

文章编号: 1000 8055(2008)09 1585-06

激波诱导轴对称气动矢量喷管流场数值模拟

雷金春, 金捷

(北京航空航天大学 航空发动机数值仿真研究中心, 北京 100191)

摘 要: 在落压比 3~10, 次流相对流量比 2.5%~20% 工况下, 采用 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型对扩张段开缝的激波诱导轴对称气动矢量喷管试验件进行了数值模拟. 结果表明: 壁面静压分布计算值和试验数据相对误差不大于 10.1%. 次流的注入使得气动矢量喷管内流流动非常复杂, 流场结构的主要特征是在扩张段有一对旋向相反的主分离涡与射流角涡和一个位于次流与出口截面之间较大的回流区. 流场结构随着落压比和次流相对流量比的变化而改变.

关 键 词: 气动矢量喷管; 激波诱导; 流场结构; 数值模拟

中图分类号: V231.3

文献标识码: A

Numerical simulation of flow-field for shock induced axisymmetric fluidic vectoring nozzle

LEI Jin chun, JIN Jie

(Aeroengine Numerical Simulation Research Center,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: A sub-scaled numerical simulation employing RNG $k-\varepsilon$ model was conducted to determine the internal flow-field structure of a shock induced axisymmetric fluidic vectoring nozzle with a slot in its divergent section, when the nozzle pressure ratio (NPR) was 3~10, and the flow flux ratio of the secondary flow injection to the primary flow (W_s/W_p) was 2.5%~20%. The results from comparison of computational and experimental data indicate that, the relative tolerance of wall static distribution is less than 10.1%. The flow-field structure is very complicated for the secondary flow injection. The flow structure is characterized in that, a pair of opposite revolving separated vortex exists in the divergent section and a large recirculation region locates between the secondary flow injection and the outlet. The flow field structure changes with NPR and W_s/W_p .

Key words: fluidic vectoring nozzle; shock induced; flow-field structure; numerical simulation

先进气动矢量喷管与传统机械调节式喷管相比, 在达到相同性能的情况下, 可减轻重量 20%, 降低成本 30%, 减少零件数 30%, 减少喷管维护时间 25%, 提高可靠性 50%^[1]. 引射用冷空气可以用于结构冷却, 并减少红外信号, 同时有利于与飞机的一体化设计. 由于其优越性, 气动矢量喷管

技术在国内外得到了广泛的研究^[2-4]. 为了深入了解次流注入后激波诱导轴对称气动矢量喷管的流场结构, 利用 CFD 技术对其内流场进行数值模拟是一个较好的办法.

本文在落压比 3~10, 次流相对流量比 2.5%~20% 工况下, 采用 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型对

收稿日期: 2007 08 25; 修订日期: 2007 11 13

作者简介: 雷金春(1982-), 男, 湖南郴州人, 硕士, 主要研究方向为气动矢量喷管及流场计算. E-mail: lpsan@gmail.com

扩张段开缝的激波诱导轴对称气动矢量喷管试验件进行了数值模拟,并将壁面静压分布计算结果与试验结果进行了比较。

1 数值计算方法

1.1 计算网格及计算参数

计算模型几何尺寸与试验^[5]完全一致(图1),喷管长 $L=78.4$ mm,进口直径 $\phi 89.3$ mm,喉道直径 $\phi 84.2$ mm,出口直径 $\phi 109.8$ mm,喷管出口面积和喉道面积之比1.72,喉道圆弧半径为9 mm,在扩张段上距出口截面19 mm处开设沿周向角度为 75° ,宽度为5 mm的缝.网格采用结构化网格,在次流、喉道、附面层等重点求解区域进行了局部加密,网格总数约为 74×10^4 .计算几何尺寸、计算参数和试验完全一致^[5].为了研究喷管落压比和次流相对流量比对气动矢量喷管内流流场的影响,分别对落压比 $NPR=3\sim 10$ 和次流相对流量 $W_s/W_p=2.5\%, 7.5\%, 10\%, 15\%, 20\%$ 的内流场进行了数值模拟。

