

稀薄环境下高空羽流流动与超窄谱红外辐射特性数值研究

包醒东^{1,2,3}, 余西龙^{1,2}, 吴杰³, 毛宏霞³, 王振华³, 肖志河³

- (1. 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 ;
2. 中国科学院大学 工程科学学院, 北京 100049 ;
3. 光学辐射重点实验室, 北京 100854)

摘要: 采用直接模拟蒙特卡洛方法描述有限个仿真分子的运动、碰撞以及传能效应, 计算得到高空羽流非平衡流场特性, 利用统计平均方法获取羽流场的宏观参数, 并采用佛奥特线型函数描述稀薄气体的展宽, 逐线积分得到气体超窄谱红外辐射特性参数, 结合反向蒙特卡洛方法计算高空羽流辐射传输方程, 利用理论和实验数据验证流动与辐射计算模型的适用性, 在此基础上, 以某小推力发动机为对象, 研究了其流动与超窄谱的红外辐射特性。研究表明: 高空羽流场由于急剧膨胀, 导致密度快速下降, 进而产生明显非平衡效应; 燃气组分受速度惯性影响, 不同分子量的组分会发生扩散分离效应; 燃气组分谱线细而窄, 以多普勒展宽为主, 辐射峰值往中波平移, 且 $4.7\ \mu\text{m}$ 的 CO 及 $6.5\ \mu\text{m}$ 的 H_2O 发射带辐射能量占有更大份额; 辐射亮度轴向分布集中在二倍喷管直径距离内, 辐射亮度径向分布集中于分离波线以内的激波区内及内流区, 其他区域成指数衰减。

关键词: 高空羽流; 直接模拟蒙特卡洛方法; 反向蒙特卡洛方法; 红外辐射

中图分类号: V211.3 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA20200159

Numerical study of flow and ultra narrow spectrum infrared radiation characteristics of high-altitude plume under thin atmosphere

Bao Xingdong^{1,2,3}, Yu Xilong^{1,2}, Wu Jie³, Mao Hongxia³, Wang Zhenhua³, Xiao Zhihe³

- (1. State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China; 2. School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;
3. Science and Technology on Optical Radiation Laboratory, Beijing 100854, China)

Abstract: The Direct Simulation Monte Carlo method was used to describe the motion, collision and energy transfer effects of a finite number of simulated molecules. The non-equilibrium flow field characteristics of the high-altitude plume were calculated, and the macroscopic parameters of the plume were obtained by statistical average method. On this basis, the Voigt line function was used to describe the broadening of the thin gas, and line-by-line integration was used to obtain the narrow-spectrum gas radiation. The physical transform equation, combined with the backward Monte Carlo method, were used to calculate the radiation transfer equations of the high-altitude plume. The applicability of the flow and

收稿日期: 2020-03-04; 修订日期: 2020-04-07

基金项目: 国家自然科学基金(11872368)

作者简介: 包醒东(1987-), 男, 高级工程师, 博士, 主要从事稀薄气体流动与辐射等方面的研究。Email: 675142219@qq.com

radiation calculation models was verified using theoretical and experimental data. The flow and narrow spectrum infrared radiation characteristics of a small thrust engine were calculated and analyzed by using the above model. The results show that: due to the rapid expansion of the high-altitude plume, the density decreases rapidly, which leads to a significant non-equilibrium effect; the gas is affected by the velocity inertia, and the gas of different molecular weights will have a diffusion separation effect; the gas spectrum is thin and narrow, with Doppler broadening, and the peak of radiation moves to the middle wave, 4.7 μm CO and 6.5 μm H₂O emission band radiation energy account for a larger share. The radiance in the axis direction is concentrated within the distance of twice the diameter of the nozzle, while the radiance distributed in the radial direction is concentrated in the shock region and the inner flow region within the separation wave line, and the radiance in other regions decreases exponentially.

Key words: high altitude plume; direct simulation Monte Carlo; backward Monte Carlo; infrared radiation

0 引言

在高空飞行条件下工作的发动机,产生的燃气以超高速射向低密度低压力的环境中,形成“羽毛状”燃气尾流,通常将稀薄环境下的燃气流称之为羽流^[1]。高空羽流在低背压条件下迅速膨胀,尺寸很大,发射出的红外辐射信号可被用于对飞行器进行探测、跟踪甚至识别,因此高空羽流流动和辐射特性受到了国内外学者的广泛关注。在高空羽流流动仿真方面,由 Bird^[2]提出的直接模拟蒙特卡洛法(Direct Simulation Monte Carlo, DSMC)实现了对高空稀薄气体流场的数值模拟计算,并将 DSMC 引入到高空羽流流场计算领域^[3]。Karmenberg^[4]采用 DSMC 方法模拟了羽流与固体壁面碰撞的三维流场,但由于未考虑分子间相互碰撞,使得回流特性存在较大误差。Gimelshein^[5]首先建立了一种用于 DSMC 计算中多原子分子间内能转换的数值模型-离散能量 DSMC 模型,并使用一个小喷管产生的喷焰对其进行了实验验证。Gatsonis^[6]分别以冷态气体和热态气体向真空环境下喷射形成的羽流作为研究对象,研究其回流的不同特性。George^[7]采用 CFD 与 DSMC 相结合的方法数值模拟了以压缩二氧化碳作为推进剂的高真空羽流流场,与实验作了比对分析。程晓丽^[8]对小喷管氮气流在稀薄环境下膨胀作了 DSMC 数值模拟研究,并设计了一组高空羽流实验来认识高空羽流的流动特性。李志辉^[9]用 DSMC 方法研究了低总压状态下流动介质为氮气的喷管流动、高空羽流场及

羽流对平板的撞击效应,研究指出喷管唇口附近亚声速边界层对喷管出口参数分布及羽流场有较大影响。除 DSMC 数值计算方法外,比较经典数值方法有 Simmons 法、特征线法(MOC)、其中蔡国飙^[10-11]用 Simons 法和特征线法等经验模型开展了单组分真空羽流计算。肖泽娟^[12]利用搭建的高空羽流测量系统,在模拟空间高度大于 100 km 条件下,实验测量了流动介质为 CO₂ 羽流压力场。朱定强^[13]针对高真空环境下 2 500 N 的姿/轨控发动机,数值模拟了其羽流场红外辐射特性,文献中针对出口附近满足连续流假设的核心区,采用 CFD 方法计算了羽流场,忽略了高空羽流热力学非平衡、组分分离等效应。综上,由于高空羽流流动计算的局限性,使得高空羽流的辐射特性研究较少,文中利用直接模拟蒙特卡洛方法计算获得精细羽流场流动特性,利用模拟实验数据验证了高空羽流流动模型适用性,详细分析了多组分羽流场热力学非平衡效应和组分分离效应,在此基础上采用逐线积分得到稀薄气体的辐射物性参数,利用反向蒙特卡洛方法计算辐射传输方程,得到了高空羽流窄谱红外辐射强度和典型谱段红外辐射亮度分布。

