

# 航空发动机燃烧室的数字孪生体系研究

王方<sup>1,2,3</sup>, 甘甜<sup>1</sup>, 王煜栋<sup>1</sup>, 金捷<sup>1,2,3</sup>

- (1. 北京航空航天大学 能源与动力工程学院 航空发动机数值仿真研究中心, 北京 100191;
2. 北京航空航天大学 成都航空动力创新研究院, 成都 611930;
3. 北京航空航天大学 江西研究院, 南昌 330096)

**摘 要:** 航空发动机燃烧室的数字孪生体系包含建模、仿真、预测等内容, 在建模过程中存在多物理量、多尺度、非定常、流动与化学反应强烈非线性相互作用以及流道结构复杂等因素导致的虚实融合困难等问题。本文基于曲线坐标系隐式浸没边界方法, 并结合大涡模拟-概率密度函数输运方程湍流燃烧模型, 实现真实航空发动机燃烧室的高保真虚实映射, 并进行仿真和预测, 将预测结果和实验结果对比。采用双旋流模型燃烧室、某直流燃烧室单头部模型以及某折流燃烧室 1/10 模型测试了数字孪生体系的有效性。双旋流燃烧室的旋流器出口附近轴向、径向、切向速度平均误差分别为 15.7%、23.8%、15.0%。真实直流燃烧室与折流燃烧室的数字孪生模型准确解析了其中的详细湍流燃烧场, 出口温度分布的平均相对误差分别为 11.66% 和 17.95%, 因此虚实映射得到的数字孪生体系具有一定的有效性, 具有潜在的工程应用前景。

**关键词:** 数字孪生; 高保真建模; 大涡模拟(LES); 输运概率密度函数方程湍流燃烧模型(TPDF); 浸没边界方法(IBM)

**中图分类号:** V231.2 **文献标志码:** A

## Digital twin high-fidelity modeling for aero-engine combustors

WANG Fang<sup>1,2,3</sup>, GAN Tian<sup>1</sup>, WANG Yudong<sup>1</sup>, JIN Jie<sup>1,2,3</sup>

- (1. Aeroengine numerical simulation research center, School of Energy and Power Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China;
2. Chengdu Innovation Research Institute on Aircraft Power of Beihang University, Chengdu 611930, China;
3. Jiangxi Research Institute Of Beihang University, Nanchang 33096, China)

**Abstract:** The digital twin modeling process of aero-engine combustion chamber has the difficult problem of fusion of reality and imaginary caused by multi-physical quantities, multi-scale, non-constant, strong non-linear interaction of flow and chemical reaction, and complex flow channel structure. Based on the curvilinear coordinate system implicitly immersed boundary method and combined with the large-eddy simulation-transported probability density functional turbulent combustion model, the high-fidelity virtual-real mapping of the real aero-engine combustor is realized. The effectiveness of the digital twin modeling approach is tested based on a dual-rotor model combustor, a single-head model of a throughflow combustor and a 1/10 model of a slinger combustor, respectively. The average errors of axial, radial and tangential velocities at the cyclone outlet of the dual-cyclonic combustor were 15.7%, 23.8% and 15.0%, respectively. The digital twin models of the real throughflow combustor and the slinger combustor accurately resolved the detailed turbulent combustion fields in them, and the average relative errors of the outlet temperature distribution were 11.66% and 17.95%, respectively. Therefore, the digital twin models obtained from the virtual-real mapping have validity and have certain prospects for engineering applications.

**Key words:** digital twin; high-fidelity modeling; Large-Eddy Simulation (LES); Transported Probability Density Function turbulent combustion model (TPDF); Immersed Boundary Method (IBM)

收稿日期: 2022-09-30

基金项目: 国家自然科学基金(91741125); 国家科技重大专项(2017-I-0004-0005)

作者简介: 王方(1972—), 女, 副教授, 博士, E-mail: fwang@buaa.edu.cn.

航空发动机燃烧室是发动机的重要部件之一,发动机的可靠性和寿命在很大程度上取决于燃烧室是否可靠,关注燃烧室的各个性能指标十分有必要。有关燃烧室的实验风险高,投资大,较为困难。因此,迫切需要实现真实航空发动机燃烧室的高保真虚实映射以辅助燃烧室设计。数字孪生技术是实现虚实融合的关键技术,能够在虚拟空间中构建与航空发动机燃烧室物理实体几何结构及其中的非定常湍流燃烧过程高度一致的虚拟模型,为燃烧室的精细化研发提供详细数据参考。

燃烧室的数字孪生模型的建立需要结合高保真、高效的两相湍流燃烧数值模拟技术,而大规模高质量网格的划分是燃烧室高分辨率仿真的难点之一<sup>[1]</sup>。两相湍流燃烧数值模拟基础研究大多基于贴体结构网格, Jones 等<sup>[2-3]</sup>及曾家等<sup>[4]</sup>采用贴体结构网格模拟简化的燃气轮机燃烧室中的两相湍流燃烧现象,贴体结构网格拓扑结构限制了其几何适应能力,无法应用于复杂结构燃烧室模拟<sup>[5]</sup>。Tachibana 等<sup>[6]</sup>及 Cheng 等<sup>[7]</sup>采用非结构网格研究某燃烧室中两相湍流燃烧现象。综上所述,国内外大量学者研究了折流燃烧室中两相湍流燃烧现象,但均不同程度地简化了折流燃烧室的几何结构,并且大多采用非结构网格。非结构网格能提高网格的几何适应能力但存在拓扑不清晰,存在寻址时间长,收敛难度大,梯度项计算复杂,同分辨率网格总数多的缺点<sup>[8]</sup>。而应用非贴体结构网格结合浸没边界方法,可在保留结构网格拓扑清晰,计算效率高等优点的同时,解决复杂几何模型网格生成问题。

浸没边界(IBM)方法由 Peskin<sup>[9]</sup>提出,是计算流体力学中强大和高效的方法之一<sup>[10]</sup>,将边界对流场的作用模化为彻体力源项<sup>[11]</sup>,大幅减少网格生成的工作量,并保留了结构网格拓扑清晰、并行化简单等特点<sup>[12]</sup>,常应用于模拟边界条件复杂的流动及流固耦合问题<sup>[13]</sup>。

大涡模拟(Large-Eddy Simulation, LES)直接求解各向异性的大尺度涡,模化各项同性强的小尺度涡,能较精确地求解湍流流场,是目前分析航空发动机内部气动热力特征的先进工具之一<sup>[14]</sup>。LES 结合概率密度函数输运方程燃烧模型(Transported Probability Density Function

combustion model, TPDF)能基于详细机理精确求解燃烧过程中各物质组分浓度,无模化求解反应率<sup>[15]</sup>。

AECSC-IBM (Aero Engine Combustor Simulation Code based on Immersed Boundary Method)是北京航空航天大学(北航)能源与动力工程学院航空发动机数值仿真中心(仿真中心)在 LES-TPDF 湍流燃烧模型算法基础<sup>[16-17]</sup>上结合 IBM 研发的适用于复杂结构燃烧室内高保真模拟的两相湍流燃烧数值模拟软件。本文首先介绍该软件中网格标记的生成、IBM 结合 LES-TPDF 模型的实现以及针对折流燃烧室中甩油盘甩出的高速液滴粒子轨迹求解方法等算法,并基于该软件模拟双旋流 GTMC 燃烧室<sup>[18]</sup>中的湍流燃烧以检验本方法的可行性,之后实现对真实燃气轮机环形燃烧室的单头部模型中两相湍流燃烧现象的高保真数值模拟,对比本方法与笛卡尔坐标系浸没边界方法的求解效率,最后对某型折流燃烧室进行两相湍流燃烧模拟。

## 1 计算模型与方法

航空发动机燃烧室的信息建模技术是实现其数字孪生的核心,为了将曲线坐标系下的浸没边界方法(IBM)结合大涡模拟-概率密度函数输运方程湍流燃烧模型(LES-TPDF)并应用于航发燃烧室的湍流燃烧模拟中,首先需要将初始的计算域网格(背景网格)的各个点区分和标记为流体域和固体域,从而将真实几何模型映射到计算域网格中。

### 1.1 IBM 网格标记生成方法

根据几何模型生成网格标记是在两相湍流燃烧数值模拟中应用浸没边界方法的基础。本文中参考光线追踪中的常用的 Möller-Trumbore 算法<sup>[19]</sup>,以计算域中背景网格坐标为基础,生成无限长扫描线,再与三角面网格格式(STereoLithography, STL)的几何模型中的所有三角面求交,根据扫描线与几何模型交点个数设置网格标记。

假设背景网格中有一个或多个点在同一条直线上,扫描直线上任一点可记为  $\mathbf{P} = \mathbf{O} + t\mathbf{D}$ , 其中

$O$  为起始点,  $D$  为扫描方向,  $t$  为任意实数。若背景网格中的某一点可表示为  $O + t_0 D$ , 扫描线与几何体有两个交点, 分别为  $O + t_1 D$  和  $O + t_2 D$ , 若  $t_1 < t_0 < t_2$  或  $t_2 < t_0 < t_1$ , 则该网格点位于几何体内, 否则该点位于几何体外, 如图 1 所示, 依此标记该网格点的流固情况并标记该网格点。

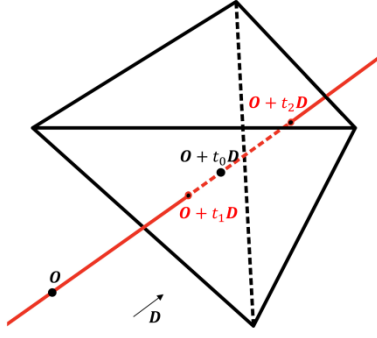


图1 扫描算法示意图

Fig.1 Schematic diagram of scanning algorithm

若背景网格对应坐标系中存在直线坐标轴, 则平行于该坐标轴并以其其他两个方向上的点为扫描点分组生成扫描直线, 可以提高效率。根据坐标范围选取几何模型中可能与该扫描线存在交点的三角面集合, 将该集合中第  $m$  个三角面的三个顶点记为  $P_{0m}$ 、 $P_{1m}$  和  $P_{2m}$ , 该三角面上任意一点可表示为  $(1 - b_1 - b_2)P_{0m} + b_1 P_{1m} + b_2 P_{2m}$ , 即求解方程:

$$\begin{bmatrix} -D \cdot (P_{1m} - P_{0m}) & (P_{2m} - P_{0m}) \cdot D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = O - P_{0m} \quad (1)$$

由 Cramer 法则和向量混合积可得:

$$t = \frac{(P_{2m} - P_{0m}) \cdot (S \times (P_{1m} - P_{0m}))}{(P_{1m} - P_{0m}) \cdot (D \times (P_{2m} - P_{0m}))} \quad (2)$$

