

基于流动显示的压缩拐角流动结构定量研究

武宇 易仕和 何霖 全鹏程 朱杨柱

Quantitative analysis of flow structures in compression ramp based on flow visualization

Wu Yu Yi Shi-He He Lin Quan Peng-Cheng Zhu Yang-Zhu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 014703 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.014703

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.014703>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I1>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

疏水表面减阻环带实验研究

[Investigation about drag reduction annulus experiment of hydrophobic surface](#)

物理学报.2013, 62(15): 154701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.154701>

一维短沟槽复合准晶结构减阻效应及模拟分析

[Mechanism analysis of one-dimensional short groove quasicrystal structure drag-reduction](#)

物理学报.2012, 61(19): 194702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.194702>

具有密度跃层分层流体中回转体激发内波特性实验

[The characteristics of internal waves generated by a revolution body in a stratified fluid with a pycnocline](#)

物理学报.2012, 61(7): 074701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.074701>

基于流动显示的压缩拐角流动结构定量研究*

武宇 易仕和 何霖† 全鹏程 朱杨柱

(航天科学与工程学院, 国防科技大学, 长沙 410073)

(2014年5月14日收到; 2014年6月5日收到修改稿)

在 $Ma = 3.0$ 的超声速风洞中, 采用 NPLS 技术对上游边界层为层流的 25° 压缩拐角进行了流动显示实验, 获得了压缩拐角的精细流动结构, 边界层、剪切层和激波等结构清晰可见. 基于流动显示数据, 采用间歇性、空间相关性和分形分析对流动结构进行了定量研究, 计算了边界层和分离区的间歇因子分布, 获取了边界层中拟序结构和结构角的大小, 给出了边界层分形维数的分布, 并与 Ringuette 和 Bookey 等的实验结果进行比较, 阐述了压缩拐角流动结构的定量特征.

关键词: NPLS, 间歇性, 空间相关性, 分形

PACS: 47.80.Jk, 47.27.De, 47.15.Cb, 47.54.De

DOI: 10.7498/aps.64.014703

1 引言

压缩拐角流动中所包含的分离、剪切和再附等复杂结构和激波边界层相互作用会对飞行器的外部流场产生重要影响, 进而影响到飞行器的整体气动性能^[1]. 作为一种典型的可压缩湍流, 压缩拐角在学术研究和工程应用中均具有十分重要的价值, 长期以来一直受到研究人员的高度关注, 以 Clemens 和 Dolling 等为代表的研究团队进行了一系列的数值计算和实验研究^[2-5], 获得了大量具有重要参考价值的数据. 尽管国内外的研究涉及压缩拐角的激波运动^[6,7]、结构非定常性^[8]、表面压力和热流测量^[9,10]、流动控制^[11,12]以及速度场结构^[13]等诸多方面, 但基于流动显示的结构定量研究却不多.

在压缩拐角的流场中存在着明显的拟序结构(coherent structure). 拟序结构的概念自上世纪60年代被提出后便成为湍流研究的一种重要手段, 随着流体力学实验水平的不断提高, 研究人员也不断提出和发展了很多拟序结构的提取方法. Antonia^[14]运用条件采样(conditional sampling)方法研究湍流剪切层中的拟序结构, Wallace^[15]和 Will-

marth^[16]等采用象限分割技术(quadrant splitting method)识别湍流边界层近壁区域中的拟序结构, Berkooz 等^[17]基于正交分解(proper orthogonal decomposition)对湍流拟序结构进行分析. 随机估算(stochastic estimation)^[18]和速度涡量相关方法(velocity-vorticity correlation)^[19]也被应用于拟序结构的研究中.

Sreenivasan 等^[20]于1986年第一次将分形(fractal)理论应用于流体力学的实验研究当中, 此后分形分析在流体力学领域得到了不断发展^[21]. Smith 等^[22]基于瑞利散射的流动显示, 采用空间相关性(spatial correlations)分析研究平板边界层不同法向高度的结构特征, Bourdon 等^[23]将相关性分析运用到分离流的实验中, 研究剪切层内的大尺度湍流结构, 在 Poggie 等^[24]关于后台阶—凹腔流动的定量研究中, 空间相关性分析也得到了很好的应用. Ganapathisubramani 等^[25]基于 PIV 数据, 采用相关性分析研究湍流边界层中的发卡涡结构, Elliott 等^[26]对可压缩混合层流场进行了空间相关分析, 获得了不同对流马赫数下大尺度结构的特征和时间演化特性. Bookey^[27]和 Ringuette^[28]等将间歇性(intermittency)和空间相关性分析引

* 国家自然科学基金(批准号: 11172326 和 11302256)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: helin.101sys@gmail.com

入到压缩拐角的实验研究中, 获得了边界层间歇因子分布和结构角的定量结果. Humble等^[29]把间歇性、空间相关性和分形分析运用到高超速湍流边界层的结构定量研究中, 为基于流动显示的定量分析更广泛的应用奠定了坚实的基础.

以上所提到的间歇性、空间相关性和分形分析虽然在一些典型流动中获得了成功的运用, 但由于以往的流动显示数据往往分辨率较低, 这给流动结构的定量研究带来了很大的困难. 传统的阴影、纹影显示技术存在分辨率不高等问题, 而PLMS (Planar Laser Mie Scattering), PLIF (Planar Laser Induced Fluorescence) 和FRS (Filtered Rayleigh Scattering) 等显示技术存在散射信号弱、信噪比偏低等不足, 难以满足超声速流动实验研究中的高分辨率精细测量要求. NPLS (Nanoparticle-tracer Planar Laser Scattering) 技术的出现, 很好的解决了这一问题. 它是Yi和Zhao等开发的一种超声速流场精细结构流动显示技术^[30,31], 其空间分辨率高达微米量级, 时间分辨率为6 ns, 时间相关分辨率可达0.2 μ s.

本文运用NPLS技术对上游边界层为层流的25°压缩拐角在 $Ma = 3.0$ 的条件下进行了流动显示实验, 获得了压缩拐角的高分辨率精细流动结构. 基于流动显示的实验数据, 采用间歇性、空间相关性和分形分析对压缩拐角流动中的边界层和分离区进行研究, 给出了边界层和分离区的间歇因子分布、结构角以及分形维数等定量结果, 并与Ringuette和Bookey等的实验结果进行比较, 对压缩拐角流动的定量结构特征进行了阐述.

