

矩形扩压通道内流动控制的实验与数值研究

谢永慧, 樊涛, 张荻, 叶冬挺, 王顺森

(动力工程多相流国家重点实验室(西安交通大学), 陕西省 西安市 710049)

Experimental and Numerical Study on Flow Separation Control in Rectangle Diffuser

XIE Yong-hui, FAN Tao, ZHANG Di, YE Dong-ting, WANG Shun-sen

(State Key Laboratory of Multiphase Flow in Power Engineering
(Xi'an Jiaotong University), Xi'an 710049, Shaanxi Province, China)

ABSTRACT: To investigate the mechanism of active control for flow separation in rectangle diffuser by vortex generator jets (VGJs) method, numerical analysis with large-eddy simulation and experimental measurement by particle image velocimetry (PIV) were carried out for the flow field. The numerical results show good agreement with experimental data. The two dimensional vortical structure was discussed in detail via the analysis of their velocity and vorticity distribution. Based on the three dimensional identification of vortex, several vortical structure, with emphasis on the dynamic process of its generation and development, was also discussed. The results show that the jet shear-layer vortices evolved from vortex loops to vortex rings as time go on. Horseshoe vortices wrap around the jet nozzle have the strong stability. The counter-rotating vortex pair has mean-flow definition although they may also have unsteady components. Moreover, to investigate the effect of VGJs on separation control, the surface pressure coefficient, the length of separation zone, the flow characteristics in diffuser and pressure power spectra were compared with and without VGJs. It revealed the longitudinal vortices generate at the downstream of jet increase cross-stream mixing of streamwise momentum and then suppress or delay the separation in diffuser.

KEY WORDS: flow control; vortex generator jets; particle image velocimetry; large-eddy simulation

摘要: 采用粒子成像测速技术和大涡模拟方法对带有涡旋射流的矩形扩压器分离控制的流场进行了实验和数值分析, 数值计算结果与实验数据吻合良好。通过分析实验和计算得到

相关截面速度和涡量分布, 讨论了涡旋射流的二维涡结构; 同时应用三维涡识别技术获得了射流产生各种涡旋结构的流动形态, 重点研究射流流向涡结构的生成、发展等动力学演化过程。结果表明: 射流剪切层涡系的结构随着时间推移从涡卷演化为了涡环; 射流孔口前缘的马蹄涡系具有较强的稳定性, 反向涡对具有明显的时均特性。此外还通过对比射流控制前后扩压器表面压力系数、分离区长度、扩张段流动形态及观测点功率谱分析等多种方式探讨了射流控制流动分离的控制效果, 并指出射流在下游远场形成的纵向涡旋将主流流场边界层外的高能流体卷入到边界层内, 增加了边界层内部的流动能量, 从而延缓或抑制了流动分离。

关键词: 流动控制; 涡旋射流; 粒子成像测速; 大涡模拟

0 引言

分离流动控制是改善如压气机、涡轮机等动力机械气动性能的重要手段。以流体作为工质的动力机械工作性能及效率极大地依赖于绕固体流动的流体的运动状态, 特别是流体边界层的流动状态, 因此对边界层流动施以控制, 可以极大地改善动力机械的气动性能。例如工业领域中广泛使用的扩压器, 一般都存在由于逆压梯度造成的边界层分离, 使压力恢复系数远小于其理论值, 通过流动控制技术可以抑制或者消除边界层分离。传统的被动控制技术由于其本身固有的缺陷, 在提高流动控制的效能上, 已难以再有大的突破, 而射流式涡流发生器(vortex generator jets, VGJs)技术的出现, 给流体控制技术带来了新的发展方向, 为发展流动的主动控制技术奠定了基础。VGJs是基于固体涡旋生成器原理发展起来的一种边界层分离主动控制方法, 主要包括以下几个参数: 射流的方向角、射流速度与主流速度比。对于布置多个涡流发生器, 还需要考虑涡流发生器的个数和间隔^[1]。

基金项目: 国家自然科学基金项目(10602044); 教育部新世纪优秀人才支持计划项目(NCET-07-0682)。

Project Supported by National Natural Science Foundation of China (10602044); Project Supported by Program for New Century Excellent Talents in University (NCET-07-0682).

近年来,国内外研究学者对VGJs进行了大量的实验研究和数值分析。在实验方面,Johnston^[2]通过激光多普勒测速仪测量了单孔射流的流场,并分析了射流下游截面的涡系结构。Hasegawa^[3]利用热线风速仪对不同形状射流孔控制流动分离情况进行了测量。在数值计算方面,Allan^[4]采用剪切应力输运(shear stress transport,SST)和Spalart-Allmaras (SA)湍流模型模拟了平板射流,并研究了不同射流孔形对平板边界层分离控制效率的影响,分析指出SST模型对射流控制分离流动有较好的模拟能力。Quinn^[5]采用 $k-\varepsilon$ 湍流模型对平面扩压器VGJs进行了数值模拟,结果表明反向排列的射流孔比同向排列对流动的控制更有效。本课题小组也采用大涡模拟的方法对带有VGJs的圆锥扩压器进行了数值研究,分析了射流导致的复杂涡系形成过程^[6]。

