

文章编号: 1000-8055(2009)10-2208-05

激波诱导圆形矢量喷管数值研究

秦亚欣, 于军力, 高 歌

(北京航空航天大学 能源与动力工程学院 航空发动机气动热力重点实验室, 北京 100191)

摘 要: 利用时间推进的有限体积法求解三维雷诺平均 Navier Stokes 方程, 对激波诱导矢量控制方案的圆形收敛扩张喷管全流场进行了数值模拟. 从射流压强比及落压比的变化计算了次流对主流的控制效果. 结果表明, 利用激波诱导方式可有效的迫使主流偏转, 在落压比为 4、射流压强比为 1.499 时, 矢量偏转角最大可以达到 15.35° . 通过分析, 圆形喷管中形成的激波为三维曲面激波, 结构比较复杂, 数值研究可观察到清晰的流场结构, 为试验研究提供参考.

关 键 词: 矢量喷管; 激波诱导; 数值模拟; 流体控制

中图分类号: V231.3

文献标识码: A

Computational analysis on shock induction control of circular vectoring exhaust nozzle

QIN Ya-xin, YU Jun-li, GAO Ge

(National Key Laboratory on Aero Engines, School of Jet Propulsion,
Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: Three-dimensional Reynolds average Navier-Stokes equation was solved by using the time marching method in finite volume, and circular convergent-divergent nozzle flow fields in shock induction control vector scheme were numerically simulated. Injection pressure ratio and nozzle pressure ratio were considered in numerical analysis in this paper. The results indicate that, thrust vectoring can be obtained through the shock induction control scheme to turn the main flow. The vector angle reaches 15.35° when the nozzle pressure ratio is 4 and injection pressure ratio is 1.499. Through analysis, the shock surface formed in the circular exhaust nozzle was three-dimensional, and its configuration was complicated. The computational analysis is helpful for better understanding of the flow field structure of vectoring nozzle in experiments.

Key words: vectoring nozzle; shock induction; numerical simulation; fluid control

推力矢量喷管技术对提高军用飞机的综合性能至关重要, 国内外对此日益重视. 推力矢量喷管是指可用于飞行姿态控制的多功能排气喷管, 传统的矢量解决方案是采用机械调节式矢量喷管, 但这种喷管结构大大增加了推力系统的质量和造价, 不利于高性能发动机技术的发展. 为打破传统技术的约束, 国外许多研究机构开展了利用流体

控制实现推力矢量的喷管技术研究^[1-2]. 激波诱导矢量喷管是一种先进的采用流体控制推力矢量方向的新型矢量喷管方案, 该方案是在喷管扩张段开孔或开缝, 不对称地射入二次流, 由二次流产生的激波迫使主流偏转, 从而使喷管获得推力矢量偏转.

20 世纪 90 年代后期, NASA(美国航空航天

收稿日期: 2008-10-24; 修订日期: 2009-01-06

作者简介: 秦亚欣(1982-), 女, 河北石家庄人, 博士生, 主要从事尾喷系统的研究.

局) 兰利研究中心针对二元收敛-扩张喷管进行了一系列的流体控制方案试验, 试验时重点研究了开孔形状、开孔位置、注气压强和注气流量等参数对喷管性能的影响. 与试验相对应, 还同时发展了多种数值计算方法, 取得了与试验研究相一致的结果. 这些研究主要集中在截面为矩形的矢量喷管上^[3-5], 对圆形喷管的研究相对要少. 本文采用 CFD(计算流体动力学)方法进行推力矢量控制技术预研, 并进行技术分析改进, 为后续的相关试验铺垫基础. 由于圆形喷管与矩形喷管的不同, 在圆形喷管射流缝形状选取上考虑到, 如果喷射气流完全截断主流, 即喷射缝的周向跨度是 180° , 这样喷射缝尺寸过大, 而且射入喷管的气流也不均匀, 综合考虑, 喷射缝周向跨度选为 90° . 在计算中, 利用 RNG(renormalization group) $k-\varepsilon$ 湍流模型对流体射入喷管的三维全流场进行了数值模拟. 讨论了落压比 γ_{NPR} (入口总压与背压之比)、射流压强比 γ_{IPR} (二次流总压/主流总压) 对矢量角的影响, 并将计算结果与文献中的结果进行了对比, 为后期相关试验及工程应用提供参考.

