

陶瓷瓦热防护结构瞬态热响应非耦合计算方法

李志杰¹ 果琳丽¹ 董素君² 王 浚²

(1. 中国空间技术研究院载人航天总体部, 北京, 100094; 2. 北京航空航天大学航空科学与工程学院, 北京, 100191)

摘要:利用紧耦合计算方法对高超声速二维圆柱绕流问题进行了计算, 验证了计算结果的准确性。分析指出了高超声速飞行器常用刚性或柔性陶瓷瓦类热防护结构具有导热系数小、毕渥数 B_i 大于 100 的瞬态热响应特性, 提出了忽略气体与固体间耦合效应, 假设固体表面温度时时与流体温度保持一致, 进而可以按第一类边界条件求解热防护结构内瞬态热响应问题的非耦合计算方法。与刚性陶瓷瓦二维圆管结构紧耦合瞬态热响应计算结果对比研究表明, 该方法可以较好地给出该类热防护结构瞬态热响应及非稳态温度分布, 满足其厚度设计及气动热预测等实际工程需求, 且计算时间仅为紧耦合方法的 1/6, 具有很好的工程应用价值。

关键词:高超声速; 气动热; 热防护; 耦合; CFD 仿真

中图分类号: V211.3 **文献标志码:** A **文章编号:** 1005-2615(2013)05-0641-06

Uncoupled Approach of Unsteady Thermal Response of Ceramic Thermal Protection Structure

Li Zhijie¹, Guo Linli¹, Dong Sujun², Wang Jun²

(1. Institute of Manned Space System Engineering, China Academy of Space Technology, Beijing, 100094, China;

2. School of Aeronautic Science and Engineering, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing, 100191, China)

Abstract: Through the analysis of properties of unsteady thermal response of ceramic thermal protection structure; Low thermal conductivity and $B_i > 100$, the coupling effect between air and solid is assumed to be ignored. Besides, the surface temperature of solid is considered to be the same with the fluid temperature, and then according to these conditions, an uncoupled approach is brought forward to solve the unsteady thermal response of structure by using the first kind boundary condition. Compared with the results of tight coupled method for the problem of a two-dimensional cylinder with hypersonic flow, this new uncoupled approach not only has high accuracy in the results of thermal response and temperature distribution, but also saves much computing time and meets the practical demand for the design of structure thickness and prediction of aerodynamic heating, which show this method has a great value in the engineering application.

Key words: hypersonic; aerodynamic heating; thermal protection; coupling; CFD simulation

对高超声速飞行器而言, 热防护系统 (Thermal protection system, TPS) 的重量与飞行器有效载荷重量相当, 任何能提高 TPS 结构厚度计算精度、降低 TPS 重量的改进技术都将对飞行器成本和可靠性有着重大的作用和影响^[1]。因此, 准确预

测 TPS 沿飞行包线的瞬态热响应及温度分布具有重要意义。

当马赫数不太高 (小于 6) 时, 飞行器外表面气动加热过程主要由外表面气流对流加热和热防护结构内部导热两个环节组成^[2-3]。一般认为, 这两

个环节相互关联、相互制约,计算热防护结构瞬态温度响应时需考虑其相互耦合性,目前采用较多的计算方法为紧耦合方法^[4-6],它是指将流场与结构传热按统一时间步长进行求解,实时相互作用,能很好地反映物理实际,得到较为精确的结果。但往往计算程序较为复杂、硬件条件要求高且计算耗时量太大,无法满足包线设计计算要求。

本文首先以不锈钢二维圆管结构为例,利用试验结果验证了紧耦合计算方法的准确性。然后针对高超声速飞行器常用刚性或柔性陶瓷类热防护结构导热系数小、非稳态导热过程毕渥数 $B_i > 100$ 的特点,提出忽略气体与固体间耦合效应,假设固体表面温度时时与流体温度保持一致,进而可以按第一类边界条件求解热防护结构内瞬态热响应及非稳态温度变化的非耦合计算方法。然后以给定来流工况下刚性陶瓷瓦二维圆管结构紧耦合瞬态温度计算结果为对比标准,验证了本文提出的非耦合计算方法可以较好地给出该类热防护结构瞬态热响应及非稳态温度分布,满足其厚度设计及气动热预测等实际工程需求,而且计算时间仅为紧耦合方法的 1/6。因此,在满足条件的实际工程应用中,可以考虑利用非耦合计算方法取代紧耦合方法,从而大大提高计算效率。

