

文章编号: 1000-8055(2004) 03-0294-06

机械式轴对称矢量喷管动态偏转 的矢量特性研究

张群锋, 吕志咏

(北京航空航天大学 航空科学与工程学院, 北京 100083)

摘要: 采用有限体积法在同位网格中对满足几何守恒定律的控制方程进行离散化, 对某一轴对称矢量喷管在几何偏角速度大小为 $40^\circ/\text{s}$ 下从 0° 偏转到 14.2° 过程中的内外流场采用压力隐式分离算法(PISO)进行了数值模拟, 分析了该喷管在不同的落压比、不同的外流速度下偏转时, 喷管内外流场的动态变化特性, 几何偏角和气动矢量角的关系, 当喷管偏转后在内壁面产生分离时, 喷管的气动矢量角振荡。研究结果为矢量喷管的设计和发动机控制技术的研究提供了参考。

关键词: 航空、航天推进系统; 矢量喷管; 数值模拟; 矢量角; 分离流

中图分类号: V345.11

文献标识码: A

Performance of Mechanical Axisymmetric Vectoring Nozzle During Dynamic Deflection

ZHANG Qun-feng, LU Zhi-yong

(School of Aeronautic Science and Technology,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: To study the internal flow characteristics of an axisymmetric vectoring nozzle with external flow at the geometric deflective angle varying from 0° to 14.2° with deflective angle rate of $40^\circ/\text{s}$, the numerical simulation has been conducted with collocated finite volume scheme and Pressure Implicit Split-Operator (PISO) method. The influence of different Nozzle Pressure Ratio (NPR) and the external flow on the performance of the axisymmetric vectoring nozzle, the relation between the geometric deflective angle and thrust vectoring angle have been analyzed. The thrust vectoring angle oscillates after the separation flow occurs on internal wall. The results will afford the reference for designing these nozzles and their control.

Key words: aerospace propulsion system; vectoring thrust nozzle; numerical simulation; vectoring angle; separation flow

推力矢量技术已成为近年来国内外航空技术的热点, 尤其是轴对称矢量喷管具有结构简单、重量轻、高效性, 易于对现役飞机的改装等优点, 成为国内外航空界的研究重点。目前由于受试验条件的限制, 仅局限于对矢量喷管进行静态或低速

外流下的喷流试验, 对高速外流下喷管动态偏转过程的试验更难以实现。在实际飞行中, 喷管的喷流和飞机外流之间必然存在着相互干扰^[1], 特别是喷流偏转过程中, 飞机外流和喷管喷流形成强干扰, 产生复杂的波系、涡系和分离流, 这些复杂

流动随着几何偏角的变化而变化。因此,有必要将矢量喷管内外流结合起来研究轴对称矢量喷管的动态偏转过程的矢量特性。本文首先对已有试验数据的矢量喷管进行了数值模拟,来验证程序的准确性,然后再对本文所研究的轴对称矢量喷管在几何偏转速度大小为 $40^\circ/\text{s}$ 下,几何偏角从 0° 偏转到 14.2° 非定常过程中的内外流场进行了数值模拟,来研究喷管在不同的落压比、不同的外流速度下,喷管内外流场的动态变化特性,几何偏角和气动矢量角的关系。

1 控制方程和数值方法

1.1 控制方程

本文的轴对称矢量喷管的内外流场的控制方程由连续方程、动量方程、能量方程、气体状态方程和 Sutherland 公式描述。因模拟矢量喷管的动态偏转过程中采用了运动网格,因此还必须满足几何守恒定律 GCL (Geometric Conservation Law)^[2],方程的封闭采用 RNG $k-\epsilon$ 湍流模型。

写成统一形式的控制方程为:

$$\frac{d}{dt} \int_{V_p} \rho \Phi dV + \sum_j \int_{S_j} [\rho(U - U_g) \Phi - \Gamma_\Phi \nabla \Phi] dS = \int_{V_p} S_\Phi dV \quad (1)$$

