

激波和边界层相互作用区域 局部烧蚀的理论计算方法

任芬

孙洪森 邓刚

(中国科学院力学研究所·北京·100076)

(中国运载火箭技术研究院·北京·100076)

摘要 激波和边界层相互作用区域的局部烧蚀计算是极为复杂的非定常湍流分离流动条件下的烧蚀分析问题。本文将这一复杂的物理化学和气体动力学过程简化为二维前向台阶分离区的准定常烧蚀问题来处理。将偏微分的控制方程组简化为超越代数方程组。提供了一个有一定精度的理论分析方法、理论计算结果与实验数据相当吻合。

主题词 烧蚀 湍流边界层 激波 分离流

1 引言

高超音速飞行器在外层空间再入地球大气层时,由于气动加热将引起端头表面材料的烧蚀,在飞行器的局部表面,如天线窗口、阻力板、配平翼部位,烧蚀过程中形成台阶、凹槽或在压缩角前沿产生一个比一般大面积湍流烧蚀严重得多的烧蚀区域。甚至造成局部结构的破坏。这是由于气流分离和再附,激波和边界层干扰,使局部区域气动加热猛烈增加,从而烧蚀加剧造成的。因此,局部区域的烧蚀防热研究,一直是气动防热研究领域中的一个重要课题。迄今为止,国内外尚未发表过有关这方面的较完善的理论计算的论文。本文建立了激波和边界层相互作用区局部烧蚀的物理模型。将局部烧蚀问题简化为二维前向台阶分离区的准定常烧蚀计算问题。导得了二种情况下的计算方程组。对略去 p'' (压力分布的二阶导数)项的超越代数方程组做了算例。为了验证物理模型,计算中采用了三种 V_F (烧蚀速度比)值,计算结果与实验数据很吻合。理论计算的精度能满足工程设计部门的要求。计算结果表明,本文的物理模型是正确的。理论计算方法是准确可靠的。

本文于1994年5月25日收到

2 激波和边界层相互作用区域局部烧蚀的物理模型

由于局部区域采用两种不同的材料,烧蚀过程中,因烧蚀不同步逐步形成台阶,当超音气流流经台阶时,在台阶前将引起气流的局部分离。同时由于烧蚀的影响,台阶周围的分离流效应也将发生变化,所以局部烧蚀外形也是逐步变化的。图(一)为局部烧蚀的简化物理模型。高超音速飞行器在再入过程中,它的局部区域一般比端头较晚出现烧蚀。可以设想,局部区域由起始的平面,烧蚀形成台阶。设台阶的高度为 S_K ,台阶前沿壁面边界层厚度为 δ , $S_K/\delta \leq 0.5$,是典型的低台阶。对于低台阶可按二维台阶来近似处理。马赫数为 M_1 的高超音速气流流经二维台阶时,气流压缩形成斜激波,相应的物面边界层分离形成具有回流区的混合层,假设斜激波的延伸面与物面交界处即为分离扰动的起始点;以分离流线为区分边界,它恰好与台阶顶点 A 相接;区分边界与气流流动方向相重合;鉴于局部区域的当地边界层很厚,是充分发展的湍流边界层。我们按湍流边界层分离来处理是较合理的,为了简化计算,作准定常烧蚀的假设。

3 二维台阶分离区的气动热环境

根据上述物理模型,激波和边界层区域的局部烧蚀问题,已归结为解二维台阶分离区的烧蚀问题。为此,必需首先知道二维台阶分离流动的特性。由于分离区流动的复杂性,分离区存在着激波与湍流旋涡的相互作用,已不能用边界层方程来描述。即使是二维分离流动的情况,迄今为止,尚无理论方法可参考,主要依赖于实验研究获得的一些相关公式,下面提供的计算公式的适用范围是:湍流边界层分离的二维前向台阶的分离流干扰区中心线流场。分离点 S_P 满足 $\frac{\partial P}{\partial x} = 0$,为最小热流点,再附点 A ,假设是热防护层外形斜率等于(或小于)分离流线斜率的第一个点。再附点的 ξ 坐标与分离激波前的压力比 P_2/P_1 相关。

