

超临界 CO₂ 池式传热流固耦合传热特性数值模拟*于博文¹⁾ 何孝天¹⁾ 徐进良^{1)†}

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)

(2023 年 12 月 11 日收到; 2024 年 3 月 17 日收到修改稿)

超临界类沸腾传热已有初步研究, 对类气-类液界面的定义仍不统一. 采用层流模型对超临界 CO₂ 池式传热特性进行流固耦合数值模拟研究, $d = 70 \mu\text{m}$ 的铂丝为加热件, 热流密度 q_w 范围为 0—2000 kW/m², 压力 P 范围为 8—10 MPa, 加热丝附近采用多尺度网格进行建模, 模拟值与实验数据吻合较好. 通过与亚临界传热类比通过计算导热占比 Q_{con}/Q_t 沿 r 方向变化规律, 将超临界划分为 3 个区, 当 $T < T_L$ 时为类液区 (liquid-like, LL), $T_L < T < T_M$ 时为类液向类气转变的过度区 (two-phase-like, TPL), $T > T_M$ 为类气区 (vapor-like, VL), 与用超临界类沸腾干度 x 分区规律相同; 根据通过计算导热占比确定的类气膜内平均导热 λ_{ave} 和导热热阻 R_G 随热流密度 q_w 变化曲线可很好地解释类蒸发区换热系数 h 随 q_w 的变化规律. 本文提出了确定超临界池式传热类气-类液界面的新方法, 较好地解释了类蒸发区传热机理, 为后续超临界类沸腾池式传热的发展提供了理论基础.

关键词: 超临界, 池式传热, 流固耦合, 数值模拟**PACS:** 44.05.+e, 44.10.+i, 44.25.+f**DOI:** 10.7498/aps.73.20231953

1 引言

超临界流体 (supercritical fluid, SCF) 具有高导热系数、低运动黏度以及良好的安全性能和化学稳定性, 在药物制取、污水处理、蒸汽发电^[1,2] 以及超临界动力循环系统^[3,4] 中具有巨大应用潜力. SCF 基础研究已初步揭示不均匀异质结构, 在 20 世纪 60—70 年代, 根据 SCF 传热与亚临界沸腾传热具有相似现象, 提出了“类沸腾”(pseudo-boiling) 概念^[5,6]. 在池式传热实验中发现近临界压力出现类气泡和类气膜现象^[7-9], 超临界对流传热中出现传热恶化^[10-12], 这些现象难以采用单相流假设解释^[13]. Knapp 和 Sabersky^[7] 以及 Abadziec 和 Goldstein^[8] 在超临界压力下发现了与亚临界池沸腾传热相似的气泡状流和类膜态沸腾现象,

Tamba 等^[9] 在近临界压力 7.38 MPa 下, 发现即使在极小的传热温差下 (如 $\Delta T = 0.3 \text{ K}$), 仍能产生类气泡并脱离. 增大热流密度 q_w , 类气泡拉伸成均匀排列的气柱; 进一步增大 q_w , 气柱融合并形成类气膜. Rousselet 和 Warrier^[14,15] 也表明超临界压力下发生在金属丝壁面上自然对流传热特性与亚临界压力下的膜态沸腾是相似的, 并且对流传热系数 h 随着壁温 T_w 的增大而减小. 张海松等^[16] 与亚临界传热恶化类比, 表明类气膜在近壁区会充分膨胀, 导致垂直管内发生传热恶化. Cheng 等^[17] 认为管内类气膜厚度沿管长方向非线性分布导致水平管壁温振荡. 由于管内传热实验无法获取类气膜具体位置, He 等^[18,19] 可视化研究了 $d = 70 \mu\text{m}$ 的铂丝和镍铬丝为加热件, 压力在 $P = 8 \text{ MPa}$ 和 10 MPa 超临界 CO₂ 池式传热特性. 根据可视化照片采用“灰色萃取法”确定类气膜位置, 结果表明,

* 国家自然科学基金重点项目 (批准号: 52130608) 和国家自然科学基金创新研究群体科学基金 (批准号: 51821004) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xjl@ncepu.edu.cn

当铂丝为加热件时,随着热流密度的增大,自然对流和类蒸发对流传热连续出现,可观察到类气膜;当镍铬丝为加热件时,随着热流密度的增大,有4种模式为自然对流区、类蒸发区、类蒸发到类沸腾过渡区、类沸腾区,并可以观察到类气泡,出现了类沸腾传热现象.以上实验研究表明类气膜在超临界传热中扮演重要作用,但确定超临界类气膜位置的方法并不固定.

数值研究方面, Simeoni 等^[20]采用非弹性 X 射线散射及 MD 模拟表明,以类临界温度 T_{pc} 为界面温度可将超临界区域划分为类液区 (liquid-like, LL) 和类气区 (gas-like, GL). Maxi 等^[21]采用中子成像技术成功地监测了超临界水的密度波动,并表明水的 Widom 线可以通过实验来识别,它们与目前的超临界流体伪沸腾理论相一致. Banuti^[22]采用理论分析方法证明存在类沸腾现象,认为超临界类沸腾发生在一个温度区间 $[T^-, T^+]$. Xu 等^[23]基于 MD 模拟结果,利用相邻分子法、通过径向分布函数和二体过量熵法定义了起始伪沸点温度 T^- 和终止沸点温度 T^+ ,两种转变温度将整个相图分为类液相、类两相和类气态,MD 模拟确定的 T^- 和 T^+ 与热力学确定的值很吻合. Wang 等^[24]通过对超临界类沸腾与亚临界沸腾换热进行对比,提出了超临界类沸腾三区模型,类液态 (liquid-like, LL)、类两相 (two-phase-like, TPL) 和类蒸汽态 (vapor-like, VL),并表明当类蒸汽质量在 0 到 1 之间时,不能用单相模型处理超临界传热. 闫晨帅和徐进良^[25]对超临界 CO_2 管内的流动传热特性进行了数值模拟研究,将 T_{pc} 视为类气-类液的“相变”温度,表明类气膜变厚,导热热阻增大导致管道顶部壁温较大. Tripathi 和 Basu^[26]用拟临界温度 T_{pc} 作为饱和温度,采用多相流 VOF 模型研究超临界水流动传热恶化现象,模拟结果合理地预测了壁面温度峰值. Li 等^[27]采用 T^+ 为类气温度,获得了类气膜沿管长方向分布,认为类气膜局部增大是壁温飞升的原因,与文献^[16]实验研究观点相同. Wang 等^[28]采用两相模型数值模拟研究了超临界流体的传热特性,分别采用 T_{pc} , T^- , T^+ 为界面温度,结果表明,当 $T^+ = T_{sat}$ 时,模拟计算值与实验数据相似;在使用 Lee 模型作为传质模型的基础时,混合模型不需要考虑表面张力和相界面的影响.这与超临界流体的伪沸腾更一致,因此比 VOF 模型具有更好的计算结果;当区间温度为

1 K 时,物理性质的变化有限,比 2 K 时的计算结果更好.饱和温度 T_{sat} 和凝结频率 f_c 的选择对计算结果也有显著影响.在 f_c 约为 200 的饱和温度下,得到了最佳的预测结果.表明两相数值方法比单相数值方法具有更准确的预测结果.

