

姿控发动机喷管内流场及推力计算研究^①

黄 琳 郑忠华 吴其芬 任 兵

(国科科技大学航天技术系, 长沙, 410073)

摘 要: 运用时间相关法数值求解定常 N-S 方程和采用有限体积方法离散控制方程, 对姿控发动机喷管内流场及其产生的推力进行了计算, 得到了较为精细的流场图象。计算结果表明, 不同壁面温度条件可以显著改变喷管壁面附近的流场结构及其产生的推力。

主题词: 姿控火箭发动机, 喷管气流, 纳维尔-斯托克斯方程, 推力, 计算方法

分类号: V439.7

NUMERICAL SIMULATION OF NOZZLE INTERNAL FLOWFIELD AND THRUST FOR ATTITUDE CONTROL ENGINE

Huang Lin Zheng Zhonghua Wu Qifen Ren Bing

(Dept. of Aerospace Technology, National Univ. of Defence Technology, Changsha, 410073)

Abstract: The numerical calculation of the steady full Navier-Stokes equations by means of time-dependance was discussed. The finite-volume method was used in the governing equation to calculate the nozzle internal flowfield and thrust for the attitude-control thruster. The numerical results describe the fine structure of the flowfield and show that the varied temperature of nozzle wall will evidently change the flowfield structure and the thrust.

Subject terms: Attitude control rocket engine, Nozzle flow, Navier-Stokes equation, Thrust, Calculation method

1 引 言

在轨发动机系统所处的工作环境近似于真空, 推力小, 流量小, 这决定了喷管内边界层为层流流动, 且边界层较厚, 喷管壁面产生的粘性效应不能忽略。另一方面, 姿控发动机较小的推力偏差, 也将引起较大的控制误差, 因此有必要精确计算姿控发动机产生的实际推力, 而这是以精确描述喷管内流场, 尤其是出口截面各物理量的分布为前提的。此外, 掌握出口截面附面层内物理量的精确分布, 对计算倒流区流场及其产生的污染效应至关重要。本文运用时间相关法求解定常 N-S 方程, 采用有限体积方法离散控制方程, 数值求解了某锥形喷管的内流场及其产生的推力, 得到了与理论分析相一致的计算结果。

2 物理模型和计算模型

气体离开燃烧室, 经喷管膨胀加速的流动过程可用轴对称 N-S 方程进行描述。轴对称流动的无量纲弱守恒形式的 N-S 方程为:

^① 收稿日期: 1998-01-16, 修回日期: 1998-03-22

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial X} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rG)}{\partial r} = \frac{1}{Re} \frac{\partial F_v}{\partial X} + \frac{1}{rRe} \frac{\partial(rG_v)}{\partial r} + H$$

$$U = (\rho, \rho u, \rho v, \rho E), \quad F = (\rho u, p + \rho u^2, \rho uv, (p + \rho E)u)^T$$

$$G = (\rho v, \rho uv, p + \rho v^2, (p + \rho E)v)^T, \quad H = (0, 0, \frac{p}{r} - \frac{2\mu + \lambda}{Re} \frac{v}{r^2}, 0)^T$$

$$F_v = (0, \tau_{xx} + \frac{\lambda}{r}, \tau_{xr} + \lambda \frac{u}{r}, (\tau_{xx} + \lambda \frac{v}{r})u + \tau_{xr}v + q_x)^T$$

$$G_v = (0, \tau_{xr}, \tau_{rr}, (\tau_{rr} + \lambda \frac{v}{r})v + \tau_{xr}u + q_r)^T$$

3 数值方法

3.1 有限体积离散

假设在 (x, r) 平面上存在一任意斜交曲线网格体系 (ξ, η) , 则基本方程可离散为:

$$\frac{\partial U_{ij}}{\partial t} = \frac{1}{A_{ij}r_{ij}} \{ - [F'_{i+\frac{1}{2}j}(rs)_{i+\frac{1}{2}j} - F'_{i-\frac{1}{2}j}(rs)_{i-\frac{1}{2}j}] - [G'_{ij+\frac{1}{2}}(rs)_{ij+\frac{1}{2}} - G'_{ij-\frac{1}{2}}(rs)_{ij-\frac{1}{2}}] + \\ [F'_{v,i+\frac{1}{2}j}(rs)_{i+\frac{1}{2}j} - F'_{v,i-\frac{1}{2}j}(rs)_{i-\frac{1}{2}j}] + [G'_{v,ij+\frac{1}{2}}(rs)_{ij+\frac{1}{2}} - G'_{v,ij-\frac{1}{2}}(rs)_{ij-\frac{1}{2}}] \} + H_{ij}$$

$$F' = n_x^{\eta} F + n_r^{\eta} G, \quad F'_v = n_x^{\eta} F + n_r^{\eta} G_v$$

$$G' = n_x^{\xi} F + n_r^{\xi} G, \quad G'_v = n_x^{\xi} F_v + n_r^{\xi} G_v$$

3.2 差分格式

对于显式部分的无粘对流流动, 应用 Steger 矢通量分裂方法将 F', G' 分解为:

$$F' = F'^+ + F'^-, \quad G' = G'^+ + G'^-$$

式中: $F'^+ = A'^+ U, F'^- = A'^- U, G'^+ = B'^+ U, G'^- = B'^- U$

本文采用 NND 格式离散无粘对流项; 对于粘性项, 采用中心差分离散, 保持二阶精度。

采用 MacCormack 两步隐式来回追赶法迭代求解方程。当采用时间相关法求解定常流动时, 为计算简便, 隐式部分在时间和空间上均可采用一阶精度格式而不影响收敛精度。在隐式部分的计算中, 引入杂交通量方法, 将矩阵运算转化为代数运算, 大大提高了计算效率, 且主对角元素增强, 比 Steger 分裂方法具有更好的稳定性。综上, 轴对称 N-S 方程的隐式迭代求解, 式中各符号意义见文献 [1]。

$$K \delta \bar{U}_{ij}^{n+1} - \frac{\Delta t}{A_{ij}r_{ij}} A'_{i-\frac{1}{2}j}{}^+(rs)_{i-\frac{1}{2}j} \delta U_{i-1j}^n - \frac{\Delta t}{A_{ij}r_{ij}} B'_{ij-\frac{1}{2}}{}^+(rs)_{ij-\frac{1}{2}} \delta U_{ij-1}^n = - \frac{\Delta t}{A_{ij}r_{ij}} RHS_{ij}^n$$

$$K \delta \bar{U}_{ij}^{n+1} + \frac{\Delta t}{A_{ij}r_{ij}} A'_{i+\frac{1}{2}j}{}^-(rs)_{i+\frac{1}{2}j} \delta \bar{U}_{i+1j}^{n+1} + \frac{\Delta t}{A_{ij}r_{ij}} B'_{ij+\frac{1}{2}}{}^-(rs)_{ij+\frac{1}{2}} \delta \bar{U}_{ij+1}^{n+1} = K \delta \bar{U}_{ij}^{n+1}$$

3.3 网格生成

采用代数方法生成网格。根据流动特征, 通过一个指数函数有选择地布置网格的疏密度:

$$f = \frac{(\beta + 1) - (\beta - 1)A}{(2\alpha + 1)(A + 1)}, A = \exp\left[\frac{c}{1 - \alpha} (1 - \alpha - \lambda)\right], c = \ln \frac{\beta + 1}{\beta - 1}, \lambda = \frac{m - m_1}{m_2 - m_1}$$

式中 m_1, m_2 为区间两个端点的网格序号; β 是压缩因子, 且 $\beta \geq 1$; α 是压缩控制参数, $\alpha = 0$ 为单向压缩, $\alpha = 0.5$ 为双向压缩。图 1 是本文采用的计算网格。

3.4 边界条件

入口边界条件由流量及驻室密度、温度给出,且认为该截面上各物理量分布均匀;中心轴线满足轴对称条件;壁面速度满足固壁无滑移条件,分等温壁和绝热壁两种情况分别处理;出口条件按线性外推给出。

4 结果分析

计算条件:出口半径 r_e 为 2.375mm,驻点温度为 1170K,喷管面积比为 62.6,驻点压强为 1.57MPa,比热比为 1.37,喷管扩张角为 15° ,燃气组分是联氨。

对壁温 $T_w=500\text{K}$ 及绝热壁两种情况分别进行了计算,得到了喷管内部较精细的流场结构。图 2~4 分别是绝热壁条件下流场的等密度,等温度及等马赫数曲线,图 5 是 $T_w=500\text{K}$ 时流场的等马赫数曲线。从图中可以看出,附面层的确占有比较大的比例,尤其是温度附面层,其出口截面厚度约占出口半径的 1/2,进一步说明对此类小发动机,壁面的粘性效应不可忽略;绝热壁及等温壁两种情况下,流场的内部结构是不同的,绝热壁条件下粘性效应更为显著。图 6~10 是两种情况下出口截面各物理量的分布,其在边界处的值及变化趋势与理论分析相符,证明计算结果是可信的。



