

浮升力对水平管内超临界航空煤油传热影响数值研究

王彦红, 李素芬*, 东明

(大连理工大学 能源与动力学院, 辽宁 大连 116024)

摘要: 对超临界 RP-3 航空煤油在内径为 10 mm、长度为 8 000 mm 的水平圆管内的流动与传热特性进行了数值模拟研究, 重点考察了超临界航空煤油在拟临界区热物性的奇异变化对水平管内传热的影响. 通过与实验数据的对比, 验证了计算模型的可靠性; 根据近壁区流体状态将整个换热过程分成 4 个阶段, 并利用截面中垂线上的密度分布和二次流速度定性分析了二次流沿管轴向的变化规律, 以解释壁温异常分布的机理; 引入截面相对横向动能对二次流的强度进行描述, 讨论了质量流速及热流密度对二次流和壁温分布的影响规律; 最后, 分析了浮升力影响判别准则在水平管超临界航空煤油对流换热中的适用性. 计算结果表明, 二次流的演变规律能合理地解释水平管内超临界 RP-3 航空煤油的非均匀传热机理.

关键词: 浮升力; 超临界压力; 航空煤油; 传热; 二次流

中图分类号: V231.1 **文献标志码:** A

0 引言

超临界流体在电站锅炉水冷壁、核反应堆、火箭推进主动冷却系统及超燃冲压发动机再生冷却系统等领域有着广泛的运用. 以航空煤油作为冷却剂的超燃冲压发动机热防护为例, 燃料在喷注到燃烧室燃烧之前, 先流过冷却通道与发动机的高温壁面进行热交换, 不仅可以有效地解决飞行器的冷却问题, 而且可以提高能量的利用率. 由于航空煤油的工作压力超过了其临界压力 (2.39 MPa^[1]), 在吸热升温过程中, 将从过压液态直接进入超临界态, 继续升温后进入热裂解/催化裂解状态^[2]. 在超临界压力下, 流体的热物性在拟临界温度附近发生剧烈变化, 导致其对流换热特性与常规流体存在显著区别.

对于超临界压力下航空煤油的管内换热特性, 国内外研究已经取得了一定的成果. 在浮升力影响可忽略的情况下, Linne 等^[3] 和江晨曦等^[4] 分别对超临界 JP-7、RP-3 航空煤油的对流换热进行了实验研究. 研究表明, 当煤油温度较低时, 传热规律和经典的 Dittus-Boelter 关系式较接近; 随着油温上升, 煤油进入超临界态, 发生明显的传热

强化现象. 李勋锋等^[5] 对变热流密度水平受热管内超临界 RP-3 航空煤油传热的研究认为, 浮升力使得水平管下表面的湍流强度和对流换热增强, 上表面的湍流强度和对流换热减弱. 然而, 这些研究中都较少涉及均匀热流密度下浮升力诱导的二次流对超临界航空煤油换热的影响机理.

本文采用 Fluent 6.3 流体计算软件, 对超临界 RP-3 航空煤油在水平圆管内的流动和传热特性进行数值研究, 着重分析二次流的演变规律及对传热管上、下母线处换热的影响, 以期对超燃冲压发动机再生冷却系统的设计提供参考.

1 模型的建立

1.1 物理模型

本文对内径为 10 mm、长度为 8 000 mm 的水平圆管内超临界 RP-3 航空煤油的对流换热进行数值模拟研究. 水平圆管结构见图 1.

1.2 控制方程

超临界流体流动和传热特性的数值模拟需同时联立求解连续性方程、动量方程、能量方程以及湍流方程. RNG $k-\epsilon$ 湍流模型结合增强壁面处理

的方法能较好地预测超临界压力下的传热特性^[6], 因此本文选用此模型。

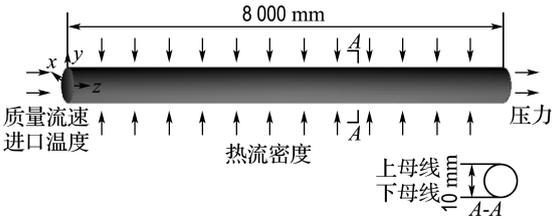


图1 水平圆管结构示意图

Fig. 1 Sketch map of horizontal tube

(1) 连续性方程

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (1)$$

(2) 动量方程

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_e \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_e \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i \quad (2)$$

(3) 能量方程

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i c_p T) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K_e \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \left[\mu_e \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_e \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] \quad (3)$$

(4) 湍动能 k 方程

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(a_k \mu_e \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + G_k + G_b - \rho \epsilon \quad (4)$$

