

定常与脉冲涡旋射流下矩形扩压器流动分离控制研究

谢永慧¹, 樊涛^{1,2}, 张荻¹

(1. 西安交通大学能源与动力工程学院, 710049, 西安; 2. 中国电力工程顾问集团西北电力设计院, 710075, 西安)

摘要: 为了研究涡旋射流控制流动分离的物理机理, 基于大涡模拟方法对涡旋射流控制下的矩形扩压器流场和射流流向涡结构的生成、发展等动力学演化过程进行了数值研究. 结果表明: 射流产生的流向涡将主流高动量气流带入分离区, 增加了边界层内气流流动方向的动量, 使流动分离得到了抑制. 射流流场的涡结构主要由射流剪切层涡、马蹄涡、尾涡组成, 由于速度梯度大小的变化, 使得射流剪切层涡系的结构随着时间推移从涡卷演化为涡环. 对于脉冲射流, 在低频脉冲下, 射流产生的流向涡呈涡卷结构, 流动控制效果明显. 在高频脉冲下, 射流剪切层涡演变成间歇涡环结构, 流动控制效果减弱. 通过对比脉冲频率和占空比对流动控制的影响发现, 占空比为 0.5、频率为 20 Hz 的脉冲射流具有较好的流动控制效果.

关键词: 流动分离; 流动控制; 涡旋射流; 大涡模拟; 涡结构

中图分类号: TK26 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2010)11-0001-05

Steady and Pulsed Vortex Generator Jets Control of Flow Separation in Rectangle Diffuser

XIE Yonghui¹, FAN Tao^{1,2}, ZHANG Di¹

(1. School of Energy and Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;
2. CPECC North-West Electric Power Design Institute, Xi'an 710075, China)

Abstract: To investigate the physical mechanism of active control of flow separation by vortex generator jets (VGJs), the flow field in a rectangle diffuser and the generation and development of vortical structures were analyzed on the basis of the large-eddy simulation (LES) method in this study. The results show that the streamwise vortices carry the high momentum into the separated region, leading to the increase in cross-stream mixing of streamwise momentum and then the suppression or delay of the separation in the diffuser. The vortical structure consists of shear-layer vortices, horseshoe vortices and wake vortices. The jet shear-layer vortices evolve from vortex loops to vortex rings with the time. For the pulsed VGJs, the streamwise vortices in the form of vortex loops control the flow separation effectively at low frequency. At high frequency, the shear-layer vortices develop into vortex rings intermittently and the flow control is suppressed. The influence of the pulsed frequency and the duty cycle on flow control was discussed. It seems that the pulsed VGJs at 20 Hz may control the flow separation better when the duty cycle is 0.5.

Keywords: flow separation; flow control; vortex generator jet; large-eddy simulation; vortical structure

对流体进行控制和利用是当前流体力学中的一个重要研究领域, 传统的被动控制技术由于其自身固有的缺陷, 使得在提高流动控制的效能上难以获得更大的突破, 而涡旋射流 (VGJs) 技术的出现, 给

流体控制技术的发展带来了生机,为流动的主动控制技术奠定了基础。

涡旋射流按照控制方式可以分为定常射流和脉冲射流。Wallis 等人^[1]首次指出,流动方向与壁面形成一定夹角的喷射管将产生连续的射流,并在主流中形成纵向涡,从而控制边界层区域出现流动分离。Johnston 和 Nishi^[2]通过低速气流实验研究了定常射流的平板边界层控制,讨论了射流方向角的取值。Raghuathan^[3]用脉冲射流来控制大角度扩压器流动分离,得出脉冲射流产生的脉冲涡更接近边界层表面,可延缓边界层分离。采用脉冲 VGJs 的扩压器,其压力会迅速恢复,从而显著改善了扩压器的性能。

本文应用大涡模拟 (LES) 方法,从涡旋射流瞬时流场和涡旋结构的机理出发,研究了涡旋射流对扩压器内部流场的影响,揭示了流场中各种涡结构的内在机制和演化特征。通过对比不同射流方式下流动控制的效果,深入探讨了采用涡旋射流来控制流动分离的物理机制,进而促进其在实际工程中的应用。

