不同入射激波条件下激波与湍流边界层干扰的实验研究

陆小革^{*}, 易仕和, 牛海波, 何霖, 冈敦殿

国防科技大学空天科学学院, 长沙 410073

^{*}联系人, E-mail: luxiaoge18@163.com

收稿日期: 2020-02-28; 接受日期: 2020-04-14; 网络出版日期: 2020-07-17

国家重点研发计划(编号: 2019YFA0405300, 2016YFA0401200)、国家重大科研仪器研制项目(编号: 11527802)和国家自然科学基金重大研究计划(编号: 91752102, 11832018)资助项目

摘要 本文在 $Ma=3.4$ 超声速低噪声风洞中开展了不同入射激波条件下激波与来流壁面湍流边界层干扰的相关实验研究, 得到了不同入射激波条件下的精细流场结构、壁面压力、壁面温度分布以及他们之间的相互关系. 利用基于纳米示踪的平面激光散射技术(NPLS)在单位雷诺数 $6.30 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 条件下获得了激波与湍流边界层干扰典型流场精细的瞬态流动结构图像, 并对瞬态流动图像进行统计分析, 得到的诱导激波振荡位置满足正态分布. 同时利用大气数据系统得到了不同入射激波条件下干扰区的壁面压力分布, 以及不同入射激波强度下分离区流动结构与壁面压力变化的关系. 利用温敏漆(TSP)技术, 得到不同入射激波条件下干扰区模型壁面温度分布, 分析了激波与湍流边界层干扰过程中出现Görtler涡引起的条带结构与入射激波强度的关系.

关键词 超声速边界层, 激波与湍流边界层干扰(SWTBLI), 纳米示踪的平面激光散射技术(NPLS), 温敏漆(TSP)

PACS: 47.40.Ki, 47.50.Ef, 47.54.De, 47.80.Jk

1 引言

激波与边界层干扰问题广泛存在于各类超声速或高超声速飞行器的外部和内部流动中, 是一种普遍存在的典型流动结构. 激波与边界层干扰的非定常特性与来流的马赫数、来流边界层流动的特征、激波的产生方式、入射激波的强度等有密切的关系, 并且对超声速或高超声速飞行器的飞行性能具有重要的影响, 因此, 激波与边界层干扰具有十分重要的理论研究价

值和工程应用背景. 1939年, Ferri^[1]在高速风洞中开展翼型试验时, 在不同来流马赫数和不同模型攻角下观察到激波与边界层干扰的现象. 在此发现的基础上, 经过近八十年的探索, 激波与边界层干扰的流动基本结构和非定常特性等方面都得到了广泛的研究, 并取得了一定的成果. 在众多的研究中, 包括对来流边界层流动状态为层流状态和湍流状态的研究, 其中, 对来流边界层为层流状态的干扰特性已经得到比较一致的认识, 而对于飞行器来说, 来流边界层为湍流状态的

引用格式: 陆小革, 易仕和, 牛海波, 等. 不同入射激波条件下激波与湍流边界层干扰的实验研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 104706
Lu X G, Yi S H, Niu H B, et al. Experimental study on shock and turbulent boundary layer interactions under different incident shock waves (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2020, 50: 104706, doi: 10.1360/SSPMA-2020-0055

激波与湍流边界层干扰(Shock Wave/Turbulent Boundary Layer Interactions, SWTBLI)相比之下比较普遍, SWTBLI的流动特性比来流为层流时更加复杂. 20世纪40年代, Fage和Sargent^[2], Ackeret等人^[3], Liepmann^[4], Donaldson和Du^[5]采用风洞试验及无黏理论分析的研究方法揭示了激波与边界层干扰的重要性, 同时发现跨声速条件下激波与边界层干扰的特性与来流边界层的流场结构(层流边界层或湍流边界层)密切相关. 20世纪40年代后期, Green^[6]结合分离区流动结构图像, 在跨声速到高超声速速度范围内阐述了激波与边界层干扰的流体动力学问题. Hankey和Holden^[7], Adamson Jr.和Messiter^[8]在超声速条件下对来流边界层为层流和湍流时二维激波与边界层干扰的研究进行了初步的总结. Détery和Dussauge^[9]指出, 对于不同强度的入射激波其分离区产生流动分离的作用机制不一样. Liang等人^[10]研究了不同强度会聚激波作用于气泡的动力学特性, 重点分析了激波强度以及激波速度对界面化的激波形状的影响.

随着对激波与边界层干扰的深入研究, 数值仿真和流动显示等技术被大量地应用到激波与边界层干扰的大尺度流动结构及其非定常运动特性上. 研究表明, 边界层来流中的大尺度拟序结构对激波与边界层干扰的非定常特性具有重要的影响. 童福林等人^[11]通过数值模拟研究入射激波作用点位置改变对膨胀区结构的影响, 得到分离泡的脉动强度变化直接影响膨胀区内的动力学特性. Wu和Martin^[12]的研究发现, 激波与边界层干扰中大尺度结构低频运动的时间尺度比来流边界层中原有的特征时间尺度要大. 姚瑶和高波^[13]针对入射激波与边界层干扰引起边界层分离特性建立理论预测模型, 运用该理论模型, 通过简化分离激波和再附激波结构, 得到分离泡高度与来流马赫数、外压缩角及飞行高度的变化规律. Andreopoulos和Muck^[14]指出, 激波与边界层干扰的非定常特性与来流边界层中的频率特性有着密切的联系. Pirozzoli和Grasso^[15]采用DNS方法研究激波与边界层干扰, 他们指出激波与边界层干扰中大尺度结构的非定常特性与来流流场中的噪声反馈有关. Dupont等人^[16]通过实验研究了激波与边界层干扰, 发现反射激波的低频运动与干扰区分离泡运动的规律存在联系. 张悦等人^[17]针对高速进气道中普遍存在的激波与边界层干扰流动现象, 总结了不同类型干扰现象简化模型得到的干扰特性及相关的研究进