(5) 湍动能耗散率 ϵ 方程

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(a_\epsilon \mu_e \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right) + C_{1\epsilon} G_k \frac{\epsilon}{k} + C_{3\epsilon} G_b \frac{\epsilon}{k} - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} - R_\epsilon \quad (5)$$

式中: μ_e 为有效黏度; K_e 为有效导热系数; G_k 为由层流速度梯度导致的湍动能产生项; G_b 为由浮升力导致的湍动能产生项; a_k 、 a_ϵ 为湍流普朗特数; $C_{1\epsilon} = 1.42$, $C_{2\epsilon} = 1.68$, $C_{3\epsilon} = 0.0845$ 。

1.3 流体物性

RP-3 航空煤油的热物性按 10 组分替代模型确定^[7]。图 2 给出了其在 3 MPa 压力下热物性(密度 ρ 、比定压热容 c_p 、导热系数 λ 、动力黏度 μ)随温度的变化。由图 2 可以看出, 超临界 RP-3 航空煤油热物性的变化与二氧化碳、水等单组物质存在较大的差别^[8]。在拟临界温度(比定压热容最大值所对应的温度, 3 MPa 压力对应的拟临界温度为 695 K)附近, 密度发生剧烈变化, 导致水

平圆管的管截面上形成强烈的二次流, 从而使壁温及换热系数等参数的周向分布不均。水平管周向温差过大, 会引发较大的管壁周向应力破坏。

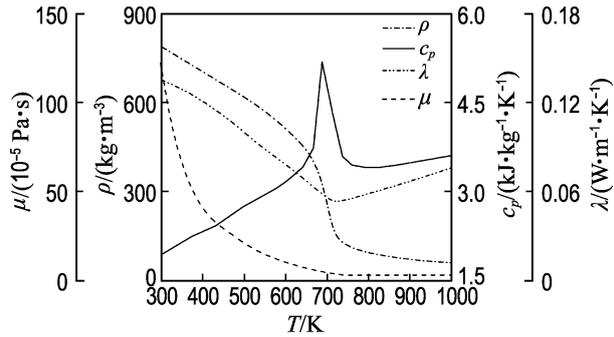


图2 3 MPa 超临界压力下 RP-3 航空煤油热物性随温度的变化

Fig. 2 Variations of thermo-physical properties with temperature of RP-3 aviation kerosene at a supercritical pressure of 3 MPa

1.4 边界条件

超临界航空煤油在水平管内流动, 管壁施加均匀的热负荷。考虑 RP-3 航空煤油在温度超过 850 K 后会明显发生热裂解现象^[9], 在本文中研究中取壁温低于 850 K 管段内的相关数据。

边界条件及计算参数设置如下:

- (1) 壁面: 热流密度 $q = 240,290 \text{ kW/m}^2$;
- (2) 进口: 质量流速 $G = 800,900 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, 温度 $T_{\text{in}} = 340 \text{ K}$;
- (3) 出口: 压力 $p = 3 \text{ MPa}$ 。

2 数值计算方法及模型验证

2.1 数值计算方法

采用 ICEM CFD 得到结构化网格, 在管内壁侧划分了 12 层边界层网格(管截面网格划分见图 3), 然后根据 y^+ (表征距离的量纲一参数) 的大小适当调整第一层网格的间距, 使 $y^+ \leq 1$, 计算中通过逐次加密网格的方法得到近似网格独立的解, 网格总数为 4.32×10^6 。

通过有限容积法离散控制方程, 对流项和扩散项的离散分别采用了二阶迎风和二阶中心差分格式。选用 SIMPLEC 算法处理压力和速度的耦合, 并利用 Fluent 6.3 提供的双精度分离求解器进行计算。

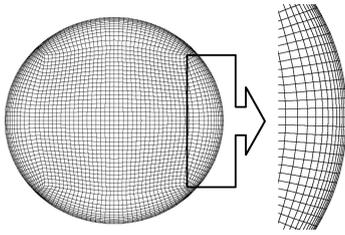
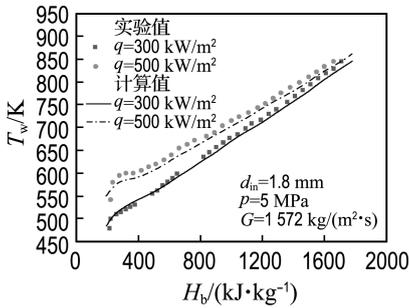


图3 管截面网格划分

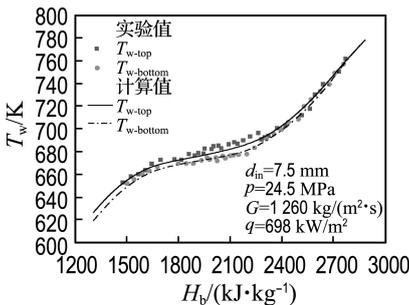
Fig. 3 Meshes of cross section of tube

2.2 模型和数值方法验证

为了验证模型和数值方法的可靠性,本文首先对超临界压力下 RP-3 航空煤油和水在管内的对流换热进行了数值计算(如图4),并分别与文献[10]、[11]中的实验数据做了比较.对比图4中的实验值与计算值发现,两者趋势基本一致,各种工况下管壁温度 T_w 计算值与实验值的差异均在 10 K 以内,证明本文采用的模型和数值方法可靠,计算结果具有较好的精度.



