

基于涡旋强度亚格子应力模型的湍流有旋流动大涡模拟

夏朝阳¹, 张宏达², 于洲¹, 叶桃红¹, 唐鹏³

(1. 中国科学技术大学热科学与能源工程系, 安徽合肥 230027; 2. 中国航空发动机集团有限公司沈阳发动机研究所, 辽宁沈阳 110015;
3. 池州学院机电工程学院, 安徽池州 247100)

摘要: 为了改进大涡模拟方法预测湍流有旋流动的能力, 将一种基于涡旋强度构建的亚格子涡粘模型应用于悉尼旋流燃烧器的冷态场大涡模拟中. 选取高雷诺数低旋流数和低雷诺数高旋流数两种工况, 验证该模型在强剪切且有旋流场大涡模拟中的表现, 并与动态 Smagorinsky (DSM) 模型模拟结果以及实验结果进行比较. 模拟结果表明, 基于涡旋强度模型 (SSM) 的大涡模拟结果能够合理预测钝体回流区、二次回流区以及中心射流进动等重要特征, 同时速度统计矩结果总体好于 DSM 模型结果. 但在旋流剪切层处二阶矩预测较高, 说明 SSM 模型在剪切层处可能耗散较大, 需要改进.

关键词: 大涡模拟; 涡粘模型; 悉尼旋流燃烧器; 涡旋强度

中图分类号: TP391 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.0253-2778.2018.03.008

引用格式: 夏朝阳, 张宏达, 于洲, 等. 基于涡旋强度亚格子应力模型的湍流有旋流动大涡模拟[J]. 中国科学技术大学学报, 2018, 48(3): 236-245.

XIA Zhaoyang, ZHANG Hongda, YU Zhou, et al. Large eddy simulation of turbulent swirling flow based on the swirling-strength subgrid scale stress model[J]. Journal of University of Science and Technology of China, 2018, 48(3): 236-245.

Large eddy simulation of turbulent swirling flow based on the swirling-strength subgrid scale stress model

XIA Zhaoyang¹, ZHANG Hongda², YU Zhou¹, YE Taohong¹, TANG Peng³

(1. Department of Thermal Science and Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China;
2. Shenyang Engine Research Institute, Aero Engine (Group) Corporation of China, Shenyang 110015, China;
3. School of Mechatronics Engineering, Chizhou University, Chizhou 247000, China)

Abstract: To enhance the ability of large eddy simulation (LES) to predict turbulent swirling flow, a subgrid eddy viscosity model based on the swirling-strength was applied to the LES of the non-reactive flow of the Sydney swirl burner. Two operation conditions, high Reynolds number with low swirl number and low Reynolds number with high swirl number, were selected to validate the performance of the proposed model in the strong shear layer and swirling flow, and the model simulation results were compared with the dynamic Smagorinsky model (DSM) and experimental results. The simulation results show that the LES results based on the swirling-strength model (SSM) can reasonably predict the important characteristics of the recirculation zone and precession motion of the central jet, which indicates

收稿日期: 2017-03-18; 修回日期: 2017-06-02

基金项目: 国家自然科学基金(91441117), 池州学院自然重点研究项目(2016ZRZ007)资助.

作者简介: 夏朝阳, 男, 1992年生, 硕士生. 研究方向: 湍流的数值模拟. E-mail: xyz124@mail.ustc.edu.cn

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

the SSM model results of statistical moment are better than the DSM model results. However, the prediction of the RMS values at the shear layer of swirling flow is higher than experimental data, which indicates that the kinetic energy dissipation of SSM model may be over predicted in the shear layer, and that the SSM model needs to be improved in future.

Key words: large eddy simulation; Sydney swirl burner; eddy viscosity model; swirling strength model

0 引言

由于大涡模拟 (LES) 计算复杂流动的精度较高, 同时能够给出流场中物理量的低频演化信息, LES 方法逐渐成为研究湍流问题的一种重要手段. LES 的基本思想是通过过滤操作, 将不同尺度的流场结构分开考虑, 大尺度湍流运动直接求解, 而小尺度部分通过亚格子模型封闭. 亚格子模型是 LES 的核心内容, 需要完全掌握湍流中各个尺度相互作用的机制才能较为准确地给出模型, 但由于湍流问题缺少完备且有效的描述, 所以很难给出一种通用的亚格子模型. 研究者基于以往的经验和本体的物理约束, 提出诸多亚格子封闭模型, 具体分为功能型亚格子模型和结构型亚格子模型两类. 涡粘模型作为功能型亚格子模型的主要代表, 具有计算稳定和计算量较小等特点, 在 LES 中应用广泛. 亚格子涡粘模型以亚格子能量耗散作为构造模型的出发点, 构造涡粘系数 ν_e 与可解尺度物理量之间的关系, 并通过量纲分析确定亚格子涡粘系数的表达式:

$$\nu_e = (C_m \Delta)^2 D_m(\bar{u}) \quad (1)$$

Nicoud 等^[1] 给出涡粘模型需要满足的四个特性: ①非负性和当地性 (理论上, 负涡粘系数对应逆传现象, 但数值上, 非负的亚格子涡粘系数可以保证计算稳定); ②近壁处满足三次方衰减关系 ($\nu_e = O(y^3)$); ③局部二维流动时, $\nu_e = 0$; ④层流流动时, $\nu_e = 0$. 目前常用的亚格子涡粘模型有 Smagorinsky 模型 (SM)^[2]、动态 Smagorinsky 模型 (DSM)^[3-4]、Vreman 模型^[5] 以及 WALE 模型^[6]. Trias 等^[7] 基于速度梯度张量 ($\mathbf{G} \equiv \partial \bar{u}_i / \partial x_j$) 的不变量^[8] 提出一种具有通用性的 S3PQR 涡粘模型. Trias 通过数学变换发现, 上述 4 种涡粘模型均可以归纳为基于速度梯度张量的不变量的涡粘模型. Nicoud 等^[9] 基于速度梯度张量的奇异值 ($\mathbf{G}\mathbf{G}^T$ 特征值的平方根), 并依据上述四个特性构造了奇异值 σ 模型. Zhu 等^[10] 将涡旋强度 λ_{ci} 引入涡粘系数表达式, 提出涡旋强度模型 (SSM), 其中涡旋强度 λ_{ci} 是速度梯度张量的复数特征值的虚部, λ_{ci} 最先由 Zhou 等^[11] 提出, 并用于

识别涡结构. σ 模型和 SSM 模型均需要求解三次方程的特征值, 可以归纳为基于速度梯度张量的特征值涡粘模型. 式 (1) 中的模型系数 C_m 主要分为固定系数和动态系数. 固定系数的确定, 如 SM 模型^[2] 通过局部平衡假设亚格子动能耗散等于可解尺度湍动能耗散, 利用湍动能平衡谱和能量串级理论确定. 动态系数的确定, 如 Germano 动力学模式^[4], 另外, Park^[12] 基于亚格子耗散与粘性耗散之间的“总体平衡”确定模型系数 C_m .

