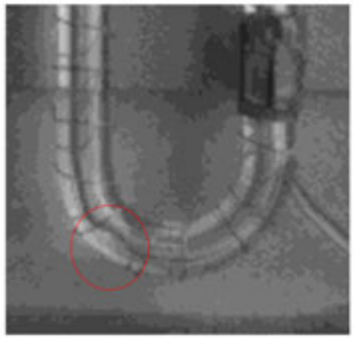


图 4 加热段弯头处的液桥

(2)循环阶段的特征

在不同功率下观察到的流型为塞状流及塞状流与环状流的混合流，在高功率下更易发生环状流，且发生在上升管中。热管内工质虽整体处于单向循环流动，但在管路中会发生一段气液塞暂停或逆循环方向运动，图 5 为逆时针循环时某下降管中的图像，可以看到在气液界面本应持续下降的情况下，实际会短暂上升后再下降。原因是流经加热段的某些气塞迅速吸热膨胀并占据整个弯头，对弯头两侧相邻的液塞施加力，很明显，其效果会推动前方的液塞运动而阻碍后方的液塞。此外，在工质单向循环的过程中，会频繁的发生上述事件，由此可以推测，热管在单向循环过程中发生整体循环变向的本质就是局部变向在某个瞬间的骤增。

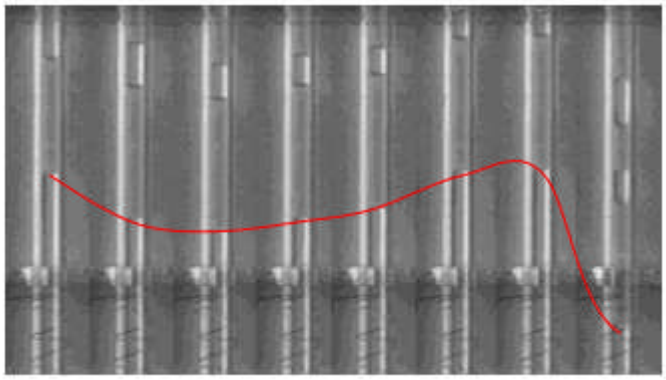


图 5 单向循环过程中的局部变向，△t=0.075s

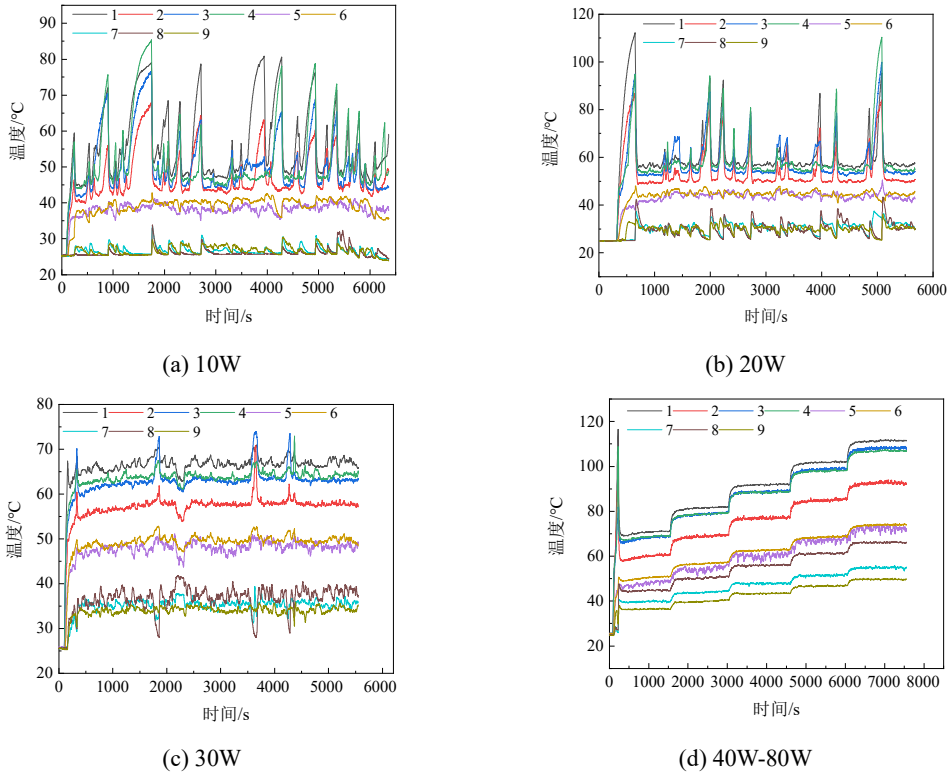
2.2 加热功率对热管传热特性的影响

充液率为 0.65、倾角固定到 90°，将加热功率从 10W 升到 80W，观察热管内的流动状态及温度变化。随着功率的升高，在热管内依次观察到热管间歇振荡、相邻管间振荡、单向循环流动。

当功率为 10W 和 20W 时，热管处于间歇振荡状态，即在热管运行过程中会出现气液塞运动几乎停止、加热段温度迅速攀升，之后并迅速降低，如图 6(a)和图 6(b)所示。这是因为此时输入能量太少，无法激起热管内的振荡，热管会先积蓄能量，使得加热段温度不断上升，积蓄到一定程度后，热管会经历短暂的剧烈振荡（管间大幅振荡或单向循环运动都有可能出现，取决于积蓄能量的多少），该振荡会将之前积蓄的能量通过冷凝段释放出去，之后慢慢的平静下来。经过一段时间的运动，气液塞的分布会发展到一个不利于小功率运行的状态，此时，气液塞运动几乎静止，热管内会重复上述过程。从温度曲线中还可以看出，在足够长的时间内，功率越高，间歇振荡的次数越少，但打破平衡时蒸发段可能达到的温度上限越高。此外，在热管打破平衡的瞬间，还会听到冷凝段气泡破碎而发出清脆的冲击声[8]。

当功率为 30W 时，热管处于相邻管间振荡，在足够长的时间内，并不会出现温度的大幅攀升，仅是随机的小幅度上升，短暂的积蓄能量后，又会恢复之前的振荡状态，如图 6(c)所示，此时输入的能量足以维持管间振荡，热管运行的稳定性有了很大的提高。当功率在 40W 之后，热管内工质处于单向循环运动，此时传热能力相较于之前有了大幅

提高，也不会出现运行不稳定的现象，如图 6(d)所示。在实验所施加的功率下，随着功率的增加，热阻会不断降低，如图 7 所示。



(a) 10W　　(b) 20W

(c) 30W　　(d) 40W-80W

图 6 不同功率下的温度变化曲线

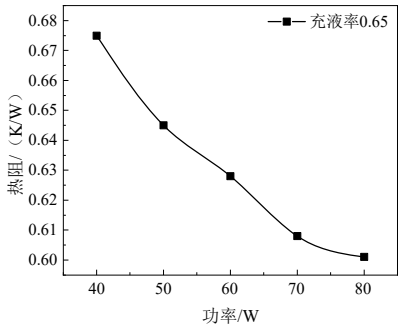
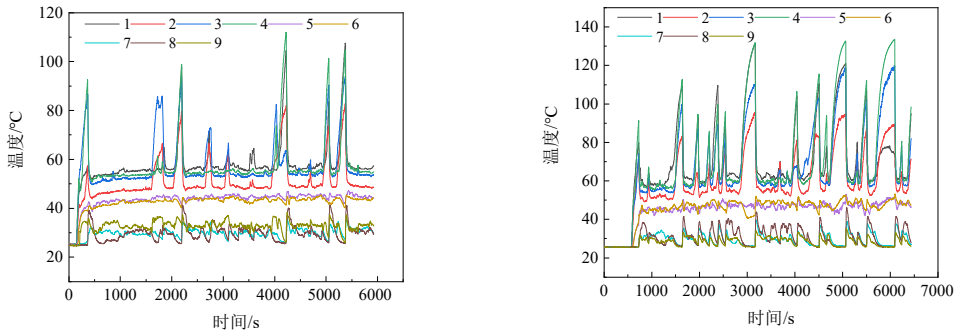


图 7 热阻随加热功率的变化曲线

2.3 充液率对热管传热特性的影响

倾角固定为 90°，对比不同充液率的传热特性，不同的充液率均在 40W 时形成单向循环，对热管单向循环前后分开分析，单向循环前以 20W 为代表，结果如图 8 及图 6(b)所示。可以发现，随着充液率的增大，间歇振荡的次数增加，间歇过程中加热段可能到达的温度上限越高。这是因为充液率越高，液塞占比越高，这样在打破平衡时就需要更多的能量来推动这些液塞的振荡，从而导致打破平衡瞬间加热段的温度会很高。单向循环后的热阻结果如图 9 所示，充液率对热阻的影响很大。在低功率时，热阻随着充

液率的增加一直升高，而在高功率下，热阻随着充液率的增加先降低再升高，存在着一个最佳充液率。这是因为低充液率的气塞多，液塞较少，低功率下更易形成传热性能较好的环状流，所以此时热阻低。但随着功率的增加，管内工质的质量无法满足高功率传热的要求，所以充液率也应该相应增加，当增加太多时，又会由于热驱动力不足导致传热效果下降，最终，充液率与加热功率的关系如图 9 所示。



(a) 充液率 0.5　　(b) 充液率 0.8

图 8 不同充液率下 20W 的温度变化

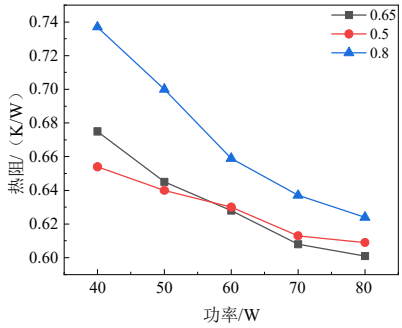
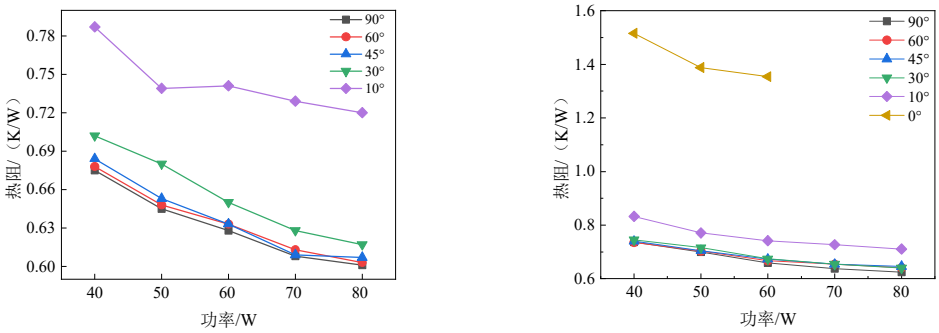


图 9 不同充液率下热阻的对比

2.4 倾角对热管传热特性的影响

图 10 为倾角对不同充液率热阻的影响，除水平方向外，不同角度在 40W 时均能实现单向循环流动。从图中可以看出随着倾角减小，热阻略微增加，直到倾角小于 30° 时，热阻的增加变得较为明显，且在低角度时(30° 、10°)，工质的单向循环速度明显变慢、流动不稳定性增加、循环变向事件发生的概率增大。在水平方向上，低充液率时加热段迅速蒸干，仅靠不同管间的压力差无法使得液体回流，加热段上方的气液塞仅在某一位置附近做小幅振荡运动，该区域温度急剧上升；在高充液率下，液塞占比增加，即使小幅振荡，也可使得少量液体回流至加热段，温度被稳定在一定数值，但此时加热段温度很高，在实验所施加功率下，均无法形成单向循环流动。



(a) 充液率 0.65　　(b) 充液率 0.8

图 10 不同倾角下热阻的变化曲线

3 结　论

根据搭建的实验台，进行了脉动热管传热性能的可视化实验，得到如下结论：

(1) 加热段气塞的膨胀是热管振荡的主要驱动力，工质单向循环后，热管内还会频繁的发生局部暂停或转向，这是气塞在加热段弯头处膨胀并推动相邻液塞导致的，该事件是热管整体循环转向的根本原因。

(2) 随着功率的升高，在热管内依次观察到间歇振荡、相邻管间振荡、单向循环运动。间歇振荡时热管传热效果最差，在加热段会发生温度骤升、骤降，单向循环后，传热效果有了大幅的提高，且热阻会随着功率的增加而不断降低。

(3) 充液率对热管传热性能影响很大，由于较低充液率的气塞占比较高，在低功率下，能更容易的驱动热管振荡，且更易形成传热效果好的环状流，所以热阻最小，随着功率的增加，最佳充液率也会增加。

(4) 当倾角大于 30° 时，热阻对角度的变化不敏感，当倾角小于 30° 时，热阻的增幅随着角度的减小变得明显，且在低角度时，流动的不稳定性也会增加。在水平方向上，只有高充液率才能相对稳定的运行，但无法形成单向循环流动，此时加热段温度很高，热阻很大。

参考文献

[1] Akachi H. Structure of a heat pipe: US4921041[P]. 1990-05-01.

[2] Akachi H. Structure of micro-heat pipe: US5219020[P]. 1993- 06-15.

[3] Lv L, Li J, Zhou G. A robust pulsating heat pipe cooler for integrated high power LED chips[J]. Heat & Mass Transfer, 2017, 53(14):1-9.

[4] Ling Y Z, Zhang X S, Wang F, et al. Performance study of phase change materials coupled with three-dimensional oscillating heat pipes with different structures for electronic cooling[J].Renewable Energy, 2020, 154.

[5] Maydanik Y F, Dmitrin V I, Pastukhov V G. Compact cooler for electronics on the basis of a pulsating heat pipe[J]. Applied Thermal Engineering, 2009, 29(17-18):3511-3517.

[6] Sundar M S, Swathi S, Prem K S, et al. Thermal management system based on closed-loop pulsating heat pipe for electric motors[J]. Heat and mass transfer, 2022(4):58.

[7] Chen Y, He Y, Zhu X. Flower - type pulsating heat pipe for a solar collector[J].International Journal of Energy Research, 2020, 44(9):7734-7745.

[8] 冼海珍,刘晓敏,杨勇平,杜小泽,刘登瀛.振荡流热管可视化实验[J].工程热物理学报,2011,32(09):1583-1585.

[9] 孙潇,韩东阳,焦波,甘智华.脉动热管可视化实验研究进展[J].化工进展,2018,37(08):2880-2891.

[10] Khandekar S, Gautam A P, Sharma P K. Multiple quasi-steady states in a closed loop pulsating heat pipe[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2009, 48(3):535-546.

[11] Liu S, Li J, Dong X, et al. Experimental Study of Flow Patterns and Improved Configurations for Pulsating Heat Pipes[J]. Journal of Thermal Science, 2007(01):56-62.

[12] Senjaya R, Inoue T. Bubble generation in oscillating heat pipe[J]. Applied Thermal Engineering, 2013, 60(1-2):251-255.

[13] 曲伟,马同泽.脉动热管的工质流动和传热特性实验研究[J].工程热物理学报,2002(05):596-598.

[14] 屈健,吴慧英,唐慧敏.微小型振荡热管的流动可视化实验[J].航空动力学报,2009,24(04):766-771.

[15] 余俊声,朱晔,李乾坤等.升降热流条件下的脉动热管性能[J].化工进展,2023,42(03):1178-1186.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233184

超疏水表面倾斜角对冷凝液滴输运性能的影响

侯慧敏[1]，吴晓敏[*1]，胡志锋[1]，高思航[1]，袁志平[*2]

1 热科学与动力工程教育部重点实验室，清华大学能源与动力工程系，北京 100084

2 北京理工大学机械与车辆学院，北京 100081

（Tel: 010-62770558, Email: wuxiaomin@mail.tsinghua.edu.cn; nikolatesal@live.com）

摘要： 超疏水表面液滴自发弹跳在电子器件热管理等领域具有广泛应用前景。已有研究主要关注水平表面上两个及多个液滴的融合弹跳，而倾斜超疏水表面上弹跳引发的冷凝液滴输运行为的研究不充分。本文研究表面倾斜角对液滴动态行为的影响，统计输运距离、输运高度和弹跳方向随表面倾斜角的变化规律，并建立运动方程描述液滴跳离表面后的运动轨迹。此工作揭示了超疏水表面倾斜角对液滴定向输运性能的影响，对于实际应用具有重要意义。

关键词： 超疏水；倾斜表面；冷凝；液滴输运；融合弹跳

0 前言

超疏水表面上冷凝液滴的融合弹跳为可自驱动的液滴定向输运提供了一种新思路[1, 2]，在集水[3-5]、强化冷凝[6-9]、微流控[10, 11]、电子器件热管理[12, 13]等方面具有巨大应用潜力。已有研究大多关注水平放置超疏水表面上的液滴融合弹跳，主要集中在液滴物理性质[14-16]、初始状态[17-20]和表面结构[21-24]对弹跳速度和能量转化的影响等，较少研究倾斜超疏水表面上的液滴运动，关于倾斜表面冷凝液滴输运性能的研究更为缺乏。超疏水表面上两液滴接触后，在毛细压力作用下，液体向液桥流动，导致液桥膨胀，液桥与固体壁面接触后，壁面对液桥产生反作用力，驱动液滴弹跳离开表面[9, 25]。在水平放置超疏水表面上，液滴向上弹跳脱离表面后又落回，水平表面对冷凝液滴的输运几乎不起作用[1, 26]。将表面倾斜一定角度可改变液滴弹跳方向[25, 27, 28]，使液滴同时具有竖直速度和水平速度，跳离表面后可被定向输运。并且，相比于添加电场[13, 29]及磁场[30]等方法，通过倾斜表面实现液滴定向输运更为简便。

尽管已有学者进行了一些倾斜超疏水表面上冷凝液滴的研究，但仍有以下不足。首先，已有研究主要关注表面倾斜角对传热性能[27]及液滴弹跳高度[31]的影响，而较少关注其对输运距离、弹跳方向等输运性能的影响；其次，在超疏水表面上，液滴不仅可以单次弹跳，还可以进行多级弹跳[4, 32-35]，表面倾斜角对冷凝液滴单次融合弹跳、多级弹跳及液滴滑动等运动行为的影响不清楚。以上问题对于倾斜表面冷凝液滴弹跳在集水、微

基金项目：国家自然科学基金资助项目（No. 51976098, No. 12202235）

流控、电子器件热管理等方面的应用具有重要意义。本文基于自制纳米氧化铜超疏水表面研究表面倾斜角对冷凝液滴动态行为的影响，明晰表面倾斜角对液滴输运距离、输运高度及弹跳方向的影响，并建立液滴运动方程，描述液滴弹跳离开表面后的运动轨迹，从而为冷凝液滴弹跳相关应用提供理论指导。

1 实验方法

通过碱性溶液氧化和 1H, 1H, 2H, 2H-全氟癸基三甲氧基硅烷氟化方法，在铜片（长和宽为 50 mm，厚度 1.5 mm）上制备超疏水基底，其扫描电子显微镜（SEM）图像如图 1(a)所示，表面上具有密集生长的不规则 CuO 草状纳米结构，由接触角测量仪（JC2000C1）测得超疏水表面上 3 μL 去离子水液滴的静态接触角、前进角、后退角、滚动角分别为 162.0 ± 1.2°、162.9 ± 1.7°、159.1 ± 2.0°、2.0 ± 1.0°。倾斜超疏水表面可视化冷凝实验装置如图 1(b)所示，实验系统主要由腔室、温湿度记录仪、高速相机、电脑、冷台、加湿器等组成。腔室由聚甲基丙烯酸甲酯板组装而成，确保冷凝环境中温湿度恒定。加湿器生成的包含大量微液滴的空气经过电热丝加热变成水蒸气，之后进入冷凝腔室，由温湿度记录仪（DS-NT2, Rotronic Hygrolog）测得实验中环境温度为 23±1 ℃，相对湿度为 93±5 %。超疏水表面用导热硅脂固定在冷台上，温度维持在 9.8±0.3 ℃，由于表面温度低于空气露点温度（~21.8 ℃），湿空气在试验表面发生凝结，随后出现液滴融合弹跳现象，通过调节表面与水平方向的夹角 θ 可研究表面倾斜角对冷凝液滴运动行为的影响。采用高速相机（CP80-3-M-540, Optronis）结合显微镜头（AFT-0750X-20-C, Microvision）以 50 fps 的采集速率俯拍记录液滴在表面上的运动行为，采用高速相机（CP80-3-M-540, Optronis）结合光学镜头（Nikkor AF 105 mm F2.8D Macro, Nikon）以 500 fps 的采集速率侧拍记录液滴弹跳离开表面后的运动，然后利用 MATLAB 和 ImageJ 软件得到液滴运动轨迹曲线、液滴输运距离、输运高度、弹跳方向和液滴半径等数据。

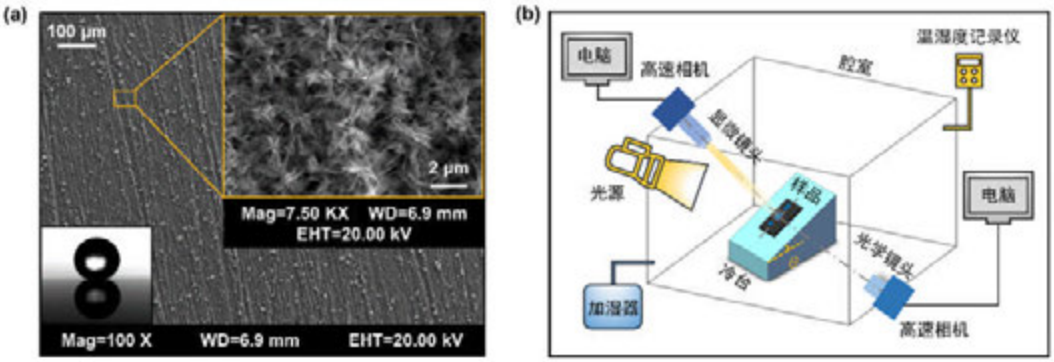


图 1 超疏水表面的特性及倾斜超疏水表面可视化冷凝实验装置。(a) 纳米氧化铜超疏水表面的扫描电子显微镜（SEM）图像及液滴在表面上的接触角；(b) 倾斜超疏水表面可视化冷凝实验装置示意图。

2 结果与讨论

2.1 倾斜超疏水表面上冷凝液滴的脱离模式

液滴离开倾斜超疏水表面主要有以下三种模式：两个或多个液滴融合弹跳、由离开表面后返回的液滴引发的多级弹跳、液滴滑动。两个或多个液滴融合时，释放的表面能部分转化为弹跳动能，使液滴获得一定速度后离开表面[1, 2, 36, 37]（图 2(a)）。液滴跳离表面后，在空气中飞行一段距离后又落回表面，若落点处有与其尺寸相近的液滴，此液滴会继续与表面上的液滴融合，从而引发多级弹跳（图 2(b)）。另外，由于表面倾斜放置，在重力作用下，较大范围的液滴可滑动并离开表面（图 2(c)）。在水平表面上仅能观察到两个或多个液滴融合弹跳，几乎未出现多级弹跳和液滴滑动；而在倾斜表面上，三种模式均可以观察到。图 2(d)为倾斜超疏水表面上脱离表面三种模式的发生频率随表面倾斜角的变化，由图可见，在倾角为 30°、45°和 60°的超疏水表面上，融合弹跳脱离发生频率均最大，是液滴离开表面的主要模式，其次是多级弹跳，液滴滑动发生频率均最小。而且，三种模式发生频率均随表面倾斜角的增大而增大。对比冷凝 60 min 时表面上的液滴半径分布，如图 2(e)所示，表面倾斜角越大，小液滴占比越多，液滴平均半径越小，表明表面倾斜角的增加可以加速液滴离开及表面刷新。

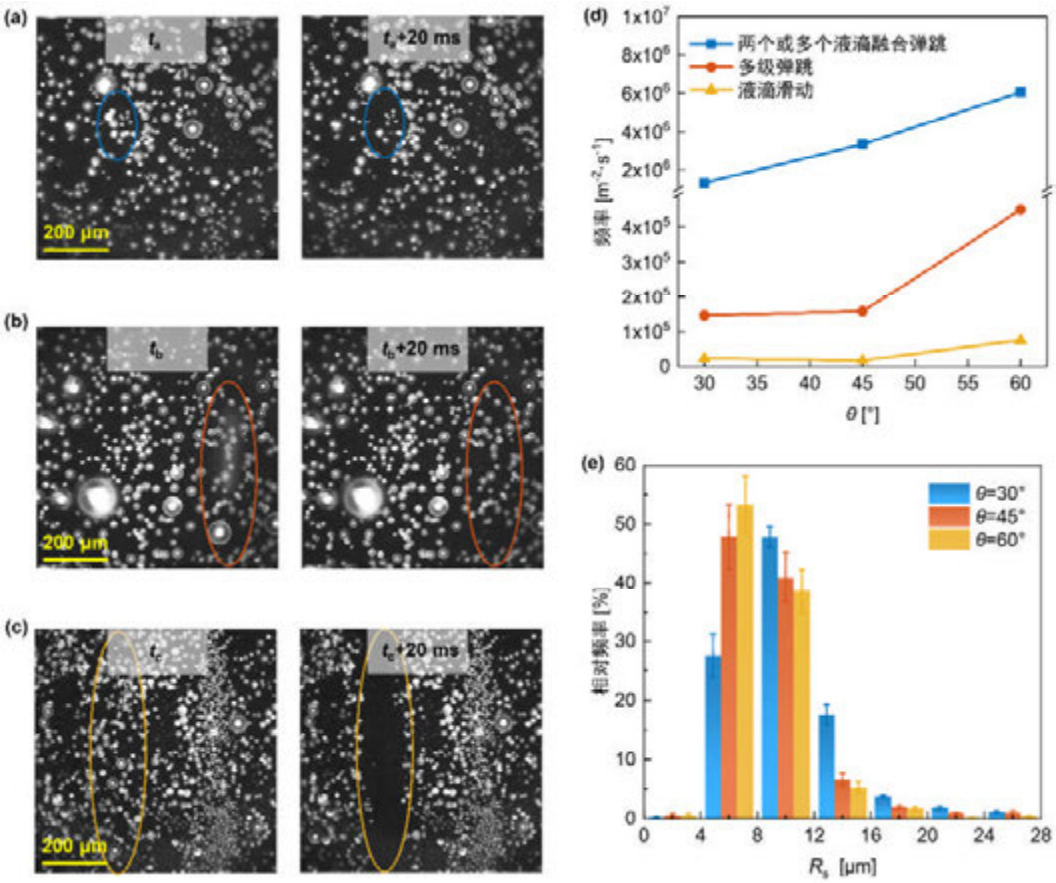


图 2 倾斜超疏水表面上冷凝液滴的脱离模式及液滴半径分布。(a) 两个或多个液滴融合弹跳（t_a=730.20 s, θ=30°）；(b) 离开表面后返回液滴引发的多级弹跳（t_b=361.76 s, θ=30°）；(c) 液滴滑动

（t_c=2187.74 s, θ=60°）；(d) 倾斜 30°、45°和 60°超疏水表面上，液滴三种脱离模式的发生频率；(e) 冷凝 60 min 时，倾斜 30°、45°和 60°超疏水表面上液滴的半径分布。

2.2 倾斜超疏水表面上的液滴运动轨迹

以输运距离 L_j（表面上液滴起跳点与落回表面时的落点间的距离）、输运高度 H_j（沿表面法向，液滴运动轨迹与表面间的最大距离）和弹跳方向 α（弹跳离开表面时速度方向与垂直方向的夹角）来表征冷凝液滴在倾斜超疏水表面上的输运性能。如图 3(a)所示，在水平放置超疏水表面上，液滴短暂脱离表面后又落回，弹跳方向与表面法向相近，大部分液滴的输运距离接近 0，极大地限制了液滴自发弹跳在冷凝液滴排除和定向输运等方面的应用。倾斜 30°、45°和 60°表面上的液滴运动轨迹分别如图 3(b)-(d)所示，与水平放置表面相比，液滴弹跳离开倾斜表面时弹跳方向集中度增大，液滴轨迹自上而下，跳离表面后向下输运，且液滴输运距离、输运高度和弹跳方向受到表面倾斜角影响。

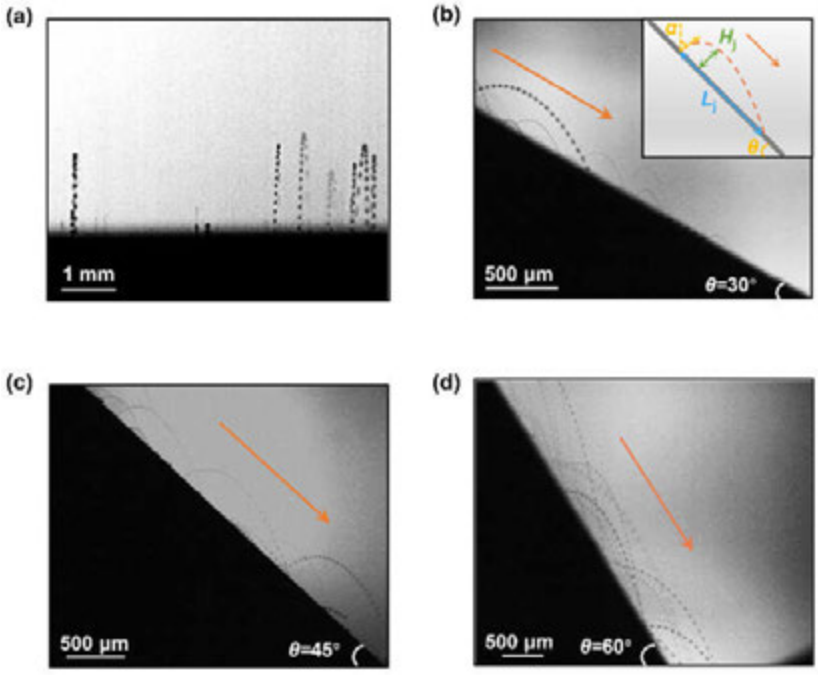


图 3 超疏水表面上的液滴运动轨迹。(a) 水平表面；(b) 倾斜 30°表面；(c) 倾斜 45°表面；(d) 倾斜 60°表面。

图 4(a)-(c)展示三种倾斜角度超疏水表面上的输运距离、输运高度和弹跳方向的分布直方图。对输运距离 L_j 和输运高度 H_j 进行统计后发现，倾斜角越大，液滴沿表面的输运距离越长，输运高度越大；对弹跳方向 α 进行统计后发现，α 随表面倾角的增大而增大，且近似正态分布，倾角为 30°、45°和 60°表面上，α 的均数分别为 36.4±1.1°，56.6±0.5°，68.3±0.2°，与表面法向接近，虽然表面是倾斜的，但大多数液滴弹跳离开时仍然垂直于表面，与水平放置的表面类似。整体而言，将表面倾斜一定角度后，液滴输

运方向更集中，可为相关应用中液滴运动方向的调控提供一种新思路。

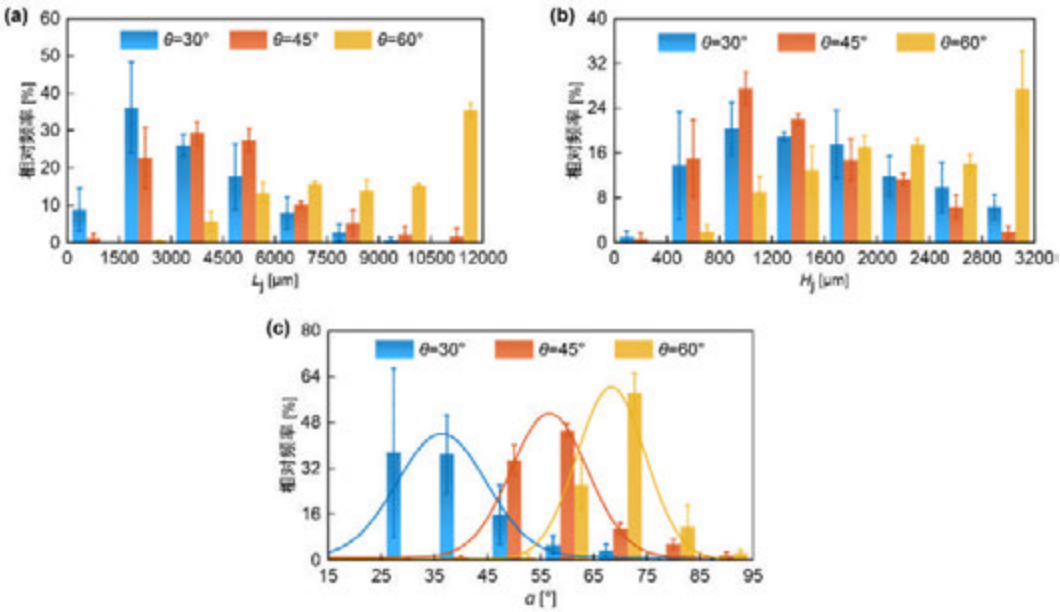


图 4 倾斜 30°、45°和 60°超疏水表面上液滴的输运距离、输运高度和弹跳方向的分布。(a) 输运距离分布直方图；(b) 输运高度分布直方图；(c) 弹跳离开表面时速度方向与垂直方向的夹角分布直方图。每种倾斜角度的表面上，统计的弹跳总次数均为 210，重复实验次数均为 3。

2.3 倾斜超疏水表面液滴运动轨迹方程

为了进一步研究影响输运距离和输运高度的因素，以液滴起跳点为原点，建立如图 5 所示的直角坐标系，对倾斜超疏水表面上液滴跳离后的运动轨迹进行分析。冷凝液滴弹跳离开表面后，不仅具有竖直速度，还具有水平速度，同时液滴会受到重力 F_g 和空气阻力 F_f 影响。

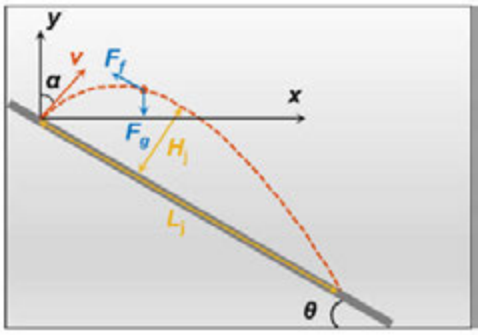


图 5 倾斜超疏水表面上液滴弹跳离开表面后的运动轨迹及液滴受力示意图。

假设为半径 R_0 的两等大液滴融合弹跳，则融合后的液滴半径$R_d=2^{\frac{1}{3}}R_0$，并且弹跳速

度符合惯性-毛细标度律，即$v=0.23\sqrt{\sigma_w/\rho_w R_0}$，其中，$\sigma_w$ 和 ρ_w 分别为液滴的表面张力系数和密度。根据牛顿第二定律，将液滴脱离表面后在空中的运动分解为水平和竖直两个方向，

$$-kv_x=\frac{m\mathrm{d}v_x}{\mathrm{d}t}, \tag{1}$$

$$-mg-kv_y=\frac{m\mathrm{d}v_y}{\mathrm{d}t}, \tag{2}$$

$$k=6\pi\mu_a R_d, \tag{3}$$

$$m=\frac{4}{3}\rho_w\pi R_d^3, \tag{4}$$

其中，k 为空气阻力系数，v 为液滴跳离表面时的速度，m 为跳离表面液滴的质量，g 为重力加速度，μ_a 为湿空气的动力粘度。对公式(1)和(2)进行积分求得液滴运动轨迹方程：

$$y=\left(\frac{mg}{k}+v\cos\theta\right)\frac{x}{v\sin\theta}+\frac{m^2g}{k^2}\ln\left(1-\frac{k}{mv\sin\theta}x\right), \tag{5}$$

对于倾斜角为 θ 的超疏水表面，其表面位置坐标 y_s 与 x 满足以下关系，

$$y_s=-x\tan\theta. \tag{6}$$

当$y=y_s$，则可得到液滴轨迹与超疏水表面的两个交点（即液滴的起跳点与落点）的坐标，进一步计算求得液滴输运距离$L_j=f_1(\theta, R_d)$和输运高度$H_j=f_2(\theta, R_d)$，即表面倾斜角 θ 和弹跳离开表面时的液滴半径 R_d 是影响输运距离和输运高度的主要因素。

图 6(a)-(b)分别展示由液滴运动方程得到的输运距离 L_j 和输运高度 H_j 随表面倾斜角的变化，由图可见，弹跳离开表面时的液滴半径一定时，输运距离和输运高度均随表面倾斜角的增加而增加，变化趋势与图 4 展示的统计结果一致；理论计算结果与实验观测数据对比，二者接近，表明本文给出的液滴运动方程可较好描述倾斜超疏水表面上冷凝液滴跳离表面后的运动轨迹。

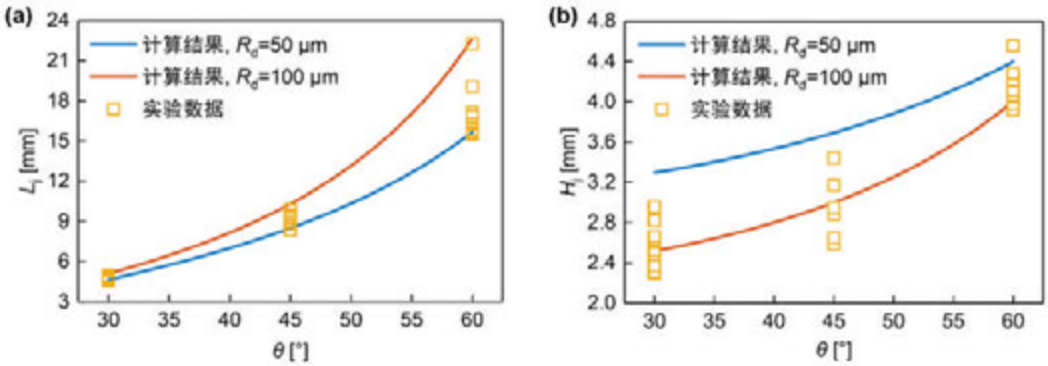


图 6 倾斜超疏水表面上，(a) 输运距离随表面倾斜角的变化；(b) 输运高度随表面倾斜角的变化。

3 结论

综上，本文研究了表面倾斜角对冷凝液滴动态行为的影响，发现了倾斜超疏水表面冷凝液滴输运距离和输运高度随倾角增加而增加的变化规律，以及液滴弹跳方向近似正态分布的统计规律，并建立了可描述液滴跳离表面后运动轨迹的液滴运动方程。此研究阐明了超疏水表面倾斜角对液滴动力学及液滴定向输运性能的影响，为冷凝液滴输运的调控提供了新的见解，所得结论可为冷凝液滴弹跳在集水、自清洁、电子器件热管理等领域的应用提供理论指导。

参考文献

[1] Boreyko, J. B.; Chen, C. H., Self-propelled dropwise condensate on superhydrophobic surfaces. Physical Review Letters, 2009, 103 (18): 184501

[2] Liu, J.; Guo, H.; Zhang, B.; Qiao, S.; Shao, M.; Zhang, X.; Feng, X. Q.; Li, Q.; Song, Y.; Jiang, L.; Wang, J., Guided Self-Propelled Leaping of Droplets on a Micro-Anisotropic Superhydrophobic Surface. Angewandte Chemie-International Edition, 2016, 55 (13): 4265-9

[3] Tang, X.; Huang, J.; Guo, Z.; Liu, W., A combined structural and wettability gradient surface for directional droplet transport and efficient fog collection. Journal of Colloid and Interface Science, 2021, 604: 526-536

[4] Wang, X.; Zeng, J.; Li, J.; Yu, X.; Wang, Z.; Zhang, Y., Beetle and cactus-inspired surface endows continuous and directional droplet jumping for efficient water harvesting. Journal of Materials Chemistry A, 2021, 9 (3): 1507-1516

[5] Bakhtiari, N.; Azizian, S.; Jaleh, B., Hybrid superhydrophobic/hydrophilic patterns deposited on glass by laser-induced forward transfer method for efficient water harvesting. Journal of Colloid and Interface Science, 2022, 625: 383-396

[6] Yan, X.; Chen, F.; Zhao, C.; Wang, X.; Li, L.; Khodakarami, S.; Fazle Rabbi, K.; Li, J.; Hoque, M. J.; Chen, F.; Feng, J.; Miljkovic, N., Microscale Confinement and Wetting Contrast Enable Enhanced and Tunable Condensation. ACS Nano, 2022, 16: 9510-9522

[7] Peng, Q.; Jia, L.; Guo, J.; Dang, C.; Ding, Y.; Yin, L.; Yan, Q., Forced jumping and coalescence-induced sweeping enhanced the dropwise condensation on hierarchically microgrooved superhydrophobic surface. Applied Physics Letters, 2019, 114 (13): 133106

[8] Liu, C.; Zhao, M.; Lu, D.; Sun, Y.; Song, L.; Zheng, Y., Laplace Pressure Difference Enhances Droplet Coalescence Jumping on Superhydrophobic Structures. Langmuir, 2022, 38 (22): 6923-6933

[9] Lu, D.; Zhao, M.; Zhang, H.; Yang, Y.; Zheng, Y., Self-Enhancement of Coalescence-Induced Droplet Jumping on Superhydrophobic Surfaces with an Asymmetric V-Groove. Langmuir, 2020, 36 (19): 5444-5453

[10] Cira, N. J.; Benusiglio, A.; Prakash, M., Vapour-mediated sensing and motility in two-component droplets. Nature, 2015, 519 (7544): 446-50

[11] Wang, L.; Wu, H.; Wang, F., Efficient transport of droplet sandwiched between saw-tooth plates. Journal of Colloid and Interface Science, 2016, 462: 280-7

[12] Oh, J.; Birbarah, P.; Foulkes, T.; Yin, S. L.; Rentauskas, M.; Neely, J.; Pilawa-Podgurski, R. C. N.; Miljkovic, N., Jumping-droplet electronics hot-spot cooling. Applied Physics Letters, 2017, 110 (12): 123107

[13] Foulkes, T.; Oh, J.; Sokalski, P.; Li, L.; Sett, S.; Sotelo, J.; Yan, X.; Pilawa-Podgurski, R.; Castaneda, A.; Steinlauf, M.; Miljkovic, N., Jumping droplets electronics cooling: Promise versus reality. Applied Physics Letters, 2020, 116 (20): 203701

[14] Vahabi, H.; Wang, W.; Davies, S.; Mabry, J. M.; Kota, A. K., Coalescence-Induced Self-Propulsion of Droplets on Superomniphobic Surfaces. ACS Applied Materials & Interfaces 2017, 9 (34): 29328-29336

[15] Yan, X.; Zhang, L.; Sett, S.; Feng, L.; Zhao, C.; Huang, Z.; Vahabi, H.; Kota, A. K.; Chen, F.; Miljkovic, N., Droplet Jumping: Effects of Droplet Size, Surface Structure, Pinning, and Liquid Properties. ACS Nano, 2019, 13 (2): 1309-1323

[16] Hou, H.; Yuan, Z.; Hu, Z.; Gao, S.; Wu, X. M., Effects of the surface tension gradient and viscosity on coalescence-induced droplet jumping on superamphiphobic surfaces. Physics of Fluids, 2021, 33 (11): 112101

[17] Wang, K.; Li, R.; Liang, Q.; Jiang, R.; Zheng, Y.; Lan, Z.; Ma, X., Critical size ratio for coalescence-induced droplet jumping on superhydrophobic surfaces. Applied Physics Letters, 2017, 111 (6): 061603
[18] Li, S.; Chu, F.; Zhang, J.; Brutin, D.; Wen, D., Droplet jumping induced by coalescence of a moving droplet and a static one: Effect of initial velocity. Chemical Engineering Science, 2020, 211: 115252
[19] Chu, F.; Yuan, Z.; Zhang, X.; Wu, X. M., Energy analysis of droplet jumping induced by multi-droplet coalescence: The influences of droplet number and droplet location. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 121: 315-320
[20] Chu, F.; Li, S.; Ni, Z.; Wen, D., Departure Velocity of Rolling Droplet Jumping. Langmuir, 2020, 36 (14): 3713-3719
[21] Liu, C.; Zhao, M.; Zheng, Y.; Lu, D.; Song, L., Enhancement and Guidance of Coalescence-Induced Jumping of Droplets on Superhydrophobic Surfaces with a U-Groove. ACS Applied Materials & Interfaces, 2021, 13 (27): 32542-32554
[22] Gao, S.; Hu, Z.; Yuan, Z.; Wu, X., Flexible and efficient regulation of coalescence-induced droplet jumping on superhydrophobic surfaces with string. Applied Physics Letters, 2021, 118 (19): 191602
[23] Peng, Q.; Yan, X.; Li, J.; Li, L.; Cha, H.; Ding, Y.; Dang, C.; Jia, L.; Miljkovic, N., Breaking Droplet Jumping Energy Conversion Limits with Superhydrophobic Microgrooves. Langmuir, 2020, 36 (32): 9510-9522
[24] Vahabi, H.; Wang, W.; Mabry, J. M.; Kota, A. K., Coalescence-induced jumping of droplets on superomniphobic surfaces with macrotexture. Science Advances, 2018, 4 (11): eaau3488
[25] Yuan, Z.; Hou, H.; Dai, L.; Wu, X.; Tryggvason, G., Controlling the Jumping Angle of Coalescing Droplets Using Surface Structures. ACS Applied Materials & Interfaces, 2020, 12 (46): 52221-52228
[26] Yan, X.; Chen, F.; Zhang, X.; Qin, Y.; Zhao, C.; Sett, S.; Cha, H.; Hoque, M. J.; Zhao, F.; Huang, Z.; Miljkovic, N., Atmosphere-Mediated Scalable and Durable Biphilicity on Rationally Designed Structured Surfaces. Advanced Materials Interfaces, 2020, 7 (13): 2000475
[27] Mukherjee, R.; Berrier, A. S.; Murphy, K. R.; Vieitez, J. R.; Boreyko, J. B., How Surface Orientation Affects Jumping-Droplet Condensation. Joule, 2019, 3 (5): 1360-1376
[28] Wang, X.; Xu, W.; Chen, Z.; Xu, B., Dropwise condensation heat transfer on nanostructured superhydrophobic surfaces with different inclinations and surface subcoolings. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 181: 121898
[29] Sun, Q.; Wang, D.; Li, Y.; Zhang, J.; Ye, S.; Cui, J.; Chen, L.; Wang, Z.; Butt, H. J.; Vollmer, D.; Deng, X., Surface charge printing for programmed droplet transport. Nature Materials, 2019, 18 (9): 936-941
[30] Ben, S.; Zhou, T.; Ma, H.; Yao, J.; Ning, Y.; Tian, D.; Liu, K.; Jiang, L., Multifunctional Magnetocontrollable Superwettable-Microcilia Surface for Directional Droplet Manipulation. Advanced Science, 2019, 6 (17): 1900834
[31] Zhu, Y.; Ho, T. C.; Lee, H. H.; Leung, M. K. H.; Tso, C. Y., Droplet jumping physics on biphilic surfaces with different nanostructures and surface orientations under various air pressure conditions. Cell Reports Physical Science, 2022, 3 (4): 100849
[32] Birbarah, P.; Miljkovic, N., External convective jumping-droplet condensation on a flat plate. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 107: 74-88
[33] Cheng, Y.; Du, B.; Wang, K.; Chen, Y.; Lan, Z.; Wang, Z.; Ma, X., Macrotextures-induced jumping relay of condensate droplets. Applied Physics Letters, 2019, 114 (9): 093704
[34] Baba, S.; Sawada, K.; Tanaka, K.; Okamoto, A., Dropwise Condensation on a Hierarchical Nanopillar Structured Surface. Langmuir, 2020, 36 (34): 10033-10042
[35] Baba, S.; Sawada, K.; Tanaka, K.; Okamoto, A., Condensation Behavior of Hierarchical Nano/Microstructured Surfaces Inspired by Euphorbia myrsinites. ACS Applied Materials & Interfaces, 2021, 13 (27): 32332-32342
[36] Yuan, Z.; Hu, Z.; Chu, F.; Wu, X., Enhanced and guided self-propelled jumping on the superhydrophobic surfaces with macrotexture. Applied Physics Letters, 2019, 115 (16): 163701
[37] Yuan, Z.; Hu, Z.; Gao, S.; Wu, X. M., The Effect of the Initial State of the Droplet Group on the Energy Conversion Efficiency of Self-Propelled Jumping. Langmuir, 2019, 35 (48): 16037-16042

中国工程热物理学会 学科类别：传热传质学
学术会议论文 编号：233189

新型超薄柔性平板热管的制备及热性能

张玄聪[1]，李金旺[1,2,*]，陈琪[1]

（[1]南京航空航天大学，江苏 南京 211106；[2]江苏省航空动力系统重点实验室，江苏 南京 211106）

([*]通讯作者，Tel: 13584023466, Email: ljw@nuaa.edu.cn)

摘要：超薄平板热管需要实现一定的柔性才能满足折叠式电子设备等场合的散热需求。本文设计制造了厚度为 0.75 mm 的柔性超薄平板热管；管壳使用环氧树脂连接铜片的复合型材料；吸液芯使用气液共面型铜丝网，以降低热管内部蒸汽的流动阻力，使用夹层式支撑结构防止蒸汽腔塌陷。对吸液芯进行亲水改性以提高其毛细抽吸性能，对三种不同充液率的柔性超薄平板热管进行不同放置倾角、不同弯角的热性能研究。结果表明：在充液率分别为 0.3、0.4、0.5 的情况下，充液率为 0.3 的柔性超薄平板热管在各种工况下的传热性能均最优；放置倾角对不同充液率柔性超薄平板热管的传热性能及启动速度的影响有所不同；弯角会改变柔性超薄平板热管内部蒸汽冷凝位置，增加柔性超薄平板热管的热阻。

关键词：柔性平板热管；环氧树脂；弯角倾角；传热性能

0 前言

目前的电子设备，尤其是智能手机和平板电脑等，朝着高性能、高集成、微型化迅速发展[1, 2]。为了提高用户的舒适度，主动风冷或者大型散热器不适合作为这类电子产品的散热设备[3]。目前对于智能手机散热最佳的解决方案是采用超薄均热板作为散热设备，但是近些年出现一系列的超薄折叠电子产品，要求散热部件需要在较薄的厚度下要实现高效的散热并且需要有可弯曲的功能[4]。柔性屏电子器件的发展对散热系统提出了全新的柔性化需求。传统的铜、铝基刚性平板热管显然无法满足这类电子设备的散热需求。

目前超薄平板热管制造工艺多种多样，但实现柔性的方法大体分为两种[5]，一种是以薄金属或金属复合材料作为外壳，利用自身的弹性形变可进行一定程度的弯曲。Yang[6]等人使用金属作为蒸发段及冷凝段管壳材料，铜箔作为管壳柔性段材料，制造了一种新型的柔性超薄平板热管，平衡了柔韧性及导热系数的矛盾，最大导热系数达到2056 W/m·K。LEE[7]等人制造了一种新型柔性平板热管，该热管在未弯曲状态下最高的有效导热系数约为3000 W/m·K，通过施加半径为95 mm的曲率，有效导热系数平均降低10-20%。唐恒[8]等人制作了厚度为0.4 mm的“气液共面”型超薄热管，其极限功率可达5 W。Zhang[9]使用铝作为管壳制作厚度为1.5 mm的柔性平板热管，该热管在不同的放置倾角下表现出不同的传热性能，其在输入功率为25 W，倾角为60°时热阻仅有0.063 K/W。Oshman[10]制作出一种以聚脂薄膜和铝复合材料作为管壳的平板热管，厚度为1.31 mm，在输入功率较低时，弯曲角度对热管的性能并无明显的影响，直到输入功率加大到30 W的时候，该热管在弯曲状态下的性能开始下降。Liu[11]使用铝复合填料膜激光烧蚀作为管壳材料，该热管厚度仅有1.47 mm。该热管在水平放置下能从0°弯曲至180°，且在反复弯曲过后依然能保持较低的热阻。许乐[12]设计出一种以石墨—铜复合材料作为管壳的平板热管，通过实验测试，当充液率为1的时候，热管最佳运行功率在5 W~8 W之间。

第二种是以聚合物基作为外壳的超薄平板热管，其能够实现更大角度的弯曲，适合在复杂的空间环境内使用。Hsieh[13]等人制作出一种柔性聚合物基的平板热管，管壳整体材料以硅橡胶为主，其垂直平面弯曲角度在15°到90°之间，该热管弯曲15°时具有最佳的热性能。

基金项目：国家自然科学基金（11802125）；江苏省航空动力系统重点实验室开放基金项目(CEPE2022003)

Alqahtani[14] 通过切割成黑色聚丙烯板并将其夹在两块透明聚丙烯板之间，制造出以聚合物基为管壳材料的平板脉动热管，该热管随着弯曲角度的增加，启动热输入增加。Oshman[15]开发出一种厚度为1 mm的聚合物基平板热管，采用具有铜填充热通孔的液晶聚合物（LCP）薄膜作为外壳材料。设计并制造了铜微柱/编织网混合芯吸结构，该热管可以在11.94 W/cm^{2}的热通量下运行，有效导热系数范围为650~830 W/m ·K。

以上为目前超薄平板热管实现柔性的常用方法，均在导热性能及柔韧性上做出了取舍，本文提出一种新的超薄柔性平板热管设计，为了保证外界热量能够迅速导入热管内部，蒸发段和冷凝段需要使用导热性高的金属作为管壳材料。柔性段需要使用柔韧性高的材料连接，但是为了保证热管的气密性，两种材料需要较好地结合在一起。本文制备出尺寸为 60 mm×140 mm×0.75 mm 的超薄柔性平板热管，柔性段选用树脂浇筑的方法连接蒸发段和冷凝段，既能实现 90° 弯曲且具有非常良好的气密性，又能保证热管与外界良好的热传导。

1 超薄柔性平板热管制造

1.1 管壳设计及制造

管壳材料选用厚度为 0.1 mm 的紫铜片，由于树脂凝固后具有较高的热阻，使得管壳在轴向传热性能变差，为此在蒸发段及冷凝段连接部分留下宽度为 10 mm 的运送热量的“桥梁”以提高管壳轴向传热性能。使用手动压切机及定制刀模将铜片裁剪出指定的形状，随后将剪裁好的铜片放置在模具当中。在柔性段浇筑环氧树脂，固化剂的混合比例为 1:1，待其凝固后，环氧树脂能将两端牢牢粘合在一起，并且不产生缝隙。通过此方法可以制备具备柔性且高导热的“一体”管壳，如图 1 所示。

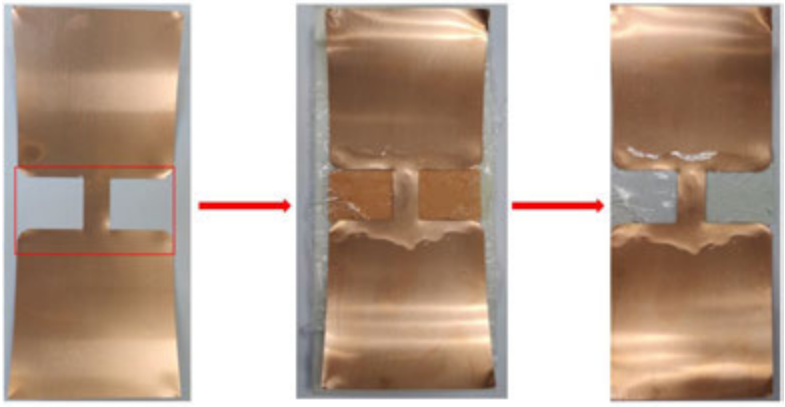


图 1 管壳制作流程图

环氧树脂固化后的物性详细参数在表 1 中。

表 1 环氧树脂固化后的物性参数

物性参数	数值
抗拉强度（psi）	480
拉伸强度（%）	120
热膨胀系数（ppm）	200
导热系数（W/m · K）	0.22
有效温度范围（℃）	-60~130

1.2 吸液芯制造及工质选择

平板热管常用的工质有丙酮、无水乙醇、去离子水[16]等，由于该热管管壳材料中含有环氧树脂，属于高分子聚合物，会微溶于乙醇与丙酮。因此在本文设计的热管中，不可选用此类工质，故选用去离子水。

为了保证在热管的柔韧性，吸液芯选择三层 200 目的铜网，在铜网中切割出蒸气流动

通道，每条通道的宽度为 2.5 mm。蒸汽通道不能过大[17]，因为吸液芯在热管进行抽真空工序时能够起到一定的支撑作用，防止蒸汽腔塌陷，如图 2 所示。“气液共面”结构有利于降低热管的厚度，利于热管超薄化[18]。

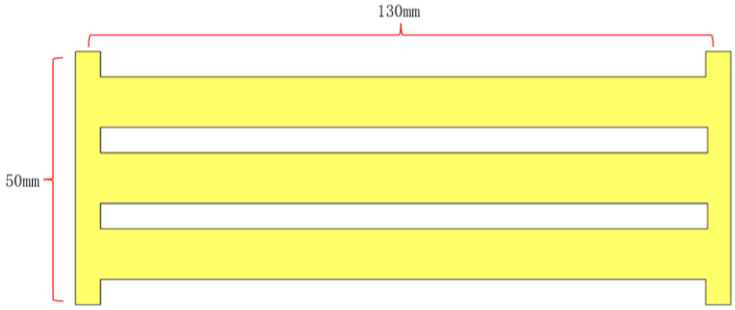


图 2 吸液芯结构示意图

将切割好的吸液芯通过化学处理工艺提高其亲水性能[19, 20]，进而提升吸液芯的抽吸能力，加快工质在热管内部的循环。首先将铜网放置进无水乙醇进行清洗 5 min，去除铜网表面的杂质及油污等，清洗完成后使用大量去离子水冲洗掉表面残留的无水乙醇。清洗完成后放置阴凉处自然风干。

使用烧杯配置2.5 mol/L的KOH和0.065 mol/L的$K_2S_4O_8$混合溶液，并将烧杯置于 70 ℃的恒温水浴加热箱内。待烧杯内溶液达到 70 ℃后，将清洗干净的铜网完全浸泡在溶液内，反应 30 min 后取出，并用大量去离子水将表面残留的溶液进行冲洗，冲洗完成后放置阴凉处等待其自然风干即可。此改性的化学方程式见式（1），式（2）：

$$Cu + 2KOH + K_2S_4O_8 \rightarrow Cu(OH)_2 + 2K_2SO_4 \quad (1)$$

$$Cu(OH)_2 \rightarrow Cuo + H_2O \quad (2)$$

通过显微镜观察，亲水处理后吸液芯表面产生许多纳米结构，如图 3 所示，能够大幅增加铜网对水的湿润性，但是经过亲水改性的铜网通常在数月之后亲水性能会下降，但其亲水性能及纳米结构在一个月内能保持不变[21]。

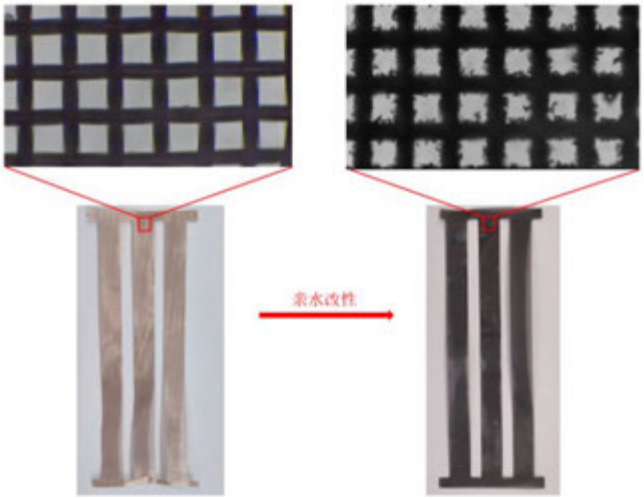
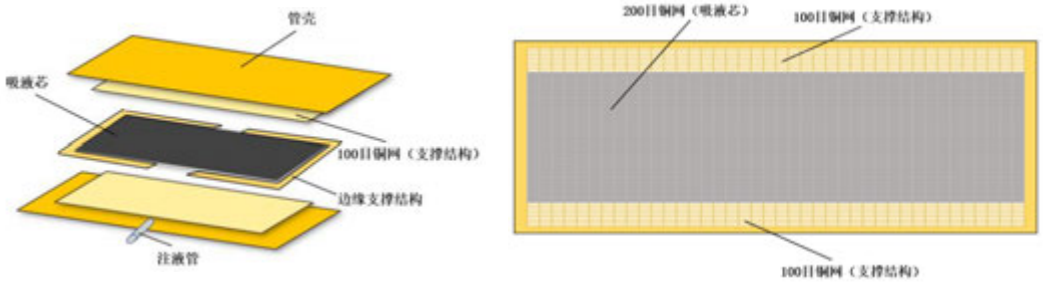


图 3 吸液芯改性前后微观结构图

1.3 热管设计及整体制造

柔性超薄平板热管主要有上下管壳，吸液芯，支撑结构三部分组成。柔性段材料为环氧树脂，其具有较高的拉伸强度和良好的柔韧性，也正因其良好的柔性，在热管进行抽真空注液过程中，柔性段非常容易发生塌陷导致蒸汽腔堵塞。为了防止柔性段塌陷导致热管失效，需要有支撑结构。本文设计的热管内部上下均通过使用单层 100 目的铜网作为支撑网结构，并与三层 200 目的铜网紧密贴合，形成夹层支撑结构，有效防止真空状态下柔性段的塌陷。

100 目铜网与 200 目铜网的有效孔径和湿润性的差异防止了液体润湿支撑网，导致液体与气体流路分离[7]。其次，在热管外壳材料为铜片的部分四周使用 0.4 mm 厚，5 mm 宽的铜片作为热管边缘的支撑结构，并在热管中间区域放入直径为 0.5 mm 的充液管，整体效果如图 4 所示。三层吸液芯与支撑网结构通过点焊的方式连接在一起防止热管在运行过程中吸液芯发生位移，热管四周的间隙则使用硅胶进行密封。热管理论厚度为 0.6 mm，实际制造厚度为 0.75 mm，图 5 为热管实物图。



（a）热管结构爆炸图　　（b）夹层支撑结构示意图

图 4 热管内部结构示意图

（a）热管俯视图　　（b）热管厚度图

图 5 热管实物图

超薄柔性平板热管具体参数列在表 2 中

表 2 热管各项参数表

项目	参数
外部尺寸（长×宽×高）	140 mm×60 mm×0.75 mm
内部尺寸（长×宽×高）	130 mm×50 mm×0.50 mm
蒸发段面积	60 mm×60 mm
柔性段面积	60 mm×20 mm
冷凝段面积	60 mm×60 mm
铜网吸液芯目数及层数	200 目，3 层
铜网支撑网目数及层数	100 目，上下各一层
工质	去离子水

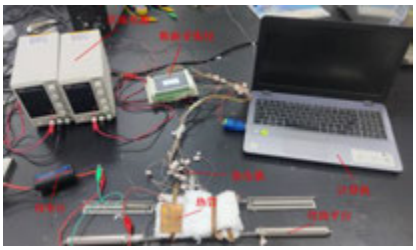
热管制作完成后使用，需要对其进行检漏实验。使用气泡检漏法对热管进行测试，以检查是否存在微小的泄漏缝隙。

2 实验设置

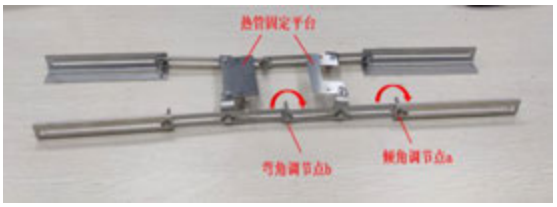
2.1 实验装置及测试方法

实验装置主要由加热模块、弯曲平台、数据采集模块、直流电源和计算机组成，如图 6（a）所示。加热模块使用恒温陶瓷 PTC 发热片，弯曲平台通过 a、b 两点的调节可以实现倾角及弯曲角的改变，如图 6（b）所示。数据采集模块由数据采集仪，高精度功率计及 13

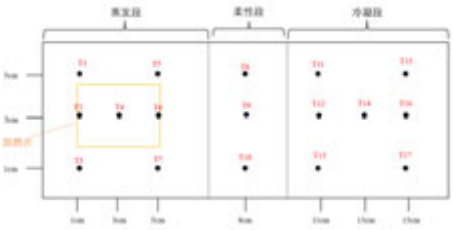
根 K 型热电偶组成。热电偶 T1-T5 连接在蒸发段，热电偶 T6-T8 连接在柔性段，热电偶 T9-T13 连接在冷凝段分别测量各部分的平均温度，具体测温点见图 6（c）。加热片及热管通过保温棉进行包裹，仅留下一面冷凝段进行散热，散热方式为自然对流散热，见图 6（d），以最大限度减少实验过程中的热量损失，使实验结构更加精准。因此在后续计算中不考虑热量损失。



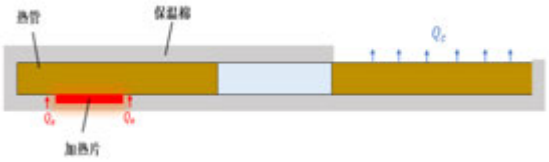
（a）实验测试平台示意图



（b）弯曲测试平台示意图



（c）测温点分布图

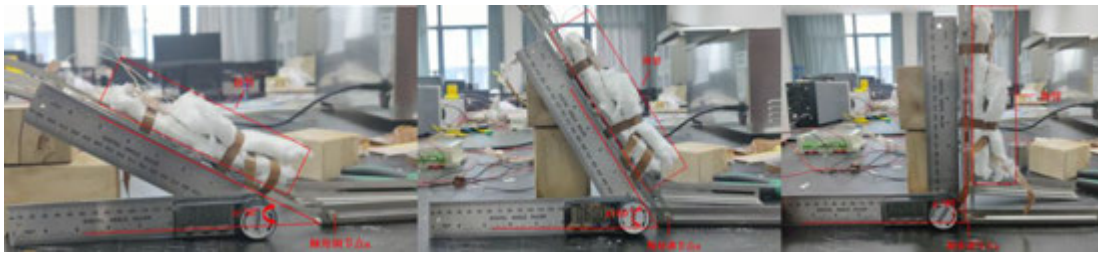


（d）热管放置示意图

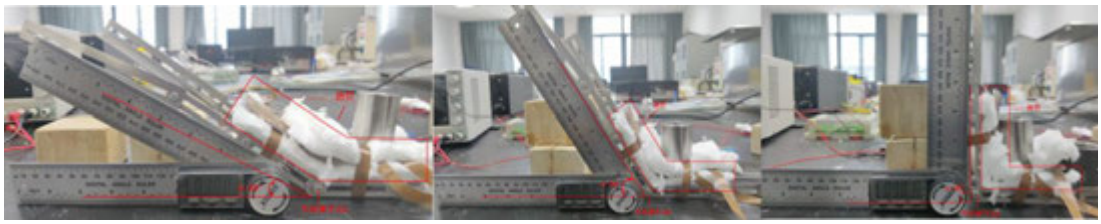
图 6 实验平台详解图

实验对三个充液率的热管进行实验，充液率 η 分别为 0.3，0.4，0.5，通过不同实验研究最佳充液率。实验过程期间，将热管固定在弯曲平台的固定支架上，蒸发段始终位于冷凝段下方（除水平放置外），通过调节平台的倾斜角 a 改变热管工作时的倾角，倾斜角从 0° 开始增加至 90°，以 30° 为增量,研究重力对热管传热性能的影响，见图 7（a）。输入功率从 2 W增加至 8 W，以 1 W为增量，每个功率持续时间为 1800 s。通过改变弯曲平台的弯曲角，研究弯曲对热管传热性能的影响，弯曲角从 0° 开始增加至 90°，以 30° 为增量，见图 7（b）。输入功率同样从 2 W增加至 8 W，以 1 W为增量，每个功率持续时间为 1800 s。

为了检验热管的传热性能，测试了相同尺寸的紫铜片在水平放置下的热阻，由于铜片的传热不受重力影响，只需测量一种工况下的传热性能即可。



（a）倾角实验示意图



（b）弯曲角实验示意图

图 7 不同工况实验示意图

2.2 数据计算及不确定度分析

本文以热管腔内体积与工质体积之比作为充液率[22]，热管腔内被工质充满时的充液率为 1.0，腔内体积只有 80%被工质充满时为 0.8，以此类推。充液率 η为无量纲参数，可由式（3）计算。

$$\eta = \frac{V_{\mathrm{W}}}{V_{\mathrm{H}}} \tag{3}$$

式中 V_{W}为工质体积，V_{H}为热管腔内体积，单位为 cm^3。

取蒸发段，柔性段及冷凝段测温点的各自平均温度作为蒸发段温度 T_{e}，柔性段温度 T_{f}和冷凝段温度 T_{c},单位为 ℃，分别由式（4）-（6）计算。

$$T_{\mathrm{e}} = \frac{\sum_{i=1}^{7} T_i}{7} \tag{4}$$

$$T_{\mathrm{f}} = \frac{\sum_{i=8}^{10} T_i}{3} \tag{5}$$

$$T_{\mathrm{c}} = \frac{\sum_{i=11}^{17} T_i}{7} \tag{6}$$

热阻 R及导热系数 k由式（7）-（9）计算。

$$R = \frac{T_{\mathrm{e}} - T_{\mathrm{c}}}{Q} \tag{7}$$

$$k = Q_{\mathrm{equ}} \cdot \frac{L_{\mathrm{eff}}}{A\Delta T} \tag{8}$$

$$Q_{\mathrm{equ}} = Q \cdot \frac{L_{\mathrm{eff}}}{L} \tag{9}$$

由蒸发段温度 T_{e}与冷凝段温度 T_{c}可计算出热管的热阻 R，单位为 ℃/W。由于不考虑热损失，本文将功率计显示读数等效于总输入功率 Q，Q_{equ}为等效功率，单位为 W；导热系数 k单位为 $\mathrm{W/(m \cdot K)}$，A 与ΔT分别为热管等横截面积及蒸发段与冷凝段的温差，单位为 m与 m^2；L_{eff}为热管蒸发段和冷凝段的中心距离，L为热管的总长度，单位均为 m。

实验中的相对测量误差分析可以通过公式（10）计算：

$$\frac{\delta R}{R} = \sqrt{(\frac{\partial T_{\mathrm{e}}}{T_{\mathrm{e}}})^2 + (\frac{\partial T_{\mathrm{c}}}{T_{\mathrm{c}}})^2 + (\frac{\partial Q}{Q})^2} \tag{10}$$

K 型热电偶测温的误差为 0.1℃，实验测量的最低温度为室温 20℃，其相对误差为 0.5%；数据采集仪误差为 0.2%，则测量温度的为 0.54%。所用电源的电压和电流的最大相对误差分别为 0.17%和 5.81%，尺寸测量的不确定度为 1.25%。综上，热阻的不确定度为 5.84%，导热系数的不确定度为 5.97%[19]。

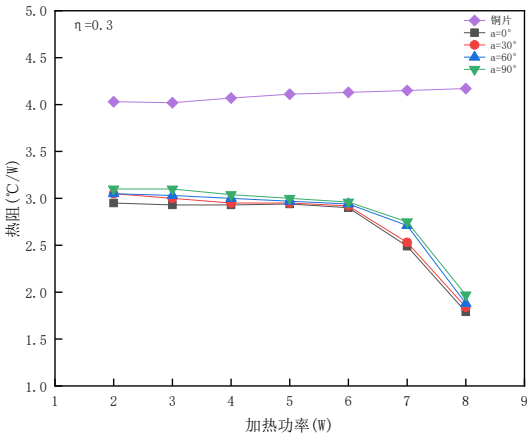
3 实验结论与分析

3.1 倾角的影响

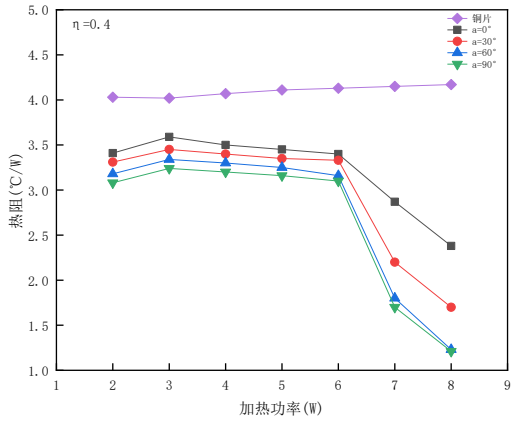
本实验研究不同倾角 a 对热管传热性能的影响。实验对三种不同的充液率的热管进行热性能测试，充液率η分别为 0.3、0.4、0.5，分别对应图 8（a），图 8（b），图 8（c）。从这三张图可以看出，三种充液率的热阻均会随着输入功率的增加而下降。在各个工况下，热阻最低的充液率均为 0.3，随着充液率的增加，热管的传热性能也相对下降。当充液率为 0.3 时，热阻随着倾角的增加出现微小的上升，但是热阻受到重力的影响十分微弱，说明充液率为 0.3 时热管的运行相对稳定，重力对它传热性能的影响相对较小。但是充液率为 0.4 与充液率为 0.5 的热管在倾角增加的同时，热阻由较为明显的下降，这是由于重力帮助工质回流，加快热管内部的气液循环，从而提升了热管的传热性能。值得注意的是，三种充液率的热管在加

热功率达到 7 W时均会出现热阻明显下降的情况，充液率为 0.4 的热管尤为明显。这是由于当加热功率达到 7 W时，蒸发段平均温度达到 90℃，此时热管内部的蒸汽压已超过大气压，并且足以使管壳产生微小的鼓起，此时热管内部的蒸汽腔体积增大，使蒸汽具有更加充足的流动空间，降低了气体流动的阻力以及气液相向流动的剪切力，极大地加快了热管内部的气液循环，从而导致热阻大幅度下降，极大的提高了热管的传热性能。当加热功率为 6 W时，热管还未发生鼓起现象，图 8（d）是在 6 W的加热功率下，三种充液率在不同倾斜角下热阻的变化情况。可以观察到，充液率为 0.3 的热管随着倾角的增加热阻出现微小的上升，反之，充液率为 0.4 和 0.5 的热管随着倾角上升热阻下降，其中，充液率为 0.4 的热管受到重力的影响较为明显。

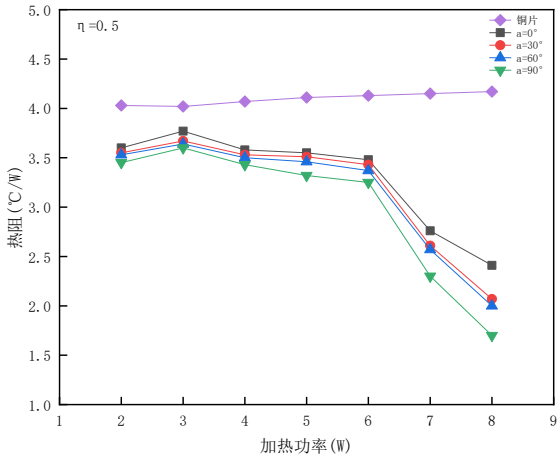
由上述分析可知，在任何情况下低输入功率下，热阻均较高，这是由于在输入功率较低时，流体与固体之间的表面张力较高，且液膜较厚，导致热阻较高[23]。虽然重力对热管传热性能具有一定的影响，但是无论是哪种充液率，热阻受重力影响均在±0.5 ℃/W以内。但是当加热功率大于等于 7 W 时，热管管壳出现鼓起，使得热管内部体积增加，此时热管的热阻出现大幅度的下降。这种现象说明在超薄平板热管当中，影响传热性能最主要的因素依然是腔内体积，越薄的平板热管传热性能受到的影响便会越大。



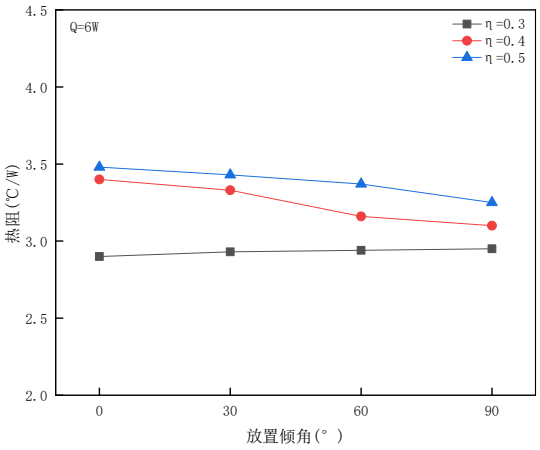
(a) η=0.3 热管不同倾角的热阻



(b) η=0.4 热管不同倾角的热阻



(c) η=0.5 热管不同倾角的热阻



(d) Q=6 W 时不同充液率热管的热阻

图 8 各倾角下不同充液率热管的热阻

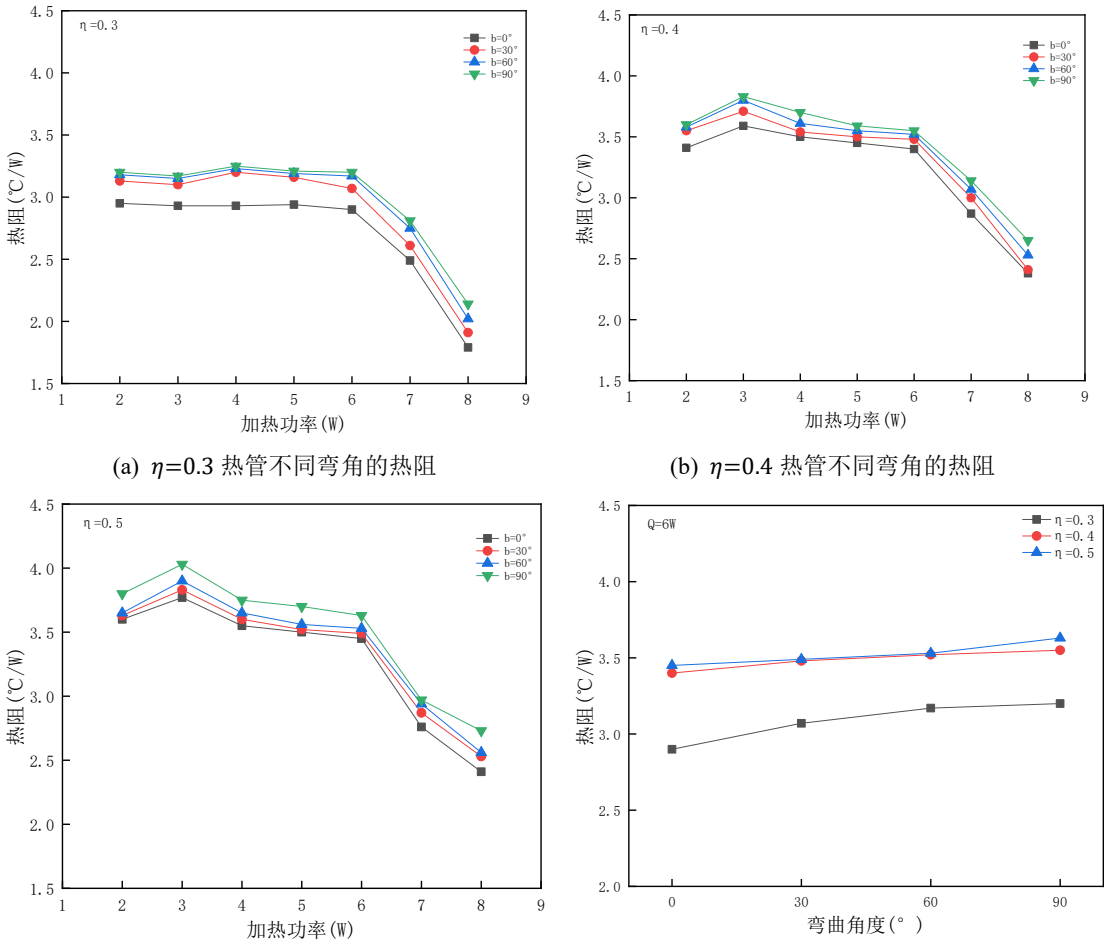
根据式（7）-（9），充液率为 0.3 的热管最大导热系数为$k_{0.3} = 618.05\ \mathrm{W/(m \cdot K)}$，充液率为 0.4 的热管最大导热系数为$k_{0.4} = 500.58\ \mathrm{W/(m \cdot K)}$；充液率为 0.5 的热管最大导热系数$k_{0.5} = 452.91\ \mathrm{W/(m \cdot K)}$。

3.2 弯曲角的影响

弯曲角是每一个柔性热管需要考虑的一个重要影响传热性能的参数之一，为了探究弯曲角的影响，本实验研究不同弯曲角下热管的传热性能变化。分别对弯曲角 b 为 0°、30°、60°以及 90°下进行了弯曲实验。

图 9（a）-（c）分别是充液率η为 0.3、0.4、0.5 在不同弯曲角及加热功率下的热阻变化趋势。从图中可以明显看出，充液率为 0.3 的热管在各个弯曲角下的热阻均小于充液率为 0.4 和 0.5 的热管，三种热管的热阻均会随着功率的增加呈现下降的趋势，但是随着弯曲角的增加，热管的热阻会发生不同程度的上升，这是由于热管弯曲后，热管内部汽化后的工质运输到冷凝段时，在柔性段产生阻力，弯曲角度越大其阻力便越大。对于充液率为 0.3 的热管而言，弯曲角从 0°增加到 30°时热阻上升较为明显，当弯曲角从 30°上升至 90°时，热阻依然会增加，但增量变小。而对于充液率为 0.4 和 0.5 的热管，弯曲角增大时，热阻的增幅较为平均。值得注意的是，即便在弯曲状态下，当输入功率达到 7 W时，热管依然会出现小幅度的鼓起，使热管的热阻急剧下降。

图 9（d）是输入功率为 6 W 时，不同充液率的热管随着弯曲角增大时热阻的变化，可以看出充液率为 0.4 和 0.5 的热管热阻较为接近，而充液率为 0.3 的热管相较于另外两种热管有较好的传热性能。



(a) η=0.3 热管不同弯角的热阻　(b) η=0.4 热管不同弯角的热阻

(c) η=0.5 热管不同弯角的热阻　(d) Q=6 W 时不同充液率热管的热阻

图 9 各弯角下不同充液率热管的热阻

为了更加直观的展现弯曲角度 b 对热管传热性能的影响，在 6 W 输入功率下，充液率为 0.3 的热管轴向温度随弯曲角度的增加而产生的变化，如图 10 所示。取 T2，T4，T6，T9，T12，T14，T16 的温度分别作为轴向距离 1 cm，3 cm，5 cm，8 cm，11 cm，13 cm，15 cm

的温度。从图中可以看出，蒸发段及柔性段各个测温点的温度均随着弯曲角度的增加而增加，两者正相关。虽然冷凝段的平均温度随着弯曲角度的增加而下降，两者负相关，但冷凝段的各个测温点的温度并非随着弯曲角的增加而下降，不同测温点的温度变化与弯曲角度不具备线性关系。我们可以观察到，在水平放置，即 b=0° 时，冷凝段温度在轴向距离 13-15cm 较高，并且两者温度相差较小，没有出现明显峰值，说明此时冷凝段主要的散热区域在冷凝段的中后方。而当弯曲角 b=30° 时，此时冷凝段的平均温度要比水平放置时低，但是在轴向距离 11-13 cm 的温度却高于水平放置时的温度，而轴向距离 15 cm 处低于水平放置时的温度，此时可以观察到在 13 cm 处出现温度峰值。当弯曲角度增加到 60° 时，轴向距离 11-13 cm 的温度要明显高于 15 cm 处的温度且高于弯曲角为 30° 和 0° 时的温度，并且此时 11 cm 与 13 cm 处的温度相差较小，此时主要的散热区域集中在冷凝段中间靠前的区域。当弯曲角度达到 90° 时，温度随着轴向距离的增加而减小，并且在 11 cm 处的温度高于任何一种弯曲角，说明此时的散热区域在冷凝段最前的区域。

综上，当弯曲角度不断增大时，热管的热阻会随着完全角度的增加而增大，此时蒸发段的各个区域的温度与弯曲角度呈正相关关系，而冷凝段平均温度随着弯曲角度的增加而下降，但是各个测温点的温度与弯曲角度并无线性关系。弯曲角对冷凝段的影响主要是使热管的散热区域向前移动，这与前文分析一致，弯曲角度越大，蒸发段的蒸汽所受到的流动阻力便越大，越难进入到冷凝段，导致提前冷凝，使得冷凝位置不断前移。

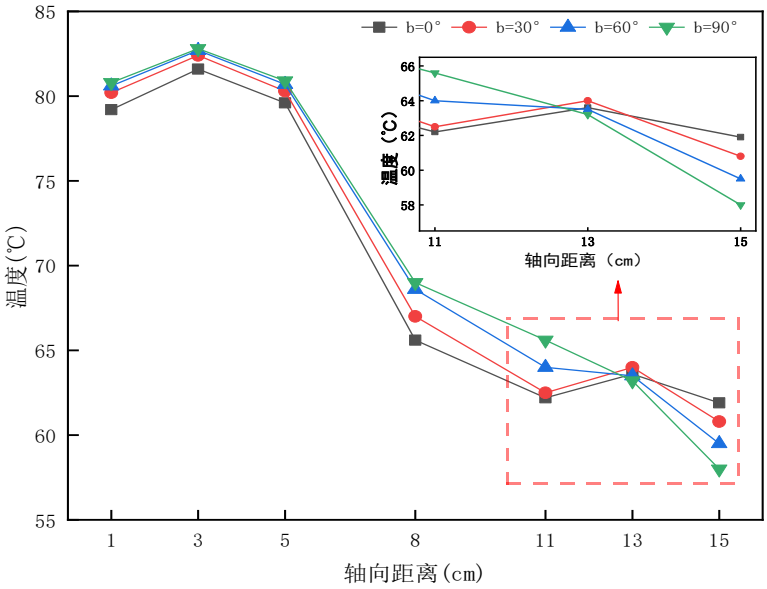


图 10 热管轴向温度图

3.3 充液率对热管启动速度的影响

本实验对水平放置下的三种充液率热管进行热性能测试，输入功率从 2 W增加至 8 W，以 1 W为增量，并且每个功率持续时间为 1800 s。通过蒸发段与冷凝段的温差来判断热管是否启动且达到稳定状态，当蒸发段与冷凝段的温差波动在±0.2℃之间，可以认为热管达到稳定状态。从图 11 可以看出，充液率为 0.3 的热管相比于充液率为 0.4 和 0.5 的热管对于外界温度变化反应速度最快，在功率开始变化时，蒸发段与冷凝段的温差便会短时间内上升且达到平衡。其次在各个功率下充液率为 0.3 的热管温差均为最低。需要注意到，当 9000 s 时，既加热功率达到 7 W 时，充液率为 0.3 和 0.4 的热管温差均呈现出先增加后迅速减小的趋势，这是由于当加热功率到达 7 W 后，蒸发段温度迅速升高，同时热管出现鼓起现象，蒸发段的热量迅速传递到冷凝段，使其温度在短暂的上升后立刻下降。但是对于充液率为 0.5 的热管，却没有此过程，它的温差只呈现出下降的趋势，这是由于在 7 W 时，蒸发段依然存在少量未蒸发的工质，当输入功率上升到 7 W 时，残留的工质迅速汽化以及热管内部体积增

加，导致蒸发段温度并未上升，反而出现下降的趋势，而冷凝段的温度上升，进而导致温差直接下降。

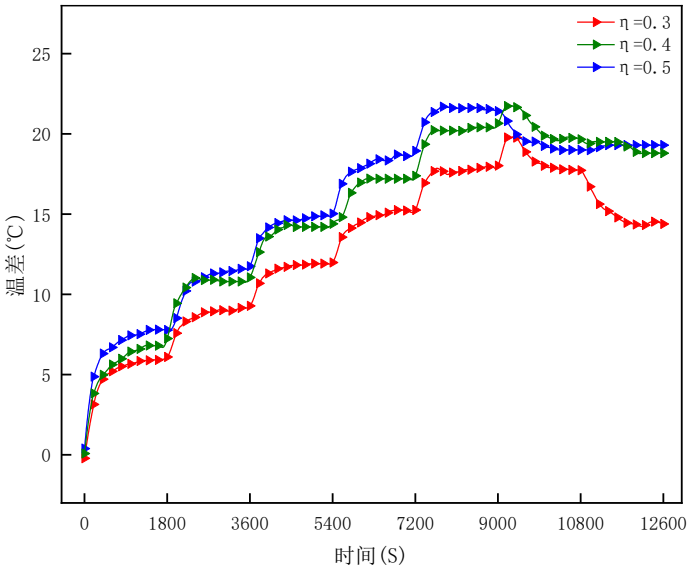


图 11 不同充液率温差图

4 结论

本文设计了一种新型的超薄柔性平板热管，针对目前柔性平板热管存在的短板对热管的管壳，吸液芯等提出新的设计方案。为保证管壳的柔性，导热性能及气密性，本文使用树脂浇筑的方法制造出复合型管壳；为提高吸液芯的抽吸能力，对吸液芯铜丝网采用化学改性方法在吸液芯表面生成亲水的氧化铜结构；为使热管厚度进一步下降，在吸液芯上切割出蒸汽通道，形成气液共面结构。并对不同充液率的柔性超薄平板热管进行不同倾角及弯角的热性能研究，研究结果表明：

（1）在充液率分别为 0.3、0.4、0.5 的情况下，柔性超薄平板热管在充液率为 0.3 的工况表现出最好的传热性能及稳定性，其热阻是三者中最低的，等效导热系数是三者中最高的。重力对其影响较小，弯曲角度对它的影响也是三种充液率中最低的，无论在何种工况下都表现出优于另外两种充液率的传热性能。

（2）不同倾角对三种充液率的柔性超薄平板热管传热性能有不一样的影响，对于充液率为 0.3 的柔性超薄平板热管，随着倾角的增大，热阻有细微上升的趋势，而对于充液率为 0.4 和 0.5 的热管，随着倾角增大，热阻则有较为明显的下降。

（3）不同弯角对三种充液率柔性超薄平板热管的传热性能有相似的影响，三种柔性超薄平板热管的热阻均随着弯曲角度的增加而上升，主要原因是柔性段的弯曲导致热管内部蒸汽流动受到的阻力增加，相比于水平状态，弯曲的热管使得蒸汽更难从蒸发段流至冷凝段，从而导致热阻下降，并且蒸汽传输的距离下降，蒸汽在冷凝段冷却的位置前移。

（4）本文设计的柔性超薄平板热管管壳的主要材料为 0.1 mm 厚的紫铜片，从实验中观察到，在加热功率达到 7 W 的时候，热管出现鼓起的现象导致热管内部的体积增加，从而使热阻急剧下降。此现象说明对于超薄柔性平板热管而言，影响其传热性能最主要的因素为热管内部的容积。倾角及弯角虽对热管的传热性能具有一定的影响，但是属于次要因素，热管的厚度极大程度上决定了热管传热性能的好坏，这也使得在工程上应用上要结合实际情况考虑热管的尺寸，在厚度及传热性能方面上做出取舍。同时，对于柔性超薄平板热管而言，如何避免热管在工作中出现鼓起现象，亦是在制造上需要注意的问题。当选用极薄的材料作为管壳，需要根据实际工程应用时的温度范围来判断，此厚度下材料是否具有足够的强度在热管稳定工作时不产生形变。

参考文献

[1] CHEN X, YE H, FAN X, et al. A review of small heat pipes for electronics [J]. Applied Thermal Engineering, 2016, 96: 1-17.

[2] TANG H, TANG Y, WAN Z, et al. Review of applications and developments of ultra-thin micro heat pipes for electronic cooling [J]. Applied Energy, 2018, 223: 383-400.

[3] GIBBONS M J, MARENGO M, PERSOONS T. A review of heat pipe technology for foldable electronic devices [J]. Applied Thermal Engineering, 2021, 194: 117087.

[4] 汤勇，孙亚隆，唐恒，等. 柔性热管的研究现状与发展趋势 [J]. 机械工程学报, 2022, 58(10): 265-279.

[5] DUAN L, LI H, DU J, et al. Research on the Manufacturing Process and Heat Transfer Performance of Ultra-Thin Heat Pipes: A Review [J]. Materials, 2022, 15(15): 5459.

[6] YANG X, LIU T, YAN W, et al. Design, fabrication and heat transfer performance study of a novel flexible flat heat pipe [J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2023, 142: 106673.

[7] LEE D, BYON C. Fabrication and characterization of pure-metal-based submillimeter-thick flexible flat heat pipe with innovative wick structures [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 122: 306-14.

[8] 唐恒. 丝网吸液芯超薄热管制造及其传热性能研究 [D]; 华南理工大学, 2018.

[9] ZHANG S, CHEN J, SUN Y, et al. Experimental study on the thermal performance of a novel ultra-thin aluminum flat heat pipe [J]. Renewable Energy, 2019, 135: 1133-43.

[10] OSHMAN C, LI Q, LIEW L-A, et al. Flat flexible polymer heat pipes [J]. Journal of Micromechanics and Microengineering, 2013, 23(1): 015001.

[11] LIU C, LI Q, FAN D. Fabrication and performance evaluation of flexible flat heat pipes for the thermal control of deployable structure [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 144: 118661.

[12] 许乐. 超薄柔性平板热管的制备及其传热性能研究 [D]; 南京航空航天大学, 2020.

[13] HSIEH S-S, YANG Y-R. Design, fabrication and performance tests for a polymer-based flexible flat heat pipe [J]. Energy Conversion and Management, 2013, 70: 10-9.

[14] ALQAHTANI A A, EDWARDSON S, MARENGO M, et al. Performance of flat-plate, flexible polymeric pulsating heat pipes at different bending angles [J]. Applied Thermal Engineering, 2022, 216: 118948.

[15] OSHMAN C, SHI B, LI C, et al. The Development of Polymer-Based Flat Heat Pipes [J]. Journal of Microelectromechanical Systems, 2011, 20(2): 410-7.

[16] CZAJKOWSKI C, NOWAK A I, BŁASIAK P, et al. Experimental study on a large scale pulsating heat pipe operating at high heat loads, different adiabatic lengths and various filling ratios of acetone, ethanol, and water [J]. Applied Thermal Engineering, 2020, 165: 114534.

[17] CUI Z, JIA L, WANG Z, et al. Thermal performance of an ultra-thin flat heat pipe with striped super-hydrophilic wick structure [J]. Applied Thermal Engineering, 2022, 208: 118249.

[18] LI Y, ZHOU W, HE J, et al. Thermal performance of ultra-thin flattened heat pipes with composite wick structure [J]. Applied Thermal Engineering, 2016, 102: 487-99.

[19] 杨茂飞，李金旺，周刘伟. 亲水改性超薄平板热管传热性能 [J]. 化工进展, 2023，42(2): 692-698.

[20] YANG C, SONG C, SHANG W, et al. Flexible heat pipes with integrated bioinspired design [J]. Progress in Natural Science: Materials International, 2015, 25(1): 51-7.

[21] HUANG J, XIANG J, CHU X, et al. Thermal performance of flexible branch heat pipe [J]. Applied Thermal Engineering, 2021, 186: 116532.

[22] LI D, HUANG Z, LIAO X, et al. Heat and mass transfer characteristics of ultra-thin flat heat pipe with

different liquid filling rates [J]. Applied Thermal Engineering, 2021, 199: 117588.

[23] HABIBNEZHAD LEDARI B, SABZPOOSHANI M. A comparative empirical investigation on the thermal performance of gravity-assisted double-bent, double-ended cooling, and single-bent, single-ended cooling heat pipes [J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2020, 112: 104505.

中国工程热物理学会 学科类别：传热传质学
学术会议论文 编号：

碳纳米管柔性相变薄膜的制备及其性能研究

栾林林 郝凯乐 赵敏 吴学红 刘勇 吕财 常志娟 王燕令
（郑州轻工业大学，河南 郑州 450000）
(Tel: 037186608935，Email: wuxh1212@163.com)

摘 要：为提升太阳能利用率，本文将碳纳米管引入柔性相变薄膜，制备 PEG/PLA/CNTs 柔性相变薄膜。对其热性能和光热转换性能进行测试，结果表明，随着 CNTs 含量的增多，相变薄膜的潜热值降低，但导热系数得到有效提升，加入 7%的 CNTs 可以使薄膜的导热系数提高 158%。碳纳米管的加入赋予了薄膜光热转换能力，薄膜光热转化过程出现储热相变平台。CNTs 的含量分别为 1%、3%、5%、7%时，薄膜光热转换效率分别为 79.3%、84.9%、88.6%、91.8%。

关键词：柔性相变薄膜；碳纳米管；热性能；光热转换

0 前言

随着对低碳产业发展、人口增长和燃料枯竭的高度关注，太阳能的收集和利用越来越受到关注[1, 2]。在太阳能各种形式的应用中，太阳能的光热转换，即收集太阳辐射并直接转化为热能，被认为是利用丰富的太阳能的最有效可靠方法之一[3-5]。相变材料的潜热蓄热具有优越的存储能力和接近恒定的工作温度，这使得 PCMs 成为一种很有前途的太阳能热储存材料[6, 7]。但是，在实际使用过程中 PCMs 还存在液体泄漏、形状不稳定和力学性能差等缺点[8, 9]。为解决以上问题，研究者通过将相变材料封装在高熔点聚合物的三维孔隙结构中来实现防泄漏和提高柔性的目的[10-12]。以聚乙烯、聚氨酯和热塑性弹性体为代表的聚合物被广泛用于制备定形柔性相变材料，该复合相变材料具有稳定的相变温度和良好的柔性，并可根据需求制成不同形状[13-17]。然而，高分子聚合物降解困难，废弃后易对环境造成破坏，不符合未来绿色化的发展趋势。可降解材料凭借其安全无毒、可生物降解等特性在生活领域的应用逐渐日常化，但其在工业领域的应用还处在发展阶段。聚乳酸（PLA）是一种可降解聚酯，具有良好的加工性和环保性[18]，已有研究者将其与相变材料复合。Lu 等[19]首次以 PLA 为支撑基底，高密度聚乙烯为相变工质，通过熔融共混法制备了定型相变材料。但聚乳酸相比于其他聚合物支撑材料，其韧性较大，聚乙二醇（PEG）常被用做增塑剂，改善聚乳酸的韧性[20, 21]。同时，聚乙二醇作为有机相变材料具有潜热高、环保经济等优点，已成为柔性相变材料常用功能性填料[22-24]。

在相变材料光热转换领域中，除了要具备高相变焓外，还应有较高的吸光性，碳基材料具有全光谱吸收性能和良好的稳定性，应用更为广泛[25-27]。如何赋予相变材料光吸收能力和光热转换能力，并提高定形相变材料的热性能，降低载体与相变芯材之间的界面热阻，合成兼具优异的热性能与光热转换性能的柔性定形相变材料是当前研究的热点问题之一。本文将碳纳米管引入 PEG/PLA 柔性相变薄膜中，赋予柔性相变薄膜光热转换特性的同时进一步提升了其导热系数，并对其热学性能、导热性能和光热转换特性进行研究。

1 实验材料与方法

基金项目：国家自然科学基金项目(51476149)、中原科技创新领军人才项目（234200510011）、河南省科技攻关项目(202102210311 和 212102210231) 和郑州市协同创新专项(校重大重点项目培育)（2021ZDPY0107）
第一作者：栾林林，女，1997 年生，硕士研究生，研究方向为相变储能。
通讯作者简介：吴学红，男，1979 年生，博士，教授，主要从事制冷设备节能、相变储能技术方面的研究，wuxh1212@163.com。

1.1 实验材料

聚乙二醇（PEG）,平均分子量为 2000，相变温度范围为 51~54℃。购于上海麦克林有限公司；聚乳酸（PLA），型号为 2003D，购于美国 NatureWorks 公司，玻璃转化温度为 60℃，熔融温度为 175℃；二氯甲烷(DCM)，分子式为 CH_2Cl_2，纯度>99.9%，购于天津市富宇精细化工有限公司；碳纳米管购于上海麦克林有限公司。

1.2 样品制备

将 PLA 颗粒放入鼓风干燥箱中 70℃干燥 12h，PEG 常温干燥 12h，以去除水分。分别按比例称取 5gPLA 和 9gPEG，按照 1%、3%、5%、7%的比例称取改性后的 CNTs，相应的质量见表 1，将 CNTs 倒入 50ml 的 DCM 溶液中，盖上保鲜膜以防止溶剂挥发，置于超声震荡机中震荡 30min，使其分散均匀后依次加入称量好的 PLA 和 PEG，放在磁力搅拌器上室温搅拌 2h，搅拌结束后通过流延法将铸膜液铺在玻璃培养皿上，常温下放置 12h，再放入干燥箱中干燥 6h，使 DCM 充分挥发，制备 CNT 柔性相变薄膜。

表 1 CNT 柔性相变薄膜配比

Table .1 Ratio of CNTs flexible phase change films

样品	m_{PEG} (g)	m_{PLA} (g)	m_{CNTs} (g)	CNTs 占比
CPCF-1	9	5	0.14	1%
CPCF-2	9	5	0.43	3%
CPCF-3	9	5	0.74	5%
CPCF-4	9	5	1.05	7%

2 结果与分析

2.1 碳纳米管柔性相变薄膜柔性及其定形相变性能

对薄膜进行弯曲、折叠、拉伸，结果如图 1a 所示，可以观察到，加入碳纳米管后薄膜仍具有良好的柔性，可随意折叠而不发生断裂，证明碳纳米管柔性相变薄膜具有良好的柔性。将薄膜剪成 3×3cm^{2}的片状，和一定质量的 PEG2000 同时放入温度为 80℃的恒温干燥箱中，五分钟后取出，观察其泄漏情况，结果如图 1b 所示。PEG 加热 5min 后融化成液态，但薄膜仍保持原状，并未发生泄漏现象，这是由于 PEG 与 PLA 具有较好的相容性，PEG 被限制在网状 PLA 结构中，限制了其液态流动，且 CNTs 的加入未对其定形功能产生影响，所制备的碳纳米管柔性相变薄膜仍具有较好的形状稳定性。从图 1c 可以看出，在 PEG 熔化温度以上，薄膜的形状仍可保持不变，当恢复室温时，薄膜又恢复原来的形状，证明该相变薄膜在广泛的温度范围内仍具有良好的柔性。

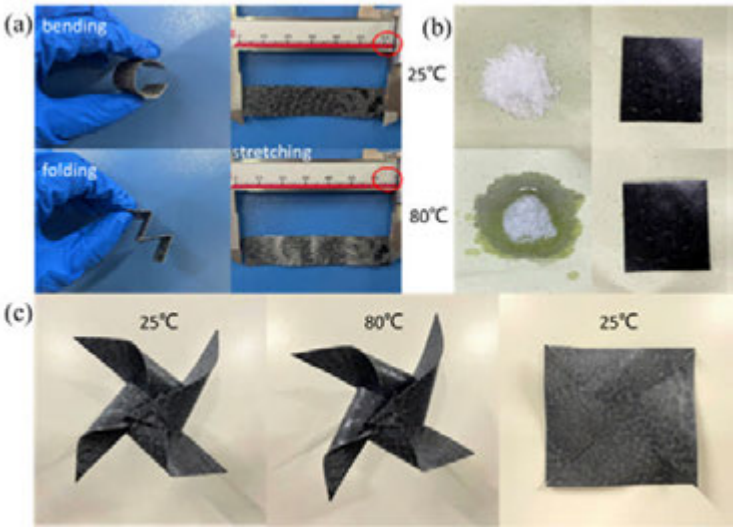


图 1 CNT 柔性相变薄膜柔性和定形相变性能测试

Fig. 1 Test of the flexibility and formable phase change performance of CNT flexible phase change thin films

2.2 碳纳米管柔性相变薄膜相变特性分析

差示扫描量热法（DSC）用于研究复合相变材料热储能性能。图 2(a~b)展示了柔性相变薄膜的吸热和放热曲线，通过放热曲线之间的面积获得薄膜的熔融（向上曲线）和凝固过程（向下曲线）中的相变焓，相关参数列与表 2。DSC 测试结果表明，PEG/PLA 熔融温度在 54℃左右，这与 PEG 熔点为 51~54℃符合，说明 PEG 与 PLA 复合后，并未改变相变材料的相变温度，随着 CNT 的加入，复合相变材料的熔融温度仍与 PEG 熔点接近，薄膜的相变潜热进一步降低，且 CNTs 含量越高其潜热值越低，这是因为有效相变成分的比例减小。同时，CNTs 的加入影响了 PEG 的结晶，从而导致焓值有所下降。

为了证明 CNTs 柔性相变薄膜的热稳定性，对 CPCF-3 柔性相变薄膜样品采用 DSC 进行冷热循环测试。图 2c 为样品在 20℃~80℃之间进行 500 次冷热循环前后的 DSC 曲线，每隔 100 次循环记录其相变行为，发现冷热循环 500 次后，样品相变温度无明显变化，样品熔融潜热由原来的 104.6J/g 变为 101.7J/g，仅比原始潜热降低约 2.8%，证明碳纳米管柔性相变薄膜具有良好的热稳定性和重复使用性。

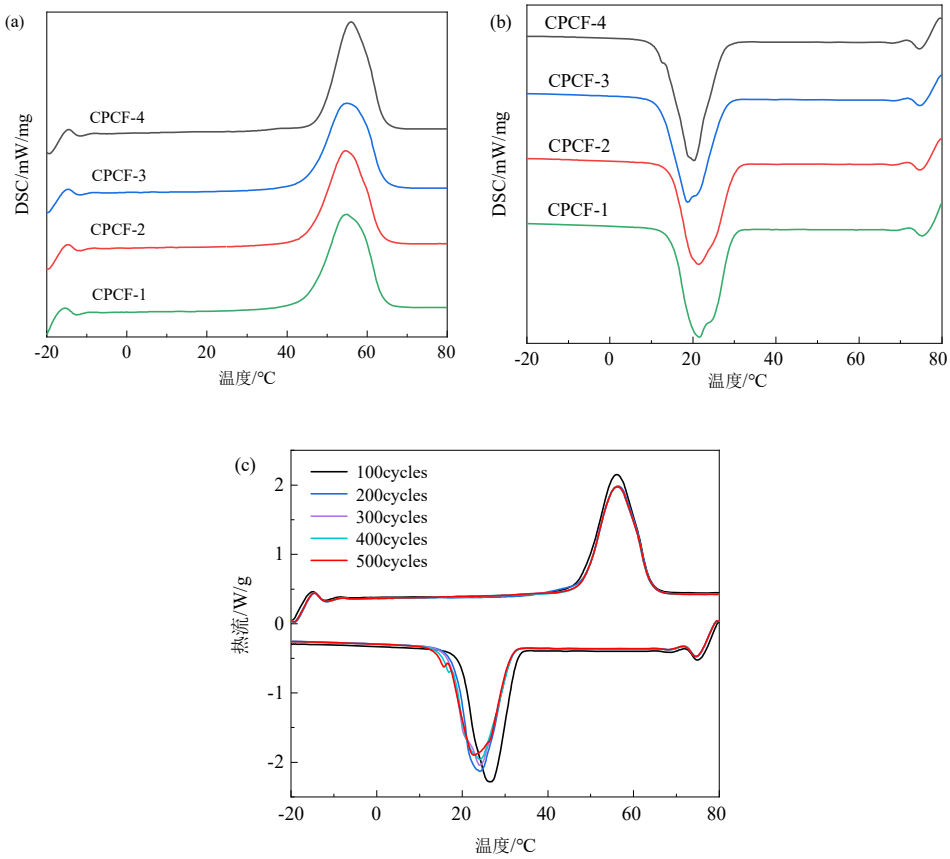


图 2 (a)CPCF-X 薄膜吸热 DSC 曲线 (b) CPCF-X 薄膜放热 DSC 曲线 (c)CPCF-X 薄膜冷热循环 500 次 DSC 曲线

Fig. 2 (a) Endothermic DSC curve of CPCF-X thin film (b) exothermic DSC curve of CPCF-X thin film (c) Cycles of DSC curves of CPCF-X thin film

表 2 柔性相变薄膜的 DSC 数据

Table 2 DSC data of flexible phase change films

样品	ΔH（J/g）		T_{peak}（℃）		T_{on}（℃）		T_{end}（℃）	
	M	S	M	S	M	S	M	S

PEG	193.3	190.1	54.15	24.26	49.04	16.67	60.85	28.82
CPCF-1	111.3	113.1	53.99	22.63	45.38	14.9	63.73	29.35
CPCF-2	107.9	109.5	53.77	22.36	45.45	14.81	63.67	29.99
CPCF-3	106.9	106.9	55.63	19.78	45.39	11.85	63.8	27.6
CPCF-4	104.6	106.3	54.51	17.89	45.89	10.09	64.29	26.68

注: T_{peak}:峰值温度 T_{on}:相变开始温度 T_{end}:相变结束温度。

M:熔融过程 S:凝固过程。

2.3 碳纳米管柔性相变薄膜导热系数分析

热导率对于复合相变材料将光能转化成热能并及时储存具有重要的作用。热导率大小是由声子传播速率决定的[28]。采用热线法测试样品的导热系数，首先采用差示扫描量热仪测试样品的比热，测试温度范围为 25~30℃，其次采用热物性导热仪测定样品的热扩散系数，设定温度范围为 25~30℃。图 3 为 25℃下 CNTs 配比下的薄膜导热系数柱状图，25℃下添加 1%、3%、5%、7%CNTs 的导热系数分别为 0.52 W/(m·K)、0.55 W/(m·K)、0.56 W/(m·K)、0.62 W/(m·K)，与未添加 CNTs 的薄膜相比，导热系数分别提升了 116%、129%、133%、158%，可以看出随着 CNTs 含量的增多，薄膜的导热系数逐渐增大，这是由于在聚合物基体中，热量主要依靠不同振频的声子进行传播， CNTs 本身固有的高导热率及其纳米网络通道，在相变材料中能搭建较长的传热路径，增大了声子的传递自由程，减小了界面热阻，加上其较高的比表面积，从而使热量传递速率加快[29]。

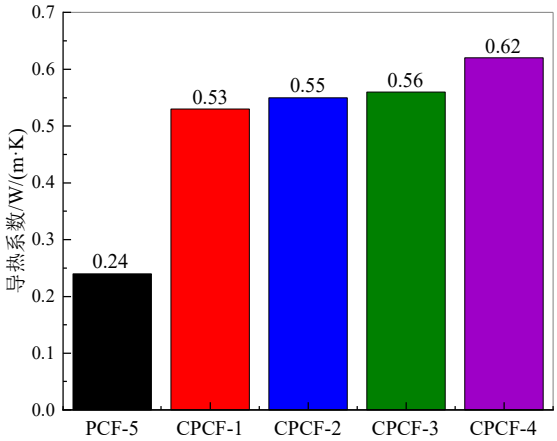


图 3 柔性相变薄膜热导率

Fig. 3 Thermal conductivity of flexible thin film

2.4 碳纳米管柔性相变薄膜光热转换性能分析

为了测试薄膜光热转换性能，研究了模拟光照强度为 150mW/cm^2 下 CNTs 柔性相变薄膜的光热转换行为以及温度变化。由于 CNTs 具有极强的吸光性，在模拟光源照射下，太阳光瞬间被吸收，同时在薄膜内部发生光热转换，并将热能储存在 PCM 体系中。其光热转换曲线如图 4 所示，随着光照时间的增加，复合相变薄膜的表面温度均呈现增长趋势。CNTs 柔性相变薄膜最高可升温至 63.8℃，当温度达到相变温度附近时，出现储热相变平台，此时，薄膜内 PEG 发生固液相变，吸收热量，温度几乎不变，相变结束后，薄膜温度继续上升，直至 CNTs 吸光饱和。同样在降温过程中出现了放热相变平台，且随着 CNTs 的增多，升温和降温速率逐渐增大。相比之下，PEG/PLA 薄膜仅升温至 43.2℃，由于并未达到 PEG 相变温度，故未出现相变平台，证明 PEG/PLA 薄膜不具有光热转换特性，温度上升是模拟光源的热效应导致的。薄膜光热转换特性来源于 CNTs，这是由于碳纳米管中存在大量共轭π键，π与π*之间的能隙较小，故可以通过较低的能量完成π-π*跃迁，同时使吸收光谱红移，因此碳纳米管中的共轭π键可以使几乎所有波长的太阳可见光都能引起电子的激发，π键越

多，最高占据分子轨道和最低未占据分子轨道之间的能隙就越小。故较低的能量便可完成 π 轨道之间的跃迁，同时使吸收光谱红移，激发的电子通过电子-声子耦合机制进行热弛豫[30]。所释放的热能通过 PEG 固液相变进行吸收并储存，光照结束后，储存的热能自发释放，从而完成光能与热能的转换。

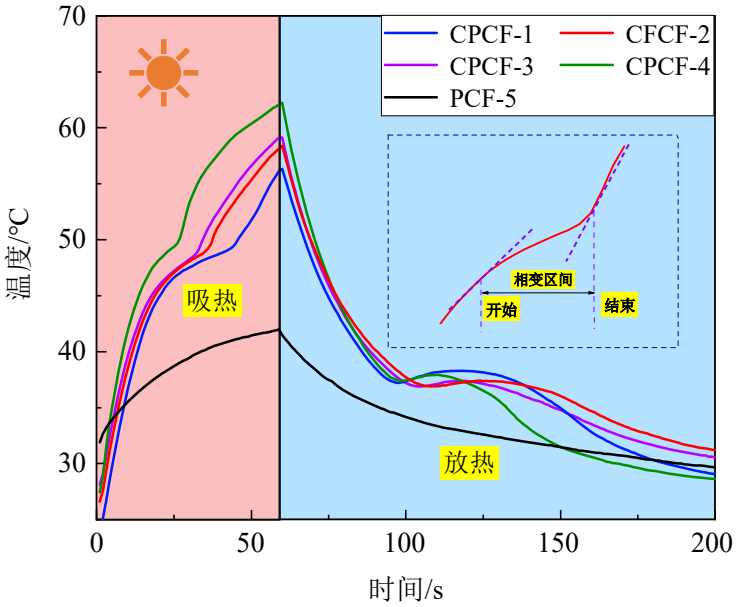


图 4 碳纳米管柔性相变薄膜光热转换与热能存储曲线

Fig.4 Curve of photothermal conversion and thermal energy storage of carbon nanotubes flexible phase change thin films

3 结　论

本文将 CNTs 引入柔性相变薄膜，提升其导热能力的同时赋予薄膜光热转换性能。对其形状稳定性、相变特性、导热系数以及光热转换能力进行研究，主要结论如下：

(1)PEG/PLA/CNTs 柔性相变薄膜具有良好的形状稳定性。在 PEG 熔化温度以上，薄膜的形状仍可保持不变，当恢复室温时，薄膜又恢复原来的形状，证明该相变薄膜在广泛的温度范围内仍具有良好的柔性。

(2) DSC 测试结果表明，PEG/PLA 薄膜的潜热留存率分别为 62.2%和 67.6%。随着 CNTs 含量的增多，相变薄膜的潜热值降低，但导热系数得到有效提升，加入 7%的 CNTs 可以使薄膜的导热系数提高 158%。并且 PEG/PLA/CNTs 复合薄膜具有良好的重复使用性和热稳定性。

(3) CNTs 的引入赋予了柔性相变薄膜高效的光热转换能力。当温度达到相变温度附近时，碳纳米管柔性相变薄膜光热转化过程出现储热相变平台。随着光照时间增加，PEG/PLA 薄膜仅升温至 43.2℃，未出现相变平台。CNTs 的含量分别为 1%、3%、5%、7%时，薄膜光热转换效率分别为 79.3%、84.9%、88.6%、91.8%。

参考文献

[1] Lewis N S. Toward cost-effective solar energy use [J]. Science, 2007, 315(5813): 798-801.

[2] Chu S, Majumdar A. Opportunities and challenges for a sustainable energy future [J]. Nature,2012,488(7411):294-303.誣

[3] de la Pena O'Shea V A, COSTA R D. Recent Advances Towards Sustainable Materials and Processes for Energy Conversion and Storage [J]. Advanced Energy Materials, 2021, 11(43):2102874.

[4] Gur I, Sawyer K,Prasher R et al. Searching for a Better Thermal Battery [J]. Science,

2012,335(6075):1454-1455.

[5] Kucharski T J, Ferralis N, Kolpak A M, et al. Templated assembly of photoswitches significantly increases the energy-storage capacity of solar thermal fuels [J]. Nature Chemistry,2014,6(5):441-447.

[6] Arteconi A, Hewitt N J, Polonara F. State of the art of thermal storage for demand-side management [J]. Applied Energy, 2012, 93(none): 371-389.

[7] Li X, Wei H, Lin X, et al. Preparation of stearic acid/modified expanded vermiculite composite phase change material with simultaneously enhanced thermal conductivity and latent heat [J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2016, 155: 9-13.

[8] Fan X, Guan Y, Li Y, et al. Shape-Stabilized Cellulose Nanocrystal-Based Phase-Change Materials for Energy Storage [J]. Acs Applied Nano Materials, 2020, 3(2): 1741-1748.

[9] Qi G Q, Liang C L, Bao R Y, et al. Polyethylene glycol based shape-stabilized phase change material for thermal energy storage with ultra-low content of graphene oxide [J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2014, 123: 171–177.

[10] Qi X D, Shao Y W, Wu H Y, et al. Flexible phase change composite materials with simultaneous light energy storage and light-actuated shape memory capability [J]. Composites Science and Technology, 2019, 181(Sep.8): 711-719.

[11] Wu W, Wu W, Wang S. Form-stable and thermally induced flexible composite phase change material for thermal energy storage and thermal management applications [J]. Applied Energy, 2019, 236(15): 10-21.

[12] Cc A, Gc B, Fga C, et al. Performance evaluation of asphalt mixture using polyethylene glycol polyacrylamide graft copolymer as solid–solid phase change materials [J]. Construction and Building Materials, 300:124221.

[13] Huang Q, Li X, Zhang G, et al. Flexible composite phase change material with anti-leakage and anti-vibration properties for battery thermal management [J]. Applied energy, 2022, (Mar.1): 309.

[14] Chai S, Sun K, Zhao D, et al. Form-Stable Erythritol/HDPE Composite Phase Change Material with Flexibility, Tailorability, and High Transition Enthalpy [J]. ACS Applied Polymer Materials, 2020, 2(11): 4464-4471.

[15] Cai Z D, Liu J, Zhou Y X, et al. Flexible phase change materials with enhanced tensile strength, thermal conductivity and photo-thermal performance[J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2021, 219: 110728.

[16] A M M K, B K M K. Form-stable phase change materials for thermal energy storage [J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2012, 16(4): 1999-2040.

[17] Yan K A, Ksa C, Jla C, et al. An intrinsically flexible phase change film for wearable thermal managements [J]. Energy Storage Materials, 2021, 34: 508-514.

[18] Gu J, Xiao P, Chen P, et al. Functionalization of Biodegradable PLA Nonwoven Fabric as Superoleophilic and Superhydrophobic Material for Efficient Oil Absorption and Oil/Water Separation [J]. Acs Applied Materials & Interfaces, 2017, 9(7): 5968-5973.

[19] Lu X, Huang J, Kang B, et al. Bio-based poly (lactic acid)/high-density polyethylene blends as shape-stabilized phase change material for thermal energy storage applications [J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2019, 192: 170-178.

[20] Ostafinska A, Forteln I, Nevoralová M, et al. Synergistic effects in mechanical properties of PLA/PCL blends with optimized composition, processing, and morphology [J]. RSC Advances,

2015, 5(120): 98971-98982.

[21] Wang B, Hina K, Zou H, et al. Thermal, crystallization, mechanical and decomposition properties of poly(lactic acid) plasticized with poly(ethylene glycol) [J]. Journal of Vinyl & Additive Technology, 2018, 24: 154-163.

[22] Singh P, Sharma R K, Khalid M, et al. Evaluation of carbon based-supporting materials for developing form-stable organic phase change materials for thermal energy storage: A review [J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2022, 246: 111896.

[23] Shi J, Qin M, Aftab W, et al. Flexible Phase Change Materials for Thermal Energy Storage [J]. Energy Storage Materials, 2021, 41: 321-342.

[24] Sundararajan S, Samui A B, Kulkarni P S. Versatility of polyethylene glycol (PEG) in designing solid–solid phase change materials (PCMs) for thermal management and their application to innovative technologies [J]. Journal of Materials Chemistry A, 2017, 5(35): 18379-18396.

[25] Wei Y, Li J, Sun F, et al. Leakage-proof phase change composites supported by biomass carbon aerogels from succulents [J]. Green Chemistry, 2018, 20(8):1858-1865.

[26] Bataineh K, Gharaibeh A. Optimal design for sensible thermal energy storage tank using natural solid materials for a parabolic trough power plant [J]. Solar Energy, 2018, 171: 519-525.

[27] Amrouche S O, Rekioua D, Rekioua T. Overview of energy storage in renewable energy systems [J]. International Journal of Hydrogen Energy,2016,41(45):20914-20927.

[28] Pennelli G, Dimaggio E, Macucci M. Thermal conductivity reduction in rough silicon nanomembranes [J]. IEEE Transactions on Nanotechnology, 2017, 17(3): 500-505.

[29] Konstantopoulos G, Maroulas P, Dragatogiannis D A, et al. The effect of interfacial resistance and crystallinity on heat transfer mechanism in carbon nanotube reinforced polyethylene [J]. Materials & Design, 2020, 199(10): 109420.

[30] Gao M, Zhu L, Peh C K, et al. Solar absorber material and system designs for photothermal water vaporization towards clean water and energy production [J]. Energy & Environmental Science, 2019, 12(3): 841-864.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233194

电流体作用下水沸腾换热分子动力学模拟

辛菲*，刁盼
（西安电子科技大学电子装备结构设计教育部重点实验室，陕西，西安，710071）
(Tel: +8615991389676, Email: fxin@xidian.edu.cn)

摘要：电流体动力学强化换热技术凭借高效和经济的换热效果，在高集成度、高热流密度的微型器件散热过程中备受关注，将其用于沸腾换热可进一步提高强化换热效果。本文采用分子动力学方法，从微观角度开展对电流体作用下二氧化硅基底上水沸腾换热研究，旨在探究电流体对二氧化硅基体上去水核态沸腾换热的强化机理，并得到电场大小和换热壁面温度对水沸腾换热的影响。结果表明，外加电场越强，气泡运动越剧烈，换热效果越好；较高的壁面温度能够促进沸腾的发生。

关键词：电流体动力学，沸腾，强化换热，分子动力学模拟

0 前言

伴随精密微电子器件和微机电系统的微型、紧凑化方向发展，微尺度强化传热逐渐成为影响电子工业技术的关键因素之一。其中液体沸腾传热作为一种高效的对流换热方式，成为微尺度强化传热研究的重要方向之一。为解决当下高散热的需求，在沸腾传热的基础上，采用电流体动力学（Electro-hydro-dynamics，简称 EHD）技术有望进一步加强流动换热。EHD 利用电场、流场、温度场之间的相互作用，能够高效强化传热且兼具经济效益。

EHD 强化换热可追溯到 1916 年，英国学者 Chubb 发现在流体中施加电场可以强化传热[1]。自此，国内有不少学者就 EHD 强化换热技术开展了模拟和实验研究。Sheikholeslami 等人[2]数值模拟研究了 EHD 对纳米流体的强化传热作用，并分析了库仑力对纳米流体强制对流的影响。Luo 等人[3]利用格子波尔兹曼模型模拟了在有温差平板间离子注射电–热–对流现象，发现随着电压的增加，Ra 数增大，腔体内对流增强。Sadegh 等人[4]实验研究了强直流电场对铝/油纳米流体在小型化方形通道内流动时的传热和压降的影响，测得在施加强电场为 15.51 kV 的条件下，0.3 %体积分数的纳米流体其传热可强化 52 %。针对 EHD 作用下沸腾传热的研究，Ogata 和 Yabe[5]针对 R11 与乙醇混合工质开展沸腾实验研究，得到电场作用下介电电泳力导致气泡剧烈扰动，使气泡与换热面接触面积增大，提高了换热系数。郭俊等人[6]通过布置针状电极来研究非均匀电场对池沸腾换热过程中换热系数和临界热流密度的影响。结果表明，在低热流密度和高热流密度区电场强化传热且强化效果随热流密度的增加而减弱。Patel 和 Seyed-Yagoobi[7]结合库仑力和介电电泳力的共同作用将 EHD 强化传热技术应用到液膜流动沸腾传热实验中，

基金项目：受国家自然科学基金项目 (52106108) 和中国博士后科学基金面上项目 (2021M702545) 资助。

发现液膜流动沸腾换热系数提高到无电场时 1217%。

然而，在微观世界中，传热机制将受到结构尺寸的影响，其与宏观传热机制因而存在很大的差异。为了探究在微尺度上 EHD 对沸腾换热的强化作用，本文采用微机电系统中重要的二氧化硅材料作为换热基底，利用分子动力学（Molecular dynamics，简称 MD）对水在电场作用下的沸腾传热开展研究。通过改变电场大小和换热壁面温度，探究 EHD 对水沸腾的强化换热机理，这对于电流体动力学在微尺度散热方面的应用具有重要意义。

1 EHD 强化换热机理

1.1 电场对流体的作用

电场能够强化传热的机理在于电场对流体的电对流效应以及电场对气泡产生的作用。电磁学理论中，流体在电场下受到的作用力为[8]：

$$F_e = qE - \frac{1}{2}E^2\nabla\varepsilon + \frac{1}{2}\nabla\left[E^2\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_t\rho\right] \tag{1}$$

式中，q 为流体中电荷密度，E 为电场强度，ε 为介电常数，ρ 为流体密度。

公式右边由三项组成，分别为库仑力、介电电泳力和电致伸缩力。库仑力是对流体中自由电荷产生的作用力， 在 EHD 强化单相流传热的过程中发挥主要作用。介电电泳力是由于介电常数差异对介质产生的作用力，在电场强化相变换热中占主要作用[9]。电致伸缩力是由于电场强度空间分布不均以及随介质密度变化的介电常数而导致在流体介质上产生的作用力，在不可压缩性流体中没有实际影响[10]。

1.2 EHD 强化沸腾换热机理分析

EHD 强化沸腾换热属于强化两相流传热，在两相换热方式中，电场强化传热主要是通过气泡以及气液界面在电场作用下产生的力而作用的。气泡在电场下主要受到的作用是介电电泳力。假设介电常数为 ε_1 的液体工质中有一个介电常数为 ε_2、半径为 R 的气泡，那么作用在气泡上的介电电泳力 F_d 为：

$$F_d = 2\pi R^3\varepsilon_1\frac{\varepsilon_2-\varepsilon_1}{\varepsilon_2+2\varepsilon_1}\nabla E^2 \tag{2}$$

在 EHD 沸腾中，除了电场力 F_d 之外，气泡浮力 F_b、表面张力 F_s 也会对其运动产生相应的影响。

浮力 F_b：

$$F_b = -V_b\left(\rho_l-\rho_v\right)g \tag{3}$$

式中，V_b 为气泡的体积，ρ_l、ρ_v 分别为液体和气泡密度，g 为重力加速度。

表面张力 F_s：

$$F_s = -\pi d\sigma\sin\beta_n \tag{4}$$

最终可由电场力 F_d、气泡浮升力 F_b、表面张力 F_s 三方合力决定气泡的运动轨迹。

2 EHD 作用下水核态沸腾的 MD 模拟模型及方法

图 1 为本文在 EHD 作用下对水沸腾进行分子动力学模拟所采用的初始模型。系统总尺寸为 12.5 nm×12.5 nm×50 nm，模拟区域分为三部分，最下面为二氧化硅区域，中间

液相区域为水分子区域，上方真空层为气相区域。图中二氧化硅基底为以硅氧四面体为基本结构形成的立体网状结构。基体最下面一层固定，用于固定整个模型不参与模拟，而上层的二氧化硅作为加热面参与模拟沸腾。水分子采用 TIP4P 模型，O-H 键长为 0.96 Å，键角为 104.52°，H 和 O 原子的电荷量分别为 0.52e 和-1.04e。初始时刻水分子有 10 层，平铺在二氧化硅基底上。

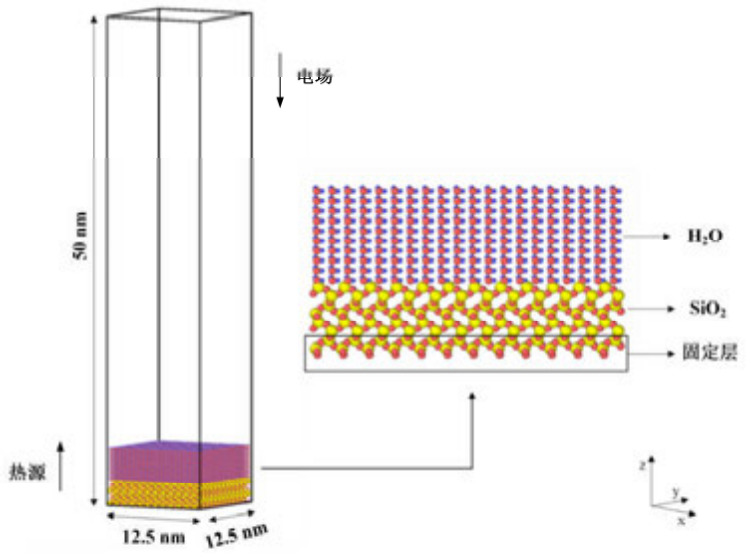


图 1 EHD 作用下水核态沸腾的分子动力学模拟模型

在模拟中，采用 Tersoff 势函数来描述二氧化硅分子中氧原子与硅原子之间的相互作用，采用 L-J 12-6 势函数和长程库伦引力作用势能来描述水分子与水分子之间、二氧化硅和水分子之间的相互作用。其中 L-J 12-6 势函数和长程库伦引力作用势能的截断半径分别取为 12.0 Å 和 10.0 Å。表 1 为模拟中所采用的粒子间相互作用 L-J 势能参数。

表 1 粒子间相互作用 L-J 势能参数

参数	$O^{\#}$-$O^{\#}$	$O^{\#}$-H	$O^{\#}$-Si	H-H	H-O	H-Si
σ (Å)	3.167	0.0	3.730	0.0	0.0	0.0
ε (eV)	0.007	0.0	0.013	0.0	0.0	0.0

* $O^{\#}$ 为水分子中的氧原子，O 为二氧化硅分子中的氧原子

为了探究 EHD 强化沸腾换热机理，沿 z 轴给流场区域施加向下方向电场。在电场作用下，通过改变加热壁面温度、电场大小和壁面亲疏水性，研究这些参数对水核态沸腾的影响。每个工况下的模拟步骤可分为三步。首先采用最速下降法给系统进行能量最小化，使系统模型达到合理的结构。接着，对系统进行弛豫，使模型进入平衡状态。模拟采用 NVT 正则系综，每个粒子初始速度按照 Maxwell 分布随机取样，设置弛豫温度为 298 K，运行时间为 100 ps。最后，进行沸腾过程模拟，将高温施加于二氧化硅上层，并向系统中加入电场。整个系统使用 NVE 系综，运行时间为 1000 ps，每步为 0.001 ps。

3 MD 模拟结果与分析

探究壁面温度和电场大小对水沸腾换热的影响，并分析电场强化沸腾换热机理。

3.1 壁面温度对水核态沸腾的影响

为了探究壁面温度对水核态沸腾的影响，模拟设置了 380 K、480 K、580 K 三种壁面温度，水分子在沸腾换热阶段沸腾行为的模拟结果如图 2 所示。可以看到，液态水分子随着时间的推移向蒸汽区移动。蒸汽区水分子越多，汽化速度越快。随着硅基体壁面温度的升高，水的沸腾速度加快。

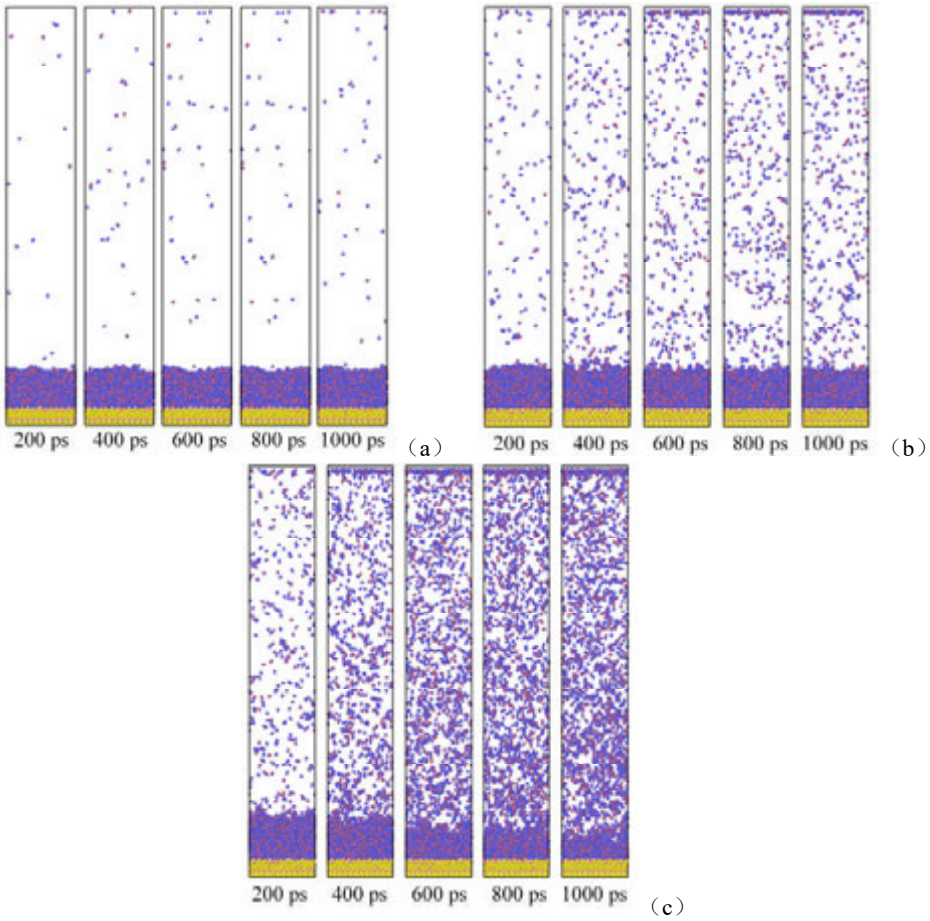


图 2 不同壁面温度下水在二氧化硅基体上的沸腾行为：（a）380 K，（b）480 K，（c）580 K

放大图 2（b），图 3 显示了在壁温 480 K 下水在靠近二氧化硅基体处沸腾的模拟结果。可以看到，一开始水分子在经过弛豫之后平铺在二氧化硅基底上呈液体状态，随着时间的变化，二氧化硅基底的温度传递给水分子，随着传递给水分子的能量增多，水分子的动能不断增加，水分子运动也越来越剧烈，模型表面一些液体水分子开始汽化进入气相区域，蒸发的水分子也越来越多，当加热时长 500 ps 时，在接近加热面的液体水分子中开始形成气泡。

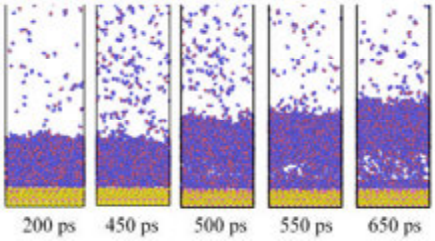


图 3 480 K 温度下水核态沸腾气泡的形成

此外，图 4 为在壁温 480 K 下气液区域水分子平均温度随时间的变化。可以看到，在 0-200 ps 时间内水分子模型的温度快速上升，随后温度上升速率减小，最终趋于平衡状态。基本上在 500 ps 后整个系统温度便达到了设置的温度，此时水分子逐渐开始汽化，运动也逐渐剧烈，这与图 2（b）壁温 480 K 下水在二氧化硅基体上的沸腾行为相一致。

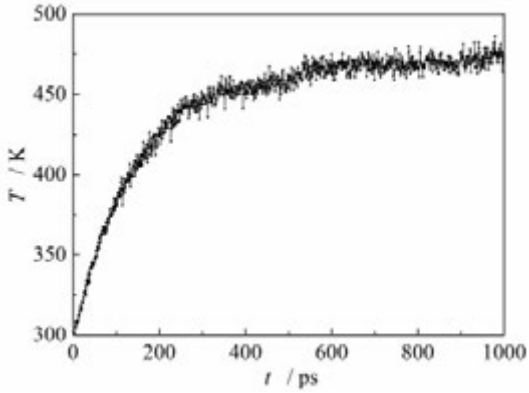


图 4 壁温 480 K 下水分子平均温度随时间的变化

为了进一步说明壁面温度对水分子沸腾换热的影响，水分子的平均动能在壁温分别为 380 K、480 K 和 580 K 下随时间的变化趋势如图 5 所示。可以看到在任一壁温下，水分子的动能大小随着时间的推进而增大，最终趋于一个稳定值。壁温越高，水分子的动能越大，且随着时间的延长，水分子在不同壁温下的动能差距越来越大，最终差值随着动能的平稳而趋于一个稳定值。水分子动能的变化与图 2 所示的水分子的行为变化基本一致，动能越大，分子运动越剧烈，水分子汽化速度越快，沸腾速度也越快。

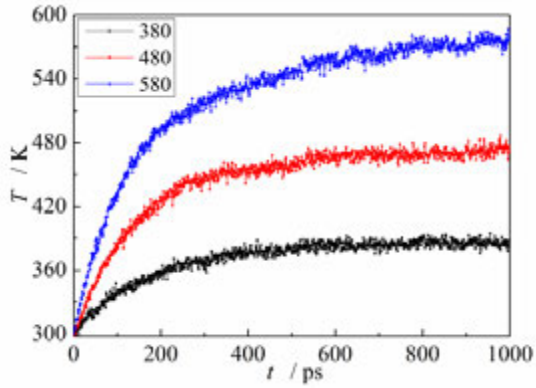


图 5 不同壁温下水分子平均动能随时间的变化

3.2 电场强度对水核态沸腾的影响

EHD 强化传热的关键是电场的施加，在壁温 480 K 条件下，参考文献[11]对系统模型分别施加电场强度为 0.1 V·Å^{-1} 和 0.2 V·Å^{-1} 的电场。

图 6 显示了施加电场强度为 0.1 V·Å^{-1} 时水沸腾行为的模拟结果。当壁面加热时间为 200 ps 时，已经有一些水分子从液体水分子中逸出并进入气相区，这时相变仅以表面自由蒸发的形式发生。与图 2（b）480 K 不添加电场时的模拟结果相比，当壁面加热时间为 250 ps 时，由于电场力的作用，液体水分子中产生一个锥形柱，导致液体水分子层变薄，而气泡约在 350 ps 时出现。施加电场后气泡形成时间更短，在电场作用下气泡快速

增长，并向上运动进入气相区域，这些现象与 Wang 等人[12]的研究结果相一致。外加电场可促进水分子沿轴线拉长并分离，有利于气泡产生并带走热量，提高了气泡核态沸腾换热速率。

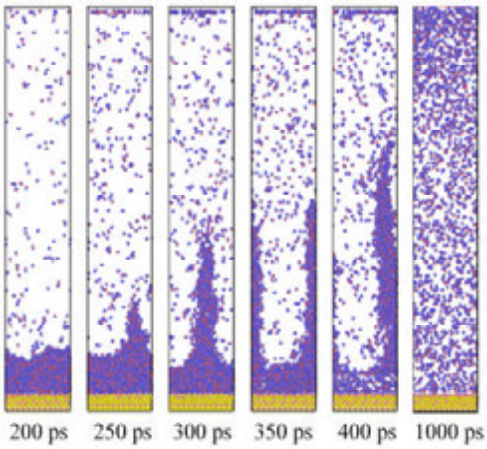


图 6 电场强度为 0.1 V·Å^{-1} 时水在二氧化硅基体上的沸腾行为

图 7 显示了施加电场强度分别为 0.2 V·Å^{-1} 时，水在二氧化硅基体上沸腾行为的模拟结果。在电场强度 0.2 V·Å^{-1} 作用下，水分子受到电场力的作用而产生锥形柱状的运动趋势，这与电场强度 0.1 V·Å^{-1} 时水分子的运动趋势相同。且随着时间的推移，贴近换热壁面的水分子运动更加剧烈，水分子汽化产生气泡，最终突破气液界面。从图 7 可看出，当壁面加热时间为 60 ps 时，气泡开始形成，此后水分子运动更加剧烈。因此，与同温度下不施加电场的模拟结果相比，施加电场后，水分子沸腾过程中产生气泡的速度加快，运动更加剧烈，沸腾传热效果更好、效率更高，且施加的电场强度越高，气泡产生的速度越快，运动越剧烈。

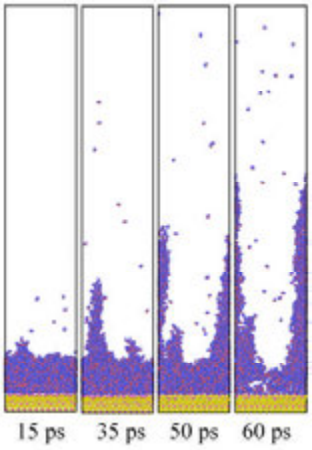


图 7 电场强度为 0.2 V·Å^{-1} 时水在二氧化硅基体上的沸腾行为

图 8 描述了在不同电场下壁温 480K 时水分子平均温度随时间的变化。可以看到，在不同电场强度下，水分子平均温度达到稳定所需的时间和最终温度稳定所达到的值不同。在未加电场和电场强度为 0.1 V·Å^{-1}、0.2V·Å^{-1} 时，水分子平均温度达到稳定所需的时间不同，分别为 500 ps，400 ps 和 150 ps。电场强度越大，水分子温度达到稳定所需

要的时间越短，且最终能达到的温度越高。另外，在水分子温度达到稳定之前，水分子有一个升温过程，尤其是 0.2V·Å^{-1} 时的升温一开始比较剧烈，随后慢慢趋于稳定。这说明电场的施加会加快水的沸腾，提高沸腾换热速率，但电场强度过高有可能会造成沸腾的不稳定。

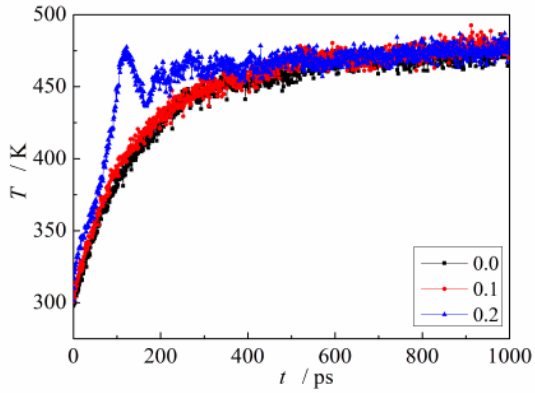


图 8 不同电场强度下水分子平均温度随时间的变化

图 9 是在壁温 480K、无电场和电场强度分别为 0.1 V·Å^{-1}、0.2 V·Å^{-1} 时水分子动能随时间变化的关系，可以看到其与温度的变化趋势一致，温度越高，水分子运动越剧烈，动能越大。同时，水分子动能随着电场强度的增大而增加。电场强度对水分子沸腾的影响明显，电场越大，水分子沸腾换热时气泡形成速度越快，运动越剧烈，动能越大。

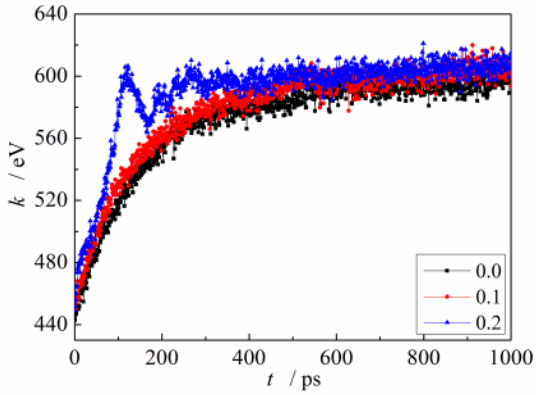


图 9 不同电场强度下水分子平均动能随时间的变化

图 10 为沸腾模拟过程中水分子总能量减去弛豫结束后水分子的能量变化量。根据水分子能量变化曲线的斜率并除以截面面积，可得到沸腾过程中传热速率随时间的变化。对能量曲线进行指数拟合，通过微分并除以截面面积，得到如图 11 所示不同电场强度下传热速率随时间的变化。可以看到，在壁温相同的情况下，电场可明显加快沸腾传热速率，缩短沸腾所用时间，提高传热效率。且电场强度越高，效果越明显。

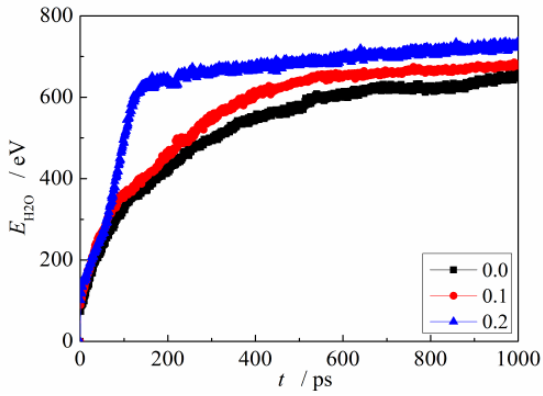


图 10 不同电场强度下水分子的能量变化量随时间的变化

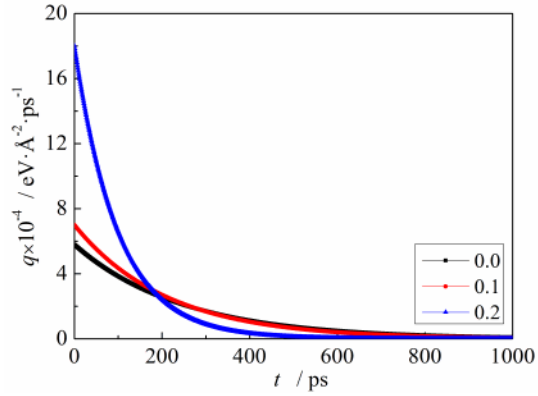


图 11 不同电场强度下传热速率随时间的变化

4 结　论

将电流体动力学强化换热技术用于高集成、高热流的微型器件沸腾换热，可进一步提高强化换热效果。本文采用分子动力学模拟方法，探究了在电流体作用下二氧化硅基体上水分子的沸腾行为以及不同因素对水沸腾的影响。由模拟可得，壁面热源温度越高，气泡产生速度越快，相变速率越大，水核态沸腾发生地越早。另外，在壁面温度相同的条件下，施加电场会明显提高水分子相变的速率，电场强度越大，水沸腾需要的时间越短，传热效率越高。

参考文献

[1] Chubb LW. Improvements relating to methods and apparatus for heating liquids: UK Patent [P]. 1961

[2] Sheikholeslami M, Bhatti MM. Active method for nanofluid heat transfer enhancement by means of EHD[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 109: 115-122.

[3] Luo K, Wu J, Yi H, Tan H. Lattice Boltzmann modelling of electro-thermo-convection in a planar layer of dielectric liquid subjected to unipolar injection and thermal gradient[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016, 103:832-846.

[4] Sadegh MF, Shams KA, Esmaeilzadeh E, et al. Effect of strong electric field on heat transfer enhancement

in a mini channel containing Al2O3/oil nanofluid[J]. Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering, 2021, 43(3): 1-13.

[5] Ogata J, Yabe A. Basic study on the enhancement of nucleate boiling heat transfer by applying electric fields[J]. International Journal of Heat & Mass Transfer, 1993, 36(3):775-782.

[6] 郭俊, 李双菲, 陈彦君,等. 非均匀电场强化水的池沸腾传热特性实验研究与分析[J]. 工程热物理学报, 2022, 43(3):9.

[7] Patel VK, Seyed-Yagoobi J. Combined dielectrophoretic and electrohydrodynamic conduction pumping for enhancement of liquid film flow boiling[J]. ASME. Journal of Heat Transfer, 2017, 139(6):061502-061510.

[8] Melcher, JR. Continuum electromechanics, Cambridge, MA: MIT Press, 1981.

[9] 杜留洋, 刘红敏. EHD 强化换热的机理分析研究[J]. 制冷, 2014, 33(4): 45-49.

[10] Baboi NF, Bologa MK, Klyukanov AA. Some features of ebullition in an electric field[J]. Applied Electronic Phenomena, 1966, 22: 57-70.

[11] Wang Y, Liu R, Liu Z. Nonlinearly induced electro-osmotic flow reversal in charged nanotube: Counter-ions mobility in Stern layer[J]. International Journal of Heat & Mass Transfer, 2022, 188: 122587(1-7).

[12] Wang BB, Wang XD, Wang TH, et al. Enhancement of boiling heat transfer of thin water film on an electrified solid surface[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 109: 410-416.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233198

不同润湿性蒸发壁面金属钠热管的相变传热数值研究

彭冰冰，覃新莲，王维，李炳熙
（哈尔滨工业大学能源科学与工程学院，黑龙江哈尔滨 150001）
(Tel: 15846580608, Email: wangwei36@hit.edu.cn)

摘要：高温碱金属热管以其良好的传热性能，在高效散热工程领域发挥着显著作用。本文构建了基于 VOF 的数值模型对高温钠热管的蒸发冷凝相变传热过程进行模拟，通过变化壁面接触角进一步探究了不同蒸发段管壁润湿性下的热管传热特性，并与实验结果进行对比验证了模型的准确性。结果表明，模拟结果与实验结果的最大的相对误差为 2.7%。当热管蒸发段为亲水性时气泡更容易从壁面上脱落，热阻相较于疏水性壁面减小了 37.8%，增强了传热性能。

关键词：高温钠热管；壁面润湿性；相变传热；流动特性

0 前言

热管是一种利用内部工作流体的蒸发冷凝相变，将热量快速地从蒸发段流经绝热段最后传递至冷凝段来实现热量的传递的元件。二十世纪五十年代中期，为解决发动机冷冻的问题，首次提出了热管的概念[1]。工作温度在 750K 以上的称为高温热管，锂 Li、钠 Na、钾 K、铯 Cs 等碱金属常被用作高温热管的工质，因此高温热管也被称作碱金属热管。结合热管传热系数大[2]、结构简单紧凑、噪声小以及碱金属汽化潜热大、热导率高、温度分布均匀等优点[3]，碱金属热管以其良好的传热性能在能源化工、核工业、航天、精密设备、通信等行业中得到了广泛应用[4-6]。此外，由于在工作过程中热量损失微小，碱金属高温热管在可持续发展和节能减排等方向上也发挥着关键的作用。

近年来国内外学者对热管技术进行了大量的实验研究。Noie 等[7]研究了在改变内部液体体积占比的情况下，对重力式热管换热特性的影响。结果显示，重力式热管的不同长径比其对应的最佳充液率也存在差异。赵蔚琳等[8]为研究钠热管的各项热性能，以碱金属钠为工质，对长度为 1000 mm、直径为 25 mm 的热管进行了相关性能实验。通过对实验结果数据的分析，表明这种新型的超高温钠热管具有良好的启动性能且温度分布均匀且换热系数大。Lee 等[9]设计并制作了一个以钠为工质的高温碱金属热管，用实验的方法测试了该热管的工作性能。结果表明，在工作温度较高的情况下，沿着钠热管内部轴向方向的蒸汽核心部位温度变化不显著，但是在工作温度很低的情况下，蒸汽核心处的温度会发生骤降，这是由于较小的蒸汽压力骤降而引发的较大的温度骤降。

由于大部分的高温碱金属热管采用的是金属管壳体，其内部的工作运行状态难以被观测，所以对热管内部工质的汽化和凝结相变过程进行数值模拟是非常有必要的。数值模拟的方法不受时间和空间的限制，具有省时性和高效性。战洪仁等[10]利用 VOF 多相流动模型加载 UDF 自定义函数的方法，对热管中的气液相变传热进行了数值模拟。通过对数值模拟和实验数据的对比分析，证明了利用 VOF 多相流动模型和 UDF 自定义数学模型，能够有效地模拟出热管内工质的沸腾凝结现象。王啸远等[11]运用 VOF 多相流动模型及修正后的沸腾凝结相变模型，对重力热管的稳态相变换热过程进行了数值模拟，通过对温度场数据和可视化实验数据的对比，研究了不同热管内部充液量对工质沸腾凝结换热的影响。Xu 等[12]建立了考虑瞬态时间松弛参数的热虹吸管传热传质过程模拟模型。Zhang 等[13]研究了倾角对集热器效率的影响，发现倾角为 30～45° 时集热器效率较高。

国家自然科学基金青年项目 (52106082), 中国博士后科学基金特别资助 (2022T150160), 黑龙江省自然科学基金 (LH2022E064).

目前，利用数值模拟的手段研究重力热管中的气液两相流动状态及其换热性能成为了一种较为普遍的方法，这使得对封闭热管运行状态的研究变得便利且高效。但对以碱金属为工质的高温热管的沸腾凝结相变过程研究还较少。鉴于此，本文对以单质钠为工质的高温热管的蒸发冷凝相变传热过程进行了数值仿真，并重点研究了不同润湿性蒸发段对高温钠热管传热特性的影响。

1 物理模型

本文所构建的重力热管物理模型如图 1(a)所示。计算重力热管的总长度为 350 mm，其中蒸发段、冷凝段和绝热段分别为 100 mm、100 mm 和 150 mm，热管模型外径为 18.1 mm，热管管壳厚 0.8 mm，热管内径为 17.5 mm。构建重力热管的二维模型并采用 ICEM 软件对二维物理模型进行结构化网格划分。图 1(b)为重力热管绝热段的计算区域网格。为了更好地观察热管蒸发段内壁面上气泡的生成与脱离现象，对靠近内壁面的边界层网格进行加密处理。如图 1(c)所示，在热管内壁面附近的计算区域采用更加密集的网格也能更轻易地捕捉到气液两相贴附状态。在对边界层格网进行加密时，将第 1 级网格的大小设定为 0.1 mm，并将其生长率设定为 1.1，生成网格后显示的总网格数为 44919。

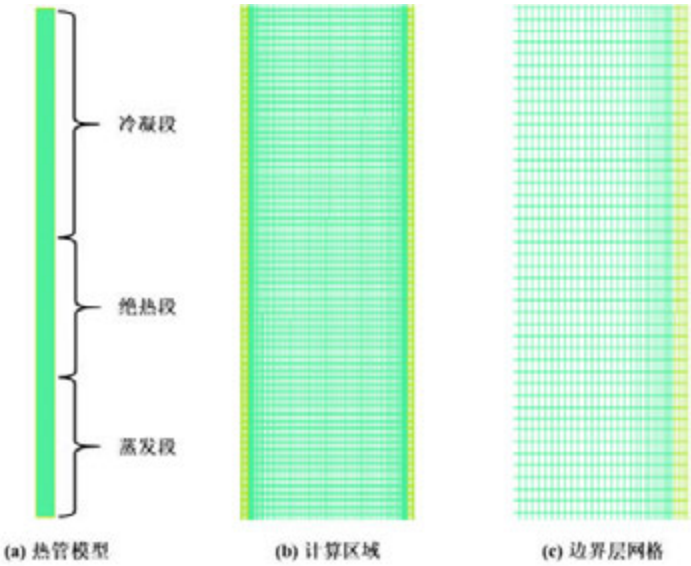


图 1 热管计算模型及网格示意图

2 数学模型

2.1 控制方程

对模型做出如下假设：

(1) 在相变过程中考虑成核态沸腾；

(2) 把气相看成理想气体流动；

(3) 把液相看成不可压缩的流动；

(4) 在相变过程中，气液界面处于准平衡状态。

采用 VOF（Volume of Fluid）多相流模型[14]，通过求解气液两相的体积分数来描述重力热管中两相组分在气液两相中的分布特征，模拟重力热管的蒸发冷凝相变过程。在 VOF 多相流控制方程中，α_v 和 α_l 分别表示气液两相流体中的气体和液体体积分数，任何一个单元中气液两相体积分数之和都为 1，其表达式如下：

$$\alpha_l + \alpha_v = 1 \tag{1}$$

单元内的某一项相体积分数会存在以下三种情况：

$\alpha_v = 0$，单元内全是液体；

$\alpha_v = 1$，单元内全是气体；

$0 < \alpha_v < 1$，单元内既有液体又有气体[15]。

连续性方程：

$$\frac{\partial(\alpha_l \rho_l)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_l \rho_l \vec{u}) = S_{m_1} \tag{2}$$

$$\frac{\partial(\alpha_v \rho_v)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_v \rho_v \vec{u}) = S_{m_2} \tag{3}$$

动量方程：

$$\frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = \rho \vec{g} - \nabla p + \nabla \cdot [\mu(\nabla \vec{u} + \nabla \vec{u}^T)] + \vec{F}_{CSF} \tag{4}$$

能量方程：

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \nabla \cdot [\vec{u}(\rho E + p)] = \nabla \cdot (k \nabla T) + S_E \tag{5}$$

为了考虑气-液两相中的交界面的张力（上式动量方程式中的连续表面力项），将由 Brackbill 等[16]所建立的连续表面力模型（CSF）装入动量方程式中。如果一个控制单元内只有气液两相作用，则其表达式如下[17]：

$$\vec{F}_{CSF} = \sigma \frac{\rho k \nabla \alpha}{\frac{1}{2}(\rho_l + \rho_v)} \tag{6}$$

上式中 σ 表示表面张力的系数，单位为 N/m；k 表示表面的曲率，单位为 1/m。

固体域能量方程：

$$\frac{\partial(\rho_s E_s)}{\partial t} = \nabla \cdot (k_s \nabla T_s) \tag{7}$$

对于蒸发冷凝的相变过程，如何能对气体相和液体相的质量和能量迁移过程进行合理准确的描述是十分重要的。具体蒸发冷凝相变过程中气液两相流体的能量和质量源项表达式见表 1 和 2：

表 1 相变过程的能量源项

相变过程	源项	
蒸发过程	$S_{E_1} = -\beta_1 \alpha_l \rho_l \left\lvert \frac{T_{mix} - T_{sat}}{T_{sat}} \right\rvert \Delta H$	(8)
冷凝过程	$S_{E_2} = \beta_2 \alpha_v \rho_v \left\lvert \frac{T_{mix} - T_{sat}}{T_{sat}} \right\rvert \Delta H$	(9)

表 2 相变过程的质量源项

相变过程	源项	
蒸发过程	$T_{mix} > T_{sat}$	
液相	$S_{m_{l1}} = -\beta_l \alpha_l \rho_l \left\lvert \frac{T_{mix} - T_{sat}}{T_{sat}} \right\rvert$	(10)
气相	$S_{m_{v1}} = \beta_l \alpha_l \rho_l \left\lvert \frac{T_{mix} - T_{sat}}{T_{sat}} \right\rvert$	(11)
冷凝过程	$T_{mix} < T_{sat}$	
液相	$S_{m_{l2}} = \beta_2 \alpha_v \rho_v \left\lvert \frac{T_{mix} - T_{sat}}{T_{sat}} \right\rvert$	(12)
气相	$S_{m_{v2}} = -\beta_2 \alpha_v \rho_v \left\lvert \frac{T_{mix} - T_{sat}}{T_{sat}} \right\rvert$	(13)

β_1 和 β_2 分别蒸发时间松弛参数和冷凝时间松弛系数，单位为 1/s；β 的值对所有的相变过程都是不一样的，它必须根据计算网格、几何形状和操作条件进行调整[18-20]。本研究模拟的是饱和沸腾，β 的值应尽可能小。因此，本文 β 的取值为 0.1。T_{sat} 代表了饱和温度，T_{mix} 代表了混合相温度，单位均为 K。

2.2 边界条件及求解方法

为模拟钠热管传入的热量，在蒸发段外壁面处施加恒定的热流。给定 100W 的加热功率，计算出的热通量为 17606 W/m^2。热管内壁面采用耦合边界条件。热管的绝热段、顶部和底部没有加热或冷却效果，定义为零热通量。对冷凝段施加-11737 W/m^2 的热通量来模拟从该区域转移的热量，以维持管内的热平衡。热管内液体的初始温度应略高于沸点的温度从而缩短计算时间，设定初始化温度为 329K。此外，饱和温度和工作压力分别设置为 329.225K 和 101,325 Pa。

设置时间步长为 0.0005 秒的瞬态解决方案来模拟热管中的两相流。速度与压力耦合关系采用 SIMPLE 算法处理。为了加快计算收敛的速度，同时减少内存的占用和 CPU 运行时间，动量方程使用二阶迎风格式，能量方程使用一阶迎风格式。采用 Geo-Reconstruct 离散格式和 PRESTO 离散化来分别确定体积分数和压力。为了获取更加精确的计算结果，设置连续性方程和动量方程的残差收敛标准为 10^{-4}，能量方程的残差收敛标准为 10^{-6}。

2.3 网格无关性及模型验证

本文采取分区域划分的方法对热管的物理模型进行网格划分。如图 2 所示，用来进行网格无关性验证的网格数量分别为 31541、42713、51096 以及 65420。从点线图的趋势可以看出，随着网格数量的增加，热管外壁面的平均温度计算值变化逐渐稳定。使用 42713 个网格数的计算结果与 51096 和 65420 个网格数的计算结果的误差都在 1%以内。因此，本文选择 42713 作为网格数量，既保证了模拟的精确度，又节约了大量的计算时间。

图 3 表示，在输入功率为 100W，充液率为 28.6%（液体充满整个蒸发段）的工况下，沿着热管轴向距离的数值模拟结果和参考文献实验结果[21]的外壁温分布情况。从图中可知，模拟与实验结果的外壁温变化趋势基本一致。模拟所得的平均温度数据和实验所测得的外壁面壁平均温度数据计算相对误差，可得到在蒸发段的相对误差为 2.7%、在绝热段的相对误差为 2.4%、在冷凝段的相对误差为 0.55%（见表 3）。上述结果验证了数值模型的准确性。

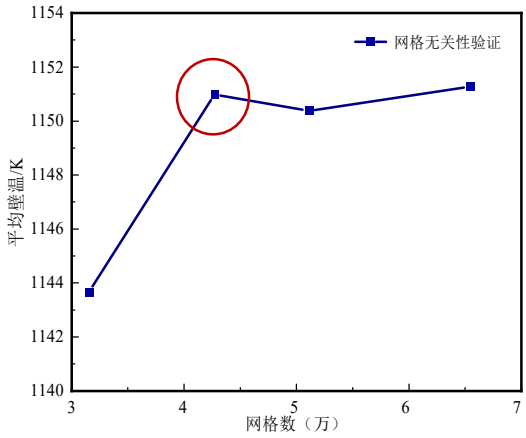


图 2 网格数对热管壁面平均温度的影响

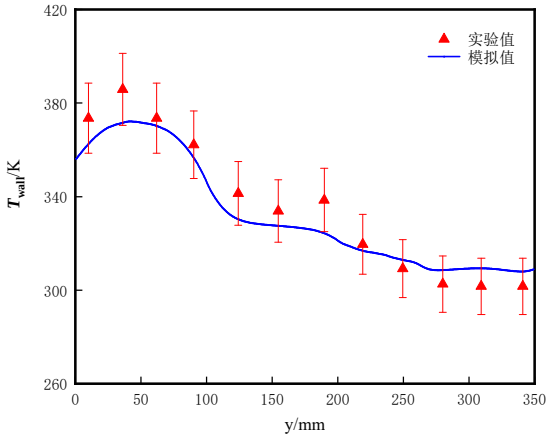


图 3 热管外壁面实验和模拟的温度分布图

表 3 管壁平均温度的实测值与模拟值

区域	实验值/K	模拟值/K	R/%
蒸发段	374.6	364.5	2.7
绝热段	338.9	330.7	2.4
冷凝段	309.5	311.2	0.55

3 结果与讨论

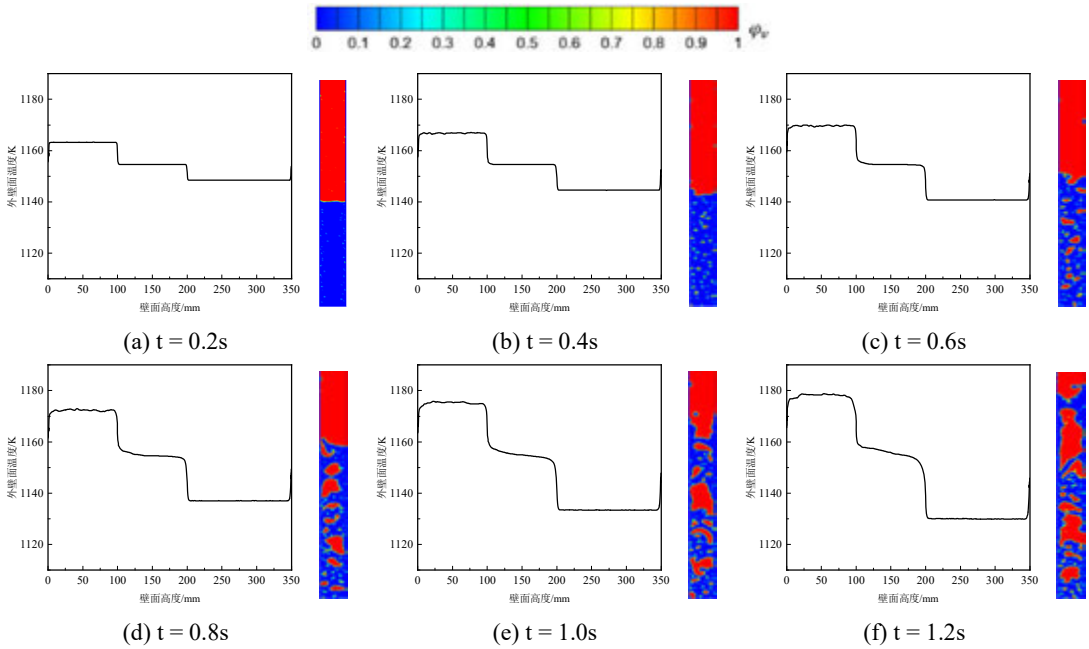
本文将研究以碱金属钠单质为工质的高温热管的蒸发冷凝相变机理。并探究蒸发段润湿性对高温钠热管传热性能的影响。金属钠单质的沸点温度为 1154.8K，表 4 列出了金属单质钠在饱和温度下气相和液相的密度、比热、导热系数、汽化潜热和粘度值。

表 4 单质钠的热物性参数

状态	沸点/K	密度 /(kg/m^3)	比热 /[kJ/kg·k]	导热系数 /[w/(m·k)]	汽化潜热 /(kJ/kg)	粘度 /10^{-4}(N· s/m^2)
液态	1154.8	754.2	1.27	51.96	3925	1.645
气态	/	0.296	0.2508	0.0522		0.2577

3.1 高温钠热管的沸腾机理研究

为了对高温钠热管蒸发过程的机理进行研究，如下记录了高温钠热管在运行期间不同时刻的不同状态。图 4 表示钠热管蒸发段、绝热段和冷凝段在不同时刻的外壁面分布图和相对应时刻的相体积分数云图，图 5 表示不同时刻高温钠热管的温度分布云图，通过观察下图随时间的变化分析在该工况下工作流体的沸腾机理。液相用蓝色表示（此时气相体积分数为 0），气相用红色表示（此时气相的体积分数为 1）。



(a) t = 0.2s (b) t = 0.4s (c) t = 0.6s

(d) t = 0.8s (e) t = 1.0s (f) t = 1.2s

图 4 钠热管不同时刻下的外壁面温度分布图及两相体积分数云图

在 t = 0.02s 的时间点，对热管蒸发段进行观察可得，外壁面不断输入的热量使得液池内的工作流体温度逐渐增加，此时位于蒸发段内壁面附近的液膜的温度超过了饱和温度，导致汽化区域内壁面开始产生沸腾并形成微小气泡。由于启动时间较短，内壁面产生的气泡数量较少，未能诱发蒸发段外壁面温度的振荡，此时温度的变动较为稳定，三段温度曲线可被近似视作一条直线。随着时间推进至 t = 0.4~0.6s，附着在内壁面的气泡体积持续扩大至与表面分离，随后在液槽内自由移动，形成泡状流。持续的沸腾过程推动蒸发段外壁面的温度呈现逐渐上升的趋势。此时，高温钠热管内部液槽的温度发生变化，黄色的温度区域开始向热管中部扩展，接近内壁面的黄色则逐渐加深。当时间推进至 t = 0.8~1.0s，汽化区域的气泡逐渐汇聚并增大，借助浮力上升形成弹状流，气泡此时上升至绝热段。沿热管轴向方向的外壁面分布图显示，随着时间的推进，沸腾过程加剧，并加速了气泡的生成。越来越多的气泡从蒸发段内壁面脱离，由于气泡的温度高于周围液体，从而使得蒸发段外壁面的温度出现显著的振荡。至 t = 1.0~1.2s，温度的持续升高使得气泡运动愈发剧烈，汽化区域液池中出现了泡状

流、块状流和弹状流三种状态。此时，热管内部的颜色变化不再显著，传热过程达到稳定，热管内部的温度分布实现了均衡。

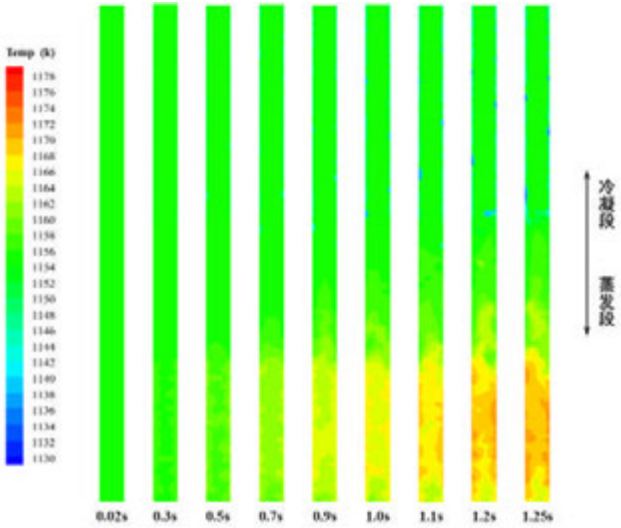


图 5 不同时刻高温钠热管的温度分布云图

3.2 高温钠热管的冷凝机理研究

为了对碱金属钠单质热管蒸发过程的机理进行研究，图 6 记录了高温钠热管在工作期间的某一时刻的速度矢量图和温度云图，并对该时刻的相体积分数图进行分析讨论。

图 6(a)呈现了冷凝段内流体的速度矢量及温度云图，图 6(b)则揭示了冷凝段内流体的相体积分数图。在图 6(a)中，箭头方向指示气液混相的流向。如图所示，形成的饱和蒸汽从蒸发段通过绝热段沿热管中心向上运动，且靠近中心区域的流动方向较为规律；相较之下，近左右两侧区域的箭头则向内壁面倾斜，且箭头的偏转角度随着接近冷凝段内壁面而增大，此现象反映出在温差驱动下，两侧的饱和蒸汽趋向冷凝段内壁面流动。图 6(a)的温度云图粗略地分为两个颜色区域，中心的绿色区域温度较高，靠壁面的蓝色区域则温度较低。当钠蒸汽接触到低于饱和温度的内壁表面时，将会发生冷凝并释放热量，形成珠状液滴。基于图 6(b)，可以观察到，由冷凝作用形成的液珠受重力作用通过绝热段回流至蒸发段。近内壁面的液珠在上部尺寸较小，随液体向下流动逐渐增大。靠近热管中心的钠蒸汽持续上升，与顶部壁面相遇，顶部内壁面因设定绝热边界条件，其温度高于两侧。由气液两相体积分布云图可见，顶端并未观察到冷凝现象。

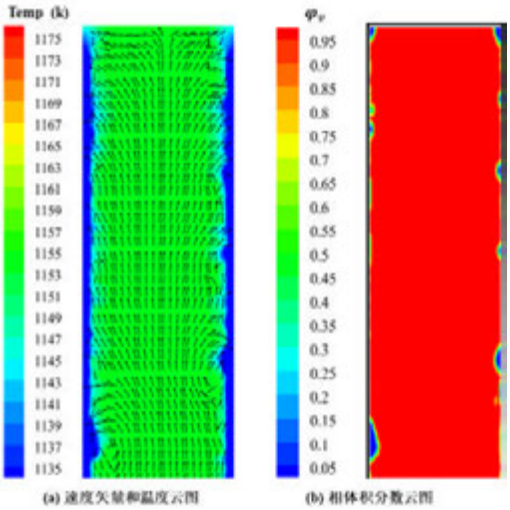


图 6 冷凝段速度矢量、温度和相体积分数云图

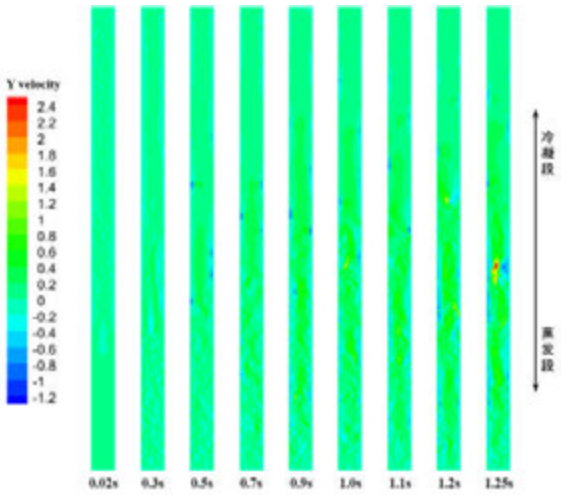


图 7 不同时刻钠热管的轴向速度分布图

图 7 呈现了在 0.02-1.25s 间高温钠热管轴向速度的分布情况。蓝色区域代表速度沿着 y 轴的负方向移动，且颜色越深，说明该位置的钠热管中涡流的速度越快。从图中我们可以观察到，钠热管内部大多数的涡流移动现象发生在冷凝段的内壁面，其次是绝热段的内壁面。该图还显示，绝热段出现了热管内部轴向速度的最大值，这表明在这个位置，蒸汽与液体发生了剧烈的混合行为。

3.3 蒸发段润湿性对传热性能的影响

重力热管的整体传热性能由整体热阻来体现，总输入热量 Q 正比于传热温差，反比于整体热阻，具体表达式如下[22]：

$$Q = \frac{\Delta T}{R} \tag{14}$$

因此，使用以下公式来计算重力热管的总热阻：

$$R_{CFD} = \frac{T_{eav,CFD} - T_{cav,CFD}}{Q_{in}} \tag{15}$$

式中：R_{CFD} 表示热管的整体热阻，单位为 K/W；$T_{eav,CFD}$ 为蒸发段外壁温的计算平均值，单位为 K；$T_{cav,CFD}$ 为冷凝段外壁温的计算平均值，单位为 K；Q_{in} 为总输入功率，单位为 W。

通过运用 VOF 体积追踪方法在相转换区域网格单元中施加接触角壁面边界条件。图 8 展示了在输入功率为 1000W、液体体积占比为 28.6%，并且在蒸发段内壁面设定了不同接触角的条件下，高温钠热管沿轴向的外壁面温度分布特性。当内壁面的接触角设定为 45° 时，其呈现出亲水性表面的特性；反之，当接触角设定为 135° 时，其表现出疏水性表面的特性。从图 8 可以清晰地看出，亲水性蒸发段的平均温差最小，且外壁区的温度变化较为稳定，而在疏水性蒸发段，平均温差最大且外壁区的温度变化较为剧烈。由亲水性表面的亲水疏气特性，使得气泡能够容易地从蒸发段内表面分离；而在疏水性表面，由于其疏水亲气特性，蒸发段的内壁面会附着大量的气泡。这些气泡的温度高于周围的饱和液体温度，因此导致了蒸发段壁面温度的提升，进而在一定程度上加剧了外壁面的温度波动。

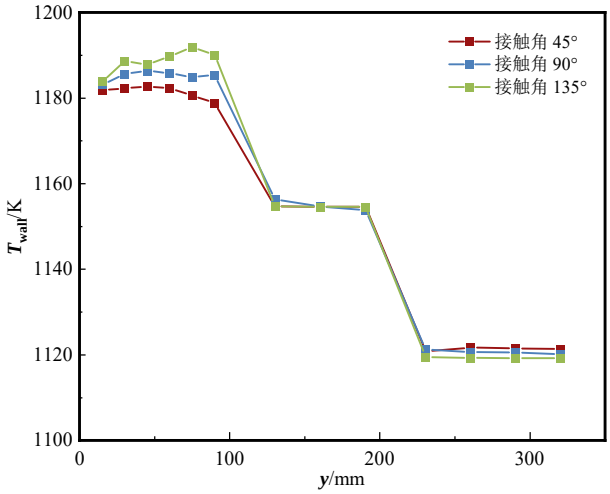


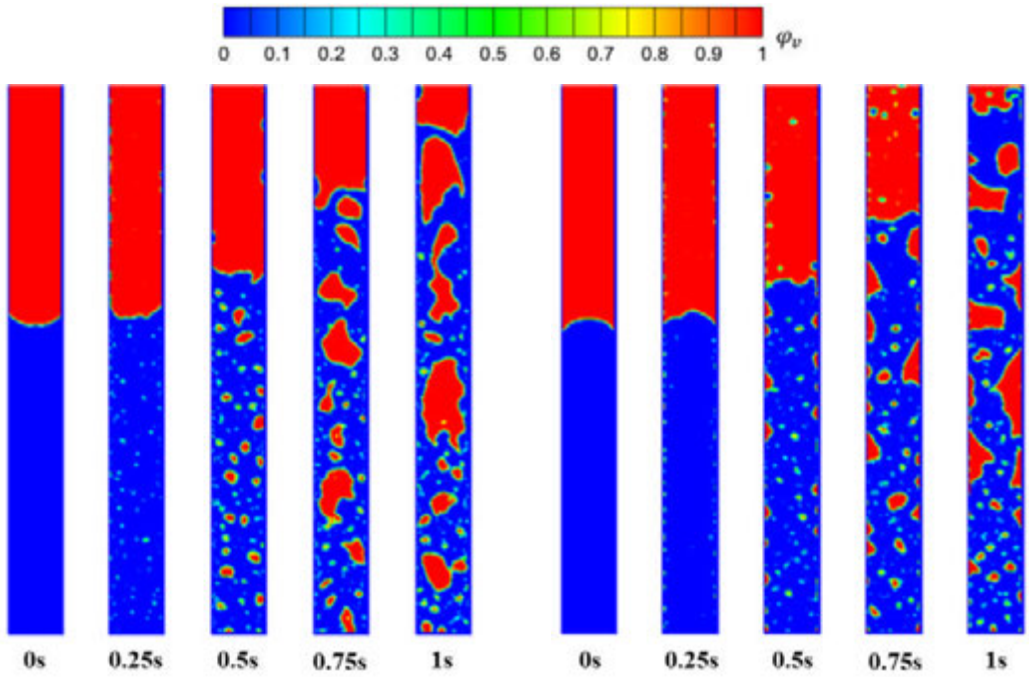
图 8 带有不同润湿性表面的高温钠热管外壁面温度分布

表 3-2 给出了不同润湿性蒸发段高温钠热管的总热阻。从表 5 可以得出，当蒸发段为亲水性内壁面时，金属钠重力热管的整体热阻最小，为 0.045K/W；当蒸发段为疏水性内壁面时，金属钠重力热管的整体热阻最大，为 0.062K/W

表 5 不同壁面接触角下钠热管的总热阻

壁面接触角/°	蒸发段/K	冷凝段/K	热阻/K/W
45	1175.24	1128.87	0.045
90	1181.47	1126.56	0.055
135	1184.27	1122.19	0.062

图 9 描述了高温钠热管蒸发段中气-液两相体积分数的分布云图。如图 9(a)中可见，对于亲水性表面，微小的气泡不断从蒸发段内壁面脱离，并依赖于浮力效应向上运动。在沸腾过程中，由于亲水性表面能够促进气泡快速从表面分离，因此，气泡在脱离时的直径减小，这在一定程度上增强了传热过程。这一现象印证了当蒸发段内壁面的接触角度为锐角时，能够提高蒸发冷凝相变的热性能。相反的情况在图 9(b)中可见，对于疏水性表面，气泡从表面分离变得更加困难，这在一定程度上降低了气泡从内壁面脱离的速度。未能从内壁面脱离的气泡会沿着内壁面向上流动，并在上升过程中会聚集更多新生成的小气泡，因此，气泡的直径逐渐增大，导致热管内部红色区域的面积逐步扩大。此时，当蒸发段内壁面的接触角度为钝角时，热管的传热性能表现出下降趋势。



(a) 亲水性壁面　　(b) 疏水性壁面

图 9 带有亲水性和疏水性表面钠热管的气液两相体积分数分布图

4 结　论

本文建立了考虑壁面接触角的 VOF 相变模型，对高温钠热管内部蒸发冷凝的相变机理进行了数值研究，并通过整体热阻和外壁面温度分布来表征不同润湿性蒸发段的热管传热特性。具体结论如下：

(1) 在热管运行阶段，热量通过外壁面输入，引发内部汽化区的温度持续攀升，微小的气泡从受热壁面逐渐形成并脱离。随着这些气泡的持续上浮，伴随着聚合和破裂过程，热管内部会同时出现泡状流、弹状流和块状流三种气泡形态。在绝热段与蒸发段及冷凝段的交界区，蒸汽和液体发生剧烈混合，而冷凝后的液体迅速回流，导致这两个区段的温度发生突变。

(2) 当热管表现为疏水性蒸发壁面时，蒸发段汽化区域的内表面会粘附大量难以脱落的气泡，这些附着在内壁面的气泡直径较大，从而导致热阻的增大并恶化了传热效果。

(3) 在热管表现为亲水性蒸发壁面时，当气泡生长到一定体积后，能够轻易地从表面分离，其脱离速度较快且分离后的气泡直径较小，这种现象有利于强化传热过程。相比于疏水性壁面，亲水性壁面的热阻减小了 37.8%。

参考文献

[1] Kulstad E, Metzger A K, Courtney D M, et al. Induction, maintenance, and reversal of therapeutic hypothermia with an esophageal heat transfer device. Resuscitation, 2013, 84(11):1619-1624.

[2] LARKIN B S, Johnston G H. An experimental field study of the use of a two-phase thermosyphons for the preservation of permafrost, Congress Engineering, 1973.

[3] Guo Y, Su Z, Li Z, et al. The Super Thermal Conductivity Model for High-Temperature Heat Pipe Applied to Heat Pipe Cooled Reactor. Frontiers in Energy Research, 2022, 10: 18.

[4] Matthews G F, Nygren R E, Morgan T W, et al. Testing of a high temperature radiatively cooled Li/Ta heat pipe in Magnum-PSI. Fusion Engineering and Design, 2019, 146: 482-485.

[5] Chen S, Han H, Shi J, et al. Applications of sodium/GH4099 heat pipes for nose cap cooling. Microgravity Science and Technology, 2019, 31: 417-424.

[6] Ai B, Chen S, Yu J, et al. Fabrication of lithium/C-103 alloy heat pipes for sharp leading edge cooling. Heat and Mass Transfer, 2018, 54: 1359-1366.

[7] Noie S H. Heat transfer characteristics of a two-phase closed thermosyphon. Applied Thermal Engineering, 2005, 25(4):495-506.

[8] Zhao Wei-Lin, Zhuang Jun, Zhang Hong. Experimental study on the performance of sodium heat pipe. Chemical Equipment Technology, 2004(01):25-27.

[9] LEE B I, LEE S H. Manufacturing and temperature measurements of a sodium heat pipe. Journal of Mechanical Science and Technology, 2001, 15(11):1533-1540.

[10] Zhan Hong-ren, Li Chun-xiao, Wang Li-peng, et al. Simulation of boiling condensation process inside gravity heat pipe based on VOF model. Metallurgical Energy, 2016, 35(1):30-36.

[11] Wang Xiao-yuan, Zhu Yu-zhao, Chen Hai, Wang Yin-feng, Fan Hong-tu. CFD simulation of phase change heat transfer behavior in thermal siphons. Journal of Central South University (Natural Science Edition), 2017, 48(05):1391-1397.

[12] Z. Xu, Y. Zhang, B. Li, J. Huang, Modeling the phase change process for a two-phase closed thermosyphon by considering transient mass transfer time relaxation parameter, Int. J. Heat Mass Transf. 101 (2016) 614–619.

[13] D. Zhang, H. Tao, M. Wang, Z. Sun, C. Jiang, Numerical simulation investigation on thermal performance of heat pipe flat-plate solar collector, Appl. Therm. Eng. 118 (2017) 113–126.

[14] Hirt C W, Nichols B D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries[J]. Journal of Computational Physics, 1981, 39(1):201-225.

[15] ANSYS FLUENT, Theory Guide (Release 13.0). Multiphase Flows, ANSYS, Inc. November 2010, 17(1):455-568.

[16] Brackbill J U, Kothe D B, Zemach C. A continuum method for modeling surface tension [M]. Academic Press Professional, Inc. 1992.

[17] Schepper S C K D, Heynderickx G J, Marin G B. Modeling the evaporation of a hydrocarbon feedstock in the convection section of a steam cracker[J]. Computers and Chemical Engineering, 2009, 33(1):122-132.

[18] Bahreini M, Ramiar A, Ranjbar A A. Numerical simulation of bubble behavior in subcooled flow boiling under velocity and temperature gradient. Nuclear Engineering and Design, 2015, 293: 238-248.

[19] Hasanpour B, Irandoost M S, Hassani M, et al. Numerical investigation of saturated upward flow boiling of water in a vertical tube using VOF model: effect of different boundary conditions. Heat and Mass Transfer, 2018, 54: 1925-1936.

[20] Lee J, O'Neill L E, Mudawar I. 3D computational investigation and experimental validation of effect of shear-lift on two-phase flow and heat transfer characteristics of highly subcooled flow boiling in vertical up flow.

International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 150: 119291.

[21] Solomon A B, Mathew A, Ramachandran K, et al. Thermal performance of anodized two phase closed thermosyphon (TPCT). Experimental thermal and fluid science, 2013, 48: 49-57.

[22] QING Qian, ZHANG Deng-chun, CHEN Da-wei, Li Kong qing. Numerical simulation of phase change heat transfer process inside a gravity heat pipe. Mining Engineering Research, 2019, 34(04): 57-64.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233202

超声场和磁场耦合作用下混合纳米增强相变材料的传热储热实验研究

李和鑫，江秋怡，庄依杰*

广东工业大学环境科学与工程学院，广州，510006

Tel: 15820238837, Email: zyj7933@gdut.edu.cn

摘要：本文通过红外热像仪与 EDS 测试研究了超声场与磁场耦合作用下对磁性与非磁性混合纳米增强相变材料性能的影响。结果表明：超声场空化效应与声流效应可强化传热过程，且随着超声功率的增加，效果越明显，功率为 48w 时，熔化时间减少 74%，储热效率提升 1.91 倍；磁场促进混合纳米增强相变材料前、中期的熔化，但抑制固相收缩阶段的进行；16w 超声场与磁场同时作用会较大影响传热机制，与仅施加 16w 超声场相比传热性能变化较小，其熔化时间减少 52%，储热效率提升 1.72 倍。

关键词：超声场耦合磁场；混合纳米增强相变材料；传热储热性能；空化效应；磁场效应

0 前言

近年来，受双碳政策、地缘政治等因素影响，全球能源供需严重失衡 [1]。在二十大报告中，习总书记指出要积极推动能源改革，推进“双碳”目标。其中，潜热储存系统（LHTES）拥有突出的储能优势，在太阳能储热、建筑节能、余热回收等领域有广泛的应用 [2]。但相变材料（PCM）作为 LHTES 系统的主要载体，其低导热性一定程度上限制了传热储热性能。目前，为实现强化传热主要是通过被动添加纳米颗粒、多孔介质等以形成复合相变材料，或主动施加外物理场来调控传热储热过程，如磁场、超声场等 [3]。

随着纳米材料技术的发展，将具有高导热性的非磁性纳米颗粒与具有外场响应的磁性纳米颗粒均匀混合在相变材料中形成具有更好热稳定性与传热分布的混合纳米相变材料 （HNEPCM），为改善相变传热储热性能提供有效的途径 [4]。P. Kalbande 等人[5]实验分析了 CuO-MWCNT 混合相变体系对热能储存应用的适用性。他们发现，与纯石蜡相比，HNEPCM 的导热系数提高 6.125%，并且熔化时间减少 66.6%。此外，外场协助相变过程作为一个研究热点，它避免了复杂的结构设计，又提高了储热系统的灵活性。Wang 等人[6]实验研究了在光场和磁场作用下动态调整纳米颗粒分布对熔化过程的影响。他们发现，该策略将熔化速率提高 270%以上，并使储热量提高两倍。Cui 等人[7]探索了超声场强化相变传热过程。他们发现，超声场声流效应和空化效应可以有效提高储热速率。

目前，大多数研究仅针对于单一物理场进行研究，对多物理场的研究还相对较少。因此，本文探讨了超声场和磁场对磁性和非磁性混合纳米增强相变材料的相变传热机制的影响。本文的研究结果对太阳能、建筑节能中热传输与能量储存有一定的参考意义。

基金项目：青年科学基金项目, 52006039, 复杂多孔介质限域纳米复合 PCM 相变传热的非牛顿效应及系统优化研究

1 实验系统与方法

1.1 实验系统

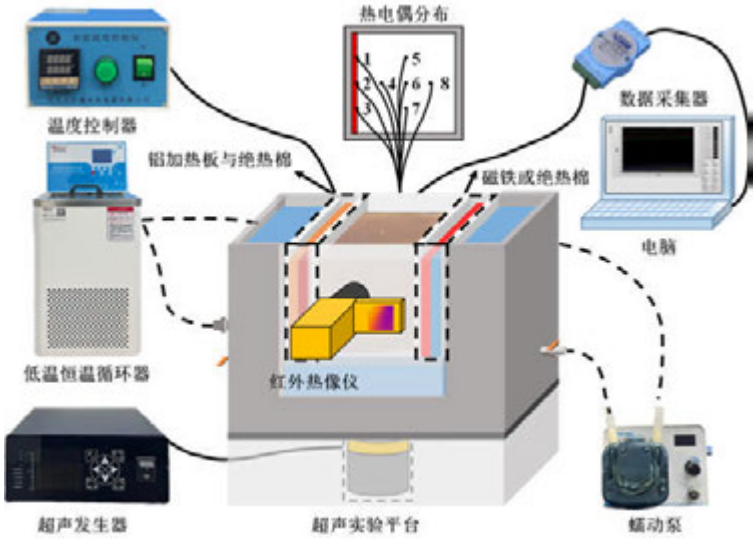


图 1 实验装置示意图。

图 1 显示了在本研究中所用的多物理场强化相变储热装置的示意图，其中包括 LHTES 装置、换能器、超声发生器、蠕动泵、低温恒温循环器、温度控制器、铝加热板、红外热像仪、电脑、数据采集模块和钕铁硼磁铁。LHTES 系统由透明丙烯酸玻璃制成（热导率为 0.2W/m），其容器内部尺寸为长 40mm×宽 40mm×高 40mm。此外，LHTES 系统与外部尺寸 183mm×96mm×51mm 的不锈钢水箱连接，并在水箱底部贴有一个 50w 40kHZ 换能器，换能器连接用于控制超声功率的超声发生器。铝加热板放置在 LHTES 装置左侧外壁以施加恒定热源，连接温度控制器设定 70℃加热温度。为了防止超声发热使水温过高，在不锈钢水箱进出水口处连接低温恒温循环器（设定冷却温度为 24℃），利用蠕动泵使进出水口流量保持相同。为了最大限度地减少热量损失，在所有的实验中，隔热珍珠棉（EPE）（30 毫米厚）覆盖了腔体的前、后与顶面。每隔 10 分钟拍照时，前面的保温层被暂时移除。在多物理外场工况下，钕铁硼磁铁放置于 LHTES 系统右侧以施加非均匀磁场，其余不加磁铁工况则使用保温棉。此外，图 1 显示了实验中热电偶的分布，8 个 T 型热电偶（TC，精度±0.2℃）被固定在丙烯酸玻璃腔体内壁面的预定位置，通过 LABVIEW 实时测量温度分布，每 0.1s 反馈到电脑记录。其中，TC1-TC3 监测铝加热板附近的内壁温度，TC4-TC8 检测 HNEPCM 区域温度。

1.2 混合纳米增强相变材料的制备

在本研究中，所用混合纳米增强相变材料是由平均粒径为 30nm 的 Al_2O_3 纳米颗粒、20nm 的 Fe_3O_4 纳米颗粒和熔化温度为 38.2℃的石蜡组成的。首先，按比例将固体石蜡放在烧杯中加热至完全熔化。之后，将一定量的乙酰丙酮滴入液体 PW 中，在 85℃加热板上机械搅拌 15 分钟。然后，将纳米颗粒倒入继续机械搅拌 15 分钟。随后，将混合物在 45℃水浴下超声振荡 2 小时，使纳米颗粒与石蜡混合得更加均匀。值得注意的是，我们

通过实验研究发现浓度为 1wt%，氧化铝与氧化铁纳米颗粒混合比为 1:1 的 HNEPCM 有较好的储热传热性能，其导热率可改善 16.6%，但潜热仅减少 1.9%，因此，本文选择了 1wt%与混合比 1:1 的 HNEPCM 进行对比研究 [8]。本研究中所用材料的热物性如表 1 所示。

表 1 混合纳米增强相变材料的热物性参数

热物性参数	石蜡	1wt% HNEPCM
密度 （kg/m^3）	810	816
比热容 （$J/(kg\cdot K)$）	2100	2084
潜热 （kJ/kg）	206	202
热导率 （$W/(m\cdot K)$）	0.18	0.21
熔化温度（℃）	38.2	37.8

1.3 性能评估指标

本研究通过对实验过程中获取的温度数据计算出平均温度响应速率（$\overline{RR}$），储热量（Q），储热效率（φ_{TES}）和局部努塞尔数（Nu）来进一步评估外物理场影响下 LHTES 单元的传热储热性能。

为了说明不同强化方式对熔化速率的影响，我们还计算了积分-平均温度响应速率（$\overline{RR}$）[9]，其表示为：

$$\overline{RR} = \frac{T_{complete} - T_{initial}}{t}, \tag{1}$$

其中，$T_{complete}$为热电偶完全熔化时的温度，$T_{initial}$为热电偶初始的温度，t为完全熔化时间。

LHTES 系统的储热量主要包括 HNEPCM 的显热和潜热。此外，还计算了储能效率，以便进一步综合评价储热系统性能。其具体表达方式如下 [7,10]：

$$Q = c_{p,l} \cdot m_{HNEPCM} \cdot \Delta T + m_{HNEPCM} \cdot L, \tag{2}$$

$$\varphi_{TES} = \frac{Q}{(P_{heater} + P_{utrasound}) \times t}, \tag{3}$$

其中$c_{p,l}$，m_{HNEPCM}，ΔT和L，P_{heater}，$P_{ultrasound}$和t分别为液体 HNEPCM 的比热容、HNEPCM 初始平均温度与完全熔化时平均温度的温差、HNEPCM 的潜热、加热器功率（加热温度恒定为 70℃，功率为 50W）、超声换能器功率和完全熔化时间。

加热壁处局部努塞尔数由以下公式计算[11]：

$$\dot{q} = k_{wall}\frac{dT}{dr} = k_{wall}\frac{T_{heater} - T_{wall}}{r_{wall}}, \tag{4}$$

$$Nu = \frac{H}{k_f}\left(\frac{\dot{q}}{T_{heater} - T_{melting}}\right), \tag{5}$$

其中，$\dot{q}$、k_{wall}、k_f、r_{wall}、H、T_{heater}、T_{wall}和$T_{melting}$分别为局部热通量、左侧丙烯酸玻璃壁的导热系数、HNEPCM 的导热系数、PCM 的填充高度、外部铝加热器的温度、靠近加热壁内壁的温度和 PCM 的熔点温度。

2 结果与讨论

本研究从实验方面入手，针对超声场与磁场耦合作用下磁性与非磁性混合纳米增强相变材料的传热储热特性进行分析。通过对比熔化界面的演变、温度随时间的分布、温度响应速率、储热量和局部努塞尔数的变化来评估超声场对相变传热特性的影响。

2.1 多物理场影响下 HNEPCM 熔化界面的演变

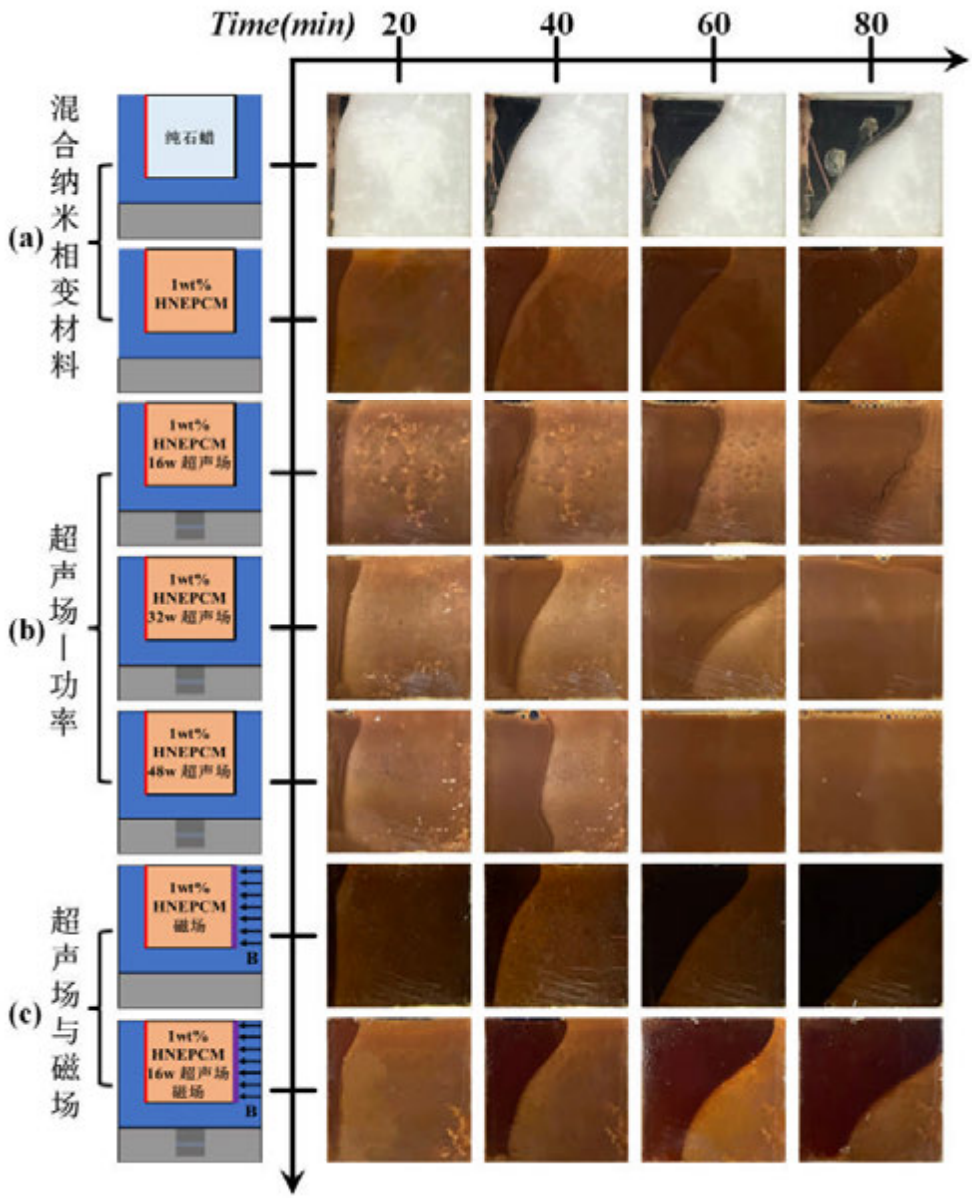


图 2 熔化界面的演变：（a）纯石蜡与 HNEPCM，（b）HNEPCM 与不同超声功率（16w，32w，48w），（c）仅施加磁场与同时施加磁场与超声场。

从图 2（a）可知，在熔化初始阶段（0-20 分钟），热传导起主导作用，使得熔化界面平行于加热壁推进，顶部相变材料与空气间的对流换热加速顶部的熔化。对于混合阶

段（20-40 分钟），顶部熔化界面在不断发展的对流作用下逐渐弯曲，底部熔化界面受到热传导作用垂直推进。在对流阶段（40-80 分钟），熔化界面在对流作用下变得更加弯曲。在固相收缩阶段（80 分钟-完全熔化），熔化界面到达右壁，熔化速率逐渐减慢，形成一个四分之一圆向内收缩。纳米颗粒的加入有效改善了导热率，促进熔化界面的推进 [12]。

从图 2（b）可知，超声场的加入完全干扰了相变界面的推进，破坏了原有的液相 HNEPCM 流动机制，增加了底部液态 HNEPCM 的流动速度，促进流体间的运动与扩散，体现超声场声流效应的影响。此外，超声场使底部 HNEPCM 形成了纳米颗粒环流促进在底部热运动，并且随着超声功率的增加效果更明显。由于超声波在液相 HNEPCM 传播过程中会产生密度、压强、温度等参数的变化，从而使液相相变材料产生空腔形成空化气泡。而空化气泡在受到一定压力下会破裂，释放出热量与压力，扰动流动传热过程，进一步促进冷热流体的混合。另一方面，超声空化气泡使纳米颗粒混合更均匀，能够达到重复循环的效果。当超声空化气泡产生或流动至相变界面处，气泡破裂带来的高温和高压会产生气蚀现象进一步促进相变界面的推进。总之，可以得出随着超声功率的增加，超声效应越明显，熔化速率越快。

从图 2（c）可知，非均匀磁场作用于液相 HNEPCM 时，磁性纳米颗粒沿着磁场梯度向熔化前沿移动，形成一个纳米颗粒导热层将促进熔化界面的推进，而非磁性纳米颗粒存在于液相中继续强化液相导热性能，该策略既减少了液相区非牛顿效应的影响，又强化相变传热过程效率。值得注意的是，在固相收缩阶段，由于导热层的存在不足以抵消相变界面处流动性较低与收缩区的低导热性的缺陷使得熔化在后期逐渐减慢，甚至慢于纯石蜡工况。这也揭示了非均匀磁场在前期与中期起到一定强化作用，在后期有抑制作用，为可控性优化提供一定参考。当同时施加超声场与磁场时，磁性纳米颗粒吸附在相变界面处，促进熔化界面的推进，并减少液相 HNEPCM 的非牛顿效应，强化声流效应。但同样也会抑制相变界面处空化气泡的产生，从而削弱超声空化效应作用。与仅施加磁场不同的是超声场的存在对后期的强化效果也存在的。但总体来说同时施加底部超声场与磁场主要改变了传热机制的影响，对传热储热性能的强化不明显。

2.2 多物理场影响下温度分布与温度均匀性分析

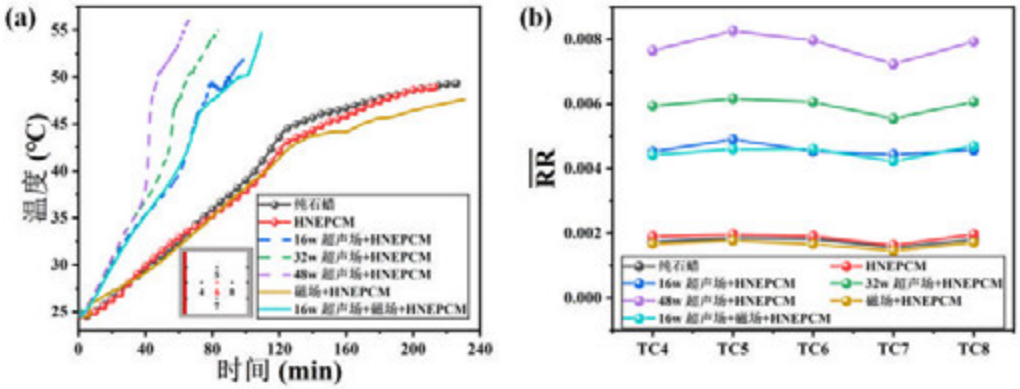


图 3 （a）TC6 的瞬态温度分布，（b）平均温度响应速率。

图 3a 展示了熔化中期经过区域（TC6）的温度分布。对于纯石蜡与 HNEPCM 工况，由于固相 PCM 与加热壁之间的初始温差，使传热过程以吸收显热方式进行，但可以发现相变材料的低导热系数需较长时间达到熔点。随着液相分数的增加，对流作用使得温度上升趋势增加，但达到一定温度后，由于 PCM 具有较高的潜热，温度变化趋势逐渐趋于稳定。纳米颗粒的添加降低了熔点，使该过程提前发生。而超声场产生的空化效应与声流效应极大加快了前期的熔化。当到达熔点后，超声场使得温度几乎垂直上升，且超声功率与温升速率呈正比关系。对于仅添加非均匀磁场工况，磁场反而对监控点温度有负面影响。而同时施加超声场与磁场时，在 70min 前几乎与仅施加超声场的重合，这也说明超声对温度的作用在前期较大，磁场在后期同样会显示出一定抑制作用。

为了对比多物理场影响下温度场的均匀性，图 3b 描述了不同 HNEPCM 区域温度测点在完全熔化时间内的温度响应速率。$\overline{RR}$是对于固定测点的温度响应速率，它表征了该点处的传热速率。$\overline{RR}$越大，该点传热速度越快。从图中可以看出，纯石蜡整体温度响应速率较低，添加纳米颗粒会微弱改善温度响应速率。而仅添加磁场会抵消纳米颗粒的作用，降低温度响应速率。随着超声场的加入，温度响应速率大幅增加，且超声场功率与温度响应速率呈正比变化。而同时施加超声场与磁场时，其 TC4，TC6，TC8 温度响应速率几乎与仅施加磁场重合，这也说明磁场对水平方向温度影响较小。此外，还可看出在垂直方向上，自然对流作用的影响，温度响应速率从上到下逐渐减小。随着超声功率的增加，上下温差逐渐增大，温度响应速率变化更明显；而在水平方向上，由于传导机制的影响，温度响应速率基本相同。这也说明超声场对对流传热影响较大。

2.3 多物理场影响下传热储热性能分析

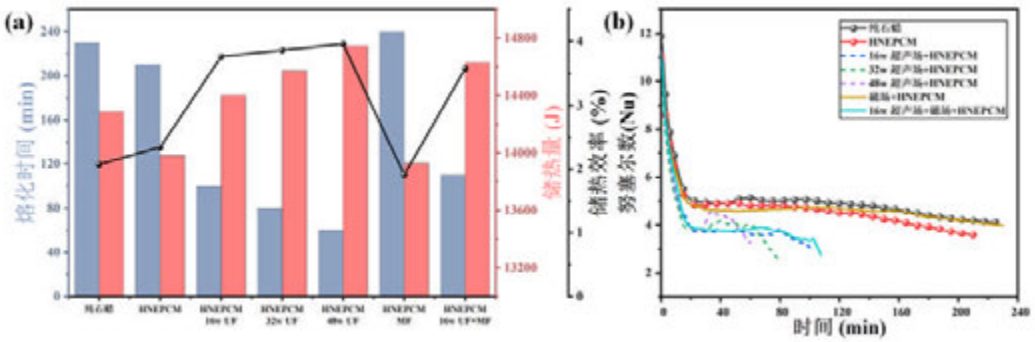


图 4 多外物理场影响下（a）熔化时间、储热量、储热效率，（b）努塞尔数的变化。

从图 4a 中可以看出由于纯石蜡低导热性，熔化时间较长，纳米颗粒的加入有效改善导热性，减少熔化时间，改善储热效率，但由于添加纳米颗粒对潜热的损失导致储热量减少。超声场大幅减少熔化时间，增加储热量与储热效率，且变化趋势与超声功率呈正比。磁场虽能促进前期和中期的熔化，但固相收缩阶段的抑制作用较大，熔化时间最长，从图 3a 温度图中可以看出，磁场对温度影响较大，导致储热量和储热速率减少。同时施加磁场与超声场对传热机制有较大的影响，延长完全熔化时间，而超声场促使热流体的

扩散，使温度进一步上升（图 3a）导致储热量增加，储热效率小幅降低。

图 4b 揭示了多物理场影响下熔化过程中局部努塞尔数随时间的演变。在熔化开始时，加热壁与固态相变材料间较大的温差使得努塞尔数达到最大值；之后相变材料吸收显热，减少与加热壁间的温度差，努塞尔数急剧下降。随着自然对流的增强，努塞尔数曲线开始趋于平直。在固相收缩阶段，较低的传热速率引起努塞尔数再次减小。从图中可以看出，以对流为主的纯石蜡，努塞尔数数值较大。利用纳米颗粒增加液相区域非牛顿效应，减弱对流效应，使努塞尔数下降幅度增大。仅使用磁场时，磁性纳米颗粒吸附在相变界面处，促进前期熔化，但抑制后期熔化，减弱液相区域非牛顿效应，因此努塞尔数在前期较小，后期介于纯石蜡与 HNEPCM 之间变化。在超声场作用下，超声波机械作用促使热流进一步扩散，使壁面温度上升速率增加，而减少了冷热流体间的温度差，导致前期加热壁面的努塞尔数减少幅度较大。随着液相分数的增加，超声效应将进一步影响液相介质的流动，且超声功率越大，努塞尔数的波动越明显。在磁场与超声场作用下，努塞尔数曲线前期变化规律基本与仅施加超声场情况下重合，而后期努塞尔数值较高，这可能是由于非牛顿效应减弱的原因。

2.4 多物理场传热储热机制总结

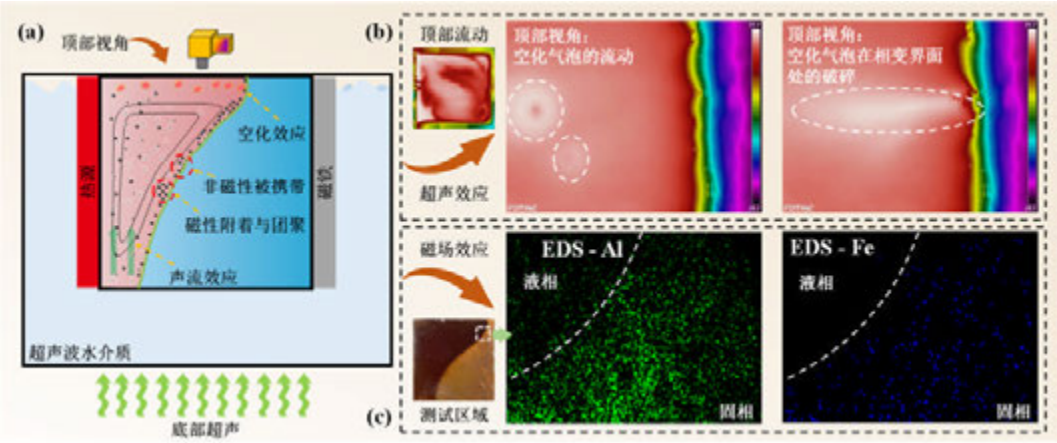


图 5 （a）多物理场传热机理图，（b）超声场空化效应研究，（c）磁场效应对纳米颗粒分布的影响。

图 5 总结了磁场与超声场耦合作用下对 HNEPCM 相变机制的影响。利用红外热像仪从顶部视角对相变过程中空化气泡的运动过程进行拍摄（图 5（b）），从顶部整体来看，超声效应使得流动过程变得不规律，但能促进冷热流体的混合，强化传热效率。其中，空化效应在液相 HNEPCM 中产生，空化气泡受到超声作用流动至 LHTES 表层。从图中可以看出空化气泡核心温度较低，外层温度较高，这可能是由空化气泡在运动过程中较快的流速引起的。在指向相变界面流动过程中向较冷流体释放部分热量，运动到相变界面处时发生破裂，对相变界面产生高温高压进一步强化传热过程。此外，为了分析超声场耦合磁场作用下纳米颗粒在熔化过程中运动规律，选取图中熔化界面时刻对其进行快速凝固，将整块样品从储热框钟完整取出，裁剪出大约 1cm×1cm×0.5cm 的 EDS 元素

分析样品（图 5（c）），其中，Al 元素代表 Al_2O_3 纳米颗粒，Fe 元素代表 Fe_3O_4 纳米颗粒。由图可知，Al 元素分散在整个 LHTES 单元中，在中间区域明显 Al 元素明显聚集，而 Fe 元素则主要分布在中间区域与右下侧，这是由于液相区磁性纳米颗粒受到磁场作用，向着磁场梯度方向主动运动，这同时也使得了磁性纳米颗粒携带较多的 Al_2O_3 纳米粒子运动，最后停留在相变界面处，形成纳米颗粒导热层以强化传热过程，而固相区则是两种纳米颗粒均匀分散在石蜡中。

3 结　论

本文通过实验探究了超声场与磁场对磁性与非磁性混合纳米增强相变材料传热储热性能的影响，利用红外热像仪与 EDS 元素分析获取多物理场下传热储热机制的变化，对比分析相变界面的演变、温度场分布与温度响应速率、储热量、储热效率与努塞尔数。结果表明：超声场通过空化效应与声流效应强化相变传热过程，随着超声功率的增加，强化效果越明显。当超声功率为 48w 时，完全熔化时间减少 74%，储热效率提升 1.91 倍。磁场促进 HNEPCM 前期、中期的熔化，但抑制固相收缩阶段。同时使用超声场与磁场时，磁性纳米颗粒吸附在相变界面减少液相区非牛顿效应，强化声流效应，但抑制相变界面处空化气泡的产生，对传热机制影响较大，与仅施加 16w 超声场相比传热性能变化较小，其熔化时间减少 52%，储热效率提升 1.72 倍。

参考文献

[1] A. Olabi, C. Onumaegbu, T. Wilberforce, M. Ramadan, M.A. Abdelkareem, A.H. Al–Alami. Critical review of energy storage systems. Energy, 2020, 214: 118987.

[2] Shuai Zhang, Daili Feng, Lei Shi, Li Wang, Yingai Jin, Limei Tian, Ziyuan Li, Guoyong Wang, Lei Zhao, Yuying Yan. A review of phase change heat transfer in shape-stabilized phase change materials (ss-PCMs) based on porous supports for thermal energy storage. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2021, 135: 110127.

[3] Wei Cui, Tianyu Si, Xiangxuan Li, Xinyi Li, Lin Lu, Ting Ma, Qiuwang Wang. Heat transfer enhancement of phase change materials embedded with metal foam for thermal energy storage: A review. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2022, 169: 112912.

[4] Adeel Arshad, Mark Jabbal, Yuying Yan. Preparation and characteristics evaluation of mono and hybrid nano-enhanced phase change materials (NePCMs) for thermal management of microelectronics. Energy Conversion and Management, 2020, 205: 112444.

[5] Vednath P. Kalbande, Ganesh Fating, Man Mohan, Kishor Rambhad, Agnivesh Kumar Sinha. Experimental and theoretical study for suitability of hybrid nano enhanced phase change material for thermal energy storage applications. Journal of Energy Storage, 2022, 51: 104431.

[6] Zhongyong Wang, Zhen Tong, Qinxian Ye, Hang Hu, Xiao Nie, Chen Yan, Wen Shang, Chengyi Song, Jianbo Wu, Jun Wang, Hua Bao, Peng Tao, Tao Deng. Dynamic tuning of optical absorbers for accelerated solar-thermal energy storage. Nat Commun, 2017, 8(1): 1478.

[7] Wei Cui, Xiangxuan Li, Xinyi Li, Lin Lu, Ting Ma, Qiuwang Wang. Combined effects of nanoparticles and

ultrasonic field on thermal energy storage performance of phase change materials with metal foam. Applied Energy, 2022, 309: 118465.

[8] Zibiao Liu, Yijie Zhuang, Jing-Chun Feng, Si-Min Huang. Dynamic tuning of phase change interfacial thermal energy transport in hybrid nano-enhanced phase change materials by a non-uniform magnetic field. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2023, 209: 124130.

[9] Hongyang Li, Chengzhi Hu, Yichuan He, Dawei Tang, Kuiming Wang, Xianfeng Hu. Visualized-experimental investigation on the energy storage performance of PCM infiltrated in the metal foam with varying pore densities. Energy, 2021, 237: 121540.

[10] Mengshuai Zhu, Zilong Wang, Hua Zhang, Xiangxin Sun, Binlin Dou, Weidong Wu, Guanhua Zhang, Long Jiang. Experimental investigation of the comprehensive heat transfer performance of PCMs filled with CMF in a heat storage device. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 188: 122582.

[11] Soroush Ebadi, Syeda H. Tasnim, Amir A. Aliabadi, Shohel Mahmud. An experimental investigation of the charging process of thermal energy storage system filled with PCM and metal wire mesh. Applied Thermal Engineering, 2020, 174: 115266.

[12] Peter Jany, Adrian Bejan. Scaling theory of melting with natural convection in an enclosure. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1988, 31(6): 1221-1235.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233204

泵驱两相流体回路的传热特性实验研究

李英枭[1]，戴隆萱[1]，徐向阳[2]，张建波[2]，王秋旺[1]，马挺[1*]

1. 西安交通大学热流科学与工程教育部重点实验室，西安，710049；
2. 中国空间技术研究院西安分院，西安，710000

*Tel:029-82663222, Email: mating715@mail.xjtu.edu.cn

摘要：本文对泵驱两相流体回路开展了实验研究，分析了系统的启动特性、变流量性能特性和热阻变化。研究结果表明，系统可以及时安全启动，冷板的启动出现超调启动和渐进启动两种模式，当增大流量时，超调温度显著降低，但稳态温度变高。经过变流量性能测试，系统能在变工况下可靠运行，以达到理想的流量区间。和环路热管相比，系统有更宽的换热范围和更小的热阻。然而，储液器的 PID 控制不及时，将导致泵汽蚀等问题的产生。

关键词：泵驱两相流体回路，启动特性，变工况，热阻

0 前言

天基相控阵雷达 T/R 模块热流密度的不断提升是天基器件热控技术面临的巨大难题[1]。高热通量散热技术已经成为制约相控阵雷达功率进一步提升的难点和瓶颈。随着相控阵雷达性能越来越强，热流密度更加集中，尤其是伴随着超高传输速率的相控阵体制测控、通信天线和以探测、跟踪空间目标为主要使命的相控阵雷达的诞生和发展，如何将相控阵雷达中 T/R 模块在极小的空间内产生巨大的热量从器件中快速排散出去，是热控技术的巨大挑战[2]。

两相流体回路冷却技术利用相变潜热快速带走能量，是高功耗电子设备高效热管理的优选方案[3,4]。目前常用的两相流体回路散热技术主要包括毛细泵热管回路[5]，环路热管回路[6]（包括被动环路热管和泵驱主动环路热管），梯形槽道热管[7]和泵驱两相流体回路（MPTL）[8]等。相比较环路热管和梯形槽道热管等被动式回路来说，MPTL 等主动式回路具有散热功率大，易调控等优点。

Fang 等人[8]设计了散热热流密度最高可以达到 5 W/cm^2 的 MPTL，具体研究系统质量流量、冷板的出口干度对热负载均温性的影响。当散热量发生变化时，他们通过手动调节质量流量，降低了负载的平均表面温度。同样地，Zhang 等人[9]详细研究了系统稳定时的热力学性能，最后提出调节转速的控制策略，成功使负载壁面的平均温度降低了 0.74 ℃，蒸发器的泵耗降低了 49 %。虽然上述学者都着眼于降低热负载的温度，但都研究系统稳态的温度，忽略了施加热负载时，系统温度的超调。此外，国内外也有不少学者研究了 MPTL 的动态特性：孟庆亮等人[10]针对已知工况搭建了航天遥感器用 MPTL，并且提出一种新型储液器，针对实验结果，深入研究了热源开机和关机时系统的相关参数的变化，但并没有着眼于变工况对系统参数震荡带来的影响。Deng 等人[11]针对 MPTL 的微通道冷板进行可视化实验，结合微通道内气泡生成现象和冷板壁面的温度变化，发现冷板启动过程中会发生渐进启动、一次超调启动和二次超调启动三种模式，最后利用雅各布数和韦伯数定量识别小通道蒸发器的启动状态。杨瑞雪等人[12]针对射流泵驱两相回路的启动特性进行研究，发现有 L 形启动和 V 形启动两种启动行为。

基于此，本文自行设计并且搭建了 MPTL，从系统角度分析了其是否可以启动成功，从冷板的角度探究变流量工况下瞬时超调温度和稳定温度的变化情况。最后通过热阻分析将 MPTL 同环路热管进行性能对比，探究泵驱两相流体回路的优势。

1. 实验设计

1.1 储液器

储液器在两相回路中起到补偿回路中液体工质、控制系统压力的重要作用[13]。与压力储液器相比，温控储液器具有寿命长、控温精准等特点[14]，故本实验采用温控两相储液器，如图 1 所示。当系统的加热功率增大时，回路中部分液相转化为气相，主回路工质被挤入储液器中，系统压力升高，TEC 对储液器制冷；当系统的加热功率减小时，上述过程正好相反。因增大储液器的体积可以降低热负荷变化带来的压力变化[14]，本实验采用大体积两相控温储液器，尺寸为 5 cm*5 cm*5 cm。

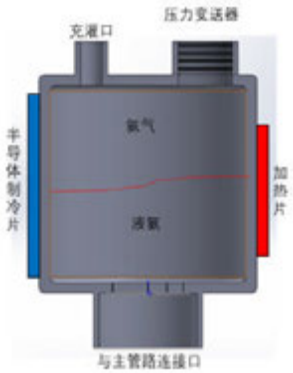


图 1 储液器结构示意图

1.2 冷板

微通道冷板是 MPTL 回路的最主要部件之一，直接决定了 T/R 相控天阵的最大温度和温度均匀性等相关指标。如图 2，冷板主要包括铜质均温板、进出口导流板、主换热板和盖板。铜质均温板的厚度为 6 mm，以提高 T/R 相控天阵的均温性；在铜质均温板上方开有六个热负载安装槽以安装模拟热源，模拟热源采用陶瓷加热片以提供高热流密度的热量（50 W/cm^2）；铜质均温板和主换热板间、模拟热源和铜质均温板间涂有导热硅脂，三者通过夹具按压后紧密结合，以减小冷板部件的接触热阻。

冷板进出口采用树状分流结构具有良好的分流效果[15-18]。基于此，实验中进出口导流板的流道采用三级树状分流结构以提高主换热板各流道的流量均匀性。主换热板采用高纵宽比的方形流道以提高冷板换热效率和紧凑度；分别采用 Gungon-Winterton[19]、Kandlikar、Shah 和 Kim[20, 21]四种经验关联式计算主换热板中通道的长度，具体计算结果如表 1 所示。

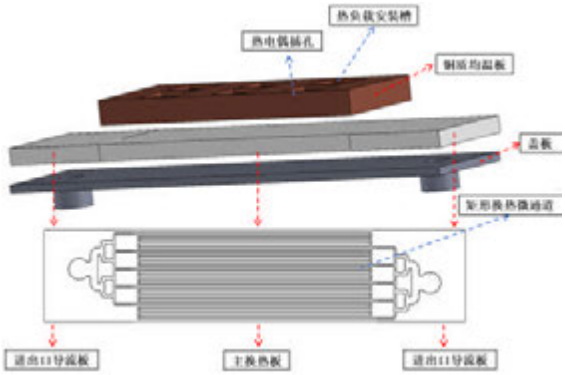


图 2 冷板结构示意图

表 1 采用四种经验关联式计算冷板长度的结果

经验关联式	对流换热系数（W/(m²*K)）	通道长度（m）	微槽宽度（mm）	微槽高度（mm）
Gungon-Winterton[19]	13601	0.05	0.5	2
Kandlikar	9070	0.08	0.5	2
Shah	12808	0.06	0.5	2
Kim[20, 21]	8480	0.09	0.5	2

2. 系统工作原理和方法

2.1 系统工作原理

如图 3 所示，MPTL 包括冷板、冷凝器、储液器、截止阀、齿轮泵、流量计、预热器、数据采集和控制系统、直流电源、冷水箱等主要部件。实验系统的工作原理如下：冷工质（R134a）在齿轮泵（NP039，中国）的驱动下经过流量计而后进入预热器，经预热器加热至一定的过冷度后进入冷板中，通过热传导和热对流将热源的热量带走；工质在冷板中受热发生沸腾并在冷板出口处具有一定的干度；两相状态的工质经过冷凝器时被冷水箱中的冷水冷凝至具有一定过冷度的过冷液体，随后通过截止阀（HK-Z-DN15，中国）回到齿轮泵，进入新一轮的循环中。当工质因在冷板处受热产生的气体过多导致系统的压力高于安全压力时，安全阀（FMZF-6M，中国）会自动弹开并且泄压；当齿轮泵的控制系统失控时，关闭截止阀即可切断工质循环流动；采用微型齿轮流量计（M2.1Y，中国）显示系统的体积流量；通过半导体制冷片控制储液器（非标定制），为回路补充液体工质并且控制系统压力；冷水箱是温度可调的恒温水箱，为系统主回路提供冷源；冷凝器采用微通道板式换热器，回路热工质和冷水箱的冷流体逆流以提高换热效率。数据采集系统由压力变送器（pt5414，中国）、热电偶（omega T 型）和 PLC（S7-1200）组成，以对系统的温度和压力进行实时显示；控制系统利用 PID 控制程序对预热器、齿轮泵和半导体制冷片进行控制。表 2 给出 MPTL 系统的主要参数。

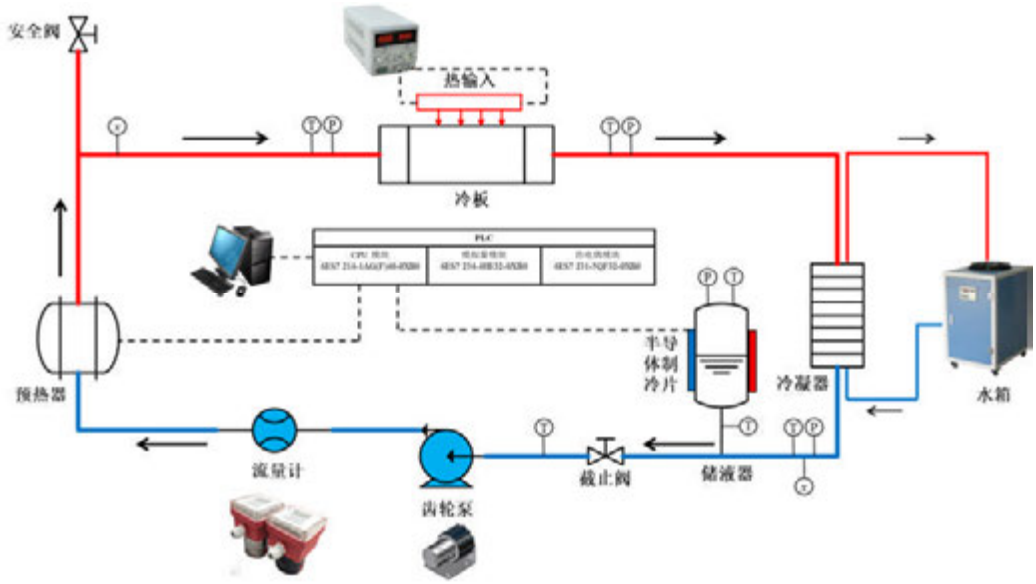


图 3 MPTL 结构示意图

表 2 泵驱两相流体回路的主要参数

冷板	长/宽/高（mm）	70/26/6	连接管路	直径内/外（mm）	4/6
	通道宽/高（mm）	0.5/2		材料	SS304
	材料	Al6063			
储液器	长/宽/高（cm）	5/5/5			
	壁厚（mm）	5			
	材料	Al6063			

2.2 数据处理不确定度分析

热阻是描述电子元件传热特性的关键技术指标，它是指两点间的温差和热功率的比值[22, 23]

$$R = \frac{\Delta T}{Q} \tag{1}$$

对于两相流体回路来说，冷板的热阻是最常用的评价指标。在本文中，通过使用热源温度和冷板工质温度来计算[9]：

$$R_{evap} = \frac{T_{fz} - T_f}{Q} \tag{2}$$

式中：T_{fz}为六个热负载下表面的平均温度；T_f为冷板内工质的蒸发温度；Q 为冷板上加载的热负荷，即直流稳压电源输入的热功率。为获得热负载下表面温度的精确值，在铜质均温板上布置了六个 T 型热电偶，铜质均温板上热电偶的排布如图 4 所示。

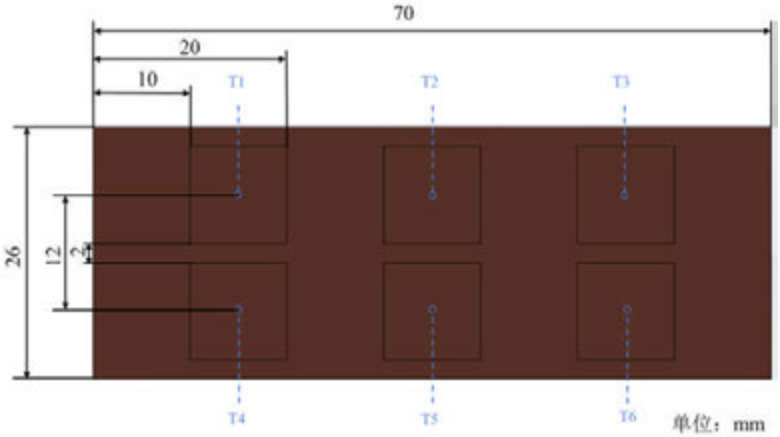


图 4 铜质均温板上热电偶排布图

实验装置的不确定度基于随机误差估计，主要来源于数据测量及采集模块和直流稳压电源模块。冷板热阻的计算会受到加载热负荷和温差的不确定性影响，从标准误差分析分析方法来看，热阻的不确定度可采用如下公式计算[8]，即：

$$\frac{\Delta R}{R} = \sqrt{\left(\frac{\Delta(\Delta T)}{\Delta T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)^2} \tag{3}$$

表3给出了各测量装置的量程和准确度，计算得到本实验中计算的冷板热阻的不确定度

为0.21 %。

表 3 MPTL 系统各测量装置的参数表

测量装置	精度（%）	最大绝对误差	量程	型号
热电偶	0.2	±0.7 K	-50 ℃~300 ℃	T 型
流量计	1	±3.8 mL/min	20~400 mL/min	CX-M5.2Y-SS
压力计	0.05	±0.8 kPa	0~1.6 MPa	PT5414
直流电源	0.05	±0.3 W	30 V，20 A	RKS3020D

3. 实验结果和讨论

3.1 MPTL 启动特性

启动环节是两相流体回路的第一步，也是最重要的环节之一。一个快速、稳定的启动过程是评价 MPTL 可靠性的重要因素。当系统长期处于停止状态时，系统内部工质和环境之间达到热平衡，工质处于两相状态。为避免回路机械泵发生汽蚀，需在启动前保证工质处于单相状态。基于此，将系统的启动过程分为稳定系统压力、启动机械泵和启动热负荷三个阶段，如图 5 所示。

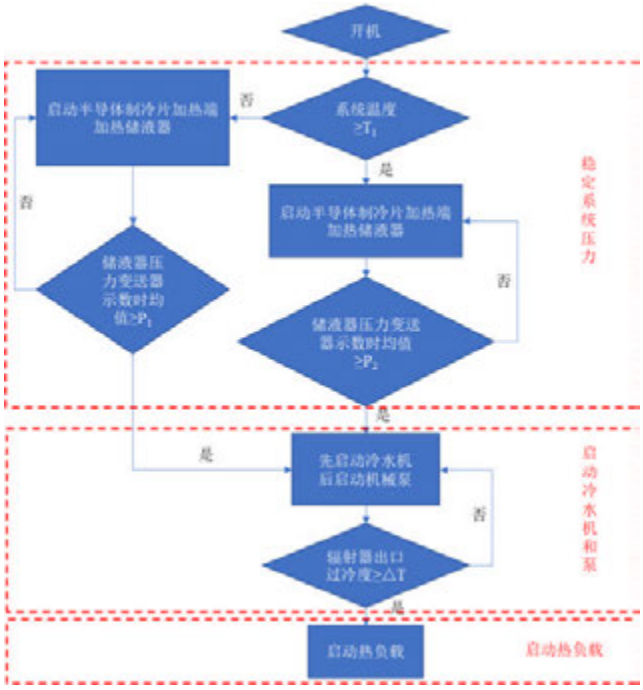


图 5 启动过程程序框图

图 5 中 T_1 为系统在标准工况下的工作温度；P_1 为标准工况下的工作压力；P_3 为系统需要稳定的压力，当环境温度大于 T_1 时，P_3 为大于 P_2 的一个定值；ΔT 为设定的辐射器出口过冷度。

图 6（a）为启动过程中储液器上、中、下侧的壁面温度和储液器的压力变化示意图，图 6（b）为系统压力变化图，结合两图表明本实验的储液器可以通过控制半导体制冷片的功率精确控制系统压力：当半导体制冷片加热时，储液器温度上升，系统压力随后上升；当半导体制冷片制冷时，储液器温度下降，系统压力随后下降。由于储液器壁面导热和工质相态变化，系统的压力变化稍微滞后于储液器表面的温度变化。由于半导体制冷片放置于储液器中

侧，故储液器中侧壁面温度变化最灵敏，但当系统稳定之后储液器上表面温度大于下表面温度，这也证明了该两相储液器内部工质的状态为两相，即上部分为过热气体，下部分为过冷液体。

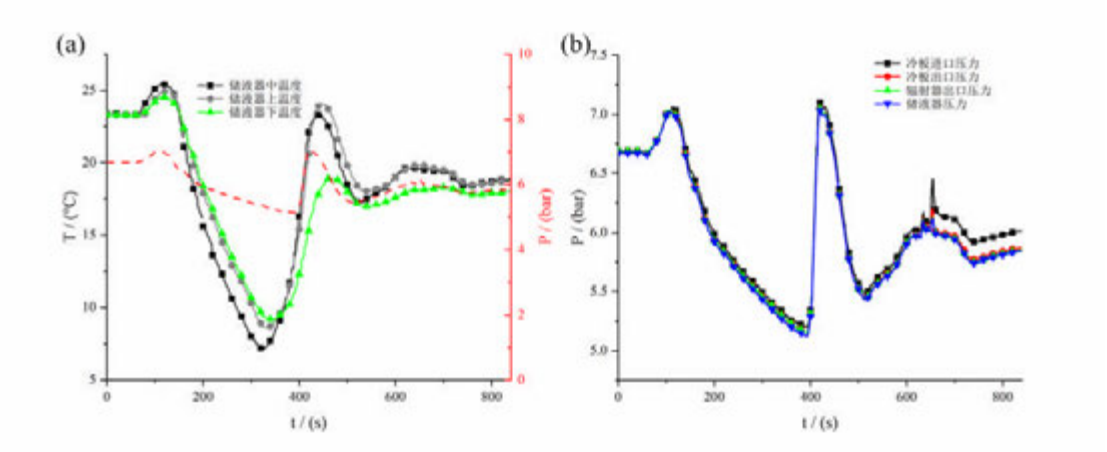


图 6 热负载 120 W，泵 8 %启动时，（a）储液器温度和压力变化示意图，（b）系统压力变化图

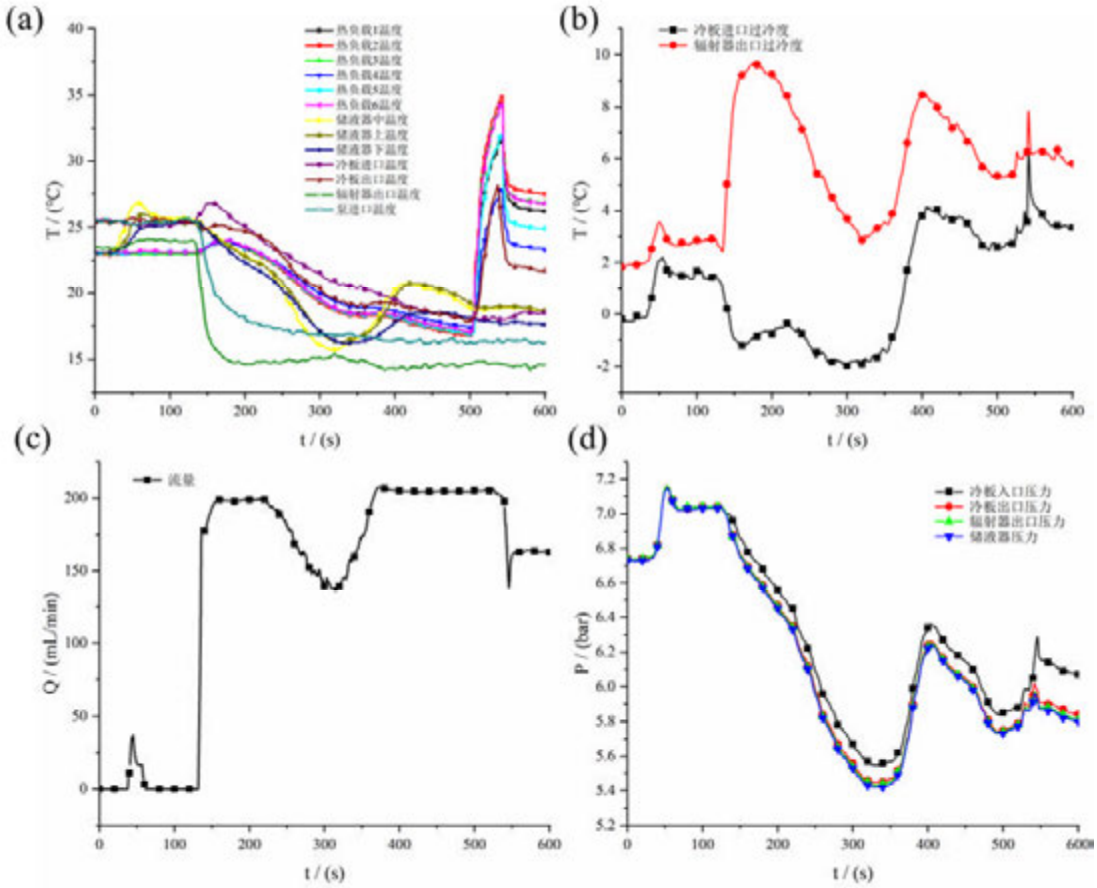


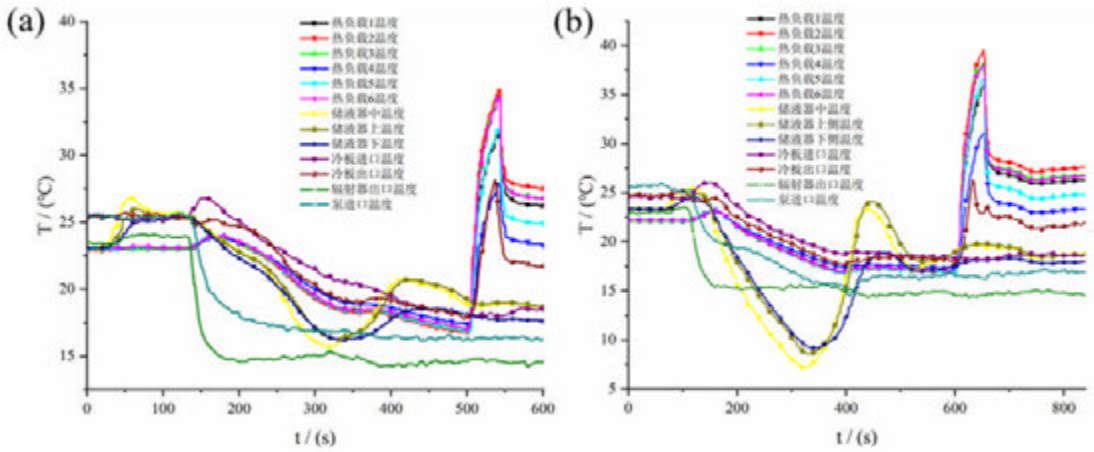
图 7 热负载 120 W，泵 16 %启动时，（a）温度变化示意图，（b）过冷度变化示意图，（c）体积流量变化示意图，（d）压力变化示意图

当按照上述启动框图启动时，系统的温度、压力、流量和过冷度会发生剧烈变化，如果系统失控，将会造成温度和压力过高、主要部件损坏等严重后果。图 7 给出热负载 120 W，泵 16 %启动时系统温度、冷板的进口和出口过冷度、体积流量、系统压力变化示意图。整体来看，系统可以在 10 min 之内启动成功，系统的温度和热负载下表面的温度均可保持在 40 ℃以下，足以保证 T/R 相控天阵的正常运行。系统启动之前，冷板的进口过冷度小于 0 ℃，

说明此时系统工质处于两相状态，若此时直接启动齿轮泵，其会发生汽蚀，这将严重影响齿轮泵的工作寿命。基于此，加热储液器以提高系统压力至 7 bar，冷板的进口过冷度（2 ℃）和辐射器出口过冷度（3 ℃）均大于 0，泵可正常启动。在启动机械泵的同时，开启储液器上半导体制冷片的 PID 控制，通过控制加热端和制冷端的功率使系统压力稳定在设计工况。在 200 s~400 s 时，冷板进口的过冷度低于 0，且泵下游的体积流量减小，并发生小幅度的波动。原因是由于 PID 控制温度具有滞后性，造成系统的压力低于此时工质的饱和蒸气压，进而导致齿轮泵处的工质立即汽化，体积流量计发生波动。虽然上述现象不可避免，但改进 PID 的控制程序以提高储液器的压力控制速度可以减缓体积流量发生波动。

为了进一步探究热负载启动时系统温度的突变以及稳定之后系统温度的大小，本实验进行了相同热负载下不同流量的多种工况实验。图 8 给出了在启动过程中，热负载散热量为 120 W，泵的启动功率分别为 8 %，16 %，30 %和 35 %下的系统温度变化情况。从图中分析知，当系统的温度达到稳定时，四种工况下，铜质均温板上六个热负载下表面的最大温度分别为 27.6 ℃、27.5 ℃、29.8 ℃和 29.2 ℃，原因可能是：在 PID 控制下，本实验中储液器的压力保持不变，当流量增大时，系统压降变大；进一步地，大流量工况下，冷板入口的压力更高，导致冷板的蒸发温度更高。此外，泵的启动功率为 8 %和 16 %两种工况下，铜质均温板上六个热负载下表面的温度均有突然增高再急剧下降的变化趋势，而泵的启动功率为 30 %和 35 %的工况下，热负载下表面的温度均平滑升高并且趋于稳定。上述现象，原因是当施加热负载时，系统的启动特性分为超调启动和渐进启动[11]，具体表现为：当流量小时，温度依次经过单调上升阶段、超调阶段和准稳态阶段，对应的流体流型分别为单相流、气泡流和复合流。在单相状态下，由于换热系数不高，导致温度急剧上升，此状态对应单调上升阶段；在气泡流状态下，对流换热系数相对增加，此时对应的热负载下表面温度上升的斜率变小，此状态对应超调阶段；在复合流状态下，对流换热系数急剧升高，热负载温度下降，此状态对应准稳态阶段。当流量大时，温度依次经过上升阶段和稳态阶段，对应的流体流型为单相流和气泡流，由于通道内流量较大，导致没有出现剧烈气泡流。

针对上述启动时超调温度和稳定温度的分析，将四种工况下的超调温度和稳定温度总结至表 4，故提高系统流量可以大幅度改善热源启动时温度的过冲现象，但不能提高稳定状况下冷板的换热性能。



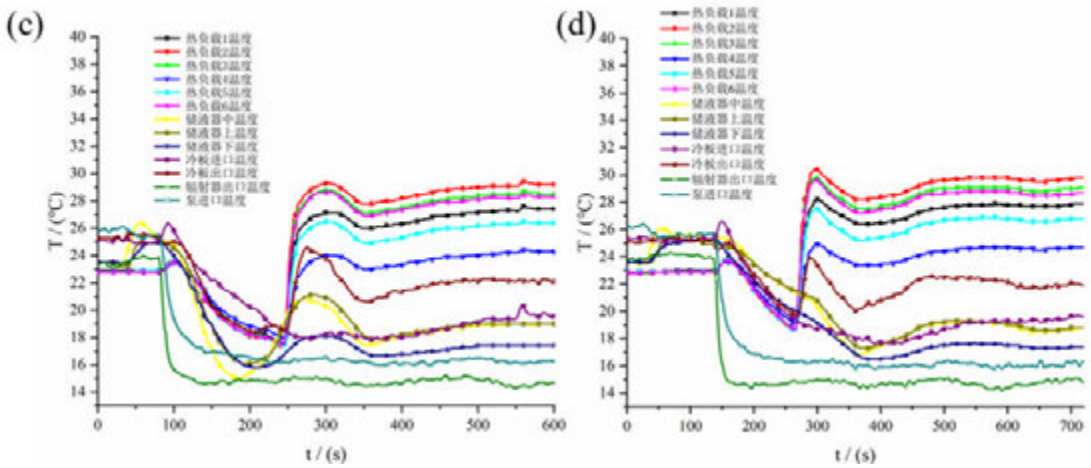


图 8 启动过程的温度变化图，（a）热负载 120 W，泵 16 %启动，（b）热负载 120 W，泵 8 %启动，（c）热负载 120 W，泵 35 %启动，（d）120 W，泵 30 %启动

表 4 120 W 散热，泵在四种启动功率下，热负载下表面的瞬时最大温度和稳定温度

	8 %	16 %	30 %	35 %
瞬时最大温度（℃）	39.5	34.9	29.8	29.3
稳定温度（℃）	27.6	27.5	29.8	29.2

3.2 热阻分析

热阻是评价冷板传热效率的重要指标。为深入分析不同工况情况下冷板的传热效率，这里采用 1.5 节的公式计算冷板的热阻。

图 9 给出了 51 W、166 W、232.5 W 和 300 W 四种不同加热功率下，冷板热阻随体积流量的变化情况。当散热量为 300 W 时，冷板的热阻先减小后基本保持不变，该结果表明当体积流量为 60 mL/min 时冷板内工质处于干涸状态，如果继续减小体积流量，将会出现过热状态；在其余三种不同散热量工况下，冷板热阻先增大后保持不变，然后再升高，该结果表明当流量过大时，冷板内工质的单相段比例增高，导致换热系数减小，但此时消耗的泵功显著增加。综上所述，存在一个最佳的流量区间以防止热负载发生热失控，并尽量减小泵功，且不同散热量工况对应不同的流量区间。

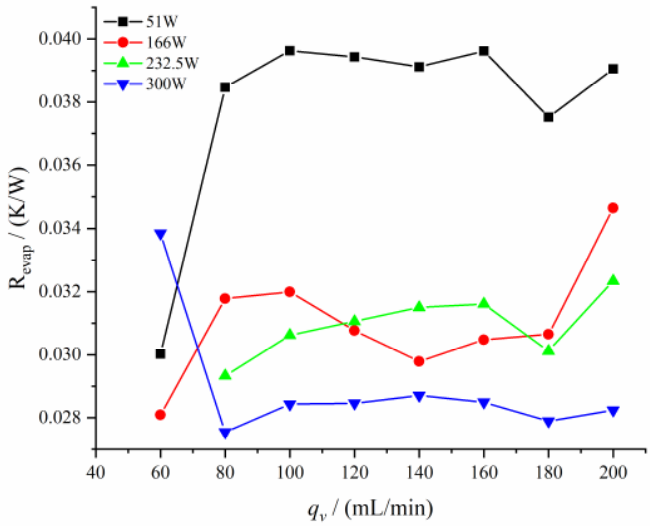


图 9 四种加热功率，不同体积流量下冷板的热阻变化

环路热管（LHP）作为一种高效、可靠的被动传热装置，同样被广泛应用于 T/R 相控天阵的散热领域中[24]。从系统散热量，蒸发器的散热效率和额外耗功等方面来说，LHP 和 MPTL 具有不同的优缺点。对此，该节将本实验中冷板的热阻和 LHP 中蒸发器的热阻[25]进行对比，进一步分析两种实验系统的传热特性。图 10 给出了在不同散热功率下冷板热阻和蒸发器热阻的变化趋势以及两者的相对大小。从图中分析得知，MPTL 最大散热能力至少可以达到 300 W，但 LHP 的最大散热极限只能达到 140 W，远小于 MPTL 的散热极限，此外当散热功率小于 140 W 时，LHP 的热阻大于 MPTL 的热阻，且两者热阻的差值随着热阻的减小而增大；当散热量为 50 W 时，MPTL 的热阻最大为 0.084 K/W，是 LHP 热阻的 33 %，这也意味着在小散热功率情况下 LHP 的传热效率远低于 MPTL。上述结论符合 LHP 和 MPTL 的工作特性。从额外耗功的角度来看，由于 LHP 是一种被动冷却方式，即不存在泵耗功，故而 LHP 在该方面具有一定优势。

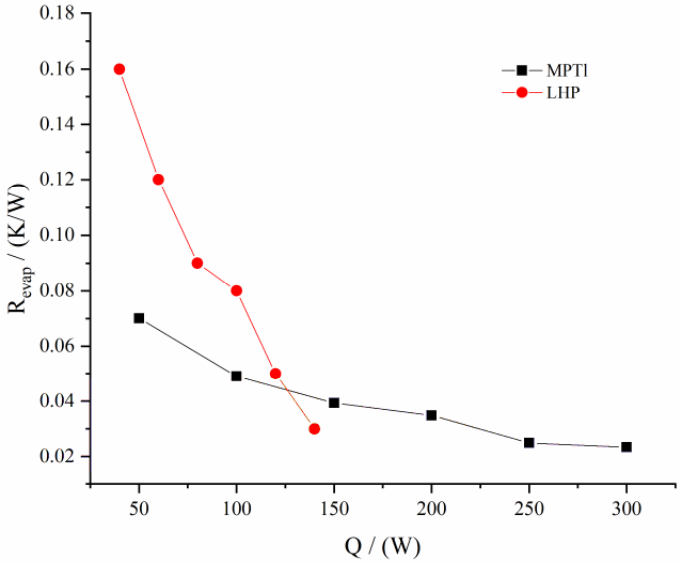


图 10 不同散热量下 MPTL 冷板和 LHP 蒸发器的热阻值

3.3 变流量性能测试

T/R 相控天阵需要长时间运行工作并且发热功率也会随着工作状况改变。经 2.2 节分析知在不同的散热功率下，系统存在不同的最佳流量区间，故需要调整系统的体积流量以适应不同散热量的需求。基于此，本节在定散热功率条件下，测试系统的变流量性能。图 11 给出了散热功率为 300 W，不同体积流量下系统的主要参数变化曲线，从图 11 可以看出，整个过程中，系统没有出现温度和压力失控的情况。从图 11（b）中可以也看出，虽然系统的流量发生变化，但在半导体制冷片的调控下储液器的压力一直稳定在 5.5 bar 左右，体现出良好的压力调控作用。为了保证冷板内工质处于两相状态，必须调控冷板前过冷度处于一个稳定值；此外，为了保证泵在变流量条件下不会发生汽蚀，需调控辐射器出口的过冷度处于稳定状态。图 11（c）中，冷板进口过冷度和辐射器出口过冷度在变流量工况下分别稳定在 1 ℃和 5 ℃，表现出良好的稳定性。

在 t = 60 min（此时体积流量由 60 mL/min 增加到 80 mL/min）时，系统的流量发生小幅度突变，进而造成系统的压力和冷板的进口过冷度发生小幅度突变，原因是系统工质在此时发生相态转变，故并不是系统运行失稳。

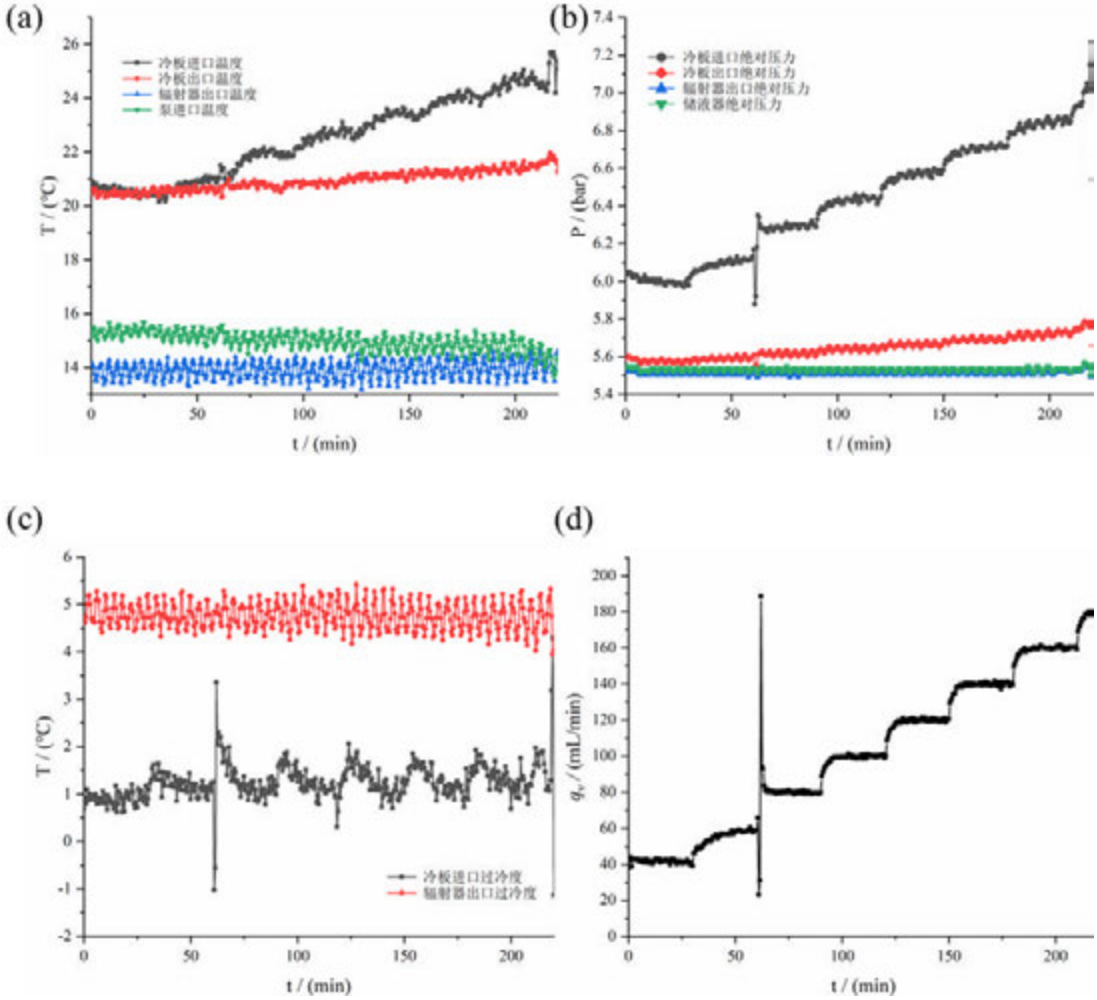


图 11 300 W 散热量下，不同体积流量时系统（a）温度变化情况，（b）压力变化情况，（c）过冷度变化情况，（d）体积流量变化情况

4 结论

本文针对高热流密度的 T/R 相控天阵的散热，设计并且搭建了一套两相流体回路系统，实验探究了系统的启动特性和变流量工况的性能特性，最后计算热阻变化并且和环路热管进行了性能对比。具体结论如下：

1) 按照稳定系统压力-启动冷水机和泵-启动热负载和预热器的启动顺序，系统能在 10min 内成功启动且在启动之后稳定运行。但在 PID 控制下，储液器温度波动振幅过大，导致泵在短时间内汽蚀，故需提出更有效的控温方式以防止泵发生汽蚀。
2) 冷板的启动方式随着流量增大由超调启动向渐进启动过渡，具体表现为超调温度随着流量增加而减小，但稳定温度却随流量增大而上升，因此提高系统流量可以大幅度改善热源启动时温度的过冲现象，但不能提高稳定状况下冷板的换热性能。
3) 本文研究条件下，系统的最大散热量大于 300 W，为环路热管散热极限的 214 %，热负载下表面的温度可以控制在 40 ℃以下。当散热量为 50 W 时，冷板的热阻最大为 0.084 K/W，是环路热管热阻的 33 %。因此相比环路热管等被动散热回路，泵驱两相流体回路的散热性能更好。

参考文献

[1] Wang C, Wang Y, Lian P, et al. Space Phased Array Antenna Developments: A Perspective on Structural Design[J]. IEEE Aerospace and Electronic Systems Magazine, 2020,35(7):44-63.

[2] 罗晓宇, 杨则南, 郝文倩, 等. Ka相控阵天线模块热设计研究[J]. 电子科技, 2018,31(07):4-6.

[3] Wang J, Li Y, Zhang Y, et al. A hybrid cooling system combining self-adaptive single-phase mechanically pumped fluid loop and gravity-immune two-phase spray module[J]. Energy Conversion and Management, 2018,176:194-208.

[4] WANG J, LI Y, LIU X, et al. Recent active thermal management technologies for the development of energy-optimized aerospace vehicles in China[J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2021,34(2):1-27.

[5] Thermohydraulic Modeling of Capillary Pumped Loop and Loop Heat Pipe[J].

[6] Zhang Z, Zhang H, Ma Z, et al. Experimental study of heat transfer capacity for loop heat pipe with flat disk evaporator[J]. Applied Thermal Engineering, 2020,173:115183.

[7] Jiao A J, Ma H B, Critser J K. Evaporation heat transfer characteristics of a grooved heat pipe with micro-trapezoidal grooves[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2007,50(15-16):2905-2911.

[8] Fang Y. Experimental investigation on system performances and transient response of a pumped two-phase battery cooling system using R1233zd[J]. Energy Reports, 2020.

[9] Zhang P. Experimental research on dynamic characteristics and control strategy of the pump-driven two-phase loop with dual evaporators[J]. Case Studies in Thermal Engineering, 2022.

[10] 孟庆亮, 赵振明, 张焕冬, 等. 航天遥感器用机械泵驱动两相流体回路工作特性试验研究[J]. 中国科学: 技术科学, 2020,50(11):1474-1486.

[11] Deng Z. Startup regimes of minichannel evaporator in a mechanically pumped fluid loop[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021.

[12] 杨瑞雪. 泵驱两相回路中射流蒸发器的启动特性研究[J]. 2022.

[13] 周振华, 孟庆亮, 赵振明. 微重力下两相控温型储液器内气液界面仿真分析[J]. 北京航空航天大学学报, 2021,47(06):1152-1160.

[14] van Gerner H J. Transient modelling of pumped two-phase cooling systems: Comparison between experiment and simulation[J]. 2016.

[15] Liu H, Li P, Lew J V. CFD study on flow distribution uniformity in fuel distributors having multiple structural bifurcations of flow channels[J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2010,35(17):9186-9198.

[16] Liu H, Li P, Lew J V, et al. Experimental study of the flow distribution uniformity in flow distributors having novel flow channel bifurcation structures[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2012,37:142-153.

[17] Nava-Arriaga E M, Hernandez-Guerrero A, Luviano-Ortiz J L, et al. Heat sinks with minichannels and flow distributors based on constructal law[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2021,125:105122.

[18] Mu Y, Chen L, He Y, et al. Numerical study on temperature uniformity in a novel mini-channel heat sink with different flow field configurations[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2015,85:147-157.

[19] Gungor K E, Winterton R H S. A general correlation for flow boiling in tubes and annuli[J]. International journal of heat and mass transfer, 1986,29(3):351-358.

[20] Kim S, Mudawar I. Universal approach to predicting saturated flow boiling heat transfer in mini/micro-channels – Part I. Dryout incipience quality[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013,64:1226-1238.

[21] Kim S, Mudawar I. Universal approach to predicting saturated flow boiling heat transfer in mini/micro-channels – Part II. Two-phase heat transfer coefficient[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013,64:1239-1256.

[22] Velardo J, Date A, Singh R, et al. Experimental investigation of a vapor chamber heat spreader with hybrid wick structure[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2019,140:28-35.

[23] Deng D, Huang Q, Xie Y, et al. Thermal performance of composite porous vapor chambers with uniform radial grooves[J]. Applied Thermal Engineering, 2017,125:1334-1344.

[24] 张浩, 张子康, 刘志春, 等. 氨工质平板式环路热管的传热性能研究[J]. 节能技术, 2021,39(01):3-8.

[25] Xiao B, Deng W, Ma Z, et al. Experimental investigation of loop heat pipe with a large squared evaporator for multi-heat sources cooling[J]. Renewable Energy, 2020,147:239-248.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233211

多分支柔性脉动热管实验研究

康占肖*，范金土
（香港理工大学 时装及纺织学院，香港 999077）
(Tel: +852-27666462, Email: z.x.kang@polyu.edu.hk)

摘要：柔性热管在人体热管理和柔性电子器件冷却等领域具有广阔的应用前景，然而现有柔性热管的柔性有限且传热性能无法满足实际需求。本研究根据脉动热管的工作原理，利用丙酮为工质，采用聚四氟乙烯毛细管制作了具有多个传热分支的柔性热管。其每个传热分支都能单独弯折，表现出良好的柔性。同时，该热管还具有优异的传热性能，其等效导热系数高达 4333W/(m·K)。因此，该热管有助于推动热管理服装、柔性电子产品散热及低品位热能利用等领域的发展。

关键词：柔性热管，脉动热管，多分支传热，传热传质，热管理

0 前言

热管充分利用了工质蒸发和冷凝过程的优异传热特性，具有很高的传热能力[1-3]，广泛应用于电子产品冷却、余热回收、工业热交换、可再生能源利用、航空航天等领域[4]。通常，热管由填充一定量工质的密封管构成，然而由于不凝性气体（例如空气）会降低热管的传热性能，因此需要使用真空泵将空气从热管中抽出，为了保证真空下热管的强度，传统热管通常采用刚性结构。然而，对于复杂传热表面（例如人体表面），或者加热端与冷却端位于不同平面或相对位置可变（例如柔性电子）时，刚性结构将不能满足相关应用的需求。

为了解决以上问题，柔性热管受到了越来越多的关注[5]。常见的柔性热管由聚合物管或金属波纹管连接刚性的加热段和冷却段构成[6]，而这类热管由于柔性部分所占比例较小从而使得其柔性受到限制。因此，许多研究开始使用聚合物等柔性材料制造柔性热管。 Hsieh 和 Yang[7]使用硅橡胶制作了一种柔性热管并采用铜网作为芯吸材料，实验表明其热阻在 5～7 K/W 之间，对应的有效导热系数约为 98～137 W/(m・K)。Oshman 等[8]采用层压复合板制作了一种柔性热管，并选用烧结铜编织网作为芯吸层，其最低热阻约为 1.2 K/W，对应有效导热系数高达 824 W/(m・K)。此外，Liu 等[9] 以功能性铜网为芯吸层，采用铝复合封装薄膜制作了一种柔性热管，其等效导热系数可达铜的四倍。然而，上述采用柔性材料制作的热管通常等效导热系数有限，尚无法满足实际应用的需求。

此外，由于脉动热管结构简单，不需要芯吸层，为柔性热管的开发提供了一个新的思路[10]。Lim 和 Kim[11]提出了一种由多层层压薄膜和低密度聚乙烯片材制成的柔性

基金项目：香港研究资助局 GRF 项目（15216722）及香港理工大学资助项目（BD3H，ZE1H，CD6M）

脉动热管，其等效导热系数高达铜的两倍。Der 等[12]使用聚丙烯塑料制造了具有三明治夹层结构的柔性脉动热管，其中工质通道采用两片聚丙烯片密封，其最低热阻可达 2 K/W，对应的最高等效导热系数约为 714W/(m • K)。此外，Qu 等[13, 14]将比较长的氟橡胶管和比较短的铜质加热段和冷却段相结合，构建了等效导热系数超过 4000W/(m •K)的柔性脉动热管。Kang 等[15, 16]受鱿鱼结构启发，利用脉动热管的工作原理制造了具有多个传热分支的柔性热管，其具有出色柔性的同时等效导热系数高达 6750 W/(m •K)。

本研究在鱿鱼状热管的基础上，利用相同管径的聚四氟乙烯毛细管连接加热段与冷凝段的铜质毛细管，制作了一种多分支柔性脉动热管。由于在许多应用场景中（例如，电子冷却），热管的绝热段通常未进行绝热处理，因此我们在绝热段未作保温处理的情况下对该多分支柔性脉动热管的表观传热性能进行了研究。相关研究成果有助于揭示多分支柔性脉动热管的工作机理及指导柔性热管的设计与应用，因此，该工作在冷却柔性电子设备、个人热管理、余热回收和可再生能源利用等领域具有重要意义。

1 实验方法与分析

实验研究的多分支柔性脉动热管如图 1（a）所示，它由三个相互连接的传热回路构成。每个回路由内外径分别为 1.8mm 和 2.6mm 的聚四氟乙烯管和内外径分别为 1mm 和 2mm 的铜制毛细管组成，其中聚四氟乙烯管的长度为 107 mm，而加热和冷却部分的毛细铜管长度分别为 66 mm 和 50 mm。所以，热管的等效传热长度为 165mm。此外，加热和冷却部分的铜管嵌入铝制肋片散热器中以增加传热面积。本研究选择丙酮作为工质，且热管的工质填充率恒定为 60%[17]。实验前先用真空泵将整个热管抽真空至 4 mPa 左右，然后通过底部的 T 型接头向热管内注入丙酮。此外，采用三个热电偶（T_1、T_2 和 T_3）监测热管加热端的温度变化，另外三个热电偶 T_4、T_5 和 T_6 监测左、中、右三个传热分支冷却端的温度变化，如图 1（a）所示。

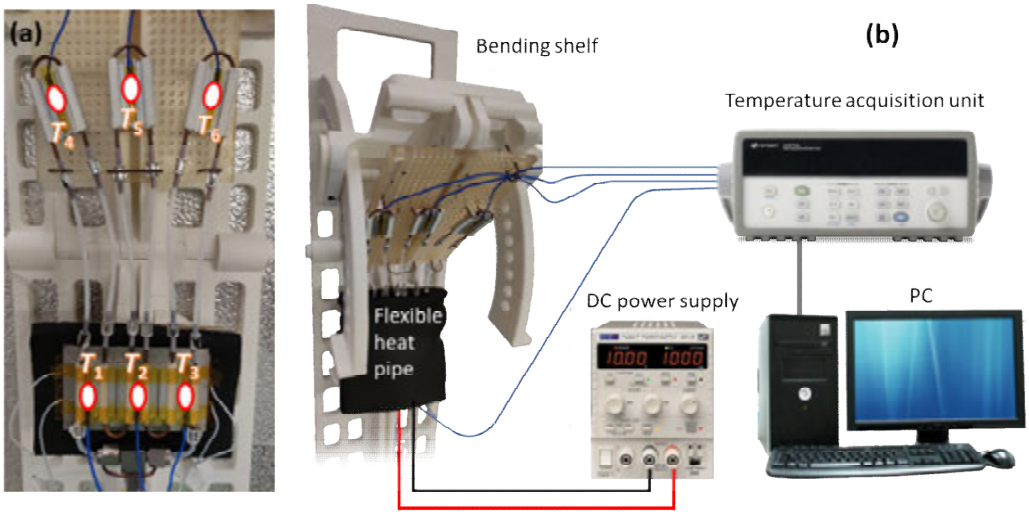


图 1 （a）多分支柔性脉动热管和（b）实验装置示意图。

本实验通过 3D 打印技术制作弯曲框架，用于调整热管的弯曲角度，如图 1（b）所示。热管加热部分采用陶瓷加热片进行加热，在加热片与铝制传热片之间采用一块长、

宽、高分别为 8mm、5mm 和 1.5mm 的铝板均匀热流，并通过直流电源控制陶瓷加热片的加热电压及功率。实验在 11 V 的加热电压下研究热管弯曲角度（0～90º）和倾斜角度（30º～90º）对其传热性能的影响。此外，通过调节加热电压（11～15 V）来研究加热功率对其传热性能的影响。需要注意的是，因加热部分采用绝缘泡沫进行保温，可假设加热功率约等于电功率。热电偶数据（T_1～T_6）由温度数据采集仪（Agilent 34970a）进行监测，温度采集时间步长为 10s。在本研究中，每个工况测试 15 分钟，以使热管达到准稳态，并采用之后 5 分钟内的平均温度来表征加热端和冷却端的温度。

由于绝热段未作保温处理，该多分支柔性脉动热管的传热性能通过表观导热系数来评价，其表观导热系数可由下式计算

$$k = \frac{Q \cdot L}{A \cdot (T_h - T_c)} \tag{1}$$

式中 Q 为加热功率；L 为等效传热长度；A 为绝热段聚四氟乙烯管的总截面积；T_h 为加热端平均温度，即 $T_h=(T_1+T_2+T_3)/3$；T_c 为冷却端平均温度，即 $T_c=(T_4+T_5+T_6)/3$。

2 实验结果与讨论

本研究通过改变热管弯曲角度和倾斜角度来研究柔性热管在底部加热条件下的传热性能，并通过改变加热电压来评估热管在垂直方向上的传热性能。

2.1 弯折角度的影响

图 2(a) 从左至右为分别柔性热管弯曲 30º、50º、70º 和 90º 时的照片，图中采用三根铜丝分别限制三个传热分支的弯曲部分的位移。需要注意的是弯曲角度为 0° 对应于热管垂直放置。图 2(b) 为准稳态时热管加热端与三个冷却端的温度，其中 T_1、T_2、T_3 比较接近，说明加热面温度分布均匀。此外，加热温度随着弯曲角度的增加而升高，这是因为弯曲角度越大，流动阻力越大，从而导致热管传热性能变差。在冷却端，最右侧分支温度（T_6）最低，这是因为液塞和汽泡从右侧分支依次流经中间和左侧分支，导致左侧分支的工质会通过底部管道回流到最右分支。由于底部管道未与加热面相连且其背面没有很好的隔热（图 1(a)），导致部分热量从底部管道散失，因此右侧冷却端的温度较低。相比之下，因为中间和左侧分支的冷凝液回流管路完全附着在加热表面上且保温良好，所以中间和左侧冷却端温度（T_4 和 T_5）比较接近并且远高于右侧冷却端的温度。

图 2(c) 为柔性热管的表观导热系数和铝制均热板的热流密度随热管弯曲角度的变化。热流密度由 Q/S 计算得到，其中 Q 为加热功率，S 为均热板面积。图 2(c)表明当弯曲角度从 0° 增加到 90° 时，热管的表观导热系数从 3100 W/(m・K)降低到 1767 W/(m・K)，降低了约 43%。这是因为弯曲角度增加导致工质运动阻力增大。于此同时，加热温度随着弯曲角度的增加而升高，如图 2（b）所示。由于加热片的电阻通常与其温度成反比，所以随着弯曲角度的增加，加热端的热流密度从 3753 W/m^2 略微下降约 3.7% 至 3613 W/m^2，如图 2(c) 所示，即使加热电压恒定在 11 V。然而，Kang 等[16]研究发现如果传热分支可以自然平滑地弯曲，弯曲角度对流动阻力的影响较小，由弯曲角度引起的传热性能下降比较有限。尽管如此，本研究中的柔性热管在弯曲下的表观导

热系数仍然比铜高 4~8 倍。

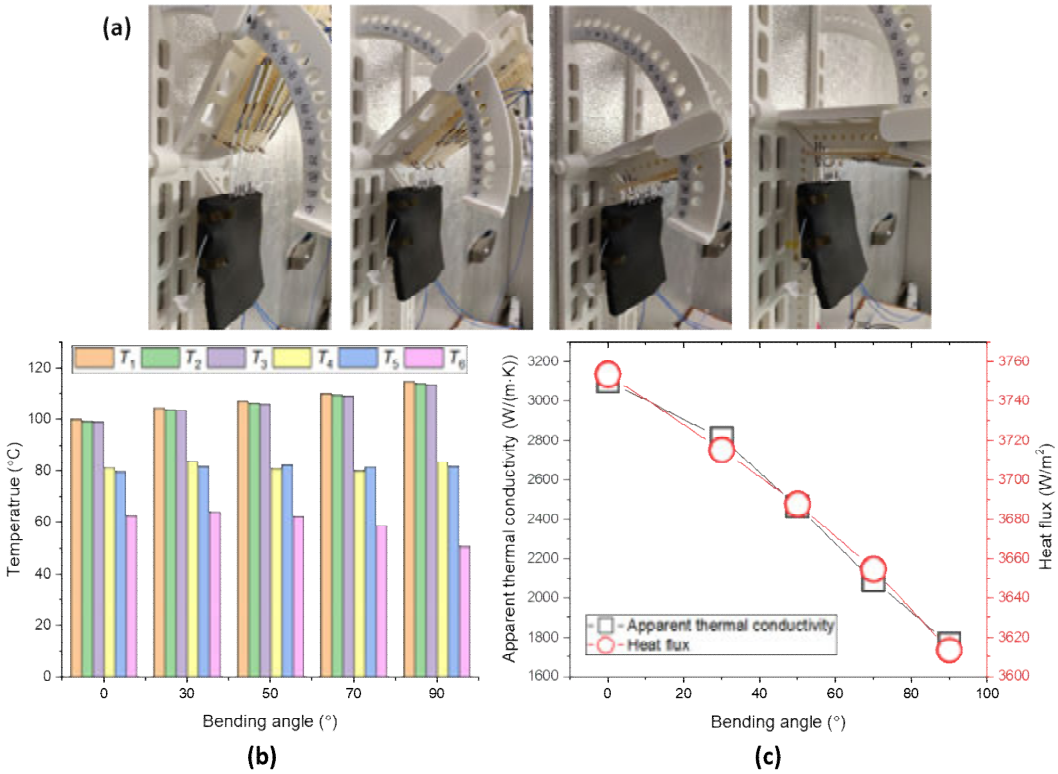


图 2 恒定加热电压（11V）下热管弯曲角度的影响： (a)弯曲角度为 30º、50º、70º 和 90º 的柔性热管照片（从左到右）； (b) 加热端和冷却端的温度； (c) 不同弯曲角度下的表观导热系数和热流密度。

2.2 倾斜角度的影响

图 3(a)从左到右分别为倾斜 70º、50º、30º 时柔性热管的照片，而 90º 的倾角对应于热管垂直放置。图 3(b) 为不同倾角下热管加热端与冷却端的温度，其中右侧分支冷却端温度仍然最低，表明工质依然从右侧分支依次流经中间和左侧分支。此外，随着倾角的增大，加热温度降低，而冷却温度升高。这是因为重力在工质运动过程中起着重要作用，倾角越大，重力分量越大，越有利于冷凝液体回流，从而导致加热温度降低。此外，由于大量回流液体在加热端汽化，根据工质运动的质量守恒，热管内自下而上的流体速度也会随着倾角增大而增加，从而导致冷却端温度升高。

图 3（c）为热管表观导热系数和铝制均热板的热流密度随热管倾斜角度的变化。随着热管倾角从 30º 增加到 90º，热管的表观导热系数从 1537 W/(m·K)增加到 3100 W/(m·K)，这是因为大倾角导致的重力分量增加有利于工质在热管内的流动。同时，其热流密度从 3657 W/m2 略微增加到 3753 W/m2，增长率约为 2.6%，这是由于在较大倾角下加热端温度较低，如图 3（b）所示。应该注意的是，当热管水平放置时，该柔性脉动热管将停止工作，这进一步表明重力对该热管传热性能的重要意义。尽管如此，该柔性热管仍然可以在较大的倾角范围内工作，其在人体热管理等许多应用场景下具有非常高的应用价值。

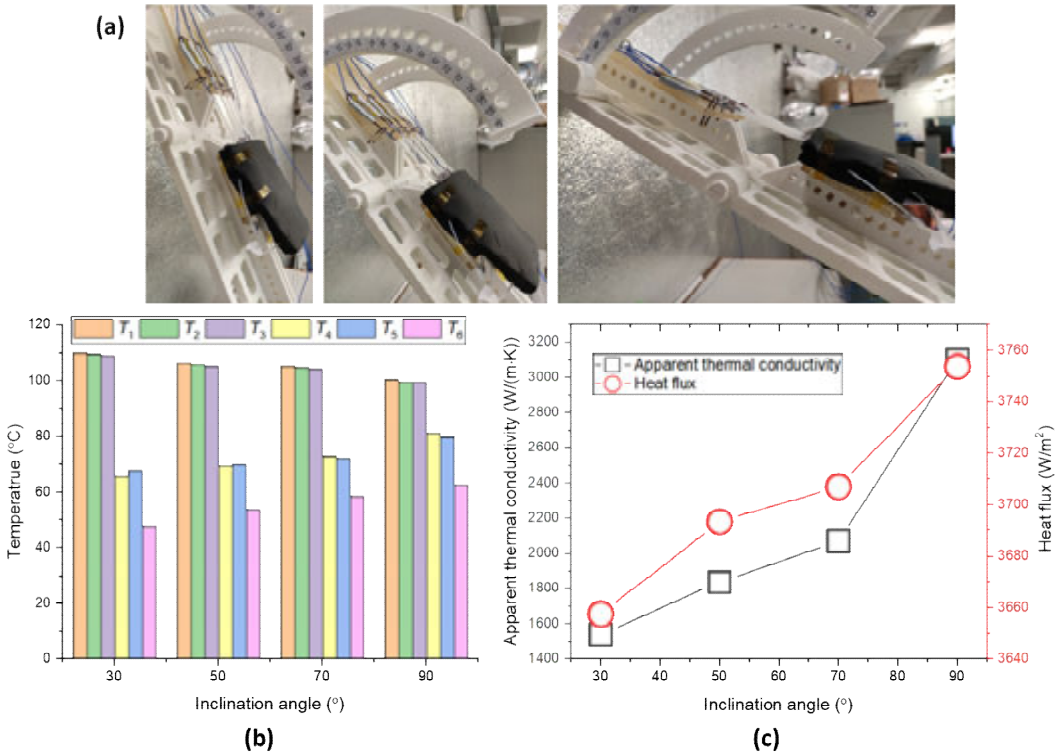


图 3　恒定加热电压下（11V）热管倾角的影响：(a) 热管倾斜 70º、50º、30º 的照片（从左到右）；(b) 热管加热端和冷却端的温度；(c) 不同倾角下的表观导热系数和热流密度。

2.2 加热功率的影响

图 4 描述了热管垂直放置时加热功率对该柔性热管传热性能的影响。图 4(a)显示当加热电压从 11V 增加到 15V 时，加热功率从 15W 增加到 24.6W，而相应的热流密度从 3754 W/m^2 增加到 6161 W/m^2。此外，图 4(a)进一步表明，随着热功率或加热电压的增加，该热管的表观导热系数从 3100 W/(m • K)增加到 4333 W/(m • K)。这是因为较大的热功率会加剧加热段液体的沸腾过程，增大工质运动的驱动力，进而增大液塞和汽泡在热管内的流速。

图 4(b) 表明加热端和所有冷却端的温度都随着电压或加热功率的增加而升高。值得注意的是，右侧冷却端 (T_6) 在加热电压为 11V 时温度最低，而左侧冷却端 (T_4) 在其他加热电压下温度最低，这是由工质运动方向反转引起的。由于本研究中所有传热回路的管径相同，因此在工质运动开始启动时，相邻管路中的工质压力彼此接近。又因为管路内工质压力不平衡是流体运动的驱动力，因此压力扰动引起的工质流动方向存在任意性。尽管如此，工质流动方向对该柔性热管的传热性能影响不大。

总上所述，在较高的加热功率或加热温度下，热管的表观导热系数较大，这符合实际应用对热量高效传输的需求。同时，该热管的最高表观导热系数高达 4333 W/(m • K)，是铜的 10 倍以上，其在先进热管理和能源应用方面具有巨大潜力。

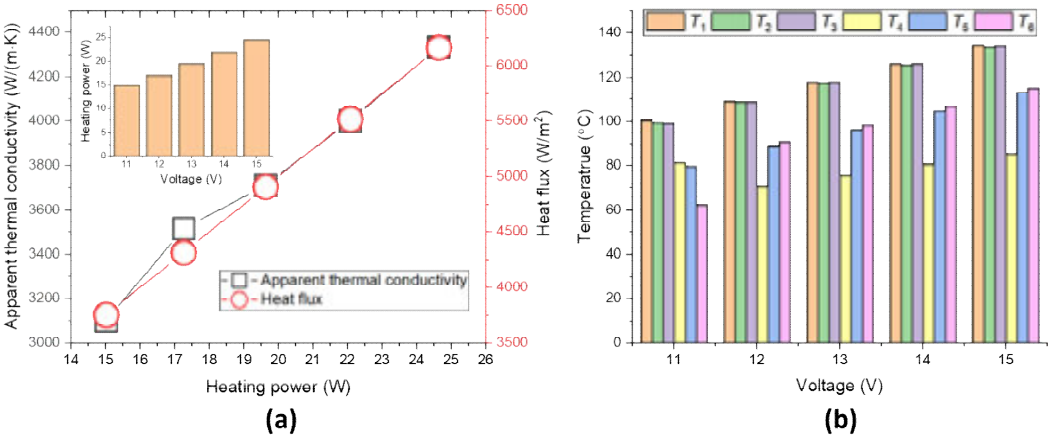


图 4：加热功率对热管传热性能的影响： (a) 表观导热系数和热流密度（左上插图：加热功率与电压的关系）； (b) 不同加热电压下加热端和冷却端的温度。

3 结　论

基于脉动热管的工作原理，本研究采用聚四氟乙烯毛细管连接铜质加热端和冷却端制作了具有三个传热分支的高性能柔性热管，其中三个分支可独立弯折，具有优异的柔韧性。实验研究了热管弯曲角度、倾角和加热功率对多分支柔性脉动热管传热性能的影响。结果表明，表观导热系数随弯曲角度的增大而减小，随倾角的增大而增大。随着热管弯曲角度从 0º 增加到 90º，其表观导热系数下降了约 43%，而当热管倾角从 30º 增加到 90º 时，其传热性能几乎翻了一番。此外，通过提高加热功率或加热温度也可以提高热管的表观导热系数，而其最高表观导热系数可达 4333 W/(m •K)，是铜的 10 倍以上。总体而言，该多分支柔性脉动热管兼具良好的柔韧性和传热性能，对于人体热管理、柔性电子器件冷却、余热回收和可再生能源利用等领域具有重要意义。

参考文献

[1] Z. Kang, J. Fan, Heat-pipe-based tunable multimode horizontal thermal rectifier, Energy Reports, 2022, 8 4274-4281.

[2] Z. Kang, D. Shou, J. Fan, Numerical study of single-loop pulsating heat pipe with porous wicking layer, International Journal of Thermal Sciences, 2022, 179.

[3] Z. Kang, L. Wang, Boiling heat transfer on surfaces with 3D-printing microstructures, Experimental Thermal and Fluid Science, 2018, 93 165-170.

[4] H. Jouhara, A. Chauhan, T. Nannou, S. Almahmoud, B. Delpech, L.C. Wrobel, Heat pipe based systems - Advances and applications, Energy, 2017, 128 729-754.

[5] M.J. Gibbons, M. Marengo, T. Persoons, A review of heat pipe technology for foldable electronic devices, Appl Therm Eng, 2021, 194.

[6] T. Jaipurkar, P. Kant, S. Khandekar, B. Bhattacharya, S. Paralikar, Thermo-mechanical design and characterization of flexible heat pipes, Appl Therm Eng, 2017, 126 1199-1208.

[7] S.-S. Hsieh, Y.-R. Yang, Design, fabrication and performance tests for a polymer-based flexible flat heat

pipe, Energy Conversion and Management, 2013, 70 10-19.

[8] C. Oshman, Q. Li, L.-A. Liew, R. Yang, V.M. Bright, Y.C. Lee, Flat flexible polymer heat pipes, Journal of Micromechanics and Microengineering, 2013, 23(1).

[9] C. Liu, Q. Li, D. Fan, Fabrication and performance evaluation of flexible flat heat pipes for the thermal control of deployable structure, Int J Heat Mass Transf, 2019, 144.

[10] Z. Kang, D. Shou, J. Fan, Numerical study of a novel Single-loop pulsating heat pipe with separating walls within the flow channel, Applied Thermal Engineering, 2021, 196.

[11] J. Lim, S.J. Kim, Fabrication and experimental evaluation of a polymer-based flexible pulsating heat pipe, Energy Conversion and Management, 2018, 156 358-364.

[12] O. Der, M. Marengo, V. Bertola, Thermal Performance of Pulsating Heat Stripes Built With Plastic Materials, J Heat Transfer, 2019, 141(9).

[13] J. Qu, X. Li, Y. Cui, Q. Wang, Design and experimental study on a hybrid flexible oscillating heat pipe, Int J Heat Mass Transf, 2017, 107 640-645.

[14] J. Qu, C. Wang, X. Li, H. Wang, Heat transfer performance of flexible oscillating heat pipes for electric/hybrid-electric vehicle battery thermal management, Appl Therm Eng, 2018, 135 1-9.

[15] Z. Kang, Y. Hong, S. Jiang, J. Fan, Composite filament with super high effective thermal conductivity, Materials Today Physics, 2023, 34 101067.

[16] Z. Kang, S. Jiang, Y. Hong, J. Fan, Squid‐like soft heat pipe for multiple heat transport, Droplet, 2022, 1(2) 182-191.

[17] E.R. Babu, H.N. Reddappa, G.V.G. Reddy, Effect of Filling Ratio on Thermal Performance of Closed Loop Pulsating Heat Pipe, Mater Today-Proc, 2018, 5(10) 22229-22236.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：14xxxx

基于液气相变的高倍率锂离子电池热管理散热性能研究

张隆源 1，禹伟 1，孟垂舟 1，郭士杰 1
河北工业大学省部共建电工装备可靠性与智能化国家重点实验室，天津 300131
(Tel:15801328161,Email:yw16@hebut.edu.cn)

摘要： 以六水氯化钙($CaCl_2{\cdot}6H_2O$)为相变材料、碳纳米管(CNT)为载体，利用液气相变的散热机理，制备了用于高倍率锂离子电池热管理的 $CaCl_2{\cdot}6H_2O$/CNT 相变散热薄膜，利用 Bernardi 电池产热模型与 Murru 液气两相流干燥模型进行数值模拟。研究了环境相对湿度对散热膜散热效果的影响；并通过改变 $CaCl_2$/CNT 的质量制备不同厚度的散热膜，通过实验探究散热膜厚度对电池散热效果的影响。由于碳纳米管优异的传热性能与水蒸发高相变潜热的结合，散热薄膜可使 15C 放电倍率下的电池最高降低 17.4 °C。

关键词： 电池热管理；相变材料；碳纳米管；液气相变

0 前言

在环境污染和能源危机的紧迫挑战下，碳中和是全球各国需要完成的紧迫任务[1]。新能源电动汽车为解决化石能源依赖、减少环境污染和降低能耗提供了解决方案[2, 3]。作为新能源汽车动力源的最佳选择之一，锂离子电池具备高稳定性、高能量密度和长循环寿命等优势[4-6]。电池充放电过程中复杂的电化学反应伴随着热量的产生，尤其是动力电池在高功率输出时产生大量焦耳热。温度严重影响锂离子电池的性能，在高温下(大于 45 °C)电池会依次发生 SEI(Solid Electrolyte Interface 固体电解质界面膜)膜分解、隔膜融化、电解液分解、负极与电解液反应、正极分解等副反应，导致容量与寿命的衰减[7, 8]。当温度超过临界值(150 °C)，电池可能发生热失控，引发火灾和爆炸等危险事故。因此，随着对高倍率充放电锂离子电池需求的增加，开发高效的电池热管理方法具有重要的研究和应用价值。

近年来，电池热管理主要采用两种方法：主动散热和被动散热。主动散热方式中，强制风冷系统受限于空气的低热导率(0.023 W m^{-1} K^{-1})和低比热容(1.003 kJ kg^{-1} K^{-1})，散热能力有限。此外，需要风机提高空气流速，存在二次能量消耗和成本较高的问题，无法满足电池高功率运行时的冷却需求[9]。液冷系统虽然可以通过选择适当的冷却介质、提高冷却液流速和增加流道数量等方式提高散热效果，但仍面临占用空间大、冷却液易泄露和二次能源消耗的问题[10]。

被动散热系统通过使用翅片散热器或微结构等方式增加与空气的接触面积，以增强自然对流换热，但无法满足电池高倍率充放电的散热需求。相较传统的热管理方式，相变材料(PCM)利用材料的相变潜热来储存能量。然而，目前常见的固-液相变材料如石蜡

基复合材料在电池热管理领域应用与发展受到相变焓低(180~230 kJ kg^{-1})和相变后熔融液体易泄露等问题的限制。

与固-液相变相比，水的液-气相变具有更高的潜热(2260 kJ kg^{-1})，意味着在相同质量条件下，能吸收/释放更多的热量。因此，液-气相变在研究中逐渐成为关注的焦点。例如，Liu[11]等人通过湿度控制的相分离制备了多孔纤维，使用聚丙烯腈(PAN)作为基质，MIL-101(Cr)作为吸附剂，成功降低便携式存储设备电池的温度 7.3 °C。Li[12]等人使用 PAM 水凝胶作为框架，将碳纳米管(CNT)嵌入交联的 PAM 中以提高导热性能，同时利用吸湿盐 $CaCl_2$ 吸附空气中的水分，将光伏电池板的温度降低 10 °C。Pu[13]等人制备了聚 N-异丙基丙烯酰胺(PNIPA)水凝胶，并加入 LiBr 吸收空气中的水分，实现水凝胶的再生，在 2.2C 放电倍率下将手机电池温度降低 20 °C。Zeng[14]等人在具有大表面的铝散热器上涂覆 PAM 水凝胶，成功降低 CPU 在高负荷时段的温度 15 °C。

为了满足高倍率锂离子动力电池的热管理需求，本文通过使用吸水材料氯化钙吸收空气环境中的水分子并将水分子锁定在三维孔隙结构(SACNT)中，并将其贴附于电池表面。当温度升高时，水分子蒸发，将热量散失到环境中；当电池待机时，吸湿材料自发地从外界环境吸收水分子，以此循环使用的热管理方式对电池进行散热。利用碳纳米管优异的传热性能与水蒸发高相变潜热的结合，散热薄膜可使 15C 放电倍率下的电池最高降低 17.4 °C，并且利用 Bernardi 电池产热模型与 Murru 干燥模型进行数值模拟与实验验证。

1 数值方法

1.1 相变机理

结晶水合盐是无机盐与水的化合物，结晶水以化学键的方式与物质的内部结构相结合，结晶水只有在受热时才能脱出。水和盐类相变材料通常通过失去或得到结晶水的形式发生相变，其相变机理可由式（1）表示：

$$CaCl_2 + n \cdot H_2O \xleftrightarrow{\text{加热或冷却}} CaCl_2 \cdot nH_2O \qquad (1)$$

n 与温度相关，当温度大于熔点时，结晶水合盐吸热熔化脱出全部结晶水，脱水后的盐溶解在脱出的结晶水中，水合盐从固态变为液态，完成储热过程；当温度小于熔点时，脱水后的盐与脱出的水受冷重新结合生成结晶水合盐，水合盐从液态回到固态，完成放热过程。

1.2 几何模型

采用型号为 18650 型圆柱型锂离子电池，锂离子电池的规格参数如表 1 所示，如图 1 所示，相变散热膜贴附于电池表面，相变散热膜的厚度为 0.3~1.2 mm，高度与锂离子电池相等,实验与仿真的温度测试点如图 1 所示为靠近正极 1 cm 处。相变散热膜由 SACNT/$CaCl_2$ 制成，基本参数如表 2 所示。在充放电测试中使用高倍率电池充放电测试仪(CT-4008-5V50A-NTA)进行充放电测试，用 NTC 热敏电阻贴附与电池正极端测试温度，环境温度和不同的相对湿度由恒温恒湿箱控制，整个实验系统放置于 25 °C 环境中，电

池充放电工况参数如表 3 所示。采用 COMSOL Multiphysics 5.6 多物理场耦合仿真软件对电池进行数值模拟。

表 1 锂离子电池的规格参数

参数	数值
容量/Ah	2
电池直径/mm	18
电池高度/mm	65
电池重量/g	46.5
标称电压/V	3.2
放电截止电压/V	2.5
内阻/mΩ	≤18
径向导热系数/W m^{-1} K^{-1}	0.98
轴向导热系数/W m^{-1} K^{-1}	3.21
密度/kg m^{-3}	25.3
比热容/ J kg^{-1} K^{-1}	1375
表面自然对流系数/W m^{-2} K^{-1}	9.5
正极材料	三元 612
负极材料	石墨
电池型号	18650-2000 mAh

表 2 相变散热膜基本参数

参数	数值
厚度/mm	0.3-1.2
导热系数/ W m^{-1} K^{-1}	0.2-1.4
相变潜热/J g^{-1}	230
表面发射率	0.97
表面自然对流系数/W m^{-2} K^{-1}	10.7

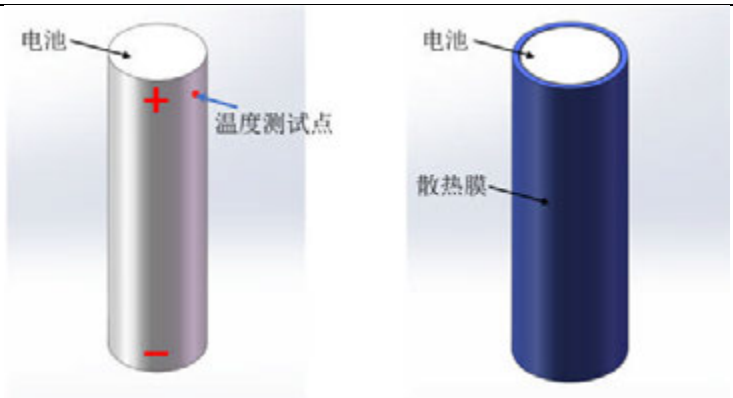


图 1 电池模型

表 3 实验研究工况

	模式	参数
放电	恒流放电	截止电压：2.5 V
充电	恒流恒压充电	截止电压：2.5 V 截止电流：0.1 A

1.3 电池生热模型

在对电池组进行数值分析之前，要计算出电池的产热功率。目前，使用最为广泛的电池生热公式 Bernardi 公式，该公式能够较好地模拟电池在实际情况下的产热速率，并且与实验所得的结果最为接近。所以本研究采用电池生热模型公式中的 Bernardi[15]公式来计算电池的产热，其计算式为：

$$q = \frac{1}{V_b}\left[(I^2R) + IT\frac{dE_0}{dT}\right] \tag{2}$$

式中，q(W/m^3)为电池的生热速率；I为电流，A(1 C 对应 2 A，2 C 对应 4 A，以此类推)；V_b(m^3)为电池的体积；T(°C)为电池的初始温度；R(mΩ)为电池的内阻(取 18 mΩ)，$\frac{dE_0}{dT}$(0.4 mV/K)代表电池发生电化学反应的熵系数。根据电池的生热公式并结合表 1 所给的电池体积参数，可以计算出电池在 1C、10C、15C 放电倍率下的电池生热速率，结果如表 4 所示。

表 4 不同放电倍率下锂离子电池的生热速率

放电倍率/C	1	10	15
生热率/W m^{-3}	18773.3	579499.3	1195720.6

单体电池电极活性材料螺旋缠绕形成柱状，因此，传热模型中的导热系数为各向异性，沿电池片方向（圆柱长度方向）的导热系数比电池片法向（径向）的高，电池各个方向的导热系数计算式为：

在径向方向，导热系数 $k_{T,r}$的根据以下公式计算：

$$k_{T,r} = \frac{\sum L_i}{\sum L_i/k_{T,i}} \tag{3}$$

其中，L_i是单电池不同层的厚度，$k_{T,i}$是构成这些层的材料的导热系数。

圆柱长度方向的导热系数$k_{T,ang}$的计算依据为：

$$k_{T,ang} = \frac{\sum L_i k_{T,i}}{\sum L_i} \tag{4}$$

同样地，活性电池材料的密度ρ_{batt}和热容$C_{\rho,batt}$的计算依据为：

$$\rho_{batt} = \frac{\sum L_i \rho_i}{\sum L_i} \tag{5}$$

$$C_{\rho,\mathrm{batt}} = \frac{\sum L_i C_{p,i}}{\sum L_i} \tag{6}$$

根据能量守恒，冷却系统的平衡方程为：

$$\sum m_i C_i \frac{dT_i}{dt} = \nabla(k\nabla T) + Q_{gen} - Ah_c(T_s - T_a) - A\sigma\varepsilon(T_s^4 - T_a^4) - \alpha h_e \tag{7}$$

方程左侧第一项表示整个系统的能量变化，m_i、C_i、T_i分别表示冷却系统每部分的质量、比热容、温度。方程右侧第一项表示热传导项，第二项表示电池自身产生的热量，第三、第四和第五项分别表示自然对流、辐射散热和液相蒸发所吸收的热量。A、T_s、T_a、h_c、ε和σ分别是样品与空气接触的表面积，样品的表面温度，环境温度，对流系数，样品表面的发射率，和 Stefan–Boltzmann 常数。α和h_e表示液相质量和蒸发焓。

1.4 PCM 模型

当电池产生的热量通过热传导传递到散热膜后，液态水蒸发生液气相变吸收热量，散热膜表明通过自然对流与热辐射散热，整个系统顶部处于恒定的空间蒸汽压下，散热膜中存在固、液、气三相，因此 PCM 模型采用 Murru[16]干燥模型。

液相质量平衡方程：

$$\frac{\partial\theta_L}{\partial t} = \nabla(D_L\nabla\theta_L) - \frac{m_{LG}}{\rho_L} \tag{8}$$

式中，θ_L是液相体积分数，T(°C)是温度，t(s)是时间，D_L(m^2 s^{-1})是液相扩散系数，K_{eff}(W m^{-1} K^{-1})为散热膜的有效热导率，ρ_L(kg m^{-3})为液相密度，m_{LG}(kg m^{-3} s^{-1})则为局部蒸发率，方程右侧第二项表示液相蒸发时损失的体积分数。

液相的蒸发速率与散热膜的平衡蒸汽压与顶部空间蒸汽压的压差有关，当液相体积分数小于零或散热膜的局部蒸汽压小于顶部空间蒸汽压时（不存在蒸发的驱动力），蒸发计算停止。

$$m_{LG} = \begin{cases} \frac{k_{vap}\rho_L(p^* - p_G)}{p_G} & if\theta_L > 0 \\ 0 & if p^* \le p_G \\ 0 & if p^* \le p_G \end{cases} \tag{9}$$

式中k_{vap}(s^{-1})是蒸发速率常数，p_G(Pa)是复合散热膜的局部蒸汽压，p^*(T)是与该温度下的饱和蒸汽压。蒸汽压与温度呈正相关，p^*(T)可以由 Antoine 方程来估计。

$$log_{10}p^* = A - \frac{B}{C+T} \tag{10}$$

常数 A、B 和 C 与液相有关，本模型中液相为水，所以式中 A=18.3036、B=3816.44K、C=-46.13K。散热膜由固相（碳纳米管、氯化钙）、液相（氯化钙水溶液）、气相（固相间隙内的空气）组成，因此散热膜必须考虑三相的属性，散热膜的有效热容与有效热导计算如下：

$$\rho C_p = \theta_L\rho_L C_{p,L} + \theta_S\rho_S C_{p,S} + \theta_G\rho_G C_{p,G} \tag{11}$$

$$\lambda_{eff} = \lambda_{dry} + \frac{\theta_L}{1-\theta_S}\left(\lambda_{wet} - \lambda_{dry}\right) \quad (12)$$

其中ρ_i和C_p分别是各相的密度和比热容，θ_L、θ_S、θ_G分别表示散热膜中液相、固相、气相的体积分数。λ_{eff}、λ_{dry}、λ_{wet}分别表示散热膜有效热导率、完全干燥后热导率、干燥前热导率。当散热膜中液相相变时，液相会蒸发并由固相间的的气相代替，三相之和应为 1，所以三相体积分数必须满足：

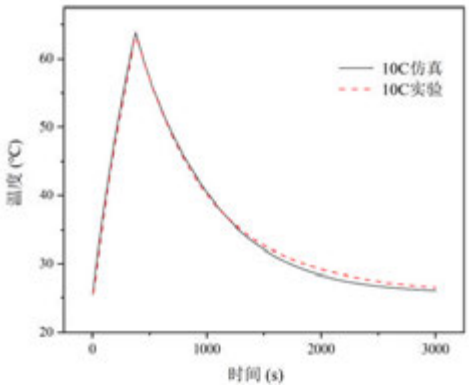
$$\theta_L + \theta_S + \theta_G = 1 \quad (13)$$

2 结果与讨论

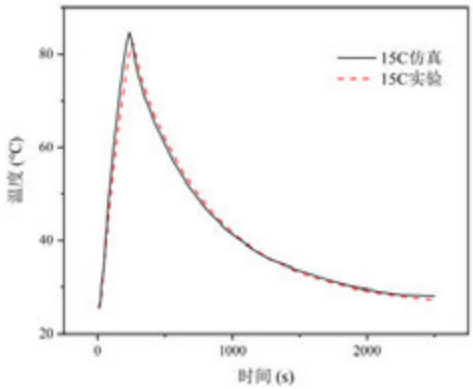
为了验证仿真结果的准确性和可靠性，进行了实验验证，将仿真结果与实验结果进行对比。

2.1 采用空气自然对流散热的单体锂离子电池

图 2 显示了锂离子电池在不含 PCM 散热膜、仅采用空气自然对流散热时，对两个单体锂离子电池进行 10 C 和 15 C 恒流放电后搁置 30 min 的工步设置，通过 K 型热电偶记录如图 1 所示电池表面温度测试点的数据。从图中可以看出，在 10 C 放电倍率下，锂离子电池的表面最高温度达到 63.5 °C，在 15 C 放电倍率下电池表面温度可达 82.3 °C，超过了该电池 75 °C 的安全温度，这将严重衰减锂离子电池的容量。因此有必要对电池组进行相应的热管理措施，将电池的温度控制在适宜温度范围内。



(a)裸电池 10 C 恒流放电；



(b)裸电池 15 C 恒流放电

图 2 裸电池 10 C 和 15 C 恒流放电期间实验测试与数值模拟温度

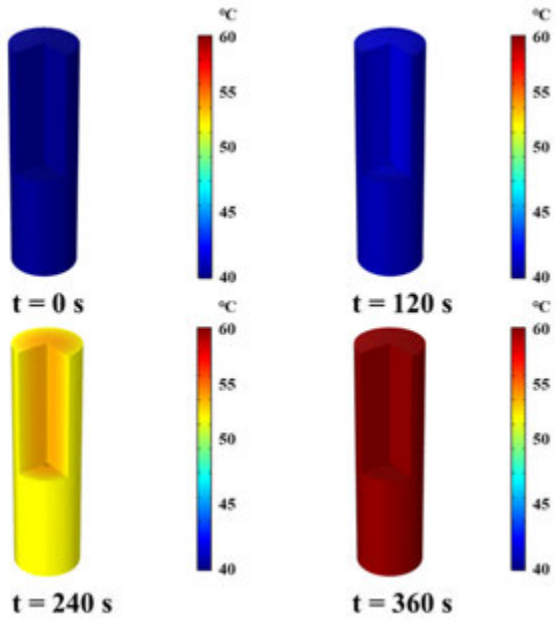
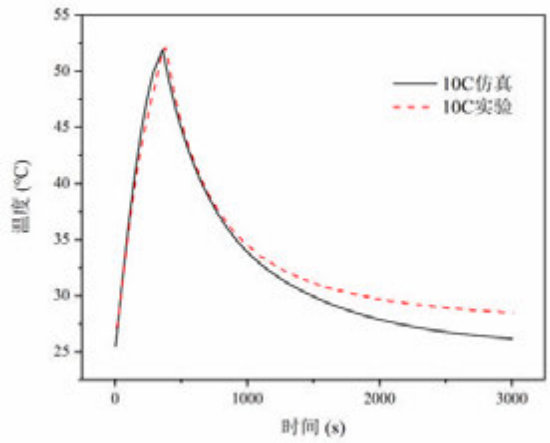


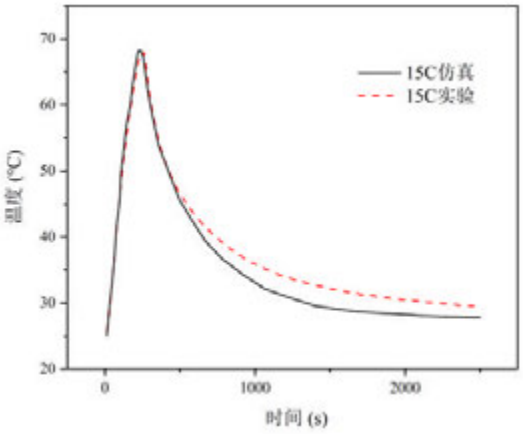
图 3 裸电池 10 C 恒流放电温度分布云图

2.2 带有 PCM 的单体锂离子电池

图4 展示的为带有散热膜的单体锂离子电池在环境温度为25 °C、相对湿度RH=65%的环境下，被散热膜包裹时电池表面温度的实验测试数据与数值模拟结果。从图 5 中可以看出，在 10C 放电倍率下，带 PCM 锂离子的温升速率与不带 PCM 电池组的温升速率相比明显降低。并且单体电池的最高温度在 10 C 和 15 C 放电倍率下均有下降。如表 5 所示在 10 C 恒流放电期间，散热膜将电池温度从 63.5 °C 降到 52 °C，最大温差 11.2 °C，在 15C 恒流放电期间将电池温度从 82.3 °C 降到 68 °C，加有相变散热膜后电池温度始终在 75 °C 下，PCM 散热膜可以将电池在 15 C 放电倍率下温度始终维持在安全范围内，提高电池循环性能，延长使用寿命。



(a)带有 PCM 电池 10 C 恒流放电；



(b) 带有 PCM 裸电池 15 C 恒流放电;

图 4 带有 PCM 电池 10 C 和 15 C 恒流放电期间实验测试与数值模拟温度

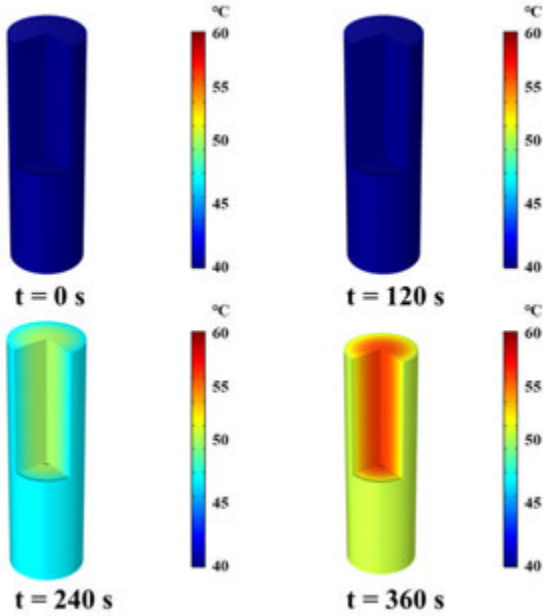
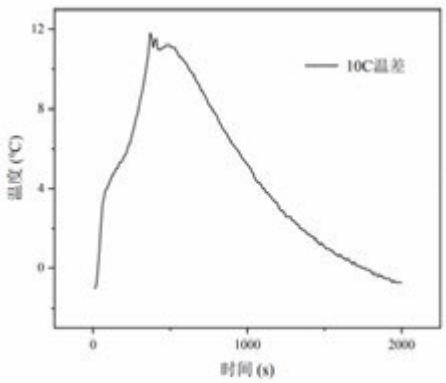


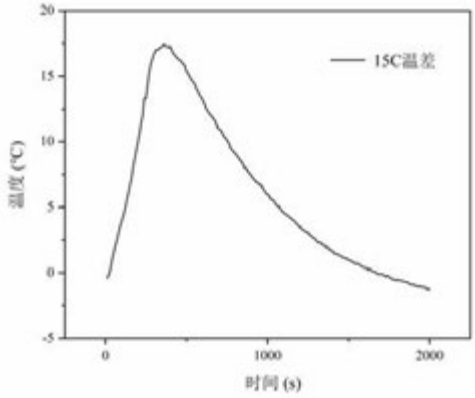
图 5 带有 PCM 电池 10 C 恒流放电温度分布云图

表 5 加膜与不加膜电池表面最高温度

放电倍率/C	10	15
裸电池表面温度/°C	63.5	82.3
贴有散热膜电池表面温度/°C	52	68
最大温降/°C	11.2	17.4



(a)10 C 温差;



(b)15 C 温差;

图 6 裸电池与带有 PCM 的电池放电期间的温差

2.3 环境湿度对散热性能影响

图 7 和图 8 为带有散热膜的单体电池模型在相对湿度为 35%、45%、55%和 65%下的以 10 C 恒流放电期间温度分布图以及电池表面最高温度随时间变化的曲线图，表 6 为不同湿度下散热膜的吸湿量，表明散热膜的吸水能力随湿度的增加而增加，从图 7 中可以看出，环境湿度越高时由于初始含水量增加，电池放电过程中水蒸发量增加导致温度降低，表明在更潮湿的环境中获得更优异的热管理性能。但是由于水蒸发速率会受到温度和环境湿度共同影响，当空气中水蒸气浓度接近饱和时，蒸发速率会减慢，所以实验中最高在 65%湿度下进行。

表 6 散热膜在不同湿度下的吸水能力

相对湿度	35	45	55	65
吸水能力/g g^{-1}	0.5	0.6	0.8	1.2
饱和吸水量/g	0.73	0.91	1.18	1.55

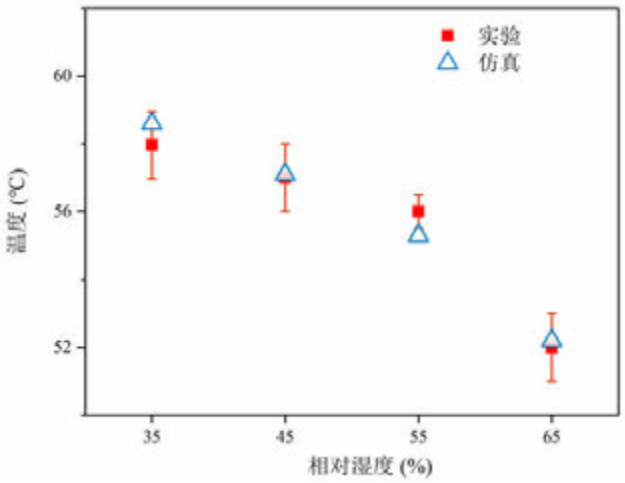


图 7 不同湿度下电池 10 C 放电期间最高温度

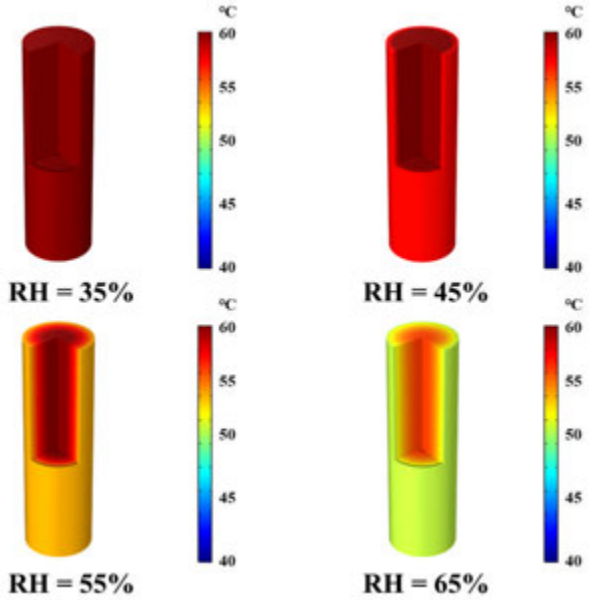


图 8 不同湿度电池放电结束时温度分布云图

2.4 厚度对散热性能影响

如表 7 所示制备了 0.3 mm~1.2 mm 厚度的散热膜，当 SACNT 质量从 100 mg 增加至 800 mg 时，最大承载氯化钙质量从 0.2 g 增加至 1.2 g。如图 9 所示通过实验测试了散热膜不同厚度的散热性能 0.3 mm、0.5 mm 和 0.8 mm 厚度的散热膜在电池放电结束时最高温度分别达到了 58 ℃、55 ℃ 和 52 ℃，而 1.2 mm 厚度的散热膜在电池放电结束时最高温度达到 60 ℃，0.8 mm 厚度的散热膜效果最优。如图 10 所示测试了不同厚度散热膜 12 h 的吸水量以及贴附于电池以 10 C 恒流放电后水解析的质量，0.3 mm、0.5 mm 和 0.8 mm 厚度的散热膜在 12h 的吸水量分别为 0.4 g、0.6 g、0.9 g，但当散热膜厚度为 1.2 mm 时，吸水量减少导致散热效果差。

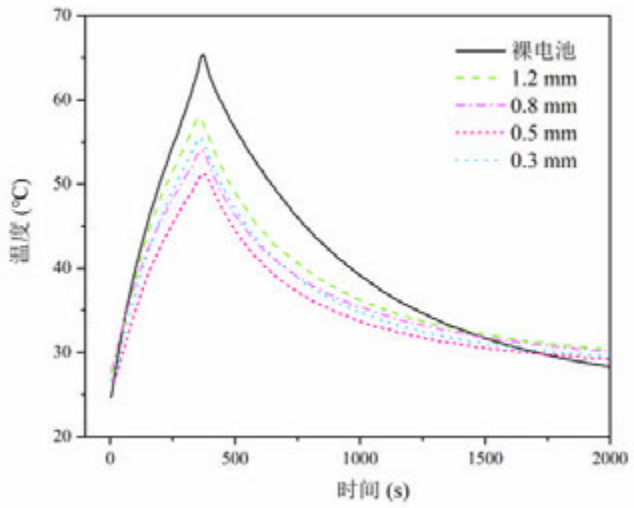


图 9 不同散热膜厚度实验测试温度

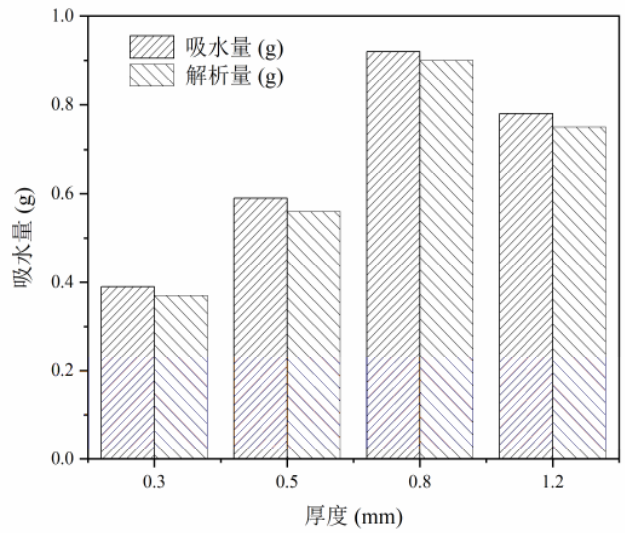


图 10 不同散热膜厚度的水吸收量与解析量

表 7 不同厚度散热膜承载氯化钙质量

散热膜厚度/mm	0.3 mm	0.5 mm	0.8 mm	1.2 mm
SACNT 质量/mg	100	300	500	800
氯化钙质量/g	0.2	0.3	0.8	1.2

3 结论

本文以高倍率圆柱形 18650 锂离子电池为研究对象，利用液气相变的相变散热膜包裹电池来实现冷却电池，通过实验与数值模拟验证了电池以 10 C 和 15 C 放电倍率下的产热与散热膜的散热效果，得到的主要结论如下：

1) 电池温度与放电倍率成正比，在 10 C 放电倍率下，锂离子电池的表面最高温度

达到 63.5 °C，在 15 C 放电倍率下电池表面温度可达 82.3 °C，超过了该电池 75 °C 的安全温度。

2) 实验与仿真结果表明，环境湿度会影响散热膜的冷却效果，由于湿度增加使散热膜吸水量增加，当电池产生热量会有更多的水分蒸发来吸收热量，当环境温度为 25 °C、相对湿度为 65%时，电池在 10 C 恒流放电期间，散热膜将电池温度从 63.5 °C 降到 52 °C，最大温差 11.2 °C，在 15C 恒流放电期间将电池温度从 82.3 °C 降到 68 °C。

3) 实验结果表明散热膜厚度与最高承载氯化钙的质量成正比，当散热膜厚度从 0.3 mm 增加至 0.8 mm 时，氯化钙的质量从 0.2 g 增加至 0.8 g，但当厚度为 1.2 mm 时，整体吸水速率降低导致散热性能变差，散热性能最优的厚度为 1.2 mm。

参考文献

[1] Chu S, Cui Y, Liu N. The path towards sustainable energy [J]. *Nat Mater* 2016, 16(1): 16-22.

[2] Srinivasan V, Hafemeister D, Levi B, Levine M, Schwartz P. Batteries for Vehicular Applications [Z]. AIP Conference Proceedings. 2008: 283-96.10.1063/1.2993726

[3] Dunn B K, H.; Tarascon, J. M. Electrical Energy Storage Electrical Energy Storage [J]. *Science* 2011, 334: 928−35.

[4] Goodenough J B, Park K S. The Li-ion rechargeable battery: a perspective [J]. *J. Am. Chem. Soc.* 2013, 135(4): 1167-76.

[5] Tarascon J, Armand, M. Issues and challenges facing rechargeable lithium batteries [J]. *Nature* 2001, 414: 359–67.

[6] Hao M, Li J, Park S, Moura S, Dames C. Efficient thermal management of Li-ion batteries with a passive interfacial thermal regulator based on a shape memory alloy [J]. *Nature Energy* 2018, 3(10): 899-906.

[7] S. Santhanagopalan Q Z, K. Kumaresan, R.E. White. Parameter estimation and life modeling of lithium-ion cells [J]. *J. Electrochem. Soc* 2008, 155(4): A345.

[8] Barré A, Deguilhem B, Grolleau S, Gérard M, Suard F, Riu D. A review on lithium-ion battery ageing mechanisms and estimations for automotive applications [J]. *J. Power Sources* 2013, 241: 680-9.

[9] Li X, Zhao J, Yuan J, Duan J, Liang C. Simulation and analysis of air cooling configurations for a lithium-ion battery pack [J]. *Journal of Energy Storage* 2021, 35.

[10] Wang Y, Rao Z, Liu S, Li X, Li H, Xiong R. Evaluating the performance of liquid immersing preheating system for Lithium-ion battery pack [J]. *Appl. Therm. Eng.* 2021, 190.

[11] Liu X, Li P, Chen J, Jiang P, Mai Y-W, Huang X. Hierarchically porous composite fabrics with ultrahigh metal organic framework loading for zero-energy-consumption heat dissipation [J]. *Science Bulletin* 2022.

[12] Li R, Shi Y, Wu M, Hong S, Wang P. Photovoltaic panel cooling by atmospheric water sorption–evaporation cycle [J]. *Nature Sustainability* 2020, 3(8): 636-43.

[13] Pu S, Liao Y, Chen K, Fu J, Zhang S, Ge L, Conta G, Bouzarif S, Cheng T, Hu X, Liu K, Chen J. Thermogalvanic Hydrogel for Synchronous Evaporative Cooling and Low-Grade Heat Energy Harvesting [J]. *Nano Lett.* 2020, 20(5): 3791-7.

[14] Zeng J, Zhang X, Chung K M, Feng T, Zhang H, Prasher R S, Chen R. Moisture thermal battery with autonomous water harvesting for passive electronics cooling [J]. *Cell Reports Physical Science* 2023, 4(2).

[15] Bernardi D P E, Newman J. A general energy balance for battery systems [J]. *J. Electrochem. Soc.* 1985, 132(1): 5-12.

[16] Murru M, Giorgio G, Montomoli S, Ricard F, Stepanek F. Model-based scale-up of vacuum contact drying of pharmaceutical compounds [J]. *Chem. Eng. Sci.* 2011, 66(21): 5045-54.

[17] A. Suwono, Y. S. Indartono, M. Irsyad, I. C. Al-Afkar. Application of calcium chloride as an additive for secondary refrigerant in the air conditioning system type chiller to minimized energy consumption [C] IOP Conf. Ser.: *Mater. Sci. Eng.* 2015, 88, 012035.

中国工程热物理学会 学科类别：传热传质
学术会议论文 编号：233215

纳米氧化铝掺杂肌醇胶囊的性能

李佳璇，李远红，莫松平*，肖博，贾莉斯，陈颖
（广东工业大学材料与能源学院，广州 510006）
(Tel: 02039322570, Email: songpingmo@126.com)

摘要：针对相变微胶囊存在的导热性能差和过冷大等问题，本研究采用溶胶－凝胶法，通过向芯材肌醇中掺杂高导热纳米氧化铝粒子，制备出改性的二氧化硅包封肌醇相变胶囊，对其形貌结构、相变特性、热稳定性和导热性进行表征。结果表明，成功合成了核壳分明、粒径均一的球形纳米胶囊，纳米氧化铝的存在能促进肌醇的结晶成核，降低过冷，并提高胶囊的热稳定性和热导率，但潜热略有下降。

关键词：肌醇；相变纳米胶囊；纳米氧化铝；导热系数

0 前言

相变储能材料（Phase Change Materials，PCM）是一种利用物质状态变化所产生的潜热从而实现能量储存与释放的新型材料[1, 2]，其潜热能提供更大的能量存储密度，因此在电子元器件、纺织、建筑储能等多个领域得到了广泛应用[3-6]。相比于其他有机 PCM，糖醇具有高体积能量密度、无毒无腐蚀性和低成本等优势，因此备受关注。此外，糖醇的相变温度在太阳能工艺、余热回收等中高温领域也显示出了巨大的潜力[7, 8]。其中，肌醇是一种多羟基环状结构糖醇，具有较高熔点和潜热，熔点可达到 224.9℃，潜热高达 260.9 kJ/kg，是一种潜在的理想中温相变材料。

糖醇在作为储能材料应用中存在着热稳定性和导热性差的制约。Solé 等学者[9]进行了对 D-甘露醇的有氧循环实验，循环 20 次后发现其熔融潜热下降了近 30%，循环 50 次则下降近 50%。半乳糖醇的热稳定性更差，仅经过 18 次循环，其凝固温度便从 120℃下降至 60℃，并且在第 19 个循环中未观察到结晶现象。相比之下，肌醇表现出良好的热稳定性，经过 50 次循环后，其熔融潜热仅降低约 10%。Neumann 等学者[10]的研究结果表明，D-甘露醇易氧化降解，随着循环次数的增加，其熔融潜热下降，质量损失增加。Garcia 等学者[11]在惰性气体氛围下对 D-甘露醇进行热循环测试，结果表明，甘露醇即使在无氧条件下仍会发生降解。因此，如何解决糖醇易降解和泄露这一关键问题显得尤为重要。

相变材料微/纳米胶囊化是利用物理或化学方法，将有机或无机壁材包裹芯材，形成相变微/纳米胶囊，从而有效防止 PCM 在相变过程中发生泄露和腐蚀，提高热物理性能、传热面积和速率[12-14]。研究发现，糖醇微囊化的相关文献较少，主要是因为糖醇作为水溶性 PCM，难以封装。有学者通过在酸性条件下合成甘露醇微胶囊，制得平均粒径约 50 μm 的圆形微胶囊[15]。另有学者采用 TEOS 和 APTES 的混合前驱体，在油包水乳液界面上成功制备甘露醇微胶囊，但 DSC 测试结果未显示出结晶峰[16]。Salaün 等[17]则通过界面聚合工艺成功合成基于木糖醇核和聚脲-聚氨酯壳的微胶囊。Makuta 等[18]研发了一种氰基丙烯酸酯聚合物封装技术来制备木糖醇微胶囊，能够充分利用其能源潜力。有机材料的性能较差，而无机材料通常表现出优异的导热系数、化学稳定性、热稳定性和阻燃性[19-21]。

在微胶囊的制备过程中，通过在芯材或壳层中掺杂高导热粒子，可以显著提升胶囊的相变性能。以 He 等的研究[22]为例，他们在相变微胶囊的二氧化硅壳层中掺入氧化石墨烯，成功提高了胶囊的热稳定性、热可靠性和导热系数。Wang 等[23]采用紫外线辅助水解法，合成了掺杂纳米氧化铝和羚甲基纤维素的赤藓糖醇@聚硅氧烷微胶囊，该微胶囊在有效提升了储热能力和热稳定性的同时还降低了过冷度。此外，Yuan 等[24]则通过氧化石墨烯修饰的二氧化硅壳成功包封了石蜡，并实现了热可靠性、机械强度的明显提高，同时也表现出更高的导

热性和光吸收性。

目前，广泛研究的碳纳米材料，如纳米石墨烯和碳纳米管等，其制备成本高，工艺复杂。相比之下，金属氧化物纳米颗粒成本较低，同时具有较高的导热性和优异的综合性能[25]。然而，目前尚未有关于纳米氧化铝在肌醇微胶囊封装中的应用及其影响的研究报道。本研究利用二氧化硅作为封装材料，以弥补相变材料易泄露等固有缺陷，并添加纳米氧化铝以提高热物性及热稳定性。

1 实验

1.1 实验材料

本次试验所使用的药品与试剂源自正规试剂公司直接采购，且均未经过任何纯化处理，详细信息如表 1 所示。

表 1 实验药品

药品名称	化学式	纯度	生产厂家
肌醇	$C_6H_{12}O_6$	98%	上海阿拉丁化学有限公司
正硅酸乙酯(TEOS)	$C_8H_{20}O_4Si$	分析纯	天津市大茂化学试剂厂
三乙氧基硅烷(TES)	$C_6H_{16}O_3Si$	98%	上海阿拉丁化学有限公司
Tween 80	$C_{24}H_{44}O_6$	分析纯	西格玛奥德里奇贸易有限公司
Span 80	$C_{24}H_{44}O_6$	分析纯	西格玛奥德里奇贸易有限公司
环己烷	C_6H_{12}	分析纯	天津市大茂化学试剂厂
纳米氧化铝	Al_2O_3	99%	上海阿拉丁化学有限公司

1.2 肌醇纳米胶囊的制备

采用“溶胶-凝胶法”合成掺杂了纳米氧化铝的肌醇纳米胶囊。首先，将 5.1 g 肌醇、0.0255 g 纳米氧化铝和 0.1 g tween 80 溶解在 15 ml 去离子水中，用磁力搅拌器在 50℃下持续搅拌 30 min，获得均匀水相；随后，将 0.6 g span80 和 65 mL 环己烷混合，1000 r/min 的搅拌速度下常温搅拌 10 min 得到油相。水相和油相混合后在 50℃的油浴锅中高速搅拌 30 min 得到稳定的油包水乳液。将 11 ml 正硅酸乙酯和 5 ml 三乙氧基硅烷混合搅拌均匀后以一定的流速逐滴加入上述乳液中，持续搅拌 7.5 h，将所得产物用环己烷洗涤 3 次，冷冻干燥 24 h，得到掺杂纳米氧化铝的肌醇相变胶囊。

1.3 肌醇纳米胶囊的表征

使用场发射扫描电子显微镜(SEM，SU8010，Hitachi Inc.，Japan)、透射电子显微镜(TEM, JEM-2100, JEOL, Japan)并搭载 EDS 能谱，对肌醇纳米胶囊进行形貌和成分分析。使用粒度和 Zeta 电位分析仪(Zetasizer Nano ZS, Malvern, United Kingdom)对肌醇胶囊的粒径分布进行分析。使用傅立叶红外光谱仪(FT-IR，Nicolet 6700，Thermo Scientific，America)在 400-4000 cm^{-1} 的波长范围内对肌醇纳米胶囊的官能团的变化进行分析和比对。使用差示扫描量热仪(DSC3 Star，Mettler Toledo, Switzerland)测量肌醇纳米胶囊的相变温度和潜热，设置程序在 100-250℃的范围内以 10 ℃/min 的速度升降温，N_2 以 50 ml/min 从下往上吹扫，参比样为铝制空坩埚。在微型箱式炉将纳米胶囊按照 10 ℃/min 的速率从 40℃升温到 250℃进行循环升降温实验，在 250℃的条件下保温 4 h，自然冷却至室温，进行熔融和凝固实验循环,往复 40 次，每 10 次循环后随机取样通过 DSC 测试其循环相变稳定性。通过热重分析仪(TG 209 F1，

Netzsch，German)测试肌醇胶囊热稳定性。通过 Hot Disk 热常数分析仪(TPS 500S，K-Analys AB, Sweden)测量肌醇胶囊悬浮液的导热系数。

2 结果与讨论

2.1 胶囊的形貌、成分及粒径分析

通过 SEM 观察了肌醇及肌醇纳米胶囊的形貌及微观结构，通过 EDS 探测元素组成，结果如图 1 所示。图 1a 所示的肌醇原物质表面光滑，呈现方块状，粒径大小不一，约为几微米，图 1b 所示的未负载纳米氧化铝的胶囊(NEIN-S)表面较光滑，图 1c 所示的负载了氧化铝的纳米胶囊(NEIN-S-A)表面较粗糙，粒径约为 200-300 nm。对 NEIN-S-A 进行透射电镜分析，NEIN-S-A 具有清晰分明的核壳结构，证明核心材料被成功包覆。图 2 为胶囊的元素分布图， C、O、Si 等关键元素均可被检测到，其分布百分比情况如表 2 所示，较高的氧元素百分比可推测来源自 SiO_2 和 Al_2O_3 两种材料。

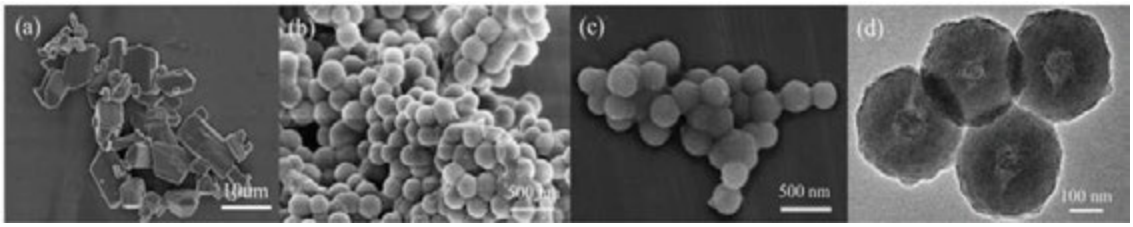


图 1 (a)肌醇，(b)NEIN-S，(c)NEIN-S-A 的 SEM 图片，(d)NEIN-S-A 的 TEM 图片

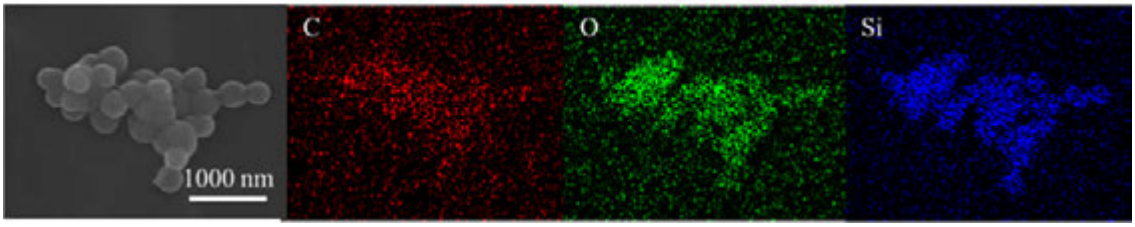


图 2 NEIN-S-A 的元素分布图

表 2 NEIN-S-A 的元素数据表

元素	原子百分比(%)	重量百分比(wt.%)
C	28.338	20.980
O	60.459	59.625
Si	11.203	19.395
	100.000	100.000

二氧化硅、肌醇、纳米氧化铝和胶囊的红外光谱如图 3 所示，二氧化硅在 476 cm^{-1}、806 cm^{-1} 和 1112 cm^{-1} 的两个主要的强吸收峰，分别对应着 Si-O-Si 基团的弯曲振动、对称及不对称拉伸振动， 962 cm^{-1} 处的吸收峰则定义为 Si-OH 基团的弯曲振动[26]。肌醇在 732 cm^{-1} 和 1427 cm^{-1} 的两个吸收峰分别对应-OH 基的平面外和平面内弯曲振动峰，在 1000 cm^{-1}、1051 cm^{-1} 和 1110 cm^{-1} 的峰对应 C-OH 基团的拉伸振动，在 2925 cm^{-1} 的峰值则对应-CH 基团的拉伸振动。以上主要特征峰在纳米胶囊的光谱中均可以发现，同时，在 1575 cm^{-1} 附近存在一个对应着纳米氧化铝的特征吸收带，除此以外，未观察到其他物质的峰。结果表明，二氧化硅实现了对掺杂了纳米氧化铝的肌醇的成功包封，且壳层与芯材、纳米材料与芯材之间均没有发生任何化学反应，仅为物理结合。

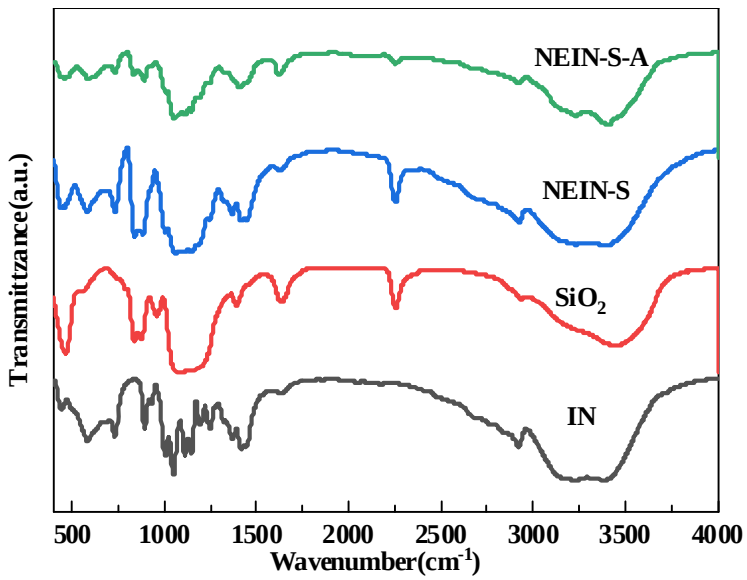


图 3 肌醇，二氧化硅，NEIN-S 和 NEIN-S-A 的红外光谱图

取微量 NEIN-S-A 分散在无水乙醇中，并进行超声处理，测量其粒径分布，结果见图 4。NEIN-S-A 的粒径分布集中在 250-450 nm，与 SEM 和 TEM 图像分析中显示的粒径大小基本一致。此外，曲线还表明 NEIN-S-A 大小均匀，分布稳定，没有大范围的聚集团簇，证明 NEIN-S-A 可以均匀分散在基液中，体现了 NEIN-S-A 悬浮液作为传热流体的应用价值。

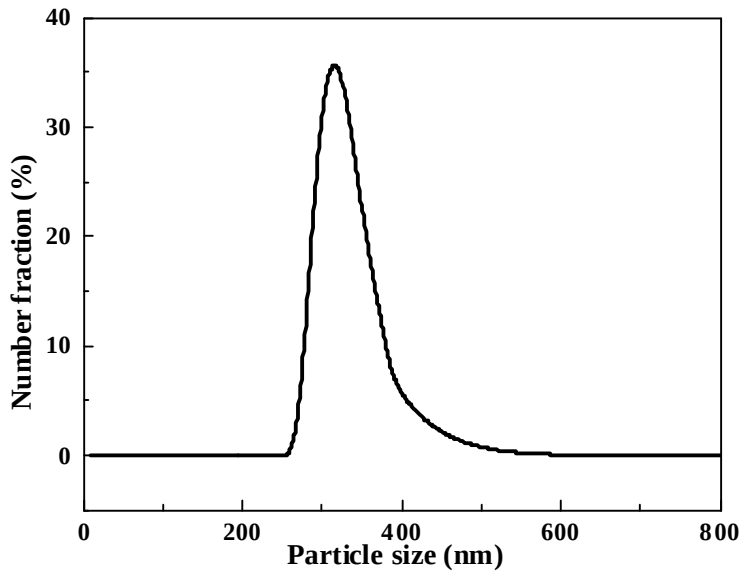


图 4 NEIN-S-A 的粒径分布图

2.2 胶囊的相变特性分析

肌醇、NEIN-S 和 NEIN-S-A 的 DSC 相变曲线如图 5 所示，肌醇和纳米胶囊具有相似的相变行为，只呈现一个熔融峰和凝固峰。这表明芯材和壳层未发生化学反应。NEIN-S 的过冷相比纯肌醇提升了 12.3℃，这可能是由于制成胶囊以后，肌醇和外壳的氢键作用导致熔化温度的提升， DSC 测试过程中样品体积减小，胶囊的表面积/体积比增大，失效成核位点增加，导致凝固温度小幅降低。而添加纳米氧化铝后，NEIN-S-A 的过冷度相较于 NEIN-S 降低了 9℃，可能是掺杂的纳米氧化铝为肌醇的结晶提供更多的成核位点，诱导并促进肌醇的结晶成核，同时纳米颗粒还具有高吸热能力，二者的共同作用下降低了过冷度。与 NEIN-S 相比，NEIN-S-A 的焓值有所降低，因为纳米胶囊中只有肌醇在熔融过程中发生相变吸收能量，二氧化硅属于惰性材料，添加的纳米氧化铝粒子自身也不发生相变。由于微胶囊的相变

焓值依赖于内部相变材料的负载，因此，由 DSC 测量所得的数据(表 3)，通过以下等式计算得到的纳米封装 PCM 的包覆率是可信的。IN 的包覆率 R 和储能效率 E 公式如下所示：

$$R_{\text{NEIN-S}}=\Delta H_{\text{m,NEIN-S}}/\Delta H_{\text{m,IN}} \quad (1)$$

$$R_{\text{NEIN-S-A}}=\Delta H_{\text{m,NEIN-S-A}}/\Delta H_{\text{m,IN}} \quad (2)$$

$$E_{\text{NEIN-S}}=(\Delta H_{\text{m,NEIN-S}}+\Delta H_{\text{s,NEIN-S}})/(\Delta H_{\text{m,IN}}+\Delta H_{\text{s,IN}}) \quad (3)$$

$$E_{\text{NEIN-S-A}}=(\Delta H_{\text{m,NEIN-S-A}}+\Delta H_{\text{s,NEIN-S-A}})/(\Delta H_{\text{m,IN}}+\Delta H_{\text{s,IN}}) \quad (4)$$

其中，$\Delta H_{\text{m,NEIN-S}}$ 和$\Delta H_{\text{s,NEIN-S}}$ 分别是 NEIN-S 的熔融焓和凝固焓，而 $\Delta H_{\text{m,NEIN-S-A}}$ 和 $\Delta H_{\text{s,NEIN-S-A}}$ 分别是 NEIN-S-A 的熔融焓和凝固焓，$\Delta H_{\text{m,IN}}$ 和$\Delta H_{\text{s,IN}}$ 分别是是肌醇的熔融焓和凝固焓。

表 3 肌醇、NEIN-S 和 NEIN-S-A 的 DSC 数据

Sample	T_m(℃)	H_m(kJ/kg)	T_s(℃)	H_s(kJ/kg)	R(%)	E(%)	ΔT(℃)
IN	224.9	260.9	191.4	198.0	--	--	33.5
NEIN-S	228.9	216.0	183.1	160.8	83.1	82.1	45.8
NEIN-S-A	223.7	196.9	186.9	130.76	75.5	71.4	36.8

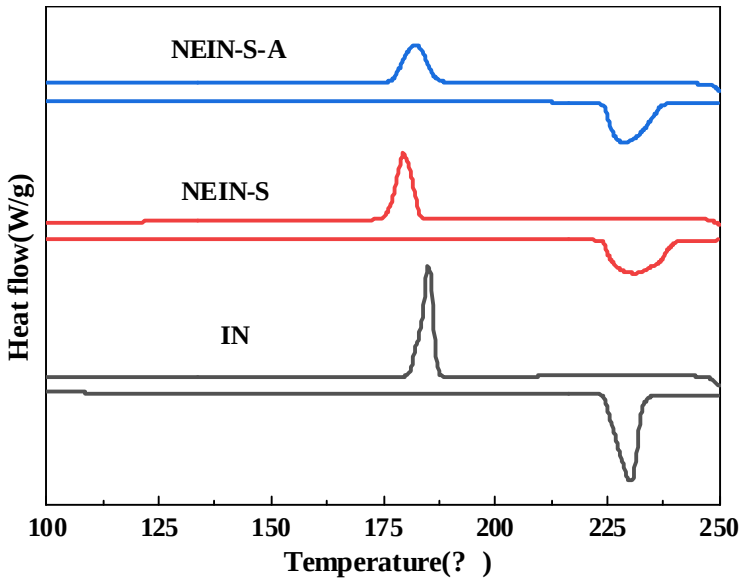


图 5 肌醇、NEIN-S 和 NEIN-S-A 的 DSC 曲线图

2.3 胶囊的热稳定性分析

将制备好的 NEIN-S-A 在微型箱式炉中进行循环升降温实验，每 10 次循环随机取样进行 DSC 测试，得到如图 6 的 DSC 熔融和凝固曲线图和表 4 数据。结果表明，NEIN-S-A 的 DSC 曲线在初始和循环后轮廓高度基本一致，即使经过 40 次冷热循环，熔化和结晶的峰值几乎没有波动。40 次循环后的和原始的 NEIN-S-A 熔化焓分别为 195.1 kJ/g 和 196.9 kJ/g，焓值仅下降了 0.91 %，体现出良好热可靠性。

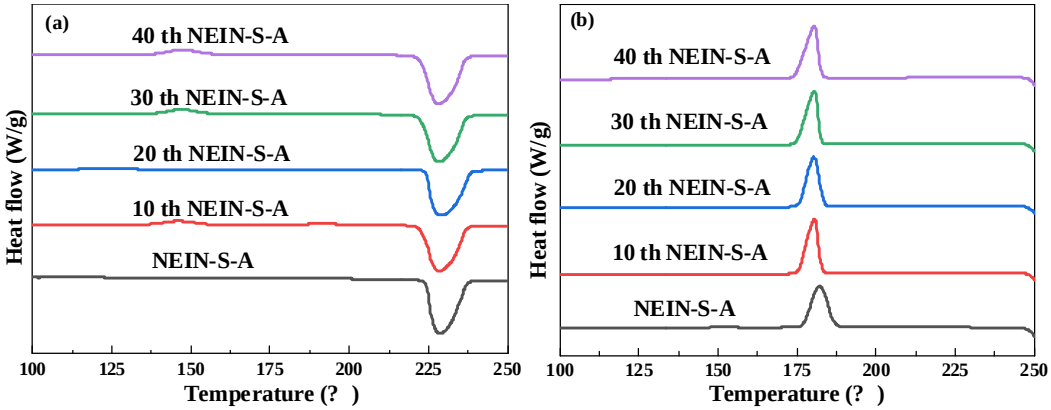


图 6 NEIN-S-A 高低温循环后的热循环曲线(a)熔化曲线，(b)凝固曲线

表 4 NEIN-S-A 高低温循环后的 DSC 数据

Cycle No.	T_m(℃)	H_m(kJ/kg)	T_s(℃)	H_s(kJ/kg)	R(%)	E(%)	ΔT(℃)
0	223.7	196.9	186.9	130.8	75.5	71.4	36.8
10	227.1	184.9	193.1	124.6	70.9	67.4	34.0
20	227.8	187.8	193.8	123.0	72.0	67.1	34.0
30	222.5	190.9	192.9	127.8	73.2	69.5	29.6
40	222.3	195.1	193.0	131.0	74.8	71.1	29.3

图 7 展示了 IN、NEIN-S 和 NEIN-S-A 的热重分析曲线。肌醇在 300℃开始热降解，到 400℃实现完全降解，曲线清晰，呈现典型的一步失重趋势。NEIN-S 从 310℃开始热降解，降解温度较纯肌醇略有上升，斜率随着温度升高而降低，只要是由于封装的外壳阻隔了氧气与肌醇的直接接触。NEIN-S-A 的热降解温度进一步升高，达到将近 350℃，剩余重量也进一步增多，主要由无机外壳和纳米颗粒组成。结果表明，纳米氧化铝微胶囊具有比未改性的胶囊有更高的热稳定性。根据研究表明[27]，热稳定性的改善可能的原因是纳米氧化铝的存在能有效地吸收和分散肌醇分子的热能，从而减缓肌醇分子的热分解反应速率，提高肌醇的热分解温度，对纳米胶囊有良好的热保护作用。

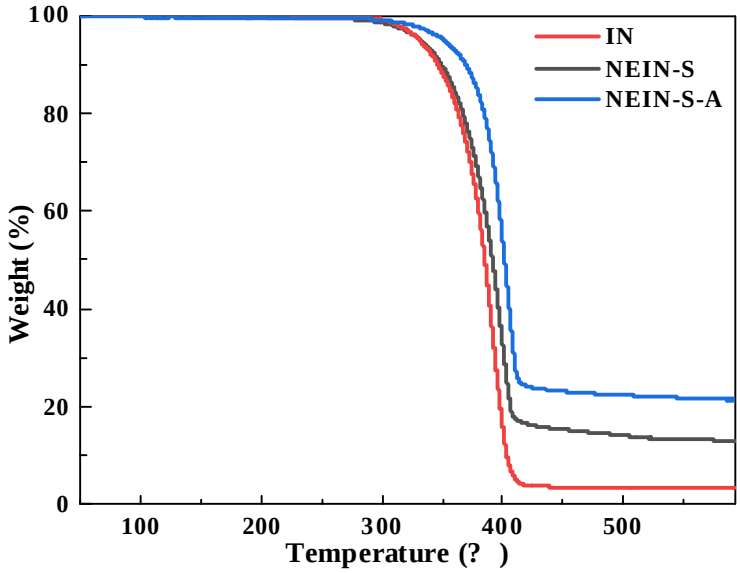


图 7 肌醇、NEIN-S 和 NEIN-S-A 的热重曲线图

2.4 胶囊悬浮液的导热系数分析

导热系数是衡量相变材料悬浮液在热能储存和热管理领域应用价值的重要参数之一，低导热性可能延迟相变材料对潜热存储和释放的热响应。本工作制备了不同质量分数的肌醇、NEIN-S 和 NEIN-S-A 的悬浮液，测量其热导率。结果显示，在不同质量分数下制得的 NEIN-S 悬浮液的导热系数相比肌醇悬浮液都有不同程度的提高，在质量分数为 2.0 %的情况下，其导热系数提高最多，达到了 36.2 %，这说明 SiO_2 本身具有较高的导热系数，其壳层在胶囊的储热和放热过程中作为热量传递的媒介，加快了芯材与外界进行热交换，从而提高纳米胶囊的导热系数。而 NEIN-S-A 悬浮液的导热系数相比 NEIN-S 悬浮液又有了进一步的提高，且增幅更大。直接对比质量分数为 1.0 %、1.5 %和 2.0 %的肌醇悬浮液和 NEIN-S-A 悬浮液，发现掺杂纳米氧化铝粒子后，胶囊的导热系数分别提高了 56.1 %、78.0 %和 93.4 %，这证明纳米氧化铝作为高导热材料[28]，掺入胶囊核心中，由于其具有大比表面积，能够建立高效的热传导通道，提高胶囊核心的导热系数，从而提高胶囊的导热系数，进而提高胶囊悬浮液的导热系数。

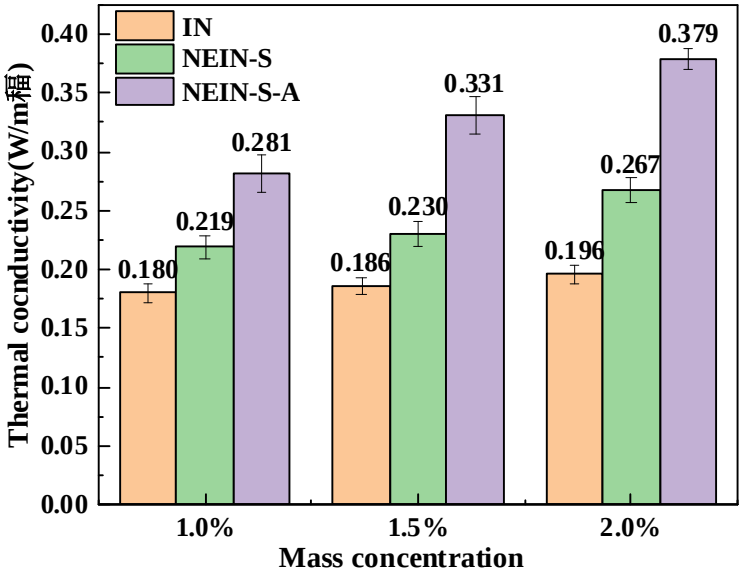


图 8 肌醇、NEIN-S 和 NEIN-S-A 的悬浮液的导热系数

3 结论

本研究采用溶胶-凝胶法成功合成了一种以掺杂纳米氧化铝肌醇为核心、二氧化硅为壳层的纳米胶囊。通过制备不同质量分数的肌醇、NEIN-S 和 NEIN-S-A 的悬浮液并研究其性能，得到如下结论：

(1) NEIN-S-A 的熔融温度和熔融焓分别为 223.7℃和 196.9 kJ/kg，包封率达到了 75.5%。此外，多次高低温模拟循环后焓值变化非常小，展现出优异的热稳定性。相比 NEIN-S，虽然包封率有所下降，但是过冷度却降低了 9℃。这可能是由于掺杂的高吸热能力的纳米氧化铝颗粒充当肌醇的成核位点，从而降低了过冷。

(2) 相较于肌醇，NEIN-S 和 NEIN-S-A 的热分解温度分别提高了 10 ℃和 40 ℃，原因在于其外壳和纳米颗粒具有更高的热分解温度，从而提高了胶囊的热稳定性。

(3) 与肌醇悬浮液相比，NEIN-S-A 悬浮液的导热系数明显提高。当其质量分数达到 2.0% 时，NEIN-S-A 悬浮液的导热系数可增加高达 93.4%。这表明纳米氧化铝在作为高导热材料添加到胶囊核心中，能够显著提高肌醇胶囊的导热性能。

参考文献

[1] Chaturvedi R, Islam A, Sharma K. A review on the applications of PCM in thermal storage of solar energy [J]. Materials Today: Proceedings, 2021, 43(1): 293-297.

[2] Sharma A, Pitchumani R, Chauhan R. Solar air heating systems with latent heat storage - A review of state-of-the-art [J]. Journal of Energy Storage, 2022, 48:104013.

[3] Akeiber H, Nejat P, Majid M Z A, et al. A review on phase change material (PCM) for sustainable passive cooling in building envelopes [J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2016, 60: 1470-1497.

[4] Mo S, Ye J, Jia L, et al. Properties and performance of hybrid suspensions of MPCM/nanoparticles for LED thermal management [J]. Energy, 2022, 239:122650.

[5] Wang X, Li W, Luo Z, et al. A critical review on phase change materials (PCM) for sustainable and energy efficient building: Design, characteristic, performance and application [J]. Energy and Buildings, 2022, 260:111923.

[6] Zhang Q, Wang H, Ling Z, et al. RT100/expand graphite composite phase change material with excellent structure stability, photo-thermal performance and good thermal reliability [J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2015, 140: 158-166.

[7] Palomo Del Barrio E, Cadoret R, Daranlot J, et al. New sugar alcohols mixtures for long-term thermal energy storage applications at temperatures between 70 °C and 100 °C [J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2016, 155: 454-468.

[8] Paul A, Shi L, Bielawski C W. A eutectic mixture of galactitol and mannitol as a phase change material for latent heat storage [J]. Energy Conversion and Management, 2015, 103: 139-146.

[9] Solé A, Neumann H, Niedermaier S, et al. Stability of sugar alcohols as PCM for thermal energy storage [J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2014, 126: 125-134.

[10] Neumann H, Niedermaier S, Gschwander S, et al. Cycling stability of d -mannitol when used as phase change material for thermal storage applications [J]. Thermochimica Acta, 2018, 660: 134-143.

[11] Rodríguez-García M-M, Bayón R, Rojas E. Stability of D-mannitol upon Melting/Freezing Cycles under Controlled Inert Atmosphere [J]. Energy Procedia, 2016, 91: 218-225.

[12] Alva G, Lin Y, Liu L, et al. Synthesis, characterization and applications of microencapsulated phase change materials in thermal energy storage: A review [J]. Energy and Buildings, 2017, 144: 276-294.

[13] Giro-Paloma J, Martínez M, Cabeza L F, et al. Types, methods, techniques, and applications for microencapsulated phase change materials (MPCM): A review [J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2016, 53: 1059-1075.

[14] Liu L, Alva G, Huang X, et al. Preparation, heat transfer and flow properties of microencapsulated phase change materials for thermal energy storage [J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2016, 66: 399-414.

[15] Pethurajan V, Sivan S, Konatt A J, et al. Facile approach to improve solar thermal energy storage efficiency using encapsulated sugar alcohol based phase change material [J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2018, 185: 524-535.

[16] Wu C B, Wu G, Yang X, et al. Preparation of Mannitol@Silica core–shell capsules via an interfacial polymerization process from water-in-oil emulsion [J]. Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, 2014, 457: 487-494.

[17] Salaün F, Bedek G, Devaux E, et al. Microencapsulation of a cooling agent by interfacial polymerization: Influence of the parameters of encapsulation on poly(urethane–urea) microparticles characteristics [J]. Journal of Membrane Science, 2011, 370(1): 23-33.

[18] Makuta T, Kadoya K, Izumi H, et al. Synthesis of cyanoacrylate-covered xylitol microcapsules for thermal storage [J]. Chemical Engineering Journal, 2015, 273: 192-196.

[19] He F, Wang X, Wu D. New approach for sol–gel synthesis of microencapsulated n-octadecane phase change material with silica wall using sodium silicate precursor [J]. Energy, 2014, 67: 223-233.

[20] Tahan Latibari S, Mehrali M, Mehrali M, et al. Facile synthesis and thermal performances of stearic acid/titania core/shell nanocapsules by sol–gel method [J]. Energy, 2015, 85: 635-644.

[21] Yu S, Wang X, Wu D. Microencapsulation of n-octadecane phase change material with calcium carbonate shell for enhancement of thermal conductivity and serving durability: Synthesis, microstructure, and performance evaluation [J]. Applied Energy, 2014, 114: 632-643.

[22] He L, Mo S, Lin P, et al. D-mannitol@silica/graphene oxide nanoencapsulated phase change material with high phase change properties and thermal reliability [J]. Applied Energy, 2020, 268:115020.

[23] Wang Y, Li S, Zhang T, et al. Supercooling suppression and thermal behavior improvement of erythritol as phase change material for thermal energy storage [J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2017, 171: 60-71.

[24] Yuan K, Wang H, Liu J, et al. Novel slurry containing graphene oxide-grafted microencapsulated phase change material with enhanced thermo-physical properties and photo-thermal performance [J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2015, 143: 29-37.

[25] Pethurajan V, Sivan S. Fabrication, characterisation and heat transfer study on microencapsulation of nano-enhanced phase change material [J]. Chemical Engineering and Processing - Process Intensification, 2018, 133: 12-23.

[26] Fang G, Chen Z, Li H. Synthesis and properties of microencapsulated paraffin composites with SiO2 shell as thermal energy storage materials [J]. Chemical Engineering Journal, 2010, 163(1-2): 154-159.

[27] Chrissafis K, Bikiaris D. Can nanoparticles really enhance thermal stability of polymers? Part I: An overview on thermal decomposition of addition polymers [J]. Thermochimica Acta, 2011, 523(1-2): 1-24.

[28] Pan L, Tao Q, Zhang S, et al. Preparation, characterization and thermal properties of micro-encapsulated phase change materials [J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2012, 98: 66-70.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：080700

严重事故条件下 ERVC 沸腾两相流动传热特性数值研究

梁国虎[1]，步珊珊[1]，张震[2]，刘汉周[1]，陈德奇[1]
（1.重庆大学低品位能源利用及系统教育部重点实验室，重庆 400030；
2. 中国核动力研究设计院，成都 610213）
(Email: shanshanbu@cqu.edu.cn)

摘要：压力容器外部冷却（ERVC）是重要的严重事故缓解措施，其通过沸腾两相流动传热冷却压力容器。本文基于 CFD 方法研究了 ERVC 流道内的沸腾两相流动传热特性和沸腾临界现象。研究结果表明：空泡份额增大后发生汽相对流换热，换热能力下降，壁温飞升，促进蒸汽的产生而加剧传热恶化，从而引发沸腾临界；在弯曲流道和浮升力作用下，汽相不断向加热壁面聚集，导致加热面附近的液体速度大于绝热壁面，而同一倾角下加热面处的压力小于绝热壁面。

关键词：沸腾两相流，IVR-ERVC，临界热流密度，数值模拟

0 前言

压力容器（RPV）是核反应堆中安全屏障的重要组成部分。当核反应堆发生严重事故导致堆芯熔融时，熔融物可能落入 RPV 下封头内，熔融物衰变余热的释放可能导致下封头失效，进而引发放射性物质释放等严重后果。压力容器外部冷却（External Reactor Vessel Cooling，ERVC）实现熔融物堆内滞留（In-Vessel Retention，IVR）被视为先进核反应堆中重要的严重事故缓解措施，该措施利用下封头外壁面和保温层间的冷却剂流动沸腾传热带走熔融物衰变热，以减缓严重事故进程。临界热流密度（CHF）值是判断 ERVC 策略有效性的重要参数[1]。

ERVC 冷却流道内的沸腾两相流动和传热传质特性对于 ERVC 的冷却能力会产生明显影响。计算流体力学方法（CFD）可应用于研究 ERVC 流道内的流动沸腾特性以及预测冷却能力。Lee[2]、Suh[3]和 Jamet[4]等分别采用不同的 CFD 方法研究了 ULPU-V 实验回路中的汽液两相流动特性，他们预测的下降管段的液体流速与实验值接近。候[5]和 Zhang[6]基于 CFD 方法研究了 30°弧形流道内的流动沸腾过程和 CHF，分析了温度、汽相份额等参数的分布特性，该模拟结果与实验结果吻合良好。Zhang 等[7]采用 CFD 方法研究了常压低流量条件下的两相流动特性和 CHF，其模拟结果与实验的偏差小于 20%。Colombo 和 Fairweather[8]使用 STAR-CCM+中的欧拉两相模型对 ERVC 自然循环进行了模拟，计算模型提供了良好的速度场预测。

本文基于 CFD 方法对严重事故条件下 ERVC 冷却流道内的汽液两相沸腾特性以及沸腾临界过程进行数值模拟研究，分析温度场、速度场、压力场以及相场的分布特性，研究 CHF 发生时的流动沸腾传热特性，并预测本文研究工况下的临界热流密度值。

1 数值研究方法

1.1 几何模型

先进反应堆中压力容器下封头多为半球形或椭球形，本文参考相关实验研究，选取如图 1 所示的等宽向下加热弯曲流道作为计算域，其中下封头的外壁面半径为 2375 mm，加热面宽 H 为 100 mm，流道宽度 L 为 150 mm。流道进出口均设置有一定长度的延长段，保证流场得到充分发展，进口边界设置为质量流速入口，出口设置为压力出口，流道两侧壁面均采用对称边界。流道外壁面模拟反应堆压力容器外部的保温层，设定为绝热壁面，延长段的壁面均设置为绝热壁面。流道内壁面为加热壁面，本研究将 90°的流道加热壁面分为 12 个等弧长区域，并在每个区域中分别施加不同的热流密度，以模拟严重事故发生后下封头内的堆芯熔融物向外壁面传递的热量。加热壁面的归一化热流密度的分布如图 2 所示。本研究中冷却剂质量流速、入口过冷度以及系统压力分别为 818 kg/(m^2·s)、20 K 以及 0.1 MPa。

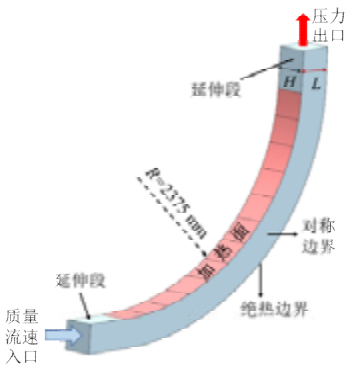


图 1 几何模型示意图

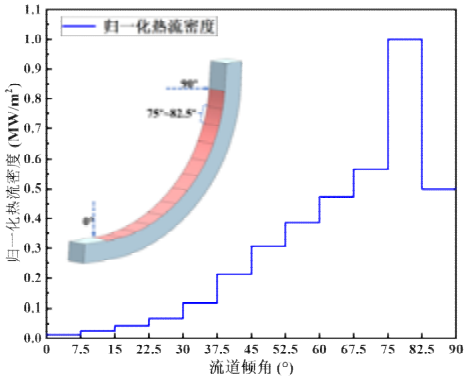


图 2 归一化热流密度分布图

1.2 数学模型

1.1.1 两相流模型

本研究中两相流模型采用欧拉两流体模型，该模型将流体分为连续相和离散相，分别建立和求解每个相的连续性方程、动量方程和能量方程，并采用相间质量、动量和能量传递模型来封闭方程。

连续性方程：

$$\frac{\partial \rho_i \alpha_i}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho_i \alpha_i v_i \right) = m_{ji} - m_{ij} \tag{1}$$

其中：α_i、ρ_i 和 v_i 分别为第 i 相的空泡份额、密度和速度；m_{ji} 和 m_{ij} 分别为从 j 相到 i 相以及从 i 相到 j 相的质量传递。

动量守恒方程：

$$\frac{\partial \rho_i \alpha_i v_i}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho_i \alpha_i v_i v_i \right) = \nabla \cdot \tau_i - \alpha_i \nabla p + \alpha_i \rho_i g + F_{lv} + m_{ji} v_j - m_{ij} v_i \tag{2}$$

其中：∇p 为压力梯度；τ_i 为应力张量；g 为重力加速度；F_{lv} 为相间作用力之和。本研究中考虑了曳力、升力、壁面润滑力以及湍流耗散力，并分别采用 Universal 模型[9]、Morag a 模型[10]、Hosokawa 模型[11]以及 Simonin 模型[12]求解。

能量守恒方程：

$$\frac{\partial \rho_i \alpha_i h_i}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho_i \alpha_i v_i h_i \right) = -\nabla \cdot q_i + \alpha_i \frac{\partial p_i}{\partial t} + Q_{ij} + m_{ji} h_j - m_{ij} h_i \tag{3}$$

其中：h_i 为焓；q_i 为热流密度；Q_{ij} 为相间的能量传递。

Realizable k-ε 湍流模型用于求解湍流效应，而壁面函数采用 Scalable Wall Function。

界面面积浓度是预测两相界面的质量、动量以及能量传递的关键参数，其定义为单位混合物体积内两相之间的界面面积：

$$A_i = \left(6\alpha_p \alpha_q\right) / d_{pq} \tag{4}$$

假设相界面温度为相应压力下的饱和温度，根据温差可得到过冷流体和蒸汽与相界面间的热量传递 q_{lt} 和 q_{vt}，相间能量传递 Q_{ij} 为二者之和。

$$q_{lt} = h_{sl}\left(T_{sat} - T_l\right) \tag{5}$$

$$q_{vt} = \alpha_v \rho_v C_{p,v}\left(T_{sat} - T_v\right) / \delta t \tag{6}$$

其中：h_{sl} 为体积传热系数；T_{sat} 为饱和温度；α_v 为空泡份额，时间刻度 δ_t 取 0.05；$C_{p,v}$ 为汽相定压比热容。

在过冷流动沸腾传热过程中，相间质量传递主要包括近加热壁面附近液体的蒸发和汽泡进入过冷主流区发生冷凝或主流中过冷液相的汽化两个过程。加热壁面单位面积上的蒸发速率可表示为：

$$m_{lv} = q_e / h_{lv} C_{p,l}(T_{sat} - T_l) \tag{7}$$

其中：q_e 为壁面蒸发热流密度；h_{lv} 为汽化潜热；$C_{p,l}$ 为液相定压比热容。界面传质与界面传热直接相关，假设传递到界面的所有热量都用于质量传递过程，界面传质速率为：

$$m = m_{lt} + m_{vt} = \left(q_{lt} + q_{vt}\right) / h_{lv} \tag{8}$$

1.1.2 壁面沸腾模型

Non-equilibrium 模型将壁面与液体间的热流分为四个部分：液相对流热通量（q_C）、淬火热通量（q_Q）、蒸发热通量（q_E）、汽相对流热通量（q_V）：

$$q = \left(q_c + q_q + q_e\right) f\left(\alpha_l\right) + \left[1 - f\left(\alpha_l\right)\right] q_v \tag{9}$$

式中 $f(\alpha_l)$取决于局部液相体积分数：

$$f\left(\alpha_l\right) = \begin{cases} 1 - \frac{1}{2} e^{-20\left(\alpha_l - \alpha_{l,crit}\right)} \\ \frac{1}{2} e^{20\left(\alpha_l - \alpha_{l,crit}\right)} \end{cases} \tag{10}$$

其中：α_l 和 $\alpha_{l,crit}$ 分别表示液相体积分数和液相体积分数临界值。

加热壁面被分为汽泡覆盖的区域（A_b）和液相覆盖的区域（1-A_b）两部分，Non-equilibrium 模型中 4 个热流分量可分别表示为：

$$q_c = h_c\left(T_w - T_l\right)\left(1 - A_b\right) \tag{11}$$

$$q_q = \frac{2k_l}{\sqrt{\pi\lambda_l / f}}\left(T_w - T_l\right) \tag{12}$$

$$q_e = V_d N_w \rho_v h_{lv} f \tag{13}$$

$$q_v = h_v\left(T_w - T_v\right) \tag{14}$$

其中，h_c 为液相传热系数，T_w 为壁温，T_l 为近壁面液体温度，k_l 为导热率，f 为汽泡脱离频率，λ_l 为扩散率，V_d 为基于汽泡直径的汽泡体积，N_w 为核化密度，ρ_v 为蒸汽密度，h_{lv} 为蒸发潜热，h_v 为对流传热系数，T_v 为靠近壁面的液相温度。

以上各相热量传递模型需要影响面积、气泡脱离频率、气泡脱离直径、核化密度等沸腾子模型进行封闭，本文采用的子模型如表 1 所示。

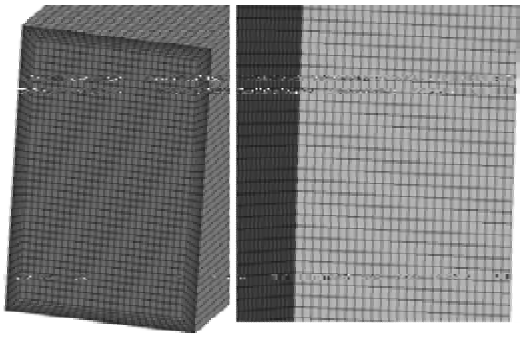
表 1 壁面沸腾子模型

参数	模型
汽泡脱离直径	Tolubinski-kostanchuk
汽泡脱离频率	Cole
汽化核心密度	Kocamustafaogullari-ishii
界面影响系数	Delvalle-kenning

2 数值方法验证

2.1 网格无关性分析

本研究中的流道具有规则的几何结构，可采用结构化网格划分以提升网格质量。本文分别针对 90 万、140 万和 330 万的网格开展了网格无关性分析。加热至相同热流密度时，三套网格下的加热壁面温度对比如图 4 所示，不同尺寸网格得到的壁面温度十分接近。综合考虑计算精度及速度，本研究采用 140 万数量的网格进行数值计算。



入口局部网格　　壁面局部网格

图 3 局部位置网格划分图

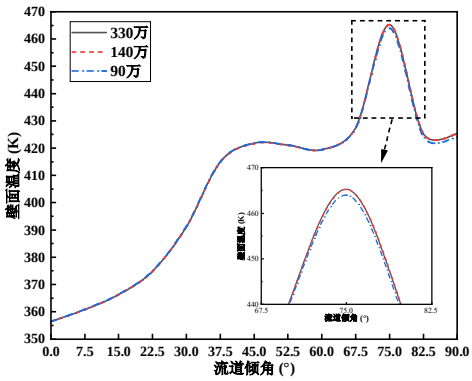


图 4 不同数量网格下的加热面温度对比图

2.2 数值方法验证

为了验证数值计算方法的可行性，本文针对韩国先进科学技术研究院（KAIST）开

展的压力容器下封头外壁面 CHF 实验进行了验证性计算[13]。实验段为二维切片结构，加热面半径为 2500 mm，加热面宽度为 100 mm，流道宽度为 150 mm，试验段如图 5 所示。该实验通过分段加载不同热流的方式模拟严重事故发生后下封头内部熔融池向下封头外壁面传递的热流。实验中采用不同厚度的加热块实现热流密度的分区加载和控制，各段加热面最大可加载热流密度分布如图 5 所示。

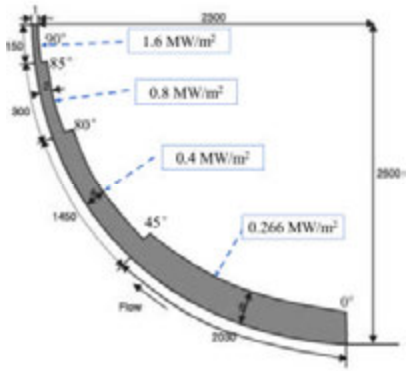


图 5 KAIST 试验段结构示意图

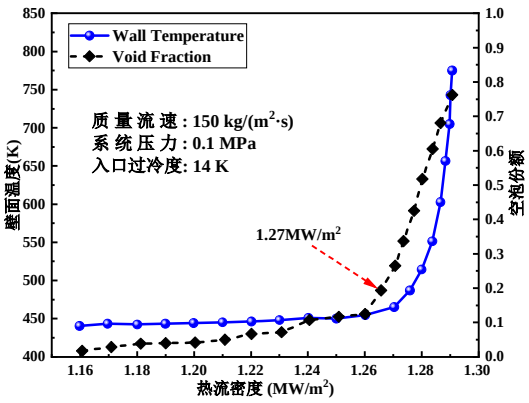


图 6 壁温和空泡份额随热流密度的变化图

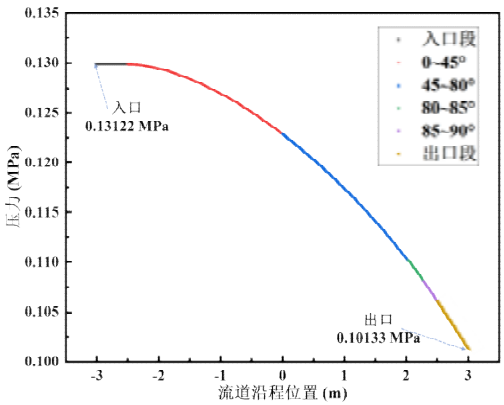


图 7 流道沿程压力分布

本文在质量流速为 150 kg/(m²·s)、入口过冷度 14 K 的工况下开展验证计算，该工况下的实验 CHF 为 1.25 MW/m²。计算中以加热壁面温度和近壁面处空泡份额的飞升作为 CHF 发生的判据，如图 6 所示。当热流密度为 1.27 MW/m² 时，加热壁面温度和空泡份额均发生明显的飞升趋势，因此，计算 CHF 值为 1.27 MW/m²，与实验值的误差仅为 1.6%，证明了本文采用的数值方法是可行的。实验中测得试验段进出口压力分别为 0.13 MPa 和 0.1MPa，计算中将出口压力设置为 0.1 MPa，计算得出实验段进口压力为 0.13122 MPa，与试验结果吻合良好，进一步证明了所采用数值方法的可靠性。

3 结果与讨论

3.1 流动沸腾传热特性

严重事故条件下，下封头外壁面临界热流密（CHF）值直接决定着压力容器下封头外部冷却的冷却能力，而 CHF 值与冷却流道内的传热传质过程密切相关。本研究中采用 Non-equilibrium 壁面沸腾模型研究加热壁面的传热传质过程，该模型将近壁面的传热分

为液相对流热通量、汽相对流热通量、淬火热通量以及蒸发热通量四部分，其中汽相对流换热的出现直接影响着沸腾临界现象的发生。蒸汽相在加热壁面聚集，近壁面空泡份额达到一定程度时，出现汽相对流换热，由于蒸汽的换热能力很小，并且无法继续发生相变带走热量，使得近壁面流体的换热能力明显降低，最终导致沸腾临界的发生。图 8 为最大热流密度达到 1.84 MW/m^2 时的流道近壁面蒸汽和液相换热量的沿程分布情况。分析可知，该热流密度条件下蒸汽在流道高倾角位置聚集，液相换热明显减弱，高倾角加热面附近开始发生汽相对流换热。数值研究中可采用汽相对流换热的出现以及加热壁面温度和近壁面空泡份额的快速升高作为 CHF 触发的判据，根据图 8 和图 9 可知，本文研究条件下的 CHF 为 1.84 MW/m^2。

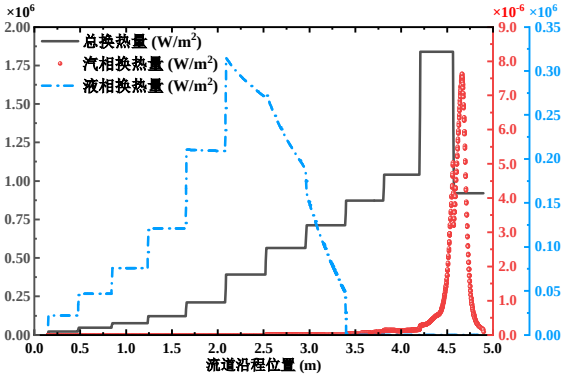


图 8 近壁面换热量沿程分布

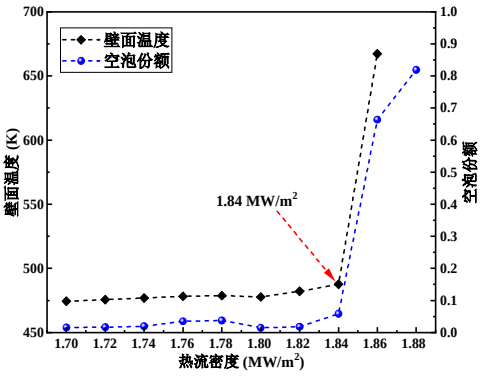


图 9 壁温和空泡份额随热流密度的变化图

3.2 速度分布特性

本研究中流道沿程速度和出口截面速度分布如图 10 和图 11 所示。近加热壁面的流体速度明显大于近绝热壁面处的流体速度，并且近加热壁面的速度梯度也大于近绝热壁面的速度梯度。这种现象是由于流道弯曲结构和浮升力的共同影响，蒸汽主要集中在流道加热壁面附近，蒸汽相对于液相具有更高的能量和向上的滑移速度，使得近加热壁面的流体速度大于近绝热壁面的流体速度。此外，流道高倾角位置的流体速度大于低倾角位置的流体速度，这是由于流道的弯曲作用所致。在低倾角位置，近加热壁面的蒸汽运动受到壁面的阻碍，而在高倾角位置，汽相运动受壁面的阻碍作用明显减弱，运动更加自由。随着流道倾角的增大，加热壁面的热流密度不断增大，流道内的蒸汽相含量逐渐增加，这会进一步导致高倾角流道内的流体速度增大。

3.3 压力分布特性

在下封头外部冷却流道内，受流道弯曲、向下加热和汽相分布特征的综合影响，流道内的压力分布不均匀，进而影响 ERVC 流道内的流动特性、近加热壁面的沸腾传热传质过程以及蒸汽分布的变化。本研究的基准工况下，压力沿程分布如图 12 所示。从图中可以看出，受到流体沿高度方向的位势能增大和摩擦压降的影响，压力整体上沿流动方向逐渐降低。此外，压力分布并不是沿流道中心对称分布的，而是在同一倾角方向存在一定压力梯度，这是因为 ERVC 冷却流道为向下弯曲加热，沸腾现象发生在流道上部，受浮升力的影响，汽相不断聚集在加热壁面处，导致加热壁面处的流速高于绝热壁面，因此同一倾角方向下的加热壁面处的压力略低于绝热壁面。

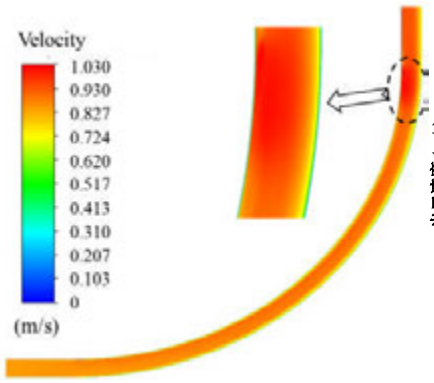


图 10 流道沿程速度分布图

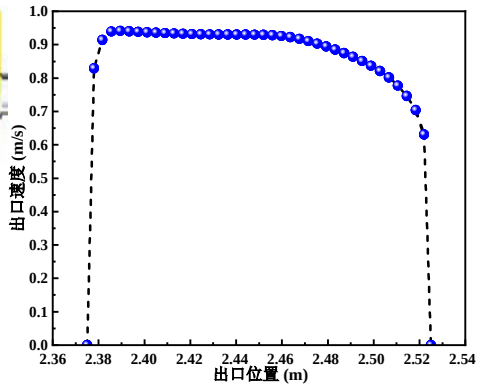


图 11 流道出口截面速度分布图

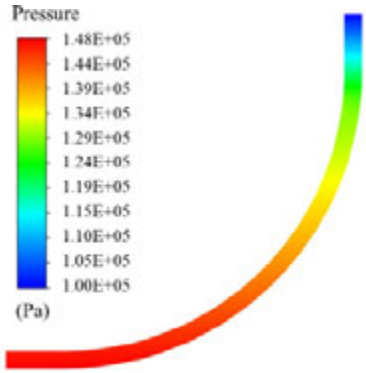


图 12 流道沿程压力分布图

3.4 温度分布特性

CHF 发生的起始时刻流道内的流体温度分布以及加热壁面温度分别如图 13 和图 14 所示。由图可知，本研究中的下封头外部冷却为过冷流动沸腾，主流冷却剂仍处于过冷状态，只有近加热壁面的冷却剂被加热至过热状态。不同加热面的热流密度不同，因此加热壁面不同区域的壁温存在明显差异，高热流密度的壁面温度明显高于低热流的壁面。由于 75°~82.5°加热壁面局部位置空泡份额增大，传热恶化，壁面温度出现明显的变化。

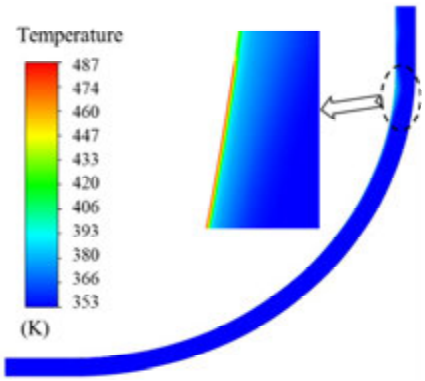


图 13 流体温度分布图

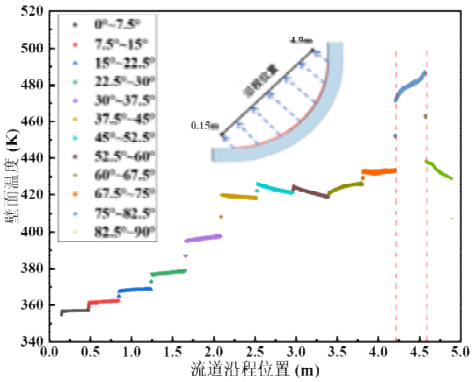


图 14 加热壁面温度分布图

3.5 汽相分布特性

本研究中流道上表面为加热面，蒸汽不断在从加热壁面产生，在弯曲流道结构和浮

升力的作用下，蒸汽相在流动过程中不断向加热壁面聚集，导致了高倾角位置处加热壁面附近的空泡份额明显高于其他位置。图 15 为 CHF 发生后一定时间后的流道内的相分布云图，此时加热壁面局部位置的最大空泡份额已经达到了 0.932。由于蒸汽的换热系数和比热容均显著小于液相，并且蒸汽无法继续通过相变来吸收壁面热量，当近壁面空泡份额达到一定大小后，将会导致流体冷却能力的明显降低，壁面热量导出受阻，加热壁面温度不断升高，而流体与壁面的温差增大将促进蒸汽的大量产生，进一步降低冷却能力，最终导致压力容器下封头发生熔融失效。

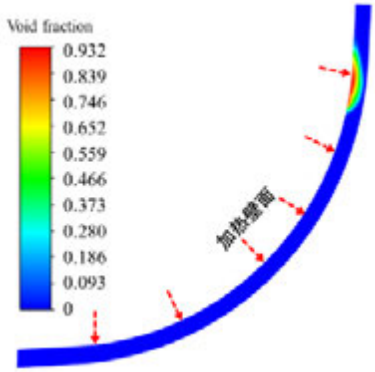


图 15 CHF 发生后流道汽相分布图

4 结　论

本文基于 CFD 方法对严重事故条件下 ERVC 冷却流道内的汽液两相沸腾特性以及沸腾临界过程进行数值模拟研究，主要研究结论如下：

（1）汽相换热的出现与沸腾临界的发生密切相关。在一定热流密度条件下，流道高倾角位置空泡份额增大，出现汽相换热，冷却能力下降，进而导致壁温迅速升高，促进蒸汽的产生而加剧传热恶化，最终导致压力容器下封头发生熔融失效。本文研究工况下的 CHF 为 1.84 MW/m^2。

（2）在浮升力和流道弯曲结构的共同作用下，汽相沿流道高度的增大逐渐向加热壁面聚集，近加热壁面的流体速度明显大于近绝热壁面处的流体速度，同一倾角方向下近加热面的压力小于近绝热壁面；受高度势能和摩擦压降的影响，压力沿流动方向逐渐降低。

参考文献

[1] Theofanous T G, Syri S. The coolability limits of a reactor pressure vessel lower head[J]. Nuclear engineering and design, 1997, 169(1-3): 59-76.

[2] Lee G S, Kim B J. Prediction of natural circulation flow in ULPU-V facility loop using the wall boiling model for inclined surface [M]. Transactions of the Korean Nuclear Society Virtual Autumn Meeting. 2020.

[3] Suh J, Ha H. Numerical Simulation on the ULPU-V Experiments using RPI Model [J]. Korean Society of Safety, 2017, 32(147-52.

[4] Jamet M, Lavieville J, Atkhen K, et al. Validation of NEPTUNE_CFD on ULPU-V experiments[J]. Nuclear Engineering and Design, 2015, 293: 468-475.

[5] 侯方心,常华健,张祥等. ERVC 工况下沸腾临界过程的数值模拟研究[C]//中国核学会核能动力分会反应堆热工流体专业委员会.第十四届全国反应堆热工流体学术会议暨中核核反应堆热工水力技术重点实验室 2015 年度学术年会论文集.,2015:160-164.

[6] Zhang X, Hu T, et al. CFD simulation on critical heat flux of flow boiling in IVR-ERVC of a nuclear reactor. [J]. Nuclear Engineering & Design, 2016.

[7] Zhang Y, Zhang R, Tian W, et al. Numerical prediction of CHF based on CFD methodology under atmospheric pressure and low flow rate[J]. Applied Thermal Engineering, 2019, 149:881-888.

[8] Colombo M, Fairweather M. Study of nuclear reactor external vessel passive cooling using computational fluid dynamics[J]. Nuclear Engineering and Design, 2021, 378:111186.

[9] Kolev N I. Thermal and mechanical interactions [M]. Thermal and mechanical interactions, 2005.

[10] Moraga F J, Bonetto F J, Lahey R T. Lateral forces on spheres in turbulent uniform shear flow [J]. International Journal of Multiphase Flow, 1999, 25(6-7): 1321-72.

[11] Hosokawa S, Tomiyama A, Misaki S, et al. Lateral Migration of Single Bubbles Due to the Presence of Wall; proceedings of the ASME 2002 Joint US-European Fluids Engineering Division Conference, F, 2002 [C].

[12] Burns A D, Frank T, Hamill I, et al. The Favre averaged drag model for turbulent dispersion in Eulerian multi-phase flows [J]. 2004.

[13] Jeong Y H, Chang S H, Baek W-P. Critical heat flux experiments on the reactor vessel wall using 2-D slice test section [J]. Nuclear technology, 2005, 152(2): 162-9.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：14xxxx

二次芯结构对环路热管传热性能的影响

刘乐[1,2]，林兵谣[1*]，李南茜[1]，蒋珍华[1,2]，董德平[1,2]
[1]中国科学院上海技术物理研究所，上海，200083
[2]中国科学院大学，北京，100049
(Tel:13162367076, Email: linbingyao1017@163.com)

摘要：高性能环路热管(LHP)已成为航天器应用中热管理的基础。本文对同一根环路热管中不同内径的进行更换， 设计实验研究了不同二次芯结构对环形热管传热性能的影响。研究发现，二次芯与引液管之间有间隙，有利于中心通道气体回到储液器，可以降低启动超调温度，降低较大功率下的工作温度和系统热阻。优化后的 LHP 在逆重力 55cm 下正常启动运行，在 Q=30W 时工作温度为 322.31K。本文的研究结果为 LHP 的优化设计提供了指导。

关键词：环路热管；二次芯结构；传热性能

0 前言

环路热管(LHP)是非常高效的被动式换热元件，不需要额外功耗即可将热量以极小的温差进行远距离传输，具有传输热量大、传热距离远、布局灵活、可靠性高、工作寿命长的优点，以及很强的抗重力能力。对环路热管的研究有助于解决各类电子设备、航天器平台大热量排散与高热流密度散热、载荷远距离热量输运与卫星高适应热设计以及其他大型航天器热管理难题。

环路热管制造及性能优化的大部分重难点在于毛细芯和二次芯。毛细芯必须提供足够大的毛细力来克服整个环路中的压降来保证整个环路热管系统的正常运行。最初环路热管的毛细芯是单孔的。常用的毛细芯材质有铜[1,2]、镍[3,4]、钛[5,6]、不锈钢[7,8]、PTFE[9,10]、陶瓷[11,12]等。毛细芯的毛细力和渗透率是决定 LHP 传热性能和毛细极限的两个关键参数。毛细芯须满足大毛细力和高渗透率两个要求，前者需要小孔径，后者需要大孔径。一方面较小的毛细孔径可提高毛细力大小，但另一方面，过小的孔径容易产生毛细通道闭合现象，导致工质的流动阻力陡增，从而降低蒸发器的输出压头。另外，由于毛细芯中同时存在气液两相，当孔径过小时，液体需要的蒸发空间降低且产生的蒸汽很难及时排出，最终影响整个 LHP 的正常启动。单孔芯一般是能够提供大毛细力，但渗透率不够，因此后面制造了双孔芯[13-15]。双孔芯具有由大孔和小孔组成的特殊性，液体通过提供毛细管力的小孔流向加热壁，蒸汽更容易通过大孔离开毛细芯[16]。双孔芯能够延迟蒸汽层的发展，但可能造成结构脆性。而多层单/双多孔芯似乎可以解决机械强度问题。一些实验的论文[17-19]也得到了多层芯性能要比多孔芯和单孔芯更好的结论，蒸发温度更低，热阻也更小。

基金项目：上海市青年科技英才扬帆计划项目（20YF1455800）

与多层毛细芯类似，在主芯上串联一个二次芯也是不错的选择。二次芯用于储液器和蒸发器中主芯之间的传质连接，尤其是在航天无重力环境和蒸发器逆重力情况下，二次芯显得尤为重要。Anderson[20]等人从工业的角度对环路热管制造过程进行总结时，对二次芯的作用举例如下：在稳态运行下，主芯的温度略高于储液器中的饱和温度，一部分输入到主芯的热量被“反向传导”到储液器，这部分热量通常被称为“热泄漏”。如果没有二次芯将等量的工作流体从储液器回到主芯，主芯会变得极度缺液最终导致失败。某些瞬态条件，如瞬时功率变化或冷凝器温度的变化也会导致液体从主芯蒸发和从冷凝器回流两者之间的不平衡。在这些瞬间需要二次芯来弥补质量流量，将足够的液体从储液器回到主芯。针对二次芯的作用，Dussinger[21]等人对 TacSat-4 上的环路热管进行了功率循环和冷凝器温度的快速变化测试与实验，发现采用了二次芯的环路热管在这两种瞬态测试中反应良好，没有出现不稳定或失效的迹象。Van[22]等人定性分析了蒸发器与储液器不同连接方式的影响，包括有无引液管、有无二次芯，得出有引液管要更好，尤其是对于多蒸发器的热管而言的结论。同时，这篇文章认为通过二次芯将储液器和蒸发器进行热分离和传质耦合是达到 LHP 最佳性能的最佳方式，二次芯可以将储液器中的液体抽吸到蒸发器，在微重力及倾斜姿态下尤为重要。

综上所述，蒸发器中二次芯的结构对环路热管瞬态传热性能有较大影响，使用二次芯时，须具有高渗透性以减小压力损失，同时具有低导热性以减小热量泄漏到储液器，起到热障的作用。然而，目前还没有实验研究定量地评估二次芯结构在环路热管运行性能的影响，甚至几乎没有文章专门对二次芯进行专门的控制变量研究。因此，本文设计实验研究了二次芯结构对环形热管传热性能的影响，对同一根环路热管中二次芯进行更换、重新焊接与充装。通过比较更换二次芯后 LHP-H 与更换二次芯前 LHP-Q 的性能，分析不同二次芯结构对环路热管性能的影响。在性能比较中，以工作温度、温差、热阻及启动特性为性能指标。本文的研究结果为环路热管的优化设计提供了指导。

1 实验装置与方法

1.1 实验装置

实验装置由测试部分(LHP)、电源控制系统、加热元件、冷却水循环和数据采集系统组成，如图 1 所示。LHP 放置在一个水平平台，通过不同厚度泡沫块的组合来调节环路热管与水平面之间的角度。图 2 为 LHP 的整体结构，由五个部分组成：蒸发器、储液器、气线、液线和冷凝器，相应的结构参数如表 1 所示。

图 1 实验装置系统示意图

LHP 采用不锈钢外壳和不锈钢管线，平面尺寸为 584 mm×373mm，工质充装量为 27.0g，工质为制冷剂 R40。毛细芯使用课题组自主烧结的镍芯，外径为 14 mm、内径为 5mm，长度为 75mm，加工有一个轴向 3mm×2mm（宽×深）的蒸汽槽，长度 70mm。毛细芯孔径 2μm、孔隙率 53%。蒸发器外壳由外协单位加工，内壁具有宽 0.8mm、高 0.8mm 的三角形螺旋槽，螺距 1.2mm，壁厚 0.8，长度 80mm。蒸发器外壳与毛细芯装配计算过盈配合量 0.04mm（直径）。储液器外壳由外协单位加工，内径 22mm，长度 65mm，壁厚 1mm。冷凝器采用铝片的平面尺寸为 192 mm×20mm，厚度为 2.9 mm。在室温下使用 16 摄氏度水冷对冷凝器进行冷却。液体和蒸汽管线的外径为 3.0 mm，内径为 2.0 mm，长度分别为 412mm 和 984mm。

采用聚酰亚胺薄膜加热片（四个 15mm×40mm 加热片并联）粘贴在蒸发器外表面以模拟热负载输入，调节直流电源电压控制加热器的功率。铝制冷板用作系统热沉，由恒温循环水装置冷却，控温精度为±0.5 ℃。在全部测试过程中，LHP 的所有部件（冷凝器除外）均用隔热材料包裹以最大限度减少环境的对流换热影响。用聚酰亚胺胶带将 6 个精度为±0.15 ℃的铂电阻（SMD 型 PT1000）紧固在 LHP 系统主要特征位置表面，以监测环路沿线的温度分布。与笔记本电脑相连的 Keithley-2700 数据采集单元以 20 s 的时间间隔采集测试数据。温度测点的位置和分布如图 2 所示。从储液器开始，热电阻 PT1000 标记为 T_{cc}，T_{evap}，T_{vap}，$T_{con1\text{-}2}$ 和 T_{liq}。T_{cc} 测量储液器外壁面温度。T_{evap} 测量蒸发器蒸汽出口端口的外壳温度。T_{vap} 测量蒸汽管道的外壁面温度。$T_{con1\text{-}2}$ 测量冷凝器的管温，T_{liq} 测量液体管道的外壁面温度。由于壳体及管线的壁厚最大不超过 3 mm，且所用金属导热性非常好，因此所测壁温可近似看作内部工质的温度。

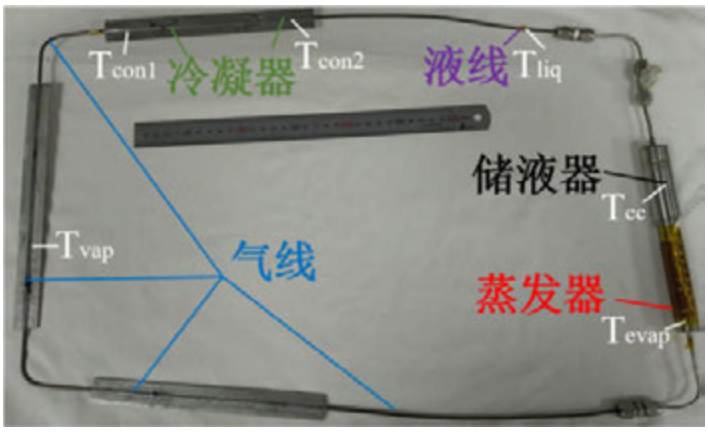


图 2 环路热管整机实物图及测点位置示意图

表 1 环路热管结构参数

部件	尺寸及材料
毛细芯	烧结镍芯
外径\内径\长度	14mm\5mm\75mm
孔径\孔隙率	2μm\53%
蒸汽槽方向\宽\深\长	轴向\3mm\2mm\70mm
蒸发器	不锈钢外壳
内径\长度\厚度	14 mm\80mm\0.8mm
外壳内槽	三角形螺旋槽
槽宽\槽高\螺距\长度	0.8mm\0.8mm\1.2mm\80mm
储液器	不锈钢外壳
内径\长度\厚度	22mm\65mm\1mm
冷凝器	不锈钢管\铝压片
长\宽\厚	192 mm\20mm\2.9mm
气体管线	不锈钢管
外径\内径\长度	3mm\2mm\984mm
液体管线	不锈钢管
外径\内径\长度	3mm\2mm\412mm

1.2 二次芯设计与制造

为了研究二次芯的影响，我们在对 LHP-Q 进行实验测试后，对储液器进行切割，更换二次芯后重新焊接充装，进行 LHP-H 的实验。LHP-Q 的二次芯采用 2000 目丝网卷制而成，如图 3 所示，内径 3mm，外径 5 mm，长度 112mm，丝网填满了蒸发器液体干道。LHP-H 的二次芯采用 2000 目丝网卷制而成，内径大于 3.8mm，比 LHP-Q 流出了 1/3 面积的液体干道用于工质流动。二次芯的更换在于内径从 3mm 变为了大于 3.8mm，外径与毛细芯内壁相同 5mm，引液管外径为 3mm，二次芯与引液管之间有间隙有利于中心通道气体回到储液器。

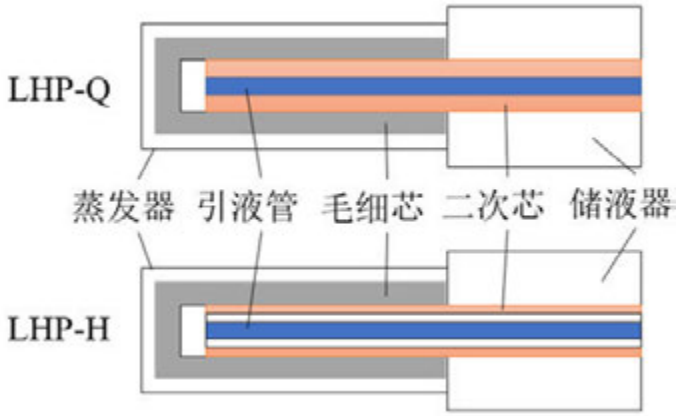


图 3　LHP-Q 和 LHP-H 二次芯结构示意图

1.3 实验测试系统及误差分析

工作温度 T_{evap}、热管热阻 R_{LHP} 和系统热阻 R_{sys} 用于评估 LHP 的传热性能。一般而言，环路热管的工作温度可以定义为蒸汽槽道温度、蒸发器温度和储液器温度。考虑到在散热应用中，设计要求通常涉及最大允许温度，使用蒸发器温度作为工作温度更具意义。热管热阻 R_{LHP} 用式(1)计算，系统热阻 R_{sys} 用式(3)计算:

$$R_{LHP} = \frac{T_{evap} - T_{con}}{Q} \tag{1}$$

$$T_{con} = \min\,(T_{con1}, T_{con2}) \tag{2}$$

$$R_{LHP} = \frac{T_{evap} - T_{water}}{Q} \tag{3}$$

$$Q = IU \tag{4}$$

式中，T_{con} 是冷凝器靠近入口温度 T_{con1} 和冷凝器靠近出口温度 T_{con2} 中最低温度，用式（2）计算。T_{water} 为水冷设定温度，T_{evap} 为蒸发器温度，Q 是在蒸发器上施加的热负荷，通过式(4)电流I和电压U的关系式计算出。

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \sqrt{(\frac{\delta U'}{U})^2 + (\frac{\delta I'}{I})^2} \tag{5}$$

$$\frac{\Delta R_{sys}}{R_{sys}} = \sqrt{(\frac{\Delta T_{evap}}{(T_{evap} - T_{con})_{min}})^2 + (\frac{\Delta T_{con}}{(T_{evap} - T_{con})_{min}})^2 + (\frac{\Delta Q}{Q})^2} \tag{6}$$

加热功率和热阻属于间接测量参数，其不确定度可以表示为式(5)和式(6)，主要来源于温度、电流和电压等直接测量参数。其中，电流表和电压表的精度等级δ= 0.5%。当热负荷为 60W 时，电压表的读数为 U=29.9 V，电压表的量程为 U'=36 V。电流表的读数为 I=2 A，电流表的量程为 I'=10 A。式(5)中ΔT_{evap} 和ΔT_{con} 参考铂电阻 PT1000 的精度。$(T_{evap} - T_{con})_{min}$ 是实验期间蒸发器和冷凝器之间的最小温差。计算加热功率和系统热阻的不确定度分别为 2.57%和 8.16%。

表 2 实验误差

变量	误差
ΔT	±0.1℃
Q	±2.57%
R_{LHP}	±8.16%

2 结果与讨论

2.1 变工率下环路热管的运行

2.1.1 水平姿态

LHP 的瞬态启动过程始终是运行中最复杂的现象之一，伴随着工质汽/液运动和两相的重新分布，涉及了流体蒸发、沸腾、对流和冷凝等多种传热问题。未对 LHP 进行其他预处理，将 LHP-Q 和 LHP-H 置于水平地面保持水平姿态，随后打开冷却水循环装置，等待所有位置点温度稳定后开始加热启动。图 4、图 5 给出了热沉为 16 ℃、输入功率为 10W-20W-30W-40W-50 W-60W-50W-40W-30W-20W 工况的启动与变化过程。在施加热负荷后，蒸发器、气体管线和冷凝器进口的测温点迅速响应，热流沿蒸汽管线向冷凝器快速移动。同时，液体管线上的测温点温度降低表明过冷的液相工质向储液器流动。当各点温度分布的波动可以忽略趋于稳定时即 LHP 建立了新的平衡状态实现了在此功率水平下稳定的运行模式。设计的 LHP 能够在 10 W 较低的加热功率下启动，没有温度过冲现象，显示出了非常平稳的启动特性。

随着启动完成，判定当 LHP 系统的工作温度在连续十分钟内波动小于 0.2K 时，系统达到稳定运行状态。随后进行加热功率升高与降低的测试以验证其可靠性和对热负载变化的瞬态响应,在较高功率延长了稳定运行时间以避免温度震荡等异常现象突然发生，图 4、图 5 记录了 LHP 的所有部件特征位置在不同加热功率下随时间变化的连续温度曲线。实验结果表明该 LHP 在加热器从 10 W、20W 等直到 60W 的功率切换时能够快速响应并建立稳定的温度工作状态，具有良好的传热性能。从 60W、50W 下降到 20W 功率时，有一个突出的特点是液线会先快速降低后升高，再在比降低功率前更低温度处稳定。随着功率的降低，先降低后升高的这一过程时间会更久，二次芯与引液管之间是否有间隙与此过程无关。液线温度曲线的反弹原因可能是当热负荷突然减小时，蒸发器的蒸发量变少，冷凝器的冷凝量短暂大过了蒸发器的蒸发量，后又逐渐调整最终两者持平。液线的热容小且为单相显热，对热量减少带来的温度变化更敏感。更小功率下液线的温度曲线回弹更慢，可能是因为小功率下 LHP 中工质流速更小，10W 的功率变化量对于更小的总功率占比更大，因此需要更久的调整时间使得冷凝器的冷凝量与蒸发器的蒸发量相匹配。

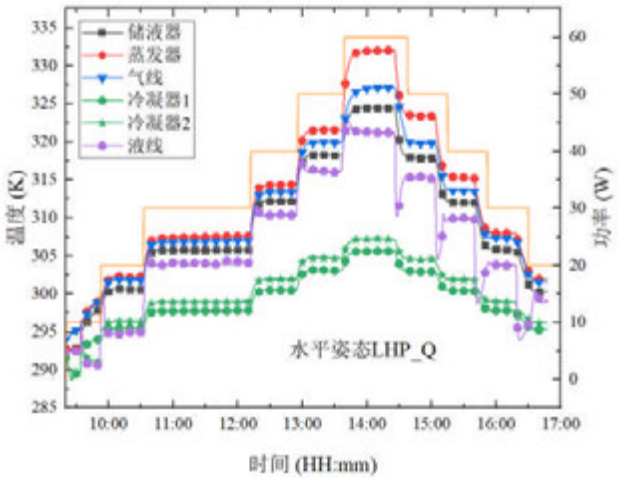


图 4 水平姿态 LHP-Q 变加热功率运行温度分布

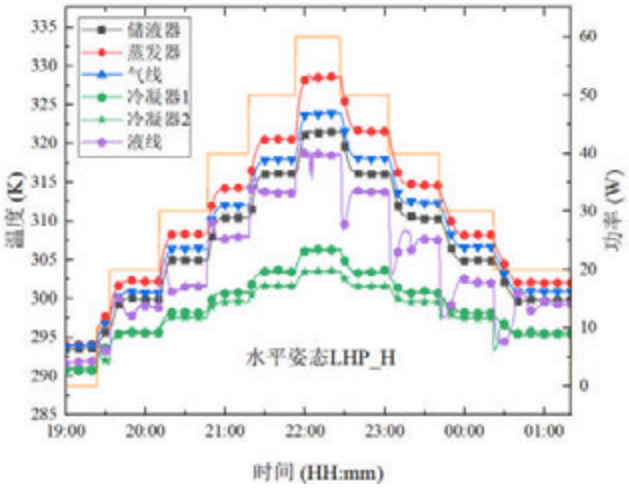


图 5 水平姿态 LHP-H 变加热功率运行温度分布

2.1.2 顺重力姿态

同样未对 LHP 进行其他预处理，将 LHP-Q 和 LHP-H 置于顺重力姿态，冷凝器高度比蒸发器高度高 21cm，随后打开冷却水循环装置，等待所有位置点温度稳定后开始加热启动。图 6、图 7 给出了热沉为 16 ℃、输入功率为 5W-10W-20W-30W-40W 工况的启动与变化过程。在施加热负荷后，蒸发器、气体管线和冷凝器进口的测温点迅速响应，与水平 10W 启动不同的是，顺重力 5W 启动出现了温度超调现象，蒸发器温度先快速升高，后又迅速下降。如果初始状态下的液体工质是在液线和冷凝器中，则克服从冷凝器到蒸发器的压力损失需要较高的压力和较长的时间。同时，蒸汽需要积累来驱动工作流体的流动，内部蒸汽在热负荷下由于高压而不易排出，导致蒸汽槽道或毛细芯形成气泡，最终降低了 LHP 在启动过程中的性能。当蒸发器内压力在蒸发器内积累到一定值时，会带动过冷工质流入储液器，导致温度下降。然后，由于工作流体的循环和蒸汽槽道或毛细芯中的无气泡，LHP 达到相对稳定的运行。最后，LHP 呈现超调启动形

式，如图 6、图 7 所示。LHP-Q 和 LHP-H 的工作温度和启动时间的变化趋势相似，LHP-H 二次芯与引液管之间有间隙，这有利于中心通道气体回到储液器，因此其具有更低的超调温度，但并没有导致更小的热泄漏，也没有更低的工作温度。

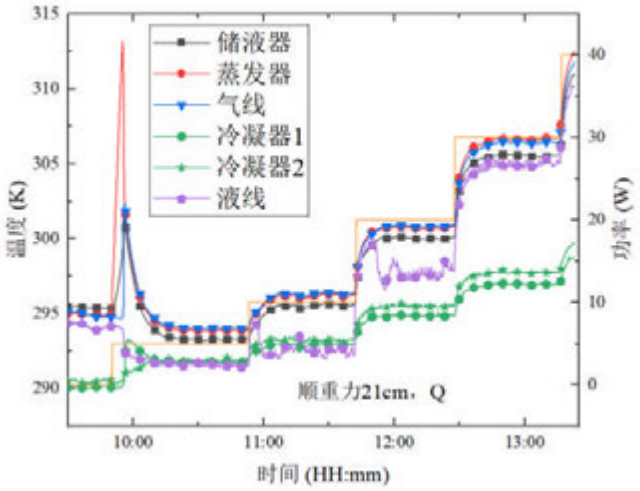


图 6 顺重力姿态 LHP-Q 变加热功率运行温度分布

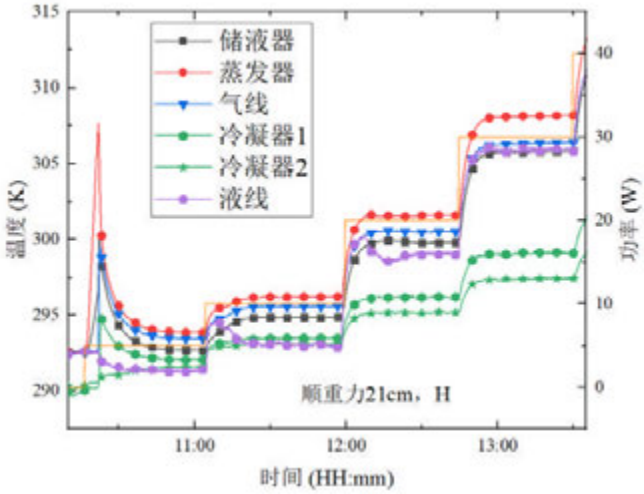


图 7 顺重力姿态 LHP-H 变加热功率运行温度分布

2.1.3 逆重力姿态

同样未对 LHP 进行其他预处理，将 LHP-Q 和 LHP-H 置于逆重力姿态，蒸发器高度比冷凝器高度高 55cm，随后打开冷却水循环装置，等待所有位置点温度稳定后开始加热启动。图 8、图 9 给出了热沉为 16 ℃、输入功率为 30W 工况的启动与稳定过程。在施加热负荷后，蒸发器、气体管线和冷凝器进口的测温点迅速响应，热流沿蒸汽管线向冷凝器快速移动。同时，液体管线上的测温点温度降低表明过冷的液相工质向储液器流动。当各点温度分布的波动趋于稳定时，即 LHP 建立了新的平衡状态实现了在此功率水平下稳定的运行模式。设计的 LHP 能够在 30 W 加热功率下逆重力启动，没有温度过冲现象，显示出了平稳的启动特性。LHP-Q 和 LHP-H 的工作温度和启动时间的变

化趋势相似，LHP-H 具有更大内径的二次芯，这有利于中心通道气体回到储液器，因此其具有更低的工作温度和更小的热泄漏。

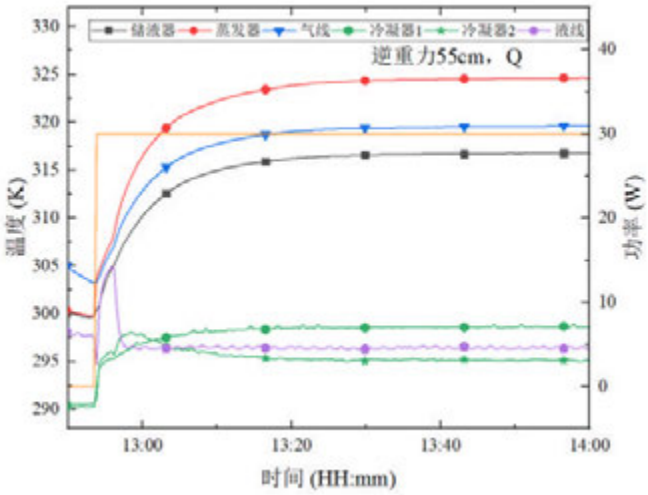


图 8 逆重力姿态 LHP-Q 30W 加热运行温度分布

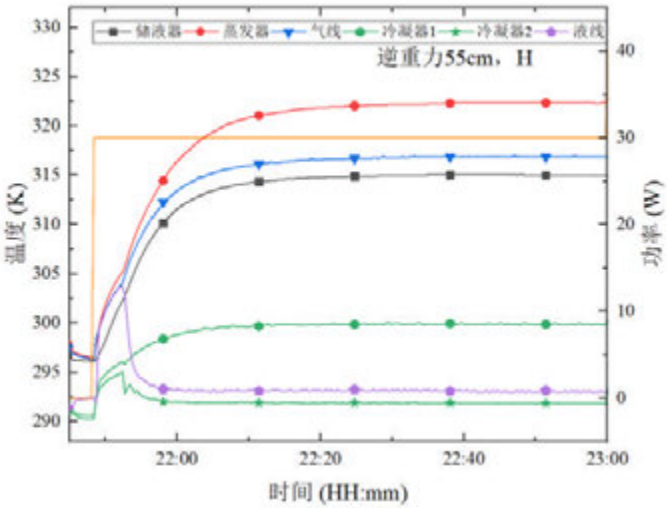


图 9 逆重力姿态 LHP-H 30W 加热运行温度分布

2.2 水平姿态下的稳态性能

系统热阻表示了蒸发器吸收热量并通过冷凝器散热的能力，能够用来表征 LHP 内传热过程的强度。传热过程越强即传热性能越好，热阻越小。图 10、图 11、图 12 统计了 LHP 在不同功率下的工作温度、温差（蒸储温差代表蒸发器向储液器的漏热）和系统热阻。根据系统总热导的变化规律（热导为热阻的倒数），LHP 稳定运行过程一般存在可变热导和固定热导两种工作模式[23]。低功率下，冷凝器仅部分用于蒸汽冷凝，LHP 工作在可变热导区。随着热负荷增大，冷凝器逐渐被激活，两相区长度增加，冷凝器内液相工质被压向储液器内，系统总热导逐渐增加，热阻减小，冷凝器被最大化利用，冷凝器和储液器之间的液相工质不再重新分配。此时，LHP 工作温度由冷凝器内的相变温度决定，随热负荷呈线性增加，系统热阻几乎保持为恒定值，热管工作在固定热导区。一

般来说，设计人员希望 LHP 工作在固定热导模式，以减小系统运行热阻，表现出最佳性能。

在所测试的实验结果中，最大传热量为 60 W，此时 LHP-Q 的工作温度为 332.00K，LHP-H 的工作温度为 328.59 K，根据公式（1）计算得到热阻分别为和 0.43K/W 和 0.42 K/W。结合图 4 和图 5，在 50~60 W 的加热功率切换过程中，系统仍平稳运行，各点温度没有明显的发散趋势。因此，可以认为本文的 LHP 传热极限大于最高的实验值。LHP 的性能表现是毛细芯的材料结构、工质选用、充液率、以及宏观尺寸设计等多因素耦合的结果。本实验采用的多孔镍芯具有较高的导热系数，提高了固液有效导热系数，改善了相变传热。如图 10 所示，LHP-Q 的蒸发器、储液器和冷凝器温度均略大于 LHP-H，水冷温度不变，冷凝器与水冷板之间的接触热阻导致了系统热阻的略微下降。如图 11 所示，在热管热阻和系统热阻比较中，更换二次芯对热管热阻的影响可以忽略，在较大功率下 LHP-H 的系统热阻比 LHP-Q 有略微的下降。在二次芯的设计与优化中，除了内径发生了些许改变，毛细芯的材料结构、工质选用、充液率、以及宏观尺寸设计等这些主要因素没有变动，因此，水平姿态下二次芯与引液管之间从无间隙变成有间隙对热管热阻影响不大，更多的是影响瞬态与启动性能，实验结果是符合预期的。

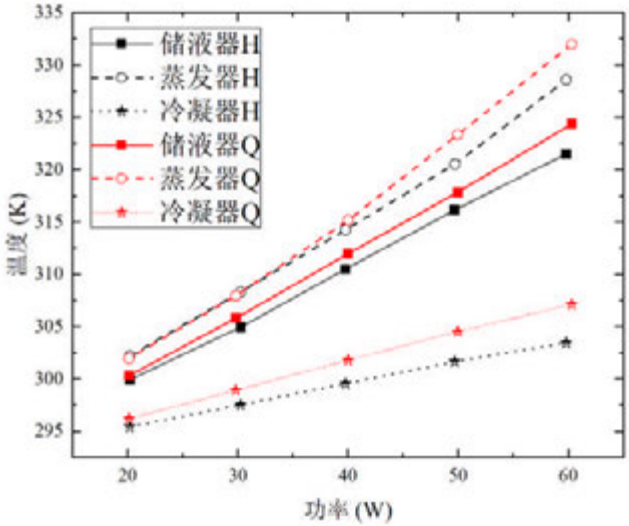


图 10 水平姿态 LHP-Q 和 LHP-H 的稳态温度对比

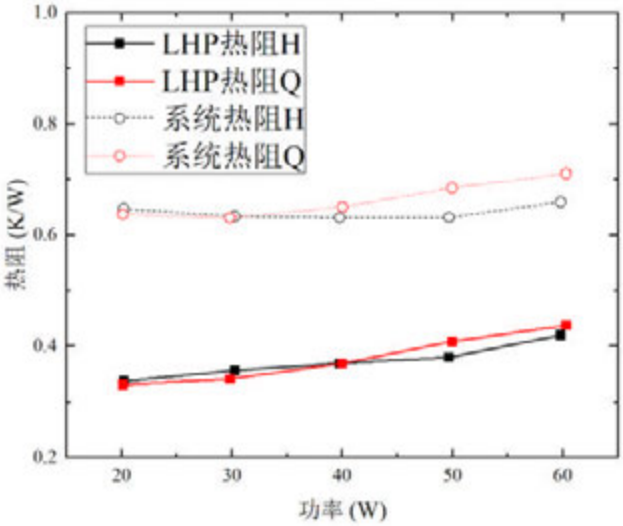


图 11 水平姿态 LHP-Q 和 LHP-H 的稳态热阻对比

3 结　论

本文对同一根环路热管中二次芯进行更换、重新焊接与充装，设计实验研究了二次芯结构对环形热管传热性能的影响，分析不同二次芯结构对环路热管性能的影响。结论如下：

(1)优化后的二次芯可以降低启动超调温度，降低较大功率下的工作温度，增加传热极限，降低较大功率下的系统热阻。

(2)二次芯的气液两相分离良好，特别是蒸汽需要大的蒸汽通道和大的孔隙来减少阻力，而液体供应需要小的孔隙来产生大的毛细力。因此，二次芯可以使 LHP 在逆重力姿态下正常启动运行，其热流密度可达到 1.25 W/cm^2 在 Q=30W 时工作温度为 322.31K。

(3)二次芯的 LHP 解决了导热与保温两者矛盾的问题，毛细主芯的良好导热性，而且保证了二次芯的良好隔热性，从而减少了蒸发器向储液器的热量泄漏，这是 LHP 具有优异热性能的原因之一。

参考文献

[1] LING W S, ZHOU W, YU W, et al. Capillary pumping performance of porous copper fiber sintered wicks for loop heat pipes [J]. Appl Therm Eng, 2018, 129: 1582-94.

[2] KUMAR P, WANGASKAR B, KHANDEKAR S, et al. Thermal-fluidic transport characteristics of bi-porous wicks for potential loop heat pipe systems [J]. Exp Therm Fluid Sci, 2018, 94: 355-67.

[3] SAMANTA S K, DAS P, LOHAR A K, et al. A novel approach of manufacturing Nickel Wicks for loop heat pipes using Metal Injection Moulding (MIM) [J]. Sadhana-Acad P Eng S, 2013, 38(2): 281-96.

[4] QU F Y, LIU H, JIANG C, et al. Nickel-ammonia loop heat pipe based on the molten salt

pore forming startup and heat transfer failure characteristics of experimental study [J]. Procedia Engineer, 2017, 205: 3938-45.

[5] PAGNONI F, AYEL V, BERTIN Y, et al. Loop Heat Pipe for Thermal Management of Aircraft Engine Equipment [J]. J Thermophys Heat Tr, 2021, 35(2): 323-34.

[6] MAYDANIK Y F, VERSHININ S V. Development and tests of ammonia Miniature Loop Heat Pipes with cylindrical evaporators [J]. Appl Therm Eng, 2009, 29(11-12): 2297-301.

[7] WANG H F, LIN G P, BAI L Z, et al. Comparative study of two loop heat pipes using R134a as the working fluid [J]. Appl Therm Eng, 2020, 164.

[8] SU Q, CHANG S N, YANG C. Numerical investigation on transient and steady phase change heat transfer in the evaporator of a loop heat pipe [J]. Int J Heat Mass Tran, 2021, 179.

[9] NISHIKAWARA M, NAGANO H. Numerical simulation of capillary evaporator with microgap in a loop heat pipe [J]. Int J Therm Sci, 2016, 102: 39-46.

[10] NAGANO H, KUROI M, NISHIKAWARA M. Thermofluid Characteristics in Microporous Structure With Different Flow Channels for Loop Heat Pipe [J]. Heat Transfer Eng, 2016, 37(11): 947-55.

[11] LI X Q, YAO D X, ZUO K H, et al. Effects of pore structures on the capillary and thermal performance of porous silicon nitride as novel loop heat pipe wicks [J]. Int J Heat Mass Tran, 2021, 169.

[12] WUTTIJUMNONG V, SINGH R, MOCHIZUKI M, et al. High-Performance Nickel Wick Development for Loop Heat Pipes [J]. 2012 28th Annual Ieee Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium (Semi-Therm), 2012: 52-7.

[13] QU Y, ZHOU K, ZHANG K F, et al. Effects of multiple sintering parameters on the thermal performance of bi-porous nickel wicks in Loop Heat Pipes [J]. Int J Heat Mass Tran, 2016, 99: 638-46.

[14] NING W J, MA J, JIANG C, et al. Experimental Study on Preparation and Heat Transfer of Nickel-Based Ammonia Loop Heat Pipe [J]. J Heat Trans-T Asme, 2021, 143(11).

[15] ZHANG Z K, ZHAO R Z, LIU Z C, et al. Application of biporous wick in flat-plate loop heat pipe with long heat transfer distance [J]. Appl Therm Eng, 2021, 184.

[16] LIN F C, LIU B H, HUANG C T, et al. Evaporative heat transfer model of a loop heat pipe with bidisperse wick structure [J]. Int J Heat Mass Tran, 2011, 54(21-22): 4621-9.

[17] WU S C, WANG D, CHEN Y M. Investigating the effect of double-layer wick thickness ratio on heat transfer, performance of loop heat pipe [J]. Int J Therm Sci, 2014, 86: 292-8.

[18] WU S C, HUANG C J, CHEN S H, et al. Manufacturing and testing of the double-layer wick structure in a loop heat pipe [J]. Int J Heat Mass Tran, 2013, 56(1-2): 709-14.