综上所述,学者们根据可视化照片采用“灰色萃取法”、热力学理论计算、以拟临界温度 T_{pc} 确定超临界流体类气-类液界面,理论经验定义的相界面未考虑实际流场的影响,确定类气膜位置在超临界类沸腾传热中具有重要作用,所以本文对超临界 CO_2 池式换热特性进行流固耦合数值模拟研究,与亚临界传热类比,提出定义类气-类液界面温度的新方法,通过计算导热占比的变化规律将超临界池式传热进行分区,获取了类气膜内平均导热并计算导热热阻 R_G ,解释了超临界类蒸发区传热机理.

2 数理模型与计算方法

2.1 几何模型与网格划分

本文模拟计算几何模型如图 1(a)—(c) 所示,由圆柱形容器和金属加热丝组成,圆柱形容器直径 $D = 100$ mm,加热丝直径 $d = 70$ μm ,本文忽略加热丝长度对结果的影响,圆柱形容器和加热丝长度 $L = 7$ mm,高压圆柱形容器内充满 CO_2 流体形成流体域,金属加热丝两端施加电压对 CO_2 进行加热.

三维模型由 ANSYS ICEM 进行网格划分,示意图如图 1(d)—(g) 所示,采用结构化六面体网格,为增大网格质量,提高计算精度,圆柱形容器和加热丝横截面采用“O 型”网格划分.计算域由流体域和固体域两部分组成,为得到更好的模拟效果,流固界面附近采用多尺度网格进行处理,径向网格划分共分为 3 级,第 1 级网格加密区域 $d_1 = 270$ μm ,每一层网格厚度为 0.5 μm ,第 2 级网格加密区域 $d_2 = 470$ μm ,每层网格厚度为 1 μm ,第 3 级网格区域为 $d_2 - D$,第一层网格厚度为 1 μm ,增长比均 1.1,加热丝长度方向对换热影响较小,所以长度方向网格尺寸为 0.5 mm.

2.2 控制方程

采用有限体积法,在笛卡尔坐标系中求解质量,动量和能量输运方程,考虑到超临界 CO_2 密度的变化只是由温度变化引起,本文模拟计算大空间

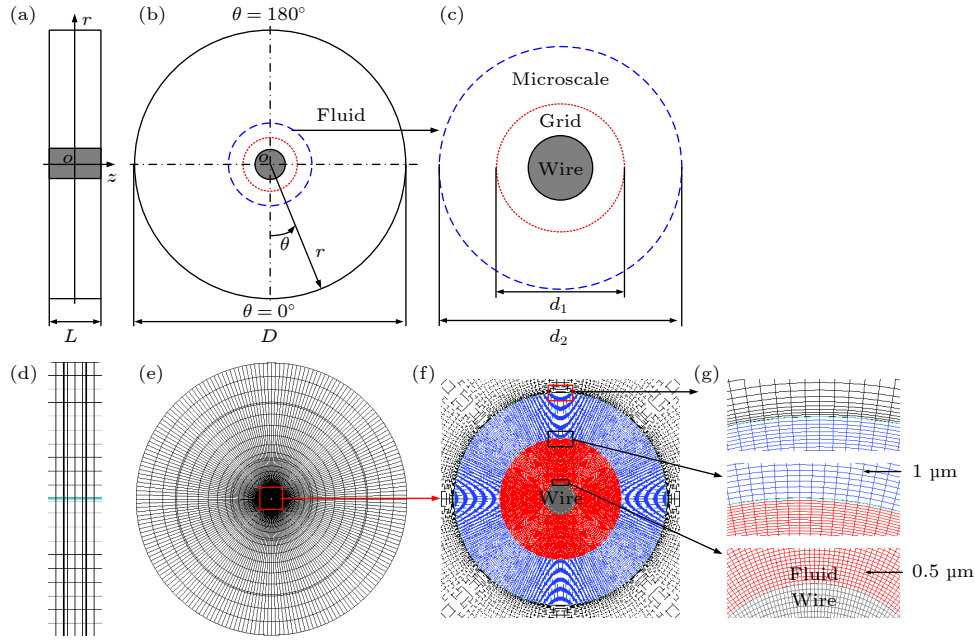


图 1 几何模型和网格划分示意图
Fig. 1. Geometric model and grid diagram.

内为变物性低速流体流动, 可以忽略压缩效应和黏性散热的影响, 所以控制方程^[29]表达式描述如下.

连续性方程:

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial(\rho v_r r)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho v_\theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial(\rho v_z r)}{\partial z} \right] = 0. \quad (1)$$

动量方程 (以 r 方向为例):

$$\begin{aligned} & \rho \left(\frac{dv_r}{dt} - \frac{v_\theta^2}{r} \right) \\ &= \rho g_r - \frac{\partial P}{\partial r} + \mu \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) \right] \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_r}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\rho = \rho(P, T). \quad (3)$$

能量方程:

$$\begin{aligned} \rho \frac{dH}{dt} &= \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\lambda}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) \right. \\ & \quad \left. + \frac{\partial}{\partial z} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

固体域非稳态导热方程:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_s \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\lambda_s}{r} \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_s \frac{\partial T}{\partial z} \right) + S = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t}. \end{aligned} \quad (5)$$

流固耦合界面处满足温度连续与热流密度连

续条件:

$$T_f = T_s, \quad (6)$$

$$\lambda_s \frac{\partial T}{\partial n} = \lambda_f \frac{\partial T}{\partial n}. \quad (7)$$

(1) 式—(7) 式中, ρ 是密度, kg/m^3 ; v_r , v_θ , v_z 是速度矢量 x , y , z 方向上的分量, P 是流体微元体上的压力, Pa; μ 为流体的动力黏度, $\text{Pa}\cdot\text{s}$; 重力 y 轴竖直向下, $g = -9.81 \text{ m}/\text{s}^2$; c_p 是定压比热容, $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$; T 为温度, K; λ 和 λ_s 分别为流体导热系数和固体导热系数, $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$; S 表示热源项, W/m^3 .

为与实际情况相接近, 把固体域进行热源处理, 将加热丝中划分网格, 离散为 $x \times y \times n$ 个微元电阻, 具体公式 UDF 程序可参考文献^[29].