旋流是工程应用中经常遇到的一类流动问题. 旋流主要受到 3 种类型不稳定性影响^[13]: 轴向和周向剪切层的 Kelvin-Helmholtz 不稳定性, 周向速度的径向梯度引起的 Rayleigh 不稳定性以及由 Coriolis 力引起的惯性不稳定性. 旋流的流动不稳定性会导致流场中产生进动涡核 (PVC)、中心涡核 (CVC) 等大尺度结构. Craft 等^[14] 计算表明 RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes) 无法准确捕捉强旋流动的非稳态大尺度结构. Dunham^[15] 等采用 LES 和 URANS (unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes) 模拟旋流射流流动, URANS 预测结果偏差较大, LES 模拟结果与实验吻合较好, 并较为准确地捕捉大尺度结构. 悉尼旋流燃烧器由悉尼大学的 Al-Abdeli 和 Masri^[16] 设计并开展实验研究, 燃烧器出口由中心射流、环型旋流及伴流组成, 形成包含钝体回流区和二次回流区等复杂的流场结构, 并存在中心射流进动等非定常特征. 冷态实验结果^[13] 表明, 较高的雷诺数 ($Re_s = 59000$) 和中等旋流数 ($S_g = 0.28 \sim 0.91$) 时, 下游流场最容易出现由涡旋破碎导致的二次回流区; 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, 但旋流数太高或者太低, 中心射流进动都会消失. 针对悉尼旋流燃烧器的冷态流场, 诸多学者开展了数值模拟研究及相应流场动力学分析, 缺少不同亚格子应力模型对强剪切且有旋流动预测能力的验证. Fujimoto 等^[17] 和 Olbricht 等^[18] 采用 LES 方法模拟了冷态旋流场, 并分析了回流区和进动涡核等流

场结构. Yang 等^[19]使用本征正交分解方法(POD)从大涡模拟结果中得到了流场的大尺度拟序结构. Zhang 等^[20]用瞬时压强等值面分析发现进动涡核与平均速度流线在空间上成正交关系,表明进动涡核由剪切层的 Kelvin-Helmholtz 不稳定性产生.

本文将 SSM 模型应用于悉尼旋流燃烧器的冷态场 LES 计算中,同时将 LES 中广泛使用的 DSM 模型作为模型对比,比较并分析两种亚格子应力模型在强剪切且有旋流动 LES 计算中的表现.

1 悉尼旋流燃烧器简介

悉尼旋流燃烧器的详细几何结构如图 1 所示,其主要由圆管和钝体组成,钝体直径 $D_b = 50 \text{ mm}$,置于直径 $D_s = 60 \text{ mm}$ 的圆管中,形成 5 mm 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 ;钝体中心射流孔直径 $D_j = 3.6 \text{ mm}$,并通入轴向速度为 U_j 的中心射流;燃烧器由风洞提供稳定的外部伴流,伴流的平均轴向速度为 U_e .基于旋流的平均轴向速度和特征尺寸定义旋流雷诺数 Re_s .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,根据实验的定义,使用几何旋流数 $S_g = W_s/U_s$ 表征旋流强度,关于本文研究的旋流数 $S_g =$

0.54 和 $S_g = 1.59$ 两种工况的进口参数如表 1 所示.

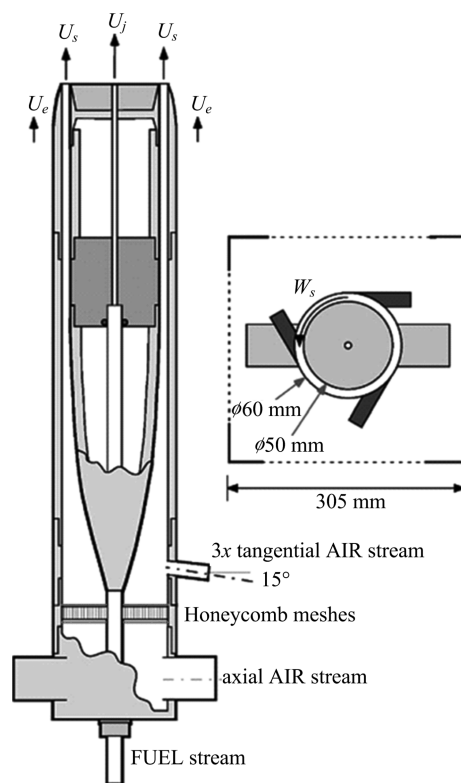


图 1 悉尼旋流燃烧器结构

Fig.1 Schematic of the Sydney swirl burner

表 1 入口条件

Tab.1 Inlet conditions

Operation conditions	$U_s/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	$W_s/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	$U_j/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	$U_e/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	S_g	Re_s
N29S054	29.7	16.0	66	20	0.54	59 000
N16S159	16.3	25.9	66	20	1.59	32 400

注:算例名称的命名规则: N{XX}S{YYY}; XX 指旋流的轴向速度 U_s 的整数部分, YYY 指几何旋流数 S_g 的数值去掉小数点.

2 数学物理模型

2.1 大涡模拟控制方程

大涡模拟通过非均匀滤波函数,经卷积运算得到描述大尺度湍流运动的控制方程,而过滤的小尺度脉动通过建立亚格子应力模型来模化.不可压流动的 LES 过滤控制方程为

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (3)$$

式中,上标“—”表示 LES 过滤的可解尺度物理量; \bar{u}_i 为 i 方向上的速度分量; \bar{p} 为压力; ρ 为密度常数; ν 是运动粘性; $\tau_{ij} = (\bar{u}_i \bar{u}_j - \overline{u_i u_j})$ 为亚格子应

力,表征过滤掉的小尺度脉动与可解尺度间的动量输运,需要建立模型进行封闭.本文采用目前常用的唯象论亚格子涡粘模式, $\tau_{ij} = \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = 2\nu_e \left(\bar{S}_{ij} - \frac{1}{3} \bar{S}_{kk} \delta_{ij} \right)$, S_{ij} 为应变率张量, δ_{ij} 为 Kronecker 张量, ν_e 为涡粘系数,其中涡粘系数分别采用 DSM 模型和 SSM 模型确定,模型具体表述如下.

