



力学学报

Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics

ISSN 0459-1879, CN 11-2062/O3

《力学学报》网络首发论文

题目： 分区参数对超声速湍流燃烧动态分区火焰面模拟的影响
作者： 南江浪, 张政, 姚卫, 刘凤君
网络首发日期： 2023-11-28
引用格式： 南江浪, 张政, 姚卫, 刘凤君. 分区参数对超声速湍流燃烧动态分区火焰面模拟的影响[J/OL]. 力学学报.
<https://link.cnki.net/urlid/11.2062.O3.20231124.1806.002>



网络首发：在编辑部工作流程中，稿件从录用到出版要经历录用定稿、排版定稿、整期汇编定稿等阶段。录用定稿指内容已经确定，且通过同行评议、主编终审同意刊用的稿件。排版定稿指录用定稿按照期刊特定版式（包括网络呈现版式）排版后的稿件，可暂不确定出版年、卷、期和页码。整期汇编定稿指出版年、卷、期、页码均已确定的印刷或数字出版的整期汇编稿件。录用定稿网络首发稿件内容必须符合《出版管理条例》和《期刊出版管理规定》的有关规定；学术研究成果具有创新性、科学性和先进性，符合编辑部对刊文的录用要求，不存在学术不端行为及其他侵权行为；稿件内容应基本符合国家有关书刊编辑、出版的技术标准，正确使用和统一规范语言文字、符号、数字、外文字母、法定计量单位及地图标注等。为确保录用定稿网络首发的严肃性，录用定稿一经发布，不得修改论文题目、作者、机构名称和学术内容，只可基于编辑规范进行少量文字的修改。

出版确认：纸质期刊编辑部通过与《中国学术期刊（光盘版）》电子杂志社有限公司签约，在《中国学术期刊（网络版）》出版传播平台上创办与纸质期刊内容一致的网络版，以单篇或整期出版形式，在印刷出版之前刊发论文的录用定稿、排版定稿、整期汇编定稿。因为《中国学术期刊（网络版）》是国家新闻出版广电总局批准的网络连续型出版物（ISSN 2096-4188，CN 11-6037/Z），所以签约期刊的网络版上网络首发论文视为正式出版。

分区参数对超声速湍流燃烧动态分区火焰面模拟的影响¹⁾

南江浪^{*,2)} 张政^{†,3)} 姚卫^{†,**,4)} 刘凤君^{*}

^{*} (北京动力机械研究所, 北京 100074)

[†] (中国科学院力学研究所高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190)

^{**} (中国科学院大学工程科学学院, 北京 100049)

摘要 文章基于动态分区火焰面模型 (DZFM) 和改进延迟分离涡 (IDDES) 湍流模型对 DLR 中心支板稳焰的超声速燃烧室进行数值模拟. 对无反应状态燃烧室的模拟准备复现了燃烧室内复杂的波系结构以及中心射流失稳发展过程, 燃烧状态下的模拟结果较好的捕捉了火焰推举、OH 基团以及平均温度等火焰结构特征, 由此验证了所采用数值模拟方法的适用性. 此外, 由反应状态标量 (OH 基) 在混合分数空间中的分布可知, 反应标量与混合分数在全场内不满足强相关性. 通过增加流向坐标、马赫数以及燃烧热释放速率作分区参数可显著抑制反应状态标量在混合分数空间内的条件脉动, 其中热释放速率的作用最显著. 进一步对比采用不同多参数分区的 DZFM 模型所得火焰结构, 发现对于处于预混燃烧状态的支板尾迹区以及高雷诺数剪切层区域火焰, 采用包含燃烧热释放速率、流向坐标以及混合分数作为分区指标的三参数分区 DZFM 模型可显著提高模型的准确性.

关键词 超声速燃烧, 动态分区火焰面, 多参数分区, 条件脉动, 改进延迟分离涡模拟

文献标识码: A doi: 10.6052/0459-1879-23-438

EFFECT OF ZONING PARAMETERS ON DYNAMIC ZONE FLAMELET MODELING OF SUPERSONIC TURBULENT COMBUSTION¹⁾

Nan Jianglang^{*,2)} Zhang Zheng^{†,3)} Yao Wei^{†,**,4)} Liu Fengjun^{*}

^{*} (Beijing Power Machinery Research Institute, Beijing 100074)

[†] (State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190)

^{**} (College of Engineering Science, University of the Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100049)

Abstract This paper presents a numerical simulation of the DLR supersonic combustor stabilized by a central strut, based on the Dynamic Zone Flamelet Model (DZFM) and the Improved Delayed Detached Eddy Simulation (IDDES) turbulence model. The simulation of the combustion chamber under a non-reactive condition reproduces the complex

1) 国家重点研发计划(2021YFA0719204)、国家自然科学基金(12272387)和中国科学院战略性先导科技专项B类(XDB0500301)资助项目.

2) 通讯作者: 南江浪, 硕士研究生, 主要研究方向为超声速燃烧数值模拟, E-mail: nanjianglang@163.com

3) 通讯作者: 张政, E-mail: zhangzheng@imech.ac.cn

4) 通讯作者: 姚卫, E-mail: weiyao@imech.ac.cn

引用格式: 南江浪, 张政, 姚卫, 刘凤君. 分区参数对超声速湍流燃烧动态分区火焰面模拟的影响. 力学学报, 2024, 56(3): 1-11
Nan Jianglang, Zhang Zheng, Yao Wei, Liu Fengjun. Effect of zoning parameters on dynamic zone flamelet modeling of supersonic turbulent combustion. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2024, 56(3): 1-11

wave structure and instability development of the central jet. The simulation results under the reactive condition successfully capture flame lift-off, OH radicals, average temperature, and other flame structural characteristics, thus validating the suitability of the numerical simulation method used in this study. Furthermore, it is observed from the distribution of reaction scalar (OH radical) in mixture fraction space that, the strong correlation between reaction scalar and mixture fraction is unavailable throughout the entire field. It is found that through introducing multi-zoning parameters such as flow direction coordinates, Mach number, and combustion heat release rate can significantly suppress the conditional fluctuation of the reaction state scalar in the mixed fraction space. Comparing the flame structure obtained by using the DZFM model with different multi-parameter-zoning strategies, it is found that in the tail region of the support plate and the high Reynolds number shear layer area, where the flame is in a premixed combustion state, the three-parameter zoning DZFM model including the combustion heat release rate and Mach number as zoning indicators, can significantly improve the accuracy of the model.

Key words supersonic combustion, dynamic zone flamelet, multi-parameter zoning, conditional fluctuation, improved delayed detached eddy simulation

引言

近几十年来,超燃冲压发动机作为高超声速飞行器最有前景的发动机之一,是世界各国竞相发展的热点领域之一^[1].超燃冲压发动机具有结构简单、性能突出等特点,且发动机能够提供较高比冲,满足高超声速飞行的性能要求,因此超燃冲压发动机在远程快速的民用运输和可重复的太空探索往返飞行方面表现出了巨大的潜力^[2].一般来说,超燃冲压发动机地面实验具有极大挑战,特别在高马赫飞行条件下更加难以实现复杂且长时间的测试.此外,受限于目前的测量技术发展水平和高昂的地面实验费用,超燃冲压发动机的设计阶段进行飞行实验是难以实现的.因此,高保真计算流体力学(CFD)数值模拟已经成为超燃冲压发动机研究和设计领域的必要方法^[3].

由于超声速燃烧流动过程的复杂性和高昂的计算成本,模拟超声速燃烧通常具有较大难度^[4].通常,在超声速燃烧室内强冲击波与其他流动模式,如边界层^[5]、剪切层^[6]和涡流^[7]进行复杂相互作用,这些过程与燃烧化学反应耦合形成了一个复杂的可压缩湍流燃烧过程,并在燃烧室内随时空迅速演变^[8].因此,超燃冲压发动机中的燃烧是极度不稳定的,并且包含丰富的特征时间尺度和空间尺度,这给数值模拟带来了巨大的困难^[4].为准确捕捉发动机内复杂的极限燃烧行为,如点熄火,超亚燃模态转换等,采用详细化学反应与大涡模拟(LES)成为超燃冲压发动机数值仿真的必然趋势^[9].

