

超燃冲压发动机燃烧室的准一维计算与分析^{*}

尤厚丰¹, 张 兵², 李德宝²

(1. 合肥工业大学 汽车与交通工程学院, 安徽 合肥 230009;

2. 合肥工业大学 机械工程学院, 安徽 合肥 230009)

摘 要: 在考虑有限速率化学反应的准一维 Euler 方程基础上, 通过增加截面面积变化、壁面摩擦和添质的源项, 发展了适用于超燃燃烧室性能分析的准一维计算方法。依次以中国空气动力研究与发展中心 (CARD C) 和日本国家航空与航天实验室 (NAL) 的氢燃料燃烧室模型作为验证算例, 分别采用传统的一步反应模型和发展的有限速率反应模型, 模拟了燃烧室流场, 并基于 NAL 燃烧室, 计算分析了不同当量比和进口压强对燃烧室流动特性的影响。结果表明: 两种方法都能得到与实验数据吻合良好的结果; 和一步反应模型相比, 有限速率反应模型不仅可以更细致地捕捉流场细节, 而且能够初步分析化学非平衡效应的影响; 对于 NAL 燃烧室, 当量比 ≥ 0.6 时, 压强随当量比的升高而增大, 当达到 1.0 时, 反压已推进隔离段, 且推进速度随当量比增大而增加; 进口压强不大于 110.444 kPa 时, 反压随进口压强增大而升高, 且当反压不小于 82.833 kPa 时, 反压被隔离在等直段燃烧室入口处; 过小的当量比和过大的进口压强均会导致燃烧室出口马赫数严重下降, 甚至出现亚声速出流状态。

关键词: 准一维 Euler 方程; 有限速率化学反应; 一步反应; 超燃冲压发动机; 燃烧室

中图分类号: V235.21

文献标识码: A

文章编号: 1001-4055 (2020) 03-0623-09

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.190114

Quasi-One-Dimensional Prediction and Analysis of Scramjet Combustor

YOU Hou-feng¹, ZHANG Bing², LI De-bao²

(1. School of Traffic and Transportation Engineering, Hefei University of Technology, Hefei 230009, China;

2. School of Mechanical and Engineering, Hefei University of Technology, Hefei 230009, China)

Abstract: Based on the quasi-one-dimensional Euler equations with finite-rate chemical reactions, a quasi-one-dimensional computational method for scramjet combustor performance analysis was developed by adding the source terms for the cross-sectional area variation, wall friction and fuel addition. One-dimensional numerical investigations of the hydrogen-fueled CARD C scramjet and NAL scramjet were simulated and compared with the common single-step reaction equilibrium model and our finite-rate reaction model. The characteristics of combustion flow field of the NAL scramjet under different hydrogen equivalence ratios and inlet pressures were also numerically simulated and analyzed. The results indicate that the accuracy and effectiveness of the two models are validated by good agreement between the predictions and experimental data. Furthermore, the finite-rate reaction model not only captures more details of the flow field, but also analyzes the effects of equivalent ratios, in-

^{*} 收稿日期: 2019-02-25; 修订日期: 2019-04-18。

基金项目: 国家自然科学基金 (11302065)。

作者简介: 尤厚丰, 硕士生, 研究领域为高超飞行器机体/推进一体化。E-mail: youhf99@163.com

通讯作者: 张 兵, 博士, 副教授, 研究领域为流固耦合力学。E-mail: zhangbing@hfut.edu.cn

引用格式: 尤厚丰, 张 兵, 李德宝. 超燃冲压发动机燃烧室的准一维计算与分析[J]. 推进技术, 2020, 41(3):623-631.
(YOU Hou-feng, ZHANG Bing, LI De-bao. Quasi-One-Dimensional Prediction and Analysis of Scramjet Combustor [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2020, 41(3):623-631.)

let pressures and other parameters. For the NAL scramjet, the pressure increases gradually as the equivalent ratio increases when the hydrogen equivalence ratio is not less than 0.6. The combustion induced back pressure begins to disturb into the isolator if the hydrogen equivalence ratio reaches 1.0, and the disturbing speed increases with the further increase of equivalence ratio. When the inlet pressure is not greater than 110.444kPa, the back pressure increases as the inlet pressure increases and when the inlet pressure is not less than 82.833kPa, the back pressure is isolated at the entrance of the straight section of combustor. An excessively small equivalent ratio and an excessively large inlet pressure can result in a serious decrease of the outlet Mach number, or even a subsonic outflow condition.

Key words: Quasi-one-dimensional Euler equations; Finite-rate reaction; Single-step reaction; Scramjet; Combustor

1 引言

超燃冲压发动机是实现高超声速飞行的关键技术之一。在超燃冲压发动机的研制过程中,二维和三维计算流体力学(CFD)仿真方法虽能提供详细的发动机燃烧流场流动特性,但其计算量大和周期长,相对而言,采用准一维方法评估其燃烧室性能对于发动机的初期设计与优化有重要的指导意义^[1-2]。

已有的准一维研究方法大多是基于—维 Euler 方程,将面积变化、质量添加、摩擦力等作为源项添加在控制方程的右端,对于化学反应采用平衡化学反应假设,忽略中间产物,使用一步或多步总包反应,用元素守恒条件得出组分质量分数,并将化学反应放热作为源项体现在能量方程的右端^[2]。这种化学反应处理方法忽略了化学反应非平衡过程,反应放热项可能需要多次调整分布规律才能模拟出理想的结果,而且燃烧效率数值需根据三维模拟结果设定,具有很大的局限性。

