

基于NPLS的超声速后台阶流场精细结构及其非定常特性*

朱杨柱¹⁾ 易仕和¹⁾ 孔小平¹⁾ 全鹏程¹⁾ 陈植^{1)†} 田立丰²⁾

1)(国防科技大学, 航天科学与工程学院, 长沙 410073)

2)(防空兵学院, 郑州 450052)

(2014年1月8日收到; 2014年2月25日收到修改稿)

在马赫数3.4的低噪声超声速风洞中, 分别采用纹影技术及基于纳米示踪的平面激光散射技术(NPLS), 对台阶高度为3 mm的层流后台阶绕流结构进行了流动显示实验, 旨在研究后台阶流场再附区的平均流动规律及再附边界层的瞬态流场精细结构, 并通过比较不同时刻的NPLS数据, 发现后台阶再附边界层涡结构的非定常演化特性; 并且与马赫数4.2条件下的纹影结果和前期研究成果进行了比较. 结果表明, 两种流动显示方法均可以捕捉激波膨胀波的位置, 但NPLS技术在揭示流场某一截面内的瞬态精细结构方面更具优势, 其时间分辨率可达6 ns, 空间分辨率微米量级; 该流场条件下的回流剪切层的倾角为 -3.1° , 再附边界层的平均增长斜率为0.07519; 再附边界层中发卡涡脱落的特征时间尺度为大约10 μs . 相同膨胀比条件下, 再附随着马赫数增大而推迟; 膨胀比越大, 再附越提前, 并且流动折转角变大.

关键词: 超声速, 后台阶, 再附, 重新发展边界层

PACS: 47.40.Ki, 47.80.Jk, 47.40.-x, 33.20.Fb

DOI: 10.7498/aps.63.134701

1 引言

流动的分离与再附是长期以来一直受关注的研究课题, 会使流动的非定常性及压力脉动增加, 引起结构振动和噪声, 再附点的瞬态脉动影响分离剪切层中的大尺度涡的非定常结构特性和再附区周围低频运动^[1]. 这些都使分离流动机理变得极为复杂, 为此, 研究者采用诸如翼肋、翼刀、带分流板的钝体、突然扩张管、钝前缘的非流线体、凹腔、前台阶、后台阶等几何外形进行试验研究^[2]. 而后台阶外形是上述多种几何外形中极为经典的一种, 本文研究的对象则为超声速后台阶模型, 该几何外形普遍存在于各种工程应用领域, 例如在超燃冲压发动机燃烧室采用后台阶作为点火的典型结构, 其回流区流场对稳定火焰具有重要作用; 超声速/高超

声速飞行器外形上的后台阶结构导致其表面流场极其复杂, 对超声速后台阶流场的研究有利于优化飞行器的气动性能.

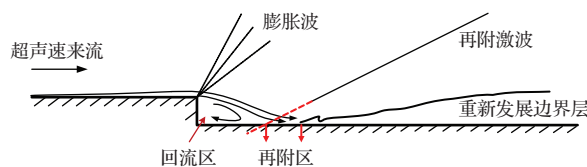


图1 超声速后台阶流动示意图

如图1所示为超声速后台阶流动示意, 超声速来流经过后台阶发生膨胀产生膨胀波, 在后台阶附近流动产生分离形成分离区, 分离产生剪切层, 之后流动再附形成再附激波, 再附后的流动沿台阶下游壁面形成重新发展的边界层. 几十年来, 人们对后台阶流动进行了大量研究. 1966年, Abdallah^[3]

* 国家自然科学基金(批准号: 11172326, 11302256)、湖南省研究生科研创新项目(批准号: CX2013B002)和国防科技大学优秀研究生创新项目(批准号: B130103)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: gfkdcz@163.com

