

文章编号: 1000-8055(2004) 06-0873-06

低功率氩电弧喷射推力器中的辐射

肖应超, 刘 宇, 张国舟
(北京航空航天大学 宇航学院, 北京 100083)

摘要: 为了研究低功率氩电弧喷射推力器中的辐射损失, 采用辐射模型和非辐射模型对其工作过程进行了对比数值模拟分析。采用二阶精度无波动、无自由参数的耗散差分格式(NND 格式) 数值求解耦合电磁源项和辐射源项的 N-S 方程组, 并采用隐式残差光滑法加速收敛; 采用有限控制容积积分方法离散求解椭圆型偏微分电磁场方程, 并采用逐点超松弛迭代方法加快收敛速度。数值模拟结果对比给出了辐射模型和非辐射模型流动分布情况, 并比较了两种模型推力器推力、比冲和推进效率。研究表明, 与非辐射模型相比, 辐射模型比冲低0.137%, 推进效率低1.03%, 辐射对低功率电弧喷射推力器性能影响比较小。

关键词: 航空、航天推进系统; 电弧喷射推力器; 氩; 数值模拟; 辐射损失; 性能
中图分类号: V439 **文献标识码:** A

Radiation inside a Low Power Argon Arcjet Thruster

XIAO Ying-chao, LIU Yu, ZHANG Guo-zhou

(School of Astronautics, Beijing University of Aeronautics and Astronautics,
Beijing 100083, China)

Abstract: To investigate radiation loss inside the low power argon Arcjet Thruster, numerical simulations and analyses were carried out by using radiation and no radiation models contrastively. Non-oscillatory and Non-free-parameters Dissipative finite difference scheme with second order accuracy was employed to solve Navier-Stokes equations coupled with electromagnetic and radiant source terms, and implicit residual-smoothing technique was adopted to accelerate numerical converging. Finite control volume integral approach was developed to discrete elliptic partial differential equation of electromagnetic field, and successive over relaxation method was introduced to expedite numerical converging. By virtue of numerical simulations, flow distributions within the thruster, thrust, specific impulse and thrust efficiency of the thruster in radiation and no radiation models are presented. Results of the study show that 0.137% lower specific impulse and 1.03% lower thrust efficiency are obtained in radiation model, compared with no radiation model, and radiation loss has little effect on performance of low power Arcjet Thrusters.

Key words: aerospace propulsion system; arcjet thruster; argon; numerical simulation; radiation loss; performance

收稿日期: 2003-12-16; 修订日期: 2004-03-03

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50086001); 国防基础科研项目(K1201060711); 博士生创新性研究基金

作者简介: 肖应超(1979-), 男, 湖北孝感人, 北京航空航天大学宇航学院博士生, 主要从事航空宇航推进理论与工程研究。

氩电弧喷射推力器(Arcjet)具有起弧容易和电弧工作稳定等特点,国外对其进行了一些揭示 Arcjet 工作机理及性能影响因素的实验性研究^[1~3],获得了一些对 Arcjet 应用研究具有一定参考价值的结果。氩气辐射相对比较强烈,为了预计 Arcjet 中的辐射损失,本文采用简化的辐射模型和非辐射模型对低功率氩 Arcjet 进行了对比数值模拟,在研究中采用了耦合电磁源项和辐射源项的扩展 N-S 方程组,研究结果给出了低功率氩 Arcjet 辐射模型和非辐射模型的流场结构差别和宏观性能差别,能够为预计低功率 Arcjet 中的辐射损失提供一定的参考。

1 物理模型

1.1 Arcjet 内部工作过程的主要特点

Arcjet 内部工作过程极为复杂,各种物理过程之间强烈耦合。这些物理过程包括对流引起的质量、动量和能量的输运,粘性引起的动量传递和能量耗散,热传导引起的能量传递,高温下粒子间的相互碰撞引起的分解、电离及复合反应,电磁场对高温电离气体力的作用(电场力和洛伦兹力)和能量输入作用(欧姆加热和磁流体功),辐射导致的能量损失等。各种物理过程的空间尺度和时间尺度都非常小。高温下各种组分热物理特性变化复杂。流场参数变化很大,参数梯度比传统化学火箭发动机内部参数梯度大得多。内部流动稳定性主要由电弧稳定性决定。能量来自于外加电能。

