

文章编号: 1000-8055(2022)11-2488-13

doi: 10.13224/j.cnki.jasp.20220290

两级旋流数对中心分级贫油直喷燃烧室 流动特性的影响

周 韬¹, 李 锋¹, 赵 凯², 王可夫¹, 王 多¹

(1. 北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100191;

2. 空军航空大学, 长春 130022)

摘 要: 在一种中心分级贫油直喷燃烧室中, 对主燃级和预燃级旋流数影响流动特性的规律进行了数值模拟研究。采用了不同参考截面上的旋流数来衡量两级旋流强度。结果表明, 预燃级出口旋流数 S_v 增大导致主回流区最大宽度和最大回流率的增大。使主回流区回流强度显著增强的 S_v 阈值在 0.6~0.64 之间。主燃级旋流在主回流区涡心上游带动主回流区径向扩张, 但主燃级旋流在下游会抑制主回流区, 导致回流率的降低。燃级气流通道出口旋流数 S_n 从 0.46 增大到 0.60 时流动特性变化较为明显。相对旋流叶片出口截面的旋流数来说, S_v 和 S_n 可以较好地衡量两级旋流强度等级。

关 键 词: 旋流数; 中心分级; 主燃级; 预燃级; 流动特性; 主回流区

中图分类号: V231.2

文献标志码: A

Effect of swirl numbers on flow characteristics of a concentric staged lean direct injection combustor

ZHOU Tao¹, LI Feng¹, ZHAO Kai², WANG Kefu¹, WANG Duo¹

(1. School of Energy and Power Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China;

2. Aviation University of Air Force, Changchun 130022, China)

Abstract: A numerical investigation was conducted to study the effect of swirl numbers of the main stage and the pilot stage on the flow characteristics of a concentric staged lean direct injection (LDI) combustor. The swirl numbers at different reference cross-sections were used to measure the swirling intensity of the two stages respectively. The results showed that the width and reverse flow rate of the central recirculation zone (CRZ) increased with the increment of S_v (the pilot stage outlet swirl number). The S_v constituting a threshold for significantly enhancing the reverse flow intensity of the CRZ was between 0.60 and 0.64. Upstream the CRZ vortex center, the main stage swirling flow brought about the radial expansion of the CRZ, but downstream it suppressed the CRZ and reduced the reverse flow rate. The flow characteristics changed significantly when S_n (the main stage swirl number at the flow passage outlet) increased from 0.46 to 0.60. S_v and S_n provided a better measure of the swirling intensity levels of the two stages respectively, relative to the swirl numbers defined at the outlet of the swirler vanes.

Keywords: swirl number; concentric staged; main stage; pilot stage; flow characteristic; central recirculation zone

收稿日期: 2022-04-30

基金项目: 国家科技重大专项(MJ2017D30, 2017-III-0002-0026, 2017-III-0006-0031)

作者简介: 周韬(1993—), 男, 博士生, 主要从事航空发动机低污染燃烧技术研究。

通信作者: 李锋(1966—), 男, 教授、博士生导师, 博士, 主要从事航空发动机动态燃烧理论及其测试技术研究。E-mail: lifeng1966@buaa.edu.cn

引用格式: 周韬, 李锋, 赵凯, 等. 两级旋流数对中心分级贫油直喷燃烧室流动特性的影响[J]. 航空动力学报, 2022, 37(11): 2488-2500. ZHOU Tao, LI Feng, ZHAO Kai, et al. Effect of swirl numbers on flow characteristics of a concentric staged lean direct injection combustor[J]. Journal of Aerospace Power, 2022, 37(11): 2488-2500.

在燃气轮机、航空发动机的燃烧室中,气流以旋流的方式进入火焰筒参与燃烧,通过离心力的作用形成回流区,从而降低流速,驻定火焰,稳定燃烧过程^[1]。改变旋流强度会影响燃烧室内的油气混合和火焰动力学,影响燃烧室出口污染物排放,甚至还会影响燃烧室的非稳态燃烧性能^[2-7]。而这都与不同旋流强度等级引起的燃烧室内流场结构的变化密不可分。

研究表明,存在一个旋流强度的阈值使得旋流流场结构发生根本性变化^[8-9]。因此有必要通过一个无量纲数来确定不同结构的旋流器产生的旋流强度。产生旋流的方式多种多样,但本质上都是通过在气流的轴向动量上叠加切向动量来实现,而旋流数就是通过这一基本定义来衡量各类旋流器旋流强度的无量纲数。根据定义旋流强度方式的不同,不同文献中这一阈值对应的旋流数大小也有所不同^[10-12]。

对于贫油直接喷射(LDI)燃烧室^[13]来说,为了保持其贫油稳定燃烧,常采用多旋流的分级组织燃烧形式^[14-15]。双级旋流可采用综合旋流强度衡量其性能^[16]。然而在中心分级燃烧室中燃油分为主燃级与预燃级,各级燃油经由两级旋流分别混合分级分区燃烧,并在燃烧室下游形成复杂的流场结构。典型中心分级燃烧室流场结构包括中央主回流区,主燃级和预燃级两股旋流之间形成的唇口回流区以及主燃级和壁面之间形成的角回流区。各级旋流强度对于流场结构有着显著影响。

研究表明,内外两级旋流对于燃烧室回流区的形成具有不同的影响规律^[16-19]。因此对于影响流场结构变化的阈值需要从各级旋流强度出发分别探讨。

本文首先介绍了作为研究对象的一种中心分级的贫油直喷燃烧室以及研究采用的数值方法,并将实验与模拟结果进行对比以验证数值方法的可信度。随后的内容先是讨论了能够表征两级旋流强度的旋流数定义方法;再从关键流场结构,即主回流区尺寸和回流强度出发,分析了两级旋流相互作用形成回流区的机制;最后对两级旋流强弱转换导致其对回流区的影响规律差异进行了分析,并从引起关键流场特征变化的旋流数阈值出发考察了前述不同旋流数定义方法的合理性。

1 研究对象和研究方法

1.1 研究对象

研究模型为中心分级两旋流 LDI 单管燃烧室,

其中旋流器分为一级主燃级旋流和一级预燃级旋流,两级旋流器均为轴向直叶片,旋向相同。主燃级空气有部分通过非旋流通道与通过旋流器的旋流掺混后通过收敛通道进入火焰筒;预燃级空气通过旋流器后经过收扩通道进入火焰筒。预燃级燃油喷嘴位于收扩通道喉道位置,主燃级燃油喷嘴布置在两级旋流出口之间。燃烧室计算域以及旋流器结构如图 1 所示,图中 D 为火焰筒直径, $z_{\max}$ 为火焰筒长度。

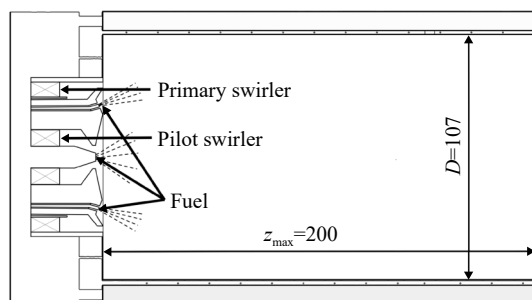


图 1 旋流器及燃烧室示意图(单位: mm)

Fig. 1 Schematic of swirler and combustor (unit: mm)

1.2 研究方案

以预燃级旋流角度为 35° , 主燃级旋流角度为 60° , 主燃级非旋流质量流量(下文简称流量)与旋流流量比例为 $1:2$ 作为旋流器基准方案。在保持其他参数不变的情况下,通过改变预燃级旋流角度、主燃级旋流角度和非旋空气比例的方法,研究两级旋流对于燃烧室内流动特性的影响规律。

火焰筒轴向长度为 200 mm , 预燃级旋流器内径为 6 mm , 外径为 12.8 mm , 主燃级旋流器内径为 24 mm , 外径为 33.7 mm 。旋流器轴向长度为 25 mm , 本文以旋流器进口为轴向基准 $z=0$ 的位置。

燃烧室进口流量为 0.908 kg/s , 总压为 1.95 MPa , 燃油流量为 0.0265 kg/s 。为进行无量纲化分析,文中涉及到的轴向、径向尺寸以燃烧室火焰筒直径 $D=53.5\text{ mm}$ 进行归一化处理,各速度分量则以参考速度 U_0 进行归一化处理。

$$U_0 = \sqrt{\Delta p / \rho_3} \quad (1)$$

式中 Δp 为燃烧室进出口压降, ρ_3 为燃烧室进口条件下的空气密度。

2 数值模型和验证

2.1 数值模型

数值模拟采用商业计算流体力学软件 Ansys

Fluent 进行。为了求解时均化的 Navier-Stokes (N-S) 方程组, 本文采用了 Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) 方法。RANS 求解时的重要问题即是对 N-S 方程进行雷诺平均后新增的雷诺应力项进行模化求解。通常采用布西尼斯克假设来将雷诺应力模化为湍流黏度的求解。湍流黏度可通过湍动能 k 和湍流耗散率 ε 进行求解, 同时方程组中还需求解 k 和 ε 的输运方程, 从而完成对 RANS 方程组的封闭。