2.2 DSM 模型

原始的 Smagorinsky 模型^[2]涡粘系数为

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

Germano^[3-4]基于尺度协方差和局部平衡假设的思想,由可解尺度的局部特性确定模型系数 C_s ,模型

通过两次过滤 ($\bar{\Delta}$ 和 $\tilde{\Delta}$) 将湍流的局部信息引入亚格子应力中, 从而达到动态调整模型系数 C_s , 其表达式^[21]为

$$C_s = \frac{L_{ij}M_{ij}}{M_{ij}M_{ij}} - \frac{L_{kk}M_{ll}}{3M_{ij}M_{ij}} \quad (5)$$

$$M_{ij} = 2 \left[\tilde{\Delta}^2 \left| \tilde{S} \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \tilde{S}_{kk} \delta_{ij} \right) \right| - \bar{\Delta}^2 \left| \bar{S} \left(\bar{S}_{ij} - \frac{1}{3} \bar{S}_{kk} \delta_{ij} \right) \right| \right] \quad (6)$$

$$L_{ij} = \widetilde{\widetilde{u_i u_j}} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j \quad (7)$$

对不可压缩流体 $\bar{S}_{ii} = 0$, 则 $M_{ll} = 0$, 式(5)右端的第二项可以略去, 可得

$$C_s = \frac{L_{ij}M_{ij}}{M_{ij}M_{ij}} \quad (8)$$

但由式(8)确定的系数可能会出现负值, 或者分母很小导致计算不稳定乃至发散. 为了解决这些问题, Meneveau^[22] 提出在质点轨迹上进行时间平均, 即拉格朗日 (Lagrangian) 动力模型, 发现在流体质点轨迹上进行短时间的统计时间平均就可以获得合理的系数. 基于上述分析, 本文采用 Lagrangian 平均的 DSM 模型.

2.3 SSM 模型

Zhu 等^[10] 提出基于涡旋强度 λ_{ci} 的亚格子涡粘模型 (SSM):

$$\nu_e = C_{\lambda_{ci}} \delta^2 \frac{\lambda_{ci}^2}{\sqrt{\lambda_{cr}^2 + \lambda_{ci}^2}} \quad (9)$$

本文 $C_{\lambda_{ci}}$ 的取值为 0.09, 与文献^[10]一致; δ 为过滤尺度, $\delta = 3 \left(\sum_{i=1}^3 1/x_i \right)^{-1}$, 其中 x_i 为网格尺度; λ_{cr} 和 λ_{ci} 分别为速度梯度张量 \mathbf{G} 的特征值复数根的实部和虚部, 速度梯度张量的特征方程为

$$|\mathbf{G} - \lambda \mathbf{I}| = \lambda^3 + P_g \lambda^2 + Q_g \lambda + R_g = 0 \quad (10)$$

其中 P_g 、 Q_g 和 R_g 分别为 \mathbf{G} 的第一、第二和第三不变量, 表达式如下:

$$\begin{cases} P_g = -\text{tr}(\mathbf{G}) \\ Q_g = 1/2 \{ \text{tr}^2(\mathbf{G}) - \text{tr}(\mathbf{G}^2) \} \\ R_g = 1/6 \{ -\text{tr}^3(\mathbf{G}) + 3\text{tr}(\mathbf{G}) \text{tr}(\mathbf{G}^2) - 2\text{tr}(\mathbf{G}^3) \} \end{cases} \quad (11)$$

λ_{ci} 称为涡旋强度, 最先由 Zhou 等^[11] 提出用于显示槽道湍流的涡结构. 该方法不受当地涡量的影响而仅标识出具有涡结构的流体区域, 是标识湍流涡结构的主流方法之一. 在非旋转坐标系下, 不考虑 Coriolis 力的影响, 流场中某点速度梯度张量 \mathbf{G} 的

特征方程 (三次方程) 的解若均为实根, 涡旋强度 $\lambda_{ci} = 0$, 表明该点无涡旋, 当地的流动状态为层流; 若特征方程存在一个实根 λ_r 和一对共轭复根 $\lambda_{cr} \pm \lambda_{ci}$, 表明当地存在涡旋结构, 当地的流动状态为湍流, 且 λ_{ci} 越大, 涡的强度越高.

3 数值方法

本文取一较大圆柱形计算区域, 其轴向长度与径向长度分别为 250 mm 和 180 mm, 消除侧面与出口边界条件的选取对旋流场的影响, 进口面为燃烧器的出口, 坐标原点位于钝体面中心. 轴向和径向为非均匀网格, 网格数为 220×230 , 进口和剪切层附近的网格做了不同程度的加密处理, 最小网格尺寸均为 0.1 mm; 周向为 64 个均匀网格, 网格总数为 3.34×10^6 . 图 2 给出了工况 N16S159 和工况 N29S054 中心射流剪切层处某点 ($x = 10 \text{ mm}$, $r = 1.8 \text{ mm}$) 的湍动能谱, 与 $-5/3$ Kolmogorov 幂次律比较, 表明该网格能满足大涡模拟的要求, 可以很好地描述惯性子区的特征. 参照文献^[20, 23], 中心射流的进口速度取充分发展管流, 管流入口给定均匀轴向速度分布, 轴向速度取 U_{in} , 叠加 2% 的湍流脉动. 环形旋流的进口速度取 $1/7$ 次方规律分布, 即

$$\langle U \rangle = 1.218 U_{in} (1 - |y|/1.01\delta)^{1/7} \quad (12)$$

U_{in} 是进口平均速度, y 是距环缝中心线的径向距离, δ 为环缝径向半宽. 在环形旋流入口处, $\delta = 5.0 \text{ mm}$, U_{in} 为 U_s 和 W_s , 并叠加湍流白噪声. 伴流入口取均匀轴向速度分布. 出口采用对流出边界条件, 固壁处采用无滑移边界条件.