为真实反映这种化学非平衡流动特征,需要使用有限速率化学反应模型进行计算。也即,在 Euler 方程基础上添加若干个组分连续方程,与流动方程耦合求解^[3]。由于燃烧化学反应的时间尺度非常小、反应放热对流动起主导作用,导致在数值求解时需要采用很小的时间步长,产生严重的数值刚性问题。为了解决此问题,可采用解耦算法进行求解,又称时间分裂法、分数步法^[4]。解耦算法将整个物理过程分解为刚性的化学反应部分和非刚性的流动部分,对各部分独立求解,然后将刚性和非刚性部分的解组合起来^[5]。

刘君等^[6-7]以时间分裂法为基础,提出了一种求解化学非平衡流动的新型解耦算法,通过引入等效内能和等价比热比对反应流控制方程进行变换后,采用时间分裂法进行解耦处理,其中流动部分控制

方程的求解与量热完全气体的流动计算格式完全相同。汪洪波等^[8]将这种解耦算法推广到双时间步法,对双时间步方法的时间离散项采用“源项消去法”进行处理,以保证非定常解的精度。刚性的化学反应方程组一般采用稳定性较好的刚性常微分变系数方法(VODE)^[9]和拟稳态逼近方法(α -QSS)^[10]求解。

本文将有限速率化学反应模型引入准一维计算方法中,以反映化学反应的非平衡过程。采用 Strang 时间分裂法求解考虑了面积变化、质量添加和摩擦力等影响因素的化学非平衡流准一维 Euler 方程。流动部分采用“源项消去”法构造的双时间步格式,并利用显式 Runge-Kutta 方法求解;化学反应部分采用拟稳态逼近方法 α -QSS 进行求解。利用本文方法对不同的氢燃料双模态燃烧室模型进行了准一维数值模拟,通过与实验数据的对比验证了计算方法的适用性和准确性,并将本文中有限速率反应模型得到的一维计算结果与一步反应平衡模型的计算结果进行了对比分析。最后基于有限速率反应模型,计算分析了不同当量比和隔离段静压对燃烧室气流参数的一维影响特性。

2 物理模型和计算方法

2.1 有限速率反应准一维计算方法

2.1.1 控制方程

将三维 Navier-Stokes 方程进行简化,可得到考虑面积变化、摩擦、添质等影响因素的化学非平衡流广义一维 Euler 方程为

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} = S \quad (1)$$

其中

$$Q = [A\rho, A\rho u, A\rho e, A\rho_1, \dots, A\rho_{N-1}]^T$$

$$\mathbf{F} = [A\rho u, A(\rho u^2 + p), A(\rho e_t + p)u, A\rho_1 u, \dots, A\rho_{N-1} u]^T$$

$$\mathbf{S} = \left[\frac{d\dot{m}_s}{dx}, p \frac{dA}{dx} - \frac{\rho u^2}{2} \frac{4f}{D_e} A + u_{sx} \frac{d\dot{m}_s}{dx}, \right. \\ \left. H_s \frac{d\dot{m}_s}{dx}, \dot{w}_1 A, \dots, \dot{w}_{N-1} A \right]^T$$

式中 $d\dot{m}_s$ 为燃料质量添加项; A 为发动机横截面面积; D_e 为当量水力直径, $D_e = 4A/C_w$, C_w 为湿周长; f 为壁面摩擦力系数; u_{sx} 为燃料喷注沿流向的速度分量; H_s 为单位质量流量燃料的滞止焓; 其中添质项组元的连续方程为

$$\frac{\partial A\rho_i}{\partial t} + \frac{\partial A\rho_i u}{\partial x} = \frac{d\dot{m}_s}{dx} + \dot{w}_i A \quad (2)$$

2.1.2 源项的确定

考虑到燃料与来流的掺混, 添质项采用指数分布^[11]。

$$\dot{m}_r = \dot{m}_f \frac{a\bar{x}^b \exp(c\bar{x})}{d\bar{x} + f} \quad (3)$$

$$\bar{x} = x/L_{inj} \quad (4)$$

式中 L_{inj} 为反应混合长度, 拟合常数 $a=1.1703$, $b=0.62925$, $c=0.42632$, $d=1.4615$, $f=0.32655$ 。

超声速燃烧室内的摩擦系数很大, 大概是 10^{-3} 数量级^[12], 本文选择下式对摩擦系数进行计算

$$f = \frac{0.472 [\lg(Re)]^{-2.58}}{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma^2\right)^{0.467}} \quad (5)$$

2.1.3 化学非平衡流控制方程变换

按照文献[7]提出的化学非平衡流解耦算法, 对反应流控制方程进行变换: 将组元气体的生成能从总内能 e_t 中提取出来, 总内能中剩余部分能量记为 e_t' , 称等效内能。总内能可表示为

$$e_t = e_t' + \sum_{i=1}^N C_i (\Delta h_{f,298}^0)_i \quad (6)$$

式中 $\Delta h_{f,298}^0$ 表示 $T=298.15\text{K}$ 时热完全气体的生成能, C_i 为组元质量分数, 将式(6)代入式(1)能量方程中, 整理后得到关于等效内能的方程, 即

$$\frac{\partial}{\partial t} (A\rho e_t') + \frac{\partial}{\partial x} [A(\rho e_t' + p)u] = \\ - \sum_{i=1}^N A\dot{w}_i (\Delta h_{f,298}^0)_i + H_s \frac{d\dot{m}_s}{dx} \quad (7)$$

