

313-31P

12

# 马赫数对后掠激波和湍流边界层 干扰特性的影响\*

王宇 王世芬

V211.41

中国科学院力学研究所, 北京(邮政编码 100080)

**摘要** 本文介绍了尖前缘翼诱导激波和湍流边界层干扰流场壁面特性, 着重强调马赫数影响。给出  $2.0 \leq M_\infty \leq 8.2$ 、 $\alpha \leq 35^\circ$  分离流场中, 锥型干扰区内主分离线和再附线位置与无粘激波角  $\beta_0$  和迎角  $\alpha$  的相关式, 证实无粘条件是控制锥型区尺度的主要因素。而高超声速与超声速干扰流中二次分离随激波强度的不同发展, 表明干扰流场的细致结构与可压缩性有关。

**关键词** 高超声速流, 分离流, 激波与边界层干扰, 流动显示, 尖前缘翼。

高超音速流动,  $M_\infty$

## 引言

激波与湍流边界层的干扰是当今流体力学界的一个重要研究课题, 它在高速飞行器的研究设计中有着广泛的应用基础。近二十多年来, 学者们已在超声速领域对这一课题进行了广泛的研究, 也取得了很多有意义的成果。Lu 和 Settles<sup>[1-2]</sup>研究了  $2.0 \leq M_\infty \leq 4.0$  时尖前缘翼的干扰情况, 他们把其干扰流场分为起始区和锥型区, 并给出无量纲起始区长度  $l/\delta$  和锥型区干扰尺度  $\beta$  与无粘激波角  $\beta_0$  的相关式。但这些结果能否推广到高超声速领域还是个谜。目前, 高超声速范畴的研究基本上还是空白, 国内外所能见到的资料屈指几篇。最近, 我们用表面油流显示、液晶温度显示、表面热流率和压力测量四种测试技术, 详细考察了马赫数 7.8 气流绕  $30^\circ$  迎角尖前缘翼流动的壁面特性, 发现其锥型区干扰尺度  $\beta$  大于 Lu 和 Settles 相关式的外推值<sup>[1]</sup>。现代高超声速飞行器和推进系统的发展, 急需高马赫数干扰流的数据, 以揭示流动本质, 满足工程设计和理论计算的需要。

为了研究高超声速干扰流壁面流场的细致结构, 实验采用了油流显示技术, 考察马赫数 6.7 和 7.8 两种气流绕  $10^\circ \sim 35^\circ$  迎角尖前缘翼的流动。通过油流谱图的分析, 确定干扰流场中重要特性参数——分离线和再附线的位置, 了解马赫数和迎角对干扰流场结构和尺度的影响, 找出高超声速和超声速两种干扰流场的相似性及其差异, 为高超声速流体力学数值计算方法的改进和简单工程预计方法的建立提供依据。

\* 国家自然科学基金资助项目。

## 一、实验设备、模型和测试技术

实验在中国科学院力学研究所 JF<sub>19</sub> 高超声速炮风洞中进行。名义气流马赫数为 7.8, 滞止压力 17.2MPa, 滞止温度 770K, 壁温与自由流滞止温度之比为 0.39, 相应的单位长度雷诺数  $3.5 \times 10^7/m$ 。气流准定常时间为 20ms。

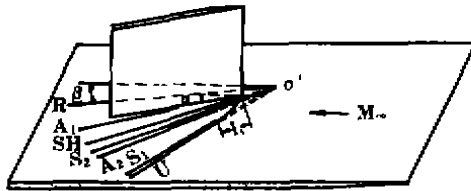


图 1 实验模型和主要壁面特性示意图  
Fig. 1 Test model and sketch showing key surface features

实验模型由 550mm × 300mm 尖前缘平板和高 90mm, 弦长 190mm 无后掠尖前缘翼组成(图 1)。实验时, 翼通过连接板垂直紧固在平板上。连接板加工成有迎角的形式, 用更换连接板的方法改变其翼面的迎角。平板可以水平安装, 也可以有 5° 预迎角, 以改变来流参数, 得到  $M_\infty = 6.7$  的气流。翼前缘距平板前缘约 350mm,

