

# 烧蚀图象研究概述

周正瑾 赖培华 高宇欣

中国科学院力学研究所, 北京 (邮政编码100080)

**提要** 本文着重介绍了林同骥和他的合作者在烧蚀图象方面的研究工作, 包括再入飞行器、地面实验模型和吉林陨石三部分。他们发现烧蚀图象是受烧蚀表面的边界层雷诺数控制的。研究了两种典型的烧蚀图象: 有序熔楔和菱形花纹。得到了再入飞行器和模型的转捩雷诺数。

**关键词** 烧蚀; 再入; 熔楔; 菱形花纹

## 1 引言

近30年来, 随着宇航事业的发展, 烧蚀图象的研究成为气体动力学的重要部分。关于菱形花纹和鱼鳞坑等烧蚀图象的研究, 国外已有较多的工作<sup>[2,1]</sup>。本文着重介绍我国林同骥等<sup>[1-3]</sup>的工作, 在分析对比几种飞行器端头再入环境和回收残骸烧蚀情况的基础上, 通过地面低熔点模型的模拟试验和对高熔点材料吉林陨石烧蚀图象的考察分析, 认为控制再入飞行器端头防热层烧蚀图象的主要参数是端头边界层的雷诺数, 端头防热层上出现的沟槽现象是边界层转捩区的一种烧蚀图象。研究了烧蚀表面上的一种尖楔状沟槽, 简称熔楔。实验表明, 熔楔是边界层转捩区的一种烧蚀现象, 在蜂蜡和一些高温材料的球头上, 熔楔排列有序, 形成规则图象(有序熔楔)。在所实验的参数范围内, 熔楔的条数保持在20条左右, 不随来流马赫数、球头半径和烧蚀材料类型不同而改变。提出了熔楔形成机理和内外流动模型的设想, 并对熔楔的形态、分布以及由它引导出菱形花纹等现象作了解释。

本文还介绍了其他人在菱形花纹和转捩雷诺数计算方面的工作。阐述了菱形花纹——边界层湍流区的烧蚀图象出现的条件、特征, 给出了花纹角、花纹波长的计算公式和形成机理。由于转捩雷诺数是层流烧蚀图象转变为湍流烧蚀图象的主要参数, 因此计算了再入飞行器和模型的转捩雷诺数并进行了比较。

## 2 高温材料的烧蚀图象

2.1 再入飞行器<sup>[1]</sup> 再入飞行器端头头部的沟槽现象, 首先是在飞行器1的回收残骸上发现的。头部防热层在驻点区域是光滑的, 但在声速点附近烧蚀成20条左右纵向沟槽。这些沟槽沿周向基本均匀分布, 最深深度约为7.6毫米, 深沟后面接着有浅细沟, 驻点烧蚀量约为9毫米, 声速点约为17毫米(图1)。

回收的飞行器 2 的端头残骸有嵌入件和钢衬，嵌入件烧进约 9 个凹坑，下接的钢衬上烧有均匀分布的流向沟约 40 条。根据残骸分析推算，驻点烧蚀量约为 30 毫米，声速点约为 45 毫米（图 2）。

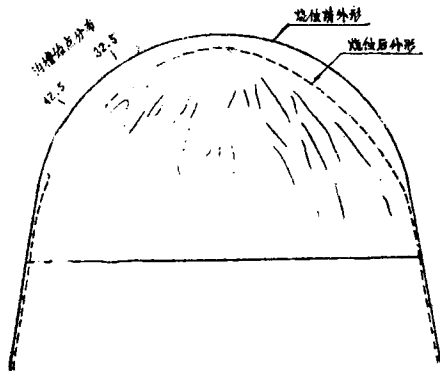


图 1 再入飞行器 1 端头残骸示意图

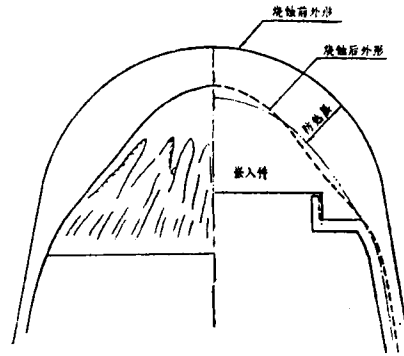


图 2 再入飞行器 2 端头残骸示意图

回收的飞行器 3 的端头残骸是许多大小不一的碎片，其中端头帽残骸碎片上看到有烧蚀形成的沟槽，在端头体残骸碎片上看到有菱形花纹和鱼鳞坑。

从飞行试验回收的几个端头残骸看到，在再入烧蚀过程中，端头防热层上都出现了纵向沟槽。在沟槽后面防热层上有的看到菱形花纹和鱼鳞坑，如再入飞行器 3；有的则只看到更浅更密的沟条，如再入飞行器 1 和 2。

2.2 地面低熔点模型<sup>[1,2]</sup> 文献[1]中用蜂蜡材料制成球锥、尖锥模型，在高超声速风洞中进行了近 100 次烧蚀试验。模型球头半径分别为 15, 25, 30, 50 毫米，半锥角为  $2^{\circ}$ — $13^{\circ}$ ；来流条件： $M$  数为 4—10，总压为 15—80 公斤/厘米<sup>2</sup>，总温为 70—360℃，烧蚀时间为 7.5—79 秒。在上述风洞条件下，蜂蜡表面熔融形成一液态层，能较好模拟端头在再入过程中的烧蚀状况。

