

## 流动方向对超临界二氧化碳流动传热特性的影响\*

程亮元<sup>1)</sup> 徐进良<sup>1)2)†</sup>

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 7 月 16 日收到; 2023 年 11 月 21 日收到修改稿)

本文基于拟沸腾理论研究了超临界二氧化碳 ( $\text{sCO}_2$ ) 在水平和垂直向上管中的流动和传热特性差异. 比较了不同质量流量、热流密度和压力下水平管与垂直向上管的流动和换热特性差异. 与以往超临界流体的经典单相流体假设不同, 本文引入拟沸腾理论来处理  $\text{sCO}_2$  在两管中的流动和传热, 将超临界流体视为多相结构, 包括近壁区的类气层和管芯中的类液流体. 结果发现, 传热方面, 在正常传热模式下垂直向上管内壁温和水平管底母线内壁温基本一致. 当垂直向上管发生传热恶化时, 垂直向上管的壁温峰值会随着超临界沸腾数 ( $SBO$ ) 的增大超过对应焓值位置的水平管顶母线内壁温. 垂直向上管中  $SBO$  区分了正常传热和传热恶化. 而在水平管中, 当弗劳得数小于 100 时,  $SBO$  主导顶底壁面最大壁温差. 相比于垂直向上管, 相同压力下的超临界流体在水平管内发生传热恶化需要更高的热流密度和质量流量的比值. 流动方面, 引起垂直向上管压降斜率增高的机理是孔口收缩效应. 主导水平管压降变化的机理是分层效应, 并用弗劳得数在水平管中顶底壁温差与压降之间建立联系.

**关键词:** 超临界二氧化碳, 流动传热, 拟沸腾, 传热恶化**PACS:** 44.05.+e, 44.15.+a, 44.27.+g**DOI:** 10.7498/aps.73.20231142

## 1 引言

超临界流体具有较高的对流换热系数和换热效率, 可广泛应用于超临界水冷核反应堆<sup>[1]</sup>、超临界燃煤电厂<sup>[2]</sup>、近临界氨冷却超导电磁铁<sup>[3]</sup>、石油化工的萃取<sup>[4]</sup>. 而二氧化碳因其较低的临界条件 ( $T_c = 31.05\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $P_c = 7.38\text{ MPa}$ ), 相比于其他传统超临界流体, 具有提供更高热效率的潜力<sup>[5]</sup>. 在这些先进的系统中, 超临界二氧化碳 ( $\text{sCO}_2$ ) 的热工水力特性无疑是主要问题之一.

目前已发表的文献中, 研究者们对超临界压力流体的传热进行了大量的研究. 大多数研究集中在垂直管道内的传热特性<sup>[6-8]</sup>, 只有小部分文献集中在水平管道内<sup>[9,10]</sup>. 水平管壁温表现为周向不均匀

性, 顶母线壁面温度总是高于底母线壁面温度, 而垂直管壁温周向分布均匀. Xu 和 Yi<sup>[11]</sup> 以及 Yu 等<sup>[12]</sup> 发现不同流动方向的超临界流体换热之间并不是毫无联系, 在一定  $q_w/G$  ( $q_w$  为热流密度,  $G$  为质量流量) 下, 水平管和倾斜管的底面换热存在相似性. 除此之外, Huang 等<sup>[13]</sup> 发现在传热恶化模式下水平管和垂直管之间存在明显的壁温差异, 但是关于水平流和垂直流换热差异研究较少. Yamagata 等<sup>[14]</sup> 对超临界水在水平管和垂直管中的传热进行实验研究, 发现在较低的热流密度下, 水平管内截面周向换热均匀, 传热系数与垂直管传热系数相似. 当热流密较高时, 垂直管换热系数高于水平管底部的换热系数, 低于水平管顶部的换热系数. Lei 等<sup>[15]</sup> 在  $\text{sCO}_2$  在圆形水平和垂直 (向下和向上) 微通道中进行换热实验, 发现垂直向下流动传

\* 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

热性能高于水平流动. Lei 等<sup>[16]</sup>研究了超临界水在内径 32 mm 的水平 and 垂直向上管道的传热特性, 发现在低  $q_w/G$  情况下, 垂直到动内壁温度与水平管底部温度基本一致. 但在高  $q_w/G$  情况下, 垂直管的内壁温度高于水平管的中间母线, 甚至远远超过顶部母线的最大值.

在过去的几十年里, 对超临界流体的传热分析大多基于单相理论的浮升力和加速效应<sup>[17]</sup>, 但是其并不能很好地预测传热恶化和提升传热现象<sup>[13]</sup>. Zhang 等<sup>[18]</sup>实验证明超临界流体的异常传热行为与浮升力和流动加速并无明确联系. Brassington 和 Cairns<sup>[19]</sup>对超临界氦研究时发现传热恶化发生位置并不总是在拟临界点附近, 仅靠流体在拟临界点附近热物性突变引发的浮升力效应很难解释其发生原因. 近年来, Simeoni 等<sup>[18]</sup>通过 X 射线证明了超临界流体具有多相性. Gallo 等<sup>[20]</sup>和 Xu 等<sup>[21]</sup>通过分子动力学模拟表明, 超临界水和氦原子存在类似于亚临界的两相状态, 可以引入亚临界压力下公认的多相理论来处理复杂的超临界流体. He 等<sup>[22]</sup>通过引入频谱和熵分析光纤探针信号特征, 提出基于多尺度熵的超临界流体拟沸腾传热模式的定量判据.

通过与亚临界沸腾的类比, 本课题组提出了超临界拟沸腾三区模型<sup>[23]</sup>, 其中包括类液 (LL) 区、类两相区 (TPL) 和类气 (VL) 区, 我们将其应用到本文研究中. 实验采用内径为 8 mm, 壁厚 2 mm 的不锈钢水平圆管, 实验参数范围为: 质量流量  $G = (496—1100) \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ; 热流密度  $q_w = (54.4—300.2) \text{ kW}/\text{m}^2$ ; 压力  $P = (7.531—20.513) \text{ MPa}$ .

需要说明的是, 本文垂直向上管实验数据选自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<sup>[8,24]</sup>. 本文比较了不同质量通量、热流密度和压力下水平管与垂直向上管的流动和换热特性差异. 最后引入拟沸腾理论来处理  $\text{sCO}_2$  的流动和传热, 通过拟沸腾无量参数  $SBO$  数和弗劳德数 ( $Fr_{\text{ave}}$ ) 解释了蒸发动力<sup>[24]</sup>、重力和惯性力在  $\text{sCO}_2$  不同流向换热过程中的作用, 并用  $Fr_{\text{ave}}$  在水平管中顶底壁温差异与压降之间建立联系.

