

不同飞行状态下固体火箭发动机 尾喷焰数值研究

牛青林, 傅德彬, 李霞
(北京理工大学 宇航学院, 北京 100081)

摘 要: 为了研究飞行状态对固体火箭发动机尾喷焰的影响,建立了含化学反应项和组分输运项的 N-S (Navier-Stokes)控制方程,并采用 MUSCL(monotonic upstream-centered scheme for conversation laws) Roe 格式的有限体积法进行求解.在此基础上,结合热力计算结果对某固体火箭发动机在不同飞行状态下的化学反应流和单组分分流进行仿真计算.结果表明:初始倾角和第一马赫波节长度随飞行高度的增加而增大,随来流马赫数的升高而减小.同单组分分流相比,化学反应流对第一马赫波节的影响较初始倾角显著.射流轴线温度因飞行状态的不同有较大涨落差异.初始倾角、第一马赫波节由来流总压决定,射流轴线温度由激波结构、复燃效应、来流条件等因素共同决定.

关 键 词: 固体火箭发动机; 尾喷焰; 化学反应; 定常流; 初始倾角; 马赫波节
中图分类号: V411.3 **文献标志码:** A

Numerical study on the plumes of solid rocket motor under various flight conditions

NIU Qing-lin, FU De-bin, LI Xia

(School of Aerospace Engineering,
Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

Abstract: To analyze the behaviors of solid rocket motor plumes under different flight conditions, the finite volume method based on the MUSCL (monotonic upstream-centered scheme for conversation laws) Roe format was employed after establishment of governing equations including Navier-Stokes (N-S) equation and chemical reaction terms. Combined with the results from thermal calculations, chemical reaction flow and single species flow were numerically simulated for a solid rocket motor under various flight conditions. Results show that both the initial angle of the jet and the length of the first Mach shock cell rise with the increase of altitudes and the decrease of the incoming Mach numbers. The effect of the length of the first Mach shock cell is more significant than initial angle of the jet in chemical reaction flow than that of single species flow. Centerline temperature with various flight conditions is much different. The initial angle of the jet and the length of the first Mach shock cell are determined by incoming total pressure and the centerline temperature determined by the structure of shock, afterburning effect, and incoming conditions.

Key words: solid rocket motor; plumes; chemical reaction; steady flow;
initial angle of the jet; Mach shock cell

固体火箭发动机尾喷焰是推进剂燃烧后从喷嘴喷出的高温、高速气体,该过程伴随着激波的形成和湍流的产生,同时尾气与周围的大气进行掺混和复燃,使得流场结构变得异常复杂^[1].通过试验和测量很难了解流场的具体细节,而采用数值仿真的方法对尾喷焰流场进行研究恰好能弥补这一局限性,同时也避免了风洞试验的高昂费用,许多研究者通过数值计算方法对低空尾喷焰流场进行了分析.例如,李军等^[2]针对地面羽流场中马赫数、温度、压力等流动参数与喷嘴截面尺寸的相互关系进行研究并分析了原因;于胜春、孙振华等^[3-4]均采用 FLUENT 软件对较低空、低来流马赫数的尾喷焰流场分布进行了研究;王雁鸣等^[5]采用相似方法分析了固体火箭发动机低空羽流场模型,并给出了飞行高度在 15 km 以下核心区和扩散区分布规律;田耀四等^[6]采用 DUNS 程序计算并给出了飞行高度为 20~30 km、马赫数为 1.5~3.5 时的尾喷焰流场温度与马赫数分布规律.姜毅等^[7]采用 MUSCL Roe 格式的有限体积法计算了固体火箭发动机复燃流场,并给出了冻结流和含化学反应流场的压力、温度和组分的分布;张光喜等^[8]对尾喷焰流场进行数值模拟并与地面试验进行对照,给出了尾喷焰的组分和状态参数分布.为了进一步对尾喷焰流场的发展规律和细节进行了解,在前人研究的基础上对尾喷焰流场的特征结构进行分析.

本文利用 FORTRAN 语言编写的轴对称尾喷焰流场计算程序,结合固体火箭发动机热力计算给出复燃流场的初始参数,得到相应尾喷焰流场的结构和各参数分布结果.该程序利用含组分输运项和化学反应项的 N-S 方程组作为控制方程,采用 MUSCL Roe 格式的有限体积法进行求解计算.此方法采用有限速率化学反应并通过时间迭代使尾喷焰流场达到定常的方式,计算了某固体火箭发动机在不同飞行状态下的尾喷焰参数并用来分析该流场的细节问题,其中包含射流的结构形状、射流边界的初始倾角、第一马赫波节的长度以及射流轴线上的温度分布.