展. 基于纳米示踪的平面激光散射(Nano-tracer-based Planar Laser Scattering, NPLS)技术是本课题组自主开发的流场精细测试技术, 赵玉新等人^[18,19]将NPLS技术用于激波与边界层干扰的实验研究中, 观测到了激波与边界层干扰流场中的微尺度结构. 何霖等人^[20-22]获得了不同入射激波强度条件下激波与边界层干扰流场的流向平面和展向平面精细结构, 并对其速度场进行分析. 全鹏程等人^[23]通过NPLS技术得到了层流和湍流边界层状态下干扰区域流场精细结构, 指出了不同来流边界层状态下分离泡的结构特征. Wang等人^[24]给出了采用微型涡流发生器流动控制作用下激波与湍流边界层干扰的流场精细结构, 分析了其流动控制机理与来流边界层中的时均结构有关. 陶渊^[25]以高超声速进气道起动或不起动为背景, 采用数值模拟、风洞实验等方式研究了进气道中激波与边界层干扰的各种现象. 尽管目前对激波与边界层干扰的研究取得了很多成果, 但其流动的机理仍然需要继续探索研究.

本文选择入射斜激波与风洞洞体壁面来流湍流边界层的干扰作为研究对象, 主要研究了不同入射激波条件下激波与来流壁面湍流边界层干扰的流动精细结构, 并对干扰区域的壁面压力分布和温度分布与流动结构的关系进行了分析.

2 实验设备与测试技术

2.1 超声速低噪声风洞及实验模型

本文的激波与湍流边界层干扰相关实验研究是在国防科技大学空气动力学实验室的超声速低噪声风洞(如图1所示)中进行的. 因实验室改造, 该风洞被拆除后经过改造恢复安装, 并在风洞的稳定段中设计安装多孔倒锥、阻尼网等整流装置, 开展实验工作前使用Kulite XCE-062型高频脉动压力传感器以皮托管的测量方式, 在喷管出口横截面中心处对风洞来流品质进行重新标定测试. 该超声速低噪声风洞在气动结构设计时, 喷管与实验段采用直连式设计, 这样实验段内喷管出口流场不会存在外菱形区, 整个实验段为均匀的有效流场, 增大了实验有效区域^[26,27], 有利于开展激波与边界层干扰精细结构及流场特性的研究. 超声速低噪声风洞采用吸气式运行, 气源为经过干燥除尘后的大气, 来流总压 $P_0=0.1$ MPa, 总温 $T_0=300$ K, 湍流度 $<5\%$ ^[28,29]. 风洞实验段长550 mm, 高120 mm, 宽

图1 (网络版彩图)超声速低噪声风洞结构示意图

Figure 1 (Color online) Photograph of the supersonic low-noise wind tunnel.

100 mm, 实验段的四壁都安装有大尺寸的光学观察窗口, 便于从多个方向对实验段流场进行测量. 在本文实验中, 超声速低噪声风洞的运行马赫数为3.4, 风洞流场参数如表1所示.

本文中使用的实验模型为不同斜劈偏折角 θ 的激波发生器, 角度分别为 8° , 10° , 12° , 15° , 18° , 20° , 模型安装如图2所示, 图中红色虚线方框范围是流场观测区域, 为激波发生器产生激波与风洞实验段洞壁来流湍流边界层干扰区域, 测量底板长度为250 mm, 其中根据Quan等人^[30]的测量结果, 该风洞壁面来流湍流边界层的平均速度边界层厚度为 $\delta=11.7$ mm. 在模型壁面测量区域的中心对称面位置沿流向方向布置29个 $\Phi 1$ mm的测压小孔, 其中第一个测点CH1位置 $x_{CH1}=-106.8$ mm, 测点CH2-CH29均匀分布在 $x=-72.8-62.2$ mm之间, 间距5 mm, 采用大气数据传感系统(Flush Air Data Sensing System, FADS)对测量模型表面压力分布进行测量. 实验中以入射激波与实验段测量底板交点为坐标

表1 风洞流场参数

Table 1 Parameters of the wind tunnel flow field

参数	数值
马赫数 Ma_∞	3.4
总压 P_0 (MPa)	0.1
总温 T_0 (K)	300
密度 ρ_∞ (kg/m ³)	0.059
速度 U_∞ (m/s)	648.8
黏性系数 μ (Pa s)	6.07×10^{-6}
单位雷诺数 Re (m ⁻¹)	6.30×10^6

图2 (网络版彩图)模型安装示意图

Figure 2 (Color online) Schematic of model installation.

原点, 沿来流方向为 x 方向, 垂直于下底板向上为 y 方向, 垂直纸面向里为 z 方向, 并且定义与 x - y 平面平行的测量平面为边界层的流向平面.

