



超临界态煤油流动与对流传热特性数值研究

党国鑫, 仲峰泉*, 陈立红, 张新宇

中国科学院力学研究所高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190

* E-mail: fzhong@imech.ac.cn

收稿日期: 2012-07-16; 接受日期: 2012-10-18

国家自然科学基金(批准号: 10921062, 10902115, 11172309)资助项目

摘要 本文采用湍流模拟方法结合煤油的 10 组分替代模型对国产 RP-3 航空煤油在水平圆管中的超临界态流动及对流传热特性进行了研究. 湍流模拟采用 RNG $k-\varepsilon$ 两方程模型以及增强壁面处理方法, 煤油热物性和输运参数的确定基于 10 组分替代模型, 并采用广义状态对应法则(ECS)结合考虑真实气体效应的 Benedict-Webb-Rubin 方程计算. 同时, 通过网格无关性研究以及与煤油加热圆管实验数据的比较验证了数值方法的可靠性. 在本文研究的流动条件下, 对于壁面热流为 1.2 和 0.8 MW/m² 的算例, 当管壁温度略超过煤油的拟临界温度时将发生传热恶化现象, 并且恶化程度随着热流密度的降低而减小; 而在壁面热流为 0.5 MW/m² 时则不再出现传热恶化. 通过分析传热恶化前后近壁区湍流强度可知, 传热发生恶化以及传热性能的再次恢复与近壁湍流强度的变化有关. 经典的传热公式如 Sieder-Tate 公式、Gnielinski 公式可以基本反映亚临界区煤油的传热关系, 但不能预测煤油的传热恶化现象. 而考虑超临界特性的 Bae-Kim 修正公式可以描述煤油的传热恶化. 另外, 研究发现: 当煤油进入超临界态时, 管道摩擦阻力将显著增加.

关键词
煤油
超临界
对流传热
数值研究

1 引言

超临界压力下碳氢燃料的流动与对流换热在火箭发动机和冲压发动机的主动冷却系统中有着广泛应用^[1, 2]. 碳氢燃料在注入燃烧室之前, 作为冷却剂对发动机壁面进行冷却, 这样一方面对机体起到冷却作用, 另一方面利用机体的“废热”对燃料进行预热, 提高了能量利用率和燃烧效率. 在发动机实际工况下, 燃料在冷却通道中的工作压力一般超过其临界值. 在超临界压力下, 随着温度升高, 燃料的热物性及输运特性将在临界温度附近发生不同于常规流体的剧烈变化. 以煤油为例, 煤油将直接从液态进入

超临界态而不发生相变, 其热物性和输运特性在临界温度和拟临界温度附近发生剧烈变化^[3, 4]. 因此, 超临界态煤油的流动和对流换热将发生显著改变; 在一定流动条件下会出现传热恶化或强化以及流阻增大等现象^[5, 6]. 超临界传热特性将导致基于常规流体的经典传热关系式不再适用, 需要研究传热公式对于超临界传热的适用性以及公式的修正. 另外, 由于航空煤油是由几百上千种碳氢化合物组成的复杂混合物, 其热物性参数的确定以及流动与传热的数值模拟将面临许多困难, 因此超临界煤油流动与传热的相关数值研究很少.

超临界流体的对流传热研究可以追溯到 20 世纪

80年代, 但大部分研究针对水^[7]、二氧化碳^[8]以及甲烷^[9]等简单物质. 主要结论为在一定条件下, 当壁面温度高于流体的临界温度或者拟临界温度时将发生传热恶化或强化现象^[5-9]. 而针对煤油的超临界传热研究比较少, 以实验测量为主. Linne 等人^[5]采用电加热圆管装置对美国 JP7 煤油进行了超临界传热与高温结碳研究. 胡志宏等人^[10]对高热流条件下煤油的传热现象进行了实验研究, 发现煤油在临界点附近出现传热恶化. 仲峰泉等人^[11, 12]采用煤油多级加热装置对中、低热流条件下煤油的传热特性进行了研究, 讨论了传热相对恶化以及再次强化的规律. 李勋峰等人^[13]采用数值方法研究了超临界压力下煤油圆管传热特性, 发现煤油传热变化与近壁区流动状态有一定关系. 受制于热工测量技术, 以上的实验研究通过测量煤油进出口参数, 考察了煤油管流的整体换热性能, 而对于传热恶化或强化的产生条件和机理缺乏深入的探讨. 为了对煤油在超临界压力下对流传热特性有更清晰的认识, 有必要对这一问题进行更深入的研究.

