

超临界流体传热及类气泡动力学*

张博¹⁾ 徐进良¹⁾²⁾ 余雄江^{1)2)†}

1) (华北电力大学, 低品位能源多相流与传热北京市重点实验室, 北京 102206)

2) (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)

(2026 年 1 月 24 日收到; 2026 年 3 月 2 日收到修改稿)

超临界类沸腾两相传热已成为研究前沿, 然而现有理论多聚焦于类界面蒸发, 对类气泡动力学的探索较少. 本文通过将 $49\ \mu\text{m} \times 49\ \mu\text{m}$ 的微加热器浸没于压力 8 MPa、温度 22 °C 的超临界压力二氧化碳中, 探究了微加热器朝向与热流密度对类气泡行为及传热特性的影响. 研究表明, 在水平向上和向下两种朝向下, 微加热器表面热流密度均随壁面过热度单调上升, 而传热系数则随壁面过热度先增后减; 向下朝向的传热系数低于向上, 该趋势与亚临界沸腾一致. 此外, 发现在类气泡生长过程中, 其无量纲体积变化率恒等于无量纲表面积变化率, 且该定律在两个朝向的不同热流密度下均成立. 该研究阐明了超临界类气泡生长的关键动力学特征, 为深入了解超临界类沸腾两相传热机制提供了实验依据.

关键词: 超临界二氧化碳, 微加热器, 传热特性, 类气泡动力学**DOI:** 10.7498/aps.75.20260128**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260128

1 引言

超临界流体因其独特性质已在喷气推进、火力发电、核反应堆冷却及制冷循环等多个领域获得应用^[1], 深入研究其传热性能对提升系统效率、保障设备安全与经济性具有重要意义. 经典热力学理论将超临界流体视为单相流体^[2], 并将超临界传热中的异常现象归因于物性的剧烈变化, 或由此引发的浮升力与流动加速效应^[3,4]. 然而, 不同研究者应用这些准则分析超临界传热时常得出相互矛盾的结论^[5,6], 而且基于单相流理论建立的传热关联式普遍存在预测偏差大、适用范围窄等问题, 导致工业设备设计的准确性不足, 增加了关键设备的研发成本. 20 世纪六七十年代, 基于超临界传热与亚临界沸腾传热现象的相似性, 研究者提出“类沸腾”概念^[7-9], 但受限于超临界对流传热实验的难度, 相关机理研究进展缓慢. 同期, 国际上陆续开展了池式

超临界流体的可视化实验研究, 通常在装有高压可视窗的压力容器中进行, 实验压力控制在近临界压力附近, 采用 CO_2 、水或氟利昂等工质, 液池温度可低于或高于临界温度. 除传热性能测量外, 研究者还运用高速摄影^[10]、阴影法^[11]、纹影法^[12]、光干涉法^[13]等手段进行光学观测. 但由于所获图像质量有限, 这些研究多以定性观察为主, 鲜有定量测量报道.

近年来, 分子动力学研究表明超临界流体在一定温压范围内具有非均匀的物质结构^[14], 并可通过 Widom 线划分为类液区与类气区^[15]. Simeoni 等^[16]通过非弹性 X 射线散射实验测定了超临界氩气在高压下的纳米声波传播速度, 发现 Widom 线虽不属于一级相变, 但仍可用于区分超临界区域中的类液与类气状态. Maxim 等^[17]利用中子成像技术, 实现了跨越 Widom 线时超临界水中密度从类液到类气快速转变的可视化. 这些模拟与实验结果共同为类沸腾机制提供了理论与实验依据. 在超临

* 国家自然科学基金 (批准号: 52206197, 52130608) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yuxiongjiang@ncepu.edu.cn

界对流传热中,可能出现传热恶化与壁温飞升现象. Xu 等^[18,19]基于类沸腾概念,提出一种管壁为类气膜、管中心为类液的两相流结构模型,并通过 K 数和 SBO 数表征蒸发动量力与惯性力的竞争,成功解释并关联了超临界传热恶化数据. Wang 等^[20]通过类比亚临界相变传热,构建了超临界多相流理论框架. 超临界类沸腾传热可根据类气膜或类气泡的界面特征分为界面蒸发模式和类沸腾模式. 在界面蒸发模式下,加热壁面附着具有动态稳定界面的类气膜或类气泡,热量通过界面处类液分子的对流蒸发传递至周围冷流体. 而在类沸腾模式下界面波动显著,并伴随着类气泡的动态生长或消散. He 等^[21]通过直接成像技术观察了加热金属丝及其周围流体的动态行为,发现在铂丝上仅存在自然对流 (NC) 和类蒸发 (EL) 模式,而在镍铬丝上除了 NC 和 EL, 还存在类蒸发-类沸腾过渡 (TEB) 和类沸腾 (BL) 模式,其中 EL 表现为加热丝表面覆盖一层界面清晰的类气膜,TEB 为由金属丝活塞运动引起的类气膜与类气泡交替出现的间歇类沸腾, BL 则源于金属丝热扩散率差异导致的时空温度分布不稳定性,表现为连续类沸腾. Longmire 等^[22]通过数值模拟研究超临界二氧化碳在层流强制对流条件下的平板流动,发现近壁区形成了稳定且界面清晰的气膜,显著抑制了传热过程,属于界面蒸发模式. Liu 等^[23]采用变物性单相自然对流模型模拟水平细铂丝在 7.5 MPa CO_2 中的池式传热,结果表明等温加热条件下超临界流体只能形成类膜态沸腾,类核态沸腾依赖于加热器几何形状和材料,仅在非等温加热条件下出现. Zhu 等^[24]基于 VOF 方法建立多相流模型模拟超临界流体在垂直管内的流动与传热,引入 Lee 模型模拟类液与类气之间的质量传递,指出类气膜的局部增厚是导致传热恶化的主要因素.

在亚临界池沸腾传热中,加热表面的空间取向对沸腾传热系数 h 及气泡动力学具有显著影响^[25]. Githinji 和 Sabersky^[26]研究发现,加热面朝下时气泡易发生滞留,导致其传热特性与朝上及垂直取向存在本质差异. 后续研究进一步量化了倾角对 h 的影响. El-Genk 和 Suszko^[27]在凹坑铜表面核态沸腾实验中发现 h 随表面倾角增大而降低,朝下方向的最大 h 值仅为朝上方向时的 33%. Egbo 等^[25]系统总结了表面取向对 h 的影响规律:对于普通表面,从水平朝上至垂直方向 h 显著增大,而从垂直至水平朝下方向 h 逐渐降低;增强表面则对取向的

敏感性较低,尤其在较高热通量下. Chuang 等^[28]发现加热表面从水平转为垂直时,在低热流区可因单相对流增强、气泡滑移与边界层扰动强化而显著提升传热性能;但在高热流区,蒸气柱与蘑菇泡成为主导的气体行为,取向影响减弱. 倾角的改变还会明显调节气泡动力学,如增大脱离直径、改变脱离频率及促进气泡合并,这些因素共同调制着沸腾传热机制^[25,28]. 因此,在涉及非水平加热面的沸腾换热设备的设计与安全评估中,必须系统考虑表面倾角的影响.

基于与亚临界沸腾的类比,超临界类沸腾两相传热的理论框架已初步建立. 然而,现有研究主要集中于类液/类气界面的传热传质^[18,19,21-24],属于界面蒸发范畴,对类气泡动力学的关注相对不足. 为此,本文采用微机电系统加工技术制备了 $49\text{ }\mu\text{m}\times 49\text{ }\mu\text{m}$ 的铂微加热器,结合稳态与脉冲两种加热方式,在超临界二氧化碳中成功生成类气泡,并通过同步高速数据采集系统与高速相机,记录了微加热器表面温度变化与类气泡生长过程,进而系统研究了不同朝向和热流密度下微加热器的传热特性与类气泡动力学.

2 实验系统与数据处理

2.1 测试段

本研究采用微机电系统加工技术制备铂微加热器,如图 1(a) 所示,试验件以 BF-33 玻璃为基底,其上溅射铂形成微加热器,电极部分则采用金材料,形成兼具加热与测温功能的电阻温度传感器. 电流通过金电极供给微加热器,并利用引线键合工艺将金电极与印制电路板 (PCB) 的镀金焊盘相连,整片玻璃基底被固定在 PCB 表面. 最后通过金手指插拔接口,实现试验件与电源及测量仪器的便捷连接. 图 1(b) 展示了通过光学显微镜 (Nikon SMZ1500, 日本) 观测到的微加热器结构,尺寸为 $49\text{ }\mu\text{m}\times 49\text{ }\mu\text{m}$ 的微加热器按 3×3 阵列排布. 单个微加热器呈“蛇形”,线宽 $4\text{ }\mu\text{m}$,线距 $5\text{ }\mu\text{m}$,有效换热面积为 $1372\text{ }\mu\text{m}^2$. 本实验选用阵列中心位置的微加热器作为加热源. 图 1(c) 为三维轮廓仪 (Bruker Contour GT-K, 美国) 扫描获得的三维表面形貌图.