2.3 计算方法与网格独立性验证

本文模拟计算所用的 CO_2 物性参数由 REFPROP NIST 9.1 查询, 为了准确地反映物性剧烈变化对流动换热的影响, 采用 piecewise-linear 方法将 CO_2 物性输入到 Fluent, 流体域采用恒温边界, 温度与池温 T_b 相同均为 288 K, 流固界面设置为温度无滑移. 水平加热丝 (固体域) 热源设置由自编程序 UDF 导入, 流体域压力恒定. 为了提高控制方程计算精度, 采用二阶迎风差分格式 (second order upwind), 压力速度耦合采用 SIMPLE 算法求解. 质量和动量输运方程相对残差 (absolute

criteria) 为 10^{-3} , 加热丝近壁区网格尺寸较小能量输运方程相对残差为 10^{-15} , 时间步长设置为 10^{-3} , 当每个时间步长内残差曲线稳定且加热丝壁面温度监测曲线趋于恒定不变时, 认为计算收敛.

为找到适合本文模拟计算所合适的网格数, 对其进行了网格无关性验证, 研究了周向网格数和径向网格数对加热丝壁温的影响, 表 1 给出了 7 种同一工况不同网格数下加热丝壁温 T_w . 径向网格数以 Grid 4 为标准, 周向网格数以 Grid 7 为标准, 发现 Grid 3 网格数为 169.8×10^4 误差最小分别为

-0.26% 和 0.23%, 所以本文采用 169.8×10^4 网格进行模拟计算.

2.4 模型验证

采用层流模型与实验工况^[18]进行对比, 计算工况考虑了系统压力 P 、池温 T_b 、热流密度 q_w 对换热性能的影响. 图 2 为加热丝材料为 Pt, 压力在 8 MPa 和 10 MPa 模拟计算值与实验数据进行了对比, 模拟计算值与实验值变化趋势相同, 并且 $P = 10$ MPa 模拟计算壁温和换热系数与实验数

表 1 网格独立性验证
Table 1. Grid independence verification.

Grid No.	径向节点数	周向节点数	T_w/K	网格数	误差/%
1	100	21	310.2	407.7×10^4	-3.71
2	100	41	316.0	82.6×10^4	-1.88
3	100	81	321.3	169.8×10^4	-0.26/0.23
4	100	121	322.1	261.4×10^4	0
5	40	81	328.7	156.3×10^4	2.08
6	70	81	326.1	163.1×10^4	1.29
7	130	81	322.0	176.5×10^4	0

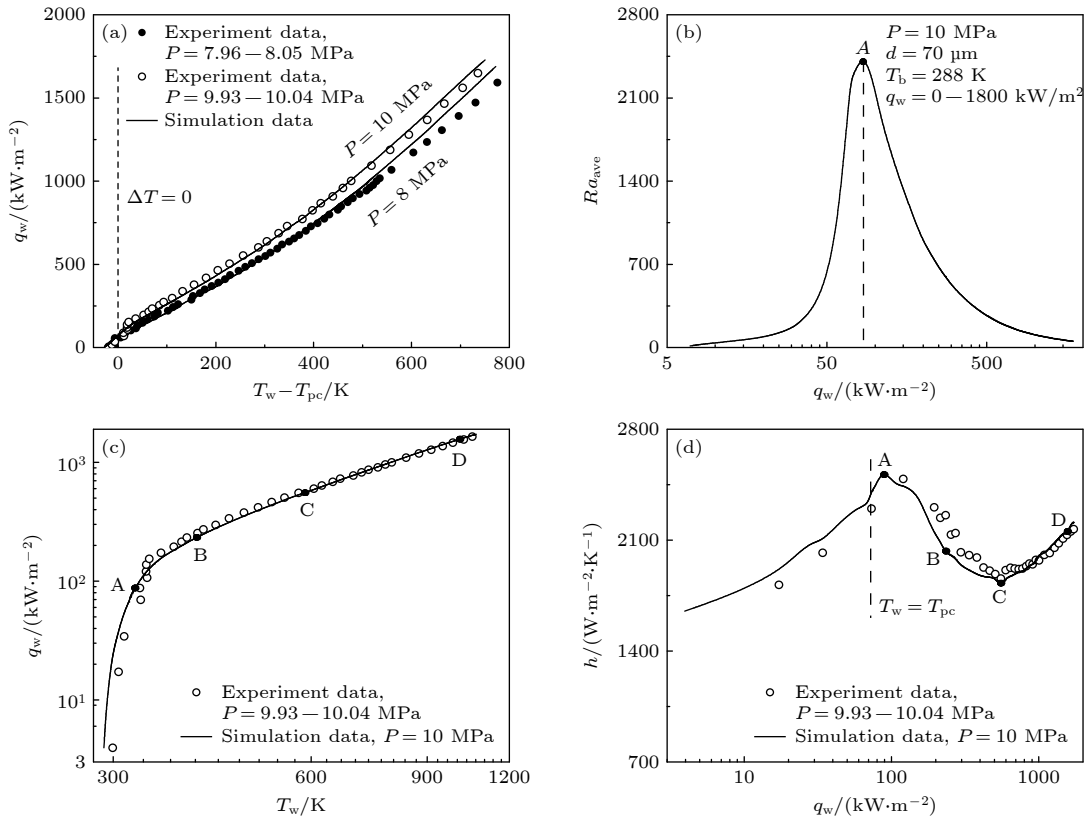


图 2 模型验证 (a) 热流密度随 $T_w - T_{pc}$ 变化; (b) 平均瑞利数 Ra_{ave} 随热流密度变化; (c) 热流密度随壁温变化; (d) 换热系数随热流密度变化规律

Fig. 2. Model verification: (a) Heat flux varies with $T_w - T_{pc}$, (b) Ra_{ave} varies with heat flux; (c) heat flux varies with wall temperature; (d) heat transfer coefficient varies with heat flux.

据平均相对误差 e_A 和标准差 e_S 值分别为 1.9% 和 1.1%, 5.56% 和 5.55%, 足以证明模拟计算所用的模型和自编程 UDF 热源是可靠的.

换热系数 h 计算表达式为

$$h = \frac{q_w}{T_w - T_b}, \quad (8)$$

式中, q_w 表示加热丝表面热流密度, kW/m²; T_w 表示加热丝壁温, K; T_b 表示池温, K.

瑞利数 Ra 计算表达式为

$$Ra = \frac{g\beta\Delta T d^3}{\nu\alpha}, \quad (9)$$

式中, g 为重力加速度, 9.81 m/s²; β 为体积膨胀系数, $\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$, K⁻¹; d 为加热丝直径, m; ν 为运动黏度, m²/s; 热扩散系数 $\alpha = \lambda/\rho/c_p$, m²·s.