本文中, 湍流模型选取 realizable k - ε (RKE) 模型。RKE 模型是为了解决标准 k - ε 模型无法捕捉旋流效应而诞生的, 且其在求解热态下的旋流燃烧室流场时具有更好的数值精度^[20]。

由于适用于完全发展湍流的湍流模型与边界层内分子黏性力占主导的黏性底层不兼容, 因此本文采用标准壁面函数的方法来连接壁面边界与完全发展的湍流区域。

在贫油直喷燃烧室中, 液态燃油(采用航空煤油的替代燃料 $C_{12}H_{23}$) 通过燃油喷嘴初步雾化后直接喷射进入火焰筒, 经过进一步破碎蒸发后成为气态燃料, 并参与燃烧化学反应。这一过程的数值模拟可通过两个模型完成: 离散项模型(控制以液滴为代表的液相的运动、破碎、聚合、蒸发等过程)和燃烧模型(确定由于化学反应导致的组分质量分数变化、放热等过程)。

离散项模型是用欧拉-拉格朗日方法来模拟液相与气相之间的相互作用: 假定燃油喷嘴喷出的液态相为离散的液滴, 在当前气态连续场的条件下追踪液滴的运动(拉格朗日方法), 使其进一步破碎、聚合和蒸发, 再考虑这一过程对气相的影响(控制方程中的源项)从而求解气相连续场的控制方程(欧拉方法)。通过定义喷嘴出口初始的粒径分布等数据, 离散项模型能显著降低两相流模拟导致的庞大计算量, 同时较好地模拟喷嘴下游流动核心区内的液滴大小和分布及其蒸发情况。本文采用了离散项模型并考虑了液滴的聚合和二次雾化过程。

由于燃油与空气以不同相进入反应区域是典型的扩散燃烧, 本文采用了基于化学平衡假设的非预混燃烧模型。在非预混燃烧模型中, 燃料燃烧的热化学过程被简化为燃料、氧化剂和中间产物组分的混合问题, 流体的热化学状态则与混合分数有关。通过求解混合分数的输运方程得到混合分数分布, 而瞬时组分质量分数、温度等参数

则与混合分数唯一相关。非预混燃烧模型还需要求解混合分数方差的输运方程。热化学参数的瞬时值与平均值通过概率密度函数(PDF)方法联系起来。本文选定了与实验测得的概率密度函数最为接近的 β 函数, 而概率密度函数的具体形状则由前述输运方程控制的混合分数方差与平均混合分数决定。

计算域进口采用质量流量进口, 出口采用压力出口, 壁面为绝热无滑移壁面。求解器压力速度耦合采用 SIMPLEC (semi implicit method for pressure linked equation-consistant) 方法, 空间离散方法采用 least squares cell based, 压力项采用 standard 格式, 其余项均为 2 阶迎风格式。

监测点包括回流区截面平均速度、出口温度、出口总压。收敛判据为残差小于 0.001, 且监测点数据在 100 个计算步内的变化在 1% 以内。

2.2 网格划分方法和无关化分析

由于模型较为复杂, 本文采取多面体+六面体核心的网格划分方式, 对于旋流器流道、主燃孔附近流道等区域进行网格加密。由于壁面函数不直接求解黏性底层内的流动, 因此其第 1 层网格通常如果位于黏性底层会破坏数值精度。同时边界层区域内又需要一定的网格密度来保证边界层的求解精度。衡量边界层高度常用的一个无量纲数是 y^* , 对于标准壁面函数, 其第 1 层网格 y^* 值通常要大于 15, 边界层内需要布置 10~20 层网格^[21]。

基准方案的热态计算结果表明, 壁面上的第一层网格厚度 y^* 值大于 15 的网格数比例为 99.5%, 同时壁面上有 95.5% 的网格 y^* 值位于 15~100 之间。高雷诺数下, 边界层厚度往往在 1000 y^* 以上, 因此本文采用的网格划分可以满足边界层内的网格精度要求。

以基准方案作为算例, 设置了 4 种不同的网格密度, 其网格数量如表 1 所示。

各网格密度方案在旋流器下游 10 mm 处无量纲轴向速度分量 (V_z/U_0) 与无量纲切向速度分

表 1 网格方案节点数

Table 1 Nodes quantities of mesh schemes

方案	节点数/ 10^6
M1	11.0
M2	7.0
M3	5.9
M4	5.5

量(V_y/U_0)如图 2 所示。在速度分布曲线上, M1 与 M2 方案初始切向速度较为接近, 靠近头部的

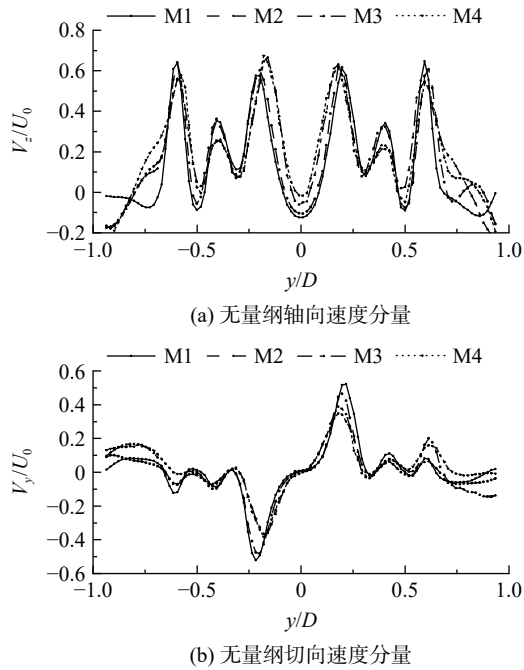


图 2 不同网格方案速度型比较

Fig. 2 Velocity radial profiles of different mesh schemes

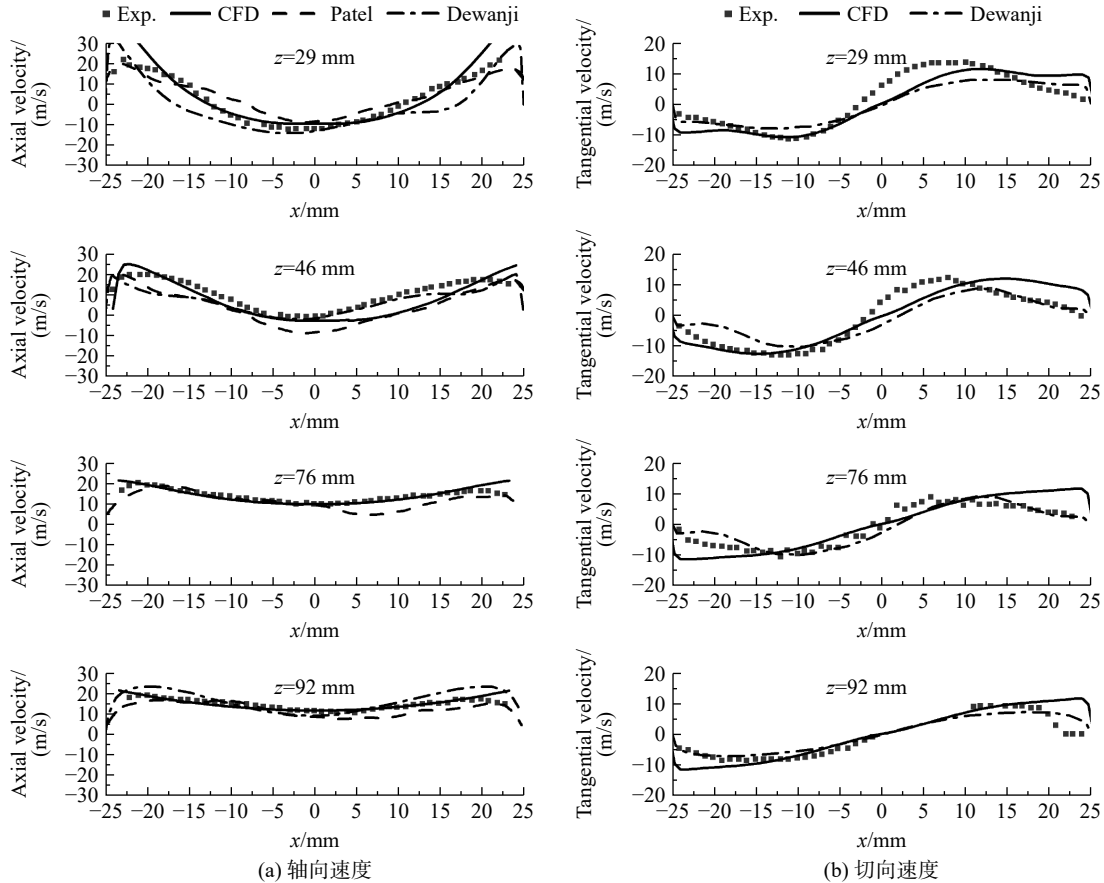


图 3 数值模拟结果与实验数据在不同位置的轴向速度与切向速度对比

Fig. 3 Computed axial velocities and tangential velocities at various locations compared with measurements

