

钝体绕流有旋流中回流区与进动涡核的大涡模拟^{*}

张济民, 韩 超, 张宏达, 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: 针对旋流数为0.57、0.68、0.91和1.59四种工况下的悉尼旋流燃烧器的冷态流场进行了大涡模拟, 选取动态Smagorinsky涡黏模型作为亚格子尺度的湍流模型, 研究不同旋流数下的流场结构、进动频率和进动涡核。模拟结果表明, 旋流数为0.68时, 钝体回流区长度最短。随着旋流数的增加, 中心射流出口的旋流剪切层不断衰减, 而下游的旋流剪切层不断增强。功率谱分析表明, 进动现象的出现和消失对应于与旋流剪切层的增强和衰减; 中心射流与下游区域具有不同的进动频率, 表明流场中存在着两个独立的大尺度涡旋结构。不同取值位置的周向速度相关性分析进一步佐证了两个涡旋结构的存在。轴向位置70 mm处的横截面上瞬时流线和压强分布证实了下游流场存在着进动涡核。瞬时压强等值面显示了中心射流出口和下游流场进动涡核的三维螺旋形结构。下游流场的进动涡核均与平均速度场流线在空间上成正交关系, 表明进动涡核是由剪切层Kelvin-Helmholtz不稳定性产生。

关键词: 悉尼旋流燃烧器; 大涡模拟; 钝体; 回流区; 进动频率; 进动涡核

中图分类号: TK472⁺.6

文献标志码: A

文章编号: 1001-4055 (2014) 08-1070-10

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.2014.08.009

Large Eddy Simulation of Recirculation and Precessing Vortex Core in Swirling Flow Around a Bluff-Body

ZHANG Ji-min, HAN Chao, ZHANG Hong-da, YE Tao-hong

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

Abstract: The non-reactive flow fields of the Sydney swirl burner were studied with large eddy simulation (LES) under four swirl numbers 0.57, 0.68, 0.91 and 1.59. Smagorinsky eddy viscosity model with dynamic procedure was selected as the sub-grid scale turbulence model to investigate the flow structures, precession frequency and precessing vortex core (PVC) under different swirl numbers. The shortest bluff-body stabilized recirculation zone appears under swirl number 0.68. With increasing of swirl number, the swirl shear layer at the central jet nozzle damps gradually, while the one in downstream region strengthens. Power spectrum analysis indicates that the appearance and vanishment of precession motion coincide with the enhancement and attenuation of swirl shear layer, respectively. The central jet and downstream region have different precession frequency. This result indicates the existence of two independent large-scale vortices structures and it is further proofed by the correlation analysis of circumferential velocity at different probe locations. The distribution of instantaneous streamlines and pressure on the cross section at axial position of 70 mm indicates the existence of PVC in down-

^{*} 收稿日期: 2013-08-06; 修订日期: 2013-09-24。

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)。

作者简介: 张济民 (1985—), 男, 博士生, 研究领域为旋流的大涡模拟。E-mail: zhangjim@mail.ustc.edu.cn

通讯作者: 叶桃红 (1966—), 男, 博士, 副教授, 研究领域为湍流燃烧。E-mail: thye@ustc.edu.cn

stream region. The iso-surface of instantaneous pressure displays the spiral structure of PVC at the central jet exit and in downstream region. The downstream PVC is orthogonal to the streamlines of mean velocity. This fact demonstrates that the PVC is generated by Kelvin-Helmholtz shear layer instability.

Key words: Sydney swirl burner; Large eddy simulation; Bluff-body; Recirculation; Precession frequency; Precessing vortex core

1 引言

旋流可以产生回流区并提高燃料/空气的混合效率,常用在航空发动机、燃气轮机等燃烧室内增强火焰的稳定性并提高燃烧效率^[1]。由于旋流一般处在湍流状态,流动发展过程中常出现多种不稳定性现象,如涡旋破碎和进动涡核等^[2]。进动涡核由剪切层不稳定性产生,是旋流中一种不稳定的大尺度湍流结构,可以促进流场的混合,也可能导致燃烧场出现不稳定性^[3]。进动涡会影响附近的流体,使之出现进动特征^[4]。进动涡核的形态和进动频率与旋流数、雷诺数以及燃烧器几何结构有关^[5]。钝体常用在燃烧室中产生回流区以稳定火焰,回流区的尺寸主要受钝体几何结构和雷诺数的影响^[6],旋流也能改变钝体回流区的形态,旋流和钝体相结合会产生复杂的流场结构和火焰形态^[7]。Masri和Al-Abdeli等^[8]设计了悉尼旋流燃烧器,包含中心钝体、环型旋流及伴流,形成了钝体回流区、二次回流区和“领子状”结构等复杂的流场结构,并存在着中心射流进动等非定常特征。冷态实验结果^[8,9]表明,较高的雷诺数($Re_s = 59000$)和中等旋流强度时,下游流场最容易出现涡旋破碎形成的二次回流区,而雷诺数较低($Re_s = 32400$)时则难以形成二次回流区。中等旋流数($S_g = 0.28 \sim 0.91$)时,中心射流最容易出现进动特征,旋流数太高或者太低,中心射流进动都会消失;雷诺数增大,进动频率会随之升高。燃烧实验结果^[10~13]表明,不同参数组合时,火焰呈现不同的形态;燃烧场中存在着中心射流进动,以及燃烧放热导致的钝体回流区的周期性崩塌/收缩与膨胀两种不稳定性模式;没有二次回流区时,下游流场最容易出现局部熄火。

大涡模拟方法(LES)^[14]能够直接求解各向异性的大尺度湍流运动,各向同性的小尺度部分采用模型模拟,因而LES对模型的依赖程度较小。同时,LES能捕捉到湍流场中的低频振荡运动,适合于模拟具有典型非定常特征的旋流流场;因此,LES方法越

来越多地应用到旋流的冷态流动以及燃烧的研究中。Malalasekera等^[15]模拟了悉尼旋流燃烧器的冷态流场,模拟结果与实验结果符合得很好。Ranga-Dinesh等^[16]使用大涡模拟方法成功地捕捉到了中心射流的进动频率。Yang等^[17]使用本征正交分解方法(POD)从大涡模拟结果中提取了涡旋破碎泡内的大尺度拟序结构。胡璩元等^[18]研究了旋流扩散火焰SM1,指出钝体回流区和涡旋破碎泡对稳定火焰有重要意义。Kempf等^[19]采用LES结合稳态火焰面方法较好地预测了SM1,SMH1和SMH2等算例的燃烧场,但下游区域的速度、温度和组分难以准确预测。Ranga-Dinesh等^[20]数值模拟了SMH系列的燃烧场,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。

