

# 高超音速湍流分离表面热流率的脉动特性<sup>1)</sup>

王世芬 李清泉

(中国科学院力学研究所)

**摘要** 本文给出高超音速湍流分离不稳定特性的实验研究结果。试验条件是：自由流马赫数为7.8, 单位长度雷诺数为 $3.5 \times 10^7$ /米。分离流场由有限展长前向台阶产生, 并用有高空间分辨率和快速响应的一列平齐安装的铂膜电阻温度计和多通道系统测量其表面热流率脉动。信号的条件采样分析结果表明：分离激波的根部由一束压缩波构成, 流向展长约二分之一来流边界层厚度, 在边界层外汇聚成单一主激波。这种激波结构极其不稳定, 出现大尺度运动, 流向运动的尺度约为分离激波上游影响区域长度的22%。激波振荡频率为一宽频带, 主要集中在1~3千赫。在分离激波运动区域, 热流脉动呈间歇性, 在无扰动和激波扰动间跳跃。可以认为这种间歇性是分离激波系统大尺度振荡的结果。在激波运动区域的下游为分离区, 流体继续压缩, 热流脉动无间歇。

**关键词** 高超音速湍流分离流, 激波和湍流边界层相互作用, 热流率脉动, 非稳定激波结构

## 一、前言

随着航天飞机和其它高速再入飞行器的发展, 人们对高超音速湍流分离流的研究愈来愈重视。其原因是飞行器上有许多突出物, 在高速飞行过程中, 这些突出物的诱导激波与湍流边界层相互作用, 引起严重的局部气动加热, 给飞行器的安全造成很大的威胁。为此, 国内外许多研究者以平板-压缩拐角、前向台阶、圆柱等为基本构型, 对其分离流场中平均热流率特性进行了广泛的实验研究。目前, 虽找到了一些预测分离流场特性参数的半经验和经验公式, 但对相互作用区内详细的气动加热特性和流场结构仍缺乏全面深刻的理解。

事实上, 高超音速湍流分离流是非常不稳定的, 分离激波沿流向出现大尺度振荡<sup>[1]</sup>。在这种非定常流中, 平均量测量将无法真实显示出流场这一重要特性。人们自然会提出这样一个疑问: 高超音速湍流分离区特性还能用基于稳定流动假设和平均量测量建立起来的平均流动模型来描述吗? 为了揭示高超音速湍流分离气动加热的真实特性, 给热流率计算中湍流模型的改进提供资料, 必须研究热流率动态特性。

近年来, Hayashi M. 等人<sup>[2]</sup>用快响应、高空间分辨率的多层热流计测量了入射激波和湍流边界层相互作用区的热流脉动。观察到边界层分离时整个相互作用区域的热流率有较大脉动, 在分离点附近热流信号呈间歇式。本文用有高空间分辨率和快速响应的一列平齐安装的铂膜电阻温度计和多通道采集系统, 测量了有限展长前向台阶的诱导激波

1) 国家自然科学基金资助项目。

本文于1990年2月2日收到, 1990年3月30日收到修改稿。

和高超音速湍流边界层相互作用区的热流率脉动,并用条件采样技术分析分离流场中热流率的动态特性,研究其分离激波系统结构。

## 二、实验设备、模型和测试系统

实验在中国科学院力学研究所 JF<sub>4B</sub> 高超音速自由活塞炮风洞中进行。名义气流马赫数为 7.8, 滞止压力 17.2 兆帕, 滞止温度 770K, 壁温与自由流滞止温度之比 0.39, 相应的单位长度雷诺数  $3.5 \times 10^7$ /米。气流准定常时间为 20 毫秒。

实验模型由 650 × 350 毫米的平板和有限展长前向台阶组成。二个台阶宽 80 毫米, 高分别为 20 和 8 毫米, 安装在平板前缘下游 550 和 480 毫米处, 对称面与平板中心线重合。平板零攻角安装。模型构造简图和坐标系如图 1 所示。