1 数值方法

1.1 控制方程

本文所用 CFD 计算方法为时间推进的有限体积法, 控制方程由连续方程、Navier-Stokes(N-S) 方程、能量方程等构成, 采用 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型. 在近壁处采用不平衡壁面函数进行修正.

1.2 计算区域与网格

喷管长 194 mm, 出口距离喉道 104 mm, 喉道半径为 30 mm, 出口面积与喉道面积之比为 1.778. 在喷管扩张段上壁面设置 1 个次流射流缝, 射流缝中心距离喉道的轴向距离是 92 mm, 截面为矩形, 截面长度为 56.426 mm, 宽度为 3.6 mm, 跨度为 $1/4$ 圆周.

喷管计算区域左右对称, 计算时只取对称的一半. 所有网格均为六面体网格, 对固体壁面、射流缝以及出口附近的计算网格进行了加密, 内流场网格为 32 万, 外流场网格为 22 万. 远场位于排气口后 5 倍喷管长度处, 直径为出口直径的 5 倍. 在计算过程中, 还采用了自适应网格技术. 为清楚显示喷管及射流缝处网格, 只给出内流场网格以及部分外部流场, 如图 1 所示.

1.3 边界条件

1) 进口条件: 主流进口为亚声速流, 热力学

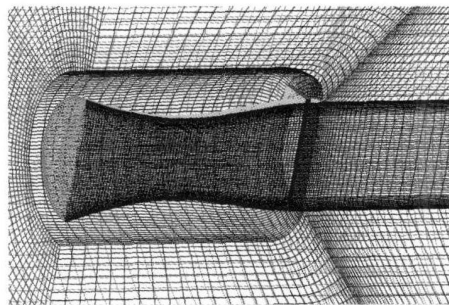


图 1 喷管流场的局部网格

Fig. 1 Computational grid of the nozzle flow field

参数由滞止状态总参数确定, 给定总压、总温、速度方向; 次流在给定总压、温度及流量条件后, 计算出次流的速度边界条件, 并假设射流入口的速度分布是均匀的.

- 2) 出口条件: 给定外界压力出口边界条件.
- 3) 壁面采用无滑移绝热壁面条件.
- 4) 对称截面的流动参数由对称条件得到.

1.4 气动参数

主流进口总温均为 300 K, 主流出口背压为 101325 Pa, 落压比 γ_{NPR} 为 5~9, 射流压强比 γ_{IPR} 为 0.45~2.25. 对喷管流场进行模拟时, 每给定一个射流压强比, 都能计算出一个对应的二次流流量, 因此二次流流量与二次射流压力是一一对应的. 计算中二次流射流率 ω (次流流量与主流流量的比) 变化范围为 3%~12%.

2 计算结果与分析

使用三维 N-S 方程、不平衡壁面函数和 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型对圆形喷管流场进行计算, 在 $\gamma_{NPR} = 6$, $\gamma_{IPR} = 1.499$ 时, 得到喷管中心对称面上马赫数分布, 如图 2(a) 所示. 图 2(b) 还给出了二元矢量喷管激波诱导条件下的试验纹影图. 计算得到的中心对称面上的激波类似二维激波, 其马赫数分布云图中激波发生位置与截面形状与纹影图基本一致, 这说明本文采用的计算方法对喷管流场模拟具有一定的可靠性.

图 3 是射流压强比 γ_{IPR} 与落压比 γ_{NPR} 对推力矢量偏转角 θ 的影响, 图中列出了三个不同的 γ_{NPR} 下矢量偏转角随 γ_{IPR} 的变化, γ_{NPR} 分别为 4, 6, 8.8. 可以看出, 在每个 γ_{NPR} 下矢量偏转角随 γ_{IPR} 变化都存在一个最大值, 当达到最大值后, γ_{IPR} 继续增大, 矢量偏转角反而减小. 通过图 3 分析, 落压比越小达到最大矢量偏转角的射流压强比就越小. 在 $\gamma_{NPR} = 4$ 时, $\gamma_{IPR} = 1.499$, 矢量偏转角就达