1 理论与计算方法与计算模型

1.1 高空羽流直接模拟蒙特卡洛法流动模型

针对小推力发动机产生的高空羽流,当发动机喷管出口处气体努森数(Kn)大于 0.1 时,可采用 DSMC 方法来计算高空羽流流场。DSMC 方法是通过有限个

仿真分子替代真实分子, 利用随机手段控制仿真分子的运动、碰撞以及传能, 并记录每个仿真分子的位置、速度和内能参数, 通过统计平均方法获得稀薄气体流动宏观结果。由于高空羽流轴对称性, 采用轴对称羽流直接模拟蒙特卡洛方法。

文中采用变径硬球模型(VSH), 认为碰撞后分子散射角在整个空间方向上的分布是随机且均匀的, 用碰撞分子相对运动速度的逆幂函数表征分子碰撞截面, 其中碰撞截面为:

$$\sigma = \frac{\sigma_{\text{ref}} [2kT_{\text{eff}} / (m_r c_r)]^{\omega - \frac{1}{2}}}{\Gamma\left(\frac{5}{2} - \omega\right)} \quad (1)$$

式中: σ_{ref} 为分子碰撞参考截面; k 为波尔兹曼常数; ω 为粘性温度指数; c_r 为分子的相对速度; m_r 为分子折合质量, 碰撞参数 b 与分子直径 d 的关系为:

$$b = d \cos\left(\frac{\chi}{2}\right) \quad (2)$$

式中: χ 为分子碰撞前速度方向与碰撞后速度方向的夹角。表 1 给出了文中计算中涉及到高空羽流气体组分的分子参数。

表 1 高空羽流燃气组分的分子参数

Tab.1 Molecular parameter of high-altitude plume gas component

Gas	Symbol	Degrees of freedom ξ	Molecular mass $m \times 10^{-27} \text{kg}$	Diameter $d \times 10^{-10} \text{m}$	Viscosity index ω
Water-vapor	H ₂ O	3	29.9	5.01	0.93
Carbon dioxide	CO ₂	6.7	73.1	5.62	0.93
Carbon monoxide	CO	5	46.5	4.19	0.73
Oxygen	O ₂	5	53.12	4.07	0.77
Nitrogen	N ₂	5	46.5	4.17	0.74

文中采用非时间计数法(NTC)计算网格单元中可能的碰撞对数目, 单位时间步长 Δt 内两个模拟分子发生碰撞的概率 P_{col} 可表示为:

$$P_{\text{col}} = \frac{F_N \sigma_T c_r \Delta t}{V_c} \quad (3)$$

式中: F_N 为一个仿真分子代表的真实分子数; σ_T 为总碰撞截面; V_c 为网格的体积。为了提高选取的效

率, 定义放大系数 $p_{\text{max}} = \frac{F_N (\sigma_T c_r)_{\text{max}} \Delta t}{V_c}$, 则 NTC 方法中的仿真分子碰撞概率可表示为:

$$p_{\text{NTC}} = \frac{\sigma_T c_r}{(\sigma_T c_r)_{\text{max}}} \quad (4)$$

能量交换采用 L-B 模型, 其中平均动能的概率与其最大概率之比 p/p_{max} 为:

$$\frac{p}{p_{\text{max}}} = \left\{ \frac{\zeta + \frac{1}{2} - \omega_{12} \left(\frac{E_t}{E_c} \right)}{\frac{3}{2} - \omega_{12}} \right\}^{\frac{3}{2} - \omega_{12}} \times \left\{ \frac{\zeta + \frac{1}{2} - \omega_{12} \left(1 - \frac{E_t}{E_c} \right)}{\zeta - 1} \right\}^{\zeta - 1} \quad (5)$$

式中: ζ 为平均内自由度; ω_{12} 为不同组分的一个黏性系数的温度幂指数; E_t 为相对平动能; E_c 为碰撞中的总能量。能量按照自由度分配原则采用取舍法进行抽样分配。

经过长时间分子运动与碰撞的仿真模拟, 羽流的流动趋于稳定, 取样得到羽流场的宏观量为:

$$\begin{cases} n = \frac{F_N m'}{V_c m_s} \\ \rho = mn \end{cases} \quad (6)$$

式中: n 和 ρ 为每种组分的数密度和密度, 其中 $m' = \sum_{j=1}^{m_s} N_j w$; m_s 为取样次数; N_j 为该网格在第 j 次取样时的分子数; j 为组分的摩尔浓度; V_c 为网格体积。

气体平动温度 T_{ir} 、转动温度 T_r 和统计温度 T_{ov} 的计算公式分别为:

$$\begin{cases} T_{ir} = \frac{1}{3} \left[\frac{1}{m'} \sum_{j=1}^{m'} (V_{x,j}^2 + V_{y,j}^2 + V_{z,j}^2) - \bar{V}_x^2 - \bar{V}_y^2 - \bar{V}_z^2 \right] \frac{m}{k} \\ T_r = \frac{2}{k \sum_s \zeta_{r,s}} \left(\sum_s \frac{1}{m'} \sum_{i=1}^{m'} \varepsilon_{r,s,i} \right) \\ T_{ov} = \frac{(3T_{ir} + \zeta_r T_r)}{(3 + \zeta_r)} \end{cases} \quad (7)$$

式中: k 为玻耳兹曼常数; m 为分子质量; V_x 、 V_y 、 V_z 分别为各网格位置速度分量; $\bar{V}_x = \frac{1}{m'} \sum_{j=1}^{m_s} V_{x,j}$ 、 $\bar{V}_y = \frac{1}{m'} \sum_{j=1}^{m_s} V_{y,j}$ 、 $\bar{V}_z = \frac{1}{m'} \sum_{j=1}^{m_s} V_{z,j}$ 分别为各网格位置平均速度; ζ_r 为转动自由度; ε_r 为分子的转动能。