1 控制方程及边界条件

1.1 控制方程

通过对轴对称形式的 N-S 方程增加组分输运项和化学反应动力方程,可以表征尾喷焰中各种组分的质量分数及化学反应的能量转化过程,则二维轴对称燃气流动控制方程为

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} + \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{E}_v}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}_v}{\partial y} + \mathbf{H}_v + \mathbf{S} \quad (1)$$

其中相关参量可表示为

$$\begin{bmatrix} \mathbf{Q}^T \\ \mathbf{E}^T \\ \mathbf{F}^T \\ \mathbf{H}^T \\ \mathbf{E}_v^T \\ \mathbf{F}_v^T \\ \mathbf{H}_v^T \\ \mathbf{S}^T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \rho, \rho w_i, \rho u, \rho v, e \\ \rho u, \rho w_i u, \rho u^2 + p, \rho uv, (e + p)u \\ \rho v, \rho w_i v, \rho uv, \rho v^2 + p, (e + p)v \\ \frac{1}{y} [\rho v, \rho w_i v, \rho uv, \rho v^2, (e + p)v] \\ 0, \rho D_i \frac{\partial w_i}{\partial x}, \tau_{xx}, \tau_{xy}, u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + q_x \\ 0, \rho D_i \frac{\partial w_i}{\partial y}, \tau_{yx}, \tau_{yy}, u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + q_y \\ 0, \rho D_i \frac{\partial w_i}{\partial y}, \tau_{yx}, \tau_{yy} - \tau_{\theta\theta}, u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + q_y \\ 0, \omega_i, 0, 0, 0 \end{bmatrix}$$

其中 $\mathbf{Q}$ 为守恒变矢量; $\mathbf{E}$, $\mathbf{F}$ 和 $\mathbf{H}$ 分别为 3 个方向的对流通量; $\mathbf{E}_v$, $\mathbf{F}_v$ 和 $\mathbf{H}_v$ 分别为 3 个方向的黏性通量; $\mathbf{S}$ 为源项; q 为热流密度; τ 为黏性应力张量; w_i 和 D_i 分别表示第 i 种组分的质量分数和质量扩散系数; e 为总能; p 为压强, ρ 为密度; u , v 分别为沿 x 和 y 向的速度; ω_i 为组分 i 的质量变化率.

1.2 化学反应模型

由于对湍流/燃烧耦合效应、辐射传热等其他影响尾喷焰流动的因素较复杂且对射流的影响不大,因此在本文计算模型中未作考虑^[9].为描述化学反应中质量变化率 ω_i ,采用了有限速率化学反应模型.对于有 N_r 个基元参与的化学反应,其正逆化学反应之间的关系表示为

$$\sum_{j=1}^{N_r} \nu'_{ij} W_i \xleftrightarrow{k_{ij}, k_{bj}} \sum_{j=1}^{N_r} \nu''_{ij} W_i (j = 1, 2, \dots, N_r) \quad (2)$$

其中 ν'_{ij} , ν''_{ij} 分别表示第 j 个基元反应中组分 i 的反应物和生成物的当量系数; W_i 为组分 i 的分子量.

对单个化学反应而言,组分 i 的质量变化率即为单独某一化学反应造成的密度改变,表示为

$$\omega_i = (\nu''_i - \nu'_i) \left[k_f \prod_{l=1}^{N_r} \left(\frac{\rho_l}{W_l} \right)^{\nu'_l} - k_b \prod_{l=1}^{N_r} \left(\frac{\rho_l}{W_l} \right)^{\nu''_l} \right] W_i \quad (3)$$

式中正、逆反应速率常数 k_f , k_b 通过 Arrhenius 定律表达式^[10]确定

$$k_f = A \exp \left(- \frac{E_a}{R_u T} \right) \quad (4)$$

其中 A 是频率因子,表征化学反应速率系数的总碰撞频率; E_a 为活化能; R_u 为气体的普适系数; T 为温度.

1.3 计算方法

为求解上述控制方程,采用雷诺平均(RANS)方法建立基于涡黏性假设的改进 $k-\epsilon$ 湍流数值计算模型^[11]. 该模型是将满足控制方程的瞬时运动分解为平动和脉动两部分,其中脉动部分通过雷诺应力项来处理,湍动能 k 及其耗散率 ϵ 的输运方程可通过为式(5)表示:

$$\left\{ \begin{aligned} & \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u k)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v k)}{\partial y} + \frac{\rho v k}{y} = \\ & \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\mu + \frac{\mu}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\mu + \frac{\mu}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + \\ & \frac{1}{y} \left[\left(\mu + \frac{\mu}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + G_k - \rho \epsilon \\ & \frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u \epsilon)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v \epsilon)}{\partial y} + \frac{\rho v \epsilon}{y} = \\ & \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\mu + \frac{\mu}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\mu + \frac{\mu}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right] + \\ & \frac{1}{y} \left[\left(\mu + \frac{\mu}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right] + \frac{\epsilon}{k} (C_{1\epsilon} G_k - C_{2\epsilon} \rho \epsilon) \end{aligned} \right. \quad (5)$$