3 结果与讨论

亚临界池式沸腾换热过程中^[14], 起初壁面温度 T_w 随着热流密度 q_w 的增大缓慢的逐渐变大 T_w 小于饱和温度 T_{sat} 未发生相变为单相自然对流换热; 当 T_w 略大于 T_{sat} 时, q_w 极剧增大但 $\Delta T = T_w - T_{sat}$ 的增大幅度较小, 这是核态沸腾传热特点, 此时对应的热流密度记为 q_{CHF} ; 当 $q_w > q_{CHF}$ 时 ΔT 会迅速增大, 覆盖在壁面上的气泡无法及时脱离而合并, 形成气膜此时为膜态沸腾传热^[30]. 图 2(a) 为 $P = 8$ MPa 和 10 MPa, CO₂ 在超临界状态下 q_w 随 $T_w - T_{pc}$ 变化曲线, 发现当 $T_w - T_{pc} < 0$ 时, q_w 随 $T_w - T_{pc}$ 的增大而缓慢变大, 与亚临界单相自然对流换热规律相似; 而当 $T_w - T_{pc} > 0$ 时, q_w 随 $T_w - T_{pc}$ 增大显著升高, 壁面周围被低密度流体包裹 (即类气膜) 形成了超临界类膜态传热现象, 这与亚临界沸腾曲线中膜态沸腾换热规律相似, 文献 [18, 31] 也得出了相同的结论.

以 $P = 10$ MPa 数据探讨超临界 CO₂ 池式传热变化规律, 图 2(c), (d) 分别为铂丝直径 $d = 70$ μm, 池温 $T_b = 288$ K, 热流密度 q_w 范围在 0—2000 kW/m², T_w 随壁温 q_w 变化曲线和换热系数 h 随 q_w 变化曲线, 随着 q_w 的增大壁温逐渐升高, 而换热系数随热流密度变化曲线呈倒“S 形”, 先随热流密度的增大而升高, 此时所对应的热流密度记为 q_A , 然后再随热流密度的增大而减小到极小值, 此时所对应的热流密度记为 q_C , 当 $q_w > q_C$ 时换热

系数随热流密度的增大而升高, 传热得到恢复与亚临界膜态沸腾换热规律相似^[14]. 因此本文根据换热系数随热流密度变化曲线划分为 2 个区, 即当 $0 < q_w < q_A$ 时为自然对流区, $q_w > q_A$ 时为类蒸发区.

3.1 自然对流区传热特性

图 2(b) 为 $q_w < q_A$ 工况下加热丝壁面周向平均瑞利数 Ra_{ave} 随热流密度变化曲线. 由图可得, Ra_{ave} 随热流密度的增大而变大, 这说明此工况范围内传热自然对流传热占主导, 由于瑞利数变大, 加热丝近壁面处自然对流增强, 导致传热增强, 所以 $0 < q_w < q_A$ 时换热系数呈上升趋势, 与文献 [29] 观点相同.

3.2 类蒸发区传热特性

要想解释类蒸发区传热机理, 确定超临界类气-类液界面仍为重要, 而确定超临界类气-类液界面温度尚不统一, 本文为确定类气膜位置获得了类蒸发区 Case A, Case B, Case C 和 Case D 四种特征工况温度和密度沿 r 方向分布如图 3 所示, 由图可知温度沿 r 方向逐渐减小, 密度沿 r 方向逐渐增大, 研究发现根据单纯的温度和密度的变化并不能判断 T_{pc} 为界面温度.

热量传递有热传导、热对流和热辐射 3 种方式, 而在池式传热中传热方式为对流传热和导热, 亚临界以饱和温度 T_{sat} 为气液界面, 并且认为当 $T < T_{sat}$ 时传热方式为对流换热, 由于 $T > T_{sat}$ 时流体物性变化极小, 气膜内传热以导热为主. 所以本文提出通过计算流体导热占比 (Q_{con}/Q_t) 随加热丝壁面到大空间距离 r 方向变化规律确定超临界类气-类液界面, 其中导热热量 Q_{con} 见 (10) 式, 总热量 Q_t 见 (11) 式, 图 4 为导热热量 Q_{con} 计算示意图.

导热热量表达式为

$$Q_{con(i)} = \lambda_{ave} \frac{T_{i-1} - T_i}{r_i - r_{i-1}} \left(r_{i-1} + \frac{\Delta r}{2} \right) \Delta l \Delta \theta, \quad (10)$$

$$\lambda_{ave} = \frac{\lambda_i + \lambda_{i-1}}{2}. \quad (11)$$

总热量表达式为

$$Q_t = q_w d \Delta l \Delta \theta, \quad (12)$$

式中, θ 为网格角度; q_w 为热流密度, kW/m²; Δl 为轴向网格厚度, mm.