实验后模型的各种烧蚀图象可分如下<sup>[5]</sup> 三类。

①层流烧蚀图象——光头（有时有流纹或细沟）。根据 Lees 的高超声速绕钝头体层流传热理论中球头和钝头锥体上的热流公式计算，得出了驻点热流值大于球面上各点的热流值的结果。模型烧蚀时，驻点后退，球头逐渐变平钝，头部烧成光头，锥身部分有流纹（图 3）或细沟（R202 模型），得到典型的层流烧蚀外形。

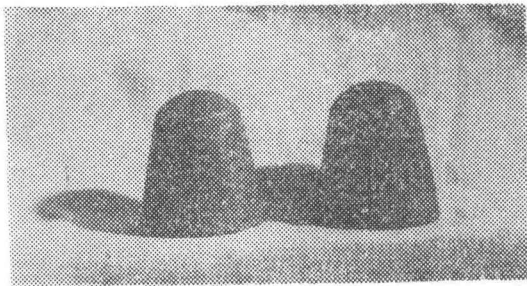


图 3 层流烧蚀

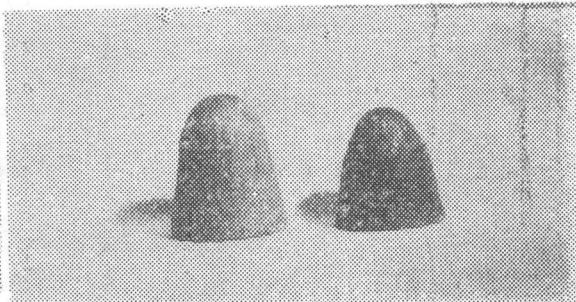


图 4 转换烧蚀（熔楔）

## ② 转捩烧蚀图象——熔楔、凹坑

**熔楔** 实验表明, 熔楔是边界层转捩区的一种普遍的烧蚀形状。它是一种尖楔状沟槽, 半楔角约为  $9^{\circ}$ — $11^{\circ}$ , 前面有细沟引导, 熔楔两边有较深的窄沟, 楔的起始处深度最深, 向后发展则深度变浅 (见文献 [2] 图版 I 照片 4、图版 II 照片 5 和 6 (b))。图 4 为蜂蜡球头上的有序熔楔, 锥身上大部分表面处于层流状态, 楔内已转捩成湍流, 热流剧增, 局部烧蚀量加大, 烧成深沟。在一定的条件下, 熔楔的排列有序, 它们的起始点整齐, 左右间距也相差不多, 长度几乎一样, 条数保持在 20 条左右, 与来流  $M$  数、球头半径以及材料种类无明显依赖关系。

**凹坑** 从图 4 (左) 看出钝锥的头部有一较大凹坑。实验表明, 凹坑的数目较少, 大小不一, 分布不均, 深度随时间发展较快变化, 且只发生在头部, 出现凹坑的雷诺数略低于有序熔楔。

## ③ 湍流烧蚀图象——菱形花纹、鱼鳞坑

**菱形花纹** 图 5 为来流  $M = 4$ , 球头半径 25 毫米时蜂蜡球锥上的菱形花纹。菱形花纹是一种规则图象, 常出现于熔楔之后。有两种情况。一种是相邻熔楔的两边相交, 其交点为菱形花纹起点 (图 6 (a))。另一种是熔楔的两边演变为花纹的两边, 在这个大楔形区内布满花纹 (图 6 (b))。

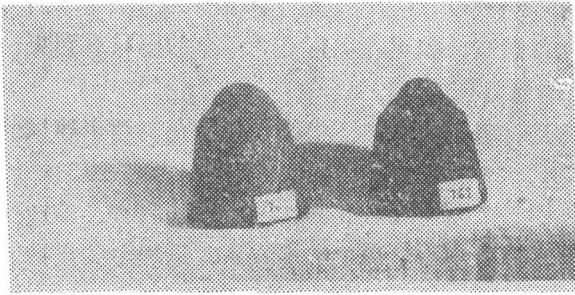


图 5 湍流烧蚀 (菱形花纹)

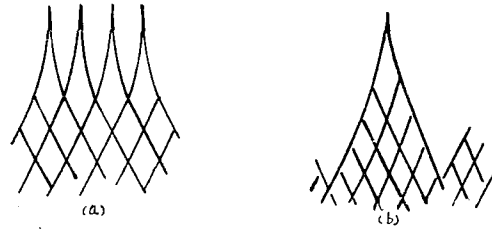


图 6 熔楔和菱形花纹示意图

- (a) 相邻熔楔两边相交交点成为菱形花纹起点
- (b) 熔楔两边演变为菱形花纹两边, 在大楔形区内布满花纹

**鱼鳞坑** 图 5 右除有菱形花纹外, 还有少量鱼鳞坑。图 7 为来流  $M = 5$  与 4, 球头半径 25, 30 毫米时蜂蜡球锥上的鱼鳞坑。随着烧蚀时间的延长, 模型表面的菱形花纹从规则的变成不规则的, 由整齐的交叉沟槽变成相对紊乱的沟槽, 即由菱形花纹变成鱼鳞坑。

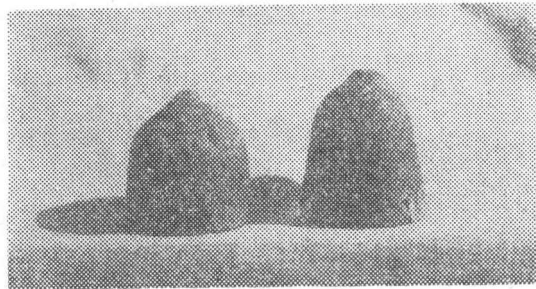


图 7 湍流烧蚀 (鱼鳞坑)