## 2 实验系统和数据处理

实验系统主要采用华北电力大学超高参数  $\text{CO}_2$  流动传热试验台<sup>[24]</sup>, 最大运行压力为 25 MPa, 最大加热功率可达 120 kW. 实验段采用规格为  $\phi 8 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$  的 1 Cr18 Ni9 Ti 不锈钢圆管, 总长 3600 mm, 其中加热段长度为 2000 mm. 实验段几何结构和测温点布置如图 1(a) 所示, 垂直段几何结构和测温点布如图 1(b) 所示<sup>[8]</sup>. 进出口工质温度采用直径 1 mm 的 NiCr-Nisi 护套热电偶. 因为水平管段内工质容易出现径向温度分布不均的现象, 为了消除重力的影响获得准确的出口平均工质温度, 出口工质温度测量点布置在垂直段. 外壁面温度采用 Omega 铠装 K 型热电偶. 试验段外表面包裹厚度不低于 50 mm 的硅酸保温棉以达到减少热损失的目的.

本文涉及的测量值中的量程和不确定度为:  $G$  由量程为 0—1000  $\text{kg}/\text{m}^3$  的科里奥利质量流量计测量, 不确定度为 2.05%.  $\Delta P$  由两块 Rosemount

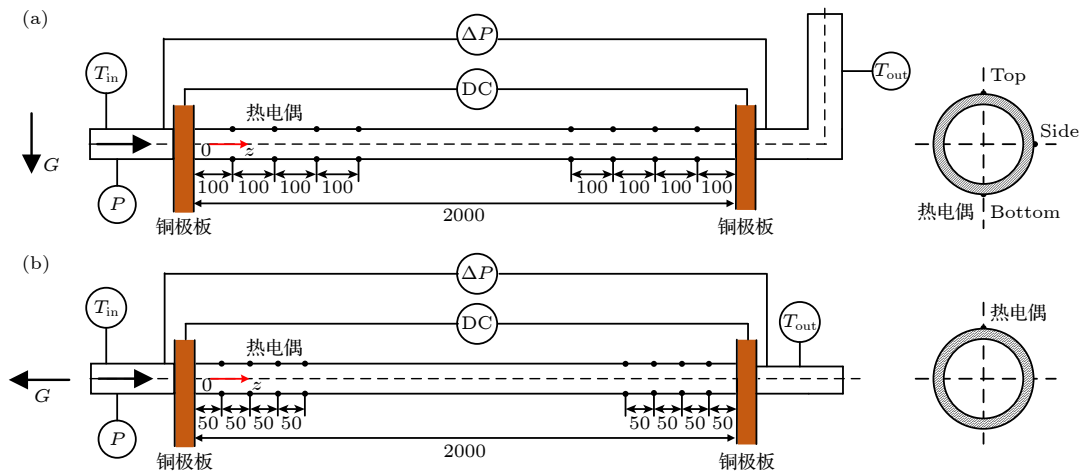


图 1 实验段及测点布置 (a) 水平管; (b) 垂直向上管

Fig. 1. Test tubes and the measuring point disposition: (a) Horizontal tube; (b) vertical upward tube.

3051 压力传感器测量, 量程为 0—50 kPa, 通过浮球压力计进行校正, 不确定度为 2.12%.  $P$  由量程为 0—35 MPa 的 Rosemount 1151 压力传感器测量, 不确定度为 0.95%. 热电偶温度测量精度为 0.5 °C.

据热量守恒公式, 实验段内壁热流密度  $q_w$  为

$$q_w = \frac{P_e \cdot \eta}{\pi d_{in} L}, \quad (1)$$

式中  $d_{in}$  为管壁内径 (m),  $P$  为电加热功率 (kW),  $L$  为实验加热有效长度 (m).

实验段加热功率由电流和电压变送器提供, 两个变送器精度为 0.5%, 电流变送器在 0—5 mA 时最小读数为 2 mA, 电压变送器量程为 0—36 V 时, 最小读数为 6 V. 因此  $P_e$  的不确定度为

$$\frac{\Delta P_e}{P_e} = \sqrt{\left(\frac{5}{2} \times 0.5\%\right)^2 + \left(\frac{36}{6} \times 0.5\%\right)^2} = 3.25\%. \quad (2)$$

实验热效率采用下式进行计算:

$$\eta = \frac{m \cdot (i_{out} - i_{in})}{U \cdot I}, \quad (3)$$

式中  $\eta$  为热效率;  $m$  为质量流量速率 (kg/s);  $i_{in}$  和  $i_{out}$  进出口工质焓值 (kJ/kg), 这两个值分别通过 NIST 物性软件查得;  $U$  和  $I$  分别为施加到实验段两端的电压 (V) 和通过实验段电流 (A). 本实验热效率在 96% 以上,  $\eta$  不确定度为

$$\frac{\Delta \eta}{\eta} = \sqrt{(0.5\%)^2 + (2.05\%)^2 + (3.25\%)^2} = 3.88\%, \quad (4)$$

经过重复测试测量面积不确定度取 0.5%,  $q_w$  不确定度为

$$\frac{\Delta q_w}{q_w} = \sqrt{(0.5\%)^2 + (3.88\%)^2 + (3.25\%)^2} = 5.09\%. \quad (5)$$

假设主流焓值沿加热段轴向线性增大, 根据能量守恒可得:

$$i_b(z) = i_{b,in} + \frac{4q_w z}{G d_{in}}, \quad (6)$$

式中  $z$  为加热段轴向位置 (m).

对于垂直向上管, 可以忽略轴向和周向导热, 本文运用具有内热源的一维稳态导热方程处理垂直向上管数据, 将实验段在管壁内导热过程看作径向一维导热问题. 内壁温采用参考文献 [18] 中稳态一维热传导模型计算. 对于水平管流, 周向壁温周向的存在 [25] 不均匀分布, 外径上的壁温与圆角的

关联表明内壁面传热系数周向分布与圆角有关. 本文假定管流的轴向热通量均匀分布, 内壁温采用 Xu 和 Chen [26] 建立的稳态二维热传导模型计算, 两管内壁温详细计算过程详见文献 [18, 26, 27].

