

文章编号: 1000-8055(2008)03-0436-07

# 离散光谱分辨率对喷流红外特性 FVM 计算的影响

刘友宏

(北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100083)

**摘 要:** 建立了辐射传递方程(RTE)的有限元体积法(FVM)计算模型,研究了离散光谱分辨率对 FVM 计算精度的影响,提出了离散光谱分辨率无关解的概念,并编制了相应的 FORTRAN 源程序,结合大气飞行发动机标准算例进行了一系列计算和比较.结果表明:在给定的红外光谱域中,随着离散光谱的分辨率的提高,计算出的方向光谱辐射强度渐渐趋向于同一个值.在航空发动机喷流  $2\sim 5\mu\text{m}$  红外光谱区间中,当划分 150 个以上等间隔光谱微元后, FVM 可以保证达到离散光谱分辨率无关解.

**关 键 词:** 航空、航天推进系统; 离散光谱分辨率; 喷流; 红外; 有限体积法(FVM)

中图分类号: V231.1

文献标识码: A

## Effect of discrete spectral resolution on calculation of the infrared characteristics of engine plume

LIU Youhong

(School of Jet Propulsion,

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

**Abstract:** Finite volume method (FVM) model and its solution procedure were established. And corresponding FORTRAN program was developed to simulate the plume infrared characteristics, in  $2\sim 5\mu\text{m}$ , of a standard example engine that flies in atmosphere. This study focuses on the effect of the discrete spectral resolution in FVM on the infrared calculation precision. The result shows that the source directional spectral radiative intensity becomes, after absorption along a 0.88 km horizontal sea level path, gradually independent of the discrete wavelength when the discrete spectral resolution increases. When the number of discrete equal intervals of the infrared wavelength of  $2\sim 5\mu\text{m}$  in FVM is more than 150, the infrared spectral radiative intensity emitted from the plume is independent of the discrete spectral resolution.

**Key words:** aerospace propulsion system; discrete spectral resolution; plume; infrared; finite volume method (FVM)

随着计算机技术的进步和军事战略的需要,发动机喷流红外辐射特征的精确计算愈来愈受到人们的重视.红外辐射特征计算的本质,就是在流

场计算的基础上,求解辐射传递方程(RTE).目前求解 RTE 的方法主要有 Monte Carlo 法、区域法、射线踪迹法、流模型、离散坐标法(DOM)、有

收稿日期: 2007-03-12; 修订日期: 2007-05-31

基金项目: 航天支撑基金(200503)

作者简介: 刘友宏(1963),男,江苏东台人,副教授,博士后,主要从事传热传质、红外特征的教学和研究.

限体积法(FVM)等,每一种方法都有一定的适用范围.相比于其它算法,近年来发展起来的 FVM 法计算工作量较小,计算精度高,而且对非规则计算域的适应性强,所以得到愈来愈多的重视和研究<sup>[1]</sup>.

在有限体积法红外辐射特征计算中,因为计算域空间被离散为一定数量的控制体(有限单元体),给定的连续红外光谱域要离散为一定数量的不连续的光谱段,以及在每一个控制体中连续的角空间也要划分为一定数量的不连续的控制角,所以就存在网格无关解、离散光谱分辨率无关解和离散控制角无关解的问题.离散光谱分辨率和离散控制角的分辨率对传热和红外特征的计算精度和计算时间有巨大的影响.本文建立了 RTE 的 FVM 计算模型,编制了相应的 FORTRAN 源程序,研究了离散光谱分辨率对 FVM 计算精度的影响,并以一台大气飞行的推力为  $1.125 \times 10^6$  N 发动机标准算例<sup>[2]</sup>为例,进行了一系列的计算分析,提出了在发动机喷流红外特征计算中离散光谱分辨率无关解的准则,供工程应用参考.

1 FVM 计算模型

对稳态、无散射的光谱辐射强度传递,沿方向  $S$ ,经过路程长度  $dS$  后,光谱辐射强度的增量可以写成<sup>[3,4]</sup>

$$\frac{di_{\lambda}(S)}{dS} = -\kappa_{\lambda}(S) + \kappa_{\lambda b} \tag{1}$$

式中  $i_{\lambda}$  表示光谱辐射强度,  $\kappa$  表示气体介质的光谱吸收系数,  $i_{\lambda b}$  表示黑体的光谱辐射强度,  $S$  表示路程长度. (1) 式适用于流场中同一节点上气体组分及温度场均匀的情况. 当同一节点上气体组分、温度不均匀时, (1) 式的  $\kappa$  和  $i_{\lambda b}$  随气体组分、温度而变化,应当对 (1) 式进行修正

$$\frac{di_{\lambda}(S)}{dS} = -\sum_n \kappa_n i_{\lambda}(S) + \sum_n \kappa_n i_{\lambda b, n} \tag{2}$$

式中  $n$  为吸收系数不相同的各气体组分数.