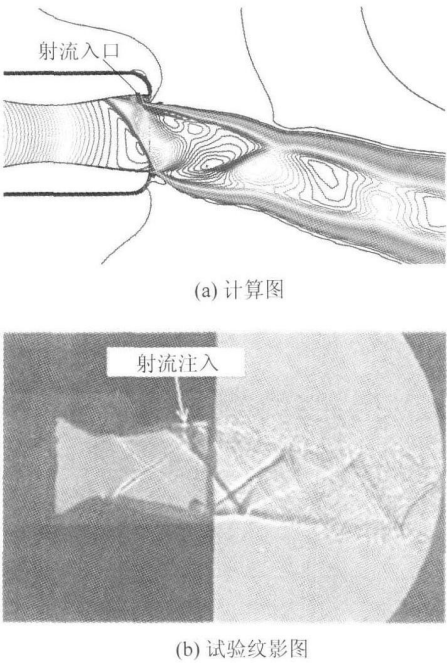


图 2 喷管中心剖面马赫数分布云图
Fig. 2 Mach number distribution of the symmetrical plane

到 15.35° . 而在 $\gamma_{NPR} = 8.8$ 时, $\gamma_{IPR} = 1.887$, 最大矢量偏转角为 13.04° . 此外还可看出, 在 γ_{IPR} 小于 1.499 时, 也就是三种落压比下均未达到最大矢量偏转角之前, 射流压强比相同, 落压比越小的矢量偏转角度越大, 定性来看与文献[6]给出的二元矢量喷管计算和试验结果是一致的.

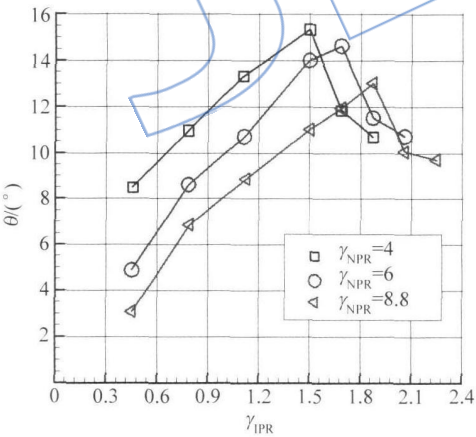


Fig. 3 Thrust vectoring angle

图 4(a) 是 $\gamma_{NPR} = 6$, $\gamma_{IPR} = 1.686$ 时, 对称面上的马赫数分布云图, 以射流缝周向跨度中心处为 0° , 图 4(b), (c), (d) 是沿周向旋转 45° , 90° , 135° 三个截面, 位置见图 4(e). 从图(a) 看出, 二次流射入超声速主流后, 因为主流当地压强低于二次