1 主要数学模型

当马赫数不太高(小于 6)时,飞行器外表面气动加热过程描述如图 1 所示:外部区域 Ω_F 的气流以一定的热流密度对飞行器热防护结构 Ω_S 的壳体表面加热,近壁面固体温度随之升高,然后在壳体内部进行导热。在通常的耦合计算方法中,流场与结构计算域在接触面 Γ 上实现数据交互,耦合迭代。

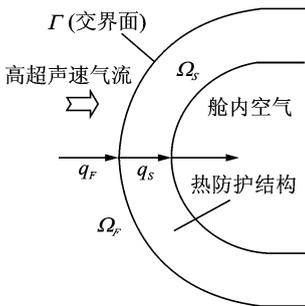


图 1 高超声速气动加热原理

1.1 流场

流场部分的二维量纲一化 Navier-Stokes 方程表示成如下积分形式

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{Q} dV + \oint (\mathbf{F} - \mathbf{G}) \cdot d\mathbf{A} = 0 \quad (1)$$

式中: $d\mathbf{A}$ 为任意控制体 V 的表面微元面积; \mathbf{Q} 为守恒型变量; \mathbf{F} 为无粘通量项; \mathbf{G} 为粘性通量项。

1.2 结构温度场

基于各向同性假设的二维无内热源非稳态热传导方程为

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (2)$$

式中: ρ 为固体密度; C_p 为固体定压比热容; λ 为固体导热系数; T 为温度; t 表示时间。

1.3 耦合边界条件

计算时,如果壁面温度较低,在忽略辐射效应的假设前提下,流体区域传至固壁的热流等于固壁传至结构内部的热流,即

$$q_F = q_S \quad (3)$$

流场与结构温度场区域同时进行计算,二维热传导方程在边界的定解条件为

$$\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} n_x + \frac{\partial T}{\partial y} n_y \right) = q_S \quad (4)$$

2 几何模型及计算网格

Wieting 所做的激波相互作用下圆柱壳体前缘气动加热试验^[7-8]被多次用于高超声速流动、传热耦合数值模拟的验证^[9-10]。实验中的不锈钢圆管内外半径分别为 25.4 和 38.1 mm,密度 $\rho = 8030 \text{ kg/m}^3$,定压比热容 $C_p = 502.48 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$,导热系数 $\lambda = 16.27 \text{ W/(m} \cdot \text{K)}$ 。来流参数为温度 $T = 241.5 \text{ K}$,压力 $p = 648.1 \text{ Pa}$, $Ma = 6.47$, $Re = 1.31 \times 10^6$,圆管初始壁温 $T_{w_i=0} = 294.4 \text{ K}$,试验时间为 5 s。由于实际过程中舱内换热相对舱外气动热来说小得多,因此将内壁面设为绝热壁。

参照此试验数据,建立二维圆管超声速绕流计算网格如图 2 所示,流体和固体区域网格数量分别为 90×80 和 30×80 。为模拟壁面热流,对壁面附近的流场网格进行加密,使得贴近壁面网格的 Re 数接近于 1。在固体区域贴近壁面处也进行加密,壁面附近网格的高度为 $5 \times 10^{-5} \text{ m}$ 。

