

高原环境续航火箭喷管推力降低异常现象

张 涪¹, 王鹏新², 阮文俊¹, 王 浩¹, 朱晨光³

(1. 南京理工大学 能源与动力工程学院, 南京 210094;

2. 中国人民解放军 白城兵器试验中心, 吉林 白城 137001;

3. 南京理工大学 化工学院, 南京 210094)

摘 要: 为了研究某种续航火箭喷管推力的异常现象, 采用 AUSM+(advection upstream splitting method)格式、SST(shear stress transport)湍流模型和 LU-SGS(lower-upper symmetric Gauss-Seidel)隐式算法, 求解二维轴对称 RANS(Reynolds averaged Navier-Stokes)方程, 对入口压力相同、环境压力不同的该喷管进行了数值模拟, 得到了在环境压力为 50.67~101.32 kPa 下其推力特性的差异, 并分析了异常现象产生的原因。结果表明: 随着环境压力的降低, 外喷管出口边界的静推力为负值且绝对值呈现先增加后减小的变化规律。在环境压力为 60.80~101.32 kPa 区间范围时, 外喷管出口边界的动推力和总推力变化相对较小, 当环境压力小于 60.80 kPa 时, 该出口边界的动推力和总推力急剧降低。

关 键 词: 高原环境; 续航火箭; 潜入式喷管; 推力降低; 异常现象

中图分类号: V231.3

文献标志码: A

Abnormal phenomenon of thrust reduction of range rocket nozzle under high altitude condition

ZHANG Fu¹, WANG Peng-xin², RUAN Wen-jun¹,

WANG Hao¹, ZHU Chen-guang³

(1. School of Energy and Power Engineering,

Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China;

2. Baicheng Ordnance Test Center,

the Chinese People's Liberation Army, Baicheng Jilin 137001, China;

3. School of Chemical Engineering,

Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

Abstract: To research abnormal phenomenon of thrust reduction of a range rocket nozzle was chosen to study, nozzle with the same inlet pressure and different environment pressures were simulated numerically by applying the AUSM+ (advection upstream splitting method) scheme, SST (shear-stress transport) turbulence model and LU-SGS (lower-upper symmetric Gauss-Seidel) implicit algorithm were used to solve 2-D axial symmetry RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes) equations. The differences in thrust characteristics were obtained when the environment pressure varied from 50.67 kPa to 101.32 kPa, and the cause of these differences was analyzed. Results indicate that static thrust of the outer nozzle exit boundary rises toward the negative direction when the environment pressure gradually decreases, absolute value increases firstly and then decreases. Dynamic thrust and total

thrust of the outer nozzle exit boundary slightly changes at the environment pressure ranging from 60.80 kPa to 101.32 kPa, but dynamic thrust and total thrust of the outer nozzle declines sharply when the environment pressure is less than 60.80 kPa.

Key words: high altitude condition; range rocket; submerged nozzle; thrust reduction; abnormal phenomenon

如今,像美国航天飞机或欧洲阿里安那样的运载器,其主发动机通常都是从海平面一直工作到环境压力很低的高空.在这些火箭发动机中,都使用收缩-扩张的钟形喷管来加速燃气,从而在相反方向产生推力.该种喷管的特点是出口边界直接暴露在大气环境中没有壁面限制和约束.假设该种喷管以海平面为设计状态,随着环境压力的降低喷管处于欠膨胀状态,推力将逐渐增大.从发动机的工作角度讲,环境压力的降低有利于提高没有壁面对出口边界限制的拉瓦尔喷管的膨胀效率,提高推力性能.但是,对于某类单兵双室双推力续航火箭发动机而言,发射药在外喷管中占有了一定的容积,这使得续航火箭喷管潜入在外喷管内部,续航火箭喷管气流的出口边界不得不被外喷管的壁面限制和约束.因为外喷管出口边界的气体速度分布只有沿对称边界附近区域的流动为超声速其他区域的流动为亚声速,所以外界环境压力的降低、扰动等影响将会传播到外喷管出口边界及其内部,这必然会改变外喷管出口边界的压力分布、速度分布和质量流量的分布,进而改变推力的变化规律.因此工程设计人员和火箭发动机学者十分关心该类单兵双室双推力续航火箭发动机的推力特性及其规律.

在一些相关的该类单兵双室双推力续航火箭高原适应性飞行试验报告中,当试验场地海拔高度为5000 m左右时,通过雷达所显示的速度曲线表明该类火箭的续航段的速度并没有增加反而呈现减小的趋势.该类续航火箭喷管的一些低压仓推力试验报告也表明:当环境压力降低到一定程度时,该类续航火箭喷管的推力出现急剧降低的异常现象.然而,国内外的文献对于该异常现象的研究并不多见,文献[1]在过膨胀状态下对某类轴对称收缩-扩张喷管进行了内外流场计算和分析,文献[2]在跨声速条件下对某类轴对称收缩-扩喷管内外流场进行了数值研究,文献[3-4]分别数值研究了大气环境压力和喷管外部流场对塞式喷管性能的影响,文献[5]分析了飞行高度对某火箭发动机羽流边界的影响.

