

高空台扩压器的数值模拟^①

王占学 王建峰 唐狄毅

(西北工业大学航空动力与热力工程系, 西安, 710072)

摘 要: 从雷诺平均的非定常 Navier-Stokes 方程出发, 利用时间相关法, 采用 MacCormack 两步显格式, 结合 Baldwin-Lomax 代数湍流模型, 数值模拟了高空台扩压器的内部流场, 并计算了扩压器的性能。结果表明, 采用求解 N-S 方程的方法计算高空台扩压器性能是一种有效的方法。

主题词: 高空仿真试车台, 扩压器⁺, 数值仿真, N-S 方程

分类号: V235.113

NUMERICAL SIMULATION OF DIFFUSER IN ALTITUDE TEST CELL

Wang Zhanxue Wang Jianfeng Tang Diyi

(Dept. of Aeroengine, Northwestern Polytechnical Univ., Xi'an, 710072)

Abstract: The viscous flowfields of diffuser in altitude test cell were simulated based on the Reynolds-average unsteady Navier-Stokes equations with time-dependent method, MacCormack explicit scheme and Baldwin-Lomax algebraical turbulent model. The diffuser performance was calculated. The results show that the method of solving Navier-Stokes equations is effective to predict the diffuser performance.

Subject terms: Altitude simulation test cell, Diffuser⁺, Numerical simulation, Navier-Stokes equation

1 引 言

在高空台模拟发动机性能时, 通常喷管后面接高空台扩压器, 喷管的射流对高空舱内的气流起引射作用。通过调整扩压器出口的压力, 可以使高空舱内的压力达到所要模拟的环境压力。由于主流和次流相互掺混、边界层的发展, 回流区的出现, 在高空台扩压器中存在非常复杂的流动现象^[1]。采用工程计算的方法无法准确地估算扩压器的结构和性能的好坏, 为了减少实验费用, 本文采用 MacCormack 两步预测-校正差分法求解非定常 N-S 方程, 用 B-L 代数湍流模型, 对某高空台扩压器 (图 1) 进行计算, 计算 12 种工作状态, 给出了扩压器的性能以及扩压器内部的流动情况。

2 控制方程描述

雷诺平均的单相、绝热、轴对称可压缩无因次的 N-S 方程的矢量形式为:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial z} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial r} + \mathbf{H} = 0$$

^① 收稿日期: 1998-03-13, 修回日期: 1998-05-04

$$\text{其中, } U = r \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{bmatrix} \quad F = r \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p - \tau_{zz} \\ \rho uv - \tau_{rz} \\ (E + p)u - \beta_z \end{bmatrix} \quad G = r \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv - \tau_{rz} \\ \rho v^2 + p - \tau_{rr} \\ (E + p)v - \beta_r \end{bmatrix} \quad H = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -p + \tau_{qq} \\ 0 \end{bmatrix}$$

方程组中各量的物理意义见文献^[2]。为便于用有眼差分法求解,借助一般的变换方程 $\xi = \xi(z, r), \eta = \eta(z, r)$, 把控制方程变换到计算平面 (ξ, η) 中:

$$\frac{\partial}{\partial \xi}(JU) + \frac{\partial}{\partial \xi}[J(\xi_z F + \xi_r G)] + \frac{\partial}{\partial \eta}[J(\eta_z F + \eta_r G)] + JH = 0$$

式中 J 是 Jacobian 变换因子, $J = z_\xi r_\eta - z_\eta r_\xi$ 。而坐标变换度量系数为:

$$\xi_z = \frac{1}{J} r_\eta, \quad \xi_r = -\frac{1}{J} z_\eta, \quad \eta_z = -\frac{1}{J} r_\xi, \quad \eta_r = \frac{1}{J} z_\xi。$$

湍流模型选用 B-L 两层代数模型, 详见文献 [3]。

3 网格生成与数值方法

分析中采用了与壁面一致剪切的坐标系, 计算网格用代数法生成, 而且在 z 和 r 方向上可改变间距。为解决附面层和剪切层中引起较大的梯度, 在壁面附近和喷管出口的网格点较密。在喷管内分布 31×31 的网格, 在高空舱内分布 31×51 的网格, 在喷管出口至扩压器出口分布 130×81 的网格, 因此, 在计算域共分布

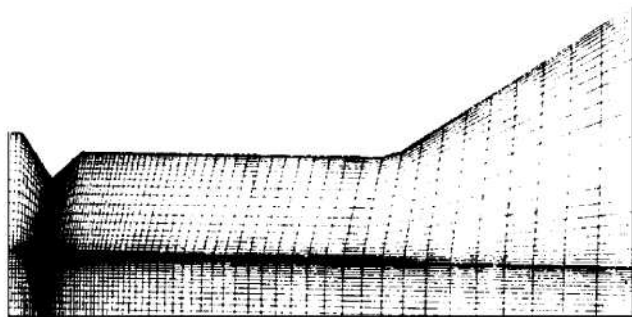


Fig. 1 Physical space grid of diffuser

161 × 81 的网格。图 1 表示了网格分布, 为更清楚地表示, 图中的网格数是 81 × 41。高空舱以自由壁面的形式模拟, 自由壁面和扩压器进口斜交。借助上节的雅可比变换和坐标导数, 实际平面上的网格可变换到矩形的计算平面上, 实际计算在该计算平面中完成。

