

尖前缘翼干扰区的壁面压力和热流率分布*

王世芬 王 宇

中国科学院力学研究所, 北京(邮政编码 100080)

摘要 本文给出 $M_\infty=7.8$ 和 6.72 , $Re_\infty=3.5 \times 10^7/m$ 和 $5.4 \times 10^7/m$ 气流绕迎角为 20° 、 30° 和 35° 尖前缘翼运动时, 平板锥型干扰区的壁面压力和热流率分布。结果表明: (1) 平板锥型干扰区的特征几何尺度与无粘激波角 β_0 和翼迎角 α 相关, 而壁面压力和热流率的峰值与法向马赫数 M_n 相关。(2) 翼面压力和热流率分布由于受拐角涡影响, 前者在翼根部呈波谷状, 而后者呈波峰状, 影响尺度与翼前缘处来流边界层厚度有关。

关键词 高超声速分离流, 激波和湍流边界层干扰, 尖前缘翼, 壁面压力分布, 热流率分布。

引言

平板-尖前缘翼作为高速飞行器局部外形的一种典型代表, 我们曾用表面油流和液晶显示、表面热流率和压力测量四种测试技术, 研究了 $M_\infty=7.8$ 、 $Re_\infty=3.5 \times 10^7/m$ 气流绕 30° 迎角尖前缘翼运动时平板干扰流场特性^[1]。本文将研究进一步深化, 通过 $M_\infty=6.72$ 和 7.8 、 $Re_\infty=5.4 \times 10^7/m$ 和 $3.5 \times 10^7/m$ 气流绕迎角为 20° 、 30° 和 35° 尖前缘翼运动时, 平板锥型干扰区壁面压力和热流率分布测量, 考察强激波与边界层相互作用引起二次分离时壁面压力和热流率分布特性及特征参数的变化, 分析控制这些特征参数的主导因素, 并研究 $M_\infty=7.8$ 、 $Re_\infty=3.5 \times 10^7/m$ 气流条件下, 距前缘115mm处翼面的压力和热流率随展向距离和翼迎角的变化。本文简述这一研究结果。

一、实验设备、模型和测试技术

实验是在中国科学院力学研究所 JF_{1B} 高超声速炮风洞中进行的。试验段气流参数是 $M_\infty=7.8$ 、 $Re_\infty=3.5 \times 10^7/m$ 。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)。翼迎角为 20° 、 30° 和 35° 。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 $M_\infty=6.72$ 的气流。

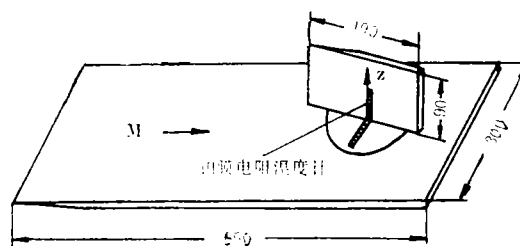


图3 实验模型
Fig.1 Test model

* 国家自然科学基金资助项目。

本文于1994年3月12日收到, 12月7日收到修改稿。

翼前缘距平板前缘约350mm, 本实验中翼前缘处光平板边界层已充分发展成湍流。

实验中所用的测热元件为条形铂膜电阻温度计, 与模型表面齐平。被测信号放大后经热模拟网络变换成与热流率成正比的电信号, 由多通道数据存贮器记录。测压元件为压阻式传感器, 用内径1.4mm的紫铜管与模型表面测压孔相连, 被测信号放大后送数据存贮器。

二、实验结果和讨论

1. 平板锥型干扰区壁面压力和热流率分布

图2给出 $M_\infty = 6.72$ 、 $Re_\infty = 5.4 \times 10^7/m$ 气流绕 35° 迎角尖前缘翼运动时, 平板锥型干扰区用无干扰值无量纲化的壁面压力和热流率随 β 变化, 并与油流谱图作一对照。结果