式中 U 为控制体积的界面运动速度, Φ 为 1、速度 U (包括 U_x, U_y, U_z)、温度 T 、湍流动能 k 和湍流耗散率 ϵ 时,分别表示连续方程、动量方程、能量方程、 k 方程及 ϵ 方程。 Γ_Φ 和 S_Φ 分别为广义扩散系数及源项,限于篇幅这些值不具体给出,等式左边第二项为对流项和扩散项,可以改写成:

$$\begin{aligned} \sum_j \int_{S_j} [\rho(U - U_g) \Phi - \Gamma_\Phi \nabla \Phi] dS \approx \\ \sum_j [\rho(U - U_g) \Phi \cdot S_j] - \sum_j [\Gamma_\Phi \nabla \Phi \cdot S_j] \equiv \sum_j G_j - \sum_j D_j \end{aligned} \quad (2)$$

完全气体状态方程为:

$$P = \rho R T \quad (3)$$

式中 P 为压力, R 为气体常数。

Sutherland 公式:

$$\frac{\mu}{\mu_\infty} = \frac{T^{3/2}(1 + T_s/T_\infty)}{T + T_s/T_\infty} \quad (4)$$

几何守恒定律 GCL:

$$\frac{d}{dt} \int_{V_p} dV - \sum_j \int_{S_j} U_g \cdot dS = 0 \quad (5)$$

1.2 控制方程的离散

几何守恒定律在控制体积 V_{p0} 上离散形式可写为:

$$\frac{V^n - V^0}{\partial t} = \frac{\delta V}{\Delta t} = \sum_{S_j} U_{gj} \cdot S_j \quad (6)$$

式中: 上标 0 和 n 分别表示 Δt 时间间隔的过去时间层和当前时间层, U_{gj} 表示控制体各个界面的运动速度, S_j 为控制体界面的面积矢量。

控制方程(1) 时间项在控制体积 V_p 上离散:

$$\frac{d}{dt} \int_{V_p} \rho \Phi dV \approx \frac{(\rho \Phi V)_P^n - (\rho \Phi V)_P^0}{\Delta t} \quad (7)$$

控制方程(1) 对流项的空间离散:

$$G_j \cong [\rho(U - U_g) \Phi]_j \cdot S_j = F_j \Phi \quad (8)$$

式中, F_j 为流出 j 界面的质量, Φ 为 j 界面上 Φ 的平均值, 可以采用重构梯度(reconstructure gradient) 形成高阶插值来计算 Φ :

$$\Phi = \Phi_{\text{pw ind}} + (\nabla \Phi)_r \cdot dr \quad (9)$$

$$(\nabla \Phi)_r = \frac{\alpha}{\Delta V} \sum_j (\Phi S_j) \quad (10)$$

式中, dr 为从上游单元中心到界面中心的距离矢量, 界面值 Φ 由该单元及其相邻节点的 Φ 值取平均而得, ΔV 为该单元的体积, α 为保证重构不至于引起局部极值的一个限制器($0 \leq \alpha \leq 1$), 它使得插值得到的控制体边界处的变量值被限制在周围 N 个变量值的最大值和最小值之间, 采用 Barth-Jespersen 限制器^[3]。

控制方程(1) 扩散项的离散:

$$D_j = \Gamma_\Phi \nabla \Phi \cdot S_j = D_j^n + D_j^c \quad (11)$$

式中, D_j 是界面上扩散引起的总通量, 该总通量可以垂直于界面的法向扩散分量 D_j^n 和垂直于 P_0, P_j 连线的交叉扩散分量 D_j^c , 它们分别为:

$$D_j^n = \Gamma_\Phi \left[\frac{\Phi_j - \Phi_0}{S_j \cdot d_j} \right] \cdot S_j^2 \quad (12)$$

$$D_j^c = \Gamma_\Phi \cdot$$

$$\left[(\nabla \Phi)_j - (\nabla \Phi)_j \cdot \frac{S_j}{S_j \cdot d_j} d_j \right] \cdot S_j \quad (13)$$

d_j 为从 P 到 P_j 的有向线段。 D_j^n 项作隐式处理, 为直接求解的部分, D_j^c 作显式理, 即用上一层次迭代计算所得到的值代入, 作为代数方程的源项。当生成的网格中 d_j 和 S_j 的夹角不大时, D_j^c 远小于 D_j^n 。