2.3 吉林陨石<sup>[3]</sup> 对于陨石表面各部位熔壳的特征, 自 1869 年 Haidinger<sup>[9]</sup> 所作的

描绘到 1955 年 Кринов<sup>[10]</sup> 的综述, 已有较详细的说明。以后开始了熔壳表面图象的实验和理论研究, 如 Chapman<sup>[11]</sup> 和 Larson<sup>[12]</sup> 等人的工作。这些工作初步揭示了陨石表面图象的烧蚀成因。

吉林陨石雨在数量和重量上都是世界罕见的。陨石熔壳表面有多种图象, 内容十分丰富。文献[3]从气动烧蚀观点对大量吉林陨石的烧蚀图象进行了较系统的整理、分析, 指出了它们的相互关系和控制因素, 并且发现了以往陨石研究中未报道过的现象。得出了以下结论。

①从烧蚀的观点, 可将吉林陨石熔壳表面多种多样的图象大致分为两类: 较光滑的层流烧蚀表面和有气印的湍流烧蚀表面。控制这些图象的主要参数是陨石表面边界层的雷诺数。因影响雷诺数大小的主要因素是陨石的阻重比, 故对于同类陨石, 一般来说体积愈大愈可能出现气印。体积小的陨石熔壳比较光滑。

②具有平滑钝头的陨石, 其外形一般比较对称, 有较好的定向飞行性能。平滑钝头区的大小给出驻点附近层流烧蚀区的大小。在陨落轨道已知时, 可由此区大小估算出陨石烧蚀边界层的转换雷诺数。反之, 也可根据已知的转换雷诺数, 结合此区的形状和位置来推断陨石的陨落情况。

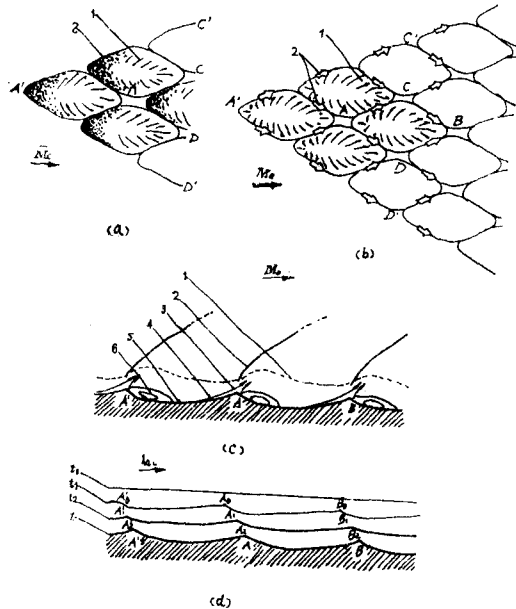


图 8 气印流场示意图 ( $M_\infty$  为超声速外流)

- (a) 气印表面凝结的流纹 1流纹 2细麻粒
- (b) 气印上烧蚀产物的流动方向 1气印表面 2突脊上方
- (c) 气印流场纵剖面 1边界层 2激波 3熔物  
4气印表面 5再附区 6回流区
- (d) 气印表面后退过程

③在陨石的平滑钝头区和气印之间还发现有相应于边界层转换区湍流楔的熔楔。在一些熔楔的内部发现有规则排列的坑状菱形花纹。这些花纹将进一步发展成气印。陨石上出现的花纹和气印与地面烧蚀试验中出现的菱形花纹和鱼鳞坑很相似, 说明气印和鱼鳞坑是不同材料上的同一种烧蚀现象。

④在一些气印表面发现有熔融物流动留下的痕迹, 表现为每个气印的上游部分有熔液凝成的细麻粒, 中下游部分则布满向两旁和下游发散的流纹。根据这些流纹细节, 可以设想气印表面上相应的气流运动以及气印是如何形成和发展的。并可说明气印是陨石表面烧蚀、湍流边界层和外部超声速流三者相互作用的结果。图 8 为气印流场示意图。

文献[4]总结分析了各类陨石上典型气印的主要特点: ①气印存在于陨石表面是普遍的现象; ②对于外形对称、定向飞行性能较好的陨石, 气印分布比较有规则; ③气印尺寸大小不等, 大的达30—40厘米, 小的仅几毫米或更小, 尺寸大小与气印表面和定向飞行方向之间的夹角大小有关, 表面倾角小处气印小, 表面倾角大处气印大。

### 3 雷诺数——控制烧蚀图象的主要参数

图 9 为蜂蜡球锥的烧蚀图象分布<sup>[1]</sup>。图中虚线是等雷诺数线。由图可见, 模型表面烧

蚀图象的出现具有规律性，随着来流雷诺数的增大，各种烧蚀图象，如光头、凹坑、沟槽、菱形花纹、鱼鳞坑等依次出现，同类图象在图中大致落在一条斜直线上，此斜直线基本上与等雷诺数线一致，这反映了雷诺数对烧蚀图象的控制作用。