现代测试手段和高效数值方法的迅速发展,为涡旋射流的研究提供了新的研究手段^[7-8]。粒子成像测速(particle image velocimetry, PIV)是在流动显示技术的基础上,利用图像处理方法发展起来的一种新的流动测量技术。它克服了流场单点测量的局限,可以获得一个平面内的瞬时速度场,具有空间分辨率高、获取信息量大、不干涉被测流场、动态响应快等非常实用的优点,是研究射流这类复杂流动结构的理想观测技术。大涡模拟(large-eddy simulation, LES)是对N-S方程进行滤波,对滤波后的大尺度量进行直接模拟,小尺度量引入亚格子模型进行模拟的一种数值方法。LES较传统的雷诺时均方法有较好的计算精度。

本文采用PIV测试技术和LES对带有VGJs的矩形扩压器分离控制的流场进行了实验和数值研究,旨在研究涡旋射流的一些统计特性、涡结构的流动形态及其动力学机制,如射流流向涡的形成和发展过程及其空间形态表现;同时,通过多种方式探讨了射流控制流动分离的控制效果,阐明了射流控制流动分离的机制。

1 实验装置和实验方法

为了研究涡旋射流控制扩压通道流动分离的特性,搭建了如图1所示的实验系统。实验系统主要包括:风源管路、试验件装置、PIV测试系统和数据采集系统。吹风主气流和射流分别采用2路不同气源单独供气,为了减弱吹风气流的湍流强度,在管路中安装有气流整流段,该筒体内装有标准阻

尼网和蜂窝器使气流稳定。在筒体后端装有按照维氏曲线设计的收敛器,收敛至试验件入口,以此来组织进口气流。试验件为采用有机玻璃制作的截面为矩形的扩压器,射流装置安装在扩压器前端。主气流和射流的流量分别采用标准孔板流量计和涡轮流量计进行测量,精度为1级。温度选用热电偶测量。测量仪器将非电量转化成电量然后通过数据采集系统输入计算机处理。

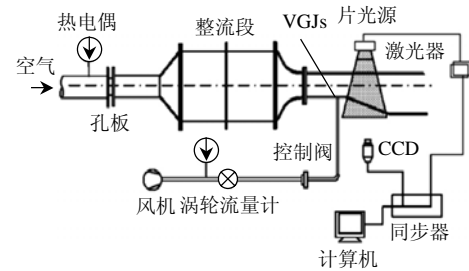


图1 PIV实验装置示意图
Fig. 1 Schematic of PIV setup

PIV的基本原理是测量气体中示踪粒子的位移 Δx 、 Δy ,再根据激光脉冲时间间隔 Δt ,就可以获得所测流场的速度。本文采用的PIV测试系统由双YAG激光器、同步器、CCD相机和数据采集系统组成,其中NEWWAVE公司的2台YAG脉冲激光器产生的波长为532nm的可见绿激光,每个脉冲能量为200mJ,相机选用Kodak公司的高分辨率12位CCD(2048×2048像素)。实验时,通过在射流气体中加入烟雾作为示踪粒子,其直径为0.3~0.8 μm 。

图2为带有VGJs的矩形扩压器结构。该扩压器的扩张角为20°,扩压器入口为120mm×120mm的正方形。4个涡旋射流发生器平行分布于扩压器底面,射流通道为圆柱体,射流倾斜角 $\alpha=45^\circ$,射流偏斜角 $\beta=90^\circ$,射流管孔径 $d=4\text{mm}$,射流管长 $l=20d$ 。实验中,扩压器入口的平均速度 $U_\infty=11\text{m/s}$ 。定义 V_j 为射流的平均速度; \bar{u} 、 \bar{v} 、 \bar{w} 分别为扩压器通道内沿坐标轴 x 、 y 、 z 方向的平均速度。取射

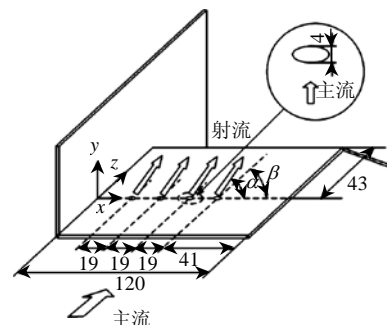


图2 带有VGJs的扩压器结构图(mm)
Fig. 2 Schematic structure of diffuser(mm)

流速度比 $V_R = V_j/U_\infty = 5.0$ ，主流雷诺数为 87331。

2 数值计算方法

扩压器内部非定常流动的连续方程和 N-S 方程的张量形式为：

$$\partial \bar{u}_i / \partial x_i = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial(\rho \tau_{ij})}{\partial x_j} \quad (2)$$

式中： $i, j=1, 2, 3$ ； \bar{u} 为速度的大尺度分量； t 为时间； x 为坐标方向； ρ 为流体密度； p 为流体压力的大尺度分量； τ_{ij} 为亚格子应力。经过滤波以后的亚格子雷诺应力需要进行模化。目前，使用最为广泛的亚格子应力模型为涡黏模型，其表达式为

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2\mu_t \bar{S}_{ij} \quad (3)$$

式中： δ_{ij} 为 Kronecker δ 函数； μ_t 为亚格子湍流黏性系数； \bar{S}_{ij} 为亚格子尺度的应变率张量，定义为

$$\mu_t = [C_s \Delta]^2 |\bar{S}| \quad (4)$$

式中：

$$|\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}} \quad (5)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