(a) 航空煤油



(b) 水

图4 管壁温度随主流焓变化的计算值与实验值比较

Fig. 4 Comparisons of the wall temperature with bulk enthalpy between the computational and experimental data

3 计算结果及分析

3.1 上、下母线处的换热特性

图5给出了不同工况时水平受热管壁温和主

流温度沿流动方向的变化情况.图6为对应工况下上、下母线壁温和换热系数随主流温度的变化.其中主流温度 T_b 和换热系数 h 分别定义为

$$T_b = \frac{\int_A \rho u c_p T dA}{\int_A \rho u c_p dA} \quad (6)$$

$$h = \frac{q}{T_w - T_b} \quad (7)$$

式中: T 为流体温度; u 为流体速度; A 为管截面面积.

由图5可以看出,沿管轴向,主流温度逐渐增大,管壁和主流体之间存在显著的温度差,在拟临界区($760 \text{ kJ/kg} < H_b < 1280 \text{ kJ/kg}$ 或 $600 \text{ K} < T_b < 730 \text{ K}$),管壁下母线处和主流的温度差有所减小,而上母线处与主流的温度差却显著增大,表明在该换热区域管壁上、下母线处分别出现了传热恶化和强化现象.

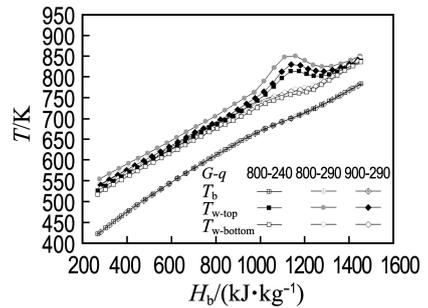


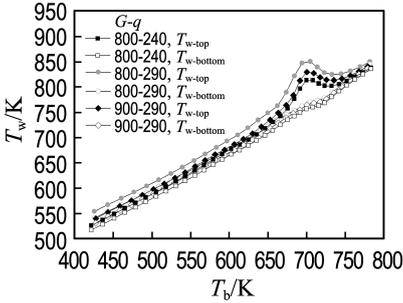
图5 不同工况时管壁温度和主流温度随主流焓的变化

Fig. 5 Variations of the wall temperature and bulk temperature with bulk enthalpy at different calculating conditions

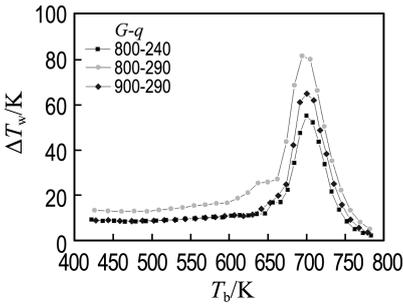
图6的结果进一步表明,流体进入拟临界区之前,上、下母线壁温随主流温度的增大呈线性增长趋势,上、下母线壁温差维持在 15 K 以下.在拟临界区,下母线处的换热得到显著强化,而上母线处则出现较为严重的传热恶化,导致该区域上、下母线处的换热和壁温差别较为明显.流体跨越拟临界区后,上、下母线壁温继续平缓增长,壁温差则趋于一个更小的数值.

上述现象主要是由管内自然对流诱导的二次流造成的.受管壁加热作用,靠近壁面的流体温度大于管中心流体温度,管壁附近流体密度较小.在密度差引起的浮升力作用下,管截面上诱导产生二次流.二次流使管顶部附近积聚了大量温度高、

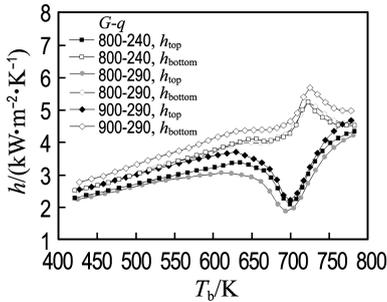
密度小、传热能力差的热流体,上母线处壁面不易被冷却,其温度高于对应的下母线壁温.而管底部因为有较冷流体的冷却,传热系数较高.在拟临界区,由于煤油密度随温度的剧烈变化,二次流增强,上、下母线处的换热差别更加显著.