回流区中心速度也更为接近。考虑到计算量的问题, 选取 M2 方案的网格密度方案是合理的。

2.3 数值模拟验证

以前述提到的网格划分方式对单元贫油直喷燃烧室^[22]进行网格划分, 并采用前文中的数值模型对其进行数值模拟, 本文的模拟结果与文献中的结果^[23-24]以及热态流场时间平均轴向速度分量实验数据的对比如图 3 所示。图中 CFD 表示模拟结果, Exp. 表示实验数据, Patel 为文献 [23] 中的结果, Dewanji 为文献 [24] 中的结果。

将相对误差定义为

$$\delta = \Delta\Phi / (\Phi_{\max} - \Phi_{\min}) \quad (2)$$

式中 $\Delta\Phi$ 表示同一径向位置实验测量与数值模拟结果的差值, 分母为实验测量值最大值与最小值的差。

从流场关键特征来看, 流场中轴线上的轴向速度的实验数据 (Exp.) 与模拟结果 (CFD) 误差在回流区所在的核心区域 $z=29$ mm 和 $z=46$ mm 处分别为 3.6% 和 10.8%, 下游区域不超过 1.4%。切向速度最大值误差在 $z=29$ mm 和 $z=46$ mm 处分

别为 10.1% 和 3.1%。

监测线上回流区宽度误差(即轴向速度为 0 的径向位置)在 $z=29$ mm 处为 2.2%, $z=46$ mm 处回流区宽度较小(约为 5 mm), 按照相对误差估算的误差极大, 因此不考虑此处宽度误差。

模拟结果与实验结果差距较大的部分体现在两点: ①实验结果中表现出的流场轴不对称性(如 $z=46$ mm 监测线以及近壁面的速度分量有一定差距); ②近壁面位置误差较大。

将模拟结果与文献 [23-24] 中采用大涡模拟与 RANS 的结果对比分析, 本文认为导致这种差距主要有两个原因: 一是采用的湍流模型不能捕捉导致时均流场结构不对称的大尺度湍流结构: 在 Patel 等 [23] 采用大涡模拟的结果中提到了由于旋进涡核等结构导致的流场分布轴不对称现象, 而在 Dewanji 等 [24] 采用 RANS 的模拟结果中速度型则较为对称; 二是没有采用加强壁面处理等更精细的壁面处理方法。但从前述流动核心区多组数据误差的分析以及与其他研究的模拟结果对比来看, 所采用的数值模拟精度在本文研究的流场结构所处的流动核心区域内比较可靠。

实验采用的单元 LDI 燃烧室与本文的研究对象同样是在采用轴向旋流器的受限流场中, 且燃油采用压力雾化喷嘴直接喷射, 燃烧过程为典型的蒸发-扩散燃烧。同时单元 LDI 燃烧室的燃油采用 Jet-A, 以往的研究表明 [23], 采用替代燃料 $C_{12}H_{23}$ 对此模型在反应工况下进行数值模拟研究是可行的。

综上所述, 本文采取的数值模拟方法用于分析时均流场结构具有一定的可信度。

3 结果和讨论

3.1 旋流数随研究参数的变化

旋流数是用于描述旋流强弱的无量纲数, 其定义为流体切向动量的轴向通量与轴向动量的轴向通量之比。假定旋流器的轴向和切向速度分量都呈均匀分布, 轴向旋流器出口截面的旋流数可由公式(3)给出 [18]。

$$S' = \frac{2}{3} \left[\frac{1 - (R_i/R_o)^3}{1 - (R_i/R_o)^2} \right] \tan \alpha \quad (3)$$

式中 R 为半径, 下标 o 与 i 分别指代外径和内径, α 为叶片偏转角。

同时, 不考虑静压项的情况下, 旋流数可由定义表示为

$$S = G_\phi / (G_z R_o) \quad (4)$$

式中 G_ϕ 为切向动量的轴向通量, G_z 为轴向动量的轴向通量。 G_ϕ 与 G_z 表示为

$$G_\phi = \int_{R_i}^{R_o} W r \rho U \cdot 2\pi r dr \quad (5)$$

$$G_z = \int_{R_i}^{R_o} U \rho U \cdot 2\pi r dr \quad (6)$$

式中 W 为切向速度分量, U 为轴向速度分量, ρ 为流体密度, r 为到旋流器中轴线的距离(半径)。

通过改变主旋流角和预燃级旋流角, 旋流器出口的估计旋流数 S' 与实际旋流数 S 随旋流角的变化如图 4 所示, 图中下标 p 表示预燃级旋流出口, m 表示主燃级旋流出口。

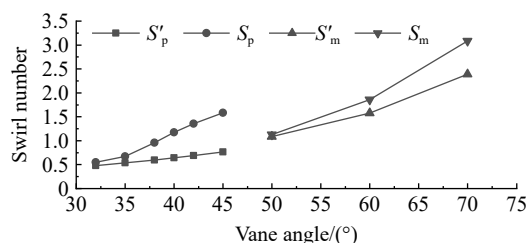


图 4 不同公式得到的旋流数

Fig. 4 Swirl numbers by different formulas

公式(3)估计的旋流数与公式(4)计算得到的旋流数的差异随着旋流角的增大而增大, 特别在较大的旋流角(预燃级 35° 以上, 主燃级 60° 以上)时, 差异超过 30%。通常在实验条件下, 我们很难取得旋流器出口截面流场的详细数据, 因此多采用公式(3)进行旋流数的计算, 而两者旋流数的差异表明, 旋流角较大时, 流量系数的降低导致旋流轴向动量通量降低幅度更大, 使得公式(3)估计的旋流数数值更为偏小。

主燃级旋流数在旋流器出口下游随流向变化较大, 主燃级旋流角从 50° 增加到 70° , 旋流出口旋流数 S_m 从 1.13 增加到 3.08。但因为旋流与非旋流的掺混, 以及流道变窄, 轴向动量增加, 主燃级气流通道出口处的旋流数 S_n 从 0.33 增加到 0.35。

非旋流与旋流的比例通过调节主燃级旋流和非旋流通道内外径并保证主燃级流量比例不变来实现, 改变非旋气流与旋流的比例也可以调节出口旋流数, 非旋气流与旋流的比例和主燃级旋流出口旋流数以及主燃级气流通道出口旋流数的关系如图 5 所示。出口旋流数的变化范围从 0.24 到 0.60, 相较于改变旋流角, 非旋气流比例对于主燃级出口旋流数的调节范围大得多。主旋流出口

旋流数随非旋气流比例的变化则在 6% 以内, 表明旋流数的变化对于旋流通道内外径比例不敏感。因此要研究主燃级旋流数的影响, 可通过调节非旋气流比例获得更大的主燃级旋流数范围。

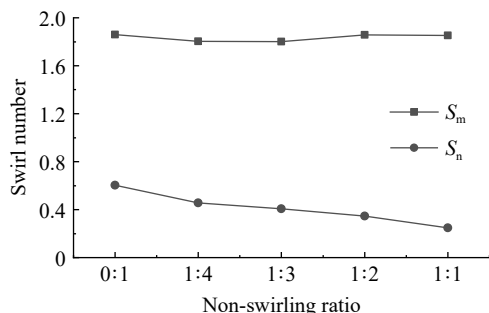


图 5 主燃级旋流出口旋流数(S_m)与气流通道出口旋流数(S_n)随非旋比例的变化

Fig. 5 Swirl numbers at swirl flow outlet (S_m) and the air passage outlet (S_n) on main stage vary with non-swirling ratio

3.2 预燃级旋流数对流场特性的影响

本节中采用的 6 个方案, 预燃级旋流角范围为 $32^\circ \sim 45^\circ$ 。如 3.1 节中讨论的, 对应旋流出口旋流数 S_p 分别为 0.55、0.67、0.96、1.17、1.35、1.58。预燃级空气通道文氏管喉道截面的旋流数 S_v 分别为 0.55、0.60、0.64、0.67、0.70、0.74, 下面的讨论将以喉道截面的旋流数 S_v 来进行。

各方案在轴向不同位置上的轴向零速度点如图 6 所示。轴向速度零等值线代表了回流区尺寸, 由中央主回流区在轴向上的分布可以看到, 旋流器出口的初始扩张角度与喉道截面的旋流数 S_v 正相关。旋流器出口下游轴向位置 $0.5 < z/D < 1.0$ 的区域内, 主回流区径向宽度随旋流数增加的趋势在接近各方案主回流区径向宽度最大的位置处减弱。主回流区最大径向宽度的轴向位置随着旋流数的增大更靠近上游。

