

基于理论解析方法的高真空羽流流动及红外辐射研究

包醒东^{1,2,3}, 余西龙^{1,2}, 毛宏霞³, 王振华³, 董雁冰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: 高真空羽流指空间目标上火箭发动机在高真空环境工作时产生的燃气射流迅速膨胀扩散流动状态。这种急剧膨胀的羽流会对空间目标产生冲击、侵蚀, 其产生的辐射特性已应用于空间目标的探测、识别。基于无碰撞的自由分子流理论模型对高真空羽流的流场进行了快速预测分析方法研究, 获得了高真空羽流的膨胀、扩散分布特性, 得到了符合认识的流动规律结果, 在计算得到高真空羽流流动参数的基础上, 采用佛奥特线型函数描述稀薄气体的展览, 结合逐线积分法+视在光线法计算得到高真空羽流的辐射特性。研究结果表明: 高真空羽流的轮廓特性及扩散分布是由喷管出口的点源强度所决定的, 点源强度越强, 羽流扩散的越厉害, 同时轴线上无量纲的密度、温度越高; 喷管出口温度相同时, 高真空羽流辐射强度随点源增加而增强; 出口速度相同时, 羽流辐射强度随点源增加而减小; 在点源强度相同时, 羽流辐射强度与推力正相关。

关键词: 高真空羽流; 解析解; 点源强度; 流动特性; 红外辐射

中图分类号: V211.3 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA202049.0104003

Research on fluid field and infrared radiation of vacuum plume based on theoretical analytical method

Bao Xingdong^{1,2,3}, Yu Xilong^{1,2}, Mao Hongxia³, Wang Zhenhua³, Dong Yanbing³

- (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: When the rocket engine is working in high vacuum environment, the gas jet expands rapidly under the condition of extremely low back pressure, forming the vacuum plume. This vacuum plume can produce impact and erosion on space targets, and its infrared radiation characteristics can be widely used for the detection and recognition of the space targets. Based on the theoretical model of collisionless free molecular flow, the rapid analytical calculation of vacuum plume was carried out in this paper. The expansion and diffusion characteristics of the plume were obtained, which accorded with the known flow rule. On the basis of the calculated plume flow parameters, the Voigt line function was used to describe

收稿日期: 2019-10-11; 修订日期: 2019-11-21

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方面的研究工作。

Email: 675142219@qq.com

the dilating of the rarefied gas, and the radiation characteristics were calculated by line-by-line and LOS method. The results show that the boundary and diffusion distribution of vacuum plume are determined by the speed ratio of the nozzle exit. The stronger exit speed ratio is, the greater the area of the plume diffusions, and the higher the normalized density and temperature on the axis are. When the temperature of the nozzle exit is same, the radiation intensity of the plume increases with the increase of exit speed ratio. However, when the speed of the nozzle is same, the radiation intensity of the plume decreases with the increase of exit speed ratio. In the case of the same exit speed ratio, the radiation intensity is positively correlated with the thrust.

Key words: vacuum plume; analytical gaskinetic solutions; exit speed ratio; flow characteristics; infrared radiation

0 引言

火箭发动机燃烧产生的高温高压燃气经喷管加速,以超高速的速度射向低密度低压力的环境介质,形成羽毛状的燃气尾流向远后方,通常将高真空环境喷管出口之后的燃气流称之为羽流^[1]。在环境压力低于 10^{-4} Pa 时,羽流将不受干扰地迅速膨胀,尺寸很大,这种高真空羽流会对飞行器表面及表面设备产生冲击、侵蚀,同时高真空羽流的辐射特性也被用于对飞行器进行探测、跟踪甚至识别,因此有必要对高真空羽流的流动特性和辐射特性开展研究^[2]。

国内外学者针对高真空羽流,特别是羽流的流动特性开展了较多研究,美国早在 60 年代开始,利用试验和工程估算的方法对高真空羽流开展研究,比较经典的数值方法有 Simmons 法^[3],特征线法(MOC)和直接模拟蒙特卡洛法(Direct Simulation Monte Carlo, DSMC)^[4],后续 Boyd 等^[5]采用 DSMC 方法对稀薄气体膨胀流动进行了数值研究,George 等^[6]为节省计算时间提出组合 DSMC-CFD (Computational Fluid Dynamics)方法用以模拟高真空羽流场,Cai 等^[7]基于无碰撞的自由分子流模型开展高真空羽流的理论解析方法与数值求解方法研究。国内在高真空羽流方面也开展了相关研究,沈青等^[8]提出了 IP 信息法的 DSMC 算法,蔡国飙等^[9]用 Simons 法开展了真空羽流的计算,程晓丽等^[10]采用 DSMC 方法对喷管内流和羽流场进行了模拟,李志辉等^[11]采用双向耦合技术改进了 DSMC-CFD 算法研究了稀薄两相羽流。目前,针对高真空羽流流动的研究中以 DSMC 与 NS(Navier-Stokes)方程耦合算