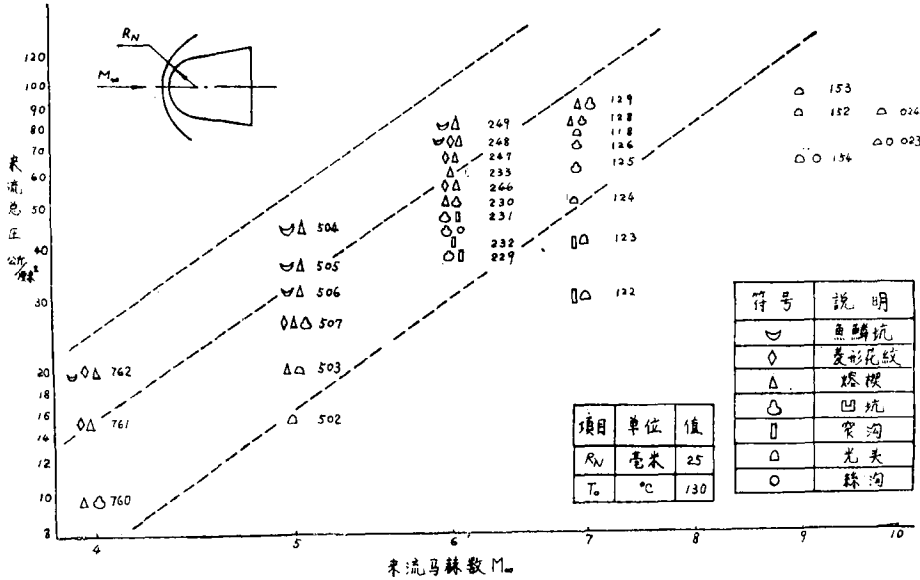


图9 蜂蜡球头烧蚀图象分布

同样材料的陨石为什么会形成不同的图象？文献[3]认为这是陨石表面气流的流动状态不同所造成的。光滑的表面一般是层流边界层烧蚀的结果，气印是湍流边界层烧蚀的结果，而熔楔是层流与湍流之间过渡区的烧蚀结果。决定边界层流动状态的主要因素是雷诺数，因此雷诺数的大小对烧蚀图象起了主要的控制作用。文献[3]中图1给出了三块不同图象的陨石的雷诺数，可以看出它们的雷诺数范围是不同的。

因此在分析对比飞行器端头再入环境和回收残骸烧蚀情况的基础上，通过地面低熔点模型的模拟试验以及对高熔点材料吉林陨石的考察分析，得出控制再入飞行器端头防热层烧蚀现象的主要参数是端头边界层的雷诺数这一重要结论。

#### 4 两种典型的烧蚀图象

4.1 有序熔楔——边界层转捩区的烧蚀图象 烧蚀表面上的一种尖楔状沟槽，简称熔楔。不少人<sup>[18-16]</sup>在实验中发现过熔楔，例如在风洞中橡木和松木这类炭化材料上，在弹道靶和风洞中塑料这类熔化材料上，都出现过熔楔，但没有进行细致的研究。

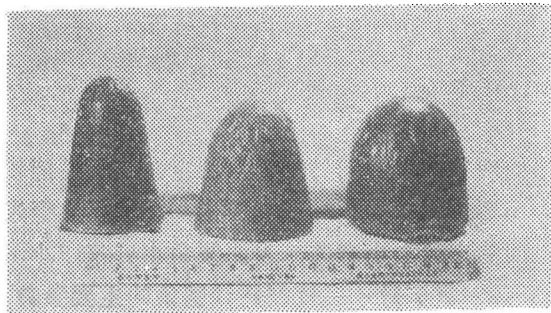


图10 不同头部半径模型上的有序熔楔

文献[2]用蜂蜡材料制成球锥和尖锥模型，在高超声速风洞中进行实验，得到了熔楔，成功地再现了飞行器端头的沟槽现象。图10为不同头部半径的模型上的有序熔楔。实验表明：

①熔楔是边界层转捩区中较普遍存在的烧蚀图象。它不仅出现在不同几何外形如尖锥、平板和球锥的表面，而且在不同类型的烧蚀材料如熔化、升华和炭化材料上都能形成。在外部流动和内部流动的烧蚀表面上都有熔楔存在。除了地面试验的一些低熔点材料外，在一些高熔点材料上也看到了熔楔。

②熔楔有一定的形态：半楔角约为 $9^{\circ}$ — $11^{\circ}$ ，略小于亚声速湍流楔半楔角，前面有细沟引导，发展较好的熔楔两边有两条较深的窄沟。以上表明熔楔表面流动有一定的结构（图11）。

③来流温度对熔楔的形成发展有影响。当来流温度较低时，表面熔融层流动较慢，熔楔短而不明显；当来流温度较高时，表面熔融层流动较快，熔楔变得又长又大。

④来流压力对熔楔的影响往往反映在雷诺数上。当来流压力较低时，物面处于稳定的层流流动，没有熔楔发生；当来流压力升高时，在过渡区开始出现熔楔，但数目较少，长度较大，表现为孤立的大熔楔。来流雷诺数提高，出现熔楔的数目也就增多，逐渐趋向较稳定的有序分布。雷诺数过高时，它们很快相互汇合变成花纹，形成一片湍流区，同时熔楔变得较短，且不明显。

⑤在一定的条件下熔楔排列有序，形成规则图象。在所实验的参数范围内，熔楔的条数保持在20条左右，不随来流马赫数、球头半径和烧蚀材料类型不同而改变。

从熔楔的尖楔形态看来，它的形成与湍流斑的增长发展有关。实验表明<sup>[17-19]</sup>，在边界层转捩区中湍流斑以逐渐增长的湍流团形式运动，其包络是半楔角约为 $11^{\circ}$ 的楔形区。湍流区热流比层流区大很多<sup>[20]</sup>，因而在烧蚀材料上留下了尖楔状的深沟。

