

非对称喷管起动过程数值模拟研究^{*}

苏 鹏, 陈 冲, 陈以勒, 俞凯凯

(南京航空航天大学 能源与动力学院, 江苏 南京 210016)

摘 要: 为研究起动过程中激波运动对非对称喷管性能的影响, 采用非定常数值模拟方法对基于最大推力理论设计的超燃冲压发动机喷管地面起动过程开展了研究。结果表明, 喷管起动过程中由于进口气体与管内气体压比较大, 主激波形成并向下游运动; 为匹配主激波扫掠后的高压区和进口气流膨胀形成的低压区, 形成一道左行的二次激波。起动过程可分成两个阶段: 第一阶段是主激波与二次激波共同扫掠阶段, 主激波在喷管进口产生并向下游运动, 此阶段推力大幅上升; 当主激波扫过上壁面末端时喷管升力大幅升高。第二阶段是二次激波扫掠阶段, 左行的二次激波随主流向下游运动, 推力小幅下降并趋于稳定, 升力显著降低并趋于稳定。进一步研究了运动激波速度的变化, 发现主激波速度持续减小, 二次激波相对于主流的左行速度在喷管内和离开喷管后分别增大和减小。进一步地, 对比了一维运动激波理论推导出的激波速度和数值模拟的激波速度, 发现可以用一维运动激波理论预测起动时间, 但需考虑喷管下壁面末端膨胀波的影响。

关键词: 超燃冲压发动机; 起动过程; 喷管; 激波; 数值模拟

中图分类号: V231.1

文献标识码: A

文章编号: 1001-4055 (2022) 11-210432-09

DOI: 10.13675/j.cnki. tjjs. 210432

Numerical Simulation of Asymmetric Nozzle Starting Process

SU Peng, CHEN Chong, CHEN Yi-le, YU Kai-kai

(College of Energy and Power, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: To study the influence of shock motion on the asymmetric nozzle performance during the ground starting process of scramjet nozzle, the unsteady numerical simulation method is used to simulate the starting process of the scramjet nozzle designed by the maximum thrust theory. During the nozzle starting process, the primary shock is formed and moves downstream due to the high-pressure ratio of the airflow in the inlet to the airflow in the nozzle. In order to match the high-pressure region swept by the primary shock and the low-pressure region formed by the expansion of the inlet flow, a left-running secondary shock is formed. The nozzle starting process can be divided into two stages. In the first stage, the primary shock wave and the secondary shock sweep together. The primary shock is generated at the nozzle inlet and moves downstream, and the thrust increases significantly. When the primary shock sweeps the end of the upper wall, the lift increases substantially. The second stage is the sweep stage of the secondary shock. The secondary left-running shock moves downstream with the core flow. The thrust decreases slightly and tends to be stable, and the lift decrease significantly and tends to be stable. Then, the evolution mechanism of moving shock in the starting process is further studied, the change of shock velocity is

^{*} 收稿日期: 2021-07-03; 修订日期: 2021-10-12。

基金项目: 国家自然科学基金 (11802123; 11672346); 航空动力基金 (6141B09050383)。

作者简介: 苏 鹏, 硕士生, 研究领域为内流其它动力学。

通讯作者: 俞凯凯, 博士, 讲师, 研究领域为内流其它动力学。

引用格式: 苏 鹏, 陈 冲, 陈以勒, 等. 非对称喷管起动过程数值模拟研究[J]. 推进技术, 2022, 43(11):210432. (SU Peng, CHEN Chong, CHEN Yi-le, et al. Numerical Simulation of Asymmetric Nozzle Starting Process[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2022, 43(11):210432.)

analyzed. The results show that the velocity of the primary shock continues to decrease, and the left-hand velocity of the secondary shock wave relative to the core flow increases in the nozzle and decreases after leaving the nozzle. Furthermore, the shock velocity derived from one-dimensional moving shock wave theory and the numerical simulation shock velocity are compared, it is found that the starting time can be predicted by one-dimensional moving shock theory, but the influence of the expansion wave at the bottom of the nozzle should be considered.

Key words: Scramjet; Starting process; Nozzle; Shock; Numerical simulation

1 引言

超燃冲压发动机作为高超声速飞行器的主要动力装置,拥有结构简单、重量较轻、不需携带氧化剂等优点^[1-3],成为了各国研究的重点。尾喷管是为超燃冲压发动机提供推力的主要部件^[4],为满足机身/发动机一体化的要求^[5-8],非对称喷管(Single expansion ramp nozzle, SERN)被广泛应用。在喷管启动和关闭的瞬态过程中,喷管内复杂的流动演化会导致喷管性能参数出现显著变化。在时间极短的启动过程中,多道激波出现并作用在喷管壁面,产生显著的不对称力,在轴对称或三维喷管中这种不对称力也称为侧向载荷。侧向载荷不仅会显著影响喷管的气动性能,损害喷管的机械结构,还可能会影响飞行器的稳定性^[9],给控制带来挑战。因此,有必要对超燃冲压发动机尾喷管启动过程中激波扫掠和侧向载荷产生的机理进行研究。