3 紧耦合计算方法验证

流场计算中选取可实现 $k-\epsilon$ 模型^[11],其优点是采用了壁面函数法^[12]处理壁面附近的计算,计算稳定性强,模型精度高。

对无粘项的离散采用有限体积法的 AUSM⁺ 格式^[13],其基本思想是将无粘通量分裂为对流通量项及压力通量项来处理。该格式具有数值耗散

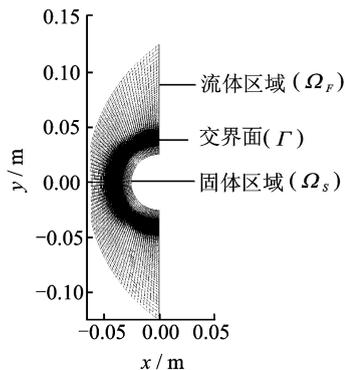


图 2 流体和固体区域的网格划分

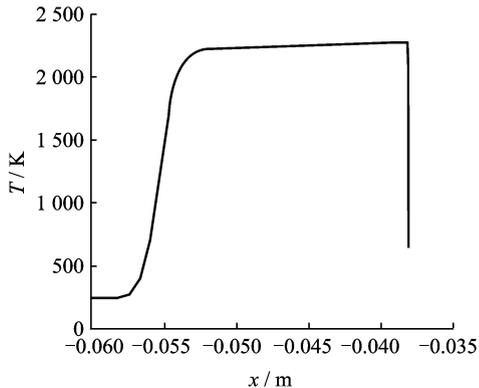


图 4 沿中心线上激波前后流场温度分布

小、捕捉激波分辨率高的特点。对分裂后的通量采用完全迎风的二阶 MUSCL 格式进行离散,从而提高计算精度。

参照文献[14]设定来流工况及结构初始温度,获得初始状态时气流压力分布云图及沿中心线激波前后气流温度变化曲线分别如图 3,4 所示。其中,激波出现位置为 $x = -0.055$ m 处,与文献[13]结果一致;激波后气流温度为 2 160 K,与文献[13]中 2 167 K 相比存在 0.32% 的相对误差。因此,验证了本文所采用流场计算方法和计算结果的准确性。

进一步利用紧耦合计算方法获得外表面驻点温度随时间变化(图 5)及中心线上结构温度分布随时间变化曲线如图 6 所示。

从图 5 可看出: $t = 2$ s 时驻点温度为 385.40 K,与文献[14]给出的实验值 388.72 K 对比存在 0.85% 的相对误差,验证了本文紧耦合计算方法和计算结果的准确性。

从图 6 可看出:由于钢的导热系数比较大,外表面气动热很快就向内部传递,造成外表面温升速率较慢,内部温度有明显的升高。如 5 s 时,外表面驻点温度才达到 430 K 左右,沿中心内部距外表

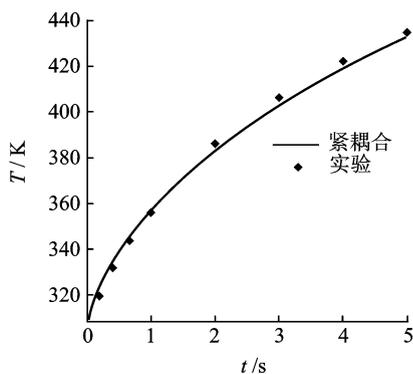


图 5 驻点温度随时间变化

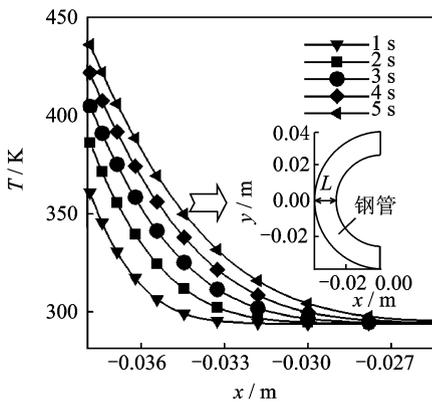


图 6 结构内沿中心线 L 上温度随时间变化 ($Ma = 6.47$)