再令  $E_1 = P_{1m} - P_{0m}$ ,  $E_2 = P_{2m} - P_{0m}$ ,  $S = O - P_{0m}$ ,  $S_1 = D \times E_2$ ,  $S_2 = S \times E_1$ , 可将 (2) 式简化为:

$$t = \frac{E_2 \cdot S_2}{E_1 \cdot S_1} \quad (3)$$

同理,

$$b_1 = \frac{S \cdot S_1}{E_1 \cdot S_1} \quad (4)$$

$$b_2 = \frac{E_2 \cdot S_2}{E_1 \cdot S_1} \quad (5)$$

之后, 判断是否满足  $b_1 \geq 0$ ,  $b_2 \geq 0$ ,  $b_1 + b_2 \geq 0$  三个条件。若满足, 则扫描线与当前三角面

存在交点(记为点  $m$ ), 且交点坐标为  $P = O + tD$ 。

对于某一条扫描线, 若它与模型存在两个或多个坐标相同的交点, 则扫描线与模型的边线有交点, 需要分两种情况讨论。第一种情况为坐标相同的交点对应的不同三角面法向量在扫描线上投影方向相反, 此时扫描线与模型擦边而过, 对应交点是无效的, 应当舍弃, 如图 2 所示。

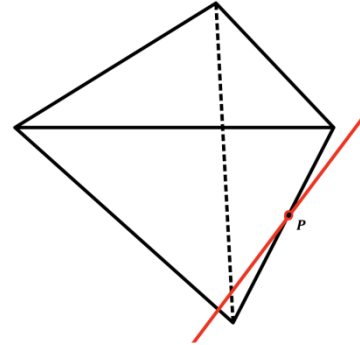


图2 扫描线与模型擦边而过示意图

Fig.2 Schematic diagram of the scan line passing by the model

第二种情况为坐标相同的交点对应的不同三角面法向量在扫描线上投影方向相同, 此时扫描线经边线(或边角点)穿入模型内部, 对应交点是有效的, 如图 3 所示。

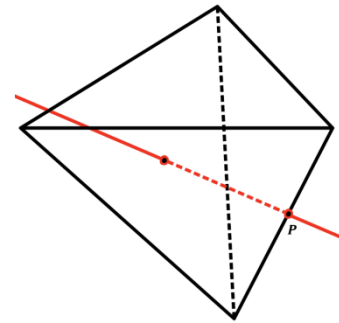


图3 扫描线经边线穿入模型内示意图

Fig.3 Schematic diagram of scan line edge penetration into the model

## 1.2 LES-TPDF 模型与 IBM 的结合

大涡模拟采用滤波函数过滤流场中的变量, 直接求解尺度大于滤波尺度的变量并用亚网格模型模化尺度小于滤波尺度的变量, 其精度高于雷诺平均方法且计算量低于直接数值模拟方法, 近年来被广泛应用于工程中<sup>[20-21]</sup>。经过坐标变换和空间滤波后的控制方程组为:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \xi_k} \left( \frac{A_{ki}}{|J|} \bar{\rho} \tilde{u}_i \right) = 0 \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} \\ & + \frac{\partial}{\partial \xi_k} \left( \frac{A_{kj}}{|J|} \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j \right) \\ & = - \frac{A_{ki}}{|J|} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi_k} + \frac{\partial}{\partial \xi_k} \left( \frac{A_{ki}}{|J|} \right) \left[ \mu_t \frac{A_{lj}}{|J|} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \xi_l} \right. \\ & \quad \left. + \mu_t \frac{A_{li}}{|J|} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial \xi_l} \right] \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\Phi}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \xi_k} \left( \frac{A_{ki}}{|J|} \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{\Phi} \right) \\ & = \frac{\partial}{\partial \xi_k} \left( \frac{A_{ki}}{|J|} \right) \left[ \mu_t \frac{A_{li}}{|J|} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial \xi_l} \right] \quad (8) \end{aligned}$$

其中,  $x_i$  为背景网格所对应的曲线坐标系中的坐标,  $\xi_i$  为坐标变换后的笛卡尔坐标系中的坐标;  $J$  为用于坐标变换的 Jacobian 矩阵,  $J_{ij} = \frac{\partial x_i}{\partial \xi_j}$ ;  $\bar{\rho}$  表示平均密度,  $\mu_t$  为分子粘度与亚网格湍流粘度之和,  $\tilde{u}_j$  为密度加权滤波后的  $x_j$  方向的速度分量,  $t$  表示时间,  $\Phi$  为包括物质浓度和混合物焓在内的标量集合形成的矢量,  $J$  表示用于坐标变换的 Jacobian 矩阵,  $A$  表示六面体网格某一面的面积, 用 Gauss-Ostrogradskii 定理将守恒方程在体积  $\partial V$  上积分, 得积分形式的守恒方程组:

$$\int_{\partial V} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} dV + \int_{\partial S} \underbrace{A_{ik} \bar{\rho} \tilde{u}_i}_{G_k} n_k dS = 0 \quad (9)$$

$$\begin{aligned} & \int_{\partial V} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} dV + \int_{\partial S} \underbrace{G_k \tilde{u}_i n_k dS}_{\text{对流项}} \\ & = - \int_{\partial V} A_{ki} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi_k} dV \\ & + \underbrace{\left[ \mu_t \frac{A_{lj} A_{kj}}{|J|} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \xi_l} + \mu_t \frac{A_{li} A_{kj}}{|J|} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial \xi_l} \right] n_k dS}_{\text{扩散项}} \quad (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \int_{\partial V} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\Phi}}{\partial t} dV + \int_{\partial S} \underbrace{G_k \tilde{\Phi} n_k dS}_{\text{对流项}} \\ & = \int_{\partial S} \underbrace{\left[ \mu_t \frac{A_{li} A_{ki}}{|J|} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial \xi_l} \right] n_k}_{\text{扩散项}} \quad (11) \end{aligned}$$

上式中,  $G_k$  为控制体某方向上的流量,  $S$  表示

面积,  $V$  表示体积。采用散度形式近似得到方程中的对流项。坐标系变换中非正交性产生的交叉导数项通过显式方法计算, 并加入源项。通过前一时间步的质量守恒方程的解计算非线性项。以上所采用的离散方法产生了对于通用变量的准线性方程组:

$$\tilde{\Phi}_P a_P = \sum_{S,N,W,E,L,R} \tilde{\Phi}_\alpha a_\alpha + S_P \quad (12)$$

其中,  $a$  表示系数,  $\tilde{\Phi}$  表示密度加权滤波后的通用变量,  $\sum_{S,N,W,E,L,R} \tilde{\Phi}_\alpha a_\alpha$  表示六面体网格中当前网格点紧邻的六个网格点的对流扩散项, 需要结合浸没边界网格标记求解。下标  $P$  表示当前网格点, 下标  $\alpha$  可取  $S, N, W, E, L, R$ , 表示与当前网格点相邻的网格点。  $S_P$  代表源项, 包含所有不能用面通量表示的项, 并且依赖于  $\tilde{\Phi}_P$ 。

本文通过处理离散方程系数阵隐式地实现 Neumann 边界条件。根据浸没边界网格标记寻找紧贴固体网格的流体网格。若某一流体边界网格的南方向 ( $S$ ) 网格为固体壁面, 对于离散形式的动量方程, 首先向其中加入彻体力源项  $S_{IBM}^{momentum} = -\tilde{\Phi}_S a_S$ , 离散形式动量方程变为:

$$\begin{aligned} & \tilde{\Phi}_P a_P = \sum_{S,N,W,E,L,R} \tilde{\Phi}_\alpha a_\alpha + S_P - \\ & \tilde{\Phi}_S a_S = \tilde{\Phi}_N a_N + \tilde{\Phi}_W a_W + \tilde{\Phi}_E a_E + \tilde{\Phi}_L a_L + \\ & \tilde{\Phi}_R a_R + S_P \quad (13) \end{aligned}$$

$S_{IBM}^{momentum}$  中包含了未知量  $\tilde{\Phi}_S$ , 可在求解离散方程前令  $a_S = 0$  实现。这种处理相当于求解  $\tilde{\Phi}_P$  过程中  $\tilde{\Phi}_S$  恒为 0, 即无滑移边界条件。

此外, 为修正壁面附近的速度分布, 用壁面函数法求解并隐式加入由壁面切应力形成的源项, 即:

$$\begin{aligned} a_P &= a_P + \frac{\tau \cdot L_S}{V_{ref}} \cdot \frac{A_S}{|J| \cdot L_S} \cdot (1 - n_{Sx}^2) \quad (14) \\ S_P &= S_P + \frac{\tau \cdot L_S}{V_{ref}} \cdot \frac{A_S}{|J| \cdot L_S} \cdot n_{Sx} \\ & \quad \cdot \left( n_{Sy} \cdot \frac{\partial v}{\partial i} + n_{Sz} \cdot \frac{\partial w}{\partial i} \right) \quad (15) \end{aligned}$$

其中,  $L_S$  为当前网格与南方向网格的距离,  $V_{ref}$  为当前网格中流体沿壁面切向的速度,  $\tau$  为由壁面速度分布函数得到的切应力,  $n_{Sx}, n_{Sy}, n_{Sz}$

分别为网格南侧对应几何模型面上法向量三个方向分量,  $v, w$  分别为  $y, z$  方向速度分量。

采用 SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) 算法求解动量方程和连续方程。在求解由连续方程得到的压力修正方程时, 压力增量梯度在某边界网格点北方向的分量可表示为:

$$\frac{\partial \Delta p^m}{\partial \xi_1} \Big|_N = \frac{1}{2} \left( \frac{(\Delta p)_N^m - (\Delta p)_S^m}{2} + \frac{(\Delta p)_{NN}^m - (\Delta p)_P^m}{2} \right) \quad (16)$$

对于靠近浸没边界固壁区域的流体单元 (包括与固壁相隔一个流体单元的网格), 其  $P$  下标对应网格为流体域, 即  $(\Delta p)_P^m$  位于流体计算域。若其  $(\Delta p)_N^m, (\Delta p)_S^m, (\Delta p)_{NN}^m, (\Delta p)_{SS}^m$  四项中存在两个位于流场中的单元, 则根据这两个单元求解压力增量梯度, 否则  $\frac{\partial \Delta p^m}{\partial \xi_1} \Big|_N = 0$ 。对于压力修正方程中的压力平滑算子, 采用相同的方法求解。之后, 根据压力增量梯度的近似更新网格面上的质量通量, 对于浸没边界上的流体网格, 其与固壁相邻面的质量通量 (如  $G_1^m \Big|_N$ ) 恒为 0。网格中心速度采用两倍网格尺度 ( $2\Delta$ ) 近似, 最终得到修正后的速度场。