(a) 壁温



(b) 上、下母线壁温差



(c) 换热系数

图 6 不同工况时上、下母线壁温和换热系数随主流温度的变化

Fig. 6 Variations of the top and bottom generatrix wall temperature and heat transfer coefficient with bulk temperature at different calculating conditions

由图 5、6 还可以发现,在其他条件相同的情况下,质量流速升高或热流密度降低均使流体与壁面间的换热增强,上、下母线管壁温度降低,壁温差减小,对应的换热系数升高.不同工况时拟临界区上、下母线壁温和换热系数的极值见表 1.

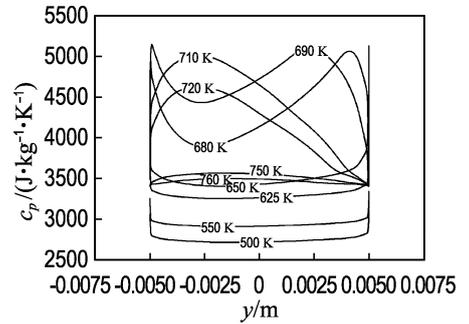
表 1 不同工况时拟临界区上、下母线壁温和换热系数的极值

Tab. 1 Extreme values of the top and bottom generatrix wall temperature and heat transfer coefficient in the pseudo-critical region at different calculating conditions

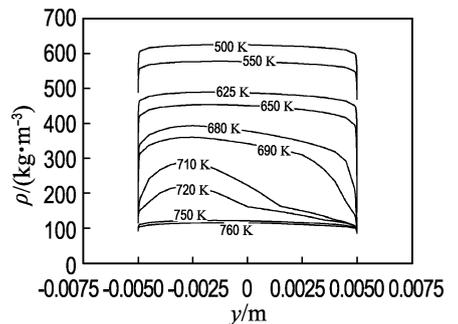
Gq	$(T_{w-top})_{max}/K$	$(\Delta T_w)_{max}/K$	$(h_{bottom})_{max}/(kW \cdot m^{-2} \cdot K^{-1})$	$(h_{top})_{min}/(kW \cdot m^{-2} \cdot K^{-1})$
800-240	814.8	56.4	5.26	2.11
800-290	849.5	81.5	5.24	1.88
900-290	830.3	64.3	5.72	2.23

3.2 二次流演变规律

图 7 给出了质量流速为 $800 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、热流密度为 $290 \text{ kW}/\text{m}^2$ 时不同管截面中垂线上流体热物性的分布.为便于分析超临界 RP-3 航空煤油在受热管内二次流的演变特性,根据上、下母线附近流体所处的状态(图 7(a)),将整个换热过程分为 4 个阶段:



(a) 比定压热容



(b) 密度

图 7 $G=800 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、 $q=290 \text{ kW}/\text{m}^2$ 时不同管截面中垂线上流体比定压热容和密度分布

Fig. 7 Specific heat capacity at constant pressure and density distributions along perpendicular bisector at different tube cross-sections at $G=800 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $q=290 \text{ kW}/\text{m}^2$

(1) 主流温度低于 600 K, 上、下母线附近流体均未达到拟临界状态。

(2) 主流温度在 600~700 K, 上、下母线附近流体均处于拟临界状态。此换热段内, 上、下母线近壁区比热容均较大, 流体蓄热能力的增大使上、下母线壁温差出现一定的回落。

(3) 主流温度在 700~730 K, 上母线附近流体已结束拟临界状态, 下母线附近流体仍处于拟临界状态, 比热容较大, 使下母线处传热得到强化。

(4) 主流温度高于 730 K, 上、下母线附近流体均已越过拟临界状态。

下面将着重分析各换热阶段二次流的演变规律及对上、下母线壁温分布的影响(图 7(b))。

阶段 1: 由于流体未进入拟临界状态, 流体密度在截面中垂线上的变化较为平缓。此换热段内, 由密度差引起的浮升力较小, 二次流也较弱, 上、下母线壁温差较小。

阶段 2: 沿管轴向, 流体密度在截面中垂线上的变化加剧, 二次流不断增强, 上、下母线壁温差增大。这主要是因为当上、下母线附近流体均处于拟临界状态时, 密度随温度的升高急剧下降, 壁面附近流体温度变化比中心流体温度变化快, 导致壁面附近流体密度下降的速度比中心流体的快, 密度在截面中垂线上的曲率变化较大, 浮升力诱导的二次流也较强。随着主流温度的升高, 上、下母线附近流体密度变化越来越剧烈。当上母线附近流体即将结束拟临界状态时, 对应截面中垂线上的密度曲率变化最大, 二次流最强, 上、下母线壁温差也达到最大值。