总压降  $\Delta P$  和摩擦压降  $\Delta P_f$  的关系为

$$\Delta P_f = \Delta P - \Delta P_{ac} - \Delta P_g, \quad (7)$$

其中  $\Delta P$  为实验直接测得的压差值 (kPa).  $\Delta P_f$  是通道壁面摩擦及 VL 膜孔口收缩效应引发的压头降落 [8], 由下式定义:

$$\Delta P_f = f \cdot \frac{L}{d_{in}} \frac{G^2}{2\rho}, \quad (8)$$

其中  $\rho$  为工质密度 (kg/m<sup>3</sup>).  $\Delta P_{ac}$  是流体的流动加速压降, 由下式定义:

$$\Delta P_{ac} = G^2 \left( \frac{1}{\rho_{out}} - \frac{1}{\rho_{in}} \right), \quad (9)$$

下角标 in 和 out 表示进口和出口.  $\Delta P_g$  为重力引起的重力压降, 由下式定义:

$$\Delta P_g = \int_0^{\Delta H} \rho_b g \sin \theta dx = \left( \frac{T_{b,in} \rho_{in} - T_{b,out} \rho_{out}}{T_{b,in} + T_{b,out}} \right), \quad (10)$$

下角标 b 表示主流工质,  $g = 9.8 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $\Delta H$  为两个测压点间的距离. 因为对于水平管  $\theta = 0$ , 可知水平管重力压降  $\Delta P_g = 0$ . 所以重力压降仅在垂直向上管存在, 水平管阻力压降公式为

$$\Delta P_f = \Delta P - \Delta P_{ac}. \quad (11)$$

垂直向上管阻力压降公式为

$$\Delta P_f = \Delta P - \Delta P_{ac} - \Delta P_g. \quad (12)$$

通过 (12) 式可以确定摩擦因子  $f$ .

### 3 实验结果与讨论

#### 3.1 正常传热和传热恶化下的传热特性

图 2(a) 给出了一组低  $q_w/G$  条件下水平和垂直向上流动换热特性对比结果. 因为垂直向上管内同一截面上温度几乎相同 [28], 因此垂直向上管仅给出一条温度曲线. 水平管壁温周向分布不均匀, 顶、侧和底母线位置内壁温度依次降低, 侧底母线内壁温差异较小. 这是由于重力作用导致分层效应 [29], 高温、低密度、传热能力较弱的 VL 工质汇聚在顶母线位置, 底部主要为高密度、传热能力突出的 LL 工质. 在相同压力, 质量流量和热流密度

条件下, 垂直向上向流动壁温分布与水平管底母线内壁壁温几乎相同, 水平管顶母线壁温始终保持最高值. 当  $q_w/G$  的增大为  $0.34 \text{ kJ/kg}$  时, 垂直向上管发生传热恶化且壁温高于水平管顶母线壁温, 水平管未出现传热恶化现象, 见图 2(b).

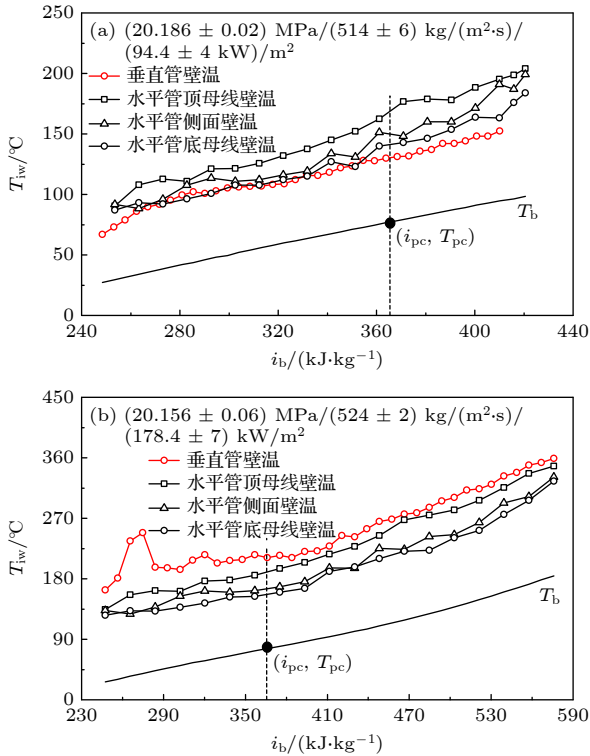


图 2 水平管和垂直向上管内流动内壁温分布 (a)  $q_w/G = 0.18 \text{ kJ/kg}$ ; (b)  $q_w/G = 0.34 \text{ kJ/kg}$

Fig. 2. Inner-wall temperature in horizontal and vertical upward flow: (a)  $q_w/G = 0.18 \text{ kJ/kg}$ ; (b)  $q_w/G = 0.34 \text{ kJ/kg}$ .

### 3.2 热流密度的影响

因为侧母线与底母线温度接近, 下文讨论过程中仅对顶底母位置内壁温进行分析. 图 3(a) 给出了压力为  $8.138 \text{ MPa}$ , 质量流量为  $773 \text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$  时, 不同热流密度下两种流向的内壁温随工质焓增的分布. 两管内壁温均随着热流密度的增大而升高, 垂直向上管内流动在热流密度为  $178.3 \text{ kW/m}^2$  和  $242.7 \text{ kW/m}^2$  时均发生传热恶化, 但水平管内壁温在两种热流密度下均未出现壁温峰值. 随着热流的增大而增大, 垂直向上管壁温峰值靠近甚至高于水平管顶母线温度. 在传热恶化之后, 水平管底母线内壁温开始高于垂直向上管内壁温度. 当热流增大至  $242.7 \text{ kW/m}^2$  时, 垂直向上管  $q_w/G$  为  $0.31$ , 虽然低于  $0.34$ , 但壁温峰值高于图 2(b) 中垂直向上管的壁温峰值, 这是因为压力的增大能减缓

VL 膜的增长, 抑制垂直向上管中传热恶化程度<sup>[24]</sup>. 对于水平管, 当热流密度为  $178.3 \text{ kW/m}^2$  时, 底母线内壁温在拟临界点附近随热流的增长趋势较为平缓, 这是因为工质热力学干度较低<sup>[30]</sup>, 横截面内工质大部分处于拟临界点附近, 比热较大, 工质携带热量的能力较强, 内壁温上升较慢. Zhang 等<sup>[8]</sup>发现垂直向上管传热恶化时会产生额外的阻力压降, 所以正常传热和传热恶化模式下垂直向上管阻力压降随热流密度的增长斜率不同, 传热恶化会导致斜率增大, 见图 3(b). 因为未发生传热恶化现象, 水平管内阻力压降与热流密度的斜率近乎恒定, 相同参数条件下, 水平管阻力压降始终高于垂直向上管阻力压降.