对马赫数2.4、台阶高度不同的层流、过渡流、湍流三种方式的再附与临界点进行了试验研究, 给出了后台阶流动的压力分布, 指出湍流来流的再附点位于压力为来流35%处而层流则为60%处, 自由剪切层长度是分流流线的一半, 采用的阴影流动显示手段, 没有给出流场的精细结构. 1980年, Eaton和Johnston^[4]研究了后台阶流动的再附长度, 发现来流高湍流度引起再附长度减小, 另外指出后台阶的展高比(aspect ratio)大于10时对再附长度影响可以忽略; 2012年, Nicole和Rodney^[5]对有非定常激波相互作用的后台阶流动进行了理论和数值研究, 给出了6种可能的激波入射方式, 得出了激波、膨胀波、激波-激波作用、激波-膨胀波作用的定性结果及初始激波强度、临界激波位置测量和激波传输的衰减剖面等定量数据, 研究表明这些流场固定地具有瞬时性与多维性. Biswas等^[6]采用数值方法研究了低雷诺数和中等雷诺数条件下不同膨胀比(1.9423至3.0)对后台阶流动的影响, 雷诺数较低时后台阶流动再附长度与之成单调递增关系, 同雷诺数时膨胀比越大, 再附长度越小.

近期Chen等^[7]研究了马赫数3.0及3.8条件下超声速层流后台阶绕流的流场结构, 对其瞬态及时间平均结构进行了详细分析. 本文即在马赫数3.4条件下采用纹影及基于纳米示踪的平面激光散

射(NPLS)方法, 研究了后台阶瞬态流场结构特性, 并与前期研究结果和马赫数4.2条件的纹影结果进行了比较, 分析了不同来流马赫数和膨胀比对流动分离与再附的影响, 对再附边界层的大尺度结构的时间演化特性进行了探讨.

2 试验装置及测试系统

2.1 超声速风洞与试验模型

试验在国防科技大学KD-02超声速风洞上完成, 该风洞为吸气式低噪声直连风洞, 安装二维可更换的喷管, 其型面采用基于B样条曲线方法设计, 能够提供均匀稳定的超声速气流, 试验段截面尺寸为100 mm × 120 mm, 四周可以安装光学玻璃便于光学测量. 本文风洞来流马赫数为3.4, 总压为0.1 MPa, 总温300 K, 具体如表1所示.

试验模型为二维后台阶模型, 其安装示意图2所示, 模型台阶高度 $h = 3$ mm, 展向宽度 $d = 100$, 展高比 $d/h = 33.3$ 大于10, 因此流动近似认为是二维的^[4]. 台阶下游面距试验段上壁面高度 $H = 58$ mm, 膨胀比 $Er = H/(H - h) = 1.055$, 台阶上游长度 $l_1 = 70$ mm, 台阶下游长度 $l_2 = 135$ mm.

表1 KD-02风洞试验参数

Ma_∞	h/mm	d/mm	P_0/MPa	T_0/K	T_∞/K	$\rho_\infty/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	$U_\infty/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	Re_h
3.4	3	100	0.1	300	90.6	0.0589	648	18330
4.2	3	100	0.1	300	66.3	0.0269	685	12510

2.2 基于纳米示踪的平面激光散射系统

为获得流场的高分辨率精细结构图像, 本文采用基于纳米示踪的平面激光散射系统, 即nanotracer based planar laser scattering, 简称为NPLS系统. 该系统通过向超声速流场中均匀撒播名义粒径为50 nm的TiO₂粒子, 采用波长为532 nm的激光片光照明感兴趣流场区域, 由垂直于片光平面放置的CCD相机接收粒子的瑞利散射信号成像. 片光由Nd: YAG双腔脉冲激光器发出的激光通过相应的片光组件形成, 激光脉冲时间为6 ns, 最大脉冲能量为350 mJ, 片光最薄处厚度小于0.5 mm, 距离片光出光口500 mm. 试验采用线间传输的双曝光CCD, 双曝光时间间隔最小为0.2 μs, 获得图像

大小为2048 pixel × 2048 pixel, 灰度级4096. CCD和片光光源由同步控制器控制, 两次脉冲片光照射下的流场中粒子的光散射信号分别记录在CCD的两次曝光时间内, 得到时间相关的两幅NPLS图像^[8]. 该系统已经成功应用于超声速湍流复杂流场精细测量, 能够清晰揭示激波、膨胀波、马赫盘、混合层、边界层等超声速典型流场结构^[9-14].

图2所示为本文NPLS试验测量装置示意, 片光照明区域为后台阶模型的法向对称面, 即 xOy 平面, 其中原点 O 定于对称面内台阶下缘处, x 轴平行于来流方向, y 轴垂直于台阶模型表面指向上. 相机镜头选用尼康 $f = 60$ mm定焦镜头, 拍摄光圈为2.8.

