

轴对称射流矢量喷管的试验和数值模拟*

张群锋¹, 吕志咏¹, 王戈一², 刘志钢², 金捷²

(1. 北京航空航天大学 飞行器设计与应用力学系, 北京 100083;

2. 中国燃气涡轮研究院, 四川 新都 610500)

摘 要: 对基于激波来实现推力矢量的轴对称射流矢量喷管的缩比模型进行了测力和测压试验, 用推广到可计算可压缩流的 SIMPLE 方法其内外流场进行了数值模拟, 根据试验和数值模拟结果分析了喷管主流与次流相互作用产生的复杂流场结构、二次流流量和落压比对气动矢量角的影响, 在落压比 3~6 范围内, 二次流流量和喷管主流比值增大, 气动矢量角增大, 两者比值相同时, 落压比增大, 气动矢量角减小。

关键词: 可压缩流; 矢量喷管⁺; 射流; 数值仿真

中图分类号: V590.25

文献标识码: A

文章编号: 1001-4055 (2004) 02-0139-05

Numerical simulation of an axisymmetric fluidic vectoring nozzle

ZHANG Qun-feng¹, LÜ Zhi-yong¹, WANG Ge-yi², LIU Zhi-gang², JIN Jie²

(1. Dept. of Flight Vehicle Design and Applied Mechanics, Beijing Univ. of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China;

2. China Gas Turbine Establishment, Xindu 610500, China)

Abstract: A sub-scale experimental static investigation for an axisymmetric fluidic vectoring nozzle was conducted. The force and wall pressure of the nozzle were measured in the experiment. The internal flow structure of the axisymmetric fluidic vectoring nozzle, induced by the interaction of primary inflow and secondary inflow, has been simulated with the SIMPLE method which is generalized to compressible flow. The experimental and computational results show that flow flux of secondary flow injection and nozzle pressure ratio (*NPR*) influenced on the vectoring angle. While the *NPR* was 3~6, the ratio between injection flux and primary flow flux increase while the thrust vectoring nozzle increase. While the ratio between injection flux and primary flow flux is the same, the *NPR* increase, the thrust vectoring nozzle decrease.

Key words: Compressible flow; Vectoring thrust nozzle⁺; Jet flow; Numerical simulation

1 引 言

推力矢量技术的应用提高了作战飞机的攻击能力和生存能力^[1]。尾喷管的机械作动系统尽管非常有效^[2], 但将增加喷管的重量、造价和维护的工作量, 这与现代飞机要求的重量轻, 造价低相矛盾^[3]。在保持相同性能的前提下, 流体控制式矢量喷管能降低重量和单位寿命的成本。在其实现方案^[4,5]中, 基于激波来实现推力矢量的射流矢量喷管更具潜力。在喷管扩张段上注入二次流, 扩张段内产生斜激波, 使喷管主流发生偏转, 产生推力矢量。本文对轴对称射流矢量喷管的缩比模型进行了测力和测压台架试验, 并

采用推广到可计算可压缩流的 SIMPLE 方法对其内外流场进行数值模拟, 通过试验和数值模拟相结合来分析轴对称射流矢量喷管的工作机理和流动特性, 为设计此类轴对称射流矢量喷管提供参考。

2 试验模型和设备及其校准

2.1 试验模型

试验模型如图 1, 喷管出口面积和喉道面积之比 1.72, 喉道圆弧半径为 16mm, 在扩张段上开设圆周角度为 90°, 宽度为 5mm 的缝。在喷管的收扩段上开设 41 个壁面静压测点, 在圆周方向分为 5 组, 各组的周向角分别为 0°, 45°, 90°, 135°和 180°。在 0°和 45°方向