Fig. 1 The calculation grid

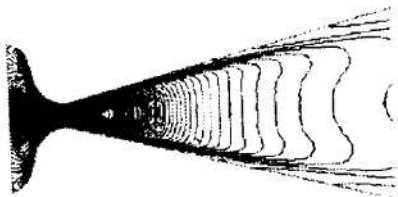


Fig. 2 The contour of density in the condition of adiabatic wall

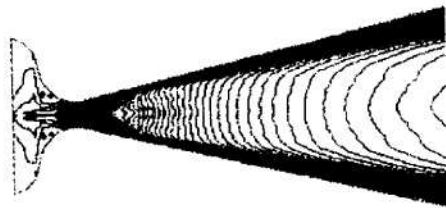


Fig. 3 The contour of temperature in the condition of adiabatic wall

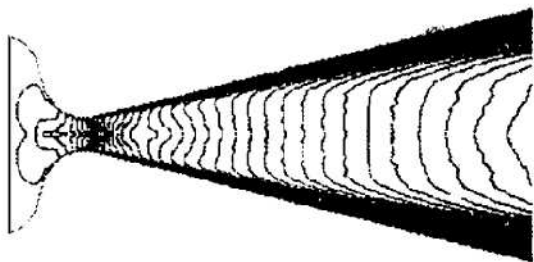


Fig. 4 The contour of Mach number in the condition of adiabatic wall

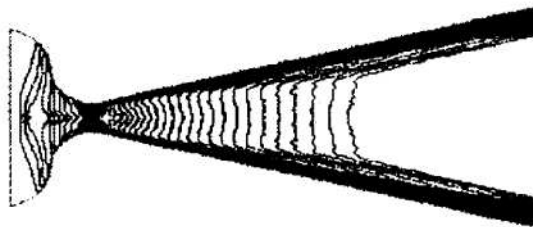


Fig. 5 The contour of Mach number in the condition of constant-temperature wall

本文根据推力计算公式 $F = \int_0^{x_e} \rho u \cdot u \cdot 2\pi r dr$ 分别计算了两种条件下发动机产生的推力。计算结果为:对于 $T_w=500\text{K}$ 的等温壁, $F=0.74\text{N}$;对于绝热壁, $F=0.69\text{N}$ 。结果表明:壁面条件对姿控发动机产生的实际推力有不容忽视的影响,应当根据具体情况选取合理的温度边界条件。

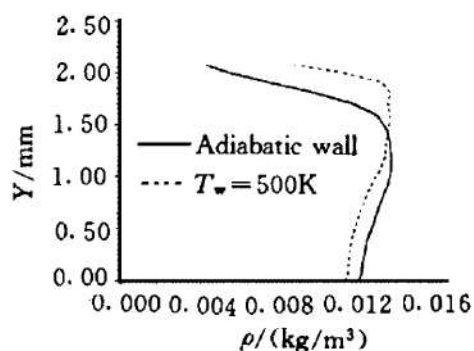


Fig. 6 The profile of density in the nozzle exit plane

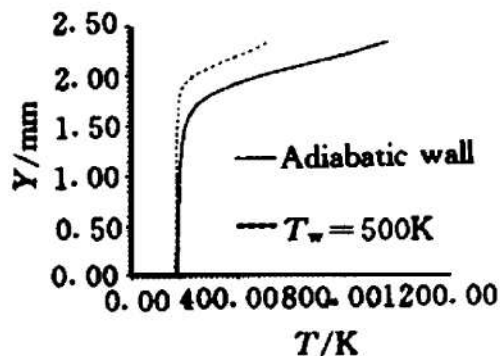


Fig. 7 The profile of temperature in the nozzle exit plane

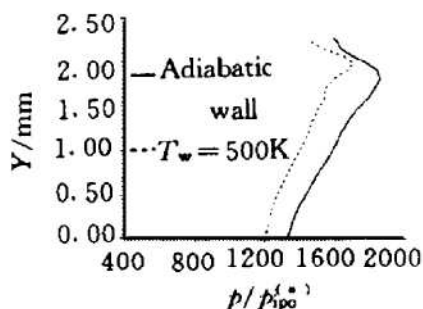


Fig. 8 The profile of pressure in the nozzle exit plane

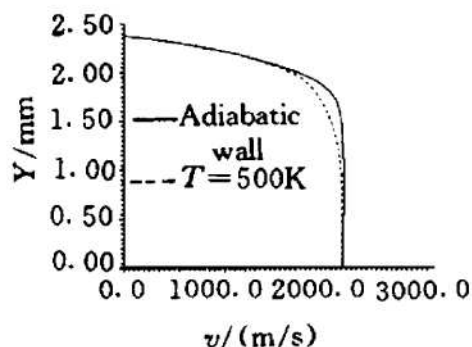


Fig. 9 The profile of X-velocity in the nozzle exit plane

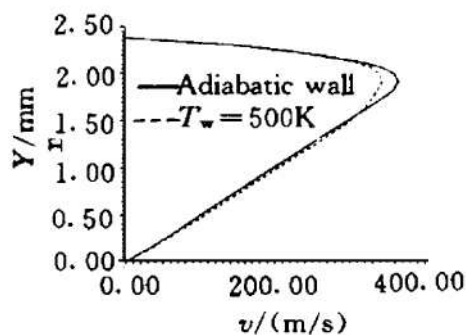


Fig. 10 The profile of Y-velocity in the nozzle exit plane

参 考 文 献

- 1 曹登泰. 突防气动物理若干理论和数值模拟研究: [学位论文]. 长沙: 国防科技大学, 1996.
- 2 Steger J L. Flux vector splitting of the inviscid gasdynamic equation with application to finite difference methods. J Comp Phys, 1981, 40: 263~293
- 3 黎作武. 含激波、旋涡和化学非平衡反应的高超声速复杂流场的数值模拟: [学位论文]. 绵阳: 中国空气动力研究发展中心, 1994.
- 4 张涵信. 无波动、无自由参数的耗散差分格式. 空气动力学报, 1988 (1)
- 5 郑忠华, 石于中. 尾喷流场与外流场干扰的全 N-S 方程数值模拟. 见: 湖南省宇航学会编. 96' 湖南省推进技术、应用力学学术年会论文集, 长沙: 湖南省宇航学会, 1996.