

文章编号:0253-2778(2015)02-0159-09

声激励对圆射流流场结构控制的大涡模拟

汤冰,朱旻明,刘明侯,叶桃红,陈义良

(中国科学技术大学热科学和能源工程系,安徽合肥 230027)

摘要:为研究声激励对圆射流流场结构的控制作用,采用大涡模拟方法计算相锁定全局声激励下的圆射流($Re=2020$)流场.计算得出的未加激励时射流的优势频率与实验符合得很好.从多角度描述声激励对射流速度场和涡量场的影响,分析流场对声激励响应的频率选择特性.通过速度场的平均值、均方根值,概率密度函数,偏度,峰度,以及动量厚度的分布,显示声激励引起速度场和混合特性的改变.涡量和 Q 准则揭示流场拟序结构的演化,发现激励控制流场的主导涡结构是希尔球涡.研究表明,声激励是流场控制非常准确和有效的手段,当激励频率在优势频率附近时影响尤其明显,很小的能量输入便可以引起流场结构的显著改变.

关键词:声激励;自由射流;大涡模拟;流动控制;希尔球涡

中图分类号:V231.2;TK121 **文献标识码:**A doi:10.3969/j.issn.0253-2778.2015.02.010

引用格式: Tang Bing, Zhu Minming, Liu Minghou, et al. LES of flow structure control of a round jet by acoustic excitation[J]. Journal of University of Science and Technology of China, 2015,45(2):159-167.

汤冰,朱旻明,刘明侯,等.声激励对圆射流流场结构控制的大涡模拟[J].中国科学技术大学学报,2015,45(2):159-167.

LES of flow structure control of a round jet by acoustic excitation

TANG Bing, ZHU Minming, LIU Minghou, YE Taohong, CHEN Yiliang

(Department of Thermal Science and Energy Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China)

Abstract: To investigate flow field structures of a round jet controlled by acoustic excitation, large eddy simulation (LES) was performed to calculate a round jet ($Re=2020$) under phase-locked global acoustic excitation. The control effects on the velocity and vorticity fields were described in various perspectives, and the frequency selectivity of jet response was analyzed. The preferred model frequency of unmodulated jet agreed well with the experiments. The mean and root mean square (RMS) velocity, probability density functions (PDF), skewness, kurtosis and momentum thickness were used to explore the modification of velocity fluctuation and mixing properties. Vortical structures were illustrated by Q criterion and instantaneous vorticity. The key vortex structure in the modulated cases was identified as Hill's sphere vortex. It is concluded that acoustic excitation can effectively control the flow field. Especially when the modulation frequency is near the preferred mode, a small amount of modulation energy input can cause significant change in flow structures.

Key words: acoustic excitation; free jet; large eddy simulation; fluid control; the Hill's sphere vortex

收稿日期:2014-11-17;修回日期:2015-01-23

基金项目:国家自然科学基金(50936005,1117296,11372303,51176178)资助.

作者简介:汤冰,男,1988年生,硕士生.研究方向:湍流流动和燃烧数值模拟. E-mail:tangbing@mail.ustc.edu.cn

通讯作者:朱旻明,博士. E-mail:zhmm@ustc.edu.cn

0 引言

Leconte 于 1958 年最初发现火焰会随着大提琴的音乐而跳跃,引起人们对声波影响流场的关注与研究^[1]. 声波扰动影响流场的表现是多方面的,掌握流场对声激励的响应特性有助于发展工程中流动和燃烧的主动控制技术. 它能改变流场的混合和扩散特性,调节燃烧装置中反应物的注入和改变火焰抬举高度等. 另外声激励还能减小流场中随机高频噪声,同时增强标量输运^[2-6]. 在实际流动和燃烧装置中,圆射流的应用很多,虽然几何简单,却包含丰富的拟序结构^[1,7-9]. 研究圆射流对声激励的非线性响应过程有很高的学术价值和广阔的应用背景.

圆射流的基本结构包括势流核心区 (potential core)、过渡区和充分发展区. 射流初始阶段 (喷口到势流核心区结束) 和下游流场的发展规律不同,其长度尺度分别为剪切层动量厚度 θ 和射流柱直径 D_j ^[8,10-11]. 自然圆射流中剪切层由于 Kelvin-Helmholtz 不稳定引起周向涡量卷起涡环,涡环在向下发展过程中形成涡环和涡瓣交替结构,这些涡环和涡瓣由于复杂的二次失稳会产生三维流向涡结构^[10,12]. 圆射流的势流核心末端存在一个最活跃的扰动频率,称为射流优势频率,是射流的最大响应扰动频率^[11,13-14]. 当射流在外部激励和射流优势频率扰动相互匹配时,能发生共振产生很强的特定频率的结构或运动,从而影响流场结构和发展^[9,15-16].

流场自身结构和规律激励波耦合是个复杂的非线性过程. 周期的锁相激励波能选择性地加强和减弱相应位置的速度场形成规律的剪切运动,从而改变射流行为及发展特征,引起控制能量的重新分配. 声激励影响流场的主要因素有频率和振幅,在振幅相比于射流速度很小的情况下,频率的影响占主要部分^[6,9]. 射流对激励响应的选择特性的机理仍有很大研究空间,是本文的研究重点. 声激励形成一种全新的控制涡结构: 希尔球涡. 希尔球涡的形成是由于声激励的规律性流向剪切加强了周向涡环结构. 希尔球涡含有很高的控制能量,能使上游流场的发展更加规则并且维持更远的流向距离,是声激励中关键的控制涡结构. 本文中通过瞬时周向涡量图研究了这种控制涡结构.