本文采用湍流模拟方法结合煤油 10 组分替代模型^[11]以及广义状态对应法则(ECS)^[14]对国产 RP-3 航空煤油在水平圆管中的对流传热特性进行了较为系统的研究. 通过求解 Navier-Stokes 方程, 并结合近壁修正的 RNG $k-\epsilon$ 模型模拟湍流流动. 煤油的热物性和输运参数依据 10 组分替代模型, 并结合广义状态对应法则(ECS)和考虑真实气体效应的 Benedict-Webb-Rubin 方程确定. 本文研究了不同壁面热流密度条件下圆管煤油的流动及对流传热规律, 并对超临界煤油的传热变化及机理展开了讨论. 研究将为以煤油为冷却剂的主动冷却系统设计、优化提供参考.

2 计算方法

2.1 计算域和边界条件

本文研究了煤油在轴对称水平加热圆管中的流动与传热, 圆管参数如下: 直径 2 mm, 长分别为 1000, 1500 和 2500 mm, 对应不同的算例. 圆管入口包括长 100 mm 的发展段, 使得圆管湍流充分发展. 传热段管壁加载轴对称热流密度. 根据入口参数, 流动实际格拉晓夫数 Gr_q 与临界格拉晓夫数 Gr_{th} 的比值小于 5×10^{-4} , 因此, 重力效应可以忽略. 图 1 为长 1000 mm 的圆管模型示意图.

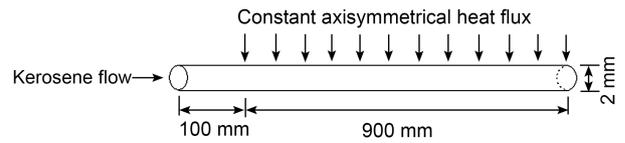


图 1 加热圆管示意图

本文设置了三个算例, 用来研究不同壁面热流条件下圆管传热特性, 算例参数如下:

- 1) 煤油入口压力 3 MPa, 入口油温 350 K;
- 2) 质量流量 6 g/s, 对应质量通量 G 为 1.9×10^3 kg/(m²s), 入口雷诺数为 6600;
- 3) 壁面热流密度 q_w 分别为 1.2 MW/m²(算例 1), 0.8 MW/m²(算例 2)和 0.5 MW/m²(算例 3), 对应的圆管长度分别为 1000, 1500 和 2500 mm.

2.2 数值方法

本文采用有限体积法对 Navier-Stokes 方程进行离散求解, 对流项采用二阶迎风格式, 扩散项采用二阶中心差分格式; 压力-速度耦合求解使用 SIMPLE 算法, 时间推进采用隐式 Gauss-Seidel 方法. 由于入口雷诺数远大于圆管湍流的最低值(约 2300), 因此管流为湍流. 湍流模型采用 RNG $k-\epsilon$ 两方程模型^[15]; 同时, 由于壁面附近流动雷诺数较低, 因此壁面附近采用了适用于低雷诺数流动的 Wolfstein 一方程模型^[16]. 控制方程如下.

- 1) 连续性方程:

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

- 2) 动量方程:

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

- 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) RNG $k-\epsilon$ 湍流方程:

湍动能 k 方程

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

湍动能耗散率 ε 方程

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

其中 $\mu_e = \mu \left(1 + \sqrt{\frac{C_\mu}{\mu} \frac{k}{\sqrt{\varepsilon}}} \right)^2$, a_k , a_ε 和 a 的值可由下式得到:

$$\left| \frac{a - 1.3929}{a_0 - 1.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{a + 2.3929}{a_0 + 2.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu}{\mu_e}, \quad (6)$$

对应的 a_0 分别取 1.0, 1.0 和 $\frac{1}{Pr}$.

由于模型为圆管, 而且管壁热流密度为轴对称分布, 因此, 计算简化为二维轴对称流动. 考虑到航空煤油在温度高于 800~850 K 时, 热裂解效应开始显著^[17], 本文分析煤油换热特性时均采用了壁温低于 800 K 的管道区域的计算数据.