阶段 3: 沿流动方向, 流体密度在截面中垂线上的变化趋于平缓, 二次流相应减弱, 上、下母线壁温差减小。这主要是由于此时上母线附近流体已结束拟临界状态, 密度随温度的变化平缓, 靠近上母线部分截面中垂线上密度的曲率变化较小。而下母线附近流体仍处于拟临界状态, 密度随温度的变化较剧烈, 导致靠近下母线部分截面中垂线上密度的曲率变化较大, 由密度差引起的浮升力仍较为显著。随着主流温度的升高, 下母线附近流体逐渐跨越拟临界状态, 截面中垂线上密度的变化愈来愈平缓, 二次流不断减弱, 上、下母线壁温差逐渐减小, 直到下母线附近流体完全跨越拟临界状态。

阶段 4: 由于流体已越过拟临界状态, 截面中垂线上的密度变化更为平缓, 二次流强度很弱。沿

管轴向, 随着流体远离拟临界区, 截面中垂线上流体的密度梯度更小, 二次流被严重削弱, 上、下母线壁温差逐渐减小。

为定量分析二次流对水平管内超临界 RP-3 航空煤油对流换热的影响, 本文引入二次流速度和截面相对横向动能两个变量。

二次流速度:

$$u_{\text{sec}} = (u_x^2 + u_y^2)^{0.5} \quad (8)$$

截面相对横向动能:

$$k_{\text{sec}} = \frac{1}{A} \int_A \frac{u_x^2 + u_y^2}{u_z^2} dA \quad (9)$$

式中: u_x 、 u_y 、 u_z 分别为 x 、 y 、 z 方向分速度。

图 8 给出了质量流速为 800 kg/(m²·s)、热流密度为 290 kW/m² 时不同管截面的二次流速度等值线。由图 8 可以看出, 上、下母线附近流体密度梯度较大, 各形成一个二次流小涡。主二次流涡中心位于管半截面中心处。当主流温度较低(550 K)和较高(750 K)时, 由于管截面内密度梯度较小, 主涡中心关于过流体中心的水平轴对称。在拟临界区, 上、下母线附近流体跨越拟临界状态的非同步性, 使换热第二阶段($T_b = 680, 690$ K)上壁面的密度梯度大于下壁面, 换热第三阶段($T_b = 710, 720$ K)的情况则相反, 导致主涡中心分别产生向上和向下的偏移。由图 8 还可以发现, 二次流速度最大值位于水平方向靠近两侧的壁面处, 并且沿流动方向先增大后减小, 位置沿轴向的变化规律与主涡中心相同。

图 9 给出了不同工况时截面相对横向动能随主流温度的变化。由图 9 可以发现, 截面相对横向动能的变化趋势与上、下母线壁温差的变化规律相似, 表明二次流的演变能较好地解释水平管上、下母线处的非均匀换热现象。流体进入拟临界区之前, 二次流较弱, k_{sec} 均在 3×10^{-5} 以下; 当流体处于拟临界区时, k_{sec} 急剧增加, 甚至达到 10^{-4} 量级; 流体跨越拟临界区后, 由于密度的变化更为平缓, 二次流的影响更小, k_{sec} 达到 10^{-7} 量级。在相同的热流密度下, 随着质量流速的提高, 轴向动量增大, 二次流强度减弱, k_{sec} 减小。在相同的质量流速下, 随着热流密度的升高, 近壁区流体与主流体的温差拉大, 加快了管截面上流体的流动, 也使二次流增强, k_{sec} 增大。