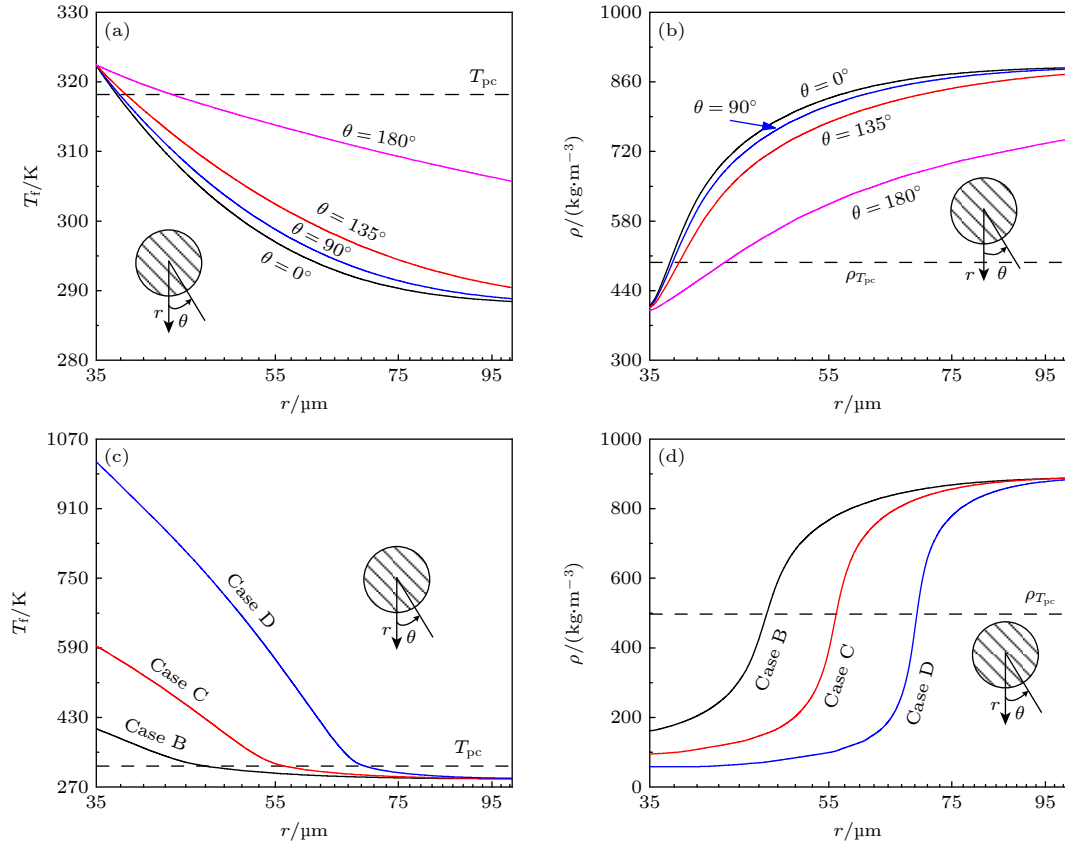


图 3 不同工况温度和密度沿 r 方向变化规律 (a), (b) Case A, $q_w = 87.73 \text{ kW/m}^2$; (c), (d) $P = 10 \text{ MPa}$, $T_b = 288 \text{ K}$; $\theta = 90^\circ$
 Fig. 3. Temperature and density change in r direction under different working conditions: (a), (b) Case A, $q_w = 87.73 \text{ kW/m}^2$; (c), (d) $P = 10 \text{ MPa}$, $T_b = 288 \text{ K}$; $\theta = 90^\circ$.

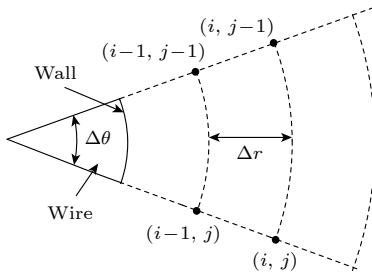


图 4 Q_{con} 计算网格二维示意图

Fig. 4. Two-dimensional diagram of Q_{con} computing grid.

先计算了 CO_2 在亚临界 $P = 6 \text{ MPa}$, $q_w = 233.33 \text{ kW/m}^2$, $\theta = 90^\circ$ 时, 导热占比 Q_{con}/Q_t 、速度 v_θ 、导热系数 λ 沿 r 方向变化规律如图 5(a) 所示, 模拟方法见文献 [32]. 由图可知导热占比 Q_{con}/Q_t 沿 r 方向逐渐减小在 $T = T_{\text{sat}}$ 时突然变大然后再减小; 同时也计算了 CO_2 在超临界 $P = 10 \text{ MPa}$, $q_w = 233.33 \text{ kW/m}^2$, $\theta = 90^\circ$ 时, 导热占比 Q_{con}/Q_t 、速度 v_θ 、导热系数 λ 沿 r 方向变化规律如图 5(b) 所示, Q_{con}/Q_t 沿 r 方向逐渐降低到极小值 M 点, 过 M 点后又升高到极大值 L 点, 当 $r > r_L$ 时 Q_{con}/Q_t

值呈下降趋势, 发现超临界导热占比沿 r 方向变化规律与亚临界 ($P = 6 \text{ MPa}$) 类似, 不同的是亚临界 Q_{con}/Q_t 在饱和温度 T_{sat} 气-液界面变化存在突跳, 而超临界 Q_{con}/Q_t 存在一个从 r_M 到 r_L 的过渡区, 这是因为超临界状态下的导热系数 λ 是连续变化的, 而亚临界在气液界面的 λ 是不连续变化导致的, 通过超临界与亚临界 Q_{con}/Q_t 值沿 r 方向变化规律类比发现超临界的相变区为在一个区间内即 $[T_L, T_M]$, 当 $T < T_L$ 时为类液区 (liquid-like, LL), $T_L < T < T_M$ 时为类液向类气转变的过度区 (two-phase-like, TPL), $T > T_M$ 为类气区 (vapor-like, VL), 与 Wang 等 [24] 超临界三区模型和 Banuti [22] 热力学理论计算提出的相变区间 $[T^-, T^+]$ 观点相似. 由于 T_L 为类液向类气转变的起始温度, 这也说明当 $T > T_L$ 时加热丝近壁区就已有类气膜, 所以本文以 L 点所在位置到加热丝壁面距离为类气膜厚度.

图 6 为 $P = 6 \text{ MPa}$ 和 $P = 10 \text{ MPa}$ 速度矢量图, 由于重力向下, CO_2 被加热丝加热温度升高, 而密度随温度的升高而减小, 低密度流体向上运

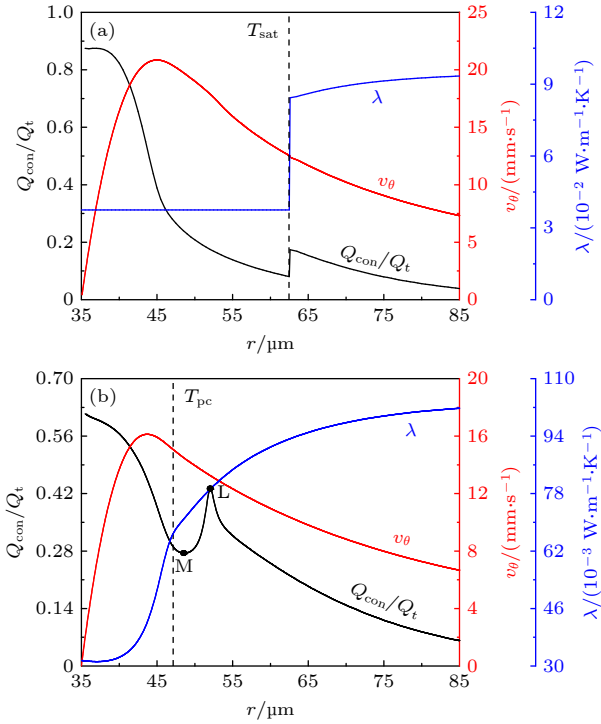


图 5 $q_w = 233.33 \text{ kW/m}^2$, $\theta = 90^\circ$ 时, 亚临界与超临界导热占比 Q_{con}/Q_t 沿 r 方向变化类比 (a) 亚临界 $P = 6 \text{ MPa}$; (b) 超临界 $P = 10 \text{ MPa}$

Fig. 5. Subcritical and supercritical thermal conductivity ratio Q_{con}/Q_t changes along the r direction with $q_w = 233.33 \text{ kW/m}^2$, $\theta = 90^\circ$: (a) Subcritical $P = 6 \text{ MPa}$; (b) supercritical $P = 10 \text{ MPa}$.

