

高超声速钝体尾流光电特性的计算*

周学华

中国科学院力学研究所, 北京(邮政编码 100080)

摘要 本文提出了一个高超声速非烧蚀钝体尾流全流场的简化模型和简化的空气化学模型。该模型用于化学非平衡尾流积分电子密度与 NO_2 化学发光辐射等参数的计算。对于 NO_2 化学发光辐射既求得了整个频谱范围内的总辐射, 也求得了分谱辐射强度。计算结果与弹道靶测量数据进行了比较, 它们之间的一致性良好。

关键词 高超声速球体, 钝体, 化学非平衡尾流, NO_2 化学发光辐射, 电子密度。

一、钝体尾流简化流场

高超声速钝体化学非平衡尾流流场是很复杂的^[1~4]。为了便于进行工程计算, 本文对它作如下的简化。①把球体尾流分为两部分: 近尾流与远尾流。近尾流为化学非平衡无粘层流流场。用无粘多流管法^[5]进行计算。远尾流为化学非平衡湍流流场, 用准一维管道流守恒方程进行计算^[7]。②湍流尾流的穿透点, 假定正好发生在近尾流与远尾流的分界点上。纹影照相^[7]表明, 穿透点一般发生在 $(100\sim 200)D_N$ 之间。以前的无粘流计算^[8,9]也表明, 在球后 $(10\sim 100)D_N$ 之间, 尾流电子密度与其径向密度分布的计算结果与自由飞弹道靶实测结果是一致的。据此, 本文假设: $x \leq 100D_N$ 的流场看作为无粘层流流场, 把 $x = 100D_N$ 看作为近尾流与远尾流的分界点, 也看作是湍流尾流的穿透点, $x > 100D_N$ 为湍流流场。③分界点的压力定为自由流压力 P_∞ 。Hundly^[10]也指出, 膨胀区端点压力为 P_∞ 。④把近尾流求得的各种组分通量的积分值作为远尾流计算的初值。⑤尾流边界的生长律采用实验测得的规律, 当 $x \geq 5D_N$ 时, 近尾流采用

$$R_f/R_N = \left\{ 1 - 0.536 \exp \left[-4 \left(\frac{x/R - 10}{390} \right)^{1.5} \right] \right\} 0.7 (x/R_N)^{1/3} \quad (1)$$

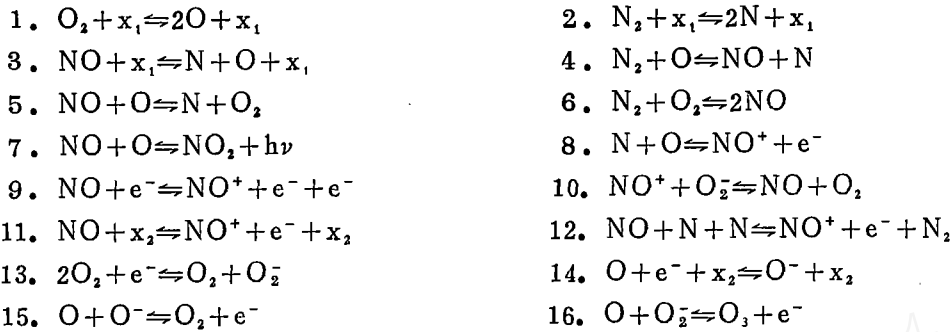
远尾流采用 $R_f/R_N = 0.7 (x/R_N)^{1/3}$ 。⑥对高超声速球体来说, 穿透点后面的尾流一般都是湍流, 所以外流与内尾流的混合也应是湍流混合, 而且化学反应的特征时间比湍流混合时间长, 这样, 本文采用均匀混合模型^[6]。

二、尾流的化学模型

对复杂的有关的化学反应与反应速率系数^[1,2,11]进行详细分析比较, 并进行模拟试

* 国家自然科学基金资助项目。
本文于1989年11月23日收到, 1991年2月26日收到修改稿。

算。最终确定以11个组分, 16个化学反应作为钝体空气尾流化学的简化模型。



$x_1 = O_2^-, NO^+, e^-, N_2, O_2, NO, N, O$; $x_2 = N_2, O_2, NO, N, O$ 。

从以上反应可以看出, 氧原子参与上述的大部分反应, 它在远尾流中起着重大作用。

三、尾流计算方程

近尾流计算采用流管法。每条流线都以它与弓形激波交点处的倾斜角作为流线的标志。这些流线把近尾流流场划分为很多个同轴的流管。其质量守恒公式为

$$\pi y_A^2 \rho_\infty u_\infty = 2\pi \int_0^R \rho u r dr \quad (2)$$

无粘流管法的初始条件是由激波前后关系式, 激波形状, 自由流组分浓度等参数所决定的。滞止区是接近平衡的, 所以采用平衡气体斜激波公式(略)。

球体弓形激波形状公式^[12]