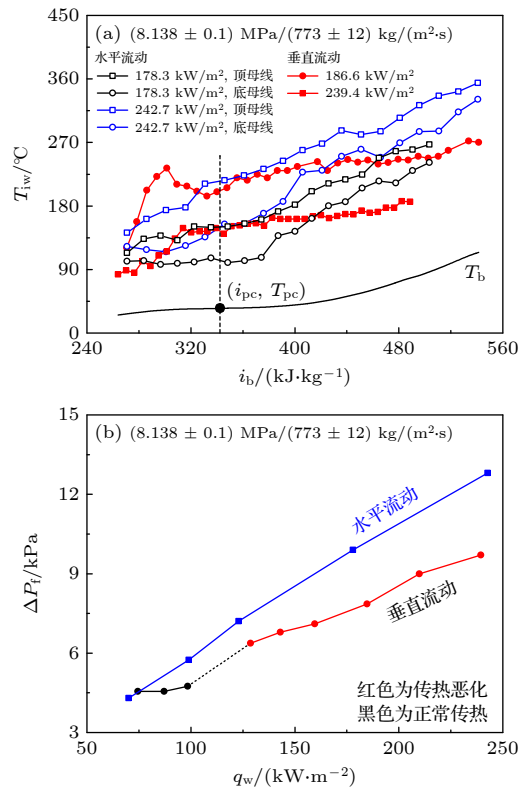


图 3 不同热流密度下水平管和垂直向上管换热和流动特性比较 (a) 内壁温分布; (b) 阻力压降

Fig. 3. Comparison of the heat transfer and flow characteristics in horizontal and vertical upward tubes at different heat fluxes: (a) Inner-wall temperature distribution; (b) friction pressure drop.

### 3.3 质量流量的影响

图 4(a) 给出了不同质量流量下水平和垂直向上管内壁温度随工质焓值的分布. 对于水平管, 顶底母线壁温随着质量流量的增大而降低, 且顶底壁



温差逐渐减小, 这是流速增大导致惯性力的增大<sup>[23]</sup>, 减弱了管内分层效应. 两种质量流量下顶底母线壁温均沿流动方向分布均匀, 无壁温峰值. 虽然质量流量的增大使得传热性能得到改善, 但是垂直向上管在两种质量流量下均表现为传热恶化模式, 当质量流量为  $1000 \text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$  时, 壁温峰值接近对应焓值下的水平管顶母线壁温. 质量流量降为  $700 \text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$  时, 壁温峰值高于对应焓值下的水平管顶母线壁温近  $100^\circ\text{C}$ . 当壁温恢复之后, 垂直向上管内壁温随着加热量的增大上升趋势平缓, 内壁温度逐渐被水平管顶底母线壁温超越. 结合图 3(a) 不难发现, 在传热恶化模式下, 壁温峰值与对应焓值位置水平管顶母线壁温的关系与  $q_w/G$  有关, 垂直向上管壁温峰值在大  $q_w/G$  条件下远高于水平管顶母线壁温, 这与 Lei 等<sup>[16]</sup> 结论一致. 图 4(b) 给出了不同质量流量情况下水平管和垂直向上管的阻力压降. 垂直向上管在传热恶化模式下的阻力压降小于水平管阻力压降, 随着质量流量的增大, 两管的阻力压降差异逐渐减小, 当质量流量高于

$1000 \text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$  时, 垂直向上管和水平管的阻力压降几乎相同.

### 3.4 压力的影响

图 5(a) 表示不同压力下, 质量流量为  $1032 \text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$ , 热流密度为  $168.4 \text{ kW}/\text{m}^2$  时水平和垂直向上管内壁温分布随工质焓值的分布. 对于水平管, 顶底母线位置壁温差异随压力的增大而逐渐减小, 这是由于 VL 和 LL 工质的热物性 (如比热  $c_p$ ) 差异随压力的增大而减小导致的. 此外, 随着压力的增长, 顶母线壁温底母线内壁温较顶母线内壁温有明显的升高, 这是因为高压下顶母线 VL 工质热物性随压力的变化不如底母线的 LL 工质敏感<sup>[31]</sup>. 垂直向上管壁温随压力的变化与水平管相反, 壁温随压力的升高而降低. 值得注意的是两种压力下的  $q_w/G$  相近, 在传热恶化模式下 ( $8 \text{ MPa}$ ), 垂直向上管传热恶化位置内壁温明显高于对应焓值处水平管顶母线内壁温度; 在正常传热模式下 ( $20 \text{ MPa}$ ), 垂直向上管内壁温度与水平管底母线

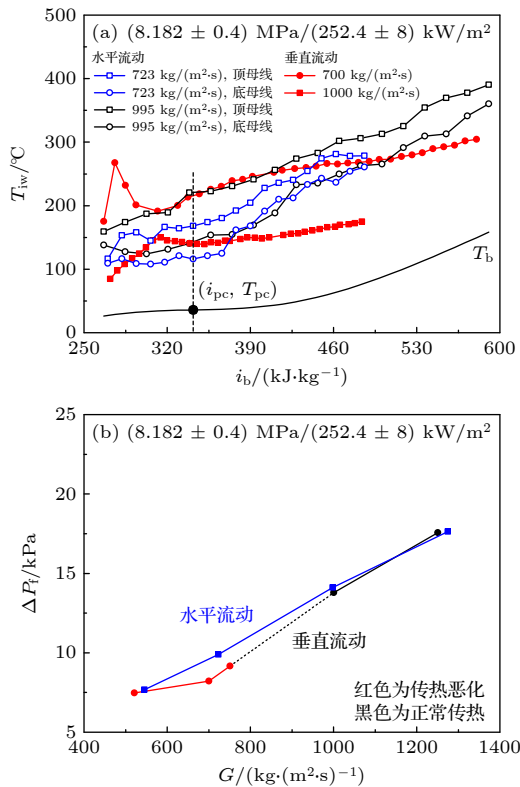


图 4 不同质量流量下水平管和垂直向上管换热和流动特性比较 (a) 内壁温分布; (b) 阻力压降

Fig. 4. Comparison of the heat transfer and flow characteristics in horizontal and vertical upward tubes at different mass fluxes: (a) Inner-wall temperature distribution; (b) friction pressure drop.

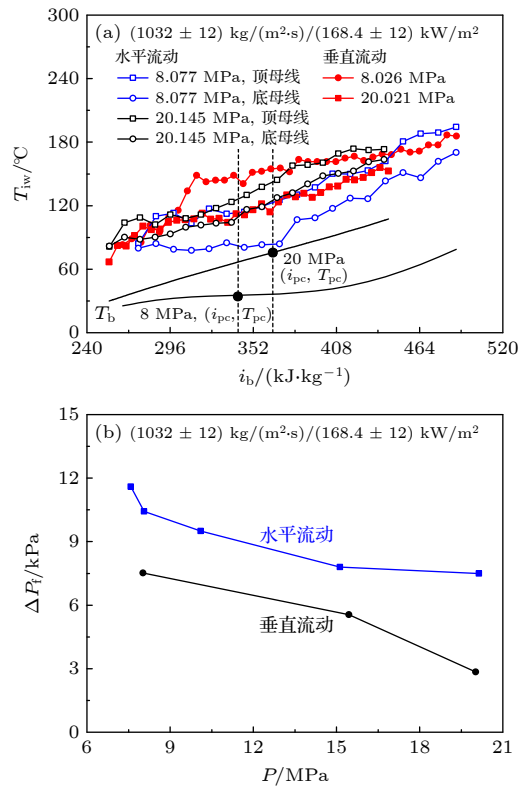


图 5 不同压力下水平管和垂直向上管换热和流动特性比较 (a) 内壁温分布; (b) 阻力压降

Fig. 5. Comparison of the heat transfer and flow characteristics in horizontal and vertical upward tubes at different pressures: (a) Inner-wall temperature distribution; (b) friction pressure drop.