1 问题描述

本文选取某类出现高原近弹事故的续航火箭发动机,其喷管结构如图1所示:外喷管长度 L_0 为潜入式喷管长度 l_0 的2.9倍,外喷管出口截面半径 R_0 为潜入式喷管半径 r_0 的6.8倍,外喷管出口截面半径与外喷管长度之比约为0.1672.计算区域分为两部分:潜入式喷管1区域和外喷管2区域.

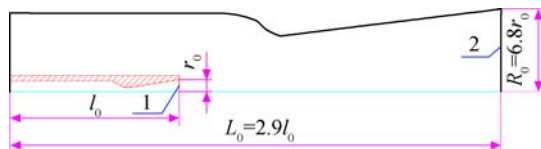


图1 续航火箭喷管结构

Fig. 1 Structure of range rocket nozzle

2 网格生成

网格的合理设计和高质量生成是CFD计算的前提条件,是影响CFD计算结果的决定性因素之一^[6].虽然非结构网格具有很大的灵活性,但是它的贴体性和激波捕捉能力很不好而且占用内存大.结构网格的优点是高精度、高效率、高稳定性、贴体性好、各向异性好、激波捕捉能力强,有利于高雷诺数复杂流动的CFD数值模拟.因此本文采用结构网格,通过精细调整网格拓扑结构和网格分布来提高质量,对壁面、喷管喉部和出口附近的网格进行加密处理,保证壁面 y^+ 不超过5.从图2可以看出网格的正交性很好,局部最小角度

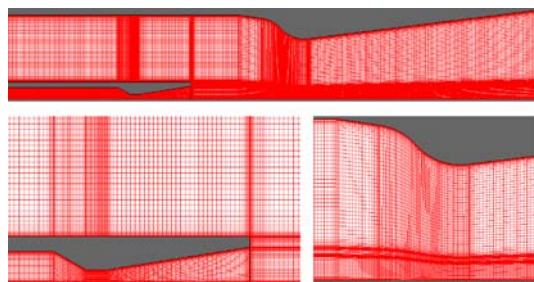


图2 网格拓扑结构

Fig. 2 Topology structure of grid

大于 42.5° . 通过对网格的无关性检测发现当网格数目从 4 万增加至 5 万时,外喷管出口边界的动推力和静推力变化极小,因此本文选取的网格数目为 4.1 万.

3 数值方法

3.1 控制方程

本文采用格心有限体积法求解二维轴对称可压缩 RANS 方程组,流动控制方程为

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial r} + \frac{1}{r} \mathbf{S} = \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial \mathbf{R}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial r} + \frac{1}{r} \mathbf{E} \right] \quad (1)$$

其中 x 为轴向坐标, r 为径向坐标,其他参数如下表示:

$$\begin{aligned} \mathbf{U} &= [\rho, \rho u, \rho v, e]^T \\ \mathbf{F} &= [\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, u(e+p)]^T \\ \mathbf{G} &= [\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, v(e+p)]^T \\ \mathbf{S} &= [\rho v, \rho uv, \rho v^2, v(e+p)]^T \\ \mathbf{R} &= \left[0, \tau_{xx}, \tau_{xr}, u\tau_{xx} + v\tau_{xr} + \frac{\mu}{Pr(\gamma-1)} T_x \right]^T \\ \mathbf{Q} &= \left[0, \tau_{xr}, \tau_{rr}, u\tau_{xr} + v\tau_{rr} + \frac{\mu}{Pr(\gamma-1)} T_r \right]^T \\ \mathbf{E} &= \left[0, \tau_{xr}, \tau_{rr} - \tau_u, u\tau_{xr} + v\tau_{rr} + \frac{\mu}{Pr(\gamma-1)} T_r \right]^T \\ \tau_{xx} &= \mu_c \left(\frac{4}{3} u_x - \frac{2}{3} v_r - \frac{2}{3r} v \right), \\ \tau_{xr} &= \mu_c (u_x + v_r) \\ \tau_{rr} &= \mu_c \left(\frac{4}{3} v_r - \frac{2}{3} u_x - \frac{2}{3r} v \right) \\ \tau_{rr} - \tau_u &= \mu_c \left(v_r - \frac{v}{r} \right), \mu_c = \frac{4}{3} \mu + \lambda \end{aligned}$$

上文中各参数定义见文献[7].

使用 AUSM+ 格式求解对流项, AUSM+ 兼有 Roe 格式的间断高分辨率和 van Leer 格式的计算效率高的优点. 对于一维接触间断和激波有着精确的分辨率^[7-9];同时它的数值耗散小,无需熵修正;保持密度和压力永远为正;保持激波的稳定性,无 carbuncle shock(红玉)现象^[10].

黏性项采用 2 阶中心差分格式求解,对于超声速黏性流动,时间方向如果采用隐式方法进行推进,仍然能够使用大的时间步长^[11-12]. 计算效率和稳定性都有突出的优势. 基于此本文时间推进采用 LU-SGS 隐式方法.