其中 μ 为分子黏度与涡黏度之和,常数项 $C_{1\epsilon}$, $C_{2\epsilon}$ 分别取 1.42, 1.68. 考虑到压缩性的影响,混合黏度 μ_t 和湍动能生成项 G_k 分别表示为

$$G_k = \frac{\mu_t}{\mu + \mu_t} [\tau_{xx} u_x + \tau_{yy} v_y + \tau_{xy} (u_y + v_x)] - \frac{2}{3} \rho k (u_x + v_y + v/y) \quad \mu_t = C_\mu f(Ma_1) \rho k^2 / \epsilon$$

$$f(Ma_1) = 0.25 + \frac{0.75}{1 + e^{24.73(Ma_1 - 0.2)}}$$

为保证流场参数的守恒,利用有限体积法对改进 $k-\epsilon$ 湍流数值计算模型进行求解,为方便描述,将方程(1)表示为^[13]

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{iF} + \mathbf{jG}) = \mathbf{S} \quad (6)$$

在控制体内对式(6)在 $\mathbf{Q}$ 的积分域内进行积分,并在有限体积内差分离散,表示为

$$\mathbf{Q}_{ij}^{n+1} = \mathbf{Q}_{ij}^n - \frac{\Delta t}{V_{ij}} (P_{i,j-1/2}^n \mathbf{A}_1 + P_{i-1/2,j}^n \mathbf{A}_2 + P_{i,j+1/2}^n \mathbf{A}_3 + P_{i+1/2,j}^n \mathbf{A}_4) + \Delta t \mathbf{S} \quad (7)$$

式中 $\mathbf{Q}_{ij}$ 为控制体中点值; P 为周界积分,即通量; $\mathbf{A}_j$ 为网格边界面积; V_{ij} 为控制体体积. 网格边界上的通量由 MUSCL Roe 差分格式确定,对时间项采用 4 阶龙格库塔法进行处理.

2 计算实例

2.1 计算模型

根据表 1 给出的喷口及来流组分参数和表 2

的低空大气参数,分别计算不同来流马赫数和不同飞行高度下的尾喷焰流场. 本算例中采用了含 15 种组分和 14 个化学反应模型,其化学反应动力学及当量系数见文献[7,12].

表 1 喷口和来流组分质量分数

Table 1 Mass fraction of nozzle exit and incoming flow

组分	质量分数		组分	质量分数	
	喷口	来流		喷口	来流
O ₂	1.67×10^{-5}	0.244	OH	1.13×10^{-3}	0
N ₂	7.72×10^{-2}	0.756	H	7.39×10^{-4}	0
H ₂	2.02×10^{-2}	0	O	5.07×10^{-5}	0
CO	2.14×10^{-1}	0	Cl	9.56×10^{-3}	0
CO ₂	2.11×10^{-2}	0	N	8.87×10^{-8}	0
H ₂ O	7.22×10^{-2}	0	NO	7.62×10^{-5}	0
HCl	1.89×10^{-1}	0	C	2.21×10^{-12}	0
Al ₂ O ₃	3.97×10^{-1}	0			

表 2 低空大气参数

Table 2 Low altitude atmosphere parameters

高度/km	温度/K	压强/Pa
10	223.3	26500
20	216.7	5529.3
30	226.5	1197
40	250.4	287.14
50	270.7	79.78

该固体火箭发动机采用固体推进剂,喷口直径 $d_e = 0.032 \text{ m}$,经热力计算得喷口处温度和压强分别为 $T_e = 2573 \text{ K}$ 和 $p_e = 68445 \text{ Pa}$,喷口马赫数为 2.93. 计算域为 $500d_e \times 100d_e$,最大残差阈值为 2×10^{-4} ,邻近喷口处网格高度为 0.8 mm,边界条件设置见图 1. 横纵向网格数为 200×75 ,并采用 300×100 的网格进行灵敏度分析(见图 2),在马赫数 Ma 变化最剧烈的膨胀区内,两者对应的马赫数差别小于 4.7%,满足网格无关性要求.

2.2 计算结果

根据喷口初始条件和大气参数,分别计算了来流马赫数 $Ma_\infty = 2.0$ 时,飞行高度 $h = 0, 10, 20, 30, 40 \text{ km}$ 以及 $h = 20 \text{ km}$ 时, $Ma_\infty = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0$ 的尾喷焰流场. 射流部分结构如图 3.

图 4 为不同飞行高度下的马赫数对比图,图中 r 为径向坐标, x 为轴向坐标, r_e 为喷口直径.

