

钝锥三维粘性绕流背风面 分离的数值模拟¹⁾

傅 德 薰

(中国科学院力学研究所)

马 延 文

(北京空气动力研究所)

摘要 本文将作者在文献[1]中提出的方法推广应用于求解三维可压缩 N-S 方程和简化 N-S 方程，并对近似因式分解法应用于三维问题的稳定性进行了分析。指出，对二维问题原无条件稳定的格式，经近似因式分解后仍是无条件稳定的；对于三维问题，原无条件稳定的格式经普通近似因式分解后所得到的格式可能是不稳定的或条件稳定的。利用系数矩阵分裂法所得到的近似因式分解格式可仍是无条件稳定的，只要适当加大分裂后的系数反差即可。

文中给出了钝锥超音速三维粘性绕流结果。得到了背风面分离的流动图像，物面压力值与实验值吻合。

关键词 Navier-Stokes 方程，分离流动，数值模拟

一、引言

分离流和涡运动是流体力学中的基本现象，也是人们在很多实际问题中所感兴趣的问题。细长体绕流中的背风面分离流动已进行了大量研究工作，但是这一问题仍处于发展中，很多问题有待进一步研究。采用数值计算方法求解 N-S 方程，即用数值模拟的方法是研究这一问题的重要手段之一。

为了能正确模拟这一复杂的流动现象，要求所选用的方法有足够的精度，正确的处理边界条件，能正确模拟复杂流场中的各种物理特性。此外，还要求计算方法有较好的稳定性和收敛性，要求算法有较高的求解效率，计算过程简单，使花费较少的计算机时得到正确的流场结果。

本文将作者在文献[1]中提出的计算方法应用求解三维绕流问题。该方法是利用特殊的系数矩阵分裂和近似因式分解法，将隐式差分格式化为形为隐式实为显式的差分格式。它具有隐式格式的优点：不受时间步长限制，无条件稳定，具有二阶精度。它又具有显

1) 本课题为国家自然科学基金资助项目。

本文于 1990 年 1 月 3 日收到，1990 年 8 月 15 日收到修改稿。

式格式的优点,计算过程如显式格式那样简单。数值实验表明,该方法可用于数值模拟细长体大攻角背风面分离流动,方法的精度和稳定性、收敛性等方面基本上是令人满意的。

二、基本方程及坐标变换

选用物面坐标系(见图 1)。为了能正确描述物面附近粘性层内流动的物理特性,且便于边界条件处理,在物面法向采用了文献[2]给出的坐标变换

$$\begin{aligned} t &= \tau & x &= x_1 \\ y &= x_2 & z &= z(\zeta) \\ \zeta &= \begin{cases} \frac{1}{A}(z - 1) + 1 & \tilde{\delta}_1 \leq z < 1 \\ \left\{ \exp \left[\frac{1}{B}(z - C) \right] - 1 \right\} / b & \tilde{\delta}_0 \leq z < \tilde{\delta}_1 \\ z/D & 0 \leq z \leq \tilde{\delta}_0 \end{cases} \end{aligned}$$

该变换在 $z = \tilde{\delta}_0$ 和 $\tilde{\delta}_1$ 点连续和连续可微,由此可确定 A 、 B 、 C 和 D 。

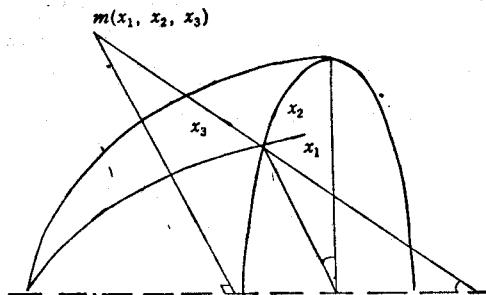


图 1 坐标系示意图

三维非定常可压缩 N-S 方程在选定的物面坐标系内经坐标变换后的向量形式为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{U} + \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{f}_1 + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{f}_2 + N \left[\frac{\partial}{\partial z} \mathbf{f}_3 - L \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{U} - M_1 \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{f}_1 - M_2 \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{f}_2 \right] \\ - \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{F}_1 + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{F}_2 + N \left[\frac{\partial}{\partial z} \mathbf{F}_3 - M_1 \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{F}_1 - M_2 \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{F}_2 \right] + \mathbf{D}_1 + \mathbf{D}_2 \quad (1) \end{aligned}$$