有限体积法需要离散控制方程 (2), 即将发动机喷流流场划分成一定数目的控制体(有限单元体), 在每一个控制体中连续的角空间划分为一定数目的控制角. FVM 的典型控制体和典型控制角分别如图 1 和图 2 所示. 在图 2 中将角空间划分为  $N_{\theta} \times N_{\varphi} = M$  个控制角.

为了得到给定红外光谱区间内的光谱辐射强度,需将待求解的红外光谱区间离散为一定数量的光谱微元. 在每一个离散的光谱微元中认为光

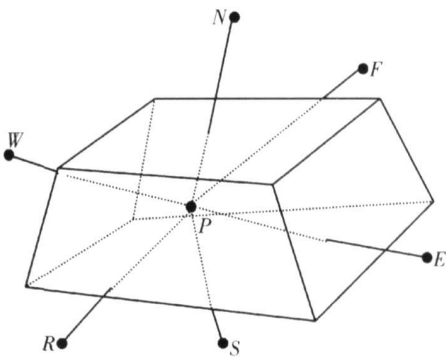


图 1 典型控制体示意图  
Fig. 1 Typical control volume

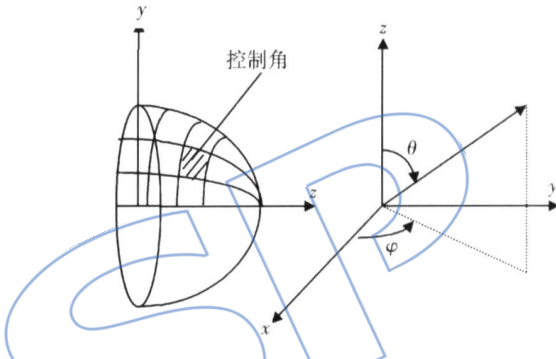


图 2 典型控制角示意图  
Fig. 2 Typical control angle

谱辐射强度不变,从而可以省略掉控制方程 (2) 中  $\lambda$  表示光谱的下标. 另外, 假设控制体在一个控制角内的光谱辐射强度不变, 将方程 (2) 对控制体  $\Delta V$  和控制角  $\Delta \omega^l$  积分, 得到

$$\int_{\Delta \omega^l} \int_{\Delta V} \frac{di^l}{dS} dV d\omega^l = \int_{\Delta \omega^l} \int_{\Delta V} \left\{ -\sum_n \kappa_n i^l + \sum_n \kappa_n i_{b, n}^l \right\} dV d\omega^l \tag{3}$$

式中  $l$  表示控制角的方向. 利用高斯公式, 将对控制体  $\Delta V$  的积分转化为对包络  $\Delta V$  的曲面  $\Delta A$  的积分, 得

$$\int_{\Delta \omega^l} \int_{\Delta A} i^l (S^l \cdot n) dA d\omega^l = \int_{\Delta \omega^l} \int_{\Delta V} \left\{ -\sum_n \kappa_n i^l + \sum_n \kappa_n i_{b, n}^l \right\} dV d\omega^l \tag{4}$$

其中  $n$  表示曲面的外法线矢量,  $dA$  表示控制体  $\Delta V$  的表面. (4) 式等号左侧散度表示通过控制体  $\Delta V$  各表面的正在求解的离散光谱微元内的辐射能量之和, 等号右侧表示控制体内正在求解的离散光谱微元内的辐射能量的衰减和增益. 假设在一个控制体的每一个控制角内, 光谱辐射强度相等, 则对图 1 所示的典型控制体, (4) 式可简化为

$$\sum_{k=1}^6 i_k^l \Delta A_k \int_{\Delta \omega} (S^l \cdot \mathbf{n}) d\omega = \left\{ - \sum_n K_n i_{nl}^l + \sum_n K_n i_{b,n}^l \right\} \Delta V \Delta \omega \quad (5)$$

