

文章编号: 1001-2486 (2000) 04-0001-04

塞式喷管高度特性的 CFD 研究*

郭正, 刘君, 瞿章华

(国防科技大学航天与材料工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘要: 采用 NND2M 差分格式, 从考虑 $k-\varepsilon$ 湍流模型的理想气体三维薄层近似 NS 方程出发, 对塞式喷管内外流场以及比冲随高度变化特性进行了数值研究, 得到了较为准确的结果。计算表明, 塞式喷管的低空性能明显优于传统喷管, NND2M 差分格式及相应计算软件适合于模拟复杂喷流流场, 可用于塞式喷管发动机的研究中。

关键词: 塞式喷管; 数值研究; NS 方程; $k-\varepsilon$ 模型

中图分类号: V434 文献标识码: A

A Study on Altitude Characteristic of Plug Nozzle Using CFD Method

GUO Zheng, LIU Jun, QU Zhang-hua

(College of Aerospace and Material engineering, National Univ. of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: Numerical study of plug nozzle flow field and thrust characteristic was completed based on 3-D TLA NS equations with NND2M scheme. Calculations were performed under ideal, perfect gas assumptions. Turbulence was taken into account with a $k-\varepsilon$ turbulence model. The results show a significant performance increases at the sea level compared with the bell nozzle. They also show that NND2M scheme is fit for numerical simulation of complex jet flow.

Key words: plug nozzle; numerical study; NS equations; $k-\varepsilon$ turbulence model

由于塞式喷管发动机能够自动适应飞行高度变化, 并且具有下列优点: 长度短, 重量轻, 便于实现推力矢量控制, 可减小底部阻力, 提高简单的燃气发生器循环的效能, 成本低, 经济效益好, 可靠性高等, 因而被列为单级入轨 (SSFO) 可重复使用空间飞行器动力系统的重点发展方向。掌握塞式喷管流场结构和全高度工作特性, 是进行塞式发动机设计的重要前提。美、德、法等国进行了大量细致的研究工作, 其中美国已开发成功用于 X-33 技术验证机的线性气塞发动机。国内起步也较早, 从 20 世纪 70 年代起着手环排塞式喷管发动机的实验研究。由于实验研究周期长、成本高, 难以模拟实际飞行环境中的工作条件, 近年来国内外的研究工作者都积极探索采用数值模拟进行研究。文献 [1] 采用有限体积法和自适应笛卡尔网格对塞式喷管流场进行了模拟, 计算工作量大, 不适于工程应用。本文作为机理性研究采用时间和空间都具有二阶精度的差分格式, 结合湍流模型, 计算求解 NS 方程, 得到了塞式喷管大高度范围的推力特性, 结果精度能够满足工程需要。

1 计算模型

1.1 控制方程

求解喷管流场的控制方程采用 NS 方程。首先对控制方程进行无量纲化, 然后引入贴体坐标系 (ξ, η, ζ) , ξ 沿喷管径向, η 沿喷管周向, ζ 沿喷管轴向。塞锥和喷管外壁母线分别是一条等 ξ 线。在贴体坐标系下方程形式和无量纲方法以及薄层近似方法见文献 [2]。

1.2 湍流模型

喷管流态呈湍流态, 并且塞式喷管侧壁及底部流场可能存在大的回流和分离, 射流与自由流交界处存在剪切层。为了较精确地反应上述特征, 必须采用合适的高阶湍流模型。本文采用文献 [3] 中提出的 Launder-Sharma 近壁面低雷诺数模型, 它是 $k-\varepsilon$ 模型向低雷诺数和剪切流推广的修正形式, 可

* 收稿日期: 2000-01-05
基金项目: 国家 863 高技术项目资助 (863-2-1-4-2)
作者简介: 郭正 (1974), 男, 博士生。

表示为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j k}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - P_k + \rho \epsilon + 2\mu \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} = 0 \\ \frac{\partial \rho \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \epsilon}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] - C_{\epsilon 1} P_k \frac{\epsilon}{k} + C_{\epsilon 2} f_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} - 2 \frac{\mu \mu_t}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \right) \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_l \partial x_l} \right) = 0 \end{aligned}$$

式中: $C_{\epsilon 1} = 1.44$, $C_{\epsilon 2} = 1.92$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_\epsilon = 1.3$, $f_{\epsilon 2}(Re_t) = 1 - 0.3e^{-Re_t^2}$, $Re_t = k^2/\nu \epsilon$,

$$\mu_t = C_\mu f_\mu(Re_t) \mu Re_t, C_\mu = 0.09, f_\mu(Re_t) = \exp\left(\frac{-3.4}{(1+0.02Re_t)^2}\right), P_k = -\rho \overline{u_i u_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j},$$

$$-\rho \overline{u_i u_j} = \mu_t \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \delta_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}$$

