

粒子云侵蚀的机理分析

刘大有 吴承康

(中国科学院力学研究所)

摘要 本文用图示法表达了粒子云侵蚀/烧蚀问题中各环节之间的联系和各种耦合作用。然后简要地分析了几个主要环节:粒子在激波层中破碎、减速和汽化,高速运动的粒子撞击物面引起的侵蚀,侵蚀过程中多粒子的互相影响,以及粒子云环境中表面气动加热的增量。

关键词 粒子云, 侵蚀, 烧蚀。

一、引言

飞行器再入时,由于头激波的压缩和摩擦,使空气温度显著升高,引起表面烧蚀。若空气中含有雨滴、冰雪微粒或尘埃物质,则防热层的损失大大增加。因此粒子云侵蚀研究对于防热设计和外形变化的预测十分重要。

对粒子云侵蚀机理,一般有以下几种观点:

(1) 由于粒子惯性大,能以高速穿过激波层到达物面,直接侵蚀防热层^[1,2]。

(2) 颗粒干扰流场使湍流度增加^[1,3],从物面反弹的粒子使头激波发生畸变和振荡^[4];边界层无规则分离和转换^[5]等,由此引起气动加热增加。

(3) 粒子侵蚀弹坑使表面粗糙度增加,导致气动加热增加^[1,3]。

(4) 粒子的大量动能在撞击表面时转换为热,并传入表面^[4]。

对于粒子云侵蚀的主要机理,许多作者根据自己的实验结果提出了各种解释。由于各人实验条件不同,得出的结论差异很大。飞行环境同大多数地面试验的条件相差很大,当分析各种试验结果时,须对此有足够的重视。

本文将简要分析粒子云侵蚀的几个主要环节、它们对流动参数和粒子参数的依赖关系。这对分析和归纳各种地面试验结果,以便预测飞行情况可能是有益的。

二、粒子云侵蚀问题的分解

烧蚀与侵蚀有多方面的耦合,使整个问题变得异常复杂。根据对已有实验结果的分析 and 国内外文献的调研,可将烧蚀/侵蚀问题分解为如下几个环节,并在图1中表明了各种耦合关系。

本文于1989年6月23日收到,10月5日收到修改稿

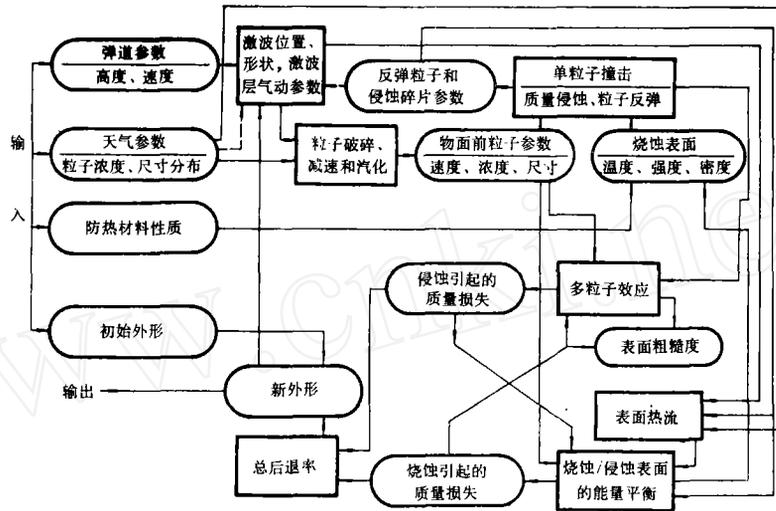


图 1 粒子云侵蚀/烧蚀耦合的示意图

1. 激波和激波层气动热力学参数计算

在飞行条件下，由于粒子含量很少（1 立方米空气中约 0.1~0.3 克，而同体积空气质量约 0.3~0.8 千克），粒子与空气的质量流、动量流和动能流之比约 1 : 2500。因此，激波和激波层内参数平均值的计算与清洁空气一样，但粒子的存在会增加气流参数的脉动。