控制方程(1) 源项的离散:

对非常数源项, 也采用线性化处理方法:

$$\int_{V_{P0}} S_{\Phi} dV = \int_{V_{P0}} (S_C + S_P \Phi_{P0}) dV = S_C V_{P0} + S_P \Phi_{P0} V_{P0} \tag{14}$$

1.3 数值方法

P 单元的离散方程,其一般形式可以写成:

$$a_P \Phi_P = \sum_{j=1}^{n_j} a_j \Phi_j + S_{\Phi} \tag{15}$$

用 PISO 方法求解离散方程,PISO 方法和 SIMPLE 法的基本思想类似,都是引入校正量的概念,通过连续性方程找出压力校正量与速度校正量的关系即压力校正常方程,进而求解。对于可压缩流动,只要找出密度校正量与压力校正量的关系,即可求解可压缩流动问题^[4]。在求解可压缩流动问题时为了保证流场中速度、压力和密度在同位网格中不失耦,根据 Hsu, Prakash, Rhie 及 Chou 的动量插值思想,通过对控制体积中的节点上的密度和速度的插值获得控制体截面上的密度和速度。PISO 和 SIMPLE 两者的区别是:SIMPLE 是迭代法,每一次迭代只校正一次,PISO 法是时间推进法,在每个时间层内多步校正,最后一步校正得到当前时间层的收敛解。

2 轴对称矢量喷管内外流场计算

2.1 计算工况和网格生成

缩比试验模型喷管出口面积和喉道面积之比 1.72,喉道圆弧半径为 16 mm。图1为计算网格,为了避免了喷管横截面上出现中心奇点,在计算区域内生成 H-O 型网格,喷管偏转过程中,网格运动区域为喷管的扩张段和喷管外套附近的网格,

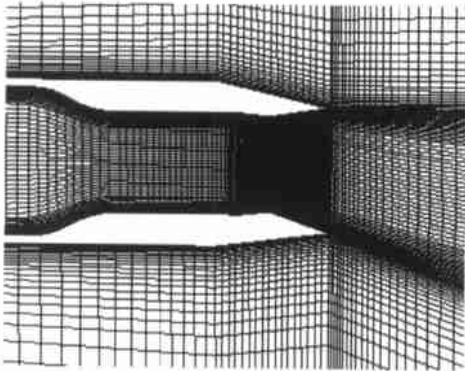


图1 计算网格
Fig. 1 Grid

对这些网格作动网格处理并和静网格之间进行拼接,计算中假定飞机的飞行高度为海平面,喷管的落压比为3、4和5,外流马赫数为0.95和1.2,当时

间 $t \geq 0.02\text{ s}$ 时,喷管以 $40\text{ }^\circ/\text{s}$ 的偏转速度大小从 0 ° 偏转至 14.2 ° 。

2.2 边界条件

在喷管的进口边界上给定总压、总温及气流角;对称面边界给定对称条件;外边界给定远场压力条件。喷管壁面不偏转部分给定无滑移、无渗透边界条件,偏转部分给定相应的偏转速度和无渗透边界条件,温度按绝热壁面处理,近壁区采用壁面函数。

2.3 计算结果和分析

基于通过喷管的实际流量 W ,由喷管进口处的气流滞止参数膨胀到出口外界环境压力时的理想完全膨胀推力 F_i 为:

$$F_i = W \sqrt{2C_p T_0 \left[1 - \left(\frac{P_t}{P_a} \right)^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]} \tag{16}$$

