

煤油超声速燃烧的数值分析^{*}

刘欧子¹, 蔡元虎¹, 胡欲立¹, 刘敬华², 凌文辉²

(1. 西北工业大学 动力与能源学院, 陕西 西安 710072; 2. 北京动力机械研究所, 北京 100074)

摘 要: 利用计算流体力学软件对煤油在所设计的双模态超声速燃烧室内的超声速喷雾燃烧进行了数值模拟。采用离散液滴模型、概率密度函数紊流扩散燃烧模型和紊流 $k-\omega$ 模型计算了在飞行马赫数为 5, 煤油与空气的当量比为 0.551 时的情况。数值结果得到的壁面静压分布与实验数据基本一致; 计算所得到的总压损失系数是 0.696, 非常接近实验测量值 0.707, 但计算得到的燃烧室燃烧效率远比实验值高。

关键词: 超音速冲压喷气发动机; 亚音速燃烧; 超音速燃烧; 煤油; 数值分析

中图分类号: V231.2

文献标识码: A

文章编号: 1001-4055 (2004) 05-0463-06

Numerical analysis of kerosene supersonic combustion

LIU Ou-zi¹, CAI Yuan-hu¹, HU Yu-li¹, LIU Jing-hua², LING Wen-hui²

(1. School of Power and Energy, Northwest Polytechnical Univ., Xi'an 710072, China;

2. Beijing Power Generating Machinery Inst., Beijing 100074, China)

Abstract: Numerical analysis of the kerosene spray supersonic combustion was carried out in the dual-mode supersonic combustor with the CFD software. In the case of Mach number 5 and fuel-air equivalence ratio 0.551, the numerical results were obtained with the chemistry model of probability density function, $k-\omega$ turbulence model and discrete droplet model. The wall static pressure agrees well between experiments and numerical results.

Key words: Supersonic combustion ramjet engine; Subsonic combustion; Supersonic combustion; Kerosene; numerical analysis

1 引 言

超声速燃烧冲压(简称超燃冲压)发动机被认为是高超声速飞行最为理想的推进动力,受到了国内外研究人员的关注。在飞行马赫数小于 8 的超声速飞行范围内,液体碳氢燃料——煤油由于其密度高、易贮存和供应安全方便等优点,适合于低成本的超声速飞行器推进动力——双模态超燃冲压发动机的燃料。然而,一方面由于气流在燃烧室停留时间非常短(为毫秒级),另一方面由于液体碳氢燃料燃烧的多级物理-化学过程,增加了点火和火焰稳定的困难。俄罗斯的研究人员通过位于氢引导火焰上游的支板把煤油喷入超声速气流中,并首先使用凹槽作为碳氢燃料

煤油超声速燃烧的火焰稳定器^[1]。Owens 等人^[2]研究了主流马赫数为 1.8,滞止温度为 300~1000K,煤油从凹槽前缘喷入的三种凹槽火焰稳定器结构(氢引导火焰从凹槽内喷入)。结果表明,气流的滞止温度通过改变局部的当量比对火焰稳定起很大作用;使用凹槽可以产生大的回流区,因而火焰稳定。司徒明等人^[3]对双凹槽和预燃室结构下的超声速煤油燃烧进行了研究:在主流马赫数为 2.15 时,双凹槽结构可以增强混合和强化燃烧;采用预燃室内的高温燃气来实现可靠点火,超声速燃烧过程稳定;燃烧效率随着燃烧室当量比的增加而增加,燃烧效率可达 0.8 以上。Yu 等人^[4]对煤油-氢双燃料的超声速燃烧室中的自点火和燃烧稳定性在直联式实验装置上进行了实验

* 收稿日期: 2003-09-06; 修订日期: 2004-03-05。

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (50086002); 西北工业大学博士论文创新基金资助项目。

作者简介: 刘欧子 (1971—), 女, 博士生, 研究领域为发动机内流场仿真及超声速燃烧。

E-mail: liu_ouzi@yahoo.com.cn

研究: 当燃烧室入口马赫数为 2.5 时, 在无强迫点火能源的条件下, 利用氢引导火焰与凹槽结构联合作用能使煤油点火并持续稳定燃烧, 引导氢的喷射与煤油喷射点的距离对点火特性有重要的影响; 凹槽的长度与深度对点火和火焰稳定有较大的影响, 凹槽温度场高度不均匀; 并列的两个凹槽比单个凹槽有更好的火焰稳定性, 燃烧效率可达 0.8。