* 收稿日期: 2003-05-23; 修订日期: 2003-08-01。

作者简介: 张群锋 (1972—), 男, 博士生, 研究领域为空气动力学。E-mail: zhangqunfeng@263.net

上各布置 7 个, 其余方向上布置 9 个。

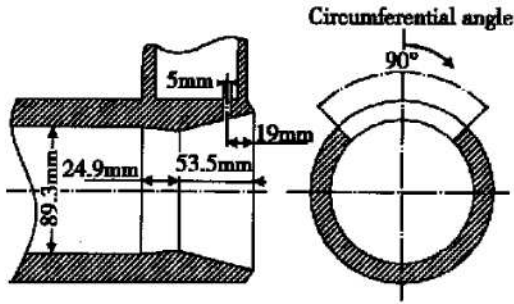


Fig. 1 Model geometry

2.2 试验设备

试验是在燃气涡轮研究院的航空发动机喷管模型试验台上进行的, 图 2 是该试验台的示意简图。高压气源分别为喷管主流管道和次流管道供气, 主流和次流分别由各自的标准喷嘴测量, 主、次流总压用总压探针测定, 主、次流总温用铜电阻测定。主流流动参数由气膜阀控制, 次流加热器、次流集气室都安装在四分力测力天平上。主流由集气室两侧通过篦齿径向进气, 次流两侧用软管连接, 测力天平处于自由状态, 能够测量各方向的分力, 用压力传感器测定壁面静压。所有数据均用微机采集系统进行采集、处理和输出。

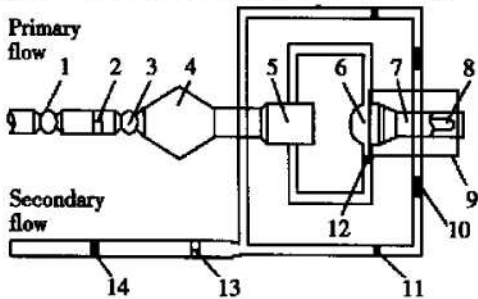


Fig. 2 Sketch map of the tester

- 1 Primary flow valve; 2 Primary flow standard nozzle; 3 Gas membrane valve; 4 First heater; 5 Stabilized section; 6 Primary flow plenum; 7 Second heater; 8 Test section; 9 Balance; 10 Tube; 11 Secondary flow control valve; 12 Primary fine-toothed valve; 13 Secondary flow standard nozzle; 14 Secondary flow standard nozzle

2.3 测力系统的校准

因射流矢量喷管的次流两侧用软管连接, 该软管的存在给天平带来了附加力和力矩, 并随着软管内的压力变化而变化, 这将使天平的测量值与试验的真实值之间存在差异。为了消除次流软管对天平的影响, 除常规校准外, 还增加了带次流软管的射流矢量喷管的校准, 具体做法是: 将射流矢量喷管试验件安装在试验台上, 首先在不加载情况下, 对次流腔内注入高压空气, 记录下压力和相应压力下的天平输出, 利用

常规校准得到的天平工作公式, 计算出次流软管因压力而对天平产生的力和力矩。在此基础上再静校, 建立带次流软管的天平工作公式。

为了验证带次流软管的天平工作公式的准确性, 首先拆除次流软管, 封闭二次喷流缝进行试验, 按照常规校准得到的天平工作公式计算推力。然后安装上次流软管, 按前面所做的工况条件进行试验, 按照带次流软管的校准得到的天平工作公式计算推力。图 3 表明两者的推力值一致。由此可以认为带次流软管的校准得到的天平工作公式是可行的。

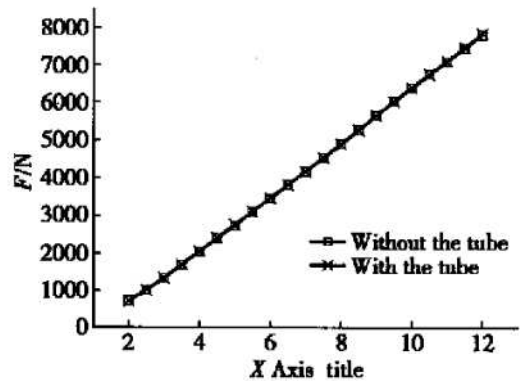


Fig. 3 Thrust force with different NPR

3 控制方程与数值方法

本文的轴对称矢量喷管的内外流场由连续方程、N-S 方程、能量方程、气体状态方程和 Sutherland 公式描述。方程的封闭采用 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型。

该模型的湍流动能方程为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \varepsilon - \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}) = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} [\mu_p - \frac{2}{3}(\mu_1 \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho k) \frac{\partial u_i}{\partial x_i}] \quad (1)$$

湍流耗散率方程

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \varepsilon - \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}) = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} [\mu_p - \frac{2}{3}(\mu_1 \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho k) \frac{\partial u_i}{\partial x_i}] - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - C_{\varepsilon 3} \rho \varepsilon \frac{\partial u_i}{\partial x_i} - \frac{C_{\mu} \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \frac{\rho \varepsilon^2}{k} \quad (2)$$