1.2 高空羽流反向蒙特卡洛法的辐射模型

文中在计算得到高空羽流流场参数的基础上,结合 HITEMP2010 数据库,采用逐线积分方法计算红外辐射的气体组分(H₂O、CO₂、CO)光谱吸收系数。

对于同一气体,在波数处光谱吸收系数等于各相互重叠谱线在波数处的线吸收系数之和,即:

$$\kappa(\nu) = \sum_i \kappa^i(\nu) = \sum_i S_i f(\nu - \nu_{0i}) N \quad (8)$$

式中: $\kappa^i(\nu)$ 为线型 i 的吸收系数; $f(\nu - \nu_{0i})$ 为谱线线型函数; ν_{0i} 为计算域内第 i 条谱线中心处的波数; S_i 为单个分子的标准化谱线积分强度; N 为分子数密度。高空羽流多组份混合气体总吸收系数为:

$$\kappa(\nu) = \sum_s \kappa(\nu)_s \quad (9)$$

式中: s 为组分总数。

对于高空稀薄气体,需考虑碰撞增宽和多普勒增宽的综合效应,采用由 Arnold 等^[14]提出的佛奥特线型函数(Viogt)来计算:

$$f(\nu - \nu_0) = \alpha_D^{-1} \pi^{-\frac{3}{2}} y \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t^2) dt}{y^2 + \left[\frac{t - (\nu - \nu_0)}{\alpha_D} \right]^2} \quad (10)$$

式中: $y = \frac{\alpha_l}{\alpha_D}$, α_l 为洛伦兹谱线全线宽; α_D 为多普勒谱线全线宽。

在计算得到高空羽流多组分气体的辐射物性参数基础上,采用反向蒙特卡罗方法(Backward Monte Carlo, BMC)^[15-17]求解辐射传输方程,此方法从目标处发射若干热射线,经过一系列传递过程,统计能够对目标产生影响的每个体元和面元,然后利用相对性原理进行计算。

整个系统被分成若干体元和面元,在不考虑介质折射,偏振影响情况下,每次迭代,假定在温度不变的情况下进行,此时,目标元 0 和体元 i 之间没有净热交换,得:

$$\pi \varepsilon_0 dA_0 I_{b0} RD_{0i} = 4\pi dV_i \kappa I_{bi} RD_{i0} \quad (11)$$

式中: ε_0 为微面元的发射率; dA_0 为微面元的面积; dV_i 为微体元的体积; I_{b0} 和 I_{bi} 为各自对应的黑体辐射强度; κ 为上文提及的吸收系数; RD_{0i} 和 RD_{i0} 为各自对应的辐射传递因子。在辐射计算中忽略了热不平衡

效应,有:

$$\begin{cases} I_{b0} = I_{bi} \\ \varepsilon_0 \pi dA_0 RD_{0i} = 4\pi dV_i \kappa RD_{i0} \end{cases} \quad (12)$$

则面元处的投入辐射热流 Q 为:

$$Q = \sum_i dV_i 4\pi \kappa RD_{i0} = \sum_i \varepsilon_0 \pi dA_0 I_{b0} RD_{0i} \quad (13)$$

体元和面元相应的辐射热流两部分合起来就是整个系统对目标元的总贡献。

1.3 高空羽流流动与辐射模型校验

由于高空羽流辐射特性测量实验及数据极其有限,文中对高空羽流流动计算模型和辐射特性计算模型分别校验分析。利用参考文献[12]实验数据校验了关键的高空羽流流动模型,计算条件:喷管出口直径 14.1 mm,出口温度约 202 K,出口数密度约 $1.5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$,出口轴向速度 1 160 m/s。当皮托管探针放入羽流场测量时,超声速流遇到探头滞止,激波前后各项物理参数发生急剧变化,且羽流流动是超声速低雷诺数稀薄气体流,测量的皮托压力在雷诺数小于 10 的区域明显高于真实值,需对计算数据进行转化。利用 Stephenson 修正的经验关系式^[8]:

$$\log\left(\frac{p_{0m}}{p_{0s}}\right) = \begin{cases} 0.089 - 0.12 \log(\text{Re}_p) & \text{Re}_p \leq 5.6 \\ 1.0 & \text{Re}_p > 5.6 \end{cases} \quad (14)$$

式中: p_{0m} 为激波后皮托压力的修正值,探针的雷诺数定义为 $\text{Re}_p = \rho_{xy} U_{xy} D_p / \mu_{0xy}$; D_p 为试验测量所用皮托管的探头直径; ρ_{xy} 、 U_{xy} 分别为 DSMC 计算得到的当地密度和速度; μ_{0xy} 为基于激波后气流温度 T_{0xy} 的气体动力黏度; $p_{0s} = 5 / ((4 + \gamma) \rho_{xy} U_{xy}^2)$ 为基于简化计算的激波后总压。

$$\mu_{0xy} = \mu_{\text{ref}} \left(\frac{T_{0xy}}{T_{\text{ref}}} \right)^\omega \quad (15)$$

式中:在参考温度 $T_{\text{ref}} = 500 \text{ K}$ 时,参考黏性系数 $\mu_{\text{ref}} = 2.37 \times 10^{-5} \text{ N s/m}^2$,此处 $\omega = 0.93$ 。

$$\frac{T_{0xy}}{T_{\text{ref}}} = \frac{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_{xy}^2\right) \left(\frac{2\gamma}{\gamma - 1} M_{xy}^2 - 1\right)}{(\gamma - 1)^2 M_{xy}^2} \quad (16)$$

式中: γ 为比热比; M_{xy} 为燃气当地马赫数; T_{xy} 为激波前气体温度, M_{xy} 和 T_{xy} 由 DSMC 计算获得。

图 1 给出了计算得到的羽流密度分布云图,并

在图中给出了压力测试位置，即距喷口 0.035 0 m 处。图 2 是轴向位置皮托压力沿径向变化的实验数据和计算结果比对，图中代表基于简化公式计算的皮托压力，为经稀薄效应修正后的皮托压力。从图中可见计算值与实验值吻合得较好，特别是经过稀薄修正后计算压力与实验值吻合更好。