内壁温基本相似, 所以垂直向上管内壁温与水平管壁温的关系不仅取决于  $q_w/G$ , 还与压力有关. 压力的增大会减小传热恶化时垂直向上管壁温峰值与对应焓值水平管顶母线的壁温差异. 图 5(b) 中表示不同压力下, 水平管和垂直向上管的阻力压降. 当压力远离  $P_c$  时, 水平管阻力压降的下降速率逐渐减小, 压力提高至 15 MPa 附近时, 水平管阻力压降几乎不再受压力的影响, 这与管内分层效应有关, 后文会详细说明. 但是垂直管的阻力压降随压力的增大而减小, 且下降斜率增大.

### 3.5 水平管与垂直向上管换热和流动机理分析

近年来, 超临界拟沸腾概念越来越引起人们的兴趣, 并被用来解释超临界流体的传热. 通过对超临界传热和亚临界沸腾的类比, 我们提出了一个超临界拟沸的三区模型 [23]: LL 流体、TPL 流体和 VL 流体, 类比亚临界两相流传热. 三区模型具体提出了如何描述在 TPL 状态下 LL 和 VL 流体之间的相互作用, 包括如何定义一组无量纲参数来表征两相之间的质量、动量和能量的相互作用. 对于水平管和垂直向上管中的 sCO<sub>2</sub> 传热, 考虑到在该过程中起重要作用的力包括惯性力、蒸发动力和重力, 因此选用弗劳德数 ( $Fr_{ave}$ ) 和 SBO 数被用于反映这些力的竞争. 下面简要介绍这两个参数, 并将其用于分析实验结果.

垂直向上管中, SBO 数是区分正常传热和传热恶化的关键参数 [24], 代表了蒸发动力和惯性力之间的竞争:

$$SBO = \frac{q_w}{Gi_{pc}}, \quad (13)$$

其中,  $i_{pc}$  为拟临界焓值,  $q_w$  和  $G$  分别为热流密度和质量流量.

根据前面关于传热和压降关系的讨论, 图 6(a) 为水平管和垂直向上管中 SBO 数对摩擦因子  $f$  的影响. 对于垂直向上管中,  $f$  呈现两种分布, 在正常传热下比较小, 当  $SBO > 5.126 \times 10^{-4}$  时, 传热模式变为传热恶化, 摩擦因子急剧增加. Zhang 等 [8] 认为这与近壁 VL 流体形成孔口收缩效应有关. 在水平管中,  $f$  不再依赖 SBO 数, 大小与垂直管传热恶化时的  $f$  相近. 在亚临界压力下的两相系统中,  $Fr$  被用于倾斜管和水平管中的流动和传热 [32,33],  $Fr$  表示惯性力和重力之间的竞争, 定义式为

$$Fr_{ave} = \frac{G^2}{\rho_{b,ave} g d}, \quad (14)$$

$Fr_{ave}$  为给定工作条件下整个管道的平均值,  $\rho_{b,ave}$  为进出口之间的工质平均温度时的密度. Lu 等 [34] 认为亚临界压力下水平管内分层效应会导致压降的增加. 图 6(b) 给出了  $f$  随  $Fr_{ave}$  的变化分布, 这里需要说明的是: 由 (14) 式可知, 在单一管径下,  $Fr_{ave}$  正比于  $(G/\rho_{ave})^2 = u_{ave}^2$ , 即  $Fr_{ave}$  为平均速度  $u_{ave}$  的单值函数. 为了强调  $Fr_{ave}$  对  $f$  的影响, 避免产生  $f$  的变化是由  $u_{ave}$  影响的歧义, 本文引入内径为 10 mm 的水平管数据 [35], 将  $d_{in}$  作为为变量. 如图 6(b) 所示, 两管径的摩擦因子均随着  $Fr_{ave}$  增大而逐渐变小, 直至趋近于恒定值. 较大的  $Fr_{ave}$  表征惯性力占主导, 分层效应减弱导致 VL 和 LL 工质间的相互作用 [36] 减弱,  $f$  仅受惯性力影响, 这与图 4(b) 中较大质量流量下水平管和垂直向上管的阻力压降相近的实验现象相吻合. 当压力较大时, VL 和 LL 工质物性差异减小, 趋近于单相工质,  $f$  不再受压力影响, 因此图 5(b) 中当压力超过

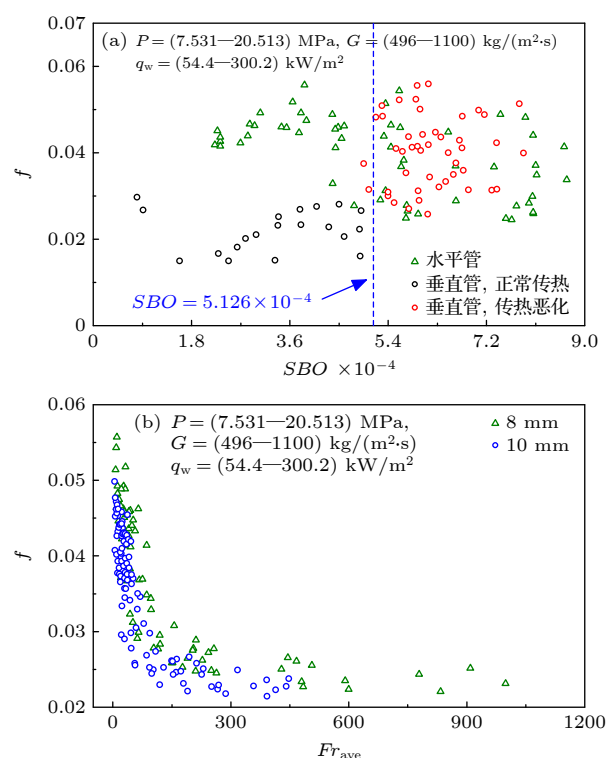


图 6 水平管和垂直向上管摩擦因子比较 (a) 垂直向上管摩擦因子取决于 SBO; (b) 水平管摩擦因子取决于  $Fr_{ave}$

Fig. 6. Comparison of friction pressure drop in horizontal and vertical upward tubes: (a)  $f$  of vertical upward tube depending on SBO; (b)  $f$  of horizontal tube depending on  $Fr_{ave}$ .