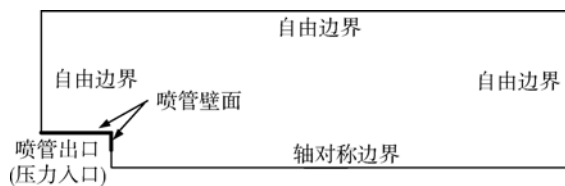


图1 边界条件设置

Fig. 1 Setting of boundary conditions

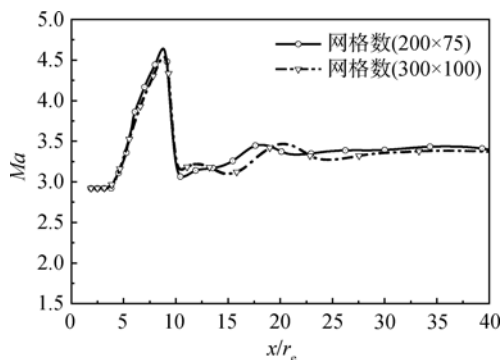


图2 网格无关性验证

Fig. 2 Grid-independence of solution

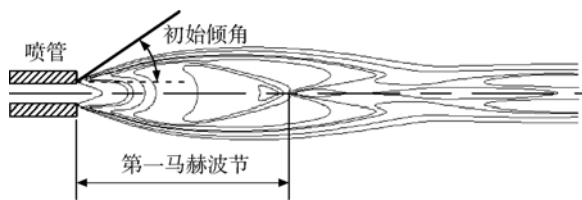
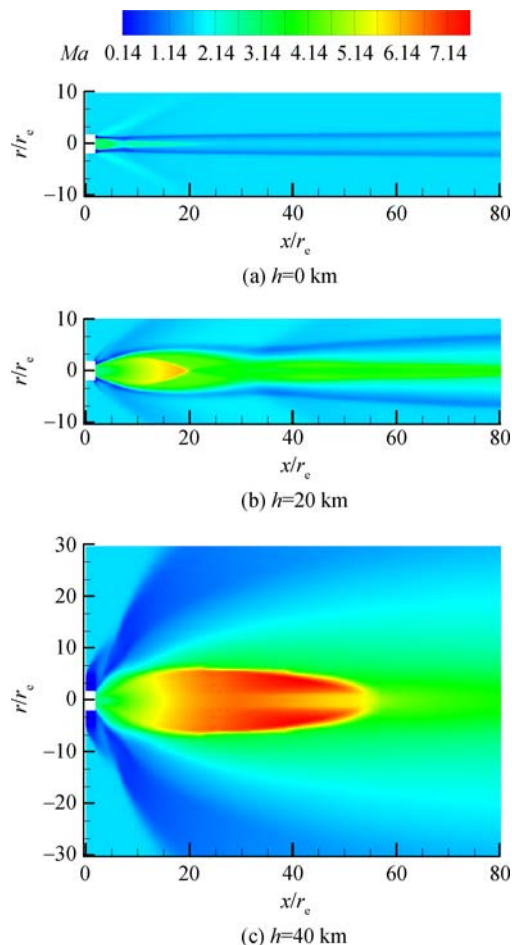
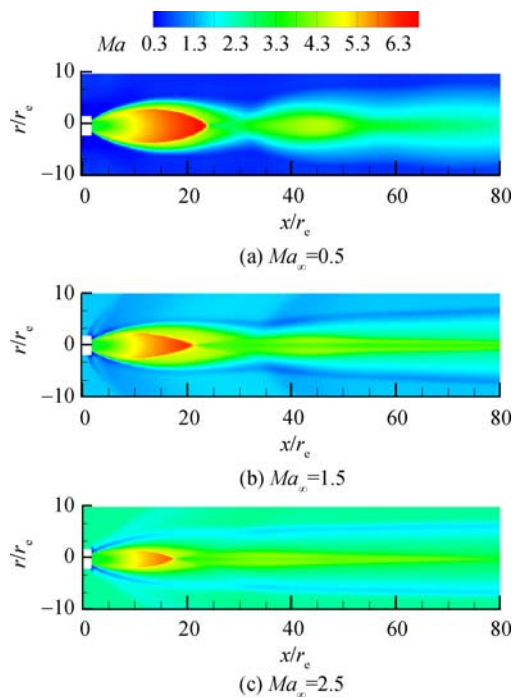


图3 射流部分结构示意图

Fig. 3 Sketch map of partial structure of jet

当来流马赫数为定值时,随着飞行高度的增加,射流边界的初始倾角、射流边界、第一马赫波节的长度、射流基本段的影响范围均增大,尾喷焰流场区域及波系结构也随之改变.本算例中,在 $h=0$ km 时非计算度^[13] $n=0.6755$,为中度过膨胀射流,此时燃气一出喷口就受到周围介质的压迫,使气流在喷口产生相交的激波系.在 $h=10, 20$ km 时 ($2 \leq n < 15$) 为高度欠膨胀射流,第一马赫波节的激波结构发生明显变化.由于沿射流中心线处膨胀最为充分,使得当地压强低于环境压强,波节内其他区域的气流被斜激波重新压缩,若不能使压强达到所需的水平则会产生马赫盘. $h=30, 40$ km 时, n 分别为 57.18 和 238.37, 已为超高度欠膨胀射流,燃气一出喷口便急速膨胀,使得激波的强度和直径明显增大.

