

超音速燃烧二元流场的数值模拟*

胡欲立 刘 陵 张 榛

(西北工业大学航空动力与热力工程系, 西安, 710072)

刘敬华 朱守梅

(航天工业总公司 31 所, 北京, 100074)

摘 要: 由二元超音速燃烧流场垂直喷射 H_2 的数值模拟计算, 描述了缝隙喷嘴附近氢气与空气的混合和燃烧过程。使用两步化学反应、MacCormack 显式时间分裂法和 Baldwin-Lomax 修正的代数湍流模型, 计算超音速燃烧流场, 得出了流线、静压、静温、 H_2 和 H_2O 浓度等值线图, 反映了缝隙喷嘴附近回流区的大小、自动着火点的位置及火焰向主流的传播现象。

主题词: 冲压喷气发动机, 超音速燃烧, 二元流, 流动分布, 数值解

分类号: V235.2, V231.3

A NUMERICAL ANALYSIS OF TWO-DIMENSIONAL SUPERSONIC AIR FLOW

Hu Yuli Liu Ling Zhang Zhen

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

Liu Jinghua Zhu Shoumei

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

Abstract: A two-dimensional supersonic combustion flowfield is numerically simulated to understand the phenomena and mechanism of mixing and combustion processes near a slot injector injecting hydrogen transversely in a scramjet engine. A two-step global model is applied to the calculation of hydrogen-fueled turbulent combustion in supersonic airstream. Results are presented, which show the streamlines, the contours of static pressure and static temperature, and the concentrations of H_2 and H_2O , and also describe the size of separation zones near the injector, the locations where autoignition occurs, and how flames propagate into the airstream.

* 本文 1994 年 8 月 2 日收到, 本课题系国家自然科学基金资助项目

Subject terms: Ramjet, Supersonic combustion, Binary fluid, Flow distribution, Numerical solution

1 引言

国外超燃冲压发动机 (scramjet) 的发展已进入工程研制阶段^[1], 然而, 有许多问题尚未得到解决, 如超音燃烧的自动着火及燃烧机理等。本文在超音速气流中横向喷射氢气冷态流场数值分析^[2]的研究基础上, 继续研究超音速燃烧流场的数值计算方法, 模拟存在化学反应的各种流场状态, 模拟喷嘴附近流场, 研究超音速流中横喷氢气自动着火及回流区特征, 并提供了重要的数据与图形依据。

2 数学模型

应用具有化学反应雷诺平均的 N-S 方程, 模拟喷嘴附近的流场: 假设化学反应过程动量和总能量不变, 即假设动量和能量守恒, 方程源项 S_φ 为 0。若用各组分守恒方程代替冷态混合流场双组元扩散守恒方程时, 则守恒方程为:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = S_\varphi \quad (1)$$

式中矢量 u 为守恒量, F 、 G 以及 S_φ 分别为:

$$u = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \\ \rho f_i \end{bmatrix} \quad (2) \quad F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + \sigma_x \\ \rho uv + \tau_{xy} \\ (e + \sigma_x)u + \tau_{xy}v + q_x \\ \rho u f_i - \Gamma \frac{\partial f_i}{\partial x} \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv + \tau_{yx} \\ \rho v^2 + \sigma_y \\ (e + \sigma_y)v + \tau_{xy}u + q_y \\ \rho v f_i - \Gamma \frac{\partial f_i}{\partial y} \end{bmatrix} \quad (4) \quad S_\varphi = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \dot{\omega}_i \end{bmatrix} \quad (5)$$

式 (1) ~ (5) 中 $i=1, 2, \dots, N_k-1$, N_k 为燃烧流场中组分数目。又:

$$q_x = -k \left(\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{1}{C_p} \sum_{i=1}^{N_k} h_i \frac{\partial f_i}{\partial x} \right); \quad q_y = -k \left(\frac{\partial T}{\partial y} + \frac{1}{C_p} \sum_{i=1}^{N_k} h_i \frac{\partial f_i}{\partial y} \right) \quad (6)$$

$$h_i = \int_{T_0}^T C_{p_i} dT + h_i^0 \quad (7)$$

式 (7) 中 h_i^0 为组分的生成焓。总能量 e 应包括混气的化学能:

$$e = p \left[C_v T + \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right] + \sum_{i=1}^{N_k} f_i h_i^0 \quad (8)$$