喷管的总向推力系数:

$$C_V = \frac{F_x^2 + F_y^2}{F_i^2}$$

喷管的轴向推力系数:

$$C_{V_x} = \frac{F_x}{F_i}$$

喷管的法向推力系数:

$$C_{V_y} = \frac{F_y}{F_i}$$

喷管的气动矢量角:

$$\delta_v = \arctan \frac{F_y}{F_x}$$

2.3.1 算例验证

为了验证本文所用的计算程序的准确性和精度,首先对某一已进行过测压试验的机械调节式轴对称矢量喷管的内外流场采用 PISO 法进行了

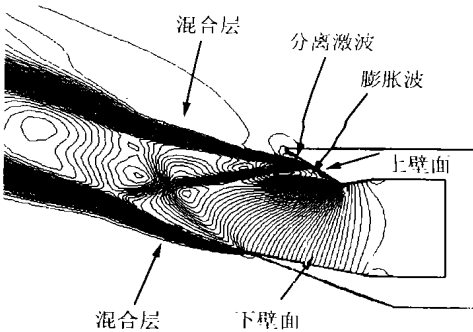


图2 $NPR=5.77$ 喷管对称平面内的马赫数分布
Fig. 2 $NPR=5.77$ Mach contours on the nozzle symmetric section

数值模拟。图2为外流马赫数 $Ma=0.03$, 落压比 $NPR=5.77$, 几何偏角为20时, 喷管对称平面内的马赫数分布。图3为喷管上壁面的静压分布的试验值^[5]和计算值, 其中计算值是在计算收敛后, 再计算 $100\Delta t$ (Δt 计算时间步长) 内各时间层的壁面压力的算术平均值, X/L 为轴向相对距离, $X=0$ 处为喉道位置, L 为喷管扩张段长度, P 为喷管壁面静压, P_t 为喷管入口总压。从图中可以看出, 计算结果个与试验值吻合的很好。该程序用于计算喷管的内外流场的计算是可行的。

