

文章编号 :1001 - 2486(2007)02 - 0024 - 05

超燃冲压发动机燃烧室燃料喷注及其内流场的数值模拟*

周松柏,刘君,郭正,王巍,耿辉

(国防科技大学 航天与材料工程学院,湖南长沙 410073)

摘要 基于三维 N-S 方程,利用有限差分数值离散方法,对考虑了燃料喷注和凹腔结构综合影响的某超燃冲压发动机燃烧室模型的内流场进行了数值模拟,与实验流动图谱进行了定性比较,并进一步探讨了燃料喷注过程的非定常特性以及凹腔结构对流动的影响。研究表明,本文数值模拟的稳态时刻流场与实验流动图谱相似,数值结果捕捉到了横向喷注燃料沿下游运动并向凹腔扩散的非定常动态变化的规律。

关键词 超燃冲压发动机,横向射流,凹腔,数值模拟,平面激光诱导荧光

中图分类号:V235.211 文献标识码:A

Numerical Simulation for the Fuel Jet and Inner Flowfield of Scramjet Combustion Chamber

ZHOU Song-bai, LIU Jun, GUO Zheng, WANG Wei, GENG Hui

(College of Aerospace and Material Engineering, National Univ. of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract The inner flow field of scramjet combustion chamber with fuel jet and cavity structure was simulated numerically on the basis of the 3-D Navier-Stokes equations. Finite differential method was used. With a comparison between the numerical and experimental results, the unsteadiness of fuel jet and influence of cavity structure on the flow field were discussed. From the results, it is observed that the stable flow field of numerical simulation is similar to experimentation, and the unsteady dynamic phenomenon that fuel jet moves downstream and diffuses into the cavity is captured from simulation.

Key words scramjet, transverse jet, cavity, numerical simulation, planar laser induced fluorescence

在内燃机、航空发动机、火箭发动机等发动机中,燃料通常以射流的形式注入燃烧室,而一旦点火得以实现,则燃料的燃烧效率直接依赖于燃料与氧化剂(空气)在分子水平上的混合情况;另外,通过火焰稳定器的作用实现火焰的稳定,有利于减少点火延迟时间,并且便于短距离内连续提供化学反应活化源而防止火焰在发展初期淬熄,从而有利于减小燃烧室流向尺度。因此,对于超燃冲压发动机的研发而言,空气-燃料混合和火焰稳定是两个重要的研究课题。

近年来,国内外已有大量研究者和研究机构从实验或数值模拟的角度来分别研究横向射流和凹腔结构对超燃冲压发动机燃烧室内燃烧和流动的影响机理^[1-10]。为了研究横向射流和凹腔结构的综合效应带来的燃料喷注和火焰稳定的物理机理和流动特点等问题,文献[11]针对某超燃冲压发动机燃烧室模型的横向射流内流场从实验角度进行了非接触式测量研究,采用的测量技术为平面激光诱导荧光(Planar Laser Induce Fluorescent—PLIF)技术,得到了反映流动结构和燃烧特点的图谱,初步研究表明:横向射流和凹腔结构的综合应用有助于实现超燃冲压发动机中空气-燃料混合以及火焰稳定。

本文从三维可压缩流的 N-S 方程出发,采用有限差分法,针对文献[11]中的超燃冲压发动机燃烧室模型的横向射流实验进行了数值模拟,与实验结果进行了对比,并在此基础上进一步分析了该流动所反映的燃料喷注的非定常特性和内流场动态结构。