式中： Δ 为滤波长度； C_s 为 Smagorinsky 常数，本计算中取 $C_s=0.1$ 。

采用有限容积法对控制方程进行离散，压力-速度耦合基于 SIMPLEC 算法，空间离散采用中心差分格式，控制方程中的时间项应用二阶欧拉向后差分。计算的时间步长满足库朗数 (CFL) 条件^[9]，选取时间步长 $\Delta t = 2.5 \times 10^{-5}$ s，在计算达到稳定后，统计总时间为 0.1 s。

计算域采用多块六面体网格^[10]。为了使流动充分发展，在模型出口增加一定长度的延伸段，同时将主流与射流管路交接处的网格进行局部加密，以便精确捕捉射流流动细节分析射流对主流近壁区的影响。计算模型的总网格数约 400 万，该网格条件下壁面 y^+ 值小于 1。

在扩压器入口和出口分别设定速度和压力边界条件，其值与实验工况相同。壁面设定为无滑移边界条件。

3 结果与分析

3.1 PIV 实验流场分析

对实验获得的大量瞬时图像根据互相关算法

进行了分析，并对同一流态下多个瞬态流场作时均化处理，得到了带有 VGJs 的矩形扩压器时均流场分布。图 3 和图 4 分别描绘了射流孔下游，垂直于主流流向截面不同位置速度 \bar{u} 和流向涡量等值图，同时，将数值计算的时均结果与实验结果进行了对比。图中箭头表示射流入射的位置和方向。可以看出，采用大涡模拟得到的数值计算结果与 PIV 试验结果基本吻合。

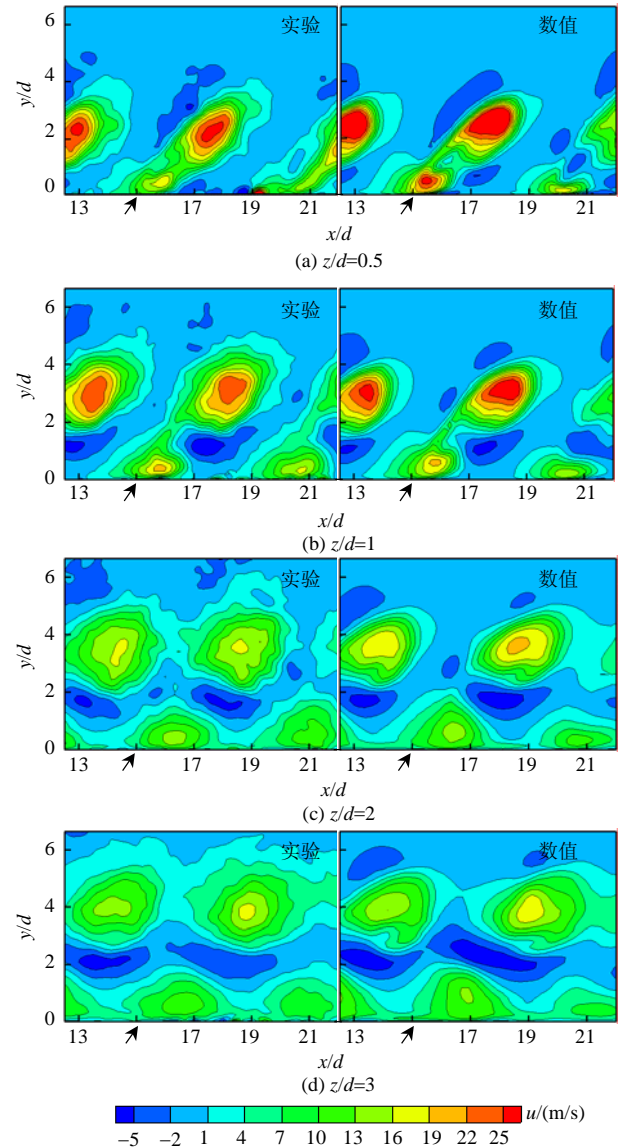


图3 实验和 LES 时均结果不同截面速度 \bar{u} 分布
Fig. 3 Contours of experimental and numerical time-averaged streamwise velocity \bar{u}

图 3 中由于射流的影响，主流和射流的掺混使得掺混区域的速度增大。随着向射流孔下游距离的增加，掺混区域的范围逐渐扩大，流体速度 \bar{u} 值逐渐减小。在 $z/d=1$ 截面后，由于尾迹区的存在，近壁面处可以观测出相对独立的低速区域。从图 4 的

流向涡量图中可以看出，当具有一定倾斜角的高速射流汇入主流后，主流和射流流体互相作用，主流流体受射流阻挡，致使主流在射流两侧产生流动分离，形成了不对称的反向涡对。随着向射流孔下游的距离增大($z/d=3$)，射流孔附近形成的强涡迅速耗散，不对称反向涡对的影响范围进一步扩大，但其强度呈现减弱趋势。