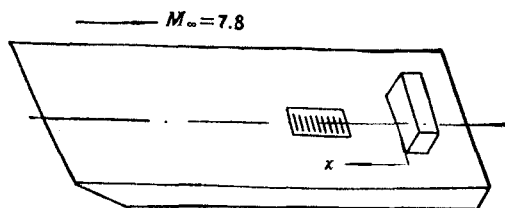


图 1 实验模型和坐标

实验中所用的热流感应元件为条形铂膜电阻温度计。每条膜长 3 毫米、宽 0.3 毫米、厚亚微米, 依次排列在一块宽 20 毫米、长 50 毫米、厚 3 毫米的玻璃片上, 相邻两个铂膜的间距为 2~4 毫米。玻璃片安装在台阶正前方, 并与平板表面齐平。实验时, 铂膜通以恒定小电流, 将铂膜电阻温度计两端的电压放大, 输入到时间常数为 100 微秒、长 18 节的热电模拟网络, 转换成一个正比于表面热流率的电压信号, 用 14 通道 8Bit A/D 数据存储器记录。采样速率 50 千赫, 每个记录长度 1024 个字。

## 三、实验结果和讨论

### 1. 台阶上游分离激波影响区热流信号特征

图 2 给出 90°(20/80) 前向台阶上游分离激波影响区中心线上同时采集到热流信号随时间变化的典型曲线, 由此可以看出热流脉动的产生及其发展。有分离的激波与湍流边界层相互作用的第一迹象是热流率随时间变化曲线出现了“尖峰状的信号”, 随着相互作用向下游的推移, 这些“尖峰信号”的频率随之增大。热流信号的主要特征表现为间歇式, 整个信号可视为低频高幅值突变的热流脉动信号和未扰动的湍流边界层热流信号叠加而成。这一特性只能用分离激波非稳定性来解释, 不能当成是一个绕平均值有大幅度脉动的稳定湍流流场。当湍流边界层的信号在整个时域全部受扰动以后, 信号再也不呈间歇式, 表面热流率脉动幅值的概率密度函数又变成高斯型。根据热流信号这一特性, 台阶上游分离激波影响区可看成是由间歇区和分离区两部分组成。

在间歇区内, 由于非定常分离激波作用, 平均热流率增大。到分离区流体继续压缩, 到达一个近似平台区域, 热流率约为无扰动平板热流率的 2.6~3.0 倍。热流率的标准偏差分布与平均热流率分布不同。在激波影响的上边界附近, 热流的标准偏差急剧增大, 达

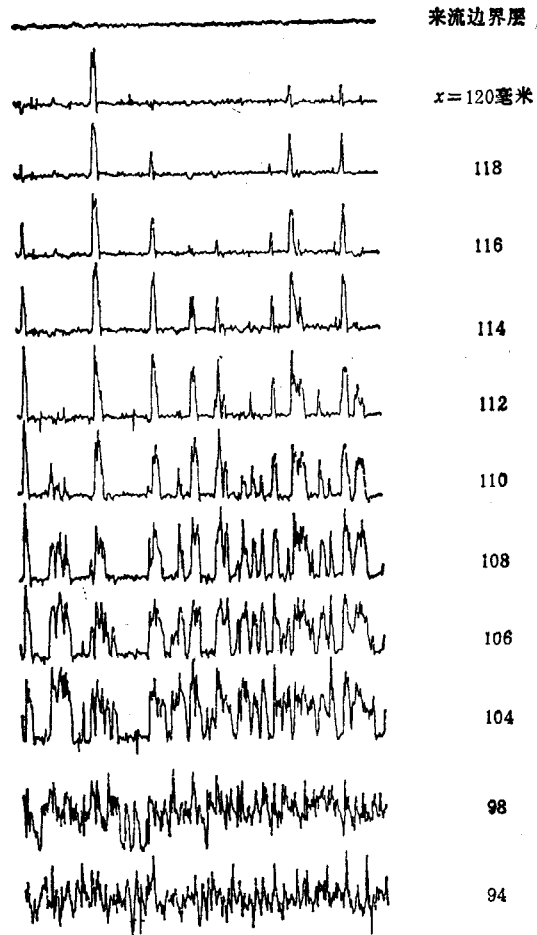


图 2 台阶上游分离激波影响区沿中心线的典型热流信号

最大值后又明显下降, 形成一个尖峰, 峰值约为无扰动平板热流标准偏差的 8~11 倍, 位置在分离区的上方。在分离区, 热流标准偏差变化不大, 又近似平台, 其值约为无扰动平板热流标准偏差的 6 倍。

值得指出的是: 在间歇区中, 任何基于整个热流信号的物理量都是两个不同信号叠加的平均值。因此, 它不能为其中任一分量提供更多有用的物理知识。为了加深对脉动过程的理解, 得到某些物理推测, 必须对热流信号中两个分量分别进行研究。