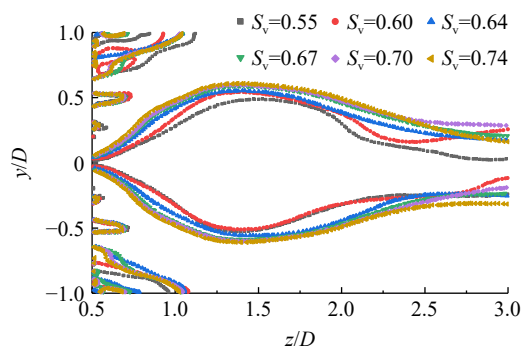


图 6 不同预燃级旋流数下的轴向速度零等值线

Fig. 6 Isolines with zero axial velocity of different pilot stage swirl numbers

对于 $S_v=0.55$ 方案, 其主回流区最大径向宽度的轴向位置位于 $z/D=1.52$, 其余方案这一轴向位置均位于 $z/D=1.38 \pm 0.03$ 的小区域内。此外, $S_v=0.55$ 时主回流区径向宽度在 $z/D=1.0 \sim 1.3$ 以及 $z/D=2.0 \sim 2.4$ 的区域与其余方案差距在 20% 以上, 并在下游主回流区进一步收缩。 $S_v=0.60$ 方案在旋流器出口下游附近轴向位置 $z/D=0.8$ 以内的区域, 主回流区宽度与 $S_v=0.55$ 差距小于 15%, 但在下游区域回流区尺寸迅速拓宽。 $S_v=0.64$ 与 $S_v=0.67$ 方案的主回流区宽度在 $z/D=0.5 \sim 2.4$ 各处差距在 9.1%~21%, 最大宽度差距最小。 $S_v=0.67, 0.70, 0.74$ 方案 $z/D=0.5 \sim 2.4$ 区域内宽度差距小于 10%。

此外 $S_v=0.67, 0.70, 0.74$ 方案最外侧的轴向速度零等值线几乎重合, 这表明其角流区形态一致, 而 $S_v < 0.67$ 的方案这一等值线呈现出两侧不对称, 形态不规则的特点, 表明在较弱预燃级旋流下角流区形态发生了变化。

回流区内的回流强度可用各截面(以轴向为法向)的回流量表示, 将其与总空气流量相比, 可以得到无量纲的回流率, 回流率计算公式如下:

$$\eta_r = \frac{q_{m,r}}{q_{m,a}} = \frac{\iint_{A:U<0} |U| dx dy}{q_{m,a}} \quad (7)$$

式中 q_m 为流量, 下标 a 表示进口空气, r 表示回流, A 表示积分区域。

图 7 为各方案回流率沿轴向的分布, 从图中可以看到, 回流率随流向先增大后降低, 最大回流率所在轴向位置为 $z/D < 1.3$, 相较回流区最宽位置靠近上游, 主回流区内最大回流率与 S_v 呈现正相关。 $S_v=0.55, 0.60$ 两方案最大回流率差距为 12.0%, $S_v=0.67, 0.70, 0.74$ 三个方案最大回流率差距为 11.2%, 喉道出口旋流数在 0.6~0.67 之间回流率变化最大, 变化幅度达到 208%。

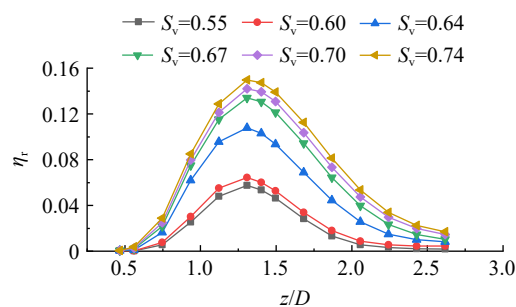


图 7 不同预燃级旋流数下的回流率分布

Fig. 7 Reserve flow rate distributions with different pilot stage swirl numbers

图 8 为轴向速度分布, 图 9 为径向速度分布。从图中可以看到, 在靠近旋流出口的 $z/D=0.56$ 位置上, 轴向速度分布在径向上有三个对称的峰值。结合图 6 中回流区分布以及旋流器几何结构来看, 流场中这三个峰值从内到外分别对应了预燃级出口旋流、主燃级喷油嘴辅助气流以及主燃级旋流。沿下游发展, 主燃级喷油嘴辅助气流由于流量相对很低, 在两级旋流之间形成的角流低速区内其流速迅速降低。而主燃级与预燃级气流的剪切混合区域则处于更下游的位置。

随着旋流数的增大, 预燃级旋流初始扩张锥角增大, 锥面上的轴向速度峰值随之减小, 这是由于旋流数大的方案, 在预燃级气流进入主燃区

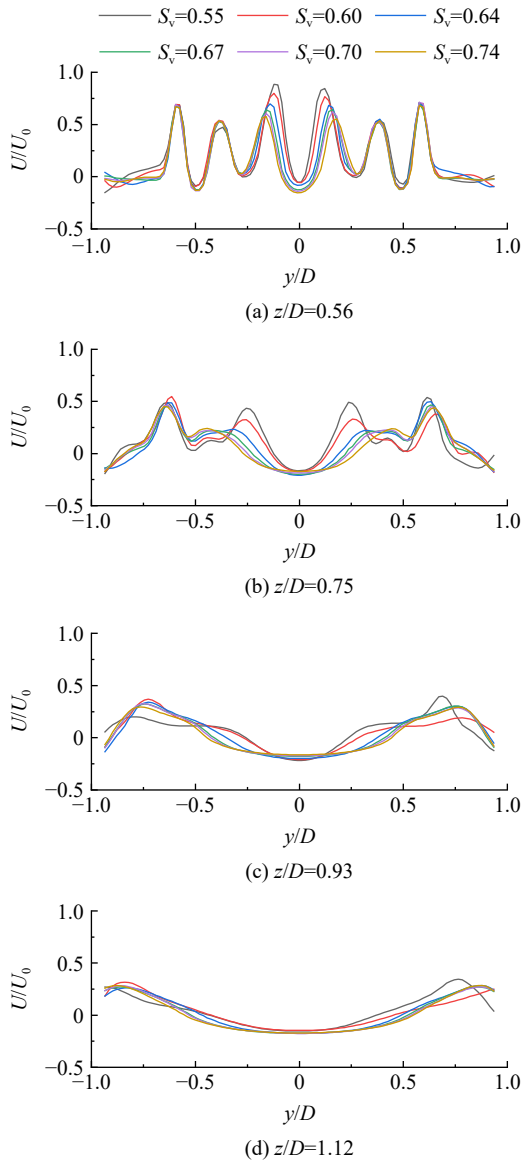


图 8 不同预燃级旋流数下轴向速度分布
Fig. 8 Radial profiles of axial velocity with different pilot stage swirl numbers

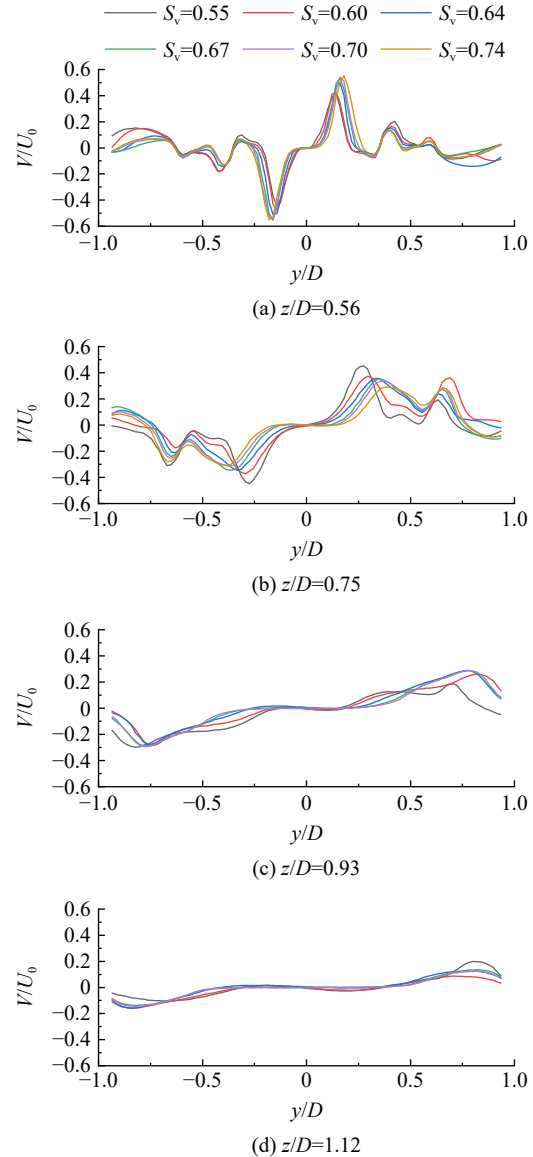


图 9 不同预燃级旋流数下径向速度分布
Fig. 9 Radial profiles of radial velocity with different pilot stage swirl numbers