令变换后的守恒变量 $\mathbf{Q}'$ 为

$$\mathbf{Q}' = [A\rho, A\rho u, A\rho e_t', A\rho_1, \dots, A\rho_{N-1}]^T$$

将上式代入式(1)中, 经整理后得到变换后的反应流控制方程组, 即

$$\frac{\partial \mathbf{Q}'}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}'(\mathbf{Q}')}{\partial x} = \mathbf{S}'(\mathbf{Q}') \quad (8)$$

$$\mathbf{F}' = [A\rho u, A(\rho u^2 + p), A(\rho e_t' + p)u, A\rho_1 u, \dots, A\rho_{N-1} u]^T$$

$$\mathbf{S}' = \left[\frac{d\dot{m}_s}{dx}, p \frac{dA}{dx} - \frac{\rho u^2}{2} \frac{4f}{D_e} A + u_{sx} \frac{d\dot{m}_s}{dx}, \right. \\ \left. - \sum_{i=1}^N \dot{w}_i A (\Delta h_{f,298}^0)_i + H_s \frac{d\dot{m}_s}{dx}, \dot{w}_1 A, \dots, \dot{w}_{N-1} A \right]^T$$

2.1.4 数值解耦算法

本文通过求解控制方程(8)来模拟化学非平衡一维流动, 采用 Strang 算子分裂法将控制方程分裂为流动和化学反应两部分, 即

流动部分

$$\frac{\partial \mathbf{Q}'_f}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}'_f(\mathbf{Q}'_f)}{\partial x} = \mathbf{S}'_f(\mathbf{Q}'_f) \quad (9)$$

$$\mathbf{Q}'_f = [A\rho, A\rho u, A\rho e_t', A\rho_1, \dots, A\rho_{N-1}]^T$$

$$\mathbf{S}'_f = \left[\frac{d\dot{m}_s}{dx}, p \frac{dA}{dx} - \frac{\rho u^2}{2} \frac{4f}{D_e} A + u_{sx} \frac{d\dot{m}_s}{dx}, H_s \frac{d\dot{m}_s}{dx}, 0, \dots, 0 \right]^T$$

式中 $\mathbf{F}'_f$ 为 $\mathbf{Q}'_f$ 的对流通量项, 分裂后添质项组元连续方程为

$$\frac{\partial A\rho_i}{\partial t} + \frac{\partial A\rho_i u}{\partial x} = \frac{d\dot{m}_s}{dx} \quad (10)$$

化学反应部分

$$\frac{\partial \mathbf{Q}'_r}{\partial t} = \mathbf{S}'_r(\mathbf{Q}'_r) \quad (11)$$

$$\mathbf{Q}'_r = [\rho e_t', \rho_1, \dots, \rho_{N-1}]^T$$

$$\mathbf{S}'_r = \left[- \sum_{i=1}^N \dot{w}_i (\Delta h_{f,298}^0)_i, \dot{w}_1, \dots, \dot{w}_{N-1} \right]^T$$

所有的解耦算法中, 在计算源项时隐含假设气体微团总密度和速度保持不变, 即化学反应是绝热等容爆炸过程。

在解耦算法的计算过程中, 流动和反应的求解交替进行, 记流动部分和反应部分的数值求解算子分别为 L_f 和 L_c , Strang 算子分裂可以保证二阶时间精度, 总算子的形式为

$$L(\Delta t) = L_c \left(\frac{\Delta t}{2} \right) L_f(\Delta t) L_c \left(\frac{\Delta t}{2} \right) \quad (12)$$

2.1.5 化学反应部分求解方法

(1) 化学反应动力学模型

在考虑 N 个组分和 M 个可逆基元反应的燃烧系统中, 基元反应可表示成一般形式的当量式子

$$\sum_{i=1}^N \alpha_{ri} X_i \xrightleftharpoons[k_{br}]{k_{fr}} \sum_{i=1}^N \beta_{ri} X_i \quad (r = 1, \dots, M) \quad (13)$$

式中 α_{ri} 和 β_{ri} 分别为第 i 个组分 X_i 在第 r 个基元反

应中的反应物和生成物的计量系数;正向反应速率系数 k_{fr} 由 Arrhenius 公式确定,逆向反应速率系数 k_{br} 利用反应平衡常数计算。本文采用的氢气燃烧反应数据来自文献[13-14]的9组分19步化学反应机理。

单位体积中组分 i 的质量生成率为

$$\dot{\omega}_i = M_i \sum_{r=1}^M (\beta_{ri} - \alpha_{ri}) \left(k_{fr} \prod_{j=1}^N [X_j]^{\alpha_{rj}} - k_{br} \prod_{j=1}^N [X_j]^{\beta_{rj}} \right) \Gamma^{L_M} \quad (14)$$

式中 $\Gamma = \sum_{i=1}^N \gamma_{ri} [X_i]$, 三体系数 γ_{ri} 由反应机理给出;通过参数 L_M 判断是否为三体反应,是为1,否为0。

在求解化学反应方程(11)时,本文采用文献[15]的方法将能量方程转换为关于温度的微分方程,即

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{\sum_{i=1}^N (h_i - R_i T) \dot{\omega}_i}{\sum_{i=1}^N \rho_i (C_{pi} - R_i)} \quad (15)$$

(2) 拟稳态逼近方法 α -QSS

α -QSS 专门为求解化学反应刚性方程组而设计,通过逼近渐进求解刚性方程组。为利用 α -QSS,首先将方程(11)中的组分方程和方程(15)表示的温度方程写成如下线性化形式

$$\frac{dy}{dt} = q - py \quad (16)$$

式中 y 为组分质量分数或温度。

组分方程

$$p_i = M_i \sum_{r=1}^M \left(\beta_{ri} k_{fr} \prod_{j=1}^N [X_j]^{\alpha_{rj}} + \alpha_{ri} k_{br} \prod_{j=1}^N [X_j]^{\beta_{rj}} \right) \quad (17)$$

$$q_i = [X_i]^{-1} \sum_{r=1}^M \left(\beta_{ri} k_{fr} \prod_{j=1}^N [X_j]^{\alpha_{rj}} + \alpha_{ri} k_{br} \prod_{j=1}^N [X_j]^{\beta_{rj}} \right) \quad (18)$$

温度方程

$$p_T = 0, q_T = \frac{\sum_{i=1}^N (h_i - R_i T) \dot{\omega}_i}{\sum_{i=1}^N \rho_i C_{pi}} \quad (19)$$

