

自由旋流冷态流场中涡旋破碎泡的大涡模拟

张济民, 韩超, 叶桃红

(中国科学技术大学热科学与能源工程系, 安徽合肥 230027)

摘要:采用大涡模拟方法(LES)模拟了悉尼旋流燃烧器的中等旋流数算例(N29S054和N29S045)的冷态流场,研究了涡旋破碎泡(下游二次回流区)的不稳定模式. LES结果得到的统计矩总体上与实验值符合得较好. 研究发现:涡旋破碎泡没有螺旋形结构,其周围也没有出现螺旋形状的进动涡核,表明涡旋破碎泡没有典型的进动特征;瞬时速度分布显示了涡旋破碎泡存在着周期性的收缩/崩塌与膨胀的现象;功率谱的特征峰证实了涡旋破碎泡存在着周期性运动.

关键词:自由旋流;大涡模拟;涡旋破碎泡;进动涡核

中图分类号:O358 **文献标识码:**A **doi:**10.3969/j.issn.0253-2778.2013.08.010

引用格式: Zhang Jimin, Han Chao, Ye Taohong. Large eddy simulation of vortex breakdown bubble in the unconfined non-reactive swirling flow[J]. Journal of University of Science and Technology of China, 2013, 43(8): 671-678.

张济民, 韩超, 叶桃红. 自由旋流冷态流场中涡旋破碎泡的大涡模拟[J]. 中国科学技术大学学报, 2013, 43(8): 671-678.

Large eddy simulation of vortex breakdown bubble in the unconfined non-reactive swirling flow

ZHANG Jimin, HAN Chao, YE Taohong

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

Abstract: Large eddy simulation (LES) was applied to the non-reactive cases with medium swirl numbers (N29S054 and N29S045) of the Sydney swirl burner, and the instability mode of the vortex breakdown bubble (the downstream second recirculation zone) was investigated. The statistical moment obtained from LES results shows good overall agreement with experimental data. The vortex breakdown bubble (VBB) did not exhibit the spiral-type, and was not surrounded by the spiral precessing vortex core (PVC), which indicates that the VBB shows no distinct precession motion. The instantaneous velocity contours suggest the existence of cyclic collapse/contraction and expansion of VBB. The distinct peak of power spectrum density gives further evidence for periodic motion.

Key words: unconfined swirling flow; large eddy simulation; vortex breakdown bubble; precessing vortex core

收稿日期:2013-06-08;修回日期:2013-07-22

基金项目:国家自然科学基金(51176178),国家自然科学基金重点基金(50936005)资助.

作者简介:张济民,男,1985年生,博士生.研究方向:旋流燃烧的大涡模拟. E-mail:zhangjim@mail.ustc.edu.cn

通讯作者:叶桃红,博士/副教授. E-mail: thye@ustc.edu.cn

0 引言

旋流可以产生回流区并提高燃料/空气的混合效率,常被用在工业燃烧器上稳定火焰^[1].旋流强度足够高时,流场中会产生涡旋破碎(vortex breakdown)现象.涡旋破碎有螺旋形(spiral-type)和气泡状(bubble-type)两种基本形式,当燃烧器的几何结构、雷诺数和旋流强度等参数改变时,两种形式可以互相转变^[2].旋流燃烧器中用以稳定火焰的回流区一般属于气泡状的涡旋破碎,又称为涡旋破碎泡(vortex breakdown bubble, VBB).适当条件下,涡旋破碎泡会演变成螺旋形,出现进动特征^[3].进动涡核(precessing vortex core)呈螺旋形,围绕中轴线旋转,是旋流中另一种具有进动特征的拟序涡结构,并且会影响附近的流体,使之出现进动特征^[4].研究旋流场中涡旋破碎泡的不稳定模式,将加深对火焰稳定的认识.

悉尼旋流燃烧器是 Al-Abdeli 等^[5]设计的一种钝体绕流的自由旋流燃烧器.在适当的流场参数下,旋流器会形成下游二次回流区(涡旋破碎泡),中心射流进动^[6]以及燃烧场中钝体回流区的周期性收缩与膨胀的现象^[7]也在实验中被观测到.大涡模拟方法能够精确求解大尺度的湍流结构,而且能捕捉到湍流场中的低频振荡运动,适合于研究非定常的旋流场^[8].Malalasekera 等^[9]模拟了悉尼旋流冷态流场,预测结果与实验结果符合得很好.Ranga Dinesh 等^[10]使用大涡模拟方法成功地捕捉到了中心射流的进动频率,并提取了流场中的进动涡核.Yang 等^[11]使用本征正交分解方法(POD)从大涡模拟结果中得到了涡旋破碎泡内的大尺度拟序结构.胡璠元等^[12]研究了旋流火焰 SM1,指出钝体回流区和涡旋破碎泡对稳定火焰有重要意义.Ranga Dinesh 等^[13]模拟了 SMH 系列的燃烧场,模拟结果捕捉到了中心射流进动和钝体回流区的周期性崩塌/收缩与膨胀现象.到目前为止,悉尼旋流燃烧器的实验和数值研究工作主要关注涡旋破碎泡的形成条件、中心射流和钝体回流区的不稳定性,而涡旋破碎泡的不稳定性模式到现在还不清楚.本文采用大涡模拟方法计算了 N29S054 和 N29S045 两个算例的冷态流场,详细分析了涡旋破碎泡的形态和不稳定性模式.