以  $w, e, s, n, r, f$  代表控制体  $\Delta V$  与相邻控制体  $W, E, S, N, R, F$  的交界表面. 则(5)式中  $\Delta A_k$  表示控制体  $\Delta V$  的 6 个表面,  $k = w, e, s, n, r, f$ . 将(5)式等号左侧的各项展开, 得到

$$\begin{aligned} & i_w^l \Delta A_w D_{cw}^l + i_e^l \Delta A_e D_{ce}^l + i_s^l \Delta A_s D_{cs}^l + \\ & i_n^l \Delta A_n D_{cn}^l + i_r^l \Delta A_r D_{cr}^l + i_f^l \Delta A_f D_{cf}^l = \\ & \left[ - \sum_n K_n i_{nl}^l + \sum_n K_n i_{b,n}^l \right] \Delta V \Delta \omega \quad (6) \end{aligned}$$

式中

$$D_{ck}^l = \int_{\Delta \omega} (S^l \cdot \mathbf{n}_k) d\omega$$

$$k = w, e, s, n, r, f$$

为了将控制体边界的辐射强度与控制体中心节点  $P$  的辐射强度联系起来, 要进行空间差分. 采用 Step 算法, 令控制体下游边界的辐射强度等于控制体中心节点的辐射强度, 即

若  $D_{ck}^l < 0$ , 则  $i_k^l = i_P^l$ ; 若  $D_{ck}^l > 0$ , 则

$$i_k^l = i_P^l, \text{ 下标 } K = W, E, S, N, R, F \quad (7)$$

将(7)式代入(6)式, 并加以整理得到

$$\begin{aligned} & \max[\Delta A_w D_{cw}^l, 0] \cdot i_P^l + \max[\Delta A_e D_{ce}^l, 0] \cdot i_P^l + \\ & \max[\Delta A_s D_{cs}^l, 0] \cdot i_P^l + \max[\Delta A_n D_{cn}^l, 0] \cdot i_P^l + \\ & \max[\Delta A_r D_{cr}^l, 0] \cdot i_P^l + \max[\Delta A_f D_{cf}^l, 0] \cdot i_P^l + \\ & \sum_n K_n \Delta V \Delta \omega \cdot i_P^l = \max[-\Delta A_w D_{cw}^l, 0] \cdot i_w^l + \\ & \max[-\Delta A_e D_{ce}^l, 0] \cdot i_e^l + \max[-\Delta A_s D_{cs}^l, 0] \cdot i_s^l + \\ & \max[-\Delta A_n D_{cn}^l, 0] \cdot i_n^l + \max[-\Delta A_r D_{cr}^l, 0] \cdot i_r^l + \\ & \max[-\Delta A_f D_{cf}^l, 0] \cdot i_f^l + \sum_n K_n i_{b,n}^l \Delta V \Delta \omega \quad (8) \end{aligned}$$

(8)式还可以写为

$$\begin{aligned} a_P i_P^l &= a_w i_w^l + a_e i_e^l + a_s i_s^l + a_n i_n^l + \\ & a_r i_r^l + a_f i_f^l + b^l \quad (9) \end{aligned}$$

其中

$$a_k^l = \max[-\Delta A_k D_{ck}^l, 0] \quad (10)$$

$$a_P^l = \sum_{k=1}^6 \max[\Delta A_k D_{ck}^l, 0] + \sum_n K_n \Delta V \Delta \omega \quad (11)$$

$$b^l = \sum_n K_n i_{b,n}^l \Delta V \Delta \omega \quad (12)$$

$$\Delta \omega = \int_{\phi^-}^{\phi^+} \int_{\theta^-}^{\theta^+} \sin \theta d\theta d\phi \quad (13)$$

## 2 喷流气体光谱辐射性质

离散控制方程(9)的求解需要知道发动机喷流气体介质的光谱辐射性质. 气体介质的光谱吸

收系数表示了气体发射或吸收该波长光谱辐射能力的大小. 文献[5]提供了航空发动机的燃气中, 各种组分在标准温度和标准压力下, 光谱吸收系数的大小, 是目前计算航空发动机燃气辐射性质时广泛使用的数据. 该文献给出的气体辐射性质数据是基于 Elasser 窄谱带计算模型的. 在 Elasser 窄谱带模型中, 将每根谱线模化为全部具有相同的 Lorentz 形状、相同高度  $S_j = S_c$ 、相等间距  $\delta$  的谱线. 谱线半宽  $\gamma_c$ . 因此, 谱带的吸收系数等于各相同谱线求和, 即