2 NPLS技术和实验设备

NPLS技术是一种基于纳米粒子示踪的平面激光散射精细测试技术, 纳米粒子良好的跟随性确保其散射光的分布能够准确反映流场中的复杂结构. 本文使用的示踪粒子为 TiO_2 , 在先前的研究^[31]中通过斜激波响应实验对纳米粒子的粒径进行了测量, 结果表明纳米粒子的粒径为42.5 nm. 实验测量得到粒子响应时间为 $\tau_p = 250$ ns, 选取通过速度场测量得到的边界层厚度 $\delta_{0.99} = 5.2$ mm为特征长度, 主流速度为 $U_\infty = 622.5$ m/s, 流动的特征

时间为 $\tau_f = \delta_{0.99}/U_\infty = 835$ μ s, 粒子的斯托克斯数 $S_t = \tau_p/\tau_f = 0.03 < 0.05$. 因此, 文中使用的纳米示踪粒子完全可以满足NPLS的测量要求. 在一些相关的实验中^[32–37], NPLS技术得到了很好的应用.

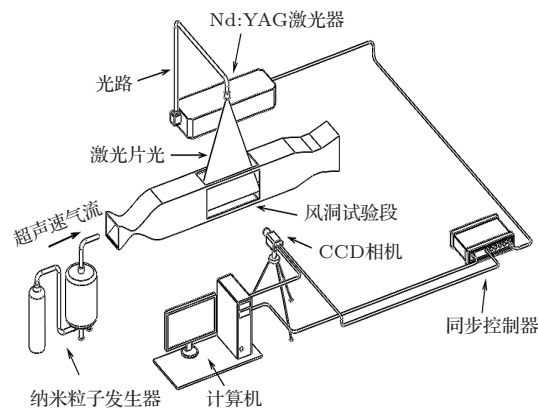


图1 NPLS系统

本文所采用的NPLS测试系统如图1所示, 该系统由光源系统、同步控制系统、成像系统、数据采集与处理系统以及纳米粒子发生器组成. 双腔Nd:YAG脉冲激光器作为光源, 可以产生两束波长为532 nm、脉宽为6 ns的激光, 激光通过导光臂进行传输, 导光臂出口处的透镜组使激光形成厚度小于1 mm的片光, 并照射到所要研究的流场区域. 分辨率为 $2k \times 2k$ 的行间传输型CCD相机用于采集实验图像, 其双曝光的最短时间间隔为0.2 μ s. NPLS系统通过同步控制器控制各部分协同工作, 其时间精度为0.25 ns. 计算机则负责向同步控制器发送指令, 采集、存储并处理实验图像数据. 有关NPLS系统的工作原理和工作方式在先前的研究^[31]中有详细的描述.

本文所有的实验均在一座马赫数为3.0的超声速风洞中进行. 风洞的运行方式为吸气式, 气源为经过干燥除尘的大气, 来流的总压 $P_0 = 0.1$ MPa, 总温 $T_0 = 300$ K, 单位雷诺数 $Re = 7.5 \times 10^6$ /m, 风洞下游的扩散段连接真空罐. 风洞试验段的截面尺寸为100 mm $\times$ 120 mm, 侧面光学窗口的尺寸为250 mm $\times$ 120 mm. 本文的实验与Ringuette等^[28]的实验条件如表1所示.

表1 本文的实验参数与Ringuette等的实验参数

	马赫数 Ma	总压 P_0 /kPa	总温 T_0 /K	边界层厚度 $\delta_{0.99}$ /mm	实验模型角度/(°)
本文的实验	3.0	100	300	5.2	25
Ringuette	2.9	73	293	6.7	24

压缩拐角实验模型如图2所示. 模型前部平板长度 $l_1 = 135$ mm, 压缩坡面长度 $l_2 = 60$ mm, 展向宽度 $d = 100$ mm, 压缩角度为 25° . 模型位于主流区域, 超声速气流在模型上游表面形成层流边界层, 模型的展向宽度与实验段的展向尺寸一致, 流动可近似认为二维. 从图中可以看出, 风洞试验段上壁面光学玻璃安装台阶所引起的微弱马赫波的理论角度为 20° , 实验模型在设计 and 安装时已经充分考虑到这一点, 避开了微弱马赫波的影响, 从而保证所要研究的流场区域不受干扰.

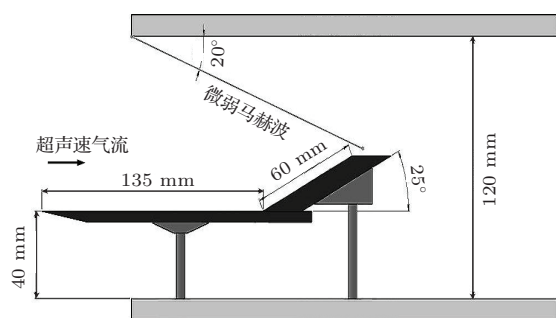


图2 压缩拐角模型

3 实验结果与分析

3.1 上游边界层

为了获取上游边界层的速度剖面, 本文在相同实验条件下进行了PIV测量. 在边界层内的近壁区域, 存在着较大的速度梯度, 本文对于近壁区域的PIV测量综合考虑了互相关优化算法、图像空间分辨率和查问区物理尺寸等因素. 在近壁区域的PIV计算时采用了超分辨率迭代算法. 首先用一个较大的查问区计算粒子的位移, 然后以该位移对应的整像素值对查问区进行图像偏置计算, 之后将查问区细分为多个子区域, 并对每个子区域进行互相关计算, 按新计算的每个子区域的粒子位移分别对每个子区域进行图像偏置计算, 再将每个子区域继续划分为多个子区域, 按照上述方式进行迭代计算. 这样可以避免较大的速度梯度对互相关计算的影响, 保证计算的精度. 文中PIV测量的范围较小, 约为 $25\text{ mm} \times 16\text{ mm}$, 对应的图像分辨率为 $15.6\text{ }\mu\text{m/pixel}$. 在PIV的计算中, 所取的查问区窗口大小为 $32\text{ pixel} \times 16\text{ pixel}$, 其在 y 方向上对应的物理尺寸为 $0.25\text{ mm} \approx 0.05\delta$, 因此, 速度场的测量结果能够较好的反映边界层内部的速度剖面分布. 将坐标原点置于模型的拐点处, 从 $x = -50\text{ mm}$ 流线向

位置处的PIV数据中提取出上游边界层的速度剖面, 并与Ringuette在实验中提取的速度剖面进行比较, 如图3(a)所示.