1 数学物理模型

1.1 悉尼旋流燃烧器简介

图 1 显示了悉尼旋流燃烧器^[5]的几何结构.旋

流器由圆管和钝体组成,钝体直径 $D_b = 50$ mm,放置在直径 $D_a = 60$ mm 的圆管中,形成 5 mm 的环缝.钝体中心有一直径 $D_j = 3.6$ mm 的射流孔,上游通入轴向和周向两股气流形成旋流,充分发展后从环缝中流出.整个装置放在边长 130 mm 的正方形风洞中.影响流场分布的有 4 个速度分量:中心射流的轴向速度 U_j ,旋流的轴向速度 U_s 和周向速度 W_s ,外部伴流的轴向速度 U_e .旋流数 $S_g = W_s/U_s$ 表征旋流强度.本文模拟了 N29S054 和 N29S045 两个算例的冷态流场,表 1 列出了详细进口参数.

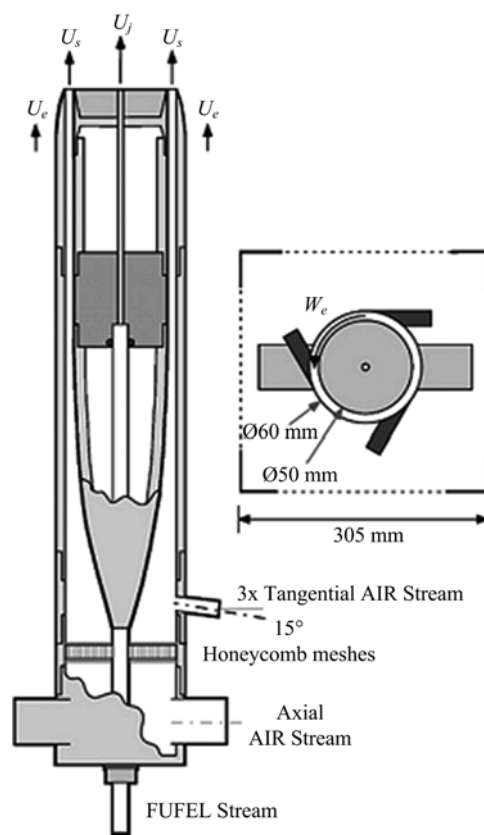


图 1 悉尼旋流燃烧器的原理图^[5]

Fig. 1 Schematic of the Sydney swirling flow burner^[5]

表 1 冷态算例的工况

Tab. 1 Operating conditions of the non-reacting cases

cases	U_s /($m \cdot s^{-1}$)	W_s /($m \cdot s^{-1}$)	U_j /($m \cdot s^{-1}$)	U_e /($m \cdot s^{-1}$)	S_g
N29S054	29.7	16.0	66	20	0.54
N29S045	29.7	13.4	66	20	0.45

1.2 LES 控制方程和 SGS 湍流模型

本文研究对象的流动马赫数较低,可以简化为不可压缩流动.对流动瞬态控制方程进行过滤后可得到大尺度运动的控制方程:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} &= 0 \\ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \end{aligned} \right\} (1)$$

式中,带“—”上标的是过滤后的物理量; \bar{u}_i 是速度分量; \bar{p} 是压力; ρ 假定为常数; ν 是运动粘度; $\tau_{ij} = (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j)$ 是亚格子应力,使用 Smagorinsky 涡粘模型^[14]模化,如下:

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

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3)$$

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 (2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (4)$$

式中, \bar{S}_{ij} 是可解尺度的变形率张量; Δ 是过滤尺度; ν_t 是亚格子涡粘系数;模型系数 C_s 由局部动态过程^[15]获得。

1.3 网格和边界条件

本文的计算区域为圆柱形,坐标原点位于射流的中心.长度和直径分别为 250 mm 和 250 mm.进口和剪切层附近的网格做加密处理,网格最大尺寸为 0.5 mm,主要流场区域最小的网格尺寸可达 0.02 mm,网格总数为 3 265 000.中心射流进口处的径向和周向速度为零,平均轴向速度取 1/7 次方规律^[9]的分布:

$$\langle u \rangle = 1.218 U_j \left[1 - \frac{|y|}{\delta} \right]^{1/7} \quad (5)$$