2 数值方法

2.1 NND2M 差分格式

对含有激波、膨胀波、分离和回流的流动问题进行数值模拟,选择高精度、高分辨率的差分格式是很重要的。近年来 TVD 类型的差分格式在应用中受到计算流体力学工作者重视。文献 [2] 提出的 NND2M 差分格式是时间和空间都具有二阶精度的 TVD 格式。该格式中无需进行矩阵运算,极大地方便了加入湍流模型后对流项的分裂和离散。下面以一维方程为例说明该格式的构造。

对于一维守恒型方程组 $\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} = 0$, 经 NND2M 格式离散后得差分方程:

$$U_j^{n+1} = U^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left(H_{j+\frac{1}{2}}^n - H_{j-\frac{1}{2}}^n \right)$$

$$H_{j+\frac{1}{2}}^n = F_{j+\frac{1}{2}}^+ + F_{j+\frac{1}{2}}^-, \quad F_{j+\frac{1}{2}}^+ = F_j^+ + \frac{1}{2} \min\text{mod} \left(\Delta Q_{j+\frac{1}{2}}^+, \Delta Q_{j-\frac{1}{2}}^+ \right)$$

$$F_{j+\frac{1}{2}}^- = F_{j+1}^- - \frac{1}{2} \min\text{mod} \left(\Delta Q_{j+\frac{3}{2}}^-, \Delta Q_{j+\frac{1}{2}}^- \right)$$

$$H_{j-\frac{1}{2}}^n = F_{j-\frac{1}{2}}^+ + F_{j-\frac{1}{2}}^-, \quad F_{j-\frac{1}{2}}^+ = F_{j-1}^+ + \frac{1}{2} \min\text{mod} \left(\Delta Q_{j-\frac{3}{2}}^+, \Delta Q_{j-\frac{1}{2}}^+ \right)$$

$$F_{j-\frac{1}{2}}^- = F_j^- - \frac{1}{2} \min\text{mod} \left(\Delta Q_{j-\frac{1}{2}}^-, \Delta Q_{j+\frac{1}{2}}^- \right)$$

$$\Delta Q_{j+\frac{1}{2}}^\pm = Q_{j+1} - Q_j, \quad Q^\pm = \left(R \Lambda_c^\pm R^{-1} \right) U, \quad \Lambda_c^+ = \left[I - \Lambda^+ \frac{\Delta t}{\Delta x} \right] \Lambda^+, \quad \Lambda_c^- = \left[I + \Lambda^- \frac{\Delta t}{\Delta x} \right] \Lambda^-$$

Λ^+ , Λ^- 分别为 A^+ , A^- 的相似对角阵, $A^\pm = \frac{\partial F^\pm}{\partial U}$, R 是 A 的特征向量矩阵。

本文采用时间分裂法,解三维 NS 方程相当于解三个一维方程,用 NND2M 格式离散对流项,用中心差分离散粘性项,总算子为: $L(\Delta t) = L_\xi \left(\frac{\Delta t}{2} \right) L_\zeta \left(\frac{\Delta t}{2} \right) L_\eta(\Delta t) L_\zeta \left(\frac{\Delta t}{2} \right) L_\xi \left(\frac{\Delta t}{2} \right)$ 。

2.2 边界条件

喷管截面形状见图 1。

壁面条件: 采用无滑移绝热壁条件, $u = 0, v = 0, w = 0, \frac{\partial T}{\partial n} = 0$, 可认为 $\frac{\partial p}{\partial n} = 0, \frac{\partial \rho}{\partial n} = 0$ 。壁面上湍流脉动动能 $k = 0$, 湍流动能耗散率 $\frac{\partial \epsilon}{\partial n} = 0$ 。

对称边界: 对称截面(η 方向)的流动参数由轴对称条件得到; 对称轴边界采用无流量通过条件, 法向速度为零, 其他参数可平均后外推出。

入口边界: 利用 Riemann 不变量, 由燃烧室和第二排的值确定边界上的值。令:

$$u_\infty + \frac{2a_\infty}{\gamma - 1} = u_1 + \frac{2a_1}{\gamma - 1} = RR, \quad u_1 - \frac{2a_1}{\gamma - 1} = u_2 - \frac{2a_2}{\gamma - 1} = RL$$