射流中拟序结构的数值模拟研究中,主要方法有三维涡丝法 (vortex filament)、大涡模拟 (LES) 方

法和直接数值模拟 (DNS) 方法^[6-7,17]. 声激励实验研究有几十年的历史^[2-5,9], Birbaud 等近年通过实验比较全面研究了射流对不同频率声激励的响应^[6]. 本文取文献^[6]中圆射流 ($Re = 2\ 020$) 为研究对象,用大涡模拟方法计算了相锁定全局声激励下的圆射流流场的空间演化,并发挥数值模拟优势,扩展了实验分析,给出更详细和丰富的结果分析,研究声激励对圆射流流场结构的控制作用.

1 数值方法

大涡模拟通过对 N-S 方程作滤波运算得到大尺度湍流运动方程,被滤掉的小尺度的影响则是通过亚格子应力模型来模化. 本文研究流动进口是常温常压空气,速度很低,马赫数很小,可以假设为不可压缩流动,大尺度控制方程为

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u}_i \overline{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

式中,上划线“—”表示网格尺度过滤后的物理量. $\tau_{ij} = (\overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j})$ 为亚格子应力,是过滤掉的小尺度和可解的大尺度湍流中的动量输运,采用动态的 Smagorinsky 涡粘性模型进行计算,即

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = 2\nu_t \overline{S_{ij}} \quad (3)$$

$$\overline{S_{ij}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 (2 \overline{S_{ij}} \overline{S_{ij}})^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

式中, $\overline{S_{ij}}$ 是过滤后的速度应变率张量; ν_t 是亚格子涡粘性系数; 模型系数 C_s 通过局部动态模型得到.

基于有限差分方法对控制方程进行离散,空间、时间均采用交错网格提高差分格式的精度和数值求解的稳定性. 扩散项采用二阶中心差分格式,对流项采用动能守恒的二阶中心差分格式,既减少数值耗散,又能提高程序稳定性; 时间导数采用二阶半隐式离散方法. 压力速度耦合采用 SIMPLE 算法.

本文计算的圆射流速度为 $U_j = 1.38$ m/s, 喷口直径为 $D_j = 0.022$ m. 射流直径雷诺数为 $Re_D = U_j D_j / \nu = 2\ 020$.

在圆柱坐标系下计算,网格的独立性已被验证. 计算区域的流向长度 $L_x = 14D_j$, 径向半径 $L_y = 8D_j$, 周向取 360° . 在射流出口的势流核心区加密, 网格总数为 $240 \times 120 \times 64 \approx 184$ 万, 最小网格为

$h_x=0.4\text{ mm}$, $h_y=0.5\text{ mm}$. 和实验不同的是, 计算中给了一个很小的伴流速度, $U_c=0.019U_j$, 可以避免由于流场中固壁边界条件导致的回流现象.

射流出口速度分布采用最常用的双曲正切速度分布, U_0 表示计算区域射流进口速度剖面分布, U_j 表示射流主流速度, U_c 表示射流伴流速度, 表达式如式(6)所示:

$$U_0 = 0.5 \left\{ (U_j + U_c) - (U_j - U_c) \tanh \left[\frac{1}{4} \frac{R}{\theta} \left(\frac{r}{R} - \frac{R}{r} \right) \right] \right\} \quad (6)$$

式中, 动量厚度 θ 的定义为

$$\theta = \int_0^\infty \left(\frac{U_0 - U_c}{U_j - U_c} \right) \left(1 - \frac{U_0 - U_c}{U_j - U_c} \right) dr \quad (7)$$

进口处加上白噪声, $u' = 2\% \times U_j$, $R/\theta = 22$. 流场下游采用对流边界条件, 由于径向计算区域足够远, 采用无滑移壁面边界条件.

根据实验, 周期调制的振幅取 0.2 m/s , 激励均方根速度占主流平均速度的 10% .

2 结果讨论

2.1 无激励时圆射流计算结果

存在拟序结构的流场中, 瞬时速度可以分解为时间平均速度和脉动速度, 而脉动速度又可分为大尺度拟序脉动和小尺度湍流的随机脉动. 大涡模拟计算网格很密时, 亚格子速度可以忽略, 将大涡模拟求解的速度看成瞬时速度.

首先计算了未加激励时的圆射流流场, 结果用 U_j, D_j 作无量纲化. 图1给出射流中心线上流向平均速度和均方根速度, 以及动量厚度 θ 、射流半宽

$R_{0.5}$ 的分布. 图1(a)中, $x/D < 5$ 时, 中心线上的平均速度基本保持进口速度, 均方根速度非常小(小于 5%). 到下游平均速度开始下降, 均方根速度则快速增长. 可以判断射流势核区的长度大约是 $5D$, 与文献[8]中一致. 在射流上游, 脉动速度主要由剪切层大尺度拟序结构引发, 势流核心区区内中心线上脉动速度受剪切层中周向涡环影响不大. 势核区结束后剪切层相互融合, 流场相互作用加强并形成湍流的小尺度随机脉动部分. 此时中心线上平均速度有下降趋势, 扰动均方根速度迅速上升, 最后形成充分发展的湍流.

动量厚度 θ 是剪切层的重要长度尺度, 反映射流的扩散和混合特性. 图中, 动量厚度 θ 在 $x/D < 5$ 时近似线性增加, $x/D = 5$ 时出现拐点, 并在下游迅速增厚. 射流初始 $R_{0.5}/\theta$ 很大 ($x/D < 1$), 说明初始混合层几乎是平行的, 到下游 ($1 < x/D < 5$), $R_{0.5}/\theta$ 迅速下降, 说明剪切层厚度在迅速增长. 随着射流从层流转捩为湍流, 上游和下游的混合机制不再相同, 射流上游是主伴流间的剪切作用造成的, 射流下游却是湍流使混合加速, 这也是动量厚度 θ 的变化趋势发生改变的原因.