在计算过程中, 采用效率较高、广泛使用的 MacCormack 两步显格式数值求解。这方法在时间和空间上都是二阶精度, 能够满足工程上的需要, 但显格式的最大不足是时间步长不能随便选取, 要受 CFL 条件的限制。在计算中采用了当地时间步长, 加速收敛; 采用添加二阶和四阶人工粘性项的方法有效地捕捉激波和抑制非线性不稳定。但是, 由于主流和次流参数梯度较大, 时间步长不能太长。

4 初场给定与边界处理技术

给定初场的精确程度对数值解的收敛有很大的影响, 而且在整个计算域内, 若给定统一初场, 计算很难收敛, 有时在计算过程中还会出现发散现象。为此, 本文采用如下的方法给定初场: 在喷管中, 按一维等熵流给出喷管内部的流场; 在喷管喉部后面, 假设接一扩张段, 按一维等熵流给出这一段初场; 次流区域的初场也按一维等熵流计算; 从主、次流静压相等截面至扩压器出口, 参数按线性分布。计算表明, 这种给定初场的方法是合理、有效的, 加快了计算的收敛。边界条件则按如下方法处理:

(1) 对称边界。假设没有气流穿过中心线, 故有 $v_{i,1} = 0$ 和对称条件:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)_{i,1} = 0, \quad \left(\frac{\partial H}{\partial r} \right)_{i,1} = 0 \text{ 或, } \left(\frac{\partial T^*}{\partial r} \right)_{i,1} = 0, \quad \left(\frac{\partial p_s}{\partial r} \right)_{i,1} = 0。$$

(2) 喷管内、外壁面与扩压器内壁面。无滑移、非穿透、绝热壁面, 故有:

$$u_w = v_w = 0, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_w = 0, \quad \left(\frac{\partial p}{\partial n} \right)_w = 0.$$

(3) 高空舱壁面。滑移壁面, 垂直壁面的速度分量为 0, 压力和密度设置为近壁值。

(4) 喷管进口边界。进口为亚声速流动, 此时给定三个参量: 总压 p^* 、总温 T^* 和气流流动角 θ 。主流速度 u 由内场外插求得, 速度 v 根据 u 和主流方向角求得。根据气动关系 $T^* = T + (\gamma - 1) \frac{u^2 + v^2}{2}$, $p = p^* \left(\frac{T}{T^*} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$ 求得静温 T 和静压 p , 密度由状态方程求得, 总内能由 $p = (\gamma - 1) \left[E - \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) \right]$ 求得。

(5) 高空舱次流进口平面。给定质量流量和总温, 总压是变量, 以保证进口流量等于给定的次流流量。

(6) 扩压器出口边界。假设一静压值, 迭代计算流场参数, 一定步数时, 检查次流进口流量是否与给定的流量相等, 若不等, 则调整扩压器出口压力, 继续迭代, 直至次流进口流量与给定的流量相等。此时, 高空舱滑移壁面上的压力即是在此扩压器出口压力条件下所对应的高空舱压力。这一点, 也是计算的收敛准则。

5 算例分析与结论

表 1 给出了所有计算点的次流流量、高空舱压力、扩压器效率和引射系数, 其中, 扩压器效率 $\sigma = p_k / P_j^*$, 引射系数 $n \sqrt{\theta} = m_s / m_j \cdot \sqrt{T_s^* / T_j^*}$, 膨胀比是主流压力与高空舱压力之比, p_c 为高空舱压力, p_k 为扩压器出口压力, p_j^* 为喷管总压, T_j^* 为喷管总温, T_s^* 为次流总温, m_j 为主流流量, m_s 为次流流量。

Table 1 Diffuser performance

Data point	p_j^* / kPa	T_j^* / K	m_j	p_c / Pa	T_s^* / K	m_s	p_k^* / p_c	$\sigma / \%$	$n \sqrt{\theta}$
1	122.0	2000	28.0	20713.0	373	8.00	5.89	32.0	0.123
2	326.0	2000	80.0	22941.5	373	8.00	14.21	21.2	0.043
3	385.0	2000	98.0	24198.6	373	8.00	15.91	20.3	0.035
4	320.0	2000	80.3	18550.7	373	8.00	17.25	19.6	0.043
5	207.0	2000	49.7	16350.7	373	8.00	12.66	22.0	0.070
6	213.0	2000	49.7	14609.0	373	8.00	14.58	20.7	0.070
7	116.5	2000	27.7	11557.5	373	8.00	10.08	24.8	0.125
8	55.4	2000	12.7	9551.7	373	8.00	5.80	32.6	0.272
9	73.6	2000	17.1	7229.8	373	8.00	10.18	24.8	0.202
10	91.9	2000	22.6	6999.2	373	8.00	13.13	21.9	0.153
11	106.0	2000	26.5	7285.2	373	8.00	14.55	21.1	0.131
12	71.0	2000	16.5	5608.2	373	8.00	12.66	22.0	0.210