3.1 分离区的压力分布计算公式

$$\frac{P_2}{P_1} = 1 + \frac{r}{2} C_{PP} M_1^2 \quad (1)$$

$$C_{PP} = C_{PS} \cdot \exp\left[\frac{-3(\xi + \xi_A)}{S_L}\right] \quad (2)$$

$$C_{PS} = \left(0.4 + \frac{1.65}{\sqrt{M_1^2 - 1}}\right) Re^{-0.1} \quad (3)$$

3.2 分离区热流分布计算公式

$$\frac{q_{w2}}{q_{w1}} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{0.8} \quad (4)$$

3.3 分离后的速度 V_2

$$V_2 = V_1 \sqrt{1 - \frac{2(\eta^2 - 1)}{M_1^2[(r+1)\eta + (r-1)]}} \quad (5)$$

$$\eta = \frac{P_2}{P_1}$$

r 为比热比; C_{PP} 为按等熵流计算的的压力系数; C_{PS} 为对 C_{PP} 的修正因子; V_1 为分离前速度。

3.4 修正的雷诺比拟式

$$\frac{1}{2}C_f = aC_H \quad (6)$$

(6) 式适用于回流区峰值压力点靠近台阶一侧附近。 a 为雷诺比拟因子, C_f 和 C_H 分别为局部摩擦系数和局部斯坦顿数。

3.5 分离区长度

$$S_L = 1.45S_K^{0.7}W^{0.565}\sigma_s^{-0.265} \quad (7)$$

$$S_K = (1 - V_F)L_S \quad (8)$$

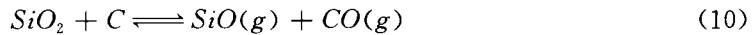
其中 S_K 为台阶高度; W 为台阶宽度; L_S 为分离区材料的烧蚀深度; δ_s 为分离时边界层厚度。

3.6 再附点的距离 ξ_A

$$\xi_A \doteq L_S V_F \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{0.8} \quad (9)$$

4 熔融液态层理论

一般的宇航烧蚀材料为玻璃纤维增强的树脂复合材料,其烧蚀机理异常复杂。这种材料在热环境中,树脂首先热解,留下玻璃纤维支撑的碳化层。随着热流的增加,玻璃纤维熔化,形成熔融的液体层。在液体层表面与气体边界层交界处,热解气体燃烧,玻璃蒸发。假设在液体层中,热解炭与玻璃中的二氧化硅发生了平衡的化学反应:



对于液态层流体流动的分析,一般认为液层很薄可用边界层理论进行分析,从初始烧蚀至烧蚀未形成台阶前,可用下列轴对称粘性液层的基本方程来求解:

连续方程:
$$\frac{\partial}{\partial x}(u^* r) + \frac{\partial}{\partial y}(vr) = 0 \quad (11)$$

动量方程:
$$\rho_i u^* \frac{\partial u^*}{\partial x} + \rho_i v^* \frac{\partial u^*}{\partial y} = -\frac{dP}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_i \frac{\partial u^*}{\partial y} \right) \quad (12)$$

能量方程:
$$\rho_i C_{PL} \left(u^* \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = u^* \frac{dP}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_i \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \mu_i \left(\frac{\partial u^*}{\partial y} \right)^2 \quad (13)$$

粘性定律:
$$\mu_i = 0.9807 \text{EXP} \left(\frac{68890}{T_w} - 20 \right) \quad [\text{kg/m} \cdot \text{sec}] \quad (14)$$