图5为不同来流马赫数下的流场马赫数分布云图.在 $h=20$ km 时,随着来流马赫数 Ma_∞ 的增大,射流边界的初始倾角、第一马赫波节的长度、

图4 不同飞行高度下流场马赫数云图 ($Ma_\infty = 2.0$)Fig. 4 Mach number contours for different altitudes ($Ma_\infty = 2.0$)图5 不同来流马赫数下流场马赫数云图 ($h=20$ km)Fig. 5 Mach number contours for different incoming Mach number ($h=20$ km)

射流边界半径以及激波的强度和范围均减小,但射流核心区的长度增大.这是由于来流马赫数的增加导致环境的动压升高,从而使得喷口处的膨胀波在自由边界上形成压缩波系,膨胀区域缩小、混合区域扩展速度加快且对下游区域影响变小的缘故.

3 流场特征分析

3.1 飞行状态对流场结构的影响

图6在 $h=20\text{ km}$ 时,不同来流马赫数下化学反应流和单组分分流的相关参数比较,其中图6(a)为射流初始倾角 θ 的比较,图6(b)为无量纲第一马赫波节长度 l_1/r_e 的比较.从图6(a)中可看出,随着来流马赫数的增大射流边界的初始倾角 θ 呈递减趋势.从 $Ma_\infty=0.5$ 到 $Ma_\infty=3.0$, θ 下降幅度约为 10° ;若把曲线曲率近似为恒值,那么来流马赫数每增大1单位, θ 下降 4° 左右.化学

反应流与单组分分流对 θ 的影响差别不大,其中前者比后者在总体上呈偏低的规律,其幅值差大约为 1.5° ;在 $Ma_\infty=2.0$ 处采用Prandtl-Meyer(P-M)公式^[14]计算的 θ 与两者有较好的吻合.图6(b)表明, l_1/r_e 随着来流马赫数的增大总体表现为递减规律,在 $Ma=0.5$ 与 $Ma=1.0$ 时其值基本保持一致,而从 $Ma=1.0$ 到 $Ma=3.0$, l_1/r_e 减小了34.6%.化学反应流比单组分分流的 l_1/r_e 降低了18%左右.这是由于随着来流马赫数的增大,外界气体动压升高,降低了喷口膨胀程度,使得 θ 减小;同时环境总压的升高势必导致膨胀压缩波系内的膨胀区域进一步缩小,从而引起 l_1/r_e 的减小.引起化学反应流和单组分分流差异的原因主要为前者的比热比随化学反应的进行在膨胀区内明显的升高引起膨胀区内静压的下降变缓,激波的强度降低,进而使得膨胀区的长度相对延长,而后者的比热比为常值^[15].

图7为 $Ma_\infty=2.0$ 时,不同飞行高度下化学反应流和单组分分流参数的对照图,其中图7(a)为射流边界的初始倾角的比较,图7(b)为第一马赫波节长度比较.从图7(a)可知,随着飞行高度的增加, θ 显著增大,即从0 km的 7.8° 增到40 km的 59.58° ,其值与P-M公式的计算结果高度吻合;无量纲第一马赫波节长度 l_1/r_e 随飞行高度的增加而增加;对于化学反应流和单组分分流, $h=10\sim 20\text{ km}$ 区间两者的 l_1/r_e 能很好吻合,而在 $h>20\text{ km}$ 时,前者明显低于后者,这是由于随着飞行高度的增加,喷口与来流静压比(p_e/p_∞)增大,射流在喷口处膨胀加剧导致 θ 增大的缘故.在相同的来流马赫数下,不同的飞行高度对应的大气的动压仅与当地环境的密度(或高度)相关.在 $h=0\sim 20\text{ km}$,该算例中尾喷焰为中度膨胀和高度欠膨胀射流,第一马赫波节区域的激波结构相似,核心区的半径以及其与射流中心线的交点坐标不断增加,以致射流影响区域越来越大;在 $h=20\sim 40\text{ km}$,射流已为超高度欠膨胀流,其膨胀强度和激波作用范围显著增强(见图4),表明化学对超高度欠膨胀射流的波系结构有重要影响.