侧向载荷不仅仅出现在非对称喷管中,在激波风洞和火箭发动机喷管的启动过程中也普遍存在。早期 Smith 等^[10]通过数值模拟和试验研究了激波风洞的启动过程,发现风洞启动时间受初始背压影响较小。Amann^[11]研究了喷管膨胀角、喉道宽度和喷管入口半径等参数对激波管驱动的超声速喷管启动过程的影响,发现启动过程流动结构主要包括主激波,次激波和一个由马赫反射引起的滑移面。Saito 等^[12]采用了双曝光全息干涉技术清晰地观察到主激波和次激波,还发现了分离气泡和漩涡等流动现象。Jacobs^[13]模拟了轴对称激波管在高马赫数下的激波反射和喷管启动过程,模拟的喷管启动过程符合经典的准一维理论,与实验结果吻合良好。Saha 等^[14]对激波管驱动的超声速喷管中的瞬态流动进行了数值模拟,发现尾喷管初始膨胀角增大会使启动时间增加。

对于火箭发动机喷管的启动过程,学者们也进行了大量研究。Chen 等^[15]通过数值模拟发现马赫盘后的反涡结构是造成流动结构差异和影响发动机性能的关键因素。Mouronval 等^[16-17]对二维喷管和轴对称喷管的启动过程进行了数值模拟研究,结果表明

轴对称喷管瞬态启动过程相对于二维喷管所需时间更长。此外,还开展了喷管初始膨胀角和入射激波波前马赫数的参数研究,发现减小喷管初始膨胀角或增大入射激波波前马赫数均可使启动速度加快。Hasan 等^[18]通过数值模拟研究了周期性变化的落压比对二维拉瓦尔喷管流动结构的影响,发现即使在相同的落压比下,分离点位置、马赫杆位置在落压比增大、减小过程中也有显著的不同;落压比振荡频率越大,这种滞回特性也越强。Lee 等^[19]对高空试验中推力优化抛物型喷管的启动和停机过程进行了数值研究,发现喷管中的激波结构变化和分离模式的转变。

在上述研究中,学者们对激波风洞喷管和火箭发动机喷管启动过程中流场的演化以及侧向载荷产生的机理进行了详细的研究,但是对非对称喷管的启动过程中流场演化的研究还较少。超燃冲压发动机尾喷管启动过程中流场的演化对于研究喷管启动过程中侧向载荷的产生原因有重要意义,本文通过数值模拟对非对称喷管地面启动过程进行非定常计算,分析喷管启动过程中流场的演化,并研究启动过程中激波运动对喷管性能参数的影响。

2 数值模拟方法

2.1 数值方法有效性验证

利用 ANSYS Fluent 软件对喷管内流场和气动性能进行了计算。采用有限体积法求解了二维雷诺平均 N-S 方程。在控制面上采用 Roe 通量差分格式(Roe-FDS)对无粘通量进行计算,湍流模型用 SST $k-\omega$ 湍流模型,湍流输运方程采用二阶迎风格式进行离散。为保证壁面处的数值模拟精度,对壁面附近网格进行加密,保证壁面处 y^+ 接近 1。

为验证本文采用的数值方法的有效性,对参考文献[20]中型号为 DQ1 的喷管进行数值模拟。DQ1 喷管构型如图 1,模型几何尺寸采用喷管喉道高度 h_t 进行无量纲化。参考文献[19]中喷管实验工况设置数值模拟中喷管落压比 $NPR=10$ 。DQ1 喷管计算网格见图 2,在数值模拟中,喷管上下壁面的边界条件

为绝热无滑移壁面;喷管进口为压力进口;远场进口的边界条件为压力远场;远场出口的边界条件为压力出口。数值模拟以各残差下降 3 个数量级或继续迭代至残差不再下降,同时各监控参数保持稳定为收敛准则^[21]。图 3 为实验和数值模拟得到的喷管上壁面压力分布。可以看到数值计算结果能准确地反映出喷管的压力变化趋势,证明了本文采用的数值方法的有效性。