$$Y_s/D_N = (1.52k^{-0.2} + 1/M_\infty^2)(x/D_N)^B \quad (3)$$

$$B = 0.76k^{-2} + 1/2M_\infty^2 + 0.44, \quad k = \rho_2/\rho_\infty$$

其中 D_N 为球体直径, x 为轴向距离, k 为正激波两端的密度比, Y_s 为激波的纵向坐标。

压力分布公式 在头部附近的亚声速区, 采用修正的牛顿压力公式

$$P = P_\infty + (P_0 - P_\infty) \sin^2 \theta \quad (4)$$

在超声速区采用二次爆轰波压力公式^[6]

$$P/P_\infty = 0.0665[M_\infty^2/(x/D_N)][1 + 6.08(x/D_N)^{-1}M_\infty^{-2}] \quad (5)$$

$$P/P_0 = \left[\frac{1}{1 + (x/D_N)} \right] \frac{P_s}{P_0} + \left[\frac{1}{1 + 1/(x/D_N)} \right]^b \frac{P_\infty}{P_0} \quad (6)$$

其中 P_s 为肩部压力, $b = P_s/P_\infty$ 。本文在实际使用时, 把上述三个压力公式进行光滑连接, 并以光滑曲线为指定的压力分布曲线。有了初始条件, 就可以联立迭代求解下列守恒方程

$$dC_i/dt = \omega_i/\rho, \quad dt = dx/u \quad (7)$$

$$h + u^2/2 = h_\infty + u_\infty^2/2, \quad \rho u du/dx = -(dp/dx) \quad (8)$$

$$P = \frac{\rho}{M} RT, \quad M = 1 / \sum_{i=1}^n C_i/M_i \quad (9)$$

其中 C_i, ω_i 分别为组分的质量分数和生成率。

远尾流是从穿透点开始计算的, 穿透点以后的混合, 采用均匀混合模型。该模型假定: 经过湍流边界进入尾流内部湍流区的新流体微团, 瞬时地完全与该截面上边界内的热流体混合, 这就是说, 粘性耗散无限快, 每个截面上的平均温度与该温度下的化学反应以及其它性质均可用有引射的一维管道流守恒方程^[6]来确定。

四、NO₂ 化学发光辐射与电子密度

已经证实, 非烧蚀球远尾流所辐射出的光谱与 NO₂ 化学发光光谱是一致的^[13], 其强度也是一致的^[14]。NO₂ 化学发光反应为



该反应辐射出来的光波是连续光谱, 约在 0.4~1.2 微米之间。k_f 为总辐射的速率系数, 它与温度的依赖关系为 k_f = 6.5 × 10⁻¹² T⁻² cm³ s⁻¹。hν 为光子的平均能量, 其值为 3.313 × 10¹² 尔格。计算中忽略自吸收效应, 单位体积单位立体角的辐射能为

$$d^3 I / r dr d\theta dx = h\nu k_f [\text{O}][\text{NO}] / 4\pi \quad (11)$$

对 Δx 单位长度的尾流体积进行积分^[3], 求得

$$I(x) / \Delta x = \frac{h\nu}{4} k_f(T) [\text{O}]_{av} [\text{NO}]_{av} y_i^2 \quad (12)$$

这就是单位长度单位立体角的辐射量计算公式。

为了与实测数据比较, 本文计算了电子积分密度 n_eD_e 和电子线密度, 其公式为

$$n_e D_e = 2 \int_0^R n_e dr, \quad L_e = 2\pi \int_0^R n_e r dr$$

在计算近尾流时用求和代替积分, 在远尾计算中用平均值 \bar{n}_e 代替 n_e。

五、计算结果

本文对两种典型弹道靶条件进行了计算。它们分别为: ① D_N = 0.015 m, P_∞ = 3.33305 × 10³ Pa, u_∞ = 6.5 × 10³ m/s, ② D_N = 0.005 m, P_∞ = 1.3332 × 10⁴ Pa, u_∞ = 5.0 × 10³ m/s。这两个算例有实测数据与计算结果, 便于与本文计算结果相比较。第一个算例计算积分电子密度第二个算例计算 NO₂ 化学发光辐射与电子线密度。

图 1 表示流线(或流管)与近尾流边界扩展的典型计算曲线。从该图中可以求出流线与尾流边界相交的位置、尾流的半宽度及其在此半宽度内所包含的流线数目, 这些都是求近尾流电子密度不可缺少的数据。图 2 表示近尾流的 n_eD_e。曲线 1 与曲线 3 之间的范围表示实测数据^[15]的分散程

