

轴对称矢量喷管内流特性的不同湍流模型计算^{*}

罗 静, 王 强, 额日其太

(北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100083)

摘 要: 利用二阶迎风格式, 在采用三种不同湍流模型分别对轴对称矢量喷管三维内流场进行对比计算后, S-A 一方程模型成为文中数值模拟中最有效的湍流模型, 并将此模型计算的结果与模型试验结果进行了分析比较。研究表明, 在矢量状态下, 计算结果和试验结果相比, 气动矢量角的相对误差不大于 6%, 流量系数的相对误差不大于 1%, 推力系数的相对误差不大于 1%, 所开发的计算方法可用于轴对称矢量喷管的工程设计。

关键词: 湍流模型; 矢量喷管⁺; 流动特性; 数值仿真

中图分类号: V235.23

文献标识码: A

文章编号: 1001-4055 (2003) 04-0326-05

Computation for the effect of turbulence models on internal performance for axisymmetric vectoring exhaust nozzles

LUO Jing, WANG Qiang, Eriqitai

(School of Jet Propulsion, Beijing Univ. of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: After comparing the results of three different turbulence models in computing 3-D internal flow field of axisymmetric vectoring exhaust nozzles (AVEN) by means of second order upwind schemes, S-A turbulence model became the validest turbulence model used in numerical simulation here, and its results of computation were compared with that of scale model experiments. The results indicated that during nozzle vectoring the relative tolerance of resultant vector angle is less than 6% and the relative tolerance of discharge coefficient is less than 1%. In addition, the relative tolerance of thrust coefficient is less than 1%.

Key words: Turbulence model; Vectoring nozzles⁺; Flow characteristic; Numerical simulation

1 引 言

在计算流体力学(CFD)的发展中, 面对具有分离流的粘性流场数值模拟, 需要解决的问题是对湍流流动如何模拟——采用各种简化模型, 如目前已有的简化模型、雷诺应力封闭模型(RSM)、大涡模拟模型(LES)等, 或者直接数值模拟湍流(DNST), 因为采用不同的湍流模型求解 N-S 方程对流动模拟的结果有不小的差异^[1]。在轴对称矢量喷管(AVEN)的研究工作中, 为了深入了解在矢量偏转后的喷管内部流动情况及性能特性的变化规律, 国内外除了广泛开展模型试验^[2]外, 还充分利用 CFD 技术, 对 AVEN 的内部流场进行了数值模拟。但这些模拟都只使用了一种湍流模型, 并没有对多种模型进行对比分析。本文即是

在此基础上, 采用 S-A 一方程模型、重整化群(RNG) $k-\epsilon$ 二方程模型和大涡模拟模型分别对 AVEN 三维内部流场进行对比计算, 并与模型试验结果进行比较分析, 找出了最适合此类研究的湍流模型, 给出了用此模型计算出的流场数值计算精度, 为数值模拟方法的工程应用提供参考。

2 数值计算方法

2.1 计算格式

对于控制体 Ω , 积分形式的 N-S 方程可写为

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} u dx dy dz + \int_{\partial \Omega} \bar{f}(n) ds = 0 \quad (1)$$

式中 u 为守恒变量, $\bar{f}$ 为沿边界界面外法线方向的通量, $\partial \Omega$ 为控制体 Ω 的边界面, $\bar{f}(n) = n_f f + n_g g +$

* 收稿日期: 2002-07-19; 修订日期: 2002-10-23。

作者简介: 罗 静 (1977—), 女, 硕士生, 研究领域为航空发动机内流气动热力学。E-mail: luojing0412@yahoo.com.cn

$n_z h$, 其中 f, g, h 为笛卡尔坐标系下的矢通量。

离散格式采用二阶迎风格式:

$$u_j^{n+1} = u_j^n - \frac{\Delta t}{\text{volume}_j} \sum_{i=1}^{d(v_j)} \Delta s_i q(\overline{u_i^+}, \overline{u_i^-}; n_i) \quad (2)$$