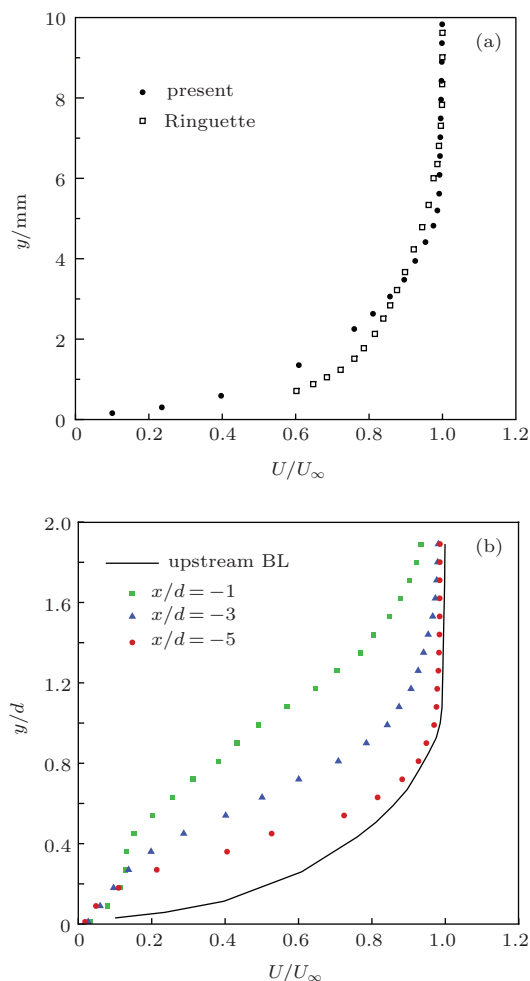


图3 边界层速度剖面 (a) 上游位置; (b) 不同流向位置

图3(a)的横坐标速度 U 采用主流速度 U_∞ 无量纲化, 纵坐标 y 为距模型壁面的法向高度. 从图中可以看到, 本文压缩拐角模型上游边界层的速度剖面并不十分饱满, 具有典型层流边界层的速度分布特点, 相比之下, Ringuette所提取的速度剖面则更为饱满一些. 这是因为Ringuette提取速度剖面的位置为距平板前缘 340 mm 处 (本文中为距平板前缘 80 mm 处), 上游的边界层经过较长流向距离的发展, 已经转捩成为湍流边界层. 根据边界层的速度剖面可以提取出本文压缩拐角距模型平板前缘 80 mm 处的边界层厚度为 $\delta = 5.2\text{ mm}$.

图3(b)给出了不同流向位置的边界层速度剖面, 图中的纵坐标 y 采用边界层厚度 δ 无量纲化, 实线为之前所提取的上游边界层速度剖面. 随着流动向下游发展, 边界层受到下游压缩坡面引起的逆

压梯度影响, 在 $x/\delta = -5$ 处速度剖面变得更为不饱满, 近壁区域 ($y/\delta < 0.2$) 的速度有所减小, 但边界层厚度有所增加. 在更为靠近下游的 $x/\delta = -3$ 和 $x/\delta = -1$ 处, 逆压梯度的效应进一步增强, 边界层受到流动分离的影响, 加上剪切层和回流结构的出现, 使得速度剖面极不饱满, 近壁区域近壁区域 ($y/\delta < 0.2$) 的速度已经远远低于上游边界层的速度, 同时边界层厚度的增长也更为明显.

3.2 流动显示

图4给出了压缩拐角流场结构的NPLS图像, 图中可以清晰看到流场整体结构和流动发展过程. 其中, 坐标原点位于模型的拐点, 横坐标和纵坐标均采用边界层厚度无量纲化. 从图中还可以发现, 在相同的流向位置上NPLS图像所反映的边界层厚度与通过PIV数据提取得到的边界层厚度有一定区别. 这是因为NPLS图像中的边界层实际上是通过示踪粒子浓度差异所体现的边界层, 而通过PIV数据提取的边界层是速度边界层. 虽然两种边界层的变化趋势存在相似性, 但二者在数量上却存在明显的差异.

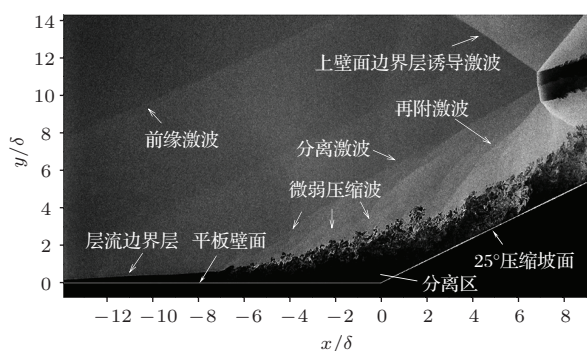


图4 压缩拐角瞬态流场结构

超声速气流在模型上游表面形成了层流边界层, 下游的压缩坡面使得流道压缩, 并引起逆压梯度的产生. 逆压梯度的影响通过边界层内部的亚声速层向上游传递, 使得层流边界层迅速发展增厚, 最终转捩为湍流, 并产生流动分离. 分离后的流动与拐点附近的分离区之间形成了剪切层, 并产生了一系列微弱压缩波. 对大量瞬态流场的分析发现, 这些微弱压缩波的产生与边界层外部的大尺度结构有着十分紧密的联系. 压缩波不断汇聚在分离区上方形成分离激波, 流动在压缩坡面上的某一位置发生再附, 形成再附激波. 再附之后边界层重新发展, 并伴随着明显的结构演化. 在分离激波和再附

激波相互作用的区域, 流动结构十分复杂. 由于风洞试验段的尺寸较小, 分离激波和再附激波汇聚后作用于试验段上壁面的边界层, 引起边界层分离, 从而诱导出一道斜激波, 从图中还可以看到马赫盘和滑移线等典型流动结构.

3.3 间歇性研究

压缩拐角上游的层流边界层在逆压梯度的作用下迅速转捩为湍流边界层, 而湍流由于其本身在结构上具有不规则性和脉动特性, 使得边界层与主流区域的分界面是随着时间和空间不规则变化的. 对于流场中某一固定的空位点而言, 某一时刻会处于均匀的主流区域, 而下一时刻可能又会处于充满脉动的湍流边界层内部, 这就产生了湍流边界层的间歇性.

湍流边界层的间歇特性通常用间歇因子 γ 来衡量, Humble等^[29]将完全湍流区域的间歇因子定义为 $\gamma = 1$, 而非湍流区域的间歇因子定义为 $\gamma = 0$. 因此, 间歇因子可以定义为

$$\gamma = t_{\text{tur}}/t, \quad (1)$$

其中, t_{tur} 是流动作为湍流的时间, t 是全部的时间. Klebanoff^[38]通过对不可压湍流边界层的间歇因子进行实验测量, 发现在 $0.4 < y/\delta < 1.2$ 的范围内间歇因子的变化可以近似拟合为曲线

$$\gamma \approx [1 + 5(y/\delta)^6]^{-1}. \quad (2)$$

为了准确获取上游边界层和分离区的间歇因子分布, 需要提取湍流边界层和主流区域的分界面. 由于NPLS图像中主流区域和边界层内部的灰度存在明显的差异, 因此可以通过灰度阈值从NPLS图像中提取主流区域与边界层的分界面. 在高于阈值的区域将灰度设定为255, 而在低于阈值的区域则将灰度设定为0.