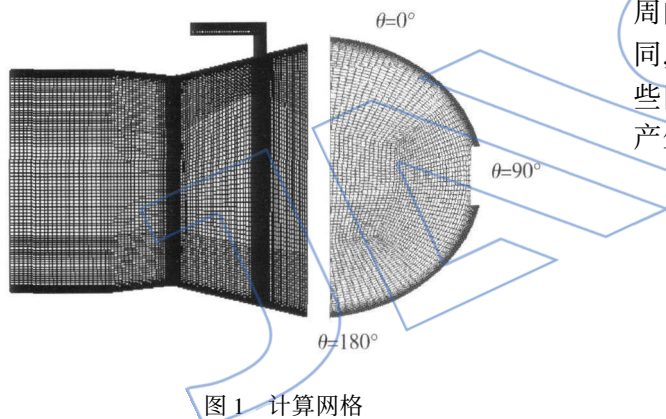


图1 计算网格

1.2 计算格式

本文所用计算方法为时间推进的有限体积法,求解强守恒N-S方程,湍流模型为RNG $k-\epsilon$ 湍流模型,压力和速度的耦合采用SIMPLE算法,空间离散采用二阶迎风格式。

1.3 边界条件

在主喷管的进口边界上给定总压、总温及气流方向,总压与总温和试验^[5]所用一致,气流方向垂直于主喷管进口平面.次流进口边界上给定总压、总温及气流方向,气流方向垂直于次流进口平面.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,因为流动是湍流,近壁区采用壁面函数。

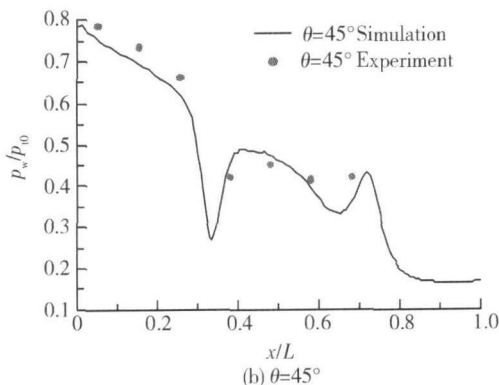
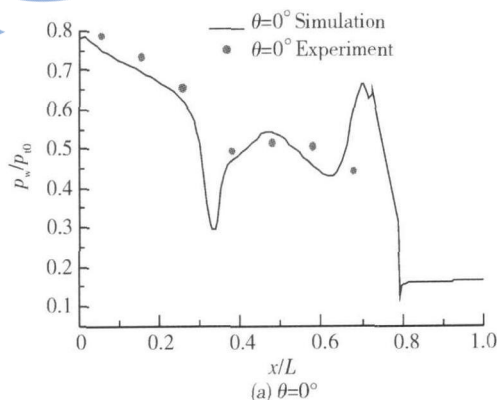
2 计算结果与分析

2.1 壁面静压计算值与试验结果对比

图2给出了 $NPR=6$, $W_s/W_p=7.5\%$ 时不同周向位置计算值和试验值的壁面静压分布.图中 $x=0$ 为收缩段入口, L 为试验件喷管收缩段和扩张段的总长, p_w 为壁面静压, p_{t0} 为气流入口总压.壁面均方根误差由下式计算得到

$$PR = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n [(p_{Ei} - p_{Ci})/p_{Ei}]^2}{n-1}}$$

式中 p_{Ei} 为试验值, p_{Ci} 为计算值, n 为静压测量点,计算结果为 $\theta=0^\circ$ 时, $PR=10.1\%$; $\theta=45^\circ$ 时, $PR=8.2\%$; $\theta=90^\circ$ 时, $PR=5.8\%$; $\theta=135^\circ$ 时, $PR=7.3\%$; $\theta=180^\circ$ 时, $PR=4.6\%$,在工程设计可用范围之内.由图2可以看出:与典型的无气流注入拉伐尔喷管壁面静压分布相比,喷管扩张段由于有次流的注入,使得扩张段内周向角度 $0^\circ \sim 90^\circ$ 附近壁面静压分布发生了较大的变化,而次流对周向角度 $135^\circ \sim 180^\circ$ 附近壁面静压影响较小,周向角度 135° 和 180° 处的壁面静压分布几乎相同,次流的贯穿强度还没有足够的能力影响到这些区域.在次流影响的区域内,静压变化幅度大,产生的两次较大的波动与流场的结构相对应。