微加热器的电阻 R_h 与温度有较好的线性关系,根据测得的电阻可推导出其平均温度,因微加热器厚度仅为纳米级,该平均温度可近似视为壁面

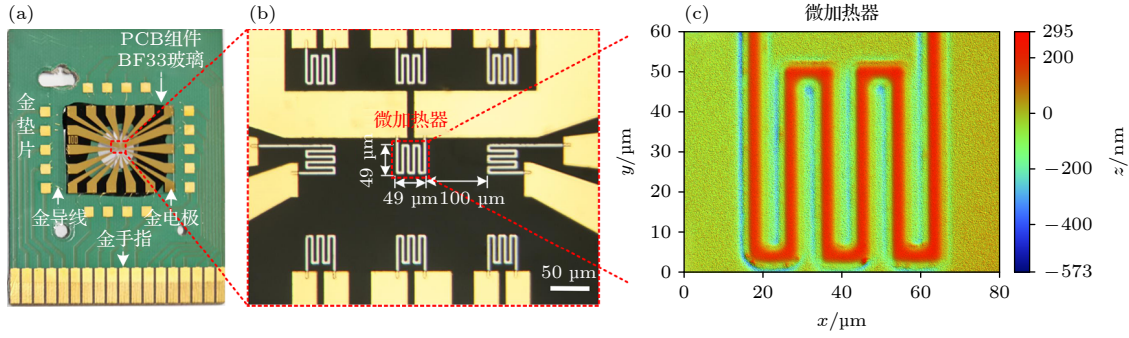


图1 微加热器的表征 (a) 试验件照片; (b) 加热部分局部放大; (c) 微加热器的三维表面形貌

Fig. 1. Characterization of microheater: (a) Photo of the test section; (b) localized enlargement of heating section; (c) three-dimensional surface morphology of microheater.

温度 T_w . 标定时, 将微加热器浸没于恒温水浴中, 逐步升高池温并测量对应电阻. 测量电路电流控制在约 0.5 mA, 确保微加热器自热升温小于 0.1 °C. 测量回路中的金电极横截面积、金丝丝径及电镀金表层横截面积均远大于微加热器横截面积, 因此电阻极小, 发热可忽略不计. 通过拟合得到微加热器电阻与温度的关系式为

$$R_h = R_0(1 + \alpha_0 T_w) = 101.106(1 + 2.060 \times 10^{-3} T_w), \quad (1)$$

其中 R_0 是微加热器温度为 0 °C 时的电阻, α_0 是电阻温度系数.

2.2 实验系统

为研究微加热器在超临界二氧化碳 ($s\text{CO}_2$) 中的传热特性, 搭建了包含可视压力容器、充气稳压系统、控温系统、微加热器试验件、高速成像系统、加热系统以及同步数据采集系统的实验平台, 如图 2 所示. 可视压力容器两侧装有蓝宝石玻璃窗, 用于光学观测. 二氧化碳工质通过容器顶部的 $s\text{CO}_2$ 入口/出口管路注入与排出, 并由压力控制系统实现压力调节与不凝气体排出. 控温系统采用内部螺旋盘管与外部夹套双重控温, 通过乙二醇/水混合溶液的循环流动维持容器内工质温度恒定. 池温 T_b 由布置于微加热器阵列背面约 0.5 cm 处的热电偶测量. 微加热器试验件由可调节支架固定, 高度位于视窗中心, 并通过电气贯穿件连接外部电路.

高速成像系统包括高速相机 (Keyence VW-9000, 日本) 与 LED 光源, 分别置于压力容器两侧, 拍摄帧率为 4000 frame/s, 用于捕捉类气泡的瞬态生长行为. 加热系统中, 电源 (Keithley 2601B, 美国)、标准电阻 R_s (100 Ω) 和微加热器 R_h 串联连

接. 热电偶信号 T_b 、系统压力 P 、电源电压 U_1 和标准电阻两端电压 U_2 均由高速数采 (Yokogawa DL750, 日本) 采集, 采集频率 10 kHz. 通过纳秒级同步器 (MotionPro Timing Hub, IDT, 美国) 对高速相机与高速数采进行同步, 实现了传热数据与可视化图像的同步测量.

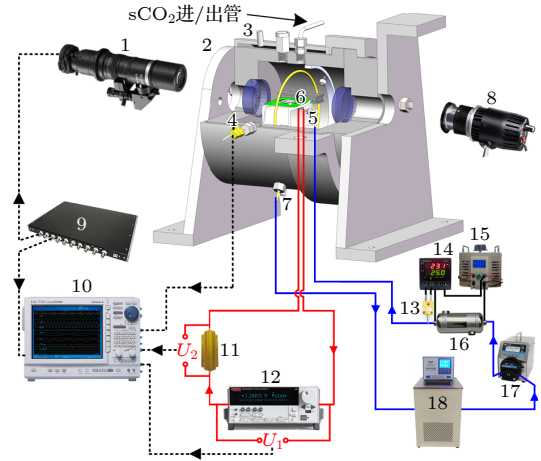


图2 微加热器试验件在高压 CO_2 液池中的传热测量系统 (1. 高速相机, 2. 高压容器, 3. 加热/冷却夹套, 通过循环工质散热, 4. 热电偶, 5. 电线束, 6. 微加热器试验件, 7. 螺旋盘管, 通过循环工质散热, 8. LED 光源, 9. 同步器, 10. 高速数据采集系统, 11. 参考电阻, 12. 电源, 13. 管路热电偶, 14. PID 控制器, 15. 交流电源, 16. 二次加热器, 17. 循环泵, 18. 恒温水箱)

Fig. 2. Measurement system for heat properties of microheater in high-pressure CO_2 . (1. high speed camera, 2. high pressure vessel, 3. heating/cooling jacket to dissipate heat via the circulating coolant, 4. thermocouple, 5. conducting wire, 6. microheater test piece, 7. helical coiled tube to dissipate heat via the circulating coolant, 8. LED light source, 9. synchronizer, 10. high speed data acquisition system, 11. reference resistance, 12. power supply, 13. Pipeline thermocouple, 14. proportional-integral-derivative (PID), 15. voltage regulator, 16. circulating coolant heater, 17. circulating pump, 18. temperature-controlled water tank).

2.3 传热数据处理

标准电阻 R_s 和微加热器 R_h 串联, 电源输出电压为 $U_1(t)$, 其中被 R_s 分担的部分为 $U_2(t)$, 则微加热器电阻 $R_h(t)$ 为

$$R_h(t) = \frac{U_1(t) - U_2(t)}{U_2(t)} R_s. \quad (2)$$

结合 (1) 式和 (2) 式可以得到微加热器壁温 $T_w(t)$:

$$T_w(t) = \frac{U_1(t)R_s - U_2(t)R_s - U_2(t)R_0}{\alpha_0 U_2(t)R_0}. \quad (3)$$

热流密度 $q(t)$ 和传热系数 $h(t)$ 分别为

$$q(t) = \frac{U_1(t) - U_2(t)}{R_s A} U_2(t), \quad (4)$$

$$h(t) = \frac{q(t)}{T_w(t) - T_b}, \quad (5)$$

其中 A 为微加热器的表面积.

2.4 可视化图像处理

为获取类气泡的动态生长过程, 对高速相机采集的图像序列进行处理以准确获取类气泡轮廓. 首先将原始彩色图像转为灰度图, 并通过二值化处理初步识别类气泡形态. 随后依次进行形态学开运算 (消除小噪声点) 和闭运算 (填充内部空洞), 再利用孔洞填充算法进一步完善类气泡区域, 最终获得清晰的轮廓信息.

类气泡的体积 V 和表面积 S 基于旋转体圆盘积分法, 由其二维投影计算得出. 由于高压容器由不锈钢制成, 难以从多个角度直接观察类气泡的三维形貌. 为此, 我们基于现有正面图像对其二维投

影进行左右轮廓对称性量化分析, 以评估旋转体假设的合理性 (图 3). 具体步骤如下: 首先提取类气泡轮廓 (黑线), 以底部与壁面接触位置 ($y = 0$) 的中心线为对称轴 (虚线), 将轮廓分为左、右两部分. 随后将左轮廓沿对称轴水平翻转 (红线), 使其与右轮廓位于同一半平面, 并计算两者之间的平均绝对偏差 (MAD) 和均方根误差 (RMSE), 其定义为

$$\text{MAD} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n |x_{\text{left}}(z_i) - x_{\text{right}}(z_i)|, \quad (6)$$

$$\text{RSME} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^n (x_{\text{left}}(z_i) - x_{\text{right}}(z_i))^2}, \quad (7)$$

其中 N 为采样点 (纵坐标) 数量. 选取单脉冲加热稳定阶段热流密度 $q_{\text{st}} = 7842.3 \text{ kW/m}^2$ 工况下的 3 个时刻进行分析: $t = 5 \text{ ms}$ 时, $\text{MAD} = 0.8 \text{ }\mu\text{m}$, $\text{RMSE} = 1.2 \text{ }\mu\text{m}$; $t = 60 \text{ ms}$ 时, $\text{MAD} = 3.4 \text{ }\mu\text{m}$, $\text{RMSE} = 3.6 \text{ }\mu\text{m}$; $t = 100 \text{ ms}$ 时, $\text{MAD} = 3.5 \text{ }\mu\text{m}$, $\text{RMSE} = 3.6 \text{ }\mu\text{m}$. 各时刻左右轮廓基本重合, 偏差较小, 表明在观测平面内类气泡具有良好的对称性, 从而为旋转体假设提供了必要的支持.