综上所述,现有的悉尼旋流燃烧器的流场的研究工作主要关注了二次回流区的形成条件和中心射流进动等现象,而对于钝体回流区的特征以及中心射流以外的流场非定常特征的研究比较少。本文采用大涡模拟方法研究雷诺数 $Re_s = 32400$ 时,旋流数 $S_g = 0.57, 0.68, 0.91$ 和 1.59 四个工况下的冷态流场结构,重点分析不同旋流数下钝体回流区、旋流剪切层和下游流场进动的特征,并研究不同区域的流场中的进动涡核。以上流场结构和进动特征对组分混合过程以及火焰稳定性有重要影响,分析流场中的大尺度涡旋结构及其进动现象,可以为进一步研究旋流燃烧的混合过程以及不稳定性提供基础信息。

2 数学物理模型

2.1 悉尼旋流燃烧器简介

图1显示了悉尼旋流燃烧器^[8]的几何结构。旋流器由圆管和钝体组成,钝体直径 $D_b = 50\text{mm}$,放置在直径 $D_a = 60\text{mm}$ 的圆管中,形成 5mm 的旋流环,环形旋流的平均轴向和周向速度分别为 U_s 和 W_s 。钝体中心有一直径 $D_j = 3.6\text{mm}$ 的射流孔,通入轴向速度为 U_j 的中心射流;在燃烧工况下,中心射流通入的可燃气体,以研究湍流扩散燃烧现象和机理。横截面

边长为 130mm 的风洞提供稳定的外部伴流,其平均轴向速度为 U_e 。本文研究实验中的冷态工况,所有入口均为常温常压的空气。按照实验的定义,用几何旋流数 $S_g = W_s/U_s$ 来表征旋流强度,表 1 列出了本文研究的旋流数 $S_g = 0.57, 0.68, 0.91$ 和 1.59 四种工况下冷态流场的进口条件。从表中可以看出,四种工况下的轴向速度相同,仅周向速度不同。中心射流与环形旋流的雷诺数分别为 $Re_j = 14300$ 和 $Re_s = 32400$ 。

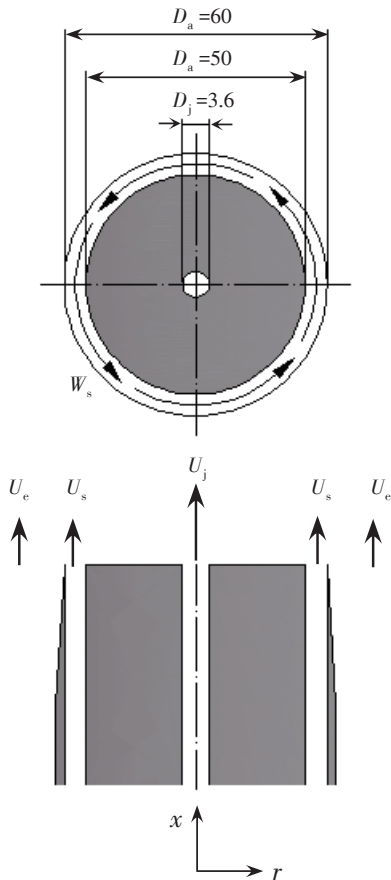


Fig. 1 Structure sketch of swirl setting(mm)

Table 1 Inlet conditions

$U_e/(m/s)$	$U_j/(m/s)$	$U_s/(m/s)$	$W_s/(m/s)$	S_g
20	66	16.3	25.9	1.59
			14.8	0.91
			11.1	0.68
			9.29	0.57

2.2 LES控制方程与亚格子应力模型

采用空间盒式过滤器对瞬时的 Navier-Stokes 方程进行过滤运算,可得到如下大尺度流动的控制方程

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

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 是运动黏度, $\tau_{ij} = (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j)$ 是亚格子应力,亚格子应力是小尺度脉动和可解大尺度湍流间的动量输运,本文采用 Smagorinsky 涡黏模型进行模化,即

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

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

式中 $\bar{S}_{ij}$ 是可解尺度的变形率张量, ν_t 是亚格子涡黏系数,它是过滤尺度 Δ 和应变率张量 $\bar{S}_{ij}$ 的函数

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

模型系数 C_s 由局部动态过程^[21]计算得到,能够较好地反映湍流的瞬时和局部动力学性质。

2.3 网格划分与边界条件

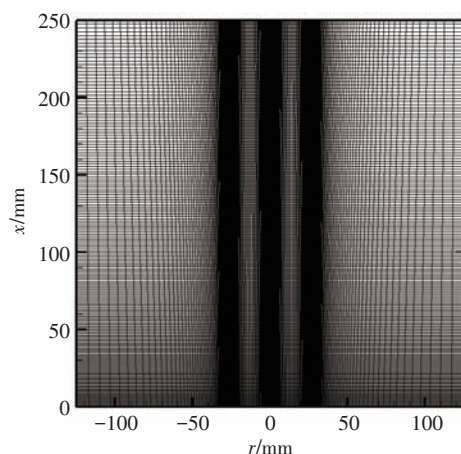
为消除侧面与出口边界的选取对旋流场的影响,本文取一较大圆柱形计算区域,其轴向长度和直径分别为 250mm 和 250mm,进口面为燃烧器的出口,坐标原点位于钝体面中心。采用六面体非结构网格,进口和剪切层附近的网格做不同程度的加密处理,生成两套总数分别为 3265000 (G1) 和 1172500 (G2) 的网格,用以验证网格分辨率对结果的影响。参照文献[16],本文的中心射流和环形旋流的进口平均速度取 1/7 次方规律分布,即