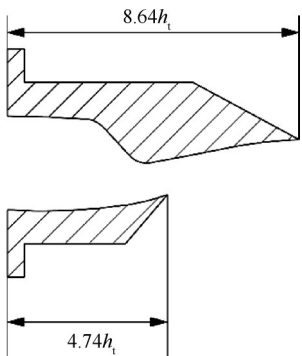


Fig. 1 Sketch of the DQ1 SERN configuration

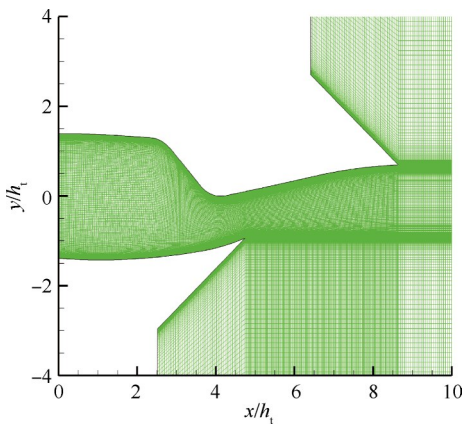


Fig. 2 Computational grid of nozzle DQ1

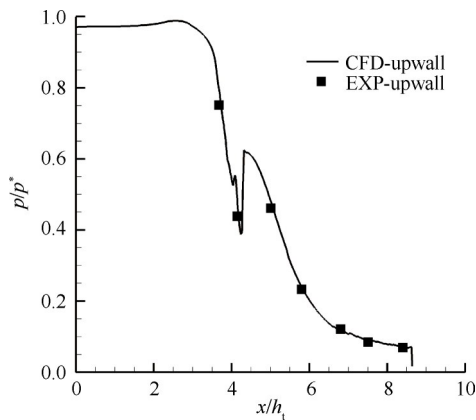


Fig. 3 Pressure distribution on ramp of nozzle DQ1

为验证本文采用的数值方法对非定常过程数值模拟的有效性,对参考文献[22]中激波聚焦反射

非定常过程进行了数值模拟。激波反射器构型如图 4 所示,反射器弧面的表达式为 $X=CY^2$,本文选取 $C=0.5$ 的一组激波反射器实验结果进行校核。图 5 为激波反射模型网格计算域和边界条件示意图,网格量在 7 万左右。实验中,来流运动激波马赫数 $Ma_s=1.5$,其边界条件如表 1 所示。图 6 为激波聚焦反射过程中不同时刻的实验纹影照片和数值纹影照片,其中时间采用 $\gamma^{1/2}D/a_1$ 无量纲化,气体比热比 $\gamma=1.4$;激波反射器半高 $D=14\text{mm}$; a_1 为运动激波前气体的声速。图 6 中上半部分为实验纹影图,下半部分为数值纹影图,根据图中不同时刻的实验纹影和数值纹影的比较结果来看,在各个时刻数值模拟和实验中的流场特性都非常吻合,证明本文所采用的数值方法能够有效模拟非定常流动现象。

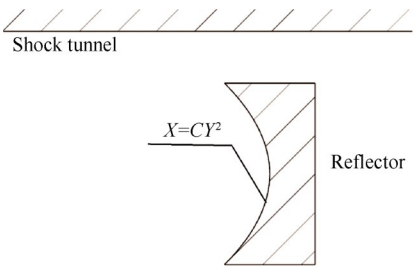


Fig. 4 Sketch of the shock reflector

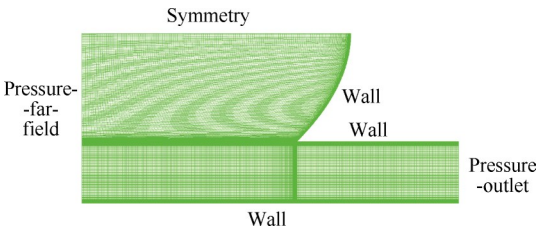


Fig. 5 Computational grid of the shock reflector

Table 1 Boundary conditions

Boundary	Ma	p/kPa	T/K
Pressure far field	0.6044	248.29	396.06
Pressure outlet	—	101.00	300.00

2.2 网格无关性验证

本文的研究对象是基于最大推力理论和特征线法设计得到的非对称喷管,其构型如图 7,具体设计方法见文献[23]。为减少网格分辨率对数值模拟结果的影响,本节进行了网格无关性验证。使用软件 ICEM 对喷管模型进行网格划分,获得了网格量分别为 20 万、45 万、103 万的计算网格(分别称为粗、中、细尺度网格;其中,中尺度网格如图 7 所示)。为保证

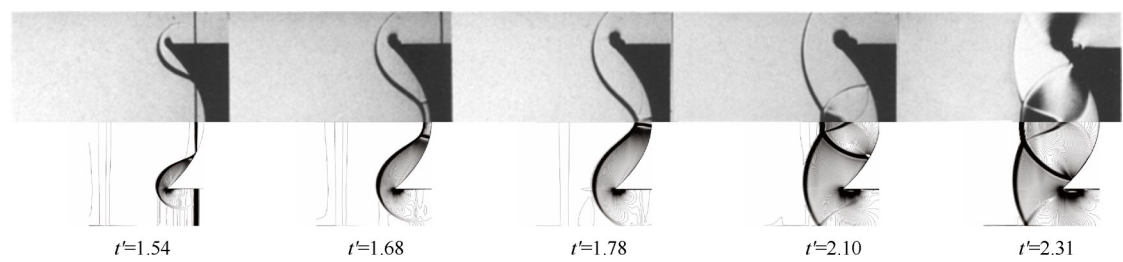


Fig. 6 Experimental schlieren and numerical schlieren

壁面处 y^+ 在 1 左右,壁面处第一层网格高度取 0.01mm。喷管进口参数见表 2,其中 Ma_{in} 、 p_{in} 和 T_{in} 分别为进口的马赫数、静压和静温, H 为巡航高度。气体分子量 $M_r=27.4$ 同一工况下,不同尺度网格的上壁面压力分布如图 8 所示,本文中压力分布用喷管进口总压 p^* 进行无量纲化。

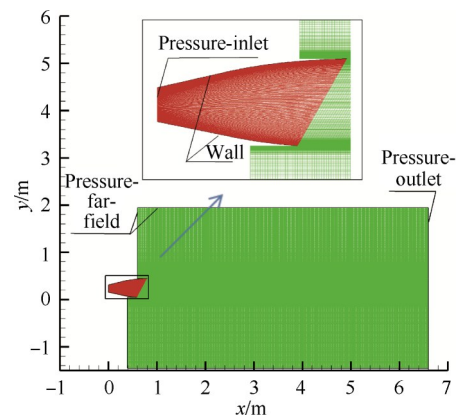


Fig. 7 Computational grid of nozzle and boundary conditions

Table 2 Design conditions

H/km	Ma_{in}	p_{in}/kPa	T_{in}/K	M_r	$C_p/(\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K}))$	H_{in}/mm
23.0	1.76	45.455	1822	27.4	1433	157