时其切向速度分量更大。随着旋流数的增大, 离心作用增强, 预燃级旋流随旋流角的增大, 离心作用增强, 初始径向速度也增大, 并使得在下游 $z/D=0.75 \sim 0.93$ 的位置, 内侧轴向速度峰值的径向位置靠外在 $z/D=0.93$ 的位置与主燃级旋流掺混后内侧轴向速度峰值消失。 $z/D=0.75 \sim 0.93$ 的区域内, $S_v=0.55, 0.60$ 两个方案主燃级和预燃级旋流轴向速度峰值靠内, 表明主燃级旋流向内侧“压迫”作用增强, 相当于预燃级旋流受限比增大, 相应的主燃级旋流贴壁位置在流向上靠后, 在回流区结构上的体现则是角回流区尺寸扩张, 主回流区则变窄。

图 10 和图 11 分别为不同预燃级旋流数下

y - z 和 x - y 平面二维涡量云图和二维流线。在图 10 中可观察到 y - z 平面上分布的几个涡流集中区域, 包括主燃级和预燃级两级旋流流动区域以及中心回流区、角流区和唇口回流区三个回流区域。增大预燃级旋流数基本不影响角流区的结构和大小,

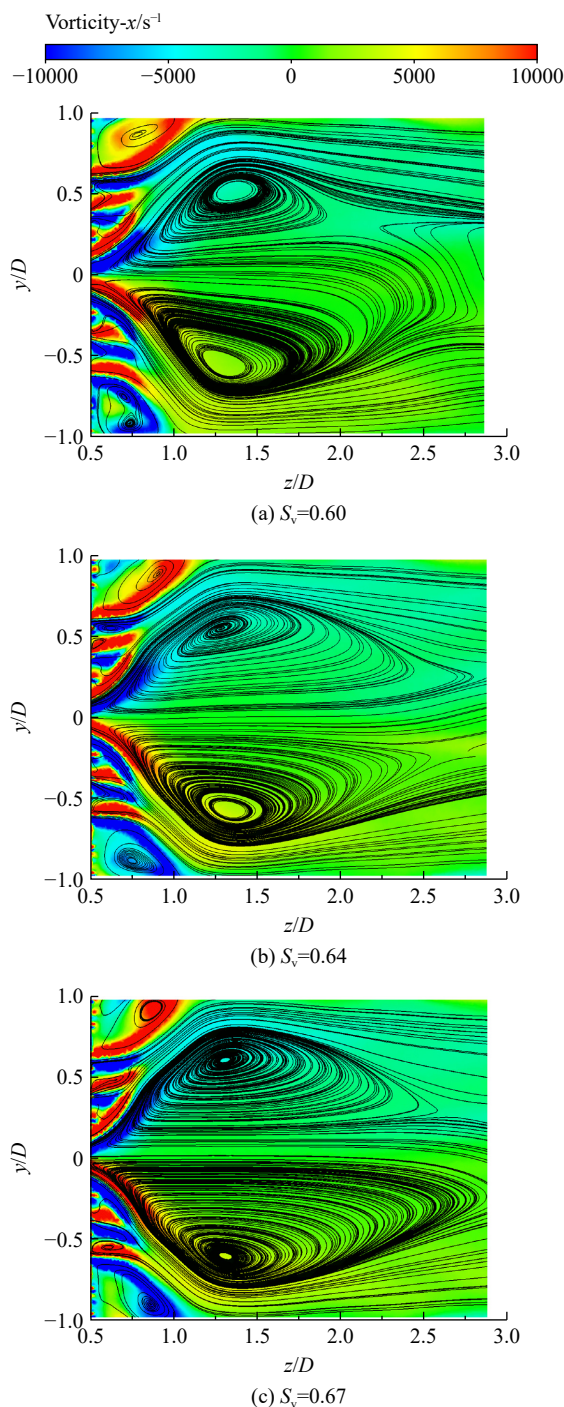


图 10 不同预燃级旋流数下 y - z 平面二维涡量云图和二维流线

Fig. 10 Two-dimensional vorticity contours and two-dimensional streamlines of y - z planes with different pilot stage swirl numbers

但是主回流区内的流线在中轴线两侧更为对称, 主回流区更稳定。从图 11 以轴向为法向的截面上的流线分布中可以看到, 随着旋流数增加, 其中轴线附近的流线变密。这表明 $S_v=0.60\sim 0.67$ 范围并增加时, 由预燃级旋流产生的轴向涡显著增强, 带来的压力梯度使得主回流区结构得以稳定在中轴线两侧。而当预燃级旋流数继续增加时, 这一效应受到燃烧室几何结构和主燃级旋流的阻碍, 难以再裹挟更多的气流进入主回流区。在 $z/D=0.93$ 截面靠近壁面位置, 出现的多个涡量较高的区域是不稳定的角流区结构, 它们与图 6 中杂乱的角流区分布对应。随着旋流数增加, 角流区则趋于稳定, 这也体现出回流强度的增强。

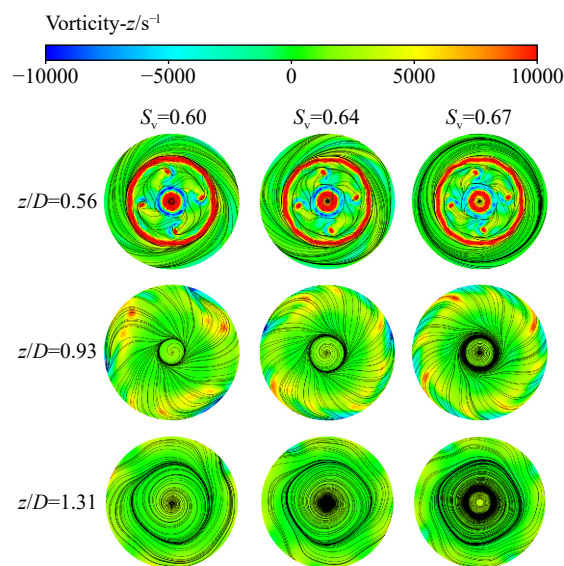


图 11 不同预燃级旋流数下 x - y 平面二维涡量云图和二维流线

Fig. 11 Two-dimensional vorticity contours and two-dimensional streamlines of x - y planes with different pilot stage swirl numbers

从前文中提到的流场关键特征来看, 预燃级旋流数对于流场特性的影响在 $S_v=0.60\sim 0.64$ 之间存在一个分水岭。旋流数在 $0.4\sim 0.6$ 之间被认为是中等旋流, 而旋流数大于 0.6 被认为是强旋流^[19]。具体到本文所研究的预燃级旋流, 其在反应工况下流场特性突变的下限也存在于 0.6 附近, 且 $S_v=0.60\sim 0.67$ 之间旋流强度等级发生变化。采用 S_v 而非 S_p 来表征预燃级旋流数则是考虑到这一分界点的位置使用前者来表述时与常用的强弱旋流数分界线接近, 从而使得结论更具有一般性。在热态工况下, 轴向速度增加, 回流减弱, 较弱的预燃级旋流径向扩张形成更大回流率更强的

稳定回流区变得困难,特别体现在 $S_v=0.55\sim 0.60$ 在回流区初始扩张角和回流率极为接近。热态条件下,获得尺寸更大,回流率更高的主回流区需要考虑设计更高旋流数的预燃级。

3.3 主燃级旋流数对流场特性的影响

本文采用两个旋流器参数对主燃级旋流数施加影响,分别是①主燃级旋流角度;②主燃级非旋气流(旋流数为0)与旋流比例。主燃级旋流角度是影响旋流器出口旋流数的一个常用参数,因为在常用的旋流数估计公式(3)中,旋流数受到两个因素影响:①旋流器内外径之比;②旋流角度。而内外径之比对旋流数的影响相较于旋流角度要小得多。

通过流场数据得到的旋流出口截面旋流数变化规律也主要受旋流角度的影响。旋流器叶片出口到旋流器出口之间往往存在一定流向长度的通道,主燃级存在非旋气流时,两股气流会在通道内掺混,气流的轴向动量通量会增加,而切向动量通量则基本不变。本文所选用的主燃级旋流角范围内,旋流角度增大引起的叶片出口旋流数增大主要是由轴向动量通量的增加引起,与非旋气流(切向动量通量为0)完全掺混导致的结果是旋流数降低以及旋流数随旋流角度增大而增大的趋势减弱。3.1节中的结果表明,主燃级旋流角度主要影响叶片出口旋流数,而非旋气流比例则主要影响旋流器出口旋流数,在讨论主燃级旋流数时,需要对这两个旋流数的概念进行区分,分别讨论它们对于流场结构的影响。