对势流核心区末端 $x = 5D$ 处的流向速度的作功率谱分析可以得出, 射流优势频率 $f_p = 27\text{ Hz}$, 对应优势频率斯特劳哈尔数 $St_p = D \times f/U_j = 0.43$, 和实验[6]符合得很好.

2.2 声激励引起速度场的变化

本文计算相锁定全局声激励射流, 即固定相位的全射流进口区域激励, 激励频率分别取为: $f_0 = 15, 20, 30, 50, 60, 70, 90$ 和 130 Hz . 对应的 $St = 0.24, 0.32, 0.48, 0.80, 0.96, 1.1, 1.43$ 和 2.07 .

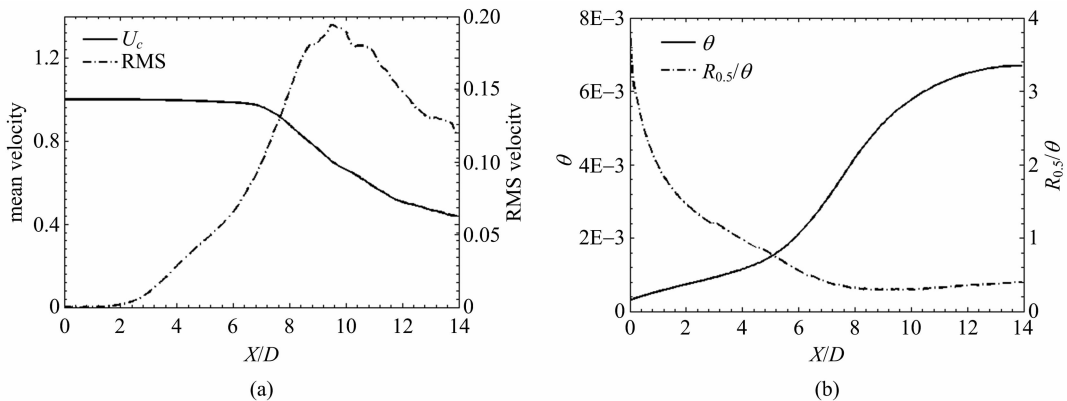


图1 中心线上流向平均速度和均方根速度(a)以及动量层厚度和射流半宽的变化(b)

Fig. 1 The mean and the RMS (root mean square) axial velocity on the centerline (a); and the momentum thickness and jet half width (b)

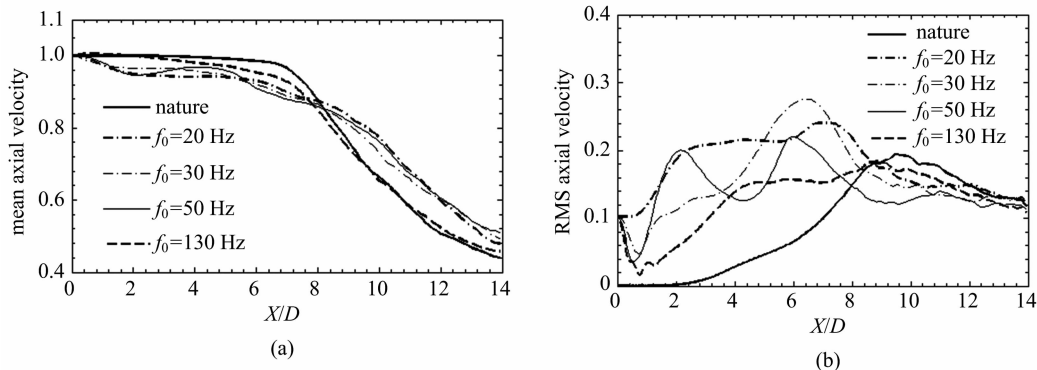


图 2 射流中心线上流向速度的平均值(a)和均方根值(b)曲线

Fig. 2 The mean velocities (a) and the RMS velocities (b) on the centerline

本小节讨论声激励对速度场的影响. 全面分析速度场的平均值(一阶矩)、均方根(二阶矩)、偏度(三阶矩)、峰度(四阶矩)及概率密度函数分布(PDF)的变化. 还通过动量厚度的变化讨论射流扩散混合特性的改变.

2.2.1 平均速度和均方根速度

图 2 是未加激励时自然射流和不同激励频率下射流中心线上的流向速度的平均值图 2(a)和均方根值图 2(b)的比较. $f_0 = 20, 30$ 和 50 Hz 时流场中心线速度比无激励时下降($U \approx 0.95U_j$), 表明激励影响了势流核心区的平均流场. 从后面涡结构分析可以知道, 射流迅速形成大尺度拟序涡(类环涡的希尔球涡), 这些高强度拟序涡的增长需要从主流吸取能量来维持, 因而造成平均速度下降.

从图 2(b)中可以看出 $f_0 = 20$ Hz ($St = 0.32$) 时, 中心线上流向速度均方根值开始增加, 但随后出现一个相对平坦的坡度 $U_{RMS} = 0.2U_j$, 然后是一个小的增加, 最后减小到和无激励时同样的水平. 此时中心线初始阶段扰动速度没有发生衰减, 说明激励对势核区也有影响, 然后维持恒定, 最后趋于完全湍流状态. $f_0 = 30$ Hz ($St = 0.48$) 时均方根速度先迅速降低至一个较低水平, 然后很快回升并维持很小一段距离的平台, 后又增加至一个很高水平, 再逐步降低到和自然射流同样数值. $f_0 = 50$ Hz ($St = 0.8$) 时, 中心轴线上均方根速度先迅速减小至一个较低水平, 再回升至一个较高水平 ($U_{RMS} = 0.2U_j$), 经过一个波动阶段最后发展为和自然射流同样的水平. 这时声激励频率 $f_0 \approx 2f_p$, 我们推测是涡合并产生次谐波造成的均方根速度的波动. $f_0 = 130$ Hz ($St = 2.07$) 时均方根速度先迅速降低至一个较低水平, 然后再慢慢回升, 最后发展成为和自然射流同样的水

平. 此频率声激励对射流影响较小, 射流行为和自然射流相似, 均方根速度曲线和未加激励时趋势相似.

