

文章编号:1000-8055(2013)10-2248-08

再入钝锥体烧蚀热防护内部热响应的数值仿真

张 涛, 陈德江

(中国空气动力研究与发展中心 超高速空气动力学研究所, 四川 绵阳 621000)

摘 要: 研究了烧蚀热防护系统内部热响应的计算模型和计算方法. 采用碳化层-热解面-原始材料层模型, 建立碳基材料内部热响应物理模型和数学模型, 利用有限元法分析和计算再入目标热防护系统轴对称内部热响应. 着重研究和分析了轴对称烧蚀过程中热解气体质量流率计算方法和传热机制. 将热解气体与碳化层之间的对流换热处理为源项, 通过保证刚度矩阵和形函数矩阵的正定对称性可以加速温度场计算收敛. 计算表明: 热解气体的质量流量主要由厚度方向构成, 占 80% 以上; 头部驻点附近最大烧蚀厚度接近 10 mm, 需要采用抗烧蚀能力强的碳-碳材料, 身部烧蚀量小于 2 mm, 可以采用密度较小的碳-酚醛材料.

关 键 词: 再入; 烧蚀热防护; 内部热响应; 热解反应; 有限元法

中图分类号: V423

文献标志码: A

Numerical simulation of internal thermal response of ablative thermal protection for reentry spacecraft

ZHANG Tao, CHEN De-jiang

(Hypersonic Aerodynamic Research Institute,

China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang Sichuan 621000, China)

Abstract: The thermal response simulation model and method of ablation thermal protection system were studied. Charred layer-pyrolysis surface-original material layer model was applied to establish physical and mathematical model of thermal response and the axis-symmetrical thermal response of thermal protection system of spacecraft was computed by finite element method. The calculational formulas of pyrolysis gas mass flux and mechanism of heat transfer during ablation course were studied and analyzed deeply. Convection heat transfer between pyrolysis gas and charred layer was treated as heat source and it could speed up convergence of temperature field calculation by keeping the conductance matrix and capacitance matrix positive definite symmetric. The calculation results demonstrate that the mass flow of pyrolysis gas in the direction of thickness is over 80%, and side direction part is very small. The ablation scale is approximately 10 mm, so the carbon-carbon material with good anti-ablation performance must be used in the tip of target; the ablation scale of body is less than 2 mm, so the carbon-phenolic aldehyde of small density can be used in thermal protection system of body.

Key words: reentry; ablative thermal protection; internal thermal response; pyrolysis reaction; finite element method

烧蚀热防护是再入飞行器最成功的防热方法, 也是目前公认的最佳热防护方法^[1-2]. 对于烧

蚀热防护系统, 需要考虑烧蚀率、烧蚀量的变化, 烧蚀外形的预测, 热防护层内部温度场及结构热

收稿日期: 2012-10-26

网络出版地址:

作者简介: 张涛(1982—)男, 四川眉山人, 工程师, 博士, 主要从事高超声速飞行器热防护研究.

响应。碳化复合材料是高速飞行器的理想烧蚀热防护材料。对碳化复合材料的烧蚀机理的研究表明碳化复合材料在受热时会发生热解,释放出热解气体。将烧蚀完成后的碳化复合材料进行电镜扫描观察,碳化层为疏松的多孔结构。整个烧蚀过程中,热解气体流经碳化层注入边界层中。由于热解气体对边界层的影响,导致进入碳化层的热流减少,起到热阻塞的作用;同时热解气体流经碳化材料时引起碳化层温度场降低,起到冷却剂的作用。现有的模型大部分都假设热解气体生成后瞬间释放到边界层中,忽略了热解气体在碳化层中的流动传热对碳化层的影响,这种假设在碳化层厚度较小时是可以的。基于上述假设,文献[3-5]采用一维模型对热解碳化材料内部热响应进行了研究和计算;文献[6-9]基于有限体积法,采用二维和轴对称模型对烧蚀热防护进行了数值计算研究。但当碳化层较厚时,热解气体将对材料内部的温度场产生较大的影响,继续采用这种假设将产生一定误差,因此有必要对热解气体在碳化层中的流动传热进行研究。文献[10]计算了一维模型下热解气体在碳化层的流动过程,但多数情况下的烧蚀计算需要考虑多维效应。

本文采用二维模型,研究热解型碳化复合材料烧蚀率和内部热响应的计算模型和计算方法,包括烧蚀率计算方法、移动边界处理、热解气体流动计算、温度场计算。

1 数学模型

烧蚀过程涉及大量的物理化学反应和热交换过程,对这些过程的定量描述需要利用质量守恒、动量守恒、能量守恒及化学组分守恒等一系列定律,建立这样的方程十分复杂,难以真正求解和应用到实际工程中。本文进行了相应的假设和简化^[11-14]:①烧蚀过程中绝热层分为碳化层-热解面-原始材料层 3 层结构(见图 1);②热解气体与碳化层之间的反应仅发生在碳化层表面;③材料内部的热解反应发生在热解面上,热解面保持定温;④热解气体流过碳化层时,热解气体与碳化层换热充分,两者无温差。