将类气泡区域沿垂直方向离散为若干厚度为 Δy 的薄层, 每层视作圆形薄盘. 通过提取各层左右边界坐标 x_{left} 和 x_{right} 计算该层平均半径 $r(y)$. 类气泡总体积 V 通过对所有薄层体积微元求和得到:

$$V = \sum_{y=0}^{y_{\text{max}}} \pi [r(y)]^2 \Delta y. \quad (8)$$

考虑到类气泡表面的曲率变化, 每层的表面积微元由该层半径 $r(y)$ 和轮廓曲线的斜率 dr/dy 共

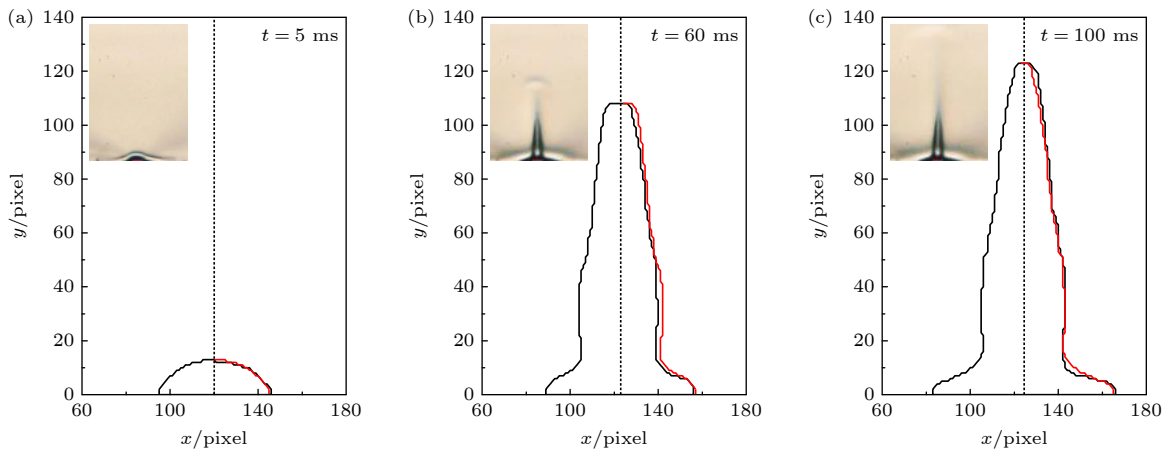


图 3 类气泡轮廓对称性量化 (单脉冲加热条件下微加热器水平向上放置, $q_{\text{st}} = 7842.3 \text{ kW/m}^2$)

Fig. 3. Quantification of symmetry of bubble-like contour (single pulse heating with a microheater placed horizontally upwards, $q_{\text{st}} = 7842.3 \text{ kW/m}^2$).

同决定, 通过中心差分法计算 dr/dy , 则类气泡表面积 S 为

$$S = \sum_{y=0}^{y_{\max}} 2\pi r(y) \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta r}{\Delta y}\right)^2} \Delta y. \quad (9)$$

2.5 各参数的不确定性

实验在 8 MPa 的压力下进行, 使用 Rosemount 3051 压力传感器测量压力 P , 其量程 15 MPa, 精度为 0.075%, 响应时间小于 100 ms, 实验过程

中压力控制在 7.945—8.059 MPa. 池温 T_b 控制在 $(22 \pm 0.1)^\circ\text{C}$, 采用 Omega K 型铠装热电偶测量, 热电偶响应时间小于 250 ms. 电源电压分辨率为 0.01 mV, 精度为 $\pm 0.015\% + 1\text{ mV}$. 标准电阻 R_s 阻值为 100 Ω , 精度为 0.1%. 电压 U_1 和 U_2 由高速数采记录, 响应时间小于 1 μs , 精度为 0.5%. T_w , q 和 h 均由电压 U_1 和 U_2 计算得出, 因此响应时间也小于 1 μs . T_w , q 和 h 的误差可利用误差传递函数得到^[29]:

$$\Delta Y = \sqrt{\left(\frac{\partial Y}{\partial X_1} \Delta X_1\right)^2 + \left(\frac{\partial Y}{\partial X_2} \Delta X_2\right)^2 + \cdots + \left(\frac{\partial Y}{\partial X_n} \Delta X_n\right)^2}, \quad (10)$$

其中 ΔY 是参数 Y 的不确定性, Y 是一系列独立变量 $X_1, X_2, \dots, X_n$ 的函数, 各变量的不确定度分别为 $\Delta X_1, \Delta X_2, \dots, \Delta X_n$. 在本文, Y 可以是 T_w , q 或 h . 实验中独立采集变量为 U_1 和 U_2 , 根据 (10) 式, T_w , q 和 h 的不确定度分别为 2.36%, 1.58% 和 3.15%. 高速相机图幅 640×480 pixel, 分辨率 1.9 μm , 同步器协调高速相机和高速数采的同步误差为 20 ns.

3 结果与讨论

3.1 稳态加热条件下微加热器水平向上的传热特性

图 4(a) 展示了 $P = 8\text{ MPa}$, $T_b = 22^\circ\text{C}$ 且微加热器水平向上布置条件下的传热曲线 $h\text{-}\Delta T_w$ 与沸腾曲线 $q\text{-}\Delta T_w$, 其中壁面过热度 $\Delta T_w = T_w - T_{pc}$, T_{pc} 为类临界温度 ($P = 8\text{ MPa}$ 时 $T_{pc} = 34.67^\circ\text{C}$). 可以看出, 换热系数 h 随 ΔT_w 的增大先升高至峰值 $h_{\max}$, 该峰值对应的壁温 T_w 处于 T_{pc} 附近且略高于 T_{pc} . 随后 h 随 ΔT_w 的进一步增大而快速下降, 最终趋于稳定. 相应地, 热流密度 q 随 ΔT_w 单调上升, 在低热流区间, q 随 ΔT_w 增大快速上升, 而在高热流区间, q 随 ΔT_w 增长的速率逐渐减缓.

不同热流密度下的可视化结果如图 4(b) 所示. 图 4(b) 中的图像 1 和 2 对应的工况下, 微加热器上方未观察到类气泡结构. 在 T_w 较低 ($< T_{pc}$) 时, 壁面附近 sCO_2 处于高密度类液态, 传热以自然对流为主, 导热系数较高, 有利于传热, 因此 h 随

ΔT_w 升高迅速增大. 随着 T_w 升高, 壁面与主流流体之间的密度差增大, 浮升力增强, 推动流体克服黏性阻力形成自然对流. 当 T_w 接近 T_{pc} 时, sCO_2 密度急剧下降, 形成显著密度梯度, 且热膨胀系数达到峰值, 二者协同作用进一步强化了浮升力驱动流动. 此外, T_{pc} 附近导热系数存在局部峰值, 显著增强了局部传热, 比热容也达到峰值, 提高了流体的吸热能力. 这些因素共同增强了自由对流的浮力效应, 推动 h 持续快速上升, 显著强化了换热效果.

图 4(b) 中的图像 3 对应传热曲线的转折点, 此时 T_w 略高于 T_{pc} , 近壁面流体发生类相变, 在微加热器表面形成类气泡. 在亚临界压力核态沸腾中, 传热强化源于相变潜热与气泡脱离引起的强制对流的共同作用, 主要包括微层蒸发、微对流和瞬态导热 3 种机理^[30]. 然而在超临界压力下, 由于缺乏表面张力, 稳定加热形成的类气泡附着于微加热器表面无法脱离. 因类气态的导热系数远低于类液态, 类气泡在加热面和主流冷流体之间形成了一层附加的高热阻隔层, 反而阻碍了对流换热. 此时传热同时受到浮升力 (强化传热) 和类气泡 (恶化传热) 的影响, 随着 T_w 升高类气泡生长, 其隔热效应迅速增强成为主导机制, 导致 h 越过峰值后快速下降. 随着 q 继续增大, 类气泡形态转变为底部类气膜与上部类气柱相结合的结构, q 越高, 底部类气膜覆盖面积越大, 上部类气柱也越高. 类气泡结构的发展进一步证实了在超临界压力下, 强加热可引起显著的局部类相变行为.