1 数值计算方法

1.1 计算模型及方法

图 1 给出了带有 4 个涡旋射流发生器的矩形扩压器的几何结构示意图。扩压器入口为 $120\text{ mm} \times 120\text{ mm}$ 的正方形,4 个涡旋射流发生器平行分布于扩压器底部,射流发生器与扩压器壁面的纵向夹角 $\alpha = 45^\circ$,轴向夹角 $\beta = 90^\circ$,射流管孔径 $d = 4\text{ mm}$ 。主流入口的 $Re = U_\infty D / \nu = 87\,331$,其中 D 为扩压器通道的水力直径。

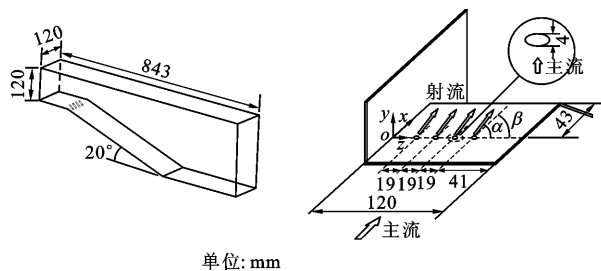


图 1 带有涡旋射流的矩形扩压器结构图

本文模拟采用了 Smagorinsky 模型,控制方程的离散采用有限容积法进行,压力-速度耦合基于 SIMPLEC 算法,空间离散利用了中心差分格式。控制方程中的时间项应用了二阶欧拉向后差分,其计算的时间步长满足库朗数 (CFL) 条件,选取的时间步长 $\Delta t = 2.5 \times 10^{-5}\text{ s}$,达到稳定后的计算总时间为 0.1 s 。计算域采用多块六面体网格,总网格数约 400

万,该网格条件下的壁面 $y^+ = 0.9$ 。

对于无射流控制工况,边界条件采用速度入口、压力出口。对于定常射流,射流入口速度为恒定值;对于脉冲射流,射流速度在给定的边界上按方波函数周期性变化。方波函数的傅里叶展开式为

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_n a_n \cos \left[\frac{2\pi n}{T} (t - 0.5\tau T) \right] \quad (1)$$

式中: $a_0 = 2\tau$, $\tau = 0.5$ 为脉冲射流的占空比; $a_n = \frac{2}{\pi n} \sin \pi n \tau$ 。

1.2 数值方法的实验验证

为了考察数值计算的可靠性,本文对射流速度比 $R_V = 5$ 的工况进行了定常射流控制流场的粒子成像测速 (PIV)^[4]。虽然在强扰动区的数值计算结果与实验结果略有差异,但总体来讲这 2 种结果比较吻合,表明本文的数值离散格式、湍流模型及网格划分是合理的,计算结果是可靠的。

2 数值计算及结果分析

2.1 流向速度分布

图 2 给出了 $z/d = 15$ 的截面上且在无射流控制、定常射流控制以及脉冲射流 (脉冲频率 $f = 20\text{ Hz}$) 控制条件下,矩形扩压器射流孔中心位置下游的不同流向位置的时均流向速度分布。从图中可以看出:无射流控制时,边界层增厚,扩压器扩张段发生流动分离;定常射流控制时,在近壁面的不同流向位置上均发现有较强的速度廓线,这是由于连续高能流体的摄入使得主流中高动量气流和边界层内低动量气流进行了交换,由此增加了边界层内气流在流动方向上的动量及涡流附近的气流湍流度,从而抑制了流动的分离;脉冲射流且 $R_V = 5$ 时,由于脉冲射流并不是连续地向主流摄入高动量流体,所以在不同流向位置上没有发现失稳的速度廓线,而在这些流向位置上的流动分离却受到了抑制;脉冲射流且 $R_V = 3$ 时,射流速度较低,射流摄入的能量无法与主流完全掺混,但在上游流向位置有部分区域发生了流动分离。

