

任意回转面亚、跨音流场计算方法

中国科学院计算中心 王平治

【摘要】 本文所设计的任意回转面亚、跨音流场的计算软件, 能根据叶型和进出口条件分析流动特性, 并自动选择精确和节省机时的合适的数值解法。用户在给出叶型坐标和定解条件后, 可以得到叶面马赫数分布或压力分布, 全流场的等马赫数或等压图。

一、前言

任意回转面定常亚、跨音流场计算是叶轮机气动计算的重要组成部分, 国内外进行了多年研究, 有不少成功的算法。从 Euler 方程出发求解的有流线曲率法和时间相关法。流线曲率法是一种直接由定常方程 ($\partial \bar{\alpha} = 0$) 求解的方法, 具有方法直观, 精度高, 计算速度快的优点, 适用于允许等熵近似的亚、跨音流场计算。时间相关法从不定常方程出发, 求当 $\partial \bar{\alpha} \rightarrow 0$ 时的定常解 (为省时, 能量方程仍用 $\partial \bar{\alpha} = 0$), 适用于跨音流场计算, 但若用于无激波跨音流场, 耗费机时过多, 三倍于流线曲率法。为设计定常亚、跨音流场的通用软件, 能兼有两种方法的优点, 作者将这两类解法包含在同一计算机程序中, 根据流场性质, 自动选择合适的数值解法, 达到省时并保证精度, 面向用户的只有输入和输出, 当输入叶型坐标和定解条件后, 即能输出叶型, 叶面压力分布或马赫数分布, 全流场的等压线或等马赫线图, 这对工程设计人员将是十分方便的。

软件中的时间相关法, 采用文献 [2、6] 中的 Corrected Viscosity (简称 C-V) 差分格式, 它结构简单, 易推广到高维。作者在 [10] 中, 将激波强度 (激波上、下游 Mach 数之比) 分别为 1.6 和 2.0 的两个一维喷管为例, 用 C-V 格式, Denton 格式^[4], MacCormack 格式^[3] 和解析解作了对比和分析, 结果表明, C-V 格式的数值解与解析解符合甚好, 激波位置正确, 宽度占三个网格点。与 Denton 格式的数值解比较, 激波位置和宽度相同, 时间略长 (1.1 ~ 1.0), 但 C-V 格式在激波前后没有过跳的现象。与 MacCormack 格式相比, 激波位置相同, 计算时间少于后者 (1.1 ~ 1.5), 后者激波须占四个网格点。文献 [6、11] 将 C-V 格式用于平面叶栅绕流, 也取得了满意的结果。

二、基本方程、求解区域和边界条件

任意回转面由流线绕 z 轴回转而成^[1], r 和 θ 是柱坐标系的径向和切向坐标, l 为流线弧长, m 为 l 在子午面上的投影, 则 $r = r(m)$, 流面薄层厚度 $\tau = \tau(m)$, 无粘流动满足以下连续方程 (1), 运动方程 (2) (3) 和能量方程 (4):

$$\partial \rho / \partial \bar{\alpha} + (1/\tau) (\partial \tau \rho W_m / \partial m + \partial \tau \rho W_\theta / r \partial \theta) = 0 \quad (1)$$

$$\partial \rho W_m / \partial \bar{\alpha} + (1/\tau) [\partial \tau (p + \rho W_m^2) / \partial m + \partial \tau \rho W_m W_\theta / r \partial \theta] = 0 \quad (2)$$

$$\partial \rho W_\theta / \partial \bar{\alpha} + (1/\tau) [\partial \tau \rho W_m W_\theta / \partial m + \partial \tau (p + \rho W_\theta^2) / r \partial \theta] = 0 \quad (3)$$

$$\partial/\partial + W_m \partial/\partial n + W_\theta \partial/r\partial\theta = 0 \quad (4)$$

式中 W_r 、 W_z 、 W_θ 分别为 r 、 z 、 θ 方向的速度, $W_m^2 = W_r^2 + W_z^2$, $W^2 = W_m^2 + W_\theta^2$, p 为压力, ρ 为密度 $I = h + W^2/2 - \omega^2 r^2/2$, 其中 h 为焓, ω 为叶片绕 z 轴旋转的角速度。如前言所述, 在 (1) ~ (4) 式中, 当 $\partial\partial = 0$, 为流线曲率法的出发方程, 当仅 (4) 式中的 $\partial\partial = 0$ 时为时间相关法的出发方程。