本文首先进行了网格无关性的研究. 以算例 3 为例, 共设计了三组网格, 径向网格数分别为 50, 60 和 80, 轴向网格数分别为 2000, 2500 和 3000, 计算结果表明三组网格给出的对流换热系数分布的最大差异仅为 2%, 可以认为计算结果与网格无关, 因此选择 60×2500 的网格进行计算. 这里需要指出的是, 计算中必须控制第一层网格到壁面的距离, 以确保 $y^+ \leq 1$, 另外, 近壁的粘性影响层内(即 $y^+ \leq 11$)至少要划分 10 层网格. 考虑到煤油在临界温度附近热物性参数的突变, 本文首先采用沿流向均匀分布的网格计算, 确定煤油达到临界温度的流向位置. 然后采用基于密度梯度的自适应网格技术在密度梯度较大区域对网格进行加密, 以确保计算精度. 因此, 最终采用的网格数为 19.2 万.

对于煤油热物性及输运参数的确定, 本文采用了文献[11]提出的 10 组分替代模型. 通过广义状态对应法则^[14]并结合考虑真实气效应的 Benedict-Webb-Rubin 状态方程获得煤油物性参数随温度、压力的变化. 表 1 给出了替代模型组分及摩尔比例. 该模型确定的煤油密度、定压比热、粘性系数均与已有的实验数据吻合得较好. 图 2 给出了超临界压力下 ($P=3$ MPa), RP-3 煤油密度及定压比热随温度的变化. 如图所示, 在临界温度($T_c \sim 645$ K^[11])附近煤油密度急

剧下降; 而在拟临界温度($T_{pc} \sim 695$ K)点, 定压比热出现峰值. 这些变化是常规流体所没有的. 因此, 可以预见, 煤油超临界流动与传热会出现很多特性.

计算区域的入口条件为给定压力、温度及速度分布, 同时假定湍流强度为 1%, 出口为流量出口条件, 以保证流量守恒. 管壁速度条件为无滑移、无穿透条件, 温度边界为给定热流分布. 如前文所述, 对壁面网格进行了加密, 同时近壁区对 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型采用了低雷诺数修正以确保湍流模拟的准确性.

2.3 数值方法验证

首先将计算结果与文献[11]给出的煤油圆管传热实验数据进行比较, 验证数值方法. 计算条件为: 煤油入口压力 4.1 MPa, 入口温度 300 K, 质量通量 G 为 0.7×10^3 kg/(m² s), 入口雷诺数为 7000, 壁面平均热流密度为 23 KW/m².

图 3 为计算给出的圆管壁温、油温沿程分布与实验数据的对比. 从图 3 中可以看出, 数值结果和实验

表 1 10 组分替代模型

Surrogate species		Molar fraction/%
Alkanes	<i>n</i> -Octane	6
	<i>n</i> -Decane	10
	<i>n</i> -Dodecane	20
	<i>n</i> -Tridecane	8
	<i>n</i> -Tetradecane	10
	<i>n</i> -Hexadecane	10
Cycloalkanes	Methylcyclohexane	20
	Trans-1,3-Dimethylcyclopentane	8
Benzenes	Propylbenzene	5
Naphthalenes	1-Methylnaphthalene	3