从图8中可知,随着来流总压 p_∞ 的降低, $\bar{\theta}$ ($\bar{\theta}$ 为无量纲 θ)和 l_1/r_e 增长幅度逐渐升高,且总体变化趋势保持一致.在总压从0.21 MPa下降到0.05 MPa过程中,射流第一马赫波节长度和初始倾角增长不到1倍,而在来流总压小于0.05 MPa时,两者急剧增加.这是由于随着来流总压的降低,射流在喷口膨胀随非计算度 n 的减小而加剧的缘故.

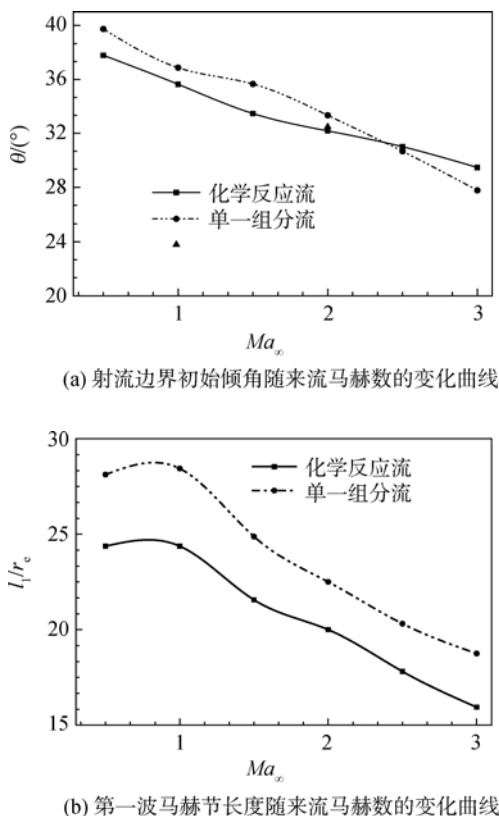
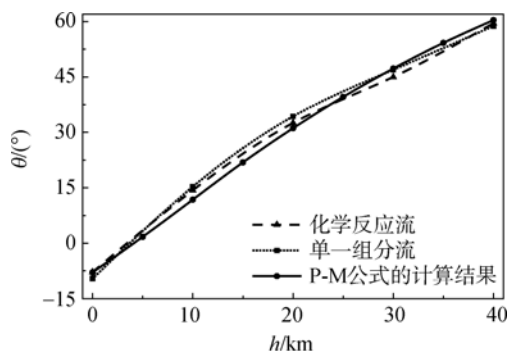


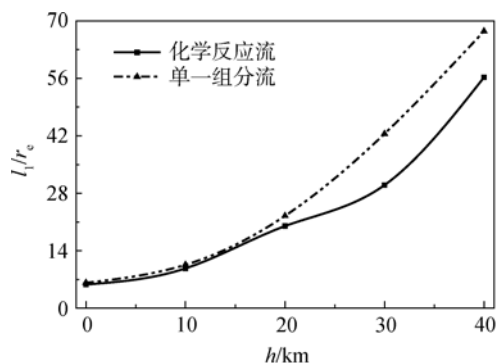
图6 不同来流马赫数下化学反应流和单组分分流的初始倾角和第一马赫波节长度比较

($h=20\text{ km}$)

Fig. 6 Comparison of the initial angle of the jet and the length of the first Mach shock cell at different incoming Mach number in chemical reaction flow and single species flow ($h=20\text{ km}$)



(a) 不同飞行高度下射流边界的初始倾角



(b) 第一马赫波节长度随飞行高度的变化曲线

图7 不同飞行高度下化学反应流和单组分流的初始倾角和第一马赫波节长度比较 (\$Ma_\infty = 2.0\$)

Fig. 7 Comparison of the initial angle of the jet and the length of the first Mach shock cell at different altitudes in chemical reaction flow and single species flow (\$Ma_\infty = 2.0\$)

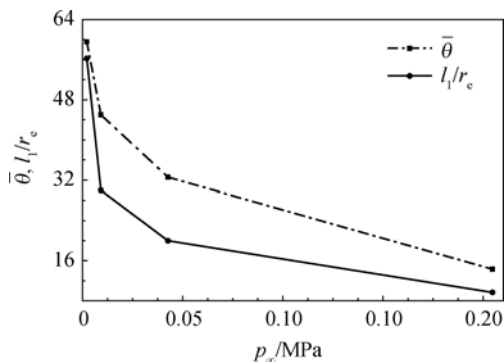
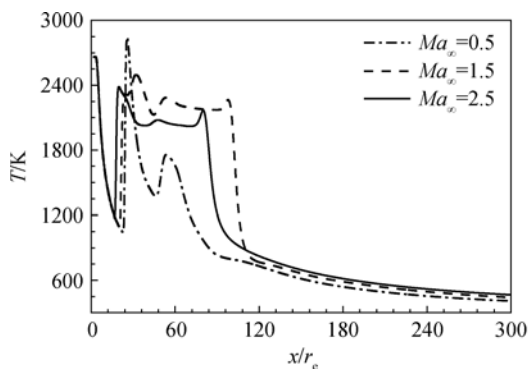