然而,在实际工程应用中采用包含千万或亿级网格量的高分辨率LES需花费巨大的计算时间成本,尤其对于包含几十甚至几百步基元反应的燃烧模拟,其化学反应求解将占据50%以上的CPU时间^[10].为了减少化学反应求解的计算时间,目前主要通过,加速化学基元反应直接求解,如化学反应机理简化,化学反应建表,及基于人工神经网络或GPU加速等方法,或采用守恒标量类湍流燃烧模型,如各类火焰面模型^[11],条件矩封闭模型(CMC)^[12]等.上述模型将流动与燃烧解耦,将反应标量通过分布函数映射于守恒标量(如混合分数、化学反应进度变量)的状态空间,实现湍流燃烧的降维求解,从而无需采用有限速率类模型(如PaSR^[13]和EDC^[14]等)中的方法对每个计算网格节点进行耗时的化学反应求解,从而实现包含详细化学反应机理的湍流燃烧高效模拟.

相较于亚声速燃烧,高超声速燃烧多为高雷诺数流动,化学反应与湍流脉动时间尺度相当,湍流小尺度涡与反应区相互作用.因此,基于薄火焰面系综的火焰面类模型在高超声速湍流燃烧的适应性受到挑战.而CMC类模型基于统计上的条件平均概念构建映射于条件参数空间内的火焰面(条件矩),不受物理上薄火焰面假设的限制,具有更广泛的适用性^[12].为准确封闭CMC类模型反应源项,需满足CMC网格反应参数在其条件均值附近小脉动的要求.对于低速不可压缩扩散火焰,简单的单条件一阶CMC模型即可获得与实验较好吻合的结果^[15].对于包含复

杂的点火, 熄火等临界燃烧过程, 如超声速湍流燃烧问题, CMC 模型的准确封闭可采用双条件矩方法, 以降低反应参数偏离条件均值的脉动, 或通过二阶 CMC 模型对脉动项进行封闭^[6]. 双条件矩及二阶矩方法虽然提升了模型的准确性, 但其一方面增加了求解方程的数量, 另一方面对于高阶矩的模化封闭仍未成熟. 此外, 对于包含详细反应机理的 LES 模拟, 采用双条件或二阶矩将显著提高计算花销和模型复杂程度, 不利于模型的工程化应用. 近年来, 基于动态分区概念, Yao 等^[17] 采用与传统 CMC 模型中静态几何坐标分区方法不同的基于热力学参数动态分区的 CMC 网格聚类划分方法, 提出动态分区火焰面模型 (DZFM). 通过混合分数以及其他与反应状态强相关的参数对数值计算网格进行聚类分区, 使各分区内反应状态参数的条件平均脉动降低, 在局部分区内实现条件参数 (混合分数) 与反应参数的强相关, 从而实现分区火焰面对局部反应状态的准确表征. 当前基于 DZFM 方法的超声速湍流燃烧模拟普遍采用混合分数与流向坐标双参数分区的方法, 分区参数空间的选取对 DZFM 模型准确性的影响尚未进行研究. 本文采用德国航空航天中心 (DLR) 研发的超燃冲压发动机模型进行数值模型测试研究^[18]. 其结构简单, 实验数据丰富, 国内外学者已采用 DLR 燃烧室开展了大量的超声速湍流燃烧模型开发与验证研究^[19]. 本文基于 DZFM, 对 DLR 支板稳焰的吸气式超声速氢气燃烧室进行改进延迟分离涡模拟 (IDDES), 研究不同分区参数的选取对 DZFM 模型准确性的影响.

1 物理模型与数值方法

1.1 控制方程与湍流模型

对包含反应的三维可压缩 N-S 方程 (Navier-Stokes) 方程进行求解. 所有的变量 (ρ, u_i, H_t, ξ) 通过 Favre 平均分解为大涡模拟空间过滤后直接求解的平均量, \bar{f} 和未求解的脉动量, f' , 由此得到的质量、动量、能量、混合分数及其脉动的控制方程如下

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial (\bar{\tau}_{ij} - \tau_{ij})}{\partial x_j} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{H}_t}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{H}_t}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\rho} D_T \frac{\partial \tilde{H}_t}{\partial x_j} + \sum_{\alpha=1}^L \bar{\rho} D_\alpha \frac{\partial \tilde{Y}_\alpha}{\partial x_j} \tilde{H}_\alpha \right) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} - \frac{\partial \tilde{u}_j (\bar{\tau}_{ij} - \tau_{ij})}{\partial x_j} = - \frac{\partial \Psi_{T,j}}{\partial x_j} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\xi}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{\xi}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\rho} D_\xi \frac{\partial \tilde{\xi}}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial \Psi_{\xi,j}}{\partial x_j} \quad (4)$$

$$\tilde{\xi}'^2 = C_{var} d_{IDDES}^2 \left(\frac{\partial \tilde{\xi}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{\xi}}{\partial x_j} \right) \quad (5)$$

$$\rho_\eta \frac{\partial Q_\alpha}{\partial t} + \langle \rho u_j \eta \rangle_{zone} \frac{\partial Q_\alpha}{\partial x_j} - \left\langle \rho D_\xi \frac{\partial \xi}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial Q_\alpha}{\partial \eta} \right) \eta \right\rangle_{zone} - \left\langle \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho D_\alpha \frac{\partial Q_\alpha}{\partial x_j} \right) \eta \right\rangle_{zone} = \rho_\eta \frac{D_\alpha}{D_\xi} \langle \chi \eta \rangle_{zone} \frac{\partial^2 Q_\alpha}{\partial \eta^2} + \rho_\eta \left(\frac{D_\alpha}{D_\xi} - 1 \right) M_\eta \frac{\partial Q_\alpha}{\partial \eta} + \rho_\eta \langle W_\alpha \eta \rangle_{zone} \quad (6)$$

$$\tilde{H}_t = \tilde{H} + \frac{1}{2} \tilde{u}_i \tilde{u}_i + k_{sgs} \quad (7)$$

$$\bar{p} = \bar{\rho} R \tilde{T} \quad (8)$$

式中 t 为时间, x_i 和 u_i 分别表示 i 方向的坐标和速度分量, $\bar{\rho}$ 表示平均速度, \bar{p} 表示平均压力, \tilde{H}_t 表示总焓即绝对焓、动能与湍动能之和. ξ 为混合分数, $\tilde{\xi}'^2$ 为混合分数脉动均方值, D_T 表示混合物的热扩散系数, D_ξ 代表混合平均质量扩散系数, D_α 表示组分 α 在混合物中的质量扩散系数. $R = R_u/W$ 表示基于气体混合物摩尔质量, W 为气体常数, 其中通用气体常数, $R_u = 8.314 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$. 注意, 这里并不求解通常意义上的 Favre 平均质量分数 \tilde{Y}_α 的运输方程, 而是求解条件组分的运输方程 Q_α , 二者的关系为

$$\tilde{Y}_\alpha = \int_0^1 Q_\alpha(\eta) P(\eta) d\eta \quad (9)$$

式中, η 为混合分数空间内的取样变量, $P(\eta)$ 为依赖于 ξ 和 $\tilde{\xi}'^2$ 的 β 函数形式的概率密度函数.