[19] CAL Q J, CHEN C L, ASFIA J F. Multilayer wick structure of loop heat pipe [J]. Proceedings of the Asme International Mechanical Engineering Congress and Exposition 2007, Vol 1, 2008: 3-8.

[20] ANDERSON W G, DUSSINGER P M, GARNER S D, et al. Loop Heat Pipe Design, Manufacturing, and Testing - an Industrial Perspective [J]. Ht2009: Proceedings of the Asme Summer Heat Transfer, Vol 3, 2009: 497-503.

[21] DUSSINGER P M, SARRAF D B, ANDERSON W G. Loop Heat Pipe for TacSat-4 [J]. Space, Propulsion & Energy Sciences International Forum Spesif-2009, 2009, 1103: 91-100.

[22] VAN OOST S, MULLENDER B, BEKAERT G, et al. Secondary wick operation principle and performance mapping in LHP and FLHP evaporators [Z]. AIP Conference Proceedings. 2002: 94-103.10.1063/1.1449713

[23] LAUNAY S, SARTRE V, BONJOUR J. Parametric analysis of loop heat pipe operation: a literature review [J]. Int J Therm Sci, 2007, 46(7): 621-36.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233235

甘露醇基定形相变材料的制备及性能研究

麦志钊，盛鑫鑫，陈颖*，陈健勇

（广东工业大学材料与能源学院，广州，510006）

（Tel：020-39322570，E-mail：chenying@gdut.edu.cn）

摘要： 目前适用于太阳能和工业余热储热的中温相变材料种类较少，糖醇类材料具有较高焓值，是目前的研究热点之一。本研究制备了甘露醇（165ºC）与 NaCl 的共晶体系，当 NaCl 质量分数在 7%-8%时形成共晶体系，该体系相变温度为 140ºC 左右，焓值达 247.94 J/g，过冷度小于 0.5ºC。制备了木质素/石墨烯气凝胶，通过气凝胶吸附解决了泄露和导热差的问题，LGP-3 导热系数提高至 0.835 W/(m·K)，有望用于太阳能和工业余热的回收、储存和转化。

关键词： D-甘露醇；共晶；气凝胶；储热性能

0 前言

为应对气候变化和严峻的能源消费形势，通过中温相变材料储蓄太阳能和工业余热将成为有效的解决手段[1]。同时，目前存在中温相变材料的可选温度范围较窄，可选种类较少的问题。在中温（100-200ºC）范围内，如图 1 所示，可选的相变材料主要是糖醇类和二元酸类，但由于二元酸类具有腐蚀性和循环稳定性较差的缺点，糖醇成为中温相变领域内的研究热点[1-8]。甘露醇作为糖醇中的标志性材料，如表 1 所示，具有合适的相变温度（165ºC）、较高的焓值（288 J/g）、较为低廉的价格，是理想的主材，但甘露醇也存在着过冷、易泄露、导热性能差等问题。为了解决上述问题，学者们提出基于共晶原理降低相变温度，采用微胶囊封装、多孔介质吸附等方法解决泄露和导热差的问题，通过添加成核剂等方法改善过冷度。

表 1 D-甘露醇热物性

样品	熔化温度（ºC）	熔融焓（J/g）	凝固温度（ºC）	凝固焓（J/g）	固态比热容（J/(kg·K)）	固态热导率（W/(m·K)）
甘露醇	165.20	287.78	112.51	230.56	1350	0.619

Zeng 等[9]采用 DSC 对赤藓糖醇/D-甘露醇二元体系进行了研究，并得到了相图。结果表明，赤藓糖醇的摩尔比例为 0.87 时为共晶点，共晶混合物的熔融焓为 322.8 J/g，峰值熔化温度为 114.4ºC。使用膨胀石墨对共晶混合物进行吸附，当其负载率为 10.0 wt%时，共晶混合物的热导率提高了 408%。Paul 等[10]采用 DSC 和 XRD 分析方法，研究了半乳糖醇和甘露醇混合物的热物性。在半乳糖醇和甘露糖醇的摩尔比为 30:70 时形成共

基金项目：5G 基站“声子导热-相变液冷”协同热管理系统构建的基础理论和关键技术 (U20A20299)

晶混合物，熔点为 153°C，熔融焓为 292 J/g。并通过加入少量（0.5 wt%）的成核剂，如石墨粉或碘化银，结晶温度和结晶焓也提高了 34%。Nomura 等[11]利用 DSC 对单组分和多组分糖醇的热物理性质进行了表征。肌醇/甘露醇熔点为 160°C，熔融焓为 241 J/g。半乳糖醇/甘露醇熔点为 155°C，熔融焓为 290 J/g。肌醇/甘露醇/半乳糖醇熔点为 150°C，熔融焓为 222 J/g。

为了解决泄露和导热差的问题，Bai 等[12]采用溶液共混方法，将 D-甘露醇（DM）和 MXene 纳米片冷冻干燥，制备了 MXene/DM 气凝胶复合相变材料。含 20 wt% MXene 的 MXene/DM 具有较高的相变焓（202.7 J/g），相变温度为 153.3°C，在 170°C 下仍具有良好的形状稳定性，无泄漏。Liu 等[13]利用西瓜皮制备了生物质碳气凝胶（BDCA），用于吸附 D-甘露醇。所得 LGP 的相变焓高达 280 J/g，当 BDCA 含量大于 9 wt%时，其热能释放效率可达 95%以上。Lin 等[14]报道了一种由径向冰模板组装制造的结构化 D-甘露醇/石墨烯相变复合材料和渗透策略，其中径向排列的石墨烯纳米片由石墨化聚酰亚胺桥接，为快速充放热提供了多向和交错的热通路。在与太阳能聚光器和热电装置集成后，太阳能−热−电转换率接近 2.4%，被证明可以在日常的阳光下为手机充电。

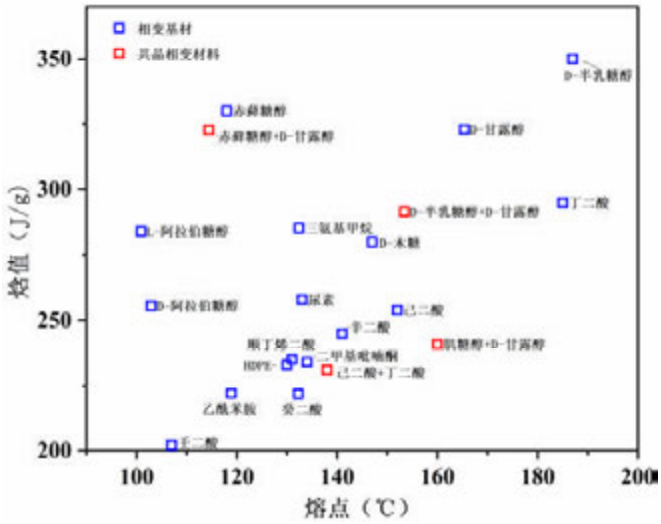


图 1　中温相变材料总结

为了拓宽中温相变材料应用范围，本研究选用 D-甘露醇作为相变主材，基于共晶原理，通过熔融共混法制备了 NaCl-D-甘露醇共晶相变材料（PCM），通过 DSC 测试筛选，确定 7 wt%NaCl-DM 为最佳配比，焓值为 247.94 J/g，熔融温度为 139.99°C，过冷度小于 0.5°C。为了解决 PCM 易泄露、导热差的问题，制备木质素/石墨烯气凝胶并吸附 NaCl-D-甘露醇共晶材料，吸附后的 LGP 不发生泄露，LGP-3 导热系数提高至 0.835 W/(m・K)，有望用于太阳热能和工业余热的回收、储存和转化。

1 实验部分

1.1 材料

材料：D-甘露醇（DM），纯度＞96%，广西南宁化学制药有限责任公司；氯化钠

（NaCl），纯度＞99%，上海展云化工有限公司；氧化石墨烯（GO）,1 wt%，昂星新型碳材料常州有限公司；碱性木质素（Lignin），纯度＞99%，梯希爱（上海）化学工业发展有限公司。

1.2 气凝胶制备

制备 GO 的比例分别为 15%、17.5%、20%的三种气凝胶，分别命名为 LG-1、LG-2、LG-3.制备流程如图 2 所示，进行称取一定重量的 Lignin 溶解于烧杯中，通过磁力搅拌使 Lignin 在溶液中分散均匀，设定转速 200 r/min 搅拌 8 h 后，加入对应质量的 GO 溶液，并使用细胞破碎仪进行超声分散。基于冰晶模板法原理，冷冻装置由液氮容器和在其中均匀分布的冷却铜柱组成，将装有分散溶液的容器放入冷冻装置内定向冷冻，使冰晶尽可能从底面向上生长。将冷冻后的 Lignin/GO 气凝胶在-60ºC、10 Pa 条件下冷冻干燥 48 h，成功制备了 Lignin/GO 气凝胶（LLG）。随后，将 LLG 气凝胶置于管式炉中，在氩气气氛下以 5 ºC/min 的变温速率升温至 900ºC，并保持 2 h，成功制备了木质素/石墨烯气凝胶（LG）。

1.3 共晶相变材料/气凝胶复合相变材料制备

采用熔融共混法制备 NaCl-DM 共晶相变材料，分别称取一定重量的 NaCl 和 DM 于 250 ml 玻璃瓶中，将玻璃瓶放置于集热式恒温磁力搅拌器中油浴熔化，保证油浴液面高于固态样品高度，温度设置为 200ºC，待材料完全熔化后，降低油浴温度至 190ºC，磁力搅拌器转速设定为 200 r/min。磁力搅拌 3 h 后，玻璃瓶底部不再有 NaCl 颗粒，此时 NaCl-DM 复合相变材料已制备成功。为了筛选 NaCl 与 DM 的最佳共晶比例，设计了 NaCl 含量为 5%、7%、7.5%、8%、10%五种质量分数的样品进行对比。

采用真空浸渍法制备 LGP 样品。将 LG 放入熔融的 NaCl-DM 复合相变材料（PCM）中，置于烘箱内真空吸附 4 h，再将吸附后的复合相变材料放于滤纸上，在 190ºC 环境中去除多余的复合相变材料，成功合成了甘露醇基定形复合相变材料。

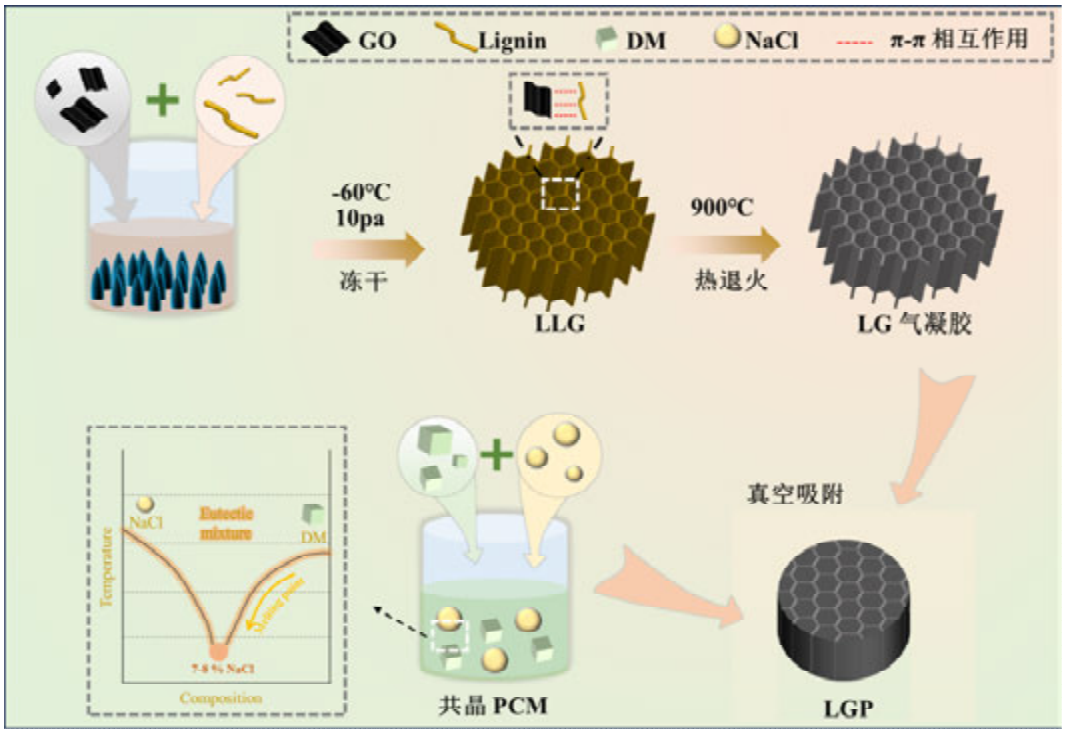


图 2　复合相变材料制备流程

1.4 表征方法

傅里叶红外光谱仪（FTIR，Nicolet iS5 spectrometer，美国）用于检测化学结构，通过对样品与 KBr 研磨压片的方法进行测试，扫描频率范围为 4000-400 cm^{-1}；X 射线衍射仪（XRD，Rigaku instrument，日本）用于检测化学结构，CuKα 发射源(λ=0.15406 nm)，采用 10 °/min 速度，扫描范围为 3 °-80 °；扫描电子显微镜（SEM，FEI，美国）用于观察样品微观形貌；热重分析仪（TGA，Netzsch TG209，德国）用于分析热稳定性，在氮气氛围下进行测试，升温速率为 10 °C/min，温度范围为 35~800°C；差示扫描量热仪（DSC，DSC3，美国）用于检测热性能，在氮气流量为 50 ml/min 条件下，在 60-190°C 温度范围内以 10 °C/min 的变温速率进行，文中提到的相变温度均为开始（onset）温度。循环实验采用恒温槽（勒普拓 CC-2008SH，中国）对样品进行高低温循环，温度范围为 60-180°C。步冷测试采用恒温槽（勒普拓 CC-2008SH，中国）作为冷源，使用热电偶监测中心温度并记录。

2 结果与讨论

2.1 NaCl-DM 共晶材料最佳配比的确定

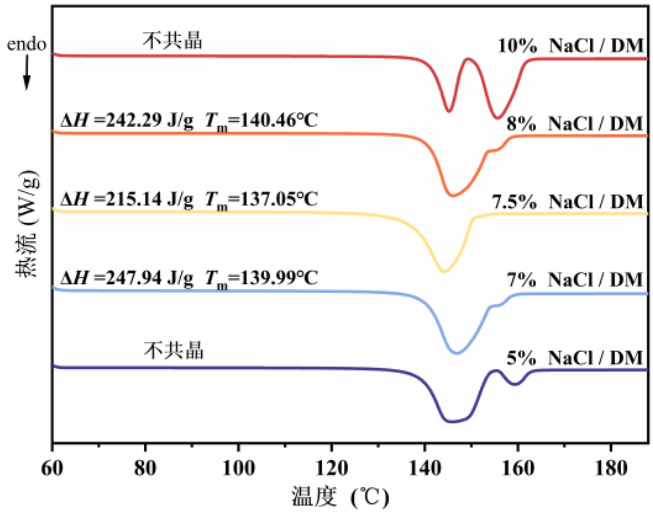


图 3　不同配比的 NaCl-DM 共晶材料 DSC 曲线

为了确定 NaCl-DM 共晶材料最佳配比，采用 DSC 分别对 5%、7%、7.5%、8%、10%五种质量分数的样品检测，由图 3 可看到只有 7%、7.5%、8%三种浓度形成共晶，7%（139.99ºC）和 8%（140.46ºC）的熔融温度相近，7.5%（137.05ºC）略低于其余样品。7%焓值为 247.94 J/g，高于 7.5%和 8%的焓值，因此选用 NaCl 比例为 7%的样品进行后续深入研究。

2.2 LG 气凝胶的微观结构

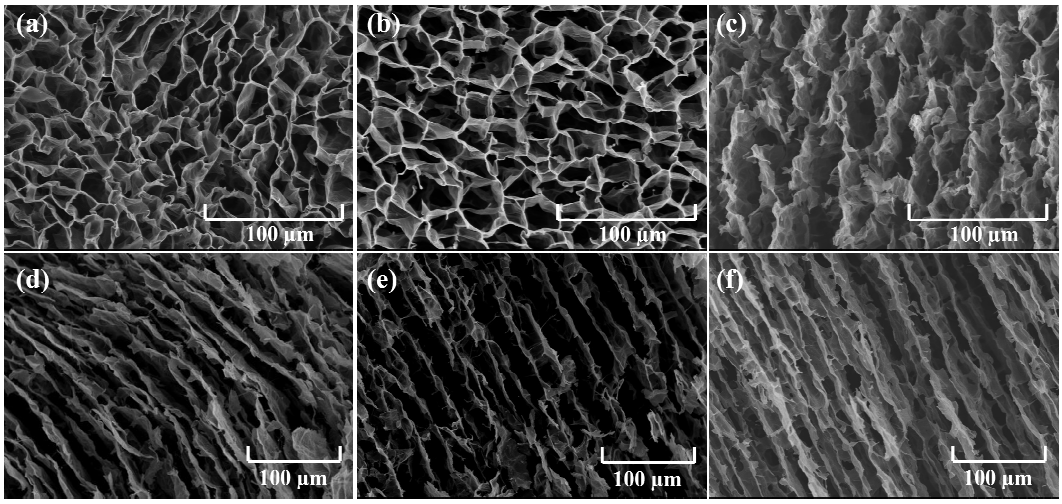


图 4　LG 的电镜图：(a)LG-1 水平面；(b)LG-2 水平面；(c)LG-3 水平面；(d)LGP-1 垂直面；(e)LG-2 垂直面；(f)LG-3 垂直面

由图 4（a）-（f）可看到，所有 LG 气凝胶都具有清晰的三维传导结构和薄壁，有利于电流和热流的传输。所有 LG 气凝胶都在垂直面上呈现出定向的多孔结构，随着 GO 含量的上升，LG 气凝胶收缩程度减少，孔道大小更均匀。这是由于氧化石墨烯在气凝胶中起支撑材料作用，可以减少木质素在热退火过程中的收缩，提高结构强度，保护孔

道完整性，有利于孔道通过毛细作用力、表面张力等物理作用吸收 PCM，从而避免 PCM 的泄漏。

2.3 PCM 和 LGP 的储放热性能

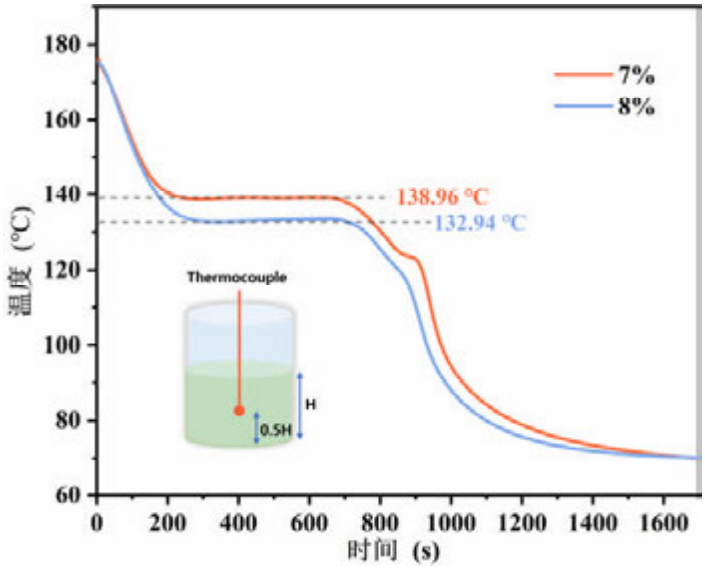


图 5　不同 NaCl-DM 配比的步冷曲线

过冷度是影响放热性能的重要因素，因此本研究对 7%和 8%NaCl 的 PCM 进行步冷测试，如图 5 所示，7%NaCl 的放热温度为 138.96°C，过冷度小于 0.2°C；8%NaCl 的放热温度为 132.94°C，过冷度小于 0.5°C，克服了糖醇过冷度大的固有缺点，放热性能好。

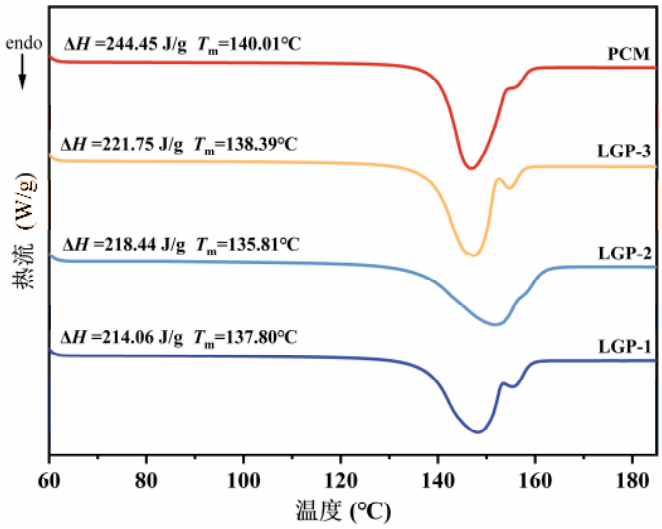


图 6　PCM 与不同配比 LGP 的 DSC 曲线

通过 DSC 评估不同配比的 LGP 储热性能，如图 6 所示，不同配比的 LGP 的峰型基本没有变化，熔点略低于 PCM。随着 LG 中 GO 占比增大，焓值逐渐增大，这是由于氧化石墨烯在气凝胶中起到桥接和支撑作用，使孔道更加完整，因此能吸附更多的 PCM，

这在 SEM 图中同样可以观测到。

2.4 PCM 和 LGP 的晶体结构分析

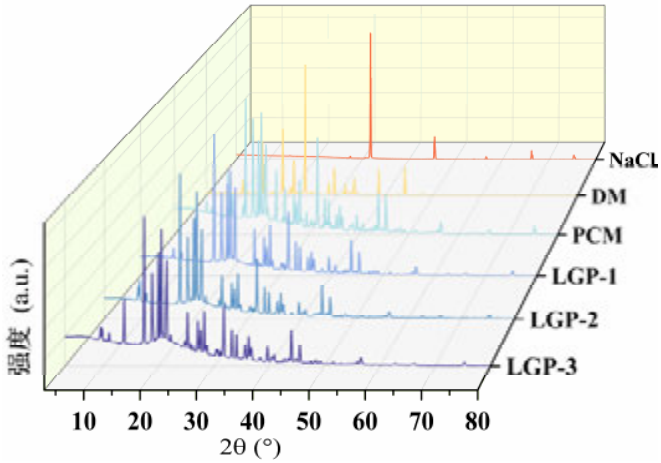


图 7　PCM 原料、PCM 和 LGP 的 XRD 曲线

如图 7 所示，将 PCM 原料、PCM 和 LGP 的 XRD 数据归一化处理后，与 DM 标准卡片 PDF22-1794 和 NaCl 标准卡片 PDF05-0628 对比可知，NaCl-DM 共晶 PCM 在 31.69 °、45.45 °、56.47 °、66.23 °和 75.30 °处的特征峰分别对应于 NaCl 的（200）、（220）、（222）、（400）和（420）晶面。在 9.68 °、20.39 °、32.10 °和 44.39 °处的特征峰分别对应 DM 的（020）、（110）、（-151）和（032）晶面。PCM 与 LGP 相比，无新生成的峰，说明气凝胶是通过毛细作用力、表面张力等物理作用吸附 PCM，两者间无化学反应。

2.5 PCM 和 LGP 的热稳定性分析

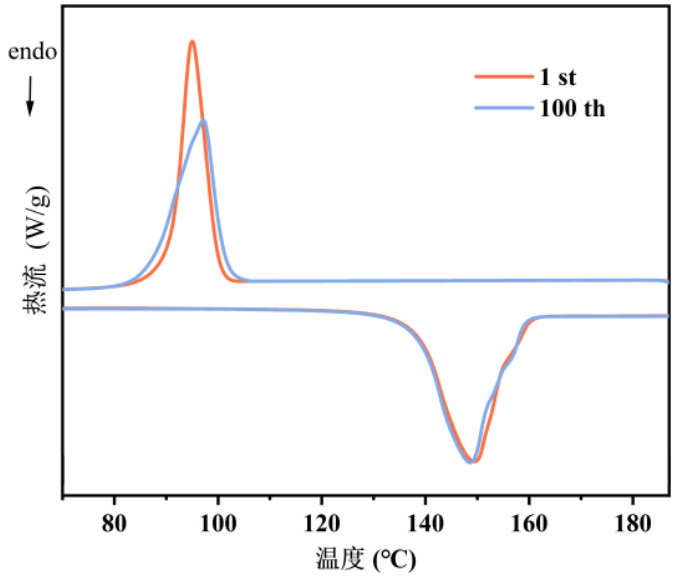


图 8　LGP-3 循环曲线

由图 8 可知，与循环 1 次相比，循环 100 次后的熔融峰的位置与峰型均无明显变化。从表 2 可知，循环 100 次后，LGP-3 的熔融焓为 227.71 J/g，比循环前降低了 0.3%，熔化温度为 138.36ºC，与循环前 LGP-3 的熔化温度（138.29ºC）基本一致。结果表明，在循环过程中 LGP-3 可以保持相对稳定的相变温度，100 次循环后仍保持良好的热性能，具有良好的热可靠性。

表 2 循环前后的样品的相变温度及焓值

样品	熔化温度（ºC）	熔融焓（J/g）	凝固温度（ºC）	凝固焓（J/g）
循环 1 次	138.29	227.71	100.37	179.48
循环 100 次	138.36	226.98	101.60	178.52

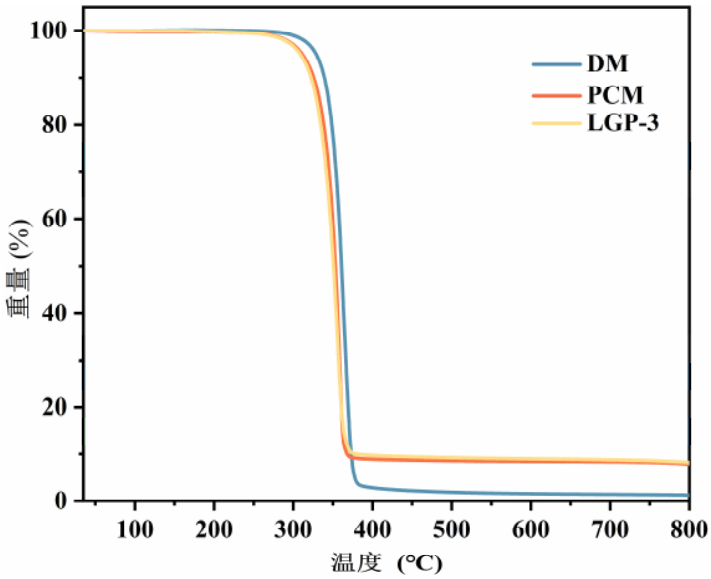


图 9 PCM 原料及 LGP-3 热重曲线

由图 9 可知，PCM 和 LGP 表现出的热稳定性基本一致，均在 250ºC 左右开始分解，在 250-370ºC 发生热失重过程，对应 DM 的分解。DM、PCM 和 LGP-3 在 800ºC 残炭率分别为 1.3%、7.9 和 8.23，PCM 和 LGP 的失重率接近 DM 的理论含量。因此，LGP 在低于 250ºC 下的温度范围内具有良好的热稳定性。

2.6 PCM 和 LGP 的导热系数分析

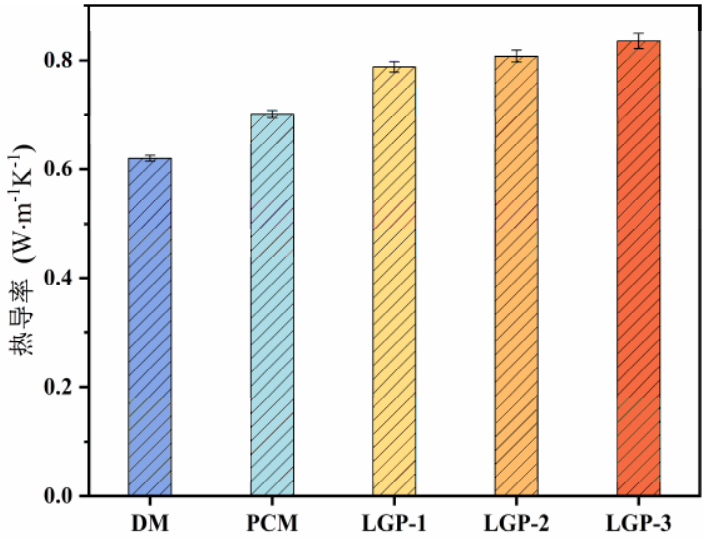


图 10　DM、PCM 和 LGP 的导热系数图

由图 10 可知，DM 添加了 NaCl 后，导热系数由原有的 0.619 W/(m·K)提高至 0.701 W/(m·K)，说明使用无机盐作为共晶组分能有效提高导热性能。气凝胶吸附后的 LGP-3 与 PCM 相比，导热系数从 0.701 W/(m·K)提高至 0.835 W/(m·K)，这是由于气凝胶在 LGP 内构建了导热通路，有利于声子的传输。

3 结　论

本文采用 D-甘露醇作为相变主材，NaCl 作为共晶组分，得到了一种热性能优异的共晶相变材料。其中，7%NaCl-DM 为最佳配比，焓值为 247.94 J/g，熔融温度为 139.99°C，过冷度小于 0.5°C。采用生物质气凝胶（LG）吸附解决了 PCM 易泄露问题，LGP-3 导热系数提高至 0.835 W/(m·K)。验证了 LGP 的热稳定性，经过 100 次循环后，焓值损失仅为 0.3%，材料在 250°C 下不发生分解，热稳定性较好，有望用于太阳热能和工业余热的回收、储存和转化。

参考文献

[1]邵雪峰.面向中低温储热的糖醇相变材料储热性能综合评价及性能提升研究:[博士论文].浙江大学,2020

[2] Wang S, Qin P, Fang X, et al. A novel sebacic acid/expanded graphite composite phase change material for solar thermal medium-temperature applications.Solar Energy,2014,99:283-290.

[3] Nguyen G T , Hwang H S , Lee J , et al. Azelaic Acid/Expanded Graphite Composites with High Latent Heat Storage Capacity and Thermal Conductivity at Medium Temperature.ACS Omega,2021,6(12):8469–8476.

[4] Liu S, Han L, Xie S, et al. A novel medium-temperature form-stable phase change material based on dicarboxylic acid eutectic mixture/expanded graphite composites.Solar Energy,2017,143:22-30.

[5] Li Z, Lu Y, Huang R, et al. Applications and technological challenges for heat recovery, storage and

utilisation with latent thermal energy storage.Applied Energy,2021,283:116277.

[6] Zalba B, Marın J M, Cabeza L F, et al. Review on thermal energy storage with phase change: materials, heat transfer analysis and applications.Applied thermal engineering,2003,23(3):251-283.

[7] Del Barrio E P, Cadoret R, Daranlot J, et al. New sugar alcohols mixtures for long-term thermal energy storage applications at temperatures between 70°C and 100°C. Solar Energy Materials and Solar Cells,2016,155:454-468.

[8] Haillot D, Bauer T, Kröner U, et al. Thermal analysis of phase change materials in the temperature range 120–150℃.Thermochimica acta,2011,513(1-2):49-59.

[9] Li A, Wang J, Dong C, et al. Core-sheath structural carbon materials for integrated enhancement of thermal conductivity and capacity.Applied Energy,2018,217:369-376.

[10] Paul A, Shi L, Bielawski C W. A eutectic mixture of galactitol and mannitol as a phase change material for latent heat storage. Energy Conversion and Management,2015,103:139-146.

[11] Nomura T, Zhu C, Sagara A, et al. Estimation of thermal endurance of multicomponent sugar alcohols as phase change materials. Applied Thermal Engineering,2015,75:481-486.

[12] Bai Y, Wang S. MXene/d-Mannitol aerogel phase change material composites for medium-temperature energy storage and solar-thermal conversion. Journal of Energy Storage,2023,67:107498.

[13] Liu H, Qian Z, Wang Q, et al. Development of Renewable Biomass-Derived Carbonaceous Aerogel/Mannitol Phase-Change Composites for High Thermal-Energy-Release Efficiency and Shape Stabilization.ACS Applied Energy Materials,2021,4(2):1714-1730.

[14] Lin W, Lai J, Xie K, et al. D-Mannitol/Graphene Phase-Change Composites with Structured Conformation and Thermal Pathways Allow Durable Solar–Thermal–Electric Conversion and Electricity Output.ACS Applied Materials & Interfaces,2022,14(34):38981-38989.

中国工程热物理学会 传热传质
学术会议论文 编号：233239

电场作用池沸腾临界热流密度预测关联式

余苹，李庆，常怀正，刘斌*

（中南大学能源科学与工程学院，长沙 410083）

(Tel:18392128426, Email: liubin2021@csu.edu.cn)

摘要：本实验研究了电场作用下 HFE-7100 和 ES-500 中池沸腾临界热流密度（CHF）的规律。实验结果表明，CHF 与电场强度呈近似线性关系，而电极安装高度（3 mm ~ 7 mm）对 CHF 的影响不显著。可视化结果表明，电场强度达到一定值时，临近 CHF 表面上气泡动力学行为并不能观察到明显汽膜厚度，并且，已有电场作用下池沸腾 CHF 关联式均无法准确预测实验结果。通过对已有的预测关联式进行改进，建立了新的电场作用下池沸腾 CHF 的预测关联式。

关键词：沸腾传热，电场，临界热流密度，预测关联式，可视化

0 前言

随着各类热工设备和电子技术的高速发展和设备功耗的增加，如何实现设备高效散热受到了极大的关注。沸腾传热作为换热系数很高的一种传热方式，被广泛地应用于解决散热问题。其中，核态沸腾的上限由临界热流密度（CHF）控制。当设备的热流密度超过 CHF 值时，设备温度将会急剧上升，导致设备烧毁。因此，在利用沸腾进行散热时，我们需要严格监控热流密度是否达到了 CHF。

同时，提高 CHF 可以使沸腾系统运行更可靠。其强化技术主要分被动和主动强化技术。被动强化技术是通过改变沸腾工质的性质（如制备纳米流体[1]和添加表面活性剂[2]）、对表面加以修饰（如纳米颗粒[3]、微翅片[3,4]）或改变表面特性（如润湿性[5]、表面粗糙度[6]）来提高沸腾性能。主动强化技术是采用外力来改善沸腾性能，如外加电场[7]、磁场[8]、声场[9]等。

电场由于低能耗、运行稳定及便于调控的特点而被广泛应用。Gao 等人[7]利用高速摄像机记录单个 R113 汽泡在有无外加电场、不同热流密度的情况下，成核及生长情况。通过对比发现，电场增强了单个 R113 汽泡的核沸腾传热。Chang 等人[10]结合电场和复合微结构协同增强沸腾性能，研究发现电场使复合材料微结构表面的 CHF 提高 50%～100%。

Berghmans[11]发现在重力影响可以忽略不计情况下，池沸腾过程中的 CHF 与加热器和液体之间的电场强度（$\Delta V/d$）、介电常数及蒸汽密度的平方根呈线性关系。Johnson[12]对沸腾传热的流体力学理论进行了重建，认为电场下作用下的 CHF 与无电场的 CHF 比值为没有电场和存在电场时增长最快的波长的比值。并提出，该比值是电场强度和沸腾介质物性参数的函数。尽管他们当时用于比较的实验数据与预测关联式一致性较好，但用于验证的实验数据较少。并且对于 CHF 预测关联式的研究不够多。

因此，本文探究了 HFE-7100 和 ES-500 在不同电极高度、电场作用下 CHF 的规律，并通过可视化分析气泡动力学行为及沸腾曲线分析了相关 CHF 预测关联式的局限性，建立了 CHF 与电场强度和工质物性参数的预测关联式。

1 实验方法

基金项目：国家自然科学基金项目（No. 52206128），长沙市自然科学基金项目（No. kq2202097）和湖南省自然科学基金项目（No. 2022JJ40603）。

1.1 实验系统

实验系统主要由沸腾池、测试表面、电极、聚四氟乙烯支撑台、辅助加热棒、集气袋、冷凝管、高速摄像机、LED 光源、数据采集器、计算机、直流电源和高压电源组成，如图 1 所示。

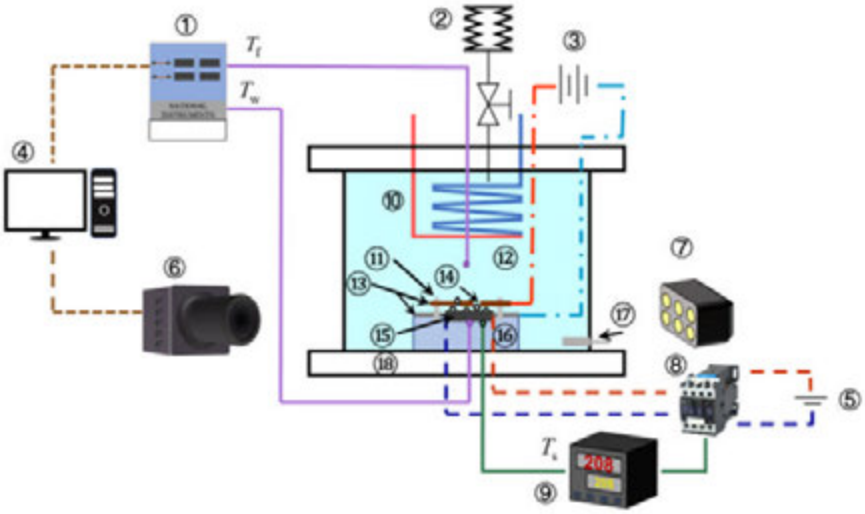


图 1 实验原理系统图：① 数据采集系统 ② 集气袋 ③ 高压电源 ④ 计算机 ⑤ 直流电源 ⑥ 高速摄影仪 ⑦ LED 光源 ⑧ 接触器 ⑨ 温度控制器 ⑩ 冷凝管 ⑪ 垫块 ⑫ 工质 ⑬ 高压电极 ⑭ 汽泡 ⑮ 测试表面 ⑯ 聚四氟乙烯支撑台 ⑰ 辅助加热棒 ⑱ 沸腾池

沸腾池容积为 1.7 L，选择的实验工质为 HFE-7100 和 ES-500。HFE-7100 在常压下的饱和温度为 61℃，过冷度为 1 K 时介电常数 $\varepsilon_R = 6$，ES-500 在常压下的饱和温度为 48℃，过冷度为 1 K 时介电常数为 $\varepsilon_R = 1.67$。HFE-7100 的高介电性能和 ES-500 的低介电常数使得本研究适用工质范围广。同时，它们对环境友好，使用安全。使用辅助加热棒和冷凝器对工质进行加热和冷却，使其维持在一定的温度范围内。集气袋与测试台连接以达到测试台内压力恒定的目的。直流电源用于加热测试表面，T 型热电偶用于测量工质温度（T_f）和壁面温度（T_w）。测试段由测试表面、电极、聚四氟乙烯支撑台和高压电源组成。测试表面为光滑硅片，尺寸为 10 mm × 10 mm × 0.5 mm，电阻率为 1~3 Ω·cm。正极是由四根直径为 1 mm 的平行不锈钢棒焊接而成，电极高度通过垫块分别控制为 3 mm，5 mm，7 mm。如图 2 所示，不同电极高度对应的垫块中，孔的中心与测试表面的距离即为电极高度。高压电源（输出电压可设置在 0 ~ 30 kV 之间）与电极相连，负极与支撑台相连，且接地。数据采集系统由 NI-9212 数据采集装置和高速相机组成，其中 NI 数据采集装置用于采集工质温度和壁面温度信号，高速摄像机用于记录气泡动力学行为。

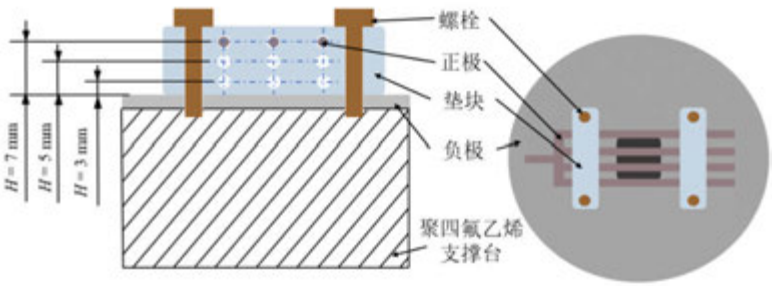


图 2 支撑台、垫块与电极间的装配关系示意图，H：电极高度

1.2 实验步骤与数据获取

通过高压电源施加的高压直流电，使正极与表面之间形成近似均匀的电场。分别在有/无电场（EF_{ON}/EF_{OFF}）情况下进行沸腾实验，研究了 1 个大气压下工质 HFE-7100 和 ES-500 在过冷度 $\Delta T_{sub} = 1$ K 情况下的沸腾换热性能。

实验开始前，将 HFE-7100/ES-500 注入测试台，对工质进行加热，将工质温度升至设定的温度。接着开启直流电源，逐步调节输入功率并记录数据。在对流阶段，热流密度步长为 1 W/cm^2，起沸后热流密度的步长提高到 3～4 W/cm^2。接近 CHF 时，将热流密度的步长降低到 0.5 W/cm^2，以获得准确的 CHF 值。输入功率 P 可以由直流电源直接读出。测试表面的面积（A）为 1 cm^2，热流密度和 HTC 分别由 $q = P/A$ 和 $h = q/\Delta T_{ave}$ 计算，其中 ΔT_{ave} 是指测试表面平均温度与液体温度之间的差值（$\Delta T_{ave} = T_{ave}-T_f$），其中 T_{ave} 通过对硅片背面中心温度 T_w 进行仿真反演获得。热流密度的测量误差（$\Delta q/q$）通过式(1)计算[13,14]：

$$\frac{\Delta q}{q} = \sqrt{\left(\frac{\Delta U}{U}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2} \tag{1}$$

其中硅片面积制造公差 $\Delta A/A = \pm 0.71\%$，直流电源输出功率误差小于 0.02%。电压和电流的误差 $\Delta U/U$ 和 $\Delta I/I$ 分别为 0.14%和 1.41%，将数据代入式（1），可以计算出热流密度 $\Delta q/q$ 的不确定度为 1.2%，读数误差控制在±0.1 K，热电偶误差小于±0.3 K，由此可知 T_w 和 T_f 的最大不确定度为±0.4 K。传热系数（$\Delta h/h$）的不确定度可由式(2)计算:

$$\frac{\Delta h}{h} = \sqrt{\left(\frac{\Delta q}{q}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_w}{T_{ave} - T_f}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_f}{T_{ave} - T_f}\right)^2} \tag{2}$$

经计算，在核态沸腾区 CHF 下的 HTC 测量不确定度小于 3.1%。

2 实验结果及分析

2.1 测试表面沸腾曲线分析

图 3 对比了光滑表面在过冷度为 1 K 情况下，无电场和不同电场强度下的换热性能。可以观察到，电场作用下，表面的换热性能相对于无电场均有显著提高。电场强度越高，电场作用下 CHF 越高。从图 3 可以看出，光滑表面在工质为 HFE-7100、过冷度为 1 K、电场强度为 1.0×10^6 V/m、电极高度为 3 mm、5 mm、7 mm 时，电场作用下 CHF 相较于无电场分别提高 92.7%、104.3%、76.1%；相同过冷度、电场强度和电极高度下，工质为 ES-500 时，光滑表面在电场作用下 CHF 则分别提高 6.7%、2.6%、8.6%。工质为 ES-500 时和相同电场强度作用下，不同电极高度下的 CHF 十分接近，这说明对于 ES-500 这种相对介电常数较小的工质，电极高度对电场作用下 CHF 的影响不大。但是，以 HFE-7100 为工质时，电场作用下表面的 CHF 随电极高度的提高整体成略有小幅度上升的趋势，这说明随着相对介电常数的增大，电场对不同电极安装高度下沸腾换热性能之间的差异得到了放大。

在工质为 HFE-7100、过冷度为 1 K、电极高度为 3 mm 时，光滑表面在电场强度为 0.5×10^6 V/m、1.0×10^6 V/m 和 2.0×10^6 V/m 作用下 CHF 相较于无电场分别可提高 31.7%、92.7%和 196.2%；相同过冷度和电极高度下，工质为 ES-500 时，光滑表面在电场强度为 0.5×10^6 V/m、1.0×10^6 V/m 和 2.0×10^6 V/m 作用下的 CHF 则分别可提高 3.4%、6.7%和 16.7%。通过对比，两种工质电场作用下 CHF 提高程度存在显著的不同。造成这一差异的主要原因是这两种工质的介电常数不同，而电场施加给电介质流体的力与介电常数梯度有关。高介电常数的工质，电场的影响更为显著。在本研究中，HFE-7100 介电常数比 ES-500 高得多。因此，HFE-7100 在电场作用下对沸腾的增强效果比 ES-500 强。

图 4 对比了不同电场强度、工质、电极高度下 CHF 的值。从图中可以看出，同一种工质在电场强度增加的情况下，CHF 的值也会随之增加。这是由于，在本研究中电场施加给电介质流体的力主要是介电泳力，它由电场强度和介电常数梯度所决定。同时，通过对比

也可以观察到，对于介电常数高的工质 HFE-7100，其 CHF 的值比工质为 ES-500 的值要高。但是，电极高度的改变对同一工质的 CHF 的值影响不显著。工质 ES-500 在同一电场强度下，3 mm、5 mm、7 mm 这三种电极高度下的 CHF 值基本相同。而工质 HFE-7100 在同一电场强度下，不同电极高度下 CHF 存在小幅度的差别。总的来说，HFE-7100 和 ES-500 在不同的电极高度下，CHF 与电场强度呈近似线性相关的关系。

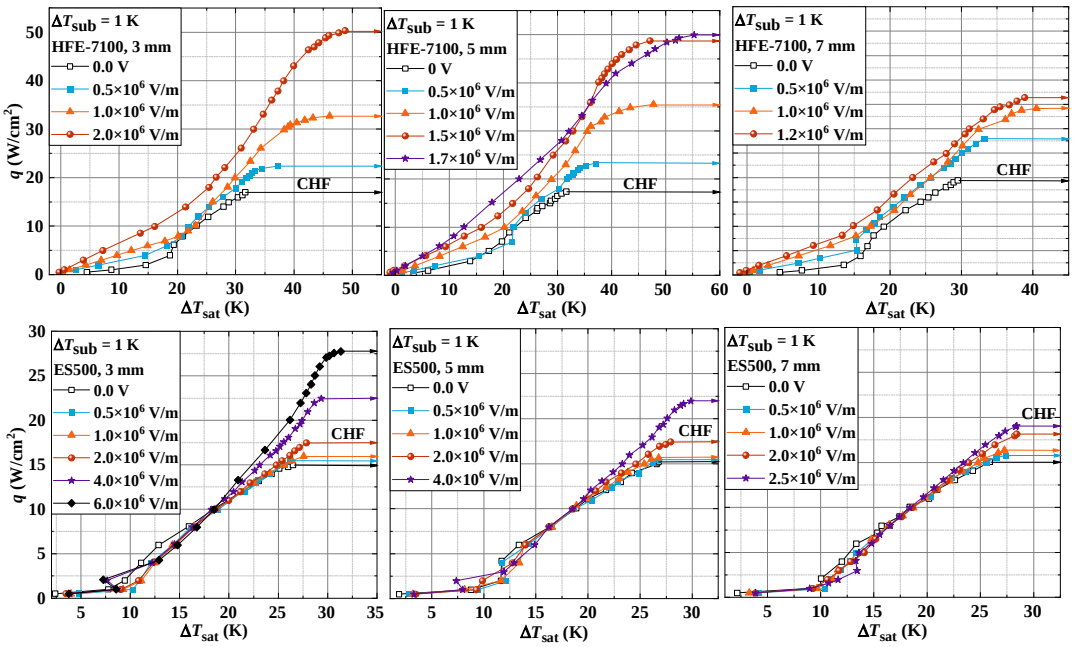


图 3 工质在不同电场强度下表面的沸腾曲线和换热系数曲线

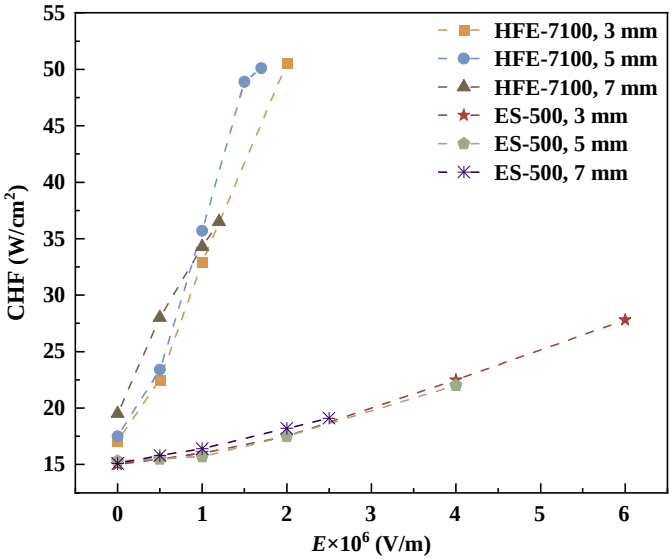


图 4 不同工况下 CHF 对比图

2.2 气泡动力学分析

Berghmans[11]提出在重力效应可以忽略的情况下，预计池沸腾过程中的最大热流密度 q_{max} 与加热器和液体之间的电场强度（$\Delta V/d$）以及汽相介电常数 ε_v 和密度 ρ_v 的平方根成线性变化，如式(3)所示：

$$q_{\max} = \frac{1}{8}\left(\frac{\pi}{3}\right)(\varepsilon_v \rho_v)^{\frac{1}{2}} \frac{\Delta V}{d} h_{fg} \tag{3}$$

其中，h_{fg} 表示单位质量蒸发热，d 表示池沸腾过程中最大热流密度时加热器上汽膜的厚度。

图 5 比较了不同工质在电极高度 H = 3 mm、施加电场时高热流密度下表面的汽泡动力

学行为。从图中我们可以发现，在没有电场时，表面上产生的汽泡会迅速合并成蘑菇状大汽泡，且表面上可以观察到汽膜[11]。施加电场后，一方面，表面产生的汽泡被电场力纵向拉伸，减小了横向合并，蘑菇状大汽泡的大小明显减小。另一方面，从图 5（a）中可以看出，当电场强度为 1×10^6 V/m，HFE-7100 作为沸腾工质时，表面并不能观察到明显的汽膜。从图 5（b）中可以看出，当电场强度为 4×10^6 V/m，ES-500 作为沸腾工质时，表面上还是具有一定的汽膜厚度。因此，电场对于不同介电常数的工质在沸腾时的强化效果是不同的。

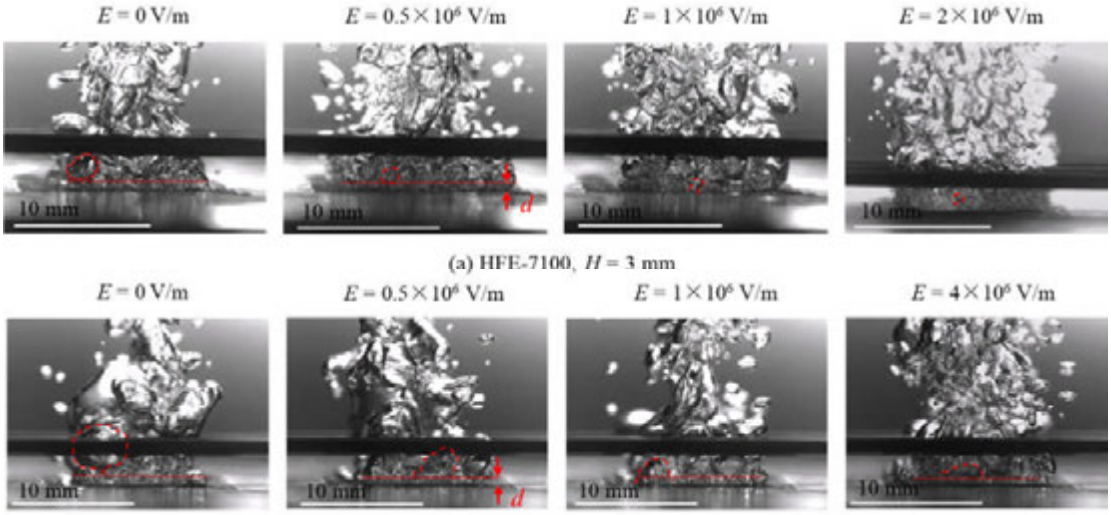


图 5 工质在同一电极高度、高热流密度下的气泡动力学行为

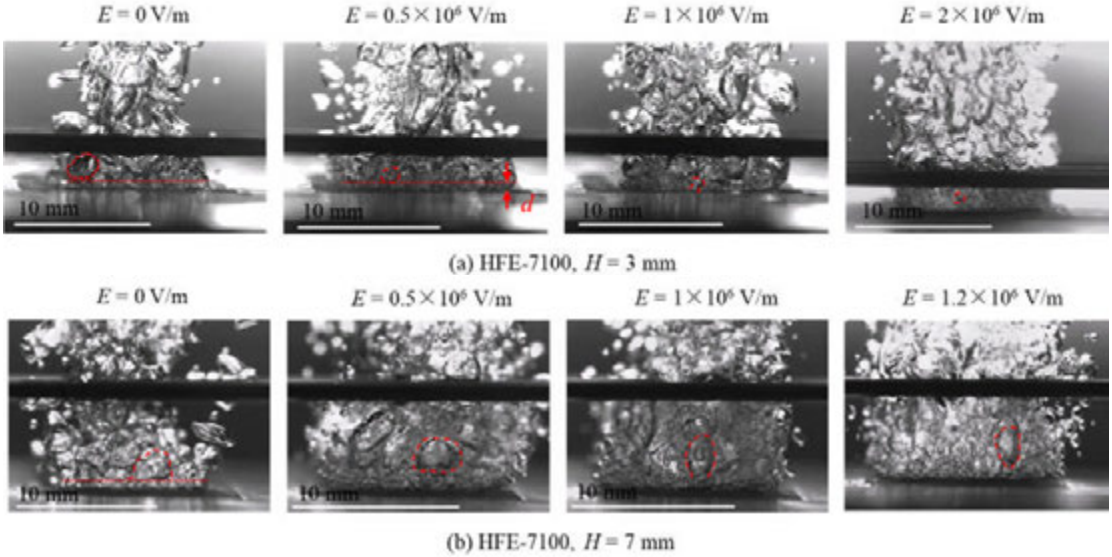


图 6 同一工质在高热流密度下的气泡动力学行为

图 6 比较了 HFE-7100 在不同电极高度、高热流密度下表面的汽泡行为。在同一电场强度下，电极高度低的对表面汽泡的破碎效果好。这是由于电极高度低，介电常数梯度大，电场力大，对小汽泡抑制纵向合并的效果更好。并且，从图 6 可以看到，电极高度 $H = 3$ mm，$E = 1\times10^6$ V/m 和电极高度 $H = 7$ mm，$E = 0.5\times10^6$ V/m 时表面没有明显的汽膜。

因此，Berghmans 提出的池沸腾过程中的 CHF 与加热器和液体之间的电场（$\Delta V/d$）的预测关联式还是具有一定的局限性。当电场强度达到一定值时（对于不同介电常数的工质，该值不同），由于电场力的存在，表面上产生的汽泡被纵向拉伸，汽膜厚度不能被测出，进而 CHF 并不能被计算得出。

2.3 预测关联式的拟合

Johnson[12]提出了电场下作用下的 CHF 和无电场的 CHF 比值（$q(E)/q(0)$）与电场强度

和沸腾介质物性参数的预测关联式，如式(4)、(5)所示。

$$\frac{q(E)}{q(0)}=\left\{\frac{f\left[1+\left(1+\frac{3(\rho_l-\rho_v)g\sigma}{f^2}\right)^{1/2}\right]}{\left[3(\rho_l-\rho_v)g\sigma\right]^{1/2}}\right\}^{1/2} \tag{4}$$

$$f=\frac{\varepsilon_v}{\varepsilon_l}\frac{(\varepsilon_l-\varepsilon_v)^2}{(\varepsilon_l-\varepsilon_v)}E^2 \tag{5}$$

其中，ρ_l表示液相的密度，ε_l液相的介电常数，g表示重力常数，σ表示表面张力，E表示电场强度。该预测关联式能够较为方便地预测 CHF，但在验证时采用的数据点较少。

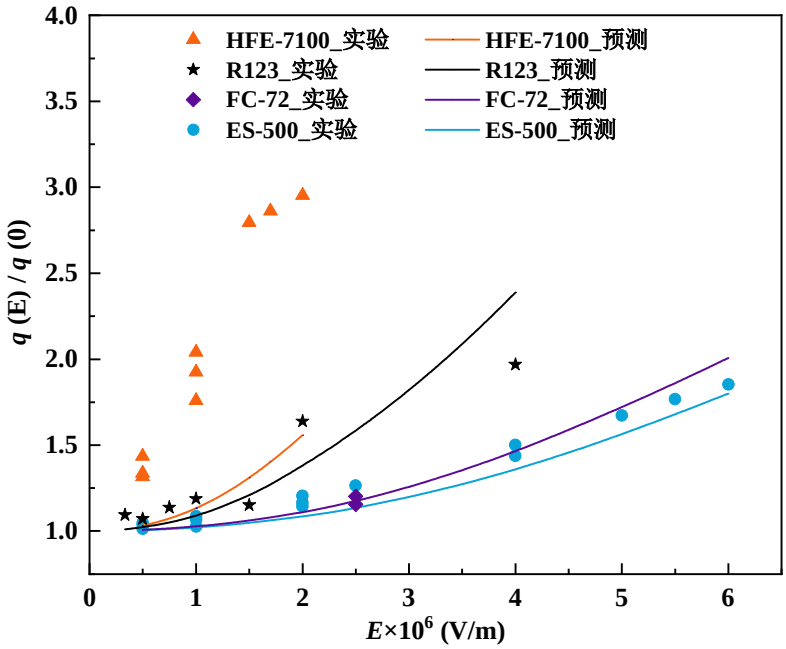


图 7 实验结果与预测曲线对比图

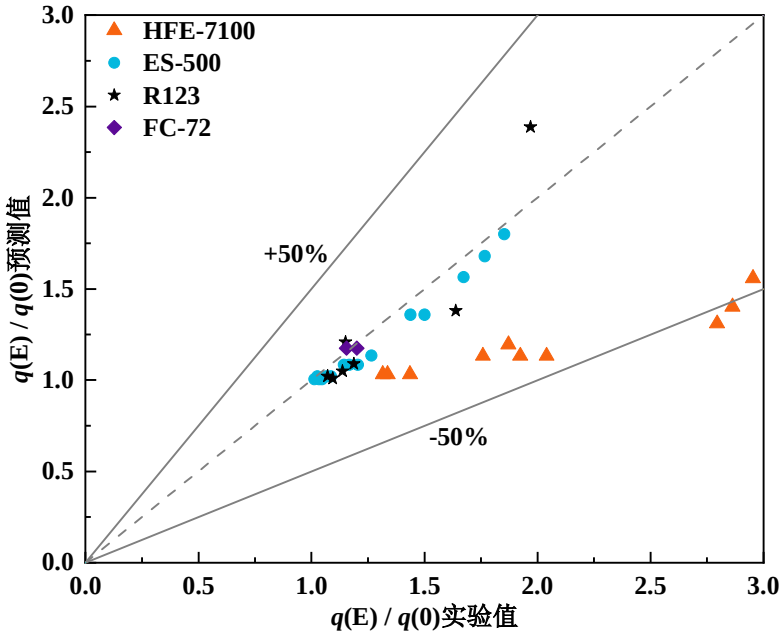


图 8 实验值与修正前预测值对比图

为了进一步验证该关联式的可靠性，在 HFE-7100 和 ES-500 的基础上，添加 R123[15,16]和 FC-72[17,18]两种工质。由图 7、8 可以看出，介电常数低的工质 ES-500（$\varepsilon_R = 1.67$）和 FC-72（$\varepsilon_R = 1.75$）与预测曲线拟合较好，实验值与预测值误差较小，介电常数高的工质 R123（$\varepsilon_R = 4.5$）和 HFE-7100（$\varepsilon_R = 6$）拟合不理想，实验值与预测值误差较大，误差最大可达到 50%左右。Johnson[12]指出计算两个电极之间的电场强度 E 时可以认为只存在液相，即 $E_l = E_v = E$。由图 7 可以看出，用均匀电场强度 E 计算有无电场作用下的最大热流密度比值并不适用于所有液体。因此，E_l、E_v、E 并不是恒等的。故我们考虑对式(5)中的 E 进行修正。由图 4 可以看出，CHF 除了受汽液相的介电常数 ε_v、ε_l 的影响，还与电极高度 H 有关。考虑到这两个因素，对 CHF 实验值进行拟合，修正结果如式(6)所示：

$$f = \frac{\varepsilon_v}{\varepsilon_l}\frac{(\varepsilon_l - \varepsilon_v)^2}{(\varepsilon_l - \varepsilon_v)}\left(2.037\left(\frac{\varepsilon_v}{\varepsilon_l + \varepsilon_v}\right)^{-0.588}\left(\frac{H}{L_c}\right)^{0.171} E\right)^2 \tag{6}$$

其中，L_c 表示毛细长度，$L_c \equiv [\sigma/g\ (\rho_l - \rho_v)]^{0.5}$。图 9 为实验值与修正后的预测值对比图，可以看出在低电场强度下实验点与关联式的值是十分接近的，高电场强度下少数实验点与关联式的值还是存在误差，但总体误差在 25%以内。

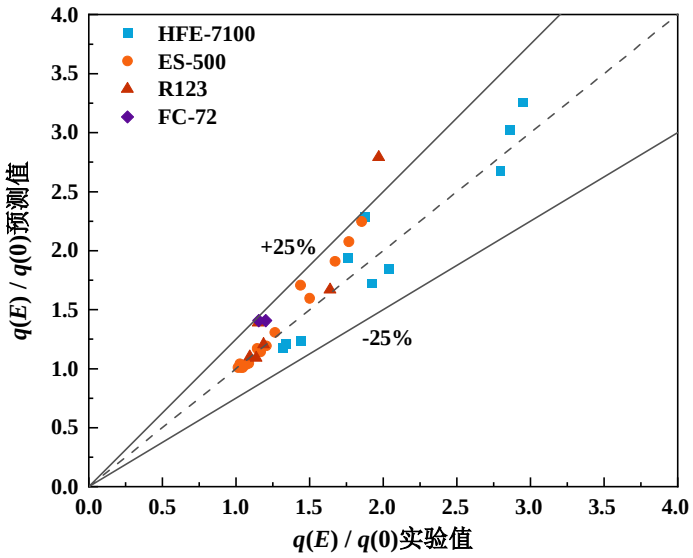


图 9 实验值与修正后预测值对比图

3 结 论

通过实验比较了光滑表面在 HFE-7100 和 ES-500 两种工质、不同电极高度及不同电场强度下的临界沸腾状态。本文对某一电场作用下 CHF 预测关联式进行改进，获得电场作用下沸腾临界热流密度的一般关联式，主要结论如下：

1）CHF 随着电场强度的提升呈现近似线性提升的趋势，且提升幅度随工质介电常数增大而增大。

2）在电场作用下，电场强度加到一定值时，临近 CHF 的表面气泡动力学行为并不能观察到汽膜。因此，通过汽膜厚度计算电场作用下 CHF 和无电场作用下 CHF 的比值是具有局限性的。

3）有/无电场作用的 CHF 比值与工质的物性参数和电场强度相关，通过式(4)和式(6)可以对电场作用下的 CHF 进行预测，有效避免膜态沸腾。

参考文献

[1] Naphon P, Thongjing C. Pool boiling heat transfer characteristics of refrigerant-nanoparticle mixtures[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2014, 52: 84-89.

[2] Wen D S, Wang B X. Effects of surface wettability on nucleate pool boiling heat transfer for surfactant

solutions[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2002, 45(8): 1739-1747.

[3] You S M, Kim J H, Kim K H. Effect of nanoparticles on critical heat flux of water in pool boiling heat transfer[J]. Applied Physics Letters, 2003, 83(16): 3374-3376.

[4] Cao Z, Liu B, Preger C, et al. Nanoparticle-Assisted Pool Boiling Heat Transfer on Micro-Pin-Fin Surfaces[J]. Langmuir, 2021, 37(3): 1089-1101.

[5] Sun X Z, Li Q, Li W X, et al. Enhanced pool boiling on microstructured surfaces with spatially-controlled mixed wettability[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 183: 122164.

[6] Jones B J, McHale J P, Garimella S V. The Influence of Surface Roughness on Nucleate Pool Boiling Heat Transfer[J]. Journal of Heat Transfer, 2009, 131(12): 121009.

[7] Gao M, Cheng P, Quan X. An experimental investigation on effects of an electric field on bubble growth on a small heater in pool boiling[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013, 67: 984-991.

[8] Lee J H, Lee T, Jeong Y H. Experimental study on the pool boiling CHF enhancement using magnetite-water nanofluids[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2012, 55(9-10): 2656-2663.

[9] Zhou J, Luo X, Li C, et al. Flow boiling heat transfer enhancement under ultrasound field in minichannel heat sinks[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2021, 78: 105737.

[10] Chang H, Liu B, Li Q, et al. Effects of electric field on pool boiling heat transfer over composite microstructured surfaces with microcavities on micro-pin-fins[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2023, 205: 123893.

[11] Berghmans J. Electrostatic fields and the maximum heat flux[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1976, 19(7): 791-797.

[12] Johnson R L. Effect of an electric field on boiling heat transfer.[J]. AIAA Journal, 1968, 6(8): 1456-1460.

[13] Honda H, Takamastu H, Wei J J. Enhanced Boiling of FC-72 on Silicon Chips With Micro-Pin-Fins and Submicron-Scale Roughness[J]. Journal of Heat Transfer, 2002, 124(2): 383-390.

[14] Ji X, Xu J, Zhao Z, et al. Pool boiling heat transfer on uniform and non-uniform porous coating surfaces[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2013, 48: 198-212.

[15] Pearson M R, Seyed-Yagoobi J. EHD Conduction-Driven Enhancement of Critical Heat Flux in Pool Boiling[J]. IEEE Transactions on Industry Applications, 2013, 49(4): 1808-1816.

[16] Ahmad S W, Karayiannis T G, Kenning D B R, et al. Compound effect of EHD and surface roughness in pool boiling and CHF with R-123[J]. Applied Thermal Engineering, 2011, 31(11-12): 1994-2003.

[17] Liu B, Garivalis A I, Cao Z, et al. Effects of electric field on pool boiling heat transfer over microstructured surfaces under different liquid subcoolings[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 183: 122154.

[18] Garivalis A I, Manfredini G, Saccone G, et al. Critical heat flux enhancement in microgravity conditions coupling microstructured surfaces and electrostatic field[J]. npj Microgravity, 2021, 7(1): 37.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233249

附壁液滴蒸发诱导热对流稳定性研究[1]

杨丹，房智伟，吴春梅，于佳佳，李友荣
（低品位能源利用技术及系统教育部重点实验室，重庆大学能源与动力工程学院，重庆，400044）
(Tel: 13002386773; Email: chunmeiwu@cqu.edu.cn)

摘要：采用三维数值模拟研究了 FC-72 附壁液滴在纯蒸气环境下的稳态蒸发过程，得到了液滴蒸发诱导热对流演化规律并揭示了其随液滴高度变化的转变机理。结果表明，随液滴高度降低，法向温度梯度主导作用增强，诱导气液界面依次出现静态胞状结构和动态 B-M 流胞，依据热对流结构特征可将液滴蒸发过程划分为 5 个阶段；静态胞状结构和动态 B-M 流胞的形成使气液界面平均温度升高，从而强化蒸发散热，液滴蒸发散热量在进入 S2 阶段前达到最低值。

关键词：附壁液滴；蒸发；纯蒸气；热对流；数值模拟

0 前言

附壁液滴蒸发是一种常见的自然现象，其中涉及到复杂的流动、传热和传质等多物理过程。由于该过程具有良好的换热特性和复杂的流动特性，因此广泛存在于海水淡化[1]、电子设备热管理[2]、暖通空调系统[3]、医学诊断[4]等实际应用中。在附壁液滴蒸发过程中存在 Marangoni 对流[5]、浮力对流[6]等多种流动，不同流动的相互作用效果会影响附壁液滴的蒸发特性。Lu 等[7]通过实验和数值模拟研究了浮力对流和 Marangoni 对流对过热基底上水滴蒸发的影响，结果表明，上述两种对流均能提高液滴蒸发速率，且 Marangoni 对流对蒸发速率的提高作用更加显著。附壁液滴蒸发过程的具体特性受液滴形貌、基底性质、气相环境、工质性质等诸多因素影响。Ye 等[8]通过实验对比了乙醇液滴在紫铜基底和铝基底上的蒸发过程，结果表明，在相同条件下，由于紫铜的导热系数高于铝，因此紫铜基底上液滴表面波数始终高于铝基底上的结果。

已有的关于附壁液滴蒸发的研究大多在大气环境下进行，而考虑到蒸发过程在航天飞行器电子设备冷却等实际过程中的应用，有必要对纯蒸气环境下附壁液滴的蒸发过程进行研究。相比于传统液相工质，氟化液 FC-72 作为一种新型工质具有绝缘、沸点低、热稳定性和化学稳定性良好等优点，能较好的适用于电子设备的两相冷却过程。因此，本文通过引入动力学模型，采用数值模拟方法研究了 FC-72 液滴在纯蒸气环境中的稳态蒸发过程，得到了液滴蒸发诱导热对流结构的演化规律并揭示了其随液滴高度的转变机理，探究了液滴蒸发过程及其诱导热对流之间的耦合关系。

1 物理数学模型

如图 1 所示，FC-72 附壁液滴置于同种工质的纯蒸气环境中，气相压力和温度分别为 P_v 和 T_v，液滴半径为 R_d，液滴高度为 H，过热基底温度均匀且恒为 T_w。在纯蒸气环境中，气相流动较弱，流动所产生的剪切力对气液界面流动影响较小；此外，蒸气导热

资助项目: 国家自然科学基金项目(51876012)；国家自然科学基金资助项目(11532015)；重庆市自然科学基金资助项目(cstc2020jcyj-msxmX0302)

系数较小，在气相中的传热可以忽略不计，基于以上两点，不考虑外部蒸气对液滴蒸发过程的影响。

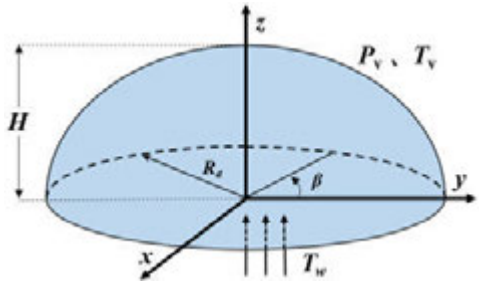


图 1 FC-72 附壁液滴在纯蒸气环境下稳态蒸发物理模型

液滴蒸发过程中内部流动和传热过程控制方程如下：

$$\nabla \cdot \boldsymbol{u} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + (\boldsymbol{u} \cdot \nabla)\boldsymbol{u} = -\frac{\nabla p}{\rho_0} + \nu \nabla^2 \boldsymbol{u} \tag{2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \boldsymbol{u} \cdot \nabla T = \nabla \cdot (a \nabla \mathrm{T}) \tag{3}$$

其中，ρ_0 为液相工质密度，ν 为液相运动粘度，a 为热扩散率。

气-液界面蒸发质量通量 J 和蒸发散热量 Q 可通过式(4)所示的 Hertz-Knudsen-Schrage(HKS)方程[9]和式(5)进行计算，其中，蒸发适应系数 α 参考 Batzdorf 等[10]的实验取 0.008。气液界面处的饱和压力 $P_s(T_l)$可通过式(6)计算得到。

$$J = \frac{2\alpha}{2-\alpha}\sqrt{\frac{M}{2\pi R_m}}\left(\frac{P_s(T_l)}{\sqrt{T_l}} - \frac{P_v}{\sqrt{T_v}}\right) \tag{4}$$

$$Q = H_L \cdot J \tag{5}$$

$$P_s(T_l) = 10^{\left(4.074 - \frac{1113.329}{T_l - 56.472}\right)} \times 10^5 \tag{6}$$

FC-72 工质表面张力与温度满足式(7)[11]所示关系：

$$\sigma = \sigma_0 - \sigma_T (T - T_0) \tag{7}$$

其中，σ 为表面张力，σ_T 为表面张力的温度系数，T_0 为参考温度，σ_0 为参考温度下的表面张力。表 1 给出了 FC-72 工质的主要物性参数。

表 1 FC-72 液体在 298.15K 时的物性参数[12]

Tab.1 Physical property parameters of FC-72 liquid at 298.15K

物性参数	符号	单位	值
密度	ρ	Kg/m^3	1680
导热系数	λ	W/(m·K)	0.057
动力粘度	μ	Pa·s	6.38×10^{-4}
定压比热容	C_p	J/(kg·K)	1100

热扩散率	a	m^2/s	3.08×10^{-8}
表面张力温度系数	σ_T	N/(m·K)	-9×10^{-5}
相变潜热	H_L	J/kg	8.8×10^{4}
普朗特数	Pr	/	12

2 网格无关性验证与正确性验证

2.1 网格无关性验证

选用自由四面体网格对附壁液滴物理模型进行网格划分，对气液界面附近的网格进行了加密处理。采用 COMSOL Multiphysics 5.6 仿真软件进行模拟，通过有限元方法对控制方程和边界条件进行离散求解，初始时间步长为 1×10^{-6}s，绝对容差为 1×10^{-5}。

当接触半径 R_d=0.5mm、基底过热度 ΔT=5K 时，分别采用多组网格对 H=0.25mm 和 H=0.17mm 液滴的蒸发过程进行模拟。当 H=0.25mm 时，气液界面温度呈稳态分布，分别采用四组网格进行模拟，从图 2 可以看出，随网格数增加，温度分布基本相同，速度分布逐渐趋于一致；进一步统计了气液界面的平均温度和蒸发散热量，如表 2 所示，随网格数增加，二者的变化幅度逐渐减小并趋于某一定值，综合考虑计算精度和计算成本，选取网格数为 343395 的模型开展后续计算。当 H=0.17mm 时，采用 5 组网格进行模拟，图 3 的结果表明，随网格数增加，温度沿周向振荡的波数 n 略有增加，在第 3-5 组网格下，波数保持不变。进一步计算了气液界面的平均温度和蒸发散热量，结果如表 3 所示，综合考虑计算精度和计算成本，选取网格数为 299317 的模型开展后续计算。

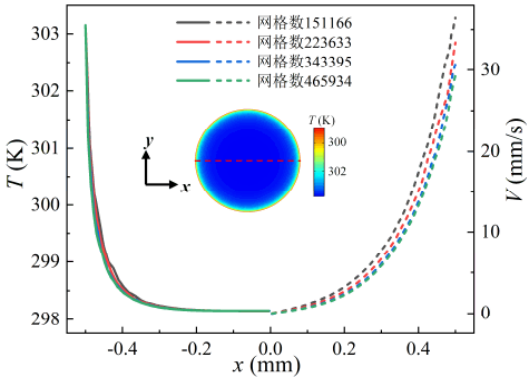


图 2 ΔT=5K，R_d=0.5mm，H= 0.25mm 时，液滴气液界面沿 x 方向的温度和速度分布

表 2 ΔT=5K，R_d=0.5mm，H=0.25mm 时，液滴蒸发网格无关性验证结果

网格编号	网格数	气液界面平均温度(K)	蒸发散热量(mW)	最大偏差(%)
1	151166	298.8164	6.8745	6.1
2	223633	298.8097	6.7006	3.4
3	343395	298.7961	6.4793	—
4	465934	298.7882	6.3756	1.6

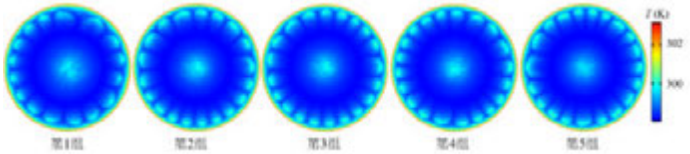


图 3 H=0.17mm，R_d=0.5mm，ΔT=5K 时，五组网格下液滴气液界面温度分布

表 3 ΔT=5K，R_d=0.5mm，H=0.17mm 时，液滴蒸发网格无关性验证结果

网格编号	网格数	波数 n	气液界面平均温度 (K)	蒸发散热量 (mW)	最大偏差 (%)
1	119887	16	298.9483	7.7211	4.4
2	170961	18	298.9397	7.5510	2.1
3	234919	20	298.9352	7.5140	1.6
4	299317	20	298.9337	7.3957	—
5	349461	20	298.9329	7.2996	1.3

2.2 正确性验证

为了验证计算方法的准确性，参照 Ye 等[8]的实验工况，对乙醇液滴在纯蒸气环境下的蒸发过程进行了模拟，其中，基底温度 T_w=298.15K、气相压比 η=0.6，液滴接触半径 R_d=2.5mm、高度 H=1.2mm，参考 Graham 等[13]的实验取蒸发适应系数 α 为 0.02，实验和模拟结果分别如图 4(a)和图 4(b)所示。通过对比实验与模拟结果可以看出，气液界面均存在周期性的动态 B-M 流胞，B-M 流胞从液滴气液界面中部产生，沿任意方向向接触线移动并最终消失，即模拟与实验结果吻合较好，说明所采用的计算方法是合理的。

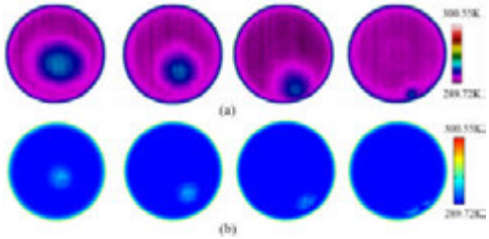


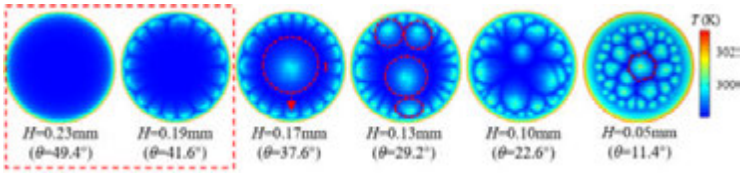
图 4 T_w=298.15K，η=0.6，R_d=2.5mm，H=1.2mm 时，液滴表面温度分布：(a)实验结果；(b) 模拟结果

3 结果分析

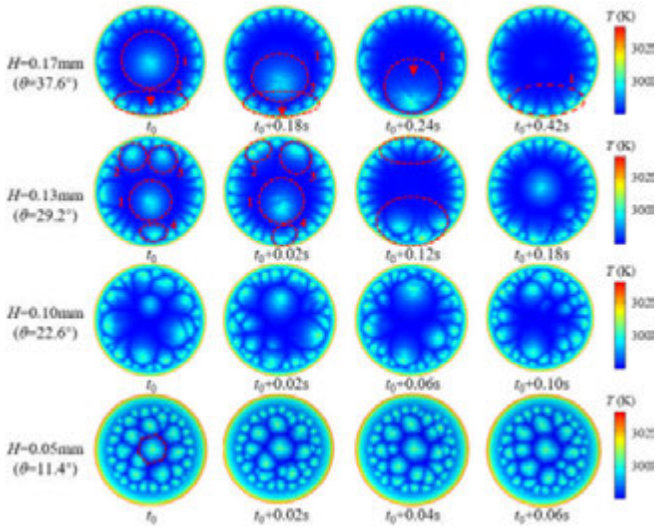
3.1 附壁液滴蒸发诱导热对流演化过程

参考 Herbert 等[14]和 Gholijani 等[15]的实验选取液滴接触半径 R_d=0.5mm。依据 Herbert 等[14]和 Raj 等[16]的研究可知，在纯蒸气氛围下，置于过热基底上的 FC-72 液滴存在较大的接触角。当 H=0.23mm 和 0.19mm 时，如图 5(a)所示气液界面温度呈稳态分布；当 H 降至 0.17mm 及以下时，温度分布呈现出明显的时空振荡特征，图 5(b)展示了温度分布的动态变化过程，流胞出现时刻定为 t_0；在 t_0+0.18s 时，流胞向接触线移动并“挤压”虚线 2 中的静态胞状结构；在 t_0+0.24s 时，动态流胞 1 占据虚线 2 中静态流胞的位置并通过分裂形成了新的静态流胞；进一步蒸发，在界面中部产生新的动态流胞并按一定周期

重复上述过程，而流胞的移动方向是随机的。随着 H 逐渐降低，波数递增，动态流胞数量增多，当 H 降至 0.05mm 时，在接触线附近存在较明显的环状区域，该区域存在较大温度梯度；气液界面大部分区域被动态流胞占据，流胞向界面中部聚拢，越靠近中心，流胞尺寸越大，气液界面中部的流胞轮廓近似呈多边形。



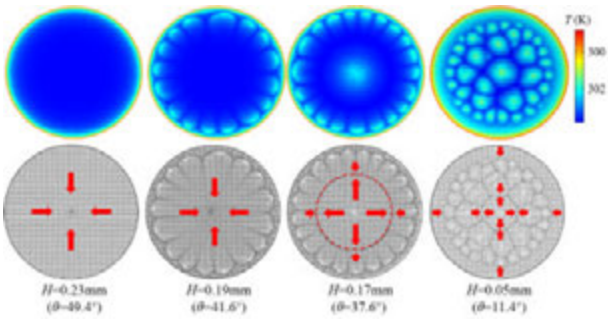
(a)



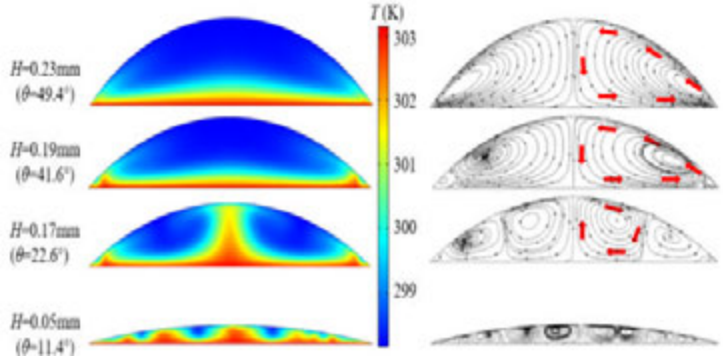
(b)

图 5 (a) ΔT=5K 时，不同高度 H 下液滴气液界面温度分布；(b) 气液界面温度分布动态变化

由图 6（b）可知当 H=0.23mm 时，在液滴内部形成了由 Marangoni 对流产生的对称双涡胞流动。当 H=0.19mm 时，在接触线附近形成了静态胞状结构，从图 7 中可以看出，此时在接触线附近出现了温度极值点。当 H=0.17mm 时，在液滴中部形成了“瓶颈状”高温区域，沿界面的流动方向在图中虚线位置发生反转，在液滴内部形成了四个涡胞，从图 6（b）右边的流线图可知，此时液滴顶部流体向三相线方向流动，所以动态流胞会向三相线处移动。当 H=0.05mm 时，界面布满动态 B-M 流胞，在内部形成了多个“瓶颈状”高温区域，对应在子午面形成了更多涡胞。当液层厚度较小时可近似为平液层，液滴中心 B-M 流胞的轮廓近似呈多边形，这与以往在平液层中观察到的 B-M 流胞[17]一致。此外，Mizev 等[18]的研究表明，平液层中 B-M 流胞的高度和宽度成固定比例，因此越靠近接触线，流胞尺寸越小，紧邻接触线的液层厚度不足以形成 B-M 流胞，因此形成了较明显的环状区域。依据热对流结构随液滴高度的演化特征，将液滴蒸发过程分为以下五个阶段：S1，无温度波动；S2，沿周向分布的静态胞状结构；S3，静态胞状结构与单个动态 B-M 流胞共存；S4，过渡阶段，即静态胞状结构与多个动态 B-M 流胞共存；S5，动态 B-M 流胞。



(a)



(b)

图 6 (a) 不同高度 H 下液滴气液界面温度分布(上)和流动结构(下)；(b) 不同高度 H 下沿液滴内部子午面温度分布(左)和流动结构(右)

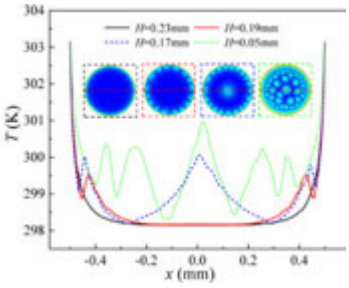
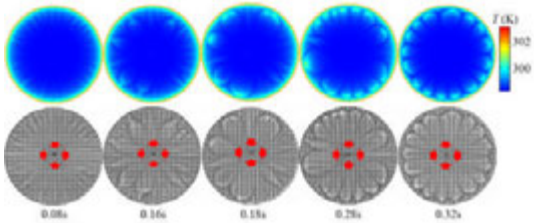


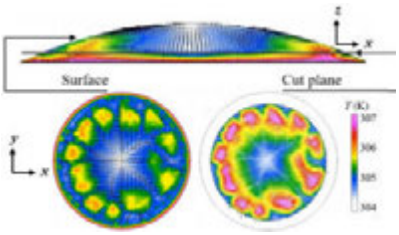
图 7 不同高度 H 下 y=0 处气液界面沿 x 方向温度分布

3.2 附壁液滴蒸发诱导热对流演化机制

进一步分析了静态胞状结构和周期性动态 B-M 流胞的形成机理。图 8(a)给出了静态胞状结构的形成过程，液滴从初始时刻被加热；蒸发至 0.08s 时，在接触线附近形成了不稳定的轮辐状流动结构，这是在沿气液界面的热毛细流动与蒸发冷却效应的共同作用下形成的；在 0.16s 时，部分轮辐状流动结构发生变形，在 0.18s 时形成了胞状结构；在 0.32s 时，胞状结构增多并引起了界面沿周向的温度波动。Semenov 等[19]通过三维数值模拟研究了乙醇液滴的蒸发过程，如图 8(b)所示。在气液界面热毛细对流和内部补偿流的共同作用下，在接触线附近形成了胞状流动结构，并进一步证明了该结构实际是由 B-M 不稳定性所引起的。通过对比可以看出，图 8(a)中静态胞状结构的形成过程与 Semenov 等的研究结果基本一致，因此认为该流动结构是由 B-M 不稳定性所引起的。



(a)



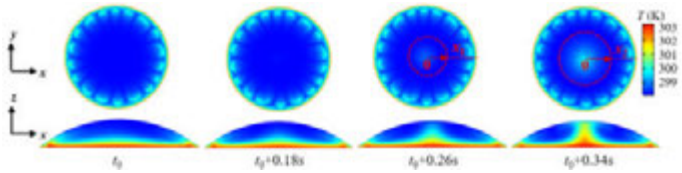
(b)

图 8 接触线附近胞状结构形成过程：(a) 从 t=0 时刻开始的气液界面温度分布(上)和流动结构(下)变化；(b) 在 Semenov 等[19]研究中的液滴内部温度分布与流动快照

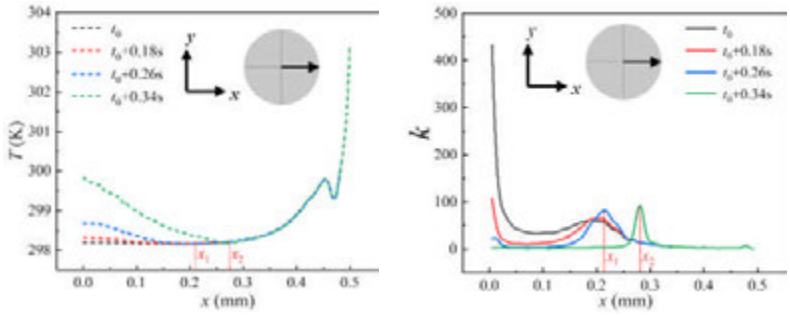
图 9(a)给出了动态 B-M 流胞形成过程中液滴气液界面和内部子午面的温度分布变化情况，定义 k 为气液界面局部位置处沿法向温度梯度与切向温度梯度的比值：

$$k=\frac{(T_w-T)/z}{\dfrac{\partial T}{\partial x}} \tag{8}$$

如图 9(b)和 9(c)给出了 B-M 流胞形成过程中气液界面温度和 k 值沿 x 方向的分布情况。可以看出，在 t_0 时，k 值在 x=0 处最大，表明法向温度梯度在此处的相对作用最强，诱导底部热流体向上流动。在 t_0+0.18s 时，内部开始形成“瓶颈状”高温区域，与 t_0 时刻相比，x=0 处的温度升高，k 值明显下降，但仍高于沿 x 方向的其他区域。在 t_0+0.26s 时，在界面中部形成了 B-M 流胞，x=0 处 k 值降低，法向温度梯度作用减弱；此时，在 B-M 流胞和静态胞状结构之间形成了环状低温区域，x_1 处为温度极小值点，对应为 k 的极大值点。在 t_0+0.34s 时，B-M 流胞尺寸增加，低温区域减小，极值点移至 x_2 处。在 B-M 流胞形成过程中，接触线附近始终保持高温，k 值较小且基本不受 B-M 流胞影响。由以上分析可知，法向温度梯度诱导底部热流体向上流动并形成 B-M 流胞，当 B-M 流胞移至接触线附近后，顶端温度降低，法向温度梯度再次占据主导作用，诱导产生新的 B-M 流胞。



(a)



(b) (c)

图 9 ΔT=5K，H=0.17mm 时，动态 B-M 流胞形成过程：(a) 气液界面(上)和液滴内部沿子午面(下)温度分布变化；(b) 气液界面沿 x 方向温度分布；(c) 气液界面沿 x 方向 k 值变化

分别采用式(9)和式(10)计算液滴法向温度梯度 TG_n 与切向温度梯度 TG_t，采用式(11)计算二者的比值 b。其中，T_w 为基底加热温度，T_{ap} 为液滴顶端温度，计算切向温度梯度时取 R_1=0.6R_d，R_2=0.8R_d，T_1、T_2 分别为气液界面 R_1 和 R_2 处沿周向的平均温度。

$$\mathrm{TG_n} = \frac{\mathrm{T_w - T_{ap}}}{\mathrm{H}} \qquad TG_t = \frac{T_1 - T_2}{R_1 - R_2} \qquad b = \frac{TG_n}{TG_t} \tag{9-11}$$

图 10 为 TG_n 和 TG_t 及 b 随液滴高度的变化情况，可以看出，TG_t 始终保持较低水平且远小于 TG_n，随液滴高度降低，TG_t 变化较小，TG_n 明显增加。当 H=0.25mm 时，TG_n 和 TG_t 分别为 20.6K/mm 和 2.9K/mm，b 为 7.1，气液界面无温度波动；当 H 降至 0.05mm 时，TG_n 增至 77.3K/mm，TG_t 始终维持在 2.5-3.1K/mm 范围内，b 值从 7.1 逐渐增至 30.7，表明法向温度梯度的相对作用不断增强，并诱导形成了静态胞状结构和动态 B-M 流胞。

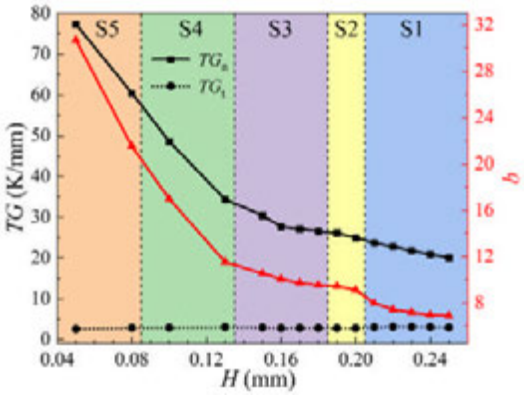
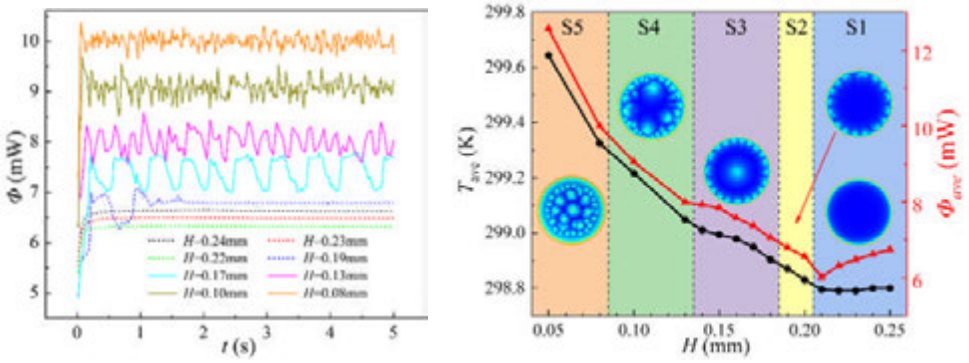


图 10 法向温度梯度 TG_n 和切向温度梯度 TG_t 及二者比值 b 随液滴高度 H 的变化

3.3 附壁液滴气液界面蒸发散热分析

图 11(a)和 11(b)分别给出了气液界面蒸发散热量随时间和液滴高度的变化。在 S1 阶段，温度分布保持稳定，蒸发散热量 Φ 保持不变，图 11(b)中的界面平均温度 T_{ave} 和平均蒸发散热量 Φ_{ave} 取稳态值，液滴高度从 0.24mm 降至 0.22mm，T_{ave} 变化较小，受蒸发面积减小的影响，Φ_{ave} 减小。在 S2 阶段，温度分布保持稳定，由于静态胞状结构的存

在，T_{ave} 相比于 S1 阶段有所升高，蒸发增强并且能够抵消蒸发面积减小带来的影响，因此 Φ_{ave} 高于 S1 阶段。在 S3 阶段，由于动态 B-M 流胞的存在，Φ 随时间呈周期性变化，T_{ave} 升高，蒸发被强化。在 S4 阶段，当 H=0.13mm 时，Φ 随时间的振荡增强，T_{ave} 和 Φ_{ave} 进一步增加。在 S5 阶段，气液界面完全被动态 B-M 流胞占据，蒸发进一步增强。根据上述分析，Φ_{ave} 仅在 S1 阶段随液滴高度降低而减小，而在进入 S2 阶段后，随液滴高度降低，依次出现静态胞状结构和动态 B-M 流胞，T_{ave} 升高，Φ_{ave} 增加，蒸发被强化。



(a) (b)

图 11 (a)蒸发散热量 Φ 随时间变化；(b)气液界面平均温度 T_{ave} 和平均蒸发散热量 Φ_{ave} 随液滴高度变化

4 结论

文章采用三维数值模拟研究了 FC-72 附壁液滴在纯蒸气环境下的稳态蒸发过程，分析了液滴蒸发诱导热对流的演化过程，探究了热对流结构随液滴高度发生转变的内在机制，明确了热对流演化过程与气液界面蒸发散热之间的耦合关系，主要结论如下：

（1）随液滴高度降低，依次形成了多种热对流结构，依据不同热对流结构的动态变化特征，将液滴蒸发过程分为 5 个阶段：S1，无温度波动；S2，沿接触线分布的静态胞状结构；S3，静态胞状结构与单个动态 B-M 流胞共存；S4，过渡阶段，静态胞状结构与多个动态 B-M 流胞共存；S5，动态 B-M 流胞。

（2）热对流随液滴高度的转变主要取决于液滴法向与切向温度梯度的相对作用。静态胞状结构和动态 B-M 流胞均由法向温度梯度主导产生，随液滴高度降低，法向温度梯度相对作用增强，诱导产生了静态胞状结构和动态 B-M 流胞。

（3）在 S3 阶段，液滴蒸发散热量随动态 B-M 流胞呈周期性变化。静态胞状结构和动态 B-M 流胞能通过提高气液界面平均温度强化蒸发散热，因此液滴蒸发散热量在进入 S2 阶段前达到最低值。

参考文献

[1] Karmakar A, Kar D, Ahmad A, et al. Design of a thermal desalination system with spray flash drum and condenser under vacuum based on droplet dynamics[J]. Heat and Mass Transfer, 2022, 58(6): 933-948.

[2] Fredrich D, Giusti A. Numerical investigation of multi-component droplet evaporation and autoignition for aero-engine applications[J]. Combustion and Flame, 2022, 241: 112023.

[3] Miliauskas G, Puida E, Poškas R, et al. Experimental investigations of water droplet transient

phase changes in flue gas flow in the range of temperatures characteristic of condensing economizer technologies[J]. Energy, 2022, 256: 124643.
[4] Kim H. Multiple Marangoni flows in a binary mixture sessile droplet[J]. Physics of Fluids, 2022, 34(12): 122102.
[5] Mao Q, Yang Q-J, Liu Y, et al. Experimental and numerical study of droplet formation with Marangoni instability[J]. Chemical Engineering Science, 2023, 268: 118369.
[6] Vlasov V A. On a theory of mass transfer during the evaporation of a spherical droplet[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 178: 121597.
[7] Lu G, Duan Y-Y, Wang X-D, et al. Internal flow in evaporating droplet on heated solid surface[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2011, 54(19): 4437-4447.
[8] Ye S, Zhang L, Wu C-M, et al. Experimental investigation of evaporation dynamic of sessile droplets in pure vapor environment with low pressures[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2020, 149: 106213.
[9] Marek R, Straub J. Analysis of the evaporation coefficient and the condensation coefficient of water[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2001, 44(1): 39-53.
[10] Batzdorf S, Fischer S, Gambaryan-Roisman T, et al. Local heat transfer and phase change phenomena during single drop impingement on a hot surface[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013, 61: 605-614.
[11] Walker J S, Dold P, Cröll A, et al. Solutocapillary convection in the float-zone process with a strong magnetic field[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2002, 45(23): 4695-4702.
[12] Karapetsas G, Matar O K, Valluri P, et al. Convective Rolls and Hydrothermal Waves in Evaporating Sessile Drops[J]. Langmuir, 2012, 28(31): 11433-11439.
[13] Graham R W, Hendricks R C. ASSESSMENT OF CONVECTION, CONDUCTION, AND EVAPORATION IN NUCLEATE BOILING[J]. 1967.
[14] Herbert S, Fischer S, Gambaryan-Roisman T, et al. Local heat transfer and phase change phenomena during single drop impingement on a hot surface[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013, 61: 605-614.
[15] Gholijani A, Gambaryan-Roisman T, Stephan P. Experimental investigation of hydrodynamics and heat transport during vertical coalescence of multiple successive drops impacting a hot wall under saturated vapor atmosphere[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2020, 118: 110145.
[16] Raj R, Kunkelmann C, Stephan P, et al. Contact line behavior for a highly wetting fluid under superheated conditions[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2012, 55: 2664–2675.
[17] Bénard H. Etude expérimentale du mouvement des liquides propageant de la chaleur par convection. Régime permanent: tourbillons cellulaires[J]. C. R. Acad. Sci. Paris, 1900, 130: 1004-1007.
[18] Mizev A, Schwabe D. Convective instabilities in liquid layers with free upper surface under the action of an inclined temperature gradient[J]. Physics of Fluids - PHYS FLUIDS, 2009, 21.
[19] Semenov S, Carle F, Brutin D. 3D unsteady computations of evaporative instabilities in a sessile drop of ethanol on a heated substrate[J]. Applied Physics Letters, 2017, 111: 241602.

中国工程热物理学会 传热传质学
学 术 会 议 论 文 编号: 233258

低压下圆筒形液池内水的蒸发特性实验研究

张凡，湾思博，葛传龙，彭岚，李友荣*
（重庆大学能源与动力工程学院, 重庆, 400044）
(Tel: 023-65112284, E-mail: liyourong@cqu.edu.cn)

摘要：为了了解水在低压纯蒸汽环境下的蒸发特性，采用实验方法测量了圆筒形液池内水蒸发时气液两相温度分布，分析了不同深度下液层内热对流型式以及温度不连续变化规律。结果表明，液层内流动型式与侧壁加热温度有关，当液层深度超过 20 mm 后，壁温较低时液层深处不存在对流，且液层深度的变化会改变液层内对流强度；蒸发速率随液层深度的增加先增大、后减小。基于实验结果，拟合得到了温度不连续与气相侧热通量间的关系式。

关键词：低压蒸发；圆筒形液池；热对流；蒸发速率；温度不连续

0 前言

蒸发过程是自然界常见的一种相变过程，由于其在微电子、相变传热、生物技术和其他工程领域的应用，引起了广泛的关注[1-3]。此外，随着电子芯片工艺的不断进步，散热成为其发展的一个重要制约因素[4]。相变换热作为一种高效散热方式成为了电子设备散热的极佳选择，尤其是低压真空条件下的快速蒸发散热技术。

蒸发过程中所导致的自由表面温度不均会引起表面张力分布不均，产生表面张力梯度，从而驱动流体形成热毛细对流。Song 和 Nobes[5]使用粒子图像测速法（PIV）测量了矩形液池内液层中的流动，发现蒸发界面附近液层内存在两个蒸发诱导产生的热毛细对流流胞，且液层内流动强度随着气相压力的降低而增强。Guo 等[6,7]对低压纯蒸汽环境中内外侧壁加热的环形液池内水和乙醇的蒸发过程进行了一系列实验与数值模拟，结果发现，液层内存在明显的热毛细对流及浮力对流。

当气液界面发生蒸发时，界面温度不连续是蒸发时的典型非平衡现象之一，正是这种气液界面温度不连续使得蒸发过程变得更加复杂。早在上世纪 60 年代，就有学者在理论研究中发现，在蒸发过程中气液界面存在温度不连续性[8,9]。而后，许多学者采用微型热电偶通过直接测量的方式证实了气液界面温度不连续的存在。Shankar 和 Deshpande[10]使用线径为 300 μm 的热电偶测量了蒸发界面附近的温度分布，实验工质包括水、水银和氟利昂 113 等，结果发现气液界面存在明显温度不连续。Bond 和 Struchtrup[11]采用理论方法推测出凸液面温度不连续值大于凹液面，由于凸液面受到气相侧的加热作用影响更大，气相侧热通量大于凹液面，这说明气相侧热通量对界面温度不连续值有较大的影响。为了研究气相侧热通量对气液界面温度不连续性的影响，Badam 等[12]采用气相加热方式研究了低压纯蒸汽环境中矩形液池内液层蒸发过程，实验测得了高达 27.83 ℃的温

基金项目：国家自然科学基金资助项目 (No. 51776022).

度不连续值，远高于采用其他加热方式的实验结果。Guo 等[6,7]的实验结果也表明，气液界面温度不连续大小与气相侧热通量之间近似呈线性关系。

由于蒸发过程的复杂性，许多学者对蒸发界面现象进行了大量的研究。然而，到目前为止，由于蒸发界面的非平衡效应和液相中复杂的热对流，关于蒸发相变的机制还不完全清楚，需要进一步研究。

1 实验系统

实验系统如图 1 所示。圆筒形液池（图 2（左））安装在不锈钢密封腔体底部，其内径为 80 mm，深度为 40 mm。圆筒形液池侧壁和底部分别采用热导率为 399 W/(m·K)的紫铜和热导率为 0.31 W/(m·K)的聚甲醛（POM）材料，厚度为 20 mm。由于侧壁加热面热导率远高于底面，可以认为底部为绝热壁面。另外，为了获得圆筒形液池不同径向位置处的温度分布，在靠近液池侧壁的径向方向上选取了 3 个温度测点，分别距离圆柱液池内壁面 2.5 mm、5 mm 和 10 mm。

在真空三维位移平台（Thermionics Northwest, EMC-B450C-T275TM-1.87-4/MM）的支架上固定安装有线径为 50 μm 的 T 型热电偶（图 2（右）），用于测量不同径向测点蒸发界面附近气液两相温度分布。密封腔体内的压力通过安装在腔体顶部的真空压力传感器（INFICON，CDG025D）测量。实验过程中，旋片式真空泵（Edward, E2M1.5）需要一直处于工作状态，以不断排除腔体和注射泵内的气体杂质并维持腔体内部处于实验预设压力状态。此外，需要调整并保持恒温水浴的载冷剂温度以保证加热壁面的温度恒定。实验过程中不对液池进行补液，液层深度以及气液界面位置均会随着实验的进行缓慢下降。圆筒形液池中工质的平均蒸发速率由安装在侧壁上的激光位移传感器测量，该传感器可以实时追踪蒸发界面随时间的高度变化，从而按下式计算平均蒸发速率：

$$j_{\mathrm{ave}} = \rho_{\mathrm{l}} \frac{\Delta h}{\Delta t} \tag{1}$$

其中，j_{ave} 为平均蒸发速率，单位为 g/(m^2·s)，ρ_{l} 为液体工质密度，Δh 为经过 Δt 时间间隔后液面高度的变化。此外，为了表征不同工况下气相压力的相对大小，以水的饱和蒸汽压为基准，引入压比 β[13]，其定义为气相压力与侧壁加热温度所对应的饱和蒸汽压力之比，即

$$\beta = \frac{P^{\mathrm{V}}}{P_{\mathrm{sat}}\left(T_{\mathrm{w}}\right)} \tag{2}$$

在整个温度测量过程中，真空位移平台控制下的微型热电偶从垂直气液界面以上 8~10 mm 位置处开始测量气相温度并沿轴向向气液界面移动，当微型热电偶靠近蒸发界面时，将微型热电偶移动步长减小至 25 μm，以精准测量气液界面附近两相温度并确定蒸发界面位置。接着缓慢穿过气液界面并测量液相侧温度，直到到达界面以下距底面 2 mm 左右处结束温度测量，从而得到该径向位置处温度的轴向分布，并以此确定该测点的界面温度不连续性值。

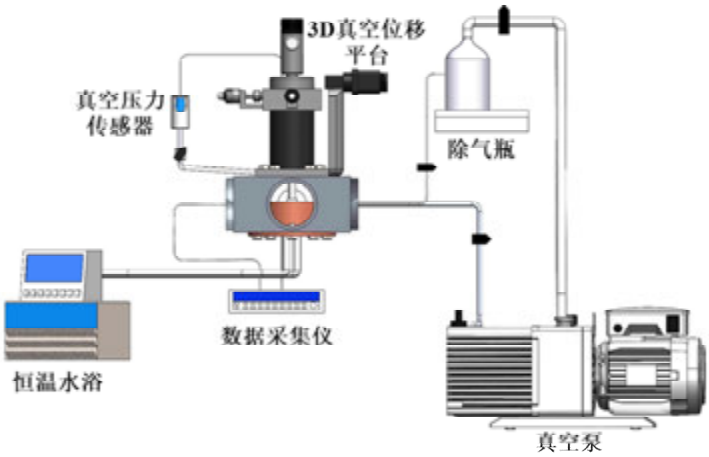


图 1 实验系统示意图

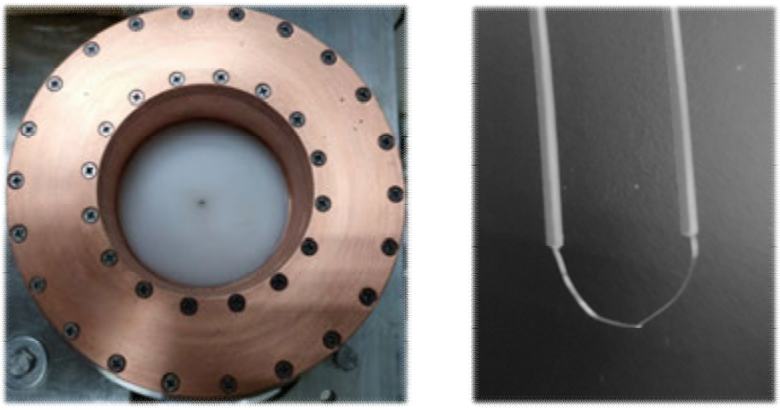


图 2 圆筒形液池（左）和测温微型热电偶实物（右）

2 结果与分析

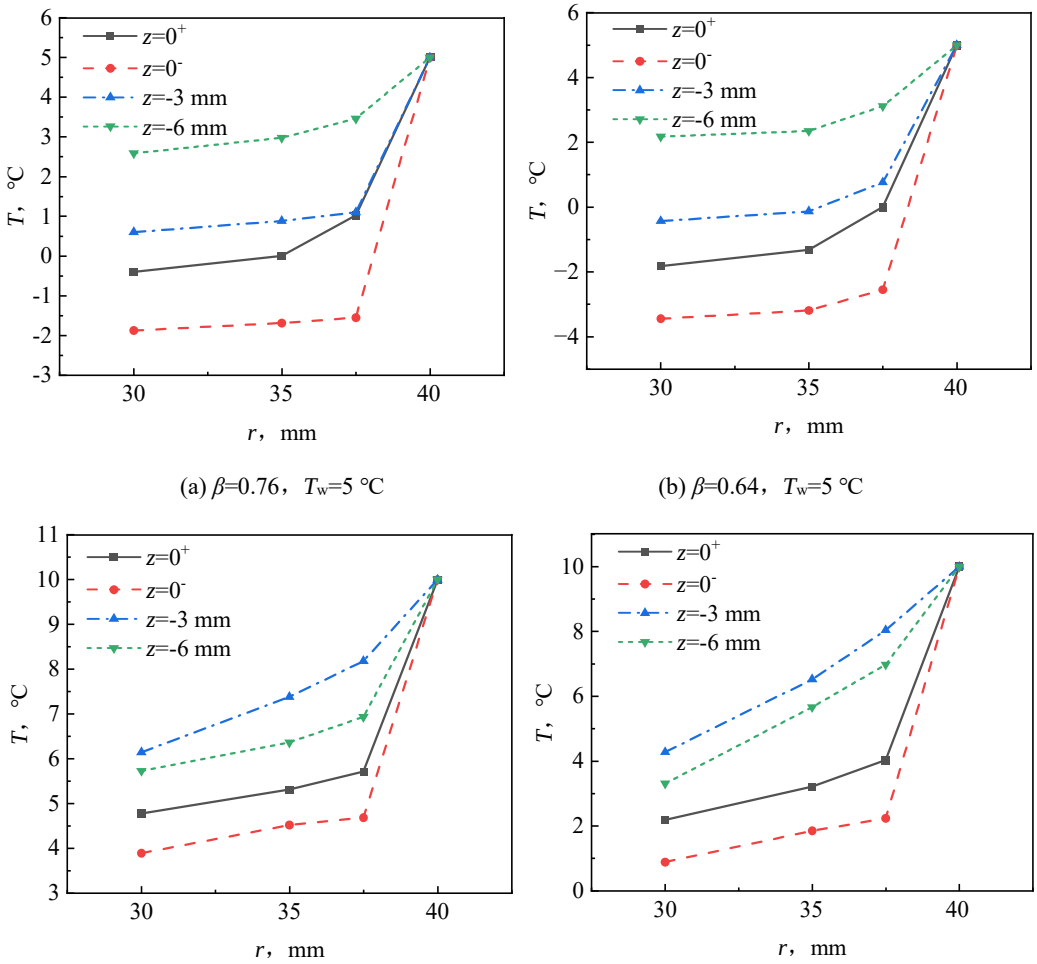
2.1 蒸发及其诱导热对流特性

2.1.1 浅液池

液层深度为 10 mm 时不同工况下蒸发界面附近气液两相温度的径向分布如图 3 所示。其中，z=0+和 z=0-分别对应于气液界面气相侧和液相侧的温度，而 z=-3 mm 和-6 mm 则分别代表液面以下 3 mm 和 6 mm 处的温度。在气液界面气相侧，由于侧壁的加热作用，靠近壁面的测点温度高于其他测点。

在液相侧，由于蒸发冷却效应，各测点处液相温度均低于侧壁加热温度。由图 3 可知，采用侧壁加热方式，径向方向存在温度梯度，压比较小时，径向温度变化较大，且液层内整体温度均相对较低。除此之外，可以发现气液界面液相侧存在较大的径向温度梯度（图 3 中红色线），从而导致表面上的不均匀表面张力分布。在表面张力梯度作用下，界面附近会产生由侧壁向中心冷区的热毛细对流。大部分蒸发所需的能量由此传递到气液界面，以补偿蒸发所需的气化潜热。随着压比的减小，表面蒸发强度提高，导致径向温度梯度增大，液层内热毛细对流增强，更多的能量由此从壁面传递到蒸发界面，液层

内温度的径向变化也随之增大。



(a) β=0.76，T_w=5 ℃

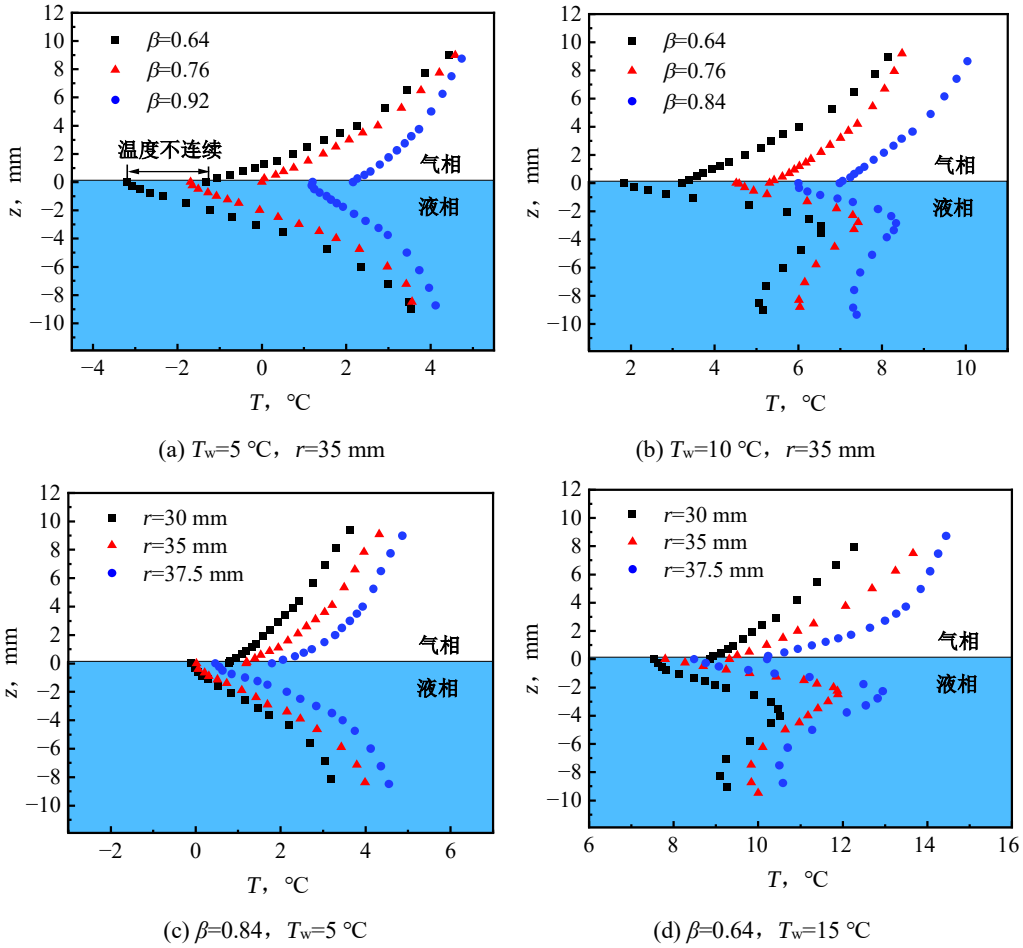
(b) β=0.64，T_w=5 ℃

(c) β=0.76，T_w=10 ℃

(d) β=0.64，T_w=10 ℃

图 3 不同轴向位置处气液两相温度的径向分布

气液界面附近两相温度的轴向分布随压比的变化如图 4 所示，可以发现，不同侧壁加热温度下气相温度分布虽然变化不同，但在靠近蒸发界面处，其变化规律基本一致，即在气液界面附近气相侧温度变化较大，但在远离气液界面的区域，温度梯度逐渐减小，这意味着蒸发过程中气液界面附近气相侧的能量传递受到蒸汽流动的影响。在所有工况下，气液界面均存在明显的温度不连续现象，即气液界面位置处气相侧与液相侧存在明显的温度差。在液相侧，靠近气液界面处，由于蒸发冷却效应，温度均低于侧壁加热温度。蒸发界面附近的液层内存在热毛细对流，这使得液面以下温度变化较大。当压比较大时，液相侧流体温度变化幅度相对较小。随着压比的减小，蒸发冷却效应诱导产生的热毛细对流随之增强，气液界面附近液相侧的温度变化增大。



(a) T_w=5 ℃，r=35 mm　　(b) T_w=10 ℃，r=35 mm

(c) β=0.84，T_w=5 ℃　　(d) β=0.64，T_w=15 ℃

图 4 典型的气液界面附近两相温度的轴向分布

众所周知，水是一种密度极值流体，其密度极值点对应的温度约为 4 ℃。当侧壁加热温度为 T_w=5 ℃时，液相中温度基本均低于密度极值温度，水的密度会随着温度的升高而增大。由于蒸发冷却效应，靠近侧壁的热流体在热毛细对流的诱导下沿壁面向上流动，流动过程中将侧壁加热面的热量带到蒸发界面以补偿蒸发所需的汽化潜热，由于蒸发吸热作用，靠近蒸发界面温度快速降低。在已有的圆筒形液池内的实验与模拟研究[5,14]中，都是从圆筒形液池底部加热，在液层内同时存在浮力与热毛细对流，但热毛细对流相对较弱。当采用侧壁加热时，对环形液池内的蒸发实验与模拟[6,15]研究发现，热毛细对流在能量传递过程中至关重要，并且热毛细对流流动也强于浮力对流。如图 4 所示，在从液面向下方向，气液界面附近液层存在热毛细对流，这导致工质温度快速升高。由于液层内工质温度基本在密度极值温度以下，一方面，沿液面向下温度升高、密度增大；另一方面，靠近侧壁温度较高、密度较大。在重力作用下，液层内出现流动方向与热毛细对流相反的浮力对流。气液界面附近热毛细对流较强，但液池深处受热毛细对流的影响相对较小，此区域主要受到浮力对流作用。已有以水为工质的侧壁加热实验与模拟研究[15]表明：当液层内温度在密度极值温度以下时，热毛细对流流胞存在于气液界面附近

液层，浮力对流流胞存在于深处液层，液层内热毛细对流与浮力对流流胞呈上下叠加方式存在。

当壁温较高时，例如 T_w=10 ℃和 15 ℃，液层内沿轴向会存在温度最高点，如图 4（b）和（d）所示。液层内的温度基本均高于密度极值对应温度，此时水的密度随温度的升高而减小。在轴向最高点以上由于热毛细对流的影响，流体沿加热壁面向上流动，并在液池中心附近的冷区向下回流。在轴向温度最高点以下液层由于侧壁的加热作用，靠近壁面的流体温度高、密度小，中心附近冷区温度低、密度大，在重力的作用下沿壁面向上流动并在中心附近冷区回流，与热毛细对流方向相同，浮力对流与热毛细对流相互融合成一个大的浮力-热毛细对流流胞。不同壁温下液层内热流动型式示意图如图 5 所示。在热流体沿壁面向上流动过程中，侧壁一直对工质加热，从而使得流体在向上流动过程中温度不断升高。然而，由于界面上的不断蒸发需要吸收大量热量，使得界面流体温度快速下降，侧壁加热作用与蒸发吸热作用相平衡使得液相中存在轴向温度最高点。

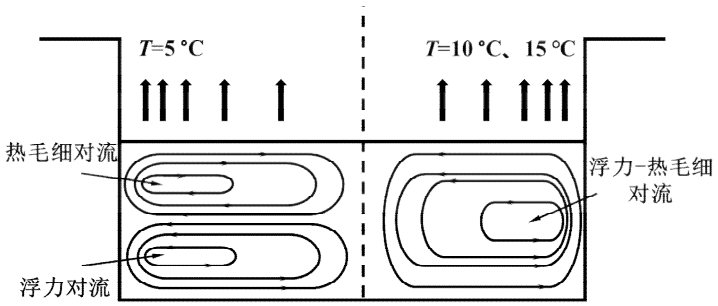


图 5 不同壁温下液层内热流动型式示意图

2.1.2 深液池

不同液层深度下气液界面附近温度的轴向分布如图 6 所示。气液界面气相侧温度的轴向分布与固定液层深度为 10 mm 时类似，即气液界面气相侧温度变化较大，但在远离气液界面的区域，温度梯度减小，界面附近温度分布受到蒸发引起的蒸汽流动的影响。当侧壁加热温度为 5 ℃时，如前所述，气液界面附近液相侧存在较强的热毛细对流，温度变化较大，在液相侧垂直液面向下超过 10 mm 时，轴向温度变化趋于一致，且温度变化不大。如图 7（a-c）所示，当液层深度进一步达到 30 mm 时，不同压比下，液层深处温度基本相同，处于 4~5 ℃之间，略高于密度极值对应温度。在这一温度范围内，水的密度随温度的变化幅度最小。此时，由于液层内温度梯度较小，导致密度变化小，并且液层内温度处于密度极值温度附近，浮力作用受到抑制，在此区域内浮力对流极弱。另外，径向方向存在热传导所引起的温度变化，液层内径向温度梯度也会导致液层内出现浮力对流，但液池深处液层温度处于密度极值附近，并且液池深处液层温度在径向方向只存在小幅度温差（如图 7（c）），这不足以在液层内形成较强的对流。液层深处温度分布表明其整体对流强度较弱，能量传递以导热为主。值得一提的是，压比的改变并不会影响到液层底部的温度分布，如图 7（a-b）所示，不同压比下，相同径向位置液层深处温度基本相同。这进一步说明了气相压力降低导致蒸发过程得到加强，但主要影响的是

气液界面附近液层，蒸发界面液相侧径向温差增大，热毛细对流增强。然而，液层深处浮力对流受到热毛细对流的抑制，对流的作用极小，仅存在径向方向侧壁加热所引起的导热。

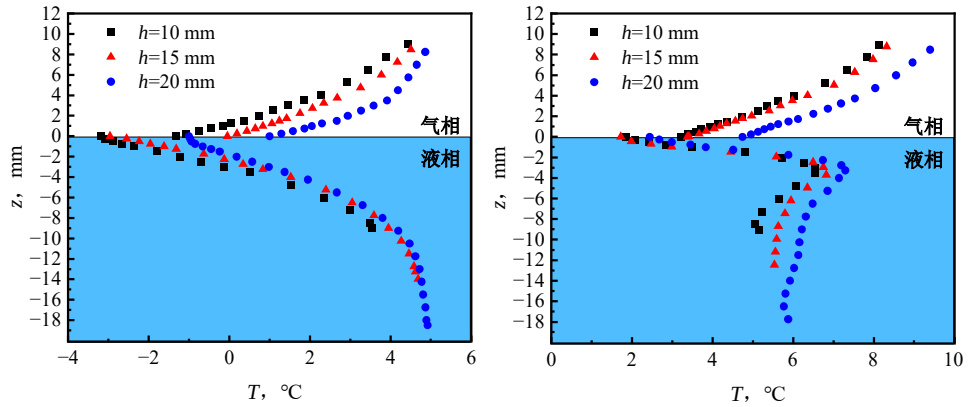
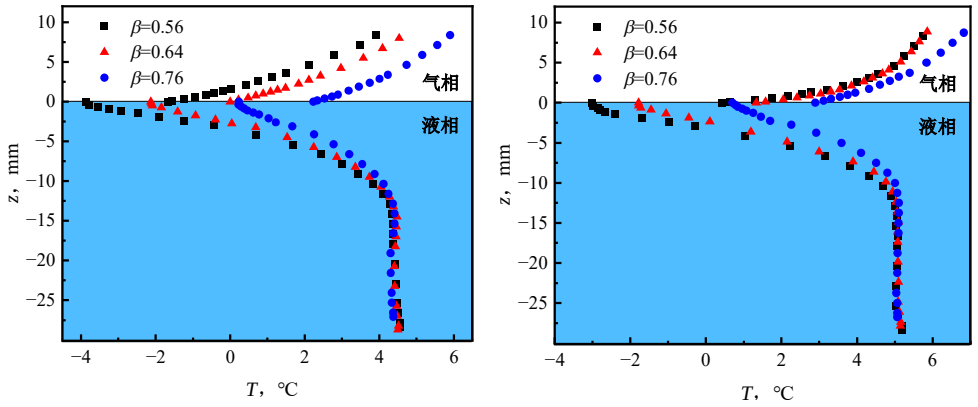
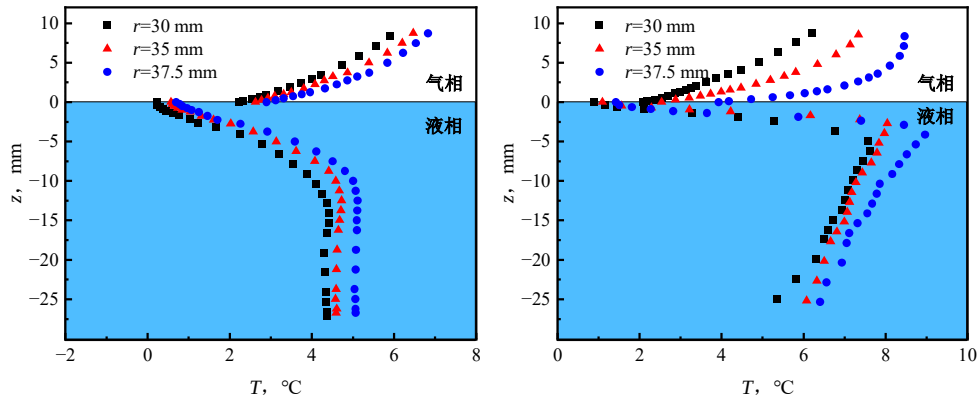


图 6 T_w=5 ℃（左）和 T_w=10 ℃（右）时不同液层深度下气液界面附近两相温度的轴向分布



(a) T_w=5 ℃，r=30 mm　　(b) T_w=5 ℃，r=37.5 mm



(c) β=0.76，T_w=5 ℃　　(d) β=0.56，T_w=10 ℃

图 7 液层深度为 30 mm 时气液界面附近两相温度的轴向分布

当 T_w=10 ℃时，液层内温度分布与 T_w=5 ℃时存在较大差异。如图 6（b）和图 7（d）所示，与低壁温不同，高壁温下液层深处仍然存在轴向温度变化，说明在液层底部存在对流。这是由于加热温度为 10 ℃或 15 ℃时，液层内温度基本均在水的密度极值点对应温度以上，因此，浮力对流与热毛细对流方向相同，二者相互促进并融合为一个大的浮力-热毛细对流流胞，液层深处内仍存在热对流。

2.2 蒸发速率

当液层深度处于 10 mm 到 30 mm 范围时，不同压比下平均蒸发速率随液层深度的变化如图 8 所示。显然，平均蒸发速率随着液层深度的增加先增大、后减小，在 h=15 mm 时最大。液层深度的增加，液层与侧壁接触面积随之增大，当液层内主要以导热为主抑或是液层内流动不发生改变时，平均蒸发速率会由此增加。低壁温条件下，液层内热毛细对流与浮力对流方向相反，液层深度的增加一方面使得浮力对流得到加强抑制了热毛细对流，热毛细对流对蒸发过程能量传递有着重要的作用，尤其是加热壁面采用高导热材料，这抑制了能量传递到蒸发界面；另一方面，随着深度增加，液层与侧壁之间的换热面积增大，热壁传递到液相的能量增加。由此，当液层深度超过 15 mm 时，液层深度的增加严重影响到热毛细对流强度，导致能量传递作用减弱，而且液层深处不存在流动，基本不存在对流换热过程，平均蒸发速率大幅减小。

当壁温较高时，液层深度的增加使浮力对流得到加强，促进了浮力-热毛细对流，这使得 h=15 mm 时蒸发速率大于 h=10 mm 时蒸发速率。但随着深度的进一步增加，浮力对流进一步加强，更多的热流体被带至蒸发界面附近，从而导致界面温度升高。如图 9 所示。相同压比条件下，与 h=15 mm 结果相比，h=30 mm 时界面液相侧温度均较高，自由表面与侧壁加热面之间的径向温差减小，热毛细对流受到抑制。由于热毛细对流对于蒸发过程中能量传递具有重要作用[16]，热毛细对流强度减弱会导致蒸发速率降低。这说明单一增加侧壁加热面与液层的接触面积并不能有效提升蒸发速率，需要综合考虑液层内对流型式与强度。

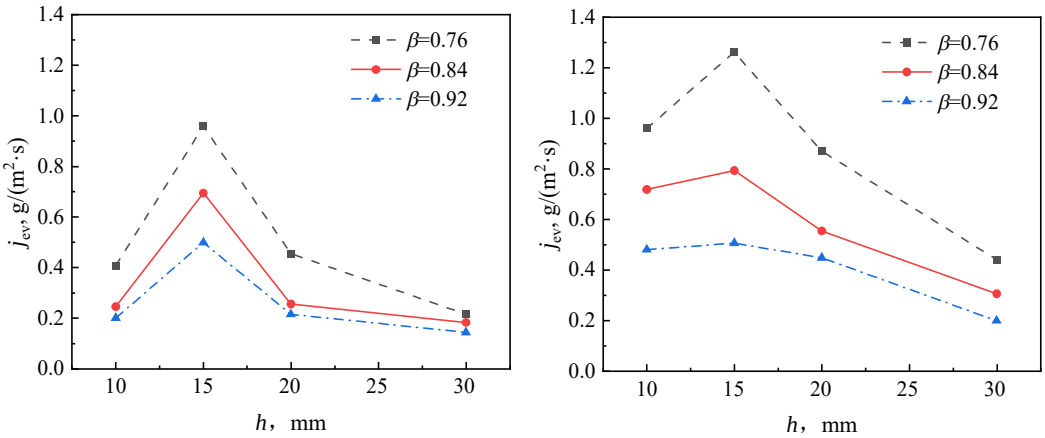


图 8 T_w=5 ℃（左）和 10 ℃（右）时不同液层深度下平均蒸发速率的变化规律

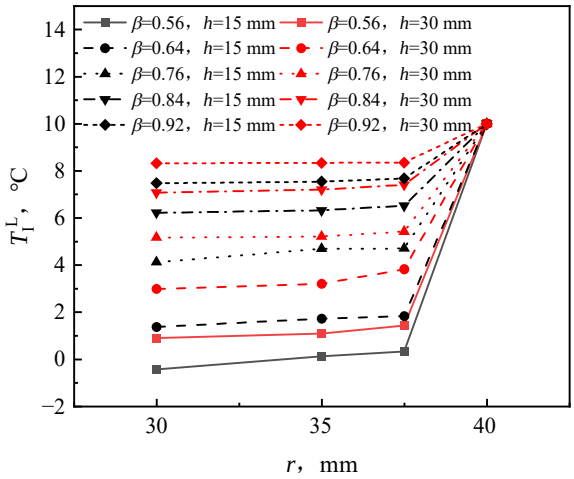


图 9 h=15mm 与 30 mm 时气液界面液相侧温度的径向分布

2.3 界面温度不连续

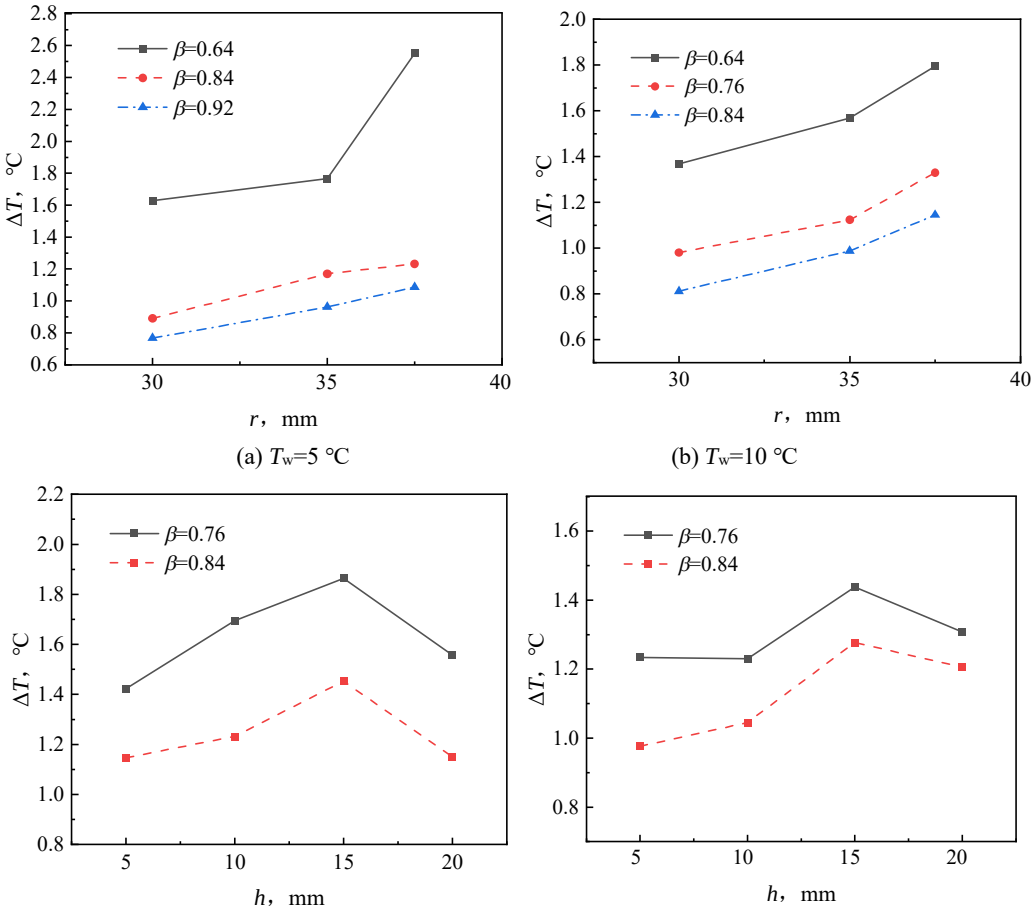
在低压纯蒸汽环境下的实验中，蒸发过程均存在明显的温度不连续现象，且蒸发界面气相侧温度均高于液相侧。已有文献[12]通过在气相外加热源，在气液界面测得了很大的温度不连续值，可以说气相侧热通量对气液界面温度不连续的影响极大，但气相热源功率较大时会影响热电偶测量精度。Chen[17]通过理论计算了得到温度不连续与气相侧热通量之间的关系式，并与 Badam 等[12]的实验结果对比，但只有在没有气相热源加热的情况下，即气相侧热通量较小时，二者吻合较好。Jafari 等[18]的研究也表明，气相侧热通量较大时会影响热电偶的测量，导致实验值与真实值存在偏差。因此，采用热电偶直接测量气液两相温度不连续应该在气相侧热通量较小时更加接近真实值。本文实验范围内根据气相侧温度分布计算得到的气相侧热通量均在 30 W/m^2 以内，远小于存在气相热源时的气相侧热通量，采用微型热电偶可以精确测量气液两相温度。

不同压比条件下，气液界面温度不连续与径向位置以及液层深度的关系如图 10 所示。可以发现，一方面随着压比的降低，所有径向测点处温度不连续均增大；另一方面，随着液层深度的增加，温度不连续先增大、后减小。众所周知，蒸发过程中气相压力越低，蒸发速率越大，蒸发状态离平衡态越远。此外，如前所述，蒸发速率在 h=15 mm 时最大，由于蒸发冷却效应，气液界面气液两相温度均有所降低，侧壁与气相间的温差增大导致气相侧热通量增加，不同径向位置处温度不连续均增加。

图 11 给出了不同深度下温度不连续与气相侧导热热通量之间的关系。可以发现，在不同液层深度下，界面温度不连续随着气相侧热流密度的增大线性增加。基于实验数据，可以拟合得到温度不连续大小与气相侧热通量之间关系为：

$$\Delta T = 0.0953 q_{cv} + 0.1221 \tag{3}$$

拟合值和实验值比较发现，90 %的实验点落在拟合值±20%范围内。需要说明的是，该式仅适用于蒸发压力在 488~1430 Pa、加热壁温在 5~15 ℃范围内的圆筒形液池内水的蒸发过程。



(a) T_w=5 ℃　　(b) T_w=10 ℃

(c) T_w=5 ℃，r=37.5 mm　　(d) T_w=10 ℃，r=37.5 mm

图 10 不同径向测点（a-b）以及不同液层深度（c-d）气液界面温度不连续变化值

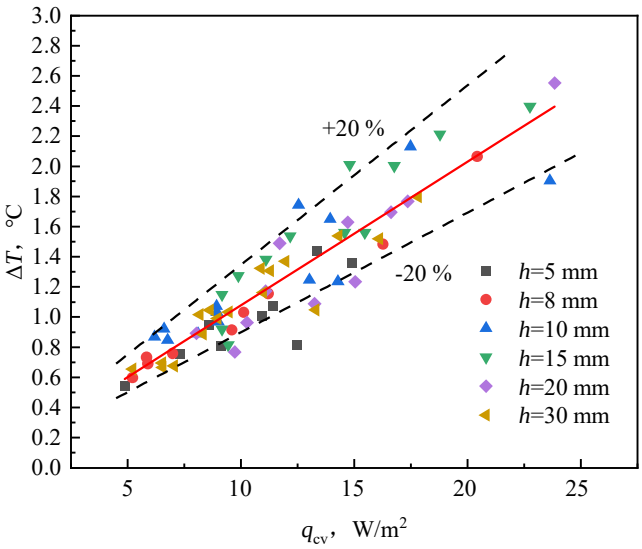


图 11 不同液层深度下气相侧热通量与气液界面温度不连续的关系

3 结 论

以圆筒形液池内低压纯蒸汽环境中水的蒸发过程为对象，采用实验方法研究了水液层内流动型式及温度不连续变化规律。根据实验结果，可以得到如下结论：

(1) 当壁温较低（T_w=5 ℃）时，液层内热毛细对流与浮力对流方向相反，二个流胞上下相互叠置。当壁温较高（T_w=10 ℃或 15 ℃）时，液层内热毛细对流与浮力对流方向相同，二者相互融合成一个大的浮力-热毛细对流流胞。

(2) 当液层深度达到 20 mm 乃至 30 mm 时，低壁温下液层深处温度的轴向变化很小，流动很弱；高壁温下液层内整体流动强度减弱，对流换热受到一定的抑制。蒸发速率随着液层深度的增加先增大、后减小。

(3) 气液界面均存在明显的温度不连续，且界面气相侧温度总是高于液相侧温度。基于实验结果，拟合得到了水蒸发时温度不连续大小与气相侧热通量之间的关系式。

参考文献

[1] Luukanen A, Leivo M M, Suoknuuti J K, et al. On-Chip refrigeration by evaporation of hot electrons at sub-kelvin temperatures. Journal of Low Temperature Physics, 2000, 120(3): 281-290.

[2] Volkov R S, Strizhak P A, Misyura S Y, et al. The influence of key factors on the heat and mass transfer of a sessile droplet. Experimental Thermal and Fluid Science, 2018, 99: 59-70.

[3] Wang W, Lin J, Schwartz D C. Scanning force microscopy of dna molecules elongated by convective fluid flow in an evaporating droplet. Biophysical Journal, 1998, 75(1): 513-520.

[4] Mohammad ATh, Mat SB, Sulaiman MY, et al. Historical review of liquid desiccant evaporation cooling technology. Energy and Buildings 2013;67:22–33.

[5] Song X, Nobes D S. Experimental investigation of evaporation-induced convection in water using laser based measurement techniques. Experimental Thermal and Fluid Science, 2011, 35(6): 910-919.

[6] Guo R F, Zhang L, Mo D M, et al. Measurement of temperature profile near the evaporating interface in an annular pool with radial temperature gradients at low pressures. Experimental Thermal and Fluid Science, 2020, 119: 110221.

[7] Guo R F, Zhang L, Mo D M, et al. Energy transfer mechanism during ethanol evaporation with external tangential temperature gradient under low pressure environment. Applied Energy, 2022, 316: 119117.

[8] Kucherov R Y, Rikenglaz L E. On hydrodynamic boundary conditions for evaporation and condensation. Soviet Physics Jetp-Ussr, 1960, 10(1): 88-89.

[9] Gramani Cumin L M, Sharipov F M, Kremer G M. Rarefied gas flow between two cylinders caused by the evaporation and condensation on their surfaces. Physics of Fluids, 1998, 10(12): 3203-3208.

[10] Shankar P N, Deshpande M D. On the temperature distribution in liquid–vapor phase change between plane liquid surfaces. Physics of Fluids A, 1990, 2(6): 1030-1038.

[11] Bond M, Struchtrup H. Mean evaporation and condensation coefficients based on energy dependent condensation probability. Physical Review. E, 2004, 70: 061605.

[12] Badam V K, Kumar V, Durst F, et al. Experimental and theoretical investigations on interfacial

temperature jumps during evaporation. Experimental Thermal and Fluid Science, 2007, 32(1): 276-292.

[13] 郭瑞丰，吴春梅，于佳佳等. 低压蒸汽环境中水蒸发界面温度和蒸发速率的实验研究. 化工学报, 2020, 71(12): 5489-5497.

Guo R F, Wu C M, Yu J J, et al. Experimental investigation on evaporation interface temperature and evaporation rate of water in its own vapor at low pressures. CIESC Journal (Chinese), 2020, 71(12): 5489-5497.

[14] Kazemi M A, Nobes D S, Elliott J A W. Experimental and numerical study of the evaporation of water at low pressures. Langmuir, 2017, 33(18): 4578-4591.

[15] Guo R F, Zhang L, Mo D M, et al. Study on evaporation characteristics of water in annular liquid pool at low pressures. ACS Omega, 2021, 6(8): 5933-5944.

[16] Kazemi M A, Ward C A. Contribution of thermocapillary convection to liquid evaporation. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 164: 120400.

[17] Chen G. On the molecular picture and interfacial temperature discontinuity during evaporation and condensation. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 191: 122845.

[18] Jafari P, Amritkar A, Ghasemi H. Temperature discontinuity at an evaporating water interface. The Journal of Physical Chemistry C, 2020, 124(2): 1554-1559.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233260

直流电场下共晶镓铟合金液滴-柱体振荡系统

代丽玉[1]，吴晓敏[*1]，袁志平[*2]
（1. 清华大学 能源与动力工程系，热科学与动力工程教育部重点实验室，北京 100084
2. 北京理工大学 机械与车辆学院，北京 100081）
(Tel: 010-62770558, Email: wuxiaomin@mail.tsinghua.edu.cn; nikolatesal@live.com)

摘要：本文提出了一种基于液固之间相互作用新机制的共晶镓铟合金液滴振荡系统，利用电场、液滴、溶液及柱体结构之间的相互作用，实现了液滴的振荡，并建立了柱体束缚下液滴的受力模型，分析了液滴的形态演变过程，明晰了电压、氢氧化钠溶液浓度以及液滴大小等因素对液滴振荡过程的影响机理。本研究为振荡系统的设计提供了新的思路，也进一步丰富了镓基液态金属液滴变形理论。

关键词：镓基液态金属液滴；振荡；受力

0 前言

室温镓基液态金属具有低毒性、低熔点、高表面张力、高电导率、高导热率等优异的性能及灵活的移动和变形特性，其中显著的变形能力使其在 3D 打印[1-3]、柔性电子[4, 5]、生物医学治疗[6, 7]、软传感器[8, 9]等领域展现出巨大的潜力。在碱性电解质溶液环境中，镓基液态金属因其具有较高的表面张力而呈球形，并且会与溶液发生化学反应在表面形成负离子层，由于负离子的吸引，溶液中的正离子聚集在液滴表面形成正离子层，二者共同构成双电层。且液滴表面双电层内的电荷分布变化时，双电层电势差随之改变。而根据李普曼方程 $\gamma=\gamma_0-cV^2/2$（其中 γ_0 为 $V=0$ 时液滴的表面张力）可知，液滴表面张力 γ 与双电层单位面积上的电容 c 及双电层上的电势差 V 直接相关。因此可通过改变双电层内的电荷分布来调控液滴的表面张力，进而实现液滴的变形。经过数年发展，目前通过离子平衡[10]、化学反应[11]、光化学驱动[12]、磁场及电场驱动[13-15]等方法均可实现该过程。

经典的液态金属液滴变形过程—“mercury beating heart（MBH）”自十九世纪被报道以来，相关研究引起了诸多学者的兴趣，但汞的剧毒性限制了 MBH 系统的应用。得益于表面张力控制技术的发展，学者们利用镓基液态金属液滴实现了仿心脏振荡[11, 16-19]。镓基液态金属液滴振荡系统的设计多种多样，但大多基于氧化原理，学者们通过各种方法使液滴在氧化与非氧化状态之间来回切换，从而实现液滴规律性地伸展（氧化）与收缩（去氧化）即液滴的振荡过程。Wang 和 Liu[16]基于电化学原理进行系统设计，将石墨块置于镓铟锡合金（GaInSn）液滴一侧，并将底面倾斜放置，使液滴移动并与石墨块接

基金项目：国家自然科学基金资助项目（No.51976098、No. 12202235）、国家创新人才博士后资助项目(No. BX2021164)

触。GaInSn 液滴、石墨及氢氧化钠溶液共同构成原电池，此时液滴表面发生氧化，表面张力下降，液滴由球形逐渐变为饼形。在铺展过程中液滴所受电毛细力逐渐增大，当该力大于液滴与底面之间的摩擦力时，液滴脱离石墨，氢氧化钠溶液与氧化层发生反应。氧化层消失后液滴立刻恢复为球形，随后再次接触石墨构成原电池，并发生氧化。Ge 等[17]利用共晶镓铟合金（EGaIn）液滴、石墨及氢氧化钠溶液构建原电池，与 Wang 和 Liu 不同的是，他们利用液滴在电场中的运动特性实现液滴与石墨之间的接触过程。Chen 等[11]则构建了含铝镓铟合金（$GaIn_{24.5}$）液滴、铁及氢氧化钠溶液原电池，利用液滴与铁板之间所产生氢气的间歇性阻断过程实现液滴状态的转变。在上述研究中均需要促进液滴氧化层的形成和消失过程以实现液滴的振荡，这将加速液滴中镓或铝的消耗。

本文通过实验对液滴的振荡机制的探索，提出一种基于液固之间相互作用的 EGaIn 液滴-柱体振荡系统，在恒定电压及溶液浓度条件下即可实现液态金属液滴的振荡。通过分析液滴受力，对变形机理进行深入分析，并进一步研究电压、溶液浓度、液滴尺寸对液滴振荡频率和幅值的影响。

1 实验方法

实验选用共晶镓铟合金液滴（EGaIn：75.5 wt% Ga，24.5 wt% In），前进接触角 θ_{adv} 为 158.3°±1°，后退接触角 θ_{res} 为 153.3°±1°（0.4 M 氢氧化钠溶液环境）。

实验系统如图 1 所示，EGaIn 液滴、氢氧化钠溶液、3D 打印的柱体结构（HTL 树脂）、槽道（PMMA）、石墨棒电极（直径为 0.3 mm，高为 30 mm）和直流电源（ZHAOXIN, KXN-1505D, China）共同构成了振荡系统。利用计算机、冷光源和高速相机（Optronis CP80-3-M-540）等观测各工况下液滴的形态变化。实验时，首先将氢氧化钠溶液注入槽道中，用微量进样器生成 EGaIn 液滴，并将液滴置于柱体结构中间，保证液滴与柱体侧棱相切，连接石墨棒电极与直流电源，调节光源和相机，保证液滴边缘成像清晰，俯拍记录液滴的动态变化过程，将实验数据存储于计算机中，每种工况实验重复三次。

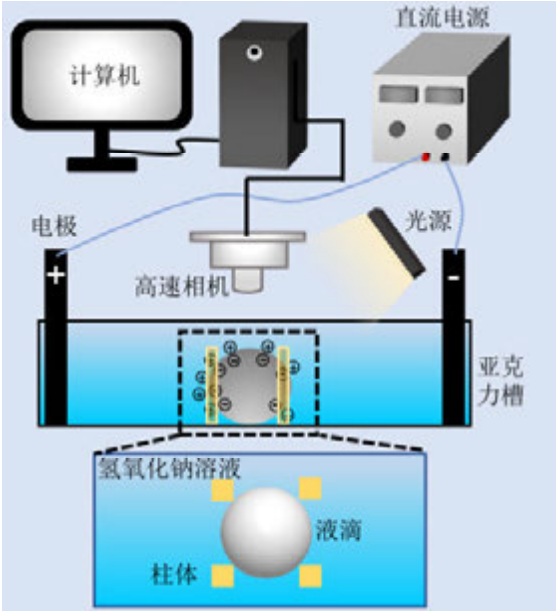


图 1 实验系统示意图。

2 液滴的振荡

在 EGaIn 液滴-柱体系统中，液滴最为关键，施加电场后，由于正极对液滴表面负电荷的吸引，液滴靠近正极侧电荷密集，双电层电势差较高，而负极侧电荷稀疏，双电层电势差较低，即液滴表面双电层中电荷呈非均匀分布。则由李普曼方程可知，液滴正极侧表面张力小于负极侧表面张力，在此表面张力梯度作用下，液滴表面发生流动，带动周围溶液从正极流向负极，并且在表面张力梯度作用下，液滴发生明显变形。如图 2(a)所示，液滴在正负极间发生振荡，液滴的振荡包括伸展和收缩过程。初始阶段，液滴由于表面存在表面张力梯度，开始发生变形，负极侧曲面沿电场方向缓慢地向外伸展，当液滴达到最大伸展时，在柱体的阻碍作用下，液滴发生收缩，恢复至最大收缩位置，而后液滴负极侧曲面又再次伸展，如此循环往复。电压为 9.4 V、溶液浓度为 0.4 M 时初始半径为 1.0 mm 的液滴在电场方向上的直径 L 随时间的变化如图 2(b)所示，由于液滴负极侧曲面在伸展时受到柱体的阻碍，且随伸展程度的增大，该阻碍作用不断增大，故液滴伸展过程较为缓慢，而液滴收缩时，无柱体阻碍，故收缩过程十分迅速。在振荡过程中液滴达到最大伸展与最大收缩时液滴的具体形态如图 2(b)中插图所示，液滴达到最大收缩时，L 仍大于液滴初始直径 2.0 mm，且较液滴最大伸展时 L 减小了约 45 μm。

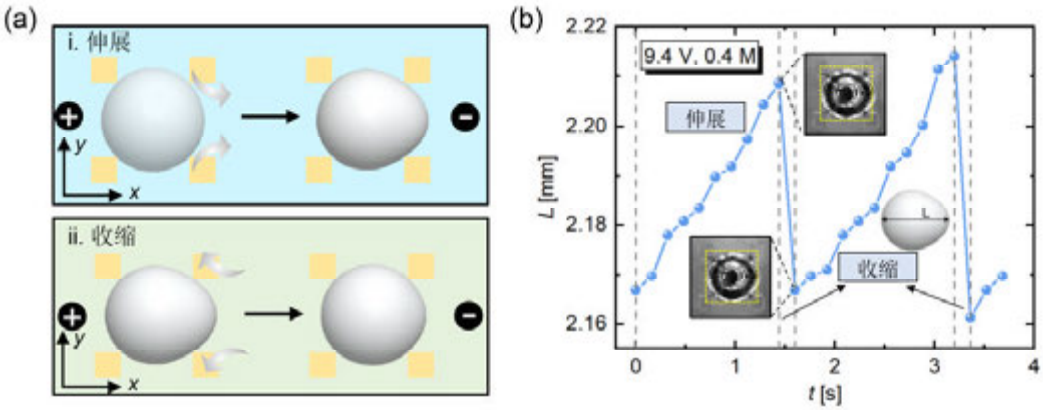


图 2 液滴的振荡过程。(a) 液滴的伸展与收缩示意图；(b) 液滴在电场方向上的直径 L 随时间的变化，黄色虚线方框为四根柱体中心的连线，以此方便对比液滴的形态变化。

3 各因素对液滴振荡的影响

3.1 受力分析

在 EGaIn 液滴-柱体振荡系统中，液滴与电场、溶液、柱体、底面之间均存在相互作用，这些作用决定了液滴的形态变化，分析液滴的受力对明晰液滴变形的原因及规律十分重要。

液滴具体受力情况如图 3 所示，在电极作用下，液滴负极侧表面张力大于正极侧表面张力。在此表面张力梯度作用下，液滴表面发生流动，进而带动周围溶液从正极流向负极，因而液滴受到溶液由负极指向正极的粘性摩擦力 F_v，同时，溶液流动对液滴形成压差阻力 F_{fl}。此外，表面张力变化造成液滴表面拉普拉斯压力分布不均，液滴形态发生

变化且形成指向正极的表面张力诱导力 F_s。当液滴受到的粘性摩擦力、压差阻力及表面张力诱导力不能互相平衡时，液滴与基底之间将存在基底摩擦力 F_f。柱体对液滴的压力 F_p 为 $F_{p\text{-}i}$ 之和，其形成包含两部分原因，一是由当上述四力之和大于 0 时，液滴具有向正极的移动趋势，挤压周围的柱体；二是液滴由于表面张力变化而发生变形时挤压柱体。由上述分析可知，液滴表面的表面张力梯度的形成是液滴发生变形的根本原因，而电压、溶液浓度及液滴尺寸均对表面张力梯度有重要影响[20]，故进一步探究各因素对液滴振荡的影响。

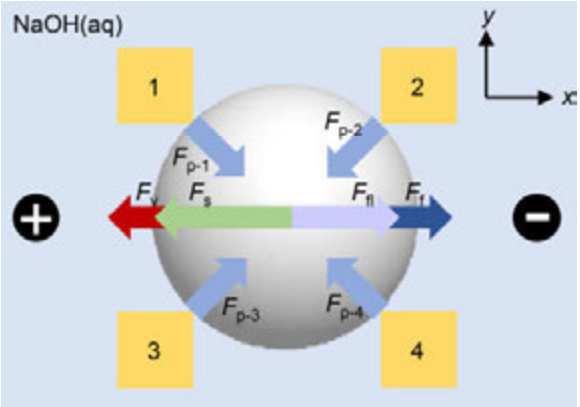


图 3 液滴受力示意图。

3.2 电压的影响

电压是使液滴表面双电层内电荷分布不均匀进而产生表面张力梯度的根本原因，因而是整个振荡系统运转的根本条件。电压改变，液滴表面的表面张力梯度随之改变，进而影响液滴受到的粘性摩擦力、表面张力诱导力等，从而影响液滴的变形，因此通过实验探究液滴在各电压下的振荡情况。

利用频率 f 与幅值 ΔL 两个参数对液滴的振荡进行分析，其中频率为单位时间内液滴振荡的次数，幅值为一次振荡过程中液滴在电场方向上的最大直径 L_{max} 与最小直径 L_{min} 之差。实验结果表明，液滴发生振荡需要一定的条件，半径为 1.0 mm 的液滴在 0.4 M 的溶液中可以发生振荡的电压范围为 7.8-11.0 V。图 5(a)为各电压下液滴振荡的频率和幅值，由图可见，液滴振荡频率随电压的升高而增大，最高可达 13.2 Hz，振荡幅值则先增大后减小。液滴振荡频率和幅值的变化取决于液滴伸展速度及变形程度，当电压低于 7.8 V 时，液滴负极侧变形程度较小，因而与负极侧柱体之间的挤压较弱，不足以使液滴发生收缩。而当电压高于 7.8 V 时，由于液滴正负极两侧电荷分布的不均匀性随电压的升高而增强，表面张力梯度增大，负极侧变形程度增大，挤压也增强，液滴开始振荡。同时，液滴伸展速度和 L_{max} 也增大（图 5(b)中 8、9 V 时液滴形态），而 L_{min} 受电压影响较小，因而液滴振荡幅值增大。在液滴伸展速度及振荡幅值的共同变化下，振荡频率也增大。

当液滴具有移动趋势时，液滴与正极侧柱体之间存在明显的相互作用。如图 5(b)中 14、16 V 时液滴形态所示，尽管正极侧有柱体的限制，但是液滴由于可以变形仍然向正

极轻微移动且移动程度随电压的升高而增大。这导致液滴与负极侧柱体间的挤压减弱直至液滴负极侧脱离柱体，而后发生剧烈变形从柱体中间逸出，如图 5(b)中 17、18 V 时液滴形态所示。在液滴与负极侧柱体挤压减弱的过程中，L_{max} 减小，而液滴伸展速度仍随电压的升高而增大，故液滴负极侧达到最大伸展所需时间变短，液滴振荡频率明显升高，幅值显著减小，直至液滴不再发生振荡。

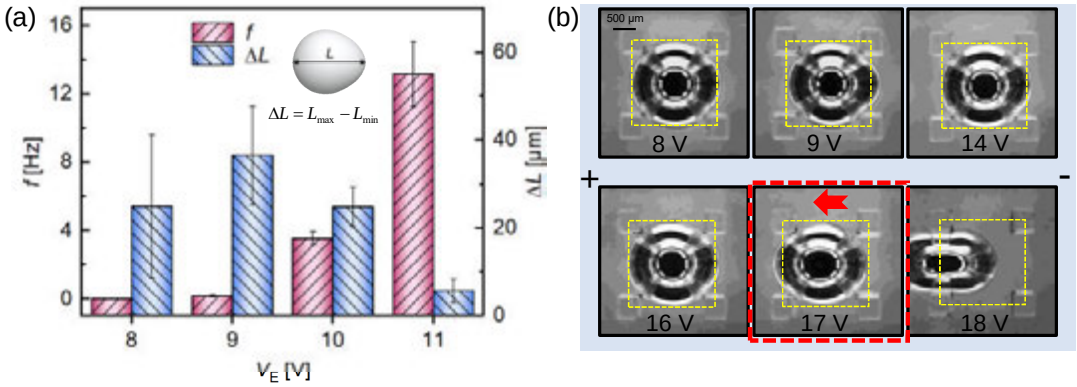


图 5 电压对液滴振荡的影响。(a) 液滴振荡频率和幅值随电压的变化，粉色条形表示液滴振荡频率，蓝色条形表示液滴振荡幅值；(b) 液滴在各电压下达到最大伸展时的形态，红色方框表示液滴脱离负极侧柱体；溶液浓度为 0.4 M，液滴半径为 1.0 mm。

3.3 氢氧化钠溶液浓度的影响

现有研究表明，随溶液浓度增大，液滴表面初始电荷密度逐渐增加而后趋于饱和[7, 21]。因此，改变氢氧化钠溶液的浓度可以改变液滴表面初始电荷密度，从而改变液滴表面双电层单位面积上的电容，进而影响液滴的表面张力梯度。

图 6 为液滴发生振荡的溶液浓度及电压区域图，实验结果表明，氢氧化钠溶液的浓度对液滴能否发生振荡、发生振荡的初始电压及电压范围有重要影响。液滴发生振荡的初始电压随溶液浓度的增大先降低，在 0.4 M 时达到最低值，而后升高。可以推断初始电荷密度在溶液浓度为 0.4 M 时达到饱和值，据此将溶液浓度划分未饱和区（0-0.4 M）与饱和区（>0.4 M）。在未饱和区，液滴初始电荷密度随溶液浓度的增大而增大，进而使液滴表面张力梯度增大，液滴更易发生变形，因而在高浓度溶液中的液滴即使在较低电压时也可发生振荡，即液滴发生振荡的初始电压随溶液浓度增大而降低。初始电荷密度的增大也会使液滴在较低电压时便具有移动趋势，使液滴负极侧曲面与柱体之间的相互作用减弱，因而液滴振荡消失时的电压随浓度的增大而降低。在饱和区，初始电荷密度达到饱和值，故溶液浓度对液滴振荡的影响较小。但随溶液浓度增大，电极处因电解反应造成的电压降损失增大，使液滴表面的电压降减小，进而使表面张力梯度减小，液滴发生振荡的初始电压升高。

此外，实验发现当溶液浓度 C≥1.6 M 时，在较高电压下，液滴中的镓与氢氧化钠溶液发生氧化反应，正极侧出现大量气泡，气泡对液滴的作用力影响液滴变形，加快液滴

振荡的消失。且随溶液浓度升高，出现气泡时的电压越来越低。当溶液浓度大于 2.0 M 时，液滴不再发生振荡。

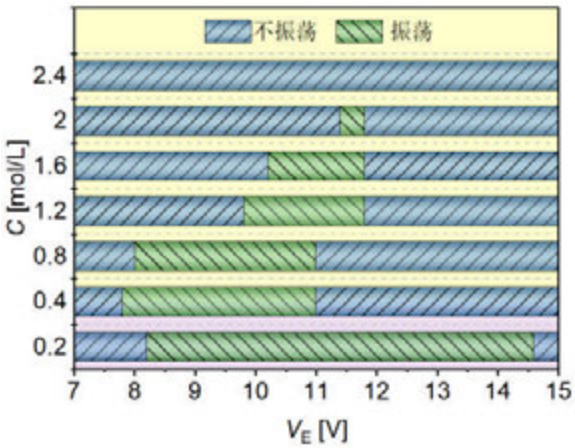


图 6 液滴发生振荡的溶液浓度及电压区域图。

图 7(a)和(b)分别为各溶液浓度下液滴振荡频率和幅值随电压的变化。在未饱和区，当溶液浓度增大时，液滴表面张力梯度增大，液滴伸展速度及变形程度均增大。在伸展速度及变形程度的共同变化下，液滴振荡频率及幅值整体上随浓度的增大而增大。在饱和区，由于表面张力梯度随浓度的增大而减小，因而液滴伸展速度及变形程度均减小，液滴振荡频率及幅值整体上也减小。在同一浓度下，电压对液滴振荡频率及幅值的影响规律类似，即液滴的振荡频率随电压的升高而增大，振荡幅值随电压的升高先略微增大后显著减小。

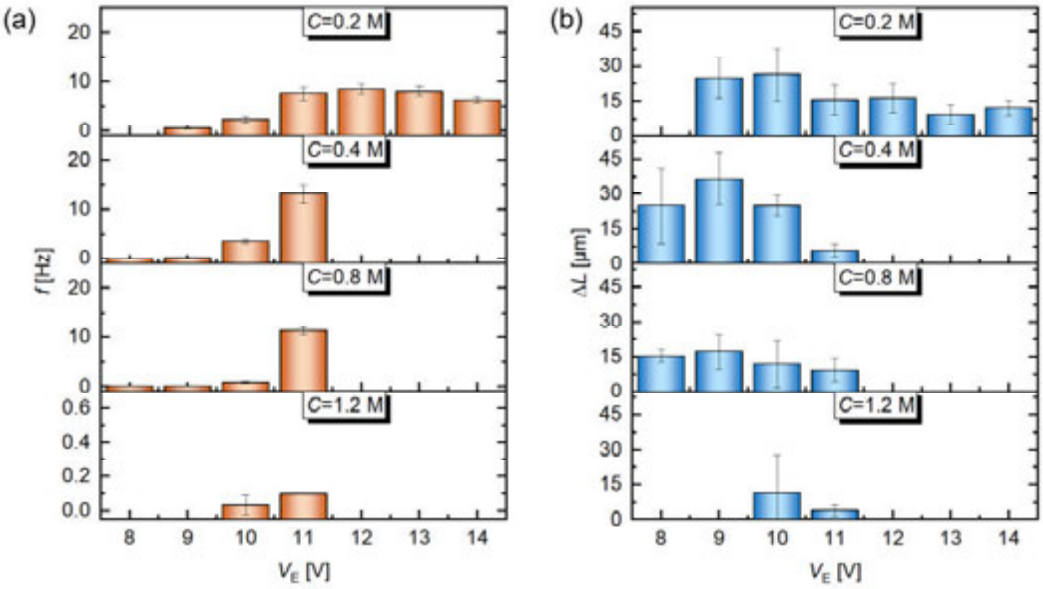


图 7 (a) 各溶液浓度下振荡频率随电压的变化；(b) 各溶液浓度下振荡幅值随电压的变化。

3.4 液滴尺寸的影响

液滴半径也是影响液滴振荡的重要因素之一，以下进一步探究液滴半径 r 对液滴振荡的影响。液滴尺寸变化时，柱体宽度始终为液滴半径的二分之一，柱体高度为液滴直径随之改变。由图 7(a)和(b)可见，液滴半径为 0.5 mm 时，液滴发生振荡的电压的变化范围为 17-26 V，而半径为 1.5 mm 的液滴为 9-11 V。尽管液滴半径对液滴振荡发生的电压范围有重要影响，但对液滴振荡频率和幅值随电压的升高而变化的规律影响较小。此外，液滴半径较小时，表面张力在变形过程中起主导作用，而随液滴半径的增大，其影响逐渐减弱，不利于液滴振荡的发生，因而小液滴表现出更强的振荡能力（视频 S2）。通过减小半径，液滴可以实现频率为 29 Hz 的高频振荡，远高于先前研究中的 MBH[22, 23]、GaInSn 液滴-石墨[16]、含铝 $GaIn_{24.5}$ 液滴-铁[11]以及 $GaIn_{10}$-空气[19]等系统中液滴的振荡频率（均小于 10 Hz），大大提升了振荡系统的工作性能。

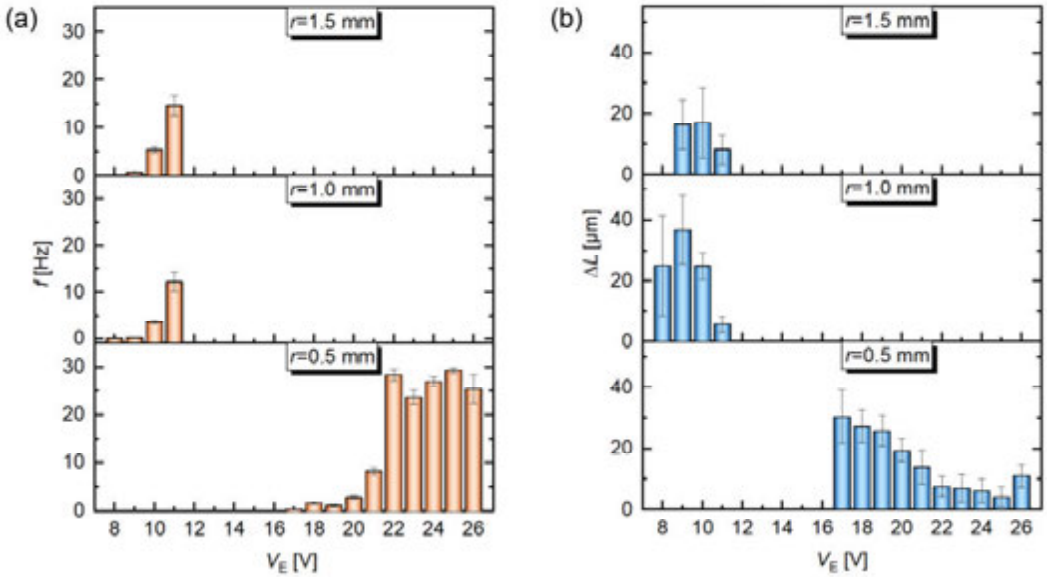


图 8　(a) 各液滴半径下振荡频率随电压的变化；(b) 各液滴半径下对振荡幅值随电压的变化。

3.5 工作电压、安全电压以及破坏电压

系统运行存在几个关键电压参数，分别为工作电压、安全电压以及破坏电压。工作电压是指液滴可以发生振荡的电压范围。安全电压是指液滴产生气泡的临界电压值，当系统电压大于安全电压时，液滴中的镓与氢氧化钠溶液反应产生大量气泡，加速液滴及溶液中氢氧化钠的消耗，从而减短系统的寿命，不利于系统使用。破坏电压是指液滴从柱体结构中间逸出的临界电压，当系统电压大于破坏电压时，液滴发生剧烈变形，从柱体结构中逸出，此时整个振荡系统已失效。

本文实验中液滴的工作电压、安全电压以及破坏电压如表 1 所示，记号含义为“半径（mm）-溶液浓度（M）”。在无气泡产生时，安全电压与破坏电压一致。由表 1 可知，0.5-0.4 的液滴工作电压范围最大且安全电压也较高，而 1.0-2.0 的液滴工作电压范围最小且安全电压也较低，明确上述几种电压值可以为不同需求下系统的设计提供参考。

表 1 液滴工作电压、安全电压以及破坏电压

半径-溶液浓度 mm-M	工作电压 V	安全电压 V	破坏电压 V
1.0-0.2	[8.6, 14.6]	21	21
1.0-0.4	[7.8, 11]	17	17
1.0-0.8	[8, 11]	19	19
1.0-1.2	[9.8, 11.8]	21	21
1.0-1.6	[10.2 11.8]	17	33
1.0-2.0	[11.4, 11.8]	17	>32
0.5-0.4	[17, 26]	33	33
1.5-0.4	[9, 11]	16	16

4 结　论

本文设计了 EGaIn 液滴-柱体振荡系统，发现了一种基于液固之间相互作用的 EGaIn 液滴振荡新机制，仅利用电场、液滴、溶液与柱体结构之间的相互作用，实现了液滴振荡，深入分析了系统中各部分之间的作用关系。基于液滴的受力分析，进一步通过实验探究了电压、氢氧化钠溶液浓度以及液滴尺寸等主要因素对液滴振荡频率和幅值的影响规律，并获得了系统的工作电压、安全电压以及破坏电压，指明了该系统可使用的电压条件。该工作为振荡系统的设计提供了新的思路，有利于振荡器以及未来人体器官芯片的研究，对实现液滴变形的控制也具有重要指导意义。

参考文献

[1] Zheng Y, He Z, Gao Y, et al. Direct Desktop Printed-Circuits-on-Paper Flexible Electronics [J]. Scientific Reports, 2013, 3(1): 1786.

[2] Ladd C, So J H, Muth J, et al. 3D Printing of Free Standing Liquid Metal Microstructures [J]. Adv Mater, 2013, 25(36): 5081-5085.

[3] Zou Z, Chen Y, Yuan S, et al. 3D Printing of Liquid Metals: Recent Advancements and Challenges [J]. Advanced Functional Materials, 2022, 33(10): 2213312.

[4] Park Y G, Lee G Y, Jang J, et al. Liquid Metal-Based Soft Electronics for Wearable Healthcare [J]. Advanced Healthcare Materials, 2021, 10(17): e2002280.

[5] Guo R, Cui B, Zhao X, et al. Cu–EGaIn Enabled Stretchable E-Skin for Interactive Electronics and CT Assistant Localization [J]. Materials Horizons, 2020, 7(7): 1845-1853.

[6] Wang D, Gao C, Wang W, et al. Shape-Transformable, Fusible Rodlike Swimming Liquid Metal Nanomachine [J]. ACS Nano, 2018, 12(10): 10212-10220.

[7] Ren H, Jin H, Shu J, et al. Light-Controlled Versatile Manipulation of Liquid Metal Droplets: A Gateway to Future Liquid Robots [J]. Materials Horizons, 2021, 8(11): 3063-3071.

[8] Majidi C, Kramer R, Wood R J. A Non-Differential Elastomer Curvature Sensor for Softer-Than-Skin

Electronics [J]. Smart Materials and Structures, 2011, 20(10): 105017.

[9] Ota H, Chen K, Lin Y, et al. Highly Deformable Liquid-State Heterojunction Sensors [J]. Nature Communications, 2014, 5(1): 5032.

[10] Zavabeti A, Daeneke T, Chrimes A F, et al. Ionic Imbalance Induced Self-Propulsion of Liquid Metals [J]. Nature Communications, 2016, 7(1): 12402.

[11] Chen S, Yang X, Wang H, et al. Al-Assisted High Frequency Self-Powered Oscillations of Liquid Metal Droplets [J]. Soft Matter, 2019, 15(44): 8971-8975.

[12] White T J, Broer D J. Programmable and Adaptive Mechanics with Liquid Crystal Polymer Networks and Elastomers [J]. Nature Materials, 2015, 14(11): 1087-1098.

[13] He Y, Tang J, Kalantar-Zadeh K, et al. Noncontact Rotation, Levitation, and Acceleration of Flowing Liquid Metal Wires [J]. Proceedings of the National Academy of Science, 2022, 119(6): e2117535119.

[14] Bansal S, Tokuda Y, Peasley J, et al. Electrically Induced Liquid Metal Droplet Bouncing [J]. Langmuir, 2022, 38(22): 6996-7004.

[15] Song M, Mehrabian N, Karuturi S, et al. Jumping Liquid Metal Droplets Controlled Electrochemically [J]. Applied Physics Letters, 2021, 118(8): 081601.

[16] Wang L, Liu J. Graphite Induced Periodical Self-Actuation of Liquid Metal [J]. RSC Advances, 2016, 6(65): 60729-60735.

[17] Ge Z, Tao Y, Liu W, et al. DC Electric Field-Driven Heartbeat Phenomenon of Gallium-Based Liquid Metal on a Floating Electrode [J]. Soft Matter, 2022, 18(3): 609-616.

[18] Yi L, Wang Q, Liu J. Self-Powered Gallium-Based Liquid-Metal Beating Heart [J]. The Journal of Physical Chemistry A, 2019, 123(43): 9268-9273.

[19] Yi L, Ding Y, Yuan B, et al. Breathing to Harvest Energy as a Mechanism Towards Making a Liquid Metal Beating Heart [J]. RSC Advances, 2016, 6(97): 94692-94698.

[20] Wang M F, Jin M J, Jin X J, et al. Modeling of Movement of Liquid Metal Droplets Driven by an Electric Field [J]. Phys Chem Chem Phys, 2017, 19(28): 18505-18513.

[21] Tang S-Y, Sivan V, Petersen P, et al. Liquid Metal Actuator for Inducing Chaotic Advection [J]. Advanced Functional Materials, 2014, 24(37): 5851-5858.

[22] Keizer J, Rock P A, Lin S-W. Analysis of the Oscillations in "Beating Mercury Heart" Systems [J]. Journal of the American Chemical Society, 1979, 101(19): 5637-5649.

[23] Avnir D. Chemically Induced Pulsations of Interfaces: The Mercury Beating Heart [J]. Journal of Chemical Education, 1989, 66(3): 211.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233263

歧管补偿腔对环路热管传热性能的提升

陈超伟，柳洋，欧登龙，陈岩，辛公明*.

（山东大学能源与动力工程学院，济南 250061）

(Tel: 0531-88399919；E-mail：xingm@sdu.edu.cn)

摘要：本文设计并制造了一种带有歧管补偿腔的新型环路热管，以及带有隔热块的平板型环路热管，并利用泡沫镍与泡沫铜制备了与这两种环路热管适配的具有复合孔隙率及导热系数的毛细芯。搭建了传热实验平台对两种环路热管的传热特性进行了表征。结果表明：歧管补偿腔设计可以显著的增强毛细芯的液体输运能力。与传统平板型环路热管相比其临界失效热负荷提升了 50%，但是歧管补偿腔的设计也对环路热管毛细芯的制备及整体的装配提出了更高的要求，否则无法完全发挥其良好的传热传质性能。

关键词：平板环路热管，歧管补偿腔，泡沫金属，复合毛细芯

0 前言

环路热管是一种高效的两相传热装置，其利用蒸发器内吸液芯产生的毛细力驱动工质流动，并在毛细芯内相变吸热实现冷却[1-3]。由于其具有传热距离大、结构紧凑、散热能力强、反重力强、热平衡好、安装和布局方便等优势被广泛应用于航天装备[3]、电池热管理[4]、电子冷却[5]等重要领域。环路热管主要由五个部分组成，分别是蒸发器（Evaporator）、气体管路（Vapor Line）、冷凝器（Condenser）、液体管路（Liquid Line）和补偿腔（Compensation Chamber），在蒸发器和补偿腔之间布置多孔结构部件，称为环路热管毛细芯（Wick），其能够保证热量和工质的单向传输。其中毛细芯是环路热管系统循环的重要动力来源及核心组成部分，其既要提供足够的毛细力以驱动工质流动并抗衡蒸汽压力，又要较高的渗透率以减小工质的流动阻力；同时既要是液体工质快速蒸发强化换热，又要防止热量扩散至补偿腔导致循环失效。通常来说，高性能毛细芯必须具有强的毛细力、高的渗透率、适中的热导率和较高的机械强度等[6]。因此毛细芯的优化成为环路热管研究的重点。

双孔径复合毛细芯成为毛细芯优化研究中所采取的重要手段之一[7]。即同时具备大孔径孔和小孔径孔的毛细芯，毛细芯中的小孔径孔可以提供足够的毛细力作为驱动力，同时大孔径孔所形成的通道可以降低工质流动的阻力，便于液体工质回流和蒸汽排出以改善毛细芯内部的传质性能[8]。Xu 等[9]在毛细芯不同层采用不同金属粉末材料烧结，制得了蒸发侧为高导热系数的铜材料层以及补偿侧为低导热系数的镍材料层的复合毛细芯，环路热管运行良好。柳洋等[10]利用泡沫金属采用不同孔隙率层复合布置的方式制备了泡沫金属复合毛细芯，实验结果表明复合毛细芯的加热侧和吸液侧分别布置为低孔隙率层和高孔隙率层时，抽吸及蒸发特性均得到优化。

基金项目：国家自然科学基金项目（U20A20300）

除此之外，环路热管的结构优化也是研究重点，其主要集中在蒸发器的优化设计[11]。Jung 等[12]提出了一种具有旁路管线的平板形环路热管。该旁路管线布置在蒸汽通道和储液室之间。实验结果表明，在高热负荷下，旁路管线阀门打开可以改善环路热管运行特性，因为高热负荷下，毛细芯内的工质得不到及时补充，容易被烧干，打开旁路可以推动储液室中的工质及时补充至毛细芯，从而降低蒸发器处的壁温。He 等[13]提出了一种新型蒸发器结构，其在热源测添置了加强肋以减小形变。结果表明该环路热管在热负荷变化时，热源表面温度均匀性良好。

通过上述文献可知复合毛细芯和环路热管结构优化可以有效的提升环路热管的性能。其本质就是促进液体工质的补给及蒸汽的排出，同时降低环路热管蒸发器向补偿腔的漏热。基于此优化方向，本研究设计并制备了一种带有歧管补偿腔的新型环路热管，同时泡沫铜和泡沫镍结合冷压的方式制备了双孔径、双导热系数的新型复合毛细芯，并对其对流及蒸发传热特性进行了实验研究。作为对比，传统平板环路热管的对流及蒸发传热特性也通过实验进行了探究。

1 实验装置与系统

1.1 平板环路热管的常见设计

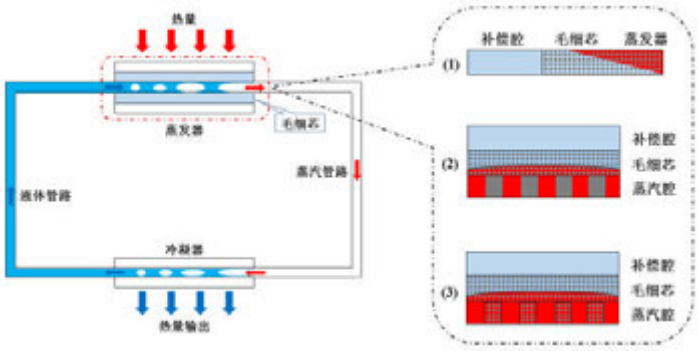


图 1 常见平板环路热管蒸发器设计示意图

图 1 展示了目前 3 种常见的平板型环路热管蒸发器设计示意图，其中设计 1 整体为左右布置，左侧为补偿腔，右侧为毛细芯及蒸发器，液体工质经毛细芯抽吸至蒸发器处吸收热量蒸发。其优势在于可以减小环路热管的厚度，但是由于蒸发器和补偿腔在同一个底板上，容易产生横向漏热，导致环路热管失效。此外由于毛细芯的厚度较薄，毛细芯所能提供的抽吸面积有限，因此其能承载的热负荷有限。设计 2 和设计 3 整体上为上下布置，上层为补偿腔，中间为毛细芯，下侧为蒸发器，他们的区别在于设计 2 为平板毛细芯配合在铲齿壳体上，设计 3 为铲齿型毛细芯贴合在平板壳体上。其优势在于毛细芯的抽吸面积大，热管外壳的漏热小；但是为了防止失效，热管的厚度较大，此外无论是铲齿壳体还是铲齿毛细芯均是为了给蒸汽留出逃逸通道，这不仅增加了热源与毛细芯的接触距离，还会让蒸汽直接与热源处壳体接触，均会增加环路热管的热阻，不利于散热。

1.2 歧管补偿强环路热管

为了提升环路热管的性能，本研究充分考虑了目前常见平板环路热管设计存在的问

题，提出了一种新型带歧管补偿腔的平板环路热管，结构如图 2 所示。其整体包括三部分，分别是底板，材质为黄铜，其一侧为 40mm*50mm 的蒸发器槽，用于放置毛细芯。中间为集大补偿腔，歧管补偿腔、大蒸汽腔以及歧管蒸汽通道。其工作原理为，蒸汽冷凝为液体后首先进入大补偿腔，而后被 5 个歧管分配到歧管补偿腔，歧管补偿腔的下半部分为毛细芯。液体经其抽吸后进入至蒸发器处的毛细芯，并在此处蒸发换热，产生蒸汽后经歧管蒸汽通道汇集至大蒸汽腔后经出口排出。其优势在于歧管补偿腔增大了毛细芯的有效抽吸面积，增大毛细芯的液体抽吸量，同时又能够使热源面始终与毛细芯接触，有效的增加了热源面的湿润面积。同时蒸汽从毛细芯的上侧离开蒸发器，这避免了在蒸发器处设计铲齿蒸汽通道，有效的增加了毛细芯与热源的接触面积。为了防止蒸汽加热歧管补偿腔内的工质，其材质为热导率较低同时软化温度又很高的 PEEK。

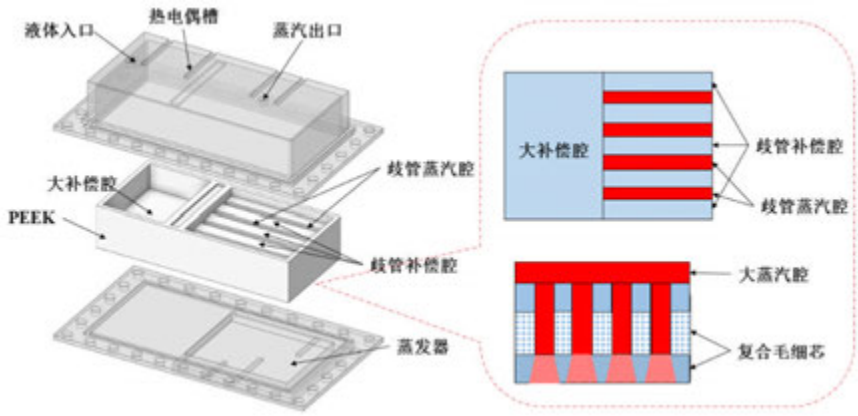


图 2 歧管补偿腔环路热管结构示意图

1.3 平板环路热管

为了验证歧管补偿腔对环路热管性能的提升作用。本研究同时设计了传统平板型环路热管，如图 3 所示。其整体包括底板，隔热块以及盖板组成。底板上加工有放置毛细芯的槽。为了防止底板向补偿腔的漏热，设计了 PEEK 的隔热块。其装配方式为将冷压好的 40mm*60mm 的毛细芯固定在隔热块的槽内，而后将隔热块和毛细芯的装配体嵌入至底板的槽内，盖上上盖板，并利用上盖板内的支撑柱挤压毛细芯使其与底板贴合紧密。

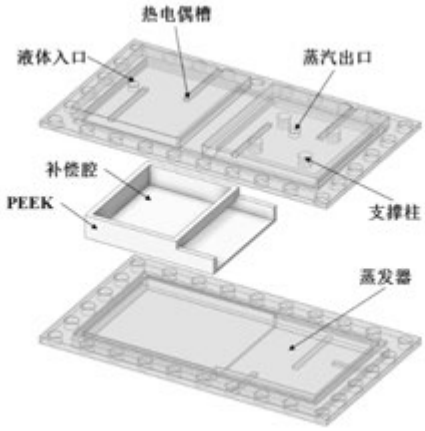


图 3 对比平板环路热管结构示意图

1.4 复合毛细芯制备

本研究采用厚度为 1.2mm，大孔径的泡沫镍以及厚度 2mm，小孔径的泡沫铜通过冷压的方式制备复合毛细芯。主要步骤如图 4 所示，首先将泡沫金属剪裁至合适的尺寸，而后将泡沫金属放入磨具中利用压力机冷压。对于对比平板环路热管，由于的毛细芯是一体的，因此需要将泡沫镍和泡沫铜同时压制。其整体尺寸为 40mm*60mm，首先将宽为 40mm 的泡沫铜和泡沫镍分别剪裁至长度为 20mm，30mm 和 40mm。而后将泡沫铜和泡沫镍堆叠至磨具中，保证每层泡沫铜和泡沫镍的总长为 60mm，如此反复交叉堆叠 24 层后将其压至 4mm 厚，既保证了毛细芯内泡沫铜与泡沫镍的结合，又增强了毛细芯的机械强度。因为泡沫镍的厚度和 ppi 均小于泡沫铜，且导热系数较低，通过相同层数压制的方式可以使补偿腔处的毛细芯孔隙率高，孔径大，导热系数低，蒸发器处的毛细芯孔隙率低，孔径小，导热系数高。这些因素均有利于提升毛细芯的传热传质性能并防止漏热。成品如图 5 所示。为了更好的测量复合毛细芯在不同区域的孔隙率，本文将 24 层的泡沫铜和泡沫镍单独压制毛细芯，然后测得其孔隙率分别为 52.7%和 69.1%。具体测量原理依据阿基米德原理，首先测得其干重为 M_{dry}，然后将其放入超声波清洗机中，使毛细芯内部孔隙中充满液体工质，此时称其湿重为 M_{wet}，然后将浸满工质的毛细芯悬吊于盛有液体工质的容器中，通过电子天平读出容器所增加的质量 ΔM。由式（1）计算得到毛细芯孔隙率 ε。

$$\varepsilon=\frac{M_{wet}-M_{dry}}{\Delta M} \tag{1}$$

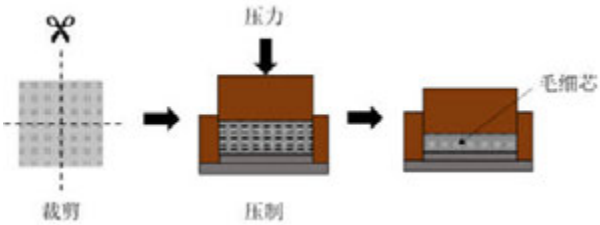


图 4 泡沫金属毛细芯压制方法

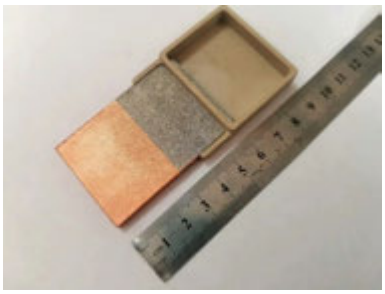


图 5 传统平板环路热管复合金属毛细芯与隔热块装配体

对于歧管补偿腔环路热管，其蒸发器处毛细芯为 24 层 40mm*50mm 的泡沫铜压制而成厚度为 4mm，测得孔隙率为 53.2%；歧管补偿腔下侧的毛细芯为 24 层泡沫镍压制而成，长 50mm，宽 4mm，高 8mm。最终测得 5 条歧管内的泡沫镍毛细芯的孔隙率分别

为 71.2%，69.6%，70.6%，69.3%以及 68.2%。将压制的泡沫镍毛细芯分别固定放置在 5 条歧管内，而后将泡沫铜毛细芯放置在蒸发器内，将二者通过上盖和底板固定贴合从而在歧管补偿腔环路热管内形成复合金属毛细芯。

1.5 传热实验平台

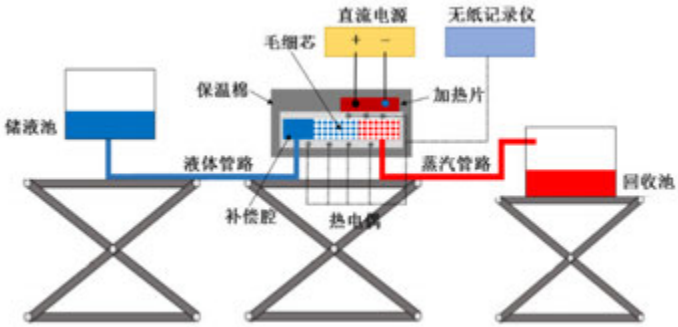


图 6 对流与蒸发换热实验平台

为了表征环路热管的性能，本文设计搭建了如图 7 所示的毛细芯蒸发传热性能测试平台。为保证实验的安全性，选用低沸点的无水乙醇作为实验工质。通过直流电源向布置在蒸发器底板中心处氧化铝加热片通电实现加热，其中加热片的面积为 40mm*40mm。为了尽可能地减小散热，实验装置外侧包有保温棉。液体工质在重力、毛细力及惯性力的作用下通过毛细芯并吸热。为了更好的监控环路热管各关键区域的温度。在其液体入口及蒸汽出口附近的基板上各布置了两个热电偶，底部加热基板上从中心向外扩散布置 3 个热电偶。经过标定，热电偶的测温误差小于 0.3℃。直流电源型号为 Faith-FTP3000，支持恒功率加热，经过设备相关精度计算，本研究范围内施加功率最大误差小于 1%。数据记录采用横河无纸记录仪 YOKOGAWA-GX20。

2 实验结果与讨论

2.1 平板环路热管运行特性

图 7（a）展示了传统平板环路热管的稳态运行曲线，可以看出当加热功率小于 40W 时，补偿腔，蒸汽腔及加热面处的温度随加热功率的增加而显著增加。当加热功率为 40W 时，随着温度的不断升高，工质逐渐发生相变，蒸汽腔的温度迅速急剧增加。当加热功率大于 40W 时，随着加热功率的增加，加热面处的温度增加较为缓慢，蒸汽腔的温度基本保持不变。当加热功率为 80W 时，补偿腔，蒸汽腔以及加热面处的温度迅速急剧增加，说明此时毛细芯失效，无法及时补充工质。这是由于无水乙醇在初始重力及惯性力的作用下不断地流过毛细芯并吸热。当加热功率较低时，温度较低，尚不足以时工质发生相变，毛细芯内为对流换热，因此各点处的温度随着功率的增加而增加。当热负荷达到一定水平，毛细芯内的工质受热发生相变，自此之后重力和惯性力可忽略不计，系统依靠毛细芯产生的毛细力供给工质。此后工质的汽化潜热得以充分利用，因此随着热负荷的增加，加热面及蒸汽腔内温度增加幅度较低。但是由于毛细芯所能提供的工质有限，因此当热负荷增加 80W 时，其不足以完全吸收所施加的热负荷，最终导致毛细芯失效。

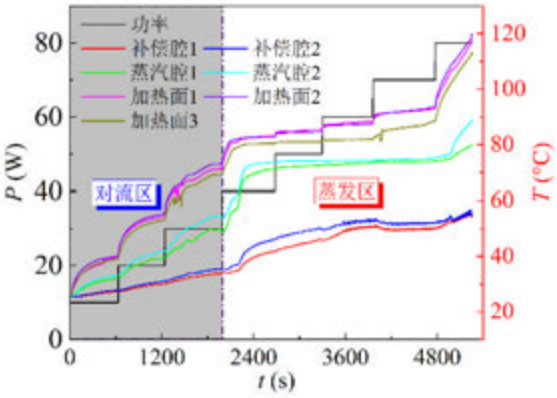


图 7 传统平板环路热管运行曲线

2.2 歧管补偿腔环路热管运行特性

图 8 展示了带有歧管补偿腔的环路热管运行曲线，可以看出当热负荷小于 80W 时，毛细芯内的液体工质始终为液体，系统处于对流换热状态。这比传统平板环路热管的初始蒸发热负荷增加了 100%。这是因为歧管补偿腔的设计可以有效的增加毛细芯的渗透率以提升液体工质的供给能力。当热负荷为 80W 时，随着加热面温度的增加，工质开始发生相变，蒸汽腔与加热面的温度迅速上升。而后随着热负荷的进一步增加，蒸汽腔内的温度保持相对稳定，加热面处的温度小幅增加。当热负荷增加至 120W 时，系统温度急剧增加，毛细芯失效。与传统平板环路热管相比其失效热负荷增加 50%。这是因为歧管补偿腔的设计增加了毛细芯对液体工质的输运面积，提升了毛细芯的液体输运能力。在应对高热负荷工况下，更多的液体蒸发吸热，从而提高了整体的热负荷。这表明歧管补偿腔的设计，可以大幅提升环路热管的临界热负荷。

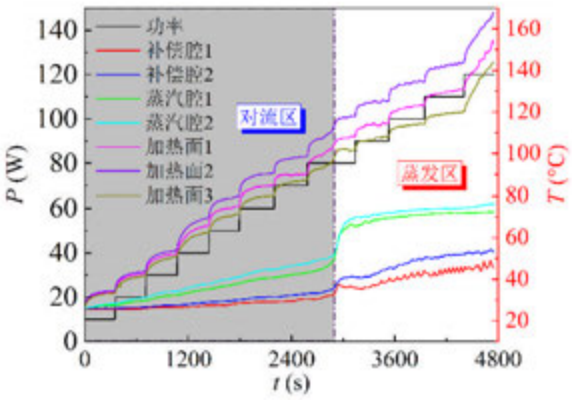


图 8 歧管补偿腔环路热管运行曲线

2.3 传热及均温性能

图 9 展示了两种不同结构的平板型环路热管的热阻和温差。其中热阻的定义为加热面最高温度和补偿腔最低温度之差与加热功率的比值。可以发现对于平板环路热管，其

热阻在热负荷低于 40W 时较高，而后随着热负荷的增加得益于工质相变，其热阻迅速降低。热负荷 60W 时其热阻最低为 0.62℃/W。与之对比，歧管补偿腔环路热管的热阻最显著的特征是整体上相对稳定，处于 0.9~1.05℃/W 之间；不过依旧能看出来，当热负荷高于 80W 导致工质发生相变后其热阻依旧有小幅降低趋势。这也意味着歧管环路热管在对流区的热阻低于平板环路热管，而当工质相变发生后其热阻要高于平板环路热管。这是因为歧管环路热管毛细芯的流通面积更大，阻力更小，因此工质的流速更快，热阻也更低。而当工质发生相变后其热阻并未出现大幅下降反而高于平板环路热管可能有两个原因造成。一是由于无水乙醇的的汽化潜热较高，因此当工质发生相变后，其蒸发量相对较低，而歧管补偿腔的内部尺寸设计过大，导致歧管补偿腔内的无水乙醇无法得到快速的更新，在其内部停留时间过长，导致歧管补偿腔内的工质与被蒸汽加热的 PEEK 外壳换热，增加了整体热阻。二是由于 5 条歧管补偿腔下侧的毛细芯为单独压制装配的，且其与蒸发器内的毛细芯是依靠挤压力贴合在一起，而非一体压制，因此有可能存在个别歧管内的泡沫镍毛细芯与泡沫铜毛细芯无法良好结合，导致工质相变后无法及时补充至蒸发器毛细芯中。这削弱了毛细芯实际所具备的传热性能，因此增加整体热阻。

环路热管的热源温差体现了其均温性的优劣。从图 9 可以看出，平板环路热管的温差虽然随着热负荷的增加呈现出上升趋势，但是整体上相对较低，这主要是因为其复合毛细芯在蒸发器内的复合孔隙率及复合导热系数对加热面不同区域良好的冷却性能。而对于歧管补偿腔环路热管来说，其温差随着热负荷的增加而显著增加，尤其是当热负荷增加至 80W，无水乙醇发生相变之后，加热面处的温差急剧增加。其根本原因可能是因为歧管补偿腔环路热管不同区域的工质补给取决于该区域对应的歧管泡沫镍毛细芯，而不同区域泡沫镍毛细芯与泡沫铜毛细芯的贴合情况不同，导致了它们对工质向热源面补给的巨大差异，因此造成了巨大的温差，并随着热负荷的增加而显著增加。

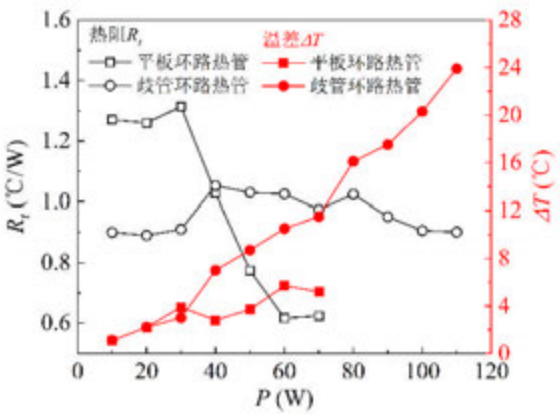


图 9 不同环路热管的热阻及温差对比

4 结　论

本文提出了一种具有歧管补偿腔的新型环路热管结构，并对其与传统平板环路热管的蒸发传热性能进行了对比实验研究，提出并验证了通过歧管补偿腔设计优化环路热管

的设计的新路径。实验结果表明：

（1）通过对不同孔径及厚度的泡沫铜及泡沫镍冷压，可以制备出具备多孔径、多孔隙率、多导热系数的复合毛细芯。

（2）歧管补偿腔可以通过增加毛细芯的液体抽吸面积，强化其液体输运能力，从而提升环路热管的临界失效热负荷。与传统平板环路热管相比其失效热负荷增加了 50%。

（3）歧管补偿腔对环路热管的装配以及不同层毛细芯的贴合提出了更高的需求，如果不同的歧管补偿腔内的毛细芯与蒸发器毛细芯的贴合情况不同则会导致环路热管蒸发器内的局部过热，从而增加环路热管的整体热阻及温差。

参考文献

[1] He S, Zhou P, Liu W, et al. Experimental Study on Thermal Performance of Loop Heat Pipe with a Composite-material Evaporator for Cooling of Electronics[J]. Applied Thermal Engineering, 2020, 168: 114897.

[2] Li J, Zhou G, Tian T, et al. A New Cooling Strategy for Edge Computing Servers Using Compact Looped Heat Pipe[J]. Applied Thermal Engineering, 2021, 187: 116599.

[3] Pagnoni F, Ayel V, Y Bertin, et al. Loop Heat Pipe for Thermal Management of Aircraft Engine Equipment[J]. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 2021, 35: 323-334.

[4] Zhipeng Y, Jiakai Z, Weiguo P, A review of battery thermal management systems about heat pipe and phase change materials[J], Journal of Energy Storage, 2023, 62: 106827.

[5] Nguyen Phan, Hosei Nagano, Novel hybrid structures to improve performance of miniature flat evaporator loop heat pipes for electronics cooling[J], International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 195: 123187.

[6] Siedel B, Sartre V, Lefèvre F. Literature Review: Steady-state Modelling of Loop Heat Pipes[J]. Applied Thermal Engineering, 2015, 75: 709-723.

[7] Li J, Zhang M. Biporous Nanocarbon Foams and the Effect of the Structure on the Capillary Performance[J]. Progress in Natural Science, 2020, 30(3): 360-365.

[8] Guo H, Ji X, Xu J. Enhancement of Loop Heat Pipe Heat Transfer Performance with Superhydrophilic Porous Wick[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2020, 156: 106466.

[9] Xu J, Zhang L, Xu H, et al. Experimental Investigation and Visual Observation of Loop Heat Pipes with Two-layer Composite Wicks[J]. International Journal of Heat & Mass Transfer, 2014, 72(3):378-387.

[10] 柳洋,陈岩,周东方,张凯,辛公明.平板型环路热管泡沫金属毛细芯优化研究[J].工程热物理学报,2023,44(03):726-733.

[11] 熊康宁,吴伟,汪双凤.平板形蒸发器环路热管的研究进展[J].化工进展,2021,40(10):5388-5402.

[12] Jung E G, Boo J H. Experimental observation of thermal behavior of a loop heat pipe with a bypass line under high heat flux[J].Energy, 2020, 197:117241.

[13] Song H , Jing Z , Zhi-Chun L ,et al.Experimental investigation of loop heat pipe with a large squared evaporator for cooling electronics[J].Applied Thermal Engineering, 2018, 144: 383-391.

中国工程热物理学会 能源动力
学术会议论文 编号：233269

相变保暖服数值模拟及传热分析

宁粤[1,2]马瑞[1,2*]王子龙[1,2]程赫松[1,2]
（1：内蒙古工业大学能源与动力工程学院，呼和浩特 010000；2：内蒙古自治区风能太阳能利用机理及优化重点实验室，呼和浩特 010000）
Tel:15313000733 Email:mr12593@126.com

摘要：

相变保暖服可通过相变材料（Phase change materials）的放热作用延缓低温环境对人体周围微环境的影响。本文采用 FLUENT 对相变保暖服的低温保暖效果进行了数值模拟，分析了相变材料（PCM）相变温度、分布方式、环境温度对人体舒适性的影响。结果表明，增加相变温度和加密分布方式能有效延长保暖时间；环境温度与保暖时长成反比；当相变温度从 28℃提升到 36℃时，微环境舒适维持时间提高了 4.8 倍，人体表面温度提高 0.364℃。

关键词：相变材料；保暖服；数值模拟

0 引言

在低温环境下，人们也会进行户外作业或运动，如建筑施工、地质勘探、军事训练等，而在没有良好防护作用的情况下，低温环境会引起人员注意力分散、身体核心温度下降、作业失误率增加、肢体冻伤等一系列问题，严重影响工作人员的心理情绪和身体健康[1-2]。但是传统的保暖服一般是通过增加织物的厚度和层数来实现低温保暖的效果，过多增加织物层数会影响穿着的舒适度与灵活度[3]，因此，针对严寒环境下长时间外出作业人员保暖服的研制具有重要的研究意义。采用相变材料制成的服装具有智能调温的功能，可随着环境温度的改变进行热量的吸收与释放，这种特性可以调节服装系统内部的微气候环境——种泛指为了适应各种气候及外部环境的变化，人体在穿着不同的服装时，所体现出的人体与服装、服装与服装间形成的与外部环境不同的特殊衣下空间气候，相变过程的变化使人体和服装之间形成适宜的微气候温度，从而延长特殊环境下人体的舒适时间[4]。当相变材料用于保暖服的时候，可将其封装成袋状，固定在需要加热位置的保暖服中，还可以将相变材料作为添加剂通过涂层、浸渍、纺丝等方法与纤维或织物结合，生产出温度可调节的智能相变服。

在相变服理论研究方面，陈旭等[5]通过建立蓄热调温织物的几何模型，将织物表面的树脂层和被包封的静止空气简化成一个模块，分析在-10℃环境下调温织物内微胶囊的相变潜热及体积分数对织物低温防护性能的影响。赵嘉颖[6]通过 Ansys 软件构建了相变调温木棉面料的数值模型，分析了环境温度、面料厚度、风速等不同条件下面料的相变传热机理，结果表明，面料越厚，相变作用的时间越长，面料的保温性能也越好。Jaworski[7]研究了织物与环境之间相互作用的各种复杂边界条件并对其进行仿真和实验验证。结果表明，相变织物的加热和冷却阶段的滞后会显著影响织物在可变热负荷下的热特性，并且织物的热容量越小，辐射加热期间的温度变化率越大。蔡彦等[8]为了探究织

基金项目：国家自然科学基金(51906116)；内蒙古自然科学基金项目(2019BS05007)；内蒙古自治区科技计划项目(2021GG0253)；自治区直属高校基本科研项目（JY20220110）；内蒙古工业大学校基金(BS201918)

物接触冷暖感，用 Texgen 建模软件建立了织物的三维几何模型和毛羽层等效热导率模型，结合等效热导率的串-并联模型进行仿真模拟，结果表明，在织物中加入高热导率纱线时，热通量与热导率程正比，且随着热导率的增大，热通量曲线增速趋于缓慢。

在相变服的实验研究方面，清华大学张寅平[9]等在非典期间为医护人员研制出一款相变医用降温服，布置有多个封装降温袋的口袋。设计实验分析相变材料对人体不同部位的冷却效果，研究表明，潜热储热型医用降温服所用相变材料的相变温度为 25℃左右为宜，而腹部和后腰部需选用较高温度的相变材料。Shih 等[10]将聚乙二醇作为相变材料，以硅藻土为基体，通过直接浸渍法制备出形状稳定型复合材料，同时还能有效地解决相变过程中泄漏和导热系数低的问题。Xu 等[11]采用原位聚合法将以石蜡作为微胶囊的芯材、脲醛树脂为囊壁材料，制备出相变微胶囊，并与织物结合制得复合相变织物，实验结果表明该相变织物具有良好的热稳定性。

尽管目前对相变材料冷防护机理的理论传热特性及实验已有一定的研究，但是大多集中在微胶囊式相变服上，对低温下材料包式相变保暖服及其合理布置方式的研究较少，而在较低温环境下，有限的 PCM 数量会严重限制其蓄放热能力。如果相变材料选择合适，布置合理，在一定范围内可大大提高保暖服的保暖性能。

由于石蜡类材料具有良好的相变焓、宽广的温度范围，并且无毒环保，因此在服装、建筑等领域有广泛的应用[12]。本次模拟以石蜡做相变材料，采用数值方法对相变服的保暖特性进行研究，分析相变材料的相变温度、材料包不同布置方式、环境温度对保暖服冷防护性能的影响，为相变保暖服的进一步开发应用提供参考。

1 模型的建立

1.1 物理模型

人体-相变服-环境简化模型如图 1 所示，以国家标准《中国成年人人体尺寸》(GB/T 10000-1988)为依据，设置人体的高为 500 mm，长为 400 mm，宽为 100 mm[13]。该模型中系统的几何形状由五个主要部分组成：躯干、棉质 T 恤、相变材料、防护服、微环境区域。覆盖躯干的相变服包括 40 个 PCM 包，尺寸为 2cm×8cm×1cm，总重量 0.54 kg。其中 T 恤尺寸为 400mm×500mm×1mm，防护服层尺寸为 400mm×500mm×8mm，微环境区域尺寸为 400mm×500mm×5mm。

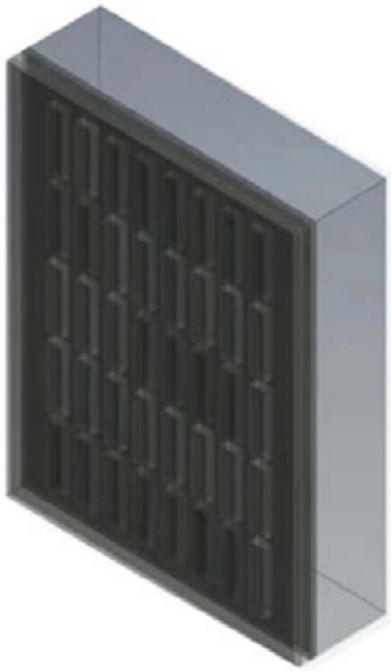


图 1 人体-服装-环境几何模型

Fig.1 Body-garment-environment geometry model

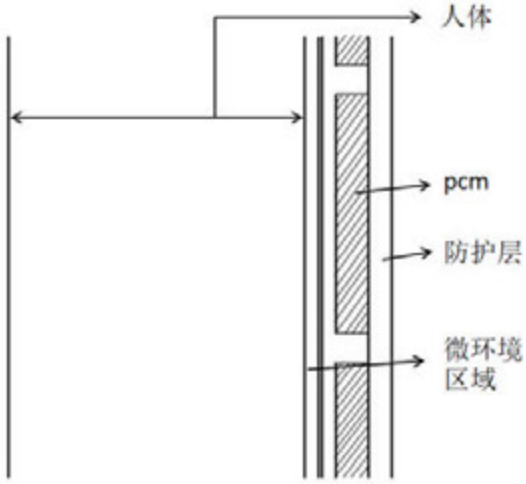


图 2 二维简图

Fig.2 Two-dimensional schematic diagram

1.2 模型假设

对模型作如下假设：（1）传热过程为瞬态传热；（2）保暖服与人体皮肤的物性参数为各向同性；（3）人体处于静止状态，且周围环境风速为零；（4）不考虑环境中湿度的影响；（5）忽略汗液蒸发散热损失及呼吸散热损失；（6）忽略相变材料封装袋的导热性；

1.3 控制方程

（1）能量方程

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho H)+\vec{V}\nabla\cdot(\rho H)=\nabla\cdot(K\nabla T)+S \tag{1}$$

其中：H 为物质的焓值；ρ 为物质的密度；$\vec{V}$ 为流体速度；K 为溶质的分离系数；S 为源项。

（2）连续性方程

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho v)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho w)}{\partial z}=0 \tag{2}$$

ρ 为流体密度；u v w 分别为速度 U 沿 x，y，z 三个方向的速度矢量。

（3）热平衡方程：

$$M-W=R+C+\mathrm{K}+\mathrm{S} \tag{3}$$

式中：M —人体代谢产热量，W —外部功，R —辐射散热量，C —对流散热量，

K —传导散热量，S—热量储存速率。

对于身体处于热平衡时，热量储存速率为零。如果有净热量增加，热量储存将为正，体温将上升，反之下降。机体的对流散热量（C）和辐射散热量(R)由下式计算：

$$R = h_r f_{cl}(t_{cl} - t_r) \tag{4}$$

$$C = h_l f_{cl}(t_{cl} - t_a) \tag{5}$$

式中，ω 为皮肤湿润度，f_{cl} 为服装的覆盖系数，t_{cl} 为服装的温度，t_r、t_a 为辐射温度和环境温度。

2 数值模拟

2.1 边界条件及求解方法

在 Fluent 中开启 Energy 和 Solidification & Melting 模型。取换热面边界条件为恒温壁面即第一类边界条件 T_h，温度恒定为 275.15K，T 恤与微环境、微环境与相变材料、相变材料与防护层等接触面均为耦合传热边界，其余边界定义均为绝热边界。能量方程离散取二阶迎风差分格式，压力和速度场采用 SIMPLE 耦合，时间步长为 0.01s。各材料参数如表 1 所示。

表 1 各材料热物性参数

Table 1 Thermophysical parameters of each material

热物性参数	石蜡	T 恤	防护层
密度$\rho(kg \cdot m^{-3})$	840	1540	50
相变潜热(kJ/kg)	243		
比热容$C_P(J/kg \cdot k)$	2000		
导热系数$k(W/m \cdot k)$	0.28	0.02	0.06
动力粘度$\mu(kg/m \cdot s)$	0.01		
热膨胀系数$\beta(1/k)$	0.001		
相变温度T(K)	301		

2.2 模型验证

为验证本文所用模型的正确性，选用文献[14]中的实验及数据对本文的数值方法进行验证。该文献中设计了性能与本文模型相似的相变冷却背心，分别对比分析了有无添加 PCM 对受试者躯干皮肤温度的影响。如图 3 可知，模拟结果的曲线趋势与文献值（实验）展现出良好的一致性。这说明了本文计算模型的正确性，可以用于人体、相变服与环境之间的热交换模拟研究。

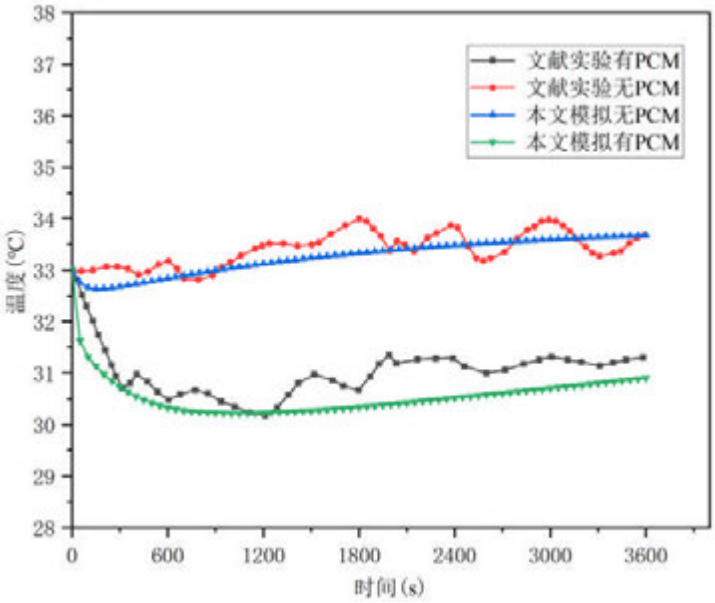


图 3 文献结果与模拟结果对比

Fig.3 Comparison of literature results and simulation results

3 计算结果及分析

3.1 PCM 临界区域温度分布

PCM 初始状态为液态，当相变材料袋与衣服刚接触时，相变材料包的温度由于两个面之间的温度差迅速下降并开始了凝固过程。图 4 显示了在相变过程发生的第 16 分钟时相变材料包临界区域的温度分布情况。由图可知，相变首先发生在靠近防护层的材料包外部层，因为外部层离环境更近，二者有较高的温差，温度下降很快，比相变材料包的其他部分更早达到相变温度。

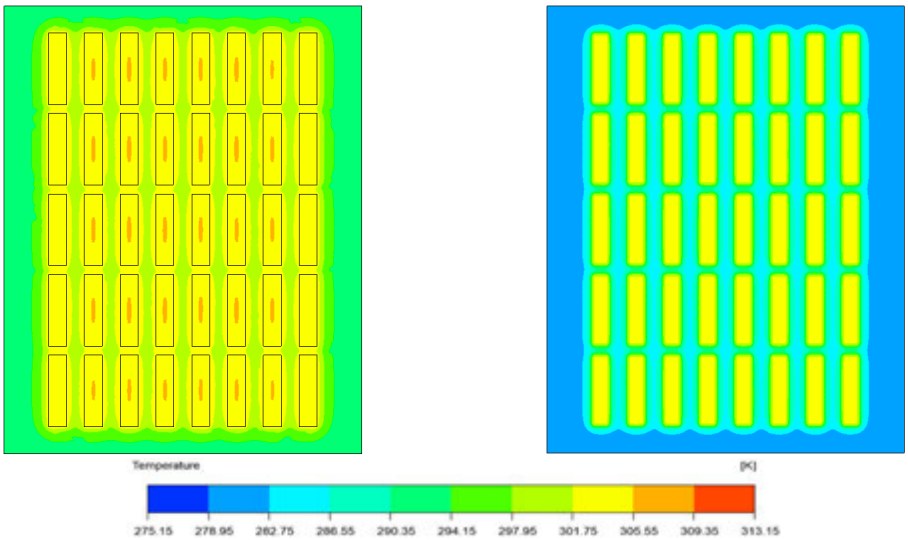


图 4 16min 内 PCM 临界区域温度分布（左：微环境侧 右：防护层侧）

Fig.4 Temperature distribution in the critical region of PCM within 16min (left: Microenvironment side; right: Protective side)

3.2 相变材料相变温度对系统传热特性的影响

3.2.1 对微环境的影响

衣内微气候理论认为，在服装-人体-环境这一系统中，只要衣内微气候在舒适的参数范围内（31-33℃）内，人体便处于舒适状态。在环境温度 2℃，材料包分布个数 40 个时，不同 PCM 相变温度对微环境的影响如图 5 所示。由于 PCM 在相变过程中温度不变，因此在潜热阶段的放热作用会使微环境温度在相变期间下降速率缓慢，一段时间内可维持微环境温度在 31℃舒适温度之上，且随 PCM 相变温度的增大而升高。当相变温度从 28℃提高到 36℃时，微环境温度维持时间从 1500s 可延长至 7250s，提高了 4.8 倍。

3.2.2 对人体表面温度的影响

人体表面温度为 33.5℃，当表面温度低于 32℃时，会超出人体的舒适范围。图 6 为环境温度在 2℃，PCM 包分布个数为 40 时，不同 PCM 相变温度下人体表面温度的变化曲线，五种不同相变温度下的热传递过程中，人体表面温度均在 32℃之上，处于舒适范围内，且随相变温度的增大而升高，在 2 小时内，选择 36℃相变温度的 PCM 包可使人体表面温度较 28℃提高 0.364℃。由于相变温度越大，与环境温差越大，结束相变过程的时间越短，因此 36℃CPCM 下的曲线与其余相变温度下的曲线有相交趋势。

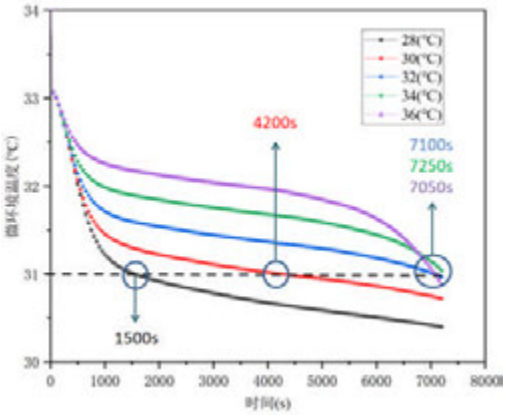


图 5 相变温度对微环境区域温度影响

Fig.5 Effect of phase transition temperature on microenvironment region temperature

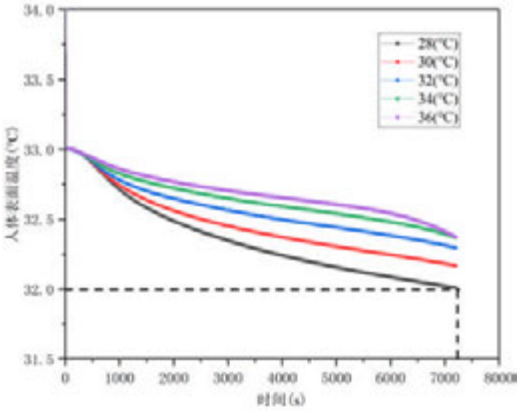


图 6 相变温度对人体表面温度的影响

Fig.6 Effect of phase transition temperature on human surface temperature

3.3 不同分布方式对系统传热特性的影响

3.3.1 对微环境的影响

将总体积为 640cm^3 的 PCM 分装成个数不同的材料袋，其总个数分别为 4、10、20、32、40 个，厚度均为 1cm，PCM 包之间有一定的间距，不同的分布间距会对保暖服的冷防护效果产生一定的影响。在环境温度为 2℃，PCM 相变温度为 34℃时，各 PCM 包对微环境温度的影响如图 7 所示，图中含 4 个 PCM 包的服装系统所维持舒适微环境的时间最短，为 1250s；32 个 PCM 包的服装系统维持时间最长，为 7400s，选择 32 个 PCM 包相较于选择 4 个 PCM 包舒适时间增加了 5.92 倍，差异明显。由图可知 32 个 PCM 包与 40 个 PCM 包曲线几乎重合，维持舒适时间接近，保暖性能无明显差异。考虑到个数越多，间距越小，会削弱服装的湿散发能力，因此选择 32 个 PCM 包最佳。

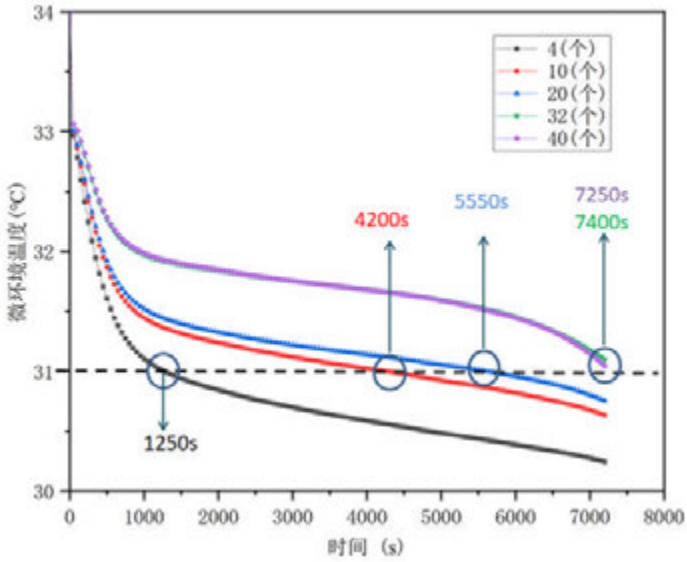


图 7 分布方式对微环境温度的影响

Fig.7 Effect of distribution mode on microenvironment temperature

3.3.2 对人体表面温度的影响

在环境温度为 2℃，PCM 相变温度为 34℃时，不同数量 PCM 包对人体表面温度的影响如图 8 所示。图中数量为 4 个 PCM 包的服装系统在第 5850s 达到人体表面舒适温度临界点，与其余个数在 2 小时内的保暖时长相比缩短了 1350s，保暖功能降低；其余个数 PCM 包在 2 小时内均处于临界温度之上，温度差在 32 个 PCM 包与 10 个 PCM 包之间最大，为 0.51℃。图中 32 个 PCM 包（绿色）与 40 个 PCM 包（紫色）曲线几乎重合，维持体表温度舒适时长接近，保暖性能无明显差异。同 3.3.1 所述，个数越多的 PCM 包会削弱服装的湿散发能力，影响人体的热舒适性，因此选择 32 个 PCM 包最佳。

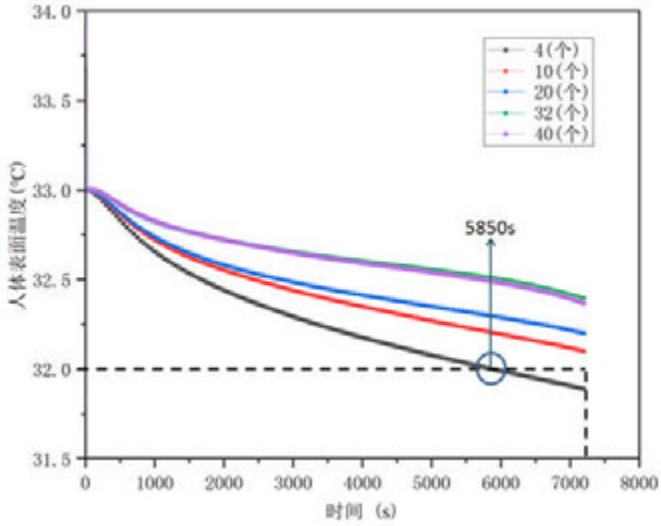


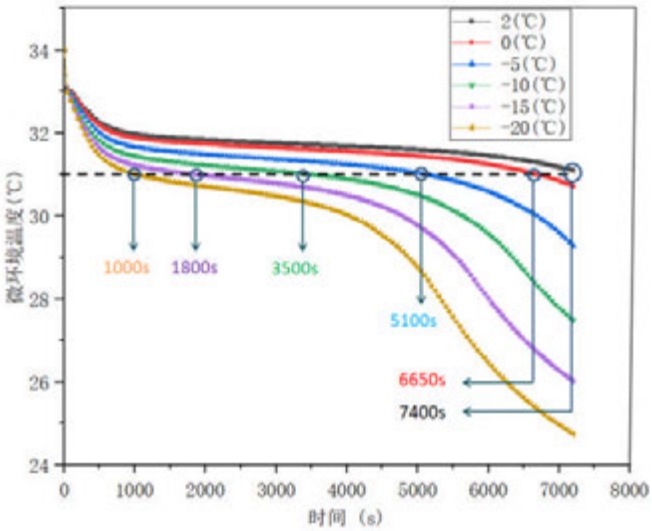
图 8 分布方式对人体表面温度的影响

Fig 8 The effect of distribution mode on human surface temperature

3.4 环境温度对系统传热特性的影响

3.4.1 对微环境的影响

寒冷天气下的气温对人体影响尤为重要，环境温度越低，与服装-人体整体系统的温差越大，热量散失的就越快。在 PCM 包个数为 32 个，PCM 相变温度为 34℃时，不同环境温度对微环境温度的影响如图 9 所示。随着传热过程的进行，微环境温度快速下降，PCM 达到相变点时，温度下降的速率开始减缓。随着环境温度的降低，防护层与环境之间的换热量增大，加快了 PCM 的凝固速度，降低了 PCM 材料包的放热效果，因此微环境温度在同一时刻呈下降趋势，且差值随时间延长逐渐增大。在 2℃的环境温度下，微环境舒适度可维持 7400s，在-20℃下微环境舒适度仅够维持 1000s，降低了 7.4 倍。即当 PCM 质量一定、相变温度一定时，微环境温度与外界环境温度成负相关关系。



。

图 9 环境温度对微环境温度的影响

Fig.9 Effect of ambient temperature on microambient temperature

3.4.2 对人体表面温度的影响

人体表面皮肤温度与低温环境密切相关。材料包个数选择 32 个，PCM 相变温度为 34℃时，不同环境温度对人体表面温度的影响如图 10 所示。图中在-20℃的环境温度下，可以维持人体表面舒适温度达 4350s，-15℃的环境温度下可维持 5050s，-10℃的环境温度下可维持 5900s，-5℃的环境温度下可维持 6950s，在 0℃和 2℃的环境温度中，人体表面温度在 2 小时内均处于舒适临界温度之上。随外界环境温度的降低，整体系统与环境间换热温差大，人体散失热量多，使得人体表面温度在同一时刻下呈减小趋势，可见差异明显。当 PCM 质量一定、相变温度一定时，人体表面温度与外界环境温度成负相关关系。

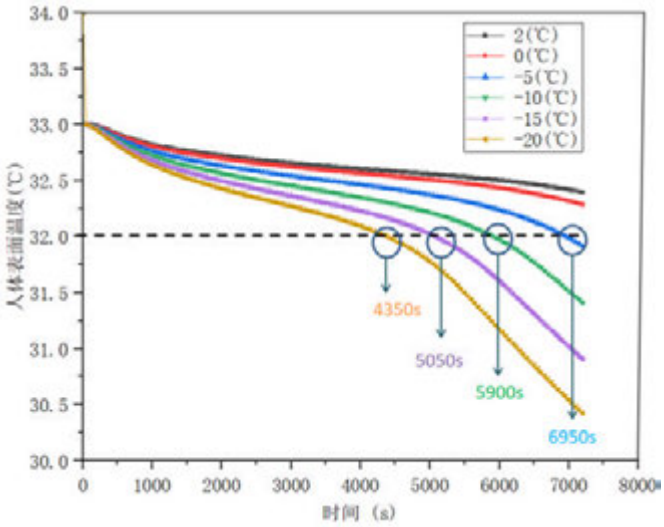


图 10 环境温度对人体表面温度的影响

Fig.10 Influence of ambient temperature on human surface temperature

4 结论

本文对低温条件下相变保暖服对人体的保暖性能进行了数值模拟计算。分析了相变材料相变温度、分布方式、环境温度对人体热舒适性能的影响。得到如下结论：

（1）随着相变材料相变温度的升高，微环境和人体皮肤表面温度在同一时刻均有所升高，从 28℃提高到 36℃，维持微环境的舒适时长扩大了 4.8 倍，人体表面温度提高 0.364℃；

（2）随着相变材料分布越密集，维持微环境及人体表面舒适温度时间越长，但是选择 32 个材料包和 40 个材料包的结果无明显差异，考虑到服装的湿散发能力，选择 32 个 PCM 包的分布方式最佳；

（3）随着环境温度的降低，同一时刻下微环境和人体表面温度均呈下降的趋势，-20℃的环境温度相较于 2℃，在微环境的舒适临界点上维持时长最多相差 6400s，降低了 7.4 倍。

参考文献

[1] Golbabaei Farideh,Heydari Ahad,Moradi Gholamreza,Dehghan Habibollah,Moradi Amirhossein,Habibi Peymaneh. The Effect of Cooling Vests on Physiological and Perceptual Responses: a Systematic Review.[J]. International Journal of Occupational Safety and Ergonomics: JOSE,2020,28(1).

[2] Lu Yehu,Wang Faming,Wan Xianfu,Song Guowen,Shi Wen,Zhang Chengjiao. Clothing Resultant Thermal Insulation Determined on a Movable Thermal Manikin. Part I: Effects of Wind and Body Movement on Total Insulation.[J]. International Journal of Biometeorology,2015,59(10).

[3] Williams J T． Textiles for cold weather apparel.[M]．Cambridge: Woodhead Publishing Limited,2009: 329-341．

[4] 张芃．冷环境不同代谢水平下相变调温服防护需求分析[D]．苏州大学，2015.
ZHANG Fan. Analysis of Protective Requirements of Phase Change Thermoregulation Suits under Different Metabolic Levels in Cold Environment[D]. Suzhou University, 2015.

[5] 陈旭，吴炳洋，范滢，等．蓄热调温织物低温防护过程的数值模拟[J]．纺织学报，2019，40 (07):16-3168.
CHEN Xu, WU Bingyang, FAN Ying, et al. Numerical Simulation of Low Temperature Protection Process of Heat Storage and Temperature Control Fabric[J]. Textile Research Journal, 2019, 40 (07):163-168.

[6] 赵嘉颖．相变微胶囊发热木棉面料的制备及其传热机理的研究[D]．上海：东华大学，2022.
ZHAO Jiaying. Preparation and Heat Transfer Mechanism of Heat-generating Kapok Fabric with Phase Change Microcapsules[D]. Shanghai: Donghua University, 2022.

[7] Maciej J.. Mathematical Model of Heat Transfer in PCM Incorporated Fabrics Subjected to Different Thermal Loads[J]. Applied Thermal Engineering, 2019, 150.

[8] 蔡彦，陈怡充，严航宇，等．织物接触冷暖感的模拟分析[J]．毛纺科技，2020，48(05)：97-1 02.
CAI Yan, CHEN Yichong, YAN Hangyu, et al. Simulation Analysis of Cold and Warm Feeling of Fabric Contact[J]. Wool Textile Journal, 2020, 48(05): 97-1 02.

[9] 张寅平，王馨，朱颖心．医用降温服热性能与应用效果研究[J]．暖通空调，2003，33：58-61.
ZHANG Yanqing, WANG Xin, ZHU Yingxin. Study on Ghermal Performance and Application Effect of Medical Cooling Suit[J]. Heating Ventilation Air Conditioning, 2003, 33: 58-61.

[10] Shih Y. F., Wang C. H., Tai M. L., et al. Materials Chemistry and Physics, 2020, 242, 122498.

[11] Xu R., Xia X., Wang M., et al. Colloids and Surfaces A, Physicochemical and Engineering Aspects,2020,591,124519.

[12] 李思琦．复合石蜡相变乳液的制备和特性研究[D]．北京建筑大学, 2022.
LI Siqi. Preparation and Characterization of Complex Paraffin Phase Change Emulsion[D]. BeijingUniversity of Civil Engineering and Architecture, 2022.

[13] 马旭东，马瑞，宁粤，等．保暖服传热分析及数值模拟[J]．科学技术与工程，2023，23(08)：3272-3279.
MA Xudong, MA Rui. NING Yue, et al. Heat Transfer Analysis and Numerical Simulation of Thermal Clothing[J]. Science Technology and Engineering, 2023, 23(08): 3272-3279.

[14] M. Mokhtari Yazdi,M. Sheikhzadeh,S. Borhani. Modeling the Heat Transfer in a PCM Cooling Vest[J]. The Journal of The Textile Institute,2015,106(9).

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：374

局部过冷沸腾现象的建模与研究

刘萌萌，张震*，叶萍，赵陈儒
（清华大学 核能与新能源技术研究院先进反应堆工程与安全教育部重点实验室，北京 100084）
(Tel: 15101145970, Email: zhangzhen13@zhangzhen13@mail.tsinghua.edu.cn)

摘要：本文基于欧拉两流体模型，研究了 4.5MPa 下垂直上升管内局部过冷沸腾现象。首先搭建了封闭的过冷沸腾计算模型，通过与已有实验结果的对比来对模型进行修正和可靠性评估，主要研究了壁面气泡脱离直径、壁面气泡脱离频率、气泡成核密度子模型对过冷沸腾预测能力的影响；继而将实验工况的参数进行了拓展分析，分析了实验中无法直接测得的数据分布规律以及背后的物理机制。

关键词：过冷沸腾，Bartolomei 实验，汽相分布。

0 前言

在核反应堆蒸汽发生器中，由单相液态水受热转变为蒸汽的过程中必然存在沸腾现象。沸腾通常是包括以下几个阶段：过冷沸腾、饱和核态沸腾、膜态沸腾和过热等。沸腾中存在着气泡的成核、生长和脱离过程，这一过程主要是由受热壁上的成核位置引起的液相到气相的变化。在低热流态下，核沸腾的特征是离散的气泡从核化部位生长和离开；高的热流增加活性核化部位的密度，气泡显示出横向合并的趋势。在流动换热情况复杂的核反应堆传热管中，存在发生局部的过冷沸腾现象。通常在分析反应堆内的流动换热时，会采用相对简单的两相流模型，比如均匀流模型。但是该模型对于局部传热现象的预测并不准确，阻碍了对局部沸腾现象的精确建模和理解。欧拉两流体模型对于不同的相分别给出独立的质量、动量和能量求解方程，更加具体的求解方程增强了模型预测结果的准确性。

Bartolomei 等[1, 2]是最早研究过冷沸腾局部参数的人之一，通过实验测量得到了过冷沸腾区的沿程液态温度和空泡份额分布等，这些数据对于欧拉两流体模型过冷沸腾等的修正有着重要意义；Michael D.等[3]通过改进实验测量手段，开发新型测量探针对过冷沸腾区进行了局部测量，得到了空泡份额分布、界面面积浓度分布、Sauter 平均直径和界面速度；Eckhard Krepper 等[4, 5]在研究过程中使用了种群平衡（Population Balance Aapproach）模型，该模型较为准确地预测了随着入口温度的升高，从壁面到流道中心的气体体积分数分布的变化过程；Yao 等[6]利用界面平衡方程来描述两相流动过程中的界面质量传递，对于湍流诱导的气泡聚合和破碎模型进行了修正，并且通过与 DEBORA 实验[7]进行对比得到了优化的理论模型 Yao-Morel 模型；Zhang 等人[8]建立了基于欧拉的多相流动数值模型来模拟过冷沸腾的特性，通过数值模拟得到了有间隔栅和无间隔栅的单杆通道的热力学特性，研究了间隔栅对过冷沸腾流动和换热特性的影响；Wang 等人(2016)[9]针对过冷沸腾相间作用子模型的选取展开研究，同时比较了 3D 和 2D 计算模型下过冷沸腾模型预测能力的区别，计算结果证明 2D 计算模型结果更可靠；Zhang 等人[10]针对过冷沸腾中湍流模型的修正展开研究，详细说明了单相湍流模型、两相湍流模型、壁面湍流修正函数对 Bartolomei 实验[1, 2]模拟计算结果的影响，给出了湍流相互作用(Turbulence Interaction)模型的修正方程；Wang 等人(2017)[11]给出了过冷沸腾模型中关于界面力模型的修正，利用 Bartolomei 实验[1, 2]的相关数据，验证了修正后的模型在不同压力（1.5~15MPa）下的适用情况；Nemitallah 等人[12]通过加载用户自定义函数（User Defined Function, UDF）研究了在轴向不均匀加热情况下，欧拉多相流

模型对垂直上升管过冷沸腾内泡状流的特性，同时采用流固耦合计算，分析了管道厚度对传热的影响。

本文主要研究了 4.5MPa 下垂直上升管内局部过冷沸腾的物理现象，主要关注壁面气泡脱离直径、壁面气泡脱离频率、气泡成核密度子模型对 RPI 预测能力的影响。

1 计算模型

CFD 计算中常用多相流模型包括欧拉模型、VOF 和 Mixture 等。欧拉模型作为双流体模型，比 VOF、Mixture 等计算复杂度高，模型中的每一相的求解需要单独的能量、动量与质量传输方程，而且各相间界面处的交换系数与压力相耦合，该模型适用于气体上浮、颗粒悬浮、气泡柱以及流化床等几种情况。欧拉两流体模型计算方程如下：

质量守恒方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i\rho_i)+\nabla\cdot(\alpha_i\rho_i\boldsymbol{v}_i)=S_i+\dot{m}_{ji}-\dot{m}_{ij} \qquad (1)$$

动量守恒方程：

$$\begin{gathered}\frac{\partial(\alpha_i\rho_i v_i)}{\partial t}+\nabla\cdot(\alpha_i\rho_i v_i v_i)=-\alpha_i\nabla p+\\ \nabla\cdot\bar{\tau}_i+\alpha_i\rho_i g+\dot{m}_{ji}v_j-\dot{m}_{ij}v_i+\boldsymbol{F}_{\mathrm{D},\ i}+\\ \boldsymbol{F}_{\mathrm{L},\ i}+\boldsymbol{F}_{\mathrm{w1},\ i}+\boldsymbol{F}_{\mathrm{td},\ i}\end{gathered} \qquad (2)$$

能量守恒方程：

$$\begin{gathered}\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i\rho_i h_i)+\nabla\cdot(\alpha_i\rho_i\boldsymbol{v}_i h_i)=\alpha_i\frac{\partial p_i}{\partial t}-\\ \nabla\cdot\boldsymbol{q}_i+S_i+Q_{ij}+\dot{m}_{ji}h_j-\dot{m}_{ij}h_i\end{gathered} \qquad (3)$$

式中α_i，ρ_i，$\boldsymbol{v}_i$，S_i，p_i，$\bar{\tau}_i$，h_i和$\boldsymbol{q}_i$分别为 i 相的体积份额、密度、速度、源项、压力、应力张量、比焓和热流量；m_{ij}和Q_{ij}分别为 i 相至 j 相的质量和能量传递。

过冷沸腾过程中，壁面温度高于流体的饱和温度，气泡开始在壁面附近部分产生，并逐渐长大脱离壁面，由于主流温度低于饱和温度，因此脱离壁面的气泡会在主流湮灭。这就是过冷沸腾过程的主要特征，CFD 计算中采用 RPI 模型（RPI Boiling Model）进行过冷沸腾的预测。

1.1 沸腾传热模型

由于气泡的脱离和湮灭，就会使得主流中的过冷流体补充到原来气泡占据的位置，就会对壁面产生一个“激冷”的作用而带走热量，产生激冷热流q_Q；另外的两部分q_C是由单相的液态与壁面之间的对流换热产生；q_E则使得液态受热相变产生气泡。

$$q_W=q_C+q_Q+q_E \qquad (4)$$

其中：

$$q_c=h_c(T_w-T_l)(1-A_b) \qquad (5)$$

$$h_{\mathrm{C}}=\frac{\rho C_{\mathrm{p}}u_\tau}{T^+} \qquad (6)$$

其中的符号 h_c、T_w、T_l 和 A_b 分别表示液相对流传热系数、壁面温度、靠近壁面流体的温度，以及壁面被气相覆盖的面积比例，因此液相所占的面积比率就是$(1-A_b)$。

$$q_Q=C_{wt}\frac{2k_l}{\sqrt{\pi\gamma_l/f_{bw}}}(T_w-T_l)A_b \qquad (7)$$

其中k_l和γ_l分别对应液相的导热系数和热扩散系数；C_{wt}是一个时间修正系数，取 1.0；f_{bw}是壁面气泡的脱离频率，因此$1/f_{bw}$就是汽泡脱离后周围液态的补充周期。

$$q_E = \frac{\pi}{6} d_{bw}^3 f_{bw} N_w \rho_v \quad (8)$$

其中符号d_{bw}、N_w、ρ_v分别为汽泡脱离直径、核化密度、气相密度。

上面三式描述了 RPI 模型三部分热流密度，其中A_b、f_{bw}、d_{bw}、N_w等参数由一些补充方程来确定：

$$A_b = min(1，\eta \frac{\pi}{4} d_{bw}^2 N_w) \quad (9)$$

$$\eta = 4.8\exp\left(-\frac{Ja}{80}\right) \quad (10)$$

$$\mathrm{Ja} = \frac{\rho_l C_{p,\ l} \Delta T_{sub}}{\rho_v H_{lv}} \quad (11)$$

$$f_{bw} = \sqrt{\frac{4g(\rho_l - \rho_v)}{3\rho_l d_{bw}}} \quad (12)$$

$$d_{bw} = 0.0012(\overline{\rho})^{0.9} \times 0.0208\beta\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (13)$$

$$N_w = f(\overline{\rho})/(d_{bw}^2 \overline{\rho_c}^{4.4}) \quad (14)$$

$$\overline{\rho} = (\rho_l - \rho_v)/\rho_v \quad (15)$$

$$r_C = \frac{4\sigma T_{\mathrm{sat}}}{d_{bw}\rho_v H_{lv} \Delta T_{sub}} \quad (16)$$

$$f(\overline{\rho}) = 2.157 \times 10^{-7}(1 + 0.0049\overline{\rho})^{4.13}/\overline{\rho}^{3.2} \quad (17)$$

1.2 界面传递模型

计算模型中，除了需要用到壁面沸腾模型来描述工质从壁面吸收热量产生沸腾的机理之外，还需要用到一系列的界面动量、热量和质量传递子模型，来对多相流动中液相和气相之间的相互作用进行描述。

1.2.1 界面动量传递

界面质量传递模型包括界面面积、气泡直径、界面曳力、界面浮升力、湍流耗散力等子模型。

界面面积(Interficial Area)的求解方程如下：

$$A_i = \frac{6\alpha_d}{D_d} \quad (18)$$

其中的下标"d"代表离散相，这里的就是指泡状流中的气泡。

气泡直径：

$$D_d = \begin{cases} 0.00015， & \Delta T_{sub} > 13.5K \\ 0.0015 - 0.0001\Delta T_{sub}， & 0 \le \Delta T_{sub} \le 13.5K \\ 0.0015， & \Delta T_{sub} < 0 \end{cases} \quad (19)$$

界面曳力：

$$(\text{Drag Force})\vec{F}_{lv}^D = -\vec{F}_{vl}^D = \frac{A_i}{8}\rho_c C_{vl}^D |\vec{V}_l - \vec{V}_v|(\vec{V}_l - \vec{V}_v) \quad (20)$$

其中C_{vl}^D为曳力系数，选用ishii模型来确定。

界面浮升力：

$$(\text{Lift Force})\vec{F}_l^L = -\vec{F}_v^L = -C_{lv}^L \alpha_d \rho_c (\vec{V}_l - \vec{V}_v) \times (\nabla \times \vec{V}_c) \quad (21)$$

其中C_{lv}^{L}为曳力系数，采用Tomiyama模型进行计算。

湍流耗散力：

$$\text{(Tubulence Drift Force)}\vec{F}_{lv}^{TD}=-\vec{F}_{vl}^{TD}=-C_{TD}\rho_c \mathrm{k} e_c \nabla\alpha_d \quad (22)$$

1.2.2 界面热传递

热量传递包括界面向液相传递的热量和界面向气相传递的热量。

界面和液相之间传递的热量为：

$$q_{lt}=A_i h_{lt}(T_{sat}-T_l) \quad (23)$$

$$\text{其中：}h_{lt}=\frac{k_l}{D_d}(2+0.6Re^{0.5}Pr^{0.33})$$

界面和气相之间传递的热量：

$$q_{vt}=\frac{\alpha_v\rho_v C_{p,\ v}}{\delta t}(T_{sat}-T_v) \quad (24)$$

其中，δ为时间尺度，一般取0.05s， $C_{p,\ v}$为气泡的等压比热容，该式的前提是假设气泡的温度在快速的相变过程中保持在饱和温度不变。

1.2.3 界面质量传递模型

界面质量传递包括两部分，一是壁面向气相的质量传递，二是气液两相之间界面的质量传递。

壁面向气相的质量传递，是对加热壁面附近蒸发时气相产生的描述，可以由蒸发热流推导而来，表示为：

$$m_E=\frac{q_E}{h_{lv}+C_{p,\ l}(T_{sat}-T_l)} \quad (25)$$

两相界面之间的质量传递由两部分组成：界面向液相的质量传递、界面向气相的质量传递，表示为：

$$m_{lv}=m_{lt}+m_{vt}=\frac{q_{it}+q_{vt}}{H_{lv}} \quad (26)$$

boiling 模型中给出脱离直径的定义：

$$D_b=\begin{cases}\max\left[1.0\times10^{-5},d_{\min}\exp\left(\frac{-K(\Delta T_{sub}-\Delta T_{\max})}{d_{\min}}\right)\right],\Delta T_{sub}>13.5K.\\ d_{\max}-K\left(\Delta T_{sub}-\Delta T_{\min}\right),\Delta T_{sub}\le 13.5K.\end{cases} \quad (27)$$

其中，

$$d_{\min}=0.00015m,$$
$$d_{\max}=0.001m,$$
$$\Delta T_{\min}=0K,$$
$$\Delta T_{\max}=13.5K,$$
$$K=\frac{d_{\max}-d_{\min}}{\Delta T_{\max}-\Delta T_{\min}}$$

1.3 湍流模型

计算用的湍流模型选择增强壁面处理(Enhanced Wall Treatment)的标准k-ε模型。该模型的方程是一个近壁面模型方法结合了一个两层的模型，适用于低雷诺数流动，可用于所有的ε-equation模型(二次RSM除外)，对于epsilon方程的近壁面处理结合了双层模型。

2. 计算分析

2.1 模型适用性分析

本文研究了4.5MPa压力下直管内过冷沸腾现象，引用Bartolemei实验[2]中4.5MPa过冷沸腾的测量结果进行模型验证。计算过程中用到的参数见表 1。实验段为直径15.4mm的垂直管，分为绝热段跟加热段两部分，进口绝热段长度0.5m，用以消除湍流进口效应的影响；加热段长度2.0m，是实验主体段，壁面施加0.57MWm^{-2}均匀热流；管内流体自下而上流动。计算过程中使用二维轴对称模型进行计算。

表 1 Bartolemei 实验参数表（工作压力 4.5MPa）

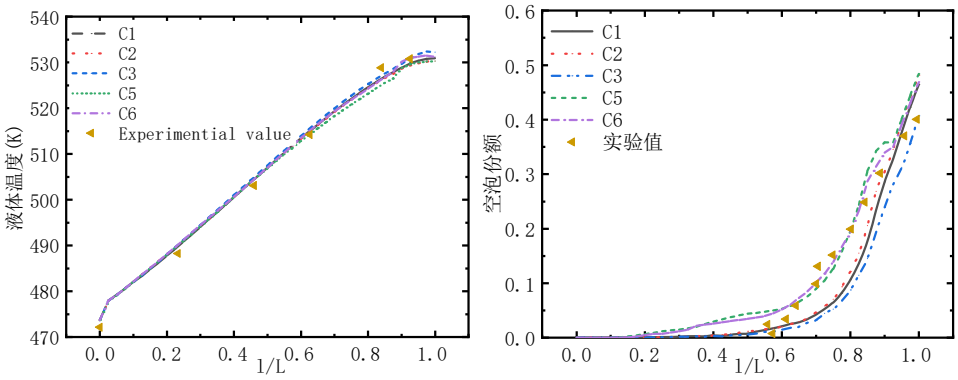
直径, mm	加热段长度, mm	压力, MPa	壁面热流, MWm^{-2}	质量流量, kgm^{-2}s^{-1}	进口温度, K
15.4	2000	4.5	0.57	900	472.39

根据已有的物理模型得到 CFD 计算用的几何模型，进行结构化网格划分。网格划分过程中考虑到两相流对湍流的影响，近壁面网格进行加密处理。在物性的处理方面，调用 NIST 数据库的物性。本文的重点是研究 4.5MPa 下垂直上升管过冷沸腾现象，分析了过冷沸腾下的两相流动、传热特性。主要研究了壁面气泡脱离直径、壁面气泡脱离频率以及气泡成核密度对蒸汽生成过程的影响；针对 RPI 子模型进行了如表 2 所示的矩阵化处理，用于研究每种子模型对计算结果的影响。

表 2 RPI 子模型计算矩阵

子模型编号	壁面核化密度模型	壁面气泡脱离直径模型	壁面气泡脱离频率模型
C1	Lemmert-chawla[13] (LC)	Tolubinski-Kostanchuk[14] (TK)	Cole[15]
C2		Unal[16]	
C3		Kocamustafaogullari-Ishii[17] (KI)	
C4	Kocamustafaogullari-Ishii[18] (KI)	Tolubinski-Kostanchuk[14] (TK)	
C5		Unal[16]	
C6		Kocamustafaogullari-Ishii[17] (KI)	

利用得到的最佳网格对 RPI 下不同的子模型预测能力进行评估。需要说明的是，由于 C4 在计算过程中无法得到收敛的结果，不适用于该压力下的工况计算，将这一案例的分析计划删除。从图 1(a)中可以看出，C1~C3, C5, C6 对传热的预测结果基本一致。从图 1(b)中发现，五种封闭模型组合都可以预测出管内沿程的空泡份额；相比之下，C6 的预测能力更强，可以较好地预测管内空泡沿程的发展趋势，同时，对于出口处空泡份额的预测，C6 更切合实验值。另外，C1、C2 对于空泡份额的预测能力也不相上下；C3 对应的封闭模型预测能力最差，计算得到的沿程空泡份额较低，这种子模型组合对于气泡产生过程计算结果低于实际的气泡产出，可能并不适合用于该压力下的过冷沸腾预测。

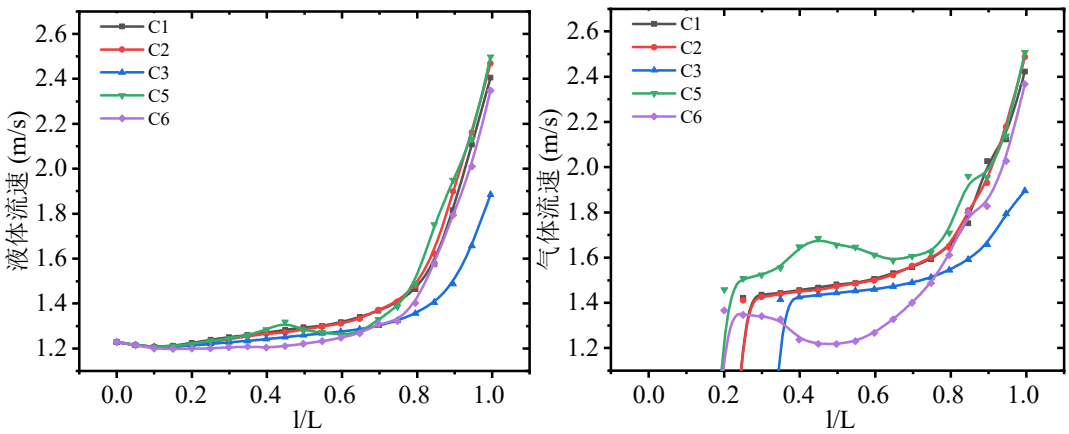


(a) 沿程温度分布　　(b) 沿程空泡份额分布

图 1 五种封闭模型相变预测能力与实验测量值的比较

2.2 结果分析

进一步利用已有模型对该过冷沸腾工况进行分析。如图 2，C1, C2, C5, C6 对沿程流速的预测结果中，由于 KI 模型跟其他模型的组合本身存在兼容性不够好的问题，所以 C3 预测的沿程流速相对较低；C5 预测的液体、气体流速在沿程出现了不同程度的波动，分析是由于选用的脱离直径子模型的影响，在该位置附近发生了壁面气泡的脱离，同时受主流区 boiling 模型的影响，气泡在主流区发生破碎，引起的参数值波动。从图 2(b)中可以看出，最开始流体处于过冷状态，没有气泡；随后由于局部过冷沸腾产生了气泡，为了维持恒定的界面质量流量，液体流速开始增加，并且产生的气泡受到浮升力的作用，流速相应地高于液体。



(a) 液体　　(b) 气体

图 2 五种封闭模型对沿程流速预测结果分析

综上，在模型符合度上 C6 的预测能力更强，可以较好地预测管内空泡沿程的发展趋势；C3 对应的封闭模型预测能力最差，计算得到的沿程空泡份额较低，这种子模型组合对于气泡产生过程计算结果低于实际的气泡产出，可能并不适合用于该压力下的过冷沸腾预测。

3. 结论

本文建立了直管内流动换热模型，研究了加热垂直管内过冷沸腾下的流动换热，得到以下结论：

利用 Bartolomei 实验做模型验证，得到了可靠的过冷沸腾预测模型；通过研究发现，RPI 模型对于液态温度场的预测能力很好；KI 对应的核化密度模型跟壁面脱离直径模型结

合可以较好地预测管内空泡份额分布情况。继而将实验工况的参数进行了拓展分析，分析了实验中无法直接测得的数据分布规律以及背后的物理机制。

符号表

主要符号

A	面积/m^2
d	直径/m
h	焓值, kJ/kg
K	阻力系数
L	长度/m,
M	质量流量, kg/s
N	无量纲数
p	压力/Pa,
ρ	*密度*, kg/m^3
q	功率, kW
T	温度, K
S	源项
t	时间, s
v	比容, m^3/kg
x	出口干度

希腊符号

Δ	Wall roughness/m
δ	Heat structure thickness/m
α	Void fraction
τ	Surface tension, N.m

脚标

e	Thermal equilibrium
f	Fluid
g	Gas
in	Inlet
sub	Sub-cooling
w	Wall

参考文献:

[1]. Bartolomei, G.G., V.G. Brantov and Y.S. Molochnikov, An experimental investigation of true volumetric vapor content with subcooled boiling in tubes. Thermal Engineering, 1982. 29(3): p. 132-135.

[2]. Bartolomei, G.G. and V.M. Chanturiya, Experimental study of true void fraction when boiling subcooled water in vertical tubes. Thermal Engineering, 1967. 14(2): p. 123-128.

[3]. Bartel, M.D., et al., Interfacial area measurements in subcooled flow boiling. Nuclear engineering and design, 2001. 210(1): p. 135-155.

[4]. Krepper, E., et al., CFD for subcooled flow boiling: Coupling wall boiling and population balance models. Nuclear Engineering and Design, 2013. 255: p. 330-346.

[5]. Krepper, E. and R. Rzehak, CFD for subcooled flow boiling: Simulation of DEBORA experiments. Nuclear Engineering and Design, 2011. 241(9): p. 3851-3866.

[6]. Yao, W. and C. Morel, Volumetric interfacial area prediction in upward bubbly two-phase flow. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2004. 47(2): p. 307-328.

[7]. E., M., Contribution à l'analyse et à la modélisation locale des écoulements bouillants sous-saturés dans les conditions des réacteurs à eau sous pression. 2000, Ecole Centrale Paris.

[8]. Zhang, T. and Y. Liu, Numerical investigation of flow and heat transfer characteristics of

subcooled boiling in a single rod channel with/without spacer grid. Case Studies in Thermal Engineering, 2020. 20: p. 100644.
[9]. Wang, Q. and W. Yao, Computation and validation of the interphase force models for bubbly flow. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016. 98: p. 799-813.
[10]. Zhang, R., et al., Effects of turbulence models on forced convection subcooled boiling in vertical pipe. Annals of Nuclear Energy, 2015. 80: p. 293-302.
[11]. Gu, J., et al., Modeling of subcooled boiling by extending the RPI wall boiling model to ultra-high pressure conditions. Applied Thermal Engineering, 2017. 124: p. 571-584.
[12]. Nemitallah, M.A., et al., Numerical predictions of flow boiling characteristics: Current status, model setup and CFD modeling for different non-uniform heating profiles. Applied Thermal Engineering, 2015. 75: p. 451-460.
[13]. Lemmert, M. and L.M. Chawla, Influence of flow velocity on surface boiling heat transfer coefficient in Heat Transfer in Boiling. 1977, New York, NY, USA: Academic Press and Hemisphere.
[14]. Tolubinski, V.I. and D.M. Kostanchuk, Vapor bubbles growth rate and heat transfer intensity at subcooled water boiling, in 4th International Heat Transfer Conference. 1970: Paris, France.
[15]. Cole, R., A Photographic Study of Pool Boiling in the Region of the Critical Heat Flux. AIChE Journal, 1960. 6: p. 533–542.
[16]. Unal, H.C., Maximum Bubble Diameter, Maximum Bubble Growth Time and Bubble Growth Rate During Subcooled Nucleate Flow Boiling of Water Up To. INTERNATIONAL JOURNAL OF HEAT AND MASS TRANSFER, 1976. 19: p. 643–649.
[17]. Kocamustafaogullari, G. and M. Ishii, Interfacial area and nucleation site density in boiling systems. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1983. 26(9): p. 1377–1387.
[18]. Kocamustafaogullari, G. and M. Ishii, Foundation of the Interfacial Area Transport Equation and its Closure Relations. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1995. 38: p. 481–493.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233280

冷凝段长度对泡沫金属芯钠热管工作性能影响的实验研究

马婷婷*，李阳，廖晓旭，刘彤彤，朱昌健，李森
（常州大学 石油与天然气工程学院 能源学院，常州 213164）
(Tel：13328166003 Email：matt@cczu.edu.cn)

摘要：泡沫金属具有较好的传热强化性能，将其作为吸液芯加工试制了泡沫金属芯钠热管，实验考察了冷凝段长度对泡沫金属芯钠热管启动性能、等温性能和传热性能的影响，并与无芯钠热管进行了对比分析。实验结果表明，在加热温度为750℃~950℃时，泡沫金属芯钠热管在冷凝段长为300 mm和500 mm时均能成功启动，冷凝段的长度越短越有利于钠热管的启动，冷凝段长300 mm时启动时间约39~47.1 min；冷凝段长度越短，泡沫金属芯钠热管轴向等温性越好，冷凝段长300mm时的比长500 mm时轴向温差低58 ℃；在较低的加热温度下，泡沫金属芯钠热管在冷凝段长300 mm时相比长度500 mm时的传热系数较大、等效热阻较小，传热性能较好，缩短冷凝段长度有利于提高泡沫金属芯钠热管的等温性能和传热性能；和无芯钠热管相比，泡沫金属芯钠热管的启动较快，在加热温度低于900 ℃时等温性能和传热性能均较好。

关键词：钠热管；泡沫金属；启动性能；传热性能，冷凝段长度

0 引言

热管是一种高效的传热元件，高温热管的工作温度达到 600~1800 K，是高温领域能源高效转换以及热安全调控的有效解决方案[1, 2]。吸液芯可为热管工质的回流提供毛细抽力和流动通道，从而强化工质流动与传热，并扩展热管的应用环境。传统吸液芯包括丝网芯、金属烧结吸液芯和沟槽吸液芯，其性能各有优劣。丝网型吸液芯结构简单，制造方便，但丝网与管壁贴合不紧会导致热阻较大[3]。槽道型吸液芯径向热阻小但能提供的毛细力小而性能易受工作倾角影响[4]。金属粉末烧结型吸液芯毛细力大，但是孔隙率低导致了冷凝液回流阻力大[5]。为了使吸液芯能同时兼具高毛细抽力、低流动阻力及强传热性能的优点，一些学者提出了对多种单一结构进行组合的复合式吸液芯[6]。白橦等[7]实验发现热管的吸液芯由金属纤维毡和三角沟槽组合后其传热性能优于三角沟槽的。研究表明，复合式吸液芯受单一吸液芯种类、孔径结构和大小等诸多因素影响，目前对综合性能优良的新型吸液芯结构尚需开发和研究。泡沫金属作为一种新型多孔材料，一方面可以降低工质沸腾起始温度[8]；另一方面可以提升临界热流密度[9]，将其作为吸液芯应用到高温热管中有强化热管工作性能的潜力。

热管的尺寸、充液量、加热功率、倾角和蒸发/冷凝段长度是影响热管工作性能的重要因素，有少数学者对蒸发/冷凝段长度的影响进行了研究，如赵蔚琳等[10]实验对比了相同加热功率下蒸发段长度270 mm~580 mm时钠热管的启动性能，结果表明蒸发段长度过短将导致高温热管启动失败，蒸发段长度为580 mm时启动效果最好，启动时间最短。贾雷雷[11]实验发现，不同的蒸发段冷凝段长度比对不同工质重力热管传热性能影响不同，不锈钢-丙酮热管、不锈钢-甲醇热管和不锈钢-水热管分别在蒸发段冷凝段长度比为1: 1.67、1: 1.5 和1: 1时传热性能最好。郭青等[12]实验考察了蒸发段长度和冷凝段长度对钠钾合金重力热管启动性能的影响，发现热管冷凝段末端温度随着蒸发段长度的增加而升高，冷凝段外壁面温度分布趋于均匀。由上述研究可知，热管的蒸发段和冷凝段长度对高温热管的启动和传热性能有较大的影响，但是其影响规律尚未得到充分研究。

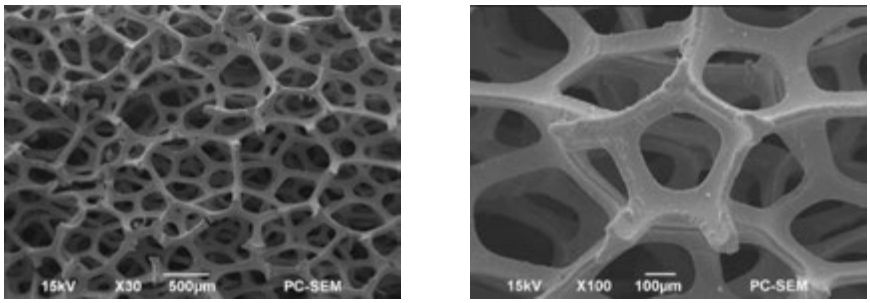
本文制备了泡沫金属芯钠热管，研究了不同加热温度下冷凝段长度对泡沫金属芯钠热管启动性能、等温性能和传热性能的影响，并与无芯钠热管进行了对比与分析，所得结论可为

泡沫金属芯钠热管实际应用提供参考。

1 高温热管工作性能实验测试系统

1.1 钠热管的结构参数

本实验加工制备了一根泡沫金属芯钠热管和一根无芯钠热管，除了吸液芯，其它结构尺寸一致。钠热管的管壳材料为 310s 不锈钢，管壳尺寸为外径 Φ34 mm，厚度 2 mm，长度 1 m，钠工质的充液量均为 71g。泡沫金属芯选择孔隙率高达 97 %的泡沫金属镍，其孔密度为 75PPI，采用 SEM 扫描电镜对泡沫金属的微观结构进行了考察，图 1（a）为放大 30 倍后的材料样貌图片，图 1（b）的是放大 100 倍后的材料样貌图片。泡沫金属中通过金属骨架相互连结，内部间隙相互联系，形成比较特殊的三维立体结构，可作为热管的毛细芯。



（a）放大 30 倍　　（b）放大 100 倍

图 1. 泡沫金属镍 SEM 扫描电镜图

1.2 钠热管工作性能实验测试系统

本实验系统主要由高温热管、加热系统和数据采集系统构成。实验测试系统如图 2 所示。加热系统主要为硅碳棒加热炉，最高加热功率为 5 kW，最大加热长度为 500 mm，通过温控仪实现加热炉内加热温度的调节。高温热管为冷凝段在上的竖直放置，高温热管绝热段包裹有硅酸铝保温棉套，以绝热段长度来控制热管冷凝段长度，保温棉直径 Φ400 mm。实验中热管冷凝段自然冷却。数据采集系统包括数据采集仪和电脑，使用热电偶和温度巡检仪进行温度的数据采集，热电偶选择 K 型铠装热电偶，温度误差为±2.5 ℃。

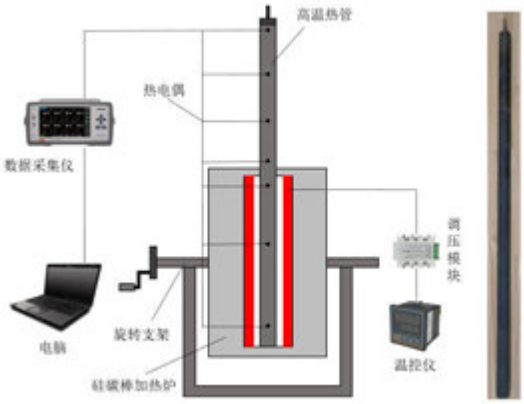


图 2. 实验测试系统图

1.3 泡沫金属芯钠热管工作性能实验测试方案设计

本实验通过 7 根热电偶轴向分布在热管外表面上来测试热管的外表面温度分布，其中蒸发段布置 3 根，冷凝段布置 4 根，热管壁面周向布置 3 根热电偶以观察热管的周向温度分布情况，如图 3。实验用高温热管总长 1000 mm，蒸发段长 500 mm（图示 3 为冷凝段长 500 mm），将 K 型热电偶用金属丝固定在高温热管表面进行测温，通过不锈钢卡箍让热电偶测温端和管壁密切接触以减小误差。

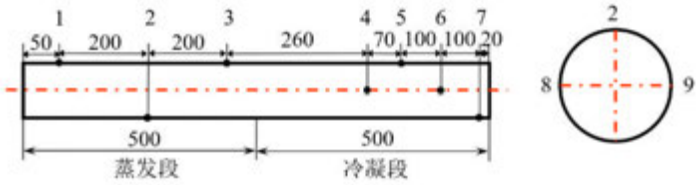


图 3. 热电偶分布图（单位：mm）

在对泡沫金属芯钠热管的实验测试中，主要考察不同冷凝段长度（300 mm 和 500 mm）下各加热温度（750~950 ℃）时泡沫金属芯钠热管的启动性能、等温性能和传热性能，并与无芯钠热管的进行对比。

2 钠热管的启动性能

根据传热理论和 Knudsen 数[13]，获得热管内工质过渡流和连续流转变温度，泡沫金属芯钠热管管内钠工质过渡态转变温度为 268 ℃，连续流态转变温度为 413 ℃。无芯钠热管管内钠工质过渡态转变温度为 266 ℃，连续流态转变温度为 407 ℃。图 4 为泡沫金属芯钠热管冷凝段长度 300 mm 时、加热温度 900 ℃下的轴向温度分布图。

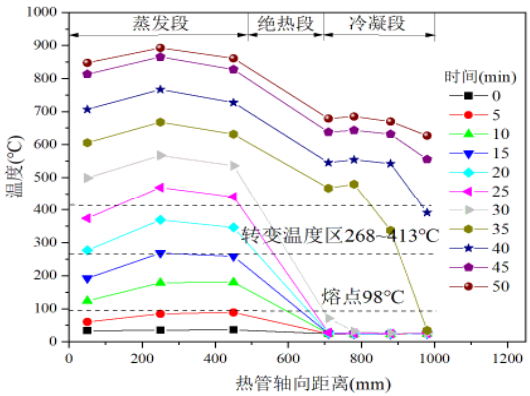
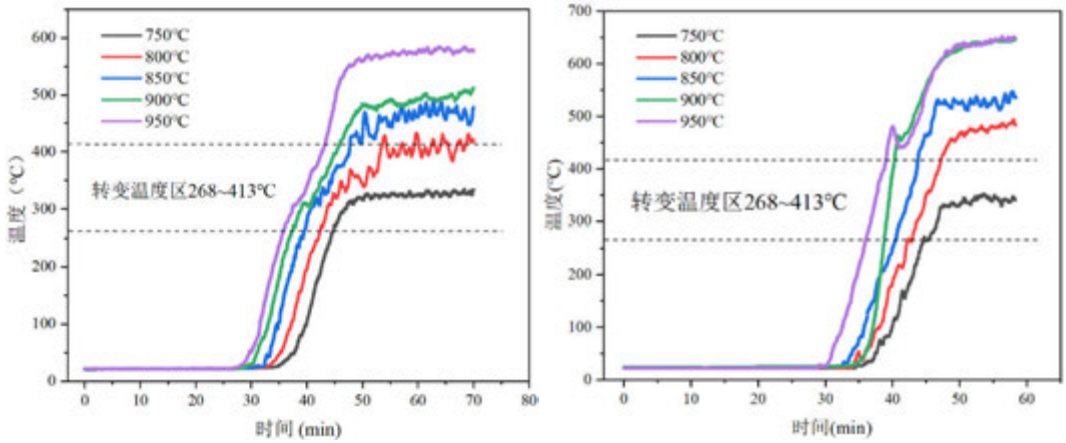
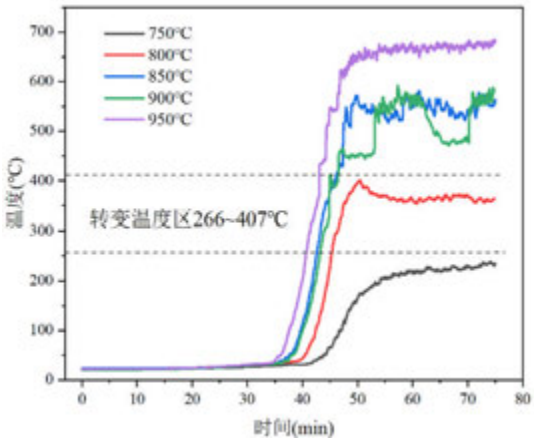


图 4. 不同冷凝段长度时泡沫金属芯钠热管轴向温度分布

随着加热的进行，泡沫金属芯钠热管的蒸发段温度从室温迅速上升，热管工质钠在 10 min 后全部熔化，从固态全部熔化成液态。在 20 min 左右，蒸发段壁面温度在 268 ℃之上，说明蒸发段中钠蒸汽已全部由自由分子流转变为过渡流。在 30 min 时蒸发段壁面温度全部在 413 ℃以上，说明蒸发段中的钠蒸汽已经处于连续流动状态；而此时冷凝段温度较低，说明钠蒸汽还未运动至冷凝段。在 40 min 时，冷凝段壁面温度在 268 ℃以上，说明此时冷凝段中钠蒸汽正在从自由分子流转变为过渡流。直至 45 min，冷凝段壁面温度全部升至 413 ℃以上，说明冷凝段中的钠蒸汽也已全部处于连续流状态，此时整个热管内部的钠蒸汽全部达到连续流状态，热管完全启动。



（a）泡沫金属芯钠热管冷凝段 500 mm　　（b）泡沫金属芯钠热管冷凝段 300 mm



（c）无芯钠热管冷凝段 300 mm

（d）无芯钠热管启动后冷凝段冲管现象

图 5. 不同冷凝段长度下钠热管启动过程的温升情况和实物照片

图 5 为各加热温度、不同冷凝段长度下热管测点 7 温度随时间变化，可以看出，泡沫金属芯钠热管冷凝段 500 mm 和 300 mm 时，在加热温度 750 ℃时热管测点 7 温度稳定后未达到连续流转变温度点，热管未能成功启动，这是由于蒸发段加热温度低，输入热量不足，无法维持工质持续升温达到连续流。泡沫金属芯钠热管在加热温度为 800~950 ℃时成功启动，随着加热温度的增加，测点 7 达到稳态时的温度不断升高，热管启动性能逐渐改善，且两根热管蒸发段加热温度越高，冷凝段升温速度越快，到达连续流转变温度的时间越短，在加热温度为 950 ℃时启动最快，启动时间分别为 43.2 min 和 39 min。这是由于蒸发段加热温度的增加提高了内部工质的吸热速度，让工质可以更快达到所需温度和压力，缩短了工质吸热蒸发、冷凝放热和液体回流的时间，可更快地将热量从热管蒸发段传至冷凝段进而缩短热管的冷冻启动时间。无芯钠热管在加热温度为 750 ℃和 800 ℃时，热管未能成功启动，在 850~950 ℃时成功启动，随着加热温度的增加其启动时间缩短，在加热温度 950 ℃时启动时间为 43 min。因此，提高加热温度有利于钠热管的启动，缩短热管的启动时间。

实验过程中，在蒸发段加热温度处于较低水平时，无芯钠热管内部温度比较稳定；当加热温度增加到 850 ℃和 900 ℃时，热管启动完成后冷凝段顶端温度出现明显骤变现象，实验中可以清晰地听到管内液柱间歇性撞击冷凝段金属端面的砰砰响声，且伴随着管体剧烈振动，冷凝段末端发黑，如图 5（d）所示。而随着加热温度增至 950 ℃，温度骤变现象消失，管内温度较为稳定。造成这种现象的原因是无芯钠热管内出现了钠工质的气液携带。当无芯钠热管内蒸汽速度够高，气液交界面存在的剪切力将吸液芯表面液体撕裂并将其带入蒸汽流冲向冷端，从而出现撞击端面的响声和温度骤变的现象会，导致冷凝液回流减少和传热能力的下降。而泡沫金属芯钠热管由于泡沫金属芯的存在，液体分布在泡沫金属芯中，气液分处两层，不易出现液体工质被蒸汽携带抛至冷凝段的现象。

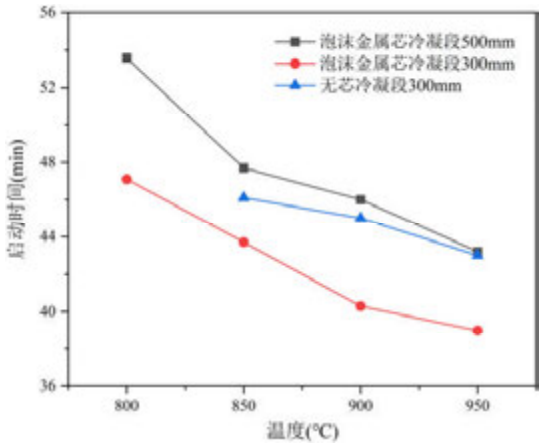
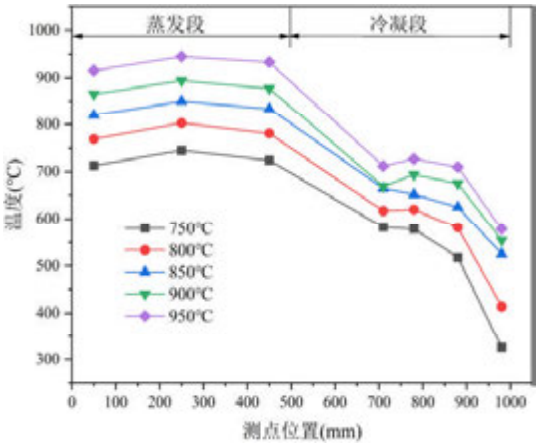


图 6. 不同冷凝段长度下钠热管启动时间

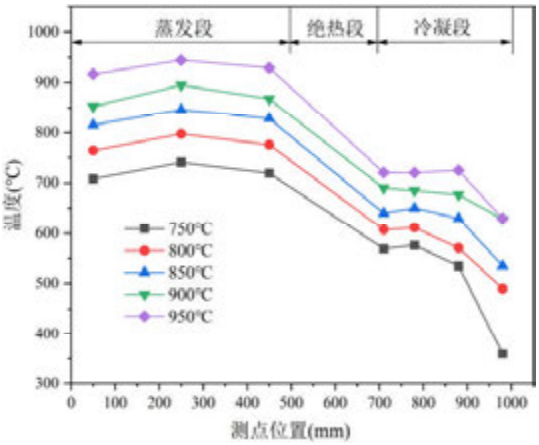
图 6 为钠热管不同冷凝段长度下启动时间，从图中可以看出冷凝段 300 mm 泡沫金属钠热管的启动时间在 800~950 ℃加热温度下约 39~47.1 min，比冷凝段 500 mm 的短，说明降低冷凝段长度可以缩短泡沫金属芯钠热管的启动时间，提高泡沫金属芯钠热管的启动性能。这是由于降低热管冷凝段长度使热管散出热量减小，蒸发段的热输入足够热管完成启动。而在 850~950 ℃加热温度下启动时间比无芯钠热管的短，说明相比无芯钠热管，泡沫金属芯钠热管在该加热温度范围内启动性能更好，这是由于泡沫金属芯钠热管工质均布在多孔结构的吸液芯中，传热面积大，有效热导率高，能够加快轴向传热，且泡沫金属芯的多孔结构能促进液态工质的初始核化，较无芯钠热管能让冷凝段工质更快熔化和蒸发。

3 等温性能研究

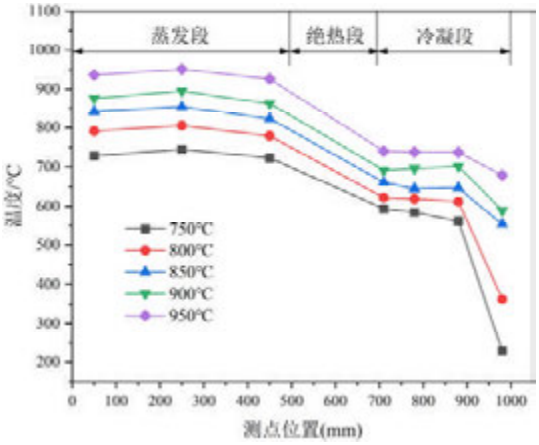
图 7 为不同冷凝段长度下钠热管轴向壁面温度分布。随着加热温度的增加，热管整体温度提高，轴向温差越来越小。但是它们的轴向温差不同，冷凝段 300 mm 的温差为 267~381 ℃，冷凝段 500 mm 时热管的温差为 325~419 ℃。泡沫金属芯钠热管的蒸发段温度（测点 1~3）较高，冷凝段（测点 4~7）较低，热管在 750 ℃时由于未能完全启动，蒸发段和冷凝段的温差较大，最大温差可以达到 419 ℃。随着加热温度的增加，热管的整体温度升高，轴向温度分布越来越均匀，泡沫金属芯钠热管的轴向温差降到了 325 ℃，相比 750 ℃时降低了 94 ℃，这是由于加热温度的增加让热管蒸发段产生更多的饱和蒸汽使得热管内部蒸汽压力增大，快速推动饱和蒸汽运动至冷凝段冷凝为液体释放热量，从而使冷凝段维持较高的温度，即热管轴向温度梯度降低、等温性得到改善。说明降低冷凝段长度有利于减小轴向温差，提高等温性能。



（a）泡沫金属芯冷凝段长度 500 mm



（b）泡沫金属芯冷凝段长度 300 mm



（c）无芯冷凝段长度 300 mm

图 7. 不同冷凝段长度下钠热管轴向壁面温度分布

无芯钠热管稳定后的蒸发段温度明显高于冷凝段的温度，且随着加热温度的升高，热管整体温度升高，冷凝段顶端测点 7 处的温度受加热温度的影响最大，在加热温度 750 ℃下测点 7 温度为 229 ℃，热管最大温差达到了 499 ℃，而在加热温度 950 ℃下测点 7 温度为 679 ℃，热管最大温差只有 257 ℃。这是由于无芯钠热管在加热温度 750 ℃时未完全启动，此时管内没有完全形成连续流，传热能力不足，所以等温性较差，而随着加热温度增加，无芯钠热管完全启动，蒸发段的热量能够有效传输到冷凝段，使冷凝段可以维持较高温度。说明随着加热温度的增加，热管轴向温度分布越均匀，等温性越好。在加热温度 750~900 ℃时，泡沫金属芯钠热管的轴向温差比无芯钠热管的小或差距不大，最多可以降低 30.7 %的温差；但在加热温度 950 ℃时，无芯钠热管的轴向温差却比泡沫金属芯的要小，只有 272 ℃的温差，相比泡沫金属芯的降低了约 13.9 %。说明在加热温度 750~900 ℃时，泡沫金属芯钠热管的等温性更好，但是加热温度达到 950 ℃时，无芯钠热管的等温性更好。

4 钠热管的传热性能分析

4.1 公式计算

热管的传热量包括冷凝段与空气对流散热和辐射散热，冷凝段被分成 4 个区域，总传热量由每个区域排出的热量的总和来确定，故热管的传热量为：

$$Q=\sum_{i=1}^{n=4}A_{c_i}h_i\left(T_{w_i}-T_{air}\right)+A_{c_i}\varepsilon\sigma\left(T_{w_i}^4-T_{air}^4\right) \tag{1}$$

式中，A_{c_i} 为冷凝段区域散热面积，m^2；h_i 为热管与空气对流换热系数，W/(m^2·K)；ε 为不锈钢管壳黑度，取 0.85；σ 为斯忒藩-玻尔兹曼常数，σ=5.67×10^{-8}W/(m^2·K^4)；T_{w_i} 为冷凝段区域壁面温度，K；T_{air} 为空气温度，K。实验中热管冷却方式为自然冷却，其对流换热系数的计算如下：

根据传热学理论可以得到热管冷凝段自然对流换热的格拉晓夫数 Gr：

$$Gr=\frac{g\alpha_v D_0^3\left(T_w-T_{air}\right)}{(\mu/\rho)^2} \tag{2}$$

式中，g 为重力加速度，m/s^2；α_v 为体膨胀系数，D_0 为热管外径，m；μ 和 ρ 分别为空气的动力粘度和密度，Pa·s、kg/m^3。判断实验过程中的流动为层流流动，根据 Heo 等[14]对单管与空气的自然对流换热实验拟合得到努塞尔数 Nu：

$$Nu=0.3Ra^{0.25}(1+0.7\cos\varphi) \tag{3}$$

其中，Ra 为瑞利数，Ra=$GrPr$，Pr 为空气的普朗特数；φ 为热管倾角，本实验取 0°。自然冷却下冷凝段对流换热系数 h：

$$h=\lambda Nu/D_0 \tag{4}$$

式中，λ 为空气导热率，W/(m·K)。热管轴向等效热阻可用于评判热管的传热，等效热阻越小，热管的传热性能越好。根据《热管传热性能试验方法》可知计算如下：

$$R=\frac{\Delta t}{Q} \tag{5}$$

式中，Δt 为热管轴向蒸发段和冷凝段的平均温差，K。热管传热的另外一个评判依据是传热系数，用于表征热管的传热性能。根据《热管传热性能试验方法》可知热管冷凝段的传

热系数为 K_c：

$$K_c = \frac{Q}{\Delta t_c A_c} \tag{6}$$

其中，A_c 为热管冷凝段外壁面面积，m²；Δt_c 为热管冷凝段内蒸汽与管外壁面之间的温差，K。实验采用不确定度的 B 类评定进行误差分析。B 类不确定度 U_B 为：

$$U_B = \Delta / C \tag{7}$$

式中，Δ 为测量值的系统误差极限，与系统误差有关，其主要来源于仪器误差；C 为置信概率为 0.863 时的置信系数，实验中认为仪器误差的分布是均匀的，故 $C=\sqrt{3}$。本实验采用 K 型铠装热电偶测量钠热管管壁温度，热电偶的仪器误差为 2.5 ℃。由式（7）可知热电偶测点温度的不确定度为 1.45 ℃。

4.2 传热分析

图 8 为不同冷凝段长度时钠热管传热量，可以看出，不管是泡沫金属芯还是无芯，钠热管的传热量均随着加热温度的增加而增加。泡沫金属芯钠热管在冷凝段长 300 mm 时的传热量为 1045~1677 W，在冷凝段长 500 mm 时的传热量为 1349~2303 W，可见增加冷凝段长度可以提高热管的传热量。无芯钠热管在冷凝段长 300 mm 下的传热量为 1034~1818 W，相比泡沫金属芯钠热管的差距不大，说明本实验条件下吸液芯对钠热管传热量的影响较小。

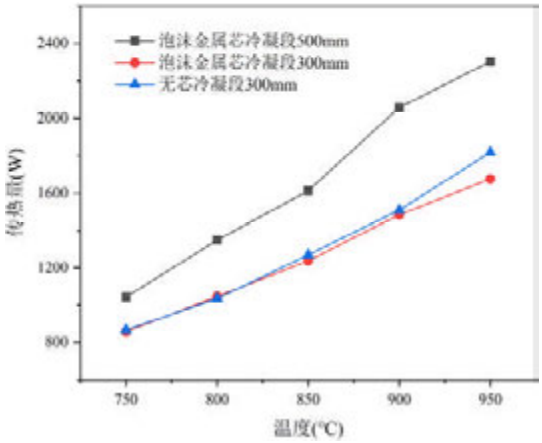
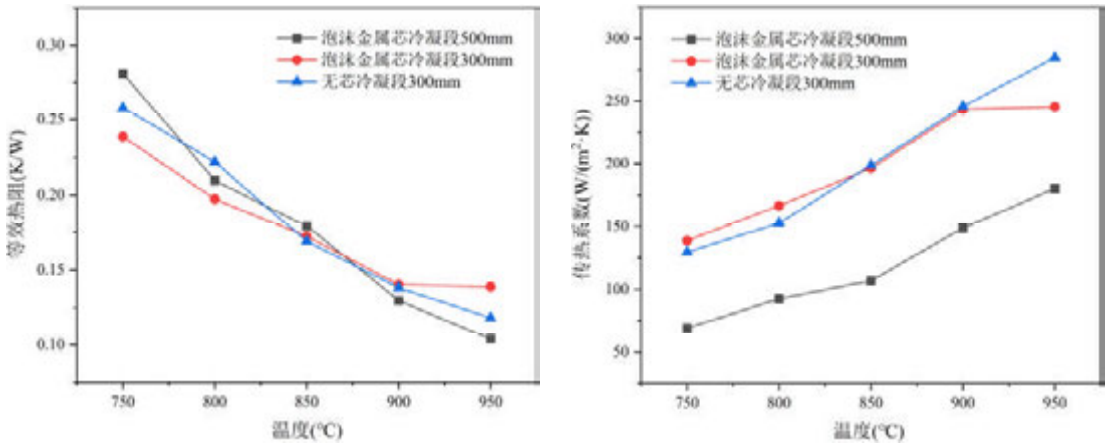


图 8. 不同冷凝段长度时钠热管传热量



（a）等效热阻　　（b）传热系数

图 9. 不同冷凝段长度时钠热管传热系数和等效热阻

图 9 为不同冷凝段长度时钠热管等效热阻和传热系数。从图 9（a）可以发现，随着加热

温度的升高，不同吸液芯和冷凝段长度的钠热管的等效热阻均随之降低。加热温度在 750 和 800 ℃，冷凝段长 300mm 时泡沫金属芯钠热管的等效热阻比冷凝段长 500mm 时的泡沫金属芯钠热管和无芯的均低，约为 0.19 和 0.24 K/W；而在 850 ℃时三者的等效热阻相当，当加热升至 900 和 950 ℃，冷凝段长 500mm 的泡沫芯钠热管的等效热阻最低，约为 0.1 和 0.13 K/W。说明在较高的加热温度，增加冷凝段长度有利于降低泡沫金属芯钠热管等效热阻，提高其热管的传热性能。图 9（b）为不同冷凝段长度时钠热管的传热系数，可以看出，随着加热温度的升高，不同吸液芯和冷凝段长度的钠热管的传热系数均随之增加。对于不同冷凝段长度而言，泡沫金属芯钠热管在冷凝段长 300 mm 时的泡沫芯钠热管的传热系数较高，约为 139~245 W/(m^2·K)，冷凝段长 500 mm 的泡沫芯钠热管的传热系数较低，约为 69~180W/(m^2·K)，说明减小冷凝段长度可以提高热管的传热性能。冷凝段长 300 mm 时，无芯钠热管与泡沫芯钠热管的传热系数相差不大，在加热温度 950 ℃时无芯钠热管的传热系数较高，约为 285 W/(m^2·K)。

5 结论

本文主要考察了不同加热温度下冷凝段长度对泡沫金属芯钠热管启动性能、等温性能和传热性能的影响，并与无芯钠热管进行了对比分析，具体得出结论如下：

（1）冷凝段长度对泡沫金属芯钠热管的启动性能影响较大，泡沫金属芯钠热管在冷凝段长度为 300 mm 和 500 mm 时均能成功启动，而冷凝段长 300 mm 时的启动时间较短，约 39~47.1 min，减少冷凝段的长度有利于热管的启动。

（2）缩短冷凝段长度有利于提高泡沫金属芯钠热管的等温性能。冷凝段长 300 mm 时泡沫金属芯钠热管轴向温差最小为 267 ℃，比冷凝段 500 mm 的低 58 ℃。和无芯钠热管相比，泡沫金属芯钠热管在加热温度低于 900 ℃时等温性能更好，但是在较高加热温度时相同冷凝段长度的无芯钠热管的等温性能更好。

（3）较高的加热温度，冷凝段长度越长泡沫金属芯钠热管的传热性能越好。在 900 和 950 ℃，冷凝段长度为 500 mm 时的传热性能优于冷凝段长度为 300 mm 的，对应的等效热阻约为 0.1 和 0.13 K/W。在冷凝段长度为 300 mm 时，加热温度低于 900 ℃时泡沫金属芯钠热管的传热性能比无芯的好，而在较高加热温度 950 ℃时无芯钠热管的传热性能更好。

参考文献

[1] Emin Taner Elmas. Design and production of high temperature heat pipe heat recovery units[J]. Journal of Molecular Structure, 2020, 1212: 127927.

[2] El-Genk Mohamed, Tournier Jean-Michel. Performance analysis of potassium heat pipes radiator for HP-STMCs space reactor power system[J]. AIP Conference Proceedings, 2004, 699(01): 793-805.

[3] 马誉高，张英楠，余红星，等. 丝网芯内钠薄液膜蒸发与毛细特性研究[J]. 原子能科学技术, 2022, 56(06): 1154-1162.

Ma Yu-Gao, Zhang Ying-Nan, Yu Hong-Xing, et al. Evaporation and capillary characteristics of thin film on screen wick [J]. Atomic Energy Science and Technology, 2022, 56(06): 1154-1162.

[4] 陈阳阳，裴圣旺，陈晓光，等. 矩形和圆形槽道脉动热管传热性能的实验研究[J]. 节能技术, 2019, 37(04): 291-295.

Chen Yang-Yang, Pei Sheng-Wang, Chen Xiao-Guang, et al. Experimental investigation on heat transfer performance of pulsating heat pipes with rectangular and circular channels [J]. Energy Conservation Technology, 2019, 37(04): 291-295.

[5] Trinh Minh Hoan, Nguyen Van Toan, Nguyen Phu Hung, et al. Dependence of particle size and geometry of copper powder on the porosity and capillary performance of sintered porous copper wicks for heat pipes[J]. Metals, 2022, 12(1716): 1716.

[6] Ramnarong Wanison, Nobuhiro Kimura, Masahide Murakami, et al. Thermal performance of a cryogenic parallel heat pipe system[J]. Cryogenics, 2022, 128: 103589.

[7] 白橦，张红，许辉. 新型组合式吸液芯高温热管传热性能试验研究[J]. 热力发电, 2013,5: 59-63.

Bai Tong, Zhang Hong, Xu Hui. Experimental high study on heat transfer performance of a new type temperature heat pipe with combined wick [J]. Thermal Power Generation, 2013,5: 59-63.

[8] 胡卓扬，崔恩华，Niaz Khan Muhammad, 等. 开孔泡沫铜在池沸腾中的强化传热性能研究[J]. Transactions of Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2022, 39(A1): 32-41.

Hu Zhuo-Yang, Cui En-Hua, Niaz Khan Muhammad, et al. Enhanced pool boiling heat transfer on copper foam welded surfaces [J]. Transactions of Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2022, 39(A1): 32-41.

[9] 曹薇. 泡沫铜内流动与沸腾换热强化实验研究[D]. 江苏科技大学, 2020.

Cao Wei. Experimental study on the enhancement of flow and boiling heat transfer in copper foam [D]. Jiangsu University of Science and Technology, 2020.

[10] 赵蔚琳，庄骏，张红. 蒸发段长度与充液量对高温钠热管启动过程的影响[J]. 化工机械, 2003, 30(05): 259-262.

Zhao Wei-Lin, Zhuang Jun, Zhang Hong. Influences of the evaporator length and liquid-filled content on the start-tup operation of the high temperature sodium heat pipes [J]. Chemical Engineering and Machinery, 2003, 30(05): 259-262.

[11] 贾雷雷，郑庆红，张瑞瑛，等. 变工况重力热管性能实验研究[J]. 建筑热能通风空调, 2021, 40(02): 24-28.

Jia Lei-Lei, Zheng Qing-Hong, Zhang Rui-Ying, et al. Experimental study on performance of gravity heat pipe under variable working conditions [J]. Building Energy and Environment, 2021, 40(02): 24-28.

[12] 郭青，郭航，闫小克，等. 蒸发段长度对钠钾合金热管启动性能影响[J]. 工程热物理学报, 2016, 37(08): 1717-1720.

Guo Qing, Guo Hang, Yan Xiao-Ke, et al. Effect of the evaporator length on start-up performance of Sodium-Potassium alloy heat pipe [J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2016, 37(08): 1717-1720.

[13] Faghri, Amir. Heat pipe science and technology[M]. Washington, DC: Taylor Francis, 1995: 874.

[14] Jeong Hwan Heo, Bum Jin Chung. Natural convection heat transfer on the outer surface of inclined cylinders[J]. Chemical Engineering Science, 2012, 73: 366-372.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233284

高温熔融盐的非等温结晶行为实验研究

方永哲，田紫芊，袁梦迪，廖志荣*，柳华蔚，徐超
（华北电力大学能源动力与机械工程学院，北京 102206）
（Tel：010-61773876，Email：zhirong.liao@ncepu.edu.cn）

摘要：本文通过可视化实验方法对太阳盐的非等温结晶行为进行了实验研究，并结合理论分析计算获得了太阳盐的结晶速率等关键结晶动力学参数，拟合得到了不同冷却速率下的相对结晶度计算关联式。研究结果发现，太阳盐的相对结晶度与温度呈现较强的非线性关系，冷却速率显著影响太阳盐的结晶过程，单一的动力学模型难以准确描述太阳盐的整个结晶过程。本文基于可视化实验手段弥补了 DSC 无法测量太阳盐为代表的高温共晶熔盐相变过程相对结晶度的不足，丰富了高温熔盐材料的相变储热机理研究。

关键词：熔融盐，非等温结晶，结晶动力学，可视化实验

0 前言

能源是人类发展历史中不可或缺的一部分，人类过去对于能源的需求往往通过对化石能源的开发利用来满足。然而，化石燃料排放的过量二氧化碳对全球环境造成例如全球变暖等一系列问题[1]。因此，碳中和成为了目前应对气候改变，推动能源转型的重要策略，而储能是实现这个目标的重要支撑[2]。在所有的储能技术中，储热是储能最常用的方式之一。在三种不同的储热方式中，显热储热成本低廉但储热密度低，化学反应热储热技术成本高，系统复杂，相变储热技术成为了目前最具发展前景的储热模式[3]。

熔融盐具有成本低，寿命长，具有高热流密度，可以在高温条件下使用等优点，从而在各类储热系统中得以广泛运用[4]。如在以太阳能光热系统为代表的系统中，将太阳能作为可以利用的显热储存在液态的熔融盐介质中，在需要时进行稳定发电应用，已经被认为是一种成熟的太阳能热发电技术[5]。但将熔融盐类作为相变储热系统的储热介质的应用温度范围更广，具有更高的储热密度，并且具有更好的热稳定性，也是未来储热领域研究的热点所在[6]。目前，对于熔融盐相变储热的研究一般集中于新一代熔融盐种类的开发和对熔盐热性能的改进上。

Jiang 等人[7]开发了一种用于高温储热的新型相变材料，该材料为 Na_2CO_3 与 NaCl 形成的共晶熔盐,并打算通过开发 PCM 复合材料或封装 PCM 来提高盐的热性能和减小盐的腐蚀性。Ren 等人[8]按不同比例制备了 36 种混合碳酸熔盐，通过测量熔点和比热从中选取了具有相变储热潜力的 24 种共晶熔盐。Wei 等人[9]对包括高温熔盐在内的高温相变材料的热物性进行了总结，并对克服高温熔盐作为 PCM 时导热性差等缺点所使用的几种传热和性能增强技术进行了总结。M.K.等人[10]向太阳盐中加入了不同浓度的 MgO 纳

基金项目：国家自然科学基金（52106219，51706071）

米颗粒，发现所有的复合材料都比纯太阳盐具有更高的比热和热导率，作者认为这种材料具有用于潜热储热系统的潜力。而 Awad 等人[11]向二元硝酸盐中分散了三种不同类型的纳米颗粒，同样得到了更高的热导率和潜热，研究结果表明，使用纳米颗粒与熔盐组成的复合材料储存热能是一种具有潜力的技术。

同时，对于高温熔盐所使用的相变储热元件的结构设计与制备工艺、相变储热元件的相变传热模拟与计算等，也是目前研究的热点所在。例如 Tao 等人[12]基于焓法对高温熔盐相变储热单元进行了数值研究，采用了波纹管、锥形翅片管和螺旋翅片管三种增强管来提高相变储热单元的性能。Li 等人[13]建立了一种新型的熔盐相变材料宏观封装高温填充床储能系统，以大尺寸封装的熔盐为相变材料，设计并构建了一种新型相变材料（PCM）胶囊，数值模拟结果与实验数据之间具有良好的一致性。

综上所述，在对于将熔融盐作为相变储热材料的研究中，目前的研究方向一般集中在新熔盐配方的开发或熔盐热性能的提高方法以及熔盐储热相变单元或系统的设计开发上。结晶作为相变过程中的一个重要现象，与相变材料的储热性能具有密不可分的关系。但在目前的研究中，却缺乏对于高温熔盐非等温结晶行为的研究，熔盐的固液相变机理尚不明确。

针对上述关于熔融盐相变储热机理研究的不足，本文以太阳盐为代表，搭建了微观可视化实验台，在二维层面下，研讨了在非等温条件下，一些已知的动力学模型对于测定太阳盐结晶性质的可行性。利用 Jeziorny 和 Mo 的经典理论，计算了太阳盐的结晶速率等有关的结晶动力学参数，通过对太阳盐凝固过程的结晶度的实时观察，探究熔盐与石蜡等聚合物结晶性能的差异。本研究为深入了解熔盐类相变材料的相变行为和结晶动力学提供了有价值的参考。

1 实验方法及系统

1.1 太阳盐的制备与热物性测量

本研究所使用的材料为在商业上得到广泛应用的太阳盐。太阳盐是一种二元硝酸盐，由硝酸钠和硝酸钾以质量比 6:4 混合，经过多次熔化，搅拌，凝固，研磨产生的共晶盐。硝酸钠和硝酸钾从阿拉丁公司购置，级别为 ACS，纯度高于 99%。

通过差式扫描量热法（DSC，Netzsch STA449F3）对太阳盐的热物性进行测试。得到的熔化过程中的固相线温度 T_s，液相线温度 T_L，以及潜热 L 如表 1 所示。

表 1 太阳盐相关热性能参数实验与文献数据对比

Table 1 Comparison of Thermal Performance Parameters Related to Solar Salt

	T_s(℃)	T_L(℃)	L(kJ/kg)
实验	221.8	245.5	102
文献[14]	220-227	231-248	102-144

由表 1 可以看出，该实验所制备出的太阳盐的相关参数与文献[16]记录的有关参数一致，证明太阳盐成功制备。

1.2 可视化实验台及方法

图 1 为在二维层面下对太阳盐结晶过程进行观察的可视化实验台，该实验台主要由计算机，金相显微镜，冷却泵，加热台以及温度控制器(SDT19C)组成。计算机与位于显

微镜上方的高清摄像机和温度控制器相连，对太阳盐的相变过程和所处的实时温度进行记录。设定程序使得加热台以 5℃/min，10℃/min，20℃/min 从 260℃降温至 180℃，记录所用的时间，经过多次测量出的计算出的平均实际降温速率列于表 2 中。结果表明温度控制器能通过设定温度控制程序，通过冷却泵和加热台进行较为准确的升温与降温控制，特别是在冷却速率较低时。加热台的俯视结构示意图如图 1 下方所示，太阳盐相变过程发生在载玻片与盖玻片之间，盖玻片具有一定的厚度与重量以保证在太阳盐熔化时，提供足够的压力使得太阳盐液滴竖直方向上的厚度足够的薄。该方法可以保证太阳盐液滴凝固时结晶发生在同一水平线上，晶体之间不会产生上下的交叠以便于观察，得到的结晶观察效果如图 4 所示。

为了减少 DSC 实验与可视化实验的差异，在该实验中，所使用的太阳盐的重量与升降温程序的控制均与 DSC 实验保持一致。首先，称取 10mg 左右的太阳盐放置于载玻片上，加盖盖玻片后升温至 260℃，恒温 5min 以保证太阳盐完全熔化，在盖玻片上施加一定的压力，保证太阳盐液滴均匀分布在载玻片上且凝固时不会出现晶体之间上下的交叠。随后冷却至室温。实验时，所设定的升降温程序也与 DSC 实验保持一致，即升温到 180℃后恒温 5min，再升温至 260℃，保持 5min 后以 5K/min，10K/min，20K/min 的冷却速率进行降温，直到 180℃，太阳盐的相变过程，和加热台所处的实时温度通过计算机进行观察记录。

表 2 太阳盐相变可视化实验台降温速率误差

Table 2 Error of cooling rate of solar salt phase transformation visualization experiment platform

设定冷却速率 φ (℃/min)	平均冷却速率 v (℃/min)	误差 R
5	5.041	0.8%
10	10.411	4.1%
20	18.346	8.3%

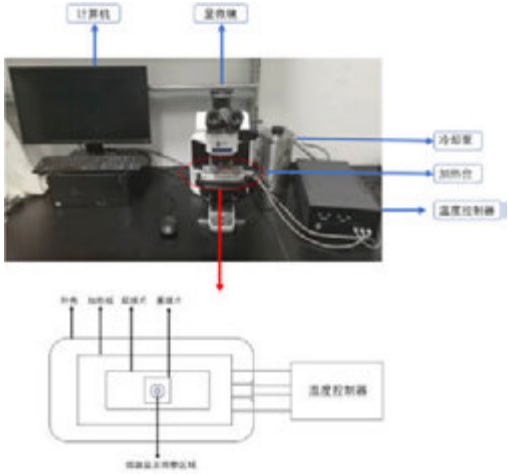


图 1 熔融盐相变可视化实验台

Fig.1 Visual experimental platform for molten salt phase transition

2 实验结果及讨论

2.1 可视化实验分析

据以往的研究表明，结晶过程一般分为结晶成核和生长两个部分。所使用的动力学结晶模型通常基于以下方程来研究晶体的成核和生长的速率[15]：

$$\frac{dX}{dt} = k(T)f(X) \tag{1}$$

其中，X 表示相对结晶度，$k(T)$表示速率常数。

在本研究中，在三种不同的冷却速率(5℃/min，10℃/min，20℃/min)下，相对结晶度 X 通过高清摄像头观察到的结晶部分与观察区域面积的比值得到，与对应加热台显示的结晶温度 T 的关系如图 2 所示。同时，为了减轻不同组之间受环境等因素影响产生的温度之间的差异，将式(1)中所定义的结晶温度 T 根据式(2)转换为结晶时间：

$$t = \frac{T_0 - T}{\varphi} \tag{2}$$

其中，T_0 和 T 分别表示结晶的初始温度和 t 时刻的温度。不同冷却速率下的相对结晶度与结晶时间的关系绘制与图 3。

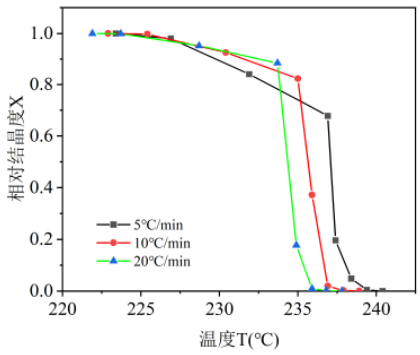


图 2 同组实验中不同冷却速率下相对结晶度随温度的变化规律

Fig.2 Variation of relative crystallinity with temperature at different cooling rates in the same group of experiments

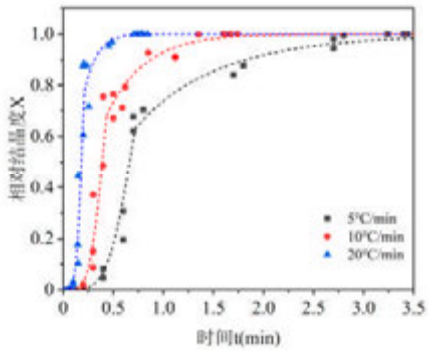


图 3 不同冷却速率下相对结晶度随时间的变化规律

Fig.3 Variation of relative crystallinity with time at different cooling rates

从图 2 可以看出，针对同一组样品，随着冷却速率的增大，太阳盐的相对结晶度向低温方向移动，说明太阳盐凝固时的分子运动不能跟随温度的变化。因此，在更高的冷却速率下，太阳盐可能需要更高的过冷度来克服核能壁垒，这与聚合物结晶，例如石蜡出现的现象一致[15]。由图 3 可知，冷却速率越高，结晶的过程越快。

根据 Avrami 理论[16]，相变结晶度为：

$$X_{\mathrm{t}} = 1 - \exp(-Zt^{n}) \tag{3}$$

其中，n 表示 Avrami 指数，与晶体生长形状和成核类型相关，Z 表示 Avrami 常数，取决于成核和生长速率。从图 3 可以看出，相对结晶度随时间的变化趋势为上宽下窄的 S 形状，不符合一般的 Avrami 方程曲线，无法像石蜡等聚合物拟合出一条反应结晶状态的曲线。从图 4 可以看出，太阳盐的晶体生长过程出现晶体爆发生长(a-f)和晶体的粗化生长(f-i)，前者晶体的生长速率快，形核率增加，后者生长速率变缓，逐渐失去枝状晶的形态样貌。

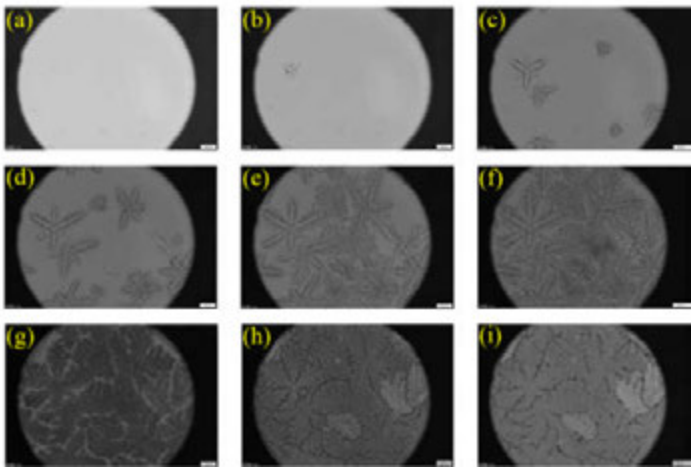


图 4 太阳盐结晶过程（图中比例尺为 200μm）

Fig.4 Crystallization process of solar salt (scale in the figure is 200μm)

Avrami-Jeziorny 方程[17]常用于描述非等温结晶过程，基于 Avrami 方程，其形式为：

$$1 - X_{t} = \exp(-Z_{t}t^{n}) \tag{4}$$

$$\ln[-\ln(1 - X_{t})] = n\ln t + \ln(Z_{t}) \tag{5}$$

其中，X_t 为 t 时刻的相对结晶度，Z_t 为生长速率常数，n 为 Avrami 指数。

根据式 5 绘制有关 ln t 和 ln[-ln(1-X_t)]的曲线，如图 5 所示，根据曲线的斜率和截距可以得到 n 和 Z_t 的值。从图 5 中可以看出，在不同的冷却速率下，太阳盐结晶的各阶段都保持着良好的线性特征，实验和模型具有较高的一致性，但生长速率常数 Z_t 和 Avrami 指数 n 在相对结晶度在 0.7 以上时发生突变，对应着图 4 中晶体形态结构的变化。

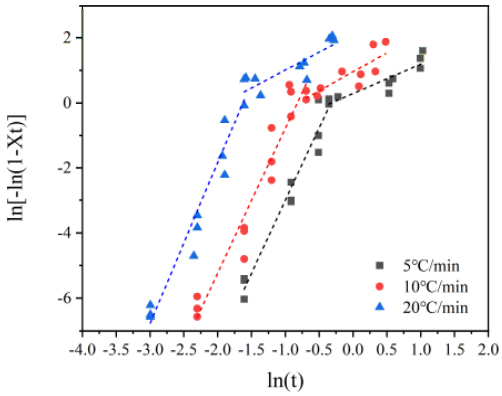


图 5 不同冷却速率下 ln(t)和 ln[-ln(1-X_t)]关系图

Fig.5 Diagram of ln(t) and ln[-ln(1-X_t)] at different cooling rates

对图 5 中的曲线进行分段线性拟合后，生长速率常数 Z_t 和 Avrami 指数 n 的取值如表 3 所示。在三种不同的冷却速率下，太阳盐结晶前后段的 Z_t 值均随着冷却速率的提高而提高，更高的过冷度导致成核密度的提高，使得结晶速率加快，从而得到更大的 Z_t 值。不同的 n 值反映了太阳盐不同阶段的晶体生长状态。太阳盐前段的 n 值均大于 4，反应出形核率的增加，具有明显的枝状结构，而后段的 n 值在 1 左右，从图 4 可以看出晶体的生长类似于片状的生长。同一阶段下，n 值随着冷却速率的增加而增加但增长的幅度较小，说明在不同冷却速率下晶体的形态结构变化不大。由图 5 得到的太阳盐结晶度与结晶时间的关系如图 3 中虚线所示。

表 3 太阳盐的非等温结晶的 n，Z_t 值

Table 3 n and Z_t values of non-isothermal crystallization of solar salts

冷却速率 φ (°C/min)	5	10	20
n_1	4.4684	4.63116	4.94308
$\ln(Z_t)_1$	1.47141	4.00067	8.05103
R_1^2	0.96094	0.92726	0.95099
n_2	0.89965	1.00391	1.09907
$\ln(Z_t)_2$	0.29122	0.97174	2.10958
R_2^2	0.81855	0.67507	0.74237

半结晶时间($t_{1/2}$)表示结晶度为 50%的时间，常被认为是结晶过程的一个重要参数。采用 Jeziorny 模型(式 5)计算得到的 $t_{1/2}$ 的值与可视化实验观测数据得到的 $t_{1/2}$ 值如表 4 所示。$t_{1/2}$ 的值随着冷却速率的增大而减小，结晶进行的速度更快。计算得到的 $t_{1/2}$ 值与实验数据范围近似相等，说明 Jeziorny 方法在太阳盐结晶过程中也具备良好的适用性。

表 4 不同冷却速率下的半结晶时间

Table 4 Semi-crystallization time at different cooling rates

冷却速率 φ (°C/min)	$t_{1/2}$ 实验 (min)	$t_{1/2}$ 模型 (min)
5	0.6-0.7	0.663

10	0.4-0.5	0.389
20	0.1-0.2	0.182

为了进一步研究太阳盐的非等温结晶行为，采用基于 Avrami 和 Ozawa 模型的 Mo 方法对数据进行分析。所提出的 Mo 方程的形式如下[18]：

$$\ln\varphi = \ln F(T) - \alpha \ln t \tag{6}$$

其中，$\alpha = n/m$，n 和 m 分别表示 Avrami 指数和 Ozawa 指数。参数 $F(T)=[K(T)/Z_t]^{1/m}$ 表示给定时间内，在确定的结晶度下的冷却速率。$F(T)$的值越高，结晶速率越低。基于式 6，太阳盐在不同结晶度下(10%，30%，50%，70%，80%，90%)的 $\ln\varphi$ 与 $\ln t$ 的曲线如图 6 所示。线性关系良好(R^2>0.98)表明 Mo 法可以有效分析太阳盐的非等温结晶行为。α 与 $\ln F(t)$的值分别由直线的斜率和截距得出，数据列于表 5。

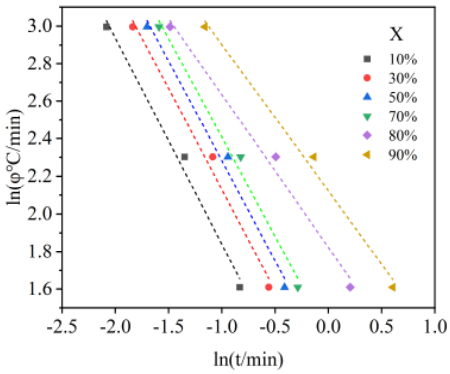


图 6 $\ln\varphi$ 与 $\ln t$ 关系图

Fig.6 Relationship between $\ln\varphi$ and $\ln t$

表 5 太阳盐的 α 和 $F(T)$值与结晶度的关系

Table 5 Relationship between α and $F(T)$ values of solar salt and crystallinity

结晶度 X	α	$F(T)$	R^2
10%	1.09703	2.100887764	0.99004
30%	1.07428	2.872147478	0.98982
50%	1.06228	3.387357097	0.9867
70%	1.05251	3.874319366	0.9896
80%	0.81134	6.187431147	0.99008
90%	0.77923	8.349653158	0.9915

由表 5 可以看出，$F(T)$随着结晶度 X 的的增大而增大，且在 X 低于 70%时，$F(T)$的增长幅度低于 X 高于 70%时。说明，在太阳盐的结晶过程中，结晶逐渐变得困难，且在结晶度在 70-80%之间，存在某一时间点，太阳盐的晶体生长趋势发生了改变，晶体的生长受到了更大的阻碍。其原因可能在于太阳盐前段的枝晶生长体现出负温度梯度(离固液界面越远的液相温度越低)，随着结晶的进行，太阳盐凝固时放出的潜热对温度场的改变，以及溶质浓度的变化使得枝状晶的生长收到抑制，从而使得太阳盐晶体的生长趋势发生变化。

2.2 DSC 实验结果对照分析

当冷却速率较高时，存在更大的不确定性，因此将可视化实验与 DSC 实验在 5K/min，10K/min 两种降温速率下进行对比。DSC 实验所得到的凝固过程中的热流曲线如图 7 所示。从图 7 中可以看出，太阳盐的起始熔点与完全凝固点并不相同，熔点滞后于凝固点，这与文献[17]中纪录的现象一致。同时，随着冷却速率的增加，相变峰向着温度更低的方向移动，说明分子运动不能跟随冷却速率增加导致的温度变化，这与在石蜡[15,19]等材料中观察的现象一致。同时，该现象也通过可视化实验观察到(图 2)。

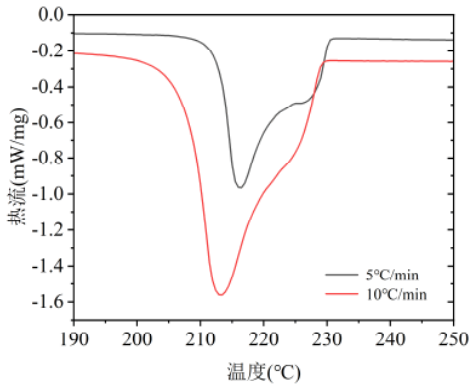


图 7 太阳盐的非等温结晶 DSC 曲线

Fig.7 DSC curve of non-isothermal crystallization of solar salt

DSC 法常被用于测量聚合物的结晶速度以及结晶度等。在聚合物的研究中，根据 DSC 结果，相对结晶度可以通过式 7 计算为关于温度的函数[19]：

$$X(T)=\frac{\int_{T_0}^{T}\frac{dH_c}{dT}dT}{\int_{T_0}^{T_e}\frac{dH_c}{dT}dT} \tag{7}$$

其中，T 表示 t 时刻的温度，T_0 表示初始温度，T_e 表示结束温度。同时，相对结晶度与温度之间的关系可以根据式 2 转化为结晶度与结晶时间的关系。

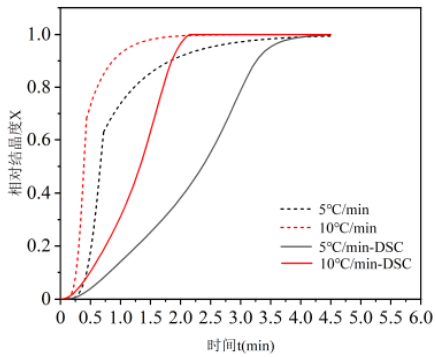


图 8 可视化实验与 DSC 的相对结晶度随时间变化的比较

Fig.8 Comparison of relative crystallinity between visualization experiment and DSC with time.

由图 8 可以看出，使用式 7 方法计算得出的结晶度与时间的关系与可视化实验之间的差距较大。差距的原因可能在于，利用该方法测试结晶度一般用于聚合物，且一般要求测试样品为纯物质，不在共聚物和填充体系中使用，因此，使用 DSC 方法无法准确得到有关太阳盐的相关结晶参数；另一方面，可视化实验将结晶简化为二维层面上的观察，加热方式为底部加热，与 DSC 实验所处的实验条件不同，从而导致实验结果差距较大。

3 结　论

本文通过搭建可视化实验台，在二维层面上对太阳盐的非等温结晶行为进行了简化研究。通过可视化实验得到的有关相对结晶度的参数，成功计算出 Avrami 指数，生长速率常数等相关的结晶动力学参数，从而分两段成功描述了太阳盐的非等温结晶过程。同时，将可视化实验与 DSC 实验进行了对照分析。主要结论如下：

（1）Jeziorny 方程分析表明，在不同冷却速率下，太阳盐的生长过程分为两个阶段，同一阶段下太阳盐的晶体结构基本没有发生改变，而在同一生长阶段中，更高的冷却速率带来了更快的晶体生长速度。Mo 分析表明，随着结晶百分比的增加，晶体的生长受到了更大的阻碍。

（2）DSC 实验表明，随着冷却速率的增加，太阳盐的相变峰向着温度更低的方向移动，与可视化实验观察到的现象一致。通过 DSC 实验计算的相对结晶度曲线与可视化实验观察结果差距较大，其原因可能在于 DSC 实验不适合用于计算太阳盐的结晶过程以及加热方式的不同。

目前，对于相变材料的研究是众多应用领域研究的热点所在，但缺乏对于高温熔盐相变机理的研究。该研究是在二维层面上对于熔盐结晶过程的简化分析，对于高温熔盐的非等温结晶行为还需要更加深入的研究。

参考文献

[1] KousKsou T, Bruel P, Jamil A, et al. Energy storage: applications and challenges. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2014, 120:59–80

[2] 马汀山,王妍,吕凯,史幸平,许朋江,张建元,何青.“双碳”目标下火电机组耦合储能的灵活性改造技术研究进展.中国电机工程学报,2022,42(S1):136-148

Ma Tingshan, Wang Yan, Lu Kai, Shi Xingping, Xu Pengjiang, Zhang Jianyuan, He Qing. Research progress on flexible transformation technology of coupled energy storage of thermal power units under the goal of "double carbon". Journal of China Electrical Engineering, 2022,42(S1):136-148

[3] Aftab W, Usman A, Shi J, et al. Phase change material-integrated latent heat storage systems for sustainable energy solutions. Energy & Environmental Science, 2021, 14(8): 4268-4291

[4] Antoni Gil et al. State of the art on high temperature thermal energy storage for power generation. Part 1—Concepts, materials and modellization. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2009, 14（1) : 31-55

[5] 姜竹,邹博杨,丛琳,谢春萍,李传,谯耕,赵彦琦,聂彬剑,张童童,葛志伟,马鸿坤,金翼,李永亮,丁玉龙.储热技术研究进展与展望.储能科学与技术,2022,11(09):2746-2771

Jiang Zhu, Zou Boyang, Cong Lin, Xie Chunping, Li Chuan, Geng Geng, Zhao Yanqi, Nie Binjian, Zhang Tongtong, Ge Zhiwei, Ma Hongkun, Jin Yi, Li Yongliang, Ding Yulong. Research progress and prospect of

thermal storage technology. Energy storage science and technology, 2022,11(09):2746-2771

[6] Yuan F, Li M J, Ma Z, et al. Experimental study on thermal performance of high-temperature molten salt cascaded latent heat thermal energy storage system. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 118: 997-1011

[7] Jiang Y, Sun Y, Liu M, et al. Eutectic Na2CO3–NaCl salt: a new phase change material for high temperature thermal storage. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2016, 152: 155-160

[8] Ren N, Wu Y, Wang T, et al. Experimental study on optimized composition of mixed carbonate for phase change thermal storage in solar thermal power plant. Journal of thermal analysis and calorimetry, 2011, 104(3): 1201-1208

[9] Wei G, Wang G, Xu C, et al. Selection principles and thermophysical properties of high temperature phase change materials for thermal energy storage: A review. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2018, 81: 1771-1786

[10] Saranprabhu M K, Rajan K S. Magnesium oxide nanoparticles dispersed solar salt with improved solid phase thermal conductivity and specific heat for latent heat thermal energy storage. Renewable energy, 2019, 141: 451-459

[11] Awad A, Navarro H, Ding Y, et al. Thermal-physical properties of nanoparticle-seeded nitrate molten salts. Renewable Energy, 2018, 120: 275-288

[12] Tao Y B, He Y L, Qu Z G. Numerical study on performance of molten salt phase change thermal energy storage system with enhanced tubes. Solar Energy, 2012, 86(5): 1155-1163

[13] Li M J, Jin B, Ma Z, et al. Experimental and numerical study on the performance of a new high-temperature packed-bed thermal energy storage system with macroencapsulation of molten salt phase change material. Applied energy, 2018, 221: 1-15

[14] Augspurger M, Becker J, Buchholz J, et al. Three-dimensional numerical and experimental investigation of the behavior of solar salts within thermal storage devices during phase change. Applied Thermal Engineering, 2018, 143: 791-811

[15] Louanate A, El Otmani R, Kandoussi K, et al. Non-isothermal crystallization kinetics of paraffin wax as a phase changing energy storage material. Physica Scripta, 2020, 95(10): 105003

[16] Avrami M. Kinetics of phase change. I General theory. The Journal of chemical physics, 1939, 7(12): 1103-1112

[17] Jeziorny A. Parameters characterizing the kinetics of the non-isothermal crystallization of poly (ethylene terephthalate) determined by DSC. Polymer, 1978, 19(10): 1142-1144

[18] Liu T, Mo Z, Wang S, et al. Nonisothermal melt and cold crystallization kinetics of poly (aryl ether ether ketone ketone). Polymer Engineering & Science, 1997, 37(3): 568-575

[19] Wen R, Wu M, Chen B, et al. Non-isothermal crystallization behavior of Ag nanoparticles modified expanded graphite/paraffin composite phase change material. Journal of Energy Storage, 2023, 58: 106371

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233287

基于被动式强化接触熔化机制的管壳式相变储热装置性能优化研究

李梓瑞[1]，王晓容[1]，倪爽爽[1]，范利武[1,2,3*]

[1]浙江大学热工与动力系统研究所，浙江省 杭州市 310027

[2]能源高效清洁利用全国重点实验室，浙江省 杭州市 310027

[3]浙江省清洁能源与碳中和重点实验室，浙江省 杭州市 310027

([*]Tel: 0571-87952378，Email: liwufan@zju.edu.cn)

摘要：相变储热是克服热能供需之间的时间/空间差异和不稳定性问题的重要技术，但是在利用相变材料进行热能储存时存在着由于相界面不断远离热源而造成的热阻增加问题，极大限制了相变储热技术的实际应用。接触熔化作为一种基于薄膜导热的高效传热模式，由于固体相变材料与热源可以始终保持一种近似紧密接触的状态，可以解决传统熔化过程中由于相界面演变所造成的固有的热阻增大问题。尽管在管壳式换热器中可以利用环形翅片实现接触熔化，但由于固体相变材料凝固过程对侧壁的粘附作用导致了熔化过程初期阶段接触熔化无法快速触发。为了突破这一瓶颈，本文提出了一种基于壁面热脉冲加热的被动式强化思路，实现了接触熔化机制的快速触发。搭建了可视化单元验证了热脉冲加热对接触熔化触发的效果，并通过管壳式换热器测试量化分析了接触熔化机制的触发阶段对储热性能的影响规律。结果表明，基于热脉冲加热可以快速有效地在换热器中触发接触熔化机制，实现了被动式强化接触熔化的效果，与常规相变储热装置相比平均功率密度提升超过 85%，完全熔化所需时间仅为原来的 53%。

关键词：相变储热；接触熔化；热脉冲加热；被动式强化

0 前言

风能、太阳能等可再生能源被看作未来能源结构的主要组成部分，在解决当前二氧化碳排放和化石燃料使用问题上引起了广泛关注[1]。但可再生能源在实际应用的过程中往往存在不连续性、波动性等问题，储热技术因其具有克服能源供需之间的时间/空间差异和不稳定性的特点，被视为应对上述问题的重要技术[2]，同时在使加热和冷却、太阳能收集和其他应用的能源使用更具可持续性方面发挥着广泛而关键的作用[3]。储热技术可分为热物理和热化学储热。热物理技术依赖于系统物理状态的变化，主要分为显热储存和潜热储存。在储热的常见方式中，潜热热能存储（相变储热）由于其能量密度高以及充放电过程中保持恒温等优点而优于其他方式[4]。

在潜热储存技术的应用中，应该综合考虑充/放热功率密度与能量密度之间的权衡

基金项目：国家自然科学基金面上项目（资助号 52276088）

[5]。常见的相变储热系统中，研究得最深入的就是管壳式换热器[6]，且已经被证明在存储同等能量的前提下，管壳式相变储热装置所需的时间最少[7]。对于管壳式相变储热装置，其内部的熔化过程可以划分为三个阶段：导热为主导阶段、导热向对流过渡阶段、对流为主导阶段。然而，相变材料（Phase change material, PCM）在管壳式换热器中的熔化过程是一个速率逐渐变慢的过程，即初始阶段（导热为主导阶段）的熔化率对时间的导数最高[8]。这是因为在相变材料的熔化过程中，由于相界面逐渐远离热源，造成了热阻不断增大，传热速率逐渐降低的结果。即使在熔化中后期有自然对流机制对传热强度进行补充，依然没有改变传热速率下降的趋势。因此，如何解决熔化过程中，相界面与热源间的距离增加而引发的热阻增长的问题是提高相变储热装置功率密度的关键。

翅片[9][10]作为现有研究中常见的强化传热方式，除了可以扩增传热面积外[11]，还可以调控相变材料熔化过程中的传热模式，以解决由于相界面与热源距离增加而带来的热阻增大的关键问题。在管壳式相变储热装置中添加满足一定条件的翅片（翅片所在平面与重力方向存在夹角）后，熔化过程会通过引入接触熔化（Close-contact melting, CCM）这一薄膜导热模式来强化传热。在相变材料熔化过程中，与翅片表面接触的固相首先熔化产生一层微液膜，微液膜在外力（如重力）的作用下被挤压出去，沉降下来的固相继续与热表面接触从而加速熔化过程，这个现象被称为接触熔化[12]。由于利用微米级的微液膜进行传热可以减小热阻，在现有研究中已经被广泛证明接触熔化对传热过程具有大幅的增益[13][14]，也有研究证明在恒定温度的边界条件下，接触熔化比非接触熔化吸收更多的热量[15]。

根据接触熔化发生的过程可知，是在外力作用下固相材料的下沉过程有效缩短了相界面和热源之间的间距，解决了熔化过程中相界面与热源距离增加的这一问题，增加了温度梯度，造成了高充热速率。但在实际储热装置应用过程中，往往存在由于凝固相变材料与换热器内壁存在粘附力的作用，造成了熔化初始阶段，即使换热器内部翅片布置满足发生接触熔化的要求，固体相变材料也无法在重力的作用下自由下沉，触发接触熔化机制[16]。因此，在储热装置中，实现接触熔化机制的快速触发和有效利用是实现高充热功率密度的关键。为了解决固体相变材料的粘附问题，有研究者[14]通过将实验装置整体放入存在一定过热度的水浴中进行长时间预热，以提前在内部固体相变材料和装置内壁间形成一层液膜来解决熔化初期的粘附问题，虽然接触熔化可以有效触发并缩短了熔化时间，但较长的预热时间反而延长了总的充热时间。也有研究者[13]通过主动式的手段实现了接触熔化机制的有效触发，利用主动施加与加热面垂直方向的压力的方式破坏了固体相变材料和内壁间的粘附力，在小型储热单元中快速构建了接触熔化模式，但此类主动式触发接触熔化的方法局限性较大，并不适用于大型密封储热装置的实际应用。

可见，在相变储热装置中实现被动式的接触熔化触发是强化传热、解决相变材料低热导率问题，进而实现高充热功率密度的关键问题。有鉴于此，本研究提出了一种基于热脉冲的被动式接触熔化强化方法，针对管壳式相变储热装置进行优化设计以实现高效接触熔化机制的快速触发，设计搭建了针对管壳式换热器翅片层间单元进行研究的可视化单元装置，用以观察分析接触熔化的发生过程以及对充热过程的影响；同时构建了管

壳式相变储热系统，利用体积膨胀法进一步分析并被动式强化接触熔化针对换热器储热过程的影响，定性比较了储热装置瞬时功率密度的变化，旨在为高效换热器在相变储热或高功率热管理等领域的实际应用提供指导。

1 实验部分

1.1 试剂材料

本工作中采用 Aladdin 有限公司生产的纯度大于 98%的 1-十四醇作为实验中的测试相变材料。本文所采用相变材料的物性数据及其测试方法在 Fan 等人[17]的工作中有着详细说明。具体结果如表 1 所示。

表 1. 十四醇的热物性参数测试结果

物性参数 (单位)	温度 (°C)	数值
密度 ρ_s (kg/m^3)	37	867.0±1.9
密度 ρ_l (kg/m^3)	52	816.7±0.1
比热 $C_{p,s}$ (kJ/kg·K)	15–30	2.04±0.11
比热 $C_{p,l}$ (kJ/kg·K)	45–60	2.36±0.12
热导率 k (W/m·K)	–	0.159±0.001
动力粘度 μ (mPa·s)	52	9.31±0.02
熔化潜热 L (kJ/kg)	–	227.8±3.0

1.2 实验装置

本工作所搭建的可视化单元装置以及管壳式相变储热装置示意图如图 1 所示。首先，为了针对相变材料在管壳式换热器中的接触熔化机制发生的全过程进行可视化分析，本工作选取了翅片附加的管壳式换热器中的其中一层结构作为测试单元，设计了如图 1a 所示的可视化单元装置进行分析。可视化单元由环形翅片换热管路、PET 热脉冲薄膜、上端盖以及下方集液腔组成，环形翅片管路使用 T2 紫铜（386 W/mK）制成，上端盖以及下方集液腔均由亚克力材料制成。环形翅片换热管路尺寸以及上端盖内径均按照 1:1 比例参考管壳式换热器进行设计。PET 热脉冲薄膜可以瞬时提供功率为 640W 的热流，以满足在短时间内可以在固体相变材料和装置内壁间形成液膜，促使固体相变材料可以克服粘附力自由下沉。在热脉冲作用下，环形翅片间发生接触熔化过程中的固体相变材料受力分析以及微液膜中温度分布和速度分布均如图 1a 中示意图所示。为进一步量化分析接触熔化机制针对管壳式换热器的储热性能的影响，本工作搭建了附加 10 个环形翅片的管壳式相变储热系统。管壳式相变储热系统由测试装置、恒温烘箱、高温水浴、电控系统以及单反相机组成。恒温烘箱用以控制实验开始后的环境温度，高温水浴用以提供热流体边界，电控系统用来连接热脉冲薄膜以快速触发接触熔化机制，单反相机用来记录膨胀管内部液面高度。由于针对管壳式相变储热装置内的温度梯度呈现三维分布，所以无法通过直接观测的二维相界面反应装置内部的三维熔化情况，因此，本工作采用了体积膨胀法来获取装置内部的具体熔化情况，体积膨胀法的具体原理将在数据处理部分详细介绍。测试装置由换热器主体和膨胀管两部分组成，换热器主体连接有两根内径为

10mm，表面标有精度为 1 mm 的刻度的膨胀管，通过体积膨胀法对储热单元内部熔化情况进行测量。为最大限度地减少热损失，储热单元的所有外部表面以及与水浴间的的连接管路用厚的保温棉包裹。利用单反相机每 10 秒记录一次膨胀管内的液面高度，用于后续数据处理。如图 1b 所示，换热器主体由壳体、循环管路和环形翅片组成，壳体由 6061 型铝合金制成（导热系数为 155 W/mK），长 200 mm，外径 49 mm，内径 43 mm，壁厚 3 mm。壳体与循环管路通过法兰结构进行连接，同时中间垫有硅胶垫片，以保证其密封性。为保证较高的热导率，循环管路以及环形翅片均使用 T2 紫铜（386 W/mK）制成。环形翅片选取了 10 片翅片配置。

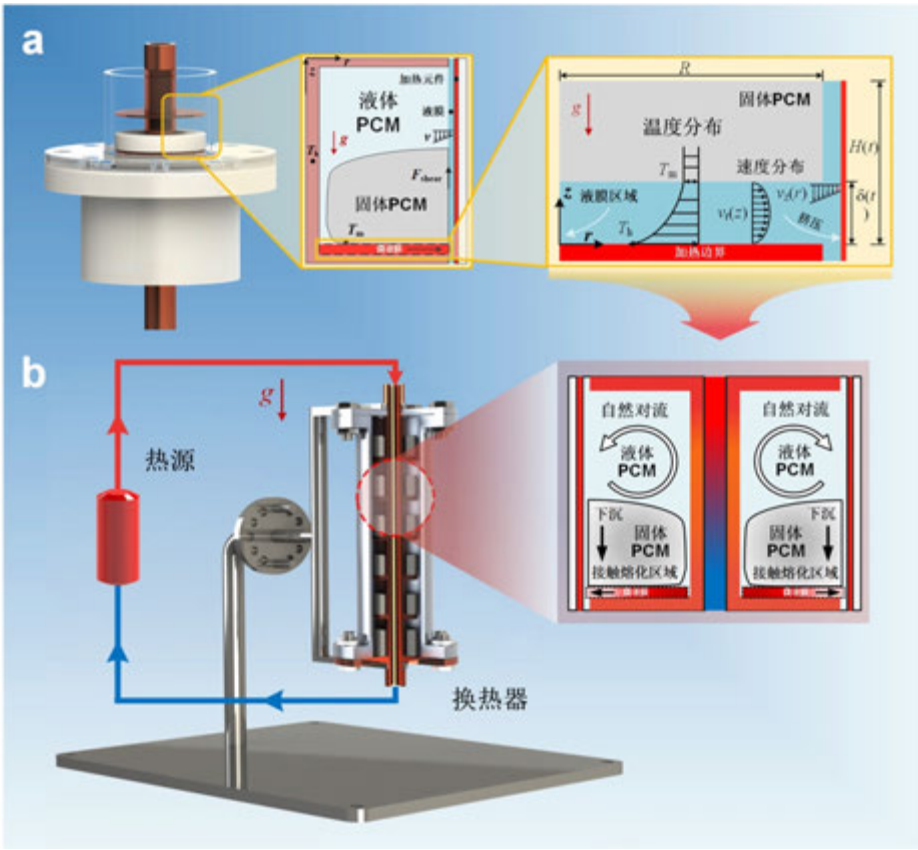


图 1 (a) 可视化单元装置以及其中利用热脉冲快速触发接触熔化机制示意图，(b) 管壳式相变储热装置示意图

在实验开始前，将熔化的液态相变材料分批次逐层倒入（减少凝固过程中相变材料内部产生空泡）装置主体，保证熔化过程中膨胀管内液面增长的稳定性。测试单元主体所处环境温度 T_c 设定为 37 °C（熔点温度）。恒温水浴温度 T_h 设定为 67 °C（30 °C 过热度），流量固定为 70 L/h。应注意的是，所有工况下过热度保持恒定，以便将此工作的研究重点集中于接触熔化机制针对相变材料在管壳式换热器中的储热性能带来的影响。

2 数据处理及误差分析

体积膨胀法一直被视为面临相界面无法被直接可视化获取的情况下的熔化率测量

方法[16]，并且避免了内置若干侵入式热电偶对流场的影响。

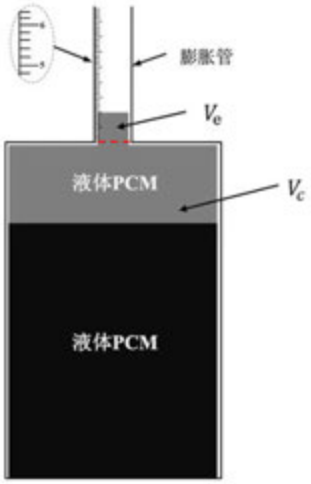


图 2 体积膨胀法原理图

其原理如图 2 所示，相变材料在进行固、液相转变时由于密度存在差异，因此体积会发生变化，体积膨胀法就是利用了相变材料在固、液相转变时所带来的体积变化（相变材料固、液相密度由表 1 所示）来反映内部的熔化情况。具体数据处理方式如下，根据质量守恒原理可以得到式(1)：

$$\frac{m}{\rho_l}+\frac{M-m}{\rho_s}=V_d+V_e \tag{1}$$

式中：m 为液相相变材料质量，M 为相变材料总质量，ρ_l 为液相密度，ρ_s 为固相密度，V_d 为容器的容积，V_e 为膨胀部分的体积。

其中，膨胀部分的体积 V_e 的计算公式如下：

$$V_e=2\pi r^2 H \tag{2}$$

由式(1)可以得到 m 与 M 的关系，熔化率因此可以得出：

$$f=\frac{m}{M}=\frac{\rho_s\rho_l\left(V_d+V_e\right)-\rho_l M}{\left(\rho_s-\rho_l\right)M} \tag{3}$$

能量密度和功率密度是储能技术的主要指标，反映了整体储能性能。根据能量守恒原理，瞬时能量密度 Q（每单位体积相变材料储存的能量）的计算公式如下：

$$Q=\frac{1}{V_d}\left[mL+mC_{p,s}\left(T_m-T_c\right)+mC_{p,l}\left(\frac{T_h-T_m}{2}\right)+\left(M-m\right)C_{p,s}\left(\frac{T_m-T_c}{2}\right)\right] \tag{4}$$

式中：$C_{p,s}$ 为固相比热容，$C_{p,l}$ 是液相比热容，T_m 是熔点温度，T_c 是恒温箱设定温度，T_h 为热边界温度，即水浴设定温度。

瞬时功率密度 P 描述了每单位体积相变材料存储能量的速度，可以评估为能量密度

曲线关于时间的导数，计算公式如下：

$$P = \frac{\partial Q}{\partial t} \tag{5}$$

3 结果及讨论

3.1 基于热脉冲的被动式触发接触熔化机制强化传热效果可视化分析

利用环形翅片在储热装置触发接触熔化的具体过程为：当相变材料熔化开始后，与金属翅片热表面接触的固相会先熔化并产生一层微液膜，微液膜在外力（重力）的作用下被挤压出去，沉降下来的固相继续与热表面接触，持续发生着一种促进传热的过程。为可视化探究接触熔化机制的触发以及后续具体发展过程，如图 3 所示，利用可视化单元装置分别针对常规未快速触发接触熔化机制的基础组以及利用热脉冲触发接触熔化机制的热脉冲组进行了对比分析。可见，热脉冲薄膜提供的瞬时热通量可以有效地在固体相变材料和装置内壁产生一层微液膜，并足以保证固体相变材料可以在重力的作用下自由下沉，在熔化的全过程中均与下方加热翅片保持了紧密接触熔化的状态。然而针对常规熔化的普通组装置，固体相变材料除了受到自身向下的重力以及液体相变材料对其产生的浮力外，还会收到壁面给予的粘附力，重力无法同时克服粘附力和浮力的影响，因此在熔化前期甚至中期阶段均没有发生接触熔化机制，如图 a 所示，在 4-16 分钟时可以明显地看到在下方加热翅片和固体相变材料下表面间形成了较大的空隙，但相变材料依旧没有下落，触发接触熔化机制。

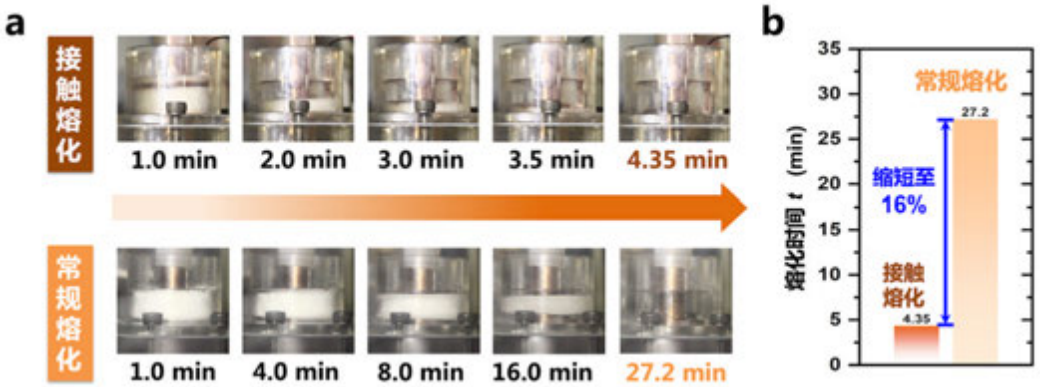


图 3 (a) 常规熔化过程基础组以及触发接触熔化机制的热脉冲组装置内相变材料熔化过程随时间变化情况，(b) 相变材料完全熔化所需时间对比

如图 3b 所示，两种熔化情况下，相变材料在装置内完全熔化所需时间也被量化对比。可见，接触熔化的快速触发可以显著减少相变材料熔化所需要的时间，总的熔化时间仅需要常规熔化模式下的 16%，传热速率被显著提升。同时由可视化单元装置测试效果可知，在常规相变储热装置中，固体相变材料粘附问题会阻碍接触熔化机制的发生，极大影响其熔化速率，利用热脉冲方法可以在极短的时间内有效实现接触熔化机制的快速触发。另一个方面，这也可以证明，接触熔化机制相比较纯导热机制熔化速率要更快。

3.2 基于热脉冲的被动式触发接触熔化机制对管壳式相变储热装置充热过程性能影响

为进一步量化分析基于热脉冲的被动式强化接触熔化机制在管壳式换热器内的影响，基础组和热脉冲组管壳式换热器内部相变材料熔化过程中熔化率变化以及瞬时功率密度变化情况如图 4 所示。

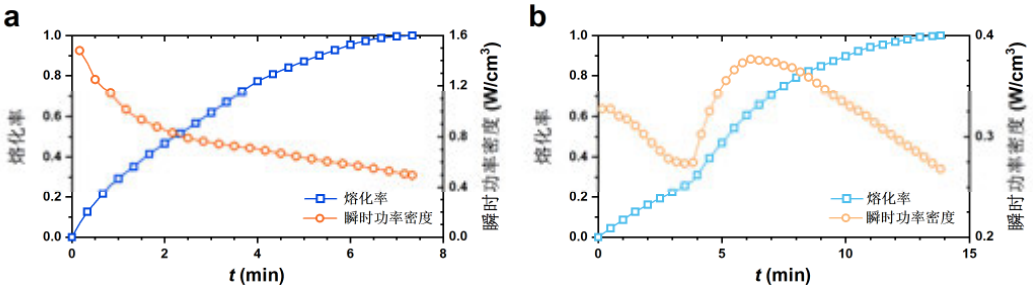


图 4 (a) 热脉冲组管壳式换热器内部相变材料熔化过程中熔化率以及瞬时功率密度变化情况，(b) 基础组管壳式换热器内部相变材料熔化过程中熔化率以及瞬时功率密度变化情况

对比不同工况下的熔化率变化曲线可以发现，针对热脉冲组而言，其整体均保持了较高的熔化速率，这是因为接触熔化机制在熔化开始阶段就被有效触发，但针对基础组而言，可以从图 4b 中明显发现其熔化率变化曲线在 4 分钟前保持较低的传热速率，但在 4 分钟后熔化速率突然增加，结合 3.1 节中的可视化单元测试结果可以判定，熔化速率转捩的原因是因为固体相变材料突然下沉，与加热表面构成了接触熔化机制，通过熔化率曲线的对比也证明了本工作利用热脉冲的被动式强化手段快速触发接触熔化机制是有效的。对比不同工况下熔化率变化曲线可知，在热脉冲组的熔化过程中，接触熔化机制的强化传热作用从熔化初期阶段就开始显现，表现为极高的瞬时功率密度，然而随着熔化进程的推进，瞬时功率密度有所下降，这是因为随着液相区域的增加，换热器内部层间流场变得更为复杂，会出现翅片表面的微液膜向下层排液受阻的情况，造成固体相变材料下表面与加热翅片表面间的液膜区域逐渐增厚，热阻变大的问题。但总的来说，热脉冲组均保持了较高的瞬时充热功率密度。而针对基础组，其内部相变材料熔化过程中瞬时功率密度变化呈现了先降低再上升再下降的趋势，这是因为熔化初期，随着熔化过程的进行，相界面逐渐远离加热翅片，热阻增加；在熔化过程进行到 4 分钟左右时，由于环形翅片和容器内壁存在间隙，容器内部层间液体开始流动，紧贴换热器内壁的固体相变材料逐渐被熔化，在重力的作用下自由下沉，发生接触熔化机制，因此瞬时功率密度骤增；在熔化中后期，在翅片和固体相变材料下表面间液膜区域积累、厚度增加的作用下，瞬时功率密度有所下降。

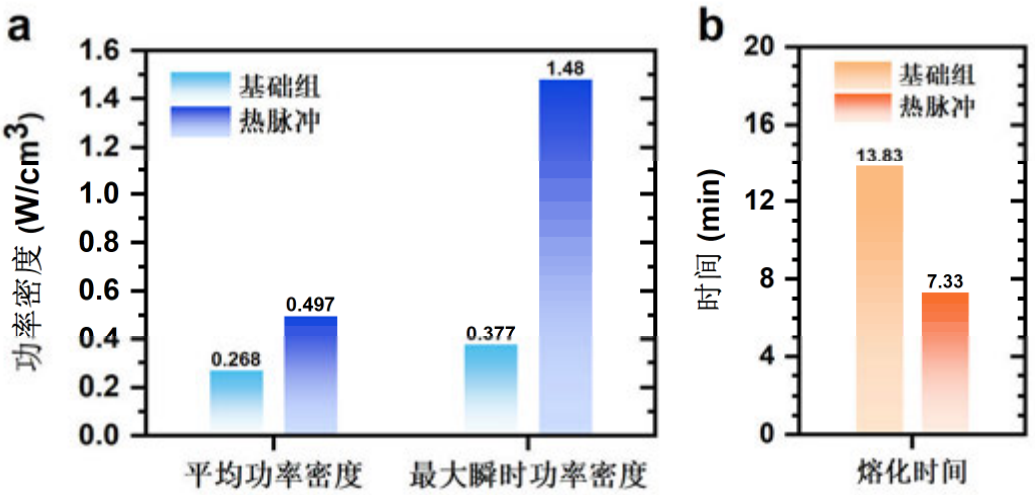


图 5 (a) 基础组/热脉冲组充热过程平均功率密度和最大瞬时功率密度对比，(b) 基础组/热脉冲组完全熔化所需时间对比

为进一步探究接触熔化机制针对管壳式相变储热装置充热性能的影响，基础组和热脉冲组充热过程平均功率密度、最大瞬时功率密度以及熔化所需时间在图 5 中分别被量化对比。具体数值以及热脉冲组相较于基础组的强化情况如表 2 所示。对比熔化全程平均功率密度可见，接触熔化机制是否可以有效触发针对储热装置充热过程影响较大，相比较于熔化中期才可以发生接触熔化的基础组，热脉冲组通过被动式强化手段实现接触熔化的快速触发，并将功率密度提升了超过 85%；由于在热脉冲组中接触熔化机制全程均作用于熔化过程，因此最大瞬时功率密度可以进一步反映接触熔化机制和正常相变材料熔化初期（开始 20s 内）的热传导过程的强化传热效果差异，可见接触熔化过程由于具有更小的传热间距(相界面和热源间)，表现了更高的瞬时功率密度，甚至提升近 300%；更高的平均功率密度还是瞬时功率密度造成的强化传热效果也反映了在完全充热所需时间的差异上，热脉冲组可以缩短熔化时间至原来的 53%。

表 2 基础组/热脉冲组充热过程平均功率密度、瞬时最大功率密度以及完全充热所需时间情况

参数	工况	数值	强化效果（热脉冲组 vs 基础组）
平均功率密度 (W/cm^3)	基础组	0.268	提升 85.4%
	热脉冲组	0.497	
最大瞬时功率密度 (W/cm^3)	基础组	0.377	提升 292.6%
	热脉冲组	1.480	
熔化时间 (min)	基础组	13.83	缩短至 53%
	热脉冲组	7.33	

4 结　论

基于热脉冲加热法实现了接触熔化机制的被动式触发，在管壳式相变储热换热器中实现了明显的强化传热效果。利用可视化单元装置直接观测热脉冲薄膜针对接触熔化机

制的作用效果，并进一步利用体积膨胀法定量分析了接触熔化机制的触发阶段针对管壳式换热器储热性能的影响。结果表明，接触熔化作为一种基于薄膜导热的传热机制，由于热阻仅存在于微液膜中，因此可以显著强化传热，但仅依靠相变材料自身重力并不能保证充热的整个阶段均发生接触熔化机制；基于热脉冲加热的手段可以快速有效地在换热器中触发接触熔化机制，实现被动式强化接触熔化的效果，与常规相变储热装置相比平均功率密度提升超过 85%，完全熔化所需时间仅为原来的 53%。本工作所提出的基于热脉冲的被动式强化接触熔化机制的方法将为提升相变储热系统的功率密度提供新的思路，促进相变储热技术在高功率密度热管理等领域的实际应用。

参考文献

[1] M. Eisapour, A.H. Eisapour, M.J. Hosseini, et al. Exergy and energy analysis of wavy tubes photovoltaic-thermal systems using microencapsulated PCM nano-slurry coolant fluid. Applied Energy, 2020, 266: 114849.

[2] T.X. Li, M.Q. Wu, S. Wu, et al. Highly conductive phase change composites enabled by vertically-aligned reticulated graphite nanoplatelets for high-temperature solar photo/electro- thermal energy conversion, harvesting and storage. Nano Energy, 2021, 89: 106338.

[3] I. Gur, K. Sawyer, R. Prasher, Searching for a better thermal battery. Science, 2012, 335: 1454–1455.

[4] X. Yang, J. Guo, B. Yang, et al. Design of non-uniformly distributed annular fins for a shell-and-tube thermal energy storage unit. Applied Energy, 2020, 279: 115772.

[5] J. Woods, A. Mahvi, A. Goyal, et al. Rate capability and Ragone plots for phase change thermal energy storage. Nature Energy, 2021 6: 295–302.

[6] F. Agyenim, N. Hewitt, P. Eames, et al. A review of materials, heat transfer and phase change problem formulation for latent heat thermal energy storage systems (LHTESS). Renewable Sustainable Energy Review, 2010, 14(2): 615–628.

[7] N.R. Vyshak, G. Jilani. Numerical analysis of latent heat thermal energy storage system. Energy Conversion and Management, 2007, 48(7): 2161–2168.

[8] X. Li, J. Duan, T. Simon, T. Ma, et al. Nonuniform metal foam design and pore-scale analysis of a tilted composite phase change material system for photovoltaics thermal management. Applied Energy, 2021, 298: 117203.

[9] V. Joshi, M.K. Rathod. Constructal enhancement of thermal transport in latent heat storage systems assisted with fins. International Journal of Thermal Sciences, 2019, 145: 105984.

[10] A. Sciacovelli, F. Gagliardi, V. Verda. Maximization of performance of a PCM latent heat storage system with innovative fins. Applied Energy, 2015, 137: 707–715.

[11] R. Kothari, S.K. Sahu, S.I. Kundalwal, et al. Experimental investigation of the effect of inclination angle on the performance of phase change material based finned heat sink. Journal of Energy Storage, 2021, 37: 102462.

[12] M.K. Moallemi, B.W. Webb, R. Viskanta. An Experimental and Analytical Study of Close-Contact

Melting. Journal of Heat Transfer, 1986, 108(4): 894–899.

[13] W. Fu, X. Yan, Y. Gurumukhi, et al. High power and energy density dynamic phase change materials using pressure-enhanced close contact melting. Nature Energy, 2022, 7(3): 270–280.

[14] Y. Kozak, T. Rozenfeld, G. Ziskind. Close-contact melting in vertical annular enclosures with a non-isothermal base: Theoretical modeling and application to thermal storage. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014, 72: 114–127.

[15] 陈文振, 孙丰瑞, 杨强生. 接触熔化的研究进展[J]. 物理学进展, 2001, 21(3): 373–384.

[16] Z.-R. Li, G.-T. Fu, L.-W. Fan. Synergistic effects of nano-enhanced phase change material (NePCM) and fin shape on heat storage performance of a finned shell-and-tube unit: An experimental study. Journal of Energy Storage, 2022, 45: 103772.

[17] L.-W. Fan, Z.-Q. Zhu, Y. Zeng, et al. Heat transfer during melting of graphene-based composite phase change materials heated from below. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014, 79: 94–104.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233298

螺旋盘管相变储热单元传热特性研究

于泽文 1，张昆 1，王良璧 1，宋克伟 1，王巍巍 1，杨茉 2
（1 兰州交通大学机电工程学院，兰州 730070；2 上海建桥学院，上海 201306）
(Tel:15095434263, Email:zhangkun52015@163.com)

摘要：针对螺旋盘管相变储热单元，研究了不同几何结构、工作参数及布置方式等对相变储热单元蓄热过程影响。建立了数值模型，获得了竖直和水平放置情况下储热单元蓄热过程中液相率、固液界面、储热量、平均传热速率以及能效比等。结果表明：螺旋盘管直径对于水平放置条件下的相变储热单元影响较大，盘管直径从 90 mm 分别增加到 105 mm 和 126 mm 时，其完全熔化时间分别减少了 28.8%和 57.4%，能效比提升了 29.8%和 56.5%。因此，当盘管直径为 D_c = 126 mm 时，水平放置条件下的储热单元蓄热性能较竖直放置提升较大。

关键词：螺旋盘管；相变材料；螺旋线圈直径；传热特性

0 前言

太阳能的利用已经广泛地应用到人类日常的生产与生活当中。但是太阳能有着季节与昼夜差异性等的缺点。相变储能技术可以将太阳能以热能的形式储存起来，缓解能源利用之间存在的时间和空间问题。相变储能技术便可以良好的克服这些缺点，可以缓解能源不足地区的能源消耗压力。当代储能方式分为显热储热、相变储热和热化学反应储热。相变储热又称为潜热储热，其具有储能密度大、化学性能稳定、可多次循环利用、容易储存、吸热和放热过程温度变化稳定以及经济效益高等优点。但是，相变材料普遍导热率低，限制了其应用，无法达到理想的蓄放热性能[1-3]。因此需要找到合适强化传热的方法来提高储热单元的蓄放热性能很重要。

目前国内外研究学者主要通过提高相变材料导热性和改良储热单元结构的方法来实现换热效率的提升。目前研究最多的是添加铜等金属肋片[4-6]、使用胶囊封装[7-8]等实现优化储热单元结构的目的，或者通过混合高导热系数的复合相变材料来提高导热率，例如添加金属颗粒等提高相变材料的导热率[9-10]。在结构优化方面，螺旋盘管具有结构紧凑、温差应力较小、传热面积大等诸多优点。但由于螺旋盘管几何结构的不规则性、三维建模时网格划分不规则等因素使得对螺旋盘管相变储热单元进行研究较难。但是，将螺旋盘管结构和相变储能技术结合起来，对相变储能系统的优化研究有着十分重要的意义[11-12]。毛前军等[13]数值模拟研究了 3 种不同压缩比的变螺距螺旋换热管结构。模拟结果表明压缩后的螺旋换热管可以有效促进相变材料的熔化，增强液体相变材料之间的自然对流，但压缩比存在一个最佳值；朱家玲等[14]模拟研究采用螺旋管中间连通直管段

基金项目：甘肃省自然科学基金（No.22JR5RA336）
甘肃省教育厅：优秀研究生“创新之星”项目（No.2023CXZX-570）
中科院“西部之光”人才培养项目

的圆柱体蓄热装置。改善了蓄热效果，解决了传统相变材料熔化过程存在死区的问题；程晓敏等[15]研究了螺旋盘管相变蓄热装置的自然对流、传热流体入口流量、初始参数等对其放热性能的影响。研究结果表明，随着自然对流、入口流量和初始参数的变化对整个系统的放热效率有着不可忽视的影响。

综上所述，采用螺旋盘管结构的相变储热单元可以明显增加其与相变材料的换热面积，提高储热单元整体的蓄热和放热效率。国内外研究人员大多数只对不同的初始参数进行研究，很少有改变螺旋盘管的项圈直径和不同放置位置的对比研究。因此，本文保持螺旋盘管的管长、体积、换热面积不变，建立 3 种不同线圈直径的三维模型：数值研究三种不同的螺旋盘管储热单元在水平和竖直状态下对整个储热单元的相变材料的熔化过程、传热特性以及能效比等问题进行研究分析。

1 数值模型

1.1 物理模型

在此项研究中，模拟模型是一个管壳式相变储热单元。如图 1 所示。螺旋盘管是沿着水平轴线延伸的螺旋线圈。对于所有情况，整个蓄热单元的直径为 150 mm，其长度为 300 mm。该螺旋盘管由不锈钢制作而成，螺旋盘管管壁厚度为 1mm。在本研究中螺旋盘管采用了 3 种不同的几何尺寸，详细的尺寸信息见表 1。将整个储热单元进行水平和竖直两种不同放置方式的数值模拟。

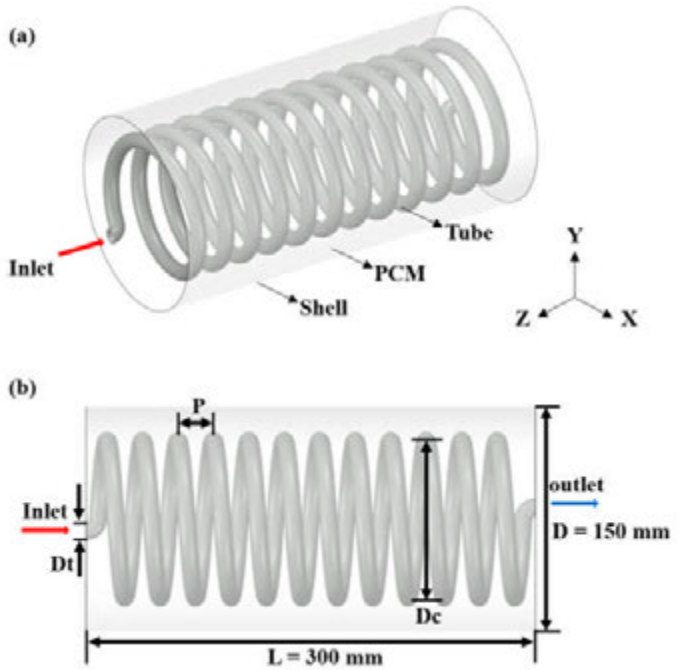


图 1 螺旋盘管蓄热单元示意图：(a) 3D 视图，(b) 几何细节侧视图

Fig. 1 Schematic view of the spiral coil TES unit: (a) 3D view, (b) side view with geometrical details

表 1 不同螺旋管尺寸详表

Table 1 Details of different spiral tube

类型	D_t (mm)	D_c (mm)	N	L_c (mm)	P (mm)
1	12	90	14	1276	20.3
2	12	105	12	1276	23.7
3	12	126	10	1276	28.4

壳体和螺旋盘管之间的空间填充有石蜡 RT 50 作为熔融介质。各材料的物性参数如表 2 所示。HTF 是流经螺旋盘管的换热流体。HTF 的质量流量对于所有情况都是不变的，并且初始系统的环境温度为 27 ℃。整个储热单元的壁面采用绝热边界条件，以防止热量损失。

表 2 材料物性参数表

Table 2 Material Property Parameters

物性参数	PCM (RT 50)	HTF(Water)	不锈钢
密度 [kg/m^3]	820	995	1190
导热系数 [W/(m·K)]	0.2	0.62	24.92
比热容 [J/(kg·K)]	2000	4178	502.48
热膨胀系数 [k^{-1}]	0.0006	—	—
潜热 [J/kg]	168000	—	—
粘度 [kg/m·s]	0.0038	7.69×10^{-4}	—
凝固温度 [K]	318	—	—
熔化温度 [K]	324	—	—

为了能够在各种工况下获得可比较的结果，储热单元中的螺旋盘管管长 L_c 和体积 V_c 在所有工况下都保持恒定。在所有情况下 PCM 的体积都是恒定的，螺旋管的体积由公式(1)来计算。

$$V_c = \frac{1}{4}\pi^2 N D_t^2 D_c \tag{1}$$

其中 N 为螺旋盘管的线圈数量，D_t 为 HTF 管的直径，D_c 为螺旋盘管的直径，P 为螺旋盘管的节距。3 种不同类型的螺旋盘管类型如图 2 所示。

图 2 不同类型 3D 视图

Fig. 2 3D view of studied cases

1.2 控制方程

通过在三维模型中实施焓-孔隙率法来模拟螺旋盘管储热单元中的相变过程。随后的假设是为了简化数学公式：

- 流动是瞬态的、层流的和不可压缩的牛顿流体；
- PCM 中的自然对流结果通过 Boussinesq 近似求解；

$$\rho = \rho_0[\beta(T - T_{liquid}) + 1]^{-1} \tag{2}$$

因此，PCM 的密度被假定为固体 PCM 密度和液体 PCM 密度的平均值；

- 其中包括传导和对流传热机制；
- HTF 在螺旋盘管内是充分发展的；
- 相变材料不同物态时材料各向同性；
- 忽略流动中的粘性耗散。

考虑到上述假设，其控制方程可以简化为：

连续性方程：

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \tag{3}$$

动量方程：

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \vec{V} = \frac{1}{\rho}\left[\mu \nabla^2 \vec{V} - \nabla P + \rho\beta\left(T - T_{ref}\right)\right] + \vec{S} \tag{4}$$

式中，ρ 为 PCM 的密度，μ 为动力粘度，β 为膨胀系数，$\vec{S}$为源项。这个参数通常被添加到动量方程中，以考虑到对流传热过程中的相变效应。

能量方程：

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho f H}{\partial t} = \nabla \cdot \left(k \nabla T\right) \tag{5}$$

式中，f 为 PCM 熔化的液体分数，H 为总焓值，h 为显焓值。

$$h = h_{ref} + \int_{T_{ref}}^{T} c_p dT \tag{6}$$

$$H = h + \Delta H \tag{7}$$

式中，c_p 为比热容，T_{ref} 为参考温度，h_{ref} 为参考温度下的参考焓值。ΔH 是 PCM 从固态到液态变化的潜热焓值，并且可以写为：

$$\Delta H = \varphi L \tag{8}$$

式中，L 为潜热值，φ 为液体分数，并且其可以表示为：

$$\varphi=\begin{cases}0 & T<T_s\\ \dfrac{T-T_s}{T_{liq}-T_s} & \mathrm{T_s}\le T\le T_{liq}\\ 1 & T_{liq}<T\end{cases} \tag{9}$$

其中，液体分数φ的值在 0 到 1 之间。

为了定量对比不同螺旋盘管直径时蓄热单元的蓄热效果，本文引用以下参数。

1) 定义量纲—雷诺数 *Re* 为

$$\mathrm{Re}=\frac{\rho Vl}{\mu} \tag{10}$$

式中，*l* 为特征长度，*V* 为流速。

2) 定义量纲—斯蒂芬数 *Ste* 为

$$\mathrm{Ste}=\frac{c_p(T_i-T_{ini})}{\Delta H} \tag{11}$$

式中，T_i 为 *i* 时刻 PCM 平均温度；T_{ini} 为 PCM 初始温度。

本文引入相变储热单元蓄热特性的无量纲评价参数能效比 $E_{\tau\max}$ 和平均储热率 $P_{\tau\max}$ 具体公式如下[16]:

$$E_{\tau\max}=\frac{0.5\rho_f U^2\int_0^{t_{\max}}\int_0^l 2\pi R_i h(T_f-T_w)dxdt}{\rho_f c_f\left(T_{f,\mathrm{in}}-T_{\mathrm{m}}\right)\int_0^{t_{\max}}\pi R_i^2 U\Delta p dt} \tag{12}$$

$$P_{\tau\max}=\frac{\int_0^{t_{\max}}\int_0^l 2\pi R_i h(T_f-T_w)dxdt}{t_{\max}2\pi R_i hl\left(T_{f,\mathrm{in}}-T_{\mathrm{m}}\right)} \tag{13}$$

预期方程采用商用 CFD 软件 ANSYS FLUENT 2020R2 进行三维模拟求解。

- 在完成模型的建立和边界的定义后，采用 Fluent 中的 Fluent Meshing 画出网格；
- Fluent 中设置求解器选择 3D，非稳态，开启能量方程和凝固/熔化模型(Solidification/Melting)；
- 设置材料的物性参数；
- 选择 SIMPLE 算法，压力梯度格式选择 PRESTO!，能量方程和动量方程的离散项选择二阶迎风差分格式；
- 压力、动量、能量和密度的欠松驰因子分别设置为 0.3，0.7，1.0 和 1.0。

2 计算结果及分析

2.1 螺旋盘管液相率对比分析

螺旋盘管不同线圈直径 Dc 对储热单元的液体分数随时间变化的影响如图 3 所示。

从储热单元水平放置图中可以看出直到 40 分钟三种不同情况的储热单元液相率曲线基本一致，并且熔化速率急剧增加，导致该时间段内蓄热单元 80%的 PCM 熔化。该时间段内 PCM 加速熔化是由于 PCM 在熔化初期与热源直接接触，随熔化的进行出现对流传热占主导地位的现象。在这段时间之后，熔化过程进入熔化速率降低的第二阶段。该部分的熔化与上部 PCM 完全熔化的时间有关。当上部 PCM 完全熔化，随之对流传热对整个储热单元的影响降低。液相率曲线显示，与其他情况相比，当线圈直径为 90 mm 后半段液相率曲线上升速度最慢。该情况下储热单元中 PCM 完全熔化用时 144.3 分钟，当线圈直径增加到 105 mm 和 126 mm 时，PCM 完全熔化时间分别减少 28.8%和 57.4%。

同样的模拟三种不同线圈直径的情况下，对整个储热单元竖直放置进行了研究。从液相率曲线图中可以看出三种不同的线圈直径对竖直放置的储热单元 PCM 总熔化时间影响不大。PCM 的熔化时间基本一致，没有明显的提升。

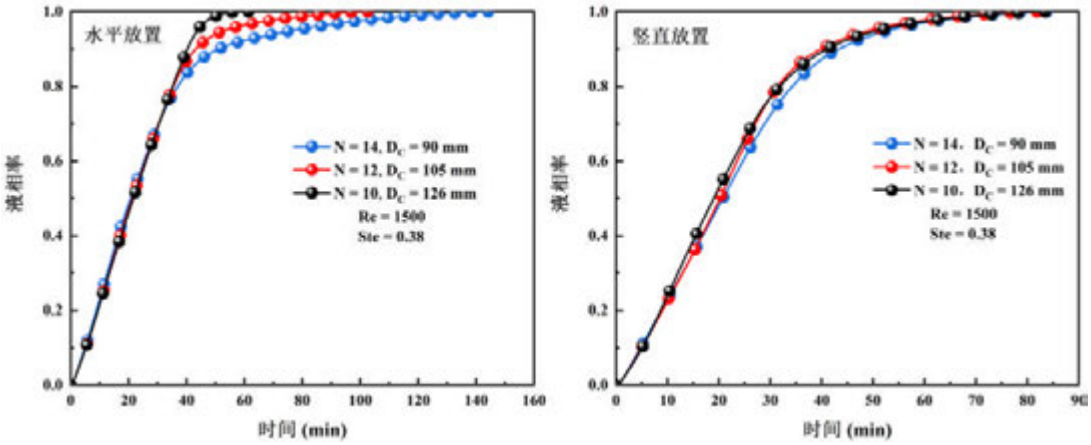


图 3 螺旋盘管相变储热单元液相率随时间变化

Fig. 3 Liquid fraction versus time of the spiral coil TES unit

由于不同线圈直径对储热单元竖直放置情况影响不大。故图 4 只对水平放置储热单元三种不同线圈直径的三维固液界面图进行分析。从图中可以看出在熔化过程开始时，在 1 分钟的轮廓中可以看出，在 HTF 入口处与固体 PCM 接触形成第一层液体 PCM。这是由于此时导热传热机制占主导地位，该层液体 PCM 是完全对称的。三种情况管壁周围的熔化趋势相同。然而，随着熔化过程的进行，整个储热单元占主导的传热机制从导热过渡到自然对流传热，熔化速率加快。这就导致在 10 分钟时整个储热单元的顶部有一层较厚的液体 PCM，可以观察到管子顶部的大量 PCM 已经融化。在 20 分钟到 40 分钟这阶段内 90 mm 的线圈直径较小，中间区域的 PCM 由于在该区域占比较少而得以较高的速率熔化。直到熔化进行到 61.6 分钟时，线圈直径为 126 mm 的储热单元已经完全熔化而线圈直径为 90 mm 和 105 mm 的储热单元未完全熔化。故在螺旋盘管下部 PCM 导热传热机制占主导时，较大的线圈直径成为 PCM 熔化的最终影响因素。

当线圈直径为 126 mm 与线圈直径为 90 mm 和 105 mm 相比熔化时间更短的主要原因有两个。首先，由于热源穿过储热单元的下部区域，较大的线圈直径的螺旋盘管的底部会与储热单元的底部距离较小。其次，由于下层的 PCM 厚度减小，热阻减小。因此，

线圈直径为 126 mm 的储热单元在 61.6 分钟熔化完成，而其他较小线圈直径的储热单元需要更多时间来完成熔化。

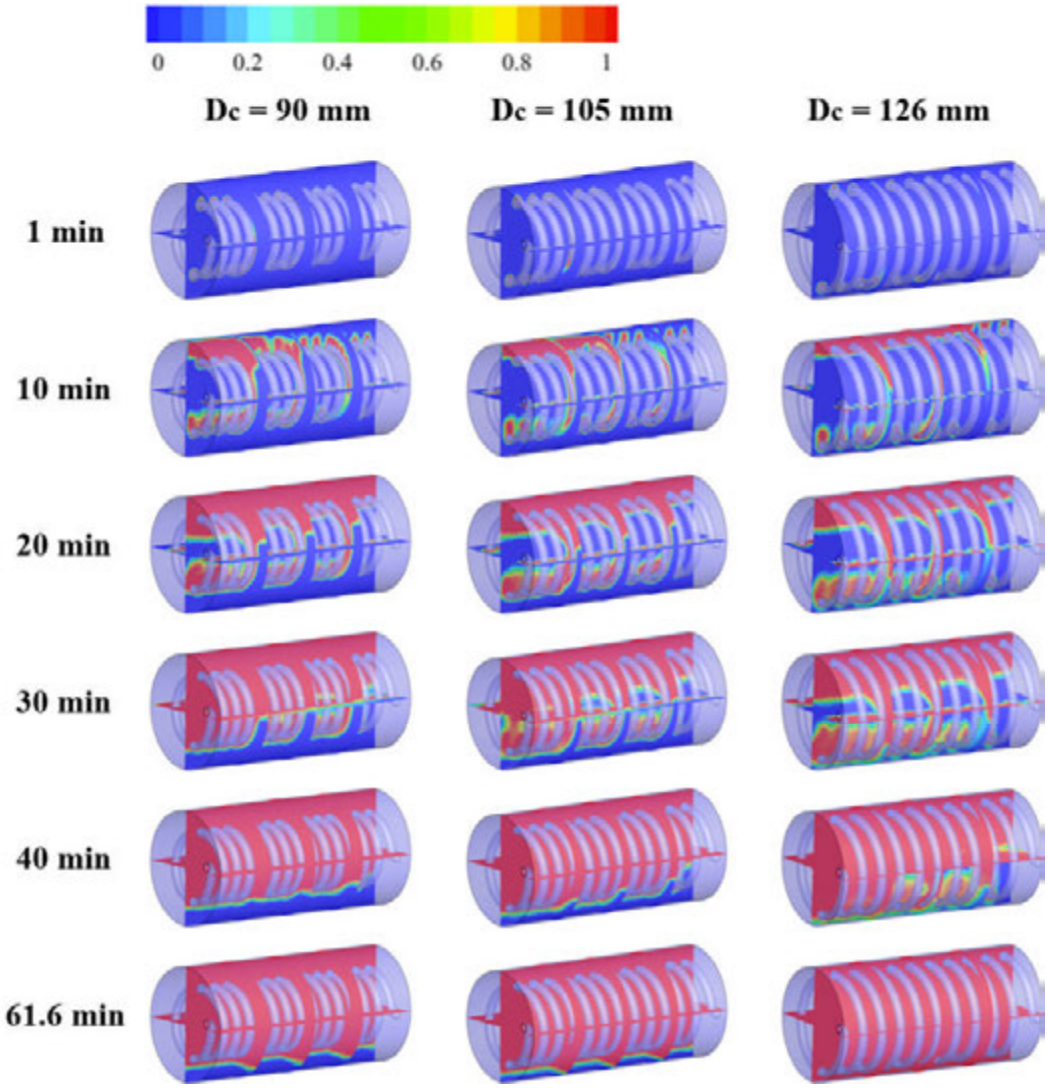


图 4 不同螺旋管盘管直径下相变储热单元固液界面对比

Fig. 4 Liquid fraction contours for different *Dc*

2.2 螺旋盘管储热单元蓄热性能对比分析

图 5 所示三种不同线圈直径储热单元的储热量随时间不同变化规律。从图中可以看出，当储热单元水平放置，在前 40 分钟内不同尺寸的线圈直径对整个储热单元的蓄热影响较小。由于三种不同线圈直径的储热单元都拥有相同的管长、体积以及表面积，在螺旋盘管上部和中部 PCM 对流传热为主导换热机制，线圈放大的优势未能体现出来。但 40 分钟后螺旋盘管上部与中部的 PCM 大部分完全熔化，对流传热的影响逐渐减弱。PCM 下部的 PCM 的熔化以导热传热机制为主，此时螺旋盘管较大的的线圈直径的底部与整体蓄热单元的底部距离较短有利于熔化储能。故线圈直径为 126mm 的储热量曲线在 40 分钟后相比较小尺寸的线圈直径提升的较为迅速。

而竖直放置的储热单元的储热曲线横向的线圈直径的增大对其影响微乎其微。影响整个储热单元蓄热能力的主要部分位于 PCM 的下部，而单纯的只增加横向的线圈直径并不能明显提高竖直放置的储热单元 PCM 下部的蓄热能力。

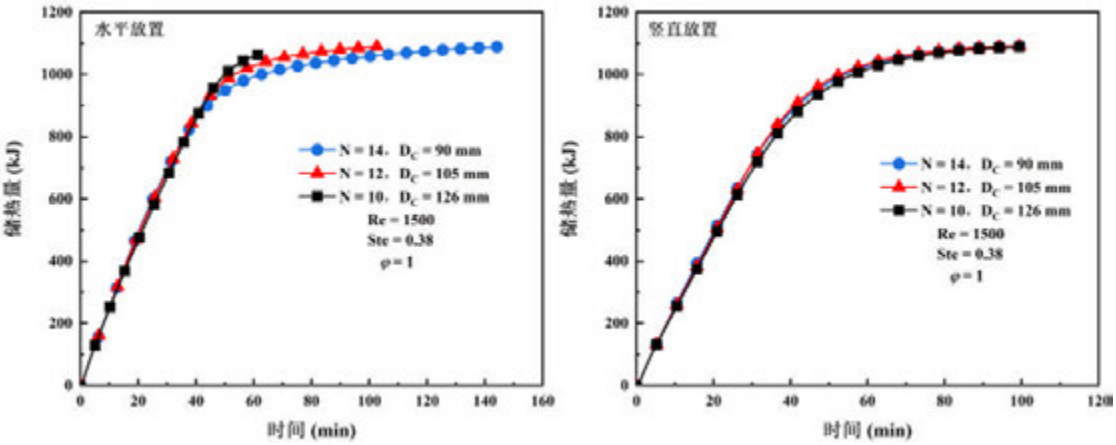


图 5 螺旋盘管相变储热单元储热量随时间变化

Fig. 5 Energy storage versus time of the spiral coil TES unit

为了进一步研究螺旋盘管不同线圈直径对相变储热单元的影响，定量计算了各个不同线圈直径储热单元中平均传热速率，结果如图 6 所示。从图 6 可见：当储热单元水平放置，随着螺旋盘管的线圈直径的增大，平均传热速率呈逐渐升高的趋势：90mm 线圈直径的平均传热速率为 125.8 W,而螺旋盘管线圈直径 105 mm 和 126 mm 的平均传热速率分别为 176.8 W 和 288.4 W。以螺旋盘管线圈 90 mm 为基准储热单元，当线圈直径增大到 105 mm 和 126 mm 其平均传热速率提升 28.8%和 56.4%。这是由于储热单元水平放置时，影响其熔化速率以及蓄热效率的 PCM 主要位于螺旋盘管下部的 PCM。当螺旋盘管线圈直径增大与蓄热底部越接近，下部 PCM 更加接近热源更容易熔化和蓄热。当三种不同线圈尺寸的螺旋盘管竖直放置时，随着螺旋盘管的线圈直径的增大，平均传热速率趋势没有明显的提升：90mm 线圈直径的平均传热速率为 215.4W,而螺旋盘管线圈直径 105 mm 和 126 mm 的平均传热速率分别为 218.7 W 和 212.2 W。可以看出螺旋盘管线圈直径 90 mm 增加到 105 mm 平均传热速率虽然增加但不明显，线圈直径增加到 126 mm 平均传热速率不增反减。这是由于相同尺寸的螺旋盘管只减少了管子横向与储热单元壁面的距离，而影响储热单元的熔化和蓄热性能主要位置在整个 PCM 的下部。从图中竖直和水平的平均传热速率对比可以看出当螺旋盘管线圈直径为 90 mm 和 105 mm 时，竖直放置的储热单元平均传热速率明显优于水平放置的情况。直至螺旋盘管直径增加到 126 mm，水平放置明显优于竖直放置的情况。综上，根据数值模拟的情况可以看出储热单元水平放置时，螺旋盘管线圈直径越大其蓄热性能提升的越明显。相反储热单元竖直放置，虽然线圈直径增大但是没有影响下部 PCM 的蓄热性能。故若想提升整个储热单元的蓄热能量需要加强 PCM 底部的熔化速率和传热性能。

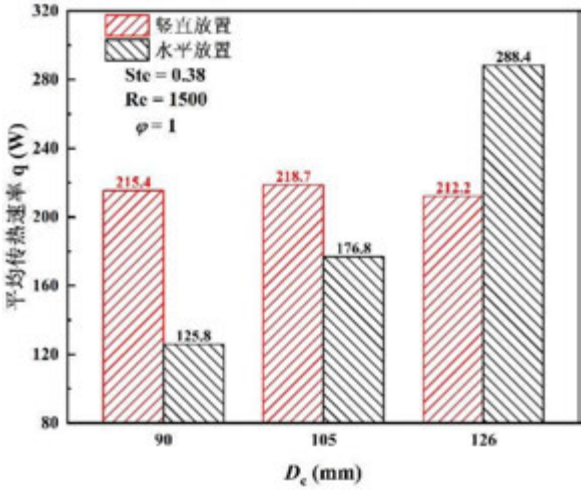


图 6 不同放置方式对蓄热单元平均传热速率影响

Fig. 6 Effect of Different Placement Methods on Average Heat Transfer Rate of TES Unit

2.3 螺旋盘管储热单元能效比及平均储热率分析

本节引入一种无量纲评价参数能效比以及平均储热率如公式(12)和公式(13)所示。能效比是表征相变储热单元的蓄热量与泵传送热流体所消耗的能量之比。本节对螺旋盘管不同线圈直径该参数进行了数值研究。

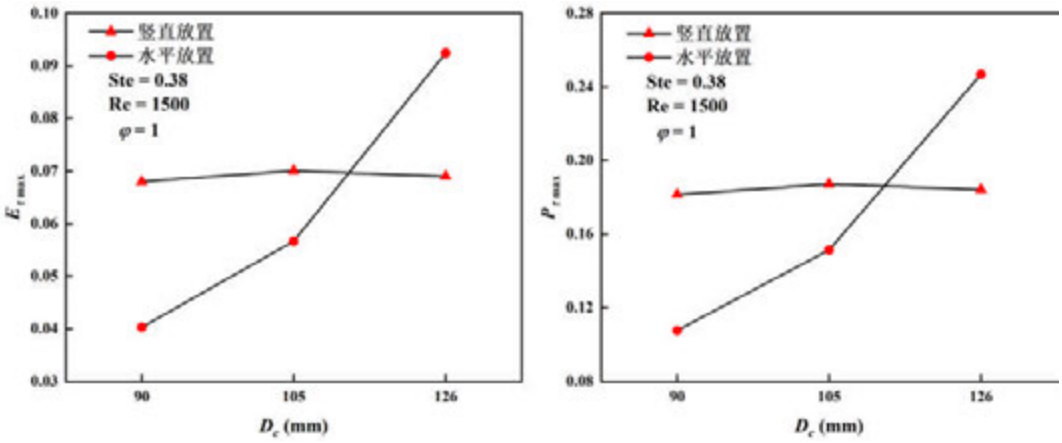


图 7 不同放置方式对蓄热单元能效比及平均储热率影响

Fig. 7 Effect of Different Placement Methods on Energy Efficiency Ratio and Average Heat Storage Rate of TES Unit

图 7 所示为储热单元竖直和水平状态下三种不同的螺旋盘管线圈直径的能效比与平均储热率变化。从图 7 中的能效比可见：储热单元水平状态下，以 90mm 线圈直径为基准随着螺旋盘管线圈直径的增加能效比升高趋势明显。当线圈直径从 90 mm 增大到 105 mm 和 126 mm，能效比从 0.04 增加到 0.057 和 0.092。其涨幅分别为 29.8%和 56.5%。储热单元水平放置，螺旋盘管线圈增大使储热单元可以在相对较短的时间内储存相同的热量 ，较短的时间可以进一步减少泵传送热流体所消耗的能量。储热单元竖直状态下，

以 90mm 线圈直径为基准随着螺旋盘管线圈直径的能效比没有明显变化。当线圈直径从 90 mm 增大到 105 mm 和 126 mm，能效比从 0.068 增加到 0.070 和 0.069。其涨幅分别为 2.6%和 1.4%。储热单元竖直放置，螺旋盘管线圈虽然增大但储热单元的储存相同的热量所需要的时间基本一致 ，泵传送热流体所消耗的能量也基本一致。故其能效比增幅没有明显变化。从图 7 中的平均储热率可见：储热单元水平状态下，以 90mm 线圈直径为基准随着螺旋盘管线圈直径的增加整个储热单元平均储热率提升明显。当线圈直径从 90 mm 增大到 105 mm 和 126 mm，平均储热率从 0.108 增加到 0.151 和 0.247。其涨幅分别为 28.5%和 56.3%。相比水平状态，竖直状态下三种不同线圈直径的平均储热率分别为 0.182、0.187 和 0.184。虽然相比与 90 mm 的平均储热率有所提升，但效果不明显。综上，这些结果表明改变螺旋盘管线圈直径对水平放置的影响大于竖直放置。

4 结　论

本文对螺旋盘管相变储热单元中的螺旋盘管的线圈直径的不同变化进行数值模拟。分析了相同大小的储热单元中的不同螺旋盘线圈直径，不同放置状态对蓄热性能的影响。获得以下结果：

(1) 在熔化刚开始，HTF 管周围的 PCM 以导热为主。随着熔化过程的进行，PCM 熔化继续，此时对流传热成为主要的传热机制。当 HTF 与 PCM 之间的温差减小，对流传热的影响减低。此时开始直至 PCM 完全熔化，导热再次变为主导的传热机制。

(2) 当储热单元水平放置。通过增加螺旋盘管线圈的直径，储热单元 PCM 的总熔化时间明显减少；当线圈直径从 90 mm 增加到 126 mm 时，总熔化时间减少高达 57.4%、平均传热速率提高 56.4%、能效比与平均储热率有着明显的涨幅。

(3) 当储热单元竖直放置。从模拟结果表明，单纯增加螺旋盘管线圈直径对竖直放置的储热单元没有明显的蓄热性能提升。

参考文献

[1] Atul Sharma, Tyagi V V, Chen C R, et al. Review on thermal energy storage with phase change materials and applications. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2009, 13(2): 138−345

[2] Sharmaa R K, Ganesan P, Tyag V V. Developments in organic solid-liquid phase change materials and their applications in thermal energy storage. Energy Conversion and Management, 2015, 95: 193−288

[3] 李赛维, 陶希军, 孙志强. 结构参数对管壳式相变储热单元熔化过程性能提升的影响. 中南大学学报(自然科学版), 2021, 52(1): 8−18

LI Sai-Wei, TAO Xi-Jun, SUN Zhi-Qiang. Influence of structural parameters on improvement of melting performance in shell-and-tube latent heat storage unit. Journal of Central South University(Science and Technology), 2021, 52(1): 8−18

[4] 姬长发. 肋片的几何参数对圆形内肋片管蓄冰特性影响. 辽宁工程技术大学学报, 2005, 24(2): 267−229

JI Chang-fa. Influence of geometric parameters of fin on ice storage of tube with inner fin. Journal of Liaoning Technical University, 2005, 24(2): 267−229

[5] 林道光, 毛永宁, 李小华. 内翅式套管相变蓄热器蓄热特性的模拟研究. 流体机械, 2021, 49(2):

84−89

LIN Dao-guang, MAO Yong-ning, LI Xiao-hua. Simulation study on the heat storage characteristics of the internal fin type casing phase change regenerator. Fluid Machinery, 2021, 49(2): 84−89

[6] MAO Qianjun, LI Ying. Experimental and numerical investigation on enhancing heat transfer performance of a phase change thermal storage tank. Journal of Energy Storage, 2020, 31: 101725

[7] 张喆, 方健, 席丽敏. 基于响应面优化的石蜡相变微胶囊的性能评价. 材料导报, 2019, 33(24): 4181−4187

ZHANG Zhe, FANG Jian, XI Li-min. Performance evaluation of paraffin phase change microcapsules based on response surface methodology. Materials Reports, 2019, 33(24): 4181−4187

[8] 熊记, 方健, 张佳. 石蜡微胶囊的制备及改性研究进展. 包装工程, 2018, 39(5): 92−98

XIONG Ji, FANG Jian, ZHANG Jia. Research progress of preparation and modification of paraffin microcapsules. Packaging Engineering, 2018, 39(5): 92−98

[9] Biao Ma, Sanjeev Adhikari, Yujiao Chang, et al. Preparation of composite shape-stabilized phase change materials for highway pavements. Construction and Building Materials，2013(42): 114−121

[10] 朱恂, 廖强, 李隆键. 添加物对石蜡相变螺旋盘管蓄热器蓄热和放热性能的影响. 热科学与技术, 2005, 4(1): 14−19

ZHU Xun, LIAO Qiang, LI Long-jian. Effect of additive on thermal energy stored and discharged performance of wax phase change thermal storage with spiral pipe. Journal of Thermal Science and Technology, 2005, 4(1): 14−19

[11] 李培涛, 田瑞, 辛浩. 圆柱形等距螺旋盘管式相变蓄热装置蓄热性能研究. 可再生能源, 2019, 37(3): 463−468

Li Pei-tao, Tian Rui, Xin Hao. Study on heat storage performance of spiral coil phase change thermal storage device. Renewable Energy Resources, 2019, 37(3): 463−468

[12] ENTEZARI S, TAHERI A, KHATIBI M, et al. Acceleration of melting process of phase change material using an innovative triplex-tube helical-coil storage unit: threedimensional numerical study. Journal of Energy Storage, 2021, 39: 102603

[13] 毛前军, 曹燕. 非等距螺旋管壳式相变系统的蓄热性能研究. 中南大学学报(自然科学版), 2022, 53(12): 4789−4798

MAO Qian-jun, CAO Yan. Heat storage performance investigation of non-isometric spiral shell-and-tube phase change system. Journal of Central South University(Science and Technology), 2022, 53(12): 4789−4798

[14] 朱家玲, 李慧, 张伟. 螺旋管式相变蓄热过程的数值模拟与系统优化. 天津大学学报, 2012, 45(10):875−880

ZHU Jia-ling, LI Hui, ZHANG Wei. Numerical Simulation and Optimization of Phase Change Heat Storage Process with Spiral Pipe. Journal of Tianjin University, 2012, 45(10):875−880

[15] 程晓敏, 任学宏, 李元元. 螺旋盘管相变蓄热装置的数值模拟. 武汉理工大学学报(信息与管理工程版), 2015, 37(6): 822−826

CHENG Xiao-min, REN Xue-hong, LI Yuan-yuan. Numerical Simulation of Spiral Pipe for Phase Change

Heat Storage. Journal of WUT (information & management engineering), 2015, 37(6): 822−826

[16] Wei-Wei Wang, Liang-Bi Wang, Ya-Ling He. Parameter effect of a phase change thermal energy storage unit with one shell and one finned tube on its energy efficiency ratio and heat storage rate. Applied Thermal Engineering, 2016,93:50−60

中国工程热物理学会 相变换热
学术会议论文 编号：233299

离心泵辅助方蒸发器环路热管实验研究

张子康，崔海川，赵帅诚，范艺文，刘志春，罗小兵，刘伟*
（华中科技大学能源与动力工程学院，武汉，430074）
（Tel：（027）87542618，Email：w_liu@hust.edu.cn）

摘要：环路热管(Loop Heat Pipe: LHP)是一种被动式两相循环散热系统，具有传热性能强，传输距离长，运行稳定，结构简单等优点，已被广泛运用于航空航天、高热流密度电子器件散热等热控系统中。由于毛细芯产生的驱动力有限，本文结合泵辅助技术，测试了一套以水力悬浮离心泵辅助供液的 LHP 回路。系统采用平板式方形蒸发器以良好贴合热源面，毛细芯为带肋双孔径烧结镍芯，并使用硅橡胶解决毛细芯和壳体间蒸汽侧漏问题，循环工质为氨，传热距离为 1.15m。实验表明，水平姿态下，回路最大热流密度为 23.13 W/cm^2。启动、变热负荷和变泵功运行过程中，回路能在 10min 内快速启动并达到稳定状态，无温度波动或过冲发生。过冷工质在微泵作用下快速流入蒸发器，毛细芯得到良好浸润，加热面向补偿腔的漏热被额外工质带走。增大泵功使更多过冷工质进入蒸发器，小幅提升回路性能。增大热负荷和冷媒温度时，毛细芯内汽液界面扩大，汽液界面和加热面间温差减小，蒸发器热阻降低，最小值为 0.126°C/W。

关键词：环路热管，离心泵辅助，方蒸发器，传热性能

0 前言

受电子芯片集成化、高效型发展的影响，电子器件越来越面临严峻的散热挑战。环路热管(LHP)作为一种被动式两相散热系统，具体传热性能强，传输距离远，结构简单，布置灵活等优点，已被广泛运用在航空航天[1, 2]、计算机集群[3]、笔记本散热[4]、电动汽车[5]，高功率 LED[6]等系统当中。

传统 LHP 系统主要由蒸发器、冷凝器、液体管路和蒸汽管路组成，蒸发器补偿腔内的工质受毛细芯驱动力的影响抽吸至汽液界面，吸收加热面热量后相变成蒸汽，并通过蒸汽管路进入冷凝器冷凝，随后过冷工质通过液体管路回流至蒸发器补偿腔。依据蒸发器结构，LHP 系统可分为平板式和圆柱式[7]，由于圆柱式系统需要增添鞍座才能与热源面贴合[8]，这导致 LHP 系统的整体重量和系统热阻增加。平板式系统则能与热源直接贴合，加热面和蒸发界面间传热路径均匀，热源面温度分布更为均匀，系统热阻更低，能较好解决圆柱式系统存在的问题[9]。Singh 等[10]设计了一套 5mm 厚的扁平蒸发器并采用 3-5μm 粒径的镍粉烧结成 75% 孔隙率的毛细芯，工质为蒸馏水，该回路在 150mm 传输距离条件下热流密度达 50W/cm^2。Zhou 等[11]采用多层金属泡沫作为毛细芯来提升工质蒸发强度，实验表明，相较于泡沫镍，多层泡沫铜导热率更高，孔径更小，蒸发器传热性能表现更强。Krishnan 等[12]将金属纳米线涂层电沉积在蒸发器表面，工质汽液相变位点得到增加，较平滑蒸发器表面，该方法能将表面传热系数增加近 2.7 倍。

为提升 LHP 在热控系统中的传输距离，泵辅助技术得到结合。Babin 等[13]引入离子泵驱技术，验证了该类型 LHP 性能提升了 20%-100%。Sakamoto 等[14]制作了一套大等温蒸发器的泵驱两相回路，毛细芯的分隔作用使汽相和液相得到分离，加热面温度能够精确控制。

*基金项目：国家自然科学基金（Nos. 51736004 & 52076088）

Cappucci 等[15]分析了工质选择对两相泵驱回路性能的影响，结果表明具有更高汽化潜热和表面张力的氨是最优选择。Setyawan 等[]16 通过增加隔膜泵设计了一套混合驱动 LHP，该方案能使毛细芯的蒸干问题得到解决，同时蒸发器温度显著降低。Zhou 等[17]实验研究了空调能量回收系统中泵驱动 LHP 的运行性能，实验得出以 R32 为工质时回路总体性能优于 R22 和 R152a，且当质量流量、换热面积、迎风流速取最优值时，该回路表现出良好的换热能力和能量回收性能。Crepinsek 等[18]对比了双蒸发器并联和串联两套泵辅助 LHP 回路的传热性能，结果表明并联结构传热极限高于串联结构，同时回路工作压力和温度取决于总热负荷大小。Jiang 等[19]设计了一套以甲醇为工质的离心泵辅助 LHP 回路，高热负荷下蒸发器补偿腔会出现过冷沸腾，回路仍能维持稳定运行。

为进一步提升 LHP 系统的传热能力，本文采用水力悬浮离心泵，设计了一套泵辅助 LHP 回路。相较于其他微泵形式，离心泵具有较高承压能力和较大压头，同时能实现工质平稳且连续的输送。蒸发器为平板式方形结构，内部毛细芯为双孔径烧结镍芯，毛细芯和蒸发器壳体间缝隙采用硅橡胶进行封填，工质为氨，传热距离为 1.15m。实验表明，在各种启动、变热负荷和变泵功工况下，回路均能平稳启动，各测点温度能快速达到热平衡而不发生波动或过冲。微泵的辅助作用能够使毛细芯始终得到良好的浸润而不发生烧干失效，补偿腔内额外的工质同时能快速带走加热面向补偿腔的漏热而使蒸发器性能得到提升。

1 实验设计

1.1 回路搭建

离心泵辅助方蒸发器 LHP 系统由储液器、平板式方蒸发器、引射器、冷凝器 1 和 2、水力悬浮离心泵、蒸汽管路、液体管路 1 和 2 组成，其系统结构图如图 1 所示。离心泵首先从储液器中抽吸液体并通过液体管路 1 泵送至方蒸发器补偿腔内，受毛细芯抽吸力影响，一部分工质透过毛细芯进入蒸汽槽道中，在汽液界面处吸收加热面热量后相变成蒸汽，另一部分额外工质通过补偿腔出口流出，并通过液体管路 2 流至冷凝器 1。蒸汽槽道内产生的蒸汽在蒸发腔汇聚后，由蒸汽出口流出，随后通过蒸汽管路流至冷凝器 2。冷凝器 1 内冷却的高速过冷工质流经引射器产生引射作用，辅助抽吸冷凝器 2 内冷凝的过冷工质，两路工质汇合后回流至储液器。

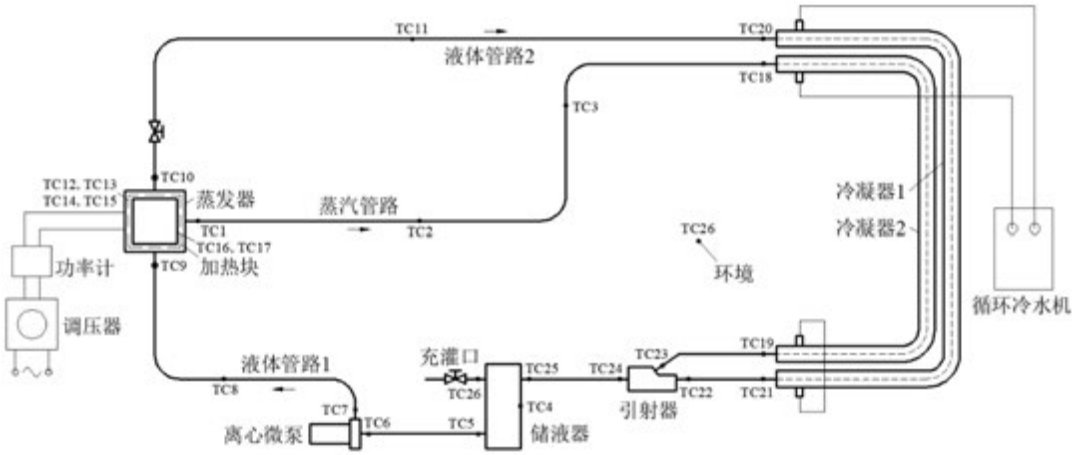


图 1 离心泵辅助方蒸发器 LHP 回路及热电偶布置图

平板式方蒸发器由蒸发器壳体、毛细芯和加热面构成，毛细芯将蒸发器内部分分隔成补偿腔、蒸汽槽道和蒸汽腔三部分，其结构示意图如图 2 所示。为解决蒸汽由毛细芯和蒸发器壳体间缝隙向补偿腔泄露的问题，采用硅橡胶填涂在毛细芯侧边缝隙进行封装。蒸发器材质为不锈钢 304，长宽均为 50.6mm，厚 16.74mm，双孔径烧结镍芯长宽均为 38.9mm，厚 3.51mm，肋宽、高均为 1.9mm，孔隙率为 76.35%。回路蒸汽管路长 1.15m，液体管路 1 和 2 总长 2.48m，冷凝器 1 和 2 为套管式结构，长度分别为 1.245 和 1.130m。由于采用氨作为循环工质，回路

内部运行压力偏高，为保证蒸发器具有较强的承压能力，蒸发器壳体和盖板之间采用激光焊接。回路主要结构参数如表 1 所示。

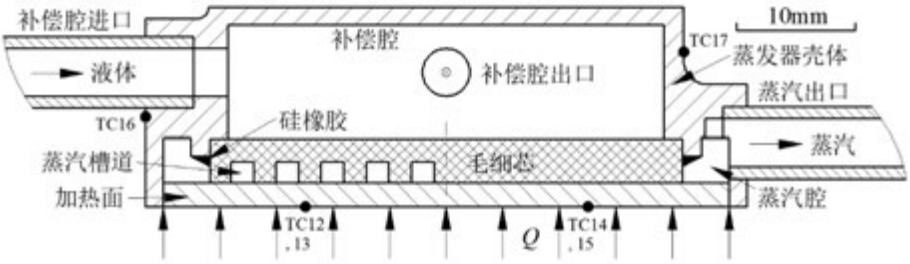


图 2 方蒸发器结构图及热电偶布置图

表 1 回路主要结构参数

部件	尺寸	数值	部件	尺寸	数值
蒸发器	长/宽/	50.6/50.6mm	液体管路 1	内/外管直径	4/6mm
	高度	16.74mm		长度	1225mm
补偿腔	长/宽	36.7/36.7mm	液体管路 2	内/外管直径	4/6mm
	高度	10.25mm		长度	1255mm
毛细芯	长/宽	38.9/38.9mm	冷凝器 1	内管内/外径	4/6mm
	厚度	3.51mm		外管内/外径	12/16mm
	肋高/宽	1.9/1.9mm		长度	1245mm
	孔隙率	76.35%	冷凝器 2	内管内/外径	4/6mm
储液器	内径	54mm		外管内/外径	12/16mm
	高度	114mm		长度	1130mm
蒸汽管路	内/外管直径	4/6mm	微泵	形式	离心泵
	长度	1150mm	充灌率	比例	75.0%

1.2 测试系统

测试系统由加热系统、温度测量系统和冷却系统组成。加热系统由内嵌 4 根功率 100W 加热棒的 40*40mm 方形紫铜块构成，紫铜块上侧热源面积为 16cm^2，并通过调压器来实现不同热负荷的加载，加热功率由精度为 0.5%的功率计测量。回路测点温度采用精度为±0.5°C 的 T 型热电偶测量，测点布置如图 1、2 所示，温度数据由 Keithley 2700 进行采集并输出至电脑，加热面温度 HS 为 TC12、13、14、15 四个测温点温度平均值，蒸发器补偿腔温度为 TC16、17 两个测温点温度平均值。为减小回路和环境间的热泄露，热源、储液器、引射器、传输管路和冷凝器采用隔热材料进行包裹。冷却系统由循环冷水机、冷凝器 1 和 2 套管侧组成，采用 50%乙二醇水溶液将冷凝器内热量带入冷水机组内。由于不凝性气体会降低蒸发器传热性能，充灌工质前回路需要抽真空至 3.0×10^{-4}Pa，工质充灌率为 75%。

2 实验结果与讨论

2.1 启动性能

启动性能是衡量 LHP 运行稳定性的重要指标，实验在水平条件下测试了离心泵辅助方蒸发器 LHP 系统的启动过程。为保证回路运行安全，同时维持目标热源不出现高温失效，需控制蒸汽温度和加热面温度分别不高于 45°C 和 80°C。冷媒温度 0°C，微泵功率 2W 条件下，回路在低、中、高热负荷时的启动过程如图 3、4、5 所示。由图可知，回路在各热负荷条件下均能在 10min 内快速启动并达到平衡状态，运行期间无温度波动或过冲现象。方蒸发器最大热负荷为 330W，对应热流密度为 20.63W/cm^2。加载热负荷后，蒸发器加热面温度迅速升高，蒸汽出口和冷凝器 2 进口温度也缓慢升高，表明蒸汽槽道内产生的蒸汽在引射器辅

助作用下能够快速通过蒸汽管路传输至冷凝器 2 内。中高热负荷时，少量加热面热量通过蒸发器壳体传导至补偿腔内并由过冷工质吸收，导致补偿腔壳体温度也出现了小幅上升。

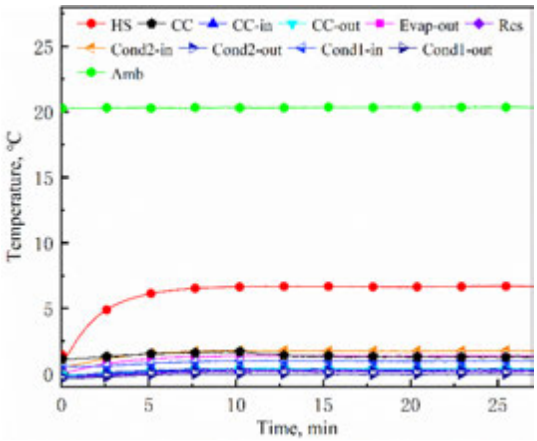


图 3 Q=20W, T_{sink}=0°C

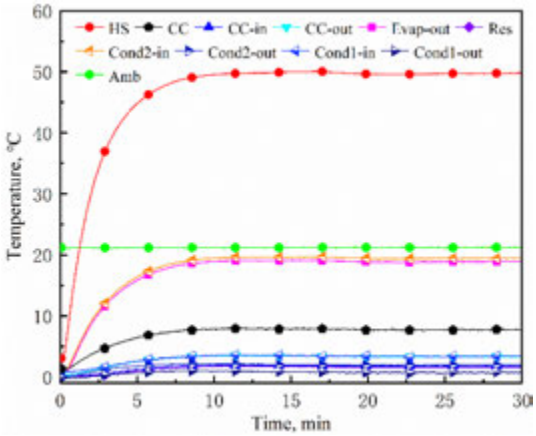


图 4 Q=180W, T_{sink}=0°C

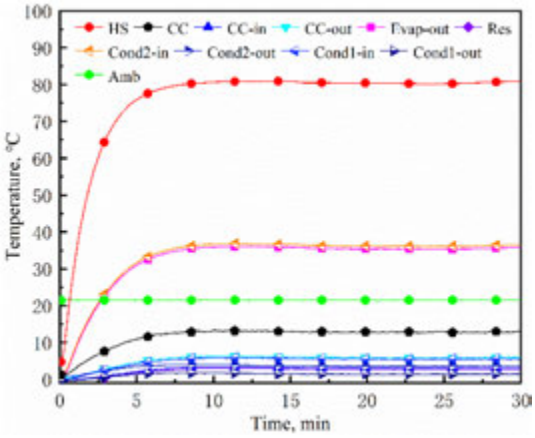
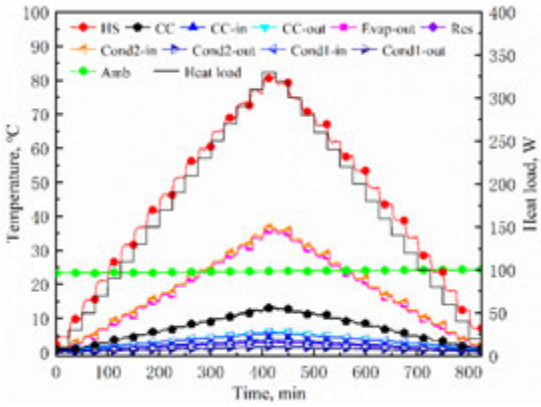


图 5 Q=330W, T_{sink}=0°C

2.2 变热负荷运行

电子器件运行期间连续变化热功耗对热控系统的影响是评价其运行可靠性的另一项重要指标。图 6、7 为冷媒温度 0°C，微泵功率 2W 条件下，回路在均匀变负荷和随机变负荷工况下的运行过程。由图可知，均匀变负荷工况下，热负荷以 20W 为间隔逐渐增加到最大热负荷，随后逐渐减小至 0，加热面温度随热负荷的均匀上升和下降而均匀增高和降低，回路在整个热负荷范围内都能维持稳定运行，没有温度波动或过冲现象出现。随机热负荷工况下，热负荷的大幅度突增和突减都不会影响系统的稳定运行，回路随着热负荷的改变而响应迅速，各测点温度均能快速变化并达到稳定状态。



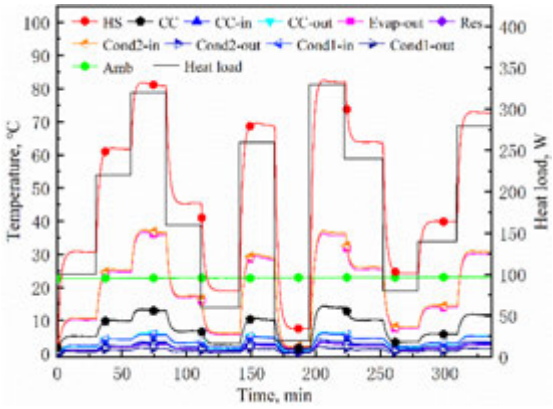
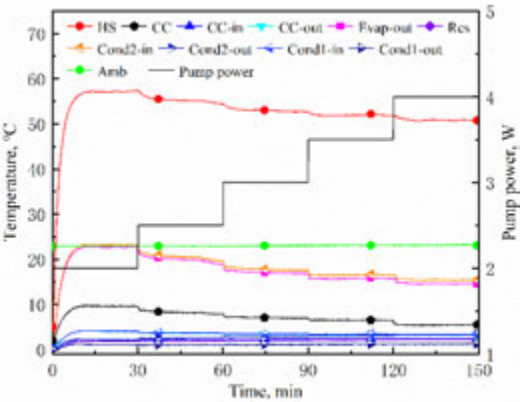


图 6 T_{sink}=0°C，均匀变负荷　　图 7 T_{sink}=0°C，随机变负荷

2.3 变泵功运行

微泵功率的改变对系统性能也有较大影响。图 8、9 为冷媒温度 0°C，加热功率 200W 条件下，回路在均匀变泵功和随机变泵功工况下的运行过程。由图可知，不同微泵功率下回路均能维持稳定运行，加热面温度随微泵功率的上升而下降，当泵功从 2W 增至 4W 时，加热面温度下降约 6.39°C。增大泵功会导致液体管路内工质流速上升，引射器对冷凝器 2 的抽吸作用增强，冷凝器 2 进口背压下降，蒸发器内产生的蒸汽能更快地通过蒸汽管路传输至冷凝器 2，因而蒸发器传热性能得到增强，蒸汽出口温度也下降约 6.45°C。此外，更高的泵功表明更多的过冷工质流经补偿腔，加热面传导至补偿腔的漏热能更快被带走，补偿腔壁面温度也出现了小幅下降。



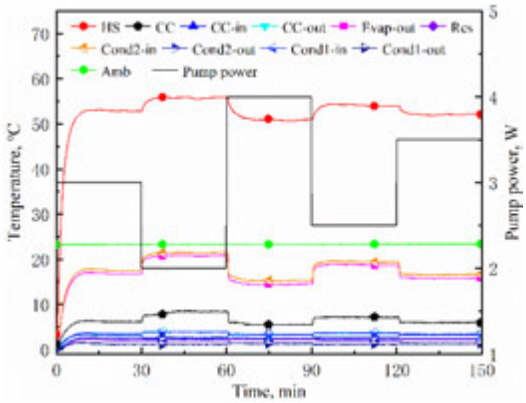
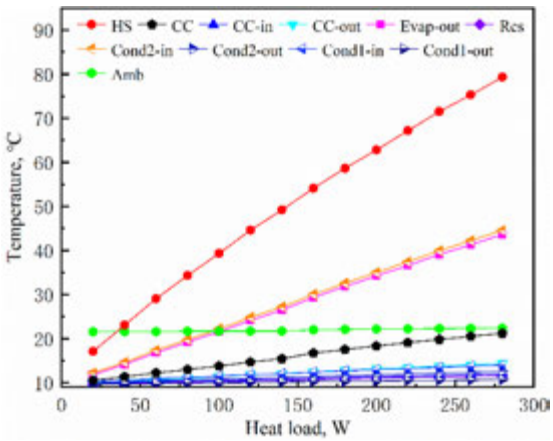


图 8 T_{sink}=0°C，Q=200W，均匀变泵功　　图 9 T_{sink}=0°C，Q=200W，随机变泵功

2.4 传热性能

冷媒温度 10°C 和-10°C，微泵功率 2W 条件下，回路各测点温度分布随热负荷变化情况如图 10、11 所示。不同冷媒温度下，各测点温度均随着热负荷的均匀上升而逐渐升高，升高速率在整个热负荷范围内基本维持不变，这表明改变冷媒温度对回路启动过程影响不大，系统始终能够维持稳定工作状态。冷媒温度 10°C 和-10°C 条件下，加热面温度不高于 80°C 时，回路最高热负荷分别为 280、370W，对应热流密度分别为 23.13、17.5W/cm^2。此外，冷媒温度的降低会使得进入补偿腔内工质的过冷度增高，相同热负荷下加热面向补偿腔的漏热能更快被带走，因而补偿腔的温升也越小。



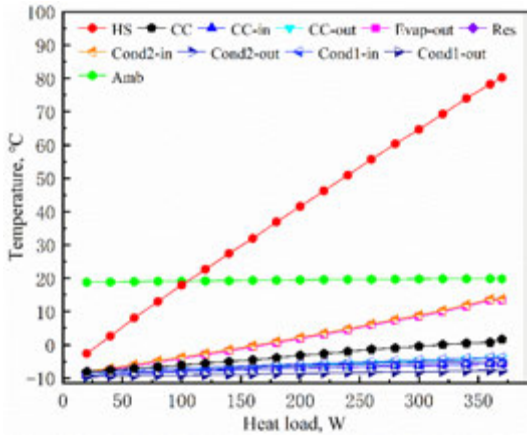


图 10 T_{sink}=10°C，P_{pump}=2W，回路各测点温度分布　　图 11 T_{sink}=-10°C，P_{pump}=2W，回路各测点温度分布

蒸发器传热性能可由蒸发器热阻反映，定义蒸发器热阻为：

$$R_{evap} = \frac{T_{HS} - T_{Evap-out}}{Q}, \tag{1}$$

其中 T_{HS} 为加热面温度，$T_{Evap-out}$ 为冷凝器进出口均温，Q 为热负荷。

图 12 为微泵功率 2W，蒸发器热阻在不同冷媒温度下随热负荷变化情况。由于蒸发器在微泵辅助供液的帮助下，补偿腔内的过冷工质供应充足，额外的工质能够快速带走加热面向补偿腔的漏热，毛细芯始终得到良好浸润，汽液界面维持在蒸汽槽道和毛细芯内，高热负荷下也没有出现汽相穿透毛细芯而进入补偿腔内，这表明在整个热负荷范围内毛细芯不会出现烧干失效情况。增大热负荷时，蒸汽槽道内的汽液界面逐渐扩大并进入毛细芯，毛细芯内微孔结构得到充分利用，更多工质相变并带走加热面热量，因而蒸发器传热性能得到提升，蒸发器热阻维持下降趋势。增大冷媒温度时，进入毛细芯的过冷工质温度和加热面温度差距减小，由式 1 可知，蒸发器热阻也越小，冷媒温度 10°C，加热面热负荷 280W 时，蒸发器热阻最小，为 0.126°C/W，热阻计算不确定度范围为±2.51%-±0.16%。

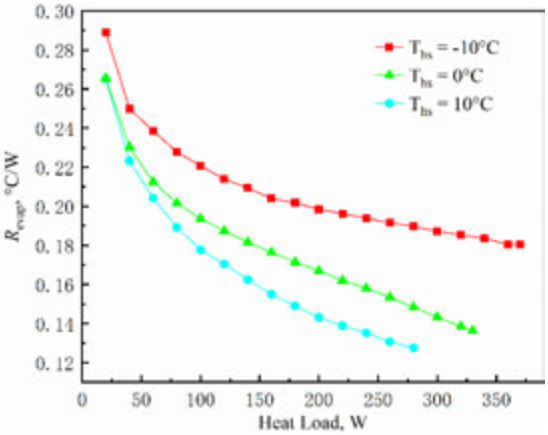


图 12 蒸发器热阻变化

3 结论

本文设计了一套离心泵辅助方蒸发器 LHP 系统。蒸发器为平板式方形结构，毛细芯为带肋双孔径烧结镍芯，水力悬浮离心泵辅助过冷工质从储液器回流至蒸发器。实验在水平条件下测试了回路的启动、变热负荷和变泵功运行过程，主要结论如下：

（1）低、中、高热负荷启动过程表明，回路能够在 10min 内快速启动且无温度波动或过冲发生。冷媒温度 0°C，微泵功率 2W 条件下，回路允许的最大热负荷为 330W，对应热流密度为 20.63W/cm^2。

（2）离心泵的辅助作用能够使毛细芯始终得到较好的浸润，引射器能够辅助蒸汽从蒸汽腔快速排出并流入冷凝器 2，此外中高热负荷时，少量加热面向补偿腔的漏热会使补偿腔温度出现小幅上升。

（3）变热负荷运行过程中，回路能够在整个热负荷范围内随着热负荷的改变而响应迅速，系统的稳定运行不会受到影响。增大泵功能够使更多过冷工质进入蒸发器，引射器引射作用得到增强，蒸发器传热性能得到提升，泵功从 2W 增至 4W 时，加热面温度下降约 6.39°C。

（4）不同冷媒温度下，回路均能稳定运行，各测点温度随着热负荷的上升而均匀升高。冷媒温度 10°C 和-10°C，微泵功率 2W 条件下，回路允许的最大热负荷分别为 280、370W，对应热流密度分别为 23.13、17.5W/cm^2。

（5）微泵的辅助作用能够使进入蒸发器的额外工质快速带走漏热，补偿腔内无汽相生成，毛细芯没有出现烧干失效。增大热负荷和冷媒温度时，毛细芯内汽液界面扩大，汽液界面和加热面间温差减小，蒸发器热阻降低，热阻最小值为 0.126°C/W。

缩略词

TC	热电偶	Res	储液器壁面温度
Q	蒸发器热负荷	Cond1-in	冷凝器 1 进口温度
HS	蒸发器加热面温度	Cond1-out	冷凝器 1 出口温度
Evap-out	蒸发器蒸汽出口温度	Cond2-in	冷凝器 2 进口温度
CC-in	蒸发器补偿腔进口温度	Cond2-out	冷凝器 2 出口温度
CC-out	蒸发器补偿腔出口温度	Pump	离心微泵
CC	蒸发器补偿腔壁面温度	Amb	环境温度

参考文献

[1] Swanson TD, Birur GC. NASA thermal control technologies for robotic spacecraft. Applied thermal engineering. 2003;23(9):1055-65.

[2] Gao T, Yang T, Zhao S-l, Meng Q-l. The Design and Application of Temperature Control Loop Heat Pipe for Space CCD Camera. International Symposium of Space Optical Instrument and Application. Springer, p. 65-74.

[3] Zimbeck W, Slavik G, Cennamo J, Kang S, Yun J, Kroliczek E. Loop heat pipe technology for cooling computer servers. Conference Loop heat pipe technology for cooling computer servers. IEEE, p. 19-25.

[4] Zhou G, Li J, Jia Z. Power-saving exploration for high-end ultra-slim laptop computers with miniature loop heat pipe cooling module. Appl Energy. 2019;239:859-75.

[5] Singh R, Nguyen T. Loop Heat Pipes for Thermal Management of Electric Vehicles. Journal of Thermal Science and Engineering Applications. 2021;14(6):061010.

[6] Li J, Lin F, Wang D, Tian W. A loop-heat-pipe heat sink with parallel condensers for high-power integrated LED chips. Applied Thermal Engineering. 2013;56(1-2):18-26.

[7] Maydanik YF. Loop heat pipes. Applied thermal engineering. 2005;25(5-6):635-57 %@ 1359-4311.

[8] Joung W, Yu T, Lee J. Experimental study on the loop heat pipe with a planar bifacial wick structure. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2008;51(7-8):1573-81.

[9] Chen B, Liu W, Liu Z, Li H, Yang J. Experimental investigation of loop heat pipe with flat evaporator using biporous wick. Applied Thermal Engineering. 2012;42:34-40.

[10] Singh R, Akbarzadeh A, Dixon C, Mochizuki M. Novel design of a miniature loop heat pipe evaporator for electronic cooling. Journal of Heat Transfer. 2007;129(10):1445-52.

[11] Zhou W, Ling W, Duan L, Hui K, Hui K. Development and tests of loop heat pipe with multi-layer metal foams as wick structure. Applied Thermal Engineering. 2016;94:324-30.

[12] Krishnan DV, Kumar GU, Suresh S, Thansekhar M, Iqbal U. Evaluating the scale effects of metal nanowire coatings on the thermal performance of miniature loop heat pipe. Applied Thermal Engineering. 2018;133:727-38.

[13] Babin B, Peterson G, Seyed-Yagoobi J. Experimental investigation of an ion-drag pump-assisted capillary loop. Journal of thermophysics and heat transfer. 1993;7(2):340-5.

[14] Sakamoto K, Adachi T, Daimaru T, Nagai H, Sunada E, Bhandari P, et al. Development of Two-Phase Mechanically Pumped Fluid Loop with Large Isothermal Evaporator using Porous Wick Structure. 47th International Conference on Environmental Systems.

[15] Cappucci S, Furst B, Sunada E, Bhandari P, Daimaru T. Working Fluid Trade Study for a Two-Phase Mechanically Pumped Loop Thermal Control System. 48th International Conference on Environmental Systems.

[16] Setyawan I, Putra N, Hakim II. Experimental investigation of the operating characteristics of a hybrid loop heat pipe using pump assistance. Applied Thermal Engineering. 2018;130:10-6.

[17] Zhou F, Duan W, Ma G. Thermal performance of a pump-driven loop heat pipe as an air-to-air energy recovery device. Energy and Buildings. 2017;151:206-16.

[18] Crepinsek M, Park C. Experimental analysis of pump-assisted and capillary-driven dual-evaporators two-phase cooling loop. Applied Thermal Engineering. 2012;38:133-42.