求解区域根据输入的叶型几何和有关参数 (如叶片上的某些离散点的坐标, 进出气角 β_1, β_2 , 栅距 DC 和弦长 CL 等) 形成 (图 1)。

当 (1) ~ (4) 式中 $\partial\partial = 0$ 时, 方程组的性质和边界条件分析见文献 [8、9], 它的四个特征值为 $\lambda_1 = \lambda_2 = W_\theta/W_m$, $\lambda_{3,4} = (W_m W_\theta \pm a^2 (Ma^2 - 1)^{1/2} / (W_m^2 - a^2))$ 。因此, 当 $Ma > 1$ 时, 为双曲型, $Ma < 1$ 时, 特征值两实两虚, 有椭圆形。但当 $W_m^2 - a^2 > 0$ 时, 都要求进口边给出三个条件, 其它边各给出一个条件。

当 (1) ~ (4) 式中 $\partial\partial \neq 0$, 方程组的性质为双曲型, 但当 $W_m^2 - a^2 > 0$ 时, 也同样要求进口边给出三个条件, 其它边各给出一个条件, 分析见文献 [7], 因此, 尽管出发方程不同, 对边界条件的提法是一致的。

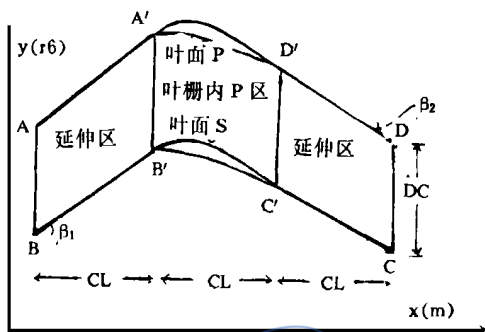


图 1 求解区域

三、数值解法

设上有一横的符号代表有量纲的量, P_{1s} 为总压, T_{1s} 为总温, 用以下方式无量纲化:

$T = T/T_{1s}$, $p = \bar{p}/p_{1s}$, $L = L/CL$ 。于是 W , ρ , ω 用气体常数 R 分别由 $(RT_{1s})^{1/2}$, $p_{1s}/(RT_{1s})$, $(RT_{1s})^{1/2}/CL$ 无量纲化。方程 (1) ~ (4) 式经无量纲化后形式不变, 但有 $C_p = C_p/R$, $p = \rho T$ 和 $a = (\gamma T)^{1/2}$ 其中 γ 为比热比。

在求解区域内形成图 2 所示网格, 作为时间相关法的计算网格或流线曲率法的初始网格, 分别以 $j = 1, 2, \dots, J_M$ 和 $k = 1, 2, \dots, K_N$ 编号。以 $f_{j,k}$ 记任意函数 f 在结点 (j, k) 上的值。当 $\partial\partial = 0$ 时, 方程 (1) ~ (4) 与以下连续方程 (5) 运动方程 (6) 解量方程 (7)、等熵方程 (8) 等价:

$$\partial(\tau \rho W_m)/\partial n + \partial(\tau \rho W_\theta)/r\partial\theta = 0 \quad (5)$$

$$W_m \partial W_\theta/\partial n + W_\theta \partial W_\theta/r\partial\theta + W_m W_\theta \sin\alpha/r + 2\omega W_m \sin\alpha = -(\partial p/r\partial\theta)/\rho \quad (6)$$