根据 Stokes 假设, 忽略体积黏性后平均剪切应力, $\bar{\tau}_{ij}$ 可表示为

$$\bar{\tau}_{ij} = \bar{\rho} \nu (\tilde{T}) \left(2\tilde{S}_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \tilde{S}_{kk} \right) \quad (10)$$

其中, ν 为运动黏度, 平均应变率张量 \tilde{S}_{ij} 由下式得到

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (11)$$

亚格子尺度 (SGS) 能量和组分扩散项和 SGS 黏性耗散项为小量可忽略^[20]. 在式 (2) ~ 式 (4) 中剩余的与亚格子尺度相关的项有雷诺应力 (τ_{ij}) 以及 SGS 能量通量 ($\Psi_{T,j}$) 以及混合分数通量 ($\Psi_{\xi,j}$), 需要采用相应的模型将上述 SGS 项封闭. 其中雷诺应力项采用 Boussinesq 涡黏性假设模拟, 即假设其正比于可解尺度的应变率张量 \tilde{S}_{ij}

$$\tau_{ij} = -\bar{\rho} \nu_{sgs} \left(2\tilde{S}_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \tilde{S}_{kk} \right) + \frac{2}{3} \delta_{ij} \bar{\rho} k_{sgs} \quad (12)$$

式中 ν_{sgs} 为 SGS 湍流黏性, k_{sgs} 为 SGS 湍动能. 对于待封闭的亚格子混合分数及能量通量, 可采用浓度梯度假设模化, 则有 $\Psi_{T,j} = 2\bar{\rho} \frac{\nu_{sgs}}{Pr_t} \nabla \tilde{H}_t$ 以及 $\Psi_{\xi,j} = 2\bar{\rho} \frac{\nu_{sgs}}{Sc_t} \nabla \tilde{\xi}$, 式中湍流普朗特数 $Pr_t = 0.89$ 以及湍流施密特数 $Sc_t = 0.5$ ^[21]. 考虑到直接求解壁面边界层所需网格尺度对于大尺度的发动机模拟而言计算花销巨大, 采用 RANS/LES 混合模型, 即改进延迟分离涡模拟 (IDDES)^[22] 方法降低壁面边界层求解计算量. 其对壁面边界层的黏性子层采用 $k-\omega$ 剪切应力输运雷诺时均模型^[23] 求解, 而外流区域采用大涡模拟方法求解.

控制方程中的气体混合物的热力学及输运参数使用 CHEMKIN-II 程序计算^[24], 其采用 NIST-JANAF 热物性数据库^[25] 以及 CHEMKIN 格式的输运数据库. 黏性系数、比热以及导热率等均仅为温度的函数. 混合物的平均黏性系数以及导热率分别采用修正的 Wilke 定律^[26] 以及摩尔平均计算得到.

1.2 湍流燃烧模型

采用动态分区火焰面模型 DZFM, 通过基于混合分数空间的分区条件平均组分输运方程及相应的条件概率密度分布将化学反应与湍流流动进行解耦求解, 具体过程如下.

计算域网格通过特定的参数进行动态的聚合分区, 求解每个分区内条件平均组分浓度 ($Q_\alpha = \langle Y_\alpha | \eta = \xi(x, t), x \in zone \rangle$) 的输运而非基于计算网格求解式 (4) 中的平均组分浓度 \tilde{Y}_α . 条件平均组分浓度与瞬态组分浓度间的关系可以表示为 $Y_\alpha(x, t) = Q_\alpha(\eta = \xi(x, t), x \in zone, t) + Q'_\alpha(x \in zone, t)$, 其中 Q'_α 表示瞬态值相对条件平均值的脉动. 通过多参数分区和分区

逐步细化, 可以认为在分区内满足 $Q'_\alpha \approx 0$, 即分区内条件反应状态的统计均一性假设. 由此可实现对组分输运非线性源项的准确求解, 以及对 Q'_α 的一阶或高阶项进行合理简化. 将 Q_α 代入组分输运方程并结合相应的高阶脉动项简化及高雷诺数近似后得到 Q_α 得输运方程如下^[27]

$$\begin{aligned} \rho_\eta \frac{\partial Q_\alpha}{\partial t} + \langle \rho u_j | \eta \rangle_{zone} \frac{\partial Q_\alpha}{\partial x_j} - \\ \left\langle \rho D_\xi \frac{\partial \xi}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial Q_\alpha}{\partial \eta} \right) | \eta \right\rangle_{zone} - \\ \left\langle \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho D_\alpha \frac{\partial Q_\alpha}{\partial x_j} \right) | \eta \right\rangle_{zone} = \\ \rho_\eta \frac{D_\alpha}{D_\xi} \langle \chi | \eta \rangle_{zone} \frac{\partial^2 Q_\alpha}{\partial \eta^2} + \\ \rho_\eta \left(\frac{D_\alpha}{D_\xi} - 1 \right) M_\eta \frac{\partial Q_\alpha}{\partial \eta} + \rho_\eta \langle W_\alpha | \eta \rangle_{zone} \quad (13) \end{aligned}$$

式中 $\chi = \left(D_\xi + \frac{\nu_{sgs}}{Sc_t} \right) \cdot (\nabla \xi)^2$ 为标量耗散率, $\langle \cdot | \eta \rangle_{zone}$ 表示在当前分区中的条件平均值, $\rho_\eta = \langle \rho | \eta \rangle$ 为条件平均密度, $M_\eta = \langle \nabla \cdot (\rho D_\xi \nabla \xi) | \eta \rangle_{zone}$ 表示条件平均扩散. 式 (13) 描述了局部火焰面在各个分区内的演化, 包括在三维物理空间内的对流作用, 在一维混合分数空间内的组分微尺度混合和差异扩散, 以及化学反应源项. 考虑到单一分区内组分以及温度在条件平均值附近小幅脉动, 条件平均的化学反应源项 $\langle \omega_\alpha | \eta \rangle$ 可通过一阶近似予以封闭

$$\langle \omega_\alpha | \eta \rangle = \omega_\alpha(Q_\alpha, Q_T) \quad (14)$$

条件平均温度 Q_T 通过对分区内的历史统计方法计算得到^[28-29], 而非单独求解一个包含一系列未封闭项的条件焓输运方程, 从而可节约计算时间. 此处的平均温度 Q_T 仅控制条件平均反应速率, 流场的温度则通过计算网格中的总焓输运方程 (式 (3)) 得到. 由式 (13) 求解得到分区火焰面的 Q_α 后, 可通过对其在计算网格上的积分得到无条件的组分质量分数 \tilde{Y}_α . 在此, 假定分区内的混合分数的概率密度分布函数为 β 函数, $P(\eta) = \beta(\xi, \xi'^2)$, 其中 ξ 和 ξ'^2 由方程式 (4) 和式 (5) 求解得到.

湍流流动和燃烧的数值求解, 基于开源平台 OpenFOAM^[30] 开发的可压缩湍流反应求解器 Amber 进行. 对流项采用二阶低马赫数修正的混合 KNP/中心格式^[31-33], 其可准确捕捉远离激波处的湍流精细结构同时保持激波间断附近的稳定性. 面通量的插

值采用总变差不增 (TVD) 型的限制器 Minmod. 时间推进采用二阶精度的 Crank-Nicholson 格式. 该求解器已在诸多超声速湍流燃烧模拟中得到验证^[10, 34-35].

1.3 测试工况及计算设置

DLR 中心支板超燃冲压发动机几何结构如图 1 所示^[18]. 实验中空气由高 50 mm, 宽 40 mm 的进口通入燃烧室. 自燃烧室入口 60 mm 后燃烧室呈 3° 扩张角. 燃烧室中心处一长为 32 mm, 底部高 6 mm 的

楔形支板置于入口后 35 mm 处. 支板底部均匀分布 15 个直径为 1.0 mm 间距为 2.4 mm 的圆形喷孔以注入燃料-氢气. 实验空气来流进入燃烧室前经过加热补氧以模拟飞行条件下的气体状态, 污染空气中氧气和水的的质量分数分别为 0.232, 0.032, 其余为氮气. 经过拉瓦尔喷管膨胀加速后以马赫数 $Ma = 2.0$, 静温 $T = 340$ K, 静压 $P = 0.1$ MPa 通入燃烧室内. 实验中压缩氢气从喷孔中以声速喷出, 其静温和静压分 250 K 和 0.1 MPa.