式中 $j = 1, n(v), d(v_j)$ 为单元体 v_j 的边界面数, $n(v)$ 为单元体数, Δs_i 为第 i 个边界面的面积, $q(\overline{u_i^+}, \overline{u_i^-}; n_i)$ 为第 i 个边界面上沿外法线方向的通量, 用 Roe 通量函数表示为

$$q(u^+, u^-; n) = (1/2)(\bar{f}(u^+; n) + \bar{f}(u^-; n) - (1/2) |A(u^+, u^-; n)| (u^+ - u^-)) \quad (3)$$

其中, $|A|$ 为 Roe 平均 Jacobian 矩阵, u^+, u^- 为单元界面左右流场的守恒量, 对其进行计算采用的是分段线性重构法^[3], 以单元体 V 为例, 有

$$u(x, y, z) = u(x_0, y_0, z_0) + u_x \cdot (x - x_0) + u_y \cdot (y - y_0) + u_z \cdot (z - z_0) = u(x_0, y_0, z_0) + \Delta u \cdot \Delta r \quad (4)$$

式中 (x_0, y_0, z_0) 为 V 的重心坐标值, 梯度 Δu 为

$$\int_V \Delta u dv = \int_{\partial V} u(n) ds$$

即 $\Delta u_V = \frac{1}{V} \int_V u(n) ds \quad (5)$

要求 $u(x_0, y_0, z_0)$ 是对网格单元平均值的重构造, 即

$$u(x_0, y_0, z_0) = \frac{1}{\text{volume}_V} \int_V u(x, y, z) dv \quad (6)$$

为保证重构函数的单调性, 引入一限制因子 ϕ , 则重构函数为

$$u(x, y, z)_V = u(x_0, y_0, z_0)_V + \phi_V \Delta u_V \cdot \Delta r_V \quad \phi \in [0, 1] \quad (7)$$

于是式(2)中的 $\overline{u_i^+}$ 与 $\overline{u_i^-}$ 可按下式进行计算

$$\overline{u} = u_V + \phi_V \Delta u_V \cdot \Delta r \quad (8)$$

2.2 湍流模型

以下采用三种不同的湍流模型对其进行模拟。

模型一: $k-\varepsilon$ 模型, 它是在涡粘模型的基础上发展起来的, 其涡粘系数包含部分历史效应。具体来说, 它把涡粘系数和湍动能及湍动能耗散联系在一起: $\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon$, 而 k 和 ε 则可分别用它们的输运方程解出。在此模型中, 最先发展起来的是标准(Standard) $k-\varepsilon$ 模型, 由于其存在许多缺点已经从同类湍流模型中败下阵来。现在广泛使用的是重整化群 $k-\varepsilon$ 模型, 此模型基于多尺度随机过程的重整化思想, 在高雷诺数的极限情况, 重整化群 $k-\varepsilon$ 模型和标准 $k-\varepsilon$ 模型有相同的公式, 但是模型常数由重整化群理论算

出: $C_\mu = 0.0837$, $C_{\varepsilon 1} = 1.063$, $C_{\varepsilon 2} = 1.7215$, $\alpha_k = 0.7179$, $\alpha_\varepsilon = 0.7179$ 。重整化群 $k-\varepsilon$ 模型是一种理性的模型理论, 原则上, 它不需要经验常数; 但是, 实践结果发现, 重整化群的理论得到的系数 $C_{\varepsilon 1} = 1.063$ 会在湍动能耗散方程中产生奇异性, 具体来说, 在均匀剪切湍流中会导致湍动能增长率过大^[4]。

模型二: S-A 模型, 它是 Spalart 鉴于 $k-\varepsilon$ 模型的缺点而提出的随时空演化的单方程涡粘系数模型, 既保持了涡粘模型的简单形式, 又能包含雷诺应力的松弛性质。它仍然采用涡粘形式的雷诺应力公式, 但放弃 $\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon$ 的表达式, 而直接引出涡粘的输运方程, 构成一种新的单方程涡粘系数模型。实践证明, 此模型尤其适用于包含壁面流动的航空模型中, 且在有逆压梯度的边界层计算中获得了较好的结果。