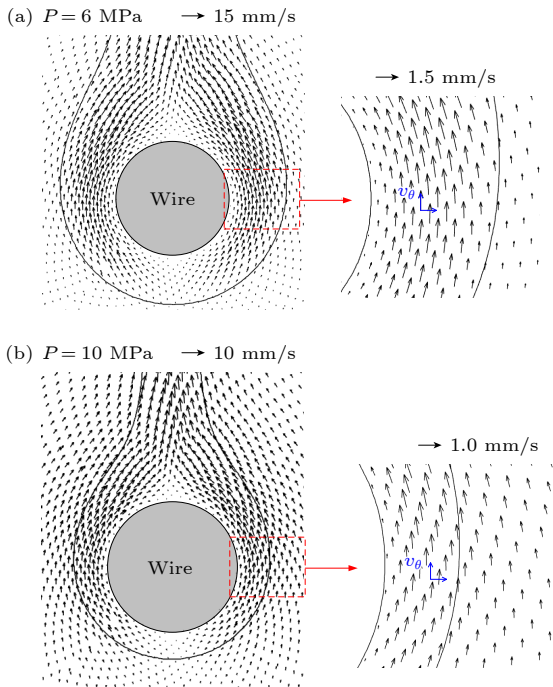


图 6 不同压力下速度矢量图 (a) 亚临界 $P = 6 \text{ MPa}$; (b) 超临界 $P = 10 \text{ MPa}$

Fig. 6. Velocity vector diagram at different pressures: (a) Subcritical $P = 6 \text{ MPa}$; (b) supercritical $P = 10 \text{ MPa}$.

动, 由图 5 可知由于在加热丝近壁面附近流速 v_θ 较小, 对流传热带走的热量较少所以在近壁区导热占比较大, 而随着速度 v_θ 增大对流传热带走的热量增大, 所以 Q_{con}/Q_t 值沿 r 方向逐渐减小, 亚临界在饱和温度 T_{sat} 处 Q_{con}/Q_t 增大是因为 CO_2 由气态转为液态时导热系数增大造成的, 同理也是超临界 Q_{con}/Q_t 值在类气-类液界面处增大的原因, 当 $T < T_{\text{sat}}$ 和 $T < T_L$ 时不发生相变, 流体间传热以自然对流为主并且温度梯度减小, 所以这时 Q_{con}/Q_t 值又呈下降趋势.

图 7(a) 为类蒸发区 Case A 工况不同角度下 Q_{con}/Q_t 值沿 r 方向变化曲线, 图 7(b) 为 Case B, Case C 和 Case D 特征工况同一角度下 Q_{con}/Q_t 比值沿 r 方向变化曲线, 在近壁区导热占比随着角度的增大而减小, 这是由于在近壁区温度升高低密度流体向上移动导致随着角度的增大, 速度增大, 对流换热增强, 所以近壁区导热占比随着角度的增大而减小.

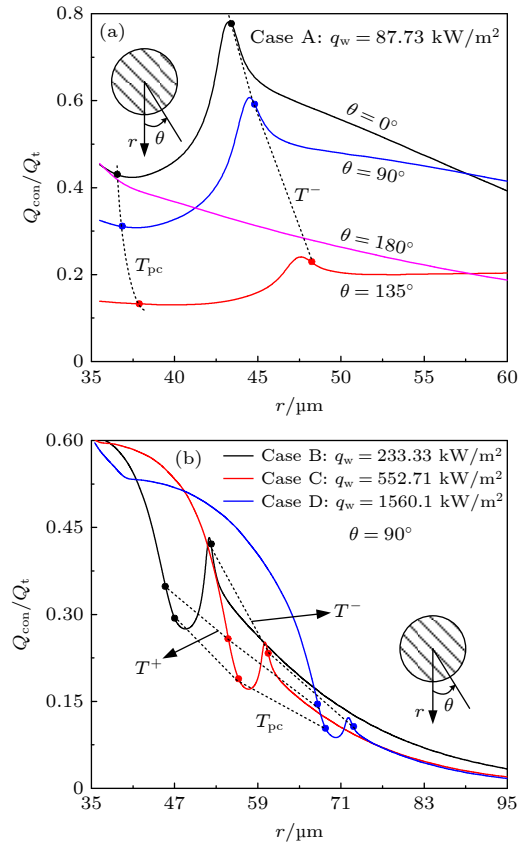


图 7 Q_{con}/Q_t 随 r 变化规律 (a) Case A 工况; (b) 同一角度不同工况下 Q_{con}/Q_t 随 r 变化规律

Fig. 7. Q_{con}/Q_t changes with r : (a) Case A working condition; (b) Q_{con}/Q_t changes with r under the same angle and different working conditions.

随着 q_w 增大, 类气膜位置沿 r 方向向右移动, 因为 q_w 增大, 类气膜内速度 v_θ 显著提高如图 5(b), 增大了流体间的热量传递, 所以类气膜位置会沿 r 方向向右移动. Wang 等^[24] 通过采用类沸腾干度 x (见 (13) 式) 将超临界流体划分为 3 个区, $x < 1$ 为类液区 (liquid-like, LL), $0 < x < 1$ 为类两相区 (two-phase-like, TPL), $x > 1$ 为类气区 (vapor-like, VL), Banuti^[22] 采用理论分析方法证明存在类沸腾现象, 认为超临界类沸腾发生在一个温度区间 $[T^-, T^+]$.

类沸腾干度 x ^[24] 表达式为

$$x = \frac{i_b - i_{LL}}{i_{VL} - i_{LL}}, \quad (13)$$

式中, i_{LL} 和 i_{VL} 分别为工质温度在类气温度和类液温度下的工质焓值.

图 8 为 Case B 和 Case C 特征工况 Q_{con}/Q_t 比值随类沸腾干度 x 变化曲线, 发现本文采用导热占比沿 r 方向变化将超临界传热划分的 3 个区, 与 Wang 等^[24] 提出的超临界类沸腾三区模型结果相近, 与 Banuti^[22] 采用热力学计算提出的类沸腾区间 $[T^-, T^+]$ 结果不同. 由于采用热力学计算推导出的类沸腾区间未考虑流场变化的影响, 而本文结果既考虑了对流传热也考虑了计算了导热的影响, 所以会与 Banuti^[22] 的结果不同.

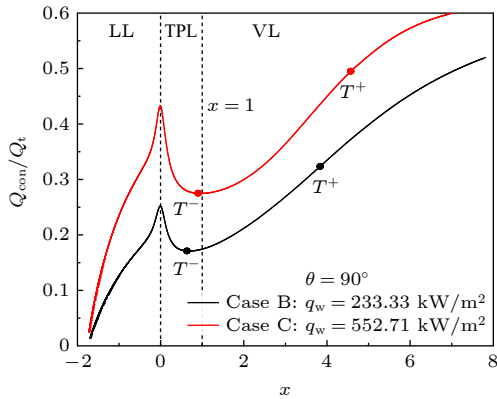


图 8 不同工况下 Q_{con}/Q_t 随类沸腾干度 x 变化曲线

Fig. 8. Q_{con}/Q_t curve with boiling dryness x under different working conditions.

由于定义类气膜位置的温度并不统一, 本文以 T_{pc} , T^+ 和 T_L 为类气膜所在位置计算了类气膜厚度 δ , 并计算了类气膜导热热阻 R_G :

$$R_G = \frac{\delta_{ave}}{\lambda_{ave}}, \quad (14)$$

式中, δ_{ave} 和 λ_{ave} 分别为平均类气膜厚度和类气膜内流体的平均导热系数.