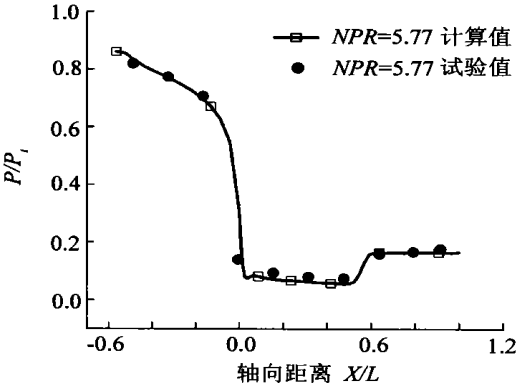


图3 喷管上壁面的静压分布的试验值和计算值的比较

Fig. 3 Experimental upper wall pressure compare with the simulation result

2. 3. 2 喷管落压比对动态偏转特性的影响

图4~图7分别为外流马赫数 $Ma=0.95$, 落压比 $NPR=3, 4$ 和 5 的总推力系数、轴向推力系数、法向推力系数和气动矢量角随时间变化的曲线。

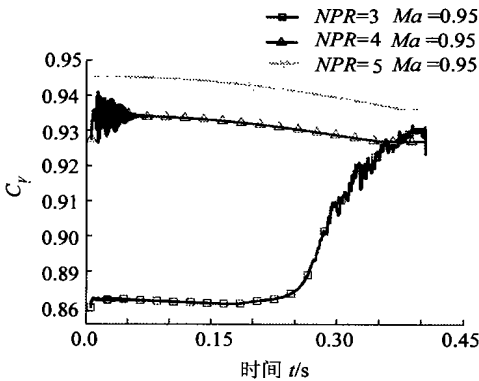


图4 总推力系数随时间的变化

Fig. 4 Total thrust coefficient variation with time

线图。该模型喷管在非矢量状态下的理论完全膨胀落压比为8, 落压比为3, 4和5时, 喷管处于过膨

胀工作状态, 落压比越小, 过膨胀引起的推力损失越大, 喷管的总推力越小。 $NPR=4$ 且没有偏转时, 喷管的由于过膨胀而产生的入射斜激波刚位于喷管出口, 此时有一小扰动就可使喷管偏离原有的工作状态, 引起推力系数发生变化, 因此在刚开始偏转时, 喷管的内流在跨音速外流的影响下总推力系数和轴向推力系数发生振荡; 在初始偏转状态时, 法向推力系数和气动矢量角较小, 因此这两个参数振荡不明显。喷管在偏转过程中, 喷管的扩张段的扩张角发生变化, 喷管向下偏转时, 喷管扩张段下壁面的扩张角增大, 过膨胀程度加剧,

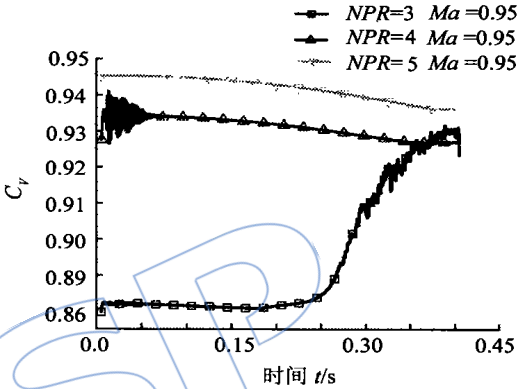


图5 轴向推力系数图随时间的变化

Fig. 5 Axial thrust coefficient variation with time

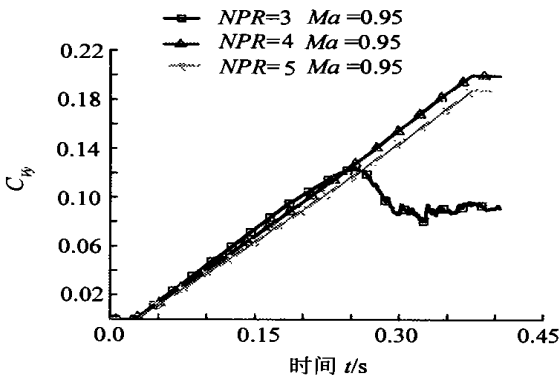


图6 法向推力系数随时间的变化

Fig. 6 Vertical thrust coefficient variation with time

易产生分离激波, 扩张段内形成分离, 穿过分离激波的气流的气动矢量角减小, 因此, 分离激波对偏转气流起到了“校直”作用, 对增加气动矢量角时不利的; 而喷管的上壁面的扩张角在偏转过程中是减小的, 喷管流动由过膨胀向欠膨胀发展。在 $NPR=4$ 和 5 时, 喷管在偏转过程中总推力系数随着时间的增加(几何偏角增大)略有减小, 整个过

程中变化不大, 轴向推力系数减小, 法向推力系数增加, 气动矢量角呈线性增大, $NPR=4$ 的气动矢量角比 $NPR=5$ 的气动矢量角更接近于几何偏角。

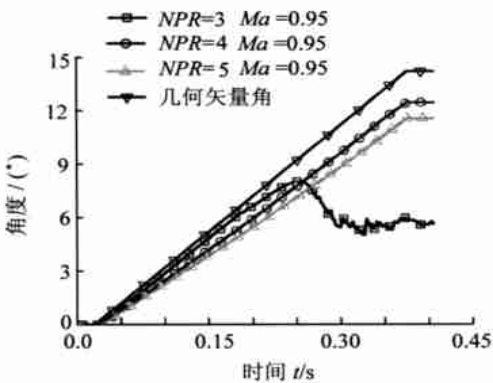


图7 气动矢量角图随时间的变化

Fig. 7 Vectoring angle variation with time

$NPR=3$, 喷管的几何偏角小于 9° ; 喷管的气动矢量角基本呈线性变化, 而且大于 $NPR=4$ 和 5 时的气动矢量角。当几何偏角大于 9° 后, 喷管的总推力系数和轴向推力系数增大, 法向推力系数减小, 气动矢量角减小。几何偏角增大到 11° 后, 气动矢量角不再减小, 但呈现振荡性。图8~图10分别