$$\langle u \rangle = 1.218 U_{in} (1 - |y|/1.01\delta)^{1/7}$$

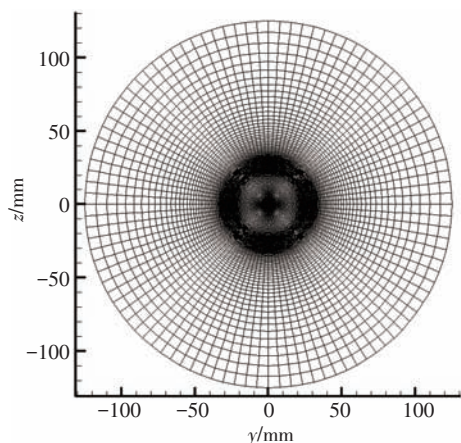
式中 y 是距离通道中心线的径向距离, δ 是中心射流孔和旋流环的径向半宽,分别为 1.8mm 和 2.5mm。 U_{in} 分别用中心射流的平均轴向速度 U_j , 环形旋流的平均轴向速度 U_s 和周向速度 W_s 代替,径向速度均为零。伴流进口 U_e 给定均匀分布的平均轴向速度 20m/s,进口叠加 2% 的湍流脉动。侧边界处速度梯度为零,相对压强为零。出口处采用对流出边界条件,相对压强为零。固壁处速度选择无滑移壁面条件。亚格子应力采用 Spaldings Law 形式的壁面函数来处理近壁节点,靠近壁面处取如下速度分布

$$y^+ = u^+ + \frac{1}{E} \left(\exp(\kappa u^+) - 1 - \kappa u^+ - \frac{1}{2}(\kappa u^+)^2 - \left(\frac{1}{6}(\kappa u^+)^3 - \frac{1}{24}(\kappa u^+)^4 \right) \right) \quad (5)$$

式中 y^+ 和 u^+ 分别是无量纲长度和速度, $\kappa = 0.41$, $E = 9.8$ 。然后,利用以上速度分布修正涡黏系数^[14]。



(a) Longitudinal section



(b) Cross section

Fig. 2 Grid system

2.4 离散格式与算法

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,空间离散采用二阶中心差分。使用PISO算法^[22]求解压力速度耦合的问题。为保证数值稳定性,采用克朗数 $Co = \Delta t \cdot u_i / \Delta x_i$ 作为判据,在计算过程中动态调节时间步长,使得 Co 小于 0.6。经过 0.15s (10 τ) 后流场已经达到统计定常,然后统计 0.11s (7 τ)。 $\tau = L/U_s$ 为特征时间, L 为计算区域的轴向长度。

3 计算结果与讨论

3.1 统计矩对比

本文选取最高旋流数 ($S_g = 1.59$) 算例的模拟结果与实验结果进行对比,以验证大涡模拟的准确性。在悉尼旋流燃烧器中,中心射流和环形旋流与周围流场存在着速度梯度,形成了三个剪切层,即中心射流剪切层、旋流内侧和外侧剪切层。图3对比了模拟结果与实验结果的轴向速度平均值 $\langle u \rangle$ 与均方根值 u_{rms} ,三角点、实线和虚线分别代表实验、密网格 (G1) 与粗网格 (G2) 结果, x 为轴向坐标, r 为径向坐标。模拟结果很好地预测了平均值与均方根值的分布曲线。实验结果表明,在燃烧器出口 $x = 6.8$ 和 10mm 截面上,均方根值分别在 $r = 2, 25$ 和 30mm 的径向位置出现了三个峰值,这对应于出口处的三个剪切层,表明剪切层内速度脉动比较大。密网格很好地预测了三个剪切层的位置和均方根的峰值大小,而粗网格没有分辨出旋流内侧和外侧剪切层。在 $x = 40$ 和 70mm 截面上,中轴线附近的平均值和均方根值的模拟结果比实验值偏低,但密网格结果明显优于粗网格结果,这表明模拟结果的偏差是网格密度造成的。 $x = 100$ mm 截面上,轴向速度的平均值和均方根值的分布曲线趋于平缓,表明下游流场的各项同性明显增强,两套网格的模拟结果都与实验值符合得较好。

图4对比了模拟结果与实验结果的周向速度平均值 $\langle w \rangle$ 与均方根值 w_{rms} 。在燃烧器出口 $x = 6.8$ 和 10mm 截面上,实验结果显示,中心射流和环形旋流出口的周向速度分布曲线存在着两个峰值及其形成的三个剪切层,剪切层内均方根值对应出现三个峰值。外侧的周向速度峰值在旋流出口处,中轴线附近的峰值是中心射流卷吸外侧流体形成的。根据角动量守恒,旋转半径变小后,旋转速度会增大。粗网格预测的周向速度峰值与实验值有一定的偏差,也没有分辨出旋流内外剪切层内的两个均方根的峰值;密网格结果得到的平均周向速度分布曲线与实验值吻合得很好,而且预测出了均方根峰值的位置,只是峰值大小比实验值偏高,但相比于粗网格结果,密网格结果有明显改善。在下游区域 $x = 40, 70$ 和 100mm 截面上,实验结果表明平均周向速度分布曲线呈现尾迹特征。两套网格预测的平均周向速度与实验值符合得较好,中轴线附近均方根值的预测结果

比实验值偏低。这是因为,中轴线附近的平均速度接近于零值,湍流强度很弱,数值模拟结果容易偏低。

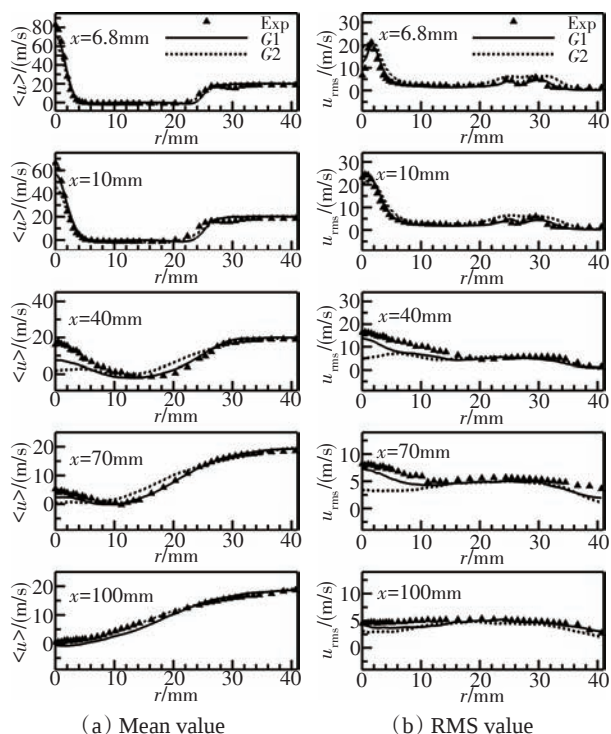


Fig. 3 Radial distributions of mean and RMS values of axial velocity, $S_g = 1.59$