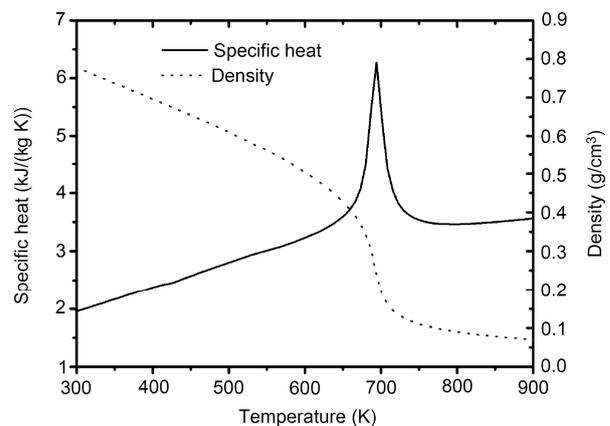


图 2 压力为 3 MPa 时 RP-3 煤油密度及定压比热随温度的分布

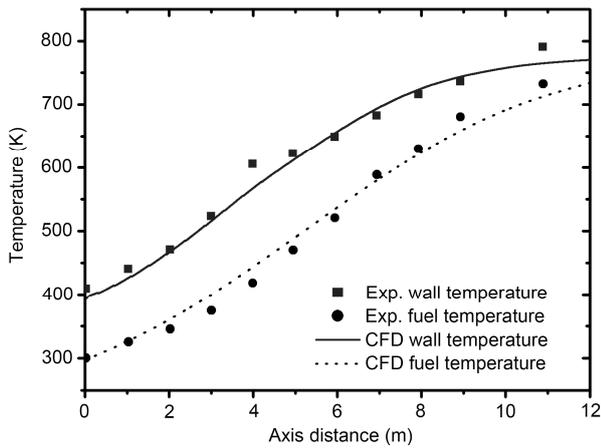


图3 计算给出的油温、壁温分布与实验数据比较

数据总体上符合良好, 其中壁温的最大误差为 7%, 油温的最大误差为 6%, 这说明数值计算能够描述煤油在超临界条件下的对流传热现象, 具有较好的精度。

3 数值结果和讨论

图 4(a)和(b)为对流换热系数(定义为 $h = \frac{q_w}{T_w - T_f}$,

其中 q_w 为壁面热流密度, T_w 为壁面温度, T_f 为平均油温, 定义为 $T_f = \frac{\int_A \rho u C_p T dA}{\int_A \rho u C_p dA}$, 式中 ρ 为煤油密度, u 为

速度, C_p 为定压比热, T 为温度, A 为截面面积)随轴向距离、圆管壁温的变化。如图 4(a)所示, 当壁面热流较低时($q_w=0.5 \text{ MW/m}^2$, 算例 3), 对流传热系数沿流动方向逐渐增大, 这是由于煤油吸热升温, 其粘性系数降低, 导致雷诺数增大(煤油出口雷诺数增加到

90000)、湍流显著增强, 因此对流传热系数沿流动方向增大。当热流密度为 1.2 MW/m^2 (算例 1)和 0.8 MW/m^2 (算例 2)时, 对流传热系数不再单调增加, 而是分别在流向位置 $x=0.4\sim 0.5 \text{ m}$ (算例 1)和 $x=0.9\sim 1.0 \text{ m}$ (算例 2)的区域内(即图 4(a)中 B1, B2 点所示)明显降低, 即发生了传热恶化现象, 而后传热将再次恢复(对应图 4(a)中 C1, C2 点)。图 4(b)给出了对流传热系数随壁温的分布。如图 4 所示, 算例 1, 2 传热恶化发生时对应的壁温均接近煤油的拟临界温度($T_{pc}=695 \text{ K}$)。同时, 图 4(b)显示: 随着壁面热流的降低, 传热恶化的幅度逐渐减弱; 当壁面热流为 0.5 MW/m^2 时, 对流传热系数已没有明显降低。以上结果说明, 当壁面温度接近拟临界温度并且热流密度达到一定数值时才会发生明显的传热恶化现象。以往对水、甲烷、正庚烷等简单化合物的超临界传热研究中^[9, 18, 19]也有类似结论。

煤油传热与近壁区湍流流动有着密切联系。为了说明二者之间的关系, 图 5(a), (b)和(c)分别给出了算例 1, 2 和 3 沿流动方向三个截面内湍动能 k 在近壁区沿径向的分布。图 5 中横坐标为圆管轴线到壁面的径向距离。截面位置 A, C, B 分别位于传热恶化出现前、后及出现区域, 具体位置如图 4(a)所示, 下标 1, 2, 3 表示算例。从图 5(a)和(b)可以看到, 热流密度为 1.2 和 0.8 MW/m^2 时, B 点的湍动能在近壁区域最低, 对应了算例 1, 2 煤油的传热恶化现象; 而 C 点的近壁湍动能最大, 对应了传热性能再次恢复。图 5(c)为算例 3($q_w=0.5 \text{ MW/m}^2$)的湍动能分布。由前文结果可知, 该算例热流条件下没有发生传热恶化现象, 图 5 中所示 A, B 处近壁区湍动能分布基本一致。这些结果表明煤油对流传热的恶化与再次强化和近壁区湍动能的变化密切相关。