图8 来流总压变化时 \$\bar{\theta}\$ 和 \$l_1/r_e\$ 的变化曲线

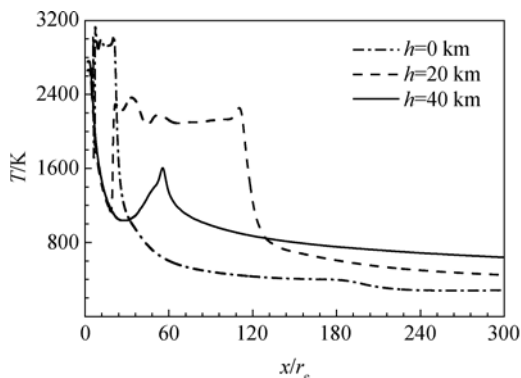
Fig. 8 Curves of \$\bar{\theta}\$ and \$l_1/r_e\$ with various incoming total pressure

3.2 飞行状态对射流轴线温度的影响

图9为不同飞行状态的化学反应流的射流轴线温度对比图。图9(a)为 \$h=20\text{ km}\$ 时,射流轴线温度随来流马赫数的变化曲线,图9(b)为 \$Ma_\infty = 2.0\$ 时,射流轴线的温度随飞行高度的变化曲线。图9(a)表明,在飞行高度一定时,随着来流马赫



(a) \$h=20\text{ km}\$ 时,射流轴线的温度随来流马赫数的变化曲线



(b) \$Ma_\infty = 2.0\$ 时,射流轴线温度随飞行高度的变化曲线

图9 不同飞行状态下化学反应流的射流轴线温度比较

Fig. 9 Centerline temperature of jet for various flight conditions in chemical reaction flow

数的增加,在喷口处射流膨胀加速使得温度急剧下降,且温度与来流马赫数无关,这一过程持续到第一马赫波节结束.由于波节后气体被急剧压缩,射流动压转化为静压使得射流轴线温度跳跃而出现峰值,此后压缩气体会重复出现几次膨胀-压缩-膨胀的过程,对应的温度会出现几次振荡直至流场压强与环境压强相差不大的区域才趋于平缓.随后,射流表现为湍流与周围大气发生掺混复燃使得流场温度再次出现升高,但很快由于低温气体卷入使得射流温度骤降,直至与周围环境趋于一致.另外,来流马赫数越大,射流阻力系数 \$C_d^{[16]}\$ 和射流卷吸系数 \$\alpha^{[17-18]}\$ 也将增大,导致了图9(a)中温度曲线的第一个峰值与最后一个峰值间距和高低的不同,其中射流阻力系数越大射流发展的越缓慢,射流卷吸系数越大复燃产生的温度越高同时在峰值后温度下降得越快.图9(b)反映了来流马赫数一定时,随着飞行高度的增加射流轴线上的温度规律与图9(a)类似.在 \$h=0\text{ km}\$ 时,由于空气的密度很大,有足够的氧气和剩余燃料进行复燃,使得温度曲线有明显的升高,以致超出喷口温度\$^{[15]}\$.随着飞行高度的增大,来流的密

度减小,卷入的气体中氧气的质量分数能支持复燃持续一定的时间,以至于温度不会骤降,因此出现了 $h=20\text{ km}$ 时轴线温度能以不太高的温度维持一段时间.在 $h=40\text{ km}$ 时,来流密度已经很低,卷入的氧气反应产生的热量不足以弥补来流带走的热量,因此不会出现温度的升高峰值,而是在轴线上相当长的一段距离上都伴随着复燃的进行,使得温度下降缓慢、射流区域延长.

4 结 论

本文建立含化学反应项和组分输运项的控制方程,并利用 MUSCL Roe 格式的有限体积法进行求解.在考虑化学反应流和单组分分流条件下,分别对某型固体火箭发动机不同飞行状态下的尾喷焰流场进行大量计算,从分析计算中得出以下结论:

1) 在相同来流马赫数下,随着飞行高度的增加,射流边界的初始倾角、第一马赫波节长度、射流基本段的影响范围均增大,波系结构也随着改变.化学反应对超高度欠膨胀射流的波系结构有重要影响,使得第一马赫波节长度比单组分分流流动明显缩短.

2) 在相同的飞行高度下,随着来流马赫数的增加,射流边界的初始倾角、第一马赫波节长度、射流基本段的影响范围均减小;化学反应流与单组分分流流动的波系结构无明显差异.

3) 第一马赫波节长度和射流边界初始倾角随来流总压的降低而增大.

4) 射流轴线温度分布由飞行高度、来流马赫数、射流卷吸效应和射流阻力等因素共同决定.