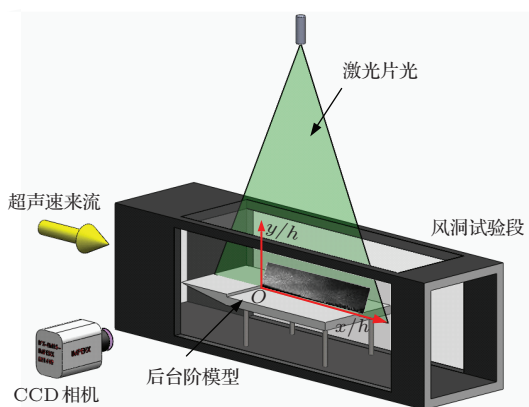


图2 模型安装及NPLS测试示意图

3 流场结构显示与分析

如图3所示为流场结构的瞬态NPLS图像,其分辨率为 $64.7 \mu\text{m}/\text{pixel}$,图中长度均由台阶高度 h 量纲归一化.由NPLS的原理^[15],NPLS图像的灰度分布与纳米示踪粒子浓度成正比关系,从而与流场的密度成正比关系,从图像中看到灰度较低区域为低密度区域,壁面上方的边界层可以认为是密度边界层.图4为300幅不同时刻的NPLS图像平均得到的结果,图5为纹影图像(刀口自下向上切),图6为马赫数4.2条件下的后台阶流场纹影图像(刀口自下向上切).

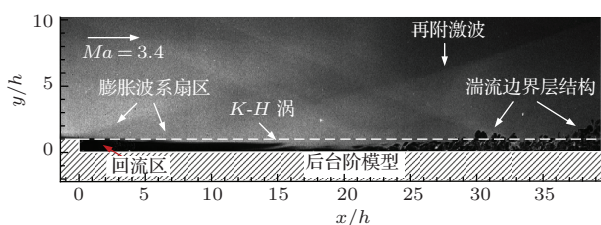


图3 马赫数3.4后台阶流场瞬态NPLS图像

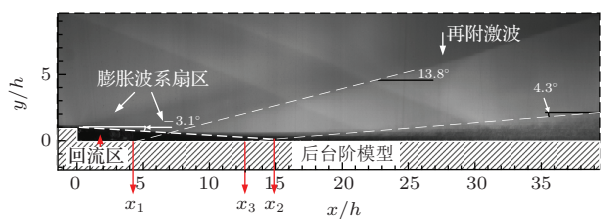


图4 马赫数3.4后台阶流场平均NPLS图像

从图3、图4、图5的流动显示图像中可以观察到,马赫数3.4的超声速均匀来流条件下,台阶上游壁面边界层为层流,其厚度约为 $0.2h$,由于壁面边界层密度低,在NPLS图像中显示的是低灰度而在纹影图像中则为较为明亮的区域.流动经过后