2.2 NPLS系统

NPLS系统示意图如图3所示, 主要包括4台行间传输型双曝光CCD相机、同步控制器、多个单脉冲Nd:YAG激光器、纳米粒子发生器及计算机数据采集系统等. 其中, 4台双曝光CCD相机的分辨率均为 $2048 \text{ pixel} \times 2048 \text{ pixel}$, 输出图像灰度等级为4096, 最短跨帧时间为 $0.2 \mu\text{s}$. 激光器激光束波长为532 nm, 单脉冲时间为6 ns, 脉冲能量为300 mJ, 片光束腰处厚度小于1 mm. 在NPLS技术中采用直径约50 nm的纳米颗粒作为示踪粒子, 其跟随性得到Zhao等人^[31]很好的验证. 同步控制器的时间控制精度可达0.25 ns, 远远高于CCD相机和脉冲激光器, 能精确控制各分系统同步工作.

2.3 温敏漆技术

温敏漆(Temperature Sensitive Paint, TSP)技术采用光学非接触测量方法获得模型表面全局温度与热流

图3 (网络版彩图) NPLS系统示意图

Figure 3 (Color online) Schematic of NPLS system.

分布, 利用该技术可以直观地反映激波与边界层干扰壁面以及近壁区的流动规律. TSP系统组成主要包括TSP涂层、LED激发光源、滤光片、探测器以及数据采集系统等, 其原理如图4所示. 本文实验中TSP涂层选用的胶黏剂为PVB(聚乙烯醇缩丁醛树脂), 溶剂为99.9%的无水乙醇, 两者均匀混合后, 采用高压喷枪雾化均匀地喷涂在模型表面, 涂层厚度约为20 μm , 待漆面干燥后先在恒温箱中进行实验前校准, 校准曲线如图5所示, 再将模型安装到风洞实验段, 过程中对喷涂温敏漆的模型表面进行保护, 防止漆面破坏.

本文实验中探测器选用CCD相机, 按照实验流程记录风洞运行前后模型表面图像, 经过数据后处理, 由光强得到温度分布之后, 由Cook-Felderman公式可

图4 (网络版彩图) TSP原理图

Figure 4 (Color online) Schematic of TSP principle.

图5 (网络版彩图) 标定曲线

Figure 5 (Color online) Calibration curve of TSP system.

以计算得到模型表面的热流分布, 热流计算公式如下:

$$q_w(t) \cong 2\sqrt{\frac{k\rho c}{\pi}} \sum_{i=1}^n \frac{\Delta T_w(t_i) - \Delta T_w(t_{i-1})}{\sqrt{t_n - t_i} + \sqrt{t_n - t_{i-1}}}, \quad (1)$$

式中, $q_w(t)$ 表示 t 时刻的热流, $\Delta T_w(t)$ 表示 t 时刻TSP涂层表面的温升, k, ρ, c 分别表示绝热层的热传导系数、密度以及比热容.

3 结果与分析

3.1 SWTBLI典型流场精细结构及特性分析

本文实验中首先对激波与湍流边界层干扰的NPLS流动显示精细结构和壁面压力分布进行测量, 图6给出了偏折角 $\theta=15^\circ$ 激波发生器产生的入射激波与壁面湍流边界层干扰的瞬态流动结构图像以及干扰区域的壁面压力分布. 其中, NPLS图像中CCD相机的跨帧时间设置为10 μs , 测量范围为壁面中心面 $x=-56.8-48.2$ mm, 图像空间分辨率为51.3 $\mu\text{m}/\text{pixel}$, 流动方向为从左到右, 图中可以清晰地看到壁面来流湍流边界层、SWTBLI干扰区域流场整体结构、再附边界层及流动发展过程. 通过图6中测量偏折角 $\theta=15^\circ$ 激波发生器入射激波角 $\beta=29.7^\circ$, 与理论计算激波角接近, 本文对于其他偏折角的激波发生器对应的入射激波角均根据理论计算给出. 图6中壁面压力分布曲线测点范围为CH6-CH25, 图中黑色三角形曲线代表未

图6 (网络版彩图) SWTBLI流向NPLS图像(a)及壁面压力分布(b) ($\theta=15^\circ$, $\beta=29.7^\circ$)

Figure 6 (Color online) NPLS images (a) and surface pressure distribution (b) of SWTBLI in streamwise plane ($\theta=15^\circ$, $\beta=29.7^\circ$).

安装激波发生器时来流湍流边界层中的壁面压力分布曲线, 红色方形曲线代表安装 $\theta=15^\circ$ 激波发生器的壁面压力分布曲线。

针对图6中的瞬态流动结构图像, 实验中湍流边界层为风洞壁面来流边界层, 当入射激波作用于壁面边界层时, 由于入射激波前后存在压力差, 来流经过入射激波后压力上升, 并在壁面处通过边界层内部的亚声速区域向上游传播, 在壁面边界层中产生逆压梯度, 使壁面来流边界层迅速发展增厚, 导致边界层分离形成分离泡。分离后的边界层流动与分离泡之间形成剪切, 使主流产生一系列微弱的压缩波系, 通过对实验过程中大量的瞬态流场精细结构图像分析, 这一系列微弱的压缩波系在离壁面一定的距离处汇聚形成诱导激波, 并且诱导激波及分离泡在边界层发展过程中非定常的前后运动。随着入射激波对边界层影响域的减弱, 分离壁面边界层在分离泡下游区域开始再附, 从流场结构看主流区域在分离泡的后段会出现扇形膨胀