α -QSS 采用预测-修正算法求解方程(16),即预测步

$$y^p = y^0 + \frac{\Delta t (q^0 - p^0 y^0)}{1 + \alpha^0 p^0 \Delta t} \quad (20)$$

修正步

$$y^c = y^0 + \frac{\Delta t (\tilde{q} - \bar{p} y^0)}{1 + \bar{\alpha} \bar{p} \Delta t} \quad (21)$$

式中上标 0, p, c 分别表示初始值、预测值、修正

值,上标“-”和“~”分别表示求解过程采用的算术平均和加权平均处理,参数 α 为 $p \Delta t$ 的拟合函数, Δt 为基于精度选择的时间步长。 α -QSS 具体实施步骤详见文献[10]。

2.1.6 流动部分求解方法

本文采用 NASA 的七参数多项式拟合体系计算比热和焓等物理量。流动求解算子 L_t 在计算时:无粘通量采用 Roe 格式计算,为了抑制间断处可能出现的数值振荡,使用 Minmod 限制器的 MUSCL 插值;时间推进采用双时间步显式 Runge-Kutta 方法,为了保证时间离散项的精度,采用文献[8]的“源项消去”法进行处理。

2.2 一步反应准一维计算方法

2.2.1 控制方程

当仅考虑一步反应时,控制方程中不再包括组分连续方程,且化学反应放热作为源项添加到能量方程右端,放热规律同样按指数分布。方程(1)的守恒变量 Q , 对流通量 F 和源项 S 分别为

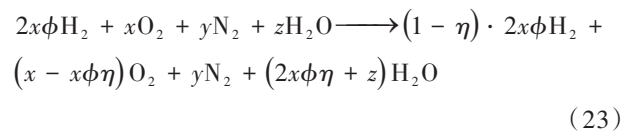
$$\begin{aligned} Q &= [A\rho, A\rho u, A\rho e_t]^T \\ F &= [A\rho u, A(\rho u^2 + p), A(\rho e_t + p)u]^T \\ S &= \left[\frac{d\dot{m}_s}{dx}, p \frac{dA}{dx} - \frac{\rho u^2}{2} \frac{4f}{D_e} A + u_{sx} \frac{d\dot{m}_s}{dx}, H_s \frac{d\dot{m}_s}{dx} + \frac{d\dot{E}}{dx} \right]^T \end{aligned} \quad (22)$$

式中反应放热源项 $\frac{d\dot{E}}{dx} = \frac{d\dot{m}_s}{dx} E_u \eta$, E_u 为燃料热值, η 为燃烧效率。

值, η 为燃烧效率。

2.2.2 一步反应平衡模型

对于由 $x\%O_2, y\%N_2, z\%H_2O$ (x, y, z 均指体积比)组成的混合气体,与 H_2 在当量比为 Φ 的条件下燃烧,忽略燃烧中间产物,则燃烧效率为 η 时的一步平衡化学反应方程式为



一步反应平衡模型可直接根据当量比和燃烧效率由反应式(23)计算出生成物的质量分数。

3 算例验证与分析

3.1 CARDC 氢燃料实验算例

对 CARDC 直连式氢燃料燃烧室模型^[16]进行了数值模拟,在长度为 500mm 的隔离段+燃烧室轴向方向等间距设置 500 个网格点。隔离段入口自由来流马赫数 Ma_∞ , 静压 p_∞ , 静温 T_∞ , 速度 u_∞ 和组分质量分数

C_i 以及燃料喷流马赫数 Ma_j , 总温 T_{tj} , 静温 T_j 和当量比 Φ 见表 1。

图 1 为当量比 $\Phi=0.35$ 时两种方法的计算结果,

Table 1 Inflow and jet flow condition of CARDC

Inflow	Value	Jet flow	Case 1	Case 2
Ma_∞	2.05	Ma_j	1	1
$u_\infty/(m/s)$	1417	T_{tj}/K	300	300
p_∞/kPa	341	T_j/K	250	250
T_∞/K	1172	Φ	0.35	0.7
C_{O_2}	0.2558			
C_{H_2O}	0.1768			
C_{N_2}	0.5674			

图 1 的(a)~(c)是流动参数分布,图 1 的(d)和(e)为采用有限速率模型得到的组分质量分数分布。考虑到较低当量比条件下喷射燃料的穿透力不够,因此将添质位置前移,即自 $x=260mm$ 位置添质。一步反应模型的燃烧效率为 0.95,且化学反应放热规律与添质项分布一致,有限速率反应模型的反应过程和限度由实际反应计算。可以看出:一步反应模型由于假设反应瞬间发生到达平衡,因此自 $x=260mm$ 位置起为反应流,而有限速率反应模型由于考虑了化学非平衡过程以及低当量状态下的反应不剧烈,反应发生位置稍有延迟,从图 1(d)组分 H_2 和 OH 质量分数的分布图可以看出,只有当 H_2 浓度达到一定量,即 $x=$