法进展最快^[6, 11-13],但是对于羽流核心区这类方法仍然存在计算时间代价大的问题,且针对高真空羽流辐射的应用研究开展得不多。文中面向高真空羽流流动与辐射的工程应用,从高真空羽流的数值解析解(Analytical Gaskinetic Solutions, AGS)入手,研究不同点源强度下高真空羽流的流动特性,采用考虑碰撞增宽和多普勒增宽的综合效应线型函数来计算高真空羽流的辐射特性,在此基础上,详细分析了高真空羽流流动及辐射特性随点源强度的变化规律。

1 理论方法与计算模型

1.1 高真空羽流的理论方法

高真空环境发动机内外流是一种复杂的流动变化过程,包括涵盖连续流区、过渡流区和稀薄流区的流动状态,并伴随组分分离、温度非平衡以及能级跃迁等复杂物理、化学现象,完整地描述高真空羽流目前存在较大困难。因此,文中为预估高真空羽流的流动状态,基于如下的基本假设:

- (1) 喷管口为圆形喷口,并满足轴对称流动条件;
- (2) 喷管出口气体处于平衡状态,并均匀分布;
- (3) 忽略羽流中的部分复杂现象,包括辐射传热、相变和非定常效应等。

基于上述假设,设定羽流的出口位于 $X=0$,同时由于流动是轴对称的,仅考虑 XOZ 平面,在喷管出口处,数密度表示为 n_0 ,温度表示为 T_0 ,以及轴向速度 U_0 。由自由分子流的气体运动学可知,从羽流喷口出口位置 (x_0, y_0, z_0) 出发的气体分子,只有满足如

下条件才能到达空间位置任意一点 $P(x, 0, z)$ 。

$$\frac{x-x_0}{u+U_0} = \frac{0-y_0}{v} = \frac{z-z_0}{w} \quad (1)$$

为获得空间任意位置 $P(x, 0, z)$ 的气体状态, 建立如图 1 所示的三种空间坐标系, 并以 $S_0=U_0/$

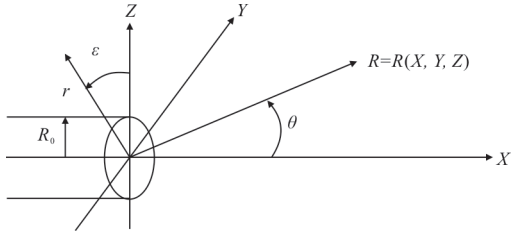


图 1 高真空羽流的坐标系
Fig.1 Coordinate systems of vacuum plume

$\sqrt{2RT_0}$ 表示羽流的点源强度, 在空间任意位置的分子数密度 $n_1(x, 0, z)$ 、宏观速度 $U_1(x, 0, z)$ 、 $W_1(x, 0, z)$ 和温度 $T_1(x, 0, z)$ 可表示为喷口径向尺寸和周向角度的定积分形式。

$$\frac{n_1(x, 0, z)}{n_0} = \frac{\exp(s_0^2)}{\sqrt{\pi^3 x^2}} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\varepsilon \int_0^{R_0} rKdr \quad (2)$$

$$U_1(x, 0, z)\sqrt{\beta_0} = \frac{\exp(-s_0^2)}{\sqrt{\pi^3 x^2}} \frac{n_0}{n_1} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\varepsilon \int_0^{R_0} rMdr \quad (3)$$

$$W_1(x, 0, z)\sqrt{\beta_0} = \frac{\exp(-s_0^2)}{\sqrt{\pi^3 x^3}} \frac{n_0}{n_1} \times \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\varepsilon \int_0^{R_0} (z-r\sin\varepsilon)rMdr \quad (4)$$

$$\frac{T_1(x, 0, z)}{T_0} = \frac{U_1^2 + W_1^2}{3RT_0} + \frac{4}{3} \frac{\exp(-s_0^2)}{\sqrt{\pi^3 x^2}} \frac{n_0}{n_1} \times \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\varepsilon \int_0^{R_0} Nrdr \quad (5)$$

公式(2)~(5)中的因子如下:

$$Q = \cos^2 \psi \left[\sum_{n=0}^{\infty} P_n(\sin\psi\sin\varepsilon) \left(\frac{r}{\sqrt{X^2+Z^2}} \right) \right]^2 \quad (6)$$

$K =$

$$Q \left\{ Qs_0 + \left[\frac{1}{2} + Qs_0^2 \right] \sqrt{\pi Q} [1 + \operatorname{erf}(s_0 \sqrt{Q})] \exp(s_0^2 Q) \right\} \quad (7)$$