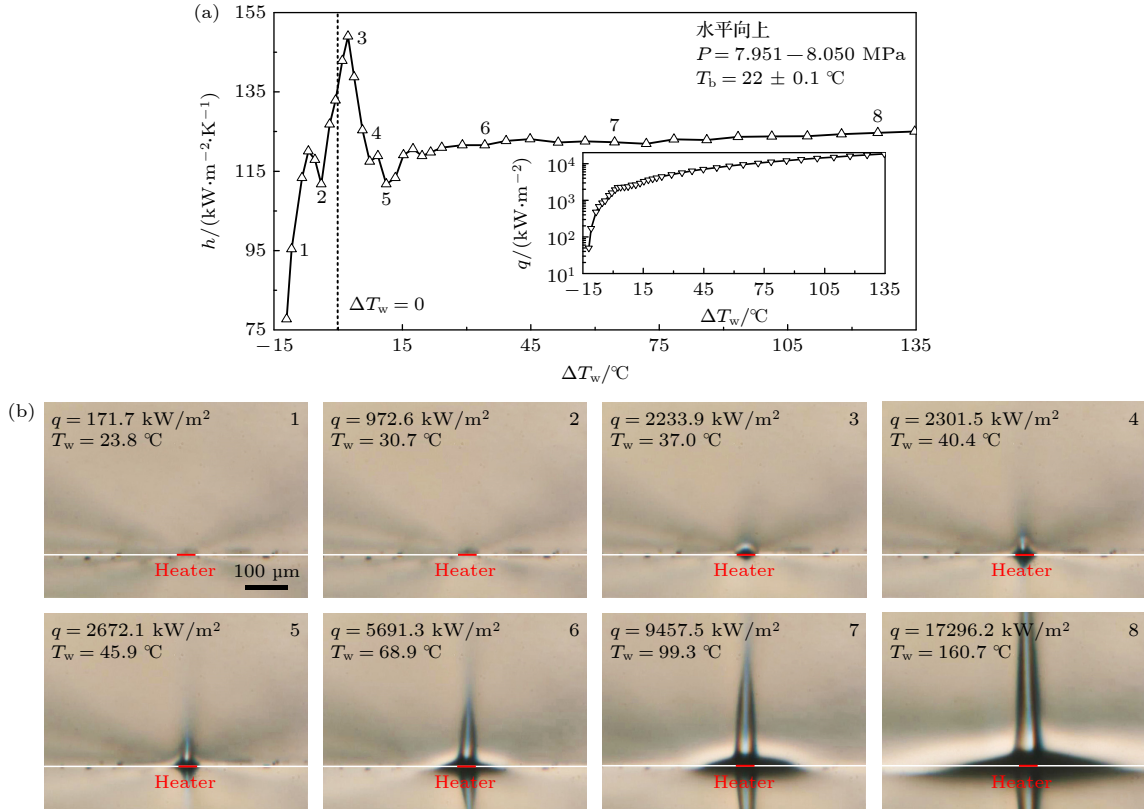


图 4 微加热器水平向上放置的稳态加热 ($P = 8 \text{ MPa}$, $T_b = 22 \text{ }^\circ\text{C}$) (a) 微加热器的传热系数 h 随壁面过热度 $\Delta T_w = T_w - T_{pc}$ 的变化. 插图为对应的沸腾曲线; (b) 对应于传热曲线的可视化图像

Fig. 4. Steady-state heating with a microheater placed horizontally upwards ($P = 8 \text{ MPa}$, $T_b = 22 \text{ }^\circ\text{C}$): (a) The heat transfer coefficient h of the microheater varies with the wall superheat $\Delta T_w = T_w - T_{pc}$, the illustration shows the corresponding boiling curve; (b) visualization image corresponding to the heat transfer curve.

3.2 单脉冲加热条件下微加热器水平向上的类气泡动力学

图 5 展示了单脉冲加热条件下微加热器的动态响应及类气泡随时间的生长过程, 加热稳定后的热流密度为 $q_{st} = 7842.3 \text{ kW/m}^2$. 施加脉冲电压后, 微加热器的壁温快速响应, 在几十毫秒内增长至稳定值. 类气泡在加热约 1 ms 后即可被清晰观测到, 这说明在超临界压力下, 类相变过程对热激励极为敏感, 热扩散效应在极短时间内即可驱动明显的密度变化与界面演化. 进一步追踪类气泡的生长过程发现, 在高热流下, 其结构呈现 3 层分布: 底部类气膜、中部类气柱和顶部蘑菇云. 我们对各层高度进行定量测量 (图 6), 顶部蘑菇云高度 H_3 随时间呈线性增长, 直至蘑菇云消失在相机视野中, 随着热流密度增大, 即相应脉冲电压增大, H_3 的增长速率也随之加快. 底部类气膜高度 H_1 和中部类气柱高度 H_2 随时间先快速上升, 约 50 ms 后增长趋缓并逐渐稳定, 且脉冲电压越大, H_1 和 H_2

的稳定值越高.

基于旋转体圆盘积分法, 统计了类气泡体积 V 和表面积 S 随时间的变化趋势 (图 7), 结果表明, 类气泡在生长初期扩展较快, 随后增速逐渐减缓. 为获得体积变化率 dV/dt 和表面积变化率 dS/dt , 对不同热流密度下的实验数据进行拟合, 并对拟合关系式求导. 由于 dV/dt 和 dS/dt 量纲不同, 为便于比较, 将任意时刻的变化率除以最终稳定时刻的变化率, 得到无量纲体积变化率 $(dV/dt)/(dV/dt)_{st}$ 和无量纲表面积变化率 $(dS/dt)/(dS/dt)_{st}$. dV/dt 反映了类气泡的膨胀速率, 近似认为类气泡内部类气密度 ρ_{vl} 恒定, 则 dV/dt 正比于进入类气泡的蒸汽质量流率 dm/dt , 可直接反映类相变 (类液转化为类气) 的强烈程度.

在加热初期, 微加热器表面温度迅速升高, 与周围流体之间形成显著温差, 热量快速扩散到近壁 sCO_2 中, 导致该区域流体密度骤降、体积膨胀, 从而驱动类气泡初始形成并快速向外扩张, 这一阶段对应的类界面扩张速率 dS/dt 较大. 微加热器的

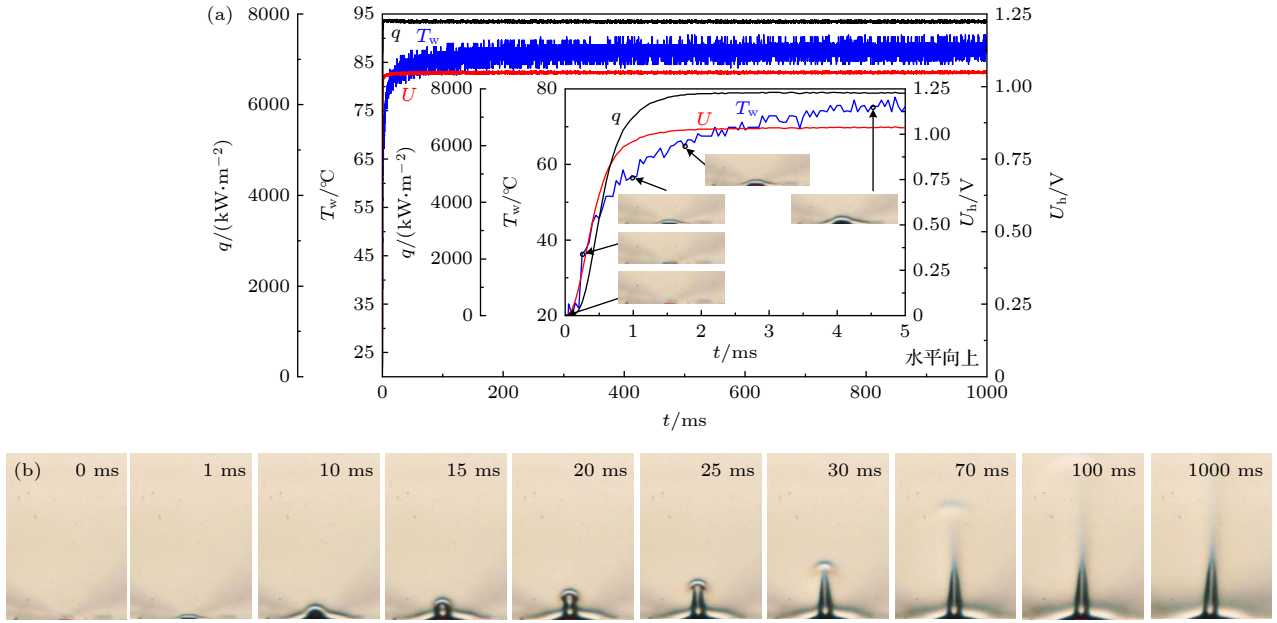


图 5 微加热器水平向上放置的单脉冲加热 ($q_{st} = 7842.3 \text{ kW/m}^2$) (a) 热流密度 q 、壁温 T_w 和微加热器两端施加电压 U_h 的动态响应; (b) 类气泡生长可视化观测

Fig. 5. Single pulse heating with a microheater placed horizontally upwards ($q_{st} = 7842.3 \text{ kW/m}^2$): (a) Dynamic response of heat flux density q , wall temperature T_w , and voltage U_h applied to the microheater; (b) visualization observation of bubble-like structures growth.