3.2 SST 湍流模型

在近壁面区域 $k-\omega$ 模型不需要校正,但对来流

参数十分敏感而 $k-\omega$ 模型对来流参数不敏感,但在近壁面区域需要校正. Menter 将二者结合在一起,在近壁区域使用 $k-\omega$ 模型,而在远离壁面区域通过一个函数 F_1 自动切换到 $k-\epsilon$ 模型,具体方程为^[13]

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_j)}{\partial x_j} + \frac{\rho k}{r} = \bar{\epsilon}_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu_t + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \omega u_j)}{\partial x_j} + \frac{\rho \omega}{r} &= P_\omega - \beta \rho \omega^2 + \\ &\frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu_t + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \\ &2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (3)$$

式(2)和式(3)中各参数的定义见文献[10].

3.3 边界条件

续航火箭发动机潜入式喷管的计算区域如图 1 所示,计算区域分为两部分:潜入式喷管 1 区域和外喷管 2 区域. 计算中涉及的边界条件有如下 4 类:

1) 压强进口边界. 压强进口用于定义流动的静压强及其温度.

2) 压强出口边界. 压强出口边界用于定义流动的出口静压强及其环境温度. 当流动出口是亚声速时,边界压强用于确定出口静压强;当流动出口是超声速时,边界确定的压强将被忽略,而直接由内部求解结果外插得到.

3) 壁面边界. 壁面边界条件用于确定流体与固体边界的分界. 考虑传热、摩擦等因素时需要确定适当的边界参数,不过一般情况下都作无滑移、无摩擦绝热处理,文中采取这种壁面边界条件.

4) 对称边界. 当流动具有对称性时,需要确定对称边界来减小计算域,从而减少计算量. 在本文研究中,流动呈轴对称,因此就采取二维喷管的 1/2 作为计算域,将对称轴作为对称边界.

3.4 参数的定义

喷管净质量流量

$$\dot{m} = \int \rho v_x dA \quad (4)$$

喷管动推力

$$F_1 = \int \rho v_x |v_x| dA \quad (5)$$

喷管静推力

$$F_2 = \int (p_e - p_0) dA \quad (6)$$

其中 p_e 为喷管出口压力, p_0 为环境压力, dA 为微元面积. 喷管总推力为^[14]

$$F = F_1 + F_2 \quad (7)$$

定义外喷管总推力与潜入式喷管总推力之比为 C_F 。

3.5 推力异常现象验证

本文对该单兵双室双推力续航火箭喷管在低压仓环境下进行了推力试验,其试验数据如表1所示。从表1可以看出:当环境压力从101.32 kPa降低至60.80 kPa时,试验推力降低相对较小,计算推力与试验推力的相对误差小于8%。当环境压力从60.80 kPa降低至50.67 kPa时,试验推力急剧减小,因此计算推力与试验推力的相对误差增加但只有14%。随着环境压力的降低计算推力与试验推力的变化趋势基本一致。以上分析表明本文的数值算法具有一定的准确性和可靠性。

表1 计算数据与试验数据对比

Table 1 Comparison between calculational data and experimental data

环境 压力/kPa	推力/N		相对 误差/%
	试验数据	计算数据	
1.0	372	390	5
0.6	335	362	8
0.5	136	155	14

4 流场特性数值分析

4.1 喷管速度分布特性

图3表明当环境压力由101.32 kPa降低至60.80 kPa时,潜入式喷管出口射流的扩张角逐渐增加,外喷管喉部附近的涡流区向左上方移动的同时与射流边界发生了强烈的剪切作用,此时虽然外喷管出口最大回流速度有所增加但射流剪切层与外喷管壁面之间的大气回流通道明显缩短。当环境压力继续降低至50.67 kPa时,如图3(c)所示,燃气射流边界与外喷管喉部壁面发生强烈的撞击,这是由于当回流通道的减小到一定程度,外界大气无法及时对潜入式喷管与外喷管壁面相接的死区补充,死区处的空气被射流卷带走越来越稀薄,射流边界因此急速升高直至与外喷管喉部壁面发生撞击,此时燃气射流几乎完全堵死了回流通道的,涡流区在外喷管壁面与喉部之间被其挤压变形,燃气射流大部分被反射至下游,另外极少一部分通过涡流区流向死区。