在天气条件下，头激波畸变和振荡、边界层的分离和转捩，看来不会产生显著作用。这种现象在某些地面试验中出现，是因为试验的粒子浓度高、气体密度低造成的。

2. 颗粒在激波层中减速、破碎和汽化

粒子的直接侵蚀作用决定于到达物面时的粒子参数。由于在激波层中的减速、破碎和汽化，使它们同自由流参数有时有很大差异。

以 6km/s 速度在 7.5km 高度飞行的物体为例，头激波后的气流参数为：温度 $T_2 \approx 8400\text{K}$ ，压强 $p_2 \approx 19 \text{ MPa}$ ，焓 $h_2 \approx 19 \times 10^6 \text{ J/kg}$ ，速度（相对于物体） u_2 仅为 560 m/s。粒子由于惯性大，穿过激波时速度基本上不变（下降约 1/200）。因此，在激波层中粒子与气流的相对速度很大。粒子前方的头激波使空气受到第二次压缩，产生异常高的温度 $T_2^* (\approx 12000\text{K})$ 和压强 $p_2^* (\approx 170 \text{ MPa})$ ，焓 $h_2^* \approx 34 \times 10^6 \text{ J/kg}$ 。水的临界点是 21.6 MPa、644K。因此，粒子周围的环境远远超过临界点。在这样的环境下，粒子将“瞬间”变成气体。但是，粒子穿越激波层的时间 t_{rc} ，也很短（约 10^{-6}s ），汽化仍可能远未完成。对这样复杂的问题，定量计算几乎不可能，因此下面的分析是定性的，估计值只能作量级上的参考。

(1) 液滴破碎的三种机理

第一种，在迎面压力和滴的惯性力作用下先压偏，当变形超过直径时就破碎。破碎所需要的时间 t_B 为^[9,10]

$$t_B = C_1 D_p \sqrt{\rho_p / [\rho_{a2} (u_p - u_a)]} \quad (1)$$

其中 ρ 、 u 分别为密度和速度,下标 g 和 p 分别指气体和粒子, D_p 是粒径, C_1 是常数,约为2~6。对于 $D_p=40\sim 400\ \mu\text{m}$ 的液滴, t_B 约 $1\ \mu\text{s}$ 。

第二种是由于 Taylor 不稳定性引起的灾难性破碎。不稳定过程的时间 t_c 为^[7](We 是 Weder 数)

$$t_c = 45We^{-\frac{1}{4}} D_p \sqrt{\rho_p / [\rho_{g2}(u_p - u_g)]} \quad (2)$$

第三种是气动剥蚀引起的破碎

(2) 颗粒在激波层中减速

作超声速飞行的球形固体颗粒的阻力系数 C_D 可近似表示为^[8]

$$C_D = 1.0 + 4.66Re_p^{-\frac{1}{2}} \quad (3)$$

当颗粒 Reynolds 数 $>10^4$ 时, $C_D \approx 1$ 。对于液滴,其阻力比固体颗粒大。

粒子的运动方程简化为(因通常有 $u_p \gg u_g$)

$$du_p/dx = -\tilde{K}_D u_p / D_p \quad (4)$$

$$\tilde{K}_D = 3C_D \rho_{g2} / 4\rho_p \quad (5)$$

若 D_p 是常数,则可得

$$u_{p,b} = u_{p,o} \exp(-\tilde{K}_D \Delta_s / D_p) \quad (6)$$

$$t_{rcs} = (D_p / u_{p,o} \tilde{K}_D) [\exp(\tilde{K}_D \Delta_s / D_p) - 1] \quad (7)$$

其中下标“ b ”和“ o ”,分别指穿越激波层前和到达物面时的参数。实际上由于汽化,粒径不是常数,所以阻力计算须与汽化计算联立进行。

(3) 粒子的汽化和传热计算

首先对几个特征时间和其它一些量作些量级分析,以便决定应采用何种简化。

对于粒子云侵蚀的典型参数,蒸发动力学过程的特征时间 t_{kin} 约 $10^{-14} \sim 5 \times 10^{-12}$ 秒,边界层浓度扩散的特征时间 t_{dif} 约 $3 \times 10^{-10} \sim 4 \times 10^{-8}$ 秒^[9]。因此,汽化过程是扩散控制的,物面附近的蒸汽密度等于饱和值 ρ_{sat} 。同粒子穿越时间 t_{rs} 相比, t_{dif} 还是很小的,这说明建立边界层的瞬态过程可以忽略,可采用准定常的边界层理论分析。

Lock^[9]的分析表明,当 $(\rho\mu)_p / (\rho\mu)_g > 100$ 时,表面附近液相的速度梯度远小于气相的。因此在分析气相运动时,仍可认为表面上的速度为零。