图 3 是中心线上流向速度均方根值分布云图, 横坐标为流向位置, 纵坐标为激励频率. 可以清楚地看出射流对激励响应的频率选择特性. 流场对不同频率扰动波的能量接受能力不同, 当激励频率和流场优势频率发生共振作用时, 流场中的大尺度拟序结构更容易从扰动中获取能量, 从而更好地控制流场. 不同激励频率的射流中心轴线均方根速度在上游区域 ($x/D < 8$) 差别很大. $15 \text{ Hz} < f_0 < 70 \text{ Hz}$ 频段时流场改变明显, 激励频率高于 70 Hz 时, 激励对射流影响较小, 和自然射流差别不大. 某些频率 ($40 \text{ Hz} < f_0 < 50 \text{ Hz}$) 随流向距离呈现一定的波动, 表明拟序结构的空分布造成流场吸收扰动能量的空间差异. 在 $x/D > 8$ 时, 中轴线上均方根速度达到同样的量, 说明声激励流场充分发展后的远场湍流脉动和自然射流相差不大, 即相同的湍动程度.

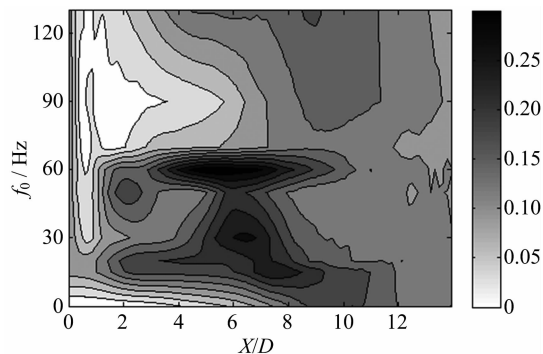


图 3 中心线上流向速度的均方根值随位置和频率分布云图
Fig. 3 The contours RMS of axial velocities on the centerline varied with the position and frequency

当激励频率在 $15 \text{ Hz} < f_0 < 70 \text{ Hz}$ ($0.24 < St < 1.1$) 时, 扰动波对上游流场影响非常大, 说明射流对

此频率段扰动波接受能力很强,此时激励能非常有效地组织上游的大尺度拟序结构,控制射流演化.到流场下游,所有激励频率时的流场和自然射流相差不大,说明声激励对远场的控制作用很小.本文计算得出的射流对激励响应的频率选择性规律与实验趋势^[6]定性符合.

2.2.2 动量厚度

动量厚度是反映混合和输运的重要长度尺度,拟序结构的复杂运动改变了动量厚度沿流向的发展.图 4 呈现了不同激励频率的动量厚度变化规律.无激励时射流动量厚度开始线性增加,与文献^[18]中相一致. $f_0 = 20 \text{ Hz}$ ($St = 0.32$) 和 50 Hz ($St =$

0.8) 时动量厚度变化趋势一致,都是先迅速增加到一个较高水平(和自然射流相比较),然后维持一段缓慢增长,接着再以一定斜率增加至和自然射流相同的长度.这是因为声激励使射流混合加强,造成动量厚度的波动增厚,从而产生更厚的具有一定的波动特性的动量厚度. $f_0 = 30 \text{ Hz}$ ($St = 0.48$) 时动量厚度经过多个平台最后发展为和自然射流相同,说明激励更好地促进了混合. $f_0 = 130 \text{ Hz}$ ($St = 2.07$) 时,动量层厚度和自然射流时相似,只是发展得更快些.此时的声激励对射流影响相对较小,非线性作用的程度已经没那么强烈,激励的影响已经相当于噪声的影响.

2.2.3 速度场的概率密度函数

为了更深入地揭示声激励对射流速度场的影响,下面讨论速度概率密度函数和高阶矩分布.图 5 给出中轴线上流向速度的 PDF 形状沿流向的变化,图 6 是中心线上流向速度偏度(三阶矩)和峰度(四阶矩)的变化.图 5(a)是自然射流,出口附近速度的脉动范围很小,PDF 接近 δ 函数.流场下游 $x/D = 4 \sim 5$ 时,PDF 接近高斯分布,表明湍流达到充分发展状态.对应图 6 中 $x/D = 5$ 时相应的偏度为 0,峰度近似为 3,符合高斯分布的特征.图 5(b), (c), (d) 分别对应于声激励频率 $f_0 = 20, 50$ 和 130 Hz 时中心线上速度的 PDF. 可以看出声激励影响到中心线,