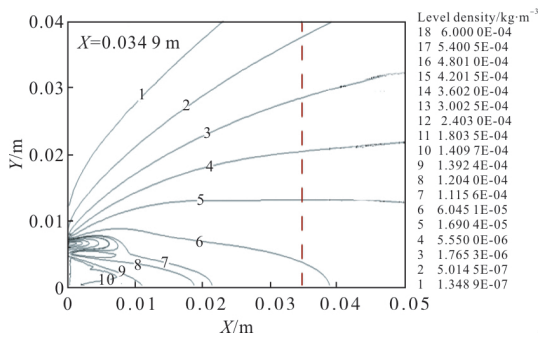


图 1 计算的校验算例中羽流场密度分布

Fig.1 Calculation of plume density distribution in verification example

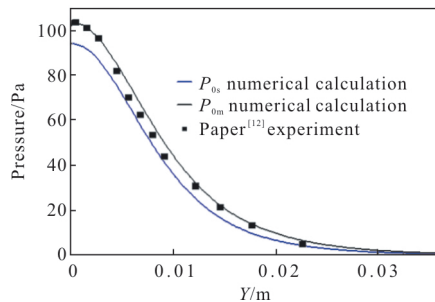


图 2 典型位置实测的皮托管压强与仿真结果比对

Fig.2 Comparison of Pitot tube pressure between simulations result and measurements at typical positions

羽流辐射特征与羽流温度及膨胀尺度具有很强相关性，为进一步验证羽流边界计算准确性。图 3 中

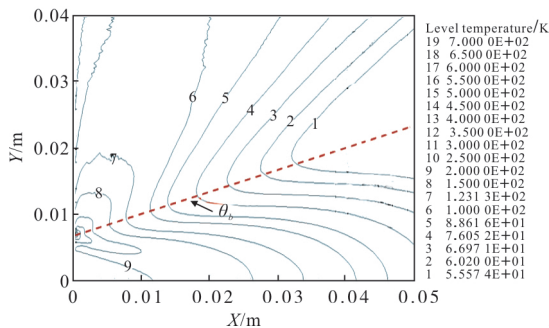


图 3 计算的校验算例中羽流场温度分布

Fig.3 Calculation of plume temperature distribution in verification example

给出了羽流统计温度分布及 Simons 点源模型^[10]计算分离波线(图中虚线所示),其中极限膨胀角 $\theta_{lim} = 96.57^\circ$,流线分离角 $\theta_b = 24.36^\circ$,在 $0 \leq \theta \leq \theta_b$ 区域内,羽流密度和温度都相对较高,核心区尺寸与 Simons 点源理论模型基本吻合。上述结果表明了羽流流动计算模型的正确性及其边界特征计算的可靠性。

图 4 是采用逐线积分方法计算的光谱分辨率为 0.01 cm^{-1} H_2O 以及 CO 的燃气组分分子在 $2178 \sim 2190 \text{ cm}^{-1}$ 区间光谱发射率,验证辐射特性中核心辐射物性参数计算模型,计算条件:压强为 $1.01325 \times 10^5 \text{ Pa}$ 、 CO 摩尔浓度为 0.001, H_2O 摩尔浓度为 0.1,温度为 2 000 K,行程长度 10 cm。与参考文献[17]数据进行了比对,比对结果如图 4 所示,图中上半部分是 H_2O 的光谱发射率比对,下半部分是 CO 光谱发射率比对,可见,不论是 H_2O 还是 CO ,其谱线位置和强度整体与文献数据一致性较好。

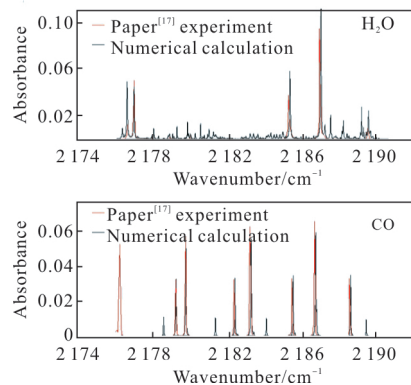


图 4 典型燃气组分光谱发射率计算比对

Fig.4 Comparison of spectral emissivity of the typical gases component

1.4 计算模型

以某推力 0.9 N 的模型发动机为研究对象,其中发动机喷管出口半径 100 mm,出口压强 20 Pa,出口温度 640 K,出口速度 2 500 m/s,出口组分包含 CO_2 、 CO 、 H_2O 、 N_2 ,具体参数见表 2。自由来流数密度为 1.2×10^{19} ,其中 N_2 、 O_2 摩尔浓度比分别为 0.78 和 0.22,速度 2 500 m/s。按照平均尺度约 $1/3$ 分子平均自由程划分网格,以保证每个网格内仿真分子数目不小于 20,文中网格总数约为 3.2×10^4 。在辐射特性计算时,基于公式(7)计算得到流场统计温度,其中谱线的平均展宽为 0.02 cm^{-1} 。

表 2 燃气组分在喷管出口处的含量
Tab.2 Molar fractions of gas components at the nozzle exit

Species	Molar fraction
CO ₂	0.136 2
CO	0.111 9
H ₂ O	0.402 4
N ₂	0.349 5

2 结果与讨论

2.1 高空羽流辐射特性分析

图 5 给出了高空羽流密度场分布。图中喷管出口(x=0 m,y=0 m)处,羽流喷射方向沿着 y 轴正向,即 y 轴是轴向方向,x 轴是径向方向。由图可见,出喷管后密度快速下降,在距离喷口约 2.5 倍喷管直径处,密度下降了一个量级,图中黑色虚线是采用 Simons 点源模型计算分离波线,喷口马赫数为 2.98 Ma,燃气比热比为 1.26,羽流的极限膨胀角为 $\theta_{lim}=130.26^\circ$,流线分离角 $\theta_b=39.07^\circ$,文中计算的核心区与 Simons 模型估算轮廓吻合较好。尽管羽流极限膨胀角很大,但影响辐射相对高密度、高温的核心区主要分布 $\theta_{lim}\leq\theta\leq\theta_b$ 在内。为了便于分析,以 Line1 代表羽流轴线方向、Line2 代表距离喷口 0.3 m 处 y 轴方向、Line3 代表距离喷口 0.2 m 处 x 轴方向、Line4 代表距离喷口 1.2 m 处 x 轴方向,具体位置见图中蓝色虚线。

