

文章编号:1000-8055(2012)06-1362-06

熵层对高超声速二维钝楔气动参数的影响

程兴华, 杨 涛, 常中东

(国防科技大学 航天与材料工程学院, 长沙 410073)

摘 要: 采用薄激波层理论和流管质量守恒相结合的方法, 分析了高超声速二维钝楔边界层外缘熵的分布规律, 研究了熵层对边界层外缘密度、马赫数以及壁面气动加热等气动参数的影响。结果表明: 边界层外缘熵在倒圆-肩部区下降最为剧烈, 熵层对气动参数的影响在高超声速下不可忽略, 特别是使转捩区和湍流区的气动加热增加约 53.6%。因此, 将表面流态控制在层流模式对高超声速飞行器热防护具有重要意义。

关 键 词: 熵层; 钝楔; 薄激波层; 气动加热; 气动参数; 高超声速

中图分类号: V211.1

文献标志码: A

Influence of entropy layer on aerodynamics parameters for hypersonic 2-D blunt wedge

CHENG Xing-hua, YANG Tao, CHANG Zhong-dong

(College of Aerospace and Material Engineering,

National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: Using thin shock layer theory and mass conservation of stream tube, the entropy distribution of boundary layer exterior margin was analyzed for hypersonic two-dimensional (2-D) blunt wedge, and the influence of entropy layer on aerodynamics parameters such as density, Mach number, and aeroheating, et al., was investigated. The results show that the entropy of boundary layer exterior margin dropped more quickly in rounding-shoulder region, and the influence of entropy layer on aerodynamics parameters should not be neglectable, which especially augmented the aeroheating 53.6% in transition and turbulent region. So, controlling the flow of wall to stay in laminar model is very important for thermal protection of hypersonic vehicle.

Key words: entropy layer; blunt wedge; thin shock layer; aeroheating; aerodynamics parameters; hypersonic

气动热环境计算是高超声速飞行器研制的关键技术之一, 它直接决定了防隔热结构的设计, 从而对整个飞行器的质量产生重大影响。由于最小质量的严格限制, 精确的气动热环境计算十分重要。高超声速“熵层”的存在, 使得边界层计算更加困难, 边界层外缘参数难以确定, 大大影响飞行器表面热流和壁面温度的求解^[1-2]。

气动热工程计算方法由于其快速性和较好的

精度, 在高超声速飞行器方案设计过程中广泛使用。目前在气动热工程计算中考虑熵层效应的较少^[3], 一般采用近似方法给出激波形状, 建立激波高度(距离对称轴)和对应激波角的关系, 然后根据波后熵值与压力、焓值之间的关系计算热流密度^[4-6]。这种近似激波形状解析表达式对飞行器外形(一般为钝锥体)、攻角、马赫数限制很大^[5,7-8], 精度有限, 难以广泛应用。

收稿日期: 2011-11-09

网络出版地址: http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20120704.1152.201206.1362_023.html

作者简介: 程兴华(1982—), 男, 四川广安人, 博士生, 主要从事高超声速热气动弹性耦合计算与分析研究。

本文采用薄激波层(thin shock layer, 简称 TSL)理论对无黏流场进行求解, 获得激波形状, 以流管质量守恒为基础求解边界层外缘熵, 研究头部熵梯度对壁面附近流场参数的影响. 计算模型为图 1 所示的二维钝楔, 头部倒圆半径 $R_n = 20$ mm、半楔角 $\beta = 10^\circ$ 、长 $l = 900$ mm, 来流条件取马赫数 $Ma_\infty = 6 \sim 20$, 高度 $H = 45$ km (压强 $p_\infty = 149.106$ Pa, 温度 $T_\infty = 264.164$ K).