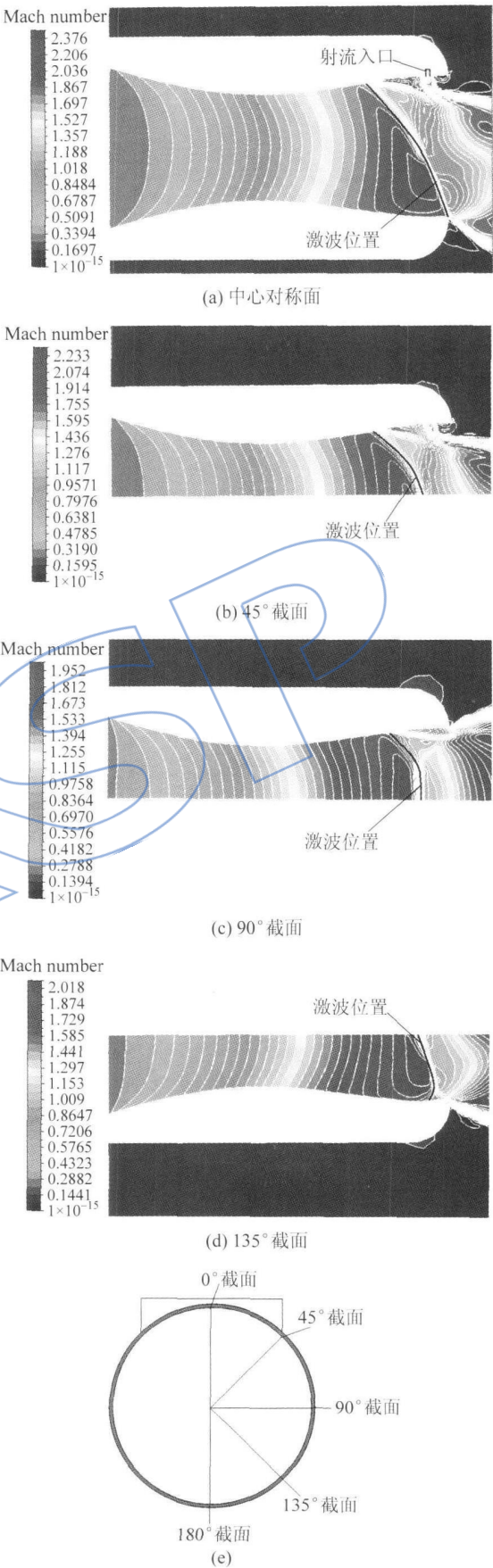


图 4 不同截面马赫数分布云图
Fig. 4 Mach number distribution nephogram of different sections

流出口压强, 超声速来流在射流缝处受到阻碍, 使得射流缝上游速度减慢, 并形成斜激波, 斜激波的影响使得射流缝前的压力增加. 激波下沿接在喷管出口边沿, 图中黑线标示出了该面上的激波位置. 图 4(b) 是 45° 截面马赫数分布图, 由于射流缝周向跨度为 90° , 该截面在次流控制范围内, 因此该图与图 4(a) 情况相似, 在次流缝上游壁面处气流速度减慢, 使扰动向上游传播, 形成斜激波. 图 4(c) 是 90° 截面的情况, 二次射流垂直射入, 在该截面上, 主流靠近轴线部分由于二次流阻碍作用, 形成激波; 而两侧靠近壁面部分由于没有二次射流阻碍, 激波相对变弱, 使形成的激波越靠近壁面越向上游移动, 形成的激波形状如图中黑线所示. 图 4(d) 是 135° 处的截面, 该截面由于距离射流缝较远, 主流受到二次流的阻碍作用较弱, 形成的斜激波也较弱, 激波位置比图 4(b), (c) 截面的激波位置更靠后, 而壁面附近的激波的前后位置接近喷管出口边沿. 在 180° 剖面时, 激波在喷管出口边沿与壁面汇合, 如图 4(a) 所示.

由此看出, 激波整体形状呈倾斜后凸弧形面, 越接近射流缝, 壁面上的激波位置越靠近喉道, 越远离射流缝, 壁面上的激波位置越靠近喷管出口; 同时, 后凸弧形激波面的中心和射流缝周向跨度中心一致, 愈靠近两侧, 激波面愈向前倾斜. 如图 5 所示. 这是由于射流缝跨度为 90° , 不能完全阻挡主流, 使得在圆形喷管中形成的激波具有明显的三维特性, 不同于二元喷管形成的平面激波.

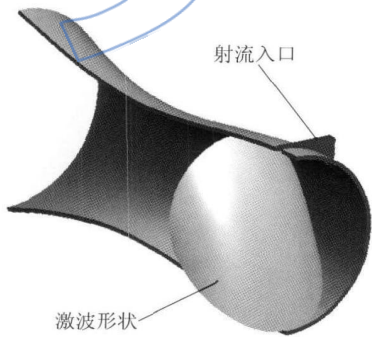


图 5 激波形状示意图
Fig 5 Sketch map of shock shape

激波诱导方案通过在喷管内产生较强的斜激波, 主流流经斜激波发生偏转而得到推力矢量, 斜激波的强度控制着矢量偏转角度和总压损失的大小. 在 γ_{NPR} 为 6 不变, γ_{IPR} 由 1.686 减小时, 二次射流的穿透能力降低, 激波向下游移动, 在距离射流缝较远的位置从喷管出口伸出, 喷管可以获得的

推力矢量就较小; 当 γ_{IPR} 由 1.686 增大时, 二次射流的穿透能力增强, 激波增强, 主流中心部分趋于正激波, 激波倾斜度减小并在喷管内向上游移动, 使得气流偏转角度变小. 在矢量偏转角达到极值之前, γ_{IPR} 相同, γ_{NPR} 增大时, 喷管的膨胀能力增强, 二次射流的相对做功能力减弱, 所以在 γ_{IPR} 相同时, 喷管出口主流矢量偏转角随 γ_{NPR} 的增大逐渐减小.

在超声扩张段上, 射流位置越接近出口, 当地的主流马赫数越大, 可以产生的斜激波越强, 总压损失也越大. 图 6 是总压恢复系数(有二次射流的喷管出口的平均总压与无射流的喷管出口的平均总压之比)在不同的 γ_{NPR} , 及不同的 γ_{IPR} 下的变化. 本文设计喷管的射流缝的位置较靠近喷管出口, 当地的主流 Ma 较大, 形成的激波较强, 总压损失也较大, 总压恢复系数介于 0.87~0.92 之间. 由图看出, 总压恢复系数随射流压强比的增加而减小; 当射流压强比达到较大值时, 继续增大射流压强将使得总压恢复系数有上升的趋势, 变化趋于稳定. 从主流的矢量偏转角及总压损失的变化可看出, 对应于最大的矢量偏转角的射流压强比造成最大的总压损失.