$M = Q^2 \times$

$$\left\{ Qs_0^2 + 1 + s_0 \left[\frac{3}{2} + Qs_0^2 \right] \sqrt{\pi Q} [1 + \operatorname{erf}(s_0 \sqrt{Q})] \exp(s_0^2 Q) \right\} \quad (8)$$

$$N = s_0 Q^2 \left[\frac{5}{4} + \frac{Qs_0^2}{2} \right] + \frac{1}{2} \sqrt{Q^3 \pi} \left[\frac{3}{4} + 3Qs_0^2 + Q^2 s_0^4 \right] \times [1 + \operatorname{erf}(s_0 \sqrt{Q})] \exp(s_0^2 Q) \quad (9)$$

$$\beta_0 = \frac{1}{2RT_0} \quad (10)$$

上述公式求解十分复杂, Cai^[14]提出了针对 Q 简化方法, 简化后表示为:

$$Q' \approx \cos^2 \psi \left[P_0(\sin\psi\sin\varepsilon) + P_1(\sin\psi\sin\varepsilon) \left(\frac{r}{\sqrt{X^2+Z^2}} \right) \right]^2 \approx \cos^2 \psi = \frac{X^2}{X^2+Z^2} \quad (11)$$

把 Q' 代入公式(7)~(9), 求解得到 K' 、 M' 、 N' , 则公式(2)~(5)可表示为:

$$\frac{n_1(x, 0, z)}{n_0} = \frac{K'}{2\sqrt{\pi}} \left(\frac{R_0}{X} \right)^2 \exp(s_0^2) \quad (12)$$

$$U_i(x, 0, z)\sqrt{\beta_0} = \frac{M'}{K'} \quad (13)$$

$$W_i(x, 0, z)\sqrt{\beta_0} = \frac{M'}{K'} \frac{Z}{X} \quad (14)$$

$$\frac{T(x, 0, z)}{T_0} = \frac{2K'^2}{3K'^2 Q'} + \frac{4}{3} \frac{N'}{K'} \quad (15)$$

在轴线方向上为得到更精确的结果, 对 Q 进行二阶精度修正, 轴向表示为

$$\frac{n_1(x, 0, 0)}{n_0} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \operatorname{erf}(S_0) - \frac{P_1}{2} \exp(-s_0^2 P_2^2) \times [1 + \operatorname{erf}(P_1 S_0)] \quad (16)$$

$$\frac{U_1(x, 0, 0)}{\sqrt{\beta_0}} = \frac{n_0}{2n_1} \left\{ \frac{P_2^2 \exp(-S_0^2) + S_0 [1 + \operatorname{erf}(S_0)] - \exp(-P_2^2 S_0^2) P_1^3 S_0 [1 + \operatorname{erf}(P_1 S_0)]}{\sqrt{\pi}} \right\} \quad (17)$$

$$W_1(x, 0, 0) = 0 \quad (18)$$

$$\frac{T_1(x, 0, 0)}{T_0} = -\frac{U_1^2}{3R} + \frac{4}{3} \frac{\exp(-S_0^2)}{\sqrt{\pi X^2}} \frac{n_0}{n_1} \int_0^{R_0} Nrdr \quad (19)$$

其中, $P_1 = \frac{X}{\sqrt{X^2+R_0^2}}$, $P_2 = \frac{R_0}{\sqrt{X^2+R_0^2}}$ 。同时在 $(X=0, Z \leq R_0)$ 时为出口参数, $(X=0, Z > R_0)$ 时, 取流场内部微尺度的 ΔX 值进行外推。

1.2 高真空羽流辐射计算模型

文中在高真空羽流场计算模型校验时以惰性气体氩气(Ar)作为介质, 在分析高真空羽流辐射特

性时以燃气组分 CO_2 为介质, CO_2 分子具有三个振动基态, 分别为 $\omega_1=1\ 351\ \text{cm}^{-1}$ 、 $\omega_2=667\ \text{cm}^{-1}$ 、 $\omega_3=2\ 396\ \text{cm}^{-1}$, 不失一般性, 文中选择 $4.1\sim 4.7\ \mu\text{m}$ 波段来分析羽流场的辐射特性。

由于高真空羽流流动中不考虑相变, 即不存在气体散射, 因此采用视在光线法(LOS)^[15]求解气体的辐射传输, 可表示为:

$$\frac{dI_v}{dx} = \kappa(v)[B_v(T) - I_v] \quad (20)$$

式中: B_v 为普朗克黑体辐射函数; $\kappa(v)$ 为吸收系数; I_v 为光谱辐射强度。

吸收系数是最重要的辐射参数, 在气体的吸收带内, 吸收谱线与谱线之间会发生部分重叠。对于同一气体, 其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:

$$\kappa(v) = \sum_i \kappa^i(v) = \sum_i S f(v - \nu_{oi}) N \quad (21)$$

式中: $\kappa^i(v)$ 为线型 i 的吸收系数; $f(v - \nu_{oi})$ 为谱线线型函数; ν_{oi} 为计算域内第 i 条谱线中心处的波数; S_i 为单个分子的标准谱线积分强度; N 为分子数密度。