在气动加热下,粒子内部温度升高过程的特征时间为 $t_{ch} = \rho_p C D_p^2 / 4k_p$,其中 C 和 k_p 为粒子的比热和导热系数。对于 $D_p = 40 \sim 400\ \mu\text{m}$ 的天气粒子, t_{ch} 约0.1秒的量级,远大于 t_{rs} 。这说明粒子在穿越激波层过程中,内部温度变化不大,气动加热部分几乎完全用于表面汽化。

鉴于以上分析,颗粒表面的能量平衡为^[10]

$$\dot{m} = \alpha(h_i^* - h_w) / Q_{VAP} = \frac{\alpha_0}{2\lambda} \ln [1 + 2\lambda(h_i^* - h_w) / Q_{VAP}] \quad (8)$$

其中 \dot{m} 为汽化的质量通量, Q_{VAP} 为汽化潜热, h_i^* 和 h_w 是边界层外和“壁”上气体的总焓, α 和 α_0 是包括和不包括质量引射效应的传热系数, λ 是常数。

汽化过程中的质量守恒关系为

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\pi}{6} D_p^3 \rho_p \right) = -\dot{m} \pi D_p^2 \quad (9)$$

对于高超声速流动,对平均的汽化质量通量可作如下近似:(a)汽化过程主要发生在迎风半球面,忽略背风半球的汽化;(b)迎风半球上 \dot{m} 的平均值,大约是驻点值 \dot{m}_{st} 的0.71倍;(c)驻点传热系数 $(\alpha_o)_{st}$ 用Fay & Riddell公式修正为 $(\alpha_o)_{st,o}(u_p/u_{p,o})\sqrt{D_p/D_{p,o}}$ 。利用式(8),可将式(9)简化为

$$\sqrt{D_p} dD_p/dx = -\tilde{K}_E \sqrt{D_{p,o}} \quad (10)$$

$$\tilde{K}_E = \{0.71(\alpha_o)_{st,o} \ln [1 + 2\lambda(h_r^* - h_w)/Q_{V,AP}]\} / (2\lambda \rho_p u_{p,o}) \quad (11)$$

若粒子速度 u_p 变化不大,则 h_r^* (h_w 常可忽略)和 \tilde{K}_E 可看作是常数,这时解方程(10)可得

$$D_p/D_{p,o} = \left[1 - \frac{3}{2} \tilde{K}_E x/D_{p,o} \right]^{\frac{2}{3}} \quad (12)$$

如果 u_p 变化不小,则方程(10)与(4)须联立求解。

3. 单粒子侵蚀效应

尽管实际飞行中遇到的是多粒子的连续侵蚀,且多粒子共同作用不是每个单粒子作用的简单求和,单粒子侵蚀的数据仍是研究粒子云侵蚀效应的基础。

粒子同物体高速碰撞的过程十分复杂,单粒子的质量侵蚀比 G_s 同许多因素有关。其中最主要的因素是粒子速度 $u_{p,b}$,其次是粒子质量 $M_{p,b}$,粒子材料性质、物理状态、靶材的性质和表面温度等。

根据在三个设备(SAI、ETI和AVCO)上进行的50多次对石墨材料的侵蚀试验,Wolf等^[2]得出

$$G_s = Au_p^{1.72} \quad (13)$$

作试验的粒子有玻璃珠、冰和雨等,粒径为300~2290 μm ,密度为0.92~2.5 g/cm^3 ,速度为1.3~4.5 km/s ,表面温度从常温到3300 K 。相对于式(13),数据的分散度约40%。这说明除速度外,材料性质和表面温度等对侵蚀效应也有相当可观的影响。

研究金属材料的学者,对金属材料的碰撞作了大量计算,结果可归纳为^[2]

$$l/D_p = 0.482(\rho_p/\rho_s)^{0.533}(u_p/c)^{0.570}(y/\rho_s c^2)^{-0.235} \quad (14)$$

其中 l 是弹坑深度, c 是声速, y 是动态剪切屈服强度,下标 s 指靶材参数。对于金属材料的侵蚀,式(14)同实验很符合。因 $G_s \propto (\rho_s/\rho_p)(l^3/D_p^3)$,这说明式(14)与(13)不矛盾。