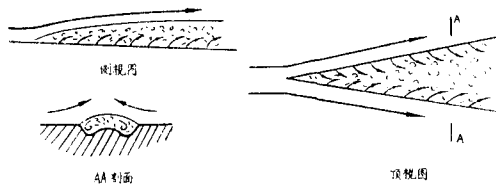


图 12 熔楔流动结构示意图

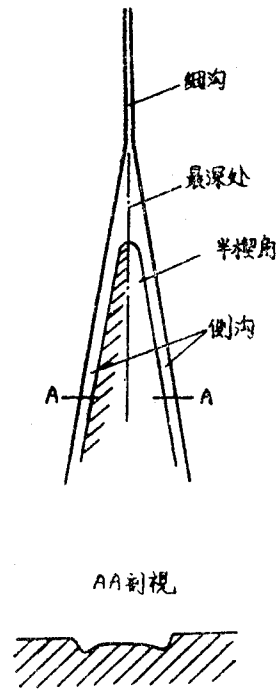


图 11 熔楔的表面特征

平板或锥身上的熔楔有一条细沟为前导，这可能与外流为超声速以及烧蚀表面是自然转捩有关。文献[2]从实验中观察到熔化的液珠流经熔楔时有绕流现象，即液珠经过熔楔侧边向后流走，而不进入熔楔内部。于是设想在熔楔两边诱导出一对涡旋（图12），在涡旋的作用下，熔楔两边烧成较深的沟。绕流作用造成熔楔分布有一定间隔。球头部雷诺数变化比锥面快是球头上容易出现有序熔楔的原因。

从熔楔的尖楔形态看来，它的形成与湍流斑的增长发展有关。实验表明<sup>[17-19]</sup>，在边界层转捩区中湍流斑以逐渐增长的湍流团形式运动，其包络是半楔角约为 $11^{\circ}$ 的楔形区。湍流区热流比层流区大很多<sup>[20]</sup>，因而在烧蚀材料上留下了尖楔状的深沟。

#### 4.2 菱形花纹——边界层湍流区的烧蚀图象

①菱形花纹出现的条件。Larson 和 Mateer<sup>[12]</sup>在实验中发现，菱形花纹仅仅在局部超声流处发生，在层流边界层条件下，不发生这种花纹。当物面或流动的扰动存在于薄的超声速湍流边界层时，激波的排列引起了不同菱形花纹的烧蚀。

由于存在激波，因此菱形花纹仅仅在局部超声速流处发生。为了使激波和物面相互作用，要求激波有一定的强度，而一定强度的激波与层流边界层是不能共存的，因此要求湍流边界层的出现是合理的。为了使激波和物面相互作用，还要求激波与物面相当接近，激波离开物面的距离和边界层厚度有关，厚的边界层容易阻止激波的产生，因此花纹只在足够薄的边界层中出现。

②菱形花纹的特征。图13为文献[1]的典型实验结果，由图看出，菱形剖面是由在中心具有岛状的窄沟组成，它们的宽度比沟的宽度大，不管花纹的形状如何，沟的深度基本上是表面凹进部分的10%，随着烧蚀时间延长，物面下凹，花纹由岛状变成坑状（图14）。

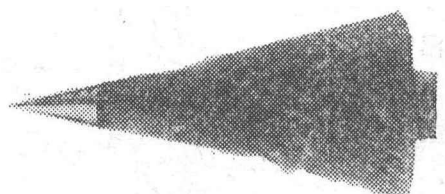


图 13 菱形花纹(岛状)

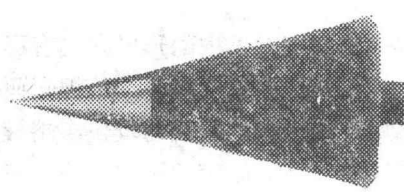


图 14 菱形花纹(坑状)

③花纹角 $\omega$ <sup>[21]</sup>。Williams 和 Inger 首先发现了花纹角 $\omega$ 是当地马赫数的函数，而 Stock 和 Ginoux 作的蜂蜡及樟脑锥的菱形花纹实验证实了他们的结论。图 15 给出了多种高温、低温材料的花纹角随物面外流 $M_e$ 数的变化。可以看出，飞行试验和风洞实验的结果都接近 $\sin^{-1}(1/M_e)$ 曲线，因此可以近似认为

$$\omega = \sin^{-1}(1/M_e) \quad (1)$$

#### ④花纹波长

1) 沿来流方向波长 $\lambda_L$ 。花纹波长与物面外流压力的关系首先是由Williams和Inger在樟脑材料上发现的（文献[21]图29），再由White和Grabow扩大到其他材料上。图16是在White和Grabow工作基础上的多种高温、低温材料的花纹波长与物面外流压力的关系。可以看出花纹波长 $\lambda_L$ 与外流压力的0.77次方成反比。