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^[16]提出的佛奥特线型函数(Viogt)来计算。

$$f(v - \nu_0) = \alpha_D^{-1} \pi^{-3/2} y \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t^2) dt}{y^2 + [t - (v - \nu_0)/\alpha_D]^2} \quad (22)$$

式中: $y = \alpha_L/\alpha_D$, α_L 为洛伦兹谱线全线宽; α_D 为多普勒谱线全线宽。

1.3 高真空羽流流动与辐射快速计算模型校验

文中构建了高真空羽流流动与辐射快速计算模型, 为校验该模型最重要关键环节: 高真空羽流计算模型的正确性, 与参考文献[14]中不同努森数(Knudsen number, Kn)的羽流轮廓特性及流动特性进行了对比验证, 文献中基于 DSMC 方法仿真的算例条件如下: 测试气体氩气(Ar), 喷管出口直径 $0.2\ \text{m}$, 点源强度为 2。

图 2 中上半部分是采用数值解析方法计算的高真空羽流无量纲的密度分布, 下半部分为参考文献[16]中采用 DSMC 方法以及 Simons 的 Cosine-law 模型计算的高真空羽流无量纲的密度分布。图 2(a)对

应的 $Kn=100$, 图 2(b)、(c) 分别对应的 $Kn=0.1$ 、 $Kn=0.01$ 。由图 2(a) 可见, 在 $Kn=100$ 时, DSMC 方法计算的结果与理论解析方法的结果吻合较好, 但是 Cosine-Law 模型与上述两种方法吻合不好, 因为数值解析方法和 Cosine-Law 模型都是基于无碰撞的分子运动理论, 其中 Cosine-Law 模型采用恒定的系数描述出口马赫数、比热比的影响, 而解析方法采用点源强度描述, 点源强度又影响积分项系数 Q 、 K 、 M 、 N , 从而影响流场的分布更准确。由图 2(b)、(c) 可见, 在 Kn 为 0.1 和 0.01 时, 理论解析方法计算结果与 DSMC 方法计算结果相对较好; 由于不考虑分子相互的碰撞效应, 因此采用理论解析方法和 Cosine-Law 模型计算结果是不受流动的 Kn 数影响的, 而 DSMC 方法是受 Kn 数影响的。理论上, 采用

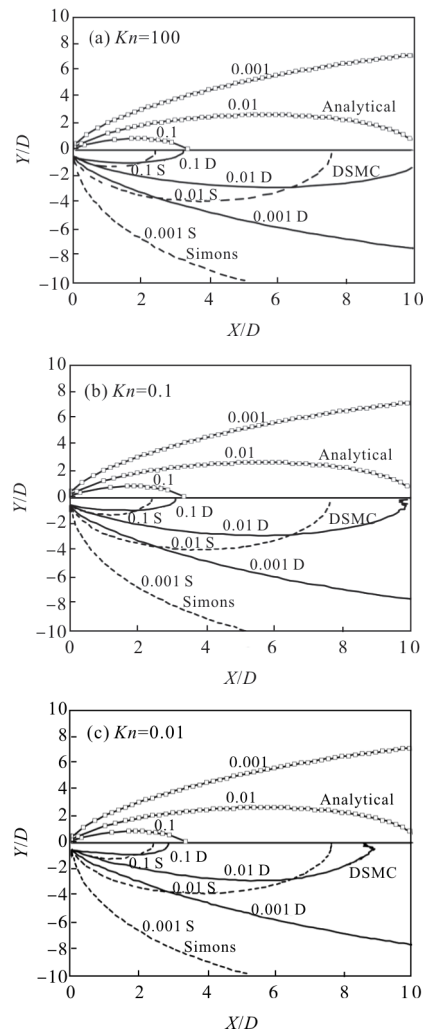


图 2 不同方法计算的不同 Kn 数对应的无量纲密度分布对比
Fig.2 Comparison of normalized number density contours based on different methods by different Kn number

DSMC/NS 耦合或 DSMC 方法是获得流场准确结果的最优方法,但 Kn 数较大时,物理上越接近无碰撞假设,参考文献[14]指出,在 $Kn=100$ 时,采用解析方法计算的误差不超过 3.15%,上述比对结果也说明采用理论解析方法可以高效快速地计算高真空羽流流动。