15 MPa 以后水平管阻力压降不再受压力影响. 综上所述, 超临界流体阻力压降的变化趋势与亚临界两相流的阻力压降比单相流大的规律<sup>[37]</sup>相似.

传热方面, 图 7(a) 给出了水平管中  $SBO$  和  $Fr_{ave}$  和  $\Delta T_{max}$  的关系.  $\Delta T_{max}$  主要与  $SBO$  有关. 为了进一步了解重力的影响, 图 7(b) 给出了  $Fr_{ave} = 30\text{--}150$  范围内的两者对  $\Delta T_{max}$  的影响. 不难发现,  $\Delta T_{max}$  对  $SBO$  比  $Fr_{ave}$  更敏感, 当  $Fr_{ave} < 100$  时,  $\Delta T_{max}$  由  $SBO$  和  $Fr_{ave}$  共同作用; 当  $Fr_{ave} > 100$  时, 惯性力占主导, 密度引发的浮力作用较小<sup>[23]</sup>,  $\Delta T_{max}$  主要由  $SBO$  主导. 因此超临界压力下水平方向的重力效应表现为: 当  $SBO$  较大时, 水平管内顶底母线位置传热表现出明显的不均匀性, 研究发现这与 Kumar 和 Hardik<sup>[38]</sup> 在亚临界条件下观察的现象极为相似. 因此无论是水平管还是垂直向上管, VL 工质的分布是主导两管传热的关键. 在水平管内 VL 膜主要汇聚在顶母线, 相比底母线, 较大蒸发动力导致顶母线 VL 膜厚度更大, 而底母线位置 VL 膜厚度较薄, 顶底母线位置传热差异增大.

为了更好地理解上述传热机制, 图 8 给出了两管传热机理图. 类比亚临界核态沸腾, 高热流密度会导致近壁面形成蒸气层. 引入拟沸腾的概念, 对于被通道壁面加热的超临界流体, 当  $T_w > T_{pc} > T_b$  时, 管内流动结构为靠近壁面的 VL 流体和管芯的 LL 流体. 两管在正常传热模式下, 壁面温度沿流动方向缓慢上升 (见图 8(a), (b)). 对于垂直向上管, 当  $SBO$  超过临界值时, 蒸发动力占主导地位, 局部 VL 层开始变厚, 由于 VL 流体导热系数较低, 较大的热阻引发壁温急剧升高. 类似亚临

界压力下的偏离核态沸腾, 管内截面内的 VL 流体对 LL 流体形成孔口效应 (见图 8(c)) 导致 LL 流体流动速度增大<sup>[8]</sup>, 惯性力的增大使得气膜厚度减小, 传热恶化逐渐恢复, 这解释了传热恶化后垂直向上管内壁温随着加热量的增大上升缓慢. 此外, 由于局部流体的限制产生了额外的压降, 所以传热恶化时摩擦因子较大. 对于水平管, 由于重力的作用, VL 流体很容易在顶壁附近积聚, 形成较厚的 VL 膜, 因为 VL 传热性能较差, 所以顶母线壁面温度始终高于底母线壁温, 压力、质量流量和热流量密度对顶母线壁温影响较小<sup>[15]</sup>. 由于流动分层, 水平管壁附近的 VL 层更倾向于沿管生长 (见图 8(a)), 不同于垂直向上管中壁温峰值之后再恢复<sup>[24]</sup>. 在本次实验水平管工况均未发现传热恶化现象 (未出现明显的壁温峰值), 在已发表关于超临界水的文献<sup>[12, 16]</sup>中提到在大  $q_w/G$  条件下, 水平管顶母线位置会出现不同于垂直管的壁温峰值. 综上, 相比于垂直向上管, 超临界流体在水平管内发生传热恶化条件为: 更靠近  $P_c$  的压力和更高的  $q_w/G$  (即更大的  $SBO$  数).

两管的阻力压降差异可能归因于 VL 与 LL 工质密度差异引发的“二次流”<sup>[30]</sup>. 对于垂直向上的流动, 二次流方向与惯性力方向相同. 而水平流动中, 结合图 2 不难发现, 水平管中 VL 和 LL 工质径向分布并不均匀, 二次流动方向垂直与惯性力方向, 在质量流量不高时, 这会导致剧烈的相互作用, 因而水平管阻力压降要高于垂直向上管的阻力压降, 上述现象与 Saisorn 等<sup>[39]</sup> 在亚临界条件下的实验结果极为相似. 当质量流量较高时, 惯性力作用远高于二次流的作用, 所以如图 4(b) 所示两者阻力

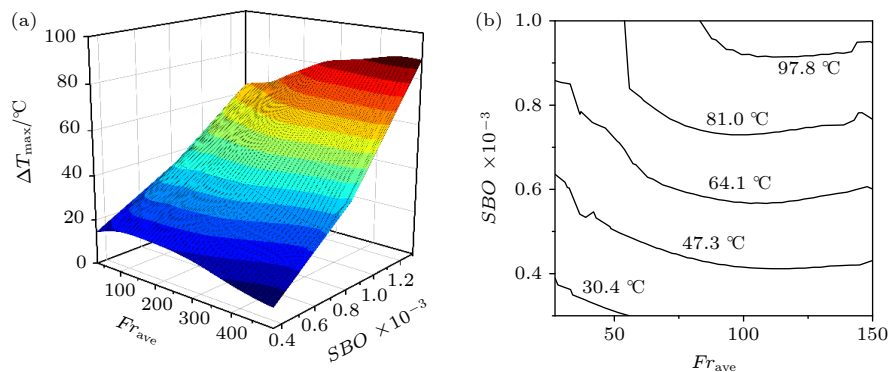


图 7  $SBO$  和  $Fr_{ave}$  对水平管最大上下壁温差的影响 (a) 三维图; (b) 等温线图

Fig. 7. Effect of  $SBO$  and  $Fr_{ave}$  on the maximum temperature difference between top generatrix and bottom generatrix: (a) Three-dimensional figure; (b) isotherm figure.



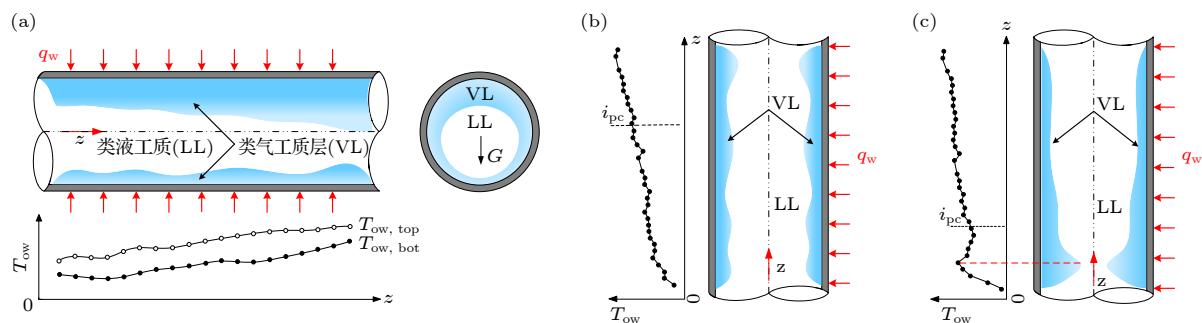


图8 水平管和垂直向上管流动传热机理图 (a) 水平管; (b) 正常传热模式的垂直向上管; (c) 传热恶化模式的垂直向上管  
Fig. 8. Schematics showing the mechanisms for heat transfer and flow characteristics in horizontal and vertical upward tubes: (a) Horizontal tube; (b) vertical upward tube in normal heat transfer mode; (c) vertical upward tube in heat transfer deterioration mode.