对于包含流场中各物质浓度和混合物焓值在内的标量输运方程, 其边界均为零梯度边界条件。可通过向离散方程中加入源项  $S_{IBM}^{scalar} = \widetilde{\phi}_P a_S - \widetilde{\phi}_S a_S$ , 离散形式的标量输运方程变为:

$$\begin{aligned} \widetilde{\phi}_P a_P &= \sum_{S,N,W,E,L,R} \widetilde{\phi}_\alpha a_\alpha + S_P + \widetilde{\phi}_P a_S - \widetilde{\phi}_S a_S \\ \widetilde{\phi}_S a_S &= \widetilde{\phi}_P a_S + \widetilde{\phi}_N a_N + \widetilde{\phi}_W a_W + \widetilde{\phi}_E a_E + \widetilde{\phi}_L a_L + \widetilde{\phi}_R a_R + S_P \end{aligned} \quad (17)$$

$S_{IBM}^{scalar}$  中包含未知量  $\widetilde{\phi}_P$  和  $\widetilde{\phi}_S$ , 可以通过在求解离散方程前先令  $a_P = a_P - a_S$ , 再令  $a_S = 0$  实现。这种处理使离散方程中原有的  $\widetilde{\phi}_S a_S$  变为  $\widetilde{\phi}_P a_S$ , 相当于在求解过程中  $\widetilde{\phi}_S$  恒等于  $\widetilde{\phi}_P$ , 即实现零梯度边界条件。

为了求解各物质浓度和混合物焓的亚网格分

布, 需求解随机变量集合  $\zeta^m$  的输运方程:

$$\frac{\partial \zeta^m}{\partial t} = k(\zeta^m) + s(\zeta^m) + m(\zeta^m, \tilde{\phi}) + \omega(\zeta^m) \quad (18)$$

其中,  $\zeta^m$  为第  $m$  个欧拉随机场中的随机变量集合, 其样本空间为标量集合  $\tilde{\phi}$ ,  $k(\zeta^m)$  为对流扩散项,  $s(\zeta^m)$  为随机项,  $m(\zeta^m, \tilde{\phi})$  为小尺度混合项,  $\omega(\zeta^m)$  为化学反应源项。随机变量不存在亚网格分布, 其输运方程与标量输运方程相比多出了随机项和小尺度混合项, 这两项以源项的形式加入到式 (18) 中。其中小尺度混合项是亚网格的, 与浸没边界网格标记的分布无关, 而随机项以网格间随机输运的形式形成显式源项。

$$s(\zeta^m) = u_j^{Sto} \frac{\partial \zeta^m}{\partial x_j} \quad (19)$$

其中  $W_j^m$  表示第  $m$  个 Wiener 过程  $W^m$  的分量,  $u^{Sto}$  为随机速度, 由 Wiener 过程定义, 与流场无关。因此在定义随机输运时, 若  $i$  方向相邻网格被标记为固体域, 则令  $u_i^{Sto} = 0$ 。

### 1.3 欧拉-拉格朗日两相模型与 IBM 的结合

航空发动机燃烧室中, 航空煤油经初始雾化形成大量煤油液滴, 煤油液滴蒸发为气相煤油后与空气掺混, 并在一定条件下发生燃烧反应。本文采用欧拉-拉格朗日两相模型模拟液滴粒子与气流的质量和动量相互作用。

两相模拟中, 液滴的破碎、蒸发以及与流体的作用力求解均为亚网格的, 与燃烧室壁面的位置无直接关系。但在求解液滴粒子的运动轨迹时, 则需要根据壁面位置和法向量等信息计算粒子与壁面碰撞后的反弹或黏附情况。当采用如图 4 所示的贴体网格时, 壁面位置对应于计算域边界, 而固体域一定位于计算域外。因此对于  $t$  时刻某粒子的位置  $\mathbf{P}_t$ , 只需要判断该粒子按当前速度运动在下一时间步将到达的位置  $\mathbf{P}'_{t+\Delta t}$  是否位于计算域外, 若位于计算域外, 则粒子将在  $t \sim (t + \Delta t)$  这段时间内碰撞到壁面。计算其反弹时可求解与  $\mathbf{P}'_{t+\Delta t}$  关于壁面对称的位置  $\mathbf{P}_{t+\Delta t}$ , 即为该粒子在  $(t + \Delta t)$  时刻的位置, 并且将粒子速度向量  $\mathbf{u}_{t+\Delta t}$  设置为反弹前速度向量  $\mathbf{u}_t$  关于壁面的对称向量。

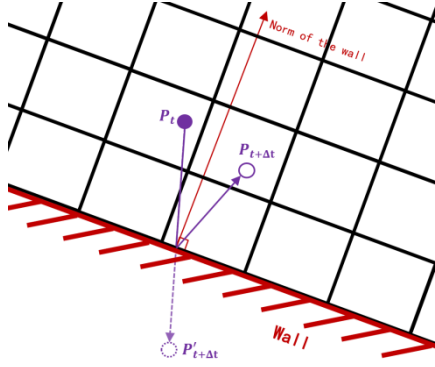


图 4 采用贴体网格时粒子反弹示意图

Fig.4 Schematic diagram of the scan line penetrating into the model via the edge

基于浸没边界法模拟燃烧室中的两相燃烧时,燃烧室几何模型被映射为网格上的流体或固体标记,用网格标记表示的固体壁面与真实壁面一般是不完全一致的,如图 5 所示。因此在用网格标记表示壁面时丢失了真实壁面的部分信息,这对于用欧拉法求解的流动与气相燃烧影响不大,但对于用拉格朗日法求解的液滴粒子运动,则影响了粒子反弹轨迹和速度的求解,并可能导致粒子与壁面碰撞判断错误。



图 5 采用 IBM 时网格标记与真实壁面关系示意图

Fig.5 Schematic diagram of the relationship between the grid marker and the real wall when using IBM

首先,假设粒子不能在单一时间步  $\Delta t$  内跨越被标记为固体域,若粒子在  $t \sim (t + \Delta t)$  这段时间内碰撞到壁面,则粒子下一时间步的位置  $P'_{t+\Delta t}$  应当位于固体域内,如图 6 所示。因此,只需判断  $P'_{t+\Delta t}$  所在的网格标记是否为固体标记,若是,则需求解粒子的反弹轨迹和反弹后的速度。

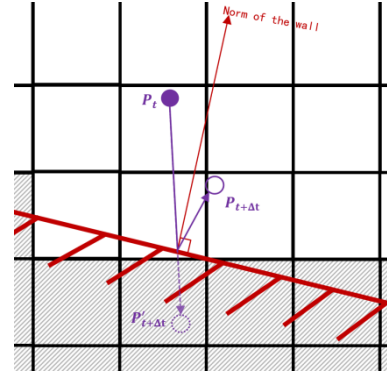


图 6 采用 IBM 时粒子与壁面碰撞后反弹示意图

Fig.6 Schematic diagram of particle bounce after collision with the wall when using IBM

粒子反弹的求解需要求解点  $P'_{t+\Delta t}$  关于壁面的对称位置  $P_{t+\Delta t}$  和速度  $u_t$  关于壁面的对称矢量  $u_{t+\Delta t}$ , 因此需要真实壁面的法向量等信息。对于紧邻固体域的流体网格,重新调用前文 1.1 中的求交算法,从而获取真实壁面的信息。将某一紧邻固体域的流体网格位置计为  $O_{wall}$ , 生成三条正交的扫描线  $O_{wall} + t_1 D_1$ 、 $O_{wall} + t_2 D_2$ 、 $O_{wall} + t_3 D_3$ , 其中  $D_1$ 、 $D_2$ 、 $D_3$  相互垂直。对于 STL 模型三角面集中第  $m$  个三角面,几何文件中包含三角面的三个顶点坐标  $P_{0m}$ 、 $P_{1m}$ 、 $P_{2m}$  以及该三角面的法向量  $N_m$ , 因此将集中第  $m$  个三角面记为  $[P_{0m}, P_{1m}, P_{2m}, N_m]$ 。将三条扫描线分别代入式(1)并求解得到  $t_1$ 、 $t_2$ 、 $t_3$  的值(若存在交点)。

因此点  $O_{wall}$  到三角面  $[P_{0m}, P_{1m}, P_{2m}, N_m]$  的距离  $l_m$  可以表示为  $|t_1 D_1 \cdot N_m|$  或  $|t_2 D_2 \cdot N_m|$  或  $|t_3 D_3 \cdot N_m|$ 。遍历所有三角面并求出点  $O_{wall}$  到三角面的最小距离  $l_n$ , 则将  $N_n$  作为点  $O_{wall}$  处的壁面法向量,用于求解粒子在位于  $O_{wall}$  处的网格附近的反弹轨迹和速度。

折流燃烧室利用发动机转子带动离心甩油盘高速转动实现燃油雾化,在高转速工况下,甩油盘初始雾化得到的液滴速度往往很高。而折流燃烧室火焰筒为薄壁结构,采用 IBM 方法模拟其两相燃烧时,可能会出现粒子在单一时间步内穿越薄壁的情况,如图 7 所示。由于火焰筒壁对应的固体域较薄且粒子速度较高,当前位于流体域  $P_t$  位置的某粒子在下一时间步的位置  $P'_{t+\Delta t}$  仍位于流体域,但在  $t \sim (t + \Delta t)$  时间段内的轨迹穿过了固体域。



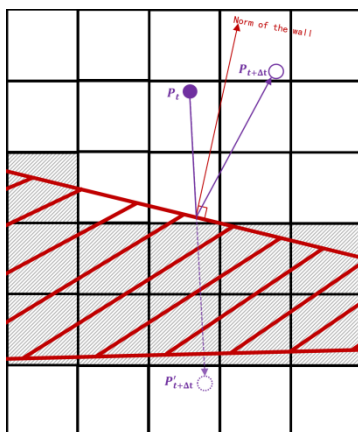


图7 粒子在单个时间步内穿越壁面示意图

Fig.7 Schematic of a particle crossing a wall in a single time step

主燃烧室中，燃油液滴一般只在火焰筒中运动，因此可以对欧拉法求解湍流燃烧和拉格朗日法求解粒子轨迹采用不同的流固标记。对于液滴粒子的运动，可以将燃烧室模型作较大幅度的简化，只保留简化后的火焰筒内流体域作为粒子轨迹的计算域，从而减少求解壁面法向量等信息的计算量，并避免高速粒子在单一时间步内穿越薄壁结构，如图8所示，图中绿色阴影为液滴粒子轨迹求解时的固体壁面。