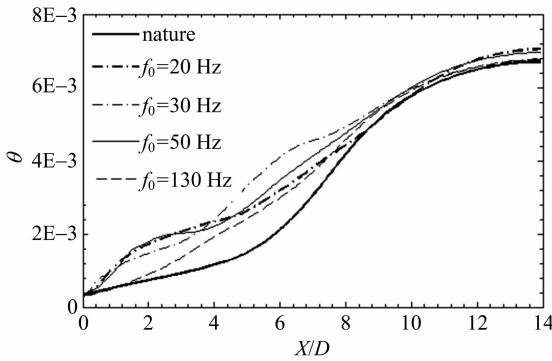


图 4 动量厚度沿流向分布

Fig. 4 The momentum thickness variation in the streamwise direction

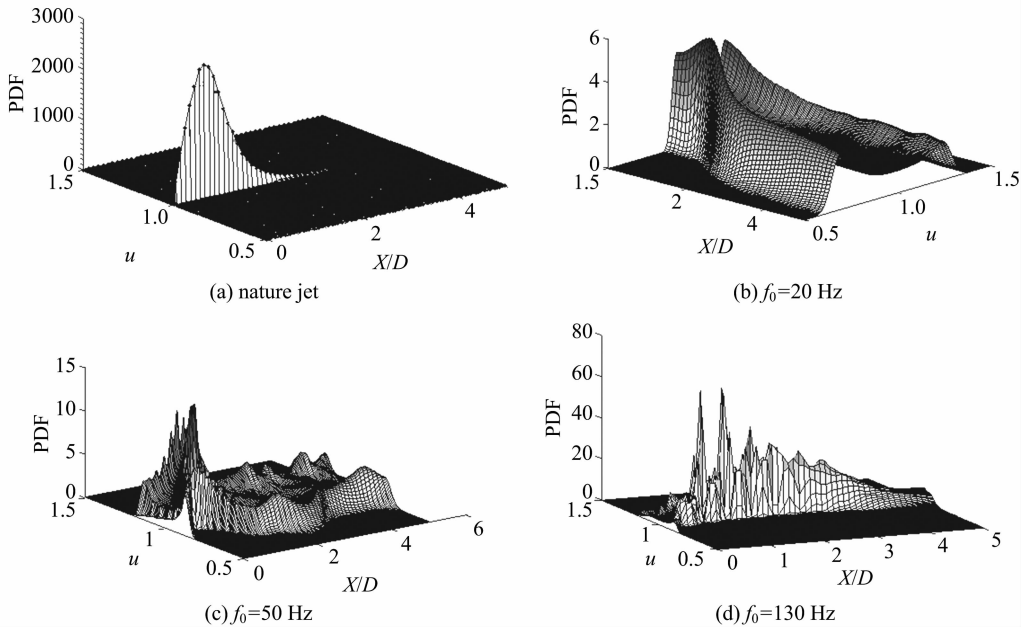


图 5 中心线上流向速度的 PDF 分布

Fig. 5 PDF distribution of axial velocity on the centerline

PDF 形状改变明显. 图 5(b)中 $f_0 = 20$ Hz, PDF 双峰结构说明速度场中包含激励引起周期性脉动, 在射流核心区结束前这种结构一直保持. 图 5(c)中 $f_0 = 50$ Hz, 流场上游区域和自然射流明显不同, 上流区域虽然依旧是双峰结构, 但双峰结构幅值随 x 增加出现明显的波动性, 这时流场和声激励波耦合程度低, PDF 幅值的空间波动应该主要是声激励锁相的影响. 下游区域则逐渐发展成为正态分布, 对应完全湍流状态. 图 5(d)中 $f_0 = 130$ Hz, 射流对高频激励频率响应不明显, 但是速度信号的 PDF 分布却和自然射流有明显不同. 图 6 中影响频率范围内偏度存在波动, 但偏度到下游最终都趋向于 0. 上游速度峰度降低, 说明激励使脉动速度分布更分散, 集中性减小, 峰度最终趋向 3.

从上面分析可以看出, 声激励能引起流场速度概率密度的双峰结构分布, 激励频率范围内的激励速度双峰结构更明显. 当激励频率稍微高于饱和激励频率时(70 Hz), 流场和激励波的非线性作用越来越弱, 激励只能较弱地改变速度近场的分布, 速度的平均值和脉动值改变都不是很大, 但速度的概率密度函数分布(PDF)形状改变明显. 在自然射流和 $f_0 = 130$ Hz 时, $4 < x/D < 5$ 范围内速度概率密度分布最终都呈现为近似高斯分布(从局部放大图可以看出, 此处没有展示出).

2.3 声激励对涡量场的影响

本节讨论不同频率声激励对射流涡量场结构的影响, 通过涡量和 Q 准则来识别涡结构的变化. 涡量 $\boldsymbol{\omega}$ 的分解采用流向 ω_x , 向分量 ω_r 和周向分量 ω_θ , $\boldsymbol{\omega} = \omega_x \boldsymbol{e}_x + \omega_r \boldsymbol{e}_r + \omega_\theta \boldsymbol{e}_\theta$.

图 7 是未加激励和不同频率激励下射流的周向

涡量 ω_θ 等值面的分布. 图 7(a)表示自然射流, 周向涡环并不明显, 只在势核区结束的位置出现明显的涡环结构, 涡环继而发生倾斜, 破裂, 最终破碎为无规则的破碎涡. 图 7(b)~(f)的激励频率分别为 15, 20, 30, 60, 90 Hz. 可以明显地看到, 特定频率的声激励能引起流场结构的显著变化, 形成流场特定的控制涡结构: 希尔球涡. 希尔球涡是由于激励波周期性的调制造成流场周期性剪切而形成的, 是一种类环涡, 这种很强的球状涡结构对流场的发展的控制起到了关键作用, 是声激励控制流场的主导涡结构. 希尔球涡具有较强的周向旋转性, 能影响到流场的更大范围. 周向旋转的过程吸收主流流场中的能量并控制扰动的演化, 转化为流场的控制能量. 控制能量的加强使希尔球涡和流场的作用加强从而形成更宽的剪切层, 使流场转换发生在更远的下游区域. 这一点从前面流场速度分析中的中轴线平均速度曲线也可以看出, 声激励的控制维持了更远的距离. 强烈的控制能量使得流场上游区域自组织性很好, 能吸收小尺度扰动能量, 减小积分湍动能. 从图中可以看出, 希尔球涡在流场向下游发展的过程中维持了较远的一段距离后才发生破碎. 希尔球状涡破碎后形成杂乱的小涡, 最终转捩成充分发展的湍流状态. 图 7(b)中声激励频率为 $f_0 = 15$ Hz, 声激励波使流场中卷起希尔球球状涡结构, 每个球状涡之间都有一个链接的涡环, 此时 $f_0 \approx f_b/2$. 涡环和希尔球涡相互作用并最终破碎成杂乱的小尺度涡结构. 图 7(c)中 $f_0 = 20$ Hz, 希尔球涡在全部激励频段最为明显, 希尔球涡在下游破碎成小涡. 图 7(d)中声激励频率为 $f_0 = 30$ Hz, 激励频率和射流优势频率很相近, 流场迅速形成希尔球状周向涡结构并向