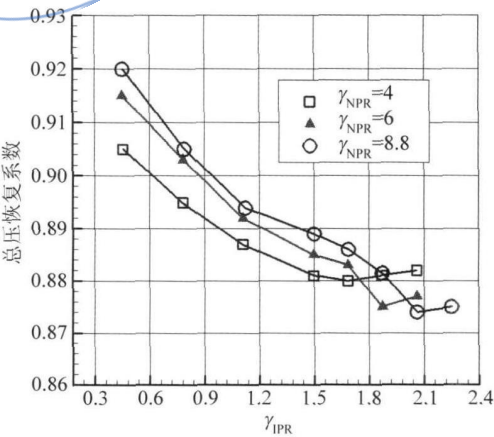


图 6 总压恢复系数图
Fig. 6 Coefficient of total pressure recovery

二次流的射流压强比增大也就是二次流流量增大, 使得混合流的横向动量更大, 上(射流缝附近)壁面的分离也更大, 上下壁面压力差增加, 从而气流在出口处的偏转角增大. 但横向动量的增大使得二次流与主流的掺混过程更强烈, 产生更大的总压损失; 另一方面, 随着推力矢量偏转角的增大, 激波面的不规则, 导致出口气流有更大的发散损失, 所以, 总压恢复系数随着二次流量的增加

而减小.当二次流的射流压强比增大到一定程度时,由于曲面激波趋于正激波使矢量偏转角不再增加反而减小,矢量偏转角减小相当于对气流做功减小,因而从整体上讲,总压恢复系数在矢量偏转角不再增大后基本处于稳定.

3 结 论

本文对气动控制圆形矢量喷管进行的数值模拟结果表明,采用二次流侧向射入能有效的实现喷管主流矢量偏转,主流流经二次流诱发的斜激波后发生偏移,使用较小的射流流量即可获得较大的喷管出口的矢量偏转角.由于模型是圆形喷管,形成了三维曲面激波,不同于二元喷管形成的平面激波.三维曲面激波流场比较复杂,对应于最大的矢量偏转角的射流压强比造成最大的总压损失.影响激波的因素较多,比二元喷管难于控制,通过数值研究可为进一步试验提供参考.

参考文献:

[1] 王强,付尧明,额日其太. 流体注入的轴对称矢量喷管三维流场计算[J]. 推进技术, 2002, 23(6): 441-444
WANG Qiang, FU Yaoming, Eriqitai. Computation of three dimensional nozzle flow field with fluidic injection [J]. Journal of Propulsion Technology, 2002, 23(6):

441-444 (in Chinese)
[2] Deere K A. Summary of fluidic thrust vectoring research conducted at NASA langley research center[R]. AIAA-2003-3800, 2003
[3] 张相毅,王如根,徐学邈,等. 二元喷管流体矢量控制方案数值研究[J]. 航空动力学报, 2007, 22(9): 1435-1438
ZHANG Xiangyi, WANG Rugen, XU Xuemiao, et al. Computational analysis of fluidic vector control concepts for binary nozzle[J]. Journal of Aerospace Power, 2007, 22(9): 1435-1438 (in Chinese)
[4] 罗静,王强,额日其太. 两种流体控制方案矢量喷管内流场计算及分析[J]. 北京航空航天大学学报, 2004, 30(7): 597-601
LUO Jing, WANG Qiang, Eriqitai. Computational analysis of two fluidic thrust vectoring concepts on nozzle flow field [J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2004, 30(7): 597-601. (in Chinese)
[5] 王全,王强. 激波诱导二元矢量喷管内流特性数值研究[J]. 航空动力学报, 2006, 21(4): 681-685
WANG Quan, WANG Qiang. Computational analysis on static internal flow field of shock vector controlled vectoring exhaust nozzles [J]. Journal of Aerospace Power, 2006, 21(4): 681-685 (in Chinese)
[6] Anderson C J, Giuliano V J, Wing D J. Investigation of hybrid fluidic mechanical thrust vectoring for fixed exit exhaust nozzles[R]. AIAA-97-36559, 1997