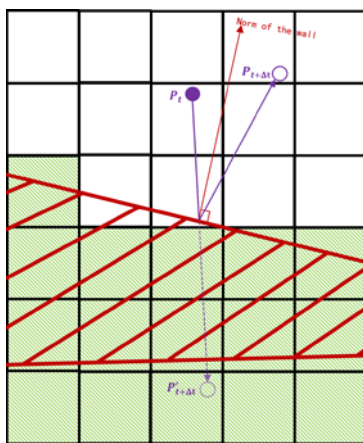


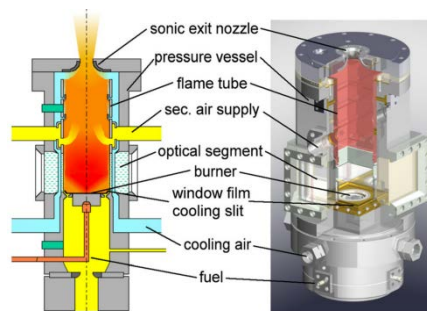
图8 粒子与薄壁碰撞后反弹示意图

Fig.8 Schematic diagram of particle bounce after collision with thin wall

## 2 算例模拟结果与讨论

### 2.1 双旋流燃烧室两相湍流燃烧模拟

旋流器是燃气轮机燃烧室中最为关键的结构之一，本文选取 Meier 等<sup>[22]</sup>设计的双旋流燃烧室（GTMC）作为模拟对象，如图9所示。

图9 双旋流燃烧室几何结构示意图<sup>[22]</sup>Fig.9 Schematic diagram of the geometric structure of the double-swirler combustor<sup>[22]</sup>

应用本方法模拟双旋流燃烧室中的湍流燃烧现象时，空气从内外两个进口以1:1.65的比例<sup>[4]</sup>进入内外旋流器。以349万的背景网格为基础，并在背景网格中利用曲线坐标系对旋流器附近局部加密，扫描燃烧室几何模型并生成浸没边界网格标记。计算双旋流燃烧室算例时采用的几何模型、背景网格与扫描得到的浸没边界网格标记如图10所示。

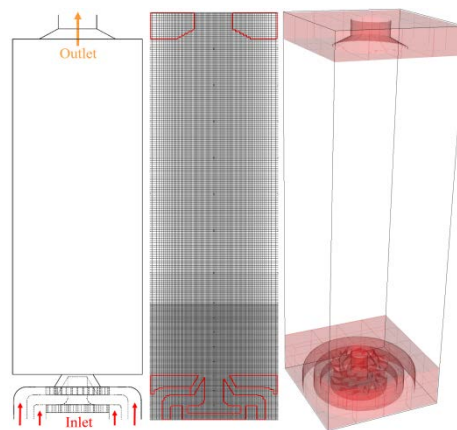


图10 计算采用的双旋流燃烧室几何模型与网格

Fig.10 Double-swirler combustor geometry model and mesh used for calculation

对于冷态工况，进口空气压强为0.4Mpa，温度为295K，进口总流量82g/s。采用大涡模拟结合本浸没边界方法，求解得到冷态流场，其三维速度矢量与流线如图11所示。

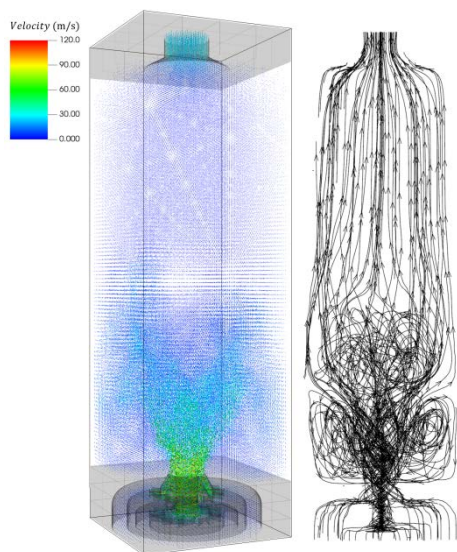


图 11 冷态工况速度矢量图与流线图

Fig.11 Velocity vector diagram and streamline diagram in cold condition

图 12 对比了基于本方法的 AECSC-IBM 软件模拟得到的旋流器出口轴向速度时均分布及采用相同数量贴体网格的 AECSC 及 FLUENT 软件模拟结果<sup>[4]</sup>, 图中用虚线标记了回流区大致形状, 本浸没边界方法模拟的双旋流燃烧室回流区形状接近 FLUENT 软件模拟结果, 而 AECSC 模拟得到的回流区则更宽。

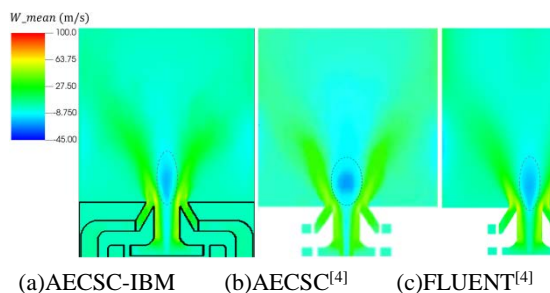
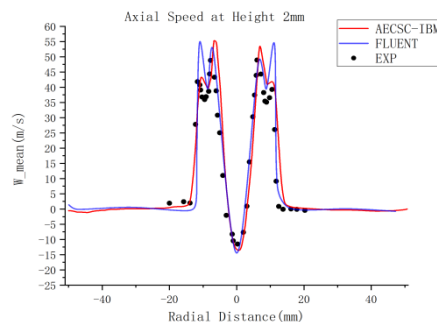


图 12 冷态工况时均轴向速度云图

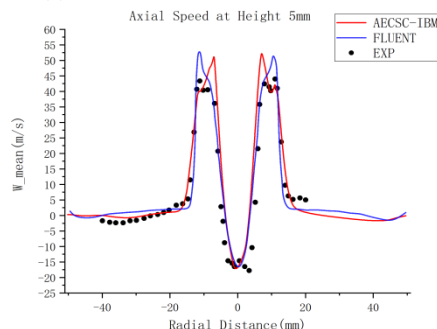
Fig.12 Mean axial velocity cloud diagram in cold condition

图 13、图 14 和图 15 分别为 GTMC 燃烧室旋流器出口后方时间平均的轴向速度分布、径向速度分布和切向速度分布对比图, 横坐标X代表径向测点与旋流器轴线的距离, 纵坐标Z代表在轴向上与旋流器出口平面之间的距离,  $U_{mean}$ 、 $V_{mean}$ 、 $W_{mean}$ 分别代表时间平均速度的径向、切向、轴向分量。将 AECSC-IBM 的求解得到的速度分布 (红色曲线) 和 FLUENT 采用贴体结构网格的模拟结果<sup>[23]</sup> (蓝色曲线) 以及实验数据 (黑色圆点) 对比, 两软件模拟结果均与实验值接近。在最靠近旋流器出口位置 (高度为 2mm) 存在两对轴向速度

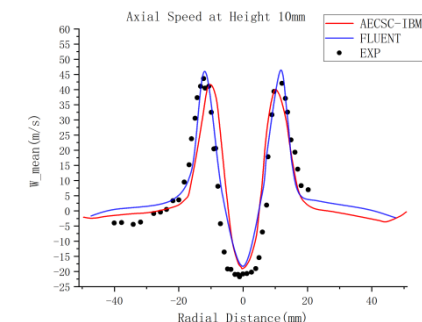
峰值, 分别由内旋流器和外旋流器形成。由实验数据可知, 靠近轴线的一对峰值相对更高。FLUENT 模拟结果中远离轴线的峰值相对更强, 而 AECSC-IBM 软件模拟的两个峰值与实验相符, 表明 AECSC-IBM 能更准确地模拟双级旋流器出口附近的流场。



(a) 旋流器出口高度 2mm 速度分布



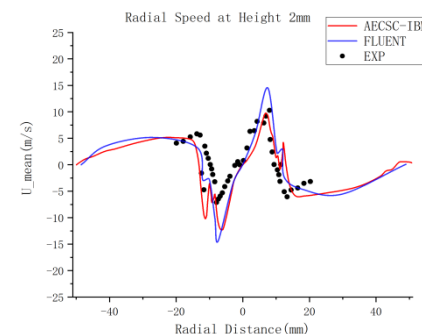
(b) 旋流器出口高度 5mm 速度分布



(c) 旋流器出口高度 10mm 速度分布

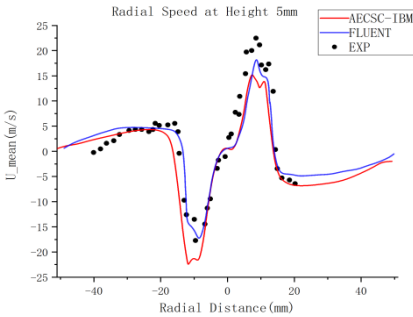
图 13 旋流器出口时均轴向速度分布

Fig.13 Time averaged axial velocity distribution at the outlet of the swirler

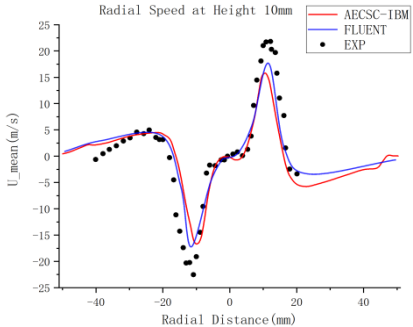


(a) 旋流器出口高度 2mm 速度分布





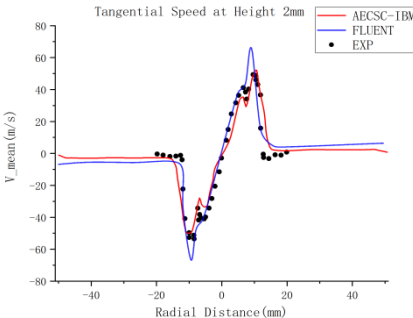
(b) 旋流器出口高度 5mm 速度分布



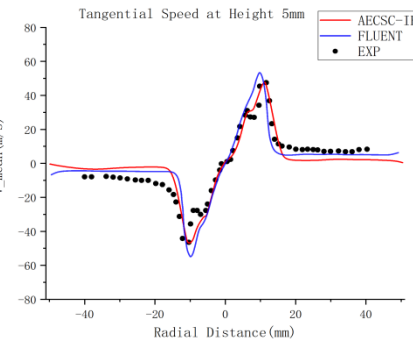
(c) 旋流器出口高度 10mm 速度分布

图 14 旋流器出口时均切向速度分布

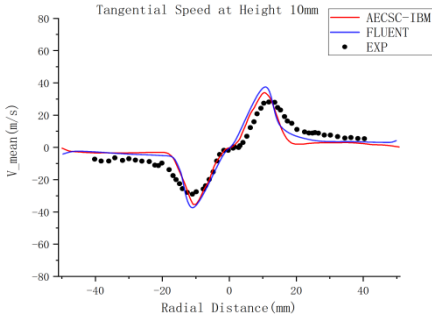
Fig.14 Time averaged tangential velocity distribution at the outlet of the swirler