[19] Jiang C, Liu W, Liu Z, Yang J, Duan B, Luo X. Startup characteristics of pump-assisted capillary phase change loop. Applied Thermal Engineering. 2017;126:1115-25.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：14xxxx

相变微阵列对微流控芯片的热缓冲效应

张兆利，张楠，刘嘉瑜，高启发，李笑晗，袁艳平
西南交通大学机械工程学院，成都 610031
（电话：028-87634937，Email：ypyuan@swjtu.edu.cn）

摘要：被动相变材料微阵列模块作为一种新颖结构设计，通过固液相变来储存或释放热能，可用于微流控芯片中工作流体温度的有效调控。根据焓-孔隙度和局部热非平衡理论建立了数值模型，理论分析表明，随着时间的推移，流体峰值温度降低，而流体谷值温度升高，流体进出口温差趋于稳定。流体入口温度的正弦波动导致相变材料热能储存速率和液态分数的周期性变化。相变材料微阵列阵列、尺寸和操作参数会对系统性能具有显著影响。

关键词：微流控芯片；相变材料；微阵列；被动热管理；热缓冲

0 前言

近几十年来，微流体技术发展迅速，其系统规格小、生产能力强、分析性能和灵敏度高、易于并行化等突出优点，在生命科学、医学、化学化工、航空航天和机械制造等领域应用前景巨大[1,2]。微流体芯片工作过程中不可避免地受到热影响，其性能和稳定性会显著削弱[3,4]。根据产生机理，热源主要分为三类：（1）外力场；可以将磁场、电场或超声场结合到微流体技术中，以缩短时间消耗和成本。在微流控芯片的工作过程中，这些外力场不可避免地导致巨大的能量转化为热量。（2）流动阻力；挡板、翅片、凹槽或粗糙表面被引入微流体技术中增强物质的均匀分布。这些混合增强剂能够增大流动阻力，产生更多的热能。（3）化学反应；化学反应通常嵌入微流体芯片中以实现某些特定功能。化学反应中伴随的热量会导致工作流体的温度发生显著变化，从而削弱微流控芯片的工作性能[5,6]。

传统的空气冷却和液体对流冷却方法被认为是解决微流控芯片冷却需求的可用方法[7,8]。Lin 等[9]设计了一种风冷散热器，以确保芯片的温度处于较低水平。实验结果表明，与传统的热模型相比，模型精度提高了 20%以上，热阻误差仅为 2%。Dhingra 等[10]分析了安装在垂直通道左侧的四个矩形硅片的空气冷却。研究雷诺数、Grashof 数、切屑和内壁表面的发射率、切屑高度和宽度以及连续切屑之间的间隙对切屑流动、热性能和流动性能的影响。考虑到液体的传热系数比空气的传热系数大得多，液体对流的冷却效果更有效，液体对流冷却也越来越多地被引入芯片的热管理中。根据工作流体的不同，液体对流冷却可分为液体单相冷却和液体双相冷却。Laguna 等[11]研究了一种具有自适应微阀的冷却阵列，以实现芯片的高温均匀性，通过单元的流速检测自适应微阀以保持设计温度。Lu 等[12]阵列了 Y 形液体冷却散热器减轻电子芯片热量，优化结构设计，研究

基金项目：国家自然科学基金项目（No.52006183 和 52108077）。

了分支水平对冷却性能的影响。液体双相冷却通常是在单相热冷却的基础上实现的。众所周知，一些纳米流体（水和纳米颗粒）和制冷剂（R22、R134a、R717 和 R404A）在传热过程中会呈现多种相态。由于纳米流体的传热增强和制冷剂的巨大潜热，工作流体和芯片之间的热交换率可以大大提高。Jeng 等[13]开发了一种混合冷却系统，将液体冷却系统和蒸汽压缩制冷系统相结合，具有更高的散热性能、更低的功耗和表面温度。Madhour 等[14]研究了单相和两相冷却技术的可扩展性，以解决芯片的冷却限制和要求。

前期研究全面分析了通道几何形状（横截面形状、纵横比、长度和水力直径）、通道布局（直的、波浪形、锯齿形、分形、蛇形和多层）和传热增强剂（翅片、肋、缓冲区和粗糙表面）。然而，此类制冷策略都属于主动冷却模式，需要以额外消耗电力为代价。被动相变储能被认为是解决热管理和控制问题的一种新方法。其热能储存能力是通过相变材料（phase change material， PCM）相变过程中发生的吸热或放热效应实现的。相变储能的两个突出优点是等温相变和储能密度大，使其能够等温储存或释放巨大热能。Liu 等[15]报道了一种填充正十八烷的 PDMS 微流体芯片装置。热激试验表明，在相变结束时可以实现 16 K 温差，在非连续有源柔性电子器件上显示出潜在应用价值。Masaaki 等[16]评估被动式固-固相变材料散热器芯片的可行性，其超高导热性保证固态 PCM 达到阈值时间约是石蜡的 1.5 倍。

综上所述，相变储能单元具有解决微芯片密集热问题的能力，可以被动调节并保持芯片温度在安全范围内。而现有研究涉及的微芯片主要局限在电子芯片领域。而微流控芯片作为一种精确操作和操控微尺度流体技术，不仅受到单一冷却或加热需求影响，而且还受到冷热双重需求，这对微流控芯片的性能尤为重要。但很少有文献涉及微流控芯片的被动热管理。本研究拟构建了一种新型 PCM 微阵列模块，以期在微流体芯片实际应用中推广其热调节作用。本研究详细分析了流经 PCM 微阵列出口流体的温度、压降和相变换热特性，阐述了微阵列模块结构、尺寸和操作参数对芯片热性能的影响并综合评价 PCM 微阵列模块的热缓冲性能。

1 研究方法

1.1 物理模型

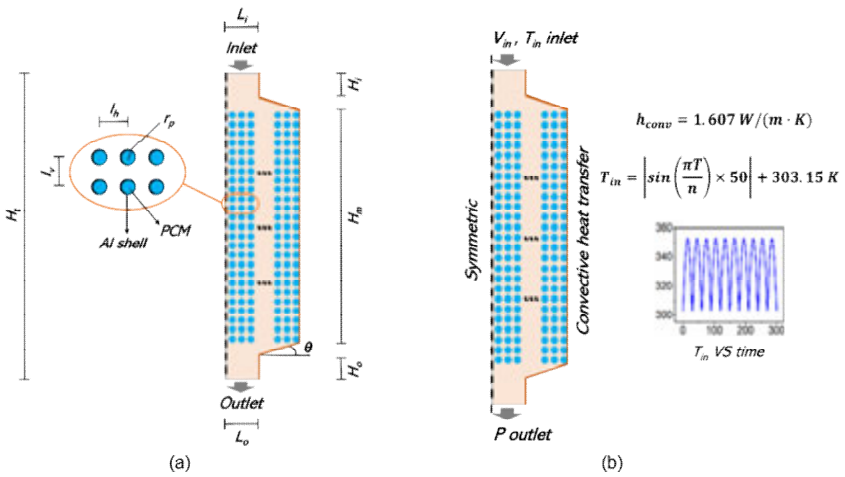


图 1 PCM 微阵列模块的物理模型。（a）规格尺寸；（b）边界条件。

PCM 微阵列模块的 2D 物理模型假定位左右对称结构，其右侧结构示意图如图 1（a）所示。PCM 微阵列模块的总高度为 H_t，入口、中间和出口部分分别为 H_i、H_m 和 H_o。入口和出口的宽度分别设置为 L_i 和 L_o。相变微柱（半径为 r_p）以阵列形式阵列到模块内部，微柱在水平方向和垂直方向上分别具有 I_h 和 I_v 间隔。圆形相变微柱外壳由铝制成，以保证足够的结构支撑和热缓冲性能。考虑到在微芯片中工作关键成分需控制在一定的温度阈值以下，熔点（T_m）和潜热（L）为（319.15 K 和 198 kJ/kg）的 PCM 被封装于金属微柱中。水作为工作流体从入口流入，流经 PCM 微阵列模块后至出口流出。此外，PCM 微阵列模块的两侧用保温材料包裹，以防止热量损失到环境中。PCM 和保温材料的详细热物性如表 1 所示。

表 1 PCM 和保温材料的热物性

热物性	相变材料	保温材料
密度（kg/m^3）	950（固）/920（液）	850
导热系数（W/（m·K））	0.27（固）/0.2（液）	0.025
比热（J/（kg·K））	2050（固）/2250（液）	1250
熔点（K）	321.65（固）/316.65（液）	-
潜热（J/kg）	198000	-
厚度（m）	-	0.01

1.2 控制方程

1.2.1 相变材料

相变材料的理论计算基于以下几个可靠假设进行简化：

（1）PCM 被视为不可压缩材料，其在微柱内的流动被忽略；

（2）封装在微柱中的 PCM 的重力被忽略；

（3）工作流体与相变材料之间存在局部热不平衡。

PCM 在研究过程中发生可逆固液相变，能够从工作流体中吸收或释放巨大热能，可以将工作流体的极端温度（过高或过低）精确地调控至到适宜温度。采用焓-孔隙度方法对相变过程建模，整个计算域被处理为多孔区域，每个有限单元的孔隙率以液态分数（f）为特征。基于上述假设，建立 PCM 的能量守恒方程如下：

$$\frac{\partial(\rho_m H)}{\partial \tau} = \nabla(\lambda_m \nabla T) + S_{r,m} \tag{1}$$

$$H = h_s + fL \tag{2}$$

$$h_s = h_{ref} + \int_{T_{ref}}^{T} c_{p,m}\, dT \tag{3}$$

其中 τ 为时间；ρ_m，λ_m 和 $c_{p,m}$ 是 PCM 的密度、导热系数和比热；H，h_s 和 L 是 PCM 焓、显热和潜热；h_{ref} 和 T_{ref} 代表参考焓和温度；$S_{r,m}$ 表示能量守恒方程的源项。

在研究过程中，液态分数用于反映液体 PCM 的体积比例，f 为 0 或 1 分别表示 PCM

完全处于固态或液态。当 PCM 处于固体和液体之间的糊状区域时，f 将在 0 至 1 的范围内线性变化。

$$f=\begin{Bmatrix} 0, & T<T_{m1} \\ \frac{T-T_{m1}}{T_{m2}-T_{m1}}, & T_{m1}<T<T_{m2} \\ 1, & T>T_{m2} \end{Bmatrix} \tag{4}$$

式中，T_{m1} 和 T_{m2} 是 PCM 熔化区间的初始温度和终止温度；T 是 PCM 的瞬态温度。

1.2.2 工作流体

假设水为微流体芯片中工作流体，由于入口速度较低($v_{in} \leq 0.04\ m/s$)，故其流动状态被视为层流。相应的连续性、动量和能量守恒的控制方程表示如下：

$$\frac{\partial(\rho_f)}{\partial\tau}+\nabla(\rho_f\vec{u})=0 \tag{5}$$

$$\frac{\partial(\rho_f\vec{u})}{\partial\tau}+\nabla(\rho_f\vec{u}\vec{u})=-\nabla p+\mu_f\nabla^2 u+S_{u,f} \tag{6}$$

$$\frac{\partial(\rho_f c_{p,f}T)}{\partial\tau}+\nabla(\rho_f\vec{u}c_{p,f}T)=\nabla(\lambda_f\nabla T)+S_{r,f} \tag{7}$$

式中，ρ_f、λ_f 和 $c_{p,f}$ 为水的密度、导热系数和比热；u、p 和 T 分别是水的速度、压力和温度；$S_{u,f}$ 和 $S_{r,f}$ 是动量和能量守恒方程中的源项。

1.2.3 界面对流换热

相变材料的等温相变过程会导致流体和相变材料之间产生明显温差。因此，本研究采用局部热非平衡理论来分析流体与相变材料之间的传热性能。在 PCM 能量守恒方程中，传热速率表示为 $S_{r,m}$，相关的对流传热系数计算如下：

$$S_{r,m}=h_{int}(T_m-T_f) \tag{8}$$

$$h_{int}=\frac{\lambda_f}{D}\left[0.3+\frac{0.62Re_D^{\frac{1}{2}}Pr^{\frac{1}{3}}}{\left(1+\left(\frac{0.4}{Pr}\right)^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{1}{4}}}\left(\left(1+\frac{Re_D}{282000}\right)^{5/8}\right)^{4/5}\right] \tag{9}$$

式中，T_m 和 T_f 是 PCM 和水的温度；D 是特征直径；Re_D 和 Pr 分别是流体的雷诺数和普朗特数。

1.3 初始条件和边界条件

研究中构建物理模型的初始条件和边界条件如图 1（b）所示。工作流体的入口条件被定为速度入口，而出口条件为压力出口。流场中左右两个边界被定义为对称和壁边界。温度场将左、右边界设置为对称边界和对流传热边界（如式（10））。进水温度被认为是周期性变化，PCM 微阵列模块的初始温度为 293.15 K。

$$h_{conv} = 1/(\frac{\delta_{im}}{\lambda_{im}} + \frac{1}{h_{in}}) \quad (10)$$

式中，δ_{im} 和 λ_{im} 为保温材料的厚度和导热系数；h_{in} 是微流控芯片右边界与环境之间的对流传热系数，4.5W/（m^2·K）。

1.4 模型求解和验证

1.4.1 模型求解

首先在计算区域内采用交错网格技术对连续性、动量和能量守恒三个控制方程进行离散，然后采用基于有限元原理的 COMSOL 软件进行求解。自由后向差分法将所采用时间步长控制在有效范围内，选用并行直接求解器求解残差方程。在数值计算的每个时间步长，在连续性、动量和能量守恒方程设置 10^{-5} 的相对残差，以保持计算精确性。

1.4.2 网格独立性

考虑到 COMSOL 具有根据几何特征自动实现自适应重网格的能力，本次计算采用了由三角形单元组成的非结构化网格方法。网格数被认为是有限元方法的一个关键参数指标，因此在开展数值研究之前需深入讨论其独立性。网格独立分析中采用了 30701、54951 和 94169 三个网格数，获得工作流体出口温度如图 2 所示。从图中可以看出，当网格数大于 54951 时，工作流体温度曲线几乎重叠。随着网格数的增加，出口流体的温度几乎保持不变，表明在这种情况下，计算结果已经与网格数无关。因此，网格数 54951 被采用在后续研究中。

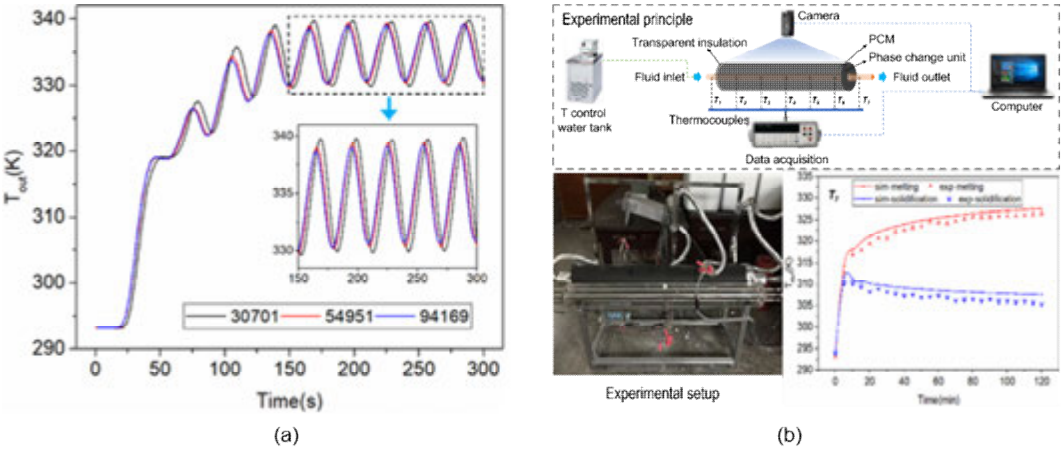


图 2 数值模型的网格独立性分析和验证。（a）网格独立性；（b）模型验证。

1.4.3 模型验证

通过将所建立的数值模型的计算结果与相应的相变单元实验结果进行比较，验证了相变传热数值模型。实验原理、装置和出水温度如图 2（b）所示。熔化分析选择进水速度和温度（0.005 m/s 和 333.15 K）。凝固分析采用低温进水（0.005 m/s 和 303.15 K）。随着时间推移，计算得到的出水口温度与实验结果非常吻合。真实物体和物理模型之间的不同可能导致计算结果和实验结果之间存在微小差异。因此，可以合理地推测，所建立的数学模型足够精确。

2 结果和讨论

2.1 PCM 微阵列的性能

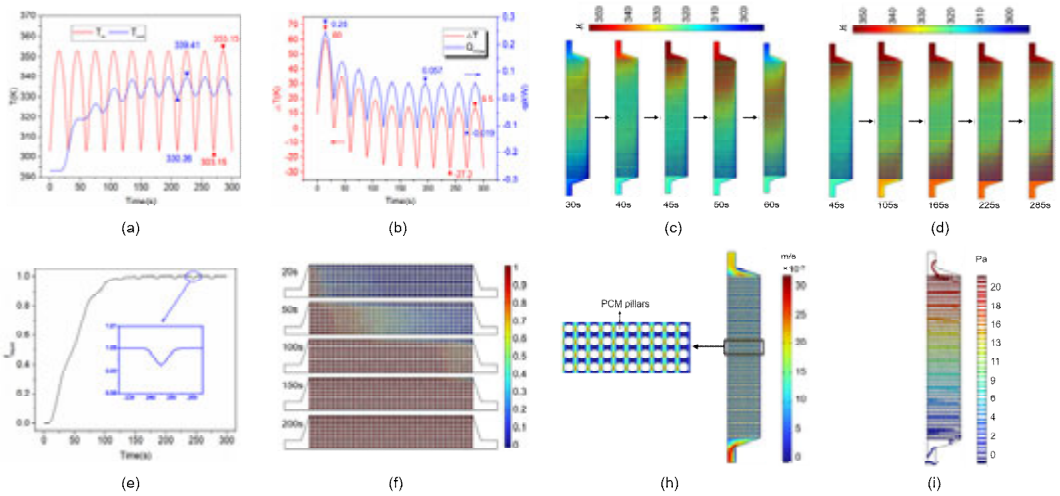


图 3 PCM 微阵列的性能。（a）流体出入口温度；（b）流体出入口温差；（c）波动期（30-60 s）内温度轮廓；（d）不同波动期（45-285 s）峰值的温度轮廓；（e）PCM 液态分数；（f）相变轮廓；（g）速度轮廓；（h）压力梯度；（i）等压线。

当工作流体从 PCM 模块内流出时，由于 PCM 的等温相变过程，温度在开始阶段基本上是恒定的（<20s），热能以潜热的形式储存在 PCM 中。流出 PCM 模块的工作流体温度随时间增加而波动增加，在时间超过 135 秒后最终达到稳定变化，此时相变材料基本上完全熔化，流体最高和最低温度分别为 339.41 和 330.36 K。图 3（a）充分验证 PCM 微阵列模块能够对工作流体的温度变化产生显著的调平作用，温度波动幅度从 50 K 减小至 9.05 K。图 3（b）表明出入口流体之间的瞬态温差以及 PCM 微阵列中的热能存储速率。在 PCM 的等温相变的作用下，入口和出口流体之间的温差随着时间先迅速上升，又逐渐趋于稳定，稳定后的最高和最低温差分别为 9.5 K 和-27.2 K。图 3（c）和（d）中封装 PCM 的温度明显低于其周围流体的温度，这主要归因于 PCM 微阵列能够在几乎等温条件下存储大量热能，阵列的微观结构也能够扩大流体与 PCM 之间的接触面积，加快热量传递速率。同时，流体初始温度低于 PCM 的熔点，因此在初始阶段 PCM 的液态分数显著增加。当 PCM 达到完全液态(f_{liquid}=1)时，PCM 的液态分数曲线仅出现了几个轻微的波动，主要是由于工作流体的入口温度的周期性变化所致。图 3（f）观察到 PCM 相变廓线在不同时刻发生显著变化。由于高温流体流入 PCM 模块，热量从流体到 PCM 微阵列快速传递。因此，与远离入口处 PCM 相比，位于入口附近 PCM 熔化更快。相变轮廓结果进一步表明，壁面粘性阻力削弱了流体和 PCM 之间的瞬态传热，导致 PCM 的液态分数在从阵列模块中心到边缘的方向上越来越小。

将 PCM 微柱阵列模块引入微流控芯片中，可以实现工作流体温度有效管理。但 PCM 微柱阵列模块的多孔结构无疑会对工作流体的流动产生额外阻力。流体速度随时间变化结果如图 3（h）所示。可以发现，充分发展的层流穿过 PCM 微柱阵列模块，其速度受到阵列结构的均匀干扰。较大流速出现在一些狭窄的通道中，如入口、出口和相邻两个

微柱之间。流体的压力梯度如图 3（i）所示。流体的出口和出口的静压力分别为 20.3 和 -6.23×10^{-3} Pa，相应的压降仅为 20.306 Pa。结果表明，PCM 微阵列模块可以在有限压力消耗的情况下使流体流动均匀化。

2.2 PCM 熔点影响

T_m 是与相变材料的传热和相变密切相关的关键热物理参数之一，首先分析了 T_m 对 PCM 微阵列模块性能的影响。图 4 显示了 PCM 液态分数和出口流体的温度随时间变化。研究发现，相变材料的液相分数受相变温度的显著影响，随着相变温度升高，相变材料液相分数下降。工作流体的热能主要以潜热的形式存储在 PCM 中，从而能够改变工作流体的峰值和谷值温度。当模块中 PCM 的 T_m 较大时，PCM 熔化并对工作流体施加热缓冲作用，表现出较低的液态分数，如图 4（a）所示。当 PCM 的 T_m 小于 329.15 K 时，PCM 在 300s 时完全变为液体。图 4（b）描述了工作流体的出口温度随 T_m 的变化。结果表明，相变材料对工作流体温度具有良好的削峰填谷特性。也就是说，高温工作流体的多余热能可以储存在 PCM 中，以降低温度波动峰值。储存能量还可以被释放以加热低温工作流体，从而改善波动温度谷值。在不同的 T_m 下，稳定阶段工作流体的出口温度介于 339.43 K 至 330.06 K 范围内。实际上，PCM 的 T_m 的选择取决于实际应用场合的目标温度，PCM 熔点过高或过低会削弱内置模块的热缓冲性能，在以下研究中选择 T_m 为 319.15 K 的 PCM 作为研究对象，评估其在微流控芯片热调节中的应用潜力。

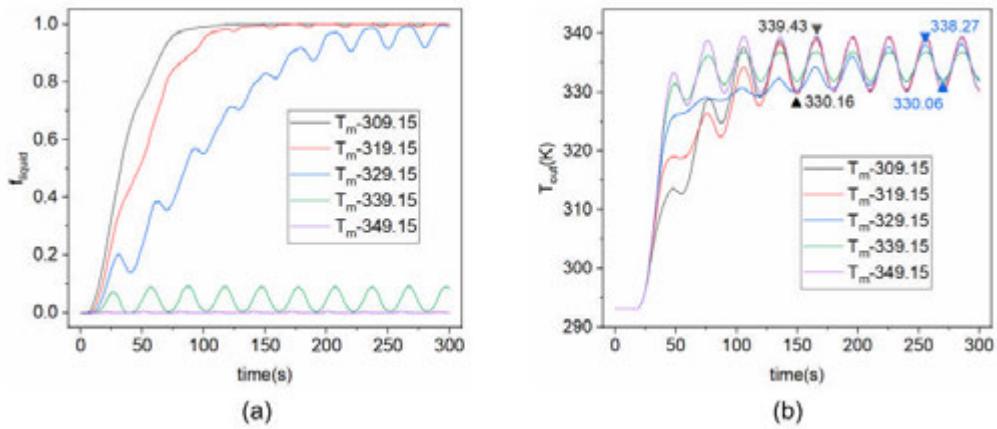


图 4 不同熔点的 PCM 微阵列模块的性能。（a）PCM 液态分数；（b）出口流体的温度。

2.3 阵列参数分析

阵列参数对 PCM 微阵列模块的性能有显著影响。阵列模块内部微柱半径决定了 PCM 的热能存储容量，而水平和垂直方向上的间隔控制着流体和 PCM 之间的热交换速率。图 5 列举了陈列因素对 PCM 微阵列模块性能的影响。如图所示，由于 PCM 在大微柱半径下的加载量增加，PCM 熔化缓慢，液态分数随着微柱半径的增加而降低。在半径为 0.75 和 1.50 mm 情况下，完全熔化 PCM 需要 90 和 170 s。而封装在半径为 3.00 mm 的模块中，PCM 的液态分数在 300 s 时仅能达到 0.961。比较结果表明，随着微柱半径的增加，完全熔化后 PCM 的液体分数波动变得很小。更大柱半径意味着更多 PCM 负载，PCM 的液体分数更低，对流体产生更强的温度缓冲效应，如图 5（c）所示。与其他情

况相比，流体出口温度在柱半径为 3.00 mm 的模块中最低，波动范围最宽（341.68～324.21 K）。

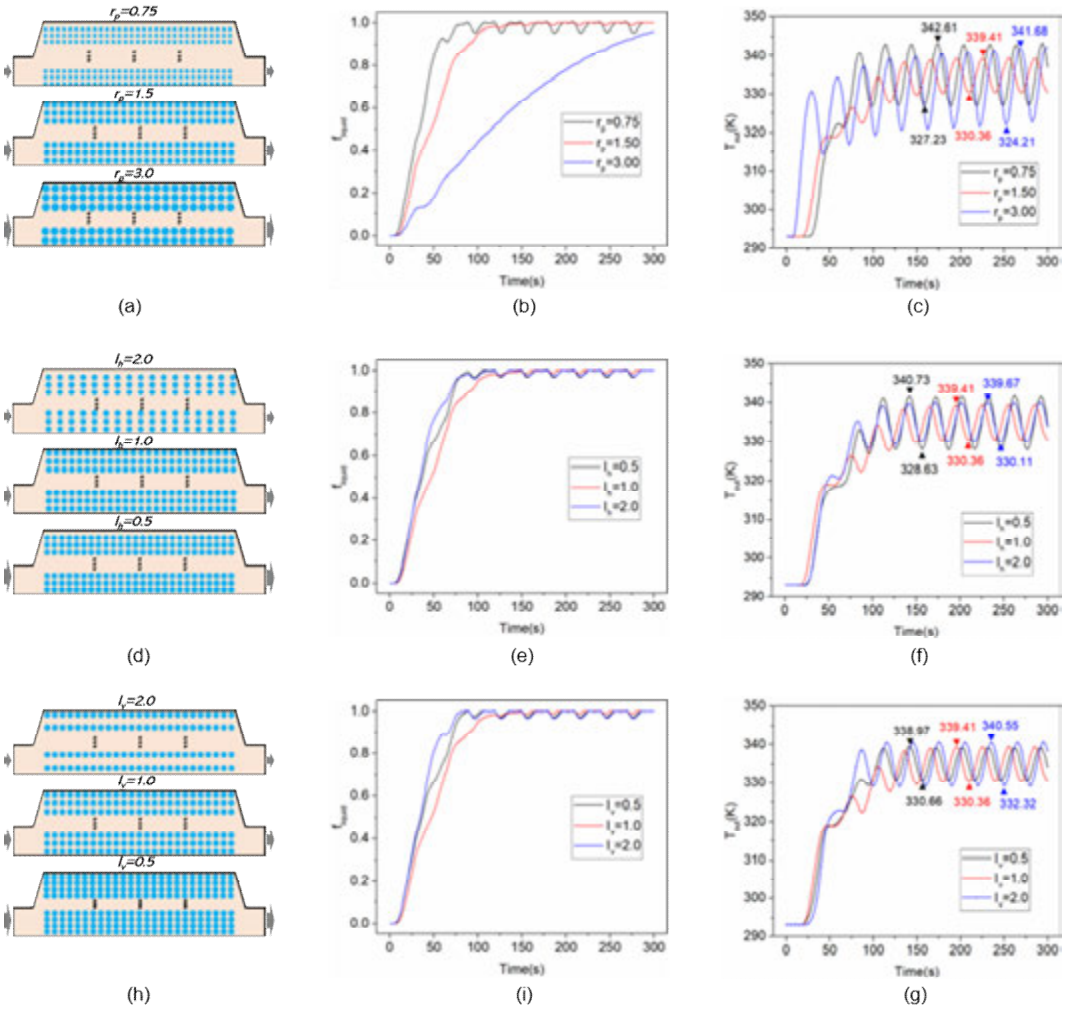


图 5 不同阵列参数的 PCM 微阵列模块的性能。（a），（d）和（h）为不同 r_p、I_h 和 I_v 的 PCM 微矩阵；（b），（e）和（i）为 PCM 液态分数；（c），（f）和（j）为流体出口温度。

图 5 还表征了柱间距对 PCM 微阵列模块性能的影响，水平情况为 5（e）～（f），垂直情况为 5（i）～（j）。从图 5 不同阵列参数的 PCM 微阵列模块中可以看出，与其他两种情况相比，具有适中间距的模块出现最低 PCM 液态分数，并且稳定后液态分数的波动也最小。相反，包含较大或较小柱间距的 PCM 微阵列模块熔化得更快，并在 PCM 液态分数方面表现更明显变化。对于柱水平间隔分别为 0.5、1.0 和 2.0 mm 的微阵列模块，PCM 总熔化时间分别为 90、170 和 135 s。PCM 液态分数随垂直柱间距变化也出现类似结果，图 5（i）-（j）显示流体出口温度波动范围分别为 16.72、9.05 和 3.94 K，相应的出口流体的最高温度分别为 342.99、339.41 和 336.86 K，最低温度分别为 326.27、330.36 和 332.92 K。

2.4 尺寸参数分析

微阵列模块的性能随不同尺寸的变化如图 6 所示。PCM 随着水平柱阵列数量的增加而快速熔化，对于 5、10 和 20 的水平柱阵列，PCM 完全熔化时间分别为 105，170 和 255 s。主要原因是柱阵列数量较多的模块中含有更多 PCM，流体与 PCM 模块之间的传热温差较大，热交换率加快，从而带来更有效的削峰填谷效应。图 6 显示在水平柱阵列为 5 的模块稳定后的峰值（342.62 K）和谷值（325.76 K）温度。而阵列数为 10 和 20 的情况下，相应的峰和谷温度分别降至 339.32 和 330.36 K、336.58 和 333.2 K。

垂直柱阵列数量对模块性能的影响如图 6（d）～（f）所示。从图中可以明显看出，PCM 的液态分数随着垂直柱阵列数量的增加而增加。对于垂直柱阵列数量分别为 25、50 和 75 的微阵列模块，PCM 在 90、120 和 150 s 时实现完全熔化。图中比较结果显示，垂直柱阵列数量增加提升 PCM 含量，出口流体温度随着垂直方向的柱阵列数量的增加而趋于平缓。从微阵列模块（垂直柱阵列数为 25）流出的流体的峰值温度为 342.21 K。在柱阵列数分别为 50 和 75 时，流体出口温度分别降至 339.41 和 336.86 K。在垂直阵列数为 25、50 和 75 的微阵列模块中，出口流体的温度波动范围为 15.84，9.05 和 3.95 K。

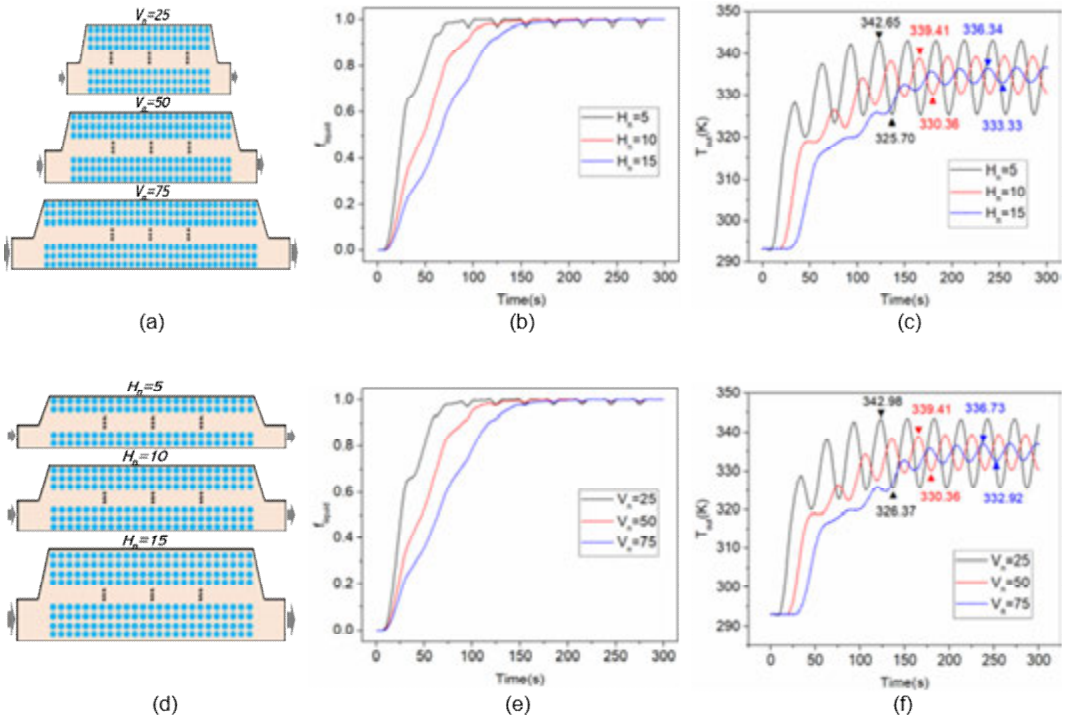


图 6 不同尺寸的 PCM 微阵列模块的性能。（a）和（d）是 V_n 和 H_n 变化的模块；（b）和（e）是 PCM 液态分数；（c）和（f）是流体出口温度。

2.5 运行参数分析

运行参数对 PCM 微阵列模块性能的影响如 7 所示。图 7（a）显示微阵列模块中 PCM 的液态分数随着流体入口速度从 0.005 到 0.04 m/s 的增长而急剧增加。低流体入口速度导致 PCM 与流体之间的对流传热速率减弱。工作流体速度为 0.005 m/s，PCM 在 300 s 时仅实现部分熔化，这种结果也与图 7（c）所示的流体出口温度的最小曲线一致。对于较大速度（0.02 和 0.04 m/s），稳定后流体出口温度分别在 339.41～330.36 K、343.31～

324.83 K 范围内波动。

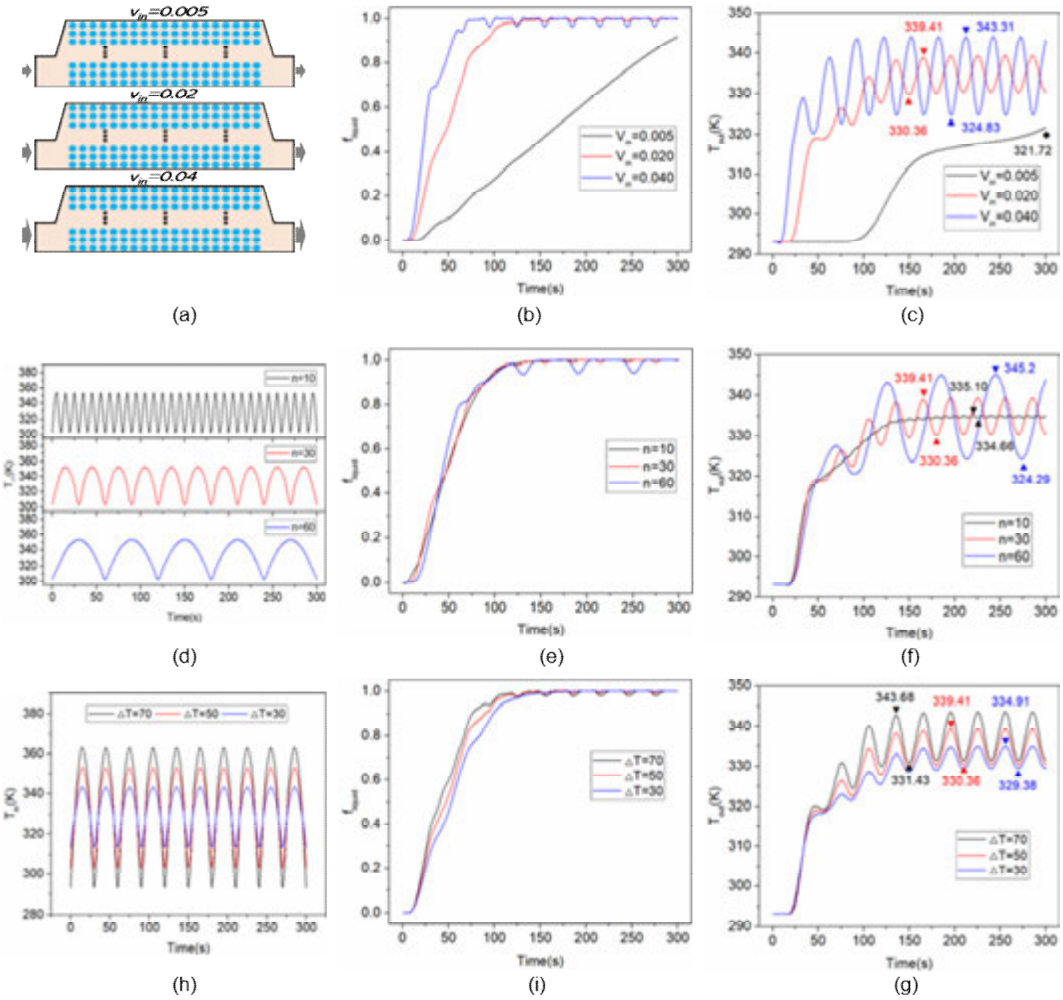
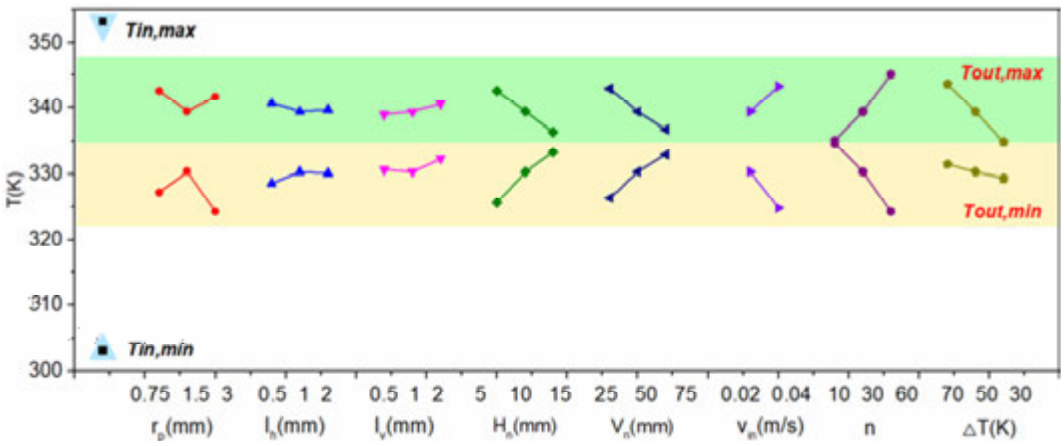


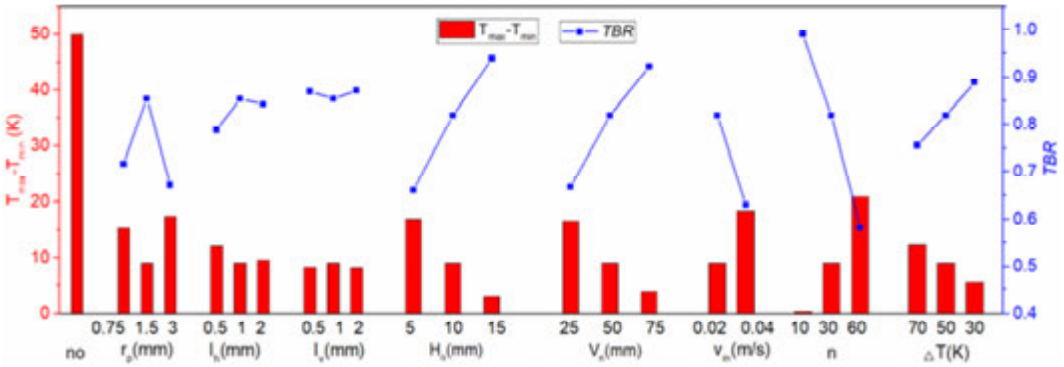
图 7 不同操作参数的 PCM 微阵列模块的性能。（a），（d）和（h）为 v_{in}、n 和 ΔT 变化的模块；（b），（e）和（i）为 PCM 液态分数；（c），（f）和（j）为流体出口温度。

图 7（d）描述入口流体温度波动，其对 PCM 的液态分数的作用效果如图 7（e）所示。结果表明温度波动周期越大，流体和相变材料之间的有效传热时间越长，相变材料所储存的热量越多，相应液态分数上升越快。出口流体温度的极值随着温度波动期的增加而上升，在 10、30 和 60 s 的温度波动期内，出口流体的最高和最低温度分别是 335.10 和 334.66 K、339.41 和 330.36 K、345.2 和 324.29 K。图 7（i）和（j）显示了入口温度波动幅度对 PCM 液态分数和流体出口温度的影响。随着进口温度波动幅度增大，相变材料的熔化速率越快，液态分数亦逐渐升高。在进口温度波动范围为 30～70 K 时，稳定后流体出口温度分别在 343.68～331.43 K、339.41～330.36 K、334.91～329.38 K 之间波动。

2.6 热缓冲效应



(a)



(b)

图 8 PCM 微阵列模块的热缓冲性能。（a）流体出口最高和最低温度；（b）最高和最低温度之间的温差以及 TBR。

基于工作流体进出各种 PCM 微阵列模块的温度变化，可以得出 PCM 模块能够对工作流体施加显著热缓冲效应。选择工作流体的最高和最低温度、两者温差以及热缓冲比（TBR）作为特征指标，以定量反映 PCM 微阵列的热缓冲性能。

$$TBR = \frac{T_{max,o} - T_{min,o}}{T_{max,i} - T_{min,i}} \tag{11}$$

式中，$T_{max,i}$ 和 $T_{min,i}$ 是流入 PCM 模块的流体最高和最低温度；$T_{max,o}$ 和 $T_{min,o}$ 是流体出口最高和最低温度。

图 8（a）展示了在不同阵列、尺寸和操作因素下，PCM 微阵列模块的入口和出口流体的最高和最低温度。结果表明这些参数具有削峰填谷的能力，可以有效降低流体最高温度。工作流体流出的最大温度分别为 342.61 K、340.73 K、340.55 K、342.65 K、342.98 K、343.31 K、345.2 K 和 343.68 K，对于 0.75 mm 的 r_p、0.5 mm 的 I_h、2.0 mm 的 I_v、5 的 H_n、25 的 H_v、0.04 m/s 的 v_{in}、90 的 $_n$ 和 70K 的 ΔT。与入口峰值温度（353.15 K）相比，分别降低了 12.6 K、10.5 K、10.17 K、9.84 K、7.95 K 和 9.47 K。

图 8（a）同时比较了流入和流出 PCM 微阵列模块工作流体的谷值温度。研究表明，

PCM 微阵列模块可以有效提升流体最低温度，流体出口的最低温度分别为 324.21 K、328.63 K、330.31 K、325.70 K、330.36 K、324.83 K、324.29 K 和 329.38 K，比入口谷值（303.15K）分别提升 21.06 K、25.48 K、27.16 K、22.55 K、27.21 K、21.68 K、21.14 K 和 26.23 K。此外，比较结果表明，PCM 微阵列模块对流体温度的填谷作用要强于削峰。PCM 微阵列模块流体出口峰谷温度温差与 TBR 之间关系如图 8（b）所示。结果表明，PCM 微阵列模块可以显著降低工作流体最高和最低温度之间温差。与流体入口温差相比，rp 为 0.75、1.5 和 3.0 mm 的 PCM 微阵列流体出口温度差为 15.38 K、9.05 K 和 17.47 K。I_h 为 0.5、1.0 和 2.0 mm 的 PCM 微阵列流体出口温度差为 12.1 K、9.05 K 和 9.56 K。Iv 为 0.5、1.0 和 2.0 mm 的 PCM 微阵列流体出口温度差为 8.31 K、9.05 K 和 8.23 K。H_n 为 5、10 和 15 时，流体出口温度差分别为 16.95 K、9.05 K 和 3.01 K。V_n 为 25、50 和 75 时，流体出口温度差分别为 16.61 K、9.05 K 和 3.81 K。v_{in} 为 0.02 和 0.04 m/s 时，流体出口温度差分别为 9.05 K 和 18.48 K。n 为 10、30 和 60 时，流体出口温度差分别为 0.44 K、9.05 K 和 20.91 K。ΔT 为 70、50 和 30 时，流体出口温度差分别为 12.25 K、9.05 K、5.53 K。PCM 微阵列模块的最大 TBR 为 0.9912，此时 n 对应于 10。基于 TBR 理论分析，还可以推断出 n 对微流控芯片的热缓冲性能的影响最大，其次是 H_n、V_n、ΔT、I_v、I_h 和 r_p，而 v_{in} 对微流控芯片的热缓冲特性的影响最小。

3 结　论

本文设计了一种新型被动 PCM 微阵列模块，旨在调节微流控芯片中工作流体在外力场、流动阻力或化学反应条件下的温度波动。中空铝柱均匀分布在模块内作为 PCM 容器，以承载液体 PCM。PCM 可以通过固液相变来储存或释放热能，保证从构建 PCM 微阵列模块中流出工作流体具有适宜温度。建立可靠的数值模型并理论评价 PCM 微阵列模块的综合性能。

研究结果表明入口和出口流体之间温差随着时间趋于稳定，最高和最低温差约为 9.5 K 和-27.2 K，稳定阶段的热能储存率介于 0.057 和-0.019 W 之间。PCM 等温固液相变导致阵列模块中封装 PCM 的温度明显低于周围流体温度。PCM 的液态分数显著增加，流体入口温度的周期性变化引起流体出口温度轻微波动。PCM 微阵列模块仅以有限的压力损失为代价实现流体均匀分散。参数分析结果显示 PCM 微阵列模块的阵列、尺寸和操作参数对出口流体温度和相变特性有显著影响，流体的最低和最高温度得到有效均衡。n 对微流控芯片的热缓冲性能影响最大，其次为 H_n、V_n、ΔT、I_v、I_h 和 r_p，而 v_{in} 对微流控芯片的热缓冲特性影响最小。与流体入口温差相比，出口流体的最大温差仅为 20.91 K，PCM 微阵列模块的最大 TBR 可达 0.9912。PCM 微阵列模块的热缓冲效应对工作流体的填谷作用更显著。

总之，所构建的 PCM 微阵列模块具有突出的热缓冲性能，在微流控芯片的热管理和控制方面具有巨大应用潜力。

参考文献

[1] SCOTT SimonM， ALI Zulfiqur. Fabrication methods for microfluidic devices: An overview. Micromachines, 2021, 12(3): 319.

[2] CUI Ping; WANG Sicen. Application of microfluidic chip technology in pharmaceutical analysis: A review. Journal of pharmaceutical analysis, 2019, 9(4): 238-247.

[3] XIONG Qirong, LIM ChunYee, REN Jinghua, et al. Magnetic nanochain integrated microfluidic biochips. Nature communications, 2018, 9.1: 1743.

[4] KALKAN Orhan, CELEN Ali, BAKIRCI Kadir. Experimental and numerical investigation of the LiFePO4 battery cooling by natural convection. Journal of Energy Storage, 2021, 40: 102796.

[5] AKBARZADEH, Mohsen, KALOGIANNIS Theodoros, JAGUEMONT Joris. et al. A comparative study between air cooling and liquid cooling thermal management systems for a high-energy lithium-ion battery module. Applied Thermal Engineering, 2021, 198: 117503.

[6] DU Jianping, NIE Binjian, ZHANG Yanping, et al. Cooling performance of a thermal energy storage-based portable box for cold chain applications. Journal of Energy Storage, 2020, 28: 101238.

[7] BHOWMIK H, TOU KW. Air cooling study of transient natural convection heat transfer from simulated electronic chips. In: ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition. 2004, 4711: 47-51.

[8] XIONG Kangning, MENG Like, WANG Shuangfeng. Design, fabrication, investigation and analysis of a novel flat evaporator loop heat pipe for cooling high heat flux server chips. Applied Thermal Engineering, 2022, 201: 117775.

[9] LIN, Hongyi, GUO Xiao, CHEN Guozhu. Comprehensive thermal resistance model of forced air cooling system for multiple power chips. Energy Reports, 2021, 7: 261-267.

[10] DHINGRA Rajat, GHOSHDASTIDAR PS. A numerical study of the effect of thermal radiation on the forced air cooling of low heat flux electronic chips mounted on one side of a vertical channel. In: 2016 15th IEEE Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (ITherm). IEEE, 2016. p. 1107-1116.

[11] LAGUNA, Gerard, VILARRUBI Montse, IBANEZ Manel, et al. Numerical parametric study of a hotspot-targeted microfluidic cooling array for microelectronics. Applied Thermal Engineering, 2018, 144: 71-80.

[12] LU Zhihao, ZHANG kai, LIU Jinxiang, et al. Effect of branching level on the performance of constructal theory based Y-shaped liquid cooling heat sink. Applied Thermal Engineering, 2020, 168: 114824.

[13] JENG LungYue; TENG TunPing. Performance evaluation of a hybrid cooling system for electronic chips. Experimental Thermal and Fluid Science, 2013, 45: 155-162.

[14] MADHOUR, Yassir, SENERIN Zimmermann, OLIVER Jonathan, et al. Cooling of next generation computer chips: Parametric study for single-and two-phase cooling. In: 2011 17th International Workshop on Thermal Investigations of ICs and Systems (THERMINIC). IEEE, 2011. p. 1-7.

[15] LIU, Zong, QIN Siyin, CHEN Xingwei, et al. PDMS-PDMS micro channels filled with phase-change material for chip cooling. Micromachines, 2018, 9.4: 165.

[16] MASAAKI BABA, NEMOTO Kosei, OTAKI Daiki, et al. Temperature leveling of electronic chips by solid-solid phase change materials compared to solid-liquid phase change materials. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 179: 121731.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233316

宽充液范围两相热虹吸管回液管流态可视化实验研究

何一川，胡成志*，蔡勇，唐大伟*

（大连理工大学能源与动力学院 海洋能源利用与节能教育部重点实验室，大连 116024）

(Tel:18940915979, Email: huchengzhi@dlut.edu.cn; dwtang@dlut.edu.cn)

摘要：两相热虹吸管（Two-phase thermosyphon loop, TPTL）具有良好的换热性能，具有结构简单、紧凑、无泵等优点，能有效解决高热流密度下的换热问题。因此，必须对 TPTL 进行优化，使其处于良好的运行状态，尤其是回液管内工质是决定循环驱动力的关键参数之一。然而，在现有的研究中，忽略了高充液率、高热流密度条件下回液管的流动特性。而高充液率已被证明在高热流密度下具有良好的性能。在本研究中，利用可视化实验台观察和量化了不同充液率下 TPTL 回液管的流动特性。首次报道了高热流密度下的两种流动特征：1.在高充液率下，回液管内的两相流动。2.部分充液状态下的液柱高度振荡。结果表明，充液率对回液管的流动特性有显著影响。与传统的理解相反，TPTL 回液管状态可以部分充满液体，但不是全部充满液体，这意味着驱动力可能小于典型的假设。高充液率的 TPTL 还可以提供最大重力压头，这是由于回液管充满液体所致。此外，受热流密度影响，气泡泵也加速了 TPTL 内的质量流动。因此，高充液率的 TPTL 表现出显著的传热性能。在适当的充液率下，液柱高度随热流密度的增加而发生变化，表明 TPTL 具有自我调节作用。当充液率较低时，充液率对液柱高度的影响较大。TPTL 回液管的理想状态是在高含气率下充满两相液体，这是通过充液率实现的。本文的研究为优化 TPTL 的传热性能提供了一些参考。

关键词：两相热虹吸管；回液管；可视化；部分充满

0 前言

两相热虹吸管(Two-phase thermosyphon loop, TPTL)是一种无毛细芯、依靠重力回流的装置，具有良好的传热性能[1-9]。TPTL 在众多工业应用中得到了广泛的应用，包括电子元件冷却[10-12]、反应堆余热排出[13-15]和太阳能光热系统[16,17]等。TPTL 内的两相流动和换热过程非常复杂，随着工作条件的变化，TPTL 内的汽液分布、工质流型和运行状态都会发生相应的变化。

研究人员做了大量工作以优化 TPTL 的传热性能[18-23]。充液率是影响 TPTL 传热性能的主要因素，研究人员将 TPTL 的充液率分为三种：高充液率、中充液率和低充液率[24,25]。充液率影响着压力、温度、两相流态、质量流量等一系列参数。目前，更多的注

基金项目：（国家自然科学基金（52176058, 51806028, 51876027）；中央高校基本科研业务费（DUT20JC21）

意力集中在循环流量[26]、蒸发器内的沸腾行为[27,28]、不稳定现象[7,29,30]等方面，这些都得到了广泛的研究。在这些研究中，大多数研究人员认为回液管内总是充满液体的，这意味着回液管内重力压头总是等于冷凝器和蒸发器之间的高度差。但是一味的增大冷凝器和蒸发器之间的高度差并没有带来 TPTL 性能的提升。在宽充液率范围下回液管总是充满工质的吗？由于可视化实验的缺乏，回液管的流动特性一直被忽视。回液管内液柱的高度决定了 TPTL 的驱动力，因此，找出回液管的理想状态可以更好地了解 TPTL 的传热传质过程，对优化 TPTL 的传热性能起到至关重要的作用。

Imura 等人[31]最先提到回液管并不总是充满液体。Lee 等人的[32]实验证明了这一猜想的正确性。但是，实验依旧是不可视化的，仅仅是增大了冷凝器和蒸发器之间的高度差，却没有获得更好传热的性能。张朋磊等人[33]建立了一个可视化实验台并对部分充液现象的下降管进行了观察。第一次观测到了回液管由部分充液改为完全充液。随着运行条件的变化，提供动力的降压管的压头显示出出色的自我调节能力。此外，他们提出了一个通用模型，根据 TPTL 条件，回液管可以部分充满或者完全充满[34]。曹等人[33]评估了回液管内制冷剂高度并讨论了其影响。然而，相关的可视化研究有一个共同的特点：低热流密度(主要小于 10W/cm^2)和低充液率。高充液率下，TPTL 被正名具有更好的传热性能[33]。从本质上讲，用于高热流密度热管理的 TPTL 与用于低热流密度热交换的 TPTL 有很大的不同，尽管它们具有相似的工作原理。高充液率 TPTL 的回液管内只有一种完全充满的状态吗？回液管里会有气相吗？在中充液率和高热流密度的情况下，蒸发器内会出现间歇沸腾现象，此时回液管内液面是否稳定？这些问题涉及对 TPTL 工作原理的基本理解。总体而言，迫切需要一个可视化实验来明确回液管的状态，找出不同充液率下回液管的理想状态。

本文主要通过可视化实验，旨来确定宽充液率范围下 TPTL 的回液管状态。TPTL 回液管的状态可能会影响工质状况(过冷、质量流量、含气率等)。通过观察不同充液率下回液管的状态，分析了回液管内制冷剂的流动特性。研究和评价了回液管状态与热阻之间的关系。这些结果有助于阐明 TPTL 运行的物理过程以及对 TPTL 传热过程的影响。为 TPTL 优化提供理论依据。

1 实验系统与数据不确定性分析

1.1 实验系统

本实验两相热虹吸管内工作工质采用 R134a，R134a 属于 HFC 类物质，因此完全不破坏臭氧层，是当前世界绝大多数国家认可并推荐使用的环保制冷剂。实验系统采用风冷式可视化实验系统，整体实验装置布局、温度测点布置如图 1 所示。两相热虹吸管绝热段（导流管与回液管）为全可视化形式，并利用高速相机记录冷凝器出口回液管内汽液两相分布。回液管拍摄窗口长度为 3 cm，距离冷凝器出口约为 5 cm。加热块形式与冷凝器结构如图 1（b）和（c）所示。为了减少两相热虹吸管绝热段与环境之间的热量交换，整个实验回路被厚度为 80 mm 的保温棉包裹（导热系数约为 0.025 W/m·K）。并且，由于加热块温度较高，需要减少其与环境之间的热量交换，先用石棉（导热系数约为 0.15

W/m·K）进行包裹，之后再用保温棉进行包裹。

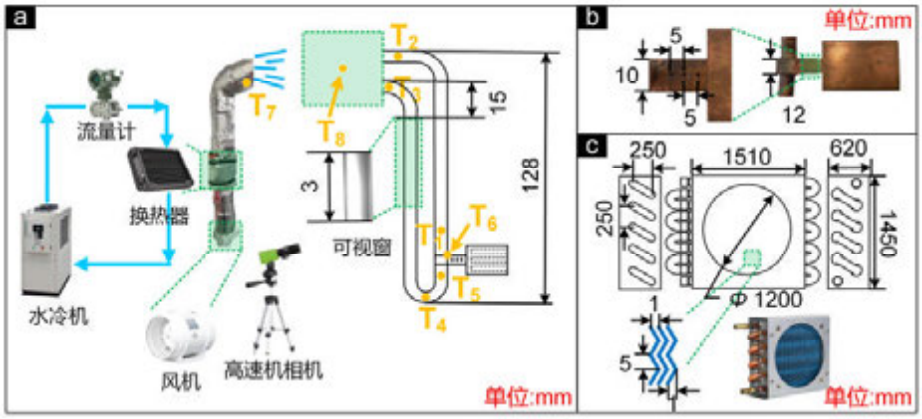


图 1 （a）实验装置示意图与测温点布置；（b）加热块形式；（c）冷凝器结构

为了讨论了不同充液率下回液管的状态，以及不同充液率对两相热虹吸管热质输运规律。根据两相热虹吸管回液管汽液两相分布状态的不同，对本实验系统的充液率分为三个类型：

（1） 低充液率（< 52.6%充液率）：低充液率两相热虹吸管降管出现不满液“断流”现象时，下降管中出现一个明显的分界面，且汽液分界面较为稳定；

（2） 中充液率（52.6%～76.5%充液率）：中充液率两相热虹吸管回液管同样出现“断流”，但是液柱高度处于波动状态，汽液分界面不稳定；

（3） 高充液率（76.5%～100%充液率）：高充液率两相热虹吸管回液管在低热流密度下为充满状态，高热流密度下出现部分充满现象。

1.2 数据处理方法及误差分析

环路热虹吸管的等效热阻 R_{loop} 定义为:

$$R_{\text{loop}} = \frac{T_6 - T_7}{Q} \tag{1}$$

其中，T_6 和 T_7 分别为加热面温度出口与风温。

表 1 展示了本研究中实验仪器的不确定性。温度不均匀性的不确定性表示为：

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} = \sqrt{\frac{\Delta T_{\max^2} + \Delta T_{\min^2}}{\left(T_{\max} - T_{\min}\right)^2} + \frac{\Delta T_1^2 + \Delta T_2^2 + \Delta T_3^2 + \Delta T_4^2 + \Delta T_5^2 + \Delta T_6^2}{\left(T_1 + T_2 + T_3 + T_4 + T_5 + T_6\right)^2}} \tag{2}$$

环路热虹吸管的等效热阻的不确定性表示为：

$$\frac{\Delta R}{R} = \sqrt{\left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_1}{T_1 - T_5}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_5}{T_1 - T_5}\right)^2} \tag{3}$$

计算得到的温度不均匀性的最大不确定性为 0.6078%，热阻的最大不确定性为

8.1955%。两相热虹吸管与冷却水的热交换与输入热负荷之间的关系如图 2 所示。图中的中线反映了零热损失的理想化状态。热损失越大，偏离中线的程度越大。从图中可以看出，实验中个工况热损失不到总热负荷的 12%。本实验中热阻最大计算误差为 6.417%。

表 1 测量仪器的不确定性

设备	测量范围	不确定性
热电偶	-200~350℃	±0.1℃
秤	0~100 kg	±0.1 g
直流电源	220 V 10 A	±0.5%
流量计	0~10 L/min	±0.5 L/min
风速仪	0.1~25 m/s	±0.01 m/s
冷水机	5℃~80℃	±0.3℃

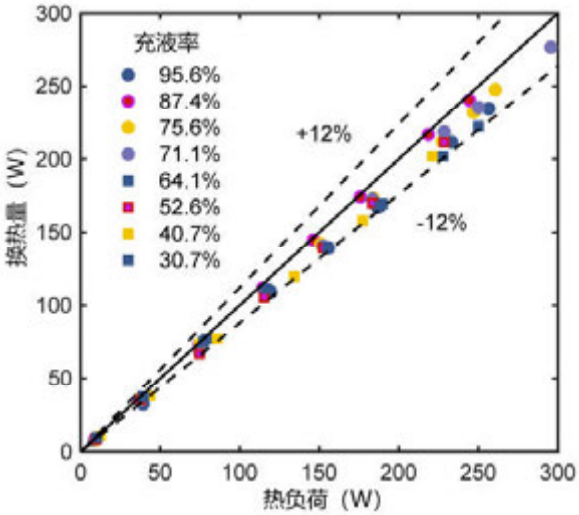


图 2　两相热虹吸管总换热量与热负荷的关系

2 结果与讨论

2.1 高充液率 TPTL 回液管部分充满现象

图 3 展示了 95.6%充液率两相热虹吸管回液管的汽液两相分布随热流密度的变化。可以看出，在低热流密度（< 30 W/cm^2）下，高充液率两相热虹吸管回液管完全充满液体。这个状态与传统认知是一致的。随着热流密度继续增加，当输入热流密度为 60 W/cm^2 并且环路运行稳定时，两相热虹吸管回液管内有汽泡为汽液两相流动状态，并且这个汽泡是周期性出现的。图 2 证明了输入的热量可由冷凝器散出并未出现热量的堆积，因此冷凝器的能力是足够的。回液管内汽泡的出现不是因为冷凝能力不足导致的，而是因为风冷式冷凝器未出现过冷，并且高充液率下两相热虹吸管在高热流密度下质量流速很大，因此，回液管的状态在高热流密度下为两相流形式。通过观测图像可知，回液管汽泡尺寸首先随着输入热流密度的增加而增大，之后，汽泡尺寸随着输入热流密度的增加而减

小。以 95.6%充液率为例，随着热流密度的增加，回液管内汽泡的尺寸（气弹长度）由 10 mm（60 W/cm^2 热流密度下）增长至 13 mm（120 W/cm^2 热流密度下），之后，汽泡尺寸缩小，在 200 W/cm^2 热流密度下，汽泡尺寸仅为 3 mm。综上所述，两相热虹吸管回液管不仅会处于完全充满的状态，并且在高热流密度下会处于部分充满的状态，其工作形式如图 4.4 所示。低热流密度下，两相热虹吸管内环流质量流速较低，从蒸发器出口出来的汽液两相含气率也较低。汽液两相流体进入冷凝器后，全部冷凝为液体。而高热流密度下，高含气率的汽液两相流体进入冷凝器，经冷凝，冷凝器出口为低含气率的汽液两相流体。两相流体经过回液管进入蒸发器，在蒸发器内汽泡受热生长，同样在加热壁面会产生新的汽泡，两股汽泡汇聚由蒸发器出口排出。

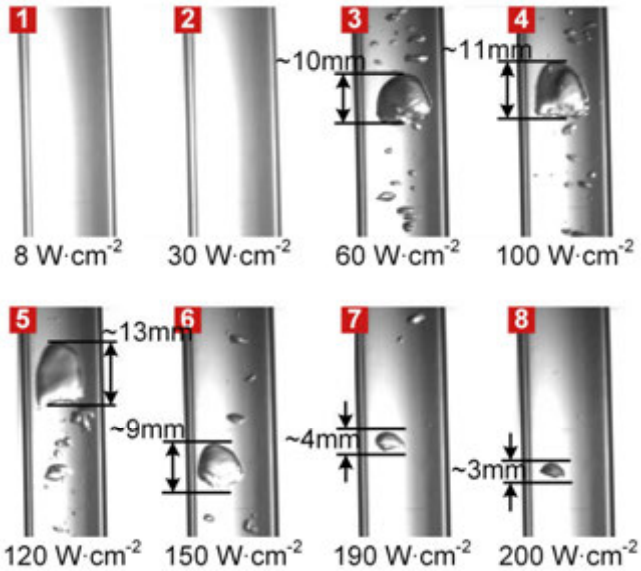


图 3　两相热虹吸管不同热流密度下回液管汽液两相分布

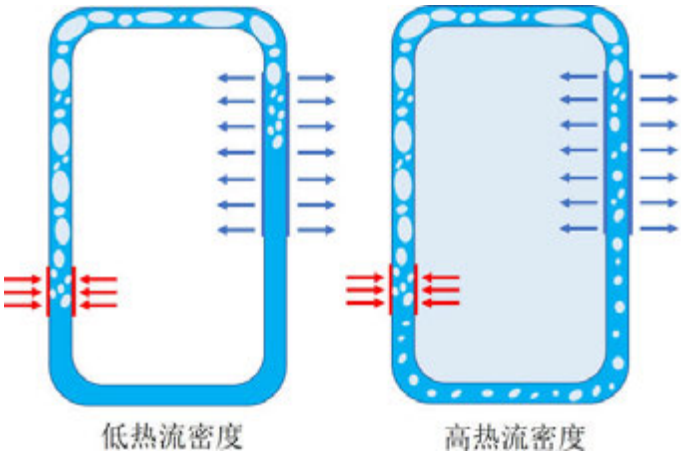


图 4　高充液率两相热虹吸管两种不同的工作状态

图 5 展示了高充液率两相热虹吸环路热阻随输入热流密度的变化。可以看出，两相热虹吸管环路热阻随着热流密度的增大先减小后增大，与汽泡长度变化呈相反的趋势。并且两相热虹吸管环路热阻的最低点和最大尺寸的汽泡出现同一热流密度下。以 96.5% 充液率为例，输入热流为 120 W/cm^2 时两相热虹吸管环路热阻最低，其数值为 0.0957℃/W，而此时回液管内汽泡尺寸为 13 mm，这个尺寸是该充液率下出现的最大汽泡尺寸。

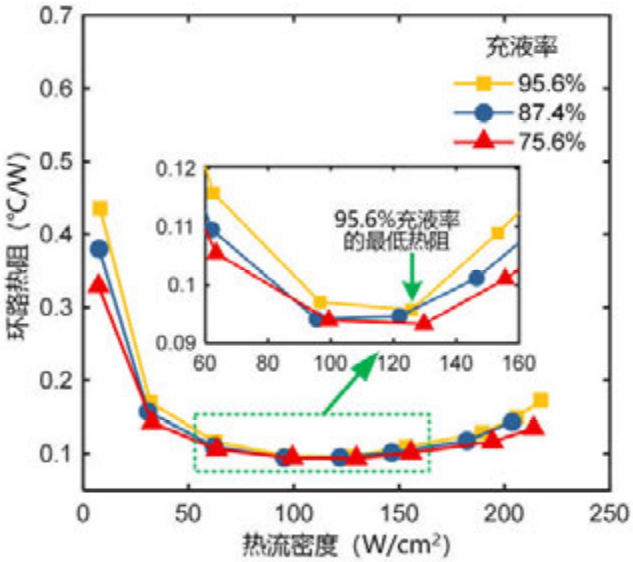


图 5　高充液率两相热虹吸管环路热阻

两相热虹吸管回液管的状态可以反应两相热虹吸管循环驱动力。高充液两相热虹吸管中具有两种驱动力：

（1）重力压头是重力作用的结果。其数值与回液管液柱高度呈正相关。

（2）汽泡泵是系统中由热能驱动的蒸汽汽泡上升而产生的流体的驱动力[36–38]。其本质是一段具有加热功能的提升管，通过加热产生上升的汽液两相流达到泵送液体的目的。蒸发器吸收热量，使得液体沸腾并产生大量的蒸汽，这些蒸汽在上升管内汇聚成汽泡，汽泡在管内上升的同时将其上方的液体带入冷凝器中。由于上升管中的汽液两相混合物的密度比比冷凝器中液体的密度小，因此能产生压力将管内两相流体提升到一定高度。汽泡泵的大小与管径、扬程高度、热量输入等参数相关。

实验已经观察到两相热虹吸管在高充液率下，回液管总是充满液体或处于部分充满状态。因此，可以认为高充液率两相热虹吸管回液管内液柱提供的重力压头一致，或变化不大。然而汽泡泵与输入热流密度成正比，所以两相热虹吸管内总驱动力随着热流密度的增加而增大，从而增大了两相热虹吸管内的质量流量。随着质量流量和热流密度的增大，对流换热明显，相变换热所占比例减小。并且冷凝器出口温度升高，相变潜热相应增大，导致冷凝区相变量减小，最终导致冷凝器出口汽泡尺寸增大。随着热流密度持

续增大，工作工质受热膨胀，环路中的相变空间减小，冷凝区域相变受限。随着热流密度增加，系统压力也升高，对应的工作工质饱和温度升高，对应的气相密度也增加。综合因素导致回液管内汽泡的尺寸变小了。

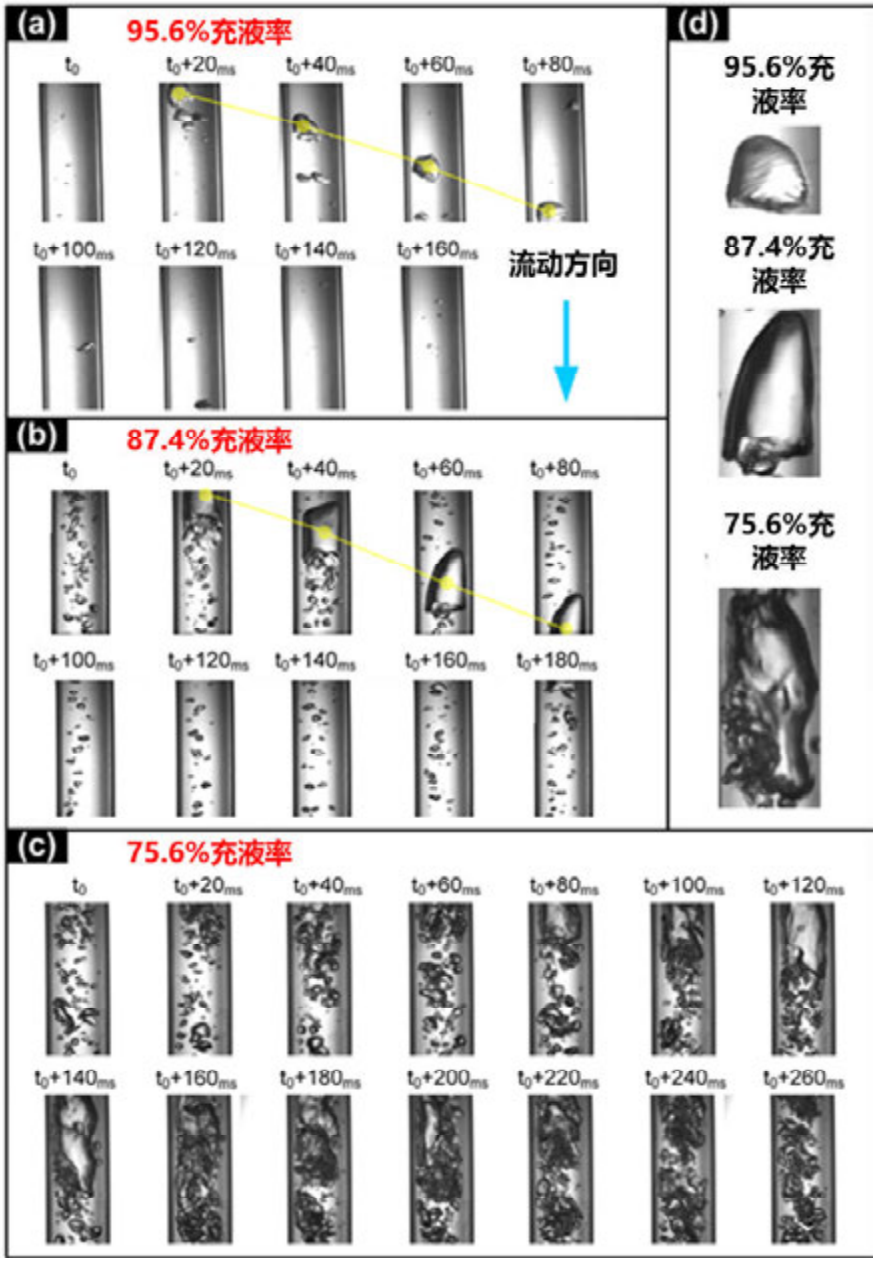


图 6　回液管内汽泡周期性变化（a）95.6%充液率；（b）87.4%充液率；（c）75.6%充液率和（d）汽泡稳定时候的形态

虽然两相热虹吸管回液管在高热流密度下处于部分充满状态，但它也是一个动态过程。汽泡出现、消失是一个周期性变化过程，首先要经历一段时间很少或没有汽泡，之

后出现大量汽泡，然后回到少量汽泡至汽泡消失。图 6（a）展示了 95.6%充液率两相热虹吸管在 130 W/cm^2 热流密度下回液管汽液两相分布的周期性变化情况。回液管首先会出现泡状流，汽泡尺寸很小，约为 0.5 mm；之后，泡状流转为弹状流，弹状流尾部携带很多微小的汽泡；随后，微小的汽泡消失变为单相流；接着，再次出现一些微小汽泡，进入下一个循环。87.4%和 75.6%充液率两相热虹吸管中 130 W/cm^2 热流密度下回液管汽液两相分布分别如图 6（b）和（c）。可以看出，各充液率下汽液两相分布规律相似。但是随着充液率的降低，回液管内含气率升高，且汽液两相界面更加模糊。在变为稳定的弹状流之前，气弹会发生急剧的变形，稳定之后的气弹如图 6（d）所示。从图 6（a）和（b）可以看出弹状流汽泡在同一周期内运动的距离是相同的，因此我们认为汽泡是匀速运行的。通过对汽泡尺寸的获取，我们发现运动中的汽泡体积是恒定的（或略有变化），所以汽泡在向下运行的过程中没有发生冷凝，可以认为回液管出口的流体处于饱和态或者近饱和态。前文提到回液管的状态也反映了冷凝器的效率，因此回液管中汽泡的周期性变化表明冷凝器的冷凝能力也处于周期性变化的状态。当冷凝器内存在很小汽泡时，冷凝器主流体以液态为主。由于大量的液体工质，冷凝器内的冷凝换热系数较低，导致冷凝器内汽泡冷凝较少，冷凝器内主流体的含气率增加。然而，相同质量流量温度下冷凝换热效率随着含气率的增加而增加，使冷凝器出口过渡到含气率较低的两相或单相流体。充液率决定着两相热虹吸管内工作工质的总量，对回液管的状态具有明显的影响。即使处于高充液率情况下，充液率的变化也会对回液管汽液变化周期产生影响，如图 6（a）-（c）。由图可知，较高的充液率可以有助于缩短回液管汽液变化周期。经统计，95.6%充液率的两相热虹吸管回液管汽液变化周期约为 160 ms，87.4%和 75.6%充液率的回液管汽液变化周期分别增加到 180 ms 和 260 ms。另外需要说明的是，95.6%充液率的两相热虹吸管回液管汽液变化在单相流、泡状流、弹状流、泡状流和单相流之间交替流动。而 87.4%和 75.6%充液率的两相热虹吸管由于工作工质总量降低，环路内含气率增加，回液管汽液变化过程未出现单相流动。

弹状流稳定之后的气弹如图 6（d）所示，弹状流气弹尺寸随着充液率的增加而减小。借助第三章的汽泡尺寸的测量手段测得，95.6%充液率两相热虹吸管回液管汽泡尺寸约为 13 mm，而 75.6%充液率的汽泡尺寸约为 33 mm。并且由于是向下流动，弹状流的尾部会发生明显的形变。

由此可见，高充液率两相热虹吸管回液管都是充满液体或者部分充满的状态，并且是连续的单相或者两相的流动。而高充液率条件下，两相热虹吸管回液管的理想状态是高含气率（一段时间内的平均含气率）的两相流动。这个情况下，两相热虹吸管重力压头维持在最大，并且具有良好的相变空间，冷凝器内具有一个高的冷凝传热系数。从而获得一个低的冷凝热阻和环路热阻，为两相热虹吸管提供一个优异的传热性能。

2.2 中充液率 TPTL 回液管部分充满现象

中等充液率的两相热虹吸管回液管并不是满液连续流动的，回液管中存在一段液柱，液柱高度小于冷凝器与蒸发器之间的高度差，仿佛是“断流”状态，其运行状态如

图 7 所示。当下降管出现不满液“断流”现象时，下降管中出现一个明显的分界面：分界面以上为液膜，液膜附壁缓慢流下，液膜内部为静止气塞（或气塞微小波动），这部分压力基本不变，并不提供循环动力；分界面以下为实心液柱连续流动，这部分液柱提供循环动力。实验中液柱高度定义为回液管内汽液界面到整个两相热虹吸管位置最低的距离，如图 7 所标注。

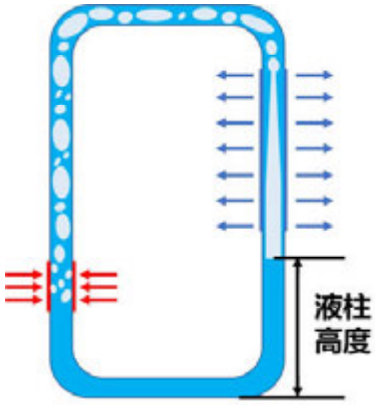


图 7　中充液率两相热虹吸管的工作状态

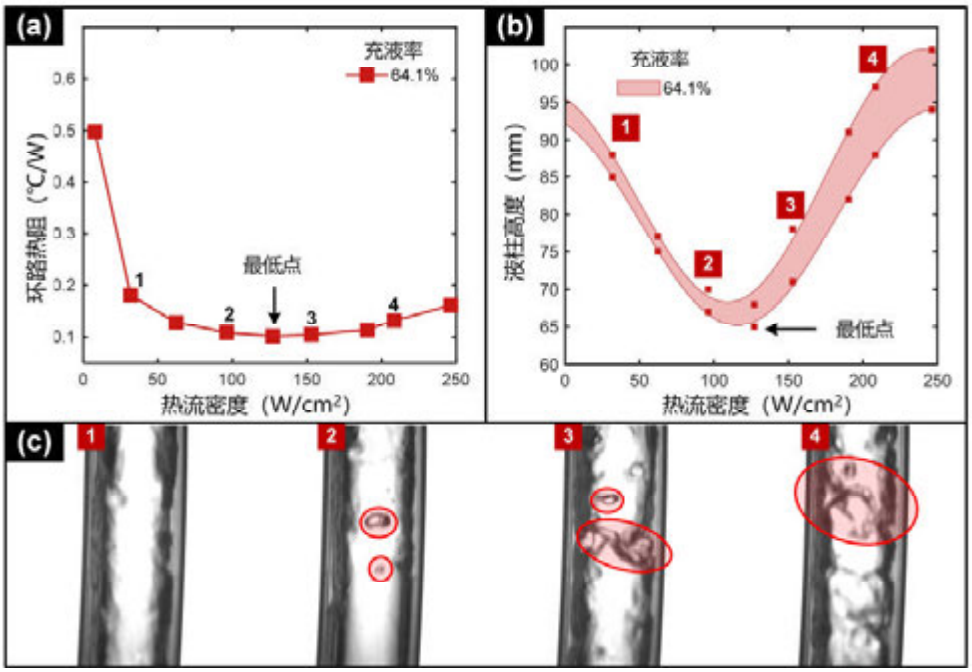


图 8　64.1%充液率两相热虹吸（a）环路热阻随热流密度的变化规律；（b）回液管液柱高度随热流密度的变化规律；（c）不同热流密度下回液管汽液两相分布

图 8（a）展示了 64.1%充液率两相热虹吸管环路热阻随输入热流密度变化规律；图 8（b）展示了 64.1%充液率两相热虹吸管回液管液柱高度随输入热流密度变化规律。对

比观察图 8（a）和（b）可知，两相热虹吸管的热阻变化趋势与液柱高度的趋势一致，都随着输入热流密度的增加而增大。并且环路热阻对应的最低热流密度，与回液管液柱最低对应的热流密度一致。64.1%充液率两相热虹吸管这个热流密度约为 125 W/cm^2。这表明在该热流密度下，环路内汽液两相流体的流动阻力最小，只需较低的液柱高度即可克服。从图 8（b）可以看到，中等充液率的两相热虹吸管随着输入热流密度的增加回液管的汽液分界面振荡的幅度会增大。在输入热流密度为 250 W/cm^2 时，中等充液率两相热虹吸管回液管液柱振荡幅度可达 8 cm。在输入热流密度为 30 W/cm^2 时，回液管壁面的液膜的汽液界面明显且稳定，如图 8（c）-1 所示。随着输入热流密度提高至 100 W/cm^2，在液膜包裹的气塞中，会出现一些液滴，如图 8（c）-2 所示。当热流密度继续升高至 150 W/cm^2 时，汽液界面已经模糊，发生开尔文-亥姆霍兹不稳定性，这是一种由剪切引起的动态不稳定现象，如图 8（c）-3 所示。对比图 8（c）-3 和 4，输入热流密度对这种流动不稳定性影响很大，更高的输入热流密度使得两相热虹吸管循环的质量流速增大，带来了更大的剪切力作用于汽液界面上，使得汽液界面更加模糊。

根据本节中观察到的“断流”现象，液柱的影响因素可以概括为三个方面：（1）液柱驱动制冷剂在两相循环中从蒸发到冷凝。在重力压头和汽泡泵的作用下，制冷剂被驱动并克服阻力运动。当热流密度增加时候，为了防止干涸情况的发生，蒸发器中需要有足够的制冷剂补充，因此循环需要一个更大的质量流量。由于质量流量的增加，使得蒸发器内汽泡脱离直径减小，汽泡脱离频率增大。从而带来了高的流动换热系数，使得蒸发器换热性能增强。中等充液率下，循环过程中的含气率也会随之增加，汽泡泵效应也随之增大，对环流的加速效果更加明显。因此，只需要小的重力压头，所需液柱的高度也越低。（2）在两相热虹吸管中，不同工况下，制冷剂在不同的压力下运行，制冷剂的密度也不同。封闭系统中，制冷剂密度发生改变，其对应的体积也会发生改变，影响液柱高度。因此，输入高热流密度会增加回液管液柱的高度。（3）两相热虹吸管中会出现汽泡泵现象。汽泡在管内上升的同时会将其上方的液体推入冷凝器。因此，当热流密度增大之后，相变产生的汽泡也增大，携带的液体量增加。从而导致下降管中制冷剂柱的高度会降低。

在运行时高、中充液率处于两种不同的状态，其汽液两相分布也不同，展现出来的热质输运规律也有所不同。高充液率（以 75.6%和 95.6%充液率为例）和中充液率（以 64.1%充液率为例）两相热虹吸管环路热阻的对比结果如图 9 所示。在相同热流密度下，75.6%充液率（高充液率下的最佳充液率）的两相热虹吸管环路热阻会低于 64.1%充液率。主要原因是回液管在中等充液率下存在“断流”现象，导致回液管液柱可以提供的重力压头较低。而与 95.6%充液率相比，64.1%充液率两相热虹吸管在高热流密度下具有更好的传热性能。这是由于高充液率下冷凝器内壁被液体覆盖，而在中等充液率下两相热虹吸管冷凝器内相变空间充足，凝结换热系数较高，其中滴状凝结或膜状凝结都具有显著良好的传热性能[147–149]。图 10（a）则显示了高、中充液率下两相热虹吸管冷凝器热阻。从图中可以看出，冷凝段热阻随着输入热流密度的增加而降低。当输入热流密度超过 100

W/cm^2 后，中等充液率两相热虹吸管冷凝段热阻继续降低，而高充液率两相热虹吸管冷凝段热阻则随着热流密度的增加而增大。这是因为两相热虹吸管充液率越高，两相热虹吸管内液体越多，汽泡与冷凝器内壁热阻越大，冷凝效果越差，冷凝段热阻越高。充液率影响两相热虹吸管回液管的状态，因此可以结合回液管热阻开展讨论，图 10（b）展示了高、中充液率两相热虹吸管回液管热阻随热流密度的变化。中等充液率两相热虹吸管回液管中“断流”现象给回液管带来了很高的热阻，并且随着热流密度的增加回液管的热阻减小。并且当热流密度大于 100 W/cm^2 时，回液管内液柱高度随着输入热流密度的增加而上升，此时，回液管热阻依旧随输入热流密度的增大而降低。因此，若要维持中等充液率两相热虹吸管处于良好的允许状态，需要保证回液管内液柱处于较高的水平。

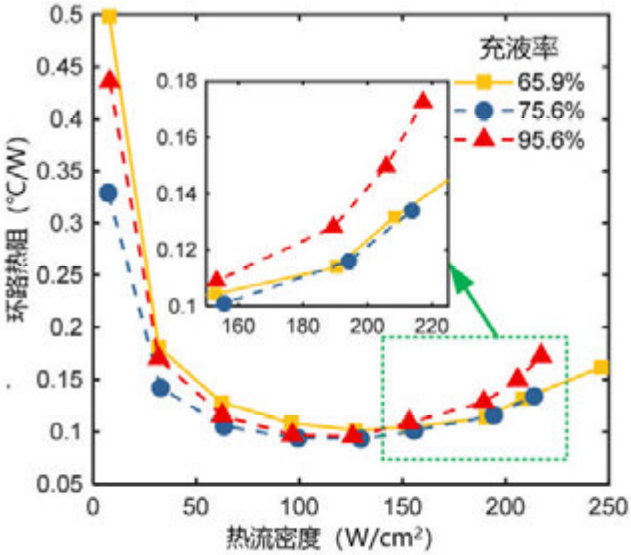


图 9　高充液率和中充液率的环路热阻对比

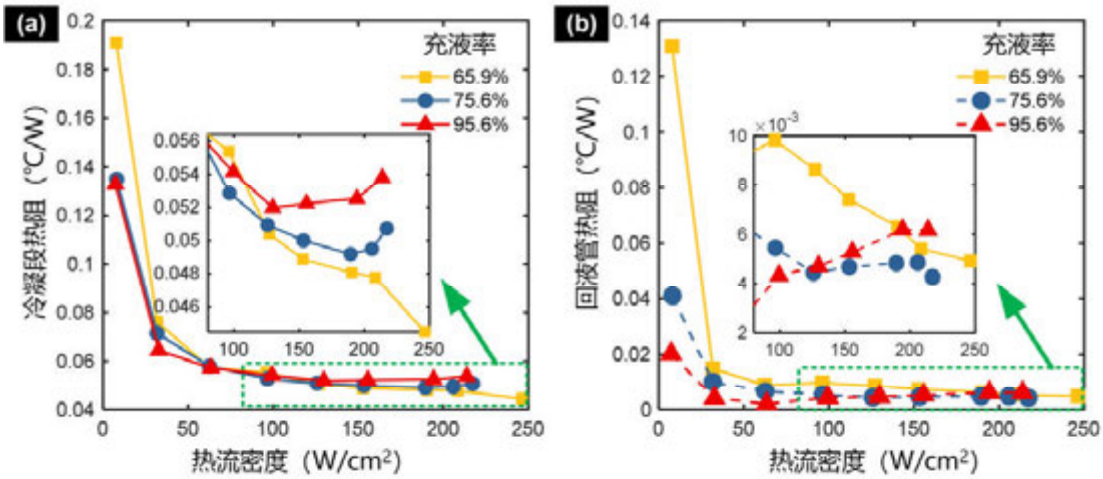


图 10　高充液率和中充液率两相热虹吸管的（a）冷凝热阻和（b）回液管热阻对比

2.3 低充液率两相热虹吸管回液管“断流”现象

与中等充液率一样下降管出现“断流”现象，如图 11 所示，下降管中出现一个明显的分界面。图 12 展示了低充液率下两相热虹吸管环路热阻，液柱高度及汽液两相分布情况。在充液率极低的情况下，如 20.7%和 30.7%充液率，液柱很稳定震荡幅度很小，汽液界面几乎不发生振荡。即使如 40.7%和 52.6%充液率，回液管内汽液界面发生振荡的幅度也很小，其幅度小于 4 cm。与中等充液率不同的是，液柱的高度会随着热流密度的增加而降低，但是液柱震荡的幅度随着热流密度的增加而增大。因为充液率较低，没有汽泡泵效果，蒸发器内传热过程更加近似于池沸腾，输入热流密度增加，蒸发器内相变传热过程变得剧烈。因此输入较高的热流密度时，需要更多的液体补入到蒸发器中，维持传热过程，导致在高热流密度下回液管内液柱高度下降。相应地，较低的充液率显示出较高的环路热阻，如图 12（a）所示。由于液柱提供循环的重力压头，提高两相热虹吸管充液率可以提高两相热虹吸管的循环驱动力，并且可以提升蒸发器内补液过程，提升两相热虹吸管循环的质量流率，降低两相热虹吸管的环路热阻，提高其传热性能。

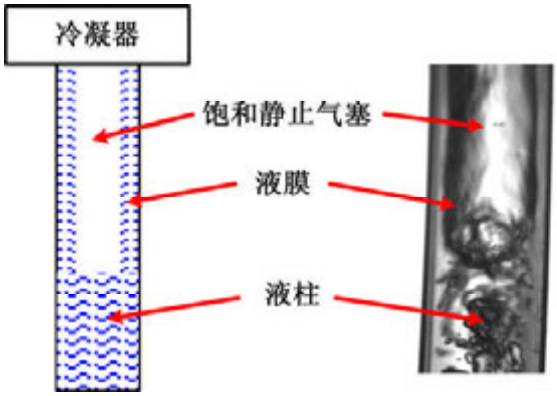


图 11　低充液率两相热虹吸管回液管汽液两相分布

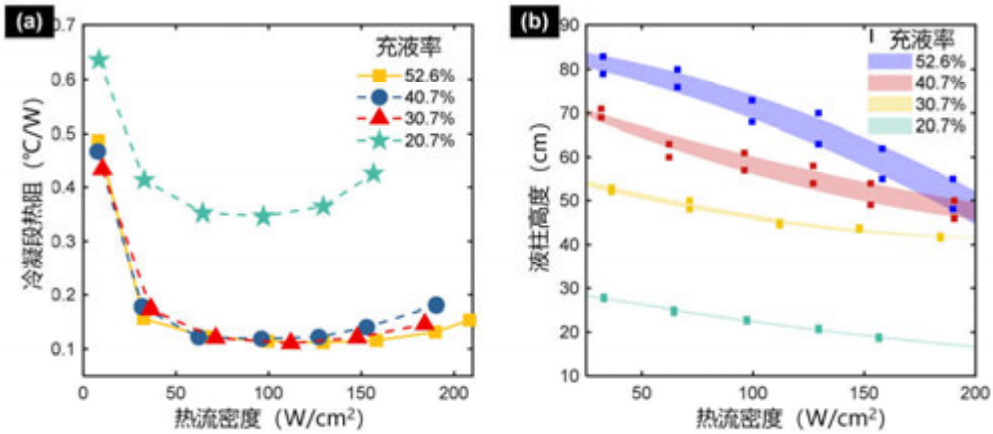


图 12　（a）低充液率下两相热虹吸管环路热阻随热流密度的变化；（b）低充液率两相热虹吸管回液

3 结　论

充液率是影响两相热虹吸管热质输运特性的主要参数。高、中、低三种充液率下有着不同的传热与流动机理。与传统理解不同，两相热虹吸管回液管并非完全充满的状态。受充液率影响，两相热虹吸管回液管内会出现充满、部分充满、断流状态。由于回液管中液柱提供重力压头，是两相热虹吸管的驱动力之一，这意味着两相热虹吸管中的驱动力会小于传统观点。高充液两相热虹吸管回液管一直保持充满或汽液两相流动状态，因此回液管中液柱提供了最大的驱动力。并且汽泡泵效应可以加速两相热虹吸管质量流速，因此，高充液率两相热虹吸管具有最好的传热性能。中、低充液两相热虹吸管观察到了回液管“断流”现象，此时回液管内液柱高度小于两器高差，且下降管内出现明显的分界面：分界面以上为液膜流动，液膜内为饱和静止气塞，此段不提供循环动力；而分界面以下为实心液柱，提供循环动力。并且液柱高度随热流密度的变化而变化，中等充液率液柱高度随着热流密度的增加先减小后增大，低充液率液柱高度随着热流密度的增加而减小，表明两相热虹吸管具有自我调节能力。

参考文献

[1] R. Khodabandeh, R. Furberg, Instability, heat transfer and flow regime in a two-phase flow thermosyphon loop at different diameter evaporator channel, Appl. Therm. Eng. 30 (2010) 1107–1114.

[2] Y. Bai, L. Wang, S. Zhang, N. Xie, H. Chen, Heat transfer characteristics of a natural circulation separate heat pipe under various operating conditions, Int. J. Heat Mass Transf. 126 (2018) 191–200.

[3] P. Zhang, X. Li, W. Shi, B. Wang, X. Rong, Experimentally comparative study on two-phase natural and pump-driven loop used in HVAC systems, Appl. Therm. Eng. 142 (2018) 321–333.

[4] J. Cao, X. Hong, Z. Zheng, M. Asim, M. Hu, Q. Wang, G. Pei, M.K.H. Leung, Performance characteristics of variable conductance loop thermosyphon for energy-efficient building thermal control, Appl. Energy. 275 (2020).

[5] M. Petrucci, A. Faghri, Multiple evaporator and condenser loop thermosyphon system for passive cooling of liquid-fuel molten salt nuclear reactors, Nucl. Eng. Des. 370 (2020) 110936.

[6] B. Albertsen, G. Schmitz, Experimental parameter studies on a two-phase loop thermosyphon cooling system with R1233zd(E) and R1224yd(Z), Int. J. Refrig. (2021).

[7] A. Elkholy, R. Kempers, Experimental investigation of geyser boiling in a small diameter two-phase loop thermosyphon, Exp. Therm. Fluid Sci. 118 (2020) 110170.

[8] Y. He, C. Hu, H. Li, B. Jiang, X. Hu, K. Wang, D. Tang, A flexible image processing technique for measuring bubble parameters based on a neural network, Chem. Eng. J. 429 (2022) 132138.

[9] L. Wei, D. Yuan, Y. Feng, D. Tang, Experimental study of bubble growth and flow in small-diameter thermosyphon loops with filling ratios of 90% and 95%, J. Enhanc. Heat Transf. 21 (2014) 63–73.

[10] R. Khodabandeh, Heat transfer in the evaporator of an advanced two-phase thermosyphon loop, (n.d.).

[11] A.J. Robinson, J. Colenbrander, G. Byrne, P. Burke, J. McEvoy, R. Kempers, Passive two-phase cooling of air circuit breakers in data center power distribution systems, Int. J. Electr. Power Energy Syst. 121 (2020) 106138.

[12] L. Ling, Q. Zhang, Y. Yu, S. Liao, Z. Sha, Experimental study on the thermal characteristics of micro channel separate heat pipe respect to different filling ratio, Appl. Therm. Eng. 102 (2016) 375–382.

[13] Y. Kuang, C. Yi, W. Wang, Heat transfer performance analysis of a large-scale separate heat pipe with a built-in tube, Appl. Therm. Eng. 167 (2020) 114716.

[14] Z. Xiong, H. Gu, M. Wang, Y. Cheng, The thermal performance of a loop-type heat pipe for passively removing residual heat from spent fuel pool, Nucl. Eng. Des. 280 (2014) 262–268.

[15] W. Fu, X. Li, X. Wu, Z. Zhang, Investigation of a long term passive cooling system using two-phase thermosyphon loops for the nuclear reactor spent fuel pool, Ann. Nucl. Energy. 85 (2015) 346–356.

[16] T. Zhang, Z.W. Yan, L.Y. Wang, W.J. Zheng, Y.H. Su, Comparative study on the annual performance between loop thermosyphon solar water heating system and conventional solar water heating system, Sol. Energy. 197 (2020) 433–442.

[17] S. Chen, J. Yang, Loop thermosyphon performance study for solar cells cooling, Energy Convers. Manag. 121 (2016) 297–304.

[18] J.L.G. Oliveira, C. Tecchio, K. V. Paiva, M.B.H. Mantelli, R. Gandolfi, L.G.S. Ribeiro, In-flight testing of loop thermosyphons for aircraft cooling, Appl. Therm. Eng. 98 (2016) 144–156.

[19] X. Shi, Y. Mu, G. Chen, X. Zhang, Experimental investigation on the start-up characteristics of single loop thermosyphon for motorized spindle bearing-shaft system cooling, Int. Commun. Heat Mass Transf. 120 (2021) 104989.

[20] H. Imura, Y. Saito, H. Fujimoto, Flow and Heat Transfer Characteristics in a Closed-Type Two-Phase Loop Thermosyphon, Trans. Japan Soc. Refrig. Air Cond. Eng. 6 (2011) 173–182.

[21] H. Zhang, S. Shao, C. Tian, Simulation of the Thermosyphon Free Cooling Mode in an Integrated System of Mechanical Refrigeration and Thermosyphon for Data Centers, Energy Procedia. 75 (2015) 1458–1463.

[22] T. Ding, X. Chen, H. Cao, Z. He, J. Wang, Z. Li, Principles of loop thermosyphon and its application in data center cooling systems: A review, Renew. Sustain. Energy Rev. 150 (2021) 111389.

[23] B. Albertsen, G. Schmitz, Experimental parameter studies on a two-phase loop thermosyphon cooling system with R1233zd(E) and R1224yd(Z), Int. J. Refrig. (2021).

[24] Y. He, C. Hu, H. Li, X. Hu, D. Tang, Visualized-experimental investigation on a mini-diameter loop thermosyphon with a wide range of filling ratios, Int. Commun. Heat Mass Transf. 133 (2022) 105973.

[25] Y. Liu, Z. Li, Y. Li, Y. Jiang, D. Tang, Heat transfer and instability characteristics of a loop thermosyphon with wide range of filling ratios, Appl. Therm. Eng. 151 (2019) 262–271.

[26] P. Zhang, X. Li, W. Shi, B. Wang, X. Rong, Experimentally comparative study on two-phase natural and pump-driven loop used in HVAC systems, Appl. Therm. Eng. 142 (2018) 321–333.

[27] J. Cao, X. Hong, Z. Zheng, M. Asim, M. Hu, Q. Wang, G. Pei, M.K.H. Leung, Performance characteristics of variable conductance loop thermosyphon for energy-efficient building thermal control, Appl. Energy. 275 (2020).

[28] M. Petrucci, A. Faghri, Multiple evaporator and condenser loop thermosyphon system for passive cooling of liquid-fuel molten salt nuclear reactors, Nucl. Eng. Des. 370 (2020) 110936.

[29] B. Albertsen, G. Schmitz, Experimental parameter studies on a two-phase loop thermosyphon cooling system with R1233zd(E) and R1224yd(Z), Int. J. Refrig. (2021).

[30] A. Elkholy, R. Kempers, Experimental investigation of geyser boiling in a small diameter two-phase loop thermosyphon, Exp. Therm. Fluid Sci. 118 (2020) 110170.

[31] H. Imura, Y. Saito, H. Fujimoto, Flow and Heat Transfer Characteristics in a Closed-Type Two-Phase Loop Thermosyphon, Trans. Japan Soc. Refrig. Air Cond. Eng. 6 (2011) 173–182.

[32] S. Lee, H. Kang, Y. Kim, Performance optimization of a hybrid cooler combining vapor compression and natural circulation cycles, Int. J. Refrig. 32 (2009) 800–808.

[33] S. Kloczko, A. Faghri, Experimental investigation on loop thermosyphon thermal performance with flow visualization, Int. J. Heat Mass Transf. 150 (2020).

[34] P. Zhang, B. Wang, W. Shi, L. Han, X. Li, Modeling and performance analysis of a two-phase thermosyphon loop with partially / fully liquid-filled downcomer, Int. J. Refrig. 58 (2015) 172–185.

[35] H. Cao, T. Ding, Z. He, Z. Li, Research on the refrigerant column height in the downcomer of a two-phase loop thermosyphon, Int. J. Refrig. 94 (2018) 40–48..

[36] Liu Y, Li Z, Jiang Y, et al. Analysis of the two-phase flow, heat transfer, and instability characteristics in a loop thermosyphon[J]. Numerical Heat Transfer; Part A: Applications, 2021, 79(9): 656–680.

[37] Dobriansky Y, Wojcik R. State of the art review of conventional and anti-gravity thermosyphons: Focus on two working fluids[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2019, 136: 491–508.

[38] Chan K W, Mcculloch M. Analysis and modelling of water based bubble pump at atmospheric pressure[J]. International Journal of Refrigeration, 2013, 36(5): 1521–1528.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233319

局部泡沫铜强化相变材料传热特性研究

张楠 1[1]，韦鑫毅 1，张兆利 1，曹晓玲 1，杜雁霞 2，袁艳平 1
1 西南交通大学机械工程学院，四川 成都 61003
2 中国空气动力研究与发展中心空气动力学国家重点实验室，绵阳 621000
（Tel：+86 15881198172 Email：zhangn09@swjtu.edu.cn）

摘要：本文提出在不显著降低储能密度下，以局部填充泡沫铜强化相变材料传热。研究了泡沫铜的孔隙率大小及填充方向、填充比例和填充长度对级联式泡沫铜结构强化相变传热性能的影响。结果表明，局部填充强化策略能够提高相变材料的熔化速率和温度响应，当局部填充泡沫铜孔隙率从 96%降低到 86%时，相变时间能够降低 14.2%；横向填充强化效果优于纵向填充；最佳填充深度随孔隙率的增大而增大。结果可为泡沫金属强化相变蓄热提供理论指导。

关键词：相变材料；泡沫铜；局部填充；强化传热；潜热蓄热

0 前言

相变材料（phase change material，PCM）具有储能密度高、相变温度近似恒温的优点，在热能储存和热管理领域得到广泛应用。然而，其导热系数较小，这严重降低了传热速率，从而制约了其应用。为了提高相变材料的传热特性，轻质、多孔泡沫金属[1-4]等高导热材料被广泛引入 PCM。Zhang 等[5]发现泡沫铜的加入对相变材料的传热性能具有优异的强化作用；Feng 等[6]和 Zheng 等[7]分别通过实验对比研究了泡沫铜对相变材料凝固与熔化的影响，结果证明泡沫铜的加入使得相变材料凝固与熔化时长分别降低了近 60%和 20.5%。Ferfera 等[8]通过实验与数值计算发现泡沫铜的加入使得复合相变材料的有效导热性能提高了 34.5 倍。泡沫金属对强化相变材料的相变蓄热速率有积极作用，且强化作用受孔隙率，孔密度的影响。Xi 等[9]研究了不同孔隙率对复合相变材料传热特性的影响，发现当泡沫铜孔隙率从 98%下降至 88%时，总熔化时长缩短了近 68.7%。

孔隙率的降低会制约液态 PCM 的自然对流，而自然对流在 PCM 相变后期发挥重要作用。因此，非均匀泡沫金属填充强化策略被提出以实现高导热与强对流双方面的传热优势。另一方面，非均匀填充还可以减小泡沫金属对系统蓄热密度的降低作用。Zhang 等[10]研究了 85.9%~95.8%线性孔隙率的泡沫铝复合相变材料的传热特性，结果证明梯度结构能够提升 PCM 的平均蓄热速率近 173%。Joshi 等[11, 12]基于数值模拟方法，研究了局部填充泡沫铜对方腔式相变材料的传热过程的影响规律。研究发现，当局部填充高度为 0.75 时，能够充分发挥顶部自然对流作用，实现与完全填充时相同的效果。Zuo 等[13]建立了局部填充泡沫铜的水平相变储能管，在保证储能密度不严重降低的情况下，最佳泡沫铜的结构基准设计能够节省近 16.8%的材料耗费。

[1] 基金项目：（国家自然科学基金（No. 52006183））

在方腔相变单元中，由于自然对流的作用，顶部熔化是快于底部的。随着相界面的发展，到了相变后期，会形成一个类似于三角形的固态区域的“相变死角”，该区域由于距离热源远热阻较大，对流传热较弱，主要依靠着 PCM 的导热传热，对该区域重点强化导热的方式[14, 15]成为研究热点。基于此，本文针对相变死角展开了局部填充强化的工作，以实现蓄热速率与蓄热密度的协同优化。通过建立泡沫铜级联结构模型，研究泡沫铜填充方向与填充深度、泡沫铜孔隙率等参数对复合材料的传热及蓄热性能的影响。本文提出的新结构能够改善在相变后期的熔化速率较慢这一关键问题，提高了传热速率的同时维持较高的蓄热密度。为设计具有成本效益的泡沫铜复合相变材料的多孔结构提供了指导，减少了材料损耗。

1 数值计算模型

1.1 几何模型

本文建立了尺寸为 100mm×100mm 的相变单元的二维几何模型，以孔隙率 96%，孔密度为 10PPI 的泡沫铜作为均匀基体强化介质（C0）。在此基础上，针对单元底角 1/4 相变死角区域，布置具有高导热性能的低孔隙率的泡沫铜（C1-x），其中 x 对应的泡沫铜孔隙率为 x=1: 0.94、x=2: 0.92、x=3: 0.90、x=4: 0.88、x=5: 0.86。通过改变死角区域泡沫铜填充方向和深度（C2-Xx，C2-Yx）和孔隙率（C3-x），其中，C2-Xx 中 x 为局部优化泡沫铜的横向深度，x=1: 60mm、x=2: 70mm、x=3: 80mm、x=4: 90mm、x=5: 100mm。C2-Yx 中 x 为局部优化泡沫铜的纵向深度，x=1: 60mm、x=2: 70mm、x=3: 80mm、x=4: 90mm、x=5: 100mm。C3-x 中 x 为泡沫铜孔隙率为 x=1: 0.94、x=2: 0.92、x=3: 0.90、x=4: 0.88、x=5: 0.86。优化研究复合相变单元的传热速率及储能密度特性，研究思路如图 1 所示。泡沫铜的孔隙率变化范围为 86%-96%。方腔相变单元以左侧 4500 W/m^2 的恒定热流，其余壁面均设置为绝热条件。PCM 与泡沫铜的物性参数如表 1 所示。

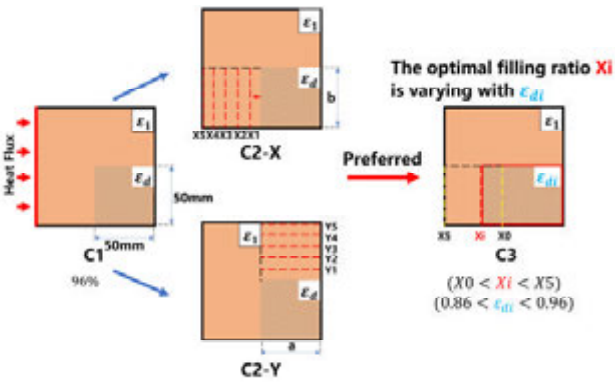


图 1 局部填充泡沫铜强化传热填充变化示意图

1.2 控制方程与初始条件

泡沫铜内部的相变过程较为复杂，其中包括了铜与相变材料自身的导热，二者的间隙换热以及液态相变材料的自然对流。为了简化数学模型，提出了以下假设：1. 液态 PCM 被认为是不可压层流流动; 2. PCM 和泡沫铜均视为各向同性的均匀材料; 3. PCM 固液相的热物性差异忽略不计，只有密度变化服从 Boussinesq 近似；4. 使用 Darcy-Brinkman-Forchheimer 模型模拟泡沫铜孔隙结构对流动的阻力。控制方程如下。

所有域的初始温度为 295.15K。

表 1 相变材料与泡沫铜的物性参数

性能	材料	
	石蜡	泡沫铜
密度 (kg/m^3)	900	8979
比热容 (J/kg•K)	2200	381
导热系数 (W/m•K)	0.2	401
动力粘度 (kg/m•s)	0.003	-
潜热 (J/kg)	197700	-
相变温度 (K)	314.15-321.15	-
热膨胀系数 (1/K)	0.0006	-

（1）连续性方程:

$$(\frac{\partial(\rho u)}{\partial x})+(\frac{\partial(\rho v)}{\partial y})=0 \tag{1}$$

(2) 动量方程:

$$\frac{1}{\varepsilon}(\frac{\partial(\rho u)}{\partial t})+\frac{1}{\varepsilon^2}(\frac{\partial(\rho uu)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho vu)}{\partial y})=-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\mu}{\varepsilon}(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2})+S_x \tag{2}$$

$$\frac{1}{\varepsilon}(\frac{\partial(\rho v)}{\partial t})+\frac{1}{\varepsilon^2}(\frac{\partial(\rho uv)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho vv)}{\partial y})=-\frac{\partial p}{\partial y}+\frac{\mu}{\varepsilon}(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2})+S_y \tag{3}$$

其中

$$S_x=A_{mush}(\frac{(1-f)^2}{f^3+z})u-\frac{\mu}{K}u-\frac{1}{\sqrt{K}}C_i\rho u\sqrt{u^2+v^2} \tag{4}$$

$$S_y=A_{mush}(\frac{(1-f)^2}{f^3+z})v-\frac{\mu}{K}v-\frac{1}{\sqrt{K}}C_i\rho v\sqrt{u^2+v^2}+\rho g\beta(T-T_m) \tag{5}$$

ρ 为密度; ε 为泡沫铜孔隙率. S_x 和 S_y 表示动量方程源项，其中糊状系数 A_{mush} 大小设置为1×10^5, z 为常数，大小为 0.001 [16]. f is 宏观尺度下的液相分数, 具体表达见公式(9). 公式(4)和(5)中的第二项为基于 Darcy-Forchheimer 理论的修正惯性项与粘性项。公式(5)中最后一项为基于 Boussinesq 假设下的热浮升力作用项，β 为膨胀系数。

K 和 C_i 为多孔泡沫铜的渗透率与惯性系数, 可通过 Calmidi and Mahajan 所给模型进行计算[17]:

$$K=0.00073(1-\varepsilon)^{-0.224}(\frac{d_l}{d_p})^{-1.11}d_p{}^2 \tag{5}$$

$$C_i = 0.00212(1-\varepsilon)^{-0.132}(\frac{d_l}{d_p})^{-1.63} \tag{6}$$

其中金属骨架直径 $d_l = 1.18 \cdot d_p\sqrt{\frac{1-\varepsilon}{3\pi}}(\frac{1}{1-e^{-\frac{1-\varepsilon}{0.04}}})$, 孔径大小 $d_p = 0.0254/PPI$.

(3) 能量方程:

PCM:

$$\varepsilon(\frac{\partial(\rho c_p T_p)}{\partial\tau}) + \varepsilon(\frac{\partial(\rho c_p u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho c_p v)}{\partial y}) = \frac{\partial}{\partial x}(k_{eff,p}\frac{\partial T_p}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(k_{eff,p}\frac{\partial T_p}{\partial y}) - \varepsilon\rho L_h\frac{\partial f}{\partial\tau} + h_{sf}a_{sf}(T_c - T_p) \tag{7}$$

泡沫铜:

$$(1-\varepsilon)(\frac{\partial(\rho c_p T_c)}{\partial\tau}) = \frac{\partial}{\partial x}(k_{eff,c}\frac{\partial T_c}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(k_{eff,c}\frac{\partial T_c}{\partial y}) + h_{sf}a_{sf}(T_p - T_c) \tag{8}$$

其中$k_{eff,p}$和$k_{eff,c}$分别表示相变材料与泡沫铜的有效导热系数，计算公式如下 [18]:

$$k_{eff} = \frac{1}{\sqrt{2}(M_A + M_B + M_C + M_D)} \tag{9}$$

其中

$$M_A = \frac{4\sigma}{(2e^2 + \pi\sigma(1-e))k_c + (4 - 2e^2 - \pi\sigma(1-e))k_p} \tag{10}$$

$$M_B = \frac{(e-2\sigma)^2}{(e-2\sigma)e^2k_c + (2e - 4\sigma - (e-2\sigma)e^2)k_p} \tag{11}$$

$$M_C = \frac{(\sqrt{2}-2e)^2}{2\pi\sigma^2(1-2\sqrt{2}e)k_c + 2(\sqrt{2} - 2e - \pi\sigma^2(1-2\sqrt{2}e))k_p} \tag{12}$$

$$M_D = \frac{2e}{e^2k_c + (4-e^2)k_p} \tag{13}$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sqrt{2}(2 - 5/8e^3\sqrt{2} - 2\varepsilon)}{\pi(3 - 4e\sqrt{2} - e)}}, e = 0.339 \tag{14}$$

a_{sf} 表示单位体积下的间隙换热面积 [17]:

$$a_{sf} = 3\pi\frac{(1-e^{-1-\varepsilon/0.04})}{(0.59d_p)^2}d_l \tag{15}$$

液相 PCM 与泡沫铜之间的间隙换热系数 h_{sf} 使用 Zukauskas 提出的模型，其中孔隙雷诺数大小为$\mathrm{Re}_p = \frac{\rho d_l \vec{u}}{\mu\varepsilon}$[19]:

$$h_{sf}=\begin{cases}\dfrac{0.76\,Re_p^{0.4}\,Pr^{0.37}\,k_p}{d_l}, & 0<Re_p<40\\ \dfrac{0.52\,Re_p^{0.5}\,Pr^{0.37}\,k_p}{d_l}, & 40<Re_p<1000\\ \dfrac{0.26\,Re_p^{0.6}\,Pr^{0.37}\,k_p}{d_l}, & Re_p>1000\end{cases} \tag{15}$$

公式(8)中的焓值 (h) 包括了显热焓（Δh）与潜热部分（fL_h），表达如下：

$$h=\Delta h+f\cdot L_h \tag{16}$$

$$f=\begin{cases}0, & T<T_s\\ \dfrac{T-T_s}{T_l-T_s}, & T_s<T<T_l\\ 1, & T>T_l\end{cases} \tag{17}$$

其中，T_s和T_l表示发生凝固与熔化的温度 PCM。

1.3 模型验证

为了验证模型的正确性，我们搭建了复合相变材料传热性能实验系统，对孔隙率为 96%，孔密度为 40ppi 的泡沫铜强化相变材料的传热性能进行了实验研究。实验和模拟的复合相变材料液相率和测点温度如图 2 所示，可以看出，模拟结果与实验结果吻合较好，证明了模型的正确性。

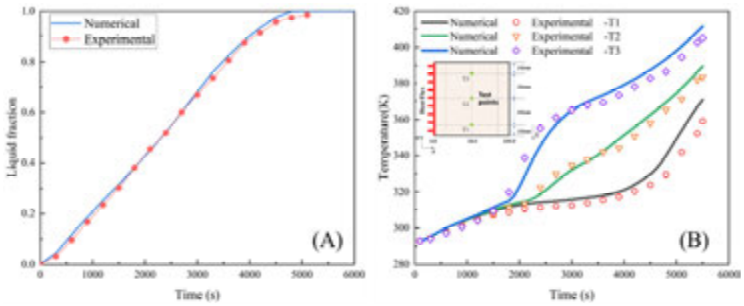


图 2 复合材料液相率与测点温度的模拟与实验对比图

2 结果与讨论

2.1 局部填充孔隙率对 PCM 熔化过程的影响

图 3A 展示了 6000s 内有无局部填充策略的瞬时熔化云图分布情况（主体孔隙率为 ε_1=96%，局部填充 ε_d=90%为例）。红色部分为液态，蓝色为固态，绿色为固液共混的糊状态。在均质工况 C0 中，在初期前 1000s 时，相界面近似平直，这是因为在相变初期 PCM 均为固体，完全依靠导热传递热量，熔化速率较慢；随着相变的进行，可以看出顶部的相界面发展速度逐渐上升，而底部的熔化过程近乎为静止。这是因为随着液相分数的上升，自然对流作用开始变得强烈，由于浮升力的作用驱动流体携带热量向上流动，加速了该区域的相变进程。在近乎 4500s 时相界面发展到最右端界面，后续的熔化呈现出自上而下的趋势，即依靠顶部热流体向下的导热与横向的导热推动熔化。也就是在相

变后期，由于自然对流作用的降低，加上与热源这一段较大距离之间液态 PCM 热阻较高，减缓了底角区域的相变过程，形成了所谓的“相变死区”。这一现象是无法避免的，对相变后期的蓄热密度是不利的。

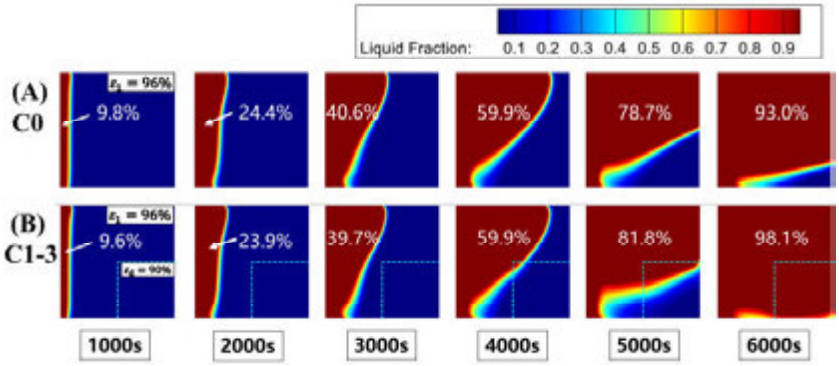


图 3 局部填充泡沫铜强化传热液相分数变化示意图

图 3B 是对方腔底角 1/4 区域进行局部填充强化液相分数。提高了局部导热性能之后可以发现，在相变近 4500s 之后。由于降低了局部孔隙率，使得该区域的横向与纵向的导热性能得到了进一步提升，使得相界面分布更为曲折；最终相变过程得到了大幅度提升，并且在末期（6000s）时，底角区域导热的大幅度提升，反而使得其熔化速率相较于前端更快。此外，对比研究了填充 5 种不同孔隙率下复合材料的熔化时间，熔化总时间分别为 6400s, 6200s, 6170s, 6060s, 和 6010s。结果证明局部导热系数的增大能够进一步缩短相变时长。

2.2 局部填充方向对 PCM 熔化过程的影响

以 C2 结构局部填充 ε_d=90%为例，以间距为 10mm 改变填充深度，探究在不同填充方向上，改变填充深度带来的影响。由于相变过程中，导热与自然对流作用的传热贡献是瞬时变化的，改变填充方向与深度会产生不同的影响。

如图 4 所示分别为 C2-X/Y 在两个填充方向上的瞬时液相分数，可以发现，随着填充深度的提高，对于相变速率的提升作用逐渐在相变中期开始明显。增大填充深度能够提高局部传热速率，进而缩短相变进程。在 C2-Y 结构上，增大填充比能够更好的提高传热速率，当填充比为 100mm 时，最大能够缩短近 7.64%的时间。而对于 C2-X 结构，最佳填充深度为 X2，仅用了 70mm 的深度实现了近 9.88%的强化效果。在相同的填充深度下，C2-X 比 C2-Y 更能缩短相变时长。这意味着用更少的泡沫铜获得了更高的蓄热密度与蓄热速率，节约了近 30%的材料耗费。

以局部填充孔隙率 ε_d=90%，相同深度 a=100mm 与 b=100mm 的工况为例，相变前期，中期与后期的云图分布如图 5 所示。根据云图可以发现，在不同方向上做局部填充工作时的影响是不同的。在相变初期，X 方向上的强化由于低孔隙率的高导热作用，会使得的熔化速率下降，使得底部的熔化速率更慢，而在 Y 方向上做强化则不会产生明显影响；随着相变过程的进行，开始逐渐形成顶部熔化快，底部慢的相界面分布。在相变中期，强化 X 方向上的导热，能够进一步强化底部的传热，推进底部相界面的发展。并且由于底部低孔隙率带来的流动阻力，会限制自然对流的发展，使得相界面更倾向于垂

直状态。而 Y 方向上的局部填充则会使得后半部分由于高导热在横向与纵向均发生加速熔化的特点，前后部的相界面呈现脱离状态，即后半部的熔化完全强于前部。

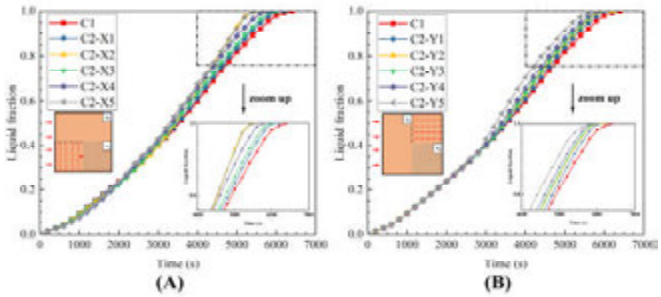


图 4 不同泡沫铜填充比例和方向下的相变材料熔化分数

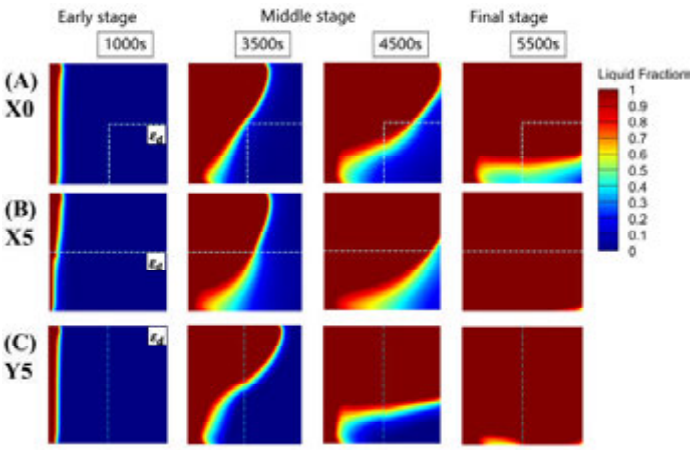


图 5 不同泡沫铜填充比例和方向下相变材料熔化进程

2.3 最佳填充比与局部孔隙率的关系

局部填充工作能够进一步强化相变死角的相变传热性能，缩短相变时长。结果发现，当局部填充孔隙率 ε_d=94%时，最佳填充深度为 100mm。随着局部孔隙率 ε_d 下降至 90%，最佳填充深度会随之下降至 70mm。为减少泡沫铜的浪费利用，局部填充深度与局部泡沫铜的孔隙率的关系应进一步细化分析讨论。本小节中用 5 种孔隙率低于 96%的泡沫铜(94%,92%,90%,88%,86%)在 6 种横向填充深度(X0=50 mm, X1=60 mm, X2=70 mm, X3=80 mm, X4=90 mm, X5=100mm)下的强化传热效果。

图 6 所示为不同填充深度下，对应不同局部孔隙率工况的完全相变时长。可以发现，随着局部孔隙率的降低，传热性能在上升，而对应的最佳填充深度会随之缩小。C3-1~5 工况对应的最短熔化时长分别为 6240s, 5910s, 5560s, 5570s, and 5520s。并且随之对应的填充深度分别为 X5（100mm）, X4(90mm), X2(70mm), X1(60mm), 和 X1(mm)。也就是说，当使用的局部填充泡沫铜孔隙率较低时，也就是具有更高的导热性能时，单纯的增大填充深度不一定能够实现最佳的强化效果。局部填充泡沫铜的孔隙率的强化作用主要取决于局部的传热性能。

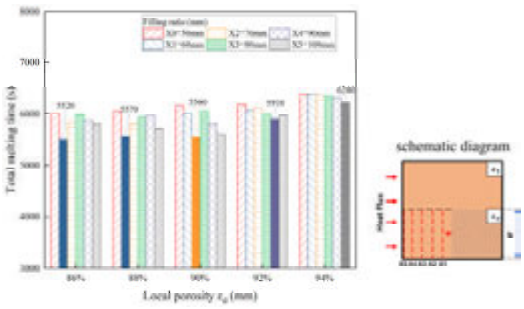


图 6 不同孔隙率的泡沫铜在不同填充深度相变材料熔化时间

为了解释清楚上述现象，对比分析 ε_d=94%和 ε_d=86%对应的液相分布云图（图 7 和 8）。可以看到，在图 7 中，由于局部孔隙率较高。增大填充比对自然对流产生的流动阻力影响比较小，对相界面的演化过程产生的影响不明显，因此相变死角的熔化速率随着局部填充深度的增大而不断增大，因为导热说随着填充比的增大而不断提高的。相反，局部填充高导热的泡沫铜时 ε_d=86%。如图 8 所示。更低的孔隙率对流动产生了明显的阻碍作用，随着填充比的真大，顶部相界面的移动距离随之而降低，也就是自然对流收到了明显的阻碍。当填充深度大于 X1(60mm)时，由云图可以发现，在相变死角的熔化速率会逐渐快于主流区的熔化速率（红色线框表明）。这一现象可以用导热性能的提高来解释。随着相变进行，自然对流逐渐减弱，可能会在某一个时刻形成底部出现液相而顶部出现固态的情况。改变了全局的传统从左到右的传热模式，因此在高填充比下产生了更糟糕的强化效果。这也解释了 C2-X2 结构效果优于 X5 的现象。

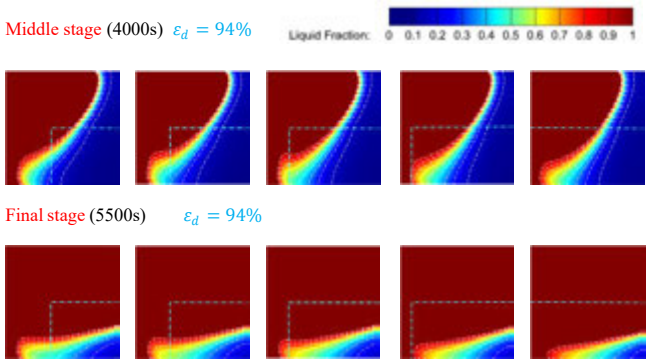


图 7 孔隙率 ε_d=94%的局部填充泡沫铜填充不同深度下相变材料熔化进程

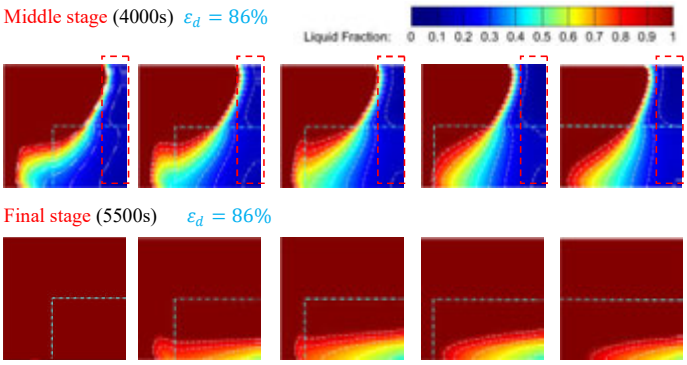


图 8 孔隙率 ε_d=86%的局部填充泡沫铜填充不同深度下相变材料熔化进程

3 结　论

为了提高相变单元的熔化速率，强化相变材料蓄热性能，本文提出了一种不均匀泡沫铜的局部强化策略。结论如下：局部填充强化策略能够很好的提高相变速率，相较于均质泡沫金属，局部填充 86%孔隙率的泡沫铜最大能够节省 14.2%的时间。相较于纵向填充，水平方向的填充具有更佳的蓄热表现。以局部填充 90%为例，在相同填充深度时，水平填充能够进一步节省近 7%的时间。局部填充使用的泡沫铜孔隙率越大，则导热强化效率越低，但是对自然对流的抑制作用会越小。随着局部填充孔隙率的增大，最佳填充深度应增大。

参考文献

[1.]Battula Venkata Sai Dinesh and Anirban Bhattacharya, Comparison of energy absorption characteristics of PCM-metal foam systems with different pore size distributions. Journal of Energy Storage, 2020. 28: 101190.

[2.]Yang Xu, Zhang Jing Zheng, Song Chen, Xiao Cai, and Chao Yang, Parameter analysis and fast prediction of the optimum eccentricity for a latent heat thermal energy storage unit with phase change material enhanced by porous medium. Applied Thermal Engineering, 2021. 186: 116485.

[3.]Zhaoli Zhang, Nan Zhang, Yanping Yuan, Wenrui Jiao, and Patrick E. Phelan, Investigations on transient thermal performance of phase change materials embedded in metal foams for latent heat thermal energy storage. International Journal of Energy Research, 2021. 45(15): 20763-20782.

[4.]Wei Tian, Shuo Dang, Gang Liu, Zengxu Guo, and Xiaohu Yang, Thermal transport in phase change materials embedded in metal foam: evaluation on inclination configuration. Journal of Energy Storage, 2021. 33: 102166.

[5.]P. Zhang, Z. N. Meng, H. Zhu, Y. L. Wang, and S. P. Peng, Melting heat transfer characteristics of a composite phase change material fabricated by paraffin and metal foam. Applied Energy, 2017. 185: 1971-1983.

[6.]Shangsheng Feng, Ye Zhang, Meng Shi, Ting Wen, and Tian Jian Lu, Unidirectional freezing of phase change materials saturated in open-cell metal foams. Applied Thermal Engineering, 2015. 88: 315-321.

[7.]Huanpei Zheng, Changhong Wang, Qingming Liu, Zhongxuan Tian, and Xianbo Fan, Thermal performance of copper foam/paraffin composite phase change material. Energy Conversion and Management, 2018. 157: 372-381.

[8.]Ratiba Sabrina Ferfera and Brahim Madani, Thermal characterization of a heat exchanger equipped with a combined material of phase change material and metallic foams. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020. 148: 119162.

[9.]Xi Meng, Lianyu Yan, Jiaqi Xu, Fan He, Hanting Yu, and Ming Zhang, Effect of porosity and

pore density of copper foam on thermal performance of the paraffin-copper foam composite Phase-Change Material. Case Studies in Thermal Engineering, 2020. 22: 100742.

[10.]Zhuqian Zhang and Xiande He, Three-dimensional numerical study on solid-liquid phase change within open-celled aluminum foam with porosity gradient. Applied Thermal Engineering, 2017. 113: 298-308.

[11.]Varun Joshi and Manish K. Rathod, Constructal enhancement of thermal transport in metal foam-PCM composite-assisted latent heat thermal energy storage system. Numerical Heat Transfer, Part A: Applications, 2019. 75(6): 413-433.

[12.]Varun Joshi and Manish K. Rathod, Thermal performance augmentation of metal foam infused phase change material using a partial filling strategy: An evaluation for fill height ratio and porosity. Applied Energy, 2019. 253.

[13.]Hongyang Zuo, Mingyang Wu, Kuo Zeng, Yuan Zhou, Jiayue Kong, Yi Qiu, Meng Lin, and Gilles Flamant, Numerical investigation and optimal design of partially filled sectorial metal foam configuration in horizontal latent heat storage unit. Energy, 2021. 237: 121640.

[14.]Xinyi Li, Jitong Duan, Terrence Simon, Ting Ma, Tianhong Cui, and Qiuwang Wang, Nonuniform metal foam design and pore-scale analysis of a tilted composite phase change material system for photovoltaics thermal management. Applied Energy, 2021. 298: 117203.

[15.]Hongyang Li, Chengzhi Hu, Yichuan He, Dawei Tang, and Kuiming Wang, Influence of fin parameters on the melting behavior in a horizontal shell-and-tube latent heat storage unit with longitudinal fins. Journal of Energy Storage, 2021. 34: 102230.

[16.]Mohamed Fadl and Philip C. Eames, Numerical investigation of the influence of mushy zone parameter Amush on heat transfer characteristics in vertically and horizontally oriented thermal energy storage systems. Applied Thermal Engineering, 2019. 151: 90-99.

[17.]V. V. Calmidi and R. L. Mahajan, Forced convection in high porosity metal foams. Journal of Heat Transfer, 2000. 122(3): 557-565.

[18.]K. Boomsma and D. Poulikakos, On the effective thermal conductivity of a three-dimensionally structured fluid-saturated metal foam. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2001. 44(4): 827-836.

[19.]A. Žukauskas, Heat transfer from tubes in crossflow. Advances In Heat Transfer, 1972. 8: 93-160.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233322

湿烟气温差发电器热电性能实验研究

赵玉龙，刁红梅，李文杰，玄志伟，葛明慧*
（能源与环境工程学院，河北工业大学，天津，300401）
(Email:geminghui@hebut.edu.cn)

摘要：实现湿烟气余热的有效回收对缓解环境问题具有十分重要的意义。本文搭建了湿烟气温差发电实验系统，实验研究了混合蒸气流速为 2m/s 时，水蒸气浓度对湿烟气温差发电系统热电性能的影响规律。结果表明，水蒸气浓度的增加有效提高了混合蒸气的冷凝换热能力，增大热电模块的热端温度，水蒸气浓度增加至 30%，可将系统最大输出功率和最大热电转换效率分别提高约 4.15 倍和 2.24 倍。

关键词：湿烟气；水蒸气浓度；热电性能；传热性能

0 前言

中国作为能源需求大国，天然气的使用需求近三十年来增加了 8 倍，且天然气的主要成分为甲烷，燃烧产物中含有大量的水蒸气，冷凝潜热量大。以燃气锅炉为例，如果能够将烟气的温度降低到 40-50℃，烟气中的冷凝潜热得到回收，不仅实现了 15%的节能与 CO_2 减排效果[1]，而且由于冷凝液中溶解了 NO_X、SO_X、HCI、烟尘等，排放的烟气也更加清洁[2]。因此，对湿烟气进行深度回收利用将带来可观的经济与环境效益[3]。

目前利用热-电结合的方式回收余热，优化和提高回收效率已然成为研究人员的关注重点。对于烟气热电发电器来说，由于烟气侧的对流换热系数较低，模块热端温度远低于烟气温度，因此通过强化烟气侧的传热可有效提高热电转换效率。Ma 等[4]数值分析研究了带纵向涡发生器的板翅式热电发电器的性能，建立了气液两相 TEG 的流-热-电多场耦合模型。分析得到，此种强化方式可将总输出功率可提高 59%-153%。Lu 等[5]对在烟道内安装非均匀肋片后，热电发生器的输出功率等进行了实验研究，得出非均匀换热器可以提高空气侧的输出功率，若空气侧温度提高 30K，匹配负载下的净输出功率可提高 30%。Karana 等[6]利用扭肋进行烟气热电发生器烟气侧的强化传热，即通过提高排气换热器内部的传热系数来提高输出功率。实验得出，螺距比为 8，扭转比为 4，倾斜角为 60°时系统输出功率最大。芦星等[7]构建了热电发电器的多场耦合模型，分析了梯度翅片对发电性能的影响，认为每种强化翅片均存在最佳匹配流速可使强化性能最大，上游强化梯度肋片可获得更高的净发电效率。王俊丽等[8]建立了环状热电发电系统的数学模型，并通过添加翅片来强化热端吸热以达到优化传热的目的，当烟气温度为 600K，流速为 9m/s 时，添加翅片可将输出功率提高 299%。近年来多孔材料与热管在提高热电发电器性能中发挥了很大作用。Cao 等[9]提出了一种用于汽车尾气余热回收的热管热电发电系统，发现存在最佳热管安装参数（深入 60mm、角度 45°）可获得最大发电效率。Wang 等[10]提出了一种新型热管工业高温余热回收系统，研究了热源温度对余热回收系统性能的影响。实验得出，当 TEG 工作在 600℃时，系统热电转换效率峰值为 7.5%。Zhao 等[11]提出了气液相变型热电发生器，与传统结构相比，可有效提高输出功率，在热电模块面积达到最优时，所对应的单位面积大的输出功率可提高 5-12 倍。

基于以上研究现状发现，目前温差发电技术多用于回收高温废气余热，缺乏针对低温湿烟气冷凝潜热热电转换特性实验研究。因此本文搭建了低温湿烟气温差发电系统，研究了烟气含湿量对湿烟气温差发电器热电性能的影响，所得结果为深度回收湿烟气余热提供了理论参考。

基金项目：国家重点研发计划（2022YFE0119100）;国家自然科学基金（52206083）

1 实验系统

湿烟气的冷凝属于含有大量不凝性气体的蒸气冷凝，考虑到排放烟气中成分的复杂多变，本实验中采用湿空气模拟湿烟气。湿烟气温差发电实验系统如图 1 所示。实验系统由混合蒸气加热系统、湿烟气温差发电器、冷却水循环系统和数据采集系统组成。混合蒸气加热系统主要由空气压缩机，电磁流量计，蒸气加热器等组成，空气压缩机将空气送入蒸发水箱中，与水箱内生成的水蒸气充分混合后形成混合蒸气沿向上管道进入实验腔室中，在实验块表面进行冷凝换热后，直接将热量通过冷凝实验块传递给热电模块热端，同时在冷却水的作用下，模块两端出现温度梯度，进而产生电能。混合蒸气中多余的热量随湿空气排入大气中。为减少管路的热损失，蒸气加热器后所有管路采用保温棉包裹。其中通过调节空气压缩机阀门控制空气流量，通过调整调压器的加热功率空气混合蒸气温度。冷却水循环系统主要由恒温水浴，微小流量计等部分组成。

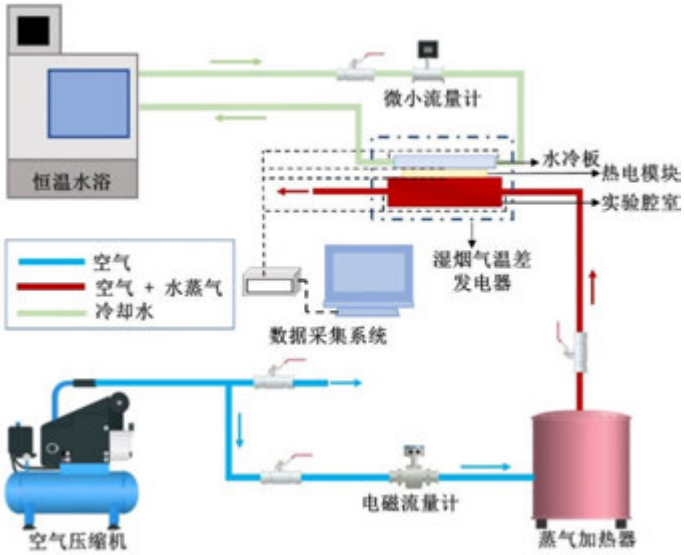


图 1 实验系统图

湿空气温差发电系统包括，热电模块，水冷板，实验腔室和冷凝实验块。实验腔室由不锈钢材料制成，由顶部盖板，玻璃视窗，聚四氟乙烯垫片等部分组成，空气流道尺寸为 20mm×60mm×320mm。冷凝实验块嵌入实验腔室的宽侧面，具体结构如图 3 所示。热电模块采用江西纳米克公司生产的 Bi-Te 基热电模块，具体参数由表 1 所示。

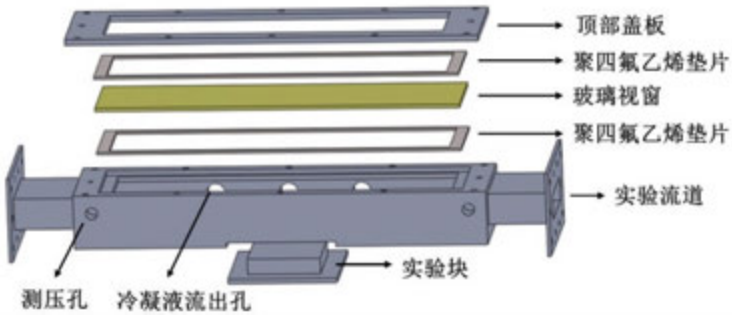


图 2 实验腔室和实验块结构示意图

表 1 热电模块参数明细（热端温度 300℃，冷端温度 30℃）

长	宽	高	PN 材料	内阻	开路电压	最大输出功率
mm	mm	mm		Ω	V	W
56	56	5	Bi-Te	0.9	8.4	19.3

2 数据处理

2.1 水蒸气浓度

混合蒸气的温度是分析蒸汽特性的重要参数，在它已知的前提下才可以确定混合蒸气中水蒸气的含量。使用 K 型热电偶测量实验腔体进出口混合蒸气温度，分别为 T_{in}，T_{out}。将混合蒸气看做理想气体，水蒸气的体积分数 C_v 与其在混合蒸气中的分压力比相等。在混合蒸气温度为 T_{in} 时，饱和水蒸汽的分压力 $p_{v,b}$ 为：

$$p_{v,b}=611.21e^{\frac{18.678-\frac{T_{in}}{234.5}}{257.14+T_{in}}\cdot T_{in}} \tag{1}$$

则水蒸气的体积分数为：

$$C_v=\frac{p_v}{p_0} \tag{2}$$

式中，p_0 是指大气压力，单位是 kPa。

2.2 混合空气流速的选择

考虑到流体流速对于换热器换热效果的影响，实验中首先确定了实验中所需通过流道截面处混合蒸气流速，进而计算出通过界面处所需混合蒸气体积流量。因此实验中所分析流速选用理论计算结果，也可用体积流量反算得到：

$$v=\frac{V_s}{3600S} \tag{3}$$

其中，V_s 是稳定工况下混合蒸气膨胀后的体积流量；S 为流道的截面积为 0.012m^2。

2.3 传热参数

湿空气温差发电系统中是热-电的耦合，因此，整个换热过程中存在湿空气的对流换热和冷凝换热。理想状态下混合蒸气在整个流道中的换热量 Q 利用混合蒸气进出口的焓值计算，如下式所示：

$$Q=(H_{in}-H_{out})m_g \tag{4}$$

其中，m_g 为干空气的质量流量；H_{in}，H_{out} 分别为进出口的焓值。

实际由空压机通入的干空气经气体流量计测得的为标准状况下的体积流量 V_g，利用空气密度 ρ_g 将体积流量转换为质量流量，即

$$m_g=V_g\rho_g \tag{5}$$

则水蒸气质量流量可根据混合蒸气中水蒸气的质量分数 W_v 计算得到，

$$m_v=\frac{m_g}{W_g}\times W_v \tag{6}$$

式中，W_g 为混合蒸气中空气的质量分数。

进出口的焓值可用下式计算得到，

$$H=\left(1.005T_{in}\right)+d\left(2501+1.86T_{in}\right) \tag{7}$$

其中，d 为湿空气的含湿量，kg/kg。

相对湿度是湿空气中水蒸气分压力与同温度下饱和空气中水蒸气分压力之比

$$\phi=\frac{p_v}{p_{v,b}} \tag{8}$$

水蒸气的分压力 p_v 可由混合蒸气总压力与水蒸气质量流量 m_v 和干空气质量流量 m_g 共同决定计算如下：

$$p_v = \frac{29m_v}{29m_v + 18m_g} p_0 \tag{9}$$

含湿量可由水蒸气分压力确定，

$$d = 0.621945 \frac{p_v}{101325 - p_v} \tag{10}$$

因此，实验块表面的平均换热系数为：

$$h = \frac{Q}{T_{in} - T_w} \tag{11}$$

其中，T_w 为实验块内壁温度，℃。

由于实验中直接测量了热电模块的热端温度 T_h，即实验块的外壁温度。实验块内外壁面间进行导热热传递，因此，利用傅里叶导热定律计算得到实验块内侧壁面温度 T_w，见下式：

$$T_w = T_h + \frac{\delta(Q_c + P_{\max})}{A\lambda_w} \tag{12}$$

其中，δ 为通道壁面厚度；Q_c 为冷热侧换热量，W；λ_w 为壁面导热系数。

实验中在水冷板冷却水进出口处各放置热电偶测量温度分别为 T_{ci}，T_{co}，冷却水流量 m_c 为定值，因此冷却水所带走的热量计算为：

$$Q_c = C_p m_c (T_{co} - T_{ci}) \tag{13}$$

其中，C_p 为冷却水的比热容。

2.4 发电性能

实验中所直接记录为系统开路电压 E，通过改变负载电阻，得到输出电压。发电器的输出功率 P 与负载电阻 R_L 有关，测量负载电阻两端电压 U 与电流 I 便可获得输出功率。

$$P = UI \tag{14}$$

在实际换热过程中，当壁面温度低于湿空气的露点温度时，湿空气发生冷凝，使得冷凝潜热回收转换为电能，但考虑到实验过程中系统的热损失，将温差发电器的热电转换效率 η 定义为：

$$\eta = \frac{P}{P + Q_c} \times 100\% \tag{15}$$

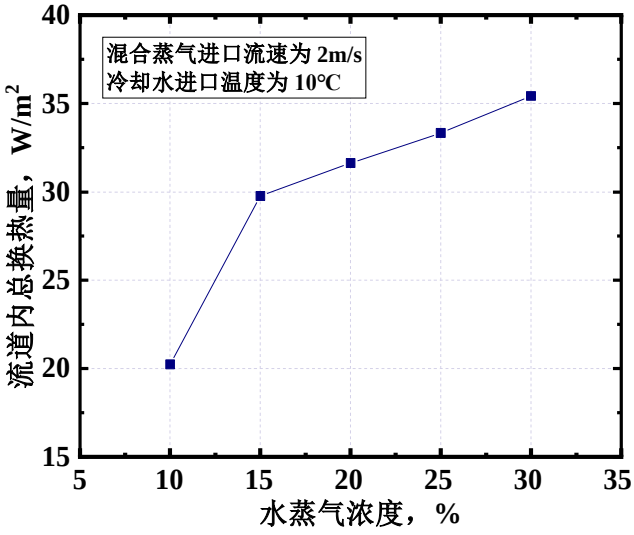
当所接负载电阻与热电模块内阻一致时，系统达到最大输出功率 $P_{\max}$，此时的最大热电转换效率 $\eta_{\max}$ 为：

$$\eta_{\max} = \frac{P_{\max}}{P_{\max} + Q_c} \times 100\% \tag{16}$$

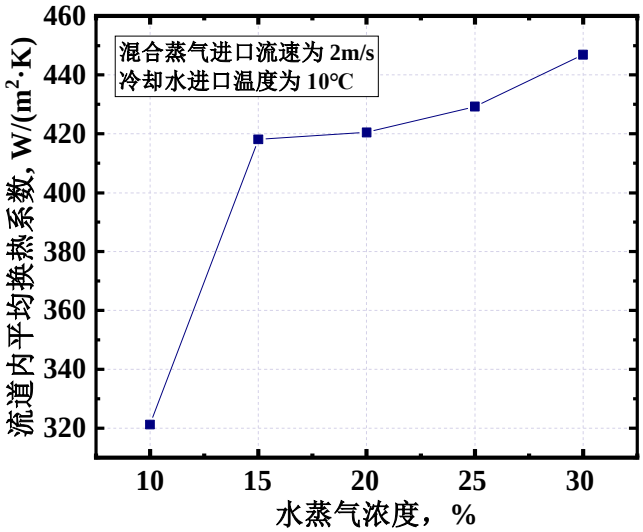
3 结果与讨论

首先分析了不同水蒸气浓度下，流道内换热能力的变化情况，如图 3 所示，其中所有混合蒸气均处于饱和状态。由图可以看出，随着水蒸气浓度的增加，流道内混合蒸气换热能力随之增大，即湿空气的换热能力增强。例如，当水蒸气浓度自 10%增加至 30%，流道内的

总换热量和换热系数分别可增加 15.2W/m^2 和 125.2W/(m^2·K)。分析原因认为，混合蒸气由水蒸气和空气两种成分组成，其中空气作为不凝气体是恶化传热的主要原因。因此，水蒸气浓度增加，空气的组分减少，热阻下降，使得换热效果增强。



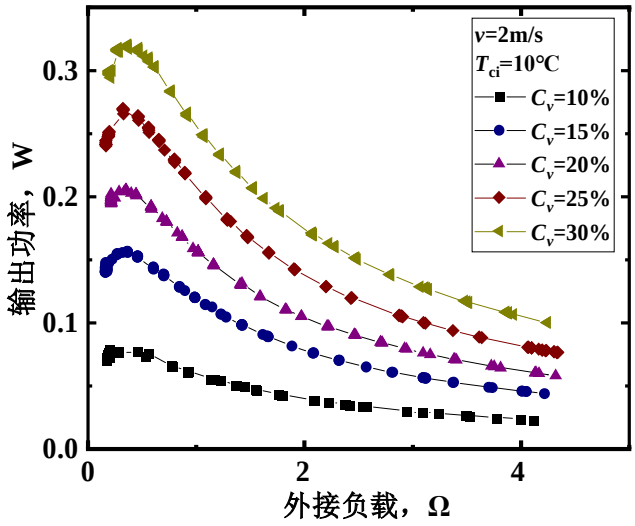
（a）流道内总换热量



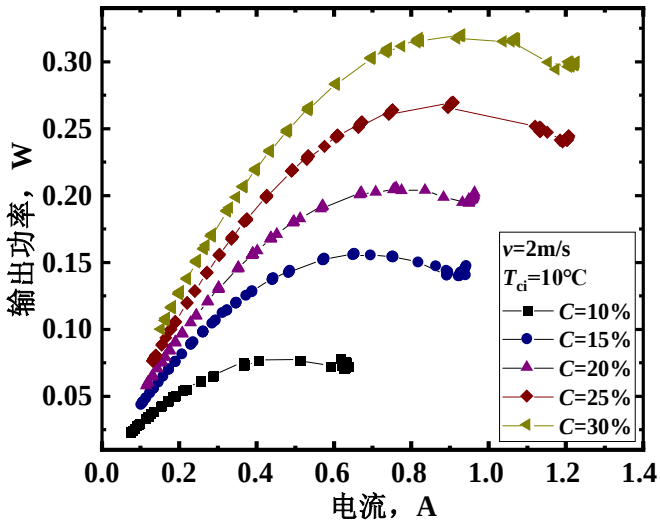
（b）流道内平均换热系数

图 3　水蒸气浓度对换热性能的影响

接着对湿烟气温差发电系统的热电性能进行了分析，图 4 给出了系统输出功率随电流以及外接电阻的变化情况，由图可知，系统输出功率随外接负载的变化呈现出先变大后减小的趋势，而与电流变化呈现出相反的变化趋势，但均存在最大输出功率。这一规律符合热电模块的性能变化规律，即当外接电阻与热电模块的内阻值相等时，系统达到最大输出功率。此外，由图还可以看出，水蒸气浓度的增加使得整体输出功率逐渐上升。



（a）外接负载影响



（b）电流影响

图 4 系统输出功率变化情况

温差发电系统的最大输出功率是衡量系统发电性能的重要参数。如图 5 所示，给出了随水蒸气浓度变化实验系统的最大输出功率的变化规律。由图可看出，在混合蒸气流速为 2m/s 的情况下，水蒸气浓度为 10%时，系统的最大的输出功率仅为 0.077W。随着水蒸气浓度增加至 30%，最大输出功率为 0.32W，约是水蒸气浓度为 10%的 4.15 倍。换句话说，水蒸气浓度的增加能够有效提高温差发电器的发电功率。其原因在于水蒸气体积分数提高，增大了冷凝换热，提高腔体内的温度，即增强了热电模块的热端温度，增大了冷热端温差，进而使系统最大输出功率得到提高。

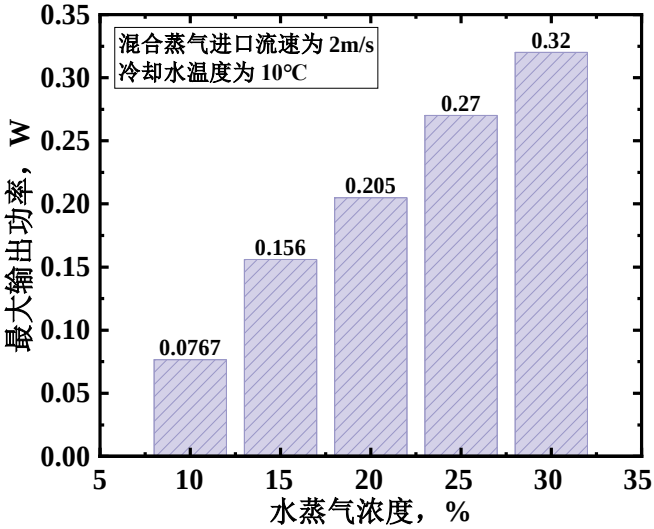


图 5 水蒸气浓度对最大输出功率的影响

最后，为更加清楚本实验所设计温差发电器对于低温湿烟气的热回收效率。图 6 给出了水蒸气浓度对于温差发电器热电转换效率的影响规律。由图发现，水蒸气浓度的增加大大提高了系统的热电转换效率。例如，混合蒸气流速为 2m/s，水蒸气体积分数为 10%时，系统热电效率仅有 0.54%，而水蒸气体积分数为 30%时，系统热电效率为 1.21 %是水蒸气浓度为 10%的 2.24 倍。换句话说，增大混合蒸气中水蒸气的含量，提高了热电模块的热端温度，有效增加了模块两端温差，进而产生了更大的电动势和发电功率，从而增强湿烟气余热的热回收效率，这对于湿烟气余热的再回收利用以及减少能源消耗具有重要意义。

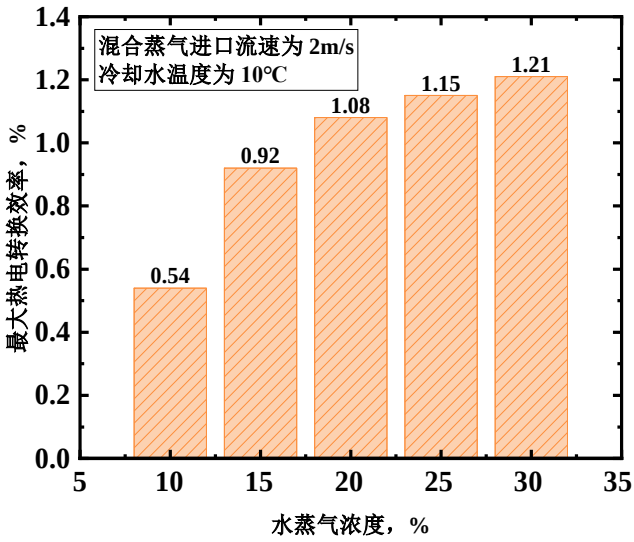


图 6 水蒸气浓度对热电转换效率的影响

4 结 论

本文搭建了湿烟气温差发电试验系统，实验研究了水蒸气浓度（10%-30%）对温差发电系统发电性能的影响。实验结果表明，水蒸气浓度自 10%提高至 30%，系统最大输出功率提高约 4.15 倍，最大热电转换效率提高约 2.24 倍，达到 1.21%。增大水蒸气浓度能够有效提高流道内混合蒸气换热量，进而增大热电模块的热端温度，提高热电转换效率。这对于实

验烟气余热的再利用和减少能源消耗是十分有意义的。

参考文献

[1] Chen Q, Finney K, Li H, Zhang X, Zhou J, Sharifi V, Swithenbank J. Condensing boiler applications in the process industry [J]. Applied Energy, 2012, 89: 30-36.

[2] Weber C, Gebhardt B, Fahl U. Market transformation for energy efficient technologies-success factors and empirical evidence for gas condensing boilers [J]. Energy, 2002, 27: 287-315.

[3] Liu J, Chen D, Lu J. Experiment on fine particle purification by flue gas condensation for industrial boilers [J]. Fuel, 2017, 199: 684-696.

[4] Ma T, Lu X, Pandit J, Ekkad S, Huxtable S, Deshpande S, Wang Q. Numerical study on thermoelectric–hydraulic performance of a thermoelectric power generator with a plate-fin heat exchanger with longitudinal vortex generators [J]. Applied Energy,2017, 185: 1343-1354.

[5] .Lu X, Yu X, Qu Z, Wang Q, Ma T. Experimental investigation on thermoelectric generator with non-uniform hot-side heat exchanger for waste heat recovery [J]. Energy Conversion and Management, 2017, 150: 403-414

[6] Karana D, Sahoo R. Performance assessment of the automotive heat exchanger with twisted tape for thermoelectric based waste heat recovery [J]. Journal of Cleaner Production, 2021, 283: 124631.

[7] 芦星，俞兴飞，马挺，王秋旺. 基于梯度翅片换热器的热电发电系统性能研究[J]. 工程热物理学报, 2020, 41(1): 169-174.

Lu X, Yu XF, Ma T, Wang QW. Performance study of thermoelectric power generation system based on gradient fin heat exchanger[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2020, 41(1): 169-174.

[8] 王俊丽，周亚杰，谢华清，王元元，李奕怀，毛健辉. 通过强化热端吸热优化环状热电发电器件性能[J]. 上海第二工业大学学报, 2021,38(2):131-137.

Wang JL, Zhou YJ, Xie HQ, Wang YY, Li YH, Mao JH. Optimizing the performance of toroidal thermoelectric devices through enhanced hot-end heat absorption[J]. Journal of Shanghai Second Institute of Technology, 2021,38(2):131-137.

[9] Cao Q, Luan W, Wang T. Performance enhancement of heat pipes assisted thermoelectric generator for automobile exhaust heat recovery [J]. Applied Thermal Engineering, 2018; 130: 1472-1479.

[10] Wang C, Tang S, Liu X, Su G, Tian W, Qiu S. Experimental study on heat pipe thermoelectric generator for industrial high temperature waste heat recovery [J].Applied Thermal Engineering, 2020, 175: 115299.

[11] Zhao Y, Wang S, Ge M, Liang Z, Liang Y, Li Y. Performance investigation of an intermediate fluid thermoelectric generator for automobile exhaust waste heat recovery[J]. Applied Energy, 2019, 239: 425-433.

中国工程热物理学会 学科类别：传热传质学
学术会议论文 编号：233327

纳米颗粒与翅片协同强化储能系统研究

邱美竹庭 1，彭本利*2，周勇 3，徐欣宇 4，张荣 5，苏风民 6
大连海事大学船舶与海洋工程学院能源与动力工程系，大连，116026
Tel: 13029420295, Email: pengbl@dlmu.edu.cn

摘要：翅片与纳米颗粒协同强化传热可以更大限度地提高相变储能系统的充热性能。本文利用焓-孔法数值研究了水平翅片安装高度与 CuO 纳米颗粒体积分数对相变材料充热性能的影响。结果表明，纳米颗粒能够提高平均熔化速率，对总吸热量影响较小；随着体积分数增加，初始阶段瞬时熔化速率更快，但 PCM 粘性增大后速率下降，存在最佳纳米颗粒体积分数；随着翅片安装高度增加，平均充热速率先增加后减小，当体积分数为 1%时翅片的最佳安装高度为 8.9 mm，此时总充热时间为 1024 s，平均充热速率为 484.5 W，相比于 d=5 mm 和 13 mm，平均充热速率分别增加了 11.1%和 13.4%。

关键词：相变材料 纳米颗粒 翅片强化 充热性能 储能

0 前言

随着现代工业文明的进步和人类生活水平的提升，能源与环境面临着诸多问题和挑战。传统化石燃料属于短期无法恢复的不可再生能源，其大量使用会加剧温室效应，并且属于短期无法恢复的不可再生能源。同时，我国存在着能源时空供求不匹配和能源利用效率低等问题。如何立足于我国的能源资源禀赋，科学有序地推进“双碳”目标的实现成为一个亟待解决的重要问题。因此，寻找新的清洁能源、开发高效储能技术和提高能源利用效率非常重要。

相变储能技术利用相变材料在相变过程中所吸收（释放）的大量热能进行能量的储存或回收。相变储能技术对于能源的高效清洁利用，解决能源分布和利用中的矛盾具有重要意义，已成功应用于工业废/余热的回收[1]、太阳能利用[2]、电池热管理[3]、建筑[4]和家电节能[5]等领域。但非金属相变材料热导率低限制了相变储能技术的发展与应用，可以通过插入内部翅片[6]、微胶囊[7][8]封装 PCM 扩展储能系统传热表面积，或者在相变材料中添加多孔介质[9]和纳米颗粒[10],[11]提升 PCM 的导热性。添加翅片可以大幅提高 PCM 的传热性能，但翅片数量增加和所占体积过大时会影响 PCM 的分布；添加高导热纳米颗粒可在保持系统轻量化的同时，强化 PCM 传热，但是纳米颗粒含量高时可能会形成团聚沉淀，使复合相变材料的稳定性降低，使用次数有限；微/纳胶囊化和添加金属泡沫骨架则面临着制造工艺复杂、结构参数优化困难的问题。而复合强化传热技术即把上述方法互相结合，在考虑经济成本和实用性的条件下，最大限度地发挥强化传热的效果，提高充热性能。

本文研究中，采用插入金属翅片和添加纳米颗粒相结合的复合强化传热手段，考察了正交翅片安装高度与 CuO 纳米颗粒体积分数共同作用下，对总充热时间、总吸热量和平均充热速率的影响，探究纳米颗粒体积分数在该相变储能系统的强化规律。旨在

资助项目：国家自然科学基金 (No. 51906028), 中央高校基本科研业务费 (No.3132022121)

弥补单一强化方法的局限性，推动复合强化传热的理论发展和实际应用。

1 模型与数值方法

1.1 物理模型

本研究中将基于相变材料的顶部加热相变储能装置简化为二维方形腔体，物理模型如图 1(a)所示。内部安装了铜制的正交结构翅片，相变材料选用石蜡。方形外壳的长度和高度均为 50 mm，在正交翅片系统中，垂直翅片的长度为 49 mm，水平翅片的长度为 44 mm，厚度均为 3 mm，水平翅片与外壳底部之间的距离 d 不同，翅片所占的体积分数约占整个装置的 10%，顶部加热铜板厚度为 3 mm。为了探究纳米颗粒与水平翅片安装高度协同提高储能系统平均充热速率的强化机理，数值模拟水平翅片距离外壳底部的距离在 1 mm~13 mm 之间，纳米颗粒体积分数分别为 0%，1%，2%和 5%。用于计算所划分的结构化网格如图 1(b)所示。

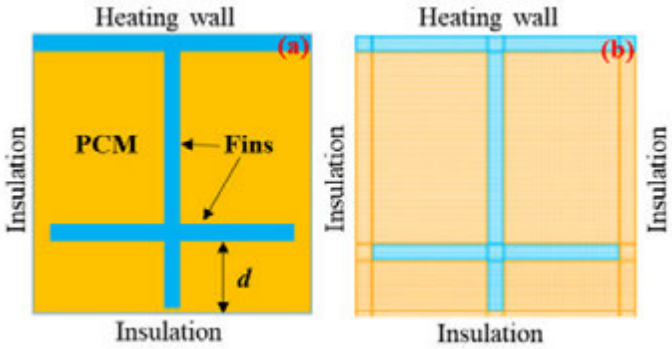


图 1 翅片强化相变储能系统示意图及结构网格示意图

1.2 数值方法

为模拟相变材料完全熔化的过程，采用焓-多孔介质法计算，具体的控制方程可参考相关文献[12]，相变材料熔化过程中的固相和液相不能明显分离的部分为糊状区域，应用于该区域的液相分率是范围为 0~1 的无量纲系数[13]，定义为：

$$f=\begin{cases}0 & (\text{if } T<T_{\text{solidus}})\\ \dfrac{T-T_{\text{solidus}}}{T_{\text{liquidus}}-T_{\text{solidus}}} & (\text{if } T_{\text{solidus}}<T<T_{\text{liquidus}})\\ 1 & (\text{if } T>T_{\text{liquidus}})\end{cases} \tag{1}$$

式中，f 为液相分率，T_{solidus} 为相变材料固相温度，T_{liquidus} 为相变材料液相温度。

在相变材料中添加一定体积分数的纳米颗粒可以改变相变材料的热物理性能从而达到提高充热性能的效果，本研究中选用了 CuO 颗粒作为纳米添加剂，表 1 为 PCM、翅片和 CuO 颗粒的物理性质[14]。

表 1 PCM、翅片和纳米颗粒的物性参数

物理性质	符号	石蜡	氧化铜	铜
密度 ($kg\cdot m^{-3}$)	ρ	$\dfrac{750}{0.001(T-319.15)+1}$	6510	8960
比热容 ($J\cdot kg^{-1}\cdot K^{-1}$)	c_p	2890	540	390
热导率 ($W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}$)	k	0.21 if $T<T_{\text{solidus}}$ 0.12 if $T>T_{\text{liquidus}}$	18	380

粘度 (Ns·m^{-2})	μ	$0.001\exp(-4.25+\frac{1790}{T})$
潜热(J·kg^{-1})	L	173400
液相/固相温度(K)	$T_{\text{liquidus}}/T_{\text{solidus}}$	321.15/319.15

纳米相变材料（nepcm）的密度 ρ、定压比热容 c_p、潜热 L、热膨胀系数 β、粘度 μ 和热导率 k 可以通过相应的预测模型得到，ϕ_{np} 为添加纳米颗粒的体积分数[15][16]：

$$\rho_{\text{nepcm}}=\phi_{\text{np}}\rho_{\text{np}}+(1-\phi_{\text{np}})\rho_{\text{pcm}} \tag{2}$$

$$(\rho c_{\text{p}})_{\text{nepcm}}=\phi_{\text{np}}(\rho c_{\text{p}})_{\text{np}}+(1-\phi_{\text{np}})(\rho c_{\text{p}})_{\text{pcm}} \tag{3}$$

$$(\rho L)_{\text{nepcm}}=(1-\phi_{\text{np}})(\rho L)_{\text{pcm}} \tag{4}$$

$$(\rho\beta)_{\text{nepcm}}=\phi_{\text{np}}(\rho\beta)_{\text{np}}+(1-\phi_{\text{np}})(\rho\beta)_{\text{pcm}} \tag{5}$$

$$\mu_{\text{nepcm}}=0.9197\mu_{\text{nepcm}}\exp(22.8539\phi_{\text{np}}) \tag{6}$$

热导率的预测模型中考虑了粒子的布朗运动效应，添加了修正系数[15]：

$$k_{\text{nepcm}}=\frac{k_{\text{np}}+2k_{\text{pcm}}-2(k_{\text{pcm}}-k_{\text{np}})\phi_{\text{np}}}{k_{\text{np}}+2k_{\text{pcm}}+(k_{\text{pcm}}-k_{\text{np}})\phi_{\text{np}}}k_{\text{pcm}}+b\gamma f\phi_{\text{np}}\rho_{\text{pcm}}c_{\text{p,pcm}}\sqrt{\frac{\kappa T}{\rho_{\text{np}}d_{np}}}f(T,\phi_{\text{np}}) \tag{7}$$

$$\gamma=9.881(100\phi_{\text{np}})^{-0.9446} \tag{8}$$

$$f(T,\phi_{\text{np}})=(28.217\times10^{-3}\phi_{\text{np}}+3.917\times10^{-3})\frac{T}{T_{\text{ref,np}}}-30.669\times10^{-3}\phi_{\text{np}}+3.91123\times10^{-3} \tag{9}$$

热导率预测模型包括布朗运动和纳米颗粒尺寸的影响。b=5×10^4 为布朗运动常数，κ 为玻尔兹曼常数，其值为 1.381×10^{-23} J·K^{-1}，d_{np} 为 CuO 颗粒的粒子直径，值为 29×10^{-9} m。f 是布朗运动引起的校正因子[17]。相变材料为固相时不存在布朗运动，因此其值被定义为与液相分率相同。PCM 随相态变化的热导率定义如下：

$$\begin{cases}k_{\text{pcm}}=k_{\text{s}} \quad \text{if } T<T_{\text{solidus}}\\ k_{\text{pcm}}=(1-f)k_{\text{s}}+fk_{\text{l}} \quad \text{if } T_{\text{solidus}}<T<T_{\text{liquidus}}\\ k_{\text{pcm}}=k_{\text{l}} \quad \text{if } T>T_{\text{liquidus}}\end{cases} \tag{10}$$

式中，k_{s} 和 k_{l} 分别为固态和液态的 PCM 热导率。

2 模型验证与无关性检验

本研究中利用 Ansys Fluent 求解熔化过程中的控制方程，储能系统初始温度为 20°C，顶部恒温加热温度为 70°C。选择 SIMPLE 算法计算压力和速度之间的耦合，压力插值方案选择 PRESTO！方案，动量和能量方程通过二阶逆风格式离散，压力、密度、体力、动量和液相分率的松弛因子分别为 0.3、0.7、0.3、0.3 和 0.1，连续性方程、动量守恒方程和能量守恒方程的判敛残差分别小于 10^{-4}、10^{-5} 和 10^{-10}。采用用户定义函数（UDF）来定义温度和相态对 PCM 的热物理性质的影响。在图 2 中，将本研究中预测的纳米粒子体积分数 1%时的液相分率与 Müslüm Arıcı 等[14]所发表文章中的液相分率进行了比较，获得了良好的精度。

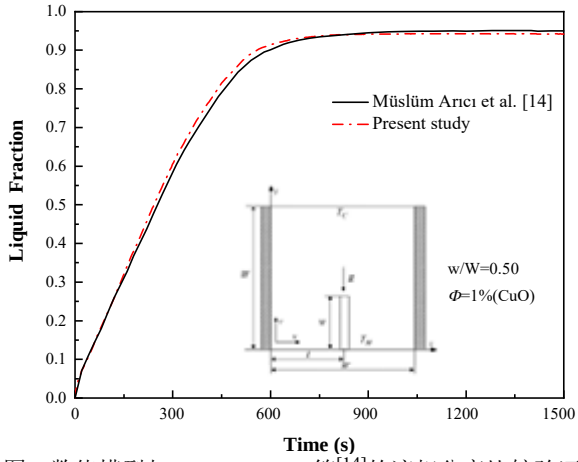


图 2 数值模型与 Müslüm Arıcı 等[14]的液相分率比较验证

为选择合适的网格数量和时间步长，对 N=16100、26600 和 45390 的数量和时间步长分别为 0.05 s、0.1 s 和 0.2 s 的计算模型进行检验，考虑计算精度和计算成本，最终选择网格数量 26600 和时间步长 0.1 s 进行下一步的计算。网格数量和时间步长无关性检验如图 3 所示。4

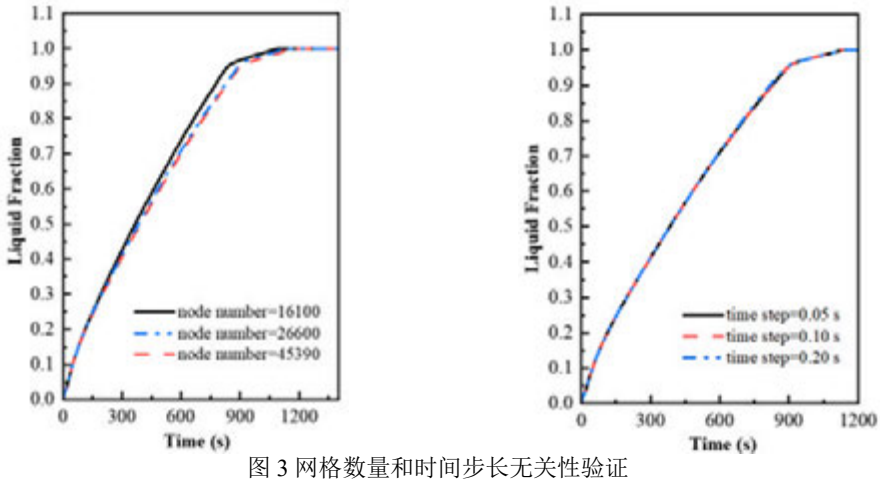


图 3 网格数量和时间步长无关性验证

3 结果与讨论

3.1 纳米颗粒体积分数对液相分率的影响

水平翅片安装高度 d=13 mm 在熔化过程中的固液界面如图 4 所示，相变材料中添加的 CuO 纳米颗粒体积分数分别为 0%、1%、2%和 5%。从整体熔化过程来看，添加纳米颗粒显著提高了熔化速度。在 θ=400 s 时，能够明显看出添加纳米颗粒与未添加纳米颗粒的 PCM 相比，瞬时液相分率提高约 0.18，ϕ = 1%和ϕ = 2%条件下的液态 PCM 的分布更加均匀，垂直翅片左右两侧的图案更加规则对称，呈三个大小相近的波形，而ϕ = 5%时由于纳米颗粒体积分数较高，PCM 的粘度增大，中间的波形被左右两侧的液态 PCM 部分合并变小；在 θ=800 s 时，添加 PCM 的瞬时液相分率比未添加纳米颗粒 PCM 的液相分率提高约 0.25。能够清楚观察到，未添加纳米颗粒的顶部熔化 PCM 固液分界线向上凹，而添加纳米颗粒的固液分界线向下凸出；在 θ=1000 s 时，水平翅片将

相变材料划分为上下两个部分，翅片上方的区域主要由自然对流传热决定，自然对流控制区域的瞬态熔化率远高于热传导控制区域，ϕ = 1%、2%和 5%上方的 PCM 已经达到完全熔化的状态；最终，ϕ = 0%条件下完全熔化为液态需要 1560 s，而ϕ = 1%、2%和 5%条件下的总熔化时间分别为 1181 s、1175 s 和 1214 s。

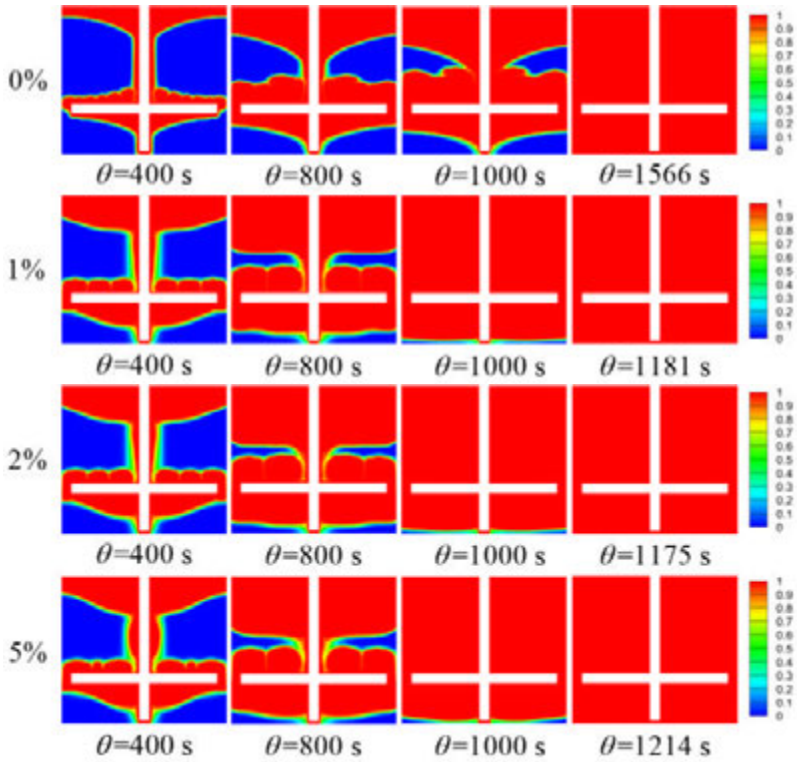


图 4 安装高度 d=13 mm 时，纳米颗粒作用下的液相分率云图

图 5 为水平翅片安装高度为 13 mm、9 mm、7 mm 和 5 mm 时，纳米颗粒作用下的瞬时液相分率。在所有安装高度下添加 1%、2%和 5%CuO 纳米颗粒的瞬时液相分率都显著高于纯 PCM。d=13 mm，在 340 s 之前，ϕ = 5%的瞬时液相分率最高，340 s 至 600 s 之间ϕ = 1%和ϕ = 2%瞬时液相分率几乎一致，之后ϕ = 2%的液相分率略高；d=9 mm，在 370 s 之前，ϕ = 5%的瞬时液相分率最高，之后ϕ = 1%和ϕ = 2%瞬时液相分率几乎相同；d=7 mm，在 395 s 之前，ϕ = 5%的瞬时液相分率最高，395 s 至 615 s 之间ϕ = 1%和ϕ = 2%瞬时液相分率几乎一致，之后ϕ = 1%的液相分率略高；d=5 mm，在 410 s 之前，ϕ = 5%的瞬时液相分率最高，410 s 至 650 s 之间ϕ = 1%和ϕ = 2%瞬时液相分率几乎一致，之后ϕ = 1%的液相分率略高。

在熔化过程的初始阶段，由于 PCM 全部为固态，所以传热机制为热传导。导热起主导作用的情况下，添加高体积分数的纳米颗粒使 PCM 热导率增强，相变速率大幅提高。随着液态 PCM 增加，自然对流传热逐渐占据主导，纳米颗粒使 PCM 的粘度增加，热导率的提高使传热增强与纳米颗粒分散导致粘度增加抑制自然对流传热，二者之间相互作用影响热传递。所以，之后应考虑不同安装高度下存在强化传热效果最佳的纳米颗粒体积分数。

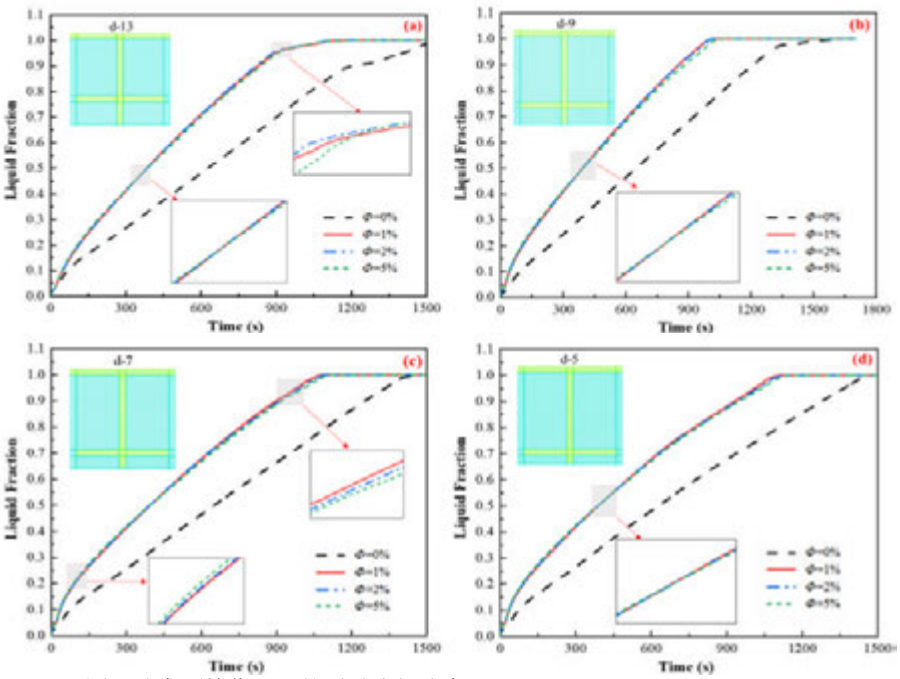


图 5 纳米颗粒作用下的瞬时液相分率（d=13 mm, 9 mm, 7 mm, 5 mm）

3.2 纳米颗粒体积分数对充热性能的影响

为更好地评估相变材料的充热性能，定义总充热时间 θ_t 为相变材料从初始固态吸收热量完全转化为液态时的总熔化时间；总充热量 Q_t 为相变材料从初始固态完全熔化为液态的过程中所吸收的总热量[17]：

$$Q_t = m\int_{T_{ini}}^{T_{term}} c_{p,av}\mathrm{d}T + mh_{sf} = mc_{p,av}\left(T_{term} - T_{ini}\right) + mh_{sf} \tag{18}$$

式中，m 为相变材料的质量，$c_{p,av}$ 为平均定压比热，T_{ini} 和 T_{term} 分别为相变材料的初始温度和完全熔化时的平均温度；

$$T_{term} = \sum_{i=1}^{i=n} T_i \Big/ n \tag{19}$$

式中，T_i 为第几个节点处的温度，n 为计算区域总节点数；

平均充热速率 q_{avc} 即为整个吸热过程中总充热量与总充热时间的比值：

$$q_{avc} = \frac{Q_t}{\theta_t} = \frac{mc_{p,av}\left(T_{term} - T_{ini}\right) + mh_{sf}}{\theta_t} \tag{20}$$

为了简化分析，自然对流传热速率近似的写为[19]：

$$q_{conv} = f\left(h_{conv}\right) \propto \left(\frac{\rho^2 c_{p,av} g\beta\Delta T k^2}{\mu}\right)^{1/3} \tag{21}$$

式中，q_{conv} 为自然对流传热系数，h_{conv} 为自然对流传热系数，ΔT 为温度差值，ρ，μ，β 和 k 分别代表 PCM 的密度、粘度、热膨胀系数和热导率，g 为重力加速度，g 的值为-9.81m·s^{-2}。

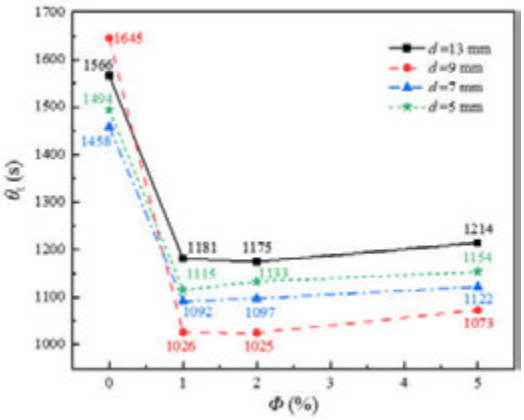


图 6 纳米颗粒作用下的总熔化时间（d=13 mm, 9 mm, 7 mm 和 5 mm）

图 6 为不同水平翅片安装高度下，纳米颗粒作用下的总熔化时间。安装高度 d=13 mm 时，ϕ = 2%的熔化时间为 1175 s，与未添加纳米颗粒的工况总熔化时间比较下降了 33.3%；d=9 mm 时，ϕ = 2%的熔化时间为 1025 s，减少了 60.5%；d=7 mm 时，ϕ = 1%的熔化时间为 1092 s，减少了 33.5%；d=5 mm 时，ϕ = 1%的熔化时间为 1115 s，减少了 34.0%。在所有安装高度下，ϕ = 1%和ϕ = 2%的总熔化时间都非常接近，实际应用中同时考虑经济性和强化充热性能，ϕ = 1%纳米颗粒体积分数为更佳选择。

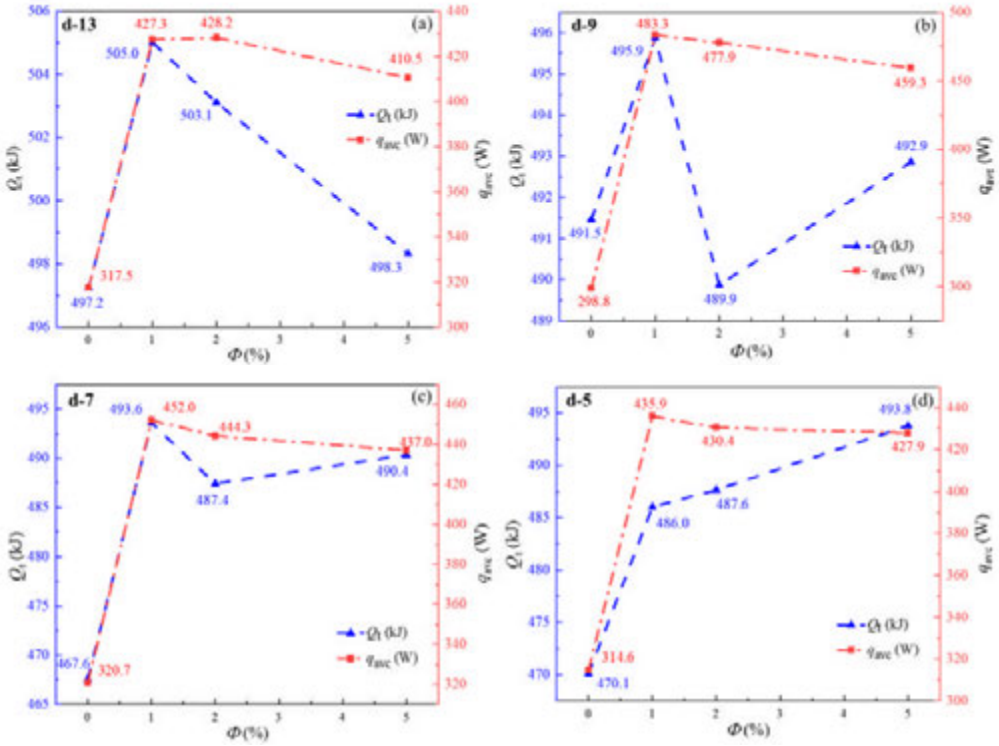


图 7 纳米颗粒作用下的平均充热速率和吸收总热量（d=13 mm, 9 mm, 7 mm 和 5 mm）

图 7 为不同水平翅片安装高度下，纳米颗粒作用下的平均充热速率和熔化过程吸收的总热量。d=13 mm 时，ϕ = 2%的平均充热速率最高为 428.2 W，相比于未添加纳米颗

粒的平均充热速率提高了 34.9%，但ϕ = 1%和ϕ = 2%的平均充热速率非常接近，只相差 0.9 W；d=9 mm 时，ϕ = 1%的平均充热速率最高为 483.3 W，相比于未添加纳米颗粒的平均充热速率提高了 61.7%；d=7 mm 时，ϕ = 1%的平均充热速率最高为 452.0 W，相比于未添加纳米颗粒的平均充热速率提高了 40.9%；d=5 mm 时，ϕ = 1%的平均充热速率最高为 435.9 W，相比于未添加纳米颗粒的平均充热速率提高了 38.6%。添加较低体积分数的纳米颗粒会使平均充热速率大幅提高，但随着体积分数增加，PCM 粘性增大，导致速率呈下降趋势，但在ϕ = 5%时，平均充热速率还是远高于ϕ = 0%的情况。

关于吸收总热量，在四个安装高度（d=13 mm, 9 mm, 7 mm 和 5 mm）下，纳米颗粒体积分数（ϕ = 0%、1%、2%和 5%）对总吸热量影响不大，最多增加了 1.6%、0.9%、5.6%和 5.0%的吸热量。这是因为总吸热量是由显热和潜热两部分组成的，纳米颗粒体积分数增加会使相变材料固态密度增大，在一定体积的容器内填充的相变材料质量增大，平均定压比热容减小，潜热减小，多项参数共同作用导致总吸热量受纳米颗粒体积分数影响较小。所以，主要使用平均充热速率来评估纳米颗粒强化相变材料充热性能的效果。通过图 7 可以发现，存在最优纳米颗粒体积分数使各安装高度的平均充热速率达到最佳，并且最佳体积分数在ϕ = 1%左右。

3.3 ϕ=1%时翅片的最佳安装高度

从图 8 中可以看出，添加纳米颗粒ϕ = 1%、2%和 5%的工况下，PCM 在翅片安装高度 d=5 mm~13 mm 之间的平均充热速率呈先上升后下降的趋势，在 d=9 mm 左右存在平均充热速率的峰值，翅片上方的自然对流传热控制区和下方的热传导控制区达到最优协调状态。而添加ϕ = 1% 的纳米颗粒使 PCM 在各安装高度下表现出来较好的充热性能，所以本文接着探究了ϕ = 1% 条件下的最佳安装高度。

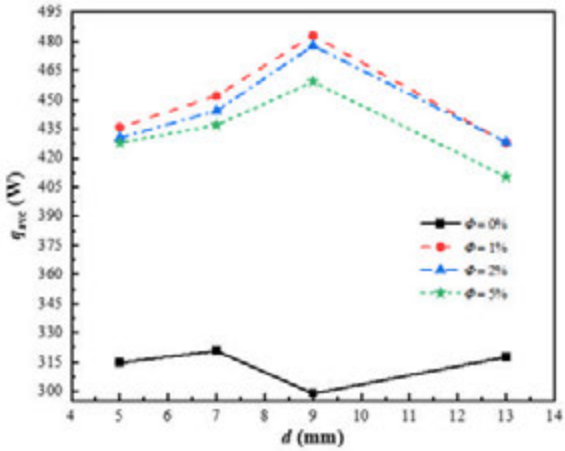


图 8 翅片不同安装高度下的平均充热速率（ϕ = 0%，1%，2%和 5%）

为确定纳米颗粒体积分数ϕ = 1% 时，使平均充热速率达到最优的最佳安装高度，在 d=9 mm 附近开展计算，平均充热速率 q_{avc}先随翅片安装高度 d 增加而增加，达到最佳安装高度时为平均充热速率的峰值，之后随安装高度 d 的增加而减小。最终，确定了ϕ = 1% 时的最佳安装高度为 d=8.9 mm，总熔化时间为 1024 s，平均充热速率为 484.5 W。当安装高度从 d=5 mm 提高到 d=8.9 mm 时，总熔化时间从 1115 s 减少至 1024 s，

减少了 8.9%，平均充热速率从 435.9 W 增加至 484.5 W，增加了 11.1%；当安装高度从 d=13 mm 降低到 d=8.9 mm 时，总熔化时间从 1181 s 减少至 1024 s，减少了 15.3%，平均充热速率从 427.3 W 增加至 484.5 W，增加了 13.4%。

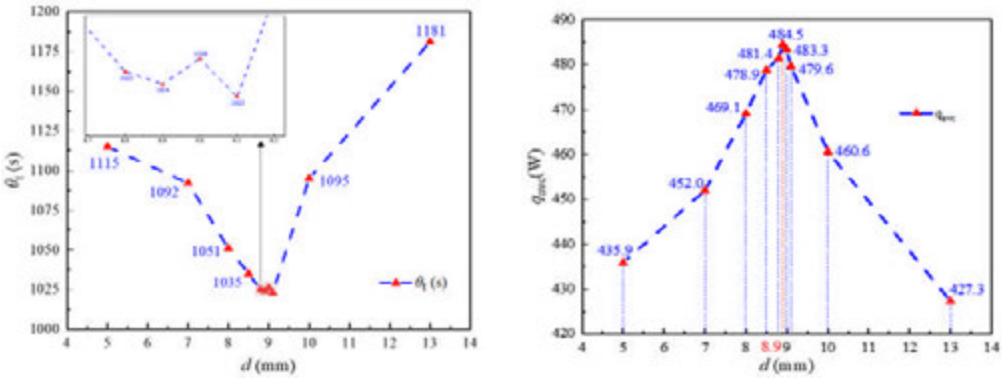


图 9 翅片不同安装高度下的总熔化时间和平均充热速率（ϕ=1%）

4 结　论

本文采用焓孔法分析了纳米颗粒体积分数与正交水平翅片安装高度协同作用对相变材料充热性能的影响，可以得出以下结论：

（1）添加 1%、2%、5%体积分数的 CuO 纳米颗粒均可提高相变材料的瞬时液相分率，纳米颗粒体积分数增大，初始瞬时熔化速率较快；随着液相分率增大，纳米颗粒体积分数较小的瞬时熔化速率更快。添加纳米颗粒还会对固液界面熔化趋势曲线有影响。

（2）在不同水平翅片安装高度下，添加较低体积分数的纳米颗粒会使平均充热速率大幅提高，但随着体积分数增加，PCM 粘性增大导致速率呈下降趋势，但ϕ= 5%时的平均充热速率还是远高于ϕ= 0%的情况，添加纳米颗粒对总吸热量影响不大。同时考虑经济性和强化充热性能，添加ϕ= 1%纳米颗粒体积分数为研究范围内的最佳选择。

（3）添加ϕ= 1%纳米颗粒时翅片的最佳安装高度为 8.9 mm，总熔化时间为 1024 s，平均充热速率为 484.5 W。平均充热速率先随翅片安装高度增加而增加，达到最佳安装高度时为平均充热速率的峰值，之后随安装高度的增加而减小。在之后的研究中可以细化计算同一翅片安装高度下的最佳纳米颗粒体积分数，节约实际应用成本，进一步提高相变储能系统传热效果。

参考文献

[1] Bazri, S., Badruddin, I. A., Naghavi, M. S., et al., A Review of Numerical Studies on Solar Collectors Integrated with Latent Heat Storage Systems Employing Fins or Nanoparticles. Renewable Energy, 2018, 118: 761-778.

[2] Ji, C, Qin, Z, Dubey, S, et al., Three-dimensional Transient Numerical Study on Latent Heat Thermal Storage for Waste Heat Recovery from a Low Temperature Gas Flow. Applied Energy, 2017, 205: 1-12.

[3] 赵佳腾,饶中浩,李意民.基于相变材料的动力电池热管理数值模拟[J].工程热物理学报, 2016, 37(06):1275-1280.

[4] Sonare S N, Jaiswal S J, Mahanwar P A. Review on Applications of Microencapsulated Phase Change

Material in Buildings for Thermal Storage System[J]. Journal of Polymer Research, 2022, 29(9): 1-22.

[5] Takudzwa Muzhanje Allan, Hassan M.A., Hassan Hamdy. Phase Change Material Based Thermal Energy Storage Applications for Air Conditioning: Review[J]. Applied Thermal Engineering, 2022, 214: 118832.

[6] Tian L L, Liu X, Chen S, et al. Effect of Fin Material on PCM Melting in a Rectangular Enclosure[J]. Applied Thermal Engineering, 2019, 167: 114764.

[7] Tao Y B, He Y L. A Review of Phase Change Material and Performance Enhancement Method for Latent Heat Storage System[J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2018, 93: 245-259.

[8] 赵奕萌,付锐朋,张嘉杰等.相变微胶囊单体熔化传热过程研究[J].工程热物理学报, 2015, 36(07): 1505-1509.

[9] Opolot M, Zhao C, Liu M, et al. Influence of Cascaded Graphite Foams on Thermal Performance of High Temperature Phase Change Material Storage Systems[J]. Applied Thermal Engineering, 2020, 180: 115618.

[10] Li M, Mu B. Effect of Different Dimensional Carbon Materials on the Properties and Application of Phase Change Materials: A Review[J]. Applied Energy, 2019, 242: 695-715.

[11] 胡定华,许肖永,林肯等.石蜡/膨胀石墨/石墨片复合相变材料导热性能研究[J].工程热物理学报, 2021, 42(09): 2414-2418.

HU Ding-Hua, XU Xiao-Yong, LIN Ken, et al. Study on Heat Conductivity of Paraffin/Expanded Graphite/Graphite Sheet Composite Material. Journal of Engineering Thermophysics, 2021, 42(09): 2414-2418.

[12] Peng B L, Sheng W L, He Z Y, et al. Systematic Investigations on Charging/Discharging Performances Improvement of Phase Change Materials by Structured Network Fins. Energy, 2022, 242: 122963.

[13] Brent A D , Voller V R , Reid K J. Enthalpy-Porosity Technique for Modeling Convection-Diffusion Phase Change: Application to the Melting of a Pure Metal. Numerical Heat Transfer, 1988, 13(3): 297-318.

[14] Müslüm Arıcı, Ensar Tütüncü, et al. Enhancement of PCM Melting Rate Via Internal Fin and Nanoparticles[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 156(C):119845.

[15] Ravikanth S. Vajjha, Debendra K. Das, Praveen K. Namburu. Numerical Study of Fluid Dynamic and Heat Transfer Performance of Al_2O_3 and CuO Nanofluids in the Flat Tubes of a Radiator[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2010, 31(4): 613-621.

[16] N.S. Dhaidan, J.M. Khodadadi, T.A. Al-Hattab, S.M. Al-Mashat, Experimental and Numerical Investigation of Melting of Phase Change Material/Nanoparticle Suspensions in a Square Container Subjected to a Constant Heat Flux, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013, 66: 672-683.

[17] M.S.M. Al-Jethelah, S.H. Tasnim, S. Mahmud, A.Dutta, Melting of Nano-Phase Change Material Inside a Porous Enclosure, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016, 102: 773-787.

[18] Peng B L, He Z Y, Wang H, et al. Optimization of Patterned-Fins for Enhancing Charging Performances of Phase Change Materials-Based Thermal Energy Storage Systems. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2021, 164: 120573.

[19] Incropera Frank P, DeWitt David P. Fundamentals of Heat and Mass Transfer. John Wiley & Sons. 2002.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：14xxxx

乳化重油单液滴蒸发及微爆特性研究

陈晓瑜 1，奚溪 2，隆武强 3，刘红 4

（大连理工大学，辽宁大连 116081）

(18525450029, chenxiaoyudut@163.com)

摘要： 本文用悬滴法探究了含水率为 0-30%的乳化重油单液滴在 573-873 K 的环境温度下的蒸发过程。提出了乳化重油内部三种异质成核的触发条件。探讨了乳化重油单液滴蒸发过程中气泡演化和液滴微爆的热力学特性。明确了温度平台期是乳化重油单液滴蒸发过程典型特征之一。阐明了乳化重油单液滴伴随着类蜂窝状结构形成的双模式微爆。总结了乳化重油单液滴的破碎方式和类蜂窝状结构出现的关系。研究乳化重油的微爆对于拓宽混合燃料雾化的认识至关重要。

关键词： 微爆、蒸发、单液滴、乳化重油、气泡

0 前言

过去几十年，超过 90%的国际贸易通过航运实现。船用柴油机在交通运输中发挥了重要作用[1]。而重油作为大型二冲程船用柴油机的燃料被广泛应用。化石燃料燃烧产物中的含有有害物质氮氧化物和颗粒物，且化石燃料资源枯竭引发能源危机。为此，近年来，具有低碳、低排放或可再生性的替代燃料被广泛研究甲醇[2]、乙醇[3]、乳化燃料[4]，其中，含水乳化燃料由于能同时降低 NOx 和 PM 排放而被认为是最有潜力的替代燃料之一。

重油是由烃类、极性化合物、机械杂质和灰分组成的混合物，其价格低廉，但由于粘度高，雾化质量较差，导致柴油发动机排放污染物和燃油经济性低。为了解决这些问题，水乳化重油被提出并研究。川崎重工业[5]燃用乳化重油进行了两年的实船试验，发现废气再循环和乳化重油的结合可以满足 TierIII 法规，且在考虑运营成本的情况下，这是最具竞争力的方法。

燃料的雾化对于燃烧效率至关重要，而喷雾本质上就是大量单液滴的统计总和。所以，研究单液滴的蒸发和破碎对喷雾具有至关重要的意义。研究液滴蒸发的实验方法主要可分为悬滴法和自由落体法，其中悬滴法更适合高温和高压条件下对液滴变化过程的连续观察。由于乳化重油单液滴的成核和微爆炸的时间尺度较小，且过程复杂，因此本研究采用悬滴法来保持液滴的形态和位置一致性。

目前被广泛研究的水乳化燃料，其基础燃料包括煤油[6]、柴油[7]、生物柴油[8]、菜籽油[9]等。研究的重点在于不同水含率、环境温度、表面活性剂浓度等因素对液滴在加热过程中行为特点的影响。但乳化重油单液滴蒸发特性鲜有研究涉及。单液滴微爆演

基金项目：调质航空重油液滴微爆及闪急沸腾雾化机理研究（Grant No.52206077）

化过程包含气泡成核、生长、破碎阶段。微爆发的根本原因是水和油之间的沸点差异。对于乳化重油，数量众多的分散相水珠为气泡成核提供了丰富的核化点，同时，较低的水沸点为气泡成核提供了有利条件，且重质和极性组分使重油具有较高的粘度和表面张力，这影响了单液滴受热时的热动力特性。因此，研究乳化重油的微爆对于拓宽混合燃料雾化的认识至关重要。

本研究采用悬滴法，对不同含水率乳化重油单液滴在高温下蒸发过程中的液滴微爆演化过程及其特性进行了详细分析。明确和总结了乳化重油单液滴的气泡成核和微爆模式。

1 实验装置与燃料特性

1.1 燃料特性

本研究采用机械和电磁搅拌的方式在水浴的情况下制备乳化重油。其中用到的表面活性剂包括 Span-80（HLB=4.3）、OP-10（HLB=14.5）和 Tween 80（HLB=15）。本研究共制备了三种乳化重油，命名形式如 HW10，“H”代表 HFO (#180)，“W”代表水（蒸馏水），“10”表示水的质量分数为 10%。HLB 值是表面活性剂亲水亲油性的重要衡量指标，实验测试表明，使用 HLB 值为 5 的表面活性剂制备的乳状液更稳定。

较高的水含量会导致着火延迟延长和燃烧质量不佳，所以乳化燃料在柴油机实际应用中的水含量范围通常在 0-30%之间。在本研究中，乳化重油最大水含量被定为 30%。由于水的异相成核温度为 395K，为确保水能够成核，环境温度下限设置为 573 K。上限值设置为 873 K 是因为船用柴油机喷射时刻的缸内温度为 800-900 K。本研究制备了三种具有不同水油比的乳化重油，分别命名为 HW10、HW20 和 HW30。

表 1 重油主要理化性质

物性	沸点 [°C]	倾点 [°C]	密度@50℃ [kg/m^3]	运动粘度 [mm^2/s]	表面张力 [mN/m]	热导率 [W/(m K)]	机械杂质 [mg/kg]
数值	623-773	16	982.25	134.28	29	0.145	148

1.2 实验装置

实验装置由三个系统组成：加热、液滴产生和转移以及数据采集系统。加热系统包括六根加热棒、一个比例积分微分（PID）反馈的温度控制器和一个尺寸为 150 mm 的内部立方体结构的加热腔。加热腔的外表面用玻璃纤维毡包裹以隔热。在加热腔的前部和后部安装了两个直径为 80 mm 的石英玻璃作为观察视窗，以观察液滴的行为。在加热腔内，环境气体最高可以被加热到 1100 K。用于控制升温的温度控制器被连接到 K 型铠装热电偶。温度控制的精度在±1 K 以内。液滴生产和转移系统包含一个微升注射器、导轨、滑块、刚玉管、隔热挡板和步进电机。使用微升注射控制器控制微升注射器。使用 K 型裸丝热电偶悬挂液滴并测量液滴内部温度。悬隔热挡板由纤维纸和硅树脂制成，该挡板能够抵抗高达 1100 K 的温度，以确保液滴不受加热腔热流扰动，保持一致的初始温

度。使用导轨和滑块将液滴转移到加热室，导轨和滑块通过步进电机控制器控制。数据采集系统主要采集图像和温度数据。霍尔传感器被安装在导轨的支撑架上。使用数据采集器以 25 Hz 的采样频率采集通过裸热电偶获得的温度数据，高速摄影相机 Photron FASTCAM Mini UX100 被用来采集图像数据。点光源照亮液滴便于拍摄图像信息。

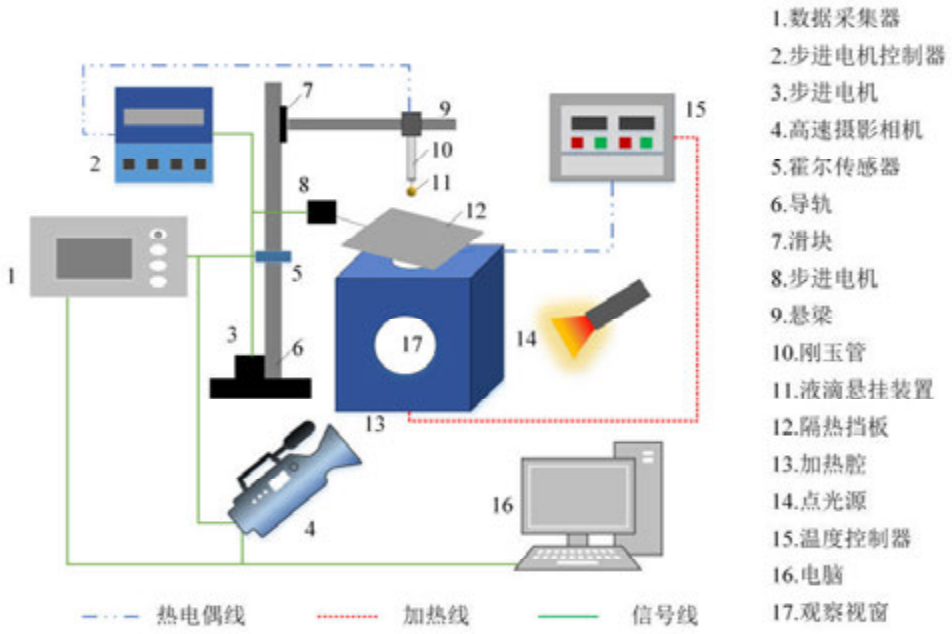


图 1 实验装置示意图

1.3 数据处理

图 2 图像处理流程示意图

图 2 展示了本文采用的图像处理方法。首先对液滴和热电偶的原始图像选取 ROI（Region of interest）区域进行灰度和二值化处理。利用腐蚀和膨胀这两个基本形态学操作消除热电偶，只保留液滴的图像。确定液滴的边界，并获取液滴的像素数，将其等效成标准圆。最后，通过图像像素校准实现像素到长度单位的转换。经计算，空间分辨率在本研究中为 5.6 μm/pixel。使用单样本不确定度分析计算了液滴直径的相对不确定度，其值为 4.4%。

2 结果与讨论

2.1 乳化重油单液滴的微爆和蒸发特性

2.1.1 HW10 在环境温度为 873K 时的单液滴演化过程

液滴内部气泡的形成和生长是微爆发生的前提条件。异质成核是乳化重油液滴内部主要的成核形式。基于乳化重油的特性，本文提出了三种乳化重油液滴中异相成核的触发条件。第一种是水—油相界面处的气泡成核。由于重油和水不可互溶，分散相的水珠均匀分布在连续相的重油中，为气泡形成提供了有利条件。受热的乳化重油单液滴，分散相水珠的沸点明显低于重油，水在达到其沸点后由于油膜局限，不能立即通过蒸发释放。当水被加热到过热极限温度时，气泡成核。第二种气泡成核的触发条件是组分差异。重油是一种复杂的多组分混合物。轻和重组分的沸点差别显著。加热过程中，轻组分先成核。第三种触发气泡成核的条件是液固界面。分散在重油中的机械杂质为异相成核提供了丰富的异质成核核位点。

图 3 展示了 HW10 在 873 K 环境温度下的全局微爆演化过程。由于加热过程的进行，液滴从 0.224 迅速膨胀到了 0.372 s/mm^2，在 0.518 至 0.523 s/mm^2，液滴内气泡破碎，由于表面张力的作用，液滴表面迅速恢复，在恢复过程中液滴表面形成了射流。不同强度的射流会形成不同长度的液带，例如 0.523 和 1.012 s/mm^2 时的液带长度分别为 0.5 和 1.14 mm。液带越长，越易在液带尖端分离出二次液滴，这就是吹吸现象。

局部微爆发生在 0.579 和 0.683 s/mm^2 处。加热使表面活性剂逐渐分解和失活，分散相水珠在液滴内聚合。即使存在弱扰动，过热的水和轻组分也能形成气化核心。当气泡扩张到一定大小时，就会从周围液膜的束缚中释放出来，即局部微爆发生。局部微爆导致液滴表面上出现一个蛋壳状状结构的凹陷，由表面张力主导的边缘回归导致受到激烈变形的液滴恢复至球形。浮筏现象在 0.851 s/mm^2 时刻，该现象是由多组分的液滴在蒸发过程中轻重组分相分离引起[10]。

全局微爆在 1.151 s/mm^2 发生，强烈的微爆使大量液体迅速释放。由轻组分和分散相水形成的相界面促进了液滴内部的异质成核。随着液滴过热度增加，气泡自发生长。气泡的生长以及气液相界面的密度差会导致不稳定波周期性的演化，最终，当不稳定波的扰动幅度超过液膜的厚度时，全局微爆发生[11]。

图 3 HW10 在 873K 环境温度下的全局微爆演化过程

图 4 显示了在 873 K 的环境下，HW10 液滴的无量纲平方直径和温度的演变过程。由于使用现有的实验方法很难制造直径完全相同的液滴，为避免初始液滴直径差异带来的影响，在液滴蒸发研究中广泛采用归一化方法，将液滴直径和物理时间归一化为标准直径和标准化时间，以降低实验的系统误差。在加热过程开始阶段，液滴温度呈线性增长，而无量纲平方直径增长缓慢，这表明从环境传递给液滴的热量主要用于提高液滴温度。随着加热过程的进行，温度曲线趋于平稳，蒸发过程进入平台期，平台期产生的原因是液滴从环境吸收的热量几乎与气泡成核、生长、液滴破裂和液滴蒸发所消耗的热量相等。平台期是乳化重油蒸发过程中的典型特征。

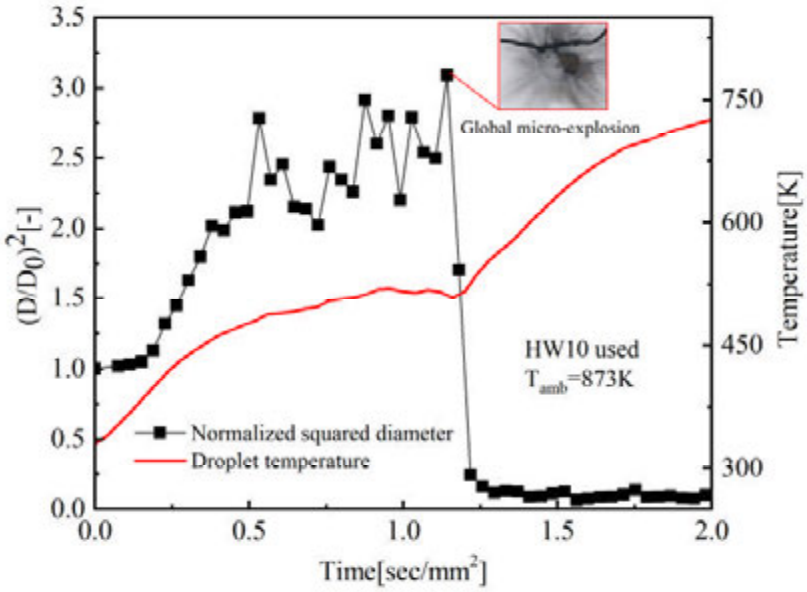


图 4 HW10 在 873 K 环境温度下无量纲平方直径和温度随时间的变化

2.1.2 HW30 在环境温度为 673 K 时的单液滴演化过程

图 5 显示了 HW30 在 673 K 下蒸发期间的局部微爆。气泡首先在 0.528 s/mm^2 的热电偶周围形成。随后，分散相水水珠和轻组分达到其过热极限后，导致了多气泡的形成。因此，在 0.855 s/mm^2 处形成了类蜂窝状结构，该结构的出现与重油的物理特性息息相关。重油中机械杂质提供了众多核位点，而重油的高粘度和表面张力可以保持液滴的形状并支持大量竞争生长的气泡共存，促使多气泡结构生成。4.264 s/mm^2 处捕捉到了吹吸现象，而 4.988 s/mm^2 处出现了局部微爆，这是 HW30 在该环境温度下蒸发过程中所发生的最大程度的破碎。

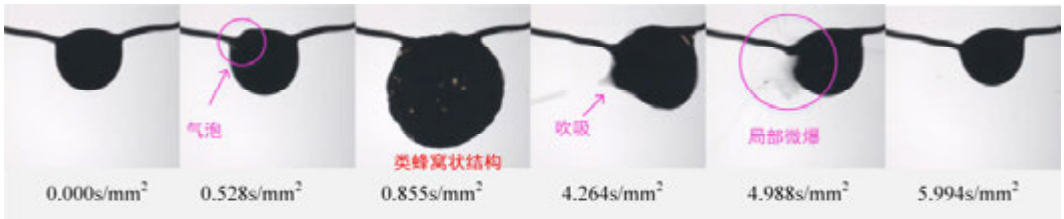


图 5 HW30 在 67 3K 环境温度下的局部微爆演化过程

如图 6 所示，随着液滴温度的升高，归一化平方直径急剧增加。多孔类蜂窝状结构的形成使液滴的归一化平方直径达到最大值。随之而来的气泡的合并和坍塌使液滴剧烈变形。由于气泡的演化和液滴蒸发消耗的能量几乎与从环境中吸收的热量持平，液滴温度曲线出现平台期。随着加热过程的进行，乳化重油单液滴持续蒸发，轻组分和水含量逐渐下降，剩余的重组分最终聚合成附着在热电偶节点处的焦炭[12]。

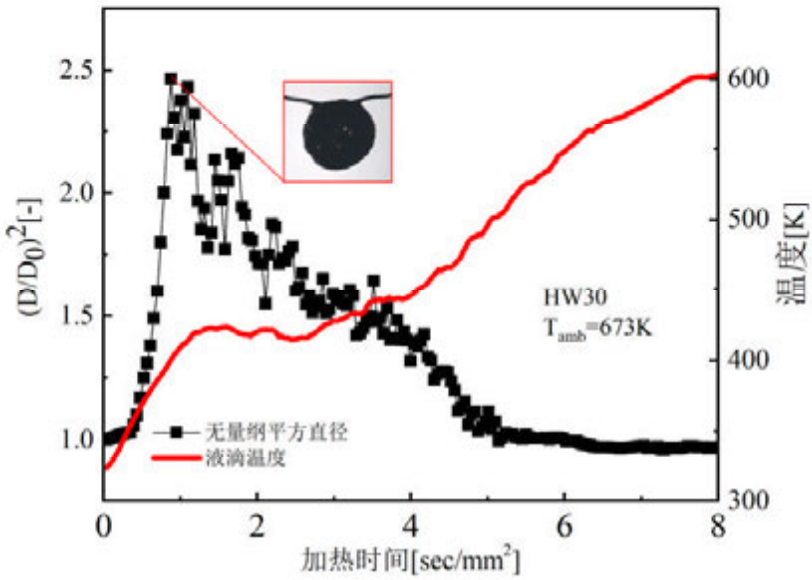


图 6 HW30 在 673 K 环境温度下无量纲平方直径和温度随时间的变化

2.2 乳化重油单液滴微爆特性总结

根据乳化重油单液滴蒸发过程中出现的双模微微爆，以及类蜂窝状结构的形成，提出了液滴微爆的概念模型如图 7 所示。乳化重油液滴的微爆演化包括三个阶段：气泡 成核、生长和破碎。环境温度较低时，含水量较高的乳化重油单液滴被持续加热，会形成多孔的类蜂窝状结构，该结构显著增大了液滴直径。较高的水含量提供了液滴内部丰富的气化核心，但较低的环境温度使乳化重油表面张力和粘度相对较高，束缚气泡生长。低环境温度意味着供给气泡生长热量较少，其生长率缓慢。因此，液滴展现出多气泡竞争生长并共存的类蜂窝状结构。当环境供给能量无法支撑气泡的进一步生长时，大多数

气泡将相继融合并坍塌，液滴尺寸迅速减小，这标志着多孔类蜂窝状结构的终止。多孔的类蜂窝状结构的出现极大地扩展了液滴与环境之间的接触面积，从而加快液滴的蒸发过程。液滴的破裂模式是由气泡破裂前的位置决定，而不是由气泡成核位置决定。气泡破裂位置靠近液滴中心时引发全局微爆，导致主液滴分裂成多个细小液滴。当气泡破裂位置靠近液滴表面时，只有部分液体与主液滴分离。全局微爆的破碎强度大于局部微爆的破裂强度。

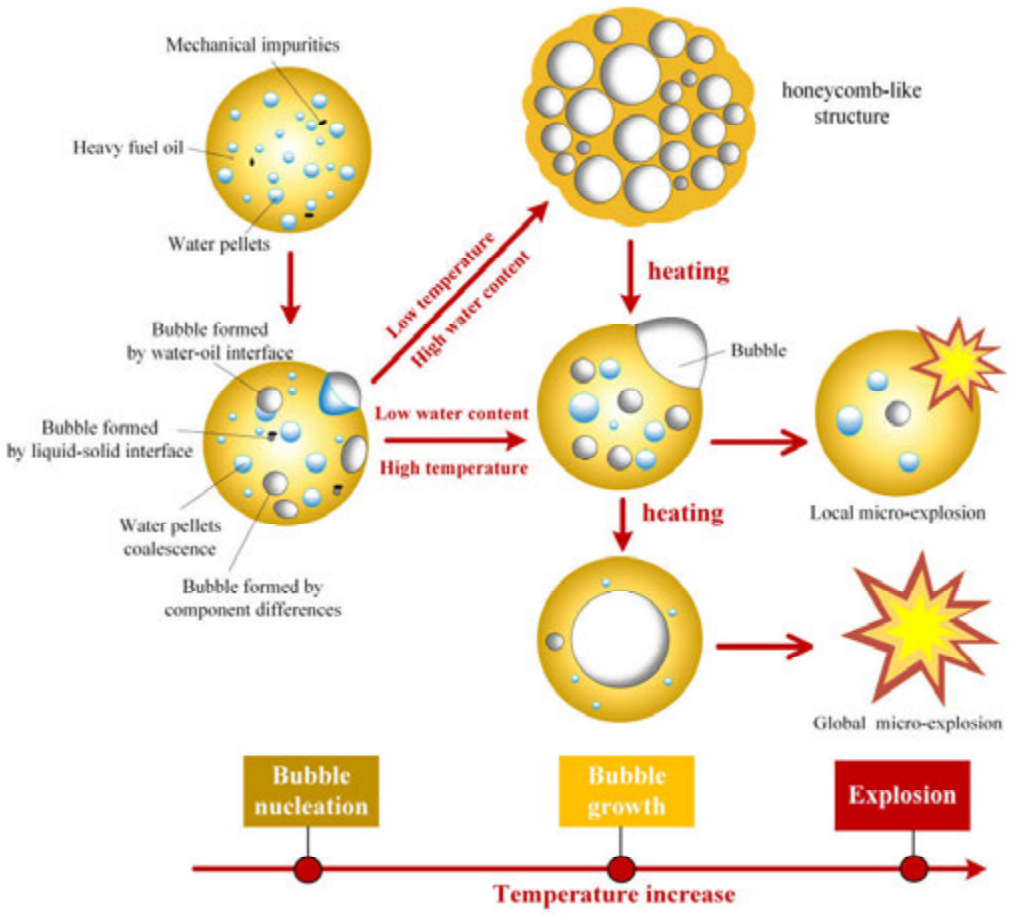


图 7 乳化重油微爆概念模型示意图

图 8 总结了含水量为 0-30%的乳化重油单液滴在 573-873 K 环境温度下的破碎模式。蓝色、绿色、橙色和红色方框分别表示稳定蒸发、吹吸、局部微爆和全局微爆。破裂模式表示在该工况下所能发生的最大程度的碎裂。全局微爆发生之前，液滴已经历多次局部微爆。灰色区域则表明在该含水量和环境温度下会出现类蜂窝状结构。随着乳化重油的含水率增加，触发全局微爆所需的环境温度相应增加。且含水率的增加会使气泡成核和生长消耗更多能量。对于重油液滴，在环境温度大于 773 K 时只会出现膨胀现象。类蜂窝状结构出现的区域覆盖了吹吸和局部微爆区域，且不与全局微爆区域重合，这是因为类蜂窝状结构的液滴包含大量气泡，其生长需要消耗大量能量，液滴从环境吸收的能

量不足以支持全局微爆的发生。

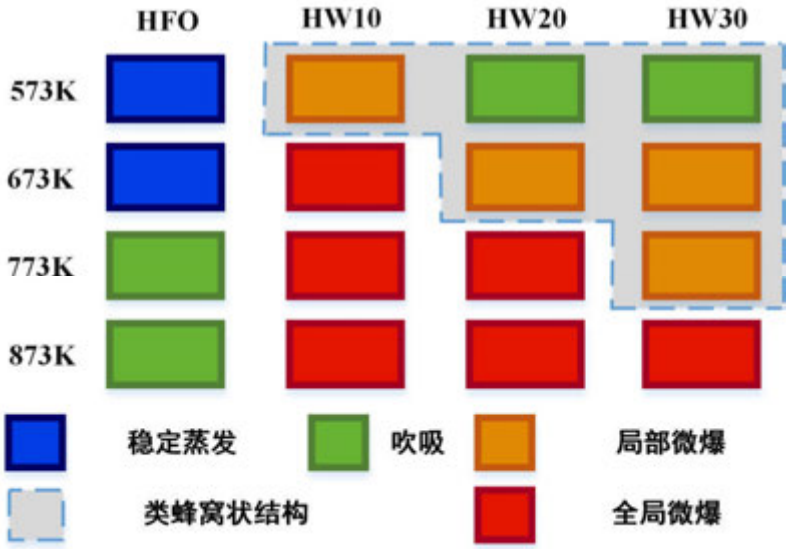


图 8 乳化重油液滴不同环境温度和含水率时的破碎模式的总结

3 结　论

本文用悬滴法探究了含水率为 0-30%的乳化重油单液滴在 573-873K 的环境温度下的蒸发过程。主要结论如下：

（1）根据乳化重油的性质，提出了三种异质成核的触发条件：水-油相界面成核、组分差异成核、液-固相界面成核。

（2）探讨了在乳化重油单液滴蒸发过程中气泡演化和液滴微爆的热力学特性。通过对温度特性和液滴直径曲线进行分析，发现温度平台期是乳化重油单液滴蒸发过程典型特征之一。

（3）阐明了乳化重油单液滴的伴随着类蜂窝状结构形成的双模式微爆，即全局微爆和局部微爆。总结了在含量为 0-30%，环境温度为 573-873 K 时，乳化重油单液滴的破碎方式和类蜂窝状结构出现的关系。

参考文献

[1] Kumar, M.S., J. Bellettre, and M. Tazerout, The use of biofuel emulsions as fuel for diesel engines: A review. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy, 2009. 223(7): p. 729-742.

[2] Wang, Y., G. Xiao, B. Li, H. Tian, X.Y. Leng, Y. Wang, D.S. Dong, and W.Q. Long, Study on the performance of diesel-methanol diffusion combustion with dual-direct injection system on a high-speed light-duty engine. Fuel, 2022. 317.

[3] Zhang, Z., J. Li, J. Tian, R. Dong, Z. Zou, S. Gao, and D. Tan, Performance, combustion and emission characteristics investigations on a diesel engine fueled with diesel/ ethanol /n-butanol blends. Energy, 2022. 249: p. 123733.

[4] Ithnin, A.M., H. Noge, H. Abdul Kadir, and W. Jazair, An overview of utilizing water-in-diesel

emulsion fuel in diesel engine and its potential research study. Journal of the Energy Institute, 2014. 87(4): p. 273-288.

[5] Higashida M, N.T., Onishi I, et al. Newly developed combined EGR & WEF system to comply with IMO NOx regulation tier 3 for two-stroke diesel engine. in Proceedings of the 27th CIMAC World Congress on Combustion Engine Technology. 2013. Shanghai, China.

[6] Wu, M.S. and S.I. Yang, Combustion characteristics of multi-component cedar bio-oil/kerosene droplet. Energy, 2016. 113: p. 788-795.

[7] Shen, S., K. Sun, Z. Che, T. Wang, M. Jia, and J. Cai, An experimental investigation of the heating behaviors of droplets of emulsified fuels at high temperature. Applied Thermal Engineering, 2019. 161.

[8] Zhu, J.L., R.N. Li, Z. Wang, and S. Liu, Microexplosion Kinetics of Alcohol-Based Emulsified Biodiesel Droplets Evaporated in High Temperature. Journal of Energy Engineering, 2021. 147(6): p. 12.

[9] Antonov, D.V., P.A. Strizhak, R.M. Fedorenko, Z. Nissar, and S.S. Sazhin, Puffing/micro-explosion in rapeseed oil/water droplets: The effects of coal micro-particles in water. Fuel, 2021. 289.

[10] 陆奇志, 龚景松, 朴英, 殷雅俊, 李辉, and 范.J. 航空动力学报, 挂滴燃烧过程中微气泡的成核. 2016. 31(003): p. 616-622.

[11] Zeng, Y. and C.-f.F. Lee, Modeling droplet breakup processes under micro-explosion conditions. Proceedings of the Combustion Institute, 2007. 31(2): p. 2185-2193.

[12] Jiang, L., A.M. Elbaz, P. Guida, S.M. Al-Noman, I.A. AlGhamdi, S. Saxena, and W.L. Roberts, Cenosphere Formation during Single-Droplet Combustion of Heavy Fuel Oil. Energy & Fuels, 2019. 33(2): p. 1570-1581.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233334

醇类对碰壁液滴沸腾转变温度的影响研究

蔡畅*，陈晗，司超，刘红

海洋能源利用与节能教育部重点实验室，能源与动力学院，大连理工大学，大连，116024

（Email: caichang@dlut.edu.cn）

摘要：本文对去离子水和低碳醇-水混合物液滴的碰壁特性进行实验观测。结果表明随着碰壁速度的提高，临界热流密度点温度总体呈现下降趋势，而莱顿弗罗斯特点温度有所增加，同时少量醇类可显著提高碰壁液滴沸腾转变温度。在本文实验工况下，韦伯数较大的混合液滴临界热流密度点温度高于韦伯数较小的纯水液滴，韦伯数较小的混合液滴莱顿弗罗斯特点温度高于韦伯数较大的纯水液滴，说明醇类可补偿碰壁速度对沸腾转变温度的不利影响，实现同时提升沸腾传热速率和沸腾转变温度的目的。

关键词：液滴碰壁；临界热流密度；莱顿弗罗斯特温度；醇类添加剂

0 前言

液滴碰壁现象广泛存在于各类工业生产过程中，例如电子元器件喷雾冷却热管理[1]、核反应堆安全系统的应急冷却[2]、海水淡化装置中的横管降膜蒸发技术[3]和燃油直喷内燃机中的燃料喷供[4]等众多应用领域。液滴碰壁是一个多尺度、强瞬变过程，受到液滴性质、碰壁条件、外部环境和表面特征等多重因素影响。相对于常温表面，液滴碰撞高温壁面过程涉及的热质传递机理更加复杂，目前对深入认识仍然较为有限。

在过去的几十年里，学者们针对不同壁温条件下的碰壁液滴动态演化特性和传热特性开展了大量实验、理论和数值研究。结果表明，壁面温度会对液滴碰壁过程产生重要影响。随着壁面温度的升高，碰壁液滴将历经膜态蒸发、核态沸腾、过渡沸腾和膜态沸腾等四个换热阶段[5]。不同液滴沸腾模式之间的转变温度是表征液滴与固体壁面之间传热性能的重要参数。其中核态沸腾与过渡沸腾的分界——临界热流密度点（Critical heat flux, CHF）以及过渡沸腾与膜态沸腾的分界——莱顿弗罗斯特点（Leidenfrost point, LFP）受到众多学者的广泛关注。对碰壁液滴的沸腾转变温度进行优化调控，进而强化沸腾传热性能，已成为热质传递领域的研究热点。

国内外众多学者开展了较为系统的实验研究，探究碰壁液滴临界热流密度点温度和莱顿弗罗斯特点温度的影响因素。研究表明，可通过降低碰壁速度[6]、提高环境压力[7]、添加纳米气泡[8]和聚合物[9]、加工多孔结构[10]、微柱阵列[11]、纳米管[12]、纳米片[13]、纳米线[14]、纳米柱[15]以及微纳复合结构[16]、改善亲水特性[17]、采用粗糙[18]或低导热系数[19]

基金项目：国家自然科学基金青年基金（52206074）和中国博士后基金面上基金（2023M730464）

表面等方式来提高碰壁液滴临界热流密度点温度。

与之类似，实验研究中也可通过多种手段来实现碰壁液滴莱顿弗罗斯特点温度的有效提升，例如提高碰壁速度[6]、增加环境压力[7]、施加低频机械振动[20]、添加纳米粒子[21]、聚合物[9]和纳米气泡[8]、加工多孔结构[10]、微柱阵列[11]、微通道[22]、纳米柱[15]、纳米纤维[23]、纳米线[14]、纳米管[12]、纳米片[13]以及微纳复合结构[16]、改善表面亲水特性[17]、采用粗糙[24]或低蓄热系数[19]表面等。

文献研究表明，将少量醇类添加剂与纯水混合作为冷却工质，可显著改善喷雾冷却传热效果[25, 26]。然而，目前对于醇水混合液滴碰壁过程热动力学特性的研究仍有待进一步深入。为探讨低浓度醇类添加剂对碰壁液滴沸腾转变温度的影响，本文以去离子水和低碳醇-水混合溶液为研究对象，对单/双组分液滴的碰壁过程进行实验观测。实验中利用高速相机采集液滴碰壁过程图像，从而确定不同醇类浓度和碰壁高度条件下的临界热流密度点温度和莱顿弗罗斯特点温度。

1 实验系统与方法

1.1 实验设备与方案

图 1 所示为液滴碰壁实验系统的示意图，主要包括壁面及加热装置、供液装置和数据/图像采集装置等三个子系统。实验中主要设备的型号和精度等参数信息汇总于表 1。

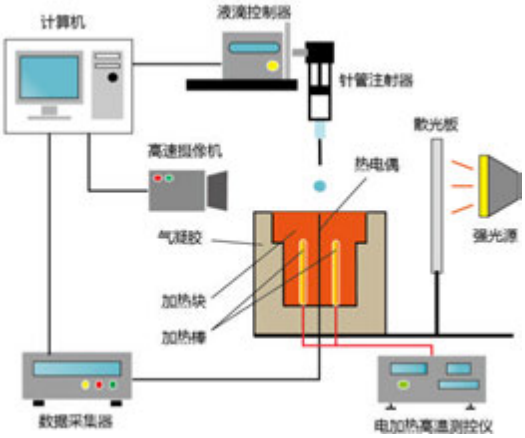


图 1 液滴碰壁实验系统图

Fig. 1 Schematic of droplet impact experimental setup

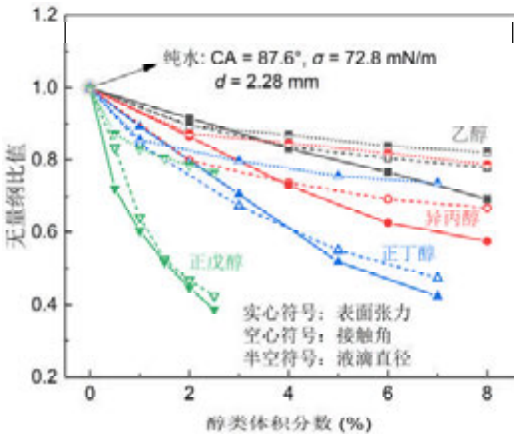


图 2 液滴表面张力、接触角和初始直径随醇类浓度的变化

Fig. 2 Variation of surface tension, contact angle and initial droplet diameter with alcohol content

壁面及加热装置主要由加热块、热电偶、加热棒和隔热材料等部件组成。其中加热壁面为ϕ40×60 的紫铜圆柱上表面，其内部对称布置有两根加热棒作为热源。在开展每组实验之前，对加热壁面进行打磨处理，并利用表面轮廓仪测得其表面粗糙度的平均算术偏差范围为 0.055~0.082 μm。为最大程度地减少向环境的热量散失，用气凝胶隔热材料均匀包裹加热块四周，其导热系数仅为 0.02 $W\cdot m^{-1}\cdot {}^{\circ}C^{-1}$ 左右，远小于紫铜。加热壁面温度由 K 型热电偶测得，测点距离加热块上表面 1 mm。热电偶信号输送至数据采集装置，并通过 PID 温度控制器实时调控壁面温度，以保证其稳定在设置值。所有实验均在

室温条件下进行，环境压力为一个大气压。

表 1 主要实验设备参数信息汇总

Table 1 Parameter information on the experimental apparatus

设备名称	设备型号	设备精度	设备用途
数据/图像采集仪	Agilent 34972A	≤0.0041%	采集加热壁面温度和液滴照片
高速相机	FASTCAM Mini UX	0.01 mm/pixel	拍摄液滴碰壁过程形态演化
图像处理软件	Image-Pro Plus 6.0	0.0001 pixel	获得液滴碰壁过程尺寸变化
光学表面分析仪	OSA200	0.01 mN/m, 0.2°	测量表面张力和接触角、加液装置
表面轮廓仪	Talysurf PGI 840	0.8 nm	测量加热壁面表面粗糙度
热电偶	Omega GG-K-30	±1.1 °C	测量加热壁面温度
游标卡尺	SJ-455515	0.05 mm	测量液滴下落高度
直流电源	N5769A	--	加热壁面热源
精密针管	OD = 0.3 mm	--	液滴发生器

由光学表面分析仪、注射泵以及精密针管等设备组成的供液系统可以提供一定体积和初始速度的液滴。在实验中使用计算机程序控制注射泵，保证注射针头顶端的液滴能在自身重力克服表面张力的条件下自由滴落，同时不产生连续液滴。实验中通过调整液滴下落高度，从而改变液滴的碰壁速度。液滴碰壁高度范围为 10~100 mm，既可以提供一定范围的碰壁速度，同时可以防止下落高度太高时液滴在空中的摇晃和因动能太大而造成的液滴破碎，避免带来额外的不确定因素。

数据/图像采集系统主要用于实时采集实验过程中的壁面温度和液滴图片，主要包括数据采集仪、高速相机、微距镜头和 LED 光源等设备。采用高速相机拍摄液滴碰壁动态演化过程，实验中选择帧频为 4000 fps，以最大程度地捕捉液滴形态随时间的变化。

1.2 实验工质物性参数

在开展液滴碰壁实验之前，首先配制不同浓度的醇水混合溶液。本文采用 2-8 vol.%乙醇、2-8 vol.%异丙醇、1-7 vol.%正丁醇和 0.5-2.5 vol.%正戊醇作为添加剂。为避免溶液出现浑浊、悬浊或分层等现象，实验中选取正丁醇和正戊醇的最大浓度小于其溶解度，以确保混合溶液的稳定性。通过查询纯物质气液物性软件可得到常温下纯水和低碳醇的液体密度、液体粘度、定压比热、导热系数和饱和温度。双组分混合液体的物性参数与组分浓度有关，可根据混合法则计算，而饱和温度可通过 Aspen Plus 模拟软件计算得到。计算结果表明，在本文所选取的浓度范围内，醇类添加剂不会对液滴热物性造成显著影响，引起的相对变化均不超过 5%。然而从图 2 可以看出，随着醇类浓度的增加，混合溶液液滴的表面张力和接触角显著降低。由于液滴在自身重力与表面张力平衡时从针头自由下落，因此其初始直径亦随着醇类浓度的增加而减小。

由于紫铜材料的导热系数很高，同时壁面处于持续加热状态，因此可忽略热电偶安装位置引起的测温误差和碰壁过程的温度变化，认为所测温度即为壁面温度。实验中通过观察碰壁液滴动态演化特性来确定不同实验条件下的临界热流密度点温度和莱顿弗罗斯特点温度。当壁面温度接近碰壁液滴沸腾转变温度时，将壁温间隔降低至 5 ℃并重复八次实验，以确保结果的可靠性和可重复性。

实验中的液滴碰壁速度按照自由落体运动进行计算，并忽略空气阻力和液滴直径的影响。采用 Image-Pro Plus 6.0 软件采集液滴尺寸，假设确定液滴边界时的误差小于 2 个像素点。在空间分辨率为 0.01 mm/像素的情况下，液滴直径的最大绝对不确定度约为±0.04 mm。为保证表面张力测量结果的可重复性，对每种工质进行至少十次实验并求取平均值，以减小偶然误差。实验中涉及的主要参数误差分析结果如表 2 所示。

表 2 主要参数误差分析

Table 2 Uncertainty analysis of involved parameters

参数	不确定度	计算方法
表面张力	Max. 1.02%	平均值与单次测量值的最大相对偏差
壁面温度	±1.1 ℃	热电偶绝对不确定度±1.1 ℃，数据采集系统分辨率±0.2 ℃
碰壁速度	Max. 0.25%	$\Delta u/u = \Delta H/2H$，其中 $\Delta H = 0.05$ mm 为游标卡尺精度
韦伯数	Max. 4.88%	$\Delta \mathrm{We}/\mathrm{We} = \Delta\sigma/\sigma + \Delta d/d + 2\Delta u/u$
沸腾转变温度	Max. 5.14 ℃	$\mathrm{SD} = \sqrt{\sum(T_i - \bar{T})^2/(n-1)}$，其中 $n = 8$ 为重复实验次数

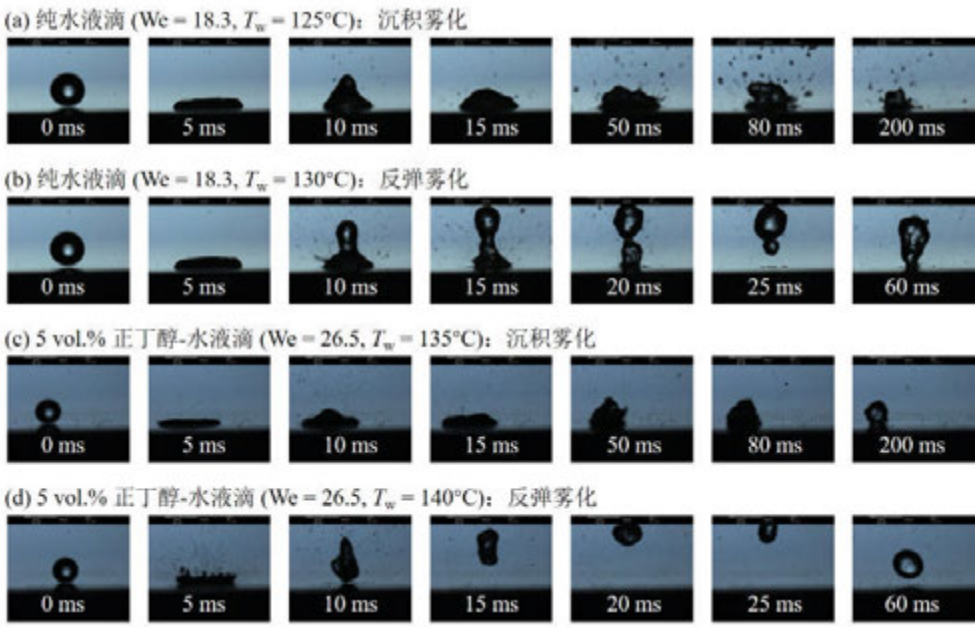


图 3 低过热度区间内相同碰壁高度条件下壁面温度和正丁醇添加剂对碰壁液滴形态演化的影响

Fig. 3 Effect of surface temperature and n-butanol additive on droplet impact behaviors at the same impact height within low superheat degree range

2 液滴碰壁动态特性

2.1 低过热度区间

与碰撞常温壁面不同，碰撞加热壁面过程中的热量传递会显著影响液滴形态演化过程中的能量变化，进而改变最终的碰撞结果。与此同时，醇类添加剂也会对液滴碰撞加热壁面的传热学和动力学特性产生重要影响。一般来说，当壁面过热度较低时，碰壁液滴处于核态沸腾状态或过渡沸腾初期阶段。图 3 所示为碰壁高度保持 30 mm 不变时，壁面温度和醇类添加剂对液滴碰壁特性的影响。从图 3(a)可以看出，当壁面温度为 125 ℃

时，纯水液滴在碰撞加热壁面后经历一系列的铺展和回缩过程，最终稳定在壁面上直至蒸发结束。由于此时壁温高于液滴饱和温度，液滴剧烈沸腾，生成的气泡上浮至液滴上表面后破碎，导致明显的雾化现象。这种液滴碰壁形态通常被称为沉积雾化。如图 3(b)所示，当壁面温度升高至 130 ℃时，液滴碰壁后铺展、回缩并最终反弹离开壁面，期间同样伴随有雾化现象。文献中认为反弹雾化是碰壁液滴过渡沸腾阶段的典型特征。这是因为液滴底部的部分气泡发生合并，形成不连续的蒸汽膜，粘性耗散有所降低，剩余能量导致液滴反弹。因此，可根据碰壁液滴形态来区分核态沸腾和过渡沸腾状态，即确定临界热流密度点壁面温度为碰壁液滴发生反弹雾化现象时的最低表面温度。

从图 3(c)可以看出，即使在更高的壁面温度条件下，添加 5 vol.%正丁醇的碰壁液滴仍然沉积在加热表面上，即正丁醇添加剂的存在抑制了碰壁液滴的反弹趋势。这是因为正丁醇-水混合液滴的表面张力和接触角显著降低，铺展性能得到有效改善，液滴与壁面之间的换热面积增加，液滴厚度变薄，气泡成核现象更加剧烈，生成的气泡更易撕裂液滴上表面。较低的表面张力在显著降低气泡脱离直径的同时，会提高气泡脱离频率，抑制加热表面上的气泡合并。如图 3(d)所示，随着壁面温度进一步提高至 140 ℃，5 vol.%正丁醇-水混合液滴最终也呈现出反弹雾化的碰壁模式。通过比较可以发现，相同碰壁速度条件下，混合液滴的临界热流密度点壁面温度相较纯水液滴有所提升。

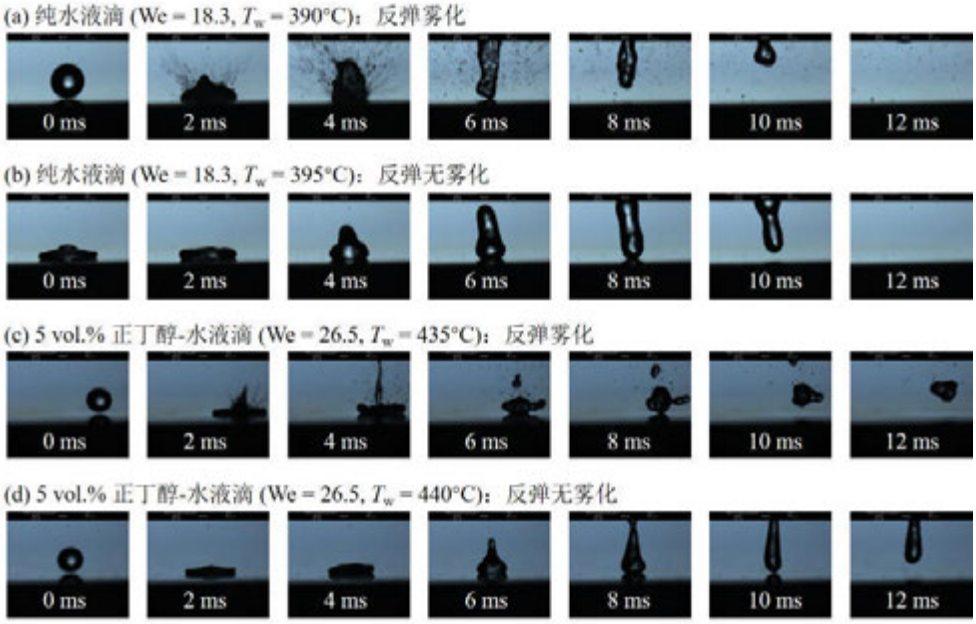


图 4 高过热度区间内相同碰壁高度条件下壁面温度和正丁醇添加剂对碰壁液滴形态演化的影响

Fig. 4 Effect of surface temperature and n-butanol additive on droplet impact behaviors at the same impact height within high superheat degree range

2.2 高过热度区间

随着壁面过热度的不断提高，碰壁液滴将进入过渡沸腾末期或膜态沸腾阶段，相应的碰壁形态也会发生明显变化。图 4 所示为相同碰壁高度条件下高温阶段的碰壁液滴形态演化特征。从图 4(a)可以看出，当壁面温度为 390 ℃时，纯水液滴表现出反弹雾化的

碰壁模式，此时液滴处于过渡沸腾状态。相比于图 3(b)，壁温较高时的液滴雾化现象更为剧烈，同时反弹时间也更为提前。当壁面温度提高 5 ℃时，雾化现象完全消失，反弹的液滴始终保持完整。在这种壁温条件下，液滴底部在碰撞瞬间即会形成一层连续的蒸汽膜，阻止液滴与加热壁面之间的直接接触。由于蒸汽膜的润滑作用可以降低碰壁液滴在铺展与回缩过程中的粘性损失，液滴最终会反弹离开壁面，液滴碰壁的主要特征可总结为无雾化的液滴反弹。因此，同样可根据碰壁液滴形态来区分过渡沸腾和膜态沸腾状态，即确定莱顿弗罗斯特点壁面温度为碰壁液滴发生无雾化反弹现象时的最低表面温度。

与低过热度条件类似，在纯水液滴中添加少量正丁醇添加剂也会显著改变高过热度区间内的液滴碰壁形态。如图 4(c)所示，在更高的壁面温度条件下，5 vol.%正丁醇-水混合液滴仍然出现雾化现象，液滴上半部分甚至发生破碎。上述现象说明少量正丁醇添加剂可以有效促进液滴雾化，即液滴仍处于过渡沸腾状态。与纯水液滴类似，进一步小幅提高壁面温度，混合物液滴的雾化现象消失，进入膜态沸腾阶段。通过上述比较可以发现，相同碰壁速度条件下，混合液滴的莱顿弗罗斯特点壁面温度相较纯水液滴有所提升。

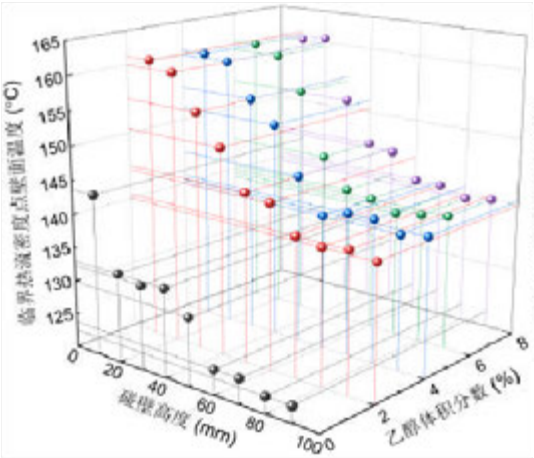


图 5 碰壁高度和乙醇体积分数对乙醇溶液液滴临界热流密度点壁面温度的影响

Fig. 5 Effect of impact height and ethanol content on the dynamic CHF temperature

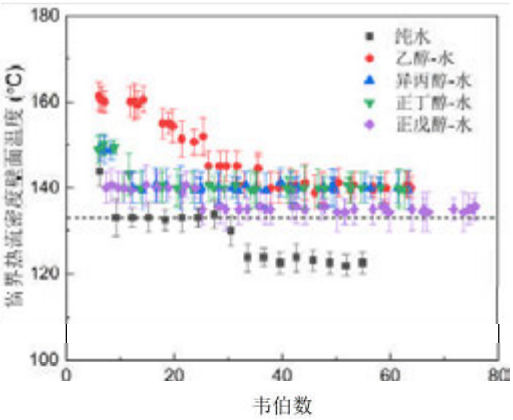


图 6 纯水液滴和低浓度醇溶液液滴临界热流密度点壁面温度随韦伯数的变化

Fig. 6 Dynamic CHF temperature variation of water and alcohol-water droplets with Weber number

3 碰壁液滴沸腾转变温度

3.1 临界热流密度点壁面温度

如前所述，可以根据液滴碰撞加热壁面后的形态演化特征确定不同实验条件下的沸腾转变温度。图 5 所示为碰壁高度和乙醇体积分数对乙醇溶液液滴临界热流密度点壁面温度的影响。从图中可以清晰地看到，碰壁液滴临界热流密度点温度随着碰壁高度的增加呈现出较为明显的下降趋势。这是因为，碰壁高度越高，液滴速度越大，液滴碰壁后形成的液膜面积越大，同时厚度也相应变薄。液滴-壁面之间的传热得到强化，因此促使液滴发生反弹的临界温度也相应降低。另一方面，乙醇-水混合液滴的临界热流密度点温度相比纯水液滴表现出明显提升。导致这种现象的原因仍然在于前文提到的醇类添加剂降低液滴表面张力，进而促进液滴铺展和抑制气泡合并的耦合效应。从图中还可发现在

本文实验范围内，同一碰壁高度条件下的乙醇浓度影响可忽略不计。这可能与乙醇引起的其他物性变化有关。例如，乙醇含量越高，液滴饱和温度和汽化潜热越低，相同壁温条件下会产生更多的蒸汽，从而抵消部分由于降低表面张力带来的强化效果。

将不同碰壁高度条件下的不同液滴工质临界热流密度点温度汇总于图 6，其中各数据点均为多次实验平均值，误差棒代表标准差。图中纯水液滴的韦伯数变化仅通过改变碰壁高度实现，而改变混合液滴的醇类浓度和碰壁高度均会引起韦伯数变化。从图中可以看出，临界热流密度点温度随韦伯数的增加总体呈现下降趋势，所有低碳醇-水混合液滴相较纯水液滴均表现出较为明显的提升，其中乙醇添加剂的强化效果最明显。

通常情况下，碰壁速度越大，韦伯数越大，越有利于液滴和壁面的传热，但根据上图可知临界热流密度点温度有所下降。因此，高传热速率和高临界热流密度点温度在某种程度上存在矛盾。本文实验结果表明，少量醇类添加剂可有效解决这一问题。从图 6 可以发现，在实验参数范围内，韦伯数最大的混合物液滴临界热流密度点温度仍高于韦伯数最小的纯水液滴，说明醇类添加剂可补偿碰壁速度过大对液滴临界热流密度点温度的不利影响，从而在不牺牲沸腾传热效率的前提下提升液滴临界热流密度点温度。为了保证电子元器件等高功率密度设备的安全稳定运行，同时维持较好的散热性能，需要将其工作条件控制在临界热流密度点以下的核态沸腾阶段。因此，上述低碳醇添加剂对碰壁液滴临界热流密度点壁面温度的提升，可有效拓宽设备的工作温度范围，具有十分重要的应用价值。

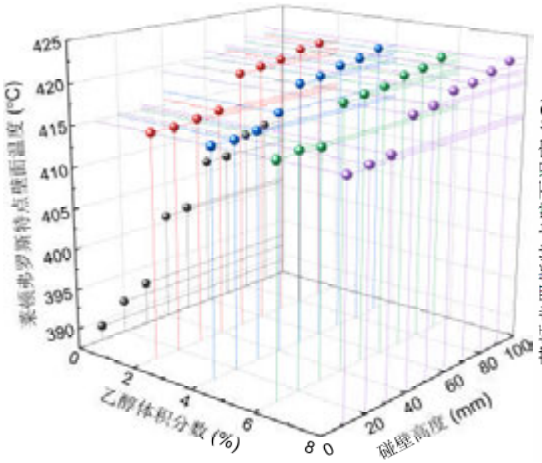


图 7 碰壁高度和乙醇体积分数对乙醇溶液液滴莱顿弗罗斯特点壁面温度的影响

Fig. 7 Effect of impact height and ethanol content on the dynamic LFP temperature

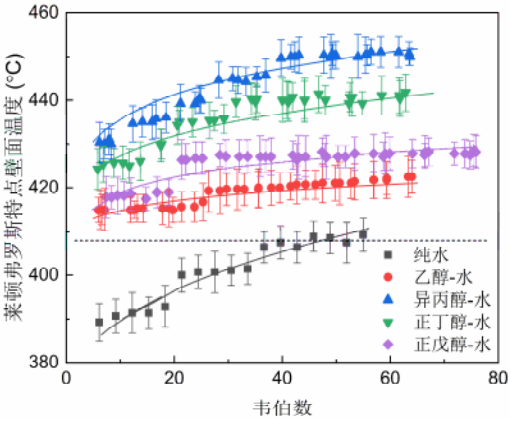


图 8 纯水液滴和低浓度醇溶液液滴莱顿弗罗斯特点壁面温度随韦伯数的变化

Fig. 8 Dynamic LFP temperature variation of water and alcohol-water droplets with Weber number

3.2 莱顿弗罗斯特点壁面温度

图 7 所示为不同碰壁高度和乙醇浓度条件下的液滴莱顿弗罗斯特点壁面温度。从图中可以清晰地看出，液滴莱顿弗罗斯特点温度随着碰壁高度的增加有所提高。这是因为碰壁速度越大，液滴底部蒸汽膜受到的挤压程度越强，蒸汽更易流出，因此需要更高的壁面温度加速蒸汽产生，以平衡更高的碰壁压力。与临界热流密度点温度类似，尽管乙

醇也会显著提升液滴莱顿弗罗斯特点温度，但其浓度影响可忽略不计。具体原因与上节中醇类浓度的影响类似，在此不再赘述。

将不同碰壁高度条件下的不同液滴工质莱顿弗罗斯特点温度汇总于图 8。从图中可以看出，莱顿弗罗斯特点温度随韦伯数的增加而提高。所有低碳醇-水混合液滴相较纯水液滴均表现出明显提升，其中异丙醇添加剂的强化效果最明显。同时可以发现，在本文实验范围内，韦伯数最小的混合物液滴莱顿弗罗斯特点温度仍高于韦伯数最大的纯水液滴，说明醇类添加剂可补偿碰壁速度过小对液滴莱顿弗罗斯特点温度的不利影响，进而同时实现高传热速率和高莱顿弗罗斯特点温度。

上述低碳醇添加剂对碰壁液滴莱顿弗罗斯特点壁面温度的提升，对于极端高温壁面的快速冷却具有重要意义。以冶金领域中的金属热处理过程为例，壁面的初始温度通常远高于冷却工质的饱和温度，对应于膜态沸腾状态，稳定连续的蒸汽膜阻止液体工质与高温表面的直接接触换热。为了获得更好的材料组织结构和机械性能，必须在高温金属热处理过程中保证足够的冷却速度，尽快使被冷却金属的表面温度降低至莱顿弗罗斯特点温度以下，进入过渡沸腾阶段。从上述分析可知，通过添加少量醇类添加剂即可以实现这一目的，从而保证较高效率的金属热处理过程。

4 结　论

本文以去离子水和低浓度低碳醇水溶液为实验工质，利用高速相机采集液滴碰壁过程图像，进而对碰壁液滴热动力学特性开展研究，确定醇类浓度和碰壁速度对液滴沸腾转变温度的影响。本文的主要结论如下：

I. 碰壁液滴热动力学特性受到壁面温度和醇类添加剂的共同影响。随着壁面温度的升高，液滴从沉积雾化模式转变为反弹雾化模式，并最终变为反弹无雾化模式。醇类添加剂能改变纯水碰壁液滴的动态演化特性，有效抑制液滴反弹并促进雾化现象的发生。

II. 随着碰壁速度的提高，液滴临界热流密度点壁面温度总体呈现下降趋势，而莱顿弗罗斯特点壁面温度有所提高。少量醇类添加剂可显著提高碰壁液滴沸腾转变温度，但醇类浓度的影响可忽略不计。

III. 韦伯数较大的混合液滴临界热流密度点温度高于韦伯数较小的纯水液滴，说明醇类添加剂可补偿碰壁速度过大对临界热流密度点温度的不利影响，进而在不牺牲传热效率的前提下提升液滴临界热流密度点温度。

IV. 韦伯数较小的混合液滴莱顿弗罗斯特点温度高于韦伯数较大的纯水液滴，说明醇类添加剂可补偿碰壁速度过小对莱顿弗罗斯特点温度的不利影响，实现同时提升沸腾传热速率和莱顿弗罗斯特点温度的目的。

参考文献

[1] Sameer Khandekar, Gopinath Sahu, Krishnamurthy Muralidhar, et al. Cooling of High-Power LEDs by Liquid Sprays: Challenges and Prospects. Applied Thermal Engineering, 2021, 184: 115640.

[2] 王泽锋, 马云飞, 钟明君, 等. 事故容错燃料包壳表面液滴碰撞行为及 Leidenfrost 现象实验研究. 核动力工程. 2020, 41(3): 41-46.

Wang Ze-feng, Ma Yun-fei, Zhong Ming-Jun, et. al. Experimental Investigation on Impact Behavior and Leidenfrost Phenomenon of Droplets on ATF Cladding Surfaces. Nuclear Power Engineering, 2020, 41(3): 41-46.

[3] 沈胜强, 张洁珊, 梁刚涛. 液滴撞击加热壁面传热实验研究[J]. 物理学报, 2015, 64(13): 134704.
SHEN Sheng-qiang, ZHANG Jie-shan, LIANG Gang-tao. Experimental Study of Heat Transfer from Droplet Impact on A Heated Surface. Chinese Journal Physics, 2015, 64(13): 134704.

[4] Hesamaldin Jadidbonab, Ilias Malgarinos, Ioannis Karathanassis, et al. We-T Classification of Diesel Fuel Droplet Impact Regimes. Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 2018, 474(2215): 20170759.

[5] Cai Chang, Si Chao, Liu Hong, et al. Influence of Alcohol Additive and Surface Temperature on Impact and Spreading Characteristics of A Single Water Droplet. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 180: 121795.

[6] Volfango Bertola. An Impact Regime Map for Water Drops Impacting on Heated Surfaces. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2015, 85: 430-437.

[7] Ilja Buchmüller, Influence of Pressure on Leidenfrost Effect, Technische Universität, Darmstadt, 2014.

[8] Vara Prasad GVVS, Sharma Harsh, Nirmalkar Neelkanth, et al. Augmenting the Leidenfrost Temperature of Droplets via Nanobubble Dispersion. Langmuir, 2022, 38: 15925-15936.

[9] Li Bin, Chen Longquan, Joo Sangwoo, Impact dynamics of Newtonian and Viscoelastic Droplets on Heated Surfaces at low Weber Number. Case Studies in Thermal Engeering, 2021, 26: 101109.

[10] C. Kuhn, Schweigert David, Kuntz Christian, et al. Single Droplet Impingement of Urea Water Solution on heated Porous Surfaces. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 181: 121836.

[11] Junseok Park, Kim Dong Eok. Droplet Dynamics on Superheated Surfaces with Circular Micropillars. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 142: 118459.

[12] Tong Wei, Qiu Lu, Jin Jian, et al. Unique Lift-Off of Droplet Impact on High Temperature Nanotube Surfaces. Applied Physics Letters, 2017, 111, 091605.

[13] Edmund Lim, Boon T. Ng, Yew M. Hung, et al. Graphene-Mediated Suppression of Leidenfrost Effect for Droplets on An Inclined Surface. International Journal of Thermal Science,2022, 174: 107426.

[14] Manuel Auliano, Maria Fernandino, Peng Zhang, et al. Water Droplet Impacting on Overheated Random Si Nanowires. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 124: 307-318.

[15]Rebecca L. Agapov, Jonathan B. Boreyko, Dayrl P. Briggs, et al. Asymmetric Wettability of Nanostructures Directs Leidenfrost Droplets. ACS Nano, 2014, 8: 860-867.

[16]Gi Cheol Lee, Jun-young Kang, Hyun Sun Park, et al. Induced liquid-solid contact via Micro/Nano Multiscale Texture on A Surface and Its Effect on the Leidenfrost Temperature. Experimental Thermal and Fluid Science, 2017, 84: 156-164.

[17] Ma, Qiang, Wu Xiaomin, Li Tong, et al. Droplet Boiling on Heated Surfaces with Various Wettabilities. Applied Thermal Engineering, 2020, 167: 114703.

[18]Wang Zefeng, Xiong Jinbiao, Yao Weiyi, et al. Experimental Investigation on the Leidenfrost Phenomenon of Droplet Impact on Heated Silicon Carbide Surfaces. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 128:1206-1217

[19] Wang Zefeng, Qu Wenhai, Xiong Jinbiao, et al. Investigation on Effect of Surface Properties on droplet Impact Cooling of Cladding Surfaces. Nuclear Engineering and Technology, 2020, 52: 508-519.

[20]Ng Boon T., Yew M. Hung, Ming K. Tan. Suppression of the Leidenfrost Effect via Low Frequency Vibrations. Soft Matter,2015, 11: 775-784.

[21]Gudlavalleti VVS Vara Prasad, Mohit Yadav, Purbarun Dhar, et al. Morphed Inception of Dynamic Leidenfrost Regime in Colloidal Dispersion Droplets. Physics of Fluids, 2023, 35: 012107.

[22]Dong Wook Jerng, Kim Dong Eok. Dynamic Leidenfrost Temperature on Micro-Textured Surfaces: Acoustic Wave Absorption into thin Vapor Layer. Applied Physics Letters, 2018, 112: 053902.

[23] Christina M. Weickgenannt, Yiyun Zhang, Suman Sinha-Ray, et al. Inverse-Leidenfrost Phenomenon on Nanofiber Mats on Hot Surfaces. Physical Review E, 2011, 84: 036310.

[24]Guo Liang, Chen Yanling, Cai Ningning, et al. Dynamic Behaviors of Fuel Droplets Impacting on the Wall Surfaces with Different Wettability and Temperatures. Applied Thermal Engineering, 2022, 212: 118536

[25]Cheng Wenlong, Xie Biao, Han Fengyun, et al. An Experimental Investigation of Heat Transfer Enhancement by Addition of High-Alcohol Surfactant (HAS) and Dissolving Salt Additive (DSA) in Spray Cooling. Experimental Thermal and Fluid Science, 2013, 45: 198-202.

[26]N.H. Bhatt, Lily, Ritu Raj, Priya Varshney, et. al., Enhancement of Heat Transfer Rate of High Mass Flux Spray Cooling by Ethanol-Water and Ethanol-Tween20-Water Solution at Very High Initial Surface Temperature. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 110: 330-347

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233345

液滴撞击表面上静止液滴的动力学行为

李亚博，胡志锋，吴晓敏*
（清华大学 能源与动力工程系 热科学与动力工程教育部重点实验室，北京 100084）
(Tel: 010-62770558, Email: wuxiaomin@mail.tsinghua.edu.cn)

摘要：液滴撞击是十分普遍的现象，已得到广泛研究，但不同润湿性表面上液滴撞击表面静止液滴的动力学行为研究有待完善。本文制备了亲水、疏水和超疏水表面，研究了表面润湿性和韦伯数对液滴撞击动力学行为的影响。各润湿性表面上，最大铺展系数随韦伯数的增加而增大，铺展时间随韦伯数的增加而减小。亲水表面上低韦伯数相同工况下出现三种特殊情形，超疏水表面上有三种脱离情形，这些情形会影响铺展系数、铺展时间或接触时间等特性参数。

关键词：液滴撞击；静止液滴；表面润湿性；铺展系数；铺展时间

0 前言

从自然降雨[1]、滴水穿石[2]到喷墨打印[3]、喷雾冷却[4]，在自然过程与工业工程中液滴撞击均是十分普遍的现象。不同应用场景对液滴撞击后的动力学行为有不同的需求。例如在表面防结冰等场景下，需要减小液滴与表面的接触面积、缩短接触时间；而在喷雾冷却、喷洒农药等场景下，需要增大接触面积、延长接触时间[5-8]。正因为液滴撞击现象的普遍性以及各类实际应用对于这一现象的不同需求，液滴撞击动力学成为学者们特别关注的研究方向。目前，有关液滴动力学的研究集中在单个液滴直接撞击固体表面[9-12]，但实际场景下更多是多个液滴连续撞击表面的情况。由于液滴撞击速度较小或固体表面粘附作用较强等因素，液滴可能会附着在表面上，甚至形成液膜，这导致撞击液滴接触的可能不是固体表面而是表面上的静止液滴。

液滴撞击表面静止液滴的动力学行为受很多因素的影响[13-16]。Mehran 等[17]通过实验和数值模拟的方法研究了超疏水表面上液滴撞击静止液滴现象，发现韦伯数(We_i)的变化直接影响液滴撞击后铺展速度与铺展形态，但是撞击液滴的速度并不影响液滴与表面的接触时间。Han 等[2]研究了超疏水表面上韦伯数对液滴撞击后表面能转化为机械能效率的影响，发现适当韦伯数工况下两个液滴在弹跳脱离表面时发生合并，此时表面能转化为机械能的效率为 18.9%；Abouelsoud 等[18]制备了五种不同润湿性表面，静态接触角从 34°到 119°不等，研究了表面润湿性对液滴撞击表面静止液滴的影响，发现接触角较大时，合并液滴铺展时间较长，此外表面润湿性会显著影响液滴铺展和回缩的振荡频率。可见，目前学者们已经在研究表面润湿性对液滴撞击表面静止液滴的影响，但已有研究对液滴撞击后不同的反弹与粘附机理解释尚不明晰，且对撞击后产生的多种特殊现象及其对铺展系数、铺展时间等特性参数的影响缺乏详细解释 。

本文通过实验研究了液滴撞击各润湿性表面上静止液滴的动力学行为，对各润湿性表面上液滴撞击静止液滴的动态过程进行详细描述，并分析了撞击后反弹、粘附等现象

基金项目：国家自然科学基金资助项目（No.51976098）

对铺展系数、铺展时间等特性参数的影响。

1 实验方法与特性参数定义

1.1 实验方法

图 1 为本文搭建的液滴撞击表面静止液滴实验系统示意图，主要包括液滴发生系统、液滴撞击系统、图像采集系统三部分。液滴发生系统用于产生不同体积的液滴，主要设备包括注射泵和注射针头。液滴撞击系统主要包括竖直滑轨和撞击平台。竖直滑轨用于固定注射针头位置，手动调节注射针头距撞击平台的高度，进而控制撞击液滴的速度。撞击平台可以在三维方向上进行调整，进而调控撞击液滴与静止液滴的相对位置。图像采集系统用于拍摄液滴撞击过程中的图像以及视频，主要包括两台高速摄像机、冷光源和遮光板。两台高速摄像机垂直放置，镜头与不同润湿性表面处于同一水平面上，从两个方向上拍摄液滴撞击表面静止液滴的过程。

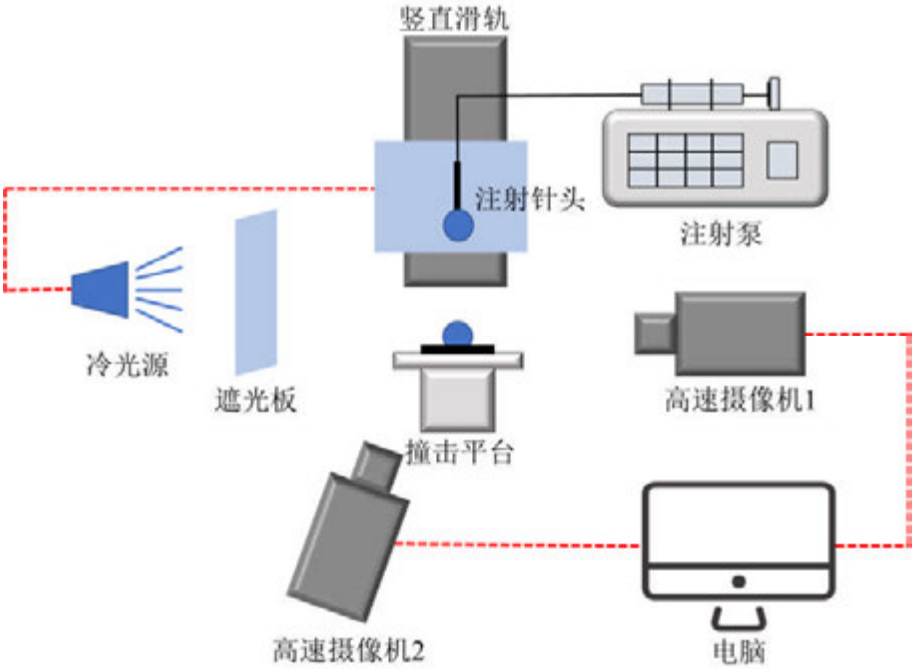


图 1 液滴撞击表面静止液滴的实验系统示意图

实验前，先将待实验表面放置在撞击平台上，使用注射泵和针头在表面上滴一滴液滴。微调各设备的相对位置以及光源强度、摄像机镜头焦距等，保证拍摄的画面清晰。做好准备工作后，将待实验表面吹干，正式开始实验。将针头调整到靠近表面的位置，滴落一滴液滴，之后调节竖直滑轨使针头上升，达到所需高度后滴落另一滴液滴，拍摄液滴撞击表面上静止液滴的图像。使用 matlab 提取图像中液滴撞击时的速度以及撞击后的铺展直径。

本文以 2.5 cm×2.5 cm×0.2 cm 的铝片作为基底，清洗过后的裸铝表面即为亲水表面。采用涂层法制备疏水和超疏水表面，疏水涂层溶液采用浓度为 60%的聚四氟乙烯乳液，超疏水涂层溶液采用纳米二氧化硅溶液。静态接触角θ通过拍摄表面上静止液滴的照片进行测量，前进接触角θ_A和后退接触角θ_R可通过加液减液法进行测量。为保证接触

角测量的准确性，每个表面均选取 5 个位点进行测量。表 1 展示测量得到不同润湿性表面的接触角。

表 1 不同润湿性表面接触角

	亲水表面	疏水表面	超疏水表面
静态接触角θ (°)	79.9±0.5	130.8±1.6	150.7±0.9
前进接触角θ_A (°)	90.4±1.4	139.8±1.3	153.7±0.8
后退接触角θ_R (°)	20.7±2.1	108.9±2.8	148.7±0.9

1.2 特性参数定义

为对液滴撞击动力学行为进行准确的定性和定量描述，本文定义了铺展系数、铺展时间等特性参数。

d_i 表示撞击液滴直径；d_s 表示静止液滴直径，d 表示铺展过程中液滴的直径；v_i 表示撞击液滴速度，We_i 表示撞击液滴韦伯数：

$$We_i = \frac{\rho d_i v_i^2}{\sigma} \tag{1-1}$$

ρ 为液体密度，σ 为液体表面张力系数。

d_{max} 表示整个过程中的最大铺展直径，这一参数决定了液滴与固体表面最大的接触面积；t_{dmax} 表示达到最大铺展直径的时间（以下简称铺展时间）；t_c 表示液滴与表面的接触时间，为两个液滴开始接触到第一次完全脱离表面经历的时间。对铺展直径进行无量纲化处理，得到铺展系数β：

$$\beta = \frac{d}{\sqrt{d_i d_s}} \tag{1-2}$$

该定义综合考虑了撞击液滴和静止液滴的共同作用，后续研究也发现采用该定义得到的结论具有较强的规律性。类似的，将最大铺展系数 d_{max} 进行无量纲化，可得最大铺展系数 β_{max}。

2 亲水表面上液滴撞击动力学行为

2.1 液滴撞击后形态演变与特性参数的变化

亲水表面为裸铝表面，液滴在表面上的静态接触角为 79.9±0.5°，初始时表面上静止液滴成球冠状。

图 2(a)为韦伯数 $We_i = 40$ 时，液滴撞击表面静止液滴的形态变化。可以看出，液滴撞击表面静止液滴后，两者接触的地方会迅速隆起一个液桥，并且随着时间的推移，该部分迅速向外铺展，两个液滴也逐渐融合，高度越来越低，铺展直径越来越大。到 4.0 ms 时，液滴已经接近扁平的盘状，但仍然具有铺展的趋势。在 7.2 ms 时，液滴达到最大铺展，靠近液滴两端的地方各有一条白色条纹，此时液滴呈现类似圆环的形态，中间只有一层薄液膜附着在表面上。而在回缩阶段，如 12.0 ms 时所示，中心部分先隆起，原因是回缩时外侧液环向中间聚拢，达到中心部分时液体相互挤压，向上隆起。随后液滴进入回缩-铺展的振荡状态，一直到粘性耗散消耗掉大量初始能量以至于液滴无法再振荡变形，从而保持一个较为稳定的球缺形状。

由图 2(b)可以看出，对任意 We_i，撞击发生后初始阶段铺展系数都先保持不变，这是因为刚发生撞击时两个液滴整体上都还没有发生剧烈的形变，只有在两者接触的部分产生突起的液桥，虽然液桥在快速铺展，但此时液桥的直径还未超过液滴本身的直径，因此铺展系数几乎保持不变。随后铺展系数开始迅速增长，这是因为快速铺展的液桥的直径超过液滴本身直径，并且两个液滴也在加速融合、形变。从图像中也可以看出，We_i 越大，铺展系数越早开始增长，并且曲线的斜率越大，即铺展系数增长的越快。这说明 We_i 越大时，中间液桥的铺展以及两个液滴的融合与形变越剧烈越迅速。

由图 2(c)可以看出，We_i 越大，最大铺展系数越大，且铺展时间越小，这一规律与上述 We_i 越大铺展越迅速相吻合。说明撞击液滴初始动能越大，撞击后液滴形变越剧烈，能够达到更大的铺展系数。

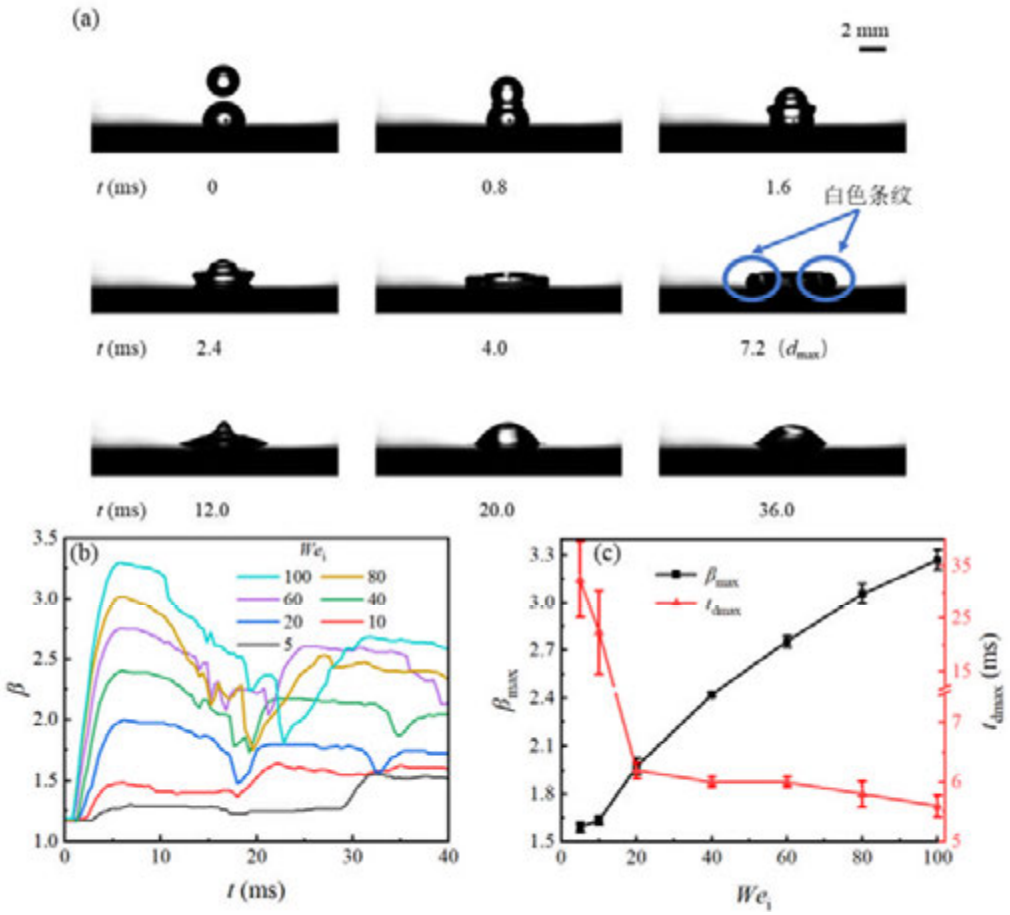


图 2 液滴撞击亲水表面上静止液滴：(a) $We_i = 40$ 时液滴撞击静止液滴后形态变化 (b)不同 We_i 下铺展系数随时间的变化 (c)最大铺展系数和铺展时间随 We_i 的变化 ($\theta = 79.9°$，$d_i = 2.47$ mm)

2.2 低韦伯数下特殊现象

本文对低 We_i 工况进行了进一步的研究，发现当 $We_i < 10$ 时，相同工况下会出现三种不同的情形。以下以 $We_i = 5$ 时进行分析。

图 3(a)为撞击后两液滴在铺展阶段融合的情形。由图像可以看出，撞击后的初始阶

段，两个液滴相互接触的地方并没有形成向外突出的液桥，两个液滴的轮廓也均比较清晰，说明此时两液滴之间可能存在着极薄的空气层，并没有直接融合[18]。而随着时间的推移，中间的空气层被破坏，两个液滴发生融合并继续铺展。达到最大铺展后开始回缩，之后进入铺展-回缩的振荡状态。

图 3(b)为撞击后两个液滴回缩阶段融合的情形。由图像可以看出，该情形下撞击后的初始阶段两个液滴没有直接融合，中间同样存在空气层。在第一次的铺展结束时，空气层仍然没有被破坏。而在回缩阶段，两个液滴发生了融合，说明回缩过程破坏了中间的空气层。该情形下液滴回缩时能够达到较高的高度，并且第二次铺展时才达到最大铺展直径，因此铺展时间显著增大。

图 3(c)为撞击后两液滴不融合的情形。可以看出，该情形下发生撞击后，两液滴之间的空气层一直没有被破坏，两液滴也一直没有融合。撞击液滴在回缩阶段直接从静止液滴表面反弹，并且反弹距离超过其自身直径；静止液滴在与撞击液滴分离后进入振荡状态，过程中最大铺展直径小于前两种情形。

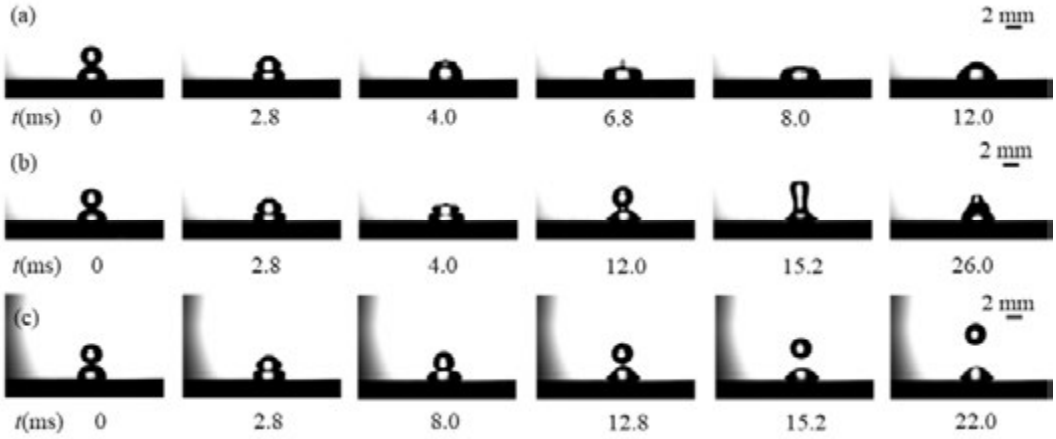


图 3 亲水表面上低 We_i 下特殊情形：(a)撞击后两液滴在铺展阶段融合 (b)撞击后两液滴在回缩阶段融合 (c)撞击后两液滴不融合 (θ = 79.9°，d_i = 2.47 mm)

3 疏水表面上液滴撞击动力学行为

疏水表面静态接触角为 130.8±1.6°，静止液滴在表面上为球缺形。

由图 4(a)可以看出，两液滴发生撞击后，接触部分同样会快速向外凸起产生一个液桥，并且该液桥向外铺展的速度很快。随着时间的推移，两个液滴形变愈发剧烈，逐渐融合在一起。达到最大铺展后开始回缩，与亲水表面上类似，回缩时由于四周的液体向中间考虑、挤压，中间部分会先向上隆起。与亲水表面不同的是，由于疏水表面对液体的粘附作用显著减小，因此液滴回缩时固体表面上没有残留肉眼可见的液膜，并且回缩后液滴与表面的接触面积显著减小。之后液滴在竖直方向上被拉扯、断裂成两部分，上面的液滴继续向上弹跳，下面的液滴由于表面的粘附作用而静止在表面上，并进入铺展-回缩的振荡状态。同时疏水表面上没有出现低 We_i 工况下的特殊现象，两个液滴均在第一次接触时便发生融合。

由图 4(b)可以看出，撞击发生后初始阶段铺展系数短暂保持不变，这也是因为初始

阶段两个液滴形变并不大，而中间接触产生的液桥直径还未超过两个液滴的直径。之后铺展系数快速增长，We_i 越大时，铺展系数增长速度越快。

由图 4(c)可以看出，最大铺展系数同样随着 We_i 的增大而增大，而铺展时间整体上随着 We_i 的减小而减小。针对低 We_i 工况下的多次实验表明两个液滴均在第一次铺展时便发生融合，没有出现液滴不融合的情形。与亲水表面对比，疏水表面上两个液滴撞击时，接触点处静止液滴的曲率明显较大，这一因素可能导致两个液滴间难以形成空气膜，因此在第一次铺展时直接融合。

此外，根据不同 We_i 下的形态变化，发现疏水表面上液滴撞击后发生部分回弹，即在回弹时断裂成两部分甚至三部分，最底下的液滴一般会静止在表面上。由此可见，由聚四氟乙烯涂层制备的疏水表面上，液滴的脱离能力较差。疏水表面上液滴与表面的接触角小，液滴难以完全脱离表面；同时表面存在一些微小的裂纹、沟壑等结构缺陷，导致表面局部对液体的粘附作用增大，进一步抑制液滴的脱离。

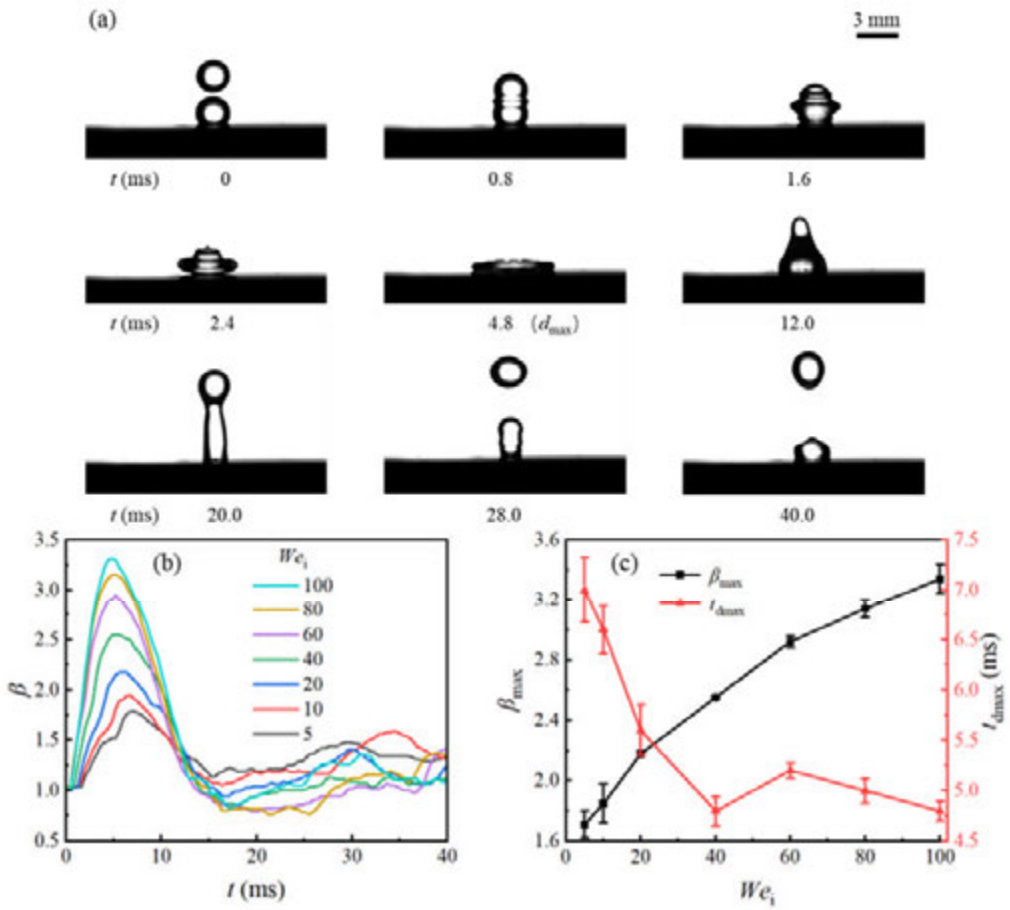


图 4 液滴撞击疏水表面上静止液滴：(a) $We_i = 40$ 时液滴撞击静止液滴后形态变化 (b)不同 We_i 下铺展系数随时间的变化 (c)最大铺展系数和铺展时间随 We_i 的变化 ($\theta = 130.8°$，$d_i = 2.47$ mm)

4 超疏水表面上液滴撞击动力学行为

4.1 液滴撞击后形态演变与特性参数的变化

超疏水表面静态接触角为 150.7±0.9°，静止液滴在表面上为球缺形。图 5(a)为 We_i = 40 时，液滴撞击超疏水表面静止液滴的形态变化。可以看出，超疏水表面上液滴撞击后的形态变化与疏水表面上很类似，在初期两个液滴同样形变不大，而接触部分形成向外突出的液桥，之后液桥迅速扩张。回缩阶段由于液滴中心处存在未及时排出的气穴，随着回缩的进行，气穴压力急剧增加，形成射流，导致小液滴从液滴顶部脱离，如图 5(a)中 16.0 ms 所示。之后上面的小液滴继续快速向上运动，与表面接触的大液滴也从表面脱离，向上反弹。在其他 We_i 条件下，液滴同样可以从表面脱离，说明超疏水表面上液滴的脱离能力较强。

由图 5(b)可以看出，超疏水表面上铺展系数随时间的变化与疏水表面上的结果十分类似，同样是在初始阶段先短暂保持不变，之后开始快速增长，且 We_i 越大，曲线的斜率越大，铺展系数增长越快。达到最大铺展后，铺展系数迅速减小，之后进入振荡的状态。

由图 5(c)可看出，超疏水表面上最大铺展系数同样随着 We_i 的增加而增加，且铺展时间随着 We_i 增加而减小，并且规律性很强，曲线始终保持相同的变化趋势。

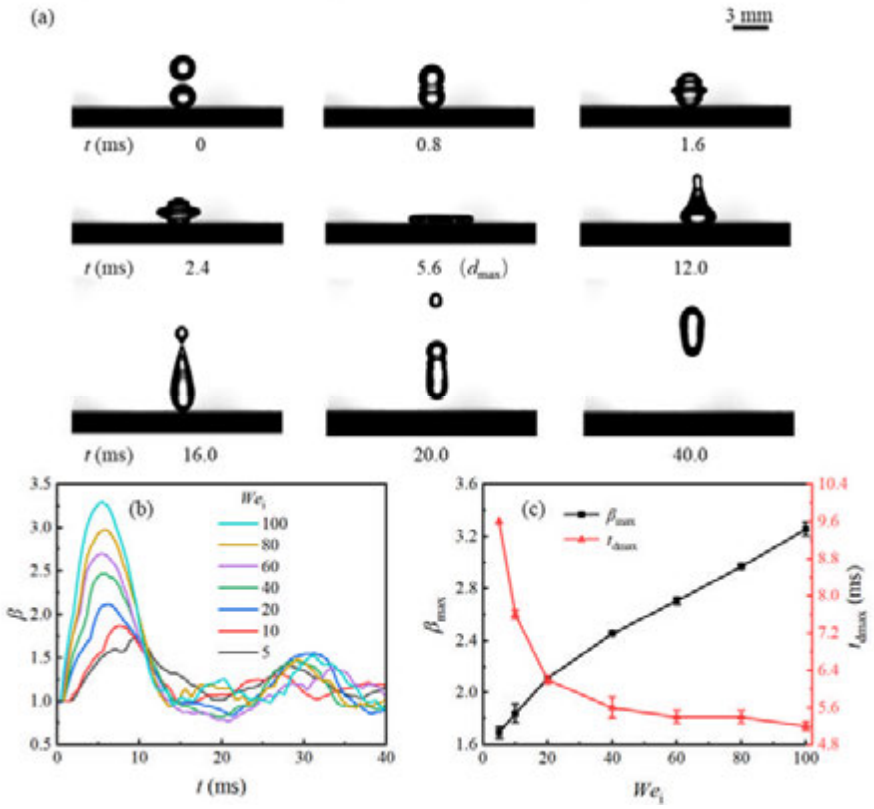


图 5 液滴撞击超疏水表面上静止液滴：(a) We_i = 40 时液滴撞击静止液滴后形态变化 (b)不同 We_i 下铺展系数随时间的变化 (c)最大铺展系数和铺展时间随 We_i 的变化 (θ = 150.7°，d_i = 2.47 mm)

4.2 接触时间与三种脱离情形

实验发现，超疏水表面上液滴具有很强的脱离能力。快速的脱离能力意味着液滴与表面的接触时间变短，在表面防结冰等应用中有重要作用。为此，本文进一步研究了超

疏水表面上液滴撞击后与表面的接触时间 t_c。图 6 为接触时间随 We_i 变化，其中 t_{c1} 为单个液滴直接撞击表面的接触时间[19]，t_{c2} 为液滴撞击表面静止液滴的接触时间，除了 We_i 为 5 和 20 工况外，其他 We_i 下均满足 $t_{c1} < t_{c2}$，即表面上静止液滴会延缓液滴与表面的接触时间。We_i 为 5 和 20 两个工况下，液滴撞击表面静止液滴的接触时间显著较小，并且标准差较大，其原因是两种工况下有一定概率出现特殊的脱离情形。而其他工况下，接触时间随 We_i 的增大呈现减小的趋势，但是减小的幅度并不大，接触时间基本都在 15~17 ms 范围内。

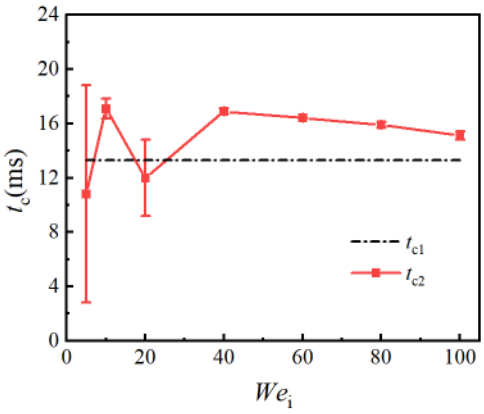


图 6 超疏水表面接触时间随 We_i 变化 (t_{c1} 为单个液滴撞击表面的接触时间，t_{c2} 为液滴撞击表面静止液滴的接触时间。θ = 150.7°，d_i = 2.47 mm)

对于 We_i 为 5 和 20 两个工况下出现的特殊脱离情形进行深入分析。综合考虑所有 We_i，发现了超疏水表面上三种不同的脱离情形。

图 7(a)为 We_i = 5 时，液滴在铺展阶段前期脱离表面。可以看到两个液滴发生撞击后，中间相互接触的部分迅速向外铺展，而底部的液体向中间部分流动以补充铺展所需要的液体，故底部与表面的接触面积逐渐减小，直至底部完全脱离表面，接触时间明显缩短。此时铺展过程并没有结束，液滴很快下落再次撞击表面并继续铺展，直至达到最大铺展系数，随后发生回缩。由于该情形下液滴脱离表面发生在铺展阶段，因此接触时间较短。

图 7(b)为 We_i = 20 时，液滴在回缩阶段前期脱离表面。从图 7(b)8.0 ms 中可以看到靠近液滴两端的地方有两条白色的条纹，这说明此时液滴呈环状，中间只有一层薄液膜。在回缩阶段前期，液滴直接整体从表面上弹跳起来，完全脱离了表面。此时液滴仍然处于回缩阶段，且从图 We_i 像中可以看出，靠近液滴两端的白色条纹在向中心靠拢，即液环内径也在收缩。当内径完全收缩，即四周的液体在中心处相遇时，由于碰撞挤压，中心处的液体开始向上下两个方向移动，向下移动的液体会再次与表面接触，随着回缩的进行接触面积会越来越大，。之后液滴将继续回缩、向上运动，直至再次脱离表面。由于该情形下液滴脱离表面发生在回缩阶段前期，因此接触时间也较短。

第三种脱离情形即如图 5(a)所示液滴完成回缩后脱离表面，除了 We_i 为 5 和 20，其他工况下均发生第三种脱离情形，并且发生该情形时，液滴与超疏水表面的接触时间相差不大，均在 15-17 ms 范围内。

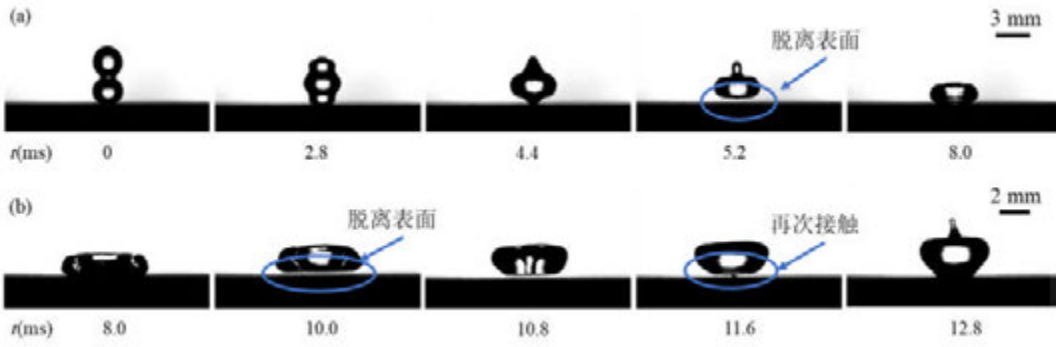


图 7 超疏水表面上特殊脱离情形：(a) $We_i = 5$ 时铺展阶段前期脱离表面 (b) $We_i = 20$ 时回缩阶段前期脱离表面 ($\theta = 150.7°$，$d_i = 2.47$ mm)

5 结　论

本文实验研究了液滴撞击不同润湿性表面上静止液滴的形态变化，并探究了铺展系数、铺展时间及接触时间等特性参数的变化，主要结论如下：

（1）各润湿性表面上，当液滴韦伯数增加时，撞击液滴的初始动能增加，最大铺展系数增大，同时铺展速度更快，铺展时间减小。

（2）亲水表面上低韦伯数下会出现三种不同的液滴融合情形，分别为铺展阶段融合、回缩阶段融合及不融合。回缩阶段融合导致铺展时间增大，不融合导致铺展系数减小。

（3）疏水表面上液滴撞击表面静止液滴后，将发生部分回弹，往往有小部分液滴附着在表面上，难以完全脱离表面。

（4）超疏水表面上液滴脱离能力很强，共出现三种脱离情形：铺展阶段前期脱离、回缩阶段前期脱离和回缩完成后脱离表面。前两种脱离情形下，液滴与表面接触时间会大幅缩短；第三种脱离情形下，韦伯数对接触时间的影响较小。

参考文献

[1] Wang X, Lin D, Wang Y, et al. Rebound Dynamics of Two Droplets Simultaneously Impacting a Flat Superhydrophobic Surface. Aiche Journal, 2020, 66(9): 7

[2] Han X, Tang X, Zhao H, et al. Aqueous Drop-On-Drop Impact On Super-Repellent Surface. Advanced Materials Interfaces, 2022, 9(1): 6

[3] Ramirez-Soto O, Sanjay V, Lohse D, et al. Lifting a Sessile Oil Drop From a Superamphiphobic Surface with an Impacting One. Science Advances, 2020, 6(34): 10

[4] Kumar M, Bhardwaj R, Sahu K C. Coalescence Dynamics of a Droplet On a Sessile Droplet. Physics of Fluids, 2020, 32(1): 8

[5] Finotello G, Kooiman R F, Padding J T, et al. The Dynamics of Milk Droplet-Droplet Collisions. Experiments in Fluids, 2018, 59(1): 19

[6] Wakefield J, Tilger C F, Oehlschlaeger M A. The Interaction of Falling and Sessile Drops On a Hydrophobic Surface. Experimental Thermal and Fluid Science, 2016, 79: 8

[7] Wildeman S, Visser C W, Sun C, et al. On the Spreading of Impacting Drops. Journal of Fluid

Mechanics, 2016, 805: 20
[8] Pasandidehfard M, Qiao Y M, Chandra S, et al. Capillary Effects During Droplet Impact On a Solid Surface. Physics of Fluids, 1996, 8(3): 10
[9] Moreira A L N, Moita A S. Droplet Impact On a Solid Surface. Handbook of Atomization and Sprays: Theory and Applications, 2011: 29
[10] Josserand C, Thoroddsen S T. Drop Impact On a Solid Surface. Annual Review of Fluid Mechanics, Vol 48, 2016, 48: 27
[11] Philippi J, Lagree P, Antkowiak A. Drop Impact On a Solid Surface: Short-Time Self-Similarity. Journal of Fluid Mechanics, 2016, 795: 40
[12] Liu Y, Moevius L, Xu X, et al. Pancake Bouncing On Superhydrophobic Surfaces. Nature Physics, 2014, 10(7): 5
[13] Yarin A L. Drop Impact Dynamics: Splashing, Spreading, Receding, Bouncing... Annual Review of Fluid Mechanics, 2006, 38: 34
[14] Breitenbach J, Roisman I V, Tropea C. From Drop Impact Physics to Spray Cooling Models: A Critical Review. Experiments in Fluids, 2018, 59(5): 1
[15] Sikalo S, Marengo M, Tropea C, et al. Analysis of Impact of Droplets On Horizontal Surfaces. Experimental Thermal and Fluid Science, 2002, 25(7): 8
[16] Liu X, Zhang X, Min J. Spreading of Droplets Impacting Different Wettable Surfaces at a Weber Number Close to Zero. Chemical Engineering Science, 2019, 207: 9
[17] Farhangi M M, Graham P J, Choudhury N R, et al. Induced Detachment of Coalescing Droplets On Superhydrophobic Surfaces. Langmuir, 2012, 28(2): 14
[18] Abouelsoud M, Thale V A, Shmroukh A N, et al. Spreading and Retraction of the Concentric Impact of a Drop with a Sessile Drop of the Same Liquid: Effect of Surface Wettability. Physics of Fluids, 2022, 34(11): 8
[19] Jaiswal A K, Khandekar S. Drop-On-Drop Impact Dynamics On a Superhydrophobic Surface. Langmuir, 2021, 37(43): 14

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233353

冷凝液滴的受限生长自弹跳行为探究

高山[1,3]，屈健[3]，刘志春[2]，刘伟[2]，马维刚[1*]，张兴[1]
（1. 清华大学工程力学系热科学与动力工程教育部重点实验室，北京 100084
2. 华中科技大学能源与动力工程学院，武汉 430074
3. 江苏大学能源与动力工程学院， 镇江 212013）
（Tel：（010）62799652，Email：maweigang@tsinghua.edu.cn）

摘要：
弹跳冷凝凭借液滴的合并自驱离行为在液滴形态操控、能量收集和热管理等领域成为了一项极具应用前景的技术创新，但由于凝结液滴在高过冷度下的润湿态会发生粘滞化转变，弹跳冷凝存在易失稳失效的瓶颈问题。本文采用分子动力学模拟研究了纳米凝结液滴的一系列自驱动形态转变和动态行为，阐释了液滴生命周期中所存在的顺向级联效应，并发现弹跳冷凝并不是以液滴合并自驱离行为为主导的单一模式，受限型生长也可能导致液滴发生去润湿转变，甚至触发液滴的自发跳离。在初始成核阶段，凝结核因更低的成核能垒而在表面结构间隙内部孕育，这导致所生成的凝结液滴以一种空间受限的模式进行生长并被表面结构所限制。在生长伴随着挤压变形的过程中，液滴储存了大量的过余表面能，并受到上下气液界面的非对称 Laplace 压力，最终被驱动跳离表面或发生去润湿转变。对此，本文提出了一个双阶段-能量模型来分析表面结构尺寸参数和润湿性对液滴受限型生长的影响，结果表明，细长且致密的结构会促进生长液滴的去润湿转变并提升能量转换效率。以上工作将为纳米结构表面的设计制备提供参考，以抑制凝结液滴润湿态的粘滞化转变，进而提升弹跳冷凝模式的抗失效性。

关键词： 纳米结构表面 弹跳冷凝 自驱动行为 分子动力学 能量分析模型

0 引言

蒸汽冷凝作为自然界中普遍存在的能量传递过程，被广泛应用于能源管理、海水淡化和发电等诸多工业领域[1-3]，人类也从未停止对高效节能冷凝模式的探索和追求。众所周知，滴状冷凝的传热系数比膜状冷凝高出 4-7 倍，并且凝结液滴形态行为的演变规律直接影响着表面整体的换热性能[4]。对于传统滴状冷凝，液滴需借助重力作用从光滑表面被动式滑落，其临界脱落尺寸也因此被限制在毛细长度（~2.7 mm）附近[5]，这会严重阻碍液滴脱落冲刷特性的改善和冷凝传热性能的进一步提高。近年来，研究学者通过构筑微/纳米结构超疏水表面以谋求更小的液滴-表面黏附作用[6-8]，并由此发现了新型的弹跳冷凝模式。在该模式中，合并液滴能够不借助外力作用从表面自发跳离，液滴脱离尺寸大幅降低至微米级，表面传热系数也因此提升了近 100%，高达 100~300 kW/(m^2·K)[9]。然而随着壁面过冷度增加，水蒸气更倾向于在结构间隙内密集成核，这使得所生成的凝结液滴由非浸润的 Cassie 态转变为黏附的 Wenzel 态，表面的超疏水性因此发生失效，弹跳冷凝也随之退化为常规的滴状冷凝[10]。由此可见，抗失效性的提升是当前弹跳冷凝传热技术应用的迫切需求，而抑制凝结液滴润湿态的粘滞化转变正是应对该瓶颈问题的“破局之策”。

本文结合非平衡态分子动力学模拟和基于能量守恒模型的理论分析，探究了液滴生命周期中的形态演变规律，并重点探究了成核与生长阶段中的存在的顺序性自驱动行为及其对液滴最终润湿形态的级联效应。结果表明，弹跳冷凝并不是以液滴合并自驱离效应为主导的单

基金项目：国家自然科学基金资助项目（NO. 52076088, No. 52176078 和 No. 52276067）。

一模式，受限型生长也可能导致液滴发生去润湿转变，甚至触发液滴的自发跳离。同时，本文系统探讨了表面结构属性对生长液滴去润湿转变/自弹跳行为的调控作用及机制，这将为凝结液滴润湿态粘滞化转变的抑制提供一种新思路，有望提升弹跳冷凝的抗失效性。

1 模型和方法

为了深入研究液滴在整个冷凝过程中的纳米尺度形态演变细节，尤其是凝结核的初始行为，本文采用了大尺度分子动力学模拟（MD）方法。如图 1 所示，我们构建了相关模型去系统研究冷凝过程的液滴形态演变以及表面结构和本征润湿性对其的影响作用，模拟区域在 x、y 和 z 方向上的尺寸均约为 54.3 nm。其中，纳米结构表面由具有不同结构参数和润湿性的方柱阵列组成，方柱边长 W 固定为 3.1 nm，间距 S，柱高 H 和本征润湿角θ_0均为变量，本研究中共有 120 个由上述参数所组合的表面，其属性参数如表 1 所示。

表 1. 不同纳米方柱表面的几何结构参数（W = 3.1 nm, $S^* = S/W$, $H^* = H/W$）与润湿性（本征润湿角θ_0）。

S^*	H^*	θ_0 (°)
0.5	0.25	126.47 ± 0.68
0.875	1	123.10 ± 0.45
1.25	1.75	117.06 ± 0.96
1.625	2.5	112.93 ± 0.61
2	—	106.97 ± 1.16
2.375	—	—

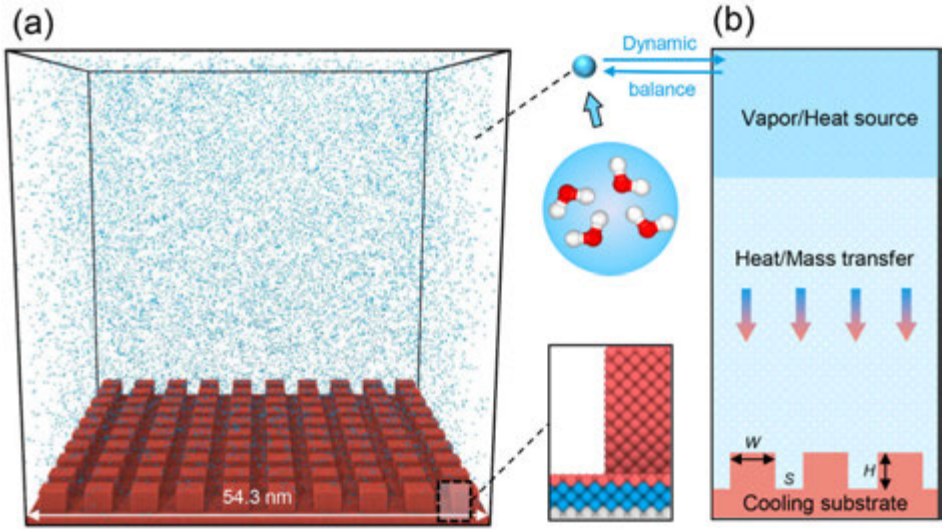


图 1.（a）边长 54.3 nm 的大尺度 MD 冷凝模型。固体基底划分为底部固定层，中间牛顿层和顶部热浴层，气相空间中饱和蒸气由四位点粗粒化水珠子构成。（b）气相空间顶部四分之一区域作为热源和气源，采用巨正则蒙特卡洛方法（GCMC）为冷凝过程持续提供蒸汽。

为了降低计算成本，本文选择更为简单的铜原子（Cu）来构建具有可调润湿性的固体表面，采用粗粒化（CG）模型并根据给定温度下的饱和密度构建水蒸气，其中每个 CG 水珠子（W）代表四个水分子[11]。Cu-Cu、Cu-W 和 W-W 的相互作用分别采用嵌入原子势（embedded atom model, EAM），12-6Lennard-Jones（LJ）势[12]和 Morse 势[11]描述，所有力场参数列于表 2 中[12]。

$$E = 4\varepsilon\left[\left(\frac{\sigma}{r}\right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r}\right)^{6}\right] \quad (1)$$

$$E = D_0\left[e^{-2\alpha(r-r_0)} - 2e^{-\alpha(r-r_0)}\right] \quad (2)$$

表 2. 本文所采用的力场参数[12]：D_0, α, r_0—Morse 势函数参数；ε, σ—Lennard-Jones 势函数参数；r_c—截断半径。

		力场参数			
作用位点	势函数	D_0 (eV)	α (Å^{-1})	r_0 (Å)	r_c (Å)
W-W	Morse	0.03526	0.556	6.29	16
		力场参数			
作用位点	势函数	ε (eV)	σ (Å)	r_c (Å)	
Cu-W	12-6 LJ	adjustable	3.586	13	
		力场参数			
作用位点	势函数	—			
Cu-Cu	EAM	—			

在对模型进行能量最小化后，本文首先对系统进行了预平衡。为了获得温度为 500 K 下气固液三相共存的平衡状态，整个系统在正则（NVT）系综下通过 Nose-Hoover 方法施加热浴 1 ns 并达到稳定。接着在后续 10 ns 的相变阶段中，顶部 GCMC 区域被切换为巨正则（μVT）系综而其余部分则切换为微正则（NVE）系综，此外，采用 Langevin 控温器将基底热浴层的温度稳定控制在 300 K。所有算例均采用开源代码 LAMMPS 执行并使用 Ovito 软件进行可视化处理。长程静电作用采用 PPPM 算法计算，相对误差精度设置为 1×10^{-5}，范德华力和库仑力的截断半径分别取为 12 Å 和 10 Å，时间步长取为 1 fs。

2 结果与讨论

2.1 液滴空间选择性成核

如图 2a 所示，伴随着与底部低温壁面的不断碰撞，起初随机散乱分布的气体水珠子被壁面所捕获并聚集成为团簇。并且，大多数凝结核规律性地分布在粗糙结构内部，呈现出成核位置的空间选择性，即对于均质表面来说，凝结核会不可避免地在表面裂隙中优先形成。为了解释这一机制，本文借助经典成核理论（CNT）对不同空间位置处的成核能垒进行了计算和分析。对于非均相成核来说，假设液核尺寸为临界成核半径r_e，那么它的成核能垒ΔG可以表示为

$$\Delta G = -\frac{\rho V}{M} k_B N_A T_s \cdot \ln s + \sigma_{LV}(A_{LV} - A_{SL} \cdot \cos\theta) \quad (3)$$

其中，ρ，M和V分别为液体密度、摩尔质量和液核体积；k_B，N_A和T_s分别代表玻尔兹曼常数，阿佛加德罗常数和壁面温度；s为过饱和度，其定义为蒸气压力P_∞与壁温T_s所对应压力P_s的比值；σ_{LV}，A_{LV}，A_{SL}和θ分别代表了表面张力，气液界面面积，固液界面面积和杨氏接触角。本文所研究的纳米方柱阵列表面存在两处典型的成核位置，即位于柱顶的球冠状液核和位于柱底的球楔状液核，所对应的成核能垒ΔG_1和ΔG_2如图 2b 所示。可以看出，嵌入在结构内部的液核具有更小的气液界面自由能，因此成核能垒更低（$\Delta G_2 < \Delta G_1$），因此，成核更容易在结构间隙中发生。此外，ΔG_2还会受到结构尺寸的影响，如图 2b 中的插图所示，液核起初仅仅与单个方柱侧面接触，但随着柱间距 S 的减小到临界值$(1-\cos\theta)r_e$时，液核开始被两侧的方柱同时夹在中间，此时由于气液界面自由能的缩减，ΔG_2进一步被降低。

此外，为了从分子角度给出空间选择性成核的解读，本文分析了水珠子在不同气液界面

处的势能分布特性。本文选取了一个结构单元（2×2 方柱）并由此计算出单个 CG 水珠子和所有固体原子间的势能 U。图 2c 相应展示了三个代表性截面处的势能分布。可以发现其具有明显的空间非均匀性，而且低势能区域（柱底）与液滴初始成核位置近似重合。在低势能区域中，强有力的固液相互作用促进了热能交换并使得水珠子受到更强的限制作用。因此，液核倾向于在结构单元内部孕育生长，从而表现为空间选择性的成核特性。

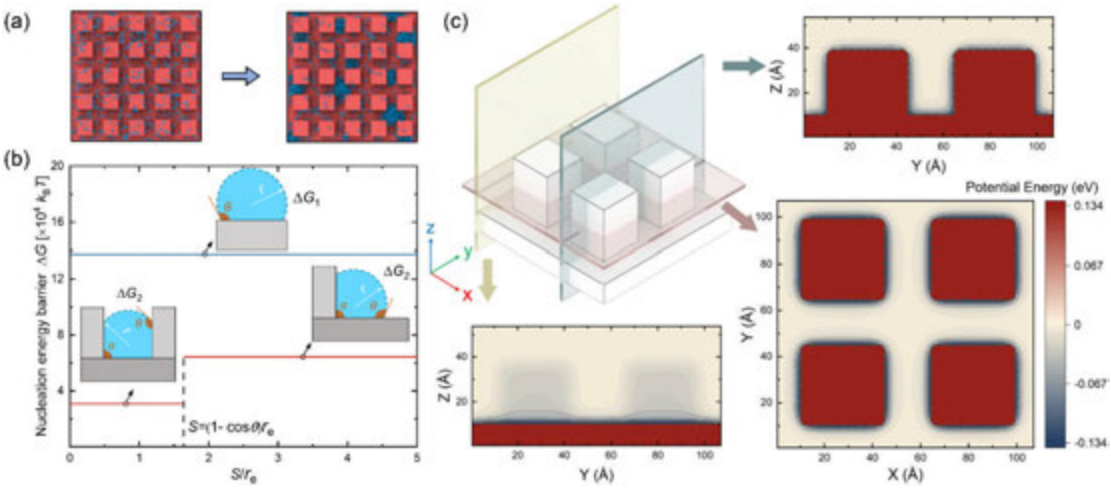


图 2.（a）水蒸气的空间选择性成核。（b）纳米方柱表面不同位置处的成核能垒。（c）纳米方柱表面结构单元在水平截面和不同竖直截面处的势能分布。

2.2 液滴横向受限型生长

在结构内部成核之后，液滴会以三种不同的典型模式进行持续生长，如图 3a 所示，液滴在生长阶段初期均呈现近似球冠状，但随后会填充单元结构间隙而发生变形。液滴在其顶部气液表面超过柱顶上边缘之后，开始朝横向和纵向同时膨胀。但有意思的是，进一步的生长会导致液滴发生润湿状态转变，它有可能仍然钉扎在结构间隙内部（浸润的 Wenzel 态，模式I），也可能迁移至结构顶端（悬浮 Cassie 态/去润湿转变，模式II）甚至自发从表面跳离（自弹跳，模式III）。

图 3b 示意了上述横向受限型的生长过程，其动态演化过程也可借助图 3d 中的可视化快照进行观察。可以发现，在生长的初始孕育期，液滴完全嵌入在结构间隙内，其形状可近似为一个由四周方柱包围的轴对称圆柱体。在当液滴纵向的三相接触线到达柱顶时，液滴顶部气液界面的曲率半径R_1会随着液滴头的膨胀而逐渐增大，而底部气液界面的曲率半径R_2则基本保持不变，这将产生一个向上的非对称 Laplace 压差ΔP。在当液滴生长到一定尺寸时，驱动力ΔP变得足够可以克服表面黏附力，从而使得被挤压的液滴主体从结构间隙中脱离。

为了定量证实上述受力分析，本文从液滴形貌中提取出了液滴头的曲率半径R_1和动态接触角θ，其随时间的变化趋势如图 3c 所示。在初始的孕育阶段，由拟合数据所得到的R_1数值（17.78 Å）近似等于R_2的计算值（$S/2\cos(\pi-\theta_0)$，16.84 Å），但这一平衡在后期爆发生长阶段中很快被打破。当液滴持续生长并从结构间隙中冒出时，R_1随着液滴头的快速膨胀而急剧增加，而R_2在受到结构的限制作用下几乎保持不变。因此，上下界面曲率半径差的不断增加导致不对称 Laplace 压差ΔP ($\Delta P = P_2 - P_1 \approx 2\sigma(1/R_2 - 1/R_1)$)也持续增加。此外，从$R_1$和$\theta$的变化趋势可以看出，液滴头的膨胀先后呈现固定接触线（CCL）和固定接触角（CCA）模式。这是因为当液滴头刚从柱顶突出时，它的接触线因钉扎作用而被限制在柱顶边缘，因此液滴的持续增长会促使动态接触角θ急剧增加而接触半径R_c基本维持不变，这会提供一个

逐渐增强的去钉扎力$F_D = 2R_c\sigma(\cos\theta - \cos\theta_0)$。当$\theta$增加到一个临界值，即前进接触角时，$F_D$能够克服钉扎力$F_P$而移动接触线，这会导致液滴头以近似不变的接触角$\theta$朝着纵向和横向同时膨胀。

此外，为了研究液滴受限生长诱导自弹跳的动力学特性，本文从液滴轨迹中提取出了质心高度 Z 和竖直速度U_Z。如图 3d 所示，可以发现 Z 和U_Z均先保持不变，然后以幂函数形式随时间不断增加。这是因为在初始的孕育阶段，液滴尾受到钉扎作用而停滞在柱底，液滴主体因此在持续的生长过程中不断被拉伸，当液滴头膨胀至一定尺寸并获得足够的 Laplace 压差后，液滴主体连带液滴尾开始急剧回缩，所产生向上的动量会推动液滴运动。

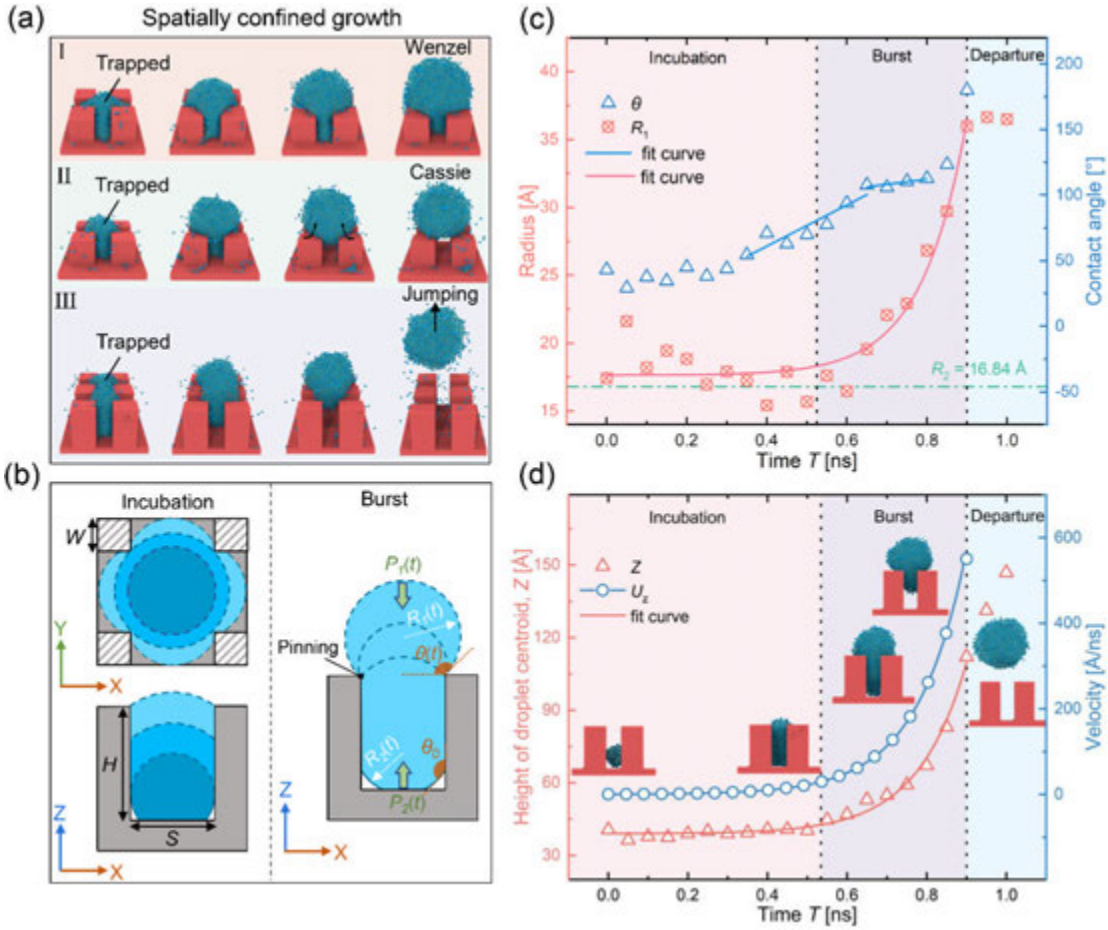


图 3.（a）纳米方柱表面上孤立液滴横向受限型生长的不同模式：生长诱导自弹跳和去润湿转变。（b）受限生长过程示意图，液滴先向上生长并受到挤压（孕育阶段），随后液滴头超越柱顶并开始快速膨胀（爆发阶段）。（c）液滴头气液界面曲率半径R_1和动态接触角θ随时间的演化趋势。（d）液滴质心高度 Z 和竖直速度U_Z随时间的变化。插图展示了各阶段中液滴的位置和形态。

2.3 表面结构属性的调控机制

图 4a 是上述液滴横向受限型生长三种模式（Wenzel，Cassie 和自弹跳）随表面结构拓扑参数（无量纲柱间距S^* (S/W)和柱高H^* (H/W)）和润湿性（本征接触角θ_0）变化对应的相图，该图可用于指导设计表面微纳结构来精准有效地控制液滴生长过程中的润湿状态。可以看出，随着柱间距S^*的减小、柱高H^*和本征接触角θ_0的增大，液滴会依次经历 Wenzel 态、Cassie 态和跳跃态。由此可以推断，具有良好疏水性的致密纳米结构可以增强纳米液滴的移

动性，这归因于液滴变形所储存的过余表面能和固液界面处摩擦耗散之间的相互竞争，对此，本文针对液滴的横向受限型生长开展了能量分析。

从能量守恒角度来看，变形液滴与体积相同的球状液滴相比具有更大的表面积。因此，受到挤压的液滴中会储存多余的表面能，在其恢复到球形的过程中，所释放的过余表面能会部分转变为动能。为了阐明受限液滴临界（最小）自弹跳尺寸与表面纳米结构属性之间的关联，本文提出了相应的双阶段-能量模型来描述孤立液滴的受限生长过程，如图 4b 所示。模型首先针对液滴在单元结构间隙内部的纵向生长阶段并着重考虑了前后阶段间的临界转变时刻，此时变形液滴可近似为一个不完整的圆柱体，并且通过计算表面能E_{S}变化可发现液滴在此阶段中更偏向于纵向生长而不是横向膨胀，对应临界时刻的液滴半径r_{p}可通过$\partial E_{\mathrm{S}}/\partial r = 0$的条件数值求解得到，具体满足以下关系：

$$E_{\mathrm{S}} = \sigma_{\mathrm{LV}} A_{\mathrm{LV}} - \sigma_{\mathrm{LV}} A_{\mathrm{SL}}(1+\cos\theta_0)$$

$$A_{\mathrm{LV}} = (2\pi - 4\alpha) rH + \left[\pi r^2 - 4\left(\frac{d^2}{2} + A_{\mathrm{arch}}\right)\right] \tag{4}$$

$$A_{\mathrm{SL}} = 8Hd + \left[\pi r^2 - 4(\frac{d^2}{2} + A_{\mathrm{arch}})\right] \tag{5}$$

$$A_{\mathrm{arch}} = \frac{\alpha}{2} r^2 - \frac{1}{2}\left[\sqrt{2} d\left(\frac{\sqrt{2}d}{2} + \frac{\sqrt{2}S}{2}\right)\right] = \frac{\alpha}{2} r^2 - \frac{(S+d)d}{2} \tag{6}$$

$$\frac{S}{2} + d = r\cos(\frac{\pi}{4} - \frac{\alpha}{2}) \tag{7}$$

$$d = \sqrt{2} r \sin\frac{\alpha}{2} \tag{8}$$

在阶段二中，液滴头从表面结构中突出并开始膨胀，三相接触线因钉扎在方柱边缘而使得液滴以固定接触线（CCL）模式进行生长，因此在膨胀阶段，液滴表观接触角θ可以由液滴半径R表示为$\theta = \sin^{-1}(r_{\mathrm{p}}/R)$，如图 4b 所示。假设液滴最终生长到一定尺寸并最终跳离了表面，那么其动态行为满足能量守恒方程，即

$$\Delta E_{\mathrm{S}} = E_{\mathrm{k}} + E_{\mathrm{adh}} + E_{\mathrm{vis}} + E_{\mathrm{cl}} \tag{9}$$

其中，ΔE_{S}，E_{k}，E_{adh}，E_{vis}和E_{cl}分别为释放的表面能、液滴动能、表面黏附功、内部流动和接触线移动所引起的能量耗散，并且满足以下关系[13]：

$$\Delta E_{\mathrm{S}} = \sigma_{\mathrm{LV}}(\Delta A_{\mathrm{LV}} - \Delta A_{\mathrm{SL}}\cos\theta_0) \tag{10}$$

$$\Delta A_{\mathrm{LV}} = 2\pi R^2(1-\cos\theta) + (2\pi - 4\alpha) r_{\mathrm{p}} H - 4\pi {R_{\mathrm{f}}}^2 \tag{11}$$

$$\Delta A_{\mathrm{SL}} = 8Hd + \left[\pi {r_{\mathrm{p}}}^2 - 4(\frac{d^2}{2} + A_{\mathrm{arch}})\right] \tag{12}$$

$$A_{arch} = \frac{\alpha}{2} {r_p}^2 - \frac{(S+d)d}{2} \tag{13}$$

$$R = r_{\mathrm{p}}/\sin\theta \tag{14}$$

$$\frac{4\pi}{3} {R_{\mathrm{f}}}^3 = \frac{\pi}{3}(1-\cos\theta)^2(2+\cos\theta)R^3 + \left[\pi {r_p}^2 - 4(\frac{d^2}{2} + A_{\mathrm{arch}})\right] \tag{15}$$

$$E_{\mathrm{adh}} = \sigma_{\mathrm{LV}}(1+\cos\theta)\Delta A_{\mathrm{SL}} \tag{16}$$

$$E_{\mathrm{vis}} \approx \frac{\pi}{2}\mu H^2 \sqrt{\frac{-\cos\theta_0 \sigma_{\mathrm{LV}}}{\sqrt{2} S\rho}} \tag{17}$$

$$E_{\mathrm{cl}} = 2\mu_{\mathrm{cl}} H L_{\mathrm{cl}} \sqrt{\frac{-\cos\theta_0 \sigma_{\mathrm{LV}}}{\sqrt{2} S\rho}} \tag{18}$$

将式(10)-(18)代入式(9)，能够得到给定拓扑结构(S和H)和润湿性(θ_0)的表面条件下，液滴动能E_k的数值。通过设定$E_k \geq 0$，可以通过数值求解得出生长液滴发生自弹跳时的临界（最小）半径R_m和临界（最小）接触角θ_m。

图 4c 和 4d 分别展示了液滴发生自弹跳时的临界（最小）半径R_m和接触角θ_m随表面结构拓扑参数的变化趋势。结果表明R_m和θ_m均会随着柱高H的增加和柱间距S的减小而减小，也就是说，细长且密致的纳米方柱有利于液滴储存更多的过余表面能，从而促使变形拉伸的液滴改变润湿状态或自发跳离表面，这一趋势与图 4a 中的模拟结果一致。

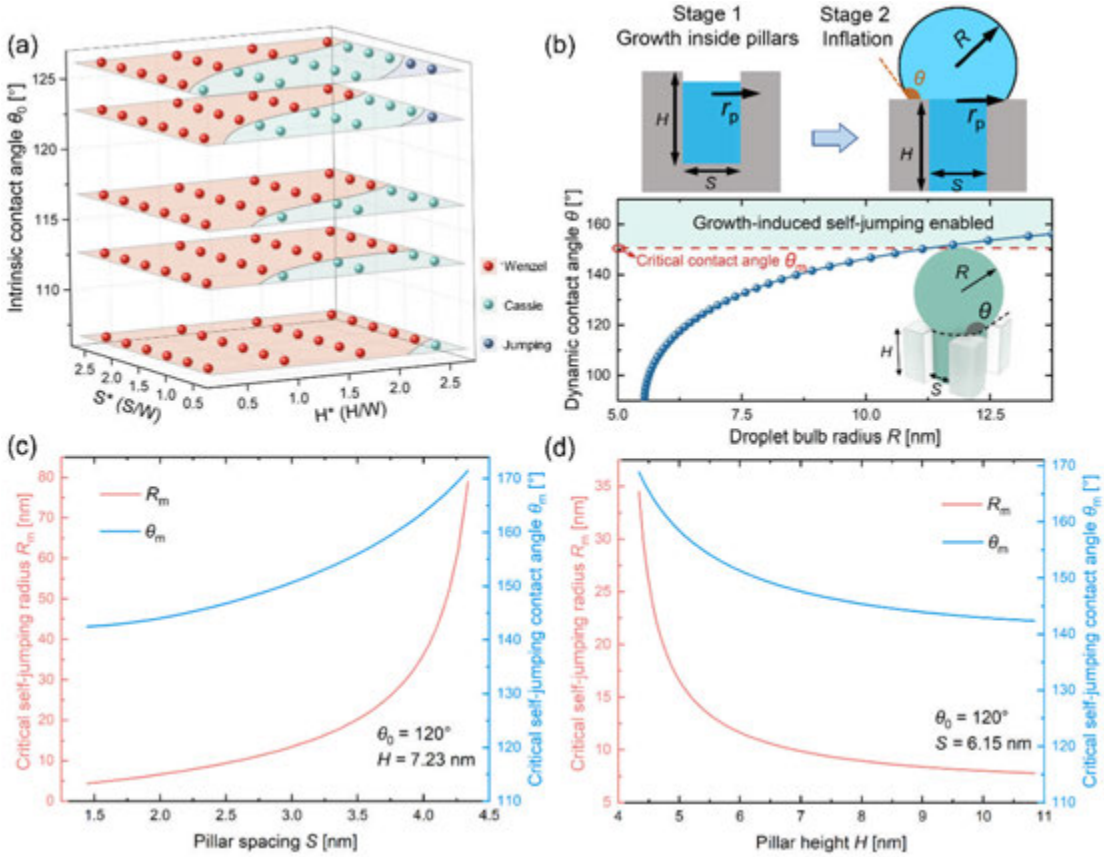


图 4. 液滴不同的生长模式及其能量分析：（a）受限型生长的三种模式（Wenzel，Cassie 和自弹跳）与表面结构拓扑参数（无量纲柱间距S^* (S/W)和柱高H^* (H/W)）和润湿性（本征接触角θ_0）相对应的变化相图。（b）液滴受限型生长的双阶段-能量分析模型以及液滴表观接触角随液滴半径的变化关系。（c）生长液滴自弹跳时的临界（最小）半径R_m和接触角θ_m随表面结构柱间距 S 的变化趋势。（d）生长液滴自弹跳时的临界（最小）半径R_m和接触角θ_m随表面结构柱高 H 的变化趋势。

3 结论

本文结合非平衡态分子动力学模拟和基于能量守恒模型的理论分析，研究了纳米尺度凝结液滴在不同拓扑参数和润湿性的方柱阵列表面上的多种自驱动形态转变行为和迁移。研究发现，凝结液滴生命周期的各个子阶段对液滴最终润湿形态具有级联效应。起初，归因于较低的成核能垒，凝结核更倾向于在纳米结构间隙内部孕育产生；随后，其横向扩张受到方柱侧壁面的物理限制而开始纵向生长，受到挤压的液滴在非对称的 Laplace 压差作用下可能会发生状态转变（Wenzel-Cassie 去润湿转变和自弹跳）。所构建的能量模型显示，生长液滴的最小自弹跳尺寸会随着柱间距的减小或者柱高的增加而减小，即细长且致密的结构会使得液滴在挤压变形过程中储存更多的表面能，进而促进液滴的去润湿转变。以上工作将为纳米

结构表面的设计制备提供参考，以抑制凝结液滴的润湿态转变，进而提升弹跳冷凝模式的抗失效性。

参考文献

[1] A. T. Paxson, J. L. Yague, K. K. Gleason, K. K. Varanasi, Stable dropwise condensation for enhancing heat transfer via the initiated chemical vapor deposition (iCVD) of grafted polymer films, Adv. Mater. 26 (2014) 418-423.

[2] W. Wang, Y. Shi, C. Zhang, S. Hong, L. Shi, J. Chang, R. Li, Y. Jin, C. Ong, S. Zhuo, P. Wang, Simultaneous production of fresh water and electricity via multistage solar photovoltaic membrane distillation, Nat. Comm. 10 (2019) 3012.

[3] M. Zou, Y. Zhang, Z. Cai, C. Li, Z. Sun, C. Yu, Z. Dong, L. Wu, Y. Song, 3D Printing a Biomimetic Bridge-Arch Solar Evaporator for Eliminating Salt Accumulation with Desalination and Agricultural Applications, Adv. Mater. 33 (2021) e2102443.

[4] J. Rose, P. I. Dropwise condensation theory and experiment: a review, Mech. Eng. A-J. Pow. 216 (2002) 115-128.

[5] I. Tanasawa In. Critical size of departing drops, Proceedings of 5th International Transfer Conference, 1974; p 188.

[6] D. Wang, Q. Sun, M. J. Hokkanen, C. Zhang, F.-Y. Lin, Q. Liu, S.-P. Zhu, T. Zhou, Q. Chang, B. He, Design of robust superhydrophobic surfaces, Nature 582 (2020) 55-59.

[7] H. Lambley, T. M. Schutzius, D. Poulikakos, Superhydrophobic surfaces for extreme environmental conditions, Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A. 117 (2020) 27188-27194.

[8] M. Jiang, Y. Wang, F. Liu, H. Du, Y. Li, H. Zhang, S. To, S. Wang, C. Pan, J. Yu, Inhibiting the Leidenfrost effect above 1,000° C for sustained thermal cooling, Nature 601 (2022) 568-572.

[9] J. B. Boreyko, C.-H. Chen, Self-propelled dropwise condensate on superhydrophobic surfaces, Phys. Rev. Lett. 103 (2009) 184501.

[10] E. Ölçeroğlu, M. McCarthy, Self-organization of microscale condensate for delayed flooding of nanostructured superhydrophobic surfaces. ACS Appl. Mater. Interfaces 8 (2016) 5729-5736.

[11] S.-W. Chiu, H. L. Scott, E. Jakobsson, A coarse-grained model based on Morse potential for water and n-alkanes, J. Chem. Theory Comput. 6 (2010) 851-863.

[12] S. Gao, J. Qu, Z. Liu, W. Liu. Sequential Self-Propelled Morphology Transitions of Nanoscale Condensates Enable a Cascade Jumping-Droplet Condensation. Nano Energy, 113 (2023) 108558.

[13] A. Vandadi, L. Zhao, J. Cheng, Resistant energy analysis of self-pulling process during dropwise condensation on superhydrophobic surfaces, Nanoscale Adv. 1 (2019) 1136-1147.

[14] M. D. Mulroe, B. R. Srijanto, S. F. Ahmadi, C. P. Collier, J. B. Boreyko, Tuning Superhydrophobic Nanostructures To Enhance Jumping-Droplet Condensation, ACS Nano 11 (2017) 8499-8510.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233355

基于环路热管的自驱动冷板散热系统的性能实验研究

柳洋，陈岩，王靖童，陈超伟，辛公明*
山东大学能源与动力工程学院，济南 250061
Tel: 0531-88399919; E-mail: xingm@sdu.edu.cn

摘要：利用环路热管的运行原理，在其绝热段添加了一个具有多孔通道的冷板部件，设计并制造了一种不需要额外液体泵送功耗，并可以自驱动内部液体循环的冷板散热系统。通过实验的方法，成功使该系统稳定运行，验证了所设计系统的可行性。添加多孔冷板的散热系统将原本环路热管系统的散热能力提升了最高40%左右。同时，探究了充液率等参数以及系统中各个部件的运行情况对系统性能的影响，并最终提出了相应的优化方案。

关键词：环路热管；多孔介质；微通道冷板；自驱动

0 前言

随着电子器件的不断发展，根据摩尔定律的预测，电子器件的性能每过两年左右，性能提升1倍，并且目前电子器件的性能提升速度已经远远超过摩尔定律的预测，其性能的提升带来了功耗的升高的同时，对散热的能力也提出了更高的要求[1]。据统计，电子器件失效的原因中，55%是由于温度过高引起的，运行温度每升高10 ℃，其寿命会降低约 50%[2]。因此，对于电子器件的热管理在整个设备运行过程中显得尤为重要[3]。目前，对于电子器件的散热方式主要分为两种[4]，一种为被动式散热，主要依靠高导热部件将热量从电子器件处带走，再进行散热，主要部件包括翅片[5][6]、热管[7][8]等。另一种为主动式散热，主要通过施加额外功耗，强制流体对其进行散热，目前常用的主要方式包括风冷、液冷[9]等方式。

液冷散热方式具有散热能力强、噪音低以及能耗低等优势，目前已经成为“双碳”目标下的电子器件散热的新兴方式，冷板式液冷是目前成熟度最高，运用最为广泛的液冷散热方式。由于微通道结构的表面积大，具有极强的散热效果，被认为是下一代最具潜力的散热方式[10][11]，目前已经被应用于液冷系统的冷板结构优化中，而多孔介质作为一种特殊的微通道结构，其内部流道结构复杂，相较于常规通道具有更大的表面积，能够有效的强化通道内的对流换热过程[12]，但是其内部流动状态较为复杂，且制造困难成本较高，因此其应用较少。但是微通道结构虽然能够显著的强化换热，但其内部流动压降大，因此需要消耗大量的功耗驱动其内部流体流动换热。而环路热管作为一种特殊的热管，其蒸发器内具有特殊的多孔介质作为毛细芯，可以依靠内部工质相变产生的毛细驱动力实现工质的单向流动运行[13][14]，因此可以作为一种特殊的“毛细泵”，在吸收热源热量的同时，驱动整个系统各个部件内的流体循环。

因此，本研究基于环路热管的运行原理，同时结合微通道及多孔介质在换热过程中的优势，设计了一种可以依靠毛细力驱动且不需要额外的外部驱动力，并且具有多孔微通道冷板的新型散热系统，并通过实验对其散热性能进行了表征。

基金项目：国家自然科学基金项目（U20A20300）

1 实验系统搭建

1.1 实验段设计及制造

本文所研究的散热系统设计过程中，使用的原始环路热管为方形平板型环路热管，其材质为 304 不锈钢，毛细芯的材质为烧结镍(Ni)粉，其具体参数如表 1 所示。冷板处采用常规的底板加盖板的形式，底板为铜板并在表面通过蚀刻的方式加工长、宽、深分别为 60 mm、10 mm 以及 0.2 mm 的凹槽作为布置多孔结构微通道的区域，其中进口段为 10 mm 长，出口段为 10 mm 长，其余 40 mm 长度用于添加多孔泡沫铜材料。盖板为聚碳酸酯(PC)材料，底板及盖板通过螺栓固定及密封，具体结构如图 1 所示。

表 1 环路热管具体参数

结构	名称	参数（单位）	结构	名称	参数（单位）
蒸发器	长/宽/高	80/75/9 (mm)	绝热段管路	长	160 (mm)
	壁厚	0.5 (mm)		内/外径	2/3 (mm)
补偿器	长/宽/高	40/75/9 (mm)	液体段管路	长	900 (mm)
	壁厚	0.5 (mm)		内/外径	2/3 (mm)
蒸汽段管路	长	300 (mm)	毛细芯	长/宽	80/70 (mm)
	内/外径	2/3 (mm)		厚度	6 (mm)
冷凝段管路	长	800 (mm)		孔径	4 (μm)
	内/外径	2/3 (mm)		孔隙率	60%

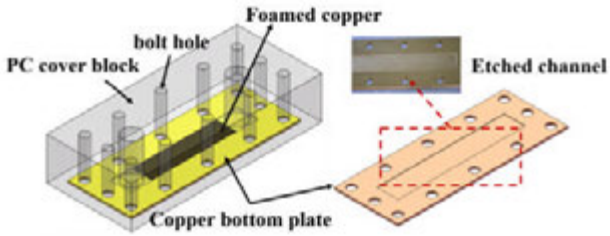


图 1 冷板结构示意图

按照如图 2 所示的方式将原始环路热管的绝热段打开，连接冷板，则该系统的运行方式如下所述：首先，蒸发器处吸收热源热量，内部工质相变，蒸发器处压力升高，由于毛细芯的毛细力存在，蒸汽不能穿过毛细芯进入补偿腔，会汇聚到蒸发器蒸汽出口处并进入气体管路中，蒸汽流经冷凝管路被冷凝后，变为过冷的液体工质，进入并流经冷板，带走冷板处的热量后又进入冷凝段，成为过冷液体进入液体管路并补充回补偿腔，通过毛细芯的毛细力回到毛细芯内的气液界面处，重新被蒸发完成循环。该循环不需要任何的外部驱动力，依靠内部工质的流动以及相变完成整个系统的散热过程。

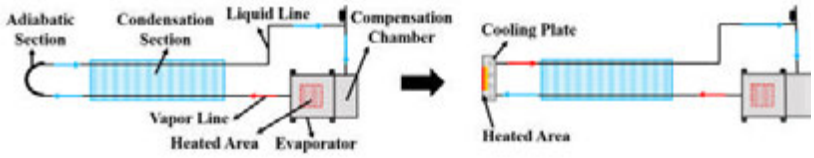


图 2 系统设计及运行模式示意图

实验段搭建完成后，需对其进行抽真空和充液操作，首先使用 KYKY FJ-700 型分子泵机组将实验段的真空度控制在 5×10^{-4} Pa 以下，然后充入 30 mL、40 mL 以及 50 mL

液体工质，对应充液率分别为 50%（低）、65%（中）以及 80%（高）左右。为了提高该散热系统的设计在电子设备中使用的可靠性，使用 Noah-2100A 型的电子氟化液作为工质，其具体的参数如表 2 所示。从表中可以看出，该种类型的电子氟化液具有低粘度、低沸点、较大的表面张力以及较高的气化潜热，适合作为热管工质。

表 2 Noah-2100A 型电子氟化液部分参数

参数名称	值（单位）	参数名称	值（单位）
组分	全氟-4-甲基-2-戊烯	CAS 编号	2070-70-4
密度	1.601 (g/mL)	比热（25℃）	1.279 (J/(g·℃))
气化潜热	93.22 (J/g)	导热系数（25℃）	0.535 (W/(m·℃))
动力粘度（25℃）	0.379 (mm^2/s)	表面张力	11.44 (mN/m)

1.2 实验台设计及搭建

散热系统性能测试实验台主要包括加热系统、冷却系统、数据采集系统以及实验段。加热系统主要包括两部分，一是冷板处的热源，采用尺寸为 1 cm×1 cm 的陶瓷加热片并使用 Faith FTP3000 型直流电源对其进行供电；另一部分是蒸发器处的热源采用 4 根加热棒均匀布置于一块铜块内制成的加热块，其加热面的大小为 4 cm×4 cm，使用 HYB1760 型交流稳压电源对其进行供电。冷却系统采用冷凝块，散热系统的冷凝段管路插入冷凝块中，冷凝块的内部通入 10 ℃的恒温水，为保证水量充足，实验中使用两台 LAUDA WKL1000 型恒温制冷机组对冷却系统供应冷却水。

(a) 原始环路热管热电偶布置　　(b) 新散热系统热电偶布置

图 3 热电偶布置示意图

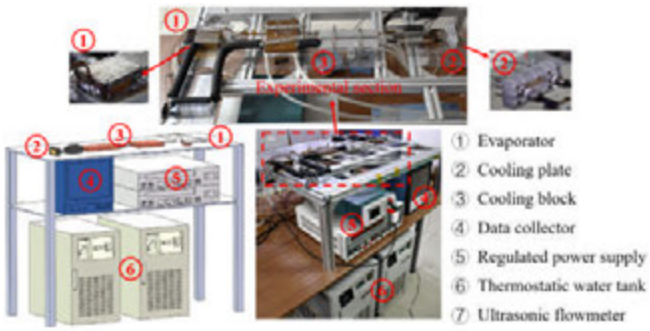


图 4 实验台示意图及实物图

数据采集系统主要测量实验过程中散热系统各个部分的温度值，采用 T 型热电偶对各个测温点的温度进行采集，环路热管原系统以及新散热系统的热电偶的布置如图 3 所示。同时，为了测量环路内的流量数据，在 9 号和 10 号热电偶之间布置了管夹式超声波流量计，这样布置可以保证流经流量计的流体为过冷的纯液体工质，防止气体工质对流量计测量数据的影响。搭建完成了实验台如图 4 所示，所有的管路及蒸发器等金属壳体均使用厚度为 1 cm 的保温棉包裹，以减少实验段向环境漏热的影响。

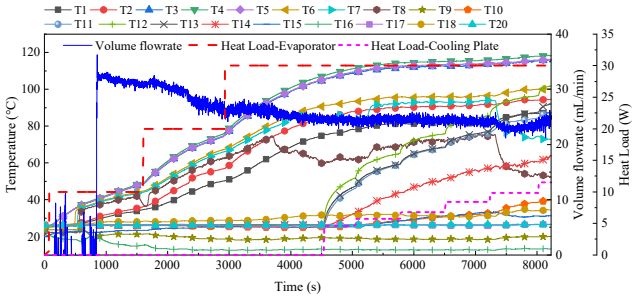
1.3 实验实施过程及不确定性分析

实验过程中，按照如下所述过程进行，首先要保证整个环路内部工质开始循环，因此需要先对蒸发器处施加热负荷使蒸发器处有气体工质进入气体管路中，整个环路内工质开始循环，然后对冷板处施加热负荷。实验过程中，为了保证实验的安全性并参考电子器件的运行温度，系统最高温度确定为 120 ℃左右。

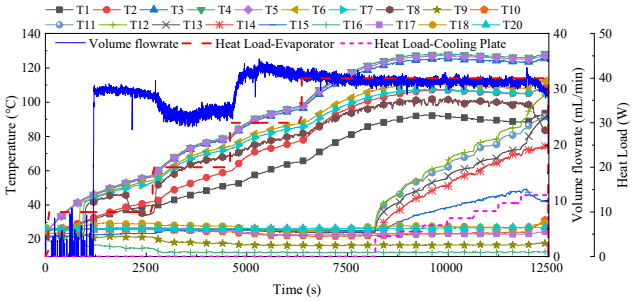
实验中各参数的不确定性主要来自于测量数据的误差，主要包括冷却水的温度偏差为±0.5 ℃，热电偶的测温误差为±0.1 ℃，流量计的测量误差为±1 mL/min，给热源供电的电源的负载稳压率为±0.5%。经计算，各个实验结果表征参数中最大误差不超过 5%。

2 实验结果及分析

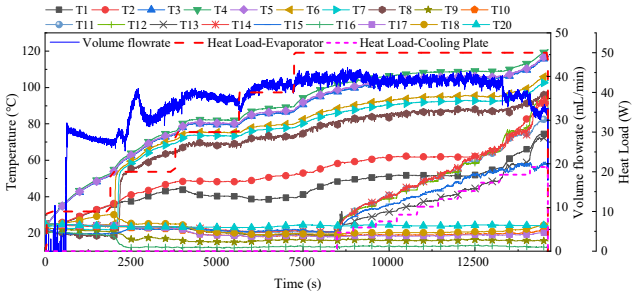
2.1 散热系统运行性能表征



(a) 30mL 充液量系统运行曲线



(b) 40mL 充液量系统运行曲线



(c) 50mL 充液量系统运行曲线

图 5 散热系统运行过程中参数变化曲线

按照上文所述的方式对散热系统的性能进行了表征，运行过程的温度及流量变化曲线如图 5 所示。从图中可以看到，对蒸发器施加热负荷后，随着蒸发器处温度升高，毛

细芯内的液体工质蒸发，蒸发器内的压力升高，蒸汽进入气体管路，环路内的流量突升，整个环路内的流体工质开始循环。整个散热系统中的蒸发器以及冷板均可以在相应热负荷下保持温度恒定，并且在各个充液率下均可以稳定运行，验证了本文所设计的自驱动冷板散热系统的可行性。

对比添加多孔冷板前后的系统在安全温度下能够达到的最大热负荷，结果如图 6 所示，可以发现，在不同充液率下，添加冷板结构后，系统整体能够承受的热负荷均大于原始环路热管系统，在高充液率条件下，系统整体能够承受的最高热负荷值最大，可以达到 75W 左右，而在低充液率条件下，新系统相对于原环路热管系统所承受的最大热负荷提升最大，是原系统的 1.5 倍左右。

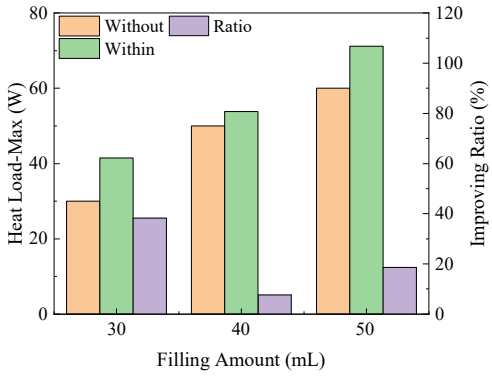


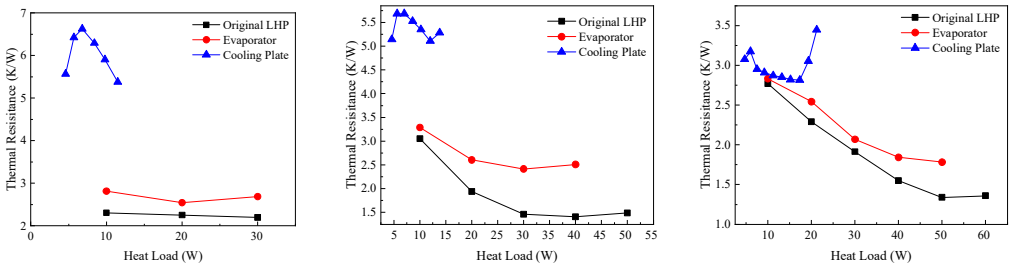
图 6 添加多孔冷板前后系统的最大热负荷

同时，计算了原环路热管以及添加冷板后系统的各处热阻，其结果如图 7 所示，各部分热阻计算公式如下所示，其中 R 为各处的热阻；Φ 为各处的热负荷；T_{Eva}为蒸发器处温度，其值为 T3、T4、T5 的平均值；T_{CP}为冷板铜底板的温度，其值为 T11、T12、T13 的平均值；T_{Cond}为原环路热管冷凝段的温度，其值为 T16；T_{Cond1}为第一段冷凝段的出口温度，其值为 T9；T_{Cond2}为第二段冷凝段的出口温度，其值为 T16。

$$R_{LHP}=\frac{T_{Eva}-T_{Cond}}{\Phi} \tag{1}$$

$$R_{Eva}=\frac{T_{Eva}-T_{Cond2}}{\Phi_{Eva}} \tag{2}$$

$$R_{CP}=\frac{T_{CP}-T_{Cond1}}{\Phi_{CP}} \tag{3}$$



(a) 30 mL (b) 40 mL (c) 50 mL

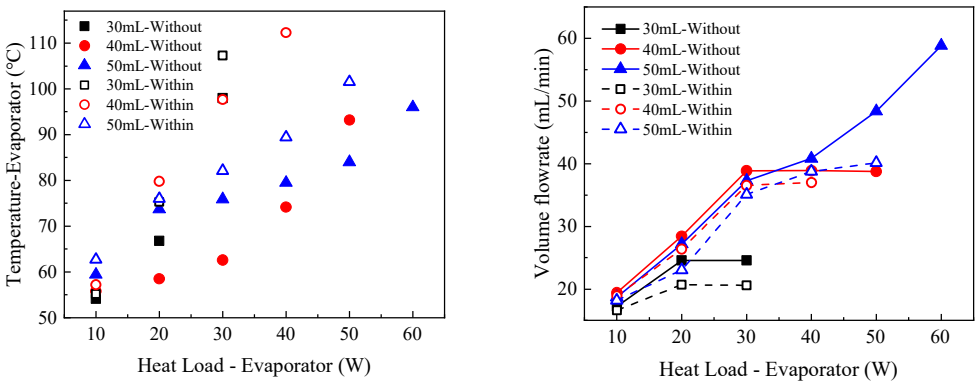
图 7 各个充液率下添加冷板前后系统各部分运行热阻

从图中可以看到，添加了冷板结构之后的蒸发器热阻相较于原始环路热管热阻有所升高，并且冷板处的热阻高于蒸发器处热阻，因此判断，对于所设计的新型散热系统来说，应将重点聚焦于冷板处的优化，使其热阻降低。

2.2 蒸发器与冷板的互相影响规律探究

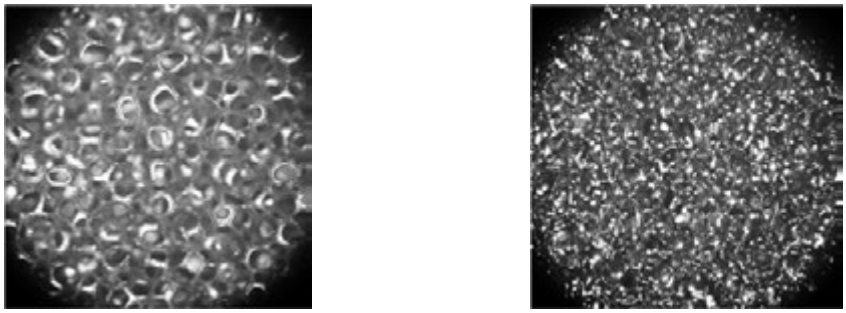
2.2.1 添加冷板对蒸发器运行的影响

首先，本文对比了添加具有多孔微通道结构的冷板前后（Within、Without）的系统内流量及蒸发器温度变化，如图 8 所示，从图中可以明显看到，在添加了冷板之后，系统蒸发器在相同热负荷的工况下，稳定运行温度上升且系统内的循环流量下降。在环路热管理论中，毛细芯的毛细驱动力需要克服工质在管路内的流动阻力，环路热管才能正常运行，因此判断具有多孔微通道的冷板的加入对于原环路热管系统来说，增加了工质在管路内的流动阻力，蒸发器内产生的气体工质进入管路内开始循环的阻力变大，因此造成了系统内循环流量的降低，工质相变速率变低，换热效果下降，蒸发器工作温度上升，这也解释了图 7 中冷板的加入导致了蒸发器处热阻的升高。



(a) 蒸发器温度对比　　(b) 环路内循环流量对比

图 8 添加冷板前后蒸发器温度及循环流量变化



(a) 挤压前　　(b) 挤压后

图 8 多孔泡沫铜挤压前后内部形貌(放大 50 倍)

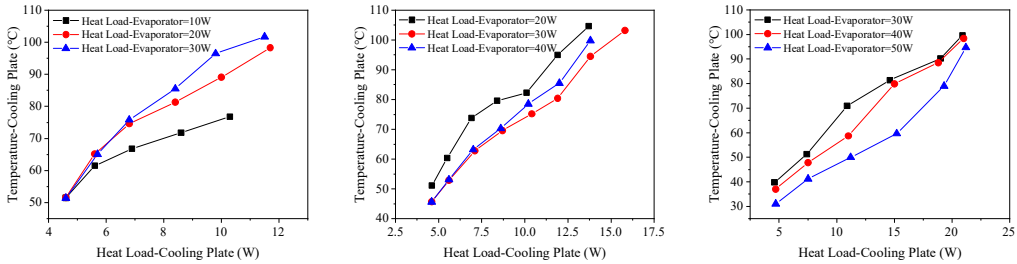
运行性能测试实验后，将冷板内的多孔介质泡沫铜取出，对其参数进行测量。原泡沫铜原料为 2 mm 厚，孔隙率为 98%左右，孔径为 130 ppi。经测量，冷板内的泡沫铜经过填充并且挤压后，其厚度为 0.25 mm，孔隙率减少为 37.4%。其原始状态及挤压后状态如图 9 所示。通过对比挤压前后的多孔泡沫铜，可以明显看到挤压后的孔隙更密，并且孔隙率测得数据显示，挤压后的泡沫铜孔隙率过低，因此判断整个冷板内流动区域内

的空间太小，因此内部流阻过大，从而导致整个系统的循环流量降低。

从而判断多孔微通道冷板的加入增加了内部流体循环的阻力，使封闭环路内的循环流量降低，导致流体工质在蒸发器和冷凝器处的吸放热量减少，从而使蒸发器处的运行温度升高。

2.2.2 冷板处运行状态和蒸发器处运行状态的互相影响

从图 5 中可以看到，各个充液率下，蒸发器在各个功率下，稳定运行的状态下，系统内的循环流量处于相对平稳的状态。并且从图 8(b)中可以得到，随着蒸发器处功率的升高，整个系统内的循环流量会先增大，然后维持在一个较为稳定的值。以此判断蒸发器处的运行状态决定了整个系统内的初始条件。为了研究蒸发器和冷板处的运行状态之间的互相影响规律，在实验过程中，首先在蒸发器处施加固定热负荷，使系统内工质循环，然后在冷板处施加热负荷，对比冷板处的温度变化，其结果如图 9 所示。



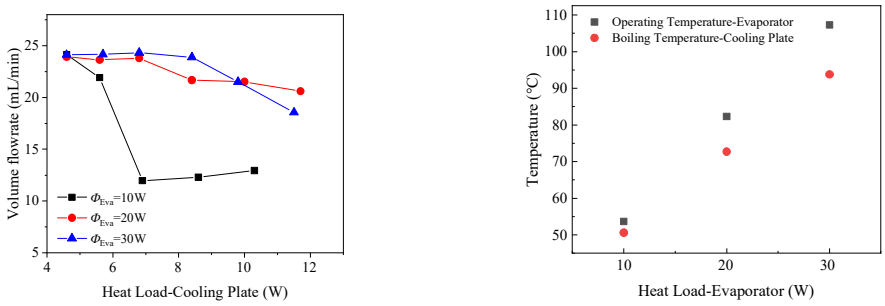
(a) 充液量 30 mL　　(b) 充液量 40 mL　　(c) 充液量 50 mL

图 9 蒸发器运行功率对冷板运行温度影响

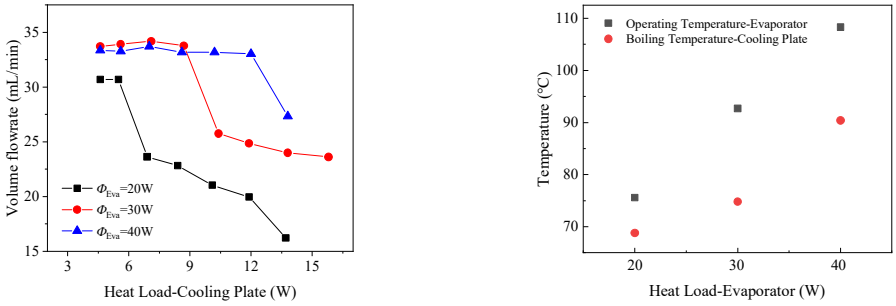
从图中可以发现，蒸发器处的热负荷会对冷板处的运行温度产生较大影响。对于 30 mL 充液量，系统中蒸发器的热负荷为 10 W 的情况下，冷板处运行温度较低；而对于 40 mL 及 50 mL 充液量的系统，蒸发器处热负荷分别为 30 W 及 50 W 的工况下，冷板处运行温度低。针对这种情况的产生原因，主要分析了冷板运行过程中，流态的变化以及系统内的循环流量的影响。冷板内的换热主要依靠两种方式，一种是由于内部流体流过，通过强制对流换热的形式带走热量，另一种是冷板流道内工质沸腾，工质相变吸收热量并将热量带走。这两种换热方式对不同充液量以及不同蒸发器热负荷下，对于冷板的影响程度不同。

图 10 展现了冷板处升功率运行过程中，系统内的循环流量以及蒸发器和冷板内工质沸腾温度，以循环流量的大小判断上述强制对流换热的强度，同时，以冷板内液体工质开始沸腾的温度表征上述换热过程中相变换热的强度。在冷板内工质沸腾前，强制对流换热的强度只由流量这一个参数决定，因此流量大的情况下，冷板处运行温度低。当冷板内的液体工质开始相变时，首先明显可以看到系统内的循环流量出现明显的下降，从图 5 中明显可以看到蒸发器温度会由于冷板流道内工质沸腾引起的流量下降而出现上升的趋势。此时冷板内的换热主要由两种方式共同完成，蒸发器处的热负荷小且充液量低时（如 30 mL 充液量下，蒸发器热负荷为 10W 时），由于蒸发器处温度低，整个系统内压力低，因此冷板流道内的液体工质能在较低温度下由单相的对流换热过渡为两相的流动沸腾换热，同时又由于此时的系统内循环流量较低，单相对流换热强度低，此时工质相变吸热占主导，因此冷板处的运行温度低。而对于蒸发器热负荷大且充液量高时（如 50 mL 充液量下，蒸发器热负荷为 50W 时），其系统内的循环流量高，因此单相强

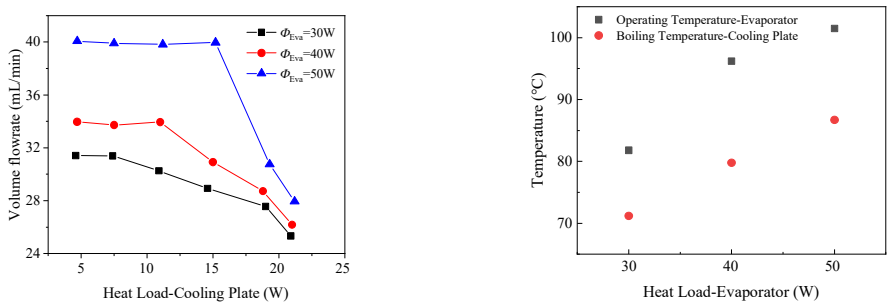
制对流换热方式仍然占主导，其冷板工作温度在内部工质沸腾前后均较低。



(a) 充液量 30 mL



(b) 充液量 40 mL



(c) 充液量 50 mL

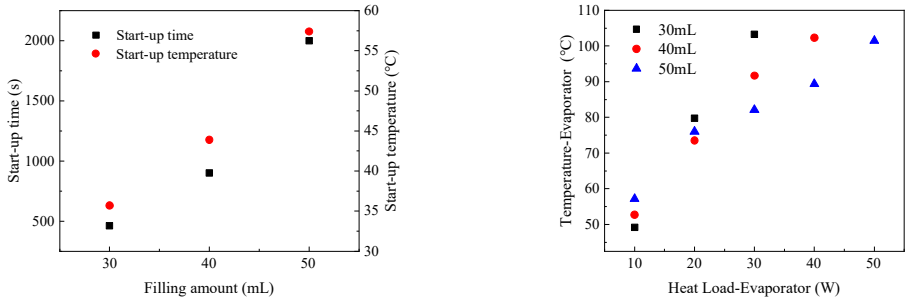
图 10 冷板运行过程中内部流量及开始沸腾的温度

综上所述，冷板的加入给原系统带来了更大的阻力，因此需要在考虑提升冷板传热能力的同时，减少内部流道的流动阻力，获得更高的循环流量以提升对流换热的效果。

2.3 充液率对系统性能影响

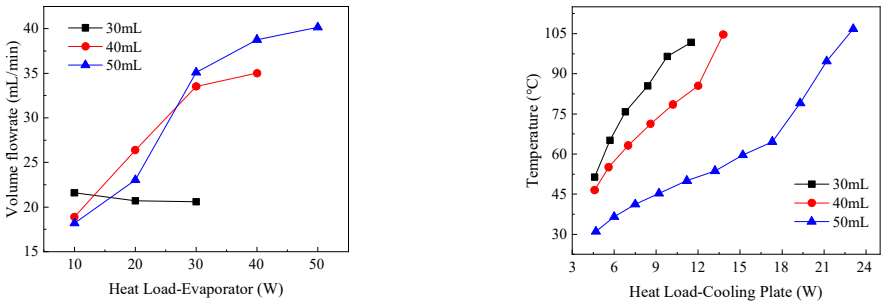
借鉴环路热管的性能表征方法，以系统内循环流量的突升作为系统启动的标志，以当前的时间和蒸发器温度作为系统的启动时间和启动温度，其结果如图 11(a)所示。同时，对比了不同充液率下的蒸发器在各个功率下的稳定运行温度，其结果如图 11(b)所示。从图中可以看到，系统的启动时间和启动温度会随着充液率的升高而增大，并且低热负荷下，低充液率的系统蒸发器温度低，随着热负荷的升高，高充液率系统的蒸发器温度变为最低，这符合传统环路热管的运行规律。因此，本文认为对于系统蒸发器及毛细芯处的优化，仍然可以借鉴环路热管的优化方式，如双孔径毛细芯设计以提升毛细驱动力，降低毛细芯导热系数以减少热泄露等，使蒸发器处的性能提升，以取得更高的系

统内循环流量和更大的毛细驱动力。



(a) 启动时间及启动温度　　(b) 蒸发器运行温度

图 11 充液率对蒸发器运行性能的影响



(a) 系统循环流量　　(b) 冷板运行温度

图 12 充液率对系统内循环流量及冷板温度的影响

充液率对于冷板处的运行影响主要体现在对系统内循环流量的影响。图 12 对比了蒸发器在各个充液率的最高热负荷下，系统内的循环流量及冷板处的运行温度。从图中可以看到，随着充液率的升高，蒸发器处的运行功率较高，系统可以达到较高的循环流量，因此较高充液率下冷板的运行温度较低。但同时，较高的充液率会导致启动时间长和启动温度高的问题，并且在蒸发器低功率下，内部的循环流量较低，因此需要依据使用场景选择合适的充液率，以使系统达到最佳的散热性能。

3 结论

本文的研究基于传统环路热管的理论基础，利用环路热管内的工质单向循环过程，将环路结构进行改造，在绝热段增加了一个冷板结构。为了提高冷板部分的散热能力，采用多孔泡沫铜填充微通道的结构作为冷板内的流道。新的散热系统不需要任何外部的驱动力驱动内部流体流动并进行散热，本文通过实验的方式，对所设计的散热系统的可行性以及性能进行了表征，并对优化方向和方式进行了初步的探究。主要结论如下所述：

(1) 所设计系统能够正常启动并稳定运行，系统最大热负荷相较于原环路热管最大提升了 50%左右，系统最高热负荷为 75W 左右，冷板处最高热负荷为 25W 左右。

(2) 由于多孔微通道冷板内的流动阻力较大，系统内的循环流量相较于原环路热管下降，并且蒸发器处运行温度升高。同时，内部循环流量的降低也导致了冷板处的换热能力下降，因此对于冷板处的设计，应同时考虑减小内部流动阻力的同时，强化换热，以取得最佳的换热效果。

(3) 蒸发器处的运行状态会影响系统内的循环流量及压力，进一步影响冷板处的单

相对流换热以及沸腾相变换热强度。冷板内由单相流动转为流动沸腾状态后会使内部流动阻力升高，使系统各部分的运行温度上升。

(4) 充液率对于系统的影响与环路热管中的影响规律类似，较高的充液率能够承受更高的热负荷，从而使系统内的循环流量更大，使冷板处的换热能力更强，表现为更高的热负荷和更低的运行温度。但较高的充液率也会导致系统启动时间变长和启动温度变高，因此对于蒸发器处，应采用常用的毛细芯优化方式，如双孔径毛细芯设计以及导热系数复合毛细芯设计，以增大毛细驱动力，减少热泄露。

参考文献

[1] Jang, Horng-Yuan. Innovative Optimal Control Methodology of Heat Dissipation in Electronic Devices[J]. Journal of Thermophysics & Heat Transfer, 2015, 22(4):563-571.

[2] Kaladgi A R, Hassan B, Yunus I, et al. Nanofluid as a coolant for next generation high heat dissipation electronic devices[J]. International Journal of Renewable Energy Technology, 2017, 8(3/4).

[3] Jang, Horng-Yuan. Innovative Optimal Control Methodology of Heat Dissipation in Electronic Devices[J]. Journal of Thermophysics & Heat Transfer, 2015, 22(4):563-571.

[4] Zhu L, Liu C. Selection of Radiators in Power Electronics and Analysis of Heat Dissipation[J]. Journal of Physics: Conference Series, 2020, 1578(1):012220.

[5] Timbs K, Khatamifar M, Antunes E, et al. Experimental study on the heat dissipation performance of straight and oblique fin heat sinks made of thermal conductive composite polymers[J]. Thermal Science and Engineering Progress, 2021(2):100848.

[6] Medjahed D M, Lorenzini G, Rebhi R, et al. New Approaches for Protecting the Computer and Electronic Devices Against Heat Dissipation[J]. International Journal of Safety and Security Engineering: An interdisciplinary journal for research and applications, 2021(3):11.

[7] Gillot C, Avenas Y, Cezac N, et al. Silicon heat pipes used as thermal spreaders[J]. IEEE Transactions on Components & Packaging Technologies, 2003, 26(2):332-339.

[8] Riehl R R, Santos N D. Water-Copper Nanofluid Application in an Open Loop Pulsating Heat Pipe[J]. Applied Thermal Engineering, 2011, 42.

[9] Bladimir R A, Li P, Abel H G, et al. CFD analysis of the heat dissipation of plates with novel flow fields for the cooling of electronic devices[C]. Proceedings of the 23rd International Conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation, and Environmental Impact of Energy Systems, ECOS 2010, 11: 279-289.

[10] Dwivedi V K, Gopal R, Ahmad S. Fabrication of very smooth walls and bottoms of silicon microchannels for heat dissipation of semiconductor devices[J]. Microelectronics Journal, 2000, 31(6):405-410.

[11] Dixit P, Lin N, Miao J, et al. Silicon nanopillars based 3D stacked microchannel heat sinks concept for enhanced heat dissipation applications in MEMS packaging[J]. Sensors & Actuators A Physical, 2008, 141(2):685-694.

[12] Mohamad A A .Heat transfer enhancements in heat exchangers fitted with porous media Part I: constant wall temperature[J].International Journal of Thermal Sciences, 2003, 42(4):385-395.

[13] Ku J, Ottenstein L, Douglas D, et al.Technology Overview of a Multi-Evaporator Miniature Loop Heat Pipe for Spacecraft Applications[J].Journal of Spacecraft & Rockets, 2015, 49(6):999-1007.

[14] Hoang T T, O'Connell, Tamara A, Ku J, et al. Miniature Loop Heat Pipes for Electronic Cooling[C]. Asme International Electronic Packaging Technical Conference & Exhibition, 2003:517-525.

中国工程热物理学会 传热传质
学术会议论文 编号：233358

基于相变微胶囊悬浮液冷却的聚光式光伏/热系统性能研究

肖瑶，魏高升*，崔柳，杜小泽
（华北电力大学电站能量传递转化与系统教育部重点实验室，北京，102206）
(Tel: 010-61773873, Email: gaoshengw@ncepu.edu.cn)

摘要：聚光式光伏/热系统是同时通过电力和热能获取太阳能的有效方式之一，其研究的主要重点是在保持光伏组件的高电效率的同时，最大限度地提高热能输出。本研究以相变微胶囊悬浮液作为冷却介质，对聚光式光伏/热模型进行了数值分析。研究不同因素对系统性能的影响特性，包括聚光器的聚光比、流体进口速度、相变微胶囊悬浮液体积分数、熔点和潜热等。研究结果表明，通过使用相变微胶囊悬浮液，聚光式光伏/热系统的性能可得到明显改善。当相变微胶囊悬浮液的体积分数达到 0.15 时（进口速度为 0.8 m/s），相较于水作为传热流体聚光式光伏/热系统的热效率和电效率可以分别提高 5.98%和 1.26%。同时，体积分数的选择需要平衡光伏板冷却和管道压降两方面。而熔点和潜热的选择则需要确保相变微胶囊在管道内流动时尽可能发生完整相变，否则其潜热就无法被充分利用，导致整体性能下降。

关键词：聚光式光伏/热，相变微胶囊悬浮液，热效率，电效率

0 前言

近二十年来，随着人口的增长和人民生活水平的提高，全球各领域的能源消耗不断扩大。传统化石能源的大规模应用，导致污染和全球变暖问题日益严重，严重阻碍了经济的持续健康发展。研究人员一直在坚持不懈地探索可再生能源，以改善能源供应结构，缓解快速能源消耗的压力。作为最有前途的可再生能源之一，太阳能因其丰富的资源和环境友好性，在过去几十年中引起了广泛的关注[1-3]。光伏发电是利用太阳能的常见方式之一。但目前落在光伏电池上的太阳辐射只有约 20%可以转化为电能，其余的都以废热形式散失。为了改善太阳能的利用，提高系统效率，研究人员提出在光伏/热集热器的基础上添加光学元件（如菲涅尔透镜[4]、复合抛物面聚光器[5]、V 型槽聚光器[6]等），形成聚光式光伏/热系统。相较于平板式光伏/热系统，聚光式光伏/热系统大大增加了入射的太阳辐射量，节约成本的同时也增加了系统的热能输出[7-8]。然而，整体温度的提升会对光伏组件的寿命和工作效率造成损害。将聚光式光伏组件温度限制在可接受的工作温度范围内是目前的研究重点之一[9-12]。

相较于传统冷却流体，相变材料可以在几乎恒定的温度下通过相变吸收或释放大量的热量。这项技术已被广泛用于冷却电子元件、建筑物和其它[13-15]。通过结合相变材料和聚光式光伏/热，光伏组件可以在冷却时储存热能。Mohamed 等[16]设计了创新的相变材料集成的聚光光伏模块。仿真结果显示，与传统的聚光光伏系统相比，拟议的三层封装设计将光伏电池的平均温度降低了 16 ℃，同时将系统的电效率和热效率分别提高了 21.3%和 5.29%。Nasef 等[17]使用相变材料和纳米流体的组合来冷却聚光光伏/热集热器。根据建模结果，使用相变材料和纳米流体使聚光光伏组件的输出提高了 2.7%。然而常见的固-液相变材料的固有缺陷，如易泄露和与周围材料不相容性等，限制了它进一步推广应用。为此，研究人员提出对相变材料进行微胶囊化，制备成相变微胶囊悬浮液。作为一种高性能的传热流体，相变微胶囊悬浮液的表观热导率和有效比热容都被大大提升[18]。目前，相变微胶囊悬浮液已被用于冷却平

资助项目：国家自然科学基金（No. 52176069）

板光伏/热集热器[19-21]。Yu 等[22]研究了相变微胶囊体积分数和熔融温度对光伏/热系统效率的影响。他们得出结论，体积分数的增加对系统的能量效率和㶲效率是有利的。而改变熔化温度则需要在能量和㶲效率之间进行权衡。Liu 等[23]比较了相变微胶囊悬浮液冷却的聚光式光伏/热集热器和水冷聚光式光伏/热集热器的性能。模拟结果肯定了相变微胶囊悬浮液对系统综合效率的意义。

然而，很少有文献将相变微胶囊悬浮液用于聚光式光伏/热系统的冷却，并对其重要影响因素（即体积分数、熔点和潜热）进行全面的分析与讨论。因此本文在构建了一个基于复合抛物面聚光器的聚光式光伏/热系统的三维模型的基础上，分析和评估通过在管道使用相变微胶囊悬浮液作为冷却剂来提高聚光式光伏/热系统整体性能的可行性和有效性。研究首先分析了聚光器聚光比和进口流速的影响，确定了使系统综合性能达到最高的运行参数。随后，对相变微胶囊悬浮液的体积分数、熔点和潜热进行了研究，以达到强化系统传热的目的。研究结果可以为聚光式光伏/热集热器的优化配置设计和性能提升的机制理解提供一定程度上的有益指导。

1 系统装置与原理

1.1 物理模型

本文中使用的聚光式光伏/热几何模型示意图如图 1 所示。从上至下依次为玻璃盖板, 气隙, EVA-a，光伏电池, EVA-b, 吸热板和十根均匀分布的直管。EVA 层可以起到保护太阳能电池，防止紫外线辐射和潮湿的作用[24]。相变微胶囊悬浮液流经管道时吸收来自于光伏组件产生的多余热量，随后用于热利用。由于模型对称，同时为了节省时间和资源，只取了整个模型的 1/2 作为计算域。表 1 中详细列出了研究中所用的相变微胶囊的重要物性参数。

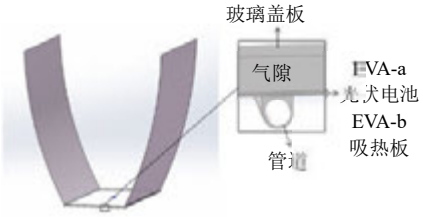


图 1 系统结构示意图

表 1 相变微胶囊的物性参数

	颗粒直径 μm	密度 [kg/m^3]	比热 [J/(kg·K)]	热导率 [W/(m·K)]	熔点 [K]	相变焓 [kJ/kg]
MPCM	10	946.4	1973.1	0.749	310.1 - 311.3	192.66

1.2 数学模型

为了对本模型进行数值计算，做出了如下假设：

（1） 热损失只在玻璃盖板处发生，其余边界条件（即管子底部和模块的侧壁）均被认为绝热；

（2） 入射的太阳辐射垂直于光伏组件表面[25]；

（3） 各固体层之间认为是完美的热接触，即忽略层与层之间粘合材料的厚度；

（4） 模型中使用的水和相变流体被视为充分发展的不可压缩牛顿流体；

（5） 相变微胶囊悬浮液在管内流动时，其颗粒的分布可认为是均匀一致的，并且忽略颗粒的沉降对于悬浮液物性的影响；

基于上述假设，研究中用到的质量、动量、能量方程分别为，

质量守恒方程：

$$\nabla \cdot \left(\rho_{\mathrm{f}} \vec{V}_{\mathrm{f}}\right) = 0 \tag{1}$$

动量守恒方程：

$$\nabla \cdot \left(\rho_{\mathrm{f}} \vec{V}_{\mathrm{f}} \vec{V}_{\mathrm{f}}\right) = -\nabla \vec{P} + \mu_f \left(\nabla^2 \vec{V}_{\mathrm{f}}\right) - \rho_{\mathrm{f}} \vec{g} \tag{2}$$

能量守恒方程：

$$\left((1-\omega)\left(\rho C_p\right)_{\mathrm{f}} + \omega\left(\rho C_p\right)_{\mathrm{porous}}\right)\frac{\partial T}{\partial t} = k_{\mathrm{eff}} \nabla^2 T \tag{3}$$

在公式 (1)、(2) 和 (3) 中，ρ、$\vec{V}$、$\vec{P}$和 T 分别指密度、速度、压力和温度。下标 f 指流体（水或 MPCM 悬浮液）。μ、ω 和 C_p 分别为流体粘度、多孔介质的孔隙度和比热容。k_{eff}为有效导热系数，由公式 (4) 计算得出。

$$k_{\mathrm{eff}} = (1-\omega) k_{\mathrm{f}} + \omega k_{\mathrm{porous}} \tag{4}$$

本研究中涉及到的相变微胶囊悬浮液由正二十烷@聚乙烯微胶囊和水制成，其中，颗粒的特性已列于表 1 中。基于假设 (6)，相变微胶囊悬浮液的特性由下述方程计算得出。

根据质量平衡，相变微胶囊悬浮液的密度表示为，

$$\rho_{\mathrm{s}} = (1-\varphi_V)\rho_{\mathrm{w}} + \varphi_V \rho_{\mathrm{mpcm}} \tag{5}$$

其中φ_V指的是相变微胶囊悬浮液的体积分数。下标 s 和 w 分别代指相变微胶囊悬浮液和水。

相变微胶囊悬浮液的静态热导率由 Maxwell 模型推导而得[26]，

$$k_{\mathrm{s}} = k_{\mathrm{w}} \frac{2 + \frac{k_{\mathrm{mpcm}}}{k_{\mathrm{w}}} + 2\varphi_V\left(\frac{k_{\mathrm{mpcm}}}{k_{\mathrm{w}}} - 1\right)}{2 + \frac{k_{\mathrm{mpcm}}}{k_{\mathrm{w}}} - \varphi_V\left(\frac{k_{\mathrm{mpcm}}}{k_{\mathrm{w}}} - 1\right)} \tag{6}$$

考虑到颗粒、基液与壁面之间的相互作用，常用公式 (7) 表示相变微胶囊悬浮液的有效热导率，

$$k_{\mathrm{f}} = k_{\mathrm{s,eff}} = k_{\mathrm{s}}\left(1 + 3\varphi_V \mathrm{Pe}_{\mathrm{p}}^{1.5}\right) \tag{7}$$

相变微胶囊悬浮液的比热容通过公式（8）计算得出[27]，

$$C_p(T) = \begin{cases} C_{p,\mathrm{MPCM}} & T < T_{\mathrm{m}} - \frac{1}{2}\Delta T \\ C_{p,\mathrm{MPCM}} + \frac{L}{\Delta T} & T_{\mathrm{m}} - \frac{1}{2}\Delta T \le T < T_{\mathrm{m}} + \frac{1}{2}\Delta T \\ C_{p,\mathrm{MPCM}} & T \ge T_{\mathrm{m}} + \frac{1}{2}\Delta T \end{cases} \tag{8}$$

其中，L 代表相变微胶囊的潜热，ΔT 是相变持续温度区间。

相变微胶囊悬浮液的粘度通常由公式（9）描述，该公式已被验证适用于体积分数高达 20%的相变微胶囊悬浮液中[28]。

$$\frac{\mu_{\mathrm{s}}}{\mu_{\mathrm{f}}} = \left(1 - \varphi_V - 1.16{\varphi_V}^2\right)^{-2.5} \tag{9}$$

最后，为了描述聚光式光伏/热系统的整体性能，系统的热效率、电效率以及总效率被定义为[30-31]，

$$\eta_{\mathrm{th}} = \frac{\dot{m} \cdot \int_{T_{\mathrm{in}}}^{T_{\mathrm{out}}} C_{p,\mathrm{s}}(T) dT}{G_{\mathrm{sun}} ACR} \tag{10}$$

$$\eta_{\mathrm{elec}} = \frac{E_{\mathrm{elec}} - \frac{\dot{m}\Delta P}{\rho_{\mathrm{s}} \eta_{\mathrm{Pump}}}}{G_{\mathrm{sun}} ACR} \tag{11}$$

$$\eta_{\mathrm{o}} = \eta_{\mathrm{th}} + \eta_{\mathrm{elec}} \tag{12}$$

在公式 (12) 和 (13) 中，$\dot{m}$、T_{out} 和 T_{in} 分别为传热流体的质量流量、入口温度和出口温度。G_{sun}、A、CR 和η_{Pump}分别是太阳入射辐射、接收器面积、浓度比和泵效率（η_{Pump} = 0.8）。E_{elec} 代表太阳能电池的输出功率，由公式 (13) 计算得出，

$$E_{elec} = G \cdot \eta_{ref}\left(1 - \beta_{ref} \cdot (T_{PV} - T_{ref})\right) \cdot F \tag{13}$$

其中，η_{ref} = 15%，β_{ref} = 0.0045 K^{-1}、T_{ref} = 298.15 K 和 F = 0.9 分别为参考电池效率、参考温度系数、参考温度和填充因子。

1.3 模型验证与网格无关性测试

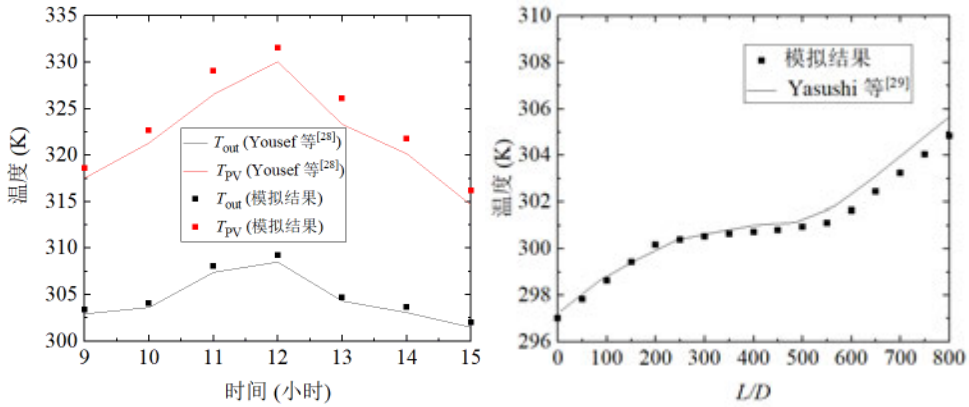
为了实现有效的多物理场仿真，计算流体动力软件 FLUENT 被用来求解上述质量、动量和能量方程。本文中的模型采用了基于压力的求解器，压力和速度耦合采用 Coupled 方案。压力修正方案采用“PRESTO!”格式。选择“二阶上风”方案对对流、扩散和辐射项进行离散。连续性和动量方程解的收敛残差为 1e-4，能量和 DO 方程解的收敛残差为 1e-7。本研究使用了 Discrete Ordinates 辐射模型求解辐射传输项。通过建立 Mixture 模型来模拟冷却管内相 CR 变微胶囊悬浮液的流动，并在模拟过程中忽略了颗粒与基液之间的滑移速度。复合抛物面聚光器的内部被定义为理想空气（α = 0），因此整个太阳辐射都集中在光伏组件上。顶部玻璃盖板的热损失主要由对流与辐射引起，对流传热系数和天空温度分别计算为[32-33]，

$$h_{conv} = 5.7 + 3.8U_{wind} \tag{14}$$

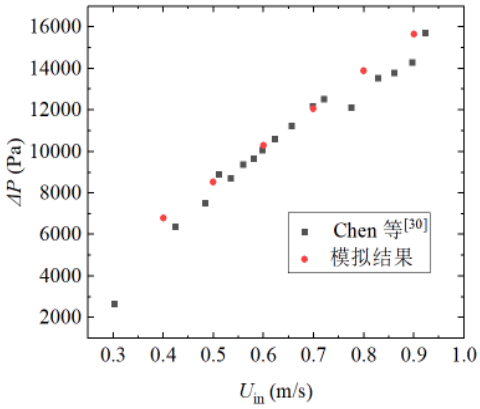
$$T_{sky} = 0.0522T_{amb}^{1.5} \tag{15}$$

其中 U_{wind} 和 T_{amb} 分别为风速和环境温度。

为了进一步验证模拟中提出的数值方法，我们与现有的实验数据进行了比较。首先，图 2（a）比较了本模型与 Yousef 等人[34]在 9：00 到 15：00 的时间段内系统的出口水温和光伏板温度的实验数据。实验使用的模型尺寸为 0.35 m × 0.245 m，聚光比为 2.4.其入射的太阳辐射随时间变化，在 628 – 955 W/m^2 之间变化。实验以水作为冷却工质，总进口质量流量为 0.11 kg/s。整体上来说，模拟结果与实验结果趋势符合良好。误差产生的原因可能是在模拟中，除玻璃盖板顶部热损失，其余侧面均假设为绝热边界条件，因此最终获得的温度会略高于实验结果。还分别从传热和流动两个方面对相变微胶囊悬浮液进行了验证。相变微胶囊悬浮液沿流动方向的温度分布的模拟结果与 Yasushi 等[35]的实验结果对比如图 2（b） 所示。



(a) T_{out} 和 T_{PV} 的验证　　(b) 相变微胶囊悬浮液沿流动方向上温度分布的验证



(c) 相变微胶囊悬浮液沿管道压降变化的验证

图 2 模拟结果与实验结果的验证

颗粒平均直径为 6.3 μm，体积分数为 0.12 的相变微胶囊悬浮液流过长 8.0 m、内径 10.1 mm 的水平管道。管壁施加恒定热流 $Q = 5.0$ kW。 图 2（c）显示了悬浮液的压降（ΔP）随速度的变化。在 Chen 等[36]的实验中，相微胶囊悬浮液（$D_{pa} = 8.2$ μm，$\varphi_w = 15.8$ wt%）在长为 1.46 m 和内径为 4.0 mm 的管内流动。可以看到相变微胶囊悬浮液在管内的温度和压降与文献[35-36]中提供的实验数据有很好的一致性，进一步证明了数值模型的可靠性。

为了更好地平衡计算成本和计算精度，以相变微胶囊悬浮液的流速为 0.4 m/s 的聚光式光伏/热系统为例，对五组不同的网格（22230840，2426526，2824400，3289452，3697720）进行了网格独立性测试，结果如图 3 所示。综合考虑后，2824400 是最合适的网格数。

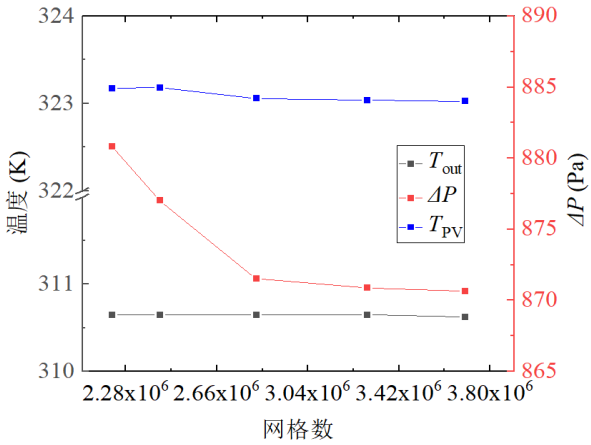


图 3 网格无关性测试

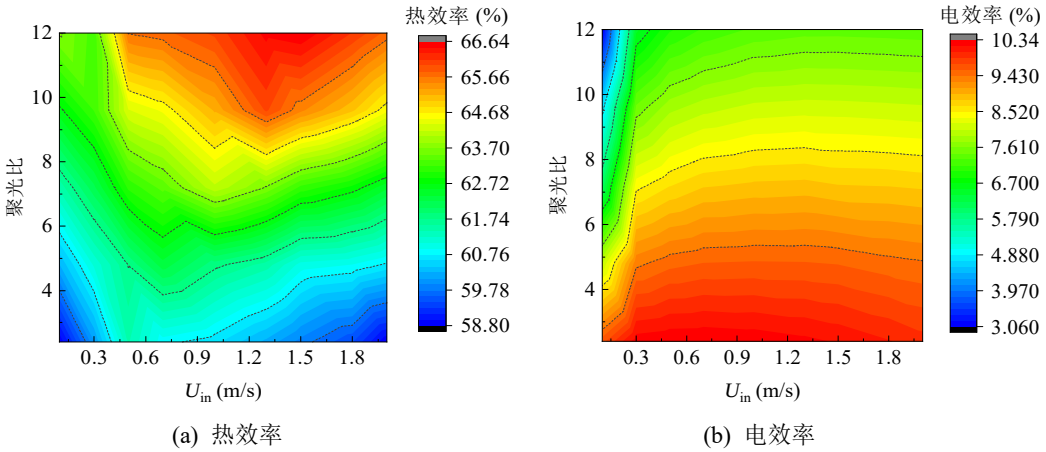
2 结果与讨论

在保证当前模型的准确性和可靠性的基础上，本节将全面分析和讨论复合抛物面聚光器聚光比、进口流量、相变微胶囊的体积分数、熔点和潜热等参数对聚光式光伏/热系统热性能和电性能的影响。典型工况为: $T_{in} = 310$ K, $G_{sun} = 1100$ W/m^2, $T_{amb} = 303.15$ K, $U_{wind} = 1$ m/s。

2.1 复合抛物面聚光器聚光比和流体进口速度的影响

考虑到聚光器实际占地空间的限制，以及复合抛物面聚光器实际可以到的太阳辐射的范围，本文研究的聚光比在 2.4 - 12 之间。流体进口速度为 0.1 - 2m/s，涵盖了从层流到湍流的变化。图 4(a)和(b)分别显示了不同聚光比和流速下系统热效率和电效率的变化。很明显，随着聚光比的增加，光伏组件接收到的太阳辐射也随之显著增加，系统热效率也因整体温度的大幅提升而增加。例如，在 1 m/s 的进口流速下，当聚光比从 2.4 增加至 12 时，热效率从

60.65%增加到了 66.03%。然而，通过公式 (13) 可以看到，光伏组件的温度与其电效率呈负相关关系，因此这种温升同时也导致了光伏板电效率的下降。同样是 U_{in} = 1 m/s，聚光比从 2.4 增加至 12 时，系统的电效率却从 10.30%降至了 7.33%。



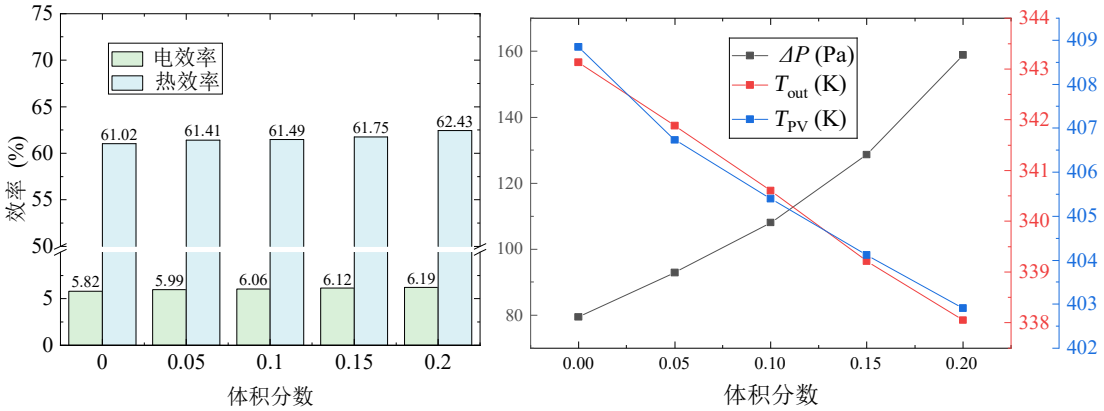
(a) 热效率　　(b) 电效率

图 4 系统热性能和电性能随聚光比和进口流速的变化

随着流速的增加，系统热效率和电效率先呈现增加趋势，尤其是当流体状态从层流转变为湍流时，效率有了明显提升。然而，随着流速继续增加，系统的热效率和电效率均在不同流速下开始呈现下降趋势。这是因为，首先，流速的增加代表着流体在相同时间内带走了更多的热量，因此系统的热效率和电效率都得以提升。然而，流速的增加不可避免会使管内流体整体温度下降，从而导致相变微胶囊的相变起始点延后，在部分情况下，相变流体甚至没有完成完整相变过程就从管内流出。因此此时，即在高流速下，流速继续增加反而不利于热效率的提升。另一方面，当管道内压降增加的不利影响大于光伏板温度降低带来的有利影响时，系统电效率就出现了下降。值得一提的是，观察图 4（a）和（b）可以看到，系统最佳热效率和电效率对应的流速均随聚光比的增加而后移。当聚光比为 2.4 时，最佳热效率和电效率对应的流速分别为 0.5 m/s 和 0.7 m/s。当聚光比为 12 时，最佳热效率和电效率对应的流速都增大至了 1.5m/s。由于当 CR=7.2 时，系统的综合效率达到了最高（η_o=72.23%），在后续的讨论中，复合抛物面聚光器的聚光比均被固定为 7.2。

2.2 相变微胶囊悬浮液体积分数的影响

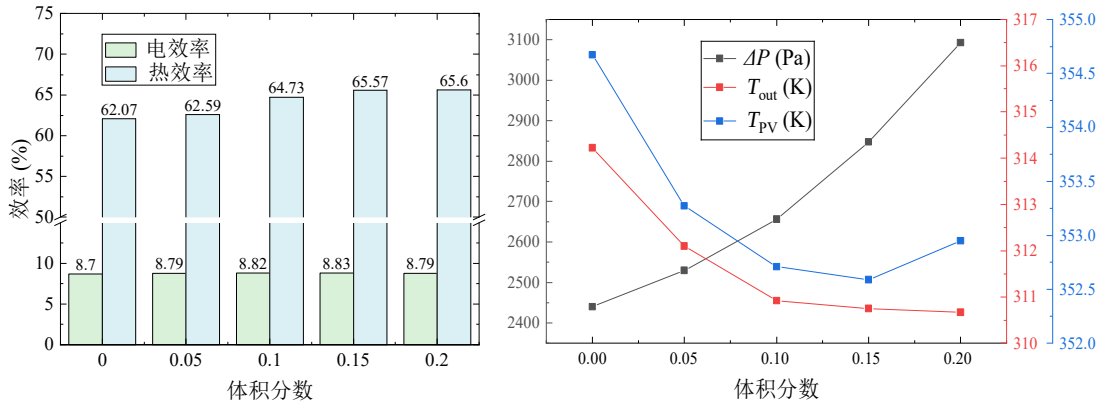
Charunyakorn 等在研究中指出，当相变微胶囊悬浮液的体积分数大于 0.20 时，流体会体现出非牛顿流体的性质，其流变行为未知[37]，因此，本研究中考虑的体积分数为 0.05 - 0.20 之间。图 5（a）和图 6（a）分别给出了层流与湍流状态下系统热效率和电效率随相变微胶囊悬浮液体积分数的变化（φ_V= 0 即代表流体为水）。可以观察到，首先，在高流速时（0.8 m/s），当相变微胶囊悬浮液体积分数相同时，系统的热效率对比低流速（0.1 m/s）分别提升了 1.92%、5.27%、6.19%和 5.08%，其电效率分别提升了 46.74%、45.54%、44.28%和 42.00%。当与纯水作为传热流体相比时，根据相变微胶囊悬浮液体积浓度的不同（0.05 - 0.20），其热效率和电效率分别可以提升 0.64% - 7.15%和 0.80% - 5.45%。



(a) 系统电效率和热效率　　(b) 压降、流体出口温度和光伏板温度

图 5 层流状态下系统电性能和热性能随流体体积分数的变化

不论是层流还是湍流状态，由于随着体积分数的增加，相变微胶囊悬浮液的整体比热容增加，流体流经管道时吸收的热量增加，因此系统热效率也随着增加，层流状态下系统电性能的表现也是如此。然而，对于湍流状态下的电效率，情况则有所不同。根据公式（9），相变微胶囊悬浮液的粘度与其体积分数密切相关。当体积分数过高，管内压降大幅增加。观察图 6（a）可以看到，当相变微胶囊悬浮液的体积分数从 0.15 增加到 0.20 时，电效率反而从 8.83%下降至 8.79%，光伏板温度相较于前者增加了 0.36 K。这是因为，一方面，观察图 6（b）中流体出口温度的变化趋势可以发现，在湍流状态下，体积分数为 0.10 - 0.20 的悬浮液均不能在管道内发生完整相变。而随着体积分数的增加，凝固状态下的相变微胶囊悬浮液的比热会降低（因为相变微胶囊在凝固状态下的比热低于水的比热）。因此此时的悬浮液并不能很好的吸收来自光伏组件的热量。另一方面，对比图 5（b）和图 6（b）中的光伏板温度变化曲线可以发现，在高流速下，光伏板温度下降幅度受体积分数影响较小，因此此时压降增大对电效率带来的负面影响逐渐增大。电效率随体积分数增加的变化幅度逐渐变小。因此，在后续研究中相变微胶囊悬浮液的浓度被选定为 0.15。



(a) 系统电效率和热效率　　(b) 压降、流体出口温度和光伏板温度

图 6 湍流状态下系统电性能和热性能随流体体积分数的变化

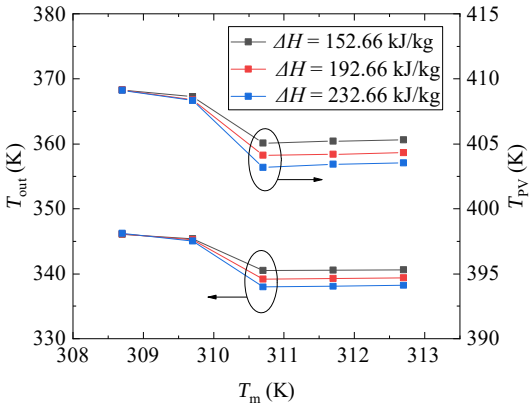
2.3 相变微胶囊悬浮液熔点和潜热的影响

潜热和熔化温度对于相变微胶囊来说是两个非常重要的参数。为了确定它们对于聚光式

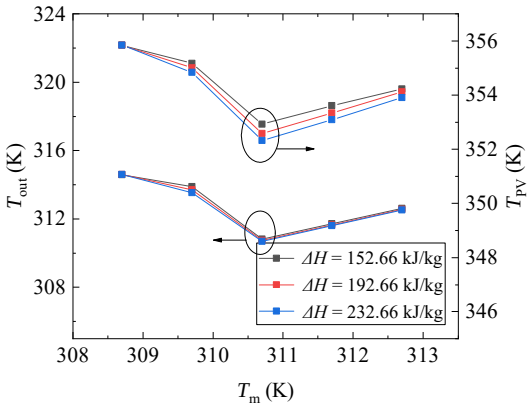
光伏/热系统性能的影响，本研究分别选取了 308.7 K，309.7 K，310.7 K，311.7 K，312.7 K 五种熔化温度和 152.66 kJ/kg，192.66 kJ/kg，232.66 kJ/kg 三种潜热。图 7（a）-（f）显示了不同熔点和潜热对于系统性能的影响。

如图 7（a）和（b）所示，不管是层流还是湍流状态，当潜热固定，随着熔融温度的增加，流体出口温度和光伏板温度均呈现先减后增的趋势。T_m = 310.7 K 的悬浮液对于光伏组件的冷却作用最为明显。究其原因，首先，由于本研究中采用的进口温度是 310 K，熔化温度为 308.7 K 和 309.7 K 的悬浮液在入口时已经处于完成相变或正在熔融的状态，潜热无法被充分利用。因此这两种熔融温度的悬浮液的热效率和电效率都比较低。而相变微胶囊悬浮液熔融温度的增加，会使得整个系统在一个相对较高的温度下发生相变，导致流体出口温度和光伏板温度随着悬浮液熔融温度的增加而增加。因此，熔融温度较高时，系统的热效率和电效率反而可能会下降。例如湍流状态下，当熔融温度从 311.7 K 增加至 312.7 K 时，系统的热效率和电效率分别会下降 1.15% - 2.09%和 0.37% - 0.49%。

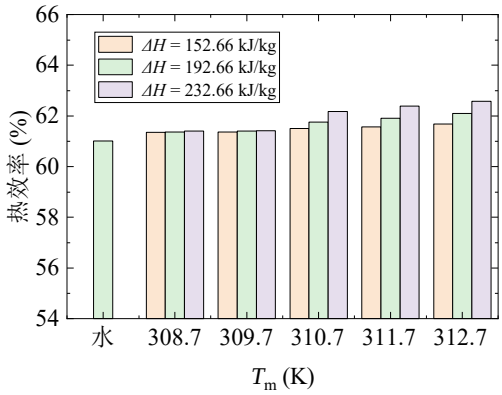
观察图 7（a）-（f）中潜热对于系统性能的影响可以发现，潜热的增加意味着相同流速下悬浮液可以吸收更多的热量，因此光伏板温度和流体出口温度都呈现下降趋势。图 7（b）和（e）显示，层流状态下，系统的热效率和电效率都随着潜热的增加而增加，其中最大热效率和电效率分别达到了 62.57%和 6.17%。湍流状态下，其电效率也是一样的变化趋势。当悬浮液潜热从 152.66 kJ/kg 增加至 232.66 kJ/kg 时，相同悬浮液熔点下的系统电效率最多可提高 0.16%。然而由于在高流速下，熔融温度较高的悬浮液在流出管道时均处于相变熔融过程中，没能够完全吸收潜热，冷却效果自然也受到了影响。观察图 7（b）也可以看到，此时潜热的增加对于流体出口温度的影响相对较小。因此在这一情况下，随着潜热的增加，热效率反而降低。综合来看，对于相变微胶囊悬浮液潜热和熔点的选择，需要根据系统的实际操作条件，保证相变微胶囊可以在冷却过程中发生完整相变的前提下提高颗粒的潜热。

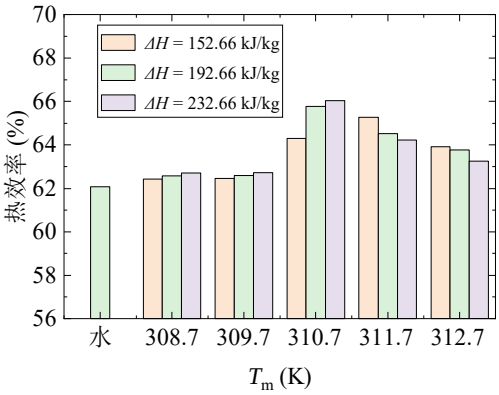


(a) 层流状态下 T_{out} 和 T_{PV} 的变化

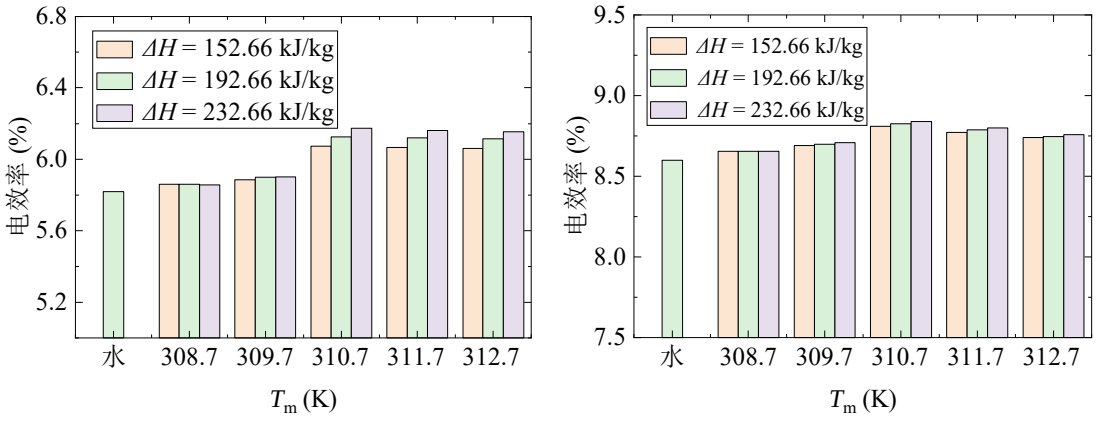


(d) 湍流状态下 T_{out} 和 T_{PV} 的变化





(b) 层流状态下热效率的变化　　(e) 湍流状态下热效率的变化



(c) 层流状态下电效率的变化　　(f) 湍流状态下电效率的变化

图 7 系统热性能和电性能随相变微胶囊熔点和潜热的变化

3 结论

本文对于基于相变微胶囊悬浮液冷却的聚光式光伏/热系统进行了数值研究，并讨论了系统的聚光比、入口速度、相变微胶囊悬浮液的体积分数、熔点和潜热等因素对于系统性能的影响。得到的主要结论为：

（1）增大聚光式光伏/热系统的聚光比会使系统整体温度增加，这对热性能来说是有利的，然而光伏板温度的增加不可避免地导致系统电效率的下降。例如，当聚光比从 2.4 增加至 12 时，系统的热效率增加了 8.35%，而电效率却下降了 68.25%。

（2）在固定聚光比下，无论是系统电效率和热效率，都存在一个最佳流速。因为电效率的最佳流速取决于光伏电池温度和压降的平衡，而热效率的最佳流速取决于相变微胶囊能否在管内完成完整相变过程。随着聚光比的增加，系统电效率和热效率对应的最佳流速也随之增加。

（3）使用相变微胶囊悬浮液作为聚光式光伏/热系统的传热流体能够有效提升系统性能。以进口速度为 0.8 m/s，体积分数为 0.15 的相变微胶囊悬浮液为例，其热效率和电效率相比纯水分别可以提升 5.64%和 1.26%。低流速下体积分数的增大能够有效提升系统的热性能和电性能。然而当流体转变为湍流状态，因流体粘度过大，体积分数增大到一定比例时反而会导致系统电效率下降。

（4）潜热的增加意味着相同流速下流体能够吸收更多的热量。相变微胶囊最佳熔融温度很大程度上取决于流体进口温度。熔点低于流体进口温度，潜热无法被充分利用；熔点高于流体进口温度，会导致流体相变起始点靠后，系统整体温度升高。总体而言，对于相变微胶囊悬浮液潜热和熔点的选择，需要根据系统的实际操作条件，在保证相变微胶囊可以在冷却过程中发生完整相变的前提下尽可能提高颗粒的潜热。

参考文献

[1] Blaschke T, Biberacher M, Gadocha S, Schardinger I. ‘Energy landscapes’: Meeting energy demands and human aspirations. Biomass Bioenergy, 2013, 55:3–16

[2] 叶季蕾，李斌，张宇，等. 基于全球能源互联网典型特征的储能需求及配置分析. 发电技术，2021,42(01): 20-30.
Ye J L, Li B, Zhang Y. Energy Storage Requirements and Configuration Analysis Based on Typical Characteristics of Global Energy Internet. Power Generation Technology, 2021, 42:20-30

[3] 刘泰秀，刘启斌，隋军等. 基于太阳能热化学的分布式供能系统热力学性能及碳排放分析. 发电技术，2020, 41(03): 212-219.
Liu T X, Liu Q B, Sui J. Thermodynamic Performance and Carbon Emission Analysis of Distributed Energy

Supply System Based on Solar Thermochemistry. Power Generation Technology, 2020, 41:212-21
[4] Wang G, Ge Z, Lin J. Design and performance analysis of a novel solar photovoltaic/ thermal system using compact linear Fresnel reflector and nanofluids beam splitting device. Case Studies Therm. Eng. 2019, 35:102167
[5] Proell M, Osgyan P, Karrer H, Brabec C J. Experimental efficiency of a low concentrating CPC PVT flat plate collector. Sol. Energy, 2017, 147:463-469
[6] Elminshawy N A S, El-Ghandour M, Elhenawy Y, Bassyouni M, ElDamhogi D G, Addas M F. Experimental investigation of a V-trough PV concentrator integrated with a buried water heat exchanger cooling system. Sol. Energy, 2019, 193:706-714
[7] Chow T T. A review on photovoltaic/thermal hybrid solar technology. Appl. Energy, 2010, 87:365–379.
[8] Tripanagnostopoulos Y. Aspects and improvements of hybrid photovoltaic/thermal solar energy systems. Sol. Energy, 2007, 81:1117–1131
[9] Yasaman A, Teymour T H, Barat G, Najaf G. Air cooling low concentrated photovoltaic/thermal (LCPV/T) solar collector to approach uniform temperature distribution on the PV plate. Appl. Therm. Eng. 2018, 141:413-421
[10] Swar A Z, Omar M A. Experimental and numerical study of low concentration and water-cooling effect on PV module performance. Case Stud. Therm. Eng. 2022, 34:102007
[11] Ramadan G, Hatem M, Hamdy H. Performance evaluation of direct and indirect thermal regulation of low concentrated (via compound parabolic collector) solar panel using phase change material-flat heat pipe cooling system. Energy, 2023, 274:127323
[12] Mehmet A Y, Artur C, Maciej S. A cooling design for photovoltaic panels – Water-based PV/T system. Energy, 2022, 256:124654
[13] Al-Absi Z A, Hafizal M I M, Ismail M, Awang H, Al-Shwaiter A. Properties of PCM-based composites developed for the exterior finishes of building walls. Case Stud. Constr. Master. 2022, 16:00960
[14] Kalbasi R, Hassani P. Buildings with less HVAC power demand by incorporating PCM into envelopes taking into account ASHRAE climate classification. J. Build Eng. 2022, 51:104303
[15] B. Soleiman Dehkordi, M. Afrand, Energy-saving owing to using PCM into buildings: Considering of hot and cold climate region, Sustain. Energy Technol. Assess. 2022, 52:102112
[16] Elsabahy M M, M.Ahmed, H. Sekiguchi, M. Emam. Performance assessment of a novel integrated concentrator photovoltaic system with encapsulated phase change materials. Energy Convers. Management, 2022, 26:115854
[17] Nasef H A, Nada S A, Hassan H. Integrative passive and active cooling system using PCM and nanofluid for thermal regulation of concentrated photovoltaic solar cells. Energy Conversion and Manag. 2019, 199:112065
[18] Xu Q, Zhu L D, Yan X Y, Yang J B, Wang Z X, Liu D H, Yang G, Chen X L, Akkurt N, Liu L, Du Y P, Qiang Y J, Xiong Y X. Heat transfer performance by forced convection of microencapsulated phase change material-latent functional thermal fluid flowing in a mini-channels heat sink. Appl. Therm. Eng. 2022, 216:119158.
[19] Y. Jia, C. Zhu, G. Fang, Performance optimization of a photovoltaic/thermal collector using microencapsulated phase change slurry. International J. Energy Research, 2019, 44:1812-1827.
[20] Eisapour M, Eisapour A H, Hosseini M J, Talebizadehsardari P. Exergy and energy analysis of wavy tubes photovoltaic-thermal systems using microencapsulated PCM nano-slurry coolant fluid. Appl. Energy, 2020, 266
[21] Fu Z, Li Y, Liang X, Shang L, Qiu Z Z, Cheng ZY. Experimental investigation on the enhanced performance of a solar PVT system using micro-encapsulated PCMs. Energy, 2021, 228:120509
[22] Yu Q H, Romagnoli A, Yang R, Xie D M, Liu C P, Ding Y L, Li Y L. Numerical study on energy and exergy performances of a microencapsulated phase change material slurry based photovoltaic/thermal module, Energy Convers. Manag. 2019, 183:708-720
[23] Liu L K, Jia Y T, Lin Y X, Alva G, Fang G Y. Numerical study of a novel miniature compound parabolic concentrating photovoltaic/thermal collector with microencapsulated phase change slurry, Energy Convers. Manag. 2017, 153:106-114
[24] El-Samie M M A, Ju X, Zhang Z, Adam S A, Pan X, Xu C. Three-dimensional numerical investigation of a hybrid low concentrated photovoltaic/thermal system. Energy 2020, 190:116436
[25] Abdolzadeh M, Zarei T. Optical and thermal modeling of a photovoltaic module and experimental evaluation of the modeling performance. Environ. Prog. Sus. Energy 2017, 36:277–293
[26] Alquaity A B S, Al-Dini S A, Wang E N, Yilbas B S. Numerical investigation of liquid flow with phase change nanoparticles in microchannels. Int. J. Heat Fluid Flow, 2012, 38:159–167
[27] Albdour S A, Haddad Z, Sharaf O Z, Alazzam A, Abu-Nada E. Micro/nano encapsulated phase-change materials (ePCMs) for solar photothermal absorption and storage: Fundamentals, recent advances, and future directions. Prog. Energy Combust. Sci. 2022, 99:101037
[28] Vand V. Theory of viscosity of concentrated suspensions. Nature, 1945, 155:364
[29] Nithiarasu P, Seetharamu K N, Sundararajan T. Natural convective heat transfer in a fluid saturated variable porosity medium. Int. J. Heat Mass Transf. 1997, 40:3955–3967
[30] Qiu Z Z, Zhao X D, Li P, Zhang X X, Ali S, Tan J Y. Theoretical investigation of the energy performance of a novel MPCM (Microencapsulated Phase Change Material) slurry based PV/T module. Energy, 2015, 87 :686–698
[31] Sardarabadi M, Hosseinzadeh M, Kazemian A, Passandideh-Fard M. Experimental investigation of the effects of using metal-oxides/water nanofluids on a photovoltaic thermal system (PVT) from energy and exergy viewpoints. Energy, 2017, 138:682–695

[32] Swinbank W C. Long-wave radiation from clear skies. Bull. Am. Meteorol. Soc. 1963, 89:339–348
[33] Emam M, Ahmed M. Performance analysis of a new concentrator photovoltaic system integrated with phase change material and water jacket. Sol. Energy, 2018, 173:1158–117
[34] Yousef M S, Abdel R A K, Ookawara S. Performance investigation of low – Concentration photovoltaic systems under hot and arid conditions: Experimental and numerical results. Energy Convers. Manag. 2016, 128:82-94
[35] Yasushi Y, Hiromi T, Alexander T P, Naoyuki K. Characteristics of Microencapsulated PCM Slurry as a Heat-Transfer Fluid, AIChE Journal 45 (1999) 4
[36] Chen B J, Xin W, Zeng R L, Zhang Y P, Wang X C, Niu J L, Li Y, Di H F. An experimental study of convective heat transfer with microencapsulated phase change material suspension: Laminar flow in a circular tube under constant heat flux. Exp. Therm. Fluid Sci. 2008,32:1638–1646
[37] Charunyakorn P, Sengupta S, Roy S K. Forced convection heat transfer in microencapsulated phase change material slurries: flow in circular ducts. Int. J. Heat Mass Tran. 1991, 34:819–833

中国工程热物理学会 动力工程
学术会议论文 编号：233367

混合工质相变腔传热的实验研究[1]

史壮壮，李艳霞，刘中良
（北京工业大学，教育部传热与过程节能重点实验室及传热与能源利用北京市重点实验室，北京，100124）
(Tel:13522786419, Email:liyanxia@bjut.edu.cn)

摘要：本文分别以去离子水、不同浓度乙醇-水溶液为工质，进行了相变腔内的相变换热实验，结合定量数据及可视化图像对相变腔内沸腾-凝结共存特性进行分析和讨论，重点研究不同工质的传热能力、启动特性，以及热流密度、充液率对凝结过程及相变腔传热过程的影响。实验结果证实充液率及热流密度对冷凝面凝结液回流及相变腔传热性能有重要影响；去离子水的传热性能优于其他三种不同浓度的乙醇-水溶液，而以乙醇-水溶液为工质的相变腔启动特性要优于去离子水。

关键词：可视化；沸腾-凝结共存；启动特性；凝结液回流

0 前言

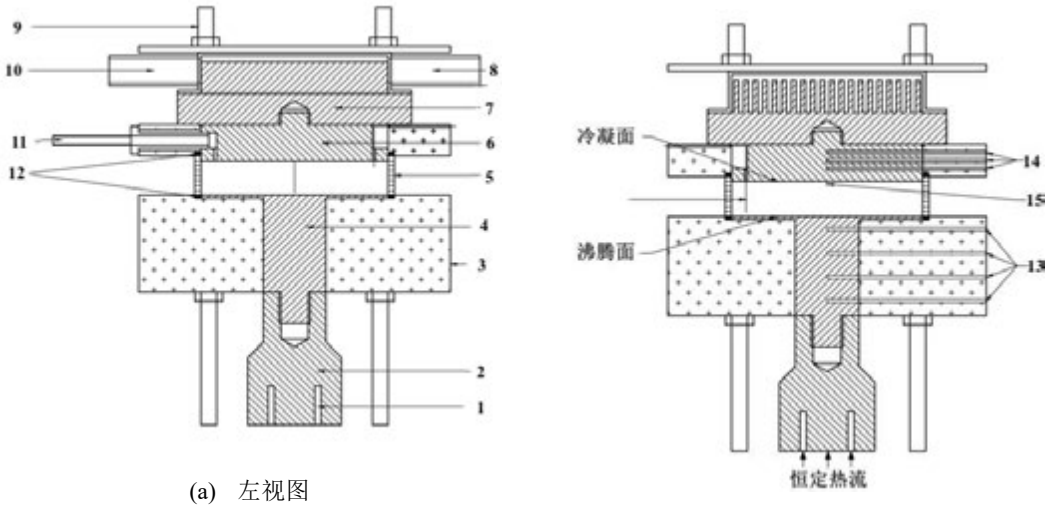
研究表明，电子芯片温度每上升 10℃，其可靠性就会降低一半，因此散热降温是延长电子元器件寿命的有效方式[1-2]，随着电子设备向着小型化、集成化发展，风冷、液冷等传统冷却手段已无法满足其日益增长的散热需求。平板热管是一种高效的传热元件，其利用工作介质的蒸发（沸腾）和冷凝相变过程将热源的热量带走，具有传热效率高、响应速度快、结构简单并且无需额外功耗的优点。工质是热管中的核心角色，承担着传递热量的作用，应用于热管中的工质应具有汽化潜热大、比热容大、湿润性好等特点，常用的传统工质有去离子水、醇类、酮类等。Wong[3]等研究了三种不同工作流体（去离子水、甲醇、丙酮）在平板热管中的蒸发过程，研究发现这些工质的最大热负荷值与它们的品质因数有很大的相关性，水的最大热负荷远远大于甲醇和丙酮。Attia[4]等以不同的工质研究了蒸发面的热性能，制备了不同配比的水和甲醇溶液作为工作液，还测试了体积浓度为 50％、15％的水和丙二醇的溶液，以研究表面活性剂对增强工质换热效果的效果。纪献兵[5]等以水、乙醇、丙酮为工质，实验研究了平板热管的传热性能。结果表明，3 种工质中，水具有较好的换热效果，其次是丙酮。当以水为工质时，最佳充液率是 30%，此时平板热管在较大加热功率范围内具有稳定的热阻值。Sitar[6]等分别以水、丁醇和丁醇水溶液为工质，研究了热管的传热性能，发现丁醇水溶液的传热效果最佳。Patel[7]等研究了工质对脉动热管启动特性和传热性能的影响，所使用的工质是去离子水、甲醇、乙醇、丙酮以及三种醇/酮类工质的混合溶液。结果显示，丙酮为工质的热管传热性能最优，热管启动速度快，而混合溶液工质的热管传热性能介于组成该混合溶液的单工质之间。Li[8]等使用丙酮和 R113 作为工作流体实验研究了不同充液率下平板脉动热管

[1] 基金项目：国家自然科学基金（52076004）

的传热性能，发现丙酮的散热能力为 250W，最小热阻为 0.225℃/W。学者们对不同工质的平板热管的传热性能进行了大量的研究，但对于平板热管内部沸腾-凝结共存现象尤其是混合工质相变腔内沸腾-凝结共存现象的认识还不够深入。本文通过搭建沸腾-凝结共存相变换热实验台，采用定量测试和可视化方法较为系统地研究了混合工质相变腔内沸腾-凝结共存现象，为平板热管的优化设计、工质的选取提供一定的理论支持。

1 实验装置与测试系统

图 1 为相变腔实验装置示意图。相变腔由加热铜柱、石英玻璃管、冷却铜柱组成，三者由橡胶垫片和 704 硅橡胶密封后，通过螺栓再紧固，最大限度保证相变腔的密封性，石英玻璃管为主要的可视化观测窗口，高度为 23mm。为了减少相变腔向环境的热量散失，在加热铜柱和冷却铜柱四周加装了导热系数较小的聚四氟乙烯块，两个聚四氟乙烯块同时还可以对相变腔起到支撑作用。此外，在聚四氟乙烯层周围再敷设导热系数更小的硅酸铝棉进一步减小热量损耗。相变腔的热量输入由与加热铜柱相连的黄铜加热部件提供，黄铜加热部件内嵌 4 根功率为 400W 的电阻加热棒。低温恒温槽提供相变腔所需的冷却水，水温为 12℃，流量为 $8\times10^{-5}m^3\cdot s^{-1}$。冷却水与顶部加工有翅片的紫铜热沉换热，紫铜热沉通过与其相连的冷却铜柱带走相变腔的热量。



(a) 左视图

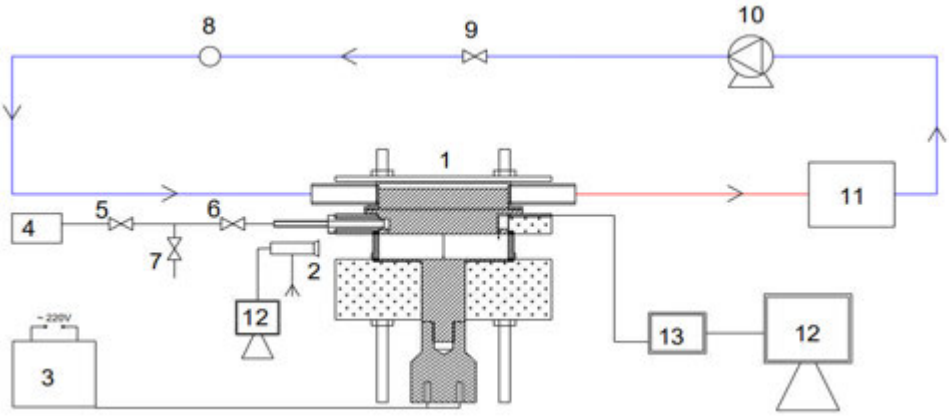
(b) 正视图

1-电阻加热棒，2-黄铜加热部件，3-聚四氟乙烯保温层，4-加热铜柱，5-石英玻璃管，6-冷却铜柱实验件，7-热沉，8-冷却水进口，9-紧固螺栓，10-冷却水出口，11-充液孔，12-O 型密封圈，13-加热铜柱测温孔，14-冷却铜柱测温孔，15-饱和蒸汽测温热电偶，16-饱和水测温热电偶

图 1 相变腔实验装置示意图

如图 2 所示为沸腾凝结共存相变过程实验观测系统。该实验系统主要包括相变腔装置、加热系统、冷却系统、抽真空及充液系统、数据采集系统、可视化系统等几个部分。加热系统主要设备有直流稳压电源、电阻加热棒，可为相变腔提供稳定的热流输入，热流由与直流稳压电源相连的 4 根 400W 的电阻加热棒产生，通过实验段的黄铜加热部件传入加热铜柱进而传入相变腔，调节直流稳压电源的电压和电流可以控制输入相变腔的

热流密度。冷却系统可为实验段提供冷却水带走相变腔的热量，主要设备有低温恒温槽、流量计、变频泵、阀门等，低温恒温槽提供温度为 12℃的冷却水，变频泵能够使冷却水不断地与相变腔进行换热，冷却水流量为 $8\times10^{-5}m^3/s$。抽真空及充液系统用于相变腔抽真空及工质的充装，主要设备有 2XZ-4 型旋片式真空泵、阀门等。数据采集系统用于监测和采集实验过程中的温度和压力，主要设备有安捷伦 34970A 数据采集仪、计算机、压力变送器等。可视化系统主要设备有 Photron MINI UX100 高速摄像仪、计算机等，用于观测和记录实验现象。



1.相变腔装置 2.高速摄像仪 3.直流稳压电源 4.真空泵 5、6、7、9.阀门 8.流量计 10.变频泵 11.低温恒温水箱 12.计算机 13.数据采集仪

图 2 沸腾凝结共存相变过程实验观测系统

2 实验方法与误差分析

2.1 实验方法

利用图 2 所示的实验观测系统，进行相变腔内沸腾凝结共存相变过程可视化和传热实验，实验方法和步骤如下：

实验前，首先清洁实验件，用砂纸对冷却铜柱和加热铜柱的主要换热表面进行打磨除垢，然后用棉布擦净，然后分别用去离子水、无水乙醇、丙酮三种试剂洗刷两个换热表面，最后再用去离子水冲洗一遍，重复以上操作，直到换热表面清洁。接着组装相变腔，将清洁并干燥后的冷却铜柱和加热铜柱塞入聚四氟乙烯保温层中，并通过橡胶垫片和密封胶与石英玻璃管连接起来，然后用螺栓夹紧，待密封胶凝固后，将相变腔装配在黄铜加热部件上。接下来测试相变腔气密性，用 2XZ-4 型旋片式真空泵对相变腔进行抽气，然后在室温下静置并通过压力变送器和电脑监测压力，十二个小时后，若压力值变化不超过 5%，则相变腔气密性符合要求，可以进行下一步实验，否则重新对相变腔进行密封。接着充注工质并二次除气，用注射器量取一定量的工质，打开注射器与相变腔之间的阀门，工质会在压差作用下被吸入到相变腔中，关闭阀门，用真空泵再次进行抽气，以去除不凝结气体的影响。

进行实验，打开直流稳压电源，调整好功率对相变腔进行加热，开启冷却水系统，通过安捷伦 34970A 数据采集仪和计算机来采集铜柱、水及蒸汽的温度和相变腔的压力，

利用 Photron MINI UX100 高速摄像仪拍摄记录相变腔内沸腾和凝结实验现象，当温度变化在半个小时内小于±0.5℃时，即认为实验达到稳态，记录实验数据和现象后结束实验。实验结束后，测量工质的体积，若与实验前工质体积相比误差不超过 5%，则认为充液量准确，实验可靠，否则重新进行该工况的实验。。

2.2 数据处理与误差分析

系统在稳态运行条件下，加热铜柱和冷却铜柱的轴向热量传递可近似看做一维稳态导热，因此，数据处理方法如下：

铜柱温度分布（轴向）由采集到的温度数据求得，即式(1)；沸腾表面温度 T_W 和冷凝表面温度 T'_W 由式(1)求得；热流密度 q（加热铜柱）和 q'（冷却铜柱）由傅里叶定律，即式(2)求得；饱和工质的温度 T_{sat} 由热电偶 16 测得；冷凝表面附近蒸汽温度 T_V 由热电偶 15 测得；沸腾表面传热热阻 R_b、冷凝表面传热热阻 R_c 和相变腔总热阻 R 分别由式(3)~(5)定义。

$$T=a+bx \tag{1}$$

$$q=\lambda_{Cu}(dT/dx) \tag{2}$$

$$R_b=(T_W-T_{sat})/(qA_b) \tag{3}$$

$$R_c=(T'_W-T_V)/(q'A_C) \tag{4}$$

$$R=R_b+R_c \tag{5}$$

其中，x 为测温点与换热表面的距离，A_b 为加热铜柱截面积，A_C 为冷凝表面面积。

由式(3)~式(5)可得到传热热阻的相对误差为：

$$\Delta R/R=[(\Delta q/q)^2+(\delta\Delta T/\Delta T)^2]^{1/2} \tag{6}$$

各部分传递的误差如下：

导热系数 λ_{Cu} 由化工物性手册查得，因此导热系数相对误差 $\Delta\lambda_{Cu}/\lambda_{Cu}$ 忽略不计；孔间距 δx 由千分尺测量，测温孔间距相对误差 $\Delta\delta x/\delta x$ 取 0.33%；温差相对误差 $\Delta\delta T/\Delta T$ 包含标定误差和仪表显示误差，仪表显示误差较小，可以忽略不计。本实验中所使用的 T 型铠装热电偶标定误差为 0.1℃，因此温差的绝对误差 $\Delta\delta T$ 为 0.2℃，实验中加热铜柱上距离最远的两个测温孔之间的最小温差 δT 为 5.29℃，所以温差的相对误差 $\Delta\delta T/\Delta T$ 为：

$$\Delta\delta T/\delta T=0.2/5.29\times100\%=3.78\% \tag{7}$$

因此热流密度相对误差为：

$$\Delta q/q=[(3.78\%)^2+(0.33\%)^2]^{1/2}=3.79\% \tag{8}$$

过热度相对误差为温差的绝对误差与最小过热度之比。ΔT 为沸腾表面温度 T_W 与饱和工质温度 T_{sat} 之间的温差，即过热度，本实验中的最小过热度为 5.83℃，因此过热度的相对误差为：

$$\delta\Delta T/\Delta T=0.2/5.83\times100\%=3.43\% \tag{9}$$

因此传热热阻的相对误差为：

$$\Delta R/R=[(3.79\%)^2+(3.43\%)^2]^{1/2}=5.11\% \tag{10}$$

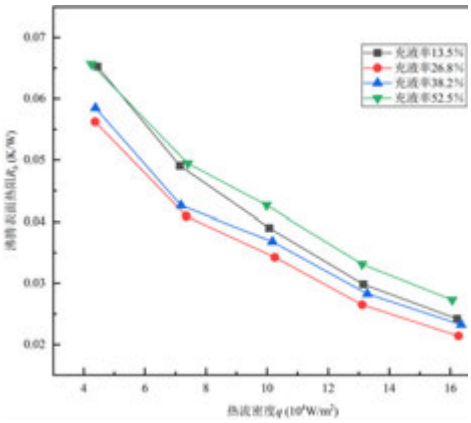
3 实验结果与分析

将无水乙醇与去离子水进行混合，制备了体积浓度分别为 20%、40%、60%的乙醇

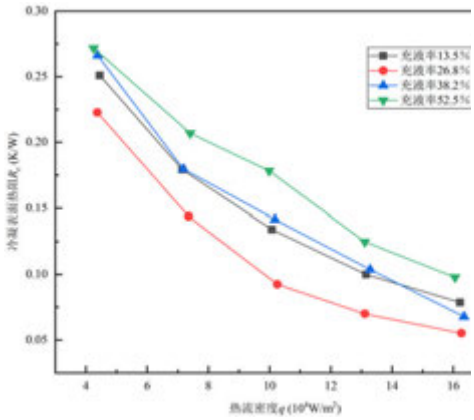
-水混合溶液作为相变腔的工质，利用沸腾凝结共存相变过程实验观测系统进行了相变腔内沸腾-凝结共存现象的可视化实验研究和传热性能实验研究，探究去离子水、20％、40％、60％的乙醇-水混合溶液四种工质在不同加热功率及充液率下的传热特性及启动特性。其中，以去离子水为工质时，进行了 12.5％、21.2％、32.6％、58.0％四组不同充液率的实验；20％的乙醇-水混合溶液为工质时，所取充液率 V 分别为 15.3％、31.2％、47.5％；40％的乙醇-水混合溶液为工质时，所取充液率 V 分别为 13.5％、26.8％、38.2％、52.5％；60％的乙醇-水混合溶液为工质时，所取充液率 V 分别为 14.5％、27.0％、40.5％、54.5％。每组充液率下均进行加热功率分别为 65W、102W、140W、184W、234W 的五组实验。

图 3 给出了工质为 40％浓度乙醇水溶液的相变腔实验结果。可以看到，各换热表面热阻均随着热流密度的增大而降低，例如当充液率为26.8％时，热流密度从 0.44×10^5W/m^2 增大到 1.63×10^5W/m^2，提高了 270％；对应的，沸腾表面热阻 R_b、冷凝表面热阻 R_c、相变腔总热阻 R 从 0.0562K/W、0.2227K/W、0.2789K/W 分别降低到 0.0214K/W、0.0552K/W、0.0766K/W，分别降低了 61.9％、75.2％、72.5％，冷凝表面热阻所占比重 η 从 0.798 降低到 0.721。热流密度为 1.62×10^5W/m^2 时，在 13.5％、26.8％、38.2％、52.5％四个充液率条件下的沸腾表面热阻分别为 0.0242K/W、0.0214K/W、0.0232K/W、0.0273K/W，冷凝表面热阻分别为 0.0786K/W、0.0552K/W、0.0677K/W、0.0978K/W，总热阻分别为 0.1028K/W、0.0766K/W、0.0910K/W、0.1251K/W，可以看到，各表面换热热阻均在充液率为 26.8％时达到最小，即存在一个最佳充液率，使得相变腔在此充液率条件下有最佳传热性能。

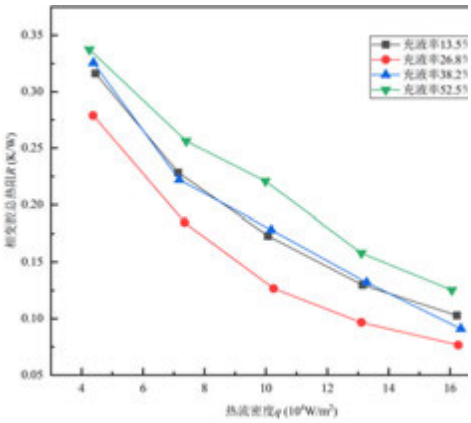
图 4 给出了不同充液率时的典型可视化图像。如图(a)低充液率下，液面距离冷凝壁面较远，沸腾过程和冷凝过程相对比较独立，影响程度较小，液滴主要依靠重力自由滴落的形式回流；充液率增大到 26.8％，工质量增多，液面到冷凝面的距离减小，气泡破裂后可以对冷凝面进行有效地冲刷带走冷凝液，沸腾过程和冷凝过程如此频繁强烈的相互作用大大增强了相变腔的换热，减小了换热表面的传热热阻，使得相变腔在此充液率下具有较好的传热特性；充液率增大到 38.2％，由于液面距离冷凝表面较近，沸腾气泡与冷凝面接触易形成小面积短暂液桥现象，充液率继续增大到 52.5％，液面到冷凝面的距离进一步缩短，沸腾液面极易与冷凝面上的冷凝液接触形成液桥，这种液桥现象大大降低了相变腔的传热性能。



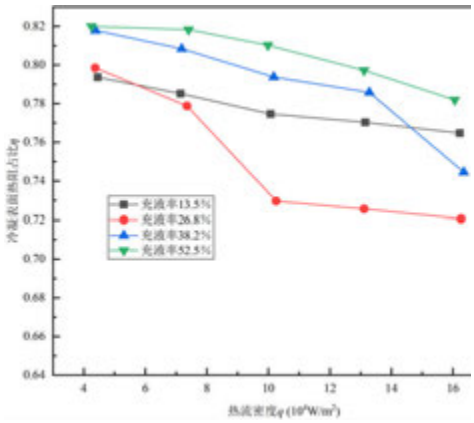
(a) 沸腾表面热阻



(b) 冷凝表面热阻

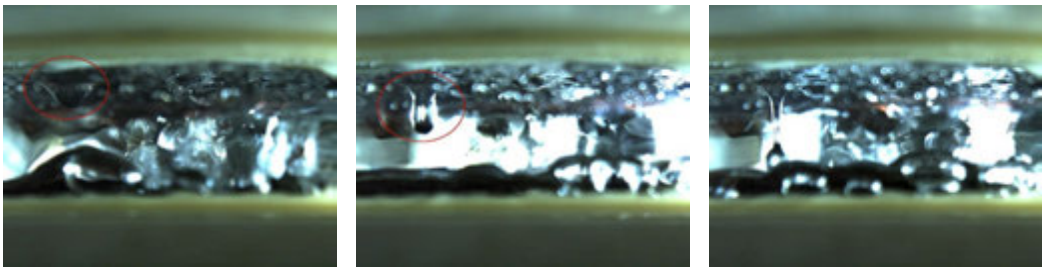


(c) 相变腔总热阻



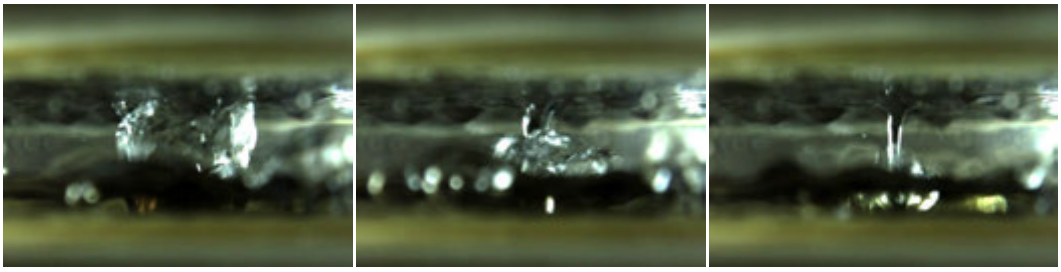
(d) 冷凝表面热阻占比

图 3 40％乙醇水溶液工质相变腔热阻分析



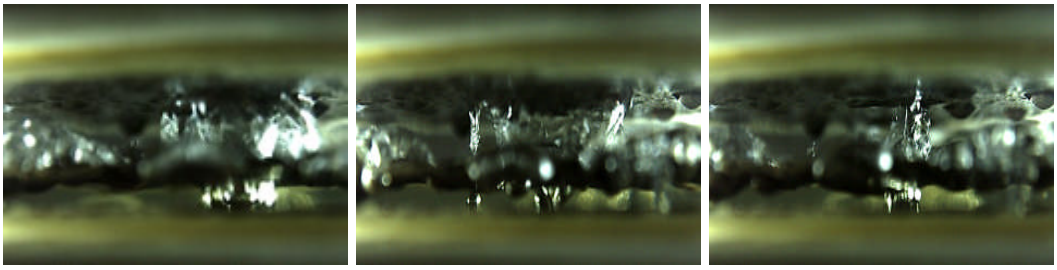
τ τ+40ms τ+84ms

(a) 充液率 V=13.5％



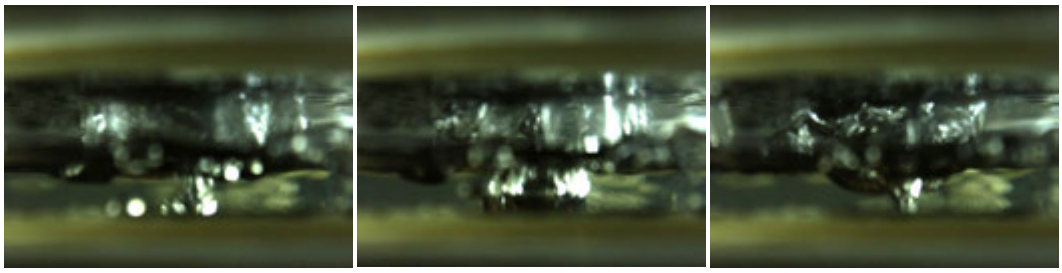
τ τ+16ms τ+24ms

(b) 充液率 V=26.8%



τ τ+20ms τ+68ms

(c) 充液率 V=38.2%



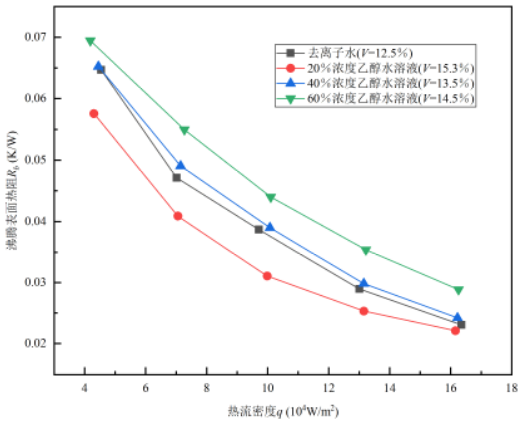
τ τ+28ms τ+48ms

(d) 充液率 V=52.5%

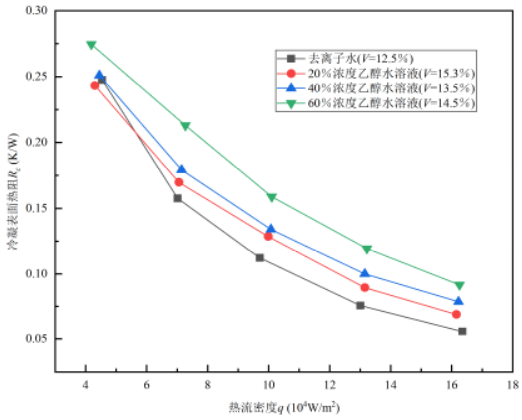
图 4 不同充液率下的可视化图像，q=1.63×10^{5}W/m^2

图 5 给出了一组低充液率下的各工质的实验结果对比。输入热流为 1.00×10^{5}W/m^2 时，去离子水、20%浓度乙醇-水溶液、40%浓度乙醇-水溶液、60%浓度乙醇-水溶液四种工质相变腔的沸腾表面热阻 R_b 分别为 0.0387K/W、0.0311K/W、0.0390K/W、0.0440K/W，冷凝表面热阻 R_c 分别为 0.1123K/W、0.1287K/W、0.1340K/W、0.1588K/W，总热阻 R 分别为 0.1510K/W、0.1597K/W、0.1730K/W、0.2028K/W。此外，输入热流从 0.43×10^{5}W/m^2 增大到 1.62×10^{5}W/m^2，去离子水的冷凝表面热阻占比 η 从 0.793 降低到 0.708，20%浓度乙醇-水溶液、40%浓度乙醇-水溶液、60%浓度乙醇-水溶液分别从 0.809、0.794、0.798 降低到 0.757、0.765、0.760，以乙醇-水溶液为工质的相变腔与去离子水相比冷凝表面热阻所占比重较大。可以看出，在这几种工质中，相同充液率下，去离子水的传热性能最好，乙醇-水溶液传热性能稍差，且乙醇浓度越高传热性能越差。

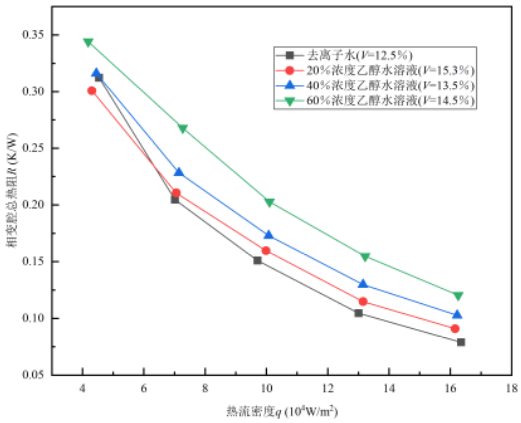
图 6 给出了四种工质在低充液率时的可视化图像对比。由于充液量较少，冷凝面液滴主要以自由滴落的形式回流。可以看到，与去离子水相比，乙醇-水溶液为工质时液滴脱离冷凝表面及下落时间变长，即冷凝液回流速度变慢，并且乙醇浓度越高，回流速度越慢，因此热阻升高，传热性能下降。



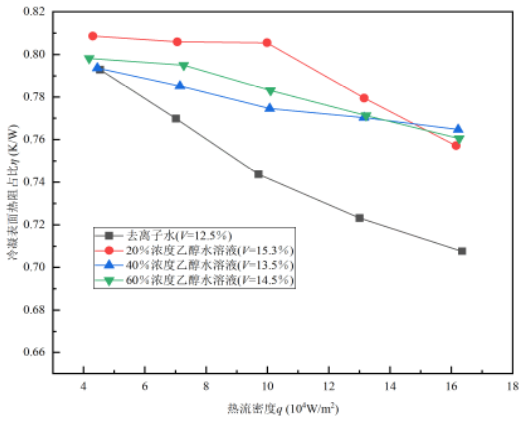
(a) 沸腾表面热阻



(b) 冷凝表面热阻

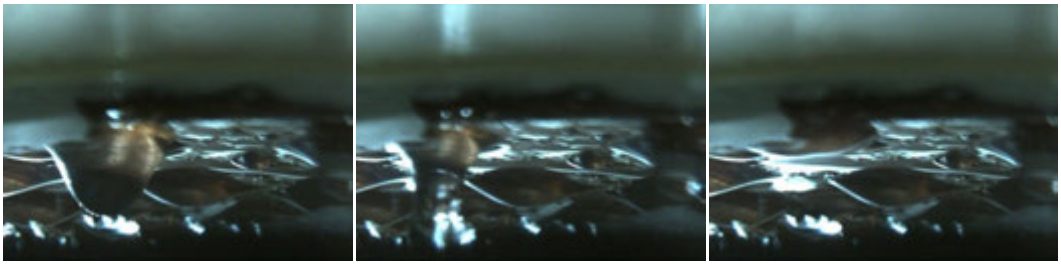


(c) 相变腔总热阻



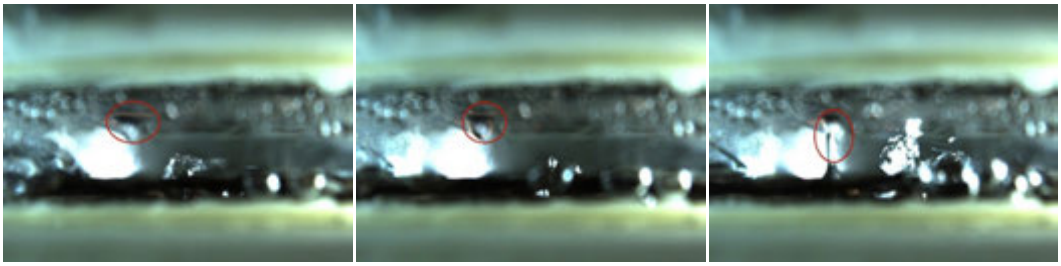
(d) 冷凝表面热阻占比

图 5 各工质相变腔低充液率下实验结果对比



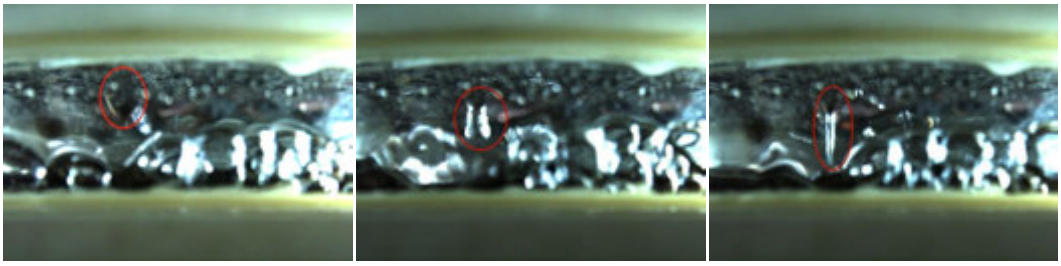
τ τ+36ms τ+76ms

(a) 去离子水，V=12.5%



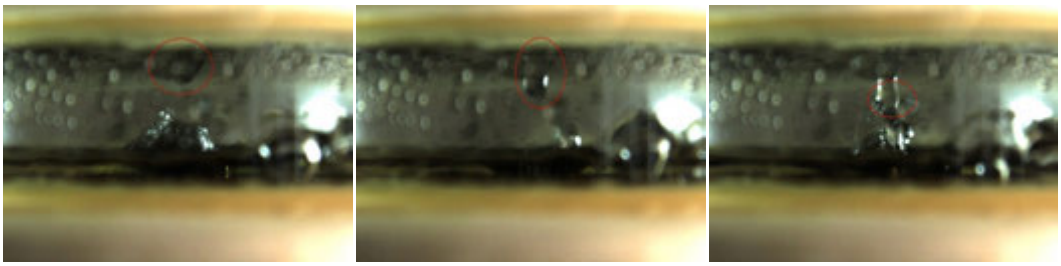
τ τ+36ms τ+84ms

(b) 20%浓度乙醇-水溶液，V=15.3%



τ τ+44ms τ+92ms

(c) 40%浓度乙醇-水溶液，V=13.5%



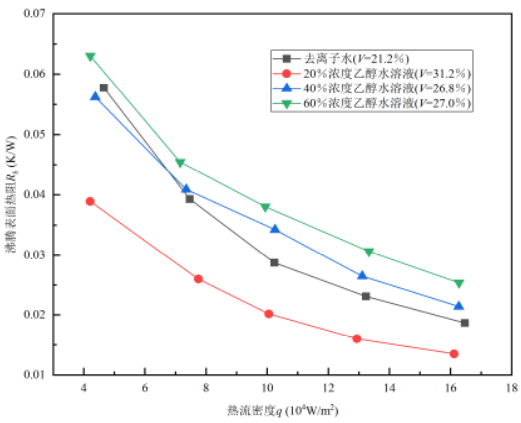
τ τ+60ms τ+104ms

(d) 60%浓度乙醇-水溶液，V=14.5%

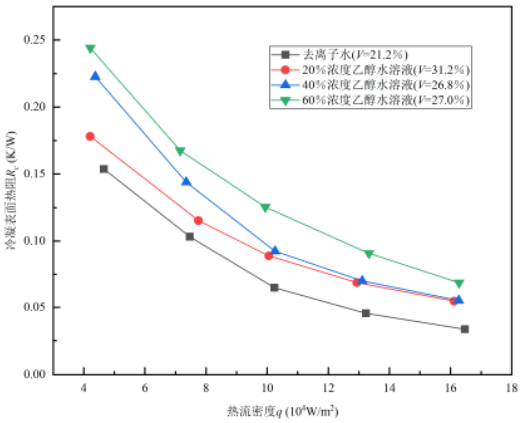
图 6 各工质相变腔冷凝面对比，q=1.32×10^{5}W/m^2

图 7 给出了四种工质在各自最佳充液率时的实验结果的对比。输入热流从 0.43×10^{5}W/m^2 增大到 1.62×10^{5}W/m^2，以去离子水、20%浓度乙醇-水溶液、40%浓度乙醇-水溶液、60%浓度乙醇-水溶液作为工质的相变腔总热阻 R 分别从 0.2114K/W、0.2170K/W、0.2789K/W、0.3072K/W 降低到 0.0522K/W、0.0682K/W、0.0766K/W、0.0939K/W，冷凝表面热阻占比 η 分别从 0.727、0.821、0.798、0.795 降低到 0.642、0.802、0.721、0.730，以去离子水为工质的相变腔最佳传热性能要优于以乙醇-水溶液为工质的相变腔，且以乙醇-水溶液为工质的相变腔具有较高的冷凝表面热阻占比。

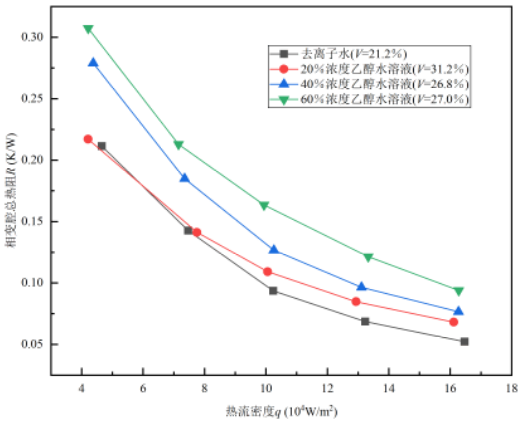
图 8 为四种工质中充液率为 26.8%~32.6%时的沸腾凝结现象对比。可以看出，乙醇-水溶液的气泡破裂周期略长于去离子水，且乙醇浓度越高，气泡破裂周期越长，气泡冲刷冷凝表面的频率也就越低。此外，由于黏度和表面张力较大，乙醇-水溶液易在冷凝面形成较大的液滴及较厚的液膜，气态工质在冷凝面凝结后形成接触角较小的液滴，由于受到的壁面粘滞力较大，液滴不容易滴落，因此小液滴易汇合并形成较大的液滴或连接成液膜，使冷凝液回流变慢。



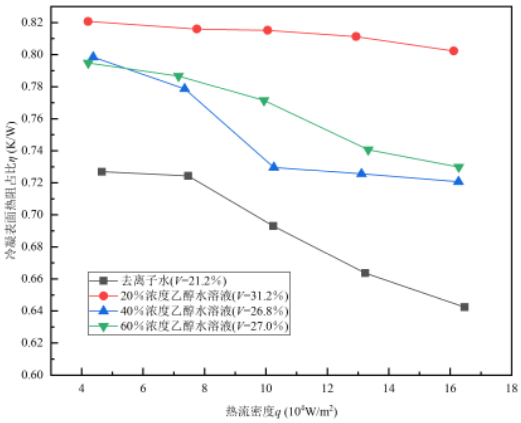
(a) 沸腾表面热阻



(b) 冷凝表面热阻

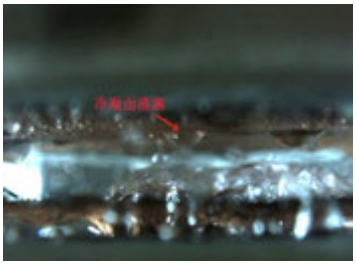


(c) 相变腔总热阻

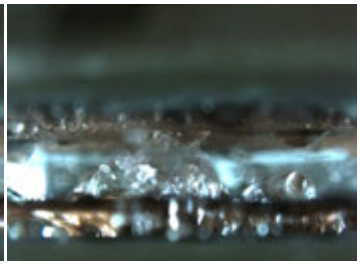


(d) 冷凝表面热阻占比

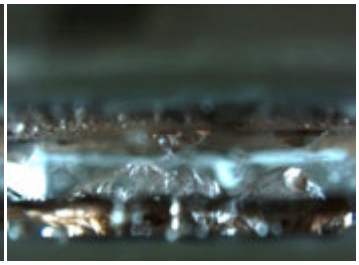
图 7 各工质相变腔最佳充液率下实验结果对比



τ

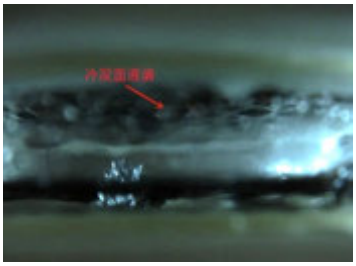


τ+16ms

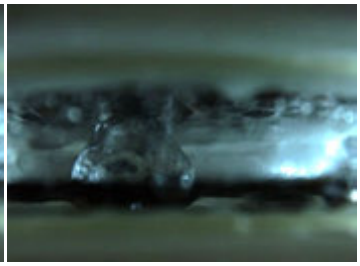


τ+36ms

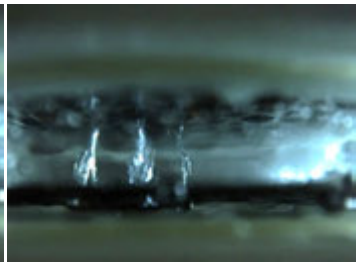
(a) 去离子水，V=21.2%



τ

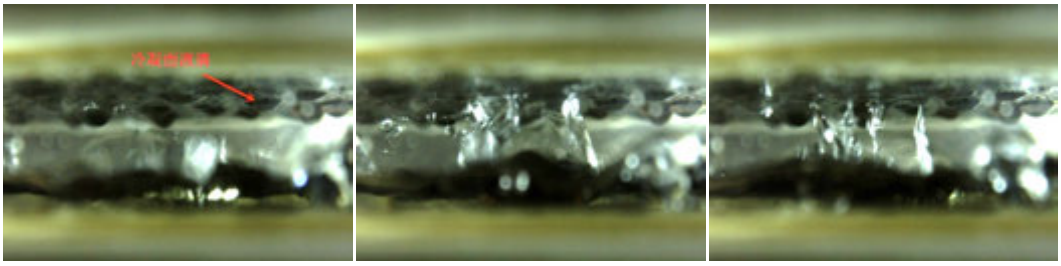


τ+20ms



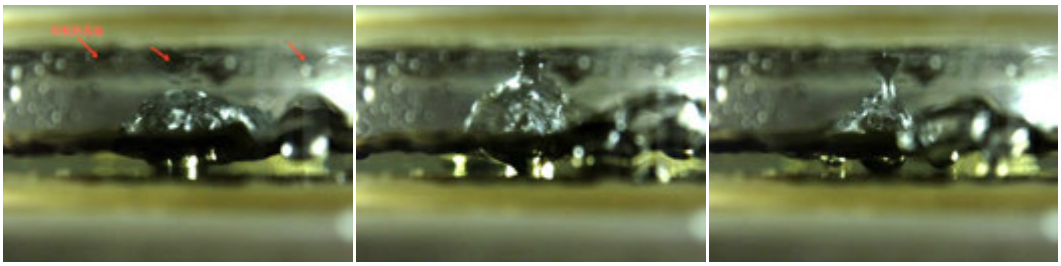
τ+32ms

(b)　20%浓度乙醇-水溶液，V=31.2%



τ　　τ+24ms　　τ+40ms

(c)　40%浓度乙醇-水溶液，V=26.8%



τ　　τ+28ms　　τ+48ms

(d)　60%浓度乙醇-水溶液，V=27.0%

图 8　各工质相变腔沸腾凝结现象对比，q=1.32×10^{5}W/m^2

图 9 给出了四种工质在加热过程中距离沸腾表面最近的一个测温孔温度随时间的变化。当温度变化在半个小时内小于±0.5℃时，即认为实验达到稳态，由图可知，当工质为去离子水时，相变腔温度上升较慢，在 28750s 左右达到稳态，当工质为 20%浓度乙醇-水溶液时，相变腔温度上升较快，在 23333s 左右达到稳态；当工质为 40%浓度乙醇-水溶液时，在 21250s 左右达到稳态；当工质为 60%浓度乙醇-水溶液时，在 19000s 左右达到稳态。可以看到，乙醇-水溶液在相变腔输入热量后能够较快的升温达到稳态，且乙醇浓度越高，升温越快，这是由于乙醇具有较低的沸点和比热容。但是乙醇-水溶液工质在稳定运行时的温度要高于去离子水，因此乙醇-水溶液适合于热响应要求快的场合，去离子水适合于高热流场合。

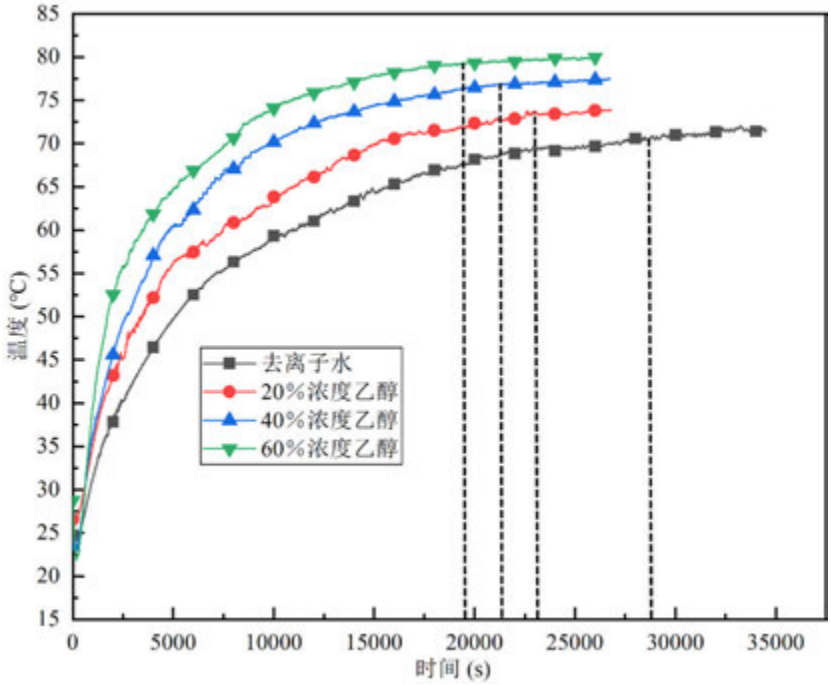


图 9 相变腔启动速度对比，V=12%~15%，q=1.32×10^{5}W/m^2

4 结　论

本文分别以去离子水、vol.20%浓度乙醇-水溶液、vol.40%浓度乙醇-水溶液、vol.60%浓度乙醇-水溶液作为工质研究了相变腔传热特性及沸腾凝结现象，结合高速摄像仪所记录的可视化图像重点分析了充液率、热流密度等因素的影响，并对四种工质的传热特性及沸腾凝结特性进行了对比分析。通过以上研究，得出以下结论：

1) 充液率是影响相变腔传热性能的一个重要因素，通过改变液面到冷凝表面的距离引起沸腾过程对冷凝面影响程度，从而引起冷凝液回流方式的改变。低充液率时，冷凝液主要以自由滴落的形式回流；中等充液率时，冷凝液主要随气泡的冲刷携带回流，回流速度加快，传热增强；高充液率下，冷凝液与沸腾液面形成液桥，回流速度减慢，传热性能反而降低。最佳充液率为一个范围，约为 20%~32%，不同种类的工质最佳充液率有所差别，在此范围内相变腔有最佳性能。

2) 乙醇-水溶液工质与去离子水相比具有较好的启动特性，并且所含浓度越高，启动速度越快，这是由于乙醇具有较低的沸点和比热容，因此在对热响应要求快的场合有较好的适用性；乙醇-水溶液的传热性能不如去离子水，所含乙醇浓度越高，传热性能越差，这是由于乙醇的热导率、汽化潜热小于去离子水，而黏度大于去离子水，使得乙醇-水溶液为工质时具有较大的沸腾面和冷凝面热阻。

参考文献

[1] LI G Y, ZHANG G H, GAO J X. Study on structure optimization of a dual IGBT module heat sink in DC-DC converter under natural convection. IEEJ Transactions on Electrical and Electronic Engineering, 2019, 14(10): 1524－1531.