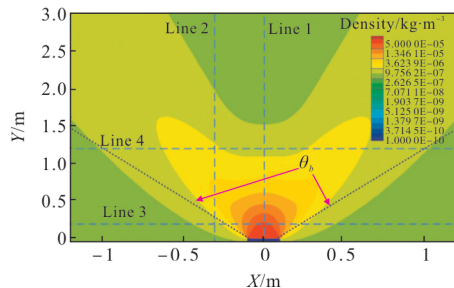
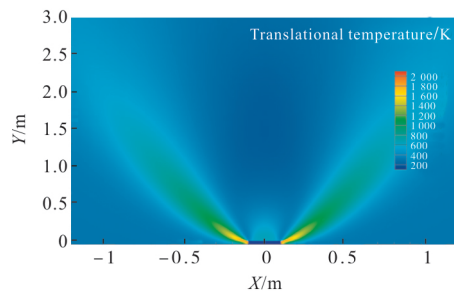


图 5 高空羽流密度分布云图
Fig.5 Density distribution of the high-altitude plume

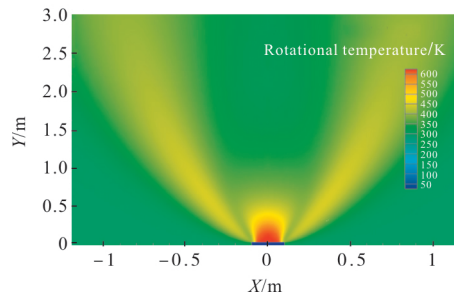
图 6 给出高空羽流场平动温度、转动温度分布云图。由图可见,平动温度和转动温度的量值和分布有比较明显差异,非平衡效应最显著的区域有三个部分,一是喷管出口唇部及喷管壁面处,一是羽流燃

气与自由来流作用形成的增强区,一是沿轴线方向密度下降一个量级处。这差异产生的主要原因是,在喷管唇部及轴线方向上由于羽流剧烈膨胀,导致密度较低,分子碰撞不够充分,转动能量与振动能量之间来不及能量交换导致非平衡效应。在燃气与自由来流作用形成的增强区密度比喷管出口密度下降了两个量级,造成了强烈的非平衡效应。高真空羽流效应非平衡效应主要是急剧扩散导致密度快速下降的稀薄效应导致的。



(a) 平动温度分布

(a) Translational temperature distribution



(b) 转动温度分布

(b) Rotational temperature distribution

图 6 高空羽流非平衡温度分布云图

Fig.6 Non-equilibrium temperature distribution of the high-altitude plume

图 7 给出了 Line1 的平动温度、转动温度和统计温度曲线,附图给出了 Line2 的平动温度、转动温度和统计温度曲线。可见,由于发动机推力很小,当羽流膨胀出喷管后,轴线方向上的平动和转动模态的非平衡效应已出现,特别是密度下降一个量级后,这种非平衡效应更加显著,转动温度处于冻结状态,下降到 350 K,而平动温度快速下降 200 K,统计温度介于二者之间,约 250 K;而在 Line2 方向上,由于羽流燃气分子与自由来流分子碰撞导致平动能增加,但是此时速度较快,达到 2 000 m/s,相对于平动温

度,转动温度变化迟缓,当进入羽流内部,则由于平动温度快速下降,而转动温度变化相对平缓。

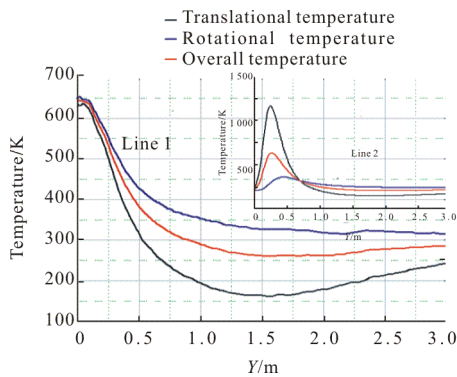


图 7 不同轴向位置高空羽流的非平衡温度分布

Fig.7 Non-equilibrium temperature distribution of the high-altitude plume at different axial positions

图 8 给出了 Line3 和 Line4 上平动温度、转动温度和密度分布曲线。由图 8(a)可见,密度呈现“单峰”结构,轴线附近最大,温度整体呈现“三峰”结构,在核心区平动温度与转动温度差异不大,但随 x 方向径向距离增大,密度快速下降,非平衡效应显著增强;由图 8(b)可见,随着轴线距离增加,轴线附近密度减小,此时密度呈现“双峰”结构,温度整体也呈现“双峰”结构,轴线处和羽流增强区外非平衡效应显著增加。

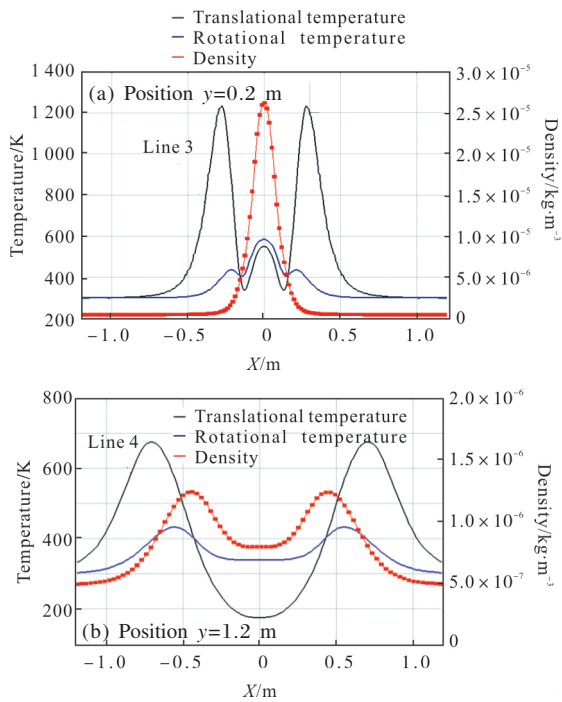


图 8 不同径向位置高空羽流非平衡温度及密度分布

Fig.8 Non-equilibrium temperature and density distribution of the high-altitude plume at different radial positions

图 9 给出高空羽流场典型燃气组分的摩尔浓度分布云图。各燃气组分出喷口后急剧扩散,沿着羽流扩散角,各组分浓度迅速降低,但由于 CO₂、CO、H₂O 的分子量相差不大,从下图未见明显分离效应,各燃气组分浓度主要集中在轴线附近,呈现“扇型”分布。