$$K_l = \frac{S_c}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\gamma_c}{\gamma_c^2 + (\eta - n\delta)^2} = \frac{S_c}{\delta} \frac{\sinh(\pi\beta/2)}{\cosh(\pi\beta/2) - \cos[\pi(\eta - \eta_c)/\delta]} \quad (14)$$

$$\frac{S_c}{\delta} = \frac{C_1}{C_3} \exp\left[-\left(\frac{a}{\omega}\right) + |\eta - \eta_c| \right] \quad (15)$$

$$\beta = \frac{C_2^2 P_e}{4 C_1 C_3}, \quad \delta = 30 C_3 \quad (16)$$

式中  $\eta$  为波数,  $C_1, C_2, C_3$  和  $P_e$  为气体谱带修正参数<sup>[3,5]</sup>. 本文仅考虑发动机喷流中对红外辐射起主要作用的三种气体组分:  $H_2O, CO_2, CO$ .

## 3 喷流红外辐射的计算

为便于对比, 本文选择使用液体燃料的具有公开的红外辐射特征计算结果的标准算例发动机<sup>[2]</sup>, 其推力为  $1.125 \times 10^6$  N. 利用上述建立的 FVM 计算模型, 对该发动机喷流表面以及经过海平面 0.88 km 水平路程大气衰减后, 在 2~5  $\mu m$  红外光谱区间的光谱辐射强度进行了数值模拟.

发动机喷流的几何形状为圆柱形, 流场参数和几何形状都是轴对称的, 所以划分的控制体也是轴对称的. 文献[2]给出了发动机喷流的包络面为圆柱形, 半径为 11 m, 长度为 122 m, 流场参数沿轴向和径向变化, 流场压力始终为 1 个大气压, 流场温度和组分的摩尔分数随轴向和径向位置变化, 如表 1 所示. 因为相同轴向位置和径向位置、不同圆周角方向的控制体, 在以该方向圆柱面的外法线矢量及其法平面构成坐标系中的辐射强度相同, 所以求解时只需要计算一个周向角方向控制体的光谱辐射强度的空间分布. 为了便于对比, 大气对喷流红外辐射的吸收衰减采用与文献[2]相同的环境辐射传输理论模型软件 LOWTRAN7.0 进行计算.

在本文编制的发动机喷流红外辐射特征 FVM 算法 FORTRAN95 程序中把计算域沿轴

表 1 发动机喷流流场参数  
Table 1 Plume flow field data

| 轴向距离/cm                | 半径/cm   |         |          |       |         |
|------------------------|---------|---------|----------|-------|---------|
|                        | 55      | 110     | 220      | 440   | 1 100   |
| 温度/K                   |         |         |          |       |         |
| 0                      | 1 960   | 300     | 300      | 0     | 0       |
| 400                    | 1 990   | 1 250   | 400      | 0     | 0       |
| 1 010                  | 2 230   | 1 600   | 660      | 370   | 0       |
| 1 250                  | 2 240   | 1 600   | 790      | 410   | 305     |
| 2 470                  | 1 760   | 1 400   | 900      | 490   | 320     |
| 3 700                  | 1 250   | 1 120   | 860      | 550   | 350     |
| 5 760                  | 820     | 790     | 710      | 550   | 360     |
| 12 200                 | 480     | 480     | 470      | 450   | 390     |
| H <sub>2</sub> O 的摩尔分数 |         |         |          |       |         |
| 0                      | 0.46    | 0.01    | 0.01     | 0     | 0       |
| 400                    | 0.46    | 0.12    | 0.01     | 0     | 0       |
| 1 010                  | 0.4     | 0.17    | 0.04     | 0.01  | 0       |
| 1 250                  | 0.37    | 0.17    | 0.05     | 0.01  | 0       |
| 2 470                  | 0.19    | 0.12    | 0.06     | 0.02  | 0.002   |
| 3 700                  | 0.1     | 0.09    | 0.05     | 0.02  | 0.003   |
| 5 760                  | 0.05    | 0.05    | 0.04     | 0.02  | 0.005   |
| 12 200                 | 0.02    | 0.02    | 0.02     | 0.01  | 0.005   |
| CO <sub>2</sub> 的摩尔分数  |         |         |          |       |         |
| 0                      | 0.08    | 0.000 1 | 0.000 1  | 0     | 0       |
| 400                    | 0.08    | 0.03    | 0.003    | 0     | 0       |
| 1 010                  | 0.09    | 0.04    | 0.01     | 0.002 | 0       |
| 1 250                  | 0.08    | 0.04    | 0.008    | 0.002 | 0.000 3 |
| 2 470                  | 0.05    | 0.03    | 0.01     | 0.006 | 0.000 8 |
| 3 700                  | 0.03    | 0.02    | 0.01     | 0.005 | 0.002   |
| 5 760                  | 0.01    | 0.01    | 0.01     | 0.005 | 0.002   |
| 12 200                 | 0.004   | 0.004   | 0.004    | 0.004 | 0.002   |
| CO 的摩尔分数               |         |         |          |       |         |
| 0                      | 0.04    | 0.000 1 | 0.000 1  | 0     | 0       |
| 400                    | 0.04    | 0.000 1 | 0.000 1  | 0     | 0       |
| 1 010                  | 0.013   | 0.002   | 0.000 01 | 0     | 0       |
| 1 250                  | 0.005   | 0.000 1 | 0        | 0     | 0       |
| 2 470                  | 0.000 1 | 0.000 1 | 0        | 0     | 0       |
| 3 700                  | 0       | 0       | 0        | 0     | 0       |
| 5 760                  | 0       | 0       | 0        | 0     | 0       |
| 12 200                 | 0       | 0       | 0        | 0     | 0       |