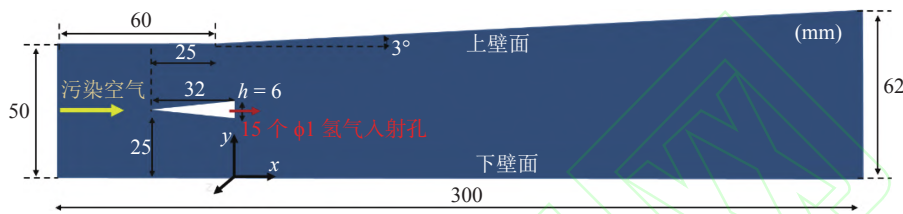


图 1 DLR 中心支板超燃冲压发动机几何模型

Fig. 1 Schematic of DLR scramjet combustor with center strut

考虑到燃烧室的结构对称性, 燃烧室仅取中心 3 个喷孔宽度的区域作计算域以减少计算开销. 计算域内的网格结构如图 2 所示, 总网格数量 2.78×10^7 . 大部分计算域使用非结构多面体网格剖分, 在支板与主流边界层区域使用部分楔形和棱柱形网格填充, 对支板、中心射流以及燃烧反应所在燃烧室中心区域 (燃烧反应区) 采用平均 0.15 mm 网格进行加密, 边界层网格由 15 层指数增长型膨胀层网格生成, 无量纲近壁距离 $y^* < 1$. 采用 3 套单元数量分别为 1.5×10^7 (缩写为 15.3 M)、 2.95×10^7 (缩写为 29.5 M) 和 4.82×10^7 (缩写为 48.2 M) 的网格进行网格独立性验证, 计算得到的冷流状态下壁面沿程压力分布如图 3 所示, 结果表明较粗的两套网格相对最细网格的平均相对误差分别为 2.8% 和 0.7%, 最大误差分别为 33.8% 和 5.7%. 因此, 采用 2.95×10^8 网格可在较小的计算量下满足网格独立性要求.

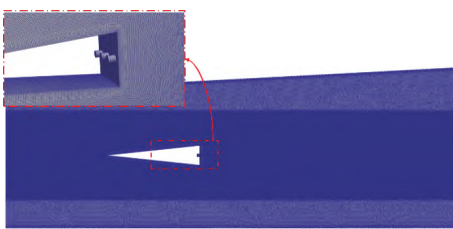


图 2 计算域整体及燃料喷嘴附近网格结构

Fig. 2 Grid structures of overall computational domain and near the fuel nozzle

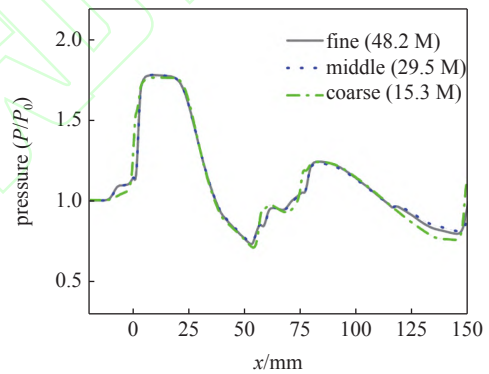


图 3 网格独立性验证

Fig. 3 Grid independence verification

2 结果与讨论

2.1 数值模型验证

在无反应流条件下, 对比实验纹影^[18]与数值纹影如图 4(a). 由图可以看出, 本文模拟结果较好的复现了实验纹影中呈现出的复杂波系结构, 包括由自中心支板前缘形成的两道入射斜激波, 分别经过上下壁面的反射以及透射通过中心射流区域后再次入射到上下壁面, 其中在上壁面形成小分离泡, 并由此分别形成分离激波和反射激波. 在支板尾部上下转折点形成膨胀扇, 随后在中心射流的作用下流向偏转形成上下两道压缩波并分别向上下壁面入射进而发生反射. 此外, 中心燃料喷孔喷出的高速氢气与支

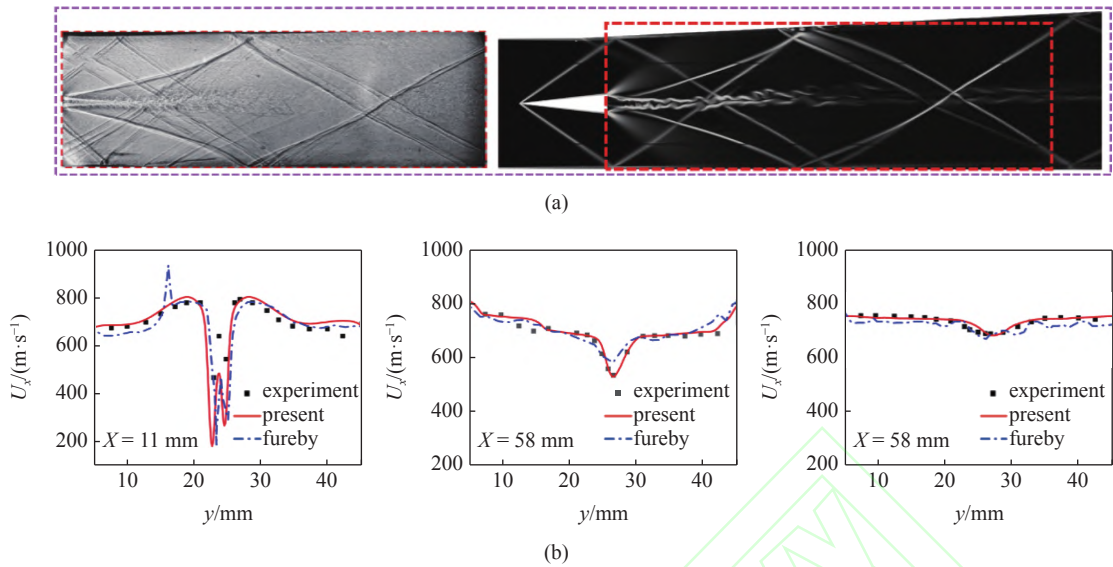


图 4 冷态流场实验和数值 (a) 纹影与 (b) 不同位置流向平均速度 (U_x) 对比

Fig. 4 Comparison of (a) schlieren shadow and (b) average flow velocity (U_x) at different positions between experiment and numerical results

板尾部的低速空气流发生剪切作用并在 K-H 不稳定性和后续的激波干扰下发展成一系列复杂涡结构. 为定量验证分析数值计算结果, 针对不同流向位置中心截面处平均速度分布, 与实验结果及 Fureby 等^[19] 的 LES 计算结果进行了对比, 如图 4(b) 所示. 图中数值模拟结果与实验结果吻合较好, 尤其在中心下游区域. 而在靠近氢气射流出口 ($x = 11$ mm) 处, 数值模拟结果相较于实验结果中心射流速度更低, 且两侧低速尾迹区速度更低, Fureby 等^[19] 的计算结果也观察到相同的趋势.

图 5 所示为燃烧状态下实验与数值纹影所呈现的流场结构以及 OH-PLIF 与数值模拟所得 OH 分布的对比. 由图可知数值与实验所得流场结构基本吻合. 与冷流状态相比, 燃烧状态下的波系结构明显不同. 其中中心支板前缘所形成的斜激波经过壁面反射与中心区域火焰面接触后发生反射, 与冷流场情况下透射穿过中心射流后与壁面进一步反射从而形成更复杂的波系结构情况不同. 此外, 由于燃烧释热导致的膨胀作用, 支板尾部的回流区增宽, 导致支板端部角点附近的膨胀扇结构显著减弱, 同时其与中心射流所夹斜激波也消失. 此外, 对比 OH 分布可以发现, 数值模拟准确捕捉了支板后部火焰的推举与局部熄火现象, 且较准确的预测了剪切层两侧火焰面出现交互的位置与火焰结构.