[2] CHENG Yu, FU Guicui, JIANG Maogong, et al. Investigation on intermittent life testing program for IGBT. Journal of Power Electronics, 2017, 17(3): 811－820.

[3] WONG Shwin-chung, LIN Yu-chung, LIOU Jhan-hong. Visualization and evaporator resistance measurement in heat pipes charged with water, methanol or acetone. Elsevier Masson, 2012, 52: 154-160.

[4] Ahmed A.A. Attia, Baiumy T.A. El-Assal. Experimental investigation of vapor chamber with different working fluids at different charge ratios. Ain Shams Engineering Journal, 2012, 3(3): 35-51.

[5] 纪献兵, 徐进良, A.A. Marthial, 等. 超轻多孔泡沫金属平板热管的传热性能研究. 中国电机工程学报, 2013, 33(02): 72-78,14.

Ji Xianbing, Xu Jinliang, A.A. Marthial, et al.Study on heat transfer performance of ultra-light porous metal foam flat heat pipe.Proceedings of the CSEE, 2013, 33(02): 72-78,14.

[6] A. Sitar, I. Golobic. Heat transfer enhancement of self-rewetting aqueous n-butanol solutions boiling in microchannels. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2015, 81: 198- 206.

[7] V.M. Patel, Gaurav, H.B. Mehta. Influence of working fluids on startup mechanism and thermal performance of a closed loop pulsating heat pipe. Applied Thermal Engineering, 2017, 110: 1568-1577.

[8] LI Chenxi, LI Ji. Thermal characteristics of a flat plate pulsating heat pipe module for onsite cooling of high power server CPUs. Thermal Science and Engineering Progress, 2023, 37, 101542.

中国工程热物理学会 学科类别：传热传质学
学术会议论文 编号：233369

水合盐热化学储热技术的释热实验研究

罗欣怡[1]，李威[2]，王秋旺[1]，曾敏[1*]
（西安交通大学热流科学与工程教育部重点实验室，西安 710049
南京工业大学机械与动力工程学院，南京，211816）
（Tel：029-82665581， Email: zengmin@mail.xjtu.edu.cn）

摘要：本文设计并搭建了开式热化学储热实验台，研究了几种具有应用前景的水合盐热化学材料和优选的复合吸附储热材料在反应器中放热性能。结果表明，$SrCl_2$ 的放热性能最好，最大进出口温升可达到 14.10℃，SCAA25 复合吸附剂兼具纯盐和多孔基质的优势。增加入口流量和入口相对湿度可以提高系统的输出温度，缩短反应时间。在经历五次吸/脱附循环后，复合吸附剂 SCAA25 的最大进出口温差降低了 1.3℃，蒸汽吸附量减少了 8.5%，反应时间延长了 8.5%，储热密度减小了 6.5%。

关键词：水合盐；复合吸附剂；释热性能；热化学储热

0 前言

水合盐吸附式热化学储热技术因其环保、安全、和低成本等优点被认为是极具前景的机械储热方式[1]。与其它储热技术相比，水合盐热化学储热技术相对不够成熟，目前主要处于理论和实验室研究阶段，在开式热化学储热反应器中，传质问题为反应器性能的主要限制因素。研究开式反应器的热质传递机理，设计结构紧凑、放热性能好的换热器是研究重点之一[2-3]。

在热化学储热系统中，储热材料是最重要的一环，直接决定热化学储热系统的输出性能。为了提高系统的稳定性、储热密度和储热效率[4]，理想的水合盐应具有以下特点：适合特定应用的解吸和吸附温度[5]、储热密度大、可逆性好、成本低廉、安全性好（无毒、无腐蚀性[6]、不易燃易爆[7]）和较快的反应动力学，便于能量的储存与回收。表 1 列出了用于热能储存的常见水合盐及其热化学性质。

表 1 常用纯水合盐的主要特征[8-15]

	储热密度 /GJ·m^{-3}	脱附温度/℃	成本 /€·t^{-1}	潮解相对湿度/%	特点
$SrCl_2$	2.51	150	160	75	储热密度大；潮解相对湿度高
$SrBr_2$	2.02	80	1152	60	80℃下可完全脱水；潮解相对湿度高；价格昂贵
$MgSO_4$	2.81	150	54	90	放热温度< 50℃；水合温升较小
K_2CO_3	0.84~1.56	65	100	44	产生不凝气体 CO_2；脱水速率强烈依赖于蒸汽浓度

基金项目：国家自然科学基金资助项目（No. 52176085）

Aristov 等[16-17]提出将水合盐通过浸渍、干混或冷冻干燥等方法搭载入多孔基质中开发新型复合材料，以提高水合盐的传热传质性能和稳定性。常见的多孔基质包括：沸石、硅胶、蛭石、活性氧化铝、活性炭和金属有机骨架等，可以改善改善单体水合盐的传热传质问题，获得较高的输出热功率[18]。

为了探究水合盐热化学储热开式反应器的热质传递机理，本研究搭建热化学储热实验台，对比了常用的水合盐（$SrCl_2·6H_2O$，$MgSO_4·7H_2O$，$SrBr_2·6H_2O$，$K_2CO_3·1.5H_2O$）和多孔基质（活性 Al_2O_3）的水合放热过程；讨论了优选的 $SrCl_2/Al_2O_3$ 复合吸附剂与水合盐 $SrCl_2$、活性 Al_2O_3 相比在反应器中吸附性能的改善情况；研究了在不同入口流量和入口相对湿度下优选的 $SrCl_2/Al_2O_3$ 复合吸附剂的吸附性能。

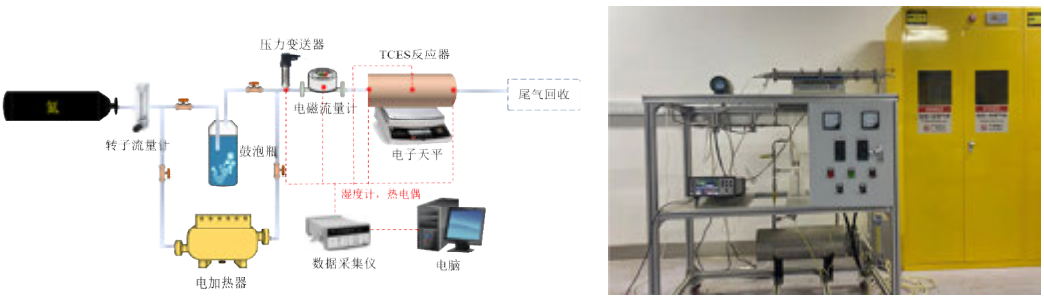
1 材料选择及实验

1.1 储热介质

本研究中使用的材料是 $SrCl_2·6H_2O$ 以及复合材料 SCAA25（活性氧化铝浸渍浓度 25%氯化锶溶液，含盐量 22.5wt.%）。此外，还使用常用的水合盐 $MgSO_4·7H_2O$、$SrBr_2·6H_2O$、$K_2CO_3·1.5H_2O$ 和多孔基体活性 Al_2O_3（AA）进行储热性能对比。反应器中反应段的体积为 126 mL，在实验台运行过程中，氮气通过反应器中储热材料间的空隙流动。控制气瓶出口压力为 0.1~0.2 MPa，即流量为 0.3~1.2 $m^3·h^{-1}$，相对湿度为 50~80%。但流速会随着反应器内部材料堆积情况变化而变化，进而引起湿度的改变。

1.2 吸附实验台

本文中的热化学储热系统实验台如图 1 所示，可满足解吸充热、储热和吸附放热三种模式的运行要求，实现热化学储热循环过程。该实验台在常下运行，用于太阳能、工业余热等低品位热能的储存和回收，可实现建筑供暖。系统主要组成部分包括：主反应系统，供气系统，加热系统，加湿系统，输气管道，数据采集系统。



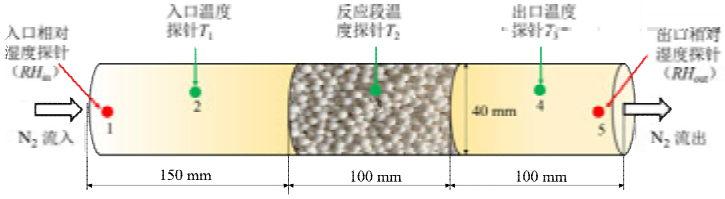
(a) 实验台装置示意图　　(b) 实验台实物图

图 1 热化学储热系统实验台

反应器由三段组成，见图 2，分别为：入口段、反应段和出口段，长度分别为 150 mm、100 mm 和 100 mm。反应段填充热化学储热材料。

反应器从入口段至出口段共设置 5 个监测点，入口处和出口处各安装一个湿度变送器（监测点 1 和监测点 5），并在入口段和出口段中间各安装一个 K 型热电偶（监测点 2、3 和监测点 4），分别测量入口与出口的温湿度情况。通过放置在反应器下方的电子天平（SOVOTSC，精度：±0.1 g），测量并记录反应进程中吸附剂的质量变化，以计算吸附/解吸量。

(a) 反应器



(b) 反应器参数示意图

图 2 实验台的主反应系统

供气系统由气瓶柜、气瓶、两级减压阀以及流量计组成。在实验开始前，对系统的气密性进行了检查以及仪器的校正。相关仪器设备见表 2。

表 2 主要仪器设备

序号	名称	型号/规格	精度	不确定度	数量
1	K 型热电偶	0~1300℃	±0.75%	3.25℃	3
2	压力变送器	YC-131	0.25%FS	8.7×10^{-4} MPa	1
3	湿度变送器	EL-DB440-VS142-W	±0.80%RH	0.80%RH	2
4	转子流量计	LZB-10	±2.50%	0.02 $m^3\cdot h^{-1}$	1
5	热式质量流量计	HQ980-10	±1.00%	0.45 $m\cdot s^{-1}$	1
6	电子天平	SOVOTSC	±0.10 g	0.10 g	1
7	数采仪	泰克 DAQ6510	-	-	1
8	电加热器	2 kW	-	-	1
9	电加热柜	-	-	-	1
10	鼓泡瓶	5 L	-	-	1

1.3 计算方法和不确定度分析

开式热化学储热反应器的放热功率计算为：

$$P_{\mathrm{dis}} = \rho_{\mathrm{f}} c_{\mathrm{p,\,f}} q_{\mathrm{f}} \left(T_{\mathrm{in}} - T_{\mathrm{out}}\right) \tag{1}$$

式中：ρ_{f}—— 流体密度/$kg\cdot m^{-3}$；$c_{\mathrm{p,\,f}}$—— 流体的比热容/$J\cdot kg^{-1}\cdot K^{-1}$；$q_{\mathrm{f}}$—— 流体的体积流量/$m^3\cdot s^{-1}$；$T_{\mathrm{in}}$——流体的入口温度/℃；$T_{\mathrm{out}}$—— 流体的出口温度/℃。

总放热量为：

$$Q_{\mathrm{dis}}=\int_0^t P_{\mathrm{dis}}\mathrm{d}t=\int_0^t \rho_{\mathrm{f}} c_{\mathrm{p,\,f}} q_{\mathrm{f}}\left(T_{\mathrm{in}}-T_{\mathrm{out}}\right)\mathrm{d}t \tag{2}$$

式中：t—— 反应时间/min。

体积储热密度为：

$$ESD_{\mathrm{V}}=\frac{Q_{\mathrm{dis}}}{V} \tag{3}$$

式中：V—— 反应器反应段的体积/m^3。

质量储热密度为：

$$ESD_{\mathrm{m}}=\frac{Q_{\mathrm{dis}}}{m} \tag{4}$$

式中：m—— 填充的反应物质量/kg。

在该热化学储热实验系统中，实验计算物理量的不确定度和相对不确定度的计算公式为：

$$\sigma_{\mathrm{f}}=\sqrt{\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{\partial f}{\partial X_{\mathrm{i}}}\right)^2\sigma_{\mathrm{i}}^2} \tag{5}$$

$$\psi_{\mathrm{f}}=\frac{\sigma_{\mathrm{f}}}{f} \tag{6}$$

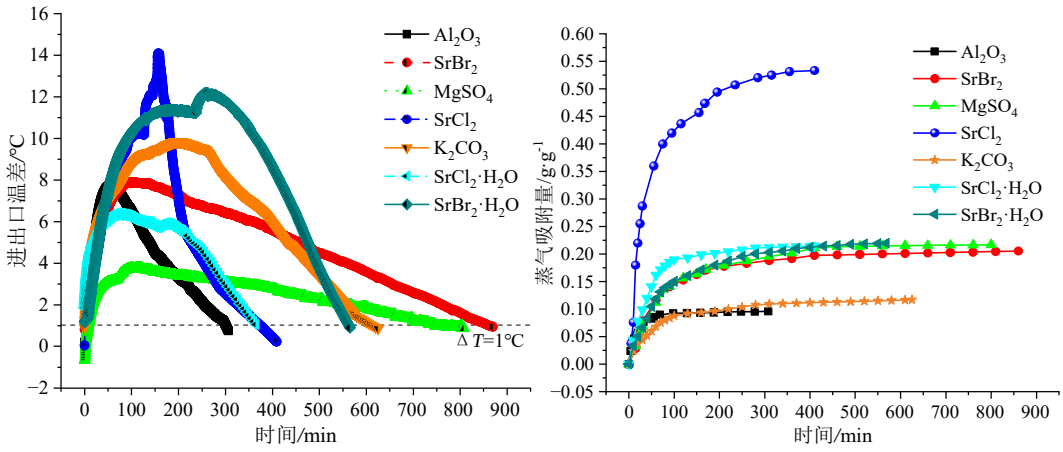
式中：σ_{f}—— 间接测量量的不确定度；f—— 间接测量量；X_{i}—— 直接测量量；σ_{i}—— 直接测量量的不确定度；ψ —— 相对不确定度。根据式（1）~（4），性能参数 P_{dis}，Q_{dis}，ESD_{V} 和 ESD_{m} 的合成不确定度分别计算为：1.46%，1.46%，1.46%和 1.45%。

2 结果分析

2.1 吸附性能对比

针对几种热化学储热材料进行吸附放热过程研究，运行工况为：环境温度 T_{amb} 为 17℃±1℃，流体入口温度 T_{in} = 17℃±1℃。初始流量 $q_{\mathrm{f,\,ini}}$ 为 0.6 $m^3\cdot h^{-1}$，初始相对湿度 $RH_{\mathrm{in,\,ini}}$ 为 65%。

图 3（a-b）分别为不同储热材料的进出口温差和蒸汽吸附量对比，可以观察到脱附后的无水 $SrCl_2$ 可达到的进出口温差 ΔT 最高，可达 14.10℃，$SrBr_2\cdot H_2O$ 实现了 11.55℃的进出口温差。无水 $SrCl_2$ 的蒸汽吸附量最高，为 0.5333 $g\cdot g^{-1}$，参与反应的盐占比较高，详细数据见表 3。不同水合盐吸附效果的差异主要是由于：水合盐自身吸附能力和对反应条件的需求差异、脱附后结块情况不同、吸附团聚膨胀情况不同导致流体入口条件的差异等。研究结果表明，水合盐在反应器中，存在团聚、膨胀等现象，使反应不稳定或不完全，表现出了缓慢的动力学和较低的放热温度。活性氧化铝是均匀的球状多孔结构，在反应器中有充足的空隙使潮湿氮气流过，保证了传热过程的稳定进行，同时成本较低，故将多孔基质与纯盐结合以改善纯盐的吸附性能是可行的。



(a) 进出口温差变化　　(b) 蒸汽吸附量变化

图 3 基于不同储热材料的储热系统温升对比

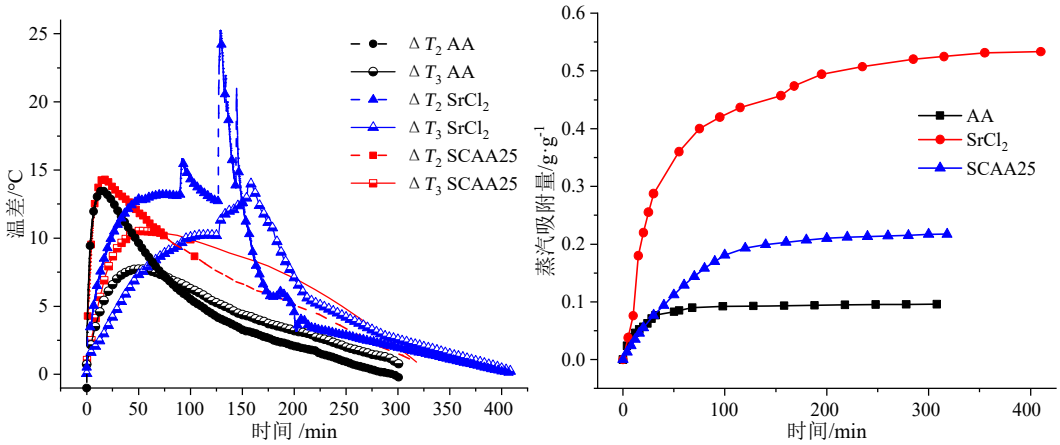
表 3 常用储热材料吸附结果对比（$RH_{in,\ ini}$ = 65%，$q_{f,\ ini}$ = 0.6 $m^3 \cdot h^{-1}$）

	$\Delta T_{3,\ max}$/°C	$\Delta T_{2,\ max}$/°C	t/min	吸附量/g·g^{-1}	理论吸附量/g·g^{-1}	反应程度/%
$SrCl_2$	14.10	25.24	373.0	0.5333	0.6818	78.22
$SrCl_2 \cdot H_2O$	6.40	10.20	375.0	0.2149	0.5096	42.17
$MgSO_4$	3.81	7.65	745.5	0.1770	0.5120	34.57
$SrBr_2$	7.90	13.57	861.0	0.2054	0.4365	47.05
$SrBr_2 \cdot H_2O$	11.55	18.10	562.9	0.2199	0.3391	64.85
K_2CO_3	9.84	12.93	612.0	0.1172	0.1957	59.89
Al_2O_3	7.75	14.49	301.0	0.0959	-	-

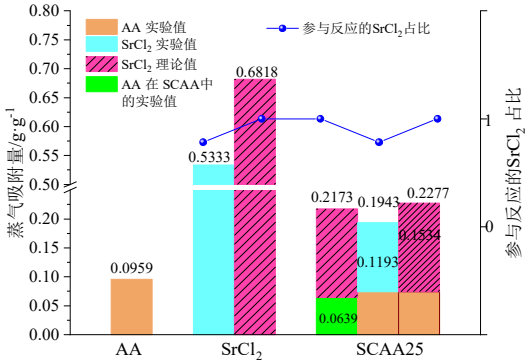
图 4 为纯盐 $SrCl_2$、多孔载体 AA 与复合材料 SCAA25 的反应过程对比。从图 4（a）可以看出，$SrCl_2$ 的 ΔT_3 变化过程是极其不稳定的，AA 的 ΔT_3 在达到最大温升后缓慢下降，温度变化过程是稳定的。SCAA 即结合了两者的优势，在 60 min 达到最大进出口温升后缓慢下降，整个过程 ΔT_3 曲线是平滑的。T_2 为反应器中间的温度，与材料直接接触，测得的 AA、$SrCl_2$ 和 SCAA25 可达到的 ΔT_2 的最大值分别为 14.49°C、25.24°C和 14.92°C，虽然 SCAA25 的 ΔT_2 最大值几乎接近 AA，但 ΔT_3 仅低于纯盐 2.9°C，这是由于盐填充进多孔介质中，纯盐充分反应使热量及时传递到了反应器出口。图 4（b）表明，AA 由于具备丰富的微观孔隙通道，反应迅速发生，达到吸附标准时蒸汽吸附量为 0.0959 g·g^{-1}，纯盐 $SrCl_2$ 在反应初期反应速率很快，但由于内部填充状态的变化不够稳定，最终达到 0.5333 g·g^{-1}，为理论吸附量的 78.22%，SCAA25 的反应速率与 AA 相近，最终吸附水蒸气 0.2173 g·g^{-1}。

图 4（c）为实际吸附量与理论吸附量的比较。SCAA25 的第一列为实际吸附量，纯盐以理论完全吸附值进行吸附量计算时，则多孔介质吸附量为 0.0639 g·g^{-1}，即 0.0825 g·g^{-1}（86.03%）。SCAA25 的第二列为 AA 与 SCAA 均按照单独材料吸附最终达到的水

平进行计算的值，可以发现，当盐吸附能力为 0.5333 g·g^{-1}，多孔介质吸附能力为 0.0959 g·g^{-1} 时，无法达到当前吸附水平 0.2173 g·g^{-1}。SCAA25 的第三列为 AA 与 SCAA 均按照单独材料吸附理论吸附水平进行计算的结果，当前吸附水平为该理论值的 95.4%。第三章提到，在复合材料中，AA 中大量的孔隙已被 $SrCl_2$ 占据，故 AA 的吸附量是减少的，故通过对比可以确定 SCAA 中的 $SrCl_2$ 与纯盐相比反应更加充分，更加稳定。



(a)反应器中点和出口与入口的温差　　(b)蒸汽吸附量随时间的变化



(c)实际蒸汽吸附量与理论蒸汽吸附量的比较

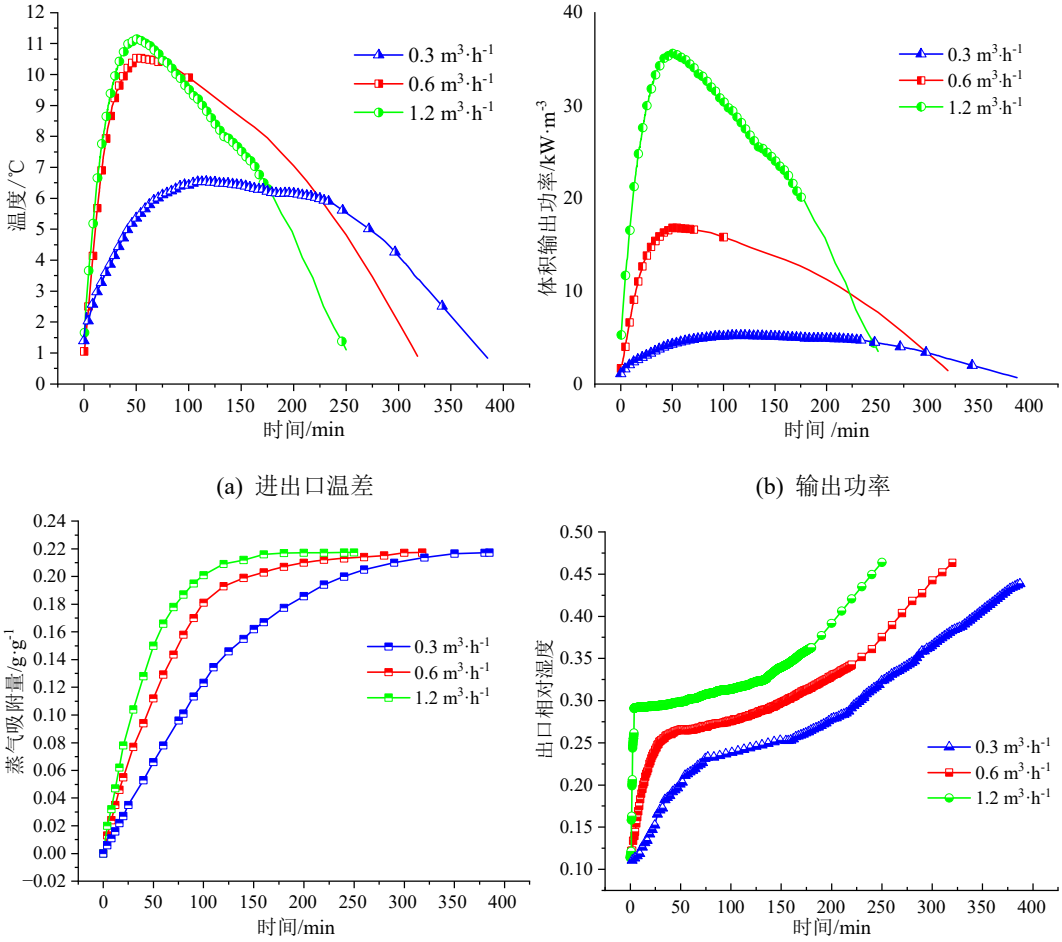
图 4 $SrCl_2$、AA 与 SCAA25 在入口流量 0.6 m^3·h^{-1}，相对湿度 65%条件下的吸附过程对比

2.2 储热系统的参数影响和循环性能研究

分别选择气体流量为 0.3 m^3·h^{-1}、0.6 m^3·h^{-1} 和 1.2 m^3·h^{-1} 作为入口流量，图 5（a）至图 5（d）为不同流量下复合吸附剂的释热性能结果。

图 5（a）为不同流量下复合吸附剂的吸附过程中的进出口温差曲线，结果表明，随着流量的增大，同一时刻带入反应器的水蒸气量更多，导致反应速率加快，出口温升升高，最大温升分别为 6.5℃、10.5℃和 11.2℃。流量越大，ΔT_3 达到峰值的时间也越短。相应地，图 5（b）为瞬时输出功率变化。瞬时体积功率输出随着流量的增加，几乎成倍数增长，但反应结束的时间更早。图 5（c）为蒸汽吸附量变化。表明虽然入口流量不同，但最终达到的蒸汽吸附量几乎是一致的，在相同湿度下，较大的流量仅仅加快了反应速率，而对蒸汽吸附量没有影响。图 5（d）是不同流量下出口相对湿度的变化，结果表明

流量越大，出口相对湿度上升越快，即反应结束越快。出口相对湿度表现出先迅速上升，再缓慢上升最后再小幅加速上升的趋势。在出口相对湿度迅速上升的阶段，进出口温差迅速上升，即反应器内的储热材料快速进行吸水释热，蒸汽吸附量也是快速上升的；在出口相对湿度缓慢上升的阶段，表明大部分热化学材料已反应，但仍有部分在继续，对应进出口温差缓慢下降的阶段，也即对应蒸汽吸附量缓慢上升的阶段；最后在出口相对湿度加速上升的阶段，对应进出口温差快速下降的阶段，即表明反应逐渐走向结束，对应蒸汽吸附量极缓慢上升的阶段。入口流量只影响反应过程速率，最终导致反应时间有所差异，而对反应最终吸附的蒸汽量没有影响。



(a) 进出口温差　(b) 输出功率

(c) 蒸汽吸附量　(d) 出口相对湿度

图 5 SCAA25 在不同流量下吸附反应随时间的变化

图 6 为不同流量下 SCAA25 的体积储热密度和质量储热密度。0.3 $m^3 \cdot h^{-1}$、0.6 $m^3 \cdot h^{-1}$ 和 1.2 $m^3 \cdot h^{-1}$ 流量条件下获得的体积储热密度分别为 25.03 $kWh \cdot m^{-3}$、61.42 $kWh \cdot m^{-3}$ 和 96.85 $kWh \cdot m^{-3}$，质量储热密度分别为 108.13 $kJ \cdot kg^{-1}$，260.71 $kJ \cdot kg^{-1}$，434.98 $kJ \cdot kg^{-1}$。随着流量的增大，同一时刻内流入反应器的水蒸气含量较大，使反应速率加快，可实现更高的温度峰值；且较大的流量使反应器内的传热过程增强，使储热材料释放出更多的热量，储热密度更大。

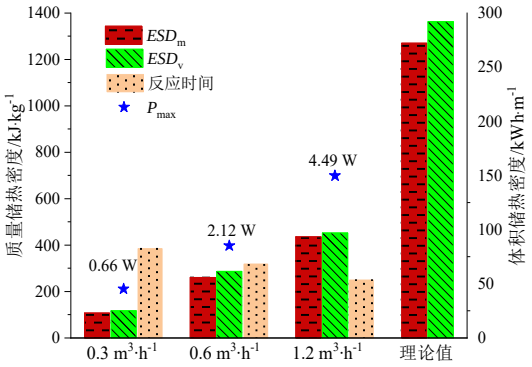
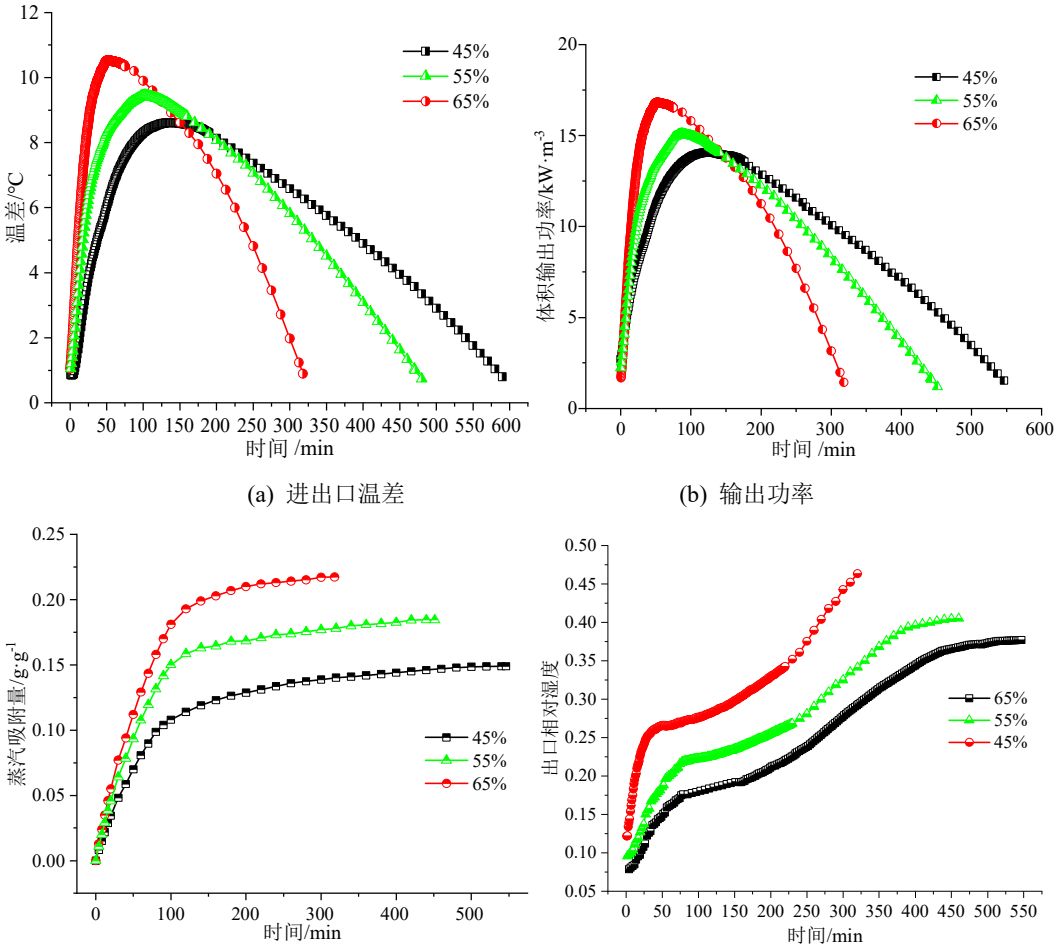


图 6 SCAA25 在不同流量下的质量储热密度 ESD_m 和体积储热密度 ESD_v

选择的入口相对湿度为 45%，55%和 65%。控制流量为 0.6 $m^3 \cdot h^{-1}$，设置不同高度的水位以获得所需的相对湿度。图 7（a）至图 7（d）分别为不同相对湿度下复合吸附剂在吸附过程中的进出口温差、瞬时输出功率、蒸汽吸附量和出口相对湿度曲线。

图 7（a）表明，随着相对湿度的增大，进出口最大温升依次为 8.6℃、9.7℃和 10.5℃，达到峰值的时间分别为 128 min，100 min 和 51 min。可见，相对湿度越大，反应速率越快，反应结束越早。较大的相对湿度使流入反应器的水蒸气含量更高，使材料吸附更多的水蒸气，释放出更多热量，随着反应的进行，温度下降直到反应结束。图 7（b）为热功率输出曲线，变化趋势与温差变化一致，较高相对湿度下，储热单元释放的最高温度更大，故峰值输出功率也是最高的。图 7（c）为蒸汽吸附量随时间的变化曲线，入口相对湿度越大，蒸汽吸附量越大。材料在不同相对湿度下的平衡温度不同，可达到的吸附水平不同，与 3.3.4 中不同相对湿度下样品在恒温恒湿箱中的吸附结论一致。图 7（d）为不同入口相对湿度下出口相对湿度的变化，出口相对湿度的变化趋势是一致的，最终达到的湿度水平随着入口相对湿度的减小而降低。相对湿度影响反应的最终蒸汽吸附量和反应速率，即直接导致反应时间存在差异。图 8 为 SCAA25 复合吸附剂在不同相对湿度下的质量储热密度和体积储热密度， 45%、55%和 65%相对湿度下对应的体积储热密度分别为 84.42 $kWh \cdot m^{-3}$、72.42 $kWh \cdot m^{-3}$ 和 61.42 $kWh \cdot m^{-3}$，质量储热密度分别为 368.79 $kJ \cdot kg^{-1}$，315.87 $kJ \cdot kg^{-1}$，260.71 $kJ \cdot kg^{-1}$。与流量相比，不同相对湿度下材料的储热密度比较接近，在本研究中，低湿度带来的高储热密度主要是由于反应时间较长，故储热密度更大。高湿度工况下反应速率较快，且由于环境温度较低的影响使反应器内剩余的未参与反应的水合盐释放出的温度不足以加热来流气体，出口温升很快小于 1℃，使反应结束更早。



(a) 进出口温差　　(b) 输出功率

(c) 蒸汽吸附量　　(d) 出口相对湿度

图 7 SCAA25 在不同相对湿度下吸附反应随时间的变化

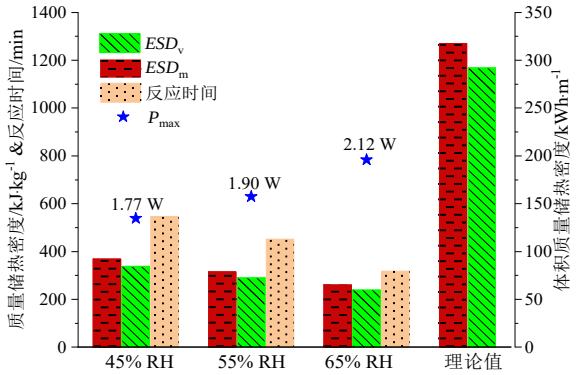


图 8 SCAA25 在不同相对湿度下的质量储热密度 ESD_m 和体积储热密度 ESD_v

在流量 q_f 为 0.6 $m^3 \cdot h^{-1}$，入口温度 T_1 为 17℃，入口相对湿度 RH_{in} 为 65%的条件下，进行了 5 组吸/脱附循环实验，吸附过程在实验台中完成，脱附过程在鼓风干燥箱中完成，设置脱附温度依次为 50℃、90℃、150℃、200℃干燥 1、2、2、3 小时以去除水合盐晶体吸收的水分。图 9 为 SCAA25 在 5 次循环中的质量储热密度 ESD_m 和体积储热密度 ESD_v

图，经过五次循环，质量储热密度 ESD_m 损失了 6.5%，体积储热密度 ESD_v 损失了 9.0%。可以注意到从第四次循环到第五次循环，材料的储热密度增加，随着循环过程的进行，蒸汽平衡量的减少以及峰值温差的下降，储热密度应该是下降的，但由于受到环境温度的影响，第五次循环反应时间较长，使积分结果大于第四次的储热密度。ESD_m 和 ESD_v 损失的比例不一致，是因为每次实验填充 SCAA25 的质量存在 1~5 g 的差距，故初始储热量是存在差异的，由于反应器的体积固定，故质量储热密度 6.5%的损失更能体现循环稳定性能。总体来看，SCAA25 的循环稳定性是比较好的。

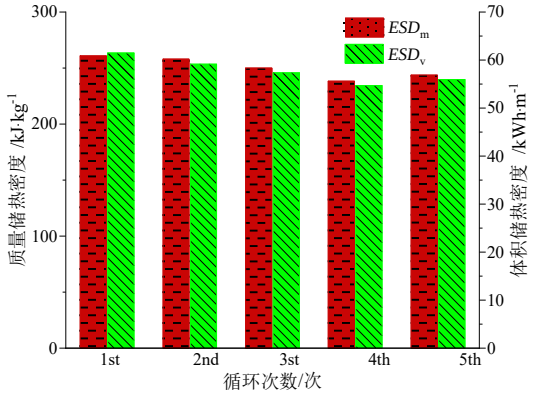


图 9 SCAA25 在 5 次循环中的质量储热密度 ESD_m 和体积储热密度 ESD_v

3 结论

本文通过实验研究得到如下结论：

（1）纯水合盐具有放热温度高、吸附能力强的优势，多孔基质具有孔结构丰富、状态稳定的优势。$SrCl_2$ 的最大进出口温升可达到 14.10℃，$SrBr_2{\cdot}H_2O$ 可达到 11.55℃。但水合盐在反应过程中出现团聚和膨胀现象，使水合反应不充分。活性 Al_2O_3 的吸附反应完成最快，可达到 7.75℃的温升，且输出温度稳定。

（2）复合材料 SCAA25 结合了 $SrCl_2$ 和 AA 的优点，达到 10.5℃的温升，比 AA 高 35.5%；与 $SrCl_2$ 相比温度输出稳定，无明显波动。AA 丰富的孔结构，有效改善了纯盐吸附过程中的团聚和膨胀问题，使复合材料中的 $SrCl_2$ 反应更加充分，实现完全吸附。

（3）随着流量的增大，复合吸附剂反应进出口最大温升依次增加，反应时间依次缩短，但对最终吸附量几乎没有影响。流量从 0.3 $m^3{\cdot}h^{-1}$ 增加到 1.2 $m^3{\cdot}h^{-1}$，温升提高了 4.7℃。随着入口相对湿度的增大，进出口最大温升依次增加，反应时间也依次缩短，最终可达到的蒸汽吸附量依次增加。相对湿度从 45%增加到 65%，吸附量提升了 45.9%。

（4）复合吸附剂 SCAA25 在经历五次吸/脱附循环后，第五次吸附所达到的最大进出口温升与第一次吸附相比降低了 1.3℃，即 12.3%、蒸汽吸附量减少了 8.5%以及反应时间延长了 8.5%，储热密度减小了 6.5%。总体来看，SCAA25 的循环稳定性较好，后续研究应侧重于提高反应器传热特性，加强保温措施，以尽可能减少热损失。

参考文献

[1] Farcot L, Le Pierrès N, Michel B, et al. Numerical investigations of a continuous thermochemical heat storage reactor. Journal of Energy Storage, 2018, 20: 109-119.

[2] Mukherjee A, Majumdar R, Saha SK, et al. Assessment of open thermochemical energy storage system

performance for low temperature heating applications. Applied Thermal Engineering, 2019, 156: 453-470.

[3] Ebadi M, Mehrpooya M, Kani A H. Sensitivity analysis and optimization of geometric and operational parameters in a thermochemical heat storage redox reactor used for concentrated solar power plants. Journal of Thermal Analysis and Calorimetry, 2021: 6415-6435.

[4] Zhang YN, Wang RZ, Li TX. Thermochemical characterizations of high-stable activated alumina/LiCl composites with multistage sorption process for thermal storage. Energy, 2018, 156:240-249.

[5] Zettl B, Englmair G, Steinmaurer G. Development of a revolving drum reactor for open-sorption heat storage processes. Applied Thermal Engineering, 2014, 70(1): 42-49.

[6] Farcot L, Le Pierrès N, Fourmigué J F. Experimental investigation of a moving-bed heat storage thermochemical reactor with SrBr2/H2O couple. Journal of Energy Storage, 2019, 26: 101009.

[7] Yan T, Wang RZ, Li TX, et al. A review of promising candidate reactions for chemical heat storage. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2015, 43: 13-31.

[8] Ayaz H, Chinnasamy V, Yong J, et al. Review of technologies and recent advances in low-temperature sorption thermal storage systems. Energies, 2021, 14(19): 6052.

[9] Lefebvre D, Tezel F H. A review of energy storage technologies with a focus on adsorption thermal energy storage processes for heating applications. Renewable and Sustainable Energy Reviews,2017, 67: 116-125.

[10] Zbair M, Bennici S. Survey Summary on Salts Hydrates and Composites Used in Thermochemical Sorption Heat Storage: A Review. Energies, 2021, 14(11): 3105.

[11] Trausel F, de Jong A J, Cuypers R. A review on the properties of salt hydrates for thermochemical storage. Energy Procedia, 2014, 48: 447-452.

[12] 杨博文, 闫君, 赵长颖. 氢氧化镁热化学储热系统流化床反应器性能分析. 储能科学与技术. 2021, 10(5): 1735-1744.

Yang Bowen, Yan Jun, Zhao Changying. Performance analysis of fluidized bed reactor for magnesium hydroxide thermochemical heat storage system. Energy Storage Science and Technology.2021, 10(5): 1735-1744.

[13] Barreneche C, Fernández A I, Cabeza L F, et al. Thermophysical characterization and thermal cycling stability of two TCM, CaCl2 and zeolite. Applied Energy, 2015, 137: 726-730.

[14] Greenspan L. Humidity fixed points of binary saturated aqueous solutions. Journal of research of the National Bureau of Standards - A. Phys ics and Chemistry, 1977, 81: 89-96.

[15] Essen V M, Zondag H A, Gores J C, et al. Characterization of MgSO4 hydrate for thermochemical seasonal heat. Journal of Solar Energy Engineering, 2009, 131(4): 041014.

[16] Aristov Y I, Restuccia G, Cacciola G, et al. A family of new working materials for solid sorption air conditioning systems. Applied Thermal Engineering, 2002, 22(2): 191-204.

[17] Aristov Y I. Novel materials for adsorptive heat pumping and storage, Screening and nanotailoring of sorption properties. Journal of Chemical Engineering of Japan, 2007, 40(13): 1242-1251.

[18] Clark R-J, Mehrabadi A, Farid M. State of the art on salt hydrate thermochemical energy storage systems

for use in building applications. Journal of Energy Storage, 2020, 27: 101145.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233373

冰浆在扭曲管内强化传热的数值研究

周志杰 1，张冠华 1,*，陆威 1，吴志根 2, 姜齐伦 1
1. 上海理工大学 能源与动力工程学院， 上海 200093
2. 同济大学 环境与科学工程学院， 上海 200092
(Tel:19121758094, Email: guanhuazhang_usst@163.com)

摘要：本文采用欧拉-欧拉多相模型研究了扭曲管中冰浆流动换热特性和强化换热机理。结果表明：与传统光滑圆管相比，扭曲管产生的旋流和二次流可以有效地提高冰晶颗粒的融化速率。所研究的扭曲管换热系数较圆管均可提高 4%以上。扭曲管的几何结构对冰浆的流动换热过程有明显的影响效果，其中进出口固相分数差，传热系数和流动阻力随扭曲比的增大而减小，随纵横比的增大而增大。综合换热效果在 a/b=1.21，S/D=5，*Re*=2448 时达到最大。

关键词：冰浆；扭曲管换热器；数值模拟；强化换热

0 前言

近年来，储能技术被广泛应用于太阳能利用与转换、建筑节能、生物医学、环保节能等工程领域[1]。在众多的储能技术中，冷储能技术的发展可以满足当前全球日益增长的制冷能源需求[2]。与冷冻水储存相比，冰储存利用了相变时的高潜热，可以使储罐体积小得多。然而，静态制冰方法的缺点是制冷机的性能系数低[3]。因此，基于冰浆的动态蓄冷系统越来越受到人们的关注。

冰浆由直径小于 1mm 的冰晶、液态水和一种或多种冰点抑制剂（氯化钠和乙醇等）组成，其具有比表面积大、流动性好、相变潜热大和对环境无污染等特点[4]。冰浆的流动换热特性近年来得到众多研究人员的关注。与实验手段相比，数值模拟方法可以很方便的研究冰浆的流动传热特征。Cai 等人[5]使用数值模拟方法研究了螺旋盘管中冰浆的流动传热过程。研究结果表明：压降随线圈半径的增大而增大，而线圈间距对压降的影响较小。在换热过程中，二次流使内壁附近的冰体积分数比外壁附近的冰体积分数下降得更快。Kamyar 等人[6]研究了水平 U 型管中冰浆的流动特性。研究结果表明：颗粒直径的增大导致低速压降增大，高速压降减小。Mohammad 和 Hossein Ali[7]研究了竖直 U 型管中冰浆的流动传热过程。研究结果表明：传热系数和压降随雷诺数、冰体积分数和冰颗粒直径的增大而增大；随后 Mohammad 和 Hossein Ali [8]又研究了连续 U 型管中冰浆的流动传热特性。研究结果表明，平均努塞尔数随曲率半径和 U 型管间距的增大而增大。两个连续的 U 型弯抵消了彼此的离心效应，然后冰粒有机会重新排列，降低每个弯的壁温。在低曲率半径时，两弯间距离的变化对系统换热的影响更大。

[1] 基金项目：国家自然科学基金 (51976126)；上海市自然科学基金（22ZR1442700）；中央高校基本科研业务费专项资金资助（2022-4-YB-06）

然而冰浆导热系数低，流动性较差，并没有广泛的应用于实际生活中，因此往往需要增添一些强化传热手段对冰浆的流动传热进行强化。针对于冰浆的流动传热强化有以下研究人员进行了研究：Ahmadkermaj 等人[9]在水平圆管内插入扭带，有利于形成旋转冰浆流，增加冰浆流体之间的混合，增强冰浆与管壁之间的换热，提高冰浆的换热效率。Cai 等人[10, 11]以脉动流的形式增强冰浆在圆管内的换热过程。脉动流的局部换热系数大于恒流，表明脉动流可以显著改善冰浆的换热性能。布关印等人[12]提出利用管壁震动强化冰浆换热效果。振动频率及振幅增强管内扰动促进温度及相间传质率的升高。Cai 等人[13]研究了波纹管换热器强化冰浆流动传热的机理，研究结果表明波纹管的结构增加了湍流强度进而增加冰浆的换热效果。

除了上述强化传热方法以外，利用扭曲管进行流体的强化换热是常用的方式。扭曲管换热器的主要元件是管程的扭曲管，扭曲管的结构使管程和壳程流体获得较强的旋转效应，具有换热系数高，阻垢性能好，壳体排列紧凑，占地面积小等优点。Dong 等人[14]研究表明：与双管壳换热器相比，扭曲管换热器在层流和湍流中都有明显的强化换热效果。吴志根等人[15]发现扭曲管内高粘度流模型[1]体在较低 *Re* 数时，具有较高的换热效率。Cheng 等[16]通过数值模拟研究不同结构扭曲椭圆管，结果发现截面形状对扭曲管的传热性能影响不大，但对其流型影响较大，扭曲节距对传热性能影响较大。Luo 等[17]对扭曲椭圆套管换热器传热和阻力性能进行数值研究，结果发现扭曲椭圆管能明显改善流体的混合得到强化传热的效果，*Nu* 数随扭曲管的扁平程度和扭曲程度增大而增大。

综上，使用扭曲管换热器对冰浆进行强化传热的数值研究尚未发现。因此，本文使用数值模拟方法对冰浆在扭曲管中的流动传热特点以及强化换热机理进行研究。探究了不同扭曲管几何结构和工况对强化冰浆流动传热的影响规律。

1 数值模拟方法

1.1 几何模型

图 1 为扭曲管的示意图，*S* 为扭曲管的一个导程，*a* 为长半轴，*b* 为短半轴，*S*/*D* 表征扭曲管的扭曲程度，*S*/*D* 越大，扭曲程度越大；*a*/*b* 表征扭曲管的压扁程度，*a*/*b* 越大，管道越扁。为方便与圆管对比，需保证相同入口体积流量时，扭曲管和圆管入口流速相同，设定扭曲管的截面面积等于直径 $D = 25$ mm 的圆管截面面积。

(a) 扭曲管三维示意图　　(b) 扭曲管截面示意图

图 1 扭曲管的几何模型以及截面示意图

1.2 数学模型

数值模型的边界条件包括进口、出口和壁面。进水口采用速度进水口，冰颗粒和水溶液的入口速度都为 0.5 m/s - 2.5 m/s，冰浆浓度选择常用的 0.1[18, 19]，颗粒粒径为 0.1mm。壁面为恒热流加热条件，热流为 100 kW/m^2。出口采用压力出口。在管壁处，固相和液

相均采用无滑移条件[20]。管道中流动的工质选择 10.3%乙醇水溶液和冰颗粒组成的冰浆，其详细热物性参数如表 1 所示。

表 1 冰颗粒和载液的热物理性质[8]

变量	冰颗粒	10.3%乙醇水溶液
相变温度 (K)	268.65	-
密度 (kg·m^{-3})	917	986
动力粘度 (mPa·s)	-	5.03
比热 (J/(kg·K))	2160	4260
导热系数 (W/(m·K))	2.21	0.5034
潜热 (J/kg)	332.4	-

1.2.1 质量守恒

液相和固相均采用体积平均、不可压缩、瞬态 Navier-Stokes 方程进行描述。两个相的连续性方程可以写成：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i \rho_i) + \nabla \cdot (\alpha_i \rho_i \vec{v}_i) = \dot{m}_{qi} \tag{1}$$

其中 α 是体积分数，ρ 是密度，$\vec{v}$ 是速度，当 $i=1$ 或 s 时，下标 i 表示液体或固体相，下标 q 表示另一种相，$\dot{m}_{qi}$ 表示由冰粒融化引起的液固两相间的质量转移速率。

1.2.2 动量守恒

液相的动量平衡公式为:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_l \rho_l \vec{v}_l) + \nabla \cdot (\alpha_l \rho_l \vec{v}_l \vec{v}_l) = -\alpha_l \nabla P + \nabla \cdot \tau_l + \alpha_l \rho_l g + F_{sl} + (\dot{m}_{sl} \vec{v}_s - \dot{m}_{ls} \vec{v}_l) \tag{2}$$

式中，α_l 为液相体积分数，P 为两相共享的局部压力，g 为重力加速度，$\dot{m}_{sl} \vec{v}_s - \dot{m}_{ls} \vec{v}_l$ 为传质引起的界面动量传递，F_{sl} 为界面力之和。液相应力 τ_l 可表示为式:

$$\tau_l = \alpha_l \mu_l \left[\nabla \vec{v}_l + (\nabla \vec{v}_l)^T \right] - \frac{2\alpha_l \mu_l (\nabla \cdot \vec{v}_l) I}{3} \tag{3}$$

其中 μ_l 为液相粘度，I 为单位矢量。

对于固相动量方程可以写成:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_s \rho_s \vec{v}_s) + \nabla \cdot (\alpha_s \rho_s \vec{v}_s \vec{v}_s) = -\alpha_s \nabla P - \nabla P_s + \nabla \cdot \tau_s + \alpha_s \rho_s g + F_{ls} + (\dot{m}_{ls} \vec{v}_l - \dot{m}_{sl} \vec{v}_s) \tag{4}$$

其中 α_s 为固相体积分数，P_s 为颗粒流动动力学理论推导出的固体压力。固相应力 τ_s 为：

$$\tau_s = (-P_s + \zeta_s \nabla \cdot \vec{v}_s) I + \alpha_s \mu_s \left[\nabla \vec{v}_s + (\nabla \vec{v}_s)^T - \frac{2(\nabla \cdot \vec{v}_s) I}{3} \right] \tag{5}$$

其中 ζ_s 是表示固体颗粒压缩膨胀阻力的体粘度，可表示为：

$$\zeta_s = \frac{4}{3} \alpha_s \rho_s d_s g_0 (1 + e_{ss}) (\frac{\theta_s}{\pi})^{1/2} \tag{6}$$

μ_s 为固体颗粒的剪切粘度，公式为：

$$\mu_s = \frac{4}{5} \alpha_s \rho_s d_s g_0 (1 + e_{ss}) (\frac{\theta_s}{\pi})^{1/2} + \frac{10 \rho_s d_s \sqrt{\pi \theta_s}}{96 \alpha_s (1 + e_{ss}) g_0} \left[1 + \frac{4(1 + e_{ss}) g_0 \alpha_s}{5} \right]^2 \tag{7}$$

其中 e_{ss} 是量化固体颗粒非弹性的颗粒-颗粒恢复系数，θ_s 是根据颗粒流动动力学理论计算的颗粒温度，g_0 是固相变密时修正颗粒之间碰撞概率的径向分布函数，可表示为：

$$g_0 = \left[1 - (\frac{\alpha_s}{\alpha_{s,\max}})^{1/3}\right]^{-1} \tag{8}$$

其中，$\alpha_{s,\max}$ 为最大固体体积分数，它取决于颗粒的形状和大小分布。

1.2.3 湍流模型

在冰浆的流动换热过程中，广泛的使用 k-ε RNG 模型进行计算[21, 22], k-ε RNG 模型在计算低 *Re* 有着较好的稳定性。根据王继红等人[23]计算结果表明，mixture 模型和 per-phase 模型的精度相似且前者有着计算速度快的优势。因此本文选择使用 mixture 湍流模型进行计算。

1.2.4 能量守恒

在冰浆的相变过程中,冰晶颗粒和载液都需要满足能量守恒方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\alpha_i \rho_i H_i\right) + \nabla \bullet \left(\alpha_i \rho_i \vec{v_i} H_i\right) = \nabla \bullet \left(\lambda_{\text{eff}} \nabla T_i\right) + \tau_i \bullet \nabla \vec{v_i} - h_V\left(T_i - T_q\right) + \left(\dot{m}_{qi} H_q - \dot{m}_{iq} H_i\right) \tag{9}$$

式中 H 表示的是焓，λ_{eff} 表示的是有效导热系数，h_v 表示的是体积相间传热系数，$\left(\dot{m}_{qi} H_q - \dot{m}_{iq} H_i\right)$ 表示的是由于相变产生的能量转移。

1.2.5 相变模型

由于欧拉-欧拉模型不能直接与 fluent 软件中的相变模型进行耦合，因此需要通过用户自定义冰晶颗粒融化模型。体积相间换热系数对于估计固液相间的传热传质是必不可少的。依靠该原理对冰浆融化过程的传热传质量进行计算。体积相间换热系数表示为[24]：

$$h_v = \frac{6\alpha_s h_{sl}}{d_s} \tag{10}$$

式中 h_{sl} 表示的是固液两相的传热系数，该传热系数选用 Gunn's 模型：

$$h_{sl} = \frac{\lambda_1}{d_s}\left[\left(7 + 10\alpha_1 + 5\alpha_1^2\right)\left(1 + 0.7\,\text{Re}_s^{0.2}\,\text{Pr}^{1/3}\right) + \left(1.33 - 2.4\alpha_1 1.2\alpha_1^2\right)\text{Re}_s^{0.7}\,\text{Pr}^{1/3}\right] \tag{11}$$

冰晶由于融化向水传递的质量：

$$\dot{m}_{sl} = h_v\left(T_1 - T_s\right) / \Delta H \tag{12}$$

1.3 数值求解

在数值计算中，采用有限体积积分法对控制方程进行离散化，并采用二阶格式和 QUICK 格式。采用耦合 SIMPLE 算法求解离散方程。当所有残差都小于 10^{-6} 时，认为数值计算是收敛的。

1.4 网格独立性验证

数值模拟进行了不同网格尺寸的 6 个依次递增的网格单元数量。研究了 6 个网格的压降和平均传热系数的变化关系。在入口速度为 2m/s 的工况下进行计算，网格无关性研究的结果表明，在网格数量超过 959638 后，平均传热系数和压降基本不发生变化。因此，为了节省计算资源，所有模拟都选择了 959638 个单元格的网格。

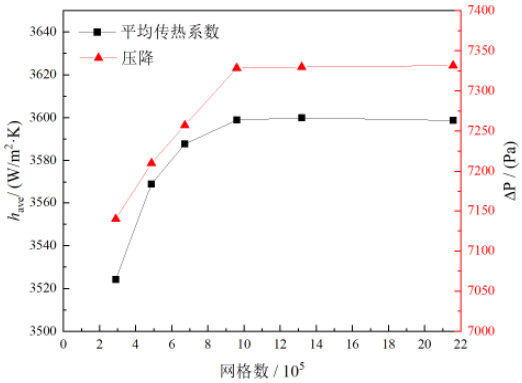


图 2 网格独立性考核（扭曲管结构：a/b=1.21，S/D=12）

1.5 模型验证

为了验证流动和传热传质模型，将完全发育区域的数值传热系数以及压降与 Niezgoda-Zelasko 等的实验数据进行了比较。以 10.3%乙醇-水为溶液的冰浆在恒壁热流密度为 5.0 kW • m^{-2} 的条件下流经直径 16.0 mm 的水平管道。验证结果表明，模拟与实验结果的传热系数误差在±7.8%以内。模拟与实验结果的压降误差在±11.7%以内。综上验证过程分析，本文使用的数值模型可以很好的计算冰浆管道的流动传热过程。

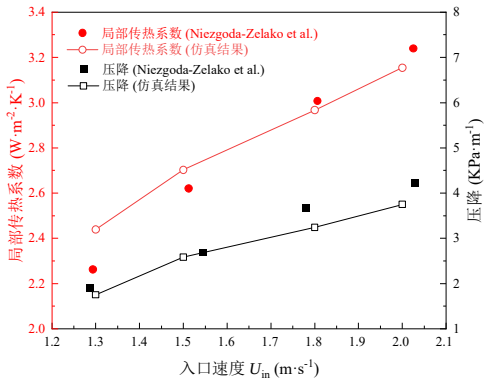


图 3 计算模型验证

2 结果与分析

2.1 扭曲管的强化传热机理分析

本文对多种结构的光滑圆管、扭曲管进行了模拟计算，为了便于讨论，取其中几个具有代表性的算例进行了分析。图 5（a）是光滑圆管的矢量图及冰浓度（ice packing factor, IPF）分布图，IPF 分布呈同心圆形状分布，并且速度矢量都是垂直于截面，互不干扰。相对于光滑管而言，扭曲管内部的 IPF 相对较低，而且 IPF 分布不再呈现同心圆形状分布。这是因为管道的扭曲作用，产生了旋转流和二次流，使得管道内部流体的流动变得复杂，如图 5（b），（c），（d）所示。由于旋转流的存在，不断地冲刷管壁，使得边界层变薄，由于二次流的作用，促进管道内部流体相互混合，增强扰动程度，使得管道换热强度增加，冰颗粒融化的更快，IPF 减小。由（b）和（c）可见，随着 a/b 的增大，横截面上出现了更多的旋转流动，壁面处流体层间剪切速率增大，热边界层减薄，换热增强，中心的 IPF 减小。由图（c）和（d）可见，随着扭曲比 S/D 的增大，横截面上径向的速

度矢量变小，主流区 IPF 增加，这是因为 S/D 的增大，使等长度的扭曲管扭曲程度降低，冰浆在扭曲管道内的旋转流动强度降低，流体层间剪切速率降低，流体掺混相对不均匀。

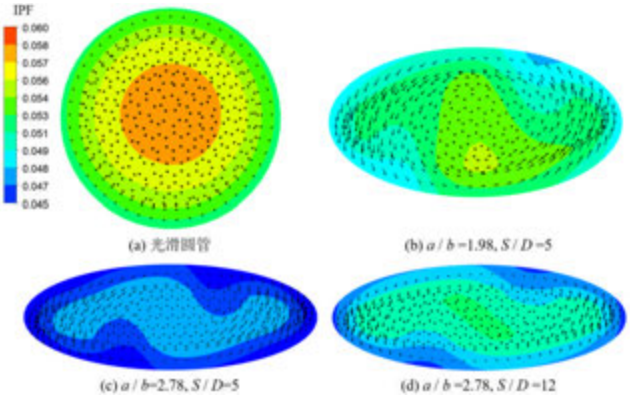


图 4 IPF 分布和矢量图（*Re* =4896）

图 5 表示的是四种扭曲管一个导程的速度分布与流线图，从图 5 (a) ~ (d)可见，圆管内流线近似为直线，其在流动过程中没有产生旋流。随着 a/b 的增大，旋流程度越来越大，壁面边界层受流体冲刷程度增大，同时管内产生强烈的二次流，旋流和二次流增加了管内流体速度矢量和温度场的协同，使扭曲管的换热能力得到增强。随着 S/D 的增大，旋流程度逐渐降低，扰动程度减弱，传热效果相对降低。由图中还可看出，随着 a/b 的增大和 S/D 的减小，管内流体的速度梯度逐渐增大使管内流体掺混更均匀。

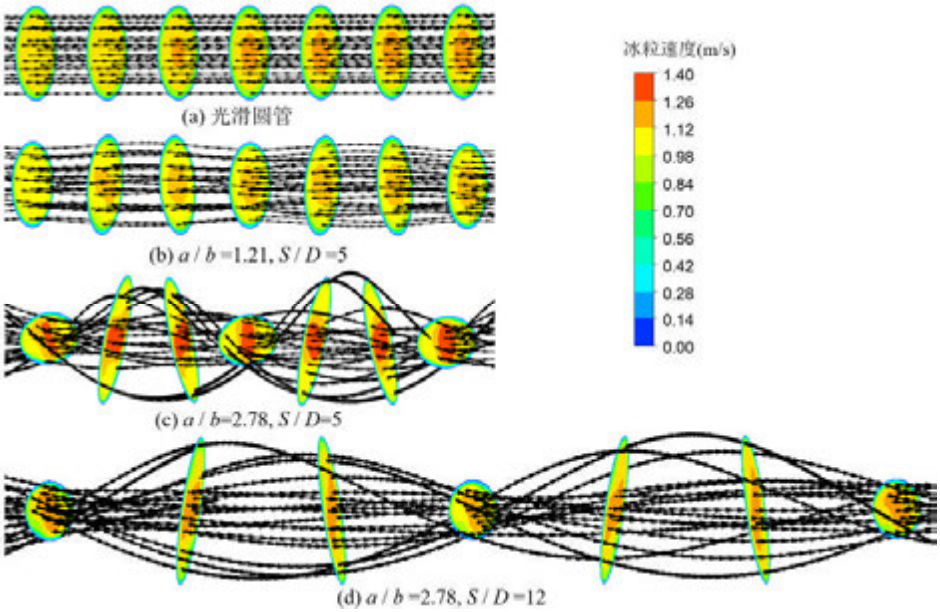


图 5 速度分布与流线图（Re =4896）

2.2 扭曲比和纵横比对流动传热的影响

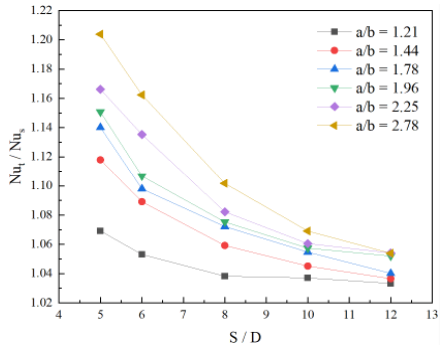
图 6 表示的是 *Re*=2448，冰浆在不同结构扭曲管中流动与传热情况。由图 6（a）可见，随 *a/b* 的增大，Nu_t/Nu_s 增大，这是因为 *a/b* 越大，管道越扁，管道长轴两侧的过流面积越小，流体扰动越剧烈，边界层随之减薄，因此整体换热效果增强；随 *S/D* 的增大，Nu_t/Nu_s 随之减小，这是因为 *S/D* 较大时，等长度管道上，扭曲管的扭曲程度减低，扭曲

管内冰浆沿壁面的旋转流动随之减弱，近壁面处冰浆剪切速率相对降低，冰浆粘度增大，壁面处边界层增厚，因此整体换热效果降低。当 a/b=2.78、S/D=5 时，Nu 数是相同条件下圆管的 1.2 倍，此时扭曲管的换热性能最好。

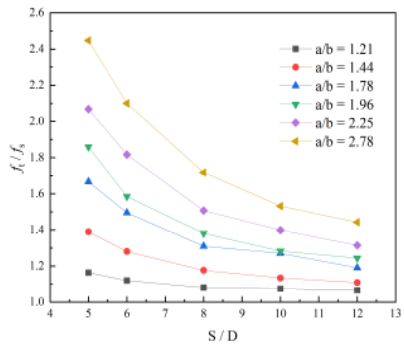
由图6（b）可见，随a/b的增大，f_t/f_s增大，当S/D=5，a/b从1.21增大到1.78，f_t/f_s增加了43.15%，当a/b从1.78增大到2.25，f_t/f_s增加了24.15%，显然a/b较小时，a/b的变化对阻力系数的影响更大。因为a/b较小时，管内冰浆近似于在圆管内流动，流线比较均匀，各层流体间扰动很小，当a/b增大时，管内冰浆受截面形状的变化，管内长轴两端流速增大，速度边界层变小，湍流程度增大，流动过程中产生的阻力增大。

图 6(c)表示不同扭曲管结构下，扭曲管的综合换热因子 η 的变化。由图可见，a/b=1.22 和 1.44 时，综合换热因子大于 1，且随着几何结构的变化，综合换热因子基本不发生变化，起到了强化换热的作用。当 a/b>1.44 时，综合换热因子始终小于 1，且冰浆在扭曲管中的综合换热能力随 a/b 的增大而减小，随 S/D 的增大而增大。当 a/b=1.22，S/D=5 时，扭曲管的综合换热能力达到最大，是相同条件下光管的 1.016 倍。从整体来看，相比较 a/b，S/D 对扭曲管的综合换热能力影响更大。该结果与单相流体的变化趋势不同[15]，造成该结果的原因是冰浆颗粒融化潜热以及颗粒运动造成的。

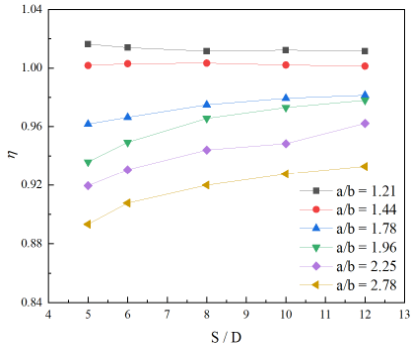
由图 6（d）可见，扭曲管与圆管的固相分数差之比随着 a/b 的增加而增加，表明随着 a/b 的增加有更多的冰晶颗粒被融化；随着 S/D 的增大而减小，并且在 S/D 大于 8 时几乎保持不变。在较大的 a/b 条件下，S/D 对固相分数变化的影响较大；然而在较小的 a/b 的条件小，S/D 对固相分数的变化较小，且冰颗粒融化速率小于光滑圆管。



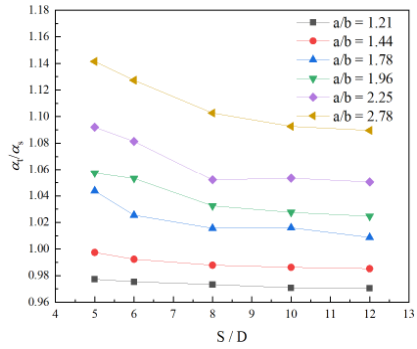
(a) 几何结构对 Nu 的影响



(b) 几何结构对 f 的影响



(c) 几何结构对 η 的影响

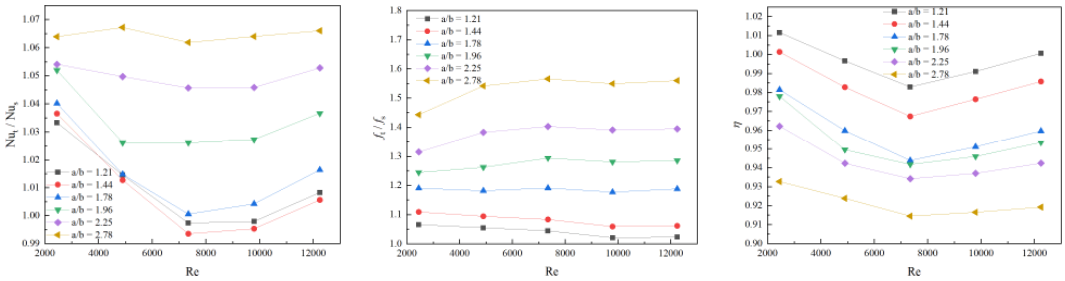


(d) 几何结构对 IPF 的影响

图 6 扭曲比和纵横比对流动换热效果的影响（Re=2448）

2.3 入口速度对流动传热的影响

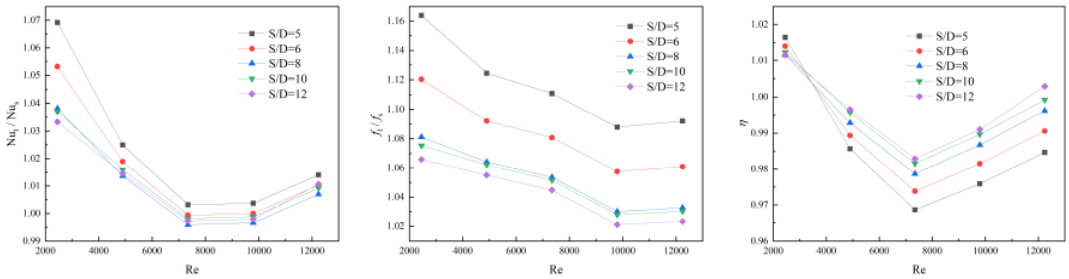
图 7 表示的是入口 *Re* 和 a/b 对冰浆流动换热的影响。如图 7（a）所示，随着 *Re* 的增加，Nu 比呈现先减小后增大的现象。当 a/b=2.25 和 2.78 时，*Nu* 比随 *Re* 变化趋于稳定。如图 7（b）所示，当 a/b=1.21 和 1.44 时，摩擦因子比随着 *Re* 的增加先减小后趋于稳定，当 *a*/*b* >=1.78 时，摩擦因子比随着 *Re* 的增加先增大后趋于稳定。如图 7（c）所示，随着 *Re* 的增加，综合换热因子呈现先减小后增大的现象。



（a）a/b 和 *Re* 对 *Nu* 的影响　　（b）a/b 和 *Re* 对 *f* 的影响　　（c）a/b 和 *Re* 对 *η* 的影响

图 7 入口速度和纵横比对冰浆流动换热的影响 (*S*/*D*=12)

如图 8（a）所示，*Nu* 比随着 *Re* 的增大呈先减小然后平稳最后增大的趋势。如图 8（b）所示，阻力系数之比随 *Re* 的增大呈现先减小后平稳的趋势，当 *Re* > 9793 时，阻力系数之比几乎不再发生变化。在高雷诺数、低纵横比和高扭曲比工况下，阻力系数之比接近于 1，说明扭曲管引起的湍流强度的增加只有达到一定值时才会对流动阻力产生明显的影响。如图 8（c）所示，随着 *Re* 的增加，综合换热因子呈现先减小后增大的现象，当 *Re* = 2448，*a*/*b*=1.21 时，所有扭曲比的扭曲管的综合换热因子均大于 1，说明扭曲管的综合换热能力始终要大于光滑圆管。



（a）扭曲比和 *Re* 对 *Nu* 的影响　　（b）扭曲比和 *Re* 对 *f* 的影响　　（c）扭曲比和 *Re* 对 *η* 的影响

图 8 入口速度和扭曲比对冰浆流动换热的影响（*a*/*b*=1.21）

3 结　论

本文使用数值模拟方法模拟了不同结构扭曲管中冰浆的流动换热过程，研究发现扭曲管的几何结构和入口 *Re* 对冰浆的流动换热特性有着关键的影响效果。主要结论如下：

（1） 冰浆在扭曲管内旋转向前，不断剪切边界层，同时在横截面上产生的二次流，增大了冰浆的掺混，进而强化传热，流动阻力也随之增加。

（2） 所研究结构的扭曲管的 *Nu* 比都大于 1，这表明扭曲管增强了冰浆的传热效

果。*Nu* 比随着 a/b 的增大而增大，随着 S/D 的增大而减小。当 *a/b*=2.78、*S/D*=5 时，*Nu* 数是相同条件下圆管的 1.2 倍，此时扭曲管的换热性能最好。

（3） 所研究结构的扭曲管的摩擦因子之比都大于 1，这表明扭曲管增加了冰浆的流动阻力。摩擦因子之比随着 a/b 的增大而增大，随着 S/D 的增大而减小。*a/b* 较小时，*a/b* 的变化对阻力系数的影响更大。并且相对于 S/D，a/b 对流动阻力的影响更大。

（4） 扭曲管中的固相分数分布更均匀，中部固相分数更低，这表明扭曲管可以加快冰浆的融化速率，促进冰浆更快的释放潜热，达到强化冰浆换热的目的。冰颗粒的融化速度随 a/b 的增大而增大，随着 S/D 的增大先减小后保持不变。

（5） 在低 *Re* 时，扭曲管的综合传热效果更好。当 *Re*=2448 时，所有结构的都有着最好的综合换热效果。与扭曲管中单相流体的综合换热因子变化趋势不同，扭曲管中冰浆综合换热因子随着 *Re* 的增大呈现先减小后增大的趋势，随着 a/b 的增大而减小随着 S/D 的增大而增大。综合换热因子在 a/b=1.21，S/D=5，*Re*=2448 时达到最大。

参考文献

[1]H. Li, C. Hu, Y. He, et al. Emerging surface strategies for porous materials-based phase change composites. Matter, 2022, 5(10): 3225-3259

[2]L. Yang, U. Villalobos, B. Akhmetov, et al. A comprehensive review on sub-zero temperature cold thermal energy storage materials, technologies, and applications: State of the art and recent developments. Applied Energy, 2021, 288: 116555

[3]A. Saito. Recent advances in research on cold thermal energy storage. International Journal of Refrigeration, 2002, 25(2): 177-189

[4]L. Zou and X. Zhang. Exergy analysis of vacuum ice production device by solid adsorption. International Journal of Refrigeration, 2022, 136: 46-52

[5]L. Cai, S. Mi, C. Luo, et al. Numerical investigation of hydraulic and heat transfer characteristics of two-phase ice slurry in helically coiled tubes. Energy and Buildings, 2022, 256: 111773

[6]A. Kamyar, S. M. Aminossadati, C. R. Leonardi, et al. Flow characterisation of monopropylene glycol ice slurry through a horizontal U-bend: A numerical approach. European Journal of Mechanics - B/Fluids, 2020, 82: 93-105

[7]M. Rezaei and H. A. Pakravan. Thermo-fluidic characteristics of ice slurry flows in U-bend pipes for cold thermal energy storage. Journal of Energy Storage, 2023, 57: 106224

[8]M. Rezaei and H. A. Pakravan. Numerical study of ice slurry flow and heat transfer in successive U-bends as part of tubular heat exchangers. International Journal of Thermal Sciences, 2023, 191: 108357

[9]H. Ahmadkermaj, R. Maddahian and M. Maerefat. Effect of Swirl on Thermal and Hydraulic Properties of Ice Slurry Flow. Heat Transfer Engineering, 2020, 42(9): 764-786

[10]L. Cai, S. Mi, C. Luo, et al. Numerical investigation on heat and mass transfer characteristics of ice slurry in pulsating flow. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 189: 122722
[11]S. Mi, L. Cai and C. Luo. Analysis on flow resistance of two-phase ice slurry in pulsating flow. Chemical Engineering Research and Design, 2022, 186: 485-496
[12]布关印, 陈海文 和 徐立, 等. 管内冰浆在振动工况下的流动及传热特性. 哈尔滨工程大学学报, 2021, 42(09): 1280-1286
[13]L. Cai, S. Mi and C. Luo. Study on enhanced heat transfer of a phase change material slurry in transverse corrugated tubes. Applied Thermal Engineering, 2023, 226: 120293
[14]X. Dong, X. Jin, P. Li, et al. Experimental research on heat transfer and flow resistance properties in spiral twisted tube heat exchanger. Applied Thermal Engineering, 2020, 176: 115397
[15]吴志根, 吴长春 和 张静思, 等. 热水解污泥在扭曲管中流动换热的数值模拟. 同济大学学报(自然科学版), 2017, 45(01): 64-70
[16]J. Cheng, Z. Qian, Q. Wang, et al. Numerical study of heat transfer and flow characteristic of twisted tube with different cross section shapes. Heat and Mass Transfer, 2018, 55(3): 823-844
[17]C. Luo, K. Song, T. Tagawa, et al. Heat Transfer Enhancement in a Novel Annular Tube with Outer Straight and Inner Twisted Oval Tubes. Symmetry, 2020, 12(8): 1208-1213
[18]K. S. Rawat, A. Verma, A. Uniyal, et al. Modeling of Ice Slurry Flow through Bend Pipe. IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 2020, 802(1): 012001
[19]L. Xu, Q. Sun, B. Tang, et al. Numerical simulation of ice particle erosion in seawater pipelines of polar ship under vibration conditions. Ocean Engineering, 2018, 147: 9-19
[20]J. Wang, S. Wang, T. Zhang, et al. Numerical investigation of ice slurry isothermal flow in various pipes. International Journal of Refrigeration, 2013, 36(1): 70-80
[21]K. Ma, Z. Liu, Y. Tang, et al. Numerical investigation on ice slurry flow in horizontal elbow pipes. Thermal Science and Engineering Progress, 2022, 27: 101083
[22]J. Hu and T. Tao. Numerical investigation of ice pigging isothermal flow in water-supply pipelines cleaning. Chemical Engineering Research and Design, 2022, 182: 428-437
[23]J. Wang, S. Wang, T. Zhang, et al. Numerical and analytical investigation of ice slurry isothermal flow through horizontal bends. International Journal of Refrigeration, 2018, 92: 37-54
[24]P. Zhang and X. J. Shi. Thermo-fluidic characteristics of ice slurry in horizontal circular pipes. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2015, 89: 950-963

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233383

邦德数对倒置水滴结冰特性的影响研究

刘晓亮，张旋，张龙，宋孟杰*

北京理工大学 机械与车辆学院 能源与动力工程系，北京 100081

(Tel: +86-18811726830, Email: mengjie.song@bit.edu.cn)

摘要：为探究邦德数对水滴结冰特性的影响，开展了冷表面上正置与倒置水滴结冰过程的实验和建模研究，分析了表面接触角和温度的作用。结果表明：（1）邦德数大于1时，倒置与正置水滴的结冰特性有明显差异，倒置水滴的冻结轮廓更高且冻结时间更长；邦德数增大，二者的差异增加。（2）接触角增大，水滴冻结轮廓更高且冻结时间更长，倒置与正置水滴结冰特性的差异更加明显；冷板温度不改变冻结轮廓。（3）提出了冻结时间计算关联式，预测误差在25%以内。

关键词：倒置水滴；结冰特性；邦德数；模型研究

0 前言

水滴结冰现象在工业领域与自然界广泛存在，且往往会对生产生活造成不利影响[1-2]。例如，当飞机经过高空中的低温积雨云时，积雨云中的过冷水滴与机身发生碰撞结冰，这会改变机身表面形状，从而影响飞机的气动特性[3]，增加飞机的操控难度，甚至导致飞机失控[4]；路面结冰则会使汽车车轮与地面间的摩擦减小，容易引发交通事故[5]；电缆表面结冰可能会导致缆线过载断裂[6]。为了减小结冰产生的诸多危害，从单个水滴层面对结冰机理进行研究，从而科学地预防结冰，具有重要的理论和应用价值。

目前，许多实验和模型研究了正置冷表面上水滴的结冰过程。Tavakoli 等[7-8]在实验测量水滴结冰过程温度的基础上，将冷表面上水滴的结冰过程划分为液体过冷、成核再辉、冻结和固体冷却四个阶段。水滴的结冰过程主要受水滴邦德数（表征重力与表面张力比值的无量纲数）、表面接触角和冷面温度的影响[9-10]。Zhang 等[11]考虑过冷效应，对正置水滴结冰过程进行建模，将冻结时间的预测误差从约 30%提高到约 10%。Dang 等[12]对倾斜表面的水滴结冰过程进行实验和模型研究，发现表面倾角较大时，水滴更易结冰。Zeng 等[13]对重力如何影响水滴结冰过程进行研究，发现重力主要是通过改变倒置水滴的初始轮廓来影响水滴的结冰过程。

倒置冷表面上的水滴结冰问题十分常见，然而目前缺乏进一步的深入研究以及与正置水滴结冰特性的对比分析。本研究对倒置水滴结冰过程进行实验和数理建模，基于验证后的模型进一步对比分析正置和倒置水滴的冻结时间和轮廓，讨论邦德数、接触角和冷表面温度的影响规律，并总结冻结时间的计算关联式。

基金项目：国家自然科学基金（No. 52076013）；北京市自然科学基金（No. 3212024，No.3232032)；中

国博后科学基金（No. 2022M720423）；北京市科协青年人才托举工程（No. BYESS2023352）；中国空气动力研究与发展中心结冰与防除冰重点实验室开课题（No. IADL20220304）

1 方法

1.1 理论模型

为分析倒置水滴结冰特性，建立描述水滴结冰的理论模型。由于实际的水滴结冰过程十分复杂，在保证模型可靠性的基础下，对模型作如下简化假设：①水滴与周围环境的热量交换很少，可忽略不计；②水滴的蒸发可忽略不计；③模型所研究的倒置水滴不会从冷表面脱落；④成核再辉前后水滴的接触角不变；⑤结冰过程中，冻结锋面上部的冰水混合物轮廓可简化为椭球形；⑥已冻结冰层中的温度场近似呈线性分布，冻结锋面及冰水混合物的温度始终保持在凝固点（0°C）；⑦物性参数随温度变化不大，取平均温度作为定性温度；⑧已冻结冰层中的气泡含量较少，其对冰层物性参数的影响可忽略不计；⑨冻结锋面是平行于冷表面的平面。

1.1.1 模型介绍

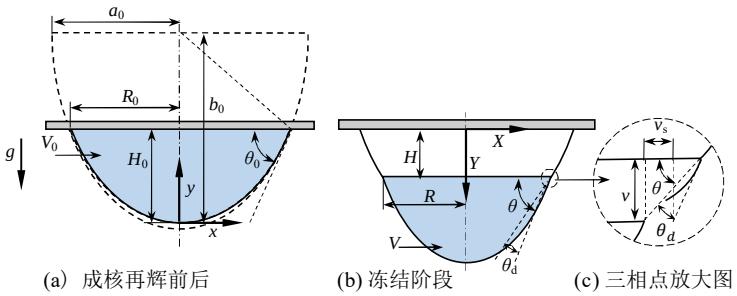
如图 1(a)所示，倒置水滴在冷表面上的轮廓由重力与表面张力共同决定。邦德数 Bo 是表征水滴所受重力与表面张力比值的无量纲数，定义为：

$$Bo=\frac{\Delta\rho g D_{\mathrm{eq}}^{2}}{\sigma}\ ,\ D_{\mathrm{eq}}=\sqrt[3]{\frac{6V_0}{\pi}} \tag{1}$$

其中，$\Delta\rho$ 、g 和 σ 分别是水与空气的密度差、重力加速度和水的表面张力，D_{eq} 是与水滴相同体积的球体直径，V_0 是水滴在初始时刻的体积。水滴的初始轮廓可由如下 Young-Laplace 方程数值计算得出：

$$\frac{y''}{\left(1+y'\right)^{3/2}}+\frac{y'}{x\left(1+y'\right)^{1/2}}=\frac{2}{r}\pm\frac{\Delta\rho g y}{\sigma} \tag{2}$$

式中，x 和 y 分别是以水滴顶点为坐标原点时初始轮廓上点的水平和竖直坐标，r 是水滴顶点处的曲率半径。随着 Bo 数的增大，水滴的初始轮廓更偏离球形。为简化后续模型求解，将冻结锋面上部的水滴轮廓简化为椭球形，并通过最小二乘法获得轮廓参数。



(a) 成核再辉前后　(b) 冻结阶段　(c) 三相点放大图

图 1 倒置水滴结冰模型示意图

如图 1(a)所示，在成核再辉阶段，水滴由液态水变为均匀的冰水混合物，这一过程

产生一定质量分数的冰晶，所释放的潜热使水滴内部温度从过冷状态恢复至凝固点，冰晶的质量分数 β_{i} 可由如下的能量守恒方程计算得出：

$$\beta_{\mathrm{i}} L = c_{\mathrm{w}} \left(T_{\mathrm{F}} - T_{\mathrm{N}} \right) \tag{3}$$

其中，L和c_{w}分别是水的潜热和比热容，T_{F}和T_{N}分别是水滴的凝固点和成核温度。冰水混合物的体积V_{N}、潜热 L_{m} 和密度 ρ_{m} 可通过以下方程得到：

$$V_{\mathrm{N}} = \frac{V_0 \rho_{\mathrm{w}}}{\rho_{\mathrm{m}}} \tag{4}$$

$$L_{\mathrm{m}} = L\left(1 - \gamma_{\mathrm{i}}\right) \tag{5}$$

$$\rho_{\mathrm{m}} = \rho_{\mathrm{w}} \left(1 - \gamma_{\mathrm{i}}\right) + \rho_{\mathrm{i}} \gamma_{\mathrm{i}} \tag{6}$$

式中，ρ_{w} 和 ρ_{i} 分别是水和冰在凝固点时的密度。

如图 1(b)所示，在冻结阶段，冻结锋面不断上升的过程满足质量和能量守恒，即冻结锋面处冰水混合物质量的减少等于冰层质量的增加，冰水混合物冻结释放的潜热等于其向冰层的散热，可由如下的方程表示：

$$\rho_{\mathrm{i}} L_{\mathrm{m}} \frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t} = \frac{k_{\mathrm{i}} \left(T_{\mathrm{F}} - T_{\mathrm{N}} \right)}{H} \tag{7}$$

$$-\rho_{\mathrm{m}} \frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t} = \pi \rho_{\mathrm{i}} R^2 \frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t} \tag{8}$$

式中，V、R 和 H 分别表示冻结阶段冰水混合物的体积、冻结锋面的半径和高度，k_{i} 表示定性温度对应的导热系数。假设椭圆的离心率 e 与冰水混合物的体积正相关，二者之间的关系可写成：

$$\frac{V}{e} = \frac{V_{\mathrm{N}}}{e_{\mathrm{N}}} \tag{9}$$

其中，V_{N} 和 e_{N} 分别是水滴在成核再辉阶段的水滴体积和椭圆离心率，且 $e = \sqrt{a^2 - b^2} / a$ 为冻结阶段冰水混合物的椭圆离心率，a 和 b 分别表示半长轴和半短轴，椭球的体积为：

$$V = \begin{cases} \pi a^2 b \left(\dfrac{2}{3} - \sin\phi + \dfrac{\sin^3\phi}{3} \right), \theta < \dfrac{\pi}{2} \\ \pi a^2 b \left(\dfrac{2}{3} + \sin\phi - \dfrac{\sin^3\phi}{3} \right), \theta \geq \dfrac{\pi}{2} \end{cases} \tag{10}$$

式中，θ 是冻结阶段三相点处的气液相界面与冻结锋面切线的夹角，即水平夹角，θ 会随着冻结锋面的上升从初始接触角逐渐减小，$\phi = \arccos\left(R/a\right)$ 是椭圆参数方程中的参数。

如图 1(c)所示，冻结阶段中冻结锋面高度和半径的变化率与动态生长角 θ_{D} 相关，动态生长角描述三相点处气液相界面与气固相界面切线的夹角，反映了三相点移动方向与

气液相界面方向的差异，它们之间的关系可表示为：

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}=-\frac{1}{\tan\left(\theta-\theta_{\mathrm{D}}\right)}\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t}=-\frac{v}{\tan\left(\theta-\theta_{\mathrm{D}}\right)} \tag{11}$$

其中，v 表示冻结速率，与滑移速率 v_{s} 满足如下关系：

$$v_{\mathrm{s}}=v\left[\frac{1}{\tan\left(\theta-\theta_{\mathrm{D}}\right)}-\frac{1}{\tan\theta}\right] \tag{12}$$

此外，为了计算最终的冻结尖端，冻结速率 v 与水平夹角 θ 之间存在如下联系：

$$v_{\mathrm{s}}=\begin{cases}\dfrac{\eta\left(\theta_{\mathrm{R}}-\theta\right)}{\theta} & ,\ \theta<\theta_{\mathrm{R}}\\ 0 & ,\ \theta\geq\theta_{\mathrm{R}}\end{cases} \tag{13}$$

式中，θ_{R} 表示临界后退角，η 为滑移系数。三相点处，气液界面的斜率满足：

$$\tan\theta=\begin{cases}\dfrac{b}{a\tan\phi} & ,\ \theta<\dfrac{\pi}{2}\\ -\dfrac{b}{a\tan\phi} & ,\ \theta\geq\dfrac{\pi}{2}\end{cases} \tag{14}$$

联立求解方程(7)-(14)即可获得水滴的冻结轮廓及冻结锋面随时间的变化关系。

1.1.2 模型验证

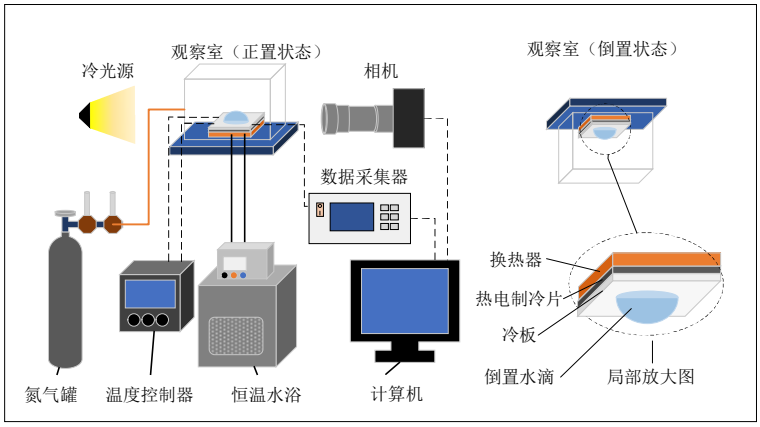


图 2 倒置水滴结冰实验装置示意图

为开展水滴结冰实验并验证水滴结冰模型的可靠性，搭建图 2 所示的实验装置，该装置主要由制冷系统、数据采集系统、图像采集系统和实验段组成。制冷系统主要包括热电制冷片、温度控制器、换热器、恒温水浴槽等设备。热电制冷片热端产生的热量通过换热器由恒温水浴槽带走，温度控制器通过热电偶采集冷表面温度，并向热电制冷片传送控制信号，以达到调节冷表面温度的目的。数据采集系统主要包括热电偶、数据采集器（KEYSIGHT 34970A）和计算机等设备，通过热电偶采集冷表面温度，并将数据传递给计算机存储。图像采集系统主要由冷光源、相机（CCD AO-508U）和计算机等设备组成，通过相机记录水滴结冰过程中的图像，实验过程中设置相机拍摄速率和分辨率分别为 25 帧/秒和 1024×1024 像素，并将图像信息传递给计算机存储。实验段包括实验表

面（铝板）、观察室等，铝板尺寸为 40 mm × 40 mm × 1 mm，观察室采用透明有机玻璃制作且在实验过程中内部充满氮气以减弱冷表面结霜对实验结果的影响。

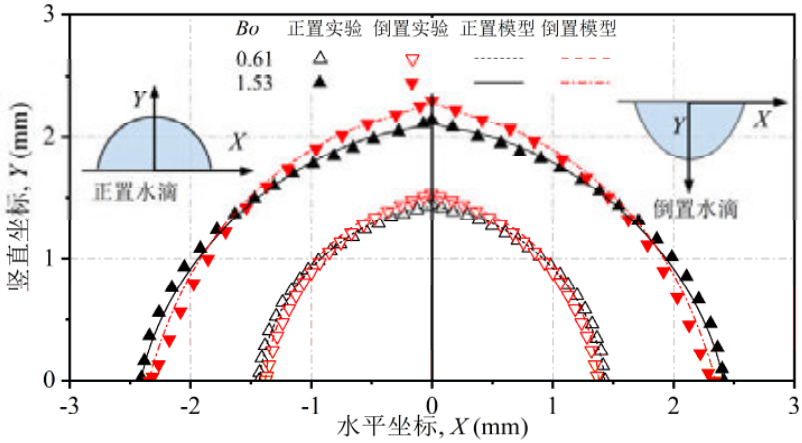


图 3 实验与模型所得水滴冻结轮廓对比

实验过程中，通过移液器分别将 V_0 = 5 μL（Bo = 0.61）和 V_0 = 20 μL（Bo = 1.53）两个体积的液滴放置在铝板表面，体积精度为±0.1 μL，在冷表面均为–14 ℃时开展正置与倒置水滴的结冰实验，实验与模型所得的水滴冻结轮廓如图 3 所示。可以看出，四组工况下，实验与模型所的冻结轮廓十分接近，模型计算轮廓与实验数据点之间的决定系数 R^2 均大于 98%（R^2 的取值范围为 0~1，其值越大表示模型与实验轮廓的吻合效果越好），模型所计算的冻结时间与实验结果的误差均小于 13%。由此说明，本文所建水滴结冰模型能够较好地预测冻结轮廓和冻结时间。

2 结果讨论

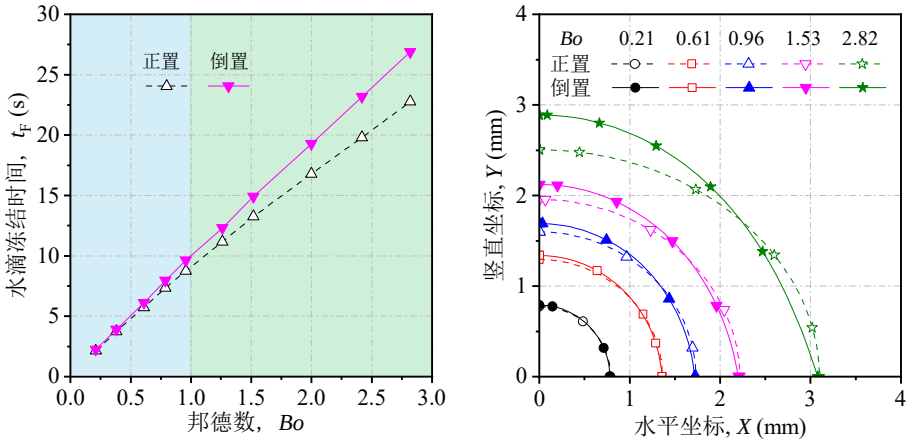
为进一步分析邦德数、接触角和冷板温度对倒置水滴结冰特性的影响，设计并利用模型计算了 26 个工况下正置和倒置水滴的结冰过程。当 Bo = 1 时，水滴的初始体积为 10.59 μL，重点分析 $Bo \le 1$ 或 $Bo > 1$ 时倒置水滴结冰特性的改变。

2.1 邦德数的影响

图 4 是冷表面温度为–20 ℃和初始角为 90°时，邦德数对正置与倒置水滴的冻结时间和轮廓的影响。图 4(a)表明，随着邦德数的增大，正置和倒置水滴的冻结时间均近似线性增加。倒置水滴的冻结时间总是大于正置水滴，且二者的差异随着邦德数的增大而增加，这主要是由于不同邦德数下，倒置水滴冻结轮廓的高度总是大于正置水滴，且两种轮廓的区别也随着邦德数的增大而增加，如图 4(b)所示。此外，当 $Bo \le 1$ 时，倒置与正置水滴的冻结时间和轮廓之间的差异几乎可以忽略；当 $Bo > 1$ 时，二者之间的差异明显，且倒置水滴的冻结轮廓明显偏离球形，变得更加细且高。

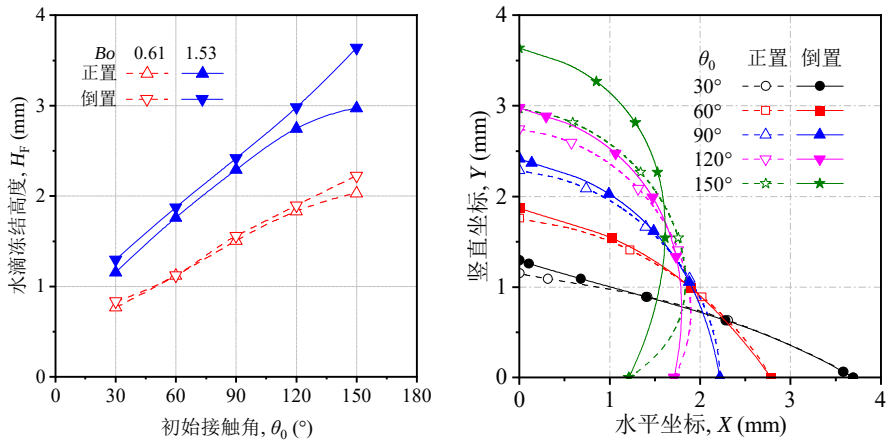
图 5 是冷表面温度为–20 ℃，邦德数分别为 0.61 和 1.53 时，初始接触角对正置与倒置水滴冻结时间和轮廓的影响。图 5(a)表明，随着初始接触角的增大，正置和倒置水滴冻结时间均增加，且邦德数较大时，冻结时间增加更快。倒置水滴的冻结时间总是大于正置水滴，且二者的差异随着初始接触角的增大而增加。这主要是由于不同初始接触下，

倒置水滴冻结轮廓的高度总是大于正置水滴，且两种轮廓的区别也随接触角的增大而增加，如图 5(b)所示。当 $Bo = 0.61$ 时，倒置与正置水滴的冻结轮廓几乎重合，故未画出（下同），二者冻结时间的差异也可忽略；当 $Bo = 1.53$ 时，倒置与正置水滴冻结轮廓的区别明显增大，且随初始接触角的增大，水滴的基底半径减小而冻结高度增加。



(a) 水滴的冻结时间　　(b) 水滴的冻结轮廓

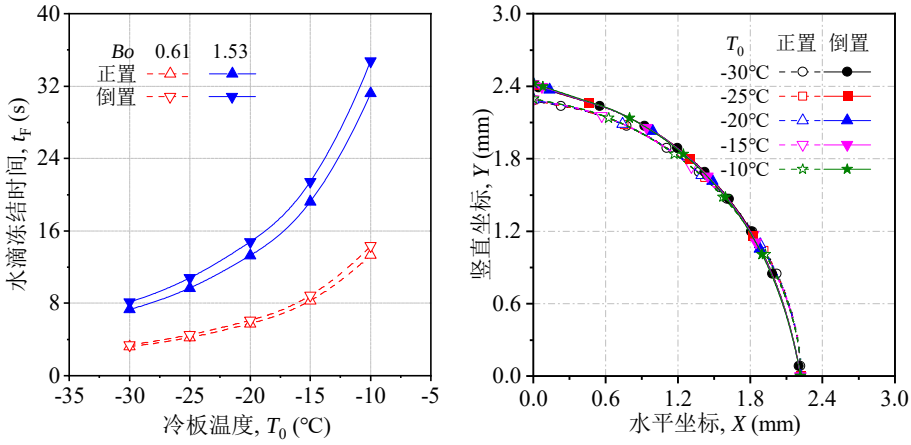
图 4 邦德数对水滴结冰特性的影响



(a) 水滴的冻结时间　　(b) 水滴的冻结高度（$Bo = 1.53$）

图 5 不同邦德数下接触角对水滴结冰特性的影响

图 6 为初始接触角为 90°，邦德数分别为 0.61 和 1.53 时，冷板温度对正置与倒置水滴冻结时间和轮廓的影响。图 6(a)表明，随着冷板温度的升高，正置与倒置水滴的冻结时间均增加，且邦德数较大时，冻结时间增加更快。倒置水滴的冻结时间总是大于正置水滴，且二者的差异随着冷板温度的增大略有增加。从图 6(b)可以看出，不同冷表面温度下，倒置水滴冻结轮廓的高度总是大于正置水滴，但是正置和倒置水滴的冻结轮廓均与冷表面温度无关。



(a) 水滴的冻结时间　　(b) 水滴的冻结高度（$Bo = 1.53$）

图 6 不同邦德数下冷表面温度对水滴结冰特性的影响

2.2 冻结时间的综合分析

根据方程(7)可知，水滴的冻结时间 t_F 主要与冰的密度 ρ_i 和导热系数 k_i 、冰水混合物的潜热 L_m 、冷面温度 T_N 和水滴高度 H_F ，而水滴高度 H_F 可通过水滴初始体积 V_0 和初始接触角 θ_0 计算，由此得到水滴的冻结时间近似满足：

$$t_F \sim \frac{\rho_i L_m V_0^{2/3}}{k_i\left(T_F - T_N\right)}\left(\frac{1-\cos\theta_0}{2+\cos\theta_0}\right)^{2/3} \tag{15}$$

从本文的结果讨论部分可以看出，倒置与正置水滴冻结时间的区别主要与邦德数和初始接触角相关，因此冻结时间进一步写为：

$$t_F = f\left(Bo,\theta_0\right)\frac{\rho_i L_m V_0^{2/3}}{k_i\left(T_F - T_N\right)}\left(\frac{1-\cos\theta_0}{2+\cos\theta_0}\right)^{2/3} \tag{16}$$

其中， $f\left(Bo,\theta_0\right)$ 为无量纲项，结合本文的计算结果可表示为：

$$f\left(Bo,\theta_0\right) = \frac{Bo^n}{2}\sin\left(\frac{\theta_0}{2}\right) \quad , \quad n = \begin{cases} -0.14\ , Bo \le 1 \\ -0.14\ , Bo > 1\ , \text{正置水滴} \\ 0.11\ \ \ , Bo > 1\ , \text{倒置水滴} \end{cases} \tag{17}$$

图 7 对比了利用关联式(16)所得冻结时间与本文模型和本文实验以及文献实验数据，所有数据点的误差均小于 25%。从式(16)中参数 n 的取值也可以看出，当 $Bo \le 1$ 时，正置和倒置水滴的结冰时间几乎没有区别；当 $Bo > 1$ 时，正置和倒置水滴冻结时间会出现明显的差异。倒置与正置水滴的冻结时间之比为：

$$\frac{t_{\mathrm{F,P}}}{t_{\mathrm{F,S}}}=\begin{cases}1 & ,Bo\le 1\\ Bo^{1/4} & ,Bo>1\end{cases} \tag{18}$$

由此说明，倒置与正置水滴冻结时间的差别主要受邦德数的影响。

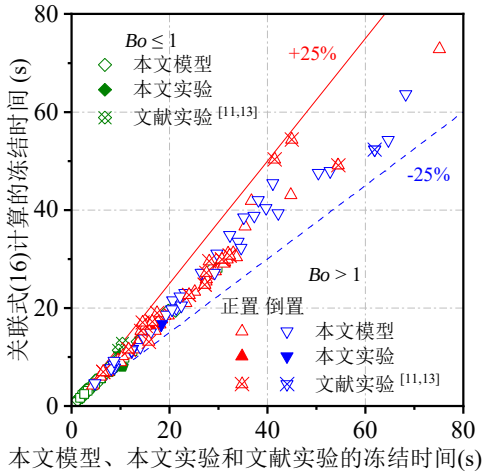


图 7 关联式所得冻结时间与本文模型和实验以及参考文献数据的对比

3 结　论

对低温冷表面上倒置水滴的结冰特性进行实验和数理建模研究，通过模型分析，得到以下结论：

（1）水滴冻结时间和轮廓均受邦德数的影响。当邦德数大于 1 时，倒置与正置水滴的结冰特性会出现明显差异，且随着邦德数的增大差异逐渐增加，倒置水滴的冻结轮廓更高且冻结时间更长。

（2）初始接触角增大，水滴冻结轮廓更高且冻结时间更长，倒置与正置水滴结冰特性的差异更加明显；冷表面温度不改变水滴的冻结轮廓，但会使冻结时间明显增加。

（3）结合量纲分析，提出了正置和倒置水滴冻结时间的计算关联式，预测误差在25%以内。

参考文献

[1] SONG M J, DANG C B, HIGASHI T, et al. Review of experimental data associated with the solidification characteristics of water droplets on a cold plate surface at the early frosting stage[J]. Energy and Buildings, 2020, 223: 110103.

[2] ZHANG X, WU X M, MIN J C, et al. Modelling of sessile water droplet shape evolution during freezing with consideration of supercooling effect[J]. Applied Thermal Engineering, 2017, 125: 644-651.

[3] LINN K, HENRIK L, ANNA-LENA L, et al. Experimental study of the internal flow in freezing water droplets on a cold surface[J]. Experiments in Fluids, 2019, 60: 182.

[4] 伍强,孔满昭,徐浩军等. 机翼前缘结冰对大飞机纵向模态特性的影响[J]. 南京航空航天大学学报, 2023, 55(02): 241-248.
WU Q, KONG M J, XU H J, et al. Effect of icing on longitudinal modal characteristics of large aircraft[J]. Transactions of Nanjing University of Aeronautics, 2023, 55(02): 241-248.

[5] BAHERI F T, Poulikakos L D, Poulikakos D, et al. Dropwise condensation freezing and frosting on bituminous surfaces at subzero temperatures[J]. Construction and Building Materials, 2021, 298: 123851.

[6] DENG L D, WANG H, XUN Z, et al. Numerical study of droplet impact dynamics on the ACSR cable for studying ice adhesion and accretion on real power lines[J]. Journal of Thermal Science and Engineering Applications, 2021, 13(2): 021027.

[7] Tavakoli F, Davis S, Havehpour H P. Freezing of supercooled water drops on cold solid substrates: initiation and mechanism[J]. Journal of Coatings Technology and Research, 2015, 12: 869-875.

[8] 刘鑫, 张旋, 闵敬春. 壁面静止水滴冻结过程形状变化[J]. 工程热物理学报, 2020, 41(03): 704-708.
LIU X, ZHANG X, MIN J C. The shape of stationary water droplets on the wall changes during icing[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2020, 41(03): 704-708.

[9] CHANG S N, QI H F, ZHOU S, et al. Experimental and numerical study on freezing process of water droplets under surfaces with different wettability[J]. Applied Thermal Engineering, 2023, 219: 119516.

[10] KONG W L, WANG L P, BIAN P X, et al. Effect of surface wettability on impact-freezing of supercooled large water droplet[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2021, 219: 119516.

[11] ZHANG X, LIU X, WU X M, et al. Simulation and experiment on supercooled sessile water droplet freezing with special attention to supercooling and volume expansion effects[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 127: 975-985.

[12] DANG Q, SONG M J, ZHANG X, et al. Modelling study on freezing process of water droplet on inclined cold plate surface with droplet dynamic behavior considered[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 197: 123327.

[13] ZENG H, LYU S, LEGENDRE D, et al. Influence of gravity on the freezing dynamics of drops on a solid surface[J]. Physical Review Fluids, 2022, 7: 103605.

中国工程热物理学会 传热传质
学术会议论文 编号：233395

基于自毁微胶囊的锂离子电池热失控抑制特性研究

佟京京[1]，彭勇[2]，刘杰[1]，冯旭宁[2]
（1.北京交通大学机械与电子控制工程学院，北京 100044
2.清华大学车辆与运载学院，北京 100084）
（Tel：15033769537，Email：21121380@bjtu.edu.cn）

摘　要　锂离子电池以其高比能、长寿命等优点，在新能源汽车和储能领域得到了广泛应用。然而，电池的安全问题仍是阻碍其大规模发展的关键。本文提出了自毁微胶囊的概念，基于电池热失控时序调控，采用原位聚合制备出以十六水硫酸铝为芯材，三聚氰胺脲醛树脂为壳材的微胶囊，实现在特定温度下释放芯材，降低热失控灾害程度的目的。本文的研究成果将为设计和开发抑制电池热失控，提高电池安全性的自毁剂产品提供新的思路和依据。

关键词：锂离子电池；自毁剂；微胶囊；热安全调控

Preparation of self-destruct microcapsules and its inhibition of thermal runaway in batteries

TONG Jingjing[1]　PENG Yong[2]　LIU Jie[1]　FENG Xuning[2]
(1. School of Mechanical and Electronic Control Engineering, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China;
2. School of Vehicle and Delivery, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: Lithium-ion batteries have been widely used in the fields of new energy vehicles and energy storage because of its high specific energy and long life. However, the safety issue of batteries is still the key to hindering its large-scale development. In this paper, the concept of self-destruct microcapsules is proposed. Based on the thermal runaway time sequence control of batteries, self-destruct microcapsules with aluminum sulfate hexadecahydrate as the core material and melamine urea-formaldehyde resin as the shell material are prepared by in-situ polymerization to achieve the purpose of releasing the core material at a specific temperature and reducing the degree of thermal runaway disaster. In addition, the effects of emulsifier type and concentration, stirring speed and other parameters on microcapsules, as well as the inhibition effect of microcapsules with different core-shell ratios on thermal runaway of batteries were also investigated. Using 10% sodium dodecyl sulfate emulsifier and 800r/min stirring speed, the microcapsule with 1:1 core-shell ratio has the best inhibition effect on thermal runaway of the battery. The research results of this paper will provide a new idea and basis for the design and development of self-destructing agents to restrain the thermal runaway of batteries and improve the safety of batteries.

Key words: lithium-ion batteries; self-destruct battery; microcapsules; thermal safety regulation

---

收稿日期：
基金项目：国家自然科学基金面上项目 (No. 52076121)
作者简介：佟京京（1998-），女，硕士研究生，主要从事液态锂离子电池安全性研究，E-mail：21121380@bjtu.edu.cn
通讯作者：刘杰（1983-），男，教授，博士，主要从事锂离子电池安全性研究，E-mail：ljie@bjtu.edu.cn
冯旭宁（1988-），男，副教授，博士，主要从事液态锂离子电池安全性研究，E-mail：fxn17@mail.tsinghua.edu.cn

0 前 言

锂离子电池（LIBs）具有相对较高的比能量/功率密度，是目前应用最广泛的电动汽车动力电池，推动了汽车能量来源从化石燃料向清洁的可再生能源的转变[1]。然而充电时间长、续驶里程短是电动汽车推广应用的主要难题。 为进一步提高电动汽车的续航里程，具有高能量密度的高镍三元电池得到了广泛的关注[2,3]。然而，由于高镍三元材料的不稳定性，在高温下 SEI 膜易熔化，碳酸酯类电解液会与负极中嵌入的 Li 发生反应，释放出 CH_4、CO 等还原性气体并攻击正极，从而释放大量热量并引发电池热失控。最新的研究表明，热失控期间放出的热量主要来源于负极产生的还原性气体与正极相变产生的氧气之间发生的氧化还原反应[4]。因此，为了提高电池的安全性，迫切需要切断这一导致电池热失控的主放热反应路径。目前，常用的提高电池安全性的措施包括：在隔膜上涂覆共聚物微球，当电池到达一定温度时，共聚物层熔化塌陷，形成离子阻挡层，阻止锂离子传输从而阻断电池的正常工作[5-7]。然而，这些方法都是基于电池热失控的被动防护的概念，如何从源头上抑制热失控的产生，提高锂离子电池的安全性，是急需解决的重要问题。

为了从根源上抑制电池热失控，我们提出了一种提前消耗负极中嵌入的锂的方法，通过引入自毁剂，使其在较低温度下抢先与负极反应，消耗掉负极中的嵌锂，切断电解液与负极的反应路径。自毁剂的引入可以及时使负极失活，阻止进一步的热失效。自毁剂的释放时刻的控制是实现这一方法的关键。为了让自毁剂能够在电池内部正常存储，可以将其通过改性微胶囊进行包覆，使其与电池材料隔离，从而不影响电池的正常工作。当电池内部温度升高至某一温度时，微胶囊壳体会自动破裂，主动释放自毁剂芯材，使其与负极嵌锂发生反应，从而抑制电池热失控的发生。

为了使自毁剂更高效的发挥作用，微胶囊的制备极其重要。目前研究者们采用原位聚合的方法进行制备，主要包括预聚体合成、芯材乳化和材料聚合三个步骤。其中乳化剂种类、用量和聚合搅拌转速等因素会影响微胶囊合成的形貌以及性能。常洋珲[8]等人采用原位聚合法制备了十五烷微胶囊，探究了 pH 值、转速以及升温速率等因素对微胶囊性能的影响。Zhang[9]等人成功制备了正十八烷芯材和三聚氰胺甲醛外壳的微胶囊，研究了搅拌转度、乳化剂含量等对胶囊形态等性能的影响。Han[10]等人采用原位聚合法合成了以相变材料石蜡为芯材，三聚氰胺脲醛为外壳的微胶囊，研究了加工工艺条件包括核壳比、乳化剂浓度和 pH 值等因素对合成微胶囊的影响。Marta Baginska[11]等人通过原位聚合成功地将阻燃剂磷酸三甲苯酯(TCP) 包封在聚脲醛核壳微胶囊中，提高了电池安全性。研究表明，采用原位聚合方法制备微胶囊的工艺参数至关重要，同时基于微胶囊的电池安全性提升方法是可行的。然而，由于阻燃剂芯材种类较多，热失控抑制机理差异性较大，因此仍然需要开展深入的研究工作。

本文首先通过采用原位聚合的方法，以自毁剂十六水硫酸铝为芯材，三聚氰胺脲醛树脂为壳材，开展了微胶囊的初步合成。然后，通过深入研究乳化剂的种类和用量，以及溶液搅拌速度对微胶囊制备的影响，综合分析得到了微胶囊制备的最佳工艺条件。最后，通过将制备得到的不同核壳比的微胶囊与电池各组分材料

进行热分析测试，对微胶囊抑制电池热失控的作用效果进行详细揭示。下面，将逐一进行详细介绍。

1 微胶囊的制备方法

本文采用原位聚合的方法制备以十六水硫酸铝为芯材，三聚氰胺脲醛树脂为壳材的微胶囊。微胶囊合成过程如图 1 所示，具体的制备流程分为三步：第一步是预聚体的合成[12]。将 7.78g 三聚氰胺，7.40g 尿素，29.98g 甲醛溶液（ω=0.37）和 30g 去离子水加入到烧杯内进行混合，用无水碳酸钠调节溶液 pH 值为 8~9。在水浴加热条件下，从 30℃以 2.5℃ min^{-1} 升温速率加热到 70℃，并采用磁力搅拌器搅拌 1 小时后得到澄清透明的三聚氰胺脲醛树脂预聚体。随后向烧杯中加入 375g 的去离子水，得到浓度为 10%的预聚体。第二步是芯材的乳化[13]。取一定量的十六水硫酸铝溶于 20ml 去离子水中，再将一定量的乳化剂添加到该溶液中，采用磁力搅拌器以 500r/min 的转速搅拌溶液 1 小时，得到十六水硫酸铝乳液。第三步为聚合合成阶段。取出 50ml 的浓度为 10%的预聚体放入烧杯中，将已准备好的十六水硫酸铝乳液缓慢的滴入烧杯中。采用磁力搅拌器以一定转速搅拌混合溶液 8 小时。搅拌结束后，将溶液静置 24h，然后用无水乙醇和去离子水各清洗三次，随后放入干燥箱内，在 60℃下烘干 6 小时，得到白色粉末状的十六水硫酸铝微胶囊。

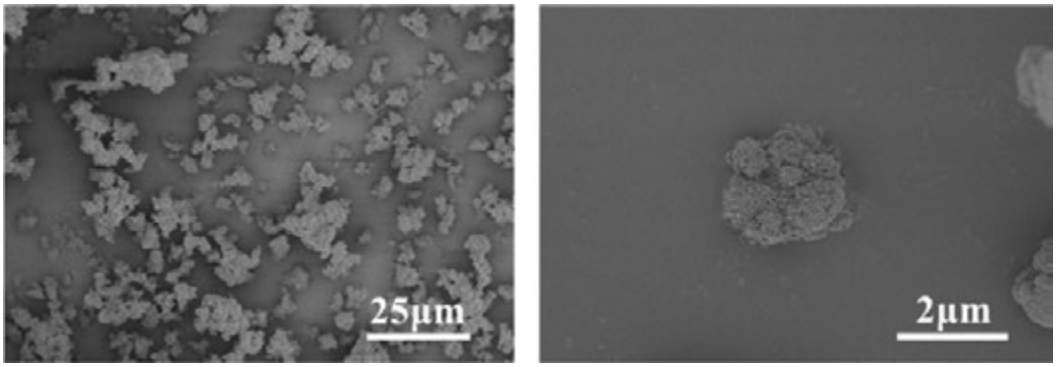
图 1 十六水硫酸铝微胶囊合成过程示意图

Fig. 1 Schematic diagram of synthesis process of hexahydrate aluminum sulfate microcapsules

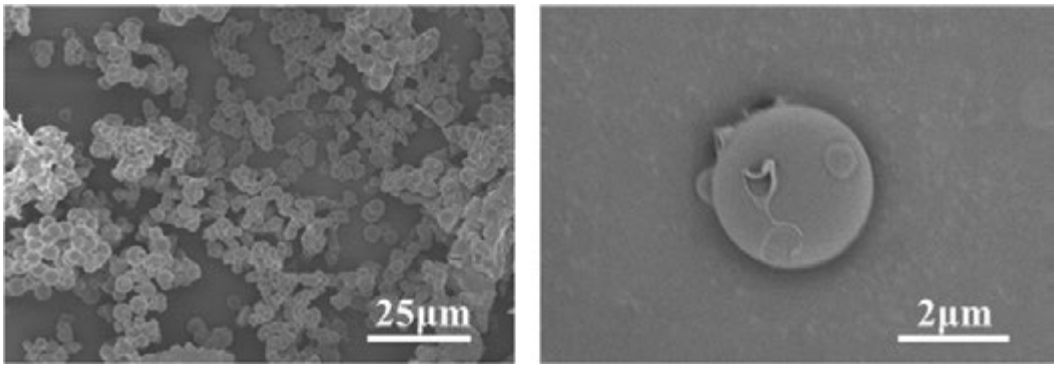
2 不同工艺参数对微胶囊特性的影响

2.1 乳化剂种类对微胶囊形貌的影响

乳化剂的选择是微胶囊能否成球的关键。图 2 为不同乳化剂下制备的微胶囊的 SEM 图。结果表明，采用全氟辛烷磺酸钾用于包覆十六水硫酸铝的乳化效果相对较差，大部分微胶囊结块堆积，呈现出形貌不规则和大颗粒黏附的现象。而另一种乳化剂十二烷基硫酸钠，属于水合盐亲水性物质。制备出来的微胶囊，样品表现为球形形态，颗粒分明，但仍有少许粘连附着。十二烷基硫酸钠的亲油亲水平衡值 HLB=12，常用油包水体系中，在乳化过程中，亲水基团附着在芯材表面，疏水基团排列向外。当加入预聚体后，壳材小分子聚合物带有正电荷，通过乳化剂的负电荷吸引，沉积到芯材表面，包覆成球状。因此，制备十六水硫酸铝微胶囊的表面活性剂应选用十二烷基硫酸钠。



（a）全氟辛烷磺酸钾



（b）十二烷基硫酸钠

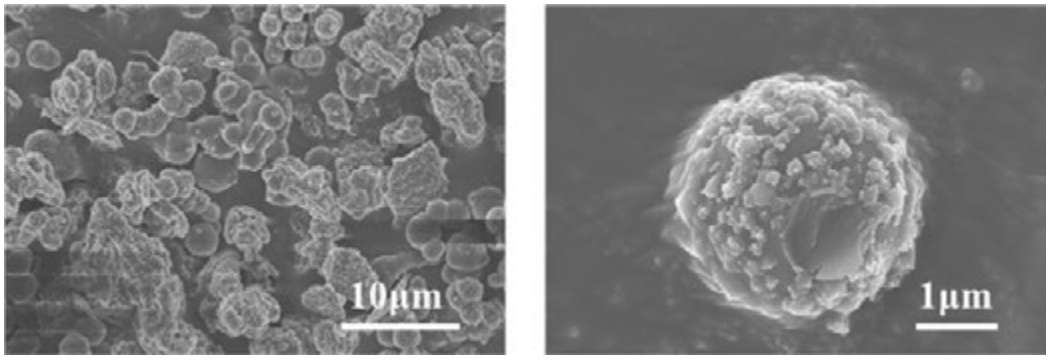
图 2 不同乳化剂下十六水硫酸铝微胶囊的 SEM 图

Fig. 2 SEM images of aluminum sulfate hexadecahydrate microcapsules under different emulsifiers

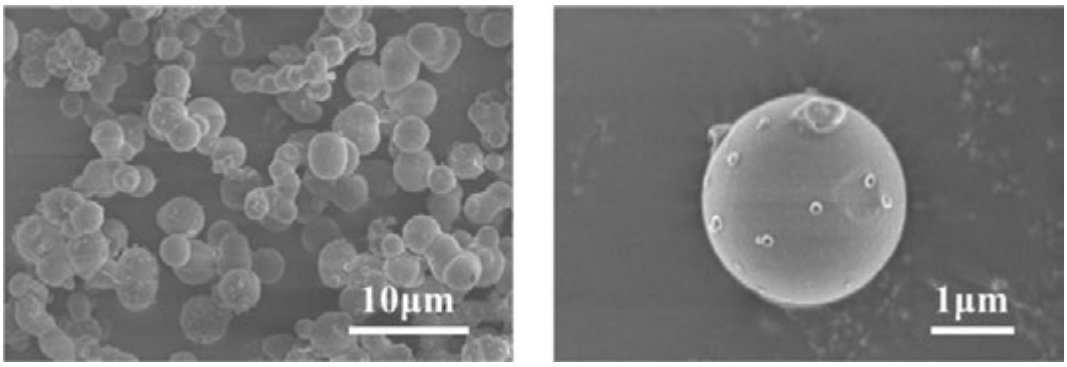
2.2 乳化剂用量对微胶囊形貌的影响

十二烷基硫酸钠作为乳化剂时，微胶囊形成的原因是乳化剂分子的亲水基团吸附在十六水硫酸铝的表面，疏水基团排列在外，随着分子的吸附量的增加，将十六水硫酸铝液滴表面全部包裹起来，从而将十六水硫酸铝乳化，进而合成微胶囊。而且乳化剂的加入，可以使水的表面张力下降，在搅拌作用下，水相与油相互不分层，使乳液体系稳定。所以，乳化剂的用量多少对微胶囊的形成起到了至关重要的作用。

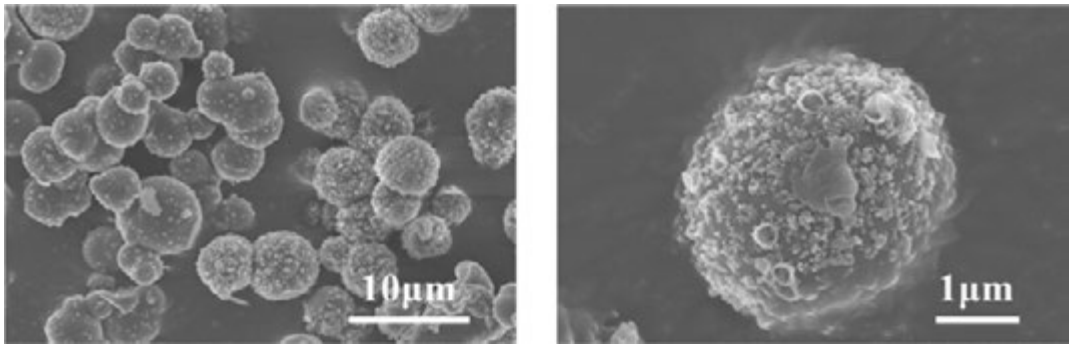
以乳化剂的用量为自变量，分别取乳化剂的用量为 8%、10%和 12%（相对于十六水硫酸铝的质量分数），进行微胶囊的合成。图 3 为不同乳化剂用量下制备的微胶囊的 SEM 图。如图 3 所示，当用量为 8%时，乳化剂含量较少，十六水硫酸铝液滴没有完全被乳化剂包裹住，甚至有些液滴没有被乳化，导致十六水硫酸铝很难在预聚体溶液中分散，并且由于溶液中乳化剂含量少，溶液体系不稳定，导致壁材的堆积，最终制备出来的微胶囊成型率低且其表面粗糙。当用量为 10%时，乳化剂用量适当，十六水硫酸铝的乳化效果较好，溶液体系也趋近于稳定，微胶囊的成型率最高，表面相对比较光滑，无黏附的颗粒。当乳化剂用量为 12%时，乳化剂处于过量状态，此时的乳液体系粘度增加，使得制备出来的微胶囊粘连严重。综上所述，乳化剂的最佳浓度为 10%。



（a）8%



（b）10%



（c）12%

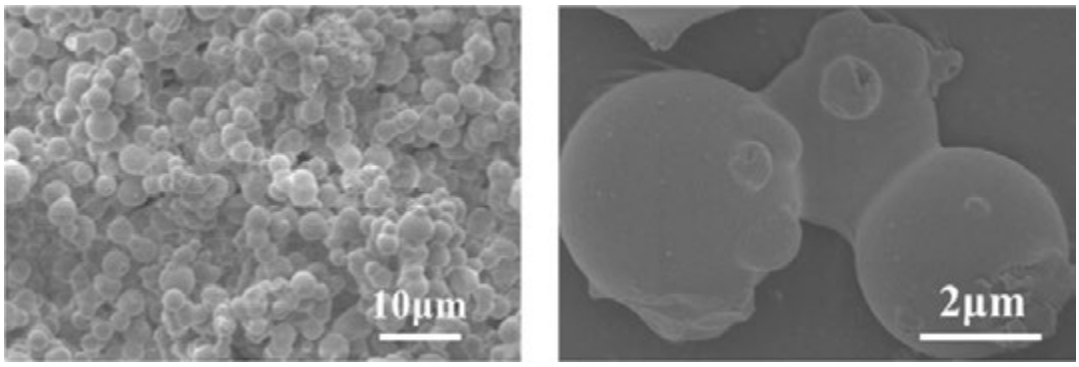
图 3 不同乳化剂浓度下十六水硫酸铝的 SEM 图

Fig. 3 SEM images of aluminum sulfate hexadecahydrate at different emulsifier concentrations

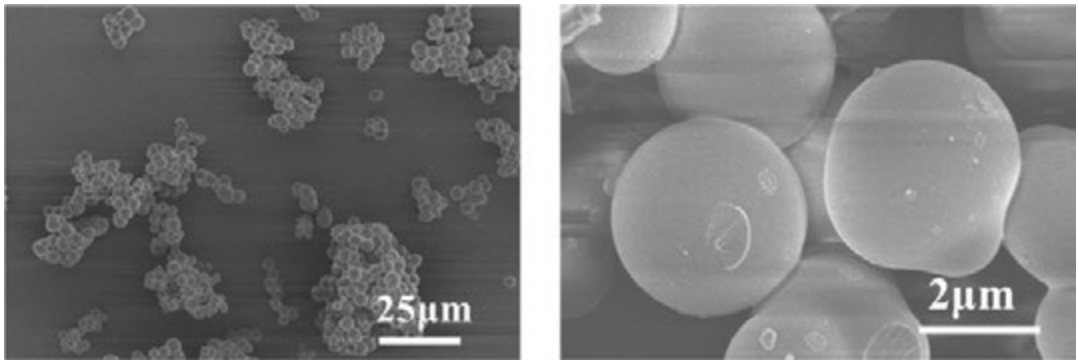
2.3 搅拌转速对于微胶囊形貌的影响

在微胶囊合成阶段，溶液的搅拌速度也同样起着非常重要的作用。搅拌转速过低，微胶囊容易粘黏团聚，搅拌速度过高，微胶囊的核壳结构容易遭到破坏，因此确定合适的搅拌速度很有必要。图 4 为十六水硫酸铝微胶囊在不同转速下的 SEM 图。图中结果显示，当搅拌转速为 600r/min 时，微胶囊大小不一，具有严重的颗粒团聚现象，其粒径为 2~5μm 左右。出现团聚现象的原因在于转速较低的情况下，给予溶液的剪切力小，导致壁材与芯材溶液混合不均匀。随着小分子物质的聚合，慢慢沉积，形成互相粘连的颗粒。而当转速为 800r/min 时，整体微胶囊的形貌有所改善，由于溶液中的粒子分布较为均匀，制备出来的微胶囊粘连变少，表面光滑，无明显瑕疵。当转速继续增加到 1000r/min 时，可以看到微胶囊又出现了团聚的现象。主要是由于在转速较高的情况下，剪切力较大，使得乳化剂与壁材之间的吸附沉积受到干扰，溶液体系不稳定，导致各个颗粒之

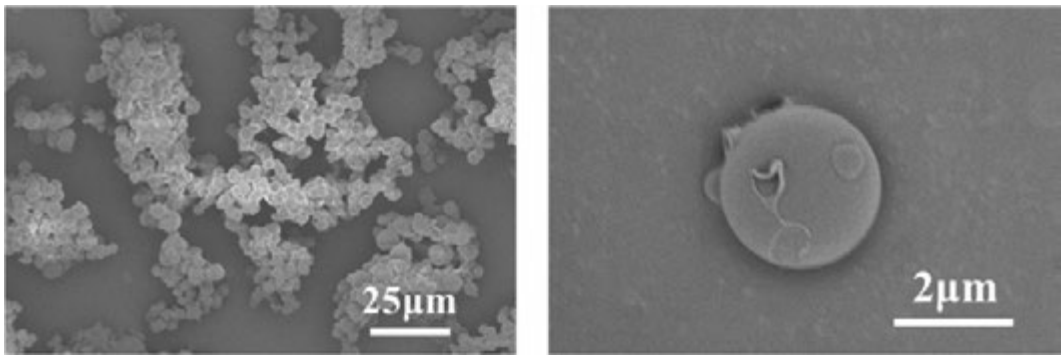
间的团聚。对比三种转速下微胶囊的形貌，可以看到转速过大或过小都会颗粒团聚的现象，在粒径分布方面，转速为 1000r/min 时的粒径相对更小一些，归因于较大的剪切力能够将液滴分散至更小。所以搅拌转速的大小不仅影响颗粒的表面形貌，还影响粒径的大小。综上，制备微胶囊的最佳转速为 800r/min。



（a）600r/min 搅拌速度下的微胶囊 SEM 形貌



（b）800r/min 搅拌速度下的微胶囊 SEM 形貌



（c）1000r/min 搅拌速度下的微胶囊 SEM 形貌

图 4 不同转速下十六水硫酸铝微胶囊的 SEM 图

Fig. 4 SEM images of aluminum sulfate hexahydrate microcapsules at different rotational speeds

2.4 FTIR 分析

分别针对对十六水硫酸铝、MUF 外壳和十六水硫酸铝微胶囊进行了红外光谱测试。结果如图 5 所示。十六水硫酸铝光谱在 1630cm^{-1} 处存在 SO_4^{2-}阴离子的伸缩振动，1100cm^{-1} 处存在 SO_4^{2-}阴离子的对称和非对称伸缩振动，600cm^{-1} 处存在 Al-O 键的弯曲振动。MUF 壳在约 3336cm^{-1} 处的吸收峰归因于 O-H 和 N-H 的拉伸振动，1581cm^{-1} 附近的吸收峰归因于 C=O 的拉伸振动，1344cm^{-1} 处的特征吸收峰归因于脂肪族 C-N 振动[14]。这些峰与三聚氰胺、尿素和甲醛之间的形成的共聚物光谱紧密吻合，表明形成了交联聚合物。微胶囊的 FTIR

光谱包括 MUF 外壳和芯的特征吸收峰，且无新的吸收峰出现，表明十六水硫酸铝已成功微胶囊化到 MUF 外壳中。

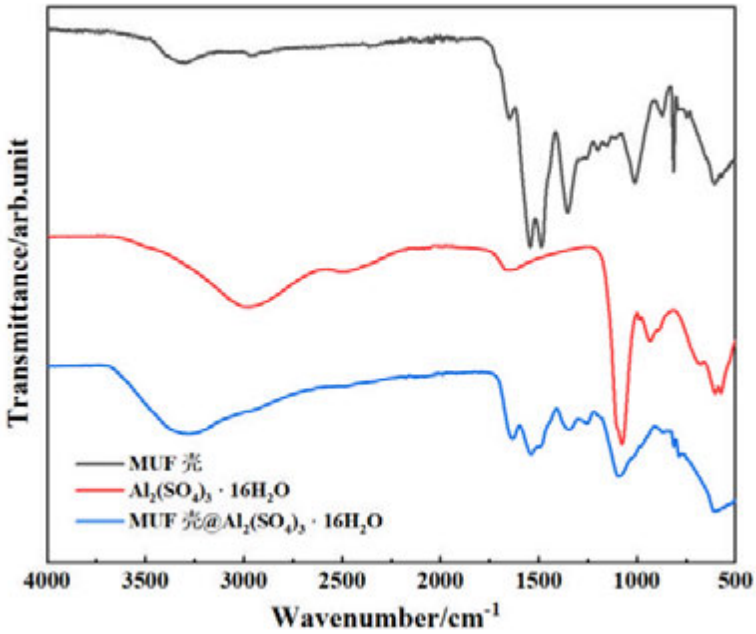


图 5 十六水硫酸铝、MUF 外壳和微胶囊的红外光谱图

Fig. 5 Infrared spectra of aluminum sulfate hexadecahydrate, MUF shell and microcapsule

3 微胶囊及其与电池各组分材料的热特性分析

3.1 十六水硫酸铝微胶囊的热稳定性分析

本文制备了 3 种不同核壳比的自毁微胶囊，分别为 2:1、1.5:1 和 1:1。对十六水硫酸铝和不同核壳比的微胶囊进行了 DSC-TG 热分析测试，测试条件为氩气氛围下从常温 25 ℃升温至 500 ℃，升温速率为 10K/min。其中十六水硫酸铝的测试结果如图 6 所示。从图中可以看出十六水硫酸铝的热解过程包括两个结晶水脱离阶段。首先在 80 ℃左右十六水硫酸铝开始吸热，在 80~150 ℃的温度区间脱出 11 个水分子。在到达 280℃之后，又开始吸热，脱出剩余的水分子，最终成为稳定的硫酸铝状态。

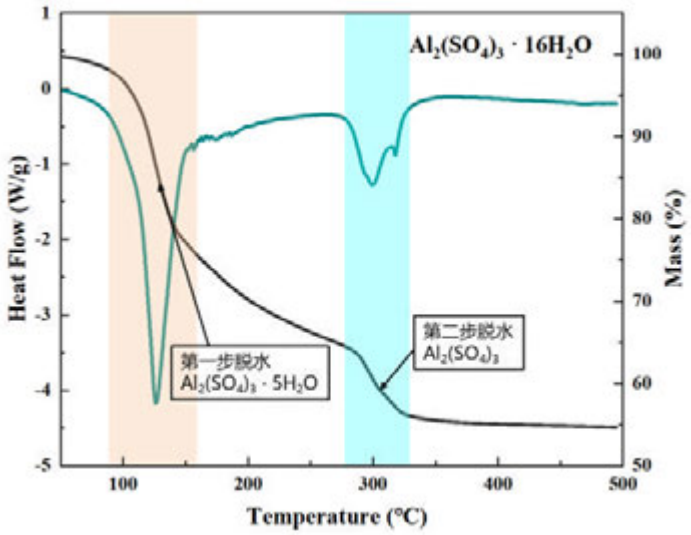


图 6 十六水硫酸铝的 DSC-TG 曲线

Fig. 6 DSC-TG curve of aluminum sulfate hexahydrate

针对不同核壳比的微胶囊进行了 DSC-TG 热分析，测试结果如图 7 所示。三聚氰胺脲醛树脂壳体在 100~200℃温度区间受热破裂，释放十六水硫酸铝芯材。核壳比 2:1 与 1.5:1 的微胶囊在 80~150 ℃都存在一个吸热峰，与十六水硫酸铝本身的吸热曲线类似，表明这两种核壳比的微胶囊表面含有许多十六水硫酸铝物质残留，存在泄漏问题。当核壳比减小为 1:1 时，温度较低的吸热峰消失，只在 200~300 ℃温度区间出现一个吸热峰，随着温度的升高，十六水硫酸铝芯材大量脱水，导致微胶囊内部压力变大，壳体破裂，进而缓慢地释放出结晶水，同时伴随着壳体的分解，在 200~300 ℃达到吸热最大峰值。

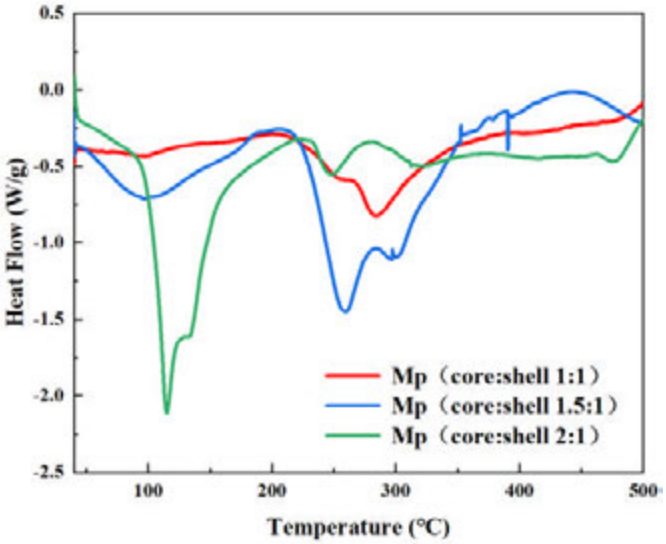


图 7 不同核壳比微胶囊的 DSC 曲线

Fig. 7 DSC curves of microcapsules with different core-shell ratios

3.2 不同核壳比微胶囊对电池各材料组分热特性的影响

将不同核壳比的微胶囊与 1Ah NCM811/Gr 电池的材料各组分进行 DSC 测试。首先将 1Ah 满电态 NCM811/Gr 软包电池在手套箱中拆解，正负极片用 DMC 浸泡后，通过刀片刮取得到正负极粉末，用于 DSC 测试。测试使用的电解液为 1mol $LiPF_6$ 溶于 EC:EMC=3:7。

测试微胶囊对电池材料组分的放热反应影响，不同核壳比微胶囊与电池材料混合的 DSC 测试结果如图 8 所示。微胶囊与负极的反应结果显示，芯材泄漏最严重的核壳比 2:1 的微胶囊直接与负极接触发生反应，相较于其它核壳比的微胶囊，放热峰很大并且提前了很多。微胶囊制备过程中加入的十六水硫酸铝较多，大量的十六水硫酸铝发生泄漏并参与反应。核壳比为 1.5:1 时的微胶囊在最开始也存在一个小反应峰，表示少部分泄露的十六水硫酸铝与负极接触反应，之后都在缓慢的反应，原本负极的放热峰大幅减小，整体放热量被分散，对于核壳比 1:1 的微胶囊，整体对负极的反应效果和核壳比 1.5:1 的微胶囊是一样的，负极放热都有减少。加入电解液后，三种核壳比的微胶囊的放热峰都存在一个前移的现象，说明反应峰提前，能够起到反应时序调控的作用。考虑到除了核壳比 1:1 的微胶囊之外，其他核壳比的微胶囊都存在芯材泄漏的问题，从 DSC 测试结果来看，有泄漏迹象的微胶囊与电池材料组分反应的反应温度都较低（100℃之前），这虽然能够有效分散放散放热反应积累的热量，过早的热量释放会降低电池自产热温度，导致电池提前发生热失控。所以，

包覆完整且没有芯材泄露的微胶囊样品更符合材料热安全设计的思路，因此，我们采用核壳比 1:1 的微胶囊进行材料产热性能测试。

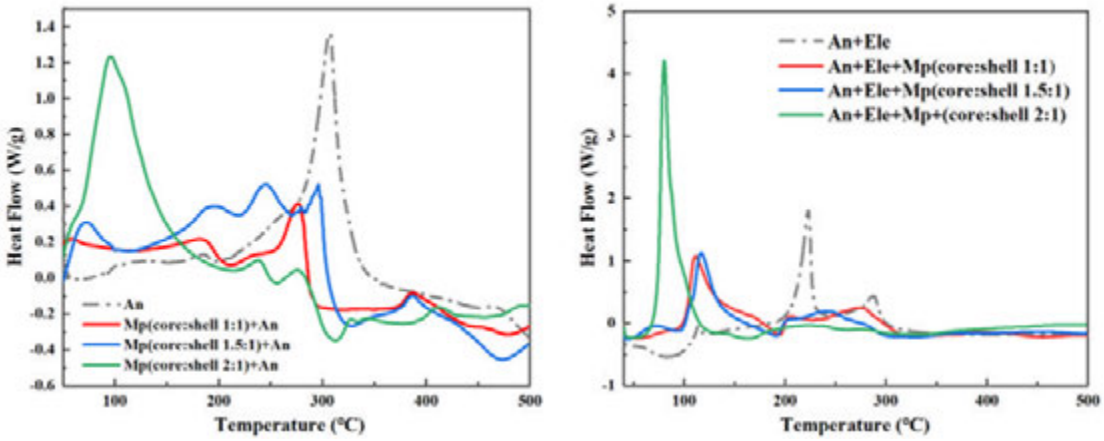


图 8 不同核壳比微胶囊(Mp)与负极(An)、电解液(Ele)组合的 DSC 曲线

Fig. 8 DSC curves of microcapsules with different core-shell ratios combined with negative electrode and negative electrolyte

采用核壳比为 1:1 的微胶囊进行了电池全组分材料的热特性测试，其结果如图 9 所示，相较于对照组，加入微胶囊之后，电池全组分整体释热量有明显下降，其中原本的主反应峰在 200 ℃，放热峰值为 644.43 J/g。加入微胶囊完成时序调控后，200 ℃时的放热峰值降低为 475.02 J/g，同时主反应峰延后到 250 ℃，避免了电池内部反应的热量积累。

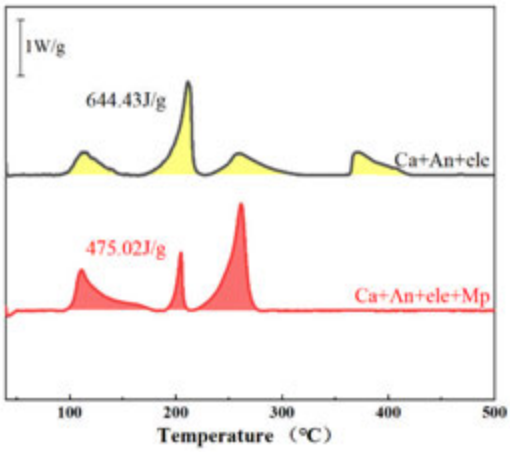


图 9 核壳比 1:1 的微胶囊与电池全组分的 DSC 曲线

Fig. 9 DSC curves of core-shell ratio 1:1 microcapsules and whole components

4 结论

本文采用原位聚合的方法制备了十六水硫酸铝微胶囊，深入探究了不同工艺参数对微胶囊特性的影响，研究了不同核壳比的微胶囊对电池各组分材料的热特性的影响，结论如下所示：

（1）采用原位聚合的方法制备了以十六水硫酸铝为芯材，三聚氰胺脲醛树脂为壳材的微胶囊。确定了十二烷基硫酸钠作为乳化剂，用量为 10%（相对于芯材质量分数），搅拌转速为 800r/min 的工艺条件，制备出表面光滑无瑕疵，颗粒分明，粒径在 2~4μm 左右的微胶囊。

（2）分别针对对十六水硫酸铝、MUF 外壳和十六水硫酸铝微胶囊进行了红外光谱测试。结果显示微胶囊的 FTIR 光谱包括 MUF 外壳和芯的特征吸收峰，且无新的吸收峰出现，表明十六水硫酸铝已成功微胶囊化到

MUF 外壳中。

（3）通过对不同核壳比的微胶囊进行热特性分析测试，得出核壳比 1:1 的配比制备的微胶囊对电池热失控抑制效果最好，电池全组分整体释热量有明显下降，主反应峰延后，避免了电池内部反应的热量积累。

参考文献

[1] Piao N, Gao X, Yang H, et al. Challenges and development of lithium-ion batteries for low temperature environments[J]. eTransportation, 2022, 11, 100145.

[2] 何向明, 冯旭宁, 欧阳明高. 车用锂离子动力电池系统的安全性[J]. 科技导报, 2016, 34(06), 32-38.
He X, Feng X, Ouyang M. Safety of Vehicle Lithium-ion Power Battery System [J]. Science & Technology Review, 2016, 34(06): 32-38.

[3] Feng X, Ouyang M, Xiang L, et al. Thermal runaway mechanism of lithium ion battery for electric vehicles: A review[J]. Energy Storage Materials, 2018, 10:246-267.

[4] Wang, Y, Feng X, Peng Y, et al. Reductive gas manipulation at early self-heating stage enables controllable battery thermal failure[J]. Joule, 2022 ,6(12): 2810-2820.

[5] Baginska M, Benjamin J, Blaiszik R, J Merriman, et al. Autonomic Shutdown of Lithium-Ion Batteries Using Thermoresponsive Microspheres[J]. Advanced Energy Materials, 2012, 2(5):583-590.

[6] Ji W, Bolun J, Fang X, et al. Temperature-responsive microspheres-coated separator for thermal shutdown protection of lithium ion batteries[J]. RSC Advances, 2015, 5(1):172-176.

[7] Zhang C, Li H, Wang S, et al. A polyethylene microsphere-coated separator with rapid thermal shutdown function for lithium-ion batteries[J]. Journal of Energy Chemistry, 2020, 44:33-40.

[8] 常洋珲, 孙志高. 十五烷微胶囊潜热型功能流体的制备及其性能[J]. 储能科学与技术, 2022, 11(10):3123-3132.
Chang Y, Sun Z. Pentadecane microcapsule preparation of latent functional fluid and its performance [J]. Energy storage science and technology, 2022, 11(10) : 3123-3132.

[9] X.X. Zhang Y.F. Fan X.M,Tao,K.L. Yick. Fabrication and properties of microcapsules and nanocapsules containing n -octadecane[J]. Materials Chemistry and Physics, 2004, 88(2).

[10] Han S, Chen Y, Lyu S, et al. Effects of processing conditions on the properties of paraffin/melamine-urea-formaldehyde microcapsules prepared by in situ polymerization[J]. Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, 2020, 585: 124046.

[11] Baginska M, Sottos N R, White S R. Core–shell microcapsules containing flame retardant tris (2-chloroethyl phosphate) for lithium-ion battery applications[J]. Acs Omega, 2018, 3(2): 1609-1613.

[12] Han S, Lyu S, Chen Z, et al. Fabrication of melamine–urea–formaldehyde/paraffin microcapsules modified with cellulose nanocrystals via in situ polymerization[J]. Journal of Materials Science, 2019, 54: 7383-7396.

[13] 彭勇刚, 纪俊玲, 汪媛等, 水合盐相变微胶囊的制备及在调温织物中的应用[J]. 印染助剂, 2016, 33(07):41-43.
Peng Y, Ji J, Wang Y, at al. Preparation of hydrated salt phase change microcapsules and its application in temperature control fabrics [J]. Printing and Dyeing Auxiliaries, 2016, 33(07):41-43.

[14] Lou P, Zhang W, Han Q, et al. Fabrication of fire‐response functional separators with microcapsule fire extinguishing agent for lithium‐ion battery safety[J]. Nano Select, 2022, 3(5): 947-955.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233396

具有优异太阳能驱动热管理的柔性复合膜

赵宽，段书梦，陈鸿宇，王继芬*，谢华清

上海第二工业大学资源与环境工程学院；上海市金海路2360号上海市先进热功能材料工程研究中心 201209

*通讯作者，王继芬，电子邮箱: wangjifen@sspu.edu.cn

摘要：本研究制备了聚乙烯醇/石墨烯/氨化碳纳米管改性相变微胶囊(ACNTs-PCM)复合薄膜(PGAMF)。设计的夹层结构可以通过聚乙烯醇(PVA)的氢键作用将 ACNTs-PCM 微胶囊固定在 PGAMF 薄膜内部，防止其脱落和滑动，从而使 PGAMF 复合薄膜具有适当的储热、力学性能、出色的灵活性和稳定性。更重要的是，PGAMF 复合薄膜可以有效地将太阳能转化为热能，其光热转换效率高达 88.8%。因此，本研究制备的具有柔性、储热和光热转换功能的多功能复合薄膜在低温地区保温和太阳能驱动热管理工程中具有广阔的应用场景。

关键词：相变材料；光热转换；复合膜；热管理；太阳能

0 前言

近年来，频繁发生的极端天气以及热管理、能量转换、节能建筑和可再生能源技术的发展，对恒温热管理的技术和功能提出了更高的要求[1]。传统的热管理模式利用化石能源为建筑物供暖或供冷，存在能耗高的缺点。由此产生的热量排放加剧了全球变暖和城市热岛效应[2]。太阳能是一种绿色丰富的可再生能源。在寒冷的室外温度和低日照条件下实现有效的热管理以保存热量是非常具有挑战性的。穿厚衣服是传统的保暖方法之一。然而，由于缺乏持续的供暖热源，在寒冷的户外环境中很难保持恒定的体温，而且穿厚衣服会影响身体活动，降低舒适度[3]。在寒冷的户外地区保持相对恒定和舒适的体温对各种身体功能至关重要[4]。因此，开发具有太阳能驱动的热管理功能的多功能和柔性复合材料至关重要。具有巨大潜热和能量密度的相变材料已被广泛用于储热和热调节[5]。有机相变材料因其良好的化学稳定性、低过冷度和弱化学腐蚀性而获得了研究人员的关注。选择适当的有机相变材料并将其用于人体热管理具有重要意义。正十八烷的相变温度与人体舒适温度相当，无毒，且储热性能高，一直是研究的重点[6]。然而，在相变过程中，传热性差和严重的流动障碍阻碍了正十八烷的实际应用。

基金项目：(国家自然科学基金(No.51776116)和上海市科技计划项目(No.22010500600))

微胶囊技术是解决上述问题的一个有效方法[7]。微胶囊技术是指用有机或无机材料封装相变材料，形成具有核壳结构的相变微胶囊。这种技术不仅可以防止正十八烷的泄漏，而且封装后的正十八烷可以作为一种多功能材料，通过与纤维、涂料、塑料、粘合

剂等基材的结合，可以广泛地应用于节能建筑、智能织物、集热、人体医学、航空航天等领域[8]。Zhao 等人[9]通过悬浮聚合法合成了正十八烷基微胶囊，并与水泥混合，制备了具有热调节性能的节能建筑板材。与传统的水泥基建筑材料相比，含有 30 wt.%的节能建筑板在 10-50 ℃的温度范围内可以多节省 67.82%的热能。Zou 等人[10]利用溶胶-凝胶法和乳液法制备了 TiO_2 壳微胶囊，并通过氢键将 TiO_2 壳微胶囊纳入聚合物基体，合成了一种具有热能储存和良好弹性的复合薄膜。所制备的复合膜达到了 0.09 W/(m·K)的热导率和 41.18 J/g 的相变焓。然而，微胶囊和聚合物基体之间的相互作用力较弱，有可能在应用过程中造成滑动或脱落，这将严重影响其有效性。PVA 是一种可生物降解的聚合物，具有良好的水溶性、出色的成膜性和灵活性[11]。石墨烯纳米片作为一种二维材料，具有快速传热和优良的太阳-热转换性能，是柔性复合薄膜材料中理想的光吸收剂[12]。除了高储能密度和良好的稳定性外，多功能薄膜中的微胶囊在太阳能转热和储热应用中还需要增强其传热性能，使太阳能转化的热能能够及时以潜热的形式储存在微胶囊中。

基于上述背景，本研究以正十八烷为芯材，以氨化多壁碳纳米管(ACNTs)修饰的苯乙烯-二乙烯基苯共聚物为复合外壳，通过悬浮聚合的方式制备了相变微胶囊(PCM)。通过将 PVA、石墨烯纳米片和 ACNTs-PCM 的混合物铺在平板上并在室温下晾干，得到了一系列具有夹层结构的 PVA/石墨烯纳米片/ACNTs-PCM 薄膜(PGAMF)。ACNTs-PCM 微胶囊被固定在夹层结构的中间层，以防止它们在应用中滑动或脱落。PGAMF 复合膜具有储热和太阳能-热能转换的双重功能。在 PVA 的粘合作用下，得到的 PGAMF 复合膜具有良好的柔韧性。对于 PGAMF 复合膜来说，ACNTs-PCM 提供了优良的储热性能，而 ACNTs-PCM 微胶囊中石墨烯纳米片和 ACNTs 之间的空间协同作用提供了优良的太阳-热转换和热传导性能。这种太阳能驱动的可穿戴复合膜可以为寒冷的户外地区提供热量，起到保温作用。

1 材料与方法

1.1 材料

利用分析试剂(AR)正十八烷(99 %)作为微胶囊的储能芯材。十二烷基苯磺酸钠(SDBS，95%，AR)和偶氮异丁腈(AIBN，98%，AR)分别作为分散剂和引发剂。苯乙烯单体(SM，99%，AR)和二乙烯基苯(DVB，95%，AR)被用来合成微胶囊的有机外壳。氨化多壁碳纳米管(ACNTs，95 wt.%)的直径为 8-15 nm，长度为 50 um。ACNTs 中的-NH_2 含量为 0.45 wt.%。醇解度为 98%的聚乙烯醇(PVA，99%，AR)被用作复合相变膜的基体。上述所有的化学试剂都购自中国上海泰坦科技有限公司

1.2 ACNTs-PCM 微胶囊的合成

如图 1a 所示，通过悬浮聚合法合成了以 ACNTs 改性的苯乙烯-二乙烯基苯共聚物为壳，正十八烷为核的复合相变微胶囊。添加 ACNTs 是为了改善苯乙烯-二乙烯基苯共聚物外壳的传热性能。首先，正十八烷、SM 和 DVB 在含有去离子水的三颈烧瓶中于 45 ℃下混合，正十八烷、SM 和 DVB 的质量比为 1：0.49：0.01。并将混合溶液以 800 r/min 的速度磁力搅拌 1 小时。然后，将 14.0 wt.%的表面活性剂 SDBS 倒入混合溶液中，继续

搅拌，得到稳定而均匀的水包油乳液。将 1.0 wt.%的 ACNTs 和引发剂 5.0 wt.%的 AIBN 加入该乳液中。加入后，反应体系的温度上升到 85 ℃并保持 5 小时。最后，过滤产品，用 70 ℃的去离子水反复洗涤，得到 ACNTs-PCM 微胶囊。

1.3. PGAMF 复合膜的制备

在 90℃下将 PVA 颗粒加入去离子水中，并搅拌至完全溶解。得到的 80 mg/mL 的 PVA 溶液被用作基体。将 2 mg/mL 的石墨烯片分散液和不同数量的 ACNTs-PCM 微胶囊依次倒入 PVA 溶液中，搅拌 2 小时，然后超声处理 3 小时，得到稳定的均匀混合物。PVA 和石墨烯的质量比固定为 1：0.05。将混合物移到玻璃培养皿中，摊开，在 25 ℃下自然干燥 48 小时，得到复合膜。含有 0、10.6、19.2、26.3、32.3 和 37.3 wt.%的 ACNTs-PCM 的复合膜分别表示为 PGF、PGAMF-1、PGAMF-2、PGAMF-3、PGAMF-4 和 PGAMF-5。PF 指的是纯 PVA 薄膜。PGAMF 复合膜的合成机制图绘制在图 1b。

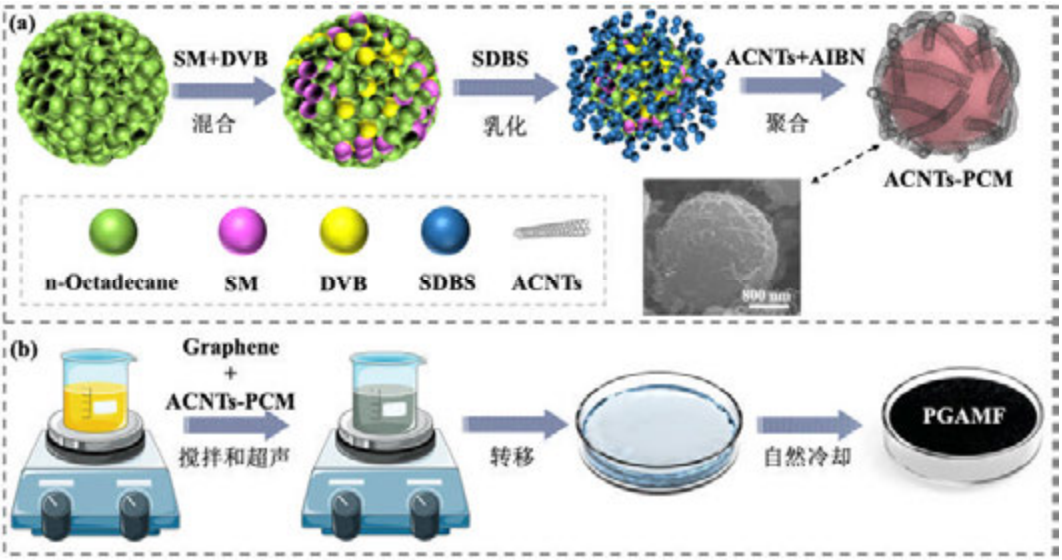


图 1. (a) ACNTs-PCM 微胶囊和(b)PGAMF 复合薄膜的合成机制示意图。

1.4. 测试与表征

利用傅里叶变换红外光谱(FTIR，Spectrum Two)在 500-4000 cm^{-1} 波数范围内分析样品的化学结构。通过 X 射线衍射仪(XRD，D8 Advance)在 10° 至 70°范围内检查样品的晶体结构。通过场发射扫描电子显微镜(SEM，Hitachi S-4800)在 10 kV 的加速电压下分析材料的微观结构。在观察之前，样品需要喷金。利用差示扫描量热法(DSC)分析样品的相变行为和储热性能。测试过程中的升温和降温速率为 5 ℃/min，测试范围为 15-45 ℃。使用热重分析仪(TGA，STA-449C)在氮气气氛下以 10 ℃/min 的升温速率在 50-600 ℃范围内分析样品的热稳定性。采用电动万能试验机(AGS-X1KN)对试样进行力学性能测试，拉伸速度为 30 mm/min，表征其拉伸性能。样品的导热系数通过导热仪(TCI，C-THERM)

在 25.0 ℃下测量。通过太阳模拟器(CEL-NP2000-2A)在 320-2500 nm 波长范围内模拟太阳光，研究了制备的复合薄膜的太阳能-热转换性能。制造商规定的太阳模拟器的工作参数为 50 W 辐射输出，其中紫外线输出(<390 nm)为 2.6 W，红外输出(> 770 nm)为 28.8 W。模拟太阳光的辐射密度由太阳能功率计(CEL-FZ-A)测量。

2 结果与讨论

2.1 ACNTs-PCM 的结构和性能

使用 SEM 表征 ACNTs-PCM 微胶囊的微观结构。如图 2a 所示，ACNTs-PCM 微胶囊呈规则球形，无缺陷，表面密集分布 ACNT，表明反应乳液体系在合成过程中是稳定的[13]。ACNTs-PCM 微胶囊的粒径分布范围为 1.0 至 9.0 um，平均粒径($\bar{d}$)为 3.74 ± 0.5 um (见图 2c)。从人为机械破损的 ACNTs-PCM 微胶囊的 SEM 图像可以看出，ACNTs-PCM 微胶囊具有明显的壳核结构，如图 2b 所示。致密的苯乙烯-二乙烯基苯共聚物壳可以为正十八烷核提供包封保护，避免熔融状态下的渗漏和流动。与纯正十八烷相比，ACNTs-PCM 微胶囊的热导率提高了 47.2%，达到 0.284 ± 0.002 W/(m·K)，如图 2g 所示。高导热 ACNTs 负载于壳表面、壳层和核内部，穿透整个微胶囊，有助于增强有机壳微胶囊的整体传热性能。受苯乙烯-二乙烯基苯共聚物壳材料微胶囊化的影响，ACNTs-PCM 微胶囊中正十八烷的吸收峰变弱(见图 2d)，结晶强度降低(见图 2e)，但吸收峰和晶体结构没有变化。因此，微胶囊化过程是正十八烷的物理胶囊化。使用 DSC 表征了正十八烷、苯乙烯-二乙烯基苯共聚物和 ACNTs-PCM 微胶囊的相变行为。ACNTs-PCM 微胶囊的封装效率(E_{en})可以通过将 ACNTs-PCM 微胶囊的熔化焓($T_{m,AMPCM}$)除以纯正十八烷的熔化焓(即 $T_{m,C_{18}}$)来计算[14]。结果表明，除了优异的储热效果($T_{m,AMPCM}$=119.1 ± 0.9 J/g, $T_{c,AMPCM}$=112.2 ± 0.8 J/g)和良好的封装效率(E_{en} =54%), ACNTs-PCM 微胶囊的熔化和结晶温度分别为 29.9 和 24.9 °C，这是人体热管理的最佳相变温度。通过 TGA 分析了正十八烷、苯乙烯-二乙烯基苯共聚物和 ACNTs-PCM 微胶囊的热稳定性，TGA 曲线如图 2h 所示。正十八烷和苯乙烯-二乙烯基苯共聚物呈现一步热降解，而 ACNTs-PCM 微胶囊的降解过程分为两个阶段，即正十八烷芯材的降解和苯乙烯-二乙烯基苯共聚物外壳的热分解。第一阶段 ACNTs-PCM 微胶囊的质量损失为 53.7%，这与 ACNTs-PCM 微胶囊的封装效率为 54%一致。ACNTs-PCM 微胶囊的初始降解温度比正十八烷高 25.8 °C，达到 140.9 °C，这确保了 ACNTs-PCM 微胶囊在与热 PVA 溶液(90.0 °C)混合时不会发生热降解。图 2i 显示了纯正十八烷和 ACNTs-PCM 微胶囊在 15 °C 和 50 °C 下同时加热的照片。当加热温度在 60 °C 时，纯正十八烷失去其初始形状并因从固体转变为液体而流动。相反，ACNTs-PCM 微胶囊在加热过程中可以保持其原始形状，并且没有观察到正十八烷泄漏。结果表明，ACNTs-PCM 微胶囊具有良好的热稳定性，可以很好地保护正十八烷芯材免于与周围环境不必要的接触，避免正十八烷核的渗漏和流动。

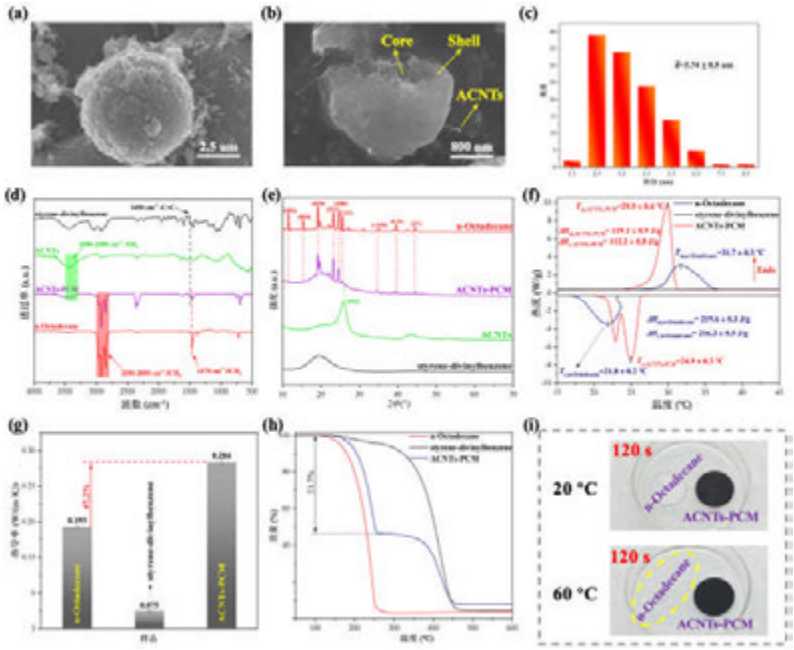
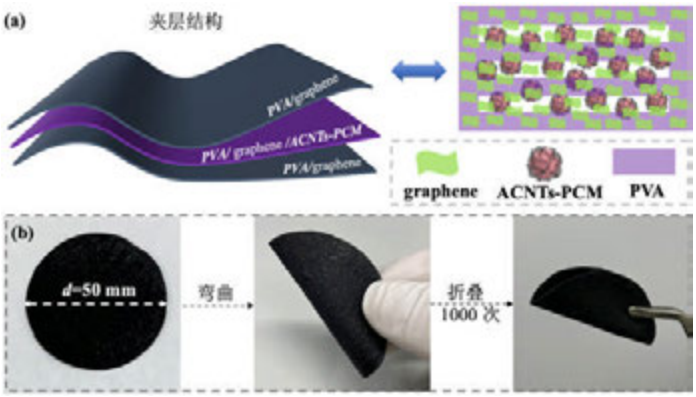


图 2. 苯乙烯-二乙烯基苯共聚物、正十八烷和 ACNTs-PCM 的微结构和性能。(a-b)SEM 图像，(c)尺寸分布，(d)FTIR 曲线，(e)XRD 曲线，(f)相变行为，(g)热导率，(h)TG 曲线和(i)纯正十八烷和 ACNTs-PCM 微胶囊在 20 ℃和 60 ℃加热时的照片。

2.2 复合薄膜的柔韧性和形态

通过在培养皿中自然干燥 PVA/石墨烯/ACNTs-PCM 混合悬浮液制备 PGAMF 复合膜。由于静止过程中悬浮液中 PVA 的粘度，ACNTs-PCM 微胶囊被固定在复合膜的中间，从而形成如图 3a 所示的夹层结构。正如预期的那样，PGAMF 复合薄膜的中间层将是 PVA/石墨烯/ACNTs-PCM 的复合材料，而上下层是相同的 PVA/石墨烯混合物。直径为 50 mm 的 PGAMF-5 复合薄膜如图 3b 所示。PGAMF-5 复合膜可以 180° 弯曲。反复折叠 1000 次后，PGAMF-5 复合薄膜完好无裂。结果表明，PGAMF-5 复合薄膜具有良好的柔韧性，揭示了其在隔热方面的潜力。



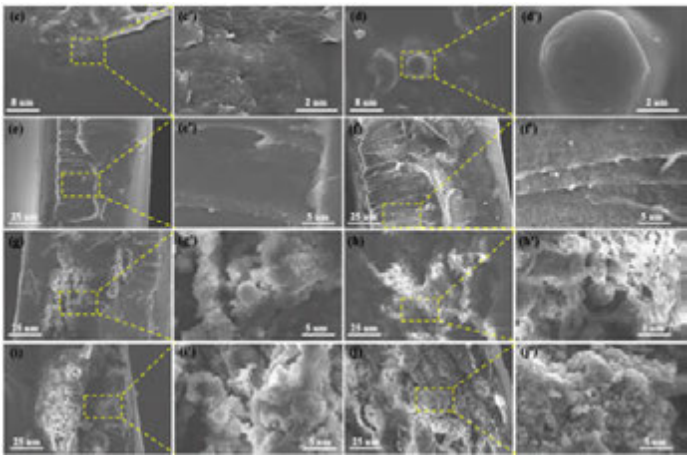


图 3. (a)具有夹层结构的 PGAMF 薄膜示意图。(c, c')PGF 和(d, d')PGAMF-5 的 SEM 图像。截面 SEM 图像(e, e')PF, (f, f')PGF, (g, g')PGAMF-1,(h, h')PGAMF-3, (i, i')PGAMF- 4，和(j，j')PGAMF-5。

不同薄膜样品的 SEM 图像在图(c-j)中给出。图(c'-j')是图(c-j)中相应黄色虚线区域的放大 SEM 图像。从 PGF 薄膜的表面可以清楚地观察到石墨烯纳米片(见图 3c')。由于 ACNTs-PCM 微胶囊的存在，PGAMF-5 复合膜的表面变得不平坦，如图 3d'所示。ACNTs-PCM 微胶囊以球形颗粒的形式位于 PVA/石墨烯混合物的复合层中。图 3(e 和 e')和图 3(f 和 f')分别为 PF 和 PGF 薄膜的横截面微观形态。PF 和 PGF 薄膜的内部是致密的，没有空隙。从 PGF 薄膜横截面局部放大图可以看出，PGF 薄膜横截面上分布着许多光亮的石墨烯纳米片。图 3(g-j)为不同 ACNTs-PCM 含量的 PGAMF 复合薄膜的截面 SEM 图。很明显，所生产的 PGAMF-5 复合薄膜具有预期的夹层结构，厚度约为 60-110 um。ACNTs-PCM 微胶囊和石墨烯纳米片在 PVA 的氢键作用下分散在 PVA 基体中，ACNTs-PCM 微胶囊没有发生损伤和凹陷，说明 ACNTs-PCM 微胶囊具有良好的加工性能和稳定性。添加 ACNTs-PCM 会在 PGAMF 复合膜内部产生一些空隙，不利于传热通道的构建。随着 ACNTs-PCM 微胶囊的添加量增加到 37.3 wt.%，即 PGAMF-5 复合膜，PGAMF 复合膜内部的空隙显着减少。此外，从 PGAMF-5 复合膜的局部放大图(见图 3j')可以看出，从 PVA 基体中的 ACNTs-PCM 颗粒表面突出的 ACNTs 相互缠绕在一起，这可以形成额外的热桥以增强传热。

3.3 复合薄膜的相变行为和性能

热性能是评估复合薄膜在实际热管理应用中的关键因素之一[15]。通过 DSC 研究了 PF、PGF 和 PGAMF 在 15-45 ℃范围内的相变行为和储热性能。从图 4a 可以看出，PGAMF 复合薄膜表现出与 ACNTs-PCM 微胶囊相似的相变行为(见图 2f)，即在熔化和结晶过程中分别产生一个熔化峰和两个结晶峰，而且相变温度非常接近。结果表明，PGAMF 复合薄膜的制备过程对 ACNTs-PCM 的相变行为没有影响。相反，PF 和 PGF 薄膜在 15-45 ℃的范围内没有发生相变行为。PGAMF 复合薄膜的焓随 ACNTs-PCM 微胶

囊的含量线性增加。将图 4b 中的实验熔化焓(ΔH_{em})和结晶焓(ΔH_{ec})相关联的两个拟合公式如下：

$$y_1 = 1.249\omega - 1.085, R^2 = 0.99 \ \ (\Delta H_{em}) \ \ (1)$$

$$y_2 = 1.203\omega - 2.690, R^2 = 0.99 \ \ (\Delta H_{ec}) \ \ (2)$$

其中y_1和 y_2分别是 PGAMF 复合薄膜的熔化和结晶焓，ω是 PGAMF 复合薄膜中 ACNTs-PCM 按重量计的质量分数(wt.%)。方程(1)和(2)具有相同的决定系数(R^2)0.99，表明具有良好的线性相关性。在所有 PGAMF 样品中，含 37.3 wt.% ACNTs-PCM 的 PGAMF-5 复合薄膜的储热性能最好，PGAMF-5 复合薄膜的熔化焓和结晶焓分别为 45.5 ± 0.7 和 43.4 ± 0.7 J/g。良好的热性能为 PGAMF-5 复合薄膜在热管理中的应用提供了有力的证据。PGAMF 复合薄膜的理论熔融(ΔH_{tm})和结晶焓(ΔH_{tc})可按下式计算：

$$\Delta H_{tm}/\Delta H_{tc} = \omega \times \Delta H_m/\Delta H_c \ \ (3)$$

其中ΔH_m和ΔH_c分别是 ACNTs-PCM 的熔化和结晶焓。PGAMF 复合薄膜的理论焓非常接近其实验焓。结果表明，ACNTs-PCM 在 PGAMF 复合薄膜中高度均匀。

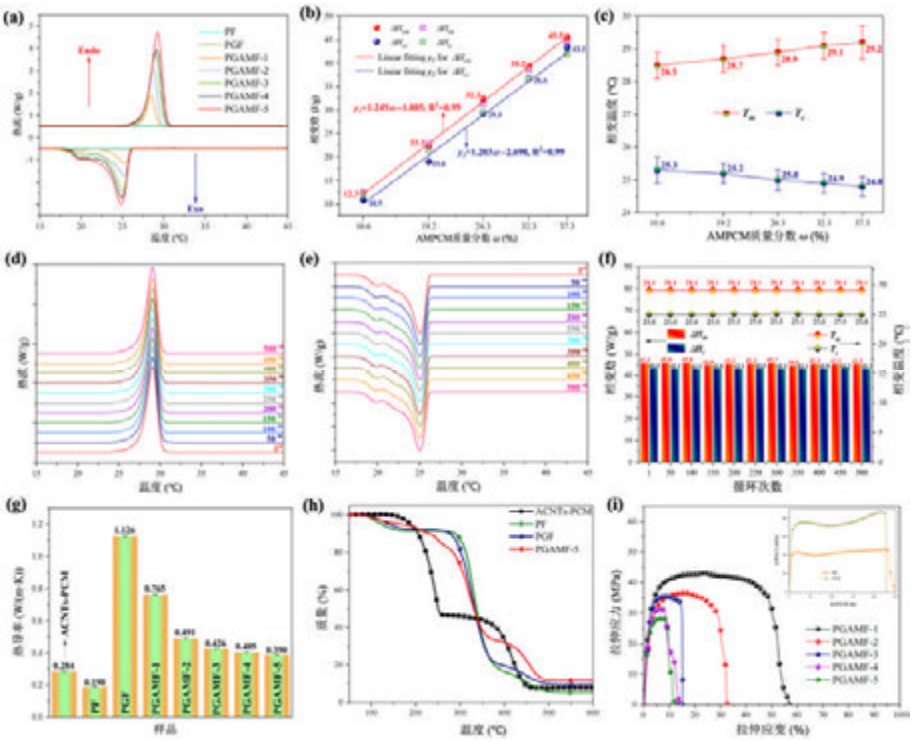


图 4. (a) PF、PGF 和 PGAMF 复合薄膜的加热和冷却 DSC 曲线。(b) PGAMF 复合薄膜的相变焓和(c)相变温度。(d)PGAMF-5 复合薄膜在 500 个 DSC 循环期间的加热曲线、(e)冷却曲线和(f)相变焓。(g)热导率，(h)TGA 曲线和(i)拉伸强度-拉伸应变曲线。

图 4c 显示了 PGAMF 复合薄膜的熔融温度(T_m)和结晶温度(T_c)。ACNTs-PCM 含量的增加导致 PGAMF 复合薄膜的熔化和结晶过程略有滞后。这可能是因为 ACNTs-PCM

微胶囊的引入降低了 PGAMF 复合薄膜的传热性能。不同薄膜样品和 ACNTs-PCM 微胶囊的热导率如图 4g 所示。由于引入了高导热石墨烯纳米片，PGF 薄膜的导热系数提高到 1.126 ± 0.004 W/(m·K)。PGAMF 复合薄膜的热导率随着 ACNTs-PCM 微胶囊含量的增加而降低。值得注意的是，PGAMF-5 的导热系数仅比 PGAMF-4 低 0.015 W/(m·K)，达到 0.390 ± 0.003 W/(m·K)。这可能是因为 PGAMF-5 复合薄膜的内部孔隙较少，相邻的 ACNTs-PCM 微胶囊可以通过表面交错的 ACNTs 增强内部传热。长期重复使用后的储热能力是评价其潜在应用价值的重要因素。图 4d 和 4e 分别显示了 PGAMF-5 复合薄膜在 500 个 DSC 循环过程中的熔融和结晶曲线。500 次循环后的相变温度曲线与初始相变温度曲线高度一致。更具体地说，经过 500 次循环后，相变热焓仅下降 0.7%，而相变温度下降了 0.1%(见图 4f)。此外，PGAMF-5 复合薄膜在低于 100 ℃的应用温度范围内没有热重损失(见图 4h)。因此，所制备的 PGAMF-5 复合薄膜具有良好的热稳定性和可重复使用性。通过如图 4i 所示的机械性能测试，PGAMF 复合薄膜表现出适当的拉伸强度。PGAMF 复合薄膜的最大拉伸强度随着 ACNTs-PCM 含量的增加而降低。原因可能是 ACNTs-PCM 微胶囊的加入引起了 PGAMF 复合膜内部的空隙，导致 PVA 基体的粘合效果下降(见图 3(g-j))，从而降低了 PGAMF 复合膜的拉伸性能。尽管如此，PGAMF-5 复合薄膜的最大拉伸强度达到了 28.3 MPa。

3.4 光热转化性能

PF、PGF 和 PGAMF 复合薄膜的太阳能热转换性能使用模拟日光源(50 mW/cm^2)进行分析，如图 5a 所示。测试过程中不同薄膜表面的温度曲线绘制在图 5b 中。与 PF 薄膜相比，PGF 和 PGAMF 薄膜显示出更快的温升。值得注意的是，当暴露在相同的太阳辐射强度下 78 s 时，PGAMF-5 复合薄膜的表面温度比 PF 薄膜高 24.6 ℃，达到 50.0 ℃。这是由于 PGF 和 PGAMF 薄膜基于石墨烯片材优异的光吸收和高光热转换性能，能够快速吸收太阳能并将其转化为热能。所有 PGAMF 复合薄膜在 26.5-27.5 ℃ 的温度范围内均显示出恒温平台。在此阶段，PGAMF 复合薄膜中的 ACNTs-PCM 微胶囊以潜热的形式储存太阳能转化为热能产生的热能，ACNTs-PCM 微胶囊内的正十八烷经历固相到液体过渡。恒温平台的时间随着 PGAMF 复合薄膜中 ACNTs-PCM 微胶囊的质量分数的增加而增加。这是因为引入低导热系数的 ACNTs-PCM 微胶囊将不可避免地导致 PGAMF 复合薄膜的导热系数降低。此外，ACNTs-PCM 微胶囊含量高的 PGAMF 复合薄膜可以储存更多的热能，这需要更长的时间来储存太阳能转热产生的热能。令人惊讶的是，仅经过 78 s 的微弱太阳辐射，PGAMF-5 复合薄膜的表面温度就可以达到 50.0 ℃ 的预定值。负载在 ACNTs-PCM 微胶囊表面的一维 ACNTs 在二维石墨烯片之间起到了热桥的作用，并作为热路径促进了具有高热导率的三维网络的形成，从而加速了光热产生的热能向微胶囊中储存的潜热的转化。基于 ACNT 和石墨烯片之间的空间协同作用产生的良好传热和优异的光吸收性能，PGAMF-5 复合膜具有从太阳光中提取能量并将其转化为热量的能力。复合薄膜的太阳能热转换效率(λ)可按下式计算[16]：

$$\lambda = \frac{m\Delta H_m}{PA} \times 100\% \quad （4）$$

其中 m、ΔH_m、Δt、A 分别为复合膜的重量(g)、熔化焓(J/g)、熔化相变时间(s)、表面积(cm^2)；P 是模拟太阳光的光功率密度(mW/cm^2)。 PGAMF-5 复合薄膜的光热转换效率达到 88.8%。在寒冷的室外地区，具有高光热转换效率的 PGAMF-5 薄膜可以成为绿色环保的太阳能热水器。这有助于 PGAMF-5 薄膜实现保温，在微弱的阳光下快速吸收太阳能并将其转化为热能，从而长时间保持舒适的温度。测试分析了 PGAMF-5 复合薄膜的循环稳定性。从图 5c 可以发现，经过 150 次和 300 次循环使用后，PGAMF-5 薄膜表面的温升曲线与首次使用高度一致。此外，在第 1 次和第 300 次循环中，PGAMF-5 薄膜的升温曲线中恒温相变平台的时间差和达到 50.0 ℃的时间差分别为 0.5 s 和 1.0 s。微小的差异表明 PGAMF-5 复合薄膜的光热响应性能在反复使用后没有明显变化，说明 PGAMF-5 复合薄膜具有优异的性能稳定性。

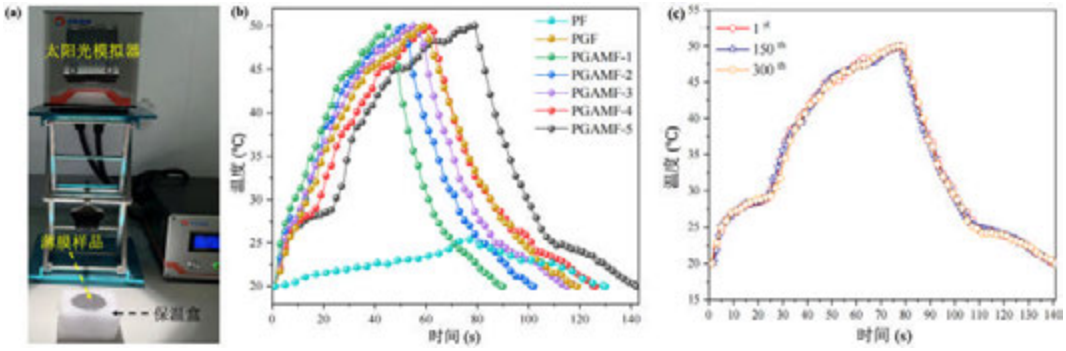


图 5. (a)光热转换测试。(b)PF、PGF 和 PGAMF 薄膜在模拟日光源(50 mW/cm^2)下的表面温度-时间曲线。(c)PGAMF-5 复合薄膜 300 次的光热转换循环测试。

4 结论

本研究采用悬浮聚合法合成了以正十八烷为芯材、ACNTs 改性苯乙烯-二乙烯基苯共聚物为壳的复合相变微胶囊。制备的壳核结构 ACNTs-PCM 微胶囊具有良好的分散性和形态稳定性，ACNTs 分布在 ACNTs-PCM 微胶囊表面。微胶囊的相变焓为 119.1 ± 0.9 J/g，相应的包封率达到 54%。由于整个 ACNTs-PCM 微胶囊中 ACNTs 的高导热性，与纯正十八烷相比，ACNTs-PCM 微胶囊的导热系数提高了 47.2%，达到 0.284 ± 0.002 W/(m·K)。此外，我们介绍了一种通过将 PVA/石墨烯/ACNTs-PCM 混合物铺展在平板上并自然风干来制造一系列具有夹层结构的多功能复合薄膜的方法，用于太阳能驱动的热管理和储热。由于 ACNTs-PCM 的添加量为 37.3 wt.%，即 PGAMF-5 薄膜，复合薄膜的相变焓为 45.5 ± 0.7 J/g，表现出优异的稳定性和可靠性(500 次热循环后降低 0.7%)。此外，PGAMF-5 复合薄膜具有良好的传热性能，导热系数达到 0.390 ± 0.003 W/(m·K)。太阳能热转换实验结果表明，PGAMF-5 复合薄膜实现了 88.8%的高光热转换效率。本研究为设计和制备多功能 PVA/石墨烯/ACNTs-PCM 复合薄膜提供了一种实用且直接的方法，

在智能可穿戴设备和太阳能热管理工程领域具有广阔的应用前景。

参考文献

[1]张第玲,王翔,李豪杰等.定型有机相变储热材料阻燃改性的研究进展[J].储能科学与技术: (2023) 1-15.

[2] B. Seger, M. Robert, F. Jiao, Best practices for electrochemical reduction of carbon dioxide, Nat. Sustain. 6 (2023) 236-238

[3]李紫琪,林琳,张健等.光热转换材料在相变储能领域的研究进展[J].精细化工: (2023) 1-16.

[4] J. Wu, M. Zhang, M. Su, Y. Zhang, J. Liang, S. Zeng, B. Chen, L. Cui, C. Hou, G. Tao, Robust and Flexible Multimaterial Aerogel Fabric Toward Outdoor Passive Heating, Adv. Fiber Mater. 4 (2022) 1545-1555.

[6] S. Tian, S. Wu, S. Cui, Y. Tian, K. Balkus, L. Zhou, G. Xiong, High-performance solid-state supercapacitors integrated with thermal management systems based on phase change materials: All in one, Chem. Eng. J. 446(1) (2022) 136787.

[7] M. Li, M. Chen, Z. Wu, Enhancement in thermal property and mechanical property of phase change microcapsule with modified carbon nanotube, Appl. Energy 127 (2014)166-171.

[8] H. Liu, Z. Han, Q. Wang, X. Wang, D. Wu, X. Wang, Surface construction of $Ni(OH)_2$ nanoflowers on phase-change microcapsules for enhancement of heat transfer and thermal response, Appl. Surf. Sci. 562 (2021) 150211.

[9] K. Zhao, J. Wang, H. Xie, Z. Guo, Microencapsulated phase change n-Octadecane with high heat storage for application in building energy conservation, Appl. Energy 329 (2023) 120284.

[10] L. Zou, S. Li, L. Li, W. Ji, Y. Li, X. Cheng, Synthesis of TiO_2 shell microcapsule-based phase change film with thermal energy storage and buffering capabilities, Materials Today Sustainability 18 (2022) 100119.

[11] S. Nguyen, B. Lee, Polyvinyl alcohol/alkyl ketene dimer films with excellent water resistance and water vapor barrier properties, Mater. Lett. 307 (2022) 131045.

[12] K. Lin , H. Lin , T. Yang , B. Jia, Structured graphene metamaterial selective absorbers for high efficiency and omnidirectional solar thermal energy conversion, Nat. Commun. 11 (2020) 1389.

[13] Y. Huang, H. Zhang, X. Wan, D. Chen, X. Chen, X. Ye, X. Ouyang, S. Qin, H. Wen, J. Tang, Carbon nanotube-enhanced double-walled phase-change microcapsules for thermal energy storage, J. Mater. Chem. A 5 (2017) 7482-7493.

[14] H. Liu, X. Wang, D. Wu, Fabrication of Graphene/TiO_2/Paraffin Composite Phase Change Materials for Enhancement of Solar Energy Efficiency in Photocatalysis and Latent Heat Storage, ACS Sustain. Chem. Eng. 5 (2017) 4906-4915.

[15] Y. Liu, B. Chen, K. Wu, M. Lu, E. Jiao, J. Shi, M. Lu, Ultrahigh thermal conductivity of epoxy composites based on curling bioinspired functionalized graphite films for thermal management application, Compos. Part A Appl. Sci. Manuf. 146 (2021) 106413.

[16] Y. Zhang, X. Li, J. Li, et al., Solar-driven phase change microencapsulation with efficient Ti_4O_7 nanoconverter for latent heat storage, Nano Energy 53 (2018) 579-586.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：14xxxx

基于机械球磨的纳米陶瓷颗粒/硝酸盐复合材料的相变热特性：实验研究和微观机理

李禹澎，冯黛丽*，张欣欣，冯妍卉*
（北京科技大学能源与环境工程学院，冶金工业节能减排北京市重点实验室，北京，100083）
(dlfeng@ustb.edu.cn，yhfeng@me.ustb.edu.cn)

摘要： 相变材料(PCMs)为解决新能源在实际应用中由于供给与需求在时间、空间或强度上不匹配的问题提供了思路，但 PCMs 的低热导率极大限制了其储能速率。本研究通过一种基于球磨的掺杂方法实现了高导热、耐腐蚀但极易团聚的 AlN 纳米颗粒和熔盐 $LiNO_3$ 的复合，综合考虑熔化焓的削弱和热导率的提升确定了 2 wt%为提升热导率的最佳掺杂比（提高 112.09 %）。进一步，采用分子动力学(MD)模拟，借助振动态密度(VDOS)、重叠能以及声子模式参与率(PPR)分析了 AlN 掺杂对硝酸盐热输运的微观作用机理。

关键词： 熔盐，最佳掺杂比，相变热特性，分子动力学。

0 前言

相变材料具有工作温度宽、储能密度高、循环稳定性强的优势，被广泛运用到了建筑节能、太阳能储存、航空航天等领域。目前熔盐 PCMs 研究和应用最多的是碳酸盐、硝酸盐和氯化盐及其共晶盐[1][2][3]，硝酸盐相对而言具有更稳定的物理化学性质以及更好的流动性和经济性[4][5]，其中又以 KNO_3 和 $NaNO_3$ 形成的共晶盐最为突出[6][7]。碳酸盐、氯化盐以及其共晶盐都具有较高的热导率，大部分都在 0.8 W/(m・K)以上[2]，然而硝酸盐由于其热导率仅在 0.1-0.6 W/(m・K)[8]之间极大限制其在应用过程中的相变传热。

为了提高 PCMs 的储热速率，研究者们在提高其热导率方面做了大量的研究。最为常见的方法是通过掺杂少量的高导热纳米颗粒(NPs)来实现热导率的提升，目前研究中常用的是金属 NPs[9]、金属氧化物 NPs[10][11][12]、碳基 NPs[13]和 SiO_2 纳米颗粒[14][15]等纳米材料，其中碳基 NPs 和金属氧化物 NPs 对于热导率提升幅度要远大于金属和 SiO_2 纳米颗粒。Lyu H 等人在 $NaNO_3$ 中掺杂石墨烯纳米片(GNS)从而极大提高了其热导率，仅掺杂 3 wt%的 GNS 就可以使复合 PCMs 的热导率提升 245 %[13]。Huang 等人通过溶胶-凝胶燃烧方法将 MgO 分散到太阳盐中，热导率最大增加了 141 %[10]。Zhang 等人研究了 AlN 在 LiF-LiCl-LiBr 共晶盐中的腐蚀特性，结果表明在 500 ℃下经过 300 h，AlN 依然表现出优异的耐腐蚀特性[16]。Zhu 等人研究了 AlN 涂层在 900 ℃下的 LiF-KF-NaF 熔盐中仅在表面出现了轻微的均匀腐蚀现象，证明了 AlN 在熔盐中优异的耐腐蚀特性[17]。但是对于结构更稳定、耐腐蚀性能更强且同样具备高导热性能的陶瓷基 NPs 增强

国家重点研发计划 (批准号: 2018YFA0702300) 和国家自然科学基金 (批准号: 52236006, 52176054) 资助的课题

硝酸盐热导率的研究尚处于起步阶段，缺少对热导率提升的微观机理探索和讨论，同时NPs 的选取及掺杂比例尚无合理、可靠的理论支撑。

本文选择目前研究较少的熔点在 526K、焓值为 248 J/g 的 $LiNO_3$ 作为 PCM。NPs 选用具有高导热系数（块体 193 W/(m • K)）、低热膨胀系数和耐腐蚀性等特点的氮化铝(AIN)[18][19]，可以有效解决 $LiNO_3$ 使用过程中低热导率、强腐蚀性和强氧化性的问题，其类金刚石结构在保证高热导率的同时也具备着优异的化学稳定性和热稳定性，但受到AlN 容易团聚的影响导致传统方法无法使其在 PCMs 中均匀分散。因此本研究开发了一种基于球磨法的均匀分散 AlN 的制备方法，同时与传统水溶法制备得到的样品在微观形貌和相变热特性方面进行了对比。借助 MD 从 VDOS、重叠能和 PPR 等角度分析了 AlN 对 $LiNO_3$ 热导率提升的微观机理[20][21]。

1 实验制备

1.1 制备流程

目前使用的熔盐掺杂 NPs 的方法主要是水溶法[13][15] [22][23]，由于熔盐具有极易吸水的特性，该种方法在后续蒸发过程中很难保证熔盐完全去除结晶水，而结晶水的存在会导致 PCMs 的热导率和储热密度降低。同时在利用水溶法进行复合的时候发现 AlN 会出现非常明显的团聚现象。因此我们借鉴制备多元复配盐的方法[24][25]，采用球磨使 $LiNO_3$ 和 AlN 的粒径更加相近，借助纳米尺度的范德华力实现均匀混合。

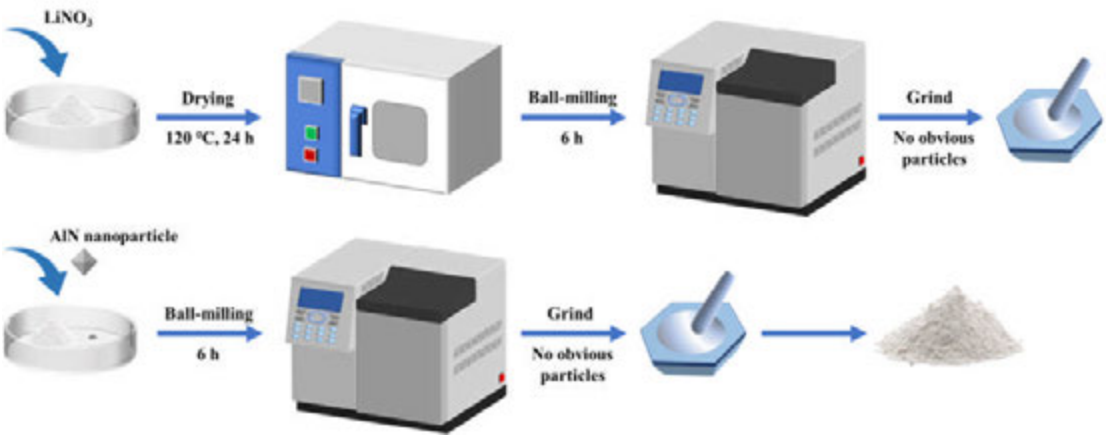


图 1 AlN 和 $LiNO_3$ 复合 PCMs 制备方法。

制备流程如图 1 所示，首先对 $LiNO_3$ 在 120 ℃下干燥 24 h 以完全去除其中的结晶水，然后对 $LiNO_3$ 进行球磨 4 h，转速为 530 rpm/min，从而减小其粒径尺寸，取出研磨后再与 AlN 以质量比为 1，2，3 wt%进行混合，然后再次进行球磨 4 h，转速为 530 rpm/min，球磨完再次研磨得到最终的样品，命名为 1wt，2wt，3wt。为了对比该方法与传统方法的分散效果，也采用水溶法制备了质量掺杂比为 1，2，3 wt%的样品，并分别命名为 1wt-w，2wt-w 和 3wt-w。

1.2 微观表征与相变特性测量

采用 ZEISS GeminiSEM 300 扫描电子显微镜(SEM)对 $LiNO_3$、AlN 以及采用两种方

法制备得到的六种复合 PCMs 的表面形貌进行分析，放大倍数为*10k。通过 IS50-IS50 傅里叶红外光谱(FT-IR)判断 NPs 是否成功掺杂到 $LiNO_3$ 中，同时判断在掺杂过程中是否发生了化学反应。样品的熔点、潜热和比热由岛津 DSC-60 差示扫描量热计测量得到，升温速率为 10 K/min，并分别在 100 ℃和 300 ℃保温 10min。热扩散系数是通过 LFA467 激光导热仪测量得到，热导率通过式（1）计算得到。

$$k = \alpha \cdot \rho \cdot C_p \tag{1}$$

式中 k 为热导率，ρ 为密度，C_p 为比热，α 为热扩散系数。

对于两种制备方法得到的复合 PCMs，首先通过 SEM 观察其微观形貌的区别，然后通过热物性如热导率、熔点、潜热和比热来判断两种制备方法对于 AlN 在 $LiNO_3$ 中的分散效果。

1.3 模型构建与验证

AlN 和 $LiNO_3$ 的初始结构都是来源于 Material project 数据库，通过 Material Studio 软件实现模型的构建。首先是对 AlN 结构建立超胞得到一个具有 12 个原子的 NPs，然后在 $LiNO_3$ 结构中抽出单分子 $LiNO_3$，考虑到晶体结构的中 $LiNO_3$ 的结构和单分子不同，所以利用 DMol3 模块对单分子结构进行了优化，最后得到模型构建所应用的 AlN 和 $LiNO_3$ 分子，如图 2(b)(c)所示。然后通过尺寸无关性验证和 DMol3 优化的模型验证，构造了一个 30*30*40Å 的立方体在其中分别填充不同质量百分比的经过优化的 $LiNO_3$ 分子和 AlN 颗粒，如图 2(a)所示。

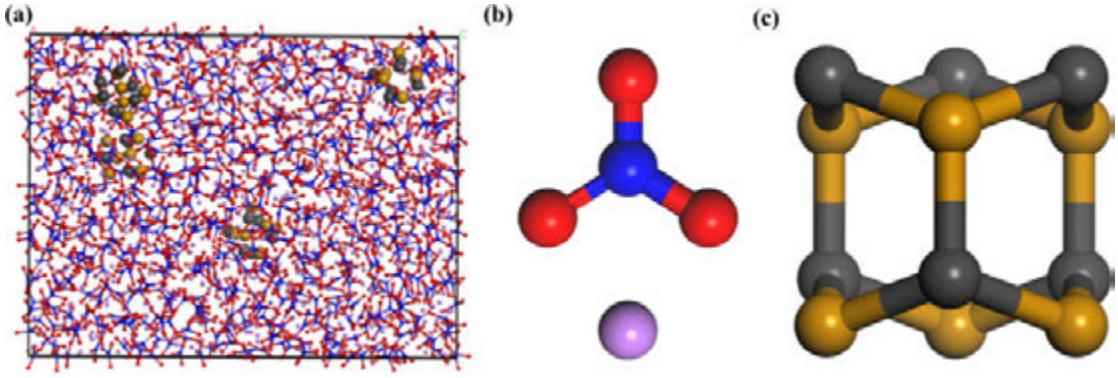


图 2 (a) 2wt 的计算模型，(b) DMol3 优化后的 $LiNO_3$ 结构，(c) AlN 纳米颗粒结构。

本研究中所有的分子动力学模拟都是采用 LAMMPS (Large scale Atomic Molecular Massively Parallel Simulator)软件包实现的。

本文将 NP@PCM 的力场分为三个部分，分别是 $LiNO_3$ 内部的相互作用、AlN 内部的相互作用以及 $LiNO_3$ 与 AlN 之间的相互作用，分别用 Buckingham，Tersoff [26]和 Lennard-Jones (L-J)势函数描述。Buckingham 势函数的计算方法如式（2）所示，具体参数见表 1，取自 Liu 等人的研究[27]。

$$E = A_{ij} e^{-\frac{r_{ij}}{\rho_{ij}}} - \frac{C_{ij}}{r_{ij}^6} + \frac{q_i q_j}{r_{ij}} \tag{2}$$

式中，E 是相互作用强度，r_{ij} 是 i 和 j 之间的距离，q_i 和 q_j 是 i 和 j 的电荷数。

表 1 $LiNO_3$ 的 Buckingham 势函数参数

原子	q_i (e)	A_{ij} (eV)	ρ_{ij} (Å)	C_{ij} (eV·Å^6)
Li	1	49.9328	0.3420	0.04567
N2	0.95	1462.4691	0.2646	11.2599
O	-0.65	2700.5838	0.2392	11.2729

Buckingham 势函数不同原子之间的计算方法如式（3）-（5）所示。

$$A_{ij} = \sqrt{A_i \cdot A_j} \tag{3}$$

$$\frac{2}{\rho_{ij}} = \frac{1}{\rho_i} + \frac{1}{\rho_j} \tag{4}$$

$$C_{ij} = \sqrt{C_i \cdot C_j} \tag{5}$$

Lennard-Jones (L-J)势的值取自 Material Studio，计算方法如式（6）所示，具体参数见表 2。

$$E_{ij} = 4\varepsilon_{ij}((\frac{\sigma_{ij}}{r_{ij}})^{12} - (\frac{\sigma_{ij}}{r_{ij}})^{6}) \tag{6}$$

式中，E_{ij} 是 i 和 j 之间的相互作用强度，r_{ij} 是 i 和 j 之间的距离。

表 2 $LiNO_3$ 和 AlN 的 L-J 势函数参数

原子	ε_{ij} (eV)	σ_{ij} (Å)
Al	0.004946	4.1357
N1	0.007242	3.5012
Li	0.00002177	2.8700
N2	0.007242	3.5012
O	0.009887	2.8598

其中 L-J 势函数的计算方法是根据标准 Lorenz-Bethelot 混合原则得到的，如式（7）（8）所示。

$$\varepsilon_{ij} = \sqrt{\varepsilon_i \cdot \varepsilon_j} \tag{7}$$

$$\sigma_{ij} = \frac{1}{2}(\sigma_i + \sigma_j) \tag{8}$$

模拟过程中采用三维周期边界条件，时间步长为 0.1 fs，Buckingham 的截止范围为 15 Å，采用 PPPM 算法对库仑相互作用进行远距离校正，精度设置为 5.0e-5， L-J 势函数的截止距离为 10 Å。为了保持硝酸盐的平面分布，用谐波势描述了柔性硝酸盐分子的内部相互作用(键拉伸势、键角弯曲势和二面角扭转势)[28]，如式（9）（10）所示。

$$V_b = K_b(r - r_0)^2 \tag{9}$$

$$V = K_\theta(\theta - \theta_0)^2 + K_{UB}(r - r_{UB})^2 \tag{10}$$

式中 r 和 θ 分别代表键的长度和角度，K_b，K_θ 和 K_{UB} 分别是 Urey Bradley 项的键长、键角和力常数，r_0 和 θ_0 分别为平衡状态下的键长和键角，r_{UB} 表示 Urey Bradley 项的平衡距离。具体参数如表 3 所示。

表 3 硝酸根的 Harmonic 参数

基团	K_b (eV·Å^{-2})	r_0 (Å)	K_θ (eV·rad^{-2})	θ_0 (°)	K_{UB} (eV·rad^{-2})	r_{UB} (Å)
NO_3^-	22.80523256	1.2676	4.561046512	120.0	2.606312292	0

2 实验结果

2.1 结构表征

首先针对 $LiNO_3$，AlN 以及 1wt, 2wt, 3wt 五个样品进行了 FT-IR 测量来判断在球磨复合过程中是否存在化学反应。如图 3 所示，$LiNO_3$ 和 AlN 在 750-1000 cm^{-1}、1250-1750 cm^{-1} 和 3000-3750 cm^{-1} 等波段存在的特征峰在复合 PCMs 中都是存在的，且没有除 $LiNO_3$ 和 AlN 以外的其他特征峰出现，证明了复合的成功同时在整个复合过程中没有发生化学反应，是完全的物理混合过程。

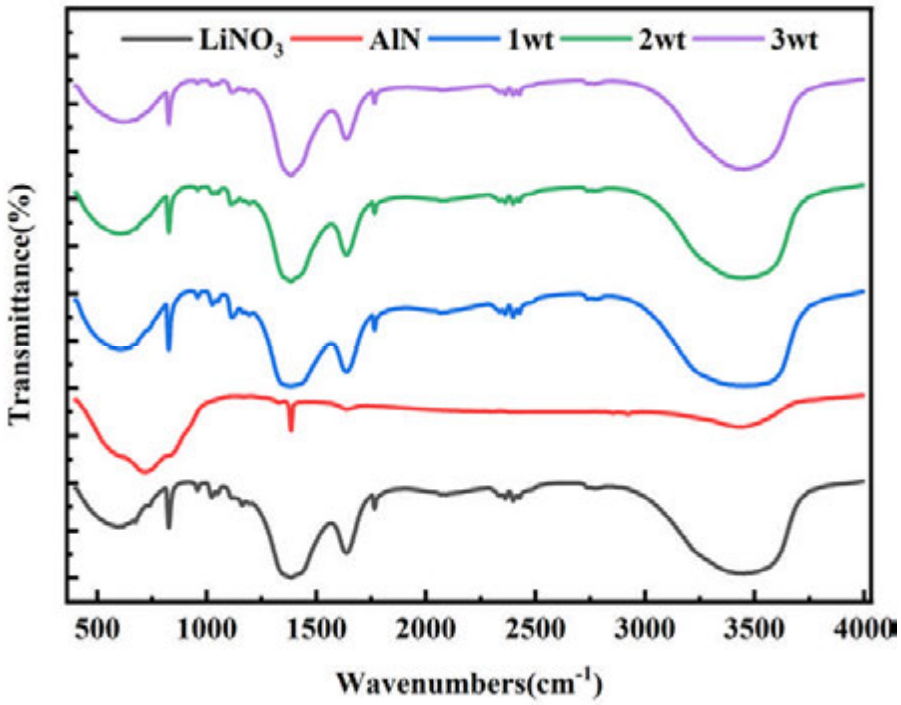


图 3 $LiNO_3$，AlN，1 wt，2 wt 和 3 wt 的 FTIR 图谱。

然后分别对 $LiNO_3$、AlN 以及采用两种方法制备出来的六种样品借助 SEM 观察其微观形貌，如图 4 所示。从图中可以发现，AlN 中存在两种结构：一种是完整大块结构，另一种是小颗粒团聚到一起形成的大颗粒，经过球磨后的复合 PCMs 中，大块 AlN 结构和团聚形成的 AlN 大颗粒都未观察到，而 AlN 特有的微球状结构和硝酸锂特有的方板结构同时存在且两者的粒径较为统一，证明 AlN 在硝酸锂中具有较为均匀的分散效果。相反采用水溶法制备的复合 PCMs，在图中依然可以观察到明显的大块 AlN 结构，但由 AlN 小颗粒团聚形成的大颗粒未能观察到，证明超声可以有效分散团聚的大颗粒但并不

能有效破碎大块的 AlN。由此可以说明球磨法制备的复合 PCMs 中 AlN 实现了更为均匀的分散。

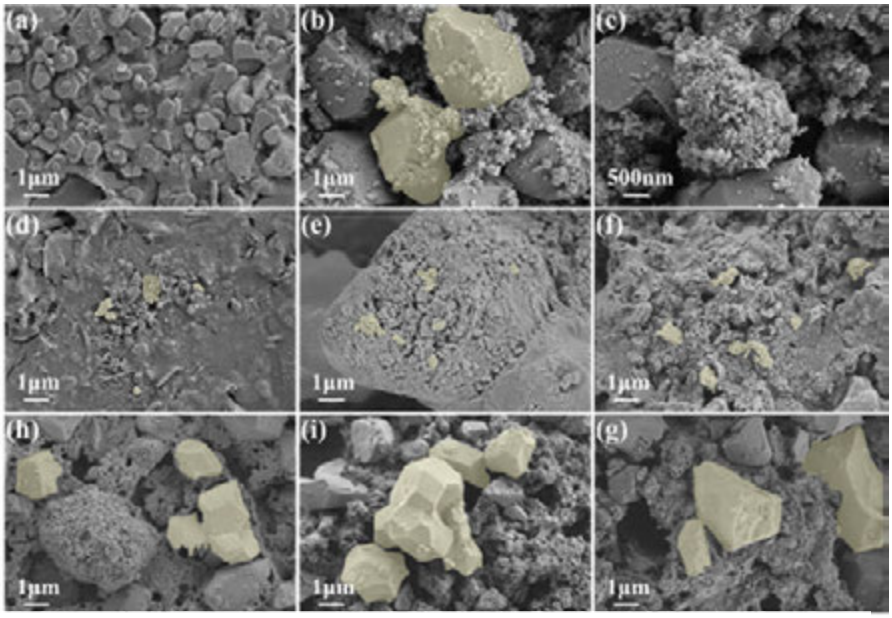


图 4 SEM 观察的微观形貌 (a) $LiNO_3$，(b)(c) AlN，(d) 1 wt，(e) 2 wt，(f) 3 wt，(h) 1 wt-w，(i)2 wt-w，(g) 3 wt-w。

2.2 热导率测量

由于 LFA 测量热导率过程中的直接测量量是热扩散率，故本研究还采用蓝宝石法测量得到了比热，通过式（1）计算得到热导率，测试结果如图 5 (a)(b)所示。对于比热的测量结果，纯 $LiNO_3$ 的比热小于文献值[29]，主要原因可能是其极高的吸水率导致测量出现了误差，但是这与热扩散率的测量条件相似，因此可以很好的反应出实际应用过程中的热导率。得到的室温下 $LiNO_3$ 的热导率为 0.58 W/(m・K)这与文献值相差不大[2]，证明了该测试的准确性。

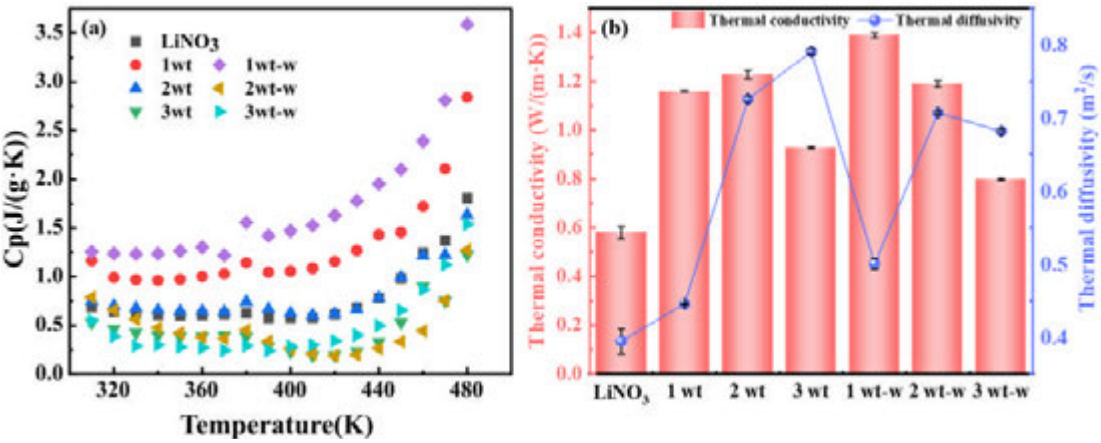


图 5 两种方法制备的不同质量掺杂比的复合 PCMs 的比热和热导率。

与纯 $LiNO_3$ 相比，AlN 的引入可以大大提高复合 PCMs 的热导率。仅有 1 wt%的 AlN 掺杂就可以将热导率提高 100.63 %，当掺杂质量比为 2 wt%时，热导率提高了 112.09 %。水溶法得到的样品的比热与球磨法制备的样品相比差距不大，而传热特性随着 AlN 质量分数的增加呈现出相似的非线性增加，并且在掺杂比为 2 wt%时具有最大值。同时可以发现随着 AlN 质量分数的增加，水溶法制备的样品热导率逐渐降低，这可能是由于 AlN 自身的团聚和 $LiNO_3$ 自身的高吸水率导致的，且在质量分数为 2 wt%和 3 wt%时都是要小于相同质量分数由球磨法制备的样品，这也就证明了球磨法在均匀分散易团聚 NPs 上的优势。

通过 NPs 掺杂提升复合 PCMs 的热导率需要保证对 PCMs 熔化焓的影响尽可能低，从而起到在保证储能密度同时提升热导率的作用，若熔化焓的削弱幅度过大则失去了提升热导率的意义，因此开展了后续熔化焓的测量。

2.2 熔点和熔化焓测量

复合 PCMs 的相变特性可以从图 6 中看出纯 $LiNO_3$ 的熔点和相变焓分别为 244 ℃和 259.97 J/g，熔点与文献中的数据相差不大但相变焓有所差距[2][3]，但与文[30]中所测量的三水硝酸锂的相变焓相差不大，可能的原因是由于 $LiNO_3$ 极易吸水，从而导致了相变焓有所降低。随着 AlN 掺杂质量比的增加，复合 PCMs 的熔点有着略微的降低但影响不大，对潜热也存在着微弱的削弱作用，这种现象与其他研究熔盐掺杂 NPs 的报道中对于熔点和熔化焓的结论类似[13]。

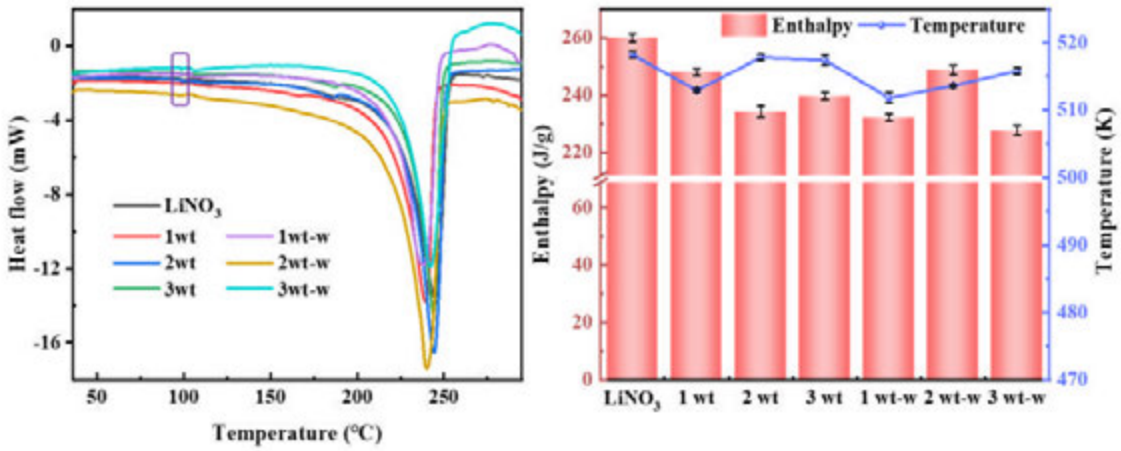


图 6 复合 PCMs 的 DSC 曲线以及熔点和熔化焓。

从图中可以看出，水溶超声法制备的样品对于熔化焓的削弱幅度普遍大于机械球磨法制备的样品，对比两种制备方法得到对热导率提升幅度最大的样品 2wt 和 1wt-w，可以看出 1wt-w 对熔化焓的削弱幅度最大，达到 10.7 %，综合熔化焓的削弱和热导率的增强来看，机械球磨法制备的掺杂比为 2 wt%的样品是最优掺杂比。

为了更好的说明复合 PCMs 蓄热能力的损失，我们引入了储热效率这一参数，其计算方法如式（6）所示。

$$\theta = \frac{H_{composition}}{(1-wt\%)\cdot H_{LiNO_3}} \times 100\% \tag{11}$$

其中，$H_{composition}$为掺杂 NP 后的复合 PCMs 熔化焓，$wt\%$为 NPs 的质量分数，H_{LiNO3}为 $LiNO_3$ 的熔化焓。

计算得到的储热效率都低于 100 %，故 AlN 没有参与到 $LiNO_3$ 的相变过程，对复合 PCMs 的相变焓只有削弱能力，如表 4 所示。

表 4 熔点、熔化焓和储热效率

样品	T_m (℃)	ΔH_m (J/g)	Theoretical ΔH_m (J/g)	θ (%)
$LiNO_3$	244.7±0.53	260.0±1.42	260	100
1wt	239.4±0.25	248.0±1.21	257	96.37
2wt	244.3±0.45	234.3±1.92	255	91.98
3wt	243.9±0.75	239.7±1.16	252	95.05
1wt-w	238.3±0.77	232.3±1.07	257	90.24
2wt-w	240.1±0.22	248.8±1.65	255	97.64
3wt-w	242.3±0.48	227.7±1.68	252	90.30

3 微观机理研究

3.1 振动态密度和重叠能

本研究借助 MD 从微观层面揭示掺杂 AlN 后复合 PCMs 热导率非线性增加的内在机理。分别计算了三种质量掺杂比下 $LiNO_3$ 和 AlN 以及不同原子的 VDOS，再根据 VDOS 积分得到重叠能。VDOS 可以定性的研究原子振动的匹配程度，重叠能可以定量评估这种振动匹配，其值越大则证明两种材料之间的振动匹配程度越高，越有利于热输运。VDOS 是通过傅里叶变换及其速度自相关函数（velocity autocorrelation function，VACF）得到的，具体计算方法如式（12）（13）所示[31]，重叠能是通过式（14）计算得到。

$$D_{P,\beta}(\omega) = c_\beta \int_0^\tau \Gamma_\beta(t)\cdot cos(\omega t)dt \tag{12}$$

$$\Gamma_\beta(t) = \frac{\sum_i^{N_\beta}\langle u_{i\beta}(\tau)\cdot u_{i\beta}(0)\rangle}{\sum_i^{N_\beta}\langle u_{i\beta}(0)\cdot u_{i\beta}(0)\rangle} \tag{13}$$

$$E_{overlapping} = \int g_0(v)\cdot \frac{hv}{\exp(\frac{hv}{k_B T})-1}dv \tag{14}$$

式中，Γ_β为 β 类的 VACF，$u_{i\beta}$为 β 类的速度，〈〉为时间平均值，g_0为 VDOS 的重叠区域，h 为 Plank 常数，v 为频率， $exp(hv/k_BT)-1$ 为 Boltzmann 分布，T 为绝对温度，k_B

为 Boltzmann 常数。

每 10 THz 进行一次傅里叶变换，计算 $LiNO_3$ 和 AlN 以及不同原子在不同频率处的振动对传热的贡献绘制了如图 7 所示的 VDOS 随振动频率变化的曲线，并计算两种物质以及两种物质中不同原子之间的重叠能以解释掺杂 2 wt%的 AlN 对热导率的提升效果最为显著。

从图 7(a)(b)中可以明显看出，AlN 自身的振动模式在复合后发生的了极大的变化，出现这种现象的原因可能是因为 AlN 被 $LiNO_3$ 分子包围从而导致了自身的振动模式发生改变。由于 AlN 振动模式的改变，掺杂后的两种物质 VDOS 重合区域更多，振动模式更加匹配，传热界面更多。由图 7 (c)看出，在 2 wt%质量掺杂比时两者振动的匹配程度最高，从而阐述了 2 wt%掺杂比的复合 PCMs 热导率具有最大值的微观机理。

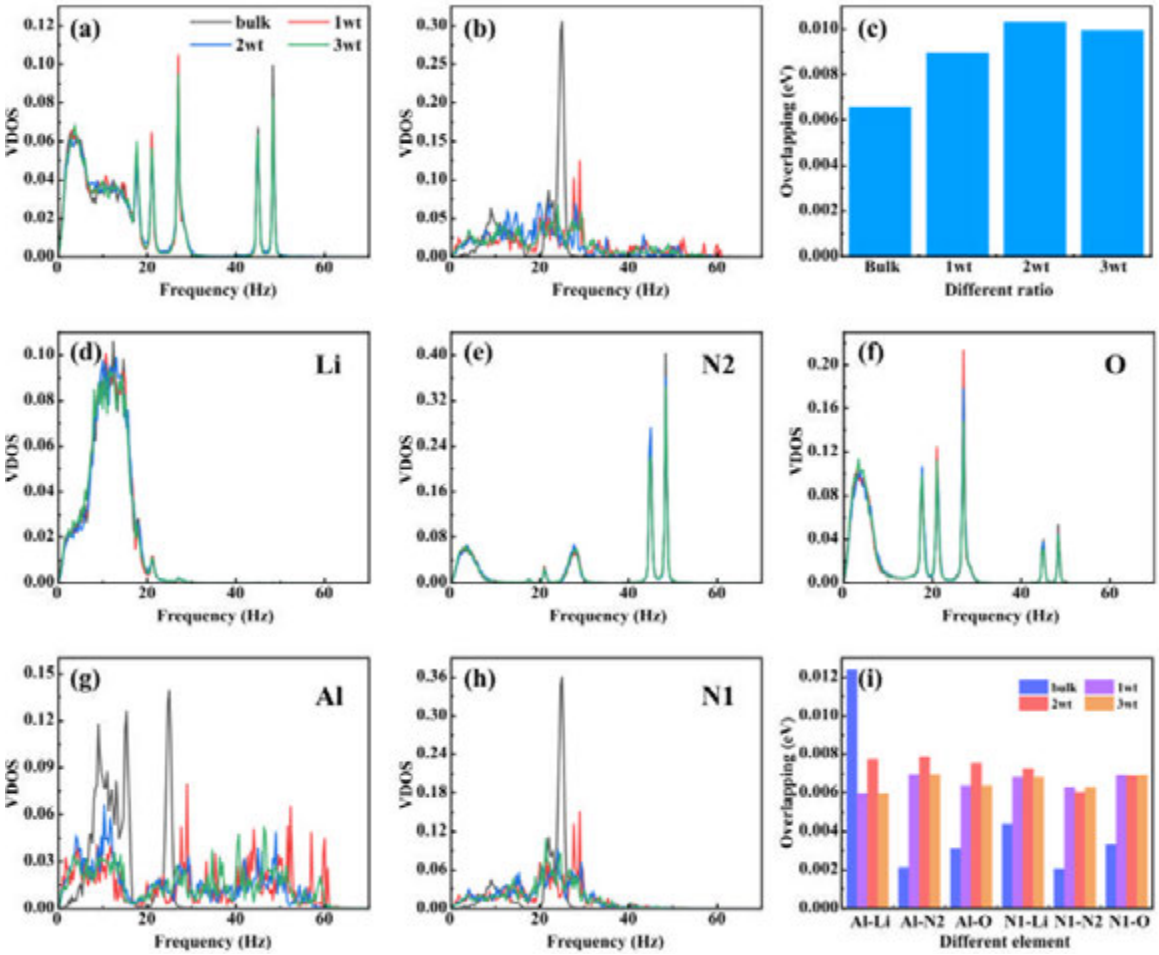


图 7 复合前后 AlN 和 $LiNO_3$ 的 VDOS.

(a)-(b) 复合前后以及不同质量掺杂比的 AlN 和 $LiNO_3$ 的 VDOS，(c) 两者之间的重叠能，

(d)-(i) 复合 PCMs 中不同元素的 VDOS，(g) 复合 PCMs 不同元素之间重叠能。

为了进一步解释这种现象，我们对两种物质中各个原子的 VDOS 进行了拆解，并分别计算了不同原子之间的重叠能以进一步解释热导率提升的内在机理。可以从图 7 (g)看

出两种金属元素之间的振动匹配程度要远高于其他元素，在进行掺杂后虽然两种金属元素之间的振动匹配程度有所降低，但是其他元素之间的匹配情况和掺杂之前有着非常显著的提升，同时在 2 wt%的掺杂比下大部分元素之间的重叠能都有着极大值，再次解释了两种物质在 2 wt%掺杂比下热导率具有极大值的微观机理。

3.2 声子参与率

本节将从 PPR 角度对 AlN 提升 $LiNO_3$ 热导率的微观机理进行进一步的解释，PPR 可以描述物质内部的振动模式分布情况，对于每个振动模式，可以计算出其在各个物质原子中的贡献程度，从而进一步计算出整个体系中该振动模式的参与率，一个振动模式的参与率越大，说明该振动模式越能够在整个体系中扩散传播。PPR 由式（15）计算得到。

$$PPR(\omega)=\frac{1}{N}\cdot\frac{(\sum_i VDOS_i(\omega)^2)^2}{\sum_i VDOS_i(\omega)^4} \tag{15}$$

式中 N 是原子的总数，$VDOS_i(\omega)$是通过计算单一粒子的 VACF 得到的单粒子 VDOS，PPR 通过评估参与给定模式的原子比例，有效地表示局域模式和非局域化模式[32]。对热输运而言，非局域化模式是主要贡献模式。

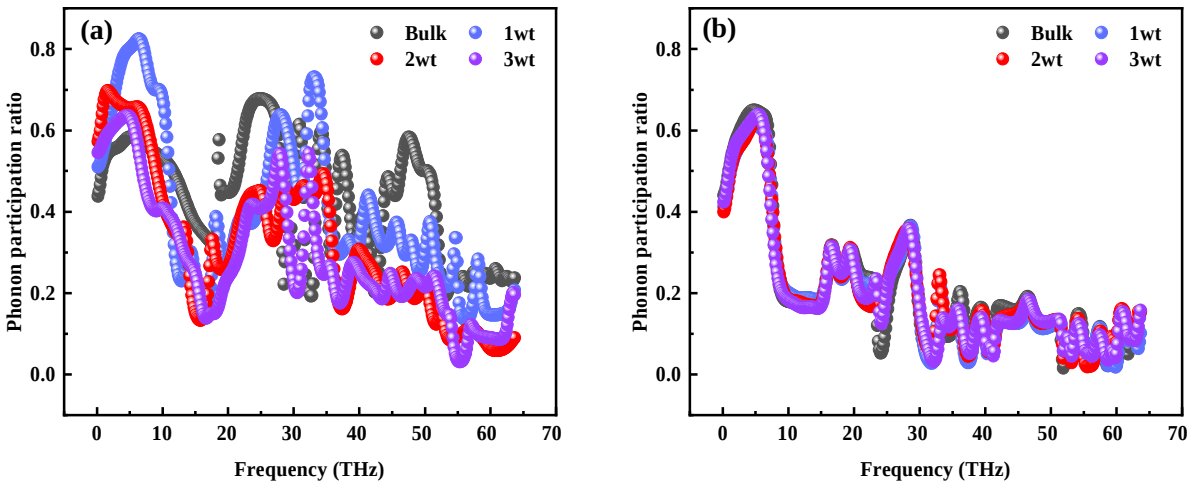


图 8 不同频率下的 PPR，(a) AlN，(b) $LiNO_3$。

对于 AlN 晶体结构和 $LiNO_3$ 分子结构，本研究分别将 PPR 大于 0.4 和大于 0.3 视为非局域化模式。如图 8 所示，在 0-30 THz 这个对复合 PCMs 热导率提升的主要振动频段，绝大部分 AlN 的 PPR 还是处于 0.4 以上的，但是随着掺杂比的增加其 PPR 整体处于一个下降的趋势，PPR 大于 0.4 的值有所减小，这可能的原因是 $LiNO_3$ 影响了 AlN 的振动模式，热输运能力降低。但是对于 $LiNO_3$ 而言，随着 AlN 掺杂比的增加非局域模式

有着微弱的增加，在掺杂比为 2 wt%时有着最大值，因此可以得到结论，AlN 的加入增强了两者在中低频率的振动耦合，这也就从另一个角度解释了 2 wt%掺杂比下复合 PCMs 的热导率具有极大值的原因。

4 结　论

本文采用水溶法和球磨法制备了 AlN 掺杂比为 1～3 wt%的复合 PCMs，并测量了其微观形貌和相变热物性参数，然后通过 MD 模拟阐述了 AlN 对复合 PCMs 热导率提升的微观机理。本研究的主要结论如下：

（1）提出了一种新的借助球磨实现 NPs 掺杂的方法，避免了引入水，减少蒸发过程中结晶水的出现，解决了 AlN 在传统水溶法过程中超声仅能分散团聚的 AlN 颗粒而不能有效破碎大块 AlN 结构的问题，同时有效减小 $LiNO_3$ 的粒径大小使得两者粒径更相似，可以在纳米尺度上有更强的范德华力，从而实现更加均匀的混合。

（2）在热输运方面，综合考虑熔化焓的虚弱和热导率的提升，确定通过机械球磨掺杂 2 wt%的 AlN 是热导率提升的最佳掺杂比例，最多可将热导率提升 112.09 %，实现了热导率数量级的提升。AIN 通过改变自身的振动模式与 $LiNO_3$ 匹配，使得两者之间的振动匹配程度更高，并增强了中低频段的声子耦合，同时 $LiNO_3$ 具有更多的非局域模式，增强了热输运能力。

（3）添加含有金属元素的 NPs 可以更有效地提高熔盐 PCMs 的导热性能，两种金属元素之间的振动匹配程度在复合前远高于其他元素，并且复合后金属元素之间的重叠能降低远小于其他元素之间的增加。

参考文献

[1] Wei G, Wang G, Xu C, et al. Selection principles and thermophysical properties of high temperature phase change materials for thermal energy storage: A review[J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2018, 81: 1771-1786.

[2] Mehling H, Cabeza L F. Heat and cold storage with PCM[J]. Heat and mass transfer, 2008: 11-55.

[3] Kenisarin M M. High-temperature phase change materials for thermal energy storage[J]. Renewable and sustainable energy reviews, 2010, 14(3): 955-970.

[4] Olivares RI. The thermal stability of molten nitrite/nitrates salt for solar thermal energy storage in different atmospheres. Sol Energy 2012;86(9): 2576–83

[5] Wang T, Mantha D, Reddy RG. Novel low melting point quaternary eutectic system for solar thermal energy storage. Appl Energy 2013;102:1422–9.

[6] Sari A, Alkan C, Bilgin C. Micro/nano encapsulation of some paraffin eutectic mixtures with poly (methyl methacrylate) shell: preparation, characterization and latent heat thermal energy storage properties. Appl Energy 2014;136:217–27.

[7] Kearney D, Kelly B, Herrmann U. Engineering aspects of a molten salt heat transfer fluid in a trough solar field. Energy 2004;29(5):861–70

[8] Kong L B, Li T, Hng H H, et al. Waste energy harvesting: Mechanical and thermal energies[M]. Springer Science & Business Media, 2014.

[9] Saranprabhu M K, Rajan K S. Copper-dispersed solar salt: An improved phase change material for thermal energy storage[J]. Thermochimica Acta, 2022, 716: 179302.

[10] Huang Y, Cheng X, Li Y, et al. Effect of sol-gel combustion synthesis of nanoparticles on thermal properties of KNO3-NaNO3[J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2018, 188: 190-201.

[11] Myers Jr P D, Alam T E, Kamal R, et al. Nitrate salts doped with CuO nanoparticles for thermal energy storage with improved heat transfer[J]. Applied Energy, 2016, 165: 225-233.

[12] Awad A, Navarro H, Ding Y, et al. Thermal-physical properties of nanoparticle-seeded nitrate molten salts[J]. Renewable Energy, 2018, 120: 275-288.

[13] Lyu H, Feng D, Feng Y, et al. Enhanced thermal energy storage of sodium nitrate by graphene nanosheets: Experimental study and mechanisms[J]. Journal of Energy Storage, 2022, 54: 105294.

[14] Li Y, Chen X, Wu Y, et al. Experimental study on the effect of SiO2 nanoparticle dispersion on the thermophysical properties of binary nitrate molten salt[J]. Solar Energy, 2019, 183: 776-781.

[15] Xiong Y, Wang Z, Sun M, et al. Enhanced thermal energy storage of nitrate salts by silica nanoparticles for concentrating solar power[J]. International Journal of Energy Research, 2021, 45(4): 5248-5262.

[16] Zhang J, Huang J, Liu R, et al. Corrosion behaviour of AlN ceramics in LiF-LiCl-LiBr-Li molten salt at 500° C[J]. Corrosion Science, 2021, 190: 109672.

[17] Zhu H, Li B, Chen M, et al. AlN coatings on Hastelloy-N alloy offering superior corrosion resistance in LiF-KF-NaF molten salt[J]. Journal of Fluorine Chemistry, 2018, 213: 80-86.

[18] Huang D, Liu Z, Harris J, et al. High thermal conductive AlN substrate for heat dissipation in high-power LEDs[J]. Ceramics International, 2019, 45(1): 1412-1415.

[19] Balog M, Krizik P, Dvorak J, et al. Industrially fabricated in-situ Al-AlN metal matrix composites (part B): The mechanical, creep, and thermal properties[J]. Journal of Alloys and Compounds, 2022, 909: 164720.

[20] Feng D, Feng Y, Qiu L, et al. Review on nanoporous composite phase change materials: Fabrication, characterization, enhancement and molecular simulation[J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2019, 109: 578-605.

[21] Feng D, Li P, Feng Y, et al. Using mesoporous carbon to pack polyethylene glycol as a shape-stabilized phase change material with excellent energy storage capacity and thermal conductivity[J]. Microporous and Mesoporous Materials, 2021, 310: 110631.

[22] Huang Y, Cheng X, Li Y, et al. Effect of sol-gel combustion synthesis of nanoparticles on thermal properties of KNO3-NaNO3[J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2018, 188: 190-201.

[23] Myers Jr P D, Alam T E, Kamal R, et al. Nitrate salts doped with CuO nanoparticles for thermal energy storage with improved heat transfer[J]. Applied Energy, 2016, 165: 225-233.

[24] Li B, Tan H, Liu Y, et al. Experimental investigations on the thermal stability of Na2CO3–K2CO3 eutectic salt/ceramic composites for high temperature energy storage[J]. Renewable energy, 2020, 146: 2556-2565.

[25] Wei X, Song M, Wang W, et al. Design and thermal properties of a novel ternary chloride eutectics for high-temperature solar energy storage[J]. Applied Energy, 2015, 156: 306-310.

[26] Tungare M, Shi Y, Tripathi N, et al. A Tersoff‐based interatomic potential for wurtzite AlN[J]. physica status solidi (a), 2011, 208(7): 1569-1572.

[27] Luo Q, Liu X, Wang H, et al. Synergetic enhancement of heat storage density and heat transport ability of phase change materials inlaid in 3D hierarchical ceramics[J]. Applied Energy, 2022, 306: 117995.

[28] Hockney R W, Eastwood J W, Eastwood J W. Computer Simulation using Particles. Adam Hilger, Bristol[J]. 1988.

[29] Janz G J, Allen C B, Bansal N P, et al. Physical properties data compilations relevant to energy storage, 2. Molten salts: Data on single and multi-component salt systems[J]. Nasa Sti/recon Technical Report N, 1979, 80: 10643.

[30] Bhatnagar P, Siddiqui S, Sreedhar I, et al. Molten salts: Potential candidates for thermal energy storage applications[J]. International Journal of Energy Research, 2022, 46(13): 17755-17785.

[31] Loong C K, Vashishta P, Kalia R K, et al. Phonon density of states and oxygen-isotope effect in Ba 1− x K x BiO 3[J]. Physical Review B, 1992, 45(14): 8052.

[32] Chen J, Zhang G, Li B. Remarkable reduction of thermal conductivity in silicon nanotubes[J]. Nano letters, 2010, 10(10): 3978-3983.

中国工程热物理学会 学科类别：相变换热
学术会议论文 编号：233405

石蜡微胶囊悬浮液粘度与温度的关系探讨

常包虎，贾莉斯*，陈颖，莫松平，黄耀凯
（广东工业大学材料与能源学院，广州 510006）
(Tel: 15521479130, Email: jialisi@gdut.edu.cn)

摘要：本文以正十八烷为芯材，1，6-乙二醇二丙烯酸酯（HDDA）为壳层，使用微流控芯片，采用双重乳化，紫光灯光固化的方法制备了粒径均一，外貌规整并且密度等于水的 HDDA/C18 相变微胶囊，以去离子水为基液，得到了质量浓度分别为 1%、5%、7.5%、10%和 15%的 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液，使用旋转流变仪测试了微胶囊悬浮液粘度。实验结果表明：温度不影响 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液的流变行为，并且温度不仅仅是通过影响基液性质来影响微胶囊悬浮液粘度；最后总结出精度较高的粘度-温度公式，相对误差在 2%以内。

关键字：相变微胶囊，微胶囊悬浮液，粘度，温度

0 前言

随着强化传热技术的发展，相变微胶囊悬浮液作为一种兼具能量存储和输运的流体工质受到了越来越多的关注，相变微胶囊悬浮液是一种新型强化换热工质，在新能源的利用、电子电力设备散热等领域拥有巨大的应用潜力[1-6]。相变微胶囊悬浮液的物性决定了其在实际应用中性能的优劣，而其中的粘度特性更具有决定性的作用，粘度不仅会对管流时相变微胶囊悬浮液的能量运输产生影响还会影响到悬浮液的流动阻力，并且在实际应用中微胶囊悬浮液会处于不同的温度条件下，因此，研究温度与微胶囊悬浮液粘度的关系具有重要意义。

目前，关于温度影响微胶囊悬浮液粘度的研究较少，多集中在芯材处于单相的范畴。fu[7]，kong[8]，li[9],liu[10]，wang[11]和 qiu[12]等人研究均显示悬浮液的粘度随着温度的升高而减小，对于温度影响悬浮液粘度的原因没有深入探讨；Alvarado[13]等人对水基微胶囊悬浮液的研究中发现，悬浮液的相对粘度与芯材所处的状态无关，悬浮液的相对粘度保持不变，ho[14]等人也测定了含有 Al_2O_3 的水基微胶囊悬浮液粘度，发现其相对粘度随着温度的升高而保持不变；然而 Yamagishi[15]等人研究发现，微胶囊芯材为液相时的相对粘度比固相时高出约 3%左右，并且固相和液相时的相对粘度不随温度发生变化。Zhang[16]等人研究了不同温度下水基微胶囊悬浮液粘度与剪切速率的关系，结果显示各温度下悬浮液的流变行为相同，chen[17]等人也研究了 10℃和 20℃下水基微胶囊悬浮液粘度，发现粘度随剪切速率的变化规律一致；与 Zhang 和 chen 等人不同，Zhang[18]等人测试了四组不同温度下微胶囊悬浮液的粘度-剪切速率曲线，结果显示温度会影响悬浮液的流变行为。综上所述，对于温度是否通过影响基液性质来影响悬浮液粘度，还是有其他因素协同影响并无统一定论，以及温度是否会影响悬浮液的流变行为也存在矛盾。

基于上述分析，因此，本文通过微流控技术制备出粒径均一可控的 HDDA/C18 相变微胶囊，配置出体系简单可控的水基微胶囊悬浮液，就 HDDA/C18 水基相变微胶囊悬浮液粘度-剪切速率以及粘度-温度之间的关系开展研究，重点探讨温度通过何种作用机制对 HDDA/C18 水基微胶囊悬浮液粘度产生影响。

基金项目：国家自然科学基金（No. U20A20299）

1 实验部分

1.1 HDDA/C18 微胶囊的可控制备

图 1 和图 2 分别为微流控芯片图和微流控实验装置图。本文通过制作三相同轴微流控芯片，采用双重乳化，紫光灯光固化的方法制备了粒径均匀，外貌规整的 HDDA/C18 相变微胶囊。首先通过玻璃毛细管的组合制作微流控芯片，然后将微流控芯片组装到微流控实验台上，分别通入分散相（C18），中间相（HDDA 溶液）和连续相（PVA 水溶液），在微流控芯片中，中间相包裹着分散相形成的射流被剪切成液滴，接着在微流控芯片出口处被紫光灯照射后，HDDA 会迅速发生交联反应，形成致密的 HDDA 壳层，本文制备的 HDDA/C18 微胶囊粒径为 75μm，内外径之比为 0.8。

本文使用“两步法”制备了以去离子水为基液的 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液。使用电子天平分别称取质量为 0.1g、0.5g、0.75g、1g 和 1.5g 的 HDDA/C18 微胶囊，再分别加入到 9.9g、9.5g、9.25g、9g 和 8.5g 的去离子水中，经轻微搅拌之后放入磁力搅拌器上，在 25℃、1000 rpm 的条件下持续搅拌 25 min，接着在超声波清洗器中超声分散 30min 后，得到了质量分数分别为 1%、5%、7.5%、10%和 15%的 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液。

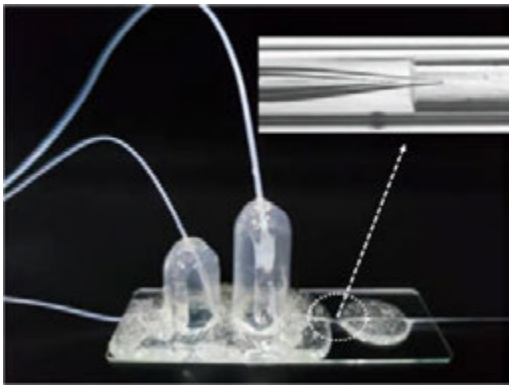


图 1 微流控芯片图

图 2 微流控实验装置图

1.2 HDDA/C18 微胶囊及其悬浮液的性能测试

在光学显微镜下观察 HDDA/C18 相变微胶囊的外观形貌和粒径分布；将五组不同浓度的 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液装入玻璃瓶中，在重力的作用下静置，观察微胶囊的沉降情况，同时在显微镜下记录微胶囊在基液中的分散性。

使用马尔文流变仪分别测试 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液粘度随剪切速率和温度的变化，主要分为两种测试：在温度恒定时，测试 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液的粘度随剪切速率的变化，确定悬浮液表现为牛顿流体的剪切速率范围；15℃下保温 10min 后，在剪切速率为 $100s^{-1}$ 下测试悬浮液的粘度，测试时间为 40s，记录 40 个粘度值后取平均值，接着等温度间隔升高温度，保温同样的时间后测试各温度下 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液的粘度，其中测试温度范围设为 15℃~35℃，温度间隔为 1℃。

2 结果与分析

2.1 HDDA/C18 微胶囊悬浮液的分散稳定性

HDDA/C18 相变微胶囊光学显微镜图像和粒径分布图如图 3 所示。从图 3(a)中可见，HDDA/C18 相微胶囊均匀分散在视野中，通过统计显微镜视野下微胶囊粒径的大小，得到了如图 3(b)所示的微胶囊粒径分布图，可见微胶囊粒径主要分布在 75μm 左右，综上所述，本实验所制备的 HDDA/C18 相变微胶囊粒径均一，外貌规整。

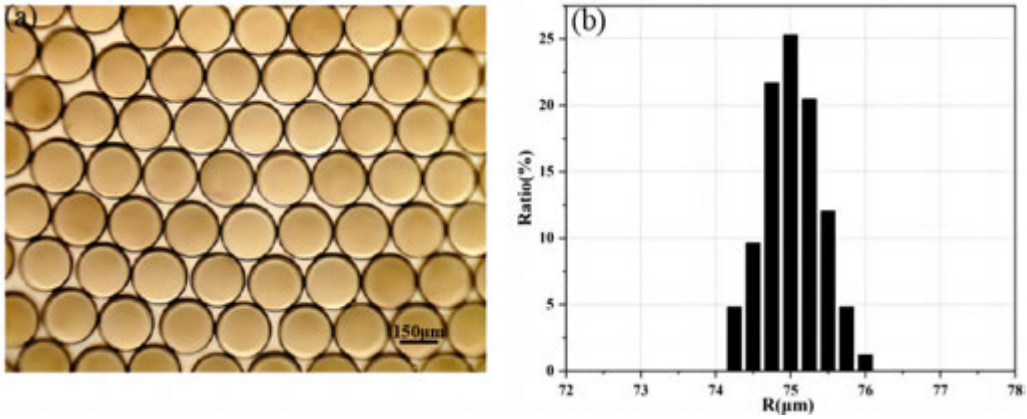


图 3 HDDA\C18 相变微胶囊光学显微镜图(a)和粒径分布图(b)

图 4(a)所示为五组不同浓度的 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液静置沉降图，从右往左微胶囊浓度依次为 1%、5%、7.5%、10%和 15%，可见在 48h 后悬浮液仍然保持较好的分散稳定性,图 4(b)所示为微胶囊悬浮液的局部放大图，可以发现微胶囊颗粒不规则的分散在去离子水中，胶囊与胶囊之间没有粘连。

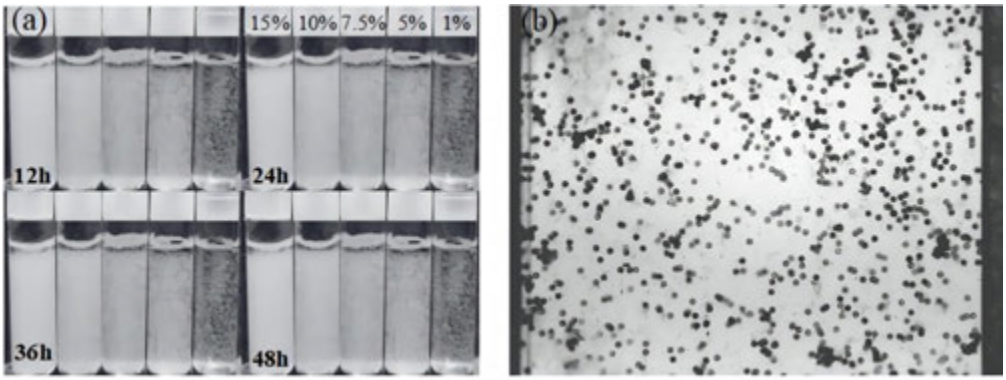


图 4 HDDA\C18 相变微胶囊悬浮液静置沉降图(a)和局部放大图(b)

2.2 温度对 HDDA/C18 微胶囊悬浮液粘度特性的影响

2.2.1 HDDA/C18 微胶囊悬浮液的流变行为

图 5 所示为 15℃和 35℃下五组不同浓度 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液的粘度-剪切速率（η-γ）曲线图。可见，在 $10s^{-1}<\gamma<200s^{-1}$ 范围内，不同浓度微胶囊悬浮液的流变行为不同，浓度为 1%的微胶囊悬浮液表现为粘度不变的牛顿流体，而浓度为 5%、7.5%、10%和 15%的微胶囊悬浮液均存在剪切变稀的剪切速率范围，并且随着微胶囊浓度的增大，剪切变稀的现象越明显，悬浮液表现为牛顿流体的剪切速率范围越小；当 $\gamma>200s^{-1}$ 时，随着剪切速率的增大，HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液粘度急剧增大，悬浮液表现为剪切增稠；同时也可以发现，相同剪切速率下，微胶囊悬浮液粘度随着浓度的增大而增大。上述的实验现象在微胶囊芯材为固相（15℃）和液相（35℃）时相同，这也证明了温度变化是不会影响 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液的流变行为，在此基础上，本文对 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液的粘度-温度（η-T）研究限定在其表现为牛顿流体的范畴，剪切速率设定在 100 s^{-1}。

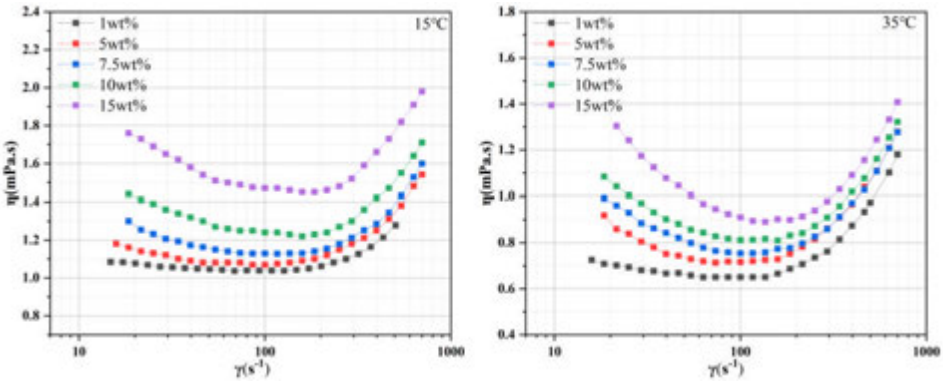


图 5 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液的粘度-剪切速率关系曲线图

2.2.2 HDDA/C18 微胶囊悬浮液的粘度特性

图 6(a)所示为单相状态下 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液的粘度-温度关系曲线图。可见，随着温度的升高，微胶囊悬浮液的粘度不断减小，并且不同浓度微胶囊悬浮液粘度随温度的变化趋势基本一致；相同温度下，可以发现各浓度微胶囊悬浮液粘度均高于基液的粘度，说明了微胶囊的加入增大了悬浮液粘度，并且随着微胶囊浓度的增大，悬浮液的粘度也不断增大，在浓度为 15%时达到了最大值，是基液粘度的 1.65 倍左右，这是因为微胶囊的加入增大了对基液的扰动，并且随着胶囊浓度的增大，胶囊与胶囊之间以及胶囊与基液之间的相互作用增大，对悬浮液的扰动加剧，进而导致微胶囊悬浮液的粘度不断增大。

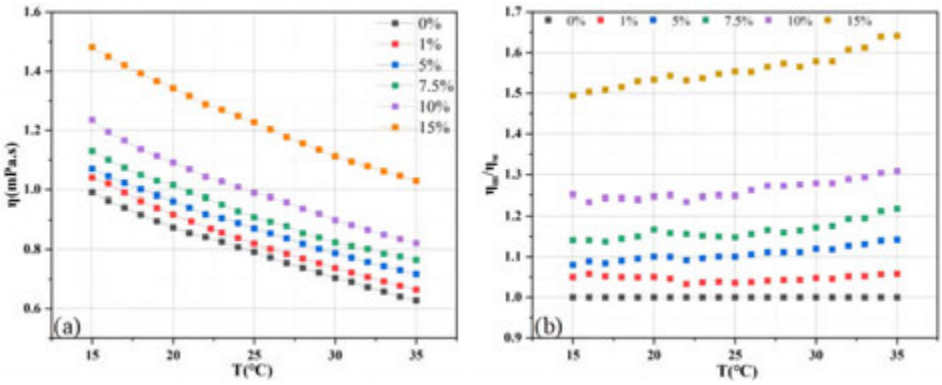


图 6 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液在定温单相下绝对粘度(a)、相对粘度(b)-温度关系曲线图

图 6(b)所示为 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液粘度和基液粘度比值与温度的关系曲线图。可见，HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液的相对粘度均大于 1，也即微胶囊悬浮液的粘度均大于基液的粘度，相同温度下，微胶囊悬浮液的相对粘度随着浓度的增大而增大；与 Alvarado 和 ho 等人研究不同，随着温度的升高，HDDA/C18 微胶囊悬浮液的相对粘度并非保持不变，而是随着温度的升高不断增大。随着温度的升高，基液粘度不断减小，而 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液的相对粘度随着温度的增大而增大，这说明了温度影响悬浮液粘度不仅仅是通过影响基液性质实现的，微胶囊对悬浮液粘度的影响也至关重要。

2.3 HDDA/C18 微胶囊悬浮液粘度特性的分析

2.3.1 温度影响 HDDA/C18 微胶囊悬浮液粘度分析

图 7 所示为不同温度下 HDDA/C18 微胶囊悬浮液相对粘度和浓度的关系曲线图。通过

Vand[19]公式对实验数据拟合得到了不同温度下的拟合曲线，Vand 公式如下所示：

$$\frac{\eta_m}{\eta_w} = (1 - \varphi - A \cdot \varphi^2)^{-2.5} \tag{1}$$

其中η_m和η_w分别为 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液和基液粘度，φ为微胶囊悬浮液浓度，A 是与 HDDA/C18 微胶囊自身参数有关的常数。可见，HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液相对粘度随着浓度的增大而增大，并且不同温度下的变化趋势一致；从拟合曲线中可以发现，随着温度的升高，拟合曲线更贴合实验数据，温度为 35℃时拟合效果最好。

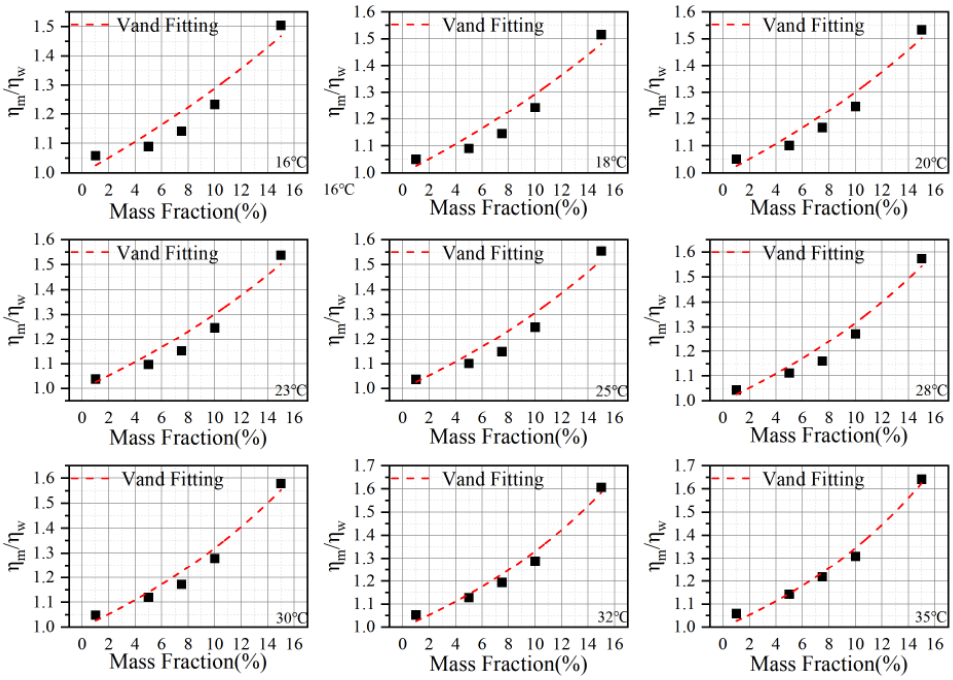


图 7 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液相对粘度-浓度关系曲线图

图 8 所示为各温度下 Vand 公式拟合得到的 A 值和拟合度与温度的关系曲线图。可见，不同温度下，Vand 公式拟合得到的 A 值并不相同，随着温度的升高，参数 A 不断的增大，并且在低温时，A 变为了负值；拟合优度代表了 Vand 公式对实验数据拟合程度的好坏，可以发现，拟合优度均大于 0.9，并且随着温度的增大，拟合优度也不断增大，也即随着温度的升高，Vand 公式对实验数据的拟合效果更好。综上所述，在温度增大的过程中，微胶囊自身参数会发生变化，进而会导致微胶囊悬浮液粘度发生改变，这也间接说明了温度影响悬浮液粘度的因素不只有基液。

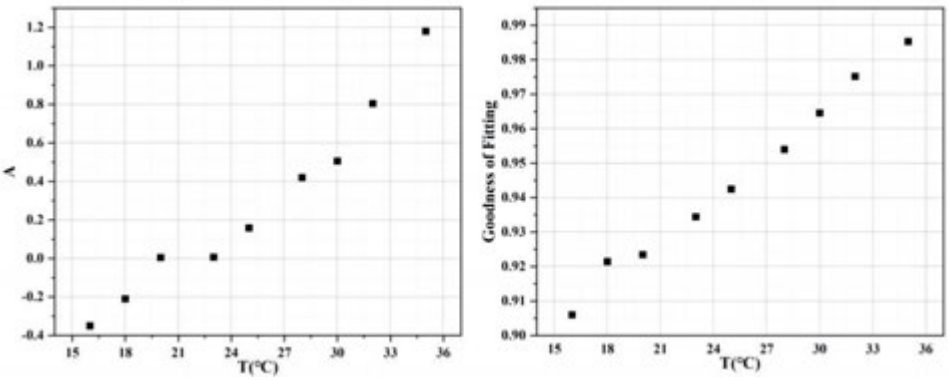


图 8 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液拟合参数-温度关系曲线图

2.3.2 HDDA/C18 微胶囊悬浮液粘度-温度经验公式

为了总结出更贴合实验数据的粘度-温度经验公式，本文以基液的粘度-温度关系曲线为基准，得到了 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液相对粘度-温度关系曲线，最后推导出 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液绝对粘度-温度经验公式。

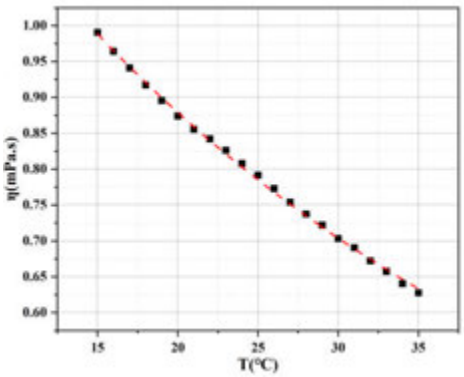


图 9 基液绝对粘度-温度关系曲线图

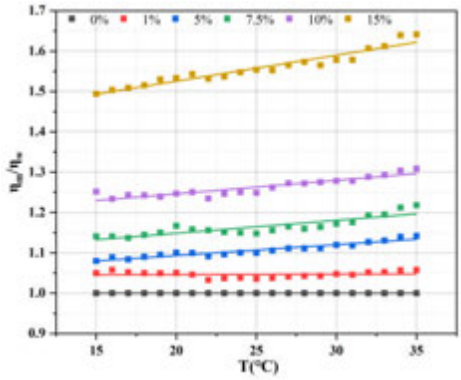


图 10 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液相对粘度-温度关系曲线图

图 9 所示为基液（去离子水）的粘度-温度关系曲线图，基液粘度和温度的关系式可以通过 Andrade[20]公式拟合得到，Andrade 公式如下：

$$\eta_w = A \cdot \exp(\frac{B}{T}) \tag{2}$$

其中 A，B 是和液体自身性质有关的常数，拟合得到的曲线如图 9 红色曲线所示，拟合优度为 0.999，拟合精度很高，式中：A=1.03，B=1977.89，η_w和T的单位分别为 mPa.s 和 K。

图 10 所示为不同浓度 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液相对粘度-温度的关系曲线图。可见，微胶囊悬浮液相对粘度随温度呈现线性增长的趋势，并且微胶囊悬浮液的相对粘度均大于 1。由于不同浓度 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液的相对粘度随着温度呈现线性变化，拟合的关系式可以表示为：

$$\frac{\eta_m}{\eta_w} = aT + b \tag{3}$$

其中η_m，η_w分别为微胶囊悬浮液和基液的绝对粘度值，T 的单位为 K，常数 a，b 以及拟合的最大相对误差分别如下表所示：

表 1 拟合参数

浓度	1%	5%	7.5%	10%	15%
a	0.0001	0.0027	0.0032	0.00335	0.00643
b	1.039	1.044	1.084	1.179	1.397
R	1.8%	0.9%	1.9%	1.8%	1.2%

从表中可见，随着微胶囊浓度的增大，拟合直线的斜率和截距都不断增大，拟合的相对误差均小于 2%，精度较高。综上，HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液的绝对粘度可以表示为：

$$\eta_m = \frac{\eta_w}{(aT+b)} = \frac{1}{(aT+b)} \cdot [A \cdot \exp(\frac{B}{T})] = \frac{1.03}{(aT+b)} \cdot \exp(\frac{1977.89}{T}) \tag{4}$$

从 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液绝对粘度-温度公式中可以发现，一方面，温度越高，分子的内能增加，分子相互之间作用力约束不足以限制越来越强的分子运动，分子间间距增

大，分子间吸引力减小。粘度取决于分子间的内摩擦力，对于液体来说，其内摩擦力由分子间吸引力决定，所以当温度升高时，液体分子间间距增大，使得分子间吸引力减小，于是内摩擦力减小，结果就导致了液体的粘度值变小。另一方面，由于微胶囊的加入，液体变成了一种多相流体，粘度不再仅仅取决于液体分子间的内摩擦力，微胶囊的参数也会在温度升高的过程中影响到微胶囊悬浮液的粘度。

3 结 论

本文围绕不同质量浓度的 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液粘度开展研究，研究范围限定在牛顿流体范畴，在剪切速率为 $100s^{-1}$ 下，探讨 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液粘度和温度的关系，得到的主要结论如下：

（1）HDDA/C18 相变微胶囊芯材为固相和液相时，其悬浮液的流变行为相同，也即温度不会影响 HDDA/C18 水基微胶囊悬浮液的流变行为。

（2）HDDA/C18 水基微胶囊悬浮液的绝对粘度随着温度的升高而减小，并且悬浮液的粘度均大于基液的粘度。

（3）温度越高，Vand 公式对 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液粘度的拟合效果越好，并且与微胶囊自身性质有关的参数 A 值越大。

（4）HDDA/C18 水基相变微胶囊悬浮液的相对粘度不是定值，而是随着温度的升高而减小；温度不仅仅通过影响基液性质来影响 HDDA/C18 水基相变微胶囊悬浮液粘度，微胶囊的其他参数也会产生协同影响。

（5）以纯水的粘度-温度曲线为基准，得到了 HDDA/C18 相变微胶囊悬浮液粘度-温度经验关系式为：

$$\eta_m = \frac{1.03}{(aT + b)} \cdot \exp\left(\frac{1977.89}{T}\right)$$

该公式用于计算本文所研究的 HDDA/C18 水基微胶囊悬浮液的粘度相对误差不超过 2%。

参考文献

[1] 刘小诗，邹得球，贺瑞军，等. 相变微胶囊悬浮液在热输运中应用的研究进展[J]. 化工进展，2018, 37(05): 1860-1867.
Liu Xiaoshi, Zou Deqiu, He Ruijun, et al. Research progress of phase change microcapsule suspension in heat transport [J]. Chemical Industry and Engineering Progress, 2018, 37(05): 1860-1867.

[2] Qiu Z, Ma X, Li P, et al. Micro-encapsulated phase change material (MPCM) slurries: Characterization and building applications[J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2017, 77: 246-262.

[3] 郭亚飞，郑文伟，程海峰，等. 石蜡类功能热流体的研究进展[J]. 新技术新工艺, 2012 (5): 52-56.
Guo Yafei, Zheng Wenwei, Cheng Haifeng, et al. Research progress of paraffin-based functional thermal fluids [J]. New Technology and New Technology, 2012 (5): 52-56.

[4] Hasan M I. Improving the cooling performance of electrical distribution transformer using transformer oil–Based MEPCM suspension[J]. Engineering Science and Technology, an International Journal, 2017, 20(2): 502-510.

[5] Ghoghaei M S, Mahmoudian A, Mohammadi O, et al. A review on the applications of micro-/nano-encapsulated phase change material slurry in heat transfer and thermal storage systems[J]. Journal of Thermal Analysis and Calorimetry, 2021, 145(2): 245-268.

[6] Peng H, Wang J, Zhang X, et al. A review on synthesis, characterization and application of nanoencapsulated phase change materials for thermal energy storage systems[J]. Applied Thermal Engineering, 2021, 185: 116326.

[7] W. Fu, X. Liang, H. Xie, S. Wang, X. Gao, Z. Zhang, Y. Fang, Thermophysical properties of n-tetradecane@polystyrene-silica composite nanoencapsulated phase change material slurry for cold energy storage, Energy Build. 136 (2017)26–32.

[8] Kong M, Alvarado J L, Terrell Jr W, et al. Performance characteristics of microencapsulated phase change material slurry in a helically coiled tube[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016, 101: 901-914.

[9] Li L Y, Zou D, Ma X F, et al. Preparation and flow resistance characteristics of novel microcapsule slurries for engine cooling system[J]. Energy conversion and management, 2017, 135: 170-177.

[10] Liu C, Ma Z, Wang J, et al. Experimental research on flow and heat transfer characteristics of latent functional thermal fluid with microencapsulated phase change materials[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 115: 737-742.

[11] Wang L, Zhang J, Wang Y, et al. Experimental study on natural convective heat transfer of tube immersed in microencapsulated phase change material suspensions[J]. Applied Thermal Engineering, 2016, 99: 583-590.

[12] Qiu Z, Ma X, Li P, et al. Micro-encapsulated phase change material (MPCM) slurries: Characterization and building applications[J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2017, 77: 246-262.

[13] Alvarado J L, Marsh C, Sohn C, et al. Thermal performance of microencapsulated phase change material slurry in turbulent flow under constant heat flux[J]. International journal of heat and mass transfer, 2007, 50(9-10): 1938-1952.

[14] Ho C J, Huang J B, Tsai P S, et al. Preparation and properties of hybrid water-based suspension of Al2O3 nanoparticles and MEPCM particles as functional forced convection fluid[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2010, 37(5): 490-494.

[15] Yamagishi Y, Sugeno T, Takeuchi H, et al. Forced convection heat transfer with microencapsulated phase-change-material slurries: Turbulent flow in a circular tube[J]. Kagaku Kogaku Ronbunshu, 1998, 24(1): 104-110.

[16] Zhang G, Cui G, Dou B, et al. An experimental investigation of forced convection heat transfer with novel microencapsulated phase change material slurries in a circular tube under constant heat flux[J]. Energy conversion and management, 2018, 171: 699-709.

[17] Chen B, Wang X, Zeng R, et al. An experimental study of convective heat transfer with microencapsulated phase change material suspension: laminar flow in a circular tube under constant heat flux[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2008, 32(8): 1638-1646.

[18] Zhang G H, Zhao C Y. Thermal and rheological properties of microencapsulated phase change materials[J]. Renewable Energy, 2011, 36(11): 2959-2966.

[19] Vand V. Theory of viscosity of concentrated suspensions[J]. Nature, 1945, 155(3934): 364-365.

[20] Andrade E N C. XLI. A theory of the viscosity of liquids.—Part I[J]. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1934, 17(112): 497-511.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233408

液层上悬浮液滴偏离 Leidenfrost 状态的实验研究[1]

陈辰[1]，石万元[1,2]，冯林[3]

1. 重庆大学能源与动力工程学院，重庆 400044
2. 重庆大学低品位能源利用技术及系统教育部重点实验室
3. 西南大学工程技术学院，重庆 400100

联系电话：023-65102471，E-mail: shiwy@cqu.edu.cn

摘要：实验研究了液层上液滴偏离 Leidenfrost 状态的临界半径，分析了液层温度、厚度以及液滴初始半径对临界半径的影响并建立了考虑液滴表面 Marangoni 效应的蒸气膜模型。结果发现：在过热度$\Delta T<25$K 时，液滴的临界半径随过热度增加而减小，当$\Delta T>25$K 后，继续升高温度将不再影响其值，此外，过热度也会影响液滴的整体温度。液滴的临界半径随着初始半径的增大而增大，且初始半径大的液滴更难在高粘度硅油池上形成 Leidenfrost 现象。临界半径越大的液滴其表面 *Ma* 数越大，意味着 Marangoni 效应更强。同时，预测了液滴悬浮时蒸气膜厚度的变化，液滴爆炸时蒸气膜的厚度大约为 1 μm，并受初始半径的影响。

关键词：Leidenfrost 现象，液滴，蒸发，临界半径

主要符号表

英文符号			
		ΔT	过热度，K
c_p	比热容，J kg^{-1} K^{-1}	t	时间，s
d	液滴直径，mm	u	速度，m s^{-1}
F_v	蒸气膜垂直方向的升力，N	r	r 坐标
g	重力加速度，m s^{-2}	z	z 坐标
h	液层厚度，mm	希腊符号	
l_c	毛细长度，mm	δ	蒸气层厚度，μm
L	蒸发潜热，kJ kg^{-1}	γ_T	表面张力温度系数，N m^{-1}K^{-1}
Ma	Marangoni 数，$=\gamma_T(T_{sat}-T_a)\ d\,\mu^{-1}\,\alpha^{-1}$	λ	导热系数，Wm^{-1} K^{-1}
P	压力，Pa	μ	动力粘度，mPa s
P_a	环境压力，Pa	θ	蒸气层边缘位置角度，°
q_v	总体积流量，m^3 s^{-1}	ρ	密度，kg m^{-3}
$q_{v,b}$	蒸气层的体积流量，m^3 s^{-1}	σ	表面张力，N m^{-1}
R	液滴半径，mm	τ	参考时间，s
R_0	液滴初始半径，mm	下标	
R_d	液滴在液层上的接触半径，mm	a	液滴顶点

[1] 基金项目：重庆市研究生科研创新项目（项目号：CYS23065）

S_b	液滴与蒸气膜接触面积，m^2	c	临界值
S_l	液滴表面积，m^2	o	油表面
T	温度，℃	sat	饱和状态
T_b	沸点，℃	v	蒸气

1 前言

Leidenfrost 现象在核电站或蒸汽电厂的冷却液换热[1]、油池灭火[2] 以及喷雾冷却[3, 4]等许多工程应用中都可能涉及，液滴与热表面接触后蒸发，产生的蒸气将液滴与加热表面隔开，会大大降低换热设备的换热效率。但另一方面，蒸气膜的存在有助于降低液滴与基板之间的摩擦力，Leidenfrost 效应在无摩擦运输[5, 6]、控制液滴沿特定方向运动[7, 8]、纳米制造[9, 10]等方面具有重要的作用。

近些年，由于液体上 Leidenfrost 更容易发生等原因，越来越多的学者们对液层上 Leidenfrost 效应开展了研究。在早期的研究中，Snezhko 等人[11]选择了低沸点的液氮在室温下进行了实验，证明了液池上液氮液滴的 Leidenfrost 效应，并展示了多个液滴的复杂动力学行为。Kim 等人[12]测量了水滴在液氮池上的漂浮时间，并用理论模型解释了结果。随着工程应用的需要，Davanlou[13]选用了不同粘度的硅油作为液层，分析了液层的物理性质对 Leidenfrost 液滴寿命的影响，发现粘度较低、表面张力梯度较高的液池会延长液滴悬浮的寿命。随后，Maquet 等人[14]建立了更详细的理论来描述液层上 Leidenfrost 效应中液滴与液层间气隙的厚度和液滴的界面形状，并发现过热度仅为 1 K 即可形成 Leidenfrost 现象。他们的实验结果显示了过热度、液滴尺寸和液池物性参数对 Leidenfrost 效应的影响，揭示了液层上液滴的寿命与固体基板上的不同。但对液滴、液池和环境气体的流动结构以及温度分布等对 Leidenfrost 效应的影响等问题尚待研究。为此，Mogilevskiy[15]采用水、甘油、硅油和乙醇分别作为浴液和液滴，发现 Leidenfrost 液滴消失时的半径几乎为初始半径的一半。并建立了液滴悬浮的理论模型，提出维持液滴悬浮的因素是液池内部的对流引起的空气的流动。认为液池表面的毛细波是导致液滴消失的重要因素。

最近，液层上 Leidenfrost 液滴的运动和操纵也备受关注。Matsumoto 和 Hasegawa[16]通过实验研究了液池上乙醇和丙酮液滴的运动情况，发现乙醇液滴比丙酮液滴运动更加剧烈，原因是乙醇液滴下方蒸气膜更厚，摩擦力更小。此外，Janssens 等人[17]演示了丙酮液滴在薄液层上的直线推进行为，讨论了热毛细流和溶质毛细流对 Leidenfrost 现象的贡献。Shahriari 等人[18]报道静电场可以操纵 Leidenfost 液滴，其中液滴被控制悬浮在液体表面上。除了实验研究外，Sobac 等[19]对 Leidenfrost 液滴在硅油池上的悬浮进行了数值模拟，发现液滴的蒸发会引起液层表面的环流，且不同种类的液滴导致的环流方向不同。并表示，液滴的悬浮是蒸气剪切应力、浮力以及热毛细应力相互作用的结果。Qiao 等[20]则计算了液滴附近的蒸发通量、温度和速度的分布，讨论了 Stefan 数等参数对液滴蒸发的影响。Limbeek 等[21]理论分析

了液层上 Leidenfrost 液滴下方蒸气膜厚度与温度和材料性质之间的关系。

总体来讲，现有文献主要对 Leidenfrost 液滴的运动、悬浮寿命以及蒸气膜的厚度等开展了研究，而对 Leidenfrost 液滴蒸发最后阶段行为的研究较少。虽然 Lyu 等[22]发现初始半径较小的液滴最后会浮升到空中直至消失，初始半径较大的液滴则与基板接触后破裂，并认为液滴中污染物含量直接影响液滴最后消失时液滴半径的大小，但实验仅限于固体基板上。为此，本文以液层上 Leidenfrost 液滴为研究对象，主要研究液滴蒸发最后时刻的悬浮状态，重点关注液滴偏离 Leidenfrost 状态时临界半径的大小，以及液滴初始半径、液层温度、液层厚度对它的影响。值得注意的是，当液滴悬浮在液池上时，表面存在由温度梯度引起的 Marangoni 对流，这将减少蒸气膜的厚度，使 Leidenfrost 液滴不稳定。故建立了考虑 Marangoni 效应的蒸气膜理论模型，讨论了 Marangoni 对流对蒸气膜厚度的影响。

2 实验装置

实验装置如图 1 所示，中心部分为一圆形槽，其底部和周围均由纯铜一体化加工而成，内径为 30 ± 0.1 mm，高度为 15 ± 0.1 mm，槽的内壁面光滑。圆形槽固定在有机玻璃圆柱形腔体上，腔体与恒温油浴（Poly Science PP07R-20-A12Y，其温度的控制范围为–20 ~ 200 ˚C，温度稳定性为 ± 0.005 ˚C）相连，用于加热和控制槽的温度，槽底的背面人为加工了半径 5±0.1 mm、高 10 ± 0.1 mm 的圆柱形凸台，以便即使腔体内油未充满也能伸入到油浴中，确保槽底部受油浴加热。硅油用微量移液管（Thermo Fisher, 量程为 0.5 ~ 5 ± 0.01 ml）注入池中。本实验使用了粘度分别为 6 cSt、10 cSt 和 50 cSt 的三种低挥发性硅油作为实验液层，可以避免液层蒸发对液滴悬浮的影响。实验时，用针在池面正上方的中心区域缓慢释放液滴。液滴种类分别为乙醇、正己烷、四氯化碳和 HFE-7100，它们的物理参数列于表 1。采用两台位于池正上方和侧方的独立显微镜（图像分辨率为 1024×768 像素，帧频为 30 Hz）来同时监测 Leidenfrost 液滴的行为。根据显微镜拍摄的照片，用 ImageJ 软件测量液滴的尺寸。测量误差主要来源于显微镜的空间分辨率，液滴尺寸越小测量误差也越小，在液滴半径 R 为 0.34mm 时，测量误差为 3.4%。一台热灵敏度小于 30 mK、帧频为 50 Hz 的红外热像仪（FLIR，A655sc）垂直安装在液池上方（取代其中一台显微镜），用于检测 Leidenfrost 液滴的表面温度。红外热像仪事先由热电偶（Omega Engineering Inc.）校准。液层表面的温度则由置于液层表面下约 0.5 毫米处的热电偶测量。在固定空腔的铝合金基板上安装了三个微米级调平螺栓，以调整平台的水平度。整个装置被放置在振动隔离平台上，以减少由恒温油浴或其他因素引起的振动。

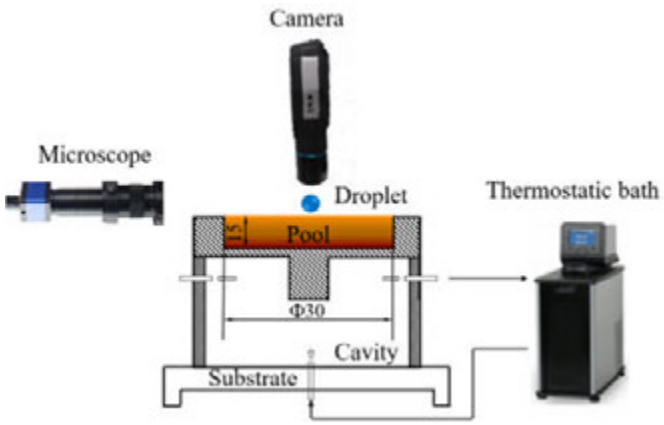


图 1 实验装置示意图

Fig. 1 Schematic of the experimental apparatus

表 1 液滴（25 ℃）和硅油（88 ℃）的物性参数

Table 1 Physical properties of droplet at 25 ℃ and silicone oil at 88 ℃

	密度 ρ(kg/m^3)	动力粘度 μ (mPa·s)	表面张力温度系数 γ_T (N/(m K))	沸点 T_b (℃)	比热容 c_p (J/(kg·K))	导热系数 λ (W/(m·K))	蒸发潜热 L (kJ/kg)
乙醇	763	0.5	8.0×10^{-5}	78.4	2903	0.156	840
甲醇	791	0.56	8.0×10^{-5}	64.7	2531	0.203	1165
正己烷	660	0.307	11.0×10^{-5}	68.9	2278	0.117	264.9
四氯化碳	1580	0.84	20.0×10^{-5}	76.7	1415	0.102	204.7
HFE-7100	1500	0.668	10.0×10^{-5}	61.2	1200	0.068	128.8
FC-72	1680	0.814	10.0×10^{-5}	56.6	1100	0.507	93.5
10cSt 硅油	925	16.1	6.0×10^{-5}	> 200	1500	0.14	-
50cSt 硅油	935	18.7	6.0×10^{-5}	> 200	1500	0.15	-
100cSt 硅油	960	36.6	6.0×10^{-5}	> 200	1500	0.16	-

选取了初始半径为 1.34 mm 和 1.92 mm 两种尺寸的液滴，它们的半径一个小于毛细长度（l_c=1.5mm），一个大于毛细长度。记录了液滴在厚度 h = 2.0 mm、表面温度 T_o = 88.4 ℃的 10cSt 液层上蒸发过程中半径的变化情况，如图 2 所示。液滴半径随着蒸发时间的增加而线性减小，线性关系与初始半径的大小无关，这与 Maquet 等人[14]提出的关系式 $R=R_0(1-t/\tau)$ 一致，其中 R_0 是初始半径，τ 是参考时间。这表明本文测量的准确性。

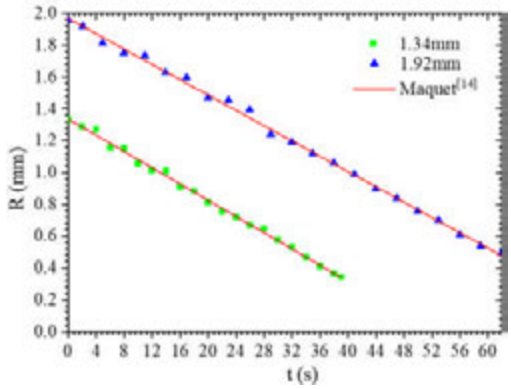


图 2 液滴蒸发过程其半径 R 随时间 t 的变化关系，10 cSt 硅油，T_o = 88.4 ℃，h = 2.0 mm

Fig. 2 Evolution of droplet radius with evaporation, 10 cSt silicone oil, T_o=88.4 ℃, h = 2.0 mm

3 实验结果及分析

当液滴接近加热液层表面时，底部剧烈蒸发，液滴悬浮在其自身蒸发产生的蒸气膜上。由于初速度的存在，液滴会在池表面振荡，这导致了蒸气膜的不稳定。在本实验中，以初始半径 R_0 为 1.49 mm 的乙醇液滴，50 cSt 硅油为例，在过热度ΔT(= T_o–T_{sat}，T_{sat} 为液滴饱和温度)小于 8 K 时，蒸气膜中压力不足以抵抗冲击力，导致液滴仅悬浮 2s 后爆炸。随着池温的升高，蒸发足以使液滴悬浮，蒸气膜削弱了液层热量向液滴的传递并延长了液滴的停留时间。图 3 显示了ΔT = 9.6 K 时液滴的蒸发过程，为了便于从侧面观察液滴，将液层的厚度设置为 15.0 mm，即液层充满整个液池。初始时刻液滴下方的液层形成凹液面，而液滴的形状为扁球形（图 3a）。随着蒸发的进行，液滴变得越来越小，更加接近球形，凹液面的面积变小，凹陷幅度减小（图 3b）。在 t = 33.43 s 时，液滴半径减小为 0.51 mm（图 3c）。当 t = 33.46 s 液滴爆炸，残留物沉积在液层表面（图 3d）。这里将液滴爆炸前瞬间的半径定义为液滴偏离 Leidenfrost 状态时的临界半径，以下简称为临界半径，用符号 R_c 表示。

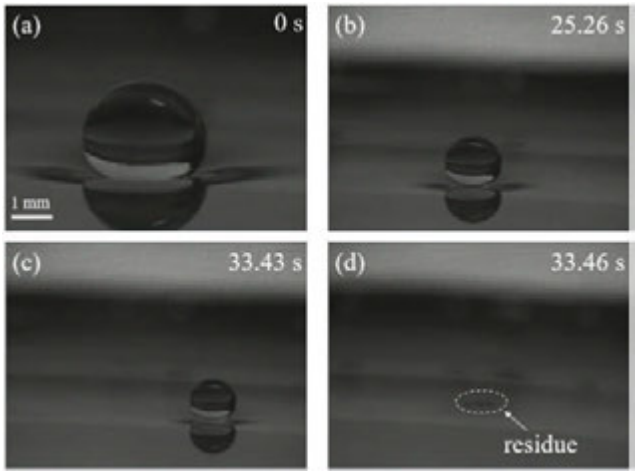


图 3 液滴悬浮时形状及半径的变化，50 cSt 硅油，T_o = 88.4 ℃，R_0 = 1.49 mm，h = 15.0 mm

Fig.3 Evolution of levitated droplet during levitation, 50 cSt silicone oil, T_o = 88.4 ℃, R_0=1.49 mm, h = 2.0 mm

对于其他种类的液滴，如甲醇、正己烷、四氯化碳、HFE-7100 和 FC-72，也观察到了爆炸现象，这里仅显示了爆炸后残留物的状态，如图 4 所示。其中甲醇和乙醇具有相似的物理性质，HFE-7100 和 FC-72 也相似，残留物表现出相同的状态。因此，以下只展示乙醇、HFE-7100、正己烷、四氯化碳的结果，而没有展示甲醇和 FC-72 的结果。为便于观测液滴的行为，尤其是残留物的状态，实验开始前在液体中添加了浓度为 0.1%的苏丹 I 染色剂。乙醇液滴在蒸发末期爆炸后形成的圆形残留物漂浮在液池表面，并继续蒸发，由于乙醇不溶于硅油，两者有明显的分界线（图 4a）。HFE-7100 液滴的残留物也呈圆形（图 4b），与乙醇不同，由于它具有较低的蒸发潜热和更快的蒸发速率，爆炸后很快就从液面上消失。正己烷液滴和四氯化碳液滴的残留物形状不规则，看不到明显的分界线，如图 4（c）和（d）所示，这是因为它们都可溶于硅油。因正己烷的密度小于硅油，爆炸后漂浮在液池表面，而四氯化碳的密度大于硅油，爆炸后缓慢下沉到液池底部。

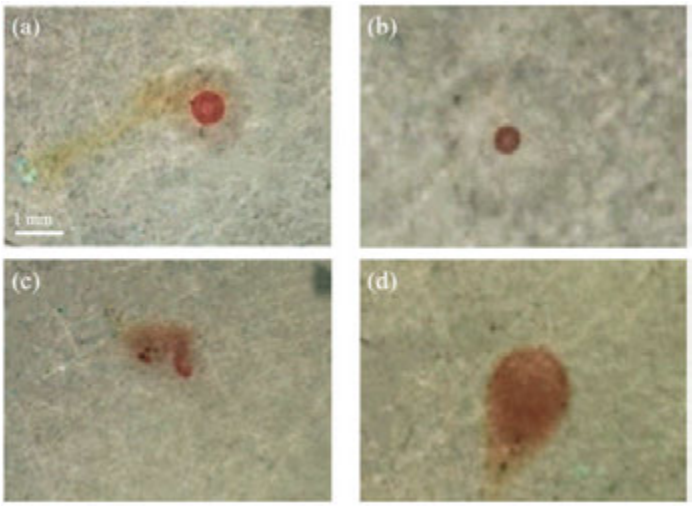


图 4（a）乙醇、（b）HFE-7100、（c）正己烷和（d）四氯化碳液滴在 50cSt 硅油池上爆炸后的状态，h = 15.0 mm，ΔT = 9.6 K

Fig.4 Ethanol (a), HFE-7100 (b), n-hexane (c), and carbon tetrachloride (d) droplets after explosion on 50cSt silicone oil pool with thickness h = 15.0 mm and superheat temperature ΔT = 9.6 K

在下面的分析中，只选择乙醇液滴来测量临界半径，因为它几乎不在液层上移动，有利于用显微镜捕捉它。实验测量了三种粘度的硅油在不同厚度下初始半径为 1.21 mm 的乙醇液滴的临界半径 R_c，此时液层底部加热温度为 96.5 ℃，如图 5（a）所示。可以看到，乙醇液滴的 临界半径 Rc 会随着液层厚度（2.0 mm 至 15.0 mm）的增加而略微增大。可能的原因是过热度随着液层厚度的增加而略有降低，如图 5（b）所示。在过热度较低的情况下，液滴难以悬浮，从而导致 Rc 较高。此外，在给定的加热温度下，低粘度的硅油流动更快，会强化热量的传递，所以过热度随着粘度的降低而增加。因此，高粘度层的表面温度低于低粘度层的表面温度，这也会降低 Rc。

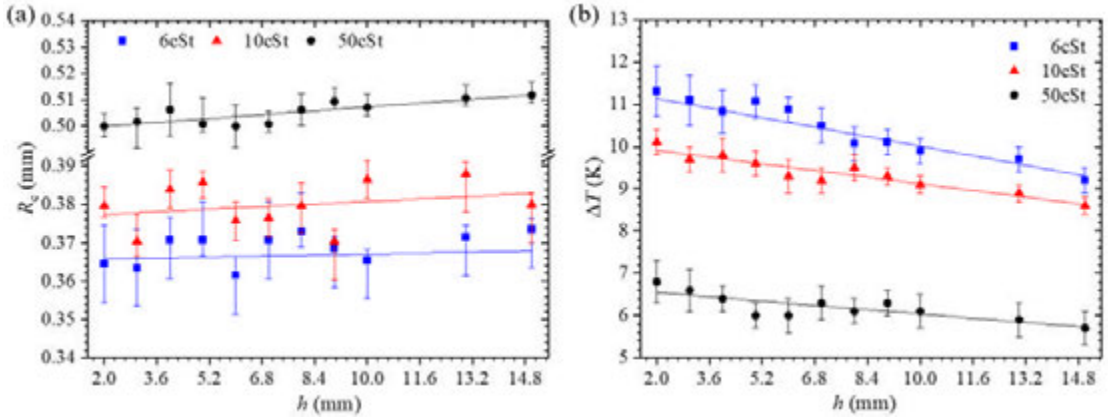


图 5 液层厚度对乙醇液滴（a）R_c 和（b）ΔT 的影响，R_0 = 1.21 mm

Fig.5 The effect of liquid layer thickness on R_c and ΔT for R_0 = 1.21 mm

固定液层厚度为 2.0 mm，通过改变液层的加热温度调节液层的过热度，发现当ΔT < 25 K 时，乙醇液滴的 R_c 随着过热度的增加而减小，但当ΔT 超过 25 K 以后，继续增大ΔT，R_c 几乎不再变化，如图 6（a）所示。以 10 cSt 硅油为例，ΔT 的升高会增加液滴的整体温度，液滴的顶点温度 T_a 也随之增加，如图 6（b）所示。温度的升高加快了液滴的蒸发，蒸气膜的厚度增加，从而使液滴更容易悬浮，所以临界半径减小。当ΔT 超过 25 K 以后，液滴的平均温度升高，而液滴在蒸发末期的温度并没有明显增加，比如，当过热度从 25.5 K 增加到 29.1 K 时，液滴顶点的温度从 72.5 ℃增加到 72.8 ℃度，仅增加了 0.3 ℃，如图 6（b）所示，所以 R_c 变化不大。

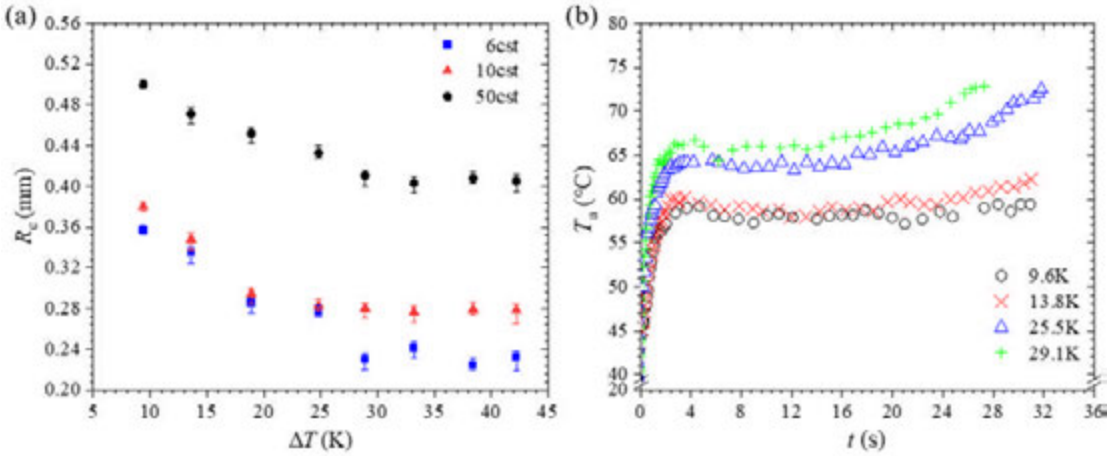


图 6（a）过热度对乙醇液滴 R_c 的影响，（b）10cSt 硅油液层上液滴顶点温度 t_a 随时间的变化, R_0 = 1.21 mm，h = 2.0 mm

Fig.6 The effect of superheating on R_c (a), and the evolution of droplet apex temperature t_a (b) on a 10 cSt silicone oil pool R_0 = 1.21 mm and h = 2.0 mm

图 7（a）显示临界半径 R_c 随乙醇液滴初始半径 R_0 的增加线性增加，6 cSt 硅油液层上 R_0 从 1.04 mm 增大到 1.92 mm 时，R_c 从 0.34 mm 增加到 0.58 mm，增大了近 76 %。相同 R_0

情况下，随着液层粘度的增大，R_c 逐渐增大。当 R_0＞1.7 mm 时，乙醇液滴不能在 50 cSt 硅油上形成 Leidenfrost 状态。在整个悬浮过程中，液滴下表面的温度维持饱和温度，但是上表面的温度低于饱和温度（图 6b）。液滴表面温度的不均匀引起表面张力梯度驱动液滴内形成 Marangoni 对流，该流动在液滴表面从底部流向顶部后经液滴内流回底部，如图 8 所示。这里，以 Ma 数（$Ma = \gamma_T (T_{sat}-T_a)\, d / \mu\alpha$）来衡量 Marangoni 对流的强弱， 其中 d 为液滴直径，$d = 2R_c$。如图 7（b）所示，Ma 数随液滴 R_c 的增大而增大，说明大液滴内 Marangoni 对流更强。Marangoni 对流的流动方向与蒸气逸出的方向一致，可加速蒸气的流出，从而减薄了蒸气膜的厚度，不利于液滴悬浮。这就解释了临界半径 R_c 随初始半径 R_0 的增加而增加的原因，这也是初始半径较大的液滴难以实现 Leidenfrost 现象的原因之一。

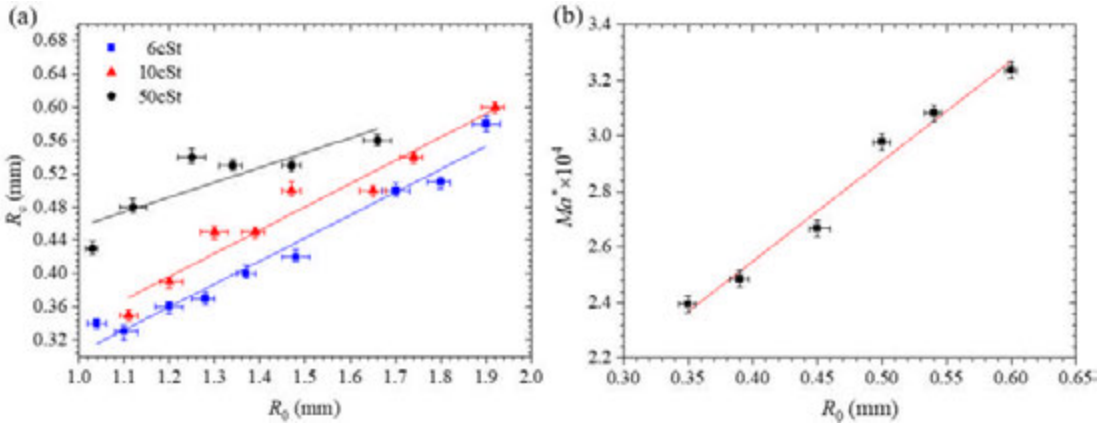


图 7（a）乙醇液滴 R_c 随 R_0 的变化，（b）10cSt 硅油层上乙醇液滴在 R_c 时 Ma 数，$\Delta T = 9.6$ K，$h = 2.0$ mm

Fig.7 R_c versus R_0 of ethanol droplet (a), and Marangoni number of ethanol droplets on 10cSt silicone oil layer at R_c (b) $\Delta T = 9.6$ K and $h = 2.0$ mm

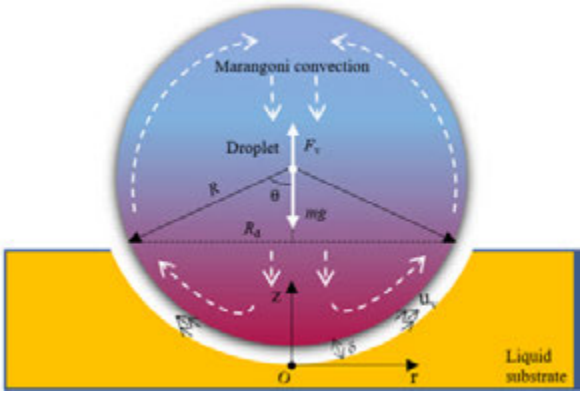


图 8 液层上 Leidenfrost 液滴内 Marangoni 对流及液滴受力示意图

Fig.8 Schematic diagram of Marangoni convection in Leidenfrost droplet and droplet forces on the liquid layer

当蒸汽膜内的浮力无法平衡液滴的重力时，液滴会立即与液层接触并发生爆炸。保持液滴悬浮所需的最小蒸汽膜厚度称为临界蒸汽膜厚度δc。由于实验测量液层上 Leidenfrost 液滴下气膜厚度十分困难，以下通过理论分析气膜的厚度。如图 8 所示，蒸气膜提供的垂

直方向的升力与液滴的重力相平衡，在油表面，液滴的重力等于油表面张力的垂直分量。采用润滑理论并假设：(i)液滴底部具有均匀的蒸发速率，(ii)dP/dr 与 z 方向无关，(iii)蒸气膜流动和传热均为稳态和轴对称，流动为层流，(iv)蒸气膜的厚度均匀。简化的 Navier-Stokes 方程为[23]：

$$\frac{d^2u_v}{dz^2}=\frac{1}{\mu}\frac{dP}{dr} \tag{1}$$

底部界面为无滑移边界条件，顶部界面为 Marangoni 应力条件：

$$\begin{cases} u_v=0, z=0 \\ \mu\dfrac{du_v}{dz}=\dfrac{d\sigma}{dr}, z=\delta \end{cases} \tag{2}$$

求解以上方程，得到蒸气的速度分布 u_v：

$$u_v=\frac{1}{2\mu}\left(\frac{dP}{dr}\right)z^2+\frac{1}{\mu}\left(\frac{d\sigma}{dr}-\delta\frac{dP}{dr}\right)z \tag{3}$$

蒸气的平均速度 u_{ave} 为：

$$u_{ave}=\frac{1}{\delta}\int_0^{\delta}u_v dz=-\frac{\delta^2}{3\mu}\frac{dP}{dr}+\frac{\delta}{2\mu}\gamma_T\frac{dT}{dr} \tag{4}$$

其中 γ_T 是表面张力的温度系数 $d\sigma/dT$。液滴底部蒸发产生的体积流量 $q_{v,b}$ 为[24]：

$$q_{v,b}=2\pi\delta u_{ave}R\sin\theta \tag{5}$$

总体积流量 q_v 和液滴底部蒸发体积流量 $q_{v,b}$ 之间的关系为：

$$q_v=q_{v,b}\left(\frac{R}{R_d}\right)^2=\frac{2\pi R}{\sin\theta}\left(-\frac{\delta^3}{3\mu}\frac{dP}{dr}+\frac{\delta^2}{2\mu}\gamma_T\frac{dT}{dr}\right) \tag{6}$$

其中 R_d 是液滴与液层表面的最大“接触”半径，θ是蒸气层的边缘位置角度。考虑到液滴边缘处于大气压力下，即 $r=R_d$，$P=P_a$，其中 P_a 是大气压力，可以得出蒸气膜中的压力分布为：

$$P_{(r)}-P_a=\left(\frac{3\gamma_T}{2\delta}\frac{dT}{dr}-\frac{3\mu q_v\sin\theta}{2\pi R\delta^3}\right)\left(r-R_d\right) \tag{7}$$

对方程（7）进行积分可以得到蒸气膜中的垂直分力 F_v，

$$F_v=\int_0^{R_d}2\pi r\left(P_{(r)}-P_a\right)dr=\frac{\mu R^2\sin^4\theta q_v}{2\delta^3}-\frac{R^3\pi\gamma_T\sin^3\theta}{2\delta}\frac{dT}{dr} \tag{8}$$

方程（8）右边的第一项是蒸气膜中的压力，第二项是液滴表面的 Marangoni 力，这里可见，Marangoni 效应的存在会削弱蒸气压力的影响。

液滴蒸发所需的热量通过蒸气膜的热传导提供[25]：

$$-\lambda_v \frac{dT}{dz} S_b = -\rho_v q_v L \tag{9}$$

其中 λ_v 是蒸汽的导热系数，ρ_v 是蒸气的密度，L 是液滴的蒸发潜热。

蒸气膜的上表面处于液滴的饱和温度，下表面与液层表面接触：

$$\begin{cases} T = T_o, z = 0 \\ T = T_{sat}, z = \delta \end{cases} \tag{10}$$

联立方程（9）和（10）计算出 q_v，并带入到方程（8）中可得：

$$F_v = \frac{\pi \mu R^4 \sin^4\theta (1-\cos\theta) \lambda_v \Delta T}{\rho_v L \delta^4} - \frac{\pi R^3 \gamma_T \sin^3\theta}{2\delta} \frac{dT}{dr} \tag{11}$$

其中的θ 可以从液层表面毛细力的垂直分力与液滴重力之间的平衡得到：

$$2\pi\sigma_0 R \sin^2\theta = \frac{4\pi}{3} R^3 \rho_l g \tag{12}$$

首先可通过公式 (9) 计算通过蒸汽层的热传导，该热传导用于提供液滴的蒸发。然后，以初始半径为 1.21 毫米的液滴为例，通过$\rho_v q_v / S_b$ 计算蒸发速率，如图 9 所示。图 9 显示，理论计算的蒸发速率略低于实验值，平均误差约为 9.8%，这验证了理论模型的准确性。液滴的蒸发会在其周围的空气中产生饱和蒸气，而液池会同时加热其上方的空气，即液滴周围的空气会形成自然对流，这会加快饱和蒸气的离开，从而引起液滴的蒸发更快[15]，这就导致理论计算比实验值略低。

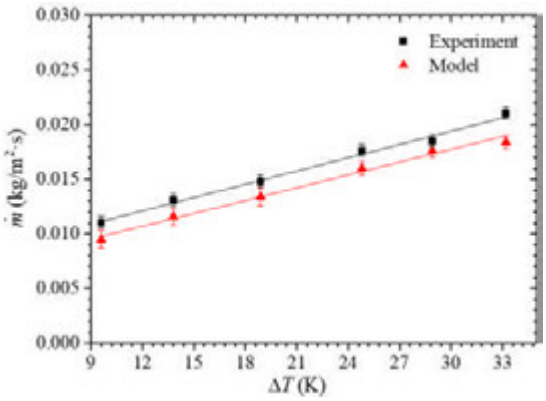


图 9 理论计算的蒸发速率与实验结果对比，R_0 = 1.21 mm

Fig.9 Calculated evaporation rate versus experimental results R_0 = 1.21 mm

蒸气膜的厚度可以通过 $F_v = 4\pi R^3 \rho_l g / 3$ 求得，如图 10 所示。蒸气膜的厚度在最初的 2 秒内迅速增加，然后逐渐减小。这是因为液滴释放后温度迅速上升（图 7a），其蒸发速率增

加，液滴表面温度梯度减小。根据等式（11）可得，最初时刻液滴半径的减小和 Marangoni 效应的减弱共同导致蒸气膜厚度δ 的增大。当液滴温度进入准稳态阶段，δ主要取决于液滴的几何尺寸。过热度对蒸气膜的厚度也有显著影响，更大的过热度不仅会使最初气膜增加的速率和幅度更大，且之后δ 减小的速率也明显增加，蒸气膜的平均厚度也相应地增大。这是因为液滴温度更高蒸发更快，液滴半径也迅速减小。但当液滴偏离 Leidenfrost 状态，即达到临界半径时，不同过热度下蒸气膜的厚度几乎相等。这也从蒸气膜的角度解释了为什么大于 25K 的过热度不再影响 R_c。

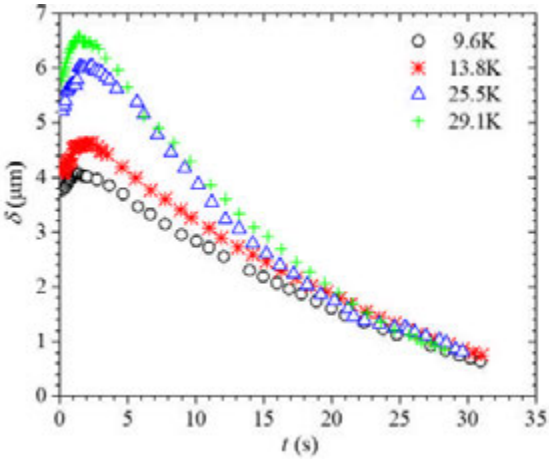


图 10 蒸气膜厚度δ 随时间的变化，$\Delta T = 9.6$ K，$R_0 = 1.21$ mm

Fig.10 Evolution of vapor layer thickness δ during evaporation $\Delta T = 9.6$ K，$R_0 = 1.21$ mm

图 11 显示，临界蒸气膜厚度δ_c 随初始半径的增大而增大。在蒸发的最后阶段，蒸气膜厚度约为 1 μm 或更薄，这与 Lyu 等人[22]的实验结果相吻合。在如此薄的蒸气膜下，范德华力成为主导[13, 26]，导致液滴与液池表面接触，液滴因此爆炸，进而偏离 Leidenfrost 状态。因此，Leidenfrost 液滴存在一个临界尺寸，该尺寸与 Leidenfrost 液滴可以悬浮的最薄蒸气膜相对应。当蒸气层达到临界厚度时，液滴就无法悬浮，换言之，低于临界尺寸的 Leidenfrost 液滴无法继续维持 Leidenfrost 状态。

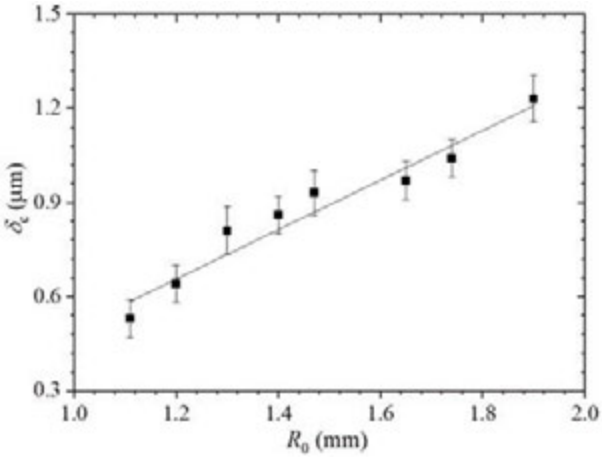


图 11 $R_0 = 1.21$ mm 的液滴蒸气膜厚度与初始半径的关系，$\Delta T = 9.6$ K

Fig.11 The critical thickness of vapor film versus droplet initial radius at $\Delta T = 9.6$ K

4 结论

研究了加热硅油池上悬浮液滴偏离 Leidenfrost 状态时的临界半径与初始半径的关系，以及硅油池的温度和厚度分别对液滴临界半径产生的影响，记录了液滴悬浮过程中顶部温度的变化趋势。观察了液滴悬浮时和爆炸后沉积在液池上残留物的状态。得到以下结论：

（1）Leidenfrost 液滴不能完全蒸发，当其蒸发到临界半径时会爆炸，爆炸后的残留物会根据液滴性质不同以不同形状漂浮或沉入池中继续蒸发。

（2）在过热度小于 25 K 时，临界半径随过热度增加而减小，当过热度大于 25 K 后，临界半径不再变化，增大过热度会使液滴悬浮时的平均温度更高且蒸气膜更厚，但液滴偏离 Leidenfrost 状态时的液滴温度和蒸气膜厚度不随过热度变化而变化。并且液滴温度随时间的变化分为三个阶段：上升、稳定、再上升。

（3）液滴的临界半径会随着初始半径的增大而增大，在 6 cSt 硅油池上初始半径增大 0.9 mm 时，临界半径增大近 75 %。临界半径越大的液滴 *Ma* 数越大，液滴表面 Marangoni 效应越强。

（4）蒸气膜是影响 Leidenfrost 液滴悬浮的重要因素，当蒸气膜厚度约为 1 μm 或更薄时范德华力成为主导，导致液滴与液层接触从而偏离了 Leidenfrost 状态。并且初始半径越大的液滴偏离 Leidenfrost 状态时的蒸气膜厚度也越大。

参考文献：

[1] Dhir V K. Boiling heat transfer[J]. Annual review of fluid mechanics, 1998,30(1):365-401.

[2] Hashmi A, Xu Y, Coder B, et al. Leidenfrost levitation: beyond droplets[J]. Scientific Reports, 2012,2(1):797.

[3] 蔡畅，刘红，奚溪，等. 高温壁面上静止液滴的Leidenfrost温度模型研究[J]. 工程热物理学报, 2021,42(3):732-739.

[4] 梁刚涛，牟兴森，郭亚丽，等. 液滴冲击加热壁面沸腾现象特征分析[J]. 化工学报, 2016,67(6):2211-2217.

[5] Mrinal M, Wang X, Luo C. Self-Rotation-Induced Propulsion of a Leidenfrost Drop on a Ratchet[J]. Langmuir, 2017,33(25):6307-6313.

[6] Davanlou A, Kumar R. Thermally induced collision of droplets in an immiscible outer fluid[J]. Scientific Reports, 2015,5(1):9531.

[7] Dodd L E, Agrawal P, Parnell M T, et al. Low-Friction Self-Centering Droplet Propulsion and Transport Using a Leidenfrost Herringbone-Ratchet Structure[J]. Physical Review Applied, 2019,11(3):34063.

[8] Luo C, Mrinal M, Wang X. Self-propulsion of Leidenfrost Drops between Non-Parallel Structures[J]. Scientific Reports, 2017,7(1):12018.

[9] Abdelaziz R, Disci-Zayed D, Hedayati M K, et al. Green chemistry and nanofabrication in a levitated Leidenfrost drop[J]. Nature Communications, 2013,4(1):2400.

[10] Schwenzer B. Leidenfrost drops prove to be versatile nanoreactors[J]. MRS Bulletin, 2014,39(1):7.

[11] Snezhko A, Ben Jacob E, S Aranson I. Pulsating‐gliding transition in the dynamics of levitating liquid nitrogen droplets[J]. New Journal of Physics, 2008,10(4):43034.

[12] Kim H, Lee Y H, Cho H. Levitation Time Measurement of Water Drops on the Surface of Liquid Nitrogen[J]. Journal of the Korean Physical Society, 2011,58(6):1628-1632.

[13] Davanlou A. The Role of Liquid Properties on Lifetime of Levitated Droplets[J]. Langmuir,

2016,32(38):9736-9742.

[14] Maquet L, Sobac B, Darbois-Texier B, et al. Leidenfrost drops on a heated liquid pool[J]. Physical Review Fluids, 2016,1(5):53902.

[15] Mogilevskiy E. Levitation of a nonboiling droplet over hot liquid bath[J]. Physics of Fluids, 2020,32(1):12114.

[16] Matsumoto R, Hasegawa K. Self-propelled Leidenfrost droplets on a heated glycerol pool[J]. Scientific Reports, 2021,11(1):3954.

[17] Janssens S D, Koizumi S, Fried E. Behavior of self-propelled acetone droplets in a Leidenfrost state on liquid substrates[J]. Physics of Fluids, 2017,29(3):32103.

[18] Shahriari A, Ozkan O, Bahadur V. Electrostatic Suppression of the Leidenfrost State on Liquid Substrates[J]. Langmuir, 2017,33(46):13207-13213.

[19] Sobac B, Maquet L, Duchesne A, et al. Self-induced flows enhance the levitation of Leidenfrost drops on liquid baths[J]. Physical Review Fluids, 2020,5(6):62701.

[20] Qiao L, Zeng Z, Xie H, et al. Modeling Leidenfrost drops over heated liquid substrates[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019,128:1296-1306.

[21] Van Limbeek M A J, Sobac B, Rednikov A, et al. Asymptotic theory for a Leidenfrost drop on a liquid pool[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2019,863:1157-1189.

[22] Lyu S, Mathai V, Wang Y, et al. Final fate of a Leidenfrost droplet: Explosion or takeoff[J]. Science Advances, 2019,5(5):eaav8081.

[23] Munson B R, Okiishi T H, Huebsch W W, et al. Fluid mechanics[M]. Singapore: Wiley, 2013: 352.

[24] Biance A, Clanet C, QuereD. Leidenfrost drops[J]. Physics of Fluids, 2003,15(6):1632.

[25] Quéré D. Leidenfrost Dynamics[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2013,45:197-215.

[26] Davanlou A, Kumar R. Counter-current motion of a droplet levitated on a liquid film undergoing Marangoni convection[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2015,89:345-352.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：14xxxx

不同比例 R245fa/R600 非共沸工质在螺旋管内冷凝换热特性的模拟研究

吴琪琪，杨龙滨*，李嘉奇，黄超，薛铠泷，楚圣韬，陈奎，何海峰，刘鑫

（哈尔滨工程大学青岛创新发展基地，青岛 266400）

(Tel:13752088022, Email:qq13752088022@126.com)

摘要：为了获得 R245fa/R600 非共沸混合工质在螺旋管内的流动冷凝特性。本文通过建立物理模型和数学模型，对不同组成比的 R245fa/R600 混合气的流动冷凝特性进行了研究，并对模型进行了验证。分析了 R245fa/R600 在 0/1、0.25/0.75、0.5/0.5、0.75/0.25 和 1/0 五种组分配比下对螺旋管内速度和温度分布、气液相分布和冷凝换热的影响。结果表明，螺旋管的液膜主要形成在外部，中心以下较厚，混合工质的传热阻力因附加气体边界层的存在而增大，平均换热系数小于纯工质。

关键词：气液两相流；凝结换热；数值模拟。

0 前言

近年来，积极应对气候变化、发展低碳经济已成为国际社会的普遍共识，全球可再生能源开发利用规模不断扩大[1]。作为一种新的海洋能源，海洋热能作为一种可再生能源具有很大的发展潜力。将非共沸制冷剂与 ORC 循环发电技术相结合，利用海底热液温差能，具有较高的研究价值和实际应用价值。然而，组份比对非共沸制冷剂性能的影响尚不清楚，研究组份比对非共沸制冷剂冷凝特性的影响有助于进一步了解。

与纯制冷剂的冷凝换热相比，非共沸制冷剂的冷凝换热过程更为复杂。国内外学者对非共沸制冷剂的冷凝换热机理进行了大量的实验研究和理论分析。Tiago 等人对 R600a/R290 和 R600a/R1270 混合物的换热系数和 R134a 在水平光滑内径 9.43 mm 流道中的对流凝结进行了实验研究。研究发现，碳氢化合物的传热系数较高[2]。Shamirzaev 等人发现，在单边冷却的水平微通道冷凝器中，R32/R134a 二元混合物的流动冷凝过程中，传热系数对逸出组分 R32 的浓度的依赖性很低[3]。通过实验研究，Azzolin 等人发现 R32/R1234ze(E)和 R455A 的换热系数可以通过改变初始组成比来增加[4,5]。基于 Nusselt 理论，张永欣等对不同质量比的 R134a/R245fa 在不同条件下的冷凝换热特性进行了研究，发现组分比是影响冷凝特性的关键因素[6]。Weihua Cai 和 Shulei Li 等人对螺旋管内混合物在静态和动态条件下的冷凝换热进行了深入的研究，但缺乏对不同组成混合物的冷凝换热特性的研究[7-9]。

目前，对非共沸制冷剂的研究大多集中在水平光滑管内，而螺旋管由于其特殊的结

构特点，会在管内产生二次涡流，可以有效地提高换热效率，在实际换热器中经常使用。本文利用 CFD 软件对 R245fa/R600a 混合工质在螺旋管内的冷凝特性进行了研究，讨论了不同组成比对非共沸混合工质在螺旋管内冷凝性能的影响，为非共沸工质的实际应用提供了指导。

1 数学与物理模型

1.1 物理模型

制冷剂的选择和研究一般从环保、安全和热循环特性三个方面考虑。氢氟碳氢化合物、碳氢化合物和碳氢化合物及其卤代烃作为新型替代制冷剂，具有良好的环保性、耐腐蚀性、不燃性和低毒等特点。在热力循环特性方面，根据饱和温度熵气斜率，选择干制冷剂 R600 和等熵制冷剂 R245fa 的混合物作为研究对象[10,11]。

进汽速度 10m/s，进汽干度 1，工质饱和温度 298K，管道内壁温度 278K，重力加速度 9.8N/kg。工质的物理参数是从 REFPROP 软件获得的[12]。研究中采用了以下假设：(1)工质的热物性是恒定的；(2)换热壁是完全光滑的；(3)气液界面接近饱和温度。

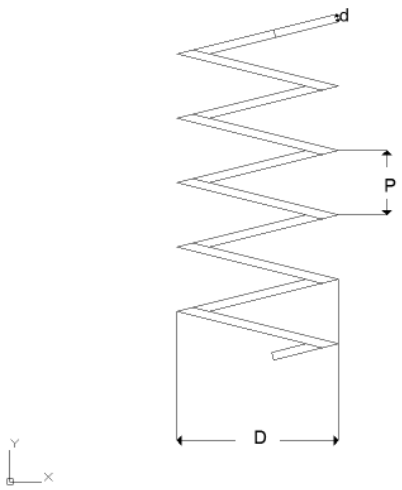


图 1 螺旋管物理模型

几何模型如图 1 所示，其中螺旋管的螺旋直径 D 为 165 mm，螺旋管的进出口直径 d 为 12 mm，螺旋管的节距 P 为 30 mm。

1.2 数学模型

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k)+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]+G_k+G_b-\rho\varepsilon-Y_M+S_k$$

$$\frac{\partial}{t}(\rho\varepsilon)+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\varepsilon u_j)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right]+\rho C_1 S\varepsilon-\rho C_2\frac{\varepsilon^2}{k+\sqrt{\nu\varepsilon}}+C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}C_{3\varepsilon}G_b+S_\varepsilon \quad (1)$$

$$C_1=\max\left[0.43,\frac{\eta}{\eta+5}\right],\eta=S\frac{k}{\varepsilon},S=\sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$$

Realizable k-ε 方程中，G_k 代表由于平均速度梯度而产生的湍流动能，G_b 是由于浮力产生的湍流动能，Y_M 代表可压缩湍流中波动膨胀对总耗散率的贡献。C_2 和 $C_{1\varepsilon}$ 是常数。

σ_k 和 σ_ε 分别是和的湍流普朗特数。S_k 和 S_ε 是定义的源。

$$\frac{1}{\rho_q}\left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\alpha_q\rho_q\right)+\nabla\cdot\left(\alpha_q\rho_q\vec{v}_q\right)=S_{\alpha_q}+\sum_{p=1}^{n}\left(\dot{m}_{pq}-\dot{m}_{qp}\right)\right] \tag{2}$$

VOF 模型方程中 $\dot{m}_{qp}$ 是相间 q 到 p 的质量传递，$\dot{m}_{pq}$ 是相间 p 到 q 的质量传递。一般情况下，等式右侧的源项 S_{α_q} 为零。

$$\begin{aligned} F_{vol} &= \sigma_{ij}\frac{\rho k_i\nabla\alpha_i}{\frac{1}{2}\left(\rho_i+\rho_j\right)} \\ \rho &= \sum\alpha_q\rho_q \end{aligned} \tag{3}$$

该方程为 CSF 表面张力模型方程。

$$\begin{cases} S_L=-S_V=r\alpha_v\rho_v\dfrac{T_{sat}-T}{T_{sat}}，\ T<T_{sat} \\ S_V=-S_L=r\alpha_v\rho_v\dfrac{T-T_{sat}}{T_{sat}},T>T_{sat} \end{cases} \tag{4}$$

Lee 模型中 α 为相体积分数，ρ 为密度，Lee 模型的局限性在于传质系数 r 的取值受到网格数量、几何尺寸、模拟工况等条件的影响，r 的取值越大相界面越接近饱和温度， 越符合模型假设，但 r 的取值过大会使计算发散，其最佳值强烈依赖于所研究的特定问题。

采用 VOF 多相流模型、CSF 型连续表面张力模型、Realizable k-ε 湍流模型和 Lee 冷凝相变传质模型进行数值模拟。在 Lee 模型中，相变速率 r 更接近于气-液界面的饱和温度，但过量的 r 会导致计算发散，且 r 的最佳值与所解决的具体问题密切相关。有机工质的冷凝一般选择在 10^3-10^6 的范围内[13]。在本文中，r 为 17000s^{-1}。螺旋管入口定义为速度入口边界条件，螺旋管出口定义为压力出口边界条件，壁面边界条件定义为第一类边界条件。

1.3 网格独立性验证

在对几何模型进行分块后，采用多层方法进行网格划分，并在壁面附近进行边界层网格划分。图 2 显示了螺旋管的网格划分结果。设定蒸汽进口流量 5m/s，以 R245fa 为工质，用 5 种网格数(8×10^5、9.7×10^5、1.2×10^6、1.4×10^6、1.6×10^6)验证网格独立性。如图 3 所示，当网格数大于 1.2×10^6 时，总换热系数变化率小于 5%。综合考虑计算成本和计算精度，采用 1.2×10^6 的网格数进行求解。

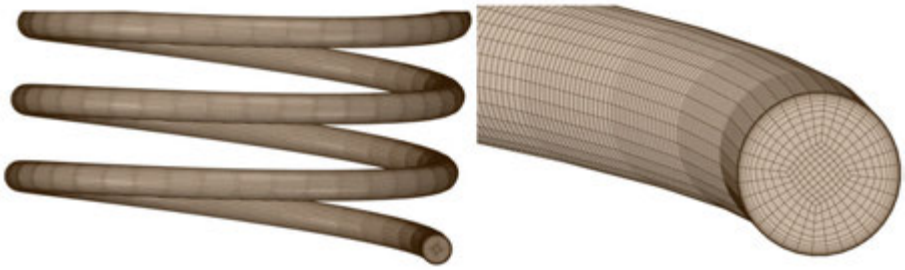


图 2 螺旋管整体及局部网格划分

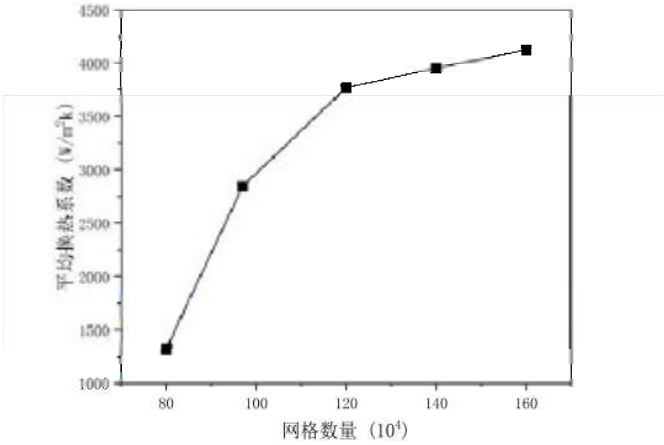


图 3 网格独立性验证

为保证数值模拟方法的可靠性，采用与文献[14]相同的五种工况(进口流体速度 1.399m/s、1.908m/s、2.376m/s、2.756m/s、3.591m/s)和物理模型(内径 8 mm、螺距 20 mm、螺距 110 mm)对管内冷凝换热过程进行了模拟。如图 4 所示，与实验数据相比，模拟数据的换热系数误差均小于 8%。可以认为误差在允许的范围内，仿真结果是可信的。

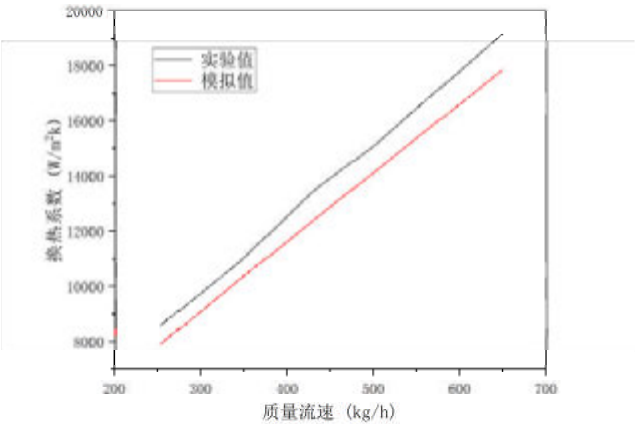


图 4 模拟可靠性验证

2 结果分析及讨论

2.1 速度分布特性与温度特性

速度分布云图是一张图表或图像。它提供了管道中流体运动的直观表示。在速度分布云图中，流体在不同位置的速度由颜色或密度的变化表示。通过观察速度分布云图，可以得到不同位置流体速度的大小和分布、流体在螺旋管内的流动路径、可能出现的速度梯度和旋涡等动态现象。通过对速度分布云图的分析，可以深入了解流体在管道中的行为特征，优化设备设计和流体传输系统，提高能量传递效率和流体运动性能。

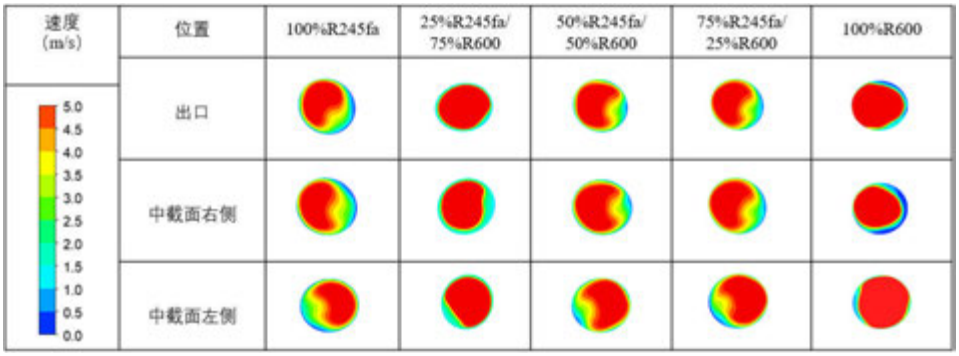


图 5 混合工质在不同组分比例下螺旋管出口与中间截面速度分布云图

图 5 是螺旋管中间段和出口段的速度分布云图。速度分布云图显示了螺旋管中间段和出口段的流体速度分布。速度分布云图显示了螺旋管中间段和出口段的流体速度分布。这种速度分布的形成可以由以下因素综合分析：首先，螺旋管中的流体受到离心力和重力的影响。由于螺旋管的几何结构和流体的旋转运动，离心力会在气相和液体之间产生不同的轴向速度。同时，重力对液体的影响使其趋于下沉。其次，气液两相之间存在相互作用力，如剪切力。在气液界面附近，气液两相的相互作用导致气相速度梯度较大，而液体速度梯度较小。这是因为相互作用力通过液、气两相之间的相互作用使液相速度缓慢下降，而气相速度受相互作用的影响较小。此外，R245fa 制冷剂比例的变化也可能对速度分布云图产生影响。随着 R245fa 工质比例的降低，流体中 R245fa 的含量减少，从而可能导致流体整体性质的变化。这可能会略微改变速度梯度，但总体趋势不变，即气相的速度大于液体的速度。因此，螺旋管内速度分布云图的形成是离心力、重力和气液两相相互作用共同作用的结果。这些因素使得不同位置的速度梯度不同，表现出丰富的流体动力学行为。

同样，温度分布云图提供了管道中流体的传热过程的直观表示。通过观察温度分布云图，可以得到不同位置的流体温度、温度的空间分布特征、可能的温度梯度和热流路径等。通过对温度分布云图的分析，可以深入了解螺旋管内流体的换热特性，优化换热设备的设计和工艺参数，提高系统的能效和系统性能。

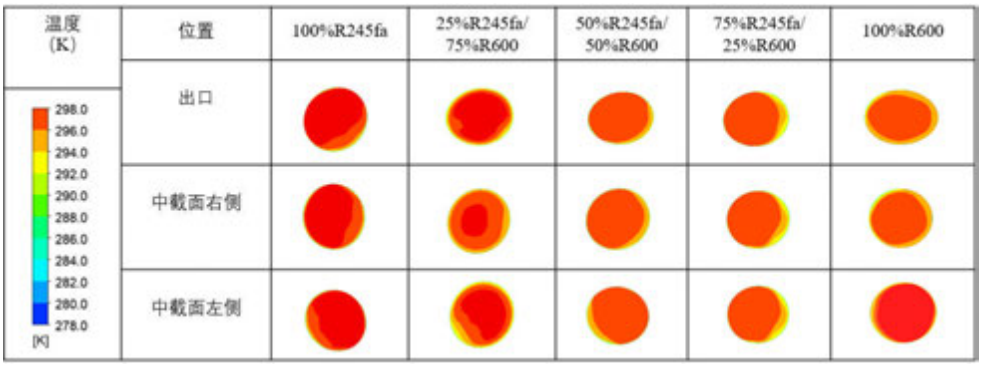


图 6 混合工质在不同组分比例下螺旋管出口与中间截面温度分布云图

图 6 显示了螺旋管中间段和出口段的温度分布云图。与速度分布云图类似，螺旋管中的流体受到离心力和重力的影响。由于螺旋管的几何结构和流体的旋转运动，离心力会在气相和液体之间产生不同的轴向速度。这使得大多数气相流体在流动过程中与螺旋管外壁和冷凝液接触，在恒温管壁的作用下，冷凝液温度显著下降。同时，液体在重力的作用下往往会下沉。凝结的液体与恒温管壁接触形成液膜，气液界面上的液、气相温度随着换热而不断降低。由于大多数气相工质在流动过程中不与冷壁接触，气相体内的温度变化较小，其温度保持相对稳定。液体具有较大的导热系数和较低的热阻，导致液体中的温度梯度较大。随着 R245fa 工质比例的降低，液、气两相之间的相互作用发生变化，从而影响温度分布云图。液体的导热系数较大，与恒温管壁的距离较近，使液体的温度分布更加均匀。然而，气相体的温度变化仍然很小，但界面附近的气相温度将慢慢接近恒温管壁的温度。

总之，螺旋管内流体速度和温度分布云图的形成是离心力、重力和气液两相相互作用的结果。此外，R245fa 制冷剂比例的变化也可能对速度和温度分布产生影响。

2.2 气液相分布特性

与速度和温度分布云图相比，气液两相分布云图显示了液膜的形成及其对流体流动的影响。通过观察云图，我们可以了解气液两相的不均匀分布和液膜形状的变化，这对于研究混合物的传热特性和流体流动行为具有重要意义。

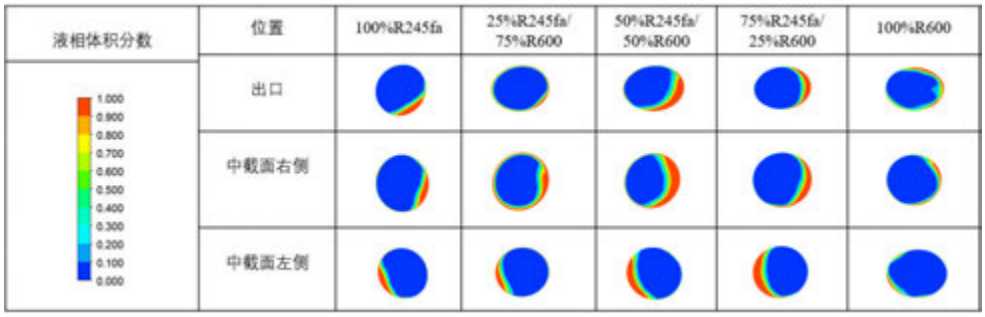


图 7 混合工质在不同组分比例下螺旋管出口与中间截面气液相分布云图

液膜形状的变化是流体流动的直观特征，有助于解释换热特性。图 7 显示了螺旋管中间段和出口段的气液相分布。进入螺旋管的混合物与低温壁面接触后迅速冷凝，在较

低温度下形成液体。由于重力和离心力的影响，凝结的液体分布在管段轴线的右下或左下。与速度和温度分布的云图对比可以看到，由于液膜的形成，壁面上的速度和温度明显降低，并且在气液界面形成了明显的梯度。速度分布、温度分布与液膜分布相互印证。同时，混合工质产生的液膜厚度明显大于纯工质产生的液膜厚度。这是因为混合物由两种沸点不同、挥发性不同的工质组成。当混合物中的蒸汽凝结时，挥发性较低的组分首先被冷凝，因此它在气液界面上迅速聚集。同时，高挥发性组分在气液界面形成气层，并在流体流动过程中继续凝聚。因此，混合物产生的液膜较厚。

总之，液膜的形态变化是流体流动的一个重要特征，在换热过程中起着关键作用。在螺旋管中，混合物冷凝形成的液膜会引起速度和温度分布的变化。混合物的组成和挥发度的不同进一步影响了液膜的形态和换热性能。通过对速度分布云图、温度分布云图和气液相分布云图的分析，可以相互印证，揭示螺旋管内流体流动和换热的复杂过程。

2.3 冷凝换热性能

与速度和温度分布云图相比，气液两相分布云图显示了液膜的形成及其对流体流动的影响。通过观察云图，我们可以了解气液两相的不均匀分布和液膜形状的变化，这对于研究混合物的传热特性和流体流动行为具有重要意义。

图 8 显示了不同混合物组成下螺旋管内平均换热系数的变化趋势。从图中可以明显看出，混合工质的总换热系数小于纯工质的总换热系数。这是因为在纯流体中，蒸汽与管壁之间的热阻主要由冷凝膜的传导阻力决定。然而，在二元或更高的非共沸混合物的冷凝过程中，有两个因素可以有效地降低换热速率。首先，当蒸汽转化为液体时，平衡相的浓度会发生非线性变化。平衡相浓度的变化导致平衡温度的变化，而平衡温度的变化又导致冷凝温度不恒定。因此，在整个冷凝过程中，冷凝的驱动温度会降低，从而降低换热速率。其次，非共沸混合物的组成具有不同的饱和温度和气相到液相的传质速率。这意味着在冷凝过程中，混合物的成分不会同时达到饱和并形成液体。挥发度低的组分更容易凝结，而挥发度高的组分更难凝结，因此高挥发性组分的浓度梯度会在气相中形成，相当于增加了一个气体边界层，增加了传热传质的阻力。这种浓度梯度和气液两相之间附加的热质传递阻力的状态也称为非平衡状态。非平衡态引起的传热传质阻力限制了冷凝过程中的传热传质速率。

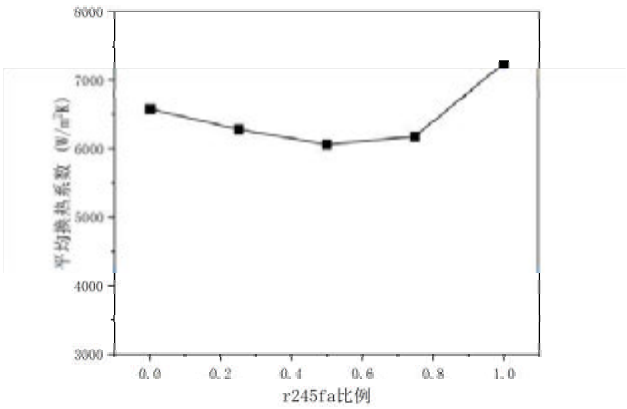


图 8 不同 R245fa 组分比例下螺旋管平均换热系数

总而言之，混合物中平衡条件的改变和附加传质阻力的增加降低了总的传热率。这解释了混合工质的平均换热系数比纯工质的平均换热系数小的原因。混合物的性质，包括组成的差异和非平衡态的存在，对传热过程有很大的影响。为了优化换热器的换热效率，需要在换热器的设计和运行中考虑这些因素。

3 结论

基于 VOF 多相流模型和 Lee 冷凝传质模型，研究了非共沸混合工质 R245fa/R600 对不同组成螺旋管内流动冷凝特性的影响。结论如下：

1）在螺旋管内的流体中，混合物受到离心力、重力和气液相互作用的影响，导致速度分布和温度分布不均匀。冷凝现象发生在螺旋管内的气液界面附近，挥发度低的组分更容易在气液界面处凝结形成液膜。液膜的形成导致了壁面流体速度的降低和气液界面速度梯度的形成。温度分布云图显示，温度梯度主要出现在液膜形成的位置。

2）混合工质的总换热系数小于纯工质的总换热系数，这是由于多种因素对非共沸混合物冷凝过程的影响所致。首先，当混合物中的蒸汽转化为液体时，平衡相的浓度发生了非线性变化，这导致了由于不稳定的冷凝温度而导致的换热速率的降低。其次，混合物组分具有不同的饱和温度和传质速率，这使得挥发度较低的组分更容易冷凝，在气相和液体之间形成浓度梯度，从而增加了热质传递的阻力。

参考文献

[1] 张继生, 唐子豪, 钱方舒, 海洋温差能发展现状与关键科技问题研究综述. 河海大学学报(自然科学版), 2019. 47(01): p. 55-64.

Zhang Jisheng, Tang Zihao, and Qian Fangshu, Review on the development status and key scientific and technological problems of ocean thermoenergy. Journal of Hehai University (Natural Science Edition), 2019.47 (01): p.55-64.

[2] Moreira, T.A., Z.H. Ayub, and G. Ribatski, Convective condensation of R600a, R290, R1270 and their zeotropic binary mixtures in horizontal tubes. International Journal of Refrigeration, 2021. 130: p. 27-43.

[3] Shamirzaev, A.S. and V.V. Kuznetsov, An experimental study of flow condensation with non-azeotropic refrigerant mixtures of R32/R134a in microchannels. Journal of Physics: Conference Series, 2020. 1677(1).

[4] Azzolin, M., et al., Heat transfer degradation during condensation of non-azeotropic mixtures. Journal of Physics: Conference Series, 2017. 923.

[5] Azzolin, M. and S. Bortolin, Condensation and flow boiling heat transfer of a HFO/HFC binary mixture inside a minichannel. International Journal of Thermal Sciences, 2021. 159.

[6] 张永欣等, 非共沸工质 R134a/R245fa 的管内冷凝换热特性研究. 工程热物理学报, 2020. 41(03): p. 661-667.

Zhang Yongxin et al., study on condensation heat transfer characteristics of non-azeotropic refrigerant R134a/R245fa in tube. Journal of Engineering Thermophysics, 2020. 41 (03): P. 661-667.

[7] Li, S., et al., Numerical study on condensation heat transfer and pressure drop characteristics of ethane/propane mixture upward flow in a spiral pipe. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018. 121: p. 170-186.

[8] Li, S., et al., The pressure drop and heat transfer characteristics of condensation flow with hydrocarbon mixtures in a spiral pipe under static and heaving conditions. International Journal of Refrigeration, 2019. 103: p. 16-31.

[9] Cai, W., et al., Numerical study on condensation flow and heat transfer characteristics of hydrocarbon refrigerants in a spiral tube, in Advanced Analytic and Control Techniques for Thermal Systems with Heat Exchangers. 2020. p. 167-194.

[10] 高乃平,吴继盛,朱彤.采用二元非共沸工质的有机朗肯循环热力学分析[J].同济大学学报(自然科学版),2018,46(08):1122-1130.

Gao Naiping, Wu Jisheng, Zhu Tong. Thermodynamic analysis of organic Rankine cycle using binary non-azeotropic refrigerant [J]. Journal of Tongji University (Natural Science Edition), 2018. 46 (08): 1122-1130.

[11] 郑友权. 组分迁移对二元非共沸 ORC 工质配比的影响[D].重庆大学,2017.

Zheng Youquan. Effect of component migration on the ratio of binary non-azeotropic ORC [D]. Chongqing University, 2017.

[12] LEMMON E,MCLINDER M,HUBER M.NIST standard reference datebase 23：reference fluid thermodynamic and transport properties-REFPROP,Version 9.1[CP].Gaithersburg, USA：National Institute of Standards and Technology, Standard Reference Data Program, 2013.

[13] 邱国栋,蔡伟华,吴志勇,姜益强,姚杨.Lee 相变传质方程中传质系数取值的分析[J].哈 尔滨工业大学学报,2014,46(12):15-19.

Qiu Guodong, Cai Weihua, Wu Zhiyong, Jiang Yiqiang, Yao Yang. Analysis of mass transfer coefficient in phase transition mass transfer equation [J]. Journal of Harbin Institute of Technology, 2014 Journal 46 (12): 15-19.

[14] Milad Rakhsha，Farzan Akbaridoust，Abbas Abbassi，et al.Experimental and numericalinvestigations of turbulent forced convection flow of nano-fluid in helical coiled tubes at constant surface temperature[J].Powder Technology 2015，283：178-189.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233413

微胶囊相变材料浆液在内插纽带三角管中的流动和传热特性实验研究

王梦珂 1，张晋杰 1，张冠华 1,*，陆威 1，周志杰 1
1 上海理工大学 能源与动力工程学院，上海，200093
(Tel:15238268311, Email: guanhuazhang@usst.edu.cn)

摘要：在相变微胶囊悬浮液中加入了 Nano TiO_2、Nano Al_2O_3 和 Nano MgO 这三种纳米级金属氧化物以优化传热行为，对所得到的微胶囊相变材料和相变微胶囊悬浮液的热学和流变学特性进行了表征，在内插纽带的三角管内进行不同工况下的强制对流传热实验，研究了金属氧化物种类、浓度和流速等因素对相变微胶囊悬浮液传热行为的影响。实验结果表明：与 6wt.%的相变微胶囊悬浮液相比，含有 1wt.% TiO_2、1wt.% Al_2O_3 和 1wt.% MgO 的 5wt.%悬浮液的局部换热系数分别增加了 4.0%、2.5%和 7.13%。

关键词：相变微囊悬浮液；金属氧化物；传热增强；内插纽带；三角管

0 前言

当前能源危机和环境问题日益严重，由于全球二氧化碳排放量不断增加，全球生态系统面临巨大挑战。在中国，人均能源量与世界平均水平仍有较大差距，能源利用率低是造成能源浪费的主要原因。由于微胶囊相变材料浆液在溶液中具有较大的表观比热和微观对流效应，因此已被广泛用于传热系统中[1]。然而，相变材料的低导热性限制了其性能。这可以通过改善传热性能来解决，如泡沫金属[2]、纳米颗粒[3]、碳纳米管[4]、三元相变材料[5]和金属氧化物[6]。例如，Mo 等人[7]制备了一种纳米颗粒和微胶囊相变材料（Microencapsulated phase change materials, MPCMs）颗粒的混合悬浮液，以整合两种材料的优势。Motahar 等人[8]研究了正十八烷在 TiO_2 纳米颗粒存在下的固化过程。他们注意到，加入 TiO_2 纳米颗粒后，热分层逐渐消失，传热效率也得到了提高。添加不同浓度的 TiO_2 纳米颗粒可以提高正十八烷的凝固分数。Tumuluri 等人[9]制备了一种由多壁碳纳米管（MNCNTs）和相变微胶囊悬浮液（Microencapsulated Phase change slurries, MPCSs）组成的新型传热流体。他们记录到，在多壁碳纳米管的存在下，流体的导热性能增加 8.1%。Kong 等人[10]发现，由于 MPCMs 的高热容量，在恒定的抽水功率下，MPCSs 可以比水传递更多的热量。Zhang 等人[11]在一个底部加热的矩形壳体中进行蓄热实验。研究表明，增加 MPCMs 的质量浓度和储热温度会使储热能力增强。Khan 等人[12]通过对纳米 PCM 在管壳式热交换器中的充放电循环进行数值模拟，将纳米 PCM 和金属氧化物结合起来，纳米 PCM 的有效热传导率和表面积大大增加。

除了传热材料的优化外，对管道结构也进行了广泛的研究。Qi 等人研究了纳米流体在水平椭圆管[13]、波纹管[14]、内置旋转粘合圆管[15]、磁场下的波纹管[16]和螺旋管[17]中的

[1] 基金项目：国家自然科学基金 (51976126)；上海市自然科学基金（22ZR1442700）

热液性能。与光滑的圆管相比，这些管子都在不同程度上有利于加强传热。Kong 等人[18]在螺旋管中进行了对流传热实验，发现 MPCS 的传热系数比纯水的要低。Ran 等人[19]通过数值模拟研究了恒定壁面热流下 MPCSs 在双弯螺旋管中的流动。对 MPCSs 压降和泵送功率影响最大的是入口速度，其次是质量分数，潜热和壁面热流的影响很小。Yang 等人[20]研究了流经水平光滑管和内螺纹管的纳米制冷剂的传热特性。他们还探讨了流速、质量分数和纳米颗粒类型对传热的影响。结果显示，内螺纹管的传热比光滑管的传热更强。

使用增强型传热管可以有效地增加传热，但代价是提高压降。与其他圆形和非圆形管相比，三角形管的压降值较低，可以有效解决泵的功率消耗问题[21, 22]。然而，三角管的传热效率不高，需要在管内插入一个纽带以加强传热[22-24]。尽管如此，目前涉及三角管的研究大多使用纳米流体作为传热介质，对带纽带的三角管中使用改性微胶囊相变材料浆液的传热特性的研究还尚未普及。

本文采用了 MPCSs 作为含纽带的三角管的传热介质，为了提高悬浮液的导热性，在 MPCSs 中加入了不同的金属氧化物，对所得到的 MPCMs 和 MPCSs 的热学进行了表征，以确定添加的金属氧化物对 MPCSs 换热性能的影响。通过在含纽带的三角管中进行强制对流传热实验以研究金属氧化物种类、浓度和流速等因素对 MPCSs 传热行为的影响。

1 实验

1.1 材料制备

由正二十烷为芯材、PMMA 为壳材组成的 MPCM 由长安区吉若森日用品公司提供。十二烷基硫酸钠（SDS）（99.0%%）、二氧化钛（99.5%，30 纳米）、氧化镁（99.8%，25 纳米）和氧化铝（99.5%，35 纳米）均购自阿拉丁生化科技有限公司，所有材料均按原样使用，无需进一步净化。制备流程如图 1 所示。

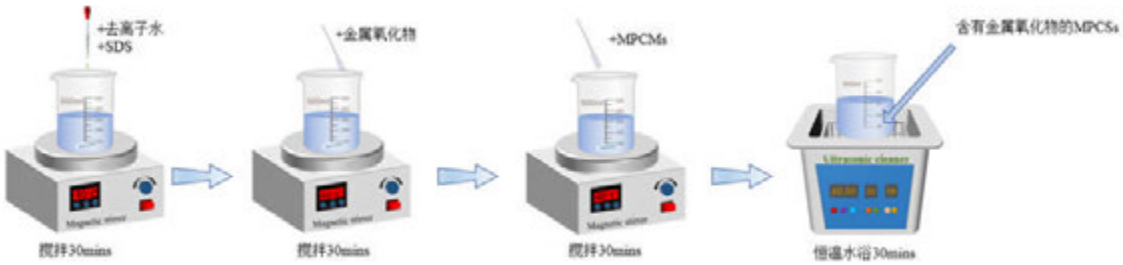


图 1 相变微胶囊悬浮液的制备流程

1.2 MPCMs 的特性

MPCMs 的表面形态是通过场发射扫面电子显微镜（Tescan, Tescan Mira 3 XH）研究的。为了提高导电性，样品在测量前被镀金，测量结果显示在图 2。在壳材和芯材之间存在空隙使芯材在熔化和凝固过程中留有体积变化的空间，因此也导致微胶囊在挤压下出现凹陷。通过差示热量扫描仪（DSC，Netzsch，200F3 Maia）测试了相变微胶囊的焓值，测试结果如图 3 所示，以正二十烷为核心材料的相变微胶囊熔化所需的热量为 121.6 J/g，而凝固热为 119.6 J/g。通过激光粒度分析（Malvern instruments, Mastersizer Hydro

2000S）测量了 MPCMs 的粒度分布，粒径分布如图 4，相变微胶囊的粒径主要在 0.3 到 170μm 之间，平均粒径为 16μm。

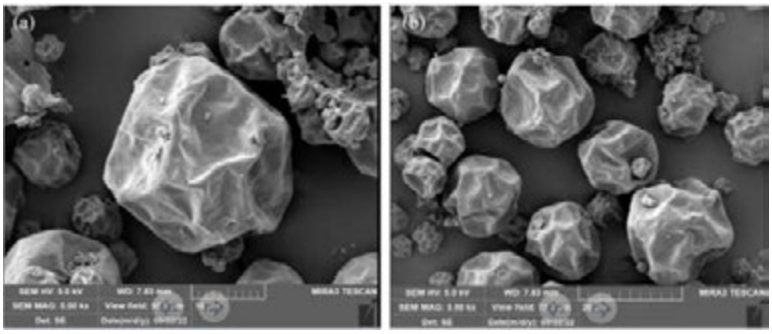


图 2. (a)单个微胶囊和(b)微胶囊的 SEM 图像

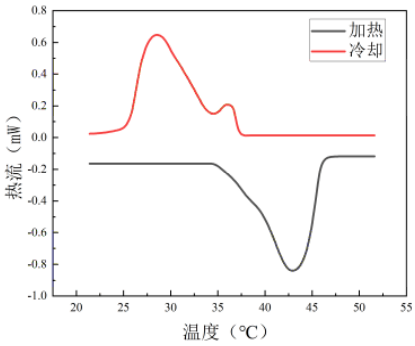


图 3. MPCMs 的 DSC 热图

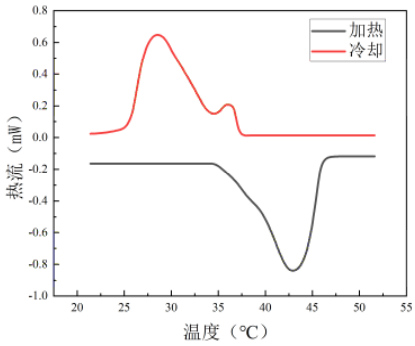


图 4. MPCMs 的粒径分布

1.3 MPCSs 的特性

用热导仪（南京大展，DZDR-S）测定 MPCSs 在 30℃、37℃和 44℃时的热导率，结果见图 5。使用前用水对仪器进行了校准以确定合适的仪器功率和调整曲线，在每个温度下对每个 MPCSs 样品的热导率进行 5 次测量得到平均数值。相变微胶囊悬浮液的热导率随温度升高而增加。同时，与未添加金属氧化物的悬浮液相比，含有金属氧化物的悬浮液的热导率明显增加。含 1wt.%TiO_2、1wt.%Al_2O_3、1wt.%MgO、1.5wt.%MgO 和 2wt.%MgO 的 MPCS 的热导率分别提高了 15.4%、17.7%、20.8%、22.5%和 23%。

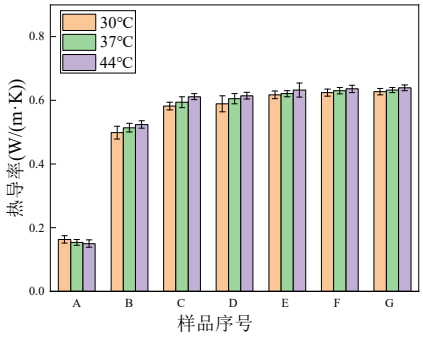


图 5 不同种类 MPCSs 在不同温度下的热导率（样品 A：MPCM ，样品 B：6wt.％ MPCS，样品 C：6wt.％ MPCS & 1wt.％的 TiO_2，样品 D：6wt.％ MPCS & 1wt.％ Al_2O_3，样品 E：6wt.％ MPCS & 1wt.％ MgO，样品 F：6wt.％ MPCS & 1.5wt.％MgO，以及样品 G ：6wt.％ MPCS & 2wt.% MgO）

如图 6 所示，通过差示扫描量热仪分别测定制备的 MPCSs 样品的 DSC 曲线，在金属氧化物存在的情况下，MPCSs 的熔化热和结晶热都没有降低，说明加入金属氧化物并不影响 MPCSs 的热性能。通过质量流量计估算 MPCSs 的密度，MPCMs 和 MPCSs 的物理特性见表 1。

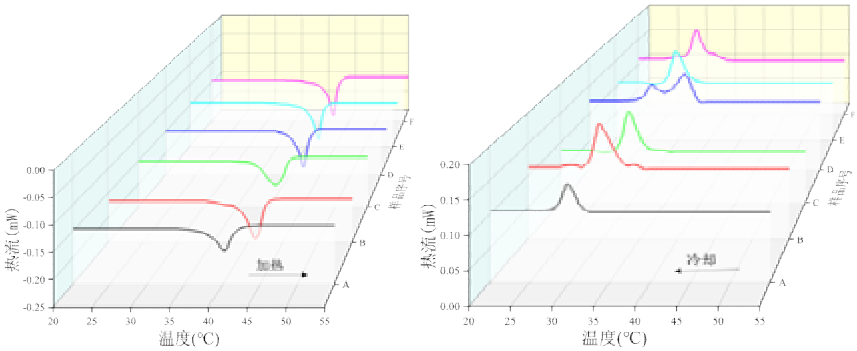


图 6 不同种类 MPCSs 的 DSC 热图（样品 A：6wt.% MPCS，样品 B：6wt.% MPCS & 1wt.%TiO_2，样品 C：6wt.% MPCS & 1wt.%Al_2O_3，样品 D：6wt.% MPCS & 1wt.%MgO，样品 E：6wt.% MPCS & 1.5wt.%MgO，以及样品 F：6wt.% MPCS & 2wt.%MgO）

表 1 热物理学特征

	ρ (kg/m^3)	ΔH_f (kJ/kg)	T_m (°C)	ΔH_c (kJ/kg)	T_c (°C)
MPCMs	854 (固态) 827 (液态)	121.6	40.1	119.6	28.6
6 wt.% MPCSs	991	8.31	39.8	5.86	29.7
6 wt.% MPCSs & 1 wt.% TiO_2	995	8.57	41.1	8.77	29.8
6 wt.% MPCSs& 1 wt.% Al_2O_3	992	8.66	41.0	8.51	29.8
6 wt.% MPCSs & 1 wt.% MgO	993	8.68	41.0	8.49	29.8
6 wt.% MPCSs & 1.5 wt.% MgO	993	8.68	41.0	8.49	29.8
6 wt.% MPCSs & 2 wt.% MgO	993	8.68	41.0	8.49	29.8

2 仪器和方法

2.1 系统描述

对流换热实验台的系统图如图 7 所示。实验系统包括一个储液罐、一个质量流量计、一个实验段、一个压力传感器、一个压力调节器、一个加热线圈、一个离心泵、一个板式换热器、一个低温冷却循环泵和一个数据采集系统。除了测试部分，其余的管道都是不锈钢管，外径为 8mm，内径为 6mm，测试管段为壁厚 1mm，三角形边长 12mm 的正三角形管道，内插纽带壁厚 1mm，紧邻管壁插入。

为了确保均匀加热，电热带以密集缠绕的形式均匀地缠绕在三角管周围。电热带与电压调节器相连以控制加热功率。玻璃带紧密包裹电加热带以避免缝隙中的空气对实验结果的准确性产生影响，在玻璃带的外面覆盖了 40mm 厚的硅酸铝保温棉，以减少实验管段对环境的热损失。在三角管的入口处安装一个质量流量计以实时监测测试段的质量

流量。在距离三角管入口 0.05 米处每隔 0.2 米安装一个 K 型热电偶来测试管壁温度。在三角管的入口和出口以及板式换热器的出口处分别安装热电偶以监控三角管入口和出口的流体温度，以及通过板式换热器冷却后的流体温度。

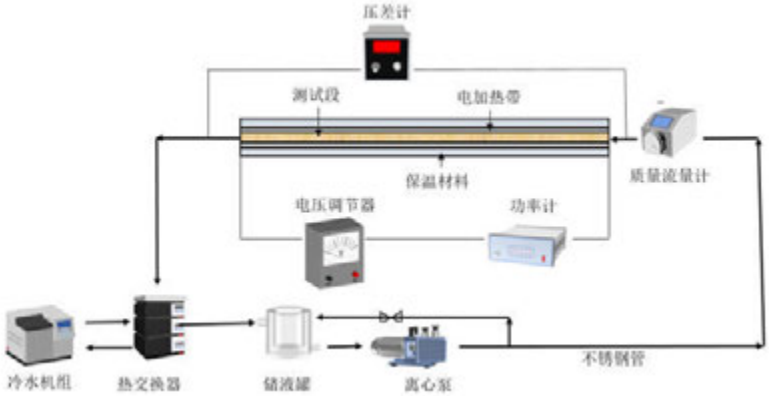


图 7. 实验装置的示意图

2.2 实验数据处理

实验段铜管内壁面温度通过下式计算[25]：

$$T_{\mathrm{i}}=T_{\mathrm{wo}}-C_1\frac{q_{\mathrm{w}}}{k_{\mathrm{wo}}}\left(1+\frac{C_1}{2}\frac{aq_{\mathrm{w}}}{k_{\mathrm{wo}}^2}\right) \qquad \text{式(1)}$$

其中：

$$C_1=\frac{r_{\mathrm{w}}}{r_{\mathrm{wo}}^2-r_{\mathrm{w}}^2}\left(r_{\mathrm{wo}}^2\ln\frac{r_{\mathrm{wo}}}{r_{\mathrm{w}}}-\frac{r_{\mathrm{wo}}^2-r_{\mathrm{w}}^2}{2}\right)$$

式中：T_{wo} 为热电偶测得的圆管外壁温度，k_{wo} 为测试段铜管的导热系数，其值为 398；q_{w} 为铜管表面的热流密度；r_{wo} 为铜管外径；r_{w} 为铜管内径；a=0.0144 为常数。

实验中流体与圆管管壁间局部换热系数[26]：

$$h_x=\frac{\mathrm{q_w}}{T_{\mathrm{i}}-T_{\mathrm{b}}}=\frac{UI/(\pi \mathrm{DL})}{T_{\mathrm{i}}-T_{\mathrm{b,x}}} \qquad \text{式(2)}$$

式中：T_{i} 铜管内壁温度，T_{b} 为流体局部温度；U 为测试段加热丝两端电压；I 为加热丝中流过的电流；D 为铜管外径；L 为铜管长度。

式中：

$$x^*=(x/D)(Re_{\mathrm{b}}\bullet Pr_{\mathrm{b}})$$

式中：Re_{b} 为测试段流体的局部雷诺数；Pr_{b} 为测试段流体的局部普朗特数。

相变微胶囊悬浮液的比热容 $C_{\mathrm{p,s}}$ 计算式[9]：

$$C_{p,s} = M_w \cdot C_{p,w} + M_m \cdot C_{p,m} + M_{mo} \cdot C_{p,mo} \quad 式(3)$$

式中：M 为质量分数；下标 s 为浆体，m 为相变微胶囊；mo 为金属氧化物。

局部平均温度 $T_{b(x)}$计算式为[9]：

$$T_b(x) = T_{b,i} + \frac{Q_w P}{\dot{m} C_{p,s}} x \quad 式(4)$$

式中：x 为距离测试段入口处轴向距离，P 为测试段周长。Q_w 为进出口流体的吸热量，通过下式计算[9]：

$$Q = \frac{m C_{p,s} (T_{b,o} - T_{b,i})}{A} \quad 式(5)$$

式中：m 为管内流体的质量流量；$T_{b,o}$ 为流体出口温度，$T_{b,i}$ 为进口流体温度，均通过热电偶测量得出；A 为测试段铜管被加热的面积。

2.3 系统验证

实验中所有的热电偶都经过了恒温水浴校准，误差被限制在±0.3℃，质量流量计误差被限制在± 0.2%，功率计的最大波动不超过± 1.9%，热损失在 4.5%以内，根据公式（6）计算的平均 Nu 不确定度为 6.18%[27]。

$$U_T = \sqrt{\left(\frac{\delta T_{TC}}{T_{TC}}\right)^2 + \left(\frac{\delta T_{MF}}{T_{MF}}\right)^2 + \left(\frac{\delta T_{PM}}{T_{PM}}\right)^2 + \left(\frac{\delta T_{TCI}}{T_{TCI}}\right)^2 + \left(\frac{\delta Q_{loss}}{Q}\right)^2} \times 100\% \quad 式(6)$$

在进行实验之前，对实验台的准确性进行了验证，行了相同条件下的传热数值模拟来验证实验台的准确性。实验开始前用纯水作为传热工质，图 8（a）和（b）对比了温度和压降的实验和模拟结果，温度的最大误差为 1.37℃，压降的最大误差为 1.57 kPa。

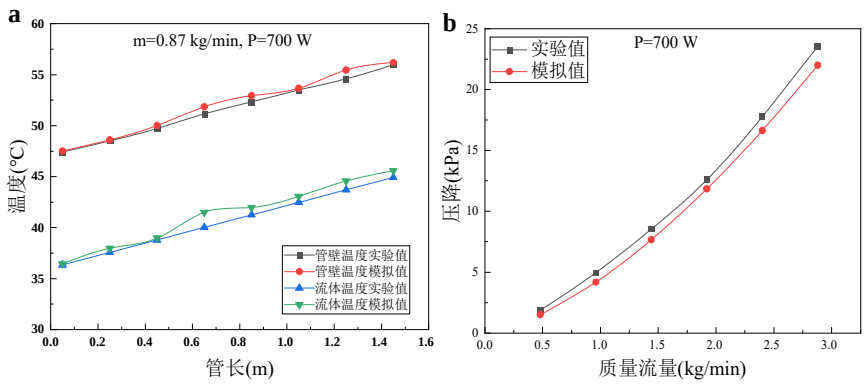


图 8. 实验和模拟结果的比较（a）温度；（b）压力

3 结果与讨论

3.1 金属氧化物对传热特性的影响

为了研究金属氧化物种类对悬浮液传热行为的影响，我们在内插纽带的三角管中进行了强制对流传热实验。为此，在两种工况下，以水、6wt.% MPCS、6wt.% MPCS & 1wt.% TiO_2，6wt.% MPCS & 1wt.% Al_2O_3，6wt.% MPCS & 1wt.% MgO 五种悬浮液

作为换热工质进行实验，图 9 描述了五种悬浮液的 h_x 的变化趋势。在本实验中，由于内插纽带的存在破坏了边界层使得入口效应不再明显，在整个实验段，局部传热系数相对平稳。在入口处，微胶囊相变悬浮液和添加了金属氧化物的悬浮液的 h_x 低于纯水的 h_x，这是因为在入口处没有发生相变，相变材料的潜热没有被利用。在离入口 0.25m 处，靠近壁面的流体温度首先上升，贴近壁面的相变材料开始熔化并吸收大量的热量，随着流体流动，中心流体的温度也逐渐提升到相变温度，同时悬浮液的粘度开始下降，更多的 MPCMs 融化。这两个因素使悬浮液的换热能力开始增强，局部换热系数开始上升。在足够高的温度下，MPCSs 中的所有 MPCMs 都发生相变局部换热系数达到了峰值，然后逐渐开始下降。在有金属氧化物存在的情况下，微胶囊悬浮液的相变过程在不同程度上被推进。金属氧化物的加入提高了 MPCSs 的导热性，使管壁的温度快速转移到流体中。

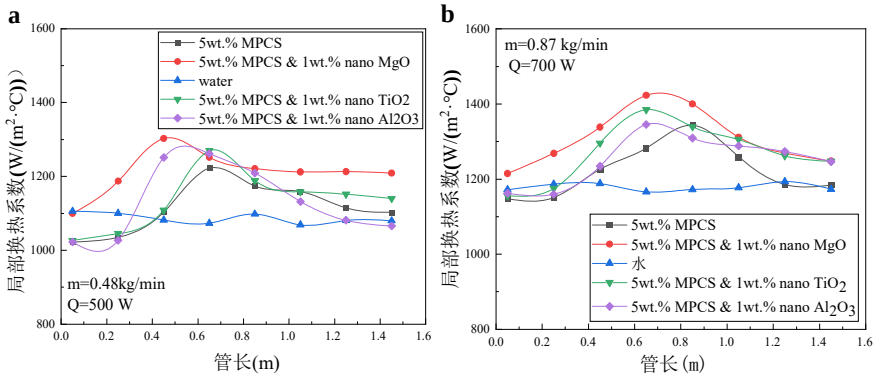


图 9 局部换热系数随管长的变化趋势

3.2 MgO 浓度对传热特性的影响

在三种金属氧化物中（第 3.1 节），含有 1wt.% MgO 的悬浮液显示出最好的传热性能。因此，用水、6wt.%MPCS、6wt.%MPCS & 1wt.%MgO、6wt.%MPCS & 1.5wt.%MgO、6wt.%MPCS & 2wt.%MgO 五种悬浮液被作为换热工质，在两种工况下进行换热实验，研究 MgO 浓度对传热特性的影响。图 10 显示了五种悬浮液沿管长的局部换热系数的变化趋势。换热系数随着 MgO 浓度的增加而增加。在入口处，由于其高粘度，6wt.%的 MPCSs 看起来不如水有效，局部传热系数低于纯水，而含 MgO 的悬浮液由于其更好的导热性，可以快速把热量从壁面传热到流体，增加悬浮液的导热性可以大大增强对流传热的强度。

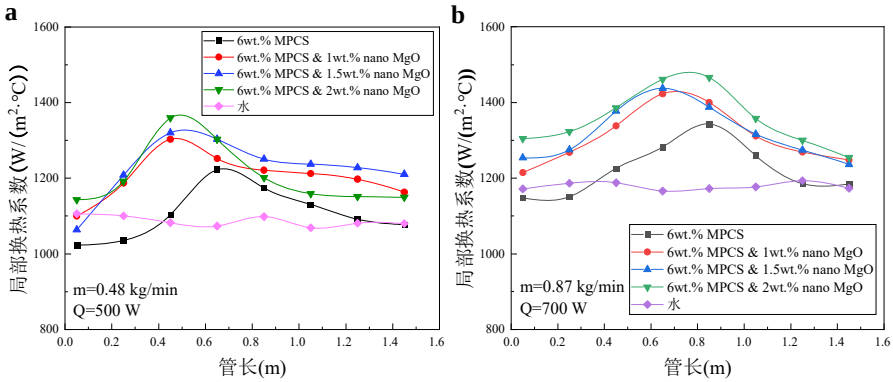


图 10 局部换热系数随管长变化的趋势

3.3 质量流量对传热特性的影响

从第 3.2 节来看，含有 2wt.% MgO 的 MPCSs 的换热效果最佳。因此，以 6wt.%MPCSs & 2wt.%MgO 为传热介质，在 Q=500 W 和 Q=700 W 时进行强制对流传热，研究流体质量流量对悬浮液换热特性的影响。图 11 比较了 6wt.% MPCSs & 2wt.% MgO 在不同流体质量流量下沿管长的局部传热系数的变化趋势。局部换热系数随着质量流量的增加而增加。另外，随着质量流量增大，流体温度完成相变所需的时间也逐渐延长。在 m=1.1kg/min 和 m=1.3kg/min 时，悬浮液的局部换热系数在 1.05 m 处达到最大值。相比之下，m=0.87kg/min 时，悬浮液的局部传热系数在 0.85m 处达到最大值，m=0.48kg/min 时局部换热系数在 0.45m 处达到最大值。

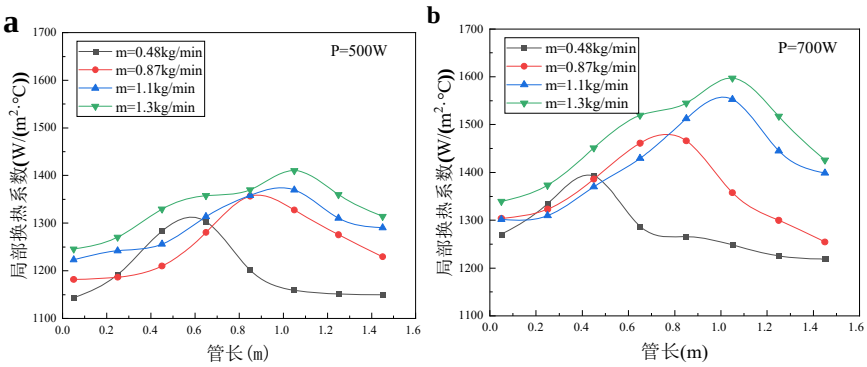


图 11 不同流速下局部传热系数随管长变化的趋势

4 结　论

本文成功制备了含有不同金属氧化物的 MPCSs，并研究了它们在不同工况下的对流传热行为。评估了金属氧化物类型、浓度和流体流速对悬浮液传热行为的影响力。结果表明，在有金属氧化物存在的情况下，相变微胶囊悬浮液的导热性和传热性能得到了提高。其中，纳米氧化镁显示出最明显的增强效果。详细结论如下：

（1）与未添加金属氧化物的 MPCSs 相比，含有 1 wt.%Nano TiO_2、1 wt.%Nano Al_2O_3、1 wt.%Nano MgO、1.5wt.%Nano MgO 和 2 wt.%Nano MgO 的 MPCSs 的热导率分别提高了 15.4%、17.7%、20.8%、22.5%和 23%。在 MPCSs 中加入金属氧化物，有效地提高了悬浮液的导热性，解决了相变微胶囊导热性低的问题，促进了 MPCSs 在传热的应用。

（2）由于管道的不规则形状，以及内插纽带贴近管壁破坏了边界层，因此，含有内插纽带的三角管大大削弱了入口效应。以纯水作为传热介质，局部换热系数沿管长方向趋于平稳，而 MPCSs 的局部换热系数由于 MPCMs 发生相变而逐渐增加达到一个峰值，此后慢慢下降达到一个平稳点。含有金属氧化物的 MPCSs 的局部换热系数更早达到峰值，这是因为添加的金属氧化物增加了悬浮液的导热性，使流体快速吸收热量，MPCMs 更快达到相变温度。

（3）与 6wt.%的 MPCSs 相比，含有 1 wt.%Nano TiO_2、1 wt.%Nano Al_2O_3、1 wt.%Nano MgO 的 MPCSs 的平均局部传热系数分别增加了 4.0%、2.5%、和 7.13%。Nano MgO 对 MPCSs 的传热增强效果最为显著，增加金属氧化物的流速和质量浓度也能有效提高

MPCSs 的传热性能。总之，金属氧化物的加入以及内插纽带三角管的应用都可以达到不同程度的换热增强。

参考文献

[1] ROSTAMI S, AFRAND M, SHAHSAVAR A, et al. A review of melting and freezing processes of PCM/Nano-PCM and their application in energy storage [J]. Energy, 2020: 118698.

[2] A Z Z, A Z H, A D W, et al. Visualized-experimental investigation on the melting performance of PCM in 3D printed metal foam [J]. Thermal Science and Engineering Progress, 2022.

[3] SHEIKHOLESLAMI M, JAFARYAR M, LI Z. Nanofluid turbulent convective flow in a circular duct with helical turbulators considering CuO nanoparticles [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 124(SEP.): 980-989.

[4] ZHANG G H, ZHAO C Y. Thermal property investigation of aqueous suspensions of microencapsulated phase change material and carbon nanotubes as a novel heat transfer fluid [J]. Renewable Energy, 2013, 60: 433-438.

[5] LI Y, YUE G, YU Y M, et al. Preparation and thermal characterization of LiNO3–NaNO3–KCl ternary mixture and LiNO3–NaNO3–KCl/EG composites [J]. Energy, 2020, 196.

[6] CHEN X, TANG Z, LIU P, et al. Smart Utilization of Multifunctional Metal Oxides in Phase Change Materials [J]. Matter, 2020.

[7] MO S, YE J, JIA L, et al. Properties and performance of hybrid suspensions of MPCM/ nanoparticles for LED thermal management [J]. Energy, 2022, (239-Jan.15 Pt.E).

[8] MOTAHAR S, ALEMRAJABI A A, KHODABANDEH R. Experimental study on solidification process of a phase change material containing TiO2 nanoparticles for thermal energy storage [J]. Energy Conversion and Management, 2017.

[9] TUMULURI K, ALVARADO J L, TAHERIAN H, et al. Thermal performance of a novel heat transfer fluid containing multiwalled carbon nanotubes and microencapsulated phase change materials [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2011, 54(25-26): 5554-5567.

[10] KONG M, ALVARADO J L, THIES C, et al. Field evaluation of microencapsulated phase change material slurry in ground source heat pump systems [J]. Energy, 2017, 122(MAR.1): 691-700.

[11] XIE R J. Experiment on heat storage characteristic of microencapsulated phase change material slurry [J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2011.

[12] KHAN Z, KHAN Z A, SEWELL P J. Heat transfer evaluation of metal oxides based nano-PCMs for latent heat storage system application [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019.

[13] CONG Q, YANG L, CHEN T, et al. Experimental study on thermo-hydraulic performances of TiO2-H2O nanofluids in a horizontal elliptical tube [J]. Applied Thermal Engineering, 2018, 129: 1315-1324.

[14] QI C, QI C, WAN Y L, et al. Experimental and numerical research on the flow and heat transfer characteristics of TiO2-water nanofluids in a corrugated tube [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 115: 1072-1084.

[15] QI C, WANG G, YAN Y, et al. Effect of rotating twisted tape on thermo-hydraulic performances of

nanofluids in heat-exchanger systems [J]. Energy Conversion and Management, 2018, 166: 744-757.

[16] MEI S, QI C, LUO T, et al. Effects of magnetic field on thermo-hydraulic performance of Fe3O4-water nanofluids in a corrugated tube [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 128(JAN.): 24-45.

[17] XINFENG, ZHAI, CONG, et al. Effects of screw pitches and rotation angles on flow and heat transfer characteristics of nanofluids in spiral tubes [J]. International Journal of Heat & Mass Transfer, 2019.

[18] KONG M, ALVARADO J L, TERRELL W, et al. Performance characteristics of microencapsulated phase change material slurry in a helically coiled tube [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016, 101: 901-914.

[19] RAN F, XU C, CHEN Y, et al. Numerical flow characteristics of microencapsulated phase change slurry flowing in a helically coiled tube for thermal energy storage [J]. Energy, 2021, 223.

[20] SUN, BIN, ZHANG, et al. Comparative study on the heat transfer characteristics of nano-refrigerants inside a smooth tube and internal thread tube [J]. International Journal of Heat & Mass Transfer, 2017.

[21] Z., EDALATI, S., et al. The study of laminar convective heat transfer of CuO/water nanofluid through an equilateral triangular duct at constant wall heat flux [J]. Heat Transfer-Asian Research, 2012, 41(5): 418-429.

[22] AHMED H E, AHMED M I, YUSOFF M Z. Heat transfer enhancement in a triangular duct using compound nanofluids and turbulators [J]. Applied Thermal Engineering, 2015.

[23] AHMED H E, YUSOFF M Z, HAWLADER M, et al. Turbulent heat transfer and nanofluid flow in a triangular duct with vortex generators [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 105: 495-504.

[24] BASHI M, RASHIDI S, ESFAHANI J A. Exergy analysis for a plate-fin triangular duct enhanced by a porous material [J]. Applied Thermal Engineering, 2017, 110: 1448-1461.

[25] WANG X, NIU J, LI Y, et al. Flow and heat transfer behaviors of phase change material slurries in a horizontal circular tube [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2007, 50(13-14): 2480-2491.

[26] ZHANG J J, YANG C H, JIN Z G, et al. Experimental study of jet impingement heat transfer with microencapsulated phase change material slurry [J]. Applied Thermal Engineering, 2021, 188.

[27] ZHAO C Y, LU W, TIAN Y. Heat transfer enhancement for thermal energy storage using metal foams embedded within phase change materials (PCMs) [J]. Solar Energy, 2010, 84(8): 1402-1412.

中国工程热物理学会 学科类别：传热传质学
学术会议论文 编号：14xxxx

强对流条件下低温翼型结霜行为实验研究

夏斌[1,2*]，徐向华[3]，梁新刚[3]，张昊元[1,2]，曾磊[1,2]，冯毅[4]
（1. 中国空气动力研究与发展中心 计算空气动力研究所，四川绵阳 621000
2. 中国空气动力研究与发展中心 空天飞行空气动力科学与技术全国重点实验室，四川绵阳，621000；
3. 清华大学航天航空学院 热科学与动力工程教育部重点实验室，北京 100084
4. 成都流体动力创新中心，四川成都，610072）
(*Email: xiabin_cardc@163.com)

摘要：针对低温飞机机体进入暖湿空域时的结霜问题，根据其结霜特点，提炼其基础问题为强对流条件下低温翼型结霜的行为，并开展了结霜特性及结霜影响规律的研究。以 NACA0012 翼型为研究对象，使用风洞提供翼型结霜实验环境，观测总结翼型表面的结霜特征，并监测霜层形貌变化情况及结霜速率，定量化地研究了来流速度、翼面温度和来流湿度对翼型结霜行为的影响规律。研究表明：翼面温度越低或者来流湿度越大，霜层生长越快，霜层越厚；来流速度越大，霜层生长却越慢，霜层越薄。此外，当来流湿度大于冰点的饱和湿度时，会进入湿模态结霜，霜面出现液态水膜，霜层呈现出起伏不起的波浪状形貌。以上实验获得的强对流条件下的低温翼型结霜特点和规律，对于探究低温飞机机体遭遇暖湿空气结霜的研究以及制定安全策略有将起到基础支撑作用。

关键词：强对流，翼型，低温，结霜，实验

0 前言

随着现代民航业的不断发展，航空安全问题愈加受到各国政府和机构的高度重视。飞机在飞行过程中，会遇到多种多样的天气和气候条件。当飞机在 0℃以下的空域飞行时，机身和燃油箱会被冷却到冰点以下。如果此时飞机随即飞入温暖潮湿的空域，空气中的水蒸气会在低温的飞机表面上凝华成霜。飞机表面的霜层会改变机身外表（特别是机翼）的粗糙度和气动外形，导致飞机表面摩擦阻力增加、升力减少、飞行速度下降，甚至导致机身表面空气流动分离行为的改变，给飞行安全带来不可估量的风险。这种结霜现象通常发生在飞机从巡航高度下降着陆时，此时飞行高度不断降低使得安全调整时间变短，因此飞机结霜引起的飞行安全问题更应给予足够重视。为了飞行安全，有必要先预测在不同飞行环境中飞机表面上的霜形成情况并评估其可能的不利影响。飞机的结霜问题，特别是机翼上的结霜问题，是在强对流条件下冷表面的凝华霜问题。然而，不同于关于过冷水滴撞击飞机的结冰问题有大量研究的情况，关于低温机身在空中飞行时遭遇潮湿空气发生结霜的研究几乎未见报告。

目前，对低温表面在潮湿空气中的结霜研究主要是针对自然对流（或低速流动）条件[1-6]，然而来流速度对结霜行为有很大影响。将流速大于 10 m/s 的流动条件称为强对

基金项目：国家重点研发计划自主项目（2019YFA0405202），国家数值风洞工程

流条件，以区别目前大多数低速气流下结霜研究中的强迫对流[7]。当来流速度高于 10m/s 以后，结霜现象会发生显著变化，前期对强流条件下低温平板的结霜现象和规律进行了研究[7, 8]，发现强对流条件下的平板结霜显著区别于自然对流（或低速流动）条件下的结霜的疏松霜层特征，强对流条件下结霜的霜层致密、无晶枝形貌、霜面形貌平坦。此外根据来流湿度的不同存在干模态结霜和湿模态结霜，出现湿模态的必要条件为来流湿度大于冰点饱和湿度[8]。不同于平板结霜，由于翼型扰流流动的不均匀性，将导致翼型表面的传热和相变传质不均匀，低温翼型在强对流条件下的结霜会不同于平板结霜。研究强对流条件下飞机翼型的结霜特性既是开端和基础，同样也至关重要。为了更好地理解强对流条件下低温翼型结霜行为的特点和规律，本文针对 NACA0012 翼型，开展强对流条件下低温翼型结霜实验，研究其结霜现象特点以及翼面温度、来流速度、来流湿度对结霜的影响规律。

1 实验条件与方法

1.1 实验装置

结霜实验台为下吹式直流风洞，如图 1 所示，由进气段、整流段、实验段和排气段组成。湿空气经由风机泵入设备，并由旁通阀控制其流量、加湿装置调节其湿度。湿空气在整流段中经整流后进入实验段在低温翼型表面结霜，然后经由排气段排出设备。该结霜实验台提供实验所需的来流条件和结霜环境，可提供的参数范围为来流速度 18~42 m/s、翼面温度-10~ -60 ℃、来流空气温度 34~35 ℃、绝对湿度 2.41~6.82 g/m^3。

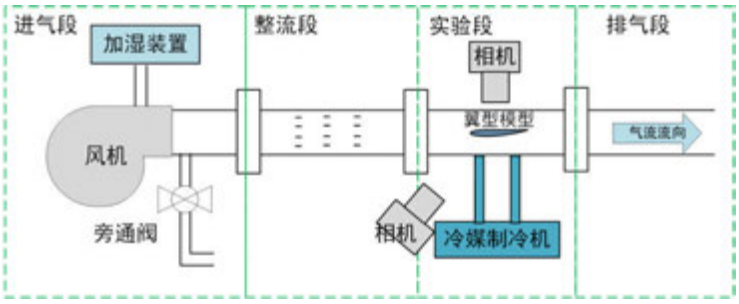


图 1 结霜实验台示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the airfoil frost experiment facility

实验段如图 2 所示，其通道尺寸为 28 mm×70 mm 的方形，翼型实验件为金属铝件，翼型外形采用 NACA0012，翼型弦长 50mm，在与实验段壁面接触处设置定位销头。翼型实验件结构为内部是冷媒通道的空心壳体（壳体厚度为 1.5 mm），冷媒通道中加压通过快速流动的低温冷媒液体。实验段壁面有与翼型实验件同样形状的翼型孔，并在前后缘位置设置定位槽。翼型实验件通过定位销头和定位槽进行配合安装，实现翼型实验件的水平定位，并可控制实验件插入实验段通道的深度。实验段顶部和侧面安装石英玻璃观察窗，以在这两个方向使用相机拍摄霜层俯视和侧面形貌图片。实验段内部安装恒定光源，提供稳定照度的照明，并使用固定曝光参数的相机设置进行拍摄，以获取相同光照阈值的图片用于后续的霜层自动识别和处理。

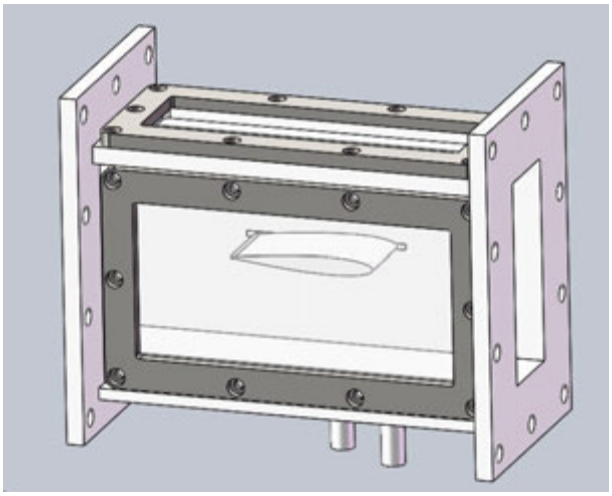


图 2 翼型结霜模型及安装示意图

Fig. 2. Schematic diagram of the airfoil frost model and installation

1.2 参数测量方法

使用涡街流量计、压差计和皮托管风速仪测量来流速度。在风机出口后的管道上安装涡街流量计用以测量空气流量，涡街流量计型号为 HSLUGB-50，流量测量范围 140~320 m^3/h，测量精度 1.5%。涡街流量计安装在风机出口下游 50 cm 处，且下游留 25 cm 长直管以满足涡街流量计的测量准确性要求。并在实验段的下游安装 L 型皮托管测量来流速度，皮托管采集到的差压由压差计和皮托管风速仪同时采集，以相互确认。压差计型号为 LEEG 的 DMP305X-DST，压差测量范围 0~3 kPa，测量精度 0.2%。皮托管风速仪型号为中仪联控 RS485，测量范围 0~50 m/s，测量精度 0.1 m/s。

温湿度计安装在风机入口出测量来流湿度。温湿度计探头型号为维萨拉（VAISALA）HMP110，相对湿度测量范围 0~100%，测量精度 1.5%，温度测量范围-40~+80 ℃，测量精度±0.2 ℃。

来流空气温度由安装在实验段入口前的 T 型铠装热电偶测量。实验件上的测温热电偶使用 T 型裸头热电偶，测量翼型实验件冷媒出入口的冷媒温度。热电偶偶丝的品牌为 OMEGA，直径为 0.2mm，测量精度 0.2%。在开始结霜实验前，使用薄膜将翼型实验件完全包裹密封以与空气中的水蒸气隔绝，在薄膜包裹的翼型实验件中加压通入低温冷媒并待温度稳定到实验设定温度后迅速揭开薄膜开始实验。由于加压通入翼型实验件的低温冷媒流速快，翼型实验件的冷媒出入口温差小于 1℃，加之翼型壳体为 1.5 mm 厚的高导热材料铝，所以可以认为翼型实验件表面的温度均匀且等于冷媒进出口的平均温度，因此，文中的翼型表面温度即是翼型实验件的冷媒出入口平均温度。

1.3 霜层平均厚度测量方法

1）在结霜实验开始之前，首先预标定翼型物理尺寸与照片像素之间的关系，标定后固定相机拍摄位置；

2）利用 Python 对霜层形貌照片进行目标区域剪裁、灰度化、二值化、计算空白面积等操作，获取目标霜层图像的像素面积；

3）利用预标定的像素与物理尺寸的对应关系，将霜层图像的像素面积换算为实际霜层截面积；

4）翼型侧视霜层截面积除以翼型截面周长换算出翼型霜层平均厚度。

2 强对流条件下低温翼型结霜特性与规律

2.1 强对流条件下低温翼型结霜特征

开展了翼面温度-45 ℃、来流速度 42 m/s、来流温度为 35 ℃、来流绝对湿度为 0.00295 kg/m^3（35 ℃的相对湿度为 7.5%）下的翼型结霜实验。侧面霜层形貌变化如图 3 所示，随着结霜时间增加，霜层逐渐变厚。为了更清楚地识别霜层厚度变化情况，在各时刻的霜层形貌上叠加 50%透明度的 0 min 时刻翼型图像，叠加处理后的侧视图霜层形貌如图 4 所示。从图 4 中可以看出，翼型上的霜层厚度总体上比较均匀，除前缘霜层相对稍薄外，其他位置的霜层厚度未见明显差异。翼型前缘霜层稍薄的现象，是前缘处的流动和传热传质的耦合作用的结果，在前缘处的流动滞止，传热相对较大，霜面的温度相对较高，从而霜层厚度较薄。结霜使翼型厚度更大，这可能导致更大的飞行阻力，使得飞机的升阻比降低。并且，由于翼型更厚，也可能导致在翼面最厚的结霜位置发生流动分离，从而严重影响飞机的气动特性甚至对飞行安全造成重大影响。

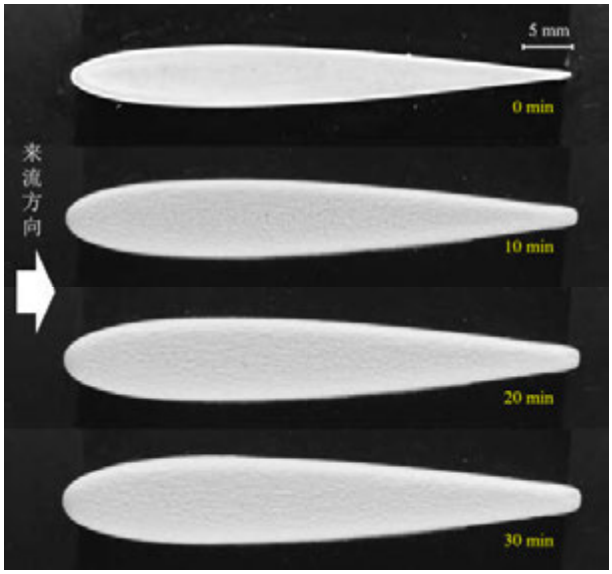


图 3 低温翼型结霜形貌随结霜时间的变化情况

Fig. 3 Morphological variation of frost layer on low-temperature airfoil with frosting time

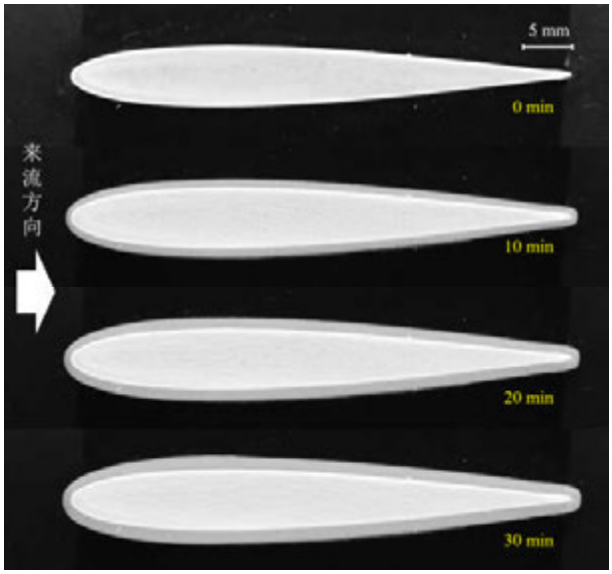


图 4 低温翼型结霜形貌变化情况（叠加 0 min 时刻翼型）

Fig. 4. Morphological variation on airfoil frost at low temperature (superimposed with airfoil at 0 min).