1 控制方程和计算方法

考虑到本文针对的实验研究涉及到了喷注燃料(用氮和丙酮的混合气体来替代)以便于进行 PLIF 实

* 收稿日期 2006-09-01

基金项目: 国家部委基金资助项目

作者简介: 周松柏(1980—)男,博士生。

验测量)和主流气体两种介质,分别具有不同的比热比和气体常数,无化学反应,同时燃料喷注混合流场的湍流效应明显,因此有必要采用考虑了组分扩散和湍流效应的双组元 N-S 方程组来对整个流场进行理论建模。本文采用的湍流模型为 Jonse-Launder 提出的低雷诺数修正 $k-\varepsilon$ 双方程模型。最终建立的流动控制方程组在笛卡尔坐标系下的表达形式为:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial (F + F_v)}{\partial x} + \frac{\partial (G + G_v)}{\partial y} + \frac{\partial (H + H_v)}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

其中 $U = (\rho \rho_u \rho_v \rho_w \rho_\varepsilon \rho_1 \rho_k \rho_\varepsilon)^T$; F, G, H 为对流项通量; F_v, G_v, H_v 为扩散项通量。 $e = 0.5\rho(u^2 + v^2 + w^2) + e_1 + e_2$, $\rho = \rho_1 + \rho_2$, ρ_i 和 e_i 为第 i ($i = 1, 2$) 组分的密度和内能, ρ 和 e 为单位体积流体微团的总密度和总能量, u, v, w 为三个方向的速度分量, k 和 ε 分别为湍流脉动能和湍流耗散能。层流粘性系数采用 Sutherland 公式,封闭方程组时补充了基于道尔顿分压定律和完全气体假设的状态方程:

$$p = p_1 + p_2 = \rho_1 R_1 T + \rho_2 R_2 T \quad (2)$$

其中 R_i 为组分气体常数, T 为温度。另外 $\rho_i = R_i T / (\gamma_i - 1)$, γ_i 是第 i 组分的比热比。

数值模拟过程中为了准确描述边界几何外形,通常采用贴体网格坐标系,因此需要将笛卡尔坐标系 (t, x, y, z) 下的(1)式变换到任意坐标系 (τ, ξ, η, ζ) 下;数值离散过程中,采用时间分裂法将三维问题转化为三个一维问题来求解。空间离散时对流项采用 NND2M 格式,粘性项采用中心差分格式。

以上过程的详细推导、NND2M 差分格式以及该湍流模型的离散细节参见文献 [12]。

2 实验模型及其数值模拟情况

2.1 实验模型及参数

文献 [11] 中说明的实验模型如下:实验系统由高压气源/空气加热器、矩形喷管和超音速流动实验段组成,如图 1 所示。空气加热器采用 H_2/O_2 /Air 混合燃烧获得较高总压和总焓,通过调整 H_2/O_2 质量百分比保证喷管出口气流中 O_2 质量百分比等于标准空气,即 23.2%。空气加热器内部为圆桶状,末端由圆变方,接二维矩形喷管,喷管出口马赫数由喷管的出口面积与喉部面积之比决定,喷管设计考虑了附面层修正。矩形喷管后接方形实验段,在方形实验段的一侧壁上且位于流道的中心对称面内安装了 $\Phi 2\text{mm}$ 的燃料射流喷孔,在另外三个壁上开有观测窗口,用于光学诊断,实验段的具体结构和尺寸如图 2 所示,其凹腔结构示意图可参考图 3,其中 $D = 8\text{mm}$, $L/D = 7$, $S = 34\text{mm}$, $\alpha = 45^\circ$ 。