采用碳化层-热解面-原始材料层模型,其控制方程如下^[11-14]:

碳化层

$$\rho_1 c_1 \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{x1} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_{r1} r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \dot{m}_{px} c_p \frac{\partial T}{\partial x} + \dot{m}_{pr} c_p \frac{\partial T}{\partial r} \quad (1)$$

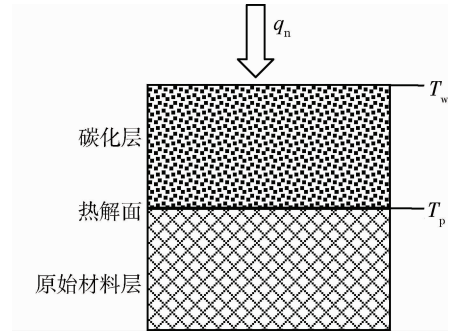


图 1 3 层模型边界示意图

Fig. 1 Sketch of three layers model boundary

原始材料层

$$\rho_2 c_2 \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{x2} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_{r2} r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (2)$$

碳化层外边界的边界条件为

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = q_n \quad (3)$$

热解面边界条件为

$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial n_1} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial n_2} + \dot{m}_p h_p \quad (4)$$

$$T = T_p$$

其中 T 为温度; t 为时间; n 为碳化层外边界外法线方向上的单位矢量; ρ, c_p, λ, h 和 c 分别表示密度、比定压热容、导热系数、热解潜热和比热容; $\dot{m}_p$ 为热解气体的质量流量,下标 1 表示碳化层; 2 表示原始材料层; p 表示热解气体。从烧蚀边界传入碳化层内部的热流 q_n 为^[2-4]

$$q_n = \frac{\phi q_0}{h_{re}} \left[(h_{re} - h_w) + (1 + B_w) \frac{M_O}{M_{CO}} \omega_{COw} \left(\Delta h_{CO} - \frac{M_C}{M_O} \Delta \bar{h}_C - \Delta h_{O_2} \right) + (1 + B_w) \frac{M_N}{M_{CN}} \omega_{CNw} \left(\Delta h_{CN} - \frac{M_C}{M_N} \Delta \bar{h}_C - \Delta h_{N_2} \right) + (1 + B_w) \frac{M_N}{M_{C_2N}} \omega_{C_2Nw} \left(\Delta h_{C_2N} - \frac{2M_C}{M_N} \Delta \bar{h}_C - \Delta h_{N_2} \right) - B_w \Delta \bar{h}_v \right] - \sigma \epsilon T_w^4 \quad (5)$$

其中 ϕ 为质量引射因子; q_0 为冷壁热流; M 为相对分子质量; h_w 为壁面比焓; h_{re} 为恢复比焓; B_w 为无量纲质量; Δh_{CO} 为碳的气相燃烧热; Δh_{CN} 为碳氮反应热; Δh_{C_2N} 为碳氮反应热; $\Delta \bar{h}_C$ 为碳蒸气的平均分解热; $\Delta \bar{h}_v$ 为碳的平均升华热; Δh_{O_2} 为氧分子的离解热; Δh_{N_2} 为氮分子的离解热; ϵ 为材料有效发射率; 下标中的 w 表示壁面; ω 表示质量分数; σ 为波耳兹曼常数,取 $5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ 。

设升华分数

$$\alpha_{vj} = w_{Cjw} / \sum_{j=1}^5 w_{Cjw}$$
$$j = 1, 2, \cdots, 5$$

则有

$$\Delta \bar{h}_C = \sum_{j=1}^5 \alpha_{vj} \Delta h_{Cj}$$
$$\Delta \bar{h}_v = \sum_{j=1}^5 \alpha_{vj} \Delta h_{vj} \tag{6}$$

其中 Δh_{Cj} 为碳蒸气的分解热; Δh_{vj} 为碳蒸气的升华热.

2 烧蚀边界处理与动网格生成

设 $\dot{r}$ 为边界后退率, 则有

$$\dot{r} = \frac{\dot{m}_t}{\rho_1} \tag{7}$$

其中 $\dot{m}_t$ 为总质量流量. 在一个时间步长 Δt 里, 边界节点后退位移向量 δ 可表示为

$$\delta = \begin{bmatrix} \delta_x \\ \delta_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \dot{r} \Delta t n_x \\ \dot{r} \Delta t n_r \end{bmatrix} \tag{8}$$

其中 n_x 和 n_r 分别为烧蚀面推进方向的单位向量在 x 和 r 方向的分量.