图12和图13分别为不同 S_m 和 S_n 下的轴向速度零等值线。在轴向位置 $z/D<0.9$ 的区域,未观察到主燃级旋流数对回流区尺寸的影响,这一区域主燃级旋流与预燃级旋流之间有台阶间隔,互不影响。沿着流向发展,主回流区径向扩展,且可以观察到 $0.9<z/D<1.8$ 之间的区域内主回流

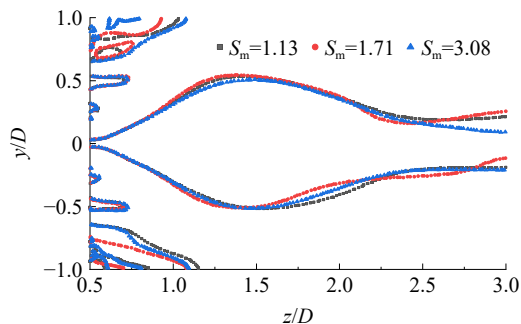


图12 不同 S_m 下的轴向速度零等值线

Fig. 12 Isolines with zero axial velocity of different S_m

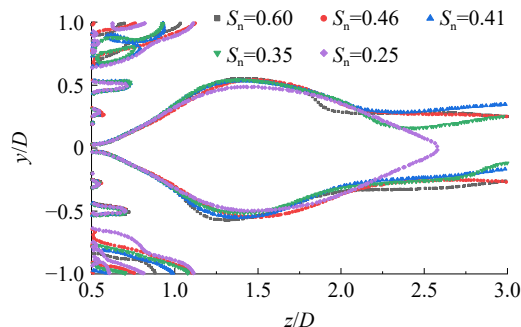


图13 不同 S_n 下的轴向速度零等值线

Fig. 13 Isolines with zero radial velocity of different S_n

区径向宽度与 S_n 呈现正相关性,随着 S_n 增大,流向更远端的主回流区变窄的效应增强,并在 $S_n=0.25$ 时在 $z/D=2.6$ 的位置出现主回流区的滞止点。

从主回流区最大径向宽度上来看, $S_m=1.13$ 增大到 $S_m=1.71$ 最大宽度增加 0.2%, $S_m=1.71$ 增大到 $S_m=3.08$ 时最大宽度增加 3.9%。 S_n 由 0.25 增大到 0.35 时,最大宽度增加了 10.6%,而 S_n 处于 0.35~0.46 之间,最大宽度差异不超过 0.2%,继续增大到 0.60,最大宽度增加 4.8%。此外,角回流区在 $S_n=0.25$ 时观察到在径向上相对其余方案有扩张。

图14和图15分别为不同 S_m 和 S_n 下的回流率分布。在预燃级的讨论中,可以看到,主回流区尺寸变化比例不能与回流率的变化比例等同。因此通过沿流向的截面回流率来表现回流强度是有必要的。与预燃级旋流数变化导致的沿整个回流区流向上的回流率都发生变化不同,主燃级对于回流率的影响集中在最大回流率轴向位置的下流区域。 S_m 增大时,最大回流率差异小于 0.004,但在下游区域,回流率差异增大,最大达到 0.011,随后再缩小。 S_n 增大时,回流率沿流向的变化有两个特征:①最大回流率出现的轴向位置 z/D 靠前;②最大回流率降低。同时回流率的最大值在中等旋流 ($S_n=0.46$) 强化到强旋流 ($S_n=0.60$) 时有较大幅度的增强。 $S_n=0.35\sim 0.46$ 旋流范围内回流率

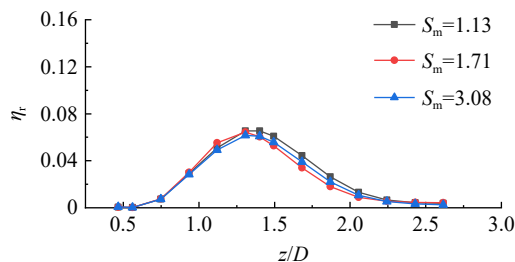
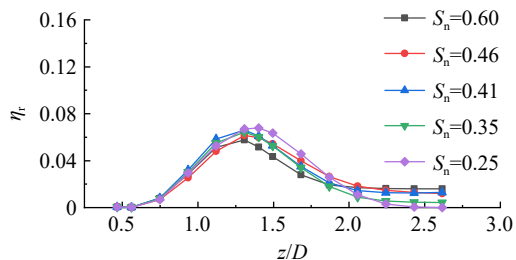


图14 不同 S_m 下的回流率分布

Fig. 14 Reserve flow rate distributions with different S_m

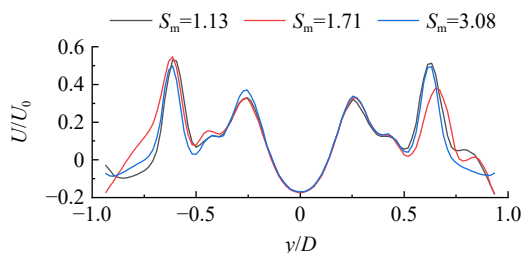
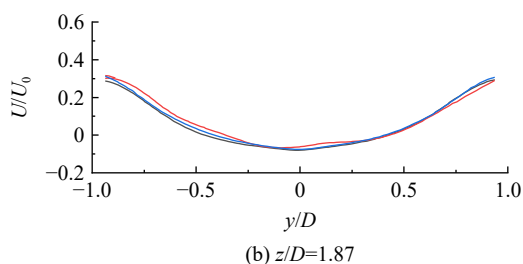
图 15 不同 S_n 下的回流率分布Fig. 15 Reserve flow rate distributions with different S_n

的变化小于 0.005, 而弱旋流 $S_n=0.25$ 情况下回流区在流向上提前截断, 最大回流率提高。

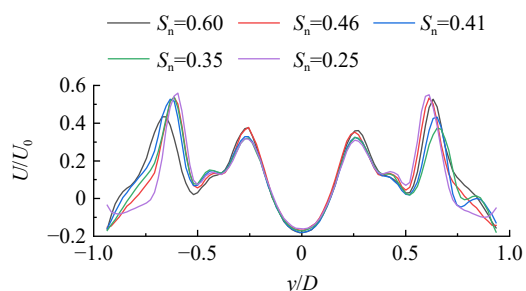
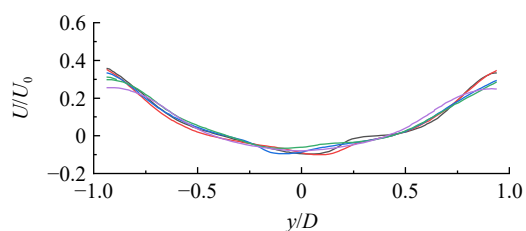
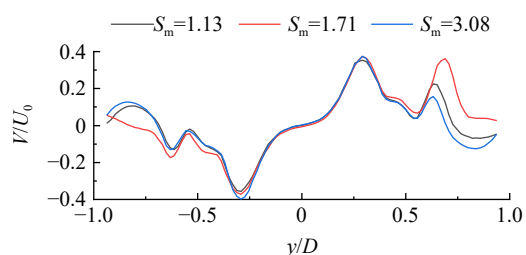
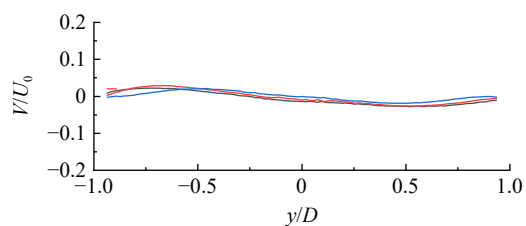
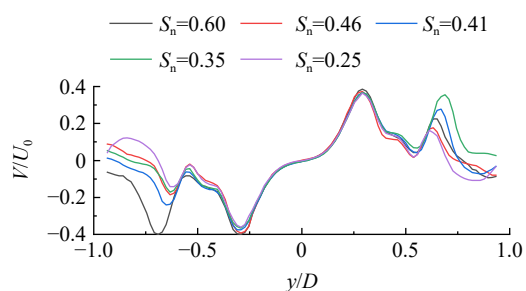
主燃级速度型取两组方案速度型分布差异较大的两个典型区域分析, $z/D=0.75$ 为主燃级和预燃级交汇之前的区域, $z/D=1.87$ 则是回流区最宽位置下游, 在回流率分布中, 它是回流率差异较高的区域。图 16~图 19 分别为不同 S_m 和 S_n 下的轴向速度和径向速度分布。