式中, y 是到射流孔中心线的径向距离; $\delta = 1.01 R_j$, R_j 是射流孔的半径 1.8 mm,因子 1.01 是为了保证壁面处的速度梯度为有限值.旋流进口处用 U_s 和 W_s 分别代替 U_j 计算得到轴向和周向速度分布, y 是到环缝中心线的径向距离, $\delta = 1.01 h/2$, h 为环缝的宽度 5 mm.伴流进口给定均匀分布,平均轴向速度 20 m/s,并叠加 2%湍流脉动.固壁处速度采用无滑移边界条件,亚格子应力采用壁面函数作为边界条件.侧边界采用零梯度边界条件.出口处给定对流出口边界条件,相对压力取零值。

1.4 差分格式和算法

采用有限体积法离散过滤后的大尺度流动的连续性方程和动量方程.时间项采用二阶隐式差分,动量方程和压力修正方程中的扩散项采用二阶中心差分.使用 PISO 算法求解压力速度耦合的问题.计算过程中动态调节时间步长,使得 $Co = \Delta t \cdot u_i / \Delta x_i$ 小于 0.5.经过 0.15 s (18 τ) 后流场达到统计定常,然后统计 0.11 s (13 τ). $\tau = L/U_s$ 为特征时间,其中 L

为计算区域的轴向长度。

2 计算结果与分析

2.1 统计矩对比

图 2 为 N29S054 算例的轴向和周向速度的平均值 ($\langle u \rangle, \langle w \rangle$) 以及均方根值 (u_{rms}, w_{rms}) 的模拟结果与实验结果的比较,单位为 m/s.平均轴向和周向速度的预测值与实验值吻合较好,只在下游 $x = 40, 70$ 和 100 mm 截面上, $r = 5 \sim 20$ mm 的径向区间内轴向速度的预测值比实验值偏低,周向速度的峰值位置稍微向外侧偏离.靠近燃烧器出口 $x = 6.8$ mm 处,轴向速度和周向速度都有两个峰值.中心射流卷吸周围流体,使得周围流体的旋转半径变小,根据角动量守恒,流体的旋转半径变小后,旋转速度会变大,从而形成了周向速度靠近中轴线的峰值.随着流场向下游发展,截面上逐渐只有一个峰值,峰值位置逐渐靠近中心轴线,显示了流场的收缩.在燃烧器出口处,中心射流与旋流出口附近存在着 3 个剪切层,形成了 3 个均方根的峰值,模拟结果很好地再现了轴向和周向速度的均方根值分布曲线,并较好地预测出了 3 个峰的位置和大小.随着流场的发展,3 个峰值先后消失,分布曲线趋于平缓,显示了射流的衰减及发展过程.在中轴线附近,模拟结果得到的均方根值比实验结果偏低.偏差出现的原因可能是,在燃烧器出口附近 $x = 6.8$ 和 10 mm 截面上,中心射流的进口边界条件与实际流动有一定差距,流动没有充分发展,导致预测的均方根值偏低,给定更加符合实际流动的进口条件(如预先计算充分发展的管流,取横截面结果作为进口条件)或可改善出口处的均方根值分布;而在下游区域 $x = 40, 70$ 和 100 mm 截面上,中轴线附近的平均速度接近于零值,数值模拟结果容易偏低,增加下游区域的网格密度或可改善模拟精度.综上所述,N29S054 算例的模拟结果与实验结果符合得较好,同样的数值方法也用来模拟较低旋流数的 N29S045 算例的流场结构。

2.2 回流区

悉尼旋流燃烧器的冷态实验结果^[5-6]表明,旋流的轴向速度分量 $U_s = 29.7$ m/s 时,旋流数 $S_g > 0.34$ 时,流场下游会形成涡旋破碎泡.图 3 显示了纵截面上 N29S054 和 N29S045 两个算例的平均轴向 $\langle u \rangle$ 和周向 $\langle w \rangle$ 速度分布,虚线表示负速度.图 3 (a) 显示了 N29S054 算例的两个主要回流区.第 1 个是钝体回流区,其轴向长度为 27 mm.第 2 个回