式中 k 为湍流动能, ε 为湍流耗散率, $\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t$, μ_t 为湍流粘性系数, $\eta = S \frac{k}{\varepsilon}$, $S = (2s_{ij}s_{ij})^{1/2}$, 其它经验参数为 $C_{\mu} = 0.085$, $\alpha_k = 0.719$, $\alpha_\varepsilon = 0.719$, $C_{\varepsilon 1} = 1.42$, $C_{\varepsilon 2} = 1.68$, $C_{\varepsilon 3} = -0.387$, $k = 0.4$, $E = 9.0$, $\eta_0 = 4.38$, $\beta = 0.0012$ 。

用有限体积法在同位网格中对控制方程进行离散化,用 SIMPLE 方法求解离散方程, SIMPLE 基本思想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对方程,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^[6,7]。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,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。

4 网格生成和边界条件

因轴对称喷管几何的对称性,只计算对称的一半。为避免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,在喷管内部对网格进行了局部加密,见图 4。在喷管的进口边界给定总压、总温及气流角;次流进口边界给定总压、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。喷管壁面给定无滑移、无渗透边界条件,温度按绝热壁面处理,对于湍流问题,近壁区采用壁面函数。

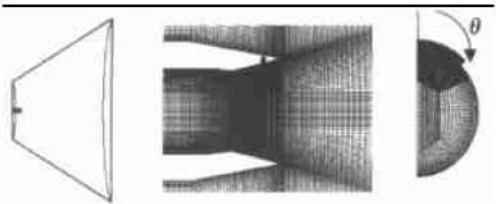


Fig. 4 Computational range and grid

5 试验和计算工况

为了研究喷管落压比和二次流流量对射流矢量喷管的气动矢量角的影响,分别对 $NPR = 3, 4, 5$ 和 6 (NPR 为喷管入口总压与环境压力之比), $W_s/W_p = 0.05$ 和 0.1 (W_s 为二次流流量, W_p 为喷管主流流量)进行了测力测压试验和内外流场的数值模拟。

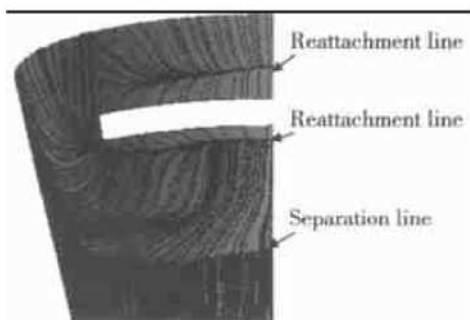


Fig. 6 Streamline closed to nozzle wall



Fig. 7 Mach number distribution in outlet section

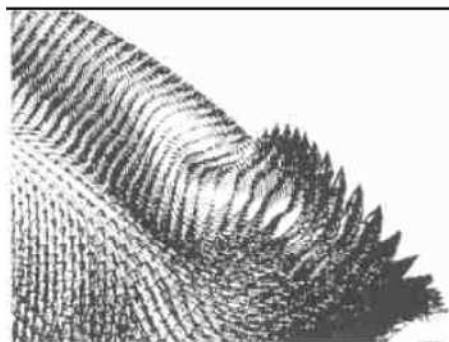


Fig. 8 Transverse velocity vector graph in outlet section

6 结果分析

6.1 喷管扩张段内的压力分布和流态分析

图 5 和图 6 为 $NPR = 6$, $W_s/W_p = 0.1$, 对称平面内的速度矢量图和二次流喷口附近的喷管壁面的极限流线图。在喷管扩张段上喷入二次流后,在喷口上游形成逆压梯度,使得喷流上游一定距离处气流沿喷管壁面向上游流动,该逆向气流与喷管壁面附面层及喷流相互作用后形成一三维分离流动区,喷管主流与分离区气流相互干扰产生分离激波,分离激波使得喷管主流发生偏转,产生矢量推力。分离区内有一对旋向相反的涡,前一个涡流称主分离涡,主分离涡与喷流之间的相互作用,在喷口前形成一个喷流马蹄涡。从二次流喷口附近的喷管壁面附近的极限流线图可知,主分离涡前缘的极限流线为分离线,二次喷流马蹄涡前缘的极限流线为主分离涡和喷流马蹄涡的再附线。二次喷流形成的马赫盘受主流作用而向后倾斜,在喷口下游形成回流区,图 7 为喷口出口横截面内的马赫数分布图,图 8 为图 7 中圆区域内的横向速度矢量图,在喷口下游的回流区的侧部由于受轴对称喷管发散速度的影响,形成两个旋向相反的纵向涡,在喷口下游的回流区和喷口上游分离区被二次喷流的超声速区隔断。