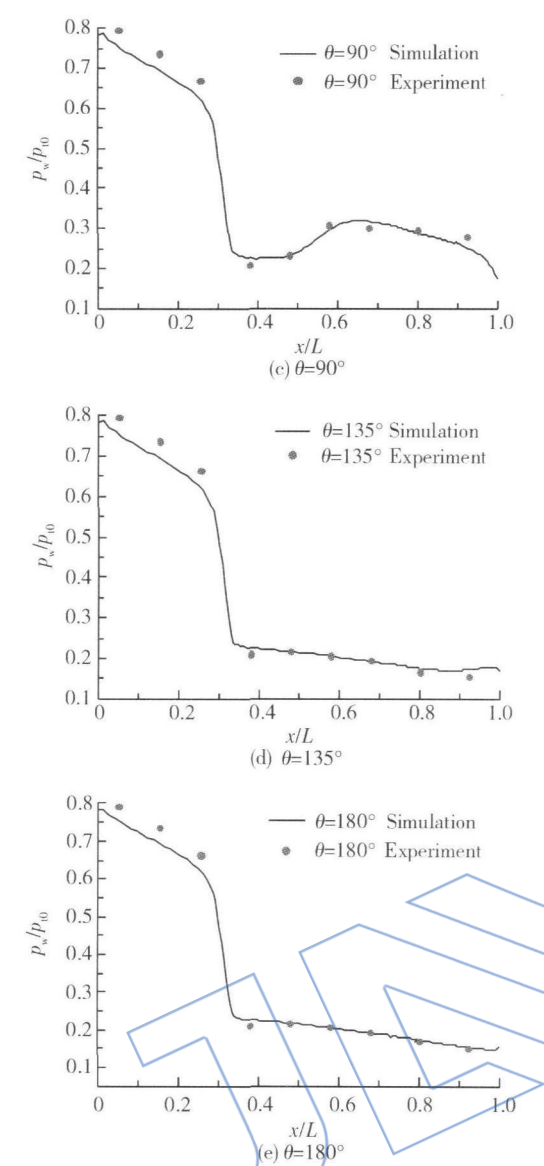


图 2 壁面静压计算值与试验值对比
Fig.2 Simulation wall static pressure distributions compared to experimental results, $NPR=6$, $W_s/W_p=7.5\%$

2.2 三维流场特性

从图 3 可以清楚的看到, 气动矢量喷管的内流流动非常复杂, 流场结构的主要特征是在扩张段有一对旋向相反的主分离涡与射流角涡和一个位于次流与出口截面之间较大的回流区。流场结构形成的过程与原因是: ①二次流的注入, 使得超声速主流流动受到阻碍, 在次流入口上游一段距离存在逆压梯度, 该逆流与附面层及主流的相互作用, 在某个地方形成一个稳定的分离区, 称为主分离涡, 在对称平面的主分离涡的截面积最大, 然后逐渐向两侧变小, 整个主分离涡像一对牛角。主分离涡内的逆流到达驻点后一部分被螺旋状甩向

两侧, 要么和主流一起流出喷管, 要么继续流回逆流中。②主分离涡与次流的引射作用, 在主分离涡和次流之间形成了一个马蹄涡, 称为射流角涡。主分离涡与射流角涡在再附着线形成驻点。射流角涡的整体形状类似于一对锥形管, 射流角涡流中一部分在次流出口处被螺旋状甩向两侧, 要么和次流一起而流出喷管, 要么继续流回射流角涡流中。③主分离涡与超声速主流的相互作用形成了斜激波, 斜激波使主流偏转, 从而产生矢量推力。④次流出口下游由于受到次流的引射作用, 气流加速形成低压区, 以致低于喷管外面的环境压力, 从而把外流卷吸进来形成了回流区。