S_m 变化在 $z/D=0.75$ 上表现为轴向和径向速度外侧峰值的不均匀, 从回流区形态来看, 这一不均匀由角流区不稳定导致, 内侧峰值位置和幅值都极为接近, 表明在这一区域对预燃级扩张角没有影响, S_n 变化的速度型分布规律也与之类似。在 $z/D=1.87$ 上, S_m 变化对速度型的影响相对 S_n 来说效果要弱。

图 20 和图 21 分别为不同 S_m 下 $y-z$ 和 $x-y$ 平面二维涡量云图和二维流线。从涡量云图和流线图中可以看出, 在所取的 S_m 范围内, 随着旋流数增大, 主回流区大小接近。在 $S_m=1.86$ 时, 主回流

(a) $z/D=0.75$ (b) $z/D=1.87$ 图 16 不同 S_m 下轴向速度分布Fig. 16 Radial profiles of axial velocity with different S_m

区相对稳定在中轴线两侧。而 S_m 范围内, $z/D=0.93$ 截面靠近壁面位置的角流区则始终无法稳定, 下游流线的分布也较为接近。

(a) $z/D=0.75$ (b) $z/D=1.87$ 图 17 不同 S_n 下轴向速度分布Fig. 17 Radial profiles of axial velocity with different S_n (a) $z/D=0.75$ (b) $z/D=1.87$ 图 18 不同 S_m 下径向速度分布Fig. 18 Radial profiles of radial velocity with different S_m (a) $z/D=0.75$

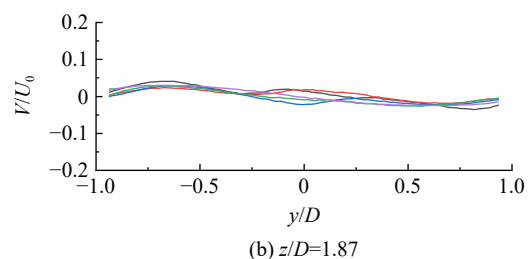
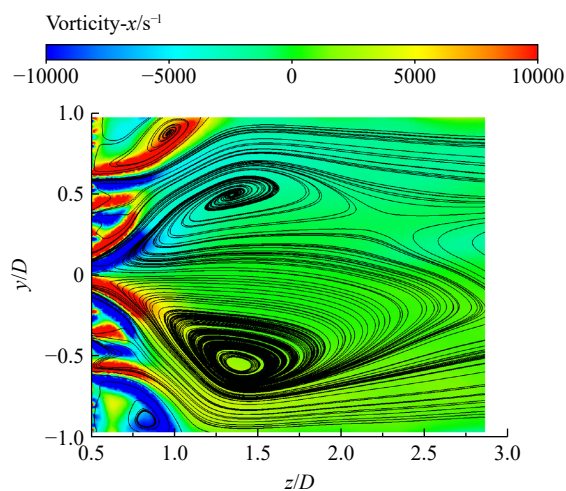
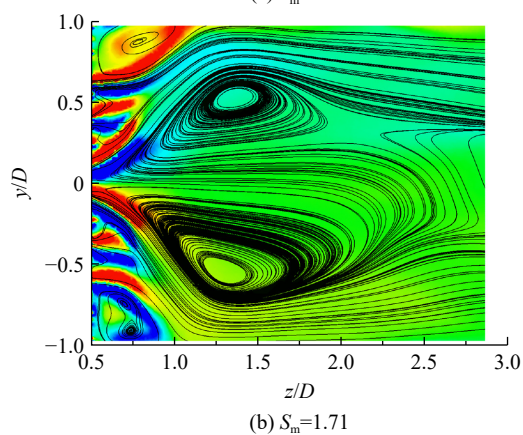
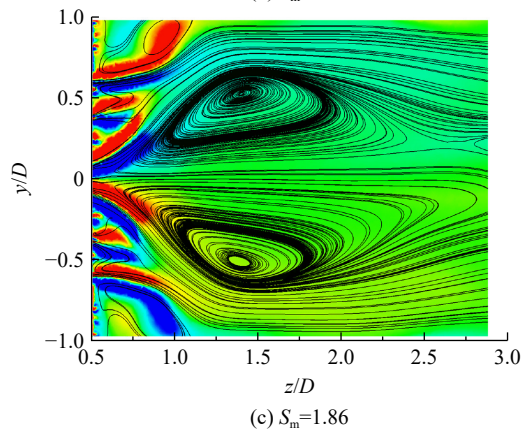
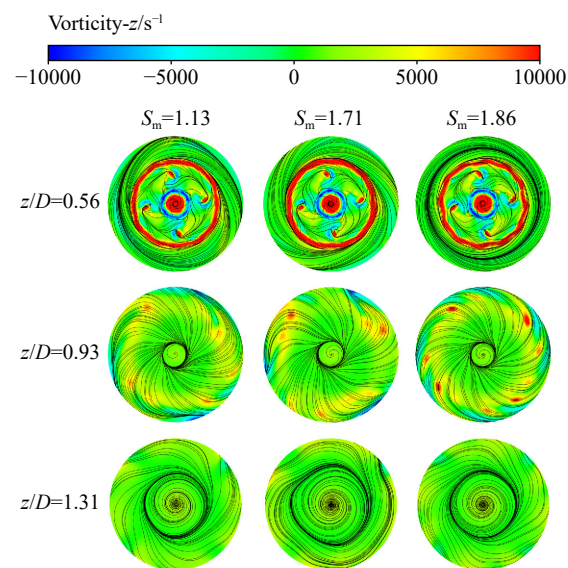
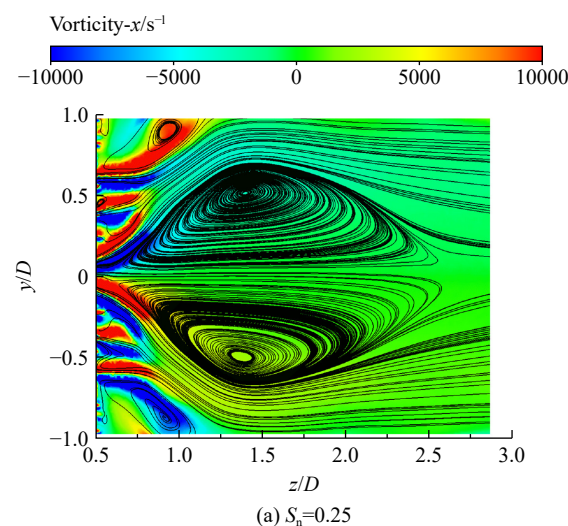
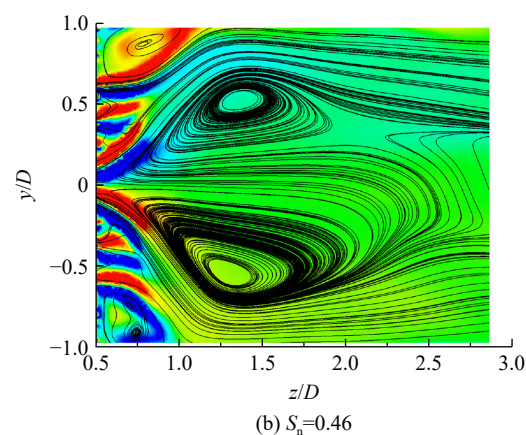
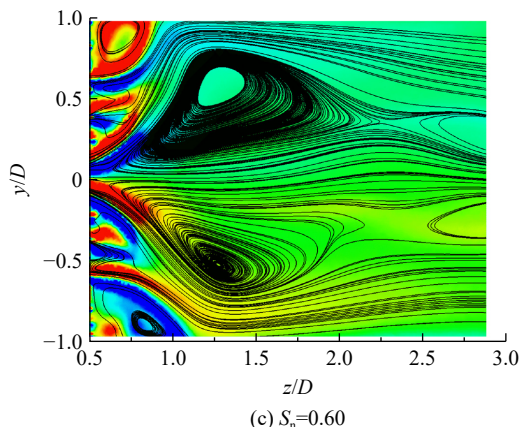
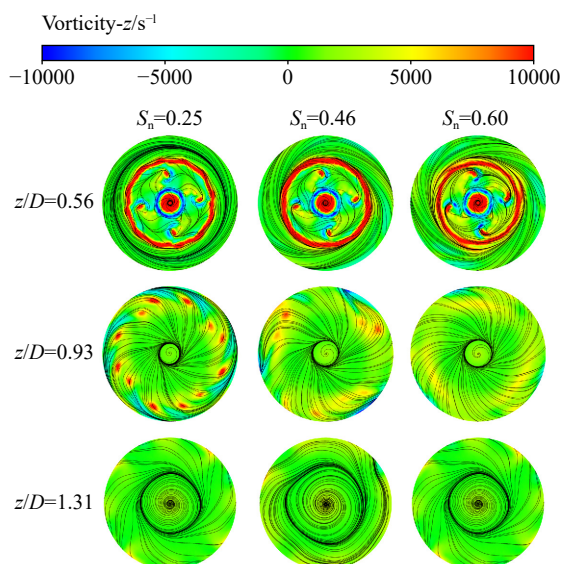
图 19 不同 S_n 下径向速度分布Fig. 19 Radial profiles of radial velocity with different S_n (a) $S_m=1.13$ (b) $S_m=1.71$ (c) $S_m=1.86$ 图 20 不同 S_m 下 y - z 平面二维涡量云图和二维流线Fig. 20 Two-dimensional vorticity contours and two-dimensional streamlines of y - z planes with different S_m 图 21 不同 S_m 下 x - y 平面二维涡量云图和二维流线Fig. 21 Two-dimensional vorticity contours and two-dimensional streamlines of x - y planes with different S_m