模型三: LES 模型, 其基本思想是直接计算大尺度脉动, 而只对小尺度脉动做模型假定。由于只需要模拟小尺度脉动, 所以精度会比前两种方法高。然而必须指出的是大涡模拟在工程流动模拟方面的应用尚处于初级阶段, 还存在一些问题, 尤其是在有壁面的湍流中遇到技术困难, 壁面附近的湍流尺度很小, 如果想准确模拟湍流, 在壁面附近的网格精细程度应当很高, 它需要有足够的计算机资源, 但目前最先进的计算机还达不到这一水平^[5]。目前此模型多应用于简单几何模型, 并获得了较好的计算结果。

2.3 网格生成与边界条件

本文所采用的计算网格为局部加密的六面体非结构网格, 轴对称矢量喷管对称面计算网格及横截面计算网格如图 1 所示。另外, 在计算过程中, 还采用了自适应网格技术。

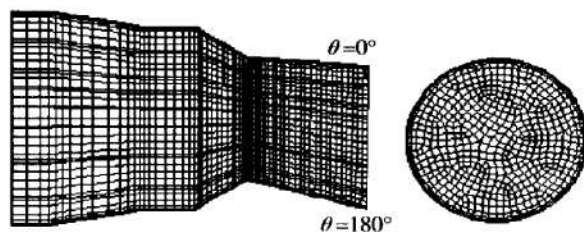


Fig. 1 Computational grid of internal field

流场计算的边界条件为: 喷管上游来流为亚声速, 热力学参数由滞止状态确定, 即给定总压 p_0 , 总温 T_0 以及速度方向, 速度大小由下游流场外插给出。出口截面条件将根据亚、超声速出口流态分别考虑, 对亚声速状态, 给定反压, 其余参量则通过外插给出; 对超声速状态, 则外插给出所有流动参数。壁面

边界为无滑移边界条件。

2.4 计算有关参数

为了与模型试验结果^[2]进行比较,从而确定最佳数值计算方法,计算时喷管的几何和气动参数与模型喷管的参数完全一致。喷管进口直径为 100mm; 喉道直径: 非加力(dry power)状态下为 57.56mm, 加力(A/B power)状态下为 78.44mm; 出口直径: 非加力状态下为 66.88mm, 加力状态下为 91.14mm; 出口面积与喉道面积之比为 1.35; 收敛段长度为 22mm; 扩张段长度为 50.57mm; 喉道圆弧半径为 1.5mm; 几何矢量角 δ 为 0° , 20° 和 30° ; 喷管出口直排大气; 气流进口总温 T_0 为 927K, 落压比 NPR 为 2~8。

3 计算结果与分析

3.1 三种湍流模型的对比分析

图 2 给出了处于两种状态下的 AVEN 的下收扩片($\theta=180^\circ$)的壁面静压分布的试验值和采用三种湍流模型的计算值的对比曲线。 p 为当地壁面静压, p_0 为进口总压, z/l 为轴向相对距离, $z=0$ 处为几何喉道位置。

从图中可看出, 三种模型都能模拟出壁面压力的突跃点, 不同的是, $k-\varepsilon$ 模型模拟出的结果位于试验点的上游, 而 LES 模型模拟出的结果位于试验点的下游, 只有 S-A 模型较准确地模拟出了壁面压力的突

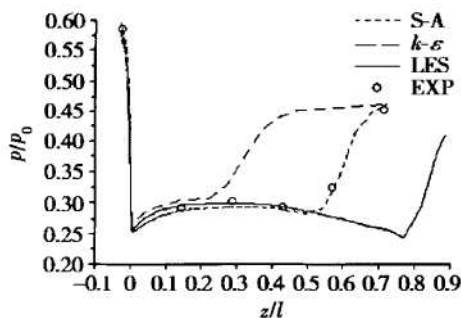
跃点。通过与试验值进行比较, 说明采用 S-A 模型计算所得结果与试验结果最吻合, 而 $k-\varepsilon$ 模型与 LES 模型相比, LES 模型计算的结果较接近试验值一些。可见在较简单的湍流流动中获得了较大成功的 $k-\varepsilon$ 模型并不适合本文对 AVEN 三维内流场的计算。其计算结果与试验值相差较大, 故其计算结果不可信。从图 2(b) 所示的比较结果还可看出, 用 LES 模型计算的结果已经比较接近试验值, 说明大涡模拟是很具发展前途的一种方法, 它有可能最终成为合理的工程方法^[5]。

