

超声速燃烧室流场的数值模拟研究^{*}

刘敬华 凌文辉 马祥辉 刘 陵 张 榛 王新月

(航天工业总公司 31 所, 北京, 100074) (西北工业大学航空动力与热力工程系, 西安, 710072)

摘 要: 用二维 N-S 方程的数值计算方法, 模拟了超声速燃烧室内流场结构和性能。当量油气比 $\phi=0.35$ 和 $\phi=0.46$, 燃烧室由扩张段和等截面段组成。在给定的进口状态下, 计算结果与实验数据的比较表明, 壁面压力和总压恢复系数相当符合。对计算的燃烧效率低于实验数据的原因进行了分析, 对双模态超声燃烧室设计提出了改进的意见。

主题词: 超燃冲压发动机, 冲压进气燃烧室, 超音速燃烧, 流动分布, 数值仿真

分类号: V235.113

NUMERICAL SIMULATION STUDY OF SCRAMJET FLOW FIELD

Liu Jinghua Ling Wenhui Ma Xianghui

(The 31st Research Inst., Beijing, 100074)

Liu Ling Zhang Zhen Wang Xinyue

(Dept. of Aeroengine Engineering, Northwestern polytechnical Univ., Xi'an, 710072)

Abstract: The construction and performance of air flow field in supersonic combustion were calculated by means of the solution for two-dimensional N-S equations. The combustor consisted of expansion and constant section. The equivalent fuel/air ratios were $\phi=0.35$ and $\phi=0.46$. The results of given inlet condition show that wall pressures and total pressure recover coefficient are in accordance with testdata. This paper also analyzes the reason why the combustion efficiencies of calculation are lower than the testdata, and makes a suggestion on modification design of dual mode combustor.

Subject terms: Supersonic combustion ramjet engine, Ram-air combustor, Supersonic combustion, Flow distribution, Numerical simulation

1 引 言

在探索超声速燃烧室的性能及其应用前景中, 虽已完成了双模态超声速燃烧室的初步试验。但鉴于目前的实验测试水平, 还不能测量出燃烧室内流场的细节, 如速度场、温度场、压力场和浓度场。为此本文使用数值计算技术, 模拟燃烧室内流场结构, 并与实验数据比较, 以更深入地了解燃烧室内物理化学过程, 提出进一步改进燃烧室设计的途径。

2 数值模拟方法^[1~3]

本文模拟文献 [4] 中的实验模型, 计算域为截面 II 至燃烧室出口区间, 在截面 III 的上、

^{*} 收稿日期: 1998-04-24, 收回日期: 1998-08-14, 本课题系中国自然科学基金、航空科学基金资助项目

下壁面垂直供氢, 不考虑龕式稳定器。使用二维 N-S 椭圆型偏微分方程组, 能量守恒及组分守恒方程以及使用完全反应化学动力学模型, 代数涡粘性湍流模型, MacCormack 显式时间分裂数值计算格式, 振荡衰减技术^[5]。

简单的完全反应模型是假设在流场中任何一点同时存在燃料和空气, 而且浓度均超过 4% 摩尔分量, 则在此点瞬时将发生化学反应。以氢-空气反应的恰当比作为反应程度的极限值, 即在贫油时, 用氢的数量规定反应进行的完全程度; 而在富油时, 用消耗完 O_2 作为衡量反应的完全程度, 则燃料与氧化剂之间的反应采用一步不可逆化学反应式, 燃料和氧化剂完全化合为单一物质, 即



当飞行马赫数小于 8 时, 超声速燃烧室内的燃烧过程, 主要由混合过程所控制。为了简化计算, 可以近似使用完全反应化学动力学模型^[6]。

边界条件假设壁面边界无滑移、绝热和无渗透。壁面的压力 p_w 、温度 T_w 和密度 ρ_w 中, 由壁面绝热条件已确定了 T_w , 但还需要确定另一个状态参数。本文采用垂直于壁面的动量守恒条件来确定压力 p_w ^[7] 即:

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial\left[\rho uv - \mu\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)\right]}{\partial x} + \frac{\partial\left[\rho v^2 + p - \lambda\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} - 2\mu\frac{\partial v}{\partial y}\right)\right]}{\partial y} = 0 \quad (2)$$

式中达到稳态时 $\frac{\partial}{\partial t}$ 项为 0, 在壁面 $\frac{\partial}{\partial x}$ 项等于 0, 经简化最终得到:

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{4}{3}\mu\frac{\partial v}{\partial y}\right) \quad (3)$$