波区域, 之后气流与壁面再次作用形成一系列压缩波, 并最终汇聚形成反射激波, 而再附边界层也恢复到湍流边界层。

从图6中模型壁面压力分布可以看出, 在实验段中没有安装激波发生器时, 沿流向壁面湍流边界层压力趋于平稳, 表面压力变化不大, 维持在1.6 kPa左右。当在实验段中安装 $\theta=15^\circ$ 激波发生器后, 激波发生器产生的入射激波作用到底板湍流边界层引起边界层分离, 来流边界层在逆压梯度的影响下开始膨胀, 在分离区附近产生系列膨胀波系, 并形成诱导激波, 此时模型壁面附近的流动出现停滞或者反向, 在边界层中形成分离泡, 而壁面湍流边界层在S点测点CH10($x=-32.8$ mm)的位置壁面压力开始增加, 也就是说在 $\theta=15^\circ$ 激波发生器产生的入射激波作用下壁面湍流边界层向上游传播的影响距离在S点附近。在S点之后分离区的壁面压力出现第一次陡峭的上升, 随着入射激波作用到分离区的黏性流中, 来流边界层在接近分离

泡的A点后, 壁面压力逐渐趋于平稳, 出现接近恒定的压力分布状态, 呈现出分离流动的典型平稳状态, 此时测点CH17稳定的壁面压力为4.5 kPa, 此测点也接近入射激波与模型底板的交点 o . 分离区的壁面压力分布第二次上升出现在边界层再附过程中, 在边界层再附过程中流场结构也发生了明显变化, 再附区壁面压力上升过程中在F点达到第二个平稳段, 并在分离泡与再附区交界附近的测点CH23($x=32.2$ mm)达到压力峰值6.3 kPa. 当再附后的边界层沿着壁面继续发展, 再附区壁面压力开始下降, 并逐渐恢复到来流湍流边界层壁面压力范围. 从实验结果来看, 在激波与湍流边界层相互作用的过程中, 壁面压力的上升与相互作用过程中的流场结构存在一定的关联性.

根据瞬态的NPLS实验图像, 诱导激波及分离泡在边界层发展过程中非定常的前后运动, 针对激波与湍流边界层干扰过程中的诱导激波的非定常运动特性, 本文对实验过程中时间不相关的600幅NPLS图像中诱导激波运动轨迹进行统计分析. 具体统计方法如图6(a)中白色虚线所示, 对图中诱导激波线性增长段沿白色虚线反向延长, 得到诱导激波反向延长线与 x 轴的交点 x_i , 再根据图像分辨率计算得到 x_i 的坐标. 将激波与湍流边界层干扰的诱导激波位置坐标 x_i 汇总到文件, 使用Matlab中的ksdensity函数对诱导激波坐标位置进行概率密度分布计算, 得到诱导激波位置的概率密度分布图像, 如图7所示, 从图中可以看出, 诱导激波坐标位置分布曲线与正态分布曲线相似. 为了进一步验证诱导激波坐标位置分布特性, 采用Matlab中的normplot函数, 检验统计数据的分布特性, 得到了如图

图7 (网络版彩图)诱导激波振荡位置的概率分布($\theta=15^\circ$, $\beta=29.7^\circ$)

Figure 7 (Color online) Probability density function of the oscillation position of induced shock wave ($\theta=15^\circ$, $\beta=29.7^\circ$).

图8 (网络版彩图)诱导激波振荡位置的正态分布检验($\theta=15^\circ$, $\beta=29.7^\circ$)

Figure 8 (Color online) Normal distribution test of the oscillation position of induced shock wave ($\theta=15^\circ$, $\beta=29.7^\circ$).

8所示的分布结构. 从图8中可以看出, 统计数据点基本上都分布在直线上, 说明统计数据很好地满足正态分布. 结合激波与湍流边界层干扰的壁面压力分布和NPLS统计结果, 说明 $\theta=15^\circ$ 激波发生器产生的入射激波与壁面湍流边界层干扰时诱导激波振荡的区间范围为 $-44.8 \sim -30.8$ mm.

3.2 不同入射激波条件下干扰区壁面压力分布

本文对不同入射激波条件下激波与湍流边界层干扰区域模型壁面压力的压力分布进行测量, 得到干扰区域壁面压力分布曲线如图9(a)–(f)所示, 其中图9(a)–(f)分别是激波发生器偏折角度 θ 依次为 8° , 10° , 12° , 15° , 18° , 20° 的数据.

从图9(a)–(f)中的数据可以看出, 在不同偏折角激波发生器产生的入射激波作用于壁面湍流边界层之前, 对于壁面来流湍流边界层, 虽然不同时刻来流湍流边界层结构存在差异, 但是沿流向其壁面平均压力变化并不大, 相对比较稳定, 壁面平均压力为 $P_\infty = 1.58$ kPa, 从不同入射激波条件下在进入干扰区域之前的压力分布来看, 各测点压力与来流湍流边界层中壁面压力分布基本一致. 当激波发生器偏折角度 $\theta=8^\circ$ 和 $\theta=10^\circ$ 时, 由于入射激波强度弱, 当入射激波作用到壁面湍流边界层时, 产生小尺度的分离泡, 并未形成长距离的压力稳定区域, 壁面压力分布中也未观察到中间压力平台, 激波与边界层相互作用区域压力上升后直接到最高压力点的平台, 整个过程中干扰区域壁面