Wolf等^[2]认为,侵蚀比 G_s 至少应包含两个分别反映材料弹性和材料塑性的参数。此外,系数以采用无量纲的为宜。参考式(14),可将式(13)改写为

$$G_s = A_o \varepsilon^\alpha (u_{p,b}/c)^{1.72} \quad (15)$$

其中 ε 为失效应变, α 在0.86与1.08之间。

从Rubin等的实验结果看,表面温度对 G_s 有显著影响^[2]。在实验的温度范围内(2800 K ~3300 K), G_s 随着温度升高而下降。Wolf等^[2]认为,这是因为材料的性质(如拉伸延性)随着温度升高而提高。飞行条件下的表面温度约4000 K ,超出了Rubin的实验范围。将实验数据外推包含着许多不确定性。按照式(15)分析^[2],石墨的 G_s 在3200 K 附近有一极小值,超过3200 K 后, G_s 随着温度上升而上升。从定性说,这是可

能的,因为温度很高时材料强度趋于零,这时它的抗侵蚀性一定很差。从定量方面说,式(15)尚未经证实。

对于石墨以外的材料,未见有较系统的研究。它们的抗侵蚀性能,可能与石墨有很大差别。一些实验表明,硅基材料的抗侵蚀性能明显地优于石墨。

总的说,材料抗粒子侵蚀性能的研究还很不够,尤其是高温表面的影响。

4. 多粒子效应

粒子高速撞击物面,除产生机械剥蚀外,还使材料受到一定的损伤,它将直接影响后续粒子的侵蚀效果。由于这种非线性作用,粒子云的质量侵蚀比 G 将不等于单粒子的侵蚀比 G_s 。令 $G = \beta G_s$, β 是多粒子放大因子。

材料对受到的损伤具有一定的“记忆”。烧蚀会影响材料的记忆力。烧蚀得越快,记忆的时间越短。设到达物面的粒子数密度为 $n_{p,b}$,弹坑损伤区的深度和半径为 \tilde{h} 和 \tilde{r} ,烧蚀速度为 \dot{s}_a 。又设损伤区完全覆盖表面、覆盖率达到1所需之时间为 $\tilde{\tau}_e$,损伤深度 \tilde{h} 完全烧蚀掉所需之时间为 $\tilde{\tau}_a$ 。显然 $\tilde{\tau}_e \equiv (u_{p,b} n_{p,b} \pi \tilde{r}^2)^{-1}$, $\tilde{\tau}_a \equiv \tilde{h} / \dot{s}_a$ 。特征时间之比 $\tilde{\tau}_a / \tilde{\tau}_e$ 可定义为记忆参数 π 。多粒子放大因子 β 是 π 的函数。当 $\pi \rightarrow 0$ 时,记忆完全丧失, $\beta \rightarrow \phi$;当 $\pi \rightarrow \infty$ 时,记忆是完整的, β 趋于极大值 β_∞ 。

根据以上分析,在一系列烧蚀/侵蚀试验中,若让粒子数密度渐减而其它参数保持不变,就有可能利用像电弧加热器那样的高焓设备,获得高温表面的单粒子侵蚀数据。

5. 气动加热的热流计算

在粒子云环境下,气动加热由于以下几个因素而有增减:(1)粒子云干扰流场使湍流度增加;(2)粒子侵蚀弹坑使表面粗糙度增加;(3)天气粒子在表面汽化,等效于一种质量引射,对热流有一定的阻挡作用。

本节只考虑前两个因素引起的热增量。

气流中的湍流度对驻点热流 \dot{q}_{st} 有显著影响:

$$\dot{q}_{st} / \dot{q}_{st,l} = 0.23 Q_e^{0.27} + 1 \quad (16)$$

$$Q_e \equiv \frac{3}{2} \beta \alpha^2 u_{g,\infty}^2 \left/ \left(\frac{\mu_g}{\rho_g} \frac{du_g}{dx} \right) \right. \quad (17)$$

其中 μ 是粘性系数, β 是驻点压力梯度系数($\beta \equiv (2\xi / u_{g,e})(du_{g,e}/d\xi)$)。下标 l 指无湍流脉动,下标 e 指边界层外缘。 α 是气流的湍流度。在无粒子情况它等于来流湍流度 α_F ,有粒子时, $\alpha = \alpha_F + \Delta\alpha_p$,其中 $\Delta\alpha_p$ 是粒子干扰流场引起的湍流度增量。