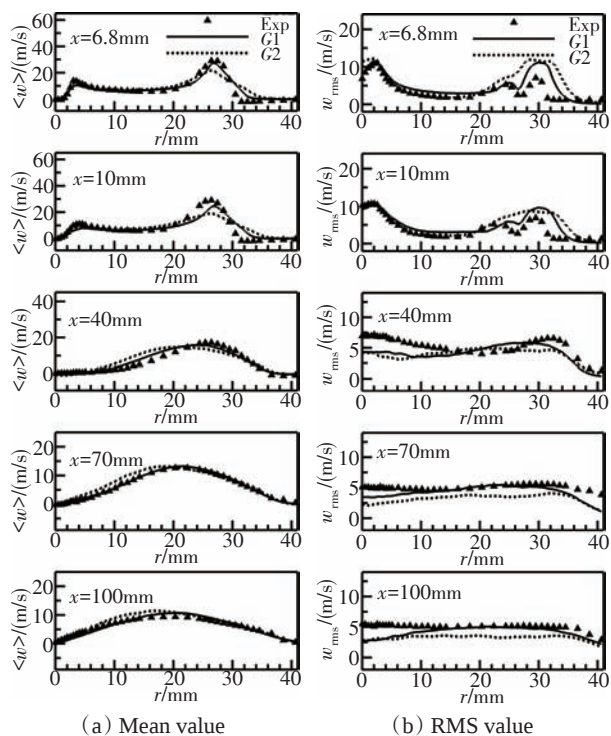


Fig. 4 Radial distribution of mean and RMS values of circumferential velocity, $S_g = 1.59$

综上所述,本文采用的数值方法较好地预测了旋流数较高($S_g = 1.59$)时的流场结构,同样的数值方法被用来模拟其它三个旋流数($S_g = 0.57, 0.68$ 和 0.91)的算例。

3.2 钝体回流区与旋流剪切层

悉尼旋流燃烧器存在很大的中心钝体,环形流体在钝体后发生突扩,卷吸内外两侧的流体,导致钝体后面出现负压区,从而产生钝体回流区^[9]。在无旋流场中,钝体回流区的长度一般为一个钝体直径 D_b 量级,而且雷诺数对回流区长度影响不大^[6];在有旋流场中,钝体会影响旋流场的结构,旋流也会影响钝体回流区的长度^[7]。图5显示了纵截面上平均轴向和周向速度的分布,虚线表示负值。轴向速度云图显示了回流区的位置和长度。表2列出了不同旋流数时钝体回流区的轴向长度,并且附加了 $S_g = 0.00$ ($U_s = 21.1\text{m/s}$,悉尼旋流数据库中算例编号为N21S000)^[8]时的钝体回流区长度作为对比。 $S_g = 1.59$ 作为验证算例,回流区长度的模拟结果(71mm)与实验值(70mm)^[8]基本吻合。从表中可知,旋流数较低时,随着旋流数增大,回流区长度逐渐减小,旋流数 $S_g = 0.68$ 时回流区长度最短; $S_g > 0.68$ 时,回流区长度随旋流数增大而增大,而且比无旋条件下的回流区还要长。由此可见,旋流数较低时,引入旋流会削弱钝体回流区,而旋流数较高时,旋流会增强回流区。

图5显示了平均周向速度在纵截面上的分布图。从图中可知,流场中出现了三个旋转速度相对很高的区域,形成了旋流剪切层。第一个旋流剪切层位于环形旋流出口处,是流场中旋转运动的发源地。第二个旋流剪切层位于中心射流出口,其三维结构呈现颈圈状,称之为“颈圈状”结构(“collar-like” structure)。环形旋流会带动周围流体随之旋转,中心射流卷吸其外侧流体,根据角动量守恒,旋转半径变小后,旋转速度会增大,便形成了中心射流出口的“颈圈状”结构。第三个旋流剪切层位于下游区域 $r \sim 20\text{mm}$ 的径向位置,呈现狭长的“颈圈状”结构,其范围远大于中心射流出口的“颈圈状”结构。下游区域的“颈圈状”结构与钝体回流区直接相关,回流区内的径向负压梯度使得流场出现径向收缩,旋转半径减小导致回流区下游的周向速度变大形成了“颈圈状”结构。特别地, $S_g = 1.59$ 时,下游的“颈

圈状”结构与旋流出口剪切层合并到一起,在回流区外侧形成了很长的旋流强剪切层。综上所述,旋流出口处的剪切层属于原生性的旋流剪切层,而“颈圈状”结构形成的剪切层属于诱发性的旋流剪切层。结合表2可知,随着旋流数增大,中心射流出口的“颈圈状”结构逐渐变小,其最大周向速度也逐渐降低;而下游区域的“颈圈状”结构逐渐变大,最大周向速度也逐渐增大。所有旋流数时,越过下游“颈圈状”结构以后,周向速度逐渐减小,旋流剪切层也逐渐衰减。

Table 2 Length of recirculation zone and maximum of circumferential velocity in 'collar-like' structures

S_g	L_{rz}/mm	$\langle w \rangle_{\max}/(\text{m/s})$	
		Central jet region	Downstream region
0.00	41	—	—
0.57	34	23	12
0.68	32	20	13
0.91	47	18	15
1.59	71	14	—