图9 不同入射激波条件下干扰区域壁面压力分布. (a) $\theta=8^\circ$, $\beta=23.1^\circ$; (b) $\theta=10^\circ$, $\beta=24.9^\circ$; (c) $\theta=12^\circ$, $\beta=26.8^\circ$; (d) $\theta=15^\circ$, $\beta=29.7^\circ$; (e) $\theta=18^\circ$, $\beta=32.9^\circ$; (f) $\theta=20^\circ$, $\beta=35.1^\circ$

Figure 9 The wall pressure distribution of interference zone under different incident shock waves. (a) $\theta=8^\circ$, $\beta=23.1^\circ$; (b) $\theta=10^\circ$, $\beta=24.9^\circ$; (c) $\theta=12^\circ$, $\beta=26.8^\circ$; (d) $\theta=15^\circ$, $\beta=29.7^\circ$; (e) $\theta=18^\circ$, $\beta=32.9^\circ$; (f) $\theta=20^\circ$, $\beta=35.1^\circ$.

压力只有一次上升; 当激波发生器偏折角 $\theta=12^\circ$ 时, 由于激波入射分离区产生分离泡尺度变大, 干扰区域压力上升过程中出现微小平台, 然后继续上升到压力最高点; 当激波发生器偏折角 θ 继续增大, 分别为 15° , 18° 和 20° 时, 干扰区域压力上升过程中出现明显的中间压力稳定平台, 壁面压力逐渐趋于平稳, 出现接近恒定的压力分布状态, 呈现出分离流动的典型平稳状态, 从流动结构来看, 此段压力平稳为分离泡区域, 而分离泡内压力几乎是不变的, 说明在强激波入射后分离区明显增大, 才出现稳定的恒压区, 在稳定平台后边界层再附, 压力开始第二次上升, 壁面压力在第二次上升区间比分离区压力上升平缓. 从结果来看, 在激波发生器角度较小产生弱激波入射条件下, 干扰区域中产生分离泡较小, 分离区与再附区分界并不明显, 出现连续的压力升高, 随着激波发生器角度的增大, 所产生的入射激波强度也增大, 此时分离区前后影响范围也随之增大, 形成分离区压力上升和再附区压力上

升的两个区域, 并且随着激波发生器角度的增大, 再附区最高点的压力也逐渐增大. 从整个测量区域范围内的压力测点来看, 在测点CH29处, $\theta=8^\circ$ 和 $\theta=10^\circ$ 时压力恢复已经接近来流湍流边界层压力状态, $\theta>10^\circ$ 时, 最后测点的压力越来越远离来流壁面压力值, 压力恢复区域更长.

根据每个角度激波发生器产生入射激波与壁面湍流边界层干扰区域间壁面压力曲线, 提取从压力开始上升至再附区后压力下降点之间的流向距离, 图10给出了不同入射激波条件下干扰区域壁面压力分布升高区间范围. 从图中可以看出在激波发生器角度 $\theta\leq 12^\circ$ 时, 壁面压力分布升高区间主要分布在入射激波与底板模型交点前端, 入射激波与壁面干扰产生的影响向来流方向传播, 产生逆压梯度, 形成弱分离区; 在激波发生器角度 $\theta>12^\circ$ 时, 压力升高区域范围明显增大, 并且压力升高区间分布在入射激波与底板模型交点两侧. 从实验结果来看, 在相同来流湍流边界层条件下, 对于比较弱的入

图10 (网络版彩图)不同入射激波条件下干扰区域壁面压力变化区间范围

Figure 10 (Color online) The interval range of wall pressure rise of interference zone under different incident shock waves.

射激波强度,对边界层影响域比较小,在分离泡后很快边界层再附;而对于比较强的入射激波强度,对边界层影响域比较大,分离区和再附区界限分明。

3.3 不同入射激波条件下TSP结果分析

为了进一步研究在入射激波作用下壁面边界层的发展过程,本文实验中风洞底板模型壁面测量区域喷涂TSP涂料,进行了温敏漆测量,TSP涂料喷涂范围为流向方向长度为250 mm,展向方向 $z=-50-50$ mm.图11(a)–(f)分别给出了不同激波发生器产生入射激波条件下激波与湍流边界层干扰的壁面温度变化云图,流动方向从左到右,从图11中可以看出风洞运行后壁面边界层区域温度分布主要分为来流湍流边界层区域、诱导激波振荡区域、分离泡、边界层再附区及侧壁边界层等。其中在风洞壁面来流湍流边界层风洞运行过程中温度变化相对比较均匀,在来流湍流边界层

图11 (网络版彩图) TSP结果分析. (a) $\theta=8^\circ$, $\beta=23.1^\circ$; (b) $\theta=10^\circ$, $\beta=24.9^\circ$; (c) $\theta=12^\circ$, $\beta=26.8^\circ$; (d) $\theta=15^\circ$, $\beta=29.7^\circ$; (e) $\theta=18^\circ$, $\beta=32.9^\circ$; (f) $\theta=20^\circ$, $\beta=35.1^\circ$

Figure 11 (Color online) Analysis of temperature-sensitive paint results. (a) $\theta=8^\circ$, $\beta=23.1^\circ$; (b) $\theta=10^\circ$, $\beta=24.9^\circ$; (c) $\theta=12^\circ$, $\beta=26.8^\circ$; (d) $\theta=15^\circ$, $\beta=29.7^\circ$; (e) $\theta=18^\circ$, $\beta=32.9^\circ$; (f) $\theta=20^\circ$, $\beta=35.1^\circ$.