其中

$$\mathbf{U} = H_1 R \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho \left(\rho + \frac{\mathbf{V}^2}{2} \right) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{f}_1 = R \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ u \left[\rho \left(e + \frac{\mathbf{V}^2}{2} \right) + \dot{p} \right] \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{f}_2 = H_1 \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho u v \\ \rho v^2 + p \\ \rho v w \\ v \left[\rho \left(e + \frac{V^2}{2} \right) + p \right] \end{bmatrix}, \quad \mathbf{f}_3 = H_1 R \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho u w \\ \rho v w \\ \rho w^2 + p \\ w \left[\rho \left(e + \frac{V^2}{2} \right) + p \right] \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{D}_1 = \begin{bmatrix} 0 \\ (\rho v^2 + p) H_1 \cos \theta - \frac{R}{R_1} \rho u w \\ -H_1 \rho v (w \sin \theta + u \cos \theta) \\ \frac{R}{R_1} (\rho u^2 + p) + H_1 \sin \theta (\rho v^2 + p) \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$N = \frac{z_i}{\delta}, \quad M_1 = (B'_{i,x_1} + \zeta \delta'_{x_1})$$

$$L = \zeta \delta, \quad M_2 = (B'_{i,z_1} + \zeta \delta'_{z_1})$$

$$\delta = B_s - B_i$$

方程(1)右端项中除 \mathbf{D}_1 外都是与粘性有关的项。方程中的 ρ 、 u 、 v 、 w 、 T 和 P 分别为无量纲密度、三个坐标方向上的速度分量、温度和压力，其无量纲化的参数对应为来流参数 ρ_∞ 、 V_∞ 、 T_∞ 和 $\rho_\infty V_\infty^2$ 。

$$p = \frac{1}{\gamma M_\infty^2} \rho T, \quad \rho = C_v T \quad (2)$$

$$C_v = \frac{1}{\gamma(\gamma - 1) M_\infty^2}$$

γ 为比热比， M_∞ 为来流马赫数， R 为从计算点到轴上的距离， R_1 为 x_1 向坐标线之曲率半径(见图 1)， $H_1 = 1 + x_3/R_1$ ， B_s 为激波方程， B_i 为物面方程。上标撇表示对空间自变量的导数，字符上的点表示对时间 t 的导数，下标 ∞ 表示来流参数。粘性系数由 Sutherland 关系式给出。

三、计算方法

作者在文献[3]中给出了一个一般隐式格式构造方法。将逼近于方程组(1)的差分表达式经近似因式分解后可写为如下形式

$$\begin{aligned} & \left[I + \frac{\beta}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} \delta_x^- A_i^+ \cdot \right] \left[I + \frac{\beta}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} \delta_x^+ A_i^- \cdot \right] \left[I + \frac{\beta}{2} \frac{\Delta t}{\Delta y} \delta_y^- A_i^+ \cdot \right] \left[I + \frac{\beta}{2} \frac{\Delta t}{\Delta z} \delta_z^+ A_i^- \cdot \right] \\ & \left[I + \frac{\beta}{2} \frac{\Delta t}{\Delta z} \delta_z^- A_i^+ \cdot \right] \left[I + \frac{\beta}{2} \frac{\Delta t}{\Delta z} \delta_z^+ A_i^- \cdot \right] \delta_t \mathbf{U}_{i,j,k}^{n+1} = \Delta \mathbf{U}_{i,j,k}^n \end{aligned} \quad (3)$$

$$\Delta \mathbf{U}_{i,j,k} = \Delta t \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{F}_1 + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{F}_2 + N \left[\frac{\partial}{\partial z} \mathbf{F}_3 - M_1 \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{F}_1 - M_2 \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{F}_2 \right] \mathbf{D}_1 + \mathbf{D}_2 \right\}_{i,j,k}$$

$$-\left\{\frac{\Delta t}{\Delta x}\delta_x^0\mathbf{f}_1+\frac{\Delta t}{\Delta y}\delta_y^0\mathbf{f}_2+N[\delta_x^0\mathbf{f}_3-L\delta_x^0\mathbf{U}-M_1\delta_x^0\mathbf{f}_1-M_2\delta_x^0\mathbf{f}_2]\right\}_{i,j,k} \quad (4)$$