其中 u 是沿边界法向的速度分量, 下标“1”、“2”分别指边界第一、二排网格, 由上式可以解

出:

$$u_1 = \frac{1}{2}(RR + RL), a_1 = \frac{(RR - RL)(\gamma - 1)}{4}$$

定义: $s = \frac{p}{\rho}$, 对于切向速度 v, w 和 s 的处理是:

$$\begin{aligned} v_1 = v_\infty, w_1 = w_\infty, s_1 = s_\infty, & \quad \text{当 } u_1 \geq 0 \text{ 时} \\ v_1 = v_2, w_1 = w_2, s_1 = s_2, & \quad \text{当 } u_1 < 0 \text{ 时} \end{aligned}$$

然后由等熵关系式求压力和密度:

$$\rho_1 = [a^2 / (\gamma s_1)]^{\frac{1}{\gamma-1}}, p_1 = s_1 \rho_1^\gamma$$

入口湍流条件较难给出, 有很多经验成分^[4], 一般需根据实验或经验数据, 给定湍流强度。在本文算例中, 由于入口速度很低, 可认为 $k = 0, \varepsilon = 0$ 。

自由流边界: 由于自由边界取得足够远, 当没有外流或外流为亚声速流时, 边界点的值由内点外推确定; 当外流为超声速流时, 边界点的值由内点插值后沿特征线外推确定。

射流出口边界: 超声速区全部参数可外推求出; 亚声速区给定反压, 其他参数外推。

3 算例与结果分析

计算网格采用代数法生成, 径向、周向和轴向网格数为 $90 \times 5 \times 110$, 在壁面和喉道附近加密。对喷管外形的模拟采用分块“堵塞”的办法。部分网格如图 1 所示。

喷管外形和计算条件取自文献 [1], 截面形状见图 1。喷管出口最大直径 2.21m, 塞子为截锥体, 截断率 L_i/L 为 53%, 出口最大直径对应的总面积与喉道面积比为 $\varepsilon = 55$, 基本喷管面积比 $\varepsilon_p \approx 11.5$; 燃烧室参数为: $T_c = 3538\text{K}, p_c = 10.2\text{MPa}$, 平均分子量 $M = 13.5$, 比热比 $\gamma = 1.2$ 。图 2 是计算得到的海平面塞锥壁面压力随长度的变化与文献 [1] 的比较情况, 文献 [1] 的结果已得到实验的证实。图 2 验证了本文计算的可靠性。图 3 是计算得到的海平面喷管流场的等马赫线图。本文计算了不同高度即不同反压条件下的比冲, 结果示于图 4。由图可看出, 在低空(反压较大)时, 塞式喷管的比冲要大于钟形喷管, 而在高空(反压较小)时, 则不如相同面积比的钟形喷管。由于计算模型取为理想的常比热比气体, 而忽略了实际喷管中存在的高温气体效应, 所得结果比实际值偏低; 另一方面, 在反压较大时, 气流在锥形塞壁上出现过膨胀(由图 2 和图 3 所显示的分离可看出), 导致膨胀区壁面压力略小于反压, 在膨胀区产生了负推力。由此可知, 经过精心设计的塞锥形面和截断长度的塞式喷管, 在低空的实际工作性能将比相同面积比的钟形喷管有明显的提高, 而在高空时的性能也将接近钟形喷管。

图 4 结果显示, 在反压 0.05MPa 至 0.03MPa 范围内, 比冲增加缓慢。这主要是由尾迹流的结构在这一反压区间发生变化所导致。在反压较大时, 底部回流区与外界连通, 呈开放尾迹, 底部压力与反压接近或略高; 随着反压的下降, 尾流膨胀程度加大, 将底部回流区与外界隔开, 形成封闭尾迹。此时, 底部压力略小于反压, 减小了一部分推力, 导致比冲增加缓慢, 这一过程发生在 $0.03\text{MPa} < p_a < 0.05\text{MPa}$ 范围内。而后随着反压的继续减小, 封闭尾迹内的底部压力却基本保持不变, 底部继续提供正的推力^[1]。

图 4 结果显示, 在反压 0.05MPa 至 0.03MPa 范围内, 比冲增加缓慢。这主要是由尾迹流的结构在这一反压区间发生变化所导致。在反压较大时, 底部回流区与外界连通, 呈开放尾迹, 底部压力与反压接近或略高; 随着反压的下降, 尾流膨胀程度加大, 将底部回流区与外界隔开, 形成封闭尾迹。此时, 底部压力略小于反压, 减小了一部分推力, 导致比冲增加缓慢, 这一过程发生在 $0.03\text{MPa} < p_a < 0.05\text{MPa}$ 范围内。而后随着反压的继续减小, 封闭尾迹内的底部压力却基本保持不变, 底部继续提供正的推力^[1]。