若烧蚀是沿着边界 Γ_4 法线方向推进的, 则 n_x 和 n_r 分别为烧蚀面法线方向的单位向量在 x 和 r 方向的分量.

3 有限元处理

对方程(1)取泛函

$$I[(T(x, r, t))] =$$
$$\iint_D \frac{r}{2} \left[\lambda_{x1} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \lambda_{r1} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)^2 \right] dx dr -$$
$$\iint_D \left(\dot{m}_{px} c_p \frac{\partial T}{\partial x} + \dot{m}_{pr} c_p \frac{\partial T}{\partial r} \right) r T dx dr +$$
$$\iint_D \rho_1 c_1 \frac{\partial T}{\partial t} r T dx dr + \oint_{\Gamma} q_n r T ds \tag{9}$$

将求解域离散为有限个单元后, 泛函 I 变成各单元内的积分

$$I = \sum I^e \tag{10}$$

设单元 e 的节点温度为

$$\mathbf{T}^e = [T_i, T_j, T_m, \cdots]^T \tag{11}$$

其中 I^e 表示单元 e 内的积分值. 在单元 e 内 I^e 对节点温度 T_i 求微商可得

$$\frac{\partial I^e}{\partial T_i} = \iint_{\Delta D} r \left[\lambda_{x1} \frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial}{\partial T_i} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) + \lambda_{r1} \frac{\partial T}{\partial r} \frac{\partial}{\partial T_i} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) \right] dx dr -$$
$$\iint_{\Delta D} \left(\dot{m}_{px} c_p \frac{\partial T}{\partial x} + \dot{m}_{pr} c_p \frac{\partial T}{\partial r} \right) r \frac{\partial T}{\partial T_i} dx dr +$$
$$\iint_{\Delta D} \left(\rho_1 c_1 r \frac{\partial T}{\partial t} \right) \frac{\partial T}{\partial T_i} dx dr + \oint_{\Gamma} q_n r \frac{\partial T}{\partial T_i} ds \tag{12}$$

由泛函极值条件得

$$\sum \frac{\partial I^e}{\partial T_i} = 0 \tag{13}$$

单元 e 内任意一点的温度用形函数插值如下:

$$\mathbf{T} = [N_i(x, r), N_j(x, r), N_m(x, r), \cdots] \cdot$$
$$\begin{bmatrix} T_i \\ T_j \\ T_m \\ \vdots \end{bmatrix} = \mathbf{N} \mathbf{T}^e \tag{14}$$

由于热解气体与碳化层之间的对流换热相对于碳化层导热较小, 为了不破坏有限元刚度矩阵的正定对称性, 本文将热解气体对流项作为源项, 加入载荷矩阵中进行迭代求解. 将式(9)~式(12)带入式(13)可得

$$\frac{\partial I^e}{\partial T_i} = \sum k_{ij}^e T_j + \sum r_{ij}^e T_j + \sum c_{ij}^e \dot{T}_j - q_i^e - g_i^e \tag{15}$$

$$k_{ij}^e = \iint_{\Delta D} r \left(\lambda_{x1} \frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} + \lambda_{r1} \frac{\partial N_i}{\partial r} \frac{\partial N_j}{\partial r} \right) dx dr \tag{16}$$

$$r_{ij}^e = \iint_{\Delta C} \sum \alpha_{\text{eff}} r N_i N_j dx dr \tag{17}$$

$$c_{ij}^e = \iint_{\Delta D} \rho_1 c_1 r N_i N_j dx dr \tag{18}$$

$$q_i^e = \iint_{\Delta D} \left(\dot{m}_{px} c_p \frac{\partial T}{\partial x} + \dot{m}_{pr} c_p \frac{\partial T}{\partial r} \right) r N_i dx dr \tag{19}$$

$$g_i^e = \iint_{\Delta C} \sum (q_{\text{eff}} + \alpha_{\text{eff}} T_{\text{eff}}) r N_i ds \tag{20}$$

其中 r_{ij}^e 和 g_i^e 为边界 ΔC 的积分, 只有节点 i, j 在边界 ΔC 上才存在; 下标 eff 表示有效的.

通过坐标变换, 将整体坐标系 (x, r) 内的积分转化到简单坐标系内进行积分. $-1 \leq \epsilon \leq +1$, $-1 \leq \eta \leq +1$. 坐标变换的雅可比矩阵 $\mathbf{J}$ 为

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \frac{\partial x}{\partial \epsilon} & \frac{\partial r}{\partial \epsilon} \\ \frac{\partial x}{\partial \eta} & \frac{\partial r}{\partial \eta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum \frac{\partial N_i}{\partial \epsilon} x_i & \sum \frac{\partial N_i}{\partial \epsilon} r_i \\ \sum \frac{\partial N_i}{\partial \eta} x_i & \sum \frac{\partial N_i}{\partial \eta} r_i \end{bmatrix} \tag{21}$$