1.2 Arcjet 工作过程的物理模型

由于 Arcjet 工作过程的物理机理极其复杂,很多物理过程还没有被清楚地认识,要建立能够完整地反映其内部流场和电磁场细节的物理模型还比较困难,为了简化计算并比较准确地预计其宏观性能,本文建立了其工作过程的二维轴对称可压缩粘性层流流动局域热力学平衡模型,模型考虑了 Arcjet 内部的主要物理过程 and 对其宏观性能具有较大影响的各种因素,并假设高温电离氩气在流动过程中为光学薄等离子体,遵循理想气体状态方程,辐射功率、电导率均与温度呈分段线性关系^[4]。

2 数值方法

2.1 气体流动控制方程

基于以上物理模型描述 Arcjet 内部气体流动的半无量纲化扩展二维轴对称 N-S 方程组如

下:

$$\frac{\partial \tilde{U}}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial \tilde{F}}{\partial \tilde{y}} + \tilde{G} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial \tilde{E}_v}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial \tilde{F}_v}{\partial \tilde{y}} + \tilde{H} \right) + A \cdot (S_E + S_R) \quad (1)$$

$$\tilde{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix} \quad \tilde{E} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e + p)u \end{bmatrix}$$

$$\tilde{F} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e + p)v \end{bmatrix} \quad \tilde{G} = \frac{1}{y} \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (e + p)v \end{bmatrix}$$

$$\tilde{E}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ kT_x + \tau_{xx}u + \tau_{xy}v \end{bmatrix}$$

$$\tilde{F}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ kT_y + \tau_{xy}u + \tau_{yy}v \end{bmatrix}$$

$$\tilde{H} = \frac{1}{y} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} - \tau_{\theta\theta} \\ kT_y + \tau_{xy}u + \tau_{yy}v \end{bmatrix}$$

$$A = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{L_\infty}{\rho_\infty u_\infty^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{L_\infty}{\rho_\infty u_\infty^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{L_\infty}{\rho_\infty u_\infty^3} \end{bmatrix}$$

$$S = \begin{bmatrix} 0 \\ (\vec{j} \times \vec{B}) \cdot \vec{i} \\ (\vec{j} \times \vec{B}) \cdot \vec{j} \\ (\vec{j} \times \vec{B}) \cdot \vec{V} + \vec{j} \cdot \vec{E} \end{bmatrix} \quad S_R = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ w \end{bmatrix}$$

$Re = \rho_{\infty} V_{\infty} L$, ρ_{∞} , V_{∞} 和 L 分别为密度参考量、速度参考量和长度参考量; S_E 为电磁源项, S_R 为辐射源项(非辐射模型中无此项), w 为辐射功率, A 为半无量纲化时引入的源项系数矩阵; 方程中除物性参数和源项参数外的各参数均为无量纲参数, 各参数的意义见参考文献[5, 6]。

2.2 二阶精度 NND 格式

气体流动控制方程(1)包含对流项、粘性项、电磁源项和辐射源项, 对流项反映流动过程的对流特性, 粘性项反映流动过程的耗散特性和热传导特性, 电磁源项反映电磁场对动量和能量的贡献, 辐射源项反映流动区域辐射情况。利用坐标变

换将其转换到计算域^[5, 6]就可以进行数值求解, 采用二阶精度中心差分格式对粘性项进行离散, 由于 Arcjet 内部流动特征复杂, 采用二阶精度 NND 格式完成对流项的离散。NND 格式最大的优点是: 无自由参数, 捕获激波等间断的能力强, 计算量相对较小, 满足总变差减小的性质。

计算域中气体流动控制方程的半离散化 NND 格式见方程(2), $\hat{E}_{i \pm 1/2, j}^{(\xi)}$, $\hat{F}_{i, j \pm 1/2}^{(\eta)}$ 分别表示 ξ , η 方向的 NND 通量, δ_{ξ} , δ_{η} 是中心差分算子, 后面给出了 $\hat{E}_{i \pm 1/2, j}^{(\xi)}$ 的主要计算过程, 详细过程见参考文献[6], $\hat{F}_{i, j \pm 1/2}^{(\eta)}$ 的计算过程类似:

$$\frac{\partial \hat{U}}{\partial \tau} + \frac{\hat{E}_{i+1/2, j}^{(\xi)} - \hat{E}_{i-1/2, j}^{(\xi)}}{\Delta \xi} + \frac{\hat{F}_{i, j+1/2}^{(\eta)} - \hat{F}_{i, j-1/2}^{(\eta)}}{\Delta \eta} + \hat{G} =$$
$$\frac{1}{Re} (\delta_{\xi} \hat{E}_v + \delta_{\eta} \hat{F}_v + \hat{H}) + A \cdot (\hat{S}_E + \hat{S}_R) \tag{2}$$
$$\hat{E}_{i+1/2, j}^{(\xi)} = \hat{E}_{i+1/2, j}^{+} + \hat{E}_{i+1/2, j}^{-}$$
$$\hat{E}_{i+1/2, j}^{+} = \hat{E}_{i, j}^{+} + \frac{1}{2} \min \text{mod} (\Delta \hat{E}_{i-1/2, j}^{+}, \Delta \hat{E}_{i+1/2, j}^{+})$$
$$\hat{E}_{i+1/2, j}^{-} = \hat{E}_{i+1, j}^{-} - \frac{1}{2} \min \text{mod} (\Delta \hat{E}_{i+1/2, j}^{-}, \Delta \hat{E}_{i+3/2, j}^{-})$$
$$\min \text{mod} (x, y) =$$
$$\begin{cases} x & xy > 0 \text{ 且 } |x| \leq |y| \\ y & xy > 0 \text{ 且 } |x| > |y| \\ 0 & xy \leq 0 \end{cases}$$
$$\Delta \hat{E}_{i+1/2, j}^{\pm} = \hat{E}_{i+1, j}^{\pm} - \hat{E}_{i, j}^{\pm} \quad \Lambda^{\pm} = \text{diag} (\lambda_1^{\pm}, \lambda_2^{\pm}, \lambda_3^{\pm}, \lambda_4^{\pm})$$
$$\hat{E}_{i, j}^{\pm} = (R \Lambda^{\pm} R^{-1} \hat{U})_{i, j} \quad \lambda_i^{\pm} = \frac{\lambda_i \pm |\lambda_i|}{2}, (i = 1 \sim 4)$$

$\lambda_1 = \lambda_2 = \xi_x u + \xi_y v$ $\lambda_3 = \xi_x u + \xi_y v + c$
其中 R 为通量 Jacobian 系数矩阵 $A = \partial \hat{E} / \partial \hat{U}$ 的右特征向量矩阵, $\Lambda^{\pm}$ 为由矩阵 A 的正负特征值 $\lambda^{\pm}$ 构成的对角矩阵, c 为声速。

空间离散后的方程(2)可采用显式时间推进法求出稳态解, 气体动力学临界时间步长 $\Delta \tau$ 可由下面的公式求出:

$$\Delta \tau = \min (\Delta \tau_{\xi}, \Delta \tau_{\eta})$$
$$\Delta \tau_{\xi} = \frac{CFL}{|\hat{u}| + c \sqrt{\xi_x^2 + \xi_y^2}} \tag{3}$$
$$\Delta \tau_{\eta} = \frac{CFL}{|\hat{v}| + c \sqrt{\eta_x^2 + \eta_y^2}}$$

根据计算流体力学的基本理论, 为保证收敛性一般 $CFL \leq 1.0$, 由于耦合了电磁源项 CFL 受

到了更加严格的限制。

2.3 隐式残差光滑法

由于气体流动控制方程中耦合了电磁源项, 采用显式时间推进法对其进行数值求解时收敛速度较慢, 利用2002年5月的主流微型计算机进行一个工况的计算大约需要15个昼夜的 CPU 时间, 为了加快收敛速度可以采用隐式残差光滑法或局域时间步长法, 本文研究经验表明局域时间步长法会带来较大的数值波动, 且不能与隐式残差光滑法同时应用, 在本文研究的大部分场合不宜应用。本文采用隐式残差光滑法来加快气体流动控制方程数值求解的收敛速度, 一般情况下可使收敛速度提高到原来的1.5倍左右, 在一个方向上的计算公式为:

$$-\epsilon_{i-1,j}^* + (1 + 2\epsilon)r_{i,j}^* - \epsilon_{i+1,j}^* = r_{i,j} \quad (4)$$