图 3 给出了 $z/d = 15$ 的截面上且在 $R_V = 5$ 、 $f = 40 \sim 200\text{ Hz}$ 条件下,矩形扩压器射流孔中心位置下游的不同流向位置的时均流向速度分布。与 $f = 20\text{ Hz}$ 脉冲射流类似,在这些速度廓线中没有发现高能流体摄入的痕迹,而在这些频率工况下,边界层厚度均有不同程度的减小。但是,当 $f > 200\text{ Hz}$ 时,在扩压器下游的流场近壁处的边界层发生了分离,说明 f 较高时,控制流动分离的效果有所减弱。

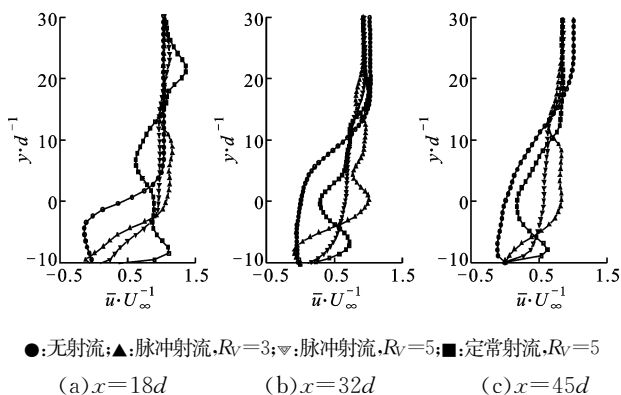
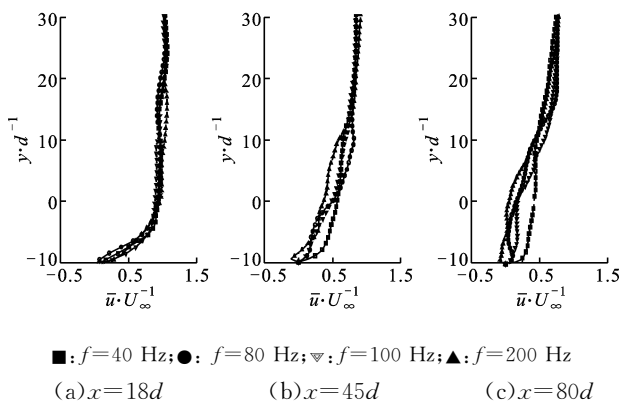


图 2 不同流向位置的时均流向速度分布

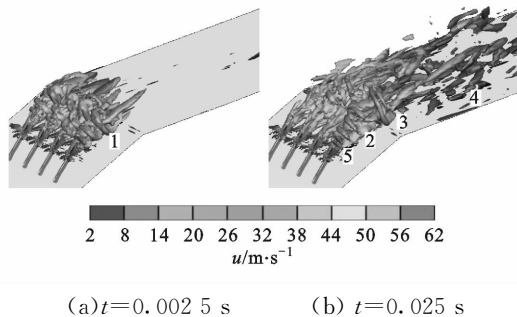
图 3 脉冲射流在不同 f 下的时均流向速度分布

2.2 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,Jeong 和 Hussain^[5]提出了一种考虑压力极小值问题的湍流相干结构涡的判定方法,即通过衡量张量 $\mathbf{S}^2 + \mathbf{W}^2$ 是否具有 2 个负特征值的连通域来辨别涡核,其中 $\mathbf{S}$ 为应变率张量, $\mathbf{W}$ 为旋转张量,该方法称之为 λ_2 定义.本文根据 λ_2 定义可以较好地识别出流场的三维涡结构.