## 2. 条件采样法

在本文中, 我们用条件采样技术分析了间歇区中热流信号, 其目的是 1) 分别考核激波上游和下游的统计平均特性, 推测分离激波系统结构; 2) 计算间歇因子随距离的变化, 确定分离激波运动区域长度、振荡频率和周期及其概率密度函数。

基于间歇区热流信号在无扰动来流边界层的热流率和分离激波引起的下游高热流率间来回跳跃, 可用间歇函数将其信号分成二部分。间歇函数  $I$  定义为

$$I(x, t) = \begin{cases} 0 & \text{如果 } q_w \leq \bar{q}_{w0} + 3\sigma q_{w0} \\ 1 & \text{其它情况} \end{cases}$$

其中  $q_w$  为瞬时热流率,  $\bar{q}_{w0}$  和  $\sigma q_{w0}$  分别为无扰动平板的平均热流率和热流率脉动的标准偏差。如果瞬时热流率大于规定的阈值 ( $\bar{q}_{w0} + 3\sigma q_{w0}$ ), 则认为激波在其热流感应元件的上游; 如果瞬时热流率小于或等于规定的阈值, 则认为激波已运动到该感应元件的下游。这样, 间歇因子  $\Gamma$ , 激波上游带和下游带的平均热流率  $\bar{q}_u$  和  $\bar{q}_d$ , 以及相应的热流标准偏差  $\sigma q_u$  和  $\sigma q_d$  可表示成

$$\Gamma(x) = \frac{1}{t} \int_0^t I(x, t) dt \quad (1)$$

$$\bar{q}_u(x) = \frac{1}{(1-\Gamma)t} \int_0^t q(x, t) [1 - I(x, t)] dt \quad (2)$$

$$\bar{q}_d(x) = \frac{1}{\Gamma t} \int_0^t q(x, t) I(x, t) dt \quad (3)$$

$$\sigma q_u(x) = \left\{ \frac{1}{(1-\Gamma)t} \int_0^t [q(x, t) - \bar{q}_u(x)]^2 [1 - I(x, t)] dt \right\}^{1/2} \quad (4)$$

$$\sigma q_d(x) = \left\{ \frac{1}{\Gamma t} \int_0^t [q(x, t) - \bar{q}_d(x)]^2 I(x, t) dt \right\}^{1/2} \quad (5)$$

其中  $t$  为每个记录的时间长度。

间歇函数如图 3 所示。方波前沿为激波到达该点的时刻, 方波后沿为激波离开该点的时刻。因此, 激波运动周期可定为相邻两方波前沿的时间差。如果  $T_i$  是激波第  $i$  次运动的周期, 则其频率  $F_i = \frac{1}{T_i}$ 。根据  $T_i$  和  $F_i$ , 可算出激波运动的平均周期  $\bar{T}$ 、平均频率  $\bar{F}$  和它们的概率密度函数 pdf。值得指出的是激波振荡频率的平均值不等于激波振荡周期的平均值的倒数, 即  $\bar{F} \neq \frac{1}{\bar{T}}$ 。这是因为  $F_i$  和  $T_i$  不成线性关系。脉动信号的零次交叉频率  $F_c$  是脉动量分析中常用的另一物理量, 它定义为  $F_c = \frac{1}{\bar{T}}$ 。

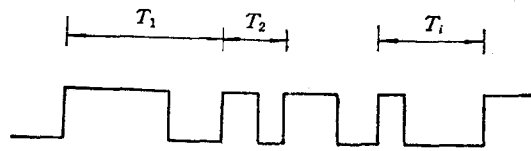


图 3 间歇函数和激波运动周期的定义

### 3. 间歇区内分离激波上下游两带的平均热流率和标准偏差

我们用上述的条件采样法分别处理了  $90^\circ(20/80)$  和  $90^\circ(8/80)$  二个前向台阶上游间歇区各测点所获得的热流信号, 并计算出分离激波上游带和下游带的平均热流率和标准偏差, 绘制成图 4 和图 5。从图中可以看出: 激波上游带的平均热流率和标准偏差与相应的无扰动平板值之差全在测试误差范围之内。可认为  $\bar{q}_u = \bar{q}_{w0}$ ,  $\sigma q_u = \sigma q_{w0}$ 。激波下游带的平均热流和标准偏差却明显增大, 平均热流率为无扰动平板值的 2~3 倍, 标准偏差为无扰动值 6~10 倍。