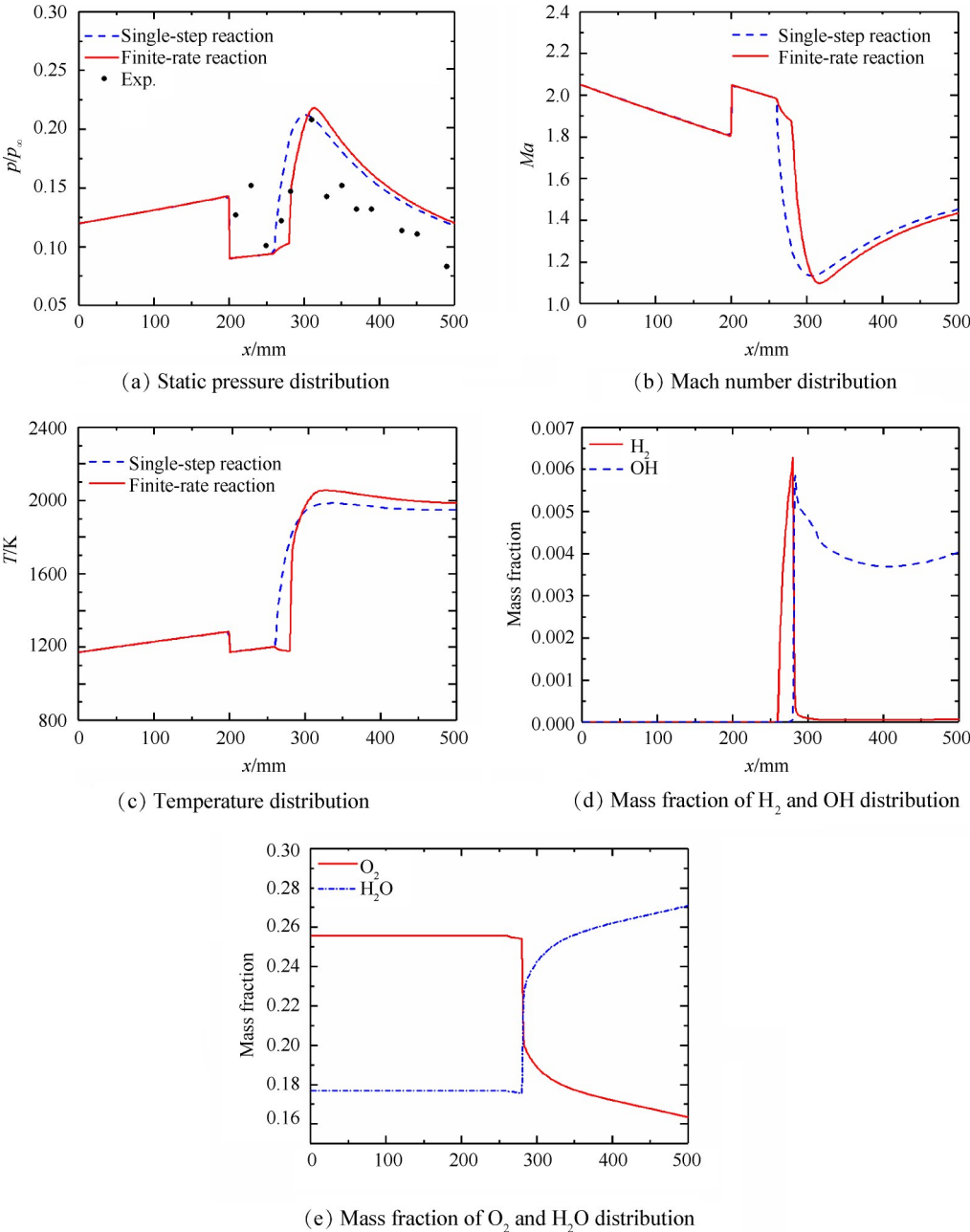


Fig. 1 Flow parameters and mass fraction distribution of CARDC with $\Phi=0.35$

285mm 附近对应的质量分数 0.63%, 反应才开始发生, OH 组分快速增加; 化学反应的释热与燃烧室变截面效应相互作用影响温度分布; 两种方法计算的整个燃烧室的流场马赫数均大于 1, 处于超声速燃烧状态, 发动机处于超燃工作模态状态; 计算得到的压力沿轴向分布与实验结果在燃烧室部分相当吻合, 压力峰位置基本一致, 均处于添质位置之后, 但数值上有一定差别。这是因为实验结果测得的是壁面压强, 而计算结果则反映的是一维截面上的平均压强。同时计算采用了按添质分布规律的理想混合条件, 而在低当量比条件下燃料的实际穿透深度较低、扩

散效果差, 会导致真实燃烧效率比数值计算值低。

图 2 为当量比 $\Phi=0.7$ 时两种方法的计算结果, 图 2(a)~(c) 是流动参数分布, 图 2 的 (d) 和 (e) 为采用有限速率模型得到的组分质量分数分布。自 $x=295\text{mm}$ 位置添质, 一步反应模型的燃烧效率为 0.95。由于当量比增加: 有限速率反应模型中反应程度加剧, 从图 2(d) 组分 O, H_2 , OH 和 H 质量分数的分布可看出, 在添质位置处反应即发生, O, OH 和 H 等各中间组分快速增加; 两种方法计算的燃烧室流动均出现了亚声速, 燃烧过程主要在亚声速状态进行, 发动机处于亚燃工作模态状态, 之后由于扩张段的减压增速使气