4.2 喷管马赫数分布特性

从图4可以看出由潜入式喷管喷出的高压气

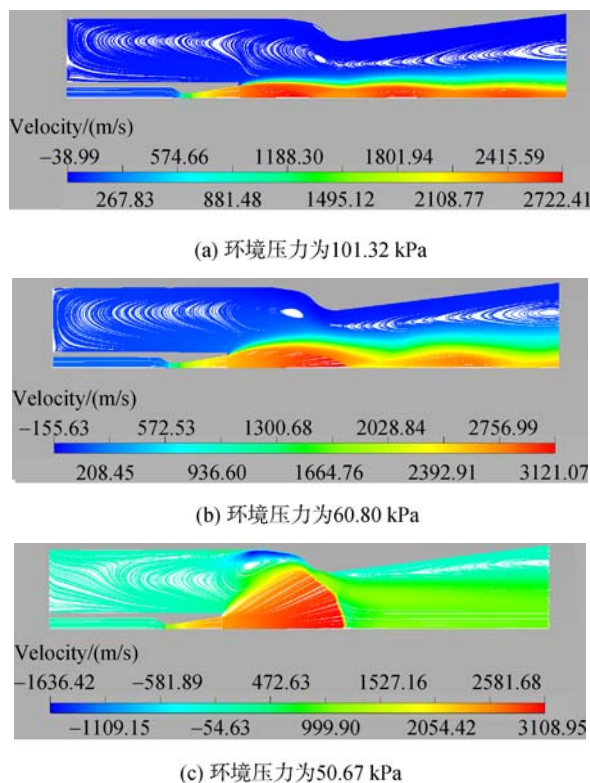


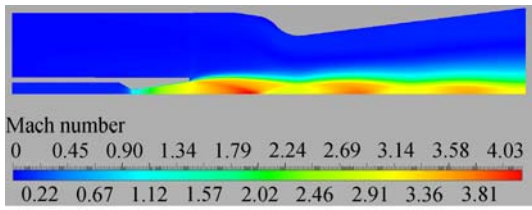
图3 喷管流线与速度分布

Fig. 3 Streamline and velocity distribution of nozzle

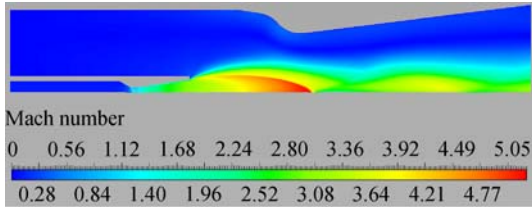
体射入压力较低的大气环境,在潜入式喷管出口处迅速膨胀,形成的膨胀波使压力能够逐渐过渡到静止大气条件,膨胀波穿过射流传播并在射流边界处以压缩波的形式被反射回喷流,产生一道入射激波。该入射激波在传播的过程中遇到第一马赫盘,产生一道反射激波,该反射激波与入射激波在马赫盘的边缘相交,形成了三叉激波,出现三波交点。随着环境压力的降低,第一马赫盘距潜入式喷管的距离变大,马赫盘的强度变强,射流马赫盘的波节在外喷管中的数目由3个逐渐减少为2个,射流边界距离对称轴的平均高度显著增加。当环境压力继续降低至50.67 kPa时,如图4(c)所示,激波结构不断重复过程被打断,入射激波撞击外喷管喉部壁面后形成反射激波,反射激波在射流下游与正激波相交。

4.3 喷管密度分布特性

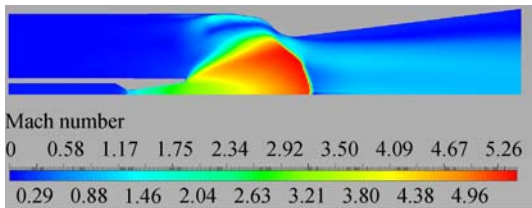
从图5可以看出外喷管与潜入式喷管相接固壁区域的气体密度相对较低,这是由于射流从潜入式喷管喷出时带走了该区域附近的一部分空气。因为大气环境中的冷空气从外喷管出口边界流入其内部,所以外喷管扩张段壁面与射流边界之间的气流密度较大接近于大气环境密度。图5(a)~图5(b)表明:当环境压力从101.32 kPa



(a) 环境压力为101.32 kPa



(b) 环境压力为60.80 kPa



(c) 环境压力为50.67 kPa

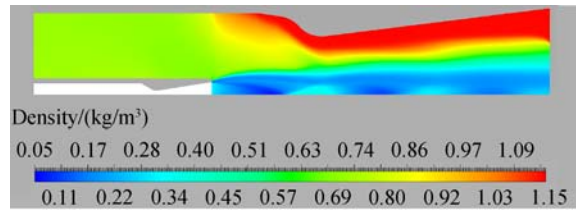
图4 喷管马赫数分布

Fig. 4 Mach number distribution of nozzle

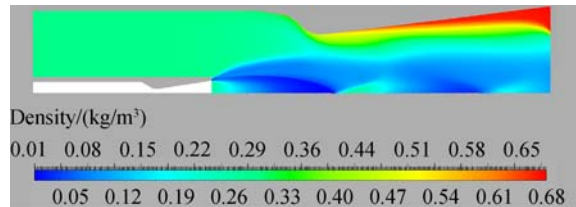
降低到 50.67 kPa 时,射流边界与外喷管喉部附近涡流区的相互作用增强,燃气射流与大气介质质量交换程度增强,射流边界的厚度显著增加并随着射流的向前发展越来越不明显.虽然在环境压力为 80.60 kPa 条件下,主流核心区域的气体流动基本稳定,但是外界大气流向死区补充气体质量的通道变得极为狭窄.当环境压力继续降低至 50.67 kPa 时,如图 5(c)所示,从潜入式喷管出来的波系被外喷管喉部壁面截断,继续膨胀流向死区的一部分高温射流形成低密度区,燃气射流基本堵死回流通路,外界大气无法向死区补充质量,主流核心区密度拟周期性间断消失.