图 6 通过对比实验与数值计算所得不同位置中心截面的平均温度分布, 从定量上分析对比 DZFM

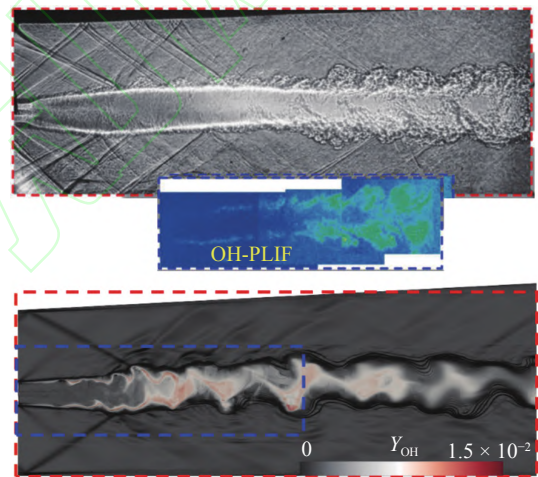


图 5 燃烧状态实验与数值纹影及 OH 分布对比

Fig. 5 Comparison of schlieren and OH distribution between the experiment and simulation

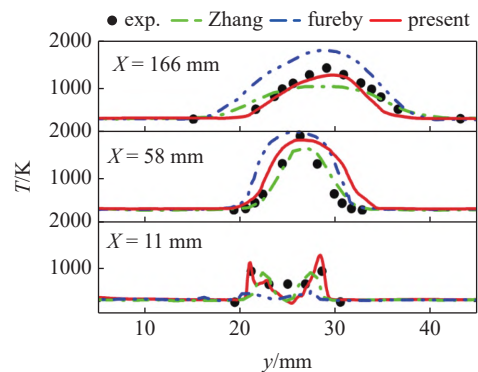


图 6 燃烧条件下实验与数值计算所得不同流向位置平均温度分布

Fig. 6 Average temperature distribution at different flow directions obtained from experiments and numerical calculations under the combustion condition

模型对反应流模拟的准确性. 由图可知, 在支板尾部附近 ($x = 11 \text{ mm}$), 两侧剪切层区域数值模拟所得火焰平均温度与实验吻合较好, 而在中心区域未能捕捉到中心射流明显的升温, 在基于 DLR 燃烧室的其他 LES^[19, 36] 结果中亦出现相似的结果, 上述误差可能与上述数值模拟中均采用中心部位 3 个喷注孔作为周期性对称计算域的简化有关. 在 $x = 58 \text{ mm}$ 位置, 数值模拟所得温度分布及极值与实验结果相当, 火焰宽度略大于实验结果. 在 $x = 166 \text{ mm}$ 位置, 数值模拟与实验结果吻合较好. 总体而言, 本文模型 (DZFM) 所得结果与实验结果吻合良好, 与其他 LES 模拟的结果相当.

2.2 分区参量选取分析

图 7 所示为 OH 质量分数 (Y_{OH}) 及其基于混合分数的条件均值 ($\langle Y_{OH}|\eta \rangle$) 在混合分数空间 (ξ) 内的分布情况. 由图可知, OH 的分布在混合分数空间内具有明显的聚集性, 也即火焰面内反应状态与混合分数具有强相关性, 但其相对条件均值仍存在显著的脉动, 尤其在化学当量混合分数 (ξ_{st}) 附近. 这是因为 DLR 中心支板超声速燃烧室内湍流与化学反应交互作用 (TCI) 关系复杂, 受多种因素影响, 在相同混合分数条件下可能存在多种不同的火焰模式. 理论上火焰面依赖于多个变量, 即多条件矩. 然而多条件矩不仅建模尤为复杂而且计算代价巨大. 通过将影响火焰面的因素纳入分区指标, 对整个流场而言相当于将多条件矩具体化, 对局部流场而言相当于将多条件矩简化为仅依赖于混合分数的单一条件矩. 多重指标分区的引入极大简化了建模和计

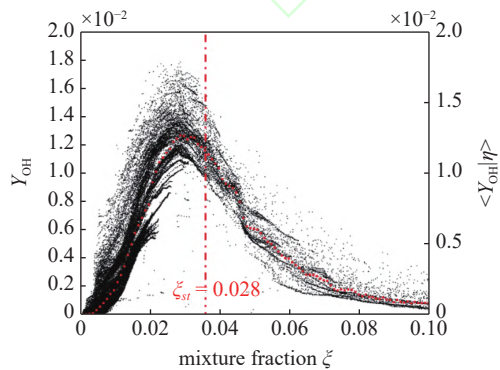


图 7 OH 质量分数 (Y_{OH}) 及其基于混合分数空间的条件均值 ($\langle Y_{OH}|\eta \rangle$) 在混合分数空间 (ξ) 的分布散点图

Fig. 7 Scatter plot of the distribution of OH mass fraction (Y_{OH}) and its conditional mean based on mixed fraction space ($\langle Y_{OH}|\eta \rangle$) in mixed fraction space (ξ).

算, 多重分区指标的选取对保证计算结果的准确性尤为重要. 为限制反应状态参数在混合分数空间内的强脉动, 可选取与反应状态以及与流动状态相关的参数作为分区的指标, 将物理空间进行动态分区. 非预混火焰因边混合边燃烧而具有显著的流向分区特征, 因此流向坐标 X 通常作为基础分区变量. 在同一流向坐标 (X) 区域, 可能同时存在未燃和已燃两种反应区域, 这时需要引入表征化学反应进度的反应进度变量 (C_z) 来区别不同的反应状态, 针对每种状态采用单独的火焰面去描述, 这对于准确表征预混区域的反应状态尤为重要. 这里采用最终生成产物 (H_2O) 中 H 元素的含量计算反应进度变量

$$C_z = \frac{Y_{H_2O} * H_{H_2O}}{\sum_{\alpha} Y_{\alpha} * H_{\alpha}} \quad (15)$$

其中 Y_{α} 表示组分 α 的质量分数, H_{α} 表示 H 元素在组分 α 中的质量分数. 在同一 X 坐标区域, 也可能存在纯燃料、纯空气和部分混合物等不同的混合状态, 不同的混合状态对应截然不同的反应状态, 因此需要引入混合分数 (ξ) 以区分不同的混合状态. 考虑到反应释热与反应和湍流涡量的强相关性, 选择热释放速率 (dQ) 作为参数之一. 在超声速流动中, 因气动加热导致流体本身动能的变化率与燃烧的热释放速率相当, 例如激波前后会出现温度以及压力的剧烈变化, 边界层因减速也会出现高焓层. 此外, 对于超声速湍流燃烧, 流场的可压缩性对也化学反应有显著的影响^[37]. 因此有必要引入马赫数 (Ma) 这一分区指标以区分亚声速和超声速区域. 增加某一分区指标的数目, 可以降低分区内条件脉动幅值从而提高计算的准确性. 然而仅仅通过增加单一的数目而不引入其他分区指标, 难以保证影响当前分区上反应状态的条件统计均一性.

分区参数在混合分数与 OH 质量分数空间内的分布如图 8 所示. 为实现在每个动态分区内条件脉动足够小, 即混合分数与化学反应参量关联关系 (函数或映射) 的统计均一性, 分区参量在 Y_{OH} 与 ξ 所张成的二维空间 ($Y_{OH} - \xi$) 内的分布应尽量满足其梯度最大方向同 Y_{OH} 与 ξ 间所构成的映射关系曲线的切线方向垂直. 由图 8 可知, 热释放速率、马赫数以及混合分数在 $Y_{OH} - \xi$ 空间中的分布, 在大部分区域梯度最大方向同 Y_{OH} 与 ξ 间所构成的映射关系曲线的切线方向接近垂直, 而反应进度变量在大部分区

域接近于平行. 因此, dQ , Ma 以及 X 可作为分区参量, 对计算网格进行分区聚类.