其他参数定义与冷态混合计算内容相同, 参见文献 [2]。

3 化学动力学模型

很多文献阐述了氢-空气反应的动力学过程^[1], 然而化学反应详尽的机理反应式和众多的组分数目, 要求计算机存储量与运行机时数过大。Rogers^[3]提出可以用反映主要化学过程的简单化学反应模型, 来解决计算机运算时间和存储量存在的困难。假设氢-空气反应由两步反应组成, 即:



Rogers 又假设在反应过程中 OH 与 O₂、H₂ 处于化学反应平衡状态, 即:

$$\text{平衡常数} \quad k_4 = \frac{f_{\text{OH}}^2}{f_{\text{H}_2} \cdot f_{\text{O}_2}} = \frac{k_{f_4}}{k_{b_4}} \quad (11)$$

由式 (9)、(10) 可以得到 O₂、H₂O 和 H₂ 的摩尔反应速率方程, 即:

$$\dot{M}_{\text{O}_2} = -k_{f_4} C_{\text{H}_2} C_{\text{O}_2} + k_{b_4} C_{\text{OH}}^2 \quad (12)$$

$$\dot{M}_{\text{H}_2\text{O}} = 2(k_{f_5} C_{\text{OH}} C_{\text{H}_2} + k_{b_5} C_{\text{H}_2\text{O}}^2) \quad (13)$$

$$\dot{M}_{\text{H}_2} = \dot{M}_{\text{O}_2} - \frac{1}{2} \dot{M}_{\text{H}_2\text{O}} \quad (14)$$

则式 (5) 中

$$\dot{\omega}_i = \dot{M}_i \mu_i \quad \text{kg/m}^3 \cdot \text{s} \quad (15)$$

以上式中 C_i 为组分 i 的摩尔浓度, H_i 为组分 i 的分子量。

上述 Rogers 的化学动力学两步简化模型得到了较广泛的应用^[4], 证明使用该模型计算的温度场、压力场和 H₂O、H₂ 浓度场与实验结果比较符合。

本文改进了 Rogers 的简化模型, 解式 (9)、(10) 中三个组分 O₂、H₂ 和 H₂O ($N_k=3$) 的三个扩散守恒方程, 以及使用式 (11) 和全部组分相对重量浓度等于 1 的守恒条件, 即:

$$\sum_{i=1}^{N_k} f_i = 1 \quad (16)$$

从而确定流场中各组分的分布。

本文采用 Baldwin-Lomax 修正的代数湍流模型。

4 数值计算方法

使用 MacCormack 显式的时间分裂数值技术。在差分算子 L_x 和 L_y 中附加了压力和温度的二阶导数项, 以致数值平滑^[5], 使用的振荡衰减技术与文献 [2] 略有不同。流场的物理域 x 方向为 0.2m, y 方向为 0.04m。下边界是壁面, 上边界为中心线, 喷嘴在下边界中间, 二

元缝隙喷口宽 0.5mm。采用非均匀网格,在喷嘴孔及壁面附近网格较细,以保证计算精度和提高计算效率。计算过程中使用 Robert-Holst 坐标变换把物理域上的非均匀网格转换成计算域上的均匀网格^[5],网格线数为 61×31 。

物理域边界规定:固体壁面边界假设采用无滑移条件及绝热、无渗透壁面;上边界为中心线,采用反射边界条件;出口边界规定为上游节点线性外插;进口边界参数及喷氢口参数皆为给定值。