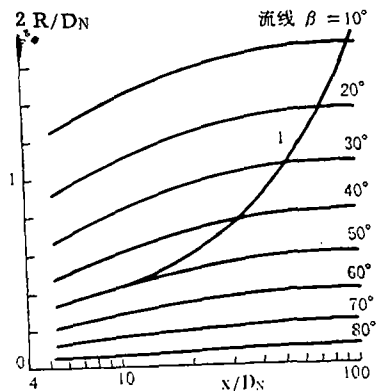


图 1 流线及近尾流界面扩展曲线
Fig.1 Streamline and near wake boundary growth

度,这种分散主要是由于发射速度不同而引起的。发射速度由 6.3×10^3 到 6.7×10^3 m/s, 中心速度为 6.5×10^3 m/s。曲线 2 是本文计算曲线, 大致落在实验范围之内。它们之间的一致性令人满意的。图 3 是远尾流 $n_e D_p$ 的计算值与实测数据^[15]之间的比较。 $x <$

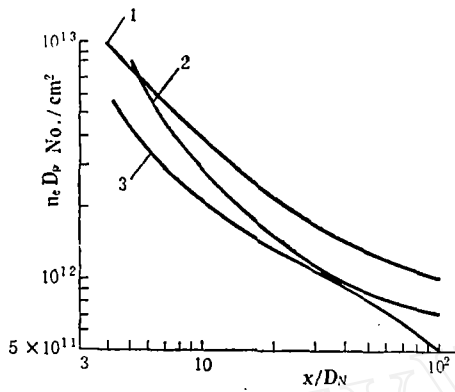


图 2 近尾流的 $n_e D_p$
Fig.2 Near wake integrated electron density

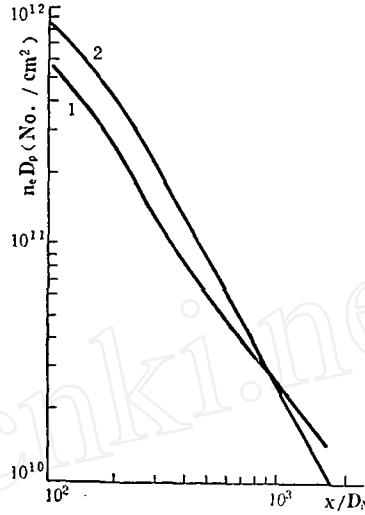


图 3 远尾流的 $n_e D_p$, 1—实测值 2—本文计算值
Fig.3 Far wake integrated electron density 1—experimental data 2—calculated results of the present work

$1200 D_N$ 时, 两者的一致性是很好的, 但当 $x > 1200 D_N$ 时, 由图中曲线的趋势可以看到, 偏差将会逐渐增大。

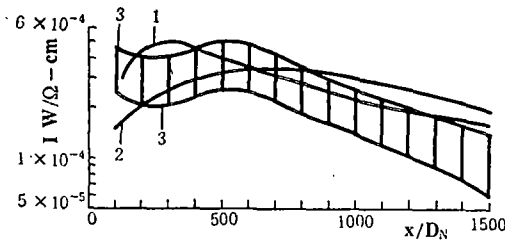


图 4 NO_2 化学发光辐射
Fig.4 NO_2 Chemiluminescent radiation over the wavelength region $0.6 \sim 0.7$

图 4 是 NO_2 化学发光辐射的计算结果与实测数据的比较。曲线 3 是实测结果^[13], 它的频谱为 $0.6 \sim 0.7 \mu$, 阴影表示实验误差。而用公式(12)计算出来的 NO_2 辐射能是 NO_2 整个频谱总的辐射能。文献[3]指出, 波长在 $0.6 \sim 0.7$ 微米之间的辐射能为总辐射能的 20%。据此, 可求得该谱段的计算结果。曲线 2 是文献 [3] 的

计算结果, 曲线 1 是本文的计算结果。由图 5 可见, 本文的计算结果与实测数据符合得比较好, 也比曲线 2 的结果要好一些。引起差别的主要原因是由于两者所考虑的尾流的组元和化学反应的种类有较大差别的缘故。文献 [3] 不考虑电子参与的反应, 重点考虑了有多原子参加的中性粒子反应和三体反应。由此可见化学模型的合理选择对计算结果与计算功能的影响是较明显的。

假如知道其它分谱强度对总频谱强度的贡献, 或者知道分谱的速率系数, 就可求出其它分谱辐射能的分布曲线^[14]。本文求出分谱的速率系数的近似值, 算出的分谱辐射能示于图 5。