局部坐标 (ϵ, η) 和整体坐标 (x, r) 偏导数之间 有

$$\begin{Bmatrix} \frac{\partial N_i}{\partial x} \\ \frac{\partial N_i}{\partial r} \end{Bmatrix} = \mathbf{J}^{-1} \begin{Bmatrix} \frac{\partial N_i}{\partial \epsilon} \\ \frac{\partial N_i}{\partial \eta} \end{Bmatrix} \tag{22}$$

积分项中面积分具有以下关系式:

$$\begin{aligned} \iint_{\Delta D} F(x, r) dx dr &= \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 F(\epsilon, \eta) |\mathbf{J}| d\epsilon d\eta = \\ &\int_{-1}^1 \int_{-1}^1 G(\epsilon, \eta) d\epsilon d\eta \end{aligned} \tag{23}$$

积分项中线积分具有以下关系式:

$$\begin{aligned} \iint_{\Delta C} F(x, r) ds &= \\ \int_{-1}^1 F(\epsilon, 1) L d\epsilon &= \int_{-1}^1 G(\epsilon, 1) d\epsilon \end{aligned} \tag{24}$$

其中 L 为边界长度. 由于单元内的被积函数 $G(\epsilon, \eta)$ 一般很复杂, 通常很难采用显示方法表示其积分, 本文采用高斯积分进行求解. 根据高斯积分方法, 二重积分为

$$\int_{-1}^1 \int_{-1}^1 G(\epsilon, \eta) d\epsilon d\eta = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n H_i H_j G(\epsilon_i, \eta_j) \tag{25}$$

一重积分为

$$\int_{-1}^1 G(\epsilon, 1) d\epsilon = \sum_{i=1}^n H_i G(\epsilon_i, 1) \tag{26}$$

其中 n 为积分基点数, H 为加权系数.

4 热解气体计算

数值计算过程中, 首先进行碳化层、热解面和原始材料层的位置判定. 在进行下一个时间步温度场的计算时, 只要某个单元有一个节点的温度大于等于热解温度 T_p 时, 该单元作为碳化层单元处理.

对于升温过程, 若单元 e_1 只有一个节点温度大于等于 T_p , 其他节点温度均小于 T_p , 并且单元 e_1 有且只有一个相邻的原始材料层单元 e_2 , 则热解面必在 e_1 内. 若单元 e_1 有两个节点温度大于 T_p , 则它一定存在一个相邻单元 e_2 只有一个节点温度大于 T_p , 热解面将在 e_2 内. 若单元 e_1 只有一个节点温度大于等于 T_p 但没有相邻的原始材料层单元, 则该单元位于绝热边界上.

对于降温过程, 当隔热材料从高于热解温度 T_p 降温, 若单元只有一个节点温度大于等于 T_p , 其他节点温度均小于 T_p 且没有相邻的原始材料层单元, 则该单元位于碳化区, 不发生热解反应;

当单元从低于热解温度 T_p 降温, 则该单元一直为原始材料层单元.

从上面的分析可知, 采用只有一个节点温度大于 T_p 的单元作为热解面所在单元是合理的. 由热界面边界条件可得

$$\begin{aligned} -\lambda_{x1} \frac{\partial T_1}{\partial x} &= -\lambda_{x2} \frac{\partial T_2}{\partial x} + \dot{m}_{pr} h_p \\ -\lambda_{r1} \frac{\partial T_1}{\partial r} &= -\lambda_{r2} \frac{\partial T_2}{\partial r} + \dot{m}_{pr} h_p \end{aligned} \tag{27}$$

由式(27)可知, 计算热解气体质量流量需要知道热解面两端温度 T 对坐标 x 和 r 的偏导数. 若采用线性函数作为温度场插值函数, 每个单元内温度对坐标的偏导数均为常数; 对于非线性单元, 单元内温度对坐标的偏导数在不同位置是变化的, 本文选取单元的几何中心作为偏导数计算位置. 热解气体质量流量为

$$\begin{aligned} \dot{m}_{pr} &= \frac{1}{h_p} (\lambda_{x2} - \lambda_{x1}) \frac{\partial T_{x1}}{\partial x} \\ \dot{m}_{pr} &= \frac{1}{h_p} (\lambda_{r2} - \lambda_{r1}) \frac{\partial T_{r1}}{\partial r} \end{aligned} \tag{28}$$

5 计算结果及分析

5.1 热解气体质量流量计算验证

首先验证热解气体质量流量的计算方法和计算程序. 采用文献[15-16]的算例进行验证. 文献[15]使用的方法和程序已经为实验所验证, 具有可信性. 采用如图 2 所示的圆柱结构, 圆柱半径 R 为 101.6 mm, 倒角半径 R_c 为 10.16 mm, 总长度 L 为 50.8 mm. 材料参数由文献[16]提供. 边界条件: 冷壁热流密度为 2.7 MW/m², 表面气压为 3.55×10⁴ Pa, 加热时间为 45 s. 图 3 为文献[15]和本文计算的热解气体质量流率.