后会出现一段温度下降区域, 结合已有激波与湍流边界层理论结果分析这段区域为诱导激波非定常运动区间, 这里定义为诱导激波振荡区域, 在诱导激波振荡区域后模型壁面有一段温度最低区域, 这里认为是激波与湍流边界层干扰诱导分离泡区间, 此后区间范围内壁面边界层再附, 温度逐渐由低温开始升高, 并逐渐与来流湍流边界层温度恢复到相同梯度范围. 由于实验段尺寸限制, 测量区域侧壁面边界层会对测量结果有影响, 但是并不影响中间主流区域的激波与湍流边界层干扰基本流场结构分析. 从结果来看, 在 $Ma=3.4$, 单位雷诺数 $6.30 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 条件下, 不同入射激波强度下, 测量区域沿流向温度变化为在湍流边界层区域温度相对较高, 由于诱导激波作用后气流运动速度减小, 壁面摩擦相对于湍流边界层减弱, 进入诱导激波振荡区域后温度逐渐降低, 在分离泡区域温度最低, 分离泡后边界层再附, 在恢复边界层的过程中边界层拟序结构速度逐渐恢复到接近主流速度, 壁面温度也逐渐上升恢复到与来流湍流边界层一致.

从图11(a)–(f)中的数据可以看出, 随着入射激波强度的增强, 激波振荡区域逐渐增大, 分离区尺寸也从小变大, 并且在弱入射激波条件下, 分离泡整体呈现为椭圆形, 在 $\theta > 15^\circ$ 后, 分离区逐渐变为长条形, 在 $\theta = 20^\circ$ 时长条形分布更为明显. 针对图11中不同入射激波条件下的TSP结果, 提取了每个激波发生器作用下模型中心对称面($z=0 \text{ mm}$)上的温度变化值, 如图12所示, 从温度变化曲线上可以更直观地看到入射激波与湍流边界层作用时干扰区各区域的温度变化过程.

根据TSP结果, 对比不同入射激波条件与湍流边界层干扰后再附区的温度变化云图, 从图11(b)–(e)中, 可观察到在分离泡后的再附区温度梯度云图中出现明显条带结构, 可能为Görtler涡对引起的. Görtler涡是由于流线的曲率造成边界层内部存在离心力, 在边界层中形成相向旋转的涡对, 进而造成壁面温度的高-低温条带结构^[32]. 参考文献[22]中使用PIV技术得到的 $Ma=3$ 条件下 $\theta=14^\circ$ 激波发生器产生干扰区域的平均流线图, 与本文图11(d)的流场状态类似, 具有可比性, 由其平均速度场结果中可以看出, 从干扰区域前端的速度剖面型可以看出壁面边界层是充分发展的湍流边界层, 在经过分离泡边界层再附时, 再附区边界层速度剖面型更接近于层流边界层或者转捩区边界层. 并且, 在再附区附近, 可以明显观察到流向具有的凹曲率, 构

成了Görtler涡产生的必要条件. 因此, 我们可以推断, TSP结果中的条带结构为Görtler涡引起.

根据Görtler涡对结构及其引起温度变化条带的原理, TSP实验图像中条带之间的宽度也可以反映出激波与湍流边界层干扰时产生的Görtler涡的波长. 但是从图11(a)激波发生器偏折角 $\theta=8^\circ$ 时干扰区域温度变化云图中并未看到条带结构, 也就是说在相同来流条件下, 入射激波强度很弱时, 并不能在分离泡后产生Görtler涡对结构, 也就在再附区中看不到对应的条带结构. 再由图11(b)–(e)可以看出, 随着入射激波强度的增加, 在激波与湍流边界层干扰TSP测量范围的再附区, 所能看到的条带数量逐渐减少, 并且单个条带的宽度相对增大, 即在这个过程中Görtler涡的波长是逐渐增大的.

通过对比相同来流条件下 θ 分别为 10° , 12° , 15° , 18° 和 20° 时5个不同入射激波条件下的温度分布曲线图(图12), 随着激波发生器角度的增大, 即入射激波强度的增强, 分离泡后温度开始上升的位置逐渐后移, 逐渐远离入射激波入射点与模型壁面的交点位置, 也就是说, 随着入射激波强度的增强, Görtler涡对结构开始出现的位置也在向远离入射激波入射点的位置移动. 这是由于在入射激波强度增强后, 激波与湍流边界层干扰区域对来流湍流边界层影响域的增大, 分离区

图12 (网络版彩图)不同入射激波条件下中心线TSP结果($z=0 \text{ mm}$)

Figure 12 (Color online) TSP results under different incident shock waves ($z=0 \text{ mm}$).

也增大, 而边界层再附点也远离入射激波入射点, 而对于 Görtler 涡通常开始出现的位置一般处于流动再附点的附近, 因此, 随着入射激波强度的增强, 对应 Görtler 涡开始出现的位置也向远离入射激波入射点的位置移动.

4 结论

本文通过采用 NPLS 技术、FADS 系统及 TSP 技术, 在 $Ma=3.4$ 超声速低噪声风洞中开展了不同入射激波条件下激波与来流壁面湍流边界层干扰相关实验研究, 得到如下结论.