翼型上霜层平均厚度变化如图 5 所示，其霜层平均厚度为霜层截面积除以翼型截面翼面周长 102mm 得到。从图中可以看出，与低温平板的结霜规律一样[7]，低温翼型上霜层厚度也是随着结霜时间逐渐增加，随着结霜进行，霜层厚度生长速率逐渐减小。

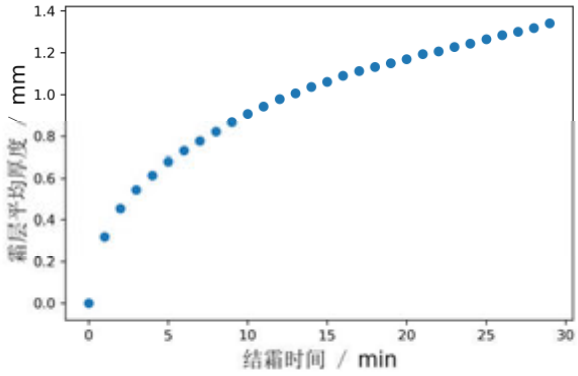


图 5 低温翼型霜层平均厚度随结霜时间变化情况

Fig. 5 Variation of the average thickness on the airfoil frost layer with frosting time at low temperature

2.2 翼面温度对结霜的影响规律

对比了不同翼面温度条件下的低温翼型上结霜行为，条件如下，来流速度为 34 m/s，来流温度为 34 ℃，来流湿度为 0.00306 kg/m^3（34 ℃的相对湿度 8.1%），平板温度分别为-14℃、-24℃、-34℃、-45℃，实验时间为 30min。

不同翼面温度下在 30min 时的翼型霜层形貌如图 6 所示，不同翼面温度下翼型上霜层平均厚度变化情况如图 7 所示。从图中可以看出，翼面温度越低，霜层生长速率越快，相同时间内霜层越厚，并且霜层生长速率降低也越晚。越低的翼面温度导致更加严重、持久的翼面结霜，将对飞机飞行带来更大的影响。因此，当飞机从很低温的空域经过后，

需要特别注意结霜带来的不利影响。

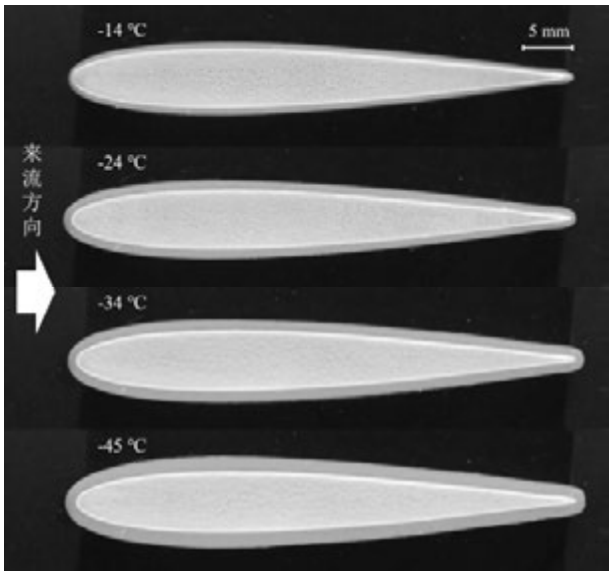


图 6　不同翼面温度条件下的霜层形貌（30min 时刻）

Fig. 6. Airfoil frost layer morphology under different surface temperature conditions (at 30min).

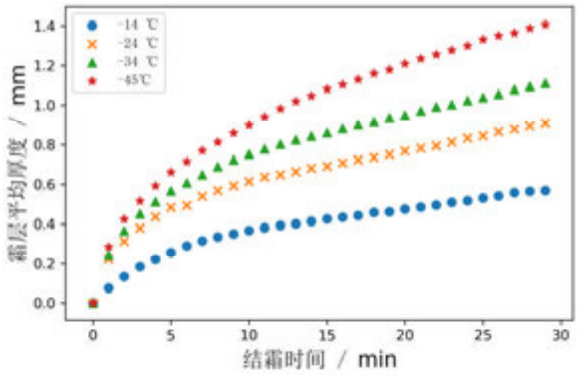


图 7　不同翼面温度条件下的霜层厚度变化情况

Fig. 7. Change in frost layer thickness on the airfoil under different surface temperature conditions

2.3 来流速度对结霜的影响规律

对比了不同来流速度条件下的低温圆管上结霜行为，条件如下，翼面温度-45 ℃，来流温度为 34 ℃，来流湿度为 0.00300 kg/m^3（34 ℃的相对湿度 8.0%），来流速度分别为 18 m/s、28 m/s、42 m/s，实验时间为 30min。

不同来流速度下在 30min 时的翼型霜层形貌如图 8 所示，不同来流速度下翼型上霜层平均厚度变化情况如图 9 所示。从图中可以看出，来流速度越快，霜层生长速率越小，相同时间内霜层越薄。在此速度范围内，速度对霜层厚度的影响相对其他因素较小。因此，在强对流条件下，飞行速度越快，翼面的结霜越薄。进一步推测，在飞机的下降的飞行速度条件下（70~90 m/s），机翼上的结霜可能较薄，这是一个正向影响趋势，利于减小对飞行的影响。

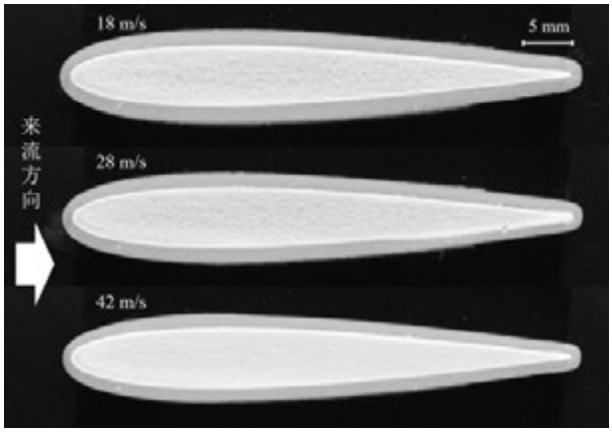


图 8　不同来流速度下的翼型结霜霜层形貌（30min 时刻）

Fig. 8. Frost layer morphology on the airfoil under different inflow velocity conditions (at 30min).

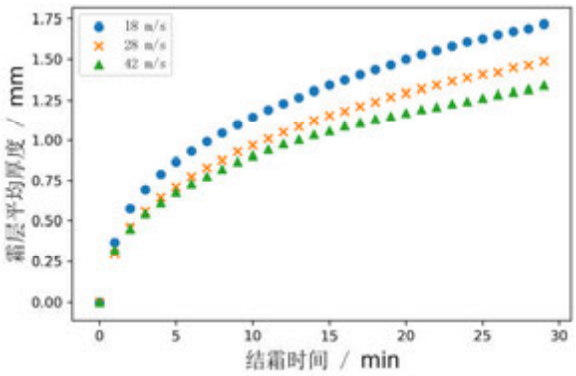


图 9　不同来流速度条件下的翼型霜层厚度变化情况

Fig. 9. Change in frost layer thickness on the airfoil under different inflow velocity conditions

2.4 来流湿度对结霜的影响规律

对比了不同来流湿度条件下的低温翼型上的结霜行为，条件如下，翼面温度-24 ℃，来流风速为 42 m/s，来流温度为 34 ℃，来流湿度分别为 0.00241 kg/m^3、0.00372 kg/m^3、0.00573 kg/m^3、0.00682 kg/m^3（34℃的相对湿度 6.4%、9.9% 、15.3%、18.2%），实验时间为 30min。

不同来流湿度下在 30min 时的翼型霜层形貌如图 10 所示，不同来流湿度下翼型上霜层平均厚度变化情况如图 11 所示。从图中可以看出，来流湿度越高，霜层生长速率越大，相同时间内霜层越厚。当来流相对湿度大于 12.9%（即冰点的饱和湿度 0.00485 kg/m^3）时，会出现湿模态结霜的情况，从图 10(c)和(d)可以看出，在 30min 时刻，相对湿度 15.3%和 18.2%的两个状态都出现了小丘状形貌，说明都已经处于湿模态结霜阶段。从图 11 中的霜层平均厚度变化情况可以判断，当来流湿度 15.3%时，在约 13min 的时候进入显著的湿模态，液态水浸入多孔霜层，使得霜层厚度出现短暂下跌。而当来流湿度 18.2%时，在 2min 时就出现了霜层厚度的短暂下跌。说明了来流湿度越高，越早进入湿模态结霜。当翼型进入湿模态结霜后，在机翼前缘的小丘状霜层将导致显著的流动分离，此时飞机

的飞行性能将收到严重影响。因此，当飞机从低于冰点的低温空域飞出后，应避免立即飞入湿度大于冰点饱和湿度的空域中，以避免发生湿模态结霜导致飞行危险。

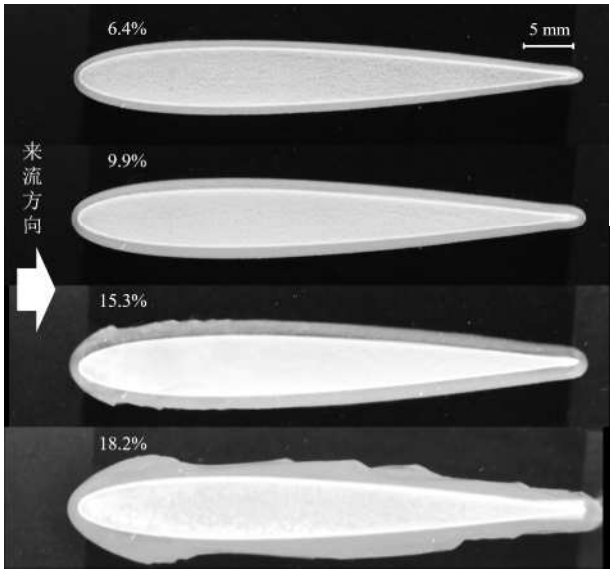


图 10　不同来流湿度条件下的翼型霜层形貌（30min 时刻）

Fig. 10. Frost layer morphology on the airfoil under different inflow humidity conditions (at 30min).

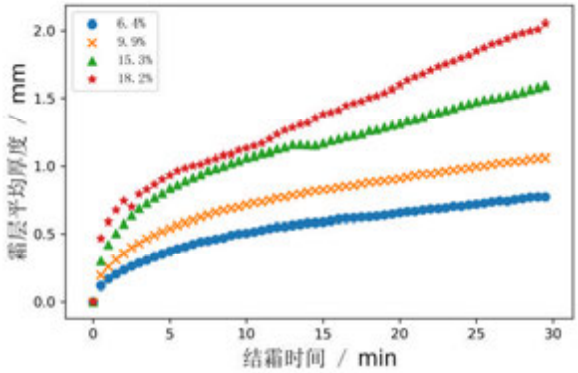


图 11　不同来流湿度条件下的翼型霜层厚度变化情况

Fig. 11. Change in frost layer thickness on the airfoil under different inflow humidity conditions

3 结　论

针对强对流条件下的低温翼型结霜，研究了就不同翼面温度、来流速度以及来流湿度对翼型结霜的影响规律进行了研究，得到如下结论：

（1）翼型上的霜层厚度总体上比较均匀，前缘霜层相对稍薄。随着结霜的进行，霜层逐渐变厚，但霜层生长速率逐渐减小。

（2）来流温度越低或来流湿度越大，霜层生长越快，相同时刻的霜层越厚；来流速度越快，霜层生长越慢，相同时刻的霜层越薄，且速度越大，霜层厚度的差异越小。

（3）当来流相对湿度冰点的饱和湿时，翼型上的结霜会出现湿模态结霜，来流速度越高进入湿模态结霜的时间越早，进入湿模态结霜后翼型上从前缘开始出现起伏的小

丘状霜层形貌.

（4）当飞机从很低温的空域经过后，或者随即将飞入湿度大于冰点饱和湿度的空域中，需要特别注意结霜带来的不利影响，以避免发生湿模态结霜导致飞行危险。

以上实验获得的强对流条件下的低温翼型结霜特点和规律，对于探究低温飞机机体遭遇暖湿空气结霜的研究以及制定安全策略有将起到基础支撑作用。

参考文献

[1] A. Léoni, M. Mondot, F. Durier, R. Revellin, P. Haberschill, State-of-the-art review of frost deposition on flat surfaces, Int J Refrig, 68 (2016) 198-217.

[2] 董予宛, 超低温表面上结霜现象的实验研究, 北京工业大学, 北京, 2016.

[3] J. Kim, S. Byun, J. Lee, Frost Growth Behavior According to the Cold Surface Inclination Angle, International Journal of Heat and Mass Transfer, 146 (2020).

[4] L. Zhang, Y. Jiang, J. Dong, An Experimental Study on the Effects of Frosting Conditions on Frost Distribution and Growth on Finned Tube Heat Exchangers, International Communications in Heat and Mass Transfer, 128 (2019) 748-761.

[5] C.J.L. Hermes, V.S. Nascimento, F.R. Loyola, R.P. Cardoso, A.D. Sommers, A study of frost build-up on hydrophilic and hydrophobic surfaces under forced convection conditions, Experimental Thermal and Fluid Science, 100 (2019) 76-88.

[6] J. Lee, K.-S. Lee, The Behavior of Frost layer Growth under Conditions Favorable for Desublimation, International Communications in Heat and Mass Transfer, 120 (2018) 259-266.

[7] 夏斌, 徐向华, 梁新刚, 结霜条件对强对流下低温平板结霜影响的实验研究, 2021 年度中国工程热物理学会传热传质学术会议, 上海, 2021.

[8] 夏斌, 梁新刚, 徐向华, 快速来流条件下低温平板结霜行为实验研究, 工程热物理学报, 41(8) (2020) 2031-2034.

对于评审意见的答复：

1. 是否可以提供或评估机翼近表层温度测量结果，用于评判是冷凝结霜还是凝化成霜？单纯机翼机体温度-45 ℃不足以说明局部温度和变化；

答复：增加了对翼型实验件表面温度均匀性的说明。具体为在文中“1.1 实验装置”的第二段中补充了翼型实验件的内部结构形式“翼型实验件结构为内部是冷媒通道的空心壳体（壳体厚度为 1.5 mm），冷媒通道中加压通过快速流动的低温冷媒液体。”和“1.2 参数测量方法”的第三段中补充了温度测量方式和实验方法“在开始结霜实验前，使用薄膜将翼型实验件完全包裹密封以与空气中的水蒸气隔绝，在薄膜包裹的翼型实验件中加压通入低温冷媒并待温度稳定到实验设定温度后迅速揭开薄膜开始实验。由于加压通入翼型实验件的低温冷媒流速快，翼型实验件的冷媒出入口温差小于 1℃，加之翼型壳体为 1.5 mm 厚的高导热材料铝，所以可以认为翼型实验件表面的温度均匀且等于冷媒进出口的平均温度，因此，文中的翼型表面温度即是翼型实验件的冷媒出入口平均温

度。”，按照此翼型实验件设计方法和实验方法，可认为模型表面的温度均匀。

2. 结果 2.4，图 10 和图 11，翼面温度较高，结霜前期必然是冷凝模式，高湿度下形成的冷凝量大，形成离散分布的液膜（或大水滴），冻结后顶部成霜，所以才会出现小丘。原文中此处的解释不够机理，单纯的通过霜层宏观形貌判定干湿模态有异议。

答复：补充说明了实验方法，具体修改为“1.2 参数测量方法”的第三段中补充了实验方法“在开始结霜实验前，使用薄膜将翼型实验件完全包裹密封以与空气中的水蒸气隔绝，在薄膜包裹的翼型实验件中加压通入低温冷媒并待温度稳定到实验设定温度后迅速揭开薄膜开始实验”。按照此实验方法，翼型表面可看做为等温边界条件，在 2.4 中的翼型表面温度为-24℃，虽温度高于本文其他结霜状态的翼型表面温度，但仍满足在翼型表面凝华的条件，结霜前期为凝华现象。当随着结霜进行，翼面的霜层变厚，霜面温度升高，当霜面温度达到露点温度的时候，水蒸气在霜面发生冷凝，此时为湿模态结霜。文中并不是单纯通过宏观形貌判定干湿模态，但由于对于干湿模态定义和行为描述在已发表论文“夏斌, 梁新刚, 徐向华, 快速来流条件下低温平板结霜行为实验研究, 工程热物理学报, 41(8) (2020) 2031-2034”中有详细说明，未在本文中赘述，只是呼应印证。

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233428

超疏水表面上液滴的再结冰现象实验研究[1]

李仁海[1]，石万元[1,2,3]，冯林[4]

1. 重庆大学能源与动力工程学院，重庆 400044
2. 重庆大学低品位能源利用技术及系统教育部重点实验室
3. 中国空气动力研究与发展中心结冰与防除冰重点实验室，四川绵阳 621000
4. 西南大学工程技术学院，重庆 400100

联系电话：023-65102471，E-mail: shiwy@cqu.edu.cn

摘要：研究了超疏水表面上再结冰现象，分析了基板温度对润湿性的影响以及再结冰对表面防冰性能的影响。通过建立热阻分析模型，探讨了再结冰防冰衰减的影响因素。在实验中观察到超疏水表面从不同高度的融化位置的再结冰的结冰形态有一定的差异，融化线处于较高位置可以形成尖端，融化线处于中间及以下位置时，在融化线处形成清晰的边界，并在边界边缘产生不规则的小冰晶。融化线位置越低，边界就越明显。再结冰时超疏水表面的防结冰性能变得极弱，冻结延迟时间比单次冻结的延迟时间小一个数量级，成核温度范围为-2℃至-6℃。通过热阻分析表明冰的存在大大降低了液滴的热阻，促进了液滴传热，从而导致快速结冰和冰峰推移。

关键词：超疏水表面，结冰融冰，再结冰，润湿性，防结冰性能

符号表

变量

d_c	接触直径 [mm]
f_n	表面固体分数 [-]
h	高度 [mm]
h_i	界面传热系数 [W/m2/K]
H_{fg}	水蒸气冷凝成液态水释放的潜热 [kJ/kg]
k	导热系数 [W/m/K]
q	传热速率 [W]
r	液滴半径 [mm]
r_i	球冠形冰半径[mm]
R	热阻 [K/W]
R_t	液滴的总热阻 [K/W]
R_g	空气的气体常数 [J/(kg·K)]

下角标

c	疏水涂层
C	Cassie 状态
Cu	铜
d	液滴
d*	冰水混合液滴
d,i	冰水混合液滴中的冰
d,l	冰水混合液滴中的水
e	液滴曲率
g	空气
i	凝结界面
ice	冰
i,W	超疏水表面冰水混合液滴处于 Wenzel 状态
i,C	超疏水表面冰水混合液滴处于 Cassie 状态

[1]基金项目：中国空气动力研究与发展中心结冰与防除冰重点实验室开放课题资助(IADL20220408)

T_{sat}	界面附近水蒸汽饱和温度 [K]	i,P	普通表面上冰水混合液滴
T_{sub}	基板温度 [K]	l	水
ΔT	T_{sat} 和 T_{sub} 之间的温差 [K]	m	融化线
V_l	液滴体积 [μL]	o	氧化铜薄膜
α	冷凝系数 [-]	p	微柱
γ_{wg}	气液界面表面张力 [N/m]	P	普通表面
δ	基板的厚度 [mm]	s	微纳结构
θ	表观接触角 [°]	w	基板
θ_i	基于冰水界面球冠形冰的接触角 [°]	W	Wenzel 状态
ρ	密度 [Kg/m3]		

1 前言

暴露表面结冰结霜会对飞机飞行[1]、风力涡轮机[2]、高压输电线路[3]、交通网络[4]的安全性和成本造成严重的影响。比如，在上千米的高空，温度往往低于零度甚至更低，飞机的机身和机翼容易附着冰层，影响飞机的飞行稳定和安全，导致的航空事故比例达到了四分之一以上[5]。在解决结冰问题上，目前采用机械振动、加热和化学流体喷雾等主动除冰方法来去除表面上的冰层[6]，它存在能耗大、污染环境等不足[7-9]。

近年，被动防冰受到广大研究者的关注[10, 11]。被动防冰表面是将水的结冰温度降低，在一定的低温下保证表面不结冰，超疏水表面是其中的典型代表。Barthlott 等人[12]最早报道了通过仿生荷叶表面制备的超疏水表面。液滴在超疏水表面上呈“不润湿”状态，基底纹理由于具有许多微纳气穴，具有良好的延迟结冰性能[13, 14]。魏存谦等人[15]使用差示扫描量热法发现超疏水表面上水的结晶点可以低至−17℃，延迟结冰时间是普通表面的二十多倍。液滴冷冻过程一般经历过冷、成核和冰峰生长三个阶段[16-18]，蒋静等人[19]使用亲水表面、超疏水微纳米复合表面和超疏水纳米草表面等几种表面对结冰的相关机理进行了研究，发现亲水表面的润湿性很强，液滴在表面冻结只经历膜状凝结、冷凝液滴冻结生长及霜层积累三个阶段。而两种超疏水表面冻结过程经历了珠状冷凝、液滴合并生长、液滴冻结传播、冻结液滴生长与霜层积累四个阶段。Shen 等人[20]研究发现在低温条件下截留气穴会被刺穿，从而诱导润湿状态从 Cassie-Baxter 状态转变为 Wenzel 状态。Peter 等人[21]在亲水(未处理的铝)、疏水、超疏水差示扫描量热仪盘中进行 150 次冻结融化循环，研究表明反复的冻结-融化可能会破坏超疏水涂层的润湿模式，出现不可逆的 Cassie 到 Wenzel 状态转变。而钟敏霖等人[22]在超疏水表面上实现了液滴结冰融冰循环中从 Wenzel 到 Cassie 状态的自发转变，在结冰过程中，随温度的降低，有大量气泡从微纳气穴中进入液滴，接触角不断变小，接触直径变大。在融化过程，观察到了接触角和接触直径缓慢恢复，其中一种超疏水表面基本恢复到了原始状态。

虽然超疏水表面具有良好的防冰性能，但依旧不能完全抑制结冰，温度降低到一定时，

表面上依旧会积累冰层，从而使降低表面冰层黏附力的研究备受关注。而 Chen 等人[23]研究发现超疏水表面不能降低冰的粘附力，原因在于 Wenzel 状态下会增加冰和纹理表面的机械连锁。Wenzel 状态和 Cassie-Baxter 状态之间还存在所谓部分润湿状态，Miljkovic 等人[24]研究发现在该状态下，液滴的生长速率和单个液滴的传热系数是 Cassie-Baxter 状态液滴的 4-6 倍。当除冰不完全时，超疏水表面上可能会出现大量的水滴和冰水混合物。褚福强等人[25]基于该问题对冰滴未完全融化再结冰的特性进行了研究，发现再结冰时从未融化的冰表面出现流体剪切，在未融化边缘诱发二次成核，形成拉伸树枝状晶体向基底延伸，然后触发异质成核，冰峰从底部向上推移。

传热会显著影响冰的生长，表面温度、表面特性会影响表面的传热性能[26, 27]。液滴热阻分析模型最早是 Le Fevre 和 Rose[28]提出，他们在单液滴传热模型考虑了液滴传导、气液界面之间物质转移相关的耗散以及表面张力对弯曲界面两侧的温度和饱和压力之间关系的影响。Kim 和 Kim[29]建立了考虑接触角影响的单液滴传热模型，结果显示在高接触角下可以增强冷凝传热。Liu 和 Cheng[30]通过可用性准则得到了液滴的临界半径，改进了 Kim 和 Kim[29]开发的传热模型，发现高接触角下液滴具有高热阻，添加涂层会增加冷凝过程的热阻。

在超疏水表面由于液滴的迁移扫掠会合并成许多较大的液滴，当融冰时间短或融冰温度较低时会导致大液滴中的冰没有完全融化，存在未融化的冰，表面冷却时就会出现再结冰现象。再结冰现象的发生会影响主动除冰和表面被动除冰性能，比如飞机机身、机翼、涡轮发动机出现再结冰现象，会诱发冰层扩散，对飞机安全造成重大影响。同时对风机叶片、光伏板、输电线路、空调换热器等领域也有很大的影响。目前只有褚福强等人研究了超疏水表面上融化线位置接近液滴顶部的再结冰[25]，但对再结冰对防冰效果的实际影响没有分析。再结冰具有结冰延迟时间短、成核温度高的特点，即比一次结冰更快结冰，但其原因还不清楚；对于融化线在其他位置的再结冰是否都会出现流体剪切诱导表面树枝状晶体生长，融化线在其他位置的再结冰是否与一次结冰存在差异，目前对这些问题都还缺乏了解。本文将观察超疏水表面上液滴结冰和存在未融化冰时从不同融化位置再结冰现象，探究再结冰过程中热阻的变化和对防冰性能的影响。

2 实验装置

实验前，将直径 18.2mm、厚度 8mm 的紫铜基板在 1500cw 的砂纸上打磨抛光，用去离子水清洗并用氮气吹扫干燥。将干燥后的基板放入 0.05mol/L 过硫酸铵溶液与 1.25mol/L 氢氧化钠溶液的混合溶液中腐蚀 15 分钟，然后用超声清洗基板，并用氮气吹扫干燥。将基板放入温度为 280℃的烤箱中烘烤 30 分钟，待冷却后再取出。将质量分数为 5.4%的 PTFE 溶液滴加在基板表面，静置 10 秒后，超声清洗，并用氮气吹扫干燥。将干燥后的基板再次放入温度为 280℃的烤箱中烘烤 30 分钟，冷却至室温（27℃）取出。

实验装置如图 1 所示，中心部分为制冷平台，用于放置和制冷液滴。制冷平台由导热铜板（60×60×8.3mm）下方安装的半导体制冷片（型号 TEC2-19006，制冷功率 56W）进行制

冷，通过温控器（XH-W1510，控温精度±0.1℃）对制冷片的制冷温度进行控制。制冷平台的基底上安装了三枚调节螺栓用来调节基板的水平度和基板的位置高度。整个制冷平台放置在侧面开孔的有机玻璃罩内。罩内放置干燥剂控制湿度，电子温湿仪（型号 CS-HT12R-S，温度量程–40℃～85℃，精度±0.1℃，湿度量程 0～100%RH，精度±1.5%RH）测量湿度。将 T 型热电偶 (Omega, USA, COCO-025)放置在超疏水表面与导热铜板之间，记录铜板表面的温度数据。LED 冷光源和接触角测量仪(Powereach, China, JC2000DM)布置在液滴两侧，通过接触角测量仪的显微镜功能实时记录液滴结冰过程，LED 冷光源调节背景光亮度。

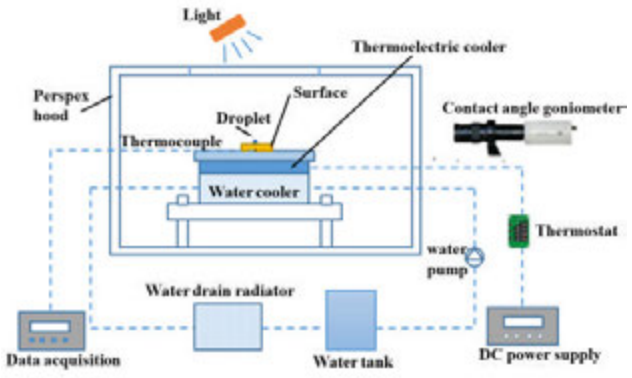


图 1 实验装置示意图

Fig. 1 Experimental apparatus.

采用微量进样器向基板表面滴加液滴，液滴工质选用 5.0 μL 去离子水，其物性参数如表 1 所示。实验时，将超疏水表面或普通表面固定在制冷平台上，打开制冷系统调节温控器参数使制冷温度从室温按一定降温速率降低到–20℃，使液滴结冰，称为一次结冰过程。之后自然融化，融化过程中上部还存在冰晶时再次冷却，称为再结冰，根据冰水界面（融化线）处于不同的高度可以实现从不同融化位置的再结冰。在上述再结冰的基础上经融化一部分冰晶后再次结冰称为二次再结冰。实验过程中记录液滴冻结过程和热电偶温度数据。

表 1 液滴物性参数表 (20°C)

Table 1 Physical properties of droplet (20°C)

物性参数	数值
密度 ρ, kg/m^3	1000
定压比热容 c_p, J/(kg·K)	4182
导热系数κ, W/(m·K)	0.607
动力粘度 μ, mPas	0.89
表面张力σ, mN/m	72
表面张力温度系数 γ_T, N/(m·K)	-1.57×10^{-4}

3 实验结果及分析

一次结冰过程中，开始时液滴处于 Cassie-Baxter 态（图 2a）。随着基板温度的降低，723 秒时出现短暂的再辉现象，此时基板温度为–16℃（图 2b）。724 秒时，液滴与基底接触的位置出现冰峰（图 2c），冰峰向液滴顶端推移。732 秒时形成尖端（图 2d），说明液滴已完全结冰，此时尖端角度约为 128°。随着基板温度的进一步降低，冰滴形态不再变化，其上逐渐产生霜层，冰滴轮廓线向外推移。

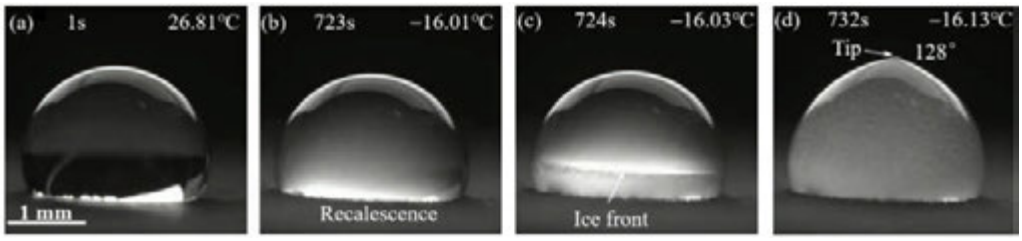


图 2 超疏水表面液滴一次结冰过程

Fig.2 The first icing process of the droplet on superhydrophobic surface.

在结冰过程中，基板温度从室温（27℃）开始降低，液滴与基底的润湿性增加，液滴的接触角逐渐变小，接触直径变大，微纳气穴逐渐被小液滴刺穿，Cassie-Baxter 态向 Wenzel 态转变，如图 3 所示。当温度在 10℃以上时，液滴接触角和接触直径变化较为缓慢。基板温度从 10℃降低到结冰之前，随温度的降低，液滴接触角和接触直径变化较快。温度降低到–16.01℃时，随冰峰线出现开始，液滴接触角瞬间增大，接触直径瞬间变小，然后保持不变。

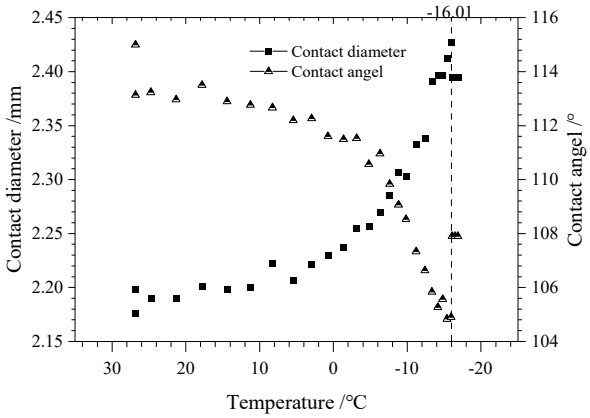


图 3 液滴接触直径和接触角随着温度的降低发生变化，虚线表示再辉现象发生时的温度

Fig.3 The changes of contact diameters and angles of the droplet with the temperature decrease, the dashed line represents the temperature at which recalescence occurs.

当不再对基板进行冷却时，冰滴在环境中便逐渐融化，其中冰滴靠近基板的底部区域先融化，而冰滴上部还呈冰晶状态，实验研究了部分融化的水滴的再结冰过程，如图 4 所示，当融化线距离基板高度为 1.19mm 时，逐渐降低基板温度。当基板温度降至–6℃时，上端未

融化冰表面产生向下的剪切流动（图 4f）接触基底触发成核并出现冰峰（图 4b），冰峰逐渐往上推移，1227 秒时冰峰到达距离基底 0.67mm 的位置时（图 4c），推移速度变慢。冰峰内部产生树枝状晶体并向上生长，与上方的冰接触（图 4g）。当冰峰推移到液滴顶部时形成尖端（图 4d 和 4h），尖端的角度约为 155°，这比一次结冰时的尖端角度大 27°，这与褚福强等人[25]观察到的现象相同。未融化的冰被再结冰过程凝结的冰包裹，融化线处没有明显的分层结构，融化线位置被完全覆盖（图 4h）。

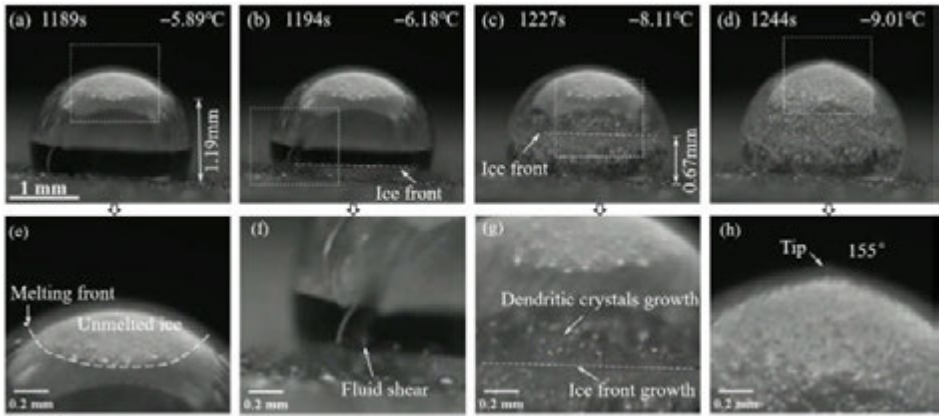


图 4 超疏水表面液滴从融化线高度 1.19mm 再结冰过程，e~h 分别是 a~d 的局部放大图

Fig.4 Reicing process of the droplet from the melting line height of 1.19mm on superhydrophobic surface, e~h are locally enlarged images of a~d, respectively.

降低融化线高度，比如融化线高度为 0.77mm 时再结冰，过程如图 5 所示，基板温度降至−2.5℃左右，从上端未融化冰表面产生向下的剪切流动，接触基底触发异质成核并出现冰峰（图 5a 及 5e）。冰峰向上推移的同时，未融化的冰以树枝状晶体的形式向下突出生长（图 5b 及 5f），并且树枝状晶体向两四周扩散（图 5c 及 5g）。1175 秒时当冰峰接触到未融化冰中生长出树枝状晶体后（图 5g），冰峰继续推移达到融化线，在融化线边缘形成一条分界线（图 5d），并在边缘产生一圈不规则的小冰晶（图 5h）。这是由于融化过程中底部和液滴内产生的气泡聚集在融化线下方，在冰峰推移和树枝状晶体生长的挤压下，只能沿分界线向周围传播，从而在边界形成一圈不规则的小冰晶。从图 5(d)可以发现，分界线下部边缘形成透明的冰，而中间部分由于上侧冰层向下生长出树枝状晶体，与冰峰混合后呈深色不透明状（图 5d）。结冰完成后没有产生尖端，即使将基板温度降至−20℃，除冰滴上有霜层生长外，冰滴形态不再发生变化。

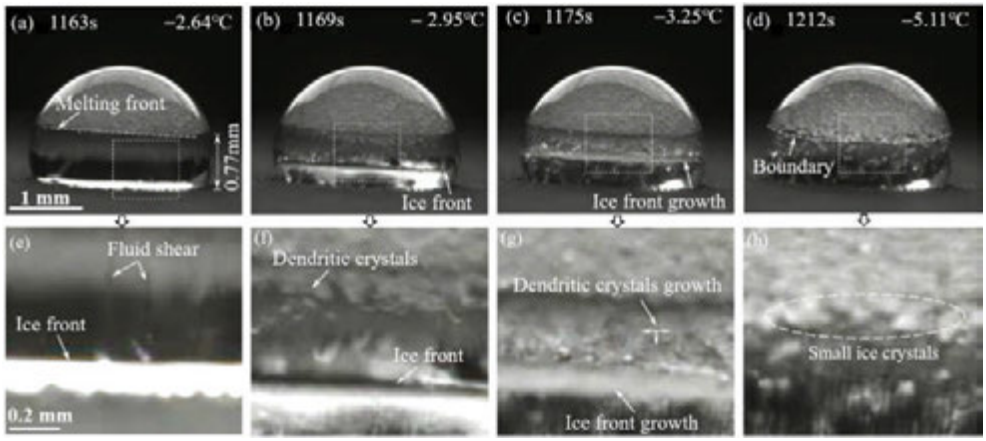


图 5 超疏水表面液滴从融化线高度 0.77mm 再结冰过程，e~h 分别是 a~d 的局部放大图

Fig.5 Reicing process of the droplet from the melting line height of 0.77mm on superhydrophobic surface, e~h are locally enlarged images of a~d, respectively.

进一步降低融化线高度，比如融化线高度为 0.47mm 时再结冰，如图 6 所示。与图 4 和图 5 不同，此时融化线不再升高，上部的冰形态呈球冠型，如图 6(a)所示，在融化部分的右侧边缘可见少量的“白雾”（图 6e），这是水汽凝华而形成的冰雾。当基板温度降到–4.18℃时，底部出现冰峰（图 6b），但未观察到由剪切流体引起的成核，但上侧冰雾凝结形成树枝状晶体（图 6f），然后接触基底触发成核，从而诱导冰峰的出现，可以明显观察到冰峰推移和树枝状晶体生长（图 6c 和 g）。1158 秒时融化线处的结冰分界线更加明显（图 6d），分界线下方能清楚看到内部生长的树枝状晶体（图 6h）。该结冰过程同样没有尖端产生。

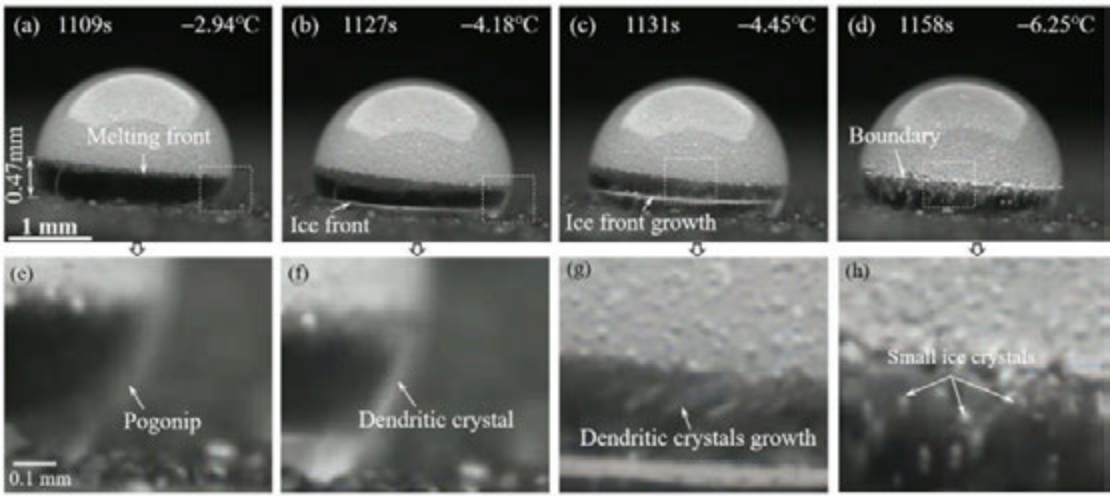


图 6 超疏水表面液滴从融化线高度 0.47mm 再结冰过程，e~h 分别是 a~d 的局部放大图

Fig.6 Reicing process of the droplet from the melting line height of 0.47mm on superhydrophobic surface, e~h are locally enlarged images of a~d, respectively.

当融化线很低时，比如融化线高度为 0.17mm 的再结冰过程，如图 7 所示，此时结冰更快，从未融化的冰中生长出树枝状晶体接触基底，形成大量的冰晶扩散生长（图 7b 和 c），

并且会产生更加明显的分层结构（图 7d）。整个过程中没有冰峰的推移，原因在于融化线距离底端太近，两侧的温差小，未融化的冰里很快生长出冰晶，并扩散充满融化部分（图 7d）。

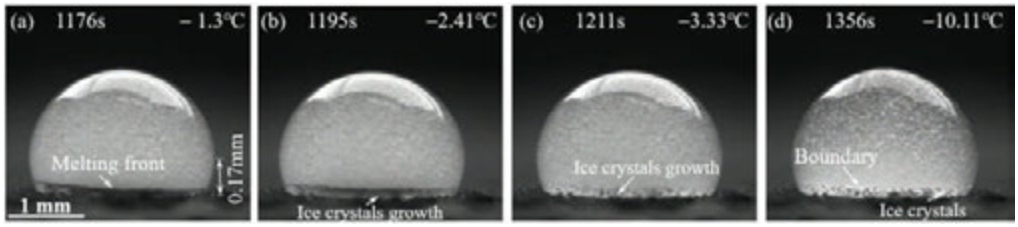


图 7 超疏水表面液滴从融化线高度 0.17mm 再结冰过程

Fig.7 Reicing process of the droplet from the melting line height of 0.17mm on superhydrophobic surface.

极端地，如果让一次结冰的冰滴完全融化后再结冰，液滴结冰过程和图 2 基本一致，基板温度降至–17℃液滴才开始结冰。但冰滴的形态与初次结冰的冰滴相比，其高度从 1.92mm 减小到 1.84mm，最大直径从 2.55mm 变宽到 2.62mm，接触直径从 2.4mm 增大到 2.53mm，如图 8 所示，这说明多次覆冰会影响表面的润湿性。

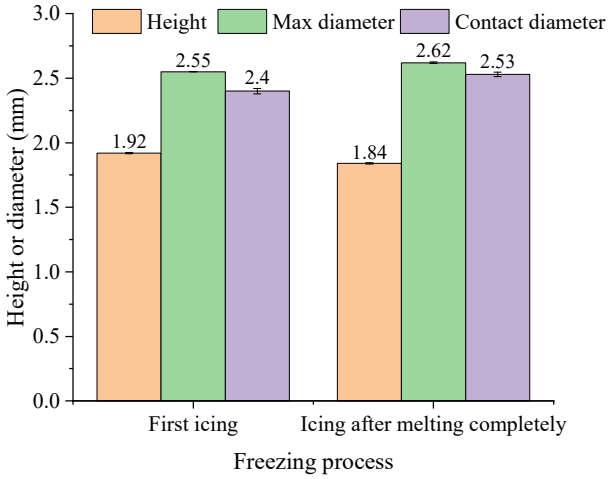


图 8 完全融化后再结冰的冰滴形态与一次结冰的比较

Fig.8 Comparison of the morphology of ice droplets icing after melting completely and initial icing.

本文还研究了在再结冰的基础之上经融化后的二次再结冰过程，如图 9 所示，它表示在图 5 所示再结冰的基础上经部分融化后的二次再结冰过程，初始时刻融化线距底端 0.50 mm（图 9a）。当基板温度降到–2.24℃时，从融化线处的冰中生长出树枝状晶体，此时融化线处开始反光，如图 9(b)所示，这与图 9(a)中融化线处形成明显的对比，冰峰的推移速度快于上侧树枝状晶体的生长速度。2280 秒时冰峰与树枝状晶体接触（图 9c），推移速度减慢。冰峰推移到融化线时产生反光更强的分界线（图 9d）。二次再结冰过程在图 5(d)的分界线位置也产生许多“小冰晶”（图 9d），表明不规则的小冰晶并未完全融化，冰峰推移时重新凝结。

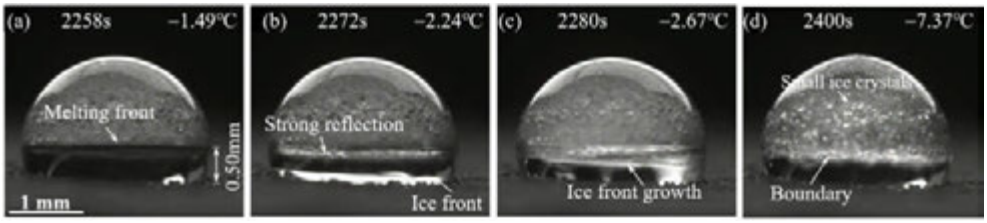


图 9 超疏水表面液滴二次再结冰过程

Fig.9 The second reicing process of droplet on superhydrophobic surface.

为了便于分析，本文将液滴开始结冰时的温度定义为成核温度，液滴从 0℃到成核温度所需的时间定义为结冰延迟时间。图 10 统计了一次结冰、再结冰、二次再结冰、完全融化后再结冰的结冰延迟时间和成核温度。从结冰延迟时间来看，再结冰过程的结冰延迟时间最大只有 78 秒，而一次结冰过程和完全融化后再结冰过程，其结冰延迟时间均达到 400 秒以上（图 10a），可见结冰延迟时间缩短了 5 倍以上。从成核温度来看，四个不同位置的再结冰过程的成核温度都集中在–2℃~–6℃的范围内，而一次结冰过程和完全融化后再结冰过程都保持在–15℃以下（图 10b），液滴结冰过冷度变小。从以上分析可知，完全融化后的液滴虽然处于 Wenzel 状态，依旧具有良好的防冰性能。再结冰液滴的冻结极快，液滴在很短的时间达到过冷，出现防冰衰减。

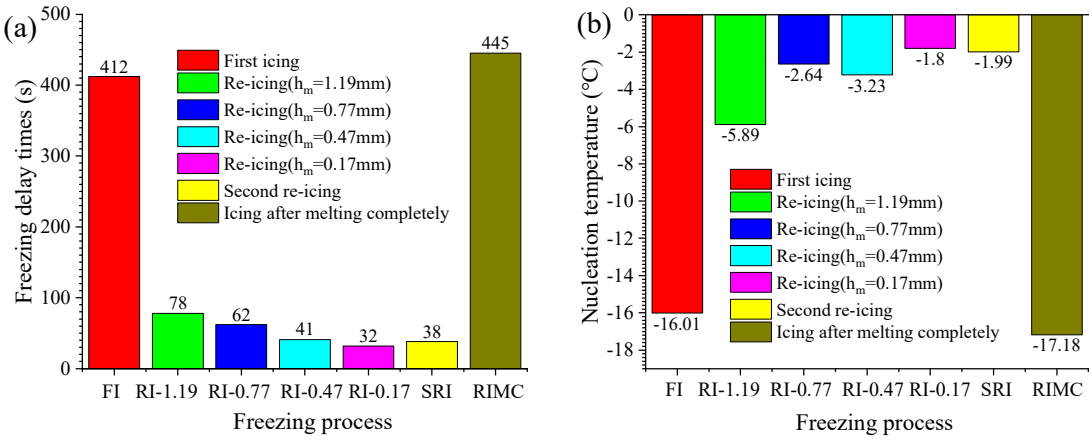


图 10 不同结冰过程的（a）结冰延迟时间及（b）成核温度的比较，FI 表示一次结冰过程，RI-1.19、RI-0.77、RI-0.47、RI-0.17 分别代表从融化线高度 1.19mm、0.77mm、0.47mm、0.17mm 的再结冰过程，SRI 代表二次再结冰过程，RIMC 表示完全融化后的结冰过程。

Fig.10 Comparisons of freezing delay times, (a) and nucleation temperatures (b) in different freezing processes, FI represents the first icing process, RI-1.19, RI-0.77, RI-0.47, and RI-0.17 represent the re-icing process from melting line heights of 1.19mm, 0.77mm, 0.47mm, and 0.17mm, respectively, SRI represents the second re-icing process, RIMC represents the icing process after melting completely.

为了理解再结冰防冰衰减的原因，对液滴进行热阻分析，模型如图 11 所示。液滴足够小，忽略内部流动，假设热传导是液滴传热的主要方式。在普通表面上传热热阻由凝结界面

热阻 R_i、液滴曲率热阻 R_e、液滴传导热阻 R_d 和基板导热热阻 R_w 组成（图 11a 和 b）。液滴在超疏水表面存在 Wenzel 状态和 Cassie 状态，在 Wenzel 状态下液滴浸入微纳气穴，而 Cassie 状态液滴位于微纳气穴之上，微纳气穴被空气填充，这两种状态的传热热阻都由凝结界面热 R_i、液滴曲率热阻 R_e、液滴传导热阻 R_d、微纳结构中的热阻 R_s 和基板导热热阻 R_w 组成（图 11c-f）。其中对于图 11(b、d、f) 液滴传导热阻 R_d 由液滴中水的热阻 $R_{d,l}$ 和冰的热阻 $R_{d,i}$ 两部份串联组成。

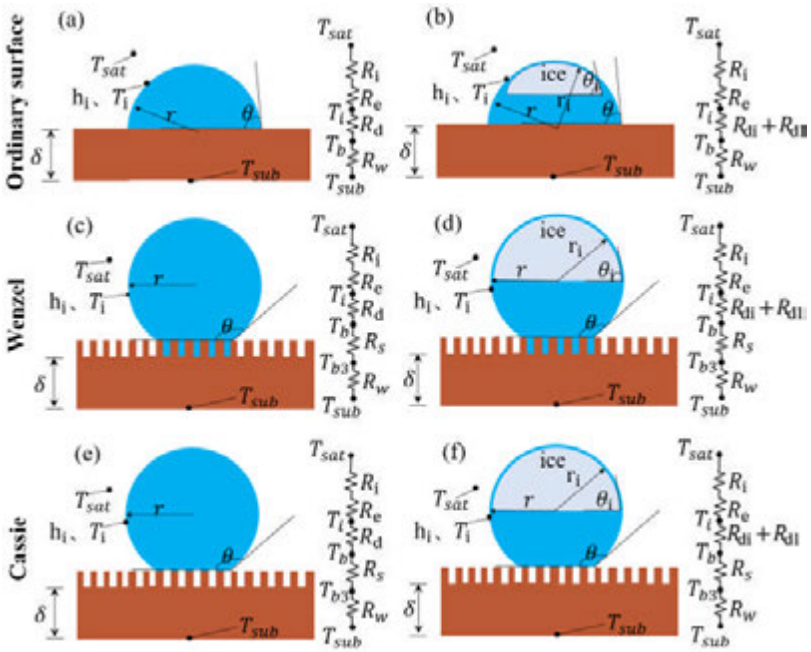


图 11 不同表面上液滴传热热阻示意图，（a~b）普通表面，（c~d）超疏水表面液滴处于 Wenzel 状态，（e~f）超疏水表面液滴处于 Cassie 状态，a、c、e 显示了液滴中没有冰时的热阻示意图，b、d、f 显示了液液滴中有冰时的热阻示意图。

Fig.11 Schematic diagram of droplet thermal resistance on different surfaces, (a ~ b) Ordinary surface, (c~d) Superhydrophobic surface droplets in Wenzel state, (e ~ f) Superhydrophobic surface droplets in Cassie state, a , c , e shows the schematic diagram of thermal resistance in the absence of ice in the droplet, b , d , f shows the schematic diagram of thermal resistance in the presence of ice in the droplet.

通过液滴的热阻模型，可以计算超疏水表面上结冰过程的总热阻，$R_t = R_i + R_e + R_d + R_s + R_w$，其中凝结界面热阻为 $R_i=[2\pi r^2 h_i (1-\cos\theta)]^{-1}$, h_i 为界面传热系数， $h_i=(2\alpha\rho_g H_{fg}^2)/[(2-\alpha) T_{sat} (2\pi R_g T_{sat})^{0.5}]$[31]，该式中$\alpha$为冷凝系数，表示被液相捕获的蒸汽分子与到达液体表面的蒸汽分子总数的比值（取α=1），R_g 是空气的气体常数（R_g=287.15 J/(kg·K)），ρ_g 为水蒸气比密度，H_{fg} 为水蒸气冷凝成液态水释放的潜热（取 2441.5kJ/kg），T_{sat} 为界面附近水蒸汽饱和温度，取 289.15K。液滴曲率热阻为 $R_e = 2T_{sat}\gamma_{wg}/(\rho_l H_{fg} q r)$，$\gamma_{wg}$ 为气液界面表面张力，ρ_l 为水的密度，q 为传热速率， $q=\Delta T/R_t$，其中ΔT为过冷度，定义为蒸汽与基底之间的温度差$\Delta T = T_{sat} - T_{sub}$。通过液滴的传导热阻由液滴大小估计为 $R_d=\theta/(4k_l\pi r\sin\theta)$，$k_l$ 为水的热导率（k_l=0.57 W/m/K）。通过基板的导热热阻由 $R_w=\delta/(k_{Cu}\pi r^2\sin^2\theta)$得出。在微观结构存在的情况下，穿过

微纳结构从体积表面到冷凝液滴的热阻必须被视为两条平行路径，R_s 的热阻模型如图 12 所示。

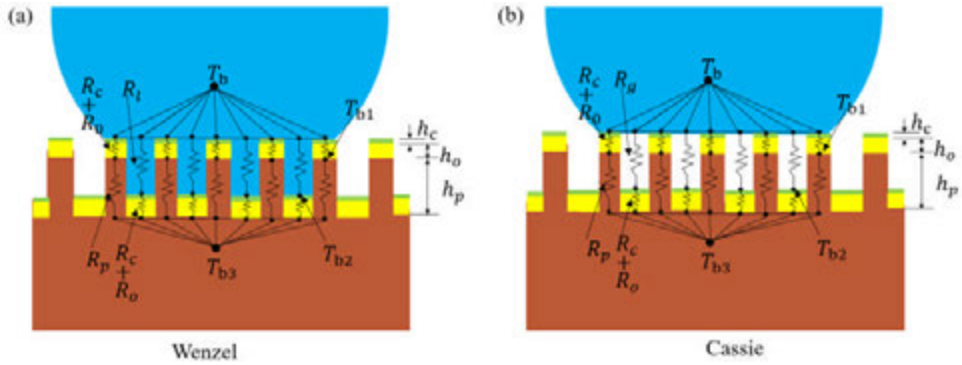


图 12 微纳结构各部分热阻组成模型， (a) Wenzel 状态， (b) Cassie 状态，R_l 为微柱间水的热阻，R_c 为通过疏水涂层的热阻，R_o 为通过氧化铜薄膜的热阻，R_p 为通过微柱的热阻，R_g 是空气柱的热阻

Fig.12 Thermal resistance composition model of various parts of micro/nano structure, (a) Wenzel state, and (b) Cassie state, R_l is the thermal resistance of water between micro/nano columns, R_c is the thermal resistance through the hydrophobic coating, R_o is the thermal resistance of copper oxide thin film, R_p is the thermal resistance of micro/nano copper columns, R_g is the thermal resistance of the air column.

对 Wenzel 状态而言，微柱间隙被水填充，微纳结构中的热阻 R_s 由微柱热阻 R_p 和微柱间水的热阻 R_l 两部分并联组成，微纳结构中的热阻 $R_{s,W}$ 表达式为：

$$R_{s,W} = \frac{1}{A\pi r^2}\left(\frac{f_n k_{Cu}}{\mathrm{B}} + \frac{(1-f_n)k_l}{\mathrm{C}}\right)^{-1} \quad (1)$$

其中，

$$A = k_c\, k_o \sin^2\theta, \quad (2)$$

$$B = h_c\, k_o\, k_{Cu} + h_o\, k_c\, k_{Cu} + h_p\, k_c\, k_o, \quad (3)$$

$$C = h_c\, k_o\, k_l + h_o\, k_c\, k_l + h_p\, k_c\, k_o \quad (4)$$

式中 k_c 为疏水涂层的热导率，h_c 疏水涂层的厚度，氧化铜薄膜导热系数 k_o =20 W/(m·K)，厚度 h_o≈300 nm，k_{Cu} 为微柱的热导率，h_p 为微柱的高度（h_s =6 μm），f_n 为表面固相分数。超疏水表面 Wenzel 状态下通过液滴的总热阻：

$$R_{tW} = \frac{1}{D}\left[[2h_i(1-\cos\theta)]^{-1} + \frac{r\theta}{4k_l \sin\theta} + \frac{\delta}{k_{Cu}\sin^2\theta} + \frac{1}{A}\left(\frac{f_n k_{Cu}}{B} + \frac{(1-f_n)k_l}{C}\right)^{-1}\right] \quad (5)$$

其中， $D = \pi r^2 [1\text{-}2\, T_{sat}\, \gamma_{wg} /(\rho\, H_{fg}\, r\, \Delta T)]$ （6）

对 Cassie 状态而言，微柱间隙被空气填充，将（1）式中的微柱间液柱的热阻 R_l 替换成空气柱的热阻 R_g，即（2）式中将 k_c 替换为 k_g 得：

$$R_{s,C} = \frac{1}{A}\left(\frac{f_n k_{Cu}}{\mathrm{B}} + \frac{(1-f_n)k_g}{E}\right)^{-1} \quad (7)$$

其中， $E = h_c\, k_o\, k_g + h_o\, k_c\, k_g + h_p\, k_c\, k_o$ （8）

式中，k_g 为空气的热导率（k_g =0.023 W/(m·K)）。超疏水表面 Cassie 状态下通过液滴的总热

阻：

$$R_{t,C}=\frac{1}{D}\left[[2h_i(1-\cos\theta)]^{-1}+\frac{r\theta}{4k_l\sin\theta}+\frac{\delta}{k_{Cu}\sin^2\theta}+\frac{1}{A}\left(\frac{f_nk_{Cu}}{B}+\frac{(1-f_n)k_g}{E}\right)^{-1}\right] \quad (9)$$

对于再结冰所形成的冰水混合物液滴，液滴上部未融化的冰可视为球冠形（图 11b,d,f），通过冰的传导热阻可以近似为 $R_{d,i}=\theta/(4\,k_{ice}\,\pi\,r_i\,\sin\theta_i)$，而通过整个冰水混合物液滴的传导热阻 R_{d*}由液滴中水的热阻 $R_{d,l}$ 和冰的热阻 $R_{d,i}$ 两部份串联组成：

$$R_{d*}=R_{d,l}+R_{d,i}=\frac{1}{\pi r^2}\left[\frac{r\theta}{4k_l\sin\theta}+\frac{r^2\theta_i}{4r_i\sin\theta_i}\frac{(k_l-k_{ice})}{k_{ice}k_l}\right] \quad (10)$$

式中，r_i 表示冰球冠形的半径（近似认为 $r_i=r$），θ_i 表示冰基于冰水界面的接触角，用于衡量冰水混合液滴中冰的含量，k_{ice} 为冰的热导率， k_{ice} =2.39 W/(m·K)[20]。

因此可以求出通过再结冰所形成的冰水混合物液滴的总热阻为：

$$R_{ti,W}=\frac{1}{D}\left[[2h_i(1-\cos\theta)]^{-1}+\frac{r\theta}{4k_l\sin\theta}+\frac{r^2\theta_i}{4r_i\sin\theta_i}\frac{(k_l-k_{ice})}{k_{ice}k_l}+\frac{\delta}{k_{Cu}\sin^2\theta}+\frac{1}{A}\left(\frac{f_nk_{Cu}}{B}+\frac{(1-f_n)k_l}{C}\right)^{-1}\right] \quad (11)$$

$$R_{ti,C}=\frac{1}{D}\left[[2h_i(1-\cos\theta)]^{-1}+\frac{r\theta}{4k_l\sin\theta}+\frac{r^2\theta_i}{4r_i\sin\theta_i}\frac{(k_l-k_{ice})}{k_{ice}k_l}+\frac{\delta}{k_{Cu}\sin^2\theta}+\frac{1}{A}\left(\frac{f_nk_{Cu}}{B}+\frac{(1-f_n)k_g}{E}\right)^{-1}\right] \quad (12)$$

式中 $R_{ti,W}$ 表示超疏水表面 Wenzel 状态下通过再结冰所形成的冰水混合物液滴的总热阻，$R_{ti,C}$ 表示超疏水表面 Cassie 状态下通过再结冰所形成的冰水混合物液滴的总热阻。

普通表面上不存在微纳结构，通过液滴的总热阻 $R_{t,P}$ 和通过再结冰所形成的冰水混合物液滴的总热阻 $R_{ti,P}$：

$$R_{t,p}=\frac{1}{D}[[2h_i(1-\cos\theta)]^{-1}+r\theta/(4k_l\sin\theta)+\delta/(k_{Cu}\sin^2\theta)] \quad (13)$$

$$R_{ti,p}=\frac{1}{D}\left[[2h_i(1-\cos\theta)]^{-1}+\frac{r\theta}{4k_l\sin\theta}+\frac{r^2\theta_i}{4r_i\sin\theta_i}\frac{(k_l-k_{ice})}{k_{ice}k_l}+\delta/(k_{Cu}\sin^2\theta)\right] \quad (14)$$

为了更好的分析润湿转换过程的热阻变化，我们建立了如图 13(a)所示润湿转变模型，微纳结构中的热阻 $R_{s,W}$ 表达式为：

$$R_{s,W}=\frac{1}{A\pi r^2}\left(\frac{f_nk_{Cu}}{\mathrm{B}}+\frac{(1-f_n)k_lk_g}{\mathrm{F}}\right)^{-1} \quad (15)$$

其中，

$$A = k_c\,k_o\,\sin^2\theta, \quad (16)$$

$$B = h_c\,k_o\,k_{Cu} + h_o\,k_c\,k_{Cu} + h_p\,k_c\,k_o, \quad (17)$$

$$C = h_c\,k_o\,k_l\,k_g + h_o\,k_c\,k_l\,k_g + (h_p-h_x)\,k_c\,k_o\,k_l + h_x\,k_c\,k_o\,k_g \quad (18)$$

式中 h_x 为 Cassie 态向 Wenzel 态转变过程水浸入微纳结构的高度。在 θ=150°，从 Cassie 态完全转变为 Wenzel 态，微纳结构中的热阻只变化了 0.52%（图 13b），主要受表观接触角的影响，维纳结构的热阻随 θ 减小而降低。

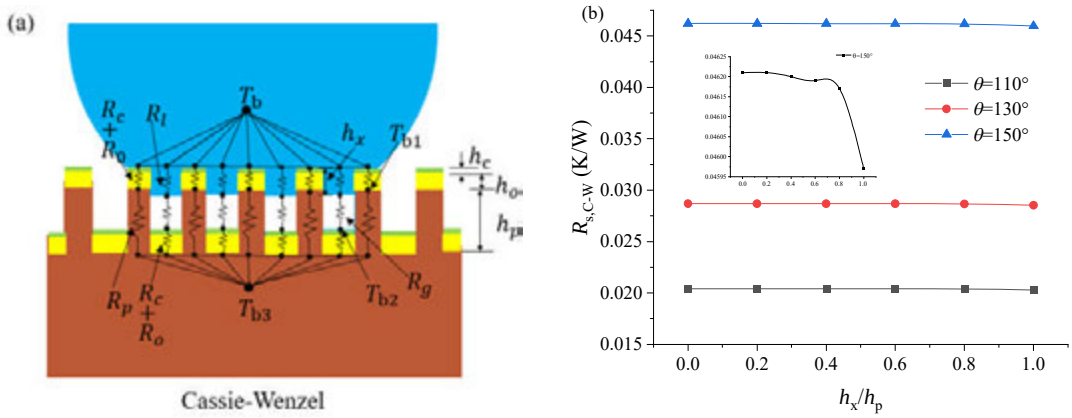


图 13 (a)微纳结构 Cassie 态向 Wenzel 态转变各部分热阻组成模型，(b)不同接触角下，Cassie 态向 Wenzel 态转变的微纳结构热阻变化

Fig.13 (a) Composition model of thermal resistance for various parts of the transition from Cassie state to Wenzel state in micro/nanostructures, and (b) Thermal resistance changes of micro/nano structures during the transition from Cassie state to Wenzel state at different contact angles

在热阻分析模型的基础上，进一步对不同润湿模式下表面热阻的影响因素进行分析，主要包括接触角、过冷度ΔT、液滴中未融化冰的含量、液滴半径的影响。图 14(a)显示随接触角的增大，液滴的导热热阻逐渐增大。接触角大于 150° 时，导热热阻迅速增大，这是因为接触直径的减小削弱了传热过程。而过冷度ΔT 对导热热阻没有影响(图 14b)。图 14(c)中无量纲参数 θ_i/θ 表示液滴中冰的含量，当 θ_i/θ=0 时液滴中不存在冰，θ_i/θ=1 时液滴完全结冰。从图中可知，液滴中未融化冰的含量（θ_i/θ）增加时，热阻先急剧减小，再缓慢下降。当接触角 θ 小于 90° ，随 θ_i/θ 的增大，R_{ti}/R_t 会先发生骤降，之后这一比值变化不大。而接触角 θ 越小时，这一比值越发趋于稳定，如 θ=10°，R_{ti}/R_t 稳定于 0.75。当接触角 θ 大于 90° 时，R_{ti}/R_t 随 θ_i/θ 的增大而变化加快，例如θ =170° 时，随 θ_i/θ 的增大，R_{ti}/R_t 从 1 骤降为 0.96，之后逐渐减小到 0.32。图 14(d)表示有无冰水混合物的液滴热阻随半径的变化。热阻先急剧下降，然后缓慢下降，并随着半径的增加趋于稳定。当半径 r 比较小时，表观接触角 θ 越大，热阻越大，这与图 14(a)中的结果一致。当半径 r 较大时，无论是否存在未融化的冰，热阻趋于一致。

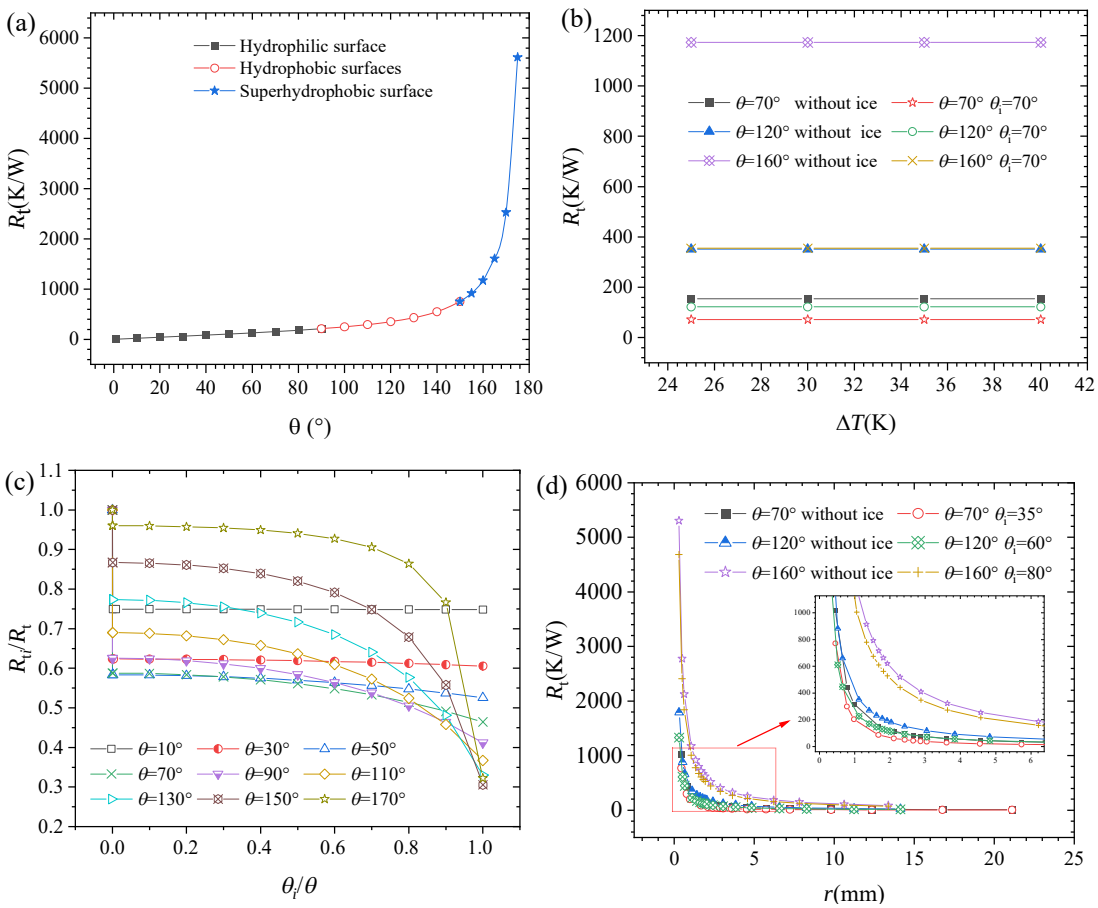


图 14 (a)液滴导热热阻随表面接触角的变化，(b) 过冷度ΔT对液滴中有无冰存在时导热热阻的影响，(c) 再结冰冷凝过程中未融化的冰的含量对液滴导热热阻的影响，(d)液滴导热热阻随半径的变化

Fig.14 (a) Thermal resistance of heat conductivity of droplets versus contact angle. (b) Effect of undercooling ΔT on thermal resistance with or without ice in the droplet. (c) Effect of unmelted ice content during re-icing condensation on the thermal resistance of the entire droplet, and (d) The variation of droplet thermal resistance with radius.

从以上分析可知，液滴的表观接触角、液滴中未融化冰的含量、液滴半径都会影响液滴的热阻，其中未融化冰的存在会显著降低液滴的总热阻。液滴热阻降低，相同过冷度下传热热流密度 q 会增大。在冷却过程中，液滴会吞噬周边的小液滴，体积增大，接触角变化不大时液滴半径会增大，导致热阻减小。由此可知，再结冰过程热阻变小，热流密度增大，很快使液滴过冷，导致液滴结冰，从而出现再结冰液滴延迟结冰时间比一次结冰短、成核温度高的现象。

4 结论

本文主要研究了水平基板上超疏水表面上部分未融化再结冰和二次再结冰现象，分析了基板温度对润湿性的影响和再结冰对表面防冰性能的影响，并建立热阻模型分析了液滴再结冰过程的热阻变化。得到以下结论：（1）再结冰时，超疏水表面上从不同高度的融化位置结

冰时，其结冰形态不一致，在较高位置处结冰液滴会形成尖端，在最大直径偏上位置及以下会再融化线形成明显的分界线，分界线边缘一圈产生不规则的小冰晶；融化线位置越低分界线越明显。（2）再结冰过程中，在冰峰线推移时，从融化线处的冰从中向下生长大量冰枝。（3）基板温度降低，润湿性发生变化，润湿模型可能从 Cassie 状态转变为 Wenzel 状态，但不影响超疏水表面的防冰性能。（4）无论是再结冰过程还是二次再结冰过程，超疏水表面的防冰性能变得极弱，结冰延迟时间比一次结冰小一个数量级，成核温度在–2℃~–6℃之间，原因在于再结冰液滴热阻变小、传热热流密度变大，使液滴很快过冷，释放凝固潜热从而快速结冰。

参考文献：

[1] 于竞尧，薛磊，陶海岩，等. 基于疏水功能表面的飞机防覆冰机理研究进展[J]. 航空制造技术，2017(17):55-59.

[2] 胡建林，蓝彬桓，许可，等. 风机叶片运用疏水性涂层防覆冰的风洞试验研究[J]. 高电压技术，2018,44(03):719-726.

[3] 郭军红，李军，陈碧碧，等. 输电线路防覆冰涂料的研究进展[J]. 中国涂料, 2013,28(10):19-21.

[4] 高英力，代凯明，黄亮，等. 超疏水-防覆冰技术在公路路面中的研究应用进展[J]. 材料导报，2017,31(01):103-109.

[5] 郝云权，赵大志，李伟斌，等. 飞机结冰的不确定性量化研究进展[J]. 航空动力学报, 2022:卷 1-18.

[6] Parent O, Ilinca A. Anti-icing and de-icing techniques for wind turbines: Critical review[J]. Cold Regions Science and Technology, 2011,65(1):88-96.

[7] Paul S, Lee D, Kim K, et al. Nonlinear modeling and performance testing of high-power electromagnetic energy harvesting system for self-powering transmission line vibration deicing robot[J]. Mechanical Systems and Signal Processing, 2021,151:107369.

[8] Ordóñez-Barona C, Sabetski V, Millward A A, et al. De-icing salt contamination reduces urban tree performance in structural soil cells[J]. Environmental Pollution, 2018,234:562-571.

[9] Wang Z. Recent progress on ultrasonic de-icing technique used for wind power generation, high-voltage transmission line and aircraft[J]. Energy and Buildings, 2017,140:42-49.

[10] Zuo Z, Liao R, Zhao X, et al. Anti-frosting performance of superhydrophobic surface with ZnO nanorods[J]. Applied Thermal Engineering, 2017,110:39-48.

[11] Coady M J, Wood M, Wallace G Q, et al. Icephobic Behavior of UV-Cured Polymer Networks Incorporated into Slippery Lubricant-Infused Porous Surfaces: Improving SLIPS Durability[J]. ACS Applied Materials & Interfaces, 2018,10(3):2890-2896.

[12] Neinhuis C, Koch K, Barthlott W. Movement and regeneration of epicuticular waxes through plant cuticles[J]. Planta, 2001,213(3):427-434.

[13] Barthlott W, Neinhuis C. Purity of the sacred lotus, or escape from contamination in biological surfaces[J]. PLANTA, 1997,202(1):1-8.

[14] Wang D, Sun Q, Hokkanen M J, et al. Design of robust superhydrophobic surfaces[J]. Nature, 2020,582(7810):55-59.

[15] Wei C, Jin B, Zhang Q, et al. Anti-icing performance of super-wetting surfaces from icing-resistance to ice-phobic aspects: Robust hydrophobic or slippery surfaces[J]. Journal of Alloys and Compounds, 2018,765:721-730.

[16] Jung S, Tiwari M K, Doan N V, et al. Mechanism of supercooled droplet freezing on surfaces[J]. Nature Communications, 2012,3(1):615.

[17] Zhang X, Wu X, Min J, et al. Modelling of sessile water droplet shape evolution during freezing with consideration of supercooling effect[J]. Applied Thermal Engineering, 2017,125:644-651.

[18] Sellberg J A, Huang C, McQueen T A, et al. Ultrafast X-ray probing of water structure below the homogeneous ice nucleation temperature[J]. Nature, 2014,510(7505):381-384.

[19] Jiang J, Tang G H. Investigation on Anti-icing and Icephobicity Mechanism of HPO-SLIP Surface[J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2021,55(08):111-118.

[20] Shen Y, Xie X, Tao J, et al. Mechanical Equilibrium Dynamics Controlling Wetting State Transition at Low-Temperature Superhydrophobic Array-Microstructure Surfaces[J]. Coatings, 2021,11(5):522.

[21] Wilson P W, Lu W, Xu H, et al. Inhibition of ice nucleation by slippery liquid-infused porous surfaces (SLIPS)[J]. Physical chemistry chemical physics : PCCP, 2012,15(2):581-585.

[22] Wang L, Tian Z, Jiang G, et al. Spontaneous dewetting transitions of droplets during icing & melting cycle[J]. Nature Communications, 2022,13(1):378.

[23] Chen J, Liu J, He M, et al. Superhydrophobic surfaces cannot reduce ice adhesion[J]. Applied Physics Letters, 2012,101(11):111603.

[24] Miljkovic N, Enright R, Wang E N. Effect of Droplet Morphology on Growth Dynamics and Heat Transfer during Condensation on Superhydrophobic Nanostructured Surfaces[J]. ACS Nano, 2012,6(2):1776-1785.

[25] Chu F, Gao S, Zhang X, et al. Droplet re-icing characteristics on a superhydrophobic surface[J]. Applied Physics Letters, 2019,115(7):73703.

[26] Kong W, Liu H. A theory on the icing evolution of supercooled water near solid substrate[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2015,91:1217-1236.

[27] Rahimi M, Afshari A, Thormann E. Effect of Aluminum Substrate Surface Modification on Wettability and Freezing Delay of Water Droplet at Subzero Temperatures[J]. ACS Applied Materials & Interfaces, 2016,8(17):11147-11153.

[28] Le Fevre E J, Rose J W. A theory of heat transfer by dropwise condensation[J]. Chemical Engineering Progress, 1966,62(7):362-375.

[29] Kim S, Kim K J. Dropwise Condensation Modeling Suitable for Superhydrophobic Surfaces[J]. Journal of Heat Transfer, 2011,133(8):8.

[30] Liu X, Cheng P. Dropwise condensation theory revisited: Part I. Droplet nucleation radius[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2015,83:833-841.

[31] Chavan S, Cha H, Orejon D, et al. Heat Transfer through a Condensate Droplet on Hydrophobic and Nanostructured Superhydrophobic Surfaces[J]. Langmuir, 2016,32(31):7774-7787.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233430

低饱和压力条件下 Novec 7100 沸腾传热特性研究

（液层静压的影响）

喻佳彤[1]，陈志豪[2]，宇高义郎[3]，金旭豪[4]

（天津大学，机械工程学院，天津市海河教育园天津大学北洋园校区，天津 300350）

(Email: zhchen2015@tju.edu.cn)

摘要：随着电动汽车和电子设备的快速发展，利用绝缘工质的浸没式相变冷却技术因在温控性能、集成化等方面优势明显逐渐受到关注，对该技术在低温工况下应用的需求也在不断增加。但目前关于绝缘冷却工质的沸腾传热基本机理尤其是低温工况下的研究较少。本文使用饱和压力(温度)可控的气密性实验系统，在低饱和压力条件下研究液层静压对 Novec 7100 在光滑铜表面的沸腾传热特性的影响。实验发现，临界热流密度随饱和压力的下降先降低后上升的特殊趋势。在饱和压力低于 8.34kPa 后，池沸腾过程出现间歇性沸腾和自发过冷沸腾两种特殊的换热模式，临界热流密度会随液位高度增加而升高。当饱和压力为 0.741kPa 时，23mm 和 56mm 液位高度的临界热流密度值相差最大，约 65kW/m^2。

关键词：池沸腾，低饱和压力，液层静压，绝缘冷却工质，沸腾传热特性

0 前言

随着电机及电子设备朝着高功率化和高集成化的趋势发展，风冷、水冷等常规冷却技术已无法满足目前系统高效冷却的需求。利用绝缘工质的浸没式相变冷却技术因具有高效冷却、可实现系统小型化、集成化等特性逐渐受到关注。由于对低温高效冷却系统的需求不断增加，低压沸腾逐渐出现在绝缘工质相变冷却系统相关研究中。因此，对绝缘冷却工质在低饱和温度（压力）条件下沸腾传热机理及特性的阐明，是探索沸腾传热强化技术，提高系统低温工况运行性能的重要基础。

低饱和压力下的池沸腾现象与常压或更高压力条件下的现象明显不同。当蒸汽饱和压力非常低时，由液体高度施加的液体静压与蒸汽饱和压力具有相同的数量级。因此，与大气压力相比，在非常低的压力下，会导致沸腾环境在局部压力和局部饱和温度方面存在不均匀性，这影响了气泡的生长动力学及气泡的形状和大小。不同的学者[1-3]研究表明，低饱和压力下，观察到成核位置的密度和蒸汽气泡的发射频率急剧下降，以及气泡的生长速率和离开直径的增加。在大气压下水的池沸腾时观察到许多毫米大小的气泡，而在低于大气压时观察到厘米大小的气泡[4-5]。

1975 年，Van Stralen 等人[6]在 26.7 至 2.0 kPa 的压力范围内进行了水的池沸腾实验。在 4.08 kPa 的压力下，他们观察到了特殊的气泡行为：在巨大的气泡脱离壁面后，

气泡下方会形成二次蒸汽柱，同时一股高速液体射流射入气泡内部。此时，气泡等待周期延长至 40 s，并伴随着振幅高达 11 K 的周期性壁面温度波动。

Giraud 等人[7]在饱和压力为 0.85 kPa 的水池沸腾实验中也观察到了类似的现象，并指出在低压下的沸腾环境是不均匀的。由于低温下蒸汽的饱和压力非常低，液体由高度产生的静压的量级与其接近，并对沸腾特性产生不可忽略的影响。因此，从自由液面至近壁面处存在一个线性的压力分布。根据饱和压力和饱和温度一一对应的原理，局部过冷度会随着深度增加而增加。由于低压下不均匀的沸腾环境，经典沸腾分析中的一些通常假设不再有效。一些通常被忽视的力量似乎也不容忽视，例如，基于热毛细对流力的“马兰戈尼效应”。这说明需要基于更多的实验数据重新阐述低压下特殊的池沸腾现象的发生机理。

2017 年，Michaie 等人[8]使用类似 Giraud 等人的实验装置，研究当饱和压力从 1.01 Mpa 减小到 4.3 kPa 时，水池沸腾过程中气泡形态的变化。结果表明，伴随着压力的降低，气泡尺寸增大，脱离频率减小，气泡形态由近球形过渡到蘑菇形或蒸汽柱，最终变为扁球形，且在低压下，气泡在脱离壁面后会迅速凝结，侧面验证了 Giraud 等人[7]提出的液体中存在垂直过冷度分布的结论。

表 1 汇总了部分低压下水平表面池沸腾的研究结果。可以看出，大部分学者并未给出液面高度这一关键数据，且现有关于液层静压对沸腾传热影响的研究大量集中在水或乙醇等少数工质上，绝缘工质相关数据较缺乏。

表 1 低压下水平表面池沸腾的实验研究

Table 1 Experimental study on horizontal surface pool boiling under low pressure

学者	工质	加热面	测定压力范围 P_{sat} (kPa) /液面高度 H (cm)
Van Stralen 等[6, 9-11]	水，含水二元混合物	铂线、中心具有人工柱形成核点的光滑铜圆盘	铂线：13.3~101.4/未知 铜圆盘：2.0~26.7/未知
Stewart and Cole[12]	水	镜面抛光铜圆盘	4.9/未知
Kalani 等[13]	乙醇	带微通道的矩形铜片	16.7~101.3/5
Yamada 等[14]	水	带疏水斑点的铜圆盘	6.8~101.4/12.0
Michaie 等[8, 15]	水、环乙烷	中心具有人工锥形成核点的光滑铜圆盘	水：4.2~101.4/17.3 环乙烷：7.0~22.3/17.8
Wojtasik 等[16]	水	粗糙铜圆盘	2.4~4.1/15~60

在已报道的低压下池沸腾研究文献中可以清楚地看出，其沸腾过程中与常压沸腾发

生了质的变化[17]。综上所述，在低饱和压力条件下，液体高度产生的静压的影响逐渐凸显先，使得气泡形态趋于扁平，气泡尺寸增大，脱离频率减小，进而影响沸腾传热过程，导致壁面温度波动。但目前在低饱和压力下气泡形态的变迁过程尚未被完全阐明。对该现象的研究也局限在水、环乙烷等少数几种工质中，需补充更丰富的实验数据用于比较研究。因此将这一概念扩展到绝缘工质，对研究低压下液层静压对沸腾传热特性的影响有重要意义。

因此，本文的目的是进一步研究在低饱和压力条件下，液层静压对 Novec 7100 池沸腾传热特性的影响。本实验采用饱和温度（压力）可控的沸腾实验系统，在 0.741-101.3kPa 的压力范围内进行沸腾实验，研究低压下液层静压对 Novec 7100 沸腾特性的影响。实验过程中利用高速摄像机记录气泡的生长过程。

1 实验系统及过程

1.1 实验系统

实验系统如图 1 所示，由气密性沸腾容器、控温系统、真空泵、恒温槽和测温系统组成。气密性沸腾容器是实验的主体，是具有良好气密性的双层结构。通过在夹层中引入控温流体（由恒温槽提供）及安装在沸腾容器顶部的冷凝盘管，实现对沸腾容器整体的饱和温度（压力）控制。沸腾容器的两侧设有观察窗，可使用高速相机采集沸腾过程中气泡形态变化的图像。观察窗边框上带有纵向刻度，用于标识沸腾容器内部的液面高度。在实验过程中，通过真空泵对沸腾容器进行抽真空操作，排除容器内的不凝性气体，沸腾容器通过真空管道与真空泵相连接。

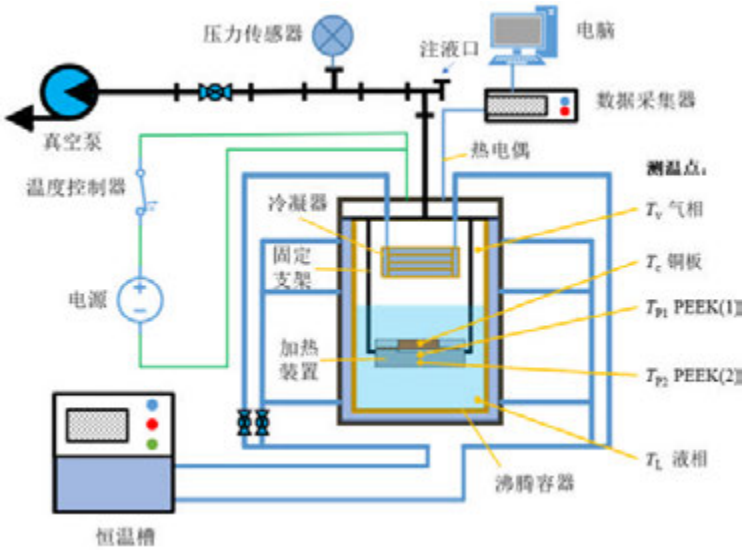


图 1 沸腾传热实验系统的流程图

Figure 1 Flow diagram of boiling heat transfer experimental system

加热模块是本沸腾实验的核心部件，整体结构如图 2 所示。整个部件由 PTFE、紫铜块、陶瓷加热片、PEEK、上固定板、侧固定板和下固定板组成。其中，紫铜块上表面为沸腾表面，尺寸为 20 × 20 mm，紫铜块总厚度 5 mm，在其正中心位置距上表面 2.5mm 处布置有一测温点。由于紫铜具有较高的导热系数，在本研究的热流密度范围内，紫铜块可视为温度分布均匀。由于壁面的粗糙度会对沸腾曲线的测定结果产生较大影响，本实验中采用光滑铜表面。在实验前，用金刚砂纸对紫铜块上表面进行打磨，清洗后静置 6 h 以上再进行实验。实验的高速观测系统由高速相机、光源和计算机组成。

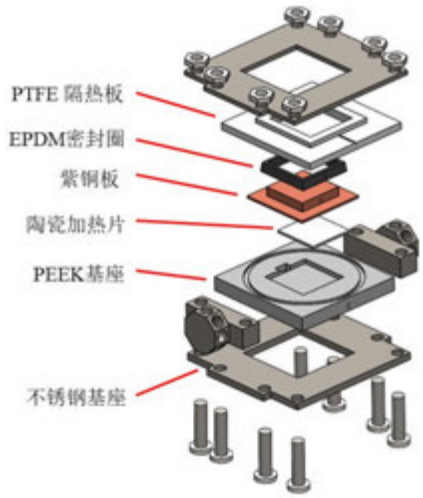


图 **错误!文档中没有指定样式的文字。**加热核心模块

Figure 2 Heating unit

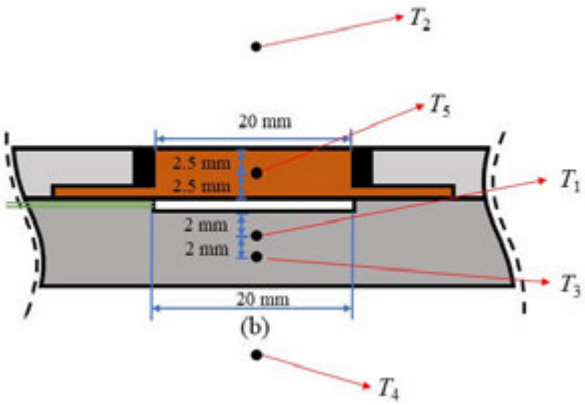


图 3 沸腾传热装置测温点布置

Figure 3 Layout of temperature measurement points

本实验的测温系统包含 K 型热电偶、数据采集器和数据记录计算机。沸腾容器内部布置有 5 个测温点，如图 3 所示。T_1 测定的是 PEEK 上测温点的温度，T_2 测定的是蒸汽温度，T_3 测定的是 PEEK 下测温点的温度，T_4 测定的是液体温度，T_5 测定的是紫铜块温

度。基于测定的各点温度，计算得到过热度和热流密度等参数。

实验前，对系统进行检漏并排除不凝性气体以降低干扰因素。通过真空泵对实验系统抽吸来排除系统空间内及工质中含有的不凝气体，当测试压力与由饱和温度计算得到的饱和压力基本一致后，可认为已排除系统内不凝气体。沸腾实验数据均在稳态下获取。

1.2 数据处理

本实验测量得到的数据有：电加热功率、5 个热电偶测量的温度值和沸腾容器内的压力值。由于本实验中紫铜块内的热流密度比较小，且紫铜块具有较高的导热系数，因此在处理数据时，认为紫铜块的整体温度是均匀的。陶瓷加热片加热面积与之相同的传热块，在计算热流密度时可认为是一维稳态导热。

根据一维稳态导热计算公式，通过紫铜块的热流密度 q 为：

$$q = UI/A - \lambda (T_1 - T_3)/ \Delta x \tag{1-1}$$

其中，U，I 分别为通过陶瓷加热片的电压和电流；A 为紫铜传热面面积；λ 为紫铜的导热系数；T_1 和 T_3 分别为 PEEK 上、下测温点的温度；Δx 为 PEEK 上、下测温点的竖直距离，实际值为 2 mm。

紫铜壁面的过热度ΔT 为

$$\Delta T = T_5 - T_4 \tag{1-2}$$

其中，T_4 是氟化液的饱和温度，T_5 是紫铜块的温度。

平均传热系数 α 为

$$\alpha = q / \Delta T \tag{1-3}$$

对本实验数据系统进行误差分析，温度测量不确定度小于±0.1℃，电压的不确定度小于±0.1V，电流的不确定度小于±0.1A，测温点间距的不确定度小于±0.1mm，紫铜热导率的不确定小于±3 W/(m·K)。经计算，热流密度的不确定度为 ±3.0%，壁面过热度的不确定度为±1.4%。

2 Novec 7100 的低饱和压力下的沸腾传热特性

2.1 不同饱和压力下 Novec 7100 的沸腾曲线

图 4 汇总了不同饱和温度下 Novec 7100 的沸腾曲线。整体来看，临界热流密度随着饱和温度（压力）的下降而降低，但是当饱和温度小于 0℃时，出现了临界热流密度随饱和温度（压力）降低反向升高的趋势。

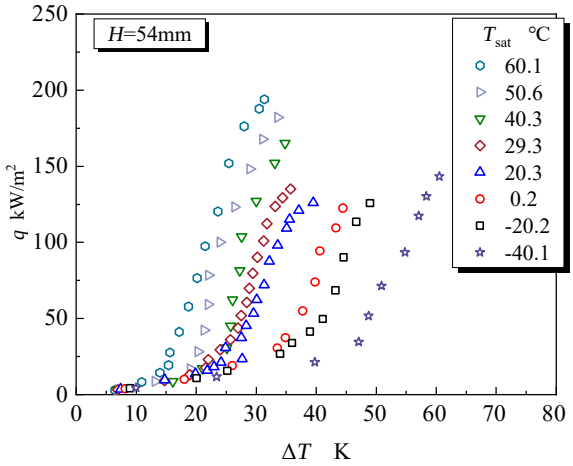


图 4 不同饱和温度下 Novec7100 的沸腾传热曲线

Figure 4 Boiling heat transfer curve of Novec7100 at different saturation temperatures

曲线梯度在沸腾起始点 ONB（Onset of Nucleate Boiling）点之前维持在一个较低值，几乎不受壁面过热度的影响，越过该点后迅速抬升。饱和温度的变化对自然对流区域曲线的梯度没有明显影响，主要影响核态沸腾区域。在 0℃以上，饱和温度越高，核态沸腾区域曲线的梯度更陡峭，而在 0℃以下，趋势则正好相反。值得注意的是，-20.2℃时核态沸腾区域的曲线梯度明显比 60.1℃更大，曲线的中间段在图中接近一条竖直线。热流密度增加 48 kW/m^2，而壁面过热度仅抬升 1.5 K。

2.2 饱和温度（压力）对 Novec 7100 临界热流密度的影响

图 5 展示了 Novec 7100 的 CHF 随饱和温度的变化趋势。可以看出，CHF 随饱和温度的降低呈现先降低后升高，如图中黄色箭头所示。选取 Alvarino 等人[18]和 Fan 等人[8]相近壁面粗糙度下的 CHF 数据用于比较。如图所示，本文测定的 CHF 大于 Alvarino 等人[18]和 Fan 等人[8]的数据。对比三者加热面参数可以发现，本文的加热面尺寸最小。加热面尺寸越小，周围液体对加热面的补液更为容易，因此可以达到更高的 CHF。当饱和温度为 60℃时，本文 CHF 测定值与其余二者的差距达到最大，为 31.3 kW·m^{-2}，占本文 CHF 测定值的 16%，考虑到双方在加热面尺寸、材质方面的差异以及沸腾现象本身的复杂性，这样的差距尚在合理的范围内。

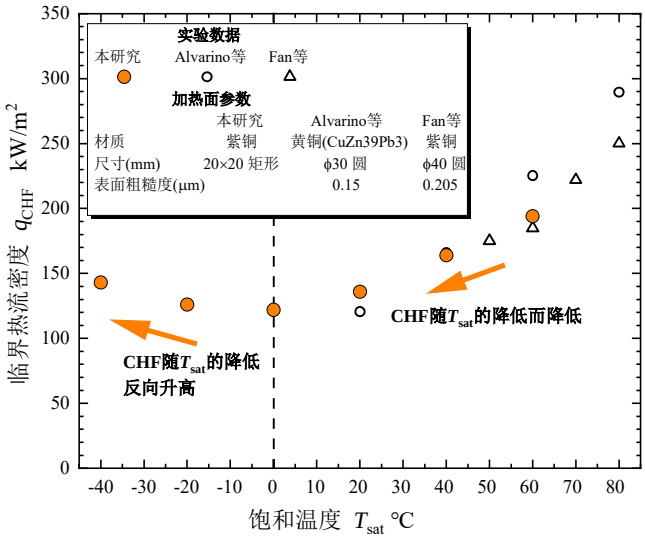


图 5 不同饱和温度下 Novec7100 的临界热流密度

Figure 5 Critical heat flux of Novec7100 at different saturation temperatures

当饱和温度大于 0℃时，本文测定的 CHF 随饱和温度的变化趋势与 Alvarino 等人[18]和 Fan 等人[8]一致，即 CHF 随着饱和温度的降低而降低。这与当前学界的普遍认知相同：在核态沸腾过程中，饱和温度(压力)的降低会使蒸汽密度和工质表面张力发生急剧变化，一方面造成壁面上的有效核化点的半径范围变窄，有效核化点密度下降，气泡脱离频率降低；另一方面导致造成了气泡的脱离直径增大，气泡间的合并频繁，促进沸腾表面气膜的形成，最终导致沸腾环境恶化，沸腾传热系数和 CHF 减小。但本文数据显示，当饱和温度小于 0℃时，随着饱和温度的降低，CHF 不降反升，CHF 在饱和温度在 0℃时存在一个极低值，为 129 kW·m^{-2}。这表明，在低饱和温度下，CHF 的发生机制可能发生了转变。

2.3 不同液位高度下的 Novec 7100 沸腾曲线

当施加在液体自由表面的蒸汽饱和压力较低时，液体静压可以与系统压力具有同等数量级，因此在分析中不能忽略静压带来的影响。壁面处的液层静压和蒸汽饱和压力的总和应等于壁面处的总压。也就是说，增加壁面处的总压可以通过增加液体高度提高静压来实现。如上推测，加热块表面上的液位高度也是低压池沸腾中的一个重要参数，须对不同液位高度进行池沸腾实验。

图 6 显示了饱和温度为-40℃时不同液位高度（23、35、56mm）下 Novec 7100 的沸腾曲线。从图中可观察到不同液位高度下的沸腾曲线在 ONB 点之前几乎重合，均维持在一个较低的范围内。当发生 ONB 点时，液位高度越高，其对应的壁面过热度越高。当越过该点后，液位高度对沸腾的影响逐渐凸显出来，可以看出 CHF 和壁面过热度均随着液体高度的升高而增大。当液位高度为 56mm 时，CHF 达到最大值 200.2kW/m^2，与 23mm 的 CHF 值相差接近 65kW/m^2。由液层产生的静压随液位高度的增加而升高，导致壁面处

实际饱和压力也随液位高度的增加而抬高，壁面处液体温度相对壁面饱和温度存在的过冷度也随之增加。这种过冷度的增加会改变低饱和压力下的沸腾传热过程。这也是导致 CHF 和壁面过热度随液体高度的升高而增大的主要原因。

图 7 汇总了饱和温度为 40℃至-40℃不同液位高度的 Novec 7100 沸腾曲线。从图中可以看出，当饱和温度在 0℃以上时，液位高度的变化对 CHF 及壁面过热度的影响较小，23mm 与 35mm 的 CHF 值差距在饱和温度为 20℃时最大，相差 9kW/m^2。当饱和温度为-20℃和-40℃时，可以明显地看出液位高度对沸腾曲线的影响，液位高度从 23mm 增加到 35mm 后，沸腾曲线向右移动。当饱和温度为-40℃时，23mm 和 35mm 的 CHF 相差最大，约 40 kW/m^2。

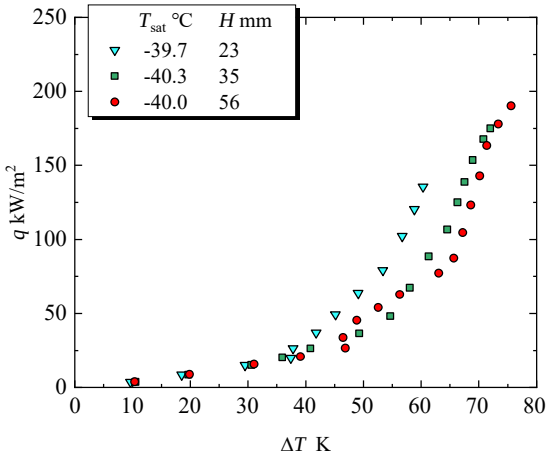


图 6 不同液位高度下 Novec7100 沸腾曲线(T_{sat}=-40℃)

Figure 6 Boiling curves of Novec7100 at different liquid levels (T_{sat}=-40 ℃)

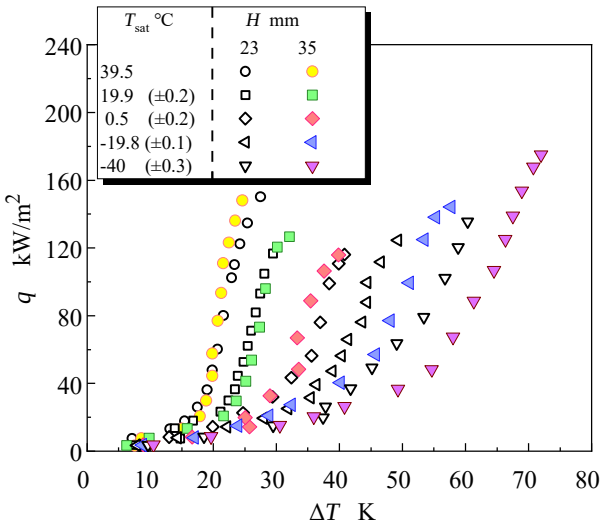


图 7 不同液位高度下的 Novec7100 沸腾曲线

Figure 7 Boiling curves of Novec7100 at different liquid levels

3 低压下液层静压对 Novec 7100 沸腾传热特性的影响

当饱和压力小于 8.34 kPa（饱和温度 0℃）时，Novec 7100 的临界热流密度随着饱和压力下降而增加。该趋势与常规饱和沸腾时的规律不符。在大气压条件下，整个液体内部压力可视作是均匀的。如果压力显著降低，液体产生与蒸汽压力具有相似数量级的静压，导致容器内的压力场和饱和温度场是高度不均匀的。因此需要理解和分析低压下液层静压对 Novec 7100 沸腾传热特性的影响。

3.1 低饱和压力下液层静压对沸腾环境的影响

首先，为更好地理解液层静压对沸腾环境的影响，需要对符号进行明确定义。将从 Novec 7100 液体自由表面到沸腾表面间的竖直距离定义为液面高度 H，Novec 7100 液面处表示为 H=0mm。实验设定的饱和温度用 $T_{sat\text{-}set}$ 表示，沸腾表面处对应的饱和温度用 $T_{sat}(H)$表示。将壁面处的液层静压 P_L 和饱和压力 P_{sat} 的总和定义为加热表面处的总压 P，如图 7 所示。由于液体重量不可忽略，液体高度的变化也意味着压力的变化，故沸腾表面处液层静压 P_L 随液面高度 H 线性变化。按照饱和温度与饱和压力一一对应原则，可求得总压 P 对应的饱和温度 $T_{sat}(H)$。那么，壁面处总压 P 的计算公式为：

$$P=P_L+P_{sat} \tag{2-1}$$

其中，

$$P_L=\rho_L gH \tag{2-2}$$

此外，可从过冷度的角度进一步分析液层静压对沸腾环境的影响。液层静压的存在会导致壁面处的实际的饱和温度 $T_{sat}(H)$大于饱和温度的设定值 $T_{sat\text{-}set}$。可认为容器内液体温度 T_L 等于饱和温度的设定值 $T_{sat\text{-}set}$，则铜块表面以上的液体存在非人为设置的局部过冷度 ΔT_{sub}。壁面处实际的饱和温度 $T_{sat}(H)$按由实测数据拟合得到的饱和温度和饱和压力之间的对应关系计算：

$$T_{sat}=\left(\frac{22.415\text{-}\ln（P）}{3641.9}\right)^{-1}\text{-}273.15 \tag{2-3}$$

过冷度ΔT_{sub} 的计算公式为：

$$\Delta T_{sub}=T_{sat}\text{-}T_{sat\text{-}set} \tag{2-4}$$

图 8 汇总了不同饱和温度设定值 $T_{sat\text{-}set}$ 下，不同液面高度 H 下的过冷度变化趋势。由图可知，在同一液面高度下，随着饱和温度（压力）的降低，沸腾表面处的过冷度迅速增加。高过冷度会改变低饱和温度下的沸腾传热过程，这也从侧面解释了上一节中 CHF 随液位高度的增加而上升的原因。

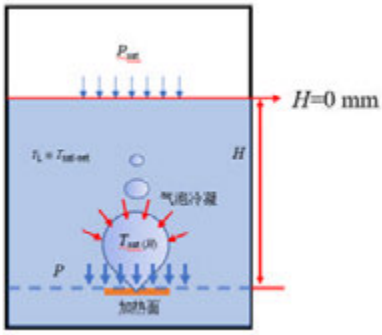


图 7 低饱和温度下液层静压对沸腾环境的影响

Figure 7: Effect of liquid static pressure on boiling at low saturation temperature

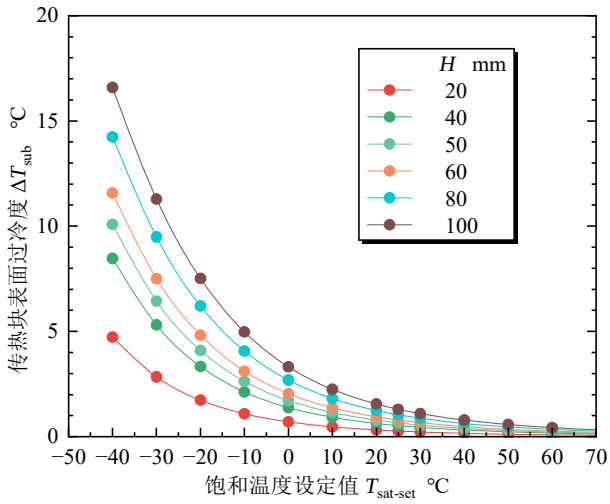


图 8 传热块表面处 Novec 7100 的液体过冷度

Figure 8 Liquid subcooling of Novec 7100 at the heat transfer surface

3.2 池沸腾可视化

本文以饱和温度-20℃的沸腾实验（饱和压力 2.71kPa）为例进行可视化研究。当热流密度 q_c 达到 40.8 kW·m^{-2} 时，出现间歇性沸腾现象。在越过 ONB 点后，壁面上开始产生气泡，气泡间存在明显的等待周期，产生了间歇性沸腾现象，如图 9 所示。气泡生成以后，在 34 ms 内迅速铺满整个壁面。气泡在脱离壁面前的最大直径为 33 mm，为壁面边长的约 1.6 倍，呈扁球形。在巨大气泡脱离壁面的瞬间，壁面上生成一个锥形气泡并逐渐膨胀。4ms 后，一股强烈的上升射流自气泡底部射入气泡内部。射流在 9 ms 内完全穿透气泡，气泡由扁球形转变为环形，射流的射速约为 2 m/s。随后巨大气泡和锥形气泡均逐渐塌缩。当 t=94 ms 时，锥形气泡完全消失。当 t=116 ms 时，气泡完全消失。

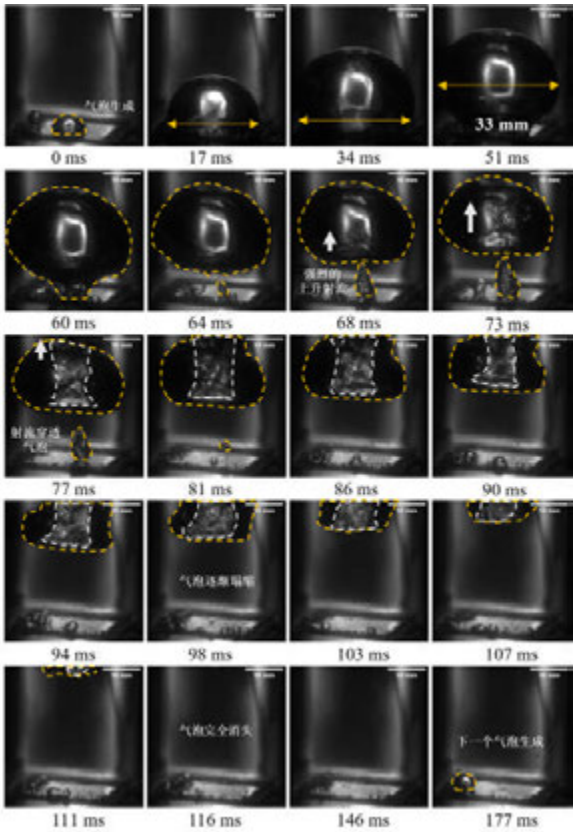


图 9 Novec 7100 的间歇性沸腾气泡图像（T_{sat} = -20.2℃，q_c = 40.8 kW·m^{-2}）

Figure 9 Boiling bubble image of Novec 7100 (T_{sat} = -20.2℃，q_c = 40.8 kW·m^{-2})

图 10 是饱和温度为-20.2℃，热流密度 q_c = 136 kW·m^{-2} 的气泡图像，其气泡形态与常规饱和沸腾不同，更接近过冷沸腾时的气泡特征。壁面被气泡簇覆盖，部分气泡在上升过程中发生颈缩现象，自颈缩处与气泡簇分离，随后逐渐塌缩。气泡上升过程中的颈缩和塌缩再次证明了壁面处过冷度的存在。本实验观察到的气泡塌缩现象也佐证了 Giraud 等人[10]的观点，即液层静压会导致沸腾容器内部存在过冷度分布。

随着热流密度的提升，间隙性沸腾现象逐渐消失，但壁面处液体过冷度的影响依旧存在，工质的沸腾模式转变为自发进行的过冷沸腾。这里的“自发”是指壁面处液体的过冷度并非人为设置，而是因液层静压的作用而产生。

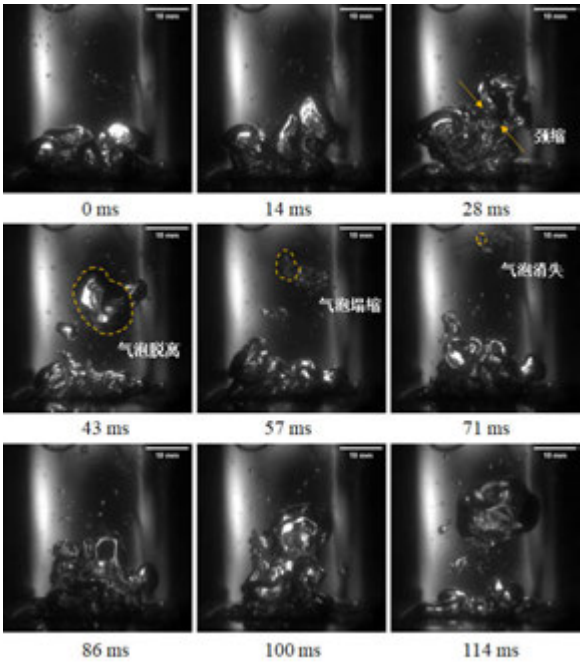


图 10 Novec 7100 中自发过冷沸腾时的气泡图像(T_{sat} = -20.2℃，q_c = 136 kW·m^{-2})

Figure 10 Boiling bubble image of Novec 7100(T_{sat} = -20.2℃，q_c = 136 kW·m^{-2})

可视化观测结果表明，在低饱和压力区域，液层静压造成的沸腾环境不均匀是沸腾传热模式转变的原因。当液层静压和饱和压力量级接近时，液层在高度方向产生了饱和压力不均分布，因此壁面处的液体温度相对实验设定的饱和温度来说存在过冷度。受此影响，在低饱和温度下，随着热流密度的增大，出现间歇性沸腾和自发过冷沸腾两种特殊的换热模式。间歇性沸腾阶段以明显的气泡等待周期和较大的气泡脱离直径为特征。由于该阶段沸腾非连续发生，因此其平均换热系数较小。在自发过冷沸腾阶段，气泡在上升过程中迅速凝结。自发过冷沸腾现象可能是导致工质临界热流密度在低饱和压力下反转的重要原因。

4. 结论

本文利用饱和温度（压力）可控的沸腾实验系统，研究在低饱和压力条件下，液层静压对 Novec 7100 池沸腾传热特性的影响。具体结论如下：

(1) 实验结果发现在饱和压力 8.34~0.741 kPa（饱和温度 0℃~-40℃）范围内，临界热流密度随饱和温度下降而上升的特殊趋势。CHF 在饱和温度 0℃时存在极低值，为 129 kW·m^{-2}。这表明，在低饱和压力条件下，CHF 的发生机制可能发生了转变。

(2) 低饱和压力下，不同液位高度产生的静压对沸腾传热过程有明显影响。饱和压力低于 8.34kPa 后，CHF 及壁面过热度随液位高度的增加而增加。饱和温度为-40℃液位高度为 56mm 条件下，CHF 达到最大值 200.2kW/m^2，高于 23mm 的 CHF 约 65kW/m^2。

(3) 可视化研究表明，在饱和压力低于 8.34kPa 时，随着热通量的增加，池沸腾出现

间歇性沸腾和自发过冷沸腾两种特殊的换热模式。自发过冷沸腾现象可能是导致工质临界热流密度随饱和温度下降而上升的特殊趋势的重要原因。未来，由低饱和压力引起的过冷度对 Novec 7100 沸腾状态的影响可继续通过改变液体高度来进行深入研究。

参考文献

[1] M.A. Johnson Jr, J. De La Peña, R.B. Mesler, Bubble shapes in nucleate boiling, AIChE J. 12 (2) (1966) 344–348.

[2] N.N. Mamontova, Boiling of certain liquids at reduced pressures, J. Appl. Mech. Tech. Phys. 7 (3) (1966) 94–98.

[3] R. Cole, Bubble frequencies and departure volumes at subatmospheric pressures, Am. Inst. Chem. Eng. J. 13 (4) (1967) 779–783.

[4] V.V. Yagov, Bubble growth rate at pool boiling in wide range of reduced pressures, Exp. Heat Transfer, Fluid Mech. Thermodyn. (2001) 331 – 336.

[5] S. Van Stralen, Combined effect of relaxation and evaporation microlayers, Boiling Phenom. 2 (1979) 467–501

[6] Van Stralen S J D, Cole R, Sluyter W M, et al. Bubble growth rates in nucleate boiling of water at subatmospheric pressures[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1975,18(5):655-669.

[7] Giraud F, Rullière R, Toublanc C, et al. Experimental evidence of a new regime for boiling of water at subatmospheric pressure[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2015,60:45-53.

[8] Michaie S, Rullière R, Bonjour J. Experimental study of bubble dynamics of isolated bubbles in water pool boiling at subatmospheric pressures[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2017,87:117-128.

[9] Van Stralen S J D. Heat transfer to boiling binary liquid mixtures at atmospheric and subatmospheric pressures[J]. Chemical Engineering Science, 1956,5(6):290-296.

[10] Van Stralen S J D, Sluyter W M, Cole R. Bubble growth rates in nucleate boiling of aqueous binary systems at subatmospheric pressures[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1976,19(8):931-941.

[11] Van Stralen S J D, Zijl W, De Vries D A. The behaviour of vapour bubbles during growth at subatmospheric pressures[J]. Chemical Engineering Science, 1977,32(10):1189-1195.

[12] Stewart J K, Cole R. Bubble growth rates during nucleate boiling at high Jakob numbers[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1972,15(4):655-664.

[13] Stewart J K, Cole R. Bubble growth rates during nucleate boiling at high Jakob numbers[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1972,15(4):655-664.

[14] Yamada M, Shen B, Imamura T, et al. Enhancement of boiling heat transfer under sub-atmospheric pressures using biphilic surfaces[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017,115:753-762.

[15] Michaie S, Rullière R, Bonjour J. Towards a more generalized understanding of pool boiling at low pressure: Bubble dynamics for two fluids in states of thermodynamic similarity[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2019,101:217-230.

[16] Wojtasik K, Rullière R, Krolicki Z, et al. Subcooled boiling regime map for water at low saturation temperature and subatmospheric pressure[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2020,118:110150.

[17] Sang M K, Amaya M, Kumar R, et al. Effects of pressure, orientation, and heater size on pool boiling of water with nanocoated heaters[J]. International Journal of Heat & Mass Transfer, 2010, 53(23-24):5199-5208.

[18] Fariñas Alvariño P, Sánchez Simón M L, Dos Santos Guzella M, et al. Experimental investigation of the CHF of HFE-7100 under pool boiling conditions on differently roughened surfaces[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019,139:269-279.

中国工程热物理学会 学科类别：传热传质
学术会议论文 编号：233435

翻转耦合旋转翅片管式相变储热装置的储释热性能研究

郑章靖，尹航，何琛，徐阳*
（中国矿业大学 电气与动力工程学院，江苏 徐州，221116）
(Tel: 0516-83592000, Email: xuy@cumt.edu.cn)

摘要：针对均布翅片强化的管壳式相变储热装置中由于自然对流引起的底部相变材料传热效果较差而难以熔化的问题，本文提出一种装置整体翻转耦合翅片管旋转的主动强化传热方式。在熔化过程的早期和凝固过程，翅片管静止。为了避免翅片管与固态相变材料相撞而增加功耗，当翅片管旋转区域内的相变材料完全熔化后，翅片管开始旋转，同时将装置整体翻转 180°。对翻转耦合旋转翅片管式相变储热装置的凝固和熔化过程进行了数值模拟研究。验证了动网格技术耦合焓-孔隙率模型的准确性。并对翻转时刻的影响进行了讨论。结果表明，旋转翅片管的方式增强了液态相变材料内的强制对流，在此基础上，装置整体翻转的方式充分利用了液体相变材料内的混合对流。本文建议在翅片管开始旋转的同时对装置进行翻转，与均布静止翅片相比，可在不削弱凝固性能的同时将完全熔化时间缩短了 46.96%。

关键词：潜热储释热；数值模拟；熔化凝固过程；旋转翅片管；翻转

0 前言

为了缓解日趋严重的能源短缺和环境污染问题，如何推动能源清洁低碳安全高效利用成为了亟待解决的问题。储热技术可以很好地解决这些问题。潜热储热作为典型的储能手段，具有成本相对较低、储热密度高、恒温以及性能稳定等优点[1]，近年来得到了国内外学者的广泛关注。潜热储热利用相变材料在相变时吸收或放出热量来完成热能的存储与释放，因此也被称为相变储热。但相变材料的导热系数普遍较低[2]，这就造成了虽然潜热储热的储热密度较高，但储释热速率很低，严重制约了这种技术的应用发展。为了更好地开发和利用潜热储热技术，研究人员提出了各种强化换热的方式，例如添加翅片[3, 4]、添加纳米颗粒[5]以及添加金属泡沫[6, 7]等方式。与其他强化换热方式相比，翅片因其成本低廉，制造简便，效果显著的特点得到了广泛地研究和使用。

近年来，许多研究人员对使用翅片提高相变储热装置的性能进行了研究。Kamkari 等人[8]实验研究了翅片对透明矩形腔中相变材料熔化性能的影响。实验结果表明，增加翅片数量能够缩短相变材料的完全熔化时间。Mahdi 等人[9]通过数值模拟的方式研究了矩形径向翅片对管壳式潜热储热装置内相变材料凝固过程的影响，研究结果显示，矩形径向翅片的加入会使得装置的完全凝固时间减少 28.7%。Pahamli 等人[10]用数值模拟的方法证明了翅片的加入可以缩短管壳式潜热储热装置内相变材料的完全熔化时间。在翅片强化的相变储热装置中，相变材料在熔化和凝固过程中存在两种传热机制：热传导和自然对流[11]。在对潜热储热装置的性能进行强化时需要充分考虑这两种机制的影响。Tao 等人[12]的研究结果表明自然对流会影响固-液相界面的发展，他们还设计了非均匀布置翅片来促进相变材料的均匀熔化。Guo 等人[13]建立了一种倾斜翅片的立式管壳式潜热储热单元模型。由于自然对流的影响，上层相变材料的熔化速率要快于下层的相变材料，因此他们将翅片向下倾斜 10° 以促进下层相变材料的熔化。以上研究结果表明，在熔化过程中，翅片应采用布置在系统下半部分的非均

基金项目：本文得到国家自然科学基金资助项目（No. 52176215）和中国矿业大学研究生创新计划项目（No. 2023WLJCRCZL215）的资助。

匀布置方式。

但是在相变储热装置的凝固过程中，翅片的非均匀布置并不是最佳的布置方式。这是因为在凝固过程中，相变区域的主要传热机制是热传导。Shahsavar 等人[14]数值研究了环形翅片的布置方式对双管式相变储热装置中储热和释热过程的影响。结果表明，翅片在储热过程中应非均匀布置，而在释热过程中应均匀布置。Nie 等人[15]同样对双管式相变储热装置进行了数值研究。结果表明，与局部添加翅片相比，均布的直翅片可以进一步缩短完全凝固时间，最终将完全熔化和凝固所需的总时间缩短 14.5%。

综上所述，对于管壳式潜热储热装置，熔化过程中将翅片非均匀布置可以获得更优异的性能，但对于凝固过程，翅片则应该均匀布置。Zhang 等人[16]对树状翅片强化的管壳式潜热储热装置的凝固过程进行了数值模拟，结果表明装置的凝固释能过程耗时更长，在能量储放过程中占比更大。因此为了让储热装置的储放能过程所需总时间最小，应优先考虑强化装置的凝固性能，故对于翅片的布置方式，应均匀布置。因此，本文提出了一种采用翅片管旋转和装置整体翻转协同强化的方法。在水平放置的管壳式相变储热装置中的内管四周均匀布置矩形翅片，以此强化装置的释热性能。通过操控翅片管旋转以及将装置整体翻转来强化装置的储热性能。为了尽可能降低额外功耗，因此避免翅片与固态相变材料相撞，翅片管在熔化过程前期保持静止，当翅片旋转区域的温度超过相变材料的熔点时，翅片开始在液态相变材料中旋转以增强对流换热，同时装置整体翻转，将底部的相变材料翻转至上部以进一步加强其熔化性能。

1 物理模型

本文的研究对象是水平管壳式潜热储热装置。考虑到装置轴向温度梯度较小[17]，将其简化为二维模型。本文使用的物理模型如图 1 所示。内管半径 R_i 为 10 mm，其内壁为加热面。外管半径 R_o 为 20 mm，其为绝热壁面。矩形翅片被均匀布置在内管四周。翅片无量纲长度 L_{fin} 和无量纲宽度 W_{fin} 的定义见公式（1）。在熔化过程中，为了避免翅片与固态相变材料相撞，降低旋转机构的功耗，当翅片管旋转区域范围（如图 1 中虚线所示）内的固体 PCM 熔化后，翅片管（翅片和内管的总称）将以角速度 ω 旋转。同时，储热装置整体翻转 180°，以进一步促进底部难熔区域固体相变材料的熔化。需要说明的是，在装置翻转过后，原本黏附在装置底部的固态相变材料黏附在了装置顶部，如图 1 中所示，且不发生沉降。翅片材料选取为铜，相变材料选为石蜡，相应的热物理性质见表 1。

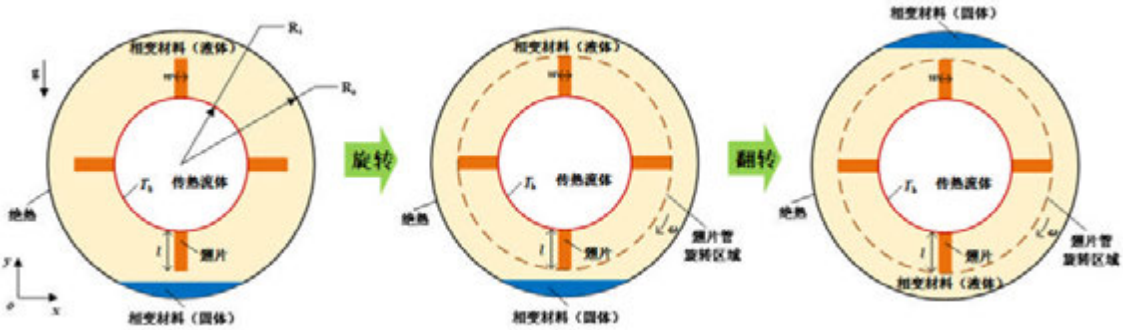


图 1 本文的物理模型

$$L_{fin}=\frac{l}{R_o-R_i},W_{fin}=\frac{w}{R_o-R_i} \tag{1}$$

表 1 PCM 和铜的热物理性质

参数	石蜡	铜
密度/kg m^{-3}	820	8978

比热容/J kg^{-1} K^{-1}	2500	381
导热系数/W m^{-1} K^{-1}	0.195	387.6
粘度/kg m^{-1} s^{-1}	0.03	
潜热/J kg^{-1}	210,000	
熔点/K	321.66	
凝固点/K	320.66	
膨胀系数/K^{-1}	0.0006	

2 数学模型

2.1 控制方程

采用焓-孔隙率模型来模拟装置中相变材料的相变过程。将液态相变材料假设为不可压缩牛顿流体。应用 Boussinesq 近似来考虑由于密度变化引起的自然对流的影响。控制方程如下所示[6]：

连续性方程：

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \tag{2}$$

动量方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u}\vec{u}) = \mu \nabla^2 \vec{u} - \nabla p + \vec{S} \tag{3}$$

$$\vec{S} = A_{\text{mush}} \frac{(1-\beta)^2}{\beta^3 + \delta} \vec{u} + \rho \vec{g} \gamma (T - T_{\text{ref}}) \tag{4}$$

$$\begin{cases} \beta = 1 & T > T_{\text{m}} \\ \beta = \dfrac{T - T_{\text{s}}}{T_{\text{m}} - T_{\text{s}}} & T_{\text{s}} < T < T_{\text{m}} \\ \beta = 0 & T < T_{\text{s}} \end{cases} \tag{5}$$

公式（3）右侧最后一项代表源项，其定义如公式（4）所示。公式（4）右边第一项为焓-孔隙率模型的附加源项。A_{mush} 表示糊状区常数，取值为 10^5 kg m^{-3} s^{-1}[18]。β 表示相变材料的液相分数，其定义式由公式（5）给出。δ 是一个极小的常数，其值为 0.001，以避免在 $\beta = 0$ 时分母为 0。公式（4）右边的第二项表示自然对流的影响。

能量方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho H) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} H) = \nabla \cdot (k \nabla T) \tag{6}$$

方程（6）中，相变材料的焓 H 包括显焓 h 和潜焓 ΔH。

$$H = h + \Delta H \tag{7}$$

其中，显焓 h 的计算公式为：

$$h = h_{\text{ref}} + \int_{T_{\text{ref}}}^{T} c_p dT \tag{8}$$

在方程（8）中，h_{ref} 为参考温度 T_{ref} 下的参考焓，c_{p} 为比热容。

潜焓 ΔH 由方程（9）计算：

$$\Delta H = \beta L \tag{9}$$

其中，L 表示相变材料的潜热。

翅片管的旋转是通过动网格技术实现的。当采用动网格技术时，对于任意控制体 V 中的一般标量 ϕ，其守恒方程的积分形式可以写为[19]：

$$\frac{d}{dt}\int_V \rho\phi dV + \int_{\partial V} \rho\phi(\vec{u}-\vec{u}_g)\cdot d\vec{A} = \int_{\partial V} \Gamma\nabla\phi\cdot d\vec{A} + \int_V S_\phi dV \tag{10}$$

方程（10）中，∂V 表示控制体 V 的边界；u_g 表示网格的移动速度；Γ 为扩散系数；S_ϕ 表示源项。本文采用弹簧光顺（Smoothing）和局部重构（Remeshing）方法实现动网格的更新。

2.2 初始条件

热量储存与释放分为熔化和凝固两个阶段。在熔化过程中，系统内初始温度为 T_s,内管温度为 353.15 K，外管壁为绝热壁面条件。当相变材料完全熔化后，内管壁面温度设置为 300.15K，开始凝固过程。也就是说，凝固过程初始时刻系统内的温度场分布与熔化过程结束时刻的相同。

2.3 数值方法

通过有限体积法在计算域中求解(2)-(10)的控制方程。压力-速度耦合采用 SIMPLE 算法求解。压力离散格式采用 PRESTO!方法，动量与能量方程中的对流项采用二阶迎风格式离散[6]。当整个计算区域内每个节点的能量残差<10^6,且连续性和动量残差<10^3 时，迭代计算收敛。

3 网格考核及模型验证

3.1 网格考核

为消除网格数量对数值模拟结果的影响，本节进行了网格考核。翅片的无量纲长度为 0.5，无量纲宽度为 0.1。翅片管的转速为 1 rpm，内管壁温为 353.15 K。选取了五组数量的网格，分别为 6915、13589、26593、52293 和 100285，时间步长均为 0.01 s。不同网格数量下相变材料的完全熔化时间如图 2 所示。可以看出，当网格数量为 51160 时，其完全熔化时间与网格数量进一步加密为 98704 时相差小于 1%。因此，为节省计算资源同时满足精度要求，本文选用的网格数量为 51160。在网格考核基础上进行了时间步长无关性验证，时间步长分别为 0.005 s、0.01 s 和 0.02 s。结果表明，时间步长为 0.01 s 时的完全熔化时间与时间步长为 0.005 s 时相比，相差小于 1%。故时间步长选取为 0.01 s。最终，本文数值模拟中采用的网格数量为 51160，时间步长为 0.01 s。

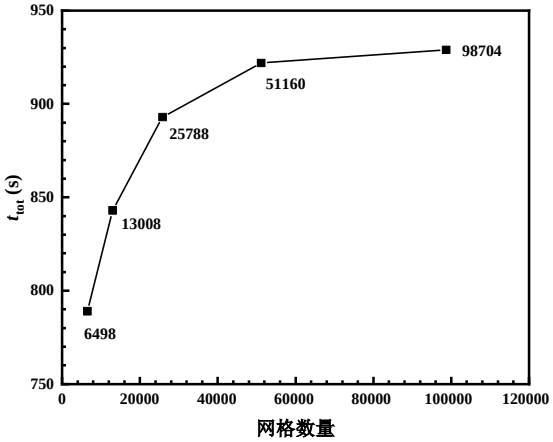
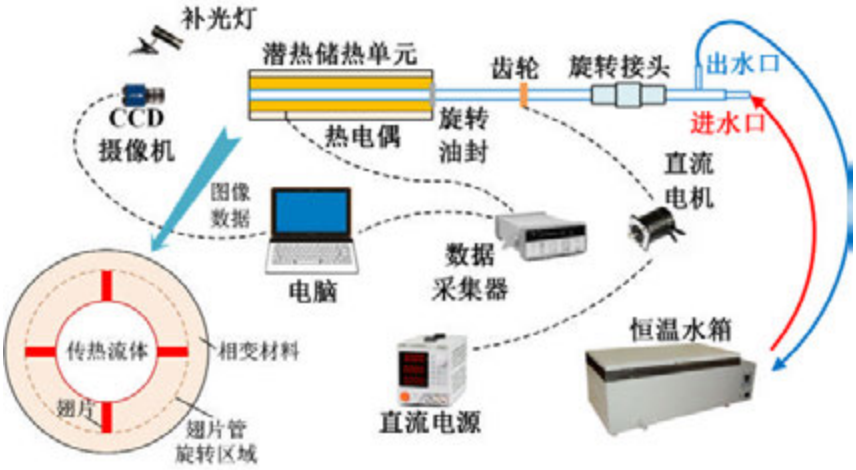


图 2 网格考核结果

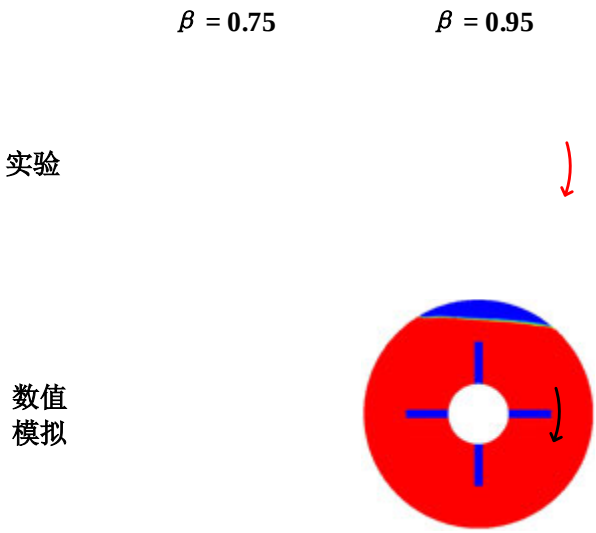
3.2 模型验证

为了验证本文数值模拟结果的准确性，本节进行了模型验证。对翻转耦合旋转翅片管强

化作用下相变材料的熔化过程进行了实验研究。实验台的示意图如图 3（a）所示。潜热储热单元的内管和外管的直径分别为 20 mm 和 80 mm。翅片的无量纲长度和宽度分别为 0.5 和 0.1。翅片管转速恒定为 4 rpm。翅片管周围布置若干热电偶以监测旋转范围内的温度。熔化过程中，当翅片管旋转区域内的最高温度高于 PCM 熔点时，认为区域内相变材料已经完全熔化，翅片管将在液体相变材料中旋转。同时，对潜热储热单元进行 180° 翻转。此过程将由直流电机驱动。变工况过程中采用旋转油封和旋转接头来保证相变材料不会泄漏。使用 CCD 相机对固-液相界面进行拍摄。实验和数值模拟的对比结果如图 3（b）所示。当 β = 0.75 时，潜热储热单元为静止状态；当 β = 0.95 时，储热装置已翻转 180°，固体 PCM 处于顶部，且翅片管处于旋转状态。从图 3（b）中可以看出，实验和数值模拟中得到的固-液相界面形状相吻合，这验证了本文采用的动网格耦合焓-孔隙率模型的准确性。



（a）实验系统示意图



（b）实验和数值模拟结果的对比

图 3 模型验证结果

4 结果与讨论

4.1 静止与旋转翅片管强化效果的比较分析

为了研究旋转翅片管对强化传热的影响，本节首先比较了潜热储热装置在静止以及旋转翅片管作用下的熔化与凝固（单个储释热周期）过程。图 4（a）为不同结构翅片的示意图。其中 CASE A 为均匀布置的翅片，CASE B 为非均匀布置的翅片，这两种翅片管均保持静止；CASE C 为本文所提旋转翅片管结构。无量纲翅片长度和无量纲翅片宽度分别为 0.5 和 0.1。

旋转翅片管的转速恒定为 4 rpm，旋转方向为顺时针。由于凝固过程主要受热传导的影响，因此 CASE C 在凝固过程中保持静止，其凝固过程与 CASE A 相似。图 4（b）给出了不同结构翅片作用下熔化过程液相分数的动态变化。从图中可以发现，CASE A、CASE B 和 CASE C 的完成单个储释热周期所需总时间分别为 3965 s、4428 s 以及 3512 s。其中添加非均布翅片的装置完成单个储释热周期所需时间最长。这是因为非均布翅片虽然可以缩短相变材料的完全熔化时间，但是却延长了完全凝固时间。与非均布翅片相比，均匀布置翅片可将单个储释热周期所需总时间缩短 10.5%。旋转翅片管可以在翅片均匀布置的基础上将完全熔化及凝固所需总时间进一步缩短 11.4%。由于 CASE A 和 CASE C 的凝固过程相似，因此旋转翅片管主要通过缩短完全熔化时间来提高装置的性能。对比 CASE A 和 CASE C 在熔化过程中液相分数的变化可以看出，两者的液相分数曲线先是互相重合；然后当熔化时间到 540 s 之后，翅片管开始旋转，两者的液相分数曲线出现了明显的分歧。这说明翅片管的旋转促进了熔化过程。CASE A 和 CASE C 完成熔化过程所需的时间分别为 1495 s 和 1042 s。与 CASE A 相比，CASE C 能够将完全熔化时间缩短 30.3%。这说明旋转翅片管可以在不削弱凝固性能的前提下，进一步缩短完全熔化时间从而提高装置的性能。

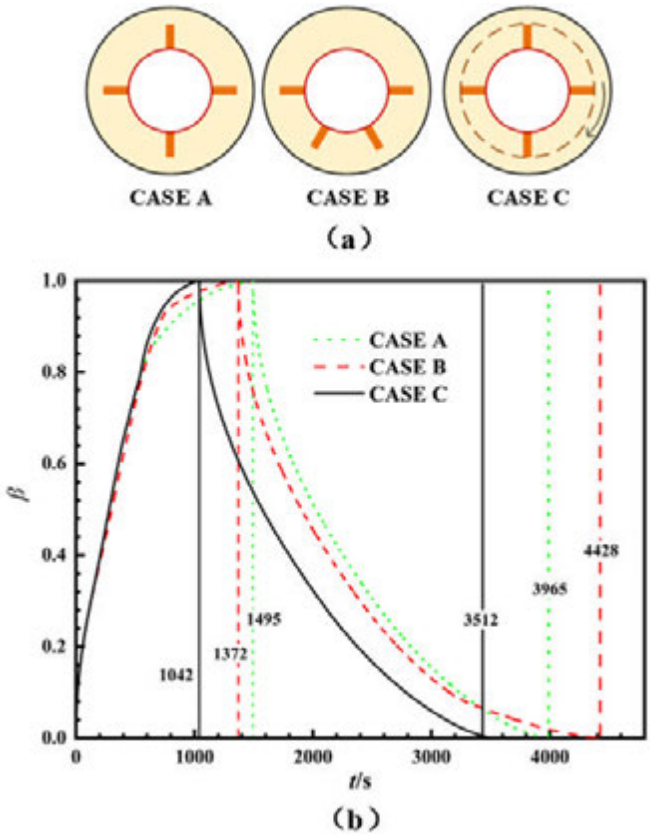


图 4（a）不同翅片结构的示意图（b）不同结构翅片作用下液相分数的变化过程

为了进一步讨论旋转翅片管对熔化过程的影响，图 5 给出了当熔化时间为 800 s 时，CASE A 和 CASE C 液态相变材料区域的速度场云图。从图中可以看出，旋转翅片管增大了液态相变材料的速度，促进了相变区域的强制对流。对流的增强提高了相变材料的熔化速率，缩短了完全熔化时间。同时，也可以观察到在翅片管的旋转区域，液态相变材料的速度较大；受相变材料粘度的影响，液态相变材料的速度从翅片旋转区域外到外管壁面附近逐渐衰减。

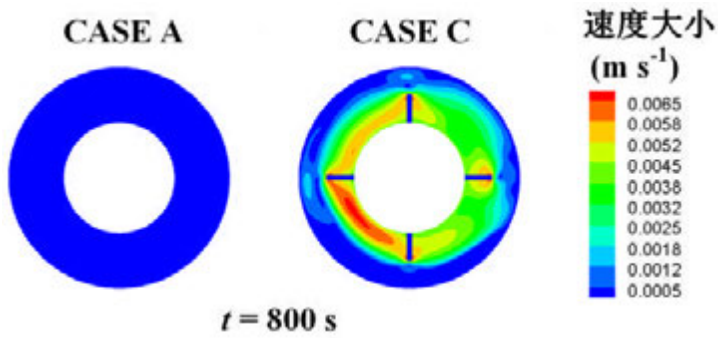


图 5 t=800 s 时静止和旋转翅片管条件下的速度场云图

图 6 和图 7 给出了 CASE A 和 CASE C 在不同时刻的液相分数云图和温度分布云图。对于旋转翅片管，其在熔化前期处于静止状态。为了方便区分，翅片管开始旋转后的云图用黑色虚线标出。在熔化过程早期（t=60 s），固-液相界面沿着加热内管和翅片均匀发展。这说明相变区域的主要传热机制是热传导。随着液态相变材料的增加，储热装置中的主要传热机制由热传导变为自然对流。在自然对流的影响下，相变材料的熔化过程呈现出非均匀熔化状态。装置上部的相变材料先于下部的相变材料熔化，如图 6 中 t=540 s 所示。同时，在图 7 中可以观察到上部的温度高于下部。这可以解释为温度较高的液态相变材料受密度差的影响向上运动，并在装置的顶部堆积，导致顶部温度升高。随着熔化过程的继续，当 t=800 s 时在翅片管旋转的装置中，旋转过程已经进行了 260 s。从图 6 中可以看出，此时在翅片管顺时针旋转的影响下，相变材料呈现出非对称的熔化状态，即装置右侧的相变材料率先熔化。相比之下，翅片管静止时，剩余固体相变材料呈左右对称分布。在图 7 中还可以注意到，800s 时，翅片管静止的装置上部的温度继续上升，上下部分温度梯度进一步增大。而旋转翅片管能够减小上下两份部分的温度梯度，其温度梯度主要由内向外沿径向分布。

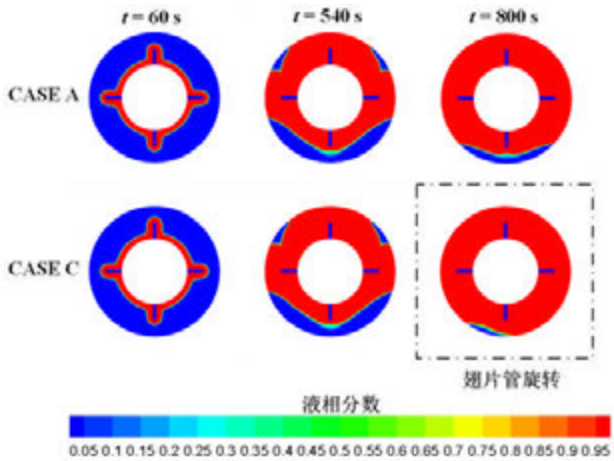


图 6 静止及旋转翅片管作用下不同时刻的液相分数云图

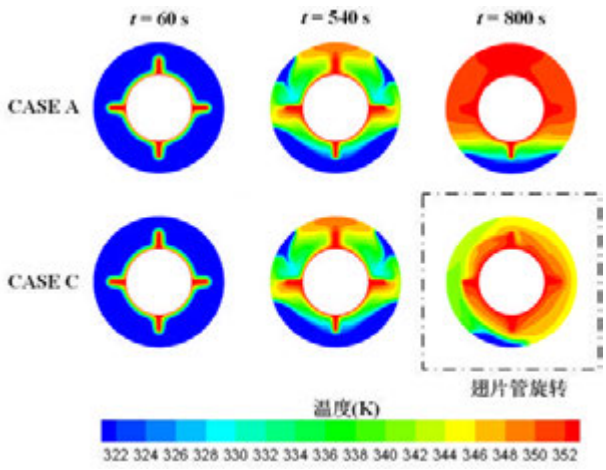


图 7 静止及旋转翅片管作用下不同时刻的温度云图

4.2 翻转耦合旋转翅片管作用下的熔化特性研究

由上一节的图 6 可以看出，翅片管旋转后，相变材料的最后熔化的区域依然出现在底部。因此，为了充分利用自然对流和强制对流，进一步提升装置底部难熔区域相变材料的熔化性能，本节在上一节翅片管旋转的基础上，采用了对储热单元整体翻转的方法，即在翅片管开始旋转的同时，将难熔区域的相变材料翻转到装置的上部，加强这一区域的传热。由上一节可知 4rpm 工况下均布旋转翅片的完全熔化时间为 1041s 左右，旋转开始时刻为 539s，故本节中装置翻转时刻也为 539s。

随后比较了静止翅片（CASE A），旋转翅片（CASE C）以及翻转工况下的旋转翅片（CASE D）强化的储热装置内相变材料的动态熔化过程，如图 8（b）中所示，可以明显看到在开始旋转和翻转的时间点后，三者的熔化性能呈现 CASE D > CASE C > CASE A 的情况。CASE D 相比于 CASE C 的旋转翅片，将完全熔化时间进一步缩短了 23.86%，相比于 CASE A 的均布静止翅片，可将完全熔化时间缩短 46.96%。

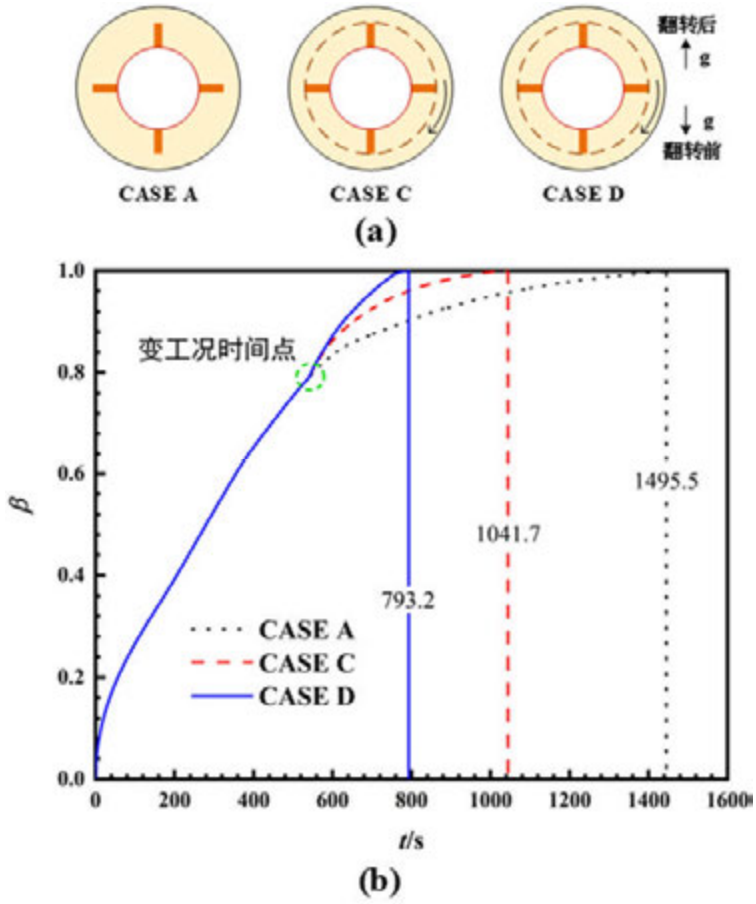


图 8 (a)不同翅片结构的示意图 (b)不同工况下相变材料液相分数的动态变化

从图 9 中的速度云图中可以看出，719s 时，相比于 CASE A 和 CASE C，CASE D 由于同时采用翅片管旋转和装置整体翻转强化，其速度场平均速度更大，这表明其液态相变材料中对流更强。同时，从温度云图中可以看出，CASE C 消除了 CASE A 上下部分的温度梯度，其温度梯度呈现由内向外径向分布的现象，而 CASE D 在此基础上，缩小了沿径向方向的温度梯度，进一步提高了温度场的均匀性。此外，CASE C 的温度场相比于 CASE A 的，虽然削弱了上下两部分温度场不均匀的现象，但可以看出左侧温度更低，导致装置左侧有更多的相变材料未熔化，而 CASE D 在削弱上下两边温度不均的同时，也削弱了左右两边温度不均匀的现象，因此其难熔区域的相变材料熔化的更均匀，719s 时，其液相分数最高。

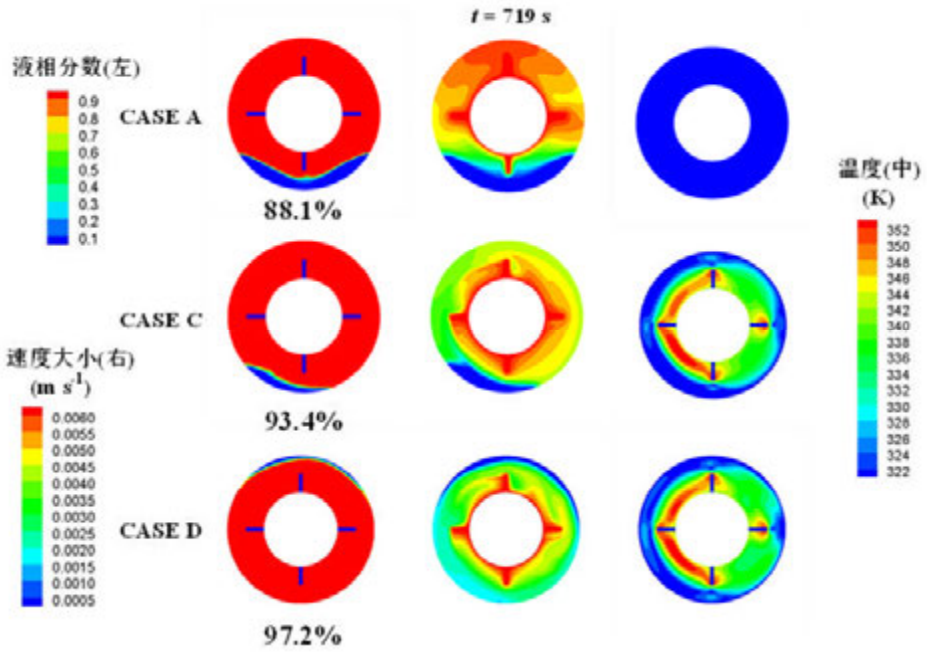


图 9 t = 719s 时不同工况下装置的液相分数（左）、温度（中）和速度大小（右）云图

4.3 无量纲翻转时间对熔化过程的影响

本节针对翻转耦合旋转翅片管作用下相变材料的熔化过程开展进一步研究，主要讨论无量纲翻转时间对相变过程的影响。本节中装置翻转的时间不再与翅片管开始旋转的时间保持一致，翻转时间主要由无量纲翻转时间决定。无量纲翻转时间的定义由公式（11）给出。t^{**} 表示无量纲翻转时间；t_{flip} 表示装置翻转的时间；t_{rotate} 表示相变材料在旋转翅片管强化下的完全熔化时间。因为装置的翻转是在旋转翅片管的条件下引入的，所以选取旋转翅片管强化下的相变材料完全熔化时间为基准，由 4.1 节可知该值为 1042 s。

$$t^{**} = \frac{t_{\mathrm{flip}}}{t_{\mathrm{rotate}}} \tag{11}$$

无量纲翻转时间从取值范围为 0.1-0.9，取值精度为 0.1。以无量纲翻转时间为 0.1 为例，t^{**}=0.1 表示相变储热装置在 104 s 进行翻转 180° 的操作，同时监测图 1 中翅片管旋转区域内的最小温度，当最小温度高于相变材料的熔点时，表明翅片管周围的固体相变材料已经完全熔化，翅片管即开始旋转。不同无量纲翻转时间下相变材料完全熔化时间的变化趋势在图 10 中给出。从图中可以观察到，随着无量纲翻转时间从 0.1 增大到 0.9，相变材料完全熔化时间的变化趋势为先减小后增加。将 CASE D 与这 9 个案例进行对比，可以发现 CASE D（t^{**} ≈0.52）的完全熔化时间最短。本节选取两个有代表性的 t^{**}（0.1 和 0.8）的案例以及 CASE C，CASE D 来进一步比较分析完全熔化时间产生这一变化趋势的原因。将 t^{**}=0.1 和 0.8 的案例分别命名为 CASE D-1 和 CASE D-2。

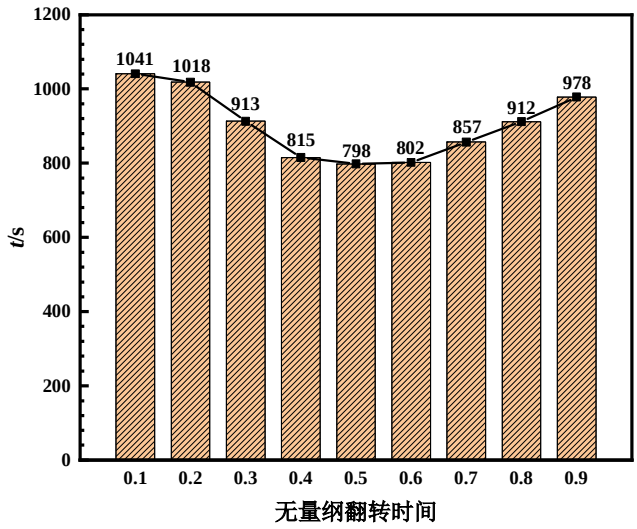


图 10 不同无量纲翻转时间下完全熔化时间的变化

图 11 对比了 CASE C，CASE D，CASE D-1 和 CASE D-2 在熔化过程中相变材料液相分数的变化趋势。其中，CASE C 表示旋转翅片管强化的装置，CASE D 表示在翅片管开始旋转的同时进行翻转（$t^{**}\approx0.52$）强化的装置，CASE D-1 表示在 t^{**}为 0.1 时进行翻转并耦合旋转翅片管强化的装置，CASE D-2 表示在 t^{**}为 0.8 时进行翻转并耦合旋转翅片管强化的装置。图中用不同颜色的线标注了各个 CASE 进行变工况操作的时间点。

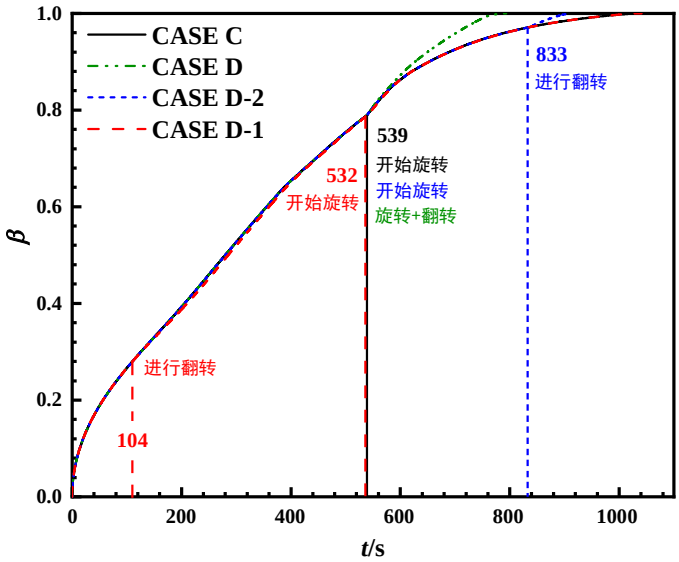


图 11 CASE C 与 CASE D-1 熔化过程液相分数对比

对比 CASE C 和 CASE D-1，从图中可以明显看出两者的液相分数曲线几乎重合，完全熔化时间相差不足 1%。同时，CASE D-2 在 104 秒进行翻转后，其液相分数曲线的斜率与 CASE C 的并无明显改变，前者开始旋转的时间点仅比后者提前了 1.3%。这表明在熔化过程中过早的进行翻转，并不能显著提升装置的熔化性能。造成这种现象的原因可以解释为装置翻转时间过早，此时相变区域内的自然对流还没有充分发展，传热方式以热传导为主，并且液态相变材料的温度较低，上下方的相变材料温差较小，翻转后不会出现 4.2 节中高温液态相变材料向上运动的情况。因此，采用装置在 t^{**}为 0.1 时进行翻转的翻转耦合旋转翅片管

强化传热与采用旋转翅片管强化传热的效果相似，过早翻转对装置内相变材料的熔化过程的强化作用并不明显。

对比 CASE C 和 CASE D-2 可以看到，在 CASE D-2 进行翻转前，二者的液相分数曲线相重合，在翻转后，CASE D-2 的熔化速率有了明显地提高。但由于进行翻转的时间点过晚，仅有不足 5%的固体相变材料被翻转至装置上部并收到强化作用影响。因此装置的熔化过程所得到强化效果十分有限，与 CASE C 相比，CASE D-2 仅将完全熔化时间缩短了 12.5%。

因此，从以上分析可知，应有一个最佳的无量纲翻转时间点，以最大化发挥翻转操作对装置熔化过程的强化效果。最终，本文建议在翅片管开始旋转的同时进行翻转，无量纲翻转时间约为 0.52，可将完全熔化时间缩短约 23.86%。

5 结论

针对均布翅片强化的管壳式相变储热装置中由于自然对流引起的底部相变材料传热效果较差而难以熔化的问题，本文提出一种装置整体翻转耦合翅片管旋转的主动强化传热方式。对翻转耦合翅片管旋转作用下的水平管壳式潜热储热装置中的熔化过程进行了数值研究。同时还讨论了无量纲翻转时间的影响。通过分析研究结果，可以得出如下结论：

（1）与翅片管静止情况相比，旋转翅片管能够缩短相变材料的完全熔化时间，提高温度场的均匀性。这是因为旋转翅片管可以增强相变区域的强制对流，进而提高相变材料的熔化速率。

（2）采用翻转耦合旋转翅片管的强化方式能够充分利用液态相变材料内的混合对流，进一步缩小储热装置顶部和底部的温差，提高温度场的均匀性。与旋转翅片管相比，采用翻转耦合旋转翅片管的强化方式能够进一步提高相变材料的熔化速率，并可将完全熔化时间进一步缩短 23.65%。与均布静止翅片相比，可在不削弱凝固性能的同时将完全熔化时间缩短 46.96%。

（3）装置的无量纲翻转时间存在一个最佳值。过早翻转时，液体相变材料内的上下部分温差过小，自然对流还没有充分发展，强化效果不明显，仅有 1.3%。过晚翻转时，仅有不足 5%的固体相变材料受到强化，完全熔化时间仅缩短了 12.5%。本文最终建议在翅片管开始旋转的同时对装置整体进行翻转以获得最佳的熔化性能，可将完全熔化时间缩短 23.86%。

参考文献

[1] LIU L K, SU D, TANG Y J, et al. Thermal conductivity enhancement of phase change materials for thermal energy storage: A review [J]. Renewable & Sustainable Energy Reviews, 2016, 62: 305-317.

[2] 徐阳，郑章靖，李明佳. 管壳式相变储热器性能快速预测研究 [J]. 化工学报，2019, 70(S2): 237-243.

[3] CAI X, ZHENG Z J, YANG C, et al. Improving the solidification performance of a shell-and-tube latent-heat thermal energy storage unit using a connected-Y-shaped fin [J]. Int J Energy Res, 2022, 46(9): 12758-12771.

[4] XU Y, ZHENG Z J, YANG C, et al. Intelligent optimization of horizontal fins to improve the melting performance of phase change materials in a square cavity with isothermal vertical wall [J]. Journal of Energy Storage, 2021, 44: 13.

[5] YU J, WANG Y W, QI C, et al. Solar thermal power generation characteristics based on metal foam and phase change materials doped with nanoparticles [J]. Colloids and Surfaces a-Physicochemical and Engineering Aspects, 2022, 653: 20.

[6] ZHENG Z J, YANG C, XU Y, et al. Effect of metal foam with two-dimensional porosity gradient on melting behavior in a rectangular cavity [J]. Renewable Energy, 2021, 172: 802-815.

[7] XU Y, LI M J, ZHENG Z J, et al. Melting performance enhancement of phase change material by a limited amount of metal foam: Configurational optimization and economic assessment [J]. Appl Energy, 2018, 212: 868-880.

[8] KAMKARI B, SHOKOUHMAND H. Experimental investigation of phase change material melting in rectangular enclosures with horizontal partial fins [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014, 78: 839-851.

[9] MAHDI J M, NAJIM F T, ALJUBURY I M A, et al. Intensifying the thermal response of PCM via fin-assisted foam strips in the shell-and-tube heat storage system [J]. Journal of Energy Storage, 2022, 45: 13.

[10] PAHAMLI Y, HOSSEINI M J, ARDAHAIE S S, et al. Improvement of a phase change heat storage system by Blossom-Shaped Fins: Energy analysis [J]. Renewable Energy, 2022, 182: 192-215.

[11] ZHENG Z J, XU Y, LI M J. Eccentricity optimization of a horizontal shell-and-tube latent-heat thermal energy storage unit based on melting and melting-solidifying performance [J]. Appl Energy, 2018, 220: 447-454.

[12] TAO Y B, HE Y L. Effects of natural convection on latent heat storage performance of salt in a horizontal concentric tube [J]. Appl Energy, 2015, 143: 38-46.

[13] GUO J F, LIU Z, YANG B, et al. Melting assessment on the angled fin design for a novel latent heat thermal energy storage tube [J]. Renewable Energy, 2022, 183: 406-422.

[14] SHAHSAVAR A, GOODARZI A, MOHAMMED H I, et al. Thermal performance evaluation of non-uniform fin array in a finned double-pipe latent heat storage system [J]. Energy, 2020, 193: 1237-1257.

[15] NIE C D, DENG S X, LIU J W. Effects of fins arrangement and parameters on the consecutive melting and solidification of PCM in a latent heat storage unit [J]. Journal of Energy Storage, 2020, 29: 12.

[16] ZHANG C B, LI J, CHEN Y P. Improving the energy discharging performance of a latent heat

storage (LHS) unit using fractal-tree-shaped fins [J]. Appl Energy, 2020, 259: 15.

[17] XU Y, REN Q L, ZHENG Z J, et al. Evaluation and optimization of melting performance for a latent heat thermal energy storage unit partially filled with porous media [J]. Appl Energy, 2017, 193: 84-95.

[18] XU Y, ZHENG Z J, LI M J. A half-analytical correlation of total melting time for shell-and-tube latent-heat thermal energy storage unit [J]. Applied Thermal Engineering, 2019, 161: 10.

[19] CUI H L, WANG Y, YUE X B, et al. Numerical analysis and experimental investigation into the effects of manufacturing errors on the running accuracy of the aerostatic porous spindle [J]. Tribol Int, 2018, 118: 20-36.

中国工程热物理学会 传热传质
学术会议论文 编号：233436

介入式微泡群强化池沸腾换热研究

罗鹏[1]，佟薇[2]，吴刚[2]，刘军[2]，赵玉刚[1*]
（1.上海理工大学能源与动力工程学院，上海市动力工程多相流与传热重点实验室，上海 200093；
2.深圳市英维克科技股份有限公司，深圳 518129）
*(Tel: 13564594769，Email: ygzhao@usst.edu.cn)

摘要：实验研究了介入微泡群对水的过冷池沸腾传热的影响。用泡沫钛制成气泡发生器来生成大量的微气泡冲刷加热壁面以强化换热，这是首次利用外加微泡群强化过冷池沸腾换热的机理研究。通过气泡行为的可视化，发现微泡群通过气-液相变潜热传热、冲刷加热壁面上存留的气泡/气膜及扰动作用来强化换热。结果表明，介入微泡群能够提高换热系数，降低初期换热温差。加热壁面大倾斜角时，微泡群在高过冷度、低热流密度区域时强化换热效果最好。

关键词：强化传热；相变换热；池沸腾；微泡群；过冷

0 引言

半导体芯片上的晶体管高度集成化导致其单位面积的发热量急剧增加，当前先进半导体芯片的表面热流已超过 100 W/cm^2 [1]，采用传统风冷散热技术和单相对流液冷散热技术已经不能很好的满足高热流密度下的散热需求，而采用过冷池沸腾换热技术既可以满足高效的散热性能又可以满足芯片最佳工作的温度范围。过冷池沸腾是一种高效的传热模式，它通过单相传热和两相传热相结合的方式来实现低过热度高传热的性能[2]，还被广泛应用在发电厂[2-4]、电池[5, 6]、航天器[7, 8]、冷却系统[9, 10]、喷墨打印机[11, 12]等各行各业中。因此，探究强化过冷池沸腾换热机理，开发更高效更实用的强化过冷池沸腾换热技术对实现节能减排和“双碳”目标具有重要意义。

大量国内外研究人员一直致力于提高沸腾换热性能[13]，池沸腾换热性能由表面过热度、气泡成核点位置、总换热面积、沸腾工质决定[14]。目前强化过冷池沸腾换热的方法主要是增大换热面积[15]、改变表面湿润性[16, 17]、加热表面上制备微纳拓扑结构[1, 18]、人工微腔[19, 20]、多孔加热表面[14, 21]、施加电场[22, 23]、超声波辐照[24, 25]等。近年来，又有研究人员利用电解反应来研究池沸腾的强化。Yabuki 和 Nakabeppu[26]测量了使用水电解成核的孤立气泡下的壁面温度，他们证明了电解产生的微小气泡可以充当沸腾的核。Tanaka 等人[27]在光滑铜表面上利用电解气泡成核激活的方法来强化沸腾换热，他们首次实验研究了电解对池水沸腾的影响。Cheng 等人[28]通过使用 NaBr 溶液和带电表面活性剂(DTAB)研究了铜管表面电解饱和池沸腾换热性能和气泡动力学行为，他们发现沸腾换热的强化是由于电解产生的氢气泡充当了沸腾的气泡核以及在电场作用下表面活性吸附剂改变了加热壁面上的接触角和润湿性。然而，这些强化沸腾换热的方法都有各自的缺陷。例如，改变表面湿润性会因湿润性不能长期维持稳定而导致后期强化换热作用失效，制备微结

基金项目：国家自然科学基金（No. 52276079）

构的加热表面由于其制备技术复杂且制备成本过高而难以投入实用，用电解反应强化沸腾换热会产生氢气具有一定的危险性。

本研究针对高热流密度电子芯片的过冷液池冷却散热提出了介入微泡群的方法来强化过冷池沸腾换热，即通过微米级孔径泡沫钛制成的气泡发生器生成微泡群，微泡群充当沸腾时外来的气泡核，在加热表面上利用气-液相变潜热来强化传热。本研究探讨了通入微泡群后对过冷池沸腾换热的影响，研究了不同孔径泡沫钛、过冷度以及加热表面倾斜角度对微泡群强化沸腾换热效果的影响，借助了高速相机拍摄气泡在加热表面上长大过程来分析微泡群强化过冷池沸腾换热机理。介入微泡群的方法不用对加热表面进行加工修饰、不用更换工作介质，具备经济高效且易于实现等优势，适用于各种池沸腾换热场合，对进一步研究强化过冷池沸腾换热提供了一定的理论和实践基础。

1 实验系统与数据处理

1.1 实验系统

图 1 为介入微泡群强化过冷池沸腾换热实验系统的示意图，其由加热系统、气泡群生成系统、带观察窗的工作腔体、数据采集系统四部分组成。加热系统由实验段加热器件、辅助加热器、可编程调压器、PID 温度控制器、楔形支架组成，其中辅助加热器与 PID 温度控制器连接以维持实验所需要的池温，实验段加热器件与可编程调压器连接，通过调节输入电压获取不同的热流密度。气泡群生成系统是由气泡发生器、气体流量计、空气压缩泵、升降支架、硅胶导管组成。工作腔体尺寸为 300 mm×200 mm×400 mm，两面开有长×宽为 190 mm×130 mm 的可视窗，腔体上盖板安有气液分离装置，用于不可凝性气体的排出，腔体内的工作液体为去离子水。数据采集系统由数据采集仪、高速相机、计算机、T 型热电偶组成。实验共布置 6 个直径 φ0.6 mm 的热电偶，其中 T_1~T_5 置于加热铜件上，相邻两个热电偶的间距为 5 mm，T_5 距离加热面的距离为 5 mm，如图 2(a)所示。T_6 放置在工作液体中，用于测量工作液体的平均温度 T_f。

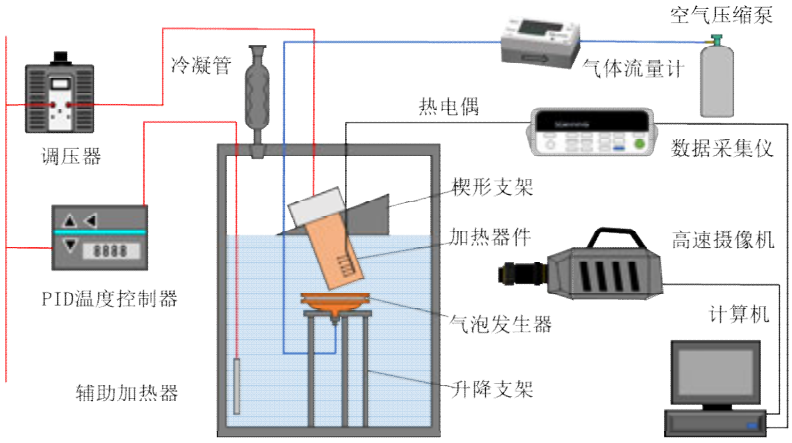


图 1 实验系统示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the experimental setup

1.2 实验段加热器件与气泡发生器的设计加工

实验段加热器件的结构示意图如图 2(a)所示，主体部分是直径 55 mm×高度 130 mm

的圆柱体，从里到外依次是加热棒、导热铜棒和特氟龙保温层。导热铜棒上端留有放置加热棒的深孔，加热棒与导热铜棒之间用液态金属填充，用来减小接触热阻。

气泡发生器的模型如图 2(b)所示，其结构由不锈钢 304 漏斗形骨架、多孔泡沫钛网、密封圈、快接阀组成，实验选取了平均孔径为 2 μm、5 μm、10 μm 三种不同孔径的泡沫钛网来产生不同直径的微泡群，泡沫钛网的厚度和直径均分别为 1 mm 与 100 mm。三种孔径的泡沫钛网扫描电镜图如图 3 所示，放大倍数均为 20000 倍，比例尺标注为 5 μm。

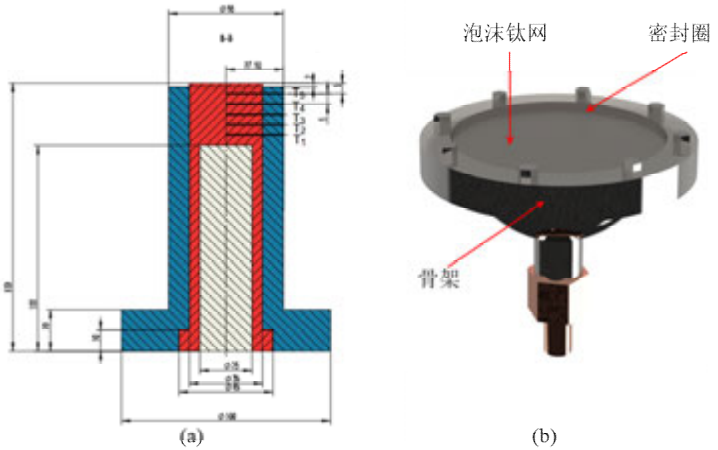


图 2 (a)实验段加热器件结构示意图；(b)气泡发生器模型图

Fig. 2 (a) Structural diagram of the heating device employed in the experimental section;

(b) Schematic drawing of the bubble generator

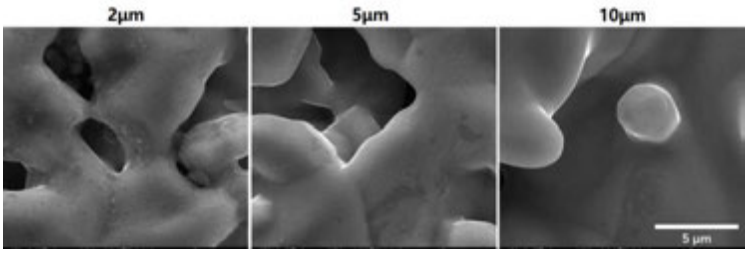


图 3 不同孔径的泡沫钛网扫描电镜图

Fig. 3 Scanning electronic microscopic images of titanium foams with different pore sizes

1.3 数据处理

从数据采集仪导出的热电偶温度可以计算出热流密度 q、过热度ΔT和换热系数 h，热流密度 q 的计算公式由傅里叶定律得出，如式(1)所示：

$$q = -\lambda_{\mathrm{Cu}} \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x}\Big|x \tag{1}$$

式中 λ_{Cu} 为铜的导热系数，实验用的紫铜具有常物性，数值取为 398 W/(m·K)[29]。

温度梯度 $\mathrm{d}T/\mathrm{d}x$ 使用泰勒展开[29]，可以得到热流密度 q 计算式，如式(2)所示：

$$q = \frac{1}{3}\lambda_{\mathrm{Cu}}\left(\frac{T_1 - T_3}{\Delta x_{13}} + \frac{T_2 - T_4}{\Delta x_{24}} + \frac{T_4 - T_5}{\Delta x_{45}}\right) \tag{2}$$

由于铜棒的导热系数远大于特氟龙材料，因此可近似认为导热铜棒为一维导热。因此加热壁面温度 T_W 可以根据近壁面处温度点 T_5 和热流密度 q 计算得到，如式(3)所示：

$$T_{\mathrm{W}} = T_5 - q\Delta x / \lambda_{\mathrm{Cu}} \tag{3}$$

壁面过热度ΔT由式(3)得到，T_{Sat} 为去离子水在大气压下的饱和温度，如式(4)所示：

$$\Delta T = T_{\mathrm{W}} - T_{\mathrm{Sat}} \tag{4}$$

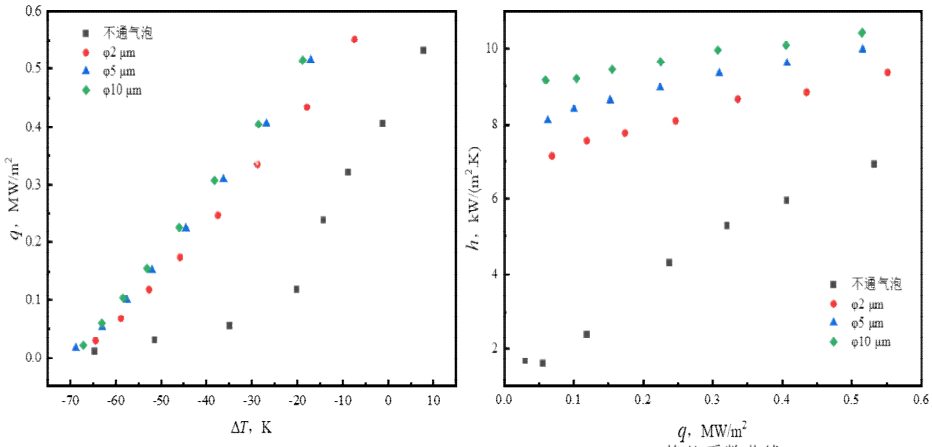
表面换热系数 h 由牛顿冷却公式得到，如式(5)所示：

$$h = q / (T_{\mathrm{W}} - T_{\mathrm{f}}) \tag{5}$$

2 结果与讨论

2.1 通入微泡群对过冷池沸腾换热的影响

图 4(a)为利用不同孔径泡沫钛网的气泡发生器向工作介质中通气泡与不通气泡时的拟沸腾曲线，通入气泡后的拟沸腾曲线相比较于不通气泡的拟沸腾曲线出现了明显地向左偏移。在同一热流密度下，通入气泡后能够降低加热壁面的过热度，如热流密度为 0.12 MW/m^2 时，壁面过热度降低约 36 K。通入微泡群能够强化过冷池沸腾换热是由于介入的微泡群在掠过加热壁面时存在相变换热，相变换热利用气液潜热能够在小的过热度下传递大量的热量[30]。同时，微泡群在掠过加热壁面时与先前从工作介质中析出的可凝性气体且在加热壁面上形成的气泡合并，以将长期稳定附着在加热壁面上的气泡携带走，从而减少干区存在的时间，实现传热的强化。除此之外，微泡群掠过加热壁面时带来的扰动也有利于强化传热。



(a) 拟沸腾曲线　　(b)换热系数曲线

图 4 介入微泡群对强化换热效果的影响

Fig. 4 Effect of intervention of microbubble groups on heat transfer enhancement

泡沫钛网的平均孔径有 2 μm、5 μm 和 10 μm 三种，通过不同孔径的泡沫钛网来产生不同直径的微泡群。图 4(b)反映了利用不同孔径泡沫钛网的气泡发生器向工作介质中通气泡及不通气泡时换热系数与热流密度的关系，可以看出泡沫钛网通入气泡后产生的微泡群都提升了换热系数，因此介入微泡群有利于强化过冷池沸腾换热。在通入同一气

体流量条件下，泡沫钛网孔径越大产生的微泡群直径也就越大，直径大的微泡群强化过冷池沸腾换热效果更好。这是因为气泡直径越大，气泡的体积就越大，因此受到浮力就越大，气泡脱离速度就越快，气泡的演化周期就越短，所以换热系数的性能得到改善[28]。

图 5 描述了不同热流密度下强化系数的变化，其中 f 是强化系数，是在同一热流密度下通气泡的换热系数与不通气泡的换热系数的比值。从图 5 中可以看出强化系数随热流密度的增大而减小，强化系数最大值出现在低热流密度区域，最大值为 6.5。三条强化系数曲线之间的差值在低热流密度区域最大，三种不同孔径的泡沫钛网气泡发生器的强化效果差别也最明显，效果最好的是 φ10 μm 泡沫钛气泡发生器。随之热流密度的增大，三条强化系数曲线之间的差值逐渐减小，在高热流密度区域三条强化系数曲线已经靠拢，此时不同孔径的泡沫钛气泡发生器的强化效果没有差别，同时三条强化系数的值在不断向 1 接近。根据经典气泡成核理论[1]的解释，加热壁面上的气泡成核需要一定的液体过热度和过热液层厚度，也就是说加热壁面在高热流密度区域时自身才开始形成大量的气泡核，而在低热流密度区域时气泡成核比较困难。因此，在低热流密度区域介入微泡群充当气泡核可以显著强化换热性能。随着热流密度的增大，加热壁面逐渐达到气泡成核所需要的壁面过热度及过热液层厚度，所以在高热流密度区域加热壁面自身能够产生大量的气泡核，导致介入的微泡群很难接触到加热壁面，使得微泡群强化换热的性能受限以及换热强化系数不断向 1 靠近。

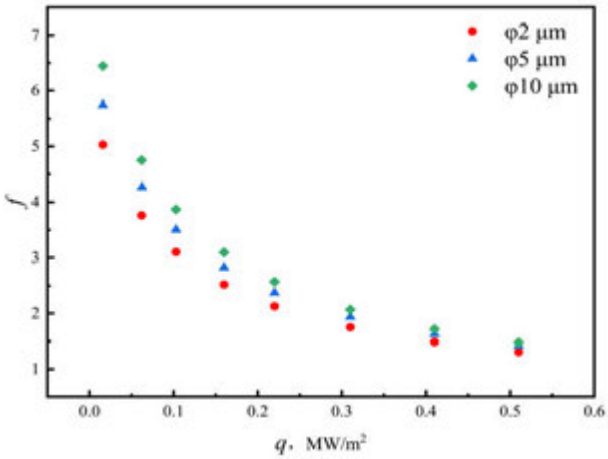


图 5 热流密度与强化系数的关系

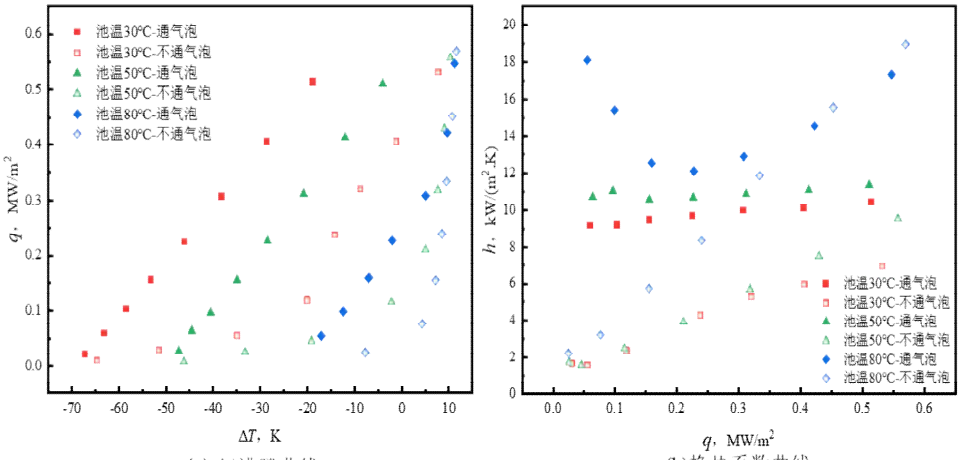
Fig. 5 The relationship between heat flux and strengthening coefficient

2.2 过冷度对微泡群强化换热效果的影响

图 6 是过冷度影响微泡群强化换热的性能图，图 6(a)是在 30℃、50℃和 80℃池温下的拟沸腾曲线，30℃池温时通气泡的拟沸腾曲线相比同池温下不通气泡的拟沸腾曲线向左偏移最大。不通气泡的拟沸腾曲线上都出现了一个拐点，曲线上的拐点表示不同工况下的沸腾起始点。在 30℃、50℃和 80℃的池温下，不通气泡时核沸腾起始点对应的热流密度分别是 0.12 MW/m^2、0.11 MW/m^2 和 0.08 MW/m^2，随着工作液体过冷度的增大，核沸腾起始点对应的热流密度逐渐增大。此外，30℃、50℃和 80℃池温对应的起始壁面过热度分别为-70 K、-50 K 和-20 K，即加热壁面的起始壁面温度是由池温决定的，早期

的壁面过热度受到过冷度的影响。在壁面过热度ΔT=10 K 时，30℃池温时通入气泡与不通气泡的拟沸腾曲线依旧保持较大的偏移，50℃池温时两条拟沸腾曲线开始出现靠拢的趋势，80℃池温时两条拟沸腾曲线已经靠拢合并成一条曲线。这说明在高过冷度时介入微泡群强化换热效果好，随着过冷度的降低微泡群强化换热的性能受到抑制。

图 6(b)是 30℃、50℃和 80℃池温下换热系数与热流密度的关系图，随着池温的升高换热系数也随着升高。30℃和 50℃池温下通气泡的换热系数曲线一直保持相对平稳状态，换热系数分别在 10.7 kW/(m^2·K)和 9.6 kW/(m^2·K)上下波动，强化系数趋势与图 5 一致。80℃池温下通气泡的换热系数曲线先开始下降，与不通气泡时的换热系数曲线合并后开始上升。80℃池温下两条换热系数曲线从热流密度 0.32 MW/m^2 开始合并为一条曲线，此时强化系数为 1，微泡群强化换热失效，验证了 2.1 节中关于高热流密度区域微泡群强化换热性能受到抑制的推断。



(a) 拟沸腾曲线　　(b)换热系数曲线

图 6 过冷度对微泡群强化换热效果的影响

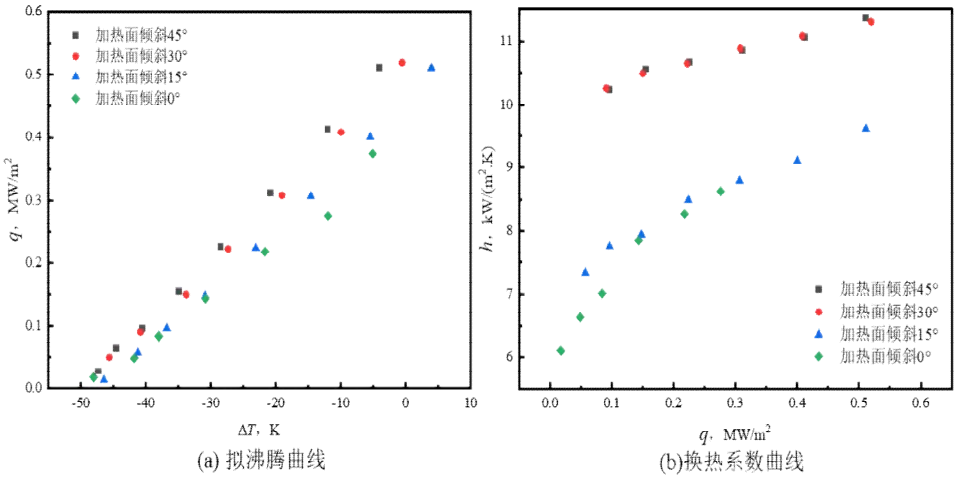
Fig. 6 Effect of undercooling on heat transfer enhancement of microbubble groups

2.3 加热壁面倾斜角度对微泡群强化换热效果的影响

为了研究加热壁面倾斜角度对微泡群强化换热的影响，在 50℃池温条件下，分别设置了 45°、30°和 15°三种不同倾斜角度的加热壁面。图 7 是加热壁面倾斜角度影响微泡群强化换热的性能图，图 7(a)是用 10 μm 孔径泡沫钛网强化换热时加热面壁面倾斜角度为 45°、30°、15°和 0°的拟沸腾曲线，对比加热壁面倾斜 0°的拟沸腾曲线，加热壁面倾斜 45°时的曲线向左偏移最大，其次是加热壁面倾斜 30°和 15°。这说明倾斜角度在 0°~45°范围内，加热壁面倾斜角度越大越有利于降低加热壁面上的过热度，使传热得到改善。这主要是因为加热壁面倾斜角度越大受到壁面粘滞阻力越小，越有利于气泡脱离加热壁面，从而缩短了气泡在加热壁面上形成干区的时间，使传热得到强化。在低热流密度区域，三种不同倾斜角度的拟沸腾曲线几乎没有偏移。而在高热流密度区域时，三种不同倾斜角度的拟沸腾曲线出现明显的偏移，且随着热流密度的增大拟沸腾曲线向左偏移值也越大，这说明在高热流密度区域倾斜加热壁面更有利于微泡群强化换热。

图 7(b)是倾斜角度分别为 45°、30°、15°和 0°在池温 50℃下换热系数与热流密度的

关系图，加热壁面倾斜 15°和 0°的两条换热系数曲线基本重合，加热壁面倾斜 45°和 30°的两条换热系数曲线基本重合。因此，倾斜角度在 0°~45°范围内时，当加热壁面倾斜角度低于 15°时，加热壁面倾斜度对换热系数的增强没有影响，当加热壁面倾斜角度高于 30°时，换热系数的增强也不再受到加热壁面倾斜角度的影响。倾斜角度在 15°~30°范围内时，随着加热壁面倾斜角度的增大，换热系数也随着提高，说明加热壁面倾斜角度越大微泡群强化换热效果越好。



(a) 拟沸腾曲线　　(b)换热系数曲线

图 7 加热壁面倾斜角度对微泡群强化换热效果的影响

Fig. 7 Effect of heating wall tilt angle on heat transfer enhancement of microbubble groups

2.4 微泡群强化过冷池沸腾换热机理

为深入揭示微泡群强化过冷池沸腾换热机理，采用高速相机观察加热壁面上的气泡动力学行为。为了减少其他气泡对观察对象的干扰，采用孤立气泡的长大过程来揭示微泡群强化换热的机理。图 8 是气泡在加热壁面上长大过程。0 ms 时，气泡开始离开气泡发生器，此时气泡的直径为 0.581 mm。14 ms 时，气泡开始进入到加热壁面附近的热边界层，气泡直径为 0.602 mm，气泡稍微变大。43 ms 时，气泡开始接触加热壁面，此时由于加热壁面的温度要大于池温，水蒸气的饱和蒸气压要比在池水中饱和蒸气压高，因此通过相变潜热及传质作用，气泡里的空气分压和水蒸气分压开始发生变化，根据气态方程，水蒸气的增加导致气泡开始变大，此时气泡直径为 0.776 mm。57 ms 时，气泡经过充分的相变潜热换热及传质后，气泡的直径为 0.810 mm。

为了验证气泡的长大是由于相变换热产生的水蒸气进入而导致的，可以通过理论计算来证明。在 0 ms 时，池水平均温度为 22℃，此时水的饱和蒸气压为 2.64 kPa，通入空气生成气泡的空气分压为大气压，即 101.3 kPa，气泡的总压力为 103.9 kPa。在 57 ms 时，气泡在加热壁面上完成相变换热后，此时加热壁面平均温度为 90℃，水的饱和蒸气压为 70.1 kPa，气泡的总压力维持不变，根据分压定律可得空气分压为 33.8 kPa。在 0 ms 时，水蒸气的分压相比空气的分压可以忽略不计，此时气泡的体积可以认为就是空气的体积 V_0。在 57 ms 时，由分压定律式(7)可以计算出水蒸气和空气的体积比为 2.07，此时气泡的体积由水蒸气体积和空气体积组成，则气泡的体积为 $2.07V_0+V_0$，即 $3.07V_0$。

$$\frac{V_{水蒸气}}{V_{空气}}=\frac{P_{水蒸气}}{P_{空气}} \tag{7}$$

气泡经过相变换热后体积增大了 3.07 倍，直径增大了 1.45 倍。气泡直径实际增大倍数为 1.39，在误差范围之内，基本与理论计算值接近，因此可以认为气泡的长大主要是由于气泡在加热壁面上进行了相变换热。

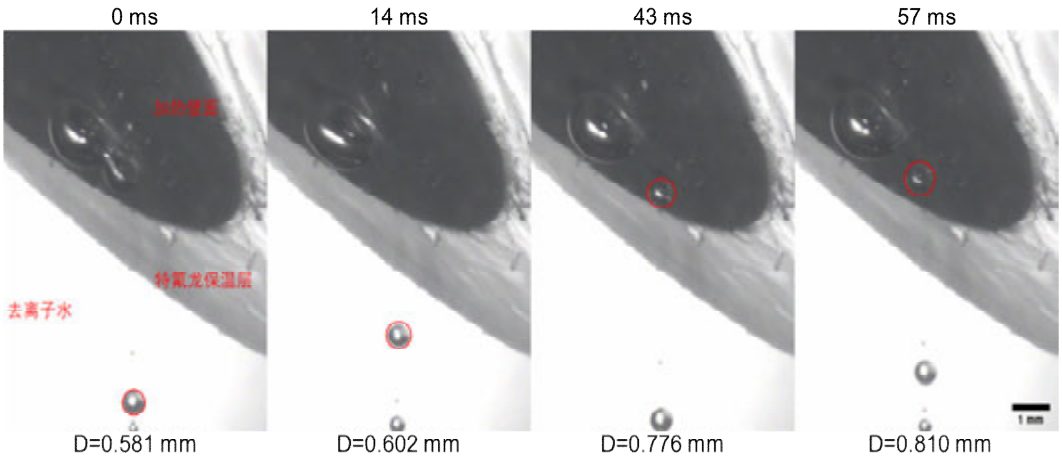


图 8 气泡的长大过程

Fig. 8 The growth process of bubbles

微泡群强化沸腾换热除了存在相变换热作用外，还存在冲刷作用。图 9 展示的是气泡在加热壁面上的冲刷过程，明显可以看出 200 ms 之后的加热壁面经过合并的大气泡冲刷之后出现很大的一片干净区域，微泡群在掠过加热壁面时与先前存在的气泡合并后再脱离，从而减少干区的面积和存在的时间，以实现池沸腾传热的强化。同时，在气泡冲刷的过程中，气泡附带的扰动作用也有利于强化池沸腾换热。

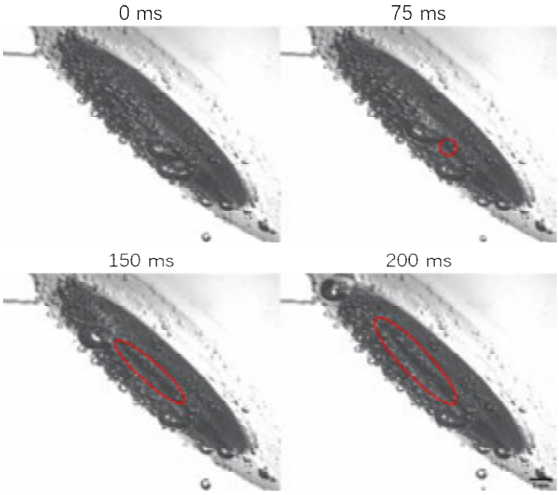


图 9 气泡在加热壁面上的冲刷作用

Fig. 9 The scouring effect of bubbles on the heated wall

3 结　论

本文运用介入微泡群的方法，在工作腔内利用泡沫钛气泡发生器生成大量微小气泡冲刷加热壁面，通过对不同实验工况下的拟沸腾曲线和换热系数曲线的分析，并结合高速相机可视化观察气泡在加热壁面上的动力学行为，得出以下结论：

1）介入微泡群强化换热的效果受到热流密度的影响，在低热流密度区域微泡群强化换热效果显著，此时不同直径微泡群强化换热差异也明显，但随着热流密度的增大，这种差异在逐渐缩小。

2）高过冷度时介入微泡群强化换热效果好，随着过冷度的降低微泡群强化换热的性能受到抑制，过冷度越低微泡群强化换热性能越差。

3）加热壁面倾斜角度越大越有利于降低加热壁面上的过热度，倾斜角度在 15°~30° 范围内时，换热系数随着加热壁面倾斜角度的增大而提高。在高热流密度区域倾斜加热壁面更有利于微泡群强化换热。

4）通过高速相机可视化观察气泡在加热壁面上的动力学行为，发现微泡群强化换热的主要机制是气泡吸收加热壁面上产生的蒸汽长大后脱离加热壁面，从而把加热壁面上的热量带走。

参考文献

[1] 张超, 杨鹏, 刘广林, 等. 表面微结构对阵列微射流沸腾换热的影响 [J]. 化工进展, 2023, 42(08): 4193-4203

[2] Jun S, Kim J, You S M, et al. Effect of Subcooling on Pool Boiling of Water from Sintered Copper Microporous Coating at Different Orientations [J]. Science and Technology of Nuclear Installations, 2018, 2018: 1-9

[3] Le V L, Kheiri A, Feidt M, et al. Thermodynamic and Economic Optimizations of a Waste Heat to Power Plant Driven by a Subcritical ORC (Organic Rankine Cycle) Using Pure or Zeotropic Working Fluid [J]. Energy, 2014, 78(SI): 622-638

[4] Ogriseck S. Integration of Kalina Cycle in a Combined Heat and Power Plant, a Case Study [J]. Applied Thermal Engineering, 2009, 29(14): 2843-2848

[5] An Z, Jia L, Li X, et al. Experimental Investigation on Lithium-Ion Battery Thermal Management Based on Flow Boiling in Mini-Channel [J]. Applied Thermal Engineering, 2017, 117: 534-543

[6] Van Gils R W, Danilov D, Notten P H L, et al. Battery Thermal Management by Boiling Heat-Transfer [J]. Energy Conversion and Management, 2014, 79: 9-17

[7] Zhang H, Li G, Chen L, et al. Development of Flat-Plate Loop Heat Pipes for Spacecraft Thermal Control [J]. Microgravity Science and Technology, 2019, 31(4): 435-443

[8] Lee S H, Mudawar I, Hasan M M. Thermal Analysis of Hybrid Single-Phase, Two-Phase and Heat Pump Thermal Control System (Tcs) for Future Spacecraft [J]. Applied Thermal Engineering, 2016, 100: 190-214

[9] Kano I, Higuchi Y, Chika T. Development of Boiling Type Cooling System Using Electrohydrodynamics Effect [J]. Journal of Heat Transfer, 2013, 135(9): 091301

[10] Al-Zareer M, Dincer I, Rosen M A. Development and Evaluation of a New Ammonia Boiling Based Battery Thermal Management System [J]. Electrochimica Acta, 2018, 280: 340-352

[11] Chen P-H, Chen W-C, Ding P-P, et al. Droplet Formation of a Thermal Sideshooter Inkjet Printhead [J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 1998, 19(4): 382-390

[12] Chen P, Chen W, Chang S H. Bubble Growth and Ink Ejection Process of a Thermal Ink Jet Printhead [J]. International Journal of Mechanical Sciences, 1997, 39(6): 683-695

[13] Shojaeian M, Koşar A. Pool Boiling and Flow Boiling on Micro- and Nanostructured Surfaces [J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2015, 63: 45-73

[14] 黄程刚, 陈卉, 王会. 泡沫铜孔密度对池沸腾换热性能的影响及气泡行为特性分析 [J]. 东华大学学报(自然科学版), 2022, 48(06): 112-119+142

[15] 张欢, 王雪丽, 杜研, 等. 加热面尺寸对饱和池沸腾换热性能的影响 [J]. 西安科技大学学报, 2021, 41(03): 417-424

[16] 郭东升, 李小斌, 张红娜, 等. 表面活性剂溶液过冷池沸腾中的汽泡穿透行为 [J]. 工程热物理学报, 2022, 43(05): 1316-1323

[17] Wen D S, Wang B X. Effects of Surface Wettability on Nucleate Pool Boiling Heat Transfer for Surfactant Solutions [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2002, 45(8): 1739-1747

[18] Kang M-G. Effect of Surface Roughness on Pool Boiling Heat Transfer Transfer [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2000, 43(22): 4073-4085

[19] Moghaddam S, Kiger K. Physical Mechanisms of Heat Transfer During Single Bubble Nucleate Boiling of Fc-72 under Saturation Conditions-I. Experimental Investigation [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2009, 52(5): 1284-1294

[20] Shoji M, Takagi Y. Bubbling Features from a Single Artificial Cavity [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2001, 44(14): 2763-2776

[21] Arik M, Bar-Cohen A, You S M. Enhancement of Pool Boiling Critical Heat Flux in Dielectric Liquids by Microporous Coatings [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2007, 50(5): 997-1009

[22] 郭俊, 李双菲, 陈彦君, 等. 非均匀电场强化水的池沸腾传热特性实验研究与分析 [J]. 工程热物理学报, 2022, 43(03): 788-796

[23] Cho H J, Mizerak J P, Wang E N. Turning Bubbles on and Off During Boiling Using Charged Surfactants [J]. Nature Communications, 2015, 6: 8599

[24] 张佳, 白博峰. 超声波对池沸腾换热影响 [J]. 工程热物理学报, 2011, 32(06): 961-964

[25] Kim H Y, Kim Y G, Kang B H. Enhancement of Natural Convection and Pool Boiling Heat Transfer Via Ultrasonic Vibration [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2004, 47(12-13): 2831-2840

[26] Yabuki T, Nakabeppu O. Heat Transfer Mechanisms in Isolated Bubble Boiling of Water Observed with Mems Sensor [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014, 76: 286-297

[27] Tanaka T, Miyazaki K, Yabuki T. Electrolytic Bubble Nucleation Activation in Pool Boiling of Water: Heat Transfer Enhancement and Reduction of Incipient Boiling Superheat [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 157: 119755

[28] Cheng H-C, Lin H-C, Chen P-H. Boiling Heat Transfer Enhancement over Copper Tube Via Electrolytic and Electrostatic Effects [J]. Applied Thermal Engineering, 2021, 199: 117584

[29] Wen R, Xu S, Lee Y-C, et al. Capillary-Driven Liquid Film Boiling Heat Transfer on Hybrid Mesh Wicking Structures [J]. Nano Energy, 2018, 51: 373-382

[30] Carey V P. Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena [M]. CRC Press, 2018

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233437

泡沫基复合相变材料的制备及性能研究

马清怡，陈燕杰，刘琦，陈立飞*，赵雪伶[1]
上海第二工业大学能源与材料学院，上海 200120
Tel: +86 021 50214461, Email: lfchen@sspu.edu.cn

摘要：相变储热技术对高效利用和转换热能资源有重要意义，但易泄漏且导热率低等问题极大地限制了其在热能存储领域的应用。本研究以正十八烷为相变材料，多孔泡沫镍为载体，金属纳米粒子/碳纳米管(M-NPs@CNTs)为导热填料，通过真空浸渍和熔融共混工艺成功制备了新型的泡沫基复合相变材料（CPCM）。同时探究了 M-NPs@CNTs 的种类、含量对 CPCM 性能的影响。结果表明，CPCM 具有良好的形状稳定性，出色的热导率（2.01W·m^{-1}·K^{-1}）和优异的热能存储能力（182.5J/g），具有广泛的应用前景。

关键词：相变储热；导热填料；泡沫金属；复合材料

0 前言

热能是社会发展不可或缺的能源，热存储和热管理对高效、安全地利用热能资源有重要意义[1,2]。相变储热技术利用相变材料(PCM)的相转变实现热能的存储和释放，具有储热能力强、工艺简单、绿色环保等特点，可广泛应用于工业废热回收、太阳能利用、节能建筑等领域[3,4]。其中，PCM 作为一种智能材料，是热能储存的理想载体，具有能量储存和释放能力强、化学稳定性高、可重复利用和自然资源丰富等优点，是一种很有前途的储能材料[5]。然而，一些固有的缺陷限制了 PCM 的使用，如导热系数低和相变过程中易泄漏等问题严重限制了其在能量转换和存储系统中的应用。因此，从微胶囊、多孔支架吸收到化学接枝和交联化合物，人们在设计和制造形状稳定的复合相变材料方面付出了大量的努力[6,7]。如徐众[8]等人通过熔融浸渍法和浇注法，以不同的泡沫金属为载体，以石蜡为相变材料，制备了泡沫基复合相变材料。研究泡沫基复合相变材料的导热率和温度场变化情况。通过对比实验结果发现，以泡沫铜和泡沫镍为导热载体，以石蜡为相变材料的泡沫基复合相变材料，其蓄热能力更加稳定且温度场分布更加均匀。以泡沫铜为导热载体，石蜡为相变材料的泡沫基复合相变材料的传热稳定性和导热率均是最优。

泡沫基复合材料是一种具有低密度、高强度、大比表面积和高表面能的新型多功能轻质复合材料，在化工、储能、军事及航空航天等多个领域具有广泛的应用前景[9,10]。因此，为了提高能量转换和存储系统的性能，利用泡沫基复合材料的孔隙结构及其毛细吸附作用，将其与 PCM 相结合，协同导热填料构建快速的导热通道，制备泡沫基复合

[1] 基金项目：上海市科委扬帆计划(17YF1406600)；上海市教委晨光计划(18CG68)

相变材料(CPCM)，可实现热量的高效传递和存储[11,12]。CPCM 利用多孔泡沫金属为载体对 PCM 进行吸附，不仅可以将 PCM 牢牢地限制在其多孔结构中，达到封装定形的效果，而且有效的解决了 PCM 固-液相态转变时容易流动和体积变化等问题[13]。同时在 CPCM 中掺入导热材料，利用碳纤维、碳纳米管、石墨烯和麦克烯等高导热填料作添加剂，可以有效提高复合材料的导热性能，促进光热转化[14]。其中，多壁碳纳米管（MWCNTs）具有力学强度大、导热系数高等优异特性，是导热增强材料的首选。但 MWCNTs 表面惰性，在基体中容易团聚，严重影响实际应用[15]。因此，利用高温分解的方法将金属纳米颗粒(M-NPs)修饰在 MWCNTs 表面，不仅可以避免 CNTs 团聚，提高其分散性，而且可以利用 M-NPs 在 CNTs 之间构建传热通道，降低 CNTs 之间的接触热阻，获得导热性能优良的复合导热填料。综上所述，本研究通过真空浸渍和熔融共混工艺，以正十八烷为相变材料，多孔泡沫镍为载体，金属纳米粒子/碳纳米管(M-NPs@CNTs)为导热填料，成功制备了新型的泡沫基复合相变材料（CPCM），所制样品具有良好的导热性能与较高的储热密度。

1 实验部分

1.1 实验材料和仪器

本实验所用到的原材料如表 1。

表 1 实验原料

Table 1 Experimental ingredients

名称	性状	规格	生产厂家
正十八烷（C18）	白色固体	AR	国药集团化学试剂有限公司
泡沫镍(NF)	褐色固体	/	昆山盛世景新新材料有限公司
AgNPs/CNTs	黑色颗粒	/	自制
CoNPs/CNTs	黑色颗粒	/	自制
NiNPs/CNTs	黑色颗粒	/	自制
乙醇	透明液体	/	国药集团化学试剂有限公司

本实验所用到的仪器如表 2。

表 2 实验所用仪器

Table 2 Instruments used in the experiment

仪器名称	规格	生产厂家
电子天平	T0006-13-302	江苏省科学器材有限公司
真空干燥箱	DZF-6052	上海精宏实验设备有限公司
烘箱	DHG-9071A	上海泰坦科技股份有限公司
扫描电子显微镜(SEM)	日立 S4800	日本日立高新
TCi-导热仪	C-Therm	加拿大 C-THERM 公司
傅里叶变换红外光谱仪(FTIR)	Tensor27	德国布鲁克公司
X 射线衍射仪(XRD)	D8-Advanced	德国布鲁克公司
差示扫描量热仪(DSC)	pyris 1 DSC	Perkin-Elmer

1.2 C18/M-NPs@CNTs/NF 定型复合相变材料的制备

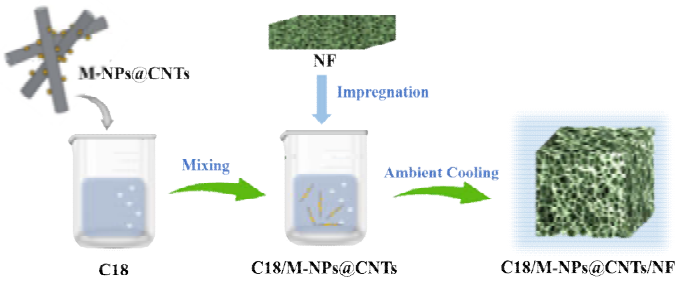


图 1 CPCM 的制备过程示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the preparation process of CPCM

采用熔融渗透法和真空浸渍法相结合制备 C18/M-NPs@CNTs/NF 复合相变材料，制备流程如图 1 所示。在烧杯底部放置一定比例的 C18，称取负载不同金属纳米粒子的碳纳米管(M-NPs@CNTs)复合导热填料以及未负载 M-NPs 的 MWCNTs 至烧杯中，先经过超声分散，使其与溶剂混合均匀，然后在 70℃的条件下加热搅拌 30 分钟。随着温度不断升高，相变材料逐渐熔化并与 M-NPs/CNTs 复合导热填料均匀混合，然后将 NF 放至加热烧杯中浸渍 10 分钟。再将烧杯放至真空干燥箱中再次真空浸渍 10 分钟，然后立即取出复合相变材料冷却至室温。通过该方法获的样品分别命名为 C1、C2、C3、C4、C5、C6、C7、C8、C9。C18/M-NPs@CNTs/NF 复合材料的组成成分列于表 3 中。

表 3 制备样品组成成分

Table 3 Composition of prepared samples

Sample	C18 (g)	NF (g)	NiNPs/CNTs (g)	CoNPs/CNTs (g)	AgNPs/CNTs (g)
C1	2.0345g	0.1451	0.0198	0	0
C2	1.9995g	0.1518	0.1188	0	0
C3	2.1029g	0.1380	0.1994	0	0
C4	2.1243	0.1434	0	0.0380	0
C5	2.2106	0.1434	0	0.1020	0
C6	2.0953	0.1414	0	0.2005	0
C7	3.7613	0.1500	0	0	0.0444
C8	3.9000	0.1417	0	0	0.1154
C9	3.6888	0.1438	0	0	0.2185

1.3 C18/M-NPs@CNTs/NF 定型复合相变材料的测试及表征

采用扫描电子显微镜观察 CPCM 的形貌和微观结构，CPCM 的化学结构通过傅里叶

变换红外光谱法进行分析。X 射线衍射仪以 20°/min 的扫描速率在 20-80°的扫描范围内工作，用于揭示 CPCM 的晶体结构。CPCM 的潜热性能通过差示扫描量热仪(DSC)来测量。在氮气保护条件下，10-50℃温度范围内，加热和冷却速率设置为 5℃/min 下进行。在氮气保护条件下，25-600℃温度范围内，以 10℃/min 为升温速率，对 CPCM 的热稳定性进行热重分析测试。使用热导率测试仪测量复合材料的导热系数三次，取三次平均值。

2 结果与讨论

2.1 SEM 分析

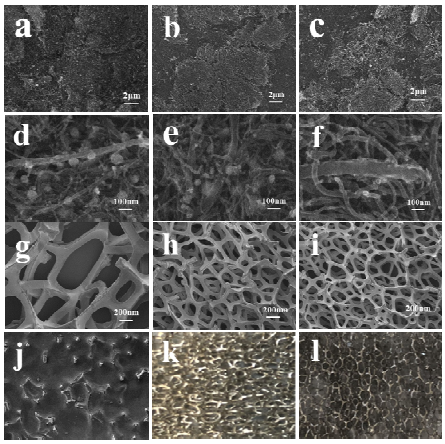


图 2 样品的 SEM 图像和显微镜图像：(a, d)NiNPs@CNTs, (b, e) CoNPs@CNTs, (c, f) AgNPs@CNTs 8K, (g)40PPI NF,(h)70PPI NF, (i, k)110PPI NF,(j, l) AgNPs@CNT/C18/110PPI NF.

Fig. 2 SEM images and microscope images of samples：(a, d) NiNPs@CNTs, (b, e) CoNPs@CNTs, (c, f) AgNPs@CNTs 8K, (g)40PPI NF,(h)70PPI NF, (i, k)110PPI NF,(j, l) AgNPs@CNT/C18/110PPI NF.

NiNPs@CNTs、CoNPs@CNTs、AgNPs@CNTs 的微观结构如图 2(a-f)所示。图 2(k-l)是未加入 C18/M-NPs@CNTs 的 NF 和加入了 C18/M-NPs@CNTs 的 CPCM 显微镜图片。图中可以清晰地看出具有中空结构的 MWCNTs 呈弯曲状，杂乱纠缠在一起。其中，M-NPs@CNTs 样品是通过球磨金属乙酸盐和 MWCNTs 的混合物，利用热处理的方法制备而成。测试结果表明，M-NPs 在 MWCNTs 表面分布均匀。在 M-NPs 负载量相同的情况下，采用球磨混合法再热处理得到的 M-NPs/CNTs 样品比研磨混合所制样品的 M-NPs 平均粒径较小。其原因是球磨能够提高 MWCNTs 的表面缺陷，使得 M-NPs 在 MWCNTs 生长的活性位点增加，粒子数增多，相应的粒子半径变小。从图 2(g-i)可以看出，NF 具有丰富的孔结构，为相变材料的加入提供了丰富的吸附空间。与 NF 的微观结构相比，C18 和 NiNPs@CNTs 的复合材料均匀地填充在 NF 网格结构中，呈现出机械互连结构，并且 NiNPs@CNTs 可以有效防止 C18 的泄漏。

2.2 FT-IR 分析

C18 和 C18/M-NPs@CNTs/NF 的傅里叶全反射红外光谱（ATR-FTIR）如图 3a 所示。图 3a 中分别表示了 C18、10wt%AgNPs@CNTs、10wt%CoNPs@CNTs、C4、C5、C7-C9 的测试曲线。由图 3a 可得，所有样品都有相似的三个特征吸收峰：

1）在 2920 cm^{-1} 和 2850 cm^{-1} 附近的是-CH_2-的伸缩振动吸收峰，

2）在 1472 cm^{-1} 附近是-CH_3-的弯曲振动吸收峰，

3）在 716 cm^{-1} 附近是-$(CH_2)n$-（n≥4）的摇摆振动峰。

C18 的特征吸收峰与 2920 cm^{-1}、 2850 cm^{-1}、1472 cm^{-1}、716 cm^{-1} 对应峰的位置一致。从图 3a 可以看出，样品没有新的红外吸收峰出现，而且红外吸收峰没有出现明显的偏移。因此，红外吸收光谱的结果证明，C18 和 NF 之间没有新的物质产生，仅存在分子作用力，两种材料的化学相容好，且没有因为化学反应而产生新的化学键，制备的复合相变材料可以保持稳定的相变性能。同时，C18/M-NPs@CNTs/NF 复合相变材料的红外特征曲线均存在正十八烷的上述特征吸收峰，说明 C18 已经被 NF 吸附。并且在 C4、C5、C7-C9 的曲线中可以看出中 2850 和 2920cm^{-1} 处的峰强度弱于 C18，也可表明 NF 对 C18 进行了很好地吸附。

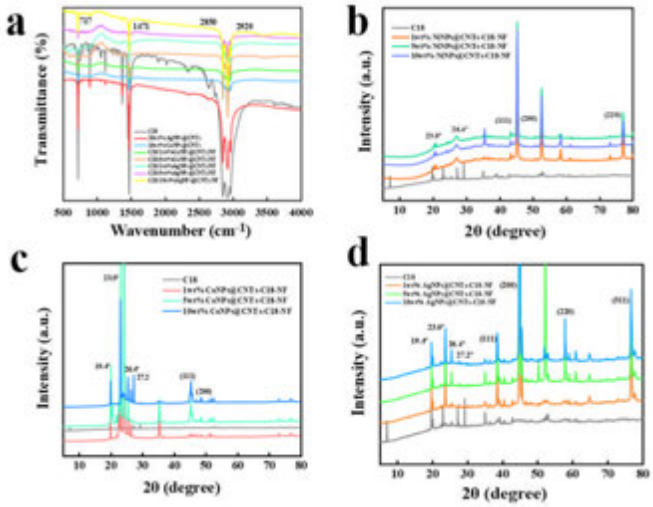


图 3 (a)C18 和 10wt%AgNPs@CNTs、10wt%CoNPs@CNTs、C4、C5、C7-C9 的 FTIR 光谱图 (b)C18、C1-C3（见表 2）的 XRD 图 (c)C18、C4-C6 的 XRD 图 (d)C18、C7-C9 的 XRD 数据图。

Fig. 3 (a) FTIR spectra of C18 and 10 wt% AgNPs@CNTs, 10 wt% CoNPs@CNTs, C4, C5, C7-C9 (b) XRD plots of C18, C1-C3 (see Table 2) (c) XRD plots of C18, C4-C6 (d) XRD datasheets of C18, C7-C9.

2.3 XRD 分析

图 3b、c、d 分别是 C18，C1-C9 的 XRD 图。如图所示，在大约 2θ=23.0°和 27.2°处观察到 C18 的尖锐衍射峰，而在 2θ=26.4°处观察到 MWCNTs 的经典衍射峰。此外，2θ=44.52°，51.88°和 76.4°处分别对应 NiNPs 的(111)，(200)，(220)晶面的特征衍射峰；2θ=44.4°和 51.8°处分别对应 CoNPs 的(111)，(200)晶面的特征衍射峰；2θ=37.8°，44.6°、64.8°和 77.1°处分别对应 AgNPs 的(111)，(200)，(220)，(311)晶面的特征衍射峰。C1-C9 与 C18 显示相同的 C18 的衍射峰。CPCM 中 C18 的高含量和骨架中充满的 C18 可能是造成 C18 衍射峰消失和弱化的原因。结果表明，简单物理混合对 C18/M-NPs@CNTs/NF 复合材料的晶体结构没有影响。

2.4 C18/M-NPs@CNTs/NF 复合相变材料的稳定性

为考虑 C18/M-NPs@CNTs/NF 复合相变材料的热稳定性，对样品进行了泄露性测试。

首先，将制备好的样品放置在铺好称量纸的玻璃皿中，先称量并记录 CPCM 的质量。然后将 CPCM 放入 60℃的烘箱中，每隔 30 分钟记录一次样品中 C18 的泄露情况，一共测试 600 分钟。用放入烘箱之后的 CPCM 的质量减去放入烘箱之前的 CPCM 的质量来表征样品中 C18 的泄露质量。测试结果如图 4a 所示。

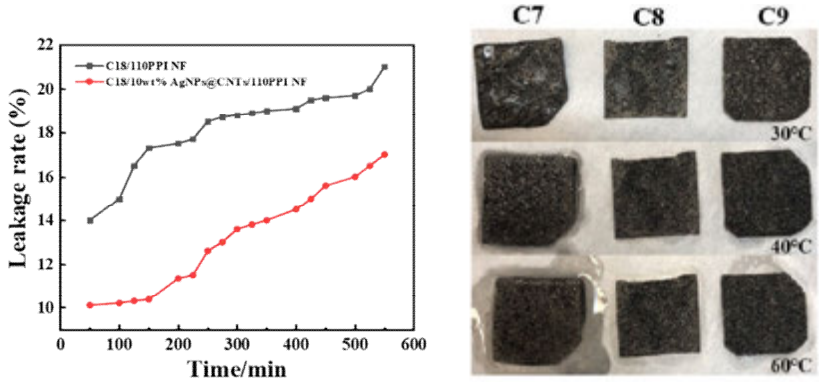


图 4 (a) C18/110PPI NF 和加入 10wt%AgNPs@CNTs 前后泄漏性测试; (b) 在不同温度下 C7-C9 复合材料的泄露性测试。

Fig. 4 (a) C18/110PPI NF and leakage test before and after addition of 10wt% AgNPs@CNTs. (b) Leakage testing of C7-C9 composites at different temperatures.

CPCM 的形状稳定性在实际应用过程中非常重要，因为它可以有效地防止相变材料从固相转变为液相时的泄露。通过直接观察熔体相变过程中相变材料的形状演变，对 C7-C9 的形状稳定性进行了比较研究。图 4b 显示了在烘箱中加热时被测样品中 C18 的泄露变化过程。实验结果表明，多次循环之后，C18 的泄漏量比较大。加入 AgNPs@CNTs 之前，19 次循环（600 分钟）后，C18 的泄漏量约为 21.00%，而加入 AgNPs@CNTs 之后 C18 的泄漏量约为 17.2%，在误差范围内可以认为，AgNPs@CNTs 的加入降低了 C18 的泄漏量，约降低 3.8%。以 NF 为载体降低了 C18 的泄漏率，M-NPs@CNTs 填充进 NF 丰富的孔隙结构，对 C18 熔化泄露造成一定的阻力，降低 C18 的泄露率。

从图 4b 清楚地观察到，随着加热时间的延长，纯的 C18 逐渐融化，熔融的 C18 在 60℃下完全熔化成液体流向四周。而在整个加热过程中，C18/M-NPs@CNTs/NF 复合材料均表现出良好的形状稳定性。在 C18/10wt%AgNPs@CNTs/NF 两个复合材料样品的底部仅观察到很少的熔融 C18，这是由于 C18 吸附在样品表面造成的。值得注意的是，C9 复合材料（右）显示的熔融 C18 泄漏量少于 C7（中央）的泄漏，表明其对熔融 C18 的固定效果更好。结果证明，C18/M-NPs@CNTs/NF 复合材料 C18 在进行固-液相转变时可以保持良好的形状稳定性。

2.5 C18/M-NPs@CNTs/NF 复合相变材料的相变储热性

通过 DSC 测量样品的相变温度和相变潜热值，如图 6a-c 所示。相较于纯的 C18，C1-C9 的熔点均有所降低。第一次相变过程发生在 36.6℃，这对应于加热过程中固体 C18 的固-液相变过程。表 4 可以看出，与 C18 相比 C9 复合相变材料的熔融峰温度略微降低，由 38.17℃下降到 35.84℃，这是因为引入具有高导热系数的 M-NPs@CNTs 后，CPCM 具有更为敏感的热响应特性。M-NPs@CNTs 颗粒作为导热增强材料，不发生任何相变行

为。因此，随着 M-NPs@CNTs 质量分数的增大，样品的相变潜热值不断降低，C9 的潜热值从 223.2 J/g 降低到 160.5 J/g，下降了 28%。产生这个现象的原因是 C18 在样品的热能存储方面起着主要作用，并非掺杂 M-NPs@CNTs 的量越多就能提升整个体系的潜热能力，反而过量的 M-NPs@CNTs 对样品的潜热能力有一定的反作用。综上所述，当 M-NPs@CNTs 含量添加为 1wt%时，C18/M-NPs@CNTs/NF 定型复合相变材料的潜热值最大，为 182.5J/g。掺杂的导热填料为 AgNPs@CNTs 时，CPCM 的相变潜热值均大于导热填料为 NiNPs@CNTs、CoNPs@CNTs 的 CPCM。

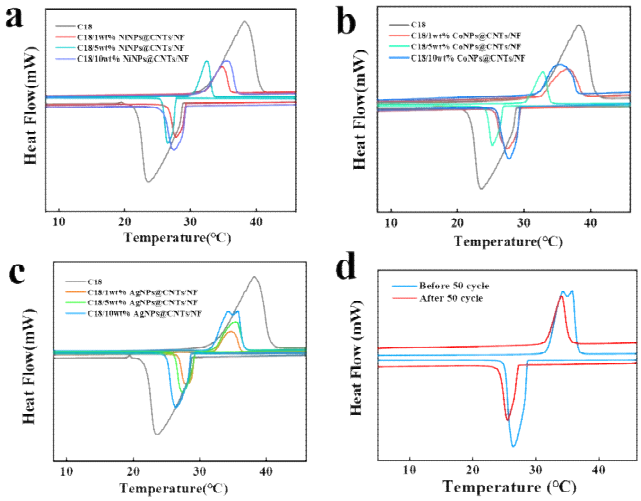


图 6 (a)在熔化期、凝固期 C18 和样品的 DSC 曲线图：(a) C1-C3 (b) C4-C6 (c) C7-C9 (d)C9 在 50 次热循环处理之前和之后的 DSC 曲线。

Fig. 6 (a) DSC profiles of C18 and samples during the melting and solidification phases: (a) C1-C3 (b) C4-C6 (c) C7-C9 (d) C9 before and after 50 thermal cycle treatments.

表 4 C18 和 C1-C9 的 DSC 数据

Table 4 DSC data for C18 and C1-C9

Samples	C18	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7	C8	C9
T (°C)[a]	31.34	31.17	29.67	30.84	31.17	30.00	30.84	30.50	30.17	31.17
T (°C)[b]	38.17	34.84	32.50	35.50	36.67	32.84	35.50	34.67	35.34	35.84
T (°C)[e]	40.84	36.34	33.50	37.50	39.00	34.34	38.17	36.50	37.00	37.34
$H_{Melting}$	223.2	155.59	149.7	146.6	160.7	158.4	140.1	182.5	172.8	160.5

注：a:开始熔化的温度；b:熔化的峰值温度；e:结束熔化的温度。

2.6 C18/M-NPs@CNTs/NF 复合相变材料的循环稳定性

为了证明 CPCM 的循环稳定性，通过 DSC 测量了固液相转变循环试验。图 6d 是 50 次热循环处理前后，C9 的潜热性能。可以看出，50 热循环处理对于 C9 的相变潜热性能没有较大的改变。C9 的熔融和结晶温度在狭窄范围内变化。相变温度的波动仅约 0.1℃，相变潜热值的波动小于 1%，即几乎不变。温度和潜热的这些合理且可接受的变化表明，经过大量的热循环后，制得的 CPCM 具有可靠的热稳定性。

2.7 C18/M-NPs@CNTs/NF 复合相变材料的导热性

图 7(a-d)显示了 C18、C1-C9 的热导率，分别为 0.35、1.83、2.35、2.71、1.88、2.49、2.76、2.01、2.56、2.80 W/(m·K)。测试结果显示，C9 的热导率比纯 C18 高 699%。C1-C9 CPCM 的热导率随 M-NPs@CNTs 的增加而线性增加，说明 M-NPs@CNTs 的添加明显提升了复合材料的导热性，意味着 M-NPs@CNTs 是可用于改善 CPCM 导热系数的优异的导热填料。

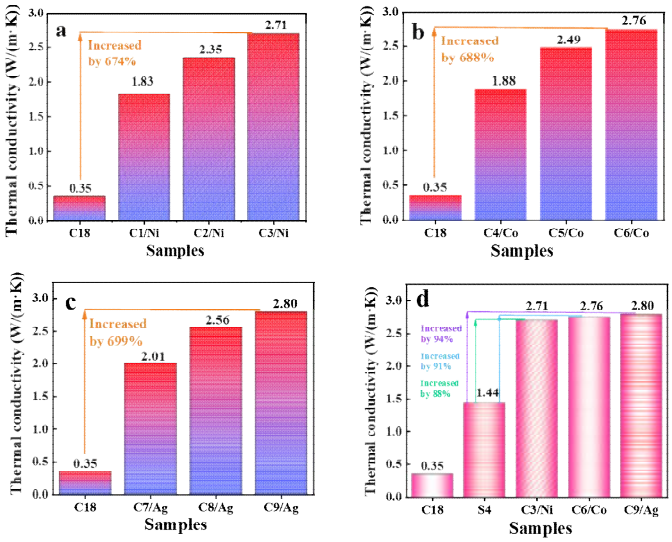


图 7 C18、C1-C9 的热导率

Fig. 7 Thermal conductivity of C18, C1-C9

图 7a 显示了不同 NiNPs@CNTs 掺杂量对 C18/NiNPs@CNTs/NF 复合相变材料导热系数的影响。掺入 NiNPs@CNTs 后，C18/NiNPs@CNTs/NF 相变材料的导热系数呈现出显著的增大趋势；当 NiNPs@CNTs 掺杂量为 10wt%时（wt，质量分数，下同），CPCM 的导热系数增大至 2.71W/mK，增幅达到 674%。CoNPs@CNTs 掺杂量对 C18/CoNPs@CNTs/NF 复合相变材料导热系数的影响如图 7b 所示。掺入 CoNPs@CNTs 后，C18/CoNPs@CNTs/NF 相变材料的导热系数同样呈现出显著的增大趋势；当 CoNPs@CNTs 掺杂量为 10wt%时，CPCM 的导热系数增大至 2.76W/mK，增幅达到 688%。最后，测试了 AgNPs@CNTs 掺杂量对 C18/AgNPs@CNTs/NF 复合相变材料导热系数的影响，如图 7c 所示。由图可以看出掺入 AgNPs@CNTs 后，C18/AgNPs@CNTs/NF 相变材料的导热系数也呈现出显著的增大趋势；当 AgNPs@CNTs 掺杂量为 10wt%时，CPCM 的导热系数增大至 2.80W/mK，增幅达到 699%。结果表明具有高导热系数的 M-NPs@CNTs 能够显著增强 C18/M-NPs@CNTs/NF 复合相变材料的导热性能，使其具

有更为敏感的热响应特性，从而加快对热能的储存或释放。掺杂的导热填料为 AgNPs@CNTs 时，CPCM 的导热效果最佳，样品的导热系数均大于掺杂的导热填料为 NiNPs@CNTs、CoNPs@CNTs 的 CPCM。原因可能是因为 AgNPs 的导热率均大于其他两种 M-NPs@CNTs，所以添加后复合材料的导热率也较大。

值得注意的是，CPCM 导热性能的改善幅度并未达到预期，且当 M-NPs@CNTs 掺杂量由 5wt%增至 10wt%时，导热系数的增幅已经明显放缓。究其原因，一方面是因为 M-NPs@CNTs 的比表面积非常大，虽然经过超声分散处理，但随着其掺杂量的增多，不可避免地会出现 CNTs 团聚现象，从而对复合相变材料导热率提高变缓；另一方面是团聚后的 M-NPs@CNTs 会堆叠在一起，使其表面结构变得较为粗糙，这会在一定程度上增加材料体系的界面热阻，因而阻碍混合体系的内部换热。

3 结论

通过真空浸渍和熔融共混工艺法以 NF 为支撑材料，C18 为相变材料，M-NPs@CNTs 为导热添加剂，成功制备了 C18/M-NPs@CNTs/NF 定型复合相变材料。M-NPs@CNTs 作为提高导热性能的添加剂，在 NF 的协同作用下，C18/10wt%AgNPs@CNTs/NF 复合材料的导热系数增加到 2.80W/(m·K)，比纯 C18 高 699%，同时掺杂 10wt% AgNPs@CNTs 的复合材料相变潜热值达到 160.5J/g，具有较高的相变潜热值，同时 M-NPs@CNTs 也增强了复合材料的热稳定性。

参考文献

[1] J. Jacob, A.K. Pandey, N.A. Rahim, J. Selvaraj, M. Samykano, R. Saidur, V.V. Tyagi, Concentrated Photovoltaic Thermal (CPVT) systems: Recent advancements in clean energy applications, thermal management and storage, J. Energy Storage. 45 (2022) 103369.

[2] T. Yang, W.P. King, N. Miljkovic, Phase change material-based thermal energy storage, Cell Rep. Phys. Sci. 2 (2021) 100540.

[3] Y. Li, C. Li, N. Lin, B. Xie, D. Zhang, J. Chen, Review on tailored phase change behavior of hydrated salt as phase change materials for energy storage, Mater. Today Energy. 22 (2021) 10086 6.

[4] W. Aftab, A. Usman, J. Shi, K. Yuan, M. Qin, R. Zou, Phase change material-integrated laten t heat storage systems for sustainable energy solutions, Energy Environ. Sci. 14 (2021) 4268–4291.

[5] 肖俊兵，邹博，庄依杰，等. 泡沫金属复合相变体系导热性能研究及应用[J].中南大学学报:自然科学版，2022,53(12):13.

XIAO Junbing, ZOU Bo, ZHUANG Yijie, et al. Research and application on thermal conduction performance of metal foam composite phase change system[J]. Journal of Central South University (Science and Technology), 2022, 53(12): 4687−4699.

[6] 胡定华，许肖永，林肯，等. 石蜡/膨胀石墨/石墨片复合相变材料导热性能研究[J].工程热物理学报，2021.

HU Dinghua, XU Xiaoyong, LIN Ken, et al. Study on Heat Conductivity of Paraffin/Expanded Graphite/Graphite Sheet Composite Material[J]. Journal of Engineering Thermophysics,2021.

[7] Z. Yu, D. Feng, Y. Feng, X. Zhang, Thermal conductivity and energy storage capacity enhancement and bottleneck of shape-stabilized phase change composites with graphene foam and carbo n nanotubes, Compos. Part Appl. Sci. Manuf. 152 (2022) 106703.

[8] 徐众，侯静，万书权,等. 金属泡沫/石蜡复合相变材料的制备及热性能研究[J].储能科学与技术，2020，9(01):109-116.

XU Zhong, HOU Jing, WAN Shuquan, et al. Preparation and thermal properties of metal foam/paraffin composite phase change materials[J]. Energy Storage Science and Technology, 2020, 9(01):109-116.

[9] 陈岩，叶宇轩，杜文静.泡沫金属在熔盐相变蓄热中的强化传热特性[J].化工进展，2020,39(7):2566−2573.

CHEN Yan, YE Yuxuan, DU Wenjing. Heat transfer enhancement performance in phase change process of molten salt using foam metal[J]. Chemical Industry and Engineering Progress, 2020, 39(7): 2566−2573.

[10] 朱孟帅，王子龙，孙向昕，等. 高孔密度下泡沫铜的填充率对石蜡融化传热机理的影响[J].化工进展，2022, 41(6): 3203−3211.

ZHU Mengshuai, WANG Zilong, SUN Xiangxin, et al. Experimental research on effect of copper metal foam proportion on paraffin wax melting and heat transfer mechanism under high cell density[J]. Chemical Industry and Engineering Progress, 2022, 41(6): 3203−3211.

[11] 周志杰，胡卓焕，杨茉. 泡沫金属复合相变材料的凝固及接触间距影响[J].工程热物理学报，2022.

ZHOU Zhijie, HU Zhuohuan, YANG Mo. Effect of Contact Gap and Solidification for Metal Foam Composite PhaseChange Materials[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2022.

[12] S. Zhang, D. Feng, L. Shi, L. Wang, Y. Jin, L. Tian, Z. Li, G. Wang, L. Zhao, Y. Yan, A review of phase change heat transfer in shape-stabilized phase change materials (ss-PCMs) based on porous supports for thermal energy storage, Renew. Sustain. Energy Rev. 135 (2021) 110127.

[13] 刁明霞，果春焕，高华兵，等. 泡沫金属复合材料的研究进展[J].材料工程，2022, 50(12):60-70.

DIAO Mingxia, GUO Chunhuan, GAO Hua bing, et al. Research progress in metal foam composites[J]. Journal of Materials Engineering, 2022, 50(12):60-70.

[14] 林伯，句子涵，胡定华，等. 基于泡沫铜骨架高导热复合相变储热材料的热性能研究[J]. 材料导报，2022, 36(Z1): 21110168-5.

LIN Bo, JU Zihan, HU Dinghua, et al. Thermal performance study of high thermal conductivity composite phase change thermal storage material based on copper foam skeleton[J]. Materials Reports, 2022, 36(Z1): 21110168-5.

[15] 王静静，徐小亮，梁凯彦，等. 多孔基定形复合相变材料传热性能提升研究进展[J].材料工程，2020, 42(1): 26−38.

WANG Jingjing, XU Xiaoliang, LIANG Kaiyan, et al. Research progress on heat transfer performance enhancement of porous-based shaped composite phase change materials[J]. Journal of Materials Engineering, 2020, 42(1): 26−38.

中国工程热物理学会 学科类别：传热传质学
学术会议论文 编号：14xxxx

微铜网调控液膜沸腾传热特性的机理研究

李鹏堃，邹启凡，刘修良[a]，杨荣贵[b]
（华中科技大学能源与动力工程学院，武汉，430074）
（[a]Tel: 17612771006, Email: liuxiuliang@hust.edu.cn；[b]Tel: 18611529877, Email: ronggui@hust.edu.cn）

摘要：液膜沸腾可以实现临界热流密度（CHF）和换热系数（HTC）的同步提高，在器件热管理领域备受关注。然而，液膜沸腾耦合了结构内部的核态沸腾和顶部的液膜蒸发，复杂的传热机理导致结构对其传热特性的影响尚不清晰。本文采用精确控制结构参数的微铜网结构，实验探究了不同结构参数下液膜沸腾的传热特性，并开发了液膜沸腾传热的理论模型。结果表明，增加微铜网的层数和压缩系数，优化微铜网的铜丝间距均能强化液膜沸腾的 CHF 和 HTC。

关键词：液膜沸腾，微铜网，传热特性，临界热流密度，换热系数

0 前言

随着电子器件朝着尺寸更小、功率更高的方向发展，高热流密度热管理成为电子器件稳定可靠工作面临的重大挑战[1-3]。与传统的单相对流换热相比，相变换热方式如毛细蒸发和池沸腾因其较高的散热性能被广泛用于电子器件热管理中[4-7]。然而，毛细蒸发和池沸腾难以实现临界热流密度（CHF）和换热系数（HTC）的同步优化[8-10]，因此其换热性能难以进一步提高，很难满足空间紧凑的电子器件的换热需求。近年来，Wen 和 Yang 等[11-13]提出了利用微铜网毛细芯促进液膜沸腾的新思路，将微汽泡引入到毛细蒸发的液膜之中，综合了毛细蒸发与池沸腾的优势，实现了 CHF 和 HTC 的同步提高。液膜沸腾凭借其优异的换热性能成为最有前景的电子器件冷却方式之一。

提高液膜输运性能和加速汽泡脱离以防止表面干涸是强化液膜沸腾传热的两个关键方向[11-14]，主要通过表面的毛细结构进行调控[13-17]。然而，微孔铜网表面的多个结构参数（如厚度、孔隙率和微孔尺寸）通常是耦合变化的，这也导致了单一变量对液膜沸腾的影响并不明确，给微孔铜网表面的进一步优化带来了困难。如烧结层数较多的微铜网可以提升毛细结构厚度和液膜输运能力，从而增强 CHF [11]；然而，实验结构表征显示，随着铜网层数的增加，孔隙率也减小了，这是由于多层铜网热扩散键合过程中，很难精准控制铜网与基底以及铜网层之间的压缩程度。此外，当前缺乏一个基于毛细结构参数预测液膜沸腾 CHF 和 HTC 的传热模型。目前已提出了一些基于实验数据拟合的 CHF 关联式[18, 19]，说明了 CHF 和毛细抽吸能力的关系。然而，这些关联式的经验系数是针对特定的硅微柱阵列[18]或者铜反蛋白石结构[19]开发的，可能不适用于微孔铜网表面。此外，HTC 是一个与汽泡动力学（成核密度、脱离速率等）相关的复杂函数[11-13, 20]，而后者又是由表面结构、热流密度和表面温度等同时调控的。毛细结构内部汽泡动态特性与毛细结构顶部液膜动态变化耦合作用，引起的渗透率改变和汽液界面面积的变化都难

国家自然科学基金重点项目（No. 52036002）

以量化，使得液膜沸腾的传热建模变得困难[21]。现有的 HTC 模型将沸腾简化为微孔内部液膜厚度不变的液膜均匀蒸发，采用了多个等效液膜厚度与微孔半径比的经验参数，模型的适用性较差。

本研究采用精确控制结构参数的烧结微铜网毛细芯，实验探究了微铜网结构参数（厚度、孔隙率、压缩系数）对液膜沸腾传热特性的作用规律。为进一步量化结构参数的影响，我们对内部沸腾进行了微液层蒸发分析，定义了一个统一的微液层蒸发因子描述微液层蒸发换热，并建立了能够预测液膜沸腾 HTC 和 CHF 的模型。为确保模型预测的准确性，进行了毛细抽吸实验，对模型中使用的微铜网毛细芯的渗透率数值进行了测定。微铜网表面结构参数影响液膜沸腾的传热特性较好地被模型预测。

1 表面制备与实验装置

1.1 样品制备与表征

实验中使用紫铜网和紫铜板作为烧结微铜网毛细结构的原材料。如图 1a 所示，在烧结之前，将铜网和铜板（基板）在丙酮、异丙醇、5wt. %稀硫酸溶液、去离子水中清洗各五分钟。清洗后放入高温真空烧结炉中烧结。如图 1 表所示，烧结微铜网毛细结构可以用四个结构参数来描述：铜丝直径 d_w、微孔间距 s_w、厚度 δ_w 和压缩系数 c_f。其中压缩系数($c_f = \delta_w/(2nd_w)$)表示的是总厚度和未烧结铜网重叠厚度之间的比值，n 是铜网的层数。压缩系数越小，表示压缩程度越大。为精确控制结构参数，实验选取了相同铜丝直径的铜网。在烧结时，通过保证相同压缩压力（相同压缩系数）情况下，改变层数以改变厚度；通过改变压缩压力，将不同层数的微铜网毛细结构压缩至相同厚度以改变压缩系数；通过选用不同目数的铜网以改变微孔间距。表 1 总结了实验中微铜网毛细结构的相关结构参数。

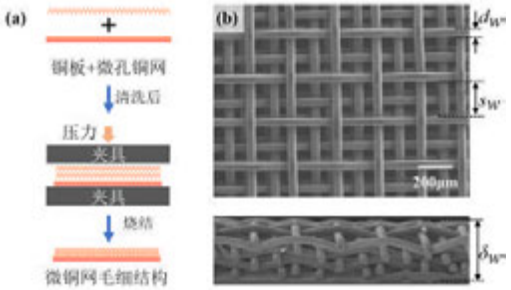


图 1（a）微铜网毛细芯的制备流程示意图；（b）微铜网毛细芯的扫描电镜(SEM)图。

1.2 薄液膜沸腾实验系统

如图 2a 和 b 所示，液膜沸腾实验台由蒸发/沸腾腔室、冷凝器、真空泵、纯铜加热块、可视化系统和数据采集系统组成。腔室内部水温由两个加热棒通过直流电源进行调节，为液膜沸腾提供饱和蒸汽环境。测试样品使用焊锡垂直焊接在加热块前端截面积为 $10\times10mm^2$ 的铜方柱上。整个铜块用聚醚醚酮（PEEK，$k=0.25W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}$）和玻璃纤维棉（$k=0.1W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}$）进行保温。如图 2c 所示，方柱上平行钻三个间距为 10mm 的孔，孔的直径均为 1mm，内部插入 K 型热电偶（Omega），以测量温度分布。在实验过程中，每个工况保持 20 分钟以上直到达到稳态（所有测量温度在 3 分钟内变化小于 0.2K）。

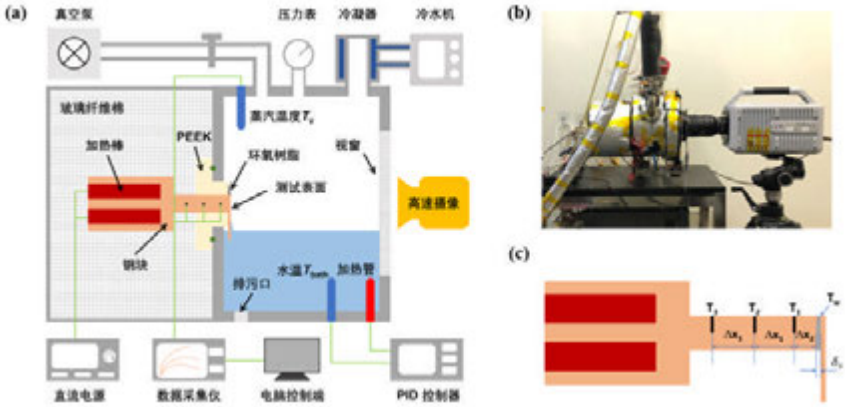


图 2 液膜沸腾实验装置。(a)实验系统示意图；(b)实验装置侧视图；(c)加热块温度测点分布示意图。

表 1 微铜网毛细结构样品的结构参数

样品 no.	铜丝直径 d_w (μm)	铜丝间距 s_w (μm)	压缩系数 c_f	层数 n	厚度 δ_w (μm)	孔隙率 ε_w
1	50	205	0.65	4	260	75.9%
2	50	160	0.66	4	264	70.8%
3	47	77	0.70	4	268	57.4%
4	50	205	0.63	5	313	74.9%
5	50	205	0.63	6	377	75.0%
6	50	205	0.44	6	261	63.9%
7	50	205	0.56	5	278	71.3%

2 液膜沸腾传热模型

在本节中，我们首先通过 Brinkman 方程推导了液膜沸腾过程中的液膜抽吸速度方程，并将液膜内部渗透率与液相饱和度联系起来。然后，通过分析顶部液膜界面曲率变化，确定了 CHF 发生的判据，并据此得到了 CHF 的表达式。紧接着，我们数学推导了液膜沸腾中液膜内部传热的热阻，引入了一个统一的微液层蒸发因子，用于描述毛细结构微孔内部的微液层蒸发换热，建立了能够预测液膜沸腾 HTC 的模型。

2.1 临界热流密度建模

毛细结构表面上的 CHF 依赖于毛细结构的液体抽吸能力。如图 3a 所示，在液膜沸腾中，液体抽吸速度 $u_l(x)$可以由 Brinkman 方程[22]表述：

$$\frac{\partial^2 u_l(x,z)}{\partial z^2}-\frac{\varepsilon_l}{K_{rl}K_w}u_l(x,z)-\frac{\varepsilon_l}{\mu_l}\frac{\mathrm{d}P_l}{\mathrm{d}x}-\frac{\varepsilon_l}{\mu_l}\rho_l g=0, \tag{1}$$

其中 $K_w, \mu_l, g, s_l, K_{rl}$ 分别表示毛细结构渗透率、液体动力粘度、重力加速度、液相饱和度和液相相对渗透率。公式（1）的边界条件为底面无滑移($u_l|_{z=0}$=0)和液膜顶部无剪切应力($\partial u_l/\partial z|_{z=\delta}$=0)。采用这两个边界条件并积分公式（1）[5]，可以得到压力梯度关于平均抽吸速度的方程：

$$\frac{\mathrm{d}P_l(x)}{\mathrm{d}x}=-\frac{\mu_l}{K_{rl}K_w}\frac{\bar{u}_l(x)}{\left(1-\tanh(\lambda\delta_l)/(\lambda\delta_l)\right)}-\rho_l g, \tag{2}$$

其中 $\lambda=\sqrt{s_l\varepsilon_w/(K_{rl}K_w)}$。通过蒸汽输运方程[21]分析可以获得 s_l 和 K_{rl} 的值。由于在加热过程中三相接触线的后退，液膜厚度 δ_l 相应降低。这一液膜厚度 δ_l 可以与液膜顶部的曲率 κ 建立联系[23]。界面曲率 κ 可以通过对顶部界面的受力平衡分析和 Laplace 定律与局部压力 P_l 建立联系[5]：$P_{sat}-P_l=2\sigma\kappa$。通过对微元进行质量守恒分析（图 3b），可得液体抽吸速度与液膜厚度之间的关系：$u_l\delta_l=q_t(L-x)/\rho_l h_{fg}$，其中 h_{fg} 是蒸发的潜热。利用这个表达式，方程（2）可以重写为：

$$\frac{\mathrm{d}P_l(x)}{\mathrm{d}x}=-\frac{\mu_l q_t}{\rho_l h_{fg}K_w}\frac{(L-x)}{K_{rl}\delta_l\left[1-\tanh(\lambda\delta_l)/(\lambda\delta_l)\right]}-\rho_l g, \tag{3}$$

方程（3）是关于液膜压力 P_l 的常微分方程。对于特定的毛细结构，存在一个可以达到的最大毛细力 $P_{c,\,max}$。当液膜内部的压降达到最大毛细力时，即达到 CHF[5]，即 $\int_0^L -\frac{\mathrm{d}P_l}{\mathrm{d}x}\mathrm{d}x=P_{c,\max}$。结合公式（3），得出 CHF 的表达式为：

$$q_{\mathrm{CHF}}=\frac{\rho_l h_{fg}K_w}{\mu_l}\frac{P_{c,\max}-\rho_l gL}{\int_0^L\left[\frac{(L-x)}{K_{rl}\delta_l\left[1-\tanh(\lambda\delta_l)/(\lambda\delta_l)\right]}\right]\mathrm{d}x}. \tag{4}$$

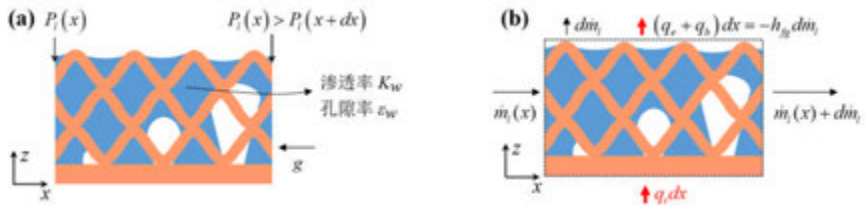


图 3 液膜沸腾的 CHF 建模。（a）由于液体压力沿 x 方向逐渐减小，液体沿 x 轴方向流动；（b）毛细结构微元用于分析内部质量传递

2.2 换热系数建模

如图 4a 所示，通过在分析毛细结构微元体积内的稳态传热方程($\mathrm{d}q+\mathrm{d}q_b=0$)，可以确定毛细结构内部的温度分布 $T_w(z)$：

$$-k_{eff}\frac{\mathrm{d}^2T_w}{\mathrm{d}z^2}+\dot{h}_b\left(T_w-T_{sat}\right)=0, \tag{5}$$

其中 k_{eff} 是毛细结构的有效热导率，$\dot{h}_b$ 表示核态沸腾的有效体积换热系数。由于微液层蒸发在核态沸腾中起主导作用[24]。在这项工作中，核态沸腾的有效体积换热系数 $\dot{h}_b$ 从微层蒸发的角度，使用等效的孔径为 r_{eff} 的环形微孔[21]进行分析（图 4b）。在微孔内部，热量主要通过微液层的导热热阻 R_l 从壁传递到汽液界面，然后通过界面热阻 R_i 蒸发到

饱和蒸汽中。这里，我们假设微液层的液膜是等厚的（厚度为 δ_{ml}）对导热热阻 R_l 和界面热阻 R_i 进行估算：

$$R_l = \frac{1}{2\pi t_{ml} k_l} \ln\left(\frac{r_{eff}}{r_{eff} - \delta_{ml}}\right), \tag{6}$$

$$R_{i,b} = \frac{1}{A_{ml} h_i} = \frac{1}{2\pi\left(r_{eff} - \delta_{ml}\right) t_{ml} h_i}, \tag{7}$$

其中 $t_{ml} = A_{ml} / [2\pi(r_{eff} - \delta_{ml})]$是微液层的长度，$A_{ml}$ 和 δ_{ml} 分别是微液层表面积和微液层厚度。k_l 是液体的热导率，h_i 是汽液界面换热系数，可以通过 Schrage 方程[25]计算得出，其中界面常数 σ_a 取 0.04[23]。因为微液层厚度 δ_{ml} 与薄膜蒸发理论中的薄膜厚度是类似的，在这里，我们取 δ_{tf} 来估算 δ_{ml}，即 $\delta_{ml} = \delta_{tf}/2 = 0.15 r_c/2$[26]。其中 r_c 是毛细结构的固体骨架的特征半径[26]。紧接着，我们可以热阻网络计算微孔内部的散热量：$\Delta q_b = (T_w - T_v)/(R_l + R_{int,b})$。另外，我们假设有效体积换热系数是均匀的，那么对环形微孔中沸腾散发的热量可以表示为 $\Delta q_b = \dot{h}_b V_{up}(T_w - T_v)$，其中 $V_{up} = V_{pore}/\varepsilon_w$ 是单元体积, $V_{pore} = \pi r_{eff}^2 t_p$ 是微孔体积, $t_p = A_{total} / (2\pi r_{eff})$是微孔的长度, A_{total} 是微孔的总表面积。结合以上公式可得：

$$\dot{h}_b = \frac{2\varepsilon_w k_l}{r_{eff}\left(r_{eff} - \delta_{ml}\right)\left(\ln\left(\frac{r_{eff}}{r_{eff} - \delta_{ml}}\right) + \frac{k_l}{h_i\left(r_{eff} - \delta_{ml}\right)}\right)} \frac{A_{ml}}{A_{total}}. \tag{8}$$

其中在这项工作中，A_{ml}/A_{total} 描述了微液层蒸发的面积与总微孔表面积的比值。这一比值在核态沸腾的研究中已经被证明了与总热量之间存在近似线性关系[24]：即 $A_{ml}/A_{total} \sim q_t$。因为池沸腾和液膜沸腾中汽泡的运动都经过成核、生长、合并和脱离，汽泡运动行为类似，我们同样采用线性公式 $A_{ml}/A_{total} = \eta q_t$ 来描述液膜沸腾中微液层蒸发面积比和总热流之间的关系。通过与部分实验数值的拟合，我们将 η 的确定为 $\eta = 2.15\times10^{-7}\mathrm{m^2/W}$。

公式(5)的边界条件为：在 $z = 0$ 处的热流等于总热流 q_t；在 $z = \delta_l$ 处的热流等于蒸发热流 $q_e = q_t - q_b$。其中 q_e 可以通过 $q_e = (T_w|_{z=\delta l} - T_{sat})/R_e$ 来确定，其中 R_e 是毛细结构顶部薄液膜区的蒸发热阻[5, 23, 26]。结合这两个边界条件，积分公式(5)，可以获得表面的过热度 $\Delta T_w|_{z=0}$。紧接着，液膜沸腾的换热系数 $h = q_t/\Delta T_w|_{z=0}$ 可以得出：

$$h = \frac{1 + R^* \tanh\left(\delta_l / \delta_b\right)}{R^* + \tanh\left(\delta_l / \delta_b\right)} \sqrt{\eta \frac{\varepsilon_w k_{eff}}{r_{eff}} h_{lv}}, \tag{9}$$

其中，无量纲因子 R^*定义为 $R^* = k_{eff} R_e/\delta_b$。$\delta_b = \sqrt{k_{eff}/\dot{h}_b}$。

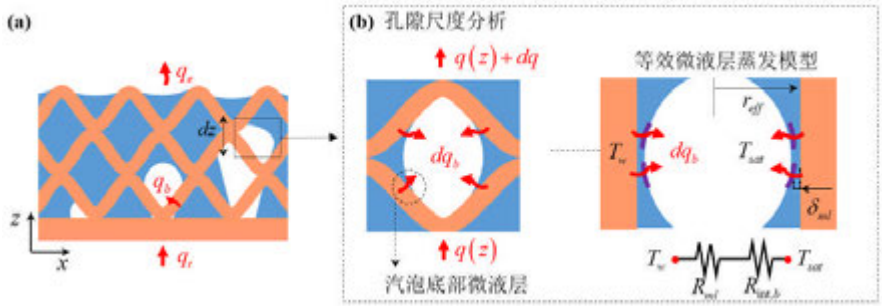


图 4 液膜沸腾的 HTC 建模。（a）用于分析传热的毛细结构微元；（b）孔隙尺度的核态沸腾分析

3 结果与讨论

3.1 微铜网毛细芯结构参数对液膜抽吸的影响

为确保模型预测的准确性，模型中使用的渗透率的值使用毛细抽吸实验进行测定。如图 5a 所示，当表面浸入水中时，使用高速摄像机记录了液体抽吸高度及其对应的时间（图 5b）。每个样品的渗透率和毛细力通过将曲线与抽吸模型[27, 28]进行拟合得到，抽吸模型[27, 28]公式为：

$$t = -\frac{h}{b} - \frac{a}{b^2}\ln\left(1 - \frac{b}{a}h\right), \tag{10}$$

其中 $a = P_c K / \mu_l \varepsilon_w$ and $b = \rho_l g K / \mu_l \varepsilon_w$。

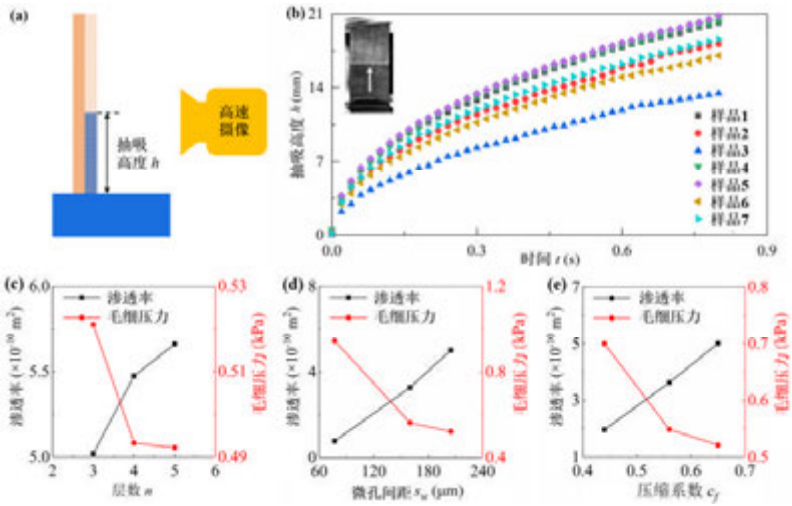


图 5 微铜网毛细芯的抽吸性能。（a）毛细抽吸实验示意图；（b）抽吸高度随时间的变化曲线；（c）铜网层数，（d）铜丝间距和（e）压缩系数对铜网结构渗透率和抽吸毛细压力的影响。

如图 5b 和 c 所示，铜网的层数对抽吸能力的影响较小（对应样品 1、4 和 5）。由于铜板基底摩擦力的影响[28]，随着层数的增加，铜网的厚度增加，渗透率增加，毛细力减

小。此外，为了研究铜丝间距对毛细力的影响（图 5d），采用了具有相似铜丝直径、压缩系数和相同层数的三个样品（样品 1、2 和 3）。随着铜丝间距的增加，渗透率增加，原因是流体流动阻力的减小。相反，由于有效孔径的减小，毛细压力与铜丝间距呈反比关系。此外，分析了具有相似铜丝直径、厚度和微孔间距的三个样品（样品 1、6 和 7），以研究压缩系数对抽吸能力的影响（图 5e）。增加压缩系数会扩展液体的抽吸通道的和增大有效孔径。因此，压缩系数对抽吸能力的影响与微孔间距相一致。

3.2 铜网层数对传热性能的影响

为了研究铜网层数 n 对液膜沸腾 CHF 和 HTC 的影响，我们通过实验测量了三个样品（样品 1、4 和 5），它们具有不同的厚度 δ_w（260、313 和 377μm）。为保证孔隙率的基本一致（$\varepsilon_w \approx 0.75$），三个样品具有相同的微孔间距 s_w（=205μm）和相似的压缩系数 c_f（≈0.63）。如图 6a 所示，5 层，厚度为 377μm 的样品具有最高的 CHF（180.8W/cm^2），与 3 层（厚度为 260μm）的表面相比，CHF 提高了 16.6%。这种层数较大样品的 CHF 的强化归因于更快的液体流速[5, 29]。此外，增加的铜网厚度增强了微液层蒸发的面积，从而提高了 HTC（图 6b）。从图 6c 可以看出，我们的模型预测（公式（4）和（9））与实验数据非常吻合。

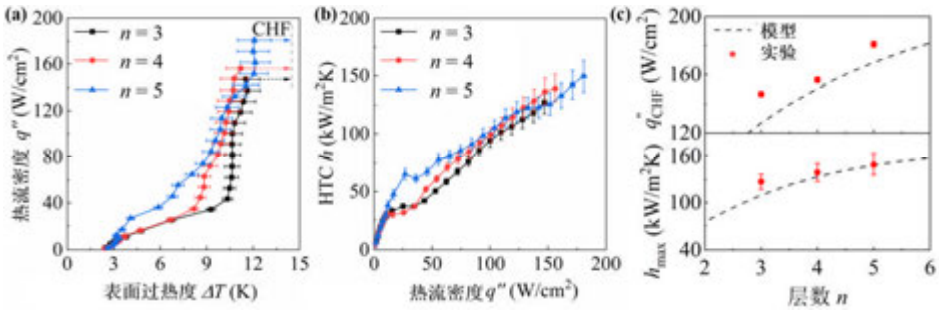


图 6 微铜网层数的影响。(a) 热流密度 q''；(b) 换热系数 h；（c）模型预测。

3.3 铜网铜丝间距对传热性能的影响

图 7 展示了铜丝间距 s_w 对液膜沸腾的影响，使用了三个样品（样品 1、2 和 3，见表 1），它们具有相似的厚度（270μm）和相似的压缩因子。与铜丝间距为 77μm 的样品相比，铜丝间距为 205μm 的样品的 CHF 从 82.1W/cm^2 提高到 155.1W/cm^2。这种增强效果源于较大的微孔间距减小了液/汽流阻力，从而强化了液体输送并加速了汽泡脱离。虽然增加微孔间距也可以改善渗透率并降低黏性流动阻力，但由于有效孔径增加，毛细力会减弱。如图 7c 的模型预测（公式（4））和实验所示，毛细力和黏性流阻之间的竞争机制将会导致了一个最佳铜丝间距与铜丝直径比 s_w/d_w 的存在，使得 CHF 最大化。此外，随着微孔间距 s_w 的减小，微液层蒸发区域和沸腾换热系数增加。然而，由于毛细结构的孔隙率减少，内部沸腾的孔隙减少。模型预测（公式（9））和实验都显示，沸腾换热系数的增强与沸腾孔隙的减少导致了存在一个最佳铜丝间距与铜丝直径比 s_w/d_w 以最大化换热系数（图 7c）。

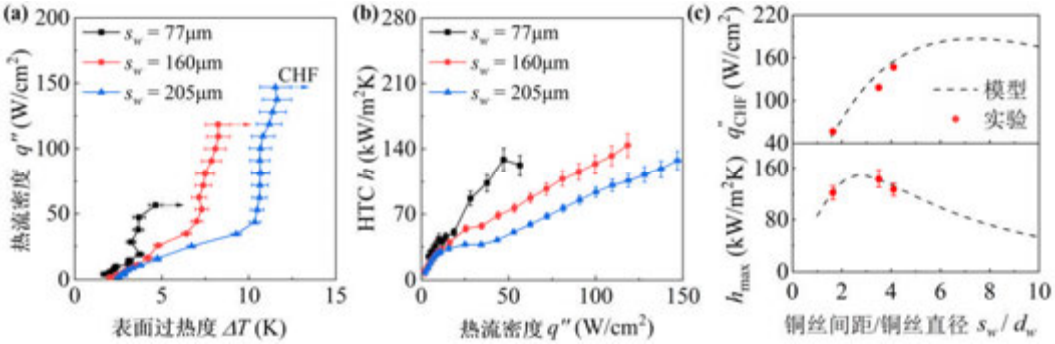


图 8 微铜网微丝间距的影响。(a) 热流密度 q''；(b) 换热系数 h；（c）模型预测。

3.4 铜网压缩系数对传热性能的影响

为了研究压缩系数 c_f 对液膜沸腾的影响，我们对三个样品（样品 1、6 和 7，见表 1）进行了表征，它们具有相似的厚度 δ_w（270μm）和微孔间距 s_w（205μm），但具有不同的压缩因子 c_f。如图 8a 所示，随着压缩因子 c_f 的增加，CHF 增加。这种改善归因于液体流动通道的扩展，降低了液体流动阻力并增强了加热表面的再润湿。如图 8c 所示，增加压缩系数会提高毛细结构的孔隙率和渗透率，从而增强 CHF（公式（4））。此外，图 8c 显示，最大换热系数的模型预测（公式（9））随着压缩系数 c_f 的增加而增加，这是由于孔隙率的增加使得内部沸腾的孔隙变多。实验数据与模型预测在小压缩系数处的误差增大，这是因为模型未考虑由于压缩系数的减小而导致的有效微孔孔径的减小[30]。

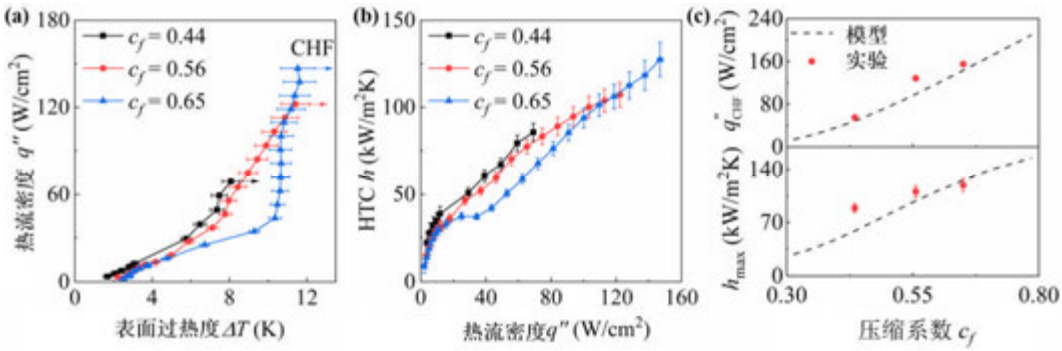


图 8 微铜网压缩系数的影响。(a) 热流密度 q''；(b) 换热系数 h；（c）模型预测。

4 结论

本研究通过实验测量了多种烧结微铜网的结构参数（层数、微孔间距和压缩系数）对液膜沸腾传热特性的影响。同时，我们对多孔结构内部的微液层蒸发进行了建模，开发了一个传热模型，用以预测微孔铜网结构表面液膜沸腾的 CHF 和 HTC。在所研究的铜网毛细结构中，我们发现增大微铜网结构的层数（厚度）和压缩系数可以强化液膜沸腾的 CHF 和 HTC，并且存在两个最佳的铜丝间距与铜丝直径比，分别使得 CHF 和 HTC 达到最高值。此外，所开发的传热模型很好地预测了微铜网表面液膜沸腾的 HTC 和 CHF。

参考文献

[1] Bar-Cohen A, Wang P. Thermal management of on-chip hot spot [J]. Journal of Heat Transfer, 2012, 134(5): 051017.

[2] Mahajan R, Chiu C-P, Chrysler G. Cooling a microprocessor chip [J]. Proceedings of the IEEE, 2006, 94(8): 1476-86.

[3] Dhillon N S, Buongiorno J, Varanasi K K. Critical heat flux maxima during boiling crisis on textured surfaces [J]. Nature Communications, 2015, 6(1): 8247.

[4] Cho H J, Preston D J, Zhu Y, et al. Nanoengineered materials for liquid–vapour phase-change heat transfer [J]. Nature Reviews Materials, 2016, 2(2): 16092.

[5] Adera S, Antao D, Raj R, et al. Design of micropillar wicks for thin-film evaporation [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016, 101: 280-94.

[6] Vaartstra G, Zhang L, Lu Z, et al. Capillary-fed, thin film evaporation devices [J]. Journal of Applied Physics, 2020, 128(13): 130901.

[7] Weibel J A, Garimella S V, North M T. Characterization of evaporation and boiling from sintered powder wicks fed by capillary action [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2010, 53(19): 4204-15.

[8] Wei M, He B, Liang Q, et al. Optimization and thermal characterization of uniform silicon micropillar based evaporators [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 127: 51-60.

[9] Hanks D F, Lu Z, Sircar J, et al. Nanoporous membrane device for ultra high heat flux thermal management [J]. Microsystems & Nanoengineering, 2018, 4(1): 1.

[10] Sudhakar S, Weibel J A, Garimella S V. Experimental investigation of boiling regimes in a capillary-fed two-layer evaporator wick [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 135: 1335-45.

[11] Wen R, Xu S, Lee Y-C, et al. Capillary-driven liquid film boiling heat transfer on hybrid mesh wicking structures [J]. Nano Energy, 2018, 51: 373-82.

[12] Wen R, Liu W, Ma X, et al. Coupling droplets/bubbles with a liquid film for enhancing phase-change heat transfer [J]. iScience, 2021, 24(6): 102531.

[13] Li X, Wang S, Wen R, et al. Liquid film boiling enabled ultra-high conductance and high flux heat spreaders [J]. Cell Reports Physical Science, 2022, 3: 100746.

[14] Yang G, Liu J, Cheng X, et al. A superhydrophilic metal–organic framework thin film for enhancing capillary-driven boiling heat transfer [J]. Journal of Materials Chemistry A, 2021, 9(45): 25480-7.

[15] Zhang C, Palko J W, Barako M T, et al. Enhanced capillary-fed boiling in copper inverse opals via template sintering [J]. Advanced Functional Materials, 2018, 28(41): 1803689.

[16] Palko J W, Zhang C, Wilbur J D, et al. Approaching the limits of two-phase boiling heat transfer: high heat flux and low superheat [J]. Applied Physics Letters, 2015, 107(25): 253903.

[17] Sudhakar S, Weibel J A, Zhou F, et al. The role of vapor venting and liquid feeding on the dryout limit of two-layer evaporator wicks [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 148: 119063.

[18] Cai S Q, Bhunia A. Geometrical effects of wick structures on the maximum phase change capability [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014, 79: 981-8.

[19] Zhang C, Palko J W, Barako M T, et al. Design and optimization of well-ordered microporous copper structure for high heat flux cooling applications [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 173: 121241.

[20] Sudhakar S, Weibel J A, Zhou F, et al. Area-scalable high-heat-flux dissipation at low thermal resistance using a capillary-fed two-layer evaporator wick [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 135: 1346-56.

[21] Sudhakar S, Weibel J A, Garimella S V. A semi-empirical model for thermal resistance and dryout during boiling in thin porous evaporators fed by capillary action [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 181: 121887.

[22] Brinkman H C. A calculation of the viscous force exerted by a flowing fluid on a dense swarm of particles [J]. Applied Scientific Research, 1949, 1(1): 27.

[23] Li P, Liu X, Zou Q, et al. Heat transfer incipience of capillary-driven liquid film boiling [J]. Materials Today Physics, 2023, 38: 101230.

[24] Bongarala M, Hu H, Weibel J A, et al. Microlayer evaporation governs heat transfer enhancement during pool boiling from microstructured surfaces [J]. Applied Physics Letters, 2022, 120(22): 221602.

[25] Carey V P. Liquid-vapor phase-change phenomena: an introduction to the thermophysics of vaporization and condensation processes in heat transfer equipment [M]. second ed.: CRC Press, 2018.

[26] Ranjan R, Murthy J Y, Garimella S V. Analysis of the wicking and thin-film evaporation characteristics of microstructures [J]. Journal of Heat Transfer, 2009, 131(10): 101001.

[27] Fries N, Dreyer M. An analytic solution of capillary rise restrained by gravity [J]. Journal of Colloid and Interface Science, 2008, 320(1): 259-63.

[28] Byon C, Kim S J. The effect of meniscus on the permeability of micro-post arrays [J]. Journal of Micromechanics and Microengineering, 2011, 21(11): 115011.

[29] Zhu Y, Antao D S, Lu Z, et al. Prediction and characterization of dry-out heat flux in micropillar wick structures [J]. Langmuir, 2016, 32(7): 1920-7.

[30] Li C, Peterson G. Evaporation/boiling in thin capillary wicks (II)—effects of volumetric porosity and mesh size [J]. Journal of Heat Transfer, 2006, 128(12): 1320-8.

中国工程热物理学会
学术会议论文

学科类别：传热传质学
编号：23344414xxxx

含多元纳米颗粒含杂化纳米颗粒相变玻璃围护结构光热传输性能纳米流体流动传热特性研究

付强，李栋*，杨瑞桐*，张成俊，段彦姣，陆瑶
东北石油大学，大庆 163318
Tel: 0459 6507763，Email: lidonglvyan@126.com

摘要 相变玻璃围护结构在提高室内舒适性和降低能耗方面具有重要的作用。本文旨在研究含多元纳米颗粒相变玻璃围护结构中纳米流体流动传热行为光热传输特性。通过制备含杂化多元纳米颗粒相变材料（NEPCMs），搭建实验平台并数值分析 NEPCMs 分别内置在水平（屋顶）和垂直（窗）玻璃腔横、纵玻璃腔中的温度分布光热转换效率和温度分布流动特性。结果表明，NEPCMs 的体积变化和流体迁移显著影响其光热转换性能和传热效率，相变材料在横向屋顶水平腔内的熔化速率为 0.52℃/min，其光热性能优于垂直腔纵向窗户。相同条件下，水平腔的熔化速率为 0.52℃/min，垂直腔（0.27℃/min）为 0.27℃/min。垂直腔的内部温度趋于非均匀性加热停止后，最大顶部和侧面辐照边界存在温差，温差分别为 2.83℃和 3.59℃。

关键词 相变材料；玻璃围护结构；纳米颗粒；光热转换效率

0 引言

依赖和消耗化石能源导致能源问题凸显，阻碍了“双碳”目标实现进程，开发可再生能源和降低能耗被证实是低碳发展的必经之路。建筑业全过程能耗占全国能源消费总量比重为 45.5%[1]，是三大能耗部门之一。因此，开发绿色建筑节能技术，降低建筑能耗是建筑行业发展的必然趋势[2]。

相变材料（PCM）可以通过相变潜热实现对能量储存和利用[3]，玻璃围护结构是建筑围护结构中的薄弱环节[4]，在玻璃围护结构中添加相变材料可以降低夏季制冷能耗和冬季采暖能耗，是一种有效的节能手段。与常规玻璃围护结构相比，相变玻璃围护结构液相透射率可满足室内的采光需求，此外，玻璃围护结构内置 PCM 层显著降低了室内温度波动、调节了玻璃围护结构内表面温度和减少了由玻璃围护结构引入的建筑能耗[5]。将 PCM 墙和二氧化硅气凝胶玻璃与农村住宅建筑的阳光间结合可以减少严寒地区室内温度波动，含 PCM-二氧化硅的围护结构供暖能耗可降低 14%，建筑室内日平均特征温度升高 0.5°C[6]。张成俊等人[7]对含二氧化硅气凝胶和相变材料三层玻璃窗对严寒地区建筑能耗的影响进行了研究，分析了其受不同影响因素下的动态热调节性能。结果表明，二氧化硅气凝胶厚度增加，总传热量降低和液相率增加，随着二氧化硅气凝胶导热系数增加，总传热量升高和液相率降低，二氧化硅作为保温层比相变材料作为保温层有更好的保温隔热作用。Boltey 等人[8]在双层玻璃窗中添加 PCM 后发现，峰值温度时滞比普通双层玻璃窗高 5 h 左右，可有效改善其性能。由此可见，在玻璃围护结构中应用相变材料能够提高其热工性能，降低

基金项目：国家自然科学基金，保温相变多层复合围护结构光热非均时空传输调控机制，52078110

设置了格式：非突出显示
设置了格式：非突出显示
设置了格式：字体：Times New Roman

室内温度波动，提高室内舒适性，降低能耗，但要用于实际工程中其性能仍然存在一些缺陷，因此众多学者对优化 PCM 性能进行了研究。

PCM 导热系数低，能量在蓄存和提取需要的时间长，相变过程缓慢限制了其在实际工程中的应用。其中一种改进的方法就是在相变材料中添加纳米颗粒[9]，在保障玻璃围护结构采光的条件下提高 PCM 蓄释能速率[10]，相较于纯 PCM 有更好的光热传输性能[11]。例如，Elarem 等人[12]研究表明，Al 和 Cu 纳米颗粒的分散可以降低 PCM 的熔融温度，提高凝固温度。Samiyammal 研究[13]表明，纳米 MgO 颗粒在纳米改性石蜡（NMP-PCM）中的均匀分布大大提高了技术级石蜡基相变物质(P-PCM)的导热能力和热稳定性，在 P-PCM 中掺入 1.0 vt %的纳米 MgO 使导热系数提高了 55.5%。Rufuss[14]利用二氧化钛，CuO 和 GO 纳米颗粒用于增强 PCM 性能，Ramakrishnan[15] 制备了石蜡/EP/xGnP 复合 PCMs，Bahiraei [16] 在石蜡中添加了碳基纳米结构，他们的研究均表明，纳米颗粒的存在可将提高 PCM 的热导率。通过添加纳米颗粒可以增强相变材料热导率，使其具有更高的储热放热速度，而杂化纳米颗粒相较单一纳米颗粒，能够显著提高复合相变储能材料的导热能力，并能够作为晶核加速材料的结晶行为[17]，可以强化全光谱波段的太阳辐射吸收[18]，具有更好的光热传输性能。Sheikholeslami 等人[19]研究了考虑辐射源项的 CuO 纳米颗粒对 PCM 凝固过程传热行为的影响，对纳米流体在凝固过程中的水热处理进行了数值模拟。结果表明，纳米流体的传导传热随着鳍片大小、形状因子和辐射参数的增大而增强，从而加速其凝固和放热过程。

由于纳米颗粒在流体中存在粒子迁移特性，因此在限制容积的腔体内 NEPCMs 相变过程的热行为具有显著差异。PCM 核心发生从固体到液体的相变，并在热区以潜热的形式吸收周围的部分热量，并通过凝固释放冷区吸收的热量[20]。当相变材料在温度或压力变化时，它的热行为和流动特性都会发生变化，纳米颗粒的效果会受到容器结构、几何形状和方向的影响，这导致其在横向玻璃屋顶和纵向玻璃窗之间有着不同的表征[21]。从 NEPCMs 填充建筑透明围护结构角度来看，NEPCMs 在玻璃屋顶中的流动和热行为与在纵向窗户中的流动和热行为有显著的不同，两种典型的玻璃单元形式可以整合为光学边界和腔纵横比(CAR)的联合效应，它们显著影响 NEPCMs 的流线[22]。对于给定的纵横比，加热面的倾斜度对相变材料的熔化速率、温度均匀性、温度响应等影响可以忽略不计。但是，对于不同的纵横比，纵横比较小（CAR = 0.1）的情况优于纵横比较大（CAR = 8.0）的情况：温度均匀性和温度响应高出 4.96 和 15.85 倍[18]。~~Shiwei~~ Xie 和 ~~Weixiong~~ Wu[23]以二维方腔 PCM 为研究对象，对比研究了不同方腔长宽比条件下左壁/底壁 PCM 的熔化过程 。结果表明：在左壁和底壁加热条件下，完全熔化时间随 CAR 的增加而增加；左壁加热过程后期高 CAR 腔体的熔化模式将变得与低 CAR 情况相似。底壁随着 CAR 的增加，涡旋结构的不规则性变得更加明显。Korti 与 Guellil[24]研究了倾角对方形腔中包含的 PCM 熔化过程中热行为的影响。结果表明：倾角对自然对流行为影响较大，影响融化速度和传热速率，倾角为 90° 情况下自然对流更强烈，平均努塞尔数分别比倾斜 45°和垂直情况增加约 10%和 21%。Sadeghi 等人[25]研究了 NEPCMs 在倾斜 L 形空腔中的自然对流和熵产。模拟了 NEPCM 在一组定义的边界条件下的行为。结果表明，Stefan 数、微旋转参数和非量纲聚变温度对 NEPCM 的传热具有负向影响，降低了 Nu 平均分别高达 25%、42% 和 15%。相反，纳米粒子浓度提高了 Nu 平均高达 36%。

综上所述，在相变玻璃中添加杂化纳米颗粒可以提高相变材料的传导传热效果，改善相变过程及储热能力，但由于材料的性质及传热机制的影响，其效果也会受到容器结构、几何形状和方向的影响。因此本文基于 NEPCMs 在建筑围护结构中的应用，展开了在水平（屋顶）和垂直（窗）玻璃腔中流体迁移对 NEPCMs 光热转换效率和内部温度分布影响的实验及数值模拟研究。

1 研究方法

1.1 实验研究

1.1.1 实验材料及设备

首先，采用两步法分别制备了纳米 Al_2O_3 和纳米 ATO 石蜡纳米流体（NEPCM）石蜡基单质 NEPCMs。取适量的单质 NEPCMs，并按比容比 8:2[26]进行均匀混合制备含多元纳米颗粒石蜡纳米流体（NEPCMs）[26]。然后将 NEPCMs 置于机械搅拌器中，以 600 rpm 的速度进行搅拌，持续 30 min。接着，将混合物放置在 25℃恒温条件下进行超声振荡，振荡时间为 120 min。在振荡过程中，每隔 30 min 监测一次温度变化。完成振荡后，制备出样品并进行 3 次检测，以确保测量结果的准确性。

这一过程的目的是确保 NEPCMs 充分混合并达到稳定状态，以便后续实验可以准确测量 NEPCMs 的光热性能。通过机械搅拌和超声振荡的组合作用，可以确保 NEPCMs 中的杂质均匀分散，并使其达到更稳定的状态，从而提高实验的可靠性。

表 1 实验用材料及设备

Table 1 The properties of paraffin and Nnanoparticles and equipmenmts

名称	厂家	纯度	晶体结构
石蜡(PW18#)	上海焦耳蜡业有限公司(中国)	以正构烷烃为主	-
氧化锌（ZnO）	上海超威纳米科技有限公司	球形，99.9%	
二氧化钛（TiO_2）	上海超威纳米科技有限公司	锐钛矿，99.9%	
氧化铝(Al_2O_3)	上海超威纳米科技有限公司	球形，99.9%	γ 形
掺锑氧化锡(ATO)	上海超威纳米科技有限公司	球形，99.95%	近球形
设备名称		型号及精度	
太阳模拟器		(TRM-PD, 300-2500 μm)	
辐射强度计		(TBQ-4-5, 300-2500 μm)	
数据采集仪		(Agilent 34902A)	
热电偶		k 型	

表 2 材料热物性参数

Table 2 Material property parameters

根据实验要求，我们搭建了光热转化系统，如图 1 所示。该系统由以下组成部分构成：玻璃容器(L=0.25 m，W=0.25 m，H=0.07 m)、太阳模拟器(TRM-PD，300-2500 μm)、辐射强度计(TBQ-4-5，300-2500 μm)、数据采集器（包括一个 k 型热电偶、一台 Agilent 34902A 数据采集仪和一台计算机）、绝缘材料、强反射材料以及 NEPCMs。

表 2 材料热物性参数

Table 2 Material property parameters

材料	熔点范围[℃]	密度[kg/m³]	导热系数[W/(m・K)]	比热（固/液）[J/kg・K]	潜热[kJ/kg]	吸收系数[m^{-1}]
玻璃	-	2500	1.3	840	-	19
NEPCMs	16.89-19.05	880	0.21	4810/3110	184	50/20

为了减小人造光源对实验的影响，我们在玻璃容器外部包裹了绝缘材料和强反射材料。太阳模拟器垂直照射玻璃容器。实验中设置了两种玻璃腔体，一种是垂直腔体，另一种是水平腔体。

设置了格式：下标
设置了格式：下标
设置了格式：非突出显示
带格式的：居中
格式化表格
带格式的：居中
带格式的：居中
带格式的：居中
设置了格式：字体：(默认) Times New Roman，五号
带格式的：居中
带格式的：居中
带格式的：居中
带格式的：居中
格式化表格
带格式的：居中
带格式的：居中
带格式的：居中
带格式的：居中
带格式的：缩进：首行缩进： 0 字符

表 2 实验用仪器

Table 2 The properties of instruments

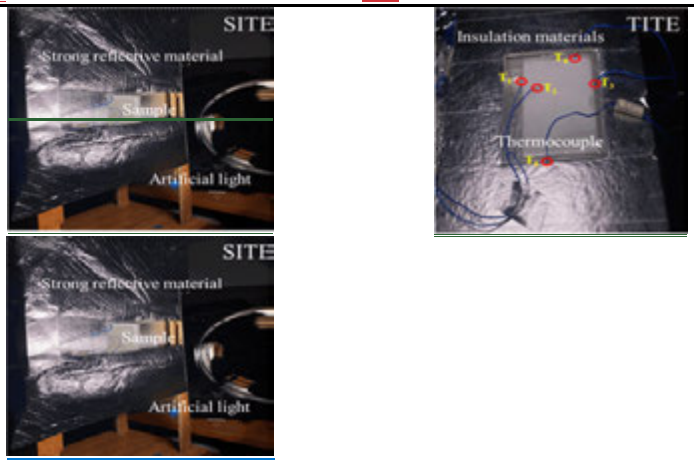
名称	型号
太阳模拟器	(TRM-PD, 300-2500 μ m)
辐射强度计	(TBQ-4-5, 300-2500 μ m)
数据采集仪	(Agilent 34902A)
热电偶	k 型

为了减小太阳模拟器光源对实验的影响，我们在玻璃容器外部包裹了绝缘材料和强反射材料。太阳模拟器垂直照射玻璃腔体。实验中设置了两种玻璃腔体，一种是垂直腔体，另一种是水平腔体。系统设置了 5 个 k 型热电偶（T_1-T_5）。其中，T_1 和 T_2 用于测量 NEPCMs 内部温度变化。T_1 是测量含石蜡纳米颗粒开始熔化的液相测点，而 T_2 最初位于固液边界处。T_3、T_4 和 T_5 用于测量玻璃容器腔体的外部边界温度变化，其中 T_3 腔体位于后方，当纳米流体完全熔化时，可以接收到直接辐射；而 T_4 和 T_5 位于侧面，可以随机接收到散射辐射。热电偶每 10s 记录一次 NEPCMs 的温度，重复 3 次。

表 3 实验用仪器

Table 3 The properties of instruments

名称	型号
太阳模拟器	(TRM-PD, 300-2500 μ m)
辐射强度计	(TBQ-4-5, 300-2500 μ m)
数据采集仪	(Agilent 34902A)
热电偶	k 型

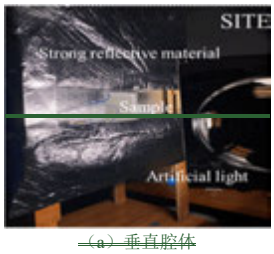


（a）垂直腔体　　（b）水平腔体

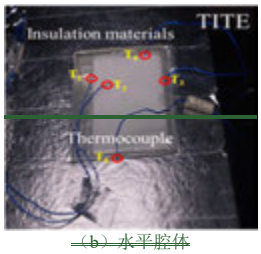
图 1 光热转化实验装置

Fig.1 Photothermal conversion measurement system

通过本光热转化系统的搭建和实验步骤的设计，准确测量 NEPCMs 的内部温度变化，以研究其光热性能。



~~（a）垂直腔体~~



~~（b）水平腔体~~

~~图 1 光热转化实验装置~~

~~**Fig.1** Photothermal conversion measurement system~~

1.1.2 光热转换系统精度分析

本实验测量精度的干扰来自 K 型热电偶、安捷伦温度巡检仪、辐射自记仪、分光谱辐射表等核心元件所带来的测量误差，实验系统误差相对不确定度可表示为：

$$\mu' = \sqrt{\mu_0 + \mu_1 + \mu_2 + \mu_3} \qquad (1)$$

式中，μ_0 为热电偶测量精度，μ_1 为安捷伦温度巡检仪测量精度，μ_2 为辐射自记仪测量精度，μ_3 为分光谱辐射表测量精度。

根据相关元件参数资料，得到实验系统误差相对不确定度为：

$$\mu' = \sqrt{(0.5\%)^2 + (1\%)^2 + (1\%)^2 + (2\%)^2} = 2.5\% \qquad (2)$$

1.2 模拟研究

1.2.1 物理模型

采用商业软件 FLUENT 对两种纵横比（CAR）极端伴随垂直辐射对方形腔内 NEPCMs 流动的影响进行模拟，该软件在纳米增强相变材料的数值计算中得到了广泛的应用。模拟研究采用二维模型，~~纵向窗户左右两侧为玻璃，横向屋顶外壳均为玻璃，~~玻璃容器内部为 NEPCMs，物理模型如图 2 所示。基于有限体积法进行求解，选用隐式迭代方法进行计算，动量、能量及 DO 模型方程的离散格式均采用二阶迎风。采用 SIMPLE 算法将动量方程和连续性方程进行耦合，辐射传热采用 DO 模型。采用单侧接收辐射的方式模拟真实环境下玻璃围护结构受热情况，接收壁面有 800w /m^2 的恒定辐射，对面壁面为对流边界，其他壁面保持绝热，环境温度为 20℃，为观察 NEPCMs 熔化后的流动特性，将初始温度设定为 293.15K。~~采用商业软件 FLUENT 对两种极端 CAR 伴随垂直辐射对方形腔内 NEPCMs 流动的影响进行模拟，该软件在纳米增强相变材料的数值计算中得到了广泛的应用。模拟研究采用二维模型，纵向窗户左右两侧为玻璃，横向屋顶外壳均为玻璃，玻璃容器内部为 NEPCMs，物理模型如图 2 所示。模型采用单侧接收辐射的方式模拟真实环境下玻璃围护结构受热情况，接收壁面有 800w /m^2 的恒定辐射，对面壁面为对流边界，其他壁面保持绝热。~~

设置了格式: 字体: (默认) Times New Roman

设置了格式: 字体: 五号

设置了格式: 字体: (默认) Times New Roman

设置了格式: 字体: (默认) Times New Roman

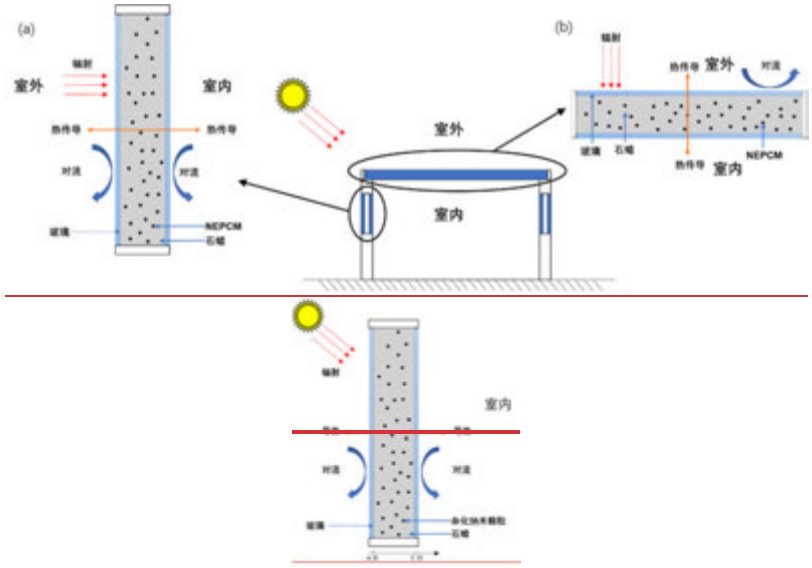
设置了格式: 字体: (默认) Times New Roman

设置了格式: 字体: (默认) Times New Roman

设置了格式: 字体: 五号

批注 [RY1]: 定义

批注 [RY2]: 定义



（a）纵向窗户物理模型；（b）横向屋顶物理模型

图 2 物理模型

Fig.2 Physical model

为简化计算，对模型做如下假设：

1） 流体为不可压缩流体；

2） 由于 PCMs 中含有纳米颗粒，因此考虑重力的影响；

3） 石蜡及杂化纳米颗粒均匀分布且各向同性；

4） 环境、流体和壁面之间的传热考虑辐射、导热、对流。

1.2.2 **数学模型**

湍流热传输能量方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E)+\frac{\partial}{\partial x_i}[u_i(\rho E+p)]=\frac{\partial}{\partial x_j}[(k+\frac{c_p\mu_t}{\mathrm{Pr}_t})\frac{\partial T}{\partial x_j}]+S^T$$

式中 E 是总能，k 是导热系数(W/m·K)， ρ 是密度(kg/m³)，p 是压力(Pa)，c_p 恒压下的比热(J/kg·K)，μ_t 湍流粘度, Pr 是普朗特数，T 是温度(k)。

玻璃能量微分方程：

$$\frac{\partial T_g}{\partial t}=\frac{k_g}{\rho_g c_g}(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2})+S^T \qquad (3)$$

式中，τ 为时间(s)；T 为温度(K)；ρ_g，k_g 和 c_g 分别为玻璃或石蜡的密度(kg/m³)，导热系数(W/m·K)和比热(J/kg·K)，S^T 为辐射源（W/m³）。

石蜡层传热过程采用焓法能量方程进行分析如公式（4）所示

$$\rho_p\frac{\partial H}{\partial t}=k_p(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2})+S^T \qquad (4)$$

式中：H 为石蜡的比焓，J/kg；ρ_p 为石蜡的密度，kg/m³；k_p 为石蜡的导热系数，单位为(W/m·K)。

格式化表格

设置了格式：字体颜色：红色

设置了格式：下标

带格式的：缩进：首行缩进： 0 字符

格式化表格

设置了格式：字体：（中文）宋体

设置了格式：字体：（中文）宋体

设置了格式：字体：（中文）宋体

带格式的：两端对齐

设置了格式：上标

$$H = h_S + h_L \tag{5}$$

$$h_S = h_a + \int_{T_a}^{T} c_p \tag{6}$$

$$h_L = \beta\Gamma \tag{7}$$

$$\beta = \begin{cases} 0, & T \leqslant T_S \\ \dfrac{T - T_S}{T_L - T_S}, & T_S < T < T_L \\ 1, & T \geqslant T_L \end{cases} \tag{8}$$

式中 h_S为显焓；h_L为潜热焓；h_a为参考焓;T_a为参考温度；c_p为比热容, (J/kg·K)；Γ为相变潜热，kJ/kg；T_S、T_L分别为相变材料的熔点和冷凝点；β为液相率,B=0 时相变单元内均为固相，B =1 时相变单元内均为液相，0<B<1 时相变单元内为固液混合物，表示处在熔化过程中。

辐射源项 S^T计算如下：

$$S^T = \int_{\Omega_{i=4\pi}} I(s,\vec{s}_i)\vec{\Omega} d\Omega_i \tag{9}$$

玻璃和石蜡的辐射传热方程如公式（6）

$$\frac{dI(s,\vec{s})}{ds} = -(\alpha+\sigma)I(s,\vec{s}) + \frac{\sigma}{4\pi}\int_{4\pi} I(s,\vec{s}')d_{\vec{s}'} + \alpha I_b(s,\vec{s}) \tag{10}$$

式中，$I(s,\vec{s})$为空间位置和方向的太阳辐射强度（W/m²）；α 和 σ 分别介质吸收系数（m⁻¹）和厚度（mm）。

外层玻璃外表面温度(K)和环境温度(K)，与外界环境辐射换热 q_{rad}计算如下：

$$q_r = q_{r,air} + q_{r,sky} + q_{r,ground} \tag{11}$$

式中，$q_{r,air}$、$q_{r,sky}$ 和 $q_{r,ground}$ 分别为玻璃向大气、天空和地面的辐射换热（W/m²）。

玻璃窗最外层边界条件如下：

$$-k_g \frac{\partial T}{\partial x} = q_{rad} + h_{out}(T_{out} - T_{a,out}) \tag{12}$$

式中，h_{out}、T_{out} 和 $T_{a,out}$ 分别为外玻璃层表面对流换热系数（W/m²·K）、外层保温层外表面温度和环境温度(K)；q_{rad} 为外玻璃层外表面与外界环境辐射换热（W/m²）；h_{out}、T_{out} 和 $T_{a,out}$ 分别为外层玻璃外表面对流换热系数（W/m²·K）。

石蜡和内玻璃交界处边界条件：

$$-\lambda_g \frac{\partial T}{\partial x}\bigg|_{g=I} = -\lambda_I \frac{\partial T}{\partial x}\bigg|_{g=I} \tag{13}$$

$$t_g' = t_I'' \quad t_g' = t_I'' \tag{14}$$

内层玻璃内表面边界条件为：

格式化表格

设置了格式：下标

设置了格式：上标

带格式的：居中

格式化表格

域代码已更改

域代码已更改

域代码已更改

$$-\lambda\frac{\partial T}{\partial \tau}\bigg|_{in}=h_{in}\left(T_{in}-T_{a,in}\right)-\lambda\frac{\partial T}{\partial \tau}\bigg|_{in}=h_{in}\left(T_{in}-T_{a,in}\right) \tag{15}$$

式中，h_{in}、T_{in} 和 $T_{a,in}$ 分别为内层玻璃内表面对流换热系数(W/m²·K)、温度和室内温度(K)。

玻璃和石蜡层传热方程：

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{k_g}{\rho_g c_{P,g}}\frac{\partial t_g}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{k_g}{\rho_g c_{P,g}}\frac{\partial t_g}{\partial y}\right)+S^T=\frac{\partial t_g}{\partial \tau} \tag{1}$$

式中，τ 为时间(s)；t_g 为温度(K)；ρ_g、k_g 和 $c_{p,g}$ 分别为玻璃或石蜡的密度(kg·m⁻³)，导热系数(W·m⁻¹·K⁻¹)和比热(J·kg⁻¹·K⁻¹)，S^T为辐射源（W·m⁻³）。

源项S^T传导传热方程：

$$S^T=\int_{\Omega_{i=4\pi}}I\left(s,\vec{s}_i\right)\vec{\Omega}d\Omega_i \tag{2}$$

辐射传热方程：

$$\frac{dI\left(s,\vec{s}\right)}{ds}=-\left(\alpha+\sigma\right)I\left(s,\vec{s}\right)+\frac{\sigma}{4\pi}\int_{4\pi}I\left(s,\vec{s}'\right)d_{\vec{s}'}+\alpha I_b\left(s,\vec{s}\right) \tag{3}$$

式中，$I\left(s,\vec{s}\right)$为空间位置和方向的太阳辐射强度（W·m⁻²）；α 和 σ 分别介质吸收系数（m⁻¹）和厚度（mm）。

外层玻璃外表面温度(K)和环境温度(K)，与外界环境辐射换热 q_{rad} 计算如下：

$$q_r=q_{r,air}+q_{r,sky}+q_{r,ground} \tag{4}$$

式中，$q_{r,air}$、$q_{r,sky}$ 和 $q_{r,ground}$ 分别为玻璃向大气、天空和地面的辐射换热（W·m⁻²）。

玻璃窗最外层边界条件如下：

$$-k_g\frac{\partial T}{\partial x}=q_{rad}+h_{out}\left(T_{out}-T_{a,out}\right) \tag{5}$$

式中，h_{out}、T_{out} 和 $T_{a,out}$ 分别为外玻璃层表面对流换热系数（W·m⁻²·K⁻¹）、外层保温层外表面温度和环境温度(K)；q_{rad} 为外玻璃层外表面与外界环境辐射换热（W·m⁻²）；h_{out}、T_{out} 和 $T_{a,out}$ 分别为外层玻璃外表面对流换热系数（W·m⁻²·K⁻¹）。

石蜡和内玻璃交界处边界条件：

$$-\lambda_g\frac{\partial T}{\partial x}\bigg|_{g=I}=-\lambda_I\frac{\partial T}{\partial x}\bigg|_{g=I} \tag{6}$$

$$t_g^{'}=t_I^{''}\quad t_g^{'}=t_I^{''} \tag{7}$$

内层玻璃内表面边界条件为：

$$-\lambda\frac{\partial T}{\partial \tau}\bigg|_{in}=h_{in}\left(T_{in}-T_{a,in}\right)\quad -\lambda\frac{\partial T}{\partial \tau}\bigg|_{in}=h_{in}\left(T_{in}-T_{a,in}\right) \tag{8}$$

批注 [RY3]: 传热方程

批注 [RY4]: 序号

带格式的: 缩进: 首行缩进: 0 字符

带格式的: 缩进: 首行缩进: 0 字符

带格式的: 缩进: 首行缩进: 0 字符

带格式的: 缩进: 首行缩进: 0 字符

~~式中，h_{in}、T_{in} 和 $T_{a,in}$ 分别为内层玻璃内表面对流换热系数($W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$)、温度和室内温度(K)。~~

2 结果与讨论

2.1 温度分布实验分析

2.1.1 横向玻璃屋顶

图 3 为实验所测顶部辐照组（TITE）T_1 和 T_2 及内部平均温度随时间的变化曲线。~~图 3 为 NEPCMs 在顶部辐照玻璃腔体和侧面辐照玻璃腔体内部的温度分布曲线。~~图 3 反映了两玻璃腔体内部 NEPCMs 在实验过程中的温度变化特性。如图 3 所示，温度变化曲线可大致分为两个区间：升温区间和降温区间。热电偶的记录最多涉及五态变化过程：熔化吸热过程、固-液熔化过程、液体吸热过程、液-固凝固过程和凝固放热过程。

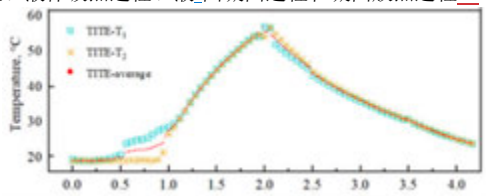
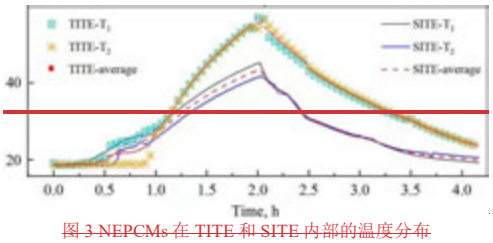


图 3 NEPCMs 在 TITE 内部的温度分布

Fig. 3 Temperature distribution of NEPCMs~~nepcms~~ inside TITE

如图所示，0-2h 为升温区间，在熔化初期（0-0.5h），处于吸热状态，T_1 缓慢升高，温度波动不大，NEPCMs 处于固体吸热阶段；0.5-0.8h，T_1 迅速升高，水平腔顶部熔体形成量增大，T_2 温度变化不明显，T_1 与 T_2 温差逐渐增大，NEPCMs 处于固-液熔化阶段；0.8-2h，T_2 迅速升高至与 T_1 相同后 T_1 和 T_2 均迅速升高，NEPCMs 处于液体吸热阶段。2-4h 为降温



~~图 3 NEPCMs 在 TITE 和 SITE 内部的温度分布~~

~~**Fig. 3** Temperature distribution of nepcms inside TITE and SITE~~

区间，降温初期 T_2 由于热源消失和对流换热，下降较快，T_1 降温速度相对较慢，随着流体放热，NEPCMs 温度逐渐降低，T_2 与 T_1 温差最终趋于一致，NEPCMs 处于凝固放热阶段。TITE 由于光热转换温度较大，相同的冷却时间不足以完全放热缺少液-固凝固过程。

图 4 给出了太阳辐射强度为 800 W/m^2 时，TITE 中 PCM 的瞬态温度分布。为表示在温度测量中向室内的热量传递，绘制了 T_3 的温度读数与 T_1 和 T_2 的平均值之间的差值图。T_3 读数与纳米流体内部平均温度之差表示太阳辐射通过纳米流体的光热转换传递到室内的热增益。由于温差的增加和波动较大，熔化过程初期以热传导为主，因此 T_3 近似等于平均温度，随后出现一个较大的谷，主要受熔化过程中自然对流的影响。对于 TITE 来说，几乎所有过程中 T_3 的温度都低于流体的平均温度，透射辐射在传热到 T_3 之前被 NEPCMs 吸收。

带格式的：缩进：首行缩进： 0 厘米

带格式的：居中

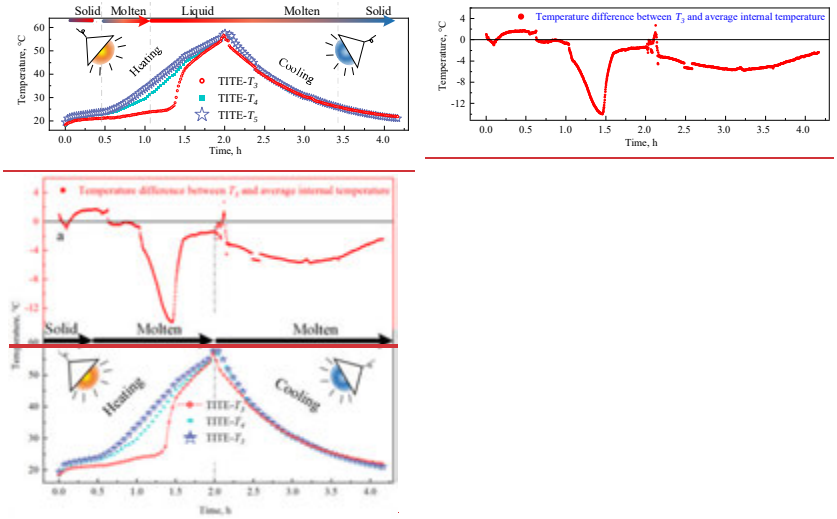
格式化表格

带格式的：居中

带格式的：居中

设置了格式：下标

设置了格式：下标



(a) TITE 中 T_3、T_4、T_5 温度变化曲线　　(b) TITE 中 T_3 与平均温度差值

图 4 TITE 的边界温度分布

Fig. 4 Boundary temperature distribution of ~~Tite~~TITE

2.1.2 纵向玻璃窗

图 5 为实验所测侧面辐照组（SITE）T_1 和 T_2 及内部平均温度随时间的变化曲线。~~如图 3 所示，侧面辐照玻璃腔体内部的温度分布曲线与顶部辐照玻璃腔体有相似的变化。~~在 0-0.5h，垂直~~玻璃~~腔 T_1 相比水平~~玻璃~~腔温度上升更早，T_2 变化曲线与水平~~玻璃~~腔相同；在 0.5-0.8h，T_2 温度迅速上升后与 T_1 同步上升，但温度高于 T_2;0.8-2.0h，T_1 与 T_2 保持一定温差温度均匀上升。在升温区间 T_1 温度均高于 T_2 差。在降温区间，热源消失后，T_1 温度下降至与 T_2 相同，然后同步下降，但最终 T_2 高于 T_1。

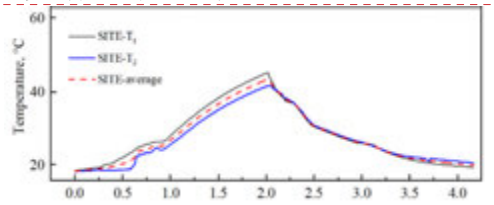


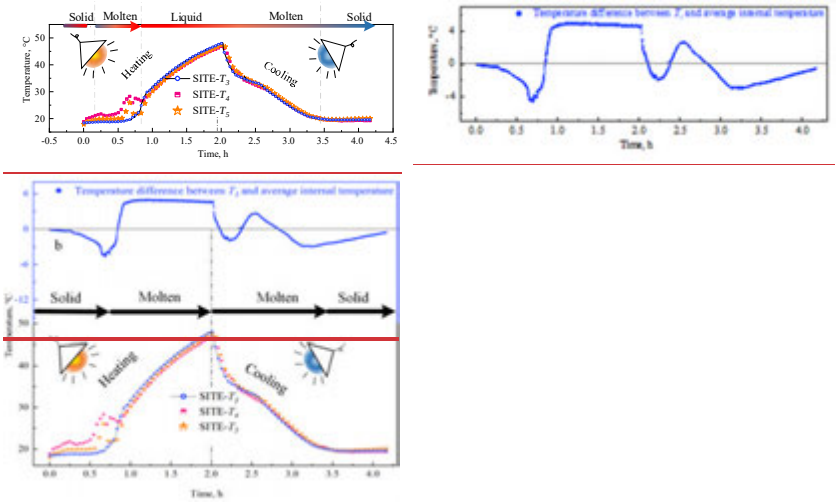
图 5 NEPCMs 在 SITE 内部的温度分布

Fig. 5 Temperature distribution of nepcms inside SITE

图 6~~5~~ 给出了太阳辐射强度为 800 W/m^2 时， SITE 中 PCM 的瞬态温度分布。为表示在温度测量中向室内的热量传递，绘制了 T_3 的温度读数与 T_1 和 T_2 的平均值之间的差值图。熔化过程初期 T_3 近似等于平均温度，受熔化过程中自然对流的影响随后差值图曲线出现一个谷。由于透射辐射在传热到 T_3 之前被 NEPCMs 吸收，几乎所有过程中 T_3 的温度都低于流体的平均温度，SITE 除了完全液态的过程外基本遵循这一规律。~~S-L~~ 型垂直腔中的 PCMs 在固相中具有固体空腔或液体核，因此其固体体积不等于液态体积[27]。对于垂直空腔，由于其完全融化，上下有两层空气和流体，而空气的吸收能力比纳米流体小，此时 T_3 的温度高于平均液体温度。值得一提的是，不受辐射入射方向主导影响的 T_4 和 T_5 热电偶在相变过程中温差较小。然而，未来研究中，天顶角对于量化包含相变材料的透明建筑围护结构的

设置了格式：字体：（默认）Times New Roman，小五，检查拼写和语法
设置了格式：字体：（默认）Times New Roman，小五，检查拼写和语法
设置了格式：字体：小五，检查拼写和语法
设置了格式：字体：（默认）Times New Roman，小五，检查拼写和语法
设置了格式：字体：（默认）Times New Roman，小五，检查拼写和语法，下标
设置了格式：字体：（默认）Times New Roman
设置了格式：字体：（默认）Times New Roman，小五，检查拼写和语法
设置了格式：字体：（默认）Times New Roman，小五，检查拼写和语法，下标
设置了格式：字体：（默认）Times New Roman
设置了格式：字体：（默认）Times New Roman，小五，检查拼写和语法
设置了格式：字体：（默认）Times New Roman，小五，检查拼写和语法，下标
设置了格式：字体：小五，检查拼写和语法
设置了格式：非上标/ 下标
批注 [RY5]: 拆图
批注 [RY6]: 垂直腔和水平腔
设置了格式：下标
设置了格式：下标
带格式的：居中
格式化表格
带格式的：居中
带格式的：居中
设置了格式：下标
批注 [RY7]: 修改
设置了格式：字体颜色：自动设置

光热转换效率来说是一个不可忽视的因素。



(a) SITE 中 T_3、T_4、T_5温度变化曲线　　(b) SITE 中 T_3与平均温度差值

图 ~~5~~ 6 S~~T~~ITE 的边界温度分布

Fig. ~~5~~ 6 Boundary temperature distribution of S~~Tite~~ITE

对比水平腔和垂直腔温度分布曲线可知，横向屋顶模型和纵向窗户模型具有不同的温度但有一致的变化趋势。流体流动导致两种透明腔顶部区域熔体形成量增大，当加热终止时，腔内不同位置存在温差，顶部辐照边界和侧面辐照边界的温差分别为 2.83℃和 3.59℃。结果表明，自由对流对传热效率有显著影响，两种透明腔的熔化速率具有相同的行为，且随太阳辐射强度的变化相对较大[28]，相同升温条件下，水平腔的熔合速率较高，为 0.52℃/min，而垂直腔的熔化速率为0.27℃/min。此外，光热转换在水平腔中获得的能量比在垂直腔中获得的能量高。

综上所述，两种形式的透明围护结构都受到自由对流的影响，然而，~~横向屋顶模型~~水平腔的光热转换效率更高，并且熔化速率更快。模拟与实验结果的一致性证明了模拟结果的可靠性，有助于指导透明建筑围护结构中内置相变材料层的光热性能研究。

2.2 纳米~~颗粒~~流体~~迁移影响~~玻璃围护结构内部流动传热模拟分析

为了进一步说明这一现象，模拟研究了两种~~极端~~CAR 伴随垂直辐射对方形腔内 NEPCMs 流动的影响。L 和 H 分别为空腔的长度和高度，其值与 CAR 有关。在图 6 中，接收壁面有 800w /m^2 的恒定辐射，对面壁面为对流边界，其他壁面保持绝热。~~方形~~腔内的流体为 NEPCMs，在重力的推动下垂直向下运动。在~~纵向窗户~~垂直腔中，NEPCMs 在左侧热辐射及右侧对流换热的作用下在腔体内形成上下两个热循环；在~~横向屋顶~~水平腔中，NEPCMs 在顶部辐照及底部对流换热的作用下形成一个大循环。

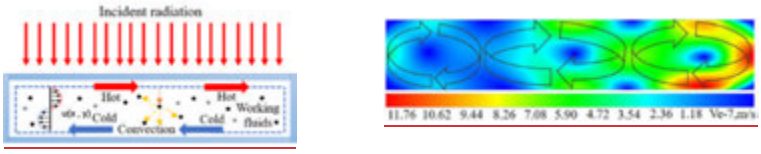
格式化表格

（a）含 NEPCMs ~~玻璃窗~~垂直腔物理模型　　（b）~~玻璃窗~~垂直腔内部速度云图

图 ~~6~~7 ~~纳米颗粒迁移影响~~纳米流体在玻璃窗内部流动模拟分析

Fig. ~~6~~ 7 Simulation analysis of nanofluid flow inside a glass window~~Simulation analysis of the influence of nanoparticle migration on the internal flow of glass window~~

对于~~纵向窗户~~垂直腔和~~横向屋顶~~水平腔~~围护结构~~，温度驱动的对流运动加速了纳米颗粒在两种玻璃单元的上部运动。NEPCMs 流体沿顺时针方向旋转，被加热的流体沿热壁向上运动，沿绝热壁面和对流向下运动。作为外壳，冷热壁之间的距离非常小，因此冷表面可以快速地从热表面吸收热量，因此，两种形式的水平传热方向的等温线相似。对于垂直形式，纵横比较低的认为是垂直空腔，空腔顶部以对流为主，底部受扩散效应影响，Dukhan 等[27]证实了这一点。因此，水平空腔的光热性能比垂直空腔更有效。因此，该研究结果对纳米流体填充透明围护结构的传热特性具有重要意义。

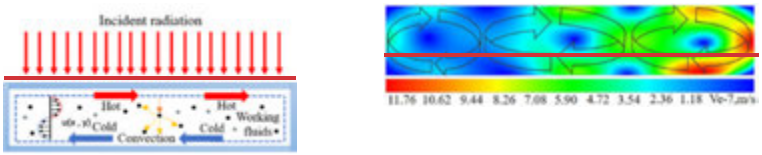


（a）含 NEPCMs 玻璃屋顶物理模型　　（b）玻璃屋顶内部速度云图

图 8 纳米流体在玻璃屋顶内部流动模拟分析

Fig. 8 Simulation analysis of nanofluid flow inside a glass roof

综上所述，实验结果显示，水平腔的传热效率更高，并且熔化速率更快。而模拟结果表明，纳米流体在水平腔中的自然对流效果优于垂直腔，温度负载更均匀。实验结果与模拟结果均表明，水平腔的传热性能优于垂直腔，模拟与实验结果的一致性证明了模拟结果的可靠性，有助于指导透明建筑围护结构中内置相变材料层的光热性能研究。



~~（a）含 NEPCMs 玻璃屋顶物理模型~~　　~~（b）玻璃屋顶内部速度云图~~

~~图 7 纳米颗粒迁移影响玻璃屋顶内部流动模拟分析~~

~~**Fig.** 7 Simulation analysis of the influence of nano-particle migration on the internal flow of glass roof~~

设置了格式：突出显示

格式化表格

3 结论

本文针对 NEPCMs 在相变玻璃围护结构中的光热传输流动传热特性展开了研究，通过数值模拟与实验研究分析了流体迁移对 NEPCMs 在玻璃围护结构中光热转换效率的流场和内部温度分布影响，得到如下结论：

（1）NEPCMs 在横向屋顶和纵向窗户水平腔和垂直腔中的体积变化和流体迁移影响其光热转换性能。横向屋顶水平腔具有更好的光热性能，狭窄的对流空间减少了热损失，并且在传热方向上没有空气和流体分层，有助于均匀的温度负载。

（2）自由对流对传热效率有显著影响，两种透明腔的熔化速率具有相同的行为，且随太阳辐射强度的变化相对较大。

（3）相同升温条件下，水平腔的熔合速率较高，为 0.52℃/min，而垂直腔的熔化速率为 0.27℃/min。光热转换在水平腔中获得的能量比在垂直腔中获得的能量高。

（4）流体流动导致两种透明腔顶部区域熔体形成量增大，当加热终止时，腔内不同位置存在温差，垂直腔顶部辐照边界和侧面辐照边界的温差分别为 2.83℃和 3.59℃。

参考文献

[1] 中国建筑能耗与碳排放研究报告（2022）[R]. 重庆, 2022.
Research Report on Building Energy Consumption and Carbon Emissions in China (2022) [R]. Chongqing, 2022.

[2] 国务院. 国务院关于印发“十四五”节能减排综合工作方案的通知 [Z]. http://www.gov.cn/zhengce/content/2022-01/24/content_5670202.htm. 2022 年 01 月 24 日
Notice of the State Council and the State Council on Printing and Distributing the Comprehensive Work Plan for Energy Conservation and Emission Reduction in the Tenth Five-Year Plan [Z] the State Council. http://www.gov.cn/zhengce/content/2022-01/24/content _ 5670202.htm. January 24, 2022.

[3] ZAHIR M H, IRSHAD K, SHAFIULLAH M, et al. Challenges of the application of PCMs to achieve zero energy buildings under hot weather conditions: A review [J]. Journal of Energy Storage, 2023, 64: 107156.

[4] GONZáLEZ-JULIáN E, XAMáN J, MORAGA N O, et al. Annual thermal evaluation of a double pane window using glazing available in the Mexican market [J]. Applied Thermal Engineering, 2018, 143: 100-11.

[5] KING M F L, RAO P N, SIVAKUMAR A, et al. Thermal performance of a double-glazed window integrated with a phase change material (PCM) [J]. Materials Today: Proceedings, 2022, 50: 1516-21.

[6] MA L, LUO D, HU H, et al. Energy performance of a rural residential building with PCM-silica aerogel sunspace in severe cold regions [J]. Energy and Buildings, 2023, 280: 112719.

[7] 张成俊, 王泽美, 张国君, et al. 含二氧化硅气凝胶和相变材料三层玻璃窗热性能分析 [J]. 热科学与技术, 2021.
Zhang Chengjun, Wang Zemei, Zhang Guojun, et al. Thermal performance analysis of three-layer glass window containing silica aerogel and phase change material [J]. Thermal Science and Technology, 2021.

[8] BOLTEYA A M, ELSAYAD M A, BELAL A M. Thermal efficiency of PCM filled double glazing units in Egypt [J]. Ain Shams Engineering Journal, 2021, 12(2): 1523-34.

[9] NIŽETIĆ S, JURČEVIĆ M, ARıCı M, et al. Nano-enhanced phase change materials and fluids in energy applications: A review [J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2020, 129: 109931.

[10] YANG L, HUANG J-N, ZHOU F. Thermophysical properties and applications of nano-enhanced PCMs: An update review [J]. Energy Conversion and Management, 2020, 214: 112876.

[11] WANG Q, WEI W, LI D, et al. Experimental investigation of thermal radiative properties of Al2O3-paraffin nanofluid [J]. Solar Energy, 2019, 177: 420-6.

设置了格式：字体：小五

[12] ELAREM R, ALQAHTANI T, MELLOULI S, et al. Experimental investigations on thermophysical properties of nano-enhanced phase change materials for thermal energy storage applications [J]. Alexandria Engineering Journal, 2022, 61(9): 7037-44.

[13] SAMIYAMMAL P, FUSKELE V, FAKRUDDIN BABAVALI S K, et al. Experimental investigations on thermal conductivity and thermal stability of the PCM using Nano-MgO [J]. Materials Today: Proceedings, 2022, 69: 759-63.

[14] RUFUSS D D W, SUGANTHI L, INIYAN S, et al. Effects of nanoparticle-enhanced phase change material (NPCM) on solar still productivity [J]. Journal of Cleaner Production, 2018, 192: 9-29.

[15] RAMAKRISHNAN S, WANG X, SANJAYAN J, et al. Heat Transfer Performance Enhancement of Paraffin/Expanded Perlite Phase Change Composites with Graphene Nano-platelets [J]. Energy Procedia, 2017, 105: 4866-71.

[16] BAHIRAEI F, FARTAJ A, NAZRI G-A. Experimental and numerical investigation on the performance of carbon-based nanoenhanced phase change materials for thermal management applications [J]. Energy conversion and management, 2017, 153: 115-28.

[17] 刘子路, 张宇昂, 唐炳涛, et al. 铜纳米粒子导热增强固-液相变储能材料的性能 [J]. 精细化工, 2022, 39(12): 8.

Liu Zilu, Zhang Yu 'ang, Tang Bingtao, et al. Thermal conductivity of copper nanoparticles enhances the properties of solid-liquid phase change energy storage materials [J]. Fine Chemical Industry, 2022, 39(12): 8.

[18] YANG X, WANG X, LIU Z, et al. Influence of aspect ratios for a tilted cavity on the melting heat transfer of phase change materials embedded in metal foam [J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2021, 122: 105127.

[19] SHEIKHOLESLAMI M, GHASEMI A, LI Z, et al. Influence of CuO nanoparticles on heat transfer behavior of PCM in solidification process considering radiative source term [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 126: 1252-64.

[20] GHALAMBAZ M, CHAMKHA A J, WEN D. Natural convective flow and heat transfer of Nano-Encapsulated Phase Change Materials (NEPCMs) in a cavity [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 138: 738-49.

[21] XIONG T, ZHENG L, SHAH K W. Nano-enhanced phase change materials (NePCMs): A review of numerical simulations [J]. Applied Thermal Engineering, 2020, 178: 115492.

[22] WANG K, HE Y, ZHENG Z, et al. Experimental optimization of nanofluids based direct absorption solar collector by optical boundary conditions [J]. Applied Thermal Engineering, 2021, 182: 116076.

[23] XIE S, WU W. Effect of aspect ratio on PCM melting behavior in a square cavity [J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2023, 143: 106708.

[24] KORTI A I N, GUELLIL H. Experimental study of the effect of inclination angle on the paraffin melting process in a square cavity [J]. Journal of Energy Storage, 2020, 32: 101726.

[25] SADEGHI M S, CHAMKHA A J, ALI R, et al. Hydrothermal behavior of micro-polar Nano-Encapsulated phase change materials (NEPCMs) in an inclined L-shaped cavity [J]. Case Studies in Thermal Engineering, 2022, 35: 102039.

[26] YANG R, LI D, ARıCı M, et al. Thermal performance of an innovative double-skin ventilated façade with multistep-encapsulated PCM integration [J]. Journal of Energy Storage, 2023, 73: 109121.

[27] DUKHAN W A, DHAIDAN N S, AL-HATTAB T A, et al. Phase-change of paraffin inside heat exchangers: an experimental study [J]. International Journal of Environmental Science and Technology, 2022, 19(4): 3155-64.

[28] YANG R, LI D, SALAZAR S L, et al. Photothermal properties and photothermal conversion performance of nano-enhanced paraffin as a phase change thermal energy storage material [J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2021, 219: 110792.

设置了格式： 字体：小五

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233448

梯级潜热储能装置的模拟优化研究

杨耿[1]，肖鑫[1,2,*]，王云峰[2]
（1. 东华大学环境学院空气环境与建筑节能研究所，上海, 201620）
（2. 云南省农村能源工程重点实验室，昆明, 650500）
(Tel: 021-67792625, Email: xin.xiao@dhu.edu.cn)

摘要：梯级潜热储能装置的适配设计和填充相变材料的热物性，对其耦合热泵系统的稳定和高效运行有重要影响。本文基于多级热机㶲优化理论，针对太阳能热泵系统设计了梯级潜热储能装置，并建立了数值模型模拟其传热特性。结果显示，减少梯级潜热储能装置级之间的热传递可提高蓄热量；在相变蓄热阶段，平均进出口温降达 4.41 ℃，可使峰值温度降低 0.90%；整体的出口温度均匀性和换热功率优于单级蓄热。本研究可为梯级相变材料制备提供指导，为梯级蓄热在材料优化方面提供新的思路。

关键词：热泵，梯级储能，㶲优化，相变特性

0 前言

2021 年全球用于供热的能源占据总能源消耗的近一半，工业干燥能耗占全球总能耗的 10%~25%[1]。据国际能源署跟踪统计，2021 年全球用于供热的能源占据总能源消耗的近一半，而其中 46%的能源用于建筑供暖和热水供应[2]。而热泵（HP）目前仍只能满足全球建筑物供暖需求的 10%左右[3]。基于全球净零碳排放背景下，支持 HP 研创和推广政策越来越多，HP 作为供热脱碳的关键技术，可利用低品位热能为建筑供暖。而低品位热能及可再生能源存在的时间和空间不平衡的问题成为限制 HP 效率的瓶颈。TES 作为 HP 利用余热和可再生能源供热管理的重要解决方案，近年来，众多学者就关注到热能储存（TES）技术在 HP 中的应用具有提升系统性能的潜力。

目前蓄热形式主要分为显热和潜热两种。常用水等显热蓄热介质在较宽的温度范围进行蓄/放热，其工程应用较为广泛，但储能密度低。且随着蓄热水箱温度的大幅度变化，HP 的性能将会出现波动[4]，不利于 HP 运行的稳定[5]。而潜热储能（LTES）是利用相变材料（PCM）的相态变化来进行蓄/放热，PCM 可在较窄的温度范围内进行 HP 需求侧热管理。然而，PCM 在实际应用中也存在热导率低、传热性能差的特性。现阶段较为成熟的强化传热方法是将具有高导热性的材料与纯 PCM 复合形成复合 PCM，如膨胀石墨（EG）[6]、石墨烯[7]、泡沫金属[8]等。提高 LTES 装置传热性能的研究主要集中在 PCM 封装形式上，研究者们围绕紧凑、热力学性能优良的装置设计展开了大量研究，包括加装肋片[9]、多目标参数优化设计尺寸[10]和传热流体的流态[11]等。但单级 LTES 装置的传热流体（HTF）流向温度的急剧下降导致相变热驱动力降低，PCM 的非一致性相变行为将会降低蓄热效率。为了解决这一问题，Farid 和 Kansawa[12]最早提出梯级储能（CTS）

***基金项目：**上海市科委浦江人才计划（No.20PJ1400200）；云南省农村能源工程重点实验室开放基金项目（No.2022KF001）；中央高校基本科研业务费专项基金资助（No.2232021D-11）

的概念，主要指将多个不同类型的 PCM 按熔点温度递减的顺序排列而成的一种储能模块，用于增加系统储存容量和储存不同温度范围的热能。近年来，梯级储能因其在增强传热驱动力、提高热效率、提供不同温度范围的多级热能等方面的潜力而备受关注。Seeniraj 和 Narasimhan[13]基于焓法对具有翅片管和 CTS 的管壳式换热器的热性能进行了数值模拟研究，与单一 PCM 相比，使用 CTS 可以获得均匀的 HTF 出口温度，显著提高了储热性能。Xu 和 Zhao[14]基于㶲优化原理研究了 1~5 级的冷热 CTS 系统的热力学性能。结果表明，使用 CTS 储热系统可以获得较大的出口温度带和较低的热损失。Cheng 和 Zhai[15]建立了基于实验验证的 CTS 填充床数值模型，分析了凝固过程的基本传热特性并对材料和级长度进行了优化。结果表明，24 级 CTS 填充床机组热力性能最佳，此外，建议均匀分布的 CTS 填充床级数为 3~5 级。然而，选取的 PCM 的热物性往往不能满足数值研究严格选择，理论的实际应用受制于 PCM 的热物性。为了获得具有合适相变温度的 PCM，开发有效的方法来调节 PCM 的相变温度是必要的。近年来，已有不少研究表明，利用水合盐的多孔支撑材料的约束效应可以实现相变温度调控。将水合盐与其他无机物或有机物按一定比例混合形成水合盐基复合 PCM，其不同配比类型分为共晶和非共晶混合物。共晶混合物的测定方法成本高，耗时长，可供选择的相变温度单一。而非共晶复合 PCM 根据配比的不同，在一定温度范围内凝固和熔化。Xin 等[16]为空气源 HP 开发了以乙酰胺(AC)作熔点改性材料的三水合乙酸钠(SAT)水合盐基复合 PCM，在 AC 不同质量占比的复合 PCM 种实现了 42.8~53 ℃的系列相变温度调控。且通过增稠剂和成核剂的加入，有效的解决了过冷和相分离问题。为此我们受其启发，拟采用 EG 的多孔介质封装方法，通过制备不同配比的非共晶混合物，尽可能满足 CTS 装置对 PCM 梯级温度排布要求。将其用于太阳能 HP 系统的 CTS 装置的数值模拟研究。

关于 CTS 的 PCM 相关的实验研究方向大多是从确定的材料出发，基于一定假设的梯级优化理论来优化设计 CTS 尺寸和排布。其中 PCM 选取缺乏对理论优化中关于材料物性假设的考虑，PCM 的选取和改良技术与 CTS 装置优化设置研究未形成闭环。本文针对高寒地区太阳能 HP 系统设计了三级的梯级蓄热装置。基于多级热机㶲优化原理[14]，建立了基于焓法的三维连续固相的三级相变蓄热装置的简化模型，依据理论计算结果选取 SAT 水合盐基定型复合 PCM 作为填充材料。将目标材料的相变点等物性制约与实际应用条件综合考虑，相应地指导换热器尺寸设计。本研究关于指导材料改性来匹配蓄热装置接近热力学最优条件的方法和思路，可为制定 HP 系统热管理策略提供新的思路。

1 模型和方法

1.1 梯级相变蓄热装置

基于 COMSOL Multiphysics 6.0 构建了三级相变蓄热装置的模型，如图 1 所示。模型主体为圆柱形，利用对称性将过轴心的截面定义为对称面，在不影响模拟结果的情况下简化模型，降低计算成本。由于 CTS 装置在径向需要一定的长度来提供足够的换热面积，故将罐体水平放置，便于循环管路的连接。装置内填充的是三种以 SAT 为基材的定型复合 PCM。

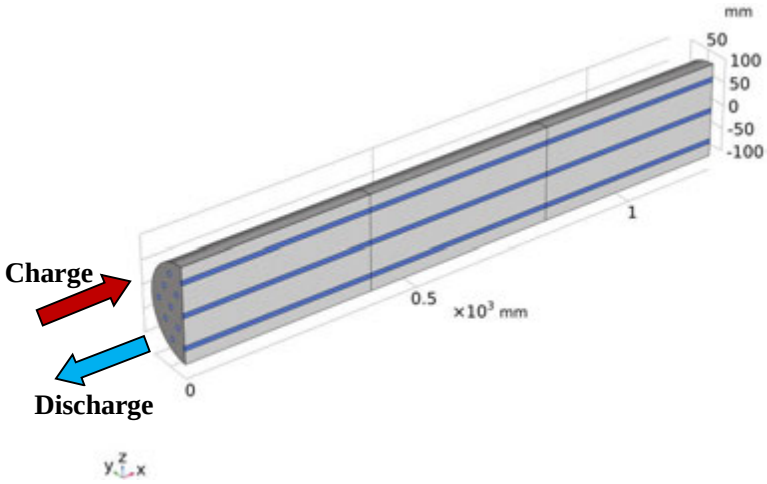


图 1 三梯级相变蓄热装置几何模型

1.1.1 尺寸选定

模型的尺寸包括体积、罐体直径、传热流体直径、长度等，依据干燥负荷确定。在满足缓冲水温和蓄能的前提下，为使填充量尽可能地减少。依据太阳能 HP 干燥系统中 HP 进出口水温的波动变化，依据式(2)确定相变储热罐热容量的上限：

$$\dot{Q}_{\mathrm{s}} = c_{\mathrm{f}} \dot{m} \sum_{\mathrm{i}=10}^{17} (T_{\mathrm{coli}} - \overline{T}) \tag{1}$$

式中，$\dot{Q}_{\mathrm{s}}$ 为相变储热罐热容量(kJ/h)，c_{f} 为水的定压比热容，取 4.19 kJ/(kg·K)，$\dot{m}$ 为水质量流量(kg/h)，T_{coli} 为集热器出口水温度(℃)；蓄热时段选择高于梯级蓄热熔点最低温度的进水水温对应时段，取 10:00~17:00，$\overline{T}$ 为 HP 逐时进水均温(℃)。

根据设计要求，相变储热罐的总蓄热量需要达到 13174 kJ。相变储热槽内需要有一定的间隙容积，故相变储热槽的设计填充率为 85%，计算表明相变储热槽的容积至少为 0.04 m^3。相变储热罐外壳的外径 D_{s}、内径 D_{b} 和管心距 d_{tp} 满足式(2)[17]:

$$\begin{aligned} D_{\mathrm{b}} &= 9.995 D_{\mathrm{s}} - 0.012 - d_{\mathrm{o}} \\ d_{\mathrm{tp}} &= \sqrt{\frac{0.78}{n_{\mathrm{tube}}}} D_{\mathrm{b}} \end{aligned} \tag{2}$$

式中，d_o 是内管外径，取 0.005 m，n_{tube} 为内管数量，依据简化模型的要求，按照蜂窝状排布水平直管和封装外壳的相对位置，每根直管间距相同，共 19 条内管。

1.1.2 理论相变温度

基于梯级蓄热热机㶲优化模型[14]确定填充材料的理论相变点，模型如图 2 所示。

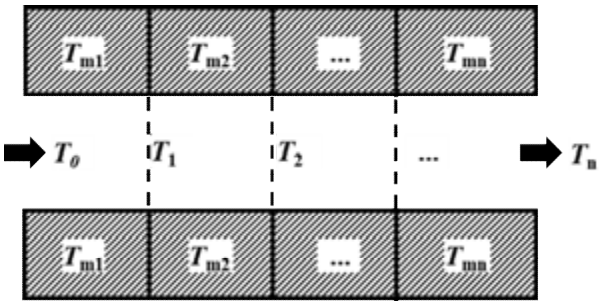


图 2 梯级蓄热热机简化模型

蓄热阶段 i 级的能量平衡方程由式(3)表示：

$$Q_i = mc_{\mathrm{f}}\,|T_{\mathrm{i}} - T_{\mathrm{i\text{-}1}}| = UA_{\mathrm{i}}\frac{|T_{\mathrm{mi}} - T_{\mathrm{i\text{-}1}}| - |T_{\mathrm{mi}} - T_{\mathrm{i}}|}{\ln\left|\dfrac{T_{\mathrm{mi}} - T_{\mathrm{i\text{-}1}}}{T_{\mathrm{mi}} - T_{\mathrm{i}}}\right|} \tag{3}$$

式中，Q_{i} 为 i 级填充 PCM 的热量，m 为水的质量(kg)，T_{i} 和 $T_{\mathrm{i\text{-}1}}$ 为 i 级的进出口水温(℃)，A_{i} 为换热面积(m^2)，T_{mi} 为每级 PCM 的相变温度(℃)，U 为每级的换热系数(W/ (m^2·K))，用式(4)表示:

$$U = \frac{1}{d_{\mathrm{o}}/(h_{\mathrm{i}}d_{\mathrm{i}}) + d_{\mathrm{o}}ln(d_{\mathrm{o}}/d_{\mathrm{i}})/(2k_{\mathrm{tube}}) + d_{\mathrm{o}}ln(1.08d_{\mathrm{tp}}/d_{\mathrm{o}})/(2k_{\mathrm{PCM}})} \tag{4}$$

式中，k_{tube} 和 k_{PCM} 分别是直管和 PCM 的热导率(W/(m·K))，d_0 为直管外径(m)，h_{i} 是直管内壁层流对流换热系数，CTS 装置的传热单元数(NTU)为式(5)，其中 A_{c} 为直管的横截面积(m^2)：

$$\mathrm{NTU} = \frac{UA_{\mathrm{i}}}{mc_{\mathrm{f}}} = \frac{UA_{\mathrm{i}}}{\rho_{\mathrm{f}}\cdot u_{\mathrm{f}}\cdot A_{\mathrm{c}}\cdot c_{\mathrm{f}}} = \ln\left(\left|\frac{T_{\mathrm{mi}} - T_{\mathrm{i\text{-}1}}}{T_{\mathrm{mi}} - T_{\mathrm{i}}}\right|\right) \tag{5}$$

令 $C=e^{\mathrm{NTU}}$，则 CTS 装置的总㶲由式(6)表示[14]：

$$E_{\mathrm{xt}} = Q_{\mathrm{i}}\left|\frac{T_{\mathrm{e}}}{T_{\mathrm{mi}}} - 1\right| = mc_{\mathrm{p}}\sum_{\mathrm{i=1}}^{n}\left[T_{\mathrm{i\text{-}1}} - T_{\mathrm{i}} - \frac{(C-1)^2}{C}\frac{T_{\mathrm{e}}T_{\mathrm{i\text{-}1}}}{CT_{\mathrm{i}} - T_{\mathrm{i\text{-}1}}} + \frac{C-1}{C}T_{\mathrm{e}}\right] \tag{6}$$

式中，T_{e} 为环境温度，由于高寒地区昼夜温差较大，拟定 CTS 装置位于室内，取 25 ℃。将总㶲的一阶导数作为储热优化函数组，将其二阶求导以确定极值，从而得到梯级蓄热系统㶲优化的理论解，这里给出三级蓄热装置最佳 PCM 相变温度分布如式(7)表示：

$$T_{\mathrm{mi}} = \frac{CT_0^{1-\frac{\mathrm{i}}{3}}T_{3,\mathrm{opt}}^{\frac{\mathrm{i}}{3}} - T_0^{1-\frac{\mathrm{i-1}}{3}}T_{3,\mathrm{opt}}^{\frac{\mathrm{i-1}}{3}}}{C-1} \tag{7}$$

模型的尺寸和填充材料的相变点等理论指导参数由上述公式确定。梯级热机㶲优化理论基于一定假设成立，实际应用时应当尽可能满足假设的前提条件。并且，对复合 PCM 熔点和热导率等热性能调控程度有限（T_{mi}<58 ℃）。本研究将理论假设和材料热物性调控限度纳入模型尺寸的考虑范围。热导率依靠强化传热材料的添加改善，其配比按照复合 PCM 相变潜热值降低程度折中考虑。

1.1.3 相变材料热导率及相变特性

运用 Maxwel-Eucken model 公式[18]计算 SAT/AC 二元混合物在 EG 浸渍封装后的有

效热导率，如式(8)所示:

$$k_{\mathrm{eff}} = k_{\mathrm{m}} \frac{2k_{\mathrm{m}} + k_{\mathrm{f}} + 2\phi(k_{\mathrm{f}} - k_{\mathrm{m}})}{2k_{\mathrm{m}} + k_{\mathrm{f}} - \phi(k_{\mathrm{f}} - k_{\mathrm{m}})} \tag{8}$$

式中，k_{f}和 k_{m}分别为填料(EG)的热导率和基体的热导率。由于该理论模型考虑的是单一分散相的基体，所以当 EG 的质量分数小于 4%时，采用 SAT 与 AC 的混合物作为基体[19]。本研究对象为定型复合 PCM，为达到定型和强化传热的目的，EG 的质量分数选取 4%且作为基体。k_{f}和 k_{m}可由式(9)求得，由 Woodside 和 Messmer[20]提出。由于空气对 EG 热导率的影响较大，因此将其视为分散相的一部分，最大不超过 5%[21]。

$$\begin{cases} k_{\mathrm{m}} = (k_{\mathrm{SAT}}^{1/2}\phi_{\mathrm{SAT}} + k_{\mathrm{AC}}^{1/2}\phi_{\mathrm{AC}})^2 \\ k_{\mathrm{f}} = (k_{\mathrm{EG}}^{1/2}\phi_{\mathrm{EG}} + k_{\mathrm{air}}^{1/2}\phi_{\mathrm{air}})^2 \end{cases} \varphi_{\mathrm{EG}} < 4\%$$

$$\begin{cases} k_{\mathrm{m}} = (k_{\mathrm{EG}}^{1/2}\phi_{\mathrm{EG}} + k_{\mathrm{air}}^{1/2}\phi_{\mathrm{air}})^2 \\ k_{\mathrm{f}} = (k_{\mathrm{SAT}}^{1/2}\phi_{\mathrm{SAT}} + k_{\mathrm{AC}}^{1/2}\phi_{\mathrm{AC}})^2 \end{cases} \varphi_{\mathrm{EG}} \geq 4\% \tag{9}$$

$$\phi = \frac{m_{\mathrm{EG}} / \rho_{\mathrm{EG}}}{m_{\mathrm{SAT}} / \rho_{\mathrm{SAT}} + m_{\mathrm{AC}} / \rho_{\mathrm{AC}} + m_{\mathrm{EG}} / \rho_{\mathrm{EG}}}$$

式中，φ_{EG}为 EG 的质量分数，ϕ 为 EG 的体积分数，k_{SAT}和 k_{AC}为 SAT、AC 的热导率，分别为 0.59 和 0.43 W/(m·K)。6 MPa 压力下 k_{EG}为热导率为 160.20 W/(m·K) [21]，k_{air}为空气热导率，为 0.026 W/(m·K)[22]。φ_{SAT}、φ_{AC}和 φ_{air}分别为 SAT、AC 和空气的体积分数，ρ_{SAT}、ρ_{AC}、ρ_{EG}和 ρ_{air}分别为 SAT、AC、EG 和空气的密度，为 1450、1159、1353、1.29 kg/m^3。

参考 Xin 等[16]制备的 SAT/AC 复合 PCM 的相变潜热，选择接近理论相变温度相应配比，对相变潜热进行线性插值预测。浸渍 EG 后的 PCM 按照质量占比折算相变潜热。数值模拟中 PCM 热物理性质如表 2 所示。

表 2 PCM 热物理性质

材料	质量比 (SAT:AC)	4% EG 强化热导率 k_{p} W/(m·K)	相变温度 T_m[16] ℃	烟优化理论计算相变温度 T_{mi} ℃	相变温度模拟取值 ℃	相变潜热 h_{m}[16] kJ/kg
PCM1	100:9	1.49	49.07	49.38	49.00	223.56
PCM2	100:13	1.47	43.85	43.30	43.00	208.43
PCM3	100:17	1.45	38.63	37.97	39.00	193.31

1.1.4 物理场描述

借助 COMSOL Multiphysics 6.0 的流固传热接口，基于焓法建立了三维连续固相的 CTS 装置模型。壳管半径为 0.1 m，径向长度 1.2 m。每级蓄热单元长 0.4 m，内管半径为 0.005 m，共 19 条，管心距为 39 mm。每条内管设计流速为 0.037 m/s，Re 为 671，为非等温层流。模型基于以下基本假设建立:

(1) HTF 和 PCM 的恒定热物理性质，HTF 视为不可压缩流体；

(2) 管内流动状态为充分发展的非等温层流；

(3) 各 PCM 单元内温度分布均匀，不考虑定型复合 PCM 的自然对流；

该模型满足质量守恒方程、动量守恒方程和能量守恒方程组如式(10)：

$$\nabla\cdot\left(\rho_{\mathbf{f}}\vec{V}\right)=\mathbf{0}$$

$$\rho\frac{\mathrm{D}\vec{V}}{\mathrm{D}t}=-\nabla P_f+\mu_f\nabla^2\vec{V} \tag{10}$$

$$\frac{\partial\left(\rho_{\mathrm{f}}c_{\mathrm{f}}T_{\mathrm{f}}\right)}{\partial t}+\vec{V}\cdot\nabla\left(\rho_{\mathrm{f}}c_{\mathrm{f}}T_{\mathrm{f}}\right)=\nabla^2\left(kT_{\mathrm{f}}\right)$$

HTF 和 PCM 的流固耦合传热如(11)所示：

$$\rho_{\mathrm{f}}c_{\mathrm{f}}\mathbf{u}\cdot\nabla T+\nabla\cdot\mathbf{q}=Q+Q_{\mathrm{ted}},\mathbf{q}=-k\nabla T \tag{11}$$

式中，Q 为内热源，Q_{ted} 是由于固体压缩或膨胀而产生的热源。基于焓法的 PCM 方程如式(12)所示：

$$\frac{\partial(\rho_{\mathbf{p}}h_{\mathbf{p}})}{\partial t}=\nabla^2(k_{\mathbf{p}}T_{\mathbf{p}}),h_{\mathrm{p}}=h_{\mathrm{s}}+\gamma h_{\mathrm{l}} \tag{12}$$

式中，k_{p} 为 PCM 热导率，h_{p} 为比焓，h_{s} 为显焓，h_{l} 为焓变，γ 为液体积分数，T_{p} 为 PCM 温度。

模型中，相变半径 $\Delta T_{1\to2}$ 取 10K，管内层流采用布辛涅斯克近似算法，包含黏性耗散对流体的加热效应。HTF 壁面采用无滑移边界条件，采用平均流速描述充分发展段的速度分布。初始条件和边界条件如式(13)和(14)所示（蓄热）：

$$T_{\mathrm{f}}=T_{\mathrm{p}}=T_{\mathrm{e}}=298.15\ \mathrm{K}\ (t=0),\quad T_{\mathrm{in}}=75\ ^{\circ}\mathrm{C}\ (t>0) \tag{13}$$

$$\left.\frac{\partial u}{\partial x}\right|_{\mathrm{x=0}}=0.02,\quad \left.\frac{\partial u}{\partial y}\right|_{\mathrm{x=0}}=\left.\frac{\partial u}{\partial z}\right|_{\mathrm{x=0}}=0,\ p\big|_{\mathrm{x=L}}=0 \tag{14}$$

模拟工况分定温进水和变温进水，将太阳能 HP 系统中集热器出口逐时水温以三次样条插值函数输入 CTS 模型，作为变温进水入口条件（见图 7a）。CTS 外壳应用自然对流热通量边界条件模拟对环境散热，传热系数取 5 W/(m·K)。所有壁面都模拟为三维壳。为了计算 CTS 中的壁面热通量，应用了薄层边界条件。壳层的热导率远大于 HTF 和 PCM，采用热薄近似来处理薄层模型，以降低对网格尺寸的要求。分级隔板用隔热性能较好的内置材料 Al_2O_3-SiO_2 薄层，选 Steel AISI 4340 为除分级隔板之外的壳材，厚度为 1 mm。内置材料包含不同温度下的热导率和密度等物性变化曲线。

1.1.5 性能指标

(1) 蓄热效率定义为蓄热量与 HTF 提供的热量的比值，见式(15):

$$\eta=\frac{Q_{\mathrm{sc}}}{Q_{hs}} \tag{15}$$

式中，η 为装置蓄热效率，Q_{sc} 为蓄热量(kJ)，Q_{hs} 为 HTF 提供的热量(kJ)。

(2) 蓄热时间定义为蓄热量达到额定蓄热量的 95%所经历的时长。

(3) 内管换热截面功率密度定义为单位时间内管换热面热流量与换热面面积的比值。

2 结果与讨论

分别对壳管式三级 CTS 装置和分别填充 3 种 PCM 的单级 LTES 装置的定温蓄热过程进行了数值模拟。如图 3 所示，为三级 CTS 装置测温位点和蓄热过程温度逐时变化模拟结果，以及 2160 s 每级轴向中心截面处的温度分布云图和液相分数分布云图（d 中 1 为液相，0 为固相）。

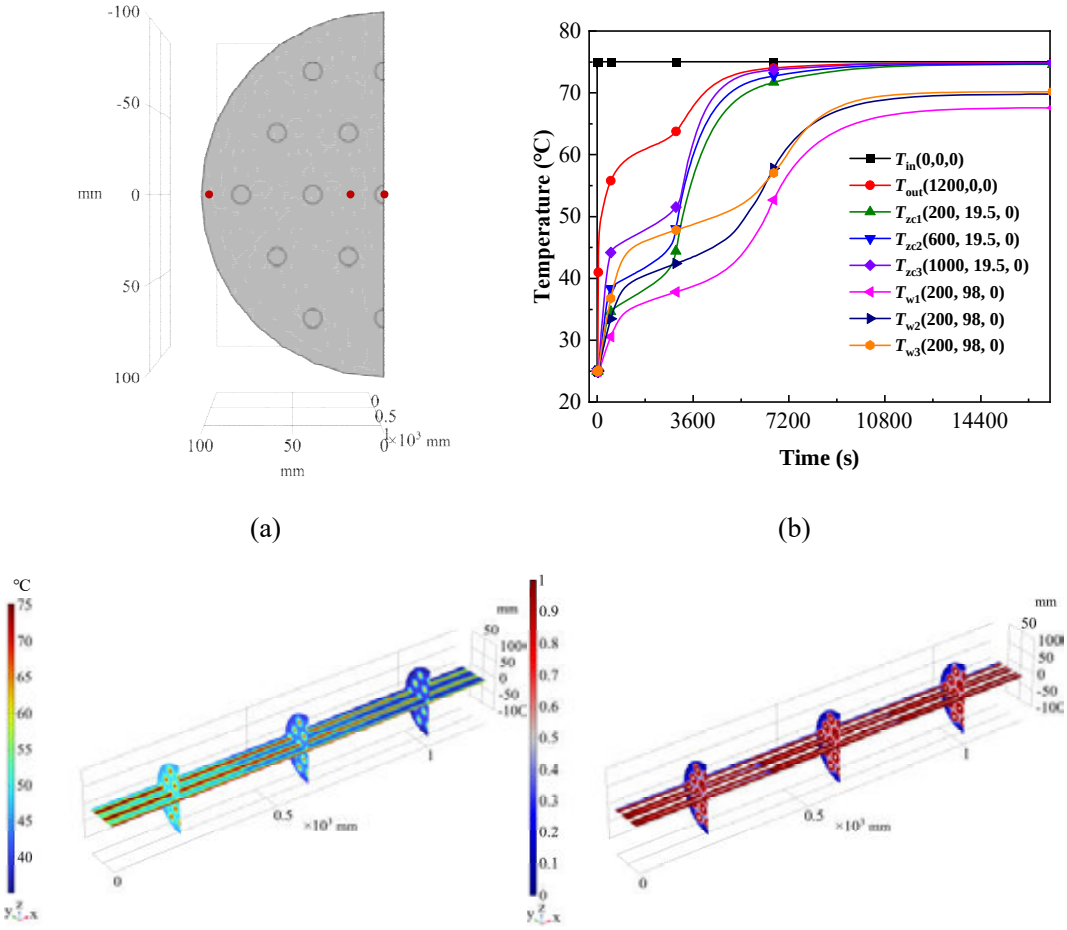


图 3　三级 CTS 装置测温位点、蓄热过程温度逐时变化及截面温度和液相分数分布云图

注：进口水温：T_{in} 出口水温：T_{out} 中、次心管中心 PCM 温度 ：T_{zc} 外壁 PCM 温度：T_w

如图 4 所示，分别为填充 3 种 PCM 的单级 LTES 和无隔热层的 CTS 装置蓄热过程中，2160 s 的温度分布云图和液相分布云图。如图 5 所示，分别为填充三种 PCM 的单级 LTES 和无隔热层的 CTS 装置蓄热过程温度逐时变化模拟结果。

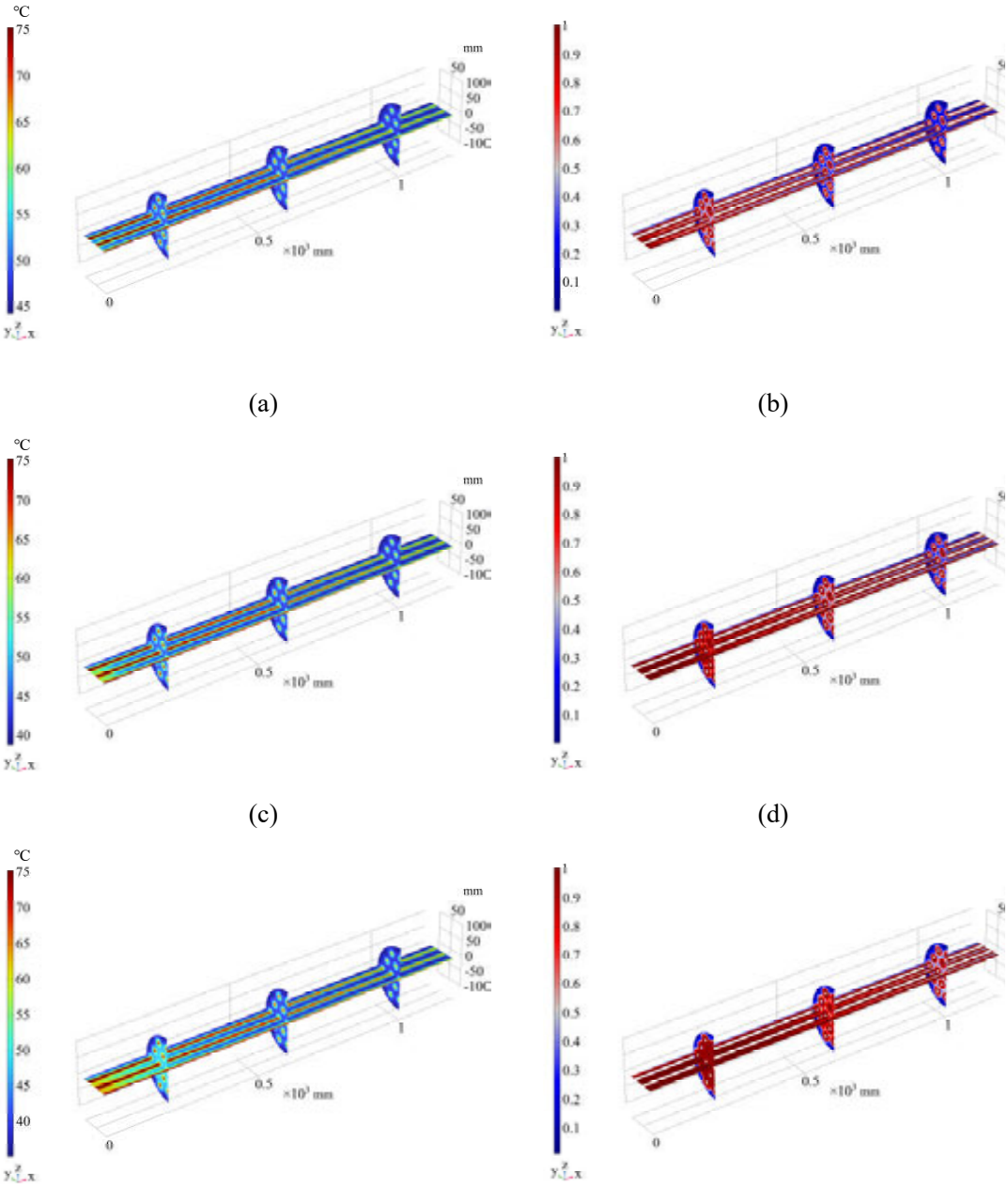


图 4　装置蓄热过程温度分布云图和液相分布云图：(a)和(b)填充 PCM1 的单级 LTES，(c)和(d)填充 PCM2 的单级 LTES，(e)和(f)填充 PCM3 的单级 LTES

从图 3(b)可以得出，壳管式三级 CTS 装置在 75 ℃定温进水蓄热工况下，各测点温度在同一时间达到相变吸热的温度平台，各级 PCM 接近一致性的相变行为。从图 4(b)、(d)和(f)可以得出，壳管式单级 CTS 装置在 75 ℃定温进水蓄热工况下，接近蓄热入口处 PCM1 的液相区域截面积较 PCM2 和 PCM3 的大；如图 4(f)所示，PCM3 的相变温度最

高，接近入口截面处液相区域面积最大，不一致熔化现象最明显。对比图 3(c)和图 4(a)、(c)和(e)温度分布，CTS 装置每级的出口温度较单级 LTES 的 HTF 变化更为均匀，在调节温度波动方面效果更佳。

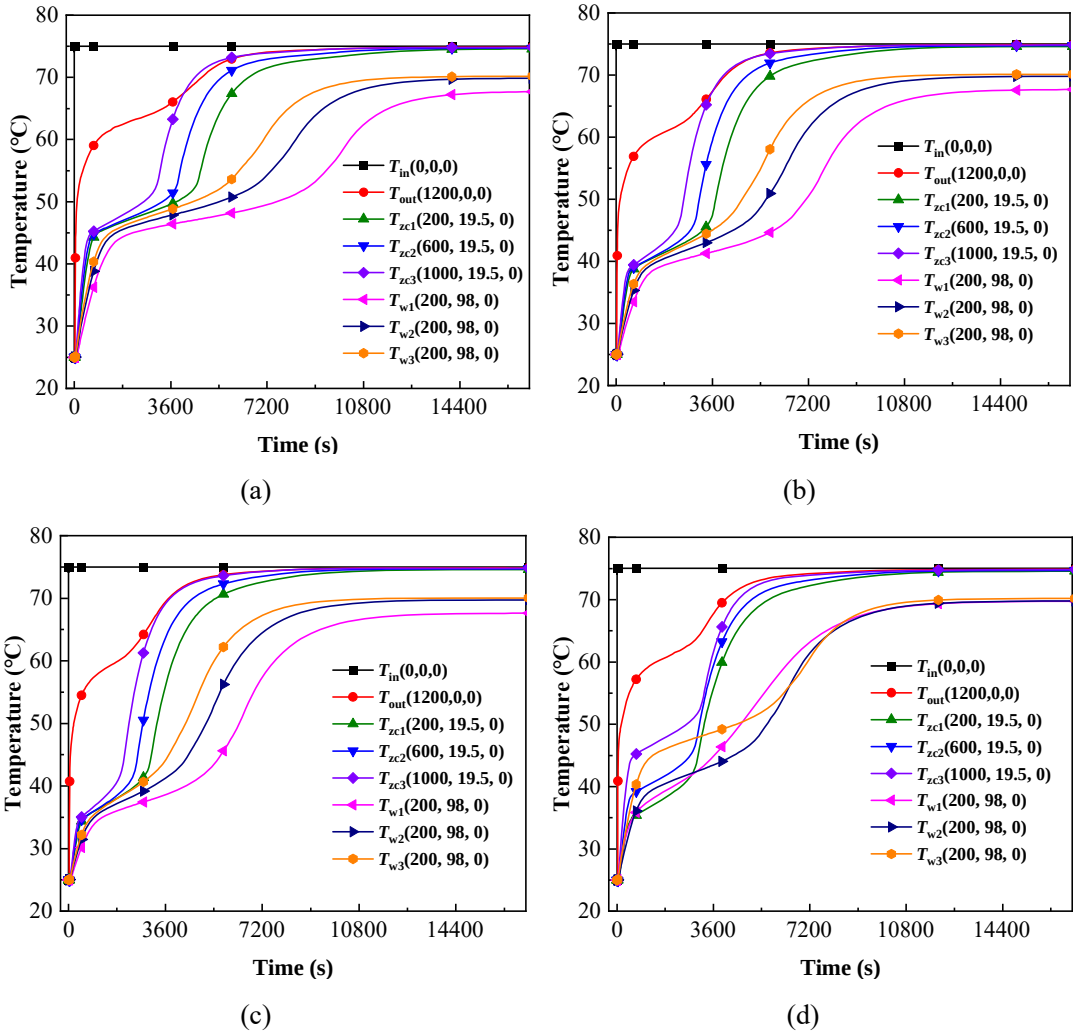


图5　装置蓄热过程温度逐时变化：(a)填充 PCM1 的单级 LTES (b)填充 PCM2 的单级 LTES (c)填充 PCM3 的单级 LTES (d)无隔热层的 CTS 装置

图 3 和图 5 中温度逐时变化曲线上进出口温差对时间的积分值表征各蓄热器蓄热量的大小。在 7200 s 时 CTS 装置积分值分别比填充 PCM1 的 LTES 和填充 PCM3 的 LTES 多 1.41%和 0.76%，但比无隔热层的 CTS 装置和填充 PCM2 的 LTES 少 2.67%和 0.92%，推测由于 CTS 装置出口 PCM3 的熔点模拟取值比理论优化值的偏高，导致 CTS 装置出口的部分㶲损失，故在 75 ℃定温蓄热效果较填充 PCM2 的 LTES 差；而在 10800 s 后 CTS 装置积分值比无隔热层的 CTS 装置多 0.11%，说明梯级蓄热减少级之间的热传递可以减少热量损失，提高蓄热量。如图 6 所示，分别为三级和单级蓄热装置蓄热过程的单位质量累积焓和内管换热面功率密度逐时变化情况。在 4300 s 时 PCM3 和 PCM2 的内管换热

面功率密度曲线产生交点，可以看出填充 PCM3 的蓄热装置在 4300 s 之前换热面功率密度最大，但之后由于显热换热占主导，换热面功率密度急剧减小；而 CTS 装置与填充 PCM2 的蓄热装置换热面功率密度几乎没有明显差异；填充 PCM1 的蓄热装置在 4300 s 之前换热面功率密度最小，说明增大换热温差有利于提高换热效率。由图 3 和图 5 的 4 种蓄热装置各测点的逐时温度曲线，在 7200 s 时均处于相变温度平台结束阶段，故计算了 4 种蓄热装置在 7200 s 时的蓄热率，CTS 装置、填充 PCM1、PCM2 和 PCM3 的蓄热装置蓄热率分别为 94.89%、90.55%、94.97%、96.69%，填充 PCM3 的蓄热装置显热蓄热时长较长，故蓄热率最大，但蓄热总量最小；填充 PCM1 的蓄热装置蓄热总量最大，但蓄热率最小；而 CTS 蓄热装置和填充 PCM2 的蓄热装置性能更为适中。

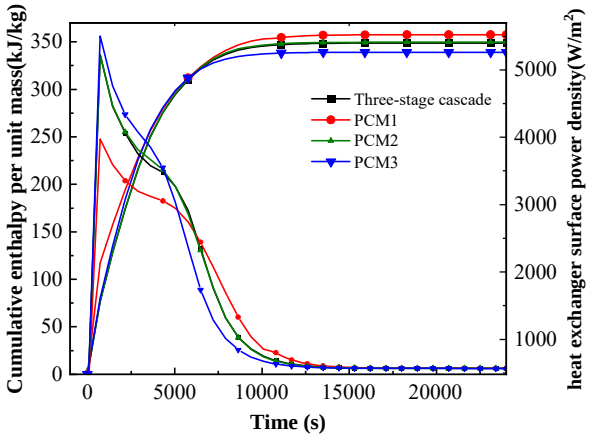
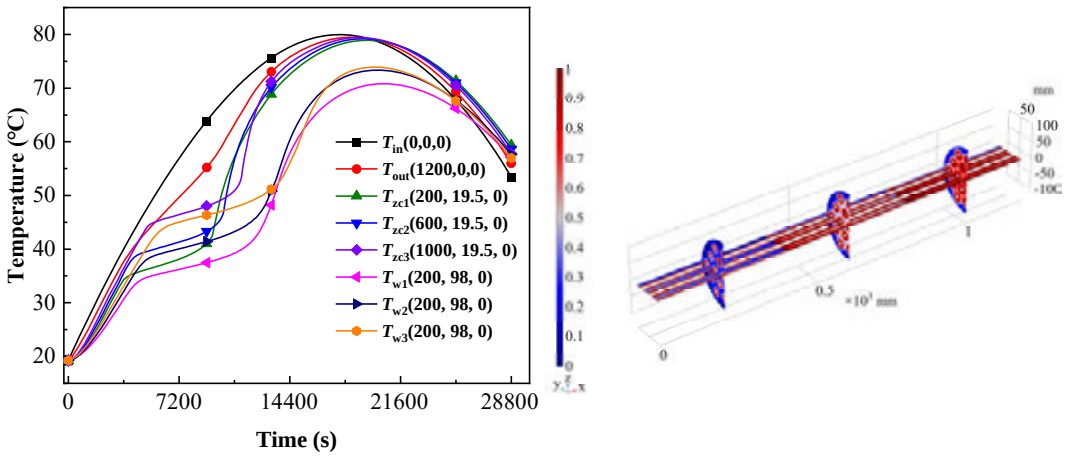


图 6 三级和单级 LTES 装置蓄热过程的单位质量累积焓和内管换热面功率密度逐时变化

如图 7 所示，为三级 CTS 装置变温进水蓄热过程的温度逐时变化，以及 8640 s 三级截面的液相分数分布云图。图中来自太阳能 HP 系统的太阳能热水随时间具有不均匀波动；而 CTS 装置在该蓄热工况下，远离蓄热入口的 PCM3 先于 PCM1 和 PCM2 相变，表明 CTS 装置对于储存多级波动热源能量的有效性，而填充单一 PCM 的 LTES 装置显然不具备储存多级波动热源能量的优势；在 CTS 装置相变蓄热阶段，平均进出口温降达到 4.41 ℃，峰值温度降低 0.90%。在太阳能热水有效蓄热范围内(进口温度大于 PCM1 凝固点)，对进口温度具有一定的缓冲作用。且 CTS 装置蓄热密度是同体积生活热水蓄热水箱的 2.39 倍，在太阳能 HP 系统中应用 CTS 装置，可大幅缩减蓄热水箱的尺寸，平衡来自太阳能集热源的波动，有改善 HP 能源供需关系和提升运行稳定性的巨大潜力。



(a) (b)

图 7 三级 CTS 装置变温进水蓄热过程：(a)温度逐时变化，(b)8640 s 各截面液相分布云图

3 结论

本文针对高寒地区太阳能 HP 系统设计了级数为三的梯级蓄热装置。基于多级热机㶲优化原理，建立了基于焓法的三维连续固相的三级相变蓄热装置的简化模型，数值研究了分别填充三种不同配比的 SAT 水合盐基定型复合 PCM 的单级和 CTS 蓄热装置，在 75 ℃定温蓄热过程的性能以及变温进水工况下的蓄热特性。结论如下：

(1) 在 75 ℃定温进水蓄热工况下，壳管式三级 CTS 装置各级 PCM 接近一致性的相变行为，而单级 LTS 装置越接近蓄热入口处越先熔化；CTS 装置每级的出口温度较单级 LTES 的 HTF 变化更为均匀，在调节进出口温度波动方面更具潜力。

(2) 梯级蓄热减少级之间的热传递可以减少热量损失，提高蓄热量。在 75 ℃定温蓄热的 7200 s 时 CTS 装置进出口温差对时间的积分值分别比填充 PCM1 的 LTES 和填充 PCM3 的 LTES 多 1.41%和 0.76%，但比无隔热层的 CTS 装置和填充 PCM2 的 LTES 少 2.67%和 0.92%；而在 10800 s 后 CTS 装置积分值比无隔热层的 CTS 装置多 0.11%。而从换热面功率密度来看，填充 PCM3 的蓄热装置在 4300 s 之前最大；而 CTS 装置与填充 PCM2 的蓄热装置换热面功率密度几乎没有明显差异；填充 PCM1 的蓄热装置在 4300 s 之前换热面功率密度最小，且增大换热温差有利于提高换热效率。

(3) CTS 装置在变温进水蓄热工况下，远离蓄热入口的 PCM 先相变，表明 CTS 装置对于储存多级波动热源能量的有效性；在 CTS 装置相变蓄热阶段，平均进出口温降达到 4.41 ℃，使峰值温度降低 0.90%，对进口温度具有一定的缓冲作用。且 CTS 装置蓄热密度是同体积生活热水蓄热水箱的 2.39 倍，在太阳能 HP 系统中应用 CTS 装置，可大幅缩减蓄热水箱的尺寸，平衡来自太阳能集热源的波动，有改善 HP 能源供需关系和提升运行稳定性的巨大潜力。

参考文献

[1] Muchi Y, Ming L, Yunfeng W, et al. Analysis on characteristics and operation mode of direct solar

collector coupled heat pump drying system[J]. Renewable Energy, 2023, 206: 223-238

[2] IEA (2022), Heating, IEA, Paris https: //www. Iea. org/reports/heating, License: CC BY 4.0

[3] IEA (2022), Heat Pumps, IEA, Paris https://www.iea.org/reports/heat-pumps, License: CC BY 4.0

[4] Jin L, Ying Z, Ming L, et al. Study on heating performance of solar-assisted heat pump drying system under large temperature difference[J]. Solar Energy, 2021, 229: 148-161

[5] Kun D, John C, Zhonghua W, et al.A review of the applications of phase change materials in cooling, heating and power generation in different temperature ranges[J]. Applied Energy, 2018, 220: 242-273

[6] Wu J, Feng Y, Liu C, et al. Heat transfer characteristics of an expanded graphite/paraffin PCM-heat exchanger used in an instantaneous heat pump water heater[J]. Applied Thermal Engineering, 2018, 142: 644-655

[7] Yang J, Qi G, Liu Y, et al. Hybrid graphene aerogels/phase change material composites: Thermal conductivity, shape-stabilization and light-to-thermal energy storage[J]. Carbon, 2016, 100: 693-702

[8] Mohammed H I. Discharge improvement of a phase change material-air-based thermal energy storage unit for space heating applications using metal foams in the air sides[J]. Heat Transfer, 2022, 51(5): 3830-3852

[9] Guo S P, Zhao J, Wang W L, et al. Numerical study of the improvement of an indirect contact mobilized thermal energy storage container[J]. Applied Energy, 2016, 476-486

[10] Liu F, Zhu W, Zhao J. Model-based dynamic optimal control of a CO2 heat pump coupled with hot and cold thermal storages[J]. Applied Thermal Engineering, 2018, 128(1): 1116-1125

[11] Elbahjaoui R, El Q H. Numerical study of a shell-and-tube latent thermal energy storage unit heated by laminar pulsed fluid flow[J]. Heat Transfer Engineering, 2017, 38(17): 1466-1480

[12] Farid M M, Kanzawa A. Thermal Performance of a Heat Storage Module Using PCM's With Different Melting Temperatures: Mathematical Modeling[J]. Journal of Solar Energy Engineering, 1989, 111(2): 152-157

[13] Seeniraj R V, Narasimhan N L. Performance enhancement of a solar dynamic LHTS module having both fins and multiple PCMs[J]. Solar Energy, 2008, 82(6): 535-542

[14] Xu H, Zhao C. Thermal efficiency analysis of the cascaded latent heat/cold storage with multi-stage heat engine model[J]. Renewable Energy: An International Journal, 2016, 86: 228-237

[15] Cheng X, Zhai X. Thermal performance analysis and optimization of a cascaded packed bed cool thermal energy storage unit using multiple phase change materials[J]. Applied Energy, 2018, 215: 566-576

[16] JIN X, WU F, XU T, et al. Experimental investigation of the novel melting point modified Phase－Change material for heat pump latent heat thermal energy storage application[J]. Energy, 2021, 216

[17] Thulukkanam K. Heat exchanger design handbook[M]. CRC press, 2013

[18] Hashin Z.A variational approach to the theory of effective magnetic permeability of multiphase materials[J]. Journal of Applied Physics, 1962, 33(10): 3125-3131

[19] Xia L, Zhang P, Wang R. Preparation and thermal characterization of expanded graphite/paraffin

composite phase change material. Carbon 2010, 48, 2538-2548

[20] Woodside W, Messmer J H. Thermal conductivity of porous media. I. Unconsolidated Sands[J]. Journal of Applied Physics, 1961, 32(9): 1688-1706

[21] Xiao X, Zhang P, Li M. Thermal characterization of nitrates and nitrates/expanded graphite mixture phase change materials for solar energy storage. Energy Conversion & Management, 2013, 73, 86-94

[22] Yang S, Tao W. Heat Transfer, 4rd ed; Higher Education Press: Beijing, China, 2006

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：14xxxx

超快自愈合有机烷烃相变储能凝胶

么冰[1,2]，高山[2]，林鹏程[3]，马维刚[2]，张兴[2]

（[1]徐州工程学院，徐州 221018；[2]清华大学，北京 100084；[3]广东工业大学，广州 510006
(Tel:13811987258, Email: maweigang@tsinghua.edu.cn)

摘要：柔性可穿戴电子器件的发展对相变热管理材料 PCMs 提出可自愈损伤的封装要求。本研究采用一种简单的动态物理交联网络封装正烷烃，构建了柔性自愈合有机烷烃凝胶(SOAGs)，该凝胶可在无外界能量激发的情况下超快速自愈合。选择正十七烷烃作为相变介质，选择具有动态物理交联网络的三嵌段共聚物 SEBS（YH-501T）封装正烷烃。所制备的 SOAGs 具有固相、凝胶相和液相三种物相。当正十七烷由固相转为液相时，SOAGs 进入凝胶相，液态正十七烷的流动性和激活的动态物理交联使 SOAGs 具有超快速自愈特性，且不需要外界能量激发。

关键词：自愈合，相变储能，烷烃

0 前言

相变材料(PCMs)由于其高潜热储存能力和调节温度的能力而被认为是先进热管理的候选者[1-2]。PCMs 可在相变温度以上以潜热的形式储存热能，在相变温度以下释放热能并恢复到原相。在热管理应用中，PCMs 可逆储存和释放能量能够保持温度稳定，防止过热或过冷现象。随着柔性和可穿戴电子器件的兴起，用于热管理的 PCMs 经常经历弯曲、拉伸、折叠、扭曲等复杂变形，因此提出了可自愈损伤的封装技术[3]。

具有自愈能力的 PCMs 逐渐引起了研究者的关注。目前已开发出几种自愈合 PCMs，主要包括无机和有机自愈合 PCMs。无机自愈合 PCMs 以无机水合盐为储热介质，亲水性聚合物网络为封装基质，形成盐凝胶或水凝胶。凝胶体系中的可逆动态氢键、离子键和硼酯键等赋予无机 PCMs 自愈合特性[4-7]。然而，大多数无机水合盐具有腐蚀、过冷等缺点[8]，阻碍其广泛应用。

有机 PCMs 由于其高能量存储密度、较小的过冷性及理想的热化学稳定性引起了研究者的广泛关注[9]。目前，Diels-Alder（DA）反应[9-13]、氢键[14-18]、离子键[1]和微相分离产生的物理交联[19-20]等可逆动态键已被引入构建自愈合有机 PCMs，可以在外界刺激下修复损伤。如 Wang 等人将聚乙二醇（PEG）接枝在聚合物骨架上，构建了自愈合有机 PCMs 复合材料，其损伤可通过近红外辐射或 120°C以上引发可逆 DA 反应实现自愈合[10]。Shi 等人将赤藓糖醇原位掺入聚乙烯醇（PVA）和聚乙烯吡咯烷酮（PVP）的氢键网络中，开发出一种自愈合有机相变膜，将水引入损伤区域，可重建氢键网络修复损伤[15]。此外，Qian 等人通过硬脂酸（SA）、乙烯丙烯酸共聚物（EAA）和 $Zn(C_2H_3O_2)_2$ 之间羧酸盐/锌离子的动态相互作用，设计了一种自愈合相变超分子，在 70°C下热活化 2 h 即可实现自愈合[1]。此外，Zhang 等人利用三嵌段共聚物苯乙烯-乙烯/丁烯-苯乙烯

（SEBS, Kraton G1654）封装石蜡(OP10E，熔点 9-10℃)，在 110℃热活化 2.5 h 后，可重建 SEBS 基体中的物理交联实现自愈合[20]。

尽管取得了这些进展，但这些有机自愈合 PCMs 的自愈过程需要外界能量激发，如近红外辐射、红外激光辐射、引入水介质或 70℃~ 120℃热活化，并且还存在耗时问题，这在实际应用中是不利和不可取的。无需外界能量激发的超快自愈合是有机 PCMs 面临的新挑战。

在这项工作中，我们采用一种简单的动态物理交联网络封装正烷烃，构建了柔性自愈合有机烷烃凝胶(SOAGs)，该凝胶可在无外界能量激发的情况下超快速自愈合。选择正十七烷作为相变介质，因为其相变温度在 23℃，处于室温附近。选择具有动态物理交联网络的三嵌段共聚物 SEBS（YH-501T）封装正烷烃。所制备的 SOAGs 具有固、凝胶和液体三种物相。当正十七烷由固相转为液相时，SOAGs 进入凝胶相，液态正十七烷的流动性和激活的动态物理交联使 SOAGs 具有超快速自愈特性，且不需要外界能量激发。本项研究工作在无外界能量激发的超快速自愈合有机 PCMs 方面取得突破，在柔性可穿戴电子器件热管理领域具有很大的应用前景。

1 实验部分

1.1 材料

正十七烷烃（Alfa），三嵌段共聚物 SEBS（中国石化，YH-501T）。

1.2 有机自愈合相变储能凝胶的制备

采用 SEBS 与液相正十七烷均相混合，SEBS 结构中微相分离形成物理交联大分子网络，封装液相正十七烷，形成有机相变凝胶，如图 1a。C17-SOAG-1 代表 SEBS 质量分数占 10%，C17-SOAG-2 代表 SEBS 质量分数占 20%，C17-SOAG-3 代表 SEBS 质量分数占 30%，C17-SOAG-4 代表 SEBS 质量分数占 40%，C17-SOAG-5 代表 SEBS 质量分数占 50%。当正十七烷凝固时，有机相变凝胶也进入固相，如图 1b 所示。

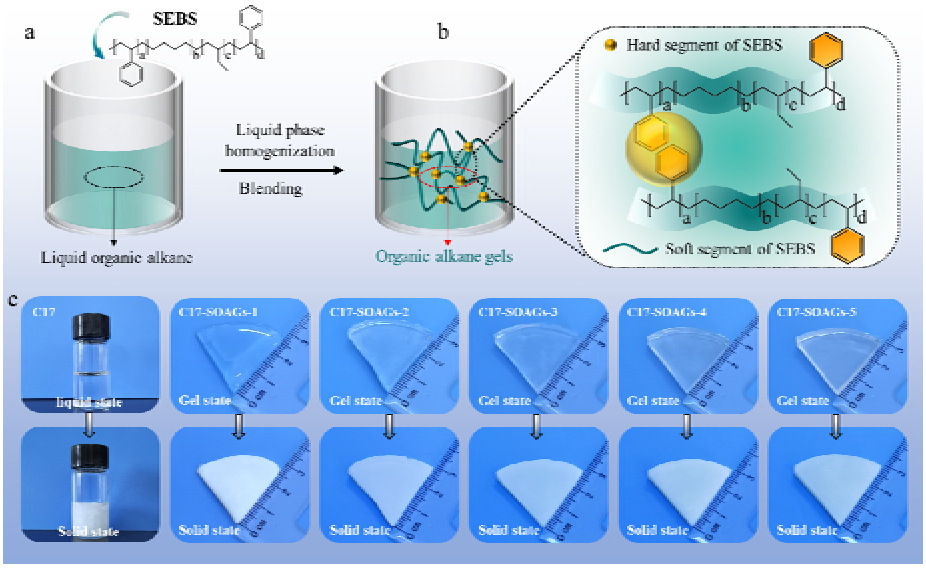


图 1 有机自愈合相变储能凝胶制备

2 结果与讨论

2.1 自愈合有机烷烃凝胶的形状稳定性

为了确定自愈合有机烷烃凝胶(SOAGs)的性状稳定性，采用偏光显微镜研究其由固相-凝胶相转变过程。当温度降至正十七烷凝固点时，正十七烷结晶为各向异性的晶体，偏光下观察到彩色晶体织构；SEBS 封装后，偏光下观察到液晶织构，即正十七烷烃在 SEBS 骨架中保持有序结晶，样品进入固相；当温度升高至其熔点时，正十七烷全部融化为各向同性的液体，偏光下呈现一片黑暗，样品进入凝胶相，如图 2a 所示。采用便问流变研究其由凝胶相进入液相的转变温度。弹性模量 G’(储能模量)，由于弹性形变而储存能量的大小，反映材料弹性大小；粘性模量 G’’(损耗模量)，由于粘性形变而损耗的能量大小，反映材料粘性大小。当 G’ >G’’时，体现为弹性，处于凝胶相；当 G’ <G’’时，体现为粘性，处于液相；当 G’ =G’’时，凝胶相-液相的转变温度。各自愈合有机烷烃凝胶的变温流变曲线如图 2b 所示，凝胶相-液相转变的实物图如图 2c 所示。根据上述自愈合有机烷烃凝胶的固相、凝胶相、液相转变数据，构建了相图，如图 2d 所示。各个相态的机理示意图如图 2e 所示，当正十七烷凝固时，正十七烷结晶，SEBS 的物理交联网络被冻结；正十七烷烃融化时进入凝胶相，在凝胶相，SEBS 的物理交联网络依然存在；当温度继续升高，SEBS 的物理交联网络打开，进入液相。

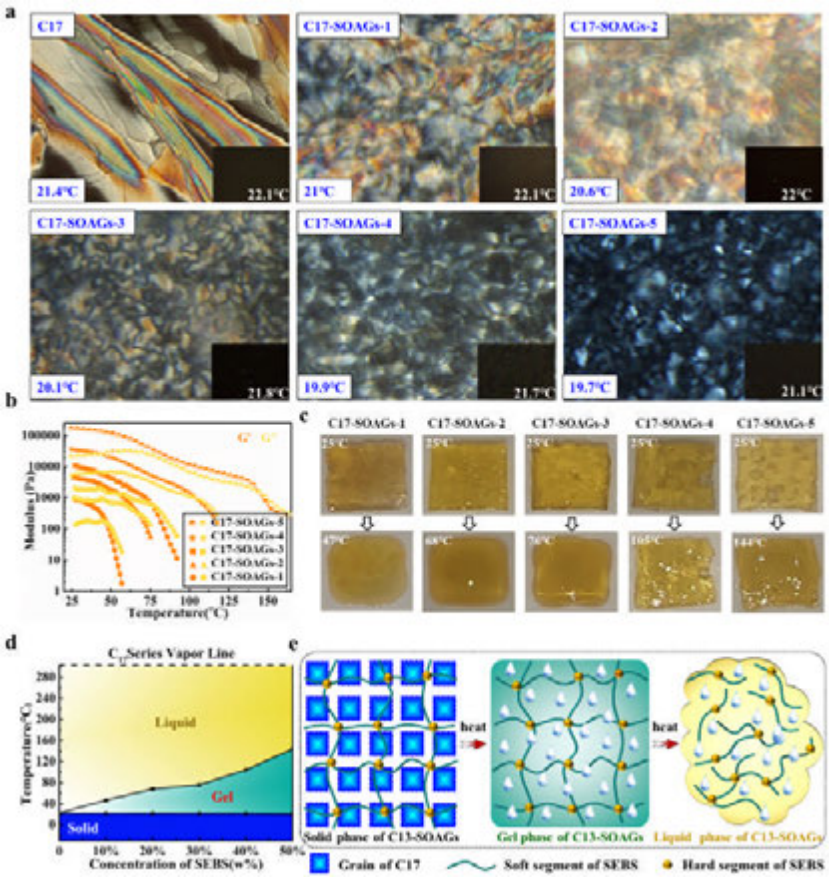


图 2 自愈合有机烷烃凝胶固相、凝胶相、液相及其相图。

2.2 自愈合性能研究

该系列有机烷烃凝胶可实现超快速自愈合，接触瞬间自粘结；接触 1s 即可承受自身重量不开裂；接触 15min 承受一定的形变不开裂，且染料的扩散说明了凝胶内部分子的动态愈合。且该愈合过程无需外部能量激发，正十七烷融化，进入凝胶相即可实现自主愈合，不需要热能激发和引入其他介质。该系列有机烷烃凝胶还可实现同系自愈合。

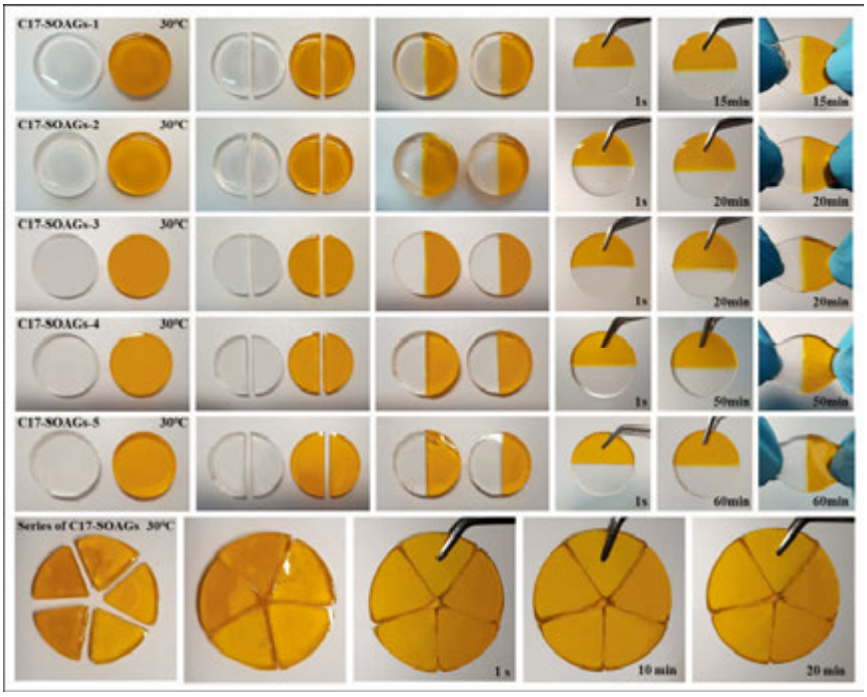


图 3 自愈合性能研究

以 C17-SOAGs-2 为例研究其自愈合前后的热管理性能。将完整无损的 C17-SOAGs-2 封装在聚乙烯袋中，贴附于手臂，置于 38℃的环境中， 50min 之内手臂处于 38℃以下；当 C17-SOAGs-2 切割再自愈合之后，仍然可以实现在 50min 之内使手臂处于 38℃以下，且在愈合处没有出现局部过热现象，说明自愈合前后热物性没有改变。

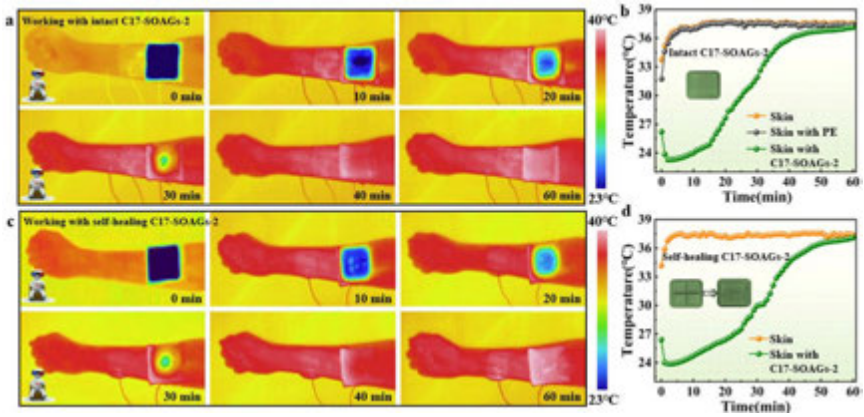


图 4 自愈合前、自愈合后的热管理应用

3 结　论

本研究构建了柔性自愈合有机烷烃凝胶，实现了在无外界能量激发情况下超快速自愈合。所制备的自愈合有机烷烃凝胶具有良好的形状稳定性，自愈合后热管理性质基本不受影响。本项研究工作在无外界能量激发的超快速自愈合有机 PCMs 方面取得突破，在柔性可穿戴电子器件热管理领域具有很大的应用前景。

参考文献

[1] Meng Yuan, Liu Yu, Wan Ziqiu, Huan Yunfei, Guo Qiyang, D Fanongli, Zhou Xi, Liu Jie, Cao Yufeng, Cao Xiaoyan, Gu Zhenggui, Qian Tao, Yan Chenglin. A phase change supramolecular assembly with a rapid self-healing behaviorvia thermally actuated reversible associations. Chemical Engineering Journal, 2023, 453: 139967.

[2] Yang Jie, Zhou Yi-Cun, Yang Lu-Yao, Feng Chang-Ping, Bai Lu, Yang Ming-Bo, Yang Wei. Exploring Next-generation functional organic phase change composites. Advanced Functional Materials, 2022, 32: 2200792.

[3] Mai Weicong, Yu Qipeng, Han Cuiping, Kang Feiyu, Li Baohua. Self-healing materials for energy-storage devices. Advanced Functional Materials, 2020, 30: 1909912.

[4] Parvin Karimineghlani, Anbazhagan Palanisamy, and Svetlana A. Sukhishvili. Self-healing phase change salogels with tunable gelation temperature. ACS Appllied Materials Interfaces 2018, 10: 14786-14795.

[5] Kartik Kumar Rajagopalan, Xiuzhu Zhu, Svetlana A. Sukhishvili. Strong, thermo-reversible salogels with boronate ester bonds as thermal energy storage materials. Journal of Materials Chemistry A, 2022, 10: 21622

[6] Yingying Luo , Weitai Yu , Junpeng Qiao , Xi Zhao , Hongjiao Wu , Xinxin Sheng , Ying Chen , Pengcheng Lin. Self-healing inorganic hydrated salt gels for personal thermal management in the static and dynamic modes. Chemical Engineering Journal, 2022, 440: 135632.

[7] Qingyi Liu, Jiahao Zhang, Jian Liu, Wenjie Sun, Huan Xu, Changhui Liu. Self-healed inorganic phase change materials for thermal energy harvesting and management. Applied Thermal Engineering, 2023, 219: 119423.

[8] Ge Wang, Zhaodi Tang, Yan Gao, Panpan Liu, Yang Li, Ang Li, and Xiao Chen. Phase change thermal storage materials for interdisciplinary applications. Chemical Reviews, 2023, 123: 6953-7024.

[9] Xiaoyi Li, Haibo Wang, Shunpan Yuan, Shaojian Lin, Sha Deng, Zongliang Du, Xu Cheng, Xiaosheng Du. NIR-induced self-healing and recyclable polyurethane composites based on thermally reversible cross-linking for efficient solar-to-thermal energy storage. Polymer, 2022, 250: 124885.

[10] Shiwen Yang, Xiaosheng Du, Sha Deng, Jinghong Qiu, Zongliang Du, Xu Cheng, Haibo Wang. Recyclable and self-healing polyurethane composites based on Diels-Alder reaction for efficient solar-to-thermal energy storage. Chemical Engineering Journal, 2020, 398: 125654.

[11] Shiwei Zhao, Anqian Yuan, Hualiang Xu, Zhengkai Wei, Shiyi Zhou, Yao Xiao, Liang Jiang, Jingxin Lei. Elevating the photothermal conversion efficiency of phase-change materials simultaneously toward solar energy storage, self-healing, and recyclability. ACS Appllied Materials Interfaces 2022, 14: 29213-29222.

[12] Xiaosheng Du, Linzhao Jin, Sha Deng, Mi Zhou, Zongliang Du, Xu Cheng, Haibo Wang. Recyclable, self-healing, and flame-retardant solid−solid phase change materials based on thermally reversible cross-links for sustainable thermal energy storage. ACS Appllied Materials Interfaces, 2021, 13: 42991-43001.

[13] Bo Wu, Yi Wang, Zhimeng Liu, Yuan Liu, Xiaowei Fu, Weibo Kong, Liang Jiang, Ye Yuan, Xi Zhang, Jingxin Lei. Thermally reliable, recyclable and malleable solid-solid phase-change materials through the classical Diels-Alder reaction for sustainable thermal energy storage. Journal of Materials Chemistry A, 2019, 7: 21802.

[14] Yu Fang, Zhuolin Li, Xiaolong Li, Hao Wu, Mengjie Sheng, Xiang Lu, Jinping Qu. A novel covalent polymerized phase change composite with integrated shape memory, self-healing, electromagnetic shielding and multi-drive thermal management functions. Chemical Engineering Journal, 2023, 459: 141600.

[15] Chengxin Deng, Hongsheng Dong, Yan Kou, Hanqing Liu, Keyan Sun, Weiwei Jian, Quan Shi. Flexible self-healing phase change film with high transition enthalpy for thermal management. Journal of Energy Storage, 2023,62: 106873

[16] Wen-wen Hu, Xian-ying Shi, Meng-hang Gao, Chen-hui Huang, Ting Huang, Nan Zhang, Jing-hui Yang, Xiao-dong Qi *, Yong Wang. Light-actuated shape memory and self-healing phase change composites supported by MXene/waterborne polyurethane aerogel for superior solar-thermal energy storage. Composites Communications, 2021, 28: 100980

[17] Zhaowen Huang, Qin Ye, Zijian Shi, Jiao-Ning Tang, Xing Ouyang, Da-Zhu Chen. Multiple phase change-stimulated shape memory and self-healing epoxy composites with thermal regulation function. Chemical Engineering Journal, 2021, 409: 127382.

[18] Yufeng Cao, Yuan Meng, Yuzhuo Jiang, Siyi Qian, Dongli Fan, Xi Zhou, Yijun Qian, Shaohui Lin, Tao Qian, Qinmin Pan. Healable supramolecular phase change polymers for thermal energy harvesting and storage. Chemical Engineering Journal, 2022, 433: 134549.

[19] Shiyuan Gao , Jing Ding , Weilong Wang , Jianfeng Lu. MXene based flexible composite phase change material with shape memory, self-healing and flame retardant for thermal management. Composites Science and Technology, 2023, 234: 109945

[20] Qi Zhang, Yujing Wang, Xueling Zhang, Jun Song, Yinlei Li, Xuehong Wu, Kunjie Yuan. Self-healing, elastic and deformable novel composite phase change polymer based on thermoplastic elastomer SEBS for wearable devices. Journal of Materials Science, 2022, 57: 7208-7224.

中国工程热物理学会 传热传质
学术会议论文 编号：233469

纳米结构表面蒸气冷凝初始阶段热质传输机制研究

申俊锋，吴春梅*，李友荣
（重庆大学低品位能源利用技术及系统教育部重点实验室，能源与动力工程学院，重庆 400044）
(Tel：13002386773; E-mail: chunmeiwu@cqu.edu.cn)

摘要：纳米结构对于凝结过程的调控发挥着重要的作用，但由于纳米结构的复杂和多样性，冷凝初始时刻的热质传递机理尚不明确。本文通过分子动力学模拟的方法，基于圆柱-半球复合纳米结构，再现了纳米结构表面成核以及液膜生长的非平衡热力学过程，并揭示了团簇演化以及能量传递规律。模拟结果表明，光滑表面上液膜增厚导致液相热阻大于界面热阻，最终导致传热恶化。气液界面的原子在垂直界面方向产生速度偏移，采用 Schrage 关系考虑这种速度偏移预测了冷凝速率。成核阶段纳米结构表面团簇数量达到最大值，随后团簇合并在纳米结构根部形成稳定向上生长的液膜。相比于光滑表面，纳米结构优化了传热路径，降低了固液传热热阻，进而带来了冷凝速率的提高。

关键词：纳米结构，冷凝，界面热阻，能量传递，分子动力学模拟

0 前言

受昆虫汲水[1]，荷叶自清洁[2]等自然现象的启发，采用纳米结构调控海水淡化[3]以及微电子器件热管理[4]等工业生产过程中涉及的冷凝过程在近十年来取得了极大的发展。冷凝过程中能量传输效率的提升对于节能具有重要意义，但由于纳米结构的多样性以及纳米结构内相变过程的复杂性，冷凝背后的传热传质机理仍需要进一步探讨。

饱和气相中的原子接近低温固体表面并与固体原子碰撞相互交换能量后，一旦气相原子相变释放的潜热大于团簇尺寸增大需要的表面能，气相原子将克服成核壁垒并开始进行稳定的冷凝[5]。成核以及随后的液相生长过程是影响传热和冷凝模式的主要因素[6-[8]。普遍认为疏水表面上气相冷凝相比于亲水表面需要克服更大的冷凝壁垒。但亲水表面会形成不易去除的冷凝液膜，随着液膜的增厚，液相带来的热阻会逐渐增大，进而引起传热的恶化[9]。纳米结构增加了固-液相互作用面积，同时提高了成核密度，进而提高了冷凝速率。Xu 等[10]通过热力学分析指出，通过从空间上合理的设计纳米结构可以提高成核密度并且控制成核位置。Miljkovic 等[11]通过观察液滴在纳米结构上的生长过程，提出了一系列液滴生长的传热热阻网络，结合液滴尺寸分布模型，指出部分润湿的 Wenzel 液滴冷凝传热速率是完全悬浮的 Cassie 液滴的 4-6 倍，但是冷凝传热过程的微观机制仍需进一步探讨。

分子动力学模拟(MD)从分子和原子的角度为成核以及冷凝过程提供了微观解释，非常适用于研究纳米尺度的冷凝成核以及能量传输过程[10-11]。王等[12]通过 MD 研究了

基金项目：国家自然科学基金项目（51876012）

纳米凹坑表面的冷凝过程，结果表明具有曲率的凹坑增加了成核密度。Seyf 等[15]报道称，在光滑表面上构建半球会带来更高的固液接触面积，进而增加能量传递效率。Ghahremanian 等[16]通过分子动力学模拟研究了纳米通道中的冷凝过程，并结合 Green-Kubo 方法得到了纳米通道内的热导率，指出相比于光滑表面，纳米结构表面的热导率更高，因此冷凝初始时刻的传热速率更高。Li 等[17]通过 MD 模拟指出纳米结构极大的降低了固液之间的声子震动态密度匹配度，进而提高了传热效率。Lin 等[18]通过分子动力学模拟的方法指出随着纳米结构的高度的增加，通过纳米结构的热阻降低，并且在纳米结构中的液相与液相本体之间存在明显的温度跳跃，但是冷凝过程中热阻的变化仍需进一步探讨。

综上所述，大量研究证明冷凝开始时的成核以及后续冷凝液滴生长过程是一个复杂的传热传质过程，纳米结构以及热力学条件均会对其产生较大影响。已有研究表明曲率结构有助于固液传热，但值得注意的是顶部具有曲率的纳米结构在凝结过程中的应用少有报道[19]。同时自然界中的大多数植物，尤其是一些具有纳米纤维的植物，都会具有一定的表面曲率[20]。并且制备纳米结构时，由于尺寸的限制，用化学腐蚀的方法制备出的纳米结构顶部总会不可避免的具有一些曲率[21]。而纳米柱顶部的曲率对于冷凝过程的影响仍需进一步研究。同时由于尺度的限制，现有的设备难以观察到纳米级别的成核过程，因此本文采用分子动力学模拟的方法，从微观角度上再现了氩原子在半球-圆柱组合纳米结构上的成核以及生长过程，对比分析了纳米结构与光滑表面冷凝过程中的能量传递与热阻变化。

1 冷凝模型及模拟方法

模拟系统如图 1 所示。整个模拟体系的尺寸为 120×120×436.6Å^3。为防止基板变形，在盒子上部和下部有两层速度为零的由铜原子组成的界面墙。紧挨着界面墙的是 6 层铜原子，其中上部的铜原子在相变中作为热源，底部的铜基板为热汇。3×3 的圆柱—半球组合纳米柱规则放置在纳米结构上部。模拟流体为氩原子，相比于水分子模型，氩原子具有更准确的势函数，并且对计算资源的要求更小。同时 Patra 等 [22]指出，可以通过改变固体表面润湿性使氩原子的相变过程接近强绑合水分子的相变效果。为了补充模拟过程中消耗的气相氩原子，在模拟盒子上部还有一个厚度为 d_l 的液体层。氩液体距离底部纳米结构有足够大的距离 d_v，以避免在模拟过程中液态氩原子层对凝结过程中产生的扰动[23]。模拟系统只有铜和氩两种原子，采用 LJ 势函数来描述他们之间的作用力。势函数的表达式φ(r)如 1-1 所示。

$$\varphi(r)=4\varepsilon\left[\left(\frac{\sigma}{r}\right)^{12}-\left(\frac{\sigma}{r}\right)^{6}\right]\varphi(r)=4\varepsilon\left[\left(\frac{\sigma}{r}\right)^{12}-\left(\frac{\sigma}{r}\right)^{6}\right] \tag{1-1}$$

其中 r 为两个原子之间的距离，ε 和 σ 分别为能量参数和距离参数。对于同种原子，$\varepsilon_{Cu\text{-}Cu}$ 和 $\varepsilon_{Ar\text{-}Ar}$ 分别为 0.2050ev 和 0.0104ev；$\sigma_{Cu\text{-}Cu}$ 和 $\sigma_{Ar\text{-}Ar}$ 分别为 2.338Å 和 3.405Å[24]。铜-氩之间的距离参数则用 LB 混合法则来确定，即 $\sigma_{Cu\text{-}Ar}=(\sigma_{Cu\text{-}Cu}+\sigma_{Ar\text{-}Ar})/2$[25]。同时 $\varepsilon_{Ar\text{-}Ar}$

为$0.2\sqrt{\varepsilon_{\text{Cu-Cu}}\cdot\varepsilon_{\text{Ar-Ar}}}$，对应亲水表面。

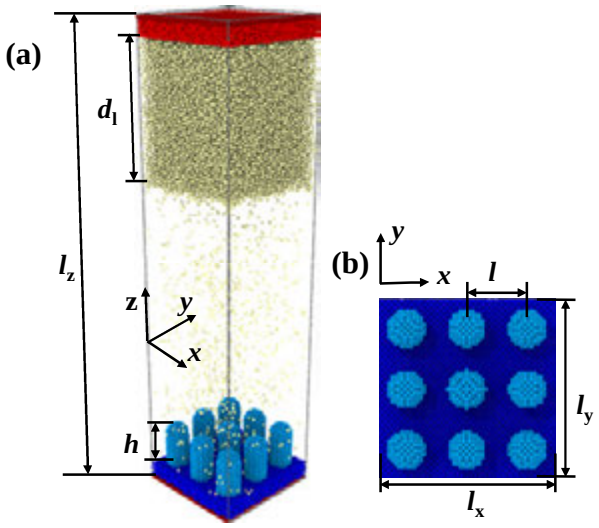


图 1. (a)冷凝系统侧视图; (b)底部纳米柱排列示意图

整个冷凝过程分为两个步。首先是冷凝发生之前，要保证整个系统处于平衡状态而进行的弛豫过程。第一阶段在 NVT 系综下，将整个系统在 90K 下弛豫 5ns，直到系统能量达到平衡，并且气相原子数目保持恒定。随后将上部基板加热到 120K，液膜接收到来自热源的能量后温度升高并开始蒸发，蒸发原子进入气相后使气相温度升高。当高温气相原子与底部冷壁面接触后，在气固化学势差的作用下形成成核核心，成核核心生长后开始冷凝过程。在整个模拟过程中，当两个原子之间的距离大于 $3.5\sigma_{\text{Ar-Ar}}$ 时，认为他们之间没有相互作用力。时间步长为 5fs，用 Verlet 方法来更新原子的速度和位置信息。

2 结果分析与讨论

2.1 光滑表面上的传热规律

图 2(a)展示了光滑表面上的冷凝过程中氩原子沿 z 方向的切片密度随时间的变化。随着冷凝成核的开始(时间大于 5ns 以后)，固体表面迅速形成了覆盖纳米结构表面的液膜。10ns 以后开始液膜稳定的向上生长，液膜内密度均匀并且气液密度之间有较大的差距。由于固液之间更强的作用力，更多液相原子在基板附近聚集，在靠近基板附近存在一个密度峰值。而液膜密度沿 z 方向缓慢下降，这是由于液膜沿 z 方向温度逐渐升高，高温液相对应的液膜密度更低。图 2(b)进一步展示了液膜厚度及气液界面厚度随时间的变化。在冷凝开始时气液界面厚度逐渐增厚，10ns 以后保持稳定。而 10ns 以后液膜厚度逐渐升高，并且厚度随时间的增长速度逐渐偏离线性，接下来会从热阻的角度解释这种偏离的原因。

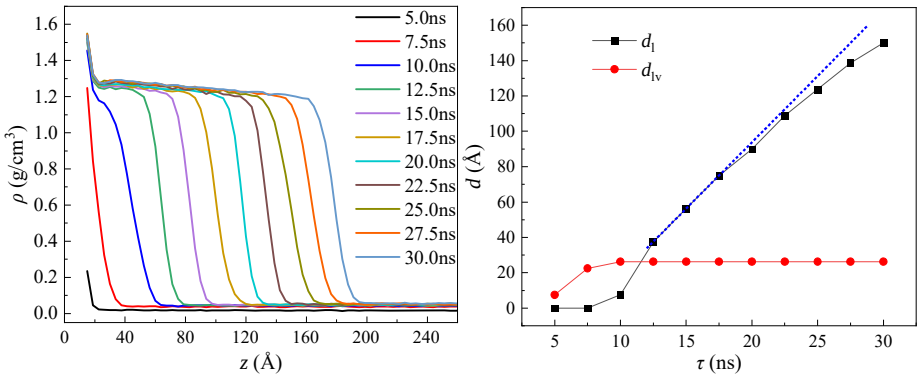


图 2 (a)氩原子沿 z 方向切片密度随时间的变化；(b)液膜厚度与边界层厚度随时间的变化

图 3(a)展示了冷凝过程中液相氩原子以及气液界面氩原子的速度分布规律。在液相区域氩原子在各个方向的速度均服从麦克斯韦速度分布，证明液膜对应的宏观速度为零。图 3(b)进一步展示了气液界面处的原子在 x，y 和 z 方向的统计速度分布。在水平方向速度保持温度，但从图 3(c)中发现垂直气液界面方向速度发生了偏移(Shift Maxwell-Boltzmann Velocity Distribution)。这是由于冷凝过程中气相原子经气液界面运动到液相的入射分子数大于从液相运动到气相的反射分子数，界面处原子有一个向液相移动的宏观速度。

错误!不能通过编辑域代码创建对象。错误!不能通过编辑域代码创建对象。错误!不能通过编辑域代码创建对象。

图 3 (a)液相原子速度分布；(b)气液界面原子温度分布；(c)气液界面处原子温度分布局部放大图，虚线代表从麦克斯韦速度分布(MVD)向偏移麦克斯韦速度分布(SMVD)的移动。

可以通过 Schrage 方程描述冷凝速率随时间的变化。Schrage 关系指出，如果存在净蒸发/冷凝量，界面分子将以非零的宏观速率垂直于界面移动，因此界面附近的蒸气分子将存在一个移动的麦克斯韦速度分布(SMVD)，如图 3(c)所示。Schrage 关系推导的考虑质量调节系数α和宏观蒸气冷凝速度因素得到的冷凝速率表达式为：

$$J_{\mathrm{con}} = \alpha\sqrt{\frac{k_B}{2\pi m}}\left(\Gamma(-v_{\mathrm{R}})\rho_{\mathrm{v}}\sqrt{T_{\mathrm{v}}} - \rho_s(T_{\mathrm{l}})\sqrt{T_{\mathrm{l}}}\right) \tag{2-1}$$

其中 k_B 表示玻尔兹曼常数，m 为流体分子的质量，T_l 和 T_v 分别代表液体界面和气相的温度。ρ_v 表示气相密度，ρ_s 表示温度为 T_l 时的饱和蒸气密度，v_R 表示蒸气的宏观速度与蒸气最可能的速度之比。$\Gamma(v_R)$的表达式为：

$$\Gamma(v_{\mathrm{R}}) = e^{-v_{\mathrm{R}}^2} - v_{\mathrm{R}}\sqrt{\pi}\left[1 - erf(v_{\mathrm{R}})\right] \tag{2-2}$$

图 4 表示了 Schrage 理论预测的冷凝速率与 MD 预测的结果对比。可以发现模拟结果与理论值预测的一致性，证明了 Schrage 关系的有效性。模拟结果与理论结果之间的差值可能是来源于质量调节系数α的取值，模拟过程中随着液膜温度的升高质量调节系数会下降[26]，而 Schrage 关系中α的取值保持不变，因此预测结果与理论结果存在部分偏差。

错误!不能通过编辑域代码创建对象。

图 4. Schrage 预测的冷凝速率与 MD 结果对比

图 5 展示了冷凝速率以及不同种类的界面热阻随时间的变化。随着冷凝的进行，冷凝量 n 逐渐增大，冷凝速率 n_c 逐渐降低。图 5(b)分别展示了固-液界面热阻(R_{sl})，液相本体热阻(R_l)以及气液热阻(R_{lv})在冷凝过程中随时间的变化。10ns 发生稳态冷凝以后，固-液界面热阻以及气-液界面热阻保持不变，并且相比于固-液两种不同原子之间的能量传递，相同原子之间的声子震动态密度的匹配度更高[27]，因此气液界面热阻要小于固-液界面热阻。随着液膜的增厚，液相热阻增厚并逐渐超过界面热阻。结合图 5(a)可以发现在 20ns 左右，随着液相热阻超过界面热阻，冷凝速率迅速下降。这表明膜状冷凝带来的额外热阻导致了传热恶化。

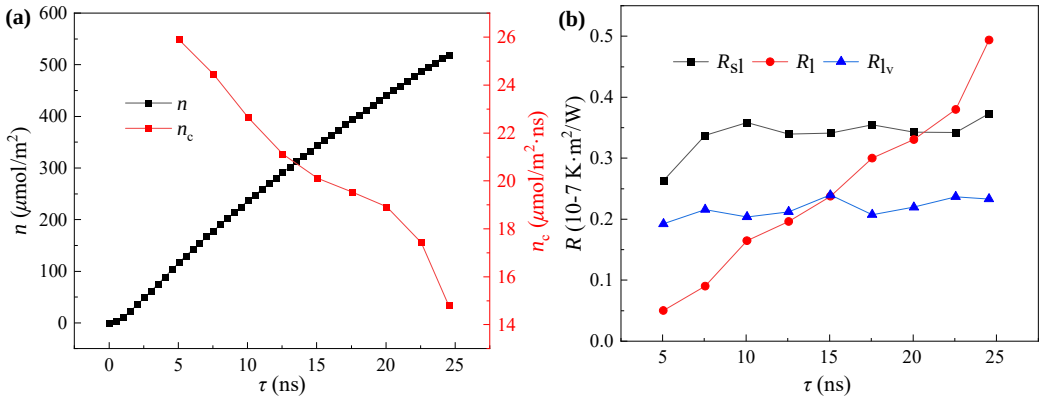


图 5. (a)冷凝速率与冷凝量随时间的变化；(b)不同种类界面热阻随时间的变化

2.2 纳米结构上的冷凝过程

图 6 给出了纳米结构上冷凝过程的快照。5ns 以后高温气相原子与纳米结构相互碰撞并开始发生冷凝。由于底部更大的固液作用力，7.5ns 时优先在纳米结构底部观察到液相的形成。随后液相逐渐上升，12.5ns 时完全覆盖纳米结构表面。覆盖纳米结构以后，液膜在 15-25ns 期间体积稳定增加，直至上部液层被完全消耗。

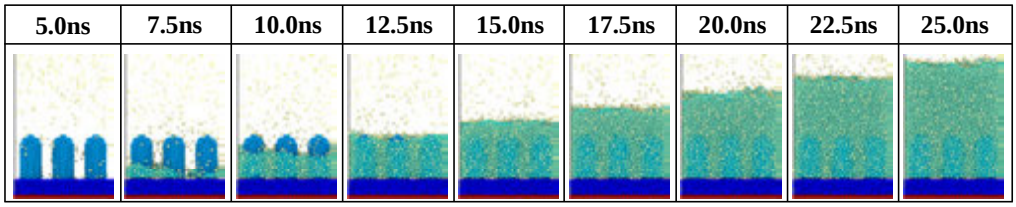


图 6. 纳米结构内冷凝过程快照

为定量分析上述过程，图 7 利用双坐标轴曲线展示了冷凝过程中液相粒子数以及液膜质心高度(COM)的关联性。不难发现质心上升速率与冷凝粒子数呈正相关。在 15ns 左右，质心上升到纳米结构顶部附近时，纳米结构的消失导致液相质心增速减慢，冷凝量与质心上升速率的相关性下降。随着液膜持续向上生长，二者恢复正相关性。

错误!不能通过编辑域代码创建对象。

图 7. 冷凝量以及冷凝液质心高度(COM)随时间的增加

图 8(a)给出了冷凝过程中纳米结构表面团簇的变化。弛豫阶段(0-5ns)纳米结构与气相温度保持一致，固体表面未观察到团簇的形成。随着上部基板温度的升高，高温气相原子与纳米结构表面相互碰撞以后在纳米结构表面形成团簇。团簇数量在 6.5ns 左右达到最大值，随后团簇合并导致团簇数量下降。与图 6 中的快照描述的现象一致，在 7.5ns 左右纳米结构底部的团簇合并基本完成，10ns 以后团簇完全合并，表面完成了从成核到发生冷凝的过程，冷凝形成一个持续向上生长的液膜。图 8(b)还展示了模拟系统顶部和底部液膜的温度变化。在弛豫阶段顶部液膜的温度保持在设定的系综温度 90K，底部此时显示的是最大粒子集群的温度，由于未发生冷凝成核，底部粒子群包含的原子数较少，不具有统计热力学意义，因此底部温度波动较大。5ns 以后顶部高温基板带来的热量使的顶部液膜温度迅速升高。同时由于底部冷凝成核使得团簇体积迅速增大，底部冷凝液温度波动迅速减小。高温气相原子冷凝使得初始成核核心温度较高，但随着冷凝的持续进行，固液交换能量又导致冷凝液温度下降。10ns 以后随着液膜的增厚，固液传热效率的下降导致液膜温度缓慢升高。与之相对应的上部液膜温度基本保持稳定。

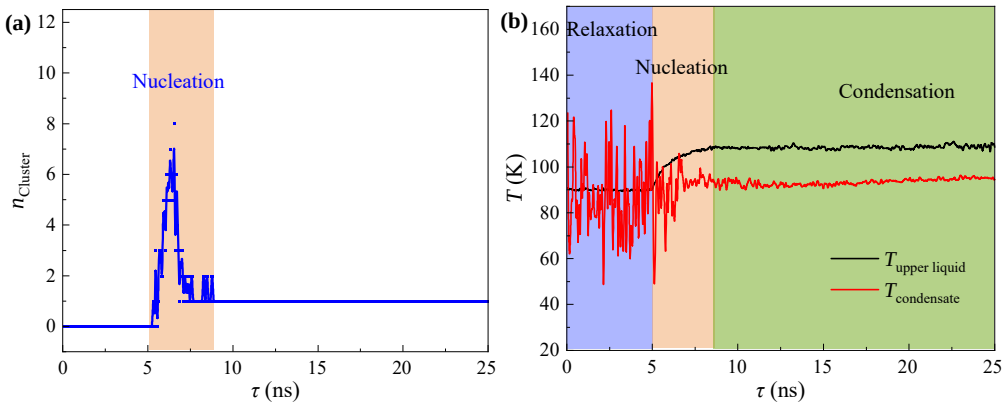


图 8. (a)团簇数随时间的变化；(b)上部液膜以及底部冷凝液温度随时间的变化

2.3 纳米结构上冷凝过程中的传热特性

为全面分析冷凝过程中的能量传递规律，图 9 展示了不同位置的累计能量。随着冷凝的开始，上部基板开始向低温液膜传递能量，累计输出能量 E_{Hot} 迅速增大。与之相对应的此时底部尚未发生冷凝，因此底部固体的总累计吸收能量(E_{Cold})较低。随着底部开始进行冷凝成核，E_{Cold} 迅速增大。14ns 以后 E_{Cold} 大于 E_{Hot}，这是因为随着上部液膜温度的升高，底部相变接收到的能量除了来自顶部高温基板的传热，还有来自上部高温液膜的相变潜热。值得注意的是冷凝过程中由于纳米结构底部更低的势能分布，大部分热量经由固体基板导出，纳米柱只接收到来自液膜的很少一部分热量。

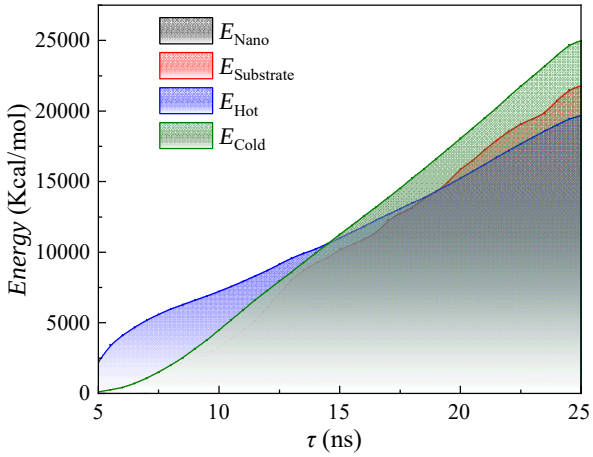


图 9. 冷凝过程中底部基板吸累积热量($E_{Substrate}$)，纳米结构吸累积热量(E_{Nano})，底部总吸热量(E_{Cold})以及上部基板累积放热量(E_{Hot})随时间的变化

最后对比分析了纳米结构表面与光滑表面上冷凝过程中的热阻变化规律。如图 10 所示，将纳米结构中的固液传递约化为具有一定厚度的固体的导热，由此可以得到固体基板与纳米结构之间的传热热阻。在整个冷凝过程中纳米结构与基板之间的传热热阻占总传热热阻很小的一部分，并且液相本体之间的能量传递得到了增强，因此在冷凝初始的 25ns 内，表面存在纳米结构以后总热阻 R_{total} 上升较为缓慢，冷凝速率基本保持不变。与之相对应的，在光滑表面上由于液相本体热阻的迅速增大并超过界面热阻，冷凝速率在初始时刻就逐渐降低。

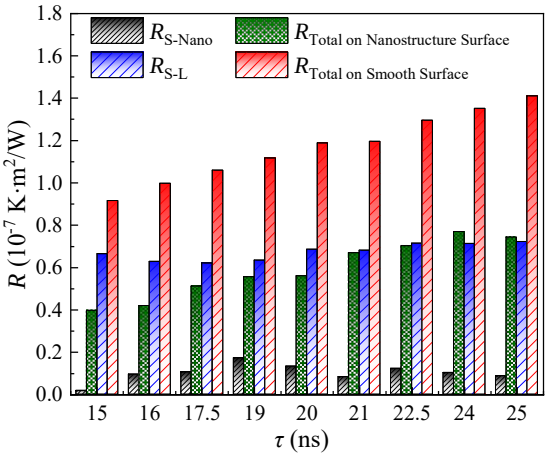


图 10. 光滑表固-液界面热阻 $R_{S\text{-}L}$ 和总热阻以及纳米结构表面固体-纳米结构约化热阻 $R_{S\text{-}Nano}$ 和总热阻随时间的变化

3 结　论

本文采用分子动力学模拟的方法，揭示了光滑和纳米结构表面成核和冷凝初期的原子演化过程，并明确了整个过程的传热传质规律，具体结论如下：

1) 达到稳态冷凝后，光滑表面上的固-液以及气-液界面热阻保持不变。随着冷凝液膜的逐渐增厚，液膜本体热阻逐渐增大并超过界面热阻，使得膜状冷凝传热恶化。气液界面处的原子速度会偏离麦克斯韦速度分布，考虑冷凝过程中的宏观蒸气速度和质量调节系数，采用 Schrage 关系成功预测了冷凝速率随时间的变化。
2) 冷凝成核初期纳米结构内团簇数目迅速升高，随着稳态冷凝的开始，团簇在纳米结构根部相互合并形成一个稳定向上生长的液膜。成核初期团簇温度较高，随着成核核心的生长以及固液能量传递，团簇温度迅速下降。进入稳态冷凝阶段后高温气相原子冷凝使得团簇温度缓慢上升。
3) 对冷凝系统的累计能量统计表明，大部分固-液能量传递来自于底部基板，纳米结构仅传递小部分能量。同时顶部高温基板在冷凝初始时刻释放大部分能量，随着顶部液膜温度升高，液相释放的潜热和顶部输入能量共同组成了底部固体表面的总吸收能量。相比于光滑表面，纳米结构优化了传热路径，降低了固液之间的传热热阻，使得在纳米结构上总冷凝传热热阻上升缓慢，进而提高了能量传递效率。

参考文献

[1] A.R. Parker, C.R. Lawrence, Water capture by a desert beetle, Nature, 2001, 414:33–4.

[2] D. Orejon, A. Askounis, Y. Takata, D. Attinger, Dropwise condensation on multiscale bioinspired metallic surfaces with nanofeatures, ACS Applied Materials and Interfaces, 2019, 11:24735−24750.

[3] M. Fujiwara, K. Takahashi, K. Takagi, Improvement of condensation step of water vapor in solar desalination of seawater and the development of three-ply membrane system, Desalination, 2021, 508(15):115051.

[4] J. Oh, P. Birbarah, T. Foulkes, S.L. Yin, M. Rentauskas, J. Neely, R.C.N. Pilawa-Podgurski, N. Miljkovic, Jumping-droplet electronics hot-spot cooling, Applied Physis Letters, 2017, 110, 123107.

[5] S. Toxvaerd, Effect of surface free energies on the heterogeneous nucleation of water droplet: a molecular dynamics simulation approach. Journal of Chemical Physics, 2015, 142(5): 054701.

[6] J.F. Shen, C.M. Wu, D.M. Mo, Y.R. Li, Molecular investigation on the formation and transition of condensation mode on the surface with nanostructure. Journal of Molecular Liquids, 2023, 369:120848.

[7] D.B. Huang, X.J. Quan, P. Cheng, An investigation on vapor condensation on nanopillar array surfaces by molecular dynamics simulation. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2018, 98:232–238.

[8] Q. Wang, H. Xie, J. Liu, C. Liu, Heterogeneous nucleation of argon vapor on the nanostructure surface with molecular dynamics simulation. Journal of Molecular Graphics and Modelling, 2020, 100:107674.

[9] D. Niu, G.H. Tang, The effect of surface wettability on water vapor condensation in nanoscale. Scientific

Reports, 2016, 6:19192.

[10] W. Xu, Z. Lan, B.L. Peng, R.F. Wen, X.H Ma, Heterogeneous nucleation capability of conical microstructures for water droplets, RSC Advances, 2015, 5:812-818.

[11] N. Miljkovic, R. Enright, E.N. Wang, Effect of droplet morphology on growth dynamics and heat transfer during condensation on superhydrophobic nanostructured surfaces. ACS Nano, 2012, 6, (2):1776-1785.

[12] Y. Zhou, Y.L. Li, Nonequilibrium molecular dynamics simulations of mass transfer on transient direct-contact condensation, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 184:122255.

[13] Z.J. Wang, S.Y. Wang, D.Q. Wang, Y.R. Yang, X.D. Wang, D.J. Lee, Water vapor condensation on binary mixed substrates: A molecular dynamics study.

[14] S.Y. Wang, Z.J. Wang, D.Q. Wang, Y.R. Yang, S.F. Zheng, S.R. Gao, X.D. Wang, D.J. Lee, Nucleation of water vapor on nanodimpled surfaces: Effects of curvature radius and surface wettability. Applied Thermal Engineering, 2023, 219:119437.

[15] H.R. Seyf, Y. Zhang, Molecular dynamics simulation of normal and explosive boiling on nanostructured surface, Journal of Heat Transfer, 2013, 135, (12):121503.

[16] S. Ghahremanian, A. Abbassi, Z. Mansoori, D. Toghraie, Effect of nanostructured surface configuration on the interface properties and heat transfer of condensation process of argon inside nanochannels using molecular dynamics simulation. Journal of Molecular Liquids, 2021, 339, (1):117281.

[17] H.Y Li, J. Wang, G.D. Xia, Thermal transport through solid-liquid interface: Effect of the interfacial coupling and nanostructured surfaces. Journal of Thermal Science, 2022, 31:1167–1179.

[18] T. Lin, J. Li, X. Quan, P. Cheng, A molecular dynamics investigation on effects of nanostructures on thermal conductance across a nanochannel. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2018, 97:118-124.

[19] Y.H. Liu, M. Andrew, J. Li, J.M. Yeomans, Z.K. Wang, Symmetry Breaking in Drop Bouncing on Curved Surfaces. Nature Communications, 2015, 10: 1-8.

[20] T. Li, L.S. Zhang, X.F. Zhang, H. Li, Effect of Curved Surfaces on The Impacting Nano-droplets and Their Shape Control: A molecular Dynamics Simulation Study. Applied Surface Science, 2018, 454: 192–200.

[21] W. Xu, R. Leeladhar, Y.T. Kang, C.H. Choi, Evaporation Kinetics of Sessile Water Droplets on Micropillared Superhydrophobic Surfaces. Langmuir, 2013, 29,20: 6032-6041.

[22] T.K. Patra, S. Khan, R. Srivastava, J.K. Singh, Understanding Wetting Transitions Using Molecular Simulation. Nanoscale and Microscale Phenomena: Fundamentals and Applications, 2015, 139-166.

[23] L. Li, P.F. Ji, Y.W. Zhang. Molecular Dynamics Simulation of Condensation on Nanostructured Surface in a Confined Space. Applied Physics A, 2016, 122: 5.

[24] W.T. Kown, J. Jang, M.S. Ambrosia, M.Y. Ha, Molecular dynamics study on the hydrophobicity of a surface patterned with hierarchical nanotextures. Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, 2018, 559(09):209-217.