(a) 旋流器出口高度 2mm 速度分布



(b) 旋流器出口高度 5mm 速度分布



(c) 旋流器出口高度 10mm 速度分布

图 15 旋流器出口时均径向速度分布

Fig.15 Time averaged radial velocity distribution at the outlet of the swirler

采用式 (20) 中的方法计算平均相对误差, 以径向为例,  $Error_U$  表示径向速度分量  $U$  的平均相对误差,  $U_{CAL}$  表示该方向上计算得到的速度分量,  $U_{EXP}$  表示实验得到的速度分量,  $n_{EXP}$  表示实验测点个数, 选取实验数据中最大的绝对值  $|U_{EXP}|_{max}$  作为参考值。得到双旋流燃烧室出口三种高度的截面上时均速度分布的平均相对误差如表 1 所示。

$$Error_U = \frac{\sum_1^{n_{EXP}} \frac{|U_{CAL} - U_{EXP}|}{|U_{EXP}|_{max}}}{n_{EXP}} \quad (20)$$

表 1 双旋流燃烧室算例时均速度平均相对误差

Table 1 Time-averaged velocity average relative error of the double-swirler combustor

Height (mm)	Direction of speed	Curvilinear coordinate system IBM	Body-fitted structural grid	
		AECSC- IBM	AECSC	FLUENT
2	Axial	13.8%	15.4%	15.1%
5	Axial	12.0%	11.7%	11.4%
10	Axial	21.2%	9.7%	15.8%
2	Tangential	15.4%	14.2%	11.2%
5	Tangential	11.6%	9.9%	11.2%
10	Tangential	18.0%	19.2%	14.3%
2	Radial	36.6%	75.3%	34.5%
5	Radial	16.9%	15.3%	11.9%
10	Radial	18.0%	14.3%	10.2%

由速度分量对比图以及平均相对误差表可知, 基于本曲线坐标系浸没边界方法模拟得到的速度场与实验值接近, 由表得 AECSC-IBM 模拟结果的时均轴向、径向、切向速度平均误差分别为 15.7%、23.8%、15.0%, 而 FLUENT 模拟结果相

应的三种速度平均误差分别 14.1%、18.9%、12.2%，时均速度的误差与采用贴体网格的 AECSC 和 FLUENT 模拟结果的误差相差不大。

双旋流燃烧室算例的冷态工况测试表明本方法结合 LES 能够准确模拟复杂结构内湍流流动现象，在此基础上，应用本方法结合 LES-TPDF 湍流燃烧模型对双旋流燃烧室的喷雾燃烧工况进行模拟。在该燃烧室热态实验中，采用航空煤油 Jet-A 作为燃料，燃料流量为 3g/s，进口空气压强 0.4MPa，温度为 550K，流量为 60g/s，由于实验未提供喷雾液滴粒子详细数据，这里参考采用贴体网格模拟本算例时假定的粒子数据<sup>[4]</sup>，其中煤油液滴粒子的初速度为 50m/s，温度为 380K，Sauter 平均直径（Sauter Mean Diameter, SMD）为 15。两相湍流燃烧的瞬态温度场与煤油质量分数等值线的实验照片和模拟结果分别如图 16 和图 17 所示，时间平均温度场实验照片和模拟结果分别如图 18 和图 19 所示。

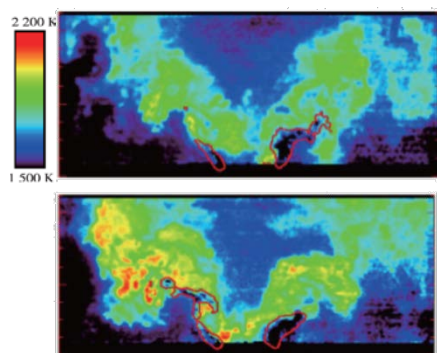


图 16 瞬态温度云图与煤油浓度等值线实验照片<sup>[22]</sup>

Fig.16 Experimental photos of transient temperature nephogram and isoline of kerosene mass fraction<sup>[22]</sup>

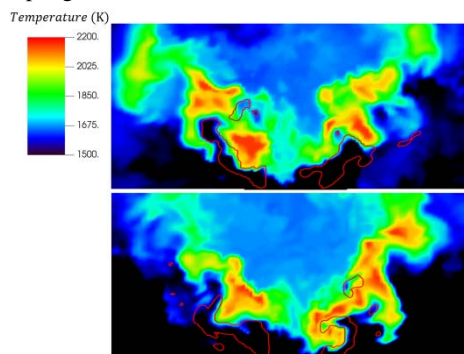


图 17 瞬态温度云图与煤油浓度等值线模拟结果

Fig.17 Simulation results of transient temperature nephogram and isoline of kerosene mass fraction

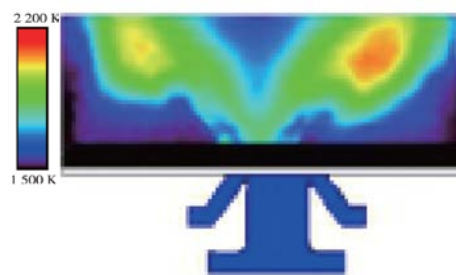


图 18 时均温度云图实验照片<sup>[22]</sup>

Fig.18 Experimental photo of time-average temperature nephogram<sup>[22]</sup>

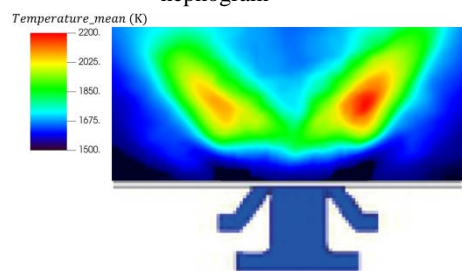


图 19 时均温度云图模拟结果

Fig.19 Simulation results of time-average temperature nephogram

温度云图可反映出湍流流动、液滴蒸发以及化学反应之间的相互作用。在瞬态温度云图中旋流器出口附近，由于煤油液滴蒸发吸热，形成靠近燃油喷嘴的低温区。液滴蒸发后在回流区附近进行较强烈的燃烧反应，并在喷雾锥面后侧形成高温区。在时均温度云图中，由于液滴最初从喷嘴喷出时 SMD 较大，蒸发出气相煤油较少，燃烧反应放热较少，结合蒸发的吸热作用导致温度较低。之后液滴粒子在与湍流流动相互作用下破碎和蒸发，燃烧反应增强，在时均温度云图实验照片中可看到耳垂形的高温区。在模拟结果中，温度分布与实验照片相似，模拟中液滴蒸发较快，耳垂形高温区相比实验提前，更靠近旋流器出口。

对双旋流燃烧室的冷态流动模拟和两相湍流燃烧模拟表明，应用本方法的 AECSC-IBM 软件能够精确地模拟包含旋流器等复杂结构的燃烧室中的湍流流动及燃烧化学反应。与采用贴体网格相比，浸没边界结合利用曲线坐标系进行局部加密的方法在含旋流器等复杂结构的燃烧室模拟中大幅降低了网格生成工作量，并且能保证旋流器等结构所在位置的合适的网格密度和高的网格质量。

## 2.2 真实航空燃气轮机燃烧室两相湍流燃烧模拟

本文选取具有 18 个相同头部的航空燃气轮机全环形燃烧室，其几何结构复杂，旋流器与火焰筒等部件上存在大量小尺度结构，且流道形状不规则，对于复杂结构内部湍流及燃烧数值模拟具有一定代表性，取其 1/18 的区域（单头部燃烧室）如图 20 所示，并模拟其中的两相湍流燃烧。

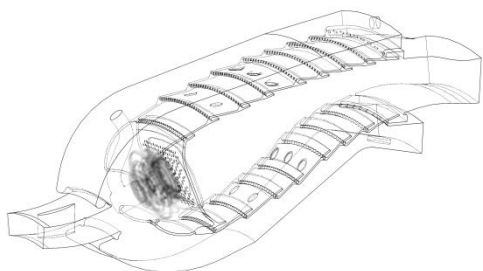


图 20 某型航空燃气轮机燃烧室单头部模型<sup>[1]</sup>

Fig.20 Single head model of a certain type of aviation gas turbine combustor<sup>[1]</sup>

IBM 采用背景网格标记方法，能够大幅减小燃烧室高质量网格划分的难度和工作量，并适合应用于大规模高效并行的燃烧室模拟<sup>[1]</sup>。为了测试本曲线坐标系中的浸没边界方法相比采用笛卡尔坐标系的浸没边界方法在求解复杂几何内流问题时的优势，本文首先基于这两种方法进行冷态流动模拟。为了保证网格分辨率足够，设置笛卡尔坐标系中的全场网格尺度为均匀的 0.5mm<sup>[1]</sup>。对于曲线坐标系中的背景网格，将全场网格尺度限制在不大于 0.5mm。在以上条件下划分得到两种坐标系下的背景网格，其中笛卡尔坐标系下网格总数为 5425 万，曲线坐标系下网格总数为 4637 万。

在背景网格基础上扫描燃烧室几何生成网格标记，如图 21 和图 22 所示。图 23 和图 24 分别为笛卡尔坐标系网格和曲线坐标系网格中的浸没边界网格标记，二者均准确映射了单头部燃烧室几何模型。

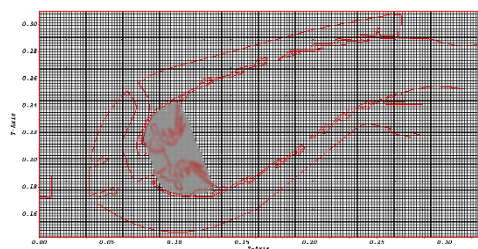


图 21 笛卡尔坐标系下中央截面背景网格及网格标记图

Fig.21 The background grid and grid marking diagram of

the central section in the Cartesian coordinate system

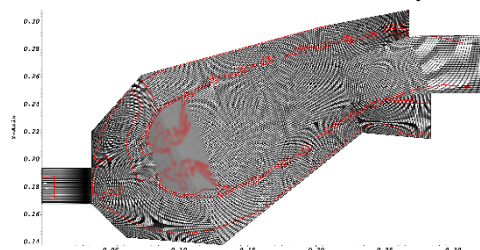


图 22 曲线坐标系下中央截面背景网格及网格标记图

Fig.22 The background grid and grid marking diagram of the central section in the curvilinear coordinate system