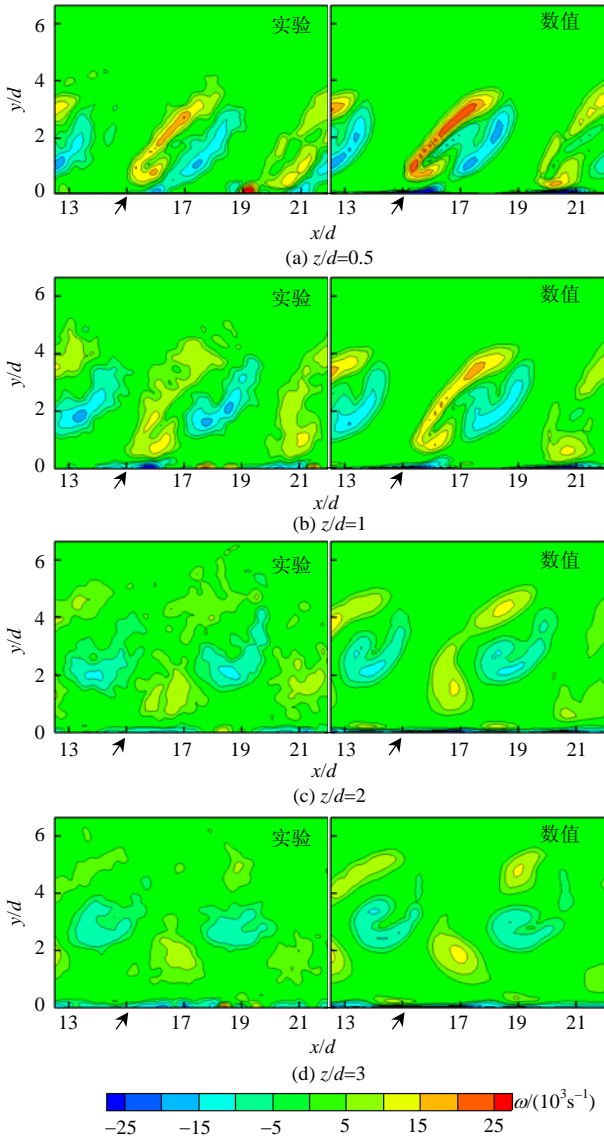


图 4 实验和 LES 时均结果不同截面流向涡量分布
 Fig. 4 Contours of experimental and numerical time-averaged streamwise vorticity

图 5 给出了实验获得的沿y轴不同高度x-z截面流线图(速度着色)和涡量云图。图中标出了射流孔的相对位置。从流线图中可以看出，在 $y/d=1.5$ 处，主流受到射流阻碍，在射流孔口附近卷起而形成展向涡；同时部分主流流体沿射流孔口周缘呈螺旋状旋转流向逆流区：因此在射流孔口前缘存在一个低

速区域。随着y轴高度增加，低速区逐步向孔内位置移动，该区域一般被称为马蹄涡系^[11]。从图中还可以看出由于 $y/d=1.5$ 截面位于射流近区，射流对主流的扰动很大，射流尾迹区的宽度相对其他截面较窄。从涡量云图中可以看出，在 $y/d=1.5$ 处，射流孔下游形成了明显的附着涡对，该涡对的主体为肾形结构。PIV涡量测量表明截面涡量来自于主流和射流的剪切作用。随着射流的发展，射流与主流相互掺混射流速度降低，射流尾迹区范围扩大。在 $y/d=3$ 处，射流下游的肾形涡的一边沿射流偏斜角方向拉伸变长，涡强度逐渐减弱。在 $y/d=4$ 处，附着涡对进一步耗散并脱落，形成尾涡。

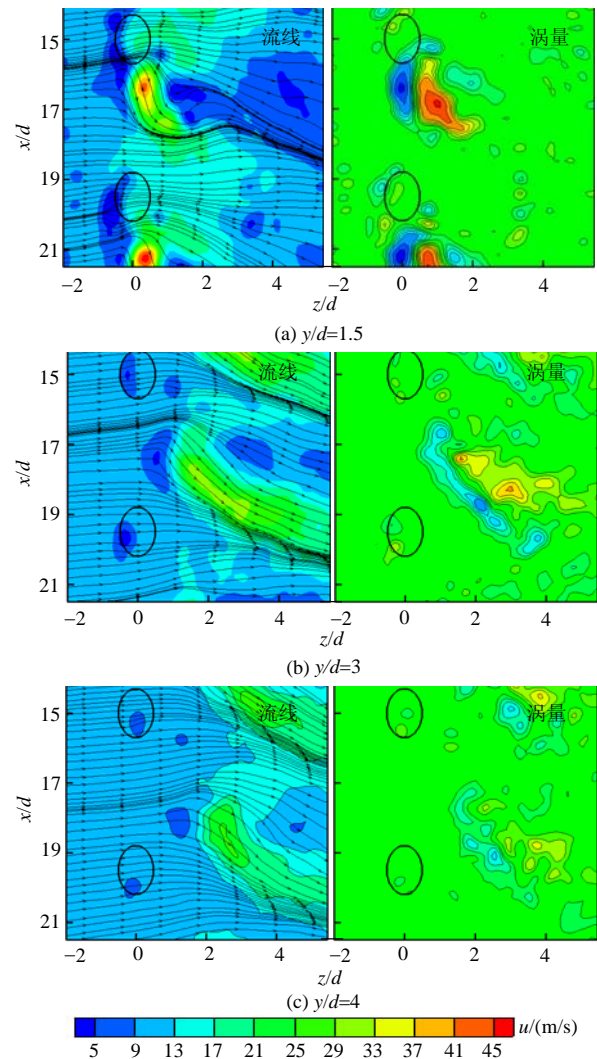


图 5 不同高度流向截面流线和涡量云图
 Fig. 5 Streamlines and vorticity contours of experimental at different section