台阶时,由于流道的突然扩张,在台阶上沿产生扇形膨胀波,由于膨胀波引起流场密度降低,因此从图像中看到是灰度较低的扇形区域.经过膨胀波,流动方向向台阶下游面偏转,在后台阶附近形成一段回流区,由于回流区流速低、密度大,从而光线向下发生偏折,所以在纹影图像中回流区亮度较高.分离后的流动与回流之间形成自由剪切层,从NPLS瞬态图像中可以清晰看到剪切层中 $K-H$ 不稳定涡,由于台阶下游流动再附受壁面压缩形成一道再附激波.在不加控制的条件下,再附点的位置并不是固定一点,这种非定常性是由剪切层中低频振动引起的^[16].所以再附点的位置是在一个区域内,称为再附区,再附区内的流动具有压力梯度大、流速低、当地湍流度高和瞬间流动反向的特征^[17].采用基于Canny算子的图像边缘检测技术对时间平均的NPLS图像进行处理可知,再附激波与台阶面的夹角为 $\theta_{rs} = 15.8^\circ$,通过再附激波的反向延长线与下游壁面交于 $x/h = 7.8$ 处,即波足位置,将其设为 x_1 ;再附后重新发展的边界层增长倾角为 4.3° ,斜率为 $\theta_{rb} = 0.07519$,自由剪切层倾斜的角度为 $\theta_{fs} = -3.1^\circ$,斜率为 -0.05416 ;将剪切层与重新发展的边界层外缘准直线延长相交于一点,设为 x_2 ,其位置为 $x_2/h = 14.9$;重新发展边界层外沿延长线与台阶面交点设为 x_3 ,其位置为 $x_3/h = 12.6$.同样地,对马赫数4.2的纹影图像进行了相应分析,并且结合Chen等^[7]的研究,在与本文来流总温总压条件一致而马赫数分别为3.0和3.8条件下的后台阶流动特征数据结果如表2所示,可以发现:相同膨胀比条件下,随着马赫数的增加,来流单位雷诺数降低,再附点推迟,转捩位置随之更为靠后,重新发展边界层增长率变小;若膨胀比增大,则再附点提前,而非简单地因马赫数的增大而推迟,另外气流折转角和再附激波角随之变大.本文还采用数字压力扫描系统对模型表面压力进行了测量,如图7所示为马赫数3.4来流中后台阶下游不同位置处表面压力系数分布,随着流动的再附与边界层的重新发展,压力系数逐渐上升,在 $x \approx 18h$ 处,压力系数由负值变为正值.

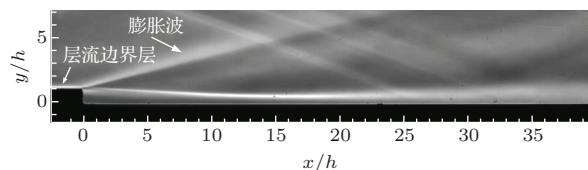


图5 马赫数3.4后台阶流场纹影图像

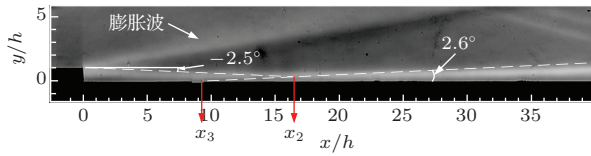


图6 马赫数4.2后台阶流场纹影图像

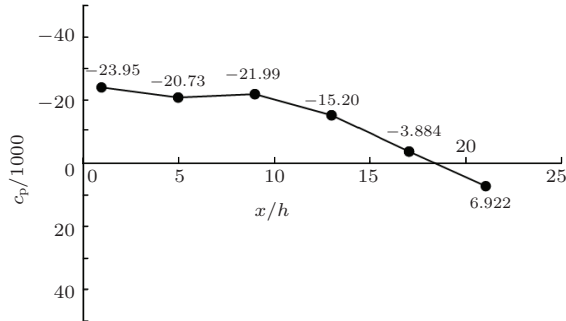


图7 马赫数3.4来流后台阶下游不同位置处压力系数分布

表2 本文与文献[7]数据结果对比(来流总温总压一致)

Ma_∞	Er	x_1/h	x_2/h	x_3/h	$\theta_{fs}/(^{\circ})$	$\theta_{rs}/(^{\circ})$	$\theta_{rb}/(^{\circ})$
3.0 [7]	1.067	1.0	4.0	-1.5	-8.8	15.3	4.6
3.4	1.055	3.2	14.9	12.6	-3.1	13.8	4.3
3.8 [7]	1.067	1.5	7.4	0.8	-5.5	14.3	4.1
4.2	1.055	/	16.5	9.3	-2.5	/	2.6

注: Er 为膨胀比, x_1 为再附激波延长线与台阶下壁面的交点位置, x_2 为自由剪切层外沿与重新发展边界层外沿线的交点位置, x_3 为重新发展边界层外沿线与台阶下表面交点位置, θ_{fs} 为自由剪切层外沿与壁面夹角, θ_{rs} 为再附激波角, θ_{rb} 为重新发展边界层倾角.