其中

$$\mathbf{A}_i = N[A_i - L I - M_1 A_1 - M_2 A_2]$$

A_i 为 Jacobian 矩阵

$$A_i = \frac{D(\mathbf{f}_i)}{D(\mathbf{U})}, \quad i = 1, 2, 3$$

δ_x^0 等为中心差, δ_x^+ 和 δ_x^- 分别为前差和后差。对粘性项的处理利用了在文献 [4] 中提出的算子附加修正方法以加速迭代收敛过程。差分方程 (3) 可改写成六个单方向上的求解序列, 例如 x 方向上的两个求解序列为

$$\left[1 + \frac{\beta}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} A_1^+\right] \delta_t \mathbf{U}_i^{n+\frac{1}{6}} = \Delta \mathbf{U}_i^n + \frac{\beta}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} (A_1^+ \delta_t \mathbf{U}^{n+\frac{1}{6}})_{i-1} = \tilde{\mathbf{F}}_i \quad (5)$$

$$\left[1 - \frac{\beta}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} A_1^-\right] \delta_t \mathbf{U}_i^{n+\frac{1}{6}} = \delta_t \mathbf{U}_i^{n+\frac{1}{6}} - \frac{\beta}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} (A_1^- \delta_t \mathbf{U}^{n+\frac{1}{6}})_{i+1} = \mathbf{G}_i \quad (6)$$

$\tilde{\mathbf{F}}_i$ 在正向扫描过程和 \mathbf{G}_i 在反向扫描过程均为已知。所采用的具体矩阵分裂形式为

$$\lambda_{1,2,3,4}^+ = u^+, \quad \lambda_5^+ = u^+ + c$$

$$\lambda_{1,2,3,5}^- = u^-, \quad \lambda_4^- = u^- - c$$

$$u^\pm = \frac{u \pm |u|}{2}$$

c 为无量纲声速。用这种分裂形式每一步的解都可显式求出来。例如, 对(5—6)式有

$$\delta_t \mathbf{U}_i^{n+\frac{1}{6}} = \frac{1}{1 + \frac{\beta}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} u^+} \left\{ \tilde{\mathbf{F}}_i - \frac{\frac{\beta}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} c \beta_5}{1 + \frac{\beta}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} (u^+ + c)} \begin{bmatrix} (S_1^{-1})_{1,5} \\ (S_1^{-1})_{2,5} \\ (S_1^{-1})_{3,5} \\ (S_1^{-1})_{4,5} \\ (S_1^{-1})_{5,5} \end{bmatrix} \right\} \quad (7)$$

$$\delta_t \mathbf{U}_i^{n+\frac{1}{6}} = \frac{1}{1 - \frac{\beta}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} u^-} \left\{ \tilde{\mathbf{G}}_i - \frac{\frac{\beta}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} c \beta_4}{1 - \frac{\beta}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} (u^- - c)} \begin{bmatrix} (S_1^{-1})_{1,4} \\ (S_1^{-1})_{2,4} \\ (S_1^{-1})_{3,4} \\ (S_1^{-1})_{4,4} \\ (S_1^{-1})_{5,4} \end{bmatrix} \right\} \quad (8)$$

其中

$$\beta_i = \sum_k (S_1)_{i,k} X_k, \quad i = 4, 5$$

$$\mathbf{X} = \tilde{\mathbf{F}}, \mathbf{G}$$

X_k 为向量 \mathbf{X} 的分量, $(S_1^{-1})_{i,j}$ 和 $(S_1)_{i,j}$ 分别为矩阵 S_1^{-1} 和 S_1 的元素。对于(7)式 $\mathbf{X} = \tilde{\mathbf{F}}$, 对于(8)式, $\mathbf{X} = \mathbf{G}$ 。从(7)和(8)式可以看出, 所构造的差分算法不但消除了通常隐式方法中的大量矩阵数值求逆, 而且也基本消除了矩阵运算。在形式上, 解可以显式地表达出来, 且格式又具有隐式方法的优点, 即格式是无条件稳定的。