图5(a)所示为上游边界层的NPLS图像和通过灰度阈值提取的分界面, 灰度阈值分别取为55, 65和75. 从图中可以发现, 选取不同灰度阈值时所提取的边界层与主流区域的分界面存在细微的差别. 当灰度阈值为65时, 所提取的分界面与真实流动符合得较好. 图5(b)给出了基于不同灰度阈值提取的分界面计算得到的间歇因子分布曲线, 图中的横坐标 y 采用边界层厚度无量纲化. 计算时采用的图像大小为 $5\delta \times 2\delta$, 每一个法向高度的灰度值取该行像素的灰度平均值^[20], 计算结果来自于100幅图像的统计平均. 从图中可以看到, 灰度

阈值为65时的计算结果与近似拟合曲线最为接近, 而灰度阈值 ± 10 的变化使得当间歇因子 $\gamma = 0.5$ 时的法向特征位置 $y_{50\%}$ 存在 $+2.3\%$ (灰度阈值75)和 -2.6% (灰度阈值55)的差异. 对于灰度阈值取为65

时的计算结果, 其法向特征位置 $y_{50\%}/\delta = 0.76$, 这与Klebanoff^[38]的实验结果相符合. 因此在后续的间歇因子计算中采用灰度阈值65提取边界层与主流区域的分界面.

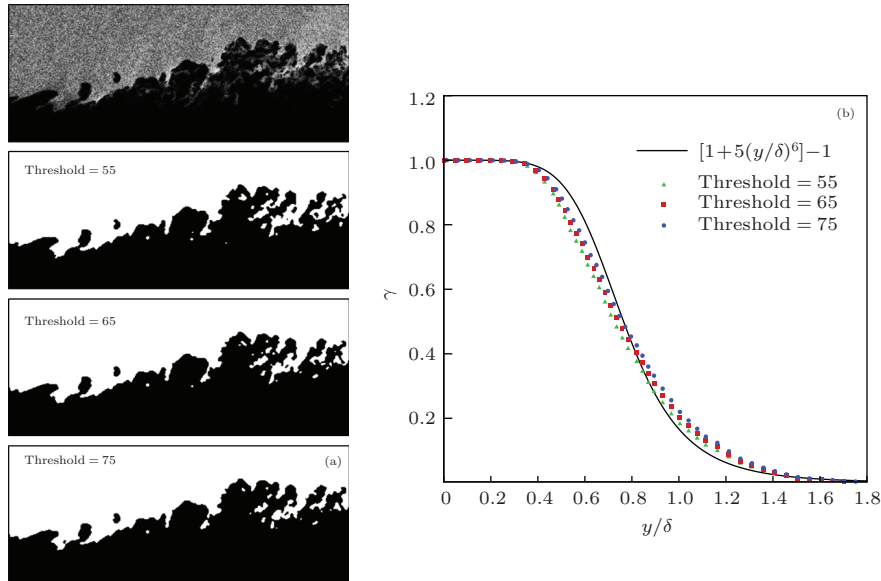


图5 不同灰度阈值对上游边界层间歇因子分布的影响 (a) 上游边界层NPLS图像和灰度阈值分别取为55, 65, 75时边界层与主流区域的分界面; (b) 灰度阈值分别取为55, 65, 75时边界层的间歇因子分布

图6给出了分离区边界层间歇因子的分布曲线. 计算时采用的图像大小为 $6\delta \times 2.5\delta$, 对应的流向位置分别为 $x/\delta = -0.5$ 和 $x/\delta = -1.5$, 每一个法向高度的灰度值取该行像素在一个边界层厚度内的灰度平均值, 计算结果来自于300幅图像的统计平均. 由于在这些流向位置的当地边界层厚度是未知量, 为了便于进行比较, 图6中的横坐标采用上游边界层的法向特征位置 $y_{50\%}$ 进行无量纲化. 从图中可以看出, 分离区边界层的 γ 分布范围明显大于上游边界层的 γ 分布, 越靠近下游区域边界层 γ 的分布范围越广, 这与前面流动显示结果所反映的流动结构相一致, 图中还与Ringuette等的实验结果^[28]进行了比较. Ringuette的计算结果表明, 上游边界层的法向特征位置 $y_{50\%} = 0.77\delta$, 在 $x/\delta = -1.5$ 的流向位置 $y_{50\%} = 0.80\delta$, 在 $x/\delta = -0.5$ 的流向位置 $y_{50\%} = 0.85\delta$; 本文的计算结果表明, 上游边界层的法向特征位置 $y_{50\%} = 0.76\delta$, 在 $x/\delta = -1.5$ 的流向位置 $y_{50\%} = 1.08\delta$, 在 $x/\delta = -0.5$ 的流向位置 $y_{50\%} = 1.24\delta$. 两者在间歇因子分布上的差异主要是因为Ringuette的实验中, 边界层并未出现流动分离现象, 而在本文的实验中, 边界层出现了典型的流动分离. 因此, 压缩拐角流动结构的不同导

致了本文的实验结果与Ringuette的实验结果存在差异. 另外, 边界层厚度取值的不同以及NPLS和FRS两种流动显示技术的区别也会在一定程度上影响间歇因子的计算结果.

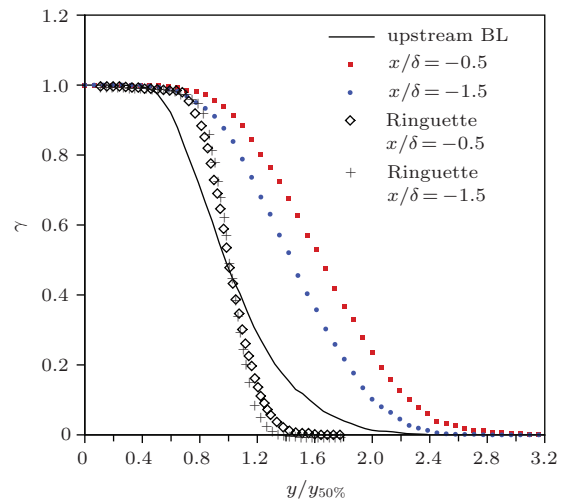


图6 分离区边界层间歇因子分布

根据本文间歇因子的计算结果, 在 $x/\delta = -1.5$ 的流向位置上 $y_{50\%}$ 附近区域 γ 曲线的斜率大于在 $x/\delta = -0.5$ 的流向位置上相同区域 γ 曲线的斜率, 而 γ 曲线斜率的增加意味着间歇流动范围的减小,

这与 Ringuette 的实验结果是一致的.