向、径向和周向离散为  $50 \times 20 \times 36$  个控制体. 每一个控制体的角空间离散为  $N_\theta \times N_\varphi = 18 \times 36$  个控制角. 为了得到光谱分辨率无关解, 在  $2 \sim 5 \mu\text{m}$  红外光谱区间内分别离散为: 30, 60, 100, 150, 300 个等波长光谱微元. 从而根据(9)~(13)式可以计算出每个光谱微元内, 每个控制体在每个控制角内的光谱辐射强度  $i_{j\lambda}$ , 这样喷流在该光谱范围内沿某一计算方向的光谱辐射强度可表示为

$$I_\lambda = \sum_{i_\lambda=1}^{n_\lambda} i_{j\lambda} = \cos \theta \Delta A_{j\lambda} \tag{17}$$

式中  $n_\lambda$  是计算边界上控制体表面的总数,  $\Delta A_{j\lambda}$  是控制体表面的面积,  $\theta$  是控制体表面的外法线与计算方向的夹角. 对每一个光谱微元内的光谱辐射强度进行积分, 还可以得到给定红外光谱区间内的方向总辐射强度

$$I = \sum_{\lambda=1}^{n_\lambda} I_\lambda \tag{18}$$

式中  $n_\lambda$  是离散的光谱微元总数.

4 结果与讨论

图 3 和图 4 是采用 FVM 法, 在  $2 \sim 5 \mu\text{m}$  红外光谱区间内分别离散为: 30, 60, 100, 150, 300 个等波长光谱微元, 计算的喷流法向的光谱辐射强度分布. 图 5 是本文在  $2 \sim 5 \mu\text{m}$  红外光谱区间内离散 150 个等波长光谱微元的计算结果与文献 [2] 中 ARC (Aerodyne radiation code) 程序计算的结果的比较.

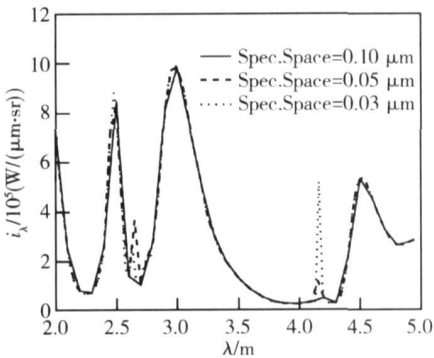


图 3  $\Delta\lambda=0.10, 0.05, 0.03 \mu\text{m}$  下喷流法向光谱辐射强度分布

Fig.3 Source normal spectral radiative intensity of the plume for  $\Delta\lambda=0.10, 0.05, 0.03 \mu\text{m}$