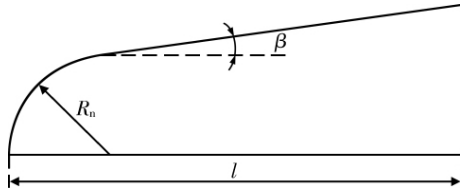


图 1 二维钝楔体示意图

Fig. 1 Sketch of 2-D blunt wedge

1 计算方法

1.1 薄激波层理论

当来流马赫数 $Ma_\infty \rightarrow \infty$ 、比热比 $\gamma \rightarrow 1$ 时, 激波角趋于物面倾角. 在这个极限中, 激波形状、物体形状和流线形状都是相同的. 根据这个近似或类似的近似, 发展了薄激波层理论^[9]. 由于这种方法比较简单, 得到了广泛的应用.

如图 2 所示, 建立局部曲线坐标系, x 与 y 分别平行和垂直于激波, u, v 是相应的在 x, y 轴方向的速度分量. 由于激波层很薄, 流线基本上和

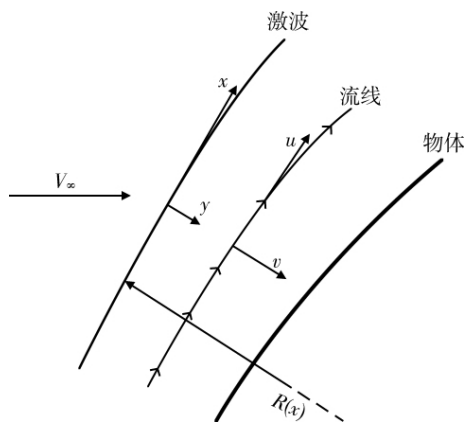


图 2 薄激波层模型

Fig. 2 Model of thin shock layer

激波平行. 在流线坐标中, 垂直于流线方向的动量方程为

$$\rho \frac{u^2}{R} = \frac{\partial p}{\partial n} \quad (1)$$

式中 R, n 分别是流线当地的曲率半径和法向, ρ, p 分别为当地密度和压力. 根据上述假设, 可将式 (1) 写成

$$\rho \frac{u^2}{R_s} = \frac{\partial p}{\partial y} \quad (2)$$

R_s 是激波曲率半径.

现引进流函数 ψ

$$\rho u r^j = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad (3)$$

对于二维流动, $j=0$; 对于轴对称流动, $j=1$ (以下同). 进一步, 应用冯·密斯 (Von Mises) 变换, 将变量 (x, y) 变成 (x, ψ) , 此时式变成

$$\rho \frac{u^2}{R_s r^j} = \frac{\partial p}{\partial \psi} (\rho u) \quad (4)$$

由于流线和激波基本上是平行的, $u \approx u_s, r \approx r_s$

$$\frac{\partial p}{\partial \psi} = \frac{u_s}{R_s r^j} \quad (5)$$

现在对上式积分, 设激波后的流函数为 ψ_s , 可求得

$$p(x) + \frac{u_s(x)}{R_s(x) r_s(x)^j} [\psi - \psi_s(x)] \quad (6)$$

在假设激波形状下, 通过式反复迭代就可求出激波形状及激波脱体距离^[1-2]. 同时, 引入与前苏联的高温空气热力学函数表误差不超过 10% 的拟合公式^[1], 以考虑高温气体效应.

1.2 边界层外缘熵

采用修正牛顿公式计算壁面压力时, 壁面熵一般取正激波后的熵. 在 TSL 计算中, 由于假设流线与激波/壁面平行, 壁面流线来自于驻点, 其熵同样为正激波后的熵. 为此, 利用沿流线等熵和等流线这些概念, 把流线通过激波的位置和进入边界层的位置建立起关系. 在边界层沿物面增长过程中, 流线(无黏流)通过弓形激波进入边界层, 即所谓的“熵吞”现象.