$$W_m \partial/\partial n + W_\theta \partial/r\partial\theta = 0 \quad (7)$$

$$TdS/dt = 0 \quad (8)$$

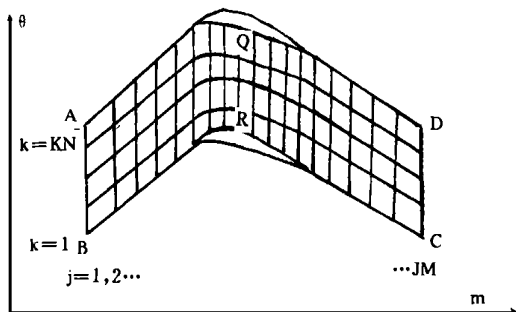


图 2 求解区域内网格划分

文献 [8、9] 将 (5) ~ (8) 式的求解问题归结为沿求解区域内所有 $m =$ 常数的直线 (如图 2 中 $\overline{RQ}$) 求超越方程 $F(y) = 0$ 的根, 其中, $F(y) = \int_{\theta(R)}^{\theta(Q)} \Phi(\theta, y) d\theta - G, G = \int_{\theta(B)}^{\theta(A)} \Phi(\theta, y) d\theta, W = y + \int_k^0 f(\theta) d\theta, \Phi(\theta, y) = N(\theta) \rho W, N(\theta) = \tau \cos \beta, W(\theta) = y, f(\theta) = W \sin \alpha \sin \beta \cos \beta + r \cos \beta (dW/dm + 2\omega \sin \alpha) - T/W (\partial/\partial \theta)$ 。由 $F(y)$ 的表达式知 $F'(y) = \int_{\theta(R)}^{\theta(Q)} \Phi'(\theta, y) d\theta$, 其中 $\Phi' = N(\theta) \rho (1 - W^2/a^2)$ 。并证明了 $F(y) = 0$ 存在两个根 y_1 和 y_2 , 它们和 $F(y) = 0$ 的根 y^* 有关系, $y_1 < y^* < y_2, y^*$ 是 $F(y) = 0$ 的唯一根。文献 [9] 还证明了对 $m = m_k, F(y)$ 记作 $F(y, m_k) = 0$ 的根 y 的选取和进出口边界条件有关。设进口边直线为 $m = m_1$, 出口边直线为 $m = m_{KN}$, 当 $F'_y(y, m_1)$ 和 $F'_y(y, m_{KN})$ 同号时, 应选 y 使 $F'_y(y, m_k)$ 和 $F'_y(y, m_1)$ 同号。当 $F'_y(y, m_1)$ 和 $F'_y(y, m_{KN})$ 异号时, 必存在 $m = m_r, m_1 < m_r < m_{KN}$, 使 $F'_y(y, m_r) = 0$ 。此时应选 $F'_y(y, m_k)$ 与 $F'_y(y, m_1)$ 同号 (当 $m_1 < m_k < m_r$) 或与 $F'_y(y, m_{KN})$ 同号 (当 $m_r < m_k < m_{KN}$)。由此可见 $y(m)$ 当 $F'_y(y, m_1)$ 和 $F'_y(y, m_{KN})$ 同号时连续, 异号时在 $m = m_r$ 处间断。流线曲率法当 $y = y(m)$ 连续时, 收敛性好, 计算结果精确 (二阶精度), 计算时间约可比时间相关法减少 60%, 以此为选择数值解法的根据简单而方便。由进出口均匀气流的假设, 可进一步简化判别方法:

(1) 进口: 已知 $p_{1s}, T_{1s}, \beta_1, p_1$, 求 G, I , 从而 $T_{ws} = (I + \omega r^2/2) / C_p, T_1 = p_1^{(y-1)/\gamma}, Ma_1 = [2(1/T_1 - 1) / (\gamma - 1)]^{1/2}, \rho_1 = p_1 / T_1, G = \pi r_1 \rho_1 W_1 \cos \beta_1 \cdot DC, I = C_p T_1 + W_1^2/2 - \omega r^2/2$ 。

(2) 出口: 由 $G, (T_{ws})_2, \beta_2, p_2$, 求 W_2, ρ_2, T_2, Ma_2 由关系式 $T_2 = (T_{ws})_2 - W_2^2/(2C_p), \rho_2 = p_2/T_2$ 和 $G = \pi r_2 \rho_2 W_2 \cos \beta_2 \cdot DC = B \rho_2 W_2/p_2$ 可解出 $W_2 = \{ B^2 + 2G^2 (T_{ws})_2 \}^{1/2} - B \} / G$, 从而得 Ma_2 。文献 [9] 中述及, 当均匀气流时, $y^* = a$, 因此当 Ma_1 和 Ma_2 同时小于 1 时, 即为 $F'_y(y_1, m_1)$ 和 $F'_y(y, m_{KN})$ 同号情况, 即 $y(m)$ 为连续情况, 此时当选用流线曲率法。当 Ma_1 和 Ma_2 不同时小于 1 时, $y(m)$ 间断, 当选用时间相关法以捕获激波。C-V 格式当收敛得到定常解时, 也可有二阶精度。以下将列出详细计算公式。流线曲率法的介绍详见文献 [8, 9], 此处仅列出其主要步骤。