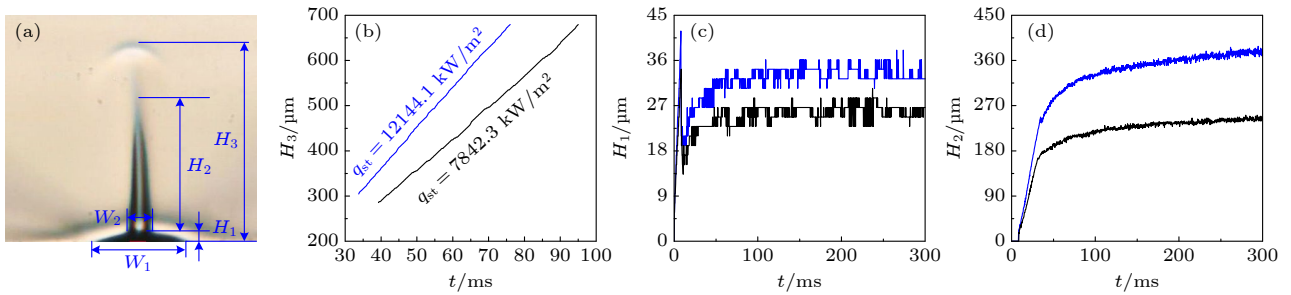


图 6 不同单脉冲热流下类气泡形态随时间的变化 (a) 类气泡示意图; (b) 顶部蘑菇云高度随时间变化; (c) 底部类气膜高度随时间变化; (d) 中部类气柱高度随时间变化

Fig. 6. Changes in bubble-like morphology over time under different single-pulse heat fluxes: (a) Schematic diagram of bubble-like structures; (b) the height of the mushroom cloud at the top varies over time; (c) the height of the bottom pseudo-vapor film varies over time; (d) the height of the central pseudo-vapor column varies with time.

输入能量除通过壁面热传导耗散外, 主要用于驱动类相变 (即类气泡生长) 和维持类气-类液界面. 在亚临界压力下, 气-液界面的形成与维持需克服表面张力做功, 该能量以表面能形式储存, 其增加速率与表面积变化率成正比. 在超临界压力下, 虽不存在传统意义上的表面张力, 但 Longmire 等^[31]研究表明, 通过强热梯度仍可维持稳定的类气-类液界面.

Xu 等^[18,19]在分析超临界类液-类气界面受力时, 将蒸发动力^[32]引入超临界体系, 指出由于类界面上发生从类液向类气的蒸发 (质量传递), 会产生一个将类气泡粘附在加热壁面的蒸发动力, 该

力与类气泡直径成正比. 随着类气泡增长, 蒸发动力增大, 增强了类气泡在壁面的附着效应, 从而对类气泡的进一步向外扩展构成主要阻力. 同时, 类界面在向外推移过程中与周围较冷流体接触, 导致热量散失. 在上述因素的共同作用下, 类气泡的生长速度逐渐减缓, 导致 dV/dt 和 dS/dt 都迅速减小. 如图 7(c) 所示, 在 $q_{st} = 7842.3 \text{ kW/m}^2$ 条件下, 类气泡的无量纲体积变化率 $(dV/dt)/(dV/dt)_{st}$ 和无量纲表面积变化率 $(dS/dt)/(dS/dt)_{st}$ 在加热初期与进入稳定阶段 (100 ms) 后均相差约两个数量级. 进一步对比两个参数发现, 在不同单脉冲热流

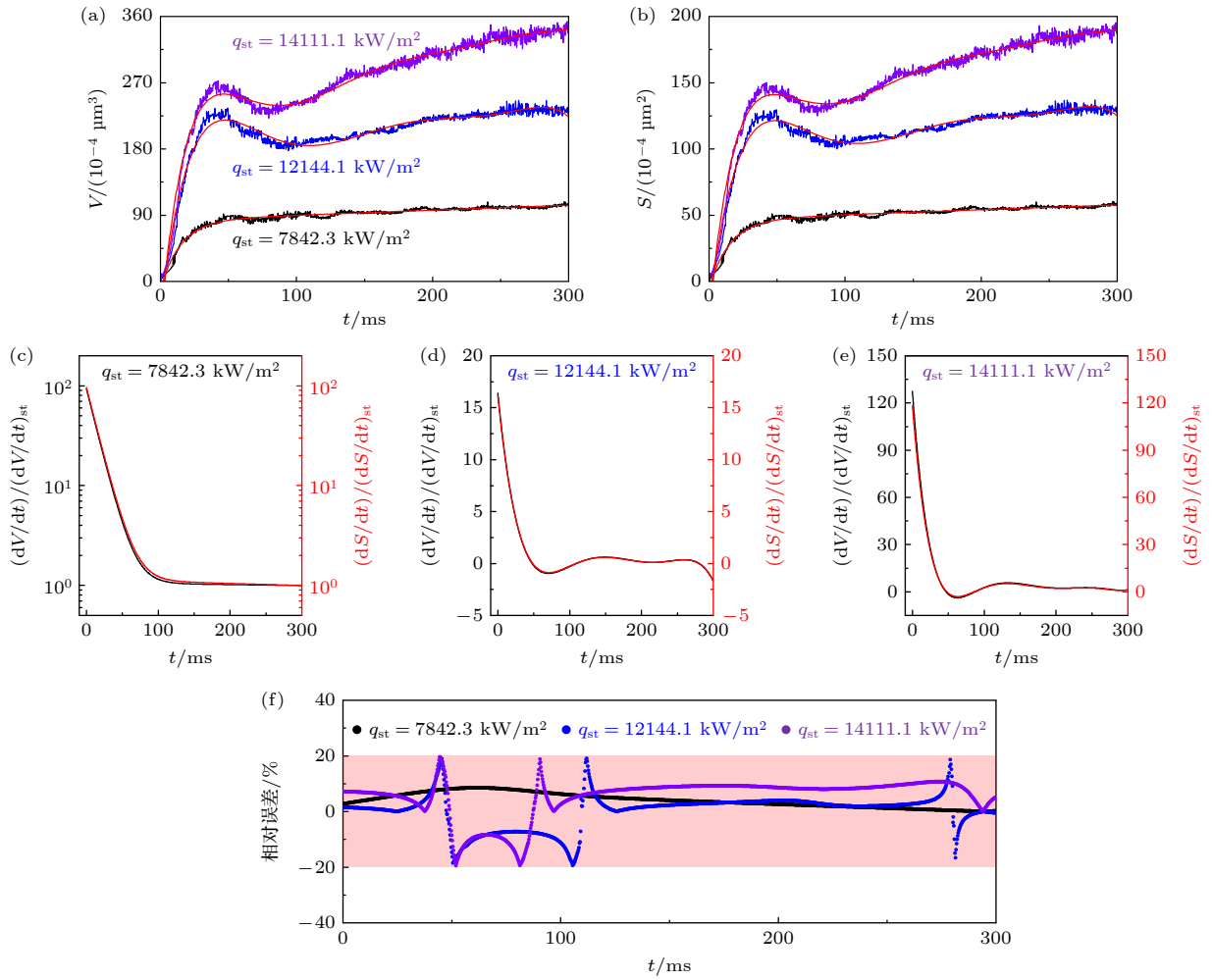


图 7 不同单脉冲热流下类气泡参数随时间的变化 (a) 类气泡体积随时间变化; (b) 类气泡表面积随时间变化; (c)–(e) 类气泡的无量纲体积变化率与无量纲表面积变化率对比; (f) 无量纲体积变化率与无量纲表面积变化率的相对误差统计

Fig. 7. The variation of bubble-like structures parameters over time under different single pulse heat fluxes: (a) The volume of bubble-like structures changes over time; (b) the surface area of bubble-like structure changes over time; (c)–(e) comparison of dimensionless volume change rate and dimensionless surface area change rate of bubble-like structures; (f) relative error statistics of dimensionless volume change rate and dimensionless surface area change rate.

条件下, 二者在类气泡生长过程中始终保持基本一致 (图 7(c)–(e)), 相对误差控制在 20% 以内 (图 7(f)).