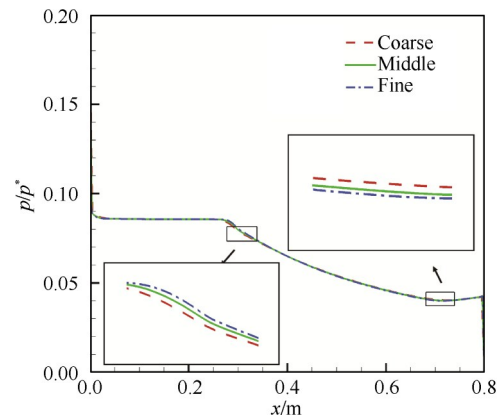


Fig. 8 Pressure distribution on ramp of nozzle obtained from the different scale grids

通过局部放大可以看到,在 $x=0.27\text{m}$ 和 $x=0.70\text{m}$ 附近,粗尺度网格所得结果相对另外两组结果偏差

较大;而中尺度网格与细尺度网格的压力分布基本一致,最大偏差出现在 $x=0.70\text{m}$ 处,为 0.37%。由此认为对于该模型,网格量达到 45 万后,数值模拟结果不再受网格量增加的影响。因此,在下文中采用中等尺度的网格进行数值模拟。

2.3 时间步长无关性验证

为减少时间步长对数值模拟结果产生影响,本节进行时间步长无关性验证。参考文献[14]中对二维拉瓦尔喷管的非定常数值模拟,本节选取 10^{-5}s 、 10^{-6}s 、 10^{-7}s 三种时间步长进行验证。对于不同时间步长计算出的推力 F_x 及升力 F_y 如图 9 所示,可以发现不同时间步长计算出的推力变化基本一致,而升力的变化并非完全相同。时间步长为 10^{-5}s 计算得到的升力变化在 $t=0\sim 0.7\text{ms}$ 阶段相比时间步长为 10^{-6}s 、 10^{-7}s 的结果存在明显偏差,而时间步长为 10^{-6}s 、 10^{-7}s 算出的推力和升力的变化完全重合。因此对于该模型,当时间步长 $\leq 10^{-6}\text{s}$,数值模拟结果不再受时间步长的影响。

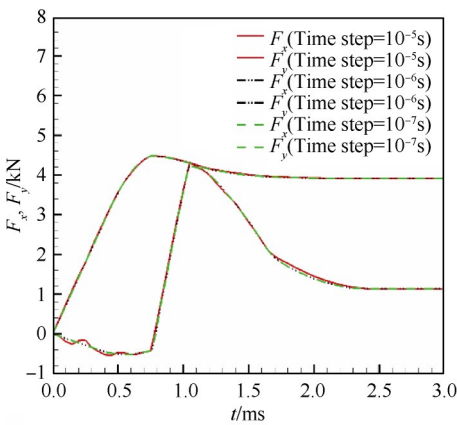


Fig. 9 Thrust F_x and lift F_y calculated by different time steps

3 结果与讨论

3.1 流场演化

为获得喷管起动特性,本小节对起动过程中流场的演化进行了分析。喷管起动时由于进口总压大

于喷管内压力,会形成主激波(Primary shock, PS),图10(a)显示主激波进入喷管并向下游运动。主激波后气流由于流通面积的增加,形成膨胀波(Expansion wave, EW1),气流通过喷管进口后膨胀加速至较高的速度,遇到主激波后高压低速区域,由于前后压力不平衡,膨胀波下游上下壁面各形成了一道面向上游的二次激波(Secondary shock, SS),并且在喷管中心线相交,见图10(b)。喷管进口膨胀波后气流加速减压,在进口膨胀波与二次激波之间形成了低压区 R_1 ,并随二次激波向下游运动而逐渐增大。图10(c)中, $t=0.76\text{ms}$ 时主激波运动到下壁面末端,此时二次激波已演化成成马赫杆(Mach stem, MS)。图10(d)中, $t=1.06\text{ms}$ 时主激波已离开下壁面末端并到达上壁面末端,下壁面末端产生膨胀波 EW2,气流膨胀加速,产

生了一个局部的高速低压区 R_2 ;远场区域压力不变,邻近低压区(R_2)的部分主激波波后波前压比减小,强度减弱,此部分主激波波面曲率变大。图10(e)中, $t=1.40\text{ms}$ 时主激波已完全离开喷管,运动至远场中且主激波强度逐渐减小。图10(f)中,二次激波也随主流向下游运动,离开喷管后受上下壁面末端膨胀波的影响二次激波尺寸逐渐减小至消失。图10(g)中, $t=3.50\text{ms}$ 时,喷管内及附近流场已趋于稳态。

3.2 喷管性能参数变化

喷管起动过程中激波的运动会使喷管的气动性能会出现明显波动,为获得喷管起动过程中的性能变化,本文采用推力和升力评估喷管的气动性能。推力 F_x 和升力 F_y 的定义如下