其中 T_m 为材料的熔化温度; T_0 为内壁温; $\lambda_i = k_i / \rho_i C_{p_i}$ 。

由于液层很薄,可在方程(20)中忽略温度随 ξ 的变化,并近似取 $v = v_{-\infty}$ 积分得:

$$\frac{T - T_0}{T_w - T_0} = e^{-\frac{y}{\delta_T}} \quad (24)$$

其中 δ_T 为热层厚度。假设从气体边界层传入液体层的热流为 q_w ,将上式对 y 微商可得:

$$\delta_T = \frac{\lambda_i}{v_{-\infty}} = \frac{K_L(T_w - T_0)}{q_w} \quad (25)$$

将温度分布式(24)代入(14)式,得粘性系数与 y 的关系式:

$$\frac{\mu_i}{\mu_{iw}} = e^{-\frac{y}{\delta_T}} \quad (26)$$

其中 $\delta_i = \frac{\delta_T}{n}$; $n = \frac{68890}{T_w}$; δ_i 为液层厚度。由于烧蚀过程中要产生大量气体,气体引射到边界层中去,将对壁面热流和剪应力产生一定的影响。我们引用 Reshotko & Cohen^[7] 导得近似公式:

$$\psi = \frac{q_w}{q_{w0}} = \frac{\tau_w}{\tau_{w0}} \quad (27)$$

$$\psi \doteq 1 - 0.68\bar{M}^{0.26}(h_r - h_w)p_i v_w / q_{w0} \quad (28)$$

\bar{M} 是空气分子量和引射气体平均分子量之比; v_w 是蒸发速度。 $v_w = v_b$; b 为气化比; h_r, h_w 分别为边界层恢复焓和壁面焓。

由粘性公式(26)代入动量方程(19),就可直接对动量方程积分求得切向速度:

$$\begin{aligned} u(\xi, y) &= \int_{-\infty}^y \frac{\tau_w(\xi) + p'(\xi)y}{\mu_i} dy \\ &= \delta_i / \mu_{iw} [\tau_w(\xi) + (y - \delta_i)p'(\xi)] e^{\frac{y}{\delta_T}} \end{aligned} \quad (29)$$

其中 $p'(\xi) = \frac{dp}{d\xi}$ 。

从连续方程可求得法向速度

$$v - v_{-\infty} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(r \int_{-\infty}^y u dy \right) \quad (30)$$

利用气—液交界面($y = 0$)处的边界条件得出:

$$v_w - v_{-\infty} = \frac{1}{r} \frac{d}{d\xi} \left(r \int_{-\infty}^0 u dy \right) \quad (31)$$

前向台阶前再附自由剪切层的驻点区域有: $u = \frac{du_c}{d\xi} \xi$; $\tau_w = \tau'_w \xi$; $p' = p'' \xi$; $r \doteq$ 常数。则从方程(29)和(30)可求得:

$$v_{-\infty} - v_w = \frac{\delta_i^2}{\mu_{iw}} (\tau'_w - 2p'' \delta_i) \quad (32)$$

$$m_s = p_l v_{-\infty} = \frac{p_l \delta_i^2 (\tau'_w - 2p'' \delta_i)}{\mu_{lw}} + v_w p_l \quad (33)$$

令 $v_s = v_{-\infty}$, 则:

$$v_s = \frac{\delta_i^2 (\tau'_w - 2p'' \delta_i)}{\mu_{lw}} + v_w \quad (34)$$

对有些材料,烧蚀表面温度较高应考虑辐射传热,烧蚀表面的法向能量平衡关系式为:

$$Q_w - Q_r = p_l v_s [C_{pl}(T_w - T_0) + F_p H_p + (1 - F_p) b H_v + f_1 \Delta H_1 + f_2 \Delta H_2] \quad (35)$$

其中 $Q_w = \psi q_{w0} \quad (36)$

$$Q_r = \sigma_0 E_s T_w^4 \quad (37)$$

f_1, f_2 分别为碳硅反应中和碳的燃烧反应中炭的质量份数; F_p 为树脂含量; ΔH_2 为碳的燃烧热; H_p 为树脂分解热; H_v 为 SiO_2 的蒸发热; ΔH_1 为碳硅反应热; σ_0 为 Stefan-Boltzman 常数; E_s 为辐射系数。