3.4 空间相关性分析

NPLS 图像给出的是压缩拐角的瞬态流场, 在边界层中可以看到拟序结构的存在. 由于流动非定常性的影响, 边界层中的拟序结构在不同时刻呈现出不同的形态. 为了对拟序结构进行定量研究, 需要对大量 NPLS 图像进行统计处理以确定拟序结构的大小和倾斜角度. 在本文中, 采用下式对图像进行两点相关性分析:

$$R(x, y) = \frac{\sum_{n=1}^N (I_n(x, y) - \bar{I}(x, y))(I_n(x_0, y_0) - \bar{I}(x_0, y_0))}{\left\{ \sum_{n=1}^N (I_n(x, y) - \bar{I}(x, y))^2 \sum_{n=1}^N (I_n(x_0, y_0) - \bar{I}(x_0, y_0))^2 \right\}^{-1/2}}, \quad (3)$$

其中, x 和 y 是像素坐标, x_0 和 y_0 是参考点的像素坐标, I_n 是第 n 个样本图像的灰度, N 为样本数量, 上划线代表平均值. Bourdon 等^[23]对两点相关性分析参数的研究表明, 当样本数 N 为 500 左右时能够确保统计结果的稳定性.

图 7 给出了参考点 (x_0, y_0) 取不同流向和法向位置时的空间相关性分布, 是基于 500 幅图像的计算结果, 其中, 图 7(a)–(i) 参考点坐标分别为 $(-5\delta, 0.7\delta)$, $(-3\delta, 1.05\delta)$, $(-1.5\delta, 1.2\delta)$, $(-0.5\delta, 1.35\delta)$, $(0, 1.35\delta)$, $(0.5\delta, 1.1\delta)$, $(1.5\delta, 1\delta)$, $(3.0\delta, 1.05\delta)$ 和 $(5.0\delta, 1.05\delta)$. 定义中心点的值为 1, 等值线从中心点向外围以 0.1 的间隔递减, 最外围的等值线为 0.5. 从图中可以看到, 等值线的轮廓呈椭圆状, Bourdon 通过实验发现, 等值线代表拟序结构的平均结构. 文中与 Bourdon 等^[23]的实验一致, 采用 0.5 等值线来计算平均结构的大小和倾斜角, 用最小二乘方法对 0.5 等值线进行椭圆拟合, 如图 8 所示.

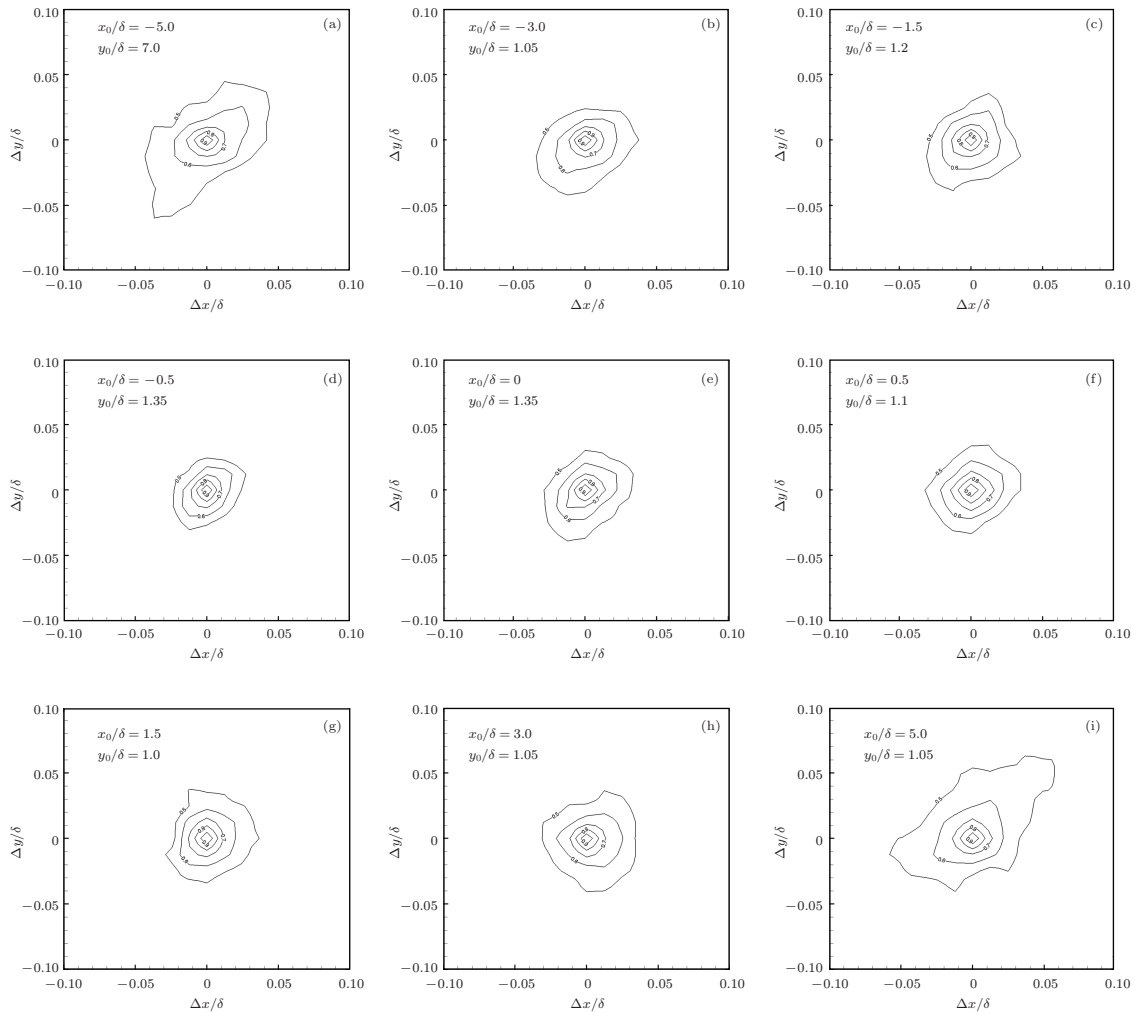


图 7 参考点 (x_0, y_0) 取不同流向和法向位置时的空间相关性分布图

定义 a 为 0.5 等值线所拟合的椭圆长半轴, $2a$ 为相关性计算得到的拟序结构大小, θ 为结构角, 定义为 0.5 等值线所拟合椭圆的长轴与流向 (x 轴) 的夹角.