因为喷流的辐射表现出很强的光谱选择性, 所以当离散的光谱分辨率较低时, 如图 3 所示, 计算出的喷流法向光谱辐射强度并不能较好地表示

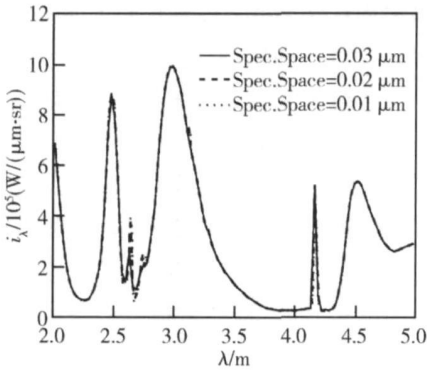


图 4  $\Delta\lambda=0.03, 0.02, 0.01\mu\text{m}$  下喷流法向光谱辐射强度分布

Fig.4 Source normal spectral radiative intensity of the plume for  $\Delta\lambda=0.03, 0.02, 0.01\mu\text{m}$

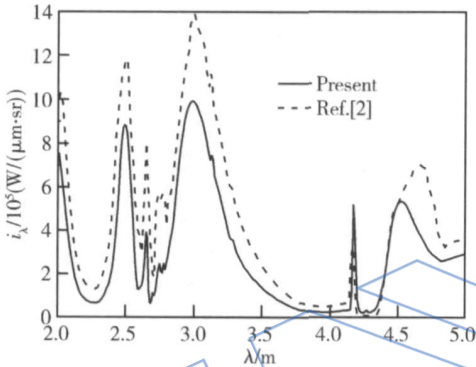


图 5 喷流法向光谱辐射强度的比较

Fig.5 Comparison of normal spectral radiative intensity of the plume between present paper and the ARC program

喷流气体组分的光谱选择性特征,特别是在  $\text{CO}_2$  辐射的峰值光谱  $2.7\mu\text{m}$  和  $4.3\mu\text{m}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  辐射的峰值光谱  $2.7\mu\text{m}$  附近存在很大误差.根据文献 [5] 的数据,在光谱  $2\sim 5\mu\text{m}$  范围内,  $\text{CO}$  辐射的峰值光谱为  $4.6\mu\text{m}$ ,  $\text{CO}_2$  辐射的峰值光谱为  $2.7\mu\text{m}$  和  $4.3\mu\text{m}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  辐射的峰值光谱为  $2.7\mu\text{m}$ .但是,由图 3 和图 4 的比较可见,随着离散的光谱分辨率的提高, FVM 计算出的喷流法向在  $2\sim 5\mu\text{m}$  光谱内辐射强度分布愈来愈相同.当高于图 4 中 150 的离散光谱分辨率后,喷流红外光谱辐射强度已经没有什么变化.图 4 中离散光谱分辨率分别为 100, 150, 300 的峰值光谱辐射强度如表 2 所示,表 2 的最后一列表示离散光谱分辨率 150 的光谱辐射强度相对于离散光谱分辨率 300 的相对误差.由表 2 最后一列可见,离散光谱分辨率分别为 150 和 300 的峰值光谱辐射强度计算结果完全相同.

表 2 不同离散光谱分辨率下峰值光谱辐射强度  
(单位:  $\text{W}/(\mu\text{m}\cdot\text{sr})$ )

Table 2 Maximum spectral radiative intensity for different discrete spectral resolution  
(Unit:  $\text{W}/(\mu\text{m}\cdot\text{sr})$ )

| 光谱分辨率             |         |         |         |       |
|-------------------|---------|---------|---------|-------|
| 波长/ $\mu\text{m}$ | 100     | 150     | 300     | 误差/ % |
| 2.02              | 596 390 | 659 010 | 659 010 | 0.0   |
| 2.48              | 882 600 | 882 600 | 882 600 | 0.0   |
| 2.64              | 261 950 | 392 410 | 392 410 | 0.0   |
| 2.98              | 990 710 | 993 790 | 993 790 | 0.0   |
| 4.16              | 520 550 | 520 550 | 520 550 | 0.0   |
| 4.52              | 534 800 | 534 800 | 534 800 | 0.0   |

另外,由图 3 和图 4 还可以看出,喷流法向光谱辐射强度较大的峰值分别为  $2.48\mu\text{m}$ ,  $2.98\mu\text{m}$ ,  $4.16\mu\text{m}$  和  $4.52\mu\text{m}$ ,与喷流中各组分对应的峰值光谱有偏离.这是因为喷流中心区域燃气的温度最高,燃气温度随半径增加迅速下降,气体的辐射与温度呈  $4\sim 5$  次方关系,中心区域高温燃气的辐射作为喷流的主要辐射源,其辐射必须经过外围的低温燃气的吸收衰减才能到达喷流表面,导致喷流辐射在各组分辐射的峰值光谱均有所降低,因此喷流辐射的峰值光谱与组分辐射的峰值光谱有偏离.由图 5 可见,在  $2\sim 5\mu\text{m}$  光谱区间内, FVM 法与 ARC 算法的光谱分布规律完全相同,但 FVM 法比 ARC 算法算出的喷流法向光谱辐射强度总体偏小.