超声速燃烧室内的气流流动是可压缩、有间断、旋涡、紊流及有化学反应等相互作用的三维流动。从 20 世纪 80 年代开始了对于氢燃料超声速燃烧的数值分析, 因而这一方面研究成果很多, 但对碳氢燃料超声速燃烧的数值分析比较少: Akmandor 等人^[5]使用二维欧拉方程对煤油与空气超声速燃烧进行了模拟(化学反应为单步不可逆)。Tiwari 等人^[6]使用 CFD 软件对碳氢燃料乙烯的超声速燃烧进行了数值计算; 王晓栋^[7]在采用先锋火焰氢的情况下, 对乙烯的超声速燃烧进行了数值模拟; 王春等人^[8]采用较为简单的碳氢燃料化学反应模型, 模拟“双燃室”超燃冲压发动机的超燃工况; Dufour 等人^[9]对煤油-氢双燃料的超声速燃烧进行了一维和三维的数值模拟。本文用数值分析的方法研究了煤油在所设计的双模态超声速燃烧室内的超声速燃烧, 得到了在飞行马赫数为 5, 煤油与空气的当量比为 0.551 时的计算结果, 结合实验数据对计算结果进行了对比分析。

2 燃烧室模型

数值分析所使用的燃烧室模型二维结构如图 1 所示, 为具有燃料喷射支板和两对凹槽的突扩型双模态超燃冲压发动机燃烧室, 前端是隔离段, 其后是燃烧室, 气流流向从左到右。由于结构的对称性, 计算的区域是其一半。支板类型的燃料注入系统将更能使燃料在高速气流中均匀的分布, 并在很短的距离内完成混合, 凹槽火焰稳定器对点火和稳定燃烧起积极作用, 因而设计了燃料喷射支板和凹槽形火焰稳定器。煤油可以从支板横向及顺向喷入主流, 也可以从燃烧室壁面上横向喷入主流, 图中 1, 2 和 3 位置。采用强迫点火, 使用的点火装置为烟火点火和电点火。

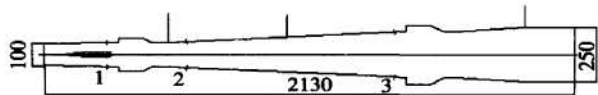


Fig. 1 Sketch of supersonic combustor

3 模拟方法

Olynciw 和 Mohieldin 等人^[10]运用 Fluent 对超声速燃烧进行了计算, 取得与 Murakami 试验相一致的结论, 证明了 Fluent 在研究超声速燃烧的有效性。本文使用 Fluent 软件完成煤油超声速燃烧的数值模拟, 它是基于有限体积求解 N-S 方程的软件包。由于煤油超声速燃烧室内的流场是一个非常复杂的化学非平衡的两相流场, 其中有气相空气流的流动, 液体煤油燃料的汽化及与空气的混合和燃烧, 旋涡的生成和破裂, 喷流与超声速主流的干扰及燃烧室结构特点对流场的影响等。反应紊流流动的气流密度、速度、温度、压强和组分浓度都是不断脉动的, 因而控制方程不仅具有极繁琐的形式而且又不封闭, 在这里采用概率密度函数法(probability density function, pdf)对紊流燃烧作统计描述。研究中使用航空煤油为燃料, 煤油的简化分子式为 $C_{12}H_{24}$, 计算中平衡混和物包括 11 种成分: $C_{12}H_{24}$, C_2H_4 , O_2 , CO , CO_2 , OH , N_2 , H_2 , H_2O (气态), H_2O (液态)和 C (固体), N_2 不参加反应。超声速燃烧室内气流速度从亚声速到跨声速再到超声速, 紊流流动模型选用软件包中现成 $k-\omega$ 的 SST (shear-stress transport) 形式, 它是标准的 $k-\omega$ 模型和高雷诺数下 $k-\omega$ 模型的结合, 适于计算超声速流场。由于燃料煤油的喷雾燃烧, 为了能较好地描述液滴的状态及液滴与气相之间的相互作用, 并且能够消除由于液相流动解中的数值扩散所引起的误差, 因而使用了软件包中离散液滴模型。这种模型将液滴分成由代表性的几组液滴, 并用拉格朗日方法来跟踪这些液滴在全流场中的运动和输运, 这样液相的控制方程就变成液滴的控制方程。计算时加入了有关煤油 $C_{12}H_{24}$ 液滴的物性参数及其化学反应。在连续相影响离散相的同时, 也考虑离散相对连续相的作用。交替求解离散相和连续相的控制方程, 直到收敛, 实现了离散相与连续相之间的耦合计算。计算时采用的控制方程如下。