3.3 功率谱分析

前文分析结果表明,流场中出现了多个旋流剪切层,剪切层的 Kelvin-Helmholtz 不稳定性易引发流

场出现进动现象^[24]。冷态实验^[9]测量分析了 $x = 12.3 \text{ mm}$ 和 $r = 2.3 \text{ mm}$ 位置(中心射流出口)的功率谱,结果表明 $S_g = 0.57, 0.68$ 和 0.91 时中心射流存在着低频进动;更高或者更低的旋流数时,中心射流的进动特征消失。为了更全面地研究流场中存在的进动现象,本文选取 $A(12.3, 2.3)$, $B(12.3, 23)$, $C(50, 0)$, $D(60, 0)$, $E(70, 0)$ 和 $F(80, 0)$ 共6个取值点(图5(d)显示了它们的位置),研究中心射流、环形旋流出口和下游流场的进动特征,取值点位置用坐标形式 (x, r) 表示, x 为轴向坐标, r 为径向坐标,单位为 mm。图6显示了不同旋流数下各取值点得到的瞬时周向速度的功率谱密度。

3.3.1 中心射流出口

A 点位于中心射流出口,与实验测量位置相同。旋流数 $S_g = 0.57, 0.68$ 和 0.91 时,模拟结果得到的功率谱分别在频率约为 29 Hz (实验值 28 Hz), 26 Hz (实验值 28 Hz) 和 29 Hz (实验值 26 Hz) 的位置出现了特征峰,表明中心射流存在着进动特征。旋流数 $S_g = 1.59$ 时,功率谱没有出现特征峰,表明中心射流没有出现进动特征,以上模拟结果与实验结果相符合。随着旋流数增大,特征峰的峰值也不断减小,直至 $S_g =$

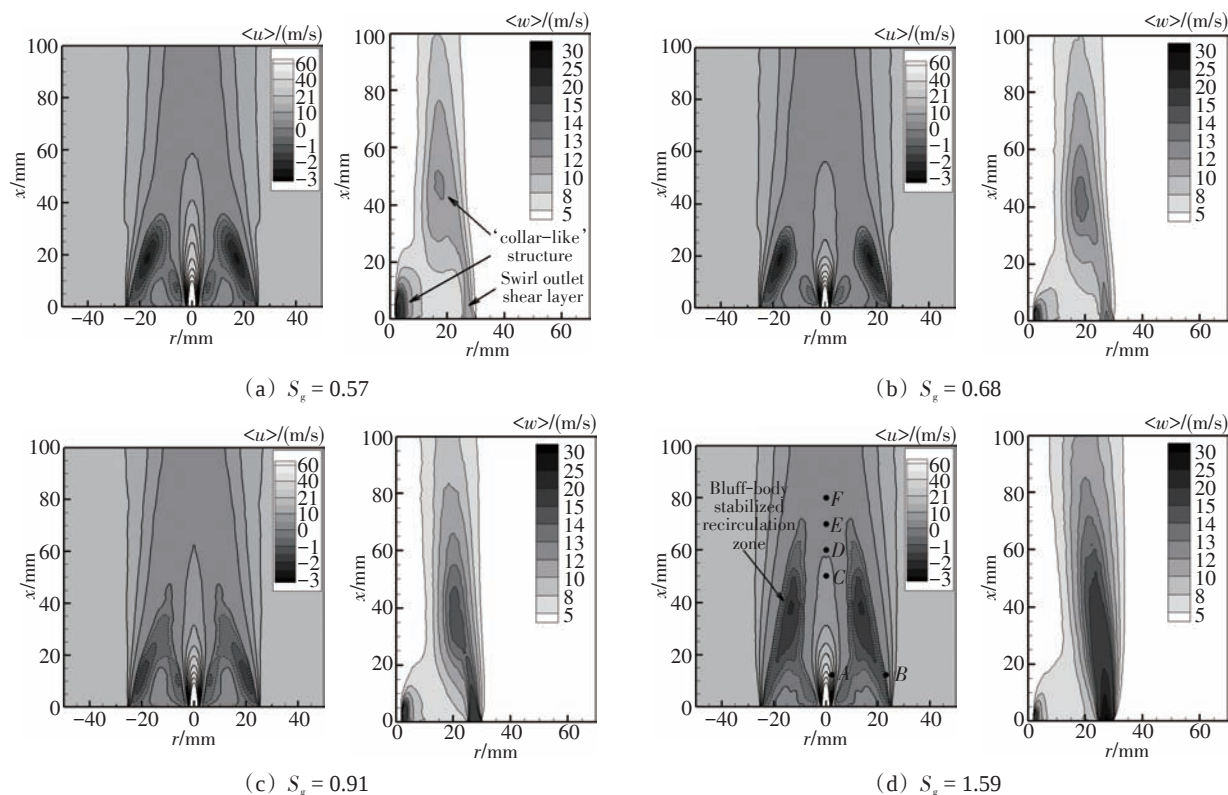


Fig. 5 Mean axial and circumferential velocity contour on the longitudinal section

1.59时特征峰消失,即中心射流的进动特征消失。结合图5和表2可知,旋流数增大后,中心射流附近的“颈圈状”结构变小且最大周向速度降低,中心射流进动特征的消失与“颈圈状”结构的衰减有对应关系。

Strouhal数是表征流体振动频率的无量纲数。在悉尼旋流燃烧器中,采用周向速度定义Strouhal数,即 $St = 2fR_i/W_s$ ^[9],其中 f 是进动频率, R_i 是旋流环的内径, W_s 是旋流的周向速度。 $St \sim 1$ 时,流体粘性控制着流场的振动;当 $St < 10^{-4}$ 时,高速运动控制着流场的振动;而 $10^{-4} < St < 1$ 时,大尺度涡旋结构控制着流场的振动^[23]。图7对比了旋流数 $S_g = 0.57, 0.68$ 和 0.91 时Strouhal数的模拟值与实验值。从图中可知,大涡模拟得到的进动频率与实验测量结果基本吻合。三种工况下Strouhal数都在 $\{10^{-4}, 1\}$ 范围内,表明

中心射流的进动特征是大尺度涡旋引发的。

3.3.2 环形旋流出口

B点位于环形旋流出口的剪切层内。四种工况下功率谱都没有出现特征峰,表明环形旋流出口的剪切层没有出现进动特征。这是由于环形旋流出口附近的流动受固壁限制较为明显,剪切层不稳定性还没有充分发展。

3.3.3 “颈圈状”结构附近

C、D、E和F点位于钝体回流区后面的下游流场。旋流数 $S_g = 0.57$ 时,C点在频率约为11 Hz的位置出现了特征峰,表明此区域存在低频振动; $S_g = 0.68$ 时,C和D两点出现了频率为9 Hz的特征峰; $S_g = 0.91$ 时,C、D和E三点都出现了频率为10 Hz的特征峰。以上三个旋流数时,出现进动特征的点位于下游“颈圈状”结构附近。随着旋流数增大,下游“颈