3.2 射流涡系的三维结构分析

涡旋射流具有明显的三维特性，因此通过对数值模拟得到的大量数据提取关于流体的运动形态

信息,进行三维涡结构识别和分析,可以得到射流大尺度运动的演化过程。关于三维复杂流场的涡区域识别,Chong^[12]及Hunt等^[13]分别提出了基于速度梯度张量不变量的 Δ 涡定义和 Q 涡定义法,但由于涡旋射流在平板底面附近有强烈的速度剪切,即存在强的涡度和压力的极小值点,因此传统的涡量法在壁面附近会产生错误的判断;Jeong和Hussain等^[14]提出了一种考虑压力极小值问题的湍流相干结构涡判定方法,该方法通过张量 $S^2 + \Omega^2$ 是否具有2个负特征值的连通域来辨别涡核,其中 S 为应变率张量, Ω 为旋转张量,这种方法被称为 λ_2 定义:因此本文根据 λ_2 定义可以较好的识别流场的三维涡结构。

图6给出了不同时刻 λ_2 的瞬态等值面。由图6(a)可见,从射流孔喷出的高能流体将边界层卷起并沿着射流管方向在平板底面上形成了4个流向涡。对于主流,这些流向涡可以很容易的被识别出。如图6(a)-1处所示,射流对主流的卷吸,使剪切层增厚,引起Kelvin-Helmholtz^[15]失稳而形成的剪切层涡呈明显的涡卷结构。该结构是由Helmholtz波与射流产生的大涡结构以及主流冲击形成的压力波耦合而成的。随着时间的推移,在图6(b)-2处该涡卷逐渐演变为涡环,这些涡环仅包围在射流的迎流侧,而没有包围射流的背流侧,这一不对称的原因是由于边界层卷起对背流侧涡环的形成有一定的阻碍作用。即主流被射流直接阻挡在射流孔下游而形成了较低的速度梯度,而这一较低的速度梯度不足以形成涡环。关于剪切层涡的结构有2种不同的结论,Kelso等^[16]通过流动显示实验指出射流剪切层涡系为涡环结构,而Lim等^[17]采用激光诱导荧光实验证实了该涡系为涡卷而非涡环。本研究发现随着时间的推移,由于速度梯度大小的变化,剪切层涡的结构从涡卷演化为为了涡环,这一现象为进一步解释剪切层涡系的结构提供了一定依据。

随着射流向下游逐渐发展到一定程度,大涡结构破碎,破碎后的涡一部分随主流向下游发展,另一部分卷入到射流背流面,如图6(b)-3处所示。涡环逐渐耗散并形成典型的尾涡。尾涡往往以一个涡对或多个涡对的形式存在,它们在耗散成为湍流之前,其涡核具有较高涡量并且成对生成。图6(b)-4处,尾涡逐步耗散为湍流,并向下游远场移动。另外,如图6(b)-5处所示,在入射孔周围形成的马蹄涡具有较强的稳定性,马蹄涡仅在受到射流剪切层

旋涡卷起的作用下随时间的发展发生摆动和变形。从实验所获得的图5中也验证了尾涡和马蹄涡的上述特性。

LES时均分析抹平了上述剪切层涡系的流动细节,能够更好的捕捉到反向涡对的结构。图7给出了LES时均统计后 λ_2 的等值面。观察其中一支射流的空间发展,可以看出,射流从壁面喷出后产生了反向涡对结构。反向涡对是射流的一个显著特征^[18],它来源于射流侧边缘的剪切层涡。在射流入射方向上涡量的积累及其与主流的相互作用可以导致射流方向的改变,因此在图中反向涡对呈现为射流与主流相互作用后偏离原入射方向而形成的2个明显的管状等值面。剪切层涡在射流背风侧逆压梯度的作用下扭曲并沿着边缘脱落,其内部流体速度降低,并在主流的作用下发生弯曲。由于射流倾斜角的存在,使得被强化的涡系结构能够保持较集中的能量在流场中发展,并将主流高动量流体包裹卷吸进边界层,促进了边界层区与主流区的动量交换。

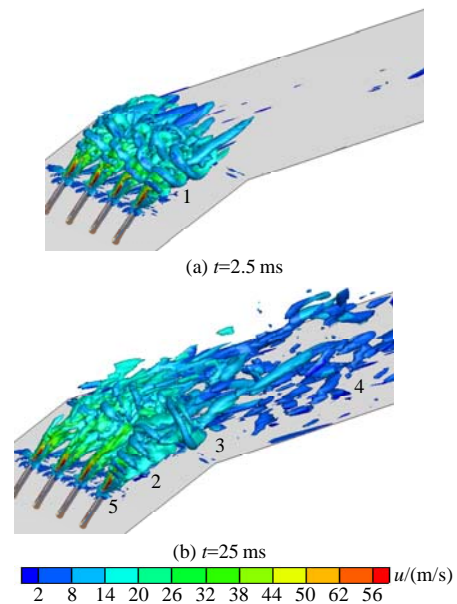


图6 不同时刻 $\lambda_2 = -5 \times 10^5$ 瞬态等值面(速度着色)

Fig. 6 Instantaneous iso-surfaces of $\lambda_2 = -5 \times 10^5$ for different times

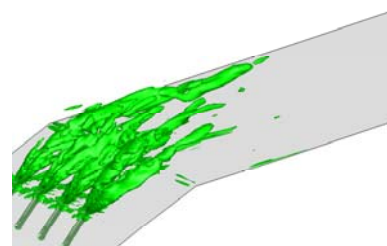


图7 $\lambda_2 = -5 \times 10^5$ 等值面(LES时均)