Hove等^[1]认为,表面粗糙度 k 对热流的影响,可用一等效湍流度增量 $\Delta\alpha_R$ 代替:

$$\Delta\alpha_R \equiv 0.81 (k/\delta)^{3/4} (\rho_{g2} u_{g2} D / \mu_{g2})^{0.15} \left(\mu_{g2} \frac{du_{g2}}{dx} \right) / \rho_{g2} u_{g2}^2 \quad (18)$$

对于边界层动量厚度 δ 若采用高超声速近似, $\Delta\alpha_R$ 可表示为^[1]

$$\Delta\alpha_R \approx (2.38k/D)^{3/4} \quad (19)$$

其中 D 为模型头部直径。等效的气流总湍流度为

$$\alpha = \alpha_F + \Delta\alpha_p + \Delta\alpha_R \quad (20)$$

在弹道靶中所做的一系列实验表明,用式(16)、(17)、(19)和(20)的方法处理粒子云侵蚀条件下的热流,对于球头模型是适当的。

在飞行条件下，粒子密度很低。这时，粒子干扰引起的湍流度增量 $\Delta\alpha_p$ 的出现是断续的。这时，总等效湍流度的平方平均可表示为

$$\alpha^2 = \psi(\alpha_F + \Delta\alpha_p + \Delta\alpha_R)^2 + (1-\psi)(\alpha_F + \Delta\alpha_R)^2 \quad (21)$$

其中 ψ 为 $\Delta\alpha_p \neq 0$ 的时间系数。

粒子干扰引起的湍流度增量，主要在粒子的尾流中。设 Ω 为尾流的大小与粒子体积之比， ε 为流场中粒子所占的体积分数， ϕ 是它的质量分数，下标 ∞ 指头激波前的参数，则 ψ 可表示为

$$\psi = \Omega \varepsilon_{\infty} \approx \Omega \varepsilon_{\infty} \approx \Omega \phi_{\infty} \rho_{g\infty} / \rho_p \quad (22)$$

粒子除影响气动加热外，它本身（以及被它侵蚀下来的碎片）也直接参加了表面能量平衡，最终也影响烧蚀速率^[11]。

三、结 论

本文简要地分析了粒子云侵蚀的几个主要环节：粒子破碎的三种机理，粒子减速与汽化的耦合，高速粒子对壁面的直接侵蚀作用，以及粒子侵蚀条件下表面热流的计算。粒子云侵蚀问题十分复杂，这些分析基本上是定性的。

参 考 文 献

- [1] Hove, D. T. and Shih, W. C. L.; AIAA Paper (1977), 77-93.
- [2] Wolf, C. L., Narde, C. T. and Dahm, T. J.; ADA026619 (1975).
- [3] Shih, W. C. L.; AIAA Paper (1976), 76-319.
- [4] Dunbar, L. E., Courtney, J. F. and Mcmillen, L. D.; AIAA J., 13, 7 (1975), 908-912.
- [5] Fleener, W. A. and Watson, R. H.; AIAA Paper (1973), 73-761.
- [6] Nicolet, W. E., Wool, M. R., Laub, B. and Jaffe, N. A.; ADA026615 (1975).
- [7] Swain, C. E.; AIAA Paper (1975), 75-734.
- [8] Bailey, A. B. and Hiatt, J.; AIAA J., 10, 11 (1972), 1436-1440.
- [9] Lock, R. C.; Quart. J. of Mech. and Appl. Math., 4, 1 (1951), 42-63.
- [10] Putz, K. E. and Bartlett, E. P.; J. of Spacecraft and Rockets, 10, 1 (1973), 15-22.

ANALYSES OF EROSION EFFECTS BY HYDROMETEORS

Liu Dayou Wu Chengkang

(*Institute of Mechanics, Academia Sinica*)

Abstract The various correlations and coupling effects between erosion and ablation in hydrometeors environment are graphically expressed. Some main effects, namely (1) the breaking up, retardation and evaporation of hydrometeors in shock wave layer, (2) the erosion by high velocity hydrometeors against surfaces, (3) the multi-particle coupling effect in direct mechanical erosion and (4) the aerodynamic heat augmentation in hydrometeors environment, have been briefly analysed.

Key words hydrometeors, erosion, ablation.