解法一: 流线曲率法 主要计算步骤: (1) 形成初始网格 $\theta_{j,k}^{(0)}$, ($j = 1, \dots, J_M; k = 1, \dots, K_N$)。 (2) 求解 $F'_y(y, m_j) = 0$ 的根 y_j^* ($j = 2, \dots, J_M - 1$) 并使 G 满足 $G^* - \delta \geq G > 0, G^* = \min_{1 \leq j \leq J_M} [F(y_j^*)]_j$ δ 为小量 ($\delta > 0$)。 (3) 求解 $[F(y)]_j = 0$ ($j = 2, \dots, J_M - 1$) 的根 y_j , 使

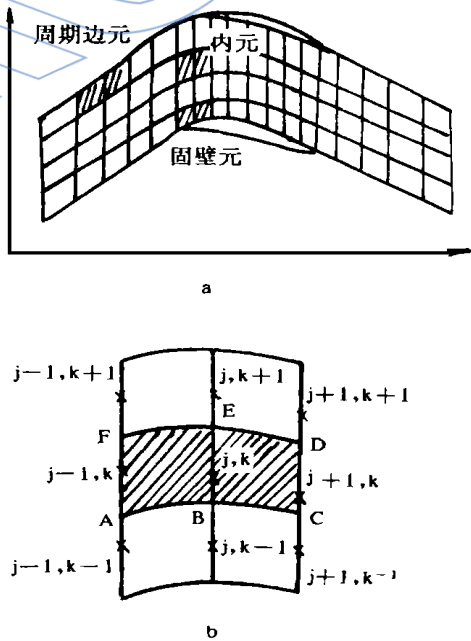


图 3 有限面元 (a) 和标记 (b)

$F'(y_j) > 0$, 从而得 $W_{j,k}$, $p_{j,k}$, $\rho_{j,k}$ 。(4) 修正流线位置 $\theta_{j,k}$ ($j = 2, \dots, J_{M-1}$, $k = 2, \dots, K_{N-1}$)。(5) 重复 (2) ~ (4) 步骤, 直到满足给定的收敛标准。

解法二: 时间相关法 求解 (1) ~ (4) 式, 其中 (4) 为 $\partial \alpha = 0$ 情况。(1) ~ (3) 式写成以下形式

$$\partial \vec{Z} / \partial \alpha + (\partial \vec{F} / \partial \alpha + \partial \vec{G} / \partial \alpha) / (\tau) - \vec{K} = 0 \quad (9)$$

其中, $x = m$, $y = r\theta$, $\vec{Z} = (\rho, \rho w_m, \rho w_\theta)^T$, $\vec{F} = [\tau \rho w_m, \tau(p + \rho w_m^2), \tau \rho w_m w_\theta]^T$, $\vec{G} = [\tau \rho w_\theta, \tau \rho w_m w_\theta, \tau(p + \rho w_\theta^2)]^T$, $\vec{K} = [0, p(\partial \tau / \partial m) / (\tau) + \rho V_\theta^2 \sin \alpha r - \rho W_m \sin \alpha (V_\theta + \omega) / r]^T$, α 为 W_m 与 W_z 的夹角, $V_\theta = W_\theta + \omega$ 。由文献 [6, 11], 将 (9) 式在图 3a 所示的有限面元上积分, 其中 X 点为计算点, 标记见 3b。引入开关粘性 η [5, 6, 11], 内元计算公式为:

$$\eta = V_c (1 - |\rho_{j,k-1}^* - \rho_{j-1,k}^* + \rho_{j,k+1}^* + \rho_{j+1,k}^* - 4\rho_{j,k}^*|) \quad (10)$$

$$\vec{Z}_{j,k}^{n+1} = \vec{Z}_{j,k}^n + (\Delta t / (\tau \sigma_{j,k})) \{ \quad \}^n_{j,k} + \vec{K}_{j,k} \Delta t \quad (11)$$

其中, $\sigma_{j,k}$ 为以 j, k 为中心的面元面积。

$$\begin{aligned} \vec{Z}_{j,k}^n &= (\vec{Z}_{j-1,k}^n + \vec{Z}_{j+1,k}^n + \vec{Z}_{j,k-1}^n + \vec{Z}_{j,k+1}^n) / 4 \\ &- \eta (\vec{Z}_{j-1,k}^* + \vec{Z}_{j+1,k}^* + \vec{Z}_{j,k-1}^* + \vec{Z}_{j,k+1}^* - 4\vec{Z}_{j,k}^*) / 4 \end{aligned} \quad (12)$$