如图 3 所示, 为了确定边界层外缘熵, 来考虑一流管, 因为质点不能穿越流管, 所以流管质量守恒

$$\begin{aligned} \rho_\infty v_\infty \pi^j y_s^{1+j} = \\ \rho_e u_e (2\pi r_0)^j (\delta - \delta^*) = \\ \rho_e u_e (2\pi r_0)^j \theta \left(\frac{\delta}{\theta} - \frac{\delta^*}{\theta} \right) \end{aligned} \quad (7)$$

式中 y_s 为激波高度 (m); θ 为边界层动量厚度 (m); δ 为边界层厚度 (m); δ^* 为边界层位移厚度 (m); ρ_∞ 为来流密度 (kg/m^3); v_∞ 为来流速度 (m/s); ρ_e 为边界层外缘密度 (kg/m^3); u_e 为边界

层外缘速度(m/s); r_0 为物面高度(m). 在激波形状已知的情况下, 对应的激波角 β_s 也已确定, 便可根据斜激波公式求出对应的熵 S_s .

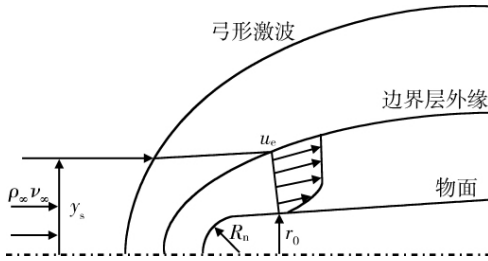


图 3 典型外形流动示意图

Fig. 3 Sketch of flow over representative configuration

边界层厚度、位移厚度与动量厚度之间的近似关系如下^[10].

1) 层流

$$\begin{cases} \frac{\delta^*}{\theta_l} = \left(\frac{h_r}{h_e} - 1\right) + 2.69 \frac{h_w}{h_e} \\ \frac{\delta}{\theta_l} = 6.43 + \frac{\delta^*}{\theta_l} \end{cases} \quad (8)$$

2) 湍流

$$\begin{cases} \frac{\delta^*}{\theta_t} = \frac{9h_w}{7h_e} + \frac{h_r}{h_e} - 1 \\ \frac{\delta}{\theta_t} = 9 + \frac{\delta^*}{\theta_t} \end{cases} \quad (9)$$

层流、湍流边界层动量厚度分别为^[11]

$$\theta_l = 0.664 \left[\frac{\int_0^s \rho^* \mu^* u_e r^{2j} ds}{\rho^* u_e r^j} \right]^{1/2} \quad (10)$$

$$\theta_t = \left[\frac{c_2 \int_0^s \rho^* u_e (\mu^*)^m r^{c_3 j} ds}{\rho^* u_e r^j} \right]^{c_4} \quad (11)$$

其中, s 为物面坐标. 二维常压下, 动量厚度变为平板方程

$$\theta_l = 0.664 \sqrt{\frac{\mu^* s}{\rho^* u_e}} \quad (12)$$

$$\theta_t = \left[\frac{c_2 u_e \rho^* (\mu^*)^m s}{\rho^* u_e} \right]^{c_4} \quad (13)$$

式(10)~式(13)中的系数或指数的计算见文献[3], 这里不再赘述.

1.3 边界层转捩及转捩区边界层动量厚度

许多研究人员在不同的试验和飞行条件下, 选取不同的相关参数, 给出了受不同因素影响的转捩准则. 对光滑壁, 按下式考虑马赫数影响的转捩准则与地面实验结果符合较好^[12].