在本实验中其边界层已充分发展成湍流。

为揭示干扰流场特性, 本文根据高超声速脉冲型风洞运行特点, 选用了新型的油流显示技术——蜡纸贮存法, 直接从模型表面获取全尺度油流谱图。所得的图形避免了在照相和印放相片中因摄像角度、光学相差、光源布置等原因造成的偏差。图像清晰, 便于测量。有关技术细节参见文献[4]。

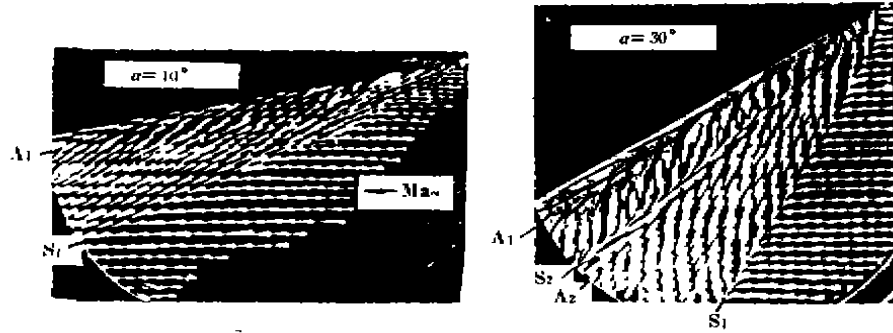
## 二、实验结果和讨论

### 1. 干扰流场的结构

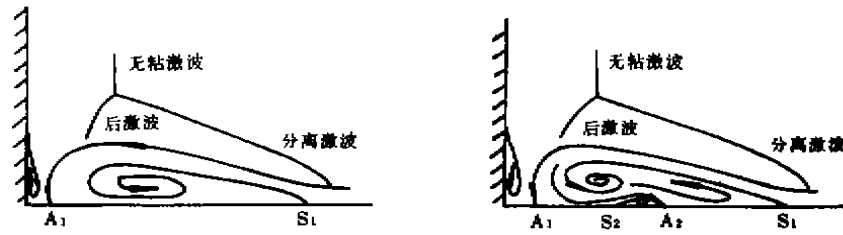
图 2 (a) 给出本实验所获得的两幅典型的油流谱图。从图中可以清楚看出, 当翼面迎角较小时, 平板干扰区仅有一条油流的聚积线和一条油流发散的离心线, 前者称主分离线  $S_1$ , 后者称主再附线  $A_1$ , 但当翼面迎角较大时, 干扰区出现了两条油流的聚积线和两条油流发散的离心线, 流动发生了二次分离和再附, 记为  $S_2$  和  $A_2$ 。这些特性线除在翼前缘附近发生弯曲外, 随着向下流的推移呈直线型。若将特性线的直线段和翼面的无粘激波反向延长, 则几乎交于一点。这结果有力证实, 高超声速后掠激波边界层干扰流场仍具有超声速干扰流场的准锥特性, 沿展向流场可分为弯曲的起始区和锥型区。

根据本实验所获得的干扰区油流谱图以及 Alvi 和 Settles<sup>[5]</sup> 用 PLS 成像技术得到的后掠激波和边界层相互作用流场结构, 不难推出高超声速干扰流在无粘激波垂直平面内的流动结构(图 2 (b))。在小迎角尖前缘翼干扰流中, 平板上只有一个大分离涡和一个紧靠翼面拐角的小分离涡, 但在大迎角尖前缘翼干扰流中, 除上述两个分离涡外, 在大分离涡底层还存在一个小的二次分离涡。

高超声速干扰流与超声速干扰流的一个明显差异, 高超声速干扰流中上游影响线  $U$  (油流线开始偏转) 紧靠主分离线  $S_1$ 。



(a) 油流图  
(a) Oil flow patterns



(b) 激波垂直平面内流场结构  
(b) Flowfield structures in a plane normal to the shock

图 2 尖前缘翼相互作用流场  
Fig. 2 Flowfield in sharp fin interaction

## 2. 干扰区油流线流向角分布

图 3 给出从  $M_\infty = 7.8$ ,  $10^\circ$  和  $30^\circ$  迎角尖前缘翼干扰区油流图测得的油流线流向角  $\phi$  分布, 其中  $R$ 、 $\beta$  的定义见图 1。结果表明: 在锥型区,  $\phi$  仅是  $\beta$  函数, 其分布规律受流场分离涡制约。在主分离涡作用起始区,  $\phi$  迅速增大, 后达一平台值。激波愈强, 平台