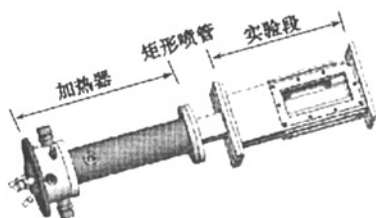


图1 实验模型

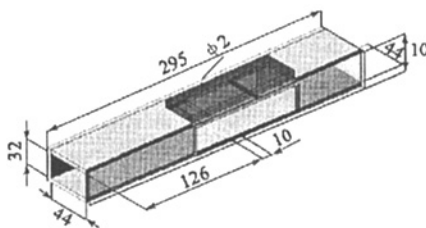


图2 超燃燃烧室结构示意图

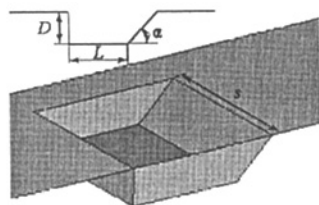


图3 凹腔结构示意图

Fig.1 Experimental model

Fig.2 Configuration of supersonic combustion chamber

Fig.3 Cavity structure

模拟的实验参数为 (1) 燃烧室进口参数: 静压 101kPa, 静温 824K, 马赫数 1.724, 比热比 1.3383, 气体常数 $303.6\text{J/kg} \cdot \text{K}$; (2) 射流参数: 射流总压 0.6MPa, 射流总温 550K, 射流马赫数 1.0, 射流介质比热比 1.32, 喷流工质为混有丙酮蒸气的氦气, 其中氦气体积比 72%, 丙酮体积比 28%。

实验的基本原理可参考文献 [13], 在此不再赘述。

2.2 数值模拟网格、初边值条件及说明

考虑到燃烧室凹腔的存在,在设计网格时为了便于网格生成,避免物理参数插值,采用结构网格堵塞技术将凹腔网格和其它区域网格对接,部分非物理区域网格仅代表节点标号而不参与流场计算,射流出口网格按照圆变方处理,考虑了壁面附近以及流场参数变化剧烈区域的网格加密,整体网格节点数为 $219 \times 91 \times 49 \approx 98$ 万(长 \times 宽 \times 高)。

为了与实验过程保持一致,初值条件按照无喷注时计算得到的进口参数给定,该参数的确定方法见后文对进口条件的处理,边值条件涉及到了壁面条件、进口条件、出口条件、射流条件,各自的处理方法

为壁面边界按照无滑移绝热壁边界处理,同时由于物面附近网格较密而认为附面层假设成立,即 $u = 0$ $v = 0$ $w = 0$ $\partial T / \partial n = 0$ $\partial p / \partial n = 0$; 给定进口条件时,为了准确考虑边界层,故根据上节实验参数,人为设计一矩形喷管,燃烧室进口参数与数值模拟得到的该矩形喷管出口参数相等,给定出口边界条件时,以一低压提反压条件,其它参数外推,射流条件按照实验给定的射流总压、总温以及出口马赫数给定。

整个计算任务在主频 2.8GHz、内存 0.98GB 的 Pentium(R) 微机上完成,实践表明,本文 90 万量级网格数的流场计算所需的工作机时非常巨大,需要 8 个工作日,数值模拟的流场参数才能达到较好的收敛结果。

2.3 结果与分析

为便于分析,以添加射流时刻为 0 时刻,并约定以下所有图示中流体均从左至右运动。

图 4 给出了实验得到的横向射流介质的组分数云图,该图中射流介质基本平着流向出口方向。与数值模拟的射流介质质量分数场分布结果(图 5)细致对比可知,图 4 的实验横向射流介质组分数云图恰好对应于数值结果中流场大致稳定时刻的射流介质组分数等值线图(即图 5(f)),二者流动图谱相似。由于实验条件的限制以及横向射流非定常作用时间的极短性,实验中没有捕捉到能够描述该非定常过程的横向射流组分数云图,这一点可以依托数值模拟的技术手段进行补充。



图 4 实验横向射流组分数云图
Fig. 4 Experimental contour of transverse jet

图 5 ~ 7 分别给出了对应于 $t = 0.034$ 、 0.069 、 0.104 、 0.138 、 0.172 、 0.686 ms 时刻数值模拟得到的横向射流介质质量分数云图、压力云图、马赫数云图。