根据定义, 间歇区的平均热流率  $\bar{q}_w$  可用  $\bar{q}_u$  和  $\bar{q}_d$  来表示, 即

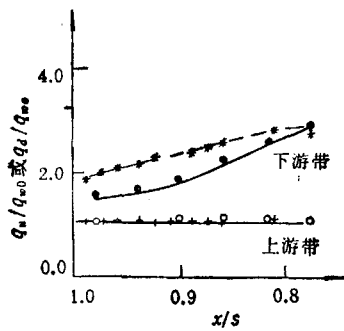


图 4 间歇区激波上、下游带平均热流率分布  
○, 90°(8/80) +, \*90°(20/80)

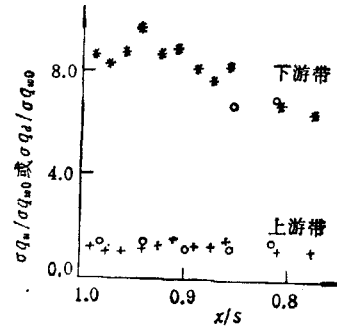


图 5 间歇区激波上、下游带热流标准偏差分布  
○, 90°(8/80) +, \*90°(20/80)

$$\bar{q}_w = (1 - \Gamma)\bar{q}_u + \Gamma\bar{q}_d = (1 - \Gamma)\bar{q}_{w0} + \Gamma\bar{q}_d \quad (6)$$

这意味着  $\bar{q}_d$  是间歇区热流率扰动的平均强度。图 4 表明这种扰动的平均强度在整个间歇区是不等的,它随着向下游推移增强,最后达到分离区的平台值。也就是说,间歇区内  $\bar{q}_w$  的增大是扰动强度和  $\Gamma$  同时增大的结果,而不是扰动强度不变仅  $\Gamma$  增大所致。这显然与 Muck 等人<sup>[1]</sup>推论的间歇区内的激波是一个有明显空间振荡的单波相矛盾。Muck 等人认为间歇信号中的小尖峰脉动是由于激波根部只跨越了传感元件的局部,分析时应排除掉。如果我们仔细观察本次实验同时记录的间歇区各点的热流信号(图 2),不难发现:在间歇区某测点出现小尖峰脉动后,其下游各测点也几乎同时出现尖峰状信号,但幅值随着流向距离增大而加大,大约在二分之一来流边界层厚度的距离后脉动幅值才近似相等。由此可以预测分离激波的根部为一束压缩波,波的流向展长约二分之一来流边界层厚度,在边界层外再汇聚成一体,形成单一主激波。这种激波结构的不稳定性是产生低频高幅值热流脉动的主要原因。

#### 4. 分离激波沿流向运动的尺度

图 6 给出间歇因子  $\Gamma$  随  $x/s$  的分布。实际上,间歇因子表示流体穿过分离激波的概率。因此,分离激波沿流向运动的尺度可定义为  $\Gamma$  从零上升到 1 经过的距离。但实验上精确确定其上、下边界是很难的,在本文中这两个边界分别定为  $\Gamma = 0.04$  和  $\Gamma = 0.99$ 。这样得到的分离激波沿流向运动尺度约为台阶上游分离激波影响区域长度  $s$  的 22%,  $\Gamma$  可近似表示成

$$\Gamma = e^{-0.44\left(\frac{x}{s} - 0.78\right)^2} \quad \left(\frac{x}{s}: 0 \sim 0.78\right) \quad (7)$$

其中  $x$  表示以前向台阶拐角线为起点,沿台阶上游平板中心线的距离; $s$  表示激波运动的上边界和前向台阶拐角之间的距离,即分离激波上游影响区域长度。

#### 5. 分离激波振荡频率

用上述的条件采样法得到的分离激波运动频率  $F_i$ , 计算了间歇区各测点的频率概率密度函数  $pdf$  和零次交叉频率  $F_c$ 。图 7 表明  $F_c$  的峰值约 2 千赫,频率相当低,与超音速从壁面压力脉动信号所得的结果相近<sup>[4]</sup>。图 8 给出 90°(8/80) 模型在  $x/s = 0.9$  处激波运动频率概率密度函数。结果表明:激波振荡频率不是单一的,它包含了一个频带<sup>[5]</sup>,不过概率大的频率仍在 1~3 千赫,平均频率为 2.8 千赫。