为进一步验证上述分区参量对条件脉动的抑制作用, 分别选取上述单一参量以及组合参量进行分

区, 得到分区后单分区内化学反应状态参量 (Y_{OH}) 及其分区条件平均 ($Q_{OH} = \langle Y_{OH} | \eta \rangle_{zone}$) 在混合分数空间内的分布情况, 如图 9 所示. 由图中 Y_{OH} 的分布可知, 在中心支板尾部区域附近 ($x \in [0, 20]$), 也即火

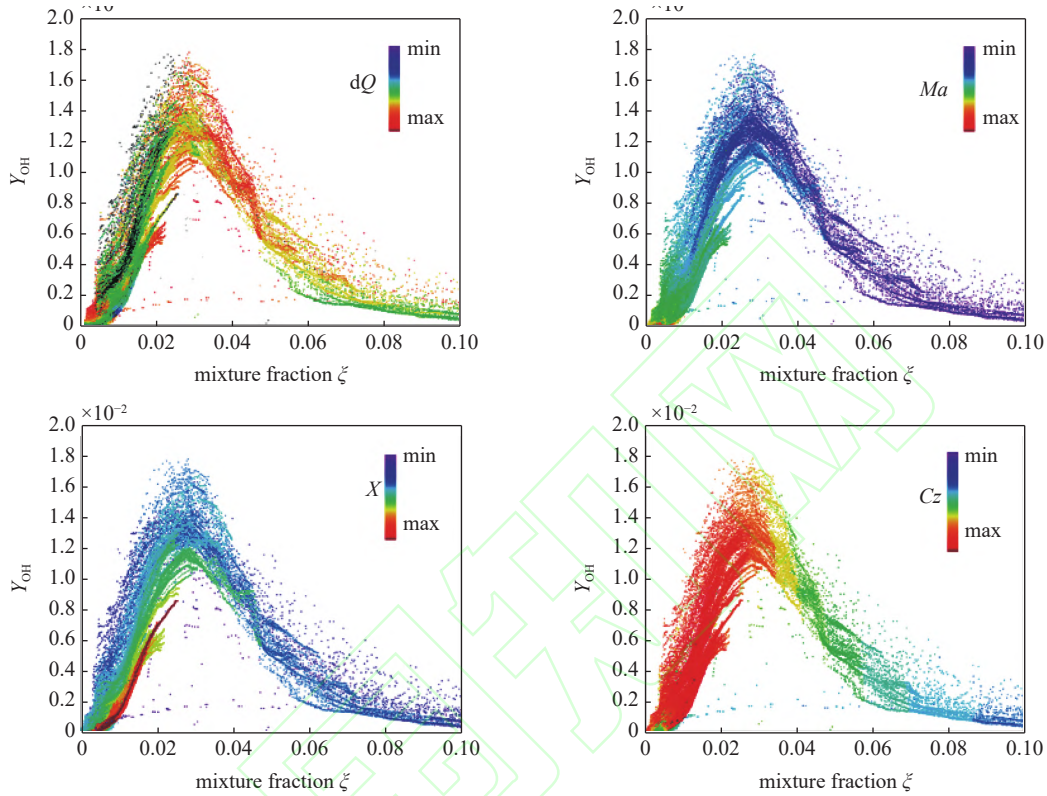


图 8 热释放速率 (dQ), 马赫数 (Ma), 流向坐标 (X) 以及反应进度变量 (Cz) 在混合分数与 OH 质量分数空间内的分布云图

Fig. 8 Scatter plot of OH distributed in mixture fraction space rendered by heat release rate (dQ), Mach number (Ma), flow direction coordinate (X), and reaction progress variable (Cz)

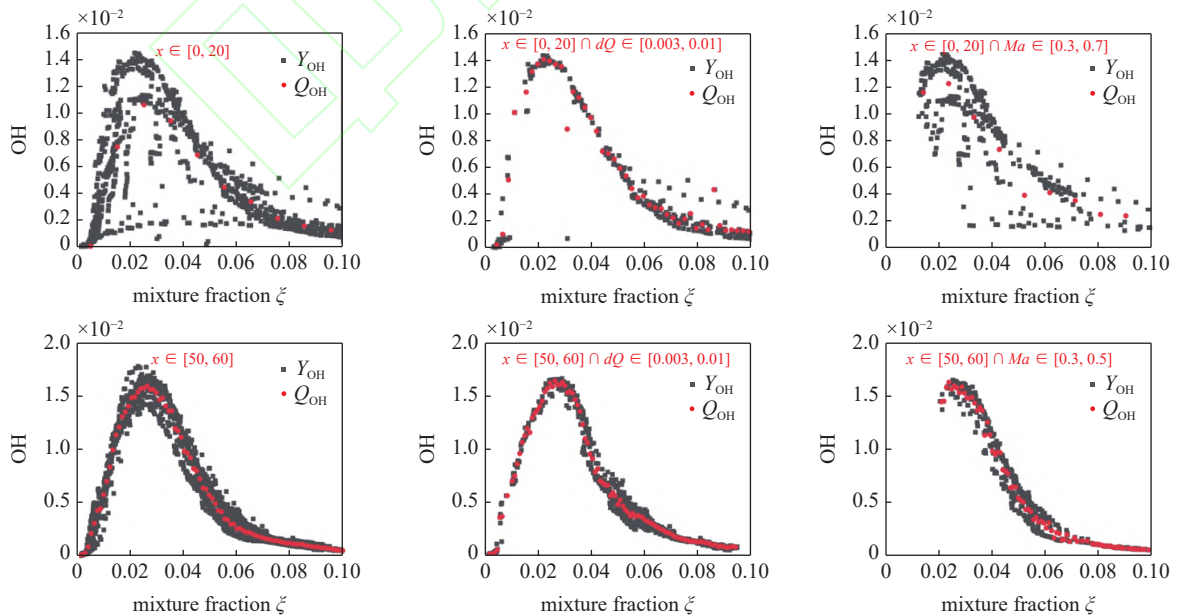


图 9 各分区内 OH 基团质量分数 (Y_{OH}) 与其分区条件均值 ($Q_{OH} = \langle Y_{OH} | \eta \rangle_{zone}$) 在混合分数空间内的离散分布情况

Fig. 9 Discrete distribution of OH mass fraction (Y_{OH}) and its condition mean ($Q_{OH} = \langle Y_{OH} | \eta \rangle_{zone}$) in mixture fraction space within each partition

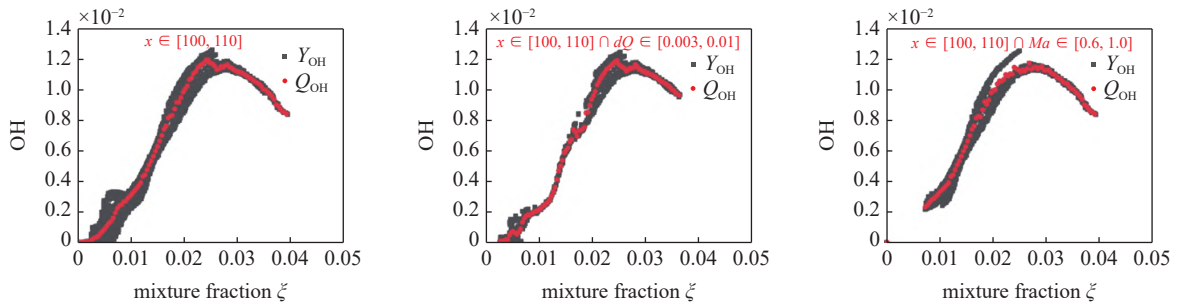


图 9 各分区内 OH 基团质量分数 (Y_{OH}) 与其分区条件均值 ($Q_{OH} = \langle Y_{OH} | \eta \rangle_{zone}$) 在混合分数空间内的离散分布情况 (续)

Fig. 9 Discrete distribution of OH mass fraction (Y_{OH}) and its condition mean ($Q_{OH} = \langle Y_{OH} | \eta \rangle_{zone}$) in mixture fraction space within each partition (continued)

焰抬升区域附近, 由于火焰发生局部熄火和再点火, 在小的流向空间分区内仍然具有明显的条件脉动. 通过引入热释放速率 (dQ) 和马赫数 (Ma) 作为分区指标可有效降低条件脉动幅值, 其中热释放速率 (dQ) 分区参量对降低条件脉动的作用更为显著, 尤其在贫燃区域 ($\xi < \xi_{st} = 0.028$). 在流场中下游区域, 仅以流场坐标 (X) 作为分区指标即可较好限制反应参量在混合分数空间内的条件脉动值, 实现分区内反应状态的均一性. 同时在此基础上引入马赫数和热释放速率作分区指标可进一步抑制中下游区域的条件脉动. 综上可知, 以流向坐标与热释放速率作为分区指标可显著抑制全场的分区条件脉动. 下文将进一步分析不同分区策略对燃烧室模拟结果的影响.