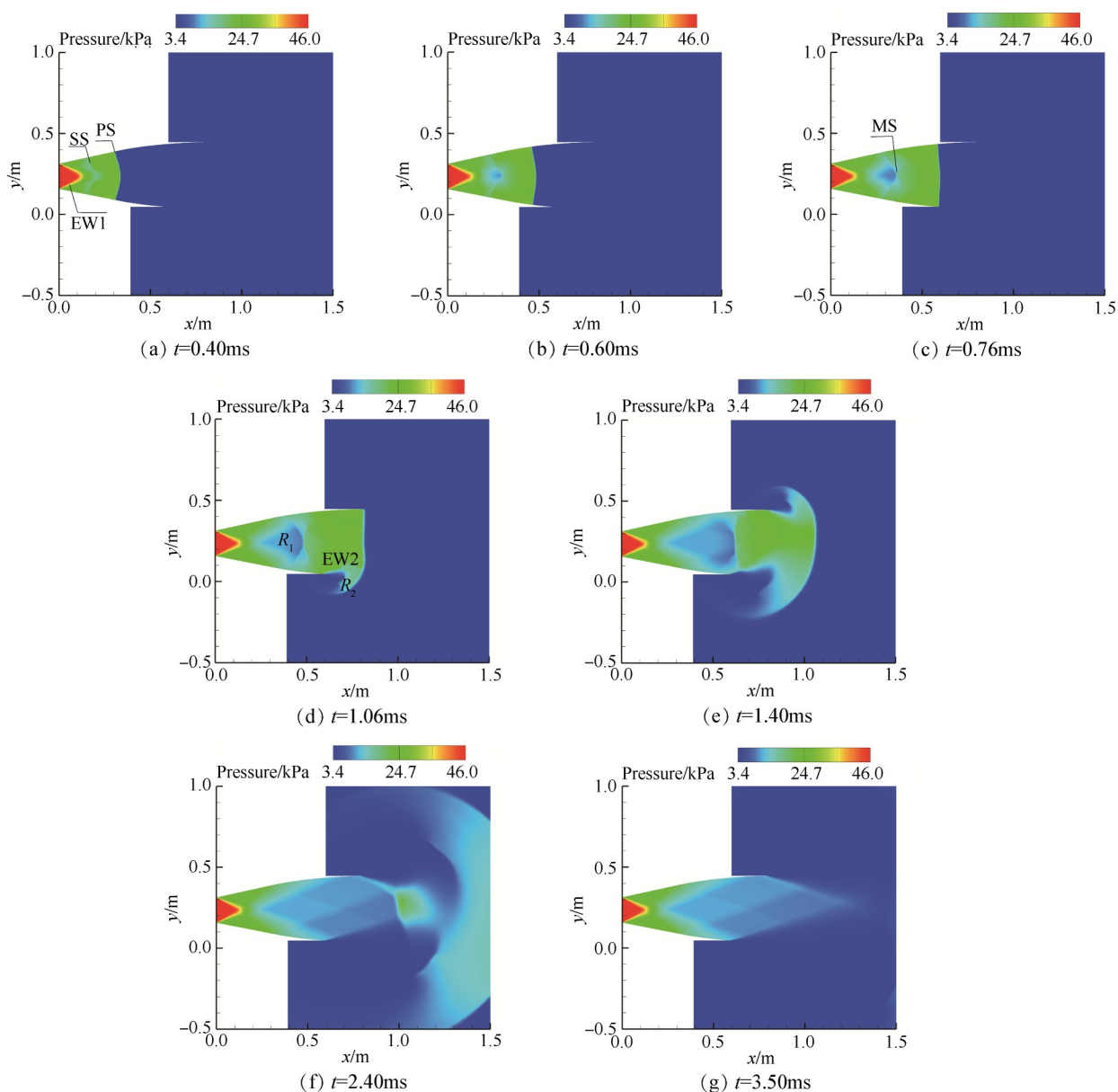


Fig. 10 Pressure contour in nozzle at different times

$$F_x = \int (p_w - p_a) dy \quad (1)$$

$$F_y = \int (p_w - p_a) dx \quad (2)$$

式中 p_w 是壁面沿程的压力分布, p_a 是环境静压。文中所述推力和升力均为喷管在大气环境中的性能, 未考虑飞行器外体的影响。此算例为二维算例, 式中力的计算用长度代替面积。

图 11 为喷管入口中心处流线上的压力分布, 从图中可以看出激波运动过程及扫掠后区域压力变化。主激波为右行运动激波, 扫掠后区域压力上升, 为图 11 中压力骤降处(沿 x 轴正方向); 二次激波为左行运动激波, 其随主流向下游运动, 为图 11 中压力骤升处。从图 12 中可知, $t=0\sim 0.76\text{ms}$ 时喷管推力显著升高, 因为主激波向下游运动, 主激波扫掠后区域静压上升, 且压力作用面积增加; 升力下降, 其原因是上壁面膨胀程度略大于下壁面膨胀程度使上壁面压力略低(见图 13), 但二者接近, 所以负升力较小。 $t=0.76\sim 1.06\text{ms}$ 期间, 主激波从下壁面末端运动至上壁面末端, 主激波与二次激波之间的高压团也向下游运动, 膨胀波与二次激波之间的低压区 R_1 增大, 由于喷管的非对称构型喷管上壁面后段(本文中上壁面后段指上壁面中下壁面末端 x 位置至上壁面末端之间的型面)的压力与作用面积增大, 而下壁面的作用面积不变, 因此升力显著增加。 $t=0.76\sim 1.06\text{ms}$ 期间, 主激波与二次激波之间的高压团对上下壁面的作用面积逐渐减小, 低压区 R_1 增大, 主激波强度下降, 推力逐渐减小。 $t=1.06\text{ms}$ 后, 主激波离开上壁面末端, 主激波的运动不再影响喷管推力, 此时二次激波继续向下游移动, 主激波与二次激波之间的高压团也向下游运动并逐渐变弱, 低压区 R_1 继续扩大, 推力缓慢减小, 至 $t=2.4\text{ms}$ 时达到稳定。此阶段低压区 R_1 扩大导致上下壁面压力均减小, 由于上壁面作用面积更大, 升力显著降低。当 $t=2.4\text{ms}$ 时喷管内流动达到稳定, 推力和升力不再变化。