Fig. 7 Time-averaged views of iso-surfaces of $\lambda_2 = -5 \times 10^5$

3.3 扩压器分离区流动控制

扩压器表面压力系数^[19]定义为

$$C_p = (p - p_\infty) / (\rho U_\infty^2 / 2) \quad (7)$$

式中： p 和 p_∞ 分别为扩压器底面的表面静压和扩压器进口静压； $\rho U_\infty^2 / 2$ 为扩压器进口动压头。

图 8 为 LES 时均统计的 VGJs 控制前后扩压器表面压力系数 C_p 沿 z 轴方向的分布。图中标出了射流孔和扩压器扩张段的位置。涡旋射流产生的扰动对扩压器底面压力分布产生了较大的影响。在射流孔附近由于射流形成的马蹄涡使紧邻孔口处的表面压力急剧降低。随着射流向下游发展，在气流进入扩张段前表面压力有所回升。在 VGJs 控制的情况下，由于射流下游流场形成的流向涡延缓了流动分离并阻止了边界层厚度的增长，因而在扩张段内 C_p 值与无控制的情况相比有明显的提高。

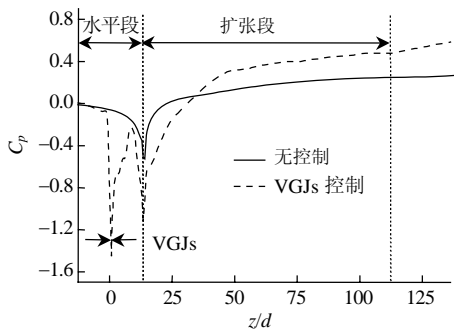


图 8 射流控制前后壁面压力系数分布

Fig. 8 Surface pressure coefficient distribution in diffuser

表 1 还给出了射流控制前后扩压器分离点和附着点的位置，可以看出 VGJs 有效的延缓了流动分离并大幅缩短了分离区长度，控制效果明显。值得注意的是，距离射流孔越近的区域，分离点的位置越延后，并且分离区长度越短。在射流中分面上 ($x/d=15$ 截面) 分离长度仅有 21.96 mm。

表 1 射流控制前后分离点和附着点位置

Tab. 1 Separation and reattachment locations in diffuser

控制方式	截面	分离点	附着点	分离长度/mm
无控制	$x/d=15$	$11.44d$	$158.73d$	589.16
	$x/d=15$	$22.89d$	$28.38d$	21.96
	$x/d=16$	$16.06d$	$25.00d$	35.76
VGJs 控制	$x/d=17$	$12.63d$	$22.53d$	39.6
	$x/d=18$	$11.45d$	$20.78d$	37.32
	$x/d=19$	$11.43d$	$19.81d$	33.52

图 9 给出了 PIV 拍摄得到的扩压器中分面的速度分布情况。在无 VGJs 控制时，如图 9(a) 所示，由于逆压梯度的存在，扩压器壁面附近会产生明显的低速区，从而导致该区域有回流发生。标记区的

速度矢量图更加清晰的给出回流区域的流动细节，可以看出回流区产生的旋涡是造成扩压器壁面流动分离的主要原因。在 VGJs 控制的情况下，如图 9(b)，VGJs 不仅消除了图 9(a) 中的回流区域，沿着壁面流体动量也明显提高。正是由于涡旋射流产生了一系列的流向涡，如图 6(b) 所示，使主流中高动量气流和物面边界层内低动量气流进行交换或平衡，从而增加了边界层内气流流动方向的动量及涡流附近的气流湍流度，因此将这些涡旋的能量带入分离区使流动分离得到抑制。

通过分析流动的非定常变化特性，对扩压器内观测点处的脉动压力时程做频谱分析，可以得到其

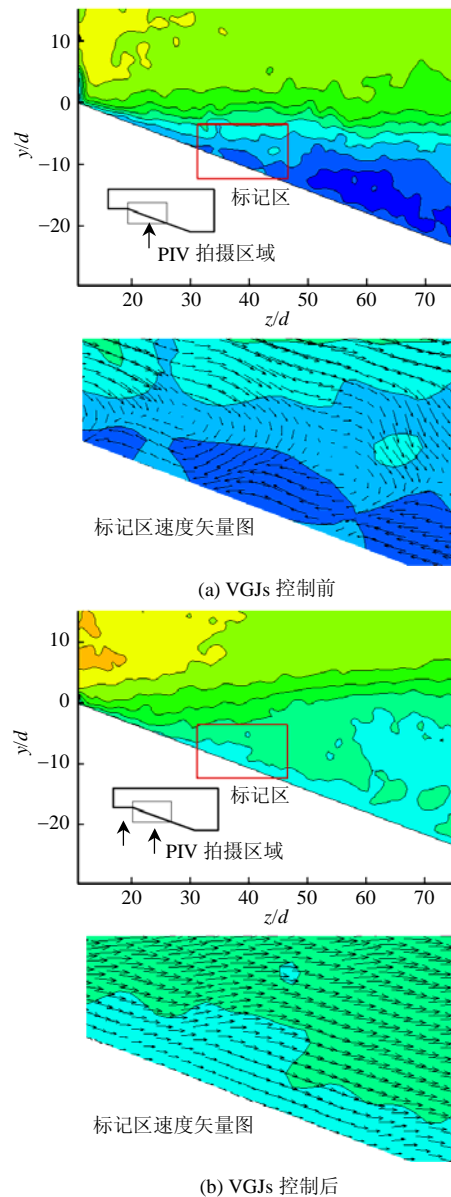


图 9 射流控制前后扩压器内速度分布
Fig. 9 Velocity distribution in diffuser, with and without VGJs