由方程(1-9), (14), (28), (29), (34), (35) 可导得前向台阶前分离区靠台阶前的 ξ 壁面的烧蚀速度 v_s 和烧蚀表面温度 T_w 的超越代数方程组:

$$v_s = \frac{K_l^2 (T_w - T_0)^2}{\mu_{lw} n^2 [q_{w0} - 0.68 \bar{M}^{0.26} (h_r - h_w) p_l v_w]^2} \left\{ \tau'_w - 2p'' \frac{k_l (T_w - T_0)}{n [q_{w0} - 0.68 \bar{M}^{0.26} (h_r - h_w) p_l v_w]} \right\} \quad (38)$$

$$v_s = \frac{q_{w0} \sigma_0 E_s T_w^4}{\rho_l [0.68 \bar{M}^{0.26} (h_r - h_w) b + C_{pl} (T_w - T_0) + F_p H_p + (1 - F_p) b H_v + f_1 \Delta H_1 + f_2 \Delta H_2]} \quad (39)$$

作为工程近似,假设 $p'' \approx 0$, 则方程(38)可以简化。利用修正的雷诺比似关系式(6), 可以求得分离区峰值压力点附近的剪切应力计算公式,从而可给出一组计算(S-B)区域局部烧蚀的超越代数方程组:

$$v_s = \frac{k_l^2 (T_w - T_0)^2 \tau'_w}{\mu_{lw} n^2 [q_{w0} - 0.68 \bar{M}^{0.26} (h_r - h_w) \rho_l v_w]^2} \quad (40)$$

$$v_s = \frac{q_{w0} \sigma_0 E_s T_w^4}{\rho_l [0.68 \bar{M}^{0.26} (h_r - h_w) b + C_{pl} (T_w - T_0) + F_p H_p + (1 - F_p) b H_v + f_1 \Delta H_1 + f_2 \Delta H_2]} \quad (39)$$

$$\tau'_w = 6 \times 10^{-3} a \varphi K (M_2) \rho_2^{0.8} \mu_2^{1.8} \mu_2^{0.2} \xi^{-1.2} \quad (41)$$

$$h_w = 0.7963 T_w^{1.041} \quad T_w < 1748^\circ K \quad (42a)$$

$$h_w = 78.418 \text{EXP} \left[3.178 \left(\frac{T_w}{1748} \right)^{\frac{1}{7}} \right] \quad T_w > 1748^\circ K \quad (42b)$$

$$i = 2.41 + 0.1634 \log (P_2 / 101.35) \quad [\text{atm}] \quad (43)$$

其中 $q_{w0} = q_{w2} \left(1 - \frac{h_w}{h_r} \right) \quad (44)$

q_{w2} 是分离区冷壁热流; ρ_2, μ_2 是分离后的气流密度和动力粘性系数; φ 是回流速度与外缘速度的比值; $K(M_2)$ 是可压缩流局部摩阻系数与不可压流摩阻系数之比(它是分离后气流马

赫数 M_2 的函数)。

5 数值计算结果和结论

本文按忽略 p'' 项的超越代数方程组(39—44)作了算例。计算了三种不同的烧蚀速率比(即 $V_F = 0.45; 0.65; 0.75$)对每种 V_F 均从 ξOY 坐标系中取 $\xi = 1 \times 10^{-3}[\text{m}]$, $\xi = 2.5 \times 10^{-3}[\text{m}]$ 等多个计算截面进行计算。根据计算获得的烧蚀表面温度和烧蚀速率判断是否进行温度场或烧蚀—温度场计算。首先进行靠近台阶根部的第一个计算截面的计算,以此确定台阶的高度、再附点、分离点,然后按顺序进行不同截面的计算。当予计的计算截面位置大于分离尺度时,则按未分离时的锥面烧蚀计算方程进行计算。计算结束后,按要求记录计算结