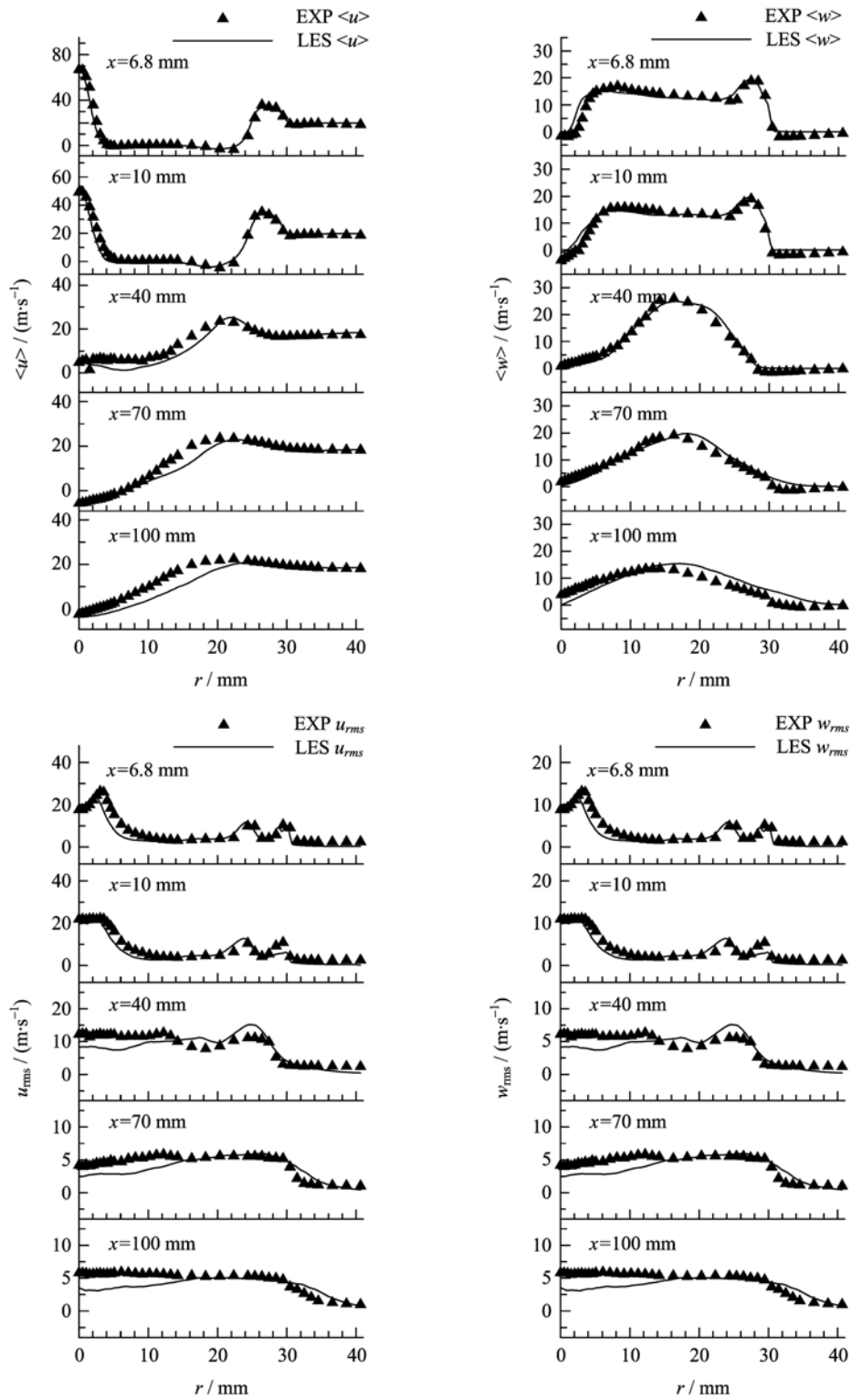


图 2 N29S054 算例的轴向和周向速度的平均值 ($\langle u \rangle$, $\langle w \rangle$) 和均方根值 (u_{rms} , w_{rms})

Fig. 2 The mean values ($\langle u \rangle$, $\langle w \rangle$) and root-mean-square values (u_{rms} , w_{rms}) of axial and tangential velocity of N29S054 case