图 4 给出了定常射流且 $R_v=5$ 工况下的矩形扩压器不同瞬态时的 $\lambda_2 = -500\ 000$ 等值面.由图 4a 可见,从射流孔喷出的高能流体将边界层卷起.由于射流对主流的阻挡和对主流的绕流作用,使得射流迎流面的压力大于背流面,在压力差的作用下,射流主体逐渐沿主流流向弯曲,并在平板底面上形成了 4 个流向涡.对于主流而言,这些流向涡可以很容易地被识别出来.如图 4a 中标记 1 处,射流对主流的卷吸,使得剪切层增厚,由此引起 Kelvin-Helmholtz 失稳,从而形成了剪切层涡呈现涡卷结

构.该结构是由 Helmholtz 波与射流产生的大涡和主流冲击形成的压力波耦合而成的.射流剪切层的涡卷是产生射流偏斜的主要原因,该涡卷主宰了射流与主流之间的初始混合效果,并且削弱了射流的刚度.随着时间的推移,在图 4b 标记 2 处该涡卷逐渐演变为涡环,这些涡环仅在射流的迎流侧,而未在射流的背流侧,这一不对称性是由边界层的卷起阻碍了背流侧涡环形成所致.也就是说,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,而这一梯度不足以形成涡环.

图 4 定常射流在不同瞬态时的 $\lambda_2 = -500\ 000$ 等值面

关于剪切层涡的结构有 2 种不同的结论, Kelso^[6]通过实验得出射流剪切层涡为涡环结构,而 Lim^[7]通过实验证实为涡卷结构.本文研究发现,随着时间的推移和速度梯度的变化,剪切层涡的结构将从涡卷演化为涡环.这一现象为进一步解释剪切层涡的结构提供了依据.

随着射流向下流逐渐发展且达到一定程度时,大涡结构破碎,破碎后的涡一部分随主流向下流继续发展,另一部分被卷入到射流背流侧,如图 4b 标记 3 处所示.涡环逐渐耗散并形成典型的尾迹涡.尾迹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,其涡核具有较高能量并且成对生成.如图 4b 标记 4 处,流向涡逐步耗散为湍流,并向下游远场移动.另外,如图 4b 标记 5 处,在入射孔周围形成的马蹄涡具有较强的稳定性.随着时间的推移,马蹄涡仅在射流剪切层旋涡卷起的作用下发生摆动和变形.

图 5 给出了 $R_v=5$ 、 $f=20$ Hz 工况下在脉冲射流开启时流向涡随时间的演化过程.在 $t=0.001$ s 时,射流孔喷出的高能流体将边界层卷起,并在射流孔处形成了明显的涡卷结构.随着时间的推移,涡卷将缠绕着射流主体向下流流动.在 $t=0.0025$ s 时,射流核心区的高度不断提升.由于涡卷的存在削弱了射流主体的刚度,所以射流对边界层的作用减弱.

在 $t=0.0065\text{ s}$ 时,由于速度梯度的差异,使得缠绕在射流主体上的涡卷在射流迎流侧逐渐转变为涡环. 在 $t=0.0095\text{ s}$ 时,射流核心区周围的小尺度结构不断发生拉伸、破裂、合并,促使一部分流向涡分解为一系列的振荡尾涡并与外流流体相掺混.