以上分析表明, 采用 S-A 湍流模型对 AVEN 内流场进行模拟能够反映出流场的真实流动情况。以下对 AVEN 内流场特性的分析都是基于 S-A 湍流模型的计算结果而展开的。

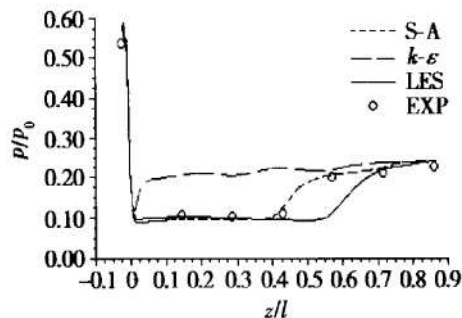
3.2 内流流场分析

图 3 为不同 δ 下的内流场等 Ma 线图。从图 3(a) 可看出, 当 $\delta \leq 10^\circ$ 时, 虽然由于矢量偏转, 在喷管出口处的气流速度分布已出现明显不对称的情况, 但气流临界截面位置($Ma=1$)基本上还处在喷管几何喉道附近, 并没有太明显的偏移, 同时收敛段气流基本呈轴对称流动状态。说明此时气流的偏转是在扩张段进行的, 收敛段的气流并没有发生大的偏转。

当 $\delta \geq 30^\circ$ 后, 从图 3(b) 可看出, 气流临界截面位置已明显偏离了几何喉道位置, 向着矢量偏转的方向

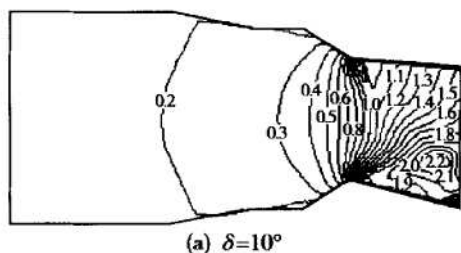


(a) A/B power; $\delta=0^\circ$, $NPR=2.006$

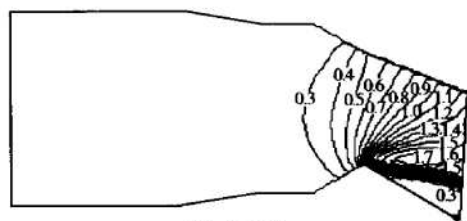


(b) A/B power; $\delta=20^\circ$, $NPR=3.999$

Fig. 2 Effect of turbulence model on surface pressure distribution along lower flap



(a) $\delta=10^\circ$



(b) $\delta=30^\circ$

Fig. 3 Effect of δ on Mach number contours(dry power; $NPR=4.008$)

有了明显的倾斜, 在壁面单边扩张角最小的位置 ($\theta = 0^\circ$), 声速线 ($Ma = 1$) 已偏离了收敛段而进入了扩张段, 而在喷管几何喉道附近, 气流 Ma 数小于 1。这表明, 随着几何矢量角的增大, 气流在收敛段已开始偏转, 气流的临界截面已不再与喷管的几何喉道重合, 而是逐渐向着矢量偏转的方向倾斜。

图 4(a) 和图 4(b) 分别给出了 $\delta = 10^\circ$ 和 $\delta = 30^\circ$ 时的内流场等静压线图, 图中数值为当地静压与外界大气压之比。从图中可看出, 虽然计算时的 NPR 值 (4.008) 小于模型喷管的设计落压比 (5.01), 但由于矢量偏转引起壁面单边扩张角的增大, 在喷管出口附近壁面单边扩张角最大处 ($\theta = 180^\circ$), 气流静压小于