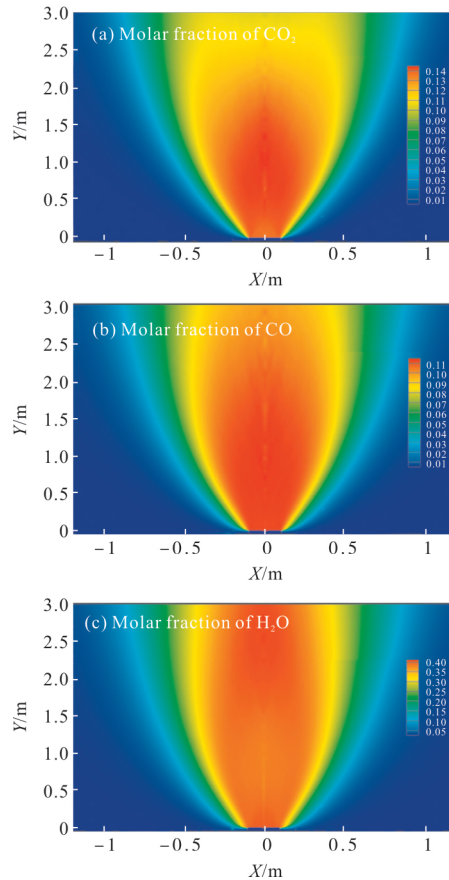
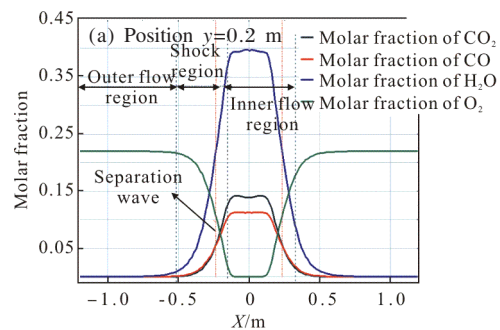


图 9 高空羽流典型组分摩尔浓度分布

Fig.9 Molar fraction of typical components of the high-altitude plume

图 10 给出高空羽流场中 Line3、Line4 处各组分的摩尔浓度沿 x 方向分布曲线。由图可见,H₂O 相对较轻分子,受喷管出口速度惯性影响较弱,扩散更历



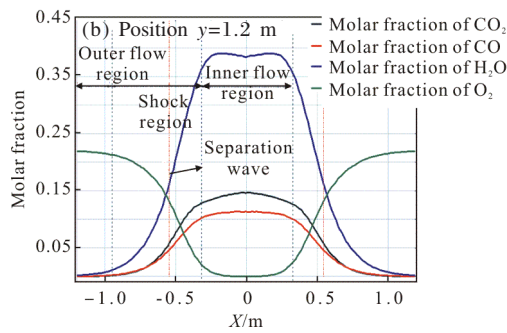


图 10 高空羽流径向位置上典型组分摩尔浓度分布

Fig.10 Molar fraction of typical components in the radial position of the high-altitude plume

害,CO₂ 相对分子最重,受喷管出口速度惯性影响较大,在轴线附近扩散,CO 介于两者之间,其扩散形态更接近于 CO₂;通过 O₂ 含量的变化,可以反映出羽流与环境相互作用的区域,即激波区,激波区内属于内流区,激波区外属于外流区。

2.2 高空羽流辐射特性分析

在获得高空羽流流场参数基础上,计算给出了高空羽流 2.0~14.0 μm 波段的光谱辐射强度,如图 11 所示,其中强弱线的差异达 5 个量级,所以图中纵坐标采用对数坐标。由图可见,由于气体密度很低,展览以 Doppler 展宽机制为主,谱线细而窄,发射和

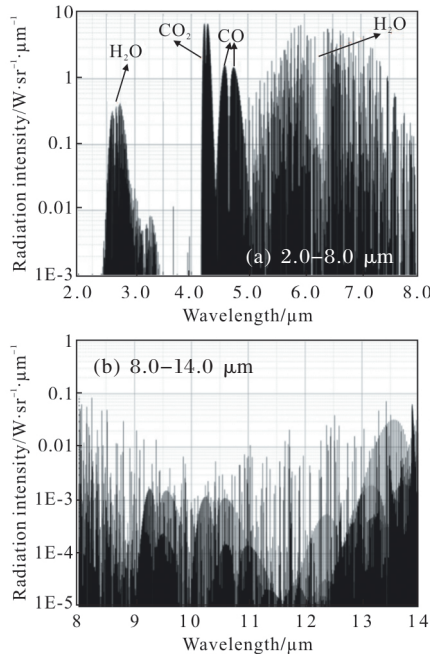


图 11 高空羽流 2.0~14.0 μm 波段光谱辐射强度分布

Fig.11 Spectral radiation intensity of the high-altitude plume from 2.0 μm to 14.0 μm

吸收主要集中在谱线中心区,谱线两翼成指数形式迅速衰减,表现为谱线较分立,碰撞增宽谱线较为平缓,在距谱线中心相当远的两翼仍有较强的发射和吸收。由图 11(a)可见,2.5~3.0 μm 主要是 H₂O 发射带,4.2~4.5 μm 主要是 CO₂ 发射带,4.5~5.0 μm 主要是 CO 发射带,由于高空羽流统计温度 400 K 左右,此时辐射峰值往长波移,使得 2.5~3.0 μm 和 4.2~4.5 μm 辐射强度占比相对高温喷焰变小,6.0 μm 以上也是 H₂O 发射带,相对谱线分立。由图 11(b)可见,8.0~14.0 μm 主要以 H₂O 和 CO₂ 发射谱,但是强度相对降低了 2 个量级。

图 12 给出了典型波段 2.7 μm 和 4.3 μm 下羽流的超窄光谱辐射强度,整体上 2.7 μm 波段要小于 4.3 μm 波段。图 13 给出了参考文献[1]中基于实验数据反演的高真空羽流辐射强度预估模型得到了光谱辐射强度随推力的变化曲线,按照 0.9 N 模型发动机的推力,此时 2.7 μm 的光谱辐射强度约 1.07×10⁻⁵ W/(sr·μm),4.3 μm 的光谱辐射强度约 0.266 2 W/(sr·μm),显示了小推力发动机高空羽流光

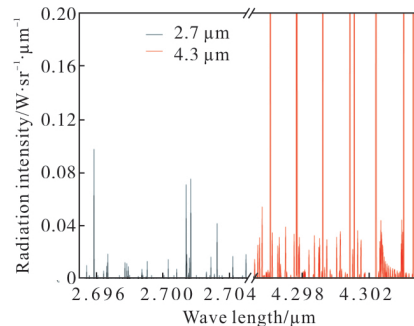


图 12 高空羽流 2.7 μm 以及 4.3 μm 波段光谱辐射强度分布

Fig.12 Spectral radiation intensity of the high-altitude plume at 2.7 μm and 4.3 μm