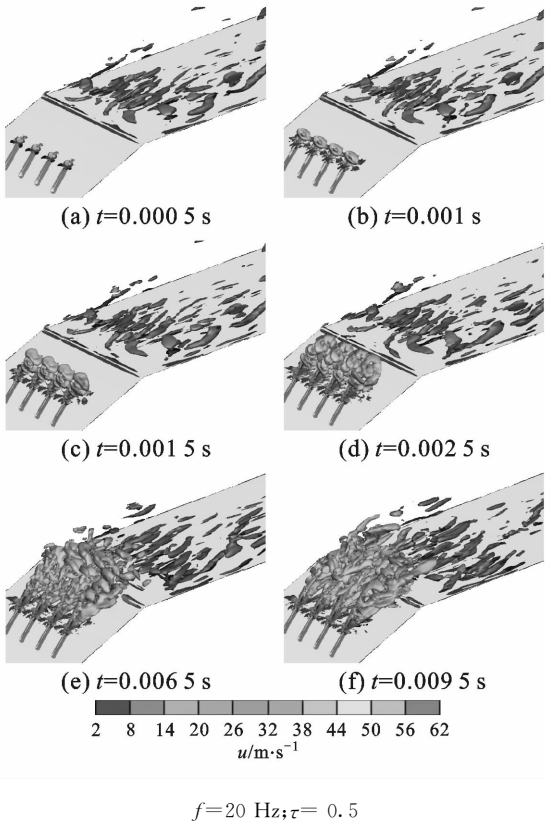


图 5 不同时刻脉冲射流开启过程的 $\lambda_2=-500\ 000$ 瞬态等值面

图 6 给出了 $f=20\text{ Hz}$ 、脉冲射流关闭时流向涡随时间的演化过程,可以看出,随着射流的逐渐关闭,流向涡主体整体地向扩压器下游流动. 由于涡环结构能量较弱,所以在 $t=0.029\text{ s}$ 时流向涡的下部被主流流体“侵蚀”,在此之后的流向涡主体将逐渐破碎,并在 $t=0.0305\text{ s}$ 时全部破碎为湍流.

在射频较低的情况下,射流开启和关闭过程的时间相对于主流运动较短,其对整个流场的影响也较小.

图 7 给出了 $R_v=5$ 、 $f=200\text{ Hz}$ 工况下的脉冲射流流向涡随时间的发展过程. 由于频率增大,与 20 Hz 脉冲射流相比, 200 Hz 的脉冲射流在 $0.25T$ 时刻且当流向涡的涡环结构基本形成时,在扩压器下游流场还依稀看到了上一个脉冲周期流向涡的运动状态. 在 $t=0.75T$ 时,射流孔出口处的流向涡已经演变成无序结构.

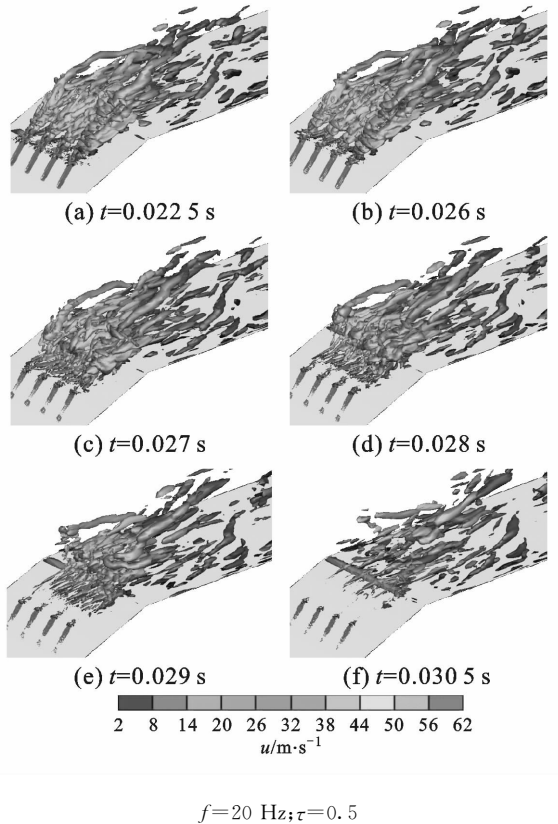


图 6 不同时刻脉冲射流关闭过程的 $\lambda_2=-500\ 000$ 瞬态等值面

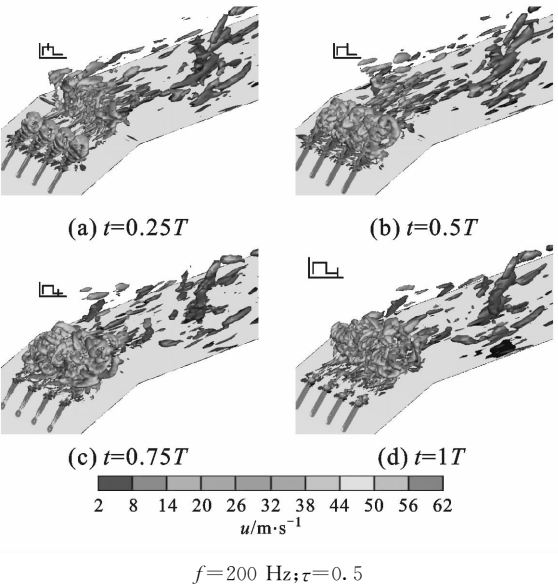


图 7 不同时刻脉冲射流的 $\lambda_2=-500\ 000$ 瞬态等值面

图 8 给出了 $R_v=5$ 、 $f=800\text{ Hz}$ 工况下的脉冲射流流向涡随时间的发展过程. 很明显,射流频率的提高使得流向涡结构发生了变化,射流剪切层不再是连续的涡卷结构,而是变成了一个涡环结构. 随着时间的推移,在射流孔口周而复始形成的间歇涡环将在下游逐步破裂成湍流.