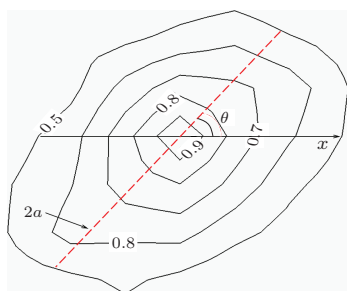
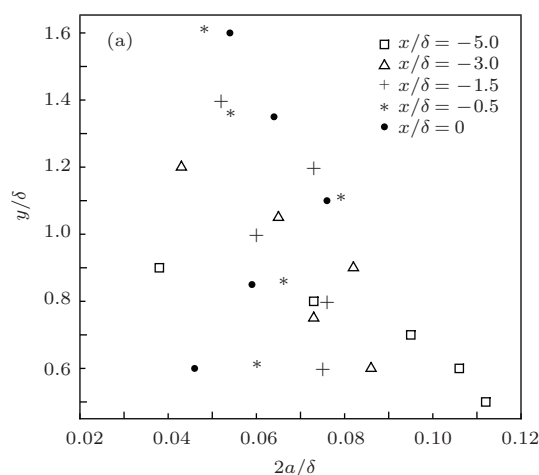


图 8 拟序结构大小和结构角示意图

图 9 所示为不同流向位置上边界层拟序结构沿法向的分布, 图中的横坐标采用边界层厚度 δ 进行无量纲化. 由于近壁区域存在壁面散射光的影响, 因此文中只计算了 $y/\delta > 0.5$ 区域的拟序结



构. 从图 9(a) 中可以看出, 在压缩拐角的平板区域, 上游位置 $x/\delta = -5.0$, $x/\delta = -3.0$ 和 $x/\delta = -1.5$ 处无量纲结构的大小随着法向距离的增加分别从 0.11, 0.09 和 0.08 附近逐渐减小到 0.04 左右, 而在模型拐点附近的 $x/\delta = -0.5$ 和 $x/\delta = 0$ 处无量纲结构大小沿法向的变化是先分别从 0.06 和 0.05 逐渐增大到 0.08, 然后再减小到 0.05 左右. 结合流动显示的结果不难发现, 这是由于在靠近模型拐角的区域, 位于边界层内部的拟序结构受到流动分离和逆压梯度的影响表现出一定程度的膨胀, 而在边界层的外部区域, 拟序结构受到分离激波的作用而逐渐破碎. 图 9(b) 中的数据则一致说明了在压缩坡面区域, 边界层中拟序结构的无量纲结构随着远离壁面而逐渐从 0.08 左右减小到 0.05 左右.

图 10 给出了不同流向位置上结构角沿法向的分布. 从图 10(a) 中可以发现, 平板区域的结构角均随着远离壁面而逐渐增大, 与 Bookey^[27] 的实验

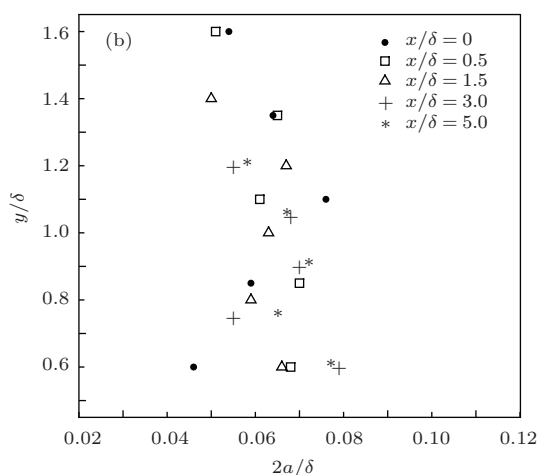


图 9 不同流向位置拟序结构大小分布 (a) 平板区域无量纲结构; (b) 坡面区域无量纲结构

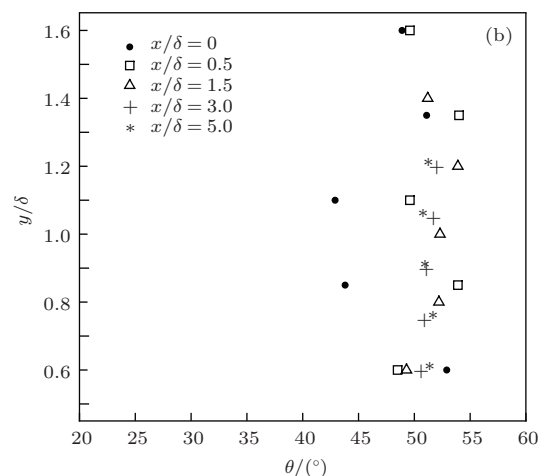
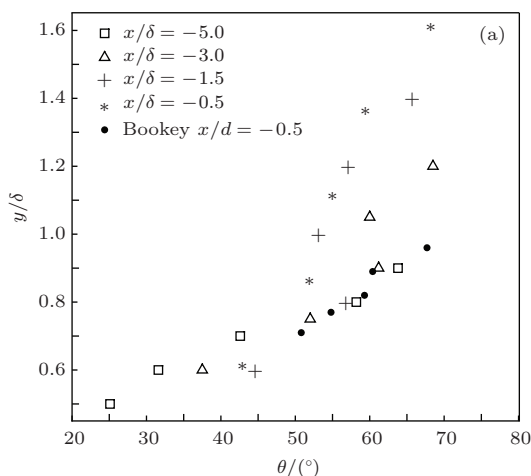


图 10 不同流向位置结构角大小分布 (a) 平板区域结构角; (b) 坡面区域结构角

中结构角的变化趋势一致. 其中, 在 $x/\delta = -0.5$ 处的结构角在 45° 到 65° 之间, 这与 Bookey 的实验结果 (50° 到 70° 之间) 也十分接近. 图 10 (b) 中的数据则说明, 压缩坡面区域 ($x/\delta = 0$ 除外) 的结构角变化较小, 在 50° 到 55° 之间.

3.5 分形分析

在压缩拐角的流场中, 由于存在激波、剪切层和回流区等流动结构, 边界层与主流区域的分界面呈现出一条极不规则的复杂曲线, 这使得采用传统的几何度量方法无法对该曲线进行定量的分析. 自从 Sreenivasan 将分形理论引入到流体力学的实验测量之后, 分形分析在流体力学领域已经有了越来越广泛的应用. 由于分形分析的研究对象一般不具有特征长度, 且整体和局部存在自相似性, 因此分形分析非常适合用于描述复杂的边界层界面.

度量一条不规则曲线的破碎程度常常采用分形维数进行描述. 定义一条直线的分形维数为 1, 一个平面的分形维数为 2, 因此任意一条二维曲线的分形维数介于 1 和 2 之间. 分形维数越高, 表明该曲线的破碎程度越高, 越充满一个平面空间. 计算分形维数的方法主要有脚规法、香肠法和盒维数法等, Sreenivasan 在研究中发现, 盒维数法更适合测量湍流边界的分形维数^[21]. 盒维数法的基本原理是: 为了计算一个平面集 F 的盒维数, 构造一些边长为 ε 的正方形 (即盒子) 来覆盖该平面集, 然后计算 ε 取不同值时盒子与平面集的相交个数 $N_\varepsilon(F)$. 盒维数就是当 $\varepsilon \rightarrow 0$ 时 $N_\varepsilon(F)$ 增加的对数速度, 用公式可表示为^[29]

$$\text{Dim}(F) = -\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\log[N_\varepsilon(F)]}{\log(\varepsilon)}. \quad (4)$$

图 11 给出了压缩拐角平板区域采用盒维数法得到的分形维数计算结果, 其中图 11 (a) 为流动结构的 NPLS 图像, 大小为 $900 \text{ pixel} \times 180 \text{ pixel}$, 图像的分辨率为 0.063 mm/pixel , 图像的右下角对应模型的拐点, 即坐标原点. 图 11 (b) 为采用 Canny 边缘检测算子所提取的边界层与主流区域的边界, 图 11 (c) 为分形维数沿流向的分布曲线. 在计算分形维数的空间分布时, 将流场区域沿流向划分为 9 个区域进行分段计算, 每个区域的长度为 100 pixel .