(1) 利用 NPLS 技术在单位雷诺数 $6.30 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 条件下获得了激波与湍流边界层干扰典型流场精细的瞬态流动结构图像, 并对瞬态流动图像进行统计分析, 得到诱导激波振荡位置满足正态分布.

(2) 利用 FADS 系统, 得到不同入射激波条件下干

扰区域模型壁面压力分布. 在相同来流湍流边界层条件下, 比较弱的入射激波强度, 对边界层影响域比较小, 在分离泡后很快边界层再附, 分离区与再附区分界并不明显, 出现连续的压力升高; 而比较强的入射激波强度, 对边界层影响域比较大, 此时分离区前后影响范围也随之增大, 形成分离区压力上升和再附区压力上升的两个区域, 并且随着激波发生器角度的增大, 再附区最高点的压力也逐渐增大.

(3) 利用 TSP 技术, 得到不同入射激波条件下干扰区域模型壁面温度分布, 得到随着入射激波强度增强, 分离泡形态由椭圆形逐渐增长为长条形. 在不同入射激波强度下, 分离泡最低点温度接近, 但是分离泡前后温度变化范围有明显差别. 同时, $\theta=10^\circ-20^\circ$ 时, 测量范围的再附区出现了明显的温度条带, 在此条件下出现 Görtler 涡对, 并且随着入射激波强度增加, 温度条带数量减小, 单个条带的宽度相对增大, Görtler 涡的波长是逐渐增大的.

参考文献

- 1 Ferri A. Experimental results with airfoils tested in the high speed tunnel at Guidonia. Technical Report. NACA Technical Memorandums No. 946, 1939
- 2 Fage A, Sargent R F. Shock-wave and boundary-layer phenomena near a flat surface. *Proc R Soc Lond A*, 1947, 190: 1–20
- 3 Ackeret J, Feldmann F, Rott N. Investigations of compression shocks and boundary layers in gasses moving at high speed. Technical Report. NACA Technical Memorandums No. 1113, 1947
- 4 Liepmann H W. The interaction between boundary layer and shock waves in transonic flow. *J Aeronaut Sci*, 1946, 13: 623–637
- 5 Donaldson C, Du P. Effects of interaction between normal shock and boundary layer. Technical Report. NACA-CB-4A27, 1944
- 6 Green J E. Interactions between shock waves and turbulent boundary layers. *Prog Aerosp Sci*, 1970, 11: 235–340
- 7 Hankey W L, Holden M S. Two-dimensional shock-wave boundary layer interactions in high-speed flows. Technical Report. AGARD Rept. 203, Paris, France, 1975
- 8 Adamson Jr. T C, Messiter A F. Analysis of two-dimensional interactions between shock waves and boundary layers. *Annu Rev Fluid Mech*, 1980, 12: 103–138
- 9 Détery J, Dussauge J P. Some physical aspects of shock wave/boundary layer interactions. *Shock Waves*, 2009, 19: 453–468
- 10 Liang Y, Zhai Z G, Luo X S. Interaction of strong converging shock wave with SF_6 gas bubble. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2018, 61: 064711
- 11 Tong F L, Sun D, Yuan X X, et al. Direct numerical simulation of impinging shock wave/turbulent boundary layer interactions in a supersonic expansion corner (in Chinese). *Acta Aeronaut Astronaut Sin*, 2020, 41: 123328–123347 [童福林, 孙东, 袁先旭, 等. 超声速膨胀角入射激波/湍流边界层干扰直接数值模拟研究. *航空学报*, 2020, 41: 123328–123347]
- 12 Wu M W, Martín M P. Analysis of shock motion in shockwave and turbulent boundary layer interaction using direct numerical simulation data. *J Fluid Mech*, 2008, 594: 71–83
- 13 Yao Y, Gao B. Flow structure of incident shock wave boundary layer interaction with separation (in Chinese). *Acta Aerodyn Sin*, 2019, 37: 740–747, 769 [姚瑶, 高波. 入射激波边界层干扰分离流场结构研究. *空气动力学报*, 2019, 37: 740–747, 769]
- 14 Andreopoulos J, Muck K C. Some new aspects of the shock-wave/boundary-layer interaction in compression-ramp flows. *J Fluid Mech*, 1987, 180: 405–428
- 15 Pirozzoli S, Grasso F. Direct numerical simulation of impinging shock wave/turbulent boundary layer interaction at $M=2.25$. *Phys Fluids*, 2006,