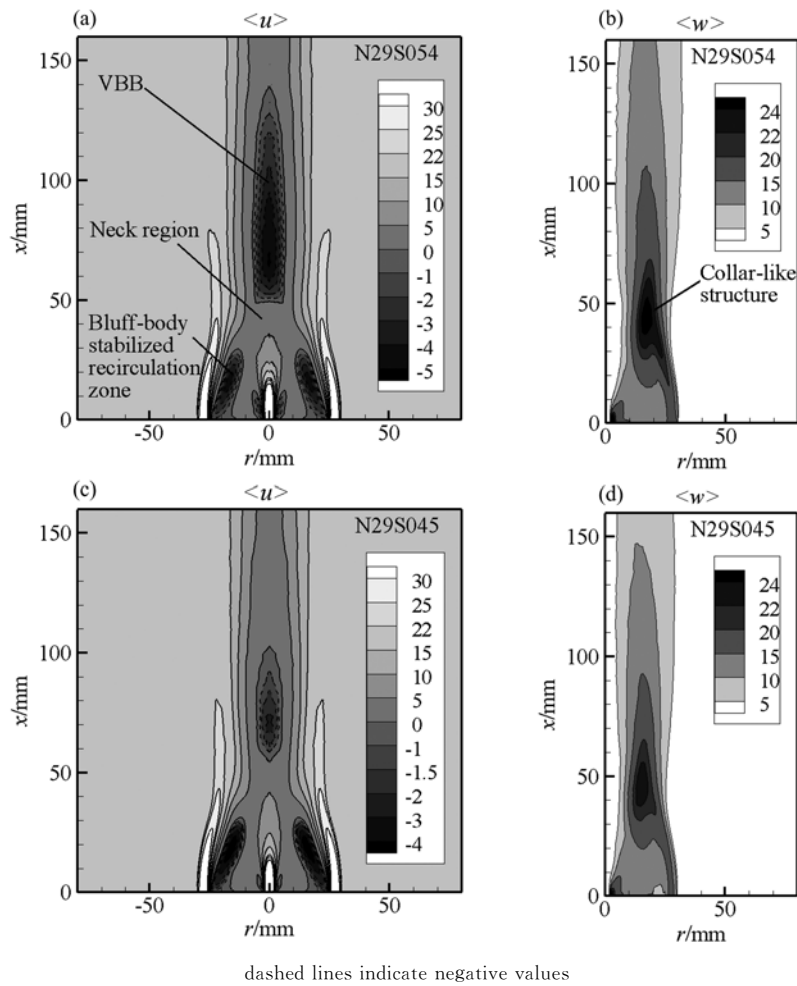


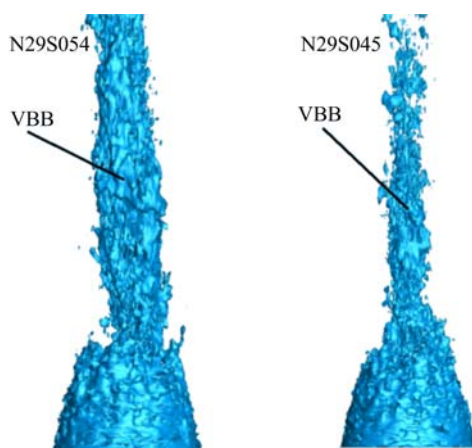
图 3 N29S054 和 N29S045 算例的平均轴向速度 $\langle u \rangle$ 和周向速度 $\langle w \rangle$ 在纵截面上的分布
 Fig. 3 The contour plots of mean axial velocity $\langle u \rangle$ and tangential velocity $\langle w \rangle$ of N29S054 and N29S045 cases on the streamwise plane

流区位于流场下游,形状为长长的气泡状,是旋流形成的涡旋破碎泡(VBB). 涡旋破碎泡的上、下游两端的滞止点分别位于 $x=50\text{ mm}$ 和 140 mm (实验值为 $x=50\text{ mm}$ 和 110 mm),形成了长 90 mm (实验值为 60 mm)的涡旋破碎泡,本文计算的涡旋破碎泡的长度比实验值偏大. 图 3(b)显示了 N29S054 算例的周向速度分布. 最高的周向速度没有出现在旋流出口附近,而是在 $x=45\text{ mm}$, $r=17\text{ mm}$ 的下游位置,形成了一个“颈圈”状结构(collar-like structure). “颈圈”状结构中的最高周向速度大约为 25 m/s ,明显高于旋流出口处周向速度(16 m/s). 流场的下游区域之所以会出现“颈圈”状结构,是因为燃烧器中心存在着很大的钝体. 流体流经钝体后发生突扩,使得钝体后面出现负压区,在径向的逆压梯度作用下,旋流向内侧弯折,在大约 $x=45\text{ mm}$ 处流场出现收缩的颈部区域(neck region). 根据角动量

守恒定律,当旋转半径缩小后,周向速度必然会增大,于是形成了“颈圈”状结构. 图 3(c), (d)显示了 N29S045 算例的流场结构. 涡旋破碎泡存在于 $x=50\sim 105\text{ mm}$ 的区间内,长度为 55 mm . 相比于 N29S054 算例,由于旋流数变小, N29S045 算例的涡旋破碎泡缩短了不少. N29S045 算例的流场中“颈圈”状结构出现在 $x=42\text{ mm}$, $r=13\text{ mm}$ 的位置,最高周向速度大约为 23 m/s ,比旋流出口处周向速度 13.4 m/s 高得多. “颈圈”状结构具有比旋流出口更高的旋流强度,能在下游流场产生很强的逆压梯度,是形成涡旋破碎泡的重要因素.

2.3 涡旋破碎泡的运动特征

研究涡旋破碎泡的运动特征,需要观察其三维瞬时形态. 涡旋破碎泡是一种回流区,其内部轴向速度为负值,通常采用瞬时轴向速度为零的等值面识别它的外形^[3]. 图 4 显示了 N29S054 和 N29S045 两



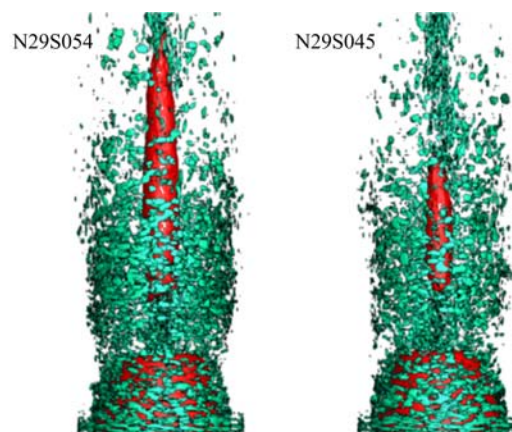
Visualized by the iso-surface of instantaneous axial velocity ($u=0$)