$$(Re)_{tri} = 10^{5.37+0.2326Ma_e-0.004015Ma_e^2} \quad (14)$$

如果假设 x_{tr1} 为转捩起始点位置, x_{tr2} 为转捩

结束点位置, Δx_{tr} 为转捩区长度, 那么转捩区范围由下列关系式确定

$$\left(\frac{\rho_e u_e x}{\mu_e} \right)_{x=x_{tr2}} = \left(\frac{\rho_e u_e x}{\mu_e} \right)_{x=x_{tr1}} + A \left(\frac{\rho_e u_e x}{\mu_e} \right)_{x=x_{tr1}}^{0.67} \quad (15)$$

$$\Delta x_{tr} = x_{tr2} - x_{tr1} \quad (16)$$

$$A = 60 + 4.68(Ma_e)^{1.92} \quad (17)$$

引入间隙因子 Γ_x

$$\Gamma_x = 1.0 - \exp \left\{ -0.412 \left[\frac{4.74(x - x_{tr1})}{\Delta x_{tr}} \right]^2 \right\} \quad (18)$$

则转捩区边界层动量厚度为

$$\theta_{tr} = (1 - \Gamma_x) \theta_l + \Gamma_x \theta_t \quad (19)$$

2 算例

由于边界层厚度相对飞行器特征尺度很小, 本文采用计算流体动力学(CFD)方法求解 Euler 方程, 所得无黏壁面压力、密度、马赫数等气动参数作为考虑黏性时的边界层外缘参数, 以此验证上述的 TSL 边界层外缘熵修正方法. 几何模型为图 1 所示的二维钝楔, 来流条件取 $Ma_\infty = 8.88$, 其他不变, 网格密度为 50×330 . 以 CFD 计算结果为基准, 考虑熵层效应(MS)和不考虑熵层效应(NS)的 TSL 边界层外缘密度、马赫数分布如图 4 所示.

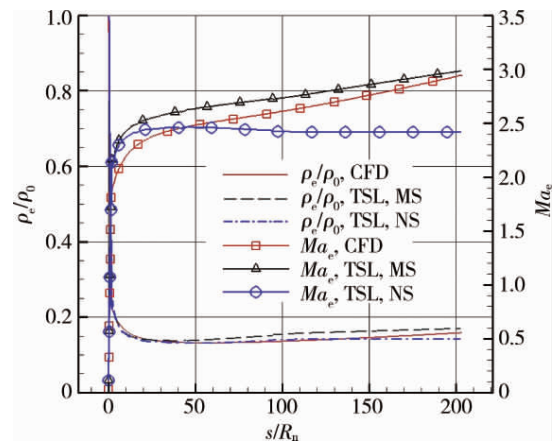


图 4 熵层效应验证

Fig. 4 Validation of entropy layer effects

从图 4 中可以看出, 在驻点($s/R_n = 0$)附近区域, 熵层效应不明显, 未对边界层外缘熵进行修正的结果也具有很好的精度. 但是越往下游, 熵层的影响越来越大. 在 $s/R_n = 200$ 处, 不考虑熵修正的边界层外缘马赫数的误差达 16.8%, 而边界层外