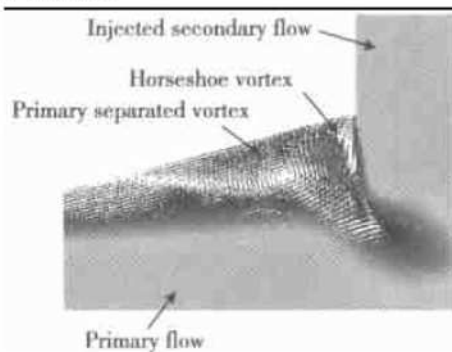


Fig. 5 Velocity vector graph in symmetric section

图 9 为喷管不同周向角度为 0° , 45° , 90° , 135° 和 180° 轴向壁面上的数值计算和试验得到的压力分布 (p/p_0), 其中 p 为壁面静压, p_0 为主喷管入口总压, p_a 为环境压力, L 为喷管扩张段长度。在喷管收缩段的入口处为柱和锥的联接处, 存在局部的微小分离, 此处压力有一小幅的提升, 进入收缩段后, 亚声速气流加速, 壁面压力降低。在收缩段内计算得到的壁面压力低于试验值, 但与一维等熵流的计算值吻合得较好。在喷管喉道前, 壁面压力分布保持良好的对称性。喷管在扩张段上的压力分布明显不对称, 喷管扩张段的下壁面附近(周向角度 $135^\circ \sim 180^\circ$) 气流一直保持膨胀状态, 壁面压力呈减小趋势。上壁面附近(周向角度 $0^\circ \sim 45^\circ$) 受二次喷流的影响, 压力分布变化较大, 在主分离涡前缘产生分离激波, 壁面压力升高, 形成扩张段内的第一个压力峰值。计算得到的压力值高于试验值, 计算的分离激波强度略偏大, 受喷流马蹄涡的诱导作用, 喷流上游一定距离处沿喷管壁面向上游流动的气流速度较大, 并沿上游方向逐渐减小, 表现为壁面压力有一下降。主分离涡和喷流马蹄涡在再附线附近形成驻点, 又形成一个很高的压力峰值, 而紧跟着再附点的下游, 喷流马蹄涡由于受喷流的抽吸作用, 气流加速, 此处的压力又下降, 到喷口处又迅速恢复到喷流压力。

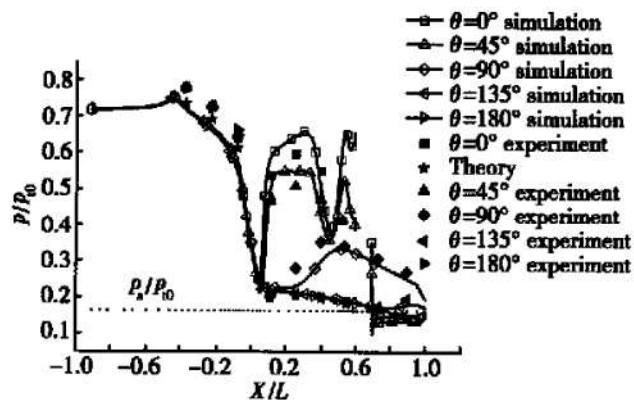


Fig. 9 Pressure distribution on the wall in different section

图 10 为不同轴向位置的周向压力分布, 在喷管对称的一半内, 二次射流缝在周向角度为 45° , 喉道和射流缝之间壁面高压区在 $0^\circ \sim 40^\circ$ 之间, 可预测再扩大射流缝的周向范围, 对提高矢量推力作用不大。

6.2 二次流流量和落压比对喷管流动特性的影响

图 11 和图 12 分别为 $NPR = 3$ 和 6 , W_s/W_p 为 0.05 和 0.1 , 对称平面内壁面的试验和计算压力分布。图 13 和图 14 为 $NPR = 6$, W_s/W_p 为 0.05 和 0.1 对称平面内的马赫数分布。可见, 二次流流量对喷口上游