用算例 2 的条件也计算了电子线密度。计算结果示于图 6 曲线 2。在文献中仅找到

条件较为接近的电子线密度的测量值^[11]。图 6 中曲线 1 的条件为 $D_N = 4.75 \times 10^{-3} \text{m}$,

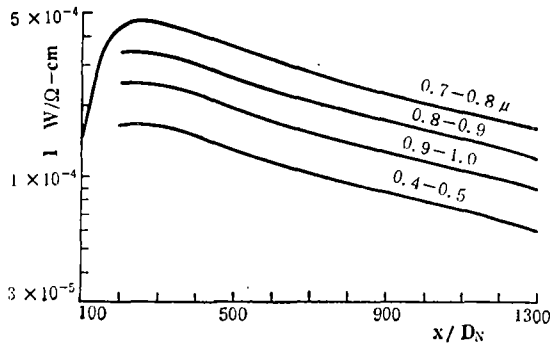


图 5 NO_2 分谱辐射强度的计算值
Fig.5 NO_2 Chemiluminescent radiation
over any wavelength interval region

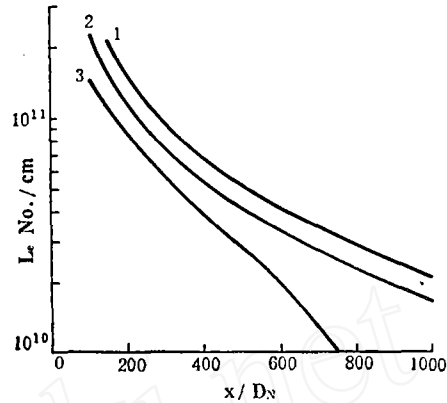


图 6 电子线密度
Fig.6 Electron line density

$P_\infty = 1.07 \times 10^4 \text{Pa}$, $V_\infty = 5.45 \times 10^3 \text{m/s}$, 曲线 3 的条件为 $D_N = 4.75 \times 10^{-3} \text{m}$, $P_\infty = 2.13 \times 10^4 \text{Pa}$, $V_\infty = 5.06 \times 10^3 \text{m/s}$ 。本文计算结果位于曲线 1 与曲线 3 之间。这样的结果是合理的。因为压力愈大电子密度愈低, 其衰减速度也愈快; 速度减小也使电子密度减小, 所以本文计算值是可靠的。

由上述可知, 本文提出的统一的全流场简化模型与简化的化学模型用于尾流光电特性的计算是可行的。该方法也适用于钝头比大于 1/3 的其它钝锥体。

参 考 文 献

- 1 Sutton E A. *AIAA J.*, 1968, 6 (10): 1873
- 2 Kornegay W M. *AIAA J.*, 1965, 3 (10): 1819
- 3 Schapker R L and Camac M. *AIAA paper*, NO. 68-702; or *AIAA J.*, 1969, 17 (12): 2254
- 4 Hall J G et al.. *J.Aeron. Sci.*, 1962, 29: 1038
- 5 Lin S C and Teare J D. *Proceeding of 6th Symposium on Ballistic Missile and Aerospace Technology*, 1961, 4: 35
- 6 Lin S C and Hayes J E. *AIAA J.*, 1964, 2 (7): 1214
- 7 Wilson L N. *AIAA J.*, 1966, 4: 1741
- 8 Eschenroeder A Q and Chen T. *AIAA J.*, 1966, 4: 2149~2154
- 9 Wen K S, Chen T and Lieu B. *AIAA paper*, NO. 68-703
- 10 Hundley R Q. *AD 441139*, 1964.
- 11 朱幼兰等. 初边值问题差分方法及绕流. 北京: 科学出版社, 1980.
- 12 Korkan K D. *AIAA J.*, 1966, 4 (2): 381
- 13 Reis V H. *AIAA J.*, 1967, 5: 1928~1933
- 14 Fontijn A, Meyer C B and Schiff H I. *J. Chem. phys.*, 1964, 40: 64~70
- 15 Hayami R A and primich R I. No 67-37521

Calculation of Optical and Electric Characteristics from Hypersonic Blunt-Body Wakes

Zhou Xuehua

(*Institute of Mechanics Academia Sinica*)

Abstract A simplified flow field model and simple air chemical model for the chemical nonequilibrium wakes of hypersonic non-ablating blunt-body are presented. The models are applied to calculate the integrated electron density and NO_2 chemiluminescence in the wakes. Numerical results of NO_2 chemiluminescent emission over the wavelength region 0.4~1.2 and over any wavelength interval of interest are obtained. The calculated results are compared to the wake measurements in the ballistic region. The agreement between them is good.

Key words hypersonic blunt-body, hypersonic sphere, NO_2 chemiluminescence, chemical non-equilibrium, integrated electron density.