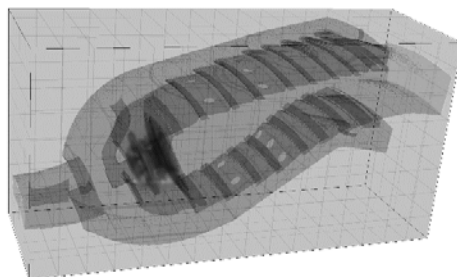


图 23 笛卡尔坐标系中三维浸没边界网格标记

Fig.23 3D immersion boundary mesh labeling in cartesian coordinates

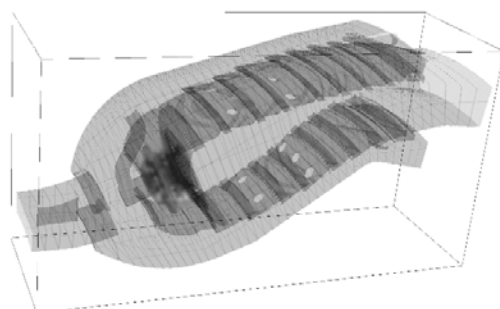


图 24 曲线坐标系中三维浸没边界网格标记

Fig.24 3D immersion boundary mesh labeling in curvilinear coordinates

图 25 和图 26 分别展示了笛卡尔坐标系网格与曲线坐标系网格的并行分块情况中央截面示意图，其中燃烧室曲线外侧区域被标记为无需求解的固体域。在笛卡尔坐标系背景网格中，38.3% 的并行分块内完全为固体域，此外还有大量固体域占比很高的分块，提高了并行计算负载均衡的难度，造成了计算资源浪费。

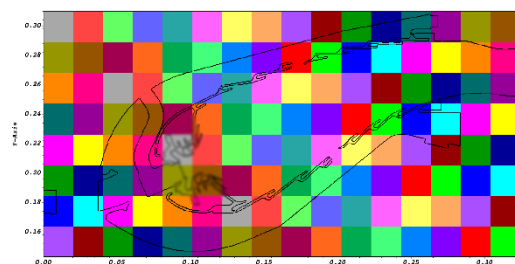


图 25 笛卡尔坐标系下中央截面并行分块划分情况示意图



Fig.25 Schematic diagram of the parallel block division of the central section in the Cartesian coordinate system

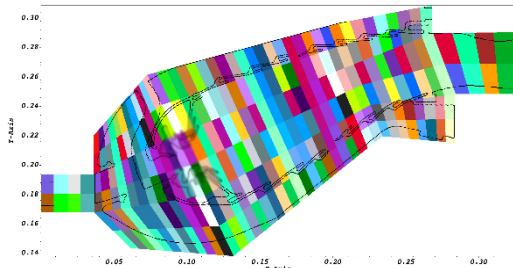


图 26 曲线坐标系下中央截面并行块划分情况示意图

Fig.26 Schematic diagram of the parallel block division of the central section in the curvilinear coordinate system

求解时,采用对应于网格分块的512个CPU,利用MPI框架并行计算。如表2所示,采用笛卡尔网格时,每千步约需6.6小时,采用曲线坐标系时,每千步约需2.8小时。可发现采用曲线坐标系浸没边界方法求解时总网格数为采用笛卡尔坐标系的84.8%,而求解时间则大幅缩短为采用笛卡尔坐标系时的42.9%,这可能与网格数过多时并行效率下降等因素有关。

表2 笛卡尔坐标系与曲线坐标系算例的网格与并行数据  
Table 2 Grid and parallel data of cases in cartesian and curvilinear coordinates

	Cartesian coordinate system	Curvilinear coordinate system
Grid scale " $\Delta$ "	$\Delta \equiv 0.5\text{mm}$	$\Delta \leq 0.5\text{mm}$
Total number of grids	$5.425 \times 10^7$	$4.637 \times 10^7$
Parallel blocks	512	512
Time spent per thousand steps	6.6 h	2.8 h

采用本曲线坐标系中的浸没边界方法能够大幅节约复杂结构内湍流流动模拟所需的计算资源。基于该方法模拟真实燃气轮机燃烧室中的湍流燃烧现象,以检验其精度并探索其应用于工程中的可行性。

在本文模拟的单头部燃烧室算例中,经压气机压缩过的空气密度为 $3.955\text{kg/m}^3$ ,压强为 $790216.58\text{Pa}$ ,温度为 $696.01\text{K}$ ,以 $121.07\text{m/s}$ 的速度沿X轴的正方向流入扩压器。初始温度 $400\text{K}$ 的燃油经半径 $3\text{mm}$ 的喷嘴以 $0.0077\text{kg/s}$ 的流量和 $39.5$ 的SMD值沿与旋流器轴线夹角 $60^\circ$ 的方向呈锥形喷出,并采用热沉积模型模拟电火花点火。点火一段时间后,得到充分发展的湍流燃烧场。其中稳定燃烧状态的燃烧室中央截面的流场速度矢量如图27所示。

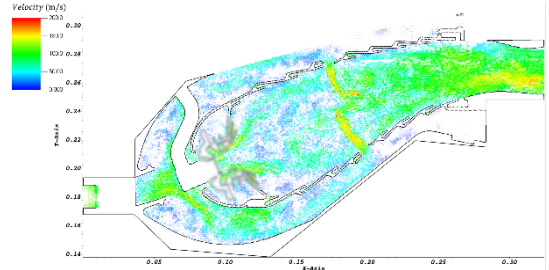


图 27 燃烧室中央截面瞬态速度云图

Fig.27 Transient velocity nephogram of the central section of the combustor

燃烧室中央截面的瞬态温度云图如图28所示,由图可知,温度较低燃油从喷嘴喷出后形成一段低温区,之后燃油蒸发并在主燃孔附近位置剧烈燃烧,放出大量热导致温度升高,掺混孔流入的冷空气使温度局部下降,之后未反应完全的碳氢化合物在掺混孔后方继续燃烧放热。火焰筒内外壁存在大量冷却孔,外部冷空气经小孔形成温度较低的气膜以避免火焰筒温度过高。

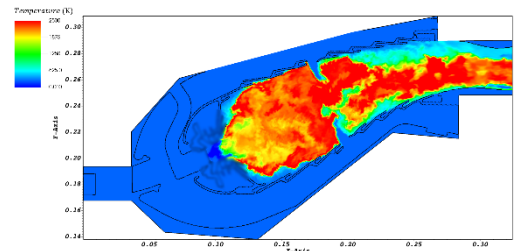


图 28 燃烧室中央截面瞬态温度云图

Fig.28 Transient temperature nephogram of the central section of the combustion chamber

燃烧室的旋流器功能重要而结构复杂,其产生如图29中蓝色区域所示的回流区,使火焰稳定,本文单头部燃烧室中采用斜切径向双级旋流器,一级斜切孔旋流器主要用于气动雾化,图中的回流区主要由流经二级径向旋流器的气流形成。

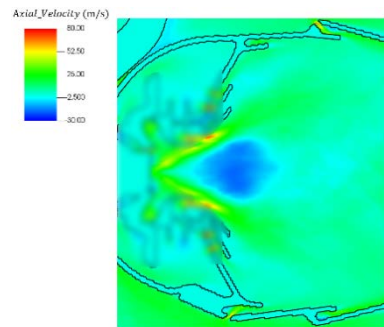


图 29 回流区附近时均轴向速度云图

Fig.29 Time-average axial velocity nephogram near the recirculation zone

中央截面的时均温度云图如图30所示,旋流器产生的高温回流区,在主燃孔附近的剧烈反应

导致的高温，掺混孔以及火焰筒壁面的冷却孔形成的低温区域。

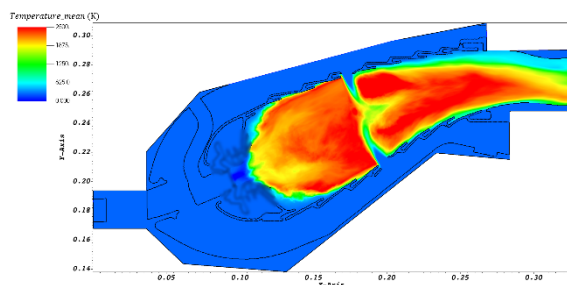


图 30 燃烧室中央截面时均温度云图

Fig.30 Time-average temperature nephogram of the central section of the combustion chamber

对火焰筒尾部测点截面位置的时均温度场作周向平均, 得到单头部燃烧室火焰筒尾部测点截面的径向温度分布随相对高度的变化曲线, 如图 31 所示。模拟得到的火焰筒尾部径向温度分布与实验值相近。

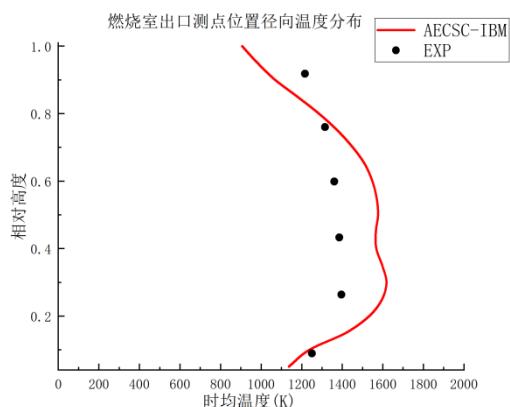


图 31 燃烧室出口测点位置径向温度分布

Fig.31 Radial temperature distribution of the measuring points at the exit of the combustor

在单头部燃烧室算例中，模拟得到测点截面的径向时均温度分布最大相对误差为 14.84%，均方根误差（RMSE）为 11.66%，表明 AECSC-IBM 软件能够准确模拟真实燃烧室模型内两相湍流燃烧过程。

### 2.3 折流燃烧室两相湍流燃烧模拟

基于 AECSC-IBM 软件模拟和研究某型真实结构的折流燃烧室, 其结构与内部流动情况如图 32 所示, 经压气机压缩过的高压空气经轴向扩压器进入燃烧室, 并分为三股流入火焰筒, 参加燃烧反应和与燃气掺混, 液相煤油由高速旋转的甩油盘进入主燃区。本文中所模拟该全环形燃烧室的 1/10 模型如图 33 所示。

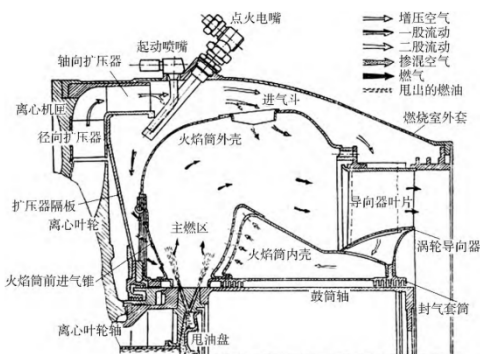
图 32 折流燃烧室结构及内部流动示意图<sup>[24]</sup>

Fig.32 Schematic diagram of the structure and internal flow of the slinger combustor<sup>[24]</sup>