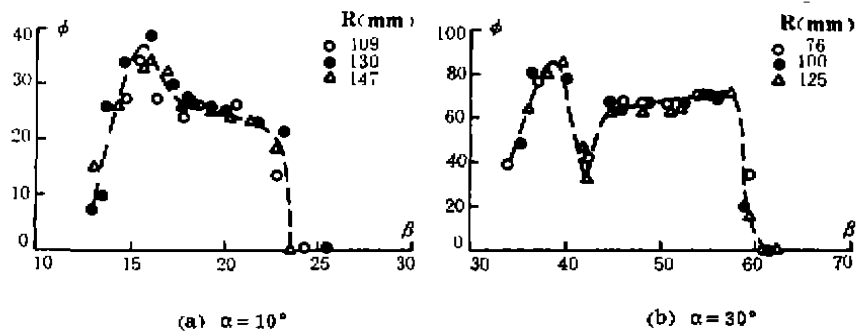


图 3  $M_\infty = 7.8$  时平板上流向角的分布  
Fig. 3 Flow deflection angle distributions on plate at  $M_\infty = 7.8$

值愈大。在二次分离涡作用下,  $\phi$  出现一极小值。在无粘激波附近,  $\phi$  又上升到最大值, 接着又急剧下降。看来, 流向角  $\phi$  极小值的出现是流动二次分离所致。

### 3. 马赫数对干扰特性的影响

#### (1) 起始区

图4给出本实验条件下干扰流无量纲的起始区长度  $\bar{l}_i$  随无粘激波角  $\beta_0$  的分布, 其中  $\bar{l}_i = l_i/\delta$ ,  $\delta$  为翼前缘处的边界层厚度,  $l_i$  是以翼前缘为起点沿无粘激波方向测得的上游影响线弯曲段的长度。从图中可以看出: 在高超声速流中,  $\bar{l}_i$  随  $\beta_0$  缓慢减小。但在超声速干扰流中, Lu 和 Settles 给出

$$\bar{l}_i = -43 + 1680/\beta_0, \quad 20^\circ \leq \beta_0 \leq 35^\circ$$

$$\approx 3, \quad \beta_0 \geq 35^\circ \quad (1)$$

两者变化规律明显不同, 可以认为这是边界层压缩性造成的。

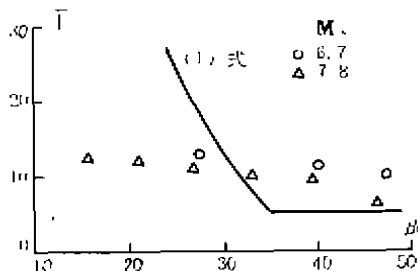


图4 初始区长度随激波角的变化  
Fig. 4 The behavior of inception length with shock angle

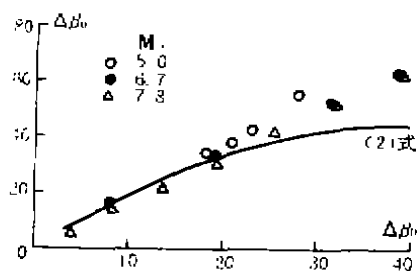


图5 上游影响尺度  
Fig. 5 The upstream influence scaling

#### (2) 主分离和再附

在超声速干扰流中, Lu 和 Settles 认为马赫数对锥型区干扰尺度或者说上游影响线位置的影响可简单地用马赫角  $\mu_\infty$  和无粘激波角  $\beta_0$  来关联, 即

$$\Delta\beta_0 = 2.2\Delta\beta_0 - 0.027\Delta\beta_0^2 \quad (4^\circ < \alpha \leq 22^\circ) \quad (2)$$

其中  $\Delta\beta_0 = \beta_0 - \mu_\infty$ ,  $\Delta\beta_0 = \beta_0 - \mu_\infty$ 。在本实验中,  $\beta_0$  近似等于  $\beta_{S1}$ 。将其结果和 Dolling<sup>6</sup> 在  $M_\infty = 5$  所得的实验数据与(2)式外推值作一比较(图5), 不难看出, 迎角较小时, 不同马赫数下的实验数据和 Lu 相关式符合较好; 迎角增大时, 两者的差别就明显扩大了。