大气的光谱选择性非常强烈,同时大气衰减使喷流的光谱辐射强度大幅下降.在  $2\sim 5\mu\text{m}$  光谱区间内,对应取 30, 60, 100, 150, 300 个等波长光谱微元,分别用 LOWTAN7.0 计算经过海平面  $0.88\text{ km}$  路程的大气光谱透过率,然后乘以对应离散光谱分辨率下的喷流法向的光谱辐射强度,从而得到该离散光谱分辨率下大气红外探测器所能接受到的光谱辐射强度.图 6 所示为本文用 LOWTAN7.0 计算的经过海平面  $0.88\text{ km}$  路程的大气光谱透过率,在  $2\sim 5\mu\text{m}$  光谱区间内的光谱分辨率为 300 个等波长微元.图 6 曲线表明,在  $\text{CO}_2$  辐射的峰值光谱  $2.7\mu\text{m}$  和  $4.3\mu\text{m}$  处,大气的光谱透过率为 0.

在  $2\sim 5\mu\text{m}$  光谱区间内,用不同离散光谱分辨率计算出的经过海平面  $0.88\text{ km}$  路程后到达

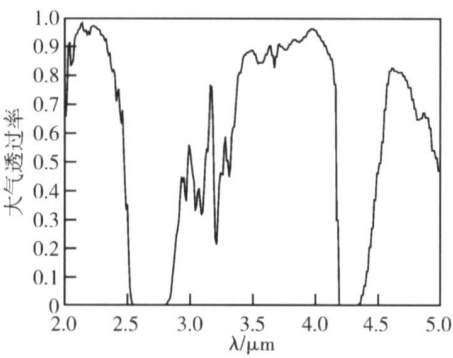


图6 LOWTRAN7.0 计算的大气光谱透过率分布

Fig.6 Atmospheric transmission calculated by LOWTRAN7.0 for a path length of 0.88 km in the sea level

大气红外探测器的光谱辐射强度, 分别如图 7 和图 8 所示. 由图 7 和图 8 可见, 同样也可以得出, 当在 2~ 5 μm 光谱区间内取大于等于 150 个等间隔波长微元后, 计算出的大气衰减后方向光谱辐射强度没有明显区别. 图 8 中离散光谱分辨率分别为 100, 150, 300 的峰值光谱辐射强度如表 3 所示. 表 3 的最后一列表示离散光谱分辨率 150 的光谱辐射强度相对于离散光谱分辨率 300 的相对误差. 由表 3 最后一列可见, 离散光谱分辨率 150 的峰值光谱辐射强度比分辨率 300 计算结果的最大误差为 4.5%. 图 5 是本文在 2~ 5 μm 红外光谱区间内离散 150 个等波长光谱微元的计算的大气衰减后的方向光谱辐射强度结果与文献 [2] 中 ARC 程序计算结果的比较.

表3 大气衰减后不同离散光谱分辨率的峰值光谱辐射强度(单位: W/(μm·sr))

Table 3 Maximum spectral radiative intensity for different discrete spectral resolution transmitted by the atmosphere (Unit: W/(μm·sr))

| 波长/μm | 光谱分辨率   |         |         | 误差/ % |
|-------|---------|---------|---------|-------|
|       | 100     | 150     | 300     |       |
| 2.03  | 537 943 | 525 895 | 537 943 | 2.2   |
| 2.46  | 491 740 | 550 628 | 550 628 | 0.0   |
| 3.00  | 554 302 | 529 049 | 554 302 | 4.5   |
| 3.14  | 414 166 | 463 765 | 463 765 | 0.0   |
| 4.16  | 155 384 | 400 198 | 400 198 | 0.0   |
| 4.58  | 397 450 | 367 975 | 378 585 | 2.8   |

比较图 7~ 图 9 可见, 在 2~ 5 μm 光谱区间内, 离散光谱分辨率分别为 30, 60, 100, 150, 300 的 FVM 法光谱分布规律与 ARC 算法的完全相同. 在图 9 中, 虽然 FVM 法比 ARC 算法算出的

喷流法向光谱辐射强度的峰值光谱最大值总体偏小, 但是比较图 7 和图 9, 不难发现在 4.16 μm 光谱处, 图 7 中较低的离散光谱分辨率的计算结果与图 9 中对应 4.16 μm 光谱处的计算结果相同, 这有理由说明本文离散光谱分辨率大于 150 的 FVM 法的计算结果优于 ARC 算法的计算结果.