图 4 N29S054 和 N29S045 算例中涡旋破碎泡的瞬时结构

Fig. 4 The instantaneous features of vortex breakdown bubble of N29S054 and N29S045 cases

个算例中轴向速度等值面 ($u=0$) 显示的涡旋破碎泡的瞬时形态, 下面较粗的部分是钝体回流区, 上面细长的部分是涡旋破碎泡. 涡旋破碎泡的表面比较皱褶, 显示出明显的湍流特征. N29S054 算例中涡旋破碎泡的体积比较大, 其结构较为完整, N29S045 算例中涡旋破碎泡的体积较小, 其结构松散破碎, 但两个涡旋破碎泡都不具有螺旋形结构.

进动涡核是旋流场中具有典型进动特征的大尺度拟序结构, 进动涡核呈螺旋形, 围绕中轴线旋转; 而且, 进动涡核会把进动的速度场叠加在其周围流体上, 使得附近流场也出现进动特征^[4]. 当螺旋形的进动涡核缠绕在涡旋破碎泡周围时, 涡旋破碎泡会被扭曲成螺旋结构, 也出现进动特征^[2-3]. 为了清楚地显示流场中的涡结构, 采用 Q 准则方法^[16]对涡结构进行识别. Q 准则是速度梯度张量的二次不变量, 定义为 $Q = (\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij})/2$, 其中, $S_{ij} = (u_{i,j} + u_{j,i})/2$ 和 $\Omega_{ij} = (u_{i,j} - u_{j,i})/2$ 分别是速度梯度的对称张量和反对称张量. 在 $Q > 0$ 的区域, 与流体的应变率 ($S_{ij}S_{ij}$) 相比, 转动速率 ($\Omega_{ij}\Omega_{ij}$) 占主导地位, 即在该区域中涡结构占主导地位. 图 5 显示了 N29S054 和 N29S045 两个算例中涡结构和回流区的三维分布, 涡结构使用 Q 准则的等值面 ($Q = 3 \times 10^7 \text{ s}^{-2}$) 显示, 平均轴向速度的等值面 ($\langle u \rangle = 0$) 显示回流区的形状, 用以反映涡的位置和大小. 旋流从出口流出后, 流场就破碎成很小的涡, 随机地分布在流场空间. 涡旋破碎泡周围的涡都很小, 也没有出现螺旋形的进动涡核, 这些涡结构不能对涡旋破



Visualized by the iso-surface of Q-criterion ($Q = 3 \times 10^7 \text{ s}^{-2}$), the long elliptic surfaces down stream represent the VBB

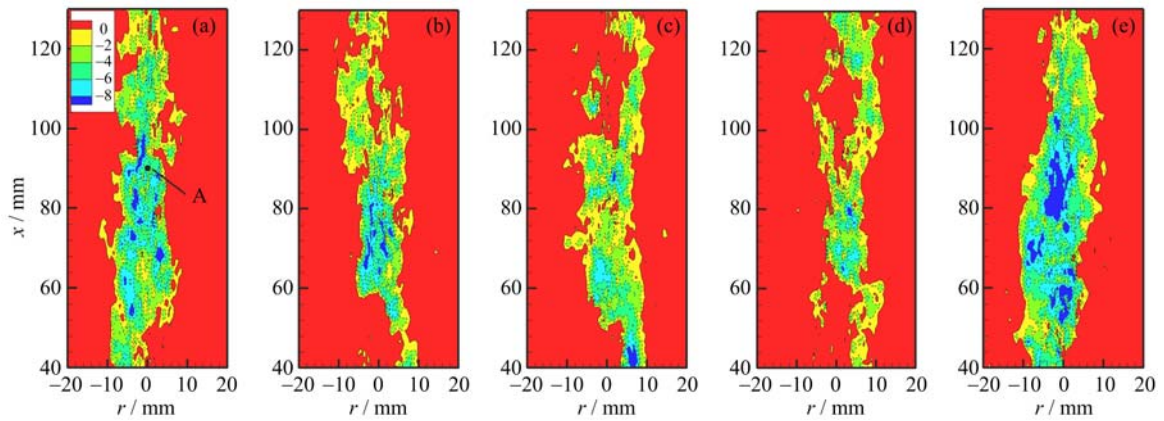
图 5 N29S054 和 N29S045 算例中涡结构和回流区

Fig. 5 The vortices and recirculation zones of N29S054 and N29S045 cases

碎泡施加具有进动特征的影响. 综上所述, 本文计算的算例中涡旋破碎泡本身不具有螺旋形结构, 其周围流场中也没有出现螺旋形的进动涡核. 不论从本身特征还是其周围的涡结构来看, 涡旋破碎泡都没有典型的进动特征.