缘熵修正以后的马赫数误差大大减小,仅为1.4%。此外,由于熵层对边界层外缘密度的影响较小,边界层外缘密度的精度提高不明显。

3 结果分析

3.1 边界层外缘熵分布

根据关系式(7)~式(19)计算得到的边界层外缘熵如图5所示,其中 S_0 为正激波后的熵。

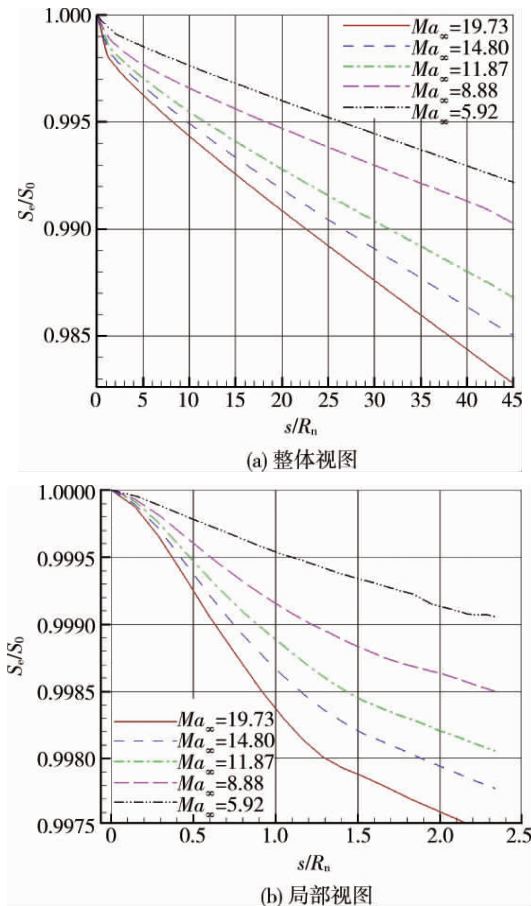


图5 边界层外缘熵分布

Fig. 5 Entropy distribution of boundary layer exterior margin

由图5可知,边界层外缘熵沿物面方向减小,变化趋势可以分为三段:驻点区、前缘倒圆及其与楔体连接的肩部区(倒圆-肩部区)和楔体区。在驻点区($s/R_n < 0.1$),附面层很薄,表面流线来自于正激波,其熵几乎等于正激波后熵 S_0 ,沿物面方向略有下降;在倒圆-肩部区($0.1 \leq s/R_n \leq 1.5$),表面层流边界层厚度迅速增加,头部对应的弓形激波弯曲剧烈,根据式(7),表面流线穿越激波面的激波角迅速降低,因此,引起边界层外缘熵快速下降(图5(b));在楔体区($s/R_n > 1.5$),由于弓形

激波弯曲变得缓慢,边界层外缘熵稳步下降。

另一方面,马赫数越高,倒圆-肩部区的熵下降越快,楔体区的熵越小;当 $Ma_\infty = 19.73$ 时,在 $s/R_n = 45$ 处,边界层外缘熵较驻点下降约2%。对于高超声速飞行器, s/R_n 一般在200以上,加上湍流区的附面层厚度迅速增加,可以预见在楔体区后段,边界层外缘熵会下降更大。

3.2 熵层对边界层外缘密度、马赫数的影响

图6、图7为熵层对边界层外缘密度、马赫数的影响,其中NS表示没考虑熵层影响,MS表示熵层修正结果。

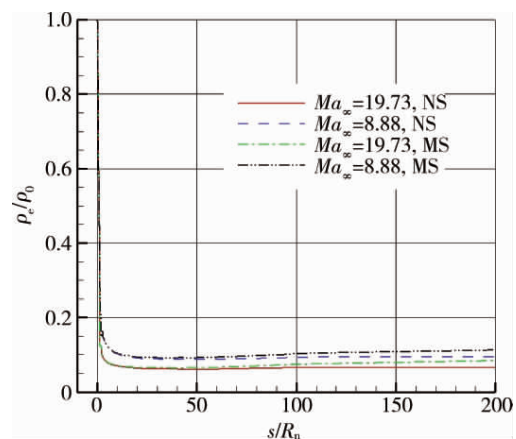


图6 熵层对边界层外缘密度的影响

Fig. 6 Entropy layer influence on density of boundary layer exterior margin

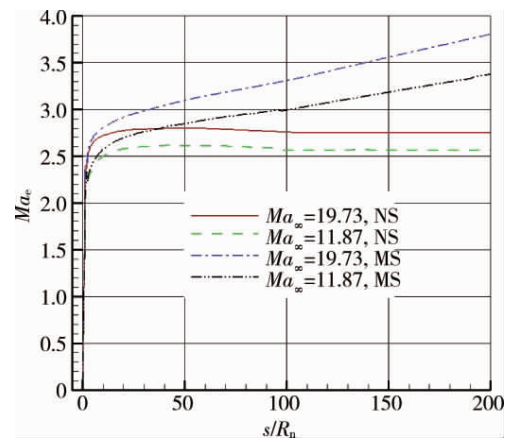


图7 熵层对壁面马赫数的影响

Fig. 7 Entropy layer influence on Mach number of boundary layer exterior margin

从图6、图7中可以看出:①熵层对边界层外缘气动参数的影响不同,对马赫数的影响比密度的影响大。在 $s/R_n = 200$ 处,熵层修正后的密度平均增加约27%,而修正后的马赫数平均增加约