(1) 气相方程

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = \frac{\partial F_v}{\partial x} + \frac{\partial G_v}{\partial y} + H_c + H_l$$

式中 U 为守恒变量向量, F , G 为对流项向量, F_v , G_v 为粘性项向量, H_c , H_l 为源项向量。

$$U = (\rho, \rho u, \rho v, \rho E, \rho k, \rho \epsilon, \rho Y_1, \Lambda, \rho Y_{N-1})^T$$

$$F = (\rho u, \rho u^2 + p, \rho w, (\rho E + p)u, \rho uk, \rho u \epsilon, \rho u Y_1, \Lambda, \rho u Y_{N-1})^T$$

$$\mathbf{G} = (\rho, \rho w, \rho^2 + p, (\rho E + p)v, \rho k, \rho \varepsilon, \rho Y_1, \Lambda, \rho Y_{N-1})^T$$

$$\mathbf{F}_v = (0, \tau_{xx}, \tau_{xy}, u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + q_{xe}, \tau_{xk}, \tau_{x\varepsilon}, q_{x1}, \Lambda, q_{xN-1})^T$$

$$\mathbf{G}_v = (0, \tau_{yx}, \tau_{yy}, u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + q_{ye}, \tau_{yk}, \tau_{y\varepsilon}, q_{y1}, \Lambda, q_{yN-1})^T$$

$$\mathbf{H}_c = (0, 0, 0, 0, \varphi - \rho \varepsilon, (c_1 f_1 \varphi - c_2 f_2 \rho \varepsilon)_k, S_1, \Lambda, S_{N-1})^T$$

$$\mathbf{H}_l = (\sum_p n_p \dot{m}_p, \sum_p n_p \dot{m}_p u_p^{-\frac{4\pi}{3}} \rho_p^3 n_p \frac{du_p}{dt}, \sum_p n_p \dot{m}_p v_p^{-\frac{4\pi}{3}} \rho_p^3 n_p \frac{dv_p}{dt}, 0, 0, \sum_p n_p \dot{m}_p, 0, 0, 0)^T$$

(2) 液滴方程

(a) 液滴尺寸分布方程 $Y_d = e^{-(d/\bar{d})^n}$

(b) 液滴运动方程

$$\frac{du_p}{dt} = F_D(u - u_p) + \frac{g_x(\rho_p - \rho)}{\rho_p} + F_x$$

$$\frac{dv_p}{dt} = F_D(v - v_p) + \frac{g_y(\rho_p - \rho)}{\rho_p} + F_y$$

$$F_D = \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \frac{C_D R_e}{24}, R_e \equiv 2 \frac{\rho_p}{\mu} [(u - u_p)^2 + (v - v_p)^2]^{1/2},$$

C_D 为阻力系数。

(c) 液滴紊流扩散方程

在以上的液滴动量方程中使用气相的平均速度, 气相速度实际上是由气相平均速度和紊流脉动速度组成, 脉动速度也会对液滴的运动产生影响。气相各向同性紊流脉动速度为:

$$u' = v' = (2k/3)^{1/2}$$

脉动速度只在液滴与紊流微团相互作用的时间内才对液滴扩散起作用, 这段时间主要取决于紊流微团的生存时间和液滴穿过微团的时间, $\Delta t_{int} = \min(t_e, t_l)$ 。在此时间内计算液滴轨道时, 采用气相瞬时速度, 实现了液滴紊流扩散。

(d) 液滴运动轨迹 $\frac{dx_p}{dt} = u_p, \frac{dy_p}{dt} = v_p$

(e) 液滴质量方程

液滴质量由于蒸发而减少, 可以写为:

$$m_p(t + \Delta t) = m_p(t) - N_i A_p M_{w,i} \Delta t, \\ N_i = k_c (C_{i,s} - C_{i,\infty})$$

(f) 液滴能量方程

液滴能量方程就是液滴的温升速度方程。

在液滴温度小于其蒸发温度时, 温升方程如下:

$$m_p c_p \frac{dT_p}{dt} = h A_p (T_\infty - T_p) + \varepsilon_p A_p \alpha (\theta_R^4 - T_p^4)$$