4.4 喷管压力分布特性

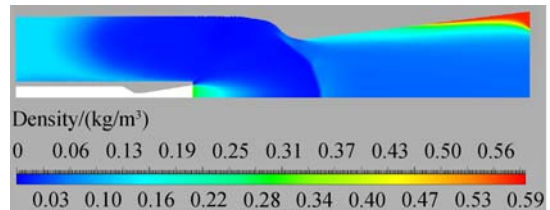
从图 6(a)~图 6(b)可以看出随着环境压力的降低,波节向外喷管出口方向移动,外喷管扩张段壁面尤其是喉部的压力场对射流流动的影响逐渐加剧,环境压力的降低也使得外喷管出口边界壁面附近的流体逆压梯度增大.当环境压力为 101.32 kPa 时,死区处气体的平均压力基本等于环境压力.当环境压力为 80.60 kPa 时死区处气体的平均压力小于环境压力约为 52.69 kPa.当环境压力继续降低至 50.67 kPa 时,如图 6(c)所示,



(a) 环境压力为101.32 kPa



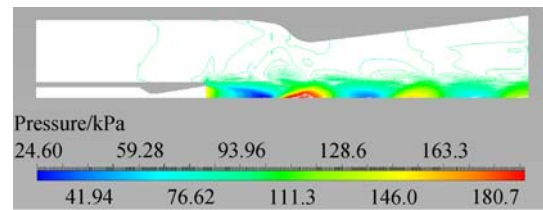
(b) 环境压力为60.80 kPa



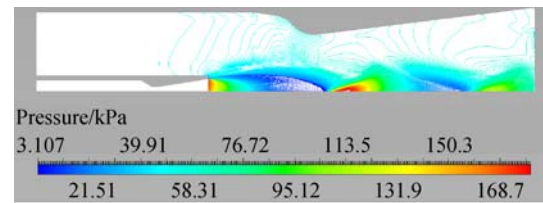
(c) 环境压力为50.67 kPa

图5 外喷管区域密度分布

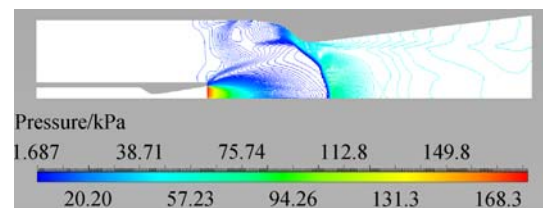
Fig. 5 Density distribution of outer nozzle region



(a) 环境压力为101.32 kPa



(b) 环境压力为60.80 kPa



(c) 环境压力为50.67 kPa

图6 外喷管压力分布

Fig. 6 Pressure distribution of outer nozzle

死区处气体的平均压力仅仅只有 10.13 kPa, 潜入式喷管的欠膨胀程度急剧增加, 入射激波撞击壁面在外喷管喉部下方形成明显的压力间断. 此时, 靠近外喷管喉部壁面上游流体的逆压梯度显著增强, 这表明该处涡流区强度增强.

5 计算结果及分析

本文计算的环境压力分别为 101.32, 81.06, 70.93, 60.80, 50.67 kPa, 环境温度都为 300 K. 选用潜入式喷管出口边界和外喷管出口边界即如图 1 所示的潜入式喷管 1 区域边界和外喷管 2 区域边界为推力特性的计算边界.

5.1 潜入式喷管出口边界静推力特性

从图 7 可以看出潜入式喷管出口边界的静推力皆为正值, 这表明该潜入式喷管处于欠膨胀状态. 当环境压力在 70.93~101.32 kPa 区间范围时, 静推力随着环境压力的降低而增加基本呈线性变化规律. 当环境压力降低至 70.93 kPa 以下时, 静推力随着环境压力的降低急剧增加, 这是由于回流通道的减少使得死区处的大气压力急剧下降.

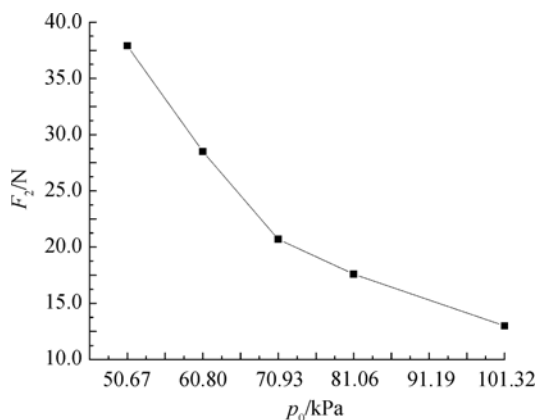


图 7 潜入式喷管出口边界静推力

Fig. 7 Static thrust of exit boundary of submerged nozzle

5.2 潜入式喷管出口边界动推力特性

从图 8 可以看出潜入式喷管出口边界的动推力随着环境压力的降低变化很小, 约为 400.5 N. 这是由于潜入式喷管出口边界气流的速度为超声速, 外界环境的扰动无法传播到该边界及其内部, 因此该边界及其内部气体的质量流量、速度等参数随着环境压力的降低基本无变化. 因为潜入式喷管出口边界的静推力随着环境压力的降低并非线性增加, 所以该边界总推力随环境压力的变化规律与没有外喷管壁面限制时不一致.