参考文献:

- [1] 黄振宇. 喷管流动和燃气射流的数值模拟[D]. 北京: 北京理工大学, 1999.
HUANG Zhenyu. Numerical simulation of nozzle and jet flows[D]. Beijing: Beijing Institute of Technology, 1999. (in Chinese)
- [2] 李军, 曹从咏, 徐强. 固体火箭发动机羽流场特性的数值研究[J]. 弹箭与制导学报, 2003, 23(2): 307-309.
LI Jun, CAO Congyong, XU Qiang. The numerical simulation of properties in solid rocket flow field[J]. Journal of Projectiles Rockets Missiles and Guidance, 2003, 23(2): 307-309. (in Chinese)
- [3] 于胜春, 汤龙生. 固体火箭发动机喷管及羽流流场的数值分析[J]. 固体火箭技术, 2004, 27(2): 95-97.
YU Shengchun, TANG Longsheng. Numerical analysis of nozzle and plume flow field of a solid rocket motor[J]. Journal of Solid Rocket Technology, 2004, 27(2): 95-97. (in Chinese)
- [4] 孙振华, 徐东来, 何国强. 飞行参数对导弹发动机羽流的影响[J]. 固体火箭技术, 2005, 28(3): 188-191.
SUN Zhenhua, XU Donglai, HE Guoqiang. Effect of flight status parameters on missile motor[J]. Journal of Solid Rocket Technology, 2005, 28(3): 188-191. (in Chinese)
- [5] 王雁鸣, 谈和平, 余其铮. 固体火箭发动机低空羽流场的相似研究[J]. 工程热物理学报, 2005, 26(5): 856-858.
WANG Yanming, TAN Heping, YU Qizheng. A similarity research for low-altitude solid propellant exhaust plumes[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2005, 26(5): 856-858. (in Chinese)
- [6] 田耀四, 蔡国飙, 朱定强, 等. 固体火箭发动机喷流流场数值仿真[J]. 宇航学报, 2006, 27(5): 876-879, 919.
TIAN Yaosi, CAI Guobiao, ZHU Dingqiang, et al. Exhaust plume simulation of solid rocket[J]. Journal of Astronautics, 2006, 27(5): 876-879, 919. (in Chinese)
- [7] 姜毅, 傅德彬. 固体火箭发动机尾喷焰复燃流场计算[J]. 宇航学报, 2008, 29(2): 615-620.
JANG Yi, FU Debin. Numerical simulation for non-equilibrium chemically reacting fluid field of the solid rocket motor exhaust plume[J]. Journal of Astronautics, 2008, 29(2): 615-620. (in Chinese)
- [8] 张光喜, 周为民, 张钢锤, 等. 固体火箭发动机尾焰流场特性研究[J]. 固体火箭技术, 2008, 31(1): 19-23.
ZHANG Guangxi, ZHOU Weimin, ZHANG Gangchui, et al. Study on characteristics of flow field in exhaust plume for SRM[J]. Journal of Solid Rocket Technology, 2008, 31(1): 19-23. (in Chinese)
- [9] 吴辉霞, 刘玉英, 薛然然. 湍流射流火焰热辐射影响的数值研究[J]. 工程热物理学报, 2010, 31(11): 1961-1964.
WU Huixia, LIU Yuying, XUE Ranran. Numerical investigation of thermal radiation effects of turbulent jet flame[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2010, 31(11): 1961-1964. (in Chinese)
- [10] Wang W, Wei Z, Zhang Q, et al. Study on infrared signature of solid rocket motor afterburning exhaust plume[J]. AIAA-2010-6847, 2010.
- [11] Coakley T. Turbulence modeling methods for the compressible Navier-Stokes equations[R]. AIAA 83-1693, 1983.
- [12] Denison M R, Lamb J J, Bjorndahl W D, et al. Solid rocket exhaust in the stratosphere-plume diffusion and chemical reactions[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 1994, 31(3): 435-442.
- [13] 傅德彬. 数值仿真及其在航天发射技术中的应用[M]. 北京: 国防工业出版社, 2011.
- [14] 赵承庆, 姜毅. 气体射流动力学[M]. 北京: 北京理工大学出版社, 1998.
- [15] Kim K H, Chang K S. Axisymmetric impingement of a hot jet on a flat plate: equilibrium flow analysis of high-temperature air[J]. Shock Waves, 1994, 4(3): 155-162.
- [16] Sukanek P C. Matched pressure properties of low altitude plumes[J]. AIAA Journal, 1977, 15(12): 1818-1821.
- [17] Wilmoth R G, Dash S M, Pergament H S. A numerical study of jet entrainment effects on the subsonic flow over nozzle afterbodies[J]. AIAA 79-135, 1979.
- [18] Woodroffe J A. One-dimension model for low-altitude rocket exhaust plumes[J]. AIAA 75-244, 1975.

(编辑: 陈 越)