将历经不同时间的流场结构NPLS图像放在一起进行比较研究,如图8所示.图8(b)所示为(a)所示瞬态流场经过1 μ s后的流场结构,图8(d)为(c)所示流场经过5 μ s后的流场结构,图8(f)为(e)所示流场经过10 μ s后的流场结构.观察图8(a)和(b)发现,经过1 μ s的时间,重新发展边界层中的拟序结构几乎没有变形,向下游的平移也很小,如图中白色椭圆标示的拟序结构1向下游约平移了8个像素即0.517 mm = 0.1725h,平移速度为517 m/s,大尺度结构2向下游平移约10个像素0.647 mm = 0.2157h,平移速度为647 m/s,大于转捩区的拟序结构的平移速度.经过5 μ s时间,拟序结构3和4有了明显的平移,其位移 $\Delta x/h \approx 2.976/3 = 0.992$,平移速度为595.2 m/s;结构3表现为水平延长而高度大体不变,结构4表现为增高收短;下游大尺度涡结构5和6的整体外

形变化小,而内部小尺度结构有少量的形变,其水平位移 $\Delta x/h \approx 3.105/3 = 1.035$,平移速度约为621 m/s;在转捩开始处,5 μ s时间后有新的拟序结构开始出现,如图8(d)中N所标示.对比10 μ s时间内的流场结构图像,可以发现,重新发展边界层中的发卡涡经过10 μ s已经脱落,下游大尺度结构变形也大大增加,小尺度涡的破碎加剧,时间相关性大大减小;长条形发卡涡7在10 μ s时间内水平位移 $\Delta x/h \approx 6.146/3 = 2.049$,平移速度约为614.6 m/s;转捩后段的拟序结构8的变形也相当显著,其向上增高了 $\Delta y/h \approx 0.776/3 = 0.259$,增高速度约为77.6 m/s.以上说明超声速湍流拟序结构平移运动快,而在一定的时间尺度内是可以分辨,有一定规律可循.在本文的来流状态下,3 mm台阶的湍流结构的可辨时间尺度约为10 μ s,大于10 μ s的两时刻流动结构将难以辨识,尤其是充分发展的湍流小尺度结构;另外从流场精细结构图像来看,重新发展边界层前段的流动转捩区,拟序结构偏向壁面的倾角较小,随着湍流发展,能量得到充分交换与耗散,下游充分发展区域的大尺度结构逐渐偏离壁面,倾角变大.

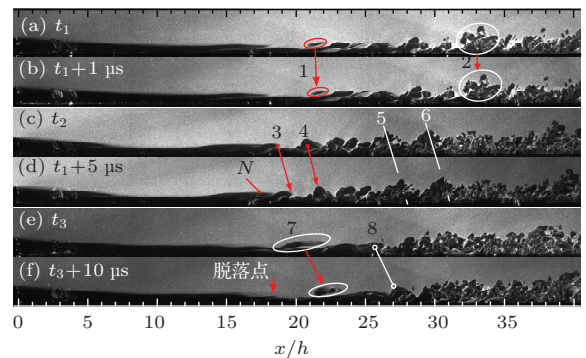


图8 不同时刻的后台阶流场NPLS图像

4 结 论

本文分别采用传统的纹影技术和新型基于纳米示踪的平面激光散射技术,对来流马赫数为3.4和4.2的超声速后台阶模型流场结构进行了流动显示研究,并与马赫数3.0和3.8的后台阶流场结构进行了比较.两种流动显示技术均可以获得激波膨胀波等典型结构的信息,但是由于纹影的积分效应影响,不能分辨清晰后台阶流动的K-H不稳定涡及重新发展边界层中的发卡涡、湍流大尺度及小尺度等精细流动结构;NPLS则对获取三维瞬态流场

结构的高时空分辨率图像上具有显著优势, 其空间分辨率为微米量级, 时间分辨率纳米量级, 并且由于其采用了跨帧技术, 可以获取时间间隔为微秒量级的流场结构图像, 有助于研究超声速流场精细结构的非定常特性. 研究发现, 随着马赫数的增大, 后台阶流场的再附点逐渐靠后, 而重新发展的边界层的转捩位置也更为靠后, 边界层发展倾角逐渐减小; 对不同时刻的后台阶流场湍流结构进行了初步探索, 本文试验条件下的后台阶流场湍流结构的变形时间尺度约为 $10\ \mu\text{s}$.