功率谱图像。功率谱图像表征压力信号的能量在频域上的分布。图 10 给出了扩压器内近壁面 4 个位置点上的压力功率谱分布。在压力功率图谱中,一般认为,低频信号表征低速运动的大尺度涡旋结构,高频信号表征为高速运动的小尺度结构^[20]。在

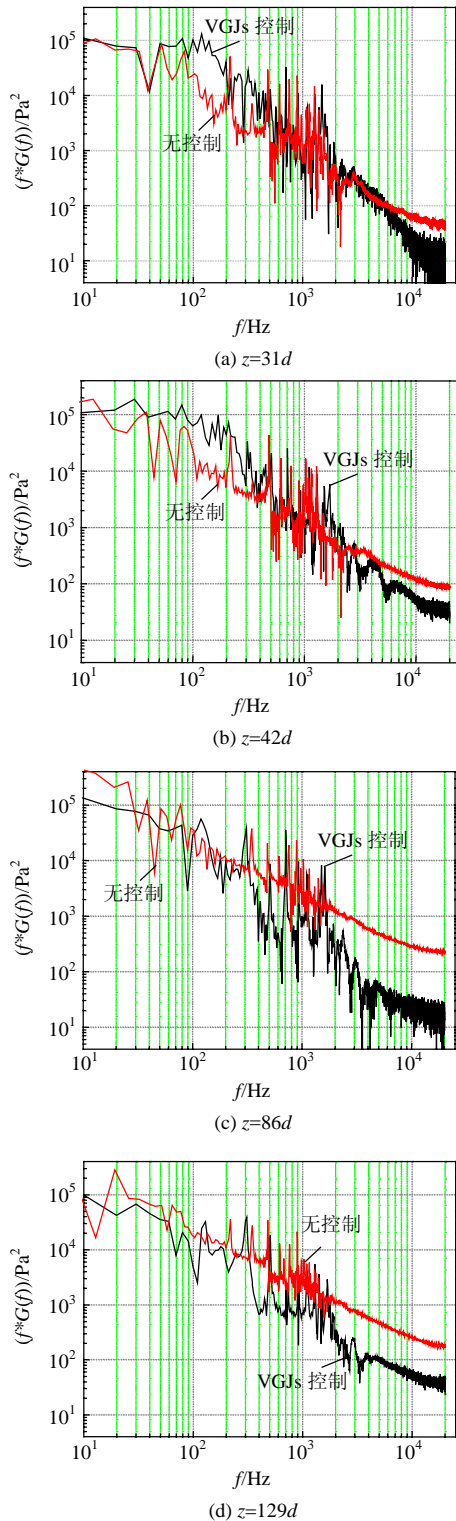


图 10 射流控制前后不同测点功率谱分布
Fig. 10 Pressure spectra for four sensors

$z/d=31$ 位置点,射流控制前出现了频率为 215.43 Hz 的大幅扰动,它与分离流动的涡脱落的频率相对应。并且在 480~1 271 Hz 内存在比较密集的低频信号。说明此处存在低频大尺度涡结构。VGJs 控制后,低频扰动发生在 707.52 Hz,脉动的特征频率向高频侧转移,而且低频区扰动的频域缩短,能量峰数量减少。可以推测 VGJs 使得近壁区含能有较多的大尺度结构发生了变化,将流动分离产生的大尺度涡逐步转变为湍流,有效地控制了流动分离。同样,在其他观测点处也可以看出射流控制前后频域的类型变化;另外,在 $z/d=31$ 和 $z/d=42$ 位置点处由于射流能量的输入, VGJs 控制的功率谱幅值在 20~500 Hz 区高于无控制的情况。随着射流在扩张段向下游发展,射流摄入主流的能量逐步衰减,在 $z/d=129$ 位置点处, VGJs 控制的幅值较控制前略低,表明 VGJs 对近壁面的扰动影响基本消失。

4 结论

本文采用实验测量和数值模拟相结合的方法研究了具有涡旋射流的矩形扩压器流场。结果表明:

1) 利用 PIV 测试技术对涡旋射流控制前后矩形扩压器的内部流场进行了测量,表明 PIV 技术是实验研究流动现象的有效技术手段。通过对实验数据的时均处理,获得了射流流场的二维流动特性。

2) 采用 LES 模拟了实验流场并与实验数据进行了对比,两者吻合较好。采用 λ_2 涡定义方法对射流流场的三维涡结构进行识别,分析得出射流流场的涡结构主要由射流剪切层涡、马蹄涡、尾涡和反向涡对组成。

3) 由于速度梯度大小的变化,射流剪切层涡系的结构随着时间推移从涡卷演化为涡环;射流孔口前缘的马蹄涡系具有较强的稳定性;反向涡对具有明显的时均特性。

4) 射流产生的流向涡将主流高动量流体包裹卷吸进边界层,促进了边界层区与主流区的动量交换,延缓或抑制了流动分离。VGJs 控制后扩压器压力系数明显增加,分离区长度缩短。并且通过功率谱分析表明 VGJs 逐步将低频大尺度涡结构转化为高频小尺度湍流,有效地控制了流动分离。