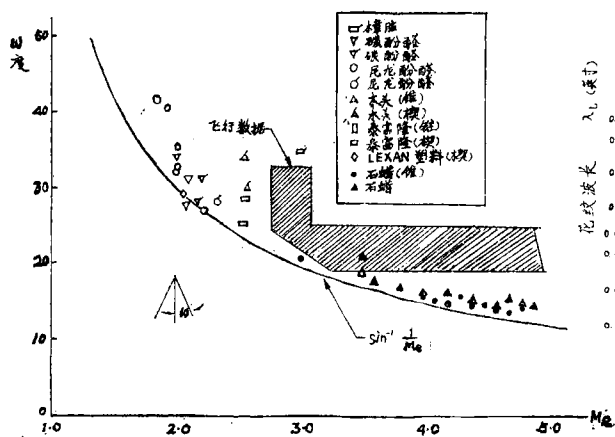


图 15 花纹角随物面外流 $M_e$ 数的变化

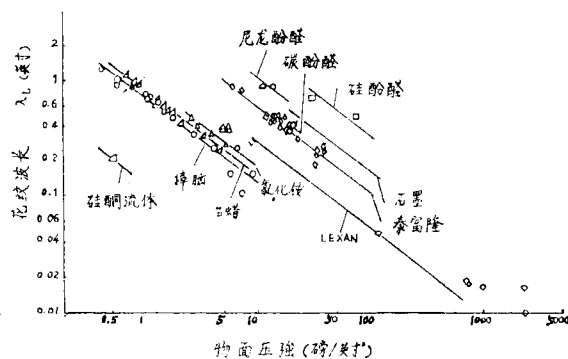


图 16 花纹波长 $\lambda_L$ 随压力的变化

周正瑾等<sup>[7]</sup>研究了温度对蜂蜡、樟脑模型上花纹波长的影响。图17给出了实验结果。可以看出，花纹波长随 $(T_0 - T_m)/T_m$ 的增高而增大。这里 $T_0$ 为来流总温， $T_m$ 为壁面温

度。浦群<sup>[22]</sup> 得出了波长  $\lambda_L$  的公式

$$\frac{\lambda_L}{\lambda_c} = k \left( \frac{p_e}{p_c} \right)^a \left( \frac{T_0}{T_c} - 1 \right)^b \quad (2)$$

这里下标  $c$  表示参考条件,  $p_e$  为物面外流压强,  $T_0$  为来流总温,  $T_c$  为壁面温度,  $k$ ,  $a$  和  $b$  是无量纲材料常数,  $a = -0.77$ , 在实验中, 蜂蜡和樟脑的  $b = 0.5$ ,  $k$  值对蜂蜡、樟脑、玻璃钢、高硅氧、碳石英、碳酚醛、泰富隆分别为 4.6, 2.92, 2.71, 6.98, 33.73, 1.58, 2.39。在只知  $p_e$  值时, 令  $b = 0$ , 即可计算出各种材料的波长  $\lambda_L$ 。

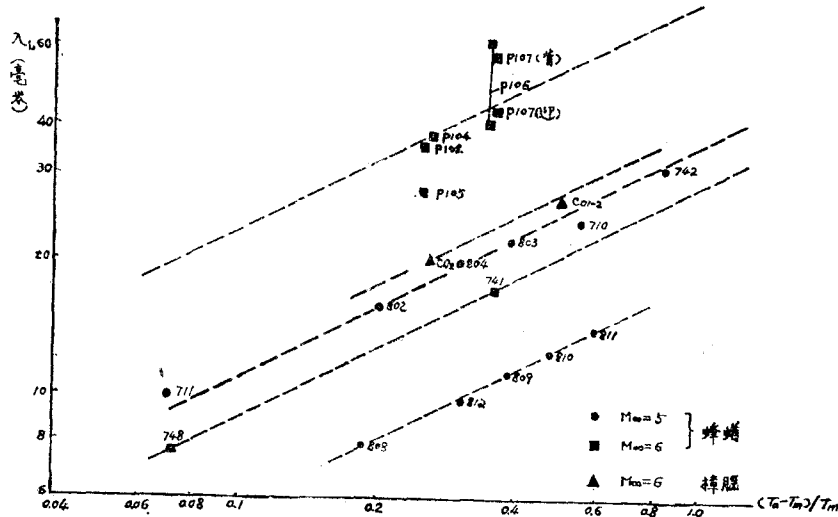


图 17 花纹波长  $\lambda_L$  与温度的关系

2) 垂直于波纹方向的波长  $\lambda_N$ 。图 18 给出了波长  $\lambda_N$  随  $(p_e \tau_{WN})^{1/2} / (T_w/1800)^{1.1}$  的变化关系, 虚线为 White 和 Grabow 的理论公式, 可以看出, 它与多种高温烧蚀体的实验结果符合得较好。  $\lambda_N$  有如下关系:

$$\lambda_N \sim T_w^{-1} / (p_e \tau_{WN})^{1/2} \quad (3)$$

根据图中的虚线, 由横坐标  $(p_e \tau_{WN})^{1/2} / (T_w/1800)^{1.1}$  可查得  $\lambda_N$  值。这里  $T_w$  为壁面温度,  $p_e$  为物面外流压强,  $\tau_{WN}$  为壁面法向应力。文献[23]中图10还给出了低温材料石蜡和樟脑的  $\lambda_N$  随物面外流参数  $(p_e \tau_{WN})^{1/2} / (T_w/1800)^{1.1}$  的变化曲线。

在实际计算中, 波长  $\lambda_L$  和  $\lambda_N$  中只需求出一个, 并求出花纹角  $\omega$  就够用了。

### ⑤ 菱形花纹的形成机理

Laganelli 和 Nestler<sup>[13]</sup> 设想的菱形花纹的形成表述为 (图19): 1) 纵向涡产生具有周期性的横向间隔; 2) 流动不稳定性发