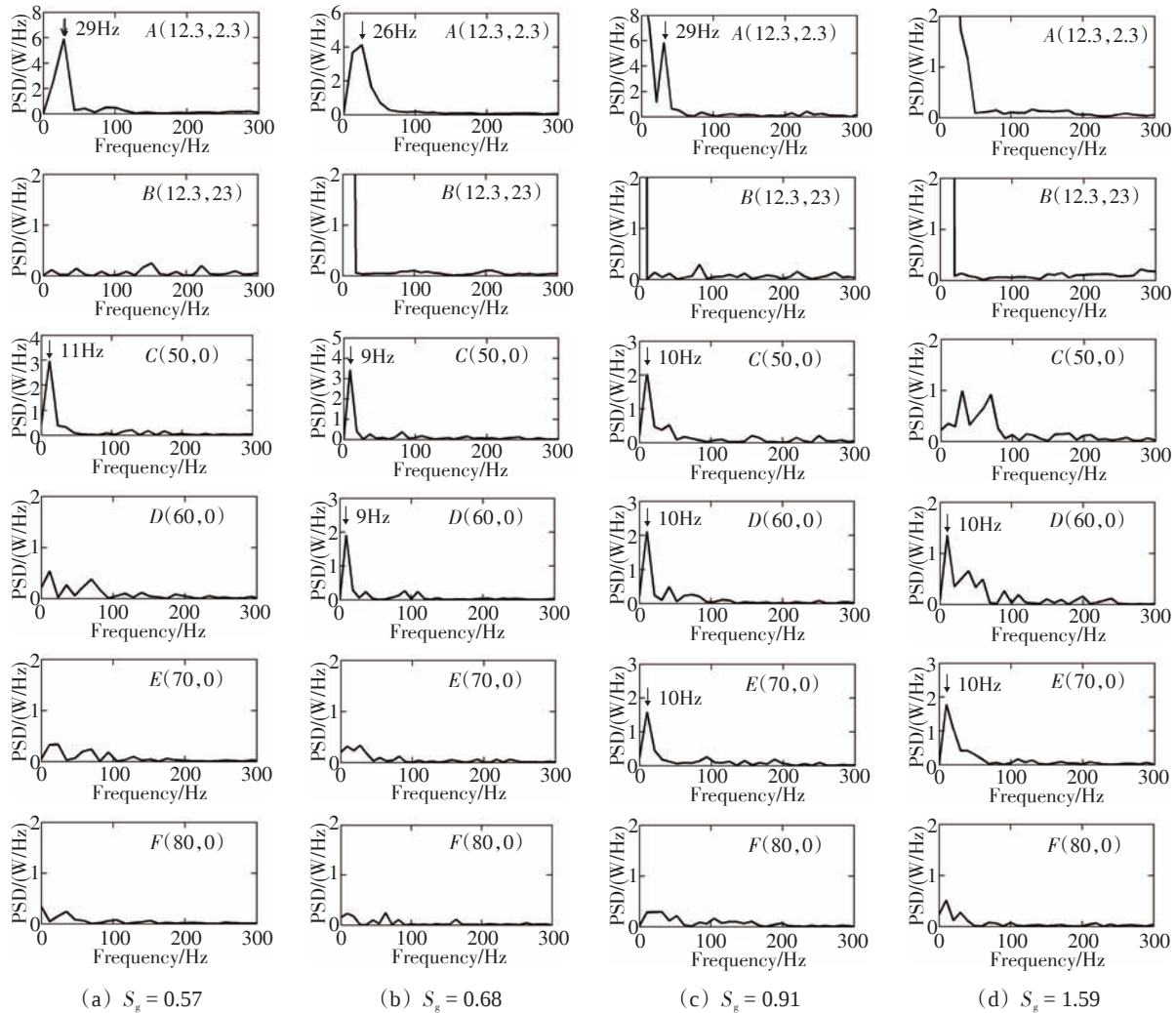


Fig. 6 Power spectrum density (PSD) of instantaneous circumferential velocity

圈状”结构变大,旋转速度增强,下游流场出现低频进动的区域也随之变大。 $S_g = 1.59$ 时, D 和 E 点在频率约为10Hz的位置出现了特征峰,其中 E 点的特征峰的峰值最高。虽然,此旋流数时下游流场没有“颈圈状”结构,但是钝体回流区周围存在更大范围的旋流剪切层,导致下游出现低频进动。 D 和 E 点位于钝体回流区的末端,两点的进动特征表明了钝体回流区末端存在着非定常特征。

所有旋流数时,随着流场向下游发展,进动特征都逐渐减弱, F 点的功率谱都没有出现特征峰,这对应于旋流剪切层的衰减过程。对比流场中不同位置的进动频率,可以发现中心射流与下游流场的进动频率的量级明显不同,这表明中心射流和下游流场周围存在不同的大尺度流场结构。

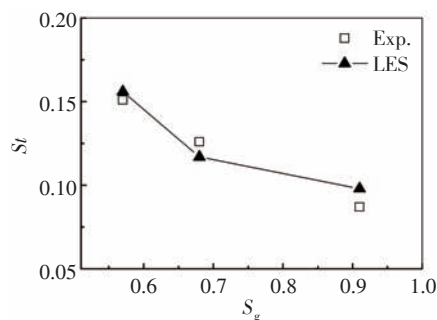


Fig. 7 Strouhal numbers

3.4 进动涡核

以上分析结果表明,旋流剪切层附近的流场存在着进动特征。进动特征是大尺度进动涡核的低频振动。涡旋结构通常会产生局部低压区^[25],可用压强等值面显示进动涡核的三维结构。图8用瞬时压

强等值面($\bar{p} = -400\text{Pa}$)显示了旋流数 $S_g = 0.57, 0.68$ 和0.91时中心射流出口的进动涡核。从图中可以看出,进动涡核呈现螺旋形。随着旋流数不断增大,螺旋形结构逐渐变得不太明显,表明中心射流的进动特征不断衰减,对应于功率谱特征峰的峰值的不断降低。在悉尼旋流燃烧器中,燃料从中心射流孔通入,产生湍流扩散燃烧,中心射流出口的进动涡核有利于燃料与空气混合,可以改善燃烧性能。