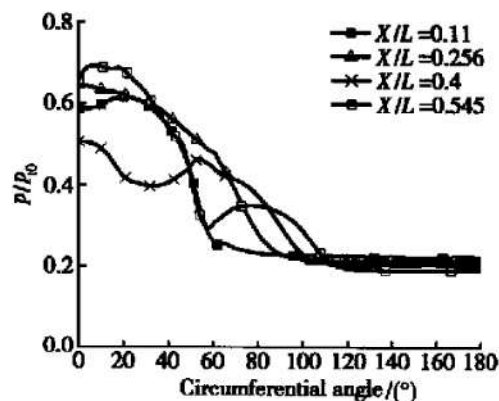


Fig. 10 Pressure distribution on the wall in circumferential section

的壁面压力分布影响较大, 对喷口下游的壁面压力分布影响较小, 在相同落压比下, 二次流流量增加, 二次流在喷管主流中的贯穿深度增加, 二次流喷口下游的回流区增大; 喷流马蹄涡增强, 对主分离涡的诱导增强, 沿壁面向上游流动的速度增加, 使得壁面压力陡降, 气流再附着, 使得压力骤升; 主流分离点更接近喉道, 分离激波增强, 分离激波后的壁面压力提升幅度增大; 扩张段内的等马赫线的偏转角度增大; 这些因素使得二次流流量增加, 气动矢量角增大。

图 15 为 $NPR = 3, 4, 5$ 和 6 , W_s/W_p 为 0.05 和 0.1 时, 气动矢量角的变化图。在相同 W_s/W_p 值下, 在过膨胀落压比范围内, 落压比对分离激波的位置影响不大, 二次流喷口上游的压力分布的形态变化不大, 同时喷口下游的回流区和喷口上游区由于被二次喷流的超声速区隔断, 喷口上游的压力对喷口下游回流区内的压力影响不大, 喷口下游喷管上壁面附近的压力主要受喷管外流压力的影响, 而受喷管落压比的影响较小, 而与之相对应的喷管下壁面压力分布随落压比的变化而变化。在 $NPR = 3$ 时, 轴向位置位于喷口下游的上壁面附近的压力高于与之相对应的下壁面附近的压力, 这有利于增大气动矢量角, 在 $NPR = 6$ 时, 轴向位置位于喷口下游的上壁面附近的压力和与之相对应的下壁面附近的压力很接近, 这一部分的压力差而引起的气动矢量角就很小了, 这是导致在相同 W_s/W_p 值下, 落压比增大, 气动矢量角减小的主要原因。 W_s/W_p 值大时, 喷口下游的分离区增大, 落压比对气动矢量角的影响程度也增大。

根据以上论述, 可以推断得到: 落压比进一步降低, 喷管的过膨胀程度加剧, 在下壁面出现分离斜激波, 斜激波会对偏转气流起“校直”作用, 将在一定程度上减小气动矢量角; 改变二次流喷口位置, 使其接