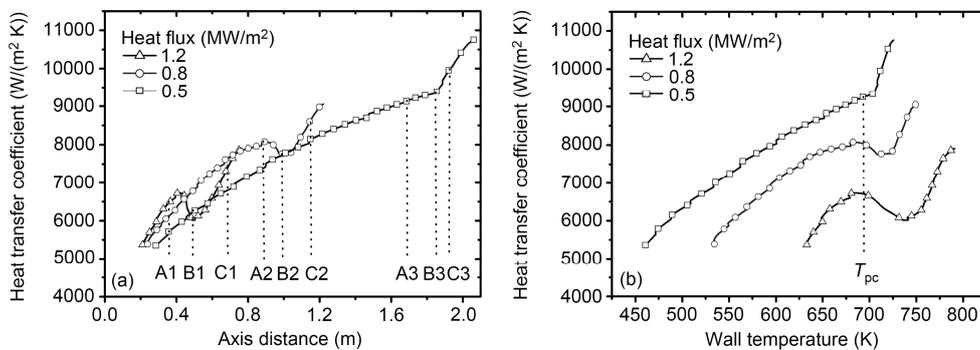
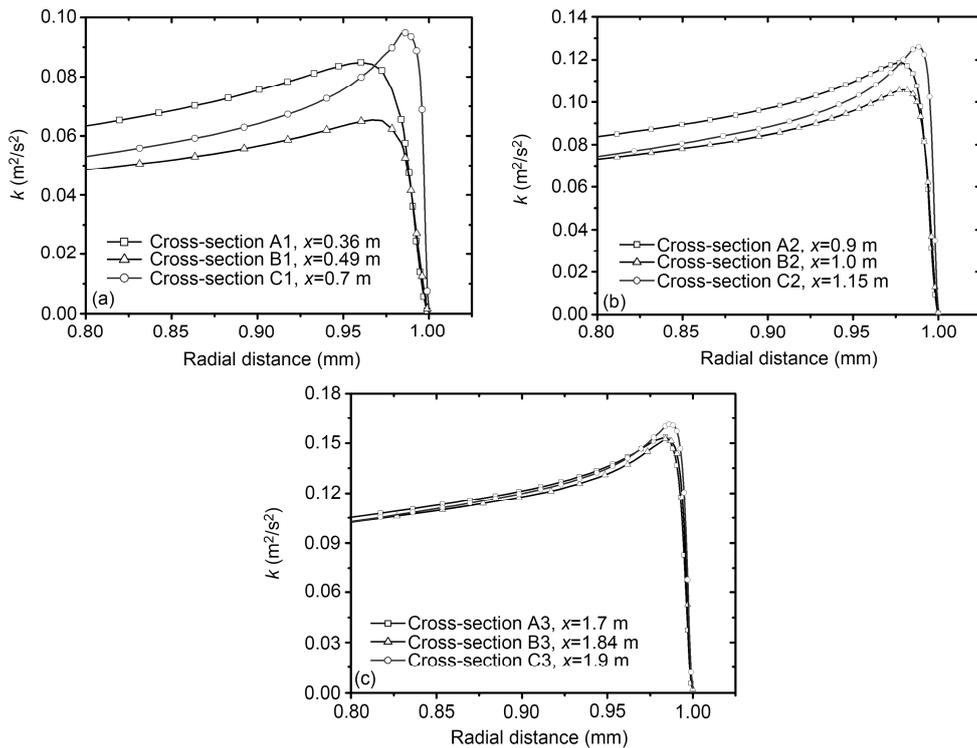


图4 不同热流密度下对流传热系数随轴向距离、圆管壁温的分布

图5 不同流向位置湍动能 k 在近壁区的分布(a) 算例 1 ($q_w = 1.2 \text{ MW/m}^2$); (b) 算例 2 ($q_w = 0.8 \text{ MW/m}^2$); (c) 算例 3 ($q_w = 0.5 \text{ MW/m}^2$)

本文的数值结果与适用于水、二氧化碳等简单物质的经典传热公式进行了比较. 图 6 分别为三个算例给出的煤油对流传热系数沿管长的分布, 以及 Sieder-Tate 公式、Gnielinski 公式和 Bae-Kim 公式给出的分布. Sieder-Tate 公式^[20]是管道湍流最常用的传热公式之一, Gnielinski 公式^[21]同样也是用于物性变化不大的常规流体的管道湍流传热, 但精度略高. 如图所示, 在亚临界区, 数值结果与 S-T 公式、Gnielinski 公式均吻合的较好, 与 Gnielinski 公式的最大偏差约 9%, 与 S-T 公式的最大偏差为 16%. 算例 1 和算例 2 的结果比较显示: 当传热恶化发生时, Sieder-Tate 公式和 Gnielinski 公式已经不能给出传热正确的变化趋势.