5 计算结果与分析

参照文献〔2〕并改进编制了有化学反应的二元超音速流场数值模拟计算机程序,增设了化学反应子程序。表 1 列出了部分计算的各种状态的初始条件。状态 9 和状态 10 分别是在相同进口空气流和供氢状态下有燃烧和人为假设无燃烧流场计算的初始条件。图 1 所示为流线和压力、浓度、温度等值线图。为了更加清晰,图 1a 和 1b 仅表达了回流区流场附近的流线,由图可见,燃烧时回流区尺寸缩小。

Table 1 Initial conditions for various flow field

Case No.	Air					H ₂				p_t/p_a	Chemical reaction
	Ma	T_a (K)	p_a (MPa)	a (m/s)	u (m/s)	M_H	T_t (K)	p_t (MPa)	v (m/s)		
04	2.5	130	0.0169	229	572	1.0	243	0.728	1190	43	N
05	2.5	960	0.0169	229	1557	1.0	243	0.728	1190	43	Y
06	2.5	960	0.0169	229	1557	1.0	243	0.364	1190	21.5	Y
07	2.5	1500	0.0169	778.5	1946	1.0	243	0.364	1190	21.5	Y
08	3.5	1500	0.0169	778.5	2724.8	1.0	243	0.364	1190	21.5	Y
09	3.5	1500	0.0169	778.5	2724.8	1.0	243	0.728	1190	43	Y
10	3.5	1500	0.0169	778.5	2724.8	1.0	243	0.728	1190	43	N
11	2.5	1500	0.0169	778.5	1946	1.0	243	0.364	1190	43	N

图 1c 和 1d 所示为状态 09 和 10 的有化学反应和无化学反应时,超音速空气流中,横喷氢气形成压力场的等压线图。各等压线为等间隔 $\Delta p = 0.01\text{MPa}$ 。由图可见,在喷嘴的左上方等压线相当密集,应系斜冲波的位置。无化学反应时,斜冲波后最大静压约为 0.095MPa,而有化学反应时,等压线更加密集,最高压力可达 0.15MPa。图 1e 和图 1f 分别是有或无化学反应的流场等温线图,等温线间隔 $\Delta T = 200\text{K}$ 。无化学反应时,斜冲波后的平均温度约为 2650K;有化学反应时,斜冲波后局部地区温度达到 3250K,说明在斜冲波后已发生化学反应。

图 1g 和 1h 分别为有、无化学反应时的 H₂ 浓度等值线图,最外边界是以 $f_{H_2} = 0.001$ 为标准,冷态 H₂ 扩散至整个流场,有化学反应时 H₂ 扩散范围缩小,其原因为化学反应消耗了部分 H₂。有化学反应时, H₂O 的扩散区域大致与冷态 H₂ 扩散范围相同(见图 1i),最大 H₂O 浓度带约位于最高温度带和 H₂ 浓度扩散区域之间。无论有或无化学反应,由于缝隙喷氢的强烈