液滴蒸发时的温升方程为:

$$m_p c_p \frac{dT_p}{dt} = h A_p (T_\infty - T_p) + \varepsilon_p A_p \alpha (\theta_R^4 - T_p^4) + \frac{dm_p}{dt} h_{fg}$$

数值模拟时, 隔离段入口气流总压为 1.68MPa, 总温 1200K 和马赫数为 2.38, 其中氧气的含量与空气中相同。煤油从支板喷入超声速气流中, 喷入煤油的静温为 300K, 煤油流量是根据隔离段入口的空气流量和油气当量比来确定的。壁面温度设定为 500K, 并采用无滑移的标准壁面函数来处理。计算网格如图 2。



Fig. 2 Meshes used in the simulation

4 结果和分析

油气当量比为 0.551 时, 燃烧室壁面静压值如图 3, 进行对比可以看出二者的分布基本上一致, 均为梯形分布, 计算结果捕捉到了流场内激波的变化。超声速气流在进入燃烧室之前, 首先经过隔离段气流受到压缩; 而煤油在燃烧室内发生燃烧, 静压突然升高, 通过附面层向上游隔离段传播, 隔离段静压升高与燃烧室的反压相匹配, 逆压梯度使得隔离段上壁面产生分离流(分离区可参见图 4)。从测量数据得到的壁面静压分布来看, 在隔离段入口附近出现激波, 静压升高出现峰值; 然而从计算得到的壁面静压值得出,

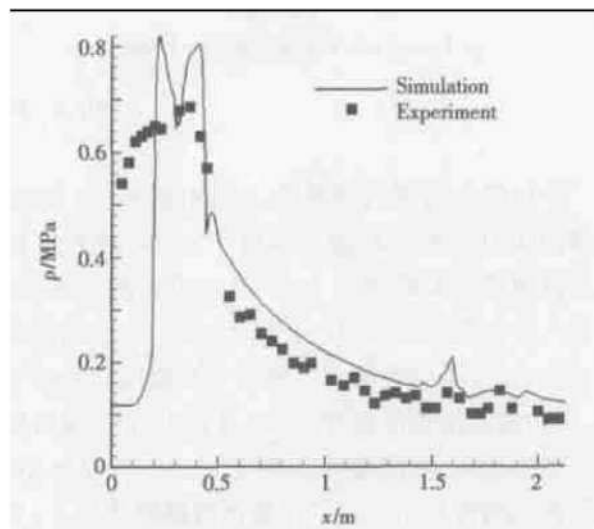


Fig. 3 Wall static pressure distributions

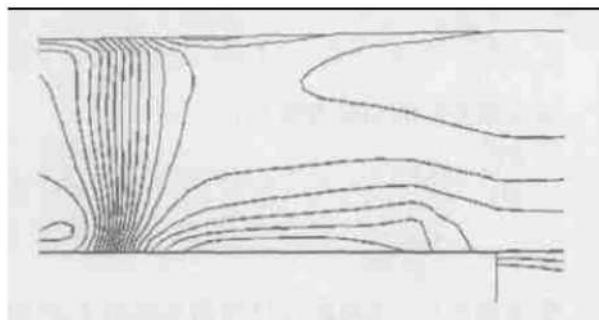


Fig. 4 Region of separated flow

隔离段入口的气体静压比较低, 然后出现正激波, 表现为第一个静压峰值。对测量与计算所得到的壁面静压在隔离段的差异可以解释为: 实验时气流从超声速喷管出来在燃烧室隔离段入口位置出现激波, 以及支板前缘结构对气流的影响(计算时支板前缘半径为 0, 而在实际试验时前缘半径与加工精度有关)。其后燃烧室内煤油燃烧使得静压升高, 燃烧室内出现静压峰值(计算所得到的第二个峰值, 比测量值稍大)。计算得到壁面静压出现了两峰值, 主要是由于支板和前面凹槽对流场的作用而产生的, 凹槽前缘气流流通面积增大, 静压降低, 随后与燃烧产生的静压相匹配而升高。由于超声速燃烧室内的气流为三维流动, 在凹槽部位的静压测量点没能布置在装有凹槽的面上, 而是布置在其侧面, 因而测量的壁面静压并没有现出降