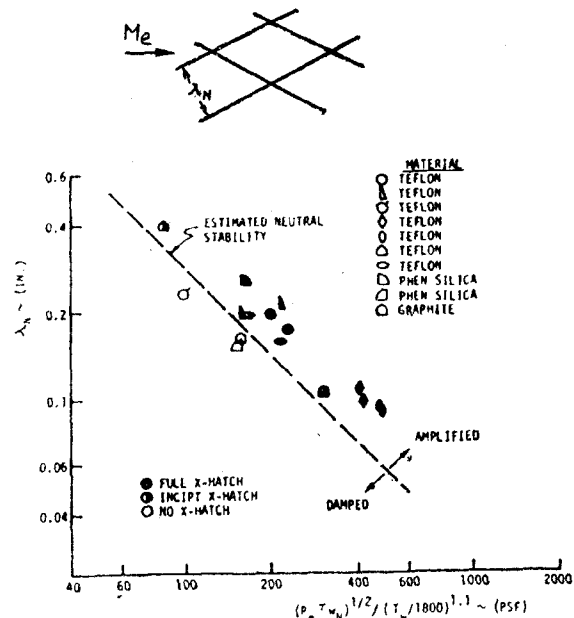


图 18 花纹波长  $\lambda_N$  与物面外流参数的关系



展, 但相应于一排纵向涡后面有优先的横向间隔; 3) 这些不稳定性周期性地发出并产生扰动波, 这些扰动波在相应于某些位于边界层内的干扰以当地马赫角传播; 4) 第一族扰动波触发了新的不稳定性, 这些扰动波还将同时与纵向涡迹相交; 5) 这些诱导的不稳定性又成为新的扰动源, 以解释花纹的迅速扩延; 6) 扰动波与边界层相互作用时, 引起物面压力的提高和热的增加, 当波碰上物面便形成烧蚀, 这就产生了菱形花纹上的沟槽。

这种图象的理论模型可能与湍流压力波动次层的模态的联系更为密切, 在该层内横向的空间定位由纵向涡确定。文献[13]指出, 菱形花纹的横向间隔与上游纵向涡的横向间隔相等, 这更说明了次层对花纹形成的重要性。林同骥等<sup>[4]</sup>设想的菱形花纹模型表述为: 图20为菱形

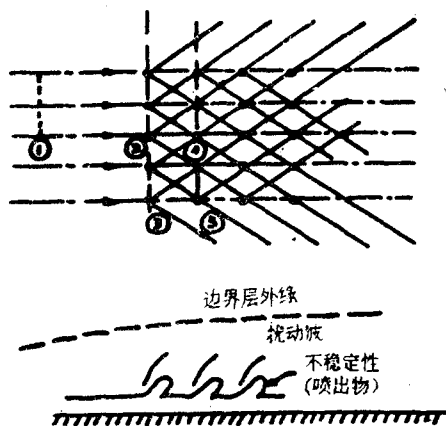


图 19 菱形花纹形成的概念模型

- ① 纵向涡的轴 ② 不稳定性的起始排 ③ 扰动波  
④ 新的不稳定性的位置 ⑤ 第二族波

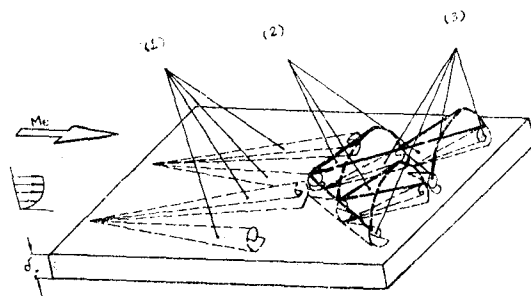


图 20 流动模型示意图

- (1) 熔楔两边的涡旋 (2) 涡旋增长引起的锥形激波 (3) 菱形花纹两边的涡旋

后延伸, 在超声速外流中引起扰动, 产生锥形激波, 这是形成花纹的触发因素。这些激波和湍流边界层相交, 由于熔化材料向后流动的积聚, 烧蚀物体表面的一对新的涡形成了, 即菱形花纹形成了。这个过程重复出现, 引起一系列锥形激波和湍流边界层相交, 在烧蚀物体表面沿轴向出现一个接一个的菱形花纹。

## 5 转捩雷诺数<sup>[8]</sup>

转捩雷诺数是物体由层流烧蚀图象转变为湍流烧蚀图象的关键参数, 是转捩烧蚀图象的重要标志, 对烧蚀图象的研究有重要价值。

文献[8]采用近似的激波关系、球锥体压力分布、平衡气体状态方程、边界层厚度计算公式及转捩准则等, 按照流管法计算了4种再入飞行器的外流转捩雷诺数和转捩距离, 计算中考虑了气动烧蚀引起的外形随时间的变化, 并给出了高硅氧、碳石英、碳碳球锥模型的转捩雷诺数范围, 对再入飞行器和模型的计算结果作了分析和比较。

表1给出了4种再入飞行器的转捩雷诺数范围。表2给出了3种模型的转捩雷诺数范围。其中  $Re_{t1}$  和  $Re_{t2}$  分别为再入飞行器和模型的转捩雷诺数。结果表明:

①再入飞行器1, 2, 3, 4的转捩雷诺数的高程范围分别为28—0千米, 33—0千米, 33—0千米, 25—7千米。

②在发动机喷流实验的3种材料球锥模型的估算结果中, 碳石英模型的值最高, 其次是碳碳模型, 高硅氧模型的值最小。

表 1

再入飞行器	Re <sub>11</sub> /米
1	0.117×10 <sup>7</sup> —0.256×10 <sup>6</sup>
2	0.140×10 <sup>7</sup> —0.257×10 <sup>6</sup>
3	0.148×10 <sup>7</sup> —0.256×10 <sup>6</sup>
4	0.123×10 <sup>7</sup> —0.286×10 <sup>6</sup>