为确定下游流场存在着不同于其他区域的大尺度流场结构,对旋流数 $S_g = 1.59$ 时出现最明显特征峰的 E 点与其他取值点的瞬时周向速度做相关性分析。表3列出了 E 点与其他各点之间的相关系数。 E 点与同处回流区末端的 D 点相关性最高,与回流区下游的 F 点相关性次之,而与中心射流(A 点)、回流区上游环形旋流出口(B 点)和回流区中部(C 点)相关性非常低,这表明在钝体回流区末端存在着一个相对独立的涡旋结构,此区域具有低频进动特征。图9显示了 $x = 70\text{mm}$ 横截面(图10中显示)上瞬时压强分布。最低压强区域明显偏离中轴线,所有流体都绕着偏离中轴线的涡旋轴做旋转运动,涡旋所在区域与最低压强区域重合,证实此截面位置存在着进动涡核。图10用瞬时压强等值面($\bar{p} = -50\text{Pa}$)显示了旋流数 $S_g = 1.59$ 时下游进动涡核和平均流场的三维流线。下游区域的进动涡核呈现出三维螺旋形结构,是典型的进动涡核^[4]。三维流线发源于坐标 (x, y, z) 为 $(0, 0, 25.5)$, $(0, 0, 26.0)$ 和 $(0, 0, 26.5)$ 三个点,进动涡核与流线在空间上成正交关系,表明进动涡核是由剪切层的Kelvin-Helmholtz不稳定性导致的^[24]。

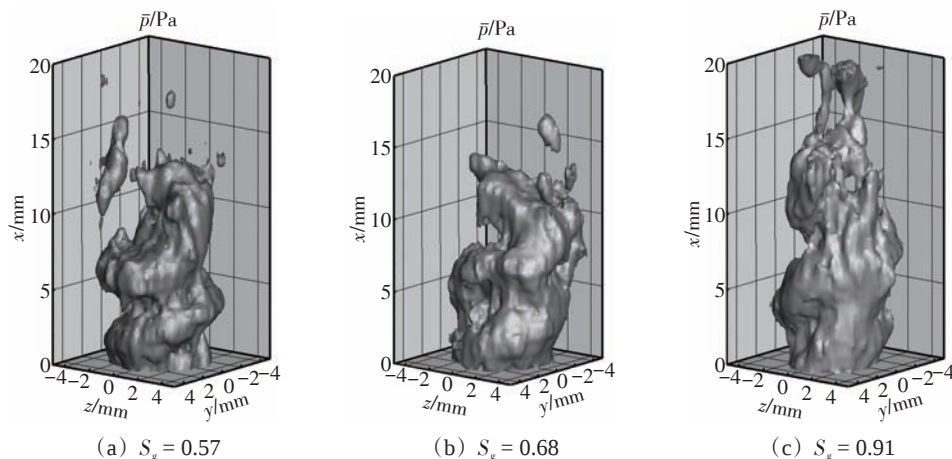
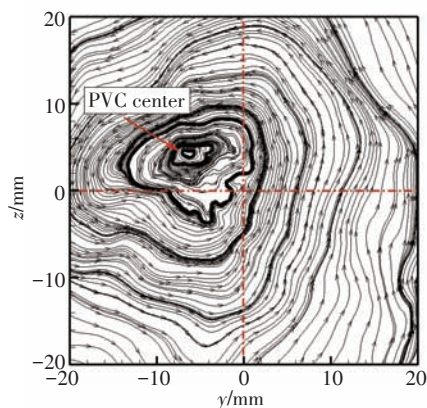


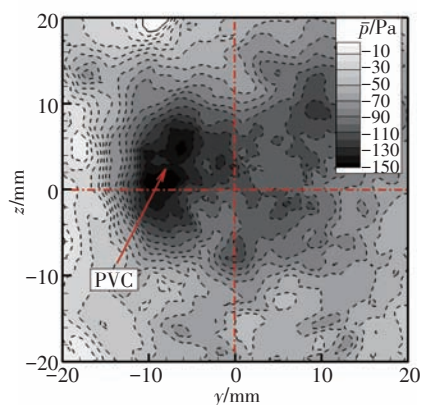
Fig. 8 Iso-surface ($\bar{p} = -400\text{Pa}$) of instantaneous pressure around central jet

Table 3 Correlation coefficients of instantaneous circumferential velocity, $S_g = 1.59$

	A	B	C	D	F
E	-0.15	-0.0389	-0.0463	0.5943	0.3463



(a) Streamlines



(b) Pressure

Fig. 9 Instantaneous streamlines and contours of instantaneous pressure on the cross section
 $x = 70 \text{ mm}$, $S_g = 1.59$

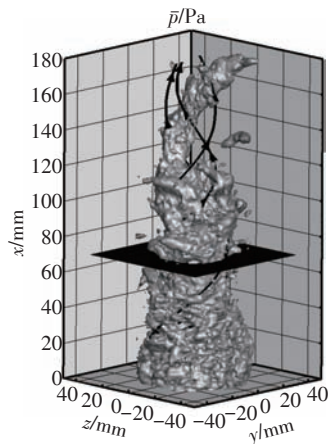


Fig. 10 Iso-surface ($\bar{p} = -50 \text{ Pa}$) of instantaneous pressure in downstream region, $S_g = 1.59$

悉尼旋流燃烧实验^[13]表明,当量混合物分数等值面主要出现在回流区附近以及其下游区域,此区域是燃烧的主要位置,下游流场进动会使得此区域出现局部熄火。因此,采用数值方法研究具有进动特征的燃烧算例时,燃烧模型的选取要考虑到局部熄火现象。

4 结 论

本文采用大涡模拟方法数值研究了悉尼旋流燃烧器的冷态流场,在本文的研究范围内,得到以下结论:

(1)随着旋流数增大,钝体回流区长度先减小后增大,旋流数为0.68时回流区长度最短。

(2)中心射流和钝体绕流分别产生了上游和下游“颈圈状”结构,“颈圈状”结构是诱发性的旋流剪切层;随着旋流数增大,中心射流出口的旋流剪切层不断衰减,而下游的旋流剪切层不断增强;特别地, $S_g = 1.59$ 时,下游“颈圈状”结构产生的旋流剪切层与环形旋流出口剪切层合并。