式中 $\epsilon, r_{i,j}$ 和 $r_{i,j}^*$ 分别是残差因子、原始残差和光滑后的残差, 在下边界采用如下公式:

$$(1 + \epsilon)r_{1,j}^* - \epsilon_{2,j}^* = r_{1,j}$$

在上边界与之类似, 则可以得到三对角方程 $CR = F$, 其中:

$$C = \begin{bmatrix} 1 + \epsilon & -\epsilon & & & \\ -\epsilon & 1 + 2\epsilon & -\epsilon & & \\ & & \dots & & \\ & & & -\epsilon & 1 + 2\epsilon & -\epsilon \\ & & & & -\epsilon & 1 + \epsilon \end{bmatrix}$$

$$R = [r_{1,j}^*, r_{2,j}^*, \dots, r_{n-1,j}^*, r_{n,j}^*]^T$$

$$F = [r_{1,j}, r_{2,j}, \dots, r_{n-1,j}, r_{n,j}]^T$$

此三对角方程可以用追赶法^[7]求解。残差因子 ϵ 应满足 $\epsilon \geq [(\Delta\tau^*/\Delta\tau)^2 - 1]/4$, $\Delta\tau^*$ 是残差光滑法的时间步长, $\Delta\tau$ 是原始格式的时间步长。在进行残差光滑时, 要分别在两个方向上进行。

2.4 电磁场控制方程

在轴对称假设下忽略磁感应强度的轴向和径向分量, 由描述 Arcjet 内部稳态电磁场的麦克斯韦方程组可以推出简化的电磁场方程^[6]:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r\sigma} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r\sigma} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_0 \Psi u}{r} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mu_0 \Psi v}{r} \right) \quad (5)$$

$$j_x = \frac{1}{\mu_0 r} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial r} \quad j_r = -\frac{1}{\mu_0 r} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (6)$$

其中 $\Psi = rB_\theta$, 各参数意义见参考文献[6]。

2.5 有限控制容积积分法

设 $\Gamma_1 = \frac{\mu_0}{r}$, $\Gamma_2 = \frac{1}{r\sigma}$ 由电磁场方程(5)有:

$$\frac{\partial}{\partial x} (\Gamma_1 u \Psi) + \frac{\partial}{\partial r} (\Gamma_1 v \Psi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_2 \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\Gamma_2 \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) \quad (7)$$

转换到计算坐标下^[8]为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \xi} (\Gamma_1 U \Psi) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\Gamma_1 V \Psi) = \\ \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{\Gamma_2}{J} (\alpha \Psi_\xi - \beta \Psi_\eta) \right] + \\ \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{\Gamma_2}{J} (-\beta \Psi_\xi + \gamma \Psi_\eta) \right] \end{aligned} \quad (8)$$

采用有限控制容积积分方法^[8]对方程(8)进行积分可得到最终的离散方程:

$$A_P \Psi_P = A_E \Psi_E + A_W \Psi_W + A_N \Psi_N + A_S \Psi_S + B \quad (9)$$

各参数的具体意义详见参考文献[6, 8]。

2.6 超松弛方法

数值求解离散方程(9)时, 先采用 Gauss-Seidel 迭代法计算第 n 次迭代的中间结果:

$$\Psi_{i,j}^{(n)} = \frac{A_E \Psi_{i+1,j}^{(n-1)} + A_S \Psi_{i,j-1}^{(n)} + A_W \Psi_{i-1,j}^{(n)} + A_N \Psi_{i,j+1}^{(n-1)} + B}{A_P} \quad (10)$$

再引入超松弛因子 ω 进行超松弛处理以加快收敛速度:

$$\Psi_{i,j}^{(n)} = \omega \Psi_{i,j}^{(n)} + (1 - \omega) \Psi_{i,j}^{(n-1)} \quad (11)$$

$\Psi_{i,j}^{(n)}$ 为第 n 次迭代的最终结果。

2.7 网格生成方法^[6]

Arcjet 内部流场参数梯度很大, 为了准确捕捉流场参数变化, 同时保证计算的精度、稳定性和效率, 需要较高质量的计算网格。本文采用 Hilgenstock 方法生成 Arcjet 流动区域的计算网格, 并采用三次多项式方法对边界网格疏密进行控制, 保证了生成网格的正交性、光滑性、疏密分布和可调性。

3 结果与讨论

3.1 Arcjet 几何尺寸和计算网格

本文 Arcjet 主要几何尺寸为: 压缩室直径 0.68 mm, 压缩室长度 0.30 mm, 喷管膨胀比 175, 阴极尖端到压缩室入口轴向距离 0.60 mm, 喷管收缩半角 45°, 喷管扩张半角 18°, 阴极尖端收缩半角 30°, 喷管入口直径 10.0 mm, 阴极直径 6.0 mm。生成的网格如图1所示。