低和升高的特点。而且计算得到的壁面静压分布曲线更加明显表现出凹槽对流场的影响: 凹槽(第二个)后缘静压升高。整体看来计算值比测量值稍大。更清楚的静压可以参见图 5, 整个燃烧室流场静压的分布和第一个凹槽及隔离段后半部分的静压分布。

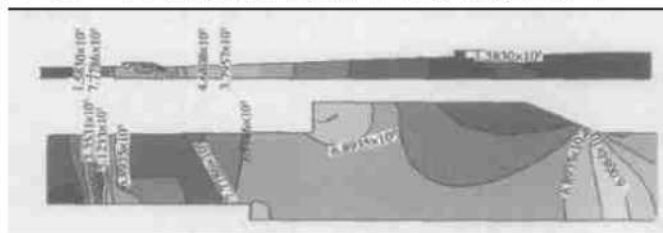


Fig. 5 Numerical static pressure contours
(the global and local)

从气流方向平均马赫数的分布曲线来看, 见图 6(a), 随着隔离段正激波的作用, 气流马赫数逐渐减小; 在燃料煤油喷嘴后马赫数继续减小直到在前面凹槽的后缘位置出现最小值 0.5; 随后由于燃烧室面积的扩张和燃烧释热, 马赫数逐渐增大至燃烧室出口为 1.65, 其中由于后面凹槽的作用在其位置出现马赫数减小, 再增大的情况。在马赫数的分布图 6(b) 中, 隔离段的正激波后沿着支板及其以后形成一个较大的回流区, 同时在前面的凹槽内出现低速回流区, 这有助于空气和煤油的快速混合和燃烧。

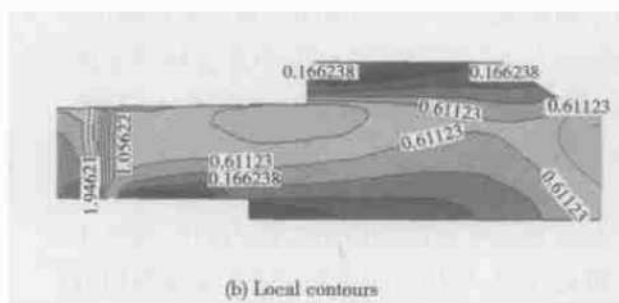
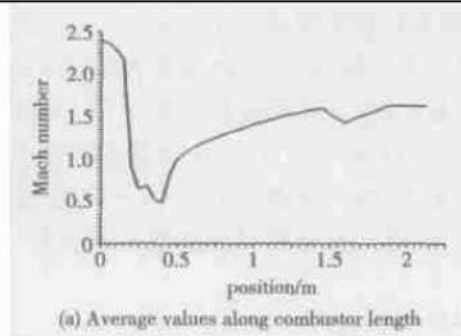