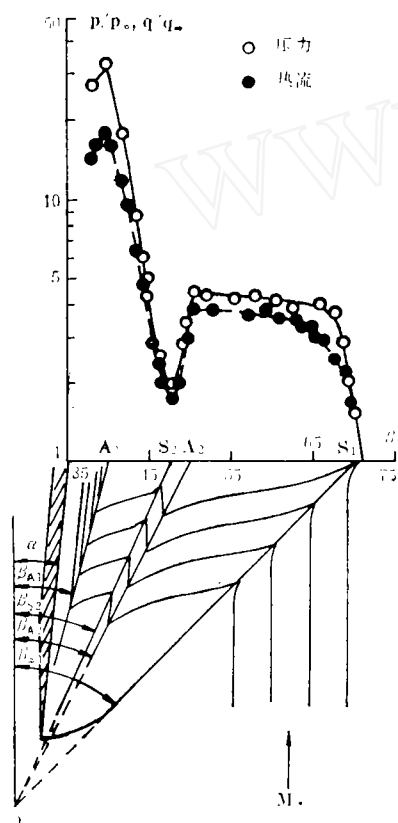


图2 干扰区壁面压力和热流率分布
Fig.2 Distributions of wall pressure and heating rate in the interaction region

在以虚假原点为顶点的极坐标系(图2)中, 主分离线、主再附线、翼诱导的无粘激波与平板交线、压力和热流率开始上升、及峰值压力和热流率的位置与来流方向的夹角。

$\lambda_{p, q_{max}}$ 为以翼顶点为原点的极坐标系中, 峰值压力和热流率的位置与来流方向的夹角。 α 为翼面与来流方向的夹角。锥型干扰区的初始峰压 P_{IP} 和最大峰值 P_{max} 与法向马赫数 M_∞ 相关(图3), 即

表明, 在干扰起始区, 壁面压力和热流率迅速上升, 后平缓变化, 在二次再附线 A_2 处达初始峰值, 接着急剧下降, 在二次分离线 S_2 处达极小值, 再急剧上升, 在主再附线 A_1 处达最大峰值, 靠近翼面又下降。由此可见, 干扰区壁面压力和热流率分布完全受分离涡制约。只有再附压力足够高, 致使向主分离泡折回的那部分再附气流加速, 形成一个新的逆压梯度, 才会产生二次分离。

2. 平板锥型干扰区特征参数的相关性

由壁面压力和热流率测量可知, 锥型干扰区压力和热流率谷值的位置在无粘激波与平板交线的外侧 $1 \sim 2^\circ$ 处, 而压力和热流率初始上升和最大峰值的位置与无粘激波角 β_0 和翼迎角 α 相关, 可用文献[2]和[3]中的公式近似估算。即

$$\beta_I \approx \beta_{s1} = \beta_0 + 0.7\alpha - 0.4$$

$$\beta_{p, q_{max}} = \beta_{A1} = 0.59\beta_0 + 0.41\alpha - 2.82$$

$$\text{或 } \lambda_{p, q_{max}} - \alpha = 0.28(\beta_0 - \alpha)$$

式中 β_{s1} 、 β_{A1} 、 β_0 、 β_I 、 $\beta_{p, q_{max}}$ 分别表示

$$P_{1P}/P_\infty = 2.75M_\infty^{0.5} - 17.5$$

$$p_{\max}/p_\infty = M_\infty^{2.2}$$

在本实验条件下,无量纲谷值压力为1.8~2.2。干扰区最大峰值热流 q_{\max} 是自由剪切层再附的结果,与最大峰压 p_{\max} 并存,两者之间满足Holden相关式^[4](图4)。

$$q_{\max}/q_\infty = (P_{\max}/P_\infty)^{0.85}$$

值得指出的是干扰区热流率分布的形状受激波强度影响。当激波较弱时,热流率分布无平台区,只有激波足够强才出现近似平台区,并在二次分离处产生低谷,但平台区的平坦度低于压力分布。在本实验条件下,无量纲谷值热流率为1.5~1.7,而初始峰压位置上热流率 q_{1P} 为