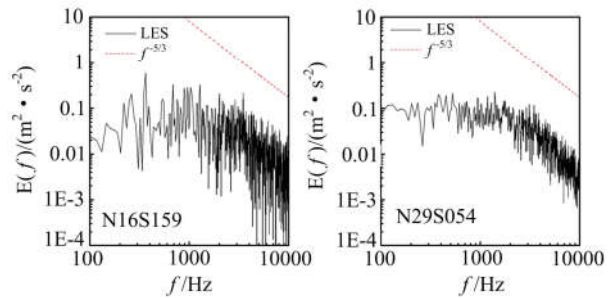


图 2 湍动能谱

Fig.2 Spectra of turbulent kinetic energy

采用有限差分法离散控制方程, 动量方程时间导数项采用二阶半隐式离散, 对流项采用动能守恒的二阶中心差分格式^[20], 扩散项采用二阶中心差分格式, 离散后的非线性方程组采用牛顿迭代求解. 计算 10τ ($\tau = L/U_s$ 为特征时间, L 为计算区域的轴

向长度)后流场达到统计定常,再统计 10τ 。

4 结果与分析

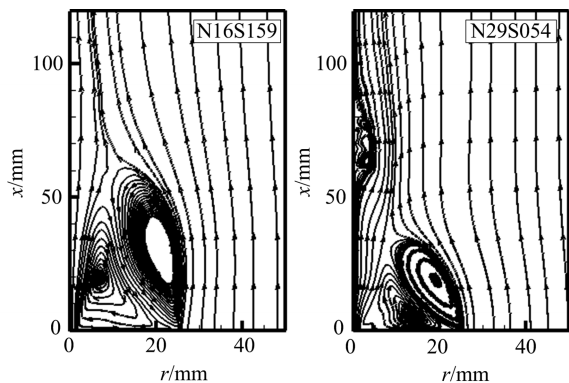


图 3 纵截面平均流场的流线

Fig.3 Streamlines of mean flow field in longitudinal section

4.1 流场结构

图 3 分别给出工况 N16S159 和 N29S054 下,采用 SSM 模型的大涡模拟(LES-SSM)计算得到的统计平均流场的流线.由图可知,在 NS16S159 工况中钝体后形成了两个旋转方向相反的回流区,外侧的

回流区的尺寸较大,内侧回流区的尺度较小,回流区长度为 62mm,基本与实验结果 60mm^[13]一致;根据工况 N29S054 的平均流线图,钝体后同样存在两个旋转方向相反的回流区,由于中心射流雷诺数很高,旋流数较小,所以钝体回流区在径向和轴向上较工况 N16S159 都有明显的收缩.在中轴线远离钝体面的下游存在一个由于旋流与中心射流作用产生的涡旋破碎泡导致的二次回流区,这与实验结果相吻合.上述结果表明 LES-SSM 可以正确地预测出旋流燃烧器的回流区.

图 4 给出了由 LES-SSM 算出的工况 N29S054 和工况 N16S159 纵截面上连续 5 个时刻的中心射流瞬时轴向速度云图.可以发现图中两种工况下,中心射流均在中轴线两侧进行周期性地摆动,显示出了由进动涡核引发的中心射流进动特征,计算结果很好地预测了实验结果^[24].悉尼旋流燃烧器中,中心射流的进动主要是由于中心射流附近的进动涡核引起的,这有利于燃料与空气的混合,可提高燃烧性能.

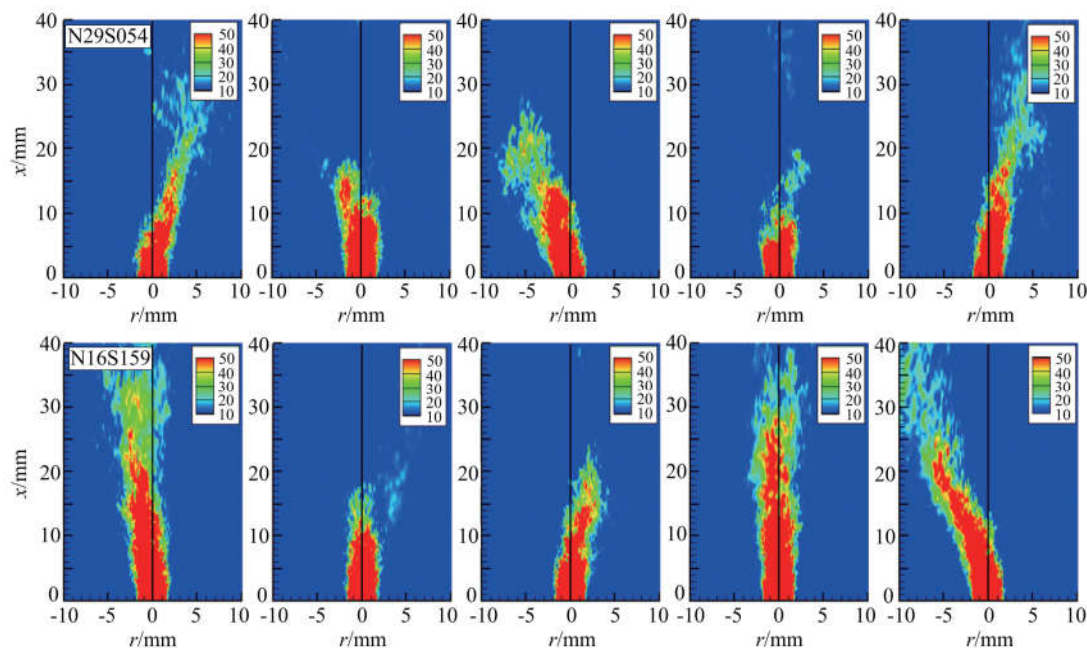


图 4 瞬时轴向速度的连续图像

Fig.4 Continuous snapshots of the instantaneous axis velocity

本文选取流场中 $P(70,0)$ 为监测点,研究二次回流区处由于涡旋破碎泡产生的低频振动,取值点的坐标形式为 (x,r) , x 为轴向坐标(单位 mm), r 为径向坐标(单位 mm).图 5 显示了工况 N16S159 和工况 N29S054 下,由 LES-SSM 计算得到的 P 点处瞬时周

向速度经快速傅里叶变换得到的功率谱(PSD). N29S054 算例出现一个明显的特征峰,这说明下游产生的涡旋破碎泡存在周期性的低频运动;而 N16S159 算例没有出现明显的特征峰,这与高旋流数时难以形成涡旋破碎泡有关,结果与实验结果^[21]相符合.