差分后得到:

$$p_{i,1} = p_{i,2} - \Delta y(\dots) \quad (j=1 \text{ 为下壁面}) \quad (4)$$

$$p_{i,JN} = p_{i,JN-1} + \Delta y(\dots) \quad (j=JN \text{ 为上壁面}) \quad (5)$$

其中 j 为 y 方向坐标点。

本文计算证明, 使用式 (4), (5) 的壁面边界条件, 能够得到稳定解。

如果忽略沿壁面 $\frac{\partial u}{\partial y}$ 的变化, 以及设 $\mu\frac{\partial v}{\partial y}$ 对 y 的偏导数为 0, 则可得到:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial y}\right)_w = 0 \quad (6)$$

用差分形式表达壁面边界条件则为:

$$p_{i,1} = p_{i,2} \quad (j=1 \text{ 为下壁面}) \quad (7)$$

$$p_{i,JN} = p_{i,JN-1} \quad (j=JN \text{ 为上壁面}) \quad (8)$$

式 (7), (8) 系文献 [2] 使用的壁面条件。当有斜冲波与附面层相互干扰的情况下, 采用式 (4), (5) 更为合理, 本文使用了式 (4), (5) 壁面条件。

计算域进口的条件取自文献 [8] 的准一维流数值计算结果, 出口边界采用线性外插。二维流网格 81×75 个节点, 非均匀分布, 网格的喷嘴和壁面附近密集。调试过程, 在奔腾 II-300 微机上需连续运行 22 h, 每个状态迭代 15×10^4 次基本达到稳定。

3 计算结果

3.1 压力场

图 1 为模型超声速燃烧室计算域内等压线图。图中箭头表示上、下壁面喷嘴处。燃烧室由两部分组合：扩张段与等直段。在工作状态下，扩张段起到隔离段的作用，在喷嘴下游发生燃烧，压力升高，通过附面层向上游隔离段传播，附面层增厚形成斜冲坡，斜冲波与附面层之间错综复杂地相互干扰。隔离段的下壁面以 3° 向下扩张，超声速来流沿下壁面流动，产生膨胀波，压力下降，当后面反压提高，沿壁面气流更容易发生附面层分离，形成回流区。沿上壁面，气流受下壁面扩张影响较小。由图 1 可见在上壁面附近气流反复压缩、膨胀、再压缩…，与气流通过激波串的状态变化类似。喷嘴出口有明显的马赫盘和弓形波形成。下壁面喷射氢气的射流向后弯曲较小，原因是在喷嘴上游形成了较大的回流区，氢射流受到空气流的动压较小。应当指出：计算中采用了激波抹平技术，所以等压线密集程度远较实际分散。

3.2 马赫数图

图 2 所示为模型超声速燃烧室计算域内等马赫数图。可见壁面有附面层分离，在下壁面形成的大回流区，与等压线图相符。附面层与回流区使超声速主通道变窄，因此气流马赫数降低。气流通过上、下壁的氢射流形成的最窄通道后，在膨胀和燃烧放热的共同作用下，马赫数又略有上升，沿燃烧室中轴线，由进口 $Ma=2.4$ 开始不断降低，大致在喷嘴横截面处达到 $Ma \approx 1$ ，之后又逐渐升高，中心气流马赫数始终高于 1。

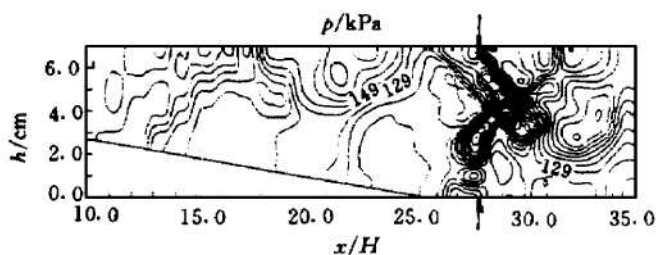


Fig. 1 Pressure contours distribution

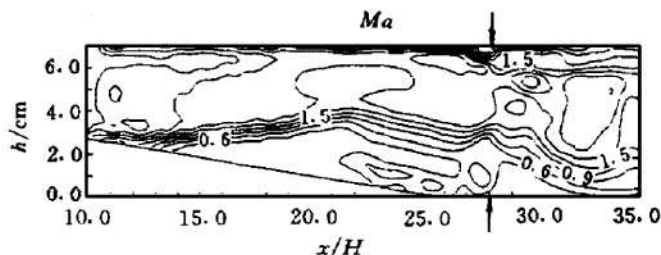


Fig. 2 Mach number contours distribution

3.3 组分浓度及温度场

图 3~5 分别为模型超声速燃烧室内 H_2 浓度、 H_2O 浓度和温度等值线图。由图 3 和图 4 可见，上壁面 H_2 射流在超声速气流动压作用下，迅速向下游折射，几乎贴近壁面流向出口。下壁面受气流动压力作用较小，穿透深度较大，与等压线图和马赫线图相符。