从图 12 中喷管性能参数的变化可以将此非对称喷管的起动过程分成两个阶段。第一阶段是主激波与二次激波共同扫掠阶段, 主激波在喷管进口出现并向下游运动, 主激波与进口膨胀波之间形成二次激波(见图 10), 主激波波后压力升高, 推力大幅上升。主激波从下壁面末端至离开喷管后, 由于喷管的不对称构型, 高压团向下游运动使喷管上壁面后段压力大幅增加, 从而使升力大幅升高。第二阶段是二次激波扫掠阶段, 左行的二次激波相对主流向上游运动, 但其被主流带动相对于喷管向下游运动,

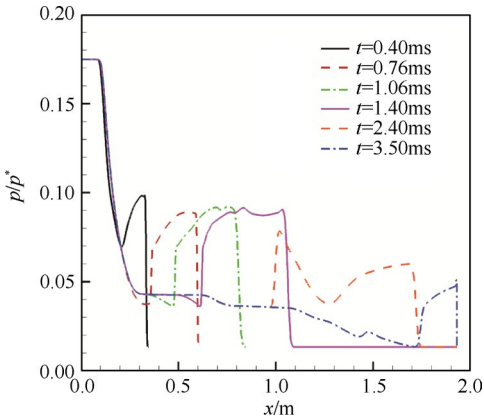


Fig. 11 Pressure distribution of inlet center streamline

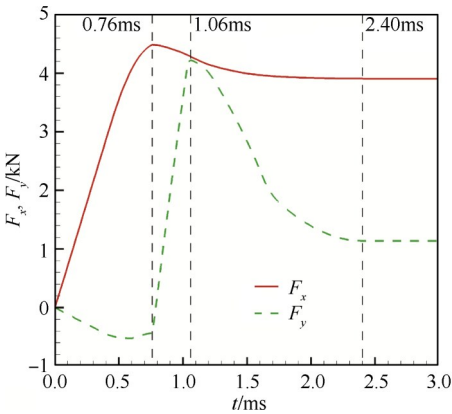


Fig. 12 Variation of nozzle performance parameters

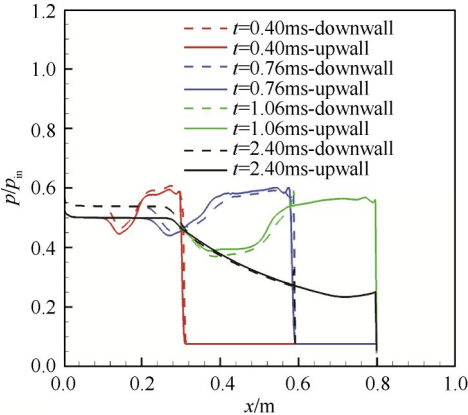


Fig. 13 Pressure distribution on upwall and downwall of the nozzle

喷管内压力实际上是降低的, 推力小幅下降并趋于稳定, 升力由于上壁面后段壁面压力的下降而显著降低。

3.3 运动激波分析

为研究喷管起动过程中的激波运动对喷管性能变化的作用时间, 本小节对激波位置及速度的变化进行了分析。图 14 显示了主激波和二次激波的位置变化。将激波位置对时间求导, 得到主激波的绝对

速度 $u_{\text{abs,PS}}$ 及二次激波的绝对速度 $u_{\text{abs,SS}}$ 。由于主激波在静止的介质中运动,所以其相对波前气流的速度与绝对速度相等;然而相对于主流向上游运动的二次激波,其绝对速度与左行速度的关系为

$$u_{\text{abs,SS}} = u_s + u_0 \quad (3)$$

式中 $u_{\text{abs,PS}}$ 为二次激波绝对速度, u_s 为二次激波相对于主流的左行速度, u_0 为二次激波波前气流速度。

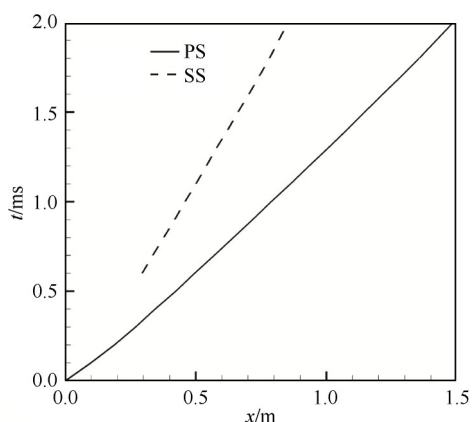


Fig. 14 Variation of shock position

图15为主激波和二次激波速度的变化。运动激波的速度主要受激波波后波前压比影响。主激波速度单调递减,其原因是主激波波后压力因气流膨胀加速而降低,主激波波后波前压比降低,导致主激波强度降低。二次激波的左行速度在喷管内随时间增大,主要由于二次激波波前压力持续减小,二次激波波后波前压比增加,二次激波强度增加;二次激波的绝对速度略微减小,其原因是二次激波的左行速度增加而波前气流速度增加幅度很小。二次激波离开喷管后左行速度减小,其原因主要是主激波强度减弱;因为离开喷管后二次激波左行速度减小,气流速度也略微减小,所以二次激波的绝对速度趋于定值。