n 与 l^* 不同步, 一般隔 $15 \sim 20 \Delta t$ 更新一次。

$$\begin{aligned} \{ \quad \}^n_{j,k} &= \vec{F}_{j-1,k}^n (y_F - y_A) - \vec{F}_{j+1,k}^n (y_D - y_C) + (\vec{F}_{j,k+1}^n + \vec{F}_{j,k}^n + \vec{F}_{j+1,k+1}^n + \vec{F}_{j+1,k}^n) (y_D - y_E) / 4 \\ &- (\vec{F}_{j-1,k}^n + \vec{F}_{j-1,k-1}^n + \vec{F}_{j,k}^n + \vec{F}_{j,k-1}^n) (y_B - y_A) / 4 - (\vec{F}_{j,k}^n + \vec{F}_{j,k-1}^n + \vec{F}_{j+1,k}^n \\ &+ \vec{F}_{j+1,k-1}^n) / 4 (y_C - y_B) - (\vec{G}_{j-1,k+1}^n + \vec{G}_{j-1,k}^n + \vec{G}_{j,k+1}^n + \vec{G}_{j,k}^n) (x_E - x_F) / 4 \\ &- (\vec{G}_{j,k+1}^n + \vec{G}_{j,k}^n + \vec{G}_{j+1,k+1}^n + \vec{G}_{j+1,k}^n) (x_D - x_E) / 4 + (\vec{G}_{j-1,k}^n + \vec{G}_{j-1,k-1}^n + \vec{G}_{j,k}^n \\ &+ \vec{G}_{j,k-1}^n) (x_B - x_A) / 4 + (\vec{G}_{j,k}^n + \vec{G}_{j,k-1}^n + \vec{G}_{j+1,k}^n + \vec{G}_{j+1,k-1}^n) (x_C - x_B) / 4 \end{aligned} \quad (13)$$

边界元计算时, 周期边界 (延伸

边) 用图 4a 中所示关系: $\vec{F}_a = \vec{F}_a$; $\vec{G}_a = \vec{G}_a$; $\vec{F}_b = \vec{F}_b$; $\vec{G}_b = \vec{G}_b$; 其它与内元相同, 固壁元见图 4b, 应将 (10) 和 (12) 作相应改变, 即

$$\eta = V_c (1 - |\rho_{j-1,k}^* - \rho_{j+1,k}^* + \rho_{j,k-1}^* - 3\rho_{j,k}^*|) \quad (10')$$

$$\vec{Z}_{j,k}^n = \vec{Z}_{j-1,k}^n + \vec{Z}_{j+1,k}^n + \vec{Z}_{j,k-1}^n / 3$$

$$- \eta (\vec{Z}_{j-1,k}^* + \vec{Z}_{j+1,k}^* + \vec{Z}_{j,k-1}^* - 3\vec{Z}_{j,k}^*) / 3 \quad (12')$$

(10), (10') 的 V_c 为粘性系数, 对下壁, 则将 (10') 和 (12') 中的 $(j, k-1)$ 换成 $(j, k+1)$ 。当计算固壁边界元时, 由通量不穿透条件, 沿 EF 和 DE, 在 $\{ \quad \}^n_{j,k}$ 中的 $\vec{F}$ 和 $\vec{G}$ 除含 p 项的项除外, 均应为 0, 对沿 AB 和 BC 也如此, 见图 4b。进出口边界处理:

(1) 进口边 设 $\partial p / \partial \alpha = 0$, 于是当 p^1 已知时, 即由 (14) 求得其它量:

$$T_1 = p_1^{y/(y-1)}, W_1 = [2C_p(1 - T_1)]^{1/2}, W_m = W_1 \cos \beta_1,$$

$$W_\theta = W_1 \sin \beta_1, \rho_1 = p_1 T_1 \quad (14)$$

(2) 出口边 设 $\partial W_m / \partial \alpha = 0$, $\partial W_\theta / \partial \alpha = 0$ 故当 $W_m^2 = (W_m^2)_{2+}$ (W_θ^2)₂ 已知时, 可由 (15)