35%。②熵层对不同气动参数影响的起始区域也不同。可以认为,在 $s/R_n < 50$ 以内,熵层对边界层外缘密度的影响可以忽略(图6);而只有在亚跨声速区($s/R_n \leq 1.5$),熵层对边界层外缘马赫数的影响才可以忽略(图7)。③熵层对气动参数的影响随着马赫数的增大而增大。在 $s/R_n = 200$ 处, $Ma_\infty = 11.87$ 经熵层修正后的边界层外缘马赫数增加31.6%,而 $Ma_\infty = 19.73$ 经熵层修正后的边界层外缘马赫数增加38.27%。

综上,熵层对边界层外缘参数的影响在高超声速下不可忽略;在亚跨声速区,熵层的影响不是太大,可不考虑熵层的影响,计算速度可以加快。

3.3 熵层对壁面气动加热的影响

根据边界层外缘参数,本文采用参考焓法计算气动加热^[13],考虑了高温效应^[7]。取 $Ma_\infty = 8.88$, $H = 45\text{ km}$ 和 35 km ,包含熵层效应的壁面气动加热以及辐射平衡温度的变化如图8、图9所示。

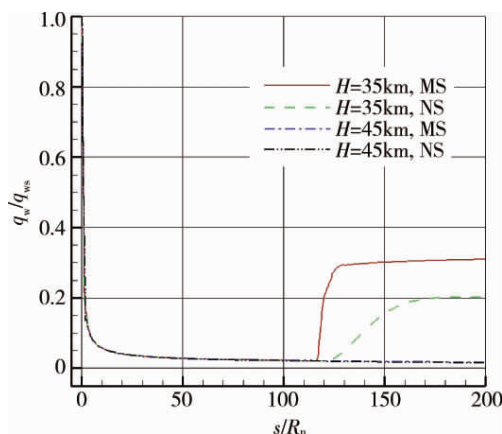


图8 熵层对壁面气动加热的影响

Fig. 8 Influence of entropy layer on areoheating of wall

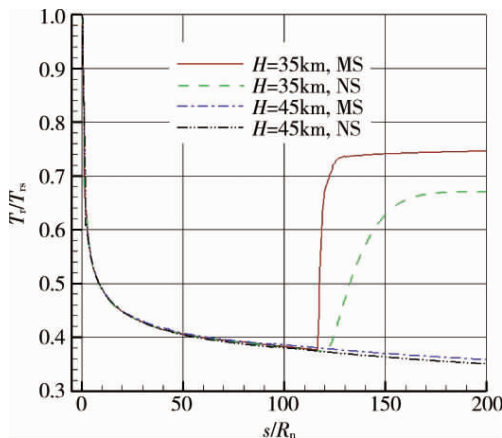


图9 熵层对壁面辐射平衡温度的影响

Fig. 9 Influence of entropy layer on radiative-equilibrium temperature of wall

由图8、图9可知, $H = 45\text{ km}$ 时,钝楔表面全为层流,熵层对气动加热的影响不明显,可以不考虑; $H = 35\text{ km}$ 时,表面流动在 $s/R_n = 117$ 左右开始转捩,熵层效应在转捩区和湍流区使气动加热大大增加。当 $s/R_n = 200$ 时,湍流气动加热增加约53.6%,辐射平衡温度增加11.3%,在热流计算分析过程中,必须计及熵层效应的影响。因此,将表面流态控制在层流模式对高超声速飞行器热防护具有重要意义。