Fig. 6 Numerical Mach number

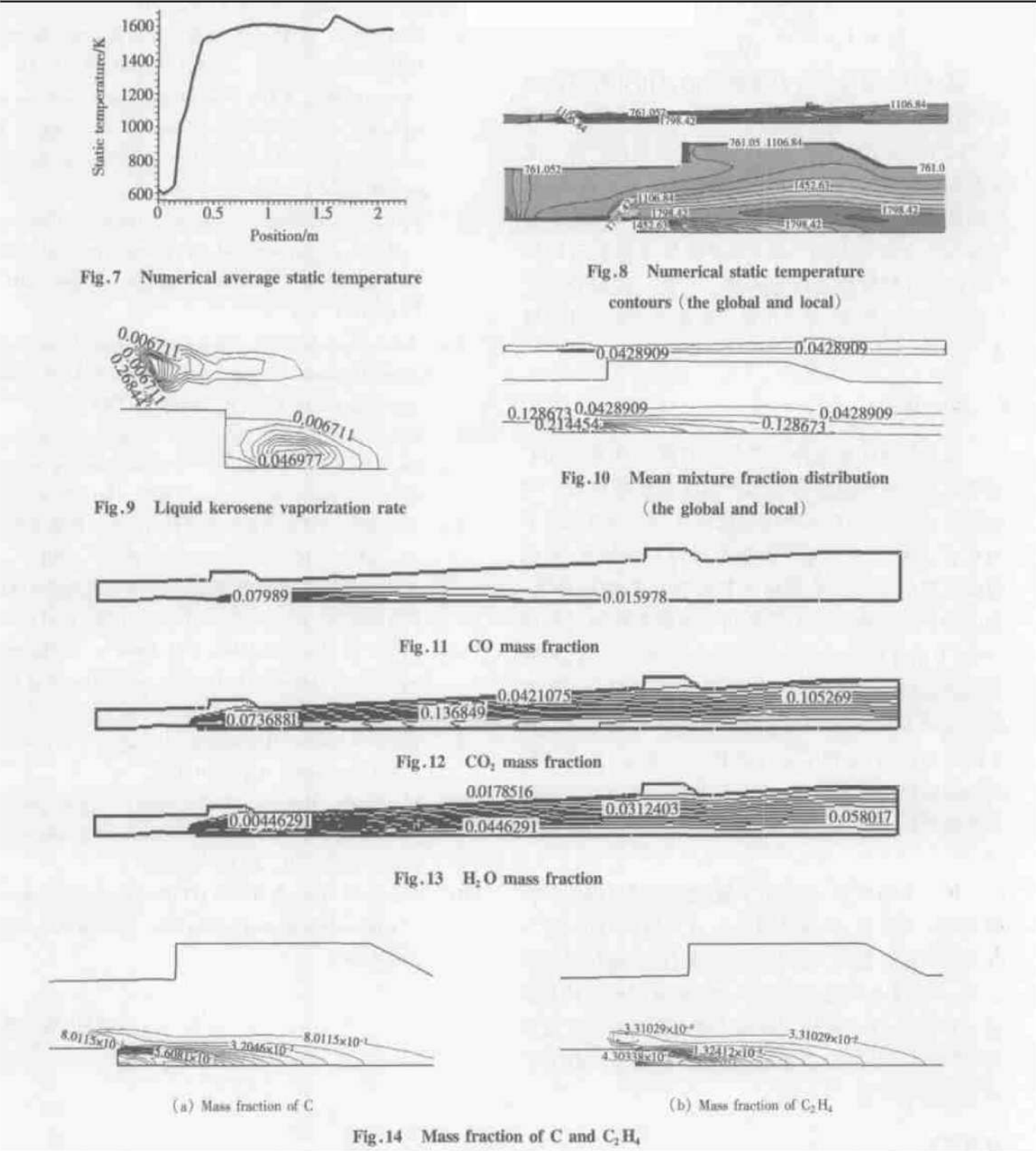
平均静温沿着气流流动方向不断增大, 见图 7。隔离段入口气流平均静温稍高于 600K, 靠近支板中部位静温增加幅度很大, 这是由于正激波的作用, 使得气流静温升高到 1000K 以上; 其后一直到前面凹槽的位置, 大量的煤油在这里发生燃烧反应而释放热量, 平均静温增加的幅度很大, 直到 1520K; 随后继续发生燃烧反应, 温度继续升高至 1580K, 但幅度不大。在后面凹槽的作用下在其位置出现静温先增大, 再减小的情况。具体温度分布情况从图 8 中可以更清楚

看出, 靠近燃烧室中心位置的静温相比靠近壁面的温度要高, 从前面凹槽后缘沿燃烧室中心线上的静温都在 2000K 以上, 最高静温是 2144K。

从液体煤油汽化速率图 9 中可以看出, 在支板横向喷嘴及其后部分和支板后回流区内煤油发生汽化, 也就是煤油从喷入位置传播很短的距离完成汽化, 液滴轨迹终止。平均混合分数图 10 表示了汽化煤油的存在, 主要处于支板尾部的回流区。结合前面的静温分布和给出的化学组分的质量分数(图 11~ 17)可以

看出,煤油的化学反应从支板尾部开始,此处的平均静温亦较高,煤油这一位置发生热分解反应,生成乙烯和单质碳,氧化反应亦不完全,从一氧化碳的质量分数分布可以得出。在前面凹槽位置及其以后燃烧

化学反应继续进行,煤油、一氧化碳和氧气的质量分数减少,二氧化碳和水的质量分数增加,反应趋于完全,温度继续升高,但幅度不大。



在油气当量比为 0.551 时,实验和计算的总压损失系数分别是 0.707 和 0.696,二者非常接近,再次验证了数值计算结果的可靠性。对实验数据进行分析

得到的燃烧室出口燃烧效率为 0.696。根据文献[9]所给出的煤油在燃烧室长度方向任意横截面上的燃烧效率的计算公式(如下),燃烧室出口的燃烧效率是

0.997, 与实验值相差较大。计算得到的燃烧效率过高, 同样的结果也在文献[9]中出现, 说明计算方法有待于改进。

$$\eta = 1 - \frac{\iint_{\Omega} \rho u Y(x, y, z) dy dz}{Q_{\text{injected}}}$$