4.2 统计结果

4.2.1 高雷诺数低旋流数(N29S054)

悉尼旋流燃烧器中,由 3 股流动形成了 3 个剪

切层,即中心射流剪切层、旋流内侧和旋流外侧剪切层.图 6 比较了高雷诺数低旋流数下两种模型的模拟结果与实验结果的轴向速度的统计平均值 $\langle u \rangle$ 与

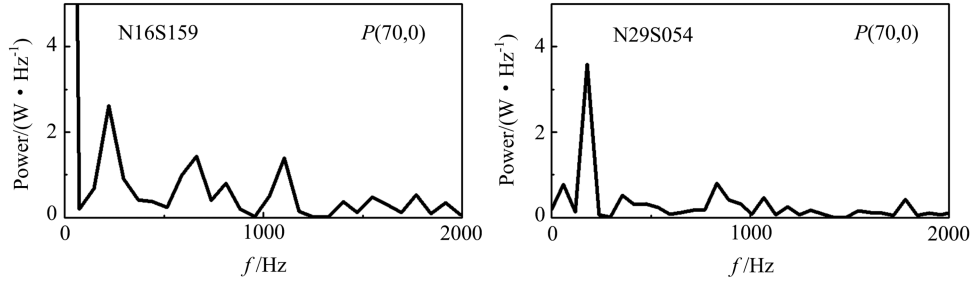


图 5 瞬时周向速度的功率谱

Fig.5 Power spectrum density(PSD) of instantaneous circumferential velocity

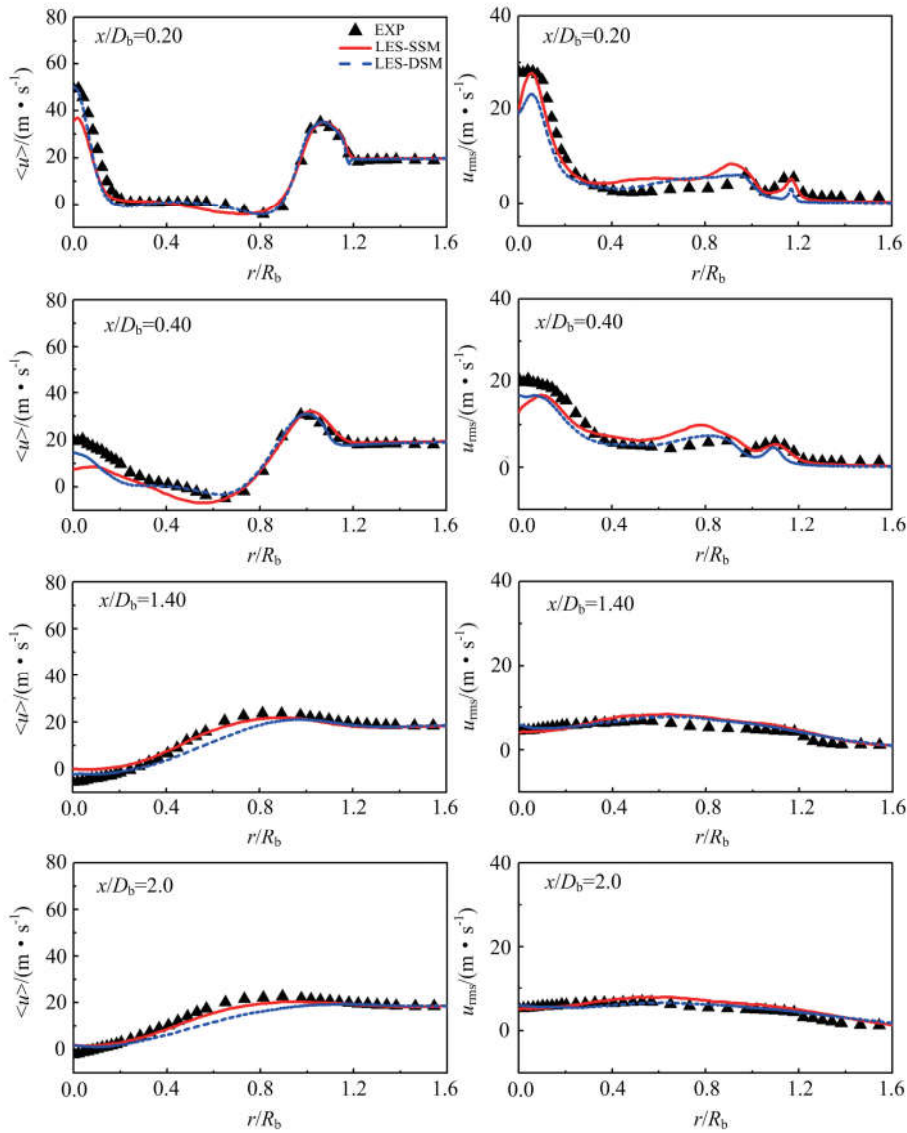


图 6 算例 N29S054 的轴向速度平均值(左)和均方根值(右)的径向分布

Fig.6 Radial distributions of mean(left) and RMS(right) values of axis velocity components at different axial locations in case N29S054

均方根 u_{rms} , 三角点、实线和虚线分别代表实验结果、LES-SSM 结果和 LES-DSM 结果. 模拟结果较好地预测了轴向速度平均值和均方根的分布, 与 Yang 等^[19]和 Zhang 等^[20]的 LES 计算结果较为接近. 图 6 中, 燃烧器出口 $x = 0.2D_b$ 和 $x = 0.4D_b$ 处, 轴向速度的均方根值分布表明在 3 个剪切层附近出现 3 个峰值, 说明剪切层附近的速度脉动较大, 这与实验结果相吻合. 通过比较两个模型的轴向速度平

均值和均方根值结果可以发现, SSM 模型对旋流剪切层处轴向速度脉动的预测总体要好于 DSM 模型. 图 7 给出了高雷诺数低旋流数下模拟结果与实验结果的周向速度的平均值和均方根值分布. 通过比较两个模型结果发现, SSM 模型的周向速度平均值的模拟结果总体好于 DSM 模型, 但旋流剪切层处均方根值预测较高, 说明 SSM 模型在旋流剪切层处的粘性耗散较大, 需要进行模型修正降低粘性耗散.