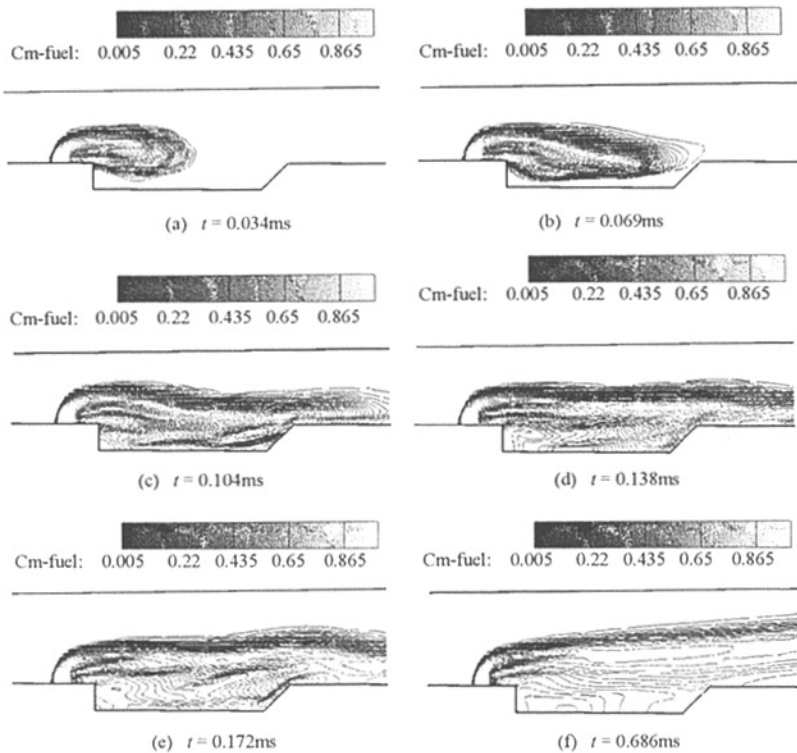


图 5 数值模拟横向射流质量分数云图

Fig. 5 Contours of transverse jet for numerical simulation

从图 5 可以看出,横向射流介质呈现了以下的运动特点:射流因来流的作用而向右运动,并由于凹腔左上角点处流动的膨胀效应以及该处的粘性诱导漩涡使得射流介质向凹腔区域扩散;当介质运动阵面触及凹腔右端斜面时,部分射流介质即越过该斜面向下游运动,另一部分射流介质因凹腔区域内的漩