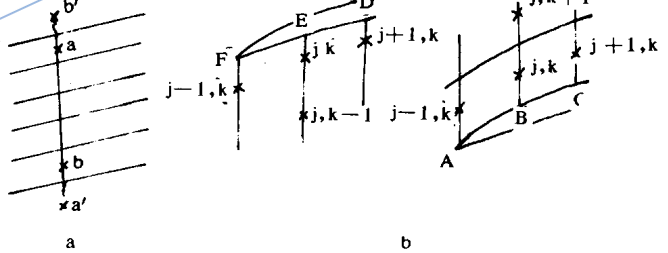


图 4 边界元计算关系

求得其它量

$$T_2 = (T_{ws})_2 - W_2^2 / (2C_p), \rho_2 = p_2 / T_2 \tag{15}$$

当内点解出 $\vec{Z}_{j,k} = (Z_{j,k}^{(1)}, Z_{j,k}^{(2)}, Z_{j,k}^{(3)})$ 后, 由 $Z_{j,k}^{(1)} = \rho_{j,k}, \vec{Z}_{j,k}^{(2)} = (\rho W_m)_{j,k}, \vec{Z}_{j,k}^{(3)} = (\rho W_\theta)_{j,k}$ 即可求

$$W_{m_{j,k}} = Z_{j,k}^{(2)} / Z_{j,k}^{(1)}, W_{\theta_{j,k}} = Z_{j,k}^{(3)} / Z_{j,k}^{(1)}, W_{j,k}^2 = W_{\theta_{j,k}}^2 + W_{m_{j,k}}^2$$

$$T_{j,k} = (T_{ws})_{j,k} - W_{j,k}^2 / 2C_p, p_{j,k} = \rho_{j,k} T_{j,k} \tag{16}$$

当 $\partial \vec{Z} / \partial \alpha \rightarrow 0$ 时得定常解, 即当 $\lim_{n \rightarrow \infty} |\vec{Z}^{n+1} - \vec{Z}^n| = 0$ 时, (1) — (3) 的解收敛到定常解。

Δt 的估计公式: 为满足 CFL 条件, Δt 必须满足 $\Delta t \leq \Delta l / [\overline{Y} (W + a)]$, Δl 为 (j, k) 点与所涉及的邻点的最小距离。

四、数值算例

本文列出三个有代表性的算例, 其中第一和第二个例满足选择解法一的条件, 第三个例满足选择解法二的条件。

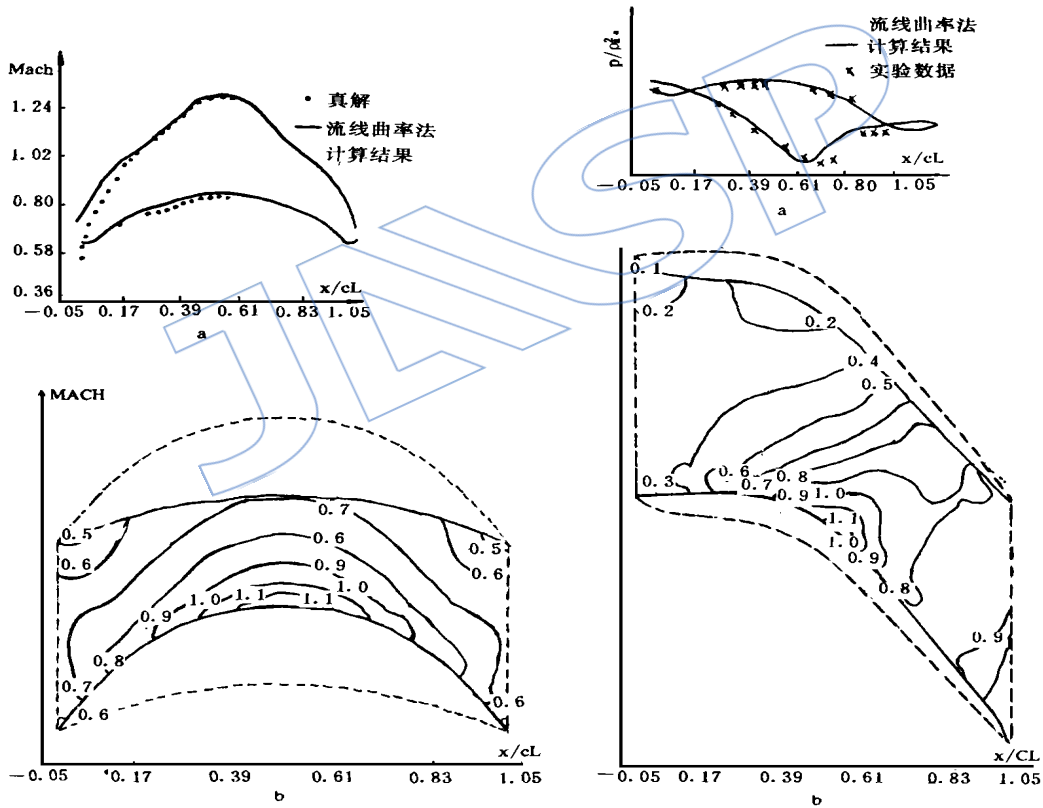


图 5 (a 叶面 Ma 分布, b 等马赫线图)