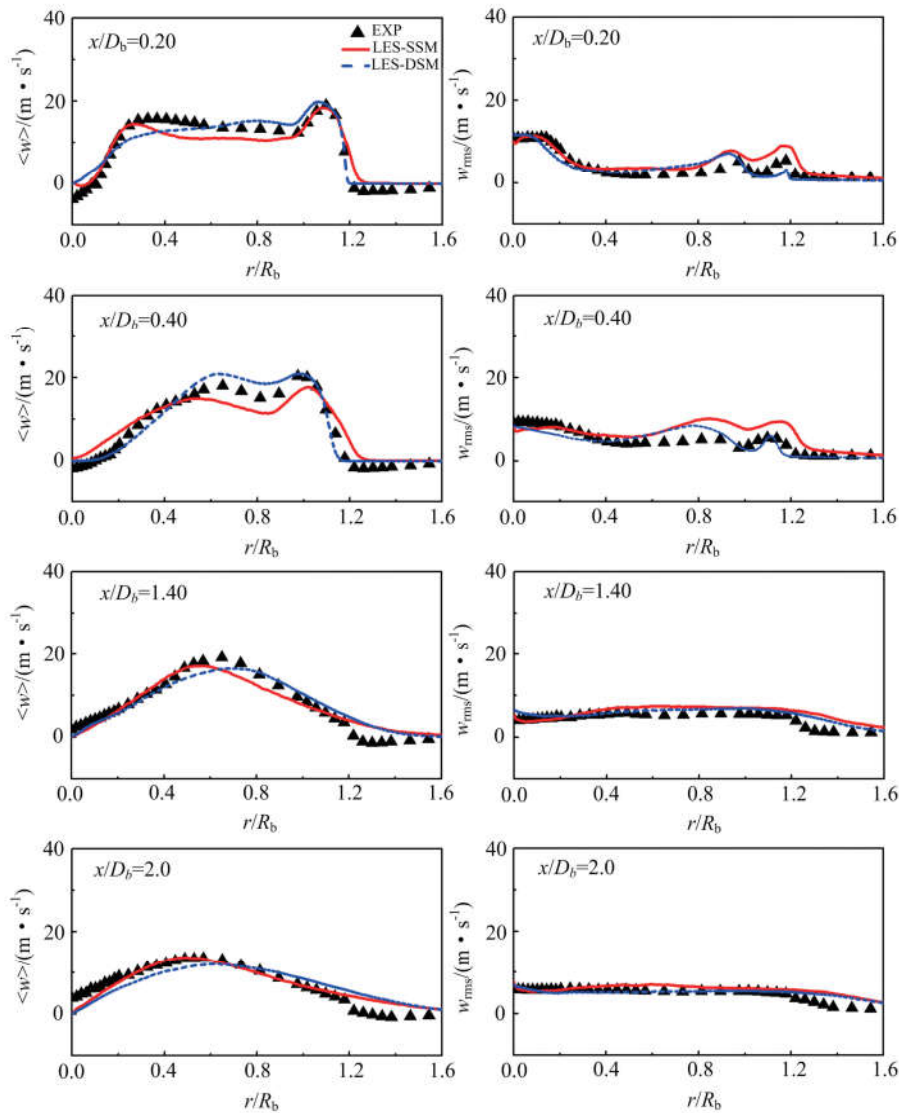


图 7 算例 N29S054 的周向速度平均值(左)和均方根值(右)的径向分布

Fig.7 Radial distributions of mean(left) and RMS(right) values of circumferential velocity components at different axial locations in case N29S054

图 8 给出了低雷诺数高旋流数下分别由 LES-DSM 和 LES-SSM 计算得到的轴向速度均方根值云图, 可以发现 SSM 模型和 DSM 模型对中心射流剪切层处的轴向速度均方根值的分布预测基本一

致, SSM 模型预测的轴向速度均方根值略高于 DSM 模型. 另外, 可以发现远场的旋流剪切层处 SSM 模型预测的轴向速度均方根值要略高于 DSM 模型, 总体显示 SSM 模型预测的轴向速度均方根值

分布范围较 DSM 模型更“长”。

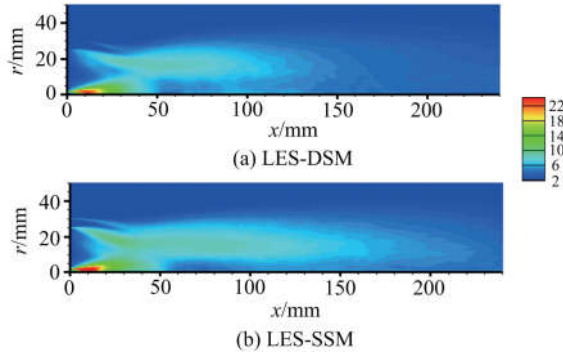


图 8 算例 N29S054 的轴向均方根速度云图

Fig.8 The contours of RMS values of axis velocity in case N29S054

4.2.2 低雷诺数高旋流数(N16S159)

图 9 给出低雷诺数高旋流数下的实验结果和模拟结果的轴向速度的平均值和均方根值分布,同时图 10 给出了周向速度的平均值和均方根值分布,总体来说 SSM 模型结果要略好于 DSM 模型.尤其在 $x = 0.4D_b$ 处,SSM 模型对旋流剪切层处的周向速度的平均值和均方根值的预测要明显好于 DSM 模型.基于两个工况的统计矩结果,在计算强剪切且有旋流动时,SSM 模型明显要好于 DSM 模型.