4 结论

本文研究结果表明: 塞式喷管在低空的推力性能明显优于相同面积比的钟形喷管, 而在高空优势并不明显, 甚至不存在; 建立在 NND2M 差分格式基础上的计算软件适合于复杂流场的数值模拟; 运用 CFD 方法研究喷管流场结构及气动力特性, 是辅助发动机设计的有效手段。

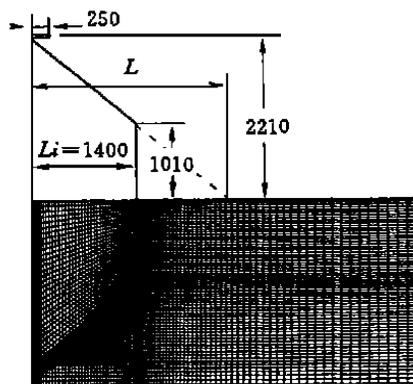


图 1 喷管截面外形和计算网格 (单位 mm)

Fig. 1 Sketch of the plug nozzle and Computational grids (all lengths in mm)

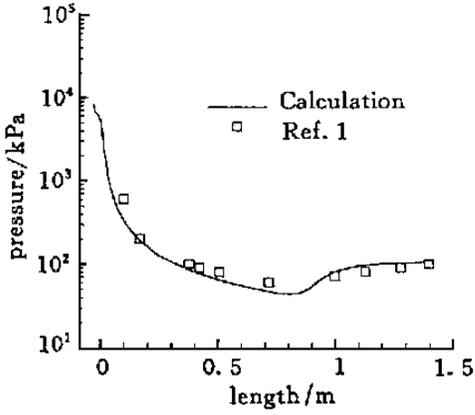


图 2 塞锥壁面压力分布

Fig.2 Pressure distribution along plug wall

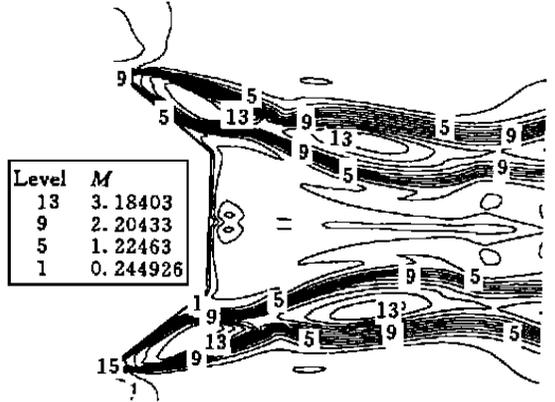


图 3 马赫数等值线分布

Fig 3 Mach number distribution

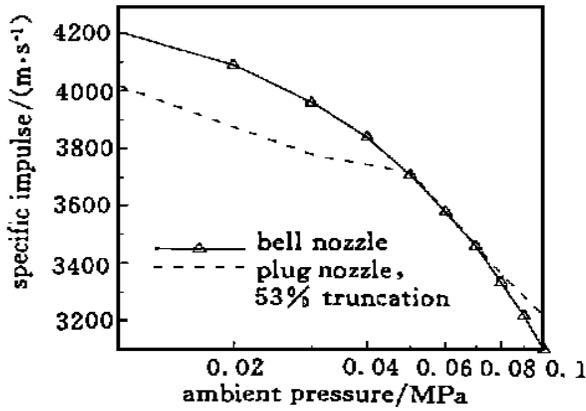


图 4 不同反压时两种喷管比冲比较

Fig 4 Comparison of specific impulse at different ambient pressure

参考文献:

[1] Rommel T, Hagemann G. Plug Nozzle Flowfield Analysis [J]. Journal of Propulsion and Power, 1997, 13 (5).

[2] 刘君. 超音速完全气体和 H₂/O₂ 燃烧非平衡气体的复杂喷流流场数值模拟 [D]. 中国气动中心, 1993.

[3] Gerolymos G A, Vallet I. Implicit Computation of Three-Dimensional Compressible Navier-Stokes Equations Using k-ε Closure [J]. AIAA JOURNAL, 1996, 34 (7).

[4] 苏铭德, 黄素逸. 计算流体力学基础 [M]. 北京: 清华大学出版社, 1997.

[5] 刘宇, 张正科等. 高性能塞式喷管发动机研究 [A]. 航天高技术青年学术讨论会论文集 [C], 1998.