压降几乎相同. 对于垂直向上管: 阻力压降  $\Delta P_f$  主要来自近壁面的 VL 膜和管芯 LL 工质相互作用和孔口收缩效应引发的压头降落<sup>[8]</sup>, 当压力增大时,  $SBO$  减小, 壁面类气膜厚度减小, 气膜阻力减小, 垂直管阻力压降减小 (图 6); 对于水平管: 阻力压降主要来自分层效应引发的 VL 和 LL 工质间的相互作用, 随着压力增大, 分层效应逐渐减弱, 摩擦因子仅受惯性力影响, 惯性力受压力影响较小, 所以当压力较高时, 水平管阻力压降随压力的变化较小 (图 5(b)).

#### 4 结论和展望

本文比较分析了水平流和垂直向上流的流动和传热特性. 实验参数覆盖范围:  $G = (496—1100) \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ;  $q_w = (54.4—300.2) \text{ kW}/\text{m}^2$ ;  $P = (7.531—20.513) \text{ MPa}$ , 并采用一维导热和控制体积计算方法获得垂直向上管和水平管准确的内壁温度.

1) 讨论了热通量、质量通量和压力对壁温和压降的影响. 研究发现, 热流密度越大, 两管壁温越高. 随着质量通量的增大, 两管壁温减小. 但压力的升高会使得垂直管的壁温降低, 而使水平管底母线壁温升高. 对于水平管, 热通量、质量通量和压力对 LL 工质的影响明显高于 VL 工质. 无论是正常换热和传热恶化, 水平管阻力压降都高于垂直向上管阻力压降.

2) 在正常传热模式下垂直向上管内壁温和水平管底母线内壁温基本一致, 水平管顶母线内壁温最高. 当垂直向上管发生传热恶化时, 垂直向上管的壁温峰值与对应焓值的水平管顶母线内壁温的

关系取决于  $SBO$ : 在大  $SBO$  情况下, 垂直向上管壁温峰值会远远超过对应焓值的水平管顶母线内壁温.

3) 与单相流体假设的经典处理不同, 本文引入亚临界下公认的多相理论处理复杂的超临界流体, 将超临界流体视为包括管壁上为 VL 层和管芯为 LL 工质的多相结构. 发现垂直向上管中传热恶化发生在  $SBO > 5.126 \times 10^{-4}$ . 而在水平管中, 当  $Fr_{ave} > 100$  时,  $SBO$  主导顶底壁面最大壁温差, 当  $SBO$  较大时, 水平管内顶底母线位置传热表现出明显的不均匀性, 与亚临界流体相似.

4) 相比于垂直向上管, 相同压力下的超临界流体在水平管内发生传热恶化需要更高的  $q_w/G$ . 虽然在本次实验水平管工况均未发现传热恶化, 但相较于传热恶化模式下的垂直向上管, 水平管顶母线位置往往拥有整个换热过程中的最大壁温.

5) 引起垂直向上管压降斜率增高的机理是孔口收缩效应. 主导水平管压降变化的机理是分层效应, 并用  $Fr_{ave}$  在水平管中顶底壁温差异与压降之间建立联系.

本课题组主要通过管外壁温数据推测管内流体状态, 并提出 VL 膜的分布状态是造成传热恶化的主要原因. 鉴于超临界流体与亚临界流体传热行为的相似性, 未来建议将亚临界沸腾的实验和数值方法引入超临界流体中, 并将类两相界面间的“界面力”作为一个悬而未决的问题进行深入研究.

#### 参考文献

- [1] Duffey R, Pioro I, Zhou X, Zirn U, Kuran S, Khartabil H, Naidin M 2008 *Proceedings of the 16th International Conference on Nuclear Engineering* Orlando, FL, USA, May