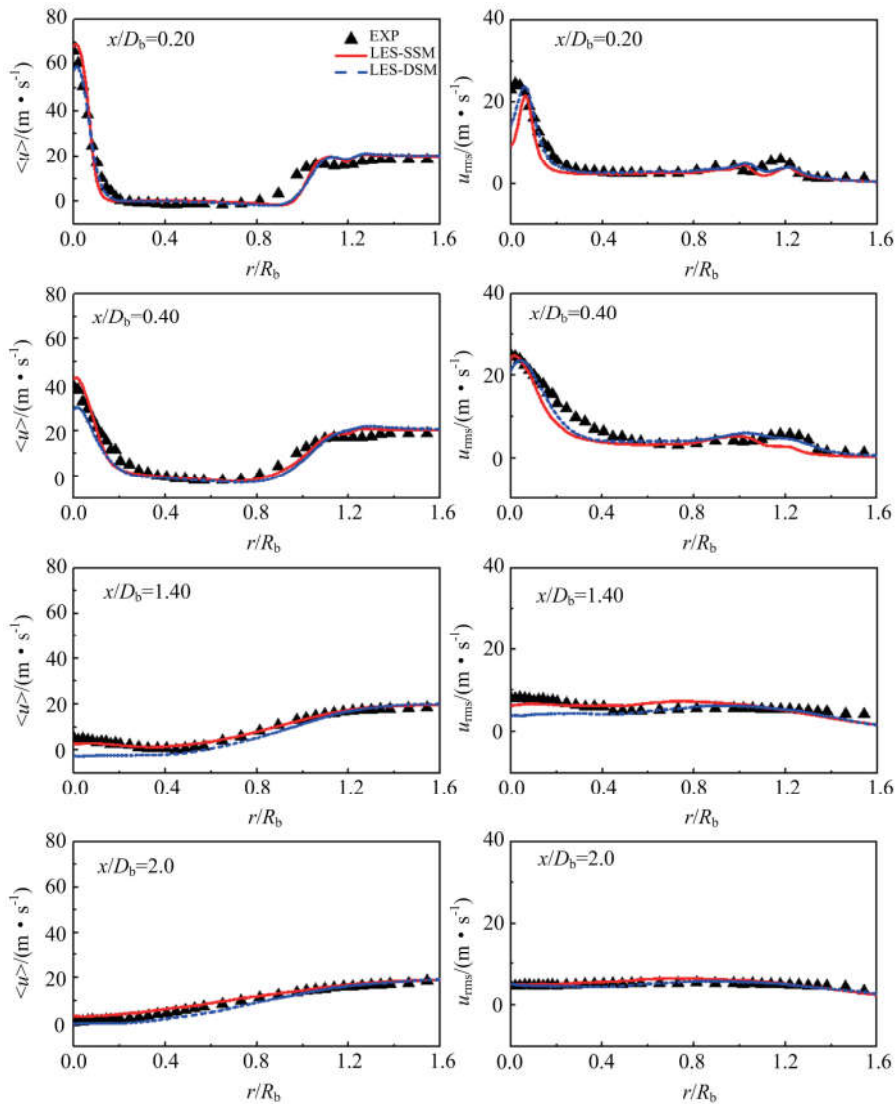


图 9 算例 N16S159 的轴向速度平均值(左)和均方根值(右)的径向分布

Fig.9 Radial distributions of mean(left) and RMS(right) values of axis velocity components at different axial locations in case N16S159

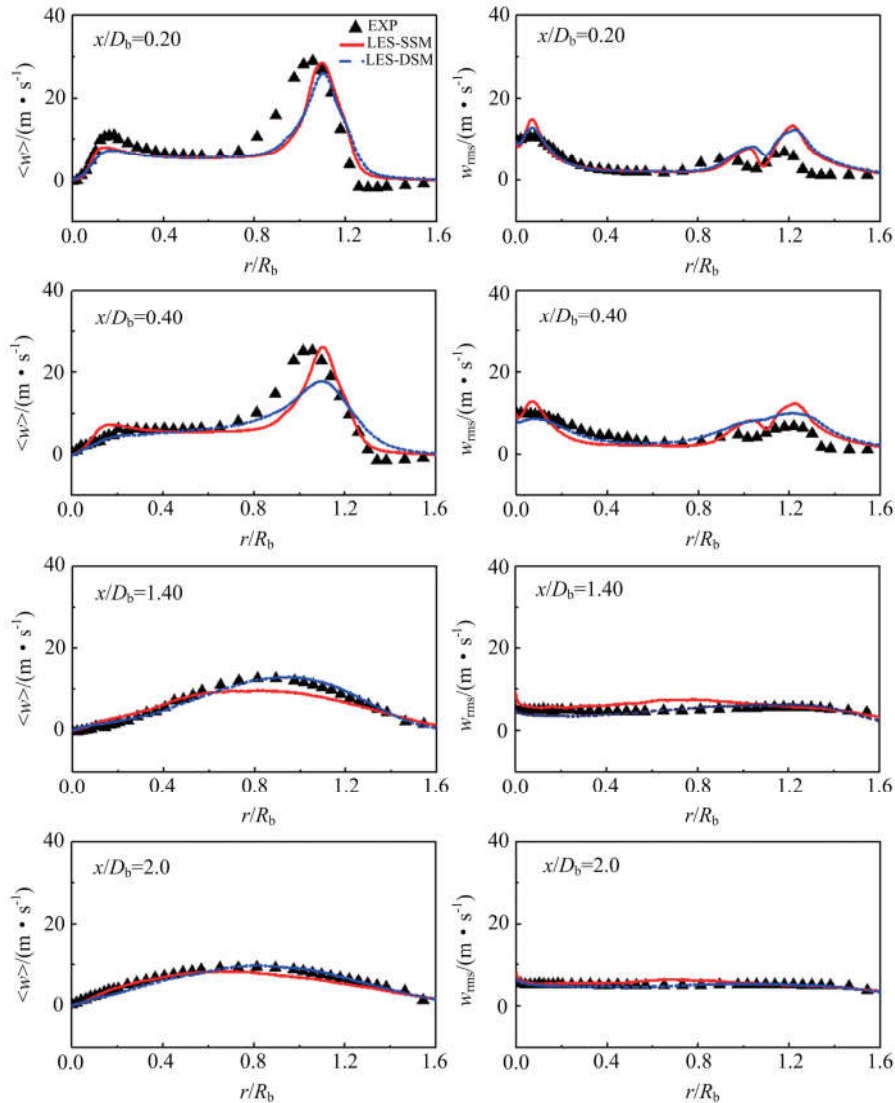


图 10 算例 N16S159 的轴向速度平均值(左)和均方根值(右)的径向分布

Fig.10 Radial distributions of mean(left) and RMS(right) values of circumferential velocity components at different axial locations in case N16S159

图 11 给出了高雷诺数低旋流数下分别由 LES-DSM 和 LES-SSM 计算得到的轴向速度均方根值云图,可以发现中心射流剪切层处,SSM 模型预测的轴向速度均方根值分布范围要略“长”于 DSM 模型.SSM 模型和 DSM 模型对旋流剪切层处轴向速度均方根值的分布范围的预测基本一致,但近场旋流剪切层处,SSM 模型预测的二阶矩较大值的范围要比 DSM 预测的更大.