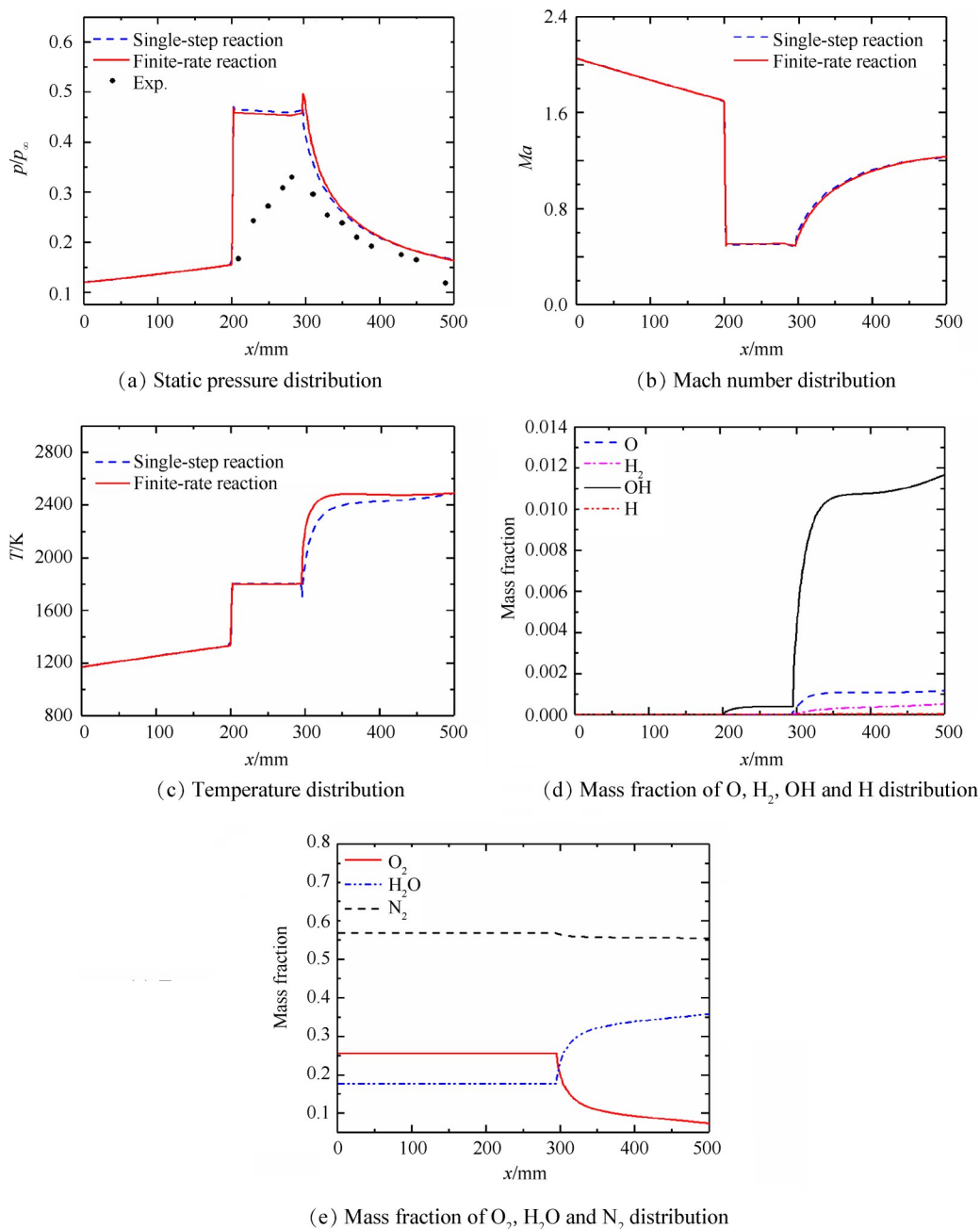


Fig. 2 Flow parameters and mass fraction distribution of CARDC with $\Phi=0.7$

流速度增加,燃烧室出口位置再次达到超声速;由于燃烧加剧导致了热壅塞现象,在燃烧室下游形成热力学喉道,燃烧和添质引起的扰动向上游传播导致燃烧室入口处的反压现象;当量比 $\Phi=0.7$ 下的反应较 $\Phi=0.35$ 更剧烈,出口静温约2490K,高于 $\Phi=0.35$ 时的出口静温。

综合当量比0.35和0.7状态对应的燃烧室流场结果可知:一步反应模型虽也能较好得到燃烧室的化学反应流场,但其中燃烧效率数值根据三维模拟结果设定,具有很大的局限性,而且反应放热项也可能需要多次调整分布规律才能模拟出理想的结果;有限速率反应模型中热量释放的大小和规律根据计算得出,更接近实际情况,还能给出反应过程各组分的轴向分布规律,可用于初步分析化学反应非平衡效应的影响。从与实验结果的对比也可看出,有限速率反应模型的计算结果与实验结果也较为接近,可以提供较为有效的燃烧室反应流场和出口参数。

3.2 NAL氢燃料实验算例

以日本NAL直连式氢燃料燃烧室试验模型^[17]进行了数值模拟,在长度为666mm的隔离段+燃烧室轴向方向等间距设置666个网格点。加热器产生的污染空气通过名义马赫数2.5的喷管后进入隔离段,模拟马赫数7.5的飞行状态。隔离段入口自由来流马赫数 Ma_∞ ,总温 $T_{t\infty}$,总压 $p_{t\infty}$,静压 p_∞ 和组分质量分数 C_i 以及燃料喷流马赫数 Ma_j ,总温 T_{tj} ,静温 T_j ,静压 p_j 和当量比 Φ 见表2。

Table 2 Inflow and jet flow condition of NAL

Inflow	Value	Jet flow	Value
Ma_∞	2.5	Ma_j	1
$T_{t\infty}/K$	2000	T_{tj}/K	280
$p_{t\infty}/MPa$	1.0	T_j/K	233
p_∞/kPa	55.222	p_j/kPa	355
C_{O_2}	0.24335	Φ	1.0
C_{H_2O}	0.17315		
C_{N_2}	0.5835		

图3为当量比 $\Phi=1.0$ 时两种一维方法的计算结果,自 $x=232mm$ 位置添质。根据文献[17]三维模拟结果,一步反应模型的燃烧效率取0.7;有限速率反应模型在计算的初始时刻将氢气喷口下游设置为静温2000K的高温区域,使氢气和氧气发生燃烧。两种一维方法计算的静压和马赫数结果基本一致,且压力