18: 065113

- 16 Dupont P, Haddad C, Debiève J F. Space and time organization in a shock-induced separated boundary layer. *J Fluid Mech*, 2006, 559: 255–277
- 17 Zhang Y, Tan H J, Wang Z Y, et al. Progress of Shock wave/boundary layer interaction and its control in inlet (in Chinese). *J Propul Tech*, 2020, 41: 241–259 [张悦, 谭慧俊, 王子运, 等. 进气道内激波/边界层干扰及控制研究进展. *推进技术*, 2020, 41: 241–259]
- 18 Zhao Y X, Yi S H, He L, et al. The experimental study of interaction between shock wave and turbulence. *Chin Sci Bull*, 2007, 52: 1297–1301
- 19 Zhao Y X. Experimental Investigation of Spatiotemporal Structures of Supersonic Mixing Layer (in Chinese). Dissertation for Doctoral Degree. Changsha: National University of Defense Technology, 2008 [赵玉新. 超声速混合层时空结构的实验研究. 博士学位论文. 长沙: 国防科学技术大学, 2008]
- 20 He L, Yi S H, Zhao Y X, et al. Visualization of coherent structures in a supersonic flat-plate boundary layer. *Chin Sci Bull*, 2011, 56: 489–494
- 21 He L, Yi S H, Lu X G. Experimental study on the density characteristics of a supersonic turbulent boundary layer (in Chinese). *Acta Phys*, 2017, 66: 024701 [何霖, 易仕和, 陆小革. 超声速湍流边界层密度场特性. *物理学报*, 2017, 66: 024701]
- 22 He L. Experimental Investigation of Supersonic Boundary Layer and Shock Wave/Boundary Layer Interaction (in Chinese). Dissertation for Doctoral Degree. Changsha: National University of Defense Technology, 2011 [何霖. 超声速边界层及激波与边界层相互作用的实验研究. 博士学位论文. 长沙: 国防科学技术大学, 2011]
- 23 Quan P C, Yi S H, Wu Y, et al. Experimental investigation of interactions between laminar or turbulent boundary layer and shock wave (in Chinese). *Acta Phys*, 2014, 63: 084703 [全鹏程, 易仕和, 武宇, 等. 激波与层流/湍流边界层相互作用实验研究. *物理学报*, 2014, 63: 084703]
- 24 Wang B, Liu W D, Zhao Y X, et al. Experimental investigation of the micro-ramp based shock wave and turbulent boundary layer interaction control. *Phys Fluids*, 2012, 24: 055110
- 25 Tao Y. The Study of the Shock Wave/Boundary Layer Interactions in Hypersonic Inlet (in Chinese). Dissertation for Doctoral Degree. Changsha: National University of Defense Technology, 2018 [陶渊. 高超声速进气道中激波边界层干扰现象研究. 博士学位论文. 长沙: 国防科学技术大学, 2018]
- 26 He L. The Design and Experimental Studies of Supersonic Straight Through Wind Tunnel and Supersonic-Supersonic Mixing Layer Wind Tunnel (in Chinese). Dissertation for Master's Degree. Changsha: National University of Defense Technology, 2006 [何霖. 直连式超声速风洞与“超-超”混合层风洞的设计和实验研究. 硕士学位论文. 长沙: 国防科学技术大学, 2006]
- 27 Liu X L, Yi S H, Gang D D, et al. Visualization of supersonic low-noise flow over surface-mounted two-dimensional prisms. *Fluid Dyn*, 2018, 53: 169–175
- 28 Zhu Y Z, Yi S H, Kong X P, et al. Fine structures and the unsteadiness characteristics of supersonic flow over backward facing step via NPLS (in Chinese). *Acta Phys*, 2014, 63: 134701 [朱杨柱, 易仕和, 孔小平, 等. 基于NPLS的超声速后台阶流场精细结构及其非定常特性. *物理学报*, 2014, 63: 134701]
- 29 Liu X L. The Hypersonic Low Noise Wind Tunnel Technique and Relative Experimental Studies (in Chinese). Dissertation for Master's Degree. Changsha: National University of Defense Technology, 2015 [刘小林. 高超声速低噪声风洞技术及相关试验研究. 硕士学位论文. 长沙: 国防科学技术大学, 2015]
- 30 Quan P C, Yi S H, Wu Y, et al. Experimental investigation on the effects of swept angles on blunt fin-induced flow. *AIAA J*, 2015, 53: 2805–2810
- 31 Zhao Y X, Yi S H, Tian L F, et al. Supersonic flow imaging via nanoparticles. *Sci China Ser E-Tech Sci*, 2009, 52: 3640–3648
- 32 Cattafesta III L N, Iyer V, Masad J A, et al. Three-dimensional boundary-layer transition on a swept wing at Mach 3.5. *AIAA J*, 1995, 33: 2032–2037

Experimental study on shock and turbulent boundary layer interactions under different incident shock waves

LU XiaoGe^{*}, YI ShiHe, NIU HaiBo, HE Lin & GANG DunDian

College of Aerospace Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China

In this paper, the interactions between shock wave and the turbulent boundary layer of an incoming wall were experimentally studied. The experiments were performed in a Mach 3.4 supersonic low-noise wind tunnel at the unit Reynolds number of $6.30 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. Under different incident shock wave conditions, fine flow field structure, wall pressure, and wall temperature distribution were determined. Relationship was also analyzed. Instantaneous fine structures of typical flow fields with shock wave and turbulent boundary layer interactions were investigated using the nano-tracer planar laser scattering technique, and the transient flow images were analyzed statistically. The oscillation position of the induced shock wave satisfies a normal distribution. Simultaneously, the wall pressure distribution under different incident shockwave conditions of the interaction region was determined using the flush air data sensing system, and the relationship between flow the structure of the separation region and the wall pressure distribution with different incident shock wave intensities is analyzed. Using a temperature sensitive paint technology, the wall temperature distribution under different incident shockwave conditions of the interaction region model was determined. Also, the relationship between the strip structure caused by Görtler vortices and the incident shock wave intensity in the shockwave/turbulent boundary layer interaction was analyzed.

supersonic boundary layer, shock wave/turbulent boundary layer interactions (SWTBLI), nano-tracer-based planar laser scattering (NPLS), temperature sensitive paint (TSP)

PACS: 47.40.Ki, 47.50.Ef, 47.54.De, 47.80.Jk

doi: [10.1360/SSPMA-2020-0055](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0055)