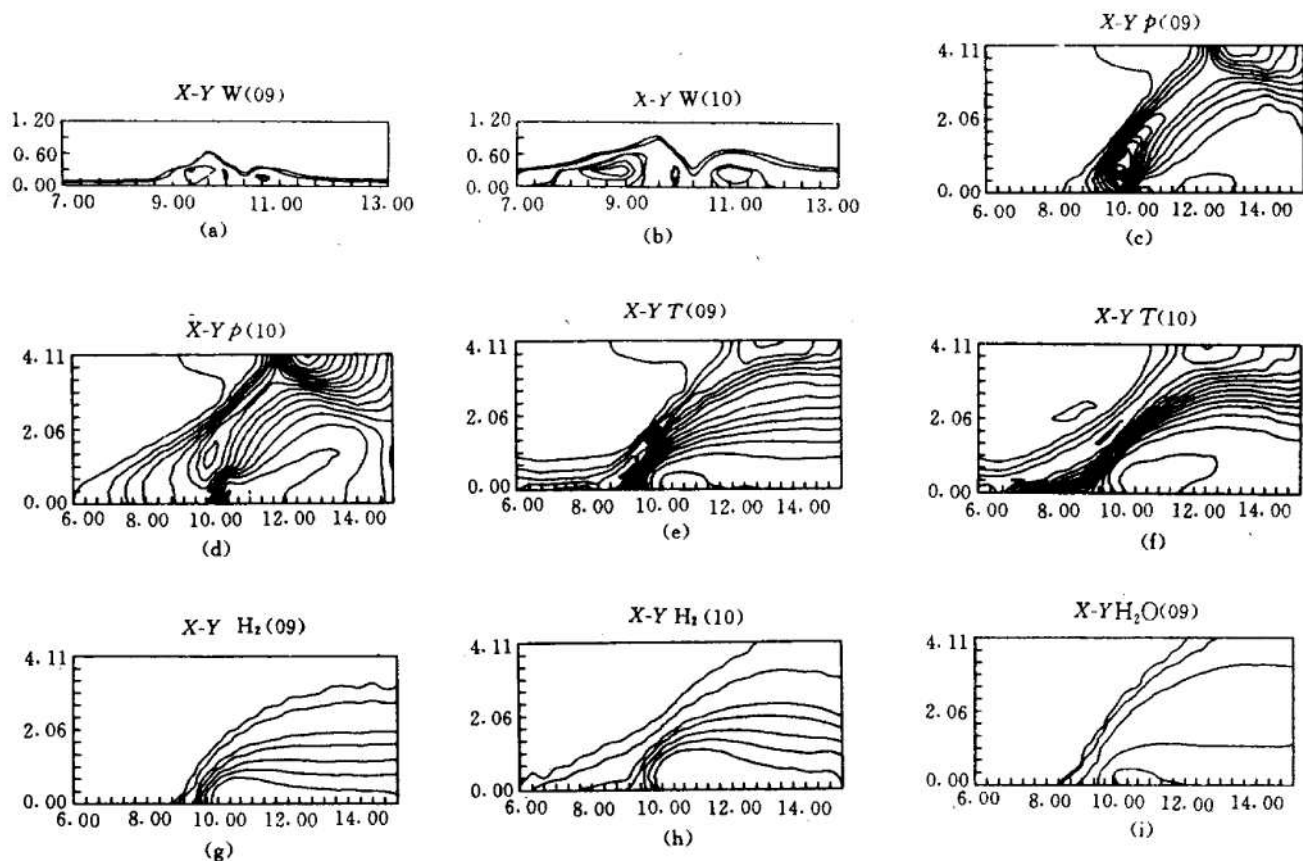


Fig. 1 Flow lines and contours of flow fields with chemical or nonchemical reactions

屏蔽作用, 在喷嘴后, 贴近壁面的回流区几乎被氢所充满, 成为低温无氧区。

5.1 回流区尺寸

状态 06、07 和 08 具有不同进口气流状态压力和喷射压力比 p_i/p_a , 但是计算得到的三个回流区尺寸大体相同。

计算结果表明回流区尺寸主要与超音速空气流 Ma 和 p_i/p_a 有关, 由于回流区长度与喷嘴缝隙宽度比 $\frac{L}{d} \sim \frac{1}{Ma\sqrt{\frac{p_i}{p_a}}}$ 。状态 06、07 和 09 具有不同进口空气 Ma 和喷氢压力比 p_i/p_a , 但是 L/d 相同。提高马赫数或降低压力比均使回流区缩小。然而, 在冷态混合时, 并不遵循这一规律, 图 2 为状态 04 的回流区。比较图 2 和图 1b, 两种压力比 p_i/p_a 相同, 尽管 Ma 不同, 回流区尺寸仍大体相同。

5.2 自动着火点位置

状态 07 和 09 具有不同的进口空气 Ma 数和喷射压力比 p_i/p_a , 然而却有类似的温度等值线图, 如图 1e 和图 3 所示。各种进口条件和喷射压力比条件下的流场温度分布均说明, 当燃烧达到稳态时, 在喷嘴前回流区中第二个逆时