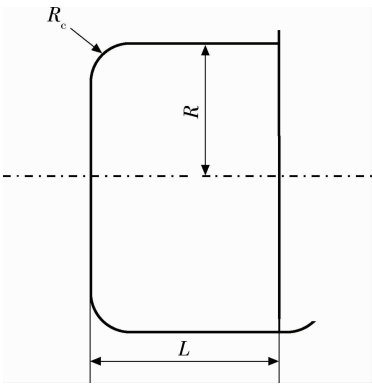


图 2 验证结构示意图
Fig. 2 Schematic of validation configuration

从图 3 可以看出, 本文对热解气体质量流率

的计算结果与文献[15]的计算结果比较一致. 当材料开始热解反应后, 热解气体质量流率在较短时间内迅速达到一个峰值后以较快的速度减小, 到 20~45 s 基本保持不变. 45 s 后停止加热, 热解气体质量流率明显减小, 但热解反应继续发生. 这是因为外部加热虽然停止, 但碳化层相对于原始材料层温度仍然较高, 碳化层通过导热向原始材料层加热, 使热解反应继续发生.

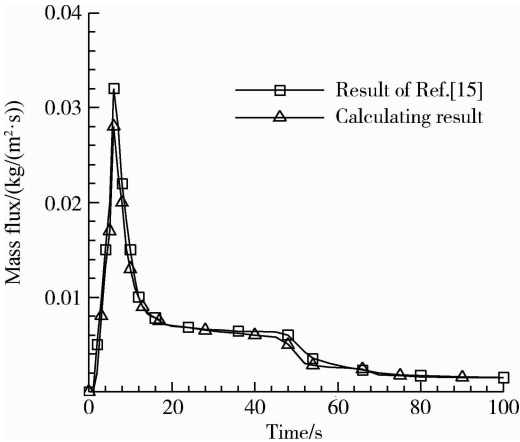


图 3 热解气体质量流率
Fig. 3 Mass flux of pyrolysis gas

5.2 轴对称热响应计算结果及分析

轴对称烧蚀计算钝锥体几何结构如图 4 所示, 材料参数如表 1 所示. 轨道参数: 再入高度为 70 km, 再入角为 -20° , 再入速度为 6 km/s, 攻角为 0° . 目标初始温度为 288 K. 采用钝锥体表面热流工程计算方法^[1-2]计算所得结果如图 5、图 6 所示.

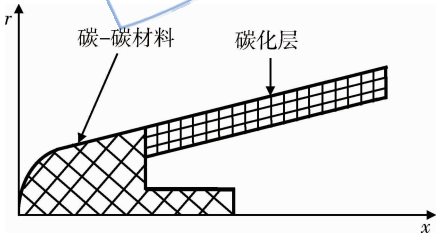


图 4 材料的几何结构
Fig. 4 Geometric structure of material

表 1 材料参数
Table 1 Material parameters

材料	密度/ (kg/m ³)	比热容/ (kJ/(kg·K))	导热系数/ (W/(m·K))
原始材料层	1 300	1. 507	0. 240 7
碳化层	406. 3	2. 000	0. 5
碳-碳材料	1 800	0. 500	48

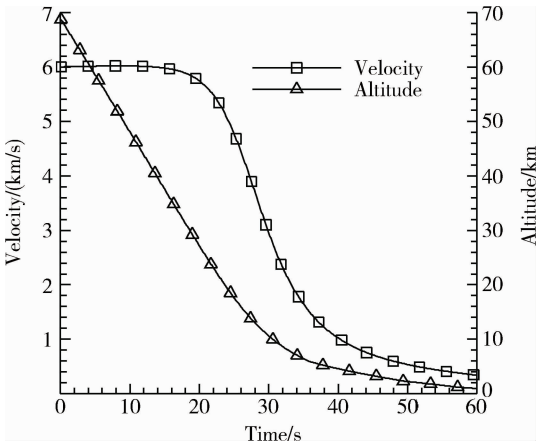


图 5 轨道参数
Fig. 5 Trajectory parameters

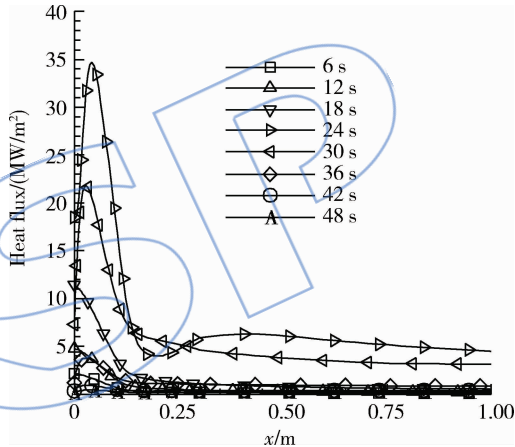


图 6 气动加热热流密度
Fig. 6 Heat flux of aerodynamic heating

本文采用 12, 18, 24, 30, 36, 42, 48 s 作为内部热响应温度场分析时刻. 如图 7~图 10 所示, 目标表面热流被层流覆盖, 头部热流最大, 温度也较高; 由于材料导热系数小, 沿厚度方向温度梯度较高.