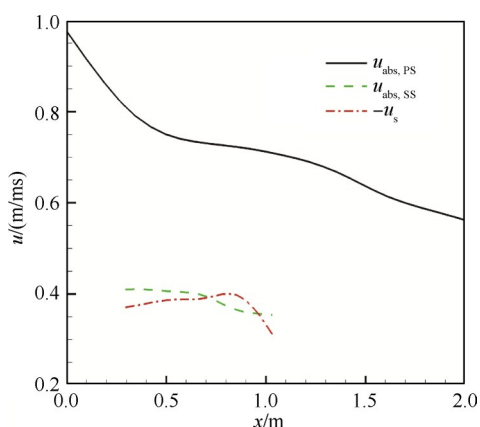


Fig. 15 Variation of shock velocity

由图15中可知,喷管起动时,性能参数有明显波动,因推力变化至稳定所需时间相较于升力变化至稳定所需时间更短,所以对于此构型的喷管其升力变化至稳定所需时间即为喷管的起动时间。喷管升力和俯仰力矩大幅上升主要是由主激波在上壁面后段运动导致的,升力大幅下降主要是由二次激波在上壁面后段运动导致的;由图15可知主激波的绝对速度比二次激波的绝对速度更快,且主激波强度大于二次激波强度,所以图15中喷管升力上升的斜率大于下降的斜率。综上可以确定喷管的起动时间受激波速度影响,激波速度越快,起动时间越短。

为研究运动激波在起动过程中变化的机理,本文也利用一维运动激波理论对激波速度进行分析,并与数值仿真结果进行对比,为超燃冲压发动机喷管起动过程中运动激波的影响提供理论支撑。对于运动激波,假设其在等截面管道中运动,根据一维运动激波理论可得

$$\frac{v_2 - v_1}{c_1} = \frac{2}{k+1} \left(Ma_s - \frac{1}{Ma_s} \right) \quad (4)$$

采用固定坐标系, v_1 和 v_2 分别为激波波前和波后的速度, c_1 为波前的声速, Ma_s 为激波马赫数,定义如下

$$Ma_s = \frac{w}{c_1} \quad (5)$$

式中 w 为主激波的相对速度。假设激波在中心线上为正激波,根据正激波关系可得

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2k}{k+1} (Ma_s^2 - 1) \quad (6)$$

$$u = c_1 \sqrt{\frac{k-1}{2k} \left(1 + \frac{k+1}{k-1} \frac{p_2}{p_1} \right)} \quad (7)$$

式中 p_2/p_1 为激波波后与波前压比,假设比热比 k 为常数, u 为激波速度。

图16为主激波数值模拟及理论推导的速度随时间的变化,CFD为数值模拟结果,数值模拟出的激波速度由激波位置对时间求导得出;Derivation为以上公式推导结果,其中 v_2, v_1, c_1 为数值模拟结果。一维运动激波理论推导的结果均大于数值模拟结果,实际的运动激波并不是一维运动理论中假设的正激波。可以看出一维运动激波理论推导出的主激波速度与数值模拟得到的速度大小相近,趋势相同,最大误差为5.73%,这种偏差可能是由喷管截面变化造成的,但基本满足分析的需求。对于二次激波,两种方法得到的速度变化趋势相同,但误差随时间逐渐增加,其原因是二次激波离开喷管时,喷管上下壁面未

端产生膨胀波使二次激波波前速度变小,从而使结果误差变大。综上可以确定一维运动激波理论可以预测喷管起动过程中激波运动速度和喷管起动时间,但是需要考虑喷管下壁面末端产生的膨胀波对预测的影响并进行修正。

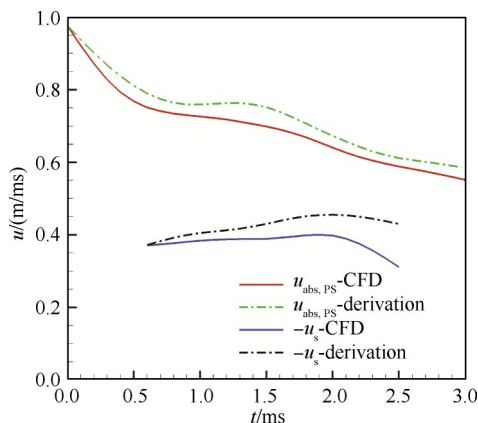


Fig. 16 Shock velocity obtained by numerical simulation and theoretical derivation

4 结论

本文针对非对称喷管地面起动过程开展了数值模拟研究,分析了起动过程中喷管内流场的演化以及喷管中运动激波对气动性能的影响,主要得到以下结论:

(1)非对称喷管起动时流场演化过程如下:进口高压气体与管内低压气体之间形成主激波并向下游运动,管内压力升高;喷管进口出现膨胀波,膨胀波后气体加速减压;为匹配主激波扫掠后的低马赫数、高压气流与膨胀波后的高马赫数、低压气流,膨胀波后产生一道左行的二次激波,因主流速度较大,二次激波向下游运动;主激波与二次激波依次离开喷管后,管内流场趋于稳定。