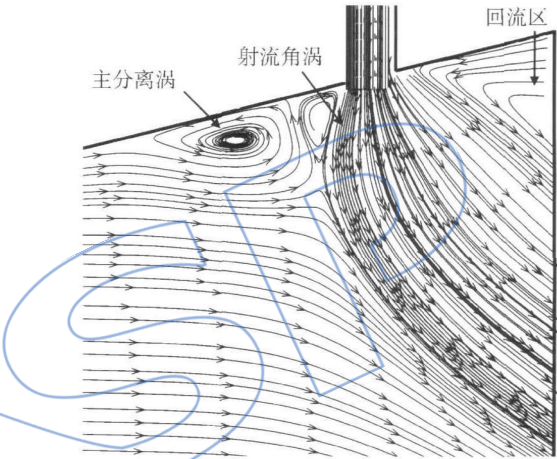


图 3 对称平面流线图
Fig.3 Streamline in symmetric section, $NPR=4$, $W_s/W_p=7.5\%$
喉道位置 $x/L=0.317$, 射流缝位置 $x/L=0.726\sim 0.789$; 从图 4 可以看出 $x/L=0.357$ 之前周向壁面静压分布均匀, 从 $x/L=0.586$ 到射流缝之前周向静压变化剧烈, 射流缝之后周向壁面静压分布还是不均。周向壁面静压的差异也是直接产生矢量推力的原因。

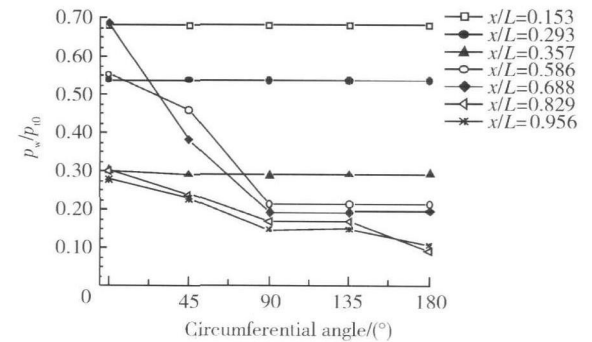


图 4 周向壁面静压分布
Fig.4 Circumferential wall static pressure distributions, $NPR=4$, $W_s/W_p=7.5\%$

2.3 次流相对流量比和落压比对流场结构的影响

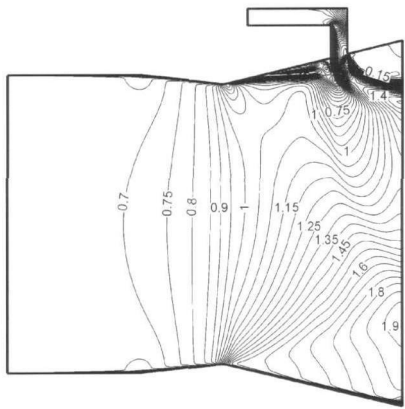
2.3.1 次流相对流量比对流场结构的影响

从图 5 可以看出, 在相同落压比下, 随着次流流量的增大, 次流对主流的影响增大, 当 $W_s/W_p=10\%$ 时, 次流的注入已经影响到喷管的收敛段的流动状态, 使其喉道声速线发生了改变. 由于次流流

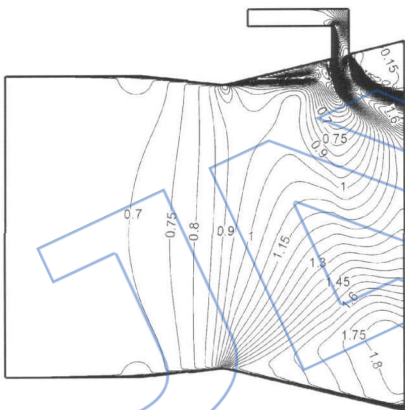
量的增大, 增强了引射作用因而使得射流角涡和回流区增大, 同时使主分离区增大进而使得斜激波强度增强. 当 $W_s/W_p=15\%$ 时, 次流引起的激波打到周向距次流注入最远处的壁面(见图 5 (c)).

2.3.2 落压比对流场结构的影响

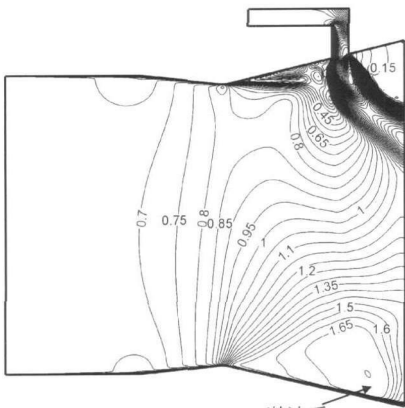
图 6 (a), (b), (c) 中的数值为场内静压和环境压力之比, 从这些图中可以看出: 与次流相对