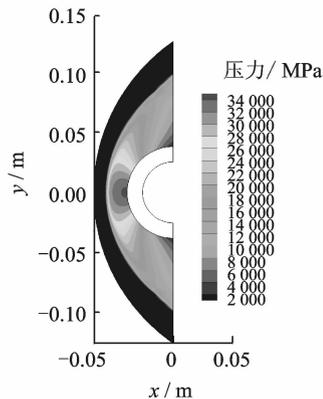


图 3 流场区域压力分布

面 5 mm 处 ($x = -0.033$ 1 m) 温度就已经上升 32.5 K, 并达到 327 K 左右。

4 陶瓷瓦热防护结构瞬态热响应特性

进行瞬态导热时,固体内部的瞬态热响应特性与其导热系数和表面对流换热系数的大小有很大关系。为了说明这个问题,以厚度为 2δ 、温度为 T_0 的无限大平板为例,假设初始瞬间将其置于温度为 T_∞ 的流体中,流体与平板间对流传热系数为一常数,考察平板瞬态热响应过程的非稳态导热特性。

平板两面对称受热,温度分布以中心面对称,取 $x \geq 0$ 的半块平板,其一维瞬态热传导方程为

$$\frac{\partial T(x, \tau)}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{\rho C} \frac{\partial^2 T(x, \tau)}{\partial x^2} = a \frac{\partial^2 T(x, \tau)}{\partial x^2} \quad (5)$$

初始条件为 $t(x, 0) = t_0, 0 < x < \delta$, 边界条件为

$$\left. \frac{\partial t(x, \tau)}{\partial x} \right|_{x=0} = 0$$

$$h[t(\delta, \tau) - t_\infty] = -\lambda \left. \frac{\partial t(x, \tau)}{\partial x} \right|_{x=\delta} \quad (6)$$

式中: τ 为时间; x 为距壁面距离, $0 < x < \delta$; $a = \frac{\lambda}{\rho C}$ 为固体材料导热系数。

以气流参数 t_∞ 为标准引入过余温度 $\theta = t(x, \tau) - t_\infty$, 用分离变量法求解上述偏微分方程得到过余温度解析解为

$$\frac{\theta(x, \tau)}{\theta_0} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} e^{-(\beta_n \delta)^2 \frac{\tau}{\delta^2}} \frac{\sin(\beta_n \delta) \cos\left[\left(\beta_n \delta\right) \frac{x}{\delta}\right]}{\beta_n \delta + \sin(\beta_n \delta) \cos(\beta_n \delta)} \quad (7)$$

式中 β_n 为下列超越方程的根, 称为特征值。

$$\tan(\beta_n \delta) = \frac{B_i}{\beta_n \delta} \quad n = 1, 2, \dots \quad (8)$$

式中: B_i 为毕渥数是以特征长度为 δ 的量纲一数, 代表了物体内部导热热阻 δ/λ 与边界处对流换热热阻 $1/h$ 之比, 具体定义为

$$B_i = \frac{h\delta}{\lambda} = \frac{\delta/\lambda}{1/h} \quad (9)$$

这样, 平板与流体对流换热的第三类边界条件的表达式(5)可以改写为

$$-\left. \frac{\partial \theta}{\partial x} \right|_{x=\delta} = \frac{\theta|_{x=\delta}}{\lambda/h} = \frac{\theta|_{x=\delta}}{\delta/B_i} \quad (10)$$

如图7所示, 式(9)从几何意义来说表示在整个非稳态导热过程中平板内过余温度分布曲线在边界处的切线都通过点 $(\pm \delta \pm \lambda/h, 0)$ 或 $(\pm \delta \pm \delta/B_i, 0)$ 。因此, 毕渥数 B_i 的大小对板内非稳态导热过程温度分布有很大影响。 $B_i \rightarrow \infty$ 表明对流换热热阻趋向于零, 即平板表面对流换热热阻 $1/h$ 相对于平板导热热阻 δ/λ 可以忽略, 这意味着非稳

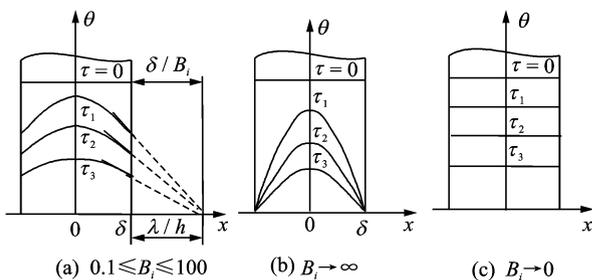


图7 $B_i \rightarrow \infty$ 时无限大平板受热示意图

态导热一开始平板的表面温度就立即变为流体温度, 平板内部温度变化完全取决于平板的导热热阻。进一步研究表明, $B_i \rightarrow \infty$ 是一种极限情况, 实际上只要 $B_i > 100$ 就可以近似按此情况进行处理^[15-16]。