[25] S. Gao, Q.W. Liao, W. Liu, Z.C. Liu, Effects of Solid Fraction on Droplet Wetting and Vapor Condensation: A Molecular Dynamic Simulation Study. Langmuir, 2017, 43: 12379-12388.

[26] Z. Liang, T. Biben, P. Keblinski, Molecular simulation of steady-state evaporation and condensation: Validity of the Schrage relationships. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 114:105–114.

[27] S. Ghahremanian, A. Abbassi, Z. Mansoori, D. Toghraie, Effect of nanostructured surface configuration on the interface properties and heat transfer of condensation process of argon inside nanochannels using molecular dynamics simulation. Journal of Molecular Liquids, 2021, 339:117281.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233475

螺旋蒸发管内二次流对其流动换热特性影响研究

许鹏飞，王娴*
（西安交通大学 航天航空学院 复杂服役环境重大装备结构强度与寿命全国重点实验室，陕西西安 710049）
(*Tel:18700863899, Email: wangxian@mail.xjtu.edu.cn)

摘要：磁等离子体动力推进器以大比冲、高效率等特点被广泛应用，其中的螺旋蒸发管存在复杂的二次流现象。为掌握管内二次流对流动传热特性的影响规律，本文针对锂工质，对管内相变过程开展数值研究，分析了不同入口雷诺数下二次流对管内流动传热的影响。结果表明，入口段二次流对管内流动传热有明显的增强效果，后半段二次流影响较小；入口雷诺数的增加有利于增强入口段二次流强度，从而加强管内气液两相间传热传质，提高出口气相占比，进而提升螺旋蒸发管整体性能。

关键词：磁等离子体动力推进器；螺旋蒸发管；二次流；气液两相；传热传质

0 前言

航天器是人类进行太空探索的重要工具，其中推进系统是支持其进行地面发射和在轨运行的重要系统，是航天器不可或缺的一部分。目前电推进系统以其比冲高、能耗少、成本低、结构紧凑等优势逐渐成为科研探索的主要对象[1-3]，其中以锂蒸气为推进剂的磁等离子体动力推进器（(MagnetoPlasmaDynamic Thruster, MPDT）具备工作时间长、比冲大、功率大、效率高等[4-6]特点，满足未来太空探索航天器的需求。MPDT 的主要工作原理[7-8]是将液态锂预热后送入螺旋蒸发管内，加热发生相变，最后以气态的形式到达空心阴极，喷出后进入尾部的电磁场。在放电室通道内的电场和磁场共同作用下，电离成等离子体并沿轴向产生加速力，从尾端高速喷出，从而产生推力。因此获得高气相占比的出口锂蒸气至关重要。

相比于直管等常规结构，螺旋管结构具有更大的换热面积以及由于特殊的几何构型所产生的二次流现象，因此被广泛应用于强化换热领域。二次流现象[9-10]指在管内流体受到离心力、科氏力、轴向压力等作用并产生垂直于主流截面速度的一种伴随流动，通常二次流的强度会远小于主流运动的强度，但其对于管内流动及传热传质过程有不可忽略的影响。

常见表征二次流现象的方式有以下三种：(1).分析管内流动过程中的流线图，从而定性判断二次流强度；(2).以离心力与黏性力的比值-迪恩数 *De*[11]来表征螺旋管内二次流强度；(3).以径向速度的最大值与主流速度的比值表征二次流强度[12]。

本文将从螺旋管内二次流现象对管内流动与传热特性的影响开展研究，并分析不同入口雷诺数 *Re* 对二次流现象的影响，为 MPDT 螺旋蒸发管的高性能设计提供参考。

1 几何模型

螺旋管的几何参数如图 1 所示。*D* 为螺旋管的螺旋直径，*d* 为螺旋管的管径，*P* 为螺旋管的螺距，*L* 为螺旋管的螺旋中心线长度，*n* 为缠绕圈数。采用锂作为管内工质，螺旋直径 *D*=200mm，螺旋管直径 *d*=12mm，螺距 *P*=50mm，缠绕圈数 *n*=5，螺旋管中心线长度 *L*=3151.52mm。

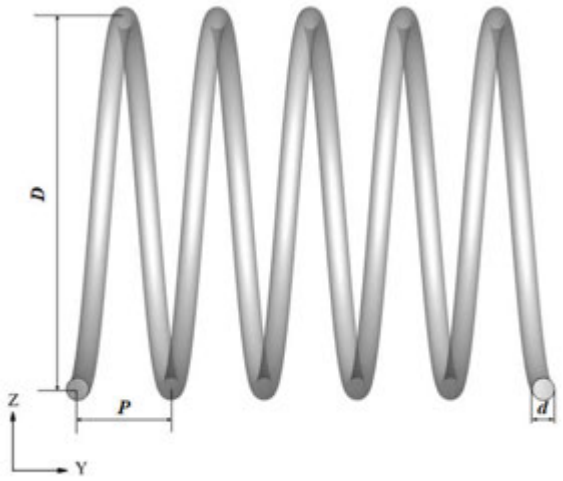


图 1 螺旋管几何示意图

本研究中采用的工质锂，其在标准状态下的气液两相物性参数如表 1 所示，可看出其气液两相物性参数相差极大，假设液态锂和气态锂均为常物性。

表 1 锂的物性参数

Properties	Liquid	Vapor
$\rho/(kg/m^3)$	402	0.0505
$\mu/(kg/m\cdot s)$	1.344×10^{-4}	1.33×10^{-5}
$\lambda/(W/m\cdot K)$	70.0024	0.105
$C_p/(J/kg\cdot K)$	4169	7.172
p/Pa	101325	101325
T_{sat}/K	1600	1600

2 数值方法及验证

2.1 控制方程

采用数值模拟的方法研究螺旋管内工质锂的流动传热特性，本文结合 VOF 多相流模型、Realizable *k-ε* 模型、以及 Lee 相变模型，求解计算管内气液两相流动涉及的连续性方程、动量守恒方程以及能量方程。

1) VOF 多相流模型

螺旋管管内工质锂以液态锂的形式进入，在管内受热发生相变气化，本文采用 VOF 模型对管内两相流动传热过程进行数值模拟。VOF 模型是通过设定每个控制体积内的两相体积分数和为 1，来求解连续性方程、动量方程以及能量方程。气液两相体积分数分别为α_l和α_v，当$\alpha_v=1$时表明控制体内全为气相，当$\alpha_l=1$时表明控制体内全为液相。VOF 模型跟踪气液相间界面是通过求解各相体积分数的连续方程来完成的。

气液两相连续性方程如下：

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\alpha_l\rho_l\right)+\nabla\bullet\left(\alpha_l\rho_l U_l\right)=-m_{vl} \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\alpha_v\rho_v\right)+\nabla\bullet\left(\alpha_v\rho_v U_v\right)=m_{lv} \tag{2}$$

$$\alpha_l+\alpha_v=1 \tag{3}$$

气液两相动量方程如下所示：

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho U\right)+\nabla\bullet\left(\rho UU\right)=-\nabla p+\nabla\left[\mu\left(\nabla U+\nabla U^T\right)\right]+F \tag{4}$$

气液两相能量方程如下：

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho U\right)+\nabla\left[U\left(\rho E+p\right)\right]=\nabla\bullet\left(k_{eff}\nabla T\right)+S_h \tag{5}$$

$$E=\frac{\alpha_l\rho_l E_l+\alpha_v\rho_v E_v}{\alpha_l\rho_l+\alpha_v\rho_v} \tag{6}$$

$$\rho=\alpha_l\rho_l+\alpha_v\rho_v \tag{7}$$

$$\mu=\mu_l\alpha_l+\mu_v\alpha_v \tag{8}$$

式中α_l和α_v分别为液相、气相的体积分数，U_l和U_v分别为液相和气相的速度，ρ_l和ρ_v分别为液相和气相的密度，m_{lv}和m_{vl}分别为气液两相间进行的质量传递，ρ、v分别为混合密度、速度，F为体积力，μ为黏性系数，k_{eff}为有效导热系数，S_h为能量源项。

2) 湍流模型

本文研究采用的湍流模型为 Realizable *k-ε* 模型，方程如下：

$$\frac{\partial\left(\rho K\right)}{\partial t}+\frac{\partial\left(\rho u_j K\right)}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]+G_k+G_b-\rho\varepsilon-Y_M \tag{9}$$

$$\frac{\partial\left(\rho\varepsilon\right)}{\partial t}+\frac{\partial\left(\rho u_j\varepsilon\right)}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j}\right]+\rho C_1 S\varepsilon-\rho C_2\frac{\varepsilon^2}{k+\sqrt{v\varepsilon}}+C_{\varepsilon 1}\frac{\varepsilon}{k}C_{\varepsilon 3}G_b \tag{10}$$

在上述方程中，G_k为由于时均速度梯度引起的湍动能源项，Gb 为浮力产生的湍流动能源项，本文研究不考虑重力此项可忽略，k为湍流脉动动能，ε为湍流脉动动能耗散

率。σ_k 和 σ_ε 分别为 k 和 ε 的湍流 Prandtl 数，C_1、C_2、$C_{\varepsilon 1}$、$C_{\varepsilon 3}$ 为常数系数。

3) 相变模型

本文选用的相变模型为 Lee[13]模型，此模型假定相变是在恒定压力和标准热平衡状态下发生的，质量传递主要取决于饱和温度；在涉及气液相变的数值计算中，需要对多相流体系进行流动行为预测，另外还需要计算传热传质源项并添加到能量方程、质量方程中实现。

$$\text{蒸发：}\quad m_{lv} = \gamma_l \alpha_l \rho_l \frac{T - T_{sat}}{T_{sat}}, T_l > T_{sat} \tag{11}$$

$$\text{冷凝：}\quad m_{vl} = \gamma_v \alpha_v \rho_v \frac{T_{sat} - T}{T_{sat}}, T_v < T_{sat} \tag{12}$$

$$S_h = \dot{m} h_{fg} \tag{13}$$

Lee 模型中蒸发和冷凝时间因子 γ_l，γ_v 均取 $0.1S^{-1}$，时间松弛因子过大会导致数值计算发散，时间松弛因子过小会造成气液界面温度偏离饱和温度较多。h_{fg} 为气化潜热。

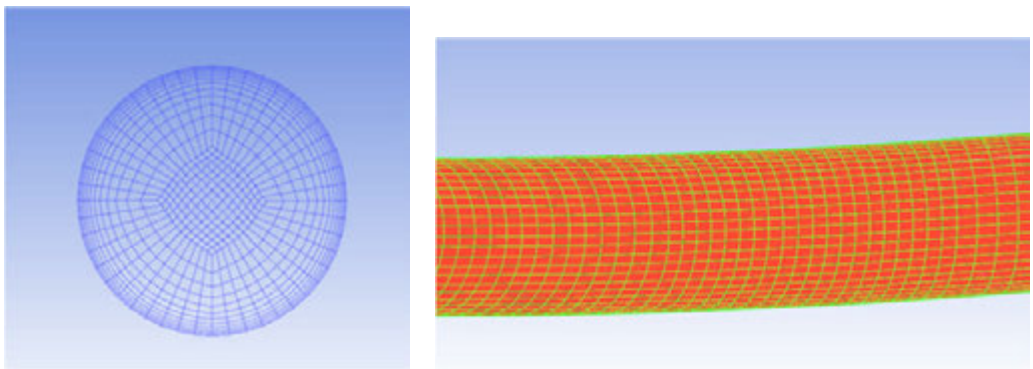
2.2 边界条件及求解设置

本研究中螺旋管入口采用速度入口边界（Velocity-inlet），入口速度为 0.2m/s，入口温度为 500K；螺旋管出口采用压力出口边界（Pressure-outlet），压力为 0 Pa，壁面采用恒壁温边界 T_{wall}=1700K。

本文采用压力隐式算子分割算法（PISO）；压力项空间离散化采用预压交错格式（PRESTO!）；体积分数方程采用几何重构格式（Geo-Reconstruct）；动量、能量、湍动能及湍流耗散率均采用二阶迎风格式；时间步长为 1×10^{-5}s。

2.3 网格划分及模型验证

对图 1 所示的几何模型进行网格划分，采用六面体网格对螺旋管进行结构化网格划分，本文研究不同速度入口下的螺旋管尺寸均一致，螺旋直径 D=200mm，螺旋管直径 d=12mm，螺距 P=50mm，缠绕圈数 n=5，网格示意图如图 2 所示。



（a）入口网格示意　　（b）局部壁面网格示意

图 2 螺旋管网格划分示意图

分别对上述螺旋管以不同网格数进行划分，得到 400,000、730,000、1,230,000 和 2,340,000 的网格，并针对四种不同网格以出口气相体积分数及质量流量进行网格无关性

验证；结果如图 3 所示，表明网格大小为 1,230,000 的出口气相体积分数 α_v 和质量流量 $\dot{m}$ 与网格大小为 2,340,000 结果分别相差 1%和 1.9%，因此采用网格数为 1,230,000 的网格计算是合适的。

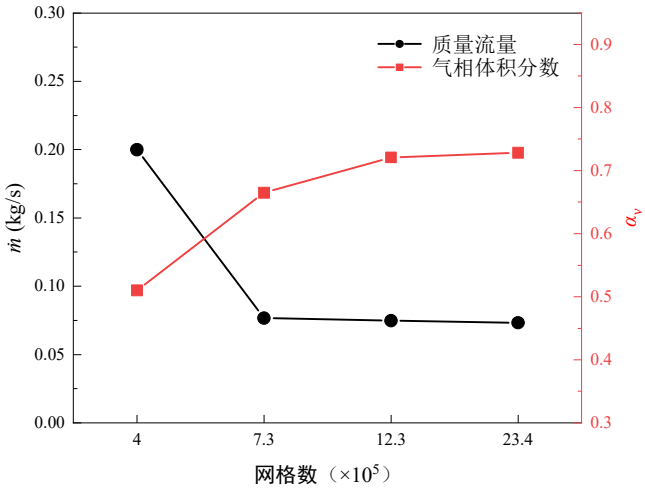


图 3 网格无关性验证

基于上述数值模型，对制冷剂 R141b 在二维管道内流动沸腾进行数值模拟并对比实验[14]，选取不同的湍流计算模型进行对比，验证本文选取的数值模型的可行性和准确性。图 4 为管道内不同截面处的壁面换热系数与实验数据的对比，结果表明，选取的不同湍流计算模型与实验得到的数据变化趋势基本一致，其中 Realizable *k-ε* 模型与实验数据误差最小，在 7.2%以内，因此本文选取 Realizable *k-ε* 模型是可行的。

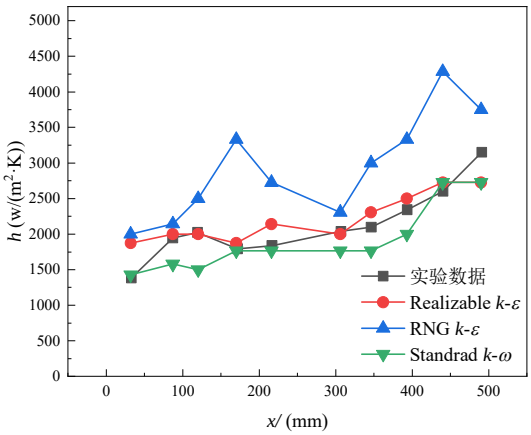


图 4 RNG k-ε、Realizable k-ε 与 Standard k-ω 模型壁面传热系数分布与实验数据对比

3 流动与传热特性分析

3.1 流动特性

3.1.1 速度分布

选取入口速度为 0.2m/s、入口雷诺数 *Re*=7000 工况分析，将螺旋管按照缠绕圈数

划分成 5 圈，从入口开始间隔 θ 角度得到一圆截面。图 5 为 *Re*=7000 时，螺旋管沿程截面流线图。选取了第一圈上 θ=45°、70°、90°、180°、360°以及第二圈 θ=360°等不同圆截面的流线分布，结果表明由入口开始沿程方向，入口附近第一圈截面中出现明显的二次流涡旋现象，且出现的位置并不固定；但随着流动的进行，涡旋位置逐渐靠近螺旋管的外侧，且进入到螺旋管第二圈后，管内截面的涡旋现象逐渐消失。

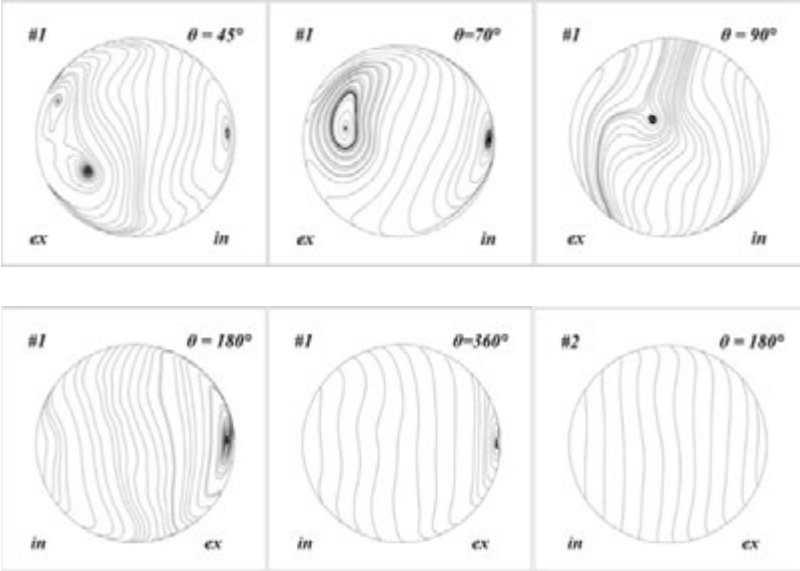


图 5 *Re*=7000 时，螺旋管沿程截面流线图

3.1.2 二次流强度

据以上流线图定性分析可知，螺旋管内二次流现象主要存在于入口段，而随着流动的进行，二次流现象在逐渐消失。二次流现象的表征方式可由二次流强度 *s* 和入口迪恩数 *De* 来表征。

$$s = \frac{v_{r\max}}{v_{axi}} \tag{14}$$

$$De = \frac{\rho U d}{\mu}\left(\frac{d}{D}\right)^{1/2} = Re\left(\frac{d}{D}\right)^{1/2} \tag{15}$$

式中 $v_{r\max}$ 为径向最大速度，v_{axi} 为轴向主流平均速度。

由二次流强度 *s* 以及迪恩数 *De* 可知，图 5 中出现的二次流涡旋现象可能与垂直于主流的截面上径向速度与主流速度相对大小以及螺旋管几何结构参数有关。根据迪恩数 *De* 表达式可知，入口雷诺数 *Re* 对二次流现象也会产生影响。因此，本文将以二次流强度 *s* 和入口雷诺数 *Re* 参数的角度来描述二次流现象。

图 6 为 *Re*=7000 时，截面二次流强度 *s* 沿程分布。结果表明，在螺旋管的沿程流动过程中，二次流强度 *s* 呈现出先增加后在一定范围内波动，最后趋于稳定的变化趋势。图 7 为截面径向速度与主流速度的沿程分布，由图可知，在螺旋管入口段（0-800mm）由于此时径向速度与主流速度相差不大，因此入口段二次流强度 *s* 明显高于后续二次流强度；随着流动进行，主流速度快速增加，径向速度增加缓慢，此时二次流强

度 s 减小，二次流影响随之削减。

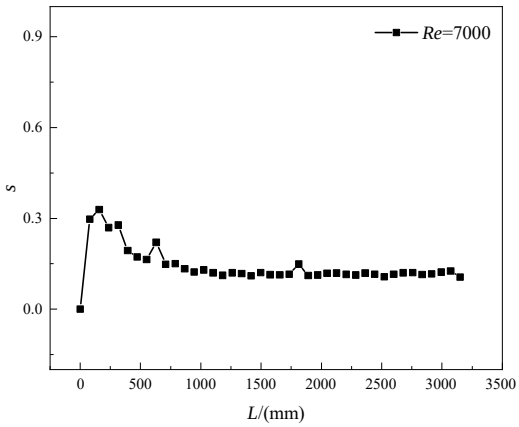


图 6 *Re*=7000 时，截面二次流强度 *s* 沿程分布

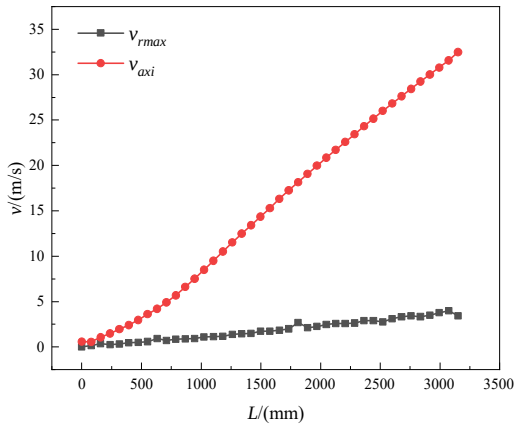


图 7 *Re*=7000 时，截面径向速度与主流速度的沿程分布

由以上螺旋管管内流动特性分析，发现管内入口初始段受二次流影响明显，因此通过改变入口速度来研究管内二次流现象对流动传热的影响。选取入口速度分别为 0.2m/s、0.4m/s 和 0.6m/s 三种工况，对应入口雷诺数 *Re*=7000、14000 和 21000。

图 8 为不同入口雷诺数 *Re* 下沿程二次流强度 *s* 的分布。可以看出，随着入口雷诺数 *Re* 的增加，二次流强度 *s* 变化曲线呈现出在入口段波动，且幅值增加，同时曲线的峰值逐渐靠近入口；随着雷诺数 *Re* 增加，二次流强度 *s* 最大值增加，二次流强度对入口段流场的影响逐渐增加，且越靠近入口位置，影响越大；对于沿程流动后半段而言，入口雷诺数 *Re* 的增加并未产生明显的影响，二次流强度 s 变化不大。

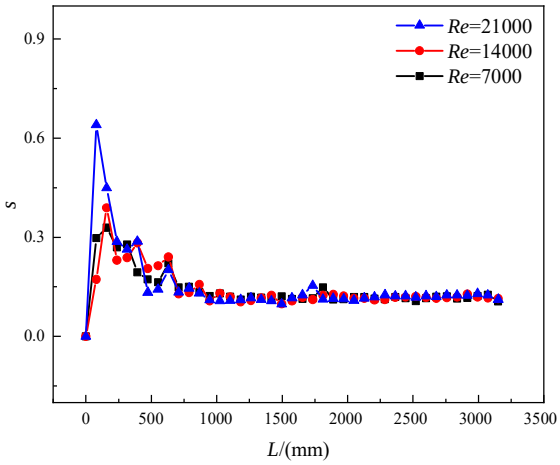


图 8 不同入口雷诺数 *Re* 下，二次流强度 *s* 的沿程分布

3.2 传热特性

3.2.1 气液两相分布

从入口水平中心线沿着螺旋管的螺旋线方向，截取螺旋管流场的中心界面，如图 9 所示为 *Re*=7000 时，第 1-5 圈螺旋管中心界面上气液两相分布。结果表明，从入口开始，液态锂进入螺旋管道后，开始受热，在壁面附近产生气泡，随后沿程流动过程中不断气

化，气相不断增加。在入口初始段，气液两相分布混乱，由于此时流体速度不大，受离心力影响较小，此时也是二次流强度影响较大的范围，故在此区域内气液两相分布混乱。

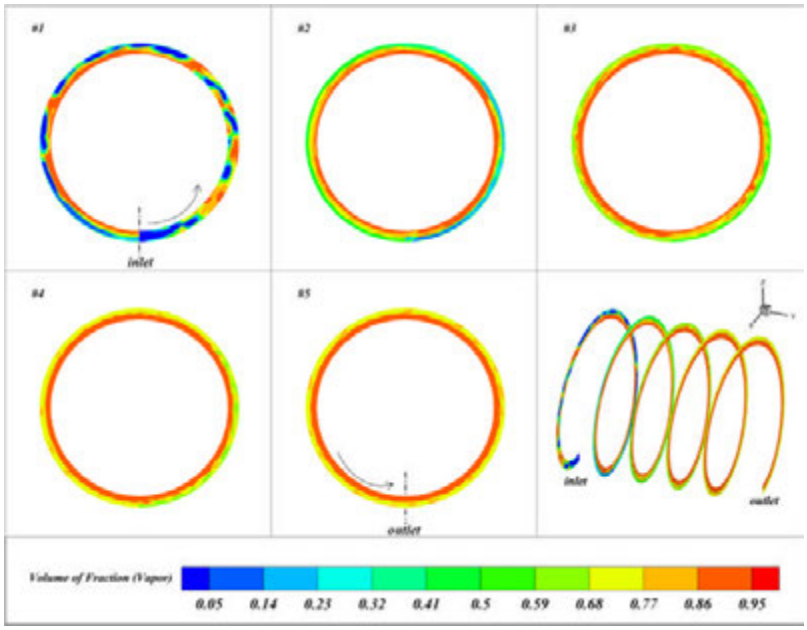


图 9 *Re*=7000 时，第 1-5 圈螺旋管中心界面上气液两相分布

如图 10 所示，为 *Re*=7000 时，螺旋管第 4 圈沿程圆截面上的气液两相分布云图。结果表明，随着流动的进行，气相逐渐增加，各圆截面上气相占比增大。受螺旋管几何结构带来的离心力等影响，管内气液两相分布逐渐均匀，且气相集中于螺旋管的内侧，液相集中于螺旋管的外侧。

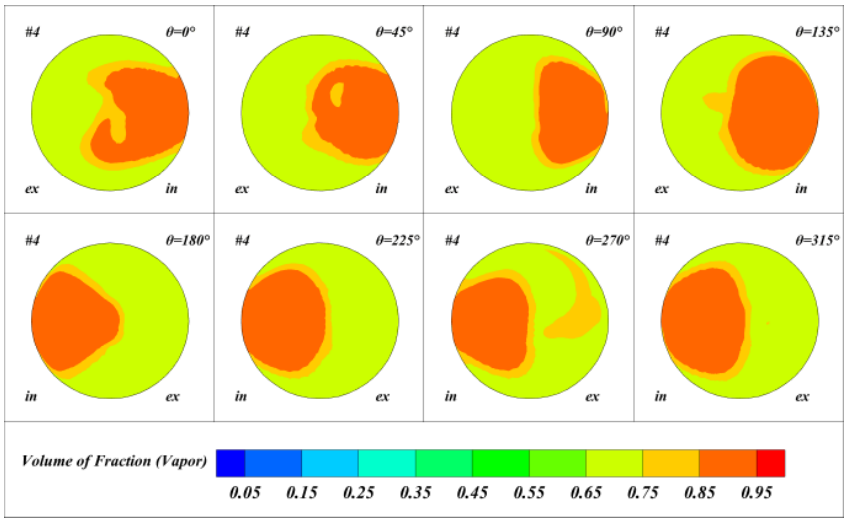


图 10 *Re*=7000 时，第 4 圈上螺旋管沿程圆截面上气液两相分布云图

图 11 为不同入口雷诺数 *Re* 下，沿程气相体积分数 α_v 变化。随着入口雷诺数 *Re* 的增加，入口段的气液两相分布波动出现的峰值点逐渐远离入口，且都在入口段出现气液两相体积分数波动的趋势，但随着入口雷诺数 *Re* 的增加，波动的频率和幅值在快速减

小；此外，入口雷诺数 *Re* 越大，螺旋管沿程后半段气相体积分数越大，从而可以获得更高气相体积分数的出口锂蒸气。

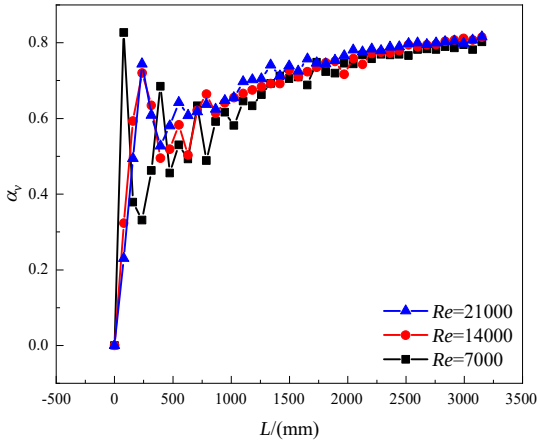


图 11 不同入口雷诺数 *Re* 下，沿程气相体积分数 α_v 变化

3.2.2 传热系数分布

沿程截面上壁面传热系数 *h* 与二次流强度 *s* 的关系如图 12 所示。从图中可以发现，二次流强度 *s* 呈现先增大后减小，最后趋于稳定阶段；而沿程各圆截面的壁面换热系数 *h* 总体上呈现先减小后增大，随后呈现稳定的趋势；两者都在螺旋管入口段 0-1000mm 范围内呈现较大的波动变化，而该范围二次流涡旋现象明显，气液两相分布混乱。根据二次流强度 *s* 分布及沿程截面各项速度变化可知，在螺旋管入口段，二次流强度对于主流的影响较大，结合图 12 可以分析得到，入口段的二次流现象有利于增强了壁面与流体之间的传热效果；对于螺旋管后半段，受离心力影响，主流速度快速增加，二次流强度影响降低，传热效果变化不大，但气液两相分布更加均匀，气相体积分数增加，有利于获得更优质的出口蒸气。

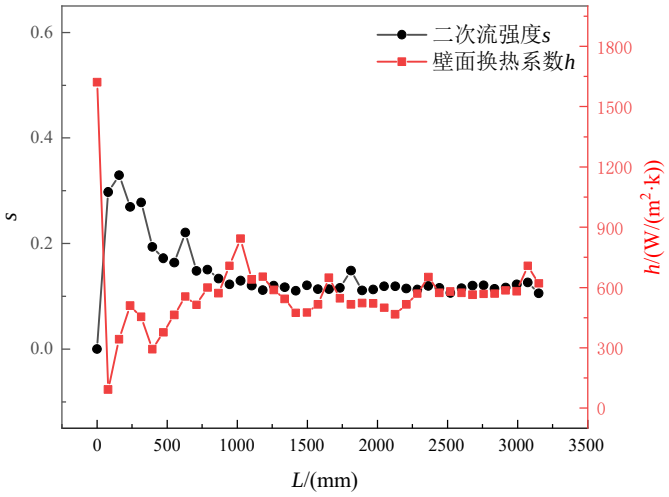


图 12 *Re*=7000 时，沿程截面上壁面传热系数 *h* 与二次流强度 *s* 的关系

图 13 为不同入口雷诺数 *Re* 下，沿程截面上壁面传热系数 *h* 变化。由图可知，当液

态锂进入螺旋管后，在管内受热升温开始气化，由于入口段二次流强度大，管内气液两相分布混乱，有利于增强了传质传热效果，且液态锂的比热比高于气态锂的比热比，因而入口段壁面换热系数高于后半段。

随着入口雷诺数 *Re* 的增加，入口段的壁面换热系数 *h* 增大，这表明增大入口雷诺数 *Re* 可以增强入口段二次流现象对于管内传热传质效果，从而可以获得更高气相体积分数的出口锂蒸气；沿程后半段即 *L*>1000mm，入口雷诺数 Re 越大，壁面换热系数相对更小，但三者相差很小，可以表明二次流现象对螺旋管沿程后半段的影响微弱。

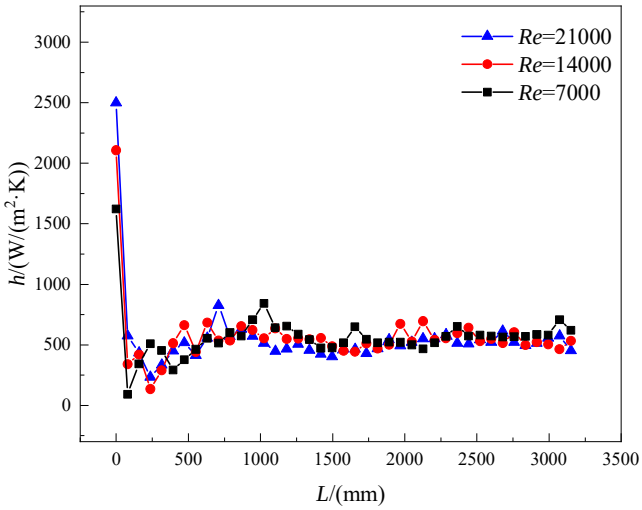


图 13 不同入口雷诺数 *Re* 下，沿程截面上壁面传热系数 *h* 变化

4 结　论

本文分析了 MPDT 螺旋蒸发管内二次流现象的流动传热特性，并开展不同入口雷诺数 *Re* 对二次流现象的影响研究，得到如下结论：

1) 螺旋管沿程流动过程中，液态锂受热发生相变，气液两相分布在入口段呈现分布混乱现象，受沿程流动过程中离心力加速的影响，管内流体各项速度均呈现增大趋势，气液两相逐渐呈现分布均匀的趋势，气相集中于内侧，液相集中于外侧。

2) 由于几何结构的特殊性，在管内会出现区别于主流运动的二次流现象。入口段二次流强度明显高于沿程后半段，同时入口段壁面换热系数高于沿程后半段，这表明二次流现象有利于增强入口段气液两相间的传质传热，而对沿程后半段影响微弱。

3) 随着入口雷诺数的增加，二次流强度增加。同时越靠近入口位置，二次流强度越大，促使管内气液两相分布更快速的呈现分布均匀趋势，且入口雷诺数的增加，壁面换热系数增加，有利于增强二次流现象对管内传热传质的效果；同时螺旋管沿程后半段气相体积分数更高，出口气相体积分数更高，有助于获得更高质量的出口锂蒸气。

参考文献

[1] 韩俊. 空心阴极特性及对霍尔推力器特性影响的实验研究[D].哈尔滨工业大学,2008.

[2] 朱毅麟.电推进的现状与展望[J].上海航天,1998(03):48-53.

[3] 夏广庆,鹿畅,孙斌,韩亚杰.电推进加速技术现状及展望[J].宇航学报,2022,43(02):143-157.

[4] Lev D R, Choueiri E Y. Scaling of efficiency with applied magnetic field in magnetoplasmadynamic thrusters[J]. Journal of Propulsion and Power, 2012, 28(3): 609-616.

[5] Voronov A S, Troitskiy A A, Egorov I D, et al. Magnetoplasmadynamic thruster with an applied field based on the second generation high-temperature superconductors[C]. Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2020, 1686(1): 012023.

[6] Frisbee R H, Moeller R C. Identification of mission sensitivities for high-power electric propulsion systems[C]/41st AIAA Joint Propulsion Conference. 2005 (AIAA Paper 2005-3894).

[7] Rock B E S. Thermal-fluid analysis of a lithium vaporizer for a high power magnetoplasmadynamic thruster[D]. Worcester Polytechnic Institute, 2007.

[8] St. Rock B, Blandino J. Thermal-fluid analysis of a lithium vaporizer for a high-power Lorentz force accelerator[C]/42nd AIAA Joint Propulsion Conference & Exhibit. 2006: 5021.

[9] 李雪.螺旋管内二次流演变规律与沸腾传热特性数值研究[D].郑州大学,2021.

[10] 赵进元. 螺旋管内二次流强化传热特性模拟研究[D].郑州大学,2020.

[11] Dean W R. XVI. Note on the motion of fluid in a curved pipe[J]. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1927, 4(20): 208-223.

[12] Ishigaki H. Laminar flow in rotating curved pipes[J].Journal of Fluid Mechanics,2006,329(329):373-388.

[13] Lee W H. A pressure iteration scheme for two-phase flow modeling. Multiphase Transport Fundamentals, Reactor Safety, Applications[J]. Hemisphere Publishing, Washington, DC, 1980.

[14] Lin S, Kew P A, Cornwell K. Two-phase heat transfer to a refrigerant in a 1 mm diameter tube[J]. International Journal of Refrigeration, 2001, 24(1): 51-56.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233478

混合润湿模式下液滴蒸发过程的数值模拟

林煜凯[1]，褚福强[2]，吴晓敏[1]*
（1 清华大学 能源与动力工程系 热科学与动力工程教育部重点实验室，北京 100084；
2 北京科技大学 能源与环境工程学院，北京 100083）
(Tel: 010-62770558, Email: wuxiaomin@mail.tsinghua.edu.cn)

摘要：液滴在热基底上的蒸发作为一种常见现象，已得到了广泛的实验探究；实验中最常出现的液滴润湿模式为混合模式，但目前缺乏相关数值模拟研究。本文利用数值模拟方法实现了上述过程，在经过实验数据的比对后结合流体力学与传热传质学，考察分析了液滴蒸发过程中内外部温度场、流场及水蒸气浓度场的变化规律，并解耦了液滴受热蒸发的扩散与对流作用。本文研究成果为后续相关实验提供了数据参考，在电子器件热管理等领域有良好应用价值。

关键词：液滴蒸发；润湿特性；多物理场；数值模拟

0 前言

液滴在固体表面上的蒸发是大自然与工业生产中的常见现象，该过程由液滴表面附近与周围环境间的蒸气浓度梯度驱动，而对固体表面进行加热将加速这一过程。液滴的蒸发现象已被广泛应用于电子器件冷却[1]、喷墨打印[2]、生物医药[3]等领域。研究者们对液滴蒸发的研究涵盖了该过程中的液滴润湿性分析[4]与动态特性分析（液滴形态变化[5]、蒸发速率[6]、内部流动[7]）等。与常温下的液滴蒸发相比，液滴在热基底上的蒸发过程更为复杂：此时液滴与周围环境之间，以及液滴内部存在温差，这造成了液滴内部的物性差异（密度、粘度、表面张力等），并产生了复杂的流动。而在以上几大类研究中，对液滴蒸发过程中润湿性分析的起步较早，取得的成果亦较丰富。

研究者们通过大量的实验观测与理论分析，总结了液滴蒸发过程中的几种润湿模式[8-10]。（1）恒定接触角（Constant Contact Angle, CCA）模式：表面几乎不对液滴施加钉扎力，蒸发过程中液滴接触角基本保持不变，接触线持续回缩。（2）恒定接触线半径（Constant contact radius, CCR）模式：表面在液滴蒸发全过程中对其施加足量钉扎力，使得液滴接触线半径基本恒定，接触角持续减小。（3）混合（mixed）模式：该模式可以是蒸发过程中 CCA 与 CCR 模式的结合，亦可以是蒸发过程中液滴接触线半径与接触角同步减小。实际基底表面上的液滴在多数情况下展现的是混合模式蒸发。数值模拟是探究液滴蒸发过程的重要手段，其一方面可以丰富实验工况，扩充液滴蒸发过程的数据集，另一方面可以对该过程中的多项物理场（浓度、压力、温度等）变化及液滴内部流动进行更细致的探究。然而目前的数值模拟研究对于液滴蒸发过程的润湿性变化基本采用 CCA 或 CCR 模式[11,12]，与实际过程存在差异，这是现有研究亟需改进的一点。

本文使用 COMSOL 软件，对水液滴在热基底上的混合模式蒸发过程进行了数值模

基金项目：国家自然科学基金资助项目（No.51976098）

拟，并得到了实验数据的验证；考察了液滴蒸发过程中计算域温度场、流场及水蒸气浓度场的变化，并在对浓度场变化的分析中解耦了液滴受热蒸发的扩散与对流作用。

1 理论基础及数值模拟方法

1.1 液滴蒸发过程的理论基础

液滴蒸发过程由液滴表面附近与周围环境间的蒸气浓度梯度驱动，气体区域的蒸气质量传递方程可写为：

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \cdot \nabla c = \nabla \cdot (D \nabla c) \tag{1}$$

其中 c 为蒸气浓度，t 为时间，u 为流体速度，D 为质量扩散系数。在该过程中，液滴与周围蒸气及气体的传热方程可写为：

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \cdot \nabla T \right) = \nabla \cdot (k \nabla T) \tag{2}$$

其中 ρ, C_p, T, k 分别为流体的密度、定压比热容、温度及导热系数。

对液滴蒸发过程的求解还需借助一系列边界条件。一般地，可认为气液界面处蒸气浓度为该界面所处温度对应的饱和蒸气浓度，即 $c_{\mathrm{lv}} = c_{\mathrm{sat}}(T_{\mathrm{lv}})$。对于水液滴，在表面温度已知的情况下，其对应的饱和蒸气压 p_{sat} 可由以下 Antoine 经验方程求出[13]：

$$\log_{10}(p_{\mathrm{sat}}) = 8.0713 - \frac{1730.6}{233.43 + T} \tag{3}$$

温度、压力的单位分别为 K、mmHg。于是 c_{lv} 可近似通过理想气体状态方程得出：

$$c_{\mathrm{lv}} = c_{\mathrm{sat}}(T_{\mathrm{lv}}) = \frac{p_{\mathrm{sat}}(T_{\mathrm{lv}})}{R_s T_{\mathrm{lv}} M_w} = \frac{10^{8.0713 - \frac{1730.6}{233.43 + T_{\mathrm{lv}}}}}{R_s T_{\mathrm{lv}} M} \tag{4}$$

其中 R_s 和 M 分别为气体常数和相对分子质量，对于水液滴，R_s = 461.5 J/(kg·K)，M = 0.018 kg/mol。此外，对于距液滴较远处的蒸气浓度，可通过下式求得：

$$c_\infty = \varphi \cdot c_{\mathrm{sat}}(T_\infty) = \frac{\varphi p_{\mathrm{sat}}(T_\infty)}{R_s T_\infty M} \tag{5}$$

其中，φ 表示环境气体中该蒸气的相对湿度。

1.2 数值模拟方法

本文使用 COMSOL 软件（COMSOL Multiphysics 5.6）对液滴在热基底上的蒸发过程进行数值模拟。本文的模拟条件主要参考 Yang 等[12]的工作，即使用流动、传热、传质三大物理模块的耦合，以及动网格气液界面追踪方法。但需要强调的是，本文对于液滴润湿性的模拟采用了混合模式，这与大部分模拟工作均不同。

具体而言，在固液界面的边界条件设置中，相较 CCA 模式的滑移（slip）边界条件与 CCR 模式的无滑移（no slip）边界条件，本文采用了纳维滑移（Navier slip）边界条件，其本质是在固液界面添加了摩擦力。为实现混合模式的液滴蒸发，需在固液界面处进一步施加回复力；在 COMSOL 中可通过指定三相点接触性质，实现回复力的施加。在液滴蒸发过程中，若其体积 V 与接触线长度 R_c 已知，可通过几何关系推导出动态接触角 θ；进一步地，通过对液滴后退接触角 θ_r（表征液滴接触线回缩时对应的接触角）的设置，可在模拟过程中实现 CCR 模式向 CCA 模式的转换。这属于液滴蒸发混合模式的

一种，已在实际液滴的蒸发过程中被多次观测到。

数值模拟计算域及其网格划分如图 1 所示。为节约计算资源，使用二维旋转对称模型进行计算；网格为 1.4 万三角形网格，在模拟过程中添加了网格自适应与自动重新划分功能，以保证网格质量并实现结果的收敛。液滴为水，初始体积 $V_0 = 4\ \mu L$，初始接触角 $\theta_0 = 120°$，后退接触角 θ_r 的设置参考 Lin 等[14]的实验结果；液滴的各项热物性随温度变化的关系式均可从 COMSOL 材料库中引用。热基底为聚四氟乙烯（PTFE），底面温度 $T_s = 20°C$；环境温度 $T_0 = 20°C$，相对湿度 $\varphi = 30\%$。

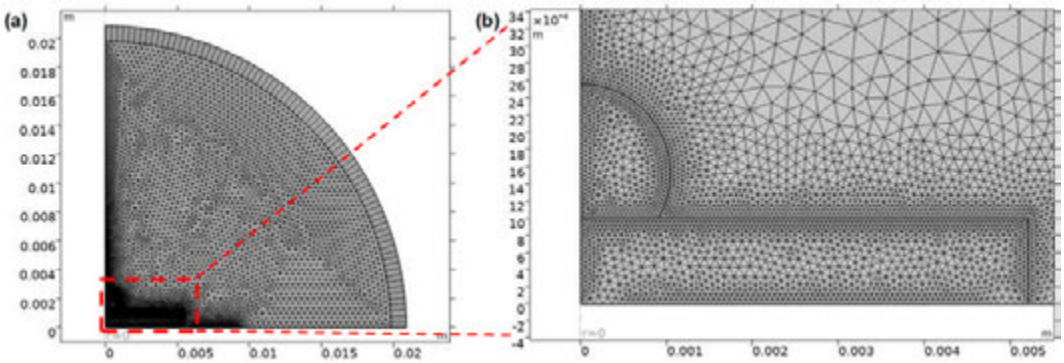


图 1　模拟计算域及网格划分：(a) 整体计算域；(b) 核心计算域（液滴及其周围）

2 结果与讨论

2.1 液滴蒸发过程在混合润湿模式下的形态变化

图 2 展示混合润湿模式下液滴蒸发过程的形态变化，图片上方时间轴显示的时间为无量纲蒸发时间 t^*，该无量纲时间代表了当前蒸发时长与液滴蒸发总时长的比值。图中展示混合模式下液滴蒸发过程的形态变化，液滴在全过程中经历了从 CCR 模式到 CCA 模式的变化；其中，$t^* = 0.77$ 为两种模式的转变点，对应液滴结束钉扎，接触线半径开始收缩的时刻，该润湿模式在液滴蒸发的实际过程中已被广泛观察到。综上，本文建立的模型实现了此前相关模拟研究中未能实现的混合模式液滴蒸发模拟，增强了该模型对实际液滴蒸发问题的适用性。

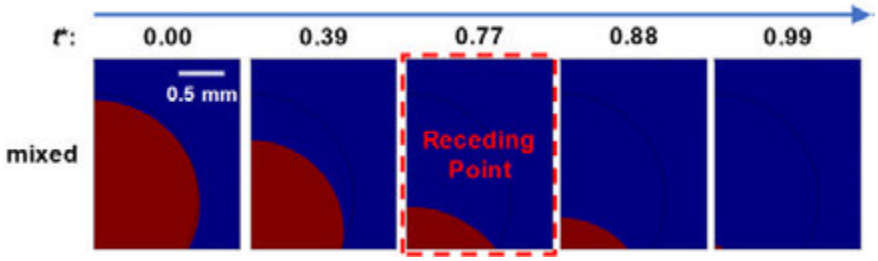


图 2　混合润湿模式下液滴蒸发过程的形态演变模拟结果（$T_s = 80\ °C$，$\varphi = 30\%$）。图中红色区域代表液体，蓝色区域代表气体。

为验证本文模拟模型的可靠性，可将上述模拟结果与相近工况下的液滴蒸发实验结果[14]进行对比。图 3 展示混合模式液滴蒸发的对比结果，此处从同时刻液滴形态与液滴体积两个维度进行比较。图中选取的实验亦使用 PTFE 基底，液滴初始接触角 117.2°。

从图 3(a)-(d)可看出，实验与模拟中同一无量纲时间展示出的液滴形态基本相同；略有差异的原因主要是图 3 用以对比的实际蒸发过程后半阶段并非严格的 CCA 模式，在液滴接触线半径收缩的同时，液滴接触角亦有所减小[14]。图 3(e)展示实验与模拟中液滴体积随蒸发时间的变化，可看到两者的体积在各时刻均基本相同，模拟相对实验结果的绝对偏差最大值仅为 0.2 μL（偏差主要来源于混合模式的 CCA 阶段，原因同前述）。综合以上对比结果，本文使用的模拟模型是可靠的，故可以利用其进行液滴在热基底上蒸发过程的更进一步探究。

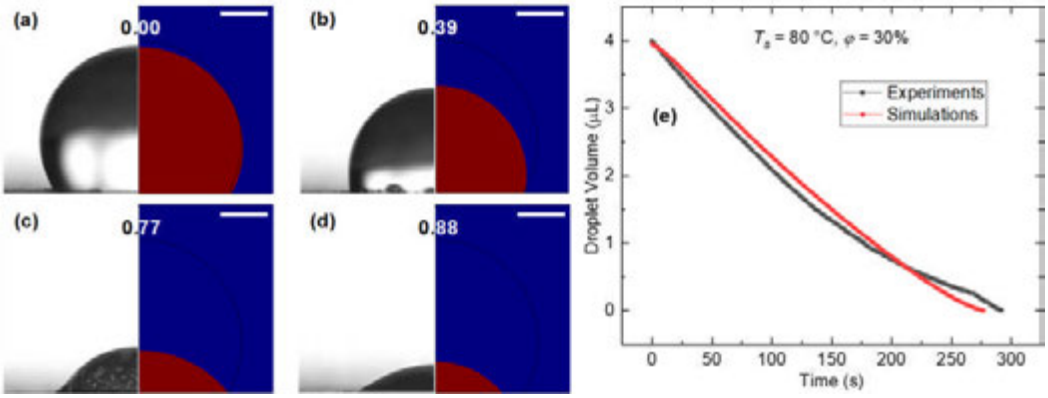


图 3　混合模式液滴蒸发的模拟与实验结果对比（T_s = 80 °C，φ = 30%）：(a)-(d) 蒸发过程各时刻液滴形态的对比，图中比例尺长度为 0.5 mm，顶部数字代表无量纲蒸发时间；(e) 相同工况下模拟与实验中的液滴体积随时间的变化。

2.2 混合模式下液滴受热蒸发过程的物理场变化

2.2.1 液滴内外部温度场变化

本节对混合模式液滴受热蒸发过程中的内外部温度场变化进行分析，与常温下的液滴蒸发相比，加热基底对液滴蒸发过程有重要的影响。图 4(a)展示混合模式下整体计算域温度场分布随时间的变化。可以看到，整体温度场梯度大致沿基底底部（热源）向上，且在较短的时间内（t^* < 0.39）基本达到了稳定，该温度场分布主要源于自然对流作用。

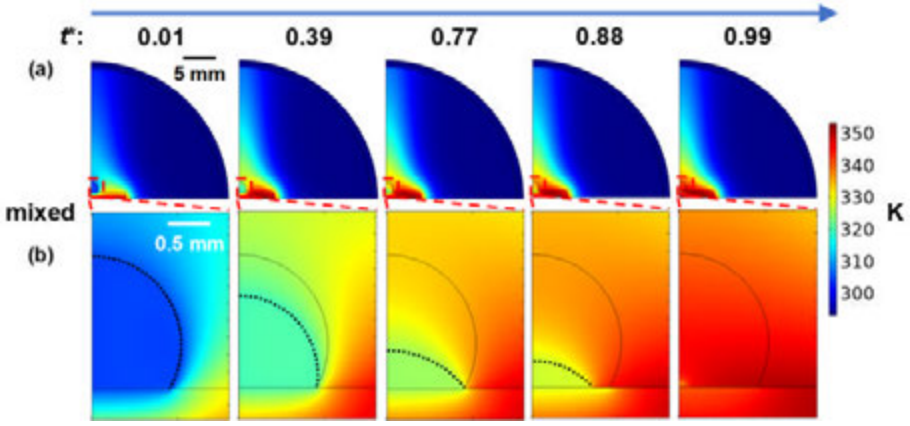


图 4　混合模式液滴蒸发过程的液滴内外部温度场随时间的变化（T_s = 80 °C，φ = 30%）：(a) 整体计算域；(b) 局部计算域。图中色柱表示温度（K）。

图 4(b)为混合模式下以液滴为中心的局部计算域温度场分布。首先可以看到，常温液滴放置在热基底上，基底表面由于受液滴蒸发的冷却作用，其温度较底部设定温度（T_s）低 15-20 K。其次，随着液滴蒸发的进行，其内部最大温差较快地（$t^* < 0.39$）减小至 5 K 以内；对于液滴在热基底上的热量传递过程，若只存在导热效应，液滴内部应出现明显的温差（液滴底部温度接近 T_s，顶部温度接近 T_∞）；呈现如此温度场分布的原因为液滴内外部的流动与对流作用，将在 2.2.2 节对此进行具体分析。

2.2.2 液滴内外部流场速度变化

液滴蒸发过程中内外部温度场分布往往与液滴内外部流动密切相关[7,12]，故本节对各润湿模式下液滴蒸发过程中的内外部流场速度分布进行对比分析。图 5(a)展示混合模式下整体计算域流场速度分布随时间的变化。从图中可以看到明显的液滴外部流动：整体速度场分布在液滴的正上方附近形成了高流速区的聚集，代表流速方向的箭头指向总体向上（在液滴附近处沿表面斜向上），且在较短的时间内（$t^* < 0.39$）基本达到了稳定；该流场速度分布主要源于自然对流作用，即气体内部因基底的加热产生了密度差，并驱动密度较低（温度较高）的气体向上流动。

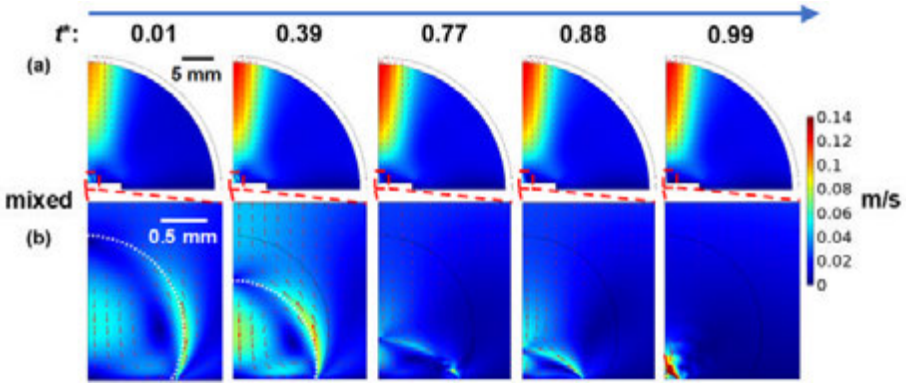


图 5　混合模式液滴蒸发过程的液滴内外部流场随时间的变化（$T_s = 80$ °C，$\varphi = 30\%$）：(a) 整体计算域；(b) 局部计算域。图中色柱表示流动速度（m/s）。

图 5(b)为混合模式下以液滴为中心的局部计算域流场速度分布。首先，液滴内部流动沿气液界面自下而上，在液滴中心线处附近自上而下流动，并在液滴底面从中心向接触线方向流动，形成了流动循环，此即为热效应 Marangoni 流动，已被多项相关实验或模拟研究所证实[15,16]；其成因是液滴底部受热，造成了液滴自下而上的温度及表面张力分布不均，而水滴表面张力随温度升高而减小，故产生了这一流动；这一流动充分混合了液滴内部各处的流体，使得液滴内部因底部受热导致的温度分布不均的趋势明显缓解（图 4(b)）。其次，随着液滴蒸发的进行，液滴内部流动逐渐减弱（云图颜色与箭头长度的变化）；这一方面是因为随着液滴的蒸发与其体积的减小，其接触角与曲率持续减小，液滴内部的流动循环逐渐受到压缩和破坏，流动逐渐被削弱；另一方面是因为液滴高度随液滴蒸发的进行而减弱，导热热阻逐渐减小，即液滴内部温度非均匀分布的趋势减小，故液滴内部流动逐渐减缓。

2.2.3 环境水蒸气浓度场变化

前述章节已提到，水液滴蒸发由液滴表面附近与周围环境间的蒸汽浓度梯度驱动，故有必要对液滴蒸发过程中的周围环境水蒸气浓度变化进行考察。在进行分析之前，需要先提出液滴蒸发质量速率$(\mathrm{d}m/\mathrm{d}t)_w$的表达式[14,17,18]：

$$\left(\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t}\right)_w = \pi M_w R_c \cdot (-D_w)\left[c_{sat,w}(T_d) - \varphi \cdot c_{sat,w}(T_0)\right] \cdot \left[f(\theta) + a_{w,1} Ra_w^{a_{w,2}}\right] \tag{6}$$

其中，下标 w 表示水液滴，$f(\theta)$为与液滴接触角相关的系数，$a_{w,1}$，$a_{w,2}$ 为与液滴周围自然对流相关的系数，Ra_w 为自然对流瑞利数。

图 6 展示混合模式下液滴蒸发过程的环境水蒸气浓度随时间的变化，此处只展示液滴周围局部计算域的浓度变化，而整体计算域内大部分区域的浓度近似等于环境水蒸气浓度，即最外边界的水蒸气浓度；图中的红色箭头表示气液界面处的水蒸气质量通量。由各无量纲蒸发时间对应的图可以看到，随着蒸发过程的进行，液滴周边小范围内的水蒸气浓度逐渐升高，其质量通量亦逐渐增大。在液滴蒸发初期，液滴表面附近空气中的水蒸气浓度近似均匀分布，由式(6)及图中的箭头可知，液面各处水蒸气质量通量亦基本一致。随着液滴蒸发过程的进行，液滴接触线附近的水蒸气浓度相较液滴顶部附近有一定升高，即水蒸气浓度梯度（质量通量）较大的区域移至液滴接触线处附近，这与图中红色箭头的分布规律吻合。2.3 节将对以上物理场变化的原因进行更详细的分析。

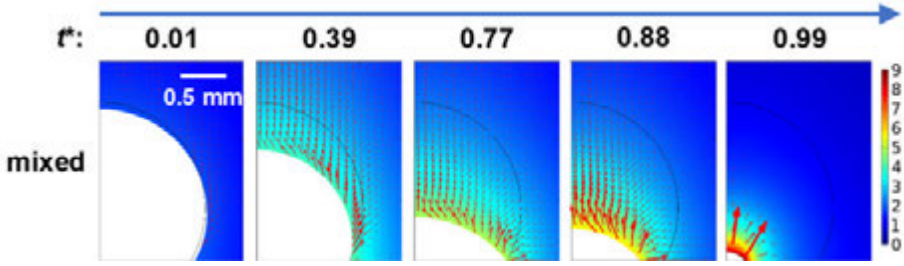


图 6　混合模式液滴蒸发过程的计算域水蒸气浓度随时间的变化（$T_s = 80$ °C，$\varphi = 30\%$）。图中色柱表示摩尔浓度（mol/m^3），红色箭头表示液面处水蒸气质量通量。

2.3 液滴蒸发过程的水蒸气质量传递：扩散与对流

如 1.1 节所言，液滴蒸发过程质量传递的驱动力为液滴表面与周围环境间的水蒸气浓度差，此即为扩散作用；而对于热基底上的液滴蒸发过程，通过 2.2 节对该过程多物理场变化的分析可知，液滴内外部均存在较强的流动；通过式(6)可知，液滴内外部流动对液滴蒸发传质过程有重要影响，此即为对流作用。本节对液滴蒸发过程中各时刻及液面各位置处的扩散与对流作用进行解耦与分析。

根据以上表述，可将液滴蒸发过程中的总质量通量 $\boldsymbol{J}_t$ 解耦为扩散质量通量 $\boldsymbol{J}_d$ 和对流质量通量 $\boldsymbol{J}_c$，即：

$$\boldsymbol{J}_t = \boldsymbol{J}_d + \boldsymbol{J}_c \tag{7}$$

以下对混合润湿模式下液滴蒸发过程中的质量传递过程进行分析。图 7 展示混合模式下液滴蒸发过程中计算域内水蒸汽浓度与液面处质量通量分布，图 7(a)与图 7(b)分别为扩散通量与对流通量；右侧折线图的横坐标表示该时刻液滴表面其中一点相对于液滴顶部

的无量纲位置 z^*（以下简称“液滴表面位置”），即 $z^* = (z_0 - z)/z_0$，z_0 和 z 分别为液滴顶部和该点的纵坐标；$z^* = 0$ 表示液滴顶部，$z^* = 1$ 表示液滴三相线处。

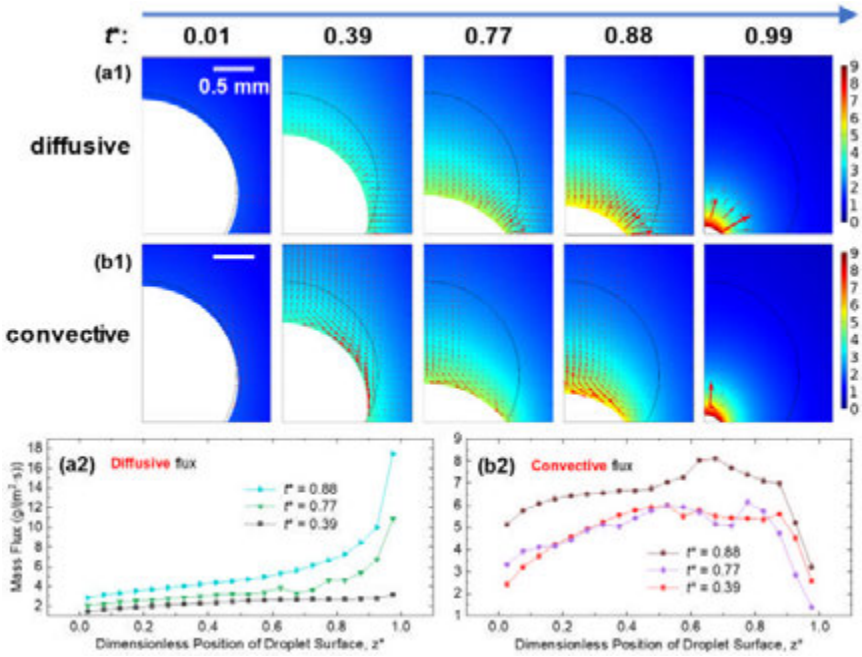


图 7　混合模式液滴蒸发过程的水蒸气质量传递（$T_s = 80$ °C，$\varphi = 30\%$）：(a1)-(a2) 各时刻扩散质量通量及其沿液滴表面位置的变化；(b1)-(b2) 各时刻对流质量通量及其沿液滴表面位置的变化。图中色柱表示水蒸气摩尔浓度（mol/m^3），红色箭头表示液面处水蒸气质量通量。

对于扩散通量分布，其方向在气液界面各处均沿法向向外（图 7(a1)），这符合扩散作用下水蒸气浓度梯度的分布；在液滴蒸发的中后期，沿液滴表面从顶部至三相线处的扩散通量单调增加（图 7(a2)），即液滴顶部的通量最小，三相线处的通量最大，该结果与 Stauber 等[19]的理论分析结果一致。对于对流通量分布，其方向在液滴表面处与之相切并斜向上流动（图 7(b1)），这与 2.2.2 节介绍的液滴内部流动（Marangoni 流动）与外部流动（自然对流）特征均相符，表明了液滴内外部流动对液滴蒸发传质过程的影响；沿液滴表面从顶部至三相线处的对流通量先增后减，在中间某一点处达到极大值（图 7(b2)）；该变化趋势同样与液滴内外部流动相关，即对流通量极大值位于液滴内外部流动最强烈之处（图 5(b)）。

总质量通量为扩散通量与对流通量的矢量叠加，其在方向上既不垂直亦不平行于液滴表面（图 6 红色箭头），沿液滴表面的大小分布情况因所处蒸发阶段的不同而不同（图 8）。对于液滴蒸发早期阶段（$t^* = 0.39$），对流通量强于扩散通量，故总通量沿液滴表面的大小分布与同时刻对流通量的分布一致，即先增后减，在中间某一点处达到极大值；对于液滴蒸发后期阶段（$t^* = 0.77$ 和 $t^* = 0.88$），由于对流作用被削弱（详细分析见 2.2.2 节），故此时扩散通量占主导，总通量沿液滴表面的大小分布与同时刻扩散通量的分布规律一致，即单调增加：液滴顶部最小，三相线处最大。

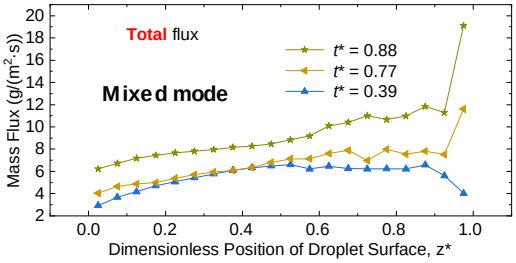


图 8　混合模式液滴蒸发过程的水蒸气质量传递（$T_s = 80$ °C，$\varphi = 30\%$）：(a1)-(a2) 各时刻扩散质量通量及其沿液滴表面位置的变化；(b1)-(b2) 各时刻对流质量通量及其沿液滴表面位置的变化。图中色柱表示水蒸气摩尔浓度（mol/m^3），红色箭头表示液面处水蒸气质量通量。

3 结　论

本文利用数值模拟方法探究了混合润湿模式下液滴在热基底上的蒸发过程，复现了实验结果，并探究了在扩散与对流共同作用下该过程的多物理场变化。具体结论如下：

（1）实现了混合润湿模式的液滴受热蒸发模拟，即液滴在蒸发过程中先处于钉扎状态（接触线半径恒定），在其接触角达到后退接触角后，呈现恒定接触角模式的蒸发；以上模拟与实验结果吻合良好，表明了该模拟模型的可靠性。

（2）考察了液滴受热蒸发过程中的温度场与流场变化规律，其中温度场变化规律与液滴内外部流动密切相关，而液滴内外部流动分别由液滴表面温差引起的热效应 Marangoni 流动和气体密度差引起的自然对流效应产生。

（3）解耦了液滴受热蒸发中的扩散与对流作用：扩散通量沿液滴表面法向向外，从顶部至三相线处逐渐增大；对流通量沿液滴表面切向斜向上，从顶部至三相线处先增后减；上述变化趋势与液滴蒸发过程中的形态变化及液滴内外部流动相关。水蒸气总质量通量为二者的矢量叠加，其分布规律受扩散与对流作用的相对强弱影响。

参考文献

[1] Bar-Cohen A, Arik M, Ohadi M. Direct Liquid Cooling of High Flux Micro and Nano Electronic Components[J]. Proceedings of the IEEE, 2006, 94(8):1549-1570.

[2] Sirringhaus H, Kawase T, Friend R, et al. High-Resolution Inkjet Printing of All-Polymer Transistor Circuits[J]. Science, 2000, 290(5499):2123-2126.

[3] Dugas V, Broutin J, Souteyrand E. Droplet Evaporation Study Applied to DNA Chip Manufacturing[J]. Langmuir, 2005, 21(20):9130-9136.

[4] Young T. An Essay on the Cohesion of Fluids[J]. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 1805, 95:65-87.

[5] Karpitschka S, Liebig F, Riegler H. Marangoni Contraction of Evaporating Sessile Droplets of Binary Mixtures[J]. Langmuir, 2017, 33(19):4682-4687.

[6] Abdollahipoor B, Shirazi S A, Reardon K F, et al. Near-Azeotropic Volatility Behavior of Hydrous and Anhydrous Ethanol Gasoline Mixtures and Impact on Droplet Evaporation Dynamics[J]. Fuel Processing Technology, 2018, 181:166-174.

[7] Li Y, Lv P, Diddens C, et al. Evaporation-Triggered Segregation of Sessile Binary Droplets[J]. Physical

Review Letters, 2018, 120(22):224501.

[8] Kim J-H, Ahn S I, Kim J H, et al. Evaporation of Water Droplets on Polymer Surfaces[J]. Langmuir, 2007, 23(11):6163-6169.

[9] Yu Y-S, Wang Z, Zhao Y-P. Experimental and Theoretical Investigations of Evaporation of Sessile Water Droplet on Hydrophobic Surfaces[J]. Journal of Colloid and Interface Science, 2012, 365(1):254-259.

[10] Dash S, Garimella S V. Droplet Evaporation on Heated Hydrophobic and Superhydrophobic Surfaces[J]. Physical Review E, 2014, 89:042402.

[11] Murisic N, Kondic L. On Evaporation of Sessile Drops with Moving Contact Lines[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2011, 679:219-246.

[12] Yang K, Hong F, Cheng P. A Fully Coupled Numerical Simulation of Sessile Droplet Evaporation Using Arbitrary Lagrangian-Eulerian Formulation[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014, 70:409-420.

[13] NIST Chemistry WebBook (NIST Standard Reference Database Number 69)[DB]. 2022, https://webbook.nist.gov/chemistry/.

[14] Lin Y, Chu F, Wu X. Evaporation and Boiling of Water-Alcohol Droplets: Dynamic Characteristics of Wetting and Heat Transfer[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2022, 134:106045.

[15] Strizhak P A, Volkov R S, Misyura S Y, et al. The role of convection in gas and liquid phases at droplet evaporation[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2018, 134:421-439.

[16] Barmi M R, Meinhart C D. Convective Flows in Evaporating Sessile Droplets[J]. The Journal of Physical Chemistry B, 2014, 118(9):2414-2421.

[17] Hua H, Larson R G. Evaporation of a Sessile Droplet on a Substrate[J]. The Journal of Physical Chemistry B, 2002, 106(6):1334-1342.

[18] Jeong C H, Lee H J, Choi C K, et al. Selective Evaporation Rate Modeling of Volatile Binary Mixture Droplets[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 178:121584.

[19] Stauber J M, Wilson S K, Duffy B R, et al. On the Lifetimes of Evaporating Droplets with Related Initial and Receding Contact Angles[J]. Physics of Fluid, 2015, 27(12):122101.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：141050

蒸汽在水平锥形微槽表面的冷凝传热实验研究

张雷刚，李豪，茹梦

（郑州轻工业大学，郑州 450002）

(Tel:17839940358, Email:leigzhang@zzuli.edu.cn)

摘要：本文设计了一种带有微槽结构的锥形铜板。在常压下，对蒸汽在水平锥形微槽铜板表面的流动冷凝传热进行了实验研究，并对表面冷凝液滴的运动行为进行了可视化观测。在所有微槽铜板上冷凝液滴不断长大并合并成更大的液滴，最终在蒸汽剪切力与重力的作用下沿微槽道排除。实验研究了微槽数与顶部平面直径对传热特性的影响。结果表明，微槽数的增加对压降影响较小且对传热系数的提高有积极作用，顶部直径的增大会增大压降。

关键词：锥形微槽表面；冷凝传热；可视化观测；排液

0 前言

冷凝传热与我们的生活息息相关，广泛应用于航空、电力、机械、化工等领域，探索新的表面结构对提高传热效率意义重大。研究人员通过表面改性和降低表面能来实现这一目标，如提高表面粗糙度[1]、金属聚合物涂层[2]、氧化铜纳米结构[3]、石墨烯涂层[4]、非润湿固体表面[5]、涂抹润滑剂 [6]等。随着研究的深入，一些研究人员还发现了新的表面，Wen[7]报道了一种可以通过空间约束效应控制液滴成核的纳米疏水表面。Wang[8]采用纳米柱和微柱相结合的方法制备了超疏水表面，提高了传热性能。Zhang[9]等在低过冷度下实现了蜂窝超疏水微孔表面上稳定的液滴跳跃。Holagh[10]和 Bergles[11]发现，与光滑表面相比，扩展表面表现出更好的性能。Qi[12]研究了沟槽表面的冷凝传热，结果表明渐开线槽有利于降低热阻。

虽然这些结构表面具有较好的强化传热效果，但不可忽视的是，随着冷凝的发生，传热表面会聚集大量冷凝液，使冷凝传热恶化。如何及时排出冷凝积液引起了研究人员的兴趣。在微观结构上，Natesh[13]通过设计非对称通道实现了定向排液。对于双亲模式排水，Lee[14]制作了不同形状的双亲图案表面，其中 Sierpinski 分形增加了界面周长，有效改善了排水。对于条形图案化表面[15-17]，疏水区宽度越小，疏水效果越好。Chatterjee[18]在疏水表面研究了直径为 0.25 mm 的岛型图案并观察到排液速率增加。Mahapatra[19]通过交错排列改变了空间布局实现快速排水。Liu[20]将激光制作的微沟槽应用于超疏水-超亲

基金项目：微重力下非均匀润湿性楔形图案化表面强化冷凝传热及排液机制研究（52106116）

水楔形图案表面，降低了流动阻力，提高了排液速度。Yang[21]在混合表面上采用交替的倒 V 形通道来加速排液。然而，图案表面也带来了一些问题。例如，在超弹性材料上使用激光织构可以减少能量传递，但均匀性改善不明显[22]。温度变化会使激光织构的图案[23]受到交叉污染，使超亲水区域变成超疏水区域。等离子体纳米图案[24]在炎热潮湿的环境中容易失去疏水性。通过增加一个外部装置可实现主动排液，Wikramanayake[25]和Wang[26]研究表明，交流电场可以改变液滴的大小，更有利于从表面去除液滴。Weng[27]利用反向电润湿现象进行连续去湿。Barakhovskaia[28]提出了蒸汽冷凝器的新概念，改善了微重力条件下的排液问题。结果表明，泵与多孔介质的组合有利于改善凝结水的流动。主动排液技术[29,30]虽然可以实现快速排液，但电源需要从外部接入，因而主动排水的成本非常高，应用范围也非常有限。因此，通过设计一些微型排液槽或通道等来实现被动式重力排液，是更可取的解决方案。

人们长期以来一直在屋顶上设计雨水排放装置。例如，张家塔村[31]和林芝[32]处于雨量充沛的地区，需要使水流迅速流出。通过使用倾斜的屋顶，水沿着屋顶被收集到庭院的沟渠中。受中国古代屋顶的启发，我们设计了一种新型的锥形微槽表面。本研究的目的是研究在常重力条件下蒸汽在该水平表面上的冷凝传热特征及排液特性。因此，实验循环回路被设计成在 1 个标准大气压力下进行。

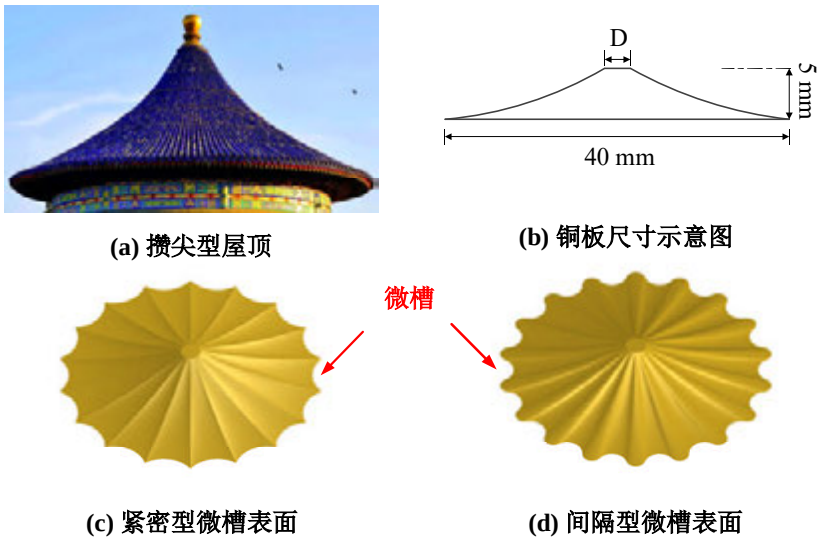
1 实验

1.1 实验表面的构建

受中国传统古建（图 1a）的启发，本实验共设计了 8 个不同参数的具有排液微槽的锥形铜板（1#，2#.....8#）以及一个用作对照实验的光滑锥形铜板(0#)作为研究对象，铜板的结构参数如表 1 所示。由于黄铜具有良好的导热性且易于加工，因此本实验所用铜板均由导热系数为 116.7 W/ (m·K)的黄铜（H62）通过 CNC 数控加工的方式制成。如图 1b 所示，铜板厚 5mm、底部直径 40mm，排液微槽沿周向均匀分布。图 1c、f 为实验铜板的实物图。

表 1 实验铜板参数

铜板编号	0#	1#	2#	3#	4#	5#	6#	7#	8#
微槽数量	0	18	18	18	18	36	36	36	36
顶圆直径(mm)	3	3	3	8	8	3	3	8	8
微槽顶端宽度(mm)	-	0.523	0.523	1.396	1.396	0.262	0.262	0.698	0.698
微槽种类	光滑	紧密	间隔	紧密	间隔	紧密	间隔	紧密	间隔



(a) 攒尖型屋顶　　(b) 铜板尺寸示意图

(c) 紧密型微槽表面　　(d) 间隔型微槽表面

图 1 实验铜板灵感来源及实物

1.2 实验装置

如图 2 所示，本冷凝实验的原理图主要由四部分组成：蒸汽发生系统、试验系统、冷却系统和数据采集系统。实验过程中，储液罐里的蒸馏水在蠕动泵的作用下被供给到蒸汽发生器中，生成的蒸汽通过不锈钢管输送至冷凝腔。在钢管周围布置了一个由温控开关控制的电加热带，并用保温棉对钢管进行包裹，以确保进入冷凝腔的蒸汽温度维持在 100±0.1℃。通入冷凝腔的蒸汽只有一部分在实验铜板表面发生冷凝，其余的流入过冷器冷却至液态并流回储液罐。此外，在实验系统中还安装了一个气囊，用于将系统气压维持在 0.1MPa 左右。通过改变蠕动泵的转速来改变蒸馏水的流速，进而可以改变实验系统的蒸汽流量，蒸馏水的流量可以通过玻璃转子流量计测得。实验系统中布置了多个 K 型热电偶以测量不同的温度。此外，在冷凝腔进出口处安装了压力传感器以监测实验过程中的压力变化。通过安捷伦 970A 数据采集仪对压力、温度数据进行采集，并利用工业相机（MV-CS060-10GM）对实验铜板表面的冷凝现象进行可视化观测。

冷凝腔体主要由 6061 铝合金加工而成，图 3 是冷凝腔的剖面图。在冷凝腔的顶部有一个观察视窗，视窗由具有电加热功能的高硼硅酸盐玻璃制成，在保持良好透光性的同时也能避免蒸汽在玻璃表面的凝结。由高纯度黄铜制成的圆柱形冷却铜块（直径 40mm，高 22mm）布置在冷凝腔底部中心区域，实验铜板水平放置在铜块上方，二者之间涂有一层热导率为 6W/(m·k)的导热硅脂，导热硅脂的厚度可以忽略不计。铜块周围有聚四氟乙烯进行隔热保护，防止热量沿径向散失。冷却铜块上钻有 3 组直径 1.5mm、深 10mm、中心间距 6mm 的测温孔，用于布置热电偶以测量铜块的温度分布。冷却单元被紧密固定在冷却铜块底部，恒温水槽持续以 6L/min 的流量向其输送恒温冷却液，冷凝过程中，蒸汽所携带的热量将通过轴向导热沿铜块传递给低温冷却水，并随着冷却水的流动被带走。所有安装连接处均采用 O 型橡胶密封条进行密封，以确保实验过程中的冷凝腔的气密性。

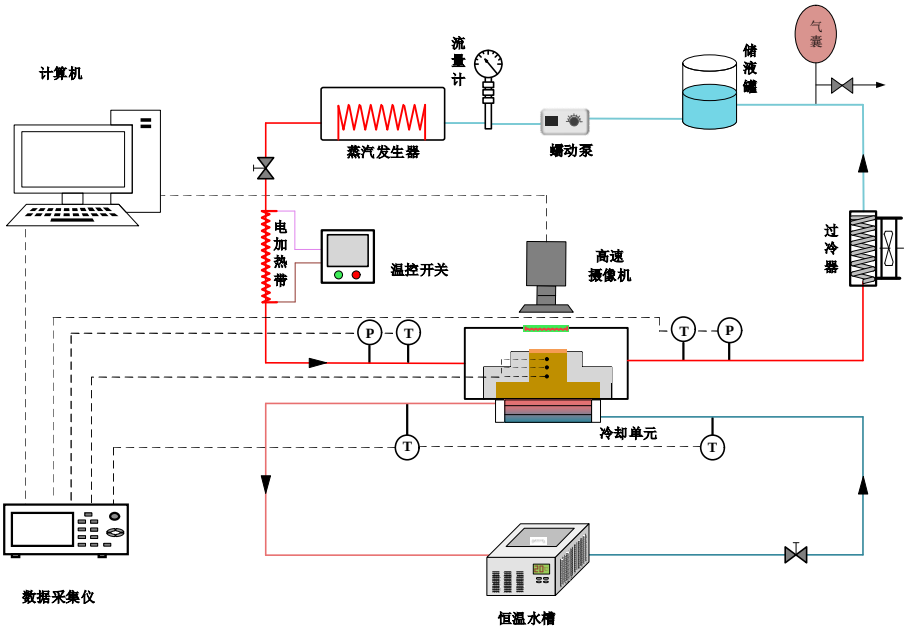


图 2 实验原理图

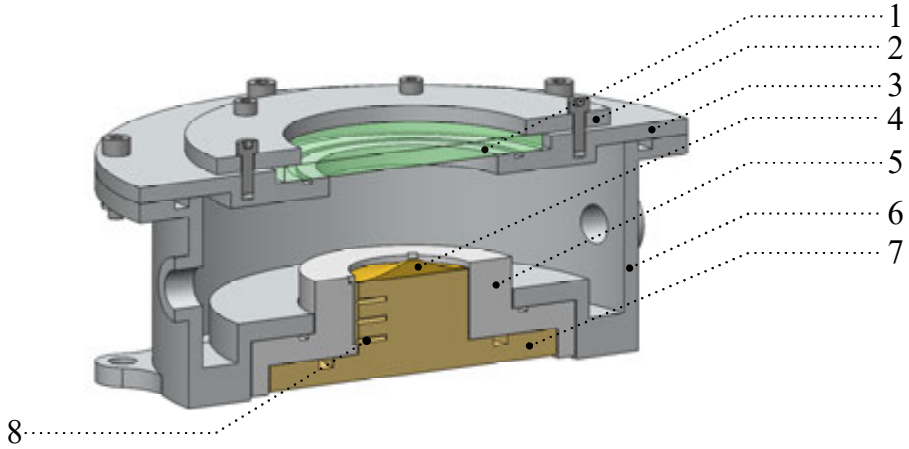


图 3 冷凝腔体剖视图

(1. 高硼硅酸盐玻璃；2. 玻璃盖板；3. 腔体盖板；4. 实验铜板；5. 聚四氟乙烯隔热；6. 冷凝腔体外壳；7. 冷却铜块；8. 测温孔)

1.3 实验流程

按照图 2 连接各个仪器设备，使储液罐内加满蒸馏水。在安装实验铜板之前，先用无水乙醇、去离子水超声波依次清洗实验铜板 5 分钟，去除机械加工过程中残留的油污与杂质，待铜板烘干后将其安装在冷却铜块顶部。实验开始时，首先打开恒温水槽给冷却单元提供低温冷却液，对冷却铜块进行降温的同时并预热蒸汽发生器。从数据采集仪监测到的温度可知冷却铜块的温度变化，待其趋于平稳后打开蠕动泵，蒸馏水缓缓流入蒸汽发生器并产生源源不断的蒸汽。然后打开排气阀，利用新生成的蒸汽排除系统中存

在的不凝结气体，减少不凝结气体对实验的影响，因为研究表明即使系统中存在的不凝结气体含量很小，它也会显著降低表面的传热性能。不凝结气体排除后，关闭排气阀，开始冷凝实验。所有的实验都是在一个大气压的条件下进行的。在实验系统运行 30min 后，每个测温点的数据均趋于平稳，这时我们认为实验表面的冷凝传热达到了准稳态过程，收集并存储所有的实验数据。改变恒温水槽温度分别为 15℃、25℃、35℃、45℃；循环蒸馏水流量为 30mL/min、40mL/min 和 50mL/min，每个工况至少进行三次实验以确保实验的可重复性，测试完毕后更换实验铜板，重复以上操作。

2 数据处理

2.1 计算公式

由于实验铜板为锥形，呈现出“下大上小”的形状，在冷凝过程中铜板表面温度分布并不均匀，铜板顶部的表面温度会大于侧面的温度，用顶部温度来代替整个冷凝传热壁面的温度是不合适的。因此，基于加权平均的思想将锥形铜板折合成与冷却铜块等径的柱状铜板，等价高度H^*为，

$$H^* = \frac{V}{A} \tag{1}$$

式中，V为实验铜板的体积；A为冷却块的横截面积，也即冷却铜块的上表面面积。

通过冷却铜块的热量可以由最小二乘法表示出来，

$$q = -\lambda_{Cu}\frac{\sum_{i=1}^{3}(x_i - \bar{x})(T_i - \bar{T})}{\sum_{i=1}^{3}(x_i - \bar{x})^2} \tag{2}$$

式中，λ_{Cu}为铜的导热系数，x_i为第i个测温孔与冷凝面的距离（即与等价表面的距离），T_i为第i个测温孔所测温度。其中平均温度$\bar{T}$和平均距离$\bar{x}$可以由下式计算得到，

$$\bar{T} = (T_1 + T_2 + T_3)/3 \tag{3}$$

$$\bar{x} = (x_1 + x_2 + x_3)/3 \tag{4}$$

然后，根据傅里叶导热定律可以推算出实验铜板等价表面的温度T_S^*，

$$T_S^* = \frac{q}{\lambda_{Cu}}x_1 + T_1 \tag{5}$$

于是，实验铜板表面的冷凝传热系数为

$$h = \frac{q}{\Delta T} = \frac{q}{T_{Sat} - T_S^*} \tag{6}$$

式中，T_{Sat}为冷凝腔蒸汽温度。

本实验所采用的 K 型热电偶经校准后可达到±0.1℃的温度测量偏差。CNC 数控加工精度为±0.02mm。实验过程中的实验误差由误差传递理论确定，如公式 7 所示。

$$e_Y = \sqrt{\left(\frac{\partial Y}{\partial w_1}\right)^2(\partial w_1)^2 + \left(\frac{\partial Y}{\partial w_2}\right)^2(\partial w_2)^2 + \cdots + \left(\frac{\partial Y}{\partial w_n}\right)^2(\partial w_n)^2} \tag{7}$$

其中，Y 是关于变量 w_i 的函数($Y = Y(w_1, w_2 \ldots w_n)$)， ∂w_i为变量 w_i 的不确定度。由此估计了热流密度、冷凝传热系数的不确定度分别为 5.14%，7.22%。

2.2 模型验证

为了验证实验装置的可靠性，首先进行了蒸汽在光滑锥形表面的膜状冷凝实验。光滑锥形表面的实验结果与理论结果对比如图 4 所示。蒸汽在水平板上的层流膜状冷凝传热系数的理论值由 Nimmo 和 Leppert 的方法[33]确定，其表达式如下所示。

$$h = \frac{Nu\lambda}{L} = 0.82\left(\frac{\rho_l^2 g h_{fg} \lambda_l^4}{\mu_l \Delta T L^2}\right)^{\frac{1}{5}} \tag{8}$$

其中，λ_l ，ρ_l和μ_l分别为冷凝液的导热系数、密度、动力粘度。h_{fg}为气化潜热。使用该方程进行计算时，冷凝液的所有物性参数均取冷凝液膜平均温度 $T_f = (T_{sat} + T_S^*)/2$作为定性温度， 汽化潜热则取饱和蒸汽温度$T_{sat}$时对应的值。结果表明，实验结果与理论结果较为吻合，平均偏差小于 14%。

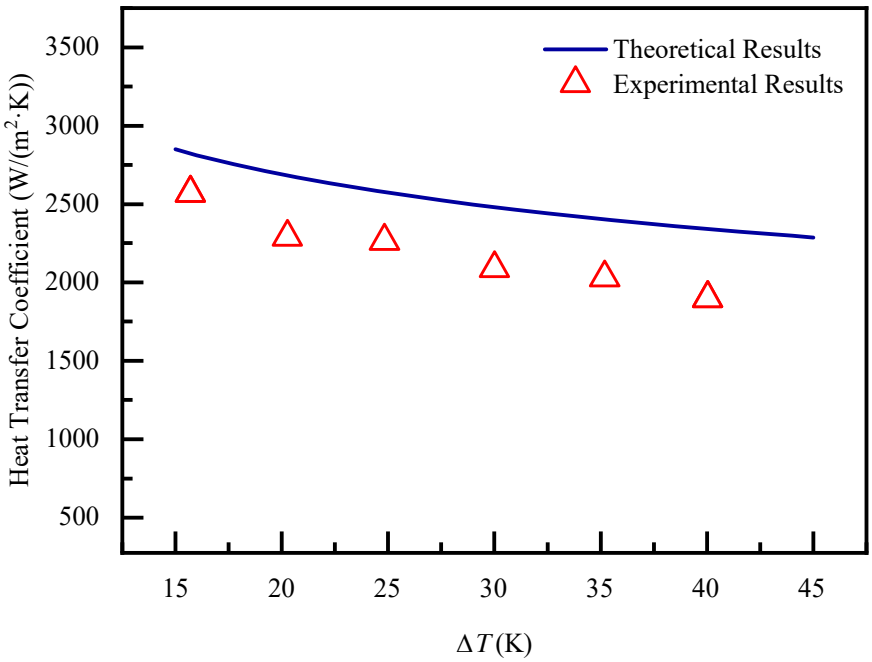


图 4　光滑锥形表面膜状冷凝传热系数实验结果与理论结果的对比

3 结果与讨论

3.1 种类对表面传热特性的影响

在实验过程中，利用工业相机对实验铜板表面的冷凝现象进行了可视化观测。图 5（a）展示了冷却水温为 45℃且蒸汽流量保持在 30mL/min 时，0#、1#和 2#三个不同铜板表面冷凝液滴的生长过程。随着冷凝过程的进行，在三个表面上，液滴的生长都经历了图 5（b）中的四个过程，即成核（Ⅰ）、生长（Ⅱ）、合并（Ⅲ）以及迁移（Ⅳ）。当低温铜板与蒸汽接触时，首先会在表面形成无数微小液滴，接着小液滴不断长大（如图中蓝色虚线所示），然后相邻的两个或几个液滴会发生合并（如图中红色虚线所示），最终合并成的大液滴在蒸汽剪切力及重力的作用下从表面滑落（如图中黄色虚线所示），液滴在滑落过程中会将沿途的液滴一起扫除。至此，冷凝表面完成一次更新，液滴实现“成核-生长-合并-迁移”的循环过程，之后在这个新产生的表面上将不断重复这四个过程。从图中也可以发现，两种微槽表面（1#和 2#）

的液滴生长周期均比光滑表面（0#）短且液滴分布更有规律，这是由于微槽限制了冷凝液滴的无规则地随机运动，使其运动路径主要集中在沿微槽通道方向，这更利于液滴的合并与迁移，极大缩短了表面更新所需时间，这种现象在紧密型微槽表面更加明显。与光滑锥形表面相比，间隔型微槽表面与紧密型微槽表面的表面更新周期分别提高了约 71.9%和 96.4%。此外，受表面结构的影响，两种微槽表面的冷凝液滴直径显然小于光滑表面，由于间隔型微槽的尺寸更小，所以间隔型微槽表面液滴直径更小。考虑到冷凝过程中表面滞留的冷凝液会增加冷凝传热热阻，降低后续冷凝传热效果，因此光滑表面上的传热效果比两种微槽表面较差些。

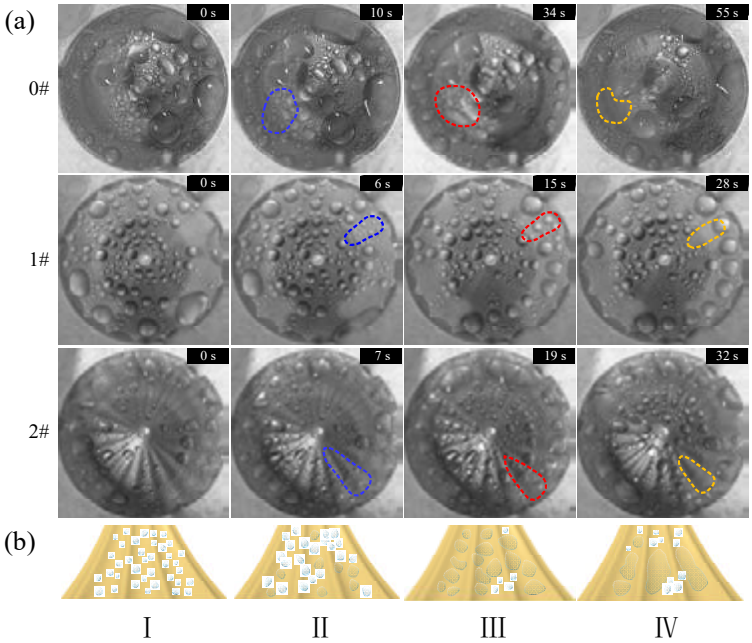


图 5 冷凝表面液滴生长过程，（Ⅰ）成核、（Ⅱ）生长，（Ⅲ）合并和（Ⅳ）迁移

（a）液滴在微槽表面生长过程的图片（b）液滴在微槽表面生长过程示意图

冷却水温为 45℃且蒸汽流量保持在 30mL/min 时，如图 6 所示，随着冷凝过程的进行，三种表面热流密度不断变化，在前期的冷却铜块降温及蒸汽发生器预热阶段，热流密度较小，在 0kW/m^2 附近波动。当蒸汽通入冷凝腔后，热流密度迅速上升且逐渐趋于稳定，在蒸汽通入 30min 后，热流密度维持在某一恒定值上下波动，我们认为此时系统进入准稳态过程。由于冷凝过程中伴随着液滴的生长与脱落，表面覆盖率一直处于动态变化之中。表面覆盖率较高时，冷凝液会成为热量交换过程的障碍，此时热流密度就较小；反之，当液滴从表面脱落使覆盖率降低时，热流密度就会较大些。因此，冷凝液滴在实验表面的动态变化造成了热流密度在准稳态过程中总是小范围地上下波动。

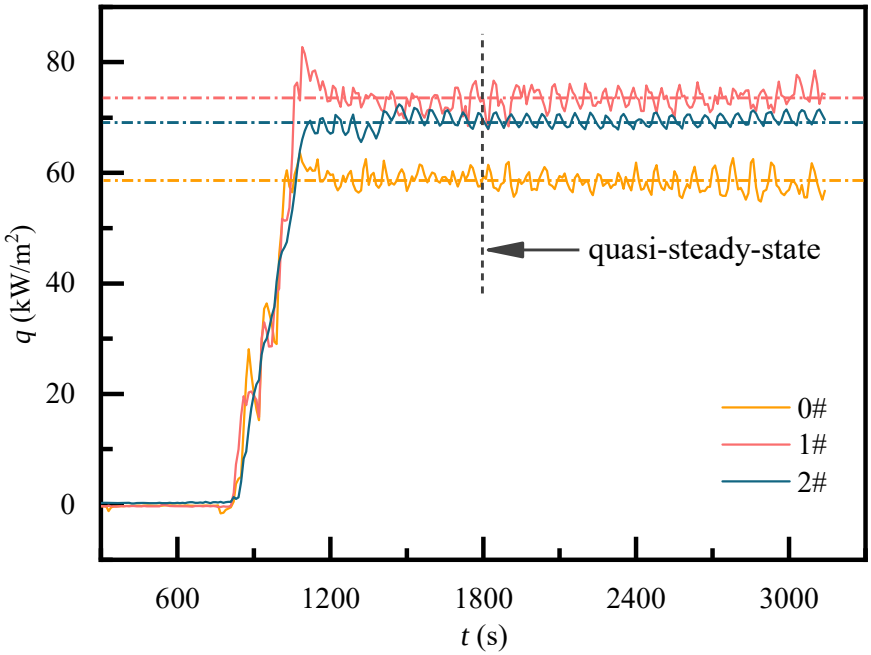
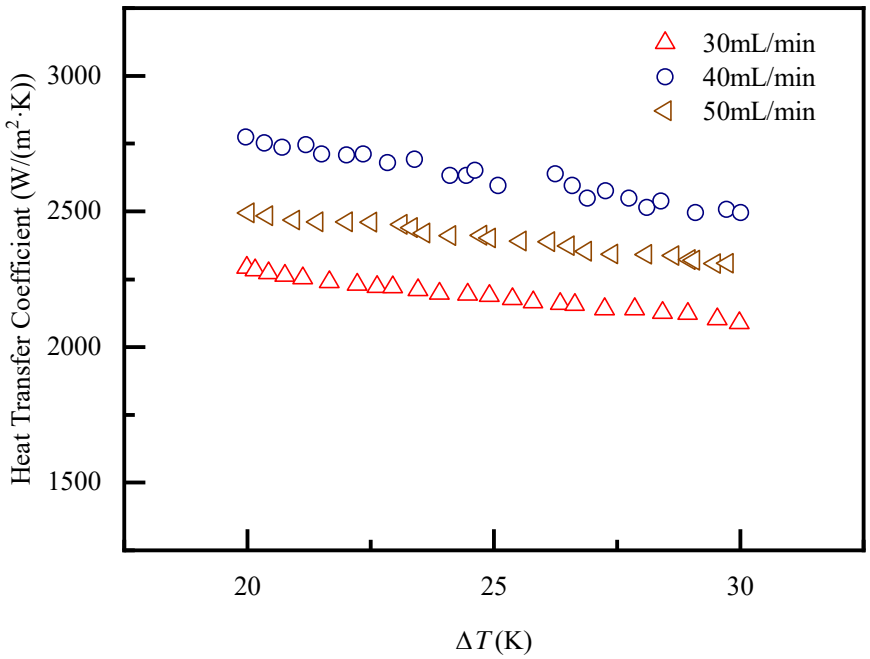
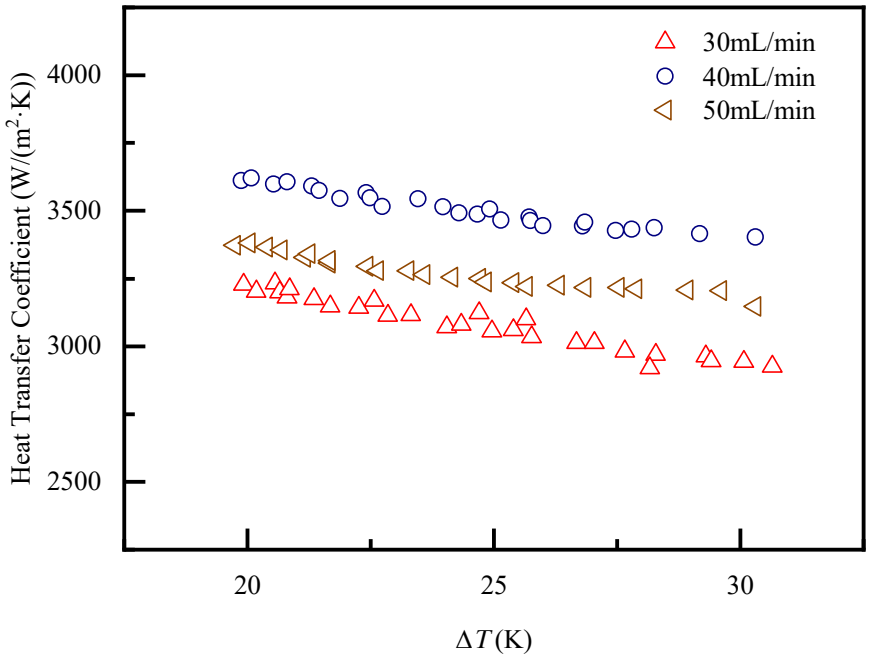


图 6 三种表面热流密度随时间的变化

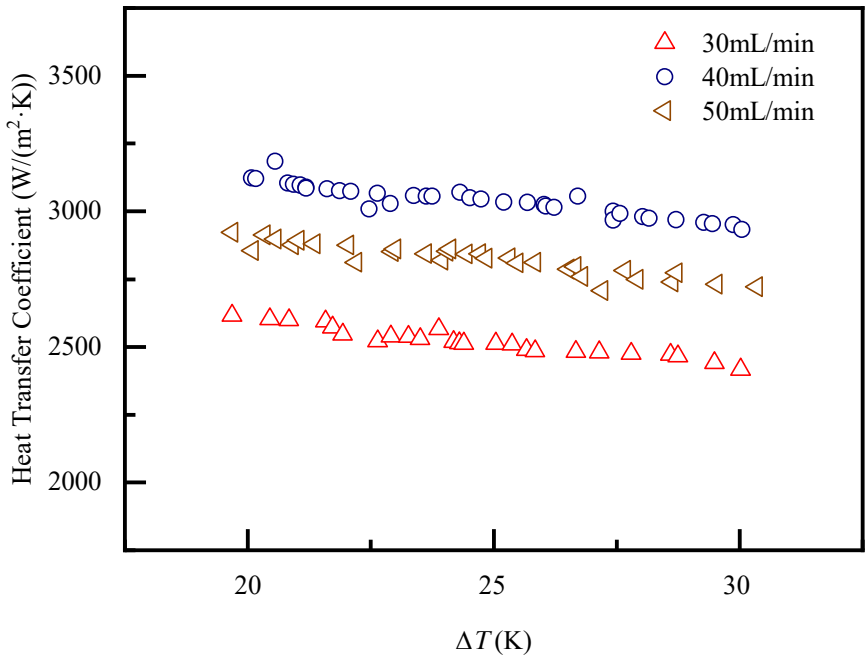
由于光滑锥形表面（0#）的表面更新周期较长、频率较低，表面堆积的冷凝液较多，所以该表面的热流密度值在三个表面中最小。而紧密型微槽表面（1#）冷凝液滴生长周期较短、表面更新速度较快，表面覆盖率较低，其热流密度值最大，在 74kW/m^2 左右。间隔型微槽表面（2#）的表面覆盖率介于光滑表面（0#）与紧密型微槽表面（1#）之间，故冷凝过程中其表面热流密度也介于二者之间。



(a) 0#表面冷凝传热系数随过冷度的变化



(b) 1#表面冷凝传热系数随过冷度的变化



(c) 2#表面冷凝传热系数随过冷度的变化

图 7　三种表面冷凝传热系数随过冷度的变化

图 7 展示了三种表面的冷凝传热系数随过冷度的变化。如图所示，无论铜板表面结构如何，随着过冷度的增加，冷凝传热系数均呈现出逐渐下降的趋势。随着过冷度的增加，实验铜板表面冷凝液的生成速率会逐渐大于其从表面排除的速率，这将导致冷凝液在传热表面的

堆积，传热热阻的不断增加使得表面传热恶化，所以冷凝传热系数会呈现出下降趋势。当实验系统中循环蒸馏水流量增加后，蒸汽的流速会增大，对实验表面的冲刷与扰动作用增强，导致表面冷凝液脱落地更加频繁，从而促进冷凝的进行。但是，当流量增大到一定程度时，流入冷凝腔的源源不断地大流量蒸汽为表面滞留更多的冷凝液提供了可能，此时蒸汽的冲刷与扰动作用将无法使积液及时排除，从而降低表面传热性能。因此在三个表面上，蒸馏水流量为 40mL/min、50mL/min 时的冷凝传热系数均比 30mL/min 时较高，但 50mL/min 时的冷凝传热系数并没有继续升高而是低于 40mL/min 时的传热系数。另外，从图中也可以看到，在相同的条件下，两种微槽表面的传热系数要比光滑表面的高，这与可视化观测的结论是一致的。与光滑表面相比，紧密型微槽与间隔型微槽表面的传热系数分别提高了 33.4%和 15.6%。

3.2 微槽数目对表面传热特性的影响

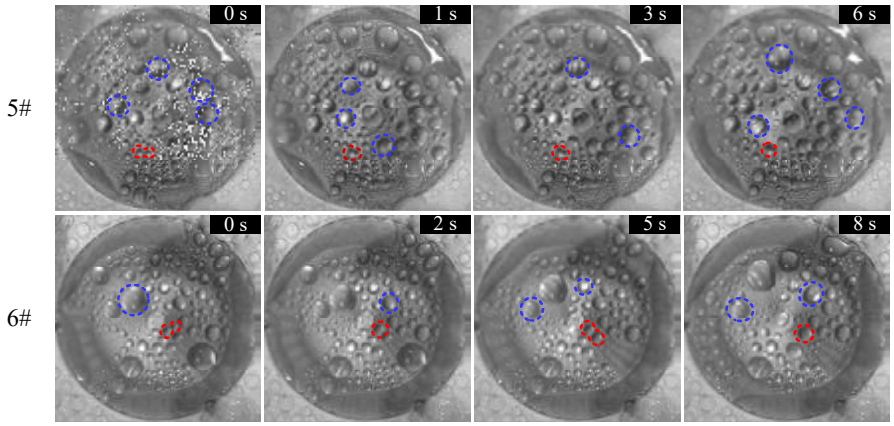


图 8 高密度微槽表面冷凝现象的可视化

基于以上研究，得知在蒸馏水流量为 40mL/min 时各个铜板传热性能最好，因此在后续的实验研究中，着重考虑了该条件下冷凝表面的可视化与传热特性分析。在冷却水温度为 35℃的条件下，微槽数目增加至 36 个时，紧密型微槽与间隔型微槽表面的冷凝现象在图 8 中显示。当表面微槽数目为 36 时，无论是紧密型微槽还是间隔型微槽，在冷凝过程中，实验表面均会出现液桥。图中用蓝色虚线表示了微槽表面上的部分液桥，而红色虚线显示的是液桥形成的过程，由此可以看出，“液桥”的出现从本质上讲是由于液滴的生长与合并。微槽数目的增多，毋庸置疑会导致单个微槽的尺寸减小。随着冷凝液滴的持续长大以及与周围微小液滴的不断合并，当液滴直径逐渐超出单个槽道的尺寸时，液滴就会溢出到相邻槽道上，从而形成液桥。在液滴达到从表面脱落的临界直径之前，可能会与不止一个微槽槽道发生“桥接”。在低密度微槽表面（1#和 2#），由于液滴从表面脱落的临界直径小于微槽尺寸，在液滴还未超出微槽时就已经沿着微槽槽道从表面脱落了，所以很少会有“液桥”的出现，此时液滴脱落主要依靠的是通过合并本槽道邻近小液滴。但是在高密度微槽表面，“液桥”的形成使得液滴可以合并邻近几个槽道的小液滴，这将极大缩短液滴的生长周期并提高传热表面更新速率，这种现象在紧密型微槽表面表现得更加明显，这与紧密型微槽的结构有关。间隔型微槽相邻微槽之间存在一定尺寸的“脊”，但紧密型微槽相邻微槽之间没有“脊”，“脊”的存在增加了液滴跨跃微槽形成“液桥”的难度。在紧密型微槽表面，尤其是在靠近尖端的上游区域，极其容易因液滴的合并而形成液桥。

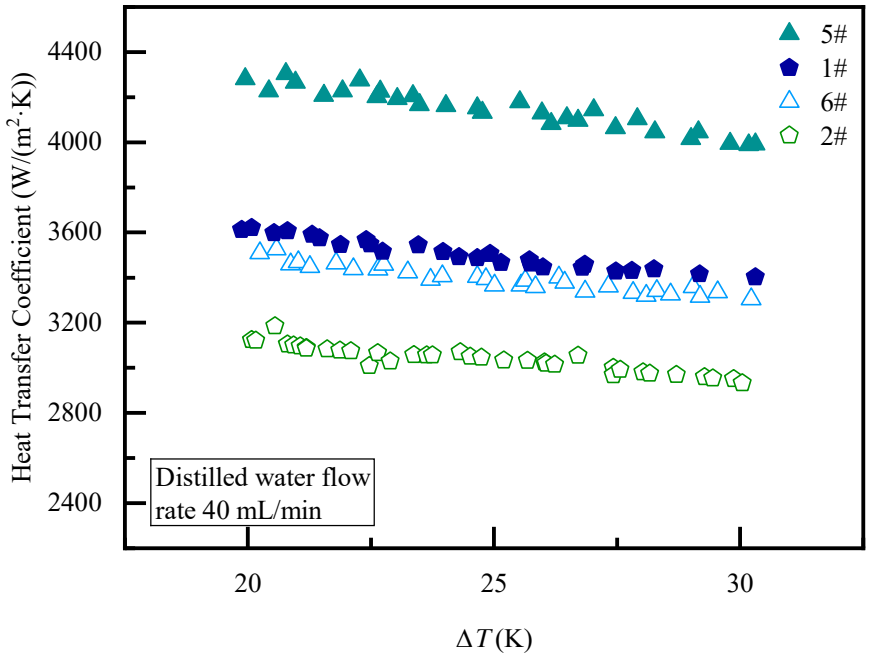
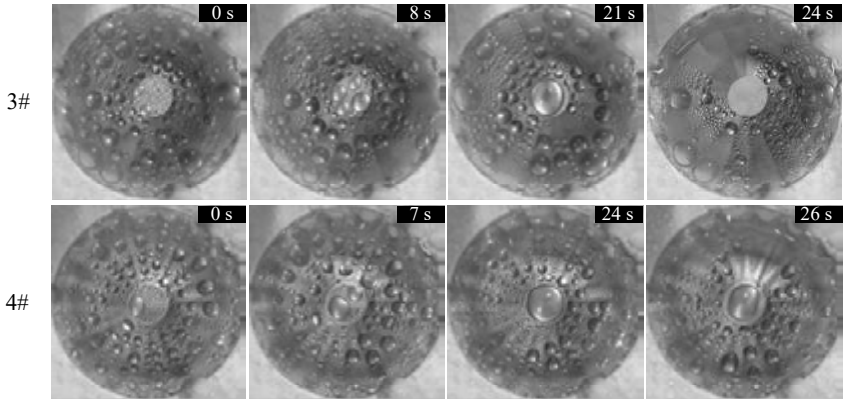


图 9 不同密度微槽表面传热系数随过冷度的变化

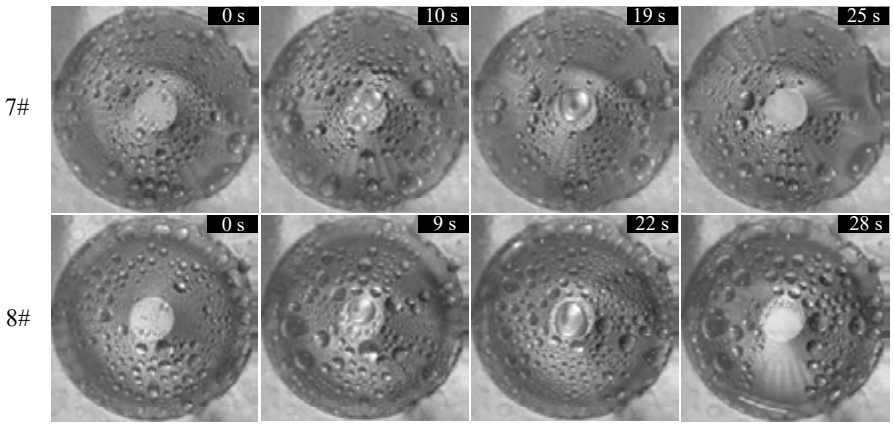
在循环蒸馏水流量保持 40mL/min 的条件下，计算并绘制了不同密度微槽表面随过冷度变化的冷凝传热系数，如图 9 所示。从 18 个微槽槽道增加至 36 个微槽槽道显著提高了表面的冷凝传热系数，并且微槽数目的增多对紧密型微槽表面的影响更加明显。结合可视化分析结果和强化传热理论，因微槽数目增多而形成的“液桥”加速了槽道液滴的脱落，减小了冷凝过程中因冷凝液滞留产生的传热热阻，促进了蒸汽与冷凝传热壁面的热量交换。在紧密型微槽和间隔型微槽表面，传热系数分别提高了 1.28 倍和 1.13 倍。

3.3 顶部平面直径对表面传热特性的影响

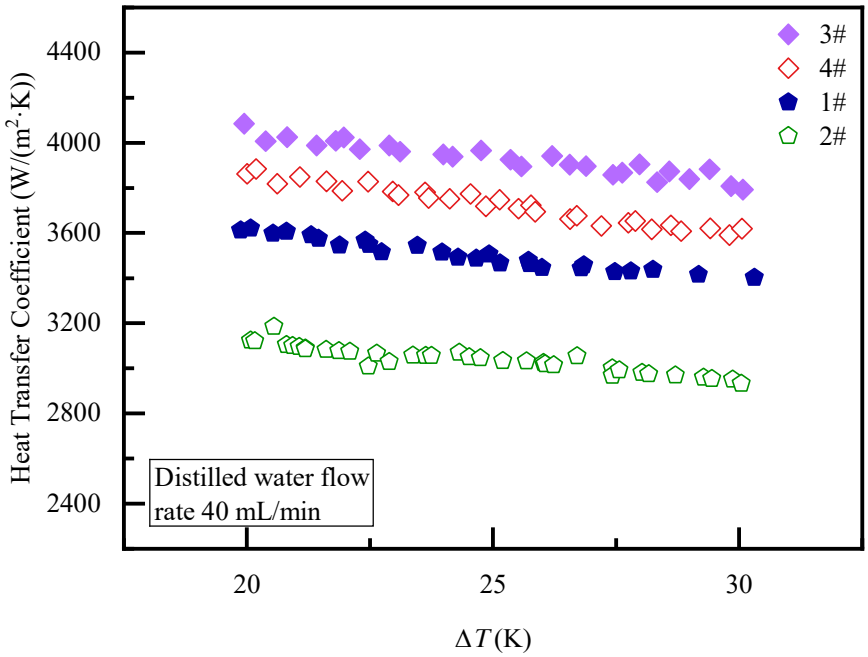
考虑到顶部直径对表面传热特性也可能产生影响，在循环蒸馏水流量保持为 40mL/min 时，对顶部直径为 8mm 的低密度微槽、高密度微槽锥形实验铜板表面的冷凝现象进行了实验研究和可视化观测。从图中可以明显观察到在顶部平面上汇集的大液滴，同样地，大液滴也是在冷凝过程中由无数微小液滴的生长与合并形成的。受平面尺寸的限制，液滴不可能无限长大，随着更多冷凝液生成，表面张力将无法维持其形态，最终导致液滴从顶部平面滚落。在滚落过程中，大液滴携带的大量能量使其随机地扫除某一方向上相邻几个槽道上的液滴，迫使这部分表面完成更新。



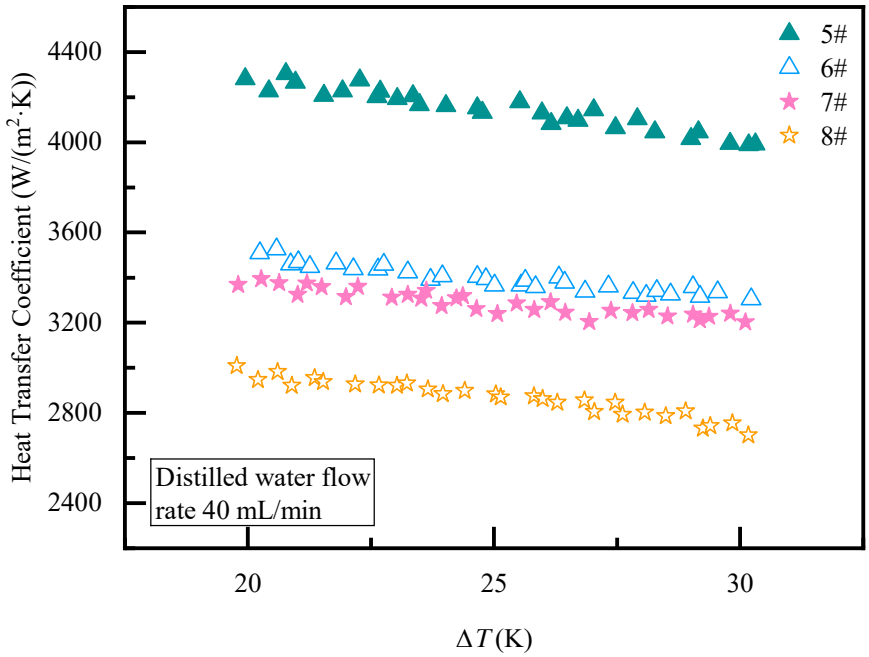
(a) 具有低密度微槽的大顶部直径表面上凝结的可视化



(b) 具有高密度微槽的大顶部直径表面上凝结的可视化



(c) 具有低密度微槽的大顶部直径表面上传热系数的变化



(d) 具有高密度微槽的大顶部直径表面上传热系数的变化

图 10 大顶径微槽表面冷凝现象的可视化与传热系数的变化

从图 10 可以看出，顶部直径的增大对低密度微槽表面能够起到强化传热的效果。这是因为，由于受到低密度微槽表面单个微槽尺寸较大的影响，侧面液滴脱落的周期较长，而从大顶部平面滚落的携带足够能量的大液滴对侧面槽道上的液滴具有一定的冲刷作用，强迫某一方向上相邻多个微槽槽道液滴的清除，促使部分表面实现更新，从而起到一定程度的强化传热效果。当顶部直径较小时，从顶部脱落的小液滴具有较小的能量，这些能量微小的液滴只能促进侧面单个微槽槽道液滴的合并与排除，而不足以实现相邻几个微槽槽道的更新。因此，增大顶径可以有效提高低密度微槽表面的表面更新速率。显然，当槽数从 18 增加到 36 时，间隔微槽表面的冷凝传热系数的增幅更大，这说明大液滴的滚落效应引起的强化传热作用对间隔型微槽更有效果。

但在高密度微槽表面上情况则是完全相反的，顶部平面直径的增大并没有达到与低密度微槽表面相似的效果，反而对表面的传热起到阻碍作用。对高密度微槽表面而言，侧面微槽数目的增多所引起的液桥现象已经能够促使液滴更快的脱离表面，在这种情况下，从顶部脱落的大液滴虽有冲刷作用，但其对表面整体传热性能的改善已不具备明显效果与优势，而且在顶部平面上大液滴的长期滞留反而引起传热热阻的增大，不利于表面传热。

3.4 综合分析

图 11 中展示了各个锥形表面上液滴的平均生长周期。明显的可以观察出光滑表面上液滴滞留时间最长，约 50s，而微槽的存在加速了液滴从表面的脱落，以致所有微槽表面上的液滴生长周期均低于光滑表面。此外，间隔型微槽表面的液滴生长周期均大于紧密型微槽表面。5#表面的液滴生长周期是最短的，这是紧密型微槽数目增多导致液滴频繁脱落造成的。图 12 中对比了所有铜板表面的冷凝传热系数，结合图 11 能够清晰地看出传热系数与表

面液滴生长周期呈现反相关。周期越长就意味着液滴在表面滞留的时间就更久，进而引发传热热阻对冷凝过程更大的影响，最终使得传热系数减小。

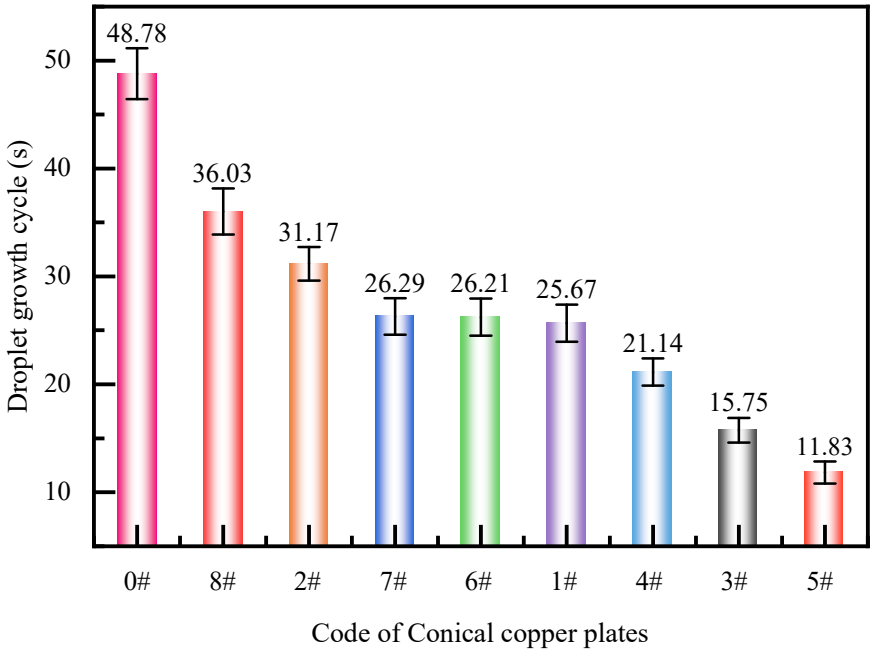


图 11 各个表面液滴生长周期

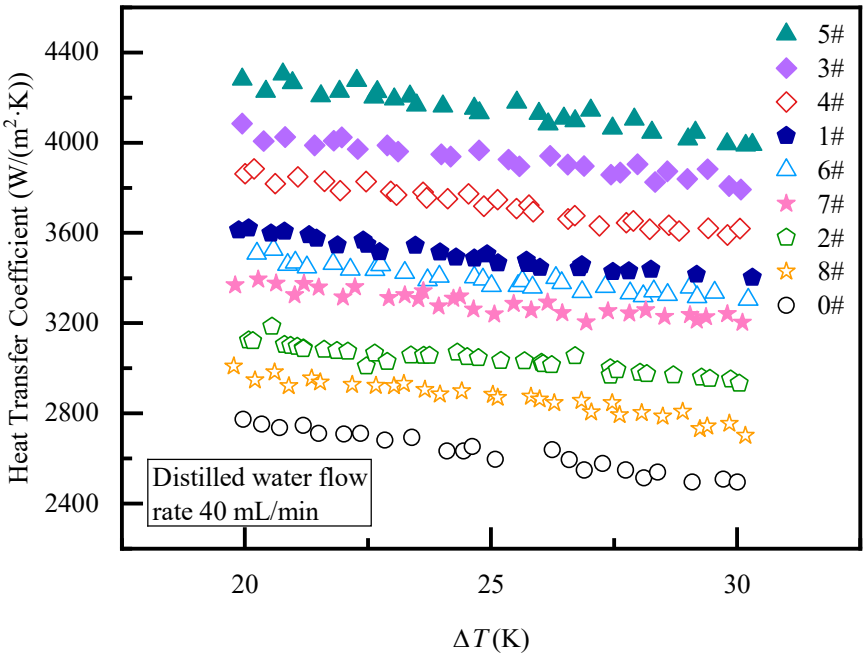


图 12 所有铜板的传热系数随过冷度的变化

在实验过程中对冷凝腔体进出口的压力也进行了监测，当循环蒸馏水流量保持 40mL/min 时，对比了各个微槽锥形铜板与光滑锥形铜板的压降比，如图 13 所示。可以看出，所有微槽铜板的压降比均在 1.1 上下摆动，微槽数目的增大对压降比的影响较小，但是当顶部直径增大时的，压力降将增大。为了更好地表征微槽铜板对冷凝传热的强化效果，定义在同一蒸汽

流量、相同过冷度下微槽铜板表面与光滑铜板表面的冷凝传热系数之比为强化倍率，如图 13 所示，所有微槽铜板的强化效果可以被清楚地显示出来，8 个微槽铜板的增强比均大于 1。可以看出，其他结构尺寸保持一致时,间隔型微槽铜板的增强比小于紧密型微槽铜板的增强比，当顶部直径为 3mm 时增强比随着微槽数目的增大而增大，但是在顶部直径为 8mm 时则表现出相反的效果。5#微槽铜板的增强比最大，约为 1.58 而 8#铜板的增强比最小，约为 1.09，这是由于 8#铜板表面滞留的冷凝液阻碍了表面的传热。因此，5#锥形微槽铜板以最大的传热系数增强比和相对较小的压降比表现出最佳的传热性能。

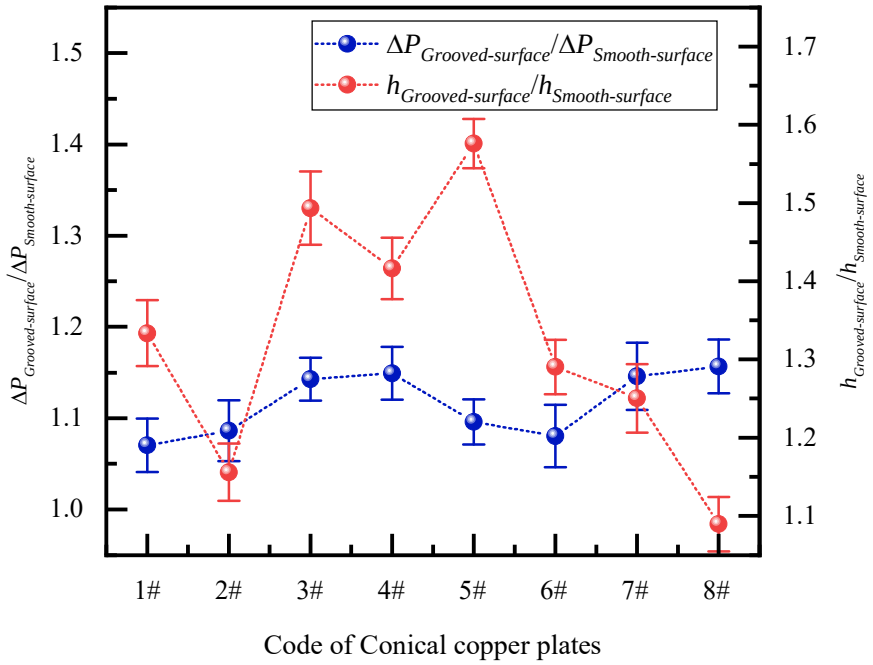


图 13 各个微槽表面与光滑表面的压降比和传热增强比

4 结　论

本文研究了蒸汽在具有紧密型微槽或者间隔型微槽的锥形表面上的冷凝传热过程，探究了微槽数目和顶部直径对冷凝液滴动力学和冷凝传热性能的影响。主要结论如下：

（1）相比于光滑锥形表面，无论是紧密型微槽表面还是间隔型微槽表面都能够起到强化传热的效果。微槽的存在限制了液滴的无规则随机运动，使其只能沿槽道方向合并与迁移，传热表面液滴的分布更加均匀，缩短了表面更新时间。

（2）微槽数目的增加减小了单个微槽的尺寸，促进了“液桥”现象的出现，加速了侧面液滴的脱落。受微槽结构的影响，紧密型微槽表面更容易形成液桥。单纯地，表面从 18 个微槽槽道增加至 36 个微槽槽道能够起到强化传热的效果，传热效率至少提高 11.2%。

（3）随着顶部直径的增大，在顶部平面将集聚成更大的液滴。大液滴从顶部滚落时会扫除侧面某一方向相邻的多个微槽槽道上的无数小液滴，这有效提高了低密度微槽表面的更新频率。对低密度微槽表面而言，顶部直径从 3mm 增至 8mm 使得传热系数平均提高 1.17 倍。

（4）然而，同时增加微槽数目与顶部直径却对强化表面传热没有起到双重的积极作用。这是由于高密度微槽形成的“液桥”已经对侧面微槽液滴的排除起到了积极作用，此时增大顶部直径的作用微乎其微。相反，滞留在顶部的大液滴形成的热阻相较于其强化传热的作用将占据主要地位。

（5）微槽种类、数目对压降的影响较小，当顶部直径增大时，微槽表面的压降比也随之增大。此外，8 个微槽表面的传热系数增强比均大于 1，紧密型微槽优于间隔型微槽。综合考虑传热系数的增强与实验过程中的压力损失，5#表面表现出最优的传热性能。

参考文献

[1] J.U. Jeong, D.Y. Ji, K.Y. Lee, W. Hwang, C.H. Lee, S.J. Kim, J.W. Lee, Effect of Surface Structure Complexity on Interfacial Droplet Behavior of Superhydrophobic Titanium Surfaces for Robust Dropwise Condensation, Materials (Basel), 2021, 14(15).

[2] H.C. Chang, M.C. Rajagopal, M.J. Hoque, J. Oh, L. Li, J. Li, H. Zhao, G. Kuntumalla, S. Sundar, Y. Meng, C. Shao, P.M. Ferreira, S.M. Salapaka, S. Sinha, N. Miljkovic, Composite Structured Surfaces for Durable Dropwise Condensation, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 156.

[3] N. Miljkovic, R. Enright, Y. Nam, K. Lopez, N. Dou, J. Sack, E.N. Wang, Jumping-droplet-enhanced condensation on scalable superhydrophobic nanostructured surfaces, Nano Lett, 2013, 13(1): 179-187.

[4] D.J. Preston, D.L. Mafra, N. Miljkovic, J. Kong, E.N. Wang, Scalable graphene coatings for enhanced condensation heat transfer, Nano Lett, 2015, 15(5): 2902-2909.

[5] S. Hatte, R. Stoddard, R. Pitchumani, Novel solid-infused durable nonwetting surfaces for sustained condensation heat transfer enhancement, Applied Thermal Engineering, 2023, 219.

[6] P.B. Weisensee, Y. Wang, H. Qian, D. Schultz, W.P. King, N. Miljkovic, Condensate droplet size distribution on lubricant-infused surfaces, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 109: 187-199.

[7] R. Wen, Q. Li, J. Wu, G. Wu, W. Wang, Y. Chen, X. Ma, D. Zhao, R. Yang, Hydrophobic copper nanowires for enhancing condensation heat transfer, Nano Energy, 2017, 33: 177-183.

[8] X. Wang, B. Xu, Q. Liu, Y. Yang, Z. Chen, Enhancement of vapor condensation heat transfer on the micro- and nano-structured superhydrophobic surfaces, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 177.

[9] T.-Y. Zhang, L.-W. Mou, L.-W. Fan, Enhanced steam condensation heat transfer on a scalable honeycomb-like microporous superhydrophobic surface under various pressures, Applied Thermal Engineering, 2021, 185.

[10] S.G. Holagh, M.A. Abdous, H. Rastan, M. Shafiee, M. Hashemian, Performance analysis of micro-fin tubes compared to smooth tubes as a heat transfer enhancement technique for flow condensation, Energy Nexus, 2022, 8.

[11] A.E. Bergles, ExHFT for fourth generation heat transfer technology, Experimental Thermal and Fluid Science, 2002, 26(2-4): 335-344.

[12] B. Qi, J. Wei, X. Li, Enhancement of condensation heat transfer on grooved surfaces: Numerical analysis and experimental study, Applied Thermal Engineering, 2017, 115: 1287-1297.

[13] S. Natesh, E. Truong, V. Narayanan, S. Bhavnani, Directional Passive Condensate Film Drainage on a

Horizontal Surface With Periodic Asymmetrical Structures, Journal of Heat Transfer, 2017, 139(11).

[14] S. Lee, J. Lee, Improvement of humid air condensate drainage through bi-philic patterned surfaces, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 194.

[15] M. Alwazzan, K. Egab, B. Peng, J. Khan, C. Li, Condensation on hybrid-patterned copper tubes (I): Characterization of condensation heat transfer, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 112: 991-1004.

[16] M.M. Garimella, S. Koppu, S.S. Kadlaskar, V. Pillutla, Abhijeet, W. Choi, Difference in growth and coalescing patterns of droplets on bi-philic surfaces with varying spatial distribution, J Colloid Interface Sci, 2017, 505: 1065-1073.

[17] J. Lee, S. Lee, J. Lee, Improved humid air condensation heat transfer through promoting condensate drainage on vertically stripe patterned bi-philic surfaces, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 160.

[18] A. Chatterjee, M.M. Derby, Y. Peles, M.K. Jensen, Enhancement of condensation heat transfer with patterned surfaces, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014, 71: 675-681.

[19] P.S. Mahapatra, A. Ghosh, R. Ganguly, C.M. Megaridis, Key design and operating parameters for enhancing dropwise condensation through wettability patterning, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016, 92: 877-883.

[20] J. Liu, D. Yan, Y. Zhou, Y. Chen, X. Liu, D. Zhao, J. Liu, J. Sun, Droplet motion on superhydrophobic/superhydrophilic wedge-shaped patterned surfaces with different micro-morphologies, Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, 2022, 647.

[21] K.-S. Yang, K.-H. Lin, C.-W. Tu, Y.-Z. He, C.-C. Wang, Experimental investigation of moist air condensation on hydrophilic, hydrophobic, superhydrophilic, and hybrid hydrophobic-hydrophilic surfaces, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 115: 1032-1041.

[22] S.J. Koo, H.S. Kim, The homogeneity of multi-textured micro-pattern arrays in a laser shock surface patterning process and its effect on the surface properties of aluminum alloy, Surface and Coatings Technology, 2020, 382.

[23] H. Shen, J. Liu, Y. Chen, J. Zhang, Z. Zhang, N. Guan, F. Zhang, L. Huang, D. Zhao, Z. Jin, X. Liu, Investigation on time stability of laser-textured patterned surfaces under different temperatures, Surface and Coatings Technology, 2020, 400.

[24] D.K. Sharma, V. Pachchigar, M. Ranjan, B.S. Sikarwar, Plasma nano-patterning for altering hydrophobicity of copper substrate for moist air condensation, Applied Surface Science Advances, 2022, 11.

[25] E.D. Wikramanayake, V. Bahadur, Electrowetting-based enhancement of droplet growth dynamics and heat transfer during humid air condensation, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 140: 260-268.

[26] P. Wang, B. Min, L. Wei, X. Chen, Z. Wang, Z. Chen, S. Li, Controlling the condensation of vapor by electric field: A molecular dynamics simulation study, Applied Surface Science, 2022, 605.

[27] N. Weng, Q. Wang, J. Gu, J. Li, C. Wang, W. Yao, The dynamics of droplet detachment in reversed electrowetting (REW), Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, 2021, 616.

[28] E. Barakhovskaia, A. Glushchuk, P. Queeckers, C.S. Iorio, Stabilisation of condensate flow from curvilinear surfaces by means of porous media for space applications, Experimental Thermal and Fluid Science, 2021, 121.

[29] D.H. Nguyen, H.S. Ahn, A comprehensive review on micro/nanoscale surface modification techniques for heat transfer enhancement in heat exchanger, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 178.

[30] A.S. Dalkilic, S. Wongwises, Intensive literature review of condensation inside smooth and enhanced tubes, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2009, 52(15-16): 3409-3426.

[31] X. Guo, J.P. Wang, Study of Traditional Architectural Form Adapt to the Mountain Environment Research - Zhang Jiata Ancient Village in Fangshan County of Shanxi, Applied Mechanics and Materials, 2013, 477-478: 1144-1147.

[32] K. Ma, B.T. Liu, The Inheritance and Development for Wooden Roof of the Traditional House in Nyingchi, Tibet, Advanced Materials Research, 2011, 255-260: 1489-1493.

[33] B.G. Nimmo, G. Leppert, Laminar film condensation on a finite horizontal surface, in: International Heat Transfer Conference Digital Library, Begel House Inc., 1970.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233487

数据中心机柜降膜换热器中垂直管内的流动和传热特性的实验研究

曹岗林，吴少杰，闵小滕，昔文睿，张兄文
（西安交通大学，陕西 西安 710049）
（Tel:15802988660, Email: caoganglin91@stu.xjtu.edu.cn）

摘要：为有效降低数据中心的能耗，本文设计了机柜与垂直降膜换热器一体化的自然蒸发冷却系统。该系统主要有能耗低、布置灵活、精确控制机柜温度三个优点。实验中设计了一个新颖的插入式液膜分配器，可以使流入管子的水在管子里形成均匀的液膜。同时，可视化可实验得出在保证液膜完整性的前提下，最小液膜喷射密度为 0.048 $kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}$。实验结果分析得出液膜完整时的换热系数显著优于液膜破裂后的换热系数。

关键词：液膜；液分布器；传热传质 [1]

0 前言

近年来，云计算、物联网、大数据的迅速崛起，带动了数据中心市场的蓬勃发展，随之便带来了日益严峻的能耗问题[1]。作为数据中心的冷却系统的传统机房空调（Computer Room Air Conditioning, CRAC）能耗在过去十年中每四年翻一番[2]。一般来说，CRAC 冷却系统的缺点可以大致归纳为三点[3]：（1）热交换环节繁琐；（2）热流分布不均匀，存在局部热点；（3）可能存在冷热空气混合造成的气流泄漏。因此，引入先进的节能冷却技术以减少数据中心的巨大能源消耗势在必行。根据冷却介质的不同，冷却设备主要分为风冷式、水冷式和蒸发式[4]。相比之下，蒸发式冷却设备因其结构紧凑、传热系数高、工艺流体与受热面接触时间短、耗水量低等特点，引起了许多学者的极大关注[5]。蒸发式冷却设备主要依靠喷洒在换热器表面的冷却水膜的蒸发，以潜热和显热的形式带走热量。通过这种方式，可以通过大幅降低运行中循环冷却水的质量流量来有效降低水泵的能耗，与只利用显热进行散热的风冷式相比，同样的冷却器负荷，蒸发式冷却器出口处的空气温度也可以保持在较低水平[6]。实际上，目前，在垂直管内有潮湿空气存在的情况下，用降膜蒸发的方式进行显热和潜热的联合传递是一种有效的传热传质手段，在工业、商业和民用领域得到了广泛的利用，如海水淡化[7]、石油再加工[8]和家用空调[9]。蒸发冷却设备的冷却机制是高温水形成均匀的液膜，然后蒸发到掠过其表面的低温湿润空气中。同时，这个过程伴随着热量和质量的转移，并进一步散失大部分热量。事实上，蒸发冷却的热阻主要集中在水膜和潮湿空气的交汇处，而液膜和潮湿空

[1] 基金项目：陕西省重点研发计划(2021GXLH-Z-087)、电动汽车动力电池热-结构一体化设计及安全性能研究(21C-OP-202213)

气的接触面积对传热性能有着不可忽视的影响[10]。因此，对于降膜中液膜破裂的不利影响以及如何保证液膜的完整性和稳定性，需要认真探讨，以保证换热器的高效安全运行[11]。

研究者发现一旦流动中的液膜破裂，产生的干斑将减少液膜的传热传质面积。同时，这种现象会导致传热面的高温，最终对换热单元造成不可逆的损害[12]。Zheng 等[13]通过可视化和传热实验，分别研究了超亲水管、亲水管和平原管在水平管降膜换热器中的流动特性和传热特性。实验结果表明，在低喷射密度下，完全被液膜覆盖的超亲水管的传热系数是有干斑的普通管的 4.21 倍。Yan 等人[14]在水平管束上建立了一个降膜的实验装置，以探索液膜流体流动模式和传热特性。相应的结果显示，当热通量为 20 $kW\cdot m^{-2}$，流速为 150 $ml\cdot min^{-1}$ 时，顶管的液膜覆盖率大于底管，顶管的传热系数比底管高 2.22 倍。S.Paramalingam 等人[15]利用垂直降膜蒸发器的传热系数来确定在浓缩牛奶衍生物时管内是否会发生结垢，其结果表明，结垢导致液膜破裂，传热系数进一步显著降低。如上文所述，在降膜换热过程中，液膜的破裂和不完整会大幅降低传热系数，导致传热性能降低。因此，要充分发挥降膜对高传热系数的优势，一个关键问题是要保持液膜流动的均匀性和稳定性[16]。

考虑到液膜破裂或干斑对降膜的传热传质有许多不利影响，许多学者探讨了如何保证液膜的完整性[17]。其实，除了液膜的完整性外，如何最大限度地降低液膜的喷射密度也是需要仔细考虑的。主要原因是，过高的液膜喷射密度会增加热交换表面的液膜厚度，恶化降膜蒸发冷却的过程，进一步导致循环泵的功率增加。解决上述问题的最有效方法之一是使用液膜分配器，学者们对此进行了广泛的研究。Liu 等人[18]将插入式分配器放入垂直管中，使液膜均匀分布，并模拟了盐类废水在管内降膜蒸发的传热特性。结果显示，当管子直径为 50 mm，喷雾密度为 0.57 $kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}$ 时，传热效果最好。可见，管内的大部分热交换空间没有得到充分的利用。Zhao 等人[19]通过实验研究了水在烧结多孔不锈钢垂直管中的传热和结垢特性。结果指出，在目前的实验条件下，最小喷雾密度为 0.28 $kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}$。Teleken 等人[20]在垂直管中插入了一个液膜分配器，通过 CFD 模拟研究旋转频率对液膜分布的影响。结果显示，在喷雾密度为 0.2 $kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}$ 的情况下，在三个不同的管子直径下，分别在三个不同的旋转频率下流动，流动表面仍然出现干斑。Shen 等人[21]提出了一种能在垂直管内壁上产生均匀薄膜的独创的肱二头肌分配器，并得到最小喷雾密度为 0.125 $kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}$。Shi 和 Chen[22]以 KCOOH/Water 作为垂直管中的工作对，进行了降膜吸收过程的实验研究。结果清楚地表明，在环形薄膜分配器的作用下，当溶液的喷射密度小于 0.072 $kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}$ 时，薄膜会破裂并形成河流流的形状。

综上所述，尽管已经进行了大量关于液膜分配器的研究，以确保液膜的完整性并获得最小喷雾密度，但遗憾的是，由于缺乏更好的进水均匀分布，获得的液膜最小喷雾密度仍有进一步提高的空间。本文设计了一种插入式液膜分布器，该分布器可使液膜在喷淋密度较小的情况下保持管内液膜的完整；同时，可视化的研究了管内液膜在不同喷淋密度下的液膜流型和完整液膜与非完整液膜下换热特性的差异，该研究可以为自然蒸发降膜换热器的设计提供合理的指导。

1 系统描述

目前，数据中心冷却方式通常依靠精密空调，换热过程繁琐，制冷量利用率低，导致能效低，能耗高。基于课题组前期的研究工作[23,24]，本研究提出了一种新颖的结构，将降膜式热交换器和机柜整合为一个数据中心的冷却系统，如图 1 所示。由于机柜的左右两侧是对称的，因此本研究将只对一侧进行研究。机柜 1 被挡板 13 分为两部分：电子设备存放室和底部的风道。为了冷却电子室内的电子设备，分别在电子室的两边侧壁设置有空气出口 15 和空气进口 16。侧壁挡板 12、顶部风扇 11、机柜 1 的侧壁、侧壁循环风扇 9、导流板 7、喷淋管 10、降膜换热器 8、水箱 6 和浮子球阀 5 组成换热室。降膜换热器 8 内包含很多竖直的管道。底部的管道 2 连接两边的水箱。循环水泵 4 将水箱 6 中的水通过供水管 18 驱动至顶部的喷淋管 10。浮子阀 5 的作用是给水箱 6 补水。所述侧壁挡板 12 的顶部设有低温湿空气入口。所述湿风出口 17 位于所述底部风管的侧面。底部风道收集的湿空气出风口 17 将湿风从出风口 3 排出。整个机柜冷却系统的气流主要由三个部分组成:外部湿气流、换热室内部循环水气流和机柜内部气流。三部分的具体流动描述如下：

湿空气和循环水在换热室内中的流动：温度较低的湿空气在顶部风机 11 驱动下进入换热室内降膜换热器 8 的竖直管中。与此同时，从喷淋管 10 均匀喷淋的水进入降膜换热器 8 的竖直管中。如图 2 种的局部放大图所示，循环水在竖直管内壁形成均匀的水膜，与低温湿空气进行能量传质，降低管壁温度。循环水最终落入水箱。被加热和加湿的湿空气通过湿空气出口 17 和空气出口 3 排出。

机柜内部的气流：当机柜内的电子设备运行时，它释放能量，使机柜内的空气被加热。机柜内的热空气在侧壁循环风扇 9 驱动下从热空气入口 16 进入换热室。在换热室中，加热的空气被降膜换热器 8 中包含的低温竖直管的外壁面冷却。冷却空气通过侧壁冷风出口 15 进入机柜内部，为电子设备降温，保证电子设备的安全运行。

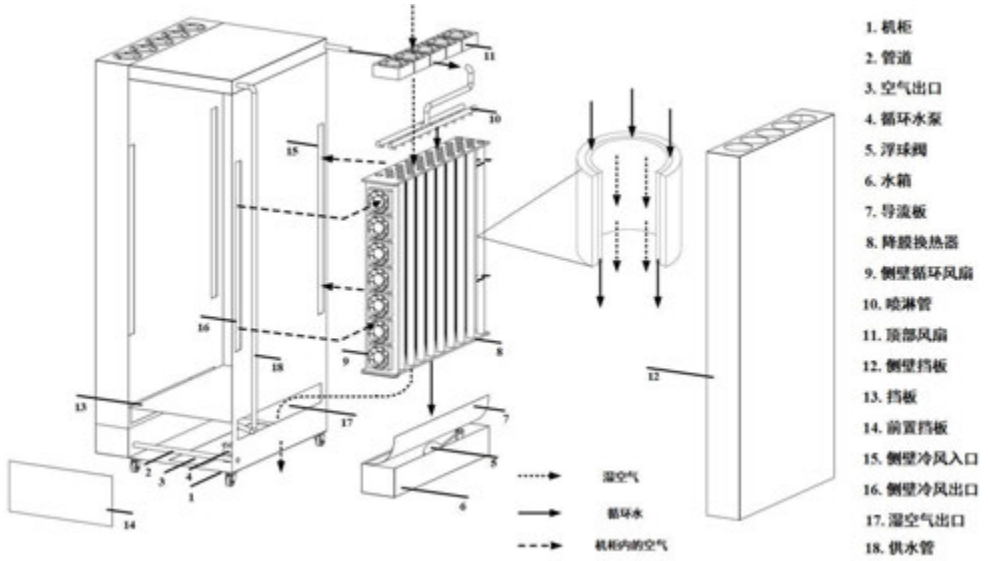


图 1 机柜结构示意图

2 实验装置和分布器

1.1 实验装置

竖直降膜式换热器的基本结构单元是竖直管，如图 1 中的部分放大图所示。为了简化实验研究，本研究的目的是建立一个实验装置来研究液膜和湿空气在竖直管中的传热传质特性。图 2 和图 3 分别给出了实验装置示意图和实验设施的原理图。实验装置主要由供液循环系统、供气系统、气-液分配系统和数据采集系统组成。

液体循环系统包括蠕动泵、离心泵、水箱和低温恒温循环槽。水被储存在低温恒温循环槽中，通过电加热器和制冷来保持槽内水的高温和低温。通过调节输入的电功率，水温可由精度为 0.5 K 的热电偶进行反馈调节。水的质量流量可由蠕动泵调节，相对精度为 1%。设定温度下的水首先流经铜管顶部的分配器，然后流经管壁，进入底部有热电偶的水箱。由于供水管是绝热的，铜管的入口温度就是低温恒温循环槽内的温度。最后，在离心泵的驱动下，水箱中聚集的水流回低温恒温循环槽中。

湿空气供应系统主要包括离心风机、加湿器、空气管道、热式质量流量计、流量稳定器和排风扇。首先，空气在风扇驱动下进入风管，其质量流量通过调整风扇的输入电压来控制。为确保管子入口处的含湿量相同，实验中通过加湿器来调整湿空气中水蒸气的质量分数。湿空气的准确值由热式质量流量计测量，其精度为 1%。通过调节加湿器和加热器，分别获得各工况下的进口空气的湿度和温度。湿度和温度的准确值由温度和湿度传感器测量，精度分别为 0.5 K 和 3%。随后，为了减少湿空气分布不均和湍流对传热传质的影响，在管道入口和热式质量流量计之间安装了一个流量稳定器。在流经流动稳定器后，流入竖直管内的湿空气和管内的均匀液膜发生传热传质的同时被加热和加湿，最终导致水膜的温度下降。最后，被降温的水流入底部的水箱，同时湿空气在排风扇驱使下被排入环境。出口处的温度和湿度由安装在水箱管壁上的温度和湿度传感器测量。

数据采集系统主要由数据接收器和计算机组成。温度传感器、湿度传感器和压力传感器获得的数据由数据采集器收集，用于最终分析系统的传热特性。

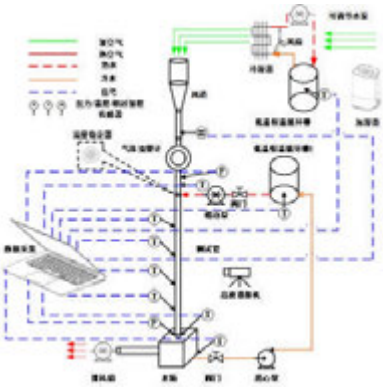


图 2 实验装置示意图

图 3 实验设备实物图

1.2 液膜分布器和测试管

液膜分布器的主要材料为不锈钢和聚己二酰己二胺（尼龙-66），实验的测试管主要材料为铜，其中测试管的外径为 22 mm，壁面厚度 1.5 mm，测试管的总长度为 1000 mm。

为了确保液体能够均匀地分布在竖直管道的内壁上，进而更好的探索管内液膜与湿空气之间的传热与传质特性，文中设计了如图 4 所示的一种新型的液膜分配器，其主要

作用是将液膜均匀的分布在测试管的内壁面同时可保证湿空气的不间断流入。液膜分布器主要分为导流器和定位器两部分，其中导流器分为上、下两部分。导流器和定位器的材质分别为不锈钢和聚己二酰己二胺（尼龙-66），主要原因分别为不锈钢可以通过计算机数字化控制精密机械加工来确保定位器的加工精度和聚己二酰己二胺可以减少材料和加工的成本。导流器的上部分自上而下设计有三个不同的外径，依次命名为上外径，中外径和下外径。其主要的工作流程如下：首先，在蠕动泵的作用下液体从定位器上的圆孔进入定位器与测试管外壁之间形成外部的狭小空间，定位器底部的密封槽是防止液体因重力作用而沿着外壁面流下；其次，当外部狭小空间逐渐被液体填充的程中，液体会从测试管上的六个小孔进入导流器与测试管内壁之间形成的内部狭小空间；最终，导流器会将进入内部狭小空间的液体以液膜的形式从环状间隙均匀的贴附管道内壁面流入，同时管道内壁面的均匀液膜与从顶部流入的湿空气在测试管内发生传热传质。

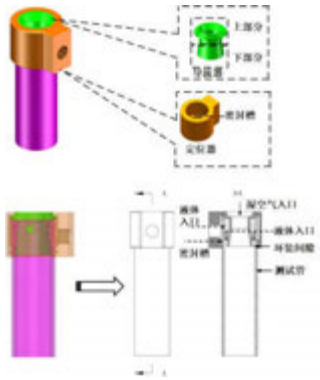


图 4 空气加湿器示意图

实验中的液膜分布器和管道壁面上的热电偶固定方式在章节 2.1.2 和 2.1.4 中已经进行了完整的描述这里不再过多赘述。为可视化的观察竖直管内液膜的流动形态，实验中使用了透明的亚克力管目的是使用用高速摄像机拍摄液膜的流动形态，如图 5 所示。两种类型的试管是透明丙烯酸管和光滑的铜管，外径为 25 mm，内径为 22 mm，有效长度为 1000 mm。

图 5 空气加湿器示意图

3 数据处理

在竖直管内水的降膜过程中，管内液膜的喷淋密度会影响液膜的厚度。此外，它还影响到管壁和液膜之间的传热系数。喷淋密度由工作液体在管子圆周方向每单位长度的质量流量表示，用于确定降膜过程中工作液体的流速，其计算公式为[27]:

$$\Gamma = \frac{m}{\pi d} \tag{1}$$

$$m = \rho \cdot \frac{\pi d^2}{4} \cdot v \tag{2}$$

在实验操作过程中，湿润空气入口和出口的温湿度和质量流速可以分别由热电偶、湿度计和热式质量流量计测量。同时，液膜的进口和出口温度和喷射密度可以分别由热电偶和蠕动泵获得。降膜水的热输入和垂直管内湿润空气的热输出之间的关系式确定如下[28]：

$$Q_{wa} = Cp_{wa} m_{wa} \left(T_{wa,o} - T_{wa,i} \right) \tag{3}$$

$$Q_{ma} = Q_{SH} + Q_{LH} \tag{4}$$

$$Q_{LH} = m_{we} LH \tag{5}$$

$$Q_{SH} = m_{ma}(1 - hr_{ma,i}) Cp_{ma.d} (T_{ma,i} - T_{ma,o}) + m_{we} Cp_{ma,v} (T_{ma,i} - T_{ma,o}) \tag{6}$$

$$m_{we} = m_{ma}(hr_{ma,i} - hr_{ma,o}) \tag{7}$$

其中，m_{wa} 为液膜的喷淋密度； m_{ma} 和 m_{we} 分别表示湿空气的质量流率和水蒸发的量；表示干空气和水蒸气的比热容；$T_{wa,o}$ 和 $T_{wa,i}$ 分别表示液膜出口和进口的温度；$T_{ma,o}$ 和 $T_{ma,i}$ 分别表示湿空气出口和进口的温度；$hr_{ma,o}$ 和 $hr_{ma,i}$ 分别表示湿空气出口和进口的湿度比; LH 表示汽化潜热。

垂直管内显热引起的传热系数计算如下[19]：

$$\Delta T_{SH} = \frac{(T_{ma,o} - T_{ma,i}) - (T_{wa,i} - T_{wa,o})}{\ln\left(\frac{T_{ma,o} - T_{ma,i}}{T_{wa,i} - T_{wa,o}} \right)} \tag{8}$$

$$h_{SH} = \frac{Q_{SH}}{A_{mw} \Delta T_{SH}} \tag{9}$$

$$A_{mw} = \pi (d - 2\delta_{wa}) L \tag{10}$$

其中 ΔT_{SH} 为液膜和湿空气之间的对数平均温度；A_{mw} 为竖直管内液膜和湿空气之间的接触面积；δ_{wa} 为管内液膜的平均厚度；h_{SH} 为由于显热引起的换热系数。

4 结果

4.1 竖直管内降膜的流体力学结果

使用高速摄像机对图 3 中的透明亚克力竖直管拍摄的图像，根据液膜的流动模式和稳定性，观察到三种不同类型的流动模式，分别被命名为 “壁面溪流流动”（WRF）、“壁面干燥斑或斑点”（WDP）和 “壁面完整下降膜”（WPF）。图 6(I)中显示了不同喷淋密度下稳定状态后的具有代表性的流态。当喷淋密度最低时，即 0.012 $kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}$，可以观察到流型为 WRF，其主要特点是在竖直管道的一侧或两侧出现小溪状的流动，并且从竖直管道的顶部到底部有一条贯穿的干带，如图 6(I)(a)中红圈所示。干带的长度几乎与流道的长度相同。随着喷淋密度的增加，液膜逐渐变厚，壁面完全被水占据，进一步导致液膜湿润干带的顶部和两边部分。在喷淋密度为 0.024 $kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}$ 时，流道壁上出现了干燥的斑块或点，此时不再是干条。同时，WDP 的流动形态逐渐显现，如图 6(I)(b)中的红圈所示。由于重力、水动力和表面张力之间的平衡，那些干燥区域可能再次被润湿或发生一些变化。此外，由于表面粗糙度以及异质性，干燥区周围的曲线不是直线，这可能进一步导致界面的起伏。最后，当水的喷淋密度大于 0.048 $kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}$ 时，整个流道被连续下降的薄膜完全覆盖，形成 WPF，如图 6（I）（c）和图 6（I）（d）所示。此时，当管内充满湿空气时，液体和湿空气的接触面积是最大的。

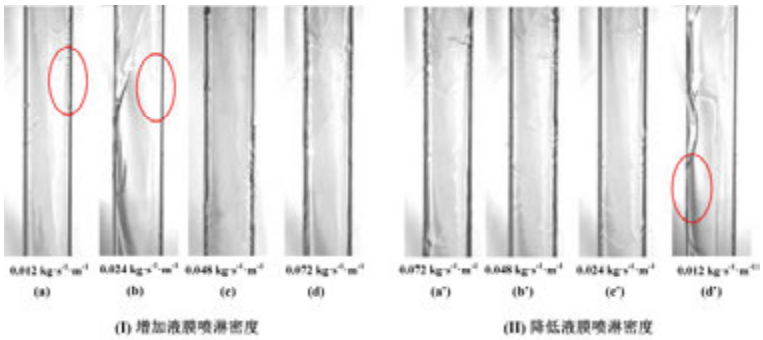


图 6 不同喷淋密度下管内液膜的流动形态

在此基础上，进一步给出了两种启动模式下的液膜流动完整视图：8 张图片(a, b, c, d)分别为增加喷淋密度和(a', b', c', d')为减少喷淋密度的情况。同时，可以很容易地观察到一个有趣的现象：在相同的喷淋密度下，逐渐降低喷淋密度时的壁面润湿面积高于逐渐增加喷淋密度时的壁面润湿面积。例如，当采用增加喷淋密度的启动方式时，在喷淋密度为 0.024 $kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}$ 时，管子的内壁表面出现 WDP 的现象；当采用降低喷淋密度的启动方式时，在相同的喷淋密度下，管子的内壁表面出现 WPF 的现象。事实上，液膜在未湿的表面上的稳定性是一个不可避免的问题：表面张力效应倾向于在下降的膜中保持干燥区域。这最终导致了液膜以溪流的形式流动。然而，存在着一个临界喷淋密度。一旦喷淋密度超过这个临界值，任何干燥区域都会被润湿。当喷淋密度模式增加到这个临界值时，管子的内壁最初是完全干燥的。在这个过程中，发生了 WRF 和 WDP 现象，管内所有的干燥区域将逐渐被水膜完全覆盖，从图 6(I) 可以看出。如图 6(II) 所示，喷淋密度递减模式与喷淋密度递增模式不同，因为管子的内表面区域最初是完全湿的。当液膜喷淋密度大于 0.024 $kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}$ 时，管子的内壁被完全润湿。液膜厚度随着喷淋密度的降低而变薄，直到出现一个干燥区。干燥区的出现需要非常低的喷淋密度或液膜表面的不稳定性，如图 6(II)(d')中的红圈所示。显然，这一现象非常重要，因为管内液膜是否润

湿整个管道内壁面对于蒸发热和质量的有效传递至关重要，特别是在低喷淋密度下。

4.2 竖直管中下降的薄膜的热学结果

4.2.1 完整液膜下的换热特性

在入口湿空气温度为 20 ℃、湿空气 $Re_{ma,i}$ 44199、入口液膜温度为 50℃的情况下，分别以 0.048 $kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}$、0.072 $kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}$、0.096 $kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}$、0.120 $kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}$ 和 0.144 $kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}$ 五个不同的液膜喷淋密度评估了其对竖管性能的影响。图 7 显示了竖直管在不同喷洒密度的降膜下的传热特性。图 7(a)给出了管壁温度在管长方向上随液膜喷淋密度变化的情况。显然，当液膜的喷淋密度为 0.048 $kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}$ 时，管壁的最大温降约为 15 ℃。值得注意的是，当液膜的喷淋密度线性增加时，管子出口处的温差是非线性的。这主要是由于水的比热容比湿空气的比热容大得多。图 7(b)显示了传热率和传热系数随着降膜喷淋密度的增加而增加的关系。很明显，对于传热率来说，随着下降膜的喷淋密度的增加，传热率从 204 W 增加到 288 W。然而，当液膜的喷淋密度增加 200%时，传热率只增加了 41.17%。因此，在设计立式降膜热交换器时，在保证液膜完整性的前提下，应尽可能降低降膜的喷淋密度。对于传热系数，随着入口喷淋密度的增加，水膜和湿空气之间的传热率增加，而传热温差减少。最后，得到传热系数的增长率为 70.4%。

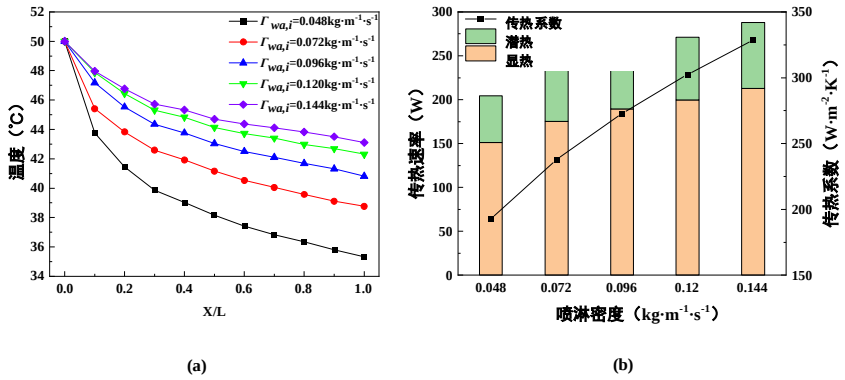


图 7 不同液膜进口温度下竖直管的传热特性：(a) 温度. (b) 传热速率和传热系数

5 结论

考虑到现有数据中心使用的冷却系统的局限性，主要包括高能耗、不灵活的安排和局部热点的存在，本研究提出了一种新颖的结构，将机柜与降膜热交换器结合起来，作为数据中心的自然蒸发冷却系统。为了更清楚地阐述所设计结构的冷却机制，建立了一个实验装置，包括湿空气供应系统、液体分配器、两个恒温水浴、水循环系统、测量系统和数据采集系统。在此基础上，进一步进行了侧重于竖直管内流体力学和热学特性的实验。通过对实验结果的评估，可以得出以下主要结论：

(1）液膜式换热器设计中提出的新颖的液膜分配器结构可以有效地保持竖直管内液膜的完整性。研究结果表明，为保证管内液膜的完整性，相应的最小喷淋密度需为 0.048 $kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}$，与现有工作中的最小喷淋密度相比，实现了 33%的降低。

参考文献

[1] Viriyasitavat W, Da Xu L, Bi Z, Sapsomboon A. New blockchain-based architecture for service

interoperations in internet of things. IEEE Transactions on Computational Social Systems. 2019;6(4):739-48.

[2] Cho J, Woo J. Development and experimental study of an independent row-based cooling system for improving thermal performance of a data center. Applied Thermal Engineering. 2020;169:114857.

[3] Meng X, Zhou J, Zhang X, Luo Z, Gong H, Gan T. Optimization of the thermal environment of a small-scale data center in China. Energy. 2020;196:117080.

[4] Atmaca İ, Şenol A, Çağlar A. Performance testing and optimization of a split-type air conditioner with evaporatively-cooled condenser. Engineering Science and Technology, an International Journal. 2022;32:101064.

[5] Harby K, Gebaly DR, Koura NS, Hassan MS. Performance improvement of vapor compression cooling systems using evaporative condenser: An overview. Renewable and sustainable energy reviews. 2016;58:347-60.

[6] Sajjad U, Abbas N, Hamid K, Abbas S, Hussain I, Ammar SM, et al. A review of recent advances in indirect evaporative cooling technology. International Communications in Heat and Mass Transfer. 2021;122:105140.

[7] Kouhikamali R, Abadi S, Hassani M. Numerical investigation of falling film evaporation of multi-effect desalination plant. Applied Thermal Engineering. 2014;70(1):477-85.

[8] Lee YT, Hong S, Dang CB, Chien LH, Yang AS. Effect of counter current airflow on film dispersion and heat transfer of evaporative falling film over a horizontal elliptical tube. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2019;141:964-73.

[9] Rehman D, McGarrigle E, Glicksman L, Verploegen E. A heat and mass transport model of clay pot evaporative coolers for vegetable storage. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2020;162.

[10] Guichet V, Jouhara H. Condensation, evaporation and boiling of falling films in wickless heat pipes (two-phase closed thermosyphons): A critical review of correlations. International Journal of Thermofluids. 2020;1:100001.

[11] Zhao C-Y, Qi D, Ji W-T, Jin P-H, Tao W-Q. A comprehensive review on computational studies of falling film hydrodynamics and heat transfer on the horizontal tube and tube bundle. Applied Thermal Engineering. 2022;202:117869.

[12] Qi R, Dong C, Yu S, Zhang L-Z. Modelling and experiments of falling film break-up characteristics considering mass transfer for liquid desiccant dehumidification. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2021;181:122027.

[13] Zheng Y, Ma X, Li Y, Jiang R, Wang K, Lan Z, et al. Experimental study of falling film evaporation heat transfer on superhydrophilic horizontal-tubes at low spray density. Applied Thermal Engineering. 2017;111:1548-56.

[14] Yan W-M, Pan C-W, Yang T-F, Ghalambaz M. Experimental study on fluid flow and heat transfer characteristics of falling film over tube bundle. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2019;130:9-24.

[15] Paramalingam S, Winchester J, Marsh C. On the fouling of falling film evaporators due to film break-up.

Food and Bioproducts Processing. 2000;78(2):79-84.

[16] Li Y, Wang K, Wu W, Xia X, Niu B, Zhang Z. Study on the effect of refrigerant distributing nonuniformity on the performance of falling-film evaporator with liquid recirculation system. International Journal of Refrigeration. 2017;82:199-211.

[17] Cheng W-L, Han F-Y, Liu Q-N, Zhao R, Fan H-l. Experimental and theoretical investigation of surface temperature non-uniformity of spray cooling. Energy. 2011;36(1):249-57.

[18] Liu B, Wang X, Liu Y, Gao Y, Ma Z, Xue J. Simulation analysis of flow velocity and liquid film of saline wastewater in falling film evaporation. Environmental Technology & Innovation. 2020;19:100790.

[19] Zhao L, Tang W, Wang L, Li W, Minkowycz W. Heat transfer and fouling characteristics during falling film evaporation in a vertical sintered tube. International Communications in Heat and Mass Transfer. 2019;109:104388.

[20] Teleken JG, Werle LO, Parisotto IGB, Marangoni C, Meneguelo AP, Bolzan A, et al. Computational fluid dynamics simulation of the feed distribution system of a falling film distillation device. Conference Computational fluid dynamics simulation of the feed distribution system of a falling film distillation device, Singapore, SINGAPORE vol. 31. 2012, p. 845-9.

[21] Shen YR, Shi CC, Zhang L, Bu S, Xu WG, Zhang ZM, et al. Falling film evaporation in a vertical tube with a new type of liquid distributor designed using the brachistochrone principle. Vacuum. 2021;187.

[22] Shi Y, Chen G. Experimental study of falling film absorption with potassium formate-Water as working pair. International Journal of Thermal Sciences. 2022;176:107520.

[23] X.W. Zhang, G.L. Cao, Q. Zhang. Low-power consumption natural evaporation cooling server rack. Google Patents; 2021.

[24] X.W. Zhang, Q. Zhang, G.L. Cao. Natural liquid film evaporation cooling server cabinet. Google Patents; 2021.

[25] Y. Shen, C. Shi, L. Zhang, S. Bu, W. Xu, Z. Zhang, B. Zhu, C. Xu, X. Liu, Falling film evaporation in a vertical tube with a new type of liquid distributor designed using the brachistochrone principle, Vacuum, 187 (2021) 110023.

[26] R. Tatara, P. Payvar, Measurement of spray boiling refrigerant coefficients in an integral-fin tube bundle segment simulating a full bundle, International journal of refrigeration, 24(8) (2001) 744-754.

[27] Yue Y, Yang J, Li X, Song Y, Zhang Y, Zhang Z. Experimental research on falling film flow and heat transfer characteristics outside the vertical tube. Applied Thermal Engineering. 2021;199:117592.

[28] Hu H, Weng X, Zhuang D, Ding G, Lai Z, Xu X. Heat transfer and pressure drop characteristics of wet air flow in metal foam under dehumidifying conditions. Applied Thermal Engineering. 2016;93:1124-34.

[29] Moffat RJ. Describing the uncertainties in experimental results. Experimental thermal and fluid science. 1988;1(1):3-17.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233490

液滴撞击干冰表面的铺展规律研究

李垚鋆，刘逸舟，陈民*
(清华大学航天航空学院，传热强化与过程节能教育部重点实验室，北京，100084)
(Tel:010-62797062, Email: mchen@tsinghua.edu.cn)

摘要： 本文对液滴撞击低温干冰表面的最大铺展直径和铺展时间进行了实验测量和理论分析。实验表明，在韦伯数处于 0.1-100 范围内，液滴在干冰表面上的最大铺展、铺展时间与常温情况下液滴撞击超疏水表面比较一致。将实验结果与常温情况对液滴铺展特性的理论分析结果相比较，发现二者吻合良好。

关键词： 液滴反弹；Inverse Leidenfrost；干冰；铺展

0 前言

液滴与固壁碰撞的铺展与反弹广泛存在于自然界与工业生产中，如荷叶表面的水滴弹跳[1]、表面自清洁与喷雾冷却[2-5]等。在这些现象中，不同温度的固壁有着不同的反弹机理，常温的荷叶利用特殊的结构使表面具有对水不浸润的超疏水性从而使水滴反弹，而高温的喷雾冷却表面则利用了 Leidenfrost 现象形成气膜从而使液滴反弹。在反弹过程中，液滴的最大铺展直径与反弹时间反映了液滴与固体基质的接触情况，对研究液滴与基质的换热效果、液滴反弹过程中的能量耗散等问题有着重要价值[6-8]。研究者已对常温时超疏水表面和高温时 Leidenfrost 表面上液滴的最大铺展直径、铺展时间进行了比较完整的实验与理论探究并总结出了最大铺展半径与韦伯数之间的幂律关系及铺展时间与液滴半径的平方正比关系[9-13]，但目前对于低温表面上的液滴铺展性质的研究仅有少量实验数据参考，且实验的完整性与理论说明仍待改善。本文利用干冰表面的 Inverse Leidenfrost 现象探究了低温条件下的液滴铺展规律，得到了与超疏水表面和 Leidenfrost 表面上液滴铺展相近的实验结果，并理论解释了该相似性的产生原因。

Inverse Leidenfrost 现象指当常温液滴落在易蒸发或升华的低温表面上（如干冰、液氮），相对高温的液滴加速了下方表面的相变，从而在液滴与表面间形成一层气膜并承载起液滴，使其反弹。Antonini 等已经证明，水滴滴落在干冰面上能产生反弹现象[2]，因此可利用干冰表面的 Inverse Leidenfrost 现象对液滴滴落在低温表面的反弹规律进行研究。反弹规律有两大重要参数，铺展过程中最大接触直径D与水滴初始直径D_0之比铺展系数$\beta = D/D_0$与液滴从接触表面到脱离表面的铺展时间τ。研究者对常温超疏水表面与 Leidenfrost 表面上液滴的铺展时间规律已有比较完善的研究：Richard 等[8]利用弹性力学方法估计得到了$\tau \propto \sqrt{\rho D_0^3/\sigma}$的规律，且后 Okumura 等[9]用水弹簧模型对该结论进行了验证，此规律在较大的参数范围内与实验吻合良好。而低温情况下，Antonini 等[2]也已在一定参数范围内实验验证了此规律在低温情况的适用性。而常温情况下的最大铺展规律也不乏研究[14-18]，但结论尚存争议。对于水滴在$We > 10^1$的情形下，与实验吻合最好的模型为 Clanet 等利用液滴在碰撞减速过程中的加速度得到等效的毛细长度从而推出最大铺展时$\beta \propto We^{1/4}$的动量法模型[10]，而在$We < 10^1$的低韦伯数情况下，Liu 等提出的考虑了粘性、重力势能影响的能量守恒模型最为准确地得到了$\beta \propto \left(We^{1/2} + \frac{Bo}{A}\right)^{0.40}$的规律[19]。Antonini 等的实验在$We > 10^1$的范围内证实了动量法模型在低温下的适用性[2]，但其实验并不能对$We < 10^1$范围内的能量法模型进行验证，且对于理论模型适用性的原因并未加以说明。

本文将复现干冰表面水滴反弹的实验，对$We > 10^1$的范围内的动量法模型进行再次验

基金项目：国家自然科学基金项目（No. 11972211）

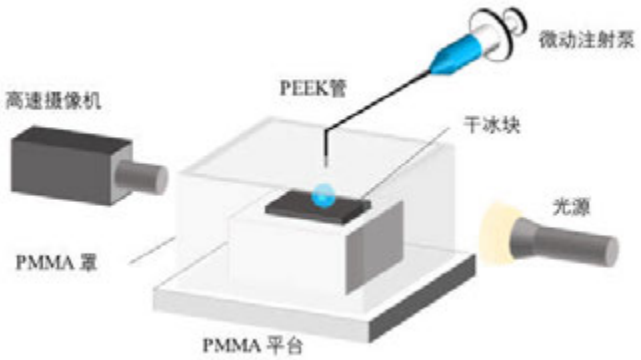


图 1 实验装置示意图

证，并将扩展实验范围，对$We < 10^1$范围内的能量法模型进行验证，最后给出模型适用性的理论解释。

1 实验装置及实验过程

实验装置如图 1 所示。实验利用 PMMA 材料制作了一个封闭空腔。空腔内有有机玻璃平台用于放置干冰块。在空腔上方正中心有一个可调节高度的出水口，通过聚酯醚酮（polyetheretherketone,简称 PEEK）管连接到微动注射泵，且泵中可装配不同浓度的乙醇溶液。水滴在 PEEK 管管口生成，当达到一定大小时将会滴落。水滴大小由 PEEK 管直径与微动注射泵注射速度决定。本文通过改变 PEEK 管种类来改变液滴大小，且保持使用同一根 PEEK 管时采用相同的注射速度以使水滴大小尽可能相近。本文采用了三种不同的 PEEK 管，水滴的初始直径大小在 0.4-2.5mm 内，水滴碰撞速度在 0.6-1.7m/s 内。由于干冰升华温度为 -78° C，水蒸气容易在干冰表面结霜，在干冰表面生成杂质，进而影响实验结果。因此本文在实验过程中全程通氮气以维持表面的清洁。实验利用高速摄影机记录液滴碰撞到干冰表面的全过程，以此判断是否发生反弹。实验采用 10000 帧的帧率与 1/10000s 的曝光时间。由于水滴大小不同，实验分别采用了 0.7 倍放大率与 1 倍放大率的镜头，对应分辨率分别为 25.64um/pixel 与 18.425um/pixel。整体实验过程即：通过操作微动注射泵使水滴从 PEEK 管管口滴出。随后将高速摄像机放置在调好焦距的水平位置。固定 PEEK 管的高度使液滴滴落在干冰表面上时具有相同的速度。不断改变液滴的乙醇浓度以找到处于反弹与吸附状态的临界状态的液滴成分构成。并更换所使用的 PEEK 管以找到不同大小的液滴的临界浓度。在最后一根管的临界浓度左右，我们改变 PEEK 管滴水口高度，以验证在不同速度下的临界条件是否会发生改变。对于干冰表面我们采用水平仪按压的方式，将水平仪水平地置于干冰表面以使干冰表面水平。

2 实验结果

本实验总共收集了 152 组数据，水滴直径分布范围从 0.9mm 到 3.2mm 不等，掉落速度范围从 0.2m/s 到 1m/s，韦伯数从 0.1 到 100。在本实验范围内液滴的铺展主要有两种特征，分别如图(a)与(b)所示。图(a)中水滴直径$D_0 = 2.20mm$，水滴速度$v = 0.75m/s$，对应韦伯数$We = 17.38$，以水滴最低点接触到干冰表面为初始时间，当$t = 9.8ms$时，水滴下方完全脱离干冰表面，且当液滴铺展至最大时液滴形状类似于一个圆饼；图(b)中水滴直径$D_0 = 2.21mm$，水滴速度$v = 0.28m/s$，对应韦伯数$We = 2.37$，以水滴最低点接触到干冰表面为初始时间，当$t = 9.9ms$时，水滴下方完全脱离干冰表面，且当液滴铺展至最大时液滴形状类似于一椭球。

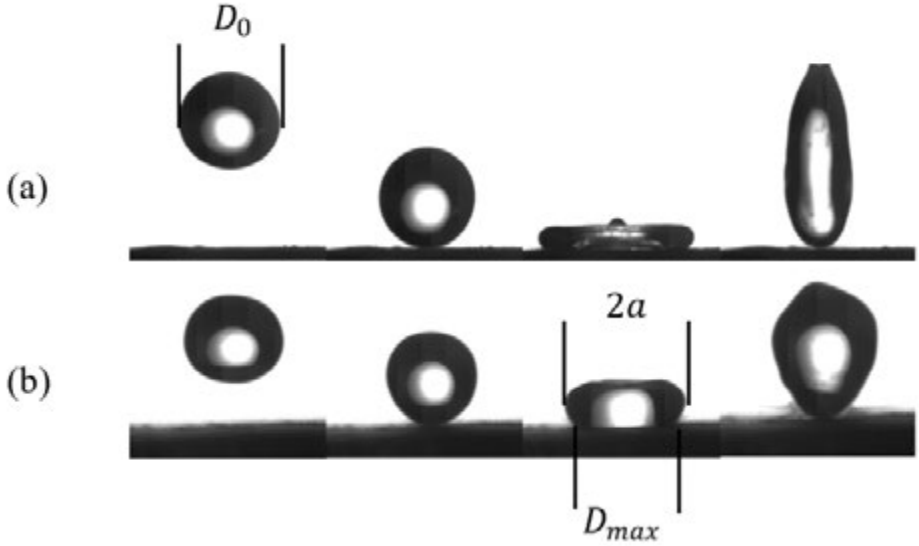


图 2 两种情况下水滴撞击干冰表面的过程。(a)中为$We = 17.38$时的实验现象，(b)中为$We = 2.37$时的实验现象；四张照片分别对应水滴处于初始状态、开始接触到表面、铺展至最大、刚刚脱离表面时的状态。

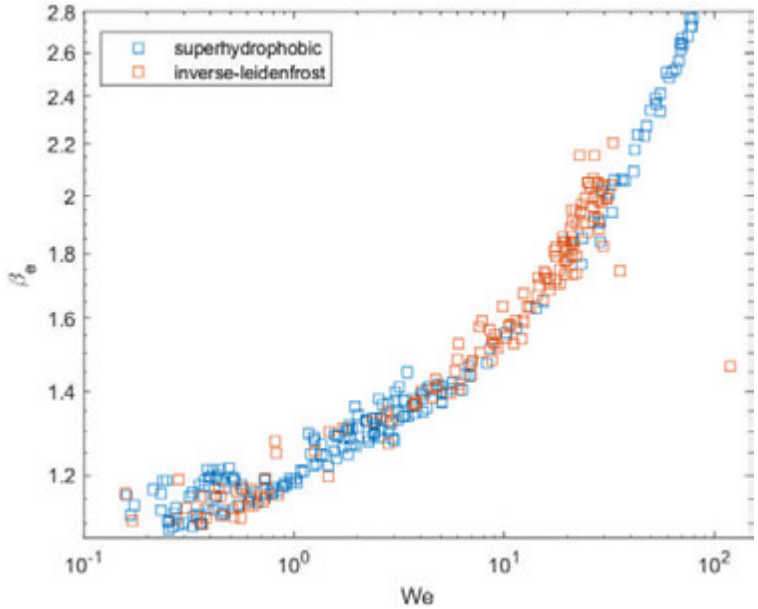


图 3 超疏水条件下的铺展系数-韦伯数关系（蓝色）与 Inverse Leidenfrost 条件下的铺展系数-韦伯数关系（橙色）图，二者的规律基本相同，其中超疏水铺展数据来自 Liu 等[19]的实验结果。

在已有的研究中，水滴在超疏水表面上的铺展系数β与韦伯数的关系已被证明满足一定的幂律关系。如 Clanet 等[10]的实验支持$\beta \propto We^{1/4}$规律，但 Laan 等则指出该规律与他及 Bartolo 等的实验结果不符，并认为$\beta \propto We^{1/2}$模型更合理。而在低韦伯数的情形中，Liu 等[19]则另提出了$\beta \propto \left(We^{1/2} + \frac{Bo}{A}\right)^{0.40}$的规律，其中$Bo = \frac{\rho g d^2}{\gamma}$,。图 3 将文献中水滴在超疏水表面上的铺展系数-韦伯数关系与本实验中在干冰表面的铺展系数-韦伯数关系作于一张图中。蓝色代表超疏水条件下的关系，橙色代表 Inverse Leidenfrost 条件下的关系。在韦伯数范围 100 以内，两种情况的分布基本相同，即超疏水表面和 Inverse Leidenfrost 表面上水滴的铺展系数与韦伯数关系基本相同。

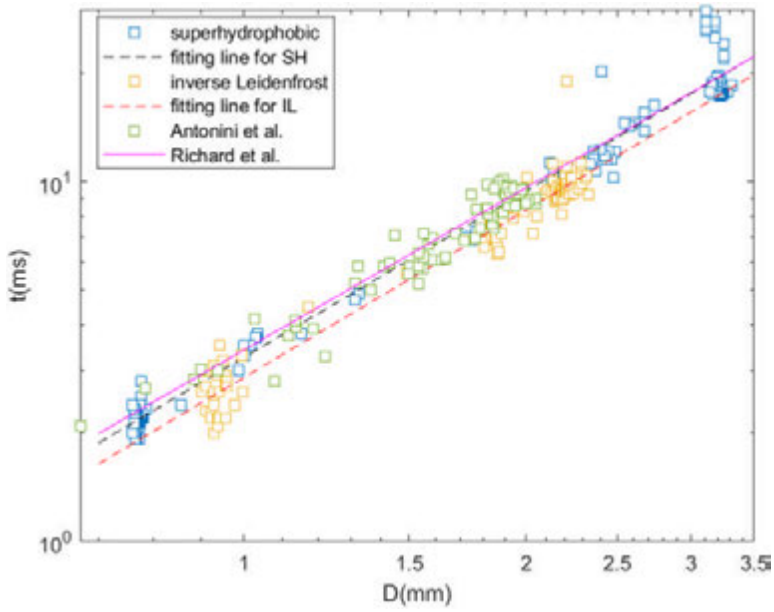


图 4 超疏水表面与 Inverse Leidenfrost 表面上水滴铺展时间与半径的关系图，蓝色点代表超疏水表面情况，黄色为本实验结果，绿色为前研究者在干冰表面的实验数据，两根虚线分别为利用最小二乘拟合出的 t-D 关系，紫色实线为模型中的 t-D 关系，三者曲线重合度较好，其中超疏水表面数据来自 Liu[19]等的实验结果。

在前人研究中，在超疏水表面，水滴的铺展时间与半径有关系$t = 2.6(\frac{\rho D^3}{8\gamma})^{0.5}$。图 4 中将水滴在超疏水表面的铺展时间-水滴直径关系、本实验中铺展时间-水滴直径关系与前模型的拟合曲线作于图中。蓝色点代表超疏水表面情况，黄色为本实验结果，绿色为前研究者在干冰表面的实验数据，两根虚线分别为利用最小二乘拟合出的 t-D 关系，紫色实线为模型中的 t-D 关系，三者曲线重合度较好。即前模型对超疏水与 Inverse Leidenfrost 情形下液滴的铺展时间预测均较为准确。

3 理论分析与讨论

由实验数据可以得到，干冰表面的液滴反弹特征与超疏水表面的液滴反弹特征十分相近，我们将从理论的角度对此相似性进行解释。

3.1 反弹时间的规律

无论是 Richard 等[8]的弹性力学模型或 Okumura[9]等的水弹簧模型，液滴的反弹时间均只与自身变形性质有关。具体来说，我们考虑液体形变的 Euler 方程：

$$\rho\frac{Dv}{Dt} = -\nabla p + \rho g \tag{1}$$

其中，$t \sim \frac{x}{v}$，而根据 Lagrange 表面张力公式，$\Delta P \sim \frac{\gamma}{R_0\left(1 \pm \frac{x}{R_0}\right)}$，即$\nabla p \sim \frac{\gamma x}{{R_0}^3}$，即得

$$\rho v^2 {R_0}^3 \sim \gamma x^3 - \rho g {R_0}^3 x \tag{2}$$

若忽略重力的影响，则$x \sim \sqrt{\frac{\rho {R_0}^3}{\gamma}}v$，则

$$t \sim \frac{x}{v} \sim \sqrt{\frac{\rho {R_0}^3}{\gamma}} \tag{3}$$

若不忽略重力的影响，则我们可将方程写为

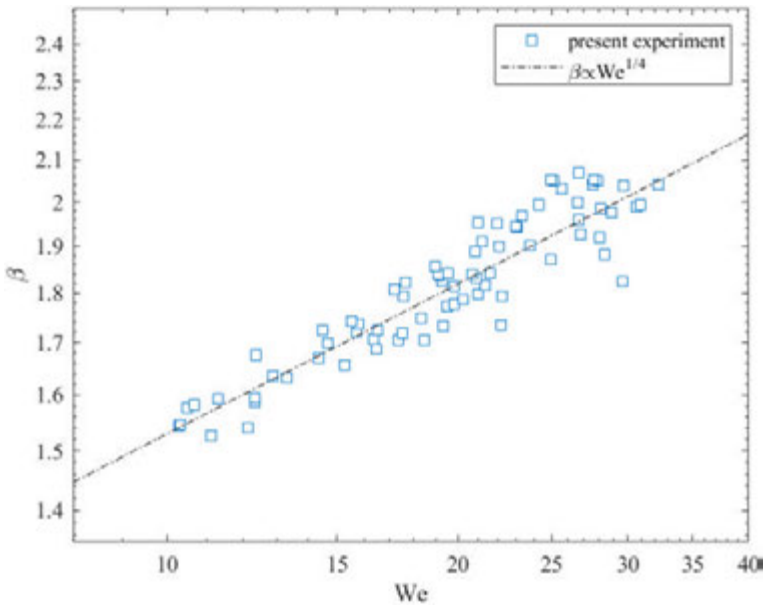


图 5 在$We > 10^1$范围内干冰上液滴的铺展系数与 We 的关系

$$\rho v^2 {R_0}^3 + \gamma\delta^2 \sim \gamma(x-\delta)^2 \tag{4}$$

可将其视为一个有初始位移δ的弹簧模型的能量方程，因此其周期不变，即仍有

$$t \sim \frac{x}{v} \sim \sqrt{\frac{\rho {R_0}^3}{\gamma}} \tag{5}$$

从整体的推导过程可知，由弹簧模型推导得到的铺展时间与液滴下方碰撞的固体基质无关，而仅仅与液滴自身形状变化与能量形式有关。因此液滴在干冰表面的铺展时间规律应与超疏水表面上的铺展时间规律相同，而上方的实验数据已验证了这一观点。

此外，将实验得到的反弹时间数据带入到半无限大物体瞬态传热的模型中计算发现，在铺展反弹的过程中，传热厚度远小于液滴尺寸，因此我们认为在反弹过程中，因为下方表面传热而导致液滴结冰的可能几乎为 0，在后面的推导中我们也将忽略掉液滴的冻结过程。

3.2 铺展直径的规律

3.2.1 动量法

对于范围$We > 10^1$的液滴，Clanet 等[10]的动量法得到的$\beta \propto We^{\frac{1}{4}}$规律与实验吻合最好，而我们的实验数据与此规律吻合良好（如下图）。根据 Clanet 等的理论，在反弹过程中有碰撞时间$\tau \sim \frac{D_0}{v}$，加速度$a \sim \frac{v^2}{D_0} \gg g$，因此可以将其视作增强的重力，在此增强的重力场中，毛细长度由原来的$a \equiv \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}}$变化为现在的$a = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho a}}$，再结合体积守恒，我们可以推导得到

$$D_{max} \sim D_0 We^{\frac{1}{4}} \tag{6}$$

从推导过程可以看出，根据超疏水表面的理论，动量法中最大铺展系数同样与底面固体基质无关，而仅仅与液滴本身形状、碰撞条件有关，因此在$We > 10^1$范围内，干冰上的液滴铺展系数规律与超疏水表面的规律应该相同，而这与实验结果刚好吻合（如图 5）。

3.2.2 能量法

在$We < 10^1$的范围内，Liu 等[19]的能量法得到的$\beta \propto \left(We^{1/2} + \frac{Bo}{A}\right)^{0.40}$规律相对吻合最

好，其中$Bo=\frac{\rho g d^2}{\gamma}$，$A$为拟合常数。

在此范围内，可认为液滴最大铺展时为椭球形，令椭球液滴的赤道半径为a，极半径为b，则由液滴质量守恒，有

$$m=\frac{1}{6}\pi D_0^3\rho=\frac{4}{3}\pi a^2 b\rho \tag{7}$$

由能量守恒

$$E_{ki}+E_{pi}+E_{Si}=E_{pf}+E_{Sf} \tag{8}$$

式中下标i表示碰前瞬间，f表示最大铺展时刻，k表示动能项，p表示重力势能项（以碰撞表面为势能零点），S表示表面能项。而初始状态为

$$E_{ki}=\frac{1}{2}mv^2,\qquad E_{pi}=\frac{1}{2}mgD_0,\qquad E_{Si}=\gamma\pi D_0^2 \tag{9}$$

最大铺展时的能量状态为

$$E_{pf}=mga,\qquad E_{Sf}=\gamma\left(\frac{4}{3}\pi(a^2+2ab)\right) \tag{10}$$

则可得到

$$We+Bo+12=\frac{1}{4}Bo\frac{D_0^2}{a^2}+16\frac{a^2}{D_0^2}+4\frac{D_0}{a} \tag{11}$$

直接求解a较为困难，因此我们先考虑两种特殊情况：

当$Bo=0$，即$g=0$（忽略重力）时，有

$$We+12=16\frac{a^2}{D_0^2}+4\frac{D_0}{a} \tag{12}$$

采取微扰法近似解可以得到

$$\frac{2a}{D_0}-1=\frac{1}{2\sqrt{3}}We^{1/2}\propto We^{1/2} \tag{13}$$

当$We=0$，即$v=0$（液滴接触壁面时速度为零）时，有

$$Bo+12=\frac{1}{4}Bo\frac{D_0^2}{a^2}+16\frac{a^2}{D_0^2}+4\frac{D_0}{a} \tag{14}$$

采取微扰法近似可得

$$\frac{2a}{D_0}-1=6Bo\propto Bo \tag{15}$$

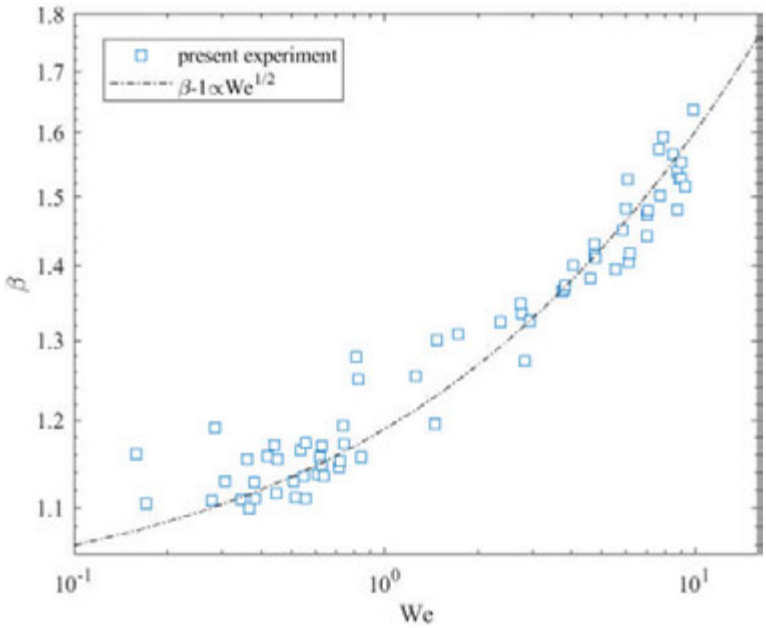


图 6 在$We < 10^1$范围内干冰上液滴的铺展系数与 We 的关系

通过实验拟合，发现铺展系数β与$\frac{2a}{D_0} - 1$有关系：

$$\beta \propto \left(\frac{2a}{D_0} - 1\right)^{0.40} \tag{16}$$

通过比较$We^{1/2}$（忽略重力极限）与Bo（忽略动能极限），利用 Pade 近似[20]，最终得到铺展系数满足关系：

$$\beta \propto \left(We^{1/2} + \frac{Bo}{A}\right)^{0.40} \tag{17}$$

而在本实验范围内，Bo 对最终拟合结果影响不大，因此我们再次简化得到关系：

$$\beta \propto We^{\frac{1}{2}} \tag{18}$$

由超疏水表面铺展理论，推导过程不需要考虑底面基质的影响，铺展规律只与液体本身碰撞时的参数有关，因此在$We < 10^1$范围内，干冰上的液滴铺展系数规律与超疏水表面的规律仍然相同，这与实验结果吻合良好（如图 6）。

4 结论

本文利用干冰表面的 Inverse Leidenfrost 现象，对液滴碰撞在低温表面的最大铺展直径和铺展时间进行了实验测量，结果表明，在韦伯数处于 0.1-100 范围内，相同初始条件的液滴撞击低温干冰表面上的最大铺展直径和铺展时间与撞击常温超疏水表面的最大铺展直径和铺展时间基本一致。同时根据理论推导，通过弹性力学与水弹簧理论推导得到的液滴撞击常温超疏水表面的铺展时间规律与通过能量法、动量法模型推导得到的液滴撞击常温超疏水表面的最大铺展直径规律由于理论本身仅对液滴自身形状变化、物理参数范围进行要求，均可应用于干冰表面上的液滴铺展。将实验结果与常温情况对液滴铺展特性的理论分析结果进行比较验证，结果吻合良好。

参考文献

[1] Zhou, C.J., D. Tian, and J.H. He, *WHAT FACTORS AFFECT LOTUS EFFECT?* Thermal Science, 2018. **22**(4): p. 1737-1743.

[2] Antonini, C., et al., *Water drops dancing on ice: how sublimation leads to drop rebound*. Phys Rev Lett, 2013.

111(1): p. 014501.

[3] Horacek, B., K.T. Kiger, and J. Kim, *Single nozzle spray cooling heat transfer mechanisms.* International Journal of Heat and Mass Transfer, 2005. **48**(8): p. 1425-1438.

[4] Wong, T.-S., et al., *Bioinspired self-repairing slippery surfaces with pressure-stable omniphobicity.* Nature, 2011. **477**(7365): p. 443-447.

[5] Chen, C., et al., *Cauliflower-like micro-nano structured superhydrophobic surfaces for durable anti-icing and photothermal de-icing.* Chemical Engineering Journal, 2022. **450**: p. 137936.

[6] Liang, G., et al., *Maximum Spreading for Liquid Drop Impacting on Solid Surface.* Industrial & Engineering Chemistry Research, 2019. **58**(23): p. 10053-10063.

[7] Josserand, C. and S.T. Thoroddsen, *Drop Impact on a Solid Surface.* Annual Review of Fluid Mechanics, 2016. **48**(1): p. 365-391.

[8] Richard, D., C. Clanet, and D. Quere, *Contact time of a bouncing drop.* Nature, 2002. **417**(6891): p. 811.

[9] Okumura, K., et al., *Water spring: A model for bouncing drops.* Europhysics Letters (EPL), 2003. **62**(2): p. 237-243.

[10] Clanet, C., et al., *Maximal deformation of an impacting drop.* Journal of Fluid Mechanics, 2004. **517**: p. 199-208.

[11] Laan, N., et al., *Maximum Diameter of Impacting Liquid Droplets.* Physical Review Applied, 2014. **2**(4).

[12] Yu, X., et al., *Water droplet bouncing dynamics.* Nano Energy, 2021. **81**.

[13] Lin, S., et al., *Impact of viscous droplets on different wettable surfaces: Impact phenomena, the maximum spreading factor, spreading time and post-impact oscillation.* J Colloid Interface Sci, 2018. **516**: p. 86-97.

[14] Collings, E.W., et al., *Splat-quench solidification of freely falling liquid-metal drops by impact on a planar substrate.* Journal of Materials Science, 1990. **25**(8): p. 3677-3682.

[15] Chandra, A., *On the collision of a droplet with a solid surface.* Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences, 1997. **432**(1884): p. 13-41.

[16] Madejski, J., *Solidification of droplets on a cold surface.* International Journal of Heat and Mass Transfer, 1976. **19**(9): p. 1009-1013.

[17] Eggers, J., et al., *Drop dynamics after impact on a solid wall: Theory and simulations.* Physics of Fluids, 2010. **22**(6).

[18] Bennett, T. and D. Poulikakos, *Splat-quench solidification: estimating the maximum spreading of a droplet impacting a solid surface.* Journal of Materials Science, 1993. **28**(4): p. 963-970.

[19] Liu Y, Liu Y, Chen M. Maximum Spreading Diameter of Bouncing Droplets at Ultralow Weber Numbers[J]. Langmuir, 2023.

[20] Lipovetsky, S., *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing (3rd ed.).* Technometrics, 2009. **51**(4): p. 481-482.

中国工程热物理学会 动力工程及工程热物理
学术会议论文 编号：233491

自然对流条件下深冷表面初始霜晶生长的实验研究

李一，李艳霞*，刘中良，王振强，马玮琦，于凤娇
（北京工业大学 传热强化与过程节能教育部重点实验室暨传热与能源利用北京市重点实验室，北京 100124）
(Tel:13522786419, Email:liyanxia@bjut.edu.cn)

摘要：通过液氮制冷低温结霜实验台，系统观察了自然对流条件下深冷表面初始霜晶的生长过程，研究了冷表面温度、空气相对湿度和空气温度对初始霜晶生长的影响。实验研究发现：冷表面温度为-50℃~-100℃时，霜晶覆盖率随着冷表面温度的降低而增加，随着空气相对湿度的增加而增加，随着空气温度的增加而增加；冷表面温度为-100℃~-170℃时，霜晶覆盖率随着冷表面温度的降低而减小，空气相对湿度和空气温度对初始霜晶生长几乎没有影响，冷表面温度起主导作用。

关键词：自然对流，深冷表面，霜晶生长，初始阶段

0 前言

冷表面结霜现象广泛存在于冷冻冷藏、低温工程、航空航天等领域，霜层的存在会导致传热效率降低，严重时会影响系统正常运行。因此，深入研究结霜机理，探寻经济高效的除霜措施具有重要的现实意义。在先前的冷表面结霜研究中，学者们多聚焦于普冷温度范围内的结霜现象与结霜过程，取得了一系列丰富的成果[1-5]。

近年来，在碳中和、碳达峰的时代背景下，清洁能源 LNG 得到了人类青睐，在工业生产及民用工程中得以大规模应用，然其在储存、运输过程中由于霜层的存在大大降低了使用效率，液氧液氢等低温液化气体同样存在此类问题。学者们开始对深冷表面的结霜过程及影响规律开展了研究[6-8]，发现在深冷表面上的结霜存在不同与普冷表面的特有结霜现象，例如：在自然对流条件下，当冷表面温度低至一定值时，竖直深冷表面靠上部分的霜晶较靠下部分的霜晶会优先生长，在整体上呈现出自上而下的推进式生长过程，这明显有别于普冷表面上均匀生长的结果。

然而总体来说，在深冷温度范围的冷表面结霜现象研究依旧比较匮乏，现有的研究结果也大多关注于霜层生长阶段，而结霜的初始阶段，即霜晶生长期，其对整个结霜过程的影响是至关重要的，目前针对该阶段的研究更是寥寥无几。

为了对自然对流条件下深冷竖直表面初始霜晶的生长过程进行深入细致的观察，建立了液氮制冷低温结霜实验台。该实验台以液氮为冷源对实验冷板进行降温，冷板温度

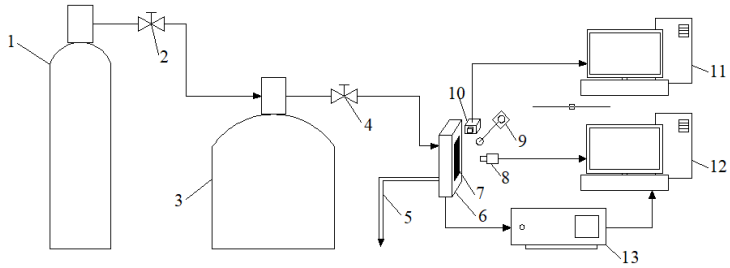
基金项目：国家自然科学基金（52076004）

最低可达到-194℃。依托该实验台对自然对流条件下深冷竖直表面初始霜晶的生长过程开展了系统实验，记录初始霜晶在不同时刻的生长情况，全面研究了冷表面温度、空气温度与空气相对湿度对初始霜晶形成、生长的影响规律。

1 实验装置与方法

1.1 低温结霜实验系统

液氮制冷低温结霜实验台包括液氮制冷系统、数据采集系统、图像采集系统以及空气调节系统。实验系统图如图 1 所示。



1. 氮气瓶；2. 进气阀；3. 液氮罐；4. 出气阀；5. 排气管；6. 保温箱；7. 实验冷板；8. 显微镜-1；9. 冷光源；10. 显微镜-2；11. 计算机-2；12. 计算机-1；13. Agilent数据采集系统；

1. Nitrogen gas bottle; 2. Intake valve; 3. Liquid nitrogen tank; 4. Inlet valve; 5. Outlet tube; 6. Insulated box; 7. Experimental cold plate; 8. Microscope-1; 9. Cold light source; 10. Microscope-2; 11. Computer-2; 12. Computer-1; 13. Agilent data acquisition system;

图 1 实验系统图

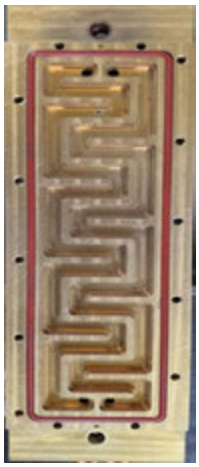
Fig. 1 Experimental system

液氮制冷系统是以液氮为冷源，通过氮气推动液氮流入实验冷板，氮气瓶、液氮罐与实验冷板之间均以铜管连接，铜管覆盖有保温棉以减少液氮在流动过程中的冷量损失。以此来降低冷板温度。实验当中通过调节减压阀开度的大小来控制高压氮气流量，进而调节液氮的流量，从而满足不同实验条件下对于冷板温度的控制。结霜实验在纵向竖直放置的实验冷板 7 上进行。实验冷板 7 由前板与背板组成，如图 2 所示。前板即实验时结霜的冷表面，采用紫铜加工而成，尺寸为 200×70×10 mm；背板采用黄铜加工而成，尺寸为 230×70×15 mm，背板两侧通过 M8 的螺栓与保温箱体相连。背板上加工有对向流动的蛇形通道（5 mm×5 mm），前板上加工有与之对应的凸台，通过 14 个螺钉将背板与前板连接后可形成两条供液氮流动的对向蛇形通道，连接面处均匀涂抹导热硅脂，以降低接触热阻，尽可能保证实验冷板温度均匀。同时在蛇形通道外侧加工一圈凹槽以放置耐低温密封圈，提高密封性能防止液氮流失。

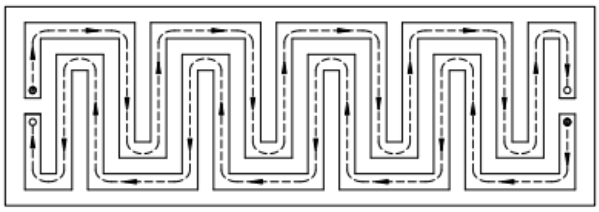
由于结霜是一种典型的界面现象，因此还需要对实验冷板进行表面表征。利用德国 Dataphysics 公司制造生产的 OCA20 光学接触角测量仪对实验前板（即结霜表面）进行了接触角测量，如图 3(a)所示，测量过程中随机选取五个不同的位置，用微型注射器将 6μL 大小的液滴滴落在实验前板上，取五个测量值的平均值作为测量结果，测得接触角 CA 为 85.96°，为亲水表面。利用日本 HITACHI 公司生产的 SU8020 型发射扫描电子显微镜对实验前板进行形貌表征，如图 3(b)所示，可以清楚地观察到图中斜线为砂纸打磨

过的痕迹。

(a) 前板



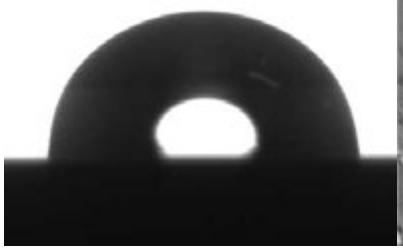
(b) 背板



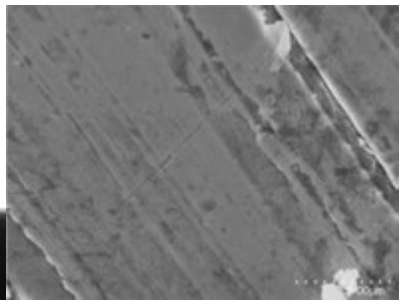
(c) 流动路线

图 2 实验冷板结构图及内部流动路线

Fig. 3-2 Structure of experimental cold plate and internal flow routes



(a) 实验冷板接触角



(b) 实验冷板扫描电镜图

图 3 实验冷板表面表征结果

Fig.3 Experimental cold plate surface characterization results

数据采集系统包括台式计算机与数据采集仪（Agilent 34970A），主要作用是对冷表面温度数据进行全程、实时的采集储存，从而可根据温度数据及时调节液氮流量以保持冷表面温度恒定至实验值。为了能实时监测实验冷板温度，在距前板上边缘 3 mm 处，选取六个位置钻孔径为 1 mm、不同深度的的孔，用以布置 T 型热电偶测量冷板温度，热电偶放置位置如图 4 所示，测温数据通过数据采集仪传输至计算机保存。

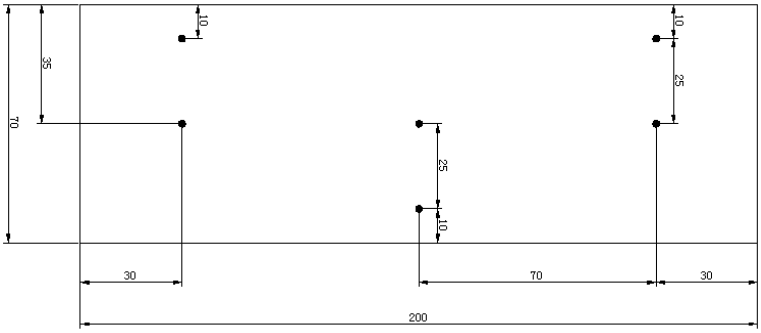


图 4 实验冷板的热电偶布置图

Fig. 4 Layout of thermocouples in experimental cold plate

图像采集系统用于观察并记录霜晶在不同时刻的生长情况，其由两台体式显微镜（日本 OLYMPUS SZX-16，放大倍率为 11.41 ~ 187.45）和两台 CCD 图像传感器（与计算机相连）组成，可以实现同步采集并记录水平与垂直方向的结霜图像，采集速率可达 30 f/s。此外，为保证图像的清晰度，并尽量减少光源温度对霜晶生长的影响，使用亮度可无极调控的冷光源进行照明，亮度可达到 35000LUX 以上。

空气调节系统主要是将空气温度和空气相对湿度稳定在实验条件值附近。环境空气条件对结霜影响很大，必须实时调节以确保实验数据的准确。环境空气温度是通过空气调节器（Gree KFR-50GW/AbD3）来控制，室温的调节范围为 16-30 ºC，控制精度为±0.5 ºC。空气相对湿度的调节通过超声波加湿器（AZS-12）来实现，调节范围为 30-90%，控制精度为±2%。

1.2 实验方法与数据处理

在实验开始前，首先用 1200 目的砂纸将冷板表面充分打磨，之后用丙酮溶液清洗表面，再用去离子水彻底清洗表面，待其自然干燥后覆以聚氯乙烯薄膜，同时尽可能排挤干净膜内的空气，防止在冷板降温过程中有霜生成影响实验准确性。其次将环境条件调节至实验所需条件，并保持稳定。接着将氮气瓶、液氮罐、实验冷板等通过铜管连接，调整好显微镜的位置、放大倍数与冷光源的亮度、位置，以确保所拍摄照片的高清晰度，准备开始实验。待环境条件稳定后，开启制冷系统阀门，通过液氮将冷板冷却至实验所需温度，稳定 3-5 min 后开启图像采集系统，频率为每秒拍摄两张照片，并迅速揭开覆在冷板表面的薄膜，结霜实验开始，实验通常持续 30 min。在实验进行过程中，需实时观察冷板温度变化情况，以便及时提供液氮维持冷板温度恒定。每组实验会进行 2-3 次

的重复实验，以尽量避免偶然因素对实验的影响。

实验中需要对空气温度、空气相对湿度和冷表面温度进行测量。空气温度与冷表面温度通过 T 型热电偶测量，通过数据采集仪将测量数据传输至计算机保存。空气相对湿度采用湿度测量仪（型号 OMEGA RH511）测量。同时，定义霜晶覆盖面积与冷表面面积比值为霜晶覆盖率，还需对其进行测量。将实验中拍摄到的相同位置、相同表面尺寸的照片导入 ImageJ 软件中，对图像进行二值化处理并计算得到霜晶覆盖率，根据此数据来表示霜晶的生长、分布情况。

2 实验结果分析

2.1 结霜过程

在空调、冷库等常见制冷设备中结霜方式通常为凝结-冻结成霜，即水蒸气先在冷表面凝结成水滴，之后发生冻结，在冻结液滴顶部生长出霜晶。本文实验研究的冷表面温度范围为-50℃~-190℃，结霜方式主要为凝华成霜，以下给出了具有明显不同特征的不同冷表面温度下的结霜过程。图 5 给出了空气温度为 15℃、空气相对湿度为 40%、冷表面温度为-50℃的结霜过程。可以看出，在该组实验中并未出现冷凝液滴、冻结液滴等现象，而是在冷表面直接出现一些点状霜晶(93 s)，之后水蒸气在这些点状霜晶上凝华生长，使得霜晶由点状霜晶向针状霜晶转变，逐渐开始呈现明显的枝晶生长，霜晶之间开始交错生长连接形成霜层。

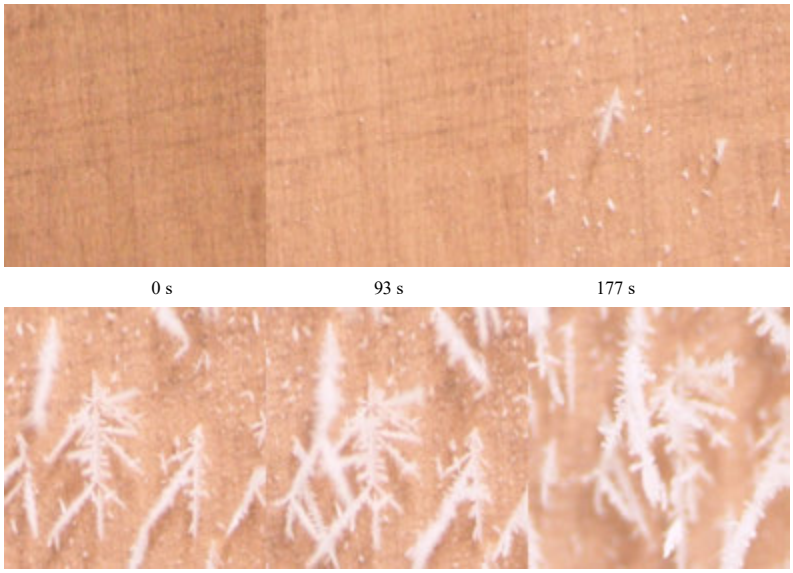


图 5 竖直表面的结霜过程（T_w=-50℃, T_a=15℃, RH=40%）

Fig. 5 Frosting process on vertical surface (T_w=-50℃, T_a=15℃, RH=40%)

图 6 给出了空气温度为 15℃、空气相对湿度为 40%、冷表面温度为-130℃的结霜过

程。可以看出，在冷表面上率先生成的是点状霜晶(26 s)，且生成霜晶的数目比冷表面温度为-50℃的实验中要更多得多，分布也更密集。之后水蒸气在点状霜晶上不断凝华，霜晶不断生长，逐渐相互连接在一起，生成致密的霜层，在这个过程中霜晶没有呈现出显著的枝晶生长。

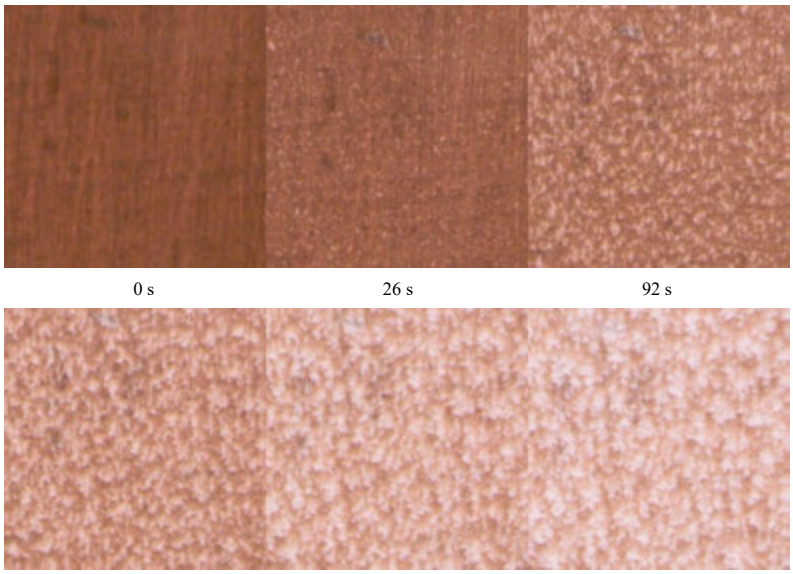


图 6 竖直表面的结霜过程（T_w=-130℃, T_a=15℃, RH=40%）

Fig. 6 Frosting process on vertical surface (T_w=-130℃, T_a=15℃, RH=40%)

环境参数保持不变，当冷表面温度进一步降低至-190℃时，会出现在这个温度下所独有的结霜现象。图 7 给出了空气温度为 15℃、空气相对湿度为 40%、冷表面温度为-190℃的结霜过程。可以看出，冷表面上没有观察到有独立霜晶生成、霜晶单独存在的阶段，但是冷表面上却有一层薄薄的霜层以及液态空气(7 s)，这层薄霜层由于刚刚生成还尚未牢固，而液态空气由于重力的作用会向下流动。向下流动的液态空气不断冲刷着薄霜层，使得薄霜层的位置时常发生变化(28 s-111 s)。图中裸露出冷表面的位置便是液态空气向下流动的痕迹。随着时间的推移，薄霜层逐渐变得牢固，紧紧吸附在冷表面上(379 s-588 s)，这时液态空气的流动冲刷也不再影响这层薄霜层。实验进行至 3600 s 时，观察区域依旧只是存在这层薄霜层，并未观察到有其它新的霜晶形成、生长。

2.2 冷表面温度对初始霜晶生长的影响

在本文中，研究冷表面温度及环境条件对自然对流条件下霜晶生长的影响规律通过霜晶覆盖率来体现。需要说明的是，为尽量避免边缘效应对实验结果的影响，拍摄区域选为冷表面中央靠上的部分冷表面（25 mm≤x≤50 mm，40 mm≤y≤60 mm）。为全面研究冷表面温度对初始霜晶形成及生长的影响规律，本文对冷表面温度为-50℃、-70℃、

设置了格式
设置了格式
设置了格式
设置了格式
设置了格式

-100℃、-130℃、-150℃、-170℃的不同工况下均进行了大量实验研究，冷表面温度为-190℃的实验中因直接出现薄霜层故无法测量霜晶覆盖率。

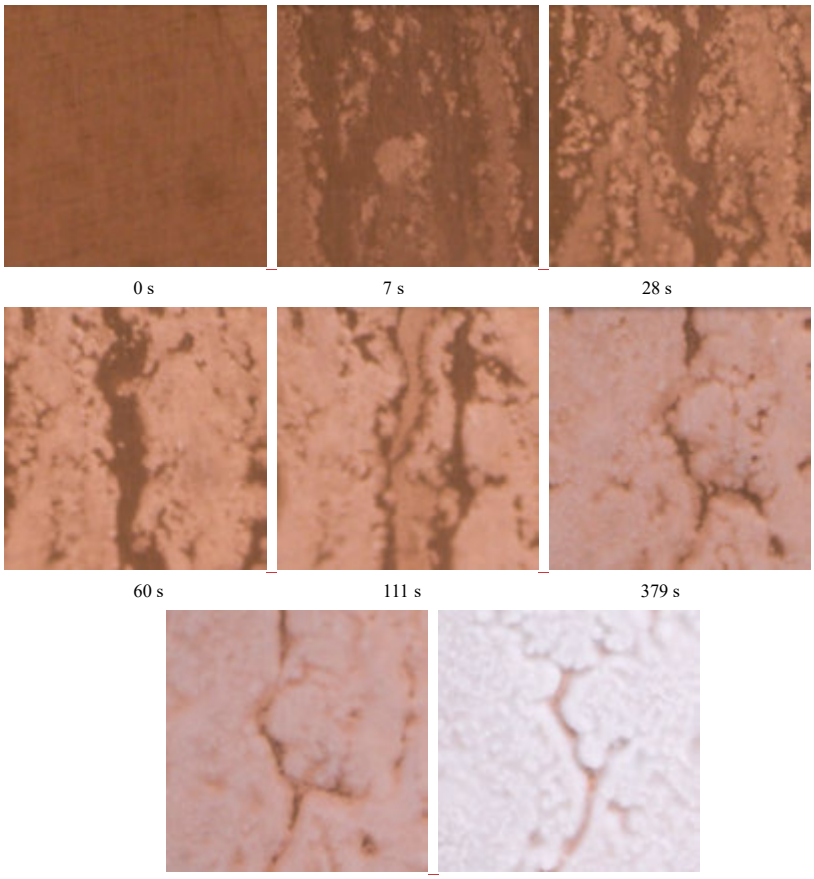


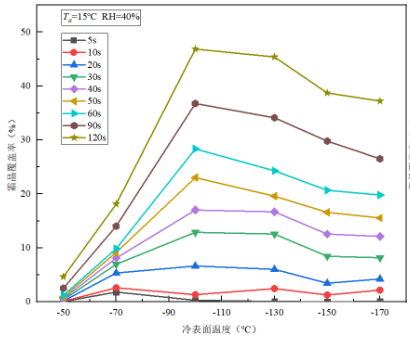
图 7 竖直表面的结霜过程（T_w=-190℃, T_a=15℃, RH=40%）

Fig. 7 Frosting process on vertical surface (T_w=-190℃, T_a=15℃, RH=40%)

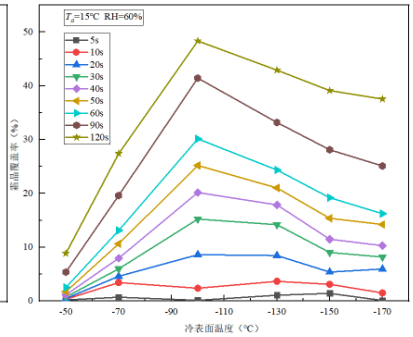
图 8 给出了在不同环境条件下霜晶覆盖率在不同时间随着冷表面温度的变化情况。图 8(a)是空气温度为 15℃、空气相对湿度为 40%的环境条件下霜晶覆盖率随着冷表面温度的变化过程，主要记录时间为实验开始后两分钟内。可以看出在冷表面温度为-50℃~-100℃时，2 min 内的霜晶覆盖率随着冷表面温度的降低而增加。此时冷表面上的结霜机制为水蒸气扩散机制，即低温冷表面与周围空气之间存在温度差，这使得在冷表面附近存在自上而下的自然对流，且随着冷表面温度的降低，自然对流越强烈，水蒸气或者在空气中凝结形成的小液滴源源不断地扩散至冷表面上结霜。由相变动力学的知识

可知，随着冷表面温度的降低，冷表面与空气的温差变大，处于亚稳态的水蒸气此时由气相变为固相的相变驱动力也随之增大，这会导致有更多的水蒸气会直接凝华生成霜晶，从而霜晶覆盖率会随着冷表面温度的降低而增加。

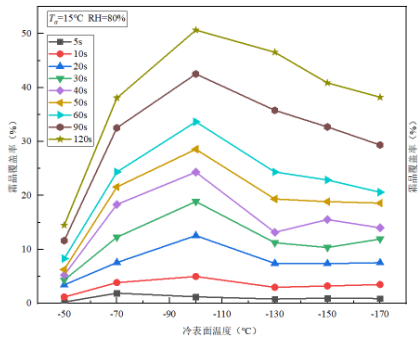
同时，在冷表面温度为-100℃~-170℃时，2 min 内的霜晶覆盖率随着冷表面温度的降低而降低。可以发现这与冷表面温度为-50℃~-100℃时冷表面温度对霜晶覆盖率的影响规律完全相反。这主要是因为在环境条件一定时，冷表面温度低到一定程度时会使结霜机制发生改变，当冷表面温度低于-100℃时，冷表面上的结霜机制转变为粒子沉积机制，即霜层的生长主要依靠霜晶的沉积。在深冷温度范围内，在开始实验时（撕开薄膜）在冷表面附近会存在温度边界层，冷表面温度越低，温度边界层越厚。水蒸气在扩散至冷表面的过程当中，会在温度边界层中大量消耗生成霜粒，因此能够扩散至冷表面上的水蒸气量会大大减少。这些霜粒有部分也会随着水蒸气一起扩散至冷表面上，但在重力作用及自然对流作用下，也会有部分霜粒在扩散过程中会掉落在桌面上，这也会使得霜晶覆盖率出现一定程度的下降。这也是冷表面温度在深冷温度范围内所独有的现象。图 8 中在不同环境条件下的其他八组实验也呈现出相同的规律，随着环境条件的不同，冷表面温度从-100℃降低至-170℃时，霜晶覆盖率分别减少了 9.65％、10.79％、12.45％、10.53％、11.66％、13.46％、10.63％、10.56％和 11.46％。从以上实验可以看出，冷表面温度是影响初始霜晶生长的重要因素。

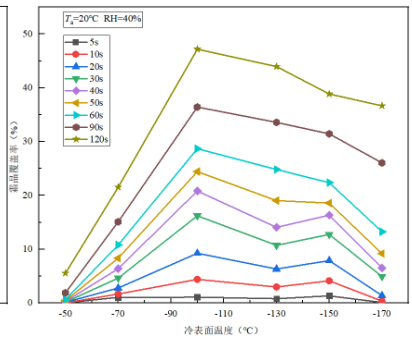


(a) T_a=15℃, RH=40%

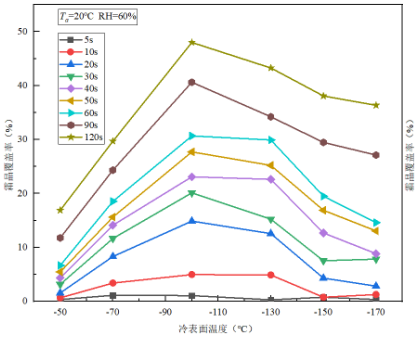


(b) T_a=15℃, RH=60%

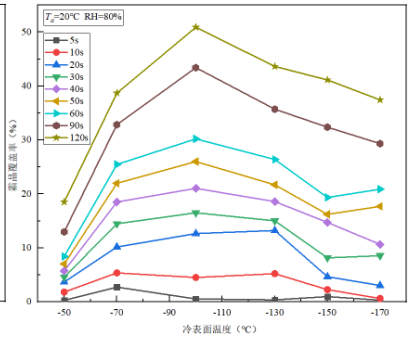




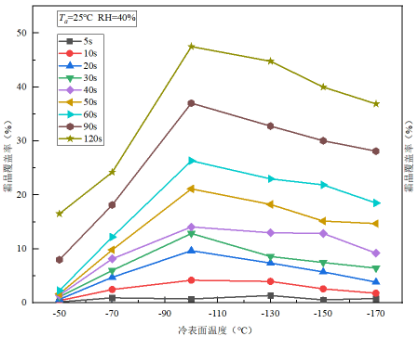
(c) T_a=15℃, RH=80%



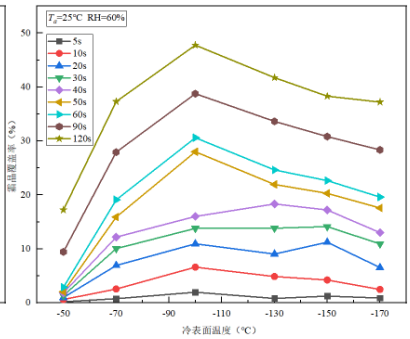
(d) T_a=20℃, RH=40%



(e) T_a=20℃, RH=60%

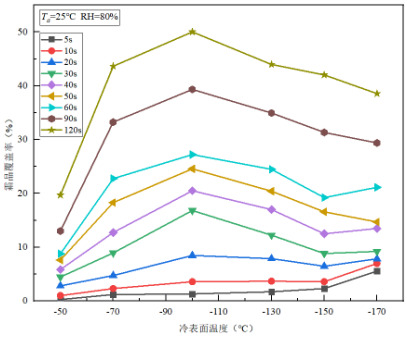


(f) T_a=20℃, RH=80%



(g) T_a=25℃, RH=40%

(h) T_a=25℃, RH=60%



(i) T_a=25℃, RH=80%

图 8 不同环境条件下霜晶覆盖率在不同时间随着冷表面温度的变化情况

Fig. 8 Variation of frost crystal coverage with cold surface temperature at different time under different environmental conditions

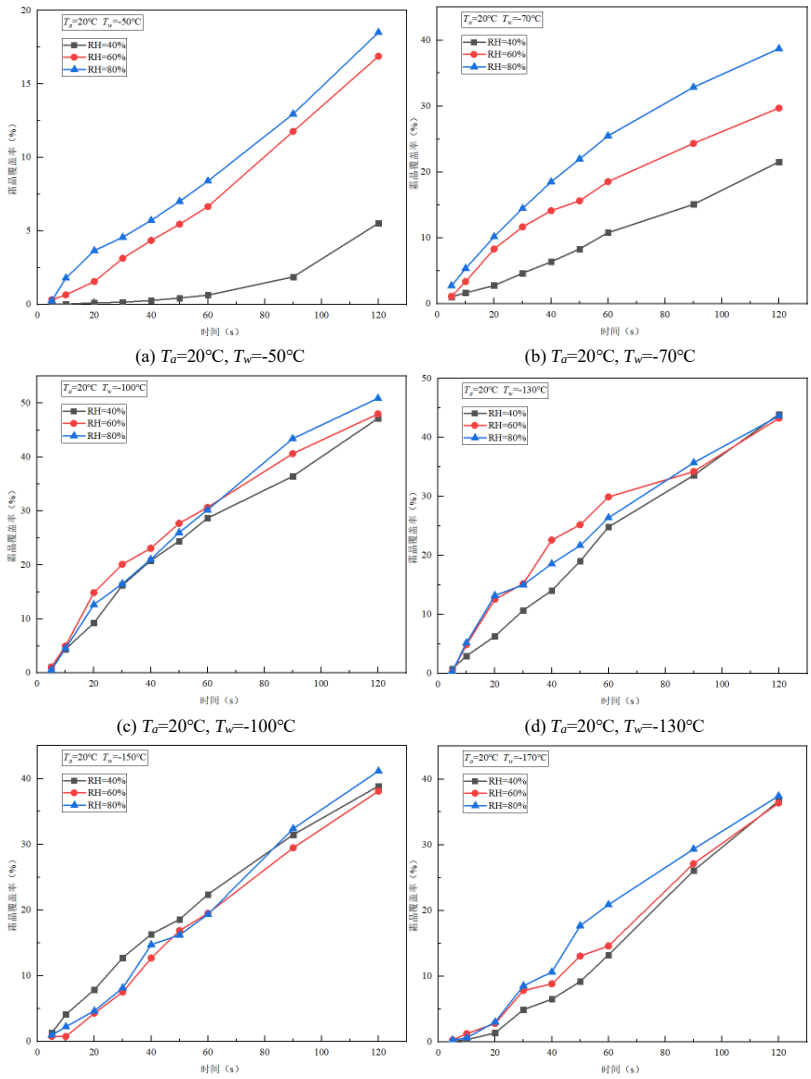
2.3 空气相对湿度对初始霜晶生长的影响

为全面研究空气相对湿度对初始霜晶生长的影响规律，在保持空气温度为 20℃不变的条件下，对不同冷表面温度（-50℃、-70℃、-100℃、-130℃、-150℃、-170℃）在不同空气相对湿度（40%、60%、80%）的条件下进行了大量实验。图 9 给出了在空气温度为 20℃一定时，冷表面温度分别为-50℃、-70℃、-100℃、-130℃、-150℃、-170℃在不同湿度下的霜晶覆盖率的变化过程，主要记录时间为实验开始后两分钟内。

可以看出，在各个冷表面温度下的实验中，都会呈现出随着空气相对湿度的增加，即空气绝对湿度的增加，霜晶覆盖率也随之增加的规律。图 9(a)给出的是冷表面温度为-50℃时霜晶覆盖率随空气相对湿度变化的情况，可以看出，空气相对湿度从 40%增大到 60%时，2 min 时的霜晶覆盖率从 5.53%增加到 16.88%，增幅为 205.24%，空气相对湿度从 60%增大到 80%时，2 min 时的霜晶覆盖率从 16.88%增加到 18.50%，增幅为 9.60%。图 9(b)给出的是冷表面温度为-70℃时霜晶覆盖率随空气相对湿度变化的情况，可以看出，空气相对湿度从 40%增大到 60%时，2 min 时的霜晶覆盖率从 21.52%增加到 29.69%，增幅为 37.96%，空气相对湿度从 60%增大到 80%时，2 min 时的霜晶覆盖率从 29.69%增加到 38.71%，增幅为 30.38%。在这两组冷表面温度的实验中可以得出空气相对湿度对于霜晶覆盖率的影响十分明显，在其它条件一定时，霜晶覆盖率随着空气相对湿度的增加而增加，且随着空气相对湿度的增加，空气相对湿度对于霜晶覆盖率的影响减弱。

图 9(c)给出的是冷表面温度为-100℃时霜晶覆盖率随空气相对湿度变化的情况，可以看出，空气相对湿度从 40%增大到 60%时，2 min 时的霜晶覆盖率从 47.19%增加到 48.01%，增幅为 1.74%，空气相对湿度从 60%增大到 80%时，2 min 时的霜晶覆盖率从 48.01%增加到 50.9%，增幅为 6.02%。图 9(d)给出的是冷表面温度为-130℃时霜晶覆盖率随空气相对湿度变化的情况，可以看出，空气相对湿度从 40%增大到 60%时，2 min 时的霜晶覆盖率从 43.96%增加到 43.28%，增幅为-1.55%，空气相对湿度从 60%增大到 80%时，2 min 时的霜晶覆盖率从 43.28%增加到 43.66%，增幅为 0.88%。在这两组冷表面温度的实验中可以得出空气相对湿度对于霜晶覆盖率的影响相较于之前两组实验来说已经变得微乎其微，因此可以认为当冷表面温度低于-100℃时，空气相对湿度对于初始霜晶生长的影响随着冷表面温度的降低而变弱，这个规律在空气温度为 20℃、冷表面温度为-150℃和-170℃的两组实验中同样可以得到验证，如图 9(e)和图 9(f)所示。在这两组实验中，空气相对湿度从 40%增大到 60%时，2 min 时的霜晶覆盖率的增幅分别为-2%和 8.06%，空气相对湿度从 60%增大到 80%时，2 min 时的霜晶覆盖率的增幅分别为-0.85%和 3%。可以看出，增幅相较于冷表面温度为-50℃和-70℃的两组实验以大大降低。故而认为当冷表面温度低于-100℃时，空气相对湿度对于初始霜晶的生长影响不大。

这主要因为结霜本质上是包含传热和传质的过程，传质驱动力主要取决于冷表面附近和周围空气之间的水蒸气浓度差。在空气温度一定的条件下，空气相对湿度的增大意味着空气绝对湿度的增大，而决定结霜速率的是绝对湿度，随着相对湿度的增加，绝对湿度的增加幅度会越来越小，所以相对湿度对霜晶生长的影响会减弱。在保持空气温度为 20℃不变的条件下，空气相对湿度从 40%增长到 60%时，其绝对湿度从 6.91 g/m^3 增长到 10.36 g/m^3，增幅为 49.9%；空气相对湿度从 60%增长到 80%时，其绝对湿度从 10.36 g/m^3 增长到 13.82 g/m^3，增幅仅为 33.4%。



(a) T_a=20°C, T_w=-50°C (b) T_a=20°C, T_w=-70°C

(c) T_a=20°C, T_w=-100°C (d) T_a=20°C, T_w=-130°C

(e) T_a=20°C, T_w=-150°C (f) T_a=20°C, T_w=-170°C

图 9 霜晶覆盖率在不同时间随着空气相对湿度的变化情况

Fig. 9 The variation of frost crystal coverage with air relative humidity at different time

随着冷表面温度的降低，冷表面结霜机制会由水蒸气扩散机制转变为粒子沉积机制，且冷表面温度越低，粒子沉积机制作用的时间越长。在冷表面温度不太低时，水蒸气扩散机制发挥作用，水蒸气以液滴、过冷液滴、蒸气等形式源源不断地流动至冷表面

成霜，此时空气相对湿度的提高会增加冷表面与附近空气的水蒸气浓度差，从而提高这一扩散过程的传质驱动力，也就会使得初始霜晶的覆盖率增加。在冷表面温度低于-100℃时，粒子沉积机制发挥作用，冷表面温度越低，温度边界层越厚，水蒸气在扩散至冷表面的过程当中会经过温度边界层，在温度边界层当中会有水蒸气会相变生成霜粒，能够扩散到冷表面的水蒸气量很少，所以越靠近冷表面处空气越干燥。同时在重力作用和自然对流作用下，霜粒在扩散过程当中在尚未到达冷表面时已经落在桌面上，因此在冷表面温度很低时提升空气相对湿度对初始霜晶生长的影响已经微乎其微。

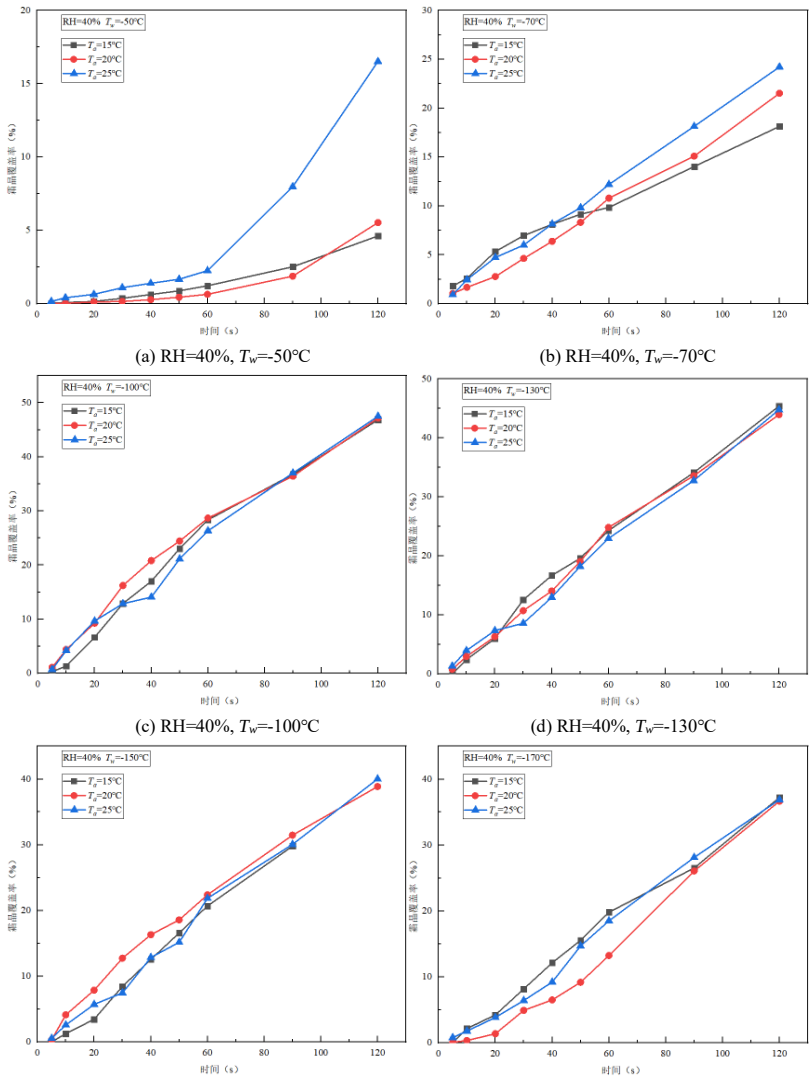
2.4 空气温度对初始霜晶生长的影响

在空气相对湿度固定不变的前提下，空气温度的升高也会导致空气绝对湿度的上升。因此研究空气温度对初始霜晶的生长也是十分有必要的。为全面研究空气温度对初始霜晶生长的影响规律，在保持空气相对湿度为40%不变的条件下，对不同冷表面温度（-50℃、-70℃、-100℃、-130℃、-150℃、-170℃）在不同空气温度（15℃、20℃、25℃）的条件下进行了大量实验。图 10 给出了在空气相对湿度为 40%一定时，冷表面温度分别为-50℃、-70℃、-100℃、-130℃、-150℃、-170℃在不同空气温度下的霜晶覆盖率的变化过程，主要记录时间为实验开始后两分钟内。

图 10(a)给出的是冷表面温度为-50℃时霜晶覆盖率随空气温度变化的情况，可以看出，空气温度从 15℃增大到 20℃时，2 min 时的霜晶覆盖率从 4.62%增加到 5.53%，增幅为 19.7%，空气温度从 20℃增大到 25℃时，2 min 时的霜晶覆盖率从 5.53%增加到 16.52%，增幅为 198.73%。图 10(b)给出的是冷表面温度为-70℃时霜晶覆盖率随空气温度变化的情况，可以看出，空气温度从 15℃增大到 20℃时，2 min 时的霜晶覆盖率从 18.13%增加到 21.52%，增幅为 18.7%，空气温度从 20℃增大到 25℃时，2 min 时的霜晶覆盖率从 21.52%增加到 24.22%，增幅为 12.55%。在这两组冷表面温度的实验中可以得出空气温度对于霜晶覆盖率的影响十分明显，在其它条件一定时，霜晶覆盖率随着空气温度的增加而增加。因为结霜从本质上来说是一个传质过程，在其它条件一定时空气温度的升高会使空气绝对湿度的上升，增加了空气与冷表面之间的水蒸气浓度差，增加了空气与冷表面之间的传质驱动力。

图 10(c)给出的是冷表面温度为-100℃时霜晶覆盖率随空气温度变化的情况，可以看出，空气温度从 15℃增大到 20℃时，2 min 时的霜晶覆盖率从 46.88%增加到 47.19%，增幅为 0.66%，空气温度从 20℃增大到 25℃时，2 min 时的霜晶覆盖率从 47.19%增加到 47.52%，增幅为 0.7%。图 10(d)给出的是冷表面温度为-130℃时霜晶覆盖率随空气温度变化的情况，可以看出，空气温度从 15℃增大到 20℃时，2 min 时的霜晶覆盖率从 45.4%增加到 43.96%，增幅为-3.17%，空气温度从 20℃增大到 25℃时，2 min 时的霜晶覆盖率从 43.96%增加到 44.79%，增幅为 1.89%。在这两组冷表面温度的实验中可以得出空气温度对于霜晶覆盖率的影响已远不如之前两组实验，影响变得很小，因此可以认为当冷表面温度低于-100℃时，空气温度对于初始霜晶生长的影响会随着冷表面温度的降低而变弱，这个规律在空气相对湿度为 40%、冷表面温度为-150℃和-170℃的两组实验中同样可以得到验证，如图 10(e)和图 10(f)所示。在这两组实验中，空气温度从 15℃增大到 20℃时，2 min 时的霜晶覆盖率的增幅分别为 0.34%和 2.99%，空气温度从 20℃增大到 25℃

时，2 min 时的霜晶覆盖率的增幅分别为-1.53%和 0.63%。可以看出，增幅相较于冷表面温度为-50℃和-70℃的两组实验以大大降低。故而认为当冷表面温度低于-100℃时，空气温度对于初始霜晶的生长影响不大。



(a) RH=40%, T_w=-50℃ (b) RH=40%, T_w=-70℃

(c) RH=40%, T_w=-100℃ (d) RH=40%, T_w=-130℃

(e) RH=40%, T_w=-150℃ (f) RH=40%, T_w=-170℃

图 10 霜晶覆盖率在不同时间随着空气温度的变化情况

Fig. 10 The variation of frost crystal coverage with air temperature at different time

这与之前得出的空气相对湿度对于初始霜晶生长的影响规律相一致，因为无论是空气相对湿度的升高还是空气温度的升高，都会导致空气绝对湿度的提高，增大了冷表面附近水蒸气的传质驱动力，会有更多的水蒸气扩散至冷表面上，促进初始霜晶的生长。在冷表面温度低于-100℃时空气温度对于初始霜晶生长的影响已不太明显的主要原因也是由于结霜机制的转变，此时冷表面上成霜方式为粒子沉积机制，水蒸气在温度边界层中相变成霜粒落在桌面上，扩散至冷表面上的水蒸气量微乎其微，且冷表面温度越低，温度边界层越厚，这种情况也会愈发强烈。

3 结论

（1）当冷表面温度低至-190℃时，在冷表面上率先生成的并不是霜晶，而是液态空气和薄霜层几乎同时生成，液态空气受重力的作用向下流动，此时薄霜层并不牢固，会被液态空气不断冲刷而改变位置。随着时间推移，薄霜层逐渐牢固，紧紧贴合在冷表面上。在这过程当中，霜层也会继续生长，逐渐覆盖整个冷表面。在整个结霜过程当中，都没有观察到明显的霜晶生长。

（2）在冷表面温度为-50℃~-100℃时，霜晶覆盖率随着冷表面温度的降低而增加，初始霜晶分布趋于密集；在冷表面温度为-100℃~-170℃时，霜晶覆盖率随着冷表面温度的降低而减小，初始霜晶分布趋于稀疏。

（3）在冷表面温度为-50℃~-100℃时，空气相对湿度和空气温度对于初始霜晶生长的影响十分明显，霜晶覆盖率随着空气相对湿度的增加而显著增加，随着空气温度的增加而显著增加，且随着空气相对湿度的增加，空气相对湿度对于霜晶覆盖率的影响减弱；当冷表面温度为-100℃~-170℃时，空气相对湿度和空气温度对于初始霜晶生长的影响已不太明显，随着冷表面温度的降低而变弱。

参考文献

[1] W. Y. Li, Y. S. Liu, R. Liu, D. D. Wang, J. Y. Shi, Z. J. Yu, L. F. Cheng, F. P. Chen. Performance evaluation of secondary loop low-temperature heat pump system for frost prevention in electric vehicles [J]. Applied Thermal Engineering, 2021, 182:115615.

[2] 李刚. 空气源热泵蒸发器结霜/除霜特性研究[D]. 青岛大学, 2020.
LI Gang. Research on frosting/defrosting characteristics of Air Source Heat pump Evaporator [D]. Qingdao University,2020.

[3] A. Q. Chen, Y. Meng, B. Liu, Y. Li, Z. X. Miao. Effects of inclination on the frosting process on cold surface of copper heat exchanger [J]. Energy and Buildings, 2021, 231:110628.

[4] 王洪利, 张向阳. 空气源热泵蒸发器结霜分布实验研究[J]. 华北理工大学学报(自然科学版), 2021, 43(03):69-73.
Wang Hongli, Zhang Xiangyang.Experimental study on frost distribution of evaporator in air source Heat pump [J]. Journal of North China University of Science and Technology (Natural Science Edition), 2021,

43(03):69-73.

[5] J. Lu, S. Jiang, K. Y. Hu, T. T. Zhu. Experimental study on the effect of heat transfer temperature difference on frosting characteristics of air-cooled heat exchanger [J]. IOP Conference Series: Earth and Environmental Science, 2021, 791(1):012123.

[6] 李丽艳. 深冷表面上自然对流结霜现象及机理的研究[D]. 北京工业大学, 2019.
Li Liyan.Research on frost formation and mechanism of natural convection on cryogenic surface [D]. Beijing University of Technology,2019.

[7] S. Byun, H. Jeong, D. R. Kim, K.S. Lee. Frost modeling under cryogenic conditions [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 161:120250.

[8] 夏斌, 梁新刚, 徐向华. 强对流条件下使用*p*-VOF方法的低温圆管二维结霜模拟[J]. 空气动力学学报, 2021, 38:1-9.
Xia Bin, Liang Xinguang, Xu Xianghua.Two-dimensional frosting simulation of low temperature round pipe using p-VOF method under strong convection [J].Journal of Aerodynamics, 2021, 38:1-9.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233492

微小通道滴状微结构强化流动沸腾换热实验研究

陈洪强[1]，宋阁阁[1]，马紫欢[1]，卜世超[1]，张永海[1,*]，魏进家[1,2]
（1 西安交通大学化学工程与技术学院，西安 710049
2 西安交通大学动力工程多相流国家重点实验室，西安 710049）
（*Tel: 029-88960115, Email: zyh002@mail.xjtu.edu.cn）

摘要：本文利用去离子水为换热工质，讨论了过冷条件下滴状微结构在不同质量流量和热流密度条件下的强化微通道（水力直径 1800 μm）内的流动沸腾换热特性。结果表明，滴状微结构表面由于其具有的巨大固液接触面积和大量成核位点，以及柱状结构所提供的强化湍流效应，相比于光滑表面在低流速（0.1-0.4 m/s）实现了临界热流密度(Critical Heat Flux，CHF)和传热系数（heat-transfer coefficient，HTC）的同时增强，其中 CHF 最大增强 52.7%，HTC 最大增强 269%。此外，柱状微结构表面的沸腾曲线在达到核态沸腾起始点（ONB）后壁温仅随热流密度的继续增加轻微上升。

关键词：流动沸腾；强化传热；柱状微结构；微通道；强化传热

0 前言

随着高性能电子产品向多功能集成和小型化发展，高效的热管理和消除极端热通量是电子产品未来面临的主要挑战，因为它们的散热性能较差[1–4]。相变液冷特别是流动沸腾传热[5–7]是解决超高热流电子器件热管理问题最有效和理想的传热方式[8]。微通道内流动沸腾传热更是由于其紧凑的结构、大的比表面积和极高的传热性能已成为一种有效的散热方法，为实现电子设备的嵌入芯片内冷却提供了可能[9–11]. 描述电子设备中芯片允许的核沸腾安全操作极限的临界热通量 (CHF) 和描述过程效率的传热系数 (HTC) 是沸腾性能的两个重要参数传热，是电子设备冷却领域努力的方向[12,13]。各种强化方法，包括表面改性[14]、成核增强[15,16]以及通过电场等外部力场技术维持强扰动或混合[17,18]已被用于提高流动沸腾的冷却性能中。Chu 等人[19]提出的不对称纳米柱可以沉积在微通道表面上以实现单向气泡运动，因此在相同工作条件下，与光滑的微通道相比，压降更小。薄的多孔涂层虽然有利于传热，而厚涂层将为传热带来额外的热阻，并可能弱化使 HTC。Li 等[20]在多通道流动沸腾装置侧壁设计了微肋栅栏，从根本上改变了边界层结构，即使在高热流密度条件下也能获得显著更高的传热系数，而在高热流密度条件下，也防止了沸腾传热通常因从外圈开始干涸而恶化的现象。James 等[21]报道了激光刻蚀的聚晶金刚石微通道与模板制备的微孔铜集成微通道，用于电力电子和能量转换的复合热沉中的极端对流沸腾，实现了超过 1000 W/cm^2。Van Erp 等人[22]首次制造了一个一体化的嵌入式歧管散热器，即在芯片内部直接嵌入液体冷却，热流密度可达 1.7 kW/cm^2，但沸腾过程的不稳定性和壁泡脱壁困难等问题尚未得到有效解决。此外，HTC 增强需要高成核位点密度，这会增加气泡聚结并抑制液体供应导致有限的 CHF 增强。

滴状微结构具有很大的传热表面增强比，同时可以提供大量的成核点并破坏边界层，从

基金项目：本文由国家重点研发计划（No.2022YFF0503502）,国家自然科学基金（No.51976163），西安交通大学青年创新团队（No.xtr052022011），西安交通大学基本科研业务费（XZY022023029），国家自然科学基金联合基金（U2141218）资助。

而增强流体扰动，增加临界热通量和传热系数，因此在微通道散热器中具有很大的潜力。但通过实验研究其流动沸腾传热增强效果及机理却少有研究。在此次工作中，我们在硅基底上制作了两种不同的柱状微结构表面，与传统的矩形通道相比，柱状微结构表面的沸腾曲线显示出明显的差异[23–25]，此外，还通过可视化分析了柱状微结构表面的气泡行为，揭示了柱状微结构表面微通道中流动沸腾传热的增强机制。

1 实验装置

1.1 实验系统

自主搭建微小通道相变换热实验系统平台，如图 1，主要由储液箱、过滤器、齿轮泵、流量计、半导体散热器、测试段（含高速相机、直流电源、热电偶、压力传感器等）、冷凝盘管、数据采集仪等组成。使用去离子水作为换热工质，储液箱中含有加热线圈，实验前先将去离子煮沸 30 分钟用除去混有的不凝性气体。去离子水在泵的作用下，依次经过流量计和半导体散热器进入试验段，与微通道中的硅基进行相变换热后，流出测试段，在储液箱内冷凝，完成循环。硅片位于测试段的中心位置，通道水力直径为 1800 μm，加热面积为 1 × 1 cm^2，硅片背面镀一层焊层，通过铜探针进行电加热，背部填充有保温材料防止热损失。微通道试验段在通道底座上进行，尺寸为 51.5 × 10 × 1 mm^3（长×宽×高）。

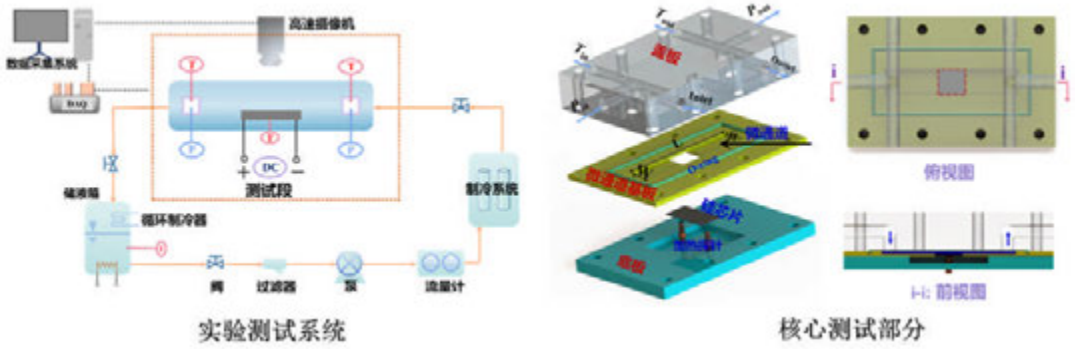


图 1 实验系统图

滴状微结构采用图 2A 所示的标准刻蚀技术加工而成，详细的加工方法可参照前期的文献[26]。图 2B 显示了滴状微结构表面的参数图像，整个微结构表面为 1×1 cm^2，翅片高度 h_p 为 120 μm，间隙 p 为 100 μm，尾部半圆的半径均为 25 μm,顶部尖角角度为 90° 和 37° 。图 2C 为其 SEM 图像，二者的分别提供了 2.433 和 3.618 的面积强化比率。考虑到滴状微结构高度仅占微通道高度的大约 1/10，我们认为流过微结构表面的流量与微通道内其他地方的流量是一致的。

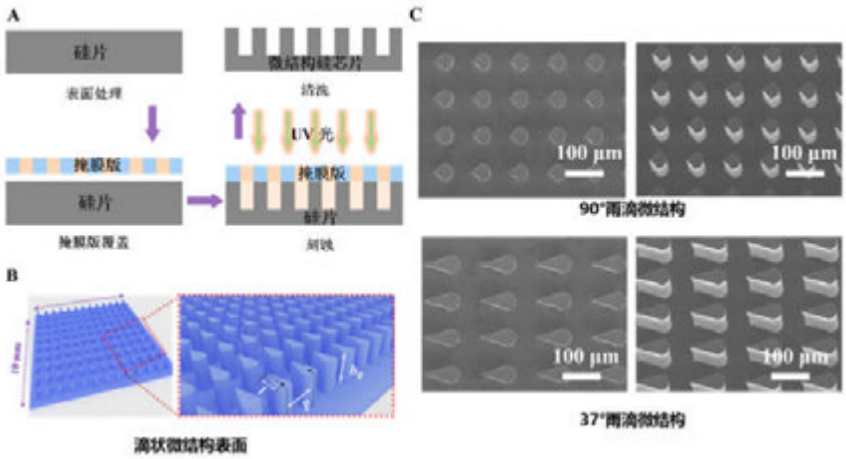


图 2 滴状微结构表面。A 标准光刻技术路线。B 微结构表面参数。C 微结构表面 SEM 图。

1.2 数据处理及误差分析

实验前，我们进行了一系列单相换热试验来计算测试段的热损失。经计算，整个测试段的最大热损失不超过 10%，而这主要受热通量和质量通量的影响。

$$Q_{loss} = UI - mc_p\left(T_{out} - T_{in}\right) \tag{1}$$

其中，U 和 I 分别为直流电源的输入电压和电流，m、c_p、T_{in} 和 T_{out} 分别为质量流量、定压比热容、工质的入口温度和出口温度。

两相换热系数 HTC_{tp} 可以通过以下公式计算获得：

$$q_{eff} = \frac{Q - Q_{loss}}{A_f} \tag{2}$$

$$h_{tp} = \frac{q_{eff}}{T_w - T_{sat}} \tag{3}$$

其中，A_f 是硅片基底的翅根部面积，T_w 和 T_{sat} 分别为壁面温度和饱和温度。

在实验中，使用 T 型热电偶、压力传感器、微型齿轮流量计等测量参数的不确定度分别为±0.1℃、±0.075%和±0.5%。此外，被测温度的不确定度包括铂电阻温度计的校准（0.03℃）和温度波动（0.3℃）。其他相关参数的不确定性，如质量流速、热通量、传热系数，可以按照误差传递分析方法计算，表 1 总结了实验中与测量和计算参数的最大相对误差。

表 1 测量值和计算值的最大相对误差

主要参数	误差
微通道的宽度 W 和高度 H	± 0.02mm
电压 U	读数的±0.02%
电流 I	读数的±0.1%
温度 T	±0.43℃
压力传感器（0-300kPa）	量程的±0.075%
差压变送器（0-20kPa）	量程的±0.075%
微小齿轮流量计（0-600ml/min）	量程的±0.5%
水力直径 D_h	±0.04mm
质量通量 G_w	±5%
热流密度 q	±5.6%
两相换热系数 h_{tp}	±7.6%

1.3 系统验证

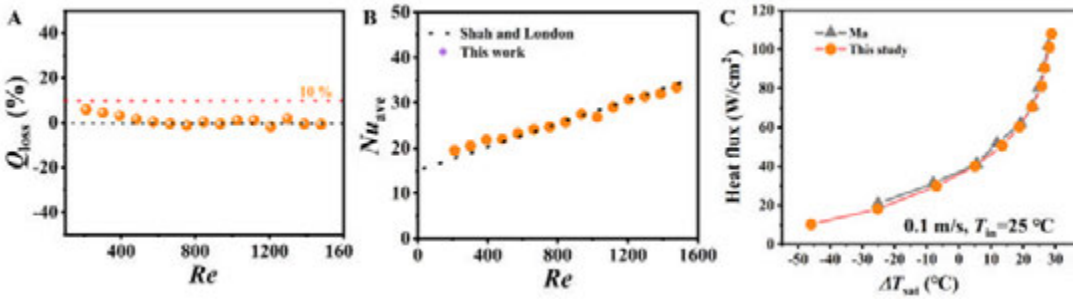


图 3 实验系统验证。A 热损失。B 平均努塞尔数。C 两相沸腾实验。

为了验证整个实验系统和数据处理方法的准确性，我们选择了光滑硅芯片表面进行实验。如图 3A 所示，实验值与计算值相比的热损失误差（Q_{loss}）小于 8%。与 Shah 和 London[27]对水力和热发展流的相关性相比，光滑表面的平均努塞尔数的平均相对误差小于 3.5%（图 3B）。另外，与 Ma 等[25]的两相沸腾实验结果相比，沸腾曲线吻合良好，以上实验足以表明本工作所使用的实验系统和数据处理方法是可靠的。

2 实验结果与讨论

2.1 沸腾换热曲线

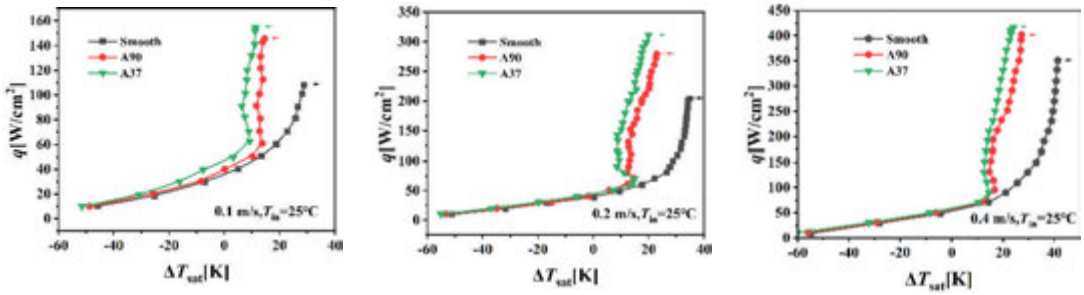


图 4 不同流速下在微通道内的沸腾换热曲线图

图 4 展示了不同质量流量下滴状微结构表面的沸腾曲线以及光滑表面的沸腾曲线，这些数据都是在微通道入口介质温度为 25 ℃的情况下测量得到的，且所用介质均为去离子水。对于每个流速下的沸腾曲线，在低热流下，曲线的斜率平稳增加，表明单相流动的热传递模式下，热量的传导进程十分稳定。然而，随着热流的增加，热传递模式会从单相流动转变为两相流动沸腾，此时曲线的斜率会急剧增加。特别是在滴状微结构表面的情况下，由于微结构能够扰动流体的边界层并增强工作流体的湍流，因此增加了流体与热表面之间的热传递效率，促进了沸腾传热的发生。通过比较不同测试表面的沸腾曲线，发现滴状微结构具有显著的增强临界热流密度（CHF）的作用。由于 A37 表面更大的面积强化比，相比于 A90 表面不管在哪个流速下都表现出更高的增强能力，随着流速的增加增强效果逐渐减弱(52.7%-18.3%)，这主要归因于微通道高度的限制，因为随着热流的增大产生的气泡越来越多而无法及时脱离壁面而触发 CHF。此外，流速在热传递增强中也扮演着重要的角色，根据图 4 的实验数据，当流速从 0.1 m/s 增加到 0.2 m/s 时，光滑表面的 CHF 增加了 65 W/cm^2，而滴状微结构表面的 CHF 增加了 140-150 W/cm^2，而当流速进一步从 0.2 m/s 增加到 0.4 m/s 时，光滑表面的 CHF 增加了 140 W/cm^2，而滴状微结构表面的 CHF 则是增加了 104-119 W/cm^2，很明显，在流速增大的同时，流动沸腾传热也更加明显，虽然滴状微结构表面在流速增大时的 CHF 增强效果和光滑表面的增强效果相当，但总体来看，带有该结构的表面 CHF 有质的飞跃。此外，由于更大强化面积所提供更多的成核位点，因此微结构表面的沸腾提前触发，其壁面温度也仅仅在沸腾起始温度附近缓慢增加以达到 CHF，这一独特效果对于实际芯片散热是至关重要的。实际上，当达到核沸腾的起始点后，在滴状微结构表面上观察到一个有趣的现象，沸腾曲线呈现明显的“勾回”特征，这个现象被认为是“二次沸腾效应”，由于壁面温度较高，沸腾始于微结构底部的凹陷处。随着热流密度的增加，顶部的微结构激活了更多的成核位置，导致“二次沸腾效应”和壁面温度下降。但由于局部的气泡变大，在流动液体的作用下，大气泡出现了反向扩展和流体的反冲现象。

2.2 传热系数

如图 5 所示，通过采用滴状微结构，在相同的流速和入口温度下，滴状微结构表面的沸腾传热系数比光滑表面提高了约 166%至 269%，其最大传热系数高达 18.5 W/cm^2·K。从沸腾曲线和表 1 可以看出，滴状微结构表面由于具有较大的传热面积增强比，在同一流速和入口温度下大大提高了最大传热通量。此外，滴状微结构表面的热流密度在 10 K 至 20 K 的狭

窄过热度范围内快速增加，滴状微结构之间的毛细作用促进了液体重新润湿能力，延缓了干燥，从而显著提高了传热系数。微结构的液膜蒸发在微结构根部上形成了成核位置，并阻碍了干涸的发生。此外，平滑表面和滴状微结构表面在核沸腾期间的传热系数表现出不

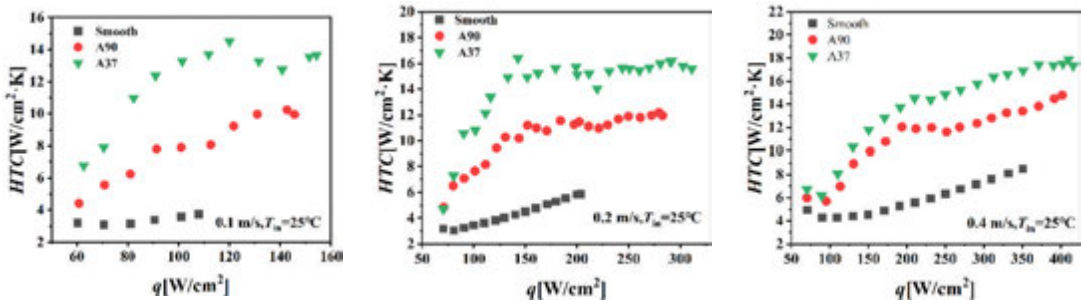


图 5 不同流速下在微通道内的换热系数

同的趋势。在核沸腾的开始阶段，滴状微结构表面的传热系数随着热流密度的增加而迅速增加。这是由于滴状微结构在微通道中具有特殊的沸腾传热性能（二次沸腾效应）所致。之后，在进入发展的核沸腾阶段时，沸腾传热系数稍有增加。相反，光滑表面在整个核沸腾过程中始终维持着较小的传热系数。

2.3 气泡可视化

为了进一步分析微结构表面的强化机理，采用高速摄像机对同一流速（0.1 m/s）以及同一功率（60 W/cm^2）下的不同表面进行了可视化研究。图 6 显示了微结构表面对气泡成核尺寸起到了有效的约束作用，光滑表面的平均气泡直径分布超过 1000 μm，几乎比微结构表面大了近 10 倍。通常，较大的气泡倾向于沿着光滑的加热表面滚动，并在加热条件下相互聚结，因为它们的表面气泡附着力更大。然而，微结构表面上较小的气泡降低了在短时间内合并成较大气泡的可能性，从而延缓了气膜覆盖加热表面以达到 CHF。

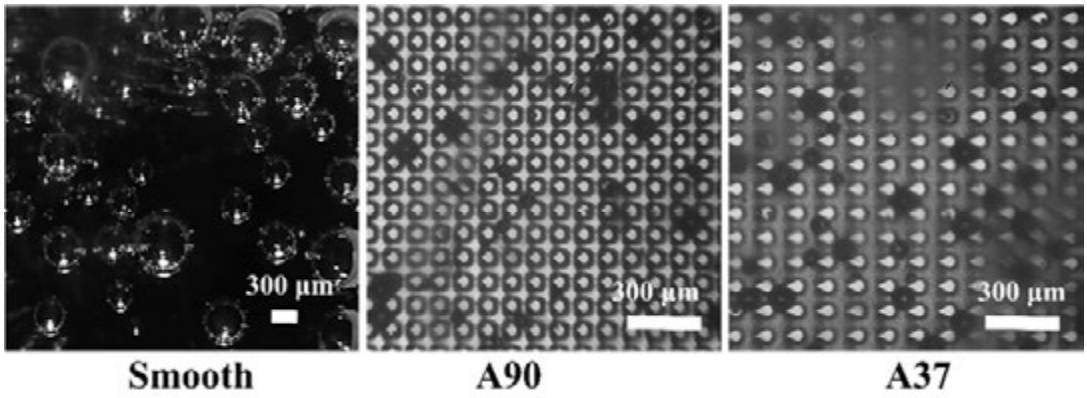


图 6 气泡脱离直径

图 7 展示了在 0.2 m/s 和入口温度 T_{in}=25℃条件下，从孤立气泡流向弹状流的流型转变。在核态沸腾期间，流型主要为气泡流，包括孤立气泡和合并气泡。当热流增加到临界热流（CHF）时，这些气泡相互凝聚，形成覆盖加热表面的蒸汽塞。此时，流动沸腾变得不稳定，壁面温度上升，压力和流量开始振荡。在低热流下，这些孤立小气泡首先在微柱的根部、间隙和顶部生成，然后从微柱表面脱离，夹杂在液体中向下游流动。随着热流的增加，成核点的密度和气泡脱离频率大大增加。然而，气泡的生长受到微柱和通道的限制，产生挤压和变形。在微柱间隙中形成的气泡与其他气泡合并，形成较大的气泡，它们在微柱和盖板之间移动。此时，合并后的大气泡并不会阻碍流体流动或堵塞微通道。由于微通道的限制，合并后的大气泡继续膨胀，形成类似炮弹的大气泡，并逐渐覆盖柱状微结构表面。弹状气泡占据了微通道内大量的空间，阻塞了上游液体流动，导致流动的不稳定和压力振荡。当弹状流开始

在微通道中形成时，大量的微柱被大气泡完全覆盖，液体无法润湿表面，从而导致局部干涸，引发临界热流（CHF）。

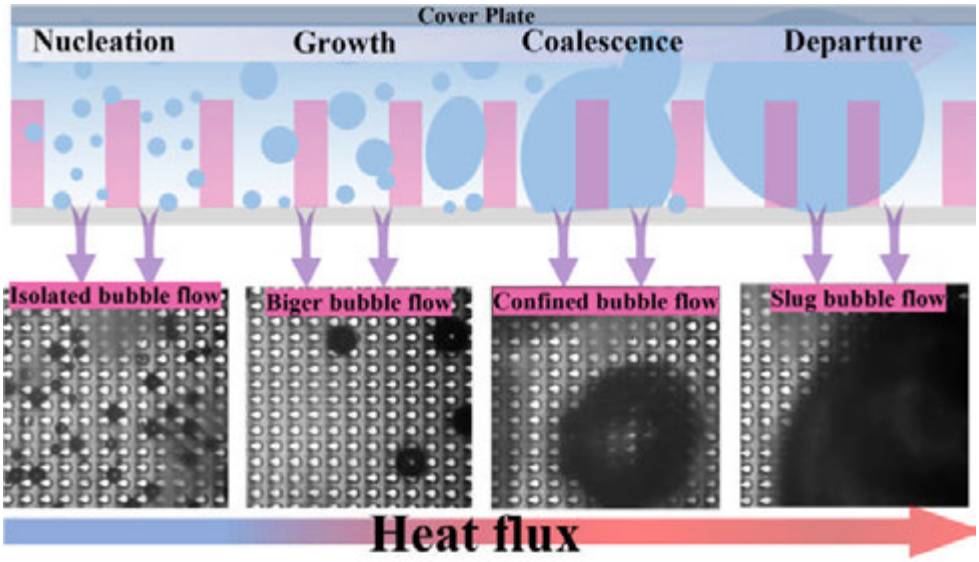


图 7 A90 表面流动沸腾气泡演变模式

3 结论

以去离子水为工作流体，研究了水力直径为 1800 μm 的微通道中不同类型的滴状微结构表面的流动沸腾传热特性。主要结论可归纳如下：

（1）与光滑表面相比，由于更大的强化面积比，滴状微结构表面的 CHF 显著增强。同时，微观结构也提供了更多的成核位点，进一步促进了气泡的成核和生长。

（2）滴状微结构表面的沸腾曲线表现出明显的气泡限制效应，有效脱离直径大幅减小，对增强 CHF 起到了延迟作用。

（3.）由于较高的 CHF 和较低的壁面温度，滴状微结构表面的 HTC 得到了极大的改善,相较于光滑表面，滴状微结构表面的有效换热系数增加近 269%。

参考文献

[1] Sun Y, Tang Y, Zhang S. A review on fabrication and pool boiling enhancement of three-dimensional complex structures. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2022, 162: 112437.

[2] Wen R, Li Q, Wang W. Enhanced bubble nucleation and liquid rewetting for highly efficient boiling heat transfer on two-level hierarchical surfaces with patterned copper nanowire arrays. Nano Energy, 2017, 38: 59–65.

[3] Liang G, Mudawar I. Review of nanoscale boiling enhancement techniques and proposed systematic testing strategy to ensure cooling reliability and repeatability. Applied Thermal Engineering, 2021, 184: 115982.

[4] Chu H, Xu N, Yu X. Review of surface modification in pool boiling application: Coating manufacturing process and heat transfer enhancement mechanism. Applied Thermal Engineering, 2022, 215: 119041.

[5] Ma A, Wei J, Yuan M. Enhanced flow boiling heat transfer of FC-72 on micro-pin-finned surfaces. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2009, 52(13): 2925–2931.

[6] Zhang Y, Zhou J, Zhou W. CHF correlation of boiling in FC-72 with micro-pin-fins for

electronics cooling. Applied Thermal Engineering, 2018, 138: 494–500.
[7] Chen H, Zhang Y, Huang L. Microfluidic production of silica nanofluids for highly efficient two-phase cooling with micro pin-fins structure. Chemical Engineering Journal, 2023, 465: 142799.
[8] Dhillon N S, Buongiorno J, Varanasi K K. Critical heat flux maxima during boiling crisis on textured surfaces. Nature Communications, 2015, 6(1): 8247.
[9] Chowdhury I, Prasher R, Lofgreen K. On-chip cooling by superlattice-based thin-film thermoelectrics. Nature Nanotechnology, Nature Publishing Group, 2009, 4(4): 235–238.
[10] Wang Q, Chen R. Ultrahigh Flux Thin Film Boiling Heat Transfer Through Nanoporous Membranes. Nano Letters, American Chemical Society, 2018, 18(5): 3096–3103.
[11] Parizad Benam B, Sadaghiani A K, Yağcı V. Review on high heat flux flow boiling of refrigerants and water for electronics cooling. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 180: 121787.
[12] Dhillon N S, Buongiorno J, Varanasi K K. Critical heat flux maxima during boiling crisis on textured surfaces. Nature Communications, Nature Publishing Group, 2015, 6(1): 8247.
[13] Wen R, Ma X, Lee Y-C. Liquid-Vapor Phase-Change Heat Transfer on Functionalized Nanowired Surfaces and Beyond. Joule, 2018, 2(11): 2307–2347.
[14] Tian Y, Liu X, Xie L. Surface Photon-Engineered Infrared-Black Metametal Enabled Enhancement of Heat Dissipation. Advanced Functional Materials, 1970, n/a(n/a): 2205016.
[15] Cho H J, Preston D J, Zhu Y. Nanoengineered materials for liquid–vapour phase-change heat transfer[J]. Nature Reviews Materials, Nature Publishing Group, 2016, 2(2): 1–17.
[16] Li W, Wang Z, Yang F. Supercapillary Architecture-Activated Two-Phase Boundary Layer Structures for Highly Stable and Efficient Flow Boiling Heat Transfer. Advanced Materials, 2020, 32(2): 1905117.
[17] Liu L, Yu L, Yuan B. Flow boiling heat transfer enhancement via micro-pin-fins/ZnO nanorods hierarchical surface. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2023, 203: 123810.
[18] Lu X, Wei J-J. Experimental study on a novel loop heat pipe with both flat evaporator and boiling pool. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014, 79: 54–63.
[19] Chu K-H. Micro and nanostructured surfaces for enhanced phase change heat transfer[D]. Massachusetts Institute of Technology, 2013.
[20] Li W, Wang Z, Yang F. Supercapillary Architecture-Activated Two-Phase Boundary Layer Structures for Highly Stable and Efficient Flow Boiling Heat Transfer. Advanced Materials, 2020, 32(2): 1905117.
[21] Palko J W, Lee H, Zhang C. Extreme Two-Phase Cooling from Laser-Etched Diamond and Conformal, Template-Fabricated Microporous Copper. Advanced Functional Materials, 2017, 27(45): 1703265.
[22] van Erp R, Soleimanzadeh R, Nela L. Co-designing electronics with microfluidics for more sustainable cooling. Nature, Nature Publishing Group, 2020, 585(7824): 211–216.
[23] Ma X, Ji X, Hu C. Saturated/subcooled flow boiling heat transfer inside micro/mini-channels: A new prediction correlation and experiment evaluation. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2023, 210: 124184.
[24] Ma X, Ji X, Wang J. Flow boiling instability and pressure drop characteristics based on micro-pin-finned surfaces in a microchannel heat sink. International Journal of Heat and Mass

Transfer, 2022, 195: 123168.
[25] Ma X, Ji X, Wang J. Flow boiling heat transfer characteristics on micro-pin-finned surfaces in a horizontal narrow microchannel. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 194: 123071.
[26] Yuan M, Wei J, Xue Y. Subcooled flow boiling heat transfer of FC-72 from silicon chips fabricated with micro-pin-fins. International Journal of Thermal Sciences, 2009, 48(7): 1416–1422.
[27] R. Shah, A. London, Laminar Flow Forced Convection in Ducts: A Source Book for Compact Heat Exchanger Analytical Data, Academic Press, New York, 1978.

中国工程热物理学会 传热传质
学术会议论文 编号：233494

基于瞬态热网络模型的相变换热器多目标优化设计

李嘉伟，刘向雷*

南京航空航天大学能源与动力学院，南京 210016
(Tel:15995841305, Email:xliu@nuaa.edu.cn)

摘要： 为了同时优化相变换热器的储热速率和质量以满足高功率航天热控系统需求，本文提出了适用于板翅式相变换热器的二维热网络模型。该模型相比于有限体积法的平均误差为 7.9%，提高计算速度 99%以上。板翅式结构的参数分析表明了相变材料侧翅片高度和翅片间距对熔化时间影响较大，翅片纵横比不宜超过 2.52。此外，将热网络模型与遗传算法联合进行多目标优化，在 8 个结构参数下获得了可行域内的最优设计点，使得相变换热器的性能提高 12.1%。

关键词： 相变储能；相变换热器；热网络模型；多目标优化；遗传算法

0 前言

在航天热控系统中，由于空间外热流和辐射器散热条件复杂变化，存在极端情况下的散热不足问题，液路耦合相变换热器被认为是解决这一问题的有效方式[1]。相变换热器中具有高焓值的相变材料（PCMs），起到对能量削峰填谷的作用，维持流体回路中的温度稳定，进而保证了相关电子设备的稳定工作[2]。应用于航天器的相变换热器目前面临着储热速率较低、质量过大的问题，亟待优化。

板翅式换热器具有高效紧凑的特点，加工技术成熟，流体与PCMs交替排列，在两侧均可焊接翅片以增大传热面积[3]。对于板式相变换热器的结构优化，有限体积法（FVM）是一种有效的数值方法，可以用来模拟相变过程，研究结构参数的影响[4]。但是板式换热器待优化的结构参数众多，FVM 并不能快速高效地求出最优结构参数，因此，高精度、高计算速度的传热模型对换热器在大量参数下的评估十分重要。对于简单的两平板之间的 PCMs 传热问题，Mostafavi 等人[5]给出了解析解，但这并不适用于 PCMs 之间存在翅片的复杂结构。热网络模型（TNM）是一种将热流等效电路中的电流进行传热分析的方法，在保证一定准确性下大幅了减少计算量[6]。对于翅片强化 PCMs 传热的过程，2014 年 Tay 等人[7]将热流简化为平行和等温两种热流，在管翅式结构中利用有效度-传热单元数（ε-NTU）方法建立了 TNM。该模型能够快速的计算平均传热有效度，但缺点是模型中的待定参数在不同结构中需要标定，无法适用于参数优化问题。Neumann 等人[8]对板式相变换热器展开研究，利用电阻 R、电容 C 串并联的电路对瞬态传热过程进行了模拟，在 PCMs 侧不含翅片时，PCMs 的温度变化可以利

用 TNM 快速计算。Chen 等人[9]建立了板翅式结构下的 TNM，并对装置的传热有效度和质量随参数的变化展开研究，获得了优化后的设计参数。2023 年，Yin 等人[10]通过液相率改进 PCMs 热阻表达式并结合热容搭建了具有较高精度的 TNM，在管翅式结构中实现了对 PCMs 温度、流体出口温度的准确模拟，在短时间内对各个参数下的换热器进行了性能评估。

如前文所述，板翅式换热器的结构参数众多难以同时优化，TNM 作为可以用于快速计算评估性能的模型，但在板翅式相变换热器的研究较少。本文中，搭建了瞬态的热网络模型用于板翅式相变换热器熔化过程的快速计算，并分析了翅片高度、翅片间距、翅片厚度、板子层数等对换热器性能的影响。随后结合遗传算法对 8 个参数进行了多目标优化，以求得最优的换热器结构。

1 数学模型

1.1 热网络模型

1.1.1 模型描述

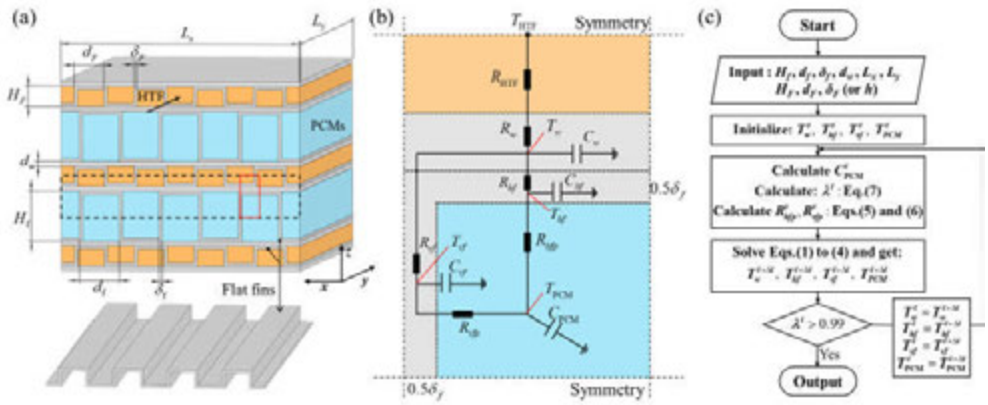


图 1 热网络模型描述：（a）板翅相变换热器结构；（b）传热网络图；（c）传热网络求解流程图

Fig. 1. Description of the thermal network model. (a) Plate and fin phase change heat exchanger structure. (b) Thermal resistance network diagram. (c) Thermal resistance network solution flow chart.

表 1 材料的热物性参数

Table 1 Thermophysical properties of materials.

物性	PCMs[11, 12]	HTF	隔板和翅片[13]
材料	正十四烷	全氟三乙胺	6063 铝合金
密度 ($kg\cdot m^{-3}$)	770 (283.15 K)	1165 (303 K)	2700
热导率 ($W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}$)	0.273 (固体)	0.13	201
	0.211 (液体)	/	/
比热 ($J\cdot kg^{-1}\cdot K^{-1}$)	2000 (固体)	/	900
	2550 (液体)	1165	/
动力粘度 ($kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}$)	0.00291	0.00125	/
固相温度 (°C)	4.7	/	/
液相温度 (°C)	6.5	/	/
热膨胀系数 (K^{-1})	0.004	/	/
潜热 ($kJ\cdot kg^{-1}$)	224.5	/	/

图 1（a）为板翅式相变换热器的三维物理模型，传热流体（HTF）与相变材料

（PCMs）通过隔板交替布置，相关的尺寸参数名称已经标出。其中，变量 H、d、δ 分为代表翅片高度、翅片间距以及翅片厚度，下标 f 和 F 分别代表 PCMs 侧和 HTF 侧的翅片。表 1 给出了本研究使用的材料的物性参数，HTF 的材料为全氟三乙胺，这是一种航天系统常用的液体工质，PCMs 的材料为正十四烷，隔板和翅片的材料均为 6063 铝合金。在工作时，以蓄热阶段为例，热量从 HTF 传递到 PCMs，使 PCMs 发生相变储存热量。参考卧式管翅式相变换热器的已有研究，流体传热主要沿轴向进行，径向截面的结构参数是影响换热器性能关键，因此过往的研究大多针对二维结构进行参数优化[14]。本文借助同样的思路，将板式换热器结构降维处理，建立二维的热网络模型，用于研究翅片参数、板间距等对相变储热速率、换热器质量的影响，模型需满足以下假设：

（1）PCMs 是各向同性的，忽略各单元间的接触热阻。

（2）由于 PCMs 的潜热远大于 HTF 的显热，可以认为 PCMs 的熔化前沿的温度不变，是 PCMs 的熔点。

（3）翅片到 PCMs 之间的热流方向与翅片的壁面垂直，导致了熔化前沿的平行壁面推进，PCMs 侧的热阻可以通过液相率直接表示。

（4）忽略重力的影响。

由于板翅式结构的对称性，图 1（b）的传热网络可以根据图 1（a）中红色方框的几何结构进行建立，用来描述单层 PCMs 和 HTF 的二维瞬态传热过程。图中的网络由热阻 R 和热容 C 构成，根据结构特点划分了四个单元，分别为代表流体、壁面、水平翅片、垂直翅片、PCMs。相应的以下标 HTF、w、hf、vf 和 PCM 表示。

1.1.2 求解过程

相隔单元经过热阻传递热量，除流体单元外，其余单元的温度与吸收的总热量和自身的热容相关，满足的守恒方程如下：

$$C_w \frac{dT_w}{dt} = \frac{T_{\mathrm{HTF}} - T_w}{R_{\mathrm{HTF}} + R_w} - \frac{T_w - T_{hf}}{R_{hf}} - \frac{T_w - T_{vf}}{R_{vf}} \tag{1}$$

$$C_{hf} \frac{dT_{hf}}{dt} = \frac{T_w - T_{hf}}{R_{hf}} - \frac{T_{hf} - T_{\mathrm{PCM}}}{R_{hfp}} \tag{2}$$

$$C_{vf} \frac{dT_{vf}}{dt} = \frac{T_w - T_{vf}}{R_{vf}} - \frac{T_{vf} - T_{\mathrm{PCM}}}{R_{vfp}} \tag{3}$$

$$C_{\mathrm{PCM}} \frac{dT_{\mathrm{PCM}}}{dt} = \frac{T_{hf} - T_{\mathrm{PCM}}}{R_{hfp}} + \frac{T_{vf} - T_{\mathrm{PCM}}}{R_{vfp}} \tag{4}$$

其中 R_{HTF}、R_w、R_{hf}、R_{vf}、R_{hfp} 和 R_{vfp} 分为代表流体对流热阻、壁面热阻、水平翅片热阻、垂直翅片热阻、水平翅片到 PCMs 的热阻以及垂直翅片到 PCMs 的热阻，单位均为 K/W。对于二维传热，Y 方向长度默认为 1，其中，翅片到 PCMs 的热阻表达式如下：

$$R_{hfp}=\frac{\lambda(H_f-\delta_f)}{k_{\mathrm{PCM}}(d_f-\delta_f)} \tag{5}$$

$$R_{vfp}=\frac{\lambda(d_f-\delta_f)}{k_{\mathrm{PCM}}(H_f-\delta_f)} \tag{6}$$

$$\lambda=\begin{cases}0 & \text{if } T_{\mathrm{PCM}}<T_{\mathrm{s}}\\ \dfrac{T_{\mathrm{PCM}}-T_{\mathrm{s}}}{T_{\mathrm{l}}-T_{\mathrm{s}}} & \text{if } T_{\mathrm{s}}<T_{\mathrm{PCM}}<T_{\mathrm{l}}\\ 1 & \text{if } T_{\mathrm{PCM}}>T_{\mathrm{l}}\end{cases} \tag{7}$$

其中 λ 为 PCMs 的液相率，T_{s} 为固相温度（K），T_{l} 为液相温度（K），PCMs 从 T_{s} 开始熔化，在 T_{l} 完全熔化。采用等效平均热容来模拟 PCMs 相变过程，在 PCMs 相变温度区间，PCMs 的比热容的表达式为 $(c_{p,s}+c_{p,l})/2+L/(T_{\mathrm{l}}-T_{\mathrm{s}})$，$c_{p,s}$ 和 $c_{p,l}$ 分别为固态 PCMs 和液态 PCMs 的比热容，L 为 PCMs 的相变潜热（J/kg）。

若使方程（1）完成封闭，还需要确定对流换热系数 h（$\mathrm{W\cdot m^{-2}\cdot K^{-1}}$），$h$ 可以通过经验关系式获得，在本研究中，流动均处在层流状态，计算公式如下[10]：

$$Re=\frac{\rho V D_h}{\mu} \tag{8}$$

$$Nu=1.86\left(\frac{Re\cdot Pr}{L_y/D_h}\right)^{1/3}\cdot\left(\frac{\mu}{\mu_{\mathrm{wall}}}\right)\quad ,Re<2300 \tag{9}$$

$$h=Nu\cdot k/D_h \tag{10}$$

其中 Re、Nu、Pr 分别是雷诺数、努塞尔数、普朗特数，D_h 为水力直径（m）。当流体侧包含翅片时，先计算翅片效率与翅片面积，与多通道内的对流换热系数 h，之后求解加翅片后的对流换热系数 h_1，并替代公式（1）中的 h[15]：

$$A_0=2L_xL_y \tag{11}$$

$$A_p=\frac{2L_x}{d_F}(d_F-\delta_F)L_y \tag{12}$$

$$A_F=\frac{2L_x}{d_F}(H_F-\delta_F)L_y \tag{13}$$

$$\eta_F=\tanh\left(\sqrt{\frac{2h}{k_s\delta_F}}0.5(H_F-\delta_F)\right)/\left(\sqrt{\frac{2h}{k_s\delta_F}}0.5(H_F-\delta_F)\right) \tag{14}$$

$$h_1=\frac{A_p+\eta_F A_F}{A_0}h \tag{15}$$

其中 A_0 为无翅片时的传热面积（$\mathrm{m^2}$），A_p 为加翅片后的一次传热面积（$\mathrm{m^2}$），A_F 为二次传热面积（$\mathrm{m^2}$），η_F 为翅片效率，h_1 为等效对流换热系数（$\mathrm{W\cdot m^{-2}\cdot K^{-1}}$）。

微分方程组（1）求解采用时间隐式格式离散，经验证，该格式求解不会导致非物理解的产生。图 1（c）为热网络法的计算流程图，输入相应的参数并开始迭代求解，当 PCMs 的液相率大于 0.99 时视为熔化结束，输出各个单元的温度变化过程。理论上，划分的热阻单元数目和时间步长会对数值准确性造成影响。经过检验，本文划分的单

元数目已经足够，再增加单元数目对结果影响很小。时间步长选取为 0.01s，满足时间无关性。

1.2 有限体积法

利用求解有限体积法（FVM）进行数值求解，传热过程满足的能量方程如下[16]：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho H)=\nabla\cdot(k\nabla T) \tag{16}$$

其中 ρ 为控制体的密度（$\mathrm{kg\cdot m^{-3}}$），H 为控制体的焓值（$\mathrm{J\cdot kg^{-1}}$）。

PCMs 的焓值变化采用如下公式：

$$H=\lambda L+H_{\mathrm{ref}}+\int_{T_{\mathrm{ref}}}^{T}c_p\mathrm{d}T \tag{17}$$

其中 L 代表 PCMs 的潜热（$\mathrm{J\cdot kg^{-1}}$），T_{ref} 为参考温度（K），H_{ref} 为参考温度下的焓值（$\mathrm{J\cdot kg^{-1}}$）。

单层板翅式的传热过程可以通过图 2（a）所示的计算域进行模拟，流体侧壁面为第三类边界条件即给定对流换热系数和换热温度，左右壁面为对称面。求解时采用 SIMPLEC 算法对速度和压力进行耦合，PRESTO 格式用于压力的修正，二阶迎风格式用于速度和能量方程的离散，在每个时间步长内，连续性、动量和能量方程的收敛残差限制在 10^{-5}、10^{-6} 和 10^{-9} 以下。三个网格数量（1329 个、5086 个和 19671 个）和三个时间步长（0.1s、0.05s 和 0.025s）被用来进行无关性检验，当网格数量达到 5086 个时，最大误差小于 0.5%。并且，时间步长改变对结果影响很小。因此文本采用 5086 个网格的尺寸以及时间步长 0.05s 进行 FVM 的计算。

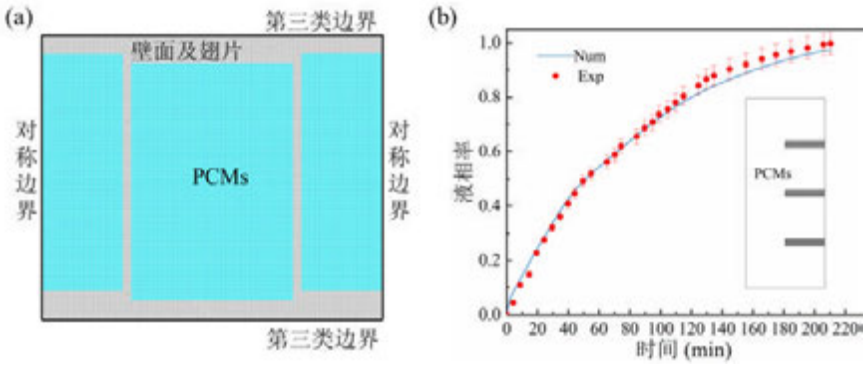


图 2 （a）网格划分与边界条件；（b）FVM 仿真与 Kamkari[17]等人实验对比

Fig. 2. (a) Grid division and boundary conditions. (b) Comparison between FVM simulation and experiments of Kamkari[17] et al.

FVM 的准确性通过 Kamkari [17]等人的实验结果验证，实验中分析了用翅片强化传热的矩形储热器的液相率变化，该实验件结构与板翅内的传热结构十分相似。根据文献中的几何结构和物性参数进行网格划分与数值求解，在三个翅片的结构下，右壁面恒定加热温度 60 °C 时，对比了仿真与实验的液相率变化，如图 2（b）所示。实验的相对不确定度为 4.2%，仿真与实验的平均相对误差为 3.8%，二者吻合良好，验证了 FVM 计算的准确性。

2 结果与讨论

2.1 模型准确性分析

为验证 TNM 的准确性，通过不同参数的正交实验设计，进行了 11 组算例的验证，表 2 中给出了具体的参数设置。在本研究中，为了评估相变换热器的储热速率的快慢，需参考熔化时间 t_m 的大小，越短的熔化时间意味着越高的储热速率。TNM 的准确性可以通过熔化时间计算的准确度进行评价。结合表 1 与图 3（a），TNM 对于熔化时间计算较为准确，最大相对误差 13.3%，平均相对误差 7.9%。TNM 的熔化时间相比 FVM 的计算结果整体呈现偏小的趋势，在工程应用时，可以通过对 TNM 的计算结果乘修正因子来提高模型准确度。在本次实验中，TNM 的熔化时间乘 1.09 时，平均相对误差减小至 4.3%。

表 2 热网络模型计算结果对比

Table 2 Comparison of TNM calculation results

Case	H_f (mm)	d_f (mm)	δ_f (mm)	d_w (mm)	H_f / d_f (-)	h ($W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$)	t_m(FVM) (s)	t_m(TNM) (s)	误差 (%)
1	4	3	0.15	0.3	1.33	300	84.0	77.0	8.3
2	8	5	0.3	0.3	1.60	300	201.0	179.8	10.5
3	12	7	0.5	0.3	1.71	300	345.0	304.9	11.6
4	12	3	0.3	0.5	4.00	300	190.0	191.3	0.7
5	8	7	0.15	0.5	1.14	300	273.0	236.6	13.3
6	4	5	0.5	0.5	0.80	300	94.0	82.2	12.6
7	4	7	0.3	0.7	0.57	300	115.0	100.7	12.4
8	8	3	0.5	0.7	2.67	300	124.0	119.1	4.0
9	12	5	0.15	0.7	2.40	300	295.0	284.5	3.6
10	4	3	0.15	0.3	1.33	100	186.0	179.4	3.5
11	4	3	0.15	0.3	1.33	200	110.0	102.7	6.6
平均	-	-	-	-	-	-	-	-	7.9

除熔化时间外，进一步对 PCMs 的液相率的瞬时变化进行对比验证，如图 3（b）所示。TNM 对于 PCMs 的液相率变化有着很好的一致性，在 Case 1、2 和 4 中，液相率的最大误差分别为 4.0%、3.8%和 4.8%，进一步证明了本文建立的 TNM 的准确性。此外，TNM 大幅缩短了计算时间。在相同处理器下，FVM 计算 Case 4 耗时 1200s 以上，TNM 计算仅耗时 10s，计算时间缩短了 99%以上，为之后多参数分析与多目标优化的实现提供计算能力。

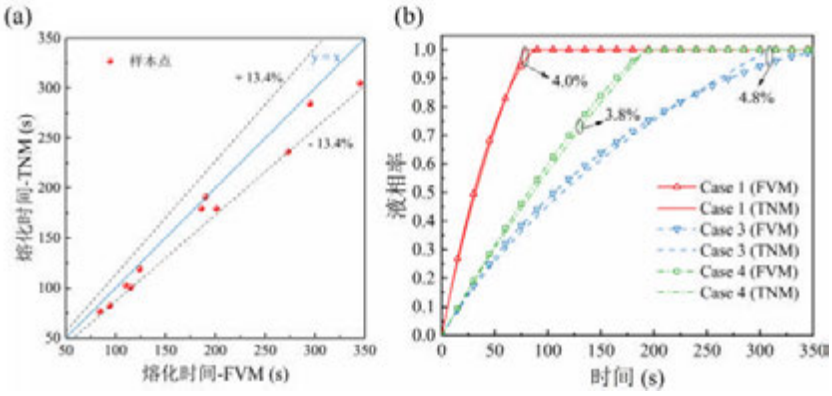


图 3 TNM 准确性验证：（a）熔化时间对比；（b）液相率变化对比

Fig. 3. TNM accuracy verification. (a) Comparison of melting time. (b) Comparison of liquid phase rate variation.

2.2 结构参数分析

PCMs 的熔化时间受众多参数影响，各参数对熔化时间的影响程度可以用相关系数来描述，对于两个离散变量之间的相关系数采用如下公式进行计算：

$$r_{X,Y}=\frac{\mathrm{cov}(X,Y)}{\sigma_X\cdot\sigma_Y}=\frac{\sum(X-\overline{X})(Y-\overline{Y})}{\sqrt{\sum(X-\overline{X})^2}\sqrt{\sum(Y-\overline{Y})^2}} \tag{18}$$

计算各参数与熔化时间的相关系数，参数的变化范围是：翅片高度 H_f（5-30 mm），翅片间距 d_f（3-10 mm），翅片厚度 δ_f（0.1-0.6 mm），隔板厚度 d_w（0.3-0.7 mm），对流换热系数 h（100-350 W·m^{-2}·K^{-1}）。图 4（a）给出了相应的计算结果，翅片高度、对流换热系数以及翅片间距是影响 PCMs 熔化时间的主要因素，这是因为翅片高度和间距的改变直接影响了 PCMs 的厚度与翅片的使用量，对 PCMs 侧的热阻改变最为直接，而对流换热系数的改变对流体侧热阻的影响很大，对流换热系数增大缩短熔化时间。图 4（b）进一步对翅片高度、翅片间距对熔化时间的影响进行分析，从云图中可以发现，随着翅片高度和翅片间距的减小，熔化时间大幅缩短。等值线的斜率可以反映两个变量对目标函数的影响程度。在翅片高度较小时，等值线斜率绝对值较大，意味着此时改变翅片间距的改变对熔化时间的影响较小，当翅片高度增大时，等值线斜率绝对值减小，翅片间距影响加大。

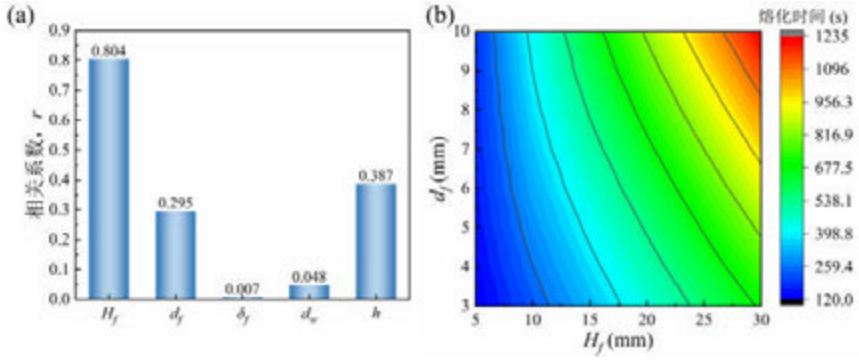


图 4 翅片结构对熔化时间的影响

Fig. 4. Effect of fin structure on melting time.

对单层 PCMs 的翅片高度、翅片间距和翅片厚度进一步分析，首先固定 L_x 为 243 mm、L_y 为 318 mm 不变，这样确保了对流换热系数不受翅片结构参数变化的影响，其次固定了单层 PCMs 的体积不变，确保了储能量不改变。在翅片厚度为 0.5 mm 的条件下，分析了翅片纵横比 H_f / d_f 与熔化时间、单层总质量 M_1（壁面、翅片与 PCMs 质量之和）以及紧凑因子 CF（PCMs 体积/壁面、翅片与 PCMs 体积之和）的关系，如图 5（a）所示。随着翅片纵横比的增大，质量呈线性增长、紧凑因子线性下降，这说明翅片的用量不断增加，换热器的紧凑性下降。在不同的对流换热系数下，熔化时间总是先快速减少后缓慢下降，这表明了通过增加翅片使用量提高储热速率存在一个合理范

围。当纵横比大于 2.52 时，h 为 300 W·m^{-2}·K^{-1} 条件下的熔化时间减小幅度小于 4%，此时可以认为再增加翅片用量主要增大了装置质量，对储热速率的提高帮助不大。

在纵横比为 2.52 时，分析了翅片厚度对单层 PCMs 熔化的影响。如图 5（b）所示，在不改变翅片 PCMs 的体积时，增加翅片的厚度基本不改变熔化时间，但明显增加质量、减小紧凑因子。这是因为在翅片厚度为 0.1 mm 时，三种对流换热系数下的对流侧热阻占比分别达到了 95.2%，90.8%和 86.8%，当翅片厚度增加时，导热侧热阻降低对总热阻影响较小，进而导致熔化时间随翅片厚度的变化幅度不大。这也说明了板翅式换热器的优化是需要综合考虑流体侧和 PCMs 侧的结构参数，只考虑 PCMs 侧翅片的参数优化有可能忽略两侧热阻匹配问题，进而导致无法兼顾高效性和轻量化。

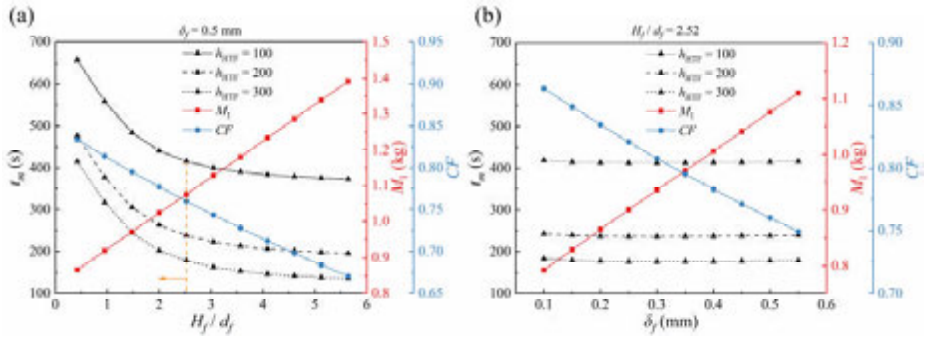


图 5 熔化时间、质量、紧凑因子随（a）翅片纵横比、（b）翅片厚度的变化

Fig. 5 Variation of melting time, mass, and compactness factor with (a) fin aspect ratio, (b) fin thickness.

2.3 多目标优化

设计板翅式换热器的主要目标是缩短熔化时间并减小装置质量，这两个目标往往是矛盾的，因此需要开展多目标的协同优化，在全局范围内寻找最优设计点。换热器的优化设计问题可以通过公式（13）描述，N 代表 PCMs 的层数，流体层数为 N+1。未优化的结构参数如表 3 所示，以此计算出的 PCMs 体积为 0.00736 m^3，在优化过程中保持不变，此时可相应计算出 L_x。此外，L_y 始终不变，为 350 mm，进口流量始终为 10 L/min。隔板的厚度的增加使得热阻和质量同步增加，因此理论上隔板厚度 d_w 越小越有利，不需要作为设计变量进行优化，d_w 始终为 0.5 mm。

$$\text{Minimum: } t_{\mathrm{m}}, M$$

$$\text{Subject to:}\begin{cases} 5\text{mm} \le H_f \le 30\text{mm} \\ 1\text{mm} \le H_F \le 3\text{mm} \\ 2\text{mm} \le d_f \le 15\text{mm} \\ 1\text{mm} \le d_F \le 3\text{mm} \\ 150\text{mm} \le L_x \le 300\text{mm} \\ 0.1\text{mm} \le \delta_f, \delta_F \le 0.6\text{mm} \\ 5 \le N \le 15(\text{int}) \\ L_x = V_{\mathrm{PCM}} H_f d_f \,/\, N L_y H_f (H_f - \delta_f)(d_f - \delta_f) \end{cases} \tag{19}$$

表 3 初始与优化后的换热器结构参数（单位 mm）

Table 3 Initial and optimized heat exchanger structural parameters (in: mm).

参数	H_f	d_f	δ_f	H_F	d_F	δ_F	d_w	L_x	L_y	N
初始	10	5	0.15	1.5	2	0.15	0.5	200	350	11
优化	21.895	2.566	0.1055	1	1	0.1	0.5	67	350	15

基于精英策略快速非支配排序遗传算法（NSGA-II）进行多目标优化，优化过程如图 6（a）所示。热网络模型在其中起到计算质量与熔化时间的作用，在获得个体的参数后，输出到遗传算法中为个体标志适应度，之后高效地筛选、交叉、变异，逐步寻得表现最好的一个种群，即一组最优解集（Pareto 最优解集）。在最优解集中的解没有优劣之分，为进一步挑选出合适的解，本文采用理想解贴近度排序法（TOPSIS）进行多目标决策 [18]。TOPSIS 通过计算各个解距离理想最优解的距离来进行排序，当越接近于理想最优解时，该解对应的设计方案越好。

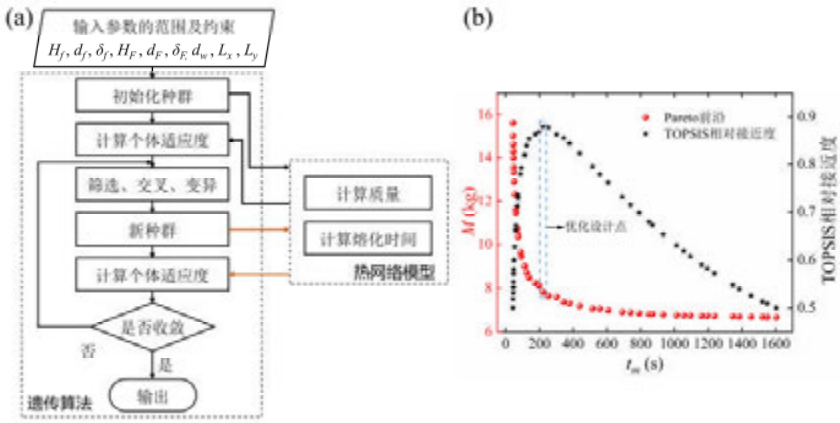


图 6 遗传算法与热网络模型联合的多目标优化流程图

Fig. 6 Flow chart of multi-objective optimization by combining genetic algorithm and TNM.

遗传算法的种群个体数为 50，进化 100 代之后的优化结果如图 6（b）所示，在 Pareto 解集中，采用 TOPSIS 算法评价后选出了最优设计点，设计点的参数在表 3 中给出。从优化后的结果上可以看到，PCMs 侧的翅片高度增加，翅片间距减小，PCMs 层数增加。流体侧翅片高度减小，这使得 HTF 的质量减小。翅片厚度基本上约薄越好，取到了可行域的最小值，约为 0.1 mm。进一步对比了优化前后的性能，如表 4 所示。优化后的相变换热器的熔化时间增加了 14.6%，但减小了 16.6%的质量。以 TOPSIS 相对接近度来作为综合性能评价指标，优化后的结构综合性能提高了 12.1%。

表 4 换热器优化前后性能对比

Table 4 Performance comparison before and after heat exchanger optimization

	熔化时间，t_m (s)	质量，M (kg)	综合性能
初始	192.9	9.36	0.783
优化后	221	7.81	0.878
变化量	+14.6%	-16.6%	+12.1%

3 结论

为了实现航天用板翅式换热器的高效轻量化，本文建立了可实现瞬态计算的热网络模型，开展了结构参数对熔化时间、装置质量的影响规律的研究。联合遗传算法进行了换热器多参数、多目标下的优化，求得了可行域内的最优结构参数。本文的主要

结论如下：

（1）基于瞬态热网络模型模拟板翅式换热器的熔化过程具有良好的精度，并且大幅加快计算速度。采用 11 个案例将热网络法与有限体积法的计算结果进行对比，熔化时间的平均相对误差为 7.9%，计算速度提高 99%以上。

（2）相变换热器中，对流换热系数以及 PCMs 侧的翅片高度、翅片间距对熔化时间的影响较大。对流换热系数不变时，随着翅片高度和翅片间距的增大，熔化时间显著增加。

（3）PCMs 侧的翅片纵横比不宜过大，当翅片纵横比超过 2.52 后，熔化时间减小速度减慢，但质量保持原有增速。翅片厚度对熔化时间的影响较小，增加厚度会持续增加装置质量。

（4）TNM 联合遗传算法实现了 8 个参数下的多目标优化，并利用 TOPSIS 算法对最优解集进行评价，获得了最优结构参数，使得换热器的整体性能提高了 12.1%。

参考文献

[1] Wang S, Hou X, Yin J, Xing Y, Wang Z. Comparative Study of the Thermal Enhancement for Spacecraft PCM Thermal Energy Storage Units. Aerospace. 2022;9:705.

[2] Farid MM, Khudhair AM, Razack SAK, Al-Hallaj S. A review on phase change energy storage: materials and applications. Energy conversion and management. 2004;45:1597-615.

[3] Riahi S, Saman WY, Bruno F, Belusko M, Tay N. Performance comparison of latent heat storage systems comprising plate fins with different shell and tube configurations. Applied energy. 2018;212:1095-106.

[4] Khademi A, Shank K, Mehrjardi SAA, Tiari S, Sorrentino G, Said Z, et al. A brief review on different hybrid methods of enhancement within latent heat storage systems. Journal of Energy Storage. 2022;54:105362.

[5] Mostafavi A, Parhizi M, Jain A. Theoretical modeling and optimization of fin-based enhancement of heat transfer into a phase change material. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2019;145:118698.

[6] Mirzaei PA, Haghighat F. Modeling of phase change materials for applications in whole building simulation. Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2012;16:5355-62.

[7] Tay N, Belusko M, Castell A, Cabeza LF, Bruno F. An effectiveness-NTU technique for characterising a finned tubes PCM system using a CFD model. Applied energy. 2014;131:377-85.

[8] Neumann H, Gamisch S, Gschwander S. Comparison of RC-model and FEM-model for a PCM-plate storage including free convection. Applied Thermal Engineering. 2021;196:117232.

[9] Chen C, Diao Y, Zhao Y, Wang Z, Liang L, Wang T, et al. Optimization of phase change thermal storage units/devices with multichannel flat tubes: A theoretical study. Renewable Energy. 2021;167:700-17.

[10] Yin J, Wang S, Hou X, Wang Z, Ye M, Xing Y. Transient prediction model of finned tube energy storage system based on thermal network. Applied Energy. 2023;336:120861.

[11] Santos TV, Pereira MF, Avelino HM, Caetano FJ, Fareleira JM. Viscosity and density measurements on liquid n-tetradecane at moderately high pressures. Fluid Phase Equilibria. 2017;453:46-57.
[12] Wu S, Fang G, Liu X. Thermal performance simulations of a packed bed cool thermal energy storage system using n-tetradecane as phase change material. International Journal of Thermal Sciences. 2010;49:1752-62.
[13] Vivekanandhan P, Anand S, Thanikaselam A. Investigation on wear resistance of varying load of particulate lignite fly ash reinforced aluminium alloy 6063 composites. International Journal of Emerging Technology and Advanced Engineering. 2012;2:145-8.
[14] Sciacovelli A, Gagliardi F, Verda V. Maximization of performance of a PCM latent heat storage system with innovative fins. Applied Energy. 2015;137:707-15.
[15] Kays WM, London AL. Compact heat exchangers. 1984.
[16] Holman JP. Heat transfer: McGraw Hill; 1986.
[17] Kamkari B, Groulx D. Experimental investigation of melting behaviour of phase change material in finned rectangular enclosures under different inclination angles. Experimental Thermal and Fluid Science. 2018;97:94-108.
[18] Behzadian M, Otaghsara SK, Yazdani M, Ignatius J. A state-of the-art survey of TOPSIS applications. Expert Systems with applications. 2012;39:13051-69.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233495

五内管式套管相变储热单元的优化模拟

张力赢，胡成志，唐大伟
（大连理工大学，辽宁大连 116000）
(Tel:18891618716, Email:1500343928@qq.com)

摘要：相变蓄热系统的结构优化是近年来研究的重点之一。本文提出了一种五内管式套管结构的相变储热单元，并对其进行了数值模拟，针对螺旋翅片的螺距、翅片高度、翅片数量、翅片管排布方式、翅片开孔等参数进行了结构优化，探究了相变材料熔化过程中液体分数、平均温度、Nu 数和储热量的变化趋势。结果表明，翅片的螺距、翅片数和翅片管排布方式等直接影响自然对流效果的参数是影响相变材料熔化快慢的主要因素。

关键词：相变蓄热系统 结构优化 数值模拟 螺旋翅片

0 前言

世界能源的消耗正在逐渐增加，而现如今的能源利用主要来自化石能源，这种能源的消耗会伴随着温室气体的产生和大气的污染，因此，有必要对清洁能源的利用进行研究，而太阳能作为最大的可再生清洁能源，已经有了许多关于太阳能利用的研究，在太阳能的利用过程中，大部分能量会以热量的形式损耗，因此研究热能存储对太阳能的利用很有必要。相变储热因其具有的高储能密度、储热过程的等温性等优点近年来被广大学者所关注，相变储热的研究主要分为相变材料的研究以及蓄热系统的研究，大多数相变材料具有低导热率的缺点，大大制约了相变材料的储能效率，为了解决这一问题，除了在相变材料中添加高导热率的物质外，最常见的做法就是增加换热面积，也就是对蓄热系统的结构进行优化研究[1]。

近年来许多学者针对蓄热系统的提出了很多新的结构，Mahdi[2]等提出了一种新型双管螺旋盘管作为潜热储能系统的结构设计，发现双管螺旋管系统能同时增加传热流体和 PCM 的扰动，增大了冷热流体的对流换热系数。Ardahaie[3]等提出了一种基于平螺旋管换热器 (FSTH) 的套管蓄热系统结构，得出垂直排布相较于水平排布具有更大的自然对流效果，且 FSTH 越是分布在壳体的最底部，自然对流支配开始的时间就越缩短。Ahmed[4]和 Mourad[4]等提出了特殊形状的外管和内管，得出蓄热装置横向布置时，内管越是在较低的位置，越是能加速 PCM 的熔化。Kumar[6]等提出了一种壳体和管 LHTES 的新型漏斗形结构，发现侧壳的表面倾斜能实现更均匀的温度分布。Wang[7]等研究扭曲胶带偏心放置对圆管中流动分布和传热的影响。Elbahjaoui[8]等分析了采用三心管的存储系统，PCM 置于中间管道，内外部管道通传热流体，得出三心管比同心管具有更高的蓄能效率。上述结构虽然比较有创造性，但是同样存在许多缺点，在实际工程上上述结构往往难以加工出来，有些还缺少紧凑性，对空间的利用率较低，因此，也有许多学者针对传统的翅片进行了研究。Zhang[9]等通过数值模拟的方法，对比了纵向、横向、螺旋翅片的储热

性能，得出双螺旋翅片嵌入相变材料区域可以在垂直 LHTES 中实现最佳的热性能，四螺旋翅片 LHTES 可以在水平热能存储单元中实现最佳的热性能。Borhani[10]等研究了螺旋翅片对热交换器中相变材料熔化过程的影响。Duan[11]等通过数值研究了多螺旋翅片对套管式储热系统的影响。Pizzolato[12]等借鉴拓扑优化原理研究了多管潜热储热中翅片的最佳配置。

通过对文献的阅读，发现对多内管式套管相变蓄热系统的研究较少，且相比于单内管的套管式蓄热单元，多内管通入的传热流体数量较多，加热面更多，使相变材料的熔化更快，多内管加装螺旋翅片后，内管之间螺旋翅片促进自然对流的效果会进行协同，进一步促进相变材料的熔化，因此本文设计了一套五内管式套管相变储热系统，并针对其螺旋翅片参数进行结构优化，本项工作可对实际工程上的应用一定参考价值。

1 模型建立

1.1 物理模型

图 1 (a)为简化后的五内管式套管相变蓄热单元的物理结构示意图，相变材料封装在五个内管和外管之间的空间，传热流体从内管的一侧流入，另一侧流出，为了减少运算时间，实际计算时采用的 200 mm 长度，模型的实际参数如图 1 (b)所示，内管的外径为 30 mm，壁厚为 2 mm，外管的外径为 248 mm，壁厚为 3 mm，网格结构图 1 (c)所示，相变材料采用的是三水合醋酸钠(SAT)，传热流体采用 80 ℃的热水，内管采用铜材质，外壳采用不锈钢材质，其详细的物性参数如表 1 所示。

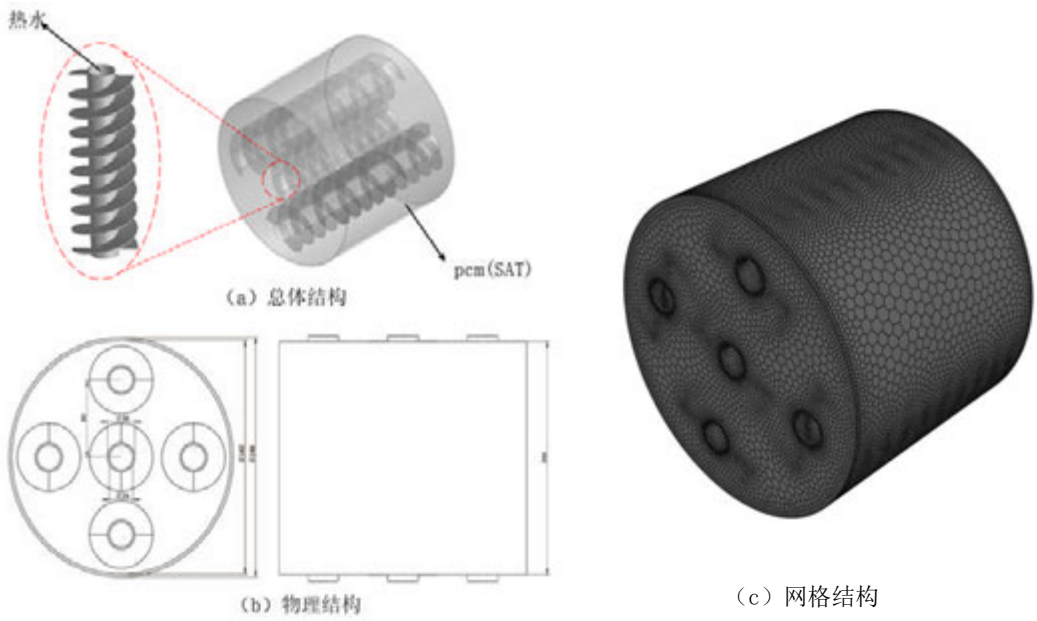


图 1 五内管式套管相变储热单元

Fig 1 Five inner tube type phase change heat storage unit with casing

表 1 相变材料及蓄热单元物性参数

Table 1 Physical properties parameters of phase change materials and thermal storage units

材料	密度 ($kg\cdot m^{-3}$)	比热容 ($kJ\cdot kg^{-1}\cdot K^{-1}$)	热导率 ($w\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}$)	相变温度（℃）	相变潜热 ($kJ\cdot kg^{-1}$)
相变材料	1300	3	0.6	56	220
传热流体	998.2	4.18	0.6	0	
内管	8978	0.381	387.6		
外壳	8030	0.502	16.27		

1.2 数学模型

为了更好地了解熔化过程中 PCM 的固液界面，使用 ANSYS-FLUENT 和焓孔隙率方法进行了仿真，假设熔融 PCM 的流动是三维不可压缩的，层流和非稳态的，PCM 的热物理特性与温度无关，但动量方程中的密度除外，应用 Boussinesq 近似来解释动量方程中的密度变化，因为它与温度有关，相变过程引起的 PCM 体积变化可以忽略不计，连续性、动量和热能方程表示为：

连续性方程：

$$\nabla\cdot\vec{V}=0 \tag{1}$$

动量方程：

$$\frac{\partial\vec{V}}{\partial t}+\vec{V}\cdot\nabla\vec{V}=\frac{1}{\rho}(-\nabla P+\mu\nabla\cdot\nabla\vec{V}+\rho-\vec{g}\beta(T-T_{ref}))+-\vec{S} \tag{2}$$

在 enthalpy-porosity 方法中把糊状区域（部分凝固的区域）看作为多孔介质。每个单元的多孔性在单元中设置相等的流体阻力。对于全凝固的区域，多孔性为 0，这些区域的速度也为 0，动量的损失是由于在糊状区域的多孔性的减少造成的如下式：

$$\vec{S}=\frac{(1-\beta)^2}{(\beta^3+\varepsilon)}A_{mush}-\vec{V} \tag{3}$$

β 是液体体积分数，ε 是一个小于 0.0001 数，防止被 0 除，A_{mush} 是一个糊状区域的连续数，糊状区域的常数是测试阻尼的振幅的尺度，这个值越大，当凝固时的速度到 0 越是梯度大，非常大的值可能造成凝固振荡。

能量方程：

通过将焓作为一个依赖变量而不是温度来修正能量方程，能量方程写为：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho H)+\nabla\cdot(\rho\vec{V}H)=\nabla\cdot(k\nabla T) \tag{4}$$

PCM 的温度是通过能量方程和液体分数方程之间的迭代获得的，焓能通过 h 和潜热ΔH 来计算 ：

$$H = h + \Delta H \tag{5}$$

其中 h

$$h = h_{ref} + \int_{T_{ref}}^{T} c_p dT \tag{6}$$

并且 h_{ref} =参考焓，T_{ref} =参考温度 ，c_p =定压比热

液体分数 β 被定义为

$$\begin{aligned} &\beta = 0 && T < T_{solidus} \\ &\beta = 1 && T > T_{liquidus} \\ &\beta = \frac{T - T_{solidus}}{T_{liquidus} - T_{solidus}} && T_{solidus} < T < T_{liquidus} \end{aligned} \tag{7}$$

潜热 L 可以查阅相关的材料的潜热性能表,潜热的值从 0 到 L 之间变化

$$\Delta H = \beta L \tag{8}$$

1.3 数值方法

采用压力基瞬态求解器，重力加速度方向与传热流体流动方向相反，采用层流模型和熔化凝固模型，初始条件设置为 50 ℃，边界条件为速度入口、压力出口以及绝热壁面，入口速度为 0.02 m/s，入口温度为 80 ℃，出口压力为大气压，流体域和固体域之间采用热固共轭传热，外壳外壁面采用绝热边界条件，选择 SIMPLE 算法处理压力场和速度场的耦合，采用（PRESTO）方案作为压力的离散方程，使用动量和能量方程中平流项的二阶逆风格式进行了模拟，压力、密度、体积力、动量、液体分数、能量的亚松弛因子分别为 0.3、1、1、0.7、0.9、0.8。

1.4 网格、时间步长独立性检验

模型的网格结构是多面体网格和六面体网格混合形式，网格的数量的多少影响模拟计算的准确度，为了确保求解的精度，对翅高 20 ㎜、翅厚 1 ㎜、螺距 44 ㎜的双螺旋翅片蓄热体结构进行了网格独立性检验，分别建立了具有 2599763、3261075、3721516 网格数量的三套网格结构，在相同的模拟设置下，PCM 完全熔化的时间如图 2 所示，三套网格结构完全融化时间分别为 6734 s、7222 s、7293 s，可以看出网格数 3261075 和 3721516 之间的熔化时间差别很小，为了节省计算资源，选取 3261075 的网格尺寸进行计算。对于时间步长，在 3261075 的网格的基础上，分别取 0.1 s、0.3 s、0.5 s 的时间步长进行计算，其结果如图 3 所示，它们完全融化的时间分别为 7136 s、7183 s、7222 s，可以看出，它们之间的差别很小，因此为了提高计算速度，本文选取 0.5 s 为时间步长。

1.5 数值模拟的验证

为了保证数值模拟的正确性，利用 Mehta[13]等对螺旋翅片进行的实验数据和模拟数据,本文依照他们文献中的模型参数,重新设计了一款单内管螺旋翅片套管式蓄热结构,用来验证本文数值模拟方法的正确性,边界条件和相变材料的物性参数均与文献中一致,数值计算后的对比图如图 4 所示,可以看出,本文的模拟和文献中的模拟基本走势相同,他们之间的最大偏差为9.74 %,误差可能来源于求解方法设置以及文献数据提取的偏差,整体而言与文献中模拟的结果一致,和文献中的实验数据的误差来源于边界条件的不同,

模拟过程壁面边界条件设置为绝热，而实验过程会有热量损失，和文献中实验数据的结果最大偏差在 15 %左右，在可接受范围内，因此可以认为本文采用的数值模拟方法对蓄热体结构进行的计算符合实际情况。

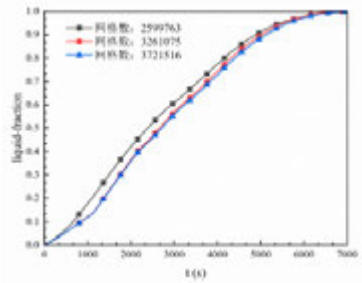


图 2 网格独立性

Fig 2 Grid independence

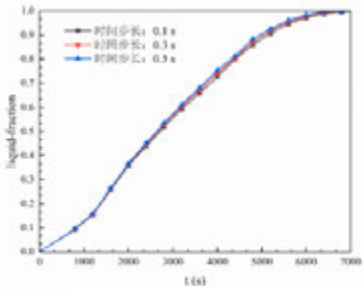


图 3 时间步长独立性

Fig 3 Time step independence

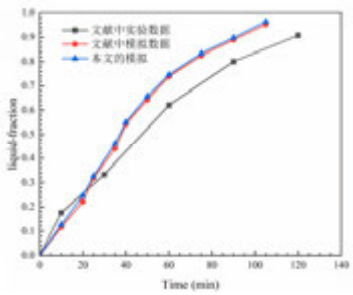


图 4 和别的文献数据比较

Fig 4 Comparison with other literature submissions

2 数值计算的结果与讨论

本文在计算后处理中除了常规的液体分数图和平均温度图外，还引入了储热量和 Nu 数，储热量用来衡量该系统的储能效果，其公式如下：

$$Q = \rho V(T - T_0)c + \rho V \beta L \tag{9}$$

其中，Q 为热量 J；ρ 为相变材料密度 kg·m^{-3} ；V 为相变材料体积m^3 ；T 为相变材料平均温度℃；T_0 为初始温度℃；c 为相变材料比热容 J·$\mathrm{kg^{-1}\cdot K^{-1}}$；$\beta$ 为液相率；L 为相变材料潜热$\mathrm{J\cdot kg^{-1}}$

Nu 数用来表征系统自然对流的强度，其公式如下：

$$Nu = \frac{q_w D}{k(T_W - T_{pcm})} \tag{10}$$

其中，q_w 为内管外壁传入 PCM 的平均热流 w；k 为相变材料的热导率$\mathrm{w\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$；$D$ 为特称长度 m；T_W 为内管外壁平均温度℃；T_{pcm} 为相变材料平均温度

2.1 翅片螺距对相变材料熔化效果的影响

针对翅片螺距设计三组对照模型，三组模型的螺距分别是 24 mm、34 mm、44 mm，其他翅片参数保持不变。图 5 为三组模型中相变材料的液体分数云图，图 6 为三组模型中相变材料的温度云图，云图分别截取了模型的底部横截面和纵切面，由图可知，随着时间的推移，相变材料从顶部开始熔化，这是因为未熔化的相变材料密度比熔化后的大，在重力的作用下会下沉到底部，不断在底部堆积，使得顶部最先熔化。图 7 为相变材料液体分数、平均温度、储热量以及 Nu 数随时间的变化曲线，可以得出，相变材料在熔化初期，平均温度上升较快，中期升温平缓一段时间后又开始增加，后期开始逐渐减小，原因是初始阶段传热流体与相变材料温差大，Nu 数较大，随着时间的推移，温差逐渐减小，Nu 数减小，并且相变材料部分区域开始熔化变成液态，使整体温升趋于平缓，当翅片管附近的相变材料变成液体时，开始出现自然对流效果，该效果会

促使 Nu 数增加，不同螺距会对出现自然对流的时间有所影响，螺距越小，自然对流效果出现的时间越靠后，当内管周围大部分相变材料全部变成液态时，自然对流效果逐渐消失，Nu 数再次下降，温升再次变慢至全部熔化。由图 7 (c)和图 7 (d)可以得出，24 mm、34 mm、44 mm 螺距相变材料完全熔化时间和完全熔化储热量分别为 8281 s、7077 s、7222 s 和 2857 kJ、2920 kJ、2934 kJ，可以得出，从 24 mm 螺距增加到 34 mm 螺距，相变材料熔化时间减小了 14.5 %，储热量增加 2.2 %，螺距从 34 mm 增加到 44 mm，相变材料熔化时间增加了 2.04 %，储热量增加了 0.48 %。螺距的增加会减小翅片面积，使可装填的相变材料变多，因此储热量会增加，随着螺距的增加，熔化时间先减小在增加，因此可以得出存在一个最优螺距，使熔化时间最短，且最优解在 34 mm 螺距附近，减小螺距会增大翅片的换热面积，但是同时会削弱螺旋翅片造成的自然对流效果，两者相互作用导致最优解的存在。

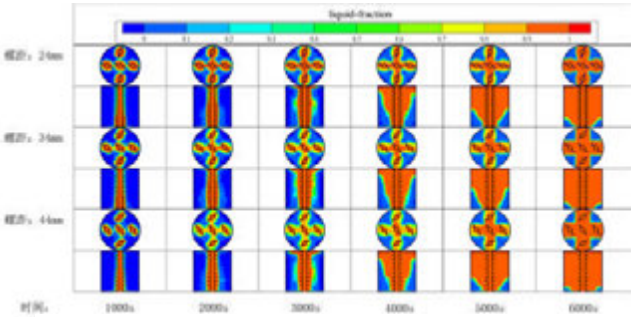


图 5 不同螺距下相变材料液体分数图

Fig 5 Liquid fraction diagram of phase change materials under different pitches

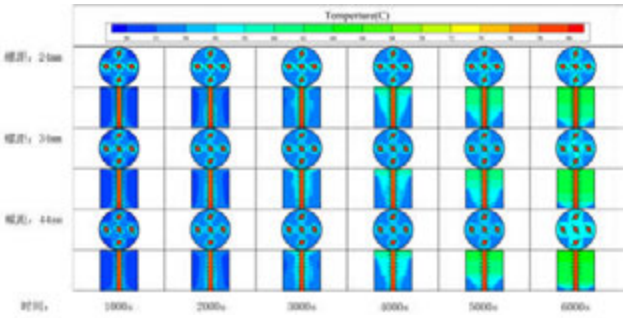


图 6 不同螺距下相变材料温度云图

Fig 6 Temperature nephogram of phase change materials under different pitches

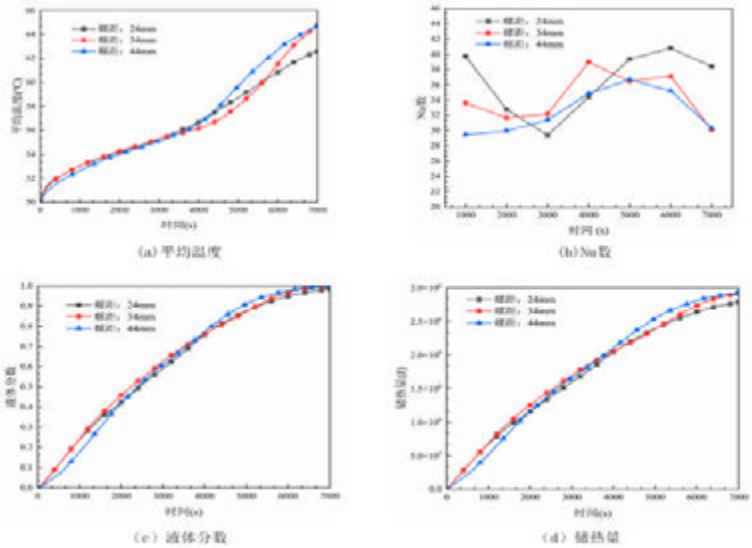


图 7 相变材料平均温度、Nu 数、液体分数、储热量随时间变化

Fig 7 Changes in average temperature, Nu number, liquid fraction, and heat storage capacity of phase change materials over time

2.2 翅片高度对相变材料熔化效果的影响

针对翅片高度设计了三组对照模型，三组模型的翅高分别是 16 mm、20 mm、24 mm，其他翅片参数保持不变。图 8 为三组模型中相变材料的液体分数云图，图 9 为三组模型中相变材料的温度云图，由图可知，相变材料从顶部先开始熔化，低端最后熔化，这是因为未熔化的相变材料密度比熔化后的大，在重力的作用下会下沉到底部，不断在底部堆积，使得顶部最先熔化。随着翅片高度的增加，相变材料熔化速率增加，熔化方式为从内管周围呈“十字”向外熔化，靠近外管壁附近存在死区，影响整体熔化速率。图 10 为相变材料液体分数、平均温度、储热量以及 Nu 数随时间的变化曲线，可以看出，相变材料平均温度的变化趋势和上一小节相同，且产生这样趋势的原因也已分析，Nu 数在初始阶段就增加，说明出现自然对流效果的时间都比较靠前，翅片高度越高，翅片所影响的相变材料范围越大，造成的扰动也越大，因此翅片高度越高，Nu 数越大，相变材料的熔化速度越快。由图 10 (c)和图 10 (d)可以得出，翅高 16 mm、20 mm、24 mm 的模型相变材料完全熔化时间和完全熔化储热量分别为 8760 s、7222 s、6607 s 和 2949 kJ、2934 kJ、2918 kJ，可以看出，翅高从 16 mm 增加到 20 mm，相变材料熔化时间减小 17.6%，储热量减小 0.5 %，翅高从 20 mm 增加到 24 mm，熔化时间减少了 8.5 %，储热量减少了 0.5 %，可以得出翅高的增加会减少相变材料的体积，使得储热量减少，但储热量减小程度很小，随着翅高的增加，熔化时间不断减小，但随着高度的不断增加，对相变材料完全熔化时间的减少程度将变小，这是因为增加翅高虽然会增加换热面积，但同时也会增加固体导热热阻，存在一个临界值，使在临界值以前增加翅高总是会加强换热，而越靠近临界值，增加翅高带来的加强换热效果会越弱。

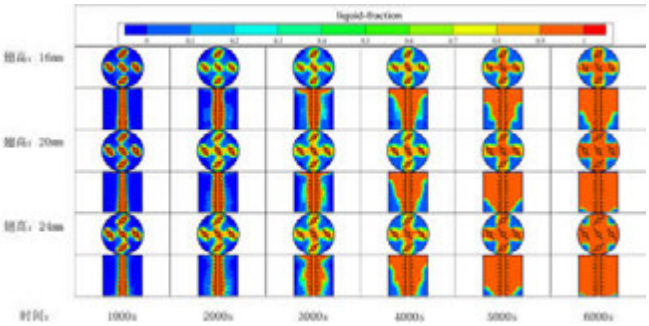


图 8 不同翅高下相变材料液体分数图

Fig 8 Liquid fraction diagram of phase change materials at different wing heights

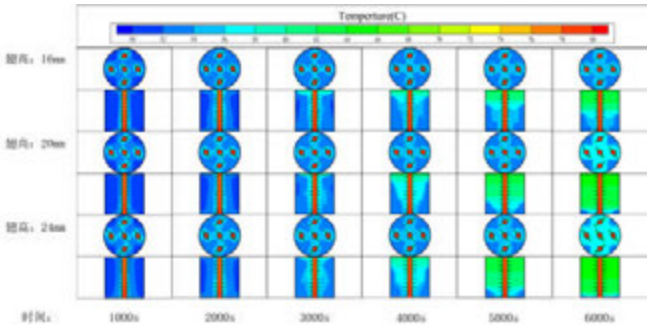


图 9 不同翅高下相变材料温度云图

Fig 9 Temperature nephogram of phase change materials at different wing heights

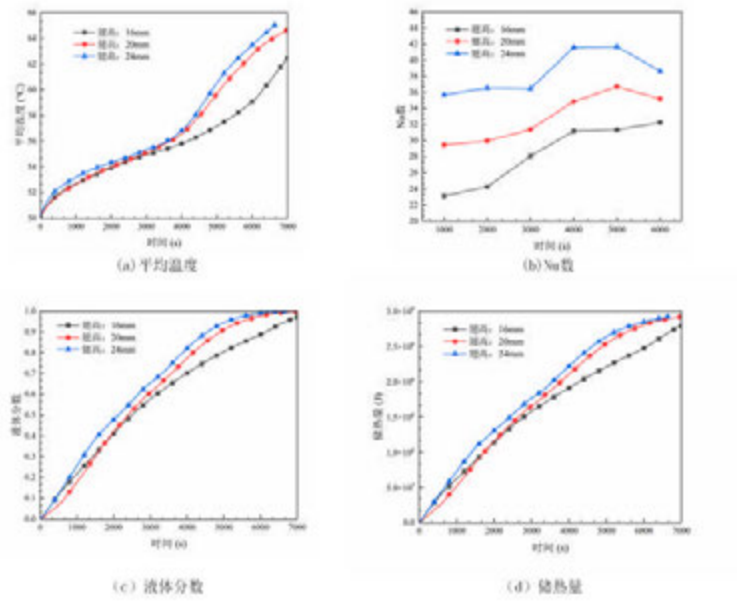


图 10 相变材料平均温度、Nu 数、液体分数、储热量随时间变化

Fig 10 Changes in average temperature, Nu number, liquid fraction, and heat storage capacity of phase change materials over time

2.3 翅片数量对相变材料熔化效果的影响

针对翅片数量设计了三组对照模型，三组模型的翅片数分别是 1、2、4，其他翅片参数保持不变。图 11 为三组模型中相变材料的液体分数云图，图 12 为三组模型中相变材料的温度云图，云图分别截取了模型的底部横截面和纵切面，由图可知，随着时间的推移，相变材料从顶部开始熔化，底部最后熔化，这是因为未熔化的相变材料密度比熔化后的大，在重力的作用下会下沉到底部，不断在底部堆积，使得顶部最先熔化。随着翅片数的增加，相变材料熔化速率变慢，翅片 1 和翅片 2 的熔化速率相差不大，翅片 4 的熔化速率显著降低，可以看出翅片 4 的自然对流影响范围明显要小，并集中在管的周围，并未向四周扩散，因而熔化速率较慢，熔化方式为从内管周围呈“十字”向外熔化，靠近外管壁附近存在死区，影响整体熔化速率。图 13 为相变材料液体分数、平均温度、储热量以及 Nu 数随时间的变化曲线，可以看出，相变材料在熔化初期，平均温度上升较快，中期升温平缓一段时间后又开始增加，后期开始逐渐减小，原因如第一小节分析的一致，翅片数 1 的平均温度上升明显最快，翅片数 4 的平均温度上升最慢，不同翅片数会对出现自然对流的出现的时间有所影响，翅片数越多，自然对流效果出现的时间越靠后，因此翅片数 1 和 2 的 Nu 数曲线一开始就增加，而翅片数 4 的 Nu 曲线先减小再增加，当内管周围大部分相变材料全部变成液态时，自然对流效果逐渐消失，Nu 数再次下降。由图 13 (c)和图 13 (d)可以得出，翅片数 1、2、4 的相变材料完全熔化时间和完全熔化储热量分别为 6202 s、6304 s、10450 s 和 2999 kJ、2829 kJ、2602 kJ，可以看出，翅片数从 1 增加到 2，熔化时间增加了 1.6 %，储热量减少了 5.6 %，翅片数从 2 增加到 4，熔化时间增加了 65.8 %，储热量减小了 8.02 %，可以得出翅片数的增加会使完全熔化时间增加，完全熔化储热量减小，翅片数 1 和 2 的相变材料完全熔化时间

相差不大，但翅片数 4 完全融化时间显著减少，原因是增加翅片虽然会增加翅片的换热面积，但同时会间接缩小翅片间距，使受到影响的相变材料体积大幅减小，并阻碍自然对流，因此增加翅片会增加熔化时间。

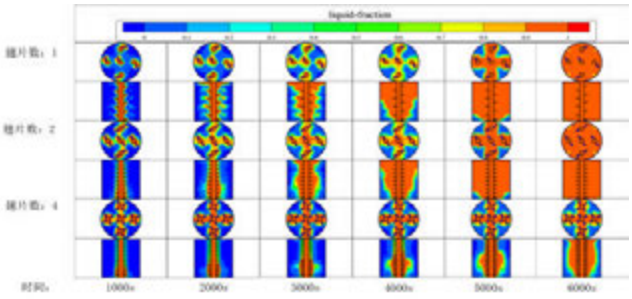


图 11 不同翅片数下相变材料液体分数图

Fig 11 Liquid fraction diagram of phase change materials under different fin numbers

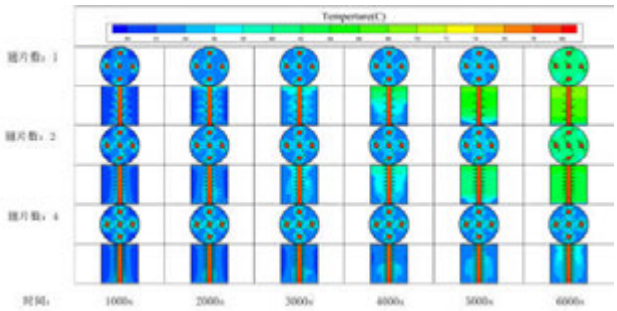


图 12 不同翅片数下相变材料温度云图

Fig 12 Temperature nephogram of phase change materials under different fin numbers

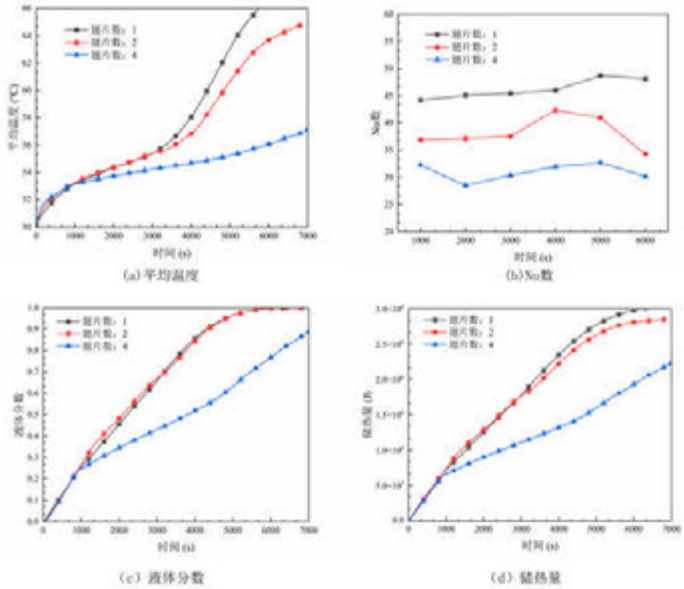


图 13 相变材料平均温度、Nu 数、液体分数、储热量随时间变化

Fig 13 Changes in average temperature, Nu number, liquid fraction, and heat storage capacity of phase change materials over time

2.4 内管排布方式对相变材料熔化效果的影响

针对内管排布方式设计了两组对照模型，两组模型的翅片参数完全相同，但内管的排布方式分别采用正方形排布和圆形排布，图 14 为两组模型中相变材料的液体分数云图，图 15 为两组模型中相变材料的温度云图，云图分别截取了模型的底部横截面和纵切面，由图可知，随着时间的推移，相变材料从顶部开始熔化，底部最后熔化，这是因为未熔化的相变材料密度比熔化后的大，在重力的作用下会下沉到底部，不断在底部堆积，使得顶部最先熔化。正方形排布的熔化方式为从内管周围呈“十字”向外熔化，靠近外

管壁附近存在死区，而圆形排布的熔化方式为从外面周围呈“圆形”向内熔化，中间存在死去，可以看出圆形排布明显比正方形排布相变材料熔化速度快。图 16 为相变材料液体分数、平均温度、储热量以及 Nu 数随时间的变化曲线，可以看出，相变材料的平均温度变化趋势基本一致，但圆形排布在相同时间下平均温度始终高于正方形排布，其 Nu 数曲线的上升速度高于正方形排布，因此可以说明内管圆形排布相较与正方形排布有更好的促进自然对流效果。由图 16 (c)和图 16 (d)可以得出，正方形、圆形排布的相变材料完全熔化时间和完全熔化储热量分别为 5704 s、5099 s 和 2961 kJ、2932 kJ，可以看出，从正方形排布到圆形排布，熔化时间减少了 10.6 %，储热量减少了 0.97 %，可以得出圆形排布的内管协同作用产生的促进自然对流效果较正方形排布要强，因而能够减小相变材料完全熔化时间，储热量的影响可以忽略不计，在相同的时间下，圆形排布的储热量总是高于正方形排布。

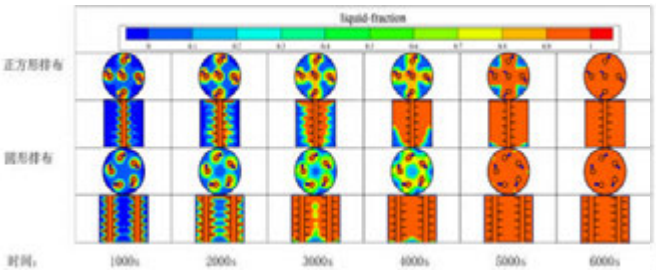


图 14 不同排布方式下相变材料液体分数图

Fig 14 Liquid fraction diagram of phase change materials under different arrangement methods

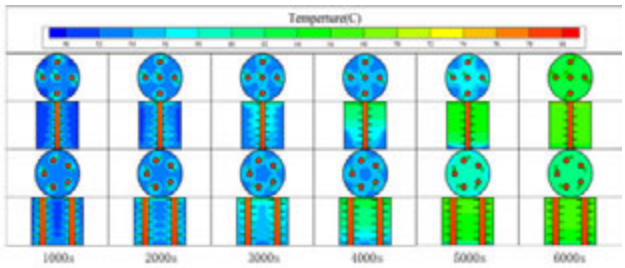


图 15 不同排布方式下相变材料温度云图

Fig 15 Temperature nephogram of phase change materials under different arrangement methods

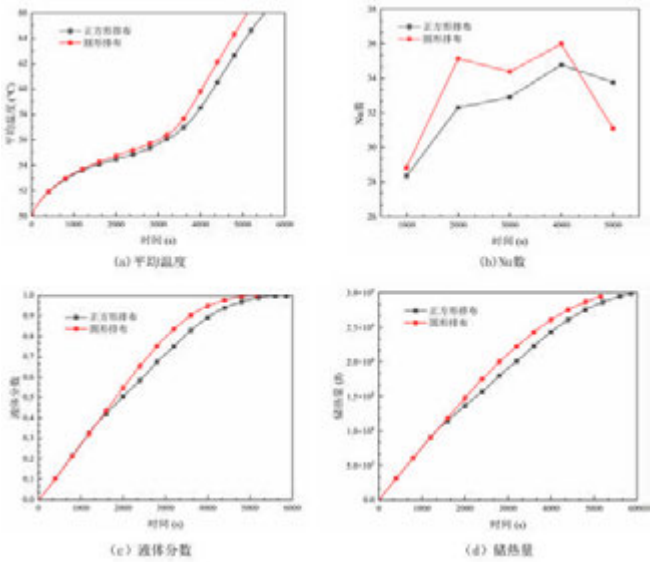


图 16 相变材料平均温度、Nu 数、液体分数、储热量随时间变化

Fig 16 Changes in average temperature, Nu number, liquid fraction, and heat storage capacity of phase change materials over time

2.5 螺旋翅片开孔对相变材料熔化效果的影响

针对螺旋翅片开孔对相变材料熔化的影响，设计了三组对照模型，三组模型的翅片参数完全相同，取圆形排布，开孔的宽度分别取 2 mm、3 mm、4 mm，孔长为 15 mm 保持不变，孔间距为 20 mm 保持不变，如图 17 所示。图 18 为三组模型中相变材料的液体分数云图，图 19 为三组模型中相变材料的温度云图，云图分别截取了模型的底部横截面和纵切面，由图可知，随着时间的推移，相变材料从顶部开始熔化，底部最后熔化，这是因为未熔化的相变材料密度比熔化后的大，在重力的作用下会下沉到底部，不断在底部堆积，使得顶部最先熔化，随着孔宽的增加，相变材料的熔化速率不断变慢。图 20 为相变材料液体分数、平均温度、储热量以及 Nu 数随时间的变化曲线，可以看出，不同孔宽相变材料的平均温度变化趋势基本一致，孔宽越小，曲线越靠上方，相变材料熔化速率越快，孔宽越小，其 Nu 数曲线的上升速度和大小也越往上，孔宽 2 mm 的 Nu 数曲线在 4000 s 后呈下降趋势，说明其在 4000 s 后内管周围大部分相变材料已经完全融化，而其他孔宽尺寸到达此阶段的时间要更加靠后。由图 20 (c)和图 20 (d)可以得出，孔宽为 2 mm、3 mm、4 mm 的相变材料完全熔化时间和完全熔化储热量分别为 5370 s、6641 s、6884 s 和 2821 kJ、2893 kJ、2899 kJ，可以看出，孔宽从 2 mm 增加到 3 mm，熔化时间增加了 23.6 %，储热量增加了 2.49 %，孔宽从 3 mm 增加到 4 mm，熔化时间增加了 3.6 %，储热量增加了 0.21 %，可以看出随着孔宽的增加，相变材料完全熔化时间会增加，储热量也会增加，但储热量增加幅度较小，和不开孔的蓄热结构进行比较后，可以得出，对于螺旋翅片，开孔会阻断螺旋翅片的自然对流效果，使得总的熔化时间增加。

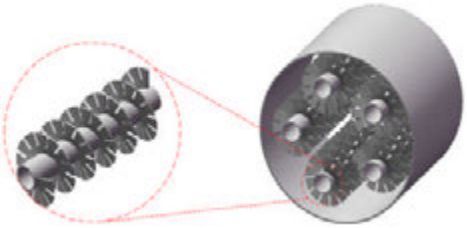


图 17 开孔后储能单元示意图

Fig 17 Schematic diagram of energy storage unit after opening

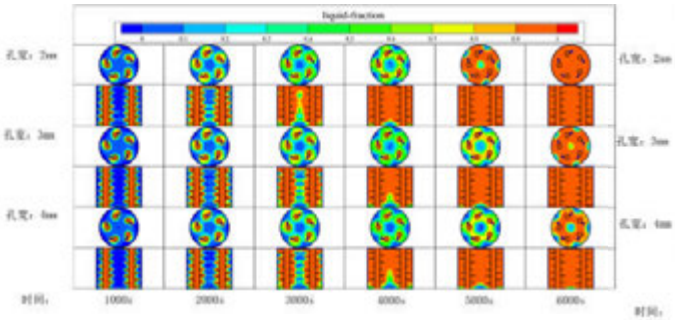


图 18 不同开孔宽度下相变材料液体分数图

Fig 18 Liquid fraction diagram of phase change materials with different pore widths

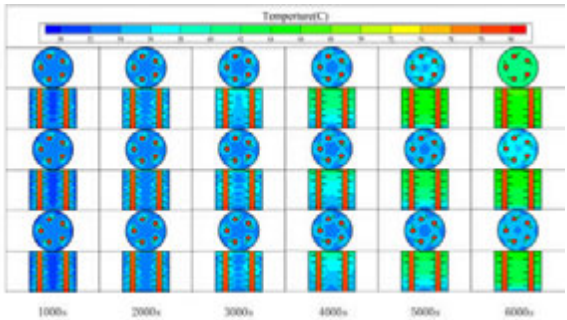


图 19 不同开孔宽度下相变材料温度云图

Fig 19 Temperature nephogram of phase change materials with different opening widths

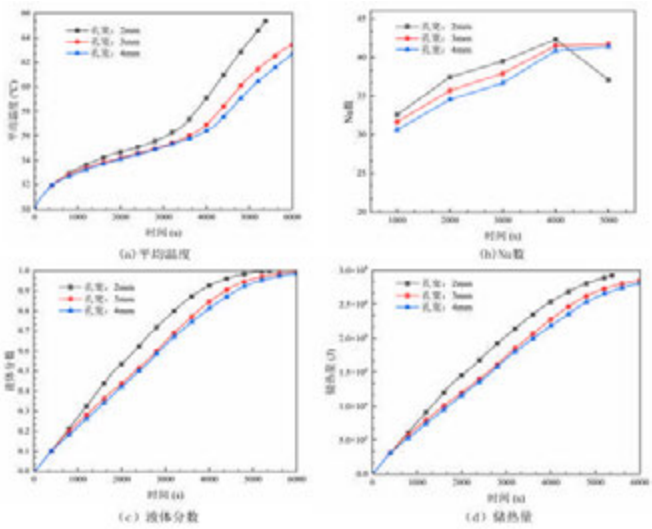


图 20 相变材料平均温度、Nu 数、液体分数、储热量随时间变化

Fig 20 Changes in average temperature, Nu number, liquid fraction, and heat storage capacity of phase change materials over time

3 结论

本文以五内管式套管相变储热单元为研究对象，利用数值模拟的方法探究了五内管加装螺旋翅片后，各个翅片参数对管内相变材料熔化效果的影响。主要结论如下：

(1) 减小螺距会增大翅片的换热面积，但是同时会削弱螺旋翅片造成的自然对流效果，正负两种效果共同作用下会出现使相变材料熔化速率呈最快的最优翅片螺距，且最优解在螺距 34mm 附近。

(2) 随着翅高的增加，熔化时间会不断减小，但随着高度增加到一定程度，再增加高度会使相变材料完全熔化时间的减少程度变小，增加翅高虽然会增加换热面积，但同时也会增加固体导热热阻，存在一个临界值，使在临界值以前增加翅高总是会加强换热，而越靠近临界值，增加翅高带来的加强换热效果会越弱。

(3) 翅片数的增加会使完全熔化时间增加，完全熔化储热量减小，翅片数为 1 和 2 的相变材料完全熔化时间相差不大，但翅片数为 4 的相变材料完全融化时间会显著减少，增加翅片个数会间接减小翅片间距，阻碍自然对流效果。

(4) 圆形排布比正方形排布有更强的自然对流效果，能够减小相变材料完全熔化时间，在相同的时间下，圆形排布的储热量总是高于正方形排布。

(5) 对于螺旋翅片，开孔是会阻碍其自然对流的效果，使得总的熔化时间增加，并且开孔的孔宽越大，阻碍自然对流效果越明显，总的熔化时间更长。

参考文献

[1] 徐超,靳菲,邢嘉芯,张华静,刘向雷,帅永.太阳能高温热化学储能技术发展现状及科学问题[J].中国科学基金,2023,37(02):209-217.

Xu Chao, Jin Fei, Xing Jiaxin, Zhang Huajing, Liu Xianglei, Shuai Yong. Development Status and

Scientific Issues of Solar High Temperature Thermochemical Energy Storage Technology [J]. Chinese Science Foundation, 2023,37(02):209-217.

[2] Mahdi M S, Mahood H B, Mahdi J M, et al. Improved PCM melting in a thermal energy storage system of double-pipe helical-coil tube[J]. Energy Conversion and Management, 2020, 203: 112238.

[3] Ardahaie S S, Hosseini M J, Ranjbar A A, et al. Energy storage in latent heat storage of a solar thermal system using a novel flat spiral tube heat exchanger[J]. Applied Thermal Engineering, 2019, 159: 113900.

[4] Ahmed S, Abderrahmane A, Saeed A M, et al. Melting enhancement of PCM in a finned tube latent heat thermal energy storage[J]. Scientific Reports, 2022, 12(1): 11521.

[5] Mourad A, Aissa A, Abed A M, et al. The numerical analysis of the melting process in a modified shell-and-tube phase change material heat storage system[J]. Journal of Energy Storage, 2022, 55: 105827.

[6] Kumar A, Saha S K. Performance study of a novel funnel shaped shell and tube latent heat thermal energy storage system[J]. Renewable Energy, 2021, 165: 731-747.

[7] Wang L, Ni P, Xi G. The effect of off-center placement of twisted tape on flow and heat transfer characteristics in a circular tube[J]. Scientific Reports, 2021, 11(1): 6844.

[8] Elbahjaoui R, El Qarnia H, Naimi A. Thermal performance analysis of combined solar collector with triple concentric-tube latent heat storage systems[J]. Energy and Buildings, 2018, 168: 438-456.

[9] Zhang S, Pu L, Xu L, et al. Melting performance analysis of phase change materials in different finned thermal energy storage[J]. Applied Thermal Engineering, 2020, 176: 115425.

[10] Borhani S M, Hosseini M J, Ranjbar A A, et al. Investigation of phase change in a spiral-fin heat exchanger[J]. Applied Mathematical Modelling, 2019, 67: 297-314.

[11] Duan J, Xiong Y, Yang D. Study on the effect of multiple spiral fins for improved phase change process[J]. Applied Thermal Engineering, 2020, 169: 114966.

[12] Pizzolato A, Sharma A, Ge R, et al. Maximization of performance in multi-tube latent heat storage–Optimization of fins topology, effect of materials selection and flow arrangements[J]. Energy, 2020, 203: 114797.

[13] Mehta D S, Vaghela B, Rathod M K, et al. Thermal performance augmentation in latent heat storage unit using spiral fin: an experimental analysis[J]. Journal of Energy Storage, 2020, 31: 101776.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233510

楔形歧管微通道流动沸腾特性实验研究

冀昕宇[1]，张芫通[1]，苏传升[1]，杨小平[1]，魏进家[1 2*]
（1 西安交通大学化学工程与技术学院，西安 710049
2 西安交通大学动力工程多相流国家重点实验室，西安 710049）
（Tel: 029-82664375, Email: jjwei@mail.xjtu.edu.cn）

摘要：为实现高热流密度电子器件冷却，以 HFE-7100 作为工作流体，对楔形歧管结构的微通道流动沸腾特性进行了实验研究，并于常规的矩形歧管微通道进行了对比。讨论了不同流速和过冷度条件下两种歧管几何形状对沸腾换热系数、临界热流密度和流动压降的影响。结果表明：与矩形歧管结构相比，楔形歧管对沸腾换热系数和 CHF 的改善幅度较小，但对两相流压降的影响显著。楔形歧管结构与沸腾两相流的气泡沿程分布结构近似，保证蒸汽的在歧管内的分布较为均匀，延迟了因歧管出口被蒸汽堵塞而导致的压力聚集和临界状态。本研究中楔形歧管微通道的临界热流密度可达 210W/cm^2，压降仅为 8kPa。

关键词：歧管微通道；流动沸腾；楔形歧管；临界热流密度

0 前言

热管理对于所有的电子设备都至关重要。过高的工作环境温度会导致电子设备性能下降并缩短使用寿命。嵌入式歧管微通道散热器（MMC）极大的缩短了工作介质的有效流动路径，能够在狭小受限空间内实现高效散热，是解决航空航天、电子信息等领域超高功率电子元器件热管理问题的最佳途径。近年来，研究人员对歧管微通道的单相对流换热做了大量的研究[1-4]，而换热效率更高，均温性更优的流动沸腾换热的相关研究比较缺少。Yuan 等人[5]采用数值模拟研究了矩形微通道高度和矩形歧管长宽比对流动沸腾换热和压降的影响，研究发现较高的通道高度会削弱对流传热，而较低的通道高度会更容易被蒸汽堵塞，歧管长宽比的规律则恰好相反。因此二者均存在一个适中的最优值。Xie 等人[6]系统的评估了微通道几何形状对 MMC 沸腾换热、流动压降和两相流型的影响，但没有涉及歧管形状和结构。Luo 等人[7]用 VOF 方法模拟了矩形歧管阵列方式对微通道过冷流动沸腾的影响，以优化歧管结构配置。结果发现 U 型和 HU 型歧管结构由于其在相邻微通道之间的流量分布相对均匀而具有更高效和均匀的冷却性能。普渡大学的研究团队对嵌入式歧管微通道流动沸腾进行了一系列的实验研究和流型观察[8-10]。可视化研究发现浅而长的通道内流型与常规微通道一致。而在深且短的通道内，蒸汽会间歇性的滞留在通道底部。他们在 5×5 的加热区域内实现了 910W/cm^2 的热通量耗散，而压降则高达 162kPa。

综上所述，目前歧管微通道流动沸腾的研究主要集中在微通道形状尺寸的优化，对

基金项目： 本文由国家自然科学基金-“叶企孙”科学基金项目（U2141218）资助。

于歧管微通道独有的歧管供液结构的优化仍缺乏关注，特别是沸腾实验研究仍然缺乏。在本文中，以 HFE-7100 作为工作流体，对楔形歧管结构的歧管微通道流动沸腾特性进行了实验研究，并于常规的矩形歧管微通道进行了对比。讨论了不同流速和过冷度条件下两种歧管几何形状对沸腾换热系数（HTC）、临界热流密度（CHF）和流动压降的影响。

1 实验装置

图 1 展示了本研究搭建的歧管微通道流动沸腾实验测试循环回路。实验循环主要由储液罐、过滤器、齿轮泵、流量计、预热器、前置/后置冷却器和微通道测试段组成。使用经过沸腾脱气的 HFE-7100 作为工作流体测试歧管微通道流动沸腾传热性能。在实验开始前，调整预热器或后置冷却器的功率以维持储罐内的 HFE-7100 达到设定的液体过冷度。实验开始后，液体工质被吸入齿轮泵中，泵出的加压流体通过过滤器进入微通道测试段。通过测试段的高温工质经过后置冷却器冷却后流入储液罐内，完成整个实验循环。由于冷却系统热交换存在一定的热迟滞，利用前置冷却器对微通道进口工质温度进行微调。数据采集系统（NATIONAL INSTRUMENTS，cDAQ-9174）以 5Hz 的采样率实时记录进出口温、压降、流量和微通道壁面温度。

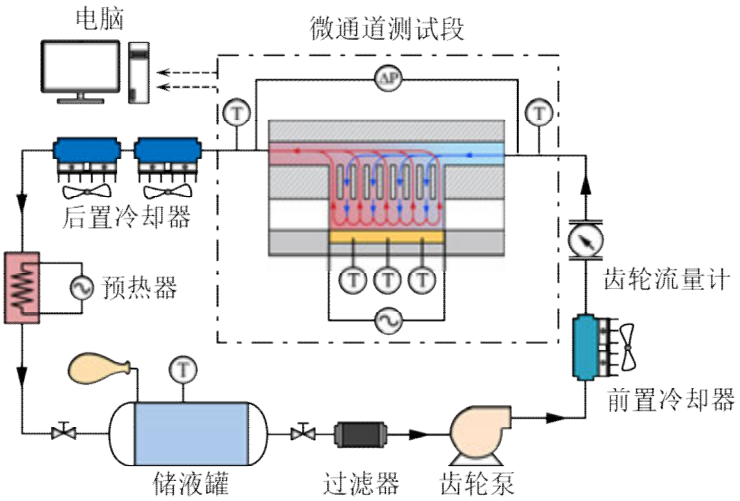


图 1. 歧管微通道流动沸腾实验装置示意图

歧管微通道散热器的结构如图 2 所示。本研究设计了两种歧管结构的散热器，分别是矩形歧管结构（RMMC）和楔形歧管结构（WMMC）。两种歧管结构的配置都是 4 个进口通道和 5 个出口通道交叉排列，且进出口歧管几何形状相同。RMMC 的矩形歧管通道的长、宽、高分别为 10mm，0.8mm 和 0.8mm，WMMC 的楔形歧管通道的两端宽度分别为 0.3mm 和 1.3mm，长度和高度为 10mm 和 0.8mm。实验所采用的直线微通道尺寸（长×宽×高）为 $10\times0.3\times0.5mm^3$，相邻通道的壁厚为 0.3mm，在 $10\times10mm^2$ 的加热面积内布置有 17 条并行微通道。在歧管微通道散热器的进口和出口处设置两个 T 型铠装热电偶和一个差压传感器，以测量工质的进出口温度和整个散热器的压降。微通道壁面温度由三个从侧壁插入的 T 型热电偶测量。采用 $10\times10\times0.5mm^3$ 的硅片作为模拟热

源，在硅片背面通过磁控溅射加工出加热电阻和正负极引脚。

在本实验中，微通道加热器表面的热流密度 q、平均换热系数 h 和质量通量 G 的计算方法如下：

$$q = \frac{U \times I}{A_h} \tag{1}$$

$$h = \frac{q}{\left(\frac{T_{w1} + T_{w2} + T_{w3}}{3}\right) - T_{in}} \tag{2}$$

$$G = \frac{V \times \rho}{N \times A_c} \tag{3}$$

其中 U、I、A_h、T_w 和 T_{in} 分别表示电压、电流、加热面积、壁面温度和工质进口温度。V、ρ、N 和 A_c 分别表示体积流量，工质密度，通道数量和通道横截面积。U、I 和 A 的误差分别是 0.05%、0.1%和 0.2%。热电偶的测量精度为± 0.5 °C。所以，本次实验所获得的热流密度 q 以及换热系数 h 的误差分别为 0.58%和 7.88%。

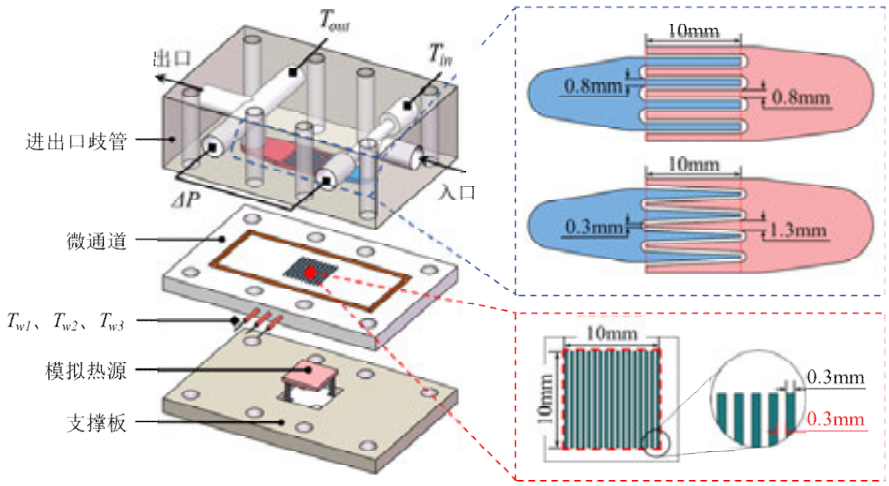


图 2. 歧管微通道散热器结构示意图

2 实验结果与讨论

2.1 换热系数

图 3 展示了两种歧管微通道在不同过冷度和质量通量下的流动沸腾换热曲线对比。可以看到虽然换热面积相同，但是在两相换热区域 WMMC 的换热系数始终略高于 RMMC。这可能与 WMMC 和 RMMC 的歧管流量分布均匀性的差异有关。由于 WMMC 的流量分配均匀性要好于 RMMC，因此 WMMC 的每一个微通道内的流量是相同的，这就意味着所有微通道内的沸腾状态可以认为是相似的。

图 4（a）展示了 $q = 50$ W/cm^2 时 WMMC 的流型，可以看到所有的微通道内流型都是相似的汽泡流，表面温度差异较小，因此整体的换热效果较好。而在相同的热流密度

下，RMMC 的通道内流型呈现较大的差异，如图 4（b）所示。靠近歧管入口的通道因为被分配的工质流量较少，因此两相流型已经发展为段塞流；而靠近歧管末端的通道因为工质流速较大，核态沸腾被抑制，此时的沸腾换热阶段还是汽泡流，这种不同通道内两相流型的差异导致 RMMC 的换热系数较低。特别是当入口工质过冷度较低时，气泡成核势垒的降低导致不同通道内两相流型的差异更明显，因此 RMMC 的换热进一步恶化。但是因为两种散热器的总换热面积相同，因此尽管 WMMC 的换热系数高于 RMMC，增幅仅为 2% ~ 7%。

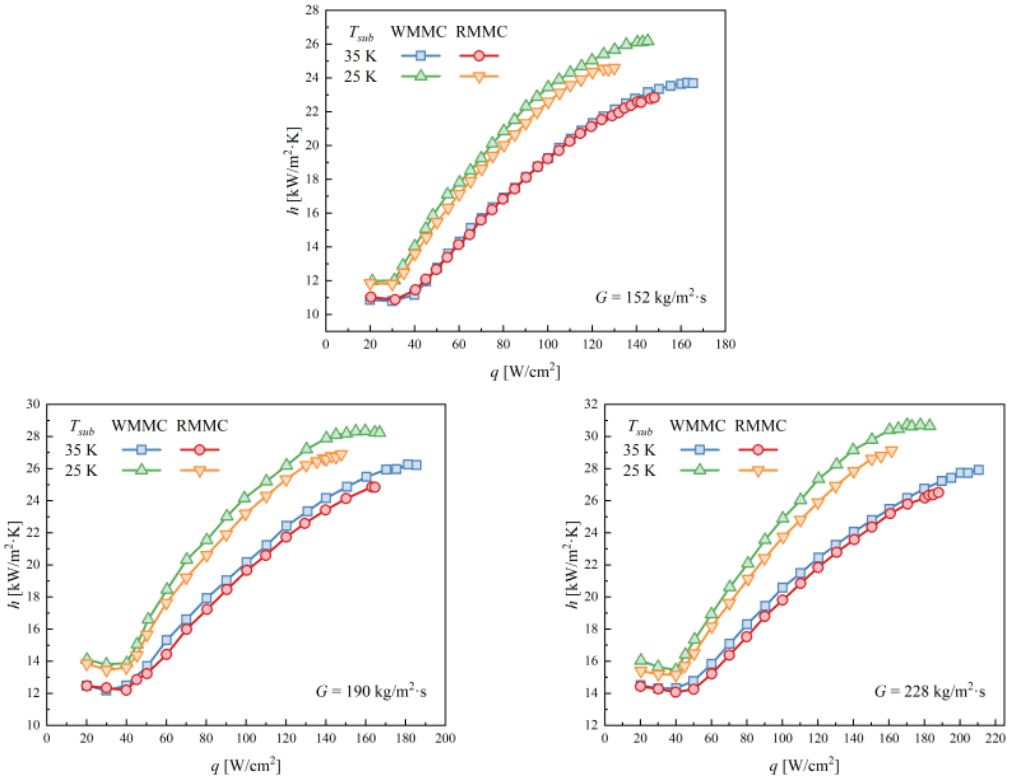
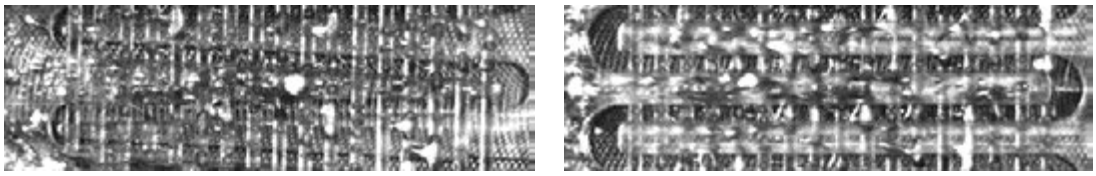


图 3. 两种歧管微通道流动沸腾换热曲线对比



(a) RMMC (b) WMMC

图 4. q = 50 W/cm^2 时两种歧管微通道流型对比

2.2 临界热流密度

图 5 展示了不同质量通量和工质过冷度条件下 WMMC 和 RMMC 的临界热流密度。对于任意歧管微通道换热器来说，在实验工况范围内，随着质量通量的逐步增加，CHF 呈单调增加的趋势。流动速度的增加扩大了歧管供液可以直接覆盖的有效面积。在高热通量下，过冷液体可以更容易地突破聚结蒸汽团并输送流体进入加热表面，延缓了沸腾危

机的发生。在 T_{sub} = 35 K，G = 280 kg/m^2·s 的实验条件下，WMMC 的临界热流密度可达 210W/cm^2。

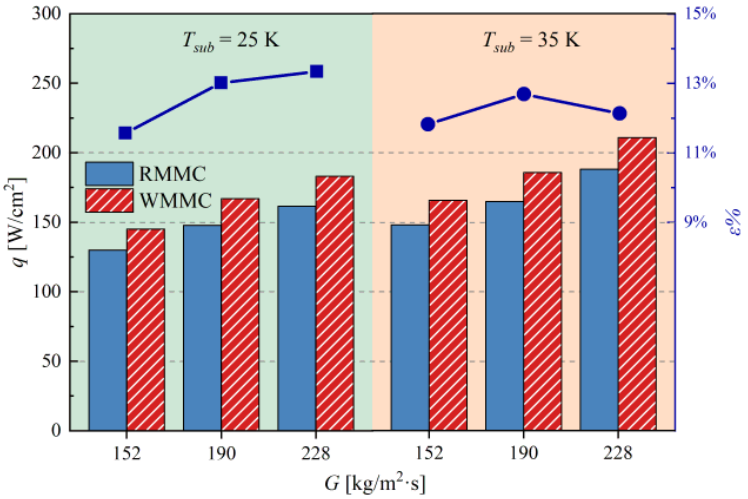


图 5. 两种歧管微通道 CHF 对比

与 RMMC 相比，WMMC 的 CHF 增加了约 11%～13%。因为微通道结构完全相同，因此可以认为 CHF 的改善主要是由于歧管结构的改变导致的。一方面，正如前文所述，WMMC 的流量分布均匀性是好于 RMMC 的，因此所有微通道内的沸腾换热是相似的。不会出现局部干涸而触发沸腾临界的情况。另一方面，因为进出口歧管采用的是平行流动配置，因此越靠近出口位置歧管内的蒸汽量越大。常规的 RMMC 的歧管宽度沿工质流动方向是恒定的，因此蒸汽在歧管内的分布是非常不均匀的。图 6(a)展示了 RMMC 在 T_{sub} = 25 K，G = 152 kg/m^2·s 时不同的热流密度条件下的出口歧管蒸汽分布。可以看到低热流密度时，出口歧管内是一个个单独的气泡；q = 50 W/cm^2 时，气泡在歧管出口处汇集成大蒸汽团，而歧管上游仍是单独的气泡；随着热流密度的进一步升高，歧管出口处的蒸汽团沿着通道逐渐向上游扩展，整个通道内的出现一个头部较细而尾部较粗的条状蒸汽团。在高热流密度下，这种不均匀的蒸汽分布使得歧管出口率先被蒸汽团堵塞，此时因为液体流动受阻，微通道底部会被大蒸汽团覆盖，继而发生沸腾危机。而 WMMC 的歧管宽度沿工质流动方向逐渐扩大，与沸腾两相流的蒸汽沿程分布规律类似，因此整体的蒸汽分布较为均匀。如图 6(b)所示，低热流密度下 WMMC 的楔形歧管内的流动模式同样也是汽泡流，但随着热流密度的增加，通道内的气泡逐渐汇聚成与歧管形状类似的楔形蒸汽长条。即使在高热流密度下，楔形歧管各个位置的蒸汽分布依旧均匀，延迟了因歧管出口被大量蒸汽堵塞导致的临界状态。

q = 40 W/cm^2

q = 70 W/cm^2

q = 100 W/cm^2

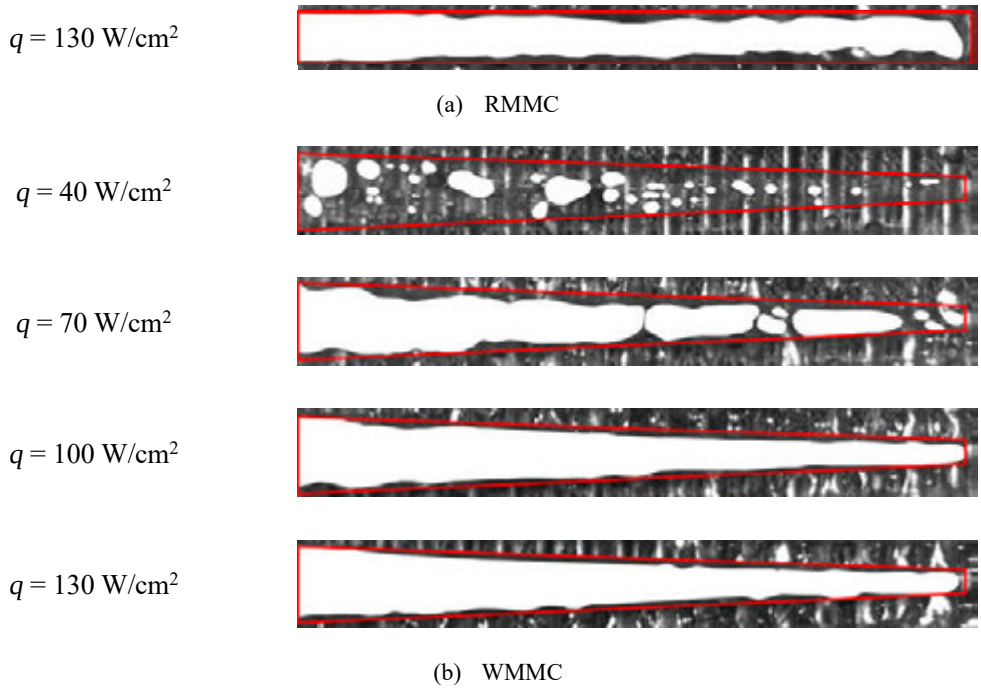


图 6. 两种歧管微通道出口歧管流型分布

2.3 流动特性

图 7 展示了质量通量和工质过冷度对流动压降的影响。所有曲线都呈现在单相换热区域压降随热流增加略微下降，在两相换热区域压降随热流增加迅速升高的趋势。因为 HFE-7100 的粘度随液体温度的升高而逐渐降低，因此增大过冷度会导致单相对流的流动阻力增加，产生了更大的压降。然而进入沸腾换热区域后，T_{sub} = 25 K 工况下的流动压降迅速增加，迅速超过了 T_{sub} = 35 K 工况下的两相压降。这是因为与高过冷度工况相比，较低的工质过冷度条件下壁面的汽化核心更容易被激活，相同加热功率下产生的气泡数量更多，并且气泡的成核、脱离和凝结尺寸较大。随着热流密度的增加，出口歧管内的蒸汽量骤增，两相压降迅速增加，导致 T_{sub} = 25 K 时两相压降较高。而增大过冷度一方面增加的汽泡成核势垒，另一方面过冷液体对过热气泡的冷凝作用使得悬浮气泡的体积收缩，出口歧管内的蒸汽量增长相对温和，因此两相压降增长较缓。

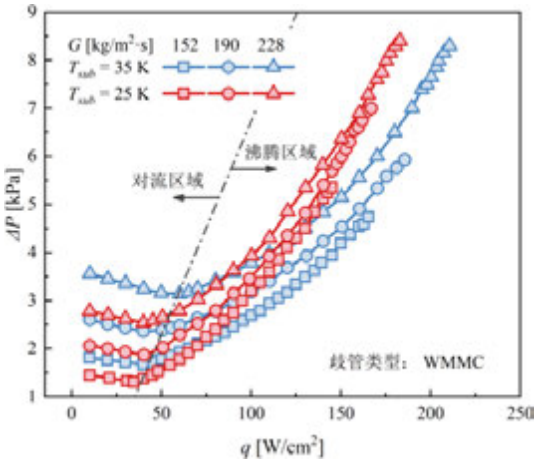


图 7. 质量通量和工质过冷度对流动压降的影响

图 8 展示了歧管几何形状对流动压降的影响。可以看到在单相区域 WMMC 的压降比 RMMC 低 0.05kPa ~ 0.83kPa；在沸腾换热区域，WMMC 的压降比 RMMC 低 0.96 ~ 2.4 kPa，这意味着楔形歧管结构在单相和两相流动时都能发挥降低流动阻力的效果。单相对流区域 WMMC 压降的降低得益于楔形歧管结构优秀的流量分布均匀性，各个通道内流速差异较小，压力分布均匀。在沸腾换热区域，两相流型对压降的影响非常重要。RMMC 的通道宽度维持恒定，蒸汽较易聚集在歧管出口，导致流动阻力增加，压力升高。而 WMMC 的楔形歧管结构能够保证蒸汽的沿程分布较为均匀，不会出现局部蒸汽堆积导致的压力聚集现象，因此两相压力增长较缓和。

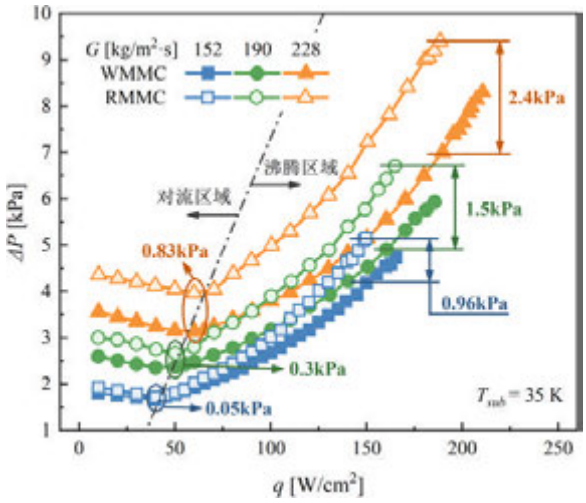


图 8. 歧管几何形状对流动压降的影响

3 结　论

本文以 HFE-7100 作为工作流体，对楔形和矩形歧管微通道流动沸腾特性进行了实验研究和对比。讨论了不同流速和过冷度条件下两种歧管几何形状对沸腾换热系数、临界热流密度和流动压降的影响。主要的结论可归纳如下：

（1）歧管形状的改变对沸腾换热系数的影响较低，在两相换热区域 WMMC 的换热系数略高于 RMMC，增幅约 2%～7%。换热系数的差异主要是由于流量分布均匀性的差异导致的；

（2）WMMC 的 CHF 比 RMMC 增加了 11%～13%，最高可达 210W/cm^2。因为 WMMC 所有通道内的沸腾状态是相似的，且楔形歧管结构与沸腾两相流的蒸汽沿程分布规律类似，因此延迟了因歧管出口被蒸汽堵塞或壁面局部干涸导致的临界状态。

（3）歧管形状的改变对两相流压降的影响较显著，WMMC 的压降最大降低了 2.4kPa。因为 WMMC 的楔形歧管结构能够保证蒸汽的沿程分布较为均匀，不会出现局部蒸汽堆积导致的压力聚集现象，降低了流动阻力。

参考文献

[1] R. van Erp, R. Soleimanzadeh, L. Nela, et al. Co-designing electronics with microfluidics for more sustainable cooling. Nature, 2020, 585: 211--216.

[2] C. Chen, F. Li, X. Wang, et al. Improvement of flow and heat transfer performance of manifold microchannel with porous fins. Apply Thermal Engineering., 2022, 206: 118129.

[3] N. Zhang, B. Jiao, Y. Ye, et al. Embedded cooling method with configurability and replaceability for multi-chip electronic devices. Energy Conversion and Management, 2022, 253: 115124.

[4] M. Peng, L. Chen, W. Ji, et al, Numerical study on flow and heat transfer in a multi-jet microchannel heat sink, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 157: 119982.

[5] Y Yuan, L Chen, C Zhang, et al. Numerical investigation of flow boiling heat transfer in manifold microchannels. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 217: 119268.

[6] W. Xie, X. Lv, D. Liu, et al, Numerical investigation of flow boiling in manifold microchannel-based heat exchangers, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 163: 120493.

[7] Y. Luo, J. Li, K. Zhou, et al. A numerical study of subcooled flow boiling in a manifold microchannel heat sink with varying inlet-to-outlet width ratio. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 139: 554--563.

[8] K.P. Drummond, D. Back, M.D. Sinanis, et al. A hierarchical manifold microchannel heat sink array for high-heat-flux two-phase cooling of electronics. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2018, 117: 319--330.

[9] K.P. Drummond, D. Back, M.D. Sinanis, et al. Characterization of hierarchical manifold microchannel heat sink arrays under simultaneous background and hotspot heating conditions. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2018, 126: 1289--1301.

[10] K.P. Drummond, J.A. Weibel, S.V. Garimella. Two-phase flow morphology and local wall temperatures in high-aspect-ratio manifold microchannels. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2020, 153: 119551.

中国工程热物理学会 传热传质
学术会议论文 编号：233523

亲水性中空纤维膜回收烟气热湿特性研究

肖烈晖[1]，杨敏林[1]，陈捷超[1]，葛亚[1]，黄斯珉[1]
（1 东莞理工学院 广东省分布式能源系统重点实验室，东莞，523808）
（Tel: 0769-22861811， Email: huangsm@dgut.edu.cn）

摘要：高效经济回收燃煤电厂烟气中水分及热量是实现节能减排的重要手段。由于聚合物膜的低成本及高填充密度，本文采用亲水性中空纤维膜替换传统陶瓷膜，基于水蒸气冷凝渗透的热质传递原理，实现烟气热湿的跨膜输运。通过建立物理数学模型，对新型亲水性中空纤维膜冷凝器（HPMC）的回收特性及经济性进行分析。结果表明，相同膜面积下 HPMC 和亲水性陶瓷膜冷凝器（HCMC）的回收性能接近；随着膜面积增加，HPMC 的单位膜面积水/热回收通量下降，但单位装置体积的水/热回收量提升；HPMC 的回收水成本比 HCMC 至少下降 93.5%，具有显著的经济价值。

关键词：烟气；热湿回收；亲水性中空纤维膜；回收性能；经济性

0 前言

燃煤火力发电是我国最主要的电力输出形式，同时也是耗煤耗水大户，因此提高燃煤机组节能节水能力具有重要意义[1]。近年来，由于燃煤电厂烟气的高排放量及高湿度，学者们对回收烟气中的水分和热量产生了浓厚兴趣[2]。根据 Zhang 等人[3]的测算，若能回收烟气中 20%的水蒸气，则可实现电厂零水耗，并可回收大量低品位热量。目前，常用的烟气热湿回收技术包括冷凝法[4]、溶液吸收法[5]、膜分离法[6]等。冷凝法是采用传统的热交换器对烟气进行冷却，然后水蒸气在气侧表面冷凝，其主要缺点是回收水质差，需要大面积换热面。溶液吸收法是通过烟气与溶液之间的水蒸气压差驱动，使溶液吸收烟气中的水蒸气，但由于溶液具有腐蚀性，该方法对设备防腐要求高，另外溶液再生增加了投资成本和能源消耗。

膜法是一种很有前景的技术，可以克服上述方法的缺点。根据膜材料的不同，用于烟气热湿回收的膜分为聚合物膜[7]和陶瓷膜[8]。其中，聚合物膜由致密皮层和多孔支撑层组成，皮层具有较高的水蒸气选择透过性，而支撑层提供机械强度。在膜两侧压差的驱动下，水蒸气通过膜渗透，随后冷凝回收。采用聚合物膜的缺点是回收效率低且运行成本高，此外还需要额外的冷凝器来冷凝水蒸气。为提高烟气热湿回收性能，Wang 等人[6]提出采用陶瓷膜来回收烟气热湿。烟气和冷却水分别在膜两侧流动，水蒸气在膜表面冷凝，由于膜内微负压使冷凝水渗入冷却水侧，并同时回收热量。与聚合物膜相比，陶瓷膜的水通量提高了 5 倍以上[6]。随后，许多学者对陶瓷膜的回收性能进行了实验研究。表 1 总结了聚合物膜和陶瓷膜在烟气热湿回收领域的最新进展。

基金项目：国家自然科学基金(No. 52006038)；广东省分布式能源系统重点实验室（2020B1212060075）。

表 1 聚合物膜和陶瓷膜回收性能对比

膜材料	外/内径 (mm)	烟气侧参数	渗透侧参数	回收水通量 (kg/(m^2 h))	参考文献
PES-SPEEK	1.2/0.8	150 m^3/h, 50 °C	真空 0.02 bar	0.2	[9]
PES-SPEEK	1.2/0.8	4 L/min, 70 °C	氢气(400 mL/min)	0.013	[10]
α-Al_2O_3	12/8	1000 m3/h, 46 °C	水(1150 L/h, 23 °C)	11.5	[11]
α-Al_2O_3	12/8	9500 m^3/h, 51 °C	水(10 m^3/h, 38 °C)	9.0	[12]
α-Al_2O_3	12/8	9100 m3/h, 50 °C	水(8 t/h, 32.6 °C)	21.0	[13]
α-Al_2O_3	12/8	700 m^3/h, 45 °C	水(3 m^3/h, 16 °C)	8.5	[14]

由表 1 可见，聚合物膜和陶瓷膜的材料分别为 PES-SPEEK 和α-Al_2O_3。虽然陶瓷膜有着更高的水回收能力，但其在燃煤电厂的商业化应用受到限制。一方面陶瓷膜的膜成本较高，另一方面为保证其机械强度使得管径较大，因此装置占用空间大。因此，为实现烟气水分及热量高效经济回收，本研究拟采用亲水性中空纤维膜，替换传统亲水陶瓷膜，基于水蒸气冷凝渗透的热质传递原理，完成烟气热湿的跨膜输运。亲水性中空纤维膜与亲水陶瓷膜的回收原理一致，但是亲水性中空纤维膜成本低且管径小，更加经济且装置紧凑。此外，中空纤维膜的抗拉强度可达 60Mpa 以上，高于陶瓷膜抗拉强度。本研究通过建立逆流式膜冷凝器数学模型，对亲水性中空纤维膜回收烟气热湿的性能及可行性进行分析，为其商业应用提供理论基础。

1 物理数学模型

1.1 膜冷凝器物理模型

图 1 为多根膜管组成的逆流式膜冷凝器，膜管均匀分布在组件壳体内，烟气和冷却水分别在膜管内侧和外侧流动。烟气中水蒸气在膜表面冷凝后，水分和热量同时渗入膜内冷却水侧。表 2 为亲水性陶瓷膜冷凝器（HCMC）和亲水性中空纤维膜冷凝器（HPMC）的结构参数。两种膜冷凝器的外形尺寸一致，其中 HCMC 根据实际应用选取的膜面积为 100m^2，而 HPMC 由于其更小的管径，分别选取了 100，200，300 及 400m^2 的膜面积进行对比分析。

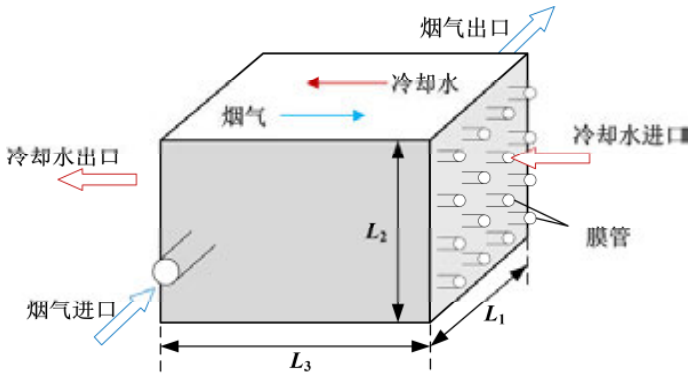


图 1 逆流式膜冷凝器示意图

表 2 逆流式膜冷凝器结构参数

膜冷凝器类型	$L_1 \times L_2 \times L_3$ (m)	外/内径 (mm)	膜面积 (m^2)
HCMC	1×1×1	12/8	100
HPMC	1×1×1	2/1	100,200,300,400

1.2 数学模型

如图 1 所示，烟气和冷却水分别在膜管的外部和内部逆流流动，由于膜冷凝器的对称性，因此只选取一个烟气流道、膜及一个水流道作为计算单元，如图 2 所示。冷却水沿 x 方向流动，而烟气沿反方向流动，水蒸气在膜表面冷凝并释放潜热，水分和热量透过膜传递到冷却水侧。数学模型采用如下假设：

（1）流体的热物性不变；

（2）忽略流体在流动方向上的热扩散和质量扩散；

（3）膜表面无液膜。

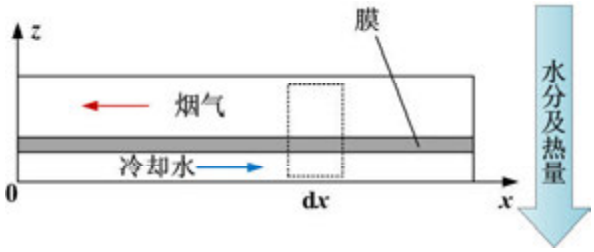


图 2 计算单元示意图

烟气与膜外表面进行显热及水蒸气传递，其传热传质方程如下：

$$m_{\mathrm{g,dry}} c_{\mathrm{p,g}} \frac{\partial T_{\mathrm{g}}}{\partial x} = h_{\mathrm{g}} n_{\mathrm{m}} \pi d_{\mathrm{i}} \left(T_{\mathrm{g}} - T_{\mathrm{m}} \right) \tag{1}$$

$$m_{\mathrm{g,dry}} \frac{\partial \omega_{\mathrm{g}}}{\partial x} = \rho_{\mathrm{g}} k_{\mathrm{g}} n_{\mathrm{m}} \pi d_{\mathrm{i}} \left(\omega_{\mathrm{g}} - \omega_{\mathrm{m}} \right) \tag{2}$$

式中，$m_{\mathrm{g,dry}}$ 为干烟气质量流量，kg/s；T 为温度，K；c_{p} 为比热，J/(kg K)；h 为对流换热系数；n_{m} 为膜管数量；d_{i} 为膜内径，m；k 为对流传质系数，m/s；ω 为烟气含湿量，kg/kg；下标“g”和“m”分别指烟气和膜。

烟气侧显热及凝结潜热共同传递到冷却水侧，因此冷却水侧传热方程如下：

$$\begin{aligned} m_{\mathrm{w}} c_{\mathrm{p,w}} \frac{\partial T_{\mathrm{w}}}{\partial x} &= h_{\mathrm{g}} n_{\mathrm{m}} \pi d_{\mathrm{i}} \left(T_{\mathrm{g}} - T_{\mathrm{m}} \right) + m_{\mathrm{g,dry}} \frac{\partial \omega_{\mathrm{g}}}{\partial x} H_{\mathrm{evap}} + m_{\mathrm{g,dry}} \frac{\partial \omega_{\mathrm{g}}}{\partial x} c_{\mathrm{p,w}} \left(T_{\mathrm{m}} - T_{\mathrm{w}} \right) \\ &= h_{\mathrm{w}} n_{\mathrm{m}} \pi d_{\mathrm{i}} \left(T_{\mathrm{m}} - T_{\mathrm{w}} \right) + m_{\mathrm{g,dry}} \frac{\partial \omega_{\mathrm{g}}}{\partial x} c_{\mathrm{p,w}} \left(T_{\mathrm{m}} - T_{\mathrm{w}} \right) \end{aligned} \tag{3}$$

式中，m_{w} 为冷却水质量流量，kg/s；H_{evap} 为水蒸气汽化潜热，J/kg；下标“w”代表冷却水。

上述控制方程中传热传质系数的计算详见参考文献[15]。膜冷凝器内的传热和传质是耦合过程，因此利用 python 编程，采用有限差分法求解上述控制方程。根据网格独立

性验证，将流道分为 200 个计算单元就可满足数值精度。

1.3 性能指标

回收水通量和回收热通量分别为单位膜面积的回收水量和回收热量，其公式如下：

$$J_{\mathrm{a}}=\frac{m_{\mathrm{g,dry}}\left(\omega_{\mathrm{in}}-\omega_{\mathrm{out}}\right)}{A_{\mathrm{m}}} \tag{4}$$

$$Q_{\mathrm{a}}=\frac{m_{\mathrm{w}}c_{\mathrm{p,w}}\left(T_{\mathrm{w,out}}-T_{\mathrm{w,in}}\right)}{A_{\mathrm{m}}} \tag{5}$$

式中，A_{m} 为膜面积，m^2；下标“in”和“out”分别指进口和出口。

由于紧凑性也是膜冷凝器的评价指标，因此定义了单位装置体积的回收水量和回收热量，其定义如下：

$$J_{\mathrm{v}}=\frac{m_{\mathrm{g,dry}}\left(\omega_{\mathrm{in}}-\omega_{\mathrm{out}}\right)}{V} \tag{6}$$

$$Q_{\mathrm{v}}=\frac{m_{\mathrm{w}}c_{\mathrm{p,w}}\left(T_{\mathrm{w,out}}-T_{\mathrm{w,in}}\right)}{V} \tag{7}$$

式中，V 为膜冷凝器体积，m^3。

为了评价膜冷凝器经济性，定义了单位回收水量成本和单位回收热量成本，如下：

$$C_{\mathrm{J}}=\frac{C_{\mathrm{m}}}{J_{\mathrm{a}}} \tag{8}$$

$$C_{\mathrm{Q}}=\frac{C_{\mathrm{m}}}{Q_{\mathrm{a}}} \tag{9}$$

式中，C_{m} 为单位膜面积成本。

2 结果与讨论

本节将讨论在相同工况下，HCMC 和 HPMC 的回收性能及经济性对比，分析利用 HPMC 回收烟气热湿的可行性。表 3 列出了计算工况。

表 3 计算工况

参数	数值
烟气温度	50°C
烟气相对湿度	100%
烟气流量	5×10^4 m^3/h
冷却水温度	15°C
冷却水流量	20 m^3/h

2.1 水/热回收通量对比

图 3 为不同膜面积下 HCMC 和 HPMC 的回收水/热通量对比图。可以看出，当膜面积均为 $100\mathrm{m}^2$ 时，HCMC 和 HPMC 的单位膜面积回收水量和回收热量基本相等，分别在 $6\mathrm{kg}/(\mathrm{m}^2\mathrm{h})$和 $16\mathrm{MJ}/(\mathrm{m}^2\mathrm{h})$左右。虽然中空纤维膜的导热系数比陶瓷膜更低，但是膜管径

更小导致水侧对流换热系数提升，最终回收性能接近。此外，由于中空纤维膜更小的管径可以实现更高的填充密度，因此还对比了 HPMC 膜面积从 100m² 到 400m² 的回收通量。随着膜面积增加，回收水通量和回收热通量均逐渐下降，这是由于膜面积增加代表着膜管根数增加，膜内冷却水流速降低导致对流换热系数降低。如图 3 所示，HPMC 的回收水通量和回收热通量相较于 HCMC 最大下降 54.4%和 55.6%，说明提高填充密度会导致单位膜面积的回收性能下降。

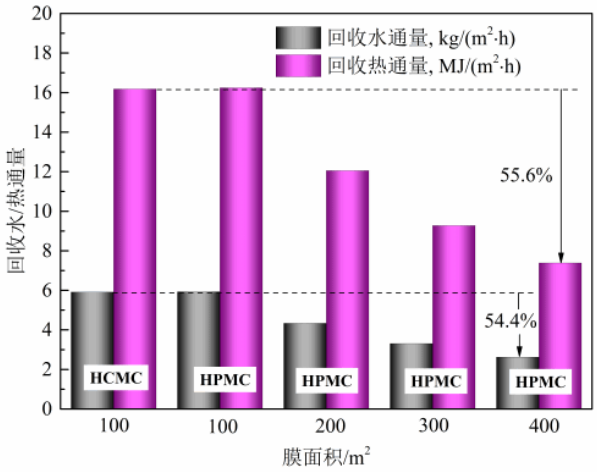


图 3 HCMC 和 HPMC 的回收水/热通量对比

2.2 单位体积水/热回收量对比

HPMC 的一大优势在于可实现高填充密度，在有限的烟道空间内单位装置体积的回收性能值得关注。图 4 为不同膜面积下 HCMC 和 HPMC 的单位体积回收水/热量比较。可见，在相同膜面积下，HCMC 和 HPMC 的单位体积回收水量和热量比较接近，分别在 600kg/(m³h)和 1600MJ/(m³h)左右。随着膜面积增加，HPMC 的单位体积回收水量和回收热量逐渐上升，在 HCMC 的基础上最高可提升 77.4%和 82.6%，说明 HPMC 可以实现紧凑空间内水分和热量的高效回收，在实际应用中具有重要价值。虽然图 3 显示 HPMC 单位膜面积的回收性能下降，但其高填充密度特点使得装置整体回收能力提高。

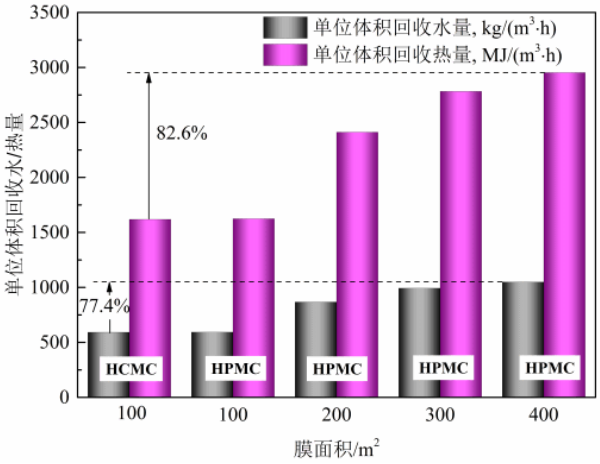


图 4 HCMC 和 HPMC 的单位体积回收水/热量对比

2.3 经济性分析

HPMC 的另一大优势在于聚合物膜的低成本，本节对 HCMC 和 HPMC 的经济性进行了分析，陶瓷膜和聚合物膜成本为 2700￥/m^2 和 80￥/m^2。图 5 为单位回收水量及热量的膜成本对比，可以看出，HCMC 的回收成本显著高于 HPMC。HCMC 的单位水回收成本和单位热回收成本分别为 457￥/(kg/h)和 167￥/(MJ/h)，这也导致目前 HCMC 难以大规模商业化运行。随着膜面积的增加，HPMC 的成本也逐渐增加，但仍远低于 HCMC 的成本。即使当 HPMC 的膜面积为 400m^2，是 HCMC 膜面积的 4 倍，其回收水量成本和回收热量成本分别下降了 93.3%和 93.5%，显示出了巨大的成本优势，即使考虑到聚合物膜的使用寿命比陶瓷膜要小，HPMC 仍然具有更好的经济性。

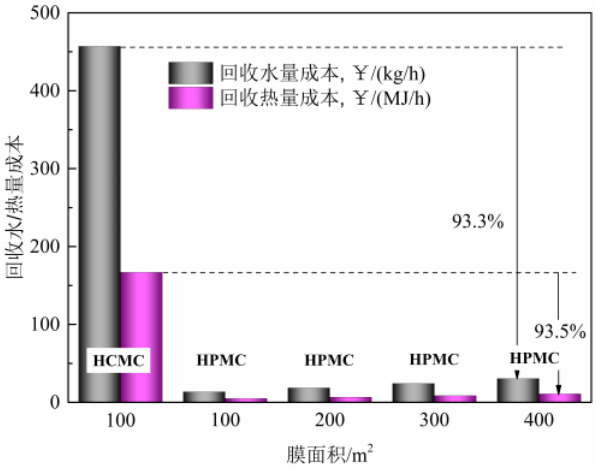


图 5 HCMC 和 HPMC 的回收水/热量成本对比

3 结　论

由于聚合物膜的低成本及高填充密度，本文提出了一种用于烟气热湿回收的新型亲水性中空纤维膜冷凝器（HPMC）。通过数值计算，对比了亲水性陶瓷膜冷凝器（HCMC）和亲水性中空纤维膜冷凝器的回收性能及回收成本，为其商业化应用提供理论基础。主要结论如下：

1）相同膜面积下 HPMC 和 HCMC 的回收水/热通量接近，分别在 6kg/(m^2h)和 16MJ/(m^2h)左右，单位体积回收水/热量也接近，分别在 600kg/(m^3h)和 1600MJ/(m^3h)左右。

2）随着膜面积增加，HPMC 的回收水/热通量减小，相较于 HCMC 最大下降 54.4%和 55.6%，但单位体积回收水/热量增加，在 HCMC 的基础上最高可提升 77.4%和 82.6%。

3）HPMC 具有极高的成本优势，即使膜面积为 HCMC 的 4 倍，回收水量成本和回收热量成本分别下降了 93.3%和 93.5%。

参考文献

[1] M. Zhu, X. Wu, J. Shen, K. Lee, Dynamic modeling, validation and analysis of direct air-cooling

condenser with integration to the coal-fired power plant for flexible operation, Energy Conversion and Management, 245 (2021) 114601.

[2] M. Shuangchen, C. Jin, J. Kunling, M. Lan, Z. Sijie, W. Kai, Environmental influence and countermeasures for high humidity flue gas discharging from power plants, Renewable and Sustainable Energy Reviews, 73 (2017) 225-235.

[3] J. Zhang, Z. Li, H. Zhang, H. Chen, D. Gao, Numerical study on recovering moisture and heat from flue gas by means of a macroporous ceramic membrane module, Energy, 207 (2020) 118230.

[4] Y. Xiong, H. Tan, Y. Wang, W. Xu, H. Mikulčić, N. Duić, Pilot-scale study on water and latent heat recovery from flue gas using fluorine plastic heat exchangers, Journal of Cleaner Production, 161 (2017) 1416-1422.

[5] Z. Wang, X. Zhang, Z. Li, Evaluation of a flue gas driven open absorption system for heat and water recovery from fossil fuel boilers, Energy Conversion and Management, 128 (2016) 57-65.

[6] D. Wang, A. Bao, W. Kunc, W. Liss, Coal power plant flue gas waste heat and water recovery, Applied Energy, 91 (2012) 341-348.

[7] F. Zhang, Z. Ge, Y. Shen, X. Du, L. Yang, Mass transfer performance of water recovery from flue gas of lignite boiler by composite membrane, International Journal of Heat and Mass Transfer, 115 (2017) 377-386.

[8] D. Liang, J. Huang, H. Zhang, H. Fu, Y. Zhang, H. Chen, Influencing factors on the performance of tubular ceramic membrane supports prepared by extrusion, Ceramics International, (2020).

[9] H. Sijbesma, K. Nymeijer, R. van Marwijk, R. Heijboer, J. Potreck, M. Wessling, Flue gas dehydration using polymer membranes, Journal of Membrane Science, 313 (2008) 263-276.

[10] H. Chen, Y. Zhou, J. Sun, Y. Liu, Y. Zhong, W. Du, J. Lan, An experimental study of membranes for capturing water vapor from flue gas, Journal of the Energy Institute, 91 (2018) 339-348.

[11] D. Gao, Z. Li, H. Zhang, J. Zhang H. Chen, H. Fu, Moisture recovery from gas-fired boiler exhaust using membrane module array, Journal of cleaner production, 231 (2019) 1110-1121.

[12] Z. Li, H. Zhang, H. Chen, J. Huang, H. Fu, Water vapor capture using microporous ceramic membrane, Desalination, 482 (2020).

[13] C. Cheng, D. Liang, Y. Zhang, H. Zhang, H. Chen, D. Gao, Pilot-scale study on flue gas moisture recovery in a coal-fired power plant, Separation and Purification Technology, 254 (2021) 117254.

[14] Z. Li, D. Mi, H. Zhang, H. Chen, Z. Liu, D. Gao, Experimental study on synergistic capture of fine particles and waste heat from flue gas using membrane condenser, Energy, 217 (2021) 119392.