四、近似因式分解法的稳定性分析

这里将对近似因式分解法的稳定性做一简单分析。首先讨论二维问题。为了简便起见，考虑以下模型方程

$$\frac{\partial u}{\partial t} + a \frac{\partial u}{\partial x} + b \frac{\partial u}{\partial y} = 0, \quad a, b = \text{const.} \quad (9)$$

很多隐式格式可写为如下之一般形式

$$\left[1 + \frac{\beta}{2} (\alpha_1 \delta_x^0 + \alpha_2 \delta_y^0) \right] \delta_t u_{i,j}^{n+1} = -(\alpha_1 \delta_x^0 + \alpha_2 \delta_y^0) u_{i,j}^n = \Delta u_{i,j}^n \quad (10)$$

其中

$$\alpha_1 = a \frac{\Delta t}{\Delta x}, \quad \alpha_2 = b \frac{\Delta t}{\Delta y}$$

对应的普通近似因式分解格式为

$$\left(1 + \frac{\beta}{2} \alpha_1 \delta_x^0 \right) \left(1 + \frac{\beta}{2} \alpha_2 \delta_y^0 \right) \delta_t u_{i,j}^{n+1} = \Delta u_{i,j}^n \quad (11)$$

利用系数分裂法的近似因式分解格式为

$$\left(1 + \frac{\beta}{2} \alpha_1^+ \delta_x^+ \right) \left(1 + \frac{\beta}{2} \alpha_1^- \delta_x^- \right) \left(1 + \frac{\beta}{2} \alpha_2^+ \delta_y^+ \right) \left(1 + \frac{\beta}{2} \alpha_2^- \delta_y^- \right) \delta_t u_{i,j}^{n+1} = \Delta u_{i,j}^n \quad (12)$$

式中

$$\begin{aligned} \alpha_k^+ &\geq 0, \quad \alpha_k^- \leq 0 \\ \alpha_k^+ + \alpha_k^- &= \alpha_k \end{aligned}$$

利用 Von Neumann 稳定性分析可知，(10)–(11)式有着共同形式的放大因子

$$G = \frac{A + \left(\frac{\beta}{2} - 1 \right) Bi}{A + \frac{\beta}{2} Bi} \quad (13)$$

不难看出，当 $\beta \geq 1$ 则它们都是稳定的。同样分析可知，当 $\beta \geq 1$ 时(12)式也是无条件稳定的。

下面来讨论三维问题格式的稳定性。所讨论的模型方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + a \frac{\partial u}{\partial x} + b \frac{\partial u}{\partial y} + c \frac{\partial u}{\partial z} &= 0 \\ a, b, c &= \text{const.} \end{aligned} \quad (14)$$

定义

$$\alpha_1 = a \frac{\Delta t}{\Delta x}, \quad \alpha_2 = b \frac{\Delta t}{\Delta y}, \quad \alpha_3 = c \frac{\Delta t}{\Delta z}$$

$$B = \alpha_1 \sin \beta_1 + \alpha_2 \sin \beta_2 + \alpha_3 \sin \beta_3$$

$$C = \alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 \sin \beta_1 \sin \beta_2 \sin \beta_3$$

不失一般性，设(14)式中的系数皆为非负，否则可经坐标变换达到这一要求。这样 B 和 C 皆为非负。一般隐式格式具有形式

$$\begin{aligned} & \left[1 + \frac{\beta}{2} (\alpha_1 \delta_x^0 + \alpha_2 \delta_y^0 + \alpha_3 \delta_z^0) \right] \delta_i u_{i,j,k}^{n+1} \\ & = -(\alpha_1 \delta_x^0 + \alpha_2 \delta_y^0 + \alpha_3 \delta_z^0) u_{i,j,k}^n = \Delta u_{i,j,k}^n \end{aligned} \quad (15)$$

该式的放大因子为

$$G = \frac{A + \left(\frac{\beta}{2} - 1 \right) Bi}{A + \frac{\beta}{2} Bi} \quad (16)$$