参考文献

- [1] Johari H, Rixon G S. Effects of pulsing on a vortex generator jet [J]. AIAA Journal, 2003, 41(12): 2309-2315.
- [2] Johnston J P, Mosier B P, Khan Z U. Vortex generating jets; effects

- of jet-hole inlet geometry[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2002, 23(6): 744-749.
- [3] Hasegawa H, Kumagai S. Adaptive separation control system using vortex jets for time-varying flow[J]. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 2008, 1(2): 9-16.
- [4] Allan B G, Yao C S, Lin J C. Numerical simulations of vortex generator vanes and jets on a flat plate[C]. 1st Flow Control Conference, Missouri, USA, 2002.
- [5] Quinn D, Watterson J K, Crawford A B. Blown jet vortex generator control of a separated diffuser flow[C]. 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, USA, 2006.
- [6] 樊涛, 谢永慧, 张荻. 涡旋射流控制扩压器分离流动的大涡模拟[J]. *中国电机工程学报*, 2008, 28(35): 57-65.
Fan Tao, Xie Yonghui, Zhang Di. Large-eddy simulation for control of flow separation in conical diffuser by vortex generator jets[J]. *Proceedings of the CSEE*, 2008, 28(35): 57-65(in Chinese).
- [7] 樊未军, 易琪, 严明, 等. 驻涡燃烧室凹腔双涡结构研究[J]. *中国电机工程学报*, 2006, 26(9): 66-70.
Fan Weijun, Yi Qi, Yan Ming, et al. A study of double vortex structure in the trapped vortex combustor[J]. *Proceedings of the CSEE*, 2006, 26(9): 66-70(in Chinese).
- [8] 罗坤, 陈松, 蔡丹云, 等. 气固两相圆柱绕流近场特性的实验研究[J]. *中国电机工程学报*, 2006, 26(24): 116-120.
Luo Kun, Chen Song, Cai Danyun, et al. Experimental study of flow characteristics in the near field of gas-solid two-phase circular cylinder wakes[J]. *Proceedings of the CSEE*, 2006, 26(24): 116-120(in Chinese).
- [9] Fennema R J, Chaudhry M H. Implicit methods for two-dimensional unsteady free-surface flows[J]. *Journal of Hydraulic Research*, 1989, 27(3): 321-332.
- [10] 陶文铨. 计算传热学的近代进展[M]. 北京: 科学出版社, 2000: 43-45.
Tao Wenquan. *Recent advances in computational heat transfer* [M]. Beijing: Science Press, 2000: 43-45(in Chinese).
- [11] 姜国强, 李炜. 横流中有限宽窄缝射流的旋涡结构[J]. *水利学报*, 2004, 5(5): 52-57.
Jiang Guoqiang, Li Wei. Vortex structure of slot turbulent jets in cross-flow[J]. *Journal of Hydraulic Engineering*, 2004, 5(5): 52-57(in Chinese).
- [12] Chong M S, Perry A E, Cantwell B J. A general classification of three-dimensional flow fields[J]. *Physics of Fluids*, 1990, 2(5): 765-777.
- [13] Hunt J C R, Abell C J, Peterka J A, et al. Kinematical studies of the flows around free or surface-mounted obstacles; applying topology to flow visualization[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1978, 86(1): 179-200.
- [14] Jeong J, Hussain F. On the definition of a vortex[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1995, 285(1): 69-94.
- [15] Davis P A, Peltier W R. Some characteristics of the kelvin-helmholtz and resonant overreflection modes of shear flow instability and of their interaction through vortex pairing[J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 1979, 36(12): 2394-2412.
- [16] Kelso K R, Lim T T, Perry A E. An experimental study of round jets in cross-flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1996, 306(1): 111-144.
- [17] Lim T T, New T H, Luo S C. On the development of large-scale structures of a jet normal to a cross flow[J]. *Physics of Fluids*, 2001, 13(3): 770-775.
- [18] 李国能, 周昊, 杨华, 等. 横流中湍流射流的数值研究[J]. *中国电机工程学报*, 2007, 27(2): 87-91.
Li Guoneng, Zhou Hao, Yang Hua, et al. Numerical study of turbulent jet in cross-flow [J]. *Proceedings of the CSEE*, 2007, 27(2): 87-91(in Chinese).
- [19] Dandois J, Garnier E, Sagaut P. Numerical simulation of active separation control by a synthetic jet [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2007, 574(1): 25-58.
- [20] Lee I, Sung H J. Multiple-arrayed pressure measurement for investigation of the unsteady flow structure of a reattaching shear layer[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2002, 463(1): 377-402.



谢永慧

收稿日期: 2009-07-27。

作者简介:

谢永慧(1971—), 男, 博士, 教授, 博士生导师, 杭州市钱江特聘专家, 主要从事叶轮机械气动热力学与强度振动分析, yhxie@mail.xjtu.edu.cn;

樊涛(1980—), 男, 博士研究生, 主要从事叶轮机械复杂通道的气动热力学研究;

张荻(1972—), 女, 博士, 副教授, 主要从事叶轮机械复杂通道内湿蒸汽两相流及叶片水蚀特性的研究。

(责任编辑 王庆霞)