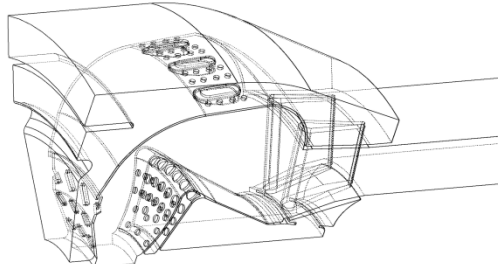


图 33 折流燃烧室几何模型

Fig.33 Geometric model of the slinger combustor

折流燃烧室的 STL 模型如下图 34 所示, 实际为三个多脚面组成的面网格, 对应于流体和固体网格标记边界的燃烧室几何壁面的三维示意图如图 35 所示, 可知由网格标记表示的三维燃烧室模型与图 33 中的燃烧室模型一致, 因此 1.1 中的扫描算法能够准确地将折流燃烧室几何模型映射为网格标记。

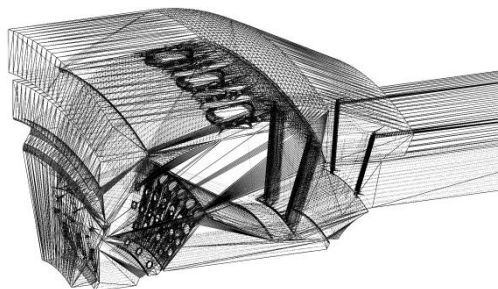


图 34 折流燃烧室的三角面网格

Fig.34 Triangular surface grid of the refractory combustion chamber

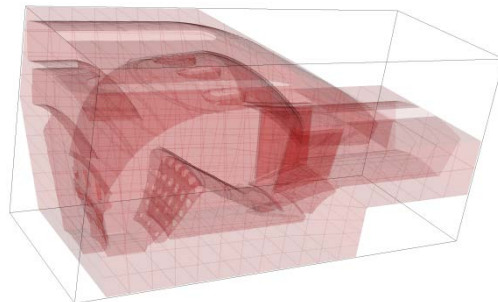




图 35 三维网格标记示意图

Fig.35 3D grid marker schematic

采用该折流燃烧室整机性能试验数据<sup>[24]</sup>中巡航状态设计点(相对转速95%)工况中的燃烧室进口数据作为本文折流燃烧室算例模拟的进口条件。总温为493.6K, 总压为485822.5Pa的空气以1.233kg/s的质量流量经模型左上方的轴向扩压器流入折流燃烧室的1/10模型中, 流场达到稳定后, 三维瞬态速度矢量图如图36所示, 三维流线图向X-Y平面的二维投影如图37所示。

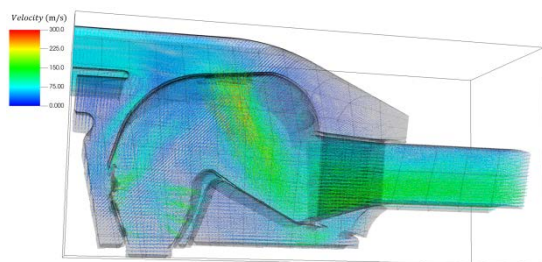


图 36 冷态流场三维速度矢量图

Fig.36 3D velocity vector diagram of cold flow field

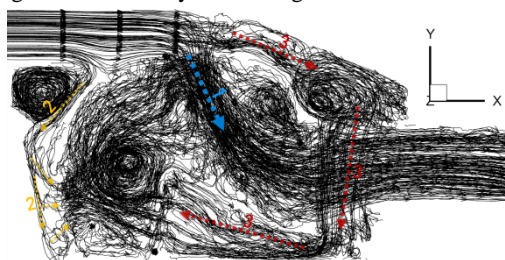


图 37 冷态流场三维流线与三股气流示意图

Fig.37 Schematic diagram of 3D flow lines and three streams of cold flow field

从图37可知空气经轴向扩压器流入燃烧室后, 分为三股主要气流: 第1股气流经过火焰筒外壳的进气斗进入火焰筒, 在图中用蓝色箭头标记, 这股气流的流量约占进口流量的75%, 用于与在主燃区燃烧后的高温燃气掺混; 第2股气流首先沿火焰筒外壳向离心叶轮轴心方向流动, 并经前进气锥进入火焰筒主燃区, 图中用黄色箭头标记了其流动方向, 这股气流约占进口气流量的12.5%; 第3股气流首先在燃烧室外套和火焰筒外壳之间大致沿轴向流动, 然后沿径向通过空心的涡轮导向叶片流经火焰筒内壳与鼓筒轴之间的流道, 最终进入主燃区, 这股气流也约占进口气流量的12.5%。

在图33中折流燃烧室模型的基础上大幅简化, 仅保留火焰筒内部流道的简单结构, 作为液滴粒

子轨迹求解的计算域, 如图38所示。

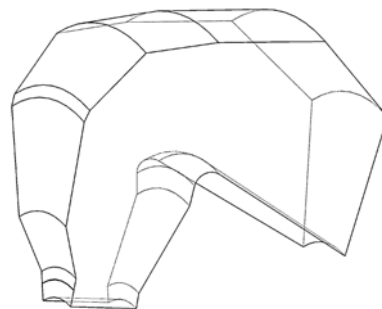


图 38 液滴粒子轨迹求解的计算域模型

Fig.38 Computational domain model for solving droplet particle trajectories

采用生成图35中网格标记相同的算法, 扫描图38中的简化火焰筒流道几何, 获取边界处的法向量并生成用于求解粒子轨迹的网格标记。用于气相湍流燃烧模拟和粒子轨迹求解的网格标记如图39所示, 其中灰色部分表示用欧拉法求解气相湍流燃烧时的燃烧室壁面, 蓝色部分表示用拉格朗日法求解煤油液滴运动轨迹时的计算域。

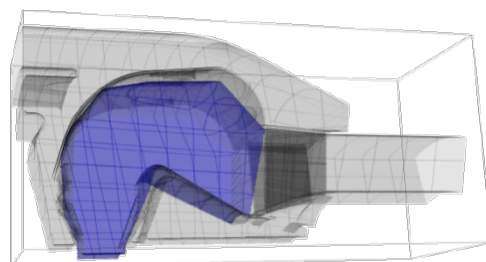


图 39 用于求解气相燃烧和液滴粒子轨迹的三维网格标记

Fig.39 3D grid markers for solving gas phase combustion and droplet particle trajectories

首先根据两种网格标记求解得到无燃烧反应时的液滴粒子运动轨迹, 如图40所示。煤油液滴从甩油盘边缘沿图中黄色箭头方向进入计算域, 之后受到红色箭头1表示的来自前进气锥气流的作用下向燃烧室后方运动至靠近火焰筒内壳的位置, 其后跟随用红色箭头2表示的从火焰筒内壳流入的气流运动并与红色箭头3所示的前进气锥气流相遇, 沿图37中所示的主燃区涡结构的边缘向火焰筒外壳运动。部分粒子运动到靠近火焰筒外壳的液滴运动的计算域边界, 并在反弹后随红色箭头4所示的进气斗进入的气流继续运动。

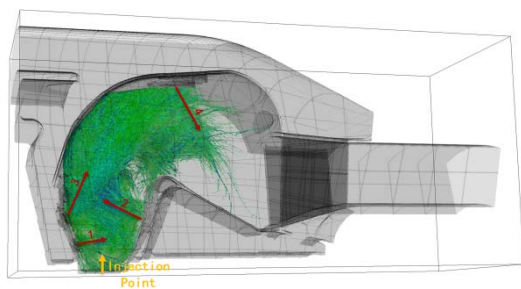


图 40 冷态工况煤油液滴粒子运动轨迹

Fig.40 Trajectory of kerosene droplet particles in cold working condition

对于本文中模拟的折流燃烧室1/10模型，其巡航状态设计点（相对转速95%）工况的燃油流量为0.0195225kg/s。采用 $C_{12}H_{23}$ 作为航空煤油的替代组分，并基于烷烃通用四步反应机理<sup>[25]</sup>模拟其燃烧化学反应。点火并计算一段时间后，得到充分发展的湍流燃烧场。

图41中展示了稳定燃烧状态下瞬态的中央截面气相煤油浓度分布和速度矢量分布，气相煤油输运方程的计算域与煤油液滴运动的计算域不同，对应于未简化的折流燃烧室模型。由图41可知液相煤油在主燃区内全部蒸发为气相煤油，且气相煤油在与进气斗流入的冷气流掺混前基本完全参与反应而分解。在主燃区中心位置，高速煤油液滴沿径向带动气流运动。因此速度矢量图中，在煤油浓度较高的位置，存在沿煤油液滴运动方向流动的小股气流。而在燃烧器出口位置，由于燃烧放热导致气体密度降低，喷雾燃烧状态下的气流速度明显高于图36中冷态流动的速度。

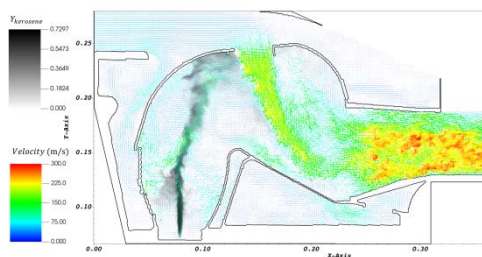


图 41 中央截面瞬态煤油浓度分布与速度矢量图

Fig.41 Central section transient kerosene concentration distribution and velocity vector diagram

整机实验中的燃烧室出口温度测点如图42所示。统计模拟得到的温度场，得到折流燃烧室中的时均温度分布，燃烧室中央截面时均温度如图43所示，选取涡轮导向器叶片前缘垂直于X轴的截面，其时均温度云图如图44所示。

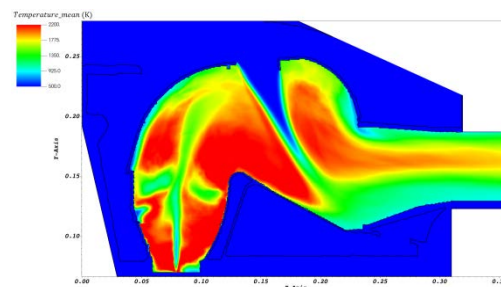
图 42 涡轮导向器叶片上的总温探针<sup>[24]</sup>Fig.42 Total temperature probes on turbine guide blades<sup>[24]</sup>