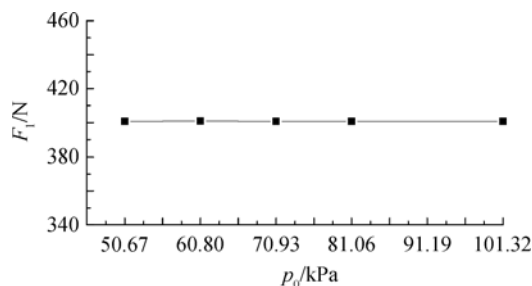


图 8 潜入式喷管出口边界动推力

Fig. 8 Dynamic thrust of exit boundary of submerged nozzle

5.3 外喷管出口边界静推力特性

从图 9 可以看出外喷管出口边界的静推力随着环境压力的降低其负向距离呈现先增加后减小的变化规律. 当环境压力为 101.32 kPa 时, 外喷管接近于设计状态其静推力约为 0 N, 此时外喷管出口边界离主流压缩区较近. 当环境压力降低至 70.93 kPa 时, 由于波节向外喷管出口方向移动, 出口边界恰好处于主流膨胀区, 此时静推力负向距离达到最大值. 当环境压力继续降低时, 外喷管出口边界的状态将再次向主流压缩区过渡, 静推力的负向距离将减小, 但是由于外喷管壁面对射流边界的限制, 环境压力降低到一定程度, 入射激波将击中喉部壁面, 这使得外喷管静推力无法再次接近于 0 N, 静推力随环境压力的拟周期性规律被打断.

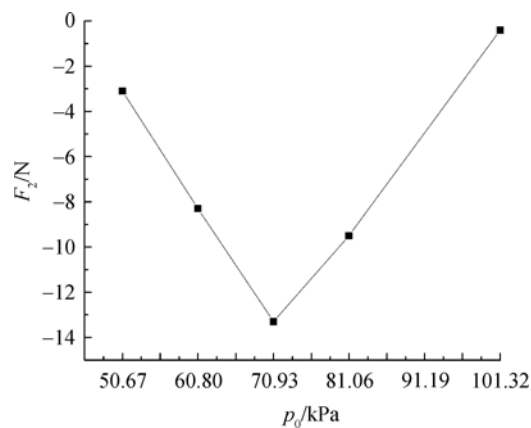


图 9 外喷管出口边界静推力

Fig. 9 Static thrust of exit boundary of outer nozzle

5.4 外喷管出口边界净质量流量特性

从图 10 可以看出外喷管出口边界的净质量流量在环境压力为 70.93~101.32 kPa 区间附近范围时变化相对较小, 随着环境压力的降低呈现先增加至最大值(接近于续航火箭喷管出口净质量流量为 0.1675 kg/s)后减小的趋势, 这是由于随着环境压力的降低, 第一马赫盘强度增加, 射流

扩张角增大,此时外喷管出口边界出流质量流量的增加速率大于回流质量流量,当环境压力降低到一定程度时,外喷管壁面对射流核心区的影响增大,此时外喷管出口边界出流质量流量的增加速率小于回流质量流量.当环境压力为 60.80 kPa 时,外喷管出口边界净质量流量达到最小值为 0.1075 kg/s,这是由于环境压力的降低使得外喷管喉部附近的涡流区逐渐接近于射流边界并与其发生强烈的质量交换,这将产生阻碍射流流动的作用.当环境压力继续降低至 50.67 kPa 时,潜入式喷管处于高度欠膨胀状态,尽管燃气射流与壁面相互碰撞损失了极小部分质量,但是如图 3(c) 所示回流区域的径向长度明显缩短,大气回流速度急剧降低,这将使得外喷管出口边界的净质量流量突然升高.

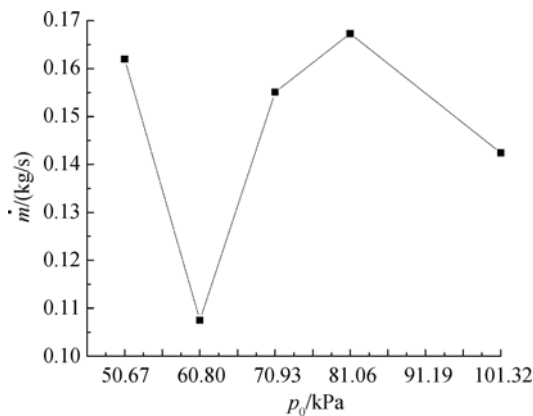


图 10 外喷管出口边界净质量流量

Fig. 10 Net mass flow rate of exit boundary of outer nozzle

5.5 外喷管出口边界动推力特性

由于外喷管出口边界的气体速度分布只有沿对称边界附近区域的流动为超声速,其他区域的流动为亚声速.因此外界环境扰动的影响将会传播到外喷管出口边界及其内部,这将改变该出口边界的净质量流量和速度分布等参数.