6 结论

本文将涡旋强度亚格子应力模型应用于悉尼旋流燃烧器冷态流场的大涡模拟中,并与广泛使用的 DSM 及实验结果进行比较,可以得到以下结论:

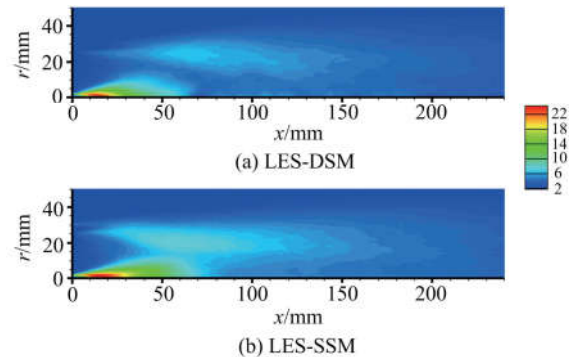


图 11 算例 N29S054 的轴向均方根速度纵截面云图

Fig.11 The contours of RMS values of axis velocity in case N16S159

(I) 基于 SSM 模型的统计矩结果总体要好于

DSM 模型结果,且与实验结果总体吻合较好;

(II)基于 SSM 模型的大涡模拟结果可以正确预测悉尼旋流燃烧器中心射流的进动特征和钝体回流区结构,以及工况 N29S054 中远离钝体面的下游处存在的二次回流区;

(III)基于 SSM 模型的统计矩结果在剪切层处存在二阶矩预测偏高的情况,反映 SSM 模型在剪切层处可能存在耗散较大,仍需要在未来的研究中进行改进以得到一种更适合计算旋流和强剪切流的亚格子应力模型.就目前的结果而言,SSM 模型具有应用于计算强剪切且有旋流动的潜力.

参考文献(References)

- [1] NICOUD F, TODA H B, CABRIT O, et al. Using singular values to build a subgrid-scale model for large eddy simulations[J]. *Physics of Fluids*, 2011, 23(8): 085106.
- [2] SMAGORINSKY J. General circulation experiments with the primitive equations: I. the basic experiment [J]. *Monthly Weather Review*, 1963, 91(3): 99-164.
- [3] GERMANO M, PIOMELLI U, MOIN P, et al. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model[J]. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 1991, 3(7): 1760-1765.
- [4] GERMANO M. Turbulence: The filtering approach [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1992, 238: 325-336.
- [5] VREMAN A W. An eddy-viscosity subgrid-scale model for turbulent shear flow: Algebraic theory and applications [J]. *Physics of Fluids*, 2004, 16(10): 3670-3681.
- [6] NICOUD F, DUCROS F. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor[J]. *Flow, Turbulence and Combustion*, 1999, 62(3): 183-200.
- [7] TRIAS F X, FOLCH D, GOROBETS A, et al. Building proper invariants for eddy-viscosity subgrid-scale models [J]. *Physics of Fluids*, 2015, 27(6): 065103.
- [8] CHONG M S, PERRY A E, CANTWELL B J. A general classification of three-dimensional flow fields [J]. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 1990, 2(5): 765-777.
- [9] NICOUD F, TODA H B, CABRIT O, et al. Using singular values to build a subgrid-scale model for large eddy simulations[J]. *Physics of Fluids*, 2011, 23(8): 085106.
- [10] ZHU Z, NIU J, LI Y. Swirling-strength based large eddy simulation of turbulent flow around single square cylinder at low Reynolds numbers [J]. *Applied Mathematics and Mechanics*, 2014, 35: 959-978.
- [11] ZHOU J, ADRIAN R J, BALACHANDAR S, et al. Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1999, 387: 353-396.
- [12] PARK N, LEE S, LEE J, et al. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model with a global model coefficient[J]. *Physics of Fluids*, 2006, 18(12): 125109.
- [13] CHTEREV I, FOLEY C W, FOTI D, et al. Flame and flow topologies in an annular swirling flow[J]. *Combustion Science and Technology*, 2014, 186(8): 1041-1074.
- [14] CRAFT T J, IACOVIDES H, LAUNDER B E, et al. Some swirling-flow challenges for turbulent CFD[J]. *Flow Turbulence & Combustion*, 2008, 80(4): 419-434.
- [15] DUNHAM D, SPENCER A, MCGUIRK J J, et al. Comparison of unsteady Reynolds averaged Navier - stokes and large eddy simulation computational fluid dynamics methodologies for air swirl fuel injectors[J]. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 2008, 131(1): 011502 - 011510.
- [16] AL-ABDELI Y M, MASRI A R. Recirculation and flow field regimes of unconfined non-reacting swirling flows[J]. *Experimental Thermal And Fluid Science*, 2003, 27(5): 655-665.
- [17] FUJIMOTO Y, YAMASAKI N. Large eddy simulation of swirling jet in a bluff-body burner[J]. *JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering*, 2006, 49(4): 1125-1132.
- [18] OLBRIGHT C, HAHN F, JANICKA J. LES of Vortex Breakdown in Swirled Bluff-Body Flows[C]// *ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea, and Air*. American Society of Mechanical Engineers, 2008: 145-153.
- [19] YANG Y, KÆR S K. Large-eddy simulations of the non-reactive flow in the Sydney swirl burner [J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2012, 36: 47-57.
- [20] 张济民, 韩超, 张宏达, 等. 钝体绕流有旋流中回流区与进动涡核的大涡模拟[J]. *推进技术*, 2014(8): 1070-1079.
- [21] ZHANG Jimin, HAN Chao, ZHANG Hongda, et al. Large eddy simulation of recirculation and precessing vortex core in swirling flow around a bluff-body [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2014(8): 1070-1079.
- [22] LILLY D K. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method[J]. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 1992, 4(3): 633-635.
- [23] MENEVEAU C, LUND T S, CABOT W H. A Lagrangian dynamic subgrid-scale model of turbulence [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1996, 319: 353-385.
- [24] 张宏达, 叶桃红, 陈靖, 等. 湍流贫燃预混射流火焰的大涡模拟[J]. *推进技术*, 2015, 36(7): 1027-1035.
- [25] ZHANG Hongda, YE Taohong, CHEN Jing, et al. Large eddy simulation of turbulent lean premixed jet flame[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2015, 36(7): 1027-1035.
- [26] 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.