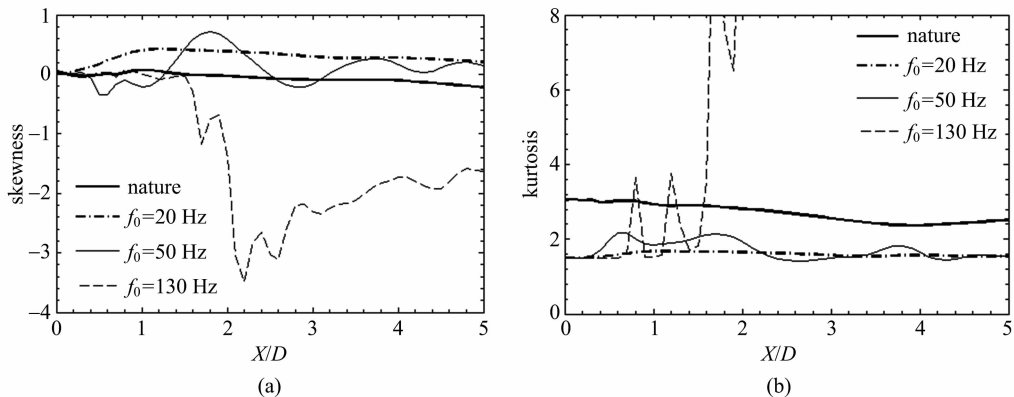


图 6 中心线上流向速度的偏度和峰度

Fig. 6 The skewness and kurtosis of axial velocity on the jet centerline

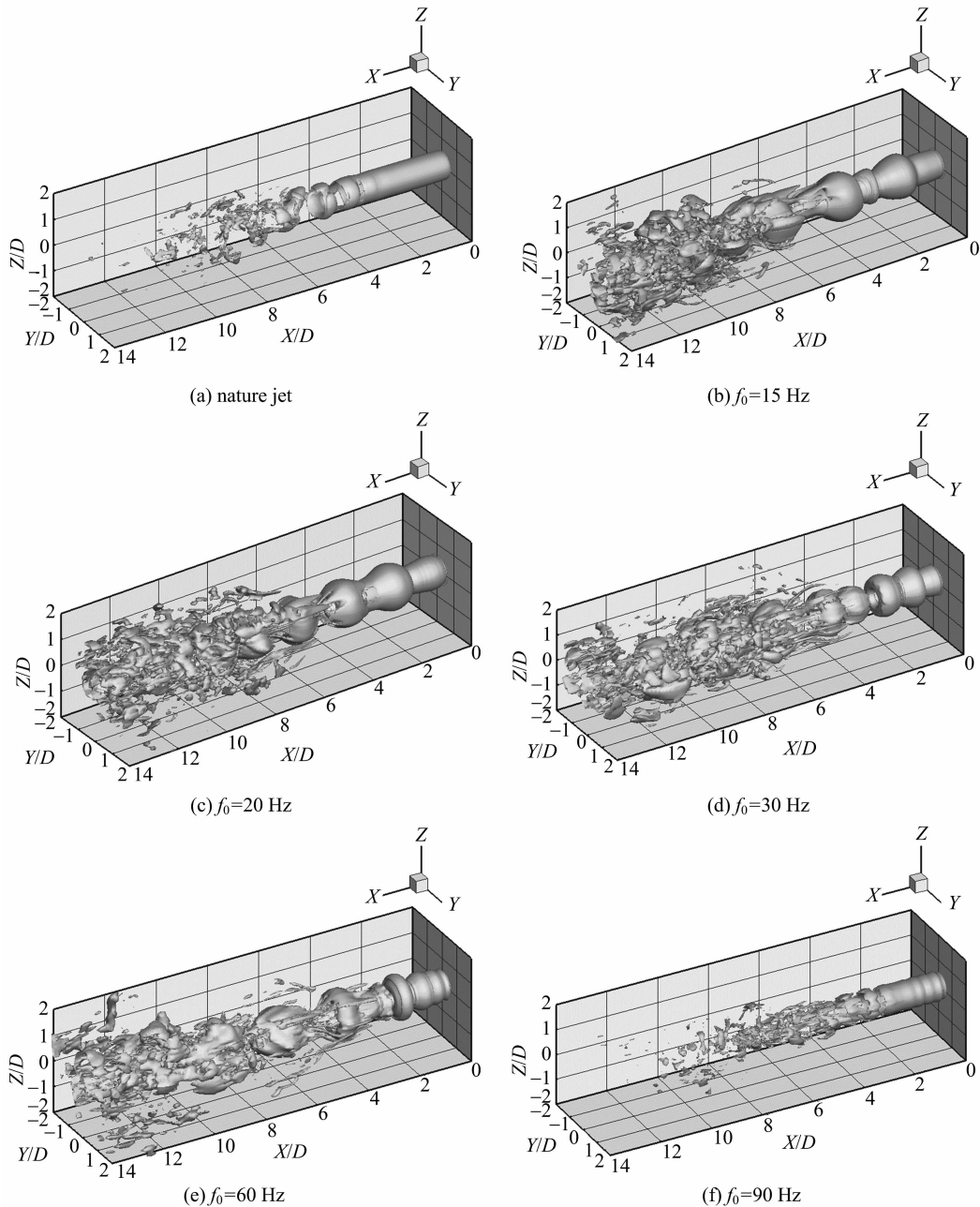


图7 周向涡量等值面分布

Fig. 7 The iso-surfaces of circumference vorticity

下游发展,最后有节奏地碎裂.图7(e)中声激励频率 $f_0=60$ Hz时,激励频率 $f_0 \approx 2f_p$,初始阶段涡结构和 $f_0=30$ Hz的情况明显不同,接着形成希尔球涡,最终球状涡维持较远的距离并发生节奏性破碎,这是因为声激励使流场发展更加规律从而抑制了随机破碎的情况.图7(f)中激励频率 $f_0=90$ Hz,从前面的分析可以知道,此时激励对射流的影响不再那么强烈,流场初始阶段卷起不明显的涡环,并逐渐发展明显,在势核区结束的地方周向涡环破碎.这种破

碎和自然射流的破碎不同,不是涡环倾斜后发展的,而可能是流向涡引起的涡环变形破碎.

图8是自然射流和 $f_0=60$ Hz频率激励射流的流向涡量的比较.从图8(a)中自然射流的情况可以看出,初始流向涡很弱,随着向流场下游发展,片状流向涡逐渐形成.这些片状流向涡瓣交替排列并越来越强,最终破碎为无规则的破碎涡.图8(b)中 $f_0=60$ Hz时的流向涡图初始阶段流向涡几乎不可见,在 $x/D > 2$ 时变得明显,图中可以看出,激励造

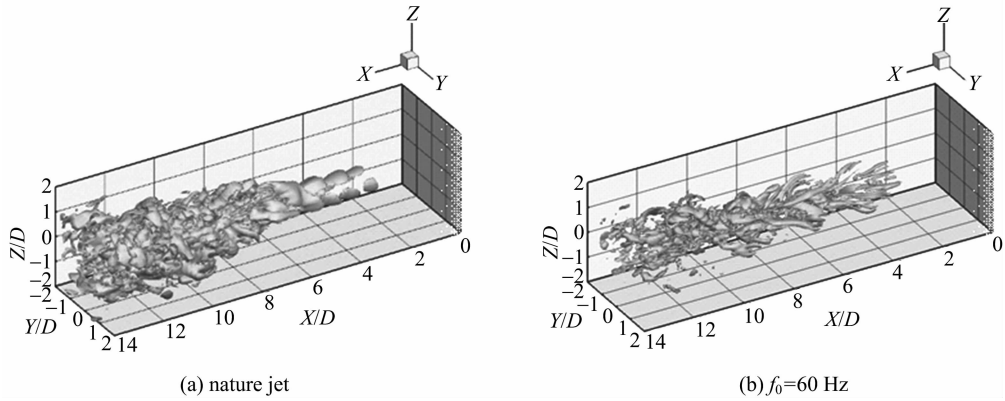


图 8 流向涡量等值面分布

Fig. 8 The iso-surfaces of streamwise vorticity