$$q_{1P}/q_\infty = (P_{1P}/P_\infty)^n \quad 0.85 < n < 1$$

式中 P_∞ 和 q_∞ 分别为光平板壁面压力和热流。

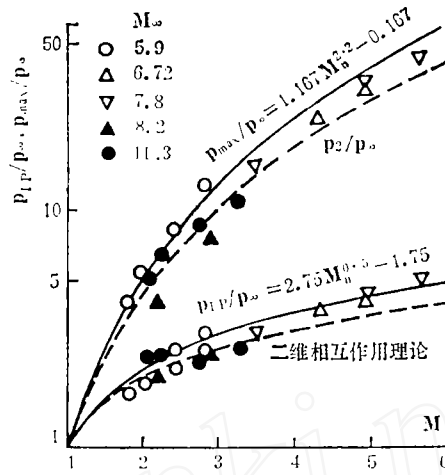


图 3 初始峰值和最大峰值压力

Fig.3 Initial and maximum peak pressures

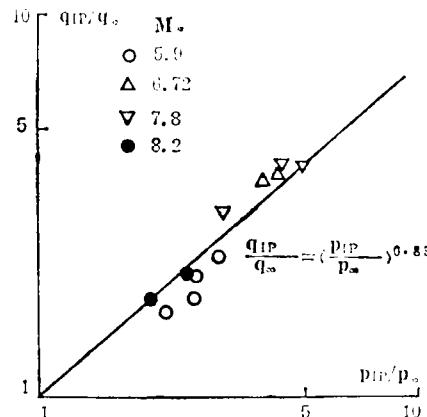
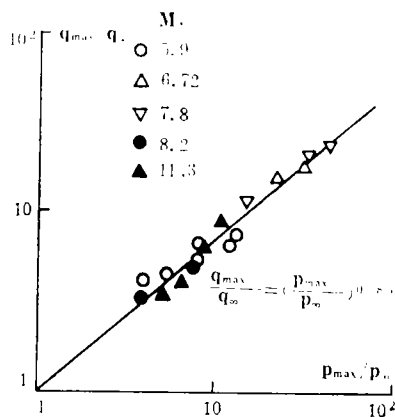


图 4 干扰区峰值热流率和峰值压力关系

Fig.4 Correlation of peak heating rates with peak pressures in the interaction region

3. 翼面压力和热流率分布

图 5 给出 $M_\infty=7.8$ 、 $Re_\infty=3.5 \times 10^7/m$ 气流绕迎角为 20° 、 30° 和 35° 尖前缘翼运动时,距翼前缘115mm处压力和热流率沿翼展的分布。结果表明,翼面压力随着与平板间距的加大而上升,其值除翼根部小于无粘激波后压力、变化速率较快外,上部翼面压力等于或略高波后无粘值。可以认为在本实验条件下,翼根部拐角涡尺度较小,大部分翼面不受拐角涡干扰,为附着流。翼面热流率分布与压力分布不同,在翼根部热流率随着与平板间距的加大而下降,但很快转入平缓上升,其下降区域尺度与压力分布中低于波后的无粘压力区域的尺度相当。翼迎角愈大,翼根部拐角区热流率和压力梯度愈大,无拐角涡干扰的翼面热流率和压力也愈大。将本结果与Kussoy等人给出的 $5 \sim 15^\circ$ 翼面压