图 22 和图 23 分别为不同 S_n 下 y - z 和 x - y 平面二维涡量云图和二维流线。 S_n 从 0.46 增大到 0.60 相较于其从 0.25 增大到 0.46 时流线和涡量分布发生了明显变化。 S_n 增大到 0.60 时, $z/D=$

(a) $S_n=0.25$ (b) $S_n=0.46$

图 22 不同 S_n 下 y - z 平面二维涡量云图和二维流线Fig. 22 Two-dimensional vorticity contours and two-dimensional streamlines of y - z planes with different S_n 图 23 不同 S_n 下 x - y 平面二维涡量云图和二维流线Fig. 23 Two-dimensional vorticity contours and two-dimensional streamlines of x - y planes with different S_n

0.93 截面的涡量分布均匀, 表明角回流区稳定; $z/D=1.31$ 截面的流线分布均匀, 两级气流的剪切混合层更为靠近壁面。结合 y - z 平面的二维流线和涡量云图, 可见主燃级气流径向扩张显著增强, 进而压缩了角回流区, 使其形成一个稳定的环形结构。

综上所述, 中心分级 LDI 燃烧室中, 主燃级气流通道出口处的旋流数 S_n 是影响流场特性的主要因素。这表明, 旋流器内部流道结构引起出口处的切向动量与轴向动量改变是引发流场旋流强度改变的本质, 而具体参数导致的变化应以此为准。主燃级出口旋流数增大时, 主回流区最大宽度增加, 最宽处的轴向位置靠近上游, 同时主回

流区最大宽度位置下游回流率降低。主燃级旋流强度提高, 在上游区域旋流的径向扩张有利于回流区的生成, 但在下游区域由于径向扩张受到壁面阻碍, 反过来抑制了回流率。

4 结 论

通过数值模拟方法研究了一种中心分级贫油直喷燃烧室主燃级和预燃级两级旋流数对流动特性的影响, 通过数值模拟获得的详细流场探讨了不同旋流通道下旋流数的选取方式, 得到了以下结论:

1) 出口旋流数在 0.60~0.67 之间时, 旋流数增大导致主回流区最大宽度和最大回流率的增加极为显著, 存在一个 0.6~0.64 之间的旋流数使得预燃级出口为强旋流, 从而极大地强化主回流区回流强度。

2) 主燃级旋流与预燃级同轴旋转, 增大主燃级旋流强度在主回流区最大宽度位置上游位置带动主回流区径向扩张, 但在下游抑制主回流区, 降低回流率, 回流率的降低在主燃级旋流强度从中等旋流 0.46 增大到强旋流 0.60 之间较为明显, 而主燃级为更弱旋流时则对回流率影响不大。

3) 在中心分级 LDI 燃烧室中, 主燃级气流通道出口旋流数和预燃级出口旋流数分别代表了两级旋流的强度, 在流场特性发生较大变化时, 这两个旋流数可以较好地代表两级旋流的强弱变化。

参考文献:

- [1] LEFEBVRE A H, BALLAL D R. Gas turbine combustion: alternative fuels and emissions[M]. Boca Raton, US: CRC press, 2010.
- [2] LILLEY D G. Swirl flows in combustion: a review[J]. *AIAA Journal*, 1977, 15(8): 1063-1078.
- [3] LI G, ANGIER S, LAMBOLEZ O, et al. Experimental study of velocity flow field for a multiple swirl spray combustor[R]. Reno, US: 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2002.
- [4] AL-ABDELI Y M, MASRI A R. Stability characteristics and flow-fields of turbulent non-premixed swirling flames[J]. *Combustion Theory and Modelling*, 2003, 7(4): 731-766.
- [5] HUANG Ying, YANG V. Effect of swirl on combustion dynamics in a lean-premixed swirl-stabilized combustor[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2005, 30(2): 1775-1782.
- [6] BA LAKRISHNAN P, SRINIVASAN K. Influence of swirl number on jet noise reduction using flat vane swirlers[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2018, 73: 256-268.
- [7] FU Yongqiang, JENG S M, TACINA R. Characteristics of the swirling flow generated by an axial swirler[R]. ASME GT-2005-68728, 2005.
- [8] 吴奎程, 黄勇, 王方, 等. 不同结构多点喷射燃烧室冷态流场研究[J]. *航空动力学报*, 2010, 25(7): 1536-1544.

- WU Yaozeng, HUANG Yong, WANG Fang, et al. Investigation of cold flow field of a multi-injection combustor with different geometries[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2010, 25(7): 1536-1544. (in Chinese)
- [9] FAROKHI S, TAGHAVI R, RICE E J. Effect of initial swirl distribution on the evolution of a turbulent jet[J]. *AIAA Journal*, 1989, 27(6): 700-706.
- [10] LIANG Hanzhuang, MAXWORTHY T. An experimental investigation of swirling jets[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2005, 525: 115-159.
- [11] TOH I K, HONNERY D, SORIA J. Axial plus tangential entry swirling jet[J]. *Experiments in Fluids*, 2010, 48(2): 309-325.
- [12] İLBAŞ M, KARYEYEN S, YILMAZ İ. Effect of swirl number on combustion characteristics of hydrogen-containing fuels in a combustor[J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2016, 41(17): 7185-7191.
- [13] NICKOLAUS D A, CROCKER D S, BLACK D L, et al. Development of a lean direct fuel injector for low emission aero gas turbines[R]. ASME GT-2002-30409, 2002.
- [14] MONGIA H, AL-ROUB M, DANIS A, et al. Swirl cup modeling: I [R]. Salt Lake City, US:37th Joint Propulsion Conference and Exhibit, 2001.
- [15] LIU Yize, SUN Xiaoxiao, SETHI V, et al. Review of modern low emissions combustion technologies for aero gas turbine engines[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2017, 94: 12-45.
- [16] 闫东博, 张群, 汪玉明, 等. 双级轴向旋流器性能评估方法: (一)综合旋流强度的影响[J]. *航空动力学报*, 2017, 32(7): 1592-1598.
- YAN Dongbo, ZHANG Qun, WANG Yuming, et al. Performance evaluation methods of two-stage axial swirler: I influence of total swirling intensity[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2017, 32(7): 1592-1598. (in Chinese)
- [17] 赵自强, 何小民, 丁国玉, 等. 旋流数组合对三级旋流流场的影响[J]. *推进技术*, 2016, 37(10): 1909-1915.
- ZHAO Ziqiang, HE Xiaoming, DING Guoyu, et al. Effects of swirl number combinations on flow characteristics of triple-swirlers[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2016, 37(10): 1909-1915. (in Chinese)
- [18] 赵自强, 何小民, 丁国玉, 等. 外旋流器旋流数对三级旋流流场特性的影响[J]. *航空动力学报*, 2017, 32(2): 306-313.
- ZHAO Ziqiang, HE Xiaoming, DING Guoyu, et al. Effects of outer swirl number on flow characteristics of triple-swirlers[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2017, 32(2): 306-313. (in Chinese)
- [19] 常峰, 林宏军, 程明, 等. 低旋流中心分级燃烧室流场特性研究[J]. *推进技术*, 2020, 41(6): 1334-1339.
- CHANG Feng, LIN Hongjun, CHENG Ming, et al. Study on flow field characteristics of low swirl concentric staged combustor[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2020, 41(6): 1334-1339. (in Chinese)
- [20] VAN MAELE K, MERCI B, DICK E. Comparative study of k-epsilon turbulence models in inert and reacting swirling flows[R]. Orlando, US:33rd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 2003.
- [21] LAUNDER B E, SPALDING D B. The numerical computation of turbulent flows[J]. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 1974, 3(2): 269-289.
- [22] CAI Jun, JENG S M, TACINA R. The structure of a swirl-stabilized reacting spray issued from an axial swirler[R]. Reno, US:43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2005.
- [23] PATEL N, MENON S. Simulation of spray-turbulence-flame interactions in a lean direct injection combustor[J]. *Combustion and Flame*, 2008, 153(1/2): 228-257.
- [24] DEWANJI D, RAO A G. Spray combustion modeling in lean direct injection combustors: part I single-element LDI[J]. *Combustion Science and Technology*, 2015, 187(4): 537-557.

(编辑: 秦理曼)