为了进一步确定涡旋破碎泡是否有其他类型的周期性运动特征, 下面分析涡旋破碎泡的形状随时间的变化特征. 图 6 显示了 N29S054 算例中涡旋破碎泡的 5 个连续时刻的图像, 采用负的瞬时轴向速度显示涡旋破碎泡. 图 6(a) 时刻的涡旋破碎泡较大, 下一时刻图 6(b) 中的涡旋破碎泡明显变小, 而图 6(c) 中涡旋破碎泡开始膨胀, 图 6(d) 中涡旋破碎泡比上一时刻明显收缩, 并出现局部破碎, 图 6(e) 中涡旋破碎泡重新膨胀变得很大. 在 (a)~(e) 5 个连续时刻的图像中, 涡旋破碎泡呈现出周期收缩与膨胀的特征, 这与燃烧场中钝体回流区的模式 II 不稳定性^[7]相似. 图 7 显示了 N29S045 算例中涡旋破碎泡的 5 个连续时刻的图像, 涡旋破碎泡经历了与 N29S054 算例相似的周期性变化特征. N29S045 算例的涡旋破碎泡较小, 图 7(b), (d) 显示收缩发生时涡旋破碎泡碎裂成许多小块, 图 7(a), (c), (e) 显示在膨胀发生时涡旋破碎泡重新合为一个整体. 综上所述, 两个算例的涡旋破碎泡经历了周期性的收缩/崩塌与膨胀过程, 呈现出不同于进动运动的另一种周期性运动特征.

图 8 显示了 N29S054 和 N29S045 算例中涡旋破碎泡的功率谱, 通过对 A(90, 0) (见图 6) 和 B(70, 0)



Visualized by the contour plots of negative instantaneous axial velocity on the streamwise plane

图 6 N29S054 算例中涡旋破碎泡的 5 个连续时刻的瞬时图像

Fig. 6 Five continuous snapshots of the vortex breakdown bubble of N29S054 case

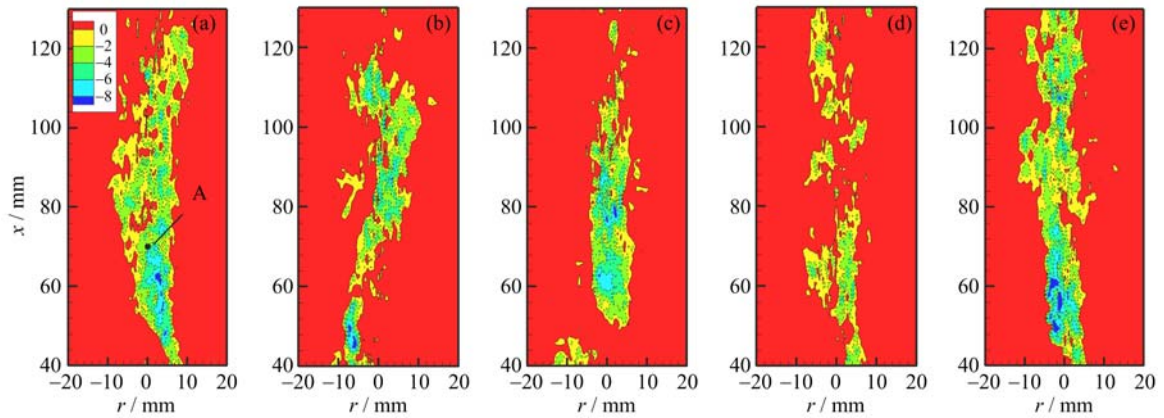


图 7 N29S045 算例中涡旋破碎泡的 5 个连续时刻的瞬时图像

Fig. 7 Five continuous snapshots of the vortex breakdown bubble of N29S045 case

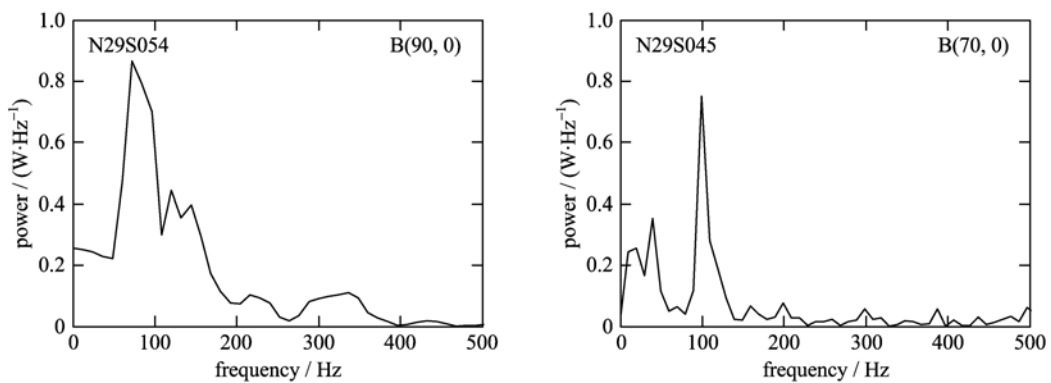


图 8 N29S054 和 N29S045 算例中涡旋破碎泡的功率谱

Fig. 8 The power spectrum of vortex breakdown bubble of N29S054 and N29S045 cases

(见图 7)取点位置瞬时周向速度做快速傅里叶分析 (FFT)得到功率谱. N29S054 算例的功率谱在约 80 Hz 位置出现一个明显的特征峰, N29S045 算例在约 100 Hz 位置也出现了一个明显的特征峰,特征峰

的存在有力地证实了上文中描述的涡旋破碎泡的周期性运动. 但需要指出的是两个算例的特征峰相对于背景谱线并不具有绝对优势, 这表明涡旋破碎泡的周期性收缩与膨胀特征是一种相对较弱的不稳

定性.