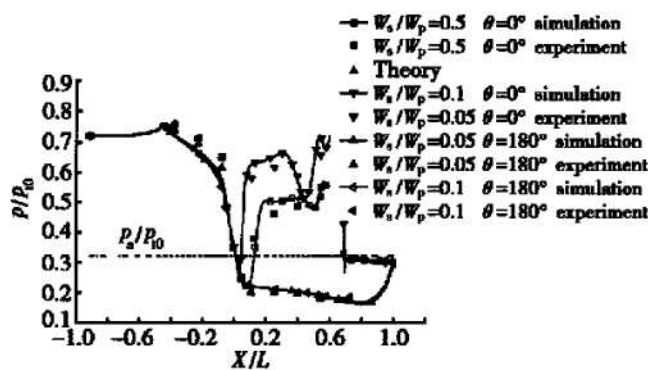


Fig. 11 $NPR=3$ pressure distribution on the wall in symmetric section

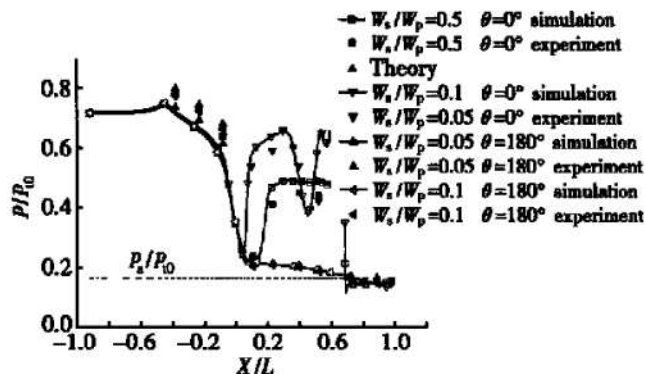


Fig. 12 $NPR=6$ pressure distribution on the wall in symmetric section

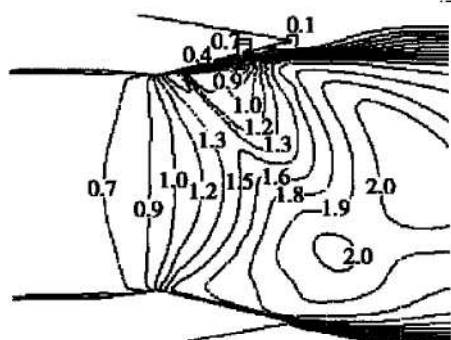


Fig. 13 $W_s/W_p = 0.05$ distribution of Mach number in symmetric section

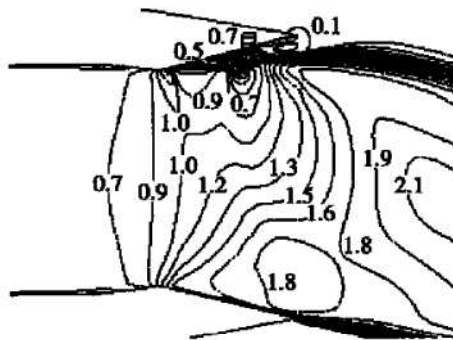


Fig. 14 $W_s/W_p = 0.1$ distribution of Mach number in symmetric section

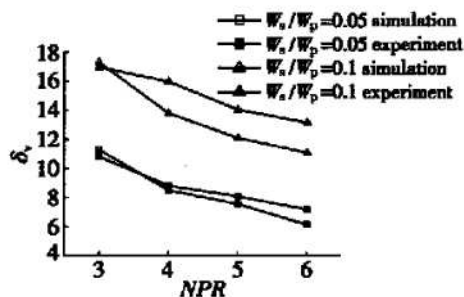


Fig. 15 Effect of W_s/W_p and NPR on vectoring angle

近喷管出口, 喷口下游的回流区减小, 相同 W_s/W_p 值下, 落压比对气动矢量角的影响将减小。

7 结 论

(1) 试验和数值模拟结果基本一致, 说明所用试验方法和推广到可计算可压缩流的 SIMPLE 方法来模拟轴对称射流矢量喷管的流动特性是可行的。

(2) 喷管主流受二次喷流的影响, 形成分离激波, 分离激波使得喷管主流发生偏转, 产生矢量推力。

(3) 受二次喷流的影响, 喷管扩张段压力分布明显不对称, 分离激波和主分离涡与二次喷流马蹄涡的再附着, 使得二次流喷口上游壁面出现两次压力峰值, 二次流流量越大, 壁面压力波动越大。

(4) 在喷口下游的回流区和喷口上游区由于被二次喷流的超声速区隔断, 喷管落压比对喷口下游回流区内的压力影响不大。

(5) 落压比相同时, 二次流流量增加, 气动矢量角增大。在过膨胀落压比范围内, 主次流量比相同时, 低落压比产生的气动矢量角大, $NPR=3$, $W_s/W_p=0.1$ 时, 气动矢量角可达 17° 。

参考文献:

- [1] Thomas M Berens. Thrust vector behavior of highly integrated asymmetric nozzles for advanced fighter aircraft[R]. AIAA 98-0948.
- [2] Mace J, Smereczniak P, Bowers D, et al. Advanced thrust vectoring nozzles for supersonic fighter aircraft[R]. AIAA 89-2816.
- [3] Gridley M C, Walker S. Propulsion integration issues for advanced fighter aircraft[A]. Advanced aero engine concepts and controls[C]. AGARD-CP-572, June 1996.
- [4] Giuliano V J, Wing David J. Static investigation of a fixed aperture exhaust nozzle employing fluidic injection for multiaxis thrust vector control[R]. AIAA 97-3149.
- [5] Wing D J, Giuliano V J. Fluidic thrust vectoring of an axisymmetric exhaust nozzle at static condition[R]. ASME Fluidics Engineering Summer Meeting, FEDSM 97-3228.
- [6] Shyy W, Chen M-H, Sun C-S. Pressure-based multigrid algorithm for flow at all speeds[J]. AIAA J, 1992, 30: 2660~ 2669.
- [7] Karki K C, Patankar S V. Pressure based calculation procedure for viscous flows at all speeds in arbitrary configurations[J]. AIAA J, 1989, 27(9): 1167~ 1174.

(编辑: 王居信)