(a) $NPR=4, W_s/W_p=7.5\%$



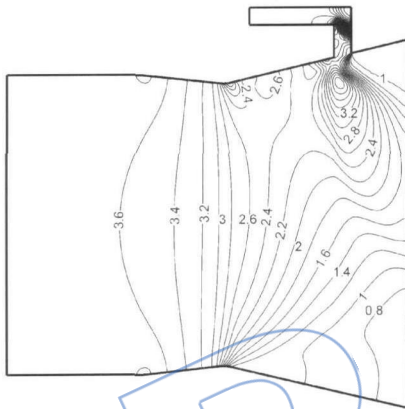
(b) $NPR=4, W_s/W_p=10\%$



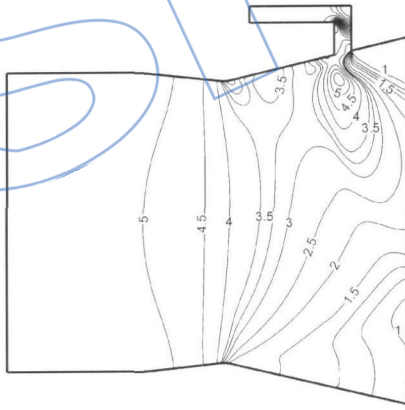
(c) $NPR=4, W_s/W_p=15\%$

图 5 对称平面马赫数等值线图

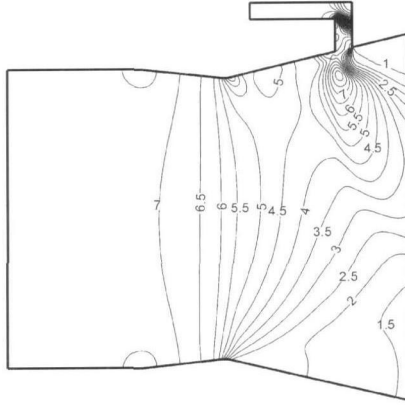
Fig. 5 Mach number contour in symmetric section, $NPR=4$



(a) $NPR=5, W_s/W_p=7.5\%$



(b) $NPR=7, W_s/W_p=7.5\%$



(c) $NPR=10, W_s/W_p=7.5\%$

图 6 对称平面静压等值线图

Fig. 6 Pressure contour in symmetric section, $W_s/W_p=7.5\%$

流量对内流场的影响相比较, 落压比对内流场结构的影响要小的多. 在相同次流相对流量比时, 当 $NPR < NPR_D = 9$ 时, 落压比对流场结构影响较大, 落压比小的有较大的回流区和射流角涡, 主流场处于过膨胀状态, $NPR > NPR_D = 9$ 时, 落压比对流场的影响较小, 流场结构几乎相同, 主流场处于未完全膨胀状态.

2.4 次流相对流量比和落压比对气动矢量角的影响

在矢量喷管研究中, 最为关注的性能参数是矢量推力, 本文选用气动矢量角 ($\delta_v = \arctan(F_y/F_x)$) 来研究主次流参数对喷管矢量推力的影响.

从图 7 可看出: 当 $NPR = 4$, $W_s/W_p \leq 15\%$ 时, 气动矢量角随着次流流量比的增大而增大, 当 $W_s/W_p = 15\%$ 时达到最大, 然后随着次流流量比的增大而减小, 原因是当 $W_s/W_p \geq 15\%$ 时激波打到周向距次流最远处的壁面上并发生了反射, 使主流偏转被“校直”了些, 从而造成气动矢量角的减小.

由图 8 可看出: 当 $W_s/W_p = 7.5\%$ 时, 总体趋势是气动矢量角随落压比的增大而减小. $NPR < NPR_D = 9$ 时, 气动矢量角随着落压比的增大减小较快; $NPR > NPR_D = 9$ 时, 气动矢量角随着落压比的增大而减小的幅度平缓.