Fig. 4 Static pressure contours(dry power; $NPR = 4.008$)

3.3 气动性能误差分析

表 1~ 表 3 给出了处于非加力, $\delta = 20^\circ$ 的不同落压比下, 气动矢量角 δ_v , 流量系数 C_d 和喷管推力系数 η_v 的计算值, 并与试验值^[2]进行了比较。其中

$$\delta_V = \tan^{-1}(F_y/F_x) \quad (10)$$

式中 F_y 为法向矢量推力, F_x 为轴向推力。

$$C_d = m_p / m_i \quad (11)$$

式中 m_p 为实际流量, m_i 为理想流量。

$$\eta_f = F_r / F_i \quad (12)$$

式中 F_r 为喷管实际推力, F_i 为喷管理想推力。

表 1 中的数据说明: (1) 当 NPR 小于某一值 (4.008) 时, 喷管的气动矢量角小于几何矢量角。其原因主要是: 当 NPR 小于此值时, 在靠近壁面单边扩张角最大处 ($\theta = 180^\circ$) 的壁面上, 气流发生了完全分离。(2) 喷管的气动矢量角在 NPR 小于设计落压比 (5.01) 的某一值 (4.008) 时达到最大值, 之后随着 NPR 的增大而减小。其原因主要是: 当 NPR 大到此值时, 在靠近壁面单边扩张角最大处 ($\theta = 180^\circ$) 的壁面上, 气流刚好没有发生完全分离, 之后随着 NPR 的增大, 气流又都逐渐附着在了壁面上。

表 2 中的数据说明: 当 NPR 靠近设计落压比时, 流量系数达到最大值。其原因主要是: 在此落压比

外界大气压, 气流处于过膨胀状态。而在壁面单边扩张角最小处 ($\theta = 0^\circ$), 气流静压大于外界大气压, 气流处于欠膨胀状态。从图 4(b) 中还可看出, 在喷管出口上游, 靠近壁面单边扩张角最大处 ($\theta = 180^\circ$) 的区域内, 出现了逆压梯度, 对应于壁面静压分布图可看出, 此区域的壁面出现了一压力突跃点, 在相应的速度矢量分布图中还可看出, 此区域内产生了回流流动, 这说明在此区域内出现了斜激波, 致使气流发生分离。以上分析表明, 当矢量偏转后, 在喷管出口既可能出现膨胀波, 也可能出现激波, 还会产生回流区, 使得喷管出口处的流场变得极其复杂, 并使得流动损失增加。

下, 噴管内流最接近完全膨脹狀態, 流量損失最小。

Table 1 Comparison for δ_v

<i>NPR</i>	Calculation/(°)	Experiment/(°)	Relative error/%
2.003	12.74	12.69	0.5
3.505	19.83	20.68	4.3
4.008	25.16	24.44	2.9
5.024	23.80	23.46	1.4
7.007	22.35	22.26	0.4
8.002	21.90	21.88	0.1

Table 2 Comparison for C_d

<i>NPR</i>	Calculation/(°)	Experiment/(°)	Relative error/%
2.003	0.8989	0.8914	0.8
3.505	0.9140	0.9200	0.7
4.008	0.9140	0.9194	0.6
5.024	0.9154	0.9196	0.5
7.007	0.9138	0.9194	0.6
8.002	0.9142	0.9182	0.4

表 3 说明: (1) 当 NPR 小于设计落压比时, 喷管的推力系数明显减小。主要原因是在小落压比下, 气流的过膨胀程度增大, 由此引起的气流分离严重, 推力损失增加。(2) 当 NPR 大于设计落压比时, 推力损失较小。主要原因是临界截面位置的变化, 气流的偏转发生在亚声区, 使得偏转损失达到最小。

(下转第 340 页)

4 结 论

(1) 出流孔的存在, 使得通道内的二次流变得较为复杂。距出流孔最近的上游测量截面内, 气流向孔聚集趋势较为明显。出流孔所导致的气流偏转, 对下游通道截面内二次流的影响较大。(2) 出流孔上游截面内的全速度要高于其下游截面。开孔壁面附近的气流速度, 明显高于另一侧无孔壁面。(3) 孔上游各截面正对出流孔的位置, 有一局部高速区, 沿流向气流逐渐加速。

参考文献:

[1] Kaszeta R W, Simon T W. Measurement of eddy diffusivity of momentum in film cooling flows with streamwise injection[J]. *ASME Journal of Turbomachinery*, 2000, 122: 178~ 183.