从图 11 可以看出外喷管出口边界的动推力在环境压力为 70.93~101.32 kPa 区间附近范围时变化很小,随着环境压力的降低呈现先略微增加后减小的趋势.当环境压力降低至 60.80 kPa 的过程中,潜入式喷管出口射流的扩张角逐渐变大使得外喷管喉部附近的涡流区逐渐接近于射流边界,这将必然引起燃气射流与大气介质动量与能量的相互交换,因此动推力降低.当环境压力继续降低至 50.67 kPa 时,从续航火箭喷管喷出的高温高压燃气直接被外喷管喉部壁面截断,这将

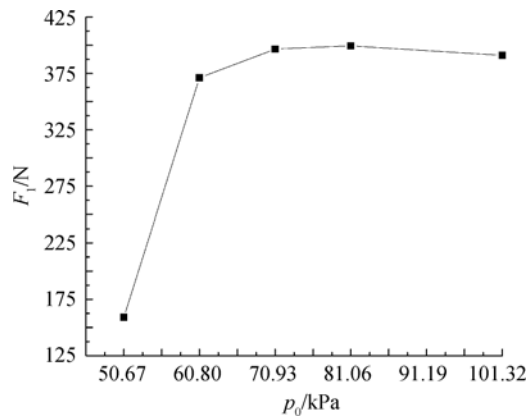


图 11 外喷管出口边界动推力

Fig. 11 Dynamic thrust of exit boundary of outer nozzle

必然引起强烈的动能损失,波系结构重复过程被打断,动推力因此急剧降低,推力异常现象发生.

5.6 外喷管出口边界总推力特性

外喷管出口边界的总推力由两部分组成,动推力和静推力.从图 12 可以看出外喷管的总推力与潜入式喷管总推力的比值在设计状态 ($p_0 = 101.32$ kPa) 时最接近于 1,这表明外喷管的利用率最高,此时如图 13 所示:总推力达到最大值.当环境压力为 60.80~101.32 kPa 区间附近范围时,该比值和外喷管总推力随着环境压力的降低而减少且降低的幅度逐渐增大,这表明外喷管的利用率降低速率呈增加的趋势.当环境压力继续降低至 50.67 kPa 时,该比值和外喷管总推力急剧降低,外喷管总推力仅仅只为火箭续航喷管总推力的 35.5%,外喷管总推力降低至 155 N,约为设计状态 ($p_0 = 101.32$ kPa) 的 39.7%,该喷管已经处于异常状态.因此在海拔约 5000 m 的高原环境,该喷管的推力会急剧下降.由于高原环境大气密度的降低将导致该种

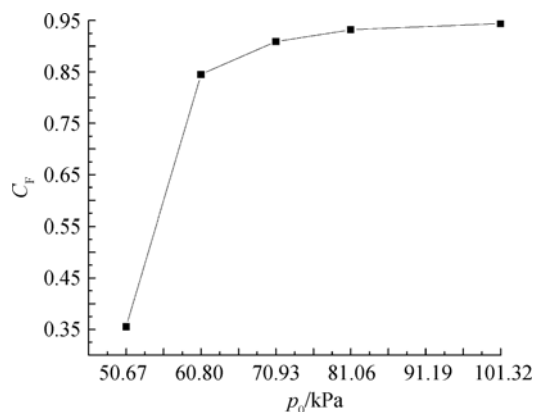


图 12 外喷管总推力与潜入式喷管总推力的比值

Fig. 12 Ratio of total thrust of outer nozzle and submerged nozzle

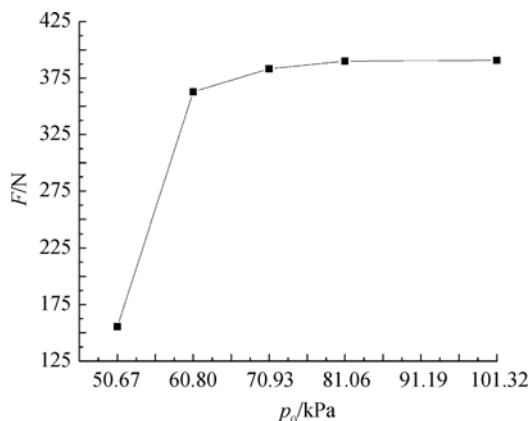


图13 外喷管出口边界总推力

Fig. 13 Total thrust of exit boundary of outer nozzle

火箭飞行动稳定性降低^[15]。在推力下降和动稳定性降低两者因素的综合影响下该类续航火箭高原飞行时极有可能出现近弹事故。

6 结 论

本文在不同环境压力下对有壁面限制的单兵双室双推力续航火箭喷管进行了数值模拟,通过对计算结果的分析和比较,可以得出以下主要结论:

当环境压力由 101.32 kPa 降低至 60.80 kPa 时,潜入式喷管出口射流的扩张角逐渐增加,外喷管喉部附近的涡流区向左上方移动的同时与射流边界发生了强烈的剪切作用。当环境压力继续降低至 50.67 kPa 时,由于当回流通道减小到一定程度,外界大气无法及时对潜入式喷管与外喷管壁面相接的死区补充,死区处的空气被射流卷带走越来越稀薄,射流边界因此急速升高直至与外喷管喉部壁面发生撞击。

外喷管出口边界的静推力随着环境压力的降低其负向距离呈现先增加后减小的变化规律。外喷管出口边界的动推力在环境压力为 70.93~101.32 kPa 区间附近范围时变化很小,随着环境压力的降低呈现先略微增加后减小的趋势,当环境压力降低至 60.80 kPa 时,动推力降低速率明显增大,当环境压力继续降低至 50.67 kPa 时,动推力急剧降低,推力异常现象发生。

通过以上计算和分析表明:当海拔升高到一定程度时,该种喷管必须重新设计和改良,下一步工作,将在高原条件下,改变该喷管的扩张比来计算推力的变化规律为工程设计人员和火箭发动机学者进一步提供依据和参考。

参考文献:

[1] 黄宏艳,王强. 过膨胀状态下轴对称收敛-扩喷管内外流场计

算及分析[J]. 航空动力学报, 2007, 22(7): 1069-1073.

HUANG Hongyan, WANG Qiang. Numerical investigation on internal and external flows for axisymmetric convergent-divergent nozzles on over-expansion state[J]. Journal of Aerospace Power, 2007, 22(7): 1069-1073. (in Chinese)

[2] 胡海洋,王强. 跨声速条件下轴对称收敛-扩喷管内外流场的数值研究[J]. 航空动力学报, 2008, 23(6): 1041-1046.

HU Haiyang, WANG Qiang. Numerical study on combination flow field of axisymmetric convergent-divergent nozzle under transonic and supersonic conditions[J]. Journal of Aerospace Power, 2008, 23(6): 1041-1046. (in Chinese)

[3] 诸葛位林,张扬军,马继华,等. 火箭发动机塞式喷管流场的数值模拟研究[J]. 宇航学报, 1999, 20(4): 18-24.

ZHUGE Weilin, ZHANG Yangjun, MA Jihua, et al. Study on numerical simulations of a plug nozzle for rocket engine[J]. Journal of Astronautics, 1999, 20(4): 18-24. (in Chinese)

[4] 戴梧叶,刘宇,张正科,等. 外流对塞式喷管性能的影响[J]. 空气动力学学报, 2002, 20(1): 40-46.

DAI Wuye, LIU Yu, ZHANG Zhengke, et al. The effect of free stream on aerospike nozzle performance [J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2002, 20(1): 40-46. (in Chinese)

[5] 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 Zhenghua, XU Donglai, HE Guoqiang. Effect of flight status parameters on missile motor plume[J]. Journal of Solid of Rocket Technology, 2005, 28(3): 188-191. (in Chinese)

[6] Mani M, Cary A. A structured and hybrid unstructured grid Euler and Navier-Stokes solver for general geometry [R]. AIAA-2004-1103, 2004.

[7] 闫超. 计算流体力学方法及应用[M]. 北京: 北京航空航天大学出版社, 2006.

[8] Liou M S. A further development of the AUSM+ scheme towards robust and accurate solutions for all speeds[R]. AIAA-2003-4116, 2003.

[9] 阎超,于剑,徐晶磊,等. CFD 模拟方法的发展成就与展望[J]. 力学进展, 2011, 41(5): 562-589.

YAN Chao, YU Jian, XU Jinglei, et al. On the achievements and prospects for the methods of computational fluid dynamics[J]. Advances in Mechanics, 2011, 41(5): 562-589. (in Chinese)

[10] 陶如意,江坤,赵润祥,等. 超音速子弹开舱后流场特性研究[J]. 计算物理, 2010, 27(1): 51-58.

TAO Ruyi, JIANG Kun, ZHAO Runxiang, et al. Supersonic flow characteristics of dispenser with opened cabin[J]. Computational Physics, 2010, 27(1): 51-58. (in Chinese)

[11] Hahn M, Drikakis D. Assessment of large-eddy simulation of internal separated flow[R]. AIAA-2009-131, 2009.

[12] 安德森. 计算流体力学基础及其应用[M]. 北京: 机械工业出版社, 2007.

[13] Menter F R. Improved two-equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows[R]. NASA TM 103975, 1992.

[14] 史经纬,王占学,刘增文,等. 二次流喷嘴形状对激波矢量控制喷管推力矢量特性影响[J]. 航空动力学报, 2013, 28(12): 2679-2684.

SHI Jingwei, WANG Zhanxue, LIU Zengwen, et al. Effects of secondary injection forms on thrust vector performance of shock vector controlling nozzle[J]. Journal of Aerospace Power, 2013, 28(12): 2679-2684. (in Chinese)

[15] 徐明友. 火箭外弹道学[M]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学出版社, 2004.

(编辑: 王碧珺)