4 结 论

本文采用薄激波层理论计算高超声速二维钝楔激波形状,分析了边界层外缘熵的分布规律,研究了熵层对壁面主要气动参数的影响。结果表明:

- 1) 边界层外缘熵沿物面方向减小,在倒圆肩部区下降最为剧烈。
- 2) 熵层对边界层外缘参数的影响在高超声速下不可忽略;在亚跨声速区,熵层的影响不是太大,可不考虑熵层的影响,计算速度可以加快。
- 3) 熵层效应在转捩区和湍流区使气动加热大大增加,湍流气动加热增加约53.6%,将表面流态控制在层流模式对高超声速飞行器热防护具有重要意义。

同时,薄激波层理论和流管质量守恒相结合计算气动热的方法在高超声速,特别是高超声速范围内均有效,受攻角影响较小。对于类乘液体等具有扁平机身的高超声速飞行器,可采用片条理论直接将该方法推广到三维外形,具有重要的工程应用价值。

参考文献:

- [1] 黄志澄. 高超声速飞行器空气动力学[M]. 北京: 国防工业出版社, 1995.
- [2] 瞿章华, 刘伟, 曾明, 等. 高超声速空气动力学[M]. 长沙: 国防科技大学出版社, 2001.
- [3] Zoby E V, Moss J N, Sutton K. Approximate convective-heating equations for hypersonic flow[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 1981, 18(1): 64-70.
- [4] 蒋友娣, 董巍, 陈勇. 高超声速钝头体变熵流表面热流计算[J]. 航空动力学报, 2008, 23(9): 1591-1594.
JIANG Youdi, DONG Wei, CHEN Yong. Surface heat flux calculation of variable entropy flow for hypersonic blunt bodies[J]. Journal of Aerospace Power, 2008, 23(9): 1591-1594. (in Chinese)
- [5] 蒋友娣. 高超声速飞行器气动热和表面瞬态温度计算研究[D]. 上海: 上海交通大学, 2008.
JIANG Youdi. Calculation of aerodynamic heating and

- transient surface temperature for hypersonic aircraft[D]. Shanghai:Shanghai Jiao Tong University, 2008. (in Chinese)
- [6] 雷延花,徐敏,陈士槽. 高超声速飞行器气动加热计算[J]. 上海航天,2001(5):10-13.
- LEI Yanhua,XU Min,CHEN Shilu. The aerothermal calculation of hypersonic vehicle[J]. Aerospace Shanghai, 2001(5):10-13. (in Chinese)
- [7] 中国人民解放军总装备部军事训练教材编辑工作委员会. 高超声速气动热和热防护[M]. 北京:国防工业出版社,2003.
- [8] Klamon J H. Bow shock correlation for slightly blunted cones[J]. AIAA Journal,1963,1(2):490-491.
- [9] Van Dyke M D,Gordon H D. Supersonic flow past a family of blunt axisymmetric bodies[R]. NASA TR R-1,1959.
- [10] 卞荫贵,赵国英. 可压缩流边界层参数的工程计算方法[J]. 力学学报,1980,16(2):120-128.
- PIEN Yenku,CHAO Guoying. An engineering method for calculation of the parameters in compressible boundary layers[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics,1980,16(2):120-128. (in Chinese)
- [11] Quinn R D,Gong L. A method for calculating transient surface temperatures and surface heating rates for high-Speed aircraft[R]. NASA/TP-2000-209034,2000.
- [12] 姜贵庆,刘连元. 高速气流传热与烧蚀热防护[M]. 北京:国防工业出版社,2003.
- [13] 吕丽丽,张伟伟,叶正寅. 高超声速再入体表面热流计算[J]. 应用力学学报,2006,23(2):259-263.
- LÜ Lili,ZHANG Weiwei,YE Zhengyin. The calculation of surface heating rates for hypersonic reentry-body[J]. Chinese Journal of Applied Mechanics,2006,23(2):259-263. (in Chinese)