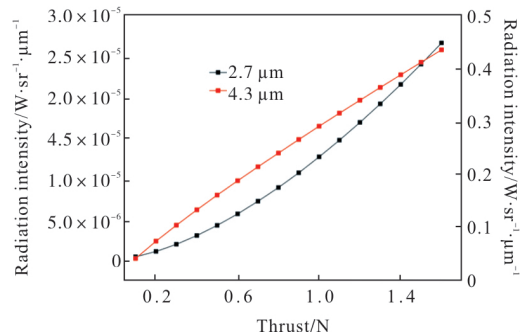


图 13 预估模型得到典型波段光谱辐射强度随推力变化曲线

Fig.13 Variation curves of spectral radiation intensity in typical bands with thrust by the prediction model

谱辐射强度往中波偏移,也间接证明模型的正确性。

图 14 给出了波段间隔为 0.5 μm 积分的辐射强度值分布。其中 4.0~4.5 μm 波段辐射强度最大,约 7.7×10⁻³ W/sr, 其次是 6.5~7.0 μm 波段,约 5.3×10⁻³ W/sr,按照羽流温度约 450 K,对应辐射峰值为 6.44 μm,所以高空羽流辐射强度集中在 5.5~7.5 μm 波段区间内,而 2.5~3.0 μm 波段辐射强度只有 3.3×10⁻⁴ W/sr, 8.5~15.0 μm 波段区间内由于发射较弱,辐射强度最大不过 5.7×10⁻⁵ W/sr。

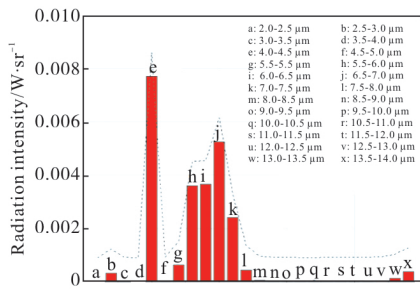


图 14 高空羽流各波段积分辐射强度分布

Fig.14 Integrated radiation intensity in each band of high-altitude plume

图 15 给出了典型波段区间 2.7、4.3、4.7 μm 羽流辐射亮度分布,图中色标采用对数色标。在喷管出口附近由于密度相对较大,辐射亮度也较强,在距离喷口 1.5 倍喷管直径处,三个波段辐射亮度都下降了一个量级,沿着羽流轴向和径向,辐射亮度都显著降低,由温度主导其亮度分布,同时可见,4.3 μm 辐

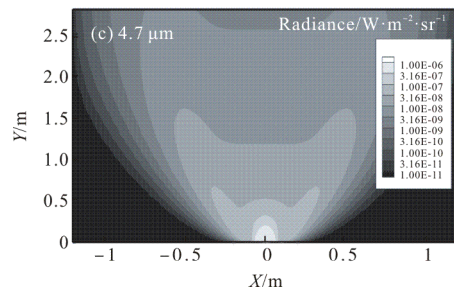
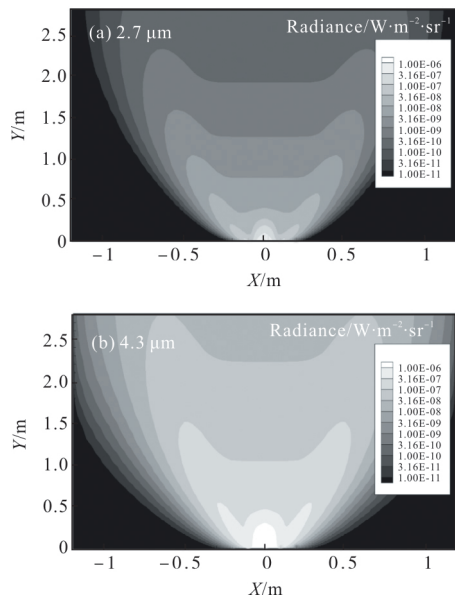


图 15 高空羽流典型波段的辐射亮度分布

Fig.15 Radiance in typical bands of the high-altitude plume

射亮度最强,4.7 μm 次之,2.7 μm 最弱,在高空低温羽流辐射特性中,CO 的 4.7 μm 发射带的辐射能量要大于 H₂O 的 2.7 μm 发射带,但各波段辐射亮度分布趋势是一致的。

图 16 给出了典型波段区间 2.7、4.3、4.7 μm 羽

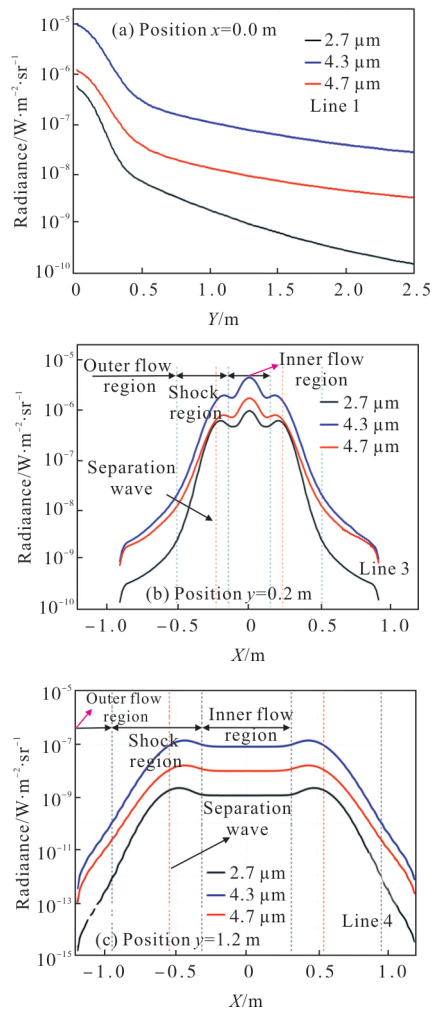


图 16 不同位置处高空羽流辐射亮度分布

Fig.16 Radiance in typical bands of the high-altitude plume at different positions