刚性或柔性陶瓷瓦是高超声速飞行器常用热防护结构, 其导热系数一般在 10^{-2} W/(m·K) 量级, 特征厚度为 10^{-2} m 量级。考虑到一般高超声速飞行器气动热表面换热系数为 $10^2 \sim 10^3$ W/(m²·K) 量级, 则其毕渥数 B_i 在 $10^2 \sim 10^3$ 量级。进而, 对这种热防护结构的瞬态热响应问题可以按照 $B_i \rightarrow \infty$ 方式进行处理, 即固体表面温度能在很短时间内与流体温度保持一致。

如将二维圆管算例固体材料属性按刚性陶瓷瓦设置, 即导热系数 $\lambda = 0.05$ W/(m·K), 密度 $\rho = 352$ kg/m³, 比热容 $C_p = 970$ J/(kg·K), 重新利用上述紧耦合计算方法求得中心线上温度分布随时间变化曲线如图8所示。

从图中可看出: 陶瓷外表面驻点温度在 2 s 瞬间达到了 1 500 K, 并向 2 167 K 气流温度方向迅速爬升, 而内部温度受外表面气动热影响较小, 50 s 时距外表面 2 mm 以外位置温度仍未发生任何变化, 与图6所示金属材料二维圆管内温度分布响应曲线相比表现出巨大差别。

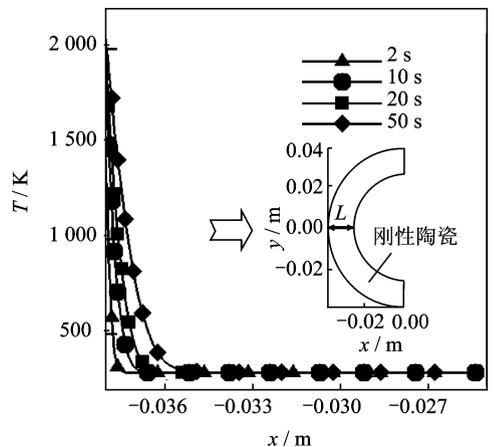


图8 材料为刚性陶瓷时中心线温度随时间变化 ($Ma=6.47$)

5 非耦合计算方法

接下来针对高超声速飞行器刚性或柔性陶瓷热防护结构导热系数小、气动热非稳态导热过程的毕渥数 B_i 大于 100 的特点, 提出忽略气体与固体间耦合效应, 假设固体表面温度时时与流体作用下辐射平衡温度保持一致, 进而按第一类边界条件进行求解热防护结构内瞬态热响应非稳态温度变化

的简化计算方法。

以给定来流工况作用下热防护结构的瞬态热响应计算分析为例,该方法具体计算步骤为:(1)单独以流场为计算区域,按稳态计算方法计算给定来流工况下热防护结构外气流温度;(2)单独以热防护结构固体为计算区域,以外表面处气流辐射平衡温度作为边界条件,按瞬态计算方法计算结构内非稳态温度分布。对于同样实际飞行时间的求解过程,非耦合方法的耗时仅为紧耦合方法的 1/6。

将上文二维圆管材料属性按刚性陶瓷瓦设置,采用上述非耦合计算方法获得给定飞行工况下圆管结构内瞬态温度响应。考虑到陶瓷瓦导热非常缓慢,短时间内距外表面较远处温度基本没有变化,因此图 9 给出了近壁面约 3 mm 区域沿中心线温度分布非耦合计算结果与紧耦合计算结果的对比曲线。

从图中可看出:大约 10 s 以前,非耦合计算结果与紧耦合计算结果相比存在一定误差,但此时结构内温度变化仅局限在近壁面 0.1 mm 内,而 10 s 之后非耦合计算结果已与紧耦合计算结果趋于一致。