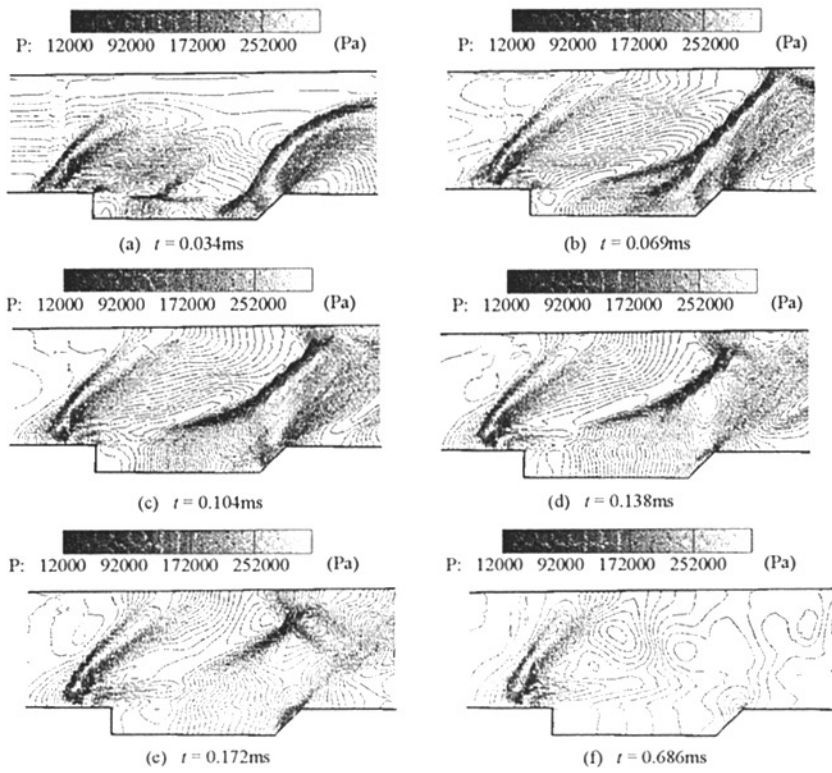


图6 数值模拟压力云图

Fig. 6 Contours of pressure for numerical simulation

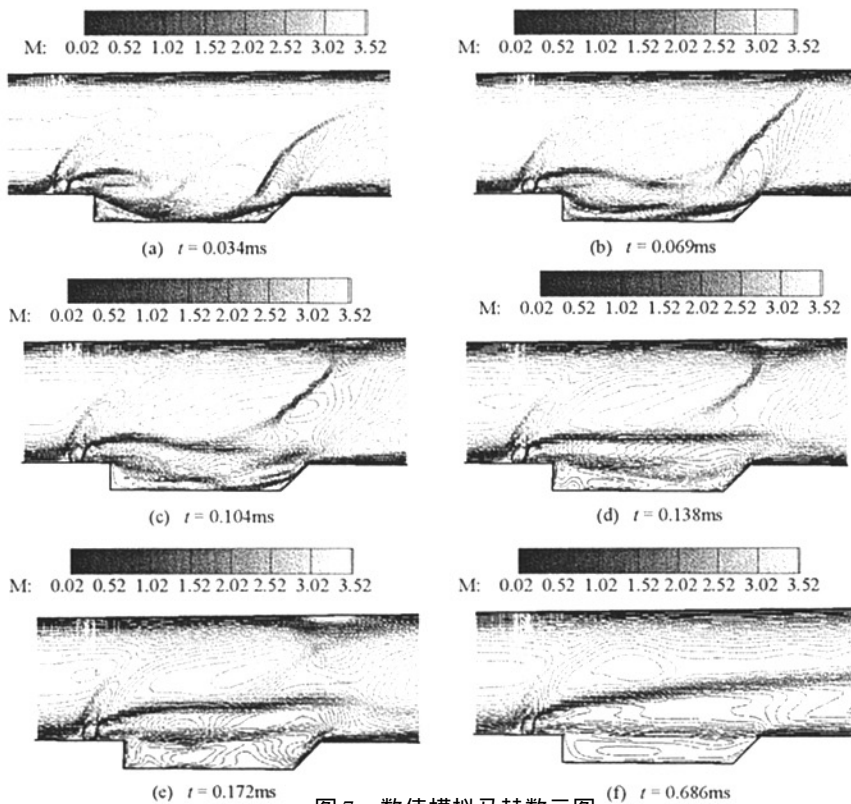


图7 数值模拟马赫数云图

Fig. 7 Contours of mach number for numerical simulation

涡支配而局限于凹腔内部运动;由于凹腔内部的压力上升,使得上端的介质运动阵面逐渐上移,并逐渐趋于稳定。以上射流介质的运动情况导致了凹腔内部的射流介质经历了先增后减的动态变化过程,这就弥补了实验中仅仅根据图4无法解释实验中凹腔内部存在有丙酮的信号这个难题。

从图6可以看出,压力分布和流场结构具有以下特点:由于横向射流对主流的干扰,凹腔左端射流出口附近产生了激波,另外由于来流的冲击使得凹腔右端斜面产生另一激波,射流处的激波能够在整个流动时间内长期而稳定地存在,而右端斜面激波却不能长期存在,凹腔右端斜面处射流介质先压缩后膨胀,故该区域压力先增加后减少,并由此诱导起初呈弯曲状的右端斜面激波逐渐变直并与燃烧室上壁面相交,从而产生另一斜向下游的反射激波,但由于凹腔右端斜面右上角度处的膨胀波与激波的相互作用,会使得该处波系变得更为稀疏,最终流动稳定时右端斜面激波及其诱导的反射激波会消失。