3.3 浮升力影响判别准则的适用性

浮升力作用造成了水平管上、下母线对流换热的差别, 但在某些情况下, 这种影响又可以忽略。

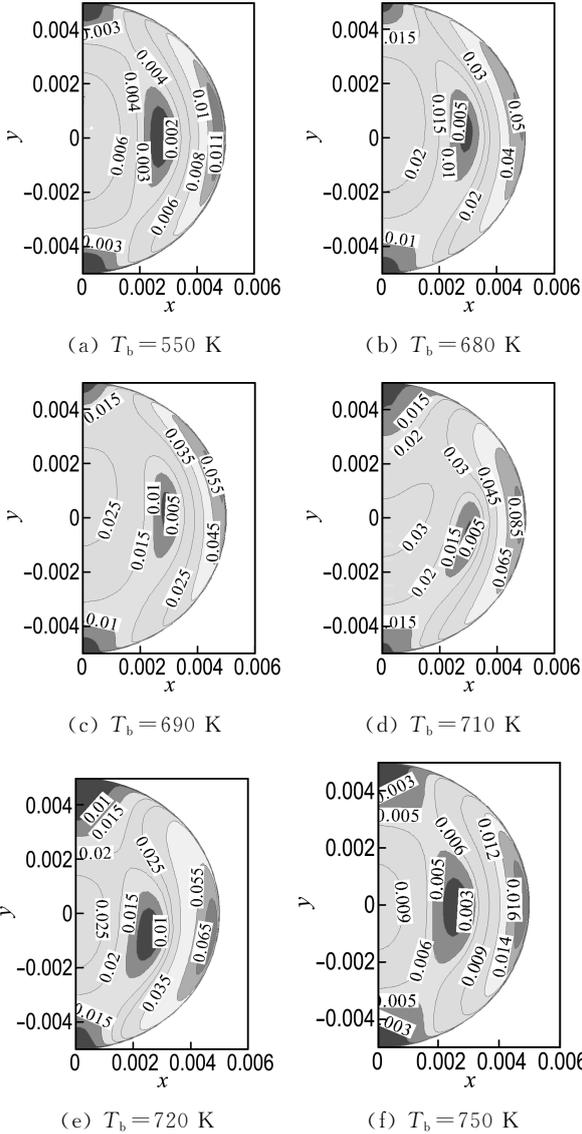


图8 $G=800 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、 $q=290 \text{ kW}/\text{m}^2$ 时不同管截面的二次流速度等值线

Fig. 8 The secondary flow velocity contours at different tube cross-sections at $G = 800 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $q = 290 \text{ kW}/\text{m}^2$

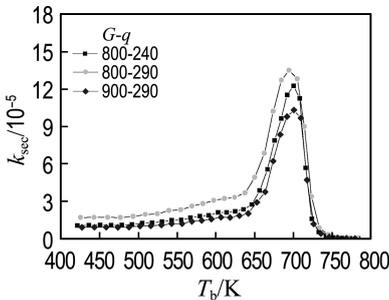


图9 不同工况时截面相对横向动能随主流温度的变化

Fig. 9 Variations of cross-section relative transverse kinetic energy with bulk temperature at different calculating conditions

Petukhov 等^[12]提出了浮升力对水平管内超临界流体对流换热影响的判别准则,认为当实际格拉晓夫数 Gr_q 小于临界格拉晓夫数 Gr_{th} 时,浮升力产生的影响可以忽略。

$$\begin{cases} Gr_q = \frac{g(\rho_b - \rho_w)qd^4}{\rho_f(T_w - T_b)v_b^2\lambda_b} \\ Gr_{th} = 3 \times 10^{-5} Re_b^{2.75} \overline{Pr}^{0.5} \times [1 + 2.4 Re_b^{1/8} (\overline{Pr}^{2/3} - 1)] \\ \overline{Pr} = \frac{H_w - H_b}{T_w - T_b} \frac{\mu_b}{\lambda_b} \end{cases} \quad (10)$$

式中： H_w 、 H_b 、 ρ_w 、 ρ_b 分别为壁面和主流处的流体焓、密度； g 为重力加速度； d 为管内径； v_b 、 λ_b 、 μ_b 分别为主流的运动黏度、导热系数、动力黏度； ρ_f 为 $\frac{1}{2}(T_w + T_b)$ 下对应的流体密度。

Jackson 等^[13]认为当满足 $Gr_q/Re^{2.7} < 10^{-5}$ 时,浮升力对超临界流体换热的影响可以忽略。其中 Gr_q 定义如下：

$$\begin{cases} Gr_q = \frac{(1 - \bar{\rho}/\rho_b)gd^3}{v_b^2} \\ \bar{\rho} = \int_{T_b}^{T_w} \rho dT / (T_w - T_b) \end{cases} \quad (11)$$

Protopopov^[14]用浮升力参数 K^* 来表征浮升力对超临界流体管内换热的影响,认为当 $K^* > 10^{-2}$ 时,浮升力的影响不可忽略。

$$\begin{cases} K^* = \left(1 - \frac{\rho_w}{\rho_b}\right) \frac{Gr_q}{Re^2} \\ Gr_q = \frac{g(\rho_b - \rho_w)d^3}{\rho_b v_b^2} \end{cases} \quad (12)$$

图10给出了不同工况时各浮升力参数随主流温度的变化情况。对比图9、10的结果可以看出,对于 Jackson-Hall 准则,绝大部分主流温度范围内 $Gr_q/Re^{2.7}$ 的值均大于 10^{-5} ,且扩大了低主流温度区的浮升力作用,因而不能精确地判断浮升力对水平管内超临界航空煤油换热的影响。相比之下,Petukhov 等和 Protopopov 给出的准则能较好地描述换热过程中浮升力的影响规律和程度,由于二者都是基于水和二氧化碳等单组物质提出的,热物性的差别导致原界限值不能作为浮升力影响可忽略的依据。因此,对于浮升力对超临界航空煤油换热影响的判别准则还需要做进一步的研究和探索。