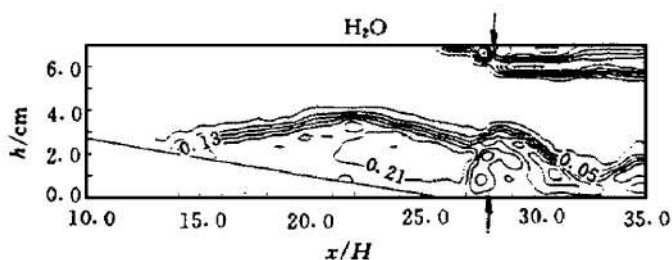


Fig. 3 H_2O concentration contours distribution

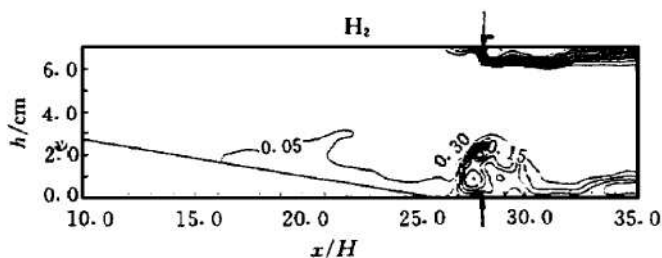


Fig. 4 H_2 concentration contours distribution

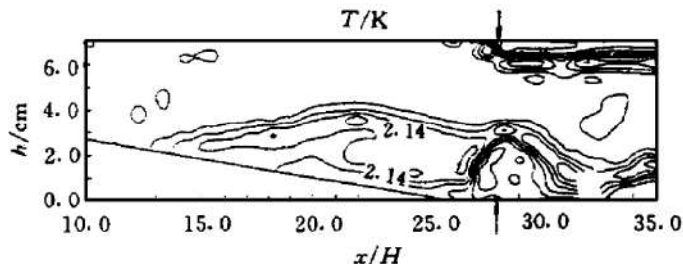


Fig. 5 Isotherm line distribution

4 分 析

4.1 壁压变化

图 6 为沿上、下壁之间中轴线相对壁压变化状况, 图上用不同的标志符号分别表示实验点与相应的计算曲线, 两条计算曲线相当于当量油气比 $\varphi=0.46$ 和 $\varphi=0.35$ 。除了个别实验点以外, 计算曲线与实验点相当接近。

正如文献 [9] 指出的, 计算壁压趋势与实验结果一致, 表明计算与实验结果相互得到了验证。

4.2 燃烧区的位置

由图 3~5 可见, H_2O 浓度最大值位于燃烧室内超声速空气流和 H_2 射流之间。如图 5 所示, 该处气流温度亦较高, 说明存在着激烈的化学反应。燃烧范围主要位于喷嘴附近, 包括下壁面回流区的亚声速区。燃烧并未像一维流分析的那样, 在亚/超双模态时, 气流经正激波→亚燃区→热力喉道→超燃区。在本计算区域内燃烧室高度大、长度短, 且供油量又小, 所以未能在喷嘴下游整个截面上形成热堵。

4.3 燃烧效率

由图 4 可见, 在燃烧室出口仍有大量的 H_2 气流。以 H_2 的燃烧完全程度表示燃烧效率, 其表达式为:

$$\eta = \frac{\sum_j^{JN} (u\rho f_{H_2O} \times \Delta y)_j / 9.0}{\sum_j^{JN} [u\rho (f_{H_2O}/9.0 + f_{H_2}) \Delta y]_j} \quad (9)$$

式中 u, ρ 和 f_{H_2O}, f_{H_2} 分别为气流速度、密度、 H_2O 浓度和 H_2 浓度, Δy 是垂直方向步长, $j=1, 2, 3, \dots, JN$ 。