是什么原因造成这种差别呢? 不同马赫数的干扰有没有共同的控制因素? 文献[7]从锥型干扰形成机理出发, 认为无粘激波和尖缘翼面几何边界之间的锥角  $(\beta_0 - \alpha)$  是控制主再附线与翼面间夹角  $(\beta_{A1} - \alpha)$  的主导因素, 而主分离涡尺度  $(\beta_{S1} - \beta_{A1})$  取决于向分离区折回的再附气流的再附位置  $\beta_{A1}$ 。收集整理  $2.0 \leq M_\infty \leq 5.9$  范围内尖前缘翼干扰流的实验数据, 得出

$$\beta_0 - \alpha = 1.7(\beta_{A1} - \alpha) + 4.8 \quad (3)$$

$$\beta_{S1} - \beta_{A1} = 0.69\beta_{A1} + 4.4 \quad (4)$$

联立求解导出

$$\beta_{S1} = \beta_0 + 0.7\alpha - 0.4 \quad (5)$$

图6表明本文的实验结果和(3)、(4)、(5)式符合得很好。图中列举的实验数据其

马赫数覆盖范围很大 ( $2.0 \leq M_\infty \leq 8.2$ )，这说明上述三个相关式既适用于超声速干扰，又适用于高超声速干扰，证实锥型干扰区中大分离涡的尺度主要取决于无粘条件，即  $\beta_0$  和  $\alpha$ ，边界层可压缩性的影响是第二位的。

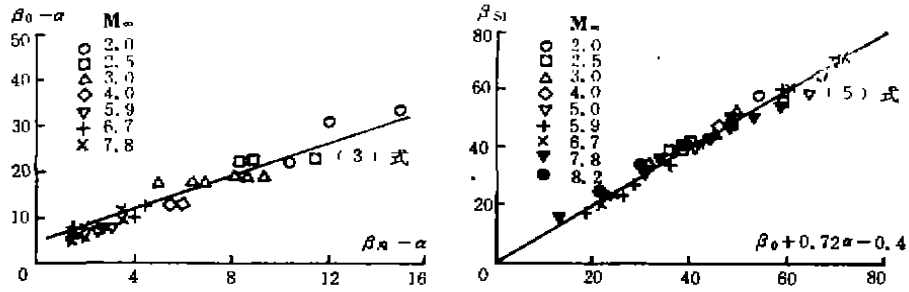
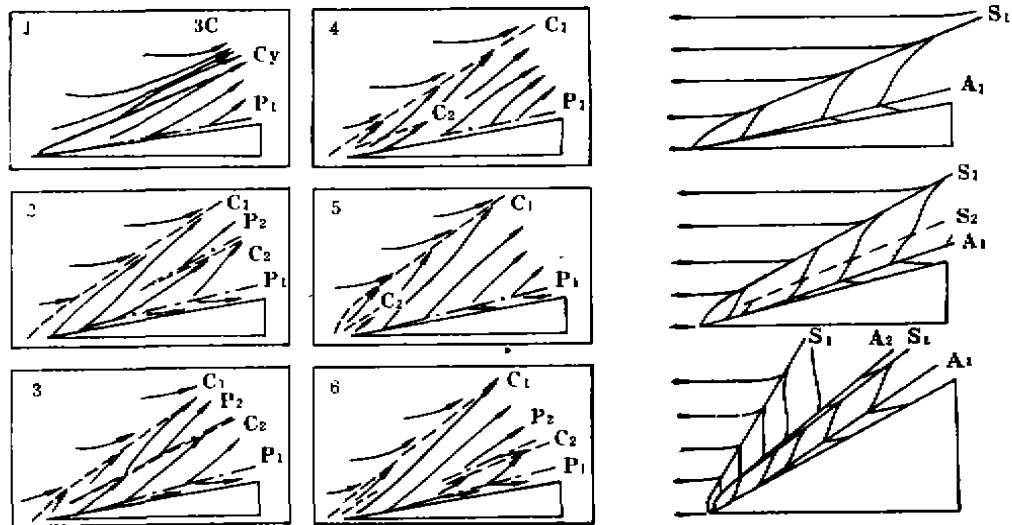