- 11–15, 2008 p9
- [2] Cheng X, Schulenberg T 2001 *Karlsruhe Research Centre of Technology and Environment* (Karlsruhe, Germany) p12
- [3] Martinez A, Duchateau J L, Mardion G B, Gauthier A, Rousset B 1994 *Cryogenics* **34** 591
- [4] Dadashev M, Stepanov G 2000 *Chem. Technol. Fuels Oils* **36** 8
- [5] Yamada T, Haraguchi N, Hihara E, Wang J 2005 *Therm. Sci. Eng.* **13** 93
- [6] Fu Y C, Huang H R, Wen J, Xu G Q, Zhao W 2017 *Int. J. Heat Mass Transfer* **112** 814
- [7] Zhang Q, Li H X, Kong X F, Liu J L, Lei X L 2018 *Int. J. Heat Mass Transfer* **122** 469
- [8] Zhang H S, Xu J L, Zhu X J, Xie J, Li M J, Zhu B G 2021 *Appl. Therm. Eng.* **182** 116078
- [9] Zhang C, Hao B, Cheng L, Xu J, Wang Q 2023 *Heat Transfer Eng.* 1
- [10] Pu H, Li N, Dong M, Shang Y, Du H, Hou C, Zhang J 2023 *Int. J. Therm. Sci.* **184** 107992
- [11] Xu Y, Yi Z M 2023 *Energy* **262** 125474
- [12] Yu S, Li H, Lei X, Feng Y, Zhang Y, He H, Wang T 2013 *Exp. Therm Fluid Sci.* **50** 213
- [13] Huang D, Wu Z, Sundén B, Li W 2016 *Appl. Energy* **162** 494
- [14] Yamagata K, Nishikawa K, Hasegawa S, Fujii T, Yoshida S 1972 *Int. J. Heat Mass Transfer* **15** 2575
- [15] Lei Y C, Xu B, Chen Z Q 2021 *Int. J. Heat Mass Transfer* **181** 121792
- [16] Lei X L, Li H X, Zhang W Q, Dinh N T, Guo Y M, Yu S Q 2017 *Appl. Therm. Eng.* **113** 609
- [17] Hall W B, Jackson J D 1978 *Adv. in Heat Transfer* **7** 1
- [18] 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]
- [19] Brassington D, Cairns D 1977 *Int. J. Heat Mass Transfer* **20** 207
- [20] Simeoni G, Bryk T, Gorelli F, Krisch M, Ruocco G, Santoro M, Scopigno T 2010 *Nat. Phys.* **6** 503
- [21] Xu J L, Wang Y, Ma X J 2021 *Phys. Rev. E* **104** 014142
- [22] 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]
- [23] Wang Q Y, Ma X J, Xu J L, Li M J, Wang Y 2021 *Int. J. Heat Mass Transfer* **181** 121875
- [24] Zhu B J, Xu J L, Wu X M, Xie J, Li M J 2019 *Int. J. Therm. Sci.* **136** 254
- [25] Kim T H, Kwon J G, Kim M H, Park H S 2018 *Exp. Therm Fluid Sci.* **92** 222
- [26] Xu J, Chen T K 1998 *Heat Transfer Eng.* **19** 45
- [27] Yin F, Chen T K, Li H X 2006 *Heat Transfer Eng.* **27** 44
- [28] Jiang P X, Zhang Y, Shi R F 2008 *Int. J. Heat Mass Transfer* **51** 3052
- [29] Chu X, Laurien E 2016 *J. Supercrit. Fluids* **116** 172
- [30] Yan C S, Xu J L 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 044401 (in Chinese) [闫晨帅, 徐进良 2020 物理学报 **69** 044401]
- [31] Tian R, Xu Y T, Shi L, Song P P, Wei M S 2020 *Energy* **205** 118061
- [32] Xing F, Xu J L, Xie J, Liu H, Wang Z X, Ma X L 2015 *Int. J. Multiphase Flow* **71** 98
- [33] Kandlikar S 1990 *J. Heat Transfer* **112** 219
- [34] Lu C, Kong R, Qiao S, Larimer J, Kim S, Bajorek S, Tien K, Hoxie C 2018 *Nucl. Eng. Des.* **332** 147
- [35] Cheng L Y, Wang Q Y, Wang Q H, Xu J L 2023 *Proceed. CSEE* **43** 6718 (in Chinese) [程亮元, 王清洋, 王庆华, 徐进良 2023 中国电机工程学报 **43** 6718]
- [36] Fan Y H, Tang G H, Sheng Q, Li X L, Yang D L 2023 *Energy* **262** 125470
- [37] Solov'Ev A V, Preobrazhenskii E I, Semenov P A 1967 *Int. Chem. Engng* **7** 59
- [38] Kumar A, Hardik B 2022 *Appl. Therm. Eng.* **201** 117822
- [39] Saisorn S, Wongpromma P, Wongwises S 2018 *Int. J. Multiphase Flow* **101** 97

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

Cheng Liang-Yuan<sup>1)</sup> Xu Jin-Liang<sup>1)2)†</sup>

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 16 July 2023; revised manuscript received 21 November 2023 )

## Abstract

This work is devoted to investigating the difference in flow and heat transfer characteristics between vertical upward flow and horizontal flow of supercritical carbon dioxide ( $\text{sCO}_2$ ) based on the pseudo-boiling theory and the experimental parameters: mass flux  $G = 496\text{--}1100\text{ kg/m}^2\text{s}$ , heat flux  $q_w = 54.4\text{--}300.2\text{ kW/m}^2$  and pressure  $P = 7.531\text{--}20.513\text{ MPa}$ . The differences in flow and heat transfer characteristics between horizontal upward tube and vertical upward tube are compared at different mass fluxes, heat fluxes and pressures fully. Finally, unlike the classical treatment of flow and heat transfer for supercritical fluid, single-phase fluid assumption is abandoned, instead, the pseudo-boiling theory is introduced to deal with the flow transfer and heat transfer of  $\text{sCO}_2$  in the two tubes. Supercritical fluid is regarded as a multiphase structure in this work, including a vapor-like layer near the wall and a liquid-like fluid in tube core. The results are indicated below. 1) In terms of heat transfer, the inner-wall temperature of the vertical upward tube and the bottom generatrix of horizontal tube are basically the same under normal heat transfer mode. When the heat transfer deterioration occurs in the vertical upward tube, larger supercritical boiling number ( $SBO$ ) will cause the wall temperature peak of the vertical upward tube to be much higher than the wall temperature at top generatrix of the horizontal tube at the corresponding enthalpy. The  $SBO$  ( $SBO = 5.126 \times 10^{-4}$ ) distinguishes between normal heat transfer deterioration and heat transfer deterioration in the vertical upward tube. In the horizontal tubes,  $SBO$  dominates the maximum wall temperature difference between the top generatrix and the bottom generatrix. Comparing with vertical upward tubes, higher  $q_w/G$  is required for the heat transfer deterioration of supercritical fluid in the horizontal tubes under the same pressure. 2) In terms of flow, the increase in slope of pressure drop in the vertical upward tube is due to the orifice contraction effect. The mechanism that dominates the variation of pressure drop in the horizontal tube is the flow stratification effect, and we show that Froude number  $Fr_{\text{ave}}$  can be the similarity criterion number to connect the temperature difference between the top and bottom generatrix of horizontal tube and the pressure drop. The analysis suggests that mechanisms governing horizontal flow and vertical flow of  $\text{sCO}_2$  are different in heat transfer deterioration mode. For the vertical flow, the  $SBO$  plays a leading role, while for the horizontal flow, the  $Fr$  plays an indispensable role.

**Keywords:** supercritical carbon dioxide, flow heat transfer, pseudo-boiling, heat transfer deterioration

**PACS:** 44.05.+e, 44.15.+a, 44.27.+g

**DOI:** 10.7498/aps.73.20231142

\* 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](mailto:xjl@ncepu.edu.cn)

## 流动方向对超临界二氧化碳流动传热特性的影响

程亮元 徐进良

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

Cheng Liang-Yuan Xu Jin-Liang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 024401 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231142

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231142>

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

#### 浮升力和流动加速对超临界CO<sub>2</sub>管内流动传热影响

Effects of buoyancy and acceleration on heat transfer of supercritical CO<sub>2</sub> 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CO<sub>2</sub>管内传热恶化量纲分析

Dimensional analysis of flow and heat transfer of supercritical CO<sub>2</sub> based on pseudo-boiling theory

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

#### 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 CO<sub>2</sub>

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

#### 超临界压力CO<sub>2</sub>在水平圆管内流动传热数值分析

Numerical analysis on flow and heat transfer of supercritical CO<sub>2</sub> in horizontal tube

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

#### 等离子体风洞中释放二氧化碳降低电子密度

Electron density depletion by releasing carbon dioxide in plasma wind tunnel

物理学报. 2022, 71(14): 145202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212353>

#### 高温吸热管内超临界CO<sub>2</sub>传热特性的数值模拟

Numerical investigation on heat transfer of supercritical CO<sub>2</sub> in solar receiver tube in high temperature region

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