2 结果与讨论

2.1 高真空羽流流动特性分析

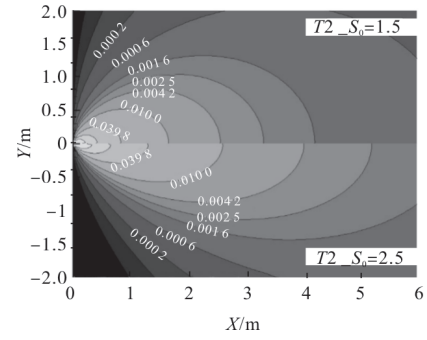
为研究不同喷管出口条件对高真空羽流流动 ($Kn=100$) 的影响,以 CO_2 为介质气体,并选择不同喷管出口温度、出口速度及不同点源强度等工况进行计算分析。计算的基本状态如表 1 所示。

表 1 高真空羽流计算工况

Tab.1 Vacuum plume calculation conditions

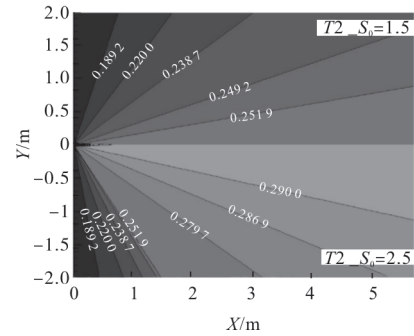
Symbol	T_0 keeps constant /K	Exit speed ratio		
		$S_0=1.5$	$S_0=2$	$S_0=2.5$
		$U_0 /m \cdot s^{-1}$		
T1	1 000	922.12	1 229.50	1 536.86
T2	1 200	1 010.13	1 346.83	1 683.54
T3	1 400	1 091.06	1 454.75	1 818.43
	U_0 keeps constant / $m \cdot s^{-1}$	T_0/K		
T4	1 000	1 176.06	661.54	423.38
T5	1 200	1 693.53	952.61	609.67
T6	1 400	2 305.08	1 296.61	829.83

计算表 1 各工况的高真空羽流场,从计算结果可见在出口温度恒定条件下不同点源强度的高真空羽流流场分布特性,图 3 是工况 T2 流动的无量纲参数分布图,其中上半部分是点源强度 1.5,下半部分为点源强度 2.5。由图 3(a)可见,流场的数密度分布呈现“椭球”形态扩散,以数密度下降到 0.001 作为羽流的边界,可以看到,随着点源强度的增加,羽流扩展得越厉害。图 3(b)可见,流场的温度在轴线方向最高,沿着喷管周向快速下降,点源越强,温度下降得越厉害。图 3(c)、(d)给出了无量纲的轴向速度和径向速度分布,气体喷出后沿着 X 轴方向及 Y 轴方向扩散,轴向速度在轴向最大,随着周向角增加而减



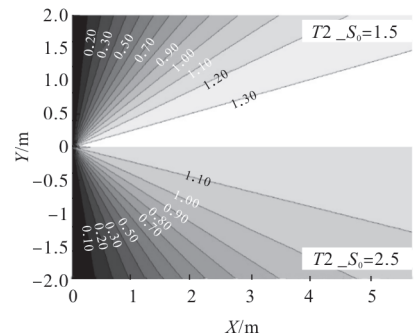
(a) 无量纲的数密度分布

(a) Normalized number density contours



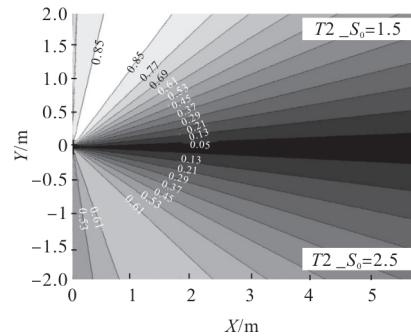
(b) 无量纲温度分布

(b) Normalized temperature contours



(c) 无量纲轴向速度分布

(c) Normalized U-velocity contours



(d) 无量纲的径向速度分布

(d) Normalized W-velocity contours

图 3 不同点源强度下高真空羽流的无量纲流动参数分布

Fig.3 Normalized flow properties contours of vacuum plume by different exit speed ratio

小,点源越强,流场中同一位置的轴向速度越高;由于假定喷焰是轴对称回转体,径向速度在 X 轴上速度为 0,后随着周向角增大而增大,达到峰值后,又随着周向角增大而减小,同时点源越强,径向速度越高。