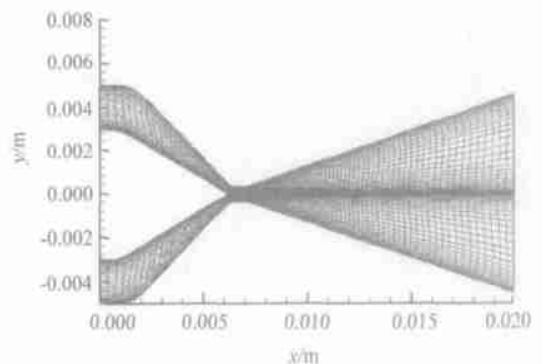


图1 计算网格

Fig. 1 Calculation grids

表1 计算结果

Table 1 Calculation of results

模 型	推力/mN	比冲/s	推进效率/%	输入功率/W
辐射模型	117.5	291.6	24.87	688.8
非辐射模型	117.6	292.0	25.13	683.2

3.2 计算条件、结果及讨论

本文的计算条件: $P_c = 0.20\text{ MPa}$, $I = 11.0\text{ A}$, $P_b = 28.0\text{ Pa}$ (P_c , I 和 P_b 分别为入口总压、工作电流和出口反压)。在其它条件一定的情况下合理的入口总压可以得到合理的推进剂流量, 这样可以使推力器工作稳定并得到良好的工作性能。计算结果如表1所示, 在其它条件相同的情况下, 辐射模型需要更大的输入功率来平衡辐射损失, 与非辐射模型相比, 辐射模型的输入功率高0.82%, 而推力小0.085%, 比冲低0.137%, 推进效率低1.03%, 由于没有考虑辐射吸收作用, 辐射损失估计稍微偏高, 可见低功率氩 Arcjet 中的辐射损失不太大, 为了简化计算并考虑其它更为重要的影响因素, 可以暂不考虑辐射。

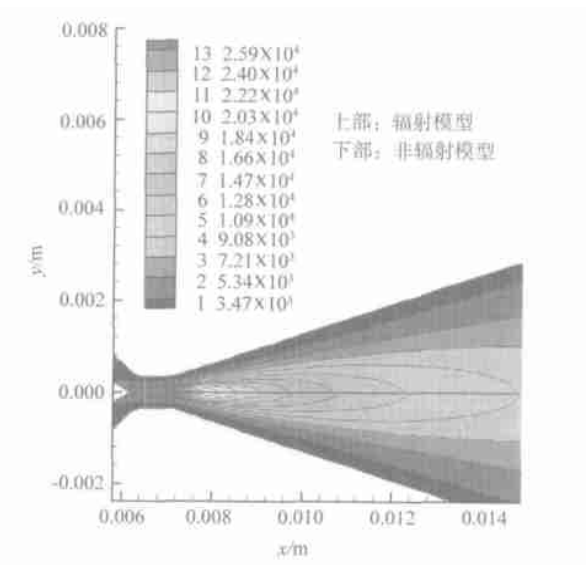


图2 辐射与非辐射模型中的温度分布 (K)

Fig. 2 Temperature distributions in radiation and nonradiation models (K)

图2给出了辐射与非辐射模型中的温度分布, 在轴线上相同的位置辐射模型的温度较低, 这在压缩室出口后的高温区域表现得最为明显, 在阴极尖端附近的电弧中心区由于电弧能量输入的平衡作用, 在靠近喷管出口的位置由于辐射较小,

表现均较弱。由于电导率与温度紧密相关, 辐射模型与非辐射模型轴线上的电导率差别与温度差别类似, 在电弧中心区由于温度很高, 随着温度的升高电导率会有所减小, 见图3。图4给出了压缩室

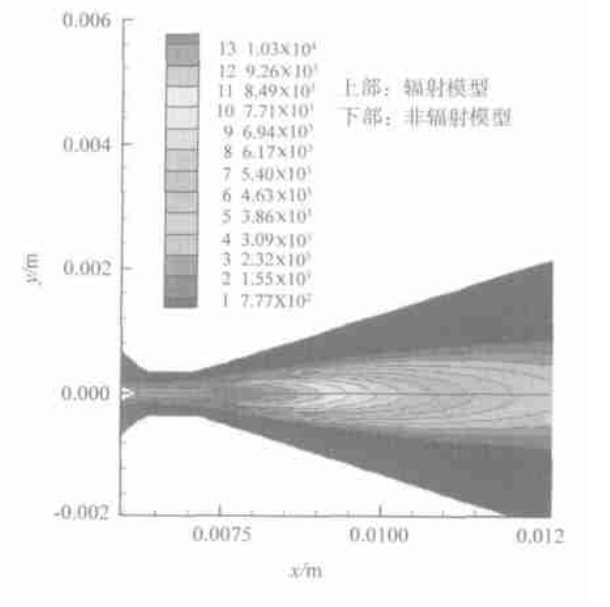


图3 辐射与非辐射模型中的电导率分布 ($1/\Omega\cdot\text{m}$)