图 9 为以 T_{pc} , T^+ 和 T_L 为类气膜所在位置计算的 R_G (图 9(a)) 和类气膜内平均导热随热流密度的变化曲线 (图 9(b)). 由图 9(a) 可知当 $q_{w,A} < q_w < q_{w,C}$ 时, 导热热阻 R_G 随热流密度 q_w 的增大而增大, 3 种方法变化规律相同, 导热阻力增大, 加热丝的热量很难传递给类气膜外的流体, 这是解释图 2(d) 换热系数 h 随 q_w 的增大而减小的原因; $q_w > q_{w,C}$ 时, 以 T_{pc} 和 T^+ 为类气膜所在位置计算的热阻 $R_{T_{pc}}$ 和 R_{T^+} 随 q_w 的增大均呈缓慢上升趋势, 而采用本文方法计算的 R_{T_L} 增大速率缓慢并且在高热流密度时有下降趋势, 结合图 9(b) 类气膜内平均导热 λ_{ave} 随热流密度的变化曲线发现 $\lambda_{T_{pc}}$ 和 λ_{T^+} 均过早的出现 λ_{ave} 极小值拐点, 与图 2(d) 换热系数 h 随 q_w 的变化规律不符, 而采用本文方法获取的 λ_{ave} 与图 2(d) 换热系数 h 在 $q_{w,C}$ 取得极小值拐点相对应, 因此 $q_w > q_{w,C}$ 时, 类气膜内导热增大是传热恢复的原因. 综上, 本文提出新的确定类气膜位置的方法可较好的解释超临界池式传热类蒸发区传热规律.

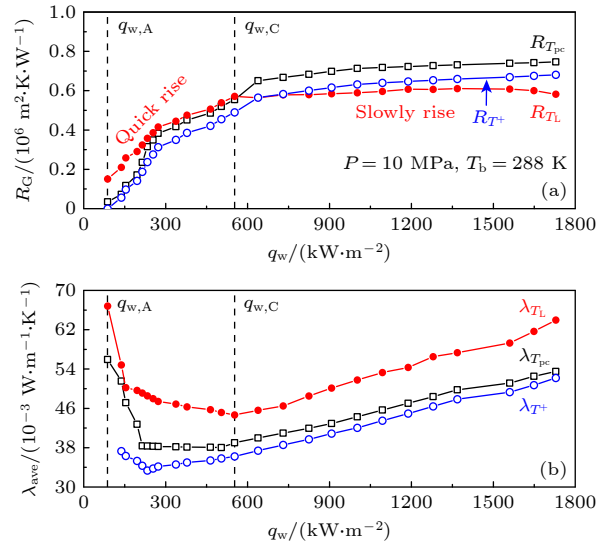


图 9 (a) 导热热阻 R_G 随热流密度变化曲线; (b) 平均导热 λ_{ave} 随热流密度变化曲线

Fig. 9. (a) Curve of thermal resistance R_G with heat flux; (b) average thermal conductivity λ_{ave} with heat flux curve.

4 结论

本文在加热丝近壁区采用微尺度网格建模选择层流模型对超临界 CO_2 池式换热特性进行了

数值模拟研究, 对 CO₂ 在宽热流密度范围 0—2000 kW/m², 压力在 $P = 8$ MPa 和 $P = 10$ MPa 加热丝近壁面处的换热规律进行了分析, 根据换热系数 h 随热流密度变化曲线划分为自然对流区 ($q_w < q_A$) 和类蒸发区 ($q_w > q_A$), 与亚临界传热类比提出根据导热占比 Q_{con}/Q_t 不同角度下沿 r 方向变化规律, 将超临界流体划分为 3 个区, 确定了类气膜位置, 计算了导热热阻 R_G , 得出以下结论.

1) 自然对流区由于加热丝周向平均瑞利数 Ra_{ave} 随 q_w 增大, 导致 h 随 q_w 的增大而升高; 类蒸发区 4 种特征工况的温度沿 r 方向呈下降趋势, 密度变化与之相反.

2) 与亚临界 ($P = 6$ MPa) Q_{con}/Q_t 沿 r 方向变化规律类比, 将超临界类沸腾传热划分为 3 个区, 当 $T < T_L$ 时为类液区 (liquid-like, LL), $T_L < T < T_M$ 时为类液向类气转变的过度区 (two-phase-like, TPL), $T > T_M$ 为类气区 (vapor-like, VL), 将 L 点所在位置为类气膜.

3) 由于速度 v_θ 不断增大, 对流换热增强, 导致 Q_{con}/Q_t 沿 r 方向逐渐减小到 M 点, 类气到类液转变时导热系数 λ 增大, 所以 r_M 到 r_L Q_{con}/Q_t 值变大, $r > r_L$ 时流体为类液区, 自然对流传热为主并且温度梯度减小, 所以 Q_{con}/Q_t 值呈下降趋势.

4) 通过导热占比变化规律确定的超临界类相变区与 Wang 等^[24] 采用沸腾干度 x 的结果相同, 将本文确定的类气膜厚度和以 T_{pc} 和 T^+ 所在位置确定的类气膜厚度计算的导热热阻 R_G 和类气膜内平均导热 λ_{ave} 随热流密度 q_w 变化曲线进行对比, 发现本文提出确定类气膜厚度的方法可很好的解释类蒸发区换热系数 h 随 q_w 的变化规律. 即随着 q_w 增大, 导热热阻 R_G 增大, 加热丝的热量很难传递给类气膜外的流体, 导致 $q_A < q_w < q_C$ 时换热系数 h 降低, $q_w > q_C$ 时 λ_{ave} 显著增大, h 又升高传热恢复.

参考文献

[1] Tsai W C, Wang Y D 2019 *Prog. Polym. Sci.* **98** 101161

[2] Knez Z, Markocic E, Leitgeb M, Primožic M, Hrnčić M K, Skerget M 2014 *Energy* **77** 235

[3] Sarkar J 2015 *Renew. Sust. Energy Rev.* **48** 434

[4] Liu Y P, Wang Y, Huang D G 2019 *Energy* **189** 115900

[5] Kafengauz N L, Fedorov M I 1966 *J. Eng. Phys.* **11** 99

[6] Ackerman J W 1970 *J. Heat Trans.* **92** 490

[7] Knapp K K, Sabersky R H 1965 *Int. J. Heat Mass Transfer* **9** 41

[8] Abadzić E, Goldstein R J 1970 *Int. J. Heat Mass Transfer* **13** 1163

[9] Tamba J, Takahashi T, Ohara T, Aihara T 1998 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **17** 248

[10] Zhu B G, Xu J L, Yan C S, Xie J 2020 *Int. J. Heat Mass Transfer* **148** 119080

[11] Xu J L, Zhang H S, Zhu B G, Xie J 2020 *Sol. Energy* **195** 27

[12] Zhu B G, Xu J L, Wua X M, Xie J, Li M J 2019 *Int. J. Therm. Sci.* **136** 254