3.3 微加热器水平向下的传热特性与类气泡动力学

图 8(a) 展示了 $P = 8 \text{ MPa}$, $T_b = 22 \text{ }^\circ\text{C}$ 且微加热器水平向下布置时的传热曲线 $h \Delta T_w$ 与沸腾曲线 $q \Delta T_w$. 尽管加热器朝向改变, 但传热和沸腾曲线的整体趋势保持一致: 传热系数 h 随 ΔT_w 升高呈现先增后减的非单调特性, 而热流密度 q 则随 ΔT_w 单调上升. 对比可见, 在高热流区域, 水平向下工况的传热系数低于水平向上, 该趋势与亚临界压力下的实验结果一致 [26,27]. Githinji 和

Sabersky [26] 指出, 加热表面朝向对核态沸腾传热具有显著影响, 尤其在表面朝下时传热性能明显下降. El-Genk 和 Suszko [27] 进一步观察到, 随加热表面倾斜角度从朝上向朝下增加, 最大核态沸腾传热系数 (h_{MNB}) 显著降低. 此外, 表面倾斜角度对核态沸腾传热系数 (h_{NB}) 的影响表现出区域依赖性: 在低热流密度区域, h_{NB} 随倾斜角度增大而升高; 而在中、高热流密度区域, h_{NB} 随倾斜角度增大而降低. 不过, 由于超临界水平向上工况中并未发生类似亚临界沸腾中气泡脱离对流场的搅动与强化作用, 两种朝向下的传热系数差异相对较小. 图 8(b) 所示为微加热器水平向下时, 类气泡结构随热流密度升高而形成与生长过程. 当 $T_w < T_{\text{pc}}$ 时, 热量通过单相自然对流传递. 当 T_w 超过 T_{pc} 后, 近壁流

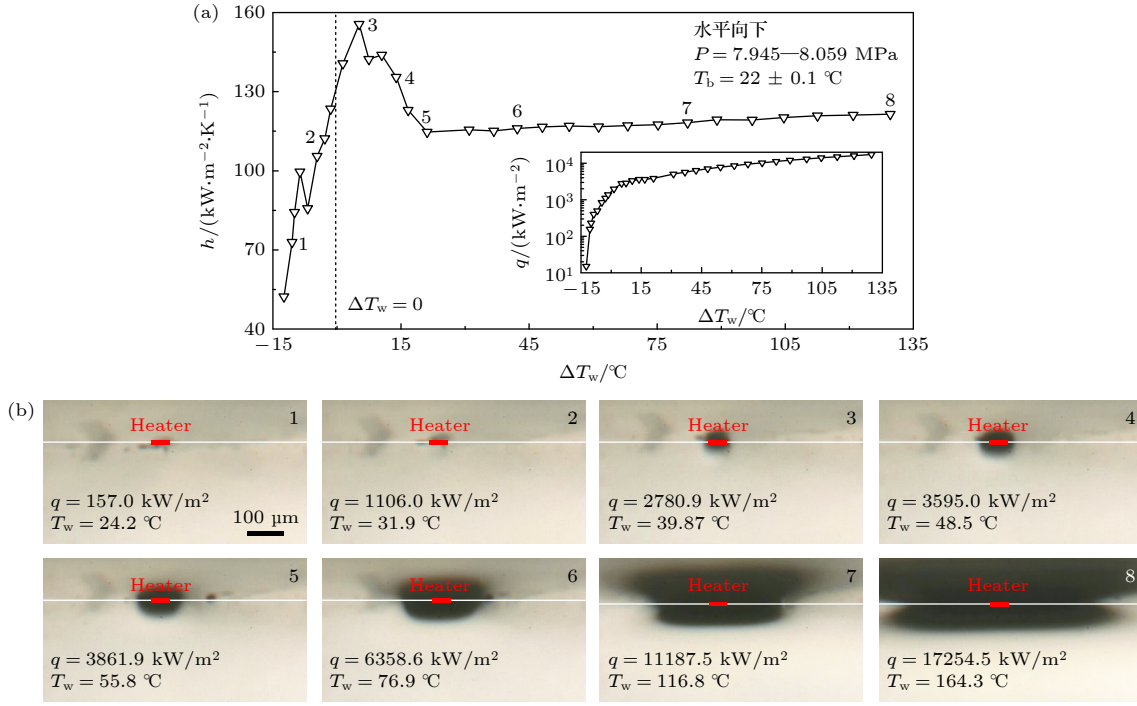


图 8 微加热器水平向下放置时的传热特性及可视化图像 (a) 微加热器的传热系数 h 随壁面过热度 $\Delta T_w = T_w - T_{pc}$ 的变化 ($P = 8\text{ MPa}$, $T_b = 22\text{ }^{\circ}\text{C}$), 插图为对应的沸腾曲线; (b) 对应于传热曲线的可视化图像

Fig. 8. The heat transfer characteristics and visualization of the microheater when placed horizontally downwards ($P = 8\text{ MPa}$, $T_b = 22\text{ }^{\circ}\text{C}$): (a) The heat transfer coefficient h of the microheater varies with the wall superheat $\Delta T_w = T_w - T_{pc}$, the illustration shows the corresponding boiling curve; (b) visualization image corresponding to the heat transfer curve.

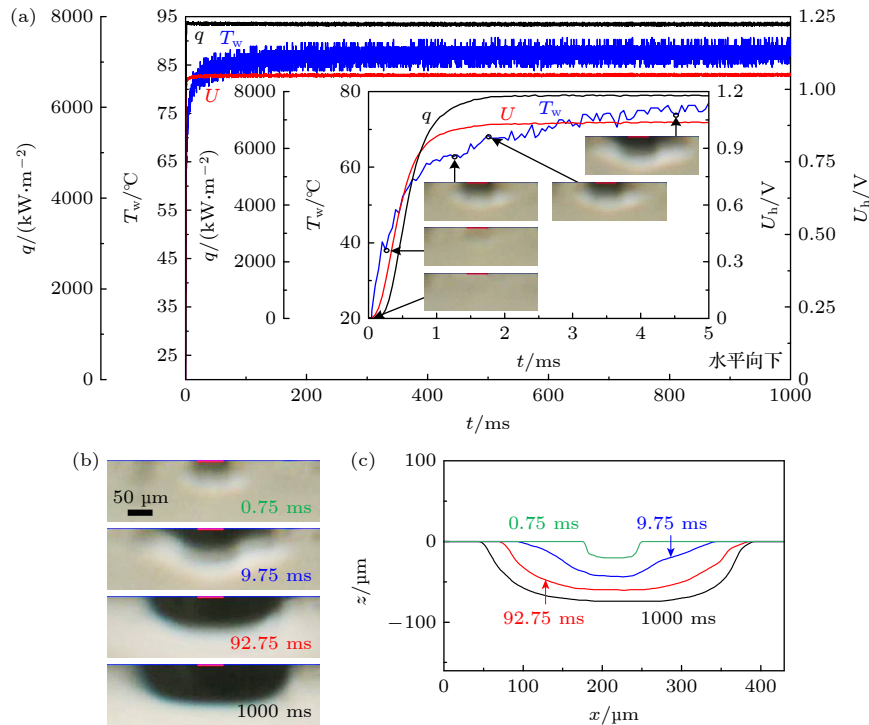


图 9 微加热器水平向下放置的单脉冲加热 ($q_{st} = 7834.0\text{ kW}/\text{m}^2$) (a) 热流密度 q 、壁温 T_w 和微加热器两端施加电压 U_h 的动态响应; (b) 类气泡生长可视化观测; (c) 类气泡界面的定量跟踪

Fig. 9. Single pulse heating with a microheater placed horizontally downwards ($q_{st} = 7834.0\text{ kW}/\text{m}^2$): (a) Dynamic response of heat flux density q , wall temperature T_w , and voltage U_h applied to the microheater; (b) visualization observation of bubble-like structures growth; (c) quantitative capture of bubble-like interfaces.

体因吸收热量发生物性骤变(密度、导热系数显著降低),形成与主流类液态流体存在清晰界面的类气泡结构,并随热流密度进一步升高而持续长大.可以观察到,随着热流密度的升高,类气泡投影面积显著增大,且其沿壁面方向的扩展明显大于垂直壁面方向,呈现典型的扁平形态.在超临界压力下,由于类气-类液间的相对密度差远小于常规气液两相^[33],且微加热水平向下布置,浮力对类气泡形态的影响较弱,其形成与演化主要受壁面附近热边界层内的流动与热扩散机制主导.微加热器和其紧贴的玻璃基底的导热系数均强于 sCO_2 ,加热开始后,热量不仅在流体中传递,更通过固体导热在加热平面及邻近基底内高效地横向扩散,从而在壁面附近形成并维持一个相对均匀、稳定的热边界层.该层

内流体黏度较低、热扩散率较高,为类气泡沿壁面横向延伸提供了主导的热环境.同时,随类气泡体积增大而增强的蒸发动量力,进一步推动其沿壁面方向扩展,导致类气泡呈现扁平状形态.

图9展示了微加热器水平向下放置时,单脉冲加热条件下类气泡的时序演化行为.在稳定热流密度相近的情况下,施加脉冲电压后,微加热器的壁温响应速度以及类气泡生成速度均与水平向上工况基本一致.类气泡从形成到长大的形态演化过程通过序列图像直观呈现(图9(b)),并对其界面进行定量跟踪(图9(c)).结果显示,类气泡在生长初期扩展较快,随后增速逐渐减缓,该趋势也与水平向上工况相同.图10(a), (b)展示了不同脉冲热流下类气泡表面积和体积随时间的变化,对变化曲线