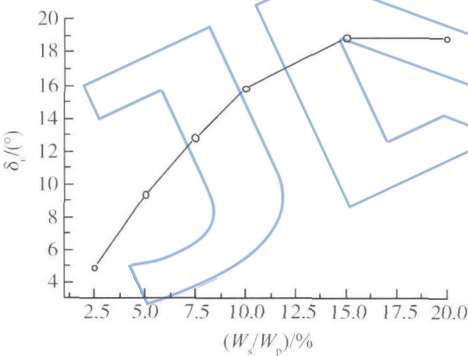


图 7 W_s/W_p 对气动矢量角的影响 ($NPR=10$)
Fig. 7 W_s/W_p effect on δ_v ($NPR=10$)

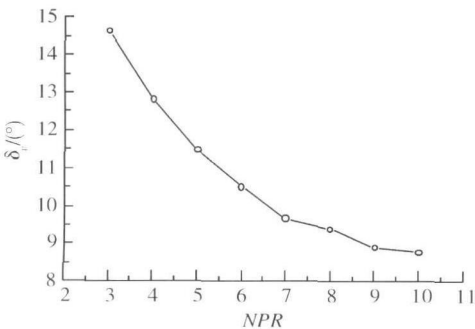


图 8 NPR 对气动矢量角的影响 ($W_s/W_p=7.5\%$)
Fig. 8 NPR effect on δ_v ($W_s/W_p=7.5\%$)

3 结 论

1) 本文所用的计算方法在计算有次流注入的激波诱导轴对称气动矢量喷管的内流计算中, 计算结果与试验结果相比, 壁面静压分布的相对误差不超过 10.1%, 可以满足工程设计精度.

2) 次流的射入在喷管超声速主流内产生了斜激波, 使喷管壁面静压分布沿轴向有突跃, 沿周向不均匀.

3) 流场结构的主要特征是在扩张段有一对旋向相反的主分离涡与射流角涡和一个位于次流与出口截面之间较大的回流区. 主分离涡与射流角涡的部分气流螺旋状电向两侧, 主分离涡的整体结构像一对牛角, 射流角涡的整体结构是一对锥形涡.

4) $NPR = 3 \sim 10$ 范围内, 在相同落压比下, 随着次流流量的增大, 次流对主流流场结构的影响增大. 当 $NPR = 3$, $W_s/W_p = 10\%$ 时, 次流的注入已经影响到喷管的收敛段的流动, 当 $W_s/W_p = 15\%$ 时, 次流引起的激波打到周向距次流注入最远处的壁面.

5) 在相同次流相对流量比下, 当 $NPR < NPR_D = 9$ 时, 落压比对流场结构影响较大, 落压比小的有较大的回流区和射流角涡, 主流场处于过膨胀状态, $NPR > NPR_D = 9$ 时, 落压比对流场的影响较小, 流场结构几乎相同, 主流场处于未完全膨胀状态.

6) 当 $NPR = 4$, $W_s/W_p \leq 15\%$ 时, 气动矢量角随着次流流量比的增大而增大, 当 $W_s/W_p = 15\%$ 时达到最大, 然后随着次流流量比的增大而减小. 当 $W_s/W_p = 7.5\%$, $NPR < NPR_D = 9$ 时, 气动矢量角随着落压比的增大减小较快; $NPR > NPR_D = 9$ 时, 气动矢量角随着落压比的增大而减小的幅度平缓.

参考文献:

[1] Miller D N, Catt J A. Conceptual development of fixed geometry nozzles using fluidic injection for throat area control[R]. AIAA 95-2603.
[2] Hamed A, Laskowski G. A parametric study of slot injection thrust vectoring in a 2DCD nozzle[R]. AIAA 97-3154.
[3] Deere K A. Computational investigation of the aerodynamic effects on fluidic thrust vectoring[R]. AIAA 2000-3598.
[4] 张群峰, 吕志咏, 王戈一, 等. 轴对称射流矢量喷管的试验与数值模拟[J]. 推进技术, 2004, 25(2): 139-143.

ZHANG Qunfeng, LÜ Zhiyong, WANG Geyi, et al. Numerical simulation of an axisymmetric fluidic vectoring nozzle [J]. Journal of Propulsion Technology, 2004, 25 (2): 139-143. (in Chinese)

[5] 金捷, 雷金春, 廖华琳, 等. 激波诱导轴对称气动矢量喷管壁面静压分布的试验 [J]. 航空动力学报, 2007, 22(10): 1700-1704.

JIN Jie, LEI Jinchun, LIAO Hualin, et al. Experimental investigation of wall static pressure distributions for shock induced axisymmetric fluidic vectoring nozzle [J]. Journal of Aerospace Power, 2007, 22(10): 1700-1704. (in Chinese)