Fig. 3 Conductivity distributions in radiation and nonradiation models ($1/\Omega\cdot\text{m}$)

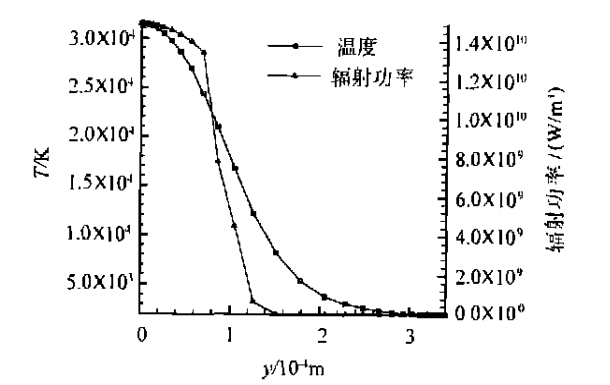


图4 压缩室入口温度和辐射功率径向分布

Fig. 4 Radial temperature and radiation power distributions on constrictor entry

入口温度和辐射功率的径向分布, 沿径向随着温

度逐渐降低辐射功率也逐渐降低,随着温度的降低辐射功率受其影响增大,在 10^4 K 左右时辐射功率已经相对很低。在喷管出口由于温度最高不超过7 000 K,辐射功率非常小,见图5。

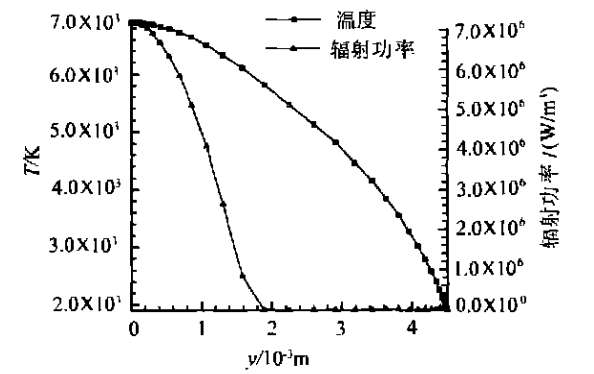


图5 喷管出口温度和辐射功率径向分布
Fig. 5 Radial temperature and radiation power distributions on nozzle exit

参考文献[3]中低功率氩 Arcjet 实验性能为:比冲290~300 s,推进效率25%~30%,本文计算结果与之有一定的对比性,如果要更加详细地揭示流场和电磁场细节,本文模型还有待于进一步改进,需要详细进行基于粒子间微观相互作用的物性计算等。

4 结 论

本文采用简化的辐射模型和非辐射模型对低功率氩 Arcjet 进行了对比数值模拟。研究结果表

明:在本文研究条件下,与非辐射模型相比,辐射模型的输入功率高0.82%,推力小0.085%,比冲低0.137%,推进效率低1.03%;低功率氩 Arcjet 中的辐射损失不大,为了简化计算并考虑其它更为重要的影响因素,可以忽略辐射;通过结果分析和与国外研究结果进行比较可以看出本文数值模拟方法可靠有效,能够初步预计低功率氩 Arcjet 中的辐射情况,为相关研究工作提供了参考。

参考文献:

[1] Fujita Kazuhisa, Arakawa Yoshihiro. Anode Heat Loss and Current Distributions in a DC Arcjet[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1996, 12(1): 120–126.

[2] Funk I, Toki K, Kuriki K. Numerical Analysis of a Two-Dimensional Magnetoplasmadynamic Arcjet [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1997, 13(6): 789–795.

[3] Loya Andriy V, Rubakov Andriy A. Development and State of Arcjet Propulsion System for Orbit Correction and Orientation of Low Power Satellites[R]. *AIAA* 99–2434.

[4] 陈熙. 高温电离气体的传热与流动[M]. 北京: 科学出版社, 1993.

[5] 刘导治. 计算流体力学基础[M]. 北京: 北京航空航天大学出版社, 1989.

[6] 肖应超. 电弧等离子体发动机数值仿真计算研究[R]. 北京: 北京航空航天大学宇航学院, 2003.

[7] 颜庆津. 数值分析[M]. 北京: 北京航空航天大学出版社, 2000.

[8] 陶文铨. 数值传热学[M]. 西安: 西安交通大学出版社, 1988.