图 10 所示为固体区域中点 A 和点 B 在两种计算方法下温度随时间的变化。可以看出,20 s 以前距外表面 0.1 mm 处温度非耦合计算结果与紧耦合计算结果相比存在一定误差,但随后就完全保持一致;而距外表面 0.5 mm 以外的温度能够自始至终与紧耦合计算结果完全吻合。

综上所述,在最初阶段的短时间内,温度误差对内壁传热量以及热防护层厚度设计影响不大,初始阶段(10 s 以内)中,文中方法的计算结果与紧耦合方法的结果逐渐逼近并趋于重合。在实际的工

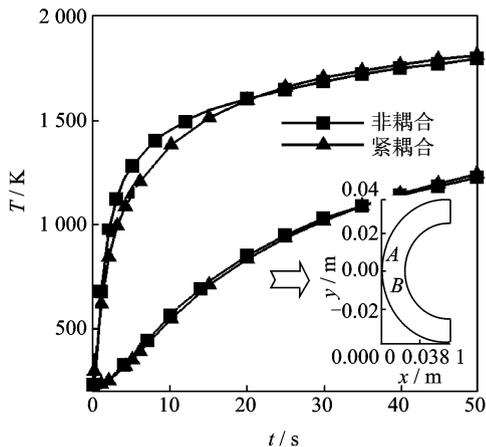


图 10 中心线上近壁面处两点(A(0.1 mm,0), B(0.5 mm,0))温度随时间变化(Ma=6.47)

程设计中,重点考虑的是最终热防护结构的厚度设计,因此热防护结构的温升特性和飞行工况下的最高温度需要准确计算估计。由此可见,最初阶段的非稳态温度场不影响实际工程应用。

因此,针对高超声速飞行器刚性或柔性陶瓷热防护结构,采用上述非耦合计算方法在节省大量计算时间的同时还可以较准确地获得热防护结构内瞬态温度分布特性,满足热防护层厚度优化设计及传热量估算等工程应用的需求。

6 结 论

(1)针对高超声速热防护结构瞬态热响应的紧耦合计算方法是以外壁面气动热流为传递参数,能够得到较为精确的结果,但往往计算量大,计算耗时长。

(2)在实际工程应用中,针对诸如刚性陶瓷瓦的高 B_1 数热防护结构的气动热计算,如果对计算时间要求较为苛刻,建议采用文中非耦合计算方法,相比紧耦合方法,能大大简化计算程序,具有方法简单、易于实现的特点,在满足计算结果精度要求的同时又能大大提高计算效率。例如,在同样计算机配置和同样计算步长下,文中算例计算 50 s 飞行时间利用紧耦合方法耗时 2 h,而非耦合计算方法只需要 20 min。

(3)上述非耦合计算方法是以外表面气流温度为传递参数,该参数在热防护结构外形尺寸一定时仅与来流工况有关,进而可以针对一定研究对象,便于形成数据库形式供反复调用,在实际工程应用中具有很好的应用前景和价值。

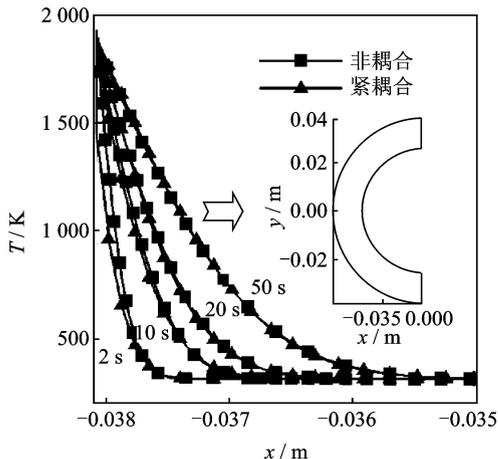


图 9 沿中心线近壁面处温度随时间变化(Ma=6.47)

参考文献:

- [1] Yang Yazheng, Yang Jialing, Fang Daining. Research progress on thermal protection materials and structures of hypersonic vehicles [J]. Applied Mathematics and Mechanics, 2008, 29(1): 51-60.
- [2] 黄春生, 吴杰, 范绪箕. 飞行器流场与结构温度场耦合数值分析[J]. 力学与实践, 2004, 26(2): 24-26.
Huang Chunsheng, Wu Jie, Fan Xuji. Coupled numerical simulation of supersonic flow field and heated structure of flying vehicles [J]. Mechanics and Engineering, 2004, 26(2): 24-26.
- [3] 程克明, 吕英伟. 飞行器持续气动加热的耦合性分析[J]. 南京航空航天大学学报, 2000, 32(2): 150-155.
Cheng Keming, Lü Yingwei. An analysis of coupling feature in continuing gas dynamic heating over flight vehicles [J]. Journal of Nanjing University of Aeronautics & Astronautics, 2000, 32(2): 150-155.
- [4] 夏刚, 刘新建, 程文科, 等. 钝体高超声速气动加热与结构热传递耦合的数值计算[J]. 国防科技大学学报, 2003, 25(1): 35-39.
Xia Gang, Liu Xinjian, Cheng Wenke, et al. Numerical simulation of coupled aeroheating and solid heat penetration for a hypersonic blunt body [J]. Journal of National University of Defense Technology, 2003, 25(1): 35-39.
- [5] 黄唐, 毛国良, 姜贵庆, 等. 二维流场、热、结构一体化数值模拟[J]. 空气动力学学报, 2000, 18(1): 115-119.
Huang Tang, Mao Guoliang, Jiang Guiqing, et al. Two dimensional coupled flow-thermal-structural numerical simulation [J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2000, 18(1): 115-119.
- [6] 吴洁, 阎超. 气动热与热响应的耦合研究[J]. 导弹与航天运载技术, 2009(4): 35-39.
Wu Jie, Yan Chao. Research on the coupling of aerodynamic heating and thermal response [J]. Missile and Space Vehicle, 2009(4): 35-39.
- [7] Wieting A R. Experimental study of shock wave interference heating on a cylindrical leading edge [R]. NASA TM-100484, 1987.
- [8] Wieting A R, Holden M S. Experimental study of shock wave interference heating on a cylinder leading edge [R]. AIAA Paper 87-1511, 1988.
- [9] Zhao Xiaoli, Sun Zhenxu, Tang Longsheng, et al. Coupled flow-thermal-structural analysis of hypersonic aerodynamically heated cylindrical leading edge [J]. Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics, 2011, 5(2): 170-179.
- [10] 李鹏飞, 吴颂平. 二维圆柱在高超声速气流中的耦合传热计算[J]. 导弹与航天运载技术, 2010(6): 34-37.
Li Pengfei, Wu Songping. Coupling calculation of heat conduction in 2D column in hypersonic flows [J]. Missile and Space Vehicle, 2010(6): 34-37.
- [11] Shih T H, Lio W W, Shabbir A, et al. A new $k-\epsilon$ eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent flows [J]. Computers & Fluids, 1995, 24(3): 227-238.
- [12] 陶文铨. 数值传热学 [M]. 第2版. 西安: 西安交通大学出版社, 2001: 353-356.
Tao Wenquan. Numerical heat transfer [M]. Second Edition. Xi'an: Xi'an Jiaotong University Press, 2001: 353-356.
- [13] Liou M S. A sequel to AUSM: AUSM+ [J]. Computational Physics, 1996, 129(2): 364-382.
- [14] Dechaumphai P, Thornton E A, Wieting A R. Flow-thermal-structure study of aerodynamically heated leading edges [J]. Journal of Spacecraft, 1989, 26(4): 201-209.
- [15] 杨世铭, 陶文铨. 传热学 [M]. 第4版. 北京: 高等教育出版社, 2006: 112-132.
Yang Shiming, Tao Wenquan. Heat transfer [M]. Fourth Edition. Beijing: Higher Education Press, 2006: 112-132.
- [16] 张学学. 热工基础 [M]. 北京: 高等教育出版社, 2006: 206-222.
Zhang Xuexue. Thermal engineering foundation [M]. Beijing: Higher Education Press, 2006: 206-222.