在燃烧室出口, 利用数值方法计算节点上的 H_2 和 H_2O 浓度, 速度 u 和密度 ρ 等数据, 以及垂直于气流方向的步长 Δy , 得到 $\eta=0.137$, 可见燃烧效率很低, 原因是燃烧室高度达 71 mm, 而上、下壁面氢射流动压低, 未能穿透超声速主流, 燃烧室从喷氢喷嘴至出口截面距离过短, 仅为 215 mm。提高燃烧效率的方法, 可以在燃烧室内增设支板, 从支板壁向气流垂直喷氢, 使 H_2 射流穿透超声速主流; 另一方法为增加燃烧室长度, 以增加 H_2 射流与空气流相互间充分扩散混合和反应的时间。

值得注意的是: 燃烧效率的实验测量值远高于计算值。其原因之一可能是实际模型超声速燃烧室内, 喷嘴截面 III 后面等直线段的上、下壁面各设置了一个龕式火焰稳定器, 以稳定火焰, 扰动气流流动, 增加湍流度、强化混合, 从而使燃烧效率有较大的提高。另一原因是把圆孔喷嘴简化为二维缝隙喷嘴时, 喷射静压 p_j 折算过低, 导致 H_2 射流穿透深度小, 混合程

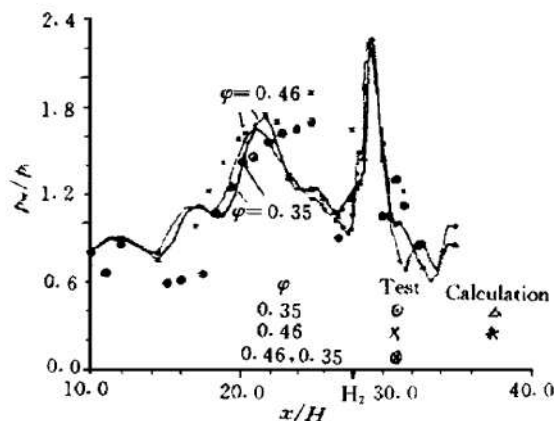


Fig. 6 Relative wall pressure distribution along axis between upper and down wall of combustor

度差。

4.4 总压恢复系数

使用数值计算的结果,可计算总压恢复系数 σ :

$$\sigma = \sum_1^{JN} \left[p \cdot \Delta y \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \right]_j / p_i \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_i^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} (y_{JN} - y_1) \quad (10)$$

式中 p_i , Ma_i 为进口静压和马赫数, $j=1, 2, 3, \dots, JN$ 。计算得到 $\sigma=0.411$ 与实验结果相当接近,如前所述本数值模拟方法又进一步得到了验证。

5 结 论

(1) 计算的壁压变化趋势、总压恢复系数与实验数据基本一致,证实了本文使用的数值模拟技术的合理、正确;

(2) 数值模拟清晰地显示出流场细节,表明数值模拟技术是超燃冲压燃烧室设计的重要工具;

(3) 本文为了减少计算机运算时间,设计物理模型时忽略了龕式稳定器。龕式稳定器在稳定火焰和提高燃烧效率等诸方面的作用,不可忽视。因而对设置龕式稳定器的实际模型的数值模拟,应作进一步研究。

参 考 文 献

- 1 Bezgin L V, Ganzhelo A N, Gouskov O V, Numerical simulation of viscous non-equilibrium flows in scramjet elements. ISABE 97-7131
- 2 Rao Peiling G V R, O'Connor George M. Numerical investigation in a constant area diffuser at Mach 3. AIAA 91-1766
- 3 Drummond J P. Numerical study of a ramjet dump combustor flow field. AIAA 83-0421
- 4 刘敬华, 凌文辉, 胡欲立, 等. 亚/超双模态超音速燃烧的实验研究. 推进技术, 1996, 17 (2)
- 5 刘 陵, 张 榛, 胡欲立. 台阶后模喷氢气超音速燃烧流场数值模拟研究. 推进技术, 1996, 17 (2)
- 6 刘 陵, 刘敬华, 张 榛, 等. 超音速燃烧与超音速燃烧冲压发动机. 西安: 西北工业大学出版社, 1993.
- 7 Mac Cormack R W, Baldwin B S. A numerical method for solving the Navier-Stokes equations with application to shock-boundary layer interactions. AIAA 75-1
- 8 刘敬华、凌文辉、刘 陵. 超音速燃烧室性能非定常准一维流数值模拟. 推进技术, 1998, 19 (1)
- 9 Van Vie D M, Rice T. Quantification of data uncertainties and validation of CFD results in the developments of hypersonic airbreathing engines. AIAA 96-2028