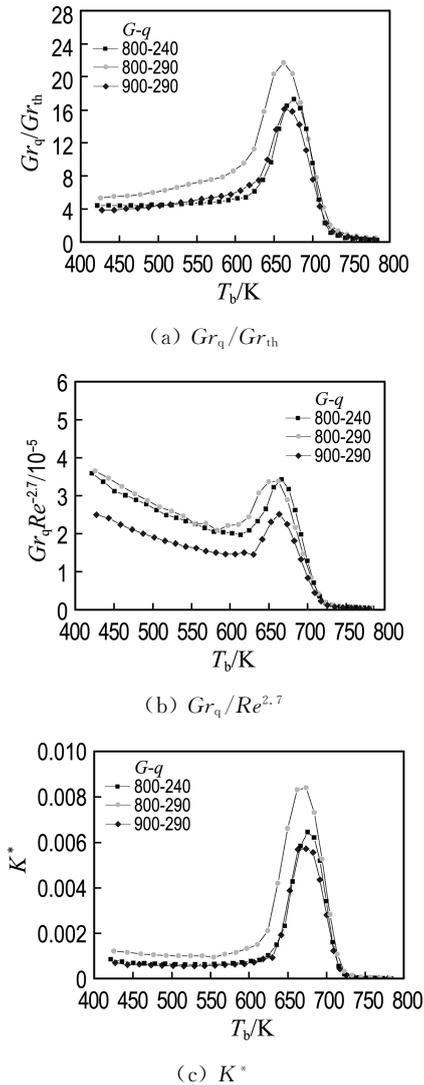


图10 不同工况时浮升力参数随主流温度的变化
Fig.10 Variations of buoyancy parameters with bulk temperature at different calculating conditions

4 结 论

(1)考虑浮升力对水平管内超临界航空煤油传热的影响时,拟临界区下母线处的换热得以强化,上母线处的传热则出现相对恶化.随着质量流速的增大或热流密度的减小,上、下母线处的换热均增强.

(2)将二次流的演变过程分4个阶段描述,利用二次流演变规律合理解释了壁温的变化特征.主二次流涡中心和二次流速度最大值随主流温度发生变化,在换热第二阶段二者均偏向上部,而换热第三阶段却向下偏移.这主要是由上、下母线附近流体跨越拟临界状态的非同步性造成的.

(3)截面相对横向动能 k_{sec} 能定量地反映二次流的演变特性.随着质量流速的升高或热流密度的

降低, k_{sec} 均减小,对应的上、下母线壁温差也降低.

(4)Jackson-Hall 准则扩大了低主流温度区浮升力的作用,对于超临界航空煤油已不再适用. Petukhov 等和 Protopopov 给出的准则能较好地描述水平管内超临界 RP-3 航空煤油对流换热过程中浮升力的影响规律和程度,但原界限值不能作为浮升力影响可忽略的依据.

参 考 文 献:

- [1] 孙青梅,米镇涛,张香文. 吸热型碳氢燃料 RP-3 仿 JP-7 临界性质 (t_c , p_c) 的测定[J]. 燃料化学学报, 2006, 34(4):466-470.
SUN Qing-mei, MI Zhen-tao, ZHANG Xiang-wen. Determination of critical properties (t_c , p_c) of endothermic hydrocarbon fuels — RP-3 and simulated JP-7 [J]. **Journal of Fuel Chemistry and Technology**, 2006, 34(4):466-470. (in Chinese)
- [2] FAN Xue-jun, YU Gang, LI Jian-guo, *et al.* Combustion and ignition of thermally cracked kerosene in supersonic model combustors [J]. **Journal of Propulsion and Power**, 2007, 23(2):317-324.
- [3] Linne D L, Meyer M L, Edwards T, *et al.* Evaluation of heat transfer and thermal stability of supercritical JP-7 fuel [R] // **NASA Technical Memorandum 107485**. Washington D C: National Aeronautics and Space Administration, 1997.
- [4] 江晨曦,仲峰泉,范学军,等. 超临界压力下航空煤油流动与传热特性试验[J]. 推进技术, 2010, 31(2):230-234.
JIANG Chen-xi, ZHONG Feng-quan, FAN Xue-jun, *et al.* Experiment on convective heat transfer of aviation kerosene under supercritical pressures [J]. **Journal of Propulsion Technology**, 2010, 31(2):230-234. (in Chinese)
- [5] 李勋锋,仲峰泉,范学军,等. 超临界压力下航空煤油水平管内对流换热特性数值研究[J]. 航空动力学报, 2010, 25(8):1690-1697.
LI Xun-feng, ZHONG Feng-quan, FAN Xue-jun, *et al.* Numerical study of convective heat transfer characteristics of kerosene flowing in a horizontal pipe at supercritical pressure [J]. **Journal of Aerospace Power**, 2010, 25(8):1690-1697. (in Chinese)
- [6] 雷贤良,李会雄,于水清,等. 超临界水在倾斜上升管内的非均匀传热特性数值模拟[J]. 计算物理, 2010, 27(2):217-228.
LEI Xian-liang, LI Hui-xiong, YU Shui-qing, *et al.* Numerical simulation on heterogeneous heat