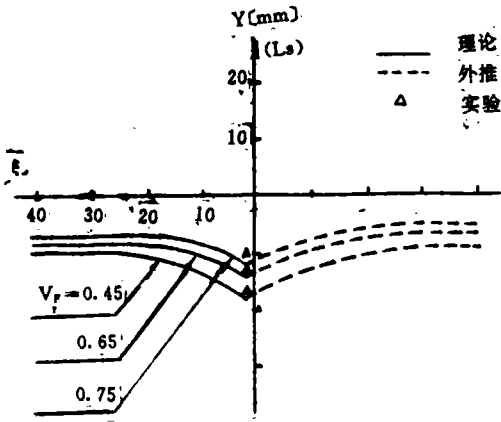


图2 (S-B)区域烧蚀的烧蚀深度(中心线剖面内)

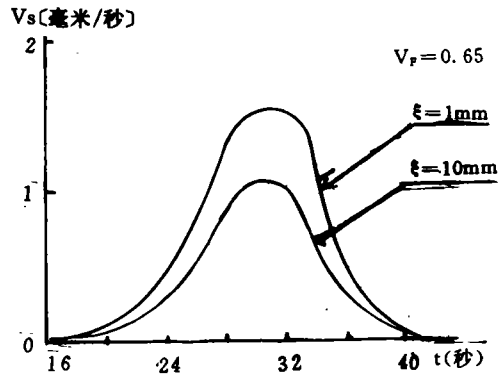


图3

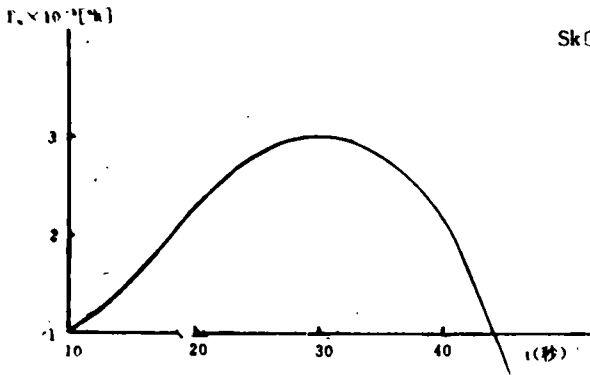


图4 烧蚀表面温度在再入过程中的变化

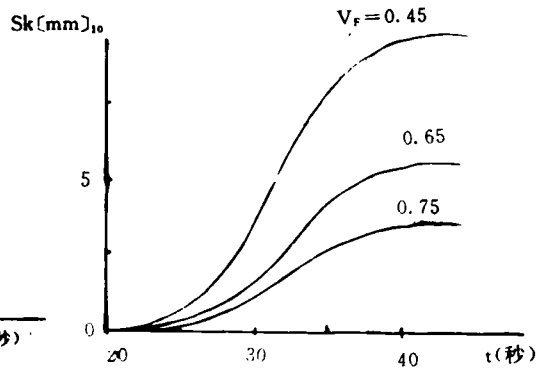


图5 台阶高度(S_k)在再入过程中的变化

果文件。部分计算结果显示于图(2)至图(6)。分析计算结果可得到下列结论:

1. 从图(2)可知,(S-B)区域的最大烧蚀深度 $L_s(V_F = 0.75) < L_s(V_F = 0.65) < L_s(V_F = 0.45)$ 是正确的。三种 V_F 情况下的 L_s 值的理论计算结果与实验数据很吻合。
2. (S-B)区域的主要烧蚀参数(表面法向烧蚀速率;烧蚀表面温度;台阶高度)都较精