2.3 多参量分区的影响分析

图 10 所示为选取不同分区指标进行多参量分区后, DZFM 模拟所得燃烧室内不同流向位置火焰温度分布. 根据上一节中不同分区参数对条件脉动的影响分析, 分别对比了 3 种由流向坐标 X , 混合分数 ξ , 马赫数 Ma 以及热释放速率 dQ 构成的组合分区方式: 流向坐标与混合分数组合分区 ($X + \xi$); 流向坐标、混合分数以及马赫数组合分区 ($X + \xi + Ma$); 流向坐标、混合分数以及热释放速率组合分区 ($X + \xi + dQ$). 由图可知, 不同分区指标组合成的多参量分区方法对不同流向位置下火焰温度的分布的影响不同, 在支板尾部区域 ($X = 11 \text{ mm}$) 以 $X + \xi$ 和 $X + \xi + Ma$ 多参数分区的数值模拟所得火焰温度在剪切层区域明显高于实验结果, 而 $X + \xi + dQ$ 多分区方法所得剪切层火焰温度更接近于实验结果. 在 $X = 58 \text{ mm}$ 位置, 3 种不同分区方式对火焰温度分布无明显影响. 在下游区域 ($X = 166 \text{ mm}$), 以 $X + \xi + dQ$ 和 $X + \xi + Ma$ 进行多参数分区的计算

结果与实验更相符, 而以 $X + \xi$ 组合进行多参数分区所得火焰温度较上述两者更低且与实验偏差更大. 对比采用 $X + \xi$ (51×91) 双分区参量方法与多分区参量方法 $X + \xi + Ma$ ($51 \times 91 \times 19$) 和 $X + \xi + dQ$ ($51 \times 91 \times 19$), 计算单流通时间 ($TFT = 0.41 \text{ ms}$) 后两者的 CPU 计算时间分别增加 5.65% 和 5.28%. 计算中针对空分区即没有对应 CFD 网格的分区空间采取了“冻结”计算的处理, 因此计算时间并没有随着分区总数目的增加而线性增加, 从而显著提高了计算效率.

为进一步分析不同多参量分区对火焰结构的影响, 研究了 3 种分区方法下的中心截面的瞬态温度分布及基于改进型 TFI (Takeno flame index) 指数^[38]的火焰模式分布. 改进型 TFI 具体定义如下

$$TFI = \left(\frac{\xi - \xi_{st}}{|\xi - \xi_{st}|} \right) \cdot \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\nabla Y_{H_2} \cdot \nabla Y_{O_2}}{|\nabla Y_{H_2} \cdot \nabla Y_{O_2}|} \right) (\xi \neq \xi_{st}) \quad (16)$$

当 $TFI \geq 0.5$, 为富燃预混火焰; 当 $TFI \leq -0.5$ 时, 为贫燃预混火焰; 其他情况 ($-0.5 \leq TFI \leq$

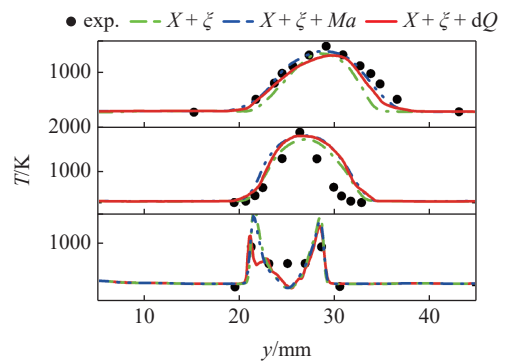


图 10 不同多参量分区对沿流向位置中心处火焰平均温度分布的影响

Fig. 10 The effect of different multiparameter zoning on the average temperature distribution of flame at the center of the flow direction position

0.5) 则为扩散火焰. 由图 11 可以看出, 在支板尾部氢气射流区域以及中心射流两侧的剪切层区域温度较低且处于预混火焰状态. 富燃预混火焰区同时也是火焰推举区域, 在 $X + \xi$ 分区条件下这一区域火焰推举高度更高且两侧剪切层区域火焰面连续无明显的局部熄火行为. 而 $X + \xi + Ma$ 和 $X + \xi + dQ$ 分区条件下, 均能观察到剪切层火焰的局部熄火现象, 且中心预混火焰区火焰前缘向上游移动, 尤其在 $X + \xi + dQ$ 分区条件下局部熄火位置更接近支板尾部, 这与图 10 中 $X = 11 \text{ mm}$ 处较低的平均温度分布相符. 同时, 上述分区的作用与图 9 中 $X \in [0 \ 20]$ 区间内的 OH 分布相符, 即通过引入 dQ 和 Ma 作为分区指标可以降低条件脉动, 从而更准确的捕捉火焰在支板尾部预混模式下的局部熄火行为. 在燃烧室中部区域, 燃烧由扩散火焰模式主导, 因此 $X + \xi$ 分区可以准确模拟当地燃烧状态而无须引入 Ma 和 dQ 分区, 这与图 10 中 $X = 58 \text{ mm}$ 处的温度曲线重叠相符, 同时也验证了图 9 中 $X \in [50 \ 60]$ 区间内 OH 与 ξ 的强相关. 而在燃烧室下游高雷诺数区域, 火焰在局部高马赫来流所致的强拉伸、剪切作用下出现局部熄火同时呈现零散分布的贫燃预混火焰区. 由图 10 和图 11 可以看出在这一区域 $X + \xi$ 分区所得结果与 $X + \xi + Ma$ 和 $X + \xi + dQ$ 分区条件下所得结果有较大差异, 后者具有更宽的燃烧高温区且更符合实验结果.

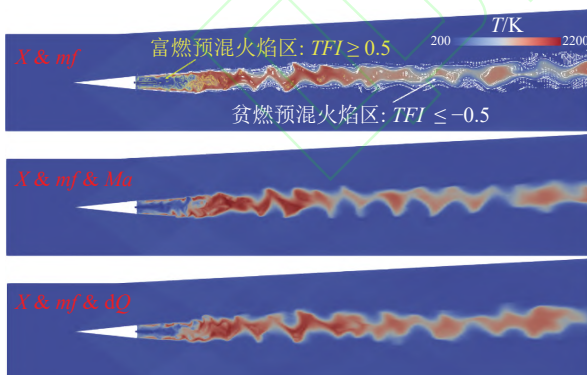


图 11 不同多参量分区条件下中心截面处火焰温度及火焰预混模式分布

Fig. 11 Distribution of flame temperature and flame premixing mode at the central cross-section under different multiparameter zoning conditions

3 结论

本文基于动态分区火焰面模型 (DZFM) 采用详

细氢气化学反应机理对 DLR 超燃冲压发动机内湍流燃烧进行改进延迟分离涡 (IDDES) 模拟. 模拟结果准确捕捉了燃烧室冷流状态下实验纹影中观察到的复杂波系结构以及中心支板稳焰状态下的火焰推举行为, 对火焰结构的模拟结果与实验符合较好. 通过分析化学反应标量 (Y_{OH}) 在混合分数空间 (ξ) 的分布与不同分区参量在 ($Y_{OH} - \xi$) 空间内梯度方向, 发现流向坐标 X , 马赫数 Ma 以及燃烧热释放速率 dQ 可抑制分区内反应标量的条件脉动. 通过进一步分析不同多参数分区对 DZFM 模拟所得火焰结构的影响, 发现在出现局部熄火的低雷诺数富燃预混火焰区以及高雷诺数贫燃预混火焰区, 条件脉动显著增强. 在上述区域, 仅以 X 和 ξ 进行网格分区存在较大的误差, 而额外引入 dQ 进行三维参数空间分区可通过抑制条件脉动提升 DZFM 模型在低雷诺数富燃预混火焰以及高雷诺数贫燃预混火焰区域的准确性.