[15] L. Xiao, M. Yang, S. Zhao, W.Z. Yuan, S.M. Huang, Entropy generation analysis of heat and water recovery from flue gas by transport membrane condenser. Energy, 174 (2019) 835-847.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：

固液相变中椭圆颗粒运动与传热特性的数值模拟

李坤，陈宝明，仲崇龙，见禹，朱彭真
（山东建筑大学热能工程学院，山东济南 250101）
（Tel：15965550168，E-mail:1796080397@qq.com）

摘要：固液相变过程中，糊状区内颗粒下落与融化的耦合对进一步认识固液相变机理意义重大。本文通过任意拉格朗日-欧拉法追踪颗粒界面的迁移和变形；采用有限元方法求解椭圆颗粒及两颗粒在通道内运动过程及传热特性；结果表明：颗粒沉降过程，颗粒周围产生不均匀的速度场与温度场，造成颗粒呈“前尖后圆”的不规则形状；改变初始条件，颗粒发生偏转等复杂现象；两颗粒沉降时，颗粒之间相互影响，造成颗粒的运动过程和传热特性更加复杂。

关键词：固液相变；糊状区；有限元方法；椭圆颗粒；颗粒沉降；

0 前言

低温相变储能技术对解决能源时空供需不对称问题具有重要意义[1]。石蜡由于相变温差小，物理化学性能稳定，无毒无污染等特性，广泛应用于中低温相变储能技术中[2]。石蜡融化与凝固过程在一个温度区间内发生，石蜡受热相变后由固态成液态，固相和液相之间形成了一个随时间不断迁移的固液相共存区域，称为糊状区(mushy zone)[3][4]。糊状区内能量以潜热的形式存在，相变过程能量储存与释放主要在糊状区内进行，因此研究糊状区内的传热与流动意义重大。

近年来，相关学者做了大量糊状区迁移特性及其形态变化的有关研究。Hale 等[5]通过热源对正十八烷从底部进行加热融化，得出浮力驱动热对流对糊状区的迁移有影响。Zhang 等[6]通过实验记录，研究正十八烷在矩形腔体中的融化过程内糊状区形貌，结果显示：随着 St 数的增加，自然对流效果更显著，自然对流的作用下造成融化界面形状呈现“上宽下窄”的形态。研究人员还通过运用光学显微镜[7]、X-CT 技术[8]、核磁共振技术[9]等技术手段，对糊状区形态变化和迁移进行更细致观测。由于实验研究成本高，又难以获得精确解，更多学者将目光聚焦在数值模拟上。Voller 和 Prakash[10]率先提出糊状区中“焓-多孔介质”模型。该模型将糊状区被视为多孔介质，糊状区的流动受达西定律支配。陈宝明等[11]基于“焓-多孔介质”模型，提出更符合实际物理过程的糊状区的“多相流-多孔介质”两区域复合模型，使得糊状区界面进行求解更加精确；

目前大部分学者的研究主要对糊状区宏观界面的演化，对介观尺度下颗粒的运动与相变研究甚少。涉及颗粒两相流的数值模拟计算，通常选用任意拉格朗日-欧拉(Arbitrary Lagrangian-Eulerian, ALE)法进行求解。ALE 法是有限元方法中的欧拉描述和拉格朗日描述的综合应用，既能够在流体区域使用欧拉描述计算流动与传热，又能够在固体区域和边界实现网格变形**错误!未找到引用源。**；Gan 等[12]采用有限元方法并通过任意拉格朗日-欧拉方法跟踪固体颗粒的运动和界面。追踪结果表明：单个固体颗粒的运动和流体流动导致颗粒表面传热不均匀，进而导致熔化速率不均匀。Guo 等[13]通过探究水的过冷度和过热度对冰颗粒的上升过程的非均匀融化影响。研究发现：过热度会加速颗粒的上升和融化，过冷度则影响甚微。冰粒的形态受局部传热的影响，从球形融化至矩形椭圆形。

上述研究都没有考虑到颗粒运动和相变之间的耦合。然而，石蜡颗粒沉积过程在糊状区与周围高温液体发生动量、热和质量的交换。目前对糊状区颗粒运动、传热和传质的研究还不够；在过去的几十年里，由于球形粒子的对称性，引起了人们的广泛关注。然而实际过程中，糊状区内脱落后的颗粒并非规则圆形。椭圆颗粒作为一种常见的非圆形颗粒，常用于实际工程。椭圆其几何性质，决定其沉降过程更复杂多样，同时非圆形颗粒沉降的研究能够更真实的还原糊状区内颗粒的沉降过程。本文的研究重点旨在对糊状区内固相颗粒在流体中的运动过程与传热传质特性研究。

基金项目：国家自然科学基金面上项目（5197061221）

本文通过任意拉格朗日-欧拉法(ALE)追踪颗粒界面的迁移和变形，建立固相颗粒在相变中运动和传热的数学模型，探究颗粒在糊状区内运动与相变的耦合过程。采用有限元方法求解糊状区内椭圆单颗粒及两个颗粒在通道内运动过程与传热特性。

1 模型构建

1.1 问题描述

图 1 为石蜡相变糊状区模型图，黑色部分表示固相，白色部分表示液相；初始时刻，方腔内充满固相石蜡，左侧设有恒温热源。相变材料被加热后，固相表面开始融化转化为液相，同时，石蜡相变过程发生在一个温度区间内，固相和液相之间会形成了一个随时间不断迁移的界面，称为糊状区。糊状区内，由于温差的存在和重力作用，颗粒运动与颗粒相变同时发生。因此研究糊状区内颗粒沉降，有助于更好理解固液相变机理，从而提高能源利用率。

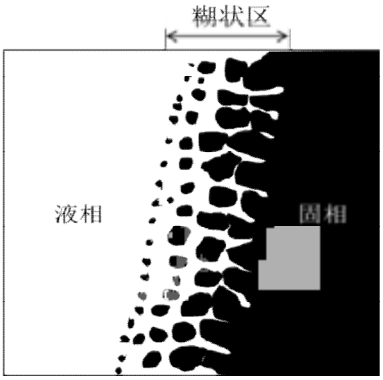
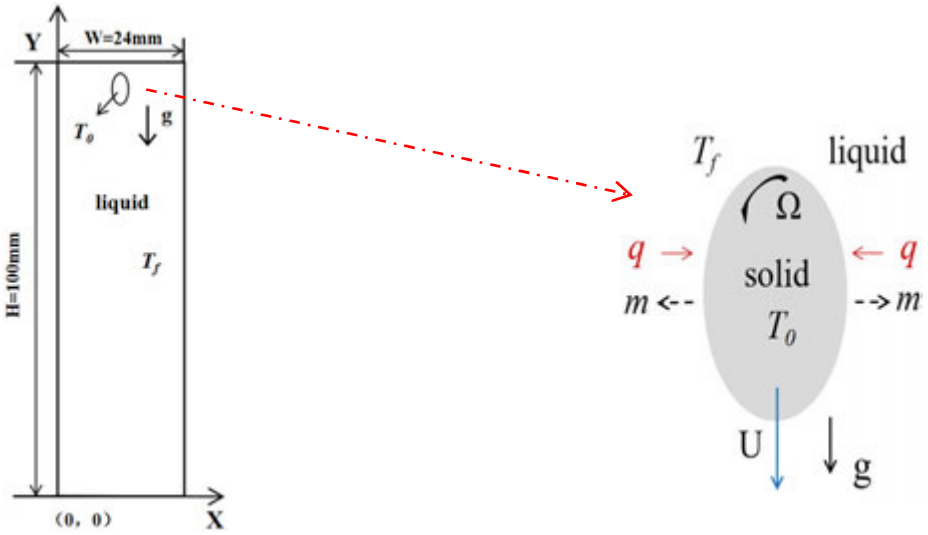


图 1 固液相变糊状区示意图

1.2 物理模型

建立椭圆单颗粒沉降模型，如图 2，其中矩形通道长度为 25a (H=100mm)、宽度为 8b (W=24mm)，设定椭圆固体颗粒长轴为 a=5mm，短轴 b=3mm，椭圆颗粒初始时刻圆心位置距离通道顶端中心的距离为 4mm；通道内，液相石蜡初始温度 T_f=308.15 K，固相颗粒的初始温度 T_0=298.15 K，通道上方设为开放边界，其余壁面为绝热壁面 T_w=308.15 K；



(a) 颗粒沉降物理模型图　　(b) 运动、传热，传质过程示意图

图 2 通道内颗粒相变过程中粒子运动和传热的物理模型

表 1 32#石蜡物性参数表

物性参数	数值
融化开始温度/（K）	302.65
融化终止温度/（K）	307.65
相变潜热/（KJ・Kg^{-1}）	113
定压比热容/（J・kg^{-1}・K^{-1}）	1780
液相导热系数/(W・m^{-1}・K^{-1})	0.13
固相密度/（kg・m^{-3}）	1780
液相密度/（kg・m^{-3}）	870
固相热导率/（W・m^{-1}・K^{-1}）	2500
液相热导率/（W・m^{-1}・K^{-1}）	3192.7
动力粘度/Pa・s	0.0434

1.3 控制方程

计算过程中对数学模型进行合理的简化：

（1）石蜡固相与液相热物性均为常数，且各向同性;

（2）液相石蜡为牛顿不可压缩流体，满足 Boussinesq 假设；

流体流动和粒子运动的控制方程可以在整个计算领域内求解，因为用于模拟流体流动的 Navier-Stokes 方程简化为刚体运动的牛顿-欧拉方程。运动椭圆粒子周围的不可压缩流体流动和自然热对流由以下连续性、动量和能量平衡方程控制。

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \tag{1}$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = -\nabla p + (\mu \cdot \nabla \vec{u}) + \overrightarrow{F_B} \tag{2}$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \nabla \vec{u} \cdot (\vec{u} T) = \lambda \nabla^2 T \tag{3}$$

（1）中 $\vec{u}$ 为流体的速度矢量，m/s；式（2）中 ρ 表示流体密度，kg/m^3；p 表示压力，Pa；c_p 表示流体比热容，J·kg^{-1}·K^{-1}；T 表示温度，K；λ 表示流体导热率，W/(m·K)。$\vec{F}_B$ 是由 Boussinesq 近似产生的浮力矢量。

动量方程中流体采用 Boussinesq 假设，流体密度随温度变化关系式为：

$$\rho = \rho_0 \left[1 - \beta \left(T - T_f \right) \right] \tag{4}$$

（4）中，ρ_0 是 T_f 温度时的流体密度，kg/m^3；β 是流体的热膨胀系数，K^{-1}。

椭圆颗粒的运动描述采用拉格朗日方法，控制方程按如下进行：

$$M \frac{dU}{dt} = G + F \tag{5}$$

$$\frac{d(I\Omega)}{dt}=T \tag{6}$$

其中 U 和 Ω 为

$$\frac{dx}{dt}=U \tag{7}$$

$$\frac{d\theta}{dt}=\Omega \tag{8}$$

式（5）为颗粒的平移方程 M 是颗粒的质量, 为 $\rho\pi sd^2/4$；U, G, F 分别为颗粒线速度, 颗粒体积力以及流体作用在颗粒上的力。

式（6）为椭圆颗粒旋转方程, 式中, I 是转动惯量, 为 $\pi\rho sd^4/4$，Ω，T 分别角速度和力矩；X 和 θ 分别为颗粒位置和角度。

在牛顿流体中，颗粒表面作用力积分后表面受到的力：

$$\sigma\bullet\vec{n}=-p\vec{n}+2\eta D\bullet\vec{n} \tag{9}$$

（9）中 σ 为表应力张量，$\vec{n}$ 为颗粒表面单位法向量，D 为流体的应变率：

$$D[u]=\frac{1}{2}(\nabla u+\nabla u^T) \tag{10}$$

固体颗粒能量方程通过导热进行计算

$$\rho_s c_p\frac{\partial T}{\partial t}=\lambda_s\nabla^2 T \tag{11}$$

ρ_s 为固体颗粒密度，kg/m^3；λ_s 为固体导热系数，W/(m·K)。固体颗粒表面处发生熔化，熔化速率由颗粒表面的热流密度决定[14]，方程如下

$$\rho_s h_f\frac{dV_i}{dt}=-\lambda\oint_{S_i}\frac{\partial T}{\partial n}dA \tag{12}$$

$$-\lambda\oint_{S_i}\frac{\partial T}{\partial n}dA=\dot{Q}_S \tag{13}$$

式中，Vi 是粒子的体积，m3；hf 是融化潜热，kJ/kg；右侧是表面平均热通量 $\dot{Q}_S$，W/m2；由于熔化不均匀，颗粒会改变形状。

用弱解形式对流体和颗粒方程进行联立求解，可以将流体和固体颗粒作为一个整体，颗粒上的力和力矩属于内部力二者间相互作用的力和扭矩就不用专门计算[15]。

1.4 模型验证

对于单个颗粒在糊状区内实验测量手段有限，同时缺少对颗粒相变和运动耦合的研究文献，本文将构建的物理模型计算结果与文献的结果进行间接的对比分析，验证构建物理模型的可靠性。首先对无相变时颗粒的运动过程模型进行对比验证，模拟小球置于黏性流体管道中的下落过程，对比小球的沉降速度与 Bodart 等[16]的计算结果，如图 3 所示，结果表明：小球的运动速度与文献最大误差小于 5%。此外，本文还对颗粒的相变模型进行验证。如图 4 所示，与 Gong 等[17]的相变金属镓融化前沿的移动的实验数据进行比较，模拟结果与文献的实验数据的趋势呈现出良好的一致性。

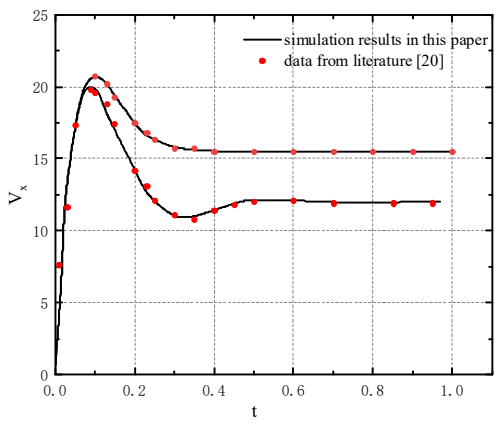


图 3 小球沉降速度与文献结果对比图

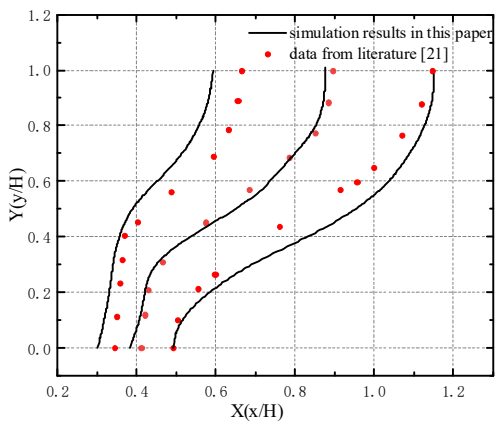


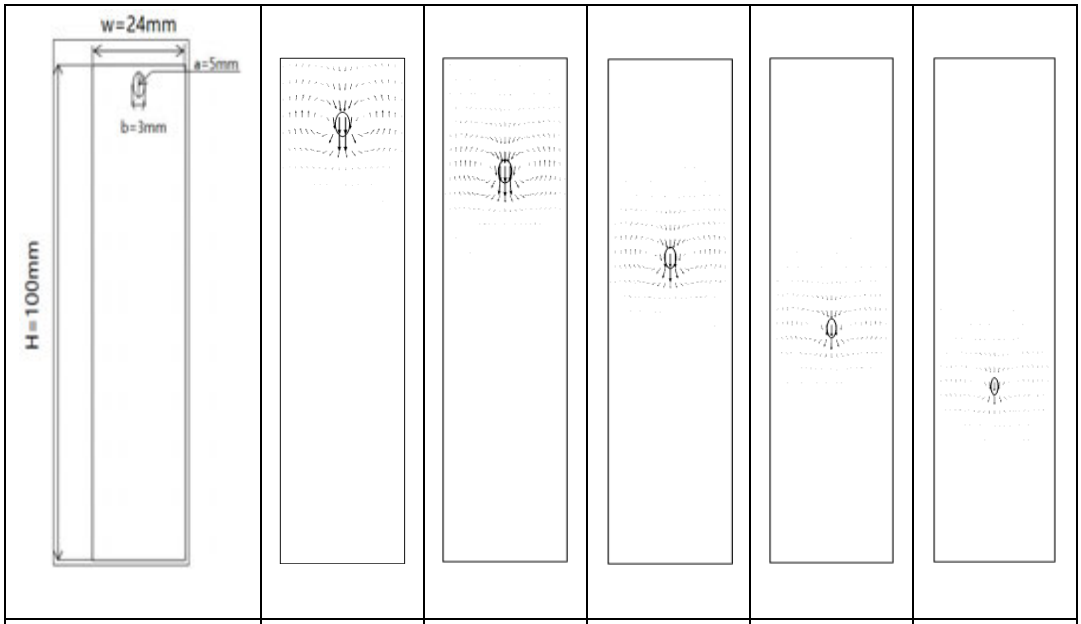
图 4 熔体前沿的位置与文献结果对比图

2 结果与分析

本文首先对椭圆单颗粒的运动及相变过程进行研究，分析颗粒的固相率、周围速度场及温度场的变化进行分析。通过改变颗粒偏离中心线的位置，初始角度等因素，分析其因素对颗粒运动过程和传热特性的影响；再对椭圆两颗粒构建物理模型，探讨颗粒间的相互影响规律。

2.1 椭圆单颗粒的运动与传热特性分析

将椭圆颗粒置于通道中心线上，颗粒在静止流体中并在重力作用下加速运动。同时，颗粒沉降带动通道内流体产生流动。图 5 所示是不同时刻通道内椭圆颗粒沉降过程的速度矢量图。初始时刻，椭圆颗粒沿中心线由静止开始沉降颗粒在重力的作用下逐渐加速，方向竖直向下。下落至 1s 时，颗粒的速度明显增大，颗粒表面附近的速度最大。1s~3s 内，颗粒相变的进行，颗粒的质量在不断的减小，颗粒所受到的质量力作用减弱，下落速度也逐渐减小。颗粒下落至 4s 时，此时颗粒的下落速度缓慢，颗粒与周围流体继续相变传热过程，质量不断减小的同时，速度也在减小。



t=0 s	t=0.5 s	t=1 s	t=2 s	t=3 s	t=4 s

图 5 单个固体颗粒相变中的速度矢量图

图 6 为 2.5s 时单个颗粒的速度矢量局部放大图；颗粒顶部附近的速度大于尾部附近的速度，尾部形成了低压区。由于低压区的存在，颗粒左右两侧的流体向尾部附近流动，颗粒左右两侧会形成对称涡流。

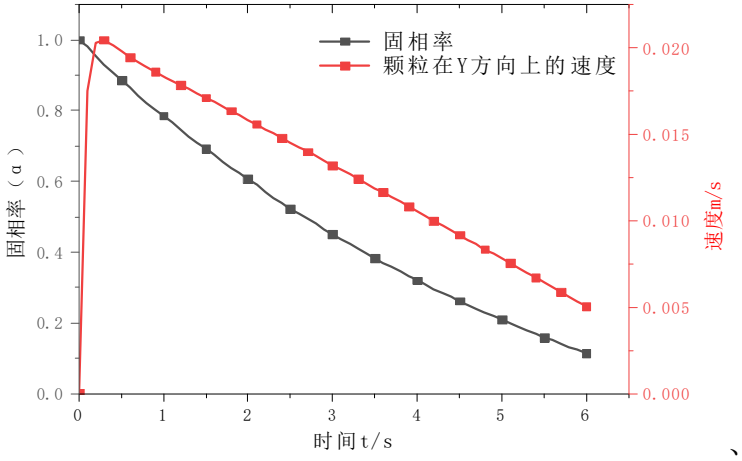
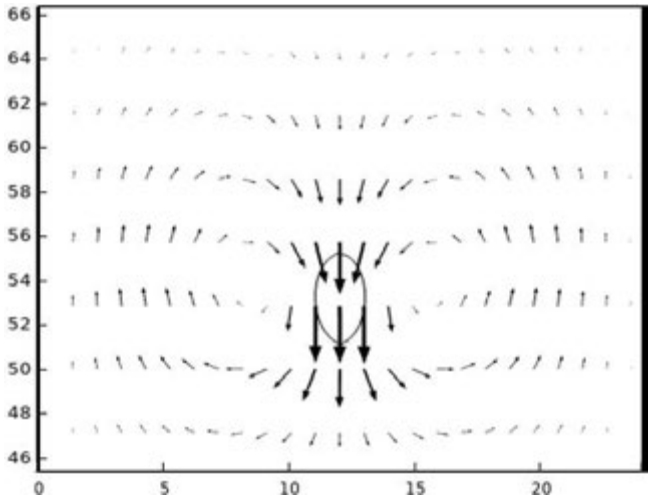


图 6 t=2.5 s 椭圆单颗粒速度矢量局部放大图

为定量分析颗粒下落过程速度变化与相变进程，图 7 中黑色曲线是固相颗粒下落 Y 方向上质心速度变化曲线，红色曲线为颗粒相变过程固相率的变化曲线。如图所示，颗粒下落过程中并非匀速运动。起始阶段，颗粒质量大，此时重力加速度最大，颗粒受到流体曳力较小，竖直方向运动速度增加迅速。颗粒的下



落过程带动周围流体流动，使得颗粒受到流体对其曳力也逐渐增加，从而形成自然对流。同时随着相变界面的不断推进，颗粒的固相率逐渐减小，重力也随之变小，颗粒的下落速度呈现出减缓的趋势。

图 7 颗粒沿 Y 方向运动速度与固相率随时间变化曲线

糊状区内颗粒沉降是运动与相变的耦合过程。图 8 是温度场和速度场的局部放大组合图（左图为温度场，右图为速度场合）。颗粒从通道顶部下落，下落产生不均匀温度场，颗粒表面附近存在明显温度梯度，颗粒前部位置的温度梯度明显大于颗粒尾部位置的温度梯度。颗粒沉降与流体之间的传热形式为对流换热，在沉降初期，热传导为主要换热方式，热量从颗粒表面传入颗粒内部，颗粒内部的温度逐渐升高，使颗粒整体与周围流体温差缩小，从而发生相变。相变过程的持续进行，颗粒所受到的质量力减弱，合力减小，颗粒的沉降速度逐渐变慢。下落中期，热对流占据主导，受热熔化后的固相石蜡融化后会在颗粒表面周围形成液相石蜡，液相石蜡受热对流的影响下流动到颗粒尾部位置，阻碍颗粒尾部与高温流体的热量与质量

传递，故颗粒前部的融化速率相较于尾部更快，从而导致颗粒的前部逐渐凸起，颗粒表面发生了不均匀融化，这体现了颗粒运动与相变过程的耦合与流体间热质交换现象。

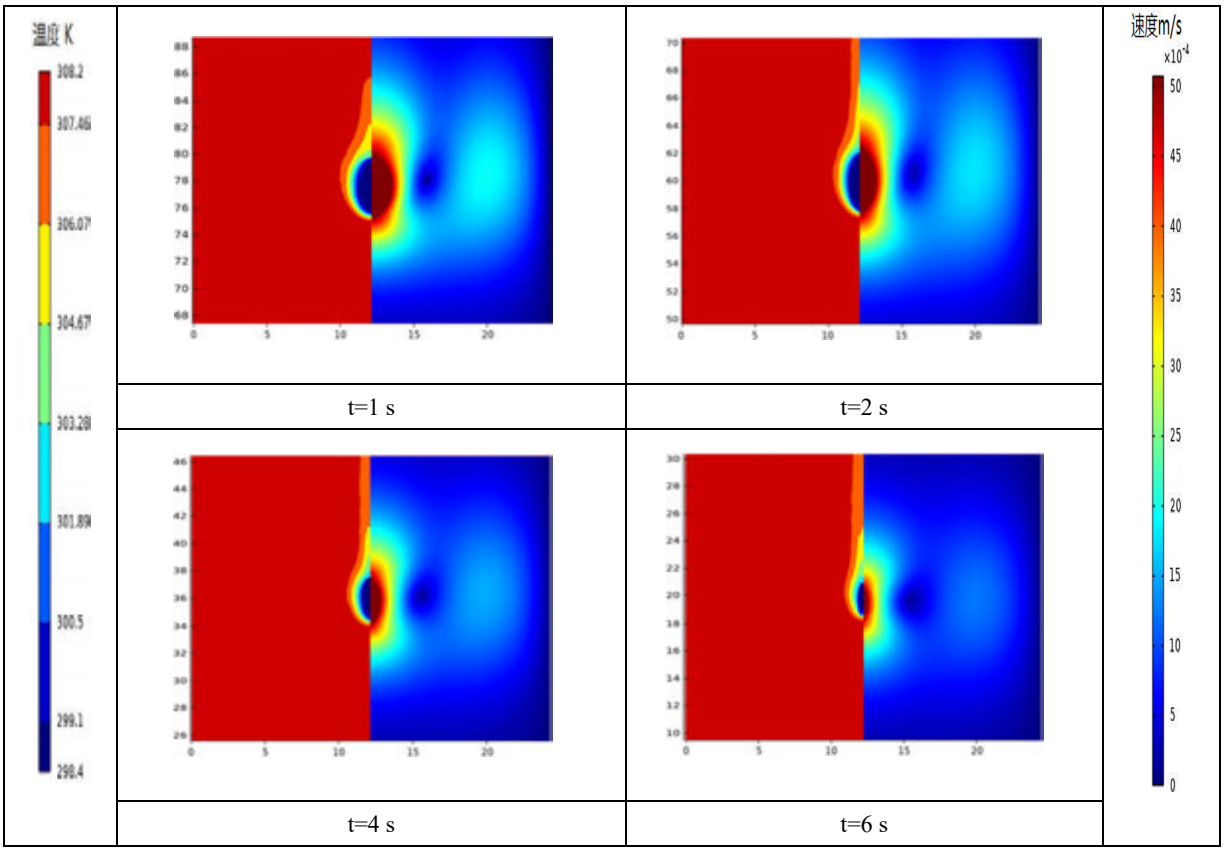


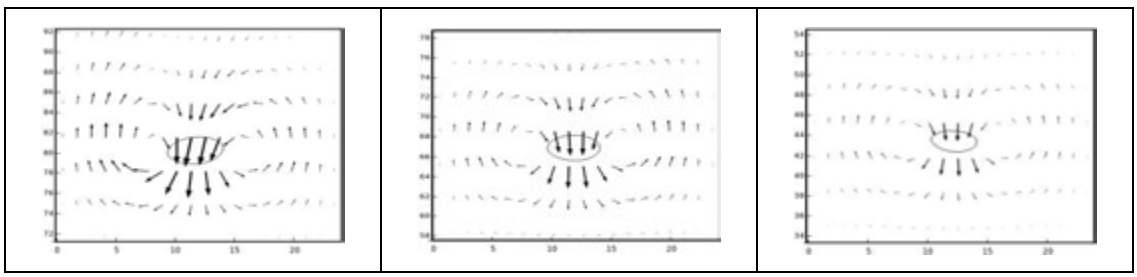
图 8 椭圆颗粒温度场与速度场的组合局部放大图(左温度场图，右速度场图)

2.2 不同初始位置对椭圆颗粒的运动与传热特性影响

糊状区内固相颗粒基体脱落位置具有一定的随机性，颗粒沉降时越靠近壁面的颗粒越容易受壁面作用。壁面会对颗粒运动与相变过程存在影响。改变初始时刻颗粒质心与通道中心线的距离，设置颗粒质心距离通道中心线距离为△W=3 mm，△W=6 mm 两种工况进行计算分析。通道高度 H=100 mm，通道宽度 W=24 mm。

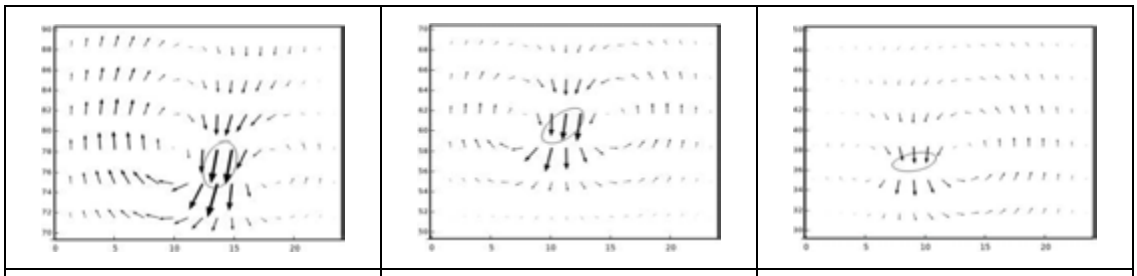
图 9 为△W=3mm 时速度矢量图。起始阶段，流场不均匀分布，使颗粒自身发生偏转，下落至 t=1s 时，颗粒周围速度矢量分布相对对称，颗粒的向通道中心方向运动，颗粒两侧形成对称涡流，近似沿中心线向下运动。t=4s 时，颗粒出现轻微向右侧壁面偏转的情况。

图 10 为△W=6 mm 时速度矢量图。t=1s 时，颗粒处于下落初期，颗粒两侧受非均匀流场作用，颗粒两侧涡流不对称，颗粒左侧涡流大于右侧，颗粒向左下方运动的同时发生偏转；t=2s 运动至通道中心线附近，此时左侧涡流仍然大于右侧，继续向左侧壁面运动的同时发生偏转。t=4s，颗粒此时已经偏移至中心线左侧，受壁面作用的影响，颗粒开始向通道中心线方向运动,长轴逐渐垂直与沉降方向下落。



t=1s	t=2s	t=4s

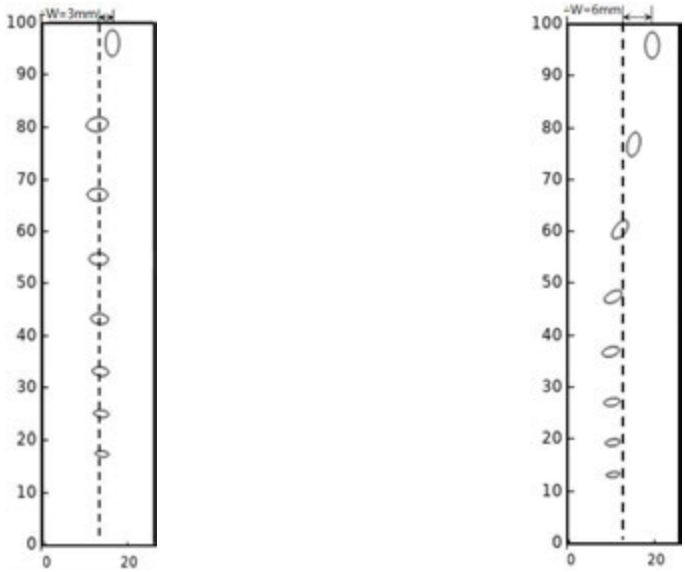
图 9 偏移量△W=3 mm 颗粒沉降过程速度矢量图



t=1s	t=2s	t=4s

图 10 偏移量△W=6 mm 颗粒沉降过程速度矢量图

图 11 为不同初始位置固相颗粒运动轨迹图。△W=3 mm 时，壁面作用对颗粒影响小，颗粒向着中心线方向偏移，后期颗粒沿中心线稳定下落。当△W=6mm 时，固相颗粒靠近壁面，受壁面作用，颗粒偏移距离远，越过中心线后，颗粒逐渐摆动至中心线方向。同时初始位置会影响 X 方向偏移量大小，图 12 展示颗粒下落过程 X 方向上质心坐标变化曲线，△W=3 mm 时，最大偏移距离为-3.54mm，△W=6mm 时，最大偏移距离为-8.62mm，即固相颗粒初始位置与中心线距离△W 的增大，颗粒在 X 方向的偏移距离也不断增加。



(a) △W=3mm　　(b)△W=6mm

图 11 不同初始位置下固相颗粒运动轨迹图

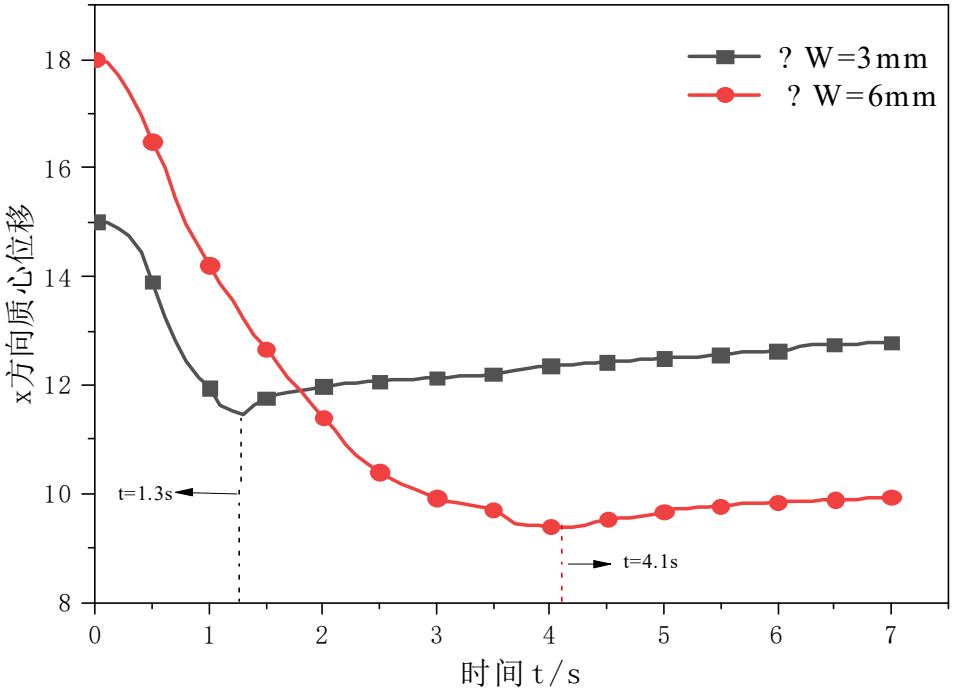
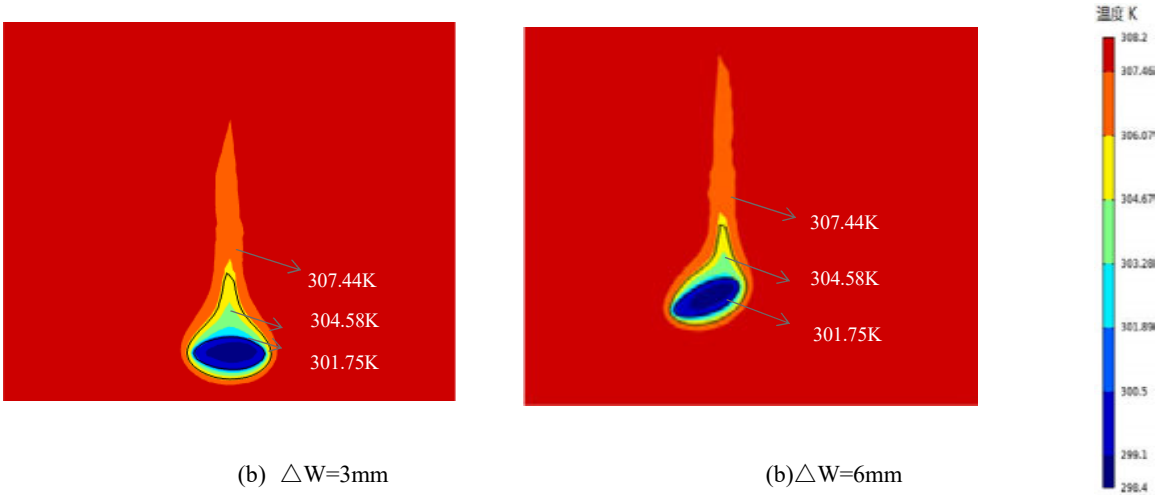


图 12 颗粒质心在 X 方向坐标位置变化

为进一步掌握初始位置变化对固相颗粒相传热特性的影响，选取 t=3.0 s 时刻时颗粒的温度场的局部放大图。图 9 和图 12 可得出，颗粒由于偏离中心线，下落过程颗粒两侧会受到非均匀的速度场和温度场，使得颗粒发生偏转及相变产生不规则形状。颗粒的运动轨迹区别于上文竖直下落过程，颗粒的运动轨迹会朝通道中心方向偏移并下落，并且在此过程中颗粒会不断发生相变。初始位置△W=3mm 时，颗粒 1s 时，长轴近似垂直于下落方向，之后的下落过程，颗粒主要沿着通道中心线下落，形状与上文初始释放角度 θ=90°相似。颗粒前端的速度场大，热对流作用明显，颗粒前端熔化速度快，故颗粒前部的融化速率相较于尾部更快。呈“前尖后平”的外形。而当△W=6mm 时，固相颗粒初始位置距中心线较远，颗粒受壁面作用，不断向通道向左侧壁面偏移。同时颗粒近通道中心线侧的温度梯度大于近壁面侧的温度梯度，故近中心线的一侧融化速率大于近壁面一侧的熔化速度。颗粒形状呈现左侧凸出，右侧平滑的特性。



(b) △W=3mm (b)△W=6mm

图 13 同一时刻（t=3.0 s）不同初始位置颗粒局部温度场放大图

综上，初始位置变化对颗粒下降过程中对颗粒的运动及传热特性存在影响，其表现为颗粒下落过程颗粒偏转及质心偏移距离。颗粒距离壁面越近，受到壁面的影响越大，颗粒的偏移距离越远；颗粒两侧会受

到不对称的速度场和温度场，颗粒的表面发生不规则相变，造成颗粒发生偏转、相变融化后的不规则的形状。

2.3 不同初始角度对椭圆颗粒的运动与传热特性影响

上述对椭圆单颗粒的沉降研究均为初始角度 θ=0°，然而颗粒在糊状区内的实际沉降过程中，颗粒的初始角度具不确定性。同时受椭圆自身几何特性的影响，不同初始角度会对颗粒相变中的运动和传热产生影响。初始时刻，设置颗粒与颗粒沉降方向的夹角为 θ，如图 14。θ 的大小分别为 30°，45°，60°，90°。通道高度 H 为 25d=100 mm，通道宽度 W 为 8d=24 mm。

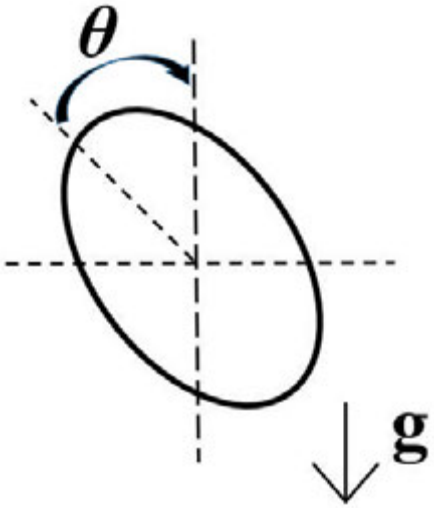
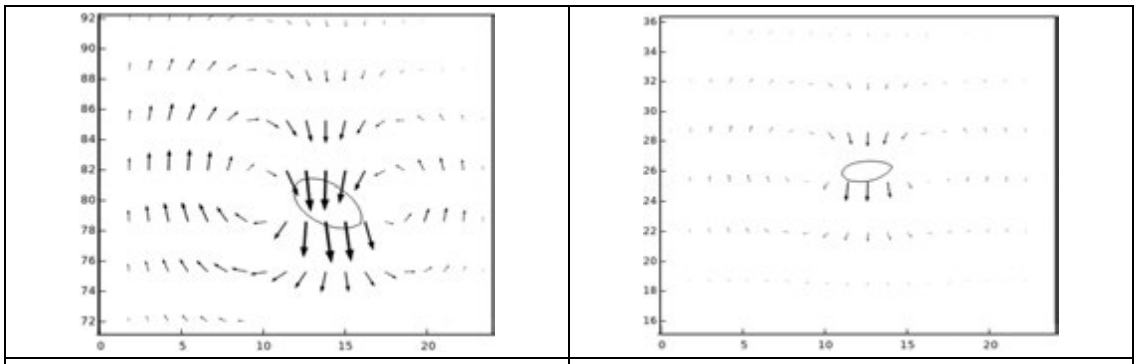
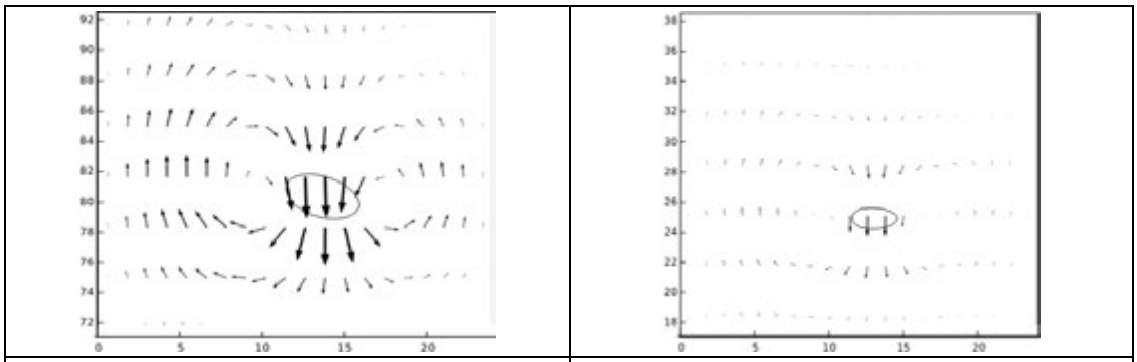


图 13 初始角度椭圆颗粒下落示意图



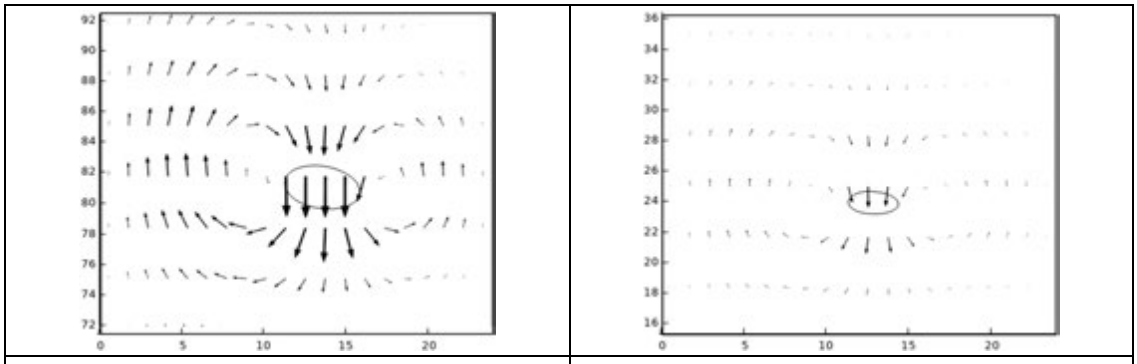
t=1 s	t=6 s

（a）初始释放角度 *θ=30°*



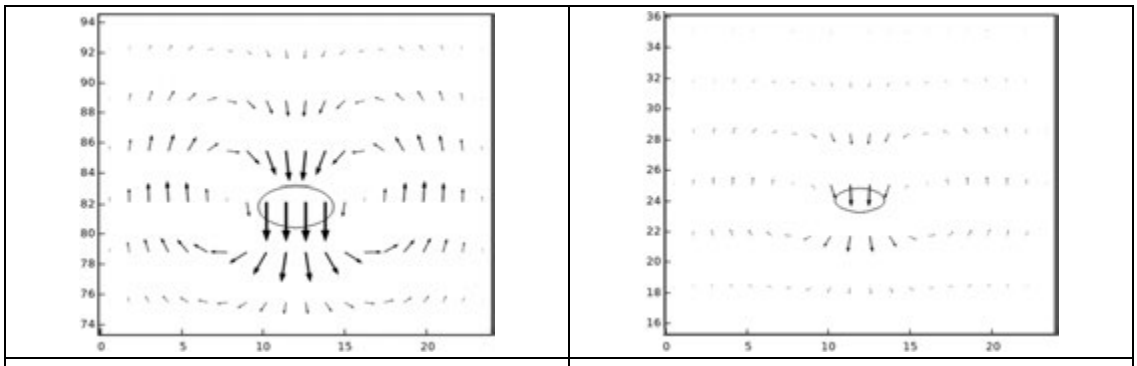
t=1 s	t=6 s

（b）初始释放角度 *θ=45°*



t=1 s　　t=6 s

(c) 初始释放角度 $\theta=60^{\circ}$



t=1 s　　t=6 s

（d）初始释放角度 θ=90°

图 14 不同初始角度颗粒沉降的速度矢量图

图 14 分别为 4 种初始角度颗粒沉降的速度矢量图；（a）初始角度为 30。的椭圆颗粒 1 s(左) 及 6 s(右) 时刻周围速度矢量；（b）初始角度为 45。 的椭圆颗粒 1 s(左) 及 6 s(右) 时刻周围速度矢量；（c）初始角度为 60。的椭圆颗粒 1 s(左) 及 6 s(右) 时刻周围速度矢量；（d）初始角度为 90。的椭圆颗粒 1 s(左) 及 6 s(右) 时刻周围速度矢量；

如图 14 所示，不同初始角度对椭圆颗粒初期沉降行为的变化, 在很大程度上是由于椭圆颗粒长轴方向不断改变,尾涡结构的变化所致。同时，工况（a）（b）（c）下落至 1s 时，初始角度的存在，造成颗粒在沉降时，左右两侧形成了不对称的涡，左侧涡流大于右侧，颗粒在涡流的影响下，发生逆时针偏转。下落至 6s 时，工况（a）（b）（c）颗粒都沿通道中心线，两侧形成了较为对称的涡流，速度矢量竖直向下，初始角度的影响逐渐消失。颗粒沉降带动周围流体流动，初始角度的不同，使得流场分布并不均匀。颗粒自身发生偏转，但无论以何种初始角度释放，椭圆颗粒最终都以长轴垂直于沉降方向并沿通道中心线下落。

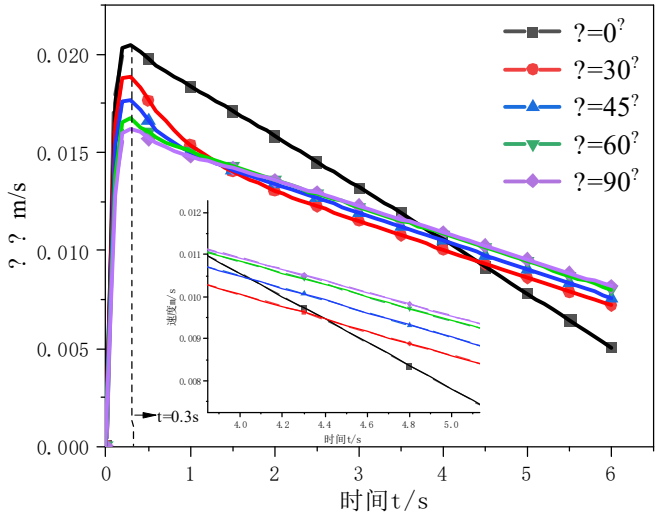


图 15 不同初始角度椭圆颗粒沿 Y 方向运动速度随时间变化曲线

如图 15 所示，五种工况沿 Y 方向速度变化趋势大致相同。初始阶段，颗粒的加速度最大，速度变化十分明显，是由于颗粒起始阶段质量最大，即重力加速度达到最大值。粒子速度的逐渐减小是由于固体粒子的不断熔化，质量减小，以及周围流体对粒子阻力的增加。

图 16 所示，五种工况固相率变化趋势基本一致。随着颗粒在通道内的沉降，初始角度的影响显现。固相速率的变化越大，初始角度就越小。这一趋势与粒子沉降运动有关，角度越小，粒子的速度越高。从而提高了对流换热效率。此外，颗粒沉降过程的初始角度越小，最终的固相值越小。

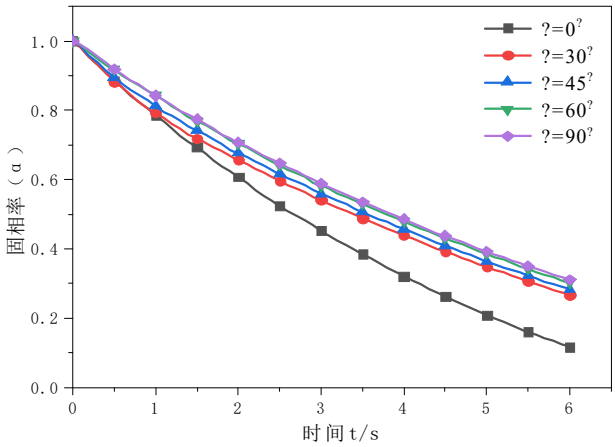


图 16 不同初始角度椭圆颗粒固相率随时间变化曲线

2.4 两颗粒的运动与传热特性分析

固相椭圆颗粒均为长轴 a=5mm，短轴 b=3mm，初始时刻上方颗粒坐标（18，96），下方颗粒的坐标（15，88）。 两个颗粒下落过程，颗粒之间相互影响，呈现出复杂的运动相变现象。图 17 是两个颗粒下落过程的速度矢量图。0~1.0s 时，P1，P2 颗粒在重力的作用下沉降，P1 加速下落在后方产生低压区，使得 P2 颗粒周围速度场变大并靠向 P1 颗粒，向通道中心线方向运动。此时由于颗粒之间的排斥力，P1 颗粒伴随逆时针偏转并向左侧壁面运动。1.0s~2.6s 内，P2 颗粒在自身发生偏转，长轴逐渐与沉降方向垂直，沿中心线方向下落，P1 颗粒则受排斥力的作用继续向左侧壁面运动。2.6s—4.0s 两个颗粒受尾涡的影响，两个颗粒质心处于竖直同一方向，场内左侧涡流大于右侧，P2 颗粒向左侧壁面偏移，P1 颗粒则是向通道中心线的运动，两个颗粒最终都以长轴垂直于沉降方向。

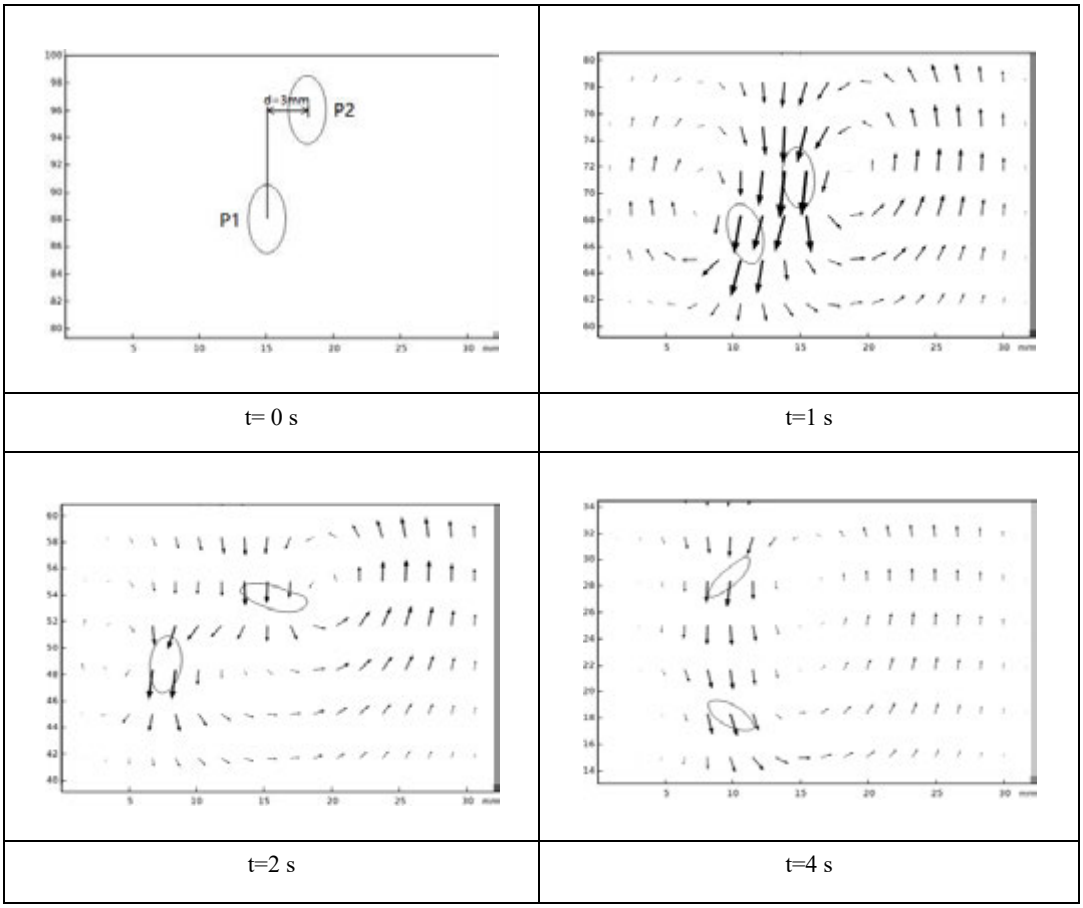


图 17 两颗沉降过程速度矢量图

为更细致观察两颗粒相变过程中的传热特性，选取 t=1.0 ，t=3.0 s，t=5.0s 三个时刻颗粒周围局部温度场放大图。如图 18 所示，下落至 1s 时，P1 颗粒相变后尾部的低压区，造成靠近 P1 颗粒侧的温度梯度大于靠近壁面侧。此时 P1 相变后的液相石蜡未与 P2 颗粒附近融化区域发生了连通，P2 颗粒热质交换不受 P1 颗粒的阻碍。下落至 3.0s 时，两颗粒尾迹连通，颗粒尾迹范围变宽，同时相变过程的不断进行，其体积均在不断减小。下落至 5.0s 时，P2 颗粒体积明显大于 P1 颗粒，此时两个颗粒间距变大，尾迹温度连通区域分离，两个颗粒相变过程不再互相影响。

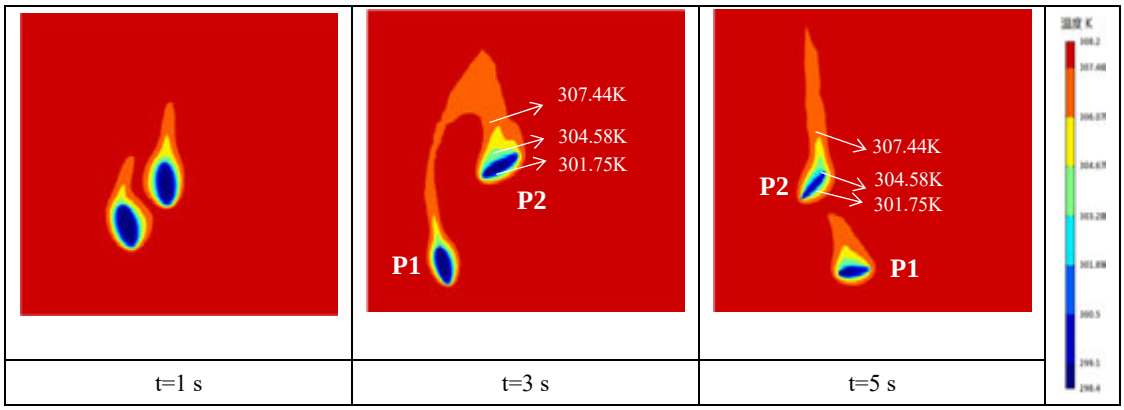


图 18 工况 1 竖直两个颗粒相变局部温度场放大图

两个颗粒固相率变化趋势基本相似，但相变速率存在差异，如图 19，颗粒释放起始阶段，两个颗粒存在一定间距，初始速度较小，下方颗粒对上方颗粒的速度扰动小，两者固相率曲线相差无几。随后下落过程，受 P1 颗粒低压区的扰动，P2 颗粒颗粒表面附近的速度场大，P2 加速下落，导致 P2 颗粒固相率变化大

于 P1 颗粒。随后两颗粒逐渐分离，传热过程不再继续相互影响。

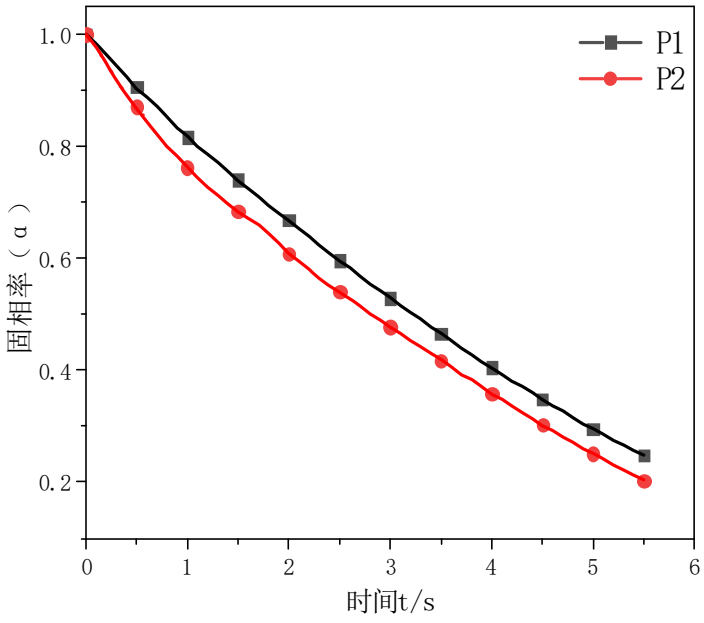


图 19 两颗粒固相率变化曲线

4 结　论

本文采用数值模拟的方法，对糊状区内椭圆颗粒运动与相变的耦合过程进行数值模拟。通过任意拉格朗日-欧拉方法追踪颗粒界面的迁移和变形问题。分析了颗粒偏移中心线位置，不同初始角度以及两个颗粒沉降过程的运动及相变传热特性；主要结论如下：

1. 椭圆颗粒沿着通道的中心线垂直沉降同时经历相变的过程。颗粒沉降流体流动和热对流现象，造成的颗粒周围的不均匀速度场和温度场。此外，由于质量力的作用，速度先迅速增加，然后逐渐减少。

2. 粒子的初始位置偏离中心线会影响粒子沉降的 x 向位移。离中心线越远，在 X 方向上的位移就越远。同时，在 X 方向上的位移距离导致粒子的形状不同。

3. 初始角度改变了颗粒在沉降方向上的重力和浮力之间的相互作用力，从而影响了它们的沉降速度和融化速率。在粒子沉降的最后阶段，初始角的影响消失；此外，无论初始角度如何，粒子最终沿着通道的中心线沉降，其长轴垂直于沉降方向。

4. 两个颗粒相变运动过程，颗粒之间存在相互影响，其运动与传热特性更加复杂。两个颗粒沉降过程中，下方颗粒运动的尾涡会加速上方颗粒下落，从而导致上方颗粒的相变速率大于下方颗粒。

参考文献

[1] Faraj K, Khaled M, Faraj J, et al. A review on phase change materials for thermal energy storage in buildings: Heating and hybrid applications[J]. Journal of Energy Storage, 2021, 33: 101913.

[2] Koohi-Fayegh S, Rosen M A. A review of energy storage types, applications and recent developments[J]. Journal of Energy Storage, 2020, 27: 101047.

[3] Prabhu V V, Languri E, Nawaz K. Experimental Validation of Mushy Zone Constant for Modeling of Solidification/Melting for Thermal Energy Storage Applications[C]//ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition. American Society of Mechanical Engineers, 2020, 84560: V008T08A051. Shi X, Memon S A,Tang W ,et al.Experimental assessment of position of macro encapsulated phase change material in concrete walls on indoor temperatures and humidity[J].Energy &Bulidings 2014,71(3):80-87

[4] Xiaoqing L I, Renqiang L I U, Zhang T, et al. Division of paraffin melting zone based on multiscale experiments[J]. Thermal Science, 2022, 26.

[5] Hale N W, Viskanta R. Solid-liquid phase-change heat transfer and interface motion in materials cooled or heated from above or below[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1980, 23(3): 283-292.

[6] Zhang Y, Chen Z, Wang Q, et al. Melting in an enclosure with discrete heating at a constant rate[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 1993, 6(2): 196-201.

[7] Xiaoqing L I, Renqiang L I U, Zhang T, et al. Division of paraffin melting zone based on multiscale experiments[J]. Thermal Science, 2022, 26.

[8] Liang Heng,Liu Yi-Cai,Wang Qian-Xu,et al. Research progress of effective thermal conductivity of open-cell foam metal composites[J]. CIESC Journal, 2021, 72(S1): 7-20.

[9] SKUNTZ M E, PERERA D, MANEVAL J E, et al. Melt-front propagation and velocity profiles in packed beds of phase-change materials measured by magnetic resonance imaging[J]. Chemical engineering science, 2018, 190: 164-172.

[10] Prakash C,Voller V. On the Numerical Solution of Continuum Mixture Model Equations Describing Binary Solid-Liquid Phase Change [J].Numerical Heat Transfer,Part B Fundamentals,1989,15(2):171-189

[11] Chen B, Song L, Gao K, et al. Two zone model for mushy region of solid - liquid phase change based on Lattice Boltzmann method[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2018, 98: 1-12.

[12] Gan H, Chang J, Feng J J, et al. Direct numerical simulation of the sedimentation of solid particles with thermal convection[J]. Journal of fluid mechanics, 2003, 481: 385-411.

[13] Guo W, Zhang Y, Meng Z, et al. Non-uniform melting of a spherical ice particle in free ascending[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 148: 119097.3

[14] Gan H, Feng J J, Hu H H. Simulation of the sedimentation of melting solid particles[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2003, 29(5): 751-769.

[15] Hantao Liu. Numerical method and mechanism study of mesoscopic scale two-phase flow [D]. Shanxi: North University of China, 2012.

[16] Bodart C, Crochet M J. The time-dependent flow of a viscoelastic fluid around a sphere[J]. Journal of non-newtonian fluid mechanics, 1994, 54: 303-329.

[17] Z.X. Gong, Devahastin S, Mujumdar A S. Enhanced heat transfer in free convection-dominated melting in a rectangular cavity with an isothermal vertical wall[J]. Applied Thermal Engineering, 1999, 19(12): 1237-1251

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：14xxxx

蒸汽腔内两相流态可视化实验研究

李悦仪 1，韩爽 1,2,3，杨立新 1,*
1.北京交通大学机械与电子控制工程学院，北京，100044
2.海信家电集团股份有限公司青岛分公司，青岛，266104
3.海信空调有限公司，青岛，266736
(Tel: 010-51684329, Email:lxyang1@bjtu.edu.cn)

摘要：为探究蒸汽腔内部两相流态对蒸汽腔传热性能的影响，设计制作了带有侧窗的可视化蒸汽腔，在不同加热工况下，利用高速相机对不同充液率的蒸汽腔内两相流态进行了观察，总结了两相流态在不同工况下的变化，结合两相流态对蒸汽腔沸腾曲线及整体传热性能进行了分析。实验发现蒸汽腔内部出现了蒸汽流态和雾状流态，雾状流态的出现可提升蒸汽腔传热性能。两相流态的转变与充液率、加热功率有关，与热源尺寸无关。

关键词：蒸汽腔，可视化，两相流态，热性能。

0 前言

蒸汽腔(Vapor chamber)是一种高效的相变换热元件，目前在散热领域得到了广泛应用[1]。在蒸汽腔工作过程中，液体工质在蒸发端通过吸收热源热量发生相变产生蒸汽，蒸汽在压差的作用下流向冷凝端，在冷凝端冷凝释放潜热，液体工质在毛细力的作用下回流至蒸发端完成循环。其中，气液两相工质在蒸汽腔内的流动作为蒸汽腔工作循环中的重要部分，对蒸汽腔的传热效果研究有重要意义。

目前已有学者对蒸汽腔中的相变及两相流态进行了研究，大部分是采用玻璃板取代上壁面做完视窗进行观察。Liou 等[2]采用玻璃板作为顶壁对蒸汽腔相变过程进行了可视化研究，探索了不同孔径的丝网型吸液芯和充液率对蒸汽腔蒸发阻力的影响。实验过程中未观察到核沸腾现象，蒸发阻力随热负荷的增加而降低，这是由于液膜随热负荷的增加而变薄。Lips 等[3]重点观察了沟槽吸液芯中核态沸腾现象，发现核态沸腾提高了热管的热性能，探究了最佳充液率。Qu 等[4]对脉动热管中的流型进行了可视化观察，未能观察到核态沸腾现象。Chang 等[5]重点研究了热流密度、冷凝热阻和蒸汽腔放置方位对两相流现象和热性能的影响。在竖直和水平放置的蒸汽腔中，没有观察到典型的随着热流密度增大，相变状态从蒸发至沸腾的转变，在干涸之前，间歇/连续蒸发占主导地位。由于重力促进了竖直放置蒸汽腔的汽液循环，其整体热阻始终低于水平放置蒸汽腔。Zhou 等[6]对两种不同吸液芯结构的蒸汽室进行了可视化实验，研究了支撑柱高度对传热性能的影响。结果表明，高支撑柱可以促进液体回流和蒸发。Guo 等[7]对扁平微槽重力热管内气液两相行为进行了观察，发现 FMGHP 内的汽液两相行为更加剧烈，具有更好的热性能。Wang 等[8]通过常规显微镜、高速摄像机和红外摄像机研究了气液界面瞬

态特性，观察到热源位置的过热沸腾会导致几乎整个区域沸腾的现象。Li 等[9]设计了内部空间高度为 0.5 mm 的平板热管，在不同倾角下进行了可视化实验，观察了相变过程和两相流特性，发现吸液芯结构能够很好地调节两相流，减轻两相逆流。Zu 等[10]对单层丝网芯超薄扁平热管进行了可视化研究，发现当冷凝回流量充足时，汽液两相工质的振荡强度达到最大值时，超薄扁平热管的热阻最小。赵佳腾等[11]在重力式热管的基础上设计了一种新型内嵌式热管，并对内部工质流动进行了可视化研究，发现不同充液率对应的流型演化并不相同。

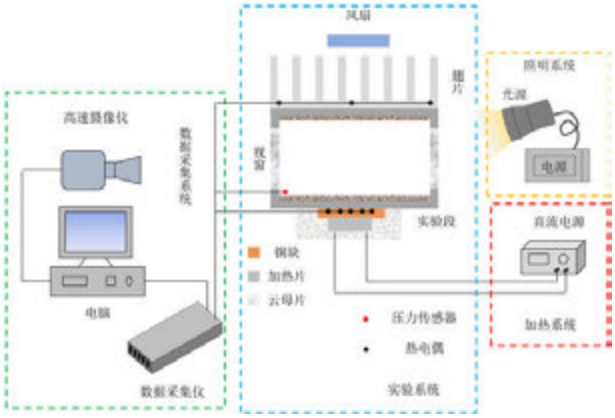
Liu 等[12]基于提出的带有侧窗无吸液芯结构的蒸汽腔，设计了一个蒸汽腔实验系统，探讨了汽液相变、充液率和加热功率对蒸发/冷凝传热系数的影响。使用红外热成像技术，通过实验观察了腔体内的温度分布和气液两相界面的演变。结果表明，使蒸发传热系数最大化的液体充液率与使冷凝传热系数最大化的充液率不同。蒸汽腔的最佳充液率为 33%。根据红外热图像观察到易破裂的气泡和沸腾液体的干扰可以增强蒸发/沸腾的传热。于程等[13]通过可视化平台对平板热管内气液两相工质流动进行了观察，主要探讨了平板热管突然启动和渐进式启动两种启动方式。

通过上述文献，蒸汽腔内两相流态会影响蒸汽腔传热性能，吸液芯结构对均热板性能也有重要影响。然而，通过侧窗对具有吸液芯的蒸汽腔内两相流态的可视化研究较少，对蒸汽腔内两相流态变化机理尚不清晰。因此本文提出了带有侧窗的可视化蒸汽腔，搭建了可视化实验系统，研究了不同加热功率、不同热源布置对不同充液率蒸汽腔内两相流态和传热性能的影响，并探索了两相流态与传热性能的关系。

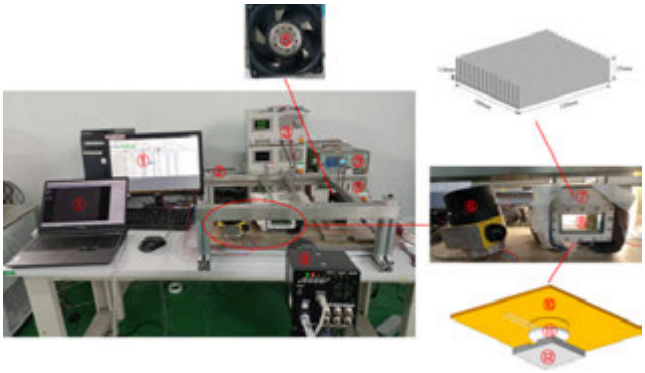
1 实验系统及实验方法

1.1 实验系统

实验装置如图 1(a)所示，包括数据实验系统、加热系统、照明系统和数据采集系统。其中，实验段如图 1(c)所示，玻璃视窗底部为热端，中间为流动空腔，顶部对应冷端壁面，四周为固体壁面。为观察吸液芯表面工质相变状态，均热板内空腔高度为 30 mm。试验段内吸液芯厚度为 2 mm，由 100 目铝粉烧结而成，孔隙率为 0.5，工质为丙酮。为了得到蒸汽腔内部工质沸腾曲线，对蒸汽腔内部进行了压力测量，采用量程为-0.1-1 MPa，精度为 0.5%的智能压力变送器显示压力变化。

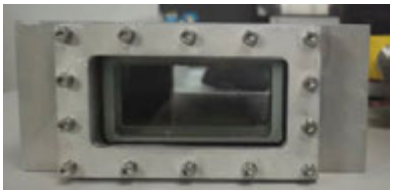


(a) 蒸汽腔实验系统装置图

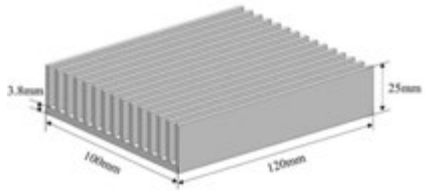


1-电脑；2-数据采集仪；3-直流电源；4-高速相机；5-风机；6-智能压力变送器；7-翅片；8-可视化蒸汽腔；9-保温棉；10-铜基块；11-陶瓷加热片；12-云母片

(b) 蒸汽腔可视化实验系统实物图



(c) 试验段实物图



(d) 翅片结构示意图

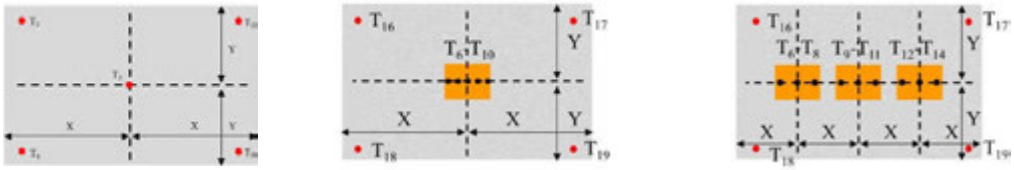
图 1 蒸汽腔可视化实验系统图

蒸汽腔冷端采用翅片结构进行受迫对流散热，翅片结构示意图如图 1(d)所示，翅片底面积尺寸为 120×100 mm，翅片基底高为 3.8 mm，翅片高度为 21.2 mm，翅片间距为 5 mm，翅片厚度为 2 mm。风扇为 ebmpapst 的散热风扇，额定电压为 24 V，额定电流为 1.35 A，在实验时调节风机的电压为 24 V。

加热系统包括了热源及直流电源。热源为图 1(b)中 10-12 所示，由铜基块、陶瓷加热片和云母块组成，铜基块起到热沉及改变热源面积的作用，陶瓷加热片提供热量，云母片为绝热材料，起到绝热作用。陶瓷加热片的尺寸为 24×1.5 mm，为了改变热源面积，铜基块的尺寸分别为 25×30×2 mm、30×40×2 mm 和 50×60×2 mm，并分别命名为 1 号热源、2 号热源和 3 号热源。直流电源可提供最高 600 W 的加热功率，精度为±1%。

数据采集系统包括了温度采集、压力采集和高速相机记录。利用 FASTCAM Mini UX50 高速相机记录可视化蒸汽腔内部相变过程；在可视化蒸汽腔整体热性能稳定后，采用智能压力变送器记录可视化蒸汽腔内部压力以探究蒸汽腔内部工质的沸腾换热特性。整个实验测试系统的温度测量采用精度为 0.25 K 的 T 型热电偶（TT-T-36, Omega）进行测量。为了测量可视化均热板的冷端温度，在翅片的根部布置五个热电偶，如图 2(a)所示，在中间位置布置一个热电偶，在四个角分别布置一个热电偶，冷端温度取五个热电偶的平均温度。实验中热源条件及热电偶布置如图 2(b,c)所示，在可视化腔室热端的四个角分别布置一个热电偶，测量可视化腔室热端的温度。对于一个热源，热源位于可视化蒸汽腔热端的中间，如图 2(3)所示，热源内部均匀地布置五个热电偶；当热源数量

为三个时，热源均匀地线性分布，如图 3(b)所示，每个热源内部均匀地布置三个热电偶。



(a)冷端热电偶布置　　(b)一个热源热端热电偶布置　　（c）三个热源热端热电偶布置

图 2 冷端和热端热电偶布置

1.2 实验工况

为了研究蒸汽腔腔室内丙酮工质的两相流态、沸腾曲线特性，以及蒸汽腔整体传热性能，对充液率分别为 213.2,%、106.6%、71.1%的可视化蒸汽腔在如表 1 所示的 11 种工况进行实验研究。

表 1 实验工况

Table 1 Experimental conditions

实验工况	充液率	热源编号	热源尺寸（mm）	热源数量	热源分布
1	213.2%	1 号热源	25×30×2	1	中间
2	213.2%	2 号热源	30×40×2	1	中间
3	213.2%	3 号热源	50×60×2	1	中间
4	213.2%	1 号热源	25×30×2	3	线性
5	106.6%	1 号热源	25×30×2	1	中间
6	106.6%	2 号热源	30×40×2	1	中间
7	106.6%	3 号热源	50×60×2	1	中间
8	106.6%	1 号热源	25×30×2	3	线性
9	71.1%	1 号热源	25×30×2	1	中间
10	71.1%	2 号热源	30×40×2	1	中间
11	71.1%	3 号热源	50×60×2	1	中间

实验中充液率定义为充液量与吸液芯体积的比值，计算公式 1 如下：

$$\varepsilon_{\mathrm{w}}=\frac{V_{\mathrm{l}}}{V_{\mathrm{w}}}\times 100\%=\frac{V_{\mathrm{l}}}{V_{\mathrm{ew}}+V_{\mathrm{cw}}}\times 100\% \qquad \text{（式 1）}$$

其中V_{l}为充入到可视化蒸汽腔的丙酮体积，mL；V_{w}为吸液芯的体积，cm^3；V_{ew}为热端吸液芯的体积，cm^3；V_{cw}为冷端吸液芯的体积，cm^3。

1.3 数据处理及不确定度分析

1.3.1 数据处理

根据实验中对可视化蒸汽腔的内部压力监测，可以得到不同实验条件下可视化蒸汽腔的内部压力随着加热功率的变化。可利用软件 REFPROP 根据可视化均热板的内部压力得到不同加热功率下的丙酮饱和温度，因此可得到不同加热功率下的过热度，公式为：

$$\Delta T = (\bar{T}_e - T_{sat}) \quad \text{（式 2）}$$

其中 ΔT 为过热度，K；$\bar{T}_e$ 为热源的平均温度，K；T_{sat} 为饱和温度，K。

为了分析不同实验条件下吸液芯表面的丙酮沸腾曲线，需要绘制热流密度 q 与过热度 ΔT 的关系，其中热流密度的计算公式为：

$$q = Q/A \quad \text{(式 3)}$$

其中 Q 为热源的加热功率，W；A 为热源的面积，m^2。

可视化蒸汽腔整体传热性能的分析需要对蒸汽腔整体热阻进行计算，整体热阻的计算公式如下：

$$R = \frac{\bar{T}_e - \bar{T}_c}{Q} = \frac{\bar{T}_e - \bar{T}_c}{UI} \quad \text{(式 4)}$$

式中 R 为可视化蒸汽腔整体热阻，K/W；$\bar{T}_e$ 为热源平均温度；$\bar{T}_c$ 为冷端平均温度；Q 为热源加热功率，W；U 为加热电压，V；I 为加热电流，A。

冷端平均温度为冷端热电偶的平均温度，计算公式如下：

$$\bar{T}_c = \left(T_1 + T_2 + T_3 + T_4 + T_5\right)/5 \quad \text{(式 5)}$$

热源平均温度为热源内热电偶的平均温度，计算公式如下：

$$\bar{T}_e = \left(T_6 + T_7 + T_8 + T_9 + T_{10}\right)/5 \quad \text{(式 6)}$$

1.3.2 不确定度分析

实验系统中测温采用的 T 型热电偶的精度为± 0.25 K，直流电源的精度为 ± 1%，实验系统中的测量值和计算值的不确定度如表 2 所示，最终计算得到可视化均热板整体热阻不确定度为± 1.1%，可认为本研究中的可视化蒸汽腔整体热阻计算是可靠的。

表 2 实验系统中主要参数的不确定度

Table 2 Uncertainty of main parameters in experimental system

测量值		计算值	
参数	不确定度	参数	不确定度
T_e	± 0.25 K	R	± 1.1%
T_c	± 0.25 K		
Q	± 1%		

2 实验结果与讨论

2.1 两相流态现象分析

当充液率为 213.2%和 106.6%时，可视化腔室热端的丙酮相变状态均为蒸发状态，而腔室内部两相流态不同。充液率为 213.2%时，冷凝的丙酮在冷端吸液芯内聚集，而后在重力的作用下回落到热端，腔室内部为蒸汽流态；而充液率为 106.6%时，冷凝的丙酮存在冷端吸液芯内聚集后滴落的现象，也存在空腔内丙酮冷凝成小液滴，而形成腔室内部雾状流态的现象。

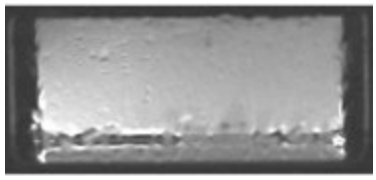
2.1.1 充液率为 213.2%实验段

实验工况为 1-4 的实验段充液率为 213.2%，此时丙酮完全浸润吸液芯。在不同热源尺寸和热源分布时，可视化蒸汽腔内相变状态始终为蒸汽流态，随着加热功率的增大，有液滴在冷凝端聚集滴落。工况 1-4 实验现象相似，因此以实验工况 3 为例进行介绍。

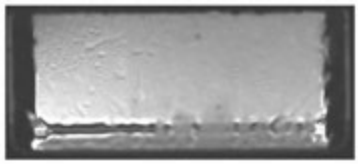
当开始加热后，可视化窗口上立刻就会出现冷凝的丙酮液滴，说明蒸汽腔在低加热功率情况下工质迅速发生相变。随着加热功率的增加，可视化窗口上冷凝的丙酮液体会先增多后减少，如图 3(a)-(d)所示。

当加热功率达到 240 W 时，随着冷凝端冷凝液体量增加，冷凝液体聚集，聚集液体重力大于吸液芯毛细力，可视化腔室冷凝端的吸液芯会出现丙酮液滴，且液滴慢慢增大，最后在重力的作用下，丙酮液滴落到可视化腔室热端吸液芯中，如图 3(d)-(h)中蓝色圈所示，加热功率维持在 240 W 时，可视化蒸汽腔内会形成丙酮蒸发-冷凝-液滴滴落工作循环。当加热功率增加到 360 W 时，可视化腔室热端吸液芯中间位置会出现单个汽泡，不会形成稳定核态沸腾状态，气泡破裂时无法观察到液体飞溅，如图 3(i-j)红色圈所示，且可视化腔室冷端吸液芯会持续出现冷凝的丙酮液滴，并在重力的作用下，丙酮液滴回落到热端吸液芯中，如图 3(j)-(l)中蓝色圈所示，在加热功率为 360 W 时，此现象会循环发生在可视化腔室内部。

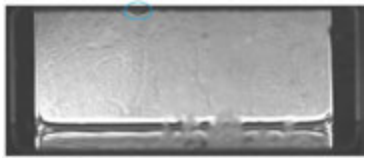
（a）初始状态



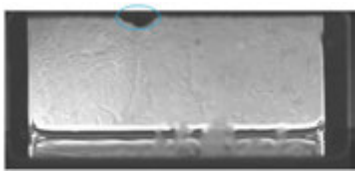
（b）加热功率：30 W



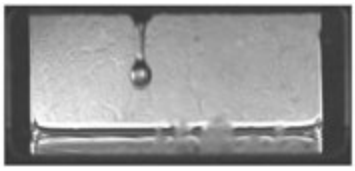
（c）加热功率：120 W



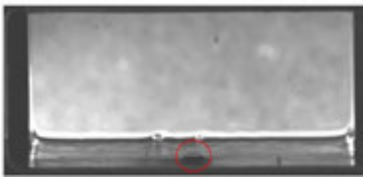
（d）加热功率：240 W



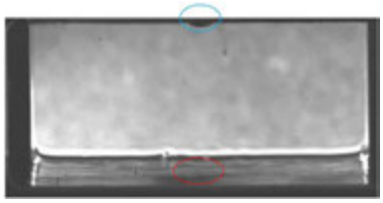
（f）加热功率：240 W



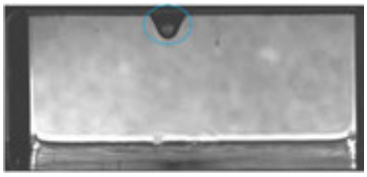
（h）加热功率：240 W



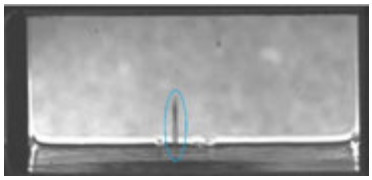
（i）加热功率：360 W



（j）加热功率：360 W



（k）加热功率：360 W



（l）加热功率：360 W

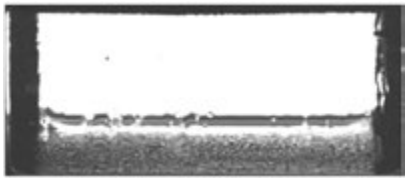
图 3 实验工况 3 的可视化腔室内部丙酮相变及两相流态

2.1.2 充液率为 106.6%实验段

充液率为 106.6%时，此时丙酮刚好浸润吸液芯，随着加热功率的增大，对于热源条件为 1 个加热块的工况，两相流态保持为蒸汽流态；当热源为 3 个加热块线性分布时，随着加热功率的增大，两相流态会由蒸汽流态转变为雾状流态；在所有加热条件下，蒸发端相变状态都为蒸发状态。以实验工况 8 为例，对可视化蒸汽腔相变状态及两相流态的介绍，如图 4 所示。

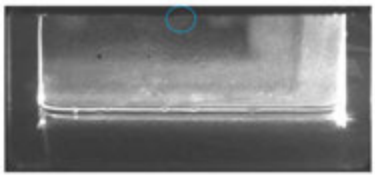
（a）初始状态

（b）加热功率：30 W

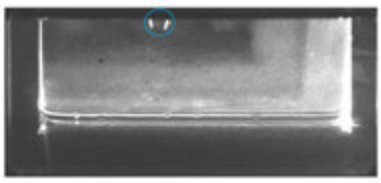


（c）加热功率：120 W

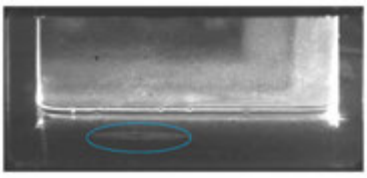
（d）加热功率：240 W



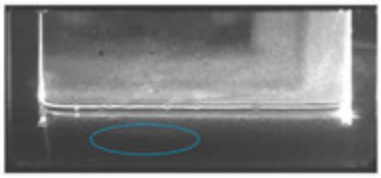
（e）加热功率：300 W



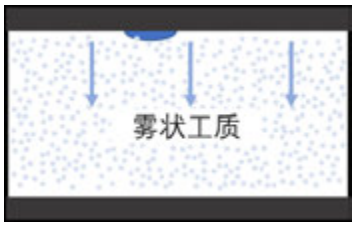
（f）加热功率：300 W



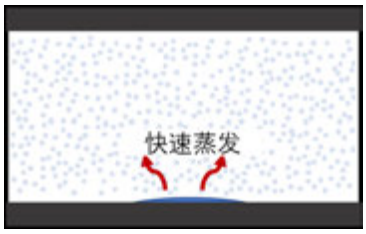
（g）加热功率：300 W



（h）加热功率：300 W



（i）雾状工质流动方向示意图



(j)滴落液体快速蒸发示意图

图 4 实验工况 8 的可视化腔室内部丙酮相变及两相流态

开始加热时，可视化玻璃上可观察到少量的丙酮液体，随着加热功率的增加，可是窗口上冷凝液体量先增多后减少，如图 4 所示。但同丙酮完全浸润吸液芯的实验段相比，可视化窗口上的冷凝液体量很少，这是由于蒸汽腔内丙酮充液量更少，相同热源条件下，绝大部分冷凝液体能储存在吸液芯中，丙酮在玻璃窗口冷凝量更少。随着加热功率的增加，少量存在可视化腔室热端的吸液芯表面的丙酮液体会慢慢蒸发，最终可视化腔室热端的吸液芯上不存在多余的丙酮液体，可视化腔室内部为蒸汽流态，如图 4(d)所示。

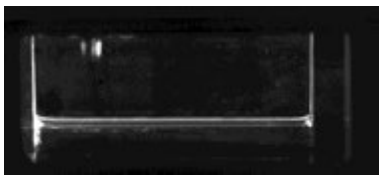
当提高加热功率到 300 W 时，随着冷端冷凝的丙酮液体量增加，由于液体重力大于吸液芯毛细力，可视化腔室冷端的吸液芯会出现冷凝的丙酮液滴，且液滴慢慢增大，最后在重力的作用下，丙酮液滴落到可视化腔室热端的吸液芯中，且可视化腔室的腔体中会充满丙酮小液滴，形成雾状流态，如图 4(e)-(f)所示；丙酮液滴滴落到可视化腔室热端的吸液芯上之后，会快速地蒸发，热端吸液芯上不会存在多余的丙酮液体，且可视化腔室内部依旧为雾状流态，如图 4(g)-(h)所示。

2.1.2 充液率为 71.1%实验段

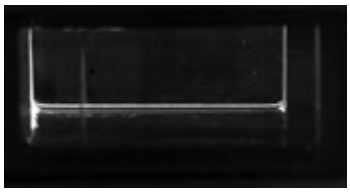
当充液率为 71.1%时，此时丙酮未完全浸润吸液芯，蒸汽腔内随着加热功率的变化，两相流态由蒸汽流态变为雾状流态和含飞溅液体的雾状流态。以实验工况 10 和实验工况 11 为例进行介绍。

对于实验工况 10，蒸汽腔内工质在加热功率为 130W 时发生核态沸腾，蒸汽腔腔内两相流态随时间的变化如图 5 所示。未发生核态沸腾时，蒸汽腔内两相流态为蒸汽流态，如图 5(a-c)所示;发生核态沸腾的瞬间有大量液体飞溅，如图 5(d);而后转变为稳定核态沸腾，有少许液体飞溅，如图 5(e-f, j);在发生核态沸腾后 3.8 s 出现雾状流态，液体工质通过聚集液滴滴落和雾状液体滴落两种形式从冷凝端流向蒸发端，如图 5(g-h, j)。

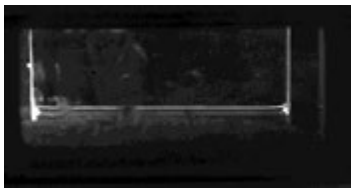
(a) t+0 s



(b) t+0.62 s

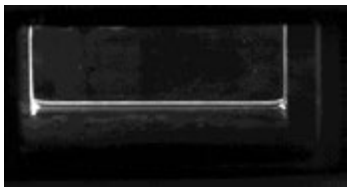


(c) t+0.68s



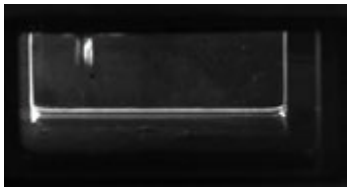
(d) t+0.80s

(e) t+1.46s

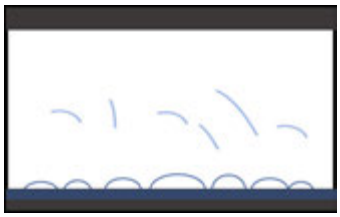


(f) t+3.26s 少许液体飞溅

(g) t+4.60 s 雾状流态



(h) t+8.80s

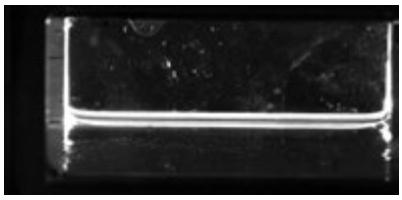


(i) 少许液体飞溅示意图

(j) 雾状流态示意图

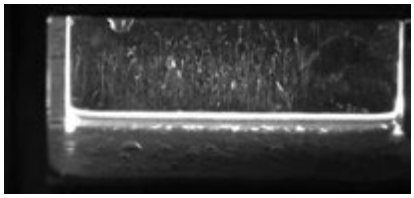
图 5 实验工况 10 加热功率为 130W 时两相流态随时间变化

实验工况 11 时，蒸汽腔内工质随加热功率的变化如图 6 所示。加热功率为 20W 时，蒸汽腔内两相流态为蒸汽流态，如图(a,b)所示；加热功率为 80W 时，蒸汽腔吸液芯内和表面工质发生核态沸腾，大量液体飞溅，而后出现雾状流态，如图 6(c-f)所示；加热功率达到 120W 时，冷端液体滴落至蒸发端吸液芯表面时快速沸腾相变，有少量液体飞溅，两相流态为雾状流态。



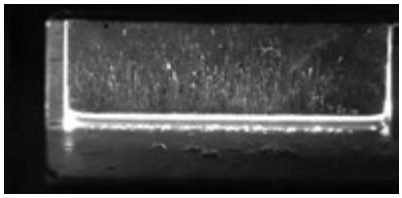
(a)加热功率：20 W

(b)蒸汽流态示意图

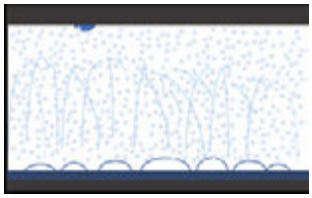


(c)加热功率: 80 W

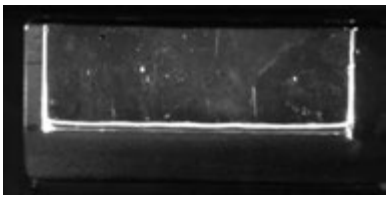
(d)液体飞溅示意图



(e) 加热功率: 80 W

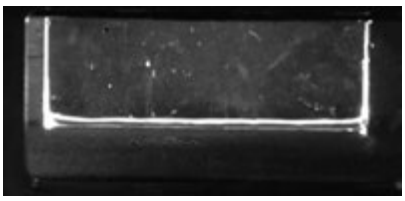


(f) 核态沸腾雾状流态示意图

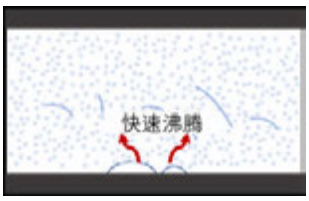


(g) 加热功率: 120 W

(h) 烧干雾状流态示意图



(i) 加热功率: 120 W



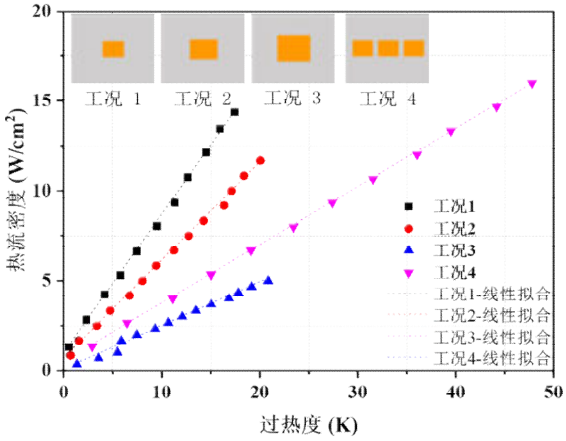
(j)烧干雾状流态示意图

图 6 实验工况 11 两相流态随加热功率的变化

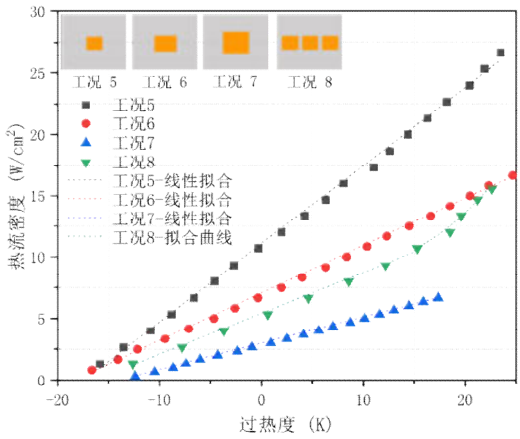
蒸汽腔在不同的工况下出现两种不同流态，是由于冷凝端液体回流方式导致。为蒸汽流态时，冷凝端液体工质通过聚集后克服毛细力滴落至蒸发端；为雾状流态时，冷凝端液体可通过雾状小液滴和聚集为大液滴滴落。

3.2 两相流态与蒸汽腔传热性能

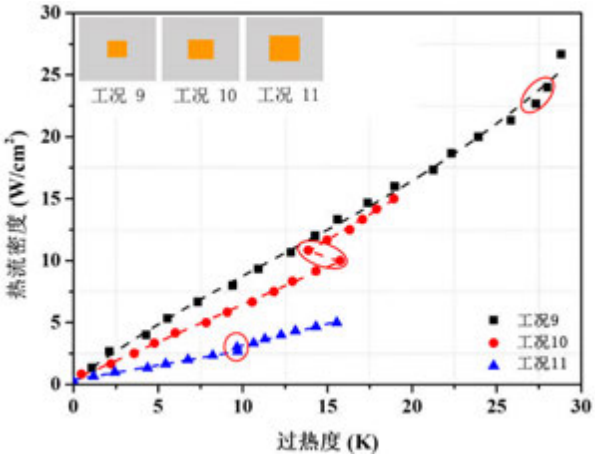
在蒸汽腔充液率为 213.2%和 106.6%时，蒸汽腔内蒸发端表面相变状态保持蒸发状态，当腔室内为蒸汽流时，沸腾曲线为线性关系，如图 7(a,b)；当腔室内两相流态转变为雾状流态时，沸腾曲线为二次函数关系，如图 7(b)中工况 8 拟合曲线所示。在蒸汽腔充液率为 71.1%时，沸腾曲线均呈线性关系，如图 7(c)所示，在丙酮发生稳定核态沸腾，蒸汽腔内两相流态从蒸汽流态转变为雾状流态之后，丙酮工质沸腾传热系数会提高，且热端发生局部烧干现象对沸腾曲线也没有影响，不影响沸腾传热系数。如图 7 所示，对不同充液率蒸汽腔，随着热源面积的增大，蒸汽腔的沸腾传热系数降低。



（a）213.2%充液率



(b)106.6%充液率



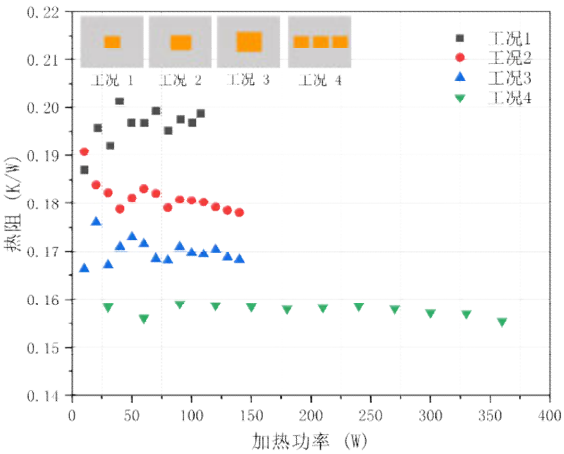
(c) 71.1%充液率

图 7 沸腾曲线

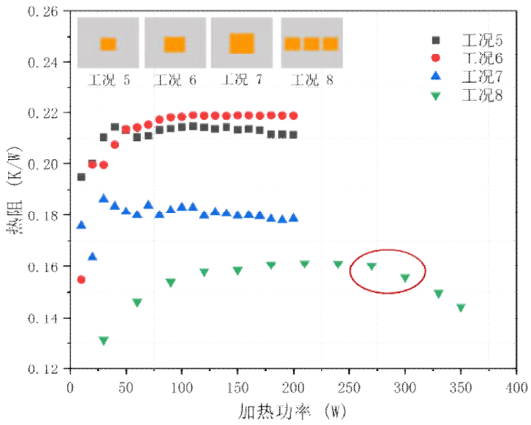
当丙酮完全浸润吸液芯和刚好浸润吸液芯时，即蒸汽腔充液率为 213.2%和 106.6%时，蒸汽腔内无核态沸腾现象发生。在实验工况 1-7 时，蒸汽腔内两相流态随着加热功率的增大保持蒸汽流态，热阻在小功率时波动较大，随着加热功率的增大趋于稳定，如图 8(a,b)所示。实验工况 8 中，随着加热功率的增大蒸汽腔中出现了雾状流态，蒸汽腔整体热阻下降，如图 8(b)中红色圆圈内所示。

丙酮未完全浸润吸液芯即蒸汽腔充液率为 71.1%时，不同热源条件下（工况 9-11）

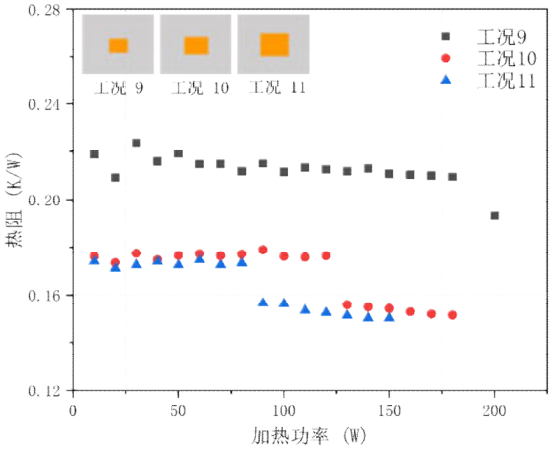
的可视化蒸汽腔整体热阻如图 8(c)所示，不同热源条件下，蒸汽腔热阻随着加热功率的变化基本是相同的。当蒸汽腔内两相流态为蒸汽流态，蒸发端表面未发生核态沸腾时，可视化蒸汽腔整体热阻随着加热功率的增加基本保持不变；蒸汽腔内丙酮工质发生沸腾，两相流态转变为雾状流态后，可视化腔室整体热阻出现骤降，热性能更优异，继续提高加热功率，可视化腔室整体热阻基本保持不变。



（a）213.2%充液率



(b)106.6%充液率



(c) 71.1%充液率

图 8 整体热阻变化

4 结　论

本文利用可视化技术对具有不同充液率的蒸汽腔在不同实验工况下进行了两相流态观察，分析总结了两相流态出现规律，并对两相流态与蒸汽腔传热性能的关系展开了探讨。本文的主要结论如下：

1.在不同工况下，蒸汽腔内出现了两种不同流态，分别是蒸汽流态和雾状流态，这主要是由于蒸汽腔内冷凝端工质冷凝状态不同。

2.蒸汽腔内为蒸汽流态时，冷凝端冷却液体主要通过液体聚集成大水滴滴落至蒸发

端表面完成液体回流；蒸汽腔内为雾状流态时，一部分冷凝液体通过聚集成大水滴滴落至蒸发端表面，一部分冷凝液体形成雾状液滴在蒸汽腔内流动。

3.丙酮完全浸润吸液芯时，蒸汽腔内为蒸汽流态；丙酮刚好浸润吸液芯时，蒸汽腔内依次呈现蒸汽流态和雾状流态；丙酮未完全浸润吸液芯时，蒸汽腔内呈现蒸汽流态，蒸汽腔内部出现核态沸腾现象时，出现雾状流态，夹杂着气泡破裂导致的飞溅液体工质。

4.雾状流态的出现使沸腾曲线斜率增大，丙酮工质沸腾传热系数得到提升，蒸汽腔整体热阻得到下降。雾状流态相较于蒸汽流态更有利蒸汽腔的传热。

参考文献

[1] 钱华俊,韩爽.均热板的应用.能源研究与利用,2021,No.197(01):36-43

[2] J.-H. Liou, C.-W. Chang, C. Chao, S.-C. Wong, Visualization and thermal resistance measurement for the sintered mesh-wick evaporator in operating flat-plate heat pipes, International Journal of Heat and Mass Transfer. 53 (2010) 1498–1506

[3] Stéphane Lips, Frédéric Lefèvre, Jocelyn Bonjour. Nucleate boiling in a flat grooved heat pipe. International Journal of Thermal Sciences, 2009, 48(7):1273-1278

[4] Jian Qu, Hui-Ying Wu, Qian Wang. Experimental Investigation of Silicon-Based Micro-Pulsating Heat Pipe for Cooling Electronics. Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering, 2012, 16(1):37-49

[5] Chang S W, Chiang K F, Lee T H. Thermal performance of thin loop-type vapor chamber. Experimental Thermal and Fluid Science, 2015, 61: 130-143

[6] J. Zhou, L. Liu, X. Yang, Y. Zhang, J. Wei, Visualization research on influencing factors of flat heat pipes, Appl. Therm. Eng. 207 (2022) 118193

[7] Gou X, Zhang Q, Li Y, et al. Experimental Research on the Thermal Performance and SemiVisualization of Rectangular Flat Micro-Grooved Gravity Heat Pipes. Energies, 2018, 11(9): 2480

[8] Wang Z, Song Y, Yang J, et al. The visualized investigation of a silicon based built-in heat pipe micropillar wick structure. Applied Thermal Engineering, 2018, 144: 1117-1125

[9] Li J, Lv L, Zhou G, et al. Mechanism of a microscale flat plate heat pipe with extremely high nominal thermal conductivity for cooling high-end smartphone chips. Energy conversion and management, 2019, 201: 112202

[10] Zu S, Liao X, Huang Z, et al. Visualization study on boiling heat transfer of ultra-thin flat heat pipe with single layer wire mesh wick. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 173: 121239

[11] 赵佳腾,王增鹏,徐旺等.新型内嵌式热管流型演化与传热特性实验研究.工程热物理学报,2022,43(10):2659-2666

[12] Y. Liu, X. Han, C. Shen, F. Yao, M. Zhang, Experimental Study on the Evaporation and Condensation Heat Transfer Characteristics of a Vapor Chamber, Energies. 12 (2019) 11

[13] 于程,刘向东,张孟臣等.平板热管内气液两相流动与传热的可视化实验研究.工程热物理学报,2017,38(04):807-810

中国工程热物理学会 传热传质
学术会议论文 编号：233543

瞬态 R32 闪蒸喷雾冲击热壁面相变传热特性研究

田加猛[1*]，何昌秋[1]，李步发[1]，王军锋[1]，陈斌[2]
（[1]江苏大学能源与动力工程学院，镇江 212013；[2]西安交通大学动力工程多相流国家重点实验室，西安 710049）
(Tel: 18605249387, Email: tianjiameng@ujs.edu.cn)

摘要： 本文开展了单脉冲 R32 闪蒸喷雾瞬态冷却特性实验研究。将传热测量与液膜动力学行为可视化相结合，进一步揭示了由高温到低温区域的相变传热机制。随着喷雾距离 Z 的增加，液滴动量和质量的降低是冷却效果下降的主要原因。将 Z 从 50mm 缩短到 10mm 不仅使表面热密度峰值从 19.6W/cm^2 增加到 73.6W/cm^2，而且拓宽了高热流密度的温度区间。具有较小孔口直径（0.5mm）的喷嘴产生较低的冷却速率，但其较低的流量抑制了制冷剂在热表面上积聚和飞溅，从而提高了喷雾热效率。

关键词： 低温冷却；闪蒸喷雾；表面传热；热通量计算；高功率半导体激光器

0 前言

热管理对诸如芯片、电池、雷达、激光器、内燃机等大功率电子器件和设备的工作性能和寿命起着至关重要的作用[1-3]。通过高效的冷却技术，使电子设备的温度在得以精准控制的同时快速移除大量废热，从而避免设备停机。在现有冷却技术中，喷雾冷却将液体破碎为细小的液滴、液滴随后撞击至热表面与之换热，并伴随着薄液膜的快速蒸发和沸腾，可移除超过 100W/cm^2 的热流密度。最近的研究表明，低温冷却可显著提升高功率半导体激光器（high-power semiconductor lasers，HPSL）的输出性能[4, 5]。例如，当激光器工作温度从 0 降低到−60℃时，电光转换效率可提高 10%[4]。但传统的使用水等高沸点（boiling point，BP）介质的喷雾冷却无法满足低温条件下高热流密度散热的需求。相比之下，使用低沸点制冷剂的闪蒸喷雾冷却通过闪蒸效应可产生超低温（对于 R134a，< −40℃）液滴，低温液滴冲击至热沉表面可将其冷却至 0℃以下，有望成为 HPSL 先进热管理技术。

现有研究多致力于深入揭示基本的传热机制[6, 7]，优化冷却参数（包括流体种类[8]、喷嘴类型[9]、、喷雾距离[10]、喷射方向[11]、表面粗糙度[10]和表面几何形状[12]等），从而最大限度地提高冷却能力。基于实验结果，提出了大量传热模型用于预测热流密度或传热系数。然而，上述研究大多侧重于稳态传热性能，而忽略了电子器件对喷雾冷却的动态热响应，无法为大功率电子器件和设备的智能温控提供理论指导。间歇喷雾作为一种新

***基金项目：本文受到国家自然科学基金（52106201 和 52036007）、江苏省自然科学基金（BK20210763）和中国博士后科学基金（2021M700058）的资助**

技术备受关注，通过优化喷雾频率和脉宽来满足高效冷却的需求，同时大大减少工质用量[13, 14]。使用自润湿流体可进一步减少间歇喷雾的工质用量，该流体通过表面张力驱动流动以增强液膜蒸发[15]。Panão 等人[14, 16]基于烟效率评估了喷雾系统参数对间歇冷却系统性能的影响。随后，通过关联喷雾特性的瞬态测量结果和表面热行为，提出了经验传热关系式[16]。Zhao 等人[17]证实，脉冲喷雾的交替过程会增强液滴冲击和液膜扰动。当提高喷射频率时，这种增强效果被抑制。上述研究都聚焦于喷雾冷却动态传热特性，但仍需深入揭示瞬态传热过程中涉及的物理机制，尤其是在低温条件下的研究仍是空白。与稳态情况相比，瞬态喷雾高度依赖液滴撞击、液膜形成和发展过程，其传热机制相当复杂。上述复杂过程给脉冲喷雾冷却下的瞬态传热特性分析带来相当大的挑战。

针对 HPSL 的高效热管理，本文搭建了开式脉冲喷雾冷却试验台，对脉冲闪蒸喷雾作用下热沉表面低温冷却性能进行了分析。采用环境友好型制冷剂 R32 作为冷却介质。自主设计并加工了 HPSL 典型散热组件的散热器模块，该模块由测试铜块和陶瓷加热器组成，用于测试单脉冲低温喷雾冷却下的动态温度响应。耦合瞬态传热测量与液膜形成和发展的可视化结果，深入揭示从高温区到低温区的喷雾冷却相变传热机制。评估了喷雾时间、喷雾距离和孔口直径对瞬态冷却性能的影响，为低温闪蒸喷雾冷却的参数优化提供科学指导。

2 方法

2.1 实验装置

图 1 示出了本文实验装置，由喷雾系统、温度测量和成像系统组成。R32 储存在商业储罐内，通过高压软管流入缓冲罐中，通过加压将制冷剂压力稳定至 1.5MPa，可以防止制冷剂在高压软管中汽化。R32 的热物理性质列于表 1。

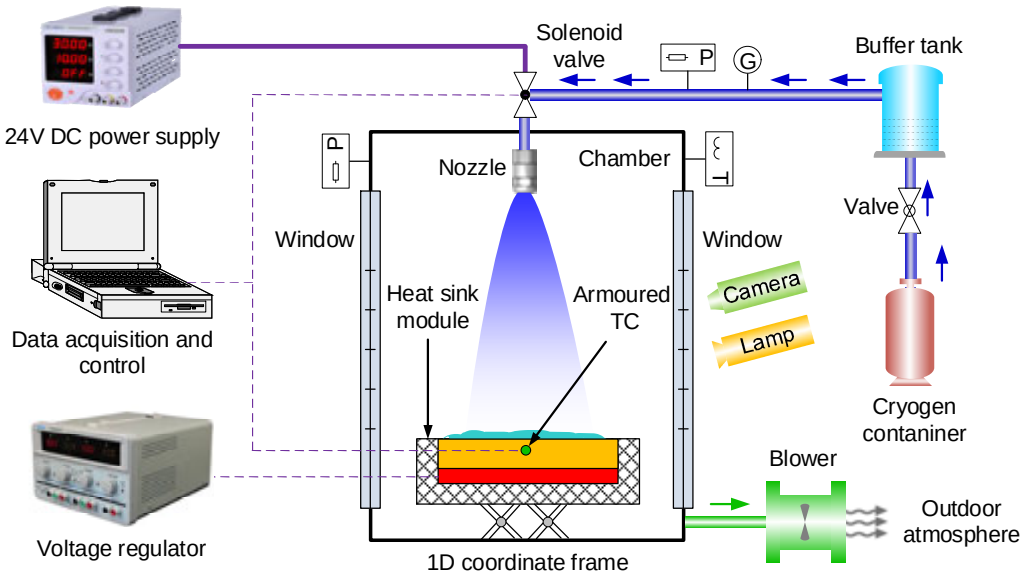


图 1 开式脉冲喷雾冷却实验装置

表 1 R32 的热物理性质（18°C,1atm）

物理性质	数值
密度 ρ/kg·m^{-3}	989.28
比热 c_p/J·kg^{-1}·K^{-1}	1867.9
导热系数 λ/W·m^{-1}·K^{-1}	0.1312
表面张力 σ/N·m^{-1}	0.0079
粘度 μ_l/Pa·s^{-1}	0.0001
沸点 T_b/°C	-51.9
潜热 h_{fg}/J·kg^{-1}	284570

如图 2 所示，散热模块由一个立方体铜块组成。在铜板的底部，一个电阻为 100Ω 的陶瓷加热器与一个电压调节器相连。为了尽量减少热量损失，散热片被包裹在聚四氟乙烯块中。三个直径为 1mm 的预校准铠装 K 型热电偶（WRNK-191，Honeywell，美国）被安装在散热器中心线上。

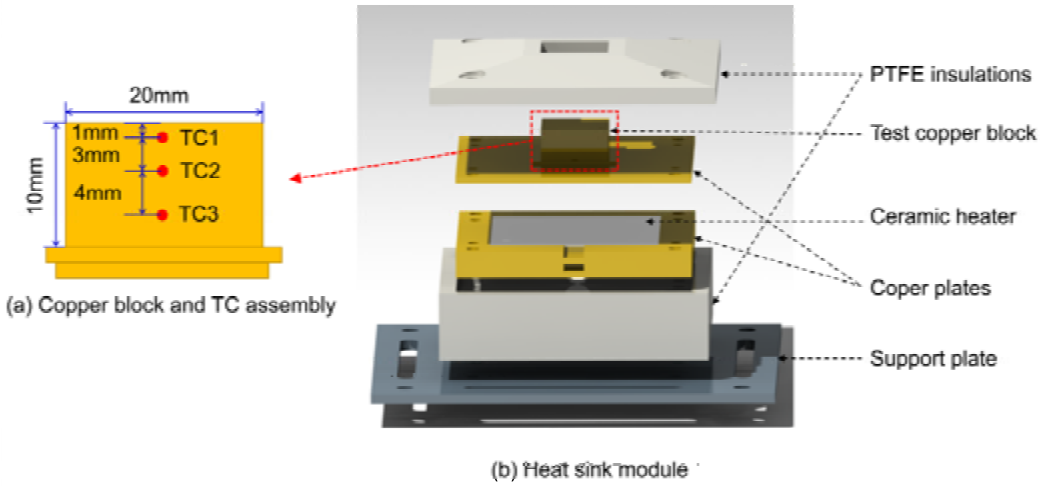


图 2 散热器模块示意图

R32 通过高压软管流入实心锥形喷嘴（SO-AAZ-M-1/4，绍欧喷雾系统有限公司，中国）并被雾化为细小的液滴，随后撞击至热沉表面。喷雾时间由快速响应电磁阀（B2021SBTTO24DVC，Gems，美国）和 DAQ 板卡（USB-6361，NI，美国）控制。喷雾距离由一维坐标架（XKST50，优米乐仪器公司，中国）调整。将测量范围为 1.4-27.8ml/s 的涡轮流量计（LWGY-2AMC1，格欣自动化有限公司，中国）固定在阀门入口前，用于测量液体流量。出于实验安全性的考虑，采用鼓风机收集 R32 蒸气并排出室外。通过高速相机（D500，尼康，日本）记录动态喷雾撞壁过程，拍摄频率为 30fps/s，分辨率为 1920×1080。应用图像处理技术获得喷雾雾场特性，处理过程如图 3 所示。

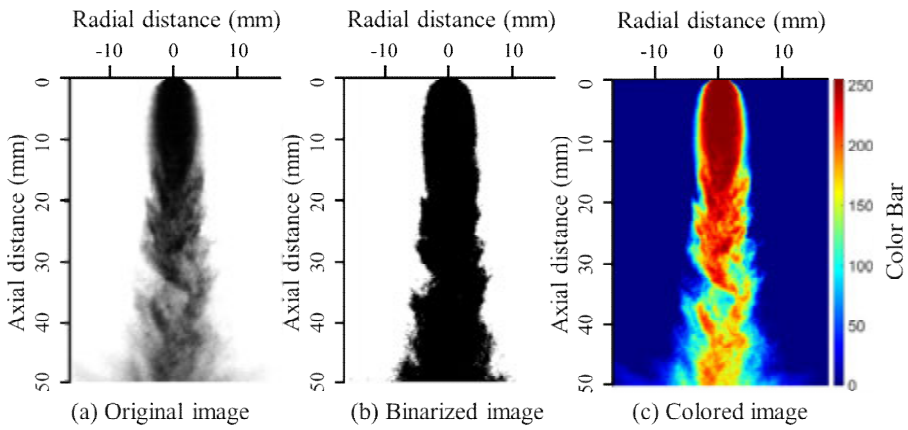


图 3 喷雾雾场图像处理过程（D_n=0.7mm）

2.2 传热分析

使用 Tikhonov 正则化算法计算温度的误差平方和，

$$S=(\mathbf{T}-\mathbf{X}_c\mathbf{q}_c-\mathbf{X}_h\mathbf{q}_h)'(\mathbf{T}-\mathbf{X}_c\mathbf{q}_c-\mathbf{X}_h\mathbf{q}_h)+\alpha[\mathbf{H}\mathbf{q}_c]'[\mathbf{H}\mathbf{q}_c] \tag{1}$$

T、**X**、**q** 和 **H** 分别为温度分析解矩阵、敏感系数矩阵、热流密度矩阵和一阶正则化矩阵，其矩阵形式和计算方法详见文献[18, 19]。最小化 S，利用整个域数据可计算出喷雾冷却的表面热通量，计算公式为，

$$\mathbf{q}_{c,e}=\left[\mathbf{X}_c'\mathbf{X}_c+\alpha\mathbf{H}'\mathbf{H}\right]^{-1}\mathbf{X}_c'(\mathbf{T}-\mathbf{X}_h\mathbf{q}_h) \tag{2}$$

通过表面热通量（$\mathbf{q}_{c,e}$）可计算出表面温度，

$$T_s=\mathbf{X}_c\mathbf{q}_{c,e}+\mathbf{X}_h\mathbf{q}_h \tag{3}$$

单脉冲喷雾冷却的时间平均冷却速率定义为，

$$Q_m=\frac{1}{\Delta t}\int_{t=0}^{\Delta t}q_{c,e}\cdot dt \tag{4}$$

表征喷雾冷却性能的另一个参数是热效率，它是实际换热量与理论换热量的比值，

$$\eta=\frac{Q_mA}{\rho J_v(c_p(T_b-T_f)+h_{fg})}\times 100\% \tag{5}$$

其中 A 为测试铜块的上表面积。J_v 为体积流量。T_f 为测量的平均喷雾温度。ρ、c_p、T_b 和 h_{fg} 分别为流体的密度、比热、沸点和潜热。

3 结果与讨论

3.1 瞬态表面传热分析

图 4 中温度 T_1、T_2 和 T_3 分别由 TC_1、TC_2 和 TC_3 热电偶传感器测量。表面温度（T_s）曲线几乎与 TC_1 传感器测量的温度（T_1）重叠。根据冷却速率，冷却过程可分为四个不同的阶段：膜态沸腾（I）、过渡沸腾（II）、核态沸腾（III）和单相液体冷却（IV）。在阶段I中，在高过热下，液滴撞击至热表面时，由于液滴的快速蒸发，热沉表面被蒸汽

层覆盖（图 5b）。蒸汽层产生较大热阻，从而造成传热性能较差。在最小热流密度点（通常称为莱顿弗罗斯特点）之后，蒸气层开始破裂，热沉表面被液体部分润湿，从而在过渡沸腾阶段（II）内表面热流密度急剧增大。在核沸腾阶段（III）内的临界热流密度（CHF）点之后，随着连续液膜的形成和扩展，热表面逐渐变得完全润湿（见图 5c 和 d）。热表面上剧烈的核态沸腾和液体完全接触大大提高了冷却速率。在表面进入最终的单相冷却阶段（IV）之前，随着沸腾过程结束，表面热流密度迅速下降，液膜充分发展（图 5e 和 f）。

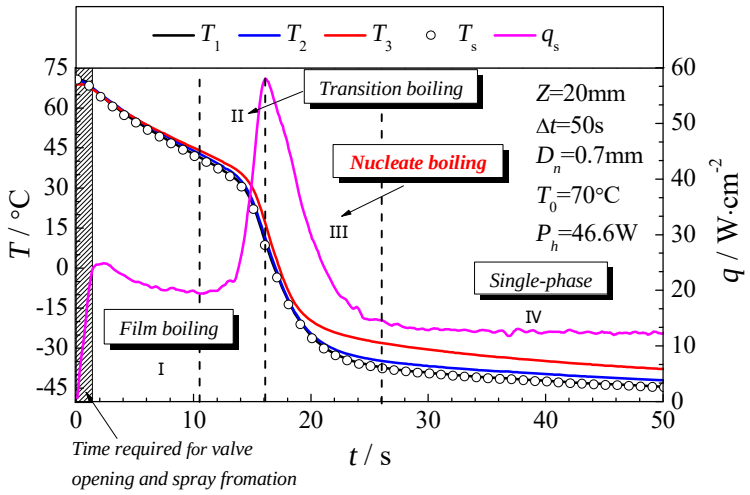
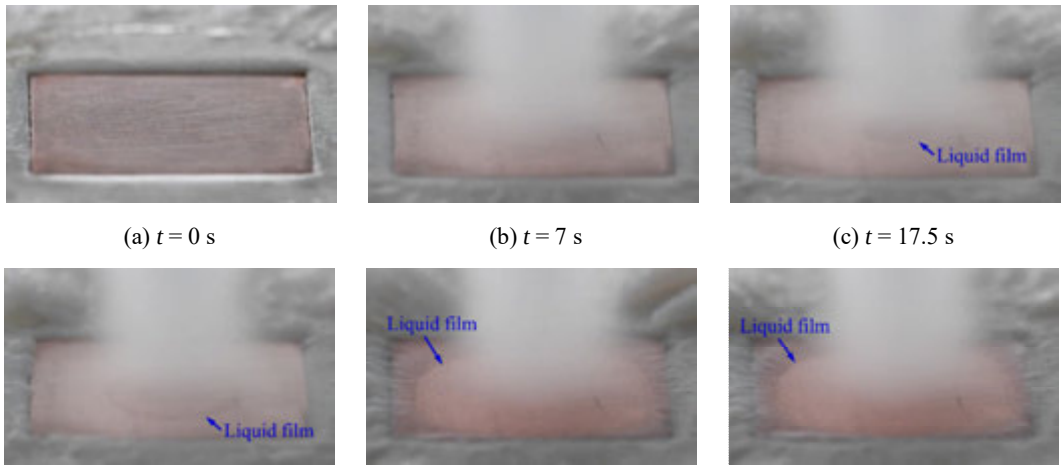


图 4 T_0=70°C 时温度和表面热流密度的瞬态变化

相应地，表面温度（T_s）在膜态沸腾段（I）缓慢下降，随后在过渡沸腾状态（II）迅速下降。之后，T_s 在核沸腾阶段（III）下降得更快，最后在单相液体冷却阶段（IV）缓慢下降。总的来说，闪蒸喷雾冲击条件下的动态低温冷却也遵循 Mascarenhas 和 Mudawar 得出的传热规律[20]。



(a) t = 0 s　(b) t = 7 s　(c) t = 17.5 s

(d) t =18 s　(e) t = 30 s　(f) t = 35 s

图 5 喷雾与壁面相互作用和液膜的形成过程

(Z = 20 mm, Δt = 50 s, D_n = 0.7 mm, T_0 = 70 °C, P_h = 46.6 W)

3.2 闪蒸喷雾低温冷却性能评价

图 6 绘出了喷雾距离 Z=10、20、30、40 和 50mm 时的表面热流密度随壁面过热度（$\Delta T_{sup}=T_s-T_b$）的变化曲线。对于较大的喷雾距离（40 和 50mm），在 30s 喷雾冷却过程中，传热以膜态沸腾为主，从而产生较低的冷却速率。将喷雾距离从 50mm 缩短到 10mm 不仅使最大热流密度从 19.6 增加到 73.6W/cm^2，而且拓宽了高热流密度的温区，并将温降（ΔT）从 29.1 增加到 113.3°C。在较短的喷雾距离下，Nukiyama 温度也变的更高，Z=30mm 时为 3.5°C，而 Z=10mm 时为 13.2°C。

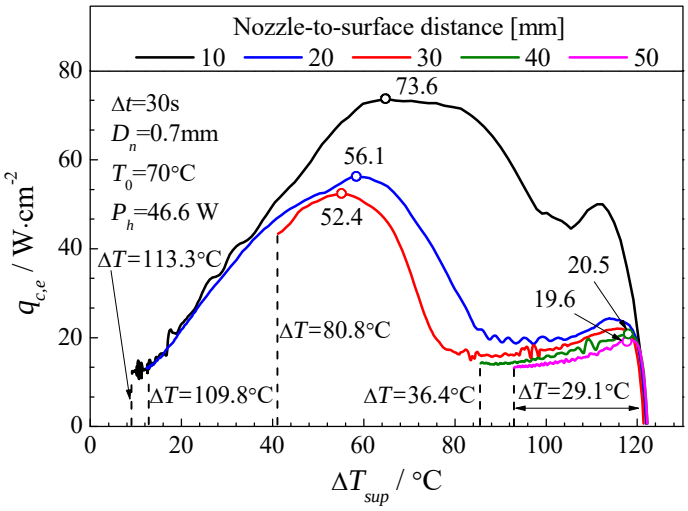


图 6 不同喷雾距离下的沸腾曲线

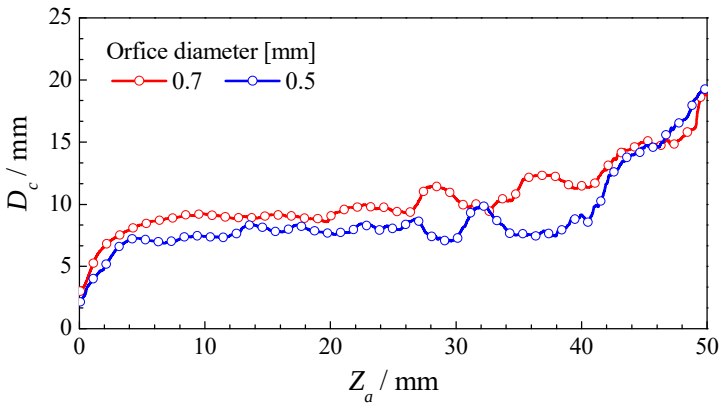


图 7 喷雾覆盖直径随轴向距离的变化

已有研究表明，当使用较大的喷雾距离时，由于喷雾覆盖面积增加，流体蒸发速率、成核数量和润湿面积增加，从而使传热强化[12]。然而，闪蒸喷雾的情况却大不相同。如图 3 所示，高过热度引起液体爆炸性雾化，在喷嘴出口处快速膨胀，随后形成密集的射流状区域，由于卷吸的空气量增加和制冷剂的强烈蒸发，最终在距喷嘴 20−50mm 的位置处形成极不稳定的稀疏喷雾。上述喷雾行为导致喷雾覆盖直径（D_c）的快速变化，如图 7 所示。D_c 首先在喷嘴出口处迅速增加，然后在 5mm≤Z_a<20mm 时几乎保持不变，最后由于喷雾快速分散，D_c 快速增加。当喷雾距离为 10、20、30、40 和 50mm、喷嘴内

径为 0.7mm 时，喷雾覆盖直径分别为 9.2、9.2、10.4、11.5 和 18.8mm。根据 Abdulrazzaq 等人[24,35]的结果，喷雾覆盖直径随着喷雾距离的增加而增大，有利于强化传热。但是液滴的持续蒸发和空气对液滴的阻力作用导致液滴质量（见图 5c）动量在飞行过程中产生较大损失，从而导致大喷雾距离下的传热恶化。

如图 8 所示，不同操作参数下的喷雾热效率（η）均小于 16.2%。在 Z_a=20mm 处，不同孔径（0.5mm 和 0.7mm）的喷雾覆盖直径差值较小，但不同孔径的流量差值较大。尽管时均换热量较小，但由较小孔径喷嘴（D_n=0.5mm）产生的较低流量导致制冷剂在热表面上的积聚和飞溅减少，从而促进了相变换热并提高了 η。对于低初始表面温度 T_0=40°C，0.5mm 孔径的喷嘴表现出较高的冷却效率。由于膜态沸腾，基底表面初始温度（T_0）越高，喷雾热效率（η）越低。随着 Δt 的增加，更多的液体积聚在热表面上，随着表面温度降低，残余液体以薄膜和溪流的形式流走。这意味着大量液体未参与换热，从而导致 Δt 较大时冷却效率低下。因此，当 T_0 为 40°C 时，应使用较短喷雾时间和较小孔径喷嘴，有望获得更佳冷却性能。同样，对于 T_0=70°C，也可得到相同的结论。

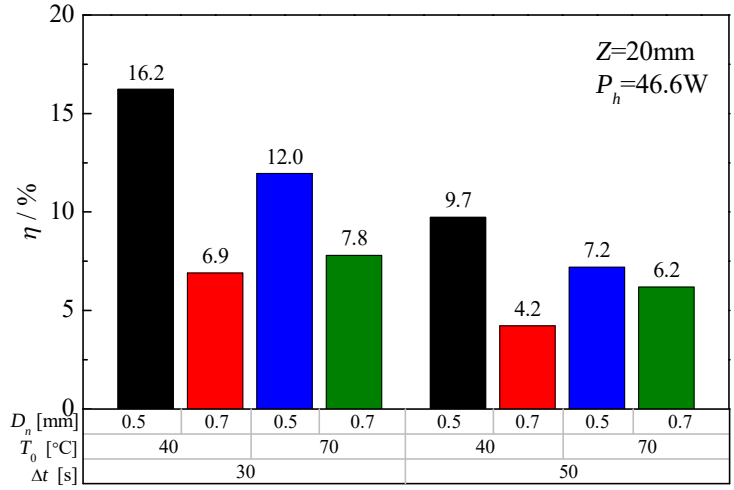


图 8 不同操作参数下的喷雾热效率

4 结论

本文精心设计和搭建了开式脉冲闪蒸喷雾冷却系统，用于研究高功率半导体激光器在 R32 单脉冲闪蒸喷雾冷却下的瞬态热响应。研究结果如下，

1）闪蒸喷雾冲击条件下的动态低温冷却过程也遵循经典的传热规律，即沸腾曲线。传热过程可分为膜态沸腾阶段、过渡沸腾阶段、核态沸腾阶段和单相液体冷却四个典型阶段。

2）采用短喷雾距离（Z=10mm）时的喷雾产生最快的温度下降和最大的热流密度峰值。尽管较大喷雾距离产生较大的喷雾覆盖直径，但随着喷雾距离的增大，液滴动量和质量的大量损失是冷却效果迅速下降的原因。将 Z 从 50mm 缩短到 10mm 不仅使最大表面热流密度从 19.6W/cm^2 增加到 73.6W/cm^2，而且拓宽了高热流密度温区。

3）孔径较大（D_n=0.7mm）的喷嘴产生较大的温降和较高的冷却速率，主要是由于大直径喷嘴的流量较大。尽管具有较小孔口直径的喷嘴(D_n=0.5mm)的时均热流密度较

低，但较低的流量使得制冷剂在热表面上的积聚和飞溅较少，从而促进了相变传热、提高了喷雾热效率。

参考文献

[1] Wang J, Shi L, Li Y, et al. Thermal management of graphene-induced high-power semiconductor laser package with bidirectional conduction structure. Optics & Laser Technology, 2021, 139: 106927.

[2] Basatakoti D, Zhang H, Li X, et al. Visualization of bubble mechanism of pulsating heat pipe with conventional working fluids and surfactant solution. Experimental and Computational Multiphase Flow, 2020, 2(1): 22-30.

[3] Li X. Multiscale modelling of nucleate boiling on nanocoatings for electronics cooling—From nanoscale to macroscale. Experimental and Computational Multiphase Flow, 2021, 3(4): 233-41.

[4] Mingpei W, Pu Z, Zhiqiang N, et al. Analysis of Cryogenic Characteristics of High Power Semiconductor Lasers. Acta Photonica Sinica, 2019, 48(9): 914002.

[5] Wang Y, Chen Y, Zhang B, et al. Laser performance of pulse pumped Yb:YAG laser with different products of disc thickness and concentrations from room to cryogenic temperatures. Opt Commun, 2019, 451: 35-40.

[6] Zhao X, Zhang H, Zhang B, et al. Dynamics and heat transfer characteristics of isolated liquid film in spray cooling. Int J Heat Mass Transfer, 2022, 183: 122037.

[7] Ulahannan L, Krishnakumar K, Nair A R, et al. An experimental study on the effect of nanoparticle shape on the dynamics of Leidenfrost droplet impingement. Experimental and Computational Multiphase Flow, 2021, 3(1): 47-58.

[8] Zhang W-W, Li Y-Y, Long W-J, et al. Enhancement mechanism of high alcohol surfactant on spray cooling: Experimental study. Int J Heat Mass Transfer, 2018, 126: 363-76.

[9] Wang J-X, Li Y-Z, Li J-X, et al. A gas-atomized spray cooling system integrated with an ejector loop: Ejector modeling and thermal performance analysis. Energy Convers Manage, 2019, 180: 106-18.

[10] Zhou Z-F, Lin Y-K, Tang H-L, et al. Heat transfer enhancement due to surface modification in the close-loop R410A flash evaporation spray cooling. Int J Heat Mass Transfer, 2019, 139(AUG.):1047-1055.

[11] Bandaru S V R, Villanueva W, Konovalenko A, et al. Upward-facing multi-nozzle spray cooling experiments for external cooling of reactor pressure vessels. Int J Heat Mass Transfer, 2020, 163:120516.

[12] Salman A S, Abdulrazzaq N M, Tikadar A, et al. Parametric study of heat transfer characteristics of enhanced surfaces in a spray cooling system: An experimental investigation. Appl Therm Eng, 2021, 183: 115824.

[13] Panão M R O, Moreira A L N. Intermittent spray cooling: A new technology for controlling surface temperature. Int J Heat Fluid Flow, 2009, 30(1): 117-30.

[14] Moreira A L N, Panão M R O. Heat transfer at multiple-intermittent impacts of a hollow cone spray. Int J Heat Mass Transfer, 2006, 49(21): 4132-51.

[15] Tsang S, Sun C-L. Utilizing the inverse Marangoni convection to facilitate extremely-low-flow-rate intermittent spray cooling for large-area systems. Appl Therm Eng, 2020, 166: 114725.

[16] Panão M R O, Moreira A L N. Heat transfer correlation for intermittent spray impingement: A dynamic approach. International Journal of Thermal Sciences, 2009, 48(10): 1853-62.

[17] Zhao X, Zhang B, Xi X, et al. Analysis and prediction of single-phase and two-phase cooling characteristics of intermittent sprays. Int J Heat Mass Transfer, 2019, 133: 619-30.

[18] Najafi H, Woodbury K A, Beck J V. A filter based solution for inverse heat conduction problems in multi-layer mediums. International Journal of Heat & Mass Transfer, 2015, 83: 710-20.

[19] Tian J-M, Chen B, Zhou Z-F. Methodology of surface heat flux estimation for 2D multi-layer mediums. Int J Heat Mass Transfer, 2017, 114: 675-87.

[20] Mascarenhas N, Mudawar I. Analytical and computational methodology for modeling spray quenching of solid alloy cylinders. International Journal of Heat & Mass Transfer, 2010, 53(25–26): 5871-83.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233546

三维强化管外流动沸腾换热及可视化研究

吴俊杰[1]，张乐[1]，杜得辉[1]，张江辉[1*]，李小利[2]
（1 青岛科技大学机电工程学院，青岛 266100；2 山东恒辉节能技术集团有限公司 烟台 264003）
(Tel: 0532-88959059, Email: zhangjianghui@qust.edu.cn)

摘要：研究了 R410A 在光滑管和三维凹坑管管外环形区域流动沸腾换热特性和流型变化。探究了质量流速（100-200 kg/m^{2}s）、平均干度（0.2-0.8）和流型变化对换热的影响。在本研究中的工况条件下，凹坑管的流动沸腾换热系数和摩擦压降比光滑管高 35%-49%和 5%-10%；低流速条件下干度变化对换热系数影响较小；在高流速条件下，随干度增加换热系数先增大后减小；与光滑管相比，凹坑结构有利于弹状流的产生但不利于环形流的产生。

关键词：凹坑管；环形区域；流动沸腾；换热系数；流型

0 前言

将传热管进行表面结构处理，是达到强化传热效果的最简单可靠的方法之一，是提高换热器换热效率的有效措施，被广泛应用于制冷、空调和能源等行业。

近几十年来具有螺纹，翅片等表面结构的二维强化换热管的两相换热性能已经被众多学者进行了广泛的研究[1-5]。近十几年来，三维强化管也开始被众多学者关注。Kukulka 等[6-8]设计了具有交错凹痕和花瓣阵列的三维增强管（即 EHT 系列管），发现其具有较好的两相传热性能，其强化传热的机理主要是增加传热面积和增强湍流程度，促进二次流的产生以及破坏边界层。Li 等和 Ma 等[9-10]研究了 1EHT 管（大圆坑与小圆坑交错排列结构）和 3EHT 管（矩形空腔结构）管内的流动沸腾传热特性，发现强化管的换热系数比光滑管高 40%，更小的管径和更低的饱和温度对换热有积极影响，凹坑深度与液膜厚度的比值对换热性能有较大影响。Dong 等[11]研究了流速和干度对 CEHT 管（翅片阵列）和 LEHT 管（凹坑阵列）管外环形区域两相传热特性的影响，CEHT 管和 LEHT 管分别表现出最佳的冷凝和流动沸腾换热特性。Sun 等[12]研究了 1EHT 管和人字纹管的管外流动沸腾传热性能，发现管外的换热系数明显高于管内，管外环形区域间距减小时更容易发生传热恶化。Li 等[13]研究了人字纹管、凹坑管和人字纹和凹坑人字纹复合表面管的管外两相传热特性。结果表明，人字纹管适用于冷凝传热，凹坑管适合流动沸腾传热，复合表面管结合了两种结构的优点，表现出最高的换热系数。

制冷剂流型的转变对换热管的性能有较大影响，促进流型的转变是强化管产生较高换热系数的原因之一。Yu[14]和 spindler[15]等实验研究了微翅片管管内的流动沸腾换热流型和传热特性。发现微翅片结构可以诱导更多的润湿部分从而促进环形流动，与光滑管相比，微翅片管中的流型转变发生在流速和干度较低的工况下。Sharar 等[16]研究发现，

基金项目：（本研究得到山东省泰山学者项目（ts20190937）的资助。）

与光滑管相比，内螺纹管在更低流速条件下流型由分层流向环形流转变导致在低流速条件下内螺纹管的强化换热效果更明显。Mashouf[17]也发现与光滑管相比，螺旋凹坑管内制冷剂的流型会在更低的干度条件下从间歇流转变为环形流。

综上所述，不同表面结构强化管的流动沸腾换热性能已经被广泛研究，但是管外环形区域的流动沸腾换热研究相对较少；其次管外环形区域两相换热相较管内更加复杂，目前缺少管外环形区域的可视化研究。本研究对光滑管和凹坑管进行了管外环形区域流动沸腾换热实验，并进行了可视化研究，探究了质量流速和干度变化对换热的影响，通过制冷剂流型的变化更直观的分析其换热机理，对强化管在未来的开发和应用具有一定的指导意义。

1 实验部分

1.1 实验台

图 1 为实验台的系统流程图，实验台由制冷剂循环和水循环组成。制冷剂循环为实验台的主循环，制冷剂在齿轮泵的驱动下经科式流量计流入预热器中与水进行换热，达到实验所需要的工况条件后进入实验段。实验段是一个长度为 2 m 的水平套管式逆流换热器，水在实验管内部流动，制冷剂在套管和实验管中间的环形区域内流动，套管内径为 13.6 mm。制冷剂在实验段中与水进行换热后流入冷凝器，在冷凝器中被全部冷却为液态流入储液罐中进而完成一个循环。

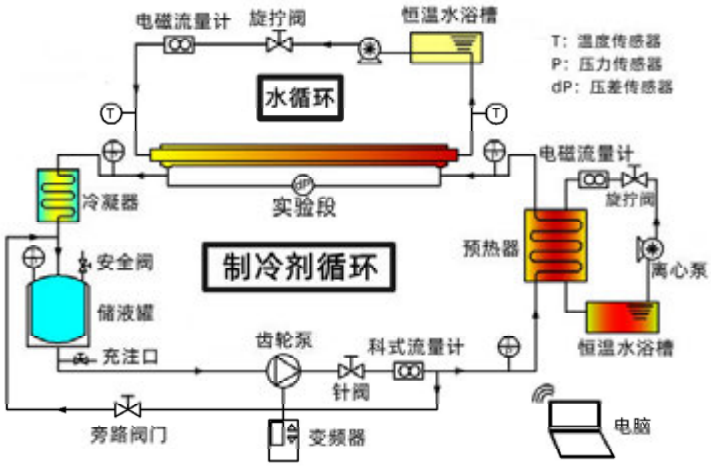


图1 实验台系统流程图

Fig.1 Flow diagram of the test bench system

1.2 研究对象

本研究使用的强化管为铜材质的凹坑管，其实物图与外表面轮廓图见图 2。凹坑管管径为 9.52 mm，管壁厚度为 0.6 mm，管长 2 m。凹坑管为三维强化管，其外表面主要由两部分组成：大的圆形凹坑和花瓣形状小凹坑的背景阵列。其内表面则为大的圆形凸起和小的花瓣形状凸起结构。大圆形凹坑沿换热管圆周分布为 3 排，坑深 1.2 mm，坑直径 6 mm，坑间距 4 mm；小凹坑坑深 0.17 mm，坑直径 1.35 mm。为了更好的评价强化管换热性能，选用与强化管同等管径、壁厚和材质的光滑管进行对比。

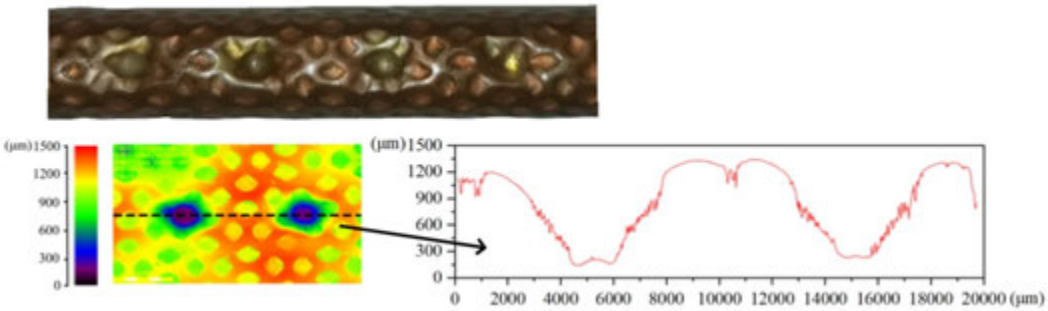


图2 凹坑管的实物图和外表面轮廓图

Fig.2 Physical drawing and outer surface profile of the dimple tube

1.3 实验工况

选用 R410A 作为制冷剂，在饱和温度为 283 K 的条件下对凹坑管和光滑管进行管外环形区域流动沸腾换热实验。在变质量流速工况下，进出口干度分别为 0.2 和 0.8，质量流速的范围是 100-200 kg/m^{2}s，热流密度的范围是 8.5-35.8 kW/m^2，使用高速摄像机对实验段出口处的制冷剂流型进行拍摄。在变平均干度工况下，质量流速分别控制在 100、150 和 200 kg/m^{2}s，进出口干度变化控制在 0.2，平均干度（定义为进出口干度的平均值）变化范围是 0.2-0.8。三种质量流速下，热流密度的范围分别是 5.8-6.1 kW/m^2、8.7-9.4 kW/m^2 和 11.8-12.5 kW/m^2。实验段的出口干度分别为 0.1、0.2……0.9 时对制冷剂流型进行拍摄。

2 数据处理

本研究的重点是管外制冷剂侧的换热系数 h_{ref}，计算公式为：

$$h_{ref}=\frac{1}{A_o\left[\dfrac{LMTD}{Q_{w,test}}-\dfrac{1}{h_w A_i}-\dfrac{d_o\ln\left(d_o/d_i\right)}{2A_o k}\right]} \tag{1}$$

其中 $LMTD$ 为对数平均温差；A_i 和 A_o 为管内外侧的表面积；d_i 和 d_o 分别为实验管的内径和外径；k 为铜的导热系数；h_w 为水侧换热系数，根据 Gnielinski 公式[18]和威尔逊图解法[19]得到。实验参数误差的计算方法采用基于误差传递理论的 Moffat[20]方法，表 1 为本实验中主要参数误差值的统计结果。干度，换热系数，摩擦压降，不确定度，重复性实验和可靠性分析等结果和详细计算过程参照本课题组之前发表的文章[13]。

表 1 参数的误差统计

Table 1 Error statistics for parameters

参数	误差值
质量流速/(kg/(m^{2}s))	±0.72%
热流密度(kW/m^2)	±2.45%
干度	±4.29%
换热系数(kW/m^{2}K)	±10.97%
摩擦压降(kPa/m)	±3.91%

3 结果与讨论

3.1 可靠性验证

以光滑管作为研究对象在饱和温度为 311 K 的条件下进行变质量流速的单相换热实验。使用 Gnielinski[18]关联式对其 *Nu* 数进行预测，结果见图 3。测量值和预测值之间的偏差在-6%至+8%之间，说明实验系统是可靠的。

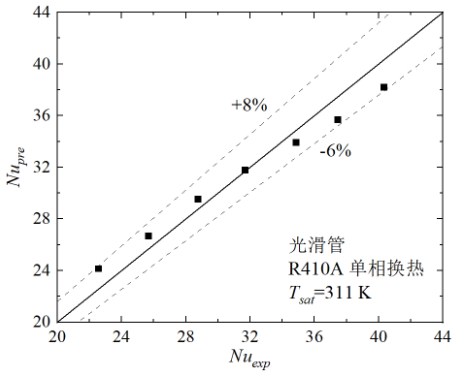


图3 单相实验验证

Fig. 3 Single-phase experimental verification

3.2 质量流速对换热特性的影响

换热系数与摩擦压降随质量流速的变化如图 4 所示，实验段出口处的流型图如图 5 所示。如图 4 所示，流动沸腾换热系数和摩擦压降随质量流速的增加而增加。原因为随着流速的增加，换热量和汽化核心数量增加增强了核态沸腾的剧烈程度；更高的流速使气泡更加及时的脱离换热表面并且促进气液两相流体的混合，增强了扰动；增加了气液两相之间，液态制冷剂与管壁之间的剪切作用，减小了液膜厚度，降低了传热热阻同时也增加了流动阻力。

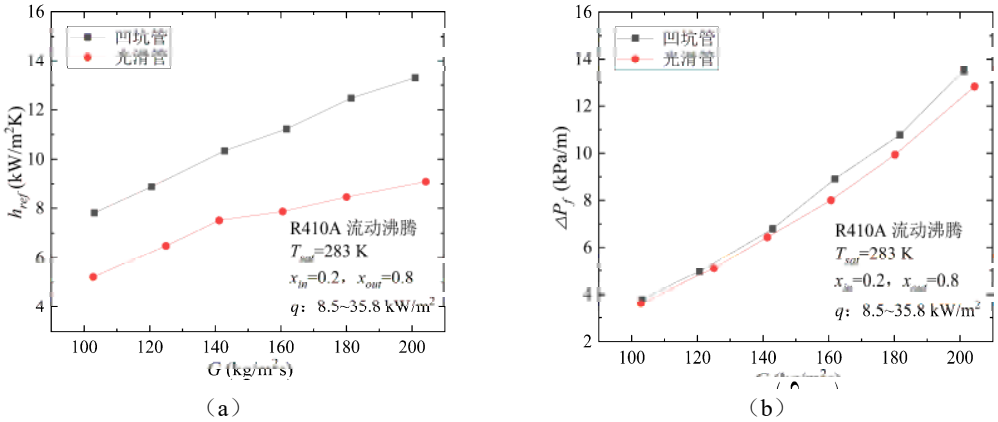


图4 不同质量流速下的流动沸腾换热性能：（a）换热系数和（b）摩擦压降

Fig.4 Flow boiling heat transfer performance at different mass fluxes: (a) heat transfer coefficient and (b) frictional pressure drop

如图 4 所示，凹坑管的换热系数和摩擦压降分别比光滑管高大约 35%-49%和 5%-10%。如图 5 所示，与光滑管相比，在凹坑管管外环形区域内流动的制冷剂中掺杂了更多的气泡，且流体湍流程度更大。凹坑管具有更大的传热表面积，并且由于凹坑结构的存在有利于产生更多汽化核心，有利于气泡的生长和脱落；凹坑的存在有利于流体的分离与混合，打破边界层，破坏液膜，促进二次流的产生，提高湍流程度，增强换热的同时也增加了流动阻力；凹坑的存在对流体产生局部加速效果，增强了气液两相流体之间、液相流体与管壁之间的剪切作用，促进气液两相的混合同时也增加了对流体的阻碍作用；凹坑的存在也会使液膜在表面张力的作用下拉伸变薄，降低了传热热阻。多方面共同影响使得凹坑管表现出高于光滑管的换热系数和摩擦压降。

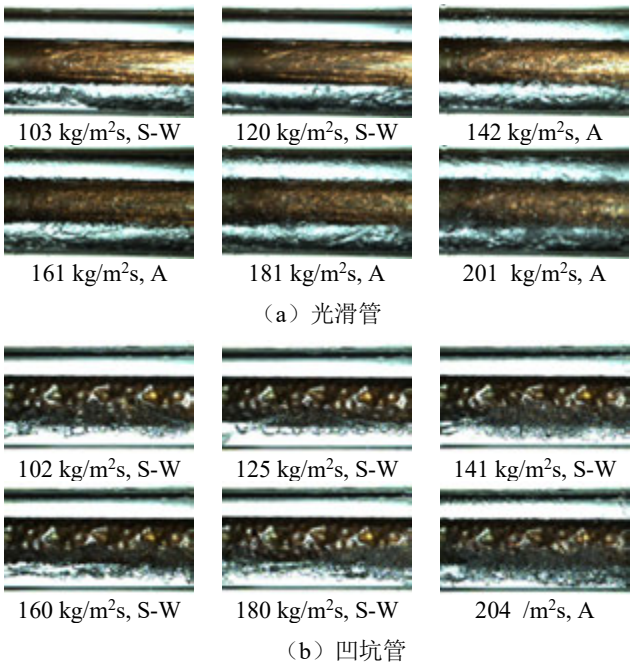


图5 不同质量流速下出口处的制冷剂流型

Fig.5 Refrigerant flow pattern at different mass fluxes at outlet

3.3 干度对换热特性的影响

换热系数与平均干度之间的关系如图 6 所示。图 7 为实验段出口处制冷剂流型图。随着质量流速和干度的增加，观察到了分层流（Stratified Flow，简称 ST）、分层波状流（Stratified-Wavy Flow，简称 S-W）、弹状流（Slug Flow，简称 SL）、间歇流（Intermittent Flow，简称 I）和环形流（Annular Flow，简称 A）。

当质量流速为 100 kg/m^{2}s 时，平均干度的变化对凹坑管和光滑管的换热系数影响较小，换热系数随干度的升高缓慢降低。根据图 7 流型图可知，当质量流速为 100 kg/m^{2}s 时，制冷剂流体的流型主要以分层流和分层波状流为主，液态制冷剂主要位于环形区域的下方，气液两相流体之间有明显的分界面，流动状态比较稳定。随着干度的不断增加，气态制冷剂逐渐增加，导致干涸的区域不断增加，换热系数下降。凹坑管和光滑管管外制冷剂的流型没有明显差异，但是由于凹坑管表面容易产生更多的汽化核心，所以观察

到凹坑管管外制冷剂的流型中气泡数量明显多于光滑管。

当质量流速为 150 kg/m^{2}s 时，随着干度的增加凹坑管管外制冷剂的流型依次是弹状流和分层波状流，光滑管管外依次是分层流，分层波状流，间歇流和环形流。在低干度（x<0.4）条件下，凹坑管由于表面结构的存在，液态制冷剂更容易受到表面张力的作用沿着换热管的周向运动爬升到换热管的顶部，这有效地减少的气态制冷剂与管壁直接接触的面积；其次凹坑的存在为流动沸腾过程提供了大量的汽化核心，这有利于弹状流的产生；与凹坑管相比，光滑管管外制冷剂流型主要以弹状流/分层波状流为主，流动相对稳定且湍流程度较低。在高干度（x>0.4）条件下，光滑管管外制冷剂流型经间歇流转变为环形流，凹坑管管外流型转变为分层波状流。高干度条件下，液态制冷剂占比较少，凹坑结构虽然可以诱导更多的湿润部分，但会对制冷剂产生沿周向运动方向上的阻力，所以凹坑结构不利于环形流的产生。

当质量流速为 200 kg/m^{2}s 时，光滑管和凹坑管管外制冷剂的流型变化基本相同，在低干度条件下，随着干度的增加凹坑管和光滑管管外制冷剂的流型依次是弹状流、间歇流和环形流，换热系数不断增加。在高干度条件下，制冷剂流型主要以环形流为主，由于凹坑结构会对制冷剂在周向上的运动产生阻碍作用，凹坑管管外制冷剂流型虽然是环形流，但是玻璃管上方液膜较薄，液态制冷剂主要集中在环形区域下方（该流型属于环形流中的半环形流）；与凹坑管不同，光滑管管外侧的环形流的上下液膜厚度基本相等。

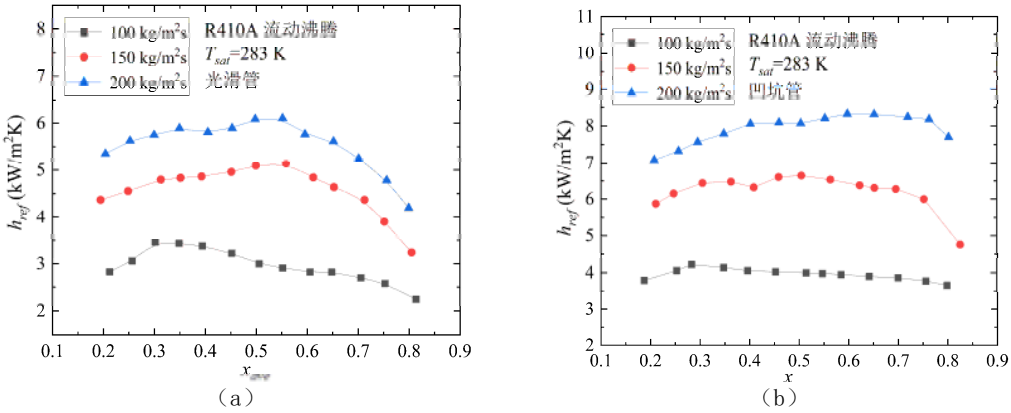
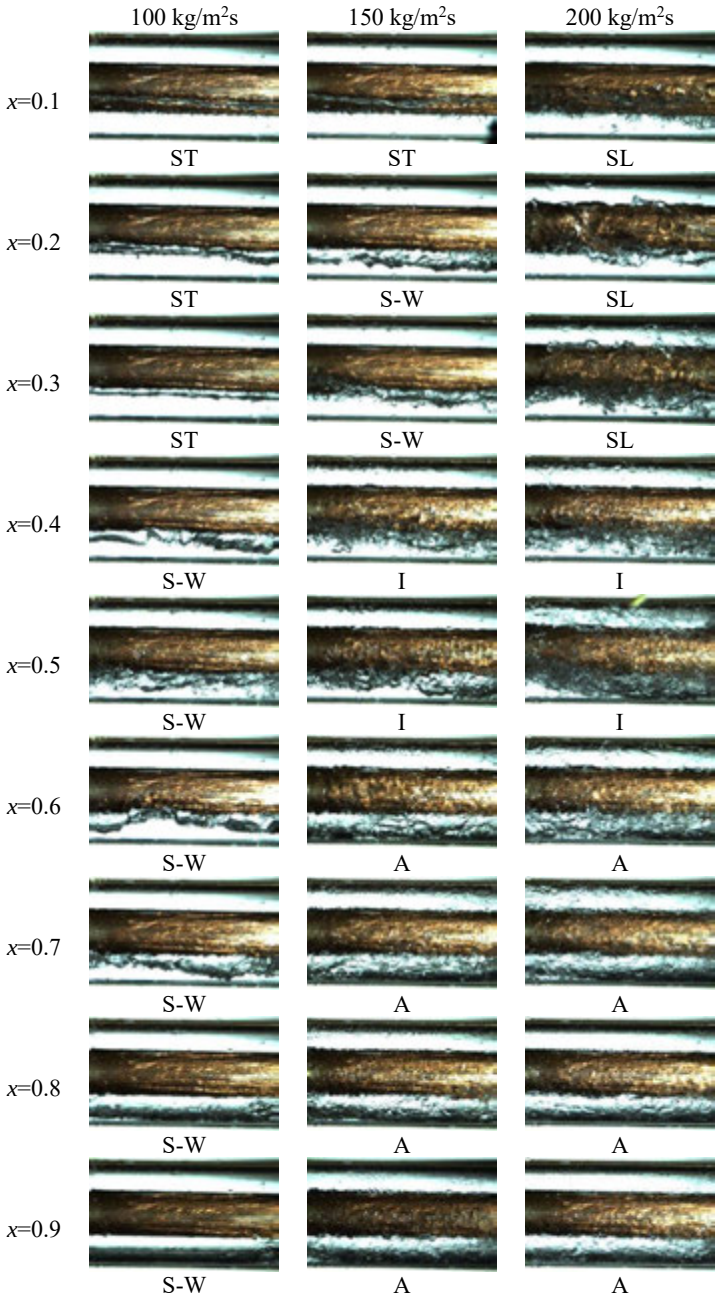


图 6 不同质量流速下换热系数与平均干度的关系：（a）光滑管和（b）凹坑管

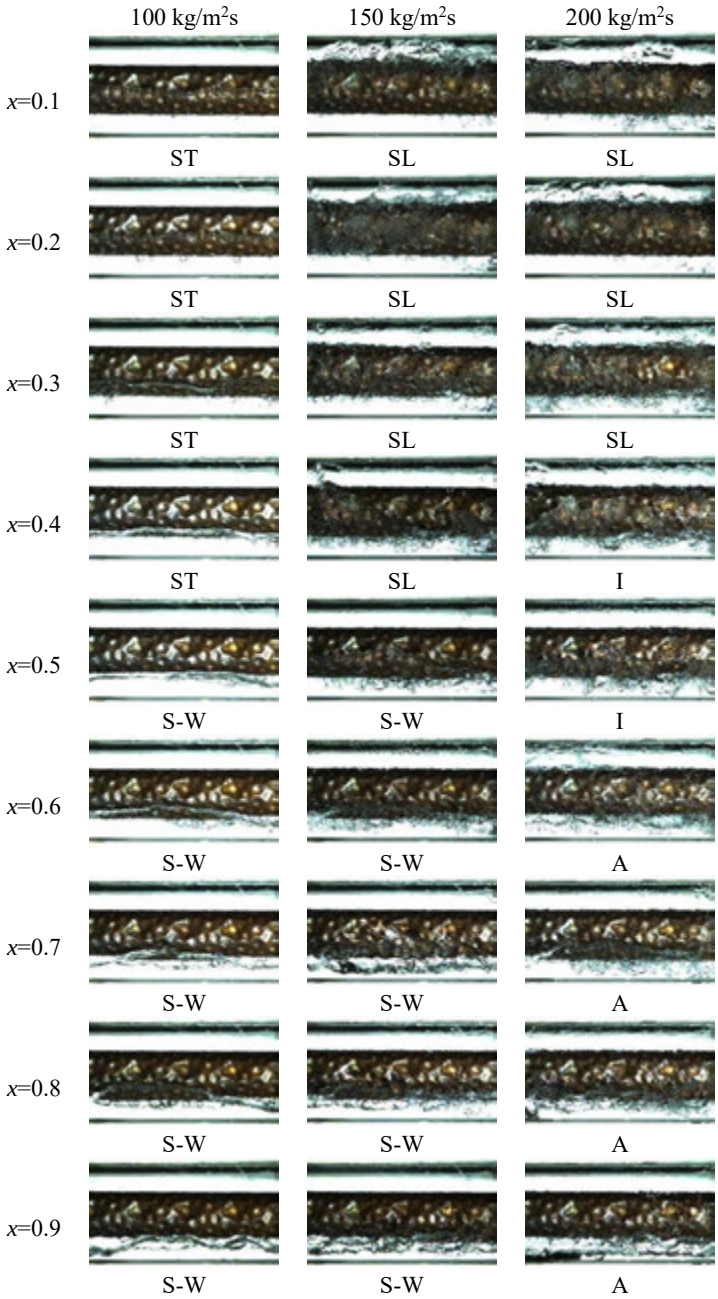
Fig.6 Flow boiling heat transfer coefficient versus average vapor quality for different mass fluxes: (a) smooth tube and (b) dimple tube

当质量流速为 150 和 200 kg/m^{2}s 时，换热系数随着平均干度的升高先增大后减小，这在光滑管上尤为明显。根据图 6（a）所示，当 x<0.5 时，换热系数随着平均干度增加而增加，当 x>0.5 时，换热系数随着平均干度的增加而减小，当 x=0.5 时换热曲线出现顶点。平均干度为 0.5 时即出口干度为 0.6 时，根据图 7（a）光滑管管外流型可知，该干度条件下为环形流。与管内流动沸腾换热不同，前人[14,15]研究管内流动沸腾换热时发现，环形流的出现有利于润湿管内的换热表面，减少干涸区域面积，产生更多的汽化核心，制冷剂转变为环形流后会表现出更高的换热系数；在管外流动沸腾换热实验中，随着平均干度不断增加，制冷剂流型转变为环形流后，换热系数开始呈现下降趋势。原因

为在管外流动沸腾换热实验中，当制冷剂流型转变为环形流时，制冷剂液膜会均匀的覆盖在套管表面，这反而会减少换热管表面润湿的面积，所以换热曲线呈现下降趋势。当凹坑管管外制冷剂流型为环形流时，换热系数没有出现明显的下降趋势，原因为该流型属于环形流中的半环型流，受重力作用制冷剂主要位于套管的底部，并且对换热管底部产生较好的润湿作用，此外凹坑结构有利于液膜保留在凹坑底部，进一步增加了润湿的面积。当质量流速为 150 和 200 kg/m^{2}s，x_{ave}>0.75 时，凹坑管的换热系数会急剧降低，原因为干度较高时容易出现干涸现象造成传热恶化。



（a） 光滑管

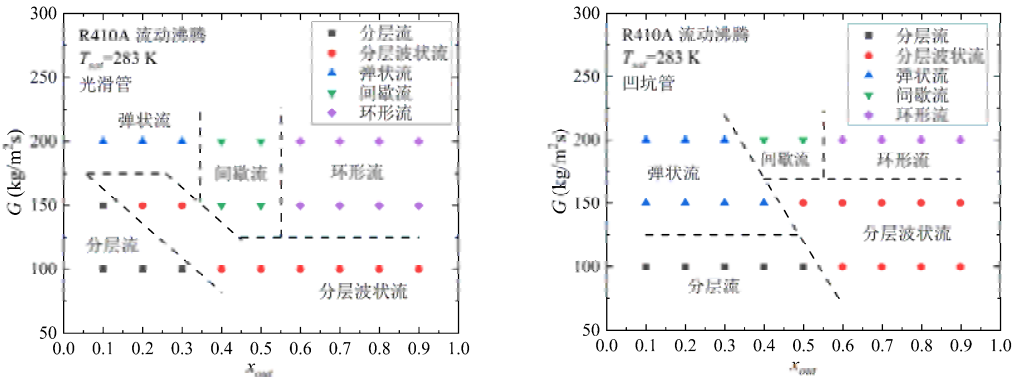


（b）凹坑管

图 7 不同干度和质量流速条件下的流型：（a）光滑管和（b）凹坑管

Fig.7 Flow patterns at different vapor quality and mass fluxes: (a) smooth tube and (b) dimple tube

图 8 为凹坑管和光滑管的流型图总结，对不同的流型进行了的区分。与光滑管相比，在低干度条件下，凹坑结构有利于弹状流的产生，凹坑管管外侧制冷剂的流型会在更低的质量流速条件下转变为弹状流；在高干度条件下，凹坑结构不利于环形流的产生，凹坑管管外侧制冷剂的流型在更高的质量流速条件下转变为环形流。凹坑管强化传热的机理主要是增加汽化核心和增强流体湍流程度，减小干涸区域面积。



（a） （b）

图 8（a）光滑管和（b）凹坑管的流动沸腾换热流型图

Fig.8 Flow boiling heat transfer flow pattern for (a) smooth and (b) dimple tube

4 结　论

研究了 R410A 在光滑管和凹坑管管外环形区域流动沸腾换热特性，探究了质量流速（100-200 kg/m^{2}s）与干度（0.2-0.8）变化对换热特性的影响，主要结论有：

（1）换热系数和摩擦压降随质量流速的增加而增加。凹坑管的换热系数和摩擦压降分别比光滑管高 35%-49%和 5%-10%（质量流速：100-200 kg/m^{2}s；干度：0.2-0.8）。凹坑结构有利于产生更多汽化核心；促进流体的分离与混合，提高湍流程度；有利于产生局部加速效果，增强剪切作用；有利于减薄液膜降低热阻。

（2） G=100 kg/m^{2}s 时，流动较稳定，干度变化对换热系数影响较小。G=150/200 kg/m^{2}s 时，换热系数随干度的增加先增加后减小。与管内流动沸腾实验不同，管外流动沸腾实验时，当流型转变为环形流时随干度升高换热系数下降。

（3）低干度条件下，凹坑管会在更低的质量流速条件下转变为弹状流；在高干度条件下，凹坑管会在更高的质量流速条件下转变为环形流。凹坑结构会对流体沿换热管周向运动产生阻力，不利于环形流的产生。

参考文献:

[1] S Wellsandt, L Vamling. Evaporation of R407C and R410A in a Horizontal Herringbone Microfin tube: Heat Transfer and Pressure Drop. International Journal of Refrigeration, 2005, 28(6): 901-911.

[2] A Muzzio, A Niro, S Arosio. Heat Transfer and Pressure Drop During Evaporation and Condensation of R22 inside 9.52-mm OD Microfin Tubes of Different Geometries. Journal of Enhanced Heat Transfer, 1998, 5(1): 39-52.

[3] M Y Cheng, H Pega. A New Flow Pattern Map for Flow Boiling of R410A in Horizontal Micro-fin Tubes Considering the Effect of the Helix Angle. International Journal of Refrigeration, 2020, 109:154-160.

[4] L Wojtan, T Ursenbacher, J R Thome. Investigation of Flow Boiling in Horizontal Tubes: Part I—A New Diabatic Two-phase Flow Pattern Map. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2004, 48(14): 2955-2969.

[5] S Wellsandt, L Vamling. Evaporation of R134a in a Horizontal Herringbone Microfin Tube: Heat

Transfer and Pressure Drop. International Journal of Refrigeration, 2005, 28(6): 889-900.

[6] D J Kukulka, R Smith, K G Fuller. Development and Evaluation of Enhanced Heat Transfer Tubes. Applied Thermal Engineering, 2011, 31(13): 2141-2145.

[7] D J Kukulka, Y He, R Smith, et al. Condensation and Evaporation Characteristics of Flows Inside Three Dimensional Vipertex Enhanced Heat Transfer Tubes. Chemical Engineering Transaction, 2017, 61: 1777-1782.

[8] D J Kukulka, R Smith, W Li, et al. Condensation and Evaporation Characteristics of Flows Inside Vipertex 1EHT and 4EHT Small Diameter Enhanced Heat Transfer Tubes. Chemical Engineering Transaction, 2018, 70: 13-18.

[9] W Li, X Ma, Z C Sun, et al. Evaporation Heat Transfer Characteristics of R410A Inside Horizontal Three-dimensional Enhanced Tubes. International Journal of Thermal Sciences, 2019, 137:456-466.

[10] X Ma, W Li, C Zhang, et al. Condensation and Evaporation Heat Transfer Characteristics of Low Mass Fluxes in Horizontal Smooth Tube and Three-Dimensional Enhanced Tubes. Journal of Thermal Science and Engineering Applications, 2020, 12(2): 021016

[11] Z Dong, J Zhang, Z Li, et al. Forced Convection Heat Transfer Outside Enhanced Tubes with Different Surface Structures. Heat Transfer Engineering, 2022, 43(14):1222-1240.

[12] Z Sun, W Li, X Ma, et al. Flow Boiling in Horizontal Annuli Outside Horizontal Smooth, Herringbone and Three-dimensional Enhanced Tubes. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 143:118554.

[13] W Li, J C Wang, Y Guo, et al. Two-phase Heat Transfer of R410A in Annuli Outside Enhanced Tubes with Micro-fin and Dimple. International Journal of Heat and Mass Transfer 2021 175: 121–370.

[14] M H Yu, T K Lin, C C Tseng. Heat Transfer and Flow Pattern During Two-phase Flow Boiling of R-134a in Horizontal Smooth and Microfin Tubes. International Journal of Refrigeration, 2002, 25(6): 789-798.

[15] K Spindler, H Mueller-steinhagen. Flow Boiling Heat Transfer of R134a and R404A in a Microfin Tube at Low Mass Fluxes and Low Heat Fluxes. Heat and Mass Transfer, 2009, 45(7): 967-977.

[16] D Sharar, A Bar-cohen. Two-phase Flow Regimes And Evaporative Heat Transfer in Internally-grooved Tubes. Journal of Enhanced Heat Transfer, 2015, 21(2): 195-230

[17] H Mashouf, M Shafaee, A Sarmadian, et al. Visual Study of Flow Patterns During Evaporation and Condensation of R-600a Inside Horizontal Smooth and Helically Dimpled Tubes. Applied thermal engineering: Design, processes, equipment, economics, 2017, 124: 1392-1400.

[18] V Gnielinski. New Equations for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and Channel Flow. International Chemical Engineering, 1976, 16(2):8-16.

[19] E E Wilson. A Basis for Rational Design of Heat Transfer Apparatus. Journal of Heat Transfer, 1915, 37(1): 47-70.

[20] R J Moffat. Describing the Uncertainties in Experimental Results. Experimental Thermal and Fluid Science, 1988, 1(1): 3-17.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：14xxxx

基于液气相变的高倍率锂离子电池热管理散热性能研究

张隆源 1，禹伟 1，孟垂舟 1，郭士杰 1
河北工业大学省部共建电工装备可靠性与智能化国家重点实验室，天津 300131
(Tel:15801328161,Email:yw16@hebut.edu.cn)

摘要： 以六水氯化钙($CaCl_2{\cdot}6H_2O$)为相变材料、碳纳米管(CNT)为载体，利用液气相变的散热机理，制备了用于高倍率锂离子电池热管理的 $CaCl_2{\cdot}6H_2O$/CNT 相变散热薄膜，利用 Bernardi 电池产热模型与 Murru 液气两相流干燥模型进行数值模拟。研究了环境相对湿度对散热膜散热效果的影响；并通过改变 $CaCl_2$/CNT 的质量制备不同厚度的散热膜，通过实验探究散热膜厚度对电池散热效果的影响。由于碳纳米管优异的传热性能与水蒸发高相变潜热的结合，散热薄膜可使 15C 放电倍率下的电池最高降低 17.4 °C。

关键词： 电池热管理；相变材料；碳纳米管；液气相变

0 前言

在环境污染和能源危机的紧迫挑战下，碳中和是全球各国需要完成的紧迫任务[1]。新能源电动汽车为解决化石能源依赖、减少环境污染和降低能耗提供了解决方案[2, 3]。作为新能源汽车动力源的最佳选择之一，锂离子电池具备高稳定性、高能量密度和长循环寿命等优势[4-6]。电池充放电过程中复杂的电化学反应伴随着热量的产生，尤其是动力电池在高功率输出时产生大量焦耳热。温度严重影响锂离子电池的性能，在高温下(大于 45 °C)电池会依次发生 SEI(Solid Electrolyte Interface 固体电解质界面膜)膜分解、隔膜融化、电解液分解、负极与电解液反应、正极分解等副反应，导致容量与寿命的衰减[7, 8]。当温度超过临界值(150 °C)，电池可能发生热失控，引发火灾和爆炸等危险事故。因此，随着对高倍率充放电锂离子电池需求的增加，开发高效的电池热管理方法具有重要的研究和应用价值。

近年来，电池热管理主要采用两种方法：主动散热和被动散热。主动散热方式中，强制风冷系统受限于空气的低热导率(0.023 W m^{-1} K^{-1})和低比热容(1.003 kJ kg^{-1} K^{-1})，散热能力有限。此外，需要风机提高空气流速，存在二次能量消耗和成本较高的问题，无法满足电池高功率运行时的冷却需求[9]。液冷系统虽然可以通过选择适当的冷却介质、提高冷却液流速和增加流道数量等方式提高散热效果，但仍面临占用空间大、冷却液易泄露和二次能源消耗的问题[10]。

被动散热系统通过使用翅片散热器或微结构等方式增加与空气的接触面积，以增强自然对流换热，但无法满足电池高倍率充放电的散热需求。相较传统的热管理方式，相变材料(PCM)利用材料的相变潜热来储存能量。然而，目前常见的固-液相变材料如石蜡

基复合材料在电池热管理领域应用与发展受到相变焓低(180~230 kJ kg^{-1})和相变后熔融液体易泄露等问题的限制。

与固-液相变相比，水的液-气相变具有更高的潜热(2260 kJ kg^{-1})，意味着在相同质量条件下，能吸收/释放更多的热量。因此，液-气相变在研究中逐渐成为关注的焦点。例如，Liu[11]等人通过湿度控制的相分离制备了多孔纤维，使用聚丙烯腈(PAN)作为基质，MIL-101(Cr)作为吸附剂，成功降低便携式存储设备电池的温度 7.3 °C。Li[12]等人使用 PAM 水凝胶作为框架，将碳纳米管(CNT)嵌入交联的 PAM 中以提高导热性能，同时利用吸湿盐 $CaCl_2$ 吸附空气中的水分，将光伏电池板的温度降低 10 °C。Pu[13]等人制备了聚 N-异丙基丙烯酰胺(PNIPA)水凝胶，并加入 LiBr 吸收空气中的水分，实现水凝胶的再生，在 2.2C 放电倍率下将手机电池温度降低 20 °C。Zeng[14]等人在具有大表面的铝散热器上涂覆 PAM 水凝胶，成功降低 CPU 在高负荷时段的温度 15 °C。

为了满足高倍率锂离子动力电池的热管理需求，本文通过使用吸水材料氯化钙吸收空气环境中的水分子并将水分子锁定在三维孔隙结构(SACNT)中，并将其贴附于电池表面。当温度升高时，水分子蒸发，将热量散失到环境中；当电池待机时，吸湿材料自发地从外界环境吸收水分子，以此循环使用的热管理方式对电池进行散热。利用碳纳米管优异的传热性能与水蒸发高相变潜热的结合，散热薄膜可使 15C 放电倍率下的电池最高降低 17.4 °C，并且利用 Bernardi 电池产热模型与 Murru 干燥模型进行数值模拟与实验验证。

1 数值方法

1.1 相变机理

结晶水合盐是无机盐与水的化合物，结晶水以化学键的方式与物质的内部结构相结合，结晶水只有在受热时才能脱出。水和盐类相变材料通常通过失去或得到结晶水的形式发生相变，其相变机理可由式（1）表示：

$$CaCl_2 + n \cdot H_2O \xleftrightarrow{\text{加热或冷却}} CaCl_2 \cdot nH_2O \qquad (1)$$

n 与温度相关，当温度大于熔点时，结晶水合盐吸热熔化脱出全部结晶水，脱水后的盐溶解在脱出的结晶水中，水合盐从固态变为液态，完成储热过程；当温度小于熔点时，脱水后的盐与脱出的水受冷重新结合生成结晶水合盐，水合盐从液态回到固态，完成放热过程。

1.2 几何模型

采用型号为 18650 型圆柱型锂离子电池，锂离子电池的规格参数如表 1 所示，如图 1 所示，相变散热膜贴附于电池表面，相变散热膜的厚度为 0.3~1.2 mm，高度与锂离子电池相等,实验与仿真的温度测试点如图 1 所示为靠近正极 1 cm 处。相变散热膜由 SACNT/$CaCl_2$ 制成，基本参数如表 2 所示。在充放电测试中使用高倍率电池充放电测试仪(CT-4008-5V50A-NTA)进行充放电测试，用 NTC 热敏电阻贴附与电池正极端测试温度，环境温度和不同的相对湿度由恒温恒湿箱控制，整个实验系统放置于 25 °C 环境中，电

池充放电工况参数如表 3 所示。采用 COMSOL Multiphysics 5.6 多物理场耦合仿真软件对电池进行数值模拟。

表 1 锂离子电池的规格参数

参数	数值
容量/Ah	2
电池直径/mm	18
电池高度/mm	65
电池重量/g	46.5
标称电压/V	3.2
放电截止电压/V	2.5
内阻/mΩ	≤18
径向导热系数/W m^{-1} K^{-1}	0.98
轴向导热系数/W m^{-1} K^{-1}	3.21
密度/kg m^{-3}	25.3
比热容/ J kg^{-1} K^{-1}	1375
表面自然对流系数/W m^{-2} K^{-1}	9.5
正极材料	三元 612
负极材料	石墨
电池型号	18650-2000 mAh

表 2 相变散热膜基本参数

参数	数值
厚度/mm	0.3-1.2
导热系数/ W m^{-1} K^{-1}	0.2-1.4
相变潜热/J g^{-1}	230
表面发射率	0.97
表面自然对流系数/W m^{-2} K^{-1}	10.7

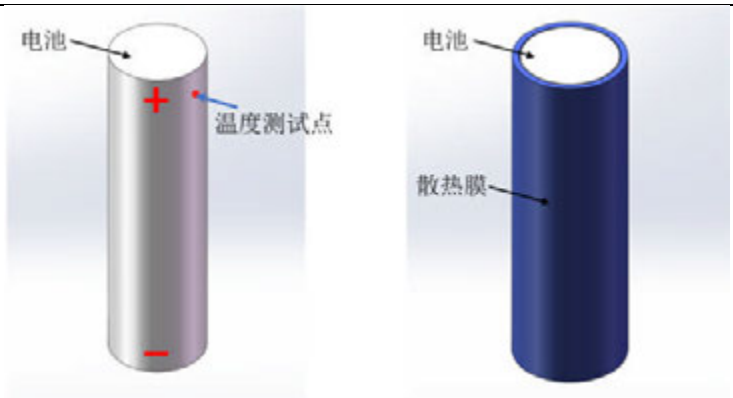


图 1 电池模型

表 3 实验研究工况

	模式	参数
放电	恒流放电	截止电压：2.5 V
充电	恒流恒压充电	截止电压：2.5 V 截止电流：0.1 A

1.3 电池生热模型

在对电池组进行数值分析之前，要计算出电池的产热功率。目前，使用最为广泛的电池生热公式 Bernardi 公式，该公式能够较好地模拟电池在实际情况下的产热速率，并且与实验所得的结果最为接近。所以本研究采用电池生热模型公式中的 Bernardi[15]公式来计算电池的产热，其计算式为：

$$q = \frac{1}{V_b}\left[(I^2R) + IT\frac{dE_0}{dT}\right] \tag{2}$$

式中，q(W/m^3)为电池的生热速率；I为电流，A(1 C 对应 2 A，2 C 对应 4 A，以此类推)；V_b(m^3)为电池的体积；T(°C)为电池的初始温度；R(mΩ)为电池的内阻(取 18 mΩ)，$\frac{dE_0}{dT}$(0.4 mV/K)代表电池发生电化学反应的熵系数。根据电池的生热公式并结合表 1 所给的电池体积参数，可以计算出电池在 1C、10C、15C 放电倍率下的电池生热速率，结果如表 4 所示。

表 4 不同放电倍率下锂离子电池的生热速率

放电倍率/C	1	10	15
生热率/W m^{-3}	18773.3	579499.3	1195720.6

单体电池电极活性材料螺旋缠绕形成柱状，因此，传热模型中的导热系数为各向异性，沿电池片方向（圆柱长度方向）的导热系数比电池片法向（径向）的高，电池各个方向的导热系数计算式为：

在径向方向，导热系数 $k_{T,r}$的根据以下公式计算：

$$k_{T,r} = \frac{\sum L_i}{\sum L_i/k_{T,i}} \tag{3}$$

其中，L_i是单电池不同层的厚度，$k_{T,i}$是构成这些层的材料的导热系数。

圆柱长度方向的导热系数$k_{T,ang}$的计算依据为：

$$k_{T,ang} = \frac{\sum L_i k_{T,i}}{\sum L_i} \tag{4}$$

同样地，活性电池材料的密度ρ_{batt}和热容$C_{\rho,batt}$的计算依据为：

$$\rho_{batt} = \frac{\sum L_i \rho_i}{\sum L_i} \tag{5}$$

$$C_{\rho,\mathrm{batt}} = \frac{\sum L_i C_{p,i}}{\sum L_i} \tag{6}$$

根据能量守恒，冷却系统的平衡方程为：

$$\sum m_i C_i \frac{dT_i}{dt} = \nabla(k\nabla T) + Q_{gen} - Ah_c(T_s - T_a) - A\sigma\varepsilon(T_s^4 - T_a^4) - \alpha h_e \tag{7}$$

方程左侧第一项表示整个系统的能量变化，m_i、C_i、T_i分别表示冷却系统每部分的质量、比热容、温度。方程右侧第一项表示热传导项，第二项表示电池自身产生的热量，第三、第四和第五项分别表示自然对流、辐射散热和液相蒸发所吸收的热量。A、T_s、T_a、h_c、ε和σ分别是样品与空气接触的表面积，样品的表面温度，环境温度，对流系数，样品表面的发射率，和 Stefan–Boltzmann 常数。α和h_e表示液相质量和蒸发焓。

1.4 PCM 模型

当电池产生的热量通过热传导传递到散热膜后，液态水蒸发生液气相变吸收热量，散热膜表明通过自然对流与热辐射散热，整个系统顶部处于恒定的空间蒸汽压下，散热膜中存在固、液、气三相，因此 PCM 模型采用 Murru[16]干燥模型。

液相质量平衡方程：

$$\frac{\partial\theta_L}{\partial t} = \nabla(D_L\nabla\theta_L) - \frac{m_{LG}}{\rho_L} \tag{8}$$

式中，θ_L是液相体积分数，T(°C)是温度，t(s)是时间，D_L(m^2 s^{-1})是液相扩散系数，K_{eff}(W m^{-1} K^{-1})为散热膜的有效热导率，ρ_L(kg m^{-3})为液相密度，m_{LG}(kg m^{-3} s^{-1})则为局部蒸发率，方程右侧第二项表示液相蒸发时损失的体积分数。

液相的蒸发速率与散热膜的平衡蒸汽压与顶部空间蒸汽压的压差有关，当液相体积分数小于零或散热膜的局部蒸汽压小于顶部空间蒸汽压时（不存在蒸发的驱动力），蒸发计算停止。

$$m_{LG} = \begin{cases} \frac{k_{vap}\rho_L(p^* - p_G)}{p_G} & if\theta_L > 0 \\ 0 & if p^* \le p_G \\ 0 & if p^* \le p_G \end{cases} \tag{9}$$

式中k_{vap}(s^{-1})是蒸发速率常数，p_G(Pa)是复合散热膜的局部蒸汽压，p^*(T)是与该温度下的饱和蒸汽压。蒸汽压与温度呈正相关，p^*(T)可以由 Antoine 方程来估计。

$$log_{10}p^* = A - \frac{B}{C+T} \tag{10}$$

常数 A、B 和 C 与液相有关，本模型中液相为水，所以式中 A=18.3036、B=3816.44K、C=-46.13K。散热膜由固相（碳纳米管、氯化钙）、液相（氯化钙水溶液）、气相（固相间隙内的空气）组成，因此散热膜必须考虑三相的属性，散热膜的有效热容与有效热导计算如下：

$$\rho C_p = \theta_L\rho_L C_{p,L} + \theta_S\rho_S C_{p,S} + \theta_G\rho_G C_{p,G} \tag{11}$$

$$\lambda_{eff} = \lambda_{dry} + \frac{\theta_L}{1-\theta_S}\left(\lambda_{wet} - \lambda_{dry}\right) \quad (12)$$

其中ρ_i和C_p分别是各相的密度和比热容，θ_L、θ_S、θ_G分别表示散热膜中液相、固相、气相的体积分数。λ_{eff}、λ_{dry}、λ_{wet}分别表示散热膜有效热导率、完全干燥后热导率、干燥前热导率。当散热膜中液相相变时，液相会蒸发并由固相间的的气相代替，三相之和应为 1，所以三相体积分数必须满足：

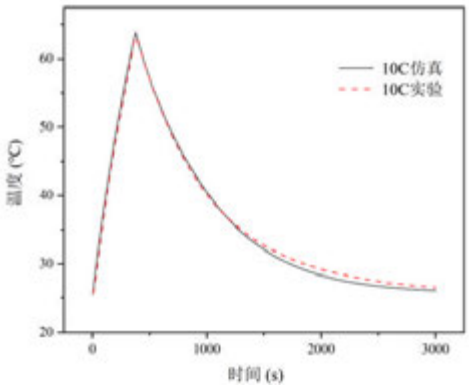
$$\theta_L + \theta_S + \theta_G = 1 \quad (13)$$

2 结果与讨论

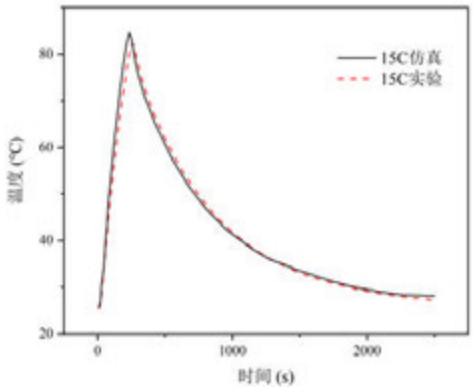
为了验证仿真结果的准确性和可靠性，进行了实验验证，将仿真结果与实验结果进行对比。

2.1 采用空气自然对流散热的单体锂离子电池

图 2 显示了锂离子电池在不含 PCM 散热膜、仅采用空气自然对流散热时，对两个单体锂离子电池进行 10 C 和 15 C 恒流放电后搁置 30 min 的工步设置，通过 K 型热电偶记录如图 1 所示电池表面温度测试点的数据。从图中可以看出，在 10 C 放电倍率下，锂离子电池的表面最高温度达到 63.5 °C，在 15 C 放电倍率下电池表面温度可达 82.3 °C，超过了该电池 75 °C 的安全温度，这将严重衰减锂离子电池的容量。因此有必要对电池组进行相应的热管理措施，将电池的温度控制在适宜温度范围内。



(a)裸电池 10 C 恒流放电；



(b)裸电池 15 C 恒流放电

图 2 裸电池 10 C 和 15 C 恒流放电期间实验测试与数值模拟温度

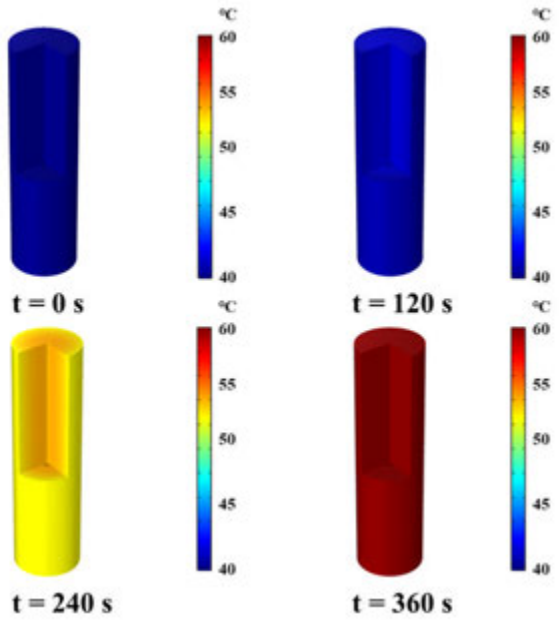
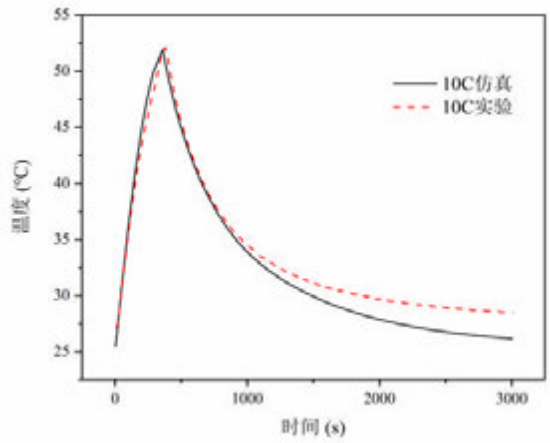


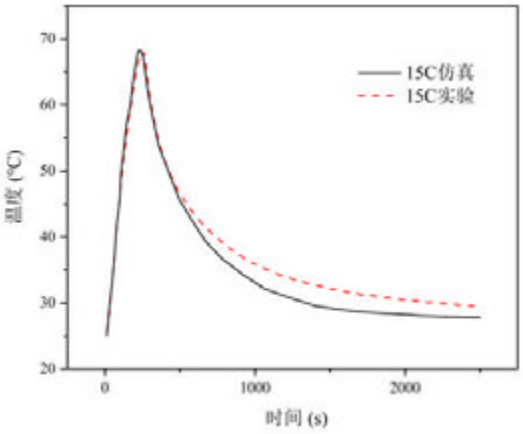
图 3 裸电池 10 C 恒流放电温度分布云图

2.2 带有 PCM 的单体锂离子电池

图4 展示的为带有散热膜的单体锂离子电池在环境温度为25 °C、相对湿度RH=65%的环境下，被散热膜包裹时电池表面温度的实验测试数据与数值模拟结果。从图 5 中可以看出，在 10C 放电倍率下，带 PCM 锂离子的温升速率与不带 PCM 电池组的温升速率相比明显降低。并且单体电池的最高温度在 10 C 和 15 C 放电倍率下均有下降。如表 5 所示在 10 C 恒流放电期间，散热膜将电池温度从 63.5 °C 降到 52 °C，最大温差 11.2 °C，在 15C 恒流放电期间将电池温度从 82.3 °C 降到 68 °C，加有相变散热膜后电池温度始终在 75 °C 下，PCM 散热膜可以将电池在 15 C 放电倍率下温度始终维持在安全范围内，提高电池循环性能，延长使用寿命。



(a)带有 PCM 电池 10 C 恒流放电；



(b) 带有 PCM 裸电池 15 C 恒流放电;

图 4 带有 PCM 电池 10 C 和 15 C 恒流放电期间实验测试与数值模拟温度

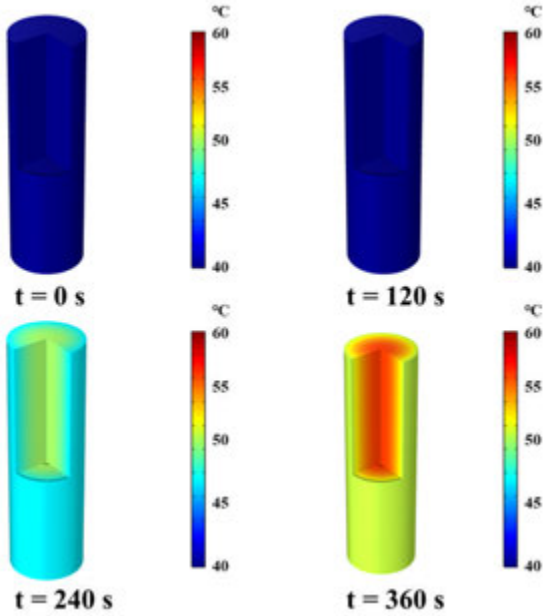
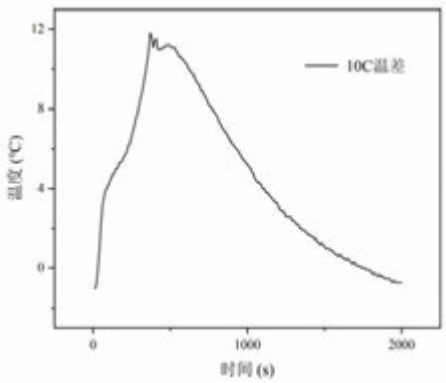


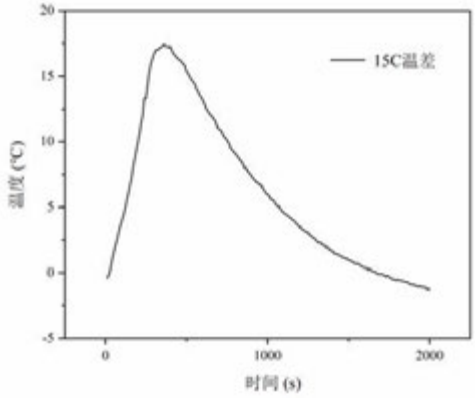
图 5 带有 PCM 电池 10 C 恒流放电温度分布云图

表 5 加膜与不加膜电池表面最高温度

放电倍率/C	10	15
裸电池表面温度/°C	63.5	82.3
贴有散热膜电池表面温度/°C	52	68
最大温降/°C	11.2	17.4



(a)10 C 温差;



(b)15 C 温差;

图 6 裸电池与带有 PCM 的电池放电期间的温差

2.3 环境湿度对散热性能影响

图 7 和图 8 为带有散热膜的单体电池模型在相对湿度为 35%、45%、55%和 65%下的以 10 C 恒流放电期间温度分布图以及电池表面最高温度随时间变化的曲线图，表 6 为不同湿度下散热膜的吸湿量，表明散热膜的吸水能力随湿度的增加而增加，从图 7 中可以看出，环境湿度越高时由于初始含水量增加，电池放电过程中水蒸发量增加导致温度降低，表明在更潮湿的环境中获得更优异的热管理性能。但是由于水蒸发速率会受到温度和环境湿度共同影响，当空气中水蒸气浓度接近饱和时，蒸发速率会减慢，所以实验中最高在 65%湿度下进行。

表 6 散热膜在不同湿度下的吸水能力

相对湿度	35	45	55	65
吸水能力/g g^{-1}	0.5	0.6	0.8	1.2
饱和吸水量/g	0.73	0.91	1.18	1.55

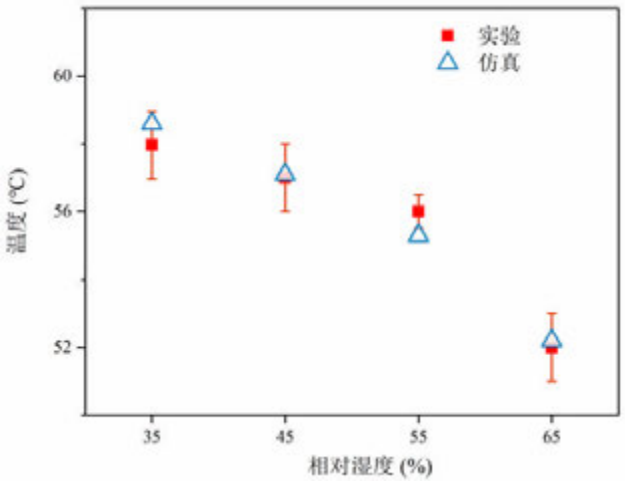


图 7 不同湿度下电池 10 C 放电期间最高温度

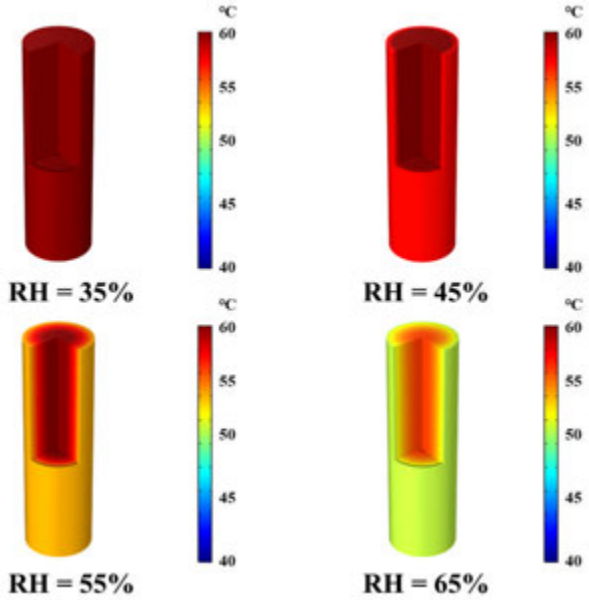


图 8 不同湿度电池放电结束时温度分布云图

2.4 厚度对散热性能影响

如表 7 所示制备了 0.3 mm~1.2 mm 厚度的散热膜，当 SACNT 质量从 100 mg 增加至 800 mg 时，最大承载氯化钙质量从 0.2 g 增加至 1.2 g。如图 9 所示通过实验测试了散热膜不同厚度的散热性能 0.3 mm、0.5 mm 和 0.8 mm 厚度的散热膜在电池放电结束时最高温度分别达到了 58 ℃、55 ℃ 和 52 ℃，而 1.2 mm 厚度的散热膜在电池放电结束时最高温度达到 60 ℃，0.8 mm 厚度的散热膜效果最优。如图 10 所示测试了不同厚度散热膜 12 h 的吸水量以及贴附于电池以 10 C 恒流放电后水解析的质量，0.3 mm、0.5 mm 和 0.8 mm 厚度的散热膜在 12h 的吸水量分别为 0.4 g、0.6 g、0.9 g，但当散热膜厚度为 1.2 mm 时，吸水量减少导致散热效果差。

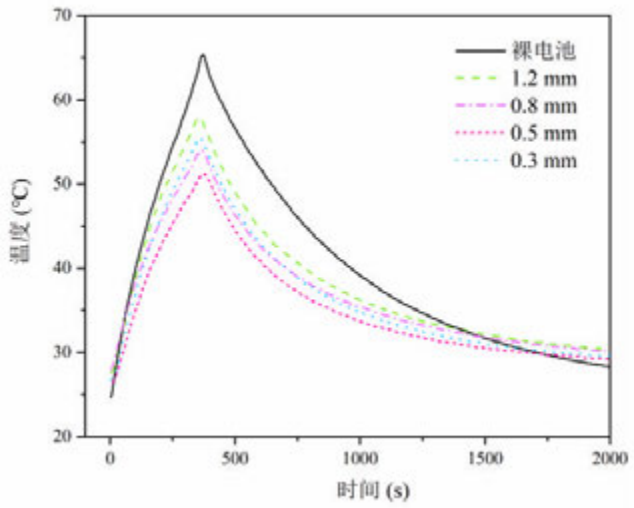


图 9 不同散热膜厚度实验测试温度

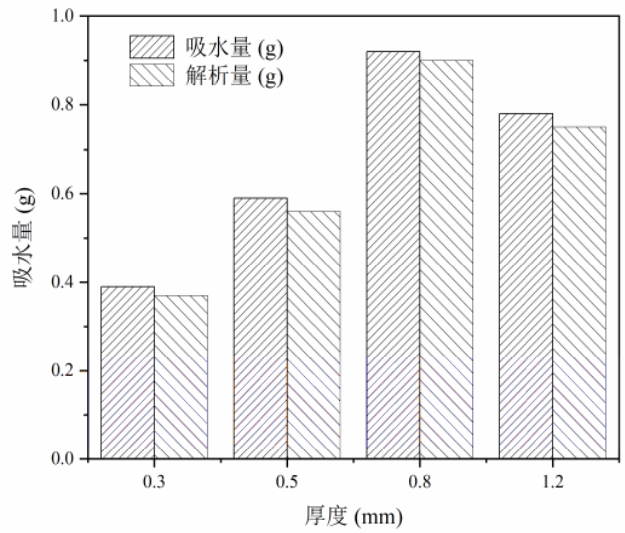


图 10 不同散热膜厚度的水吸收量与解析量

表 7 不同厚度散热膜承载氯化钙质量

散热膜厚度/mm	0.3 mm	0.5 mm	0.8 mm	1.2 mm
SACNT 质量/mg	100	300	500	800
氯化钙质量/g	0.2	0.3	0.8	1.2

3 结论

本文以高倍率圆柱形 18650 锂离子电池为研究对象，利用液气相变的相变散热膜包裹电池来实现冷却电池，通过实验与数值模拟验证了电池以 10 C 和 15 C 放电倍率下的产热与散热膜的散热效果，得到的主要结论如下：

1) 电池温度与放电倍率成正比，在 10 C 放电倍率下，锂离子电池的表面最高温度

达到 63.5 °C，在 15 C 放电倍率下电池表面温度可达 82.3 °C，超过了该电池 75 °C 的安全温度。

2) 实验与仿真结果表明，环境湿度会影响散热膜的冷却效果，由于湿度增加使散热膜吸水量增加，当电池产生热量会有更多的水分蒸发来吸收热量，当环境温度为 25 °C、相对湿度为 65%时，电池在 10 C 恒流放电期间，散热膜将电池温度从 63.5 °C 降到 52 °C，最大温差 11.2 °C，在 15C 恒流放电期间将电池温度从 82.3 °C 降到 68 °C。

3) 实验结果表明散热膜厚度与最高承载氯化钙的质量成正比，当散热膜厚度从 0.3 mm 增加至 0.8 mm 时，氯化钙的质量从 0.2 g 增加至 0.8 g，但当厚度为 1.2 mm 时，整体吸水速率降低导致散热性能变差，散热性能最优的厚度为 1.2 mm。

参考文献

[1] Chu S, Cui Y, Liu N. The path towards sustainable energy [J]. *Nat Mater* 2016, 16(1): 16-22.

[2] Srinivasan V, Hafemeister D, Levi B, Levine M, Schwartz P. Batteries for Vehicular Applications [Z]. AIP Conference Proceedings. 2008: 283-96.10.1063/1.2993726

[3] Dunn B K, H.; Tarascon, J. M. Electrical Energy Storage Electrical Energy Storage [J]. *Science* 2011, 334: 928−35.

[4] Goodenough J B, Park K S. The Li-ion rechargeable battery: a perspective [J]. *J. Am. Chem. Soc.* 2013, 135(4): 1167-76.

[5] Tarascon J, Armand, M. Issues and challenges facing rechargeable lithium batteries [J]. *Nature* 2001, 414: 359–67.

[6] Hao M, Li J, Park S, Moura S, Dames C. Efficient thermal management of Li-ion batteries with a passive interfacial thermal regulator based on a shape memory alloy [J]. *Nature Energy* 2018, 3(10): 899-906.

[7] S. Santhanagopalan Q Z, K. Kumaresan, R.E. White. Parameter estimation and life modeling of lithium-ion cells [J]. *J. Electrochem. Soc* 2008, 155(4): A345.

[8] Barré A, Deguilhem B, Grolleau S, Gérard M, Suard F, Riu D. A review on lithium-ion battery ageing mechanisms and estimations for automotive applications [J]. *J. Power Sources* 2013, 241: 680-9.

[9] Li X, Zhao J, Yuan J, Duan J, Liang C. Simulation and analysis of air cooling configurations for a lithium-ion battery pack [J]. *Journal of Energy Storage* 2021, 35.

[10] Wang Y, Rao Z, Liu S, Li X, Li H, Xiong R. Evaluating the performance of liquid immersing preheating system for Lithium-ion battery pack [J]. *Appl. Therm. Eng.* 2021, 190.

[11] Liu X, Li P, Chen J, Jiang P, Mai Y-W, Huang X. Hierarchically porous composite fabrics with ultrahigh metal organic framework loading for zero-energy-consumption heat dissipation [J]. *Science Bulletin* 2022.

[12] Li R, Shi Y, Wu M, Hong S, Wang P. Photovoltaic panel cooling by atmospheric water sorption–evaporation cycle [J]. *Nature Sustainability* 2020, 3(8): 636-43.

[13] Pu S, Liao Y, Chen K, Fu J, Zhang S, Ge L, Conta G, Bouzarif S, Cheng T, Hu X, Liu K, Chen J. Thermogalvanic Hydrogel for Synchronous Evaporative Cooling and Low-Grade Heat Energy Harvesting [J]. *Nano Lett.* 2020, 20(5): 3791-7.

[14] Zeng J, Zhang X, Chung K M, Feng T, Zhang H, Prasher R S, Chen R. Moisture thermal battery with autonomous water harvesting for passive electronics cooling [J]. *Cell Reports Physical Science* 2023, 4(2).

[15] Bernardi D P E, Newman J. A general energy balance for battery systems [J]. *J. Electrochem. Soc.* 1985, 132(1): 5-12.

[16] Murru M, Giorgio G, Montomoli S, Ricard F, Stepanek F. Model-based scale-up of vacuum contact drying of pharmaceutical compounds [J]. *Chem. Eng. Sci.* 2011, 66(21): 5045-54.

[17] A. Suwono, Y. S. Indartono, M. Irsyad, I. C. Al-Afkar. Application of calcium chloride as an additive for secondary refrigerant in the air conditioning system type chiller to minimized energy consumption [C] IOP Conf. Ser.: *Mater. Sci. Eng.* 2015, 88, 012035.

中国工程热物理学会 传热、传质学
学术会议论文 编号：233569

泵驱辅助两相回路热虹吸管传热特性研究

花宇，张涛，屈健*
（江苏大学 能源与动力工程学院，江苏 镇江 212013）
（Tel：15952804218，Email：rjqu@ujs.edu.cn）

摘要：本文对泵驱辅助两相回路热虹吸管的启动和传热性能开展了实验研究，并与传统回路热虹吸管进行比较。结果表明：泵驱辅助能够实现回路热虹吸管的快速启动，并有效降低温度波动和避免蒸发段间歇烧干现象的出现。在 2.4 W 泵功率和 550 W 加热功率下，回路热虹吸管的热阻为 0.153 K/W，对应的蒸发段换热系数为 2972.6 W/(m^2·K)；与无泵情况下相比，热阻降低了 17.7%，蒸发段换热系数则提高了 12.3%。然而，在泵功率较低（≤1.6 W）和加热功率较高（≥350 W）时，泵驱辅助反而阻碍冷凝液的回流，导致蒸发段换热效果的下降。因此，需根据蒸发段换热情况调整泵功率，以满足不同工况下的散热需求。

关键词：回路热虹吸管；泵驱动；启动；传热性能

0 前言

相变冷却技术因其高效的传热性能而被认为是一种解决高功率散热问题的有效方法，并成为当前热管理技术的研究热点[1]。作为被动式相变冷却技术，回路热虹吸管可依靠内部工质的相变循环实现较远距离的热量传递。结合回路热虹吸管结构简单、易于制作、设计灵活和传热效率高等优点，近年来在电子器件散热[2,3]、太阳能热利用[4]和核反应堆冷却[5]等领域引起了广泛关注，被认为具有良好的应用前景。

虽然传统回路热虹吸管在某些应用场合具有一定优势，但也存在一些明显的局限性。例如，回路热虹吸管性能会受到安装空间、管道复杂度等参数的限制[6]。在微重力环境中，由于缺乏重力辅助回流作用，回路热虹吸管将很难运行[7]。此外，回路热虹吸管内部也可能会出现如间歇沸腾[8]、浮液[9]、蒸发段局部烧干[10]和底部漏热[11]等问题，从而降低系统的传热性能及可靠性，甚至可能导致设备损坏。

为解决上述问题并拓展回路热虹吸管的应用范围，在现有回路热虹吸管设计基础上引入泵驱作用，即泵驱辅助两相回路热虹吸管系统，由此可在少量功耗下通过增大工质循环流量来提高回路热虹吸管系统的整体性能。Cao 等[9]基于整体可视化方法对回路热虹吸管中流动现象进行了研究，并设想可通过泵驱辅助来消除间歇沸腾和浮液等不稳定现象。为了研究泵驱动对回路热虹吸管性能的影响，Birajdar 等[12]通过改变泵驱动流量对回路热虹吸管进行实验研究。结果表明，随着流量的增加，显热和潜热换热量均随之增大。Zhang 等[13]对泵驱动回路和自然回路下的分离式热管开展了比较研究，发现对于回路设计不佳的分离式热管，引入泵作用可显著提高其传热性能，且增强的主要原因来自于消除过热和过冷，而非增加对流换热。因此，泵驱辅助可以认为是提高回路热虹吸管性能的有效措施。

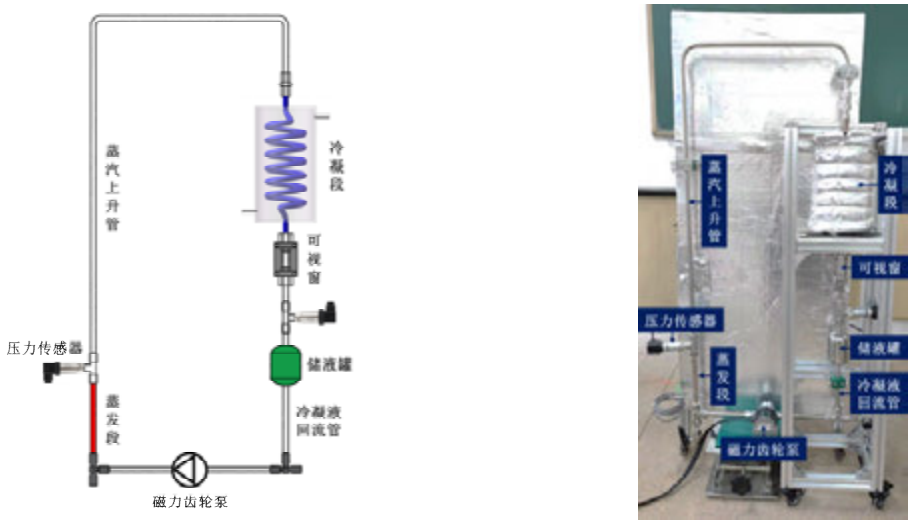
目前，针对泵驱辅助回路热虹吸管的研究报道还较少，特别是不同加热功率下泵功率大小对

热管传热性能的影响规律尚不清楚。为此，本文开展了泵驱辅助的回路热虹吸管传热性能实验研究，通过与无泵驱作用下回路热虹吸管的比较，指出低功率泵驱作用对提升回路热虹吸管启动和传热性能方面的明显效果，对泵驱辅助两相回路热虹吸管的发展应用具有很好的参考价值。

1 实验装置

1.1 实验系统

本研究设计并搭建的泵驱动回路热虹吸管装置如图 1 所示，其中泵驱动回路热虹吸管主要由蒸发段、蒸汽上升管、冷凝段、可视窗、储液罐、冷凝液回流管和磁力齿轮泵七个部分构成。热管蒸发段和冷凝段所用材料为导热系数较高的紫铜管，其中冷凝段出口设有石英玻璃可视窗，以便观测冷凝段出口的工质运动状态。为减少系统运行过程中的散热损失，其余管路均采用导热系数较低的 316 不锈钢材料。储液罐布置在冷凝液回流管靠上位置，用于储存液体工质，确保泵进口位置的工质始终为液相。磁力齿轮泵安装在回流管底部中间位置，为系统内工质的循环运动提供动力。实验选用上海索富公司生产的磁力齿轮泵，型号为 51 系列—NP100，配备有 24 V-100 W 的屏蔽电机。磁力齿轮泵采用磁力耦合传递动力，具有高密封性，从而解决了工质泄漏问题。



(a) (b)

图 1 泵驱辅助回路热虹吸管的结构示意图 (a)和实物图 (b)

整个实验系统的构成如图 2 所示，主要由回路热虹吸管、加热单元、冷却单元、泵驱辅助单元和数据采集单元五个部分组成。回路热虹吸管的蒸发段热量输入由弹簧加热线圈提供，在加热圈外部则串联了交流稳压器（JONCHN SVC-Ⅱ）、调压器（DELIXI TDGC2-3kVA）和功率计（GWINSTEK GPM-8212）。对于冷却单元，主要包括冷凝段、恒温水槽（DC-0510，上海衡平仪表有限公司）、转子流量计（双环 LZB-10WB）和调节阀。为保证充足的冷却效果，冷凝段设计成螺旋紫铜盘管，并将盘管置于柱形冷却腔内，采用 25 ℃恒温水浴对其冷却，冷水循环则采用逆流方式，质量流量为 1.3 L/min。在泵系统中，磁力齿轮泵的输出功率可通过直流稳压电源的功率显示功能获知。此外，将导热系数较低的陶瓷纤维隔热棉和防热辐射铝箔先后包裹在所有金属管道表面上，以最大限度地减少散热损失。

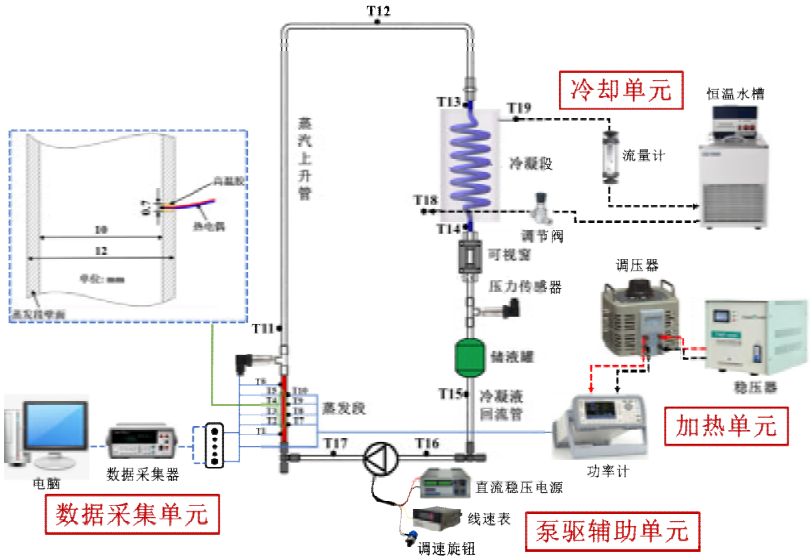


图 2 实验系统示意图

为了获取回路热虹吸管的温度和压力数据，整个回路系统共布置了 19 个 T 型热电偶（OMEGA, 精度±0.2 ℃）以及两个压力传感器（STP-TC2，精度±0.2%），如图 2 所示。其中，蒸发段处的 4 个热电偶（T_2-T_5）被置于管内近壁面处，并用高温胶密封，从而能够直接测量管内工质的温度；蒸发段位置的另外 6 个热电偶（T_1 和 T_6-T_{10}）采用锡焊方式焊接在紫铜管外壁面上。冷凝段位置，T_{18} 和 T_{19} 分别位于螺旋套管冷凝器的进、出口处，其余 8 个热电偶（T_{11}-T_{17}）则布置在回路外壁面的不同位置。此外，两个压力传感器分别安排在蒸发段和冷凝段的出口位置。实验过程中，所有温度和压力信号均由数据采集器（Agilent 34970A）采集并传输至电脑。

实验选用环保型制冷剂 R245fa 为工质，充液率范围为 60%-80%，实验环境温度保持在 20 ±1 ℃。实验过程中，回路热虹吸管始终处于竖直放置状态，通过调节加热功率和泵功率对其进行测试研究。

1.2 数据处理

本实验研究主要通过计算回路热虹吸管热阻 R 和蒸发段换热系数 h_e 来评估其传热性能。其中，热阻 R 的计算公式为：

$$R = \frac{(T_e - T_c)}{Q_{out}} \tag{1}$$

式中，T_e 和 T_c 分别为蒸发段外壁面和冷凝段进出口平均温度，Q_{out} 为冷凝段被冷却水带走的热量，分别表示如下：

$$T_e = \frac{1}{4}\sum_{i=7}^{10} T_i \tag{2}$$

$$T_c = \frac{1}{2}(T_{13} + T_{14}) \tag{3}$$

$$Q_{out} = \dot{m} c_P (T_{19} - T_{18}) \tag{4}$$

式中，$\dot{m}$ 和 c_p 分别为冷却水流量和比热。对于蒸发段的换热系数 h_e，其计算公式为：

$$h_e = \frac{Q_e}{A_e \times (T_{ei} - T_{ev})} \tag{5}$$

式中，Q_e 为蒸发段输入功率，A_e 为蒸发段内壁面面积， T_{ei} 和 T_{ev} 分别为蒸发段内壁面和近内壁面工质的平均温度，两者的计算公式如下：

$$T_{ev} = \sum_{i=2}^{5} T_i / 4 \tag{6}$$

$$T_{eo} = \sum_{i=7}^{10} T_i / 4 \tag{7}$$

T_{ei} 可通过 T_{eo} 计算得到，公式如下：

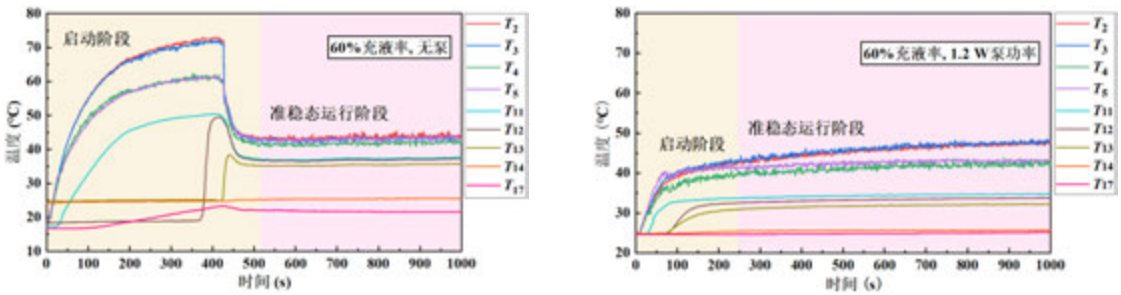
$$T_{ei} = T_{eo} - \frac{Q_e}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_o}{d_i} \tag{8}$$

式中，λ 为紫铜的导热系数（取为 386.4 W/(m·K)）。蒸发段紫铜管内径 d_i 和外径 d_o 分别为 10 mm 和 12 mm。

2 结果与分析

2.1 启动性能

回路热虹吸管的启动性能是评估其对热负荷敏感性和反应速率的重要指标。在外界热负荷作用下，回路热虹吸管能够快速产生热响应并进入工作状态，对其实际应用具有重要意义。图 3 展现了充液率为 60%-80%时，无泵与加泵回路热虹吸管系统（简称无泵和加泵系统）在 50 W 加热功率下的温度变化情况。对于加泵系统（泵功率为 1.2 W），在施加加热功率之前，泵一直处于运行状态，驱动工质在回路内循环，直到各个测点的温度接近冷却水温（25 ℃）。回路热虹吸管启动时间定义为从施加功率开始到冷凝段入口温度 T_{13} 趋于稳定的时间跨度。在施加加热功率后，如图 3 所示，无泵系统回路温度整体呈现先上升后下降的趋势，并进入准稳态运行阶段。相比之下，加泵系统回路温度在经历短暂升高后，即进入准稳态运行阶段。



(a) (b)

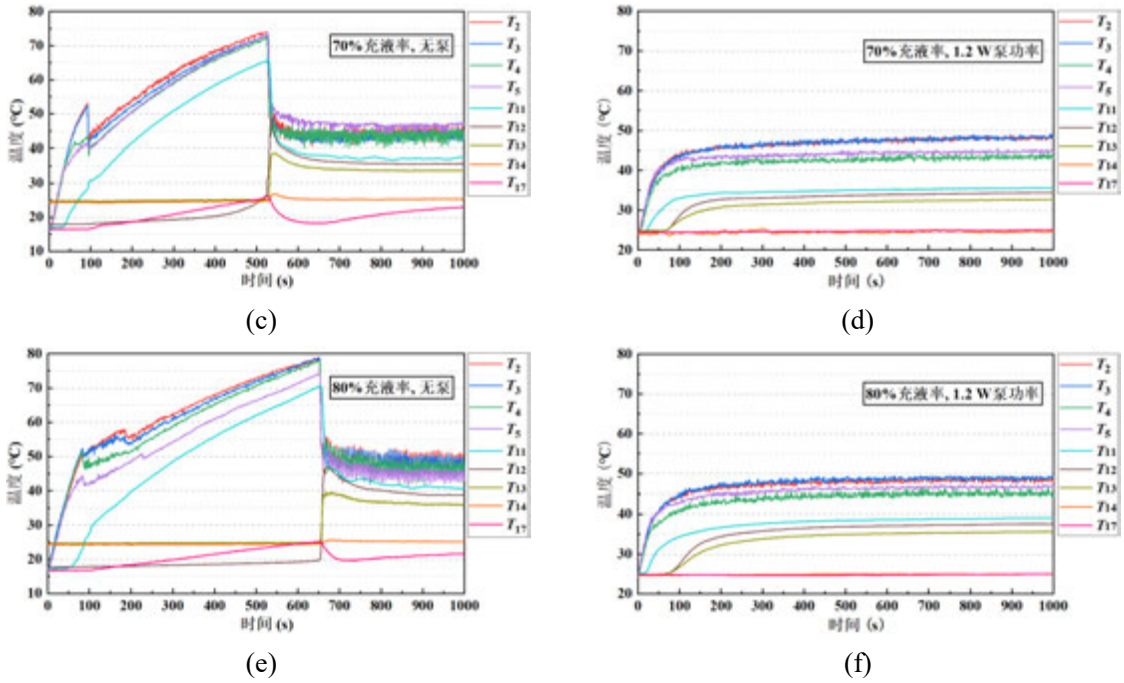


图 3 不同充液率下，无泵/加泵回路热虹吸管启动温度变化情况

上述现象可以通过图 4 进行解释，该图展示了无泵/加泵系统启动时的蒸发段局部流型。如图 4 (a)所示，在无泵系统启动过程中，蒸发段内的液态工质首先与壁面进行显热交换，导致近壁面工质温度（T_2-T_5）急剧上升。随着液态工质进一步吸收热量，蒸发段内壁面产生核化气泡。然而，由于此时气泡数量较少，驱动作用也相应较小，小气泡向上运动时会受到较大的流体阻力，使之难以立即脱离壁面。同时，由于蒸发段底部漏热[11]的影响，位于回路底部回流管左侧的 T_{17} 温度也有所上升。但随着气泡的不断生长聚并，气泡在浮升力作用下开始向上运动。此时，热管启动温度增长放缓。之后，由于过冷工质的及时补充，蒸发段温度迅速下降，最终达到相对稳定的温度状态。

如图 4 (b)所示，在加入泵驱作用后由于工质在回路中处于强制循环状态，使得蒸发段产生的气泡能够及时排出，有助于系统更快地达到稳定状态。然而，与无泵系统相比，由于泵驱下工质循环流速较高且温度较低，流动较快的过冷液体也会抑制蒸发段气泡的生长聚并，因此与图 4 (a)无泵系统启动时相比，此时气泡尺寸有所减小。

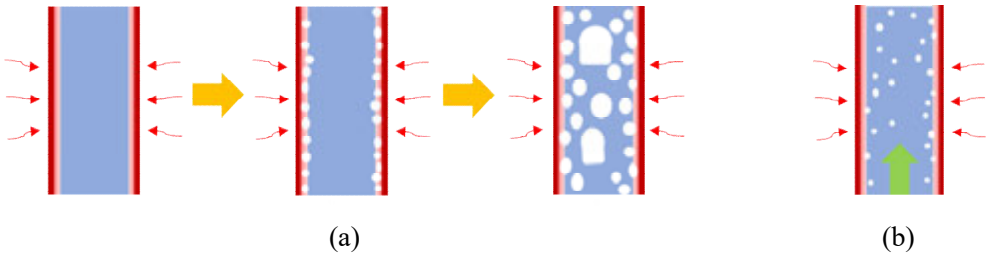


图 4 回路热虹吸管启动阶段蒸发段沸腾气泡生长演化状况：(a) 无泵系统；(b) 加泵系统

此外，加泵系统能够通过强制工质循环来克服启动时受到的阻力，与无泵系统相比，回路的启动时间、超调温度以及准稳态运行时的温度波动均显著降低，特别是在较高充液率（70%和80%）下，如图 3（c-f）所示。同时，在泵驱作用下，更多未发生相变的液态工质被输送到冷凝段，导致上升管温度（T_{11} 和 T_{12}）以及冷凝段入口温度 T_{13} 相较于无泵系统均有所降低。值得注

意的是，由于 T_2-T_5 直接测量蒸发段近壁面处的工质温度，因此与其它外壁面测点温度相比具有更大的温度波动。

2.2 传热性能

掌握回路热虹吸管在不同加热功率下的响应特性可为优化控制策略提供参考，以实现系统在不同散热需求下高效稳定运行。图 5 和 6 分别展示了充液率为 60%时，无泵与加泵系统在变加热功率下的温度变化情况。在无泵系统中，随着加热功率升至 200 W，位于蒸发段下游区域的温度 T_5 开始出现明显的温度震荡（见图 5）。此时，蒸发段内工质沸腾加剧，流动不稳定加剧，蒸发速率超过冷凝液回流补充速率，在持续加热的条件下该区域交替出现润湿和烧干，即发生间歇性烧干现象。然而，当加热功率提高至 350 W 时，回路热虹吸管内的驱动力增强，蒸发段进入较为稳定的流动沸腾状态，温度波动逐渐减小。另外，由于储液罐能够及时对蒸发段进行补液，即使在 550 W 较高加热功率下，蒸发段也未出现完全烧干现象。

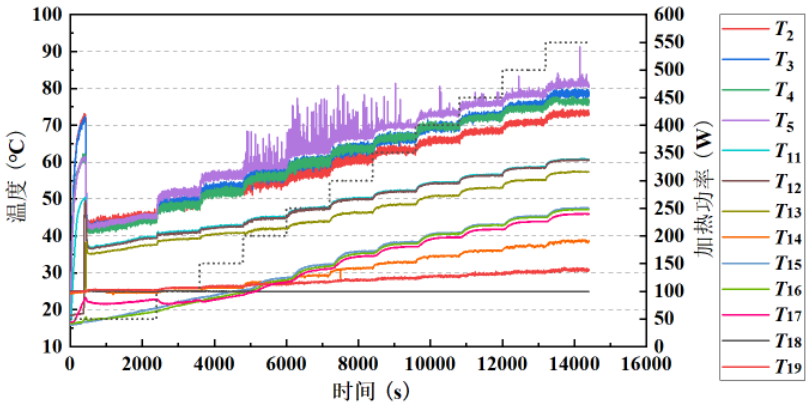


图 5 60%充液率下无泵回路热虹吸管温度随加热功率的变化

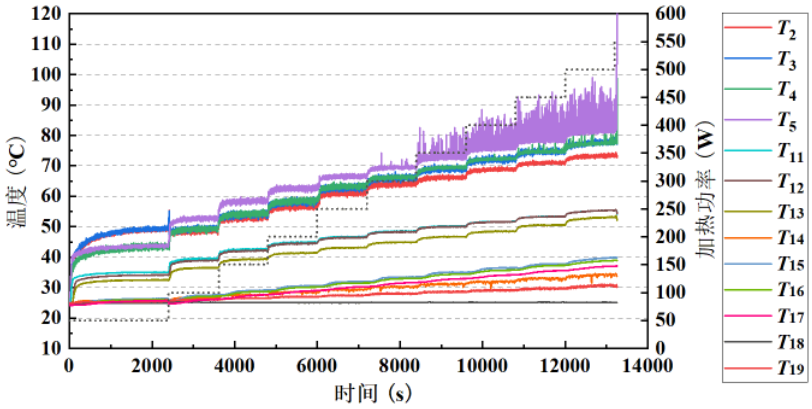
图 6 展示了不同泵功率下，泵驱辅助回路热虹吸管温度随加热功率的变化情况。从施加热功率开始，工质就在泵驱作用下与蒸发段和冷凝段进行热量交换，换热方式由显热为主逐渐转变为相变潜热为主。相较于无泵系统，虽然泵驱作用下启动后温度能够更快达到稳定状态，但当泵功率为 1.2 和 1.6 W 时蒸发段近壁区域工质温度出现了分层现象，其中 T_2 和 T_3 温度高于 T_4 和 T_5。

对于泵驱系统而言，在施加加热功率之前，回路热虹吸管底部回流管、蒸发段以及上升管已处于充满过冷液体状态。由于过冷液体从蒸发段入口向出口的流动过程中持续与壁面进行热交换，导致靠近出口处吸收的热量更多，从而促进此处工质相变汽化过程的发生。在 1.2 和 1.6 W 泵功率以及 50 W 加热功率下，蒸发段内壁面工质出现了温度分层现象；而在 2.0 和 2.4 W 的泵功率下，由于蒸发段的过冷液态工质循环流量增大，蒸发段工质需要吸收更多的热量才能实现稳定相变，因此温度分层现象延后至 100 W 加热功率后出现。

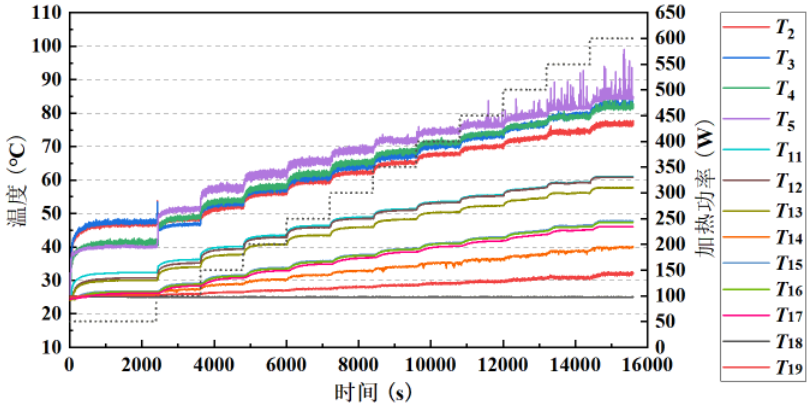
在约 250 W 加热功率下，与无泵系统相比，泵驱作用可以促进蒸发段气泡脱离，使气泡来不及聚集长大即被冲走，从而抑制不稳定流型的出现，可有效避免间歇烧干的发生。当加热功率提高至 350 W 和 1.2 W 泵功率的情况下，靠近蒸发段顶部 T_5 的温度开始出现明显的振荡，且振荡幅度随着加热功率的增大而逐渐扩大；直到 550 W 加热功率时，T_4 和 T_5 温度急剧上升，出现完全烧干现象，达到传热极限。上述现象的产生主要有以下两个原因：首先， 60%充液率下回路内工质循环量较少；其次，泵送流量较低，甚至出现低于自然循环的情况，导致位于回流底管

的齿轮泵因自身结构引起的额外阻力而阻碍了冷凝液的回流。

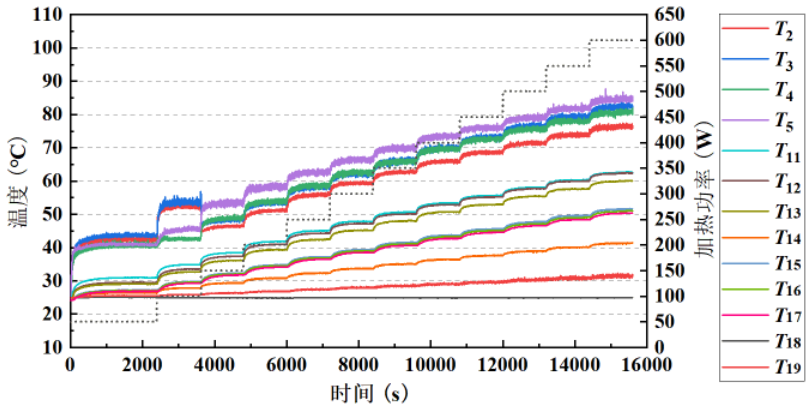
在 1.6 W 的泵功率下，工质循环流量有所增加，间歇烧干现象延后至 450 W 后开始出现，完全烧干现象在 600 W 的最高加热功率下也未出现。随着泵功率进一步提高至 2.0 和 2.4 W，蒸发段均未出现烧干现象，表明增大泵功率有利于促进工质循环，从而有效避免烧干现象的发生。此外，通过增加泵功率，回路热虹吸管蒸发段能够更快排出热量并保持较低的温度。与无泵系统相比，泵功率越大，蒸发段整体温度大小及波动降低也越明显。



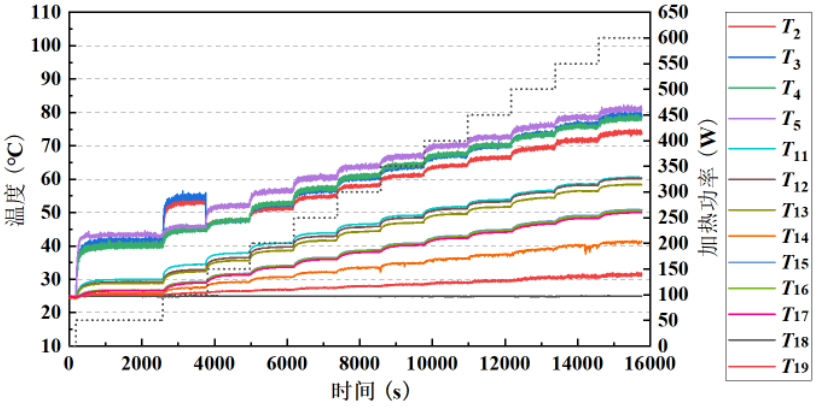
(a)



(b)



(c)



(d)

图 6 60%充液率下加泵回路热虹吸管温度随加热功率的变化情况：(a) 1.2 W 泵功率；(b) 1.6 W 泵功率；(c) 2.0 W 泵功率；(d) 2.4 W 泵功率

2. 3 热阻与蒸发段换热系数

图 7 给出了无泵和加泵系统在不同加热功率下的热阻变化情况，热阻总体上随着加热功率的增加而减小，并趋于稳定。对于加泵系统而言，随着泵功率的增大，单位时间内蒸发段对流换热量加大，更多的热量被携带到冷凝段冷却，从而提高了热量传递效率，热阻也相应随着泵功率的增大而减小，在 600 W 加热功率和 2.4 W 泵功率的情况下可低至 0.152 K/W。

与无泵系统相比，在 2.4 W 泵功率和 50 W 低加热功率下，热阻降低了 0.11 K/W，降幅为 17.3%。而在 2.4 W 泵功率和 550 W 较高加热功率下，热阻降低了 0.033 K/W，降幅为 17.7%。需要注意的是，引入泵驱作用并不意味着一定能提高传热性能。在 1.2 W 泵功率和 350-500 W 加热功率下，由于泵内结构阻碍了冷凝液的回流，导致蒸发段顶部出现了间歇烧干现象。此时，加泵系统的热阻反而高于无泵系统，在 500 W 加热功率下甚至比无泵系统高出约 0.043 K/W。

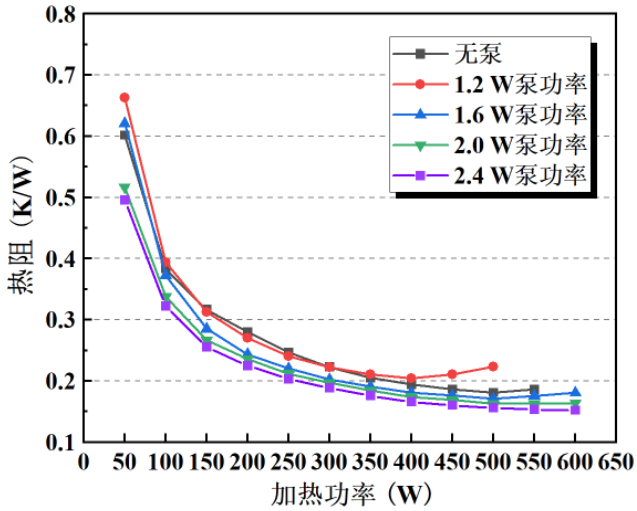


图 7 无泵/加泵回路热虹吸管热阻随加热功率的变化

图 8 给出了无泵和加泵系统回路热虹吸管蒸发段换热系数随加热功率的变化情况。与无泵回路相比，泵驱作用能够提高蒸发段部位的相变换热系数，特别是在 250 W 加热功率左右，其提升效果最为显著，最大可达 21%。主要是由于该加热功率范围内可避免间歇烧干现象的发生，然而在 350 W 加热功率和 1.2 W 泵功率下，过低的循环流量反而阻碍了冷凝液的回流，导致加泵

系统的蒸发段换热系数低于无泵系统，并且在 500 W 加热功率下与无泵系统相比可降低 301.7 W/(m²·K)。通过增加泵功率，可促进冷凝液回流，工质能够更快流经蒸发段并带走热量，从而增强换热效果。在泵功率为 2.4 W、加热功率为 550 W 时，蒸发段换热系数可达 2972.6 W/(m²·K)，较无泵情况下提高了 326.5 W/(m²·K)，增幅达到 12.3%。

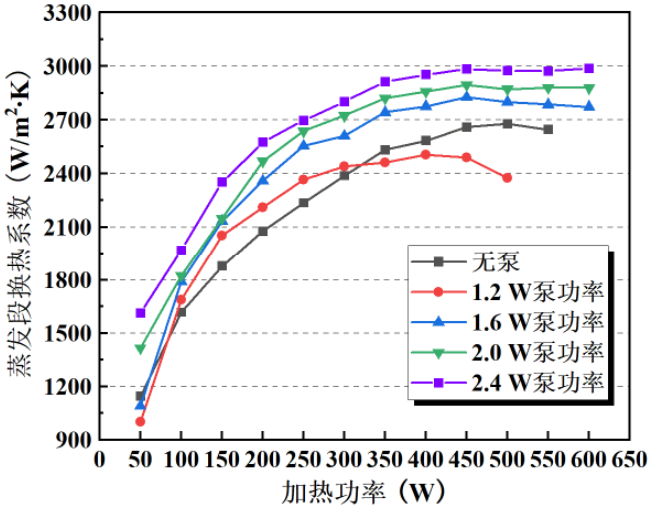


图 8 无泵/加泵回路热虹吸管蒸发段换热系数随加热功率的变化

综上所述，泵功率的大小与回路热虹吸管的传热性能密切相关。在实际应用中，需要根据蒸发段换热情况及时调整泵功率，同时考虑泵功耗，争取在低功耗的情况下满足不同工况的散热需求，这是我们后续计划研究的内容。

3 结　论

本文以 R245fa 为工质，对泵驱辅助两相回路热虹吸管开展了实验研究，并与传统无泵回路热虹吸管进行了比较。主要结论如下：

（1）相比于普通无泵回路热虹吸管，泵驱作用可通过强制工质流动来克服启动阻力，从而缩短启动时间并降低启动温度波动。

（2）在泵驱作用下，蒸发段部位能够有效避免间歇烧干现象的发生。然而，在较低泵功率（≤1.6 W）和较高加热功率（≥350 W）情况下，采用泵驱后反而会阻碍冷凝液的回流，导致蒸发段换热效果的下降。

（3）通过增加泵驱动下的工质循环速率，有助于强化回路热虹吸管的传热效果。在 2.4 W 泵功率和 550 W 加热功率下，热管热阻为 0.153 K/W，蒸发段换热系数为 2972.6 W/(m²·K)；与无泵情况下相比，热阻降低了 17.7%，蒸发段换热系数则提高了 12.3%。

参考文献

[1] 宁璐璐，刘清江，杨凤等.电子器件冷却技术研究进展[J].制冷与空调, 2021, 21(12):1-7.

[2] Saafan M G, Eltahan H R, Jaleel R. Thermal Performance of Loop Thermosyphon Charged by Nanofluid for Cooling Electronic Component[J]. Mansoura Engineering Journal, 2021, 40(5): 44-56.

[3] Tong Z, Han Z, Fang C, et al. Two-phase thermosyphon loop with different working fluids used in data centers[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2023, 214: 124393.

[4] Zhang T, Yan Z, Wang, et al. Comparative study on the annual performance between loop thermosyphon solar water heating system and conventional solar water heating system[J]. Solar Energy, 2020, 197: 433-442.

[5] Fu W, Li X, Wu X, et al. Investigation of a long term passive cooling system using two-phase thermosyphon loops for the nuclear reactor spent fuel pool[J]. Annals of Nuclear Energy, 2015, 85: 346–356.

[6] Zhang H, Shao S, Jin T, et al. Numerical investigation of a CO_2 loop thermosyphon in an integrated air conditioning system for free cooling of data centers[J]. Applied Thermal Engineering, 2017, 126: 1134-1140.

[7] Zhang P, Wei X, Yan L, et al. Review of recent developments on pump-assisted two-phase flow cooling technology[J]. Applied Thermal Engineering, 2019, 150: 811-823.

[8] Liu Y, Li Z, Li Y, et al. Heat transfer and instability characteristics of a loop thermosyphon with wide range of filling ratios[J]. Applied Thermal Engineering, 2019, 151: 262-271.

[9] Cao H, Li H, Ding T, et al. Research on the refrigerant distribution and distinctive flow phenomena in a two-phase loop thermosyphon through a holistic visualization method[J]. International Journal of Refrigeration, 2021, 125: 64-74.

[10] Chen X, Gao P, Tan S, et al. An experimental investigation of flow boiling instability in a natural circulation loop[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 117: 1125-1134.

[11] Fukushima K, Nagano H. New evaporator structure for micro loop heat pipes[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 106: 1327-1334.

[12] Birajdar M R, Sewatkar C M. Experimental investigations of pump‐driven closed‐loop thermosyphon system[J]. Heat Transfer, 2022, 51(8): 7387-7410.

[13] Zhang P, Li X, Shi W, et al. Experimentally comparative study on two-phase natural and pump-driven loop used in HVAC systems[J]. Applied Thermal Engineering, 2018, 142: 321-333.

作者简介：

屈健，男，1980出生，江苏大学能源与动力工程学院，博士，教授，从事微纳尺度流动传热与微电子/光电器件冷却研究。

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233572

基于微元换热法的冷媒直冷流道数值模拟研究

郭峰，傅佳宏*，鲍军其，童仲尧，肖奔，苌成
（浙大城市学院，杭州 310015）
(Tel：13600543575, Email：fujh@hzcu.edu.cn)

摘要：由于相变换热过程比较复杂，目前现有模型难以借鉴，因此为了更好地了解冷媒换热器的工作原理，提高换热器的性能，本文将直圆管分成若干个计算微元，计算了冷媒的热力学参数，并将热边界条件代入到三维仿真软件中进行求解得到换热器的温度场，通过数值模拟计算结果与实验结果的对比，不同工况下换热量的仿真计算结果最大误差为 4.9%，验证了该计算方法以及数值求解方法，并用该方法对螺旋冷媒直冷换热器进行计算及数值仿真。

关键词：冷媒换热器；热力学参数；三维仿真；温度场

0 前言

随着 5G 通讯、智能驾驶、人工智能等行业的兴起以及大功率或超大功率芯片的广泛应用，一些高功率电子设备的功率密度已经超过 100 W/cm^2，未来预计将达到 1000 W/cm^2[1]，这么高的功率密度对电子设备的散热性能提出了新的挑战。研究表明，当电子设备的温度达到 70 ℃之后，温度每升高 1 ℃，其可靠性就会下降 5%[2]，这表明温度对电子设备运行时的可靠性影响非常大。在这一背景下，用一种换热效率高的换热器件来解决高热流密度所带来的热可靠性问题非常重要，而冷媒散热是相变散热的一种方式，其对电子设备的换热起到了重要的作用[3,4]。

相变换热是一种高效换热方式，具有很高的换热系数，可以大大减少换热所需时间，从而提高整个换热系统的整体性能，其利用工质相变时的汽化潜热，进行热量的快速传导[5,6]。在相变换热中，利用可以相变的冷媒，如 R23、R134a、R410a、R407c 等环保型冷媒，过冷或者饱和状态的冷媒气化吸热带走功率元件释放的热量，变成具有一定过热度的气体从出口流出。相变换热由于有潜热释放和相变过程的复杂性，是一个动态过程[7]，比单相对流换热更复杂[8]。

因此为了更好了解冷媒换热器的工作原理并提高其换热性能，本文以 R134a 型冷媒为例，通过对直圆管模型进行仿真，验证了冷媒热力学参数的计算以及直圆管温度场数值求解的方法的有效性，并用该方法计算了螺旋冷媒直冷换热器中冷媒的热力学参数以及对螺旋冷媒直冷换热器的温度场进行了数值求解，结果显示了螺旋冷媒直冷流道中各

基金项目：学校教师科研培育基金项目（J-202116），浙江省“尖兵领雁”科技计划项目（2023C01014）

段的热流密度，更清晰的了解了螺旋冷媒直冷流道的换热过程。

1 冷媒热力学参数计算

基于制冷行业的深入研究，对 R134a 类冷媒在空调系统的冷凝器或蒸发管内的流动特性，已积累了大量的试验数据，也形成了一套精度很高的计算方法[9]。因此对类似于蒸发器的冷媒换热器进行仿真时，也可用现有的经验公式对管内的流动进行计算。在进行方法验证计算时，将冷媒换热器简化为一段直圆管，将计算的结果作为管内的热边界条件，即可对冷媒管壁内的导热方程进行数值求解，得到直圆管的温度场。

1.1 冷媒物理性质计算

使用 Cleland 模型[10]对冷媒的热力学参数进行计算，其使用范围为："T_S-60℃"至"T_S+60℃"（T_S为冷媒饱和温度）。

对饱和液体制冷剂，其比焓h_L可由下式进行计算：

$$h_L = a_1 + a_2 T_L + a_3 T_L^2 + a_4 T_L^3 \tag{1}$$

其中，T_L为液态冷媒温度，℃；a_j为拟合系数，j=1，2，3…。对于 R134a，a_1=199685.1，a_2=1341.462，a_3=1.50106，a_4=7.5111×10^{-3}，式（1）的计算精度为 0.22%。

对饱和蒸汽制冷剂，其比焓h_G可由下式进行计算：

$$h_G = a_5 + a_6 T_S + a_7 T_S^2 + a_8 T_S^3 + a_9 \tag{2}$$

其中，T_L为液态冷媒温度，℃。对于 R134a，a_5=250531.1，a_6=586.661，a_7=-1.277220，a_8=-11.9675×10^{-3}，a_9=148144，式（2）的计算精度为 0.31%。

液体冷媒的密度ρ_L可通过文献[11]推荐的公式进行计算：

$$\rho_L = a_{10} + a_{11}(1 - \frac{T}{T_C})^{1/3} + a_{12}(1 - \frac{T}{T_C})^{2/3} + a_{13}(1 - \frac{T}{T_C}) + a_{14}(1 - \frac{T}{T_C})^{4/3} \tag{3}$$

其中，T 为冷媒温度，K；T_C为临界温度，K。对于 R134a，T_C=374.21K，a_{10}=511.90，a_{11}=755.05，a_{12}=1342.03，a_{13}=-1689.968，a_{14}=1091.228，式（3）的计算精度为 0.014%。

1.2 冷媒通道微元模型

由于冷媒换热器的管道长度较长，若直接对整根管道进行计算，则得到的结果偏差过大，因此需要将直圆管管沿着制冷剂的流动方向，分成若干个计算微元，再对每一个微元单独进行计算，得到在管道内流动的沿程各处制冷剂参数。对于计算微元，若给定制冷剂的入口状态，便可以解出微元上建构的守恒方程，得到微元上制冷剂的出口状态，再将该微元上制冷剂出口状态作为下一个微元上的制冷剂入口状态，如此循环便可得到每个微元的制冷剂出口状态[9]。冷媒通道微元分析模型示意如图 1 所示，对第 i（i=1、2、3、…、n）段而言，T_i为冷媒温度，℃；P_i为压力，Pa；x_i为冷媒干度；h_i为比焓，J/kg；a_i为分段对流换热系数，W/$m^2 \cdot K$。

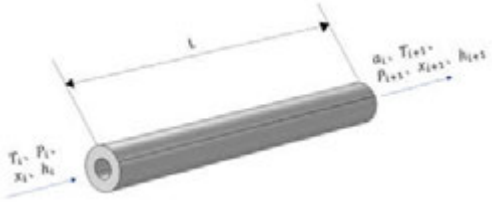


图 1 冷媒通道微元分析模型

对上述微元，可建立平衡方程：

$$Q_i = m(h_{i+1} - h_i) \tag{4}$$

其中，Q_i为第 i 段的换热量，W；m 为冷媒的质量流量，kg/s。

根据平衡方程，若已知微元上冷媒的入口处的比焓以及该微元的沿程换热量，则可以计算出沿程比焓即微元的出口处比焓。在计算的过程中，需判断某一微元上的冷媒是否过热，可通过该微元上冷媒的干度来进行判断。根据式（1）、式（2），用当地温度（入口或出口温度）计算得到饱和液体的比焓和饱和气体的比焓，便可以计算出当前的冷媒干度x_i。

$$x_i = \frac{h_i - h_L}{h_G - h_L} \tag{5}$$

根据 Hagen-Poiseuille 定律，可得到冷媒在铜管内流动的压降公式：

$$\Delta \mathrm{p} = \frac{32\mu L u}{d^2} \tag{6}$$

其中，μ为冷媒的动力粘度，Pa·s；L 为冷媒在管内流经的距离，m；u 为冷媒的流速，m/s；d 为铜管的内径，m。冷媒的流速通过下式进行计算：

$$u = (xm/\rho_G + (1-x)m/\rho_L)/A \tag{7}$$

其中，ρ_G为蒸汽制冷剂的密度，kg/m^3；A 为铜管的横截面积，m^2。

为了得到冷媒和铜管的管壁之间的换热量，需要计算两者之间的对流换热系数。制冷剂在冷媒管道内与管壁之间的对流换热系数可根据 Dittus-Boelter 公式[12]进行计算:

$$\mathrm{Nu} = 0.023 Re^{0.8} P_r^{0.3} \tag{8}$$

$$P_r = \frac{P}{P_c} \tag{9}$$

$$Re = \frac{ul}{v} \tag{10}$$

$$\alpha = Nu \times \frac{\lambda}{l} \tag{11}$$

其中，Re 为雷诺数；P_r为相对压力，对于 R134a，$P_c = 4.06 \times 10^6$Pa；l为特征尺寸，m；v为运动粘度，m^2/s；λ为导热系数，W/m·K。

两相对流换热系数α_{TP}可用 Gungor-Winterton 关联式[12,13,14]进行计算：

$$\alpha_{TP} = E\alpha_L + S\alpha_{nb} \tag{12}$$

其中，α_L为液相的对流换热系数，W/$m^2 \cdot K$；α_{nb}为核态的沸腾换热系数，W/$m^2 \cdot K$；E 为α_L的权值，S 为α_{nb}的权值。

液相的对流换热系数α_L可以用式（11）进行计算，计算雷诺数时，采用液相部分的质量流量$(1-x)m$，即$u = (1-x)m/\rho_L A$；α_{nb}采用 Cooper 核态沸腾关联式进行计算：

$$\alpha_{nb} = 55Pr^{0.12}(-0.4343lnPr)^{-0.55}M^{-0.5}q^{0.67} \tag{13}$$

其中，M 为制冷剂摩尔分子量，kg/mol；q 为热流密度，W/m^2。权值 E 和 S 的计算方法如下式所示：

$$\mathrm{E} = 1 + 2400\mathrm{Bo}^{1.16} + 1.37{X_{tt}}^{-0.86} \tag{14}$$

$$\mathrm{Bo} = \frac{q}{Gh_{LG}} \tag{15}$$

$$G = \frac{m}{A} \tag{16}$$

$$X_{tt} = (\frac{1-x}{x})^{0.9} \times (\frac{\rho_G}{\rho_L})^{0.5} \times (\frac{\mu_L}{\mu_G})^{0.1} \tag{17}$$

$$\mathrm{S} = (1 + 1.15 \times 10^{-6}\mathrm{E}^2{Re_L}^{1.17})^{-1} \tag{18}$$

其中，h_{LG}为气液冷媒混合比焓，J/kg；G为流过冷媒的质量通量，kg/$m^2 \cdot s$；μ_L为液态制冷剂的动力粘度，Pa·s；μ_G为气态制冷剂的动力粘度，Pa·s；Re_L为液相流量计算的管内流动雷诺数。

1.3 冷媒沿程热力学参数计算方法

对于冷媒沿程热力学参数的计算，根据流道的特点，将流道划分为 n 个计算微元，若已知 i=0 处制冷剂的入口状态以及每个计算微元上的换热量 Q，则 i=1 至 i=n 上每个计算微元的冷媒热力学参数均可通过上述公式依次算出，计算流程如图 2 所示。

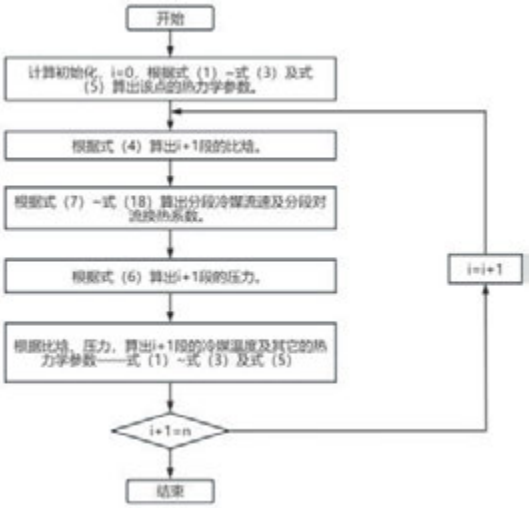


图 2 冷媒沿程热力学参数计算程序流程图

2 数值求解

用上述的方法计算出冷媒在铜管内的温度和对流换热系数后，冷媒换热器的热仿真即由对流、相变和导热耦合的传热问题简化为常物性、无内热源、稳态的导热问题，热边界条件仅需考虑铜管外壁面的第二类边界条件（即规定热流密度）和铜管内壁面的第三类边界条件（即规定对流换热系数和冷媒的温度），此时导热控制方程可用拉普拉斯方程来表示[15]：

$$\frac{\partial^2 t}{\partial^2 x}+\frac{\partial^2 t}{\partial^2 y}+\frac{\partial^2 t}{\partial^2 z}=0 \tag{19}$$

铜管壁面上的热流密度 q 用下式进行计算：

$$q=\frac{\mathrm{t}_o-\mathrm{t}_i}{D_o\times\ln\left(\frac{D_o}{D_i}\right)/2\lambda} \tag{20}$$

其中，t_o为铜管外壁面温度，K；t_i为铜管内壁面温度，K；D_o为铜管的外径，m；D_i为铜管的内径，m；λ为铜管的导热系数，W/m·K。

铜管温度场仿真流程如图 3 所示，使用 COMSOL 仿真软件来求解铜管温度场。

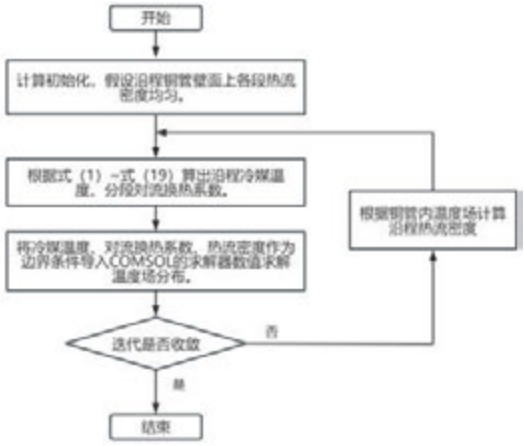


图 3 铜管温度场仿真流程图

为了求取铜管壁面上真实的热流密度，首先假设管壁上的热流密度是相等的，用假设的热流密度计算冷媒的热力学参数，将计算得到的冷媒温度、对流换热系数以及假设的热流密度作为边界条件放入 COMSOL 的求解器中，求解式（19）得到铜管最新的温度场分布。此时在 COMSOL 中，已经求解得到了新的温度场分布，再用此温度场分布代入到式（20）中计算出新的热流密度分布，然后用新的热流密度分布计算出新的冷媒温度和对流换热系数，如此循环迭代后就可以得到真实的铜管内的冷媒热力学参数和准确的温度场分布。

3 模型有效性验证

3.1 直管中的相变过程模拟

本文采用一段直圆管来简化冷媒换热器，如图 4 所示，对铜管进行热仿真，并对上述计算方法进行验证。铜管总长度为 1 m，全程为直管段，无弯折。铜管的内径为 5 mm，壁厚为 3 mm，即铜管的外径为 11 mm。

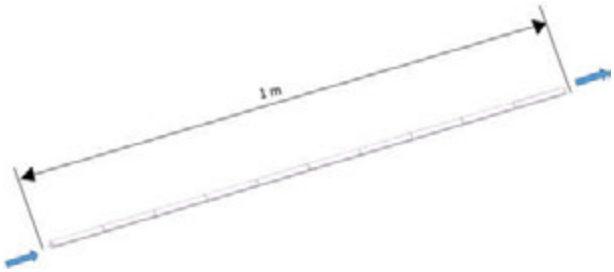


图 4 冷媒换热圆管

沿着冷媒的流动方向，可将铜管平均分成 10 段，即每段的长度为 0.1 m。为了验证在常用工况下该计算方法是否可行，因此对铜管的边界条件设置为如表 1 所示的实验验证过的工况。将铜管每段的热流量作为评估指标，如图 5 所示，在经过 3 次迭代后可以发现第二次迭代和第三次迭代的数据基本重合，每段上的热流密度基本上不再变化，因此认为此时迭代已经收敛。从图中可以观察到，铜管在接近过热前换热量变化的幅度不大，呈平稳上升的趋势；在接近过热时，换热量急剧上升到达最大值；在过热后，换热量急剧下降，出口端的换热量较少。

表 1 边界条件

压力/MPa	入口温度/℃	流量/kg·s^{-1}	干度	换热量/W
200600	-10	0.0083	0.2	1453.73
200600	-10	0.0139	0.2	2323.85
200600	-10	0.0222	0.2	3565.58
200600	-10	0.0278	0.2	4387.58
234280	-6	0.0083	0.2	1429.38
234280	-6	0.0139	0.2	2285.76
234280	-6	0.0222	0.2	3507.8
234280	-6	0.0278	0.2	4310.08
272170	-2	0.0083	0.2	1404.68
272170	-2	0.0139	0.2	2247.07
272170	-2	0.0222	0.2	3449
272170	-2	0.0278	0.2	4237.82
314620	2	0.0083	0.2	1379.62
314620	2	0.0139	0.2	2207.7
314620	2	0.0222	0.2	3389.3
314620	2	0.0278	0.2	4164.39
337660	4	0.0083	0.2	1367
337660	4	0.0139	0.2	2187.85
337660	4	0.0222	0.2	3359.12
337660	4	0.0278	0.2	4127.33

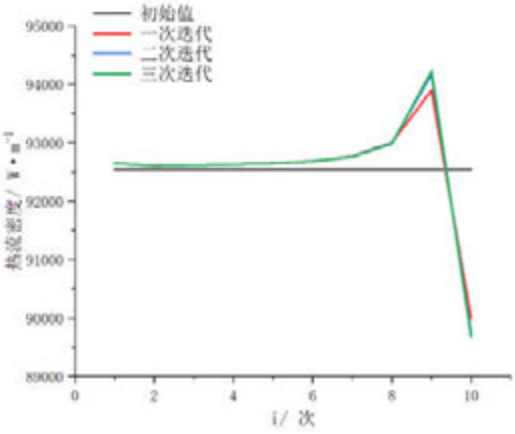


图 5 圆管各段的初始热流和各次迭代后的热流密度

3.2 仿真与实验结果对比

将实验结果与仿真得到的结果进行对比，采用 R134a 作为冷媒，边界条件按表 1 所示设置。其中，换热量的对比结果如图 6 所示。

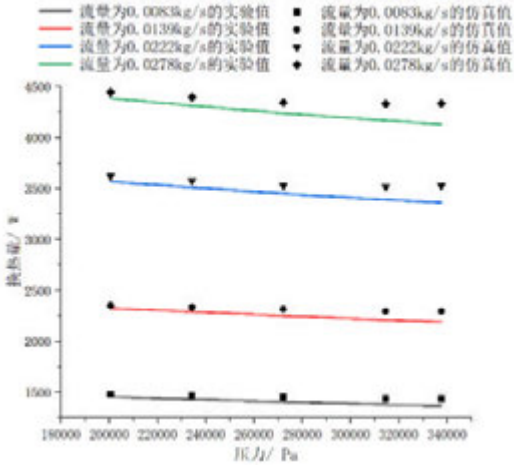


图 6 实验与仿真的换热量比较

从图中可以看出，仿真和实验所得到的换热量结果基本拟合，误差最大为 4.9%，均在可以接受的范围之内。进一步分析，一方面随着入口冷媒的温度增加，换热量的仿真与实验值的误差有一定的增加，可能是由于模型收到温度边界条件影响较大导致；另一方面，随着流速的增加，仿真的精度也有一定的下降，但仍然处于可信的范围之内。

因此，通过对铜管的仿真计算，并与实验结果进行对比，验证了该方法的可靠性，能够较好地预测冷媒换热器的换热过程，可以用于后续对复杂流道冷媒换热器的进一步研究。

4 实际螺旋冷媒直冷流道的模拟

4.1 冷媒热力学参数计算

上文采用直圆管模型对模型有效性进行验证，验证得到该计算方法是可靠的，因此

运用该方法对螺旋冷媒直冷换热器进行计算，模型如图 7 所示。

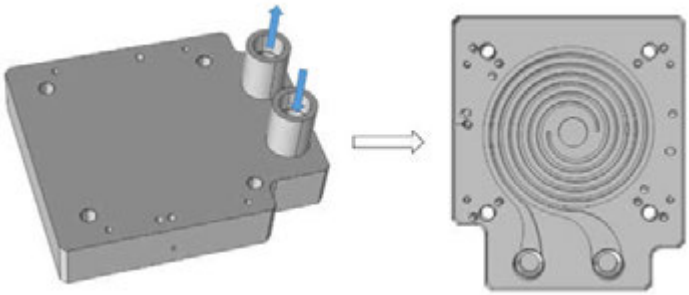


图 7 实际螺旋冷媒直冷流道

换热器流道的总长度为 1.336 m，共螺旋了 7 圈，流道的水力直径为 5.33 mm。将流道沿着冷媒的流动方向分为 57 段，如图 8 所示。在计算冷媒热力学参数时，假设冷媒的入口温度为-10 ℃，压力为 200600 Pa，质量流量为 0.0083 kg/s，干度为 0.2，总换热量为 1453.73W。

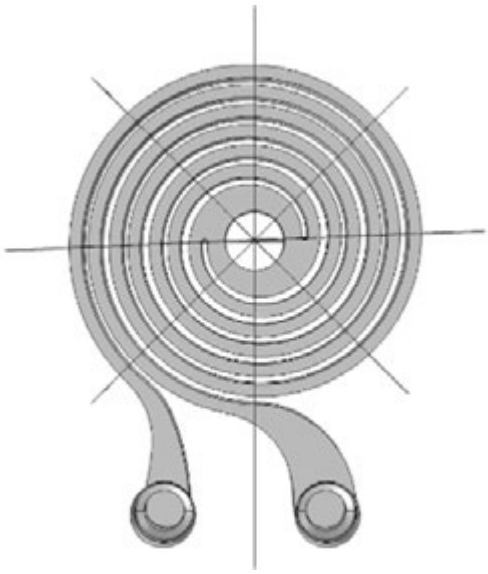


图 8 螺旋冷媒直冷流道分段示意图

4.2 结果分析

螺旋冷媒直冷换热器的计算迭代收敛图如图 9 所示。通过观察可以发现，对螺旋流道冷媒换热器每进行一次迭代，其过热点便往左移动，即螺旋流道相对上一次迭代时更早的过热了。出现这个现象的原因是由于在计算过程中，换热量是守恒的，第一次迭代后，其前半部分的换热量较多，而后半段由于过热所以换热量较少，之后用迭代后的换热量进行冷媒热力学参数的计算时，由于前半部分换热量较多，因此换热量较多的那几段流道干度变化比上一次计算时变化更大，所以换热器更早的就过热了，而对螺旋流道换热器而言，可能是由于流道之间相互换热，互相影响导致的。因此，流道在迭代第 17 次后才完成收敛，如图 10 所示，第 15、16、17 次迭代的曲线基本重合，每段上的热流密度基本上不再变化。

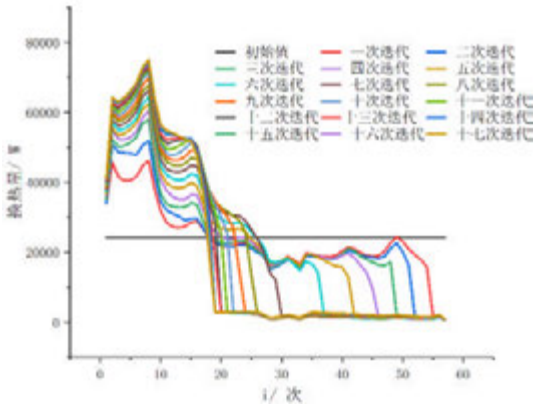


图 9 螺旋冷媒直冷流道各段的初始热流和各次迭代后的热流密度

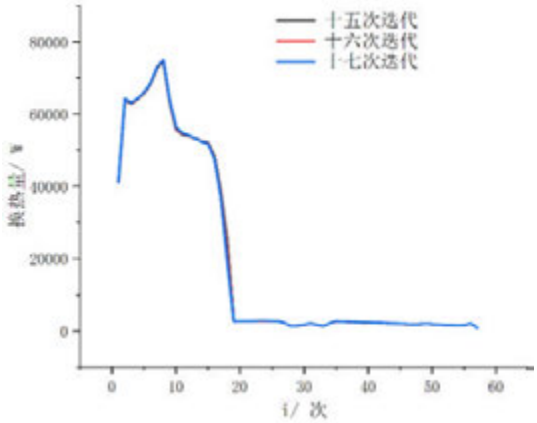


图 10 螺旋冷媒直冷流道第 15、16、17 次迭代的热流密度

迭代收敛后的螺旋流道温度分布如图 11 所示。图中，冷媒从左边的孔流入流道，从右边的孔流出。从图中可以看出，流道入口处和出口处的温度较高；在流道外圈，沿着冷媒流速的方向，温度先是降低，然后逐渐升高；进入内圈后，温度相对较低，到中心处时温度又逐渐升高。

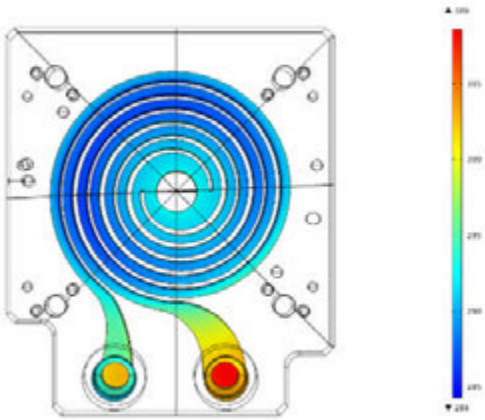


图 11 螺旋冷媒直冷流道温度场数值解

5 结论

本文通过将直圆管分成若干个计算微元，计算了直圆管和螺旋冷媒直冷换热器的冷媒热力学参数，求解了圆管和螺旋冷媒直冷换热器的温度场，主要结论如下：

（1）将直圆管仿真的结果与实验结果进行对比，不同工况下换热量的仿真计算结果最大误差为 4.9%，验证了冷媒热力学参数的计算以及直圆管温度场数值求解的方法的有效性。

（2）螺旋冷媒直冷换热器在迭代时，其过热点不断提前，最终迭代了 17 次后收敛。其原因可能是由于螺旋冷媒直冷流道内部存在相互影响，相互换热的情况所导致的，因此在设计流道时需要考虑到这种情况。

（3）得到了螺旋冷媒直冷换热器在进行相变换热时各段的热流密度和温度分布，发现螺旋流道中心处的温度相对外圈较高，更直观的了解了螺旋冷媒直冷流道的换热过程，便于后续对流道的改进。

参考文献

[1] Back D, Drummond K P, Sinanis M D, et al. Design, Fabrication, and Characterization of a Compact Hierarchical Manifold Microchannel Heat Sink Array for Two-Phase Cooling [J]. IEEE Transactions on Components, Packaging, and Manufacturing Technology, 2019, 9(7):1291-1300.

[2] 欧雍若, 王风磊, 李文辰, 等. 微通道热交换器研究进展[J]. 石油化工设备, 2020, 49(6): 39-46.

[3] 沈正皓, 郭建堂. 冷媒技术在防爆变频器上的应用[J]. 电气防爆, 2014, 9(3): 23-25.

[4] 杨帆, 范立荣. 变频控制器的散热应用研究[J]. 通信电源技术, 2015, 32(4): 32-35.

[5] Fornarell F, Camporeale S M, Oresta P. CFD analysis of melting process in a shell-and-tube latent heat storage for concentrated solar power plants [J]. Applied Energy, 2016, 164(15): 711-722.

[6] Tao Y B, Carey V P. Effects of PCM thermophysical properties on thermal storage performance of a shell-and-tube latent heat storage unit [J]. Applied Energy, 2016, 179(1): 203-210.

[7] 杨建蒙, 于涛, 王弼正. 600MW 超临界机组的复合相变换热器仿真研究[J]. 节能技术, 2018, 36(01): 63-67.

[8] 王晓霞, 麻宏强, 宋兴鹏. 基于粒子群优化算法的相变换热器动态仿真研究[J]. 西安石油大学学报(自然科学版), 2022, 37(04): 120-126.

[9] 张春路. 制冷空调系统仿真原理与技术[M]. 北京: 化学工业出版社, 2012: 2-4

[10] Cleland A C. Computer subroutines for rapid evaluation of refrigerant thermodynamic properties [J]. International Journal of Refrigeration, 1986, 9(6): 346-351.

[11] 张春路, 于兵, 冯寅山, 等. 碳氢制冷剂热力性质的快速计算[J]. 流体机械, 1997(11): 57-60.

[12] Garcia-Cascales J, Vera-Garcia F, Corberan-Salvador J, et al. Assessment of boiling heat transfer correlations in the modeling of fin and tube heat exchangers [J]. International Journal of Refrigeration, 2007, 30(6): 1004-1017.

[13] Freeman J, Hellgardt K, Markides C N. Working fluid selection and electrical performance optimisation of a domestic solar-ORC combined heat and power system for year-round operation in the UK [J]. Applied Energy, 2017, 186(3):291-303.

[14] Benoit H, Spreafico L, Gauthier D, and Flamant G. Review of heat transfer fluids in tube-receivers used in concentrating solar thermal systems: Properties and heat transfer coefficients [J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2016, 55: 298-315.

[15] 杨世铭, 陶文铨. 传热学[M]. 北京: 高等教育出版社, 2006: 41-57.(Benoit, Spreafico et al. 2016)

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：230929

太阳能蒸发器的性能影响结构效应：实验与模拟研究

应良日，刘书乐，王维龙，丁静，陆建峰*
（中山大学材料科学与工程学院，广东 广州 510006）
（Tel：020-39332320，E-mail：lujfeng@mail.sysu.edu.cn）

摘 要 太阳能驱动的光热水蒸发成为近年来的研究热点。为了提高水蒸发速率，除了需要对蒸发器的光热材料进行精心设计以外，蒸发器的性能还受到内部结构的影响。本文从传热以及蒸汽扩散的角度，分别对具有垂直和水平排列结构的气凝胶进行实验和模拟研究，研究结果为太阳能产蒸汽提供有价值的参考。结果表明，在保证水分充足运输的前提下，水平排列结构的气凝胶相比于垂直排列结构具有更好的水蒸发性能与热管理能力。在强迫对流情况下，空气可以更好的在水平排列结构的气凝胶中扩散，使得蒸发速率可以进一步提高到 3 kg m^{-2} h^{-1} 以上。

关键词：水蒸发；光热转换； 热管理；结构效应

0.引言

太阳能驱动的光热蒸汽产生被认为是解决当前水短缺危机最有效的方法之一。传统的蒸发器由位于蒸发器上层的光吸收材料以及下层负责水供应的基底组成。随着近年来在材料科学领域的不断突破，大量具有优异蒸发性能的太阳能蒸发器被开发出来（蒸发效率接近100%）。[1]尽管如此，近期的研究表明，相比较太阳能的吸收与利用，蒸发系统的热管理能力才是决定蒸发速率的最关键因素。因此，在蒸发器设计的过程中，研究者需要对结构进行更为合理的设计以满足现实的需要。[2]

为了满足蒸腾作用巨大的水分消耗，自然界中的植物进化出上下贯通的导管自发的从根部向顶部运输水分。受到这些植物的启发，大量具有垂直管道结构的蒸发器被设计出来。这些垂直结构的微孔被证明具有最短的水分传输路径以及最快的蒸汽扩散通道。[3]Zhu[4]等人将蘑菇进行碳化，制备出在全太阳能光谱吸收率达到 99%的高效蒸发器。Yan[5]等人设计出一种超轻的秸秆/石墨烯气凝胶蒸发器，该蒸发器在太阳光下的光-蒸汽转换效率达到 95%。受益于天然木头快速的水传输性能，Jin[6]等人制备出圆锥状的三维蒸发器。相比于传统的二维界面蒸发器，这种三维蒸发器可以吸收环境中的能量并获得 1.79 kg m^{-2} h^{-1} 的高蒸发速率。

目前，大多数已报道的三维蒸发器均采用这种垂直的微孔管道设计。然而，快速的水输送和低热量损失的要求相互冲突，这使得在同一台三维吸收器中实现这两个属性变得非常具有挑战性。为了快速水输送，通常设计有垂直排列的微孔结构，以直接将水泵送到蒸发表面。然而，这种直接的水通路不可避免地会牺牲热量定位，因为垂直排列的孔壁有助于热量从蒸发表面快速向下传导到散装水。有鉴于此，通过控制变量，本文分别设计出具有垂直排列和水平排列结构的气凝胶蒸发器，研究了在不同环境条件下两种结构对蒸发速率的影响，为后来的蒸发器设计提供有益的参考。

1.实验部分

1.1 试剂与仪器

壳聚糖，明胶，三氧化钼，葡萄糖，硫脲均购买自国药集团化学试剂有限公司；钼酸钠，

* 本项目得到国家自然科学基金项目（U22A20213）资助

咪唑，戊二醛购买自麦克林化学试剂有限公司。

冷冻干燥机，FD-1A-80 型，北京博医康实验仪器有限公司；温度采集器， 4901A，安捷伦；太阳模拟器，CEL-PE300 型,北京中教金源科技有限公司。

1.2 材料制备

海胆状结构的 MoS_2/C 通过简单的水热反应合成。首先，1.66 g 咪唑和 3.5 g 三氧化钼加入 250 mL 的去离子水中搅拌均匀。然后将混合溶液转移到 500 mL 的烧瓶中在 120 ℃下冷凝回流，持续反应 12 小时后，将得到的白色粉末（Mo-MOF）收集并烘干备用。将制得的 Mo-MOF（100 mg），硫脲（400 mg），葡萄糖（100 mg）均匀混合。然后该混合溶液转移至 20 mL 的水热釜中 200 ℃下反应 12 h，将收集到的黑色粉末洗涤，干燥。最后，将上述制得的黑色粉末在氩气氛下以 5℃/min 的速度加热至 800℃并保持 2 h 获得 MoS_2/C。

具有垂直与水平排列结构的蒸发器通过对水凝胶在不同方向上的定向冷冻实现。0.75 g 明胶、0.75 g 壳聚糖以及 100 mg 的 MoS_2/C 加入含有 0.1 mol 的乙酸溶液（100 mL），并在 50℃下充分溶解后加入 0.5mL 的戊二醛，并快速搅拌 10 分钟，将所得的黑色溶液倒入两个相同的方形模具中静置交联得到黑色的水凝胶（MA）。接下来，通过在不同方向上的定向冷冻（图 1）分别制备出具有垂直和横向排列的水凝胶。最后在-70℃下冷冻干燥分别获得垂直排列结构（v-MA）和水平排列结构（h-MA）的气凝胶。

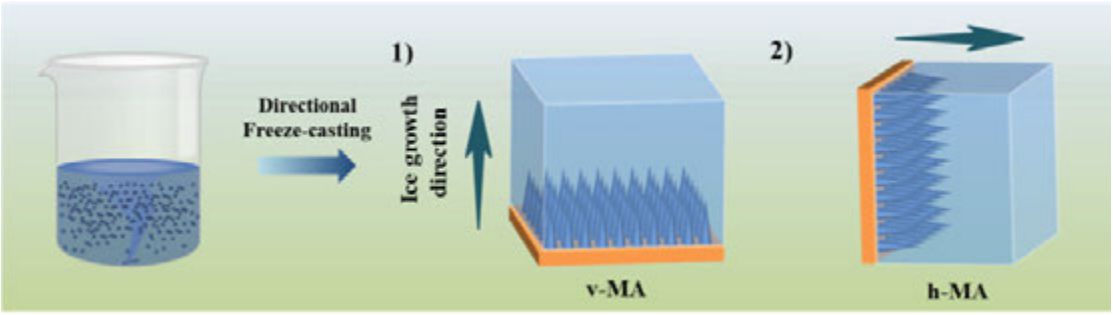


图 1. 不同结构水凝胶的制备过程示意图：1）垂直结构、2）水平结构。

2. 数理模型

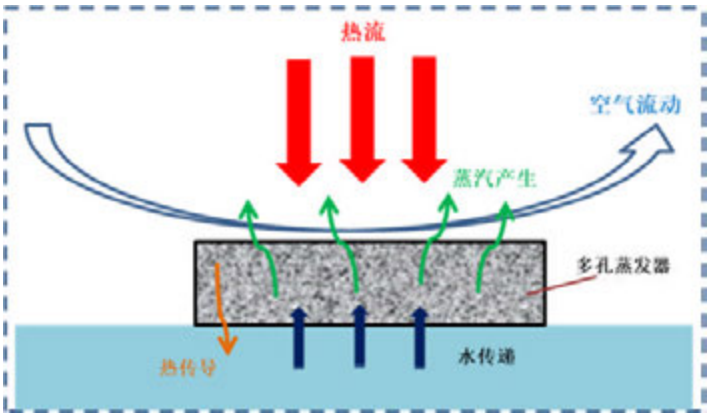


图 2. 蒸发系统的机理图。

水蒸发系统如图 2 所示，在这个系统中，太阳辐照可以在增发器的顶部产生很高的温度，这个温度可以向下方的多孔集体进行传导并产生水蒸汽。底部的水分因为毛细作用被从蒸发器的底端向上运输，给蒸发过程提供水分补充。同时，我们在系统的左边界出提供一定的空

气流动（层流）以模拟自然界中水面波浪引起的扰动。

液态水、空气以及水蒸气充满了蒸发器的内部孔隙，因此饱和的气（水蒸气和空气）、液相（水）需要满足饱和约束方程，在接下来的部分中，分别介绍了液气耦合传热，并给出了传热方程:

$$S_g + S_l = 1 \tag{1}$$

在此，指数 S_g 为气体饱和状态，指数 S_l 是液体饱和状态。

$$\text{水传输公式：}\frac{\partial c_w}{\partial t} + \nabla \cdot (-D_{cap}\nabla c_w) + u_w \cdot \nabla c_w = r_{pc,w} \tag{2}$$

在此，毛细管扩散系数D_{cap}可由经验或实验得到，水流速u_w由达西定律计算，该定律由气相压力梯度∇P_g所定义。c_w是蒸发器中水的浓度，$r_{pc,w}$是水的相转变速率。

$$\text{蒸汽传输公式：}\frac{\partial c_{wg}}{\partial t} + \nabla \cdot (-D_{eff}\nabla c_{wg}) + u_{wg} \cdot \nabla c_{wg} = r_{pc,wg} \tag{3}$$

其中蒸汽的有效扩散系数D_{eff}可以由 Millington 和 Quirk 方程表示，水蒸气的速度场u_{wg}由对流扩散和水蒸气扩散的速度场叠加而成。产生蒸汽的速率$r_{pc,wg}$由饱和浓度和水活度决定。

$$\text{能量转换方程：}(\rho C_P)_e \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_{tot} C_{p,tot} u_{mean} \cdot \nabla T - k_e \nabla^2 T = Q_{vap} \tag{4}$$

利用 COMSOL Multiphysics 软件对该问题进行了数值求解，其中材料属性的用户定义变量(UDV)和源项的用户定义函数(UDF)根据计算模型自行开发。

表 1. 模拟中材料的性质及参数

名称	数值
最初的环境压力	1.013×10^5 Pa
最初的环境温度	293.15 K
空气流速	0.05 m s^{-1}
环境湿度	0
材料孔隙率	0.6
多孔材料热容	1650 J kg^{-1} K^{-1}
水蒸汽热容	2060 J kg^{-1} K^{-1}
蒸发潜热	2.454×10^6 J·kg^{-1}
水的密度	998.2kg·m^{-3}

3. 实验结果分析与讨论

3.1 顶部光吸收材料（MoS_2/C）的物相及光吸收性能分析

XRD 衍射证明了 MoS_2/C 的成功制备。如图 3a 所示，对比 MoS_2/C，2H-MoS_2 的所有的 XRD 衍射峰都能够很好的对应，表明 MoS_2/C 的成功合成。同时，光热材料的微观形貌也会对材料的光吸收性能产生重要的影响。MoS_2/C 的 SEM 图像如图 3b 所示，水热后的 MoS_2/C

呈现出独特的海胆状结构，同时大量的孔隙分布在材料的表面。这些微观孔隙类似于光陷阱的作用，当入射光照射到材料的表面时，会由于材料表面的孔隙而被多重反射吸收。紧接着，我们还进一步研究了 MoS_2/C 的光吸收性能，良好的光吸收性能可以确保 MoS_2/C 沉积在气凝胶顶部时可以吸收大部分照射在表面的太阳光。如图 4 所示，MoS_2/C 在 200 至 2500 nm 的全光谱太阳光范围内均表现出很好的吸收性能（＞90%）。并且整体的光吸收效率高达 92%，这种高吸收效率保证了对入射太阳光的充分利用。

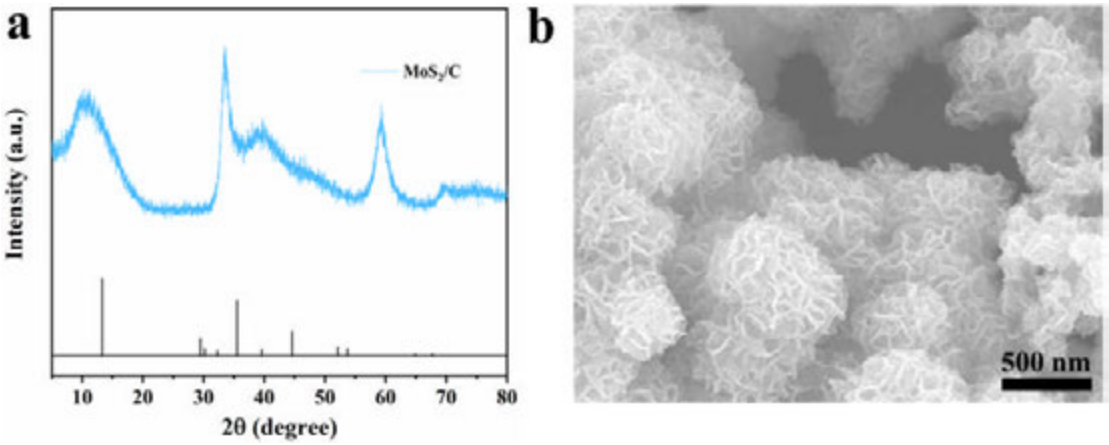


图 3. （a）MoS_2/C 的 XRD 谱图，（b）MoS_2/C 的 SEM 图像。

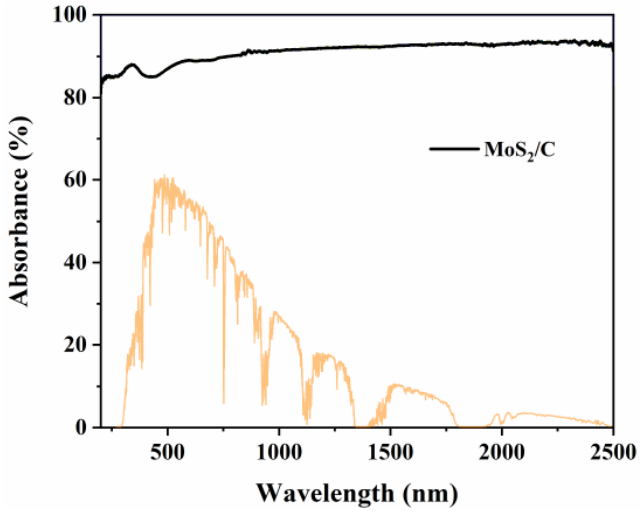


图 4. MoS_2/C 在 200-2500 nm 波长范围的光吸收性能。

3.2 不同结构样品的形貌结构

通过在不同方向定向冷冻得到的气凝胶扫描电子显微镜图像如图 5 所示。气凝胶内壁由生物质的明胶和壳聚糖共同组成的框架构成，这些厚实的框架结构保证了气凝胶的力学稳定性。同时，由于在不同方向上冷冻导致冰晶沿着不同方向生长[7]。真空冷冻干燥后，在气凝胶样品中分别观察到沿垂直方向与水平方向排列的孔隙，这些孔隙的宽度约为 200 μm，扫描电镜的结果证明垂直排列结构（v-MA）和水平排列结构（h-MA）气凝胶的成功制备。

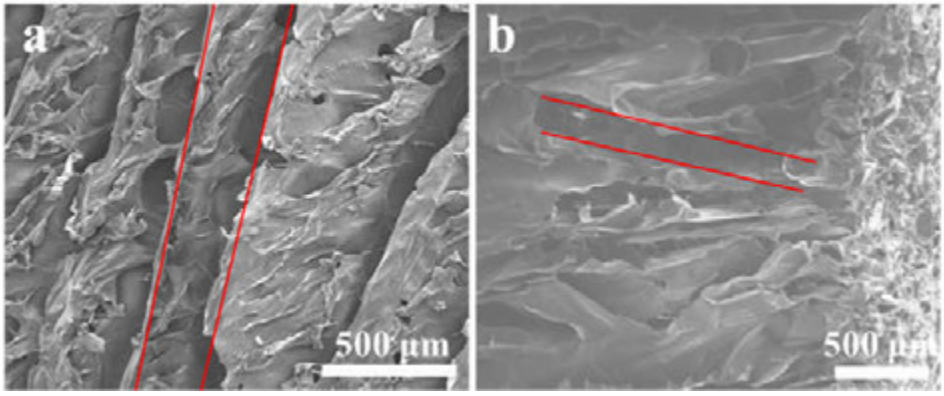


图 5. 不同排列结构气凝胶样品的 SEM 照片
（a） 垂直排列，（b）水平排列。

3.3 两种结构蒸发器的蒸发速率与表面温度变化的实验结果

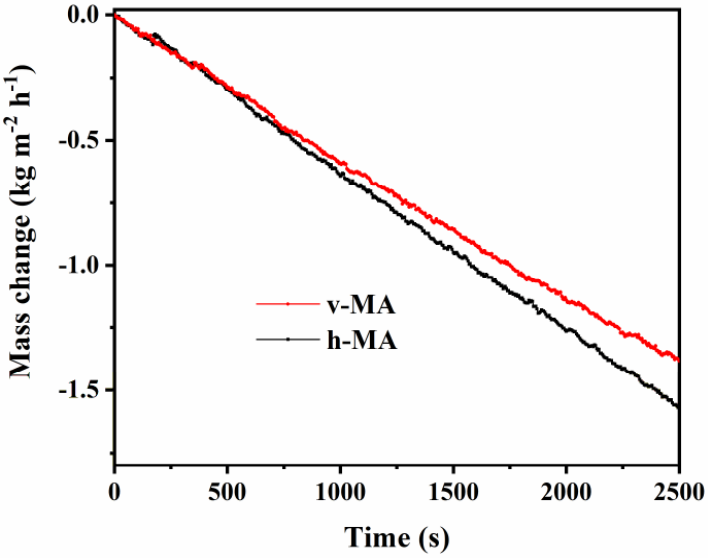


图 6. 一个太阳光照射下蒸发器质量随时间的变化曲线。

接下来对不同结构蒸发器的水蒸发性能进行测试，得益于 MoS_2 优异的光吸收性能，在一个太阳光照射下，两种排列结构的气凝胶均表现出较为优异的水蒸发性能（图 6）。但是相比于垂直排列，水平排列结构气凝胶的质量-时间变化曲线表现出更大的斜率。因此，在保证材料均具有优异亲水性的前提下。实验结果证明具有水平排列结构的气凝胶在水蒸发过程中拥有更好的性能。为了进一步探究影响蒸发速率的因素，通过热电偶对蒸发过程中材料的温度进行监测，热电偶放置在材料的上表面用于检测材料在蒸发过程中的温度变化。如图 7 所示，在光照开始后两种样品表面的温度都同步快速升高。这是由于样品表面相同的 MoS_2 负载导致的，相同的 MoS_2 负载量使得在光照初期材料的温度上升趋势保持一致。但是随着光照时间的进一步延长，相比于垂直排列的 v-MA，水平排列结构的 h-MA 表现出更高的表面温度。这可能是水平排列结构的气凝胶具有更好的热管理能力。[8]当光线照射到材料的上表面时，MoS_2 优异的光吸收以及光热转换性能使得气凝胶上表面温度快速上升。同时，水平排列结构更低的热导率使得大部分的热量被集中在气凝胶的上表面，这也导致了水平排列结构的 h-MA 表现出更高的顶部温度。另一方面，更好的热管理性能也导致更高的水蒸发性

能。在相同的光照强度下，水平排列结构的 h-MA 有更多的能量被运用于水蒸发，所以水蒸发速率相较于垂直排列结构的气凝胶更高。

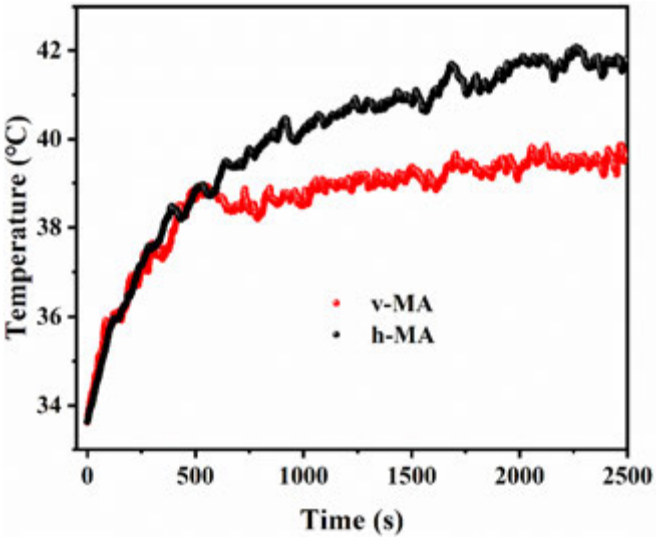


图 7. 一个太阳光照射下蒸发器表面温度变化曲线。

相比于二维的平面蒸发，三维蒸发器往往具有更好的水蒸发性能，主要是由于三维蒸发器更大的蒸发面积以及更好的吸收环境温度。[9, 10]同时，考虑到蒸发器在实际的工作过程中（漂浮在湖面或者海面上），不可避免的会受到波浪的扰动影响，这种扰动就类似于在蒸发器表面增加了强制对流。对此，我们也对两种三维结构蒸发器的蒸发表现进行测试。同时为了模拟蒸发器在实际过程中的波动等因素，我们在三维蒸发器的蒸发过程中进一步引入空气流动以评估不同结构蒸发器的整体性能。

如图 8 所示，由于进一步提高了蒸发面积，两种结构的气凝胶的蒸发速率均有大幅度的提高。值得一提的是，相比于垂直排列结构的气凝胶，具有水平排列结构的 h-MA 在外加空气流动的条件下蒸发速率超过 3 kg m^{-2} h^{-1}。这样高的蒸发速率主要是因为在外加空气流动后，快速流动的空气可以更快的带走蒸发器内部的蒸汽，从而提高了蒸发速率。同时，我们进一步对蒸发过程中的蒸发器上表面的温度进行检测（图 9）。在光照刚刚开始时，两个样品的内部温度都快速上升，并且上升的趋势基本保持一致。可能是由于 h-MA 内部更加快速的蒸汽产生速率消耗了更多的热量，其内部的温度比 v-MA 低了约 0.5 ℃左右。一旦引入空气流动后，两个样品的温度均迅速下降，这主要是由于接触蒸发器表面的流动空气会快速带走大量热量并提高蒸发速率。[11, 12]但是相比于垂直排列的 v-MA，水平排列结构的 h-MA 内部温度大幅度下降了 7℃左右，远高于 v-MA（5 ℃）。这可能是由于气凝胶不同的排列结构导致的，当水平方向上的流动空气接触到蒸发器表面时，由于 h-MA 的横向排列结构，气体可以顺利进入蒸发器内部，并带走更多水蒸发和热量。同时，气体的快速流动也使得三维蒸发器可以更多的利用环境中的能量，这些因素都使得 h-MA 具有更快的蒸发速率。相反，当横向流动的空气到达到 v-MA 表面时，垂直排列的壁面会阻挡空气进入凝胶内部进行进一步的能量交换，这导致 v-MA 的蒸发速率无法进一步提高。[13, 14]

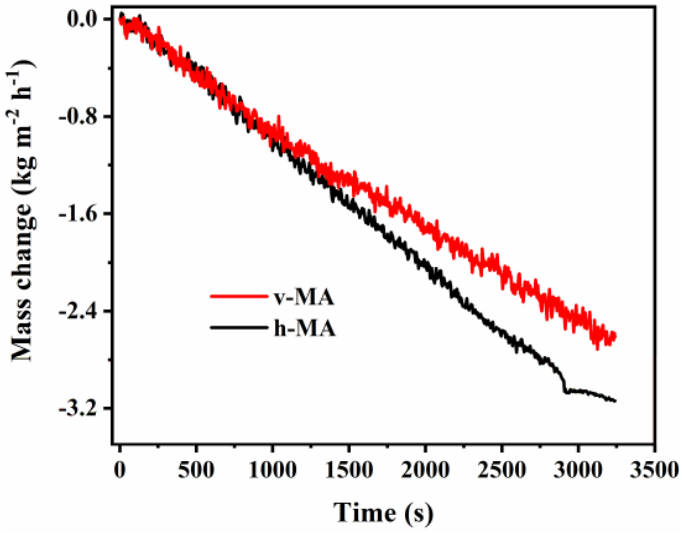


图 8. 外加风速条件下样品的样品质量随时间的变化曲线。

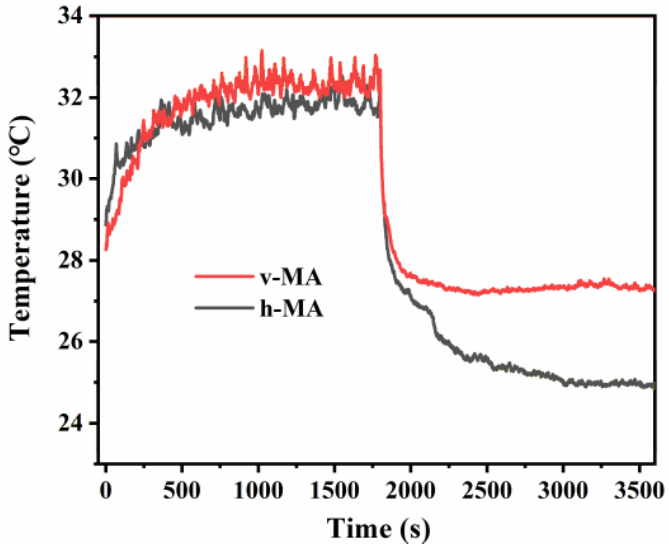


图 9. 样品内部温度随时间的变化曲线。

4. 模拟结果分析与讨论

4.1 不同结构蒸发器的温度分布模拟

进一步引入有限元模拟对实验结果进行验证。如图 10 所示，在输入顶部光吸收层能量相同的情况下。由于凝胶内部结构的各向异性排列，能量由顶部向底部进行传导时表现出不同的温度分布。相比于垂直排列结构（v-MA），水平排列结构的 h-MA 中能量被更多的集中在蒸发器上表面。因此，相比于 v-MA （27℃），h-MA 表现出更低的底部温度（25℃），这是由于更少的热量被传递到蒸发器的底部导致的。蒸发实验以及模拟结果共同证明，在保证水传输的前提下，水平排列结构比垂直排列结构的蒸发器表现出更好的水蒸发性能。

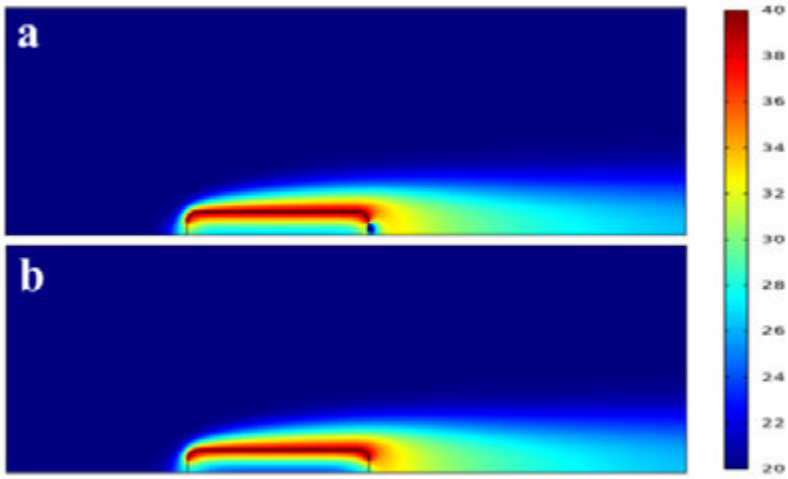


图 10. 相同能量输入下不同结构气凝胶温度分布模拟结果

（a）v-MA，（b）h-MA

4.2 不同结构蒸发器水蒸发过程模拟

图 11 为两种排列结构水凝胶在蒸发过程中的蒸汽浓度模拟结果。在强制对流的情况下，对比垂直排列，水平排列的 h-MA 表面具有更多的蒸汽溢出相。这表明此时 h-MA 具有更高的蒸发速率，这与实际的水蒸发实验测试结果一致。这些实验结果共同证明了，在保证水分能充分传输到蒸发表面的前提下。在空气流动状态中，具有水平排列结构的 h-MA 表现出更好的蒸发性能相比于垂直排列结构的 v-MA。

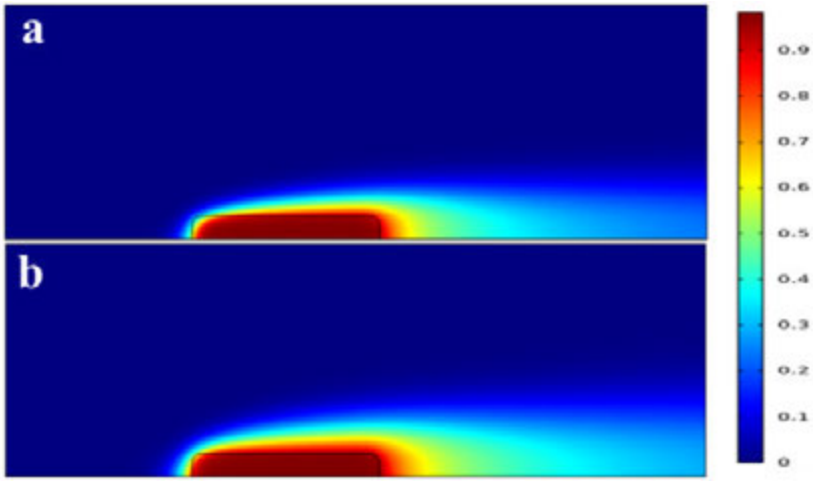


图 11. 在 0.05 m/s 的风速下样品的蒸汽浓度模拟结果

（a）v-MA，（b）h-MA

5.结论

本文对两种排列结构（垂直和水平）的蒸发器的传热以及蒸发过程进行了实验与数值模拟研究。结果表明，在保证水分可以充分到达蒸发面的前提下。相比于垂直排列结构的 v-MA，具有水平排列结构的 h-MA 表现出更好的热管理性能。与此同时，更小的热量损失也带来了更高的蒸汽产生速率。尤其是在强制对流的情况下，h-MA 的蒸发速率还可以进一步提高到 3 kg m^{-2} h^{-1} 以上，这一研究结果可以为后来的蒸发器结构设计提供有价值的参考。

参考文献

[1] Xu W, Xing Y, Liu J, et al. Efficient water transport and solar steam generation via radially, hierarchically structured aerogels[J]. ACS Nano, 2019, 13, 7930-7938.

[2] Kim M, Yang K, Kim Y S, et al. Laser-induced photothermal generation of flexible and salt-resistant monolithic bilayer membranes for efficient solar desalination[J]. Carbon, 2020, 164, 349-356.

[3] Xu Y, Tang C, Ma J, et al. Low-tortuosity water microchannels boosting energy utilization for high water flux solar distillation[J]. Environmental Science & Technology, 2020, 54, 5150-5158.

[4] Xu N, Hu X, Xu W, et al. Mushrooms as efficient solar steam generation devices[J]. Advanced Materials, 2017, 29, 1606762.

[5] Kong Y. Dan H, Kong W, et al. Self-floating maize straw/graphene aerogel synthesis based on microbubble and ice crystal templates for efficient solar-driven interfacial water evaporation[J]. Journal of Materials Chemistry A, 2020, 8, 24734–24742.

[6] Xie M, Zhang P, Cao Y, et al. A three-dimensional antifungal wooden cone evaporator for highly efficient solar steam generation[J]. npj Clean Water, 2023, 6, 12.

[7] Su L, Hu Y, Ma Z, et al. Synthesis of hollow copper sulfide nanocubes with low emissivity for highly efficient solar steam generation. Solar Energy Material and Solar Cells, 2020, 210, 110484.

[8] 钱银豪. 基于界面水蒸发的多孔光热材料水热平衡调控[J]. 工程热物理学报, 2022, 43, 5.

[9] Chen C, Li Y, Song J, et al. Highly flexible and efficient solar steam generation device. Advanced Materials, 2017, 29, 1701756.

[10] Wang Q, Jia F, Huang A, et al. MoS_2@sponge with double layer structure for high-efficiency solar desalination. Desalination, 2020, 481, 114359.

[11] Wang Z, Yan Y, Shen X, et al. A wood polypyrrole composite as a photothermal conversion device for solar evaporation enhancement. Journal of Materials Chemistry A, 2019, 7, 20706-20712.

[12] 黄志. 疏水性纳米颗粒提高水分蒸发速率的研究[J]. 工程热物理学报, 2018, 39, 6.

[13] Li J, Wang X, Lin Z, et al. Over 10 kg m^{-2} h^{-1} evaporation rate enabled by a 3D interconnected porous carbon foam. Joule, 2020, 4, 928-937.

[14] Liu S, Li S, Lin M, et al. Understanding interfacial properties for enhanced solar evaporation devices: from geometrical to physical interfaces. ACS Energy Letters, 2023, 8, 1680-1687.

中国工程热物理学会 学科类别：传热传质
学术会议论文 编号： xxxx

非均匀槽道阵列微柱平板热管的设计及性能分析

潘军，樊高挺，唐爱坤*
（江苏大学，镇江 212013）
(Tel: 13913431305, Email: tycoon@ujs.edu.cn)

摘要：本工作为解决气液两相工质逆流、影响传热效率的问题，设计了一种非均匀槽道阵列微柱平板热管。该热管蒸发段为轴向槽道，冷凝段在肋的基础上加工横向沟槽形成间隔的正方体阵列微柱。通过与不同槽道结构的平板热管作比较，从可视化的角度观测热管内部不同的流态现象以及温度指标验证其优越性。针对其冷凝段利用率不高的不足，以热阻、导热系数为衡量指标优化了冷凝段结构。最后结合不同启动功率，深入了解了新型结构热管的运行机制。

关键词：微槽道；平板热管；可视化

0 前言

近年来，随着传热技术的不断发展，热管凭借传热能力大、温度均匀性好、结构紧凑和重量轻等优点[1]被广泛运用于电子散热、余热回收等各个领域[2]。热管按形状可分为圆柱热管、环路热管与平板热管。其吸液芯结构决定了热管的启动和热性能，吸液芯的种类可分为烧结芯、微槽芯、复合芯等[3]。平板热管具有换热面积大的优点，并且厚度一般在毫米甚至微米级别，因此非常适合用作结构紧凑的电子元件等发热元件。微槽道吸液芯具有适中的毛细力和较高渗透率，芯与壁面一体化结构使得二者之间热阻较小，并且增大蒸汽与金属之间的接触面积，从而保证了良好的传热性能[4]。结合两者的优点，微槽道平板热管应运而生，其通过切削等工艺在平板热管的基础上，于内壁面形成微槽道吸液芯，从而依靠重力与微槽道的毛细力使工质在蒸发与冷凝段往复运动工作，近年来受到了学者的广泛关注。

为了保证微槽道平板热管内部工质在高热流密度下的运行性能，良好的槽道结构成为研究的重点，槽道结构的优化方法目前主要集中于几何结构的优化。Gillot[5]等人设计了用作功率器件散热片的矩形微槽硅热管，与没有微槽的普通热管相比，深微槽可使热阻降低约31%。Hopkins[6]等人对几何形状为矩形和梯形槽的槽道热管进行最大传热能力的对比，结果表明，在更窄或更深的凹槽结构中可以获得更好的传热性能。Lim[7]等人制作了微槽结构为扇形的平板微槽道热管，宽度和深度分别约为100μm和200μm，并且测试了热管在反重力条件下的工作情况，结果表明，扇形微槽具有比相似尺寸的三角形微槽更大的毛细管压力，同时在逆重力条件下工作，冷却能力几乎没有变化。Li[8]等人建立了毛细管极限模型来分析具有燕尾槽、矩形槽、梯形槽和V型槽结构的平板热管，结果表明，具有小角度燕尾、矩形和小角度梯形槽结构的热管可以获得更好的传热性能。Xin[9]等人提出了一种新颖的斜坡凹槽设计，从理论上分析了压力、速度和壁温等关键参数的轴向分布。Vries S.F.D等人[10]采用模拟与实验结合的方式将特斯拉阀运用至热管槽道中，它的加入促进了热管的单向流动，但也为工质的两相流增加了不确定性。Nagayama[11]等人设计了一种会聚渐缩型微通道以增强其毛细管性能，与具有直微通道的热管相比，这种新型结构能赋予热管更高的热传导能力，可转移的热量近乎是直通道的2倍。然而大部分研究并没有解决气液两相工质对流的问题，此现象导致工质相变能力的大幅减弱，同时复杂的槽道形状加工难度高，应用潜力低，由于矩形微槽有着易于制造的优势，其在研究和应用中仍然是首选。

然而，对于热管内部的传热传质机理，无论是温度数据的采集还是数值模拟研究都存在一定局限性，揭示热管内部的流动与相变现象的变化规律至关重要，开展可视化实验成为最直接的方法。此方法采用透明材料取代金属盖板，并使用螺钉机械紧固或胶水密封底板，密封后对其内部进行可视化研究。Gou[12]等人观测了平板热管内部工作流体的气液两相行为，发现带有凹槽的平板热管运行过程主要包括气泡的形成、生长、合并和破裂，以及沸腾液和冷凝液之间的耦合传热。Yu[13]等人对轴向开槽热管中进行了可视化实验，除了池表面蒸发外，还观测到了小倾角下重力和毛细力组合作用下引起的角膜蒸发现象。目前，对于槽道热管可视化的研究主要集中于重力辅助式凹槽平板热管，对于阵列微槽热管的可视化研究较少。因微槽道平板热管结构的特殊性，在垂直工作状态下除重力、毛细力外，还受到工质表面张力的作用，其气液两相的流动状态存在一定的不同，所以对微槽道平板热管内部流动现象的揭示是不可或缺的。

本工作对热管内部结构进行优化，提出了一种非均匀槽道阵列微柱平板热管。该平板热管的非均匀槽道减少液体回流阻力，提高了工质的回流效率，冷凝段阵列微柱在槽道的基础上进而增加了接触换热面积，加快液体回流，提高换热效率。本研究首先用可视化的方法观测其与普通槽道平板热管不同的流态现象，接着通过温度指标确定新结构的性能优势。针对其冷凝段利用率，以热阻、导热系数为衡量指标优化了冷凝段结构。最后结合不同功率，深入了解了新型结构热管的运行机制，为基于微槽道热管的冷却系统构建提供合理方案。

1 热管设计及测试系统

1.1 热管的设计

图1为非均匀槽道阵列微柱平板热管底板的示意图，底板的材料为铝合金，为保持微槽道适中的毛细压力与较高的渗透率，蒸发段采用1mm与2mm间隔的槽道，共计24道。而冷凝段在1.5mm肋的基础上，进一步形成正方体的阵列微柱，微柱之间沟槽宽度皆为1.5mm，横向沟槽的深度为0.5mm。在底板底部与顶部区域各留一条宽度为3mm的横向槽道用于工质的汇流，以提高热管的均温性。该热管的加工采用机械加工的方式进行。

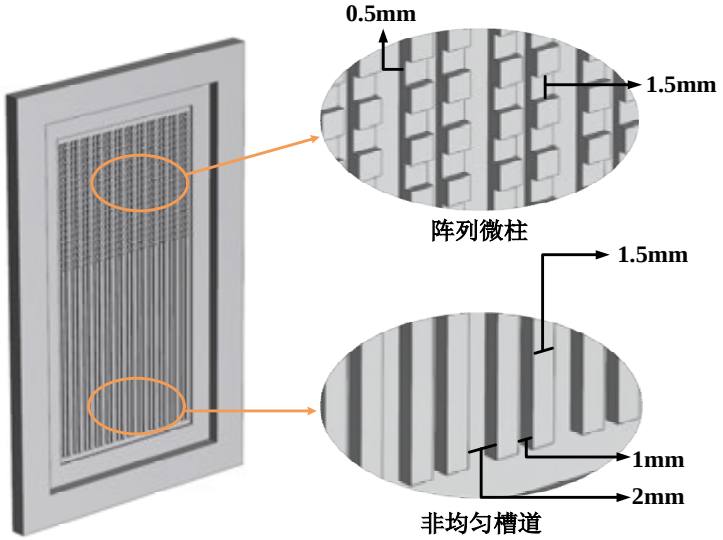


图 1 非均匀槽道阵列微柱平板热管示意图

对于蒸发段的设计而言，不同的槽道尺度产生的毛细力不同，工质上升的速率也不尽相同，因此不会在冷凝段横向槽道内相遇而阻碍回流，故热管采用非均匀槽道的结构设计，以期获得更好的流动特性。

而对于冷凝段而言，沟槽的设计不但增加了接触换热面积，提高换热效率，还可以破坏

在此振荡的液柱，使其无需至冷凝段顶部而是在刚进入冷凝段时就可快速且均匀的回流至蒸发段。沟槽内残存的工质可在冷凝段继续吸收冷量，当下一次脉动时可带走这部分工质，而新的工质又填充沟槽，因此工质在冷凝段的时间更长，换热量更多。在高加热功率下，阵列微柱可为冷凝液滴的产生提供载体，增大冷凝效率。微柱部分保留的槽道深度可以使工质在运动至冷凝段后仍有一定的液柱上升，增大冷凝段的利用率。

图2为可视化热管爆炸图，为了对不同槽道结构的热管进行可视化实验，深入探讨不同结构形成的相变现象变化规律，可拆卸式热管能方便的跟换不同的底板，减少相应的成本。为了清晰的观测到热管内部工质的流动，选用尺寸与凹槽相当的透白玻璃作为热管的可视化窗口，放置于凹槽内。接着裁剪一块厚度为1mm硅胶垫片覆住玻璃板。用厚度为2mm的不锈钢盖板通过螺栓与底板进行紧固，并在贴合的缝隙处涂抹密封胶，以保证介质运行的可靠性。为了使热管能在较低温度下响应，本次研究的热管选用的工质为R141b与乙醇的混合液，经过实验测试，R141b与乙醇的混合比例为9：1，采用充液率为20%时，热管的性能最优。

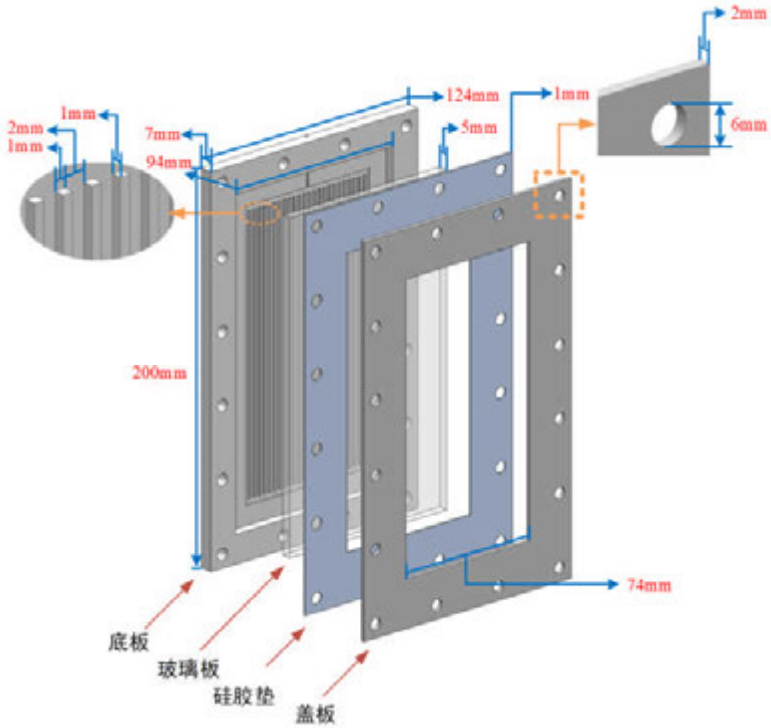


图 2 可视化微槽道热管示意图

1.2 热管性能测试台架

实验之前，热管须使用真空泵将其内部压力抽取为2Pa左右，随后紧固封装。图3为平板热管的性能测试系统示意图。其中，热管的蒸发段的热源由与之相同尺寸的聚酰亚胺加热膜（功率：0-100W）提供，由连接的可调节直流电源（DP3010B）控制加热功率。而冷凝段则通过贴合相同尺寸的液冷板，并通过恒温水槽（ZHULAN-DC0506，精度0.1%）和蠕动泵（LADFLUID-WT600S，精度 3%）完成冷却液的循环流动。需要说明的是，由于取消了绝热段的布置，热管蒸发段和冷凝段的尺寸分别与加热膜和液冷板保持相同。为了减小实验过程中环境带来的影响，液冷输送管路与热管背部采用隔热棉裹保温。同时，为了减小加热片、液冷板与热管之间的接触热阻，在接触面之间涂上一层导热系数为6.5 W·m-1·℃-1的含银导热硅脂。采用高速摄像仪（ChRONOS1.4）对具有不同内部结构的热管进行拍摄，采集在不同实验条件下热管内部工质的状态。通过对流动现象、清晰度和分辨率等的综合评判，选定1500帧为最优帧率。

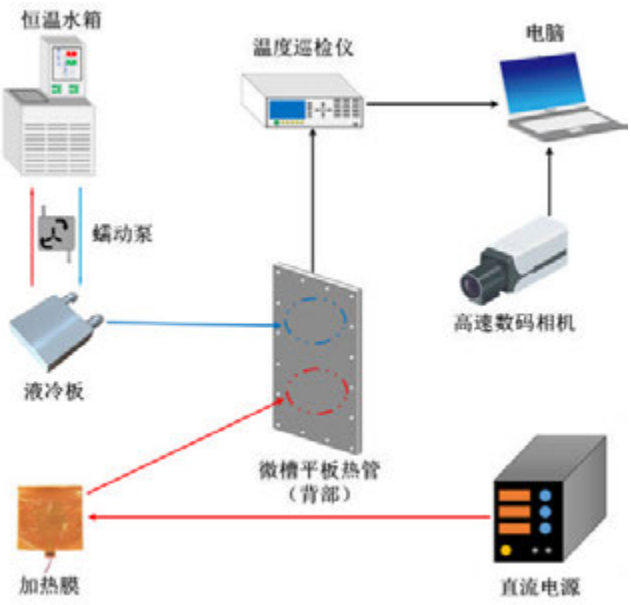


图 3 热管充注台架示意图

蒸发段和冷凝段的温度分布是热管各项性能参数的计算依据。考虑到蒸发段与冷凝段的高度比值为3:2，为此在该两段分别均匀铣出6条与4条深度为0.2mm、长度为40mm的横向微槽用于布置热电偶（开普森T型0.1mm，精度0.2%）。如图4所示，各热电偶的头部结点位于平板热管的横向宽度的正中心。

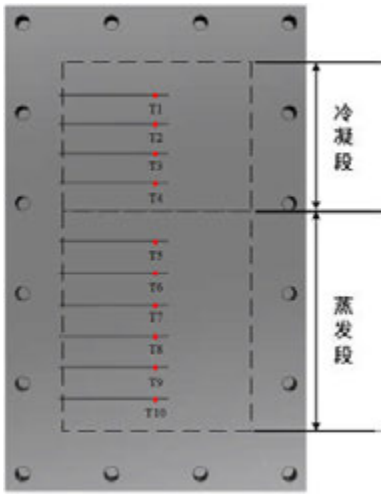


图 4 热电偶布置图

通过与计算机相连的温度巡检仪（AT4532，精度0.2%）实时记录实验中的热管温度变化，并对蒸发段平均温度T_{eva}与冷凝段温度平均T_{con}进行计算。而热管的热阻R与导热系数λ_{eff}是表达热管性能最直接的两个参数，计算公式为：

$$R = \frac{T_{eva} - T_{con}}{Q}$$

$$L_{hp} = \frac{\left(L_{eva} + L_{con}\right)}{2}$$

$$\lambda_{eff} = \frac{QL_{hp}}{\Delta TA}$$

式中，Q 为热管蒸发段直流热源所输入热功率，单位 W；L_{hp} 为热管的有效作用长，单位 m；ΔT 为蒸发段与冷凝段之间的温差，单位℃；A 为热管蒸汽腔横截面积，单位 m^2。

2 基于不同槽道结构平板热管的可视化分析

由于设计热管的槽道结构都与均匀槽道平板热管不同，其表现出的流动状态也必将会存在一定的区别。因此将均匀槽道平板热管、非均匀槽道平板热管以及非均匀槽道阵列微柱平板热管的基本流态进行对比分析，以探明不同槽道结构形成的气液流动规律。

图5为三种热管在20W加热功率下的流动状态图。由图可知，在低加热功率下，非均匀槽道中2mm槽道内工质的运动模式与均匀槽道热管相同，都以柱状流或弹状流的形式从蒸发段向上脉动，只是弹状流出现的频率更高，此时大通道主要承担向上输送热工质的作用，很少有工质回流。而大多1mm槽道内的工质停滞在冷凝段或回流，热管内部呈“单向流动”现象。当热管进一步增加阵列微柱后，工质并未在冷凝段维持液柱形态，而是在向上运动的过程中，向相邻槽道分流，回流至蒸发段。由于工质是刚接触冷凝段就开始回流，而并非在冷凝段顶部，蒸发段回流工质的厚度也明显大于其它两种热管。

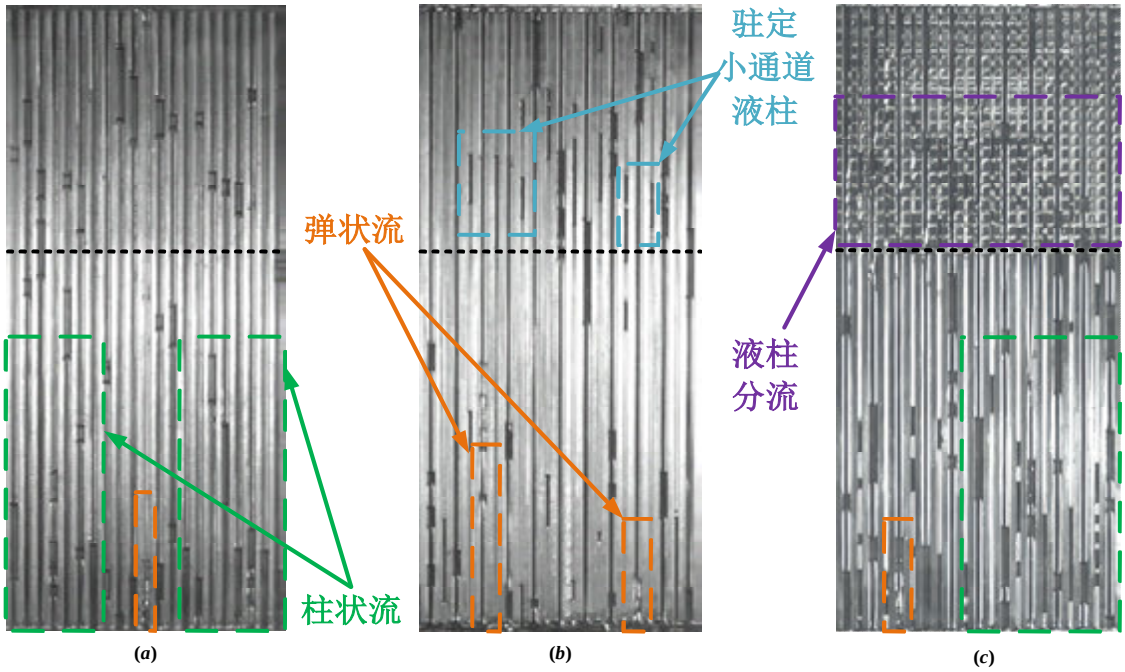


图 5 20W 加热功率下热管的可视化对比图：

(*a*) 均匀槽道；(*b*) 非均匀槽道；(*c*) 阵列微柱非均匀槽道

为了更好地反应出因槽道尺度差异所带来的“单向流动”特性，图6给出了非均匀槽道热管冷凝区域工作介质的详细的流动过程，时间间隔为0.05s。观察图6(*a*)至图6(*d*)可发现，大部分2mm通道内的工质在向上运动，而1mm通道内的工质停滞在冷凝段或回流。当2mm通道内的工质继续运动至冷凝段顶部的横向槽道时，液柱开始出现如图6(*e*)所示的分流现象。此时，液柱在分配至相邻甚至更远的小通道内堆积后，向下移动。这部分液柱会与1mm槽道内的驻定液柱融合，如图6(*i*)所示。随后，融合而成的大液柱在自身重力以及上端液柱向下惯性力的双重作用下，也开始向蒸发段回落，但速度显然小于融合前的上端液柱，如图6(*j*)所示。综合分析可知，在中低加热功率的条件下，热管内2mm的通道主要承担向上输送热工质的作用，而1mm通道则成为了液体的回流通道。

出现上述现象的原因在于，通道内毛细阻力的差异会影响液柱运动速度，槽道越宽，工质脉动的速度也就越快。因此，当1mm槽道内的工质刚到达冷凝段时，2mm通道内的液柱已经脉动至蒸发段顶部开始分流，在小通道内形成液柱向下运动，所以，1mm通道内本就较难运动的液柱又受到上方重新生成的液柱的影响，因此只能表现为冷凝段堆积驻定或是向下运动的现象了。同时，由于冷凝段液柱的驻定，蒸发段小通道内气柱的运动同样受到了一定程度的抑制。底部横向槽道的存在使得这部分气相工质可以转移至相邻通道内，导致2mm槽道内的气相工质增多，间接加快了槽道内液柱的运动速度，也增加了弹状流发生的频率。

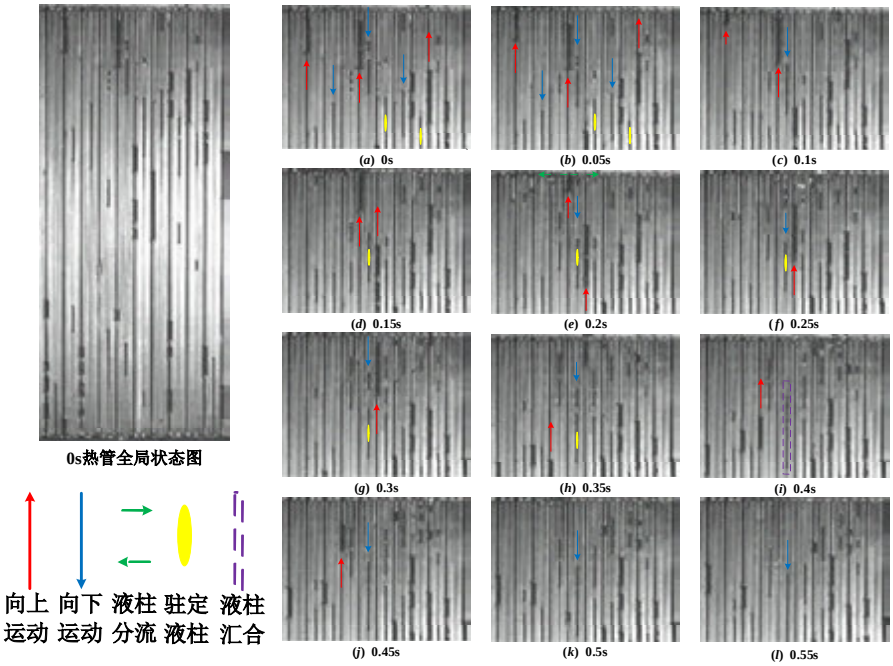


图 6 非均匀槽道平板热管冷凝段的单向流动性

单向流动特性同样可以在含沟槽的非均匀槽道平板热管中体现，为了更清晰地说明内部的流动情况，仅展示该热管的部分槽道，如图7所示。在脉动初期，由于蒸发段的热量累积，内部的压力波动使得热管所有通道内的液柱都有向上脉动的趋势，如图7(a)至图7(d)所示。此外，冷凝段沟槽的存在造成工质在刚接触冷凝段时，就已经逐渐开始分流，回流工质脉动速度的差异使得小通道内液柱出现前移现象，即如图7(e)所示的未脉动至冷凝段就开始驻定甚至回流。由于这部分液柱的位置距离热管底端较近，下方气柱的影响有限，因此部分工质回流至蒸发段底部后，可以通过横向通道，流动至2mm通道内重新向上脉动，如图7(h)至图7(j)所示。

观察图7还发现了一个有趣现象，冷凝段保留的部分槽道的确可以维持液柱向上脉动一段距离，使得液柱不至于在刚接触冷凝段时就回流。但是，冷凝液的分流现象也确实影响了脉动的液柱高度，即在未达到冷凝段顶端时，脉动的工质含量就已经无法维持液柱，此时脉动高度约为冷凝段的2/3。

在高功率条件下，三者内部工质的流动特性同样存在一定区别，这可从图8展示的60W加热功率下三种热管的可视化流态中得到展示。通过上一章节的分析可知，柱状流、弹状流与液柱破碎这三种流动模式的产生和转换均与汽化核心处产生的气体量息息相关。由于通道尺度的改变，使得非均匀槽道平板热管1mm通道内的部分气态工质转移至2mm通道内，蒸发段内大通道内的气态工质含量相对增加，气柱的运动速度也相对提高。故在高功率条件下，非均匀槽道平板热管内的气柱可以更快地冲破液柱形成环状流。所以从图6(*b*)可看出，2mm通道内的液柱在刚脉动时就被击破，鲜有液柱能以弹状流的形式进入热管的冷凝段。相反，

由于小通道内的毛细力大，此时又无回流液的阻碍，部分1mm槽道内的工质可以脉动进冷凝段。但是，由于在非均匀槽道平板热管中，2mm槽道主要承担工质的换热作用，故而热管不可避免的出现了传热恶化现象，槽道因缺少工质润湿而部分烧干。

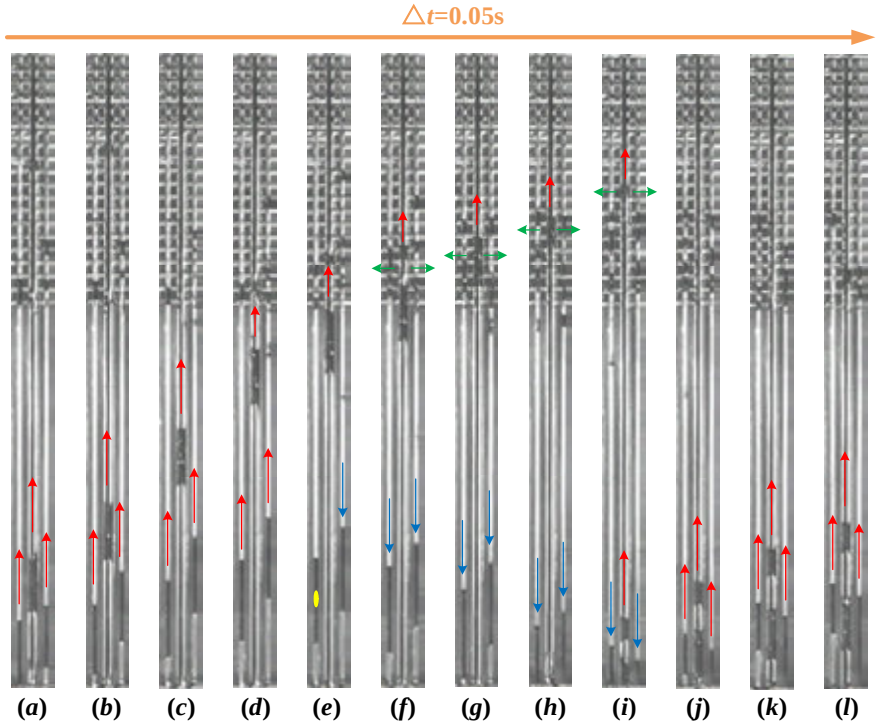


图 7 20W 加热功率下非均匀槽道阵列微柱平板热管的流动特征

但是沟槽的加入完全改变了非均匀槽道热管在高加热功率下的运行情况，如图8(c)所示。由于热管冷凝段的分流位置降低，回流液对蒸发段工质的运动起抑制作用，一定程度上降低了气柱的运动速度。并且，回流液也增加了脉动液柱的工质含量，使得液柱破碎的难度上升。因此，部分2mm槽道内的工质仍可以脉动至冷凝段。同时，微柱在高加热功率下成为了冷凝液滴的载体，等微柱下的冷凝液凝结到一定厚度时，冷凝液滴就会顺着微柱壁面一直向下滑落直至蒸发段。故而蒸发段在60W的加热功率下也未出现烧干现象，热管依旧稳定运行。当功率继续升高直至80W时，过大的加热功率使得气相工质激增，热管几乎无法脉动，即使沟槽在不停的向蒸发段输送冷质，但因为冷凝液的滴落存在时间间隔，热管出现“间断烧干”现象，如图9所示。

综上所述，非均匀槽道的设计增加工质的单向流动性，减小了液柱在冷凝段的振荡现象，提高了工质的流动效率。而阵列微柱的设计在高加热功率下可以抑制过快的流动速度，减小破碎液柱出现的频率。可见，所设计的新型热管在流动状态层面上已初步凸显出了应有的效果。

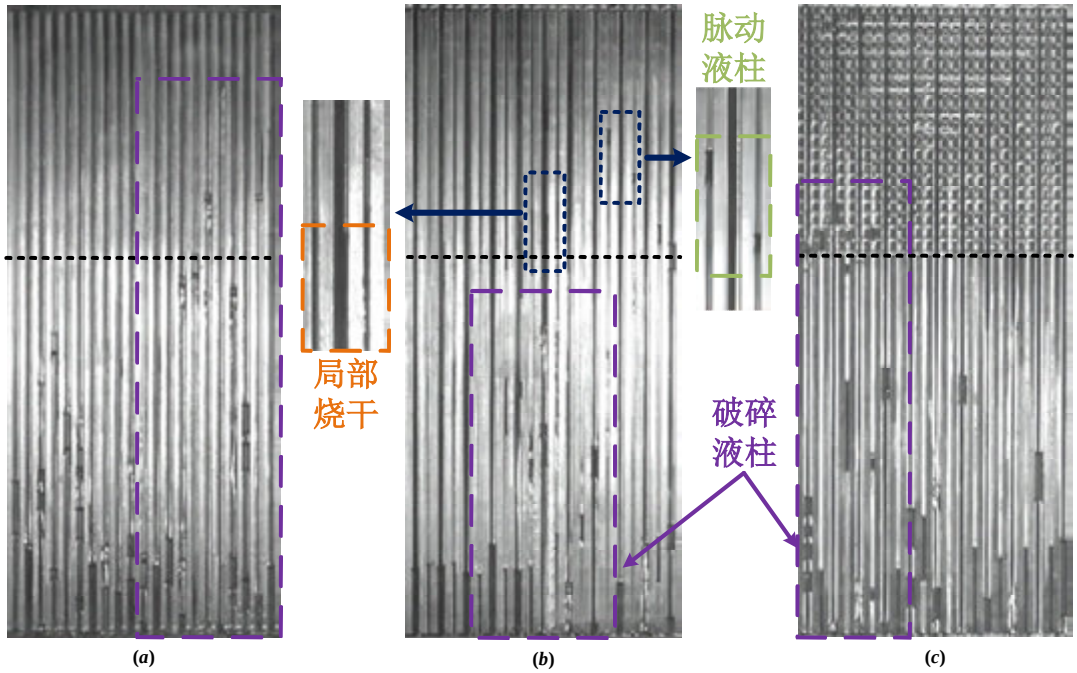


图 8 60W 加热功率下热管的可视化对比图：

(*a*) 均匀槽道；(*b*) 非均匀槽道；(*c*) 阵列微柱非均匀槽道

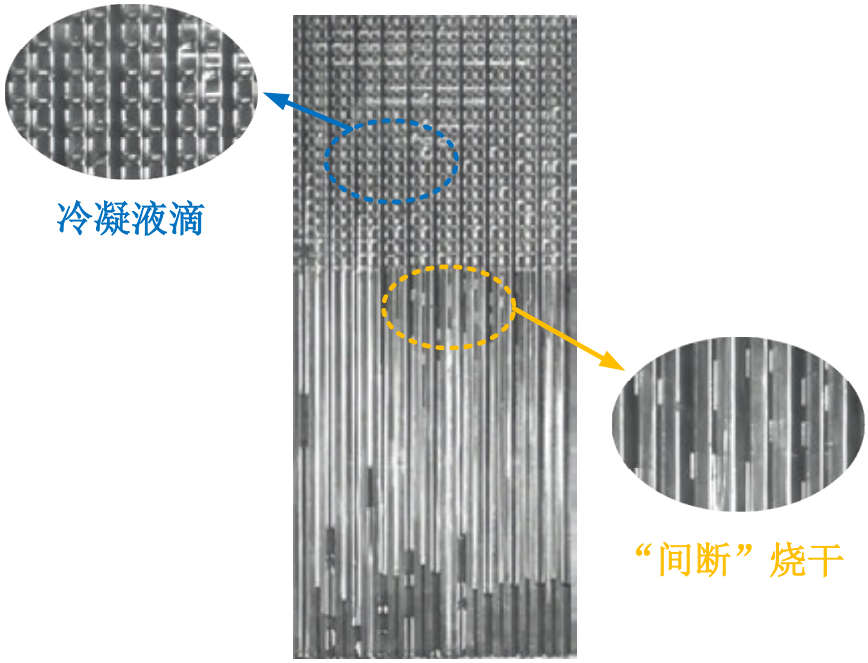


图 9 阵列微柱平板热管的间断烧干现象

3 基于不同槽道结构平板热管温度特性的对比

3.1 不同加热功率下的温度分布

图10展示了三种热管在不同功率下的轴向温度分布图。由图可知，在10W的低加热功率下，三种热管的蒸发段温度分布都较为均匀。此时热管已经启动，压力差使得气液两相工质可以在热管蒸发段内顺畅的流动换热，不会出现较高或较低的温度点。但随着功率的升高，热管内的流型开始转变，当气体流动速度突破阈值，或气相工质未来得及相变而堆积在液柱表面时，部分液柱无法脉动，热管大部分的换热开始依靠冷凝液的回流进行。工质在回流过程中继续受热，冷凝液厚度逐渐减小甚至消失，因此蒸发段的高温点逐渐开始显现。

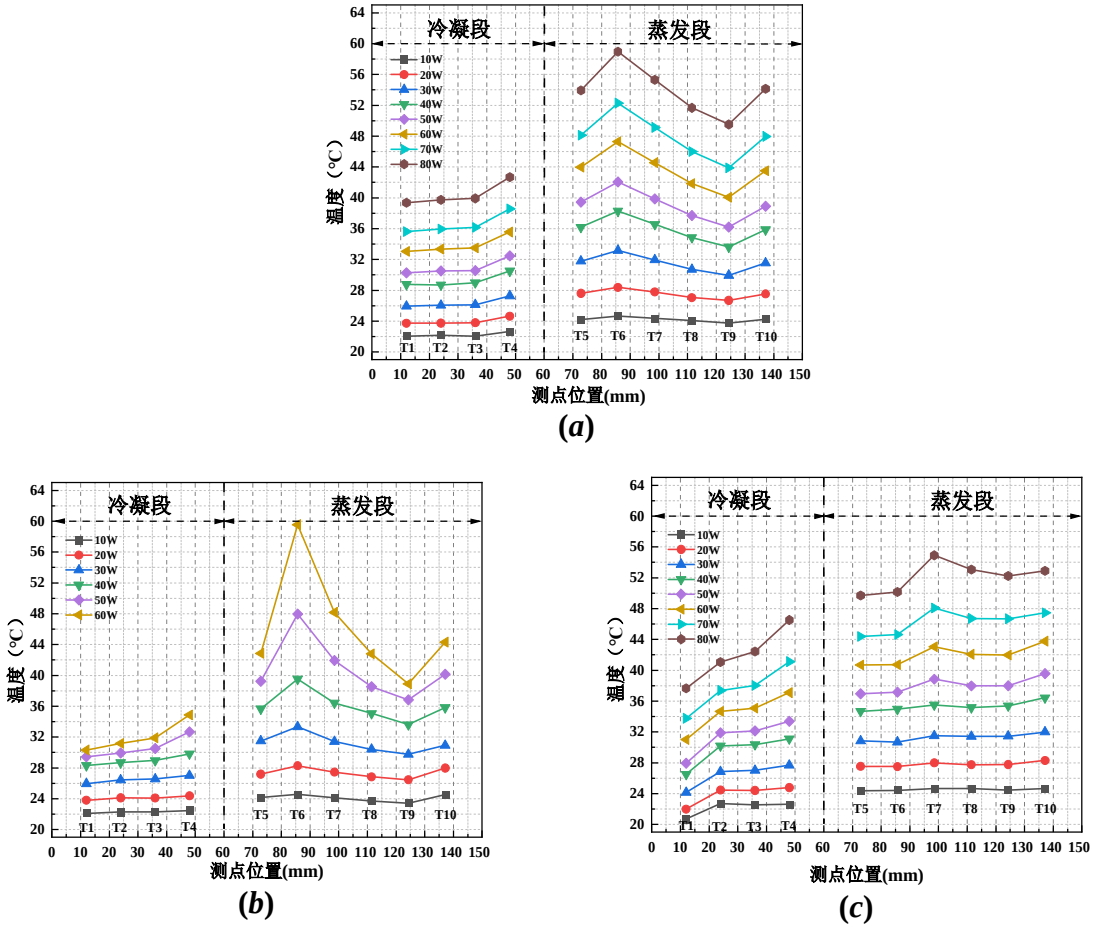


图 10 不同功率下轴向温度分布图：

(*a*)均匀槽道热管；(*b*)非均匀槽道热管；(*c*)阵列微柱非均匀槽道热管

对于均匀槽道平板热管而言，T9为蒸发段温度最低点，这是因为T9位于液柱堆积处，即使在80W的加热功率下，也一直存在工质润湿，温度只有49.2℃。相同功率下，同样存在液柱堆积的T10因为距离冷凝段的位置过远，壁面热传导能力较差，使得其温度要高于T9，数值为54.1℃。由于冷凝液在蒸发段处的再蒸发，T6处的冷凝液较薄，同时在高加热功率下破碎液柱也无法顾及于此，因此T6成为了该热管的最高温度点，温度可达59℃。非均匀槽道平板热管的温度分布趋势与其类似。但由于该热管流态变化的前移现象，60W时热管内部已几乎无脉动液柱，并且液柱破碎位置也相对较低，T6处温度已达至60℃，烧干严重，随即停止实验。但是，沟槽元素的加入改变了热管内部的分布规律。由于沟槽处均可产生冷凝液滴，冷凝液的回流位置从热管顶端降至冷凝段末端，热管在蒸发段的冷凝液厚度也因此增厚，高温点的位置也随即下移。从图中可看出，其高温点从T6下移至T7，在80W的极高加热功率下，最高温也仅有54.91℃。

在低加热功率下，工质的脉动为热管传热的主要方式，此时的液柱可在热管内顺畅的脉动，温度均匀性均较好。但是，阵列微柱的存在使得液柱无法脉动至冷凝段顶端，因此冷凝段顶部T1处的温度略低于其余温度点。由上文的流型分布特性可知在40W之后，三种热管的部分槽道内开始出现无法脉动至冷凝段的液柱，壁面的热传导作用开始显现，根据热量的传导规律可知，越靠近热源处的温度越高，因此当功率超过40W后，三种热管的冷凝段温度分布规律一致，均为T1至T4依次增加。

3.2 不同加热功率下的温差对比

蒸发段温差过高表明热源某处发生传热恶化，热管出现失效现象。而冷凝段温差过大则说明部分冷凝段并未参与换热。图11分别为三种热管蒸发段与冷凝段的温差对比图。由图可知，三种热管蒸发段的温差都随着功率的升高而逐渐增大，原因在于热管内部都经历了柱状流-弹状流-破碎液柱的阶跃，每一次转变都将带来温差数值的增大。蒸发段的温差由小到大的排列依此为阵列微柱非均匀槽道热管、均匀槽道热管和非均匀槽道热管。这是因为在低加热功率条件下，改变槽道尺寸的均匀性固然可以提高热管的单向流动性，但是蒸发段小槽道内液柱的堆积使得部分工质无法回流至蒸发段换热，部分区域缺乏工质的润湿，即使脉动工质流速较快，但也只能造成低温区的温度更低、高温区的温度更高。然而沟槽的加入有效地降低了液柱的堆积位置，使得更多的工质可以在蒸发段留存，故而温差较低。当加热功率较高时，非均匀槽道热管率先达到传热极限，在60W的加热功率下就已烧干，温差达到惊人的20.66℃。而对于阵列微柱而言，沟槽内生成的冷凝液滴，使得破碎液柱无法顾及的区域仍有工质润湿，不会出现烧干的传热恶化现象，即便是在80W的加热功率下，蒸发段温差也仅有5.2℃，体现出非常理想的温度均匀性。

观察图11(b)却发现，阵列微柱非均匀槽道热管温度的均匀性在冷凝段的表现并不理想。这是因为沟槽的加入破坏了脉动液柱的形态，当液柱运动至冷凝段时，部分工质已开始分流下落，液柱并未脉动至冷凝段顶端就已无法维持。由于冷凝段顶部仅通过壁面的热传导进行换热，温度相对较低。相反，由于工质在冷凝端的堆积，非均匀槽道热管在低加热功率下的温差最低，在40W时也仅有1.52℃，但是，当功率超过40W时，由于无脉动液柱的作用，其冷凝段的温差也开始逐渐超过均匀槽道热管。

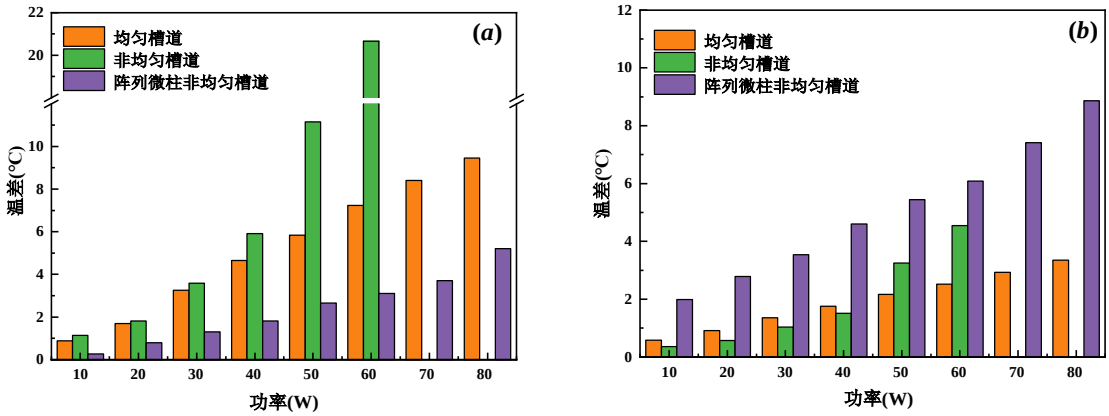


图 11 不同加热功率下三种热管的温差对比：(*a*)蒸发段温差；(*b*)冷凝段温差

综上所述，非均匀槽道的设计可以加快工质的单向流动性，提高低加热功率下的传热效率，而沟槽的加入也确实为蒸发段的温度均匀性提供了可观的帮助，但是微柱的面积是一个值得探讨的问题。显然，沟槽在冷凝段的全覆盖并非最优的设计结构，从冷凝段的温差可看出，冷凝段的利用率并未达到最佳，因此下文将对冷凝段的沟槽面积进行优化分析，以期获得最优冷凝段结构。

4 阵列微柱结构的优化

在低加热功率下，由于工质脉动速度相对较慢，液柱上升的惯性力较低，冷凝段的利用率约为整体的1/3。当提高加热功率后，利用率随之提高，脉动位置最高可达冷凝段的2/3。进一步提高加热功率至70W时，脉动液柱无法运动至冷凝段，此时的换热依靠冷凝段微柱下凝聚的冷凝液作用，利用率可认为达到100%。因此，在不同的加热功率下，热管冷凝段的利用率均不相同，为了探明微柱面积对热管传热性能的影响，本又另外加工了阵列微柱数所占区域为冷凝段面积的1/3和2/3两种平板热管，如图12所示。

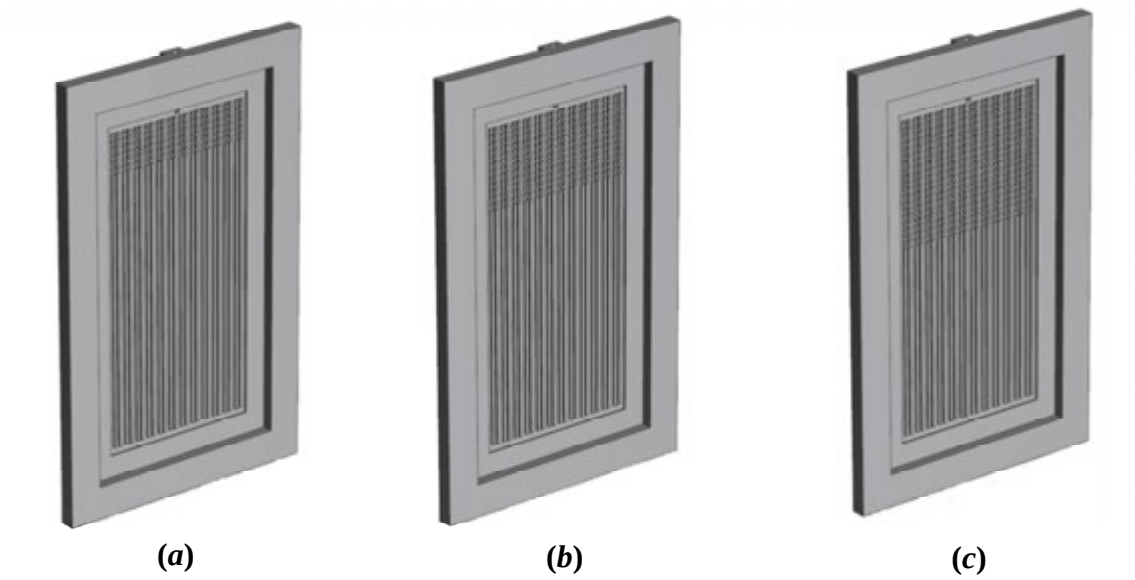


图 12 不同冷凝段微柱面积的示意图：(a) 1/3；(b) 2/3；(c) 3/3

4.1 阵列微柱面积对热阻的影响

为了突出微柱面积对热管传热性能的影响，将不同微柱面积的平板热管与常规槽道平板热管以及非均匀槽道平板热管一同进行对比，其中热阻的对比如图13所示。

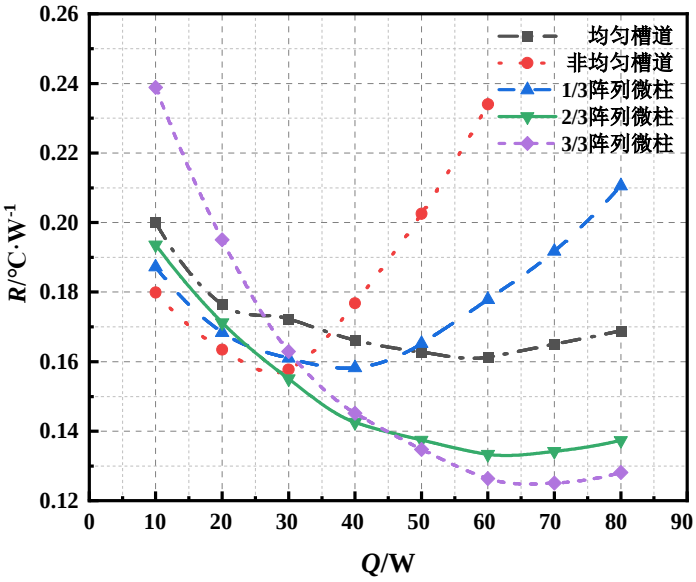


图 13 不同微柱面积下的热阻对比

由图可知，在10至20W的低加热功率下，非均匀槽道平板热管的热阻最小，原因在于非均匀槽道的设计促进了热管工质的单向流动性，加快了2mm槽道内工质的脉动速度，使得热管换热速度较快。然而，这一现象并不能持续较长的功率区间。前文指出，非均匀槽道的结构设计使得流态的转变出现前移现象，在40W时就已有部分液柱无法脉动至冷凝段，光靠冷凝液的回流无法润湿所有的蒸发段壁面。冷凝段小槽道内的驻定现象减小了热管的实际脉动工质含量，在40W时热阻就已开始急速上升，并在60W时达到了较高的0.234°C/W，蒸发段部分温度已达60°C，不得不中止实验。

对于冷凝段阵列微柱全覆盖的非均匀槽道平板热管而言，在低加热功率下的热阻最大，为0.239°C/W。这是因为当蒸发段输入的热负荷较低时，热管工质的脉动速度相对较慢，其

运动的惯性力也较小，因此当冷凝段微柱全覆盖时，液柱上升1/3冷凝段高度后便分流殆尽。由于冷凝段上端仅通过热管壁面的热传导与蒸发段进行换热，整体传热效率不高。但这一现象随着阵列微柱面积的减小而有所改善，这种布局的改变直接抬升了液柱的分流高度，从而直接提高了冷凝段的利用率，并且非均匀槽道的设计也加速了工质的传热速度。在这两方面的作用下，2/3与1/3微柱面积热管在低加热功率下的热阻就已低于常规槽道热管，仅为0.193℃/W与0.187℃/W。随着加热功率的提高，可脉动至冷凝段的液柱数量减小，阵列微柱的效果已然凸显。此时微槽面积的增大意味着可产生冷凝液滴的区域也随之增大。当微柱区域达到冷凝段面积1/3时，产生的液滴仍需通过较长的距离才可将冷凝液运输至蒸发段。在这途中，冷凝液的厚度逐渐减小，并未给蒸发段带来较大的冷量收益，仅将非均匀槽道热管的传热极限延迟10W。而2/3的冷凝段面积则可极大程度的延长传热极限至60W，仅比阵列微柱全覆盖的平板热管低了10W。

综上所述，具有1/3冷凝段微柱面积的热管，虽然在低加热功率下降低了热管的热阻，但是其传热极限过低，仅维持至40W。当冷凝段均布置微柱时能够带来较好的传热极限，但其在低加热功率下的传热性能不尽人意。相比之下，微柱面积占到2/3的热管不仅在低加热功率下有着良好的热阻，而且可将其优异的传热性能保持至60W，即使在60W后热阻开始上升，其传热性能仍优于常规槽道的平板热管。

4.2 不同阵列微柱面积对导热系数的影响

导热系数的分析更能直观的体现出热管传热性能的优劣，为此给出了各类热管在不同加热功率下的导热系数的变化情况，如图14所示。

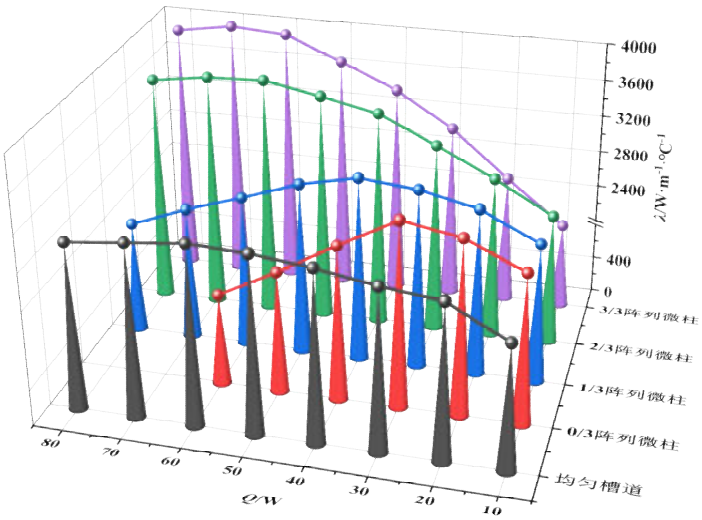


图 14 不同微柱面积下的导热系数对比

对比四类新设计的热管可发现，在10W的加热功率下，非均匀槽道平板热管与1/3阵列微柱平板热管的导热系数较高，可达2779.32 W·m-1·℃-1与2671.23W·m-1·℃-1，但这种优异的导热性能分别在30W与40W后开始降低，在60W时仅分别为2810.88·m-1·℃-1与2136.47·m-1·℃-1，不适用于高功率发热元件或高温的环境下使用。3/3阵列微柱平板热管即使拥有较好的热稳定性，在70W时仍可保持3997.44 W·m-1·℃-1的超高导热系数，但其在低中加热功率下的导热性能较差。相比这三种热管，2/3阵列微柱平板热管的综合导热系数显得最优，在低中高三种加热功率下未展示出任何短板，在10-80W的功率区间内，最小导热系数也有2582.51 W·m-1·℃-1，而最大可达3749.53 W·m-1·℃-1。与常规微槽道平板热管对比，该热管的导热系数也已全面赶超，综合考虑后，本文认为2/3阵列微柱的非均匀槽道平板热管为最优结构。

5 最优结构热管的启动特性分析

图15为10W与60W为启动功率热管的测点温度变化图，观察图15(a)可知，在10W的低加热功率下，热管的启动特性与前文类似，在45s启动后，两端温差陡然降低，蒸发段的温度以小幅振荡的形式缓慢上升。在热管稳定后，蒸发段的温差为0.59℃。对于冷凝段温度而言，T1的振荡幅度相较其余三个温度测点似乎更小，温度也较低，仅为21.83℃，而冷凝段整体的温差为0.38℃，与图11冷凝段全微柱温差相比有所降低。在60W的高加热功率下，热管的启动表现出了不一样的特性。如图15(b)所示，高热流密度的输入使得蒸发段温度急剧上升，在热量输入的5s内就已启动，因此温差并未表现处明显的减小现象。观察温度的攀升过程可发现，在400s前，蒸发段温度的振荡现象有所缓解。但当时间来到400s时，蒸发段T6与T7处的温度又开始振荡。而冷凝段则时刻保持平稳，在稳定状态时的温差仅有3.02℃，与冷凝段全微柱相比降低了3.28℃，效果显著。

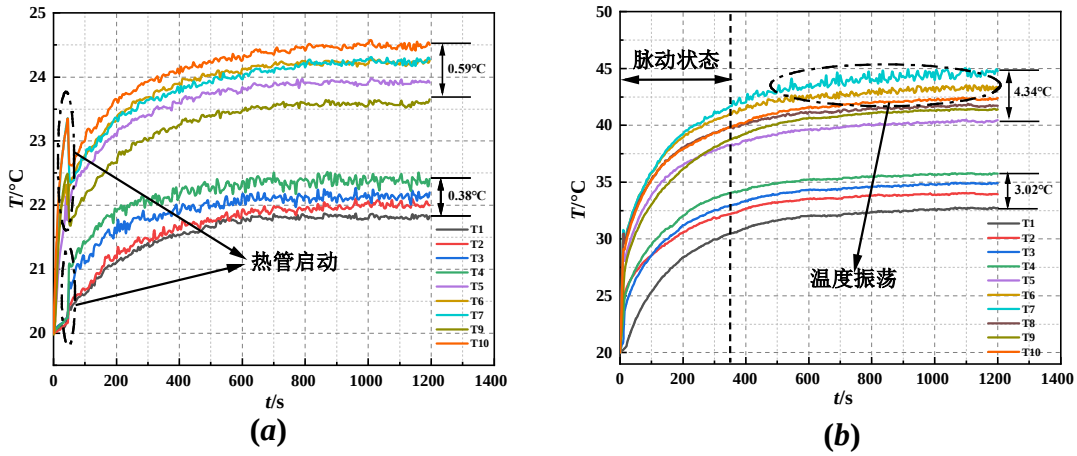


图 15 不同加热功率下的启动特性：(a) 10W；(b) 60W

上述现象的产生可通过图16的瞬时流态图解释。在低加热功率下，热管启动前内部呈池状态现象，其换热主要依靠壁面的热传导与液池的膜蒸发。当热管在45s启动时，瞬间脉动的液柱使得热管两端温差陡降，直至1800s均以柱状流的形式运行。热管此时依靠工质在蒸发段与冷凝段的往返运动实现热量转移，由于此时加热功率较低，工质脉动的速度和频率也较低，因此热管蒸发段各点温度的表现均为小幅振荡。而冷凝段微柱区域的抬升使得一部分脉动液柱可以运动至T1的区域，但由于脉动速度小，部分液柱未升至T1处已分流下落，如图16。因此，T1处工质经过的频率小于其他三个温度测点，其温度振荡频率自然也小。

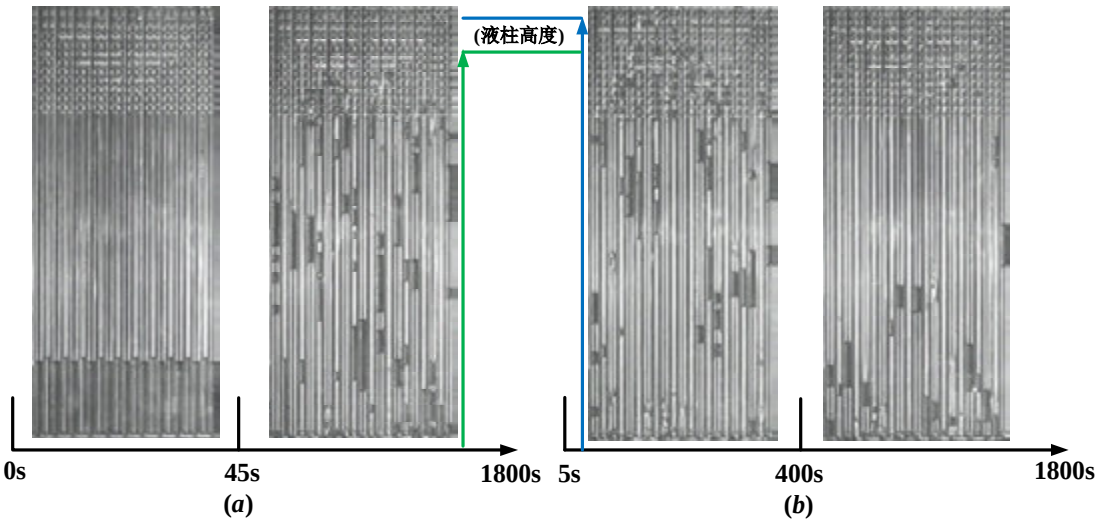


图 16 不同加热功率下的瞬时流态：(a) 10W；(b) 60W

在60W的高加热功率下，高热流密度的输入使得热管在5s内就已启动，因此图16(b)以5s作为起点。由于高加热功率使得蒸发段气体含量大幅增加，脉动液柱的移动速度与惯性力也随之增大。因此与低加热功率相比，其液柱上升高度也更高，此时的热管壁面几乎全被快速移动的工质覆盖，温度并不会发生振荡而是随着时间的推移稳定上升。但是高功率使得较多的气态工质无法及时相变，在400s时，热管开始朝着阵列微柱主导传热的模式转变。此时T6与T7由于离蒸发段底部沉积的液柱和冷凝段阵列微柱较远，冷凝液或破碎液柱对这两块区域的润湿频率低，因此在热管稳定运行阶段，T6与T7处的温度同样开始出现振荡现象。

6 结论

本工作针对微槽平板热管气液两相逆流这一特性的不足，设计了一种非均匀槽道阵列微柱平板热管。首先从可视化层面着手，揭示其与均匀槽道平板热管、非均匀槽道平板内部气液状态并分析。接着通过对温度特性的分析，体现新结构热管的良好均温性。在此基础上通过改变阵列微柱面积的方式，分析热阻与导热系数等参数，优化了其冷凝段有效使用面积不足的缺陷。在确定了最优结构后，通过不同的加热功率，对其传热性能与启动特性进行测试，以深入了解该热管的运行机制，最终的结论如下：

（1）低加热功率下，小通道内的工质不易回流至蒸发段，热管内部呈“单向流动”现象。高加热功率下，阵列微柱的加入可缓解热管的烧干，在80W时，热管内部也仅呈间断烧干现象。

（2）非均匀槽道阵列微柱平板热管的蒸发段具有最优温度均匀性，在80W的加热功率下，温差仅有5.2℃。

（3）2/3阵列微柱的非均匀槽道平板热管的综合传热性能最佳，在10-80W的功率区间内，最小导热系数也有2582.51 W·m-1·℃-1，而最大导热系数可达3749.53 W·m-1·℃-1。并且每个功率下的导热系数均优于均匀槽道平板热管。

（4）10W的加热功率下，热管可在45s内启动，温度由于液柱的移动保持小幅振荡现象。60W的加热功率下，热管5s内就已启动，靠近冷凝段的区域温度因冷凝液间断润湿而在400s后出现震荡现象。

参考文献

[1] 杨世铭, 陶文铨. 传热学. 第 4 版. 高等教育出版社, 2006.

[2] Ren, Tianling, Zhang, et al. A review of small heat pipes for electronics. Applied Thermal Engineering Design Processes Equipment Economics, 2016. 1-17.

[3] Tang H, Tang Y, Wan Z, et al. Revasiew of applications and developments of ultra-thin micro heat pipes for electronic cooling. Applied Energy, 2018, 223(AUG.1): 383-400.

[4] 李雪洁. 轴向槽道热管中重力-毛细蒸发传热特性研究: [博士论文].东南大学[2023-06-15].

[5] Gillot C, Avenas Y, Cezac N, et al. Silicon heat pipes used as thermal spreaders. IEEE Transactions on Components & Packaging Technologies, 2003, 26(2): 332-339.

[6] Hopkins, R, Faghri, et al. Flat Miniature Heat Pipes With Micro Capillary Grooves. Journal of Heat Transfer, 1999. 23-27.

[7] Lim H T, Kim S H, Im H D, et al. Fabrication and evaluation of a copper flat micro heat pipe working under adverse-gravity orientation. Journal of Micromechanics & Microengineering, 2008, 18(10): 105013.

[8] Li X B, Shi Z M, Wang S G, et al. Analysis of Structural Parameters of Grooved-Wicksin Micro Heat Pipes Based on Capillary Limits. Key Engineering Materials, 2012, 499: 21-26.

[9] Fei X, Ting M, Qiuwang W. Thermal performance analysis of flat heat pipe with graded mini-grooves wick. Applied Energy, 2018, 228: 2129-2139.

[10] Vries S F D, Florea D, Homburg F G A, et al. Design and operation of a Tesla-type valve for pul sating heat pipes. International Journal of Heat & Mass Transfer, 2017, 105: 1-11.

[11] Nagayama G, Gyotoku S, Tsuruta T. Thermal performance of flat micro heat pipe with converging microchannels. International Journal of Heat & Mass Transfer, 2018, 122(JUL.): 375-382.

[12] Gou, Xiang, Zhang, et al. Experimental Research on the Thermal Performance and Semi-Visualizatio n of Rectangular Flat Micro-Grooved Gravity Heat Pipes. Energies, 2018.

[13] A F Y, A C Y, C J C, et al. Experimental analysis of the evaporation regimes of an axially groov ed heat pipe at small tilt angles. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 126:334-34 1..

编号：233584

力场对泡沫金属相变材料热性能的影响

彭蛰遥 1，张楠 1，张兆利 1，高启发 1，杜雁霞 2，袁艳平 1
1.(西南交通大学，成都 610031)
2.（中国空气动力研究与发展中心空气动力学国家重点实验室，绵阳 621000）
(Tel:15881198172, Email: zhangn09@swjtu.edu.cn)

摘要：本文通过离心力旋转平台提供不同离心加速度环境，观察并记录泡沫铜/石蜡复合相变材料(CPCM)融化过程中的相界面轮廓和瞬时温度，探究了不同力场对 CPCM 传热特性的影响规律。结果发现：与常重力相比，正向力场抑制自然对流，延长了相变材料（PCM）完全熔化时间，同时导致热源温度被动持续升高；负向力场增强自然对流，提高了 PCM 熔化速率，且整体温度分布更均匀。此外，在负向力场下，CPCM 展现出更佳的传热效率和潜热储存效率。

关键词：离心加速度 复合相变材料，力场，自然对流。

0. 前言

相变蓄热技术因相变材料（PCM）自身具有储热密度高，相变过程温度波动小，工作稳定性高等特点[1]，成为实现能源高效利用的关键技术之一。然而在航空航天、汽车和电子等领域中，热管理系统常常需要应对复杂的工作环境。目前在热管理系统在变力场环境下的适用性得到了广泛的关注[2－5]。传统的相变材料普遍存在导热系数低的问题，这极大地限制的蓄热速率。由于泡沫金属骨架结构特殊性[6]，在与 PCM 组合成复合相变材料强化传热方面有着一定的优势。研究人员针对泡沫金属复合相变材料热性能和流动特性开展了大量研究。

Zhao et al. [7]通过实验对比了泡沫铜对相变材料凝固/熔化的影响，结果表明加入泡沫金属可使整体熔化速率提高 3-10 倍，同时发现相较于纯相变材料泡沫金属的加入使得凝固时间也缩短了一半以上。Xiao et al. [8]利用真空辅助将石蜡浸渍在不同孔隙度和孔密度的铜和镍中，实验结果表明，泡沫金属加入均能使 PCM 的导热系数显著提高，且有效导热系数随着孔隙率的降低而增大。而相同孔隙率下，改变孔密度的对相变材料有效导热系数的影响较小。针对非常规力场，Li et al . [9]基于孔隙尺度三维晶格玻尔兹曼模型研究了超重力对 CPCM 热性能的影响。结果表明超重力下自然对流的显著增强，熔化界面更加倾斜，导致了温度分布不均匀。此外，熔化速度随加速度增加而变快。Zhang et al. [10]通过离心实

基金项目：国家自然科学基金 52006183

验台研究了 CPCM 在不同离心加速度下的熔融特性. 结果表明离心加速度驱动下液体 PCM 自然对流不断增强，复合 PCM 的不均匀导热也会随着离心加速度的增加而增强。

从以往的研究来看，不同力场对 PCM 熔化传热特性有显著影响。泡沫金属是强化 PCM 导热系数的有效方法。在我们先前的工作中, 设计并搭建了离心实验平台[11], 并通过可视化探讨了力场对纯相变材料热性能的影响。本文通过不同力场条件下，复合相变材料瞬时相界面轮廓、瞬时温度分布和传热速率等研究，系统地讨论力场大小和力场方向对泡沫铜石蜡/复合相变材料的流动特性和热性能影响。该研究可为热管理系统在实际工程应用中的可行性和优化设计方向提供参考。

1. 实验方案

1. 1 实验样品

实验中采用广州中佳有限公司提供的石蜡作为相变材料。采用差示扫描量热仪对石蜡的热性能进行了测试，得到的 DSC 曲线如图 1 所示。泡沫铜孔隙率为 0. 97，孔密度为 20PPI，结构尺寸为 80mm x 80mm x 10mm。相变材料和泡沫铜的热物理性质如表 1 所示。

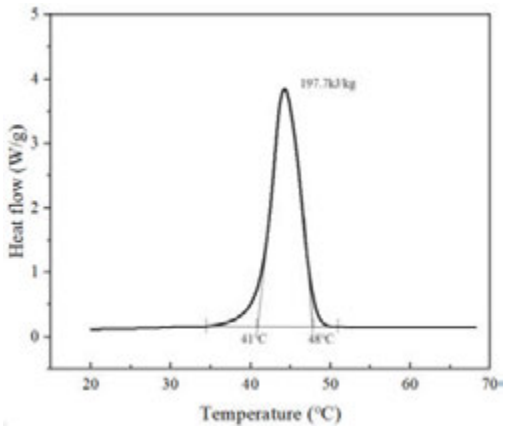


图 1 DSC 测试曲线图

表 1 泡沫铜和石蜡热物性参数

物性参数	材料	
	石蜡	泡沫铜
密度 (kg/m^3)	900	8979
比热容 ($J/kg \cdot K$)	2200	381
导热系数($W/m \cdot K$)	0.2	401
动力粘度 ($kg/m \cdot s$)	0.003116	
潜热(J/kg)	197700	
熔化温度 (K)	314-321	

热膨胀系数 (1/K)	0.000617

1.2 实验装置及方法

研究不同外力下 CPCM 熔化传热特性的实验平台如图 2 所示。旋转平台提供水平离心力，该力与竖直方向的重力共同构成了一个合力场。分别通过调节旋转平台的转速和热源的位置，来改变 CPCM 所受的离心力的大小和方向（热流方向与离心力方向相同方向为正，反之为负）。旋转平台上实验系统主要包括，数据采集仪，计算机，直流电源，可视化相机，测试模块组成。直流电源为 CPCM 提供持续热流。为了准确稳定的记录旋转平台工作时内部 CPCM 的固-液相界面演变和内部温度分布，我们将测试模块设计为固定容器，蓄热单元，保温材料三部分组成（图 2（c））。蓄热单元均采用 PC 板对复合相变材料进行封装。为了观测相变储热单元局部温度随时间的变化和整体温度场的变化，在蓄热单元内部布置温度监测点进行跟踪。

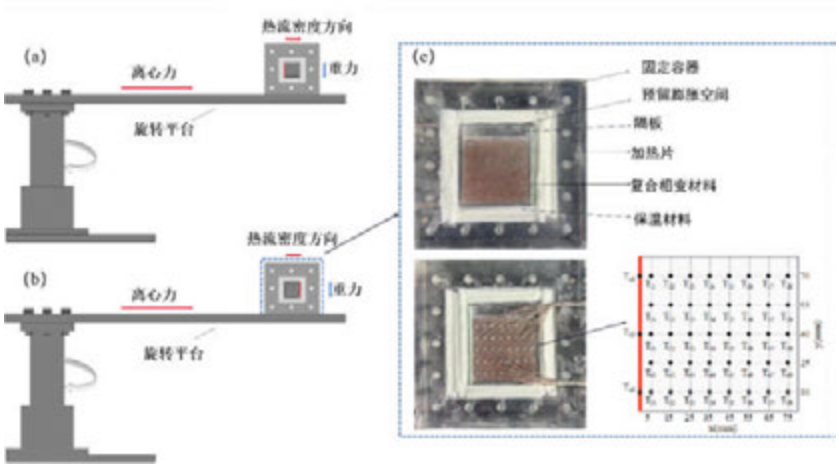


图 2 离心力旋转平台结构示意图(a)正向力场, (b)负向力场, (c)测试模块

2. 结果分析

2.1 固-液界面的演化

为了研究不同力场条件对CPCM传热性能的影响，详细对比了不同力场条件（-5g、-3g、-1g、0g、1g、3g 和 5g）下 CPCM 固-液相界面发展规律。图 3 表示常重力下相界面的演变过程。固体 PCM 吸收左侧热源提供热流开始熔化，由于前期导热主导， CPCM 相界面整体呈现水平推动发展，不同高度下熔化速率接近。随着熔化的进行，自然对流对相界面的发

展开始发挥作用。PCM 熔化受热熔化后向顶部流动，加快了顶部熔化速率，相界面呈现上快下慢的发展趋势。并且随着熔化时长的增加，顶部和底部熔化速率差距进一步扩大。在没有外力作用下 CPCM 传热过程由前期导热主导发展成对流主导主要最后回到导热主导的形式。

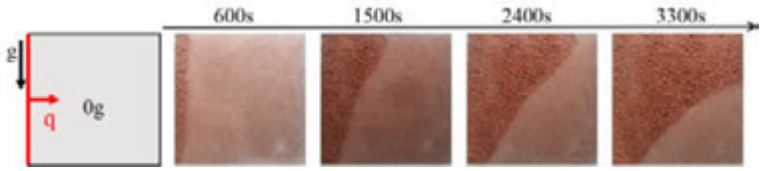


图 3 常重力下相界面轮廓的演化过程

图 4 表示正向力场下相界面的变化过程。在熔化的初期阶段，固-液界面几乎平行，因此热传导是传热的主要方式。随着熔化的进行，在自然对流的作用下传的偏移程度较小，这表明 CPCM 在该力场下的对流强度较小。这是因为正向力场下改变了液态 PCM 所受浮力方向，温差无法驱动熔化后高温热流体有效流向固体 PCM，导致熔化的高温 PCM 仍然聚集在热壁面附近。为了进一步对比正向力场大小对 CPCM 熔化过程中相界面的影响，这里引入“终态等压线”，即由离心力和重力矢量合成，垂直于合力矢量方向的直线[11]。由图可知在 3g 和 5g 力场下 1500s 相界面接近平行终态等压线方向，往后整个相界面方向没有发生改变，整体相界面沿终态等压线方向平移推动。这说明自然对流完全被抑制，整个过程以导热形式推动 PCM 的熔化。而 1g 力场下相界面发展到与终态等压平行存在时间上的“滞后”。这说明 1g 工况下弱自然对流和强导热共同推动相界面的发展。以上结果证明：（1）在 0g，1g，3g 工况下，随着正向力的增大，对自然对流抑制作用更加显著，导致整体熔化速率更慢。（2）在 3g 和 5g 工况下整个熔化过程可以认为以热传导的形式进行，因此可能是因为 5g 工况下相界面更加接近垂直，整体的液体阻力更大，进而熔化速率更慢。

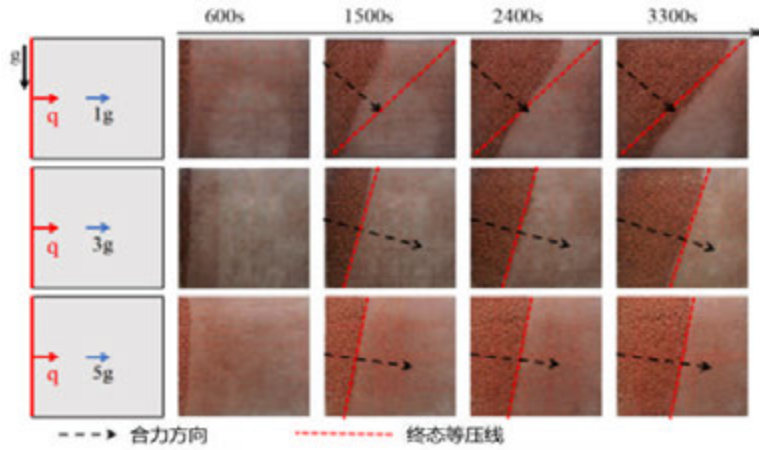


图 4 正向力场下相界面轮廓的演化过程

图 5 展示了负向力场条件下相界面的演变过程。熔化初期由于熔化空间小，此时内部热量传递以导热为主，对流换热传递热量较少，整体相界面与常重力和正向力场下较为相似。随着熔化的进行，可以看到同一时刻负向力场下的液相分数明显大于其他工况。这说明负向力能有效克服金属骨架的阻碍，增强自然对流在传热机制中的作用，提高了整体的传热效率。CPCM 的熔化相界面在不同负向力大小下也呈现不一样的发展趋势。为了清晰描述负向力大学小对相界面轮廓的影响这里引入浮力矢量（红色虚线），图中可看到随负向力增大，浮力矢量与水平方向夹角逐渐减小。这说明从 0g 到−5g，浮升力的作用驱动热流体自下而上流动逐渐减弱，而驱动热流体水平方向流动逐渐增强，使得不同力场下对流最强区域发生改变，导致相界面自上而下发生变化。而对比熔化末期，−3g 和 5−g 工况中的固体 PCM 区域面积，发现增加负向力对整体融化速率没有明显提升。这说明在负向工况下，增加负向离心力一定程度上能改变自然对流大小和方向使的相界面呈现不同的发展趋势，但对整体熔化速率的增强效果是有限的。

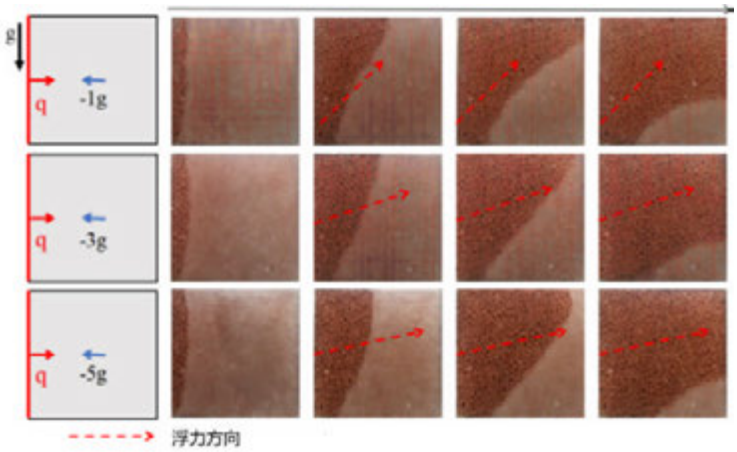


图 5 负向力场下相界面轮廓的演化过程

2. 2 温度分布

2.2.1 力场对温度分布的影响

从上述不同力场条件对 CPCM 相界面轮廓的影响研究中我们发现，不同力场方向下相界面发展存在极大差异。对此，本节针对了不同力场方向下（0g、5g 和-5g）CPCM 的熔化过程的瞬时宏观温度分布进行分析。

为了定性地表示 CPCM 内部的温度分布，使用 Tecplot 软件对实验温度数据进行线性插值后处理，得到 CPCM 实验过程中瞬时温度分布（图 6）。在所有工况下，600s 时都观察到了中间温度的略高现象，主要是由于加热片温度的不均匀导致的。针对负向力场下的温度

分布（图 7(a)所示），可以发现熔化前中期等温线始终沿着浮力矢量方向传递。而在熔化末期（t=3300s），与其它两种工况相比，高温区域更少，整体温度分布更加均衡。这说明，负向力场对自然对流的增强，促进了流体与固体 PCM 和热壁面之间的热交换。液体 PCM 吸收的大部分热量快速传递到固体 PCM 中，增加了热交换速率。图 7(b)为 CPCM 在常重力条件下不同时刻的温度分布。在 1500s 到 3300s 的这个时间段内，可以观察到热流体在浮力作用向顶部聚集。在此过程中，热壁面顶部区域温度会首先升高，然后向右侧进行扩散，在接触冷壁面之后进一步向下发展。这是因为当高温流体接触顶部壁面，它会转向固体 PCM。而在接触冷壁面后，由于顶部温度和密度分布趋于均匀，开始以导热主导形式传递。这表明在整个融化过程中，CPCM 温度发展受到对流（中期）和导热（后期）的共同影响。正向力场下（图 7(c)），随着时间的推移高温区域面积逐渐增大，等温线以高度线性化形式沿着合力矢量方向发展，且温度梯度分布明显。这是因为正向力场下浮力矢量方向指向热壁面，热流体沿浮力矢量方向微弱流动后稳定聚集在热壁面侧，相界面同时受到高密度低温流体压力，使高温流体无法与固体 PCM 区域流动换热。这表明，正向力场效应了抑制温度不均匀所引起的对流，使得整个熔化过程以导热形式推进，CPCM 不同位置处温度以近似非稳态导热时的变化规律逐渐增加。

总的来说当温度和密度分布不均匀时，液体 PCM 会受到浮力作用，而产生不同强度的流动，这种流动可以改变 CPCM 中的传热能力。负向力场下会突出这种传热能力，正向力场反之，从而导致不同力场方向下的温度分布出现了极大差异性。

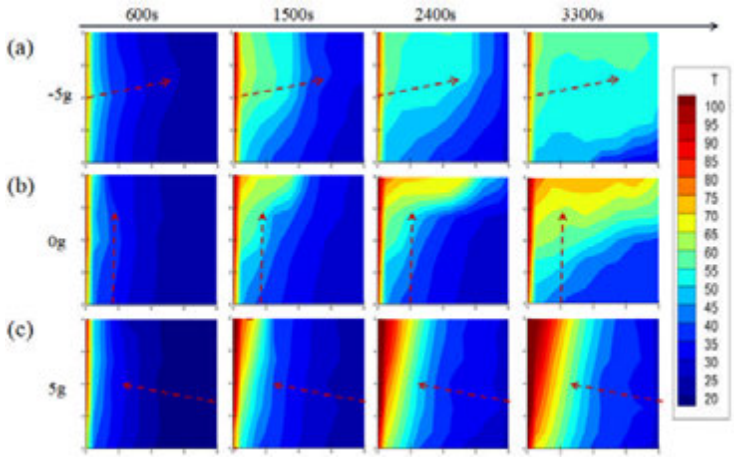


图 6 不同力场条件下 CPCM 瞬时温度分布(a)0g, (b)5g 和(c)-5g

2.2.2 热源温度

热源温度瞬时变化如图 7 所示，在正向力场下，液体 PCM 流动受到了明显的阻碍，

使得热源温度无法有效传递给整个 PCM，从而致使热源温度被动地持续升高。且随着正向离心加速度增大，这种现象更加明显。负向力场下 CPCM 受热壁面温度迅速升高后，随着液相率的增大，热源壁面温度又出现一定幅度的下降，且负向力越大这种现象越明显。这是因为负向力场能有效的推动液体 PCM 的流动，有效减少了近壁面热量的聚集和增强液体 PCM 与壁面和固体 PCM 之间的换热效率，致使壁面温度出现一定幅度下降。

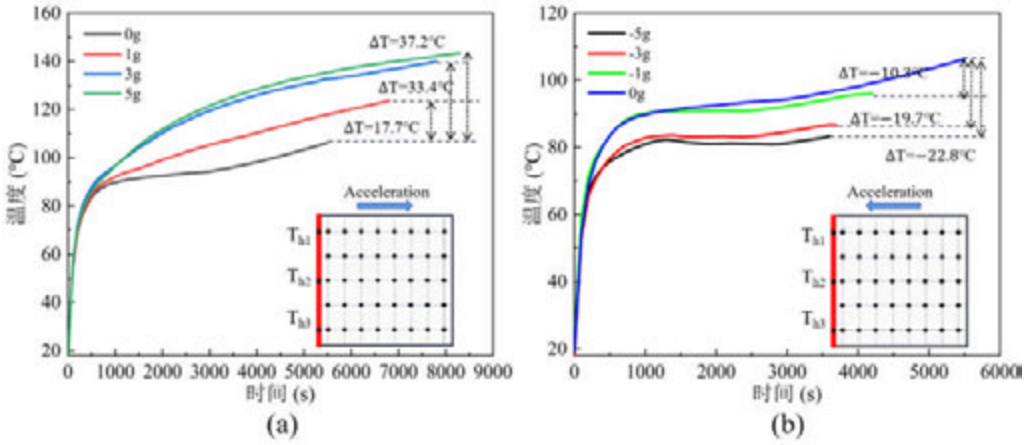


图 7 不同力场下瞬时壁面温度变化（a)正向力场作用下,(b)负向力场作用下

2.3 传热特性

2.3.1 液相率

实验过程中对熔化结果 5min 中进行一次拍摄，忽略由于体积膨胀从热储存单元溢流出的石蜡，计算结果中的液相区域面积与整体面积之比即该时刻的液相率。不同力场条件下的液相率随时间的变化关系如图所示。

图 8 可以观察到在负向力场下、液相率随时间近似线性变化。这说明负向离心下整个熔化过程中熔化速率近乎相同，且-5g 和-3g 相较于-1g 线性关系更加明显。这主要是由于自然对流在整个传热机制过程强度不同所致。负向力场能有效推动高温液体的流动迁移，使自然对流在传热过程中占据主导地位，同时负向力场也能改变高温流体流动路径，使得高温流体更快速有效的接触固体 CPCM。因此尽管液体层厚度随着熔化分数的增加而变厚，但对负向力场下对 PCM 融化速率的影响有限。在 0g 工况下，液相率中期随时间呈现线性趋势，而到后期逐渐偏离线性，熔化速率下降。这主要是由于浮力作用下高温流体优先侵蚀顶部固体 PCM，当顶部固体 PCM 熔化完全后，逐渐在顶部形成稳定的高温液体层，传热机制由“自下而上”的对流主导转变为“自上而下”的导热主导，使得整体熔化速率下降。在正向力场下，整体完全熔化所需要的时间更长，说明正向力场工况下传热速率较低，熔化速率较低，

且随着正向力场增大这一现象更加明显。这是因为正向力场会抑制温差不均匀产生的对流效应，这种抑制作用增加了内部热阻从而延长了完全熔化的时间。

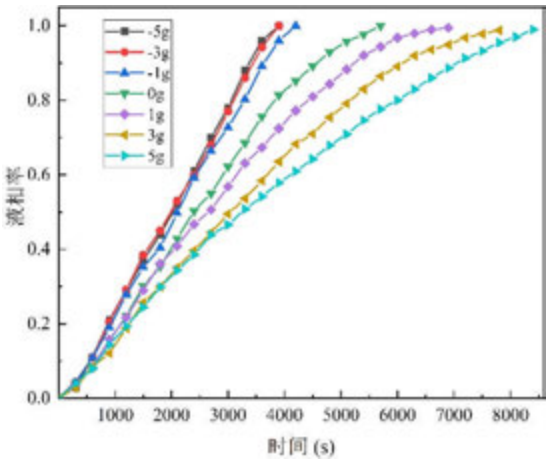


图 8 不同力场条件下的液相率随时间变化

2.3.2 传热系数

传热系数（$h(t)$）随时间的变化(图 9 所示)可以反映 CPCM 在熔化过程中的传热机制变化。$h(t)$可以表示为：

$$h(t)=\frac{q'(t)}{T_w-T_m} \tag{2.1}$$

式中，T_w 为热壁面平均温度，T_m 相变材料熔化温度。

结果表明，所有力场条件下 h(t)均以相对较大的值开始，然后快速下降。这是因为在熔化初期液体层较薄，热阻非常小，相应的传热速率很高。而随着液体层厚度增加，内部热阻增大，传热效率降低，传热系数减小。而在不同工况下经历这一初期阶段后 h(t)发展趋势出现较大差异性。0g 条件下传热系数在经过初期急剧减小后，传热系数的下降速率明显变缓形成两个不同的稳定下降区间（1000s-2900s 和 2900s-熔化结束）。在第一个区间传热机制由导热过渡成自然对流传热系数整体下降速率平缓，而在第二区间自然对流强度大幅降低，传热系数下降速率明显增快。而在负向力场下，传热系数初期急剧减小形成更加明显两个变化区间。-1g 工况下，第一个区间的传热系数几乎保持恒定。而在-3g 和-5g 工况下，传热系数分别出现了不同程度的回升，且-5g 工况下第一区间反应时间明显长于-3g 工况下。这证明负向力场驱使对流强度的增强，且随着负向力场的增大增强效果更加显著，强对流反应时间更长。而在正向力场在 1g、3g 和 5g 工况下，传热系数以较快速率的速率稳定下降，直至熔化结束。这说明正向工况下，整个反应过程传热机制稳定，没有出现强对流现象，热传热主导了整个熔化过程。

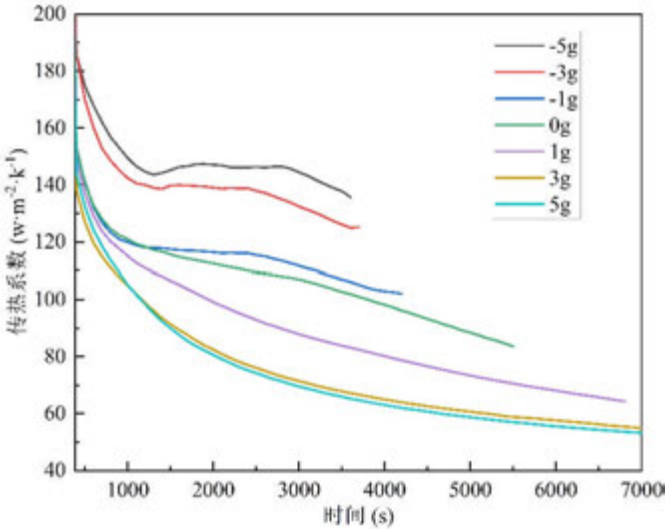


图 9 不同力场条件下壁面传热系数

3. 结论

本文基于离心力旋转平台，探究了泡沫铜/石蜡复合材料在不同力场条件的热性能表现进行了实验研究。本次研究得到的结论如下：

1、 与常重力相比，当正向力场会抑制自然对流，从而延长 PCM 熔化时间。且随着正向力的增大，这种抑制效应变得更加显著。负向力场能够增强自然对流，提高熔化速率。但增大负向力场对整体熔化速率的增强效果是有限的。

2、 负向力场对自然对流的增强，能有效促进流体与固体 PCM 和热壁面之间的热交换。使整体温度分布更加均匀。正向力场下，热流体聚集热壁面附近，CPCM 内部温度以近似非稳态导热时的变化规律逐渐增加。

3、 负向力场能有效增强液体 PCM 与壁面和固体 PCM 之间的换热效率，降低热源温度。正向力场抑制自然对流，热源温度无法有效传递给整个 PCM，从而致使热源温度被动地持续升高，降低整体的传热效率。

参考文献

[1] Ali HM. Recent advancements in PV cooling and efficiency enhancement integrating phase change materials based systems – A comprehensive review. Solar Energy 2020;197:163–98. https://doi.org/10.1016/j.solener.2019.11.075.

[2] Chen H, Abidi A, Hussein AK, Younis O, Degani M, Heidarshenas B. Investigation of the use of extended surfaces in paraffin wax phase change material in thermal management of a cylindrical lithium-ion battery: Applicable in the aerospace industry. Journal of Energy Storage 2022;45:103685. https://doi.org/10.1016/j.est.2021.103685.

[3] Daeyeun K, Saber A, Gloria B, Alastair H. A Numerical Study of the Suitability of Phase-Change Materials for Battery Thermal Management in Flight Applications. World Electric Vehicle Journal 2023;14.

[4] Jäckel R, Tapia F, Gutiérrez-Urueta G, Jiménez CM. Design of an aeronautic pitot probe with a redundant heating system incorporating phase change materials. Flow Measurement and Instrumentation 2020;76.

[5] Elefsiniotis, A, Becker, Th, Schmid, U. Thermoelectric Energy Harvesting Using Phase Change Materials (PCMs) in High Temperature Environments in Aircraft. Journal of Electronic Materials 2014;43.

[6] Chen K, Guo L, Wang H. A review on thermal application of metal foam. Sci China Technol Sci 2020;63:2469–90. https://doi.org/10.1007/s11431-020-1637-3.

[7] Zhao CY, Lu W, Tian Y. Heat transfer enhancement for thermal energy storage using metal foams embedded within phase change materials (PCMs). Solar Energy 2010;84:1402–12. https://doi.org/10.1016/j.solener.2010.04.022.

[8] Xiao X, Zhang P, Li M. Effective thermal conductivity of open-cell metal foams impregnated with pure paraffin for latent heat storage. International Journal of Thermal Sciences 2014;81:94–105. https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2014.03.006.

[9] Li X, Zhu Z, Xu Z, Ma T, Zhang H, Liu J, et al. A three-dimensional pore-scale lattice Boltzmann model for investigating the supergravity effects on charging process. Applied Energy 2019;254:113507. https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2019.113507.

[10] Zhang H, Li X, Liu L, Ma T, Wang Q, Liu J. Experimental investigation on paraffin melting in high porosity copper foam under centrifugal accelerations. Applied Thermal Engineering 2020;178:115504. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2020.115504.

[11] Liu H, Zhang N, Zhang Z, Xia Q, Yuan Y, Cao X. Experimental investigation of the effect of external forces on convection-driven melting of phase change material in a rectangular enclosure. International Journal of Heat and Mass Transfer 2022;199:123489. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.123489.

[12] Zhang N, Liu H, Xia Q, Zhang Z, Tong Z, Du Y, et al. Experimental investigation of the effect of copper foam pore structure on the thermal performance of phase change material in different centrifugal force fields. International Journal of Heat and Mass Transfer 2023;206:123945. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2023.123945.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233585

基于碳纳米管材料光热超疏水涂层的制备及抑霜除霜特性

魏宇彤, 孙文, 褚福强*,冯妍卉*
（北京科技大学 能源与环境工程学院，北京 10083）
(Email: chufq@ustb.edu.cn, yhfeng@me.ustb.edu.cn)

摘要： 在自然界中固体表面的冷凝结霜现象非常常见，而霜的覆盖对很多领域都会产生不同程度的危害，因此有必要采取相应抑霜措施。将具有自清洁效应的超疏水涂层与具有光热转化性能的材料相结合，应用于抑霜是一种新的思路。本文基于有机硅烷衍生物十八烷基三氯硅烷（OTS）水解缩合反应，通过添加碳纳米管（CNT）制备光热超疏水涂层溶液，将其喷涂于铜基底得到光热超疏水涂层Cu-OTS+CNT，并通过实验验证了涂层减缓结霜和促进融霜的效果。制备的 Cu-OTS+CNT 涂层表面光吸收率可达到 96.3%，表现出良好的光热效应。在冷凝结霜阶段，Cu-OTS+CNT 不仅能通过液滴的自发弹跳使其从表面脱离，还可以借助光热效应升高表面温度，减缓液滴生长速度，从而减少液滴覆盖的面积，抑制霜锋的传播，进而延缓霜层的形成。在融霜阶段，Cu-OTS+CNT 能有效缩短霜层融化的时间，并显著降低融化液滴的覆盖率。本研究提出的光热超疏水涂层制备方法简单快捷，无需氟化改性，所制备的涂层对延迟结霜和促进融霜均有明显效果，为抑霜技术提供了新的思路。

关键词： 光热超疏水；碳纳米管；抑霜除霜；液滴弹跳；液滴覆盖率

0 前言

冷凝结霜是自然界中常见的现象。而霜的覆盖对对航空航天[1]、空调暖通[2]、风力发电[3]等领域都有不利影响。因此，防结霜技术和除霜方法的研究和应用在很多领域都具有重要意义[4-7]。通常，湿空气中的水蒸气与温度低于露点温度的过冷表面接触时会在表面成核形成冷凝液滴[8]。随着液滴的生长、合并，大量的冷凝水将会覆盖在表面。若冷表面的温度同时低于冰点温度，冷凝液滴会冻结，水蒸气在冻结液滴表面形成霜晶，进一步生长形成霜层，即冷凝结霜[9,10]。

先前的研究表明冷凝液滴的结霜与液滴的大小和分布有着密切的联系[11,12]。超疏水表面上液滴运动性极强，且相邻液滴接触可出发自发弹跳现象，有利于液滴从表面移除，因此在防结霜领域吸引了大量关注[13-20]。然而，尽管超疏水表面在一定程度上延迟了结霜，但如果长期处于低温高湿的环境条件下，由于液滴间的冰桥作用，最终霜层的生长是不可避免的[21,22]，因此超疏水表面的融霜除霜也至关重要[23-25]。与凝结过程中的情况类似，超疏水表面在融霜过程中也会进行自发的液滴跳跃、滑动、旋转等运动，动态的除霜过程降低了超疏水表面上融霜后的液滴覆盖率[27-30]。然而，超疏水表面在低温高湿的条件下会丧失超疏水性，应用范围具有一定的局限性，所以考虑将光热

性能与超疏水性能相结合，这为抑霜除霜提供了新的方向[31]。

最近，有学者对太阳能防结霜表面（SASs）进行了研究，它可以有效地吸收阳光并将太阳能转化为热量，从而延迟或防止结冰[32-34]。由于有效地利用了清洁可再生的太阳能，SASs 具有环保、节能的优势，但 SASs 上冷凝水的累积会增大表面反射率，导致表面光吸收率降低，影响光热效率。因此，将具有自清洁效应的超疏水涂层与具有光热转换性能的太阳能材料相结合，二者的协同作用可以促进液滴在表面的更新，从而降低液滴覆盖率，延迟液滴的冻结，减缓霜层的生长。然而，目前大多数的制备工艺都较为复杂，难以实现大规模应用。此外，大多数表面的制备方法通常需要通过氟化改性来获得超疏水性，而氟对环境有害。所以开发一种简单方便、可大规模应用，且对环境友好的制备方法非常有必要。

本文通过喷涂法在铜基底表面制备了碳基材料超疏水/光热超疏水涂层，并在水平放置的亲水铜表面、超疏水涂层表面和光热超疏水涂层表面上分别进行了冷凝、结霜、融霜实验。观察并对比了不同表面上冷凝液滴的行为、霜的传播与生长，以及融霜后的液滴覆盖率，验证了光热超疏水涂层延迟结霜、促进融霜的效果。该方法简单方便、无需氟化改性，有望实现大规模应用，为抑霜除霜技术提供了新思路。

1 方法

1.1 实验表面的制备

本文在尺寸为 40×40 mm，厚度为 1 mm 的铜基底上采用喷涂法分别制备了超疏水涂层 Cu-OTS 和光热超疏水涂层 Cu-OTS+CNT。十八烷基三氯硅烷（OTS）是一种有机硅烷衍生物，化学式为 $C_{18}H_{37}Cl_3Si$，其无氟成分最大限度地减少了对环境和健康危害。Cu-OTS 的制备是将水按一定摩尔比加入 OTS 中，混合均匀。将混合物放置在室温静置 2 小时后，用己烷按一定体积比对混合物进行稀释，搅拌均匀后将其喷涂于铜表面。由于在表面形成了微纳米级粒子，Cu-OTS 表面具有较好的超疏水性能[35]。

Cu-OTS+CNT 是在上述己烷稀释后的溶液中加入碳纳米管（CNT），然后放在磁力搅拌器上搅拌均匀，将混合物喷涂到铜表面。碳纳米管缠绕附着在 OTS 微粒上而不参与任何化学反应，使表面具有更明显的分级结构。由于碳纳米管的本征疏水性，碳纳米管的添加不会对烷基纤维的超疏水性产生影响，同时碳纳米管的加入使得 Cu-OTS+CNT 具有良好的光热特性。此外，该涂层溶液还可以喷涂于织物、木材、塑料的固体基材表面，具有良好的普适性。

1.2 实验表面的表征

用扫描电镜（SEM）对 Cu-OTS 和 Cu-OTS+CNT 表面形貌进行了表征。如图 1 (a)所示，Cu-OTS 涂层表面有微米级的微团结构，进一步放大可以看到附有纳米级露珠的片状结构。如图 1 (b)所示，Cu-OTS+CNT 涂层表面被碳纳米管覆盖，其中碳纳米管的直径为 10-20 nm，长度为 0.5-2 μm。用能谱仪（EDS）对 Cu-OTS+CNT 的化学成分进行了

基金项目：国家自然科学基金项目（52206068）

分析，如图 1 (c)所示，C/Si/O 的原子比例为 80.0/6.9/5.5%。使用接触角测量仪测量 Cu-OTS 和 Cu-OTS+CNT 的静态接触角，测试水滴的体积为 5 μL，每个表面的静态接触角测量 5 次。测量结果如图 1 (a)、(b)的附图所示，Cu-OTS 的静态接触角可达到 165±2°，Cu-OTS+CNT 的静态接触角大约为 163±2°，滚动角都＜5°，表明了它们具有良好的超疏水性能。

用紫外-可见-近红外分光分度计测试了 Cu-OTS+CNT 涂层 380-2500 nm 光谱范围内的反射率和吸光度，用于光谱吸收率的计算。在空气温度 22±2℃，环境湿度 25±5%的条件下，测试了 1 个太阳强度（1000W/m^2）下 Cu、Cu-OTS 和 Cu-OTS+CNT 的表面温升，用于对比验证 Cu-OTS+CNT 的光热效果。

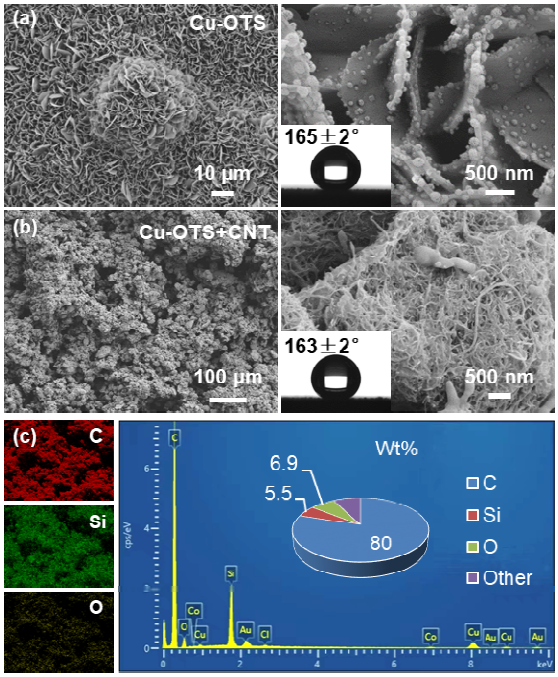


图 1 实验表面的表征。不同放大倍数的 SEM 图像：(a) Cu-OTS， (b) Cu-OTS+CNT（插图显示测量的水接触角）。(c) Cu-OTS+CNT 的 EDS 图像及元素分布。

Fig.1. Characterizations of experimental surfaces. SEM images with different magnifications of **(a)** Cu-OTS and **(b)** Cu-OTS+CNT (inset shows the measured water contact angle). **(c)** EDS images and elements distribution of Cu-OTS+CNT.

1.3 实验系统和条件

实验系统主要由半导体制冷模块、温湿度采集模块和显微摄影模块组成，如图 2 所示。半导体制冷模块用于提供低温冷凝和结霜源，由半导体制冷板、直流电源、水冷却器、和恒温水箱组成。温湿度采集模块用于监测实验条件变化，由三个 T 型热电偶、一个气候测量仪和一个数据采集器组成。T 型热电偶的电缆直径为 0.127 mm，精度为±0.5℃；气候测量仪的温度精度为±0.5℃，湿度精度为±1.0%。显微摄影模块主要由俯视显微镜、侧视高速相机和高性能计算机组成。光纤氙灯为光热实验模拟太阳光，用光功

率计对太阳光强度进行测量。加湿器用于调节环境湿度。

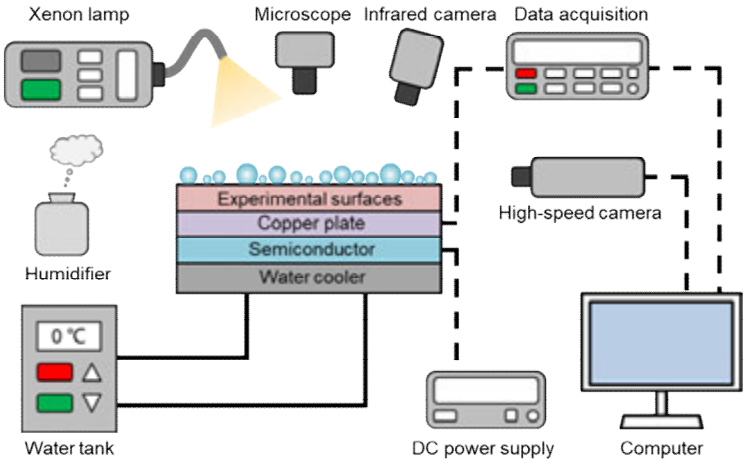


图 2 实验系统示意图。主要有三个模块：半导体制冷模块、温湿度采集模块和显微摄影模块。

Fig.2. The schematic of the experimental system. There are mainly three modules in this schematic: semiconductor refrigeration module, temperature & humidity acquisition module, and microphotography module. The specific composition of each module is introduced in this section.

实验一共设置 3 个实验组和 1 个对照组，如表 1 所示。光功率计测得普通打光灯的光照强度不足 0.1 个太阳照度，可忽略不计。对 3 个实验组和 1 个对照组表面的冷凝、结霜和融霜过程进行对比。实验在封闭的实验室中进行，实验期间，空气温度为 22.0±2.0 ℃，湿度为 55±5 %。实验表面水平放置在半导体冷却器的冷侧，用高导热硅胶将其粘合在一起。冷凝阶段，调节直流电源使半导体制冷板温度保持在 0±1 ℃，用显微镜拍摄视频观察表面冷凝液滴的变化，显微镜的监测范围为 1.9×1.1 mm。结霜阶段，先将实验表面放在 0±1 ℃的制冷板上让冷凝液滴在其表面生长 20 分钟，再调节直流电源让制冷板温度以 0.08℃/s 的速度降至-10 ℃，拍摄霜的传播，监测范围为 1.2×0.9 cm，拍摄位置距离样品边缘约 1.0 cm 处。用侧视高速相机拍摄霜层的生长。融霜阶段，在制冷板温度为-10℃的条件下让霜层生长 60 分钟，关闭直流电源，制冷板温度从-10 ℃以 0.08 ℃/s 的速度上升至 2 ℃，用显微镜拍摄霜层融化的视频，显微镜的监测范围为 7.6×4.3 mm。实验条件如表 2 所示。

表 1 实验表面

Table 1. Experimental surfaces

对照组	Cu（普通光源）
实验组	Cu-OTS（普通光源）
	Cu-OTS+CNT（普通光源）
	Cu-OTS+CNT（光纤氙灯）

表 2 实验条件

Table 2. Experimental conditions

	实验条件	制冷温度	持续时间
冷凝	Tair=22±2 ℃ RH=55±5 %	0±1 ℃	60 min
结霜		0±1 ℃	20 min
		-10 ℃	30 min
融霜		-10 ℃	60 min
		关闭直流电源	-

1.4 数据处理

使用显微镜拍摄表面冷凝过程，使用 Image J 软件进行图像处理，对冷凝液滴进行提取，并计算 4 个实验表面监测范围内的平均液滴直径和液滴覆盖率。平均液滴直径直接用 Image J 软件量取监测范围内液滴的直径，并计算其标准差。由于相机镜头分辨率的限制和图像处理的误差，直径小于 50 μm 的液滴不被计算在内。由于表面总有新鲜的小尺寸的冷凝液滴生成，所以误差棒只展示正向标准差。液滴覆盖率用监测范围内液滴所占的总面积除以整个监测面积。调节直流电源，半导体制冷板以 0.08℃/s 的速度从 0℃下降至-10℃，拍摄表面结霜过程，记录监测范围内开始产生霜晶以及完全结霜的时刻，用监测范围的面积除以监测区域内完全结霜的时间计算霜的传播速率，每个表面进行 5 次实验。同时，使用侧视高速相机拍摄表面霜层高度的生长过程，每隔 5 分钟记录一次，使用 Image J 软件对霜层 3 个不同位置的厚度进行量取，并计算其标准差。关闭直流电源，半导体制冷板以 0.08℃/s 的速度从-10℃上升至 2℃，使用显微镜拍摄表面融霜的过程，记录监测范围内霜层产生松动开始融化以及完全融化的时刻。使用 Image J 软件对霜层完全融化后的图像进行处理，量取直径大于 50 μm 液滴的面积，计算其液滴覆盖率。

2 结果与讨论

2.1 表面的光热转换性能

本文制备的涂层表面不仅具有良好的超疏水性能，CNTs 的加入还使得表面具备了一定的光热转换能力。如图 3 (a)所示，测得在可见光-近红外波长范围（380 nm-2500 nm）内， Cu-OTS+CNT 的光谱吸收率约为 96.3%。在环境温度为 22.0±2.0℃，相对湿度为 25±5%的条件下，记录了 3 个实验表面在 1 个太阳光照强度下温度变化。如图 3 (b)所示，Cu 表面温度平稳缓慢地上升，在 900 s 时达到 30.9℃；Cu-OTS 和 Cu-OTS+CNT 涂层表面温升都呈现先快后慢的趋势，前 300 s 内温度升高最快，在 300 s 时温度分别达到 33.1℃和 43.6℃，约在 900 s 后趋于稳定，最高温度分别为 36.0℃和 47.3℃。在 900 s 时关闭氙灯，3 个实验表面的温度逐渐恢复到室温。图 3 (c)展示了 Cu-OTS+CNT 在 1 个太阳强度下不同时刻的红外热成像图，可以看到制备的涂层表面非常均匀，表面各部位的温度保持同步上升。

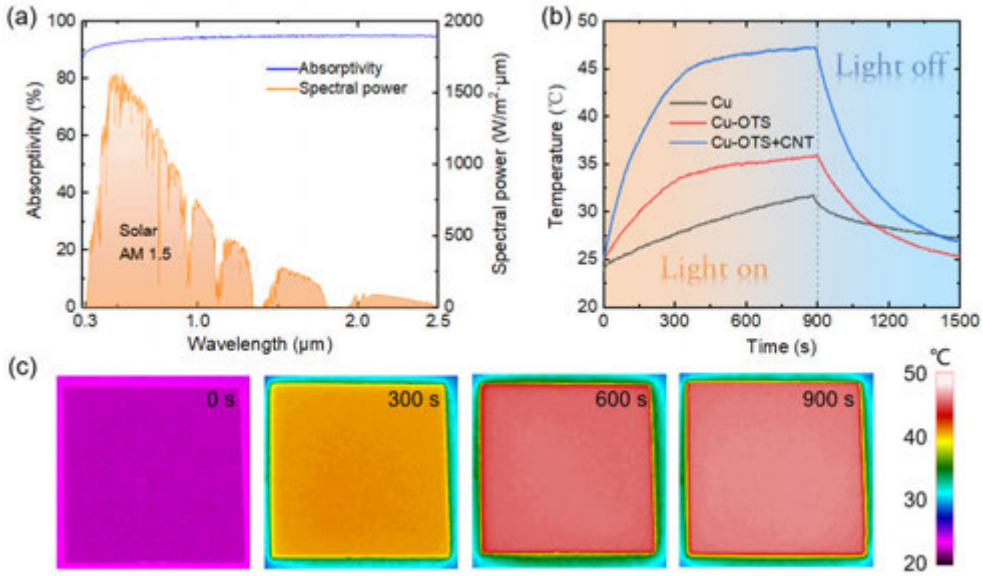


图 3 实验表面的光热特性。(a) Cu-OTS+CNT 在 200-2500 mm 波长范围内的光谱吸收率。(b) Cu、Cu-OTS 和 Cu-OTS+CNT 在 1 个太阳光照下的升温降温曲线。(c) Cu-OTS+CNT 在 1 个太阳下的红外热成像图。

Fig.3. Photothermal characteristic of experimental surfaces. (a) Spectral absorptivity of Cu-OTS+CNT at 200-2500 nm wavelength. **(b)** Temperature rise (1 sun) & drop curve of Cu, Cu-OTS and Cu-OTS+CNT (Light off at approximately 900 s). **(c)** Infrared thermal imaging of Cu-OTS+CNT at 0 s, 300 s, 600 s and 900 s under 1 sun.

2.2 液滴冷凝特性

在环境温度 22±2℃，相对湿度 55±5%，半导体制冷板 0±1℃的条件下，液滴在实验表面凝结。图 4 展示 4 个实验表面上液滴冷凝的特征。如图 4 (a-i)所示，在亲水表面 Cu 上，冷凝液滴的形状总是不规则的，合并后的液滴也保持不规则的形状，且合并后液滴仍停留在表面。如图 4 (b-i)所示，在超疏水涂层 Cu-OTS 上，冷凝液滴呈球形生长，随着液滴直径逐渐增加，液滴在超疏水表面发生合并，合并时液滴的表面能转换为动能，出现了液滴弹跳的现象[36] （图 4 (b-ii)）。如图 4 (c-i)所示，在光热超疏水涂层 Cu-OTS+CNT 上，冷凝液滴也呈球形生长，但表面液滴弹跳 （图 4 (c-ii)）更加频繁，位置分布更加分散。在 Cu-OTS+CNT 上施加 1 个太阳光照，冷凝液滴的形态与无光照时类似（图 4 (d-i)），但平均液滴直径略小于无光照时的平均液滴直径，表明光照可以延缓液滴的生长。Cu-OTS+CNT (1 sun)的液滴弹跳行为如图 4 (d-ii)所示。通过对图像进行处理，提取数据，得到平均液滴直径随时间的变化，如图 4 (e)所示，Cu 的液滴生长最快，平均液滴直径最大；Cu-OTS 的液滴生长较慢，平均液滴直径随时间的增加逐渐增大，在 40 min 时呈现略微下降的趋势，这是由于液滴弹跳使部分液滴从表面移除，从而刷新表面导致的。在冷凝进行到 50 min 时，Cu、Cu-OTS、Cu-OTS+CNT 和 Cu-OTS+CNT (1 sun)的平均液滴直径分别为 326.1 μm、175.5 μm、152.2 μm 和 129.3 μm，3 个实验组表面的平均液滴直径分别为 Cu 的 53.8%、46.7%和 39.7%。如图 4 (f)所示，Cu-OTS、

Cu-OTS+CNT 和 Cu-OTS+CNT (1 sun)在 50 min 时液滴覆盖率分别为 47.0%，40.8%和 27.1%，而此时 Cu 的液滴覆盖率高达 80.8%。Cu-OTS 与 Cu-OTS+CNT 的液滴覆盖率相近，但在 Cu-OTS+CNT 上施加一个太阳光照，表面温度升高，导致液滴生长速度减慢，所以其液滴覆盖率更小。

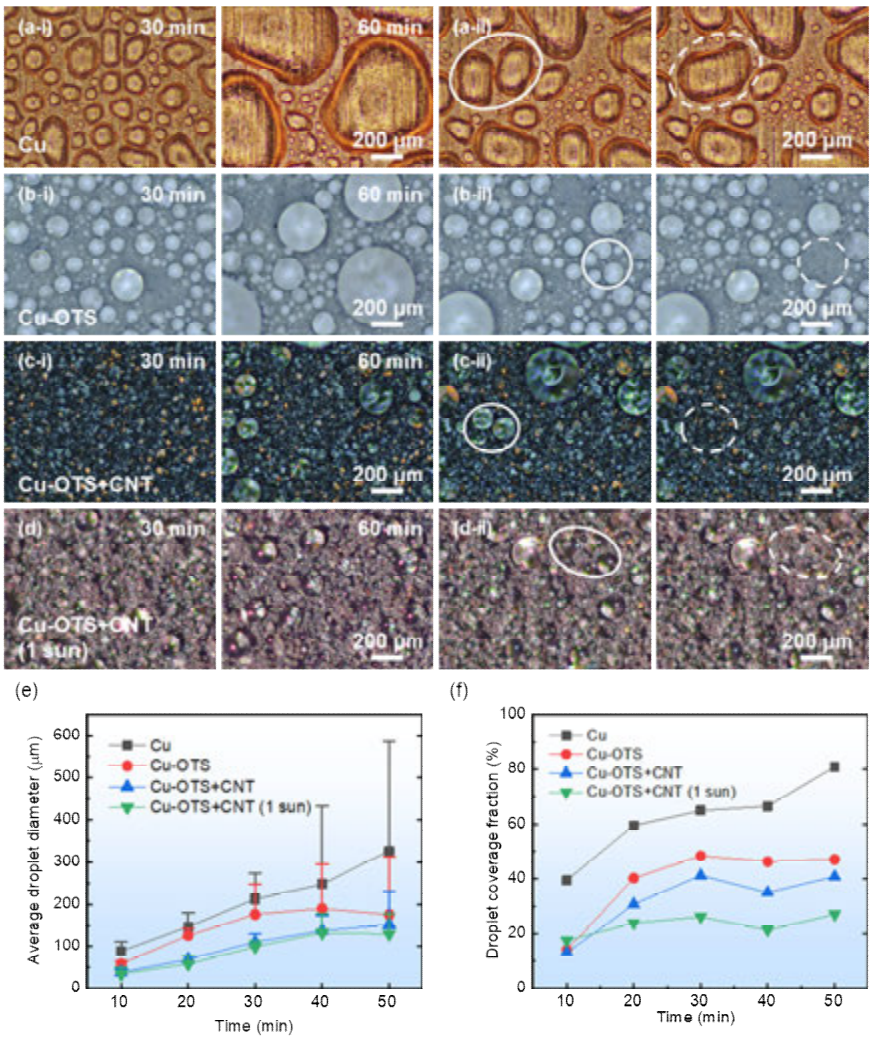


图 4 液滴冷凝特性。(a-i) Cu, (b-i) Cu-OTS, (c-i) Cu-OTS+CNT 和 (d-i) Cu-OTS+CNT (1 sun) 30 min 和 60 min 时表面冷凝液滴的光学图像。(a-ii) Cu, (b-ii) Cu-OTS, (c-ii) Cu-OTS+CNT 和 (d-ii) Cu-OTS+CNT (1 sun)表面上的液滴弹跳。(e)平均液滴直径随时间的变化曲线。(f)液滴覆盖率随时间的变化。

Fig.4. Characteristics of droplet condensation. (a-i) Cu, **(b-i)** Cu-OTS, **(c-i)** Cu-OTS+CNT and **(d-i)** Cu-OTS+CNT (1 sun) Optical images of condensation droplets on at 30 minutes and 60 minutes. Droplet merging and jumping phenomena on experimental surfaces: **(a-ii)** Cu, **(b-ii)** Cu-OTS, **(c-ii)** Cu-OTS+CNT and **(d-ii)** Cu-OTS+CNT (1 sun) in a monitoring area. **(e)** Variations in average droplet diameter with time on various surfaces. Error bars display positive standard deviations of condensation droplet diameter in the monitoring area (droplets less than 50 μm in diameter are not counted). **(f)** Variations in droplet coverage fraction with time on various surfaces in a monitoring area.

2.3 霜的传播和生长特性

在环境温度 22±2℃，相对湿度 55±5%的条件下，先将实验表面放在 0±1℃的制冷板上让冷凝液滴在其表面生长 20 分钟，再调节制冷板温度至-10℃，拍摄霜的传播。将监测范围（距离样品表面边缘约 1.0 cm 处）内开始有冷凝液滴上升至 0℃以上的时刻记为结霜开始时间 (Frost beginning time)，霜波传播过覆盖至整个监测范围的时刻记为结霜完全时间 (Frost complete time)。如图 5 (a)所示，无光照条件下 Cu-OTS 和 Cu-OTS+CNT 的延迟结霜的效果相似，而 Cu-OTS+CNT (1 sun)开始结霜的时间延迟到了 214 s，相比 Cu、Cu-OTS 和无光照 Cu-OTS+CNT 分别延长了 185%、128%和 96%。Cu-OTS+CNT (1 sun)结霜完全时间为 459 s，相比 Cu、Cu-OTS 和无光照 Cu-OTS+CNT 分别延长了 373%、100%和 40%。表 1 中 4 种不同情况下霜的传播速度如图 5 (b)所示，Cu、Cu-OTS、Cu-OTS+CNT 和 Cu-OTS+CNT (1 sun)的霜传播速度分别为 601.5 mm^2/s、119.5 mm^2/s 、81.8 mm^2/s 和 52.3 mm^2/s ，Cu-OTS+CNT 和 Cu-OTS+CNT (1 sun)的霜传播速度分别 Cu 表面霜传播速度减慢了 86.4%和 91.3%，比 Cu-OTS 减慢了 31.5%和 56.2%。一方面，Cu-OTS 和 Cu-OTS+CNT 频繁的液滴弹跳可促进液滴从表面移除，从而有效减小表面的液滴覆盖率；另一方面，Cu-OTS 和 Cu-OTS+CNT 的冷凝液滴呈球形生长，保持悬浮的 Cassie 状态，与表面接触面积小，增加了热阻，传热减慢，可有效延迟液滴的冻结，进而延缓结霜。此外，在 Cu-OTS+CNT 上施加太阳光照后可以提升表面温度，可进一步强化表面的防结霜性能。

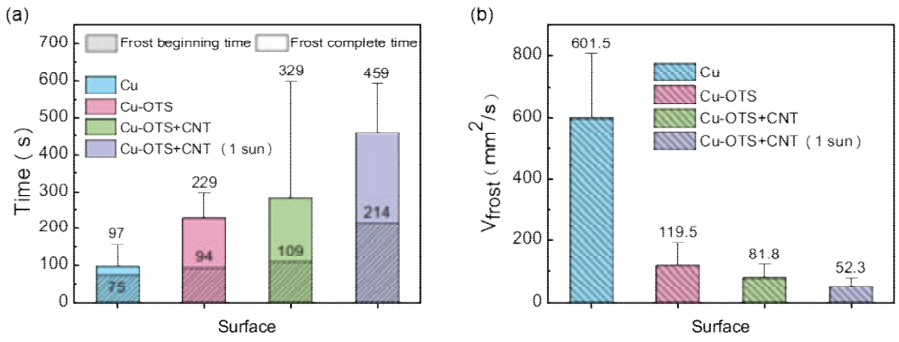


图 5 霜的传播特性。(a)表面开始结霜及完全结霜的时间。(b)霜传播速率。

Fig.5. Characteristics of frost propagation. (a) Frost beginning time and frost complete time on various surfaces. The DC power was adjusted and the refrigeration temperature dropped from 0°C to -10°C at a rate of 0.08°C/s. The zero point of recording videos is the moment when the surface temperature first decreased to -2°C. **(b)** Frost propagation velocities (area divided by frost complete time within the monitoring range) on various surfaces. Error bars display standard deviations of 5 repeated experiments.

图 6 (a)、(b)、(c)和(d)分别展示 Cu, Cu-OTS, Cu-OTS+CNT 和 Cu-OTS+CNT (1 sun)霜层生长 30 min 时的侧视光学图像。从图中可见，Cu 表面平均霜层厚度最大，Cu-OTS, Cu-OTS+CNT 表面的霜层厚度相比 Cu 表面显著减小，且在 Cu-OTS+CNT 施加太阳光照

后可进一步减缓霜层生长，平均霜层厚度达到最小。图 6 (e)展示霜层厚度随时间的变化，每隔 5 min 记录一次各表面的霜层厚度。Cu 的霜层厚度增长最快，Cu-OTS+CNT 次之，Cu-OTS+CNT (1 sun)霜层增长最慢。Cu-OTS+CNT 的平均霜层厚度大于 Cu-OTS，这是因为一方面，碳纳米管的加入增加了表面粗糙度，使霜层生长不均匀，导致测量误差增大。另一方面，粗糙的表面有利于冷凝液滴在结霜初期成核，从而有利于霜层的生长[37]。在 30 min 时 Cu-OTS+CNT (1 sun)的霜层厚度为 550.77 μm，仅为 Cu 的 37.1%，无光照 Cu-OTS+CNT 的 58.4%，表明本文所制备的光热超疏水涂层可有效减缓霜层的生长，具有良好的防结霜性能。

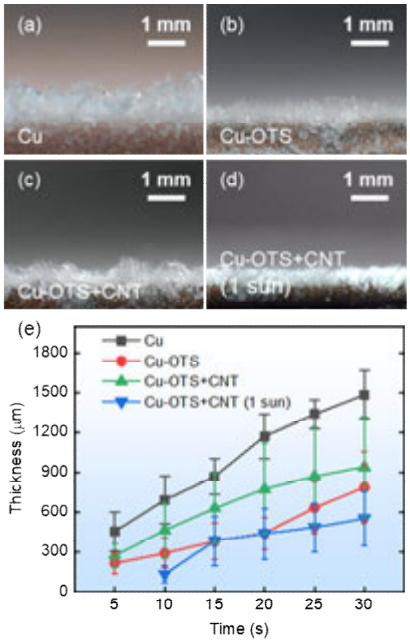


图 6 霜层生长特性。 (a) Cu, (b) Cu-OTS, (c) Cu-OTS+CNT and (d) Cu-OTS+CNT (1 sun) 30 min 时表面的霜层厚度。(e) 表面平均霜层厚度随时间的变化曲线。

Fig.6. Characteristics of frost growth. Frost thickness on **(a)** Cu, **(b)** Cu-OTS, **(c)** Cu-OTS+CNT and **(d)** Cu-OTS+CNT (1 sun) at 30 minutes. **(e)** Variations in frost thickness with time on various surfaces. Error bars display standard deviations of 3 different positions.

2.4 融霜特性

在环境温度 22±2℃，相对湿度 55±5%的条件下，先将实验表面放在-10℃的制冷板上让霜层在其表面生长 60 分钟，关闭直流电源，用显微镜拍摄霜的融化。图 7 (a)、(b)、(c)和(d)分别展示 Cu，Cu-OTS，Cu-OTS+CNT 和 Cu-OTS+CNT (1 sun)上霜层的融化过程。在关闭直流电源之后，Cu，Cu-OTS 和 Cu-OTS+CNT 霜层开始融化的时间几乎相近，但施加 1 个太阳光照的 Cu-OTS+CNT 上霜层在断电 3 s 后即开始融化。如图 7 (a)所示，亲水 Cu 表面霜层融化，在表面形成冰水混合液膜，最终大面积覆盖在 Cu 上。如图 7 (b)所示，Cu-OTS 霜层融化，液滴聚合后呈亚圆形，几乎没有液滴弹跳现象，表明融化后的液滴在表面呈 Wenzel 状态钉扎在表面[38]。如图 7 (c)和(d)所示，融霜液膜在

Cu-OTS+CNT 上收缩卷曲翻转，运动性极强。最终，大部分融霜液滴可以从表面脱落，少量液滴呈 Cassie 状态悬浮在表面，稍微倾斜表面或施加微风后这些液滴即可脱落。将霜层产生松动开始融化的时刻记为融霜开始时间 (Defrost beginning time)，霜层完全融化的时刻记为结霜完全时间 (Defrost complete time)。如图 7 (e)所示，Cu, Cu-OTS, Cu-OTS+CNT 和 Cu-OTS+CNT (1 sun)整个融霜过程的时间分别为 210 s，78 s，89 s，73 s。Cu-OTS 和 Cu-OTS+CNT 都有效地缩短了霜层融化的时间。融霜后的液滴覆盖率如图 7 (f)所示，Cu、Cu-OTS、Cu-OTS+CNT 和 Cu-OTS+CNT (1 sun)的液滴覆盖率分别为 85.9%，18.7%、5.5%和 0.5%，与 Cu 相比，Cu-OTS+CNT 和 Cu-OTS+CNT (1 sun)的液滴覆盖率分别减小了 93.6%和 99.4%；与 Cu-OTS 相比，则分别减小了 70.6%和 97.3%。表明光热超疏水涂层 Cu-OTS+CNT 能显著降低融霜后的液滴滞留量，使表面大部分区域保持干燥。而施加一个太阳光照后的光热超疏水涂层 Cu-OTS+CNT 可以进一步通过光热效应减少微纳结构中的水分，从而抑制液滴钉扎，所以 Cu-OTS+CNT (1 sun)降低液滴留存的效果更加显著。

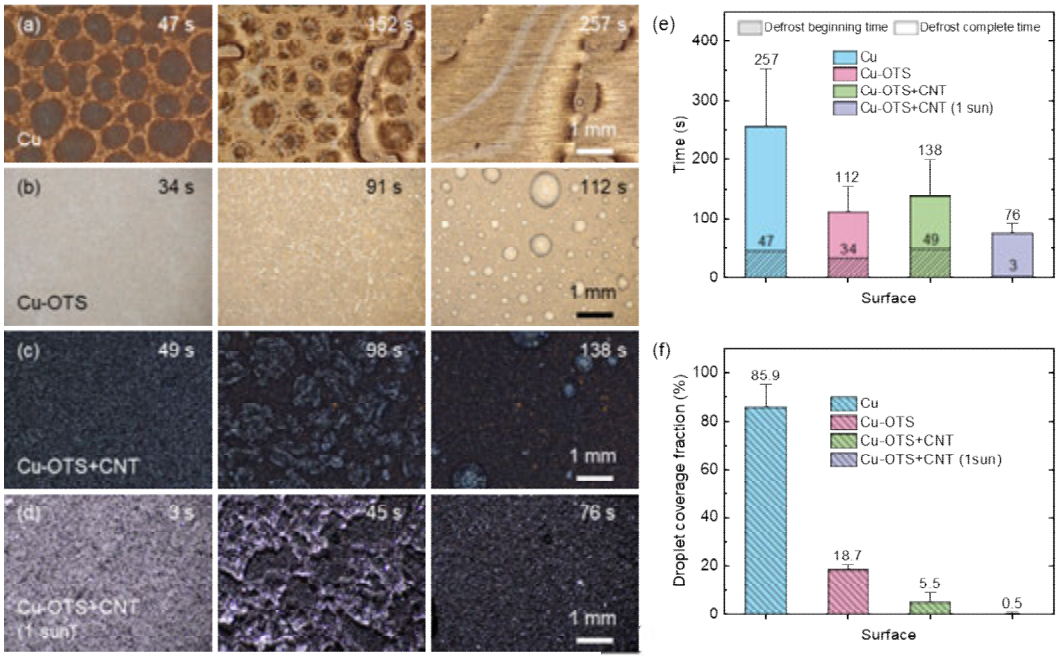


图 7 融霜特性。(a) Cu, (b) Cu-OTS, (c) Cu-OTS+CNT 和 (d) Cu-OTS+CNT (1 sun)霜融化的光学图像。(e)表面开始融霜及完全融化的时间。(f)融霜后的液滴覆盖率。

Fig.8. Characteristics of defrosting. Optical images of defrosting processes **(a)** Cu, **(b)** Cu-OTS, **(c)** Cu-OTS+CNT and **(d)** Cu-OTS+CNT (1 sun) at different moments. **(e)** Defrost beginning time and defrost complete time on various surfaces. The frost was allowed to grow for 60 minutes at a refrigeration temperature of -10°C. The DC power was turned off and the experimental surfaces 1temperature rose from -10°C to 2°C at a rate of 0.08°C/s. The zero point of recording videos is the moment when DC power is turned off. **(f)** Droplet coverage fraction after defrosting complete time in the monitoring area. Error bars display standard deviations of 4 different positions.

4 结　论

本文提出了一种碳基光热超疏水涂层的制备方法，即基于有机硅烷衍生物十八烷基三氯硅烷（OTS）水解缩合反应，掺杂碳纳米管（CNT）制备光热超疏水涂层溶液，并将其喷涂于铜基底得到光热超疏水涂层 Cu-OTS+CNT。进一步，在 Cu、Cu-OTS、Cu-OTS+CNT 和光照条件下 Cu-OTS+CNT 上进行了冷凝、结霜、融霜实验，探究了所得光热超疏水涂层的抑霜性能。本文主要结论如下：

（1）Cu-OTS 和 Cu-OTS+CNT 都具有较好的超疏水性，但由于 CNT 的加入，使 Cu-OTS+CNT 具有更明显的微纳层级结构，在减小液滴覆盖率、延迟结霜、促进融霜方面都表现出更好的效果。此外，Cu-OTS+CNT 的光吸收率可达到 96.3%，在 1 个太阳光照下温度可升高到 47.3℃，具有较好的光热性能。

（2）冷凝阶段，在环境湿度 55±5%，制冷板温度 0±1℃的条件下，冷凝进行到 50 min 时， Cu-OTS+CNT 和 Cu-OTS+CNT (1 sun)的平均液滴直径分别为 Cu 表面平均液滴直径的 46.7%和 39.7%；Cu-OTS、Cu-OTS+CNT 和 Cu-OTS+CNT (1 sun)液滴覆盖率分别为 11.8%，10.2%和 6.8%，而此时 Cu 的液滴覆盖率高达 80.8% 。表明所得光热超疏水涂层可有效减缓液滴生长，且施加太阳光照后光热效应可以促进液滴的蒸发，使其液滴覆盖率更小。

（3）结霜阶段，在制冷板温度-10℃的条件下， Cu-OTS+CNT (1 sun)结霜开始时间和结霜完全时间分别比 Cu 延长了 185%和 373%，霜传播速率减小了 91.3%。在 30 min 时 Cu-OTS+CNT (1 sun)的霜层厚度仅为 Cu 的 37.1%，普通光照 Cu-OTS+CNT 的 58.4%。表明所得光热超疏水涂层具有良好的抑霜性能，且在施加光照后延缓结霜性能可进一步提升。

（4）融霜阶段，Cu-OTS+CNT 和 Cu-OTS+CNT (1 sun)的整个融霜过程的时间缩短到了 Cu 的 42.4%和 34.8%；融霜后的液滴覆盖率分别为 5.5%和 0.5%，与 Cu 相比分别减小了 93.6%和 99.4%；与 Cu-OTS 相比，则分别减小了 70.6%和 97.3%。表明光热超疏水涂层 Cu-OTS+CNT 能显著缩短融霜时间，降低融霜后的液滴滞留量，且施加太阳光照后可使其降低液滴留存的效果更加显著。

本文将碳基材料作为制备涂层溶液的原材料，采用喷涂法作为制备工艺，具有操作简便、效率高的优点，有望实现大规模应用；将具有自清洁效应的超疏水涂层与具有光热转换性能的太阳能材料相结合，有效地利用了太阳能可再生能源，同时实现了超疏水涂层的多功能应用。然而，我们注意到涂层的耐久性需要进一步提高，以确保其在长时间使用中的稳定性。本研究制备的光热超疏水涂层，具有明显的延迟结霜、促进融霜的作用，为抑霜除霜技术进一步的研究提供了参考。

参考文献

[1] Y. Cao, W. Tan, Z. Wu, Aircraft icing: An ongoing threat to aviation safety, Aerospace Science and Technology, 2018, 75: 353-385.

[2] F. Wang, C. Liang, X. Zhang, Research of anti-frosting technology in refrigeration and air conditioning fields: A review, Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2018, 81: 707-722.

[3] Y. Gou, J. Han, Y. Li, Y. Qin, Q. Li, X. Zhong, Research on Anti-Icing Performance of Graphene Photothermal Superhydrophobic Surface for Wind Turbine Blades, Energies, 2023, 16(1): 408.

[4] M. Song, C. Dang, Review on the measurement and calculation of frost characteristics, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 124: 586-614.

[5] S. Yang, C. Wu, G. Zhao, J. Sun, X. Yao, X. Ma, Z. Wang, Condensation frosting and passive anti-frosting, Cell Reports Physical Science, 2021, 2(7): 100474.

[6] J. Koszut, K. Boyina, G. Popovic, J. Carpenter, S. Wang, N. Miljkovic, Superhydrophobic heat exchangers delay frost formation and reduce defrost energy input of aircraft environmental control systems, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 189: 122669.

[7] Z. Liu, J. Hu, G. Jiang, Superhydrophobic and photothermal deicing composite coating with self-healing and anti-corrosion for anti-icing applications, Surface and Coatings Technology, 2022, 444: 122669.

[8] S.D. Friedman, P. Holy, Condensation and large cardinals, FUNDAMENTA MATHEMATICAE, 2011, 215(2): 133-166.

[9] M.-H. Kim, H. Kim, K.-S. Lee, D.R. Kim, Frosting characteristics on hydrophobic and superhydrophobic surfaces: A review, Energy Conversion and Management, 2017, 138: 1-11.

[10] L. Zhang, M. Song, S. Deng, J. Shen, C. Dang, Frosting mechanism and behaviors on surfaces with simple geometries: A state-of-the-art literature review, Applied Thermal Engineering, 2022, 215: 118984.

[11] X. Yan, L. Zhang, S. Sett, L. Feng, C. Zhao, Z. Huang, H. Vahabi, A.K. Kota, F. Chen, N. Miljkovic, Droplet Jumping: Effects of Droplet Size, Surface Structure, Pinning, and Liquid Properties, ACS Nano, 2019, 13(2): 1309-1323.

[12] C. Ma, L. Chen, L. Wang, W. Tong, C. Chu, Z. Yuan, C. Lv, Q. Zheng, Condensation droplet sieve, Nature Communications, 2022, 13(1): 5381.

[13] Q. Hao, Y. Pang, Y. Zhao, J. Zhang, J. Feng, S. Yao, Mechanism of delayed frost growth on superhydrophobic surfaces with jumping condensates: More than interdrop freezing, Langmuir, 2014, 30(51): 15416-15422.

[14] A. Kim, C. Lee, H. Kim, J. Kim, Simple Approach to Superhydrophobic Nanostructured Al for Practical Antifrosting Application Based on Enhanced Self-propelled Jumping Droplets, ACS Applied Materials & Interfaces, 2015, 7(13): 7206-7213.

[15] Y. Zhao, C. Yang, Retarded condensate freezing propagation on superhydrophobic surfaces patterned with micropillars, Applied Physics Letters, 2016, 108(6): 061605.

[16] P. Zhang, Y. Maeda, F. Lv, Y. Takata, D. Orejon, Enhanced Coalescence-Induced Droplet-Jumping on Nanostructured Superhydrophobic Surfaces in the Absence of Microstructures, ACS Applied Materials

& Interfaces, 2017, 9(40): 35391-35403.

[17] W. Sheng, Y. Pei, X. Li, P. Ming, W. Zhao, Effect of surface characteristics on condensate droplets growth, Applied Thermal Engineering, 2020, 173:115260.

[18] J.B. Boreyko, C.-H. Chen, Self-Propelled Dropwise Condensate on Superhydrophobic Surfaces, Physical Review Letters, 2009, 103(18): 184501.

[19] N. Miljkovic, R. Enright, E.N. Wang, Effect of droplet morphology on growth dynamics and heat transfer during condensation on superhydrophobic nanostructured surfaces, ACS Nano, 2012, 6(2): 1776-1785.

[20] F. Chu, X. Wu, Q. Ma, Condensed droplet growth on surfaces with various wettability, Applied Thermal Engineering, 2017, 115: 1101-1108.