掺混层成为喷管主流的实际边界, 使得喷管的过膨胀程度减小, 喷管出口的马赫盘中央存在正激波的区域减小, 喷管的总推力系数增加。喷管在偏转过程中, 喷管外套的倾角也是变化的, 因此在外

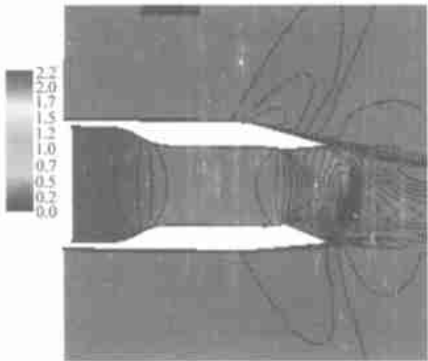


图9 $NPR=3$, 几何偏角 9° 对称平面内马赫数分布

Fig. 9 Mach contours on the nozzle symmetric section at geometric deflection angle 9° and $NPR=3$

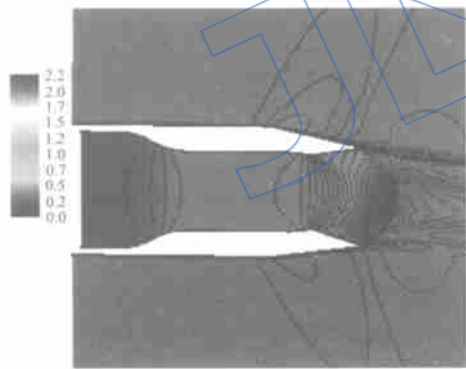


图8 $NPR=3$, 几何偏角 6° 对称平面内马赫数分布

Fig. 8 Mach contours on the nozzle symmetric section at geometric deflection angle 6° and $NPR=3$

为 $NPR=3$, 几何偏角为 6° ; 9° 和 12° 时喷管对称平面内的马赫数分布, 几何偏角为 6° 和 9° 时, 喷管出口存在马赫盘, 马赫盘的中央存在正激波, 扩张段内的分离激波在喷管出口附近, 此时, 喷管的气动矢量角主要受几何偏角大小的影响。几何偏角为 12° 时, 扩张段内的分离激波接近喉道, 扩张段内存在较大的分离区, 分离区和喷管核心气流的

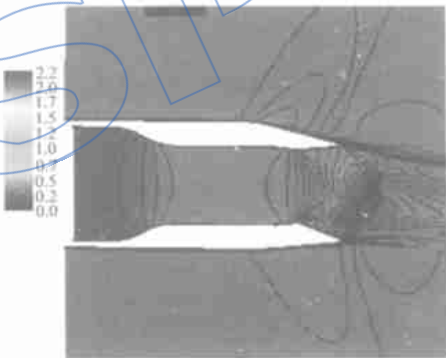


图10 $NPR=3$, 几何偏角 12° 对称平面内马赫数分布

Fig. 10 Mach contours on the nozzle symmetric section at geometric deflection angle 12° and $NPR=3$

流的作用下, 分离区和喷管核心气流的掺混层的位置是不稳定的, 从而引起喷管总推力系数、轴向推力系数、法向推力系数和气动矢量角的物理振荡。

2.3.3 外流对喷管动态偏转特性的影响

当有外流流经喷管外套时, 会造成喷流出口附近压力的变化, 通过喷管壁面附面层影响偏转气流的分离时间和分离位置, 从而影响喷管的矢量特性图11分别为 $NPR=3$ 和 5 , 外流马赫数 $Ma=0.95$ 和 1.2 时, 气动矢量角随时间而变化的曲线图。当 $NPR=5$ 时, 喷管在偏转过程中没有气流发