从图 11 中可以看出, 边界层在图像最右侧区域处于层流状态, 这一区域边界层与主流的分界线为比较规则的曲线, 其分形维数在 1.1 到 1.15 之间. 随着流动向下游发展, 边界层受到逆压梯度的

影响逐渐转换为湍流, 拟序结构开始出现, 对应的边界层与主流的分界线变得不规则起来, 分形维数逐渐增加到 1.4 左右. 在图像的左侧区域, 边界层已经完全转换为湍流, 分离区外部的拟序结构逐渐破碎, 边界曲线的不规则程度逐渐增加, 分形维数不断上升, 在靠近模型拐点区域分形维数最大达到 1.55. 因此, 通过分形维数的变化可以定性判断边界层的流动状态.

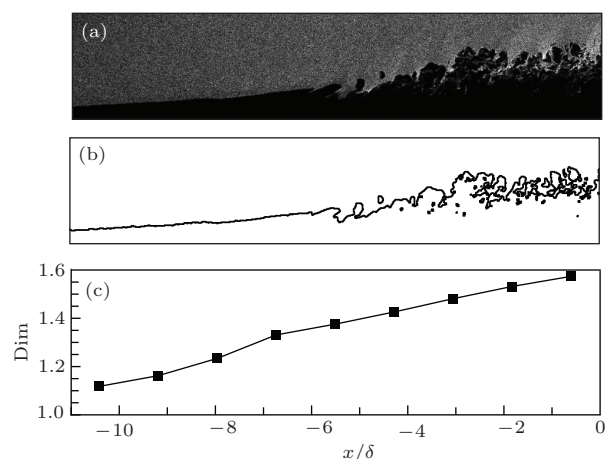


图 11 平板区域分形维数计算结果 (a) 流场 NPLS 图像; (b) 边界层与主流的边界; (c) 分形维数沿流向的分布

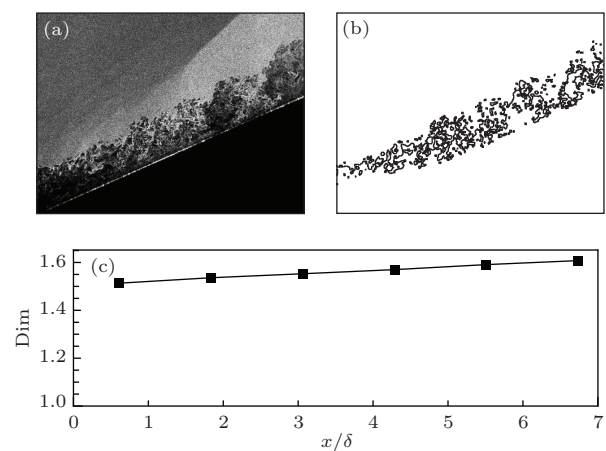


图 12 坡面区域分形维数计算结果 (a) 流场 NPLS 图像; (b) 边界层与主流的边界; (c) 分形维数沿流向的分布

图 12 给出了压缩拐角坡面区域采用盒维数法得到的分形维数计算结果, 其中图 12 (a) 为流动结构的 NPLS 图像, 大小为 $600 \text{ pixel} \times 450 \text{ pixel}$, 图像的分辨率为 0.063 mm/pixel , 图像的左下角对应模型的拐点, 即坐标原点. 图 12 (b) 为采用 Canny 边缘检测算子所提取的边界层与主流区域的边界, 图 12 (c) 为分形维数沿流向的分布曲线. 在计算分形维数的空间分布时, 将流场区域沿流向划分为 6 个区域进行分段计算, 每个区域的长度为 100 pixel .

从图 12 中可以发现, 压缩坡面上再附后的湍流边界层的分形维数变化趋于稳定, 基本保持在 1.55 左右. 该位置正是湍流发展较为充分的区域, 这说明在湍流阶段边界层的破碎程度基本保持不变, 其空间结构在一定尺度范围内具有自相似性.

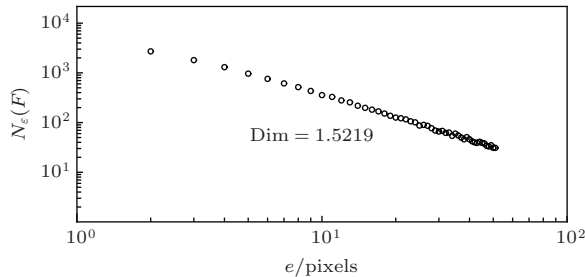


图 13 坡面区域湍流边界层分形计算尺码和盒子数在双对数坐标下的分布

图 13 所示为坡面区域湍流边界层的分形计算结果在双对数坐标下的分布曲线, 其中, 横坐标为计算尺码 ε , 纵坐标为对应的盒子数 $N_\varepsilon(F)$. 从图中可以看出, 在双对数坐标系下, 计算尺码 ε 与盒子数 $N_\varepsilon(F)$ 的分布可以近似拟合为一条直线, 直线的斜率就是这一区域湍流边界层的平均分形维数, 即 $\text{Dim} = 1.5219$. 这与前面分段计算所得的分形维数结果基本一致, 说明压缩坡面上的湍流边界层的分形维数基本保持不变. 但计算结果与 Sreenivasan 对高雷诺数不可压湍流边界层的平均分形维数结果 ($\text{Dim} = 1.36 \pm 0.05$) 存在一定差别, 很可能是由于流动结构本身的差异所带来的影响, 也可能是不同的图像边缘提取方法所引入的误差.

4 结 论

本文采用 NPLS 技术对上游边界层为层流的压缩拐角进行了流动显示实验, 获得了高分辨率的精细流动结构图像. 相比于传统的流动显示技术, NPLS 可以更为清晰的再现边界层、剪切层和激波等典型流动结构. 基于流动显示的数据, 对压缩拐角流动结构的间歇因子、结构角和分形维数进行了定量的分析.