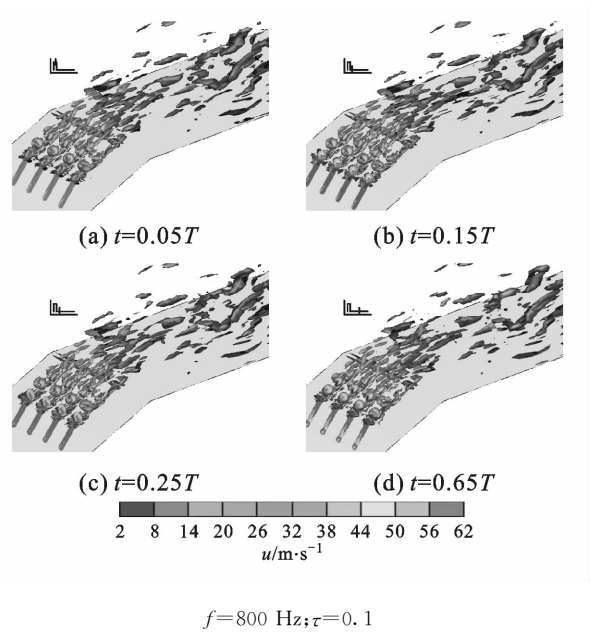


图 8 不同时刻脉冲射流的 $\lambda_2=-500\ 000$ 瞬态等值面

2.3 扩压器分离区的涡旋射流流动控制

2.3.1 定常射流和脉冲射流下控制效果的比较
扩压器的气动性能主要由压力恢复系数 C_p 来描述, $C_p=2(p_2-p_\infty)/(\rho U_\infty^2)$, 其中 p_2 为扩压器出口静压, p_∞ 为扩压器入口静压, U_∞ 为扩压器入口的速度.

表 1 给出了无射流控制、定常射流控制以及脉冲射流控制条件下矩形扩压器的 C_p 及扩张段分离区长度的变化. 为了便于对比各工况下分离区长度, 可通过对各工况时均结果进行展向平均来获得分离区长度的统计值. 从表中可以看出, 对于同样的 R_V , 定常射流和脉冲射流均使得分离区长度明显减小, 并使得扩压器的 C_p 显著增大. 脉冲射流在 $f=20$ Hz 时, C_p 值优于定常射流, 但扩张段分离区长度稍有增加. 从表中还可以看出, 对于不同的 R_V , 定常射流与脉冲射流的控制效果相似, 即随着 R_V 的增大, 控制效果更好.

2.3.2 不同脉冲频率下控制效果的比较 表 2 给出了 $R_V=5$ 、 $\tau=0.5$ 时的扩压器的 C_p 及扩张段分离区长度随 f 的变化. 可以看出, 相对于 $f=20\sim100$ Hz, 表 1 不同工况下扩压器的 C_p 及扩张段分离区长度

工况	f/Hz	C_p	分离区长/mm
无射流	—	0.214	328
脉冲射流, $R_V=3$	20	0.423	225
脉冲射流, $R_V=5$	20	0.572	120
定常射流, $R_V=5$	—	0.566	39

分离区的控制效果均有不同程度的减弱, 而当 $f=20$ Hz 时, 扩压器的 C_p 和分离区长度的控制效果都较为理想. 总体来说, 分离区长度基本上随着脉冲频率的增大而增加的.