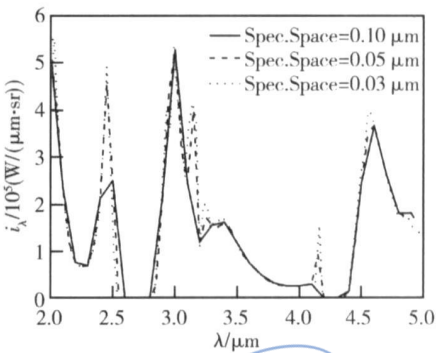


图7 大气衰减后 Δλ= 0.10, 0.05, 0.03 μm 下光谱辐射强度分布

Fig.7 Normal spectral radiative intensity transmitted by the atmosphere for Δλ= 0.10, 0.05, 0.03 μm

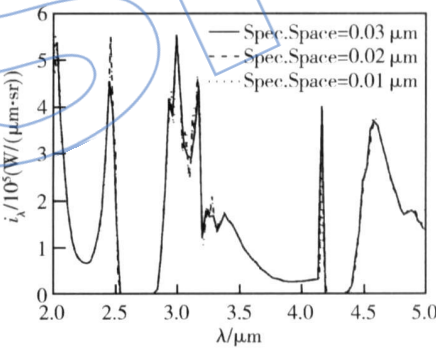


图8 大气衰减后 Δλ= 0.03, 0.02, 0.01 μm 下光谱辐射强度分布

Fig.8 Normal spectral radiative intensity transmitted by the atmosphere for Δλ= 0.03, 0.02, 0.01 μm

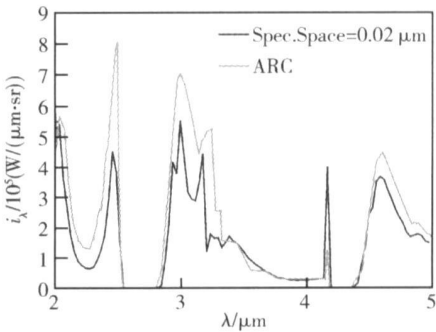


图9 大气衰减后喷流法向光谱辐射强度的比较

Fig.9 Comparison of normal spectral radiative intensity transmitted by the atmosphere between present paper and the ARC program

5 结 论

本文研究了在 2~ 5  $\mu\text{m}$  红外光谱区间, 离散的光谱分辨率对有限体积法求解发动机喷流方向光谱辐射强度计算精度的影响, 并提出了离散光谱分辨率无关解准则. 研究表明: 在给定的 2~ 5  $\mu\text{m}$  红外光谱区间中, 随着 FVM 离散光谱分辨率的提高, 计算出的发动机喷流法向光谱辐射强度和经过大气衰减后的方向光谱辐射强度渐渐趋向于同一个值, 不再变化.

对大气飞行发动机喷流在 2~ 5  $\mu\text{m}$  红外光谱区间中, 当划分 150 个以上等间隔光谱微元后, 可以保证达到了离散光谱分辨率无关解.

参考文献:

[ 1 ] Baek S W, Byun D Y, Kang S J. The combined Monte Carlo and finite volume method for radiation in a two dimensional irregular geometry [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2000, 43: 2337-2344.

[ 2 ] JANNAF Handbook. Rocket exhaust plume technology, Chap. 3, Rocket exhaust plume radiation[R]. AD A087361, 1980.

[ 3 ] Siegel R, Howell J R. Thermal radiation heat transfer[M]. 4th ed. New York: Taylor & Francis, 2002.

[ 4 ] Modest M F. Radiative heat transfer[M]. 2nd ed. New York: Academic Press, 2003.

[ 5 ] Ludwig C B, Malkmus W, Reardon J E, et al. Handbook of infrared radiation from combustion[R]. NASA-SP-3080, 1973.