图 4 给出了随点源强度变化的轴线方向上无量纲密度、温度曲线分布。

由图 4 可见,随着点源强度的增加,轴线上密度下降的越缓慢,并在 10 倍喷口直径处趋于一致,无量纲温度随点源增强具有相似变化趋势,在 5 倍喷口直径处趋于稳定,但是点源越强稳定后的温度越高,图 4(a)和图 4(b)比对可见,尽管喷管出口的温度和压强不一样,但是在保证其点源强度相同的情形下,羽流的无量纲密度和无量纲温度分布规律是一致的。

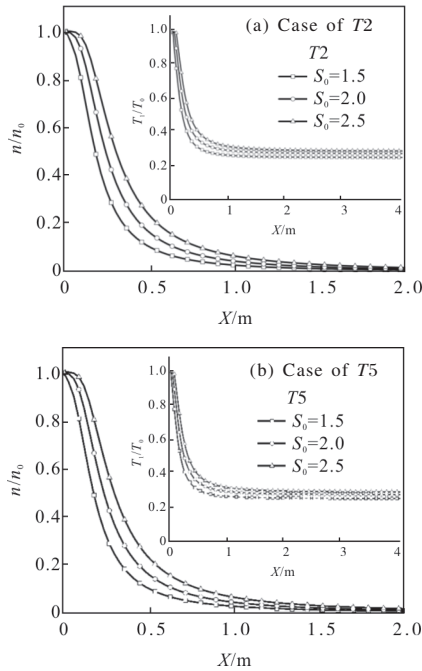


图 4 不同点源强度下轴线方向上的无量纲数密度和温度分布
Fig.4 Normalized number density and temperature contours of the plume axis by different exit speed ratios

图 5 给出了不同点源强度下高真空羽流的轮廓特性,以无量纲密度下降到 0.001 作为高空羽流的轮廓的一种表征,可见,高真空羽流的密度呈现椭球性的分布,并随着点源增加,羽流 X 轴方向上的边界更长,而 Y 轴方向上的边界长度近似,主要由于点源越强,轴向速度越大,在 X 轴方向膨胀得越厉害,而垂直方向的耗散变小。

图 5 也给出了 T2 和 T5 两种不同工况、不同喷口条件下随点源强度变化的羽流轮廓分布,由图 5

上下部分对比可见,对于流场典型参数的无量纲分布并不受喷管出口速度和温度的影响,主要是由点源强度控制。

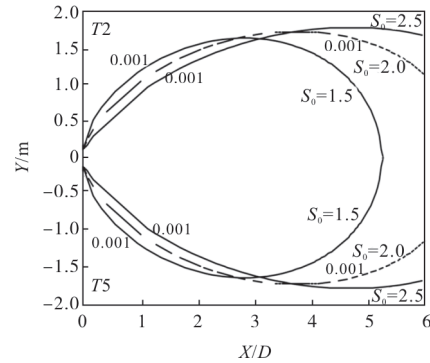
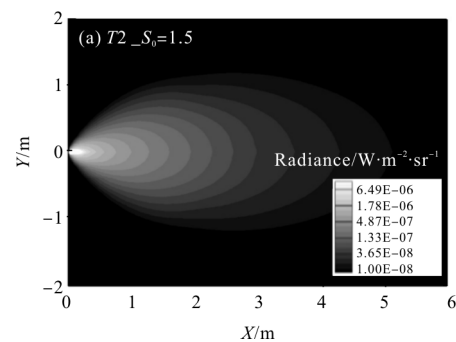


图 5 不同喷口条件下随点源强度变化的羽流轮廓分布
Fig.5 Plume boundaries caused by different exit speed ratios of different exit conditions

2.2 高真空羽流辐射特性分析

在高真空羽流流动特性分析时做了无量纲处理,但辐射特性是受流场绝对温度、密度影响的,此节在获得上述工况的流动参数基础上,计算得到了各工况下的羽流红外辐射特性。图 6、7 给出了不同计算工况对应的羽流辐射亮度分布,图中的标示,如 T2_ $S_0=2.5$ 代表工况 T2,点源强度为 2.5 的计算条件。

首先考虑喷管出口温度保持不变的前提下,点源强度从 1.5 增加到 2.0 和 2.5 时,计算获得的 4.1~4.7 μm 波段内羽流正侧向的亮度分布,为便于表示,图 6、7 中选择了同样标度的色阶条。由图 6 可见,其亮度分布与羽流场的密度分布形态上较接近,出口附近由于温度、密度较大其辐射亮度最大,后沿着轴向和径向亮度下降;出口温度恒定的条件下,结合图 4(a),随着点源强度增加,轴线上的密度下降越慢,整体的温度更高,而辐射亮度又与之正相关,所