图 43 中央截面时均温度云图

Fig.43 Time-averaged temperature cloud of central section

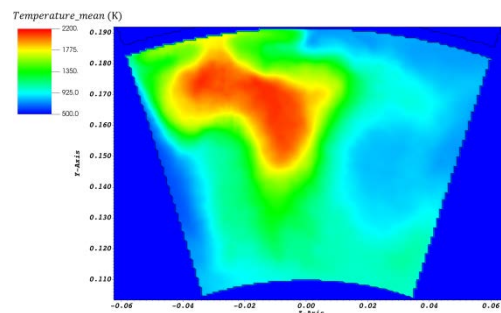


图 44 涡轮导向器叶片前部截面时均温度云图

Fig.44 Time-averaged temperature cloud of the front section of the turbine guide blade

将图44截面上的流体计算域的时均温度作周向平均，得到时均径向温度分布曲线，并与实验中的涡轮导向器叶片上测点测量得到数据对比，得到燃烧室出口径向温度分布曲线，如图45所示。在涡轮导向器叶片叶尖和叶根附近温度较低，而在叶片中部靠近叶尖的位置较高，呈倒“C”形状。模拟得到的温度分布规律与实验测量的结果一致，这种温度分布规律有利于延长热端部件的工作寿命，符合燃烧室设计的要求。

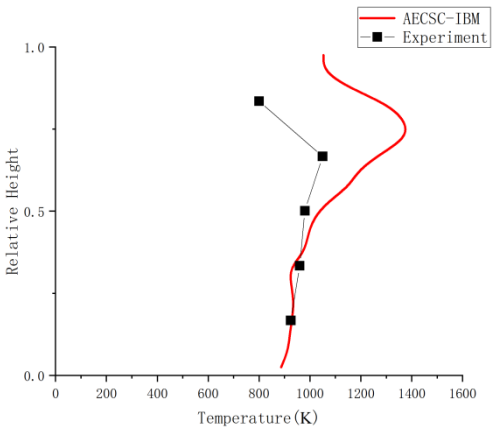


图 45 燃烧室出口测点截面时均径向温度分布

Fig.45 Time-averaged radial temperature distribution of the combustion chamber exit measurement point

表 3 中在模拟得到的燃烧室出口时均径向温度分布曲线上对应于实验测点的位置取值,并将其与实验测量得到的燃烧室出口温度对比。模拟得到的出口温度总体偏高,在涡轮导向器叶根附近与实验值相差不大,而在叶尖附近误差偏高,五个测点位置的平均相对误差为17.95%。

表 3 燃烧室出口测点位置温度模拟值与实验值相对误差

Table 3 Relative error between the simulation and experimental value of temperature distribution at the outlet of the combustion chamber

Relative Height	Experiment (K)	Simulation (K)	Relative Error
0.1650	924.4	928.9	0.48%

[1] 王方,王煜栋,姜胜利,等. AECSC-JASMIN 湍流燃烧仿真软件研发和检验[J]. 航空学报, 2021, 42(12): 128-140.  
Wang Fang, Wang Yudong, Jiang Shengli, et al. Development and inspection of AECSC-JASMIN turbulent combustion simulation software[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2021, 42(12): 128-140.(in Chinese)

[2] Jones W P, Tyliczszak A. Large eddy simulation of spark ignition in a gas turbine combustor[J]. Flow, Turbulence and Combustion, 2010, 85: 711-734.

[3] Jones W P, Marquis A J, Vogiatzaki K. Large-eddy simulation of spray combustion in a gas turbine combustor[J]. Combustion and Flame, 2014, 161: 222-239.

[4] 曾家,金捷,张晟,等. 基于 LES-PDF 方法的双旋流模型燃烧室数值模拟[J]. 气体物理, 2019, 4(5): 52-64.  
Zeng Jia, Jin Jie, Zhang Sheng, et al. Numerical simulation of double-swirled model combustor based on LES-PDF[J]. Physics of Gases, 2019, 4(5): 52-64.(in Chinese).

0.3325	959.7	929.5	3.14%
0.5000	980.0	1039.7	6.09%
0.6675	1049.6	1265.1	20.53%
0.8350	799.5	1275.4	59.51%

一方面,模拟中采用绝热壁面边界条件,且不考虑辐射传热,与实际情况有差异。并且考虑到实验测点被镶嵌于涡轮导向器叶片上,测点测得的温度受到叶片本身温度的影响,因此测得的温度可能略低于流场中的温度。另一方面,本文中采用  $C_{12}H_{23}$  作为航空煤油的替代组分,其物性和热值与实验中采用的航空煤油可能存在差异。另外,本文模拟折流燃烧室时将甩油盘初始雾化出的煤油液雾简化为从一个固定的点状喷口喷出的液雾,可能对温度分布造成影响。

3 结论

本文采用曲线坐标系浸没边界方法结合 LES-TPDF 湍流燃烧模型构建了航空发动机燃烧室性能模拟数字孪生模型,模拟本文中的燃烧室算例时,能够精确分辨燃烧室细节结构及获得燃烧室内的三维湍流燃烧场,文中实现的燃烧室数字孪生体系可能为真实航空发动机燃烧室的设计提供一定的参考价值。

参考文献:

[5] JONES W P, MARQUIS A J, VOGIATZAKI K. Large-eddy simulation of spray combustion in a gas turbine combustor[J]. Combustion and Flame, 2013, 161(1): 222-239.

[6] Tachibana S, Saito K, Yamamoto T, et al. Experimental and numerical investigation of thermo-acoustic instability in a liquid-fuel aero-engine combustor at elevated pressure: validity of large-eddy simulation of spray combustion[J]. Combustion and Flame, 2015, 162(6): 2621-2637.

[7] Cheng Y, Jin T, Luo K, et al. Large eddy simulations of spray combustion instability in an aero-engine combustor at elevated temperature and pressure[J]. Aerospace Science and Technology, 2021, 108: 106329.

[8] 阎超,于剑,徐磊,等. CFD 模拟方法的发展成就与展望[J]. 力学进展, 2011, 41(05): 562-589.  
Yan Chao, Yu Jian, Xu Jinglei, et al. On the Achievements and Prospects for the Method of Computational Fluid Dynamics[J]. Advances in Mechanics, 2011, 41(05): 562-589.(in Chinese)

[9] Peskin C S. Flow patterns around heart valves: a numerical method[J]. Journal of Computational Physics,

1972, 10(2): 252-271.

[10] Mohammadi M, Nassab S A G. Application of the immersed boundary method in solution of radiative heat transfer problems[J]. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2021, 260: 107467.

[11] Mittal R, Iaccarino G. Immersed boundary methods[J]. Annual Reviews of Fluid Mechanics. 2005, 37: 239-261.

[12] Gropp W, Lusk E, Skjellum A. Using MPI: portable parallel programming with the message-passing interface[M]. England: The MIT Press, 2014.

[13] 郭涛, 张纹惠, 王文全, 等. 基于 IBM 法的低雷诺数下涡激振动高质量比效应的研究[J]. 工程力学, 2022, 39(03): 222-232.

Guo Tao, Zhang Wenhui, Wang Wenquan, et al. Effects of heigh mass and dampng ratio on VIV of a circular cylinder with low reynolds number[J]. Engineering Mechanics, 2022, 39(03): 222-232.(in Chinese)

[14] 张漫, 王铮钧, 王晶, 等. 航空发动机内流全场流动的大涡模拟[J]. 航空动力, 2021, 19(02): 57-60.

ZHANG Man, WANG Zhengjun, WANG Jing, et al. Large Eddy Simulation on Internal Flow of Aero Engine[J]. Aerospace Power, 2021, 19(02): 59-60.

[15] 金捷, 刘邓欢. 航空发动机燃烧室湍流两相燃烧模型发展现状[J]. 南京航空航天大学学报, 2016, 03: 303-309.

JIN Jie, LIU Denghuan. Recent advance in turbulent two-phase combustion models[J]. Journal of Nanjing University of Aeronautics & Astronautics, 2016, 03: 303-309.

[16] JONES W P, PRASAD V N. Large Eddy Simulation of the Sandia Flame Series (D-F) using the Eulerian stochastic field method[J]. Combustion and Flame, 2010, 157(9): 1621-1636.

[17] WANG F, LIU R, DOU L, et al. A dual timescale model for micromixing and its application in LES/TPDF simulations of turbulent nonpremixed flames[J]. Chinese Journal of Aerinautics, 2019, 32(4): 52-64.

[18] JABERI F A, COLUCCI P J, JAMES S, et al. Filtered mass density function for large-eddy simulation of turbulent reacting flows[J]. Journal of Fluid Mechanics,

1999, 401(2): 85-121.

[19] Lagae A, Dutré P. An efficient ray-quadrilateral intersection test[J]. Journal of Graphics Tools, 2005, 10(4): 23-32.

[20] 杨庆山, 陈飞新, 赵乐, 等. 基于大涡模拟的大气边界层湍流强度对低矮房屋风荷载特性影响研究[J]. 工程力学, 2021, 38(12): 25-38.

Yang Qingshan, Chen Feixin, Zhao Le, et al. Effects on upstream turbulence intensity on aerodynamic loads of low-rise buildings in atmospheric boundary layer flow using large eddy simulation[J]. Engineering Mechanics, 2021, 38(12): 25-38.(in Chinese)

[21] 闫渤文, 马晨燕, 赵乐, 等. 强台风下带挑檐双坡低矮房屋风荷载特性大涡模拟方法适用性研究[J]. 工程力学, 2021, 38(11): 66-78+133.

Yan Bowen, Ma Chenyan, Zhao Le, et al. Study in the applicability of large eddy simulation method for wind load characteristics of low-rise buildings with eaves and double slopes under strong typhoons[J]. Engineering Mechanics, 2021, 38(11): 66-78+133.(in Chinese)

[22] Meier U, Heinze J, Freitag S, et al. Spray and flame structure of a generic injector at aeroengine conditions[J]. The Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 2012, 134(3): 031503.

[23] BARLOW R S, FRANK J H, Effects of turbulence on species mass fractions in methane/air jet flames[J]. Symposium (International) on Combustion, 1998, 27(1): 1087-1095.

[24] 刘邓欢, 金捷, 王方, 等. 涡轮喷气式发动机整机环境下折流燃烧室性能实验[J]. 航空动力学报, 2015, 30(10): 2410-2415.

LIU Denghuan, JIN Jie, WANG Fang, et al. Performance test of slinger combustor of turbojet engine running in engine test[J]. Journal of Aerospace Power, 2015, 30(10): 2410-2415.

[25] KUNDU K P, DEUR J. A Simplified Reaction Mechanism for Calculation of Emissions in Hydrocarbon (Jet-A) Combustion[C]. 29th Joint Propulsion Conference and Exhibit, 1993: 2341.