图 2 给出了计算点 1 的等马赫线, 图 3, 4 分别绘出了计算点 1 的局部放大的回流区等马赫

线和速度矢量图。从图中可以清晰地看出回流区的大小,扩压器壁面起到了防止回流进入高空舱的作用。因此,在进行发动机的性能试验过程中,采用突扩型的扩压器,可防止回流区进入高空舱。计算中还发现,主流压力与高空舱压力之比越小,回流程度越大,而且回流区越接近扩压器进口。图 5 表示了扩压器效率和喷管膨胀比的关系,可以看出,高空舱压力与主流压力之比越小,扩压器效率越低。

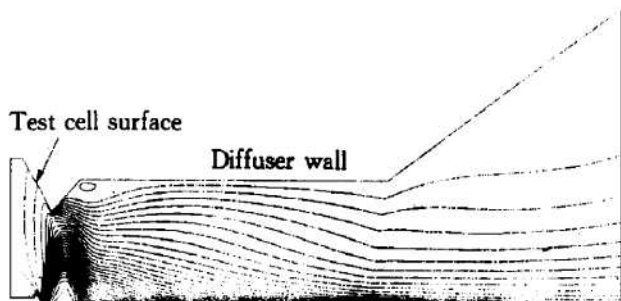


Fig. 2 Mach number contours in flow field

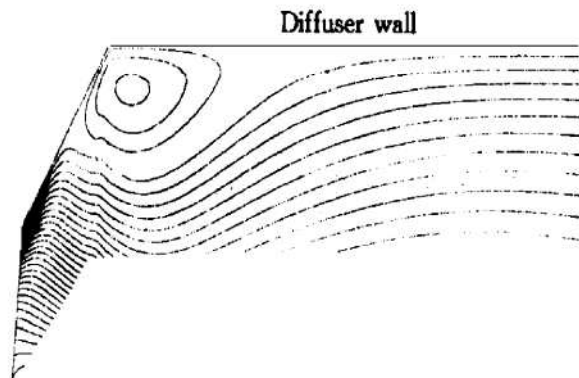


Fig. 3 Amplified Mach number contours

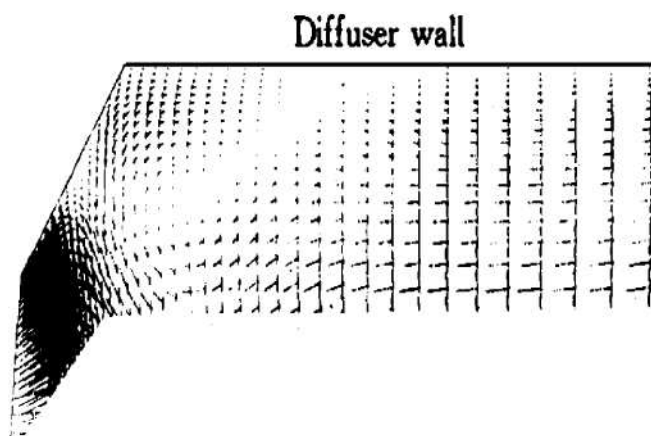


Fig. 4 Amplified velocity vector

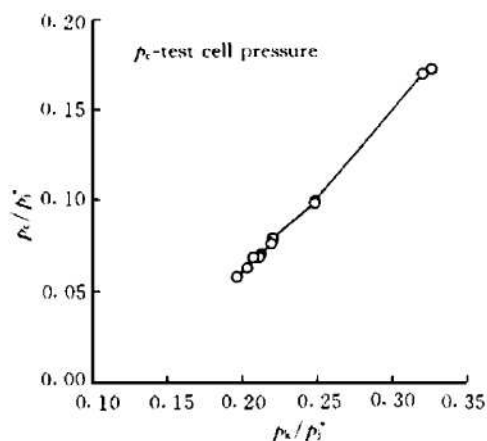


Fig. 5 The diffuser performance map

参 考 文 献

- 1 Cros M A. Application of computational fluid dynamics to analysis of exhaust gas/diffuser interactions in a turbine engine altitude test cell. AIAA 87-2014
- 2 马铁犹. 计算流体力学. 北京: 北京航空航天大学出版社, 1986.
- 3 Baldwin Loamx H. Thin layer approximation and algebraic model for seperated turbulent flows. AIAA 78-257