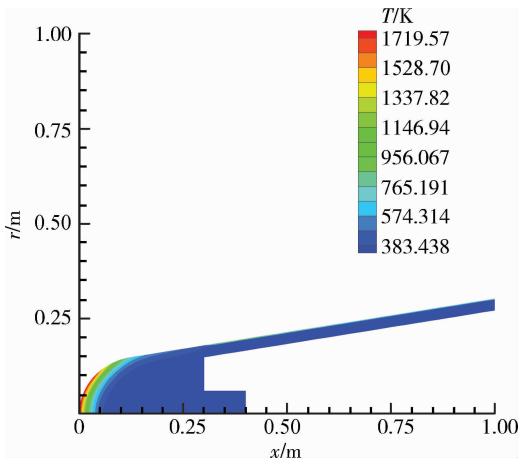


图 7 12 s 的温度场
Fig. 7 Temperature field at 12 s

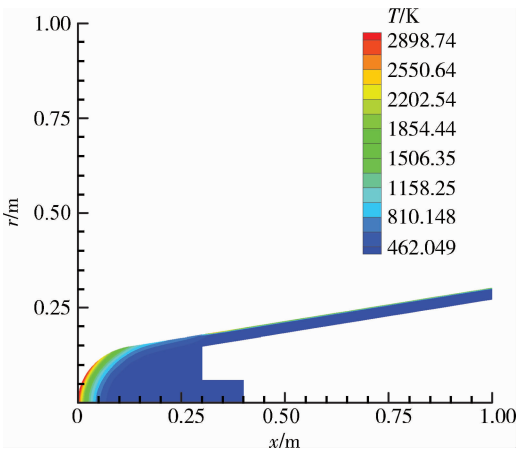


图 8 18 s 的温度场
Fig. 8 Temperature field at 18 s

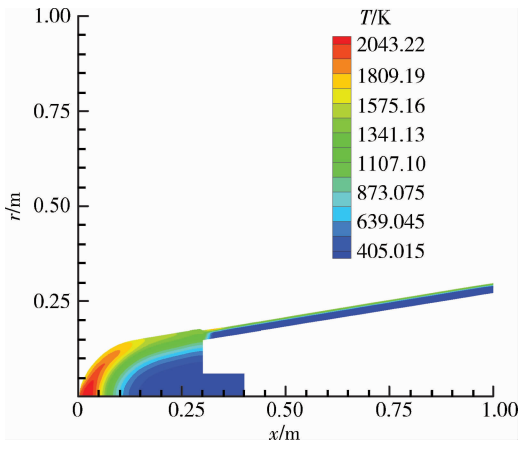


图 11 36 s 的温度场
Fig. 11 Temperature field at 36 s

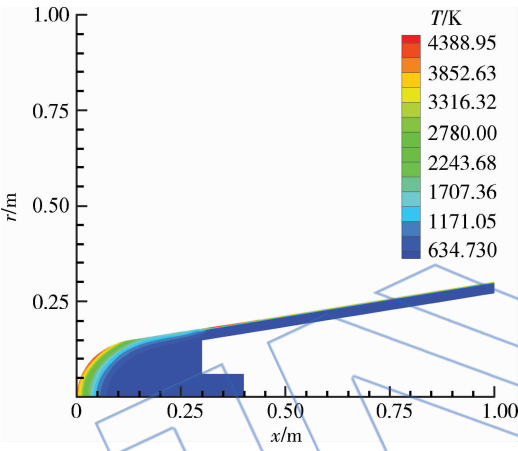


图 9 24 s 的温度场
Fig. 9 Temperature field at 24 s

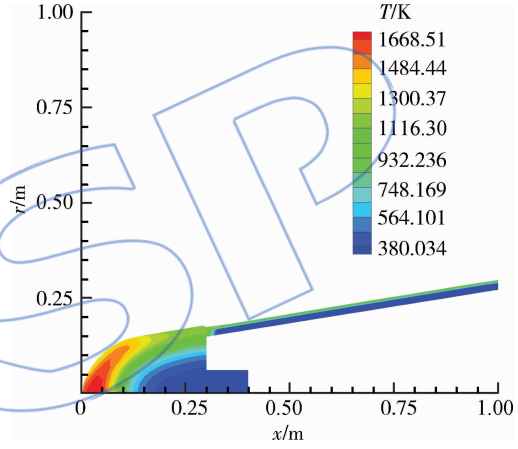


图 12 42 s 的温度场
Fig. 12 Temperature field at 42 s

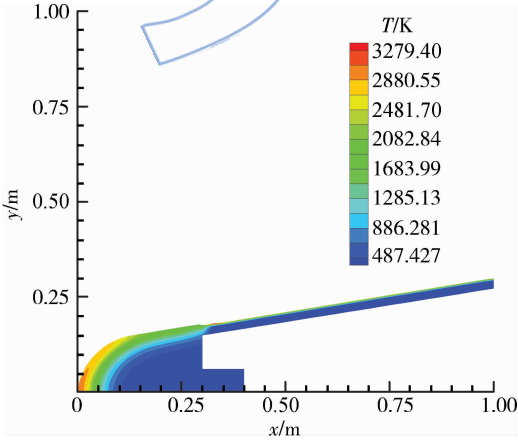


图 10 30 s 的温度场
Fig. 10 Temperature field at 30 s

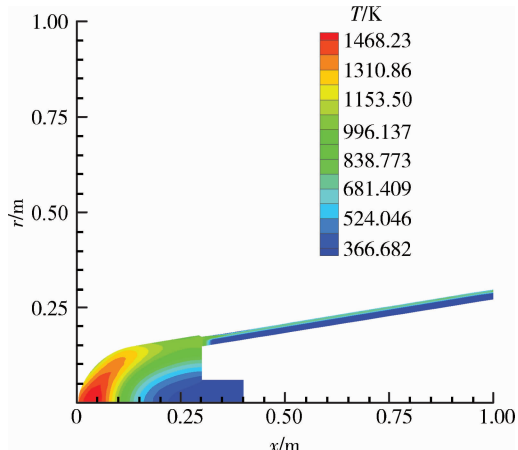


图 13 48 s 的温度场
Fig. 13 Temperature field at 48 s