4 结论

本文采用大涡模拟方法研究悉尼旋流燃烧器的冷态流场,模拟了 N29S054 和 N29S045 两个算例,详细分析了涡旋破碎泡及其周围的大尺度流场结构,得到以下结论:

(I) LES 结果得到的统计矩总体上与实验值符合得很好,中心射流和旋流区域的统计矩峰值的位置与实验值基本吻合,模拟结果较好地预测到了流场的主要特征;

(II) N29S054 和 N29S045 算例的下游流场中都有较大的涡旋破碎泡,涡旋破碎泡没有明显螺旋形结构,其周围也没有进动涡核,表明涡旋破碎泡不具有典型的进动特征;

(III) 涡旋破碎泡具有周期性的收缩/崩塌与膨胀运动,是一种不同于进动运动的周期性运动特征.功率谱的特征峰较弱,表明这是一种相对较弱的的不稳定性.

本文只分析了中等旋流数($S_g=0.45$ 和 0.54) 时两个冷态算例的流场结构,下一步将分析更多旋流数的冷态流场以及燃烧场中涡旋破碎泡的不稳定性模式.

参考文献(References)

- [1] Syred N, Beér J M. Combustion in swirling flows: A review[J]. *Combust Flame*, 1974, 23(2): 143-201.
- [2] Lucca-Negro O, O'Doherty T. Vortex breakdown: A review[J]. *Prog Energy Combust Sci*, 2001, 27(4): 431-481.
- [3] Serre E, Bontoux P. Vortex breakdown in a three-dimensional swirling flow[J]. *J Fluid Mech*, 2002, 459: 347-370.
- [4] Syred N. A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems[J]. *Prog Energy Combust Sci*, 2006, 32(2): 93-161.
- [5] Al-Abdeli Y M, Masri A R. Recirculation and flowfield regimes of unconfined non-reacting swirling flows[J]. *Exp Therm Fluid Sci*, 2003, 27(5): 655-665.
- [6] Al-Abdeli Y M, Masri A R. Precession and recirculation turbulent swirling isothermal jets[J]. *Combust Sci Technol*, 2004, 176(5/6): 645-665.
- [7] Al-Abdeli Y M, Masri A R, Marquez G R, et al. Time-varying behaviour of turbulent swirling nonpremixed flames[J]. *Combust Flame*, 2006, 146(1/2): 200-214.
- [8] Sagaut P. *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*[M]. 3rd ed. Berlin: Springer, 1998: 1-13.
- [9] Malalasekera W, Ranga Dinesh K K J, Ibrahim S S, et al. Large eddy simulation of isothermal turbulent swirling jets[J]. *Combust Sci Technol*, 2007, 179(8): 1 481-1 525.
- [10] Ranga Dinesh K K J, Kirkpatrick M P. Study of jet precession, recirculation and vortex breakdown in turbulent swirling jets using LES[J]. *Comput Fluids*, 2009, 38(6): 1 232-1 242.
- [11] Yang Y, Kaer S K. Large-eddy simulations of the non-reactive flow in the Sydney swirl burner[J]. *Int J Heat Fluid Flow*, 2012, 36: 47-57.
- [12] HU Liyuan, LUO Yonghao, ZHOU Lixing. Large-eddy simulation of swirling diffusion flame using two SGS turbulence models[J]. *J Tsinghua Univ(Sci & Tech)*, 2007, 47(5): 742-745.
胡璣元,罗永浩,周力行.两种亚网格湍流模型的旋流扩散火焰大涡模拟[J]. *清华大学学报(自然科学版)*, 2007, 47(5): 742-745.
- [13] Ranga Dinesh K K J, Jenkins K W, Kirkpatrick M P, et al. Identification and analysis of instability in non-premixed swirling flames using LES[J]. *Combust Theor Model*, 2009, 13(6): 947-971.
- [14] Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations[J]. *Mon Weather Rev*, 1963, 91(3): 99-164.
- [15] Piomelli U, Liu J. Large eddy simulation of rotating channel flows using a localized dynamic model[J]. *Phys Fluids*, 1995, 7(4): 839-848.
- [16] Jeong J, Hussain F. On the identification of a vortex[J]. *J Fluid Mech*, 1995, 285: 69-94.