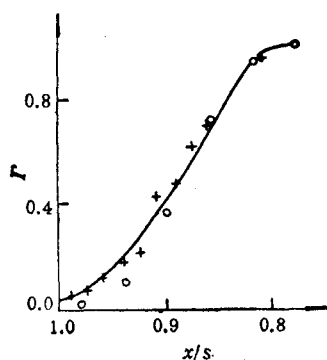


图6 间歇因子分布

○ 90°(8/80) + 90°(20/80)

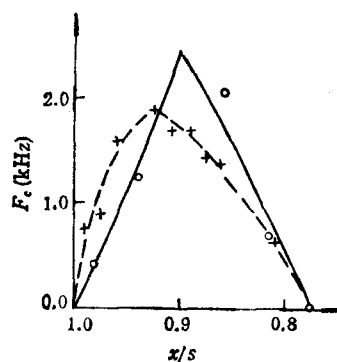


图7 零次交叉频率的分布

○ 90°(8/80) + 90°(20/80)

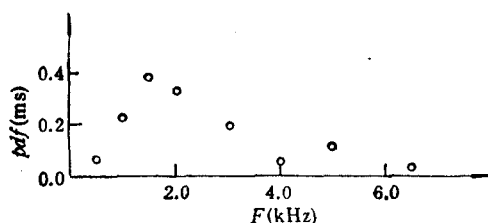


图8 分离激波振荡频率的概率密度函数

#### 四、结 论

本文通过有限展长前向台阶诱导激波和高超音速湍流边界层相互作用区的表面热流率脉动测量和条件采样技术的分析,可以得出:

1. 在激波诱导的高超音速湍流分离流场中,分离激波的根部为一束压缩波,这些波的流向展长约二分之一来流边界层厚度,在边界层外再汇聚一体,形成单一主分离激波。

2. 分离激波结构是极其不稳定的,它在其影响起始区域大尺度来回运动,沿流向的运动区间长度约为台阶上游受激波影响的区域长度的22%;振荡频率为一个宽频带,主要集中在1~3千赫,是低频振荡。

3. 分离激波在台阶上游的影响区域可视为两部分组成,即间歇区和分离区。在间歇区,热流信号由低频高幅热流脉动和无扰动的湍流边界层热流信号叠加而成。可以认为这是间歇性是分离激波系统大尺度振荡的结果。分离区的热流信号无间歇性。

**致谢** 在本课题的研究中,力学所激波管和激波风洞实验室给予了大力协作,在此向他们表示衷心感谢。

#### 参 考 文 献

- [1] 王世芬、李清泉,空气动力学学报,6,1(1988).
- [2] Hayashi, M., Aso, S., Tan, A., *AIAA J.*, 27, 4 (1989), 399—404.

- [3] Muck, K. C., Dussauge, J.P., Bogdonoff, S. M., *AIAA* 85-179.  
[4] Dolling, D. S., Murphy, M., *AIAA* 82-986.  
[5] Andreopoulos, J., Muck, K. C., *AIAA* 86-342.

## NATURE OF THE SURFACE HEAT TRANSFER FLUCTUATION IN A HYPERSONIC SEPARATED TURBULENT FLOW

Wang Shifen Li Qingquan

(*Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences*)

**Abstract** This paper presents the results of an experimental study of the unsteady nature of a hypersonic separated turbulent flow. The nominal test conditions were a freestream Mach number of 7.8 and a unit Reynolds number of  $3.5 \times 10^7/m$ . The separated flow was generated using finite span forward facing steps. An array of flush mounted high spatial resolution and fast response platinum film resistance thermometers was used to make multi-channel measurements of the fluctuating surface heat transfer within the separated flow. Conditional sampling analysis of the signals shows that the root of separation shock wave consists of a series of compression wave extending over a streamwise length about one half of the incoming boundary layer thickness. The compression waves converge into a single leading shock beyond the boundary layer. The shock structure is unsteady and undergoes large-scale motion in the streamwise direction. The length scale of the motion is about 22 percent of the upstream influence length of the separation shock wave. There exists a wide band of frequency of oscillations of the shock system. Most of the frequencies are in the range of 1—3 KHz. The heat transfer fluctuates intermittently between the undisturbed level and the disturbed level within the range of motion of the separation shock wave. This intermittent phenomenon is considered the consequence of the large-scale shock system oscillations. Downstream of the range of shock wave motion there is a separated region where the flow experiences continuous compression and no intermittency phenomenon is observed.

**Key words** hypersonic separated turbulent flow, shock, wave and turbulent boundary layer interaction, heat transfer fluctuation, unsteady shock structure