实验结果表明, 在 25° 压缩坡面引起的逆压梯度的影响下, 层流边界层迅速失稳转捩为湍流边界层, 并产生了典型的流动分离. 流场中出现了剪切层和微弱压缩波结构, 伴随着流动的分离和再附, 分离激波、回流区和再附激波等结构清晰可见. 上游边界层间歇因子 γ 的分布与 Klebanoff 通过实验得到的近似拟合曲线非常接近, 其法向特征

位置 $y_{50\%} = 0.76\delta$, 与 Klebanoff 的实验结果一致. 在靠下游的流向位置 $x/\delta = -1.5$ 和 $x/\delta = -0.5$, 通过间歇因子提取的法向特征位置分别为 1.08δ 和 1.24δ , 比上游边界层位置增加了 42.1% 和 63.2%. 通过两点空间相关性分析得到的边界层拟序结构大小在 $0.05\delta - 0.1\delta$ 之间, 平板区域结构角的分布在 $30^\circ - 65^\circ$ 之间, 坡面区域的结构角在 $50^\circ - 55^\circ$ 之间. 拟序结构的大小有随着远离壁面减小的趋势, 而结构角随着远离壁面逐渐增大. 分形维数的计算结果表明, 压缩拐角平板区域层流边界层的分形维数在 1.1 左右, 随着流动向下游发展, 边界层开始转捩, 其分形维数逐渐增加. 在湍流阶段, 边界层的分形维数比较稳定, 保持在 1.55 左右.

参考文献

- [1] Wu Y, Yi S H, Chen Z, Zhang Q H, Gang D D 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 184702 (in Chinese) [武宇, 易仕和, 陈植, 张庆虎, 冈敦殿 2013 物理学报 **62** 184702]
- [2] Gramann R A, Dolling D S 1990 *AIAA Paper* 0380
- [3] Gramann R A, Dolling D S 1992 *AIAA Paper* 0744
- [4] Chan S C, Clemens N T, Dolling D S 1995 *AIAA Paper* 2195
- [5] Ganapathisubramani B, Clemens N T, Dolling D S 2007 *J. Fluid Mech.* **585** 369
- [6] Wu M W, Martin M P 2008 *J. Fluid Mech.* **594** 71
- [7] Gieseking D A, Edwards J R 2012 *AIAA J.* **50** 2057
- [8] Ganapathisubramani B, Clemens N T, Dolling D S 2009 *J. Fluid Mech.* **636** 397
- [9] Prince S A, Vannahme M, Stollery J L 1999 *AIAA Paper* 0147
- [10] Ringuette M J, Smits A J 2007 *AIAA Paper* 4113
- [11] Verma S B, Manisankar C 2012 *AIAA J.* **50** 2753
- [12] Verma S B, Manisankar C, Raju C 2012 *Shock Waves* **22** 327
- [13] Ganapathisubramani B, Clemens N T, Dolling D S 2006 *AIAA Paper* 0324
- [14] Antonia R A 1981 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **13** 131
- [15] Wallace J M, Eckelmann H, Brodkey R S 1972 *J. Fluid Mech.* **54** 39
- [16] Willmarth W W, Lu S S 1972 *J. Fluid Mech.* **55** 65
- [17] Berkooz G, Holmes P, Lumley J L 1993 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **25** 539
- [18] Adrian R J, Moin P 1988 *J. Fluid Mech.* **190** 531
- [19] Chen J, F Hussain, Pei J, She Z S 2014 *J. Fluid Mech.* **742** 291
- [20] Sreenivasan K R, Meneveau C 1986 *J. Fluid Mech.* **173** 357
- [21] Sreenivasan K R 1991 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **23** 539
- [22] Smith M W, Smits A J 1995 *Exp Fluids* **18** 288
- [23] Bourdon C J, Dutton J C 1999 *Phys Fluids* **11** 201
- [24] Poggie J, Erbland P J, Smits A J, Miles R B 2004 *Exp Fluids* **37** 438
- [25] Ganapathisubramani B, Hutchins N, Hambleton W T, Longmire E K, Marusic I 2005 *J. Fluid Mech.* **524** 57

- [26] Elliott G S, Samimy M, Arnette S A 1995 *Phys Fluids* **7** 864
- [27] Bookey P, Wyckham C, Smits A J, Martin M P 2005 *AIAA Paper* 0309
- [28] Ringuette M J, Bookey P, Wyckham C, Smits A J 2009 *AIAA J.* **47** 373
- [29] Humble R A, Peltier S J, Bowersox R D W 2012 *Phys Fluids* **24** 106103
- [30] Yi S H, He L, Zhao Y X, Tian L F, Cheng Z Y 2009 *Sci. China* **52** 2001
- [31] Zhao Y X, Yi S H, Tian L F, He L, Cheng Z Y 2009 *Sci. China* **52** 3640
- [32] Zhao Y X, Yi S H, He L, Cheng Z Y, Tian L F 2007 *Chin. Sci. Bull.* **52** 1297
- [33] He L, Yi S H, Tian L F, Chen Z, Zhu Y Z 2013 *Chin. Phys. B* **22** 24704
- [34] Chen Z, Yi S H, He L, Tian L F, Zhu Y Z 2012 *Chin. Sci. Bull.* **57** 584
- [35] Zhang Q H, Yi S H, Zhu Y Z, Chen Z, Wu Y 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 044701
- [36] Zhu Y Z, Yi S H, Chen Z, Ge Y, Wang X H, Fu J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084219 (in Chinese) [朱杨柱, 易仕和, 陈植, 葛勇, 王小虎, 付佳 2013 物理学报 **62** 084219]
- [37] Quan P C, Yi S H, Wu Y, Zhu Y Z, Chen Z 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 084703 (in Chinese) [全鹏程, 易仕和, 武宇, 朱杨柱, 陈植 2014 物理学报 **63** 084703]
- [38] Klebanoff P S 1955 *NACA TR* 1247

Quantitative analysis of flow structures in compression ramp based on flow visualization*

Wu Yu Yi Shi-He He Lin[†] Quan Peng-Cheng Zhu Yang-Zhu

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

(Received 14 May 2014; revised manuscript received 5 June 2014)

Abstract

Flow visualization studies on the laminar boundary layer flows over a 25° compression ramp are carried out via NPLS technique in a Mach 3.0 wind tunnel; fine flow structures such as boundary layer, shear layer, and shock waves may be visualized clearly. Based on the visualized data, quantitative analysis is conducted using intermittency, spatial correlations, and fractal theory. The intermittency function γ of the boundary layer and the interaction region is calculated, and the size of coherent structures and the structure angle θ for the boundary layer are obtained, so that the fractal dimension of the boundary layer in streamwise can be provided. Experimental data in the present paper have been compared with the results of Ringuette and Bookey, and the quantitative characteristics of flow structures are discussed in detail.

Keywords: NPLS, intermittency, spatial correlations, fractal

PACS: 47.80.Jk, 47.27.De, 47.15.Cb, 47.54.De

DOI: 10.7498/aps.64.014703

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11172326, 11302256).

[†] Corresponding author. E-mail: helin.101sys@gmail.com