峰值位置与实验结果吻合,压力峰值偏高。计算结果再次证明有限速率反应模型准一维计算方法对不同燃烧室构型反应流场计算的适用性。

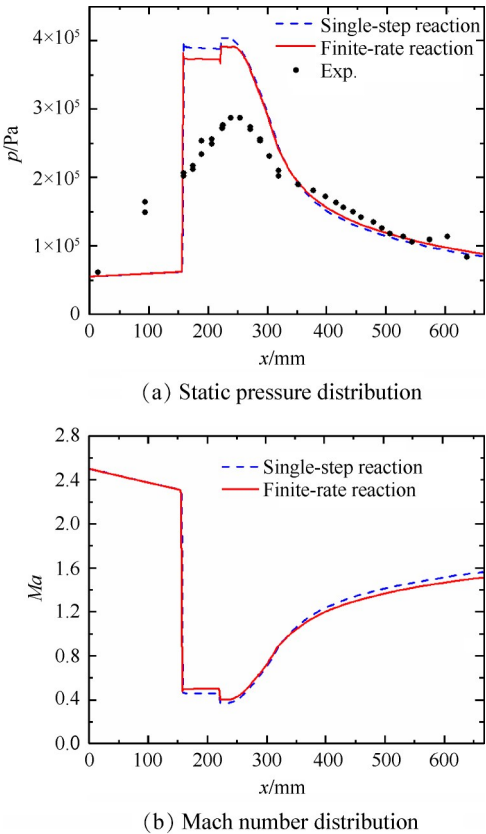


Fig. 3 Flow parameters distribution of NAL with $\Phi=1.0$

3.3 NAL氢燃料燃烧室性能影响分析

基于有限速率反应准一维方法可初步分析化学反应非平衡效应的影响,针对NAL模型,采用有限速率反应模型初步分析了不同当量比和进口压强对燃烧室气流参数的影响规律。

3.3.1 当量比影响特性

改变表2中的喷流当量比 Φ ,其余来流及喷流参数保持不变,得到图4中的计算结果。当量比 Φ 分别为0.6,0.8,1.0,1.2时:燃烧室均为正常工作状态,燃烧主要在亚声速状态下进行,出口为超声速;压强随着当量比的升高而增大,其中当量比1.0和当量比1.2下的燃烧室扩张段轴向压强分布基本一致;当量比 ≤ 0.8 时,燃烧反压的扰动没有扰入隔离段,隔离段起到了“隔离”的作用;当量比 ≥ 1.0 时,燃烧反压开始扰入隔离段内,并且随着当量比的进一步增加,反压扰动向上游推进的距离越长。当量比为0.4时,燃烧在燃烧室末段距离燃烧室出口约152mm处发生,出口马赫数约为1.17,明显低于其它当量比状态下的出口马赫数。

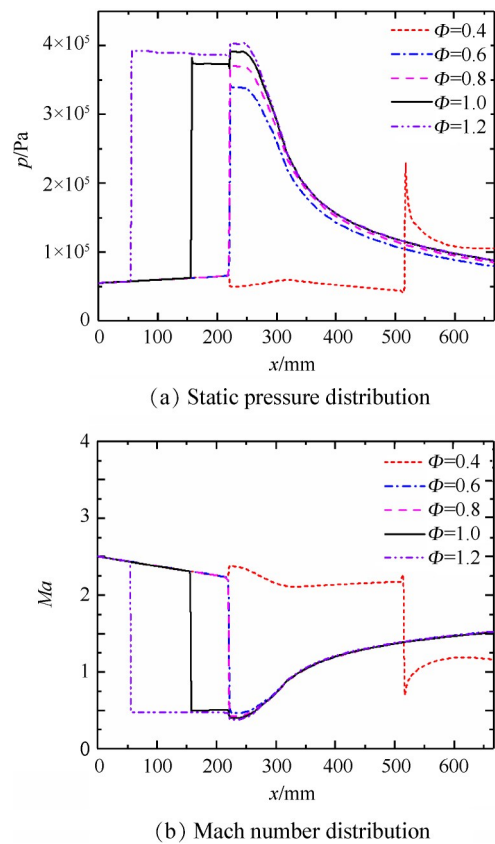


Fig. 4 Influence of hydrogen equivalence ratio Φ to static pressure and Mach number

3.3.2 进口压强影响特性

通过改变表2中来流参数的进口压强 p_{∞} ,研究进口压强对燃烧室流场特性的影响规律,其余来流及喷流参数保持不变。由于来流气体密度随压强的增大而增大,因此当量比会随压强的增大而减小,喷流参数的当量比需根据进口压强计算得出,记为特征当量比 Φ' 。设定 $p_0=55.222kPa$,进口压强取值及对应的特征当量比 Φ' 见表3。

Table 3 Inlet pressures and related parameters

p_{∞}/kPa	p_{∞}/p_0	Φ'
55.222	1.0	1.0000
82.833	1.5	0.6667
110.444	2.0	0.5000
138.055	2.5	0.4000

图5为不同进口压强下的计算结果。当 p_{∞} 分别为 $p_0, 1.5p_0, 2.0p_0$ 时:燃烧室均存在亚声速流动,燃烧室出口为超声速流动;三种压强状态下的压力峰值位置基本保持一致,而且压强越高,燃烧越剧烈,反压也越大,其中进口压强 p_0 状态下的反压引起的正激波被推出隔离段并且一直沿隔离段上游传播。当 $p_{\infty}=$