大. 头部热流密度沿轴向变化很大, 温度变化很快; 锥体部分热流密度变化不大, 因此温度变化较小. 从图 11~图 13 可以看出, 壁面温度已经明显下降, 内部温度已经高于壁面温度. 说明目标已经

开始降温, 但热解反应仍在发生, 碳化层厚度不断增厚. 这是因为虽然气动加热减小很多, 但由于导热因素, 最里层温度仍然会上升. 因此原始材料层的热解反应将持续到碳化层不再加热原始材料层.

根据烧蚀物理模型,本文取 1000 K 作为开始烧蚀温度.从图 14 中可以看出,12 s 时烧蚀质量流率很小,主要发生在驻点附近.这是因为此时驻点温度最高,热流密度最大.对于 24 s 和 30 s,由于壁面温度很高,除接触位置的碳-碳材料外,整个壁面基本开始烧蚀,驻点已不是烧蚀最严重的地方,离驻点一段距离的湍流区烧蚀最严重.36 s 后,目标速度明显降低,气动加热和温度明显降低,烧蚀已经不是很严重了.

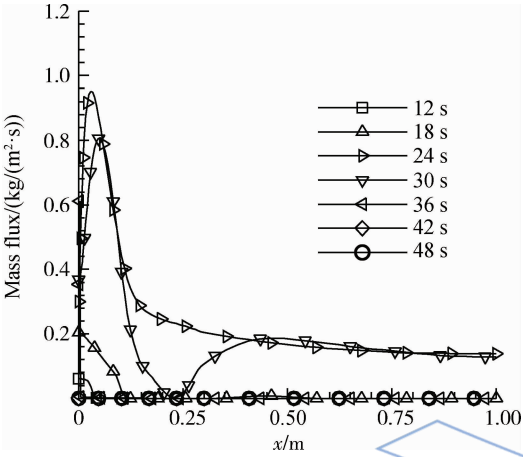


图 14 烧蚀质量流率
Fig. 14 Ablative mass flux

图 15 为目标再入全过程的烧蚀总变形.从图中可以看出,头部驻点附近烧蚀比较严重,最大的烧蚀量接近 10 mm,而身部的碳-酚醛材料抗烧蚀能力较弱,烧蚀量也较大.

通过以上分析可知,端头部分的气动加热最严重,需要采用抗烧蚀能力强的碳-碳材料.身部的热流明显小于端头部分,可以采用密度较小的碳-酚醛材料.