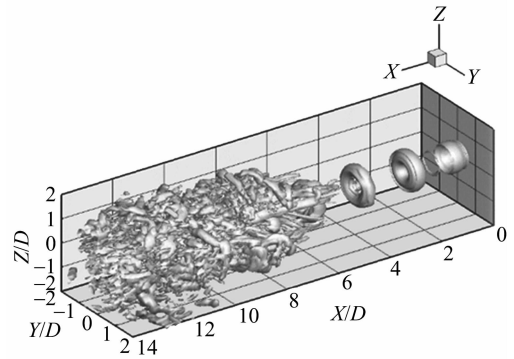
成流向涡的发展具有节奏性. 同时这里流向涡是涡丝的形式而不再是大涡瓣的形式, 流向涡的破碎也围绕在希尔球状涡的周围并逐步加剧, 这是声激励的强组织能力造成的.

可以推测, 无激励射流周向涡发生涡环倾斜而破碎成无规则的杂乱小涡, 是受交替排列的流向大涡瓣影响的. 而在声激励情况下, 由于激励形成的周向涡环或希尔球状涡的较强拟序性和自组织性, 流场中对应的流向涡是以涡丝的形式发展破碎的, 并且破碎围绕在希尔球涡或环涡周围.

为了更加清楚地分析流场结构, 我们还对 $f_0 = 20$ Hz 激励下的流场采用 Q 准则的方法进行识别^[19-20]. Q 准则是基于速度梯度张量的二次不变量, $Q = (\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij})/2$. 其中 $S_{ij} = (u_{i,j} + u_{j,i})/2$ 和 $\Omega_{ij} = (u_{i,j} - u_{j,i})/2$ 分别代表速度梯度张量中的对称张量和反对称张量. Q 大于 0 表示流场中该位置旋转作用强于拉伸, 因而可用 $Q > 0$ 的等值面来表征流场的涡旋结构.

通过比较我们发现声激励引起的 Q 结构都形成 Q 环并最后破碎, 此处只展示并详细分析优势频率附近的 $f_0 = 20$ Hz 的 Q 等值图. 如图 9 所示, 是 $f_0 = 20$ Hz 声激励下流场的某一时刻 $Q = 200$ 的等值面. 可以看出初始阶段形成很强的涡环类结构, 这是由于剪切层声激励引起周期性剪切引起的, 对比图 7(c) 可知这些涡环类结构对应着希尔球涡结构. 因而可以知道, 声激励主要是通过希尔球涡的强周向旋转改变射流剪切作用来控制射流的. 流场沿下游最终发展成为无规则杂乱结构, 这和周向涡量的分析一致.