生分离, 外流对喷管的流动特性影响很小, 外流马赫数 $Ma=0.95$ 和 1.2 的气动矢量角曲线重合。当 $NPR=3$ 时, 外流马赫数对喷管的流动特性影响较大, 外流马赫数为 1.2 时, 喷管外套出口附近压力降低, 喷管内产生分离激波时的几何偏角增大。

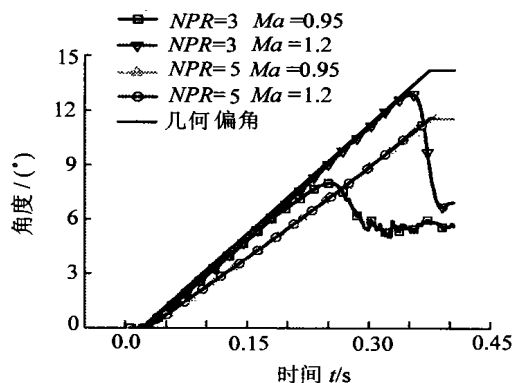


图11 不同外流速度下气动矢量角曲线图

Fig. 11 Vectoring angle with different external velocity

与外流马赫数为 0.95 相比, 喷管主流未发生分离前, 气动矢量角更接近几何矢量角, 喷管内产生分离激波时的几何偏角增大到 13° ; 喷管内产生分离后的气动矢量角也略有增大。

3 结 论

(1) 喷管落压比对喷管的动态偏转特性有较大的影响, 在过膨胀落压比范围内, 喷管内未发生分离的几何偏角范围内, 气动矢量角呈线性变化, 落压比小, 得到的气动矢量角大。喷管内发生分离后, 几何偏角增大, 气动矢量角减小; 分离区和喷

管核心气流的掺混层位置的不稳定使得喷管总推力系数、轴向推力系数、法向推力系数和气动矢量角发生振荡。

(2) 在喷管偏转过程中, 喷管内没有发生分离时, 外流对喷管的气动特性影响不大。喷管内发生分离时, 外流对喷管的气动特性影响较大, 外流马赫数为 1.2 时喷管气动特性和外流马赫数为 0.95 的喷管气动特性相比, 喷管内产生分离激波时的几何偏角增大, 喷管内产生分离后的气动矢量角也增大。

(3) 本文所用的计算程序能较为合理的模拟轴对称矢量喷管的动态偏转过程中内外流场的变化。

参考文献:

- [1] Thomas M Berens. Thrust vector Behavior of Highly Integrated Asymmetric Nozzles for Advanced Flighter Aircraft [R]. AIAA-98-0948.
 - [2] Thomas P D, Lombard C K. Geometric Conservation Law and its Application to Flow Computations on Moving Grid [J]. AIAA Journal, 1979, 17(10): 1030-1037.
 - [3] Barth T J. Recent Developments in High Order K-Exact Reconstruction on Unstructured Meshes [R]. AIAA-93-0668.
 - [4] Karki K C, Patankar S V. Pressure Based Calculation Procedure for Viscous Flows at All Speeds in Arbitrary Configurations [J]. AIAA Journal, 1989, 27(9): 1167-1174.
 - [5] 金捷, 赵景芸, 张明恒, 等. 轴对称矢量喷管壁面静压分布的试验研究 [J]. 航空动力学报, 2000, 15(3): 314-316.
- JIN Jie, ZHAO Jing-yun, ZHANG Ming-heng, et al. Experimental Investigation on AVEN Wall Static Pressure Distributions. Journal of Aerospace Power, 2000, 15(3): 314-316.