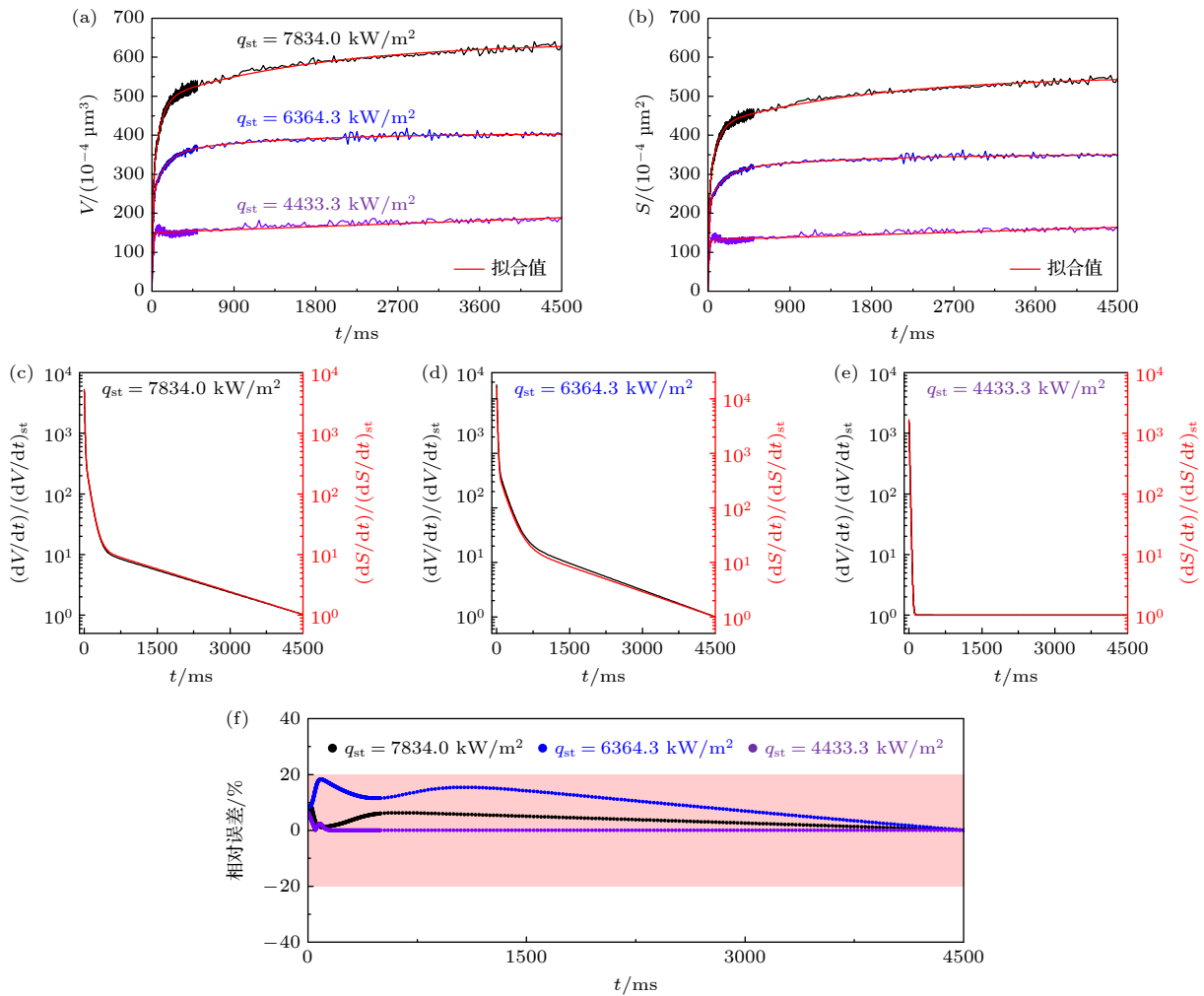


图 10 微加热器水平向下放置的单脉冲加热条件下,类气泡参数随时间的变化 (a) 类气泡体积随时间变化; (b) 类气泡表面积随时间变化; (c)–(e) 类气泡的无量纲体积变化率与无量纲表面积变化率对比; (f) 无量纲体积变化率与无量纲表面积变化率的相对误差统计

Fig. 10. The variation of bubble-like structures parameters over time under single pulse heating conditions with a microheater placed horizontally downwards: (a) The volume of bubble-like structure changes over time; (b) the surface area of bubble-like structures changes over time; (c)–(e) comparison of dimensionless volume change rate and dimensionless surface area change rate of bubble-like structures; (f) relative error statistics of dimensionless volume change rate and dimensionless surface area change rate.

进行数据拟合、求导及无量纲化处理, 得到无量纲体积变化率 $(dV/dt)/(dV/dt)_{st}$ 和无量纲表面积变化率 $(dS/dt)/(dS/dt)_{st}$, 在对数坐标系下, 二者数值表现出良好的一致性 (图 10(c)—(e)), 相对误差控制在 20% 以内 (图 10(f)), 这一规律与水平向上时的实验结果一致. 这进一步验证了在类气泡生长期间, 其无量纲体积变化率恒等于无量纲表面积变化率. 这一规律适用于微加热器水平向上和向下两个朝向以及不同的热流密度工况.

4 结 论

本文通过实验研究了 $s\text{CO}_2$ 液池内微加热器在不同朝向的传热特性与类气泡动力学行为, 实验在超临界压力下的高压容器中进行, 压力 8 MPa, 池温 22 °C, 热流密度范围为 0—18 MW/m². 所得结论如下.

1) 揭示了超临界压力下微加热器朝向对传热特性的影响. 微加热器水平向上和水平向下的传热曲线与沸腾曲线的趋势基本一致, 传热系数 h 随壁面过热度 ΔT_w 升高呈先增后减的非单调变化, 热流密度则随 ΔT_w 单调上升. 对比发现, 在高热流条件下, 微加热器水平向下的传热系数低于水平向上.

2) 基于图像分割与形态学处理提取类气泡轮廓, 研究了超临界类气泡的行为特征. 类气泡的生长特征显著受微加热器朝向影响, 对于水平向上的布置, 单脉冲加热不仅能诱发瞬态的类相变, 还可促使类气泡形成具有明确分层特征的结构, 自下而上分别为底部类气膜、中部类气柱与顶部蘑菇云状气团; 对于水平向下的单脉冲加热工况, 类气泡则优先沿壁面横向扩展, 形成扁平状形态.

3) 基于旋转体圆盘积分法统计了类气泡体积和表面积, 进而揭示了类气泡形成与生长的内在机制. 在不同朝向下, 类气泡的生长速度均呈现先快速增加后逐渐趋缓的相同规律. 加热初期, 微加热器壁面迅速升温, 近壁 $s\text{CO}_2$ 在显著温差驱动下发生类相变, 促使类气泡快速形成并扩张, 此时的体积变化率 dV/dt 与表面积变化率 dS/dt 均处于较高水平. 蒸发动力量随类气泡长大而增强, 强化了其在壁面的附着效应, 加之界面热损失的共同作用, 抑制了类气泡继续生长, 最终导致 dV/dt 和 dS/dt 迅速下降并趋于稳定.

4) 发现超临界类气泡的一个关键生长定律, 在类气泡生长过程中, 其无量纲体积变化率恒等于无量纲表面积变化率. 该定律在水平向上和水平向下两个朝向及不同单脉冲热流条件下均成立. 关于类气泡动力学行为背后的深层次物理机制, 特别是体积与表面积变化趋同的现象, 仍有待后续更深入的研究进行验证与解析.

参考文献

- [1] Alasif A, Pucciarelli A, Siddiqui O, Shams A 2025 *Prog. Nucl. Energy* **181** 105654
- [2] Cengel Y, Boles M 2005 *Thermodynamics: An Engineering Approach* (5th Ed.) (New York: McGraw-Hill) p119
- [3] Jackson J D, Hall W B 1979 *Turbul. Forced Convect. Channels Bundles* **2** 613
- [4] Liu S H, Huang Y P, Liu G X, Wang J F, Zan Y F, Lang X M 2017 *Sci Sin Tech* **47** 176 (in Chinese) [刘生晖, 黄彦平, 刘光旭, 王俊峰, 咎元锋, 郎雪梅 2017 中国科学: 技术科学 **47** 176]
- [5] Huang D, Li W 2018 *Appl. Therm. Eng.* **131** 977
- [6] Zhang H S, Zhu X J, Zhu B G, Xu J L, Liu H 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 064401 (in Chinese) [张海松, 朱鑫杰, 朱兵国, 徐进良, 刘欢 2020 物理学报 **69** 064401]
- [7] Kafengauz N L, Fedorov M I 1966 *J. Eng. Phys.* **11** 63
- [8] Ackerman J W 1970 *J. Heat Transfer* **92** 490
- [9] Goldmann K 1961 *Int. Dev. Heat Transfer* **3** 561
- [10] Nishikawa K, Ito T, Yamashita H 1973 *J. Heat Transfer* **95** 187
- [11] Knapp K K, Sabersky R H 1966 *Int. J. Heat Mass Transfer* **9** 41
- [12] Hahne E W P 1968 *Wärme- und Stoffübertragung* **1** 190
- [13] Nakano A, Shiraishi M, Murakami M 2001 *Cryogenics* **41** 429
- [14] Metatla N, Lafond F, Jay-Gerin J P, Soldera, A 2016 *RSC Adv.* **6** 30484
- [15] Gallo P, Corradini D, Rovere M 2014 *Nat. Commun.* **5** 5806
- [16] Simeoni G G, Bryk T, Gorelli F A, Krisch M 2010 *Nat. Phys.* **6** 503
- [17] Maxim F, Contescu C, Boillat P, Niceno B, Ludwig C 2019 *Nat. Commun.* **10** 4114
- [18] Xu J L, Zhang H S, Zhu B G, Xie J 2020 *Sol. Energy* **195** 27
- [19] Zhu B G, Xu J L, Yan C S, Xie J 2020 *Int. J. Heat Mass Transfer* **148** 119080
- [20] Wang Q Y, Ma X J, Xu J L, Li M J, Wang Y 2021 *Int. J. Heat Mass Transfer* **181** 121875
- [21] He X T, Xu J L, Yu X J, Xie J 2023 *Int. J. Heat Mass Transfer* **214** 124417
- [22] Longmire N, Banuti D T 2022 *Int. J. Heat Mass Transfer* **193** 122957
- [23] Liu M Y, Liu S H, Xi D P, Huang S F, Huang Y P 2023 *Front. Energy Res.* **10** 1042391
- [24] Zhu B G, Zhang Q, Ma L Y, Shi H D 2025 *Int. J. Heat Mass Transfer* **240** 126643
- [25] Egbo M, Borumand M, Nasersharifi Y, Hwang G 2022 *Appl. Therm. Eng.* **204** 117927
- [26] Githinji P M, Sabersky R H 1963 *J. Heat Transfer* **85** 379
- [27] El-Genk M S, Suszko A 2016 *Int. J. Heat Mass Transfer* **95** 650
- [28] Chuang T J, Chang Y H, Ferng Y M 2019 *Appl. Therm. Eng.*