(2)喷管起动过程可分成两个阶段:第一阶段是主激波与二次激波共同扫掠阶段,主激波在喷管内运动时推力大幅上升,升力小幅度降低;当主激波从下壁面末端向上壁面末端运动时,喷管升力大幅升高,推力小幅度降低。第二阶段是二次激波扫掠阶段,左行的二次激波向下游运动,推力小幅度下降并趋于稳定,升力在二次激波通过喷管上壁面后段时显著降低。

(3)喷管起动过程中主激波速度持续减小,二次激波的左行速度先增加后减小,绝对速度先减小后趋于定值。对比一维运动激波理论推导出的激波速

度与数值仿真结果,结果表明主激波速度十分接近,二次激波速度因下壁面末端膨胀波影响有一定误差。喷管的起动时间受激波速度影响,激波速度越快,起动时间越短,且起动时间可以通过一维运动激波理论进行预测,但需考虑喷管下壁面产生的膨胀波的影响,这可以为喷管性能预估提供理论依据。

致谢:感谢国家自然科学基金和航空动力基金的资助。

参考文献

- [1] Kazmar R R. Airbreathing Hypersonic Propulsion at Pratt and Whitney-Overview[R]. AIAA 2008-2578.
- [2] Fry R S. A Century of Ramjet Propulsion Technology Evolution[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2004, 20(1): 27-58.
- [3] Sziroczak D, Smith H. A Review of Design Issues Specific to Hypersonic Flight Vehicles[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2016, 84: 1-28.
- [4] Edwards C L Q, Small W, Weidner J, et al. Studies of Scramjet/Airframe Integration Techniques for Hypersonic Aircraft[R]. AIAA 75-0058.
- [5] 罗世彬. 高超声速飞行器机体/发动机一体化及总体多学科设计优化方法研究[D]. 长沙:国防科学技术大学, 2004.
- [6] 黄伟,王振国,罗世彬,等. 高超声速乘波体飞行器机身/发动机一体化关键技术研究[J]. *固体火箭技术*, 2009, 32(3): 242-248.
- [7] Smart M K. Experimental Testing of a Hypersonic Inlet with Rectangular-to-Elliptical Shape Transition [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2001, 17(2): 276-283.
- [8] Mary K L, Dennis H P, James L H, et al. Airbreathing Hypersonic Vehicle Design and Analysis Methods [R]. AIAA 96-0381.
- [9] 吴朋朋,杨月诚,高双武,等. 大面积比喷管侧向载荷流固耦合数值仿真[J]. *弹箭与制导学报*, 2013, 33(2): 75-78.
- [10] Smith C E. The Starting Process in a Hypersonic Nozzle [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1964, 24(4): 625-640.
- [11] Amann H O. Experimental Study of the Starting Process in a Reflection Nozzle[J]. *Physics of Fluids*, 2004, 12(12): 150-153.
- [12] Saito T, Takayama K. Numerical Simulations of Nozzle Starting Process[J]. *Shock Waves*, 1999, 9(2): 73-79.
- [13] Jacobs P A. Simulation of Transient Flow in a Shock Tunnel and a High Mach Number Nozzle [R]. NASA-CR-18760, 1991.

- [14] Saha S, Chakraborty D. Numerical Exploration of Starting Process in Supersonic Nozzle[J]. *Aeronautical Journal*, 2007, 111(1115): 51–58.
- [15] Chen C L, Chakravarthy S R, Hung C M. Numerical Investigation of Separated Nozzle Flows[J]. *AIAA Journal*, 1994, 32(9): 1836–1843.
- [16] Mouronval A S, Hadjadj A, Kudryavtsev A N, et al. Numerical Investigation of Transient Nozzle Flow[J]. *Shock Waves*, 2003, 12(5): 403–411.
- [17] Mouronval A S, Hadjadj A. Numerical Study of the Starting Process in a Supersonic Nozzle[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2005, 21(2): 374–378.
- [18] Hasan T, Bm A. Characteristics of Overexpanded Nozzle Flows in Imposed Oscillating Condition[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2014, 46: 70–83.
- [19] Lee C, Choik, Kim C, et al. Computational Investigation of Flow Separation in a Thrust-Optimized Parabolic Nozzle During High-Altitude Testing [J]. *Computers & Fluids*, 2019, 197(3).
- [20] Bare E A, Capone F J. Static Internal Performance of Convergent Single-Expansion-Ramp Nozzles with Various Combinations of Internal Geometric Parameters [R]. NASA-TM-1989-4112.
- [21] 李祝飞, 杨基明. 激波风洞流场建立过程对进气道流动的影响[J]. 推进技术, 2018, 39(3): 676–684. (LI Zhu-fei, YANG Ji-ming. Effects of Flow Field Establishment Process of Shock Tunnel on Inlet Flow[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2018, 39(3): 676–684.)
- [22] Izumi K, Aso S, Nishida M. Experimental and Computational Studies Focusing Processes of Shock Waves Reflected from Parabolic Reflectors[J]. *Shock Waves*, 1994 (3): 213–222.
- [23] 陈以勒, 俞凯凯, 徐惊雷. 几何尺寸约束的超燃冲压发动机推力喷管研究[J]. 航空学报, 2021, 42(6): 253–263.

(编辑:史亚红)