近几年由 Jackson 和 Hall^[22]提出的、Bae 和 Kim^[23]改进的、针对超临界 CO_2 传热的修正公式考虑了流体在临界点附近的物性变化, 但其计算过程比较复杂. 如图 6 所示, Bae-Kim 公式能够描述超临界煤油传热恶化这一现象. 比较煤油发生传热恶化之后的传热系数, 算例 1 中 Bae-Kim 公式与数值结果的最大差异为 14%, 算例 2 二者的最大差异为 16%.

综上所述, 当煤油处于亚临界区时, Sieder-Tate 公式、Gnielinski 公式与 Bae&Kim 公式均可以描述煤油的对流传热变化, 但 Sieder-Tate 公式和 Gnielinski 公式与计算结果更为接近. 当煤油向超临界态过渡时, Sieder-Tate 公式和 Gnielinski 公式将无法反映传热恶化现象, 而 Bae&Kim 公式能基本描述超临界传热恶化及强化特性, 并且随着壁面热流的增大和传热恶化效应的增强, Bae&Kim 公式与计算结果的差异逐渐减小.

为了对煤油的流动特性有进一步的认识, 图 7 给出了三个算例的压降随轴向距离、煤油平均温度的分布. 如图 7(a)所示, 三个算例的流动压降在圆管的上游区域内以相近的速率增大, 之后在不同的流向位置开始急剧增大, 即摩擦阻力开始急剧增大. 从图 7(b)可以看到, 煤油流阻显著增加的位置对应着煤油温度在 660~690 K 之间, 即处于煤油由液态向超临界态的转变过程中. 图 8 为三个算例煤油轴向速度随煤油温度的分布. 如图所示, 煤油轴向速度在其温度位于 660~690 K 时急剧增大, 这与煤油流动阻力剧增的位置相吻合, 说明煤油在进入超临界态后, 密度显著

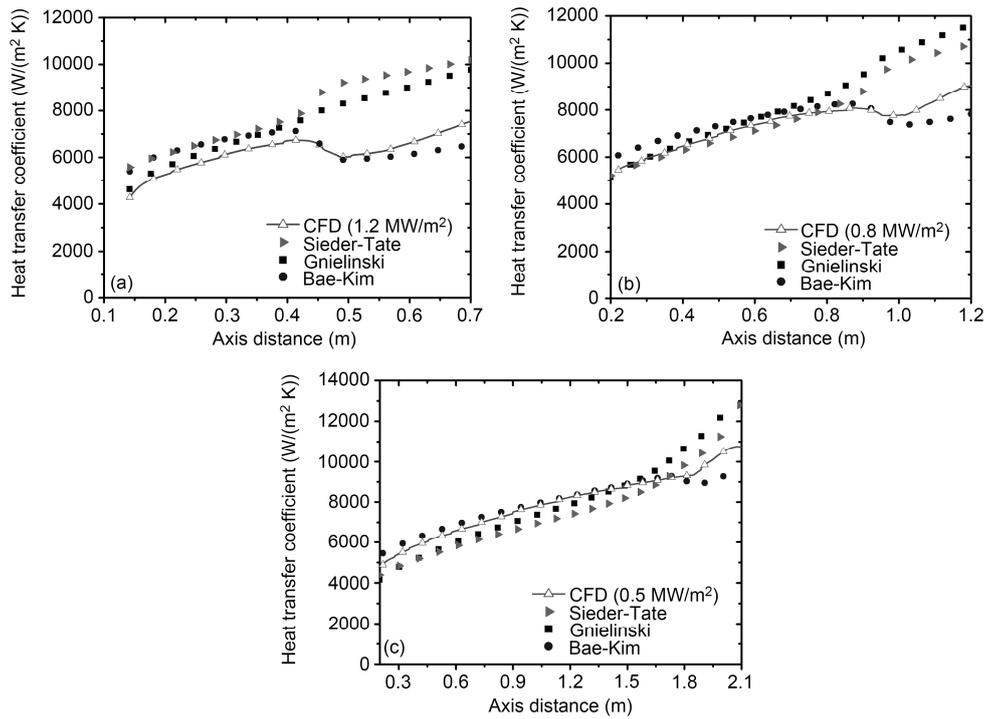


图6 圆管传热结果与传热公式比较

(a) 算例 1($q_w = 1.2 \text{ MW/m}^2$); (b) 算例 2($q_w = 0.8 \text{ MW/m}^2$); (c) 算例 3($q_w = 0.5 \text{ MW/m}^2$)