[21] L. Oberli, D. Caruso, C. Hall, M. Fabretto, P.J. Murphy, D. Evans, Condensation and freezing of droplets on superhydrophobic surfaces, Advances in Colloid and Interface Science, 2014, 210: 47-57.

[22] T.M. Schutzius, S. Jung, T. Maitra, P. Eberle, C. Antonini, C. Stamatopoulos, D. Poulikakos, Physics of Icing and Rational Design of Surfaces with Extraordinary Icephobicity, Langmuir, 2015, 31(17): 4807-4821.

[23] F. Chu, X. Wu, Y. Zhu, Defrosting on horizontal hydrophobic surfaces and the shrink angle, International Journal of Refrigeration, 2016, 71: 1-7.

[24] X. Liu, H. Chen, Z. Zhao, Y. Zhu, Z. Wang, J. Chen, D. Zhang, Tunable self-jumping of melting frost on macro-patterned anisotropic superhydrophobic surfaces, Surface and Coatings Technology, 2021, 409: 126858.

[25] J.-W. Zheng, Y.-L. Wu, K.-S. Yang, B.-W. Yu, C.-C. Wang, Freezing processes for a vertically copper, superhydrophobic, and hybrid patterned surface – A visualization study, Applied Thermal Engineering, 2023, 228: 120447.

[26] J.B. Boreyko, B.R. Srijanto, T.D. Nguyen, C. Vega, M. Fuentes-Cabrera, C.P. Collier, Dynamic defrosting on nanostructured superhydrophobic surfaces, Langmuir, 2013, 29(30): 9516-9524.

[27] F. Wang, C. Liang, M. Yang, X. Zhang, Effects of surface characteristics on liquid behaviors on fin surfaces during frosting and defrosting processes, Exp. Therm. Fluid Sci., 2015, 61: 113-120.

[28] X. Chen, R. Ma, H. Zhou, X. Zhou, L. Che, S. Yao, Z. Wang, Activating the Microscale Edge Effect in a Hierarchical Surface for Frosting Suppression and Defrosting Promotion, Scientific Reports, 2013, 3(1): 2515.

[29] F. Chu, X. Wu, L. Wang, Meltwater Evolution during Defrosting on Superhydrophobic Surfaces, ACS Applied Materials & Interfaces, 2018, 10(1): 1415-1421.

[30] F. Chu, X. Wu, L. Wang, Dynamic Melting of Freezing Droplets on Ultraslippery Superhydrophobic Surfaces, ACS Applied Materials & Interfaces, 2017, 9(9): 8420-8425.

[31] 孙文，褚福强，李淑昕，等. 光热超疏水材料防除冰机理及应用研究进展[J]. 表面技术，2022, 51(12): 39-51.

SUN Wen, CHU Fu-qiang, LI Shu-xin, et al. Research Progress on Anti-icing Mechanisms and Applications of Photothermal uperhydrophobic Materials[J]. Surface Technology, 2022, 51(12): 39-51.

[32] S. Dash, J. de Ruiter, K.K. Varanasi, Photothermal trap utilizing solar illumination for ice mitigation,

Science Advances, 2018, 4(8).

[33] E. Mitridis, T.M. Schutzius, A. Sicher, C.U. Hail, H. Eghlidi, D. Poulikakos, Metasurfaces Leveraging Solar Energy for Icephobicity, ACS Nano, 2018, 12(7): 7009-7017.

[34] Z. Lin, C. Ma, Z. Ma, L. Gao, W. Chen, G. Chen, Laser etching ultra-black coating with novel anti-icing performance, Chemical Engineering Journal, 2023, 466:143067.

[35] L. Zhang, A.G. Zhou, B.R. Sun, K.S. Chen, H.Z. Yu, Functional and versatile superhydrophobic coatings via stoichiometric silanization, Nature Communications, 2021, 12(1): 982.

[36] N. Miljkovic, R. Enright, Y. Nam, K. Lopez, N. Dou, J. Sack, E.N. Wang, Jumping-Droplet-Enhanced Condensation on Scalable Superhydrophobic Nanostructured Surfaces, Nano Letters, 2013, 13(1): 179-187.

[37] Y. Wan, K. Sun, J. Xu, H. Yu, Efficient removal of condensate droplets from the surface with microgroove composite structures, Journal of Micromechanics and Microengineering, 2023, 33(3): 035009.

[38] S. Jung, M. Dorrestijn, D. Raps, A. Das, C.M. Megaridis, D. Poulikakos, Are Superhydrophobic Surfaces Best for Icephobicity?, Langmuir, 2011, 27(6): 3059-3066.

中国工程热物理学会 传热传质
学术会议论文 编号：233599

冷凝结霜机理及抑霜技术研究进展

蔡灏亭[1]，张瑞敏[1]，赵玉刚[1, 2, *]

（1.上海理工大学能源与动力工程学院，上海市动力工程多相流与传热重点实验室， 上海 200093；
2.中国空气动力研究与发展中心，结冰与防除冰重点实验室， 绵阳 621000）
(Tel:13564594769, Email：ygzhao@usst.edu.cn)

摘 要：冷凝结霜的结冰模式在日常生活和许多工业应用中普遍存在。由于霜层主要由小枝晶和离散的气穴组成，冷凝结霜表现为有厚度的多孔介质，从而严重影响暖通空调和制冷系统的传热效率。几个世纪以来，冷凝结霜一直是一个热门的研究课题，但最近才取得一些前所未有的进展，例如揭示了霜在形成初期阶段的新特征，这些特征过去因为太快或太小而无法捕捉，另外还基于其中的原理开发了新的除霜、抑霜技术。这项工作提供了关于冷凝结霜的全面最新综述，尤其是最近十年的进展。这些研究成果可以极大地启发人们目前对冷凝结霜的理解，同时也有助于开发针对多种应用背景的新的除霜、抑霜方法。

关键词：冷凝结霜；界面效应；结霜特性；抑霜技术

0 前言

在1888年，A.N.S观察到了雪晶在阳光下时展现出的美丽外观，对这些晶体形成的原因以及迷人的外观产生好奇[1]。人们研究自然界和生活中的现象，例如水蒸气的凝结、结霜的连续过程、大气层中的结冰、空调和制冷系统中的积霜现象等[2-3]。基础设施与设备的结构完整性与机械可靠性方面，如电力传输系统[4-5]、飞机和风力涡轮机[6-7]，一旦暴露在潮湿和过冷的环境中，就会因结霜而受到很大程度上的损害[8]。对于传热设备，比如冰箱和热泵，一旦界面被厚厚的多孔霜层所覆盖，其传热效率和能力都会大大降低[9-10]。

尽管冷凝结霜这一有趣的相变现象已受到广泛关注，已有大量研究投入其中以探索其物理特性，并提出有效的策略来减轻其负面影响，但是对于其相关特性的理解仍然相当有限，距离解决结霜问题还很远。在冷凝结霜的研究中，最近取得了许多前所未有的进展。例如，冷凝结霜中的结冰成核在过去被认为是在固液界面上的一组冷凝液滴之间独立发生的异质成核[11]。Dooley[12]和Guadarrama-Cetina等[13]发现，小枝晶起源于冻结液滴与相邻液滴的物理接触，引发它们的冰冻，从而导致连锁反应，这被称为冻结传播，极大地重塑了我们对冷凝结霜的理解。与此同时，表面工程和微细加工技术发展迅速[14-16]，在这十年中受到越来越多的关注。与传统的除霜方法相比，许多抑霜方法已经显示出明显的优势，具有经济性高，环境友好等优点。

结冰现象，进一步地可以说是冷凝结霜，与其他相变现象如冷凝、蒸发和沸腾相比，无疑是工程热物理学的新热点。在过去的十年中，冷凝结霜在基础研究方面和解决结霜问题的应用技术方面都取得了很大进展。我们在此的工作旨在对冷凝结霜的最

基金项目：国家自然科学基金资助项目（No.52276079）

新进展提供一个全面的文献综述。本综述结构如下，第1节对冷凝结霜动力学进行了完整的物理描述。第2节提供了解决结霜问题的新方法，特别是将重点放在抑霜方法上。最后，对本综述进行总结并对未来的研究方向提出了建设性观点。

1 冷凝结霜机理：五个连续阶段

冷凝结霜由两个相变步骤组成：首先，在环境蒸汽过饱和条件下，在固液界面上冷凝成核并生长；之后，冷凝液滴冻结，霜枝晶在冻结液滴上生长。虽然在足够的温度和亲水的表面上，蒸汽直接凝华转化为冰的现象[17]也很普遍，但在这项工作中，我们只关注冷凝结霜这一更为普遍的情况。如图1所示，冷凝结霜可分为五个阶段。

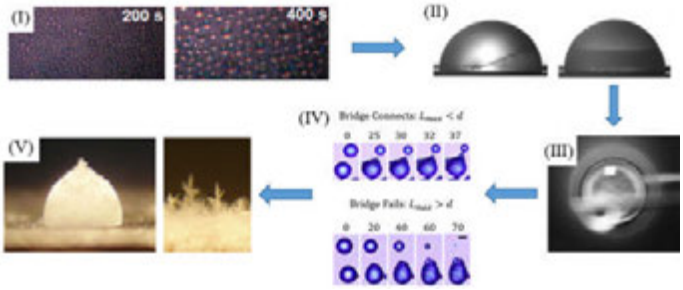


图 1 冷凝结霜的五个阶段：(I) 冷凝液滴的成核、生长和聚结[18]，(II) 单液滴冻结的两个阶段[19]，(III) 蒸发诱导的冻结环[20]，(IV) 冰桥引发的冻结传播[21]，(V) 冰枝晶的生长[22]和霜的密集化[23]

Fig.1 Five physical stages in condensation frosting: (I) nucleation, growth and coalescence of condensed drops[18], (II) two stages in droplet freezing[19], (III) evaporation-induced frost halos[20], (IV) freezing propagation via ice bridging[21], (V) growth of ice dendrites[22] and frost densification[23]

1.1 冷凝成核和液滴聚结

冷凝是指一旦蒸汽过饱和，形成纳米级别的液相冷凝物，即固体表面过冷来达到冷凝的异质模式。具体到水蒸气来说，露点以下必须要有一定程度的过冷，来克服形成稳定的成核胚胎所需的异质自由能势垒ΔG_{Hetero}。

作为整个冷凝结霜过程的初始阶段，成核点的位置和密度决定了冷凝液滴的分布，而冷凝液滴的分布又会对后续的结霜阶段起到决定性的作用。通过改变表面化学特性和拓扑特征，可以调节冷凝动力学。Boreyko等[24]使用仅带有化学官能团修饰的表面来在空间上控制成核点。将亲水圆点阵列图案化在疏水的底面上，产生经典的浸润性对比。亲水区域冷凝成核的能量势垒明显小于疏水区域，提供了优先成核点，稳定的冷凝液滴出现并开始生长变大。Zhao等[25]制作了硅基拓扑图案，以控制冷凝液滴的大小和分布。使用光刻技术制造了具有尺寸的微柱图案表面，宏观上是超疏水的。由于其表面的化学性质是均匀的，冷凝成核均匀地发生在基底以及柱顶和侧壁上。然而，微柱上的冷凝液滴受到更大的蒸汽通量的影响，因此可以更快地生长。最后可以观察到在冷凝后期柱子顶部汇集了大部分的冷凝物。Hou等[26]将化学和拓扑结构这两项表面工程技术相结合，设计并制造了一种带有高对比润湿性的双浸润性拓扑结构表面，由亲水微柱和超疏水纳米草状结构组成的。冷凝的动态过程中，液滴优先在亲水的柱顶上成核，超疏水的纳米线则可以帮助水滴保持悬浮状态。

随着冷凝的进行，蒸汽不断地被运输，冷凝液滴的尺寸越来越大，并与邻近的液滴合并，这通常被称为液滴聚结。一般来说，我们认为在不施加外力的情况下，由珠状凝结向膜状凝结的转变是不可避免的。Boreyko和Chen[27]发现，在适当设计的超疏水表面上，连续滴状冷凝是可能发生的。由于多余的表面能量的释放，冷凝液滴可以与

邻近液滴合并时自发弹跳，在没有任何外力影响的条件下，超疏水表面上的冷凝液滴发生了自动清除现象，留下大片干燥区域。进一步观察可以发现两个微米级别的液滴在平面内合并，并产生速度高达1m/s的面外跳跃运动。Miljkovic等[28]发现，跳跃的液滴带有净正电荷，在弹跳期间会相互排斥。他们利用外部施加的电场来调控跳跃的液滴的动力学，通过增加从基底上跳跃的频率，以促进冷凝换热。

1.2 单液滴冻结

根据Fletcher[29]提出的经典成核理论，冰晶成核发生在冷凝液滴内部的能量优先位置，与冷凝成核类似。对于过冷的静置液滴，一直以来有一个争论，即三相线是否是空间上的优先成核点。Gurganus等[30]开发了一种直接的实验方法来研究过冷静置液滴成核点的空间分布。两个高速摄像机从俯视和侧视都可以精确地指出冰胚的位置和生长动态。六角冰晶在固液界面的任意位置开始，这表明结冰成核在三相线处没有偏好。与撞击液滴冻结的情况不同，冷凝液滴在结冰成核开始之前是静置和和过冷的。尽管成核点也位于固液界面，但整个冻结动力学完全不同。Jung等[31]发现，过冷静置液滴的冻结过程分为两个连续阶段进行，分别称为复辉阶段和等温阶段。在复辉阶段，冰水混合物从成核点迅速扩散到液滴中的其余空间。这时大部分释放的潜热被剩余的水吸收，使局部温度升高到接近平衡冰点。在等温阶段，剩余的液体逐渐转变为固体，填充了复辉阶段形成的晶体间隙。这一阶段释放的潜热大部分会被转移到基底。一般情况下，等温阶段比复辉阶段慢大约3个数量级。水在冻结时会膨胀，因此当液滴本身或所在的物理条件不对称时，液滴的形状会发生变化。Marín等[32]进行了一组实验来研究冻结液滴的形状，并提出了定量描述。对于3D液滴和2D液滴（限制在Hele-Shaw装置中），冻结液滴的顶部呈现出锥形尖端，与接触角和衬底过冷温度无关。

1.3 冻结环

冻结环的形成始于结冰成核的开始，因此在时间上与液滴冻结阶段有部分重叠。在Jung等[33]最近的工作之前，Cheng[34]曾将冻结环表述为大液滴开始结冰时自发喷出的微米级水滴。当主液滴冻结并加热剩余的液体时，气液界面会释放出大量蒸汽。这些蒸汽使局部过饱和，并沉积在主液滴周围，产生一个由微米级冷凝液滴组成的环状物。

环内的这些冷凝液滴要么被冻结成冰滴，形成霜晕，要么因为离主液滴太远而被蒸发掉。在远处被蒸发的冷凝液滴的水蒸气通过扩散转移，重新沉积在附近的霜晕上。值得注意的是，当冷凝液滴中的某个水滴被冻结时，冰不仅会覆盖被冻结的液滴本身所在区域，而且还会覆盖相当大的一个径向区域，这就可以解释在相同的热物理条件下，霜的覆盖率明显大于冷凝物的覆盖率。Nath等[21]通过建立物理模型，预测了不同过冷度和接触角下可能出现的冷凝霜环、凝华霜环和无霜环现象。最近，Zhao等[20]在过冷表面滴上温滴时也报道了这种环状现象。即使在表面温度高于冰点的情况下，也观察到了类似的环状结构，而霜环则转变成了冷凝环[35]。

1.4 冰桥引发的冻结传播与干燥区

在2010年，有研究开始注意到冷凝结霜中的结冰模式并非单个事件的集合[12][36]。利用液滴间动力学来描述由冻结冷凝液滴引发的冰枝晶是如何延伸到接触相邻液滴，以及它们冻结的过程。结冰成核更容易发生在拥有几何或化学缺陷等异质成核能垒更小的地方。随后，这些有限的冻结液滴会引发链式反应，蔓延到整个过冷表面。

冰桥是一种多阶段相变现象，与传热传质的空间和时间变化相耦合。因此，与实

验观测相匹配的定量物理描述是不切实际的。Boreyko和Collier[37]使用了一个简化的二维物理模型来描述典型的冰桥是如何建造的，图2（a）为两个相邻液滴的平面冰桥示意图[38]。一旦冷凝液滴冻结，在其冰界面和相邻液体界面之间就会形成蒸汽浓度梯度，这会使相邻的冷凝液滴蒸发，随后沉积在冻结液滴上，以构建冰桥。随着蒸发与沉积的进行，通过分析冰枝晶的生长速度和蒸发质量损失联系起来的比例关系，以此来评估构建冰桥的时间尺度。一个冰冻的液滴可以有多个相邻的液滴，反之亦然。冰桥的传播过程如图2（b），当霜在一组冷凝液滴上扩散时，是以一组序列的形式进行的。Guadarrama-Cetina等[13]和Petit等[39]通过实验研究了不同种类基底上2D冰桥渗透通过冷凝液滴网时霜的传播规律。生长的冰枝晶指向相邻的液滴，如果液滴距离足够近且尺寸足够大，则成功构建冰桥。当液滴在冰枝晶到达之前蒸发掉时，冰枝晶就无法渗入冷凝液滴，即仅能建造部分冰桥。因此，大量尺寸太小、距离太远的液滴在霜的传播期间消失，在冻结的液滴和冰桥周围留下枯竭的干燥区域。Hauer等[40]使用荧光显微镜研究了冰桥传播过程中霜层的形状。通过设置过冷度和冷凝时间，观察到完全覆霜和针状覆霜两种不同图案，揭示了微结构表面上的结霜模式。

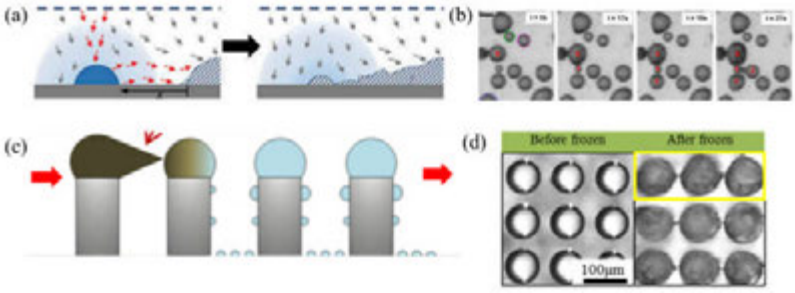


图2 光滑和拓扑图案表面上的冰桥动力学 (a) 连接两个相邻液滴的平面冰桥示意图[38]，(b) 实验中观察到的连接多个过冷液滴的二维冰桥网[39]，(c) 连接两个悬浮液滴的锥形冰桥示意图[25]，(d) 实验中捕捉到的三维冰桥生长形态[25]

Fig.2 Ice bridging dynamics on smooth and topologically patterned surfaces. (a) Schematics of a flat ice bridge connecting two neighboring drops[38], (b) A network of 2D ice bridges connecting multiple supercooled drops observed in experiments[39], (c) Schematics of a conical ice bridge connection two suspended drops[25], (d) growth dynamics of a 3D ice bridge captured in experiments[25]

当冷凝液滴悬浮时，情况会变得截然不同。Zhao等[41]开发了一个分析模型，以定量描述建造3D冰桥所需的时间。采用一系列不同尺度的硅基微柱图案的表面来精确控制冷凝液滴的大小和分布。如图2（c）和（d）所示，3D冰桥的几何结构更为复杂，形状近似于圆形锥体。假设蒸汽传输受一维扩散控制，通过平衡质量传递率和冰桥总质量，可以计算建造一座冰桥所需的时间，据此可以获得霜在空间上的平均传播速度。

1.5 冻结液滴顶部枝晶生长和霜层密集化

由于冻结时体积膨胀，冻结液滴顶部会出现锥形尖端。因此，对于冷凝结霜而言，这一现象在随后的冰枝晶生长中产生了一个有趣的结果。由蒸汽浓度梯度驱动的扩散过程中，单一尖端暴露在最大蒸汽通量下，使其成为气相沉积的首选位置，即凝华现象[42]。因此，正如Enriquez等[43]所报道的那样，冰枝晶的形貌类似于一棵十字花树。Yu等[44]在不同过冷温度下，定量测量了冻结液滴顶部冰枝晶的生长动力学。在普通的低温情况下，针状枝晶生长成柱状，随着时间推移，其上界面会逐渐转变成块状，整个冰枝晶长大。当冰滴暴露在热波动下时，其尖端会融化。在更低温的条件下，冰枝

晶生长的速率要慢得多。蒸汽被冻结成冰团，并沉积在冰滴顶部。随着结霜的进行，冰滴被较厚的冰团覆盖，因此冰枝晶的生长也受到抑制。Huang等[45]进一步评估了与重力相关的表面取向对冰枝晶生长速率的影响，蒸汽通过自然对流进行转移。对于水平放置的表面，可检测到的枝晶在整个冷冻液滴上生长，在单个尖端的生长速度明显更大，称为“全局峰值”。随后，全局峰值附近的气相沉积受到一定程度的抑制，产生两个次级“局部峰值”。对于垂直放置的表面，由于重力的影响，冻结液滴不是对称的。冰胚只出现在冷冻液滴的上部，最终，只有上部被冰枝晶覆盖，冻结液滴底部则呈现出光滑的冰-空气界面。在倒置的表面，冻结液滴表面上生长的枝晶最少。结果表明，自然对流可以帮助或阻碍蒸汽扩散过程，并影响沉积结果。

一旦整个表面被冻结液滴和冰桥网络覆盖，冻结相顶部的枝晶生长会导致交叉、反向融化、坍塌，因此霜的密度会随时间演变。与其他冷凝结霜的阶段不同，这几十年来，霜层密集化已被广泛研究[46-49]。Hermes 等[50]基于霜层内的质量和能量平衡，开发了一个物理模型来描述霜层密度随时间的变化。在这种情况下，霜层被假设为暴露在过饱和潮湿空气中的多孔介质。Wang 等[51]通过实验研究了环境湿度对霜密度的影响。对于较大的湿度，会有更多的水蒸气穿透霜界面，并以凝华的形式扩散到内部，从而产生较大的霜密度。Song 等[52]通过实验测量了不同表面过冷温度下的霜密度。他们发现，反向融化可以显著增加霜密度，霜密度随着表面温度的增加而增加。Shin 等[53]研究了表面浸润性对霜密度的影响。他们的实验结果表明，在疏水表面上，结霜的早期阶段存在大型不规则冰晶，从而降低霜密度。导热系数、传热系数和比热等热物理性质很大程度上都取决于霜密度。随着霜层密度增大，导热系数也会增加。因此，对于现有的防霜技术来说，在结霜情况无法避免时，可以选择采用合理的设计来增加霜层密度，尽可能减小结霜带来的损失。

2 除霜和抑霜方法

结霜是有害的，因此在大多数应用中不希望霜层出现。自从研究其潜在机制以来，大多数研究注意力都集中在如何防止其发生或减轻其负面影响上。在过去几十年中，已经开发了许多方法来抑制结霜或消除结霜层。根据所选择的理念，这些方法可分为两组：旨在促进快速去除结霜层的除霜方法和旨在抑制霜层积累的抑霜方法。

2.1 传统的除霜方法

传统的除霜方法历史悠久，并且流行至今。选择性加热是最常见的除霜方法之一，在热泵和冷库等设备中广泛应用。热源可以是电导体引起的焦耳效应、热空气流和微波，以保持受保护表面的温度略高于0℃[54]。但是选择性加热能耗大，经济性较差。化学喷雾是另一种有效的防冰方法。当向水中加入一些化学物质时，混合物的结冰成核温度会显著降低，即冰点降低。此类化学品包括氯化钙、甲醇、乙醇和甘油等。在低浓度时，冰点降低的幅度随化学品浓度几乎呈线性下降，由于不断进入的霜融化和化学品的排出，混合物会在过程中不断稀释，所以需要定期添加更多的化学品以保持适当的除霜性能。电磁感应振动是一种新开发的主动除冰方法，其中振动脉冲使表面弯曲并使覆盖的霜层开裂[55]。当螺旋线圈放置在金属表面附近时，电流通过线圈时产生磁场。这种磁场使表面快速移动，并使堆积的霜分离。这种方法的优点在于不需要修改设备的表面就可以达到快速除霜的目的。

2.2 延迟结冰成核的抑霜方法

抑制结霜的一个有效方法是延迟结冰成核的发生，超疏水表面是一种可行的方案[56]。过冷表面在冷凝阶段停留的时间越长，结霜量就越少，从而保持了更多的换热能力。Hao 等[57]制造了一种纳米带结构的超疏水表面，利用橡胶垫圈屏蔽了结冰成核的边缘效应，并测试了其抑霜性能。结果表明，跳跃的冷凝液滴会自发地离开表面，并且一起带走有意引入或自然沉积在表面上的灰尘颗粒。否则，这些几何或化学缺陷会引发异质结冰成核，如图 3（a）所示。尤其是当表面朝下时，表面可以保持更长的无霜时间，重力因素会有助于液滴从表面上跳下。Wen 等[58]提出使用特定类型的超疏水表面来延迟结冰成核，同时获得显著改善的传热性能。超疏水表面具有三维纳米线网络，可以有效地加速冷凝成核到离开循环，从而防止微滴冻结。与大多数文献使用拓扑结构表面通过抑制冷凝来防止结霜不同，如图 3（b）所示，这一新理念可以保持表面无霜超过 5 小时，并使热通量提高 10 倍。

除了超疏水表面，其他类型的创新性表面也值得关注，同样可以通过延迟结冰成核来实现抑霜效果。最近，Niroomand等[59]首次报道了使用半透膜进行冷凝结霜的结冰延迟。如图3（c）所示，随着更多的水蒸气通过膜传递，不透水表面上的冻结时间仅为5分钟，而在最高的蒸气传递速率条件下，半透膜上可以保持2小时以上。这类有别于传统的通过超疏水表面来延迟结冰成核的方法，为开发抑霜表面提供了新思路。

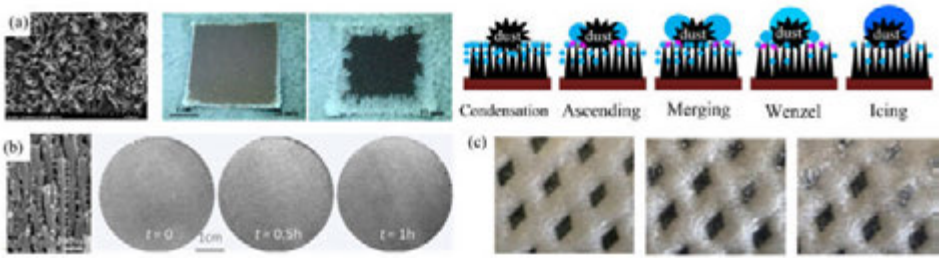


图3 不同类型表面的结霜动力学 (a) 纳米带结构超疏水表面和灰尘引发的异质成核[57]，(b) 具有三维纳米线网络的超疏水性表面[58], (c) 半透膜[59]

Fig.3 Frosting dynamics different types of surfaces, (a) Superhydrophobic surface carrying nanoribbons and dust-induced heterogeneous nucleation[57], (b) Superhydrophobic surface with a three-dimensional nanowire network[58], (c) Semipermeable membrane[59]

2.3 通过延缓冻结传播的抑霜方法

防止结霜的另一个有效方法是延缓结冰传播，即抑制甚至停止冷凝小液滴之间的冰桥。自报道冻结传播以来，在相当长的一段时间内，对其研究仅限于定性描述，其中传播速度是根据不断变化的霜冻覆盖率来评估的[38][60-61]。Boreyko等[24]定量研究了一系列化学图案化表面的冻结传播。在实验过程中，没有等待在任何冷凝物微滴处发生自发的异质结冰成核，而是通过在期望的时间使用一小块冰接触晶片边缘，故意触发结冰成核。如图4（a）所示，冻结前沿几乎垂直于边缘传播，来定量测量空间平均传播速度。他们还注意到，越早触发结冰成核，冻结锋在地表传播所需的时间反而会越长。Zhao等[41]采用了一种简单的方法，通过选择边缘附近的观察区来评估自由传播速度。如图4（b）所示，他们比较了在微尺度润湿和形貌图案化表面上测量的冻结传播速度。结果表明，形貌图案的表面可以通过调节冷凝液微滴的分布来显著延缓冻结传播，而润湿图案表面的效果较差。除了直接改变冷凝成核和蒸汽沉积的性质外，促进超疏水表面上的自发液滴弹跳还可以调整冷凝液滴的分布，从而影响冰桥的建造。Mohammadian等[62]研究了基于垂直排列碳纳米管的超疏水表面上的液滴弹跳现象，并

评估了其对冻结传播的影响。液滴弹跳时收集并清扫了所有相邻的小液滴，形成斑点状的干燥区域。这些干燥点成功阻止了液滴间的冰桥穿过表面，从而减缓了整体的冻结传播。最近，Chu等[63]开发了微滴跳跃能力与冻结传播速度之间的定量相关性，通过分析三个代表性参数，即液滴直径、液滴间距离和紧密程度，基于冻结传播理论获得了冻结传播速度的数学描述。

进一步延缓冻结传播可以使用带有更为复杂结构的表面，以此来实现更好的防结霜性能。Yao等[64]受叶片上离散分布的霜冻模式的启发，建议使用毫米级锯齿状结构的表面。在冷凝结霜的初始阶段，蒸汽以冷凝液滴的形式沉积在突起处，而在凹处被抑制。在冻结传播阶段，凹处较小的液滴被蒸发掉，形成毫米大小的无霜间隙。冻结前缘不能穿过间隙，因此即使在超亲水表面上，霜层的扩散也受到局部限制。Zhao等[65]使用基于铜的分层结构表面来调节冻结传播。如图4（c）所示，冷凝液滴尺寸的不同大小是由微槽和纳米刀片结构引起的。冰桥只会径向地在微槽峰处传播，而不会横向传播。在结霜过程中，只有沟槽顶部覆盖着冻结液滴和冰枝晶，黑色区域的是凹槽处，始终处于干燥状态。

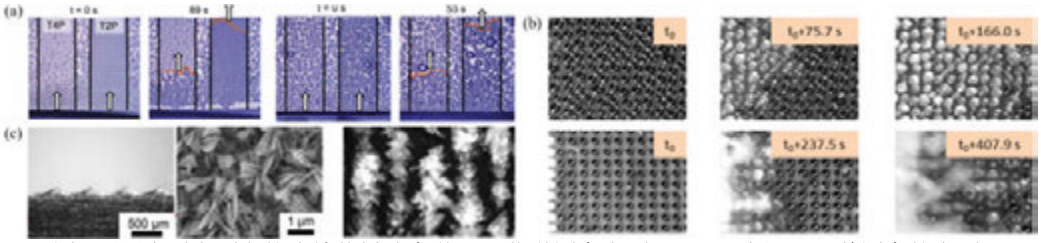


图4 不同类型表面上的冻结传播动力学 (a) 化学图案表面[24]，(b) 润湿、形貌图案的表面[41]，(c) 阶梯结构表面[65]

Fig.4 Freezing propagation dynamics on (a) chemically patterned surfaces[24], (b)wettability, morphology patterned surfaces[41], (c) hierarchically structured surfaces[65]

2.4 通过减少覆霜率的抑霜方法

当完全防止结冰在技术上不可能或在经济性差时，减少霜（或冰）覆盖范围变得更加适用。Jin等[66]使用有聚电解质覆盖的表面来抑制冷凝结霜，聚电解质可以通过改变界面反离子来调节结冰成核和传播。如图5（a）所示，结冰成核起初仅发生在聚电解质涂层区域的顶部，随后向表面其余干净区域扩散。由于冻结液滴相变释放的大量潜热及其形成的蒸汽汇，几乎所有相邻的冷凝液滴都被蒸发掉，留下稳定的干燥区。通过适当的构图可以实现4%的极低霜冻覆盖率。

冰同样具有吸湿性，这意味着它能从过饱和的环境中吸收水分。 Ahmadi等[67]制造了一个铝基表面，该表面带有平行的微槽阵列，以放置微观冰条。如图5（b）所示，翅片顶部为冰区域，其吸收了附近的所有水分，从而使基底和侧壁没有冷凝液滴和冰枝晶。当冰条升高时，冰条顶部的霜处于悬浮状态，其增长速度比直接在光滑表面上的增长速度慢一个数量级。最近，他们将这一概念应用于另一种方案，如图5（c）所示，将清洁表面与预先结霜的表面平行放置[68]。因为表面的周围存在均匀干燥区域，所以即使在低温以及过饱和的条件下，清洁的表面依旧可以保持无冰。然而精细微加工程序不太可能用于实际应用。Zuo等[69] [70]提出了一种更简单的模板方法，以在任何表面上制作毫米和微米级别大小的平行冰条。如图5（d）所示，三维冰条周围会产生

局部蒸汽沉积，吸走附近侧壁和顶部的所有水分，使得基底可以保持不受霜和冷凝液滴的污染。冰条可以视作翅片，在覆霜率相同的情况下，可以增强传热能力。最近，Hoque等[71]使用金属网格破坏超疏水表面，有意地制造物理缺陷，缺陷处会优先收集冷凝液滴并结冰成核，剩余部分会出现干燥区，相比于普通的超疏水表面，虽然霜的传播速率会不可避免地增加，但最终可以减少约20%的覆霜率。

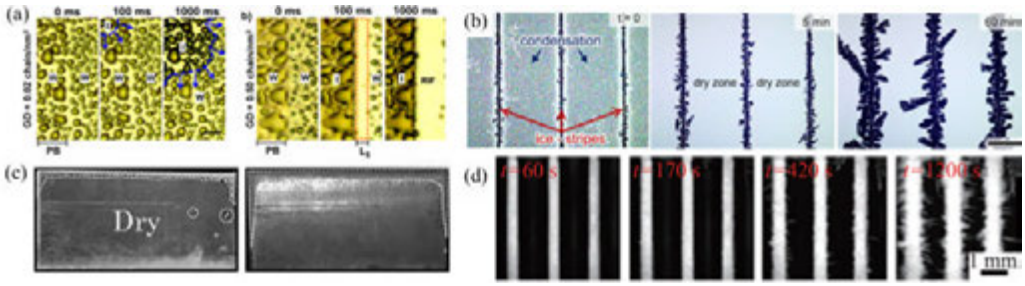


图5 减少覆霜率的不同类型表面（a）聚电解质刷表面[66]（b）冰图案铝表面[67]（c）预结霜的表面[68]（d）冰条表面[69]

Fig.5 Different types of surfaces to reduce frost coverage (a) polyelectrolyte brush surfaces[66], (b) ice-patterned aluminum surfaces[67], (c) pre-frosted surfaces[68] , (d) ice wall patterned surfaces[69]

3 结论与展望

本文将冷凝结霜的物理过程被分为五个连续的阶段，并对每个阶段进行了深入的讨论，这些理论为除霜抑霜技术奠定了基础。结霜问题普遍存在于实际应用中，国内外学者从除霜和抑霜两大方法入手，进行了大量实验研究，取得了卓越的成果，以达到强化换热的目的，所以本文还对近年来针对结霜问题的解决方案进行了总结，特别是从不同的机理角度介绍了一些最新开发的抑制结霜方法。

近几年来，尽管基于冷凝结霜机理的认知和抑霜方法的研究取得了前所未有的进步，但是其中仍有部分原理未被揭示，对其物理特性的探索还有很长的路要走。从目前来看，传统的除霜方法的地位仍然不可撼动，而新兴的抑霜方法正在崛起，两种方法都有其优点与不足。现如今，表面工程的迅速发展为抑霜技术提供了机遇，但是设计有效、环保和低成本的抑霜表面仍然是一个长期目标，许多抑霜方法已在实验室条件下已证实其可行性，但在实际应用中多变和恶劣的环境条件下无法达到令人满意的效果，需要从结构、效率和耐久度等方面出发，开展进一步研究和优化工作。

冷凝结霜是最重要的相变现象之一，抑霜方法也已被证明拥有光明前景。然而，抑霜方法对冷凝结霜基础理论的依赖程度较高，所以未来要继续深入探索基础理论，提供更多参考依据，同时需要完成从实验室阶段到实际生活和工业应用的转化。

参考文献

[1] AN S. Snow Crystals[J]. Nature, 1888, 37(954): 343.

[2] Bigg E K. The formation of atmospheric ice crystals by the freezing of droplets[J]. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 1953, 79(342): 510-519.

[3] Fletcher N H. Nucleation by crystalline particles[J]. The Journal of Chemical Physics, 1963, 38(1): 237-240.

[4] Laforte J L, Allaire M A, Laflamme J. State-of-the-art on power line de-icing[J]. Atmospheric Research, 1998, 46(1-2): 143-158.
[5] De Koninck L H, Ahmadi S F, Boreyko J B. Passive anti-frosting cables[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 146: 118808.
[6] Cebeci T, Kafyeke F. Aircraft icing[J]. Annual review of fluid mechanics, 2003, 35(1): 11-21.
[7] Ding L, Chang S, Yi X, et al. Coupled thermo-mechanical analysis of stresses generated in impact ice during in-flight de-icing[J]. Applied Thermal Engineering, 2020, 181: 115681.
[8] Zhang X, Zhao Y, Yang C. Recent developments in thermal characteristics of surface dielectric barrier discharge plasma actuators driven by sinusoidal high-voltage power[J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2022.
[9] Li K, Xia D, Luo S, et al. An experimental investigation on the frosting and defrosting process of an outdoor heat exchanger in an air conditioning heat pump system for electric vehicles[J]. Applied Thermal Engineering, 2022, 201: 117766.
[10] Hu W, Fan J, Song M, et al. An experimental study on the frosting characteristic and performance of a micro-channel evaporator in an air source heat pump unit[J]. Energy and Buildings, 2020, 224: 110254.
[11] Seki N, Fukusako S, Matsuo K, et al. An analysis of incipient frost formation[J]. Wärme-und Stoffübertragung, 1985, 19(1): 9-18.
[12] Dooley J B. Determination and characterization of ice propagation mechanisms on surfaces undergoing dropwise condensation[M]. Texas A&M University, 2010.
[13] Guadarrama-Cetina J, Mongruel A, González-Viñas W, et al. Percolation-induced frost formation[J]. Europhysics Letters, 2013, 101(1): 16009.
[14] Lo C W, Li J X, Lu M C. Frosting and defrosting on the hydrophilic nylon-6 nanofiber membrane–coated surfaces[J]. Applied Thermal Engineering, 2021, 184: 116300.
[15] Liu Z, Ye F, Tao H, et al. Effects of frost formation on the ice adhesion of micro-nano structure metal surface by femtosecond laser[J]. Journal of Colloid and Interface Science, 2021, 603: 233-242.
[16] Jin Y, Soukane S, Ghaffour N. Salt-solution-infused thin-film condenser for simultaneous anti-frost and solar-assisted atmospheric water harvesting[J]. Cell Reports Physical Science, 2021, 2(9): 100568.
[17] Walker C, Lerch S, Reininger M, et al. Desublimation frosting on nanoengineered surfaces[J]. ACS nano, 2018, 12(8): 8288-8296.
[18] Tian J, Zhu J, Guo H Y, et al. Efficient self-propelling of small-scale condensed microdrops by closely packed ZnO nanoneedles[J]. The Journal of Physical Chemistry Letters, 2014, 5(12): 2084-2088.
[19] Schremb M, Tropea C. Solidification of supercooled water in the vicinity of a solid wall[J]. Physical review E, 2016, 94(5): 052804.
[20] Zhao Y, Zuo Z, Tang H, et al. Ice Coverage Induced by Depositing a Water Drop onto the Supercooled Substrate at Extreme Low Vapor Pressure[J]. Crystals, 2021, 11(6): 691.
[21] Nath S, Boreyko J B. On localized vapor pressure gradients governing condensation and frost phenomena[J]. Langmuir, 2016, 32(33): 8350-8365.
[22] Liu Z, Gou Y, Wang J, et al. Frost formation on a super-hydrophobic surface under natural convection conditions[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2008, 51(25-26): 5975-5982.
[23] Li L, Liu Z, Li Y, et al. Frost deposition on a horizontal cryogenic surface in free convection[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 113: 166-175.
[24] Boreyko J B, Hansen R R, Murphy K R, et al. Controlling condensation and frost growth with chemical micropatterns[J]. Scientific reports, 2016, 6(1): 19131.
[25] Zhao Y, Wang R, Yang C. Interdroplet freezing wave propagation of condensation frosting on micropillar patterned superhydrophobic surfaces of varying pitches[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 108: 1048-1056.
[26] Hou Y, Yu M, Shang Y, et al. Suppressing ice nucleation of supercooled condensate with biphilic topography[J]. Physical review letters, 2018, 120(7): 075902.

[27] Boreyko J B, Chen C H. Self-propelled dropwise condensate on superhydrophobic surfaces[J]. Physical review letters, 2009, 103(18): 184501.
[28] Miljkovic N, Preston D J, Enright R, et al. Electrostatic charging of jumping droplets[J]. Nature communications, 2013, 4(1): 2517.
[29] Fletcher N H. Active sites and ice crystal nucleation[J]. Journal of Atmospheric Sciences, 1969, 26(6): 1266-1271.
[30] Gurganus C, Kostinski A B, Shaw R A. High-speed imaging of freezing drops: Still no preference for the contact line[J]. The Journal of Physical Chemistry C, 2013, 117(12): 6195-6200.
[31] Jung S, Tiwari M K, Doan N V, et al. Mechanism of supercooled droplet freezing on surfaces[J]. Nature communications, 2012, 3(1): 615.
[32] Marin A G, Enriquez O R, Brunet P, et al. Universality of tip singularity formation in freezing water drops[J]. Physical review letters, 2014, 113(5): 054301.
[33] Jung S, Tiwari M K, Poulikakos D. Frost halos from supercooled water droplets[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2012, 109(40): 16073-16078.
[34] Cheng R J. Water drop freezing: ejection of microdroplets[J]. Science, 1970, 170(3965): 1395-1396.
[35] Zhao Y, Zhu F, Zhang H, et al. Triple condensate halo from a single water droplet impacting upon a cold surface[J]. Applied Physics Letters, 2019, 114(18): 183703.
[36] Nath S, Ahmadi S F, Boreyko J B. How ice bridges the gap[J]. Soft Matter, 2020, 16(5): 1156-1161.
[37] Boreyko J B, Collier C P. Delayed frost growth on jumping-drop superhydrophobic surfaces[J]. ACS nano, 2013, 7(2): 1618-1627.
[38] Nath S, Ahmadi S F, Boreyko J B. A review of condensation frosting[J]. Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering, 2017, 21(2): 81-101.
[39] Petit J, Bonaccurso E. General frost growth mechanism on solid substrates with different stiffness[J]. Langmuir, 2014, 30(4): 1160-1168.
[40] Hauer L, Wong W S Y, Sharifi-Aghili A, et al. Frost spreading and pattern formation on microstructured surfaces[J]. Physical Review E, 2021, 104(4): 044901.
[41] Zhao Y, Yang C. Frost spreading on microscale wettability/morphology patterned surfaces[J]. Applied Thermal Engineering, 2017, 121: 136-145.
[42] Zhao Y, Guo Q, Lin T, et al. A review of recent literature on icing phenomena: Transport mechanisms, their modulations and controls[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 159: 120074.
[43] Enríquez O R, Marín Á G, Winkels K G, et al. Freezing singularities in water drops[J]. Physics of Fluids, 2012, 24(9): 091102.
[44] Yu F, Liu Z, Li Y, et al. Experimental study of frost crystal dendrite growth on a cryogenic cold surface under natural convection conditions[J]. International Journal of Refrigeration, 2022, 144: 305-315.
[45] Huang C, Zhao Y, Gu T. Ice Dendrite Growth Atop a Frozen Drop under Natural Convection Conditions[J]. Crystals, 2022, 12(3): 323.
[46] Long Z, Mengjie S, Shiming D, et al. Frosting mechanism and behaviors on surfaces with simple geometries: A state-of-the-art literature review[J]. Applied Thermal Engineering, 2022: 118984.
[47] Mengjie S, Chaobin D, Shengchun L, et al. Frost layer thickness measurement and calculation: a short review[J]. Energy Procedia, 2017, 142: 3812-3819.
[48] Byun S, Jeong H, Son H, et al. Frost formation from general-low to ultra-low temperatures: A review[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 195: 123164.
[49] 马强,吴晓敏,朱贝等.水平冷面霜层生长的模拟[J].工程热物理学报,2016,37(03):620-623.
MA Qiang, WU Xiaomin, ZHU Bei, et al. Nemerical Simulation of Frost Layer Growth on a Horizontal Plate[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2016,37(03):620-623.
[50] Hermes C J L, Piucco R O, Barbosa Jr J R, et al. A study of frost growth and densification on flat surfaces[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2009, 33(2): 371-379.
[51] Wang F, Tang R, Wang Z, et al. Experimental study on anti-frosting performance of superhydrophobic

surface under high humidity conditions[J]. Applied Thermal Engineering, 2022, 217: 119193.
[52] Mengjie S, Shangwen L, Hosseini S H, et al. An experimental study on the effect of horizontal cold plate surface temperature on frosting characteristics under natural convection[J]. Applied Thermal Engineering, 2022, 211: 118416.
[53] Shin J, Tikhonov A V, Kim C. Experimental study on frost structure on surfaces with different hydrophilicity: density and thermal conductivity[J]. J. Heat Transfer, 2003, 125(1): 84-94.
[54] Cebeci T, Kafyeke F. Aircraft icing[J]. Annual review of fluid mechanics, 2003, 35(1): 11-21.
[55] Tan H, Tao T, Xu G, et al. Experimental study on defrosting mechanism of intermittent ultrasonic resonance for a finned-tube evaporator[J]. Experimental thermal and fluid science, 2014, 52: 308-317.
[56] 汪峰,梁彩华,张小松.超疏水翅片表面的抑霜机理和融霜特性[J].工程热物理学报,2016,37(05):1066-1070.
WANG Feng, LIANG Caihua, ZHANG Xiaosong Anti-Frosting Mechanism and Frost Melting on Superhydrophobic Fin Surface[J]. Journal of Engineering Thermophysics, ,2016,37(05):1066-1070.
[57] Hao Q, Pang Y, Zhao Y, et al. Mechanism of delayed frost growth on superhydrophobic surfaces with jumping condensates: more than interdrop freezing[J]. Langmuir, 2014, 30(51): 15416-15422.
[58] Wen R, Ying Y, Ma X, et al. Sustainable anti-frosting surface for efficient thermal transport[J]. Cell Reports Physical Science, 2022, 3(7): 100937.
[59] Niroomand S, Fauchoux M T, Simonson C J. The mechanisms of frost formation on a semipermeable membrane[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 182: 121912.
[60] Huang W, Huang J, Guo Z, et al. Icephobic/anti-icing properties of superhydrophobic surfaces[J]. Advances in Colloid and Interface Science, 2022: 102658.
[61] Zhao G, Zou G, Wang W, et al. Competing effects between condensation and self-removal of water droplets determine antifrosting performance of superhydrophobic surfaces[J]. ACS applied materials & interfaces, 2020, 12(6): 7805-7814.
[62] Mohammadian B, Annavarapu R K, Raiyan A, et al. Delayed frost growth on nanoporous microstructured surfaces utilizing jumping and sweeping condensates[J]. Langmuir, 2020, 36(24): 6635-6650.
[63] Chu F, Lin Y, Yan X, et al. Quantitative relations between droplet jumping and anti-frosting effect on superhydrophobic surfaces[J]. Energy and Buildings, 2020, 225: 110315.
[64] Yao Y, Zhao T Y, Machado C, et al. Frost-free zone on macrotextured surfaces[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2020, 117(12): 6323-6329.
[65] Zhao Y, Yan Z, Zhang H, et al. Promote anti-/de-frosting by suppressing directional ice bridging[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 165: 120609.
[66] Jin Y, Wu C, Yang Y, et al. Inhibiting condensation freezing on patterned polyelectrolyte coatings[J]. ACS nano, 2020, 14(4): 5000-5007.
[67] Ahmadi S F, Nath S, Iliff G J, et al. Passive antifrosting surfaces using microscopic ice patterns[J]. ACS applied materials & interfaces, 2018, 10(38): 32874-32884.
[68] Ahmadi S F, Spohn C A, Nath S, et al. Suppressing Condensation Frosting Using an Out-of-Plane Dry Zone[J]. Langmuir, 2020, 36(51): 15603-15609.
[69] 左自超,张晓东,赵玉刚.预设冰条阵列用于降低覆霜率的机理研究[J].工程热物理学报,2022,43(10):2764-2769.
ZUO Zichao, ZHANG Xiaodong, ZHAO Yugang. Suppressing frost coverage using ice strips patterned substrates[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2022, 43(10): 2764-2769.
[70] Zuo Z, Zhao Y, Li K, et al. Suppressing condensation frosting using micropatterned ice walls[J]. Applied Thermal Engineering, 2023, 224: 120099.
[71] Hoque M J, Yan Xiao, Qiu Haoyun, et al. Defect-Density-Controlled Phase-Change Phenomena[J]. ACS Applied Materials & Interfaces, 2023, 15(11): 14925-14936.

中国工程热物理学会 学科类别：传热传质
学术会议论文 编号：233601

液滴与熔融锡相互作用动力学特性研究

杨雯宽[1] 李敏[1] 梁刚涛[2] 周士鹤[1,*] 沈胜强[2]

（1 大连理工大学海洋科学与技术学院，盘锦，124000

2 大连理工大学能源与动力学院，大连，116000）

（联系电话：13591809035 ，E-mail：zhoushihe@dlut.edu.cn）

摘要：为探索冷却剂与熔融金属相互作用引发蒸汽爆炸现象的机理，开展了常温液滴撞击熔融金属锡实验研究。结果表明：随着液滴直径、下落速度及熔融锡温度变化，相互作用模式涉及球形液滴、飞溅、蒸汽爆炸和气泡四种典型现象。根据实验数据拟合得到了不同熔融锡温度下触发蒸汽爆炸的临界韦伯数的经验关联式。此外，以王冠最大宽度作为度量，分析了液滴直径、下落速度和熔融金属温度对蒸汽爆炸剧烈程度的影响作用。

关键词：液滴撞击，熔融金属，蒸汽爆炸，飞溅

0 前言

在冶金、核能发电等领域中，事故状态下熔融金属与冷却剂接触而发生剧烈的相互作用，由此产生的爆炸性沸腾现象，被称为“蒸汽爆炸”。开展熔融物与冷却剂接触后的相互作用（Fuel-coolant interaction，FCI）过程及其机理研究，对于有效预防此类事故具有重要意义。

近年来，国内外学者基于理论分析、实验及数值模拟等方法，对熔融金属液滴撞击冷却剂、熔融金属液柱撞击冷却剂和冷却剂液滴撞击熔融金属进行研究。对于熔融金属液滴撞击冷却剂[1-6]和熔融金属液柱撞击冷却剂[7-14]，主要是针对熔融金属碎化机理的研究。相比于熔融金属撞击冷却剂而言，冷却剂液滴撞击金属的试验台搭建相对更加的容易，且更易于观测蒸汽膜失稳过程，MIYAZAKI 等[15]进行了不同工况下的水滴撞击熔融锡、水滴撞击熔融木材金属（Bi-Sn-Pb-Cd 合金）和水滴撞击熔融焊料（Sn-Pb 合金）实验。SHOJI 等[16]对比了乙醇液滴撞击硅油液池实验与水滴撞击熔融锡的实验现象。Furuya 等[17]研究了加入聚合物、表面活性剂或中性盐的水滴撞击熔融铅铋合金的现象。后又对水滴撞击不同熔融金属（铅铋合金、铟、铅、锌、锡、铋）进行研究比对[18]。张政铭等[19-21]对不锈钢薄壁容器中的水滴撞击熔融锡的实验现象进行了研究。林栋等[22,23]通过实验观测，对比研究了水滴撞击熔融铅和熔融锡的动力学特性。王晨曦等[24,25]对水滴撞击熔融铝表面动力学过程及物理化学机理研究。

通过对以往研究的回顾发现，目前关于液滴与熔融金属相互作用的实验研究存在实验变量单一、实验数据不够全面和系统等问题，对于触发蒸汽爆炸现象的临界条件仍未有定论。因此，本文将针对液滴撞击熔融锡开展实验研究，探究不同韦伯数（分别改

基金项目：国家自然科学基金资助项目（批准号：52106076）

变液滴直径和撞击速度）和熔融金属温度时相互作用过程方式的分布规律，揭示蒸汽爆炸的触发机理，获得不同熔融金属温度下蒸汽爆炸的临界韦伯数。此外，分析液滴直径、下落速度和熔融金属温度对蒸汽爆炸剧烈程度的影响作用。

1 实验装置及方法

实验的系统示意图如图 1 所示。液滴采用去离子水液滴，熔融金属采用熔融锡（锡的熔点为 231.89℃）。实验中所采用的高速摄像仪为 Phantom V641，拍摄速率设为 2000 帧/s。

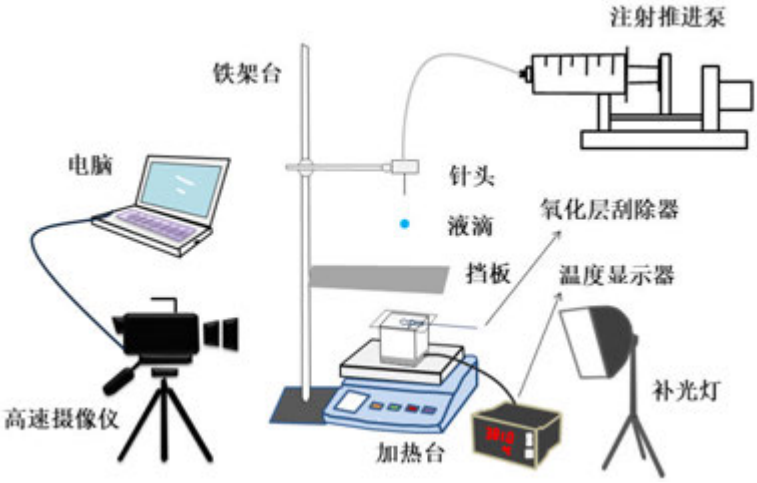


图 1 实验系统示意图

水滴的平均直径按照如下公式计算：[26,27]

$$D_{\mathrm{d}} = \left(D_x^{\,2} D_y\right)^{1/3} \tag{1}$$

其中，D_x 为液滴碰撞前水平方向的长度，D_y 为液滴碰撞前竖直方向的长度。

实验中采用的液滴直径范围是 2.02-4.80mm，像素分析的不确定度为 2 个像素，对应误差为 0.01mm，液滴下落高度（液滴和熔融锡表面之间的距离）范围是 15-80cm，对应下落速度范围是 1.71-3.96m/s，熔融锡温度的范围是 232-520℃。

实验中，通过改变针头的型号来改变液滴的直径，通过控制夹子在铁架台上的位置来控制液滴的下落速度，将金属锡放置于石英槽内置于加热台上，通过加热台加热使金属锡达到指定温度，通过 K 型热电偶连接温度显示器对熔融锡的温度进行实时监测，通过注射推进泵将液滴从针头推出，调试完成以后，将熔融锡的表面氧化层刮除，而后将挡板移开，控制液滴滴入熔融锡后，再将挡板移回防止多余液滴落入熔锡干扰实验和杜绝安全隐患，液滴与熔融锡的相互作用过程通过高速摄像仪记录并储存在电脑当中，拍摄过程采用 200W 的补光灯对熔锡表面进行补光。

2 结果与分析

2.1 典型现象

在本文实验工况范围内，出现了四种典型实验现象：球形液滴、飞溅、蒸汽爆炸、和气泡现象，其中气泡现象不会单独发生，而是依附于飞溅现象或蒸汽爆炸现象发生。球形液滴一般出现在液滴与熔融金属间较弱的相互作用过程中，因此并未观察到气泡现象依附。

2.1.1 球形液滴现象

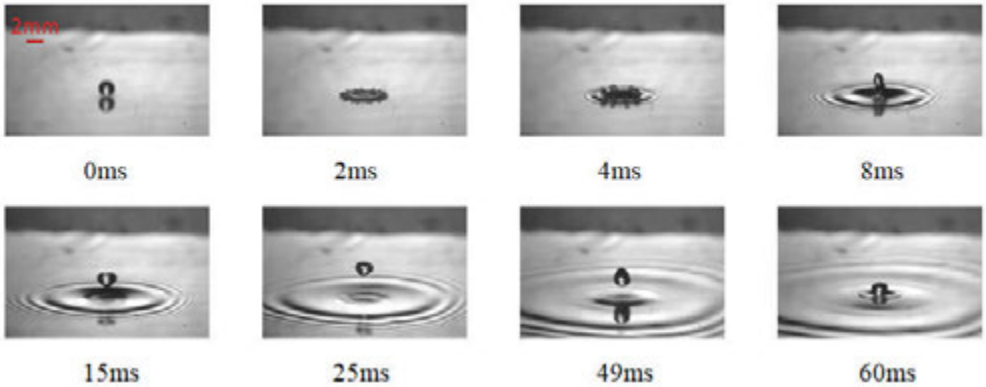


图 2 球形液滴现象过程图（熔融金属温度 T_m 为 513℃，液滴直径 D_d 为 2.02mm，液滴下落速度 V_d 为 1.71m/s）

图 2 所示为球形液滴现象，产生于水滴与熔融金属之间相对较弱的相互作用过程。在 0ms 时刻液滴与熔融金属接触，并形成一层稳定的蒸汽膜介于液滴与熔融金属之间，液滴由于下落惯性，在熔融金属表面进行铺展，如图 2ms 时刻，直至 4ms，熔融金属表面在液滴冲击力下形成弹坑，液滴也在自身表面张力以及液面弹坑的束缚下达到最大分散距离，此后在液滴表面张力以及弹坑反作用力下开始向中心重新汇聚形成完成的液滴，并向上弹起再落回熔融金属表面，此后以球形液滴的形态逐渐蒸发。整个过程中无小液滴从主体液滴中分离。

2.1.2 飞溅现象

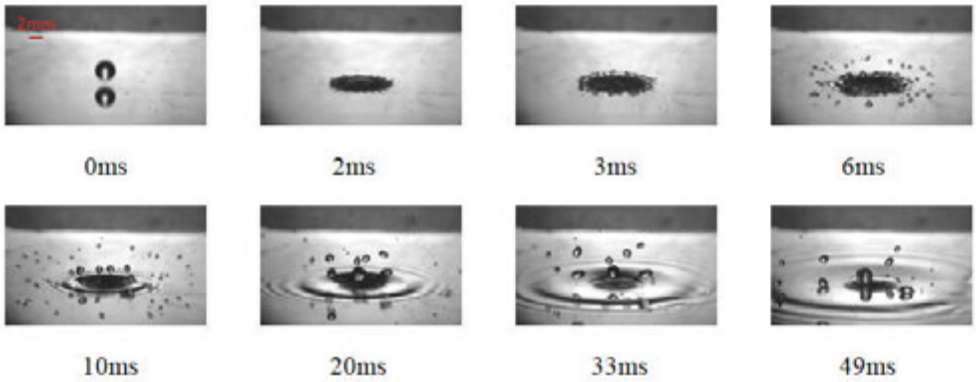


图 3 低温区飞溅现象过程图（熔融金属温度 T_m 为 288℃，液滴直径 D_d 为 3.17mm，液滴下落速度 V_d 为 1.98m/s）

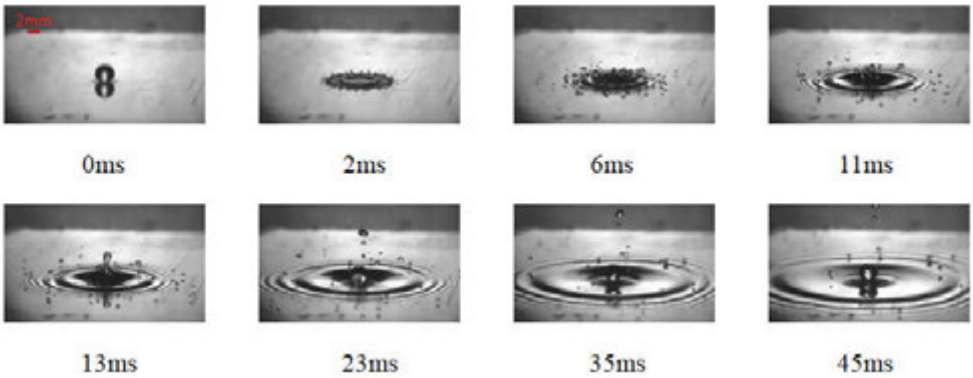


图 4 高温区飞溅现象过程图（熔融金属温度 T_m 为 483℃，液滴直径 D_d 为 3.17mm，液滴下落速度 V_d 为 1.98m/s）

图 3 所示为一个低温区飞溅现象（熔融金属温度 T_m 为 288℃）；图 4 所示为一个高温区飞溅现象（熔融金属温度 T_m 为 483℃）。飞溅现象是水滴与熔融金属产生的非剧烈相互作用现象。图 3 中，在 0ms 时刻液滴与熔融金属接触，并形成一层稳定的蒸汽膜介于液滴与熔融金属之间，液滴由于下落惯性，在熔融金属表面进行铺展，如图 3 中 2ms 时刻（图 4 中 2ms 时刻），直至 3ms（图 4 中 6ms 时刻），液滴克服自身表面张力，破碎为众多子液滴，子液滴在惯性主导下，向四面八方飞溅，同时由于主液滴的向下冲击力，使得熔融金属表面形成一个小凹坑，在凹坑内的残留小液滴会受凹坑表面的作用力而向凹坑中心汇聚，形成一个较大的中心液滴，在此之后，凹坑逐渐恢复平整，飞散的众多小液滴会静止在熔融金属表面直至蒸发为止。

随着液滴的尺寸和下落速度增大、熔融金属温度升高，飞溅现象中熔融金属形成凹坑使得诸多小液滴向中心汇聚形成较大液滴的现象越显著，原因是液滴尺寸和下落速度越大，动能越大，产生的冲击力就会更大，弹坑就会更大，对液滴作用力更大，对于熔融金属，随着温度的升高，表面张力和密度都会下降，相同的能量在熔融金属上就会留下更大的凹坑，故有相似的现象趋势。

某些飞溅现象与球形液滴现象比较相似，区分的依据是看是否有子液滴从主体液滴中分离。

2.1.3 蒸汽爆炸现象

图 5 所示为一个蒸汽爆炸现象，是水滴与熔融金属产生的剧烈相互作用现象。0ms 时刻液滴与熔融金属接触，产生一层蒸汽膜，但由于剧烈的传热作用和水滴冲击力对蒸汽膜的扰动作用，使得蒸汽膜产生破裂，导致部分液态水与熔融金属在蒸汽膜下直接接触，在蒸汽膜与熔融金属形成的狭小密闭空间内快速传热气化，进而产生剧烈飞溅现象，其飞溅物包括未被蒸发的水滴以及熔融金属，如图 1ms 时刻，此后熔融金属在能量波下进一步产生王冠状飞溅，如图 5ms 时刻。在 11ms 时刻，王冠发展到最大高速，此后开始下落，下落过程中王冠的底部还会进行外扩，直至王冠完全沉入液池之后，会产生中心射流，如图 47ms 时刻，射流发展到最大后，逐渐回缩沉入液池，之后液池逐渐恢复平静。

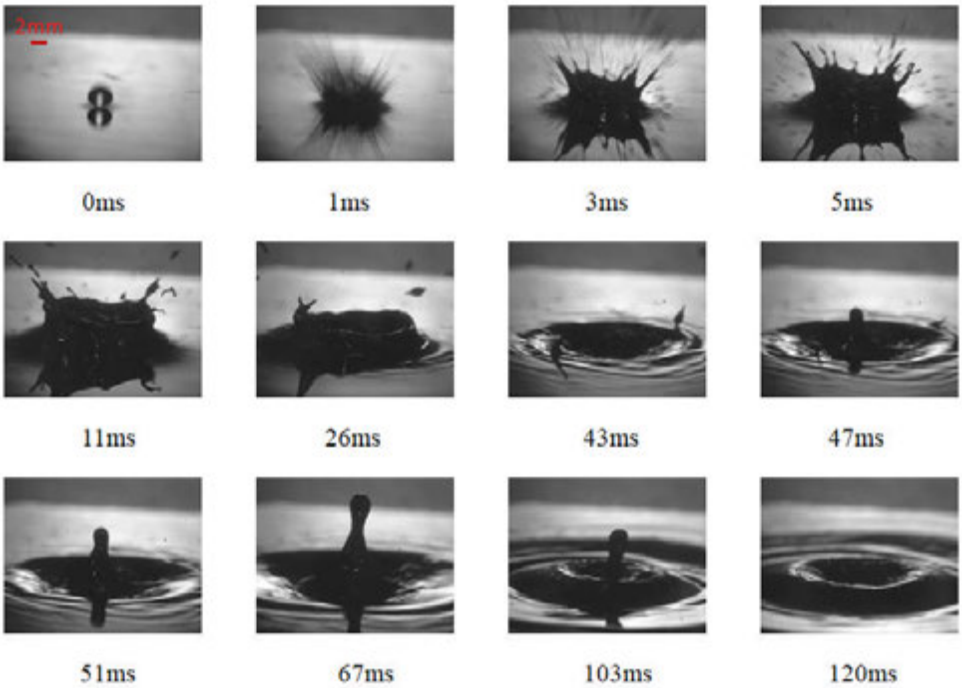


图 5 蒸汽爆炸现象过程图（熔融金属温度 T_m 为 349℃，液滴直径 D_d 为 3.17mm，液滴下落速度 V_d 为 2.42m/s）

2.1.4 气泡现象

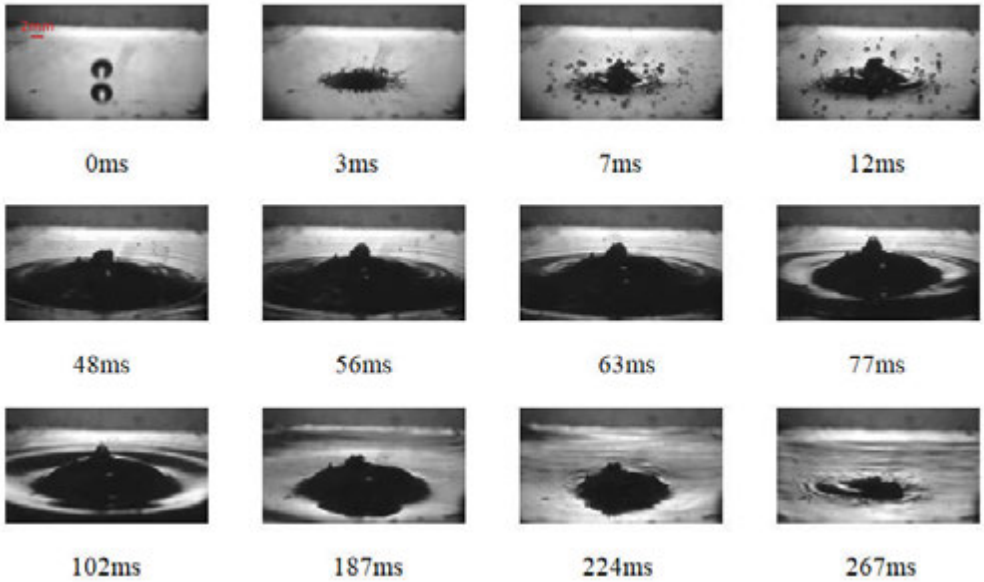


图 6 依附于飞溅现象的气泡现象过程图（熔融金属温度 T_m 为 329℃，液滴直径 D_d 为 3.67mm，液滴下落速度 V_d 为 2.42m/s）

图 7 依附于蒸汽爆炸现象的气泡现象过程图（熔融金属温度 T_m 为 287℃，液滴直径 D_d 为 4.80mm，液滴下落速度 V_d 为 3.13m/s）

图 6 和图 7 分别为依附于蒸汽爆炸现象和飞溅现象的气泡现象，是水滴与熔融金属产生的随机相互作用现象。二种气泡现象形成的机理类似，分析其形成的原因可能是极少部分液滴在扰动及冲击力作用下深入熔融金属内部并被熔融金属完全包围，水在融熔金属内部不断地吸热膨胀，但又不足以破坏熔融金属的表面张力而逃逸，因此形成气泡，当气泡发展到一定程度时，会在气泡表面某处产生裂口（肉眼通常难以发现），气泡内的水蒸气会慢慢的从裂口泄露，从而导致气泡慢慢的变小直至消失。对于依附于蒸汽爆炸的气泡现象，气泡一般发生在蒸汽爆炸的后段时间，因为在前段时间中发生剧烈飞溅和王冠现象，剧烈飞溅对液滴产生非常大的扰动，而王冠现象则会使得冠内液面迅速下降，二者均不利于气泡的生成。气泡存在的时间通常较长，远大于蒸汽爆炸的作用时间。

2.2 相互作用模式图谱

图 8（a）至（f）中，分别反映了在 6 个不同液滴直径下，随着 We 数（改变液滴下落速度）和熔融金属温度的改变，液滴与熔融金属的相互作用模式，图中 T_i 表示熔融金属和水滴的直接接触温度，其计算式为[15]：

$$T_t = \frac{\sqrt{\rho_m c_m \lambda_m} T_m + \sqrt{\rho_d c_d \lambda_d} T_d}{\sqrt{\rho_m c_m \lambda_m} + \sqrt{\rho_d c_d \lambda_d}} \tag{2}$$

其中，ρ、c、λ 分别代表密度、比热容和导热系数。下标 m 和 d 分别代表熔融金属和液滴。

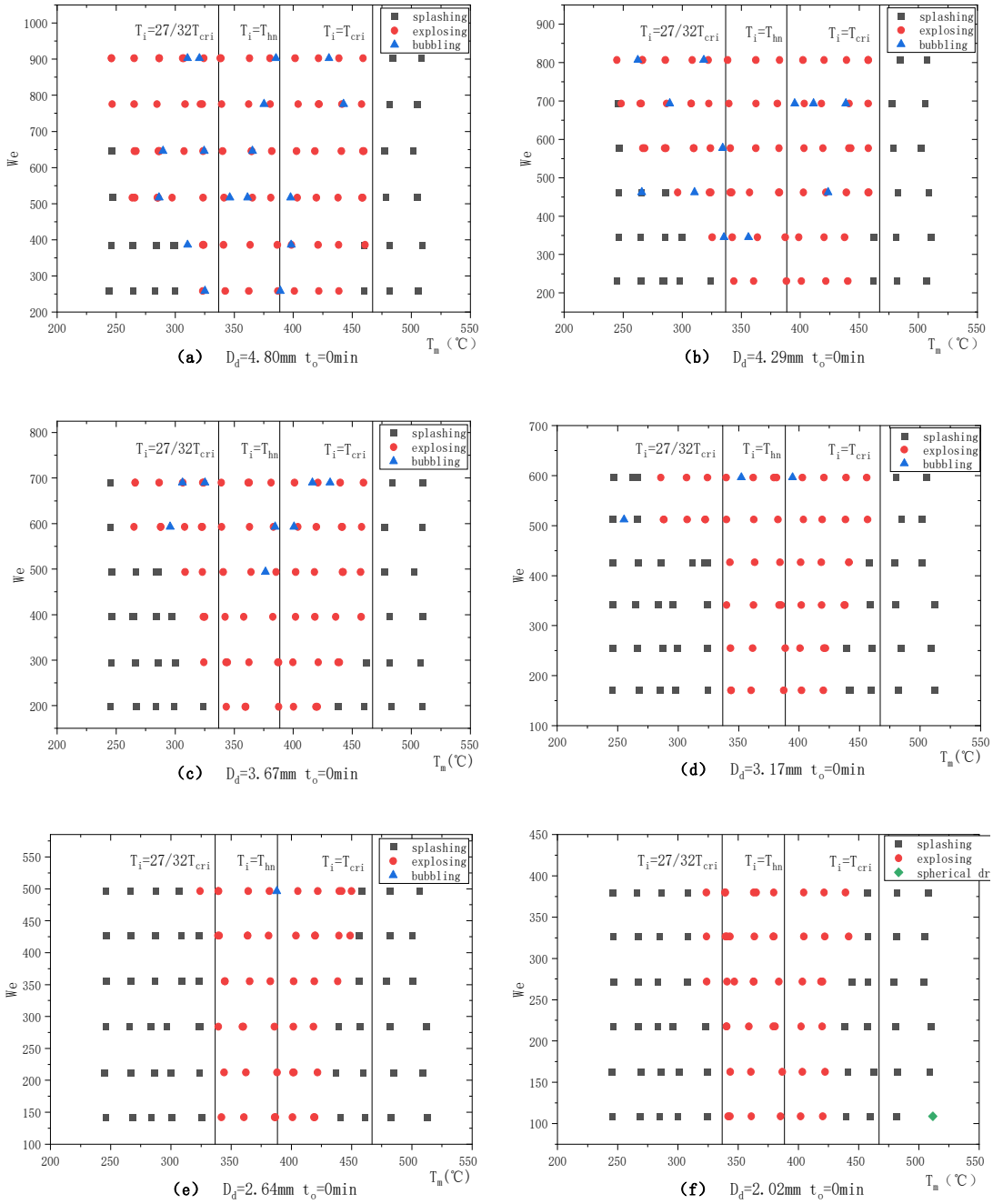


图 8 液滴与熔融锡相互作用模式图谱

当水滴与热表面接触时，若二者接触面温度超过水的自发成核温度时，则可能导致蒸汽膜破裂，冷却水与热液体直接接触迅速传热而发生蒸汽爆炸。若水和受热液体面接触，二者接触状态为完全润湿，此时水的自发成核温度与水的均相成核温度相同，均相成核温度 T_{hn} 可以表示为[28]：

$$T_{hn} = T_{sat} + \left[0.905 - \left(\frac{T_{sat}}{T_{cri}}\right) + 0.095\left(\frac{T_{sat}}{T_{cri}}\right)^{8}\right] \cdot T_{cri} \tag{3}$$

其中，T_{sat} 和 T_{cri} 分别为水的饱和温度和临界温度。

从图 8 可以看出，球形液滴现象只会在 We 很小时出现，且高温区相比于低温区更加容易发生球形液滴现象。气泡现象是一个比较随机的实验现象，将依附于液滴破碎现象或蒸汽爆炸现象发生，其触发需要一定的条件，理论上在发生液滴破碎现象或蒸汽爆炸现象时，都有触发气泡现象的可能性。随着熔融金属温度的提高，实验工况会从飞溅现象到蒸汽爆炸现象再到飞溅现象，存在一个蒸汽爆炸区，原因是在熔融金属温度比较小时，液滴与熔融金属之间形成一层较薄蒸汽膜，在扰动的情况下气膜破裂，但由于熔融金属温度较低，熔融金属与液滴直接接触不会产生非常剧烈的换热以至于产生蒸汽爆炸；随着熔融金属温度的提高，液滴与熔融金属之间的蒸汽膜在扰动下破裂之后，液滴与熔融金属直接接触会产生剧烈的换热，所以引发蒸汽爆炸现象；随着熔融金属的温度进一步提高，液滴与熔融金属接触时会产生一层较厚的蒸汽膜，蒸汽膜不会在扰动的作用下产生破裂，因此液滴与熔融金属不会因直接接触而产生剧烈换热，因此不会产生蒸汽爆炸。蒸汽爆炸区域的上临界在接触温度 T_i 为水的临界温度 T_{cri} 附近，蒸汽爆炸区域的下临界温度要低于接触温度为水的均相成核温度 T_{hn} 点，We 较小时，下临界温度在 27/32 的临界温度(27/32T_{cri})附近，但随着 We 的增大临界温度会小于 27/32 的临界温度(27/32T_{cri})，并不断地接近熔融金属熔点。

2.3 蒸汽爆炸临界条件

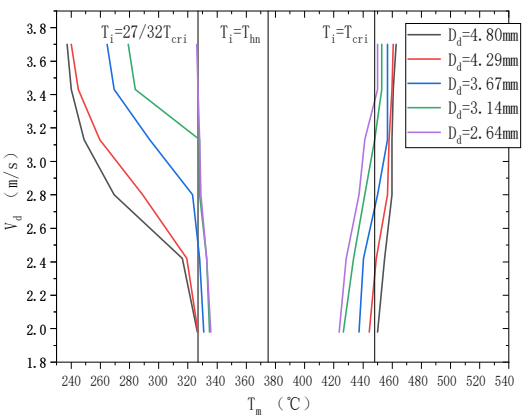


图 9 蒸汽爆炸现象边界分布对比图（同速度）

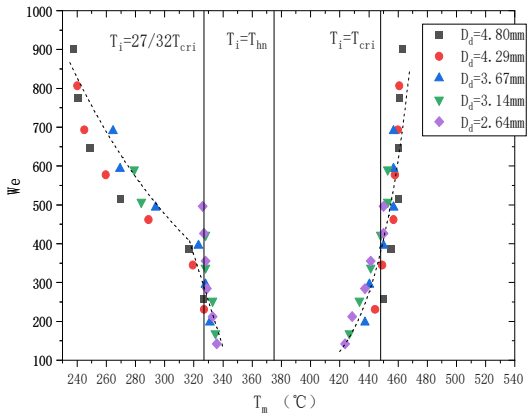


图 10 蒸汽爆炸现象边界分布对比图(同韦伯数)

图 9 将五个不同直径液滴在不同下落速度下所触发的蒸汽爆炸区域边界绘制在一起以进行直观的对比，可以看出不同直径的液滴在相同下落速度时触发蒸汽爆炸的熔融金属温度下界存在较大差异，而蒸汽爆炸上界差异较小且有着相似的变化趋势。随着液滴下落速度的逐渐增大，蒸汽爆炸区的下界存在一个突变点，当下落速度较小，接触温度 T_i 在 27/32 倍的临界温度（27/32T_{cri}）的附近时，蒸汽爆炸区上界在此处缓慢扩大，当达到转折点之后，蒸

汽爆炸区上界会随着液滴下落速度的增大而迅速增大至某一值后，再次缓慢的增加，液滴的直径越大，此转折点就会在液滴下落速度越小时出现，最终接近稳定的蒸汽爆炸上界温度也会小，即蒸汽爆炸区域更宽。而随着液滴下落速度的逐渐增大，蒸汽爆炸区的下界始终在接触温度 T_i 为临界温度 T_{cri} 附近程一个缓慢增大的趋势，最终趋于某一临界值，此临界值会随着液滴直径的增大而增大，即蒸汽爆炸区上界越大，就越容易发生蒸汽爆炸现象。

图 10 将不同直径液滴在不同 We（改变液滴下落速度）下的蒸汽爆炸边界点绘制在一起，对其所构成的点区域进行函数拟合，得到常温（20℃）液滴撞击熔融锡触发蒸汽爆炸的临界 We 经验关联式，蒸汽爆炸区域下界为：

$$\mathrm{We} = 7527.2 * \exp(-0.0092 * T_m), \qquad 231.89℃ < T_m < 316℃ \tag{4}$$

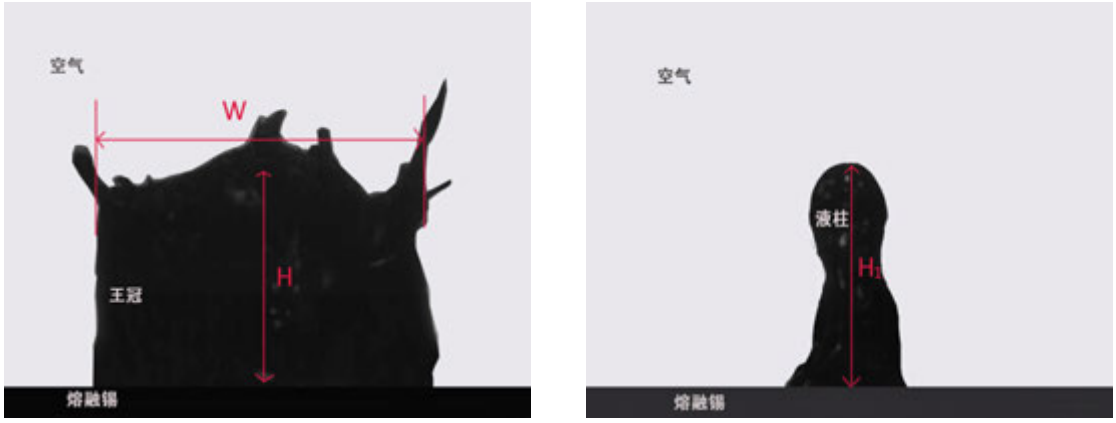
$$\mathrm{We} = -11.894 * T_m + 4177.3, \qquad 316℃ < T_m < 340℃ \tag{5}$$

蒸汽爆炸区域上界为：

$$\mathrm{We} = 5 * 10^{-6} * \exp(-0.045 * T_m), \qquad 420℃ < T_m < 470℃ \tag{6}$$

2.4 蒸汽爆炸强度的影响因素分析

为确定合理的特征参数来作为蒸汽爆炸剧烈程度的度量，对蒸汽爆炸中王冠的最大宽度 W 和最大高度 H，以及中心射流（液柱）的最大高度 H_1 进行测量，如图 11 所示。



（a）蒸汽爆炸中王冠尺寸　　（b）蒸汽爆炸中心射流尺寸

图 11 蒸汽爆炸现象测量示意图

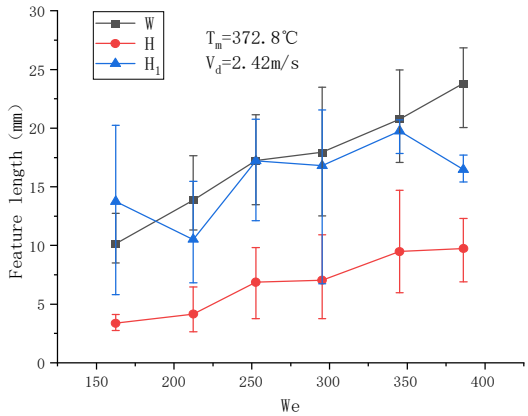
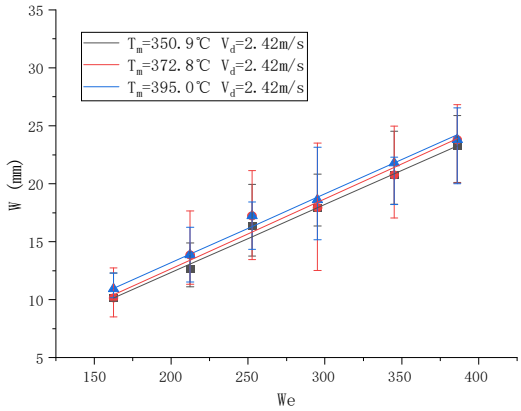
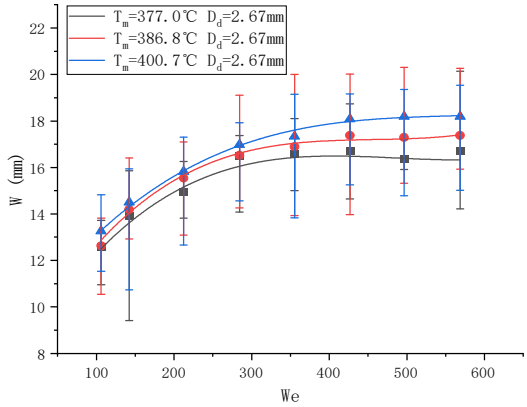


图 12 蒸汽爆炸中各特征长度变化规律图

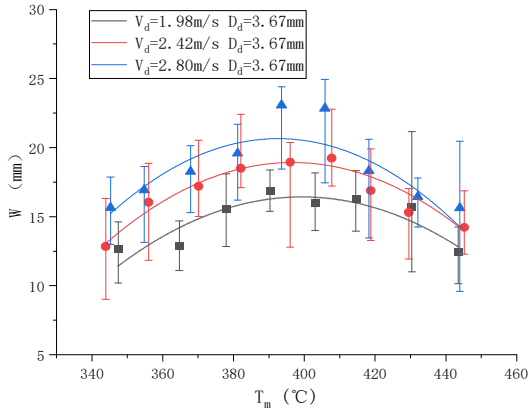
如图 12 所示，随着 We 的增大，王冠的最大宽度 W 和最大高度 H 均呈增大趋势，而中心射流的最大高度 H1 呈现无规律的变化。因此，可选用王冠的最大宽度 W 和最大高度 H 来反应蒸汽爆炸的剧烈程度。



(a) We 数（改变液滴直径）的影响



(b) We 数（改变液滴下落速度）的影响



(c)熔融金属温度的影响

图 13 不同 We 数和熔融金属温度对蒸汽爆炸强度的影响

图 13 给出了不同 We 数和熔融金属温度对蒸汽爆炸强度的影响。图 13（a）显示的是通过改变液滴的直径来改变 We 所发生蒸汽爆炸的最大王冠宽度变化。随着 We 的增大，即液滴直径的增大，最大王冠宽度程线性逐渐增大，即蒸汽爆炸会越剧烈，原因是液滴直径越大，液滴与熔融金属相互作用的接触面积增大，液滴的总动能也会变大，液滴冲击力变大，这些均会增大蒸汽膜被破坏的概率以及触发蒸汽爆炸的水量，从而使得水与熔融金属直接接触而剧烈换热，引发蒸汽爆炸。三组不同的熔融金属温度工况之间相互比对，可表明在此温度范围（$350.9℃ < T_m < 395.0℃$）内，随着熔融金属温度增加，液滴撞击熔融金属发生蒸汽爆炸的剧烈程度也会逐渐增加。

图 13（b）给出的是通过改变液滴的下落速度来改变 We 所发生蒸汽爆炸的最大王冠宽度变化。随着 We 的增大，即液滴下落速度的增大，最大王冠宽度呈现先增大后趋于稳定的趋势，即蒸汽爆炸的剧烈程度会先增大再趋于稳定，原因是随着液滴下落速度增大，在动能较小时，动能变化（即下落速度变化）的影响对蒸汽爆炸起主导作用，蒸汽爆炸的剧烈程度会随着液滴下落速度的变化而明显增大，而当液滴动能增大到一定值时，动能变化对蒸汽爆炸现象的影响减弱，此时水滴大小对蒸汽爆炸现象起主导作用，而水滴大小处于一个稳定的状态，所以此时蒸汽爆炸的剧烈程度趋于稳定。三组不同的熔融金属温度工况之间相互比对，可表明在此温度范围（$377.0℃ < T_m < 400.7℃$）内，随着熔融金属温度增加，液滴撞击熔融金属发生蒸汽爆炸的剧烈程度也会逐渐增加。

图 13（c）显示的是随熔融金属温度改变，所发生蒸汽爆炸最大王冠宽度的变化。随着熔融金属温度的升高，最大王冠宽度程先增大后减小的趋势，表明蒸汽爆炸的剧烈程度先增大后减弱。原因是在熔融金属温度较低时，熔融金属与液滴间形成的蒸汽膜较薄，蒸汽膜被破坏后，水与熔融金属直接接触的换热剧烈程度随着熔融金属温度的升高而逐渐变大，故蒸汽爆炸变剧烈；当熔融金属温度较高时，会形成较厚的蒸汽膜，相同的扰动能够造成的蒸汽膜破坏缺口减小，导致与熔融金属直接接触的水量减少，即触发蒸汽爆炸的水量减少，所以蒸汽爆炸剧烈程度变缓，最剧烈的蒸汽爆炸约在熔融金属为 410℃左右时发生。三组不同的液滴下落速度工况之间相互比对，可表明在此液滴下落速度范围（$1.98m/s < V_d < 2.80m/s$）内，随着液滴下落速度的增加，液滴撞击熔融金属发生蒸汽爆炸的剧烈程度也会逐渐增加。

4 结　论

1、液滴与熔融锡相互作用模式涉及球形液滴、飞溅、蒸汽爆炸和气泡四种典型现象，其中气泡现象不会单独发生，将依附于飞溅现象或蒸汽爆炸现象发生。

2、随着熔融金属温度的提高，实验工况会从飞溅现象到蒸汽爆炸现象再到飞溅现象，存在一个蒸汽爆炸区。熔融金属与液滴的接触温度处于 $27/32\ T_{cri} < T_i < T_{cri}$ 的范围时，不需要很大的液滴 We 亦可触发蒸汽爆炸，这是蒸汽爆炸发生的高危区。根据实验数据，拟合得到了常温（20℃）液滴撞击熔融锡触发蒸汽爆炸的临界韦伯数的经验关联式。

3、可以使用王冠的最大宽度 W 和最大高度 H 来反应蒸汽爆炸的剧烈程度。液滴直

径越大，蒸汽爆炸会越剧烈；随着液滴下落速度升高，蒸汽爆炸剧烈程度先增大再趋于稳定；随着熔融金属温度的升高，蒸汽爆炸的剧烈程度先增大后减弱。

参考文献

[1] Duda P M, Nelson L S. Steam explosion experiments with single drops of CO2 laser-melted iron oxide[C], 1981.

[2] Nelson L S. Steam explosions of single drops of pure and alloyed molten aluminum[J]. Nuclear Engineering and Design, 1995, 155(1): 413-425.

[3] Kim B, Corradini M L. Modeling of small-scale single droplet fuel/coolant interactions[J], 1988, 98:1.

[4] Corradini M L, Kim B J, Oh M D. Vapor explosions in light water reactors: A review of theory and modeling[J]. Progress in Nuclear Energy, 1988, 22(1): 1-117.

[5] Kouraytem N, Li E Q, Thoroddsen S T. Formation of microbeads during vapor explosions of Field's metal in water[J]. Phys Rev E, 2016, 93(6): 063108.

[6] Wang C, Wang C, Chen B, et al. Fragmentation regimes during the thermal interaction between molten tin droplet and cooling water[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 166: 120782.

[7] Magallon D, Huhtiniemi I, Annunziato A, et al. Status of the FARO/KROTOS melt-coolant interactions tests[C], 1996.

[8] Annunziato A, Yerkess A, Addabbo C. FARO and KROTOS code simulation and analysis at JRC Ispra[J]. Nuclear Engineering and Design, 1999, 189(1): 359-378.

[9] Magallon D, Huhtiniemi I, Hohmann H. Lessons learnt from FARO/TERMOS corium melt quenching experiments[J]. Nuclear Engineering and Design, 1999, 189(1): 223-238.

[10] Huhtiniemi I, Magallon D. Insight into steam explosions with corium melts in KROTOS[J]. Nuclear Engineering and Design, 2001, 204(1): 391-400.

[11] Bernardin J D, Stebbins C J, Mudawar I. Mapping of impact and heat transfer regimes of water drops impinging on a polished surface[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1997, 40(2): 247-267.

[12] Henry R E, Epstein M, Fauske H K. The Magnitude of Combined Physical and Chemical Explosions: A Mechanism for a Steam-Metal Chemical Explosion with Highly Reactive Metals[J]. Nuclear Science and Engineering, 2015, 180(3): 312-334.

[13] Lu Q, Chen D, Li C. Visual investigation on the breakup of high superheated molten metal during FCI process[J]. Applied Thermal Engineering, 2016, 98: 962-975.

[14] Li Y, Wang Z, Lin M, et al. Experimental Studies on Breakup and Fragmentation Behavior of Molten Tin and Coolant Interaction[J]. Science and Technology of Nuclear Installations, 2017, 2017: 4576328.

[15] Miyazaki K, Morimoto K, Yamamoto O, et al. Thermal Interaction of Water Droplet with Molten

Tin[J]. Journal of Nuclear Science and Technology, 1984, 21(12): 907-918.
[16] Shoji M, Takagi N. Thermal Interaction when a Cold Volatile Liquid Droplet Impinges on a Hot Liquid Surface[J]. Bulletin of JSME, 1986, 29(250): 1183-1187.
[17] Furuya M, Kinoshita I. Effects of polymer, surfactant, and salt additives to a coolant on the mitigation and the severity of vapor explosions[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2002, 26(2): 213-219.
[18] Furuya M, Arai T. Effect of surface property of molten metal pools on triggering of vapor explosions in water droplet impingement[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2008, 51(17): 4439-4446.
[19] 张政铭. 水与高温熔融金属相互作用过程中接触特性研究[D]. 上海交通大学, 2014.
[20] Zhou Y, Lin M, Zhong M, et al. Molten metal and water direct contact interaction research - I. Photographic experiment study[J]. Annals of Nuclear Energy, 2014, 70: 248-255.
[21] Lin M, Zhou Y, Zhong M, et al. Molten metal and water direct contact interaction research - II. Numerical analysis[J]. Annals of Nuclear Energy, 2014, 70: 256-265.
[22] 林栋. 水滴撞击低熔点熔融金属动力学特性研究[D]. 合肥工业大学, 2019.
[23] Lin D, Wang C, Chen B, et al. Effect of the oxidation surface on dynamic behavior of water droplet impacting on the molten tin[J]. European Journal of Mechanics - B/Fluids, 2019, 77: 25-31.
[24] Wang C, Wang C, Chen B, et al. Comparative study of water droplet interactions with molten lead and tin[J]. European Journal of Mechanics - B/Fluids, 2020, 80: 157-166.
[25] 王晨曦. 水滴撞击熔融铝表面动力学过程及物理化学机理研究[D]. 合肥工业大学, 2021.
[26] Xu M, Zhang J, Chen R, et al. Single droplet with or without additives impacting on high-temperature burning liquid pool[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 139: 77-86.
[27] Wang T, Liang G, Li L, et al. Droplet Wetting Propagation on a Hybrid-Wettability Surface[J]. Langmuir, 2021, 37(39): 11646-11656.
[28] Liang G, Mudawar I. Review of drop impact on heated walls[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 106: 103-126.
[29] Spiegler P, Hopenfeld J, Silberberg M, et al. Onset of stable film boiling and the foam limit[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1963, 6(11): 987-989.

中国工程热物理学会 学科类别：传热传质学
学术会议论文 编号：233610

二醋酸纤维素基复合固-固相变材料的制备及光热性能

王玺朝[1]，周传辉[1]，何国杜[1]，吴子华[1,2]，谢华清[1,2]，王元元[1,2]，俞晓晓[1,2]，董岚[1,2,*]

（1.上海第二工业大学能源与材料学院；2.上海市先进热功能材料工程研究中心，上海 201209）

(*Tel: 021-50216301 Email:donglan@sspu.edu.cn)

摘要：本研究采用溶液共混法，选用二醋酸纤维素(CDA)和聚乙二醇(PEG)为原材料制备二醋酸纤维素/聚乙二醇复合相变材料(PCMs)，分别对聚乙二醇(PEG)及四种二醋酸纤维素(CDA)与聚乙二醇(PEG)不同比例的复合相变材料进行了 DSC 测试及光热性能测试，研究了不同 PEG 含量对复合相变材料的相变储能性能和光热性能的影响规律。实验结果表明：随着 PEG 在复合相变材料中含量逐渐增大，PCMs 的相变焓值也逐渐增大，当 PEG 含量增大到 80%，CDA 含量为 20%时相变焓值达到最高，此时光热转换效率达到最高(58.7%)。

关键词：二醋酸纤维素；聚乙二醇；热能储存；相变材料；光热转换；

基金项目：国家自然科学基金 12004242 & 52176081，上海市青年科技启明星计划 21QA1403300，上海市地方院校能力建设 23010500600 & 22010500700 & 22010500500，上海市自然科学基金 21ZR1424500，上海市教委曙光计划 22SG56，上海市启明星培育(扬帆专项)23YF1413500

0 前言

近年来，随着科技发展，人们对能源的需求日益增加，导致煤、石油和天然气等不可再生资源日益枯竭。面对能源危机和生态恶化，能源转型即发展可再生能源和开发利用新能源是十分迫切的[1]。但是太阳能、风能、潮汐能、水能等能源受限于时间、成本、环境和地理等的因素无法短时间内满足人们需要。由于能源的可再生性、易操作性和经济性，热能储存和利用正受到广泛关注。因此近年来的全球环境问题使整个世界都在寻找更清洁、可持续和环保的能源。这些需求促使研究人员和科学家从各种来源开发环保的绿色材料，如非石油类物质、植物中可生物降解的纤维素纤维和可回收的纤维素类废料[2]。热能储存(TES)技术越来越多地被用于解决能源短缺等问题，这些技术可以在某些时间和某些地点限制能源可用性和需求上的问题[3]。因此，研制和使用先进的 TES 系统对能源的可持续和高效利用具有重要意义，从而有助于解决环境和能源问题。在所有的研究工作中，制备可持续和先进的相变材料(PCM)是关键。相变材料(PCM)是热能存储系统中最有前途的材料之一，可存储和管理可再生能源[4]。相变材料的突出优点是它们具有大的潜热存储容量，并且能够在相同体积下存储比显热存储多得多的能量。固-固相变材料可以通过物理方法(吸附、共混、浸泡)和化学方法(接枝、交联、共聚)制备。因此，有机稳定的共混复合相变材料具有良好的热性能和热效率。

纤维素是一种天然多糖，由重复β(1→4)连接的 D-葡萄糖单元的线性链组成，是绿色植物的三种主要成分(纤维素、木质素和半纤维素)之一。纤维素是地球上最丰富的天然聚合物，具有可再生性、生物降解性、可回收性和易于功能化的优点，使其成为新兴能源应用的多功能候选者。纤维素可以从各种来源收获，例如竹子。作为造纸过程中最理想的非木材原料之一，竹子由于其富含纤维素、生长和再生速度快、易于繁殖、具有良好的生物多样性，以及许多国家的大面积种植[5]。纤维素是一种环境友好型的生物质材料，其分子内存在大量的羟基，可采用化学接枝、物理共混和微胶囊法等方法与聚乙二醇等材料进行复合得到复合固-固相变材料[6]。在相关实验中，Chen 等[7]通过静电纺丝制备了聚乙二醇-醋酸纤维素热调节超细纤维，聚乙二醇质量分数为 50%，熔合焓值达到 86 J/g。Gök 等[8]将 PEG 首次使用异佛尔酮二异氰酸酯形成的氨基甲酸酯键接枝到纤维素 PEG-GC 上，结果表明在 PEG-GC 样品具有 28.0-164.1 J/g 在对应的相变有相当大的热储存密度。 Sun 等[9]将 PEG 和醋酸纤维素(CA)各种比例混合，导致形成可生物降解的形式稳定的 PCM，结果表明在转变过程中实现了 96.5wt% PEG 的高负载能力而没有任何泄漏，并且发现该材料具有良好的热稳定性，PEG-CA 混合物的结晶度随着 PEG 浓度的增加而增加。

已经研究了许多用于热能储存的材料，包括无机物质(例如，盐、氢氧化物和水合物)和有机物质(例如石蜡、聚乙二醇（PEG）和脂肪酸)[10] 。在各种相变材料中，聚乙二醇(PEG)作为相变材料的一种，由于其具有高的相变焓而被广泛研究。然而，泄漏和低热导率问题限制了其实际应用。因此，适当包装老化 PEG 的高成本限制了其在工业领域热能存储中的预期广泛应用。用高密度聚乙烯化学交联 PEG 或包封 PEG 以形成形状稳定的颗粒可能会延缓相变材料在熔融状态下的流动性[11]。为了改善 PEG 的泄漏，氧化石墨烯、生物材料、矿物、尼龙、酰胺和石墨烯气凝胶已用于与 PEG 复合。二醋酸纤维素是

白色、无臭、无味、无毒的粒状、粉状或纤维状固体。其熔融体流动性较好，易成型加工、制成的模制品具有坚韧、透明、光泽好等优点。二醋酸纤维素能溶于浓盐酸和丙酮，而三醋酸纤维素则不溶，仅溶于二氯甲烷和氯仿，但二醋酸纤维素却不溶于二氯甲烷和氯仿。二醋酸纤维素上的羟基有利于纤维素与 PEG 的聚合，以改善 PEG 发生固-液相变时产生的液体泄漏[12]。使用支撑材料可以帮助解决液体泄露的问题。通过将相变材料封装在多孔支撑材料中，可以使相变材料的形状保持稳定，然后复合相变材料可以在相变过程中依然保持固态。

1 实验部分

1.1 原料与试剂

二醋酸纤维素(CDA)(RG Adamas)、聚乙二醇-6000(PEG-6000)(AR 国药集团化学试剂有限公司)、丙酮(AR 国药集团化学试剂有限公司)。

电子天平(T0006-13-302 江苏省科技器材有限公司)、磁力搅拌器(DF-101S 济南 OLABO 仪器有限公司)、真空干燥箱(DZF-6052 上海精宏实验设备有限公司)、超声波细胞粉碎机(KBS-900 昆山市超声仪器有限公司)、傅里叶红外光谱仪(FT-IR)(Brugg Tensor27 德国布鲁克公司)、扫描电子显微镜(SEM)(S4800 日本日立公司)、X 射线衍射仪(XRD)(Brugge D8-Advance 德国布鲁克公司)、差示扫描量热仪(DSC)(Diamond dynamic 珀金埃尔莫有限公司)、氙灯(CEL-PF300-T8 北京中教金源科技有限公司)、数据采集器(Agilent-34970A 安捷伦公司)。

1.2 PCMs 的制备

如图 1 所示为工艺制备流程图，CDA/PEG 复合相变材料采用溶液共混法制备。首先，将 CDA 放入烘箱中在 40℃下干燥 4h，PEG 用硅胶干燥 8h。将干燥好的 CDA 粉末与丙酮以 1：9 的质量比配成溶液，CDA 粉末在加入到丙酮中时用磁力搅拌器在常温下搅拌使其搅拌均匀。将干燥好的 PEG 粉末与丙酮以 1：9 的质量比配成溶液，将其配好的溶液用细胞粉碎机搅拌使其搅拌均匀。最后将两者配好的溶液倒入到一个烧杯中，用磁力搅拌器在常温下搅拌 12h 使其搅拌均匀后，将其倒入培养皿中，然后放入真空干燥箱中在真空条件下干燥 24h，保证丙酮能完全挥发，干燥好后即得样品。CDA 与 PEG 的质量比例为 1：1、1：2、1：3、1：4 分别记作样品 S1、S2、S3、S4。

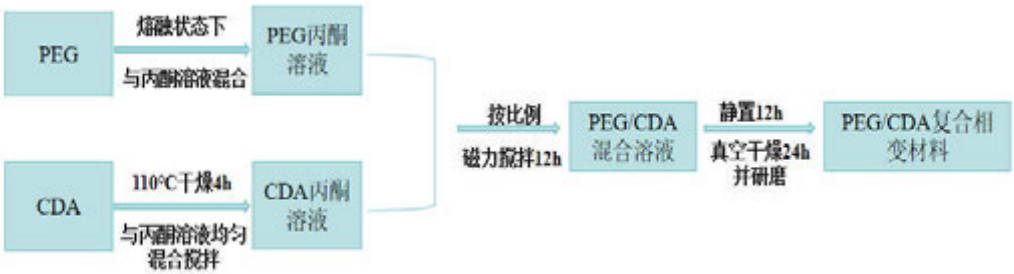


图 1 工艺制备流程图

Fig. 1 Flow chart of process preparation

1.3 性能测试

1.3.1 红外光谱(FT-IR)测试

将样品粉末与 KBr 按 1:100 比例混合研磨压片后，使用(Nicolet IS 10)傅里叶变换红外光谱仪(德国 Bruker 公司)测试了 500-4000cm^{-1} 波长范围内的红外光谱，研究了样品的化学结构。

1.3.2 扫描电子显微镜(SEM)测试

使用扫描电子显微镜(SEM，Hitachi S-4800)对二醋酸纤维素、聚乙二醇和复合相变材料的微观形貌进行测试研究，并对复合相变材料进行喷金处理。

1.3.3 XRD 测试

使用 Bruker D8-Advance 型 X 射线衍射仪在 10-80°的 2theta 范围内绘制了 XRD 图谱，研究了 CDA、PEG 和不同样品的晶体结构。

1.3.4 DSC 测试

使用差示扫描量热仪(pyris 1 DSC，Perkin-Elmer)分析不同复合相变材料的相变特性。取样 4-5mg，从 20℃加热至 90℃后降至常温，氮气氛围保护，加热速率为 10℃/min。

1.3.5 光-热转换测试

如图 2 所示为光热测试装置图，其光-热转换性能通过光-热转换测试装置进行测试，具体过程为：称取质量约 0.1g 左右的样品，将其压成边长为 1.2cm×1.2cm 的正方形状并嵌入边长为 3cm 的正方形绝热泡绵中，然后将其置于太阳光模拟器下(以氙灯为模拟光源)并调整校准其光强为 250mw/cm^2 时进行测试，通过数据采集器记录不同样品的温度随光照时间的变化情况。

光热转换计算公式：$\Phi=\frac{m*\Delta H}{P*S*\Delta t}$

其中 m 代表样品的质量，ΔH代表样品的相变焓，P 代表光强，S 代表样品的照射面积，Δt代表相变时间。

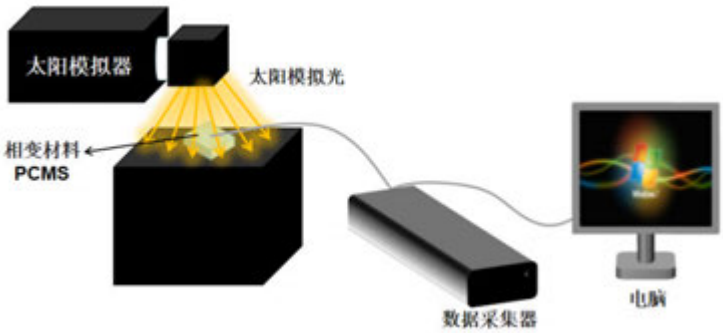


图 2 光热测试装置图

Fig. 2 Photothermal test setup diagram

2 结果与分析

2.1 CDA/PEG 的结构分析

2.1.1 化学结构和(FT-IR)分析

图 3 为 CDA 与 PEG 两者相互混合时的化学结构合成图，可以看出 CDA 与 PEG 之

间通过物理作用将两者用氢键连接起来，并无其他新的共价键形成。图 4 为 CDA、PEG、CDA/PEG 的红外吸收曲线。从图 4 和表 1 中可以看出，CDA 的吸收曲线中 3450cm^{-1} 处的吸收峰为-OH 拉伸振动，在 1380cm^{-1} 和 2930cm^{-1} 处为-CH_2 摇摆振动和-CH_2 对称拉伸振动，在 1090cm^{-1} 处为-C-O-C-拉伸振动，在 1741cm^{-1} 处为-C=O 拉伸振动。PEG 分子只有在链两侧各一个端羟基，羟基的吸收峰很弱，约在 3440cm^{-1} 处；在 1240cm^{-1}、1355cm^{-1}、1466cm^{-1}、2890cm^{-1} 处主要为-CH_2 的拉伸振动吸收峰。PEG 分子中的端羟基可以与 CDA 分子中的羟基之间形成氢键作用。相比于纯 PEG，PCMs 中的羟基吸收峰因为有氢键的形成，导致其向较高的波数移动，约在 3454cm^{-1} 处；PCMs 的羟基吸收峰强度略微增大，但低于 CDA。除羟基吸收峰外，其余 PCMs 的特征峰强度均大于 CDA，并且在 750-1500cm^{-1} 范围内 PCMs 的红外吸收曲线与纯 PEG 十分相似，CDA 与 PEG 之间的相互作用并没有产生新的特征峰。综上所述，CDA 与 PEG 分子之间存在着明显的氢键作用，且无新的物质产生。

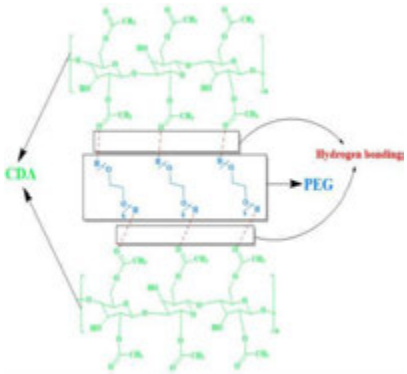


图 3 CDA-PEG 共混物的化学结构合成图

Fig. 3 Synthesized chemical structure of CDA-PEG blends

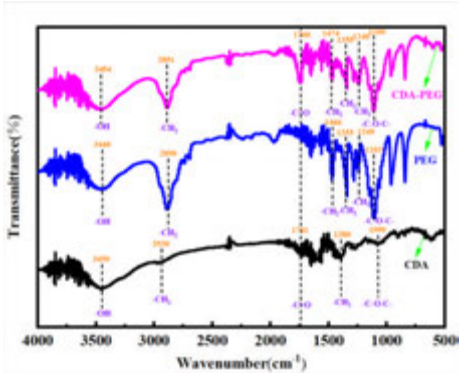


图 4 CDA、PEG、CDA/PEG 的 FTIR 图谱

Fig. 4 FTIR profiles of CDA, PEG, CDA/PEG

表 1 红外光谱图表

Table 1 Chart of infrared spectra

波数	官能团	峰的类型
3440-3450cm^{-1}	-OH	拉伸振动[9]
1240-1474cm^{-1}	-CH_2	摇摆、剪切、拉伸振动[9]
1740cm^{-1}	-C=O	拉伸振动[9]
1090-1103cm^{-1}	-C-O-C-	拉伸振动[9]
2890-2930cm^{-1}	-CH_2	拉伸振动[9]

2.1.2 形态及微观结构分析

从图 5(a)中可以看出，二醋酸纤维素(CDA)呈现出均匀的网孔状结构，对相变材料 PEG 可以起到骨架的支撑作用，保持其相变材料的形态不易发生变化。二醋酸纤维素的网孔结构可以容纳大量的 PEG，并且在氢键和毛细管力的作用下将液态的 PEG 吸附进去，防止其 PEG 相变材料发生固-液相变时产生液体泄露。从图 5(b)可以看出聚乙二醇

呈现出晶体块状的结构，表现出良好的结晶形态。从图 5(c)中可以看出基体有孔洞状的结构为二醋酸纤维素(CDA)，CDA 基体上的晶体颗粒为聚乙二醇(PEG)，聚乙二醇(PEG)分子通过氢键键合被牢牢固定在二醋酸纤维素(CDA)的分子链上，说明二者成功复合在一起。

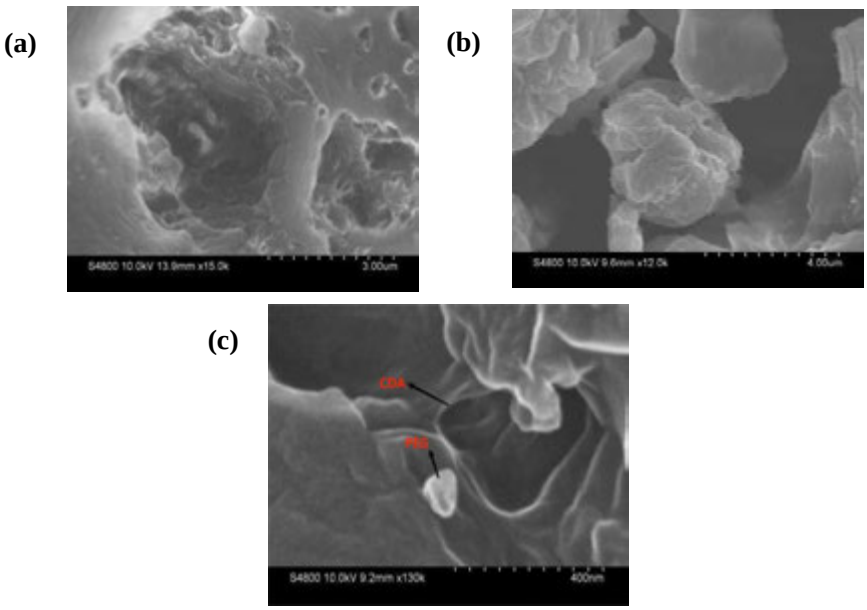


图 5 SEM 图；(a) 二醋酸纤维素；(b) 聚乙二醇;(c) 二醋酸纤维素/聚乙二醇复合材料

Fig. 5 SEM diagram; (a) cellulose diacetate; (b) polyethylene glycol; (c) cellulose diacetate/polyethylene glycol composites

2.1.3 XRD 分析

图 6(a)是加入不同含量的 PEG 复合材料的 XRD 图谱，主要是为了研究 PEG 的含量对该体系结晶的影响。从图中可以看出 CDA 在 2theta=17.88° 和 20.91° 处有两个很弱的衍射峰。纯 PEG 在 2theta=19.16° 和 23.50° 处有两个明显的特征衍射峰。PCMs 的 XRD 图谱是 CDA 与 PEG 的衍射图谱叠加的结果。本实验 PCMs 都显示出了两个强烈的特征衍射峰，但随着 PEG 在 PCMs 中的质量分数增加，PCMs 逐渐表现出与纯 PEG 相似的衍射图谱，这表明复合 PCMs 没有破坏 PEG 原始的晶体类型。复合 PCMs 的两个强烈的特征衍射峰都要弱于纯 PEG，这说明 CDA 基体的加入会降低 PEG 的结晶度。这可能是因为 CDA 相当于 PEG 在结晶过程中的杂质，且两者相互混合之间会形成氢键，使 PEG 分子的运动受到限制，从而降低了 PEG 的结晶度。

2.2 CDA/PEG 相变材料的形状稳定性和泄露性

复合相变材料的防泄露和形状稳定性是评估实际应用性能的关键参数。为了比较不同 PEG 含量的复合相变材料的实际应用性能，取相同的质量的纯 PEG 与所有复合 PCMs 的样品都热压成相同尺寸的正方体。从图 6(b)可以看出在没有加热之前纯 PEG 和所有复合 PCMs 的样品都保持良好的正方体形状，在 80℃下加热 5min 时可以看出纯 PEG 已经开始熔化几乎全部都变成液体，而复合 PCMs 的样品并没有产生任何液体泄露。继续加热到 15min 和 30min 时，可以看出所有复合 PCMs 的样品都没有产生泄露，说明在 PEG

在发生相变时 CDA 可以起到良好的支撑和束缚作用，CDA 可承担 PEG 最大负载量为 80%，从宏观相变结果来看 PEG 与 CDA 复合之后其相变行为发生了根本变化，由复合之前的固-液相变行为转化为固-固相变行为。

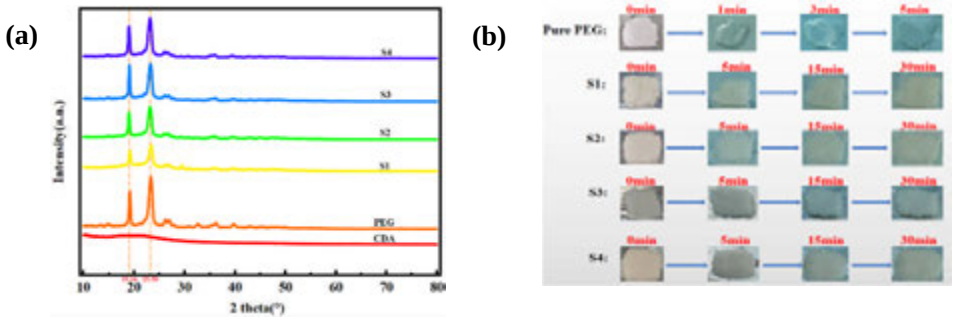


图 6 (a) CDA、PEG、CDA/PEG 的 XRD 图谱；(b) PEG 和所有样品在 80℃下加热不同时间的对比图

Fig. 6 (a) XRD patterns of CDA, PEG, CDA/PEG；(b) Comparison of PEG and all samples heated at 80°C for different times

2.3 不同 PEG 含量对 CDA/PEG 相变性能的影响

如图 7(a)、(b)所示，所有样品的 DSC 曲线相似，只有一个熔融峰和结晶峰，这表明储热介质仅为 PEG。PEG 的熔融峰主要集中在 57-64℃处，结晶峰主要集中在 37-43℃处，此时 PEG 的熔融中心温度和结晶中心温度分别为 60.85℃和 39.82℃，从表 2 可知此时纯 PEG 的熔融焓为 127.9J/g，结晶焓为 126.32J/g。当 PEG 与 CDA 复合后，样品的熔融焓和结晶焓相比于纯 PEG 均有下降，样品 S1 的熔融焓为 60.03J/g，结晶焓为 52.98J/g，说明复合之后的相变材料中在发生相变时产生的热量相比于纯 PEG 略有下降，可能对于 PEG 与纤维素形成的共混体系，PEG 与纤维素间形成较强的分子间氢键，影响和束缚了熔融态下 PEG 分子的自由运动，导致部分 PEG 在熔融态下无法脱离 CDA 表面，所以共混物整体表现出固态相变行为。但随着复合相变材料中 PEG 的含量增大，复合相变材料的熔融焓和结晶焓也逐渐提高，说明随着 PEG 的含量在增大，熔融态下的 PEG 分子的自由运动能力在提高，可释放的热量也会随之增大。当 PEG 含量达到 80%左右，复合相变材料的整体在熔融状态下依然没有发生泄露并维持良好的形态稳定性，但 PEG 的含量如果继续增大，复合相变材料在熔融状态下会发生泄露，在实际应用当中意义价值不大。从表 2 中可以看出当 PEG 的含量增大到 75%和 80%时，其复合相变材料的相变焓值已经很接近纯 PEG，此时 CDA 的含量分别在 25%和 20%，相比于纯 PEG 来说虽然加入 CDA 后导致相变焓降低，但综合来看在发生相变时 CDA 的加入通过氢键和毛细管力可以起到对 PEG 支撑和束缚的作用，使 PEG 失去宏观流动性，不会像 PEG 那样在相变时完全发生固-液两相的转化，尽可能保持 CDA 的含量在最低的程度下起到保护和束缚作用的同时还不使相变焓大幅度降低。综合来看本文样品 S4 的 CDA 含量最佳做到 20%，此时 PEG 含量为 80%，此时整体效果达到了最好。

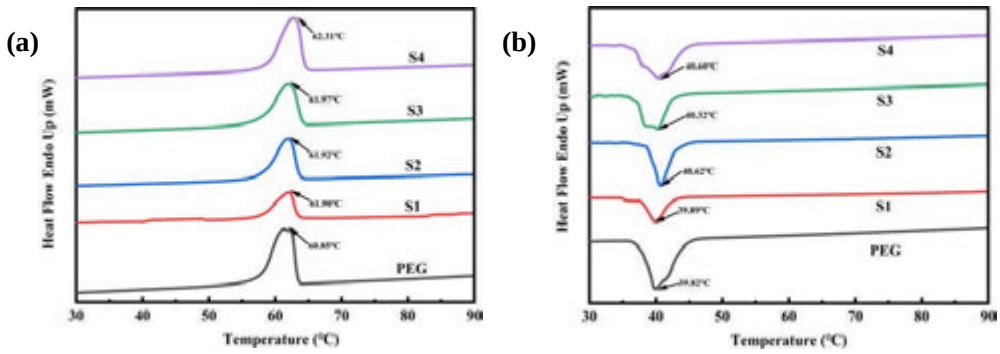


图 7 (a) PEG 和所有样品熔化的 DSC 曲线；(b) PEG 和所有样品结晶的 DSC 曲线

Fig.7 (a) DSC curves for melting of PEG and all samples; (b) DSC curves for crystallization of PEG and all samples

表 2 PEG 和所有样品的相变储能性能数据

Table 2 Phase change energy storage performance data for PEG and all samples

样品	CDA 含量 (wt%)	PEG 含量 (wt%)	熔融中心温度(℃)	结晶中心温度(℃)	熔融焓 (J/g)	冷却焓 (J/g)
PEG	0	100	60.85	39.82	127.9	126.32
S1	50	50	61.90	39.89	60.03	52.98
S2	33	67	61.92	40.62	97.10	77.43
S3	25	75	61.97	40.32	123.33	108.91
S4	20	80	62.31	40.60	124.23	116.64

2.4 不同 PEG 含量对 CDA/PEG 光热转换性能的影响

PEG 和不同 PEG 含量对 CDA/PEG 复合材料光热转换性能如图 8(a)所示。从图中可以看出，从 t=0 时刻起光源为打开状态，CDA/PEG 复合相变材料经光源照射下吸收了热量，其温度逐渐上升，当温度达到其复合材料的熔点时，光热转换曲线上的曲线斜率产生了变化，曲线的斜率发生了略微倾斜，此时说明该相变材料发生了相变过程并且热量的储存是在比较小的温度波动下进行的。当 t=900s 时光源关闭，CDA/PEG 复合相变材料的温度逐渐开始下降，直到温度下降到结晶温度为止，并且当温度下降到一定程度时，CDA/PEG 复合相变材料会发生相变，此时温度曲线会出现拐点，曲线开始弯曲，温度会略微上升，说明 CDA/PEG 复合相变材料此时发生了液-固转变，样品正在释放之前已储存的能量。并且随着样品中 PEG 含量的逐渐增大，在相同光照时间里 CDA/PEG 复合相变材料在发生相变时光热转换曲线斜率会比纯 PEG 的曲线斜率要大，说明 CDA/PEG 复合相变材料的升温速率要比纯 PEG 高，CDA/PEG 复合之后的相变材料在光照后储存的热量要比纯 PEG 多。随着 PEG 的含量增加，由于 PEG 的含量逐渐的增大，其复合后相变焓值也逐渐增大，在光照相变同时间内发生相变的时间也逐渐缩短，由光热效率转换公式可知在其他条件相同的情况下影响光热转换效率的因素主要是相变焓值的大小和发生相变的时间，因此复合相变材料的整体光热转换效率要比纯 PEG 的要高，从图 8(b)中可以看出当 PEG 含量为 80%时(S4)，此时光热转换效率达到最高 58.7%。与 CDA/PEG

复合相变材料不同的是，纯 PEG 的光热转换曲线在达到相变温度时，曲线产生的温度梯度的变化不是很明显，说明纯 PEG 不具备良好的吸光结构，后续还需要添加良好的吸光材料加以改进。

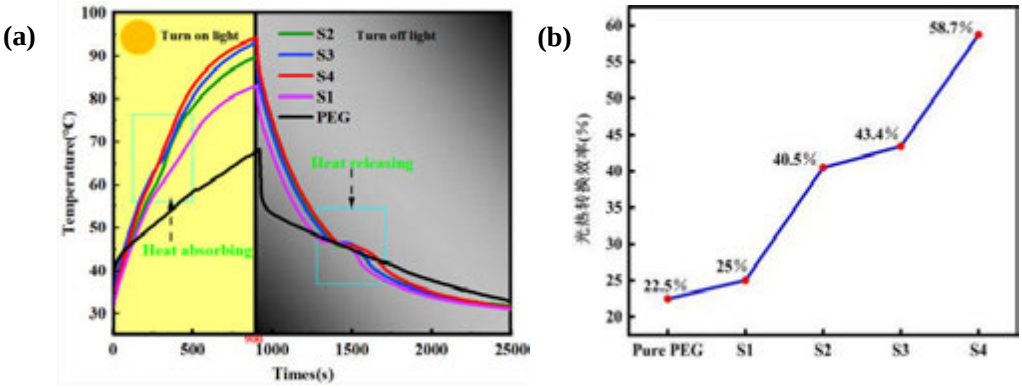


图 8 (a) PEG 和不同 PEG 含量对 CDA/PEG 光热转换性能的影响；(b) PEG 和不同 PEG 含量对 CDA/PEG 光热转换效率的影响

Fig. 8 (a) Effect of PEG and different PEG contents on CDA/PEG photothermal conversion performance; (b) Effect of PEG and different PEG contents on CDA/PEG photothermal conversion efficiency

3 结　论

通过溶液共混法制备二醋酸纤维素/聚乙二醇复合固-固相变材料(PCMs)，并对其性能进行研究。FT-IR 结果表明：二醋酸纤维素具有丰富的网孔状结构，且分子内部含有大量的羟基官能团，其可以与 PEG 通过毛细管力和氢键的作用将两者进行复合，且复合过程中无新物质产生。XRD 结果表明,二醋酸纤维素的基体加入到 PEG 中不会影响 PEG 的结晶状态，但会降低其结晶度。DSC 结果表明复合相变材料的熔融焓和冷却焓随着 PEG 的含量增大而随之增大，但都低于纯 PEG。光热转换测试结果表明在同等光强条件下照射相同时间，当 PEG 的含量达到 80%(S4)的复合 PCMs 光热转换效果最佳，升温速率最快，效率最高可达 58.7%。

参考文献

[1] 贾凌云，刘文丽，樊荣,等. 制备纳米纤维素基复合相变材料的研究进展[J]. 中国造纸, 2022, 41(10): 104-109.
JIA Lingyun, LIU Wenli, FAN Rong, et al. Research progress in the preparation of nanocellulose-based composite phase change materials[J]. China Paper, 2022, 41(10): 104-9.

[2] Zhao J, Wu X, Yuan X, et al. Nanocellulose and Cellulose Making with Bio-Enzymes from Different Particle Sizes of Neosinocalamus Affinis [J]. Coatings, 2022, 12(11): 1734.

[3] Zhang N, Song Y, Du Y, et al. A novel solid–solid phase change material: pentaglycerine/expanded graphite composite PCMs [J]. Advanced Engineering Materials, 2018, 20(10): 1800237.

[4] Fan X, Guan Y, Li Y, et al. Shape-stabilized cellulose nanocrystal-based phase-change materials for energy storage [J]. ACS Applied Nano Materials, 2020, 3(2): 1741-1748.

[5] Seta F T, An X, Liu L, et al. Preparation and characterization of high yield cellulose nanocrystals (CNC) derived from ball mill pretreatment and maleic acid hydrolysis [J]. Carbohydrate polymers, 2020, 234: 115942.

[6] 刘洁，刘志明. 聚乙二醇/纤维素相变材料的制备及性能表征[J]. 生物质化学工程, 2018, 52(04): 1-6.
LIU Jie, LIU Zhiming. Preparation and performance characterization of polyethylene glycol/cellulose phase change materials[J]. Biomass Chemical Engineering, 2018, 52(04): 1-6.

[7] Chen C, Wang L, Huang Y. Crosslinking of the electrospun polyethylene glycol/cellulose acetate composite fibers as shape-stabilized phase change materials [J]. Materials Letters, 2009, 63(5): 569-571.

[8] Gök Ö, Alkan C. Poly(ethylene glycol)s grafted celluloses as solid–solid phase change materials for different thermal energy storage application temperatures and through isophorone linkage [J]. Journal of Thermal Analysis and Calorimetry, 2021, 146(4): 1511-1523.

[9] Sundararajan S, Samui A B, Kulkarni P S. Shape-stabilized poly (ethylene glycol)(PEG)-cellulose acetate blend preparation with superior PEG loading via microwave-assisted blending [J]. Solar Energy, 2017, 144: 32-39.

[10] Du X, Zhou M, Deng S, et al. Poly (ethylene glycol)-grafted nanofibrillated cellulose/graphene hybrid aerogels supported phase change composites with superior energy storage capacity and solar-thermal conversion efficiency [J]. Cellulose, 2020, 27: 4679-4690.

[11] Guo Y, Tong Z, Chen M, et al. Solution miscibility and phase-change behavior of a polyethylene glycol–diacetate cellulose composite [J]. Journal of applied polymer science, 2003, 88(3): 652-658.

[12] Yin Q, Xu F, Sun L, et al. MWCNTs/hydroxypropyl cellulose/polyethylene glycol-based shape-stabilized phase change materials [J]. Journal of Thermal Analysis and Calorimetry, 2022, 147(12): 6583-6592.

中国工程热物理学会 学科类别：传热传质学
学术会议论文 编号：233612

超薄硅基 VC 的实验研究[1]

周东方，陈岩，李加乾，辛公明*
山东大学能源与动力工程学院，济南 250061
Tel: 0531-88399919, E-mail: xingm@sdu.edu.cn

摘要：电子器件小型化和集成化的趋势导致了芯片高热流密度过高和高温的局部热点的出现。将蒸汽腔(VC)直接集成在半导体电子器件的表面，可以有效地解决芯片表面过热的问题。然而，在提高传热性能的同时，减小 VC 尺寸的挑战不容忽视。为此，本文设计并制作了一款功能尺寸为 7 mm×7 mm×0.6 mm 的硅基 VC。搭建了实验系统，探究了三种工质（2100A、无水乙醇、去离子水）对硅基 VC 传热性能的影响。实验结果发现，以无水乙醇为工质的硅基 VC 热阻最低为 2.74 ℃/W，相较于未充液的 VC 热阻降低了 61.4%，以去离子水为工质的硅基 VC 在高热负荷下表现出最优的均温性能。

关键词：超薄蒸汽腔；硅基 VC；相变传热

0 前言

随着电子器件的小型化和集成化的程度不断提升，其工作时产生的热流密度也随之增加[1-3]。与此同时，局部热点的出现会降低电子器件的性能甚至损坏电子元件，由此引发了重大的集成电路热管理挑战[4]。因此，热管理问题已经成为电子设备开发中的一个关键因素。[5]作为一种高效的相变传热元件，蒸汽腔（VC）因其出色的均温能力，可以有效降低局部热点过高温度，已被广泛应用于电子设备的热管理中[6]。硅基 VC 可以直接或者间接构建在芯片表面，使其直接与热点接触，相对于传统金属 VC 大大降低了热点到散热器件的热阻，并且极有利于芯片小型化和集成化的需求，具有可观的应用前景[7]。

Benson 等人[8, 9]首先对硅基 VC 进行了研究。他们在两块厚度为 0.65 mm、面积为 48 mm×48 mm 的硅片上刻蚀微柱阵列毛细芯，制造了一种硅基 VC，实验表明，在高功率密度下，此 VC 可以将硅衬底的散热能力提高 5 倍以上。Gillot 等人[10]采用三层堆叠工艺制造了一种可以在反重力方向运行的硅基 VC。研究结果发现，此 VC 的热流密度可以达到 110 W/cm^2。Cai[11]等也采用类似的三层堆叠工艺构造了一个 38 mm×38 mm×3 mm 的硅基 VC。实验结果表明，以乙醇为工质时，VC 具有良好的传热性能。有效热导率在 2500 W/(m·K)以上。此外，Cai 等人[12]使用两个 1 mm 厚的硅片制造了一种六边形硅基 VC，单个 VC 的边长为 1 cm，总面积为 2.6 cm^2。他们声称所提出的 VC 可以实现 350 W/cm^2 的最大热通量。Liu 等人[13]采用紫外激光烧蚀等方法构建了一个整体尺寸为 10 mm×10 mm，厚度为 1.5 mm 的硅基 VC，他们将 VC 的热性能与相同尺寸的固体硅板的模拟结果进行了比较，发现当热流大于 60 W/cm^2 时，VC 的热点温度均匀性得到了改善。He 等人[14]构建了一个面积为 4 cm×4 cm、厚度为 1.5 mm 的 VC，实验结果表明，与热通量为 15 W/cm^2，15℃ 过热的对照硅片相比，VC 具有优异的性能。Liang 等人[15]对硅基 VC 的毛细结构进行了新的尝试。他

[1] 基金项目：国家自然科学基金(批准号:U20A20300)。

们在硅板上沉积不同孔隙率的铜粉形成毛细芯，构建了整体尺寸为 30 mm×30 mm×0.72 mm 的 VC，实验结果表明，孔隙率为 0.767，毛细芯饱和比约为 50%时，空冷热阻为 2.5 ℃/W，热流密度为 7.6 W/cm^2。总的来说，目前的硅基 VC 的面积为 1 cm^2 至 5 cm^2，厚度为 0.72 mm 至 3 mm。

综上所述，为应对集成电路小型化的趋势，在解决局部热点问题的基础上，本文进一步减小硅基 VC 的尺寸，设计并制作了一款整体尺寸为 7 mm×7 mm×0.6 mm 的硅基 VC。采用边长和间距均为 10 μm 的正方形的微柱阵列作为 VC 的毛细芯，选用 3 种工质（Noah 2100A 氟化液、无水乙醇、去离子水），搭建实验系统研究工质对硅基 VC 传热性能的影响。

1 实验方法

图 1（a）给出了本工作所设计的硅基 VC 的结构。本文所设计的硅基 VC 的厚度为 0.6 mm，是由两块厚度均为 0.3 mm 的硅板键合而成。VC 的整体尺寸为 1.8 mm×1.0 mm，有效功能面积为 7.0 mm×7.0 mm。其中，上硅板为冷凝段，刻蚀 150 μm 深，并保留 24 根长为 300 μm 的正方形微柱作为支撑柱，支撑柱呈 5×5 的阵列组成（VC 中心处支撑柱舍掉）；下硅板为蒸发段，按照所设计的毛细芯图案刻蚀 50 μm 深，如图 1（b）所示。毛细芯由方形微柱阵列组成，微柱的边长 a=10 μm，微柱的间距 s=10 μm。

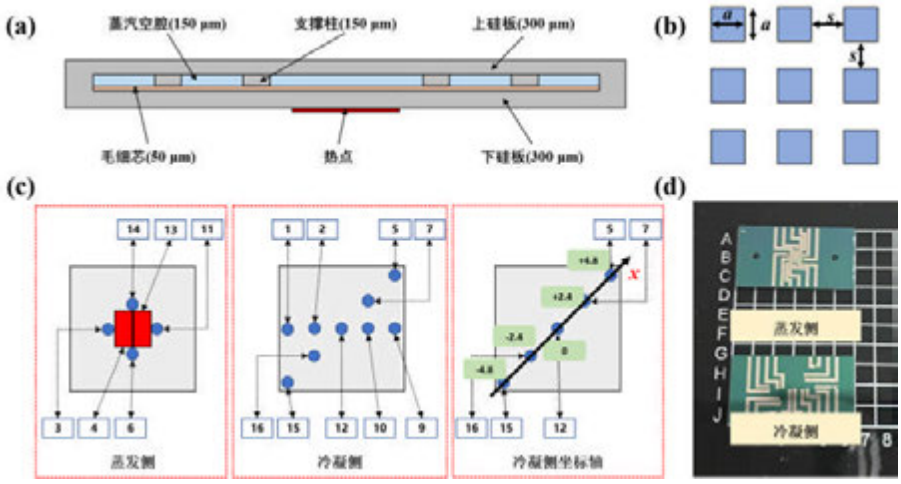


图 1 硅基 VC 的设计与结构（a）硅基 VC 的结构（b）微柱阵列的边长 a 与间距 s（c）蒸发器侧的热电阻布置和冷凝器侧的热电阻布置（d）所得到的 VC 以及其电阻的图案

另外，为了实现对硅基 VC 的加热和温度的测量，在硅基 VC 蒸发段和冷凝段的表面生长了一层 SiO_2 实现电钝化，随后按照设计的图案先后沉积了 Cr 和 Pt，从而得到了电阻加热器和电阻温度传感器，蒸发段和冷凝段的电阻的位置和编号如图 1（c）所示。其中，#4 和 #13 为电阻加热器，所占面积为 2 mm×2 mm，在加热器四周布置 4 个电阻温度传感器分别记为#3、#6、#11 和#14；在冷凝段沿 VC 对角线布置了 5 个电阻温度传感器，分别为#5、#7、#12、#15、#16。热电阻所沉积的图案如图 1（d）所示。为了方便后续实验的开展，将电阻的引脚布置在了 VC 边缘，并且在蒸发器侧留有两个充液孔，充液孔与蒸汽空腔相通。

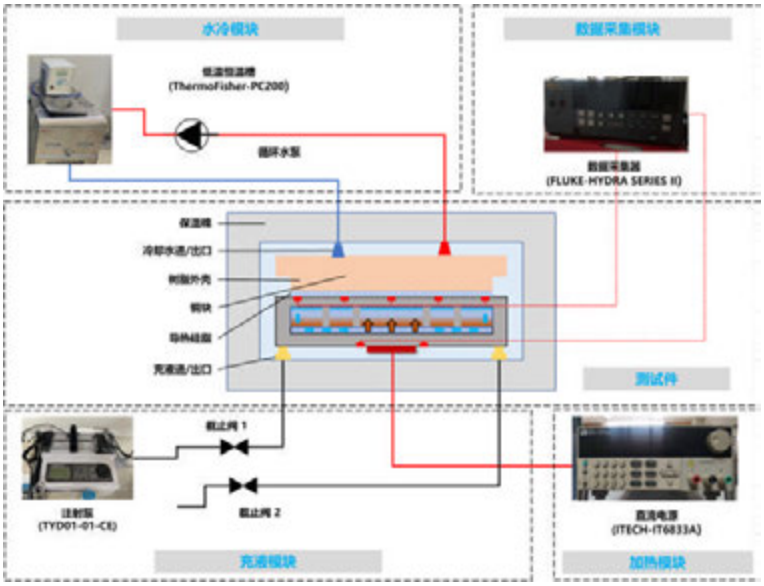
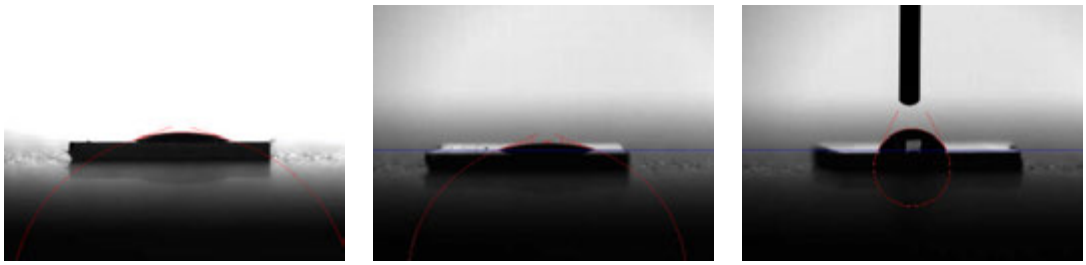


图 2 硅基 VC 传热特性实验系统

为了探究硅基 VC 的传热性能，搭建了如图 2 所示的实验系统。整个实验系统由测试件、加热单元（直流电源）、冷凝单元（低温恒温槽、水冷块）、数据采集单元（数据采集器）、充液单元等部分组成。在正式实验之前，需要对加工得到的 VC 进行预处理，包括硅晶圆的划片、PCB 的设计、VC 与 PCB 引线焊接和密封装置的设计等。设计了一款由 3D 打印的树脂材料的外壳用于保护 VC，外壳上设有冷却水的进出口以及充液进出口，冷凝水的温度设定为 10℃。另外，充液采用排液法，即先加热 VC 将内部的液体工质全部汽化并排出，随后用注射泵注入规定的充液量。经计算，本文所设计的硅基 VC 的容积约为 10.0 μL，采用的充液量为 5.0 μL。为了探究工质的不同对硅基 VC 传热性能的影响，选用 3 种工质，分别为 Noah 2100A 氟化液、无水乙醇和去离子水，3 种工质的沸点分别为 47℃、78℃和 100℃，工质其他主要热物理性质如表 1 所示。除此之外，本文测量了 3 种工质与所采用硅片的接触角，如图 4 所示。得到的 Noah 2100A 氟化液、无水乙醇和去离子水与硅片的接触角分别为 17°、18°和 60°。

表 1 三种工质的主要物理参数

工质	密度 ($\times 10^3$ kg/m^3)	沸点(℃)	表面张力 ($\times 10^{-3}$ N/m)	运动粘度 mm^2/s	比热 J/(g·K)	汽化潜热 kJ/kg
Noah 2100A	1.601	47	11.44	0.379	1.279	93.22
无水乙醇	0.7893	78	22.39	0.753	1.419	953.21
去离子水	0.998	100	72.67	1.0067	4.18	2257.2



（a）Noah2100A　　（b）无水乙醇　　（c）去离子水

图 3 三种工质与硅片的接触角

本文选用热阻来表征硅基 VC 的传热能力，热阻 R_{VC} 定义为蒸发面的平均温度和冷凝面的平均温度的差与输入功率的比值，如式（1）所示，其中 T_e 为蒸发面的平均温度，T_c 为冷凝面的平均温度，分别由式（2）和式（3）计算得到，Q 为输入功率。

$$R_{vc} = \frac{T_e - T_c}{Q} \tag{1}$$

$$T_e = \frac{T_3 + T_6 + T_{11} + T_{14}}{4} \tag{2}$$

$$T_c = \frac{T_5 + T_7 + T_{12}}{3} \tag{3}$$

本文中的温度测量是通过电阻温度传感器实现的。铂的电阻值与温度呈线性相关，如式（4），但是由于加工精度的原因，电阻的实际值可能与设计值不匹配，需要对 VC 上的每个温度传感器的电阻值进行校准。在这里以#1 为例，展示标定结果，如图 4 所示。在获得电阻随温度变化的数据后，使用绘图软件 Origin 进行线性拟合，以获得 Pt 电阻的电阻值与温度变化公式的截距和斜率，如式（5）所示。数据采集器测量电阻的误差为 0.1 Ω，所以 VC 上每个测量电阻的不确定度为 0.32℃。

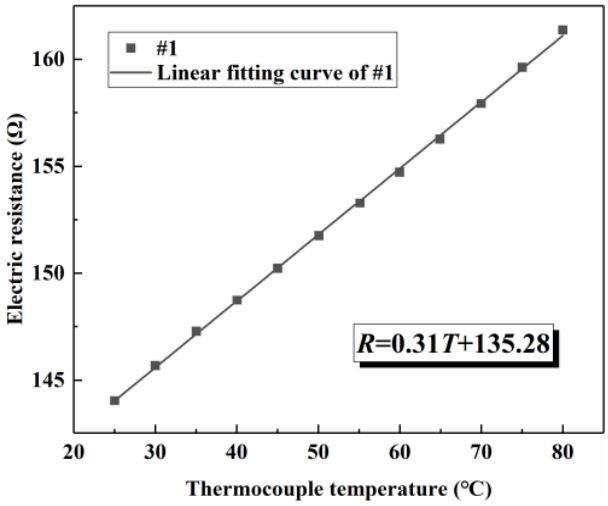


图 4 #1 电阻传感器的阻值随温度的变化以及拟合公式

$$R = kT + b \tag{4}$$

$$R = 0.31T + 135.28 \tag{5}$$

另外，在充液过程中，外部管道会对充液产生一定的影响。通过计算，本文中使用的外部毛细管的体积估计约为 0.4 μL。因此，本研究中液体填充体积的误差估计在 5.2%至 16%的范围内。

2 结果与讨论

3.1 硅基 VC 运行温度

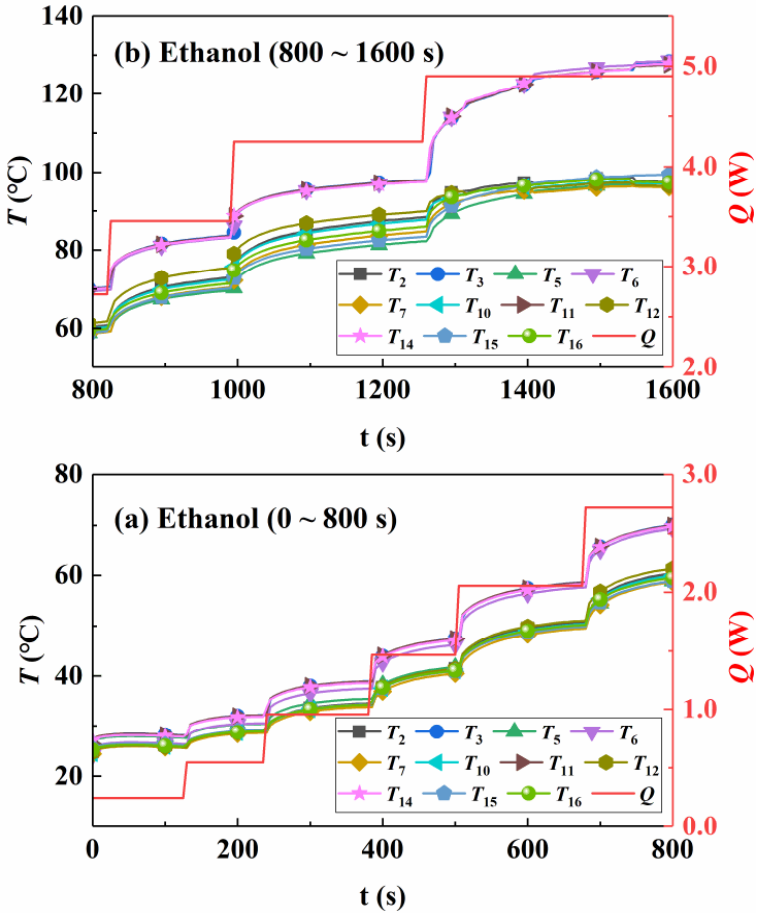


图 5 工质为乙醇的硅基 VC 升功率运行的温度特性（a）0 ~ 800 s（b）800 s ~ 1600 s

芯片在实际运行过程中，功率往往不是稳定的，图 5 为工质为乙醇的硅基 VC 在升功率运行条件下的温度特性。可以看出，施加热负荷后，VC 各测温点的温度随之急剧上升，然后逐渐趋于平稳，这表明硅基 VC 内会自动调节其内部的热-质交换的剧烈程度，使其达到新的平衡，重新稳定运行。此外，蒸发面的温度和冷凝面的温度出现明显的分组现象，同时随着输入功率的增大，两者的温差也逐渐增大。蒸发面的 4 个测温点（T_3、T_6、T_{11}、T_{14}）的温度相差较小，而冷凝面的温度在高输入功率区间（3.35 W~4.90 W）内相差较大。总体来看，冷凝面的中心（T_{12}）的温度最高，而位于坐标 x=-4.8 和 x=+4.8 处的测温点 T_{15} 和 T_5 的温度最低。

图 6 为 3 种工质的硅基 VC 蒸发面的平均温度 T_e 和冷凝面的平均温度 T_c 随热负荷的变化特性。除此之外，表征了输入功率升高时 T_e 相对于上一输入功率区间的温升，记为 ΔT_e。从图中可以看出，硅基 VC 的 T_e 和 T_c 随着输入功率的增加而上升，以无水乙醇为工质的 VC 的 T_e 和 T_c 最低，而以去离子水为工质的 VC 的 T_e 和 T_c 最高。对于 ΔT_e 而言，三种工质的 VC 的 ΔT_e 皆呈现出随着输入功率的升高缓慢增加，然后迅速升高的特征。而且不同输入功率区间的 ΔT_e 不同，其中在输入功率 1.5 W~4.1 W 时，无水乙醇 VC 的 ΔT_e 是最小的，分别为 8.3℃，11.3℃，11.1℃，14.0℃ 和 14.2℃，ΔT_e 相差较小，可以认为 VC 处于高效工作状态，表现出优异的降低芯片表面温度的能力。而在热负荷升至 4.95 W 左右时，三种工质的 VC 的 ΔT_e 皆出现了大幅度升高，这表明此时的硅基 VC 逐渐达到了传热极限。相对其他两种工质而言以无水乙醇为工质的 VC 的 T_e 提升最为明显。这与图 3（b）中温度变化的趋势相符合，即输入功率为 4.95 W 左右时，VC 冷凝面的各测温点的温度相差较小，均达到 95℃左右，并且冷凝面的温度与蒸发面温度相差较大。上述现象表明，此时 VC 内部的冷凝侧积聚大量蒸汽无法被及时冷凝，从而导致蒸发端无法得到液体工质的及时补充，导致传热恶化，各温度点的温度趋近相同。

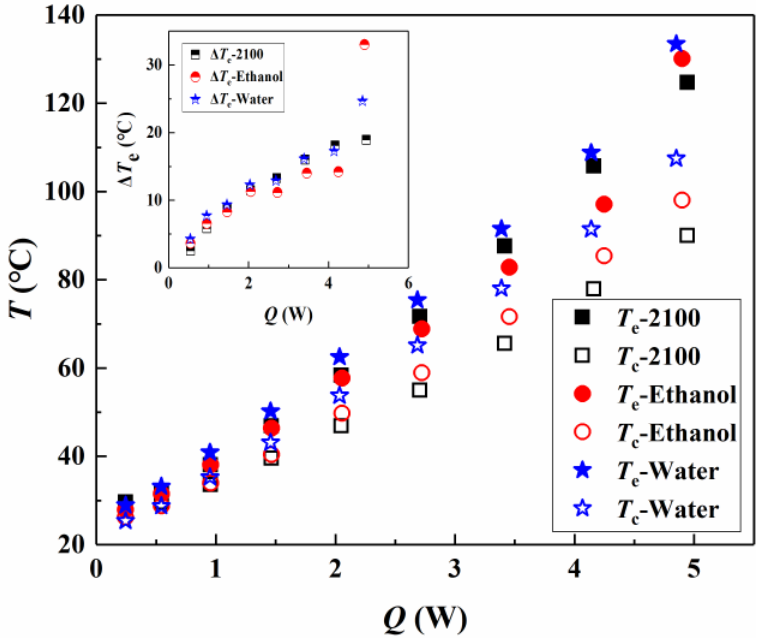


图 6 不同输入功率下三种工质的 VC 蒸发面与冷凝面的平均温度

3.2 硅基 VC 热阻

如图 7 所示为 3 种工质下的硅基 VC 的热阻随热负荷的变化情况，其中图中虚线表示的是未充液（0 μL）的硅基 VC 的热阻。从图中可以看出，3 种工质的 VC 的热阻随热负荷的升高皆呈先减后增的趋势。这是因为，在低热负荷下，VC 内部的相变换热并不明显，工质更多以液体的状态下参与换热，从图 6 中也可以看出，低输入功率下的 VC 的 ΔT_e 增加的速率较快，表明 VC 的传热能力并不突出；而随着热负荷的升高，气液相变的剧烈程度提高，VC 开始正常高效运行，结合图 6 中的 ΔT_e 增加速度逐渐放缓的趋势，甚至无水乙醇为工质的 VC 的 ΔT_e 出现下降的趋势，表明 VC 具有优异的传热性能，VC 的热阻降低；但随着热

负荷继续升高，VC 内部液体回流逐渐无法满足蒸发的需求，VC 出现传热恶化，热阻也随之升高。同时也能发现，以 2100A 为工质的硅基 VC 最早出现热阻升高的现象，这是因为 2100A 的沸点和汽化潜热相对最低，意味着液体 2100A 汽化吸收的热量有限，VC 容易出现蒸干现象。此外，无水乙醇 VC 和去离子水的热阻相对较低，而无水乙醇 VC 的热阻在热负荷为 4.25 W 的条件下，最低为 2.74 ℃/W，相较于未充液的硅基 VC 热阻降低了 61.4%。但在高热负荷（~4.95 W）下无水乙醇 VC 热阻急剧升高，这与前文的对于 T_e 的分析相呼应；而去离子水 VC 的热阻在 4.0 W~5.0 W 下也有所升高，但升高相对较少。这表明去离子水 VC 相较于无水乙醇更能承受高的热负荷。VC 在工作时，工质在底部蒸发端吸热后蒸发形成饱和气态工质，经过 VC 沿厚度方向传递至冷凝端凝结放热并凝结成液态工质通过毛细芯流回蒸发端进行下一阶段的循环。工质的循环是通过毛细芯产生的毛细力所驱动的。硅基 VC 内部毛细结构产生的毛细力 ΔP 可根据 Young-Laplace 方程计算得到：

$$\Delta P = \frac{2\sigma\cos\theta}{r_{eff}}$$

其中，σ 为液体工质的表面张力，r_{eff} 为毛细结构的有效孔径，θ 为液体工质与多孔介质的接触角。在此文中，r_{eff} 为 10 μm，根据表 1 的参数，可以计算得到不同工质产生的最大毛细力：2100A 为 2187 Pa，无水乙醇为 4259 Pa，去离子水为 7267 Pa。因此，去离子水能为 VC 提供最高的毛细抽吸力，但去离子水的粘度也最大，这也会使工质在流动时需要克服更多的阻力，不利于液体工质的回流。在充液量为 5.0 μL 下的去离子水 VC 在低热负荷下的液体汽化量较少，更多的工质以液体的形式存在于 VC 中，导致阻塞工质的气液相变循环路径，进而使去离子水 VC 的热阻相较于无水乙醇 VC 较高。

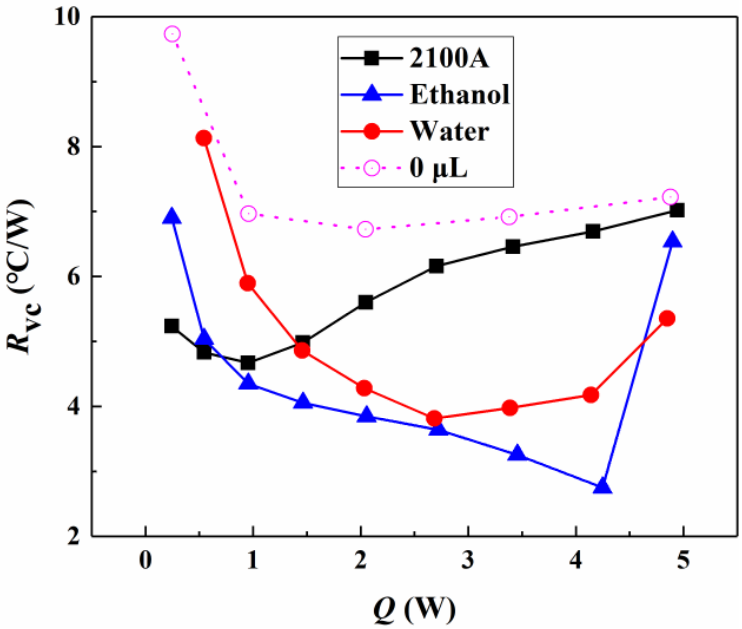


图 7 三种工质的硅基 VC 的热阻对比

3.3 硅基 VC 均温性

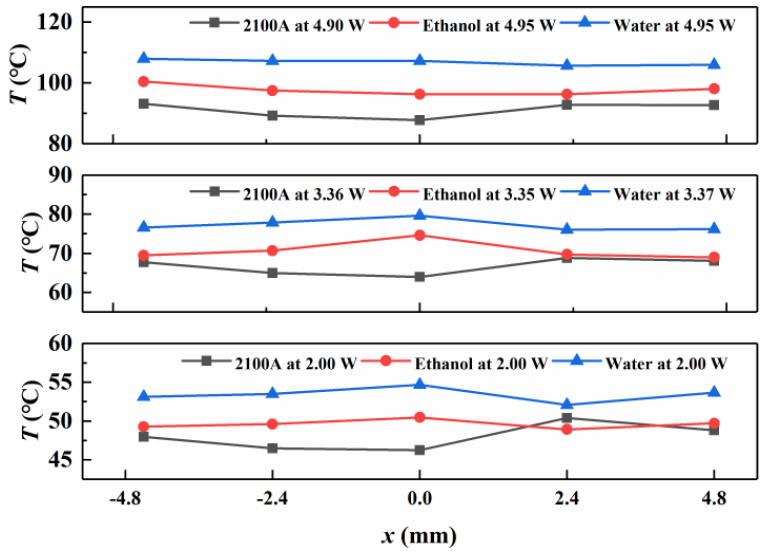


图 8 三种工质的硅基 VC 冷凝面温度分布

图 8 展示了三种工质的硅基 VC 在不同功率下的冷凝面的温度。从图中可以发现，对于无水乙醇和去离子水而言，在输入功率 2.00 W 和输入功率 3.35 W 左右时，冷凝面的温度呈现出中间高四周低的趋势，这表明在低输入功率下，VC 的轴向（厚度方向）传热占据主导；而在输入功率为 4.95 W 左右时的趋势相反。这表明在高热流密度下，VC 内部的径向（长度方向）传热较好，能够迅速的将中心的热量传输至四周。但 2100A 呈现出不同的状态，潜在的原因在于 2100A 同时具有低接触角和低汽化潜热所致，导致 2100A 的相变传热的能力相较于其他两种工质较低。

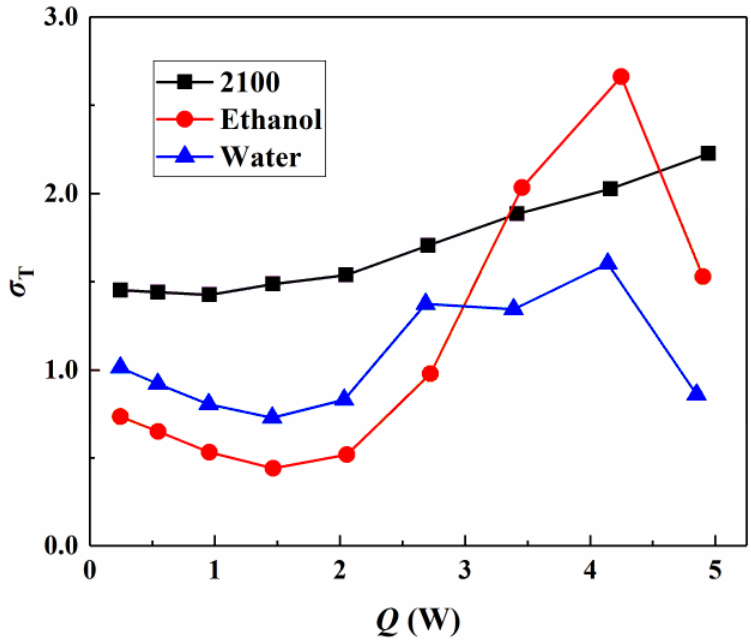


图 9 三种工质下 VC 冷凝面的温度标准差

标准差 σ 可以表征一组数据的波动性，本文用冷凝面的温度标准差来表征 VC 的均温性

能。图 9 给出了冷凝面的温度的标准差随热负荷的变化情况。从图中可以发现，在热负荷 0~2.7 W 下，3 种工质 VC 的冷凝面的标准差都幅度低于未充液 VC，这表明 3 种工质 VC 都能在不同程度下改善 VC 冷凝面的均温性，其中以无水乙醇 VC 的性能更佳。而在热负荷 2.7 W~4.95 W 下，2100A 和无水乙醇 VC 的标准差升高，而去离子水 VC 的标准差相对平稳，这表明去离子水 VC 在此热负荷下具有更佳的均温性能。

3 总结

本文设计并制造了一种超薄（厚度仅为 0.6 mm）硅基 VC，搭建 VC 传热实验系统分别表征了以 Noah 2100A、无水乙醇和去离子水为工质的硅基 VC 的传热能力和均温性能，得到的主要结论如下：

所设计的硅基 VC 能够应对热负荷的突升，表现出优异的降低芯片表面温度的能力；以无水乙醇为工质的硅基 VC 的综合传热能力最优，最低热阻出现在输入功率为 4.25 W，为 2.74℃/W，相对于未充液的 VC 而言，热阻降低了 61.4%；而以去离子水为工质的硅基 VC 在高热负荷下的能保证较低热阻的同时，实现最佳的均温能力；而以 2100A 为工质的硅基 VC 的启动较容易，适用于较小热负荷下的工况。

参考文献

[1] G.E. Moore, Cramming more components onto integrated circuits, Electron, 38(1) (1965) 114-117. https://doi.org/10.1109/JPROC.1998.658762.

[2] R. Prasher, Thermal interface materials: historical perspective, status, and future directions, Proceedings of the IEEE, 94(8) (2006) 1571-1586. https://doi.org/10.1109/jproc.2006.879796.

[3] A.C. Fischer, F. Forsberg, M. Lapisa, S.J. Bleiker, G. Stemme, N. Roxhed, F. Niklaus, Integrating MEMS and ICs, Microsystems & Nanoengineering, 1(1) (2015) 165-180. https://doi.org/10.1038/micronano.2015.5.

[4] R. Mahajan, C.-P. Chiu, G. Chrysler, Cooling a microprocessor chip, Proceedings of the IEEE, 94(8) (2006) 1476-1486. https://doi.org/10.1109/jproc.2006.879800.

[5] Sreekant Narumanchi, Mark Mihalic, K. Kelly, Thermal interface materials for power electronics applications, 11th Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems, (2008) 395-404. https://doi.org/10.1109/ITHERM.2008.4544297.

[6] Z. Huang, Q. Jian, Cooling efficiency optimization on air-cooling PEMFC stack with thin vapor chambers, Applied Thermal Engineering, 217 (2022) 119238. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2022.119238.

[7] T. Liu, M. Asheghi, K.E. Goodson, Performance and manufacturing of silicon-based vapor chambers, Applied Mechanics Reviews, 73(1) (2021) 1-15. https://doi.org/10.1115/1.4049801.

[8] D.A. Benson, R.T. Mitchell, M.R. Tuck, D.W. Palmer, G.P. Peterson, Ultrahigh-capacity micromachined heat spreaders, Microscale Thermophysical Engineering, 2(1) (1998) 21-30. https://doi.org/10.1080/108939598200079.

[9] D.A. Benson, R.T. Mitchell, M.R. Tuck, D.R. Adkins, D.W. Palmer, Micro-machined heat pipes in silicon MCM substrates, Proceedings of IEEE Multi-Chip Module Conference, (1996) 127-129. https://doi.org/10.1109/MCMC.1996.510782.

[10] C. Gillot, Y. Avenas, N. Cezac, G. Poupon, C. Schaeffer, E. Fournier, Silicon heat pipes used as thermal spreaders, IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies, 26(2) (2003) 332-339. https://doi.org/10.1109/tcapt.2003.815092.

[11] Q. Cai, B.-c. Chen, C. Tsai, Design, development and tests of high-performance silicon vapor chamber, Journal of Micromechanics and Microengineering, 22(3) (2012) 035009. https://doi.org/10.1088/0960-1317/22/3/035009.

[12] Q. Cai, Development of scalable silicon heat spreader for high power electronic devices, Journal of Thermal Science and Engineering Applications, 1 (2009) 1-7. https://doi.org/10.1115/1.4001689.

[13] T. Liu, M.T. Dunham, K.W. Jung, B. Chen, M. Asheghi, K.E. Goodson, Characterization and thermal modeling of a miniature silicon vapor chamber for die-level heat redistribution, International Journal of Heat and Mass Transfer, 152 (2020) 119569. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.119569.

[14] Bin He, Mengyao Wei, Sivanand Somasundaram, Chuan Seng Tan, E. N.Wang, Experiments on the ultrathin silicon vapor chamber for enhanced heat transfer performance, 2016 15th IEEE Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (ITherm), (2016) 569-573. https://doi.org/10.1109/ITHERM.2016.7517598.

[15] Y. Yang, J. Li, H. Wang, D. Liao, H. Qiu, Microstructured wettability pattern for enhancing thermal performance in an ultrathin vapor chamber, Case Studies in Thermal Engineering, 25 (2021). https://doi.org/10.1016/j.csite.2021.100906.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233617

CSPonD 系统熔盐预热过程传热机理研究

朱志伟，周瑞睿，杨荟楠，李凌*
（上海理工大学能源与动力工程学院，上海，200093）
（15061131359，17715329792@163.com）

摘 要：基于 CSPonD（Concentrated Solar Power on Demand）系统，研究熔盐介质预热熔化的传热过程。针对其直接吸收热辐射发生相变，并且介质吸收辐射的衰减作用不断发生变化的特性，依据 Mie 散射理论和几何光学方法建立了基于温度的变衰减吸收模型。对比研究壁面式和体积式熔盐相变过程的区别，发现吸收同等热量情况下，体积式加热主要受到光穿透特性的影响，其完全熔化时间虽快于壁面式，但开始熔化时间较晚，并受限于初始温度，如果将两者结合，则会有较好效果。

关键词：CSPonD 预热过程 Mie 散射 几何光学 吸收率

0 前言

太阳能光热发电又称为聚光太阳能 CSP（Concentrating Solar Power）系统。常规 CSP 系统由于光照角度存在不均匀性，接收器表面容易受热辐射冲击不均导致结构性损坏；且夜间无太阳辐射，有着熔盐凝固堵塞输送管路的风险。对此，前人提出体积式吸收太阳能系统的概念，Slocum[1]等于 2010 年建立了一套在山坡上设置聚光镜，将太阳光反射到地面熔盐接收罐中吸收、储存太阳能的 CSPonD 系统（Concentrated solar power on demand）。结果表明，系统效率最高可达到 77%，预计单位发电量成本降至 0.07 美元/kWh。进一步的，Calvet[2]等于 2016 年搭建了全球第一个 CSPonD 系统接收器原型机，进行 100kW 光照太阳能接收测试，系统总体效率达到 64%。实验证明单罐直接吸收式储热装置成本上较传统双罐系统有着明显优势，同时熔盐对于热辐射冲击的敏感性更低，运行风险更小。

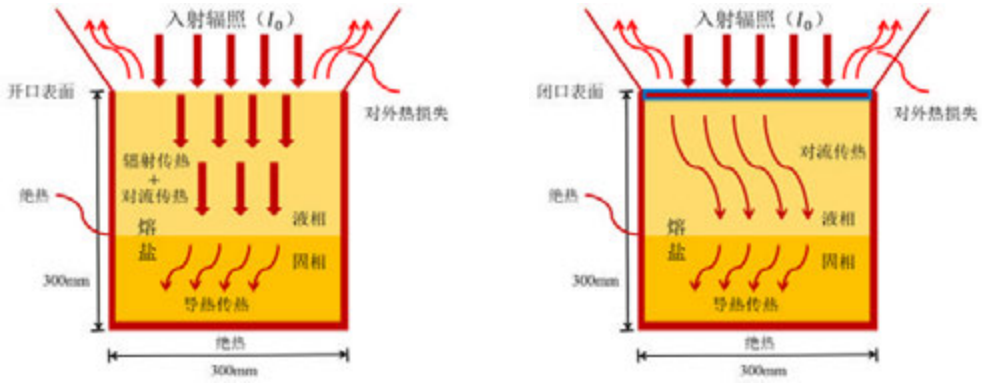
体积式吸收器成本低，结构简单，但依靠熔盐直接吸收太阳辐照，使得系统受熔盐物性影响较大。前人的研究对象多为充放电时液相熔盐的传热情况，而对其预热过程少有涉及。熔盐本身的预热时间较长，过程较为繁琐，且需要反复进行，研究其预热过程有利于优化其过程，提高效率。传统体积式吸收器主要通过电加热完成熔化：对于容器中熔盐熔化的研究主要考虑加热壁面的影响。而对于 CSPonD 系统，熔化的热量来源为太阳辐照，且熔盐为颗粒，需要考虑颗粒对辐照的吸收作用，而这部分鲜有研究。为此，本文建立了辐照下熔盐熔化模型，对比不同加热方式对熔盐熔化的影响，主要探究了体

积式熔盐罐内介质相变过程传热机理。

1 研究方法

1.1 物理问题模型

基于 CSPonD 系统单罐装置，填充太阳盐(60%$NaNO_3$ 和 40%KNO_3)进行熔盐预热研究，具体物理模型如图 1：罐体长宽皆为 300mm，中心对称，上部有开口接收竖直向下的太阳辐照。罐体四周有着保温层，看做绝热。体积式罐体主要通过开口接收辐照并对外散热；壁面式则是上壁面接收热流，再加热熔盐，且对外散热。其物性参数可见表 1。



(a) 体积式　　(b) 壁面式

图 1 熔盐罐结构示意图

表 1 固相和液相太阳盐的热物理特性参数[3, 4]

	ρ	Cp	μ	k	△H	T_{m1}	T_{m2}
	kg/m^3	J/(kg k)	mPa s	W/(m k)	J/kg	K	K
液相	1943.18	1482.71	5.35	0.487	-	-	-
固相	2232	1556	-	0.75	90510	494	503

1.2 数学模型

根据物理模型，壁面式是基于第一类边界条件的相变传热问题；而体积式是基于热辐射的固液相变耦合问题，两者主要基于辐射传递模型和固液相变模型。对此分别建立数学模型，并进行如下假设：熔盐介质的物性为各向同性；忽略两侧壁面对外界的辐射热损失；假设熔盐颗粒表面为漫反射；假设液相熔盐为不可压缩流体；

其主要的控制方程如下[5]：

连续性方程:
$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_e) + \nabla \cdot (\rho_e \boldsymbol{v}) = 0 \tag{1}$$

动量方程:
$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_e \boldsymbol{v}) + \nabla \cdot (\rho_e \boldsymbol{v}\boldsymbol{v}) = -\nabla p + \mu_e \nabla^2 \boldsymbol{v} + \rho \boldsymbol{g} + \boldsymbol{S_M} \tag{2}$$

能量方程:
$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_e H)+\nabla\cdot(\rho_e \boldsymbol{v} H)=-\nabla\cdot(k_e T)+\boldsymbol{S_E} \tag{3}$$

1.2.1 相变模型

固液相变模型主要采用焓-多孔介质模型[6]，将相变过程看做是固相温度T_{m1}到液相温度T_{m2}内发生的能量传递和相态变化过程。将温度区间内介质看做多孔介质，其孔隙率β等价于液化率，是温度的线性函数：

$$\begin{cases} \beta=0 & T<T_{m1} \\ \beta=1-\dfrac{T-T_{m1}}{T_{m2}-T_{m1}} & T_{m1}<T<T_{m2} \\ \beta=1 & T>T_{m2} \end{cases} \tag{4}$$

当$0<\beta<1$看作是处在固液混合的糊状区，β=0 时为固态，β=1 时为液态。

对糊状层介质的流动考虑其受到的阻碍作用，在公式 2 中添加阻尼源项：

$$S_M=\frac{(1-\beta)^2}{(\beta^3+\omega)}A_{mush}\boldsymbol{u} \tag{5}$$

其中：ω是防止零除的极小值，取 10^{-3}。A_{mush}是糊状系数，其取值取决于网格尺寸、糊状区厚度、时间步长等，一般取值在 10^4~10^7，本文取值 10^5。

此外，将相变潜热看作是液化率的线性函数，转化为熔盐焓值进行计算：

$$H=h+\Delta H=H+\beta L \tag{6}$$

$$h=h_{ref}+\int_{T_{ref}}^{T}c_p\,dT \tag{7}$$

其余热物性参数ϕ的选取采用基于温度的平均分布模型（ADM）[7]进行处理：

$$\phi=\left(1-\frac{T-T_{m1}}{T_{m2}-T_{m1}}\right)\phi_s+\frac{T-T_{m1}}{T_{m2}-T_{m1}}\phi_l \tag{8}$$

1.2.2 辐射能量传递模型

依据朗伯-比尔定律[8]，半透明介质所吸收的辐射热量随着深度呈指数分布，公式 3 中的源项$\boldsymbol{S_E}$为：

$$S_E(y)=-\frac{d}{dy}\int I(y,\lambda)d\lambda \tag{9}$$

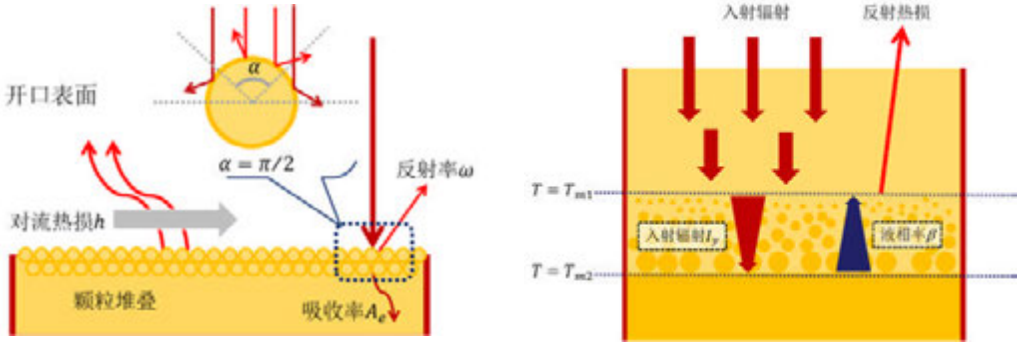
$$I(y,\lambda)=\omega I_0(\lambda)\,exp(-K_{e\lambda}y) \tag{10}$$

式中：I为入射太阳辐射强度，ω是反射率，$K_{e\lambda}$是衰减系数，y 为液面下深度，入射辐射强度I_0根据文献[9]取典型日典型时段罐口接收的辐照强度为初始辐射强度，近似拟合得到全波段辐照强度随径向分布的经验公式(11)，并进行倍率放大：

$$I_0(r)=724\left[1022\,exp\left(-\left(\frac{r}{0.03912}\right)^2\right)+1396\,exp\left(-\left(\frac{r}{0.2191}\right)^2\right)\right] \tag{11}$$

1.2.3 光学特性

由于固相熔盐介质呈细小颗粒状，计算其吸收入射辐射需考虑颗粒接受光照的光学特性，其主要包括两种情况：颗粒堆叠、浆体（颗粒分散），分别对应着熔化初始阶段 E1 和熔化过程中 E2。如图 2，熔化过程中，熔盐介质逐渐由颗粒堆叠状转为颗粒分散形式。对于两种情况下介质的衰减系数的取值有较大区别，这主要是由于辐射在介质的传递中，是颗粒间相互传导吸收为主还是颗粒间液相介质吸收为主。



a)初始阶段 E1　　b)熔化过程中 E2

图 2 熔化过程中颗粒的光学特性

对于 E1，由于其粒径远大于入射辐射的波长$(\alpha > 100，\alpha = 2\pi d_p/\lambda)$，，其单个颗粒适用几何光学计算其衰减系数$K_{e,p}$取值[10]，具体为：

$$K_{e,p} = S/4 \tag{12,a}$$

$$S = \frac{4\pi R^2 n}{\varepsilon} \tag{12,b}$$

$$\varepsilon = 1 - \frac{4\pi R^3 n}{3} \tag{12,c}$$

其中：S为单位体积中颗粒的比表面积，$R = d_p/2$为颗粒半径，n 为单位体积颗粒的个数，ε为孔隙率。同时考虑颗粒堆叠情况下统计模型[11, 12]的修正：

$$K_{e,E1} = \gamma K_{e,p} \tag{12,d}$$

$$\gamma = 1/\varepsilon \tag{12,e}$$

对于 E2，由于熔化过程中颗粒粒径不断变小，几何光学不再完全适用，因此引入 Mie 散射理论进行计算，Mie 散射理论适用于绝大部分情况下颗粒的散射问题。已知入射辐照波长和颗粒直径，可以得到入射辐射的消光系数$K_{e,E2}$:

$$K_{e,E2} = \frac{3\alpha_p Q_{e\lambda}}{2d_p} \tag{13}$$

对于颗粒体积占比较高的情况下，则需要考虑颗粒体积的影响，需要对于消光系数进行修正[13]:

$$K_{e,E2} = \frac{3\alpha_p Q_{e\lambda}}{2d_p} S_r \tag{14,a}$$

$$S_r = 1 + 1.84\alpha_p - 3.15\alpha_p^2 + 7.2\alpha_p^3, \qquad \alpha_p < 70\% \tag{14,b}$$

$$Q_{e\lambda} = Q_{s\lambda} + Q_{a\lambda} \tag{14,c}$$

其中：d_p为颗粒的直径，S_r为以颗粒体积占比为函数的比例因子。$Q_{e\lambda}$为消光系数，$Q_{s\lambda}$、$Q_{\alpha\lambda}$为散射系数和吸收系数，根据 Mie 散射理论可得$Q_{s\lambda}$、$Q_{e\lambda}$：

$$Q_{s\lambda} = \frac{2}{\chi^2}\sum_{n=1}^{\infty}(2n+1)(|a_n|^2 + |b_n|^2) \tag{14,d}$$

$$Q_{e\lambda} = \frac{2}{\chi^2}\sum_{n=1}^{\infty}(2n+1)Re\{a_n + b_n\} \tag{14,e}$$

其中; $\chi = \pi dp/\lambda$ 是入射波长和颗粒直径的函数，a_n和b_n则为 Mie 散射系数：

$$a_n = \frac{\psi_n(\chi)\psi_n'(m\chi) - m\psi_n'(\chi)\psi_n(m\chi)}{\xi_n(\chi)\psi_n'(m\chi) - m\xi_n'(\chi)\psi_n(m\chi)} \tag{14,f}$$

$$b_n = \frac{m\psi_n(\chi)\psi_n'(m\chi) - \psi_n'(\chi)\psi_n(m\chi)}{m\xi_n(\chi)\psi_n'(m\chi) - \xi_n'(\chi)\psi_n(m\chi)} \tag{14,g}$$

其中; ψ_n和ξ_n是 Riccati-Bessel 函数进行迭代求解之后的结果，$\mathrm{m} = n + ik$是颗粒对于基液的复折射率，其中 n 为相对折射率、k 为吸收指数。$NaNO_3$ 和 KNO_3 的相对折射率 n 皆为 1.45[3]，因此取熔盐的相对折射率$n = 1.45$；由于影响吸收指数取值的参数较多，实际过程中熔盐颗粒分布较为密集，且固态颗粒表面光滑呈白色，对于可见光波段辐照的吸收作用较小，假设散射的辐照被熔盐完全吸收，颗粒不直接吸收辐照，取吸收指数 k 为 0。

实际过程中，颗粒的大小会随着熔化的进行不断缩小，根据平均分布模型，熔化温度区间内介质的液相率随着温度的增加呈线性减小，即固态颗粒的体积随着温度呈线性变化，假设固态颗粒的体积变化均匀且始终保持球状，且未完全熔化前，单位体积内颗粒数目不变，则可以得到颗粒体积占比α_p、颗粒直径d_p和温度T_p的函数关系：

$$\alpha_p = \beta(T_P) \tag{15,a}$$

$$d_p = d_{p,0} \cdot \beta(T_P)^{\frac{1}{3}} + \tau \tag{15,b}$$

式中：$\alpha_{p,0}$为投入固体颗粒后的初始固相比（体积分数），$d_{p,0}$为投入固态颗粒的初始粒径，τ为极小值，取 10^{-8}m。将公式 15 带入到公式 12、13、14 中可以得到：

$$K_{e,E1} = f_{E1}(\alpha_{p,0}, d_{p,0}, T_P) \tag{16,a}$$

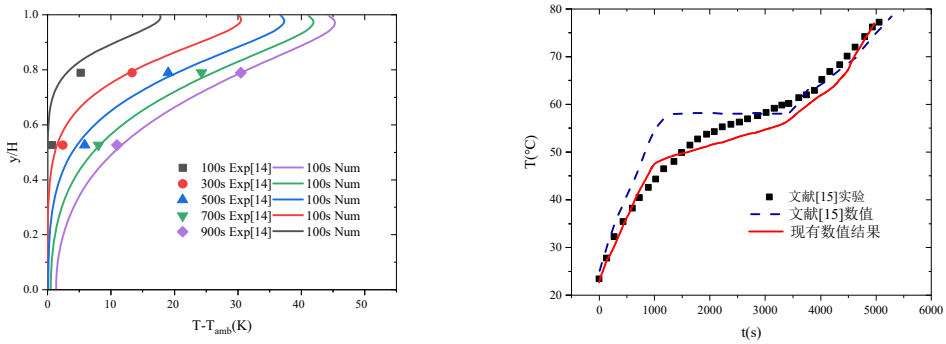
$$K_{e,E2} = f_{E2}(\alpha_{p,0}, d_{p,0}, T_P) \tag{16,b}$$

再根据公式 16 带入到公式 12 中，即可得到实际介质所吸收的能量源项。

1.3 模型验证

文献[14]以石墨烯/离子液体纳米流体为介质，通过实验和模型方法研究了直接吸收式高温太阳能集热器中浆体介质对于太阳辐射的吸收作用，研究了不同浓度介质对集热

器吸收辐射效果的影响，实验得到了集热器内部不同深度介质吸收辐射后的温度分布。通过将本文模型带入到文献案例中进行辐射传热过程验证，并与实验结果进行验证，根据图 3（a），验证结果在可接受范围内。文献[15]通过研究了添加了泡沫铜的石蜡介质受到壁面热流后的熔化过程，分别从实验和模拟两个方面进行了对比研究。本文将模型带入文献案例进行熔化模型验证，根据图 3（b），验证结果与文献实验结果更为相近。综上结合两个方面的验证，证明了模型的可靠性。



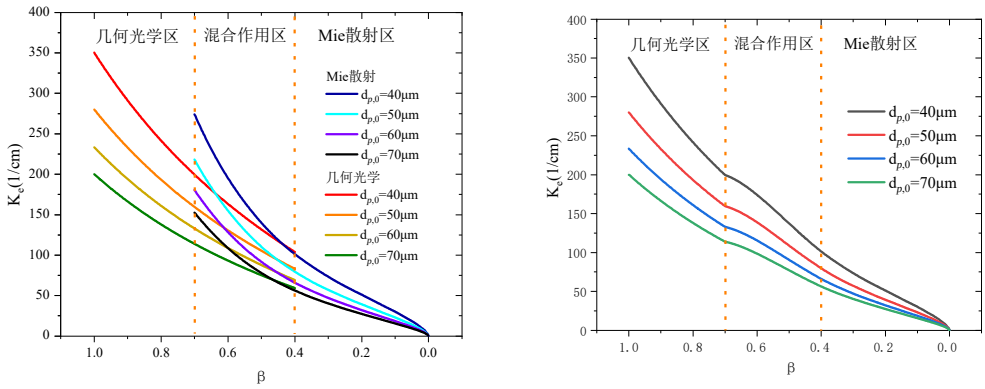
a) 辐射传热验证[14]　　b) 熔化过程验证[15]

图 3 模型验证

2 结果与分析

2.1 体积式衰减系数的取值

取颗粒初始粒径$d_{p,0}$为 40、50、60、70 μm，熔盐吸收入射辐射的波长范围主要为 0.4~0.8μm[16]，根据光学特性，得到熔盐随着熔化进行其对入射光的衰减系数变化如图 4（a）所示。其中随着熔化的进行，颗粒粒径不断缩小，几何光学只在$\alpha > 100$较为准确，而适用浆体传热的 Mie 散射理论只适用于颗粒占比小于 70%的情况，综合考虑，依据固相颗粒占比β分为 3 个区：0~0.4 为 Mie 散射区，0.7~1 为几何光学区，0.4~0.7 为混合作用区，其中混合作用区的取值依据平均分布模型，得到实际衰减系数取值图 4（b）。



a)未修正　　b) 实际取值

图 4 衰减系数随固相颗粒占比β变化分布图

2.2 不同加热方式对于熔盐熔化的影响

分别比较两种加热方式对于熔化过程的影响。考虑对外散热损失，其中体积式的主要散热损失为颗粒对外反射($\omega = 0.9$)以及介质上表面的对流散热损失$\left(\mathrm{h} = 6\mathrm{W}/(\mathrm{m}^2\mathrm{K})\right)$，壁面式主要为上表面的对外辐射散热($\omega = 0.83$)和对流散热$\left(\mathrm{h} = 6\mathrm{W}/(\mathrm{m}^2\mathrm{K})\right)$。为了减小计算时间，入射辐射强度设置为实际辐射强度的 150 倍；为了方便比较两种加热方式的影响，考虑到体积式收到颗粒反射的影响，其实际吸收辐射热量只有 10%，取壁面式的辐射吸收率同样为 10%。最终，考虑网格无关性和时间步长无关性，取网格尺寸为 $0.1 \times 0.3mm$，时间步长取库伦数 Co=10，并采用隐式方法进行计算。

以二维模型，取$d_{p,0} = 70\mu m$，初始温度为 480K 进行计算，比较体积式吸热和壁面式吸热两种加热方式对于熔盐熔化的影响。结果发现，体积式的完全熔化时间远早于壁面式，体积式完全熔化时间$t_{tot,Vol}$为 900s，壁面式完全熔化时间$t_{tot,wall}$为 1932s，后者是前者的 46.6%，说明实际熔化时，体积式加热要明显快于壁面式。由于两者熔化时间相差较大不方便比较，对时间进行无量纲化，取实际时间 t 与完全熔化时间t_{tot}的比值$\varphi_t = t/t_{tot}$为时间参数项。

图 5 得到两种加热方式介质液相率随熔化过程的分布云图，由于模型左右对称，取右半部分进行比较。通过对比发现壁面式熔化开始较早，且随着熔化的进行，糊状层厚度逐渐增加，糊状区内温度梯度逐渐减小；而体积式则熔化开始的较晚，但糊状层厚度近似保持不变，且因为入射光线的高斯分布，使得介质有一定的中心下凸现象，这说明辐射的影响高于流动换热的影响。此外，体积式糊状层的推进速度明显快于壁面式，这样可以解释为何体积式熔化开始较晚，但完全熔化时间较短的结果。

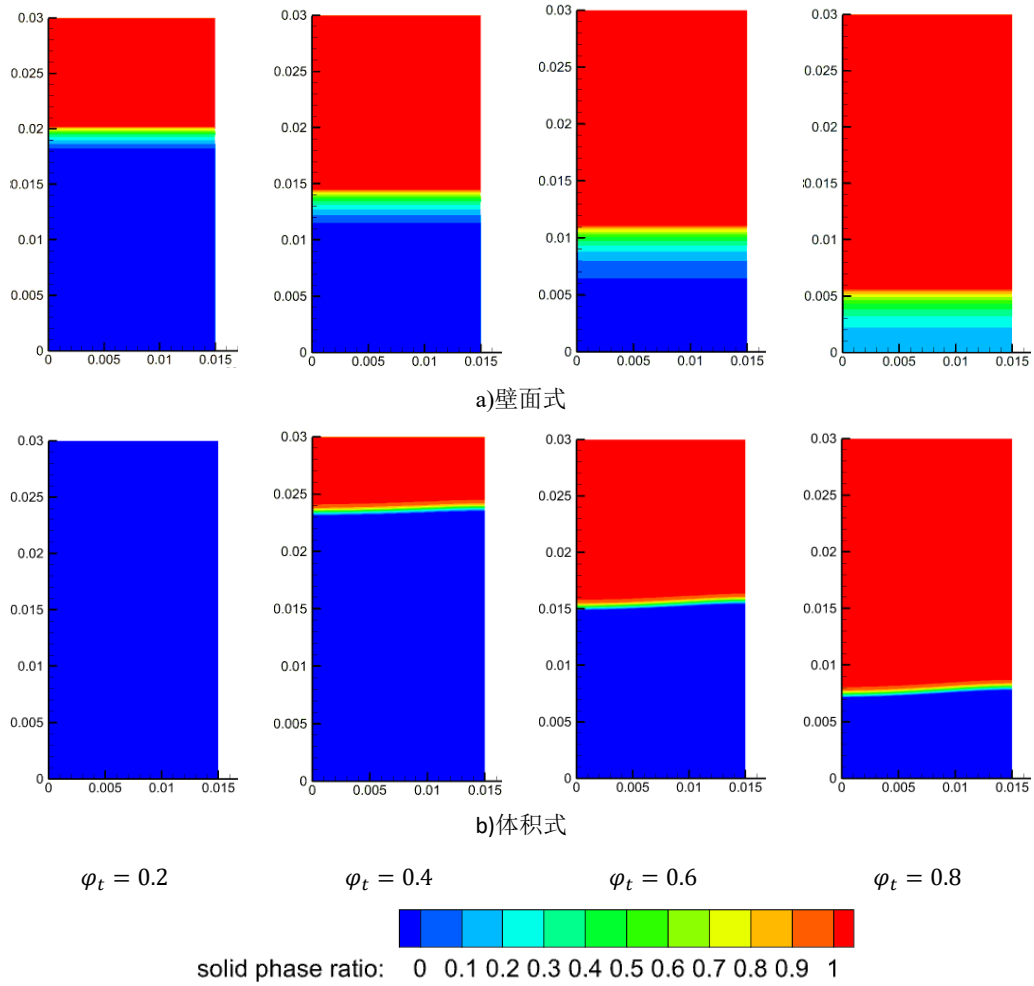


图 5 不同加热方式液相率分布云图

进一步的，为探求体积式熔化速率较快的原因，比较了熔化过程中两者对外散热损失，即上表面温度分布随时间φ_t的变化情况并参考固相率变化。根据图 6 发现，在 E1 阶段，体积式加热表面存在明显的显热温升过程，在此过程中，表面温度上升缓慢，但是固相率不变；而壁面式则不存在该过程，壁面式表面温度一开始就急剧上升，直至保持近似不变。此外，整体看来，壁面式表面温度远高于体积式，即对外散热损失远大于体积式，这可以解释壁面式熔化速率慢于体积式的原因。

此外一般认为吸收同等热量下，体积式熔化速率快于壁面式，主要是由于入射辐射具有穿透性，可以部分透过液相熔盐，直接加热糊状层，并且液相层会起到保温作用，从而将糊状区快速推进，使得熔化速率较快。但这无法解释开始阶段，同样是固体表面（体积式是颗粒表面），为何体积式表面温度不会快速上升的现象。为此，根据模型以及温度分布结果，得到熔盐内部不同介质层所吸收热量占入射辐射的比例。分别取开始阶段（$\varphi_t = 0.1$）和熔化阶段（$\varphi_t = 0.6$）某一时刻的结果，得到图 7。发现熔盐随着深

度增加，E1 和 E2 阶段各存在一个主要吸收峰，分别处在表面和介质内部，其中介质内部即糊状层区域。对吸收峰求取其面积，得到该吸收峰实际吸收热量所占的比例，E1 为 0.998，E2 为 0.561。这说明在 E1，入射辐射会穿透颗粒层，同时加热一定厚度的颗粒，使得热量并不聚集于颗粒表面，从而表面温度并不会快速上升，对外散热损失较小。而随着深度的加深，辐射的吸收率逐渐下降，这主要是由于上层颗粒的阻碍作用，使得越往下层，所能吸收的热量越少。在 E2，吸收峰面积小于 1，这是由于随着熔化的进行，糊状层上部的液相介质也会吸收走一部分入射辐射，使得入射至糊状层的热量逐渐减小。可以预见，随着装置深度的增加，液相对于辐射的吸收作用将占据熔化过程的主要，并成为影响熔盐熔化的主要因素。而吸收峰内吸收率先增大后减小，是由于糊状层上部温度较高，颗粒粒径较小，使得糊状介质对于辐射的衰减系数较小，接近于液相，但又随着深度增加，介质温度下降，糊状介质的衰减系数增大，糊状层实际吸收的热量增加；但随着深度进一步增加，剩余的辐射热量逐渐减小，虽然介质的衰减依然增大，但所能吸收的热量依然逐渐减小。综上可以看出，对于体积式加热，辐射的穿透特性是影响熔化进程的主要因素。

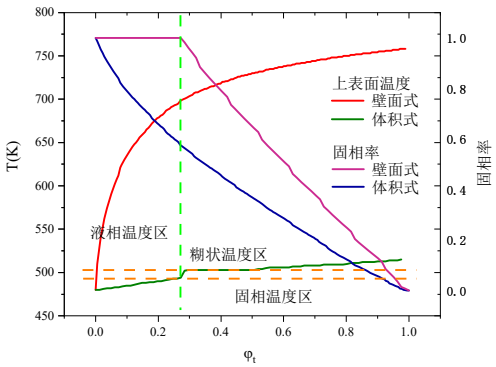


图 6 不同加热方式表面温度以及固相率对比图

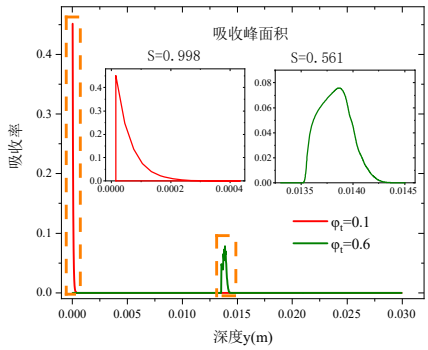


图 7 不同加热方式吸收峰对比图

3 结 论

通过对于CSPonD熔盐罐进行建模计算，并对比传统壁面式吸热，从完全熔化时间、对外热量损失进行分析，并主要研究了体积式吸热熔化过程的传热机理，得出以下结论：

(1) 同等辐射照射吸热情况下，体积式比壁面式开始熔化时间晚但熔化速率快，初始温度为 480K 时，前者熔化时间为后者的 46.6%，这取决于介质初温和入射辐照强度。

(2) 熔化过程中，壁面式糊状层厚度逐渐增加，体积式近似保持不变；壁面式对外表面温度会快速上升，散热损失较高，而体积式表面温度相对较低，对外热损较小。

(3) 体积式加热熔化速率较快主要是由于 E2 阶段辐射穿透液相直接加热糊状层导致的，

但这也导致其 E1 阶段时间较长，总体加热时间受限于初始温度，在这一点上壁面式加热较优。如果结合利用两种加热方式，则可以有效降低熔化所需时间。

参考文献

[1] Codd DS. Concentrated Solar Power on Demand. 2011.

[2] Calvet N, Slocum AH, Gil A, Grange B, Lahlou R, Hamer TT, et al. Dispatchable solar power using molten salt directly irradiated from above. Solar Energy. 2021;220:217-29.

[3] B ZA. Solar power tower design basis document, Revision 0. In: Lab.(SNL-NM) SN, editor. Albuquerque, NM (United States): Sandia National Lab.(SNL-CA); 2001.

[4] Bauer T, Pfleger N, Breidenbach N, Eck M, Laing D, Kaesche S. Material aspects of Solar Salt for sensible heat storage. Applied Energy. 2013;111:1114-9.

[5] Yao YP, Wu HY. Pore-scale simulation of melting process of paraffin with volume change in high porosity open-cell metal foam. International Journal of Thermal Sciences. 2019;138:322-40.

[6] Chakraborty PR. Enthalpy porosity model for melting and solidification of pure-substances with large difference in phase specific heats. International Communications in Heat and Mass Transfer. 2017;81:183-9.

[7] Grange B, Kumar V, Gil A, Armstrong PR, Codd DS, Slocum A, et al. Preliminary optical, thermal and structural design of a 100 kWth CSPonD beam-down on-sun demonstration plant. 7th International Conference on Applied Energy (ICAE). Abu Dhabi, U ARAB EMIRATES2015. p. 2163-8.

[8] Tetreault-Friend M, Gray LA, Berdibek S, McKrell T, Slocum AH. Optical properties of high temperature molten salt mixtures for volumetrically absorbing solar thermal receiver applications. Solar Energy. 2017;153:238-48.

[9] Zalba B, Marin JM, Cabeza LF, Mehling H. Review on thermal energy storage with phase change: materials, heat transfer analysis and applications. Applied Thermal Engineering. 2003;23:251-83.

[10] Gusarov AV, Kruth JP. Modelling of radiation transfer in metallic powders at laser treatment. Int J Heat Mass Transf (UK). 2005;48:3423-34.

[11] Kamiuto K, Iwamoto M, Sato M, Nishimura T. Radiation-extinction coefficients of packed-sphere systems. J Quant Spectrosc Radiat Transf (UK). 1991;45:93-6.

[12] Tancrez M, Taine J. Direct identification of absorption and scattering coefficients and phase function of a porous medium by a Monte Carlo technique. Int J Heat Mass Transf (UK). 2004;47:373-83.

[13] Brewster Q. Volume scattering of radiation in packed beds of large, opaque spheres. Journal of Heat Transfer-Transactions of the Asme. 2004;126:1048-50.

[14] Liu J, Ye ZC, Zhang L, Fang XM, Zhang ZG. A combined numerical and experimental study on graphene/ionic liquid nanofluid based direct absorption solar collector. Solar Energy Materials and Solar Cells. 2015;136:177-86.

[15] Zhao CY, Lu W, Tian Y. Heat transfer enhancement for thermal energy storage using metal foams embedded within phase change materials (PCMs). Solar Energy. 2010;84:1402-12.

[16] Jamekhorshid A, Sadrameli SM, Farid M. A review of microencapsulation methods of phase change materials (PCMs) as a thermal energy storage (TES) medium. Renewable & Sustainable Energy Reviews. 2014;31:531-42.

齿状翅片管外冷凝传热和流动特性研究

李猛[1,2]，陶乐仁[1,2]，黄理浩[1,2]，金程[1,2]

（[1]上海理工大学能源与动力工程学院，上海 200093;

[2]上海市动力工程多相流动与传热重点实验室，上海 200093）

(Tel:18817780867, Email: limeng19960607@163.com)

采用数值和实验相结合的方法研究了齿状翅片管周围的冷凝流动和传热特性。利用经过验证的计算模型，分析了齿状翅片管在周向和轴向上的膜流动特性和冷凝换热系数。首次提供了有关高性能管中冷凝过程的全面信息。结果表明，齿形翅片管的周向和轴向薄膜厚度随着翅片密度的增加而增加。对齿状翅片管特殊的传热结构进行了研究，发现复杂的传热结构导致表面张力的变化，从而改变了液膜的分布。齿形翅片管的局部冷凝换热系数对液膜分布非常敏感。得到了与最大总换热系数相对应的最佳翅片密度，表明齿形翅片管的强化传热机理是传热面积和液膜厚度的共同作用。

关键词：齿状翅片管，翅片密度，冷凝传热，流体体积法，CFD

The condensing flow and heat-transfer characteristics around dentate-fin tubes were investigated using numerical and experimental methods. Using the examined computational model, the film flow characteristics and condensing heat-transfer coefficient of the dentate-fin tubes in the circumferential and axial directions were analyzed. Comprehensive information regarding the condensation process in high-performance tubes is provided for the first time. The results showed that the circumferential and axial film thicknesses of the dentate-fin tubes increased with increasing fin density. The special heat-transfer structure of dentate-fin tubes was examined, and it was found that the complex heat-transfer structure led to variations in the surface tension, which changes the liquid-film distribution. The local condensing heat-transfer coefficient of the dentate-fin tubes was very sensitive to the liquid-film distribution. The optimal fin density corresponding to the maximum overall heat-transfer coefficient was obtained, which showed that the mechanism of heat-transfer enhancement for dentate-fin tubes was a joint effect of the heat-transfer area and liquid-film thickness.

Keywords: dentate-fin tube, fin density, condensing heat transfer, volume of fluid method , CFD

0. 前言

煤炭和石油仍占全球能源消费的 58%以上[1]，人类对能源的消费每年都在增加。在经济发展和环境保护这两个相互冲突的目标之间实现平衡已成为世界各国共同关心的问题。为了实现这一目标，有必要开发大规模使用清洁能源的新技术。然而，要减少碳排放，就必须节约能源，减少材料消耗，并使用高效节能的热交换器。例如，在新型换热器中使用整体翅片管可以有效提高其传热性能[2-6]。

翅片管可分为标准管或高性能管，其中后者在侧翅片上具有附加结构。分析模型可用于预测标准翅片管外蒸汽的冷凝换热系数[7,8]。目前尚未拥有高性能管的通用模型，因为描述这种类型管道中的冷凝过程相当复杂。本研究中考虑的齿状翅片管是一种翅片高度和间距小于 1mm 的高性能管。

高性能管中的低肋可增强表面张力，表面张力引起的压力梯度可以增加冷凝液的表面积；壁面的低肋也可增加制冷剂的扰动，从而减少冷凝液膜的厚度，达到增强换热的目的。高性能管通过增加表面积和表面张力控制翅片两侧冷凝排液来增强换热。因此，高性能管比单纯增加表面积更能有效地减小薄膜厚度，从而提高换热性能。我国高功耗和高能耗产业和设备导致了能源短缺的加剧，因此为了实现“节能减排”，建立了相应的法律法规。据统计[9,10]，我国建筑能耗约占全国总能耗的 35%，而制冷空调系统的能耗又占建筑能耗的 50～60%左右。研究换热器工作原理、提高换热器性能是必然的趋势，也是最终的目标。换热管是换热器最重要的组成部分，因此研究不同制冷剂在不同换热管中的换热特性对强化换热有着重要意义。

张振国等人[11]实验测量了 R407C 制冷剂在单个水平花瓣形翅片管和三排串联布置的翅片管上的冷凝换热系数。结果表明，PF 管提供的平均增强因子约为 5.02，冷凝水淹没对 PF 管的影响显著。Gstoehl 等人[12]研究了冷凝水淹没对具有平面和增强表面的水平管垂直阵列热性能的影响，并表明具有 3D 增强表面的结构管明显优于低翅片管。强化液体淹没降低了三维强化管的热性能，而对低翅片管几乎没有影响。

由于制冷剂的物理参数和翅片管表面结构的复杂性增加，数值模拟方法显示出比实验更好的精度。文献[13-14]中提出了各种数值模拟研究，将实际物理结构简化为二维模型，用于表征管外冷凝流。然而这种 2D 模型忽略了液体轴向扩散流动。Gebauer 等人[15]首次使用 CFD 模拟对 R134a 和丙烷的单个水平管和相应管束上的冷凝传热流体进行了建模。单管和两种流体的模拟结果与实验结果吻合良好。然而，对于管束，冷凝物的流型与实验结果的偏差较大。

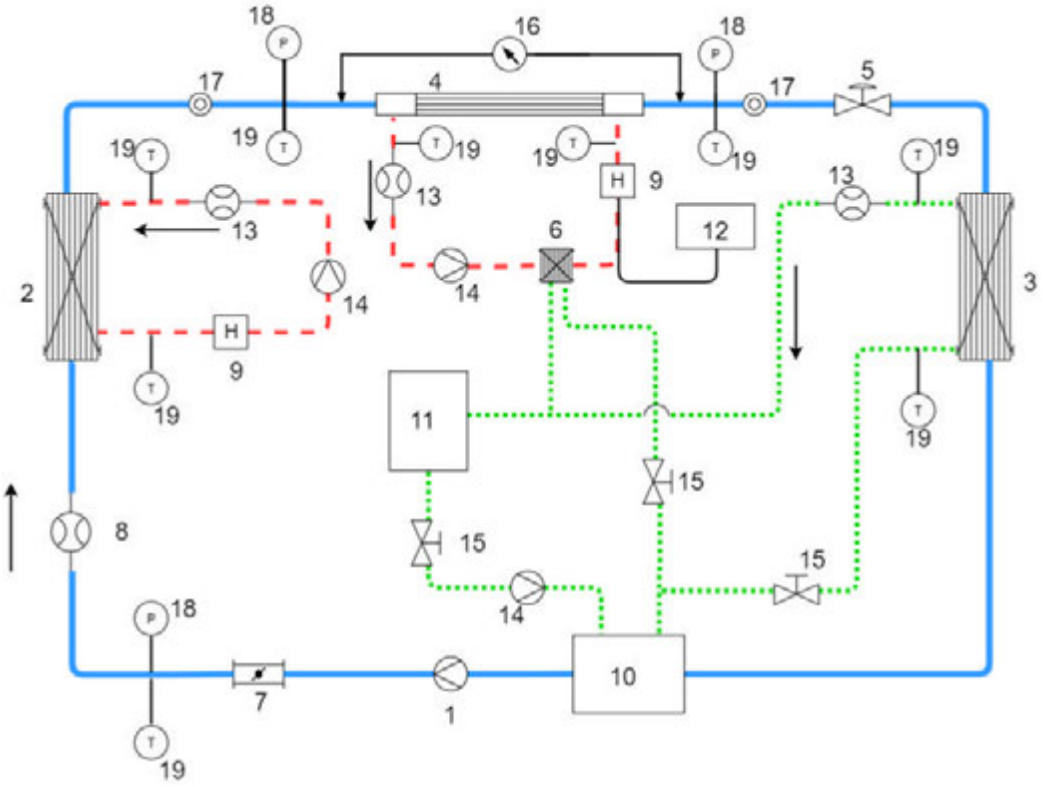
Thomas 等人[16,17]开发了一种新的无启发式或经验参数的纯物质冷凝模型，并将其与 Nusselt 的膜理论和纯物质在水平光滑管上冷凝的实验结果进行了比较。仿真结果与实验数据吻合较好。此外，他们首次提供了关于环形低翅片管冷凝过程的全面信息。蒋淳等人[18] 建立三维模型并模拟了制冷剂 R410A 在水平管外的降膜流动和蒸发过程。研究表明：喷淋密度较小时，总换热系数随着热通量增加而降低，随着喷淋密度增加而显著提高，随喷淋密度的增加，总换热系数急剧下降的临界点会逐渐往大偏心距偏移。

从上述研究中可以看出，具有相变的两相流模拟仍然局限于光滑管和标准翅片管。本研究建立了水平齿状翅片管外冷凝换热和流动的三维数值模型。通过将模拟结果与实验数据进行比较，验证了所使用的 CFD 模型的准确性。对薄膜厚度、三维流动过程和冷凝换热系数数据进行了分析。此外，还讨论了不同翅片密度对齿状翅片管外冷凝、传热和流动的影响。

1. 实验方法

1.1. 实验装置

如图 1 所示，单管外冷凝传热实验系统分为三个循环回路：制冷剂循环（蓝色实线）、水循环（红色虚线）和乙二醇溶液循环（绿色虚线）。制冷剂循环包括前端过热板式热交换器（2）和后端过冷板式热交换器（3）。实验在蒸发-冷凝综合试验台上进行，制冷剂循环的驱动力由隔膜泵（1）提供。该系统能够测试各种制冷剂，而无需更换其他设备。该试验台可以测试不同种类制冷剂、不同工况和不同结构的水平单管。



1 液压隔膜泵	11 恒温水箱
2 前端过热板式换热器	12 膨胀箱
3 后端过冷板式换热器	13 电磁流量计
4 实验测试部分	14 水泵
5 膨胀电磁阀	15 阀
6 板式换热器	16 差压传感器
7 脉冲阻尼器	17 液体反射镜
8 质量流量计	18 压力传感器
9 电加热器	19 温度传感器
10 蓄水池	

图 1 实验系统流程图

液体制冷剂通过隔膜泵（1）输送至前端过热板换热器（2），中间使用脉冲阻尼器（7）进行压力平衡，以稳定制冷剂流量。制冷剂在前端过热板式热交换器（2）中被水加热成具有特定过热度的过热蒸汽，并且过热制冷剂蒸汽在实验测试部分（4）中被冷却水冷凝成液态。滴落的液体制冷剂通过后端过冷板式热交换器（3），以确保制冷剂过冷，并且过冷制冷剂流入储液器（10）中储存。液体制冷剂由液压隔膜泵（1）泵送至下一个循环。

1.2. 数据处理

试验段中水的定性温度：

$$T_{mw}=\frac{T_{in}+T_{out}}{2} \tag{1}$$

式中，T_{in} 为试验段入口处的水温，℃；T_{out} 是试验段出口处的水温，℃。

在稳态条件下，管道水侧的热交换可以通过以下公式获得：

$$Q=C_p m\Delta t=C_p\rho G_1\left|T_{out}-T_{in}\right| \tag{2}$$

式中，C_p 是水在定性温度下的恒压比热容，J/（kg ▪K）；ρ 是定性温度下的水密度，kg/m^3；G_1 为试验段的水流，m^3/s。

对数平均温差：

$$\Delta T_m=\frac{\left|T_{out}-T_{in}\right|}{\ln\left|\frac{T_{sat}-T_{out}}{T_{sat}-T_{in}}\right|} \tag{3}$$

式中，T_{sat} 是饱和温度，K。

试验段总传热系数：

$$K=\frac{Q}{A_{out}\Delta T_m} \tag{4}$$

式中，Q 是平均热交换量，W；A_{out} 是基于水平单管管外的热交换面积，m^2。

$$Q=\left(Q_r+Q_w\right)/2 \tag{5}$$

式中，Q_w 是实验段水侧的传热，W；Q_r 是制冷剂侧的热交换，W。

试验段中水侧热交换率 Q_w 和制冷剂侧热交换速率 Q_r 之间的相对误差小于 5%。采用热阻分离法对整个传热过程进行了分析。实验中使用的换热管是一种新型换热管，结垢热阻可以认为是 0。管外冷凝换热系数可计算如下：

$$h_{out}=\frac{1}{\frac{1}{K}-\frac{A_{out}}{A_{in}}\cdot\frac{1}{h_{in}}-r_f} \tag{6}$$

式中，A_{in} 是内管的传热面积，m^2；r_f 是热导率的热阻，（m^2 • K）/W；h_{in} 是换热器管内的对流换热系数，单位为 kW/（m^2 • K），根据 Wilson-Gnielinski[19]方法计算得出。

2. 数值方法

2.1. 控制方程

本文使用 VOF 模型动态跟踪气液相自由边界处的流动。VOF 模型对实际相变传热的适用性已得到多方验证[20，21，22]。VOF 模型中各相的体积分数被用作变量，每个计算单元中各相体积分数加起来为 1。VOF 方程可以表示为：

$$\frac{\partial\left(\alpha_v\rho_v\right)}{\partial t}+div\left(\alpha_v\rho_v V_v\right)=S_{\alpha_v}+m_e \tag{7}$$

$$\alpha_l+\alpha_v=1 \tag{8}$$

$$\rho=\alpha_v\rho_v+\left(1-\alpha_v\right)\rho l \tag{9}$$

式中，m_e 是相变过程中的质量输运，源项 $S_{\alpha v}$ 默认为 0；l 是液相，v 是气相；α_l 和 α_v 分别表示液体和蒸汽的体积分数，ρ_l 和 ρ_v 分别表示流体和蒸汽的密度。瞬态模拟的控制方程如下。

连续性方程：

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\nabla\cdot\left(\rho V\right)=S_m \tag{10}$$

式中，ρ 为密度，kg/m^3；t 是时间，s；V 是速度矢量；S_m 是添加到连续相中的质量。

动量方程 ；

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\vec{v}\right)+\nabla\cdot\left(\rho\vec{v}\vec{v}\right)=-\nabla p+\nabla\cdot\left[\mu\left(\nabla\vec{v}+\nabla\vec{v}^T\right)\right]+\rho\vec{g}+\vec{F} \tag{11}$$

式中，p 是压力。由于管外冷凝物的流动受到重力和表面张力的影响，因此通过在动量方程中添加源项来实现连续表面力模型（CSF）[23]。

$$\vec{F}=2\sigma\kappa\frac{\rho\nabla\alpha_v}{\rho_v+\rho_l} \tag{12}$$

式中，σ 为液体表面张力系数；κ 是表面曲率。

能量方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho E\right)+\nabla\cdot\left[\vec{v}\left(\rho E+p\right)\right]=\nabla\cdot\left[k_{eff}\nabla T-\sum_l\sum_v h_{l,v}\vec{J}+\left(\bar{\bar{\tau}}_{eff}\cdot\vec{v}\right)\right]+S_h \tag{13}$$

式中，k_{eff} 是有效电导率，$h_{l,v}$ 是气相中液体的焓，J 是扩散通量。S_h 是定义的体积热源。

2.2. 相变模型

Lee 模型[24，25]的冷凝传质模型用于计算气液两相冷凝过程中的传质。将 VOF 模型和 Lee 模型相结合进行模拟，以获得流型和换热系数。

当 $T_l>T_{sat}$ 时：

$$m_v=coeff\times\alpha_l\rho_l\frac{T_l-T_{sat}}{T_{sat}} \tag{14}$$

当 $T_v<T_{sat}$:

$$m_l=coeff\times\alpha_v\rho_v\frac{T_v-T_{sat}}{T_{sat}} \tag{15}$$

式中，T_{sat} 是饱和温度，T_l 是液体温度，T_v 是蒸汽温度，m_v 是蒸发中的传质，m_l 是冷凝中的传质。*coeff* 是相变系数，根据不同的情况有不同的值，可以解释为弛豫时间。其定义如下：

$$coeff = \frac{6}{d_b}\beta\sqrt{\frac{M}{2\pi RT_{sat}}}L\frac{\alpha_v\rho_v}{\rho_l-\rho_v} \tag{16}$$

coeff 值太小会导致界面温度和饱和温度之间的显著偏差，而 *coeff* 值太大会导致数值收敛问题。理想情况下，蒸汽的温度分布应该是平坦的，界面温度应该等于饱和温度。测试系数的取值范围为 $40000s^{-1}$~$900000S^{-1}$。当 *coeff* 值为 $95000s^{-1}$ 时，计算的界面温度非常接近饱和温度。

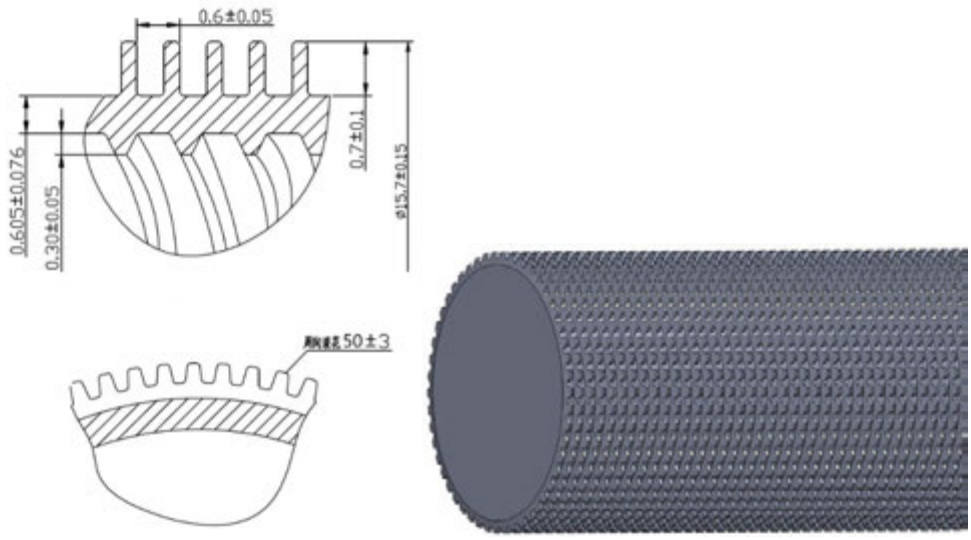
2.3. 几何参数和网格

实验和 CFD 模拟是在一根光滑的管子和四根齿状翅片管上进行的。与普通翅片管相比，齿状翅片管有额外的传热结构，增加了尖锐边缘的数量和传热面积。图 2 显示了齿状翅片管重要的物理特征。图 2(a)显示了齿状翅片管的结构参数。四个齿状翅片管的基本尺寸（翅片高度 H、内管直径 di、外管直径 D、圆周齿数 n）是相同的。根据不同的翅片密度，这四个齿状翅片管被命名为 TLC-1、TLC-2、TLC-3 和 TLC-4。表 1 中列出了齿状翅片管的具体结构参数。图 2(b)是三维模型的示意图。图 2(c)显示了齿状翅片管的几何形状，其中管子的外表面包括五个主要部分：翅片尖端、周向侧翅、轴向侧翅、周向翅根和轴向翅根。

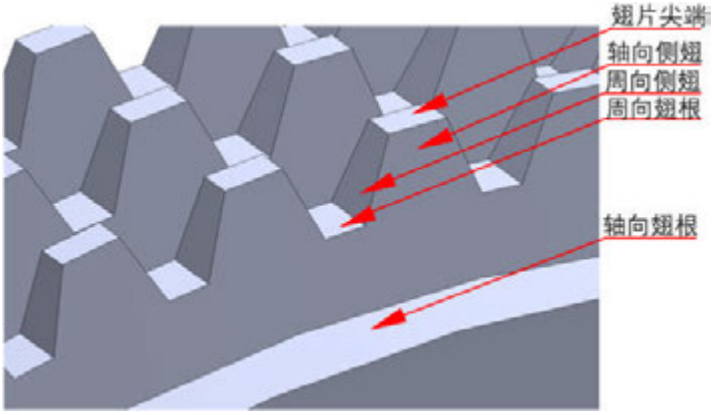
为了研究液膜在不同空间中的分布，模拟域包括三个翅片和三个翅片在轴向上的间距。根据 Kleiner 等人[18]，对于高性能管，模拟域在轴向方向上的长度将定向在表面结构，而不是薄膜泰勒不稳定性的最危险波长，这使得使用 VOF 方法研究高性能管上的冷凝成为可能。因此，选定的模拟域涵盖了所有影响。

表 1　管道的具体结构参数

管道名称	外径 (mm)	翅高 (mm)	内径 (mm)	翅片间距 (mm)	翅片密度 (fpi)	周向齿数 (个)
光管	15.88	/	/	/	/	/
TLC-1	15.88	0.7	13.28	0.45	32	50
TLC-2	15.88	0.7	13.28	0.35	36	50
TLC-3	15.88	0.7	13.28	0.25	42	50
TLC-4	15.88	0.7	13.28	0.15	51	50



(a)　　(b)



(c)

图2　(a) 齿状翅片管的几何参数 (b) 齿状翅片管的3D模型 (d) 齿状翅片管细节示意图。

为了建立齿形翅片管外冷凝过程的三维模拟区域，需要精细的网格和合理的计算工作量。齿状翅片管的数值模拟采用六面体结构网格，可以准确捕捉气液界面。图 3 中的 2D 视图显示了横截面上的部分网格。为了确保 y^+值近似等于 1.0，细化了管壁表面上的所有网格。

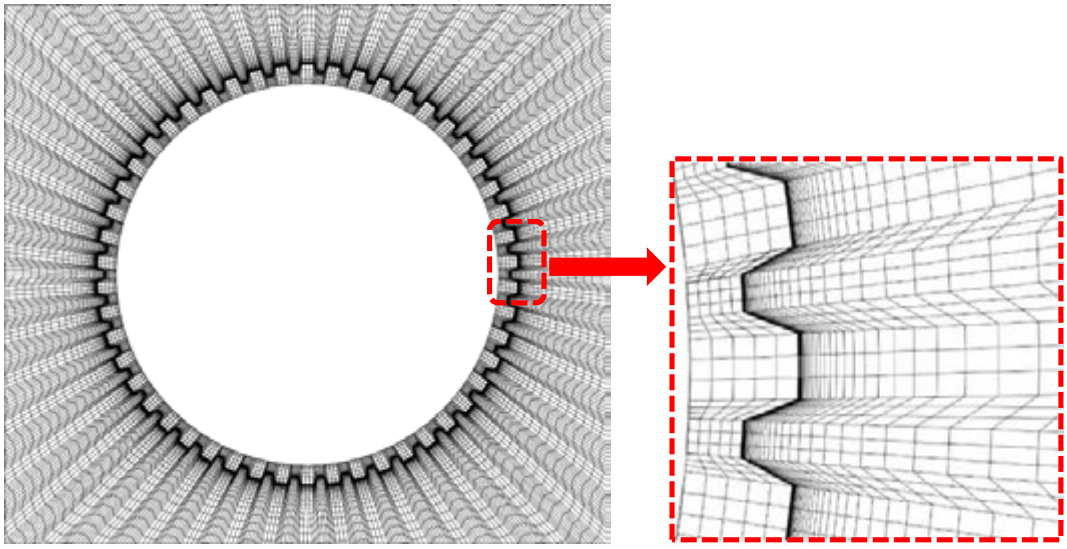


图 3 网格示意图

为了检验网格的独立性，计算了在相同条件下七个不同网格数量的三维齿状翅片管数值模型。图 4 显示了七个网格的模拟结果。可以看出，随着网格数量的增加，总换热系数 h_o 的增加趋势趋于平缓。考虑到计算时间和结果的精度，选择 20.58×10^5 单元的网格。

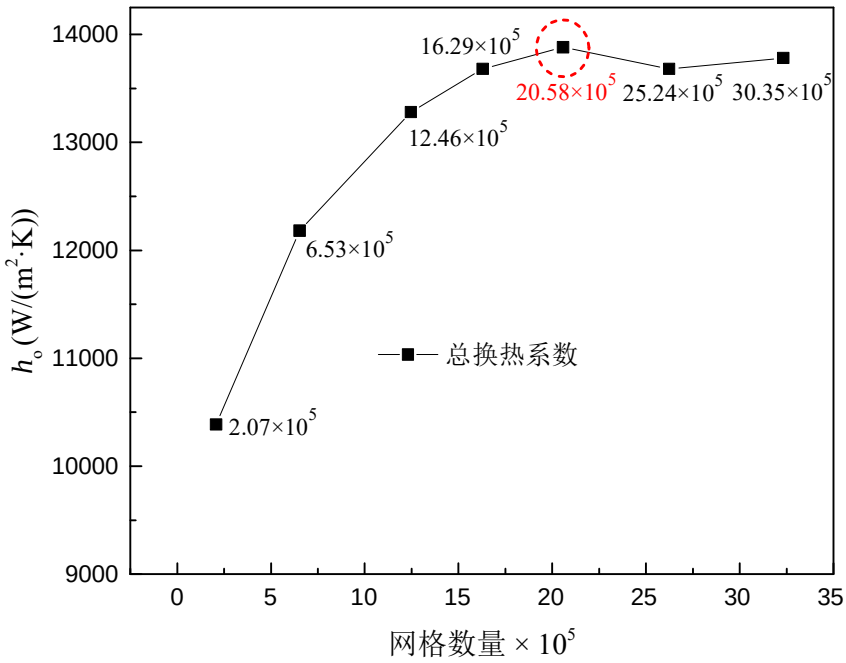


图 4 网格独立性验证

时间步长的设置对计算结果也有一定的影响。模拟时间步长受到流体区域中最大傅立叶数 F_o max=0.50 和最大库朗数 C_o max=0.25 的限制。经过多次探索，最终将时间步长设定为 2×10^{-5}s。

2.4. 模拟设置和边界条件

忽略管道厚度和冷凝水淹没。齿状翅片管外的边界条件设定为恒定的壁温。入口边界条件设置为速度入口。出口边界条件设置为压力出口。入口蒸汽体积分数设置为 1。模拟考虑了重力 g 的影响。冷凝水在管外的流动采用无滑动条件。冷凝模拟在 ANSYS Fluent 2021 R1 CFD 软件上进行。数值计算使用基于压力的求解器进行求解。压力-速度耦合采用 SIMPLE 格式，压力离散化采用 PRESTO！采用 Geo Reconstruct 体积跟踪方案用于观察气液相界面。三阶 MUSCL 格式用于离散动量和能量方程，其余使用二阶逆风算法。瞬态公式采用二阶隐式格式离散化。松弛因子均采用默认值。所有方程的收敛性都降低到 10^{-6}。

2.5. 模型验证

R410A 制冷剂用于实验和模拟研究。实验结果表明，当 R410A 用作制冷剂时，几乎没有温度滑移，因此在模拟过程中将 R410A 设置为纯流体。对于冷凝传热过程，UDF 包括两部分：将液体两相之间的传质过程添加到模型中，并使用 R410A 的物理参数作为温度的函数。

如图 5 所示，通过数值模拟获得的光滑管的冷凝换热系数与实验数据、Nusselt 理论[26]进行了比较。对于光滑管，在 310K 的饱和温度下，冷凝热流密度在 5kW/m^2 到 90kW/m^2 之间变化。实验结果、数值结果与 Nusselt 理论结果的相对偏差在±8%以内。实验方法和数值方法都不可避免地会引入一定的误差，但两种方法获得的冷凝换热系数与 Nusselt 理论的变化是一致的，这验证了模型的可靠性。

图 6 显示了齿状翅片管外的换热系数随热流密度从 10kW/m^2 到 120kW/m^2 的变化。结果表明，数值模拟结果略低于实验结果，偏差约为 10%。这证明了 VOF 和 Lee 模型可以提供高精度的换热系数的预测。

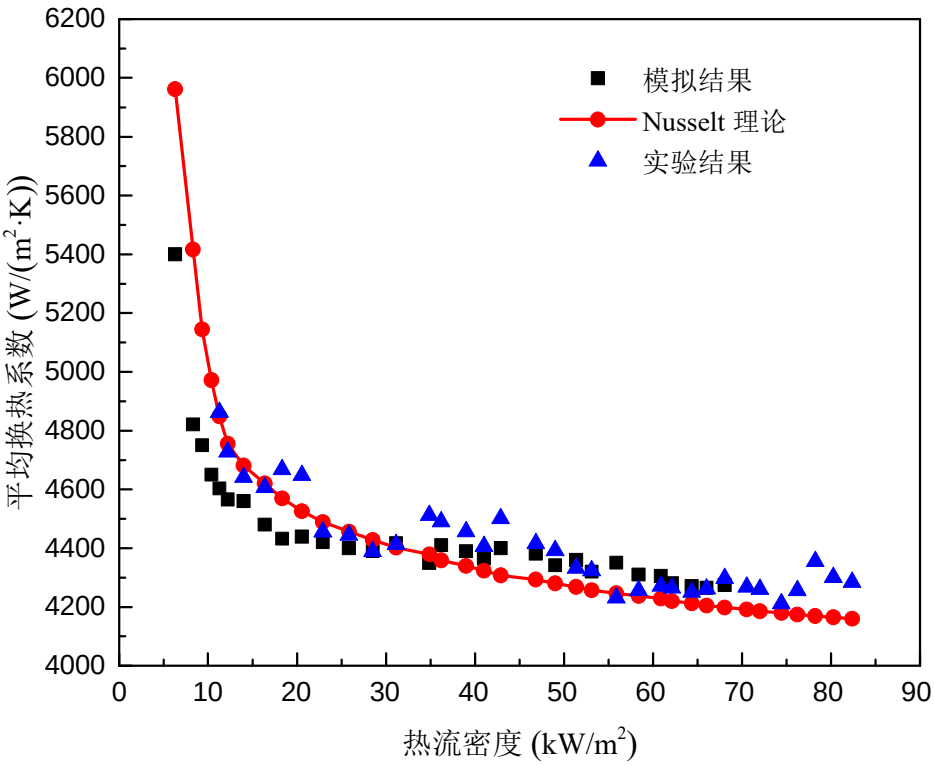
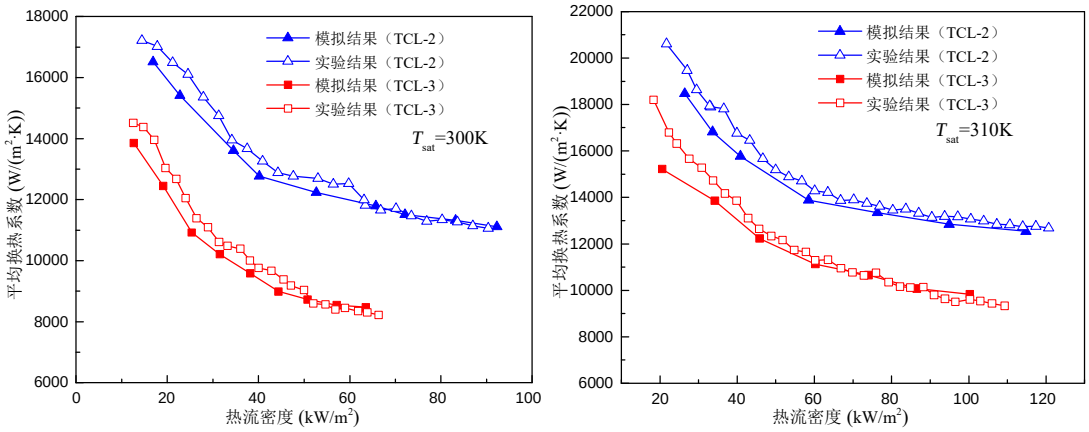


图 5 模拟结果、Nusselt 理论和实验结果对光滑管外冷凝换热系数对比



(a)T_{sat}=300K (b) T_{sat}=310K

图 6 齿状翅片管外换热系数模拟值与实验值的对比

3. 结果和讨论

3.1 齿状翅片管上冷凝液的瞬时流动特性

TCL-2 管外的冷凝过程如图 7 所示，冷凝液用蓝色描述。在模拟开始时冷凝液在齿状翅片管外形成了冷凝水膜，t = 0.90 s 时，由于的重力作用，冷凝水在管底部积聚。在表面张力的作用下，冷凝物粘附在管子上没有滴落。随着模拟的进行，冷凝液的积聚越来越多，随着更多的冷凝水积聚在管子的底部，重力的作用超过了表面张力的作用，开始形成液滴。t =1.47 s 后，冷凝液形成了相对稳定的柱状流。图 8 显示了 q=60 kW/m² 实验工况下 R410A 的流动模式，其中也观察到稳定的柱状流动。我们从实验结果中计算出的雷诺数 Re_o=3000，从模拟结果中计算的雷诺数 Re_o=3117。我们可以根据管外流体的雷诺数来衡量冷凝水的稳定后

的流动模式。因此，验证了所有齿状翅片管外模拟的流体动力学行为是合理的，本研究中的数值模拟结果被认为是可靠的。

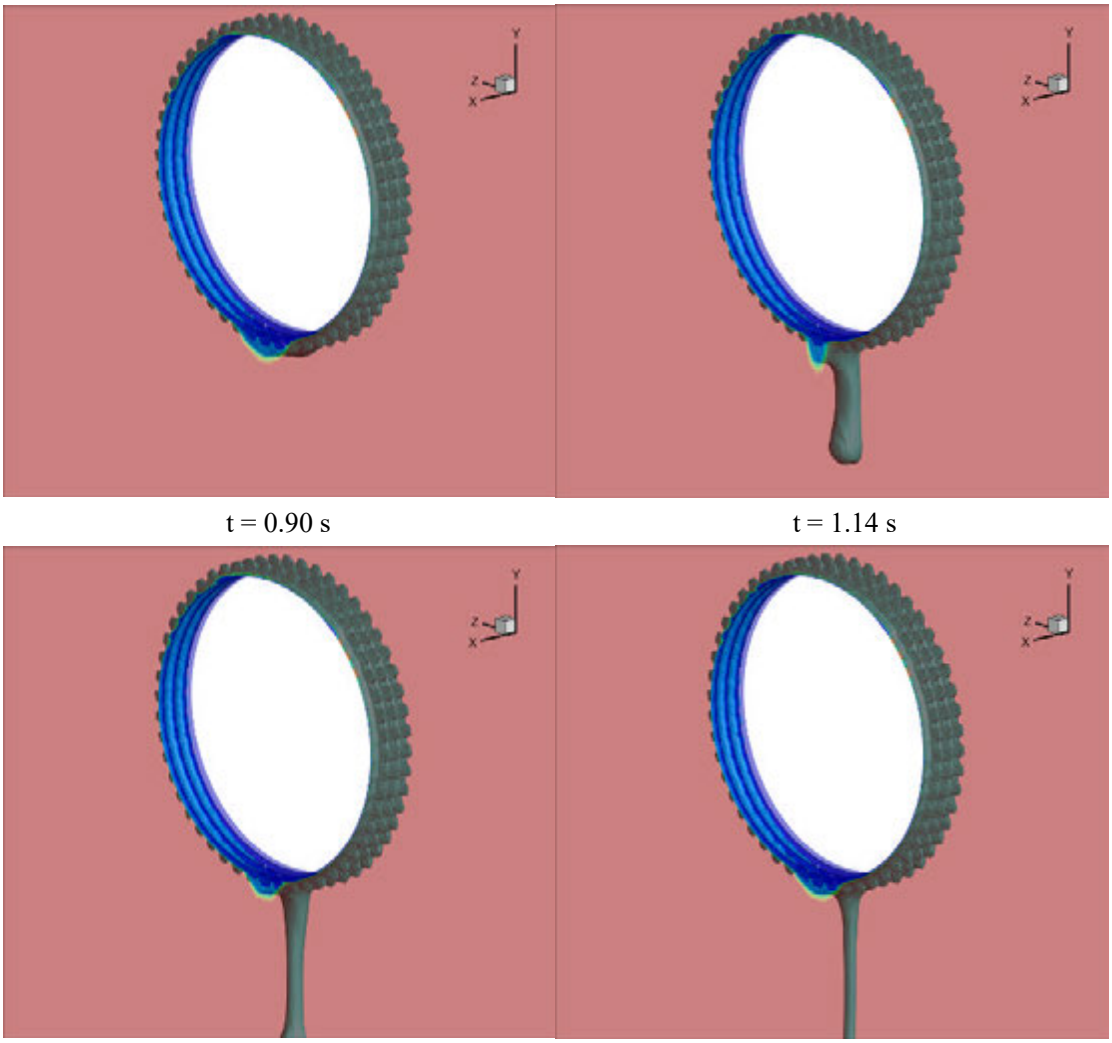


图 7 水平齿状翅片管外冷凝的模拟过程

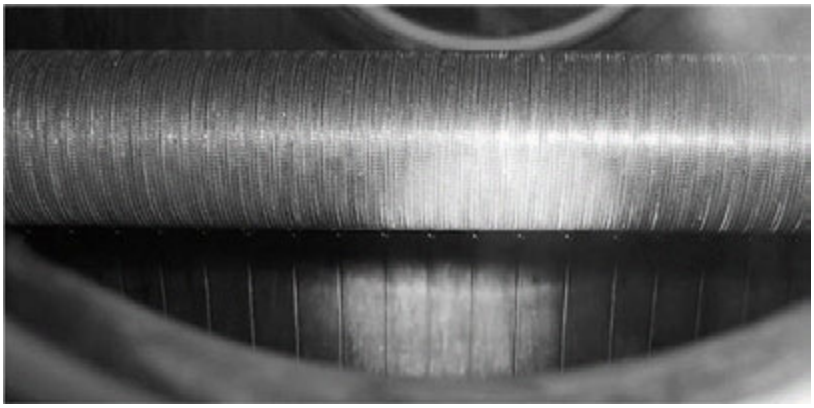


图 8 水平齿状翅片管外冷凝的实验结果

根据液膜厚度和传热面积，分析了不同齿状翅片管的冷凝换热系数。图 9 显示了四种类型的齿状翅片管外冷凝液的平均温度 T_b 的变化。在模拟开始时，冷凝液温度按照双曲线函数迅速下降。当冷凝水形成液滴时，最低的平均液体温度出现在 t = 1.32 s。这时，由于液体开始向外排泄造成的颈部效应，平均薄膜厚度是最小的。在 1.62s 之后，T_b 周期性地稳定在

303K 作用，频率为 0.3s。因此，我们获得了 2 到 4s 的数据，并使用平均值来计算平均冷凝换热系数。

T_b 随着翅片密度的增加而减少，表明冷凝水的积累随着翅片密度的增加而增加。图 9 中的红色虚线显示，随着翅片密度的增加，最小 T_b 发生的时间被推迟，冷凝液向外排出需要的时间更长，冷凝液需要更少的重力来克服表面张力并使液滴形成。液体温度的周期性波动也随着翅片密度的降低而减少。这些结果表明，当齿状翅片管的翅片密度较低时，液体更容易向外排出。

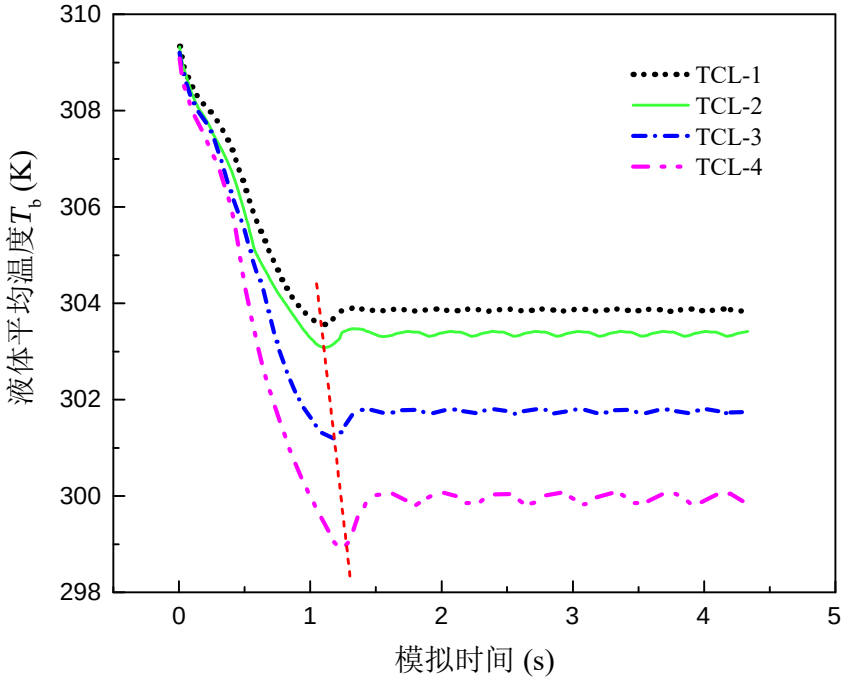
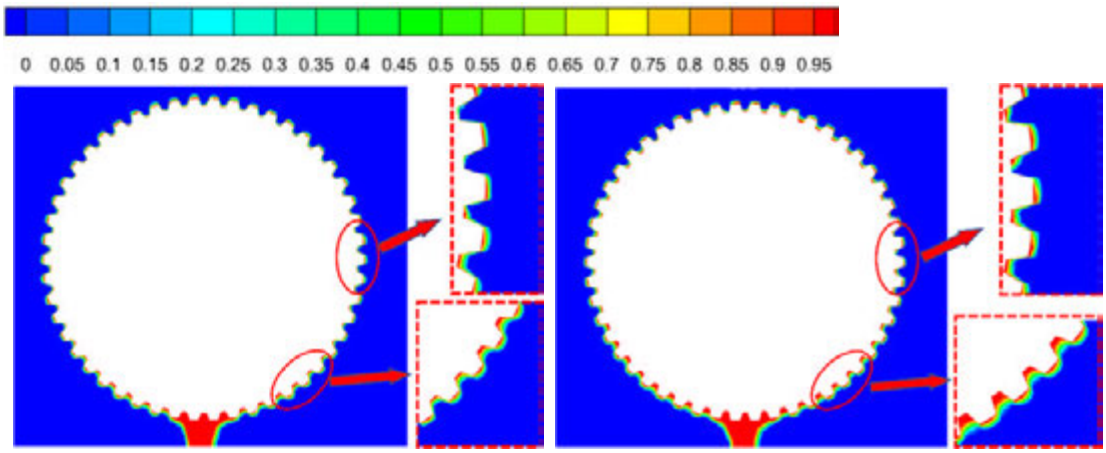


图 9 冷凝水平均温度随时间变化的过程

3.2 冷凝液在齿状翅片管周向上的流动特性

实验中很难获得准确的液膜厚度 δ，因此进一步研究了液膜厚度的模拟结果。图 10 显示了在 T_w=296K 时，四个齿状翅片管在周向截面上的液体体积分数的轮廓线。当圆周角在 20-90° 范围内时，由于齿状翅片有许多尖锐的边缘，冷凝液膜变得不连续。在翅尖的圆周部分，随着翅片密度的增加，液膜厚度增加，同时薄膜变得更加均匀。

吸附在 TCL-1 和 TCL-2 管的凹槽中的液膜并没有随着圆周角的增加而产生过度的向下偏移，这说明表面张力的影响大于重力的影响，只有当翅片密度增加时，冷凝液才开始向下移动。这时，重力的影响大于表面张力的影响。



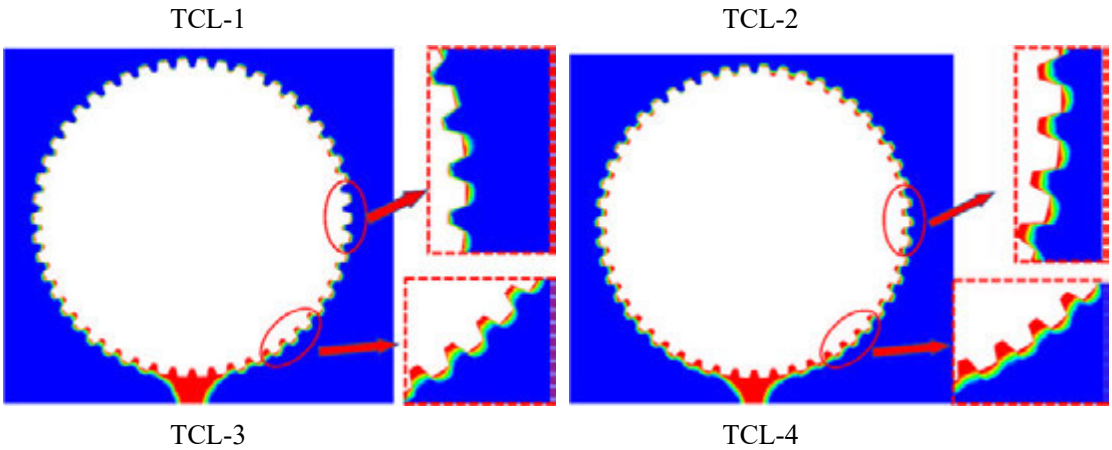


图 10 四种齿状翅片管在周向翅片尖端截面上液体体积分数的轮廓线

图 11 显示了在 T_w=296K 时，四种齿状翅片管的周向液膜厚度分布情况。对于翅片尖端的周向截面，周向根部翅片处的液膜厚度最大，周向侧翅处的液膜厚度最小。液膜厚度的周向的整体变化先是略有下降，然后上升。除底部外，齿状翅片管外其他部位的液膜分布相对均匀，这说明齿状翅片管外的冷凝液的排放相对均匀。

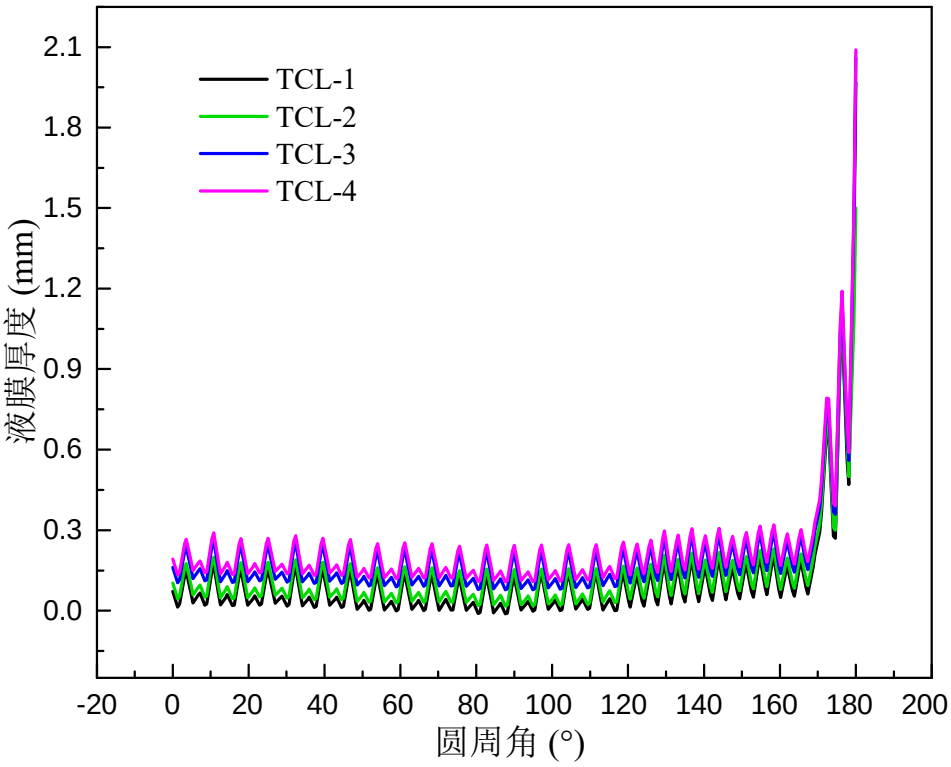


图 11 四种齿状翅片管在周向翅片尖端截面上液膜厚度随圆周角的变化情况

3.3 冷凝液在齿状翅片管轴向上的流动特性

图 12 显示了在 T_w=296K 时，四个齿状翅片管的轴向截面的液体体积分数的轮廓。由于表面张力的影响，在压力梯度下，翅片表面的液体膜被拉向根部。如图所示，在翅片尖端形成了一个凸形的冷凝液膜，而在轴向翅片根部形成了一个凹形膜。此外，TCL-1 和 TCL-2 管的轴向翅片之间的冷凝水较少。TCL-4 管子的轴向翅片之间的冷凝水几乎充满了整个翅片间距。

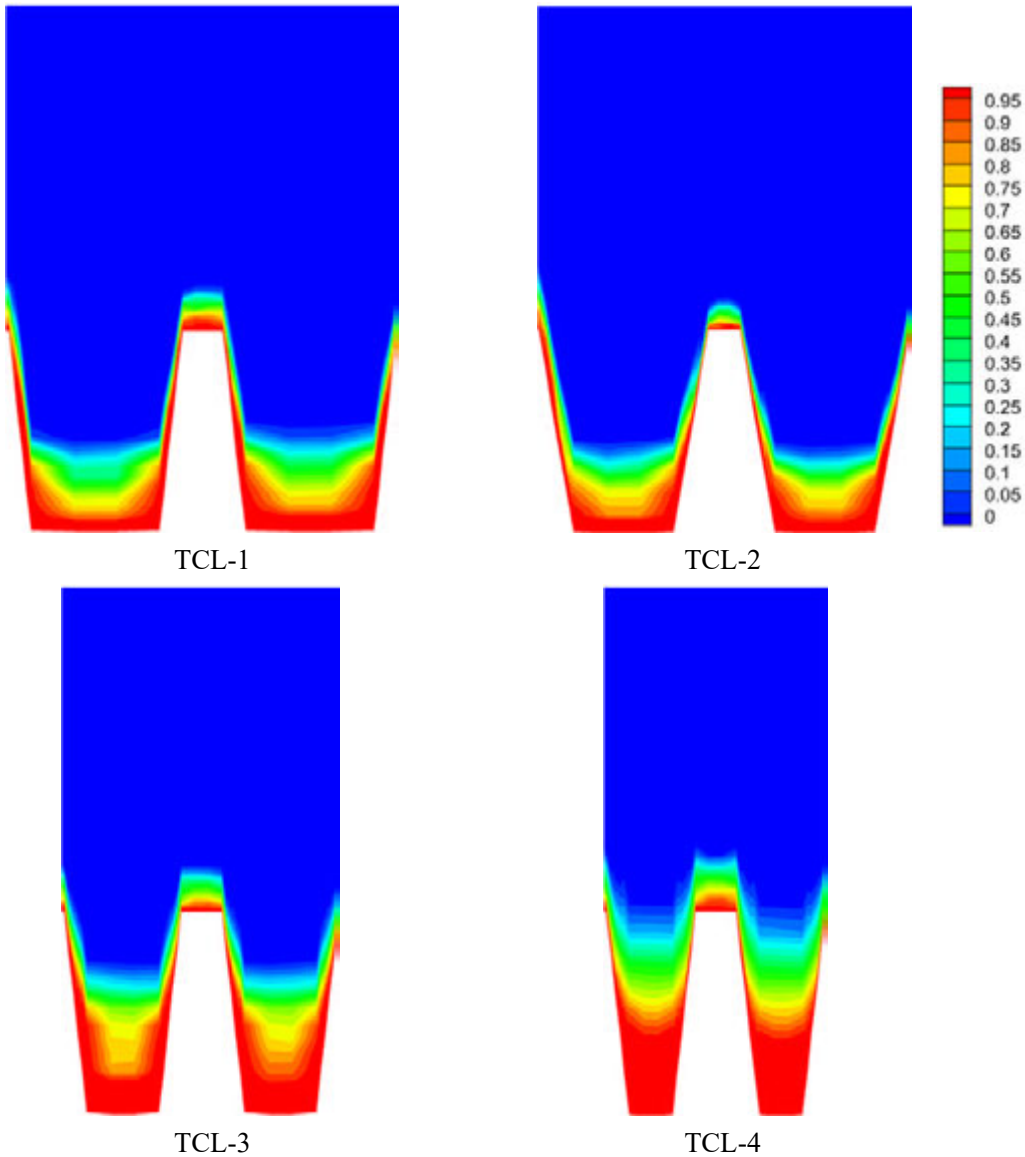


图 12 四种齿状翅片管轴向翅片尖端截面上液体体积分数的轮廓线

图 13 显示了在 T_w=296K 时，四种齿状翅片管在翅片尖端轴向上的液膜厚度分布。沿轴向观察到液膜厚度的周期性变化，在轴向根部翅片上形成了凹形膜，在翅尖上形成凸形膜。靠近轴向侧向翅片的翅片角被厚厚的液膜覆盖，液膜厚度最大，而拉向两侧的轴向侧向翅片上的液膜厚度最小。此外，TCL-1 和 TCL-2 管在轴向方向上的液膜厚度没有明显差异。TCL-4 管在轴向的最大液膜厚度是 TCL-1 管的 2.45 倍，而在翅片尖端聚集的凸状液膜区域没有明显的变化。

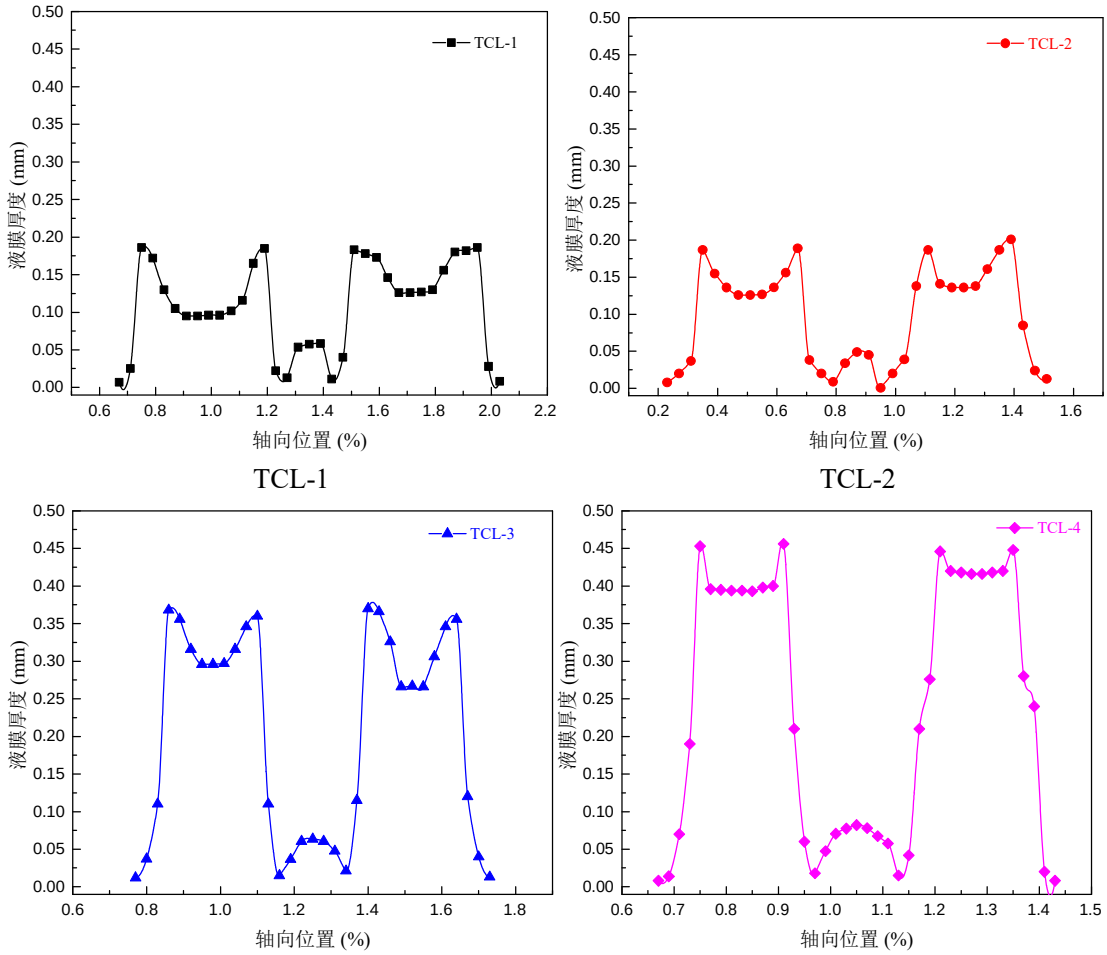


图 13 四种齿状翅片管在轴向翅片尖端截面上液膜厚度随轴向位置的变化情况

3.4 翅片密度对齿状翅片管外冷凝流动换热的影响

图 14 显示了 T_w=296 K 时 TCL-2 管在翅片尖端处周向截面处的局部冷凝换热系数和薄膜厚度的分布曲线。管子的局部冷凝换热系数在周向上表现出周期性的波动，并在液膜最薄时达到波峰，在液膜最厚时达到波谷，这归因于 Nusselt 薄膜理论[27]，它表明冷凝液膜会导致较高的传热阻力。局部冷凝换热系数的整体周向分布在圆周角较小时相对较低，曲线呈现出升高的趋势，然后随着圆周角的增加呈现出下降的趋势。局部冷凝换热系数和液膜厚度的趋势是一致的，表明齿状翅片管外的局部冷凝换热系数对液膜厚度高度敏感。

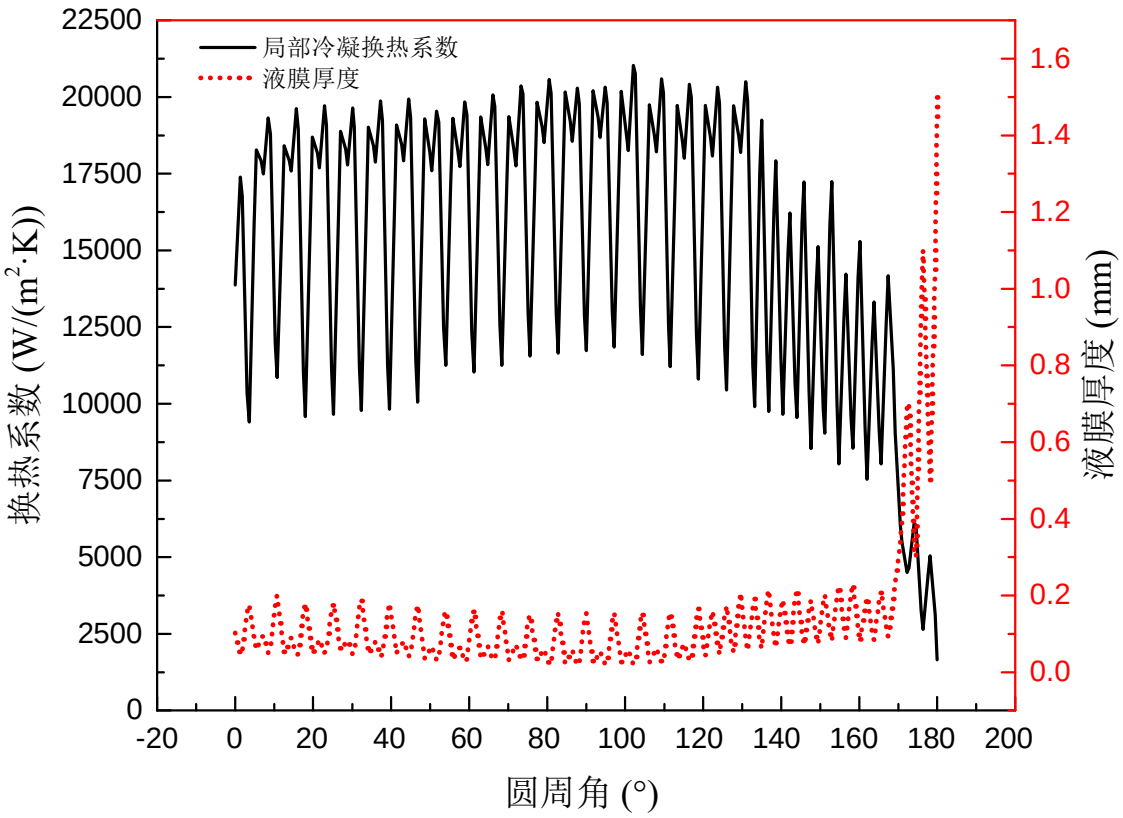


图 14 局部冷凝换热系数和薄膜厚度的周向分布

图 15 显示了 T_w=296 K 时，TCL-2 管上翅片尖端轴向截面处的冷凝换热系数和液膜厚度分布。翅片根部附近的最大液膜厚度导致了最大的传热热阻。因此，翅片根部表面的冷凝换热系数远小于轴向侧向翅片表面的冷凝换热系数，轴向侧向翅片表面的冷凝换热系数是翅片角的 2 倍，这表明齿状翅片管外的液膜厚度在冷凝换热系数的分布中起着重要作用。

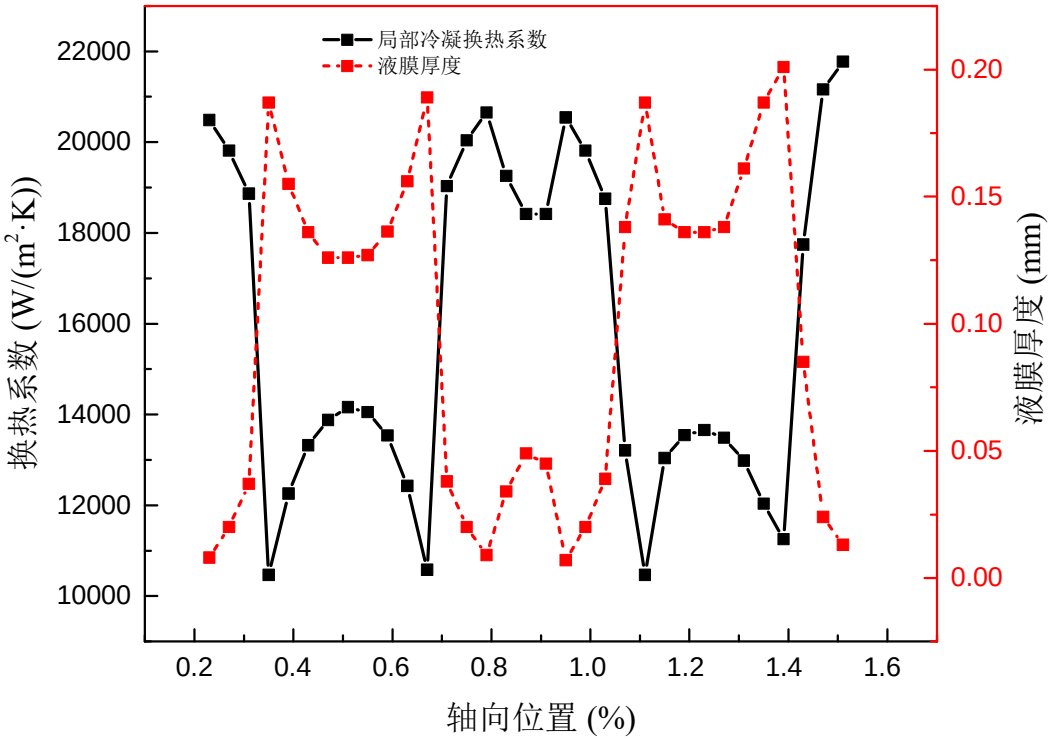


图 15 局部冷凝换热系数和薄膜厚度的轴向分布

图 16 显示了光滑管和四个齿状翅片管的平均冷凝换热系数和温差之间的相关性。四个齿状翅片管的平均冷凝换热系数随温差的增大而减小。平均冷凝换热系数随翅片密度的增加先增大后减小。其中在 TCL-2 管显示出最大的平均冷凝换热系数，而在光滑管显示出最小的值。

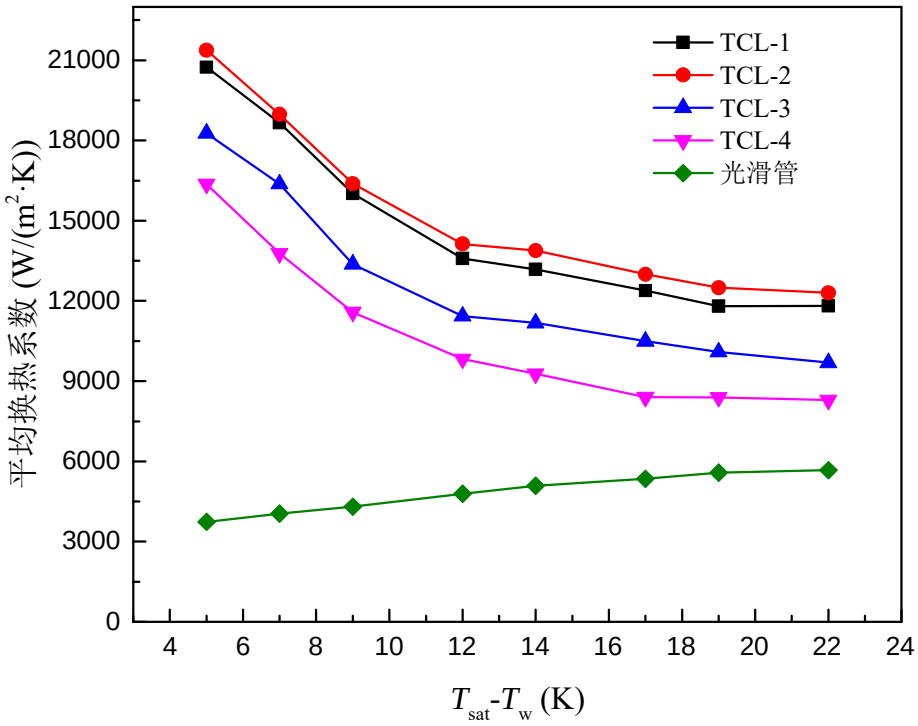


图 16 平均冷凝换热系数随温差的变化

考虑到翅片密度对液膜厚度和传热面积的影响，出现一个最大换热系数是合理的。正如第 3.2 和 3.3 节所述，翅片密度较低的齿状翅片管的冷凝层较薄，这导致了更有效的传热。然而，TCL-1 和 TCL-2 管子之间液膜厚度的差异相对较小；因此，液膜厚度对 TCL-2 管的传热影响相对于 TCL-1 管较小。相反，齿状翅片管的总传热面积随着翅片密度的增加而增加。因此，齿状翅片管外的冷凝传热得到了加强。由于这些对齿状翅片管外凝结传热的相反影响，TCL-2 管外的平均冷凝换热系数是最大的。

4. 结论

本文介绍了饱和温度为 310K 时，R410A 在齿状翅片管外冷凝传热的 CFD 模拟与实验研究。利用已经被验证的 VOF 和 Lee 模型，讨论了齿状翅片管周向和轴向上的液膜分布。此外，还对换热系数分布的变化进行了详细的研究。根据研究结果，可以得出以下结论：

（1）实验数据与 CFD 模拟结果进行了比较，光滑管的数值结果与实验结果和 Nusselt 理论结果保持一致，对于强化管 TCL-2 和 TCL-3 管的数值结果与实验数据很一致。冷凝换热系数的变化和冷凝水的流动模式也与实验结果一致。验证了数值模拟方法的可靠性。

（2）研究了齿状翅片管的周向上的冷凝液膜分布和局部冷凝传热。沿周向翅片的膜厚随着翅片密度的增加而增加。周向薄膜厚度显示出不连续性，薄膜厚度的不连续性随着翅片密度的增加而减少。局部冷凝换热系数随着周向膜厚的减少而增加。局部冷凝换热系数的变幅大于薄膜厚度，局部冷凝换热系数对周向薄膜分布非常敏感。

（3）研究了齿状翅片管的轴向上的冷凝液膜分布和局部冷凝传热。沿着轴向翅片的薄膜厚度随着翅片密度的增加而增加。沿着水平齿状翅片管的轴向，TCL-1 管的液膜厚度与 TCL-2

管相似。TCL-4 管的最大液膜厚度要比 TCL-1 管的大得多。可以发现，轴向根部翅片的膜厚要比其他地方的大。轴向侧翅表面的局部冷凝换热系数是轴向根部翅片表面的 2 倍。

（4）对齿状翅片管的平均冷凝换热系数进行了分析。随着温差的增大，整体冷凝换热系数减小。总体而言，TCL-2 管也显示出最高的平均冷凝换热系数，这可能归因于其具有较小的膜厚度。另一方面，TCL-2 管的总传热面积大于 TCL-1 管。因此，TCL-2 管具有最大的有效翅片面积。

根据研究结果，还有许多后续研究可以开展：（1）对齿状翅片管外冷凝影响的因素进行深入的研究，探讨传热介质、表面润湿性等对制冷剂液体流动状态和换热特性的影响。（2）对多种的高性能管外冷凝的流动和换热进行研究，希望后续可以对高性能管的设计进行优化。（3）对多种制冷剂在高性能管外冷凝的换热过程进行研究，探讨多种制冷剂流动状态和换热特性的优劣。

符 号 说 明

A——面积，m^2

C_p——比热容，J/(kg·K)

d——直径，mm

h——换热系数，$W/(m^2·K)$

H——翅片高度，mm

g——重力加速度，m/s^2

G_1——试验段水流量，m^3/s

L——管长，mm

m——质量流量，kg/s

p——压力，Pa

q——热流密度，kW/m^2

Re——雷诺数

r——热阻，$(m^2·K)/W$

t——时间，s

T——温度，℃

V——速度矢量，m/s

α——体积分数

δ——液膜厚度，mm

ρ——密度，kg/m^3

下角标

in——进口

out——出口

l——液体

v——气体

sat——饱和条件

参考文献

[1] Petroleum B .BP: Statistical Review of World Energy 2011[J].Economic Policy, 2011, 4.

[2] Ji W T， Zhao C Y， Zhang D C , et al. Influence of condensate inundation on heat transfer of R134a condensing on three dimensional enhanced tubes and integral-fin tubes with high fin density[J]. Applied Thermal Engineering, 38 (2012) 151-159.

[3] A.R. Al-Badri, M.H. Rausch, et al. Condensation of R134a outside single horizontal titanium, cupronickel (B10 and B30), stainless steel and copper tubes[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 77 (2014) 194–201.

[4] Tao Wen-Quan, Zhong, et al. The influence of surface structure and thermal conductivity of the tube on the condensation heat transfer of R134a and R404A over single horizontal enhanced tubes, [J]. Applied Thermal Engineering Design Processes Equipment Economics, 125 (2017) 1114–1122.

[5] Zhang Z , Li Q , Xu T , et al. Effect of fin pitch, fin height, and bundle depth on condensation of R134a, R1234yf, and R1234ze in bundles of integral finned tubes, Proceedings of the DKV-Conference[J]. Duesseldorf, Germany, 2014.

[6] Ji W T， Lu X D， Yu Q N , et al. Film-wise condensation of R-134a, R-1234ze(E) and R-1233zd(E) outside the finned tubes with different fin thickness[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 146 (2020) 118829.

[7] Briggs A , Rose J W . Effect of fin efficiency on a model for condensation heat transfer on a horizontal, integral-fin tube[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 37 (1994) 457-463.

[8] Al-Badri A R， Gebauer T， Leipertz A , et al. Element by element prediction model of condensation heat transfer on a horizontal integral finned tube[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 62 (2013) 463-472.

[9] 杜军.暖通空调节能减排优化设计分析[J].居舍,2019(34):130.

[10] 黄世明.我国节能减排面临的问题及解决的方法[J].资源节约与环保,2013(07):142.

[11] Zhang Z , Li Q , Xu T , et al. Condensation heat transfer characteristics of zeotropic refrigerant mixture R407C on single, three-row petal-shaped finned tubes and helically baffled condenser[J]. Applied Thermal Engineering, 39 (2012) 63-69.

[12] D Gstoehl，JR Thome, et al. Film Condensation of R-134a on Tube Arrays With Plain and Enhanced Surfaces: Part I—Experimental Heat Transfer Coefficients[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 128 (2006) 21-32.

[13] Mao-Gang H E , Wang X F , Zhang Y , et al. Study of flow regime and numerical simulation of film thickness on horizontal-tube falling film evaporator[J]. Journal of Thermal Science and Technology, 6 (2007) 319–325.

[14] Qiu Q, Zhu X, Mu L, et al, Numerical study of falling film thickness over fully wetted

horizontal round tube[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 84 (2015) 893–897.
[15] Gebauer T , Al-Badri A R , Gotterbarm A , et al. Condensation heat transfer on single horizontal smooth and finned tubes and tube bundles for R134a and propane[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 56 (2013) 516-524.
[16] Kleiner T , Rehfeldt S , Klein H . CFD model and simulation of pure substance condensation on horizontal tubes using the volume of fluid method[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 138 (2019) 420-431.
[17] Kleiner T , Eder A , Rehfeldt S , et al. Detailed CFD simulations of pure substance condensation on horizontal annular low finned tubes including a parameter study of the fin slope[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 163(2020)120363.
[18] 蒋淳,陈振乾.水平管外降膜蒸发流动和传热特性数值模拟[J].化工学报,2018,69(10):4224-4230.
[19] Gnielinski V. New equations for heat and mass transfer in the turbulent flow in pipes and channels[J]. Nasa Sti/recon Technical Report A, 1975, 75(2):8-16.
[20] Hirt C W , Nichols B D . Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries[J]. Journal of Computational Physics, 39 (1981) 201-225.
[21] Hirt C W, Nichols B D. Computational method for free surface hydrodynamics[J]. Journal of Pressure Vessel Technology, 103 (1981) 136-141.
[22] Hasanpour B , Irandoost M S , Hassani M , et al. Numerical investigation of saturated upward flow boiling of water in a vertical tube using VOF model: effect of different boundary conditions[J]. Heat and Mass Transfer, 54 (2018) 1925–1936.
[23] Lee J , O'Neill L E , Lee S , et al. Experimental and computational investigation on two-phase flow and heat transfer of highly subcooled flow boiling in vertical up flow[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 136 (2019) 1199-1216.
[24] Lee W H . PRESSURE ITERATION SCHEME FOR TWO-PHASE FLOW MODELING[J]. Washington DC, USA: Hemisphere Publishing, (1980) 407-431.
[25] Bahreini M , Ramiar A , Ranjbar A A . Numerical simulation of bubble behavior in subcooled flow boiling under velocity and temperature gradient[J]. Nuclear Engineering & Design, 293 (2015) 238-248.
[26] W. Nusselt, The surface condensation of water vapour[J]. Zeitschrift Des Vereines Deutscher Ingenieure 60 (1916)541-546.
[27] W. Nusselt, Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes[J]. Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure, 60 (1916) 569–575.

中国工程热物理学会 传热传质
学术会议论文 编号：233625

局部水蒸气环境中附壁乙醇液滴蒸发及其诱导热对流实验研究

李顺薪，林园青，吴春梅，李友荣
（低品位能源利用技术及系统教育部重点实验室，重庆大学能源动力工程学院，重庆 400044）
（Tel: 13002386773； Email: chunmeiwu@cqu.edu.cn）

摘要：为了研究异质蒸气环境对附壁液滴蒸发及其诱导热对流耦合特性的影响，本文采用实验观测方法分析了局部水蒸气环境中，附壁乙醇液滴蒸发热动力学特性。实验结果表明，局部水蒸气环境会在附壁乙醇液滴蒸发界面诱导产生热-质毛细对流。热-质毛细对流驱动因蒸发冷却效应形成的局部低温区朝近水区产生定向偏移。热-质毛细对流对法向温度梯度诱导的 Bénard-Marangoni 对流起抑制作用，导致乙醇液滴蒸发速率降低。

关键词：水蒸气；乙醇液滴；蒸发；流动稳定性；流型演化；

0 前言

附壁液滴蒸发这一常见的自然现象，实际上涉及到了流体动力学、传热传质及界面相变等复杂的科学问题，迄今为止还存在许多问题亟待解决。同时，附壁液滴蒸发在喷涂冷却[1,2]、液滴微流控[3-5]和疾病诊断[6-8]等领域也有着重要的应用。

蒸发界面上的液相分子一方面会受到液滴内部液相分子的吸引力，另一方面也会受到周围环境气相分子的吸引力，然而气相分子的吸引力往往较弱。因此在蒸发界面上产生界面张力以克服两者间的不平衡作用。意大利物理学家 Marangoni[9]对“葡萄酒泪”现象做出了解释，认为界面张力梯度是流体沿杯壁向上爬升的驱动力。因此，界面张力梯度驱动的流动也被称为 Marangoni 对流，也称毛细对流。同时，因温度梯度引起的界面张力梯度驱动的流动称为热毛细对流；因溶质浓度梯度引起的界面张力梯度驱动的流动称为溶质毛细对流。附壁液滴蒸发过程的内部存在着多种流动型式。如“咖啡环”现象[10]，便是因液滴界面蒸发通量不均而引起的内部补偿流，携带不溶性颗粒至三相线处，并随着液滴的蒸干，不溶性颗粒积淀在固体壁面上而形成的。除外，还有因径向温度梯度引起的热毛细对流，及因法向温度梯度引起的 Bénard-Marangoni 对流（B-M 对流）。当温度梯度过大，流动过强，就会产生流动失稳现象[11-13]。

流动稳定性与附壁液滴自身的挥发性密切相关。Sefiane 等[14]利用红外热成像技术研究不同挥发性液滴的流动失稳现象，并指出液滴挥发性越强，蒸发诱导的流动更容易失去稳定性，流动失稳后诱导的热流型现象更丰富。Semenov 等[15]采用三维数值模拟研究了附壁乙醇液滴蒸发过程中的热对流稳定性，结果指出蒸发过程中产生了 B-M 对流失稳现象，在蒸发界面处可观测到 B-M 流胞。叶爽等[16]采用稳态蒸发模式研究了附壁水滴和乙醇液滴的蒸发过程，结果指出对于挥发性较强的乙醇液滴，随着蒸发高度的降低，热对流稳定性减弱，在蒸发界面观测到了多类不稳定流型结构；对于挥发性较弱的水，在基底温度为 80 ℃时蒸发界面出现环状温度分布。

气相条件，如气相压力、气相组分等，也是影响液滴流动稳定性的重要因素。Persad 等[17]报道了往水滴蒸发的密闭腔体中通入甲醇蒸气时，水滴蒸发界面产生了明显的温度振荡。

基金项目：国家自然科学基金项目（51876012）

这是由于水滴与甲醇具有较好的互溶性，水滴界面吸附甲醇蒸气时产生的溶解热与蒸发冷却效应间相互竞争，导致了温度振荡现象。Hedge 等[18]在附壁水滴附近放置了乙醇液滴，结果指出，水滴蒸发界面因吸附乙醇蒸气，界面张力改变，并在界面处诱导产生了溶质毛细对流。此外，也有实验结果[19,20]验证了异质蒸气氛围会对液滴界面张力造成影响，从而诱导各种型式流动的产生。

在已有的研究中，学者大多关注了蒸发界面的热流型演变过程，对热对流稳定性的演化规律、蒸发和热对流的耦合机制尚不明确。此外，异质蒸气环境对附壁液滴蒸发界面温度分布和诱导热对流稳定性的影响机制尚不明确。本文采用实验观测的方法，研究局部水蒸气环境中，附壁乙醇液滴蒸发过程界面温度分布规律，探讨了异质蒸气环境对附壁液滴蒸发及其诱导流动稳定性的影响机制。

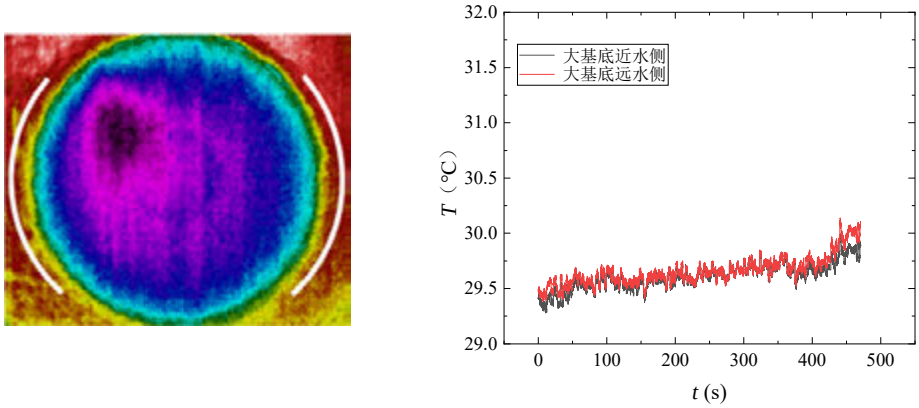
1 实验装置及步骤

研究局部水蒸气环境中附壁乙醇液滴蒸发及其诱导热对流特性的实验台主要包括温度调控系统、注液系统和数据监测系统，如图 1 所示。温度调控系统主要由蒸发基底及恒温水浴装置组成。蒸发基底由半径 R_s=7.5±0.5 mm 的大基底及半径 R_c=2.5±0.05 mm，厚度 δ=0.5±0.05 mm 的小基底组成，其中，小基底间通过导热硅胶（OMEGA，OB-200）被连接并固定在大基底上。恒温水浴装置可调控并维持蒸发基底温度恒定。注液系统由注液器和注液泵组成，通过控制注射泵的推进速率可调节附壁液滴初始蒸发体积。数据监测系统包括 CMOS 相机（深圳迈德威视，MV-SUA502M-T，分辨率：2592×1944）、点阵光源、红外热像仪（FLIR，SC325，分辨率：320×240）、嵌入式热电偶及数据采集仪（Agilent，34972A）。CMOS 相机及点阵光源位于腔体水平两侧以观测液滴形貌变化。红外热像仪则布置于腔体顶部以监测实验过程中，液滴蒸发界面温度分布。12 支 K 型热电偶均匀布置在大基底内，并通过与数据采集仪相连便可将温度数据传输至屏幕上以实现对基底温度的实时监控。

图 1 实验装置示意图

在实验开始前，需对蒸发基底进行清洗擦拭，随后开启恒温水浴装置并设定预期温度，而基底的实时温度由嵌入式热电偶测得。当数据采集仪中显示的基底温度已达到预期值时，

通过针管滴加约 3.5±0.5 μl 的水滴置于大基底上，以营造稳定的局部水蒸气氛围。值得注意的是，实验全程大基底表面温度由恒温水浴装置进行控温。在靠近小基底水平两侧的大基底表面设定弧线状温度监测段，如图 2.(a)白色弧线段所示。图 2.(b)展示了蒸发全程大基底表面近水侧与远水侧的温度波动。两侧总体的温度波动范围均保持在 29.6±0.5℃，且蒸发全程两侧温度重合度高，这说明由于水滴体积较小，且该水滴距离小基底有一定距离，小水滴在大基底上蒸发造成的吸热现象对小基底壁面处的影响可以忽略。随后，通过注液泵和注液器通过小基底中心的注液小孔注射约 20.0±0.5 μl 乙醇液滴。最后开启红外热像仪和 CMOS 相机分别对附壁乙醇液滴界面温度分布和形貌变化进行实时监测。液滴高度 h 定义为液滴顶点到液滴底部间的距离，液滴间距 L 定义为附壁乙醇液滴与外施水滴两者中心点间距，如图 3 所示。



(a) (b)

图 2 (a)大基底靠近小基底两侧表面的弧线状温度监测段; (b) 蒸发全程大基底表面近水侧与远水侧的温度波动

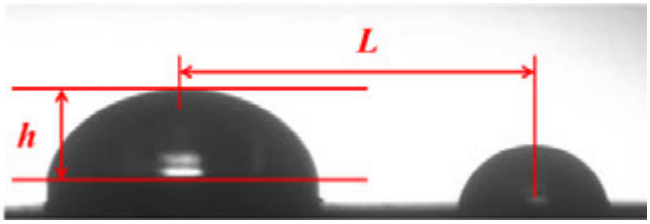


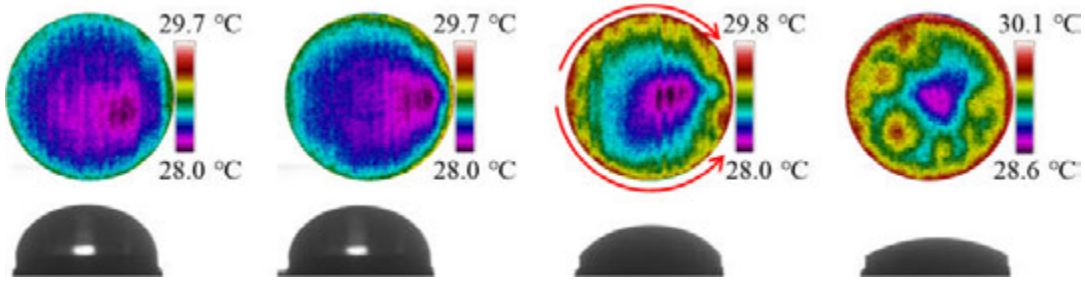
图 3 液滴高度 h 和液滴间距 L 示意图

2 实验结果和分析

2.1 局部水蒸气环境中附壁乙醇液滴蒸发界面热流型演变规律

图 4 展示了基底温度 T_w=30 ℃， L=6.5 mm 条件下附壁乙醇液滴蒸发界面热流型演变过程。乙醇与水混溶，水蒸气吸附至乙醇液滴界面过程会产生溶解热，Bertand 等[21]测定了室温下蒸馏水溶于 950 ml 无水乙醇所产生的溶解热约为 2380 cal mole^{-1} 远高于无水乙醇溶于 950 ml 蒸馏水的溶解热 459 cal mole^{-1}，因而水蒸气吸附至乙醇液滴产生的溶解热会在乙醇液滴蒸发界面处产生明显的额外热扰动，由于乙醇挥发性较强，蒸发速率较快，热对流更容易失去稳定性，促使产生了更易由红外热热像仪所捕捉的热毛细对流失稳现象。蒸发界面最靠近水滴测，受溶解热的影响最大。因此在蒸发初始时刻 t=0 s，沿液滴三相接触线周向产生了温度分布不均，周向温度分布显示近水区一侧的温度最高，如图 5（b）。t=23 s，因蒸发冷却效应形成的局部低温区朝着近水区一侧产生了明显的偏移，径向温度分布揭示了局部

低温区偏移界面中心约 1.25 mm，如图 5（d）。随着蒸发过程的进行，近三相线处观测到伴随明显温度振荡特性，沿周向传播的弯曲状热波纹，如图 3（c）所示，同时近水区一侧形成稳定的热波纹传播的热汇分布。在研究附壁乙醇液滴蒸发特性的重要成果[22-24]中，学者们也同样观测到了沿周向传播，伴有明显热源、热汇分布的流动结构，并称为热流体波（HTWs），其流型特征与图 4（c）观测到的热流型相似。同时，学者们指出，当径向温度梯度过大时，其驱动的热毛细对流会失去稳定性并在蒸发界面处诱导产生 HTWs 热流型。蒸发过程后期，液滴高度减小，法向温度梯度增大，其驱动的 B-M 对流增强，蒸发界面处形成多胞状热流型，如图 4（d）所示。



(a) t=0 s, h=1.76 mm (b) t=23 s, h=1.70 mm (c) t=216 s, h=1.12 mm (d) t=352 s, h=0.64 mm

图 4 L=6.5 mm，附壁乙醇液滴蒸发界面热流型演变过程

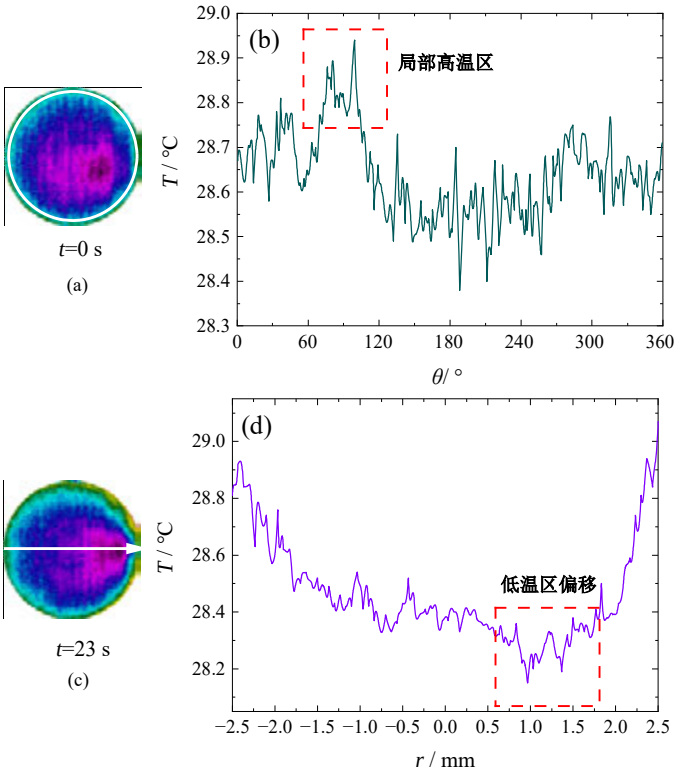
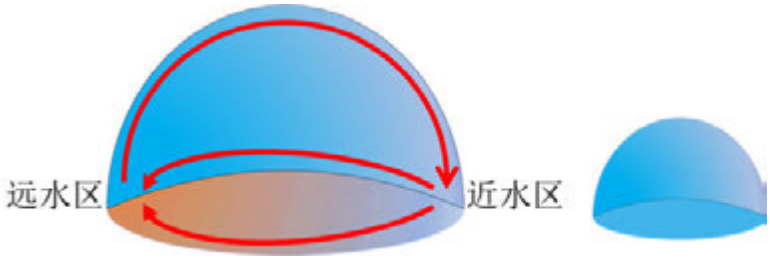


图 5 (a) t=0 s,附壁乙醇液滴红外热像图; (b) t=0 s，附壁乙醇液滴近三相线处界面周向温度分布曲线; (c) t=23 s，附壁乙醇液滴红外热像图; (d) t=23 s，附壁乙醇液滴径向温度分布曲线

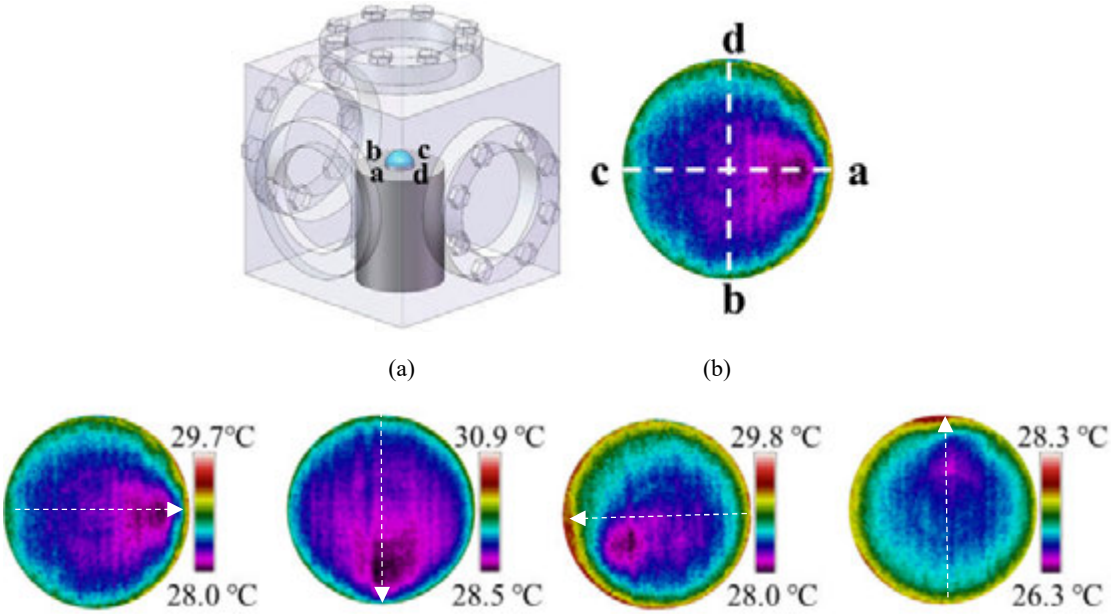
如前所示，外置水滴蒸发形成的局部水蒸气环境会诱导乙醇液滴界面热-质毛细对流。在相同条件下，乙醇的界面张力要小于水，因此近水区侧局部界面张力增大，诱导溶质毛细对流驱动流体从远水区流向近水区，因此可在红外热像图上观测到因蒸发冷却效应形成的局部低温区朝近水区产生了定向偏移。同时，溶解热的释放会使近水区侧的局部温度升高，形

成周向温度分布不均，热毛细对流驱动流体从近水区回流至远水区。热-质毛细对流示意图如图 6 所示。为进一步验证水滴放置方位对局部低温区偏移方向的影响，图 7 展示了当水滴放置在不同方位条件下，乙醇液滴界面局部低温区产生偏移的红外热像图,其验证了局部低温区会朝着水滴放置方位产生定向偏移。



(a) 乙醇液滴　　(b) 水滴

图 6 热-质毛细对流示意图



(a)　　(b)

(c)水滴放置在 a 点　　(d) 水滴放置在 b 点　　(e) 水滴放置在 c 点　　(f) 水滴放置在 d 点

图 7 (a) 水滴放置位点示意图; (b) 各点在红外热像图中所对应的位置; (c-f) 不同放置位点时，乙醇液滴界面热流型

为进一步研究局部水蒸气环境对乙醇液滴蒸发界面温度分布的影响，在界面中心处设置了温度监测点，其监测的温度分布如图 8（a）所示。此时界面中心处温度可分为三个阶段，温度均匀段、温度下降段及温度振荡段。在第一阶段中，乙醇液滴与水蒸气吸附过程产生的溶解热与蒸发冷却效应相互竞争，形成温度均匀分布；在第二阶段中，中心处温度呈下降趋势。对于附壁乙醇液滴，蒸发所需的能量一方面由热-质毛细对流提供，另一部分由界面吸附水蒸气释放的溶解热而补充。此时界面温度升高，蒸发速率加快，蒸发所需的能量增多。界面中心处距离水滴较远，局部水蒸气浓度较低，溶解热和热-质毛细对流提供的热量小于蒸发吸收的潜热，因此温度呈下降趋势；在第三阶段中，液滴高度较小，法向温度梯度增大，驱动的 B-M 对流增强，其携带热流体至蒸发界面处形成多胞状热流型，并引起界面中心处

的温度振荡分布。温度振荡段对应的 FFT（Fast Flourier Transformation）结果如图 8（b）所示。其中 FFT 结果存在一个明显的主峰分布 f_1=0.178，揭示此时法向温度梯度驱动的 B-M 对流呈现周期性特征。

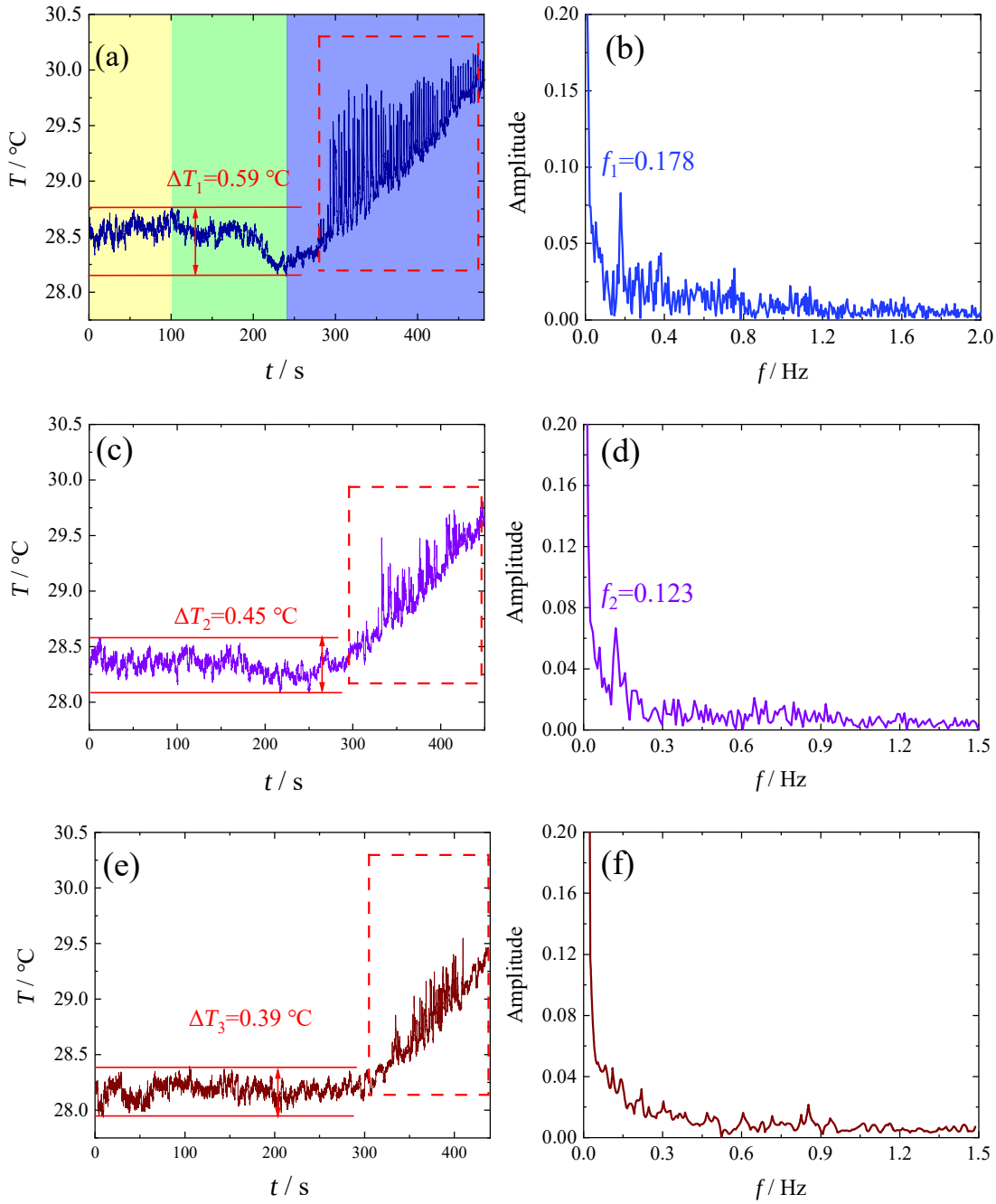


图 8 (a) L=6.5 mm，乙醇液滴中心处蒸发全程温度分布曲线；(b) L=6.0 mm，温度振荡段对应的 FFT 结果；(c) L=6.0 mm，中心处温度分布; (d) L=6.0 mm，温度振荡段对应的 FFT 结果；(e) L=5.0 mm，中心处温度分布; (f) L=5.0 mm，温度振荡段对应的 FFT 结果

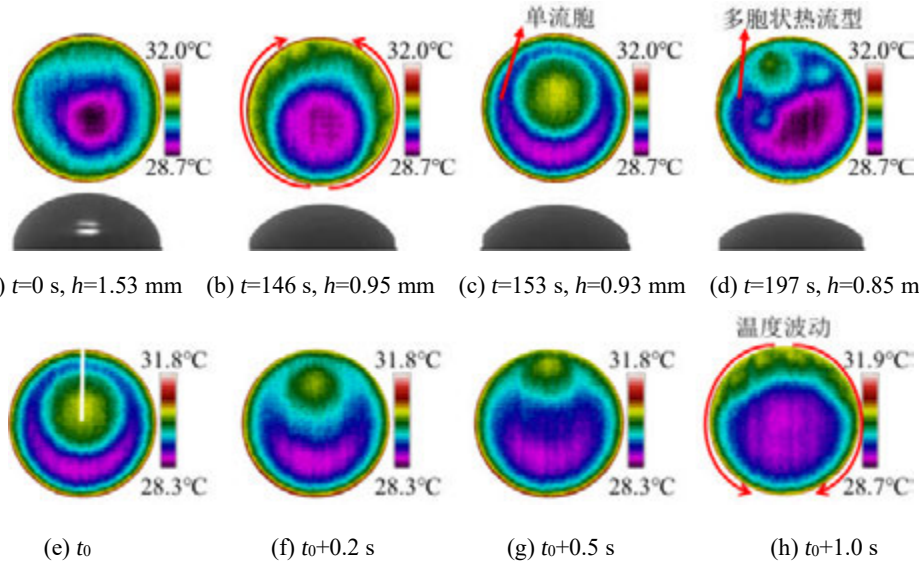
. 2 液滴间距 L 对界面温度分布演化规律的影响

图 8 展示了不同液滴间距 L 条件下，蒸发界面中心处温度分布及温度振荡段对应的 FFT

结果，结果证实随着液滴间距 L 的减小，温度下降段的温差ΔT 减小。一方面，随着液滴间距 L 的减小，乙醇液滴与水蒸气的吸附量增多，吸附过程释放的溶解热增加；另一方面，近水区的局部温度梯度和局部溶质浓度梯度诱导的热-质毛细对流增强，其与溶解热共同为界面蒸发提供的热量增多。因此在中心温度下降段，蒸发冷却效应对界面中心处的降温作用被削弱，温度下降段的温差ΔT 减小：L=6.5 mm 时，ΔT_1=0.59 ℃; L=6.0 mm 时，ΔT_2=0.45 ℃；L=5.0 mm 时，ΔT_3=0.39 ℃。如图 8 所示，随着液滴间距 L 的减小，蒸发后期乙醇液滴界面中心处温度的周期性振荡特性减弱。当 L=6.0 mm 时，水蒸气环境诱导的热-质毛细对流对 B-M 对流的干扰作用增强，此时温度振荡段对应的 FFT 结果仍存在明显的主频分布 f_2=0.123。但与 L=6.5 mm 工况下对比，温度振荡段的周期性规律减弱。进一步地，当 L=5.0 mm 时，温度振荡段的 FFT 结果中已观测不到明显的主频分布，揭示此时由于水蒸气诱导的热-质毛细对流与法向温度梯度诱导的 B-M 对流相互竞争，流动趋于混沌流，导致温度振荡失去周期性特性。

2.3 大气环境中附壁乙醇液滴蒸发界面热流型演变规律

图 9 给出了相同基底温度条件下，大气环境中附壁乙醇液滴界面流型演变规律。在蒸发初始时刻 t=0 s 时，蒸发界面存在径向温度梯度，并诱导产生热毛细对流，其流动方向从近三相线处流向界面中心处。为维持近三相线处质量守恒，液滴内部的补偿流动携带冷流体至近三相线处。由于乙醇挥发性较强，蒸发速率较快，热对流更容易失去稳定性，促使产生了热毛细对流失稳现象，诱导蒸发界面形成具有明显热源、热汇分布的 HTWs 热流型，如图 9（b）所示。但值得注意的是，在多次重复实验中，HTWs 阶段的热源、热汇的分布节点并不固定。然而在局部水蒸气环境中，HTWs 阶段的热汇总是出现在最靠近水滴的近水区一侧。随后，在 t=153 s 时，界面中心处出现单个热流胞，并朝着三相线处移动并消失，同时产生沿三相线传播的温度波动现象，其动态移动过程如图 9（e-h）所示，其中 t_0 表示首次在蒸发界面观测到中心热流胞的时间节点，即对应图 9（c）。温度监测线的位置在图 9（e）中用白色实线标出。



(a) t=0 s, h=1.53 mm (b) t=146 s, h=0.95 mm (c) t=153 s, h=0.93 mm (d) t=197 s, h=0.85 mm

(e) t_0 (f) t_0+0.2 s (g) t_0+0.5 s (h) t_0+1.0 s

图 9 (a-d) 大气环境中附壁乙醇液滴蒸发界面流型演变规律; (e-h) 中心热流胞动态移动过程

随着图 9（c）中的热流胞移动至三相线区域并消失，另一个热流胞重新出现在界面中心处，其动态过程与先前热流胞类似。热流胞出现-消失在三相线-重新出现，该动态过程反复

出现，并引起界面中心处周期性的温度振荡。图 10（a）给出了该热流型阶段界面中心处的温度分布，显然温度分布呈现明显的振荡特性。当热流胞出现在界面中心时，监测点温度升高，形成温度分布中的波峰，随着热流胞的移动过程，中心监测点上的温度因蒸发冷却效应而降低，形成波谷。图 10（b）温度振荡过程的 FFT 结果存在两个明显的尖峰分布，其中 f_3=0.242，f_4=0.508，在误差范围内可认为存在 $f_3=f_4/2$ 的关系，因此可认为该阶段下，界面中心温度存在明显的周期性振荡规律，并将该流型阶段命名为周期性单流胞阶段。

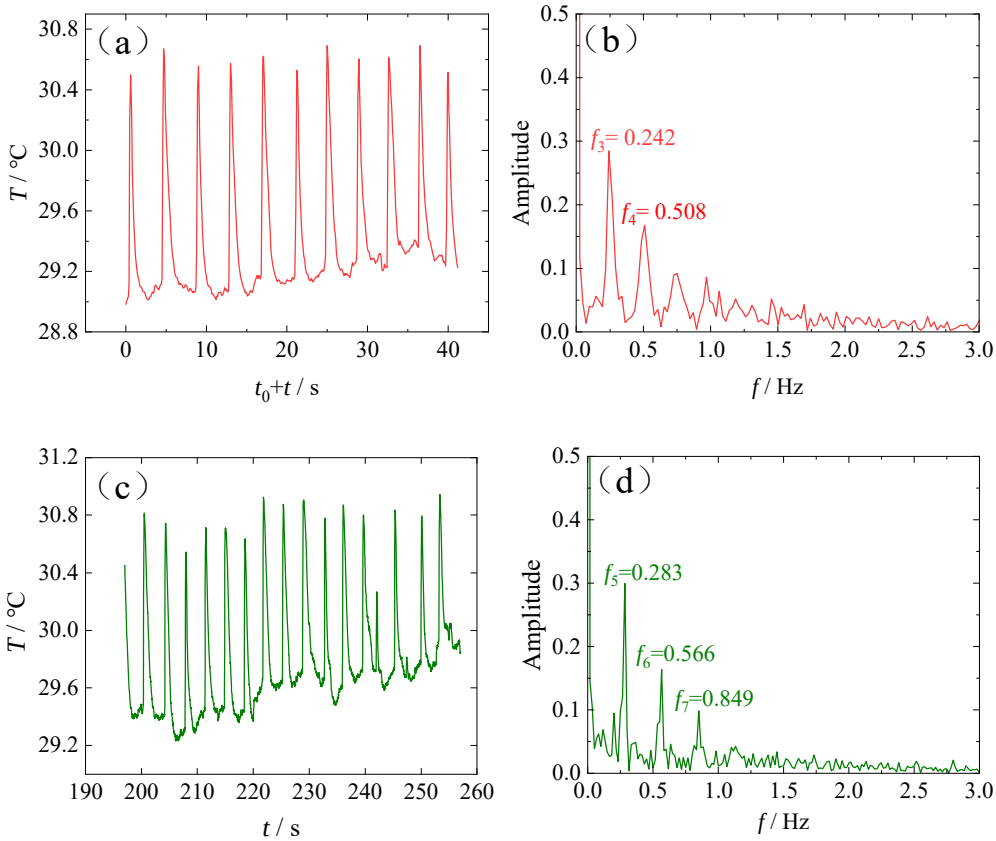


图 10 （a）单流胞阶段界面中心温度振荡和（b）对应的 FFT 结果

（c）单流胞阶段界面中心温度振荡和（d）对应的 FFT 结果

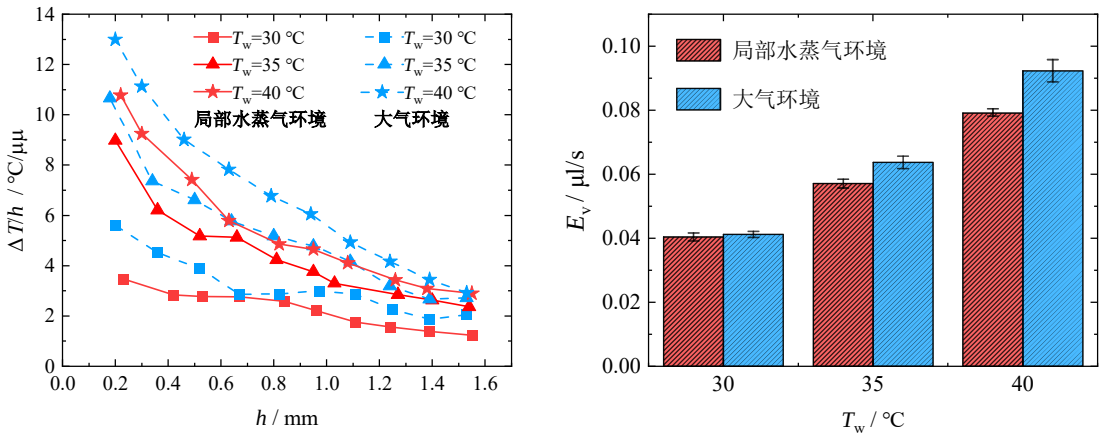
随着蒸发过程的进行，界面热流型进入多流胞阶段，如图 9（d）所示。与前一个阶段的周期性单流胞不同，此时蒸发界面还观测到了多个尺寸较小的热流胞。多个热流胞的移动特性相似，自出现在蒸发界面后，皆朝着三相线移动并消失。因此将该热流型阶段命名为多流胞阶段。一方面，随着液滴高度的减小，法向温度增大，B-M 对流增强，携带更多的热流胞到蒸发界面以形成多胞状热流型；另一方面，液滴整体温度因 B-M 对流的加热作用而升高，蒸发速率加快，需要更多的热量以满足蒸发和传热的需求。因此在热对流和蒸发的耦合作用下，诱导蒸发界面形成多胞状热流型。进一步地研究了多胞状热流型阶段，界面中心处温度随时间的变化，如图 10（c）所示。可观测到，在多流胞阶段中，中心界面温度同样经历振荡。温度振荡段的 FFT 结果如图 10（d）所示。FFT 结果显示该温度振荡存在三个明显的主频，f_5=0.283，f_6=0.566，f_7=0.849，并呈 $f_5=f_6/2=f_7/3$ 的关系，表示该温度振荡存在周期性。在

蒸发后期 t>260 s，界面温度不断上升，同时周期性的温度振荡现象消失，流动转变为混沌流。

2.4 不同环境中附壁乙醇液滴蒸发过程的对比

当一微小水滴置于附壁乙醇液滴旁时，水滴蒸发形成水蒸气并形成稳定的异质蒸气环境。在蒸发初期乙醇液滴高度 h 较大时，界面流动结构主要由热-质毛细对流占主导。在热流型演变过程上，热-质毛细对流使得因蒸发冷却效应形成的局部低温区朝近水区产生定向偏移。近水区一侧受溶解热影响最大，温度最高，形成了 HTWs 热流型沿近三相线周向传播的热汇分布。在蒸发后期，液滴高度降低，法向温度梯度诱导的 B-M 对流增强，热-质毛细对流稳定性减弱，此时 B-M 对流携带热流体至蒸发界面处形成温度振荡现象。然而热-质毛细对流主要沿界面径向传播，阻碍了法向温度梯度诱导的 B-M 对流。因此当液滴间距 L 较大时，界面中心处温度振荡段的 FFT 结果存在明显的主频分布，揭示了此时界面流动具有周期性规律。随着液滴间距减小，热-质毛细对流对 B-M 对流的扰动作用增强，当 L=5.0 mm 时，该工况下温度振荡段的 FFT 结果不存在明显主频，揭示此时界面流动趋于混沌流。在相同基底温度 T_w=30 ℃，大气环境的工况中，乙醇液滴界面处首先因径向温度梯度诱导的热毛细对流失去稳定性，进而形成 HTWs 状热流型。随后法向温度梯度随液滴高度的减小而增强，此时 B-M 对流并未受到热-质毛细对流的扰动影响，诱导界面处周期性单流胞热流型的产生并引起蒸发界面中心处周期性的温度振荡现象。

图 11（a）、（b）分别给出了不同环境中，乙醇液滴法向温度梯度随液滴高度的变化以及蒸发速率随基底温度的变化，其中ΔT 为加热基底与界面中心处的温差。显然法向温度梯度随液滴高度的减小而逐渐增大，因此在液滴蒸发后期，法向温度梯度诱导的 B-M 对流增强，并监测到相应的界面温度变化。在相同基底温度工况下，当环境中存在局部水蒸气时，溶解热的释放会使乙醇界面温度升高，法向温度梯度减弱，B-M 对流强度降低，同时诱导产生热-质毛细对流，因此 B-M 对流被进一步抑制。



（a）　　（b）

图 11 （a）不同环境中法向温度梯度随液滴高度的变化、（b）不同环境中蒸发速率随基底温度的变化

在相同基底温度工况下，当环境中存在局部水蒸气时，乙醇液滴的蒸发速率降低，且随着基底温度的升高，局部水蒸气环境对乙醇液滴蒸发速率的抑制作用愈加明显。在 T_w=30 ℃时，局部水蒸汽环境使乙醇液滴蒸发速率降低了约 2%；当 T_w 增大到 40 ℃时，局部水蒸气环境使乙醇液滴蒸发速率降低了约 14%。一方面，因 B-M 对流受到抑制作用时，底部热流体传导至蒸发界面的动量和热量减小，液滴整体升温较慢，蒸发速率降低。另一方面，随着

基底温度的提高，蒸发所需的能量增多。由于 B-M 对流在传热方面扮演着重要的角色，当 B-M 对流受到抑制时，蒸发速率的降低程度更大。综上，当环境中存在局部水蒸气时，会诱导乙醇蒸发界面产生热-质毛细对流。同时热-质毛细对流会抑制 B-M 对流，使乙醇液滴蒸发速率降低。

3 结论

本文通过实验观测的方法，研究了局部水蒸气环境中，附壁乙醇液滴蒸发及其诱导热对流耦合特性。主要结论如下：(1) 附壁乙醇液滴与水蒸气的吸附过程，会诱导乙醇液滴界面处产生热-质毛细对流。热-质毛细对流驱动蒸发界面处因蒸发冷却效应形成的局部低温区朝着近水区产生定向偏移。热-质毛细对流失去稳定性后诱导产生的 HTWs 状热流型在近水区处形成稳定的热汇分布。(2) 随液滴间距 L 的减小，乙醇液滴吸附水蒸气量增多，溶解热增加，界面中心处温度下降段的温差降低，同时热-质毛细对流增强，对法向温度梯度诱导的 B-M 对流的抑制作用增大，温度振荡段的周期性规律减弱。(3) 局部水蒸气环境中，底部热流体因 B-M 对流受到抑制作用，传导至蒸发界面的动量和热量减小，液滴整体升温较慢，蒸发速率降低。

参考文献

[1] Bhatt N, Pati A, Kumar A, et al. High mass flux spray cooling with additives of low specific heat and surface tension: A novel process to enhance the heat removal rate[J], 2017, 120: 537-548.

[2] Kim Y C J T O T K S O M E B. Study on Spray Cooling Heat Transfer of Nanofluids[J], 2018, 42(11): 705-710.

[3] Liu D, Zhang H, Fontana F, et al. Current developments and applications of microfluidic technology toward clinical translation of nanomedicines[J], 2018, 128: 54-83.

[4] Chen G, Liu X, Li S, et al. A droplet energy harvesting and actuation system for self-powered digital microfluidics[J], 2018, 18(7): 1026-1034.

[5] Raymond S J, Collins D J, O'rorke R, et al. A deep learning approach for designed diffraction-based acoustic patterning in microchannels[J], 2020, 10(1): 8745.

[6] Balusamy S, Banerjee S, Sahu K C. Lifetime of sessile saliva droplets in the context of SARS-CoV-2[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2021, 123.

[7] Katre P, Banerjee S, Balusamy S, et al. Fluid dynamics of respiratory droplets in the context of COVID-19: Airborne and surfaceborne transmissions[J]. Physics of Fluids, 2021, 33(8).

[8] Hasan M S, Sobolev K, Nosonovsky M. Evaporation of droplets capable of bearing viruses airborne and on hydrophobic surfaces[J]. Journal of Applied Physics, 2021, 129(2).

[9] Marangoni. Sull'espansione delle goccie liquid[J], 1865.

[10] Deegan R D, Bakajin O, Dupont T F, et al. Capillary flow as the cause of ring stains from dried liquid drops[J]. Nature, 1997, 389(6653): 827-829.

[11] Smith M K, Davis S H. Instabilities of Dynamic Thermocapillary Liquid Layers .1. Convective Instabilities[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1983, 132(Jul): 119-144.

[12] Smith M K. Instability Mechanisms in Dynamic Thermocapillary Liquid Layers[J]. Physics of Fluids, 1986, 29(10): 3182-3186.

[13] Pearson J J J O F M. On convection cells induced by surface tension[J], 1958, 4(5): 489-500.

[14] Sefiane K, Moffat J R, Matar O, et al. Self-excited hydrothermal waves in evaporating sessile drops[J], 2008, 93(7): 074103.

[15] Semenov S, Carle F, Medale M, et al. 3D unsteady computations of evaporative instabilities in a sessile drop of ethanol on a heated substrate[J]. Applied Physics Letters, 2017, 111(24).

[16] 叶爽，李友荣，吴春梅，et al. 加热基底上附壁液滴蒸发动力学实验研究[J]，2021.

[17] Persad A H, Sefiane K, Ward C A. Source of Temperature and Pressure Pulsations during Sessile Droplet Evaporation into Multicomponent Atmospheres[J]. Langmuir, 2013, 29(43): 13239-13250.
[18] Hegde O, Chakraborty S, Kabi P, et al. Vapor mediated control of microscale flow in sessile droplets[J]. Physics of Fluids, 2018, 30(12).
[19] Malinowski R, Volpe G, Parkin I P, et al. Dynamic Control of Particle Deposition in Evaporating Droplets by an External Point Source of Vapor[J]. J Phys Chem Lett, 2018, 9(3): 659-664.
[20] Ryu J, Kim J, Park J, et al. Analysis of vapor-driven solutal Marangoni flows inside a sessile droplet[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 164.
[21] Bertrand G L, Millero F J, Wu C H, et al. Thermochemical Investigations of Water-Ethanol and Water-Methanol Solvent Systems. I. Heats of mixing, Heats of Solution, and Heats of Ionization of Water[J]. Journal of Physical Chemistry, 1966, 70(3): 699-705.
[22] Brutin D, Sobac B, Rigollet F, et al. Infrared visualization of thermal motion inside a sessile drop deposited onto a heated surface[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2011, 35(3): 521-530.
[23] Carle F, Sobac B, Brutin D. Hydrothermal waves on ethanol droplets evaporating under terrestrial and reduced gravity levels[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2012, 712: 614-623.
[24] Sobac B, Brutin D. Thermocapillary instabilities in an evaporating drop deposited onto a heated substrate[J]. Physics of Fluids, 2012, 24(3).

中国工程热物理学会 学科类别：传热传质学

学术会议论文 编号：233629

生物质多孔碳复合相变材料的热性能及光热转化性能研究

陈亚南，韦新，吴学红*,吕财，刘勇，刘鹤

（郑州轻工业大学，河南 郑州 460000）

(Tel:18860373268, Email: wuxh1212@163.com)

摘要：为了提高能源利用效率，节能减排，使用分布广泛、廉价易得的向日葵秸秆和玉米秸秆制备生物质多孔碳材料(CSS 和 CCS)，采用真空浸渍法将石蜡浸渍到向日葵秸秆和玉米秸秆中制备生物基复合相变材料(PA/CSS 和 PA/CCS CPCM)，并将两者的热性能和光热转化性能进行对比。结果表明：CCS 和 CSS 的横截面均表现为蜂窝状，CCS 纵截面孔隙排列规则且严谨，CSS 的纵截面呈现长筒状，交叉排列。与 CCS 相比，CSS 具有较大的纵横比(2:1)、负载率(98.52%)、导热系数(0.5 W/(m·K))和光热转化效率(94.31%)。

关键词：复合相变材料；生物质多孔碳；热性能；光热转化效率

0 前言

我国的煤炭、石油和天然气等化石能源储量位居世界前列。但是随着人口密度逐渐增大，使得人均资源分配量少。再加上经济的快速增长，使化石能源消耗日益膨胀，我国的能源安全受到严重威胁。而且，化石能源作为一次能源使用会增加碳排放，大量的使用不利于我国实现“力争到 2030 年实现碳达峰，2060 年实现碳中和”的目标。因此，想要实现双碳目标，需要开发可再生新能源。

太阳能取之不尽用之不竭，但是受时间和空间的影响具有间歇性，因此需要对太阳能进行储存，以提高太阳能利用效率[1-3]。相变储能是一种潜热储存方式，其具有储能密度大、相变过程温度变化小、安全无毒等优点[4-7]，常用于缓解能量供求双方在时间、强度及空间上的不匹配，在太阳能储存方面具有广泛的应用前景[8-11]。石蜡作为一种有机相变材料，具有无毒、无腐蚀性，高储能密度和体积膨胀率低等特点[12-14]，但是石蜡本身的光热转化性差和导热性能差，限制了其实际应用范围[15]。

基金项目：国家自然科学基金项目(52206122)，河南省中原科技创新领军人才项目（234200510011），河南省科技攻关项目(232102321089) 和郑州市协同创新专项(校重大重点项目培育)（2021ZDPY0107）。
第一作者：陈亚南，女，1993 年生，硕士研究生，研究方向为相变储能。
通讯作者简介：吴学红，男，1979 年生，博士，教授，主要从事制冷设备节能、相变储能技术方面的研究，wuxh1212@163.com。

生物质多孔碳因具有多孔结构、高比表面积、低密度、低成本以及相对较高的导热性和光热转化效率等特点而成为相变材料的良好载体，可以有效解决以上问题。Liu 等[16, 17]人制备了西瓜皮碳气凝胶(BDCA)/甘露醇相变复合材料，当 BDCA 的质量分数分别为 3%、6%、9%和 12%时，热导率为 0.78、0.92、1.09 和 1.05 W/(m·K)，在 180℃下连续加热 12 小时后，泄漏率分别为 9.0、4.7、3.5 和 3.9%。并且，他们还将西瓜皮碳气凝胶与三水醋酸钠进行复合，该复合材料具有高热导率、良好的形状稳定性而没有相分离。此外，该复合材料不仅呈现 212.2 J/g 的高热能容量和 0.9℃的极低过冷度，而且对太阳能的光热转换效率高达 80.18%。

另外，这些天然的 3D 网络孔隙结构经过碳化后表面粗糙，可以有效地回收和循环利用反射光，并在其中实现能量的回收，具有良好的光热转化效率[18-20]。Li 等[21]以冬瓜、西瓜和南瓜为原料，通过水热炭化和热解工艺制备了碳气凝胶(CAs)，将石蜡真空灌注到 CAs 支架中。结果表明，CA/PA 复合材料在整个太阳全光谱范围内表现出高的太阳辐射吸收特性，光热转化效率为 96%。Wang 等[22]将相变材料(1-十六胺(HDA)和棕榈酸)真空浸渍到生物质碳气凝胶(BCAs)中，其中 BCAs 是指向日葵托盘海绵碳气凝胶(r-CA)和葵花茎碳气凝胶(s-CA)，HDA/r-CA 和 HDA/s-CA 的光热转换效率分别为 75.6%和 67.8%。

玉米秸秆和向日葵秸秆作为我国最为广泛的农作物废弃物，可利用性高[23]。碳化玉米秸秆和向日葵秸秆不仅可以废物回收利用，减少了秸秆燃烧对环境的污染[24]。本文使用分布广泛、廉价易得的向日葵秸秆和玉米秸秆制备生物质多孔材料，并采用真空浸渍法将石蜡浸渍到向日葵秸秆和玉米秸秆中制备生物基复合相变材料，探究了碳化秸秆的微观形貌、孔径分布、热性能和光热转化性能。

2 实验材料及方法

2.1 实验材料及设备

实验选取石蜡相变温度为 40 ℃，导热系数 0.2525 W/(m·K)；玉米秸秆和向日葵秸秆，购买于江苏省东海县晶缘地带；差示扫描量热仪 DSC241，误差 1%±0.1℃，产自于耐驰科技有限公司；热物性导热仪（LFA467）, 产自于耐驰科技有限公司;FLIR T640 热像仪，640×480 像素，产自于北京华仪通泰科技有限公司；扫描电子显微镜，JSM-7001F，产地日本；热重，STA 449 F3, 产自于德国耐驰仪器制造有限公司；紫外可见光谱仪（Hitachi U-3900H）,波长范围（190-900nm）,产地日本；安捷伦温度采集仪（KEYSIGHT-34972A）,产地美国；太阳光模拟器（7IS1003A）,购于北京赛凡光电仪器有限公司。

2.2 生物质碳化秸秆复合材料的制备

碳化秸秆复合相变材料的制备流程如图 1 所示，将秋收后已经风干的玉米秸秆和向日葵秸秆截成 5cm 左右的小段，用去离子水清洗秸秆表面的杂质，并在鼓风干燥机中干燥 2h，

接着将干燥好的秸秆在氮气氛围下的管式炉中碳化。接着将碳化好的秸秆与过量的石蜡放入到 80℃的真空干燥箱中进行真空浸渍。将浸渍好的秸秆和石蜡的混合物放入到鼓风干燥箱中，并使用滤纸吸收多余的石蜡，直到滤纸上没有石蜡泄露的痕迹，最后将所制备的秸秆复合相变材料进行表征与检测。

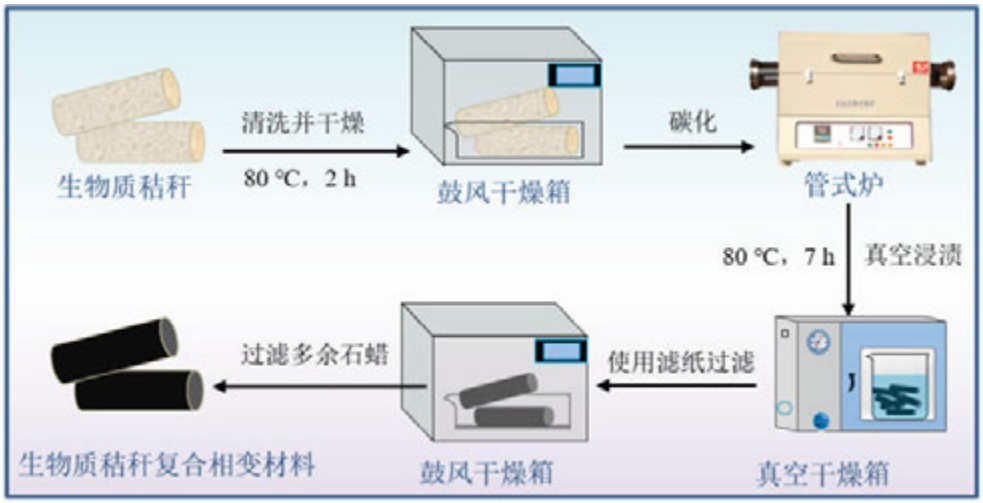


图 1 生物基复合相变材料的制备流程

Fig.1 Preparation Process of Bio-based CPCM

2.3 性能测试与表征方法

采用扫描电子显微镜（JSM-7001F）观察膨胀石墨的表面形态结构, 为了统计生物质碳化秸秆的孔径分布，使用 Nano Measure 软件对显微镜图片孔径尺寸。采用差示扫描量热仪(DSC214)测试样品的相变潜热和相变温度，测试过程是在净化氮气气氛中以 5 ℃/min 的升温速率进行，测试温度区间为 20~70 ℃，吹扫气流量为 60 mL/min。采用热物性导热仪（LFA467）测定样品的热扩散系数，设定温度范围为 30~35 ℃，温差为 1 ℃，每一个温度打三个点，最后求平均值；利用 FLIRT640 热像仪对复合相变材料温度变化的瞬态特征进行捕获；利用高低温交变湿热试验箱做循环测试，根据相变温度和相变潜热随热循环次数的变化确定相变材料的热可靠性；通过热重分析(STA 499)测定了在氮气气氛下，50~500 ℃，升温速率为 10 ℃/min 的热分解行为。

3 实验结果分析和讨论

3.1 CSS 以及 PA/CSS 复合材料的微观形貌及孔径分布

采用扫描电子显微镜对 CSS 以及 PA/CSS 复合材料的微观形貌以及孔径分布进行表征测试。从图 2(a)和(b)中可以看出 CSS 呈现交错的蜂窝状，并且具有较大的纵横比，为热量传递提供了完整的导热路径，同时为相变材料提供了足够大的容纳空间。图 2(c 和 d)为负载石蜡后的 CSS 的微观形貌，图中颜色较重的部分为填充的石蜡，颜色较亮的部分为 CSS。可以看出 CSS 的孔道被石蜡充分填充，几乎观察不到空孔道的存在，而且填充石蜡后的孔道结构依然保存完整。因此，结果证明 PA/CSS 复合材料已经制备成功。图 2(e 和 f)分别为

CSS 的纵横截面的孔径分布, 从图 2(e)可以看出 CSS 的纵截面平均孔径为 155.74 μm，其中孔径为 190.86 μm 的累积频率为 90%，孔径纵截面为 65.49 μm 的孔道占总数的一半。从图 2(f)可以看出 CSS 的平均横截面孔径为 71.05 μm，其中孔径为 89.37 μm 的累积频率为 90%，孔径横截面为 65.49 μm 的孔道占总数的一半。由此可见碳化向日葵秸秆的纵横比大约为 2：1，增大了比表面积，为相变材料的负载提供了足够的空间。

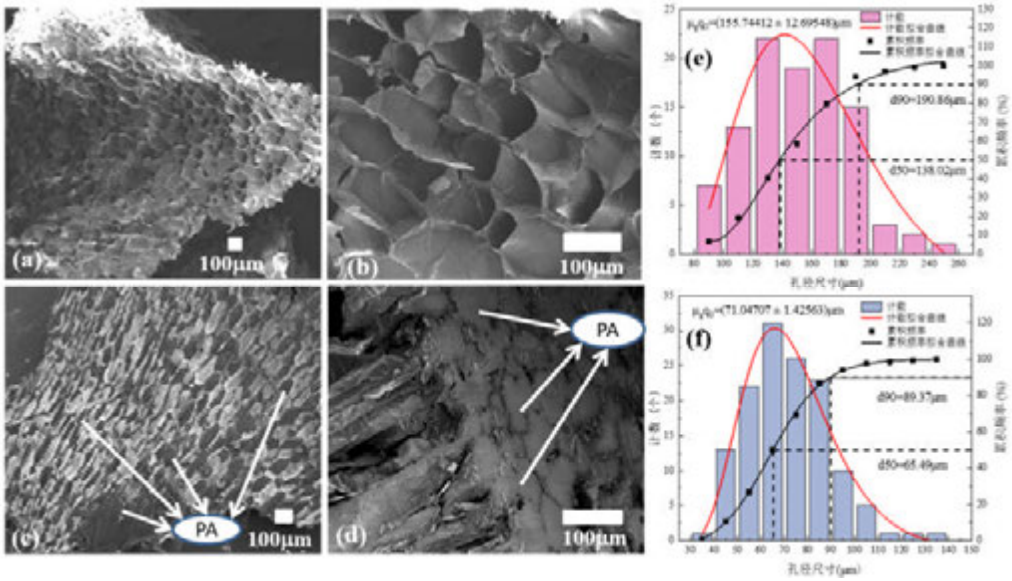


图 2 CSS 以及 PA/CSS 复合相变材料的微观形貌，(a 和 b) CSS，(c 和 d) PA/CSS 复合相变材料，(e 和 f)为 CSS 纵横截面孔径分布

Fig. 2 Microstructure of CSS and PA/CSS composite phase change materials, (a ,b) CSS, (c , d) PA/CSS CPCM, and (e , f) pore size distribution in vertical and horizontal sections of CSS.

3.2 CCS 以及 PA/CCS 复合材料的微观形貌及孔径分布

采用扫描电子显微镜对 CCS 以及 PA/CCS 复合材料的微观形貌以及孔径分布进行表征测试。图 3(d)和(e)为 CCS 横截面的微观形貌，可以看出 CCS 的横截面由两种孔隙结构组成，一种为微孔和大壁厚，如图 3(g)和(h)所示。平均壁厚为 1.01 μm，平均孔径为 7.99 μm，如图 4(a)和(b)所示。较厚的壁厚以及较小的孔径对生物质秸秆起支撑作用，防止天然孔道结构的塌陷。另一种为大孔和薄壁厚，呈现蜂窝状结构，壁厚在 0.5μm 左右，纵截面平均孔径为 57.70 μm，横截面平均孔径为 74.63 μm，如图 4(c)和(d)所示。CCS 的纵横比大约为 0.8：1，与 CSS 相比，相变材料的容量空间较小。微孔可以通过毛细管力对相变材料进行吸附，大壁厚对复合相变材料的整体形状起到支撑作用。大孔为熔融相变材料提供丰富的传输通道。图 3(f)和(i)为 CCS 横截面的微观形貌，横截面孔隙排列整齐且严谨，有序性较强，孔道不易被破坏，因此可以提供完整导热通道。对比图 3(b)和(e)可以看出，图 3(b)孔壁较粗糙，为 PA/CCS 复合材料。图 3(e) 孔壁较光滑，为 CCS。这表明石蜡分子与多孔碳毛细管作用、边界张力和氢键的相互作用，使其被有效地束缚在孔道中[25]。图 3(c)为 PA/CCS 复合材料的横截面，可以看出石蜡有规则的被浸渍在碳材料的孔隙里。因此，以

上结果说明 PA/CCS 复合材料的成功制备，并且保持了完整的孔隙结构，维持了石蜡融化后的形状稳定性。

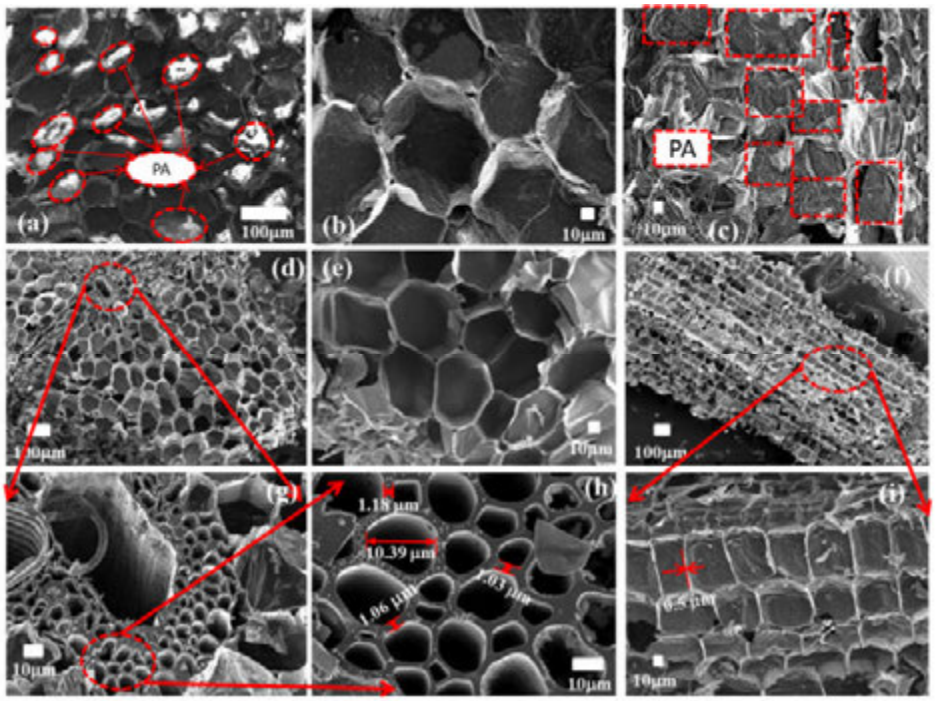


图 3 CCS 以及 PA/CCS 复合相变材料的微观形貌，(a、b、c) PA/CCS 复合相变材料微观形貌，(d、e、f、g、h、i) CCS 微观形貌

Fig. 3 Microscopic morphology of CCS and PA/CCS composite, (a, b, c) microscopic morphology of PA/CCS CPCM, (d, e, f, g, h, i) microscopic morphology of CCS

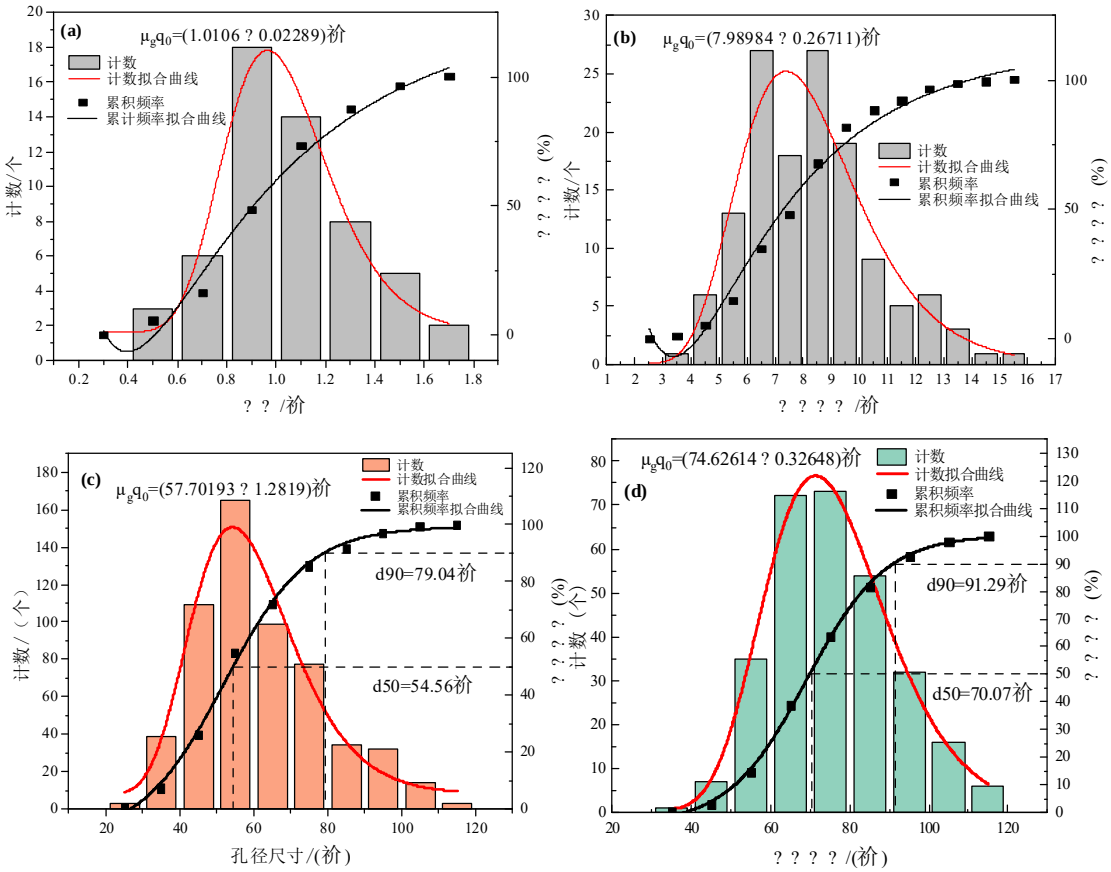


图 4 CCS 壁厚以及孔径分布，(a)CCS 微孔孔壁尺寸分布，(b)CCS 微孔孔径尺寸分布，(c)CCS 大孔孔径纵截面尺寸分布，(d) CCS 大孔孔径横截面尺寸分布

Fig. 4 CCS wall thickness and pore size distribution, (a)CCS micropore wall size distribution, (b)CCS micropore size distribution, (c)CCS macropore size distribution in longitudinal section, and (d) CCS macropore size distribution in cross section.

3.3 生物质多孔碳复合相变材料的相变动力学分析

复合相变材料随着外界温度的变化经历从结晶态到无定形熔融态再到结晶态的可逆过程，因此需要通过差示扫描量热分析仪对 PA、PA/CCS 和 PA/CSS 的相变动力学进行分析。图 5(a)为 DSC 吸热曲线。与石蜡的吸热曲线相比，PA/CCS 和 PA/CSS 复合材料的融化曲线会向右偏移，相变区间变宽，这是由于石蜡被限制在多孔碳空间内，石蜡体积的增加导致压力的增加，因此导致了温度区间变大。从图 5(b)的放热曲线可以看出石蜡及其复合相变材料有较为明显的固-液和固-固分峰现象，这是由于在石蜡在结晶过程中具有均匀成核和非均匀成核，高温方向的结晶峰主要由不均匀成核主导，低温方向的结晶峰主要由石蜡本身的均匀成核主导[26]。而且与石蜡的放热曲线相比，PA/CCS 和 PA/CSS 复合材料的结晶曲线向低温方向偏移，这是因为当降温速率为 10℃/min 时，由于多孔碳空间的限制，石蜡分子链移动的速度小于温度变化速率，阻碍了结晶，致使石蜡结晶的过冷度增加，从而降低了结晶温度，使曲线向低温方向偏移[27]。

生物质复合相变材料负载率由公式(1)计算，其中 H_1 为纯石蜡的焓值，H_2 为生物质复合材料的焓值。由图 5(a)的 DSC 吸热曲线积分可得 PA/CCS 和 PA/CSS 复合材料的焓值分别为 268.8 J/g、272.9 J/g，负载率分别为 97.04%和 98.52%。

$$\eta = \frac{H_2}{H_1} \times 100\% \tag{1}$$

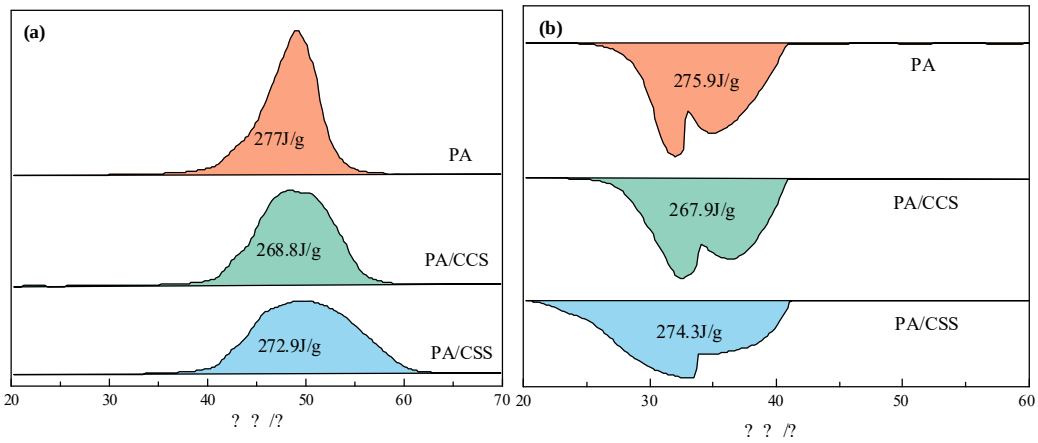


图 5 PA 、PA/CCS 和 PA/CSS 的 DSC 曲线，(a)融化吸热曲线，(b)结晶放热曲线

Fig. 5 DSC curves of PA, PA/CCS CPCM and PA/CSS CPCM, (a) melting endothermic curve and (b) crystallization exothermic curve

3.4 生物质多孔碳复合相变材料的导热系数分析

导热系数是指材料的厚度为 1 m 时，单位时间内通过单位面积的热量。影响导热系数

的因素有很多，比如材料种类、密度、比热和热扩散系数、内部孔隙结构以及形状和工作温度等。如图 6 所示，石蜡的导热系数为 0.25 W/(m·K)，由于石蜡的导热系数较低，在实际的应用中导热较慢，影响实际应用的热传递速度。CSS 和 CCS 的导热系数分别为 0.64 W/(m·K)和 0.72 W/(m·K)，是石蜡的 2.56 倍和 2.88 倍。将导热系数较低的石蜡真空浸渍到 CSS 和 CCS 的碳孔隙里形成 PA/CSS 和 PA/CCS 复合材料，不仅维持石蜡融化后的形状稳定性，而且为热量在石蜡中的传递提供了有效的导热路径，提高了热量传递速率。PA/CSS 和 PA/CCS 复合材料的导热系数分别为石蜡的 1.92 倍和 2 倍。由于 CSS 的孔隙呈现交错排列，而 CCS 呈现并列排列，故 CSS 的导热网络更加完整，更容易形成完整的导热通道。

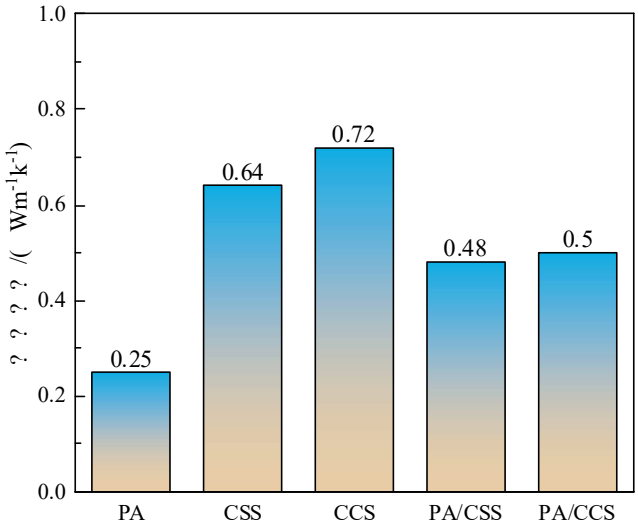


图 6 导热系数测试

Fig. 6 Thermal conductivity diagram

3.5 生物质多孔碳复合相变材料的光热转化性能分析

碳基复合相变材料能够将热能存储、传热和光吸收有机地结合在一起，在太阳能热利用方面具有广阔的应用前景。如图 7(a)所示，CCS 多孔碳材料浸渍石蜡之后形成了太阳能转化与热量储存于一体的 PA/CCS 复合材料，CCS 将太阳能转化为热能，并将热能储存于石蜡中。当关闭太阳光后，外部环境温度降低，储存于石蜡的热量向外部环境中释放。为了进一步研究碳基多孔材料的引入对复合相变材料的光热转换性能的影响，对 PA、PA/CSS 和 PA/CCS 复合材料进行了光热转换实验。图 7(b)为光热转化实验台，太阳光的光源强度为 90 mW/cm^2，图 7(c)为复合材料在模拟太阳光源照射下的温度变化。图 7(c)显示样品在开始照射时，温度迅速增加。在 10min 时，温度接近相变点，温度变化缓慢，出现温度变化平台，表明复合相变材料在模拟太阳光照下发生相变，辐射能转化为热能储存在相变材料中。在 90 mW/cm^2 的光照下 PA/CCS 和 PA/CSS 完成固-液相转变需要的时间分别为 35.8 min 和 36.11 min。在 50 min 时，相变基本完成，样品的温度的变化速率加快。然而，

石蜡的光热转化效率较弱，在光照 70 min 时，PA/CCS 和 PA/CSS 的温度已经高达 55℃，石蜡仍然没有达到相变温度，进而证明碳基材料具有较好的光热转化效率。当太阳模拟器关闭时，复合相变材料的温度开始下降，直至达到结晶点，并且随着相变材料的凝固，曲线出现两个拐点，代表样品结晶时的两个相变峰。

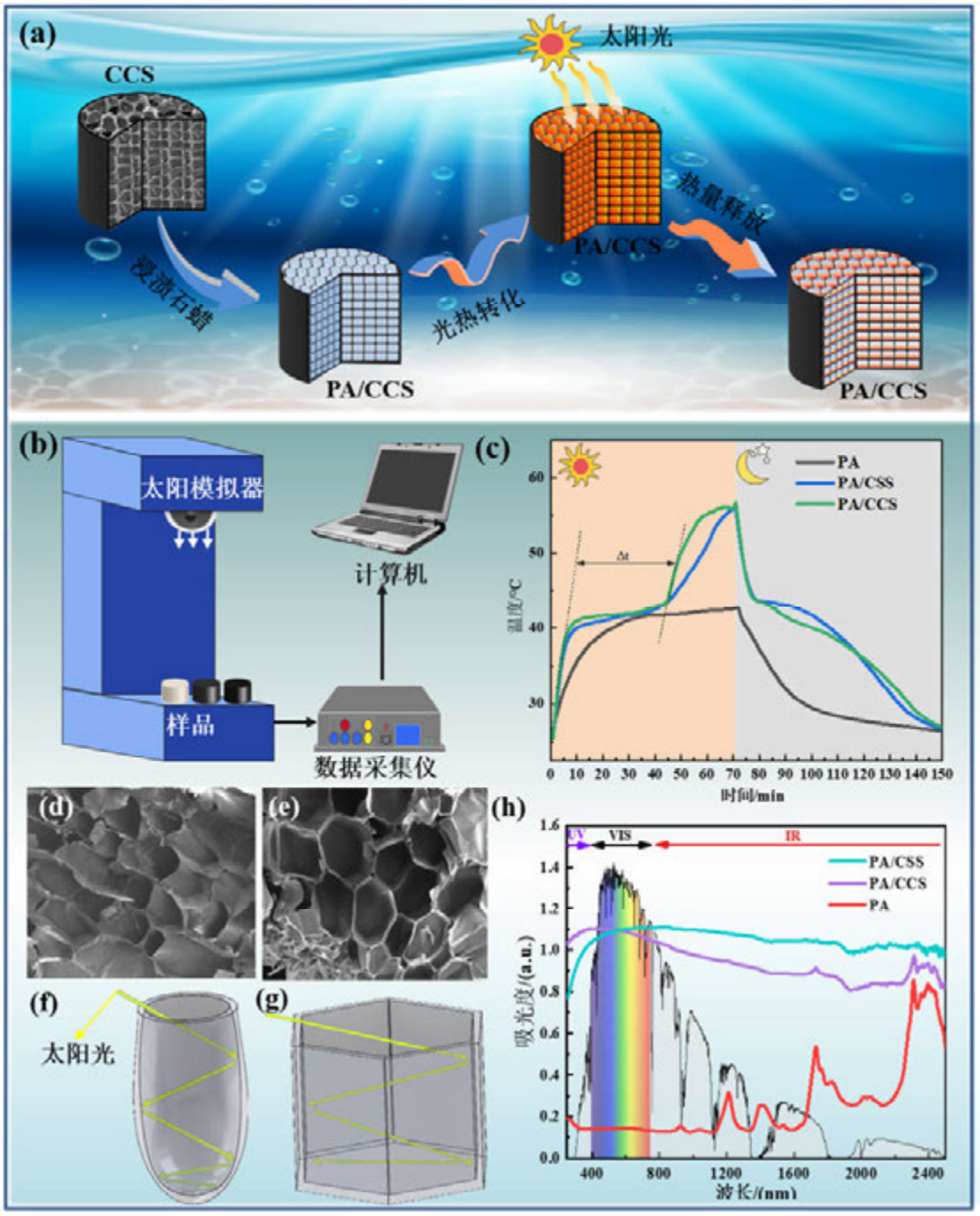


图 7 光热转化性能测试，(a) PA/CCS 的光热转化原理，(b)光热转化测试平台，(c)光热转化测试曲线图，(d)和(e)CSS 和 CCS 微观形貌，(f)和(g) CSS 和 CCS 光吸收模型图，(h) UV–Vis-NIR 吸收光谱

Fig. 7 Photothermal conversion performance test, (a) photothermal conversion principle of PA/CCS, (b) photothermal conversion test platform, (c) photothermal conversion test graph, (d) and (e) micro-morphology of CSS and CCS, (f) and (g) light absorption model diagram of CSS and CCS, and (h) UV–VIS-NIR absorption

spectrum.

复合相变材料的光热转化效率计算方法依据公式（2）[28, 29]，表 1 数据显示 PA/CSS 和 PA/CCS 的光热转化效率分别为 94.31%和 92.96%，PA/CSS 的光吸收性能较好。

$$\eta = \frac{m\Delta H_m}{PS(t_e - t_s)} \tag{2}$$

表 1 光热转化效率相关参数

Table1 Related parameters of photothermal conversion efficiency

材料	质量	Δt/min	相变焓/(J/g)	直径/cm	光热转化效率η(%)
PA/CCS	5.06	36.11	253.2	3	92.96%
PA/CSS	5.1	35.8	252.7	3	94.31%

为了进一步说明 PA/CCS 和 PA/CSS 复合材料在光热转换性能上的差异，对太阳光在 CSS 和 CCS 孔隙中的反射路径进行了分析，如图 7(f)和(g)所示。CSS 孔隙模型具有较大的包裹性以及纵横比，可以有效地回收和循环利用反射光，并在其中实现能量的回收。然而，CCS 的孔隙类似于规则六棱柱，虽然能有效的回收反射光，但是 CCS 的纵横比较小，包裹性较差，无法多次利用反射光。因此，与 CCS 相比，CSS 的吸光度较高。并且采用紫外-可见-近红外分光光度计对 PA/CCS 和 PA/CSS 复合相变材料的吸收光谱进行了研究，如图 7(h)所示。在模拟太阳辐射下，纯石蜡的白色表面只吸收近红外光，反射可见光和紫外光，不能将太阳能转化为热能。CSS 和 CCS 由于黑色表面比较粗糙，可以同时捕获近红外光和可见光。与石蜡和 CCS 相比，CSS 具有最高的吸光度。结果表明 PA/CSS 具有最好的光吸收性能，在太阳能热利用领域具有广阔的应用前景。

4 结论

本文制备了向日葵秸秆和玉米秸秆生物基复合相变材料，并对比了两者的热性能和光热转化性能。得出以下结论：

(1)通过对比 CCS 和 CSS 的微观形貌可以发现，CCS 和 CSS 的横截面表现为蜂窝状，CCS 纵截面孔隙排列规则且严谨，CSS 的纵截面呈现长筒状，交叉排列。两者都具有完整的碳网络结构，形成了互相贯通的导热路径。CSS 孔隙具有较大的纵横比，纵横截面的平均孔径为 155.74 μm 和 71.05 μm，相对于 CCS 的纵横截面的平均孔径 74.63 μm 和 57.7 μm 来说，具有较大的孔容积，能够容纳更多的相变材料，因此具有较高的负载率。

(2)PA/CCS 和 PA/CSS 复合材料的焓值分别为 268.8 J/g、272.9 J/g，负载率分别为 97.04%和 98.52%，导热系数分别为 0.48 W/(m·K) 和 0.5 W/(m·K)。

(3)光热转化测试表明 PA/CSS-10%和 PA/CCS-10%的光热转化效率分别为 94.31%和 92.96%。通过紫外-可见-红外光谱可以发现 PA/CSS 具有较强的光吸收能力。因此，说明了 PA/CSS 更有效地捕获太阳能，能够有效进行光热转化。

参考文献

[1] Yin G-Z, Hobson J, Duan Y, et al. Polyrotaxane: New generation of sustainable, ultra-flexible, form-stable and smart phase change materials [J]. Energy Storage Materials, 2021, 40: 347-357.

[2] Fan X, Qiu X, Lu L, et al. Full-spectrum light-driven phase change microcapsules modified by CuS-GO nanoconverter for enhancing solar energy conversion and storage capability [J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2021, 223: 110937.

[3] Wu S, Li T, Wu M, et al. Dual-Functional Aligned and Interconnected Graphite Nanoplatelet Networks for Accelerating Solar Thermal Energy Harvesting and Storage within Phase Change Materials [J]. Acs Applied Materials & Interfaces, 2021, 13(16): 19200-19210.

[4] Chang Z, Wang K, Wu X, et al. Review on the preparation and performance of paraffin-based phase change microcapsules for heat storage [J]. Journal of Energy Storage, 2022, 46: 103840.

[5] Li X, Zhang J, Liu Y, et al. Supercooled sugar alcohols stabilized by alkali hydroxides for long-term room-temperature phase change solar-thermal energy storage [J]. Chemical Engineering Journal, 2023, 452: 139328.

[6] Li C, Li Q, Ge R, et al. A novel one-step ultraviolet curing fabrication of myristic acid-resin shape-stabilized composite phase change material for low temperature thermal energy storage [J]. Chemical Engineering Journal, 2023, 458: 141355..

[7] 童旋, 张廉洁, 曾敏, 等. 石蜡填充石墨烯气凝胶的制备方法研究与性能表征 [J]. 工程热物理学报, 2020, 41(10): 2518-2523.

Dong X ,Zhang L J ,Zeng M ,et al. Experimental investigation on preparation and characterization of parairn/graphene aerogel[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2020, 41 (10): 2518-2523.

[8] Aftab W, Khurram M, Jinming S, et al. Highly efficient solar-thermal storage coating based on phosphorene encapsulated phase change materials [J]. Energy Storage Materials, 2020, 32: 199-207.

[9] Cai Z, Liu J, Zhou Y, et al. Flexible phase change materials with enhanced tensile strength, thermal conductivity and photo-thermal performance [J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2021, 219: 110728.

[10] Fang G, Yu M, Meng K, et al. High-Performance Phase-Change Materials Based on Paraffin and Expanded Graphite for Solar Thermal Energy Storage [J]. Energy & Fuels, 2020, 34(8): 10109-10119.

[11] Wu X-H, Chen Y-N, Hou J-W, et al. Performance Characterization of Form-Stable Carbon-based Network Microcapsules for Thermal Energy Storage [J]. Applied Thermal Engineering, 2022, 212: 118632.

[12] Wu X, Gao M, Wang K, et al. Experimental Study of the Thermal Properties of a Homogeneous Dispersion System of a Paraffin-based Composite Phase Change Materials [J]. Journal of Energy Storage, 2021, 36: 102398.

[13] Balasubramanian K, Pandey A K, Abolhassani R, et al. Tetrapods based engineering of organic phase change material for thermal energy storage [J]. Chemical Engineering Journal, 2023, 462: 141984..

[14] 吴学红, 王春煦, 高茂条, 等. 石蜡-碳纳米管复合材料的热物性研究 [J]. 工程热物理学报, 2017, 38(05): 1071-1076.

Wu X-H,Wang C-X,Gao M-T,et al. Experimental study of thermo-physical properties of paraffin-carbon nanotubes composite materials[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2017, 38 (5): 1071-1076.

[15] Atinafu D G, Yun B Y, Kwon E E, et al. Unveiling the effect of molecular chain length on the thermal energy storage capacity and transition temperature of alkane-based phase change composites [J]. Chemical Engineering Journal, 2023, 462: 142303..

[16] Liu H, Qian Z, Wang Q, et al. Development of Renewable Biomass-Derived Carbonaceous Aerogel/Mannitol Phase-Change Composites for High Thermal-Energy-Release Efficiency and Shape Stabilization [J]. Acs Applied Energy Materials, 2021, 4(2): 1714-1730.

[17] Liu H, Zheng Z, Qian Z, et al. Lamellar-structured phase change composites based on biomass-derived carbonaceous sheets and sodium acetate trihydrate for high-efficient solar photothermal energy harvest [J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2021, 229: 111140.

[18] Jiang H, Geng X, Li S, et al. Multi-3D hierarchical biomass-based carbon particles absorber for solar desalination and thermoelectric power generator [J]. Journal of Materials Science & Technology, 2020, 59: 180-188.

[19] Chen T, Xie H, Qiao X, et al. Highly Anisotropic Corncob as an Efficient Solar Steam-Generation Device with Heat Localization and Rapid Water Transportation [J]. Acs Applied Materials & Interfaces, 2020, 12(45): 50397-50405.

[20] Zhang H, Li L, Jiang B, et al. Highly Thermally Insulated and Superhydrophilic Corn Straw for Efficient Solar Vapor Generation [J]. Acs Applied Materials & Interfaces, 2020, 12(14): 16503-16511.

[21] Li Y, Samad Y A, Polychronopoulou K, et al. From biomass to high performance solar-thermal and electric-thermal energy conversion and storage materials [J]. Journal of Materials Chemistry A, 2014, 2(21): 7759-7765.

[22] Wang C, Liang W, Yang Y, et al. Biomass carbon aerogels based shape-stable phase change composites with high light-to-thermal efficiency for energy storage [J]. Renewable Energy, 2020, 153: 182-192.

[23] Zhang W, Zhang X, Zhang X, et al. Lauric-stearic acid eutectic mixture/carbonized biomass waste corn cob composite phase change materials: Preparation and thermal characterization [J]. Thermochimica Acta, 2019, 674: 21-27.

[24] Han X, Jiang X, Wang J, et al. Corn straw@polypyrrole supported eutectic mixture aerogels for high-performance phase change composites [J]. Materials Letters, 2022, 311: 131630.

[25] Liang Q, Pan D, Zhang X. Construction and application of biochar-based composite phase change materials [J]. Chemical Engineering Journal, 2023, 453: 139441.

[26] Wang C, Cheng C, Jin T, et al. Water evaporation inspired biomass-based PCM from daisy stem and paraffin for building temperature regulation [J]. Renewable Energy, 2022, 194: 211-219.

[27] Li Y, Huang X, Lv J, et al. Enzymolysis-treated wood-derived hierarchical porous carbon for fluorescence-functionalized phase change materials [J]. Composites Part B-Engineering, 2022, 234: 109735..

[28] Wu G, Bing N, Li Y, et al. Three-dimensional directional cellulose-based carbon aerogels composite phase change materials with enhanced broadband absorption for light-thermal-electric conversion [J]. Energy Conversion and Management, 2022, 256: 115361.

[29] Guo Z, Lin F, Qiao J, et al. Restricted modules for gap-p Virasoro algebra and twisted modules for certain vertex algebras [J]. Nano Energy, 2023, 108: 108205.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：14xxxx

基于海螺构型的仿生相变胶囊

于金秋[1,2]，刘新健[1,2]，饶中浩[1,2]*
(1 河北工业大学能源与环境工程学院，天津 300401; 2 河北省热科学与能源清洁利用技术重点实验室，天津 300401)
(Tel: 022-60435784, Email: 2021101@hebut.edu.cn)

摘要：使用相变胶囊的填充床热能存储系统以缓解能源供需不平衡问题已广泛应用于储能工程。然而，相变材料的低导热性限制了它的快速发展。本文提出了一种仿生相变胶囊，通过模拟仿生海螺内部结构构建相变胶囊封装体的传热模型，研究了相变胶囊内部仿生翅片数量、导热圆环、壳体厚度对传热特性的影响。研究结果表明：相变材料完全熔化的时间随翅片数量增加而减小，储热效率随翅片数量的增加而增大；添加中心微型导热圆环会缓解局部换热慢的问题，对相变胶囊整体熔化过程影响不大；同时壁厚的减少大幅提高相变胶囊的储热量与储热效率，该海螺构型仿生胶囊结构简单，可通过 3D 打印简易制作，能有效提升填充床热能存储系统储热效率。

关键词： 胶囊封装，海螺仿生，潜热储热

0 引言

储热技术可以解决可再生能源在时间和空间上的不匹配等问题。热量的储存方式主要分为显热储热、潜热储热及热化学反应储热。其中，潜热储热利用相变材料作为储放热介质，利用相变过程中产生的巨大的相变潜热进行热量的存储和释放，潜热储热具有高能量密度、工作温度恒定和设备体积小等优点，已广泛应用于各个领域[4-5]。但是相变材料在储热工程应用中通常会存在易泄露、导热系数低、热响应慢等缺点[6]，使得相变材料的推广应用受到严重阻碍。为了解决相变材料在应用中所面临的问题，可通过胶囊封装技术将相变材料制备成相变微胶囊[7]。

相变微胶囊不仅可以克服相变材料相变过程中体积变化、泄漏的问题，并且由于尺寸减小和换热比表面积增大，使得相变微胶囊的充放热速率显著提高。因此，对相变胶囊构型进行研究，揭示相变微胶囊内部结构对胶囊热物性、相变材料熔化凝固的特性和多功能化应用的影响规律至关重要。

最近，仿生学被用来改善相变胶囊的热性能。例如，Cheng 等[8]研究了一种具有红细胞形状的相变储热胶囊，其中发现与人体红细胞最相似的胶囊结构具有最快的储热速率，其储放热速率比普通球形胶囊快 2.12 倍。Dong 等人[9]提出了一种仿生椭圆形胶囊，并证明椭圆形胶囊的无约束熔化时间比球形胶囊减少了 12%。尽管一些研究人员[10-11]，已经研究了球形 PCM 胶囊内部的翅片结构对等储热性能的影响，但这些简单结构对相变胶囊储热速率的提高仍然有限。

本文提出一种基于海螺内部结构的仿生相变胶囊翅片构型，以实现相变胶囊的快速储热；并通过数值模拟详细分析了翅片数量、添加中心导热圆环和厚度不同的仿生相变胶囊模型的热性能，并分析了其内部储热特性。

1 模型与验证

1.1 仿生相变胶囊物理模型的构建

海螺仿生构型翅片的球形相变胶囊结构如如图 1 所示，内部由弧形翅片与中心骨架构成。胶囊的直径为 50 mm，考虑了三种因素，即翅片数量(Number of Fins，Fins)、添加中心导热圆环(Conduction ring，D)和相变胶囊外壁厚(Wall Thickness，W)对相变胶囊内部熔化速率的影响。

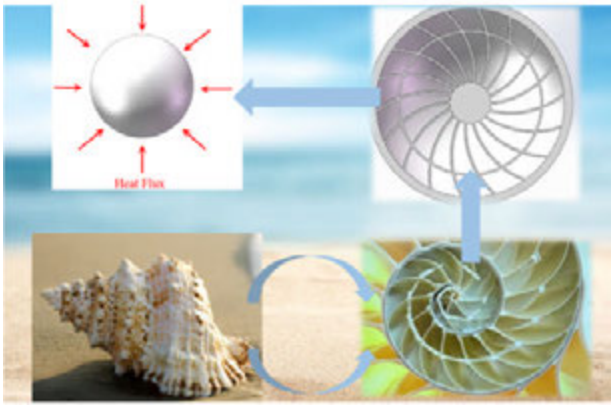


图 1 海螺仿生相变胶囊结构示意图

相变材料与胶囊骨架的物理性质由表 1 所示：

表 1 相变胶囊的材料性质

性能	石蜡	铜
密度（$kg\cdot m^{-3}$）	850	8978
熔化温度(℃)	48	
比热（$J\cdot kg^{-1}\cdot K^{-1}$）	2000	381
潜热（$kJ\cdot kg^{-1}$）	160	
导热系数($W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}$)	0.25	388
动力粘度($kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}$)	0.0025	
热膨胀系数(K^{-1})	0.00001	

1.2 数值方法

一些文献忽略了自然对流的存在[12-13]。然而，许多文献表明，液固界面运动、熔化速率和热传递机制受到自然对流的强烈影响[14]。因此，本文考虑了固液相变材料的熔化过程中的自然对流。

瞬态热传导数值模拟的主要方面是跟踪熔化和凝固过程中的液固界面。焓-孔隙度模型具有显著优势，它适用于相变发生在一定温度范围内的情况并适合于处理糊状区域（半液固区域）和具有多相前沿的循环边界问题。

1.2.1 假设和边界条件

本文采用瞬态的三维流动模型对 PCM 的熔化过程进行了数值分析。最初假设系统完全凝固，初始条件可以表示为：

$$t = 0 \rightarrow u = 0, T = T_{init} = 308\text{K} \tag{1}$$

外壁面为恒温热源，可以表示为:

$$\text{r} = r_0 \rightarrow u = 0, T = T_{wall} = 353\text{K} \tag{2}$$

焓-孔隙度模型调用了不可压缩牛顿流体的 Navies-Stokes 方程解和热量输运方程。该模型涉及自然对流-扩散驱动的熔化和凝固过程，以及四个变量，即速度、压力、温度和液体分数。此外，方便计算做了以下假设：

(1)相变材料是均匀和各向同性的；

(2)假设相变材料的热物理性质在整个过程中是恒定的；

(3)假设相变材料的流动为层流；

(4)采用 Boussinesq 近似来模拟相变过程中自然对流的浮力效应；

(5)两相的密度是恒定的；
(6)忽略边界上的粘性耗散和速度滑移；
(7)忽略相变胶囊内部的辐射换热。

1.2.2 控制方程

基于以上假设建立了数学模型，控制方程如下[15]：
(一) 连续型方程

$$\rho_{\mathrm{f}}\nabla\vec{u}=0 \tag{3}$$

(二) 动量方程

$$\rho_{\mathrm{f}}\frac{\partial\vec{u}}{\partial \mathrm{t}}+\rho_{\mathrm{f}}(\vec{u}\cdot\nabla)\vec{u}=-\nabla p+u_{\mathrm{f}}\nabla^2\vec{u}+\rho_{\mathrm{f}}\vec{\mathrm{g}}\beta(T_{\mathrm{f}}-T_m)+\vec{S}_g \tag{4}$$

(三) 能量方程

相变材料中的传热：

$$\rho_{\mathrm{f}}c_{p,\mathrm{f}}\frac{\partial T_{\mathrm{f}}}{\partial t}+\rho_{\mathrm{f}}c_{p,s}\vec{u}\cdot\nabla(\lambda_f\nabla T_{\mathrm{f}})-\rho_{\mathrm{f}}L\frac{\partial \mathrm{f}_l}{\partial t} \tag{5}$$

翅片部分的传热：

$$\rho_s C_{\mathrm{p,s}}\frac{\partial T_{\mathrm{s}}}{\partial t}=\nabla\cdot(\lambda_{\mathrm{s}}\nabla T_{\mathrm{s}}) \tag{6}$$

其中，$\rho_{\mathrm{f}}\vec{\mathrm{g}}\beta(T_{\mathrm{f}}-T_m)$ 解释相变材料中液体的浮力流动，$\vec{S}_g$ 是固态相变材料中的阻尼速度，其可以表示为：

$$\vec{S}_g=\frac{A_{mush}(1-f_{\mathrm{l}})^2}{\delta+f_{\mathrm{l}}^3}\vec{u}_p \tag{7}$$

其中 A_{mush} 是糊状区的常量，设置为 10^5，δ =0.001 是一个非常小的计算常数，用于避免分母为 0。f_{l} 是相变材料中的液体部分， 由糊状区中的代表性温度决定。

$$f_l=\begin{cases}0T\le T_{solidus}\\ \dfrac{(T-T_{solidus})}{T_{liquidus}-T_{solidus}}T_{solidus}\le T_{solidus}\le T_{liquidus}\\ T_{liquidus}\le 1T\end{cases} \tag{8}$$

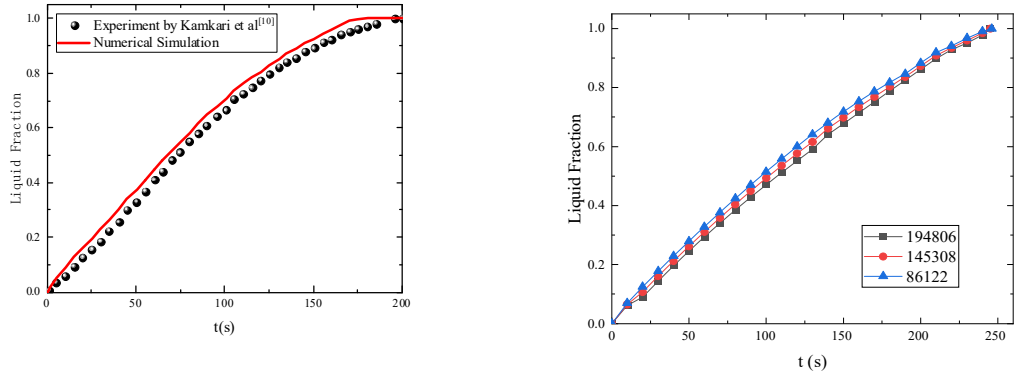
1.2.3 模型验证

通常网格的大小对计算结果具有较大的影响， 网格越小则计算结果越精确， 但需要的时间和对计算机性能的要求也越高； 网格越大， 计算结果越不准确，但计算速度越快，消耗的计算资源越少。 为了确定最佳的计算网格大小，

选择 Fin=2 的胶囊模型， 可更精确度地利用相变材料的总熔化时间作为比较指标进行网格无关性验证。194806、 145308、86122 三种不同的网格数量对照， 如图 2(b)所示。 随着网格数量从 86122 增加到 145308、194806， 可以注意到结果存在偏差，并且计算时间

的成本增大。其中 145308 个网格划分方式其时间偏差小于 2.5%， 因此本文所有模拟均使用 145308 个网格划分方式以实现数值精度和计算成本的兼顾。

此外本文为了进一步验证模拟方法的可行性，与 Kamkari 等人的实验结果如进行对比，由图 2(a)实验结果与模拟结果对比曲线可以看出， 数值模拟的熔化速率略快于实验结果，其误差在 3%以内， 总体上模拟与实验的结果具有较好的一致性。



(a) (b)

图 2 (a) 数值模型与 Kamkari 等人的实验数据对比 (b) 网格无关性验证

使用 SIMPLE 算法对压力-速度进行耦合，并采用 PRESTO 方案对面处的压力进行校正。为获得良好的压力、 密度、 动量、 液相分数和能量的欠松弛因子分别为。速度、压力、能量和液体分数的欠松弛因子分别为 0.3、 1、 0.8、 0.5 和 0.9。 每个时间步长的迭代次数设置为 20，以满足收敛标准。

2 结果与讨论

2.1 翅片数量对储热性能的影响

通过数值模拟研究了不同翅片数量布置对相变胶囊内部熔化时间及动态熔化过程的影响，如图 4、图 5 所示。由图 4 可以看出，随着翅片数量的增加，相变材料熔化时间明显缩短。图 5 可以看出，在熔化初期，热传导主导了相变材料的传热过程。熔化初期在胶囊壁附近形成厚度几乎均匀的熔融 PCM 薄层，随后自然对流发挥作用。在熔化后期，由于内部翅片的不均匀性导致局部环形区域熔化速率较慢。所以考虑布置中心微型导热圆环增强局部换热，缓解局部区域换热速率较慢的问题。

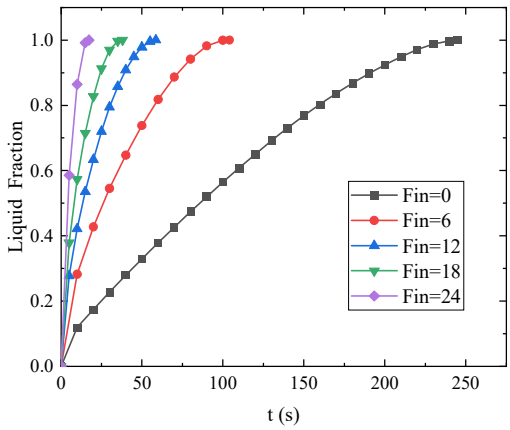
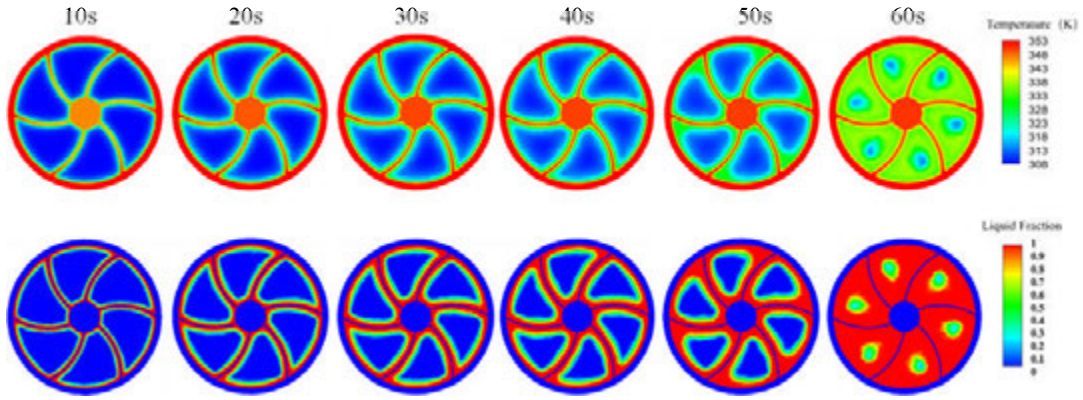
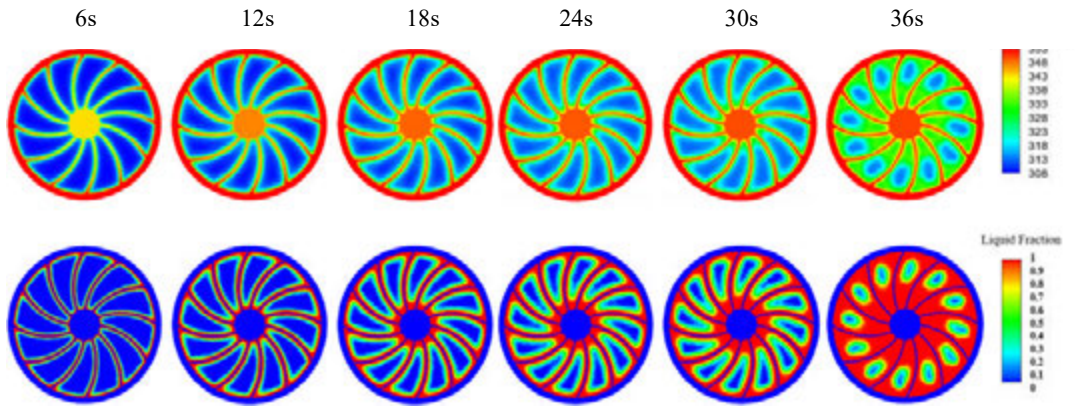


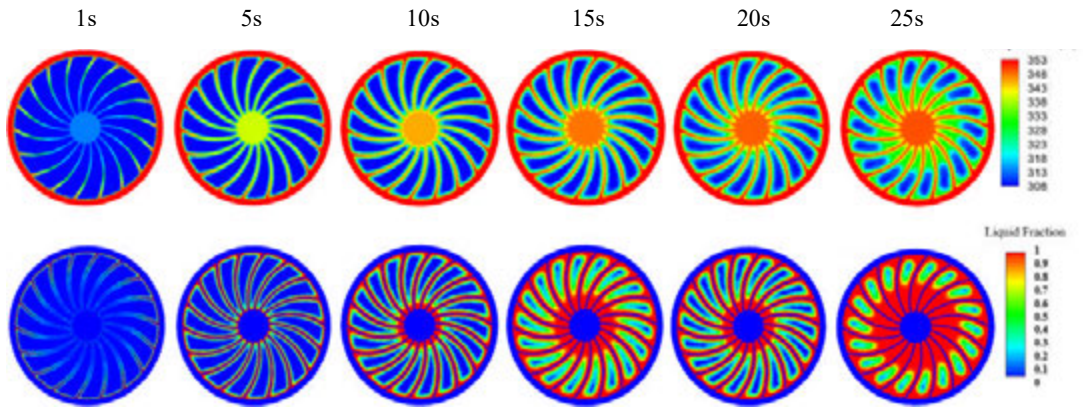
图 3 不同翅片数量的相变胶囊内部液相分数随时间变化曲线



(a)



(b)



(c)

图 4 不同翅片数量的相变材料熔融过程中固液界面与温度分布瞬态演变的比较(a)Fins=6, (b)Fins=12, (c)Fins=18

2.2 中心圆环对储热特性的影响

基于上节内容，本节针对 Fins=6、12、18 三组布置直径 D=38mm，厚度为 0.5mm 的中心微型导热圆环增强局部换热。结果如图 6、图 7 所示。由图 6 可以看出，添加中心导热圆环对整体熔化进程提升并不显著。但添加中心导热圆环会缓解局部换热速率慢的问题，如图 7 所示。

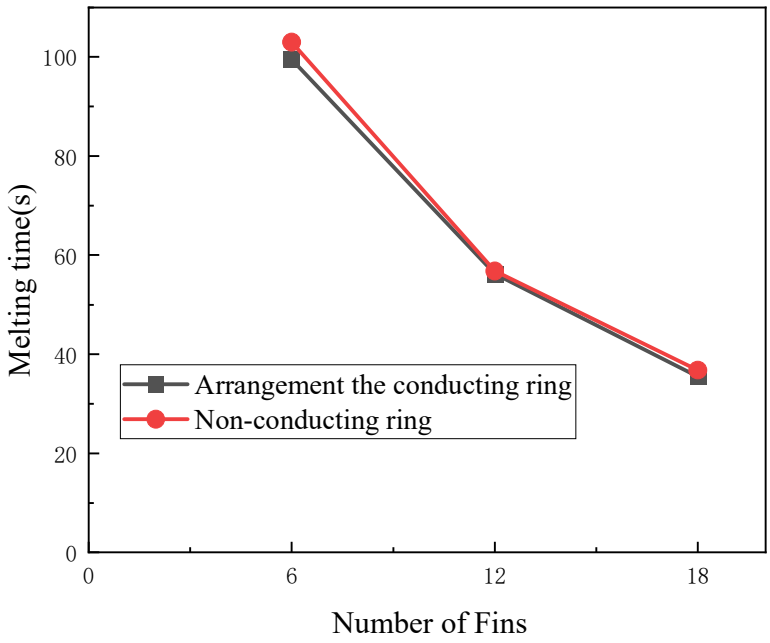


图 5 添加中心导热圆环对熔化时间的影响

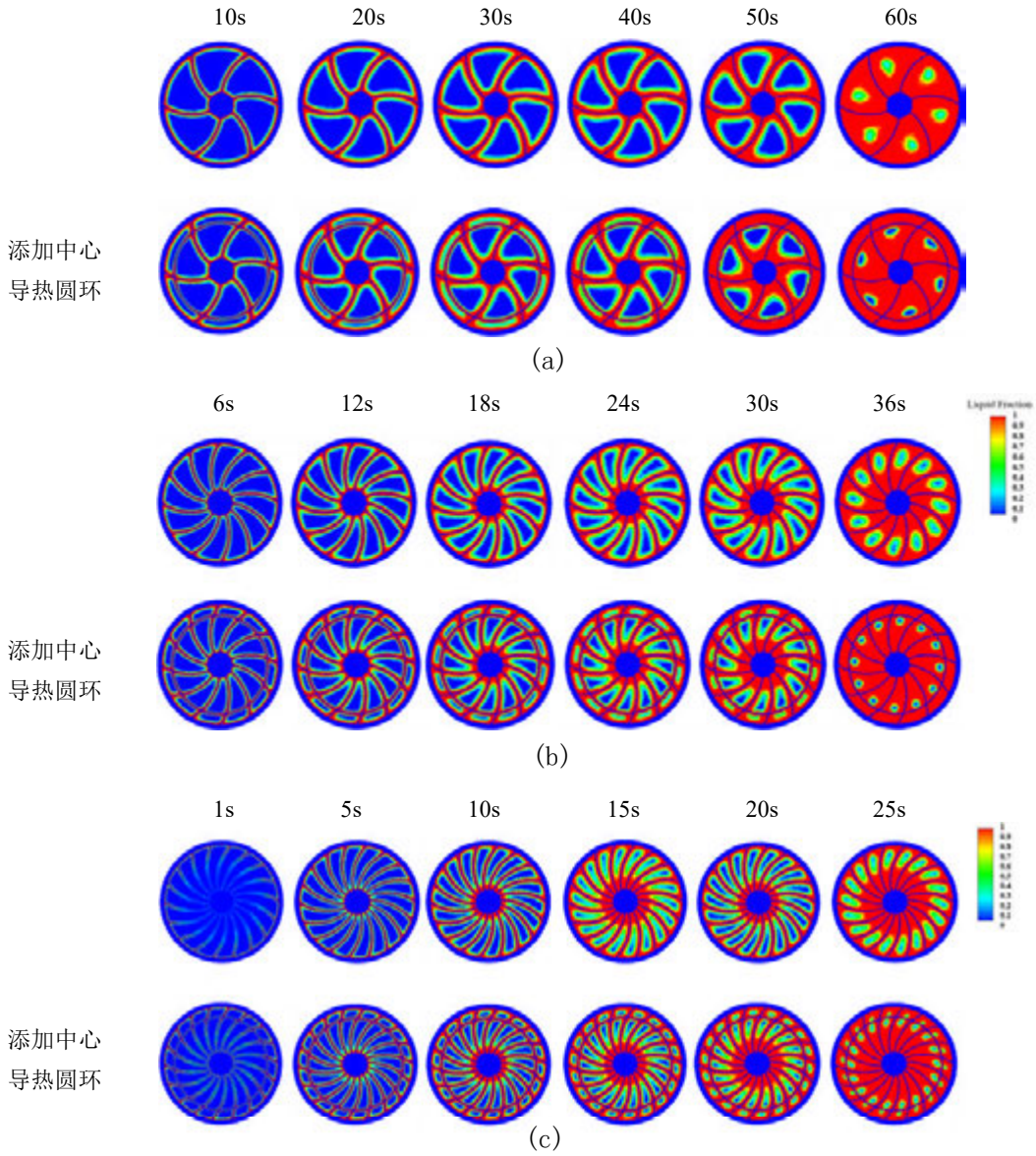


图 6 添加中心导热圆环的相变材料熔化过程中固液界面瞬态演变的比较（a）Fins=6， （b）Fins=12, (c)Fins=18

2.3 外壁厚度对储热特性的影响

本节研究了 Fins=6、12 组不同壁厚对相变胶囊储热特性的影响，并分析了 Fins=12 情况下相变材料熔化过程中的固液界面瞬态演变过程。如图 8 相分数曲线与图 9 瞬态固液界面云图所示，厚度从 2mm 降低至 1mm、0.5mm 对相变胶囊内部的熔化过程影响较小，但随着厚度的减小，相变胶囊内部的储热空间增大。

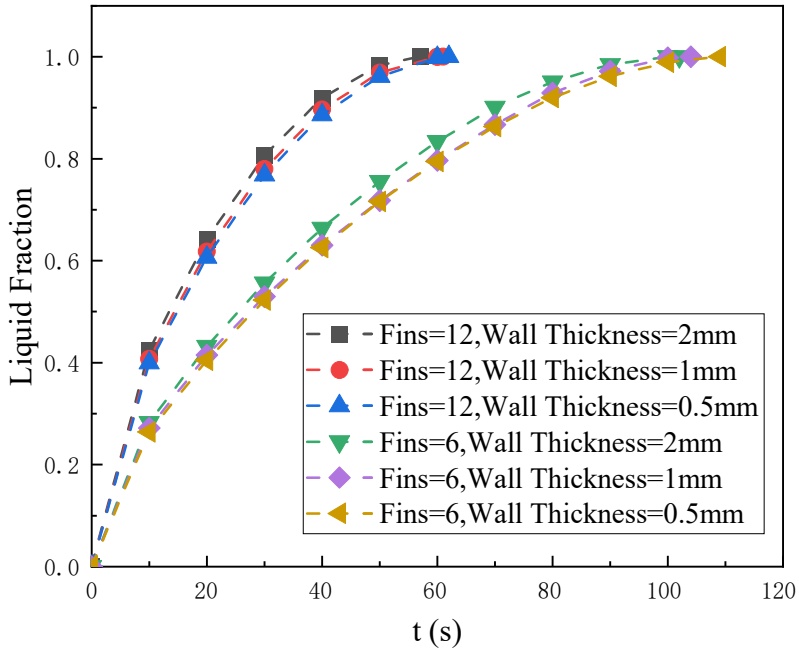


图 7 添加中心导热圆环对相变材料熔化时间的影响

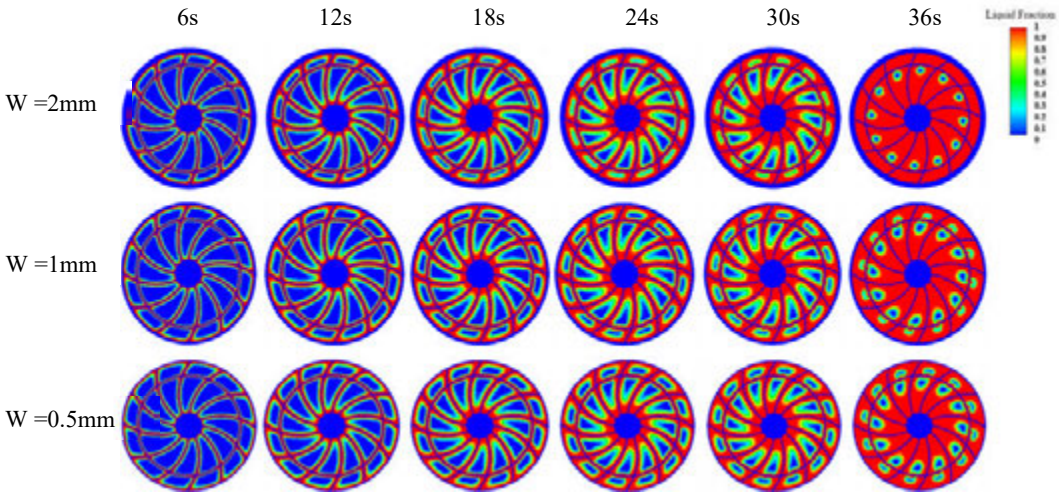
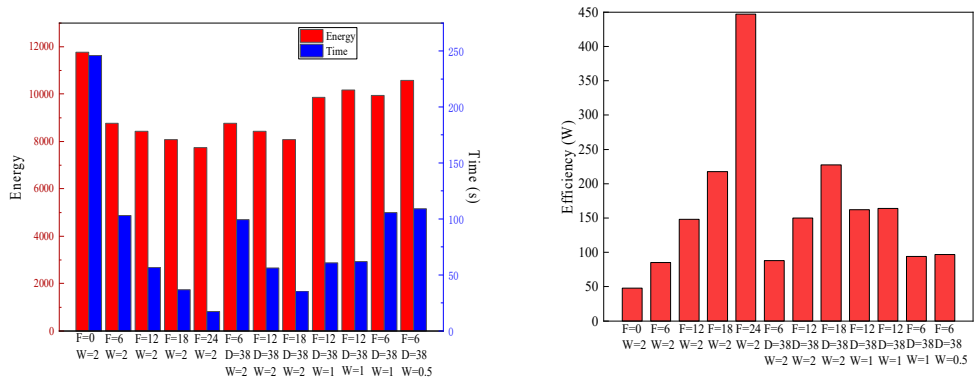


图 8 厚度对相变胶囊内部熔融过程中固液界面瞬态演变的比较(Fins=12)

2.4 海螺仿生相变胶囊储热效率分析

图 10 中与图 11 研究了不同相变胶囊模型的储热效率。由图 10、图 11 可以看出，因 Fins=18、24 储热量低于 80%，所以只对 Fins=6、12 进行研究计算。随着翅片布置的数量增加，相变胶囊的储热量减小但对加快熔化过程影响显著。其中无翅片布置其储热效率为 47.81W，Fins=6、12、18、24 储热效率分别提高至 85.11W，148.33W，217.7W，447.11W。

此外，壁厚对相变胶囊的储热量影响显著并且略微提高了相变胶囊的储热时间，其中厚度从 2mm 降低至 1mm、0.5mm,F=6 组储热效率分别从 85.11W 提高至 94.14W、97.01W，Fins=12 储热效率分别从 148.33W 提高至 162.2W、162.03W。



(a) (b)

图 9 (a)不同相变胶囊模型的储热量与熔化时间 (b) 不同胶囊模型的储热效率

3 结论

通过仿生海螺内部结构构建相变胶囊封装体的传热模型，研究了相变胶囊内部仿生翅片数量、导热圆环、壳体厚度对传热特性的影响，并分析了不同相变胶囊模型的储热效率。研究结果表明：

(1)熔化的时间随翅片数量增加而减小，储热效率随翅片数量的增加而增大，相变材料完全熔化的时间随翅片数量增加而减小，储热效率随翅片数量的增加而增大，无翅片布置其储热效率为 47.81W，F=6、12、18、24 储热效率分别提高至 85.11W，148.33W，217.7W，447.11W，但随着翅片数量的增加，相变胶囊达到储热量逐渐减小，Fins=24 时，熔化时间仅为 17.5s，但其储热量仅为 65.94%；

(2)研究了添加中心微型导热圆环（数据结果中以其直径 D 代替）来增强局部换热对整体熔化特性的影响，结果表明：添加中心微型导热圆环会缓解局部换热慢的问题，加快相变胶囊整体熔化过程，同时对相变胶囊储热量的影响较小；

(3)随着胶囊外壁厚度的减小，相变胶囊的储热量显著增加，其熔化时间变化并不明显，减小厚度可一定程度上提高相变胶囊的储热效率。研究了 F=6、12 两组不同壁厚（数据结果中以 W 代替壁厚）对相变胶囊储热特性的影响。结果发现厚度从 2mm 降低至 1mm、0.5mm,F=6 组储热效率分别从 85.11W 提高至 94.14W、97.01W，F=12 组储热效率分别从 148.33W 提高至 162.2W、162.03W。

参考文献

[1] Fan W, Hao Y. An empirical research on the relationship amongst renewable energy consumption, economic growth and foreign direct investment in China[J]. Renewable Energy. 2020, 146: 598-609.

[2] Li J R, Li X D, Wang Y, et al. A theoretical model of natural circulation flow and heat transfer within horizontal evacuated tube considering the secondary flow[J]. Renewable Energy. 2020, 147: 630-638.

[3] 闫霆，王文欢，王程遥．化学储热技术的研究现状及进展［J］.化工进展，2018，37(12):4586-4595．

[4] H.B. Liu, C.Y. Zhao. Effect of radial porosity oscillation on the thermal performance of packed bed latent heat storage [J]. Engineering, 2021, 7: 515-525.

[5] W.C. Fu, X. Yan, Y. Gurumukhi, V.S. Garimella, W.P. King, N. Miljkovic. High power and energy density dynamic phase change materials using pressure-enhanced close contact melting. Nature Energy [J], 2022, 7: 270-280.

[6] Huang X, Zhu C, Lin Y, et al. Thermal properties and applications of microencapsulated PCM for thermal energy storage: A review[J]. Applied Thermal Engineering. 2019, 147: 841-855.

[7] Abdellatef Y, Kavgic M. Thermal, microstructural and numerical analysis of hempcrete-microencapsulated phase change material composites[J]. Applied Thermal Engineering. 2020: 115520.

[8] X.W. Cheng, X.Q. Zhai. Thermal performance analysis of a novel PCM capsule in red blood cell shape[J]. Applied Thermal Engineering .2017,120: 130-137.

[9] Y. Dong, F. Wang, Y. Zhang, X. Shi, A. Zhang, Y. Shuai. Experimental and numerical study on flow characteristic and thermal performance of macro-capsules phase change material with biomimetic oval structure[J]. Energy 2022, 238.

[10] L.W. Fan, Z.Q. Zhu, S.L. Xiao, M.J. Liu, H. Lu, Y. Zeng, et al.An experimental and numerical investigation of constrained melting heat transfer of a phase change material in a circumferentially finned spherical capsule for thermal energy storage.Applied Thermal Engineering. 2016,100: 1063-1075.

[11] K. Govindaraj, K. Panchabikesan, D.C. Denkenberger, V. Ramalingam.Effect of fin orientations in a spherically encapsulated phase change materials for effective heat transfer enhancement[J]. CHEMICAL ENGINEERING SCIENCE.2017,62：277-282.

[12] B. Zivkovic, I. Fujii.An analysis of isothermal phase change of phase change material within rectangular and cylindrical containers [J].Solar Energy. 2001, 1: 51-61.

[13] M.K. Rathod, J. Banerjee.Numerical investigation on latent heat storage unit of different configurations [J]. World Acad Sci Eng Technol.2011, 51: 813-818.

[14] D.S. Mehta, K. Solanki, M.K. Rathod, J Banerjee.Thermal performance of shell and tube latent heat storage unit: comparative assessment of horizontal and vertical orientation[J]. Energy Storage.2019,23:344-362.

[15] V. Soni, A. Kumar, V.K. Jain. Modeling of PCM melting: analysis of discrepancy between numerical and experimental results and energy storage performance [J].Energy. 2018,150:190-204.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233635

基于金属粒子和碳纳米材料的光热超疏水表面防除冰机理及性能

孙文，魏宇彤，褚福强*，冯妍卉*
（北京科技大学能源与环境工程学院，北京 100083）
(Email: chufq@ustb.edu.cn, yhfeng@me.ustb.edu.cn)

摘要：为应对生产生活中存在的积冰危害，亟需清洁高效的防除冰解决方案。本文采用简便快捷的方法制备得到光热超疏水表面，在超疏水表面高度拒水、延缓冻结的基础上，结合光热效应放大超疏水性、升温融冰的特性，形成相互促进强化的正向循环，极大的提升了表面的防除冰性能。在冷环境中进行多组有无光照下的液滴冻结实验，验证了表面的有效性与耐久性。

关键词：光热效应；超疏水；除冰

0 前言

结冰是自然界常见现象，但不合理的积冰将带来许多危害。如道路结冰阻碍居民的日常出行，风力机结冰、输电线路的积冰倒塌带来巨大的经济损失，飞机引擎等关键部位结冰极易引发安全事故[1-3]。目前常用的防除冰方法是借助外力的主动式防除冰，包括机械除冰、热力除冰、化学试剂除冰，但这些方法往往存在能耗大、维护困难、污染环境等问题。一直以来，如何高效且清洁的实现表面防除冰都是亟待解决的问题。

超疏水表面被发现后，其利用自身结构就能有效拒水的特性受到了广泛关注[4-6]。将超疏水特性推广应用于防除冰领域，在液滴冻结前、冻结过程中及冻结后都能发挥一定的作用[7-13]。近年来，研究人员也在不断尝试对超疏水表面进行优化，如探究不同结构对表面疏水性的影响[14-16]，提高表面耐久性等[17,18]。但不容忽视的问题是，在低温和高湿度环境下，超疏水性能极易下降，甚至造成液滴在表面的钉扎现象，在冻结后与微结构形成机械互锁，不利于除冰[19,20]。因此，还需要进行多功能协同设计[21-23]。其中，利用对环境零污染的太阳能资源，通过光热转化实现防除冰，成为近些年的研究热点[24,25]。常用光热材料包括各种金属纳米粒子、碳纳米材料和半导体材料等[26-28]。

目前针对光热超疏水表面的研究主要集中在光热材料的选择和微纳结构设计上，为了提升性能，往往制备流程复杂，造价高昂，不利于大规模生产应用。本文采用简便快捷的方法制备 Cu-Ag 与 Cu-CNT 两种光热超疏水表面，分别利用银纳米粒子的局域等离子体共振效应与碳材料的分子热振动，实现快速光热响应，同时在低温下仍能保持较好的超疏水性，承受液滴的连续撞击而无变化，与单一铜基底相比，大大延迟了液滴的冻结时间，即使冻结后也能在光照下快速脱落。本文工作可为光热超疏水表面的防除冰应用提供基础支撑。

基金项目：国家自然科学基金项目（52206068, 52236006）

1 实验方法

1.1 光热超疏水表面的制备流程

采用两种简便方法制备光热超疏水表面，纯铜表面作为对照组。其中，用置换沉积法制备 Cu-Ag 表面：首先对铜板预处理，用砂纸对铜板（40 mm×40 mm×1 mm）进行打磨，去除表面氧化层；依次用去离子水及无水乙醇超声振荡 20 min，去除表面杂质；将超声振荡后的铜片取出，干燥后浸入 0.01 mol/L 的 $AgNO_3$ 溶液中，静置 15-20 min；最后在 1 wt%氟硅烷（FAS）溶液中浸泡 30 min，取出干燥后即获得光热超疏水表面。

用喷涂法制备 Cu-CNT 表面：采用相同方法对铜板（40 mm×40 mm×1 mm）进行预处理后备用。将十八烷基三氯硅烷（OTS）与水按 1：2 的摩尔比混合于样品瓶中，使用磁力搅拌器搅拌 30 s，常温静置 2 h 后，依次加入己烷与多壁碳纳米管（MWCNTs），使用磁力搅拌器搅拌 2 h，使之充分混合。最后使用喷枪将混合液均匀喷涂在处理过的铜板上，自然干燥后即获得光热超疏水表面。

1.2 表面表征及性能测试

超疏水表面往往具有微米级与纳米级的多级结构，与单级结构相比具有更小的固液接触面积，同时受磨损的影响较小，相对更稳定[29-31]。如图 1a 所示，Cu-Ag 表面呈现交错生长的微米级枝叶状结构，枝叶结构上长有大量纳米级颗粒。类似的，如图 1b 所示，Cu-CNT 表面呈现微米级凸起状网络结构，凸起结构上缠绕有大量纳米级管路。室温下测量表面润湿性，结果显示，Cu 表面为亲水表面，接触角约 76°，无法从表面滚落；Cu-Ag 表面为超疏水表面，接触角约 162°，滚动角约 3°；Cu-CNT 表面为超疏水表面，接触角约 158°，滚动角约 4°（图 1c）。同时，Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面均具有宽波段吸收及高吸收率，如图 1d 所示，在太阳光波段下的吸收率始终保持在 90%以上。

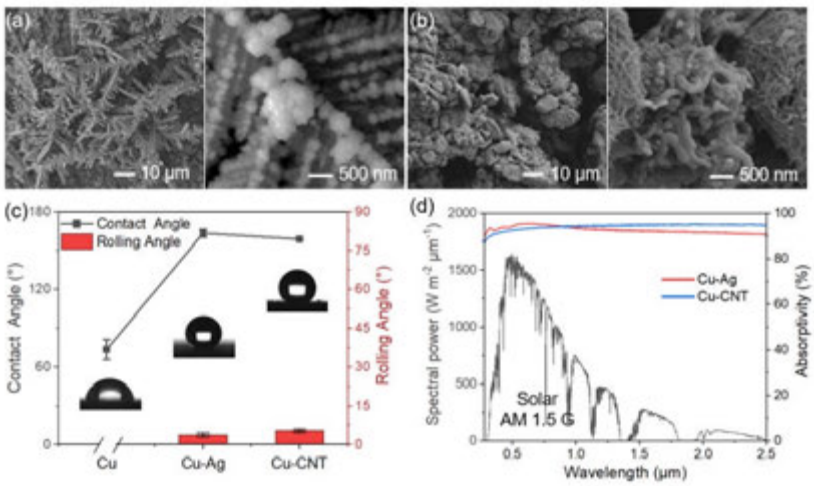


图 1 表面特性 (a)不同尺度下 Cu-Ag 表面的 SEM 图像；(b)不同尺度下 Cu-CNT 表面的 SEM 图像；(c)Cu、Cu-Ag、Cu-CNT 表面的接触角与滚动角；(d)太阳光谱下 Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面的吸收率。

Fig. 1. Surface characterization. (a)SEM micrograph of Cu-Ag. (b) SEM micrograph of Cu-CNT. (c) Contact angle and rolling angle of different surfaces. (d) Spectral absorbance of Cu-Ag and Cu-CNT surfaces.

2 结果与讨论

2.1 光热温升

表面的光热转化能力直接体现在表面温度的变化上，图 2a 展示了 Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面在一个太阳照度下的红外图像，从图中可明显看出表面温度随时间发生的变化。结合图 2b 中各表面在不同时刻的温升数值，可知 Cu-Ag 与 Cu-CNT 两种光热超疏水表面均具有快速热响应能力，在 100 s 内实现快速升温，且温升约为 Cu 表面的 2 倍，表明光热材料发挥了显著作用。此外，光热表面的温升随太阳照度的增大而增大，如图 2c 所示，施加两个太阳照度后，光热表面的温升均提升了约 50%。

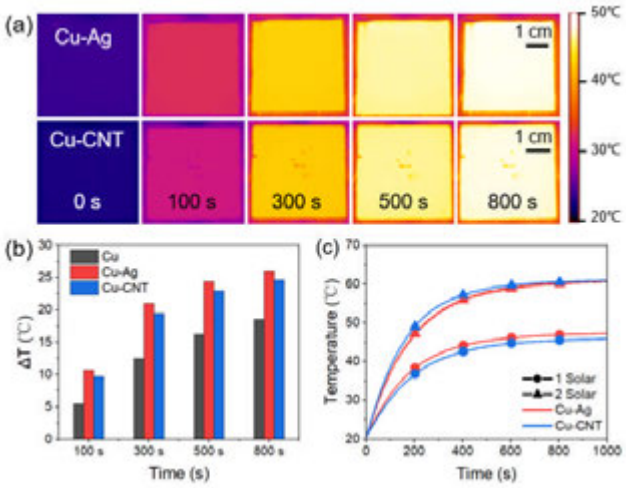


图 2 光照下的表面温升 (a) Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面在一个太阳照度下的红外图像变化；(b)一个太阳照度下各表面在不同时刻的温升；(c) Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面在不同太阳照度下的温度变化。

Fig. 2. Photothermal experiment under surface light irradiation. (a) Infrared image of surface temperature change under 1-solar irradiation. (b) Temperature increases (ΔT) of Cu, Cu-Ag, and Cu-CNT at different moments under 1-solar irradiation. (c) Temperature increases of Cu-Ag and Cu-CNT under different solar irradiation.

2.2 防冰

2.2.1 无光照防冰

在冷腔中模拟冷环境进行实验，实验液滴均为 6 μL 自来水水滴。待冷腔内部达到所需温度并稳定后，开始滴液滴并记录。实验结果表明，当表面温度为-10℃时，液滴上方 5 mm 处环境温度约-8℃，此时 Cu 表面液滴滴落后立即冻结，如图 3a 所示，冰锋直接从底部开始生长并迅速推进，长出尖端，而 Cu-Ag 表面的冻结延迟时间超 1000 s，Cu-CNT 表面的冻结延迟时间超 2000 s，均发生过冷液滴的成核再辉，冰锋推进速度也有所延缓。这是因为超疏水表面往往具有较高的成核能垒，降低了成核率，同时较小的接触面积和界面处大量气腔的存在减缓了热量交换[32-34]。各表面分别进行三组测试，图 3b 为平均统计结果。

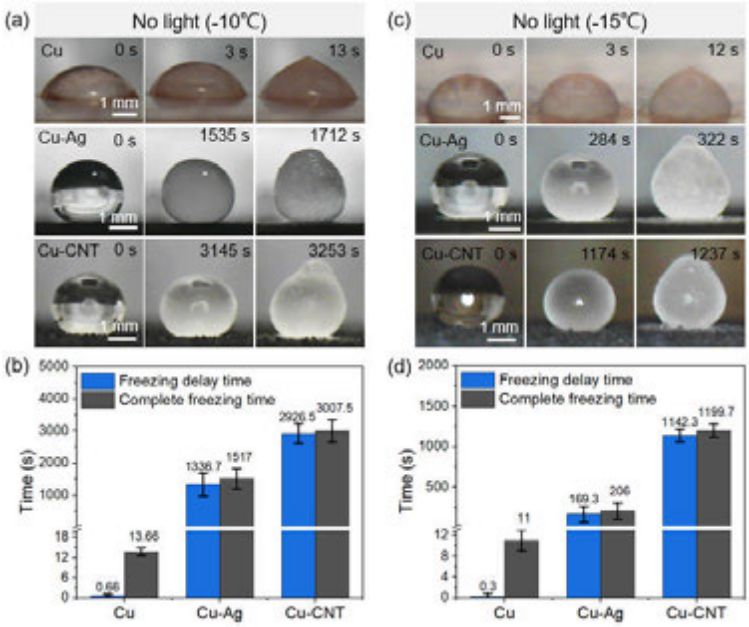


图 3 无光照下各表面的防冰实验 (a) -10℃条件下 Cu、Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面液滴的冻结过程；(b) -10℃条件下各表面液滴冻结延迟时间及完全冻结时间的统计；(c) -15℃条件下 Cu、Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面液滴的冻结过程；(d) -15℃条件下各表面液滴冻结延迟时间及完全冻结时间的统计。

Fig. 3. Anti-icing experiments without light. (a and c) Freezing process of water droplets on Cu, Cu-Ag, and Cu-CNT without light. The surface temperature is (a) -10℃ and (c) -15℃ respectively. (b and d) Freezing delay time, complete freezing time, initial melting time and completely melting time statistics of Cu, Cu-Ag, and Cu-CNT. The surface temperature is (b) -10℃ and (d) -15℃ respectively.

若进一步降低温度，当表面温度为-15℃时，液滴上方 5 mm 处环境温度约-12℃。如图 3c 所示，水平表面的冻结实验表明，Cu 表面液滴仍然立即冻结；Cu-Ag 表面的冻结延迟时间超 100 s，Cu-CNT 表面的冻结延迟时间超 1000 s。同时，各表面的冰锋推进速度均有提升，加快了液滴的完全冻结。图 3d 为各表面三次实验的平均统计结果，可以看出，尽管此时超疏水表面仍具有一定的防冰能力，但低温环境对超疏水表面防冰性能的削弱影响不可忽视[35]。因此，有必要引入光热材料，对表面防冰性能进行提升。

2.2.2 光照下防冰

在同样的冷腔中进行光照下的防冰实验，液滴滴落在实验表面后，立即用氙灯照射表面，为表面提供 1.5 个太阳照度的能量。设定实验表面温度为-15℃，如图 4a 所示，光照下，Cu 表面液滴滴落后立即开始冻结，17 s 后完全冻结；Cu-Ag 表面在开始光照后快速升温，100 s 后温度升高至-10℃左右，保持较高的升温速率，并在 379 s 达到 0℃，有效阻止了液滴的冻结；Cu-CNT 表面同样在光照后快速升温，在 397 s 达到 0℃（图 4b）。这些结果证明了 Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面优异的光热防冰性能，同时表面液滴始终保持超疏水状态，在轻微外力作用下即可脱落，防止二次冻结的发生。

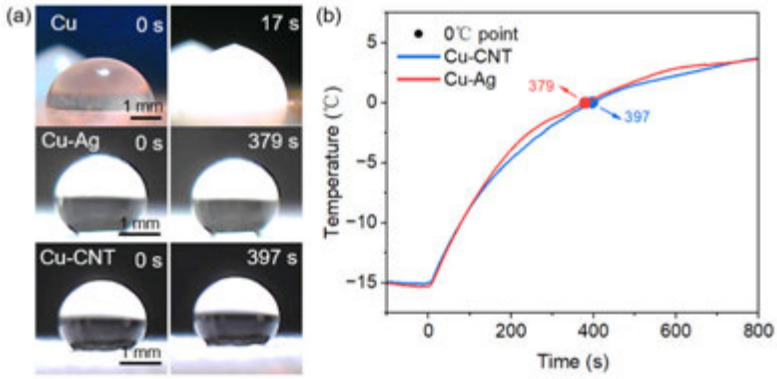


图 4 有光照下各表面的防冰实验 (a-c) -15℃条件下施加 1.5 个太阳照度后 Cu、Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面液滴的冻结过程；(d) 光照下 Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面的温升曲线。

Fig. 4. Anti-icing experiments under 1.5-solar irradiation. (a-c) Freezing process of water droplets of Cu, Cu-Ag, and Cu-CNT under irradiation. (d) Temperature increases of Cu-Ag and Cu-CNT under irradiation.

2.3 光照除冰

2.3.1 水平表面除冰

有时单一的防冰性能并不能满足使用需求，如果表面已经存在积冰，还需要表面具备高效除冰的能力，因此对样品表面进行了光照除冰实验。同样在冷腔中，对表面施加 1.5 个太阳照度的光照，观察表面冻结冰滴的融化过程。如图 5a 所示，当表面温度为-10℃时，Cu 表面在光照 275 s 后逐渐升温至 0℃，冰滴从底部开始融化，而 Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面的初始融化时间分别仅为 Cu 表面的 58%与 50%（图 5b），表明它们受到光照后的升温速度更快，升温温度更高，光热转化能力远大于纯铜表面（图 5c）。当所有表面的温度都上升 0℃以上，冰滴开始融化后，Cu 表面较大的固液接触面积更利于将表面的热量传递给冰滴，融化速度相对 Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面较快，但无法从表面脱落，失去光照后将再次冻结。当表面温度为-15℃时，融冰情况与-10℃时类似。Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面冰滴首先开始融化，初始融化时间分别为 467 s 与 540 s，完全融化时间分别为 1626 s 与 1693 s。而 Cu 表面在光照 684 s 后才逐渐升温至 0℃（图 5d），随后 Cu 表面冰滴以较快的速度完全融化，完全融化时间为 1273 s。

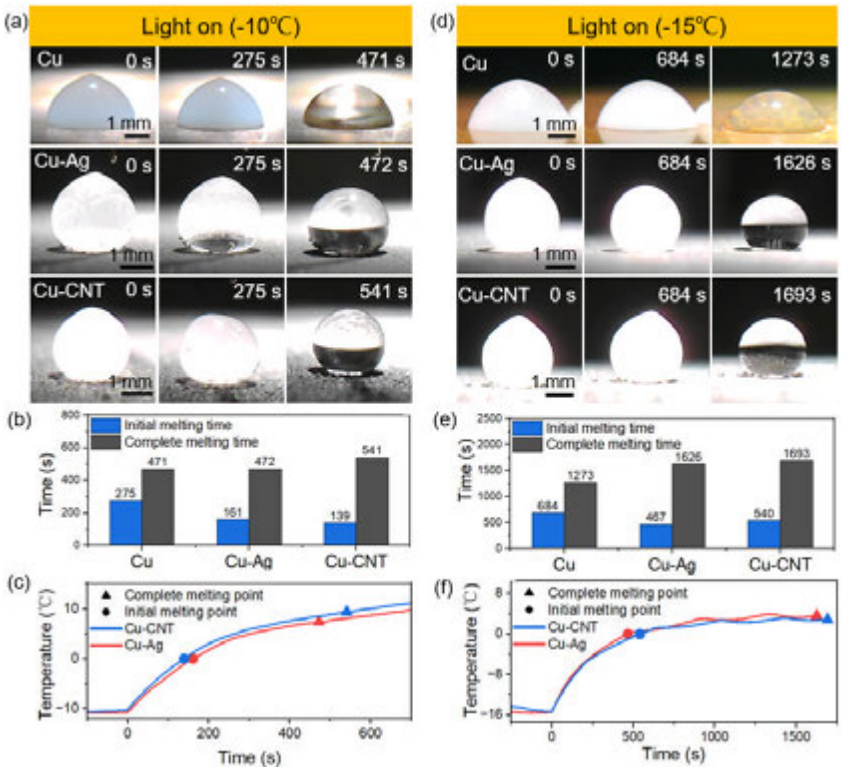


图 5 有光照下水平表面的除冰实验 (a) -10℃条件下施加 1.5 个太阳照度后 Cu、Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面冰滴的融化过程；(b) -10℃条件下各表面冰滴初始融化时间及完全融化时间；(c) -10℃条件下各表面光照温升曲线；(d) -15℃条件下施加 1.5 个太阳照度后各表面冰滴的融化过程；(e) -15℃条件下各表面冰滴初始融化时间及完全融化时间；(f) -15℃条件下各表面光照温升曲线。

Fig. 5. De-icing experiments on horizontal surfaces under 1.5-solar irradiation. (a and d) Melting process of ice on Cu, Cu-Ag, and Cu-CNT under irradiation. The surface temperature is (a) -10℃ and (d) -15℃ respectively. (b and e) Initial melting time and complete melting time of Cu, Cu-Ag, and Cu-CNT. The surface temperature is (b) -10℃ and (e) -15℃ respectively. (c and f) Temperature rises of Cu-Ag and Cu-CNT under irradiation. The surface temperature is (c) -10℃ and (f) -15℃ respectively.

2.3.2 倾斜表面除冰

除冰的关键在于将冰与表面尽快分离。超疏水表面的冰滴与表面的接触面积较小，使冰的黏附力较小，光照后从底部开始融化，形成薄薄的水层充当润滑，即使冰滴没有完全融化，也可以在自身重力或轻微外力作用下脱落。如图 6a 所示，将表面倾斜放置，施加 1.5 个太阳照度光照，当表面温度为-10℃时，Cu 表面冰滴在光照 596 s 后完全融化，但仍停留在表面，Cu-Ag 表面冰滴在光照 206 s 后开始滑动滚落，Cu-CNT 表面冰滴在光照 234 s 后开始滑动滚落。进一步设置表面温度为-15℃后，施加 2 个太阳照度光照，如图 6b 所示，Cu 表面冰滴在光照 686 s 后完全融化，但仍停留在表面，Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面冰滴滚落时间分别为 290 s 与 360 s。

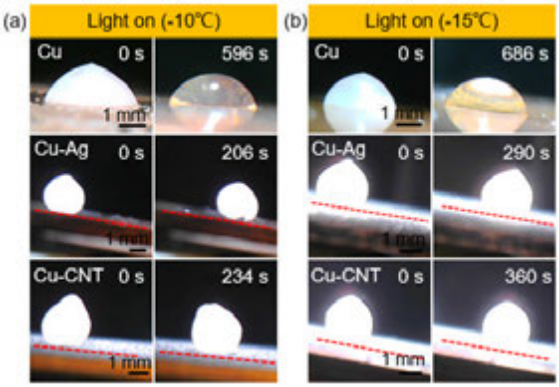


图 6 有光照下倾斜表面的除冰实验 (a) -10℃条件下施加 1.5 个太阳照度后 Cu、Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面冰滴的融化脱落过程；(b) -15℃条件下施加 2 个太阳照度后 Cu、Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面冰滴的融化脱落过程。

Fig. 6. De-icing experiments on inclined surfaces. (a) Melting/Shedding of Cu, Cu-Ag, and Cu-CNT under 1.5-solar irradiation at -10°C. (b) Melting/Shedding of Cu, Cu-Ag, and Cu-CNT under 2-solar irradiation at -15°C.

2.4 耐久性测试

为验证表面耐久性，在同一位点进行反复的液滴冻融循环。可以观察到，冰滴在融化过程中保持清洁透明，对表面结构没有明显的破坏，且融化完成后的液滴在外力作用下能够轻易滚落，表明超疏水性仍在发挥作用。对表面进行水流冲击与落沙实验，首先使用 20 g/s 的水流对同一位点进行冲击，每隔 5 min 测量一次接触角，冲击 6 次后两表面均无明显变化，仍具有超疏水性。落沙实验中，使用 10 g 石英砂对同一位点进行冲击，反复 5 次后，两表面均能在水流下恢复表面清洁。

3 结　论

我们分别用置换沉积法与一步喷涂法，在铜基底上制备了两种光热超疏水表面，接触角高于 150°，滚动角在 5°以下，同时具有快速光热响应能力。在冷环境模拟实验中，两种表面均表现出良好的防除冰能力：(1) Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面在-10℃与-15℃无光照时均能够显著延迟液滴冻结，且在液滴连续撞击下保持表面清洁无变化；(2)施加光照后，纯铜表面液滴立即冻结，而-15℃的 Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面分别于 379 s 与 397 s 升温至 0℃以上，使液滴保持未冻结状态；(3)光照融冰过程中，Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面初始融冰时间均小于纯铜表面，-10℃时约 50-60%，-15℃约 70-80%，完全融冰后，液滴仍为超疏水状态，可在外力作用下轻易脱落；(4)光照融冰过程中，倾斜的 Cu-Ag 与 Cu-CNT 表面冰滴未完全融化即可在自身重力作用下迅速脱落，实现除冰。

参考文献

[1] Gao L, Hu H. Wind Turbine Icing Characteristics and Icing-Induced Power Losses to Utility-Scale Wind Turbines. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2021,118(42):e2111461118.

[2] 霍治国, 李春晖, 孔瑞, 等. 中国电线积冰灾害研究进展.应用气象学报,2021,32(05):513-529.

HUO Zhi-Guo, LI Chun-Hui, KONG Rui, et al. Review on Disaster of Icing in China. Journal of Applied Meteorological Science, 2021,32(05):513-529.

[3] Cao Y, Tan W, Wu Z. Aircraft Icing: An Ongoing Threat to Aviation Safety. Aerospace Science and Technology, 2018,75:353-385.

[4] Liu Y, Moevius L, Xu X, et al. Pancake Bouncing on Superhydrophobic Surfaces. Nature Physics, 2014,10(7):515-519.

[5] Boreyko JB, Chen C-H. Self-Propelled Dropwise Condensate on Superhydrophobic Surfaces. Physical Review Letters, 2009,103(18):184501.

[6] Lai Y, Gao X, Zhuang H, et al. Designing Superhydrophobic Porous Nanostructures with Tunable Water Adhesion. Advanced Materials, 2009,21(37):3799-3803.

[7] Chao Q, Meng L, Shuxian C. Anti-Icing Characteristics of PTFE Super Hydrophobic Coating on Titanium Alloy Surface. Journal of Alloys and Compounds, 2021,860:157907.

[8] Lei S, Wang F, Fang X, et al. Icing Behavior of Water Droplets Impinging on Cold Superhydrophobic Surface. Surface and Coatings Technology, 2019,363:362-368.

[9] Eberle P, Tiwari MK, Maitra T, et al. Rational Nanostructuring of surfaces for extraordinary Icephobicity. Nanoscale, 2014,6(9):4874-4881.

[10] Pan R, Zhang H, Zhong M. Triple-Scale Superhydrophobic Surface with Excellent Anti-Icing and Icephobic Performance via Ultrafast Laser Hybrid Fabrication. ACS Appl Mater Interfaces, 2021,13(1):1743-1753.

[11] Chu F, Wen D, Wu X. Frost Self-Removal Mechanism during Defrosting on Vertical Superhydrophobic Surfaces: Peeling Off or Jumping Off. Langmuir, 2018,34(48):14562-14569.

[12] Chu F, Wu X, Wang L. Dynamic Melting of Freezing Droplets on Ultraslippery Superhydrophobic Surfaces. ACS Appl Mater Interfaces, 2017,9(9):8420-8425.

[13] Zhang H, Zhao G, Wu S, et al. Solar Anti-Icing Surface with Enhanced Condensate Self-Removing at Extreme Environmental Conditions. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2021,118(18):e2100978118.

[14] Zhang H, Zhang X, He F, et al. How Micropatterns Affect the Anti-Icing Performance of Superhydrophobic Surfaces. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022,195:123196.

[15] Nguyen T-B, Park S, Lim H. Effects of Morphology Parameters on Anti-Icing Performance in Superhydrophobic Surfaces. Applied Surface Science, 2018,435:585-591.

[16] Wang L, Jiang G, Tian Z, et al. Superhydrophobic Microstructures for Better Anti-Icing Performances: Open-Cell or Closed-Cell? Materials Horizons, 2023,10(1):209-220.

[17] Wang D, Sun Q, Hokkanen MJ, et al. Design of Robust Superhydrophobic Surfaces. Nature, 2020,582(7810):55-59.

[18] Zhuo Y, Håkonsen V, Liu S, et al. Ultra-Robust Icephobic Coatings with High Toughness, Strong Substrate Adhesion and Self-Healing Capability. Science China Materials, 2023.

[19] Ling EJY, Uong V, Renault-Crispo J-S, et al. Reducing Ice Adhesion on Nonsmooth Metallic Surfaces: Wettability and Topography Effects. ACS Applied Materials & Interfaces, 2016,8(13):8789-8800.

[20] Chen J, Liu J, He M, et al. Superhydrophobic Surfaces Cannot Reduce Ice Adhesion. Applied Physics Letters, 2012,101(11).

[21] Ouyang M, Guo R, Fan Y, et al. Ultralow-Adhesion Icephobic Surfaces: Combining Superhydrophobic and Liquid-Like Properties in the Same Surface. Nano Research, 2023,16(1):589-598.

[22] Jiang J, Lu GY, Tang GH. Inhibition of Surface Ice Nucleation by Combination of Superhydrophobic Coating and Alcohol Spraying. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019,134:628-633.

[23] Wang P, Yao T, Li Z, et al. A Superhydrophobic/Electrothermal Synergistically Anti-Icing Strategy Based on Graphene Composite. Composites Science and Technology, 2020,198:108307.

[24] Mitridis E, Lambley H, Tröber S, et al. Transparent Photothermal Metasurfaces Amplifying Superhydrophobicity by Absorbing Sunlight. ACS Nano, 2020,14(9):11712-11721.

[25] Dash S, de Ruiter J, Varanasi KK. Photothermal Trap Utilizing Solar Illumination for Ice Mitigation. Science Advances, 2018,4(8):eaat0127.

[26] Ma L, Wang J, Zhao F, et al. Plasmon-Mediated Photothermal and Superhydrophobic Tin-Ptfe Film for Anti-Icing/Deicing Applications. Composites Science and Technology, 2019,181:107696.

[27] Wu S, Du Y, Alsaid Y, et al. Superhydrophobic Photothermal Icephobic Surfaces Based on Candle Soot. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2020,117(21):11240-11246.

[28] Wang M, Yang T, Cao G, et al. Simulation-Guided Construction of Solar Thermal Coating with Enhanced Light Absorption Capacity for Effective Icephobicity. Chemical Engineering Journal, 2021,408:127316.

[29] Zhang B, Wang J, Zhang X. Effects of the Hierarchical Structure of Rough Solid Surfaces on the Wetting of Microdroplets. Langmuir, 2013,29(22):6652-6658.

[30] Tuvshindorj U, Yildirim A, Ozturk FE, et al. Robust Cassie State of Wetting in Transparent Superhydrophobic Coatings. ACS Applied Materials & Interfaces, 2014,6(12):9680-9688.

[31] Verho T, Bower C, Andrew P, et al. Mechanically Durable Superhydrophobic Surfaces. Advanced Materials, 2011,23(5):673-678.

[32] Fu QT, Liu EJ, Wilson P, et al. Ice Nucleation Behaviour on Sol–Gel Coatings with Different Surface Energy and Roughness. Physical Chemistry Chemical Physics, 2015,17(33):21492-21500.

[33] Huang W, Huang J, Guo Z, et al. Icephobic/Anti-Icing Properties of Superhydrophobic Surfaces. Advances in Colloid and Interface Science, 2022,304:102658.

[34] Shen Y, Tao J, Tao H, et al. Anti-Icing Potential of Superhydrophobic Ti6al4v Surfaces: Ice Nucleation and Growth. Langmuir, 2015,31(39):10799-10806.

[35] Tavakoli F, Kavehpour HP. Cold-Induced Spreading of Water Drops on Hydrophobic Surfaces. Langmuir, 2015,31(7):2120-2126.