流不同位置 Line1、Line3 和 Line4 的辐射亮度曲线。由图 16(a)可见,沿着轴线方向,密度和温度下降导致辐射亮度沿着轴线减小,不同波段辐射亮度变化趋势是一致的,由图 16(b)可见,沿着径向方向,各波段的辐射亮度变化趋势是一致的,呈现“三峰”结构,与温度场分布结构是一致的,说明温度是最主要的影响因素,内流区辐射亮度最大,激波区内有一个峰,过了分离波线后,辐射亮度快速下降,由图 16(c)可见,随着离喷口距离增大,亮度呈现“双峰”结构,激波区内分离波线以里以及内流区,辐射亮度较大,过了分离波线后,辐射亮度快速下降,说明羽流辐射能量主要集中在分离波线以内的激波区及内流区,内流区由于密度和温度相对较高,辐射亮度较强,激波区内由于激波作用温度较高,分离波线以内燃气组分密度较高,辐射亮度也相对较高,外流区由于燃气密度和温度快速下降导致辐射亮度快速减小。

3 结论

文中数值研究了某小推力发动机的高空羽流流动和辐射特性,得到以下结论:

(1)建立小推力发动机高空羽流流动和辐射计算模型,采用 DSMC 方法计算高空羽流流动参数,并结合逐线积分和 BMC 方法计算高空羽流窄谱辐射特性,与实验测量数据进行比对,模型方法具有较好的一致性。

(2)高空羽流存在明显非平衡效应,显著出现于喷管出口唇部及喷管壁面处,羽流与自由来流作用的增强区,远离喷管出口轴线位置处,分析指出这些非平衡效应都是密度急剧下降稀薄导致的;各燃气组分出喷管后急剧膨胀,会呈现扇型分布特点,不同分子量的组分会存在分离效应,分子量大的组分集中于轴线方向上,分子量小的组分扩散更厉害些。

(3)高空羽流气体以 Doppler 展宽机制为主,谱线细而窄,发射和吸收主要集中在谱线中心区,由于高空羽流温度整体较低,辐射峰值往中波平移,CO₂ 的 4.3 μm、CO 的 4.7 μm 以及 H₂O 的 6.5 μm 发射带变得更重要;辐射亮度在喷管出口附近由温度和密度主导,分布结构类似于温度分布;在出口处二倍喷管直径距离以内,以及分离波线以内的激波区和内流区,辐射亮度较高,而后成指数衰减。

参考文献:

- [1] Simmons F S. Rocket Exhaust Plume Phenomenology [M]. California: The Aerospace Press, 2000.
- [2] Bird G A. Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows [D]. New York: Oxford University Press, 1994.
- [3] Burt J M, Boyd I D. A monte carlo radiation model for simulating rarefied multiphase plume flows[R]. AIAA-2005-4691, 2005.
- [4] Kannenberg K C, Boyd I D. Three dimensional monte carlo simulation of plume impingement [R]. AIAA-1998-2755, 1998.
- [5] Gimelshein S F, Boyd I D, Ivanov M S. Modeling of internal energy transfer in plume flows of polyatomic [R]. AIAA-1999-0738, 1999.
- [6] Gatsonis N A, Nanson A R, Lebeau G J. Simulations of cold-gas nozzle and plume flows and flight data comparisons [J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2000, 37 (1): 39-48.
- [7] George J D. A combined CFD-DSMC method for numerical simulation of nozzle plume flows [D]. New York: Cornell University, 2000.
- [8] Cheng Xiaoli, Mao Mingfang, Yan Xiqin. Numerical investigations of a small thruster plume at high altitude [J]. *Chinese Journal of Space Science*, 2002, 22(3): 261-267. (in Chinese)
程晓丽,毛铭芳,阎喜勤.小推力发动机高空羽流场数值模拟[J].空间科学学报,2002,22(3):261-267.
- [9] Li Zhonghua, Li Zhihui, Peng Aoping, et al. A numerical method for simulating rarefied two phase flow [J]. *Acta Aerodynamic Sinica*, 2015, 33(2): 266-271.
- [10] Zhang Jianhua, Cai Guobiao. Computation based on the Simons model for vacuum plume [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2002, 23(5): 406-409. (in Chinese)
张建华,蔡国飙.用 Simons 法计算真空羽流[J].推进技术,2002,23(5):406-409.
- [11] Chen Bing, Cai Guobiao. Method of characteristics for vacuum plume simulation [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2002, 23(6): 500-504. (in Chinese)
陈兵,蔡国飙.模拟真空羽流场的特征线法[J].推进技术,2002,23(6):500-504.
- [12] Xiao Zejuan. A study of plume flow and its contamination of the space thrusters [D]. Shanghai: Shanghai Jiao Tong University, 2007. (in Chinese)

- 肖泽娟. 空间发动机羽流及其污染研究[D]. 上海: 上海交通大学, 2007.
- [13] Zheng Cailang, Zhu Dingqiang, Qiao Yaobin. Numerical simulation of the infrared radiation of orbit control thruster exhaust plume [J]. *Journal of Astronautics*, 2014, 35(5): 521-527. (in Chinese)
- 郑才浪, 朱定强, 乔要宾. 姿轨控发动机羽流红外辐射特性的数值仿真[J]. *宇航学报*, 2014, 35(5): 521-527.
- [14] Arnold J O, Whiting E E, Lyle G C. Line by line calculation of spectra from diatomic molecules and atoms assuming a voigt line profile [J]. *JQSRT*, 1969, 73(69): 775-798.
- [15] Dong Shikui, Shuai Yong, Tan Hepin, et al. Computation of radiation heat transfer in participating media using backward Monte Carlo method [J]. *Journal of Harbin Institute of Technology*, 2004, 36(12): 1602-1604. (in Chinese)
- 董士奎, 帅永, 谈和平, 等. 反向蒙特卡罗法模拟参与性介质中热辐射传递 [J]. *哈尔滨工业大学学报*, 2004, 36(12): 1602-1604.
- [16] Shuai Yong, Dong Shikui, Liu Linhua. Simulation of infrared radiation characteristics of high temperature free-stream flow including particles by using backward monte carlo method[J]. *Journal of Infrared Millim Wave*, 2005, 24(2): 100-104. (in Chinese)
- 帅永, 董士奎, 刘林华. 高温含粒子自由流红外辐射特性的反向蒙特卡罗方法模拟 [J]. *红外与毫米波学报*, 2005, 24(2): 100-104.
- [17] Matthew A. Mid -infrared laser absorption diagnostics for combustion and propulsion applications [R]. N00014-07-1-0844, 2010.