通过对数值结果与测量数据的对比分析可以得出: 当煤油与空气的当量比为 0.551 时, 气流经过隔离段的正激波产生很大的背压, 从而使得超声速气流变为亚声速进入燃烧室, 燃烧室发生亚声速燃烧, 在扩张燃烧室的通道产生热阻塞是由于燃烧释热和流通面积的合适匹配而出现, 前者使得马赫数增加到 1.0, 而后者继续加速到超声速。在这一过程的声速位置即为热力喉道, 此工作过程为典型的亚燃冲压模式^[11]。

5 结 论

通过利用计算流体力学软件对煤油在所设计的双模态超声速燃烧室内的超声速喷雾燃烧进行了数值模拟, 所得到的壁面静压数值结果与实验数据的分布基本一致; 二者的总压损失系数也非常接近, 证明数值计算中所采用各类模型和计算结果的正确性。数值结果清晰地给出了流场和煤油喷雾燃烧过程的细节, 表明数值分析是超声速燃烧的重要工具, 同时可以对实验研究起到一定的指导作用; 通过分析数值结果可以表明: 支板喷油系统和凹槽火焰稳定器提高了混合和燃烧, 达到了设计的目的。但是, 计算得到的燃烧室燃烧效率过高, 与实验值相差较大, 说明计算方法有待于改进。模拟的工作过程为亚燃冲压模式。

进一步的研究工作: 由于超声速燃烧室内的气流流动是三维流动, 因而需对其进行三维的数值模拟; 改进实验设备提高实验参数的测量技术, 通过得到如温度、摩擦系数和推力等更多参数的数据来验证和改进计算模型; 文中所使用的煤油喷雾液滴模型比较简单, 需要进一步的实验研究来验证和改进; 在计算中使用热辐射模型。

参考文献:

[1] Vinogradov V, Kobigsky S, Petrov M. Experimental investiga-

tion of kerosene fuel combustion in supersonic flow [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1995, 11(1): 130~134.

[2] Owens M G, Tehranian S, Segal C. Flame-holding configurations for combustion in Mach 1.8 airflow [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1998, 14(4): 456~461.

[3] 司徒明, 王 春, 陆惠萍. 双燃式冲压发动机中富油燃气射流的超燃研究 [J]. 推进技术, 2001, 22(3): 237~240. (SITU Ming, WANG Chun, LU Huiping. Investigation on supersonic combustion of fuel-rich hot gas as reacting jets in ramjet/scramjet combustor [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2001, 22(3).)

[4] Yu G, Li G J, Chang X Y, et al. Investigation of kerosene combustion characteristic with pilot hydrogen in model supersonic combustors [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2001, 17(6): 1263~1272.

[5] Akmandor S, Arkun U. Numerical simulation of ramjet and scramjet combustion using two-dimensional Euler equations with finite rate chemistry [R]. *ISABE 93-7083*.

[6] Tiwari S N, Taha A A, Mohieldin T O. Effects of pilot injection and combustor configuration on the flame holding and stability of ethylene in scramjet engines [R]. *AIAA 2002-0806*.

[7] 王晓栋. 超音速燃烧冲压发动机内部流场的数值模拟 [D]. 绵阳: 中国空气动力研究与发展中心, 2001.

[8] 王 春, 司徒明, 马继华, 等. 高温富油燃气超声速燃烧数值模拟 [J]. 推进技术, 2000, 21(2): 60~63. (WANG Chun, SITU Ming, MA Jihua, et al. Numerical simulation on supersonic combustion of fuel-rich hot gas [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2000, 21(2).)

[9] Dufour E, Bouchez M. Computational analysis of a kerosene-fuelled scramjet [R]. *AIAA 2001-1817*.

[10] Olyneiw M J, Mohieldin T O, McClinton C R, et al. Effects of scaling on numerical modeling of a transverse jet into supersonic cross flows [R]. *AIAA 99-3368*.

[11] Curran E T, Heiser W H, Pratt D T. Fluid phenomena in scramjet combustion systems [J]. *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, 1996, 28: 323~360.

(编辑: 梅 瑛)