163 114358

[29] Moffat R J 1988 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **1** 3[30] Tanaka T, Miyazaki K, Yabuki T 2021 *Int. J. Heat Mass Transfer* **170** 121006[31] Longmire N P, Showalter S L, Banuti D T 2023 *Nat. Commun.* **14** 3983[32] Kandlikar S G 2004 *J. Heat Transfer* **126** 8[33] Dong M, Xu J L, Wang Y 2024 *Langmuir* **40** 13276

Study on heat transfer and bubble-like dynamics in supercritical fluids*

ZHANG Bo¹⁾ XU Jinliang¹⁾²⁾ YU Xiongjiang^{1)2)†}

1) (*Beijing Key Laboratory of Multiphase Flow and Heat Transfer for Low Grade Energy Utilization, North China Electric Power University, Beijing 102206, China*)

2) (*Key Laboratory of Power Station Energy Transfer Conversion and System, Ministry of Education, North China Electric Power University, Beijing 102206, China*)

(Received 24 January 2026; revised manuscript received 2 March 2026)

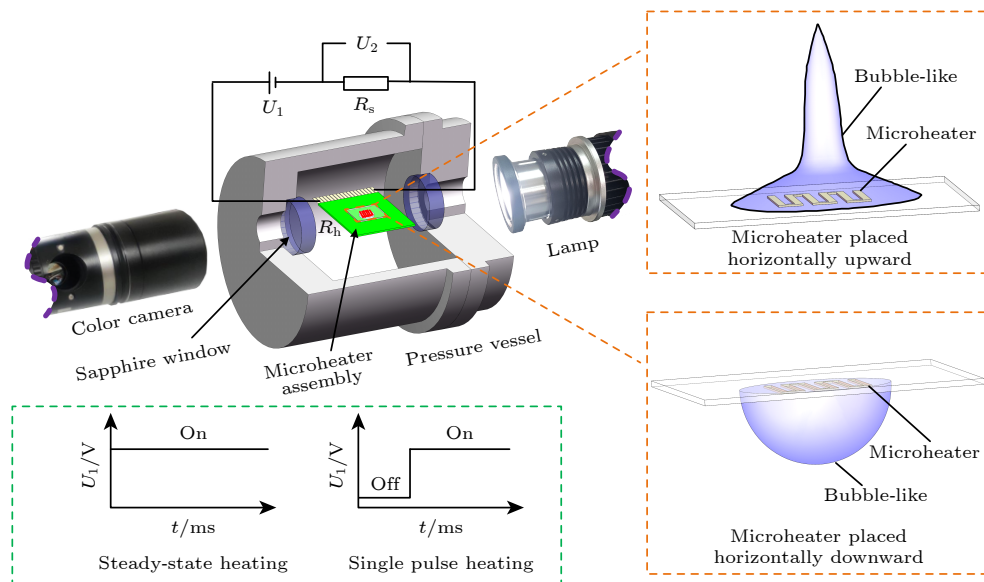
Abstract

Currently, supercritical pseudo-boiling two-phase heat transfer is at the forefront of research. However, existing theories mainly focus on pseudo-interface evaporation, whereas the exploration of bubble-like interfacial dynamics remains insufficient. In this study, a platinum microheater with dimensions of $49\ \mu\text{m} \times 49\ \mu\text{m}$ is fabricated using micro-electromechanical systems technology. The microheater is immersed in supercritical carbon dioxide at 8 MPa and 22 °C to investigate the effects of microheater orientation and heat flux on the bubble-like dynamic behavior and the associated heat transfer characteristics. Under steady heating and single-pulse heating conditions, the surface temperature variations of the microheater and the bubble-like growth process are recorded using a high-speed data acquisition system and a high-speed camera. To obtain the bubble-like evolution characteristics, the image sequences from the high-speed camera are processed to accurately extract bubble-like contours, and the volume and surface area are calculated based on the disk integration method for solids of revolution. Under steady heating, regardless of whether the microheater is oriented horizontally upward or downward, the surface heat flux increases monotonically with wall superheat, while the heat transfer coefficient shows a non-monotonic trend, first increasing and then decreasing. At low wall temperatures, natural convection dominates heat transfer. As wall temperature rises, convection intensifies, significantly enhancing heat transfer. When wall temperature reaches the pseudo-critical temperature, pseudo-phase change occurs in the near-wall fluid, leading to the formation of bubble-like structures on the microheater surface. However, due to the absence of surface tension, the bubble-like structures formed under steady heating adhere to the surface without detaching, thereby hindering heat transfer. Moreover, the heat transfer coefficient in the horizontally downward orientation is lower than that in the horizontally upward orientation, a trend consistent with observations in subcritical boiling. Under single-pulse heating, the pseudo-phase change process is highly sensitive to thermal perturbation. Once the pulse is applied, the microheater's wall temperature responds rapidly, and bubble-like structures become observable after approximately 1 ms. When the microheater is oriented horizontally upward, the bubble-like structures exhibit a three-layer distribution: a pseudo-vapor film at the bottom, a pseudo-vapor column in the middle, and a mushroom cloud at the top. In contrast, when oriented horizontally downward, the morphology of the bubble-like structures develops into a flattened shape. This study introduces the concept of "evaporation momentum force" to explain the growth behavior of bubble-

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 52206197, 52130608).

† Corresponding author. E-mail: yuxiongjiang@ncepu.edu.cn

like structures. At the initial heating stage, the structures grow rapidly. However, as the pseudo-interface expands, the increasing evaporation momentum force enhances the adhesion of the bubble-like structures to the wall. Together with interfacial heat loss, this effect makes the pseudo-interface expansion rate decrease rapidly and eventually stabilize. Furthermore, our experiment reveals for the first time that the dimensionless volume change rate of supercritical bubble-like structures is approximately equal to the dimensionless surface area change rate, and this growth law holds true under different heating orientations at various heat fluxes. This study uncovers key dynamic characteristics of supercritical bubble-like growth, providing experimental evidence for a deeper understanding of the two-phase heat transfer mechanism in supercritical pseudo-boiling.



Keywords: supercritical carbon dioxide, microheater, heat transfer characteristics, bubble-like dynamics

DOI: [10.7498/aps.75.20260128](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260128)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260128](https://cstr.org.cn/32037.14.aps.75.20260128)



超临界流体传热及类气泡动力学

张博 徐进良 余雄江

Study on heat transfer and bubble-like dynamics in supercritical fluids

ZHANG Bo XU Jinliang YU Xiongjiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 141001 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260128

CSTR: 32037.14.aps.75.20260128

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260128>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

流动方向对超临界二氧化碳流动传热特性的影响

Effect of flow direction on heat transfer and flow characteristics of supercritical carbon dioxide

物理学报. 2024, 73(2): 024401 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231142>

超临界二氧化碳类液-类气区边界线数值分析

Numerical analysis of boundary line between liquid-like zone and gas-like zone of supercritical CO₂

物理学报. 2022, 71(4): 040201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211464>

光纤探针测量及多尺度熵鉴别超临界类沸腾传热模式

Measurements and identification of supercritical pseudo-boiling heat transfer modes based on fiber optic probes and multiscale entropy

物理学报. 2023, 72(5): 057801 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222060>

超临界CO₂池式传热流固耦合传热特性数值模拟

Numerical simulation of fluid-structure coupled heat transfer characteristics of supercritical CO₂ pool heat transfer

物理学报. 2024, 73(10): 104401 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231953>

微通道中一类生物流体在高Zeta势下的电渗流及传热特性

Electroosmotic flow and heat transfer characteristics of a class of biofluids in microchannels at high Zeta potential

物理学报. 2024, 73(6): 064701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231685>

电场和加热器特性对饱和池沸腾传热影响的介观数值方法研究

Mesoscopic study on effect of electric field and heater characteristics on saturated pool boiling heat transfer

物理学报. 2023, 72(17): 176401 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230341>