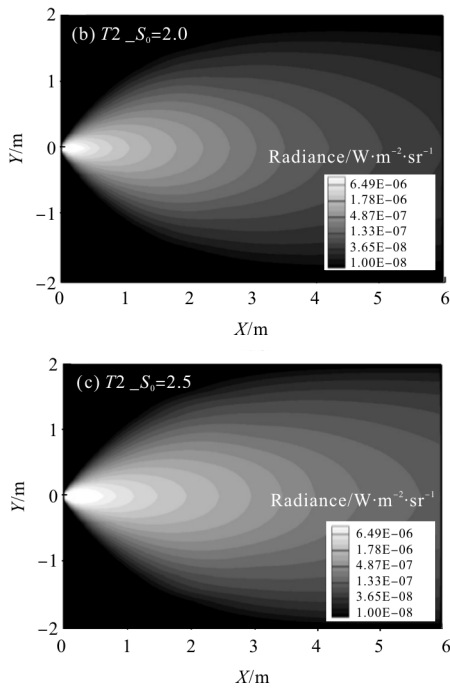


图 6 不同点源强度下羽流辐射亮度分布

Fig.6 Radiance of vacuum plume by different exit speed ratios

以随着点源强度的增加,羽流整体的辐射亮度更强。

下面分析了喷管出口速度保持不变的前提下,源强度从 1.5 增加到 2.0 和 2.5 时,计算获得的 4.1~4.7 μm 波段内羽流正侧向的亮度分布。由图 7 可见,其亮度分布与羽流场的密度分布形态接近,出口附近由于温度、密度较大,其辐射亮度最大,后沿着轴向和径向亮度下降;但在出口速度恒定的条件下,其辐射亮度并不随着点源强度的增加而增加,相反随着点源增加,辐射亮度反而下降,因为随着点源增加,尽管整体的密度增大,但其出口温度是下降,从而造成羽流整体温度的下降,进而使得羽流整体的辐射亮度下降。

由上述分析可知,点源强度是影响羽流流动分布的核心参数,但是辐射特性并非随着点源的增加

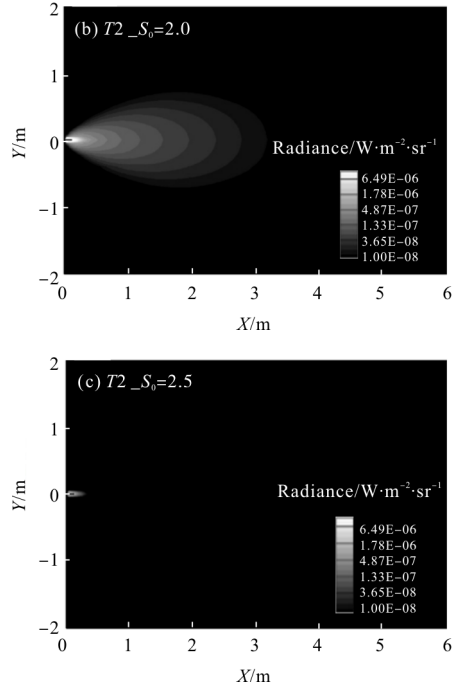
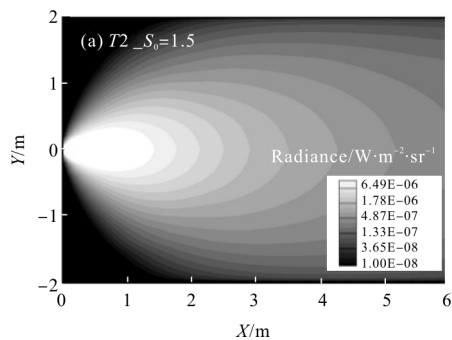


图 7 不同点源强度下羽流辐射亮度分布

Fig.7 Radiance of vacuum plume by different exit speed ratios

而增强,其主要是由喷管出口的具体流动参数所决定的,表 2 给出了表 1 对应工况的羽流 4.1~4.7 μm 波段辐射强度(单位: $\text{W}\cdot\text{sr}^{-1}$)。

表 2 各工况下高真空羽流的辐射强度列表

Tab.2 List of radiant intensities of vacuum plume under various conditions

Symbol	Exit speed ratio		
	$S_0=1.5$	$S_0=2$	$S_0=2.5$
T1	$3.268 1 \times 10^{-7}$	$9.158 7 \times 10^{-7}$	$1.904 1 \times 10^{-6}$
T2	$1.846 9 \times 10^{-6}$	$5.713 3 \times 10^{-6}$	$1.227 7 \times 10^{-5}$
T3	$8.308 4 \times 10^{-6}$	$2.501 7 \times 10^{-5}$	$5.300 5 \times 10^{-5}$
T4	$1.517 9 \times 10^{-6}$	$1.620 5 \times 10^{-8}$	$1.188 6 \times 10^{-10}$
T5	$4.772 7 \times 10^{-5}$	$5.674 8 \times 10^{-7}$	$1.167 4 \times 10^{-8}$
T6	$5.695 9 \times 10^{-4}$	$1.212 4 \times 10^{-5}$	$2.769 2 \times 10^{-7}$