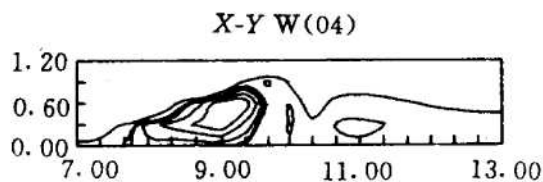


Fig. 2 Streamline for the flow field No. 4

针旋涡内,靠近壁面与空气的一侧,距进口约为 $x=9.0\sim 9.4\text{cm}$ 处,气流温度很高,超过了冷态混合时的温度, H_2O 的浓度也很高,表明此处可能是着火点。在回流区中混气温度及当量比有很大变化,靠近冷的 H_2 射流一侧的 H_2 浓度高,而温度低;靠近热的超音速空气流一侧,因壁面绝热及气流经过斜冲波后温度升高,混气的温度高而 H_2 的浓度低。根据化学反应的阿累尼乌斯定理,着火反应速度与浓度的关系

近似呈二次方,其中恰当比时反应速度最快;而与温度成指数关系,着火感应期强烈地受温度的影响。所以在喷嘴前回流区内第一个顺时针旋涡靠近壁面和空气的一侧,最容易形成自动着火点。计算说明在喷嘴前回流区内第二个逆时针旋转的涡内, H_2 浓度高,温度低,特别在喷嘴后回流区内, H_2 浓度过大,并且是流场最低温度区,不可能成为自动着火点。

由温度场的等值线图还可以看出,在喷嘴的左上方有一高温区,高温带后的 H_2O 及 OH 浓度也较大,如图4所示,由此可以断定高温带即为焰峰的位置。在斜冲波后,因气流过度压缩而膨胀、气流温度、压力下降。

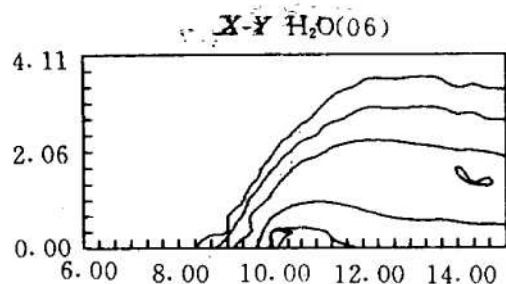


Fig. 4 H_2O concentration contours of flow case No. 6

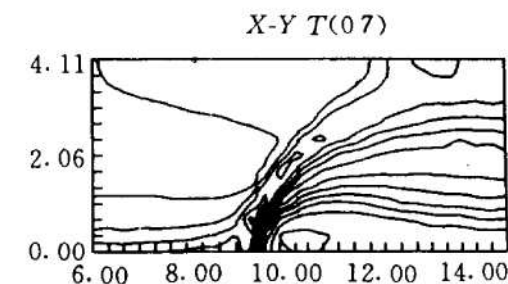


Fig. 3 Isotherm line for the flow field No. 7

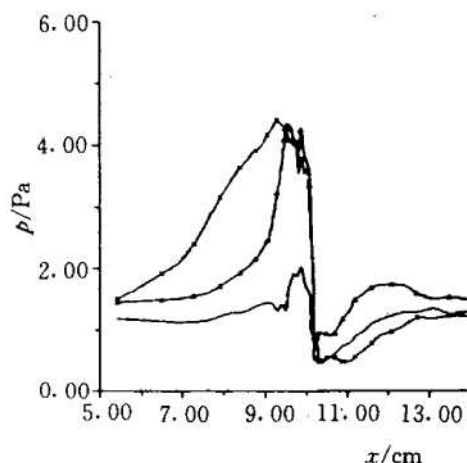


Fig. 5 Surface pressure distributions of flow cases No. 6, 9, 10

5.3 喷嘴附近的壁压变化

由流场的数值计算可以整理出壁压变化,图5仅表示了状态06、09和10的壁压分布。由图5可见,燃烧时壁压最大值比冷态混合时高,

这是因为加热超音速流将使 M 数下降,平均压力升高。壁压 p 与超音速空气进口静压 p_a 之比沿轴向有相同的变化趋势,即由进口处开始逐渐升高,接近喷嘴达到最大值 ($p/p_a \approx 4.0$),该处出现的压力峰,其位置与回流区中互为反向旋转的两个涡位置相对应,在喷嘴后压力突然下降低于进口静压 p_a ,它对应于喷嘴后的回流区位置,之后又升高超过 p_a 值,而继之逐渐降低接近了 p_a 值。由计算还可以说明:

- (1) 当 Ma 及 p_t/p_a 不变条件下,其他参数的变化并不影响最大压力比 p/p_a 值;
- (2) 超音速进口空气流马赫数 Ma 越大,压力比 p_t/p_a 越大,最大压力比 p/p_a 值越大;
- (3) 最大压力比 p/p_a 越大,压力波向上游传递的范围越大;
- (4) 燃烧时,压力波向上游传递的区域要小于冷态混合传递的区域。

这个现象启示我们：进气道与燃烧室的相互干扰，可能最易发生在超燃冲压发动机启动时，即燃烧室开始喷射氢气，而又未自动着火前一瞬时。

壁压分布规律与文献〔6〕的实验结果相符，然而最大压力比 p/p_a 的计算值要大于实验值。Shigern ASO^{〔7〕} 在超音速气流中使用 N_2 代替 H_2 作冷态横喷混合试验，结果表明：缝隙喷射引起的最大压力 p/p_a 、回流区尺寸和壁压波向上游传递的距离都要比圆孔喷嘴大得多，因此，本文计算值比文献〔6〕的实验值要大，可能是二次流与三元流计算方法的差别所致。

6 结 论

由计算的数据结果描绘的流线图、等压线图、等温线图和组分浓度图可以得出以下结论：

- (1) 燃烧流场随进口气流参数和喷氢压力变化的规律，不同于冷态流场；
- (2) 燃烧时壁压升高，向上游传播的范围和回流区尺寸缩小；
- (3) 燃烧时回流区尺寸主要与空气来流马赫数 Ma 和喷氢的静压比 p_t/p_a 有关，回流区尺

寸与 $(1/Ma)\sqrt{(p_t/p_a)}$ 成正比；

(4) 喷嘴前回流区内第一个顺时针旋涡内靠近空气流和壁面处，因壁面绝热和空气经斜冲波压缩温度升高而又存在足够浓度的 H_2 ，化学反应速率最快，着火感应期最短，应是自动着火点。然而，燃烧时与冷态混合相比，斜冲波后温度增加不大，且仍有大量 H_2 存在，说明在喷嘴附近，燃烧还很不完全。

(5) 喷嘴上游回流区中第二个逆时针旋涡内以及喷嘴下游回流区内 H_2 浓度过大，混气温度又低，不可能成为自动着火点。

下一步将通过实验验证以上数值计算的结果，并作出非定常二元流超音速燃烧流场的数值计算。

参 考 文 献

- 〔1〕 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
- 〔2〕 朱守梅，刘陵，刘敬华．超音速气流中横向喷射氢气流场数值模拟．推进技术，1993 (2)
- 〔3〕 Rogers R C. On the Use of a Global Hydrogen-Air Combustion Model in the Calculation of Turbulent Reacting Flows. AIAA 82-0112
- 〔4〕 Akmandor I Sinan, Arkun Uger. Numerical Simulation of Ramjet and Scramjet Combustion Using Two-Dimensional Euler Equations with Finite Rate Chemistry. ISABE 93-7083
- 〔5〕 Drummond J P. Numerical Investigation of the Perpendicular Injector Flow Field in a Hydrogen Fueled Scramjet. NASA 79-1482
- 〔6〕 刘陵，张榛，刘敬华．氢燃烧超音速燃烧室实验研究．航空动力学报，1993，6 (3)
- 〔7〕 Aso Shigern, Okuyama Satoshi, Maekawa Shozo, et al. Two-Dimensional and Three-Dimensional Mixing Flow Structures with Injected through Slotted Nozzle and Circular Nozzle into Supersonic Flows. ISABE 93-7117