图 6 (a 叶面压力分布, b 等马赫线图)

1. Hobson 叶片^[9] 输入: $DC=0.05259$ (m), $R=29.26$ (kgfm/kgK), $\gamma=1.4$, $p_{1s}=12931$ (kgf/m²), $T_{1s}=293$ (K), $p_1=10350$ (kgf/m²), $p_2=10350$ (kgf/m²), $\beta_1=-\beta_2=46.123$ (° deg), $r=0.1$ (m), $\tau=0.001$ (m), $J_M=41$, $K_N=5$, J_F (叶片头缘点格网号) = 11, J_T (叶片尾缘点格网编号) = 31。以及叶型坐标 (略, 叶型见图 5b)。输出见图 5a 和 5b, 5a 显

示了和真解的对比, 软件提供输入真解或实验数据的功能。

2. 北重算例^[9] (符号, 量纲同例 1) 输入: $DC = 0.09163$, $R = 29.26$, $\gamma = 1.4$, $p_{1s} = 20342$, $T_{1s} = 288$, $p_1 = 18453$, $p_2 = 10430$, $\beta_1 = -21.2$, $\beta_2 = -54$, $r = 0.1126$, $\tau = 0.001126$, $J_M = 44$, $K_N = 5$, $J_F = 12$, $J_T = 33$ 以及叶型坐标 (略, 叶型见图 6b) 输出见图 6a 和 6b。

3. R_A 叶片 输入: $DC = 0.03477$, $R = 29.27$, $\gamma = 1.4$, $p_{1s} = 45000$, $T_{1s} = 410$, $p_1 = 43760$, $p_2 = 16900$, $\beta_1 = 0$, $\beta_2 = -65.35$, $r = 0.0298$, $\tau = 0.00298$, $J_M = 71$, $K_N = 11$, $J_F = 16$, $J_T = 56$ 以及叶型坐标 (略, 叶型见图 7b)