(3)随着旋流数增加,中心射流进动特征的减弱以及消失对应于射流出口旋流剪切层的不断衰减,而下游流场具有低频进动的区域变大也对应于附近的旋流剪切层的不断增大;中心射流与下游流场的进动频率不同,表明流场存在着两个独立的大尺度涡旋结构。

(4)不同取值位置的周向速度相关性分析佐证了中心射流出口和下游流场的两个涡旋结构的存在; $x = 70 \text{ mm}$ 横截面上瞬时流线和压强分布证实了下游流场存在着进动涡核,瞬时压强等值面显示了中心射流出口和下游流场的进动涡核的三维螺旋形结构;下游流场的进动涡核均与平均速度场流线在空间上成正交关系,表明进动涡核是由剪切层 Kelvin-Helmholtz 不稳定性产生。

悉尼旋流燃烧器的冷态流场具有复杂的流场结构和进动特征,这对火焰形态和燃烧不稳定性会产生重要影响,研究冷态流场的非定常特性将有助于分析旋流燃烧的局部熄火现象。

参考文献:

- [1] Syred N, Beér J M. Combustion in Swirling Flows: a Review [J]. *Combustion and Flame*, 1974, 23(2): 143-201.
- [2] Lucca-Negro O, O'Doherty T. Vortex Breakdown: a Review [J]. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2001, 27

- (4): 431–481.
- [3] O'Doherty T, Griffiths A J, Syred N, et al. Experimental Analysis of Rotating Instabilities in Swirling and Cyclonic Flows [J]. *Developments in Chemical Engineering and Mineral Processing*, 1998, 7(3–4): 245–268.
- [4] Syred N. A Review of Oscillation Mechanisms and the Role of the Precessing Vortex Core (PVC) in Swirl Combustion Systems [J]. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2006, 32(2): 93–161.
- [5] Escudier M. Vortex Breakdown: Observations and Explanations [J]. *Progress in Aerospace Science*, 1988, 25 (2): 189–229.
- [6] Esquiva-Dano I, Nguyen H T, Escudie D. Influence of a Bluff-Body's Shape on the Stabilization Regime of Non-Premixed Flames [J]. *Combustion and Flame*, 2001, 127(4): 2167–2180.
- [7] Ge B, Zang S S. Experimental Study on the Interactions for Bluff-Body and Swirl in Stabilized Flame Process [J]. *Journal of Thermal Science*, 2012, 21(1): 88–96.
- [8] Al-Abdeli Y M, Masri A R. Recirculation and Flowfield Regimes of Unconfined Non-Reacting Swirling Flows [J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2003, 27 (5): 655–665.
- [9] Al-Abdeli Y M, Masri A R. Precession and Recirculation in Turbulent Swirling Isothermal Jets [J]. *Combustion Science and Technology*, 2004, 176(5–6): 645–665.
- [10] Masri A R, Kalt P A M, Barlow R S. The Compositional Structure of Swirl-Stabilized Turbulent Nonpremixed Flames [J]. *Combustion and Flame*, 2004, 137(1–2): 1–37.
- [11] Al-Abdeli Y M, Masri A R, Marquez G R, et al. Time Varying Behaviour of Turbulent Swirling Nonpremixed Flames [J]. *Combustion and Flame*, 2006, 146(1–2): 200–214.
- [12] Al-Abdeli Y M, Masri A R. Stability Characteristics and Flowfields of Turbulent Non-Premixed Swirling Flames [J]. *Combustion Theory and Modeling*, 2003, 7(7): 731–766.
- [13] Masri A R, Kalt P A M, Al-Abdeli Y M, et al. Turbulent-Chemistry Interactions in Non-Premixed Swirling Flames [J]. *Combustion Theory and Modeling*, 2007, 11(5): 653–673.
- [14] 张兆顺, 崔桂香, 许春晓. 湍流大涡数值模拟的理论和应用 [M]. 北京: 清华大学出版社, 2008.
- [15] Malalasekera W, Ranga-Dinesh K K J, Ibrahim, S S, et al. Large Eddy Simulation of Isothermal Turbulent Swirling Jets [J]. *Combustion Science and Technology*, 2007, 179 (8): 1481–1525.
- [16] Ranga-Dinesh K K J, Kirkpatrick M P. Study of Jet Precession, Recirculation and Vortex Breakdown in Turbulent Swirling Jets Using LES [J]. *Computers & Fluids*, 2009, 38(6): 1232–1242.
- [17] Yang Y, Kaer S K. Large-Eddy Simulations of the Non-Reacting Flow in the Sydney Swirl Burner [J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2012, 36: 47–57.
- [18] 胡臻元, 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.
- [19] Kempf A, Malalasekera W, Ranga-Dinesh K K J, et al. Large Eddy Simulations of Swirling Non-Premixed Flames with Flamelet Models: a Comparison of Numerical Methods [J]. *Flow Turbulence Combustion*, 2008, 81(4): 523–561.
- [20] 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]. *Combustion Theory and Modeling*, 2009, 13(6): 947–971.
- [21] Piomelli U, Liu J. Large Eddy Simulation of Rotating Channel Flows Using a Localized Dynamic Model [J]. *Physics of Fluids*, 1995, 7(4): 839–848.
- [22] Issa R I. Solution of the Implicitly Discretised Fluid Flow Equations by Operator-Splitting [J]. *Journal of Computational Physics*, 1986, 62(1): 40–65.
- [23] Jones W P, Lyra S, Navarro-Martinez S. Large Eddy Simulation of Turbulent Confined Highly Swirling Annular Flows [J]. *Flow Turbulence and Combustion*, 2012, 89(3): 361–384.
- [24] García-Villalba M, Fröhlich J, Rodi W. Identification and Analysis of Coherent Structures in the near Field of a Turbulent Unconfined Annular Swirling Jet Using Large Eddy Simulation [J]. *Physics of Fluids*, 2006, 18(5): 10–17.
- [25] Jeong J, Hussain F. On the Identification of a Vortex [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1995, 285: 69–94.
- (编辑: 史亚红)