图 6 主分离和再附的尺度

Fig. 6 The scaling law of primary separation and reattachment

(3) 二次分离

仔细考察干扰区壁面流动的细致结构，可以发现，高超声速干扰流中二次分离的发展不同于超声速干扰流的情况(图 7)。在超声速干扰流中，激波强度达到某一值时开始出现二次分离，此时分离线位于锥型干扰区中。随着激波强度的增加，二次分离线不断向翼前缘延伸，但其后又缩小，仅出现在起始区，直至完全消失。但当激波强度继续增



(a) 超声速干扰流中二次分离的发展<sup>[8]</sup>  
(a) The development of secondary separation at supersonic interactions<sup>[8]</sup>

(b) 高超声速干扰流中二次分离的发展  
(b) The development of secondary separation at hypersonic interactions

图 7 二次分离的发展

Fig. 7 The development of secondary separation

大时，又出现二次分离，但分离线的位置向翼面靠拢<sup>[8]</sup>。在本实验中，二次分离一旦出现，其展向区域随着激波强度的增加不断向翼前缘扩展，没有消失再现的现象。二次再附线在二次分离线的外侧，随着展向距离的增加，两者之间的距离加大。油流显示表

明: 在  $M_\infty=7.8$  时,  $15^\circ$  迎角尖前缘翼的干扰流刚刚形成二次分离, 对应的无粘激波法向马赫数  $M_n=2.8$ , 这个值大于文献[9]所给出的超声速干扰流中二次分离开始出现的法向马赫数  $M_n=1.5$ 。这说明干扰区流动的细致结构即二次分离和再附是与可压缩性密切相关。

### 三、结 论

通过高超声速气流绕不同迎角尖前缘翼流动特性的研究及其与超声速干扰流结果的比较, 可得如下结论:

1. 在高超声速流中, 尖前缘翼诱导的干扰流场也具有准锥特性, 可分为起始区和锥型区两部分。在  $2.0 \leq M_\infty \leq 8.2$  范围内, 锥型区中主分离线和再附线的位置及其间距均可用  $\beta_0$  和  $\alpha$  相关。证实无粘条件是控制锥型区大小的主导因素, 而边界层压缩性的影响是第二位的。

2. 高超声速干扰流中二次分离的发展不同于超声速干扰流, 这表明后掠激波和湍流边界层干扰流场的细致结构与可压缩性有关。

3. 在锥型区中, 油流线流向角分布呈“上升—平台—(下降)—再上升—下降”, 其极小值(凹坑)的存在可作为二次分离出现的一个标志。

在本实验研究中, 得到中国科学院力学研究所激波管和激波风洞实验室的大力支持和帮助, 在此表示衷心感谢。

### 参 考 文 献

- 1 Lu F K, Settles G S. *AIAA Journal*, 1990, 28 (1): 91~97
- 2 Lu F K, Settles G S. *AIAA* 89-1850, 1989.
- 3 王世芬, 王 宇, 刘 鹏. 航空学报, 1993, 14 (9): A449-A454
- 4 王世芬, 王 宇. 第七届全国高超声速流学术会议论文集, 1993.
- 5 Alvi F S, Settles G S. *AIAA* 91-1768, 1991.
- 6 Schmisser J D, Dolling D S. *AIAA* 92-748, 1992.
- 7 王 宇. 硕士论文, 北京航空航天大学, 1992.
- 8 Zheltovodov A A, Maksimov A I, Shilein E K. *Inst. Theor. and Applied Mechanics, Novosibirsk*, 1987, 67~91
- 9 Settles G S, Dolling D S. *AIAA* 90-375, 1990.

## Effects of Mach Number on Surface Features of Interaction Between Swept Shock and Turbulent Boundary Layer

Wang Yu Wang Shifen

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

**Abstract** This paper presents the surface characteristics of the interaction between shock wave and turbulent boundary layer induced by sharp fin with emphasis on Mach number effects. The positions of primary separation lines and attachment lines in conical separation flow field were well correlated with the inviscid shock wave angle and attack angle under the conditions of  $2.0 \leq M_\infty \leq 8.2$  and  $\alpha \leq 35^\circ$ . Again, inviscid parameters proved of the main factors dominating the scales of conical interaction zone. The different developments of secondary separation with the strength of shock wave between hypersonic and supersonic interaction fields show that the delicate structures of the flow field are affected by compressibility.

**Key words** hypersonic flow, separated flow, shock-boundary layer interaction, flow visualization, sharp fin.