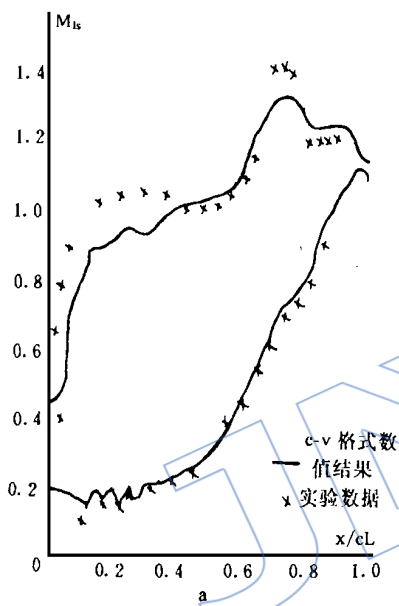


图 7a 叶面马赫数分布

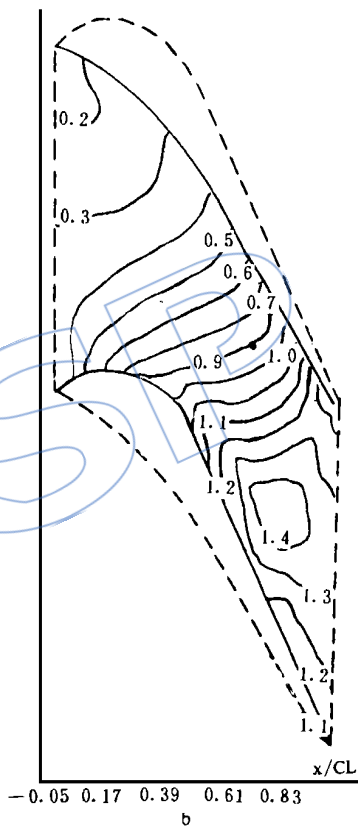


图 7b 等马赫线图

参 考 文 献

- [1] 吴仲华, “可压缩气体流过位于任意回转面上叶栅的解法和这种叶栅的设计方法”, 机械工程学报, 第一期, 1956。
- [2] Couston, M., “Time Marching finite area method”, VKI LS 84 “Transonic Flows in Axial Turbomachinery”, February 1976.
- [3] MacCormack, R. W. & Paullay, A. J., “Computational Efficiency Achieved by Time Splitting of finite Difference Operators”, AIAA Paper No. 72-154, 1972.
- [4] Denton, J. D. & Singh, U. K., “Time Marching Method for Turbomachinery flow Calculation”, VKI-LS-1979-7.
- [5] Harten, A. & ZWAS, G., “Switched Numerical Shuman Filtes for Shock Calculation, Journal of Engineering Mathematics”, Vol. 6, No. 2, April, 1972.
- [6] Van Hove, W., “Time Marching Methods of Improving Convergence”, VKI-LS-1979-7.
- [7] 张耀科、沈孟育、龚增锦, “任意旋成面叶栅跨音绕流的数值试验”, 数值计算与计算机应用, 1980, 12, 第 4 期。
- [8] 王平治, “叶轮机械气动计算正问题和临界流量”, 数值计算与计算机应用, 4(1980), 225-232。
- [9] 王平治, “计算叶轮机械跨音流动的流线曲率法”, 计算数学, 4(1984), 420-428。
- [10] 王平治, “时间相关法解定常跨音流场时的几种差分格式比较”, 中国科学院计算中心科技报告, 1984, 5。
- [11] 王晓林, “修正粘性方法及其在平面叶栅绕流计算中的应用”, 中国科学院计算中心硕士论文, 1985, 7。

A METHOD FOR AERODYNAMIC DESIGN CALCULATION OF AXIAL GAS TURBINE STAGES WITH COOLING AIR MIXING

Huang Zhonghu, Wang Yueqi (*Shenyang Aeroengine Research Institute*)

Yang Jinfu (*Gas Turbine Establishment*)

ABSTRACT

This paper presents a method for aerodynamic design calculation of axial gas turbine stage with the mixing of cooling air. The mass flow mixing and the energy mixing of the cooling air with the main gas flow are considered directly in the continuity and the energy equations, while the momentum loss resulting from the mixing is considered indirectly. The losses of blade rows and their distributions in the radial direction are determined by means of the loss models provided in the paper. The influences of different cooling types of blades and the non-uniformity of the inlet total temperature and total pressure in the radial direction have been considered in the calculation program. The method could be applied to multi-stage air-cooled gas turbine. The basic calculation method adopted is the streamline curvature method. As an example, a design calculation of an axial turbine stage are presented. The calculation results show that the effect of the cooling air mixing on the turbine efficiency is significant.

AN AERODYNAMICAL DESIGN AND CALCULATION METHOD FOR GAS TURBINE WITH COOLING AIR MIXING

Shi Jing, Li Junshan (*Nanhua Powerplant Research Institute*)

Wang Piyqia, Jin Shi (*Computing Center, Academia sinica*)

ABSTRACT

In order to conduct aerodynamical design and calculation for a air-cooled turbine, the coolant and gas flow mixing correlations, which satisfied the mass, momentum and energy equations, are derived in rotational coordinates. The computer program has been developed. Calculational results indicate that gas flow parameters change considerably in the case of great coolant mass flow ratio. It is necessary to consider the influence of coolant flow in detail.

AN APPROACH FOR CALCULATING STEADY SUBSONIC AND TRANSONIC BLADE TO BLADE FLOWS

Wang Pingqia (*Computing Center, Academia Sinica*)

ABSTRACT

A software is designed to calculate steady subsonic and transonic blade flows. It can analyse the features of the flow field according to the boundary conditions and automatically choose the numerical method which is suitable to obtain the accurate results and save calculation time. When the coordinates on blade surface at inlet and outlet are given, user can determine Mach number or pressure distribution on blade surface, Mach number or pressure contours in all of the flow field. Two kinds of the numerical methods are programmed in this software: Streamline curvature method and Time-matching method. The former directly starts from steady Euler equations, since the multi-value problem in transonic flows was solved by the author, the streamline curvature has been successfully used to compute transonic flow, especially it gets rapid convergence when the flow is subsonic at outlet. The later method starts from unsteady Euler equations but with constant total enthalpy. The steady flow is calculated as the asymptotic limit after a sufficient long time of solution of the unsteady equations. This method with appropriate scheme and shock capturing technique is accurate to compute transonic flow with shock, but in the case of subsonic at outlet, the streamline curvature method can reduce the calculation time approximately 60%. Three numerical examples are given in this paper. Both the calculation methods give comparable results and the results agree well with the measurements.