[13] Huang D, Wu Z, Sunden B, Li W 2016 *Appl. Energy* **162** 494

[14] Rousselet Y, Warrier G 2012 *J. Heat Transfer* **135** 022501

[15] Warrier G, Rousselet Y 2012 *J. Heat Transfer* **135** 022502

[16] Zhang H S, Xu J L, Zhu X J 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 044401 (in Chinese) [张海松, 徐进良, 朱鑫杰 2021 物理学报 **70** 044401]

[17] Cheng L Y, Wang Q Y, Xu J L, 2024 *Int. J. Heat Mass Transfer* **220** 124953

[18] He X T, Xu J L, Yu X J, Xie J 2023 *Int. J. Heat Mass Transfer* **214** 124417

[19] He X T, Xu J L, Cheng Y W 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 057801 (in Chinese) [何孝天, 徐进良, 程怡玮 2023 物理学报 **72** 057801]

[20] Simeoni G G, Bryk T, Gorelli F A, Krisch M, Ruocco G, Santoro M, Scopigno T 2010 *Nat. Phys.* **6** 503

[21] Maxi F, Contescu C, Boillat P, Niceno B, Karalis K, Testino A, Ludwig C H 2019 *Nat. Commun.* **19** 12117

[22] Banuti D T 2015 *J. Supercrit. Fluid* **98** 12

[23] Xu J L, Wang Y, Ma X J 2021 *Phys. Rev.* **104** 014142

[24] Wang Q Y, Ma X J, Xu J L, Li M J, Wang Y 2021 *Int. J. Heat Mass Transfer* **181** 121875

[25] Yan C S, Xu J L 2020 *Acta Phys. Sin.* **4** 044401 (in Chinese) [闫晨帅, 徐进良 2020 物理学报 **4** 044401]

[26] Tripathi P M, Basu S 2021 *Phys. Fluids* **33** 043304

[27] Li X L, Yu X Y, Liu P T, Fan Y H, Yang D L, Tang G H 2023 *Int. J. Heat Mass Transfer* **216** 124563

[28] Wang J T, Li Z L, Zhai Y L, Wang H 2023 *Int. J. Heat Mass Transfer* **201** 123571

[29] Yu B W, He X T, Xu J L 2023 *Sci. Sin. Tech.* **3** 25 (in Chinese) [于博文, 何孝天, 徐进良 2023 中国科学: 技术科学 **3** 25]

[30] Yang S M, Tao W Q 2011 *Heat Transfer Science* (Beijing: Higher Education Press) (in Chinese) [杨世铭, 陶文铨 2011 传热学 (北京: 高等教育出版社)]

[31] He X T, Xu J L, Xie J 2024 *Phys. Fluids* **36** 013343

[32] Liu M, Liu S H, Xi D P, Huang S F, Huang Y P 2023 *Nucl. Energy* **104** 2391

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

Yu Bo-Wen¹⁾ He Xiao-Tian¹⁾ Xu Jin-Liang^{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 11 December 2023; revised manuscript received 17 March 2024)

Abstract

The heat transfer of supercritical pseudo-boiling has been preliminarily studied, but the definition of gas-liquid interface is still not unified. The fluid-structure coupling numerical simulation of heat transfer characteristics in supercritical CO₂ pool is carried out by using laminar flow model. Platinum wire is the heating element, with diameter $d = 70 \mu\text{m}$. The heat flux density q_w is in a range of 0–2000 kW/m², and the pressure P is in a range of 8–10 MPa. Multi-scale mesh is used to model the heating wire, and simulation values accord well with the experimental data. The results show that due to the increase of the circumferential average Rayleigh number Ra_{ave} of the heating filament with q_w , the characteristic of the natural convection zone is that h increases with q_w . The temperatures of the four characteristic working conditions in the evaporation-like zone show a downward trend along the r direction. Through analogy with subcritical heat transfer and by calculating the thermal conductivity ratio $Q_{\text{con}}/Q_{\text{t}}$, the supercritical is divided into three regions, $T < T_L$ is liquid-like region (LL), $T_L < T < T_M$ is two-phase-like region (TPL), $T > T_M$ is vapor-like region (VL). The rule is the same as that of x partition according to supercritical pseudo-boiling dryness. According to the curves of average thermal conductivity λ_{ave} and thermal resistance R_G versus heat flux q_w , determined by calculating thermal conductivity ratio, the variation law of heat transfer coefficient h with q_w in evaporation-like region can be well explained, as q_w increases, the thermal conductivity thermal resistance R_G increases, and the heat from the heating filament is difficult to transfer to the fluid outside the vapor-like membrane, leading the heat transfer coefficient h to decrease when $q_A < q_w < q_C$, and a significant increase in λ_{ave} when $q_w > q_C$, and the recovery of heat transfer when h rises again. In this paper, a new method of determining the gas-liquid interface of supercritical pool heat transfer is proposed. This method can effectively explain the heat transfer mechanism in the evaporation-like zone, and provide a theoretical basis for developing supercritical pool heat transfer in the future.

Keywords: supercritical, pool heat transfer, fluid-structure coupling, numerical simulation

PACS: 44.05.+e, 44.10.+i, 44.25.+f

DOI: 10.7498/aps.73.20231953

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 52130608) and the Science Fund for Creative Research Groups of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51821004).

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

超临界CO₂池式传热流固耦合传热特性数值模拟

于博文 何孝天 徐进良

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

Yu Bo-Wen He Xiao-Tian Xu Jin-Liang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 104401 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231953

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231953>

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

高温吸热管内超临界CO₂传热特性的数值模拟

Numerical investigation on heat transfer of supercritical CO₂ in solar receiver tube in high temperature region

物理学报. 2021, 70(3): 034401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201005>

超临界压力CO₂在水平圆管内流动传热数值分析

Numerical analysis on flow and heat transfer of supercritical CO₂ in horizontal tube

物理学报. 2020, 69(4): 044401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191513>

超临界氮气在单壁碳纳米管内吸附行为的GCMC模拟研究

GCMC simulation of supercritical N₂ adsorption in single-walled carbon nanotubes

物理学报. 2022, 71(22): 220201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220765>

浮升力和流动加速对超临界CO₂管内流动传热影响

Effects of buoyancy and acceleration on heat transfer of supercritical CO₂ flowing in tubes

物理学报. 2020, 69(6): 064401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191521>

基于拟沸腾理论的超临界CO₂管内传热恶化量纲分析

Dimensional analysis of flow and heat transfer of supercritical CO₂ based on pseudo-boiling theory

物理学报. 2021, 70(4): 044401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201546>

流固耦合声子晶极管路冲击振动特性研究

Shock vibration characteristics of fluid–structure interaction phononic crystal pipeline

物理学报. 2020, 69(19): 194301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200414>