[2] Thole K, Gritsch M, Schulz A, et al. Flowfield measurements for film cooling holes with expanded exits[J]. *ASME Journal of Turbomachinery*, 2000, 122: 327~ 336.

[3] Hay N, Lampard D. Discharge coefficient of turbine cooling holes: a review[J]. *ASME Journal of Turbomachinery*, 1998,

120: 314~ 319.

[4] Burd S W, Simon T W. The influence of coolant supply geometry on film coolant exit flow and surface adiabatic effectiveness [R]. *Heat Transfer Laboratory, University of Minnesota, U. S. A*, 1998.

[5] Walters D K, Leylek J H. A detailed analysis of film cooling physics: part I streamwise injection with cylindrical holes[J]. *ASME Journal of Turbomachinery*, 2000, 122: 102~ 112.

[6] Roy S, Tamamidis P. Numerical investigation of the blade cooling effect generated by multiple incompressible jets[C]. *ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, June 21-25, Washington, D. C*, 1998.

[7] 徐红洲. 气膜冷却的实验研究[D]. 西安: 西北工业大学, 1996.

[8] 刘高文. 涡轮叶栅端壁抛射气膜冷却的研究[D]. 西安: 西北工业大学, 2001.

[9] 刘玉峰. 叶片气膜冷却内冷通道的流场特性研究[D]. 西安: 西北工业大学, 2002.

(编辑: 王居信)

(上接第 329 页)

Table 3 Comparison for η_t

NPR	Calculation/(°)	Experiment/(°)	Relative error/%
2.003	0.9558	0.9623	0.7
3.505	0.9760	0.9712	0.5
4.008	0.9724	0.9749	0.3
5.024	0.9774	0.9811	0.4
7.007	0.9767	0.9819	0.5
8.002	0.9730	0.9814	0.9

4 结 论

(1) 通过采用三种不同湍流模型对轴对称矢量喷管三维内流场进行计算, 并与模型试验结果进行比较分析之后, 将 S-A 一方程模型确定本文最终要采用的湍流模型。(2) 本文所开发的计算方法在轴对称矢量喷管的内流计算中, 在矢量状态下, 计算结果和试验结果相比, δ_v 的相对误差不大于 6%, C_d 的相对误差不大于 1%, η_t 的相对误差不大于 1%, 可以满足工程设计的精度要求。(3) 计算结果表明, 当 $\delta \geq 30^\circ$ 后, 喷管气动喉道位置已偏离了几何喉道位置; 同时, 无

论在非设计落压比下, 还是在设计落压比下, 喷管出口既可能出现局部过膨胀区域, 也可能出现局部欠膨胀区域, 使得喷管出口处的流场变得极其复杂, 并使流动损失增加。(4) 一般情况下, 在无外部流动及喷管落压比大于某一值(此值可能小于设计落压比)时, 气动矢量角不小于几何矢量角; 而当落压比小于此值时, 由于气流分离使得气动矢量角小于几何矢量角。

参考文献:

[1] 朱自强. 应用计算流体力学[M]. 北京: 北京航空航天大学出版社, 1998.

[2] Carson G T Jr, Capone F J. Static internal performance of an axisymmetric nozzle with multiaxis thrust-vectoring capability [R]. *NASA Technical Memorandum 4237*, 1991.

[3] Barth T J, Jespersen D. The design and application of upwind schemes on unstructured meshes[R]. *AIAA 89-0366*.

[4] 陈懋章. 粘性流体动力学基础[M]. 北京: 高等教育出版社, 1993.

[5] 张兆顺. 湍流[M]. 北京: 国防工业出版社, 2002.

(编辑: 王居信)