表 2 扩压器的 C_p 及扩张段分离区长度随 f 的变化($\tau=0.5$)			
工况	f/Hz	C_p	分离区长/mm
脉冲射流 ($R_V=5$, $\tau=0.5$)	20	0.572	120
	40	0.566	121
	80	0.551	132
	100	0.565	137
	200	0.488	317

表 3 给出了 $R_V=5$ 、 $\tau=0.1$ 及在高频脉冲下扩压器的 C_p 及扩张段分离区长度随 f 的变化. 可以看出, 在 $f=400$ Hz 和 $f=800$ Hz 的工况下, 扩压器的 C_p 增大, 分离区长度则变化不明显. 这可能与高频脉冲射流产生的间歇涡环结构有关, 因此需要选择合适的脉冲频率.

表 3 扩压器的 C_p 及扩张段分离区长度随 f 的变化($\tau=0.1$)			
工况	f/Hz	C_p	分离区长/mm
脉冲射流	400	0.437	313
($R_V=5$, $\tau=0.1$)	800	0.467	283

2.3.3 不同占空比下控制效果的比较 表 4 给出了扩压器的 C_p 及扩张段分离区长度随 τ 的变化. 可

表 4 扩压器的 C_p 及扩张段分离区长度随占空比的变化			
f/Hz	τ	C_p	分离区长/mm
20	0.1	0.538	273
	0.5	0.572	120
40	0.1	0.524	296
	0.5	0.566	121
80	0.1	0.494	303
	0.5	0.551	132
100	0.1	0.489	220
	0.5	0.565	137
200	0.1	0.455	383
	0.5	0.488	317

以看出,在相同的脉冲射流频率下,当 τ 减小时,扩压器的 C_p 均减小,扩张段分离区长度均增加.这说明当 τ 减小即输入射流的动量减小时,脉冲射流的控制效果减弱.

3 结 论

本文采用大涡模拟方法对定常和脉冲射流下的矩形扩压器内部流场进行了数值分析,研究了扩压器内射流与主流掺混流场的特点,得到了以下结论.

(1)通过对比不同工况在射流孔下游不同流向位置的时均流向速度分布时发现,定常射流产生的流向涡使得主流中高动量气流与边界层内低动量气流进行了交换或平衡,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,而这些涡旋的能量将被带入分离区,使得流动分离得到抑制.

(2)通过对射流流场的三维涡结构进行识别、分析,得出了射流流场的涡结构主要由射流剪切层涡、马蹄涡、尾涡组成.可见,由于速度梯度的变化,射流剪切层涡系的结构将随着时间的推移从涡卷演化成为涡环,射流孔口前缘的马蹄涡系具有较强的稳定性.

(3)在低频脉冲下,脉冲射流产生的流向涡呈现涡卷结构,流动控制效果明显;在高频脉冲下,脉冲射流剪切层将演变成为间歇涡环结构,流动控制效果减弱.

(4) f 和 τ 对流动控制的影响较为显著,分离区长度随着 f 的提高而增加,随 τ 的增加而减小.在本

文的计算工况中, $\tau=0.5$ 、 $f=20$ Hz 的脉冲射流具有较好的流动控制效果.

参考文献:

- [1] WALLIS R A. The use of air jets for boundary layer control [R]. Melbourne, USA: Aerodynamics Research Laboratories, 1952.
- [2] JOHNSTON J P, NISHI M. Vortex generator jets: means for flow separation control [J]. AIAA Journal, 1990, 8(6):989-994.
- [3] RAGHUNATHAN S, WATTERSON J K, COOPER R K, et al. Short wide angle diffuser with pulse jet control, AIAA 99-0280 [R]. Reston, VA, USA: AIAA, 1999.
- [4] 樊涛. 基于涡旋射流的流动控制及其动力学特性的实验与数值研究 [D]. 西安: 西安交通大学能源与动力工程学院, 2009.
- [5] JEONG J, HUSSAIN F. On the identification of a vortex [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1995, 285:69-94.
- [6] KELSO R M, LIM T T, PERRY A E. An experimental study of round jets in cross-flow [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1996, 306:111-144.
- [7] 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.

(编辑 苗凌)