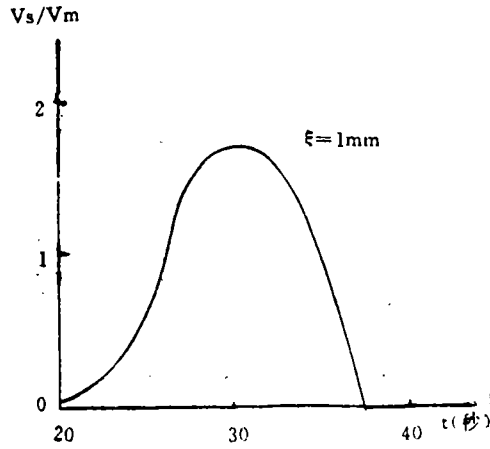


图6 V_s/V_m 在再入过程中的变化
(V_m 是裙锥表面大面积的烧蚀速率)

确。从图(3)、图(4)和图(5)可知,三种 V_F 情况下的台阶高度的计算结果是合理。烧蚀外形的变化趋势也是正确的。

3. 综上所述,表明本文的物理模型和理论计算方法是正确可靠的,为工程应用部门提供了一个较好的理论分析方法。

参 考 文 献

1. Chia-Lung Hsieh, Seader J O. surface Ablation of Silica-Reinforced Composites. AIAA Journal, 1973, 11(8): 1181-1187.
2. Czarnecki K R, Jackson M W. Turbulent Boundary Layer Separation due to a Forward-Facing Step. AIAA 1974, 74-581.
3. Nestler D E, et al. Heat Transfer to Steps and Cavities in Hypersonic Turbulent Flow. AIAA 1968, 68-1968.
4. Hans Bethe A, et al. A Theory for the Ablation of Glassy Materials. J. Aero/Space Sci., 1959, 26(6): 321-328, 350.
5. Moody H L, et al. Coupled Reentry Heatshield/Antenna Window Ablation. AIAA Paper 82-0759, 1982.
6. Louis G, Kaufman I, et al. Shock Impingement Caused by Boundary-Layer Separation Ahead of Blunt Fins. AIAA Journal, 1973, 11(10): 1363-1364.
7. Reshotko E, Cohen C B. Heat Transfer at the Forward Stagnation Point of Blunt Bodies. NACA TR 3513. 1955.
8. Ren F, Sun H S, Deng G. A Theoretical Calculation Method of Local Ablation in Region of Shock-Boundary Layer Interaction. AIAA Paper 94-2089, 1994.

AN INVESTIGATION ON MICRODEBONDING TECHNIQUE FOR MEASURING INTERFACIAL STRENGTH OF COMPOSITES MATERIALS

Huang Yudong Wei Yuezhen Zhang Zhiqian Kong Xianren
(Harbin Institute of Technology)

ABSTRACT This paper makes an approach to the measurement of interfacial shear strength between fiber and matrix of composite materials by microdebonding technique. This instrument developed by the authors can be used to determinate with high precision the in situ fiber/matrix bond strength of a small sample cut from real composite, and has characterized successfully the interfacial property of carbon fiber reinforced composites. It is available to be used in studying the interfacial bond and design of composites.

KEY WORDS Composites Microdebonding Interfacial strength.

A THEORETICAL CALCULATION METHOD OF LOCAL ABLATION IN REGION OF SHOCK-BOUNDARY LAYER INTERACTION

Ren Fen

(Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080 China)

Sun Hongsen Deng Gang

(China Academy of Launch Vehicle Technology, Beijing 100076 China)

ABSTRACT The calculation of local ablation in region of shock—boundary layer interaction is a more complex problem of unsteady—state ablation for the separation of turbulent boundary layer. The problem of complicated physico—chemical and aerodynamic process is simplified to one of two—dimensional forward—facing step of quasi—steady state ablation problem of the separation region. The partial differential equations series of control are simplified to the superable-algebraic equations series.

A theoretial calculation method proposed with certain precision is provided in this paper. Theoretical results are fairly agreement with the experiments.

KEY WORDS Ablation Turbulent boundary—layer Shock Separated flow