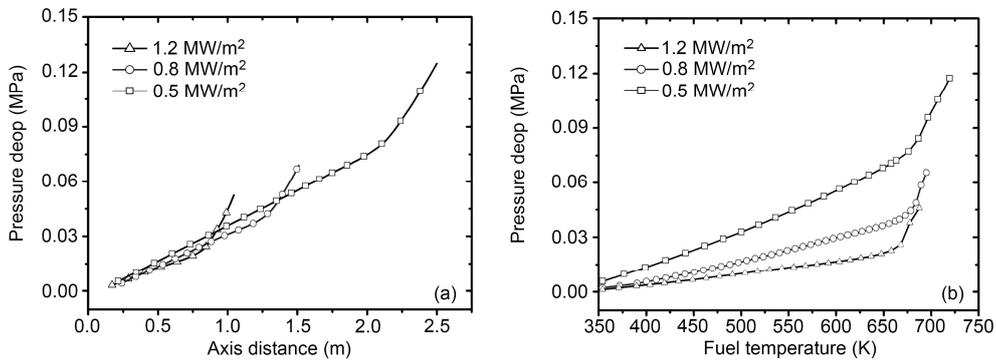


图7 煤油压降随轴向距离和煤油温度的分布

降低, 速度增大, 将导致流阻急剧增大。

4 结论

本文采用湍流模拟方法结合煤油 10 组分替代模型以及广义对应法则数值研究了超临界煤油在水平圆管内的流动与对流换热特性. 首先通过网格无关性以及煤油加热圆管实验数据的比较验证了数值方法. 在保证煤油入口条件相同的条件下, 研究了不同管壁热流密度条件下煤油的传热及流动特性, 讨

论了煤油从液态过渡到超临界态的传热恶化及强化现象, 并初步探讨了传热变化机理以及经典传热公式的适用性. 基于本文的研究, 有如下主要结论.

- 1) 煤油在管壁温度略高于拟临界温度的区域将发生传热恶化, 并且传热恶化程度随着壁面热流的降低而逐渐减弱.
- 2) 超临界煤油发生传热恶化以及再次强化均与近壁区湍流强度有关, 在传热发生恶化区域, 近壁湍流强度达到最小值.
- 3) 煤油处于亚临界区时, 数值结果与经典传热

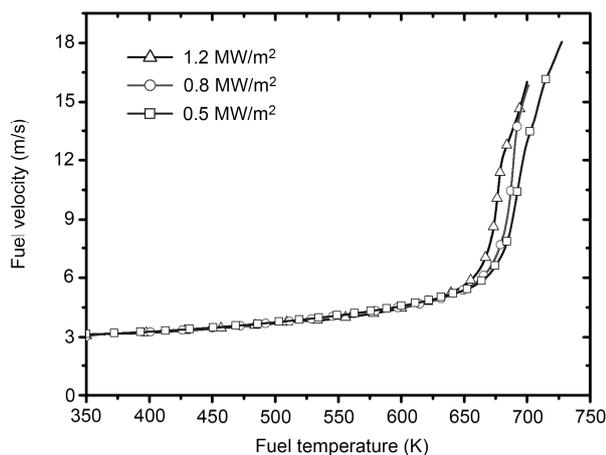


图 8 煤油轴向速度随煤油温度的分布

关系式(Sieder-Tate 公式、Gnielinski 公式及 Bae-Kim 公式)的偏差均在 16%以内. 但在超临界区, Sieder-Tate 公式和 Gnielinski 公式无法描述传热恶化现象, 而 Bae-Kim 公式可以较准确地预测传热恶化的起始点及变化趋势.