参 考 文 献

- 1 李宁, 崔涛, 贺惠新. 高超声速冲压发动机燃烧研究前沿分析. 飞航导弹, 2021(10): 37-46 (Li Ning, Cui Tao, He Huixin. Frontier analysis of hypersonic ramjet combustion research. *Aeronautical Missile*, 2021(10): 37-46 (in Chinese))
- 2 岳连捷, 王春, 陈宏等. 高马赫数超燃冲压发动机技术研究进展. 力学学报, 2022(2): 263-288 (Yue Lianjie, Wang Chun, Chen Hong, et al. Research progress in high Mach number scramjet engine technology. *Journal of Mechanics*, 2022(2): 263-288 (in Chinese))
- 3 姜宗林. 关于超声速燃烧与高超动力. 力学进展, 2021(1): 130-140 (Jiang Zonglin. About supersonic combustion and hypersonic power. *Advance in Mechanics*, 2021(1): 130-140 (in Chinese))
- 4 Liu Q, Baccarella D, Lee T. Review of combustion stabilization for hypersonic airbreathing propulsion. *Prog Aerosp Sci*, 2020, 119: 100636
- 5 Zuo J, Zhang S, Bao W, et al. Effects of supersonic film cooling on shock wave/boundary layer interaction in a scramjet combustor. *Thermal Science and Engineering Progress*, 2023, 41: 101817
- 6 L JH, ZZ, W HB, et al. Experimental investigation on combustion performance of cavity-strut injection of supercritical kerosene in supersonic model combustor. *Acta astronautica*, 2016
- 7 Fang J, Deng X, Chen ZX. Direct numerical simulation of supersonic internal flow in a model scramjet combustor under a non-reactive condition. *Physics of Fluids*, 2023, 35(2)
- 8 Wang H, Wang Z, Sun M, et al. Large-eddy/reynolds-averaged navier-stokes simulation of combustion oscillations in a cavity-based supersonic combustor. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2013, 38(14): 5918-27
- 9 Nielsen TB, Edwards JR, Chelliah HK, et al. Hybrid large eddy simulation/reynolds-averaged navier-stokes analysis of a premixed ethylene-fueled dual-mode scramjet combustor. *Aiaa J*, 2021, 59(7): 2440-56

- 10 王方, 任海峰, 蔡江涛等. 湍流燃烧算例在多种 CPU 平台的模拟性能对比. 航空计算技术, 2023, 53(1): 108-112 (Wang Fang, Ren Haifeng, Cai Jiangtao, et al. Comparison of simulation performance of turbulent combustion examples on multiple CPU platforms. *Aviation Computing Technology*, 2023, 53(1): 108-112(in Chinese))
- 11 Han W, Scholtissek A, Hasse C. The role of tangential diffusion in evaluating the performance of flamelet models. *P Combust Inst*, 2019, 37(2): 1967-74
- 12 Klimenko AY. On the relation between the conditional moment closure and unsteady flamelets. *Combust Theor Model*, 2001, 5(3): 275-94
- 13 Golovitchev VI, Nordin N, Jarnicki R, et al. 3-D diesel spray simulations using a new detailed chemistry turbulent combustion model. *SAE Technical Papers*, 2000
- 14 Magnussen B. On the Structure of turbulence and a generalized eddy dissipation concept for chemical reaction in turbulent flow//In: 19th Aerospace Sciences Meeting. American Institute of Aeronautics and Astronautics. 1981
- 15 Swaminathan N, Bilger RW. Assessment of combustion submodels for turbulent nonpremixed hydrocarbon flames. *Combustion and Flame*, 1999, 116(4): 519-45
- 16 Kronenburg A, Papoutsakis AE. Conditional moment closure modeling of extinction and re-ignition in turbulent non-premixed flames. *P Combust Inst*, 2005, 30(1): 759-66
- 17 Zhang Z, Yao W, Zhao W. Les modeling of duo-model scramjet by dynamic zone flamelet model//In:Aiaa Propulsion and Energy 2021 Forum. American Institute of Aeronautics and Astronautics. 2021
- 18 Waidmann W, Alff F, Böhm M, et al. Supersonic combustion of hydrogen/air in a scramjet combustion chamber. *Space Technology*, 1994, 6: 421-9
- 19 Fureby C. Subgrid models, reaction mechanisms, and combustion models in large-eddy simulation of supersonic combustion. *AIAA J*, 2021, 59(1): 215-27
- 20 Pino Martín M, Piomelli U, Candler GV. Subgrid-scale models for compressible large-eddy simulations. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 2000, 13(5): 361-76
- 21 Baurle RA, Eklund DR. Analysis of dual-mode hydrocarbon scramjet operation at Mach 4-6.5. *Journal of Propulsion & Power*, 2011, 18(5): 990-1002
- 22 Shur ML, Spalart PR, Strelets MK, et al. A hybrid rans-les approach with delayed-des and wall-modelled les capabilities. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2008, 29(6): 1638-49
- 23 Gritskevich MS, Garbaruk AV, Schütze J, et al. Development of DDES and IDDES formulations for the $k-\omega$ shear stress transport model. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2012, 88(3): 431-49
- 24 Kee RJ, Rupley FM, Miller JA, Chemkin-II: A fortran chemical kinetics package for the analysis of gas-phase chemical kinetics. United States: Sandia National Laboratories, 1989
- 25 Chase MW. Nist-Janaf thermochemical tables, 4th Edition. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 1998, 9(1-2): 1-1952
- 26 Wilke CR. A viscosity equation for gas mixtures. 1950, 18(4): 517-9
- 27 Yao W. On the application of dynamic zone flamelet model to large eddy simulation of supersonic hydrogen flame. *Int J Hydrogen Energy*, 2020, 45(41): 21940-55
- 28 Yao W. Nonequilibrium effects in hypersonic combustion modeling. *J Propul Power*, 2022, 1-17
- 29 Thornber B, Bilger RW, Masri AR, et al. An algorithm for les of premixed compressible flows using the conditional moment closure model. *J Comput Phys*, 2011, 230(20): 7687-705
- 30 Weller HG, Tabor G, Jasak H, et al. A tensorial approach to cfd using object oriented techniques. *Computers in Physics*, 1997, 12(6): 620-31
- 31 Lee Y, Yao W, Fan X. Low-dissipative hybrid compressible solver designed for large eddy simulation of supersonic turbulent flows. *AI- AA Journal*, 2018, 56(8): 3086-96
- 32 Chen SS, Yan C, Xiang XH. Effective low-mach number improvement for upwind schemes. *Computers & Mathematics with Applications*, 2018, 75(10): 3737-55
- 33 Greenshields CJ, Weller HG, Gasparini L, et al. Implementation of semi-discrete, non-staggered central schemes in a colocated, polyhedral, finite volume framework, for high-speed viscous flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 2009, 38(2): 139-61
- 34 Shen W, Huang Y, Yao W, et al. Improved delayed detached eddy simulation of supersonic combustion fueled by liquid kerosene. *Fuel*, 2022, 313: 123031
- 35 Yao W, Liu H, Zhang Z, et al. Effects of thermal/chemical nonequilibrium on a high-mach ethylene-fueled scramjet. *J Propul Power*, 2023, 1-18
- 36 Zhang H, Zhao M, Huang Z. Large eddy simulation of turbulent supersonic hydrogen flames with openfoam. *Fuel*, 2020, 282: 118812
- 37 Ingenito A, Bruno C. Physics and regimes of supersonic combustion. *University of Rome "La Sapienza"*, 00184 Rome, Italy, 2010, 48(3): 515-25
- 38 Lock AJ, Briones AM, Qin X, et al. Lift off characteristics of partially premixed flames under normal and microgravity conditions. *Combustion and Flame*, 2005, 143(3): 159-73