通过涡量和 Q 准则分析可以知道, 周期的声激

图 9 $f_0 = 20$ Hz 激励下 Q 准则等值面Fig. 9 Q -criterion contour graph with modulation at $f_0 = 20$ Hz

励使流场特定的拟序结构得到加强并更加规则, 使流场湍流转捩更加靠近下游区域. 同时这种拟序结构的加强能减小随机脉动从而使射流更加稳定地发展, 这也有很大的实际应用价值.

3 结论

为研究声激励对自然空气射流的动力学特性的影响, 用大涡模拟的方法计算雷诺数 $Re = 2020$ 的不同频率激励下圆射流的空间演化, 得到主要结论如下:

(I) 本文计算的无激励射流优势频率与实验值符合很好. 发现不同频率声激励波和流场的作用方式不同, 有效激励频段为 $15 \text{ Hz} < f_0 < 70 \text{ Hz}$ ($0.24 < St < 1.1$), 其他频率激励对射流影响很小. 激励的作用主要表现在流场的上游, 到下游影响逐渐减弱. 射流对激励响应的频率选择性规律与实验在定性上保持一致.

(II) 通过 PDF 和偏度、峰度的分析表明, 调制

显著改变了速度脉动特性. 当激励频率较大时, 激励对速度平均场和动能影响很小, 但速度 PDF 的变化仍然显著.

(Ⅲ) 动量厚度分析说明声激励改变流场的扩散混合特性, 能加强混合及卷吸作用.

(Ⅳ) 声激励能通过加强剪切的方式产生希尔球状涡, 希尔球状涡含有很强的控制能量, 能修改流场剪切特性从而改变流场行为, 强烈主宰着上游流场区域的发展. 希尔球状涡对稳定上游流场发展和减小下游流场扰动有显著的作用.

综上所述, 声激励是一种有效的流场主动控制手段, 它可以通过改变流场剪切行为从而控制流场. 特定频率范围内, 较小的激励能量输入便可剧烈地改变流场结构和混合特性.

参考文献(References)

- [1] Becker H A, Massaro T A. Vortex evolution in a round jet[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1968, 31: 435-448.
- [2] Chao Y C, Jeng M S, Han J M. Visualization and image processing of an acoustically excited jet flow[J]. *Experiments in Fluids*, 1991, 12: 29-40.
- [3] Cerecedo M, Aisa L, Garcia J A, et al. Changes in a coflowing jet structure caused by acoustic forcing[J]. *Experiments in Fluids*, 2004, 36: 867-878.
- [4] Lawn C J, Williams T C, Schefer R W. The response of turbulent premixed flames to normal acoustic excitation [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2005, 30: 1 749-1 756.
- [5] Birbaud A L, Durox D, Candel S. Upstream flow dynamics of a laminar premixed conical flame submitted to acoustic modulations[J]. *Combustion and Flame*, 2006, 146: 541-552.
- [6] Birbaud A L, Durox D, Ducruix S, et al. Dynamics of free jets submitted to upstream acoustic modulations [J]. *Physics of Fluids*, 2007, 19: 013601- 013620; doi: 10.1063/1.2432156.
- [7] Abid M, Brachet M E. Numerical characterization of the dynamics of vortex filaments in round jets[J]. *Journal of Fluid Mechanics* 1993, 5(11): 2 582-2 584.
- [8] Olsson M, Fuchs L. Large eddy simulation of the proximal region of a spatially developing circular jet [J]. *Phys of Fluids*, 1996, 8(8): 2 125-2 137.
- [9] Olsen J F, Rajagopalan S, Antonia R A. Jet column modes in both a plane jet and a passively modified plane jet subject to acoustic excitation[J]. *Experiments in Fluids*, 2003, 35: 278-287.
- [10] Paul E D, Richard C M, Dimitris A P. Structure and dynamics of round turbulent jets[J]. *Phys of Fluids*, 1983, 26(11): 3 185-3 192.
- [11] Ephraim G, Ho C M. Preferred modes and the spreading rates of jets [J]. *Phys of Fluids*, 1983, 26(10): 2 932-2 938.
- [12] Rogers M M, Moser R D. The three dimensional evolution of a plane mixing layer the Kelvin-Helmholtz rollup[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1992, 243: 183-226.
- [13] Petersen R A, Samet M M. On the preferred mode of jet instability[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1988, 194: 153-173.
- [14] Hussain A K M F, Zaman K B M Q. The preferred mode of the axisymmetric jet [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1981, 110: 39-71.
- [15] Ho C M, Huang L S. Subharmonics and vortex merging in mixing layers [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1982, 119: 443-473.
- [16] Peter A M. Subharmonic resonance pairing and shredding in the mixing layer [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1988, 188: 223-252.
- [17] Zhu Minming, Zhao Pinghui, Chen Yiliang, et al. The vortex field of free round jet under axoustic excitation [J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2012, 33: 1 811-1 814.
朱旻明, 赵平辉, 陈义良, 等. 声激励下自由射流的涡量场[J]. *工程热物理学报*, 2012, 33: 1 811-1 814.
- [18] Yule A J. Large scale structure in the mixing layer of a round jet[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1978, 89: 413-432.
- [19] Zhang Hongda, Zhang Jimin, Han Chao, et al. The coherent structures of swirling jet after bluff body using LES method [J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2013, 35: 1 854-1 864.
张宏达, 张济民, 韩超, 等. 大涡模拟研究钝体有旋流流场的拟序结构[J]. *航空学报*, 2013, 35: 1 854-1 864.
- [20] Jeong J, Hussain F. On the identification of a vortex [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1995, 285: 69-94.