参考文献

- [1] Troutt T R, Scheelke B, Morman T R 1984 *J. Fluid Mech.* **143** 413
- [2] Jagannath R 2011 *Ph. D. Dissertation* (Toronto: University of Toronto)
- [3] Abdallah S 1966 *AD Report* **647** 958
- [4] Eaton J K, Johnston J P 1980 *AIAA Paper*, 80-1438
- [5] Nicole R M, Rodney D W B 2012 *AIAA Paper* 2012-2709
- [6] Biswas G, Breuer M, Durst F 2004 *Transactions of ASME* **126** 362
- [7] Chen Z, Yi S H, Tian L F, He L, Zhu Y Z 2013 *Shock Waves* **23** 299
- [8] Zhao Y X, Yi S H, Tian L F, Cheng Z Y 2009 *Sci. Chin. Ser. E* **52** 3640
- [9] Zhao Y X, Yi S H, He L, Tian L F, Cheng Z Y 2007 *Chin. Sci. Bull.* **52** 1297
- [10] Zhao Y X, Yi S H, Tian L F, He L, Cheng Z Y 2008 *Sci. Chin. Ser. G* **51** 1134
- [11] Zhu Yang-Zhu, Yi Shi-He, He Lin, Tian Li-Feng, Zhou Yong-Wei 2013 *Chin. Phys. B* **22** 014702
- [12] Zhang Qing-Hu, Yi Shi-He, Zhu Yang-Zhu, Chen Zhi, Wu Yu 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 044701
- [13] He Lin, Yi Shi-he, Tian Li-Feng, Chen Zhi, Zhu Yang-Zhu 2013 *Chin. Phys. B* **22** 024704
- [14] Yi S H, He L, Zhao Y X, Tian L F, Cheng Z Y 2009 *Sci. Chin. Ser. G* **52** 2001
- [15] Tian L F, Yi S H, Zhao Y X, He L, Cheng Z Y 2009 *Sci. Chin. Ser. G* **52** 1357
- [16] Eaton J K, Johnston J P 1982 *Turbulent Shear Flows* **3** 162
- [17] Nedjib D 1987 *Ph. D Dissertation* (Vancouver, University of British Columbia)

Fine structures and the unsteadiness characteristics of supersonic flow over backward facing step via NPLS*

Zhu Yang-Zhu¹⁾ Yi Shi-He¹⁾ Kong Xiao-Ping¹⁾ Quan Peng-Cheng¹⁾
Chen Zhi^{1)†} Tian Li-Feng²⁾

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

2) (Air Defense Forces Academy, Zhengzhou 450052, China)

(Received 8 January 2014; revised manuscript received 25 February 2014)

Abstract

In a low-noise supersonic wind tunnel at a Mach number 3.4, visualization of flow structure around backward facing step (BFS) with a 3 mm high step is carried out via schlieren and nano-tracer-based planar laser scattering (NPLS) respectively. The time-averaged flow characteristic of the reattachment region and the rich instantaneous structures of the redeveloping boundary layer are both revealed. By contrasting the NPLS images at different times, the unsteady evolvement characteristic of the coherent vortices in the redeveloping boundary layer is discussed. And the results are compared with the schlieren of Mach 4.2 and the prior data published. Results indicate that with either of the two flow visualization ways, the shock waves and the expansion waves can be captured; however, the NPLS technique has the obvious advantages to reveal the instantaneous structures on a small scale in a certain section plane with a time resolution of 6 ns and spatial resolution about micron magnitude; under the flow condition in this contribution, the growth rate of redeveloping boundary layer is 0.07519; the characteristic time is around 10 μ s of the hairpin vortex shedding. At the same expansion rate, the reattachment occurs later with increasing Mach numbers, while if the expansion rate increases, the reattachment occurs earlier, and the flow turn angle is larger.

Keywords: supersonic, backward facing step, reattachment, redeveloping boundary layer

PACS: 47.40.Ki, 47.80.Jk, 47.40.-x, 33.20.Fb

DOI: 10.7498/aps.63.134701

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11172326, 11302256), Hunan Provincial Innovation Foundation For Postgraduate, China (Grant No. CX2013B002), and the Innovation Fund for Standout Graduate Students of NUDT, China (Grant No. B130103).

† Corresponding author. E-mail: gfkdcz@163.com