从图7中可以看出,波系结构以及波系的变化情况与图6一样,其原因同上,还可以由该图发现以下流场特点:横向射流喷口附近呈现出了清晰的“ λ 波”以及马赫盘,凹腔内部的流动低速区先仅仅局限在凹腔两端下方两角点处,而后由于漩涡的作用逐渐上移,并逐渐使凹腔内成为流动死水区。

综合图5~7的信息,可进一步对剪切层分析如下:凹腔上游的燃料喷注使得剪切层的厚度非稳定、非线性地增加,其带来的直接影响就是减弱了剪切层质量和动量的横向梯度,由此抑制剪切层的涡量输运以及凹腔流动的振荡幅度;对比分析图5和图7可以初步了解到剪切层以漩涡脱落的模式随时间发展,其发展方向与流向基本一致。

3 结论

(1)得到了反映横向射流和凹腔结构对超燃燃烧室流动影响的详尽流场,捕捉到了射流喷口和凹腔附近的波系结构及其动态变化的特点。

(2)凹腔上游的横向喷注的射流呈现出了沿下游运动并向凹腔扩散的非正常动态变化的规律;凹腔内部的射流介质经历了先增后减的动态变化过程,凹腔内很快就成为流动死水区。

(3)本文考虑的燃烧室模型在燃料持续喷注后能够迅速建立起趋于稳定的流场结构,稳定所需时间为近1.0ms。

参考文献:

- [1] 梁剑寒,王正华,王承尧. 超燃发动机垂直燃料喷射的数值研究[J]. 推进技术,2000,21(1):12-14.
- [2] 黄生洪,徐胜利,刘小勇. 煤油超燃冲压发动机两相流场数值模拟(1)数值校验及总体流场特征[J]. 推进技术,2004,25(6):484-490.
- [3] 余勇,丁猛,刘卫东,等. 煤油超音速燃烧的实验研究[J]. 国防科技大学学报,2004,26(1):1-4.
- [4] 俞刚,李建国,赵震,等. 超声速模型燃烧室中气化煤油喷注研究[J]. 推进技术,2005,26(2):97-100.
- [5] 杜炜强,吴宝元. 带不同长度凹腔超声速燃烧数值研究[J]. 火箭推进,2005,31(4):26-29.
- [6] Shani S, Tran T, Genin F, et al. Characterization of Liquid Fuel Mixing in a Scramjet Flowfield[R]. AIAA 2003-6990 2003.
- [7] Chang K S, Park S O. Hybrid RANS/LES Simulation of Deep Cavity Flow[R]. AIAA 2004-53 2004.
- [8] Zhuang N, Alvi F S, Shih C. Another Look at Supersonic Cavity Flows and Their Control[R]. AIAA 2005-2803 2005.
- [9] Montes D R, King P I, Gruber M R, et al. Mixing Effects of Pylon-Aided Fuel Injection Located Upstream of a Flameholding Cavity in Supersonic Flow[R]. AIAA 2005-3913 2005.
- [10] Allen W, King P I, Gruber M R, et al. Fuel-Air Injection Effects on Combustion in Cavity-Based Flameholders in a Supersonic Flow[R]. AIAA 2005-4105 2005.
- [11] 耿辉,翟振辰,桑艳,等. 利用OH-PLIF技术显示超声速燃烧的火焰结构[J]. 国防科技大学学报,2006,28(12):1-6.
- [12] 徐春光. 复杂喷流流场数值模拟及应用研究[D]. 长沙:国防科技大学,2002.
- [13] Thurber M C. Acetone Laser-Induced Fluorescence for Temperature and Multiparameter Imaging in Gaseous Flows[R]. Topical Report TSD-120, Stanford University, 1999.