力和热流率分布^[5]作一对比,可以看出拐角涡影响的高度与翼前缘处来流边界层厚度有关。由于本实验翼前缘处平板边界层薄,拐角涡影响区域较小,再加上测点空间分辨率

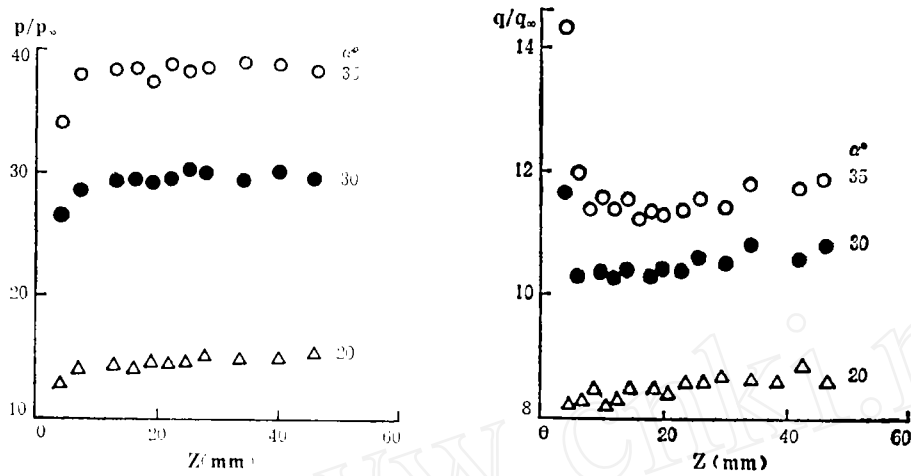


图5 翼面压力和热流率沿翼展分布

Fig.5 Distributions of wall pressure and heating rate along the span on lin

的限制,本文尚未得到翼根部区压力的最小值和热流率的最大值。两实验的另一差别是本实验来流雷诺数高,致使翼面无拐角涡影响区域的热流率接近湍流值,而Kussoy结果接近层流或转捩值。

三、结 论

通过高超声速流绕无后掠尖前缘翼运动,平板干扰区、翼面的压力和热流率测量分析,可得如下结论:

1. 平板锥型干扰区的特征几何尺度与无粘激波角 β_0 和翼迎角 α 相关,而压力和热流率的峰值与法向马赫数 M_n 相关。
2. 二次分离涡尺度较小,紧靠无粘激波的外侧。二次分离是部分再附气流返回分离泡途中受逆压梯度影响所致。
3. 翼面压力和热流率沿展向分布可分二个区域:在拐角涡影响的翼根部区,压力分布呈波谷状,热流率分布呈波峰状;在无拐角涡影响的翼面,压力近似为激波后无粘值,热流率可用参考焓平板热流率公式估算。拐角涡影响尺度与翼前缘平板边界层厚度有关。

参 考 文 献

- 1 王世芬, 王宇, 刘鹏. 高超音速后掠激波与边界层干扰流场特性, 航空学报A辑, 1993, 14(9):449~454
- 2 王宇, 王世芬. 马赫数对后掠激波和湍流边界层干扰特性的影响. 空气动力学学报, 1994, 12(3):313~319
- 3 Scuderi L F. Expressions for Predicting 3D Shock Wave-Turbulent Boundary Layer Interaction pressures and Heating Rates. AIAA 78-162, 1978.
- 4 Holden M S. Experimental Study of Quasi-Two-Dimensional and Three-Dimensional Viscous Interaction Regions Induced by Skewed Shock and Swept Shock Boundary Layer Interaction. AIAA 84-1677, 1984.
- 5 Kussoy M I, Kim K S, Horstman K C. An Experimental Study of a Three-Dimensional Shock Wave/Turbulent Boundary Layer Interaction at Hypersonic Speed. AIAA 91-1761, 1991.

Distributions of Wall Pressure and Heating Rate in Sharp Fin-Induced Shock Wave/Turbulent Boundary Layer Interactions

Wang Shifen Wang Yu

(Institute of Mechanics, Chinese Academy of Science)

Abstract This paper presents the distributions of wall pressure and heating rate on the flat plate and fin surface for 20° , 30° and 35° unswept sharp fins at freestream Mach numbers of 7.8 and 6.72, unit Reynolds number of $3.5 \times 10^7/\text{m}$ and $5.4 \times 10^7/\text{m}$. The results show that the characteristic geometry scales of the conical interaction region can be correlated with inviscid shock angle β_0 and attack angle α . The peak values of wall pressure and heating rate can be simply accounted for by M_n , the component of freestream Mach number in the direction normal to shock wave. On the fin surface there are pronounced minimum pressure and maximum heating rate near the corner, caused by a corner vortex. The upward extent of disturbance has relation to the incoming boundary layer thickness.

Key words hypersonic separated flows, shock wave/turbulent boundary layer interaction, sharp fin, wall pressure distribution, heating rate distribution.