表 2

模 型	Re <sub>12</sub> /米
高 硅 氧	4×10 <sup>4</sup> —8.4×10 <sup>4</sup>
碳 石 英	2.34×10 <sup>5</sup> —3.5×10 <sup>5</sup>
碳 碳	3.06×10 <sup>4</sup> —1.05×10 <sup>5</sup>

③再入飞行器和地面模型的计算值的差别是大的，它们之间存在着量级的差别。虽然发动机喷流实验能较好地模拟再入过程中的烧蚀状况，但由于来流条件的不同，再入飞行器和模型的尺寸的差异等原因，它们的转捩雷诺数是不同的。

## 参 考 文 献

- 林同骥, 浦群, 陈仲英, 王汝涌, 周正瑾, 阎明山. 空气动力学学报, 1 (1980)
- 林同骥, 陈仲英, 王汝涌, 浦群, 周正瑾, 阎明山. 力学学报, 4 (1981)
- 林同骥, 陈仲英, 王汝涌, 阎明山, 周正瑾. 吉林陨石烧蚀图象分析. 吉林陨石雨论文集, 科学出版社 (1979): 270—278
- 林同骥, 浦群. 陨石上的气印. 中国科学院力学研究所工作报告 (1981)
- 周正瑾. 蜂蜡球锥的烧蚀形状研究. 航空学报 (工程试刊), 4 (1986)
- 周正瑾. 烧蚀图象的研究. 中国科学院力学研究所工作报告 (1986)
- 周正瑾, 浦群, 赖培华, 白秀清. 温度和压力对菱形花纹的影响. 中国科学院力学研究所工作报告 (1987)
- 周正瑾. 空气动力学学报, 2 (1989)
- Haidinger W R. Der Meteorit Vcn Goalpara in Assam, mebst Bemerkungen uber die rotation der Meteoriten in ihrem Zuge, LIX (1869) Bde. d. Sitzb. d. k. Akad. D. Wissensch. II. Abth April-Heft (or see AIAA paper 68-670)
- Кривов Е Л. Основы метеоритики. Тестехиздат (1955)
- Charman D R, et al. Aerodynamic evidence pertaining to the entry of tektites into the earth's atmosphere. NASA TR R-314 (1962)
- Larson H K, Mateer G G. Cross-hatching—A coupling of gas dynamics with the ablation process. AIAA paper 68-670 (1968)
- Laganelli A L, Nestler D E. AIAA J., 7 (1969): 1319—1325; or AIAA paper 68-671
- Canning T N, Wilkins M E, Tauber M E. AIAA J., 1 (1968): 174—177
- Wilkins M E, Tauber M E. AIAA paper, 66-27 (1966)
- McDevitt J B. J. Spacecraft and Rockets, 2 (1971): 161—169
- Emmons H W, Bryson A E. JAS (1951): 490—498
- Mitchner M. JAS (1954): 350—351
- Schubauer G B, Klebanoff P S. NACA TN 3489 (1955), NACA TR 1289 (1956)
- Kleir E J. AIAA paper 68-376 (1968)
- Rudolph J S. AIAA J., 10 (1974): 1301—1318
- Pu Qun (浦群). Cross-hatching—An interaction between shock and turbulent boundary layer. IUTAM Symp. Berlin/Germamy, March 29—April 1 (1982); or Fernholz H. H. and Krause E. Three-Dimensional Turbulent Boundary Layers. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1982): 254—264
- White C O, Grabow R M. Crosshatch surface patterns—comparison of experiment with theory. AIAA J., 11, 9 (1973): 1316—1322

# ON THE RESEARCH OF ABLATION PATTERNS

Zhou Zheng-jin Lai Pei-hua Gao Yu-xin  
Institute of Mechanics, Academia Sinica

**Abstract** In this paper, the research on ablation patterns by Lin Tong-ji and his co-workers is introduced. It includes ablation patterns appearing on reentry vehicles, ground-test models and the Jilin Meteorites. It is found that the ablation pattern is controlled by the Reynolds number of the boundary layer on the ablation surface. Two kinds of typical ablation patterns: the ablation wedge and the cross-hatching are studied. Transition Reynolds numbers for both the reentry vehicles and the test models are obtained.

**Keywords** *ablation; reentry; ablation wedge; cross-hatching*

---

## (上接第 554 页)

孔等这样一些情况下进行。通过增大燃烧速度从而增大粉尘爆炸的燃烧率，湍流将增大最大爆炸压力和最大压力上升速率。这使得通过三次方关系将小尺度试验爆炸筒内确定的爆炸数据外推到大尺度设备的情况变得复杂化。

湍流使粉尘的易着火性减小，因而在发火极限试验中需要高能量的着火源。湍流的这一同样的特点使准确确定粉尘的绝对最小着火能量成为困难的过程。在这样的过程中，湍流度必须保持很小，使其不致影响着火的可能性。因此，可以预期，高强度的湍流将起着熄灭粉尘火焰的作用。

对湍流粉尘火焰了解得很差的一个主要原因，是粉尘云的非均匀本性。这就给湍流气体火焰传播这一本来已经复杂的过程引进了更多的复杂因素。已经出现了两条改进了解湍流对粉尘爆炸的影响的途径：同时并行研究粉尘爆炸和气体相爆炸；在试验设备和工厂设备中进行湍流尺度和湍流强度的测量。

## 参考文献 (113 篇, 略)

董务民译自: *Prog. Energy Combust. Sci.*, 14, 4 (1988): 293—310.