由表 2 可见,当出口温度恒定时,其辐射强度随着点源增加而增加,在出口速度恒定时,其辐射强度随着点源的增加而减小。

图 8 给出不同点源强度下,羽流辐射强度随推力的变化曲线,由图可见,在点源强度恒定的条件下,辐射强度随着推力的增加而增强。

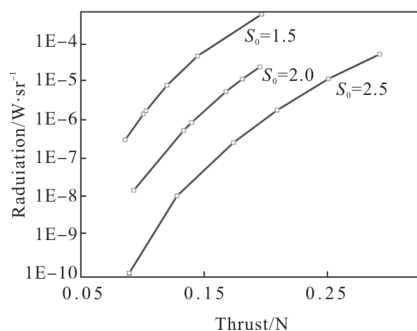


图 8 不同点源条件下辐射强度随推力的变化曲线

Fig.8 Curves of the radiation intensity changing with thrust by different exit speed ratio of different exit conditions

3 结 论

文中通过理论解析方法对高真空羽流的流动特性进行了研究,在此基础上,对其辐射特性进行了研究分析,得到以下结论:

(1) 在 Kn 较大或高速扩散(越接近无碰撞假设)时,采用理论解析方法获得的羽流流场与 DSMC 方法结果具有较好的一致性;采用理论解析方法获得的高真空羽流无量纲流动参数分布及其轮廓特性是由喷管出口的点源强度所决定的,点源强度越强,高真空羽流的扩散越厉害,轴线上的无量纲的密度、温度越高。

(2) 点源强度是影响羽流流动分布的核心参数,但辐射特性并非随着点源的增加而增强,当出口温度恒定时,其辐射强度随着点源增加而增加,在出口速度恒定时,其辐射强度随着点源的增加而减小,在点源强度恒定的条件下,羽流辐射强度随着推力的增加而增强。

参考文献:

[1] Simmons F S. Rocket Exhaust Plume Phenomenology [M]. California: The Aerospace Press, 2000.

[2] Liu Xiaolei, Dong Xiaomeng, Wang Tong, et al. Analysis of SBIRS performance for the detection of HTV-2[J]. *Laser & Infrared*, 2018, 48(8): 999-1004. (in Chinese)
刘晓磊,董小萌,王通,等.天基红外系统对滑翔式高超声速目标探测性能分析[J]. *激光与红外*, 2018, 48(8): 999-1004.

[3] Simons G A. Effects of nozzle boundary layers on rocket exhaust plumes [J]. *AIAA Journal*, 1972, 10(11): 1534-1535.

[4] Bird G A. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows [M]. New York: Oxford

University Press, 1994.

[5] Gimelshein S F, Boyd I D, Ivanov M S. Modeling of internal energy transfer in plume flows of polyatomic [C]//Conference: 37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 1999.

[6] George J D. A combined CFD-DSMC method for numerical simulation of nozzle plume flows [D]. New York: Cornell University, 2000.

[7] Cai Chunpei, Boyd I D. Theoretical and numerical study of several free molecular flow problems [C]//Thermophysics and Heat Transfer Conference, 2006.

[8] Fan Jin, Shen Qin. A new method used in DSMC technique- the random sampling frequency method [C]//CFD Theory, Method and its Application, 1992.

[9] Zhang Jianhua, Cai Guobiao. Computation based on the Simons model for vacuum plume [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2002, 23(5): 406-409.

[10] Cheng Xiaoli, Mao Mingfang, Yan Xiqin, et al. Numerical investigations of a small thruster plume at high altitude [J]. *Chinese Journal of Space Science*, 2002, 22(3): 261-267. (in Chinese)

[11] 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. (in Chinese)

[12] Li Zhihui, Li Zhonghua. Coupled navier-stokes/direct simulation monte carlo simulation of multicomponent mixture plume flows [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2014, 30(3): 672-689.

[13] Li Zhonghua, Dang Leining, Li Zhihui. Navier-Stokes/DSMC hybrid algorithm for hypersonic flows with chemical non-equilibrium [J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2018, 39(10): 1222-1229. (in Chinese)
李中华, 党雷宁, 李志辉. 高超声速化学非平衡流动 Navier-Stokes/DSMC 耦合算法 [J]. *航空学报*, 2018, 39 (10): 100-111.

[14] Cai Chunpei, Wang Limei. Numerical validations for a set of collisionless rocket plume solutions [J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2012, 49(1): 59-68.

[15] Modest M F. Radiative Heat Transfer [M]. 2nd ed. New York: Academic Press, 2003.

[16] 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]. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 1969, 73(69): 775-798.