$2.5p_0$ 时,燃烧仅在燃烧室末段距离燃烧室出口约115mm处开始发生,燃烧室出口为亚声速流动。

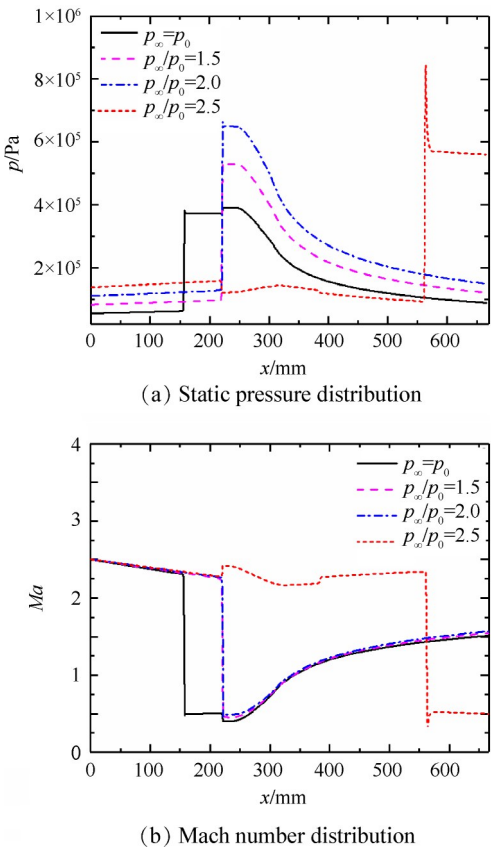


Fig. 5 Influence of inlet pressure p_{∞} to static pressure and Mach number

4 结 论

本文发展了可用于超燃冲压发动机燃烧室非定常性能分析的准一维化学反应非平衡Euler方程求解方法,对两种不同的燃烧室模型进行了算例验证,并基于NAL氢燃料燃烧室计算分析了不同隔离段静压和当量比对燃烧室气流参数的影响规律,得出结论:

- (1)与实验结果相比,除了隔离段及点火位置之前的燃烧室段压力预测不准之外,燃烧室其余段的计算结果均较为准确,因而本文方法适用于不同燃烧室构型的反应流场计算。
- (2)与一步反应平衡模型相比,有限速率反应模型由于考虑了化学反应非平衡过程,因此根据真实反应计算得出的热量释放规律更接近实际情况,而且能提供反应各中间组分的一维分布规律,大大扩展了该一维方法的适用范围。
- (3)基于NAL氢燃料燃烧室的计算表明:增大当量比 Φ 或进口压强 p_{∞} ,燃烧室静压均会升高,并且也

会影响反压在隔离段的推进距离和推进速度;在当量比 $\Phi=0.4$ 或进口压强 $p_{\infty}=138.055\text{kPa}$ 条件下,燃烧室大部分区域处于不燃烧状态,并且 $p_{\infty}=138.055\text{kPa}$ 的进口压强会导致燃烧室亚声速出口。

致 谢:感谢国家自然科学基金资助。

参考文献

- [1] Bussing T R A, Murman E M. A One-Dimensional Unsteady Model of Dual-Mode Scramjet Operation [R]. AIAA 83-0422.
- [2] 刘敬华, 凌文辉, 刘兴洲, 等. 超音速燃烧室性能非定常准一维流数值模拟[J]. 推进技术, 1998, 19(1): 1-6. (LIU Jing-hua, LING Wen-hui, LIU Xing-zhou, et al. A Quasi-One Dimensional Unsteady Numerical Analysis of Supersonic Combustor Performance[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 1998, 19(1): 1-6.)
- [3] 王 兰. 超音速燃烧冲压发动机燃烧室数值模拟[D]. 西安:西北工业大学, 2001.
- [4] Leveque R J. Finite Volume Methods for Hypersonic Problems [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2004.
- [5] 刘 瑜, 刘 君, 唐玲艳, 等. 一种求解化学非平衡流动的新型解耦算法[J]. 力学学报, 2015, 47(1): 82-94.
- [6] 刘 君, 刘 瑜, 周松柏. 基于新型解耦算法的激波诱导燃烧过程数值模拟[J]. 力学学报, 2010, 42(3): 572-578.
- [7] 刘 君, 张涵信, 高树椿. 一种新型的计算化学非平衡流动的解耦方法[J]. 国防科技大学学报, 2000, 22(5): 19-23.
- [8] 汪洪波, 孙明波, 梁剑寒, 等. 含双时间步法的化学非平衡流解耦算法[J]. 计算物理, 2010, 27(5): 685-691.
- [9] Brown P N, Byrne G D, Hindmarsh A C. VODE: A Variable Coefficient ODE Solver[J]. *Society for Industrial and Applied Mathematics*, 1989, 10(5): 1038-1051.
- [10] Mott D R, Oran E S, Leer B V. A Quasi-Steady-State Solver for the Stiff Ordinary Differential Equations of Reaction Kinetics [J]. *Journal of Computational Physics*, 2000, 164(2): 407-428.
- [11] Timothy F O'Brien, Ryan P Starkey, Mark J Lewis. Quasi-One-Dimensional High-Speed Engine Model with Finite-Rate Chemistry [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2001, 17(6).
- [12] Theodore B S. Development and Ground Testing of Direct Measuring Skin Friction Gages for High Enthalpy Supersonic Flight Tests[R]. AIAA 2002-3134.
- [13] Li Jun, Zhao Zhen-wei, Kazakov Andrei, et al. An Updated Comprehensive Kinetic Model of Hydrogen Combustion [J]. *International Journal of Chemical Kinetics*, 2004, 36: 566-575.
- [14] Yoo C S, Sankaran R, Chen J H. Three-Dimensional Direct Numerical Simulation of a Turbulent Lifted Hydrogen Jet Flame in Heated Coflow: Flame Stabilization and Structure [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2009, 640: 453-481.
- [15] 刘 瑜. 量热完全气体/化学非平衡气体流动 ALE 有限体积计算方法研究[D]. 长沙:国防科学技术大学, 2014.
- [16] 王 兰. 超燃冲压发动机整机非结构网格并行数值模拟研究[D]. 绵阳:中国空气动力研究与发展中心, 2007.
- [17] Rodriguez C G, White J A, Riggins D W. Three-Dimensional Effects in Modeling of Dual-Mode Scramjets [R]. AIAA 2000-3704.

(编辑:史亚红)