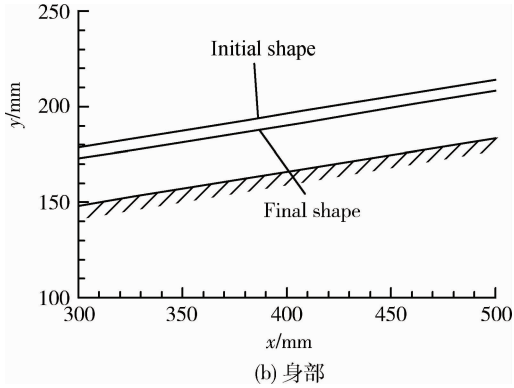


图 15 烧蚀总变形
Fig. 15 Total deflection by ablation

6 结 论

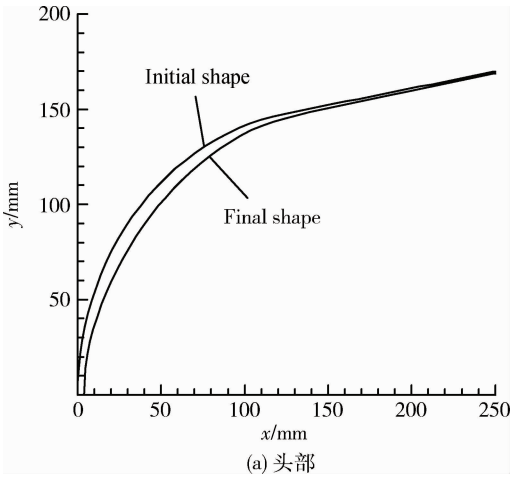
本文研究了烧蚀热防护系统内部热响应的计算模型和计算方法.采用碳化层-热解面-原始材料层模型,建立了轴对称烧蚀的有限元计算方法.通过以上分析和计算可以得出如下结论:

- 1) 推导了将热解气体对流项作为源项的有限元方法,以及将复杂边界条件转化为标准的第 2 和第 3 类边界条件.
- 2) 计算结果表明,利用有限元法计算移动边界下烧蚀材料的非稳态温度场的收敛性和稳定性都较好.
- 3) 本文处理移动边界和动网格方法能较好地处理烧蚀引起的移动边界问题,对再入钝锥体烧蚀外形能较准确地模拟.

在建立模型时作了相应的假设和简化,没有考虑粒子侵蚀和机械剥蚀引起的质量和外形变化;移动边界和烧蚀外形处理方法相对简单,以上问题需要在以后的研究中进一步完善.

参考文献:

[1] 张志成.高超声速气动热和热防护[M].北京:国防工业出版社,2003;222-317.
[2] 王国雄.弹头技术[M].北京:宇航出版社,1991;415-591.
[3] Blackwell B F. Numerical prediction of one-dimensional ablation using a finite control volume procedure with exponential differencing[J]. Numerical Heat Transfer,1998,14 (1):17-34.
[4] Blackwell B F,Hogan R E. One-dimensional ablation using Landau transformation and finite control volume procedure [J]. Journal of Thermophysics and Heat Transfer,1993,6 (2):282-287.
[5] Amar A J,Blackwell B F,Edwards J R. One-dimensional ablation with pyrolysis gas flow using a full Newton's method and finite control volume procedure[R]. AIAA



2007-4535,2007.

[6] Amar A J,Blackwell B F,Edwards J R. One-dimensional ablation using a full Newton’s method and finite control volume procedure[J]. Journal of Themophysics and Heat Transfer,2008,22(1):77-82.

[7] Katte S S, Das S K, Venkateshan S P. Two-dimensional ablation in cylindrical geometry[J]. Journal of Thermo-physics and Heat Transfer,2000,14(4):548-556.

[8] Hogan R E,Blackwell B F,Cochran R J. Numerical solu-tion of two-dimensional ablation problems using the finite control volume method with unstructured grids[C]// The 6th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference. Colorado,US;AIAA/ASME,1994:20-23.

[9] Blackwell B F, Hogan R E. Numerical solution of axis symmetric heat conduction problems using finite control volume technique[J]. Journal of the Mophysics and Heat Transfer,1993,7(3):462-471.

[10] Hogge M, Gerrekens P. Two-dimensional deforming finite element methods for surface ablation[J]. AIAA Journal, 1985,23(3):465-472.

[11] Bahramian A R,Kokabi M, Famili M H N,et al. Ablation and thermal degradation behaviour of a composite based on resole type phenolic resin; process modeling and experi-mental[J]. Olymer,2006,47(1):3661-3673.

[12] Frank S. Galileo probe heat shield ablation experiment[J]. Journal of Spacecraft and Rockets,1997,34(6):705-713.

[13] McManus H I N, Springer G S. High temperature thermo-mechanical behavior of carbonphenolic and carbon-carbon composites[J]. Journal of Composite Materials, 2006, 26 (2):206-229.

[14] Murray A L,Russell G W. Coupled aero heating/ablation analysis for missile configurations[J]. Journal of Space-craft and Rockets,2002,39(4):468-475.

[15] Chen Y K, Milos F S. Two-dimensional implicit thermal response and ablation program for charring materials on hypersonic space vehicles[R]. AIAA 2000-0206,2000.

[16] Tran H,Johnson C,Rasky D, et al. Phenolic impregnated carbon ablators(PICA) for discovery class missions[R]. AIAA 1996-1911,1996.