4) 煤油的流动阻力在煤油进入超临界态时急剧增大, 这主要是由于超临界煤油密度显著减小, 流速增大.

本文研究了不同热流密度条件下煤油的超临界流动与传热特性, 研究模型为轴对称圆管, 这与实际应用中的冷却结构有一定差别, 如通道的三维效应. 本文后续工作将针对非圆形截面管道的煤油传热特性开展研究.

参考文献

- Sobel D R, Spadaccini L J. Hydrocarbon fuel cooling technologies for advanced propulsion. *J Eng Gas Turb Power*, 1997, 119: 344–351
- Hang H, Spadaccini L J, Sobel D R. Fuel-cooled thermal management for advanced aero-engines. *J Eng Gas Turb Power*, 2004, 126: 284–293
- Yang V. Modeling of supercritical vaporization, mixing and combustion processes in liquid-fueled propulsion system. *P Combust Inst*, 2000, 28: 925–942
- 范学军, 俞刚. 大庆 RP-3 航空煤油热物性分析. *推进技术*, 2006, 27: 187–192
- Linne D L, Meyer M L. Evaluation of heat transfer and thermal stability of supercritical JP-7 fuel. *AIAA J*, 1997: 1–17
- Shiralkar, B S, Griffith P. Deterioration in heat transfer to fluids at supercritical pressure and high heat flux. *J Heat Transfer*, 1969, 91: 27–36
- Pioro I L, Duffey R B. Experimental transfer in supercritical water flowing inside channels (survey). *Nucl Eng Des*, 2005, 235: 2407–2430
- Dang C, Hihara E. In-tube cooling heat transfer of supercritical carbon dioxide, Part1, Experimental measurement. *Int J Refrig*, 2004, 27: 736–747
- Wang Y Z, Hua Y X, Meng H. Numerical studies of supercritical turbulent convective heat transfer of cryogenic-propellant methane. *J Thermophys Heat Tr*, 2010, 24: 490–500
- 胡志宏, 陈听宽, 罗毓珊, 等. 高热流条件下超临界压力煤油流过小直径管的传热特性. *化工学报*, 2002, 53: 134–138
- Zhong F Q, Fan X J, Yu G, et al. Heat transfer of aviation kerosene at supercritical conditions. *J Thermophys Heat Tr*, 2009, 23: 543–550
- 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. *推进技术*, 2010, 31: 230–234
- 李勋峰, 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. *推进技术*, 2010, 31: 467–472
- Leach J W, Chappellear P S, Leland T W. Use of molecular shape factors in vapor-liquid equilibrium calculations with the corresponding states principle. *AIChE J*, 1968, 14: 568–576
- Yakhot V, Orszag S A. Renormalization group analysis of turbulence: I, basic theory. *J Sci Comput*, 1986, 1: 1–51
- Wolfstein M. The velocity and temperature distribution of one-dimensional flow with turbulence augmentation and pressure gradient. *Int J Heat Mass Tran*, 1969, 12: 301–318
- Zhong F Q, Fan X J, Yu G, et al. Thermal cracking of aviation kerosene for scramjet applications. *Sci China Tech Sci*, 2009, 52: 2644–2652
- Yamagata K, Nishikawa K, Hasegawa S, et al. Forced convective heat transfer to supercritical water flowing in tubes. *Int J Heat Mass Tran*, 1972, 15: 2575–2593
- Hua Y X, Wang Y Z, Meng H. A numerical study of supercritical forced convective heat transfer of n-heptane inside a horizontal miniature tube. *J Supercrit Fluid*, 2010, 52: 36–46
- Sieder E N, Tate G E. Heat transfer and pressure drop of liquids in tubes. *Ind Eng Chem*, 1936, 28: 1429–1435
- Incropera F P, Dewitt D P, Bergman T L, et al. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, 6th ed. Hoboken: John Wiley & Sons, Inc. 2007. 297–341
- Jackson J D, Hall W B. Forced convective heat transfer to fluids at supercritical pressure. In: Kakac S, Spalding D B, eds., *Turbulent Forced Convective in Channels and Bundles*. New York: Hemisphere, 1979. 563–612
- Bae Y Y, Kim H Y. Convective heat transfer to CO₂ at a supercritical pressure flowing vertically upward in tubes and an annular channel. *Exp Therm Fluid Sci*, 2009, 33: 329–339