- transfer in water at supercritical pressures in inclined upward tubes [J]. **Chinese Journal of Computational Physics**, 2010, **27**(2):217-228. (in Chinese)
- [7] ZHONG Feng-quan, FAN Xue-jun, YU Gang, *et al.* Heat transfer of aviation kerosene at supercritical conditions [J]. **Journal of Thermophysics and Heat Transfer**, 2009, **23**(3):543-550.
- [8] 李勋锋, 仲峰泉, 范学军, 等. 超临界压力下航空煤油圆管流动和传热的数值研究[J]. 推进技术, 2010, **31**(4):467-472.
LI Xun-feng, ZHONG Feng-quan, FAN Xue-jun, *et al.* Numerical study of convective heat transfer of aviation kerosene flows in pipe at supercritical pressure [J]. **Journal of Propulsion Technology**, 2010, **31**(4):467-472. (in Chinese)
- [9] FAN Xue-jun, YU Gang, LI Jian-guo, *et al.* Effects of entry conditions on cracked kerosene-fueled supersonic combustor performance [J]. **Combustion Science and Technology**, 2007, **179**(10):2199-2217.
- [10] ZHANG Chun-ben, XU Guo-qiang, GAO Lin, *et al.* Experimental investigation on heat transfer of a specific fuel (RP-3) flows through downward tubes at supercritical pressure [J]. **Journal of Supercritical Fluids**, 2012, **72**:90-99.
- [11] Yamagata K, Nishikawa K, Hasegawa S, *et al.* Forced convective heat transfer to supercritical water flowing in tubes [J]. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, 1972, **15**(12):2575-2593.
- [12] Petukhov B S, Polyakov A F, Kuleshov V A, *et al.* Turbulent flow and heat transfer in horizontal tubes with substantial influence of thermo-gravitational forces [C] // **Proceeding of Fifth International Heat Transfer Conference**. Tokyo:ASME, 1974.
- [13] Jackson J D, Hall W B. Forced convection heat transfer to fluids at supercritical pressure [M] // **Turbulent Forced Convection in Channels and Bundles, vol. 2**. New York:Hemisphere Publishing Company, 1979:563-611.
- [14] Protopopov V S. Generalizing relations for the local heat-transfer coefficients in turbulent flows of water and carbon dioxide at supercritical pressure in a uniformly heated circular tube [J]. **High Temperature**, 1977, **15**(4):687-692.

Numerical study of effect of buoyancy on heat transfer of supercritical aviation kerosene in a horizontal tube

WANG Yan-hong, LI Su-fen*, Dong Ming

(School of Energy and Power Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

Abstract: Numerical simulations on flow and heat transfer characteristics of RP-3 aviation kerosene in a horizontal tube at supercritical pressure were carried out. The inner diameter of the tube is 10 mm, and the length is 8 000 mm. Influence of violent variation of thermo-physical properties in the pseudo-critical region on heat transfer in the horizontal tube was investigated. Numerical method was validated by comparing numerical results with experimental data. The entire heat transfer process was divided into four stages according to the fluid states of near-wall region. Density distribution along perpendicular bisector at different tube cross-sections and secondary flow velocities were used to analyze the evolution characteristics of the secondary flow, so the abnormal mechanism of wall temperature distribution was well explained. The parameter of cross-section relative transverse kinetic energy is introduced to qualitatively describe the intensity of the secondary flow. Effects of mass velocity and heat flux on the secondary flow and wall temperature distributions are discussed. Finally, the applicability of several criteria, used for the buoyancy effect on the convective heat transfer of supercritical aviation kerosene in the horizontal tube is analyzed. The computational results show that the heterogeneous heat transfer mechanism of RP-3 aviation kerosene at supercritical pressure in the horizontal tube can be well explained by the variation characteristics of the secondary flow.

Key words: buoyancy; supercritical pressure; aviation kerosene; heat transfer; secondary flow