不难看出, 当 $\beta \geq 1$ 格式是无条件稳定的。对应于(11)式的三维近似因式分解格式的放大因子为

$$G = \frac{A + \left[\left(\frac{\beta}{2} - 1 \right) B - \left(\frac{\beta}{2} \right)^3 C \right] i}{A + \left[\frac{\beta}{2} B - \left(\frac{\beta}{2} \right)^3 C \right] i} \quad (17)$$

当 $\beta = 1$ 时为中心差分格式, 原式是中性稳的, 但对应的近似因式分解格式是不稳的。这可由(17)式中得知, 因稳定性要求 $BC \leq 0$, 这与最初的假设矛盾。当 $\beta > 1$ 时, 从(17)式可知, 稳定性要求

$$C \leq \frac{4(\beta - 1)B}{\beta^3} \quad (18)$$

例如, 原无条件稳定的全隐 Euler 时间向后差分格式($\beta = 2$), 对应的普通近似因式分解格式却是条件稳定的了, 其步长比应满足(18)式。

利用系数分裂法得到的差分格式为

$$\left[1 + \frac{\beta}{2} (\alpha_1^+ \delta_x^- + \alpha_1^- \delta_x^+ + \alpha_2^+ \delta_y^- + \alpha_2^- \delta_y^+ + \alpha_3^+ \delta_z^- + \alpha_3^- \delta_z^+) \right] \delta_i u_{i,j,k}^{n+1} = \Delta u_{i,j,k}^n \quad (19)$$

该格式的放大因子与(16)式形式上相同, 故当 $\beta \geq 1$ 时格式总是稳定的。若对(19)式进行近似因式分解, 则所得格式的放大因子为

$$G = \frac{A + \left[\left(\frac{\beta}{2} c_2 c_3 - 1 \right) b_1 + \left(\frac{\beta}{2} c_3 c_1 - 1 \right) b_2 + \left(\frac{\beta}{2} c_1 c_2 - 1 \right) b_3 - \left(\frac{\beta}{2} \right)^3 b_1 b_2 b_3 \right] i}{A + \left[\frac{\beta}{2} c_2 c_3 b_1 + \frac{\beta}{2} c_3 c_1 b_2 + \frac{\beta}{2} c_1 c_2 b_3 - \left(\frac{\beta}{2} \right)^3 b_1 b_2 b_3 \right] i} \quad (20)$$

其中

$$b_k = \alpha_k \sin \beta_k, \quad b_k^\pm = \alpha_k^\pm \sin \beta_k$$

$$\alpha_k = \alpha_k^+ + \alpha_k^-, \quad \alpha_k^+ \geq 0, \alpha_k^- \leq 0$$

$$c_k = \left[1 + \frac{\beta}{2} b_k^\pm (1 - \cos \beta_k) \right] \left[1 - \frac{\beta}{2} b_k^- (1 - \cos \beta_k) \right] - \left(\frac{\beta}{2} \right)^2 b_k^+ b_k^-$$

(20)式中的 α_k^\pm 是通过方程(14)式的系数分裂值 a^\pm 、 b^\pm 和 c^\pm 表示的参数。可以推出, 如果 $\beta \geq 1$, 且加大分裂后的系数“反差”, 则可使(20)式中的 $|G| \leq 1$, 也就是说, 可选用适当的分裂方法使三维问题的逼近格式经近似因式分解后将仍是稳定的。这里所说的加大

分裂后的系数反差是指加大 a^{\pm} 、 b^{\pm} 和 c^{\pm} 的绝对值，且保证 $a^+ + a^- = a$ ， $b^+ + b^- = b$ ，和 $c^+ + c^- = c$ 。

通过上面的讨论可以看出，在对三维隐式法进行近似因式分解时应倍加小心。原稳定的隐式格式经普通近似因式分解法所得到的格式可能是不稳定的，如 $\beta = 1$ 时的中心差分格式，或条件稳定的，如 $\beta = 2$ 时的 Euler 时间向后全隐格式。但利用系数分裂方法所得到的近似因式分解格式将仍可是无条件稳定的，只要选用适当的系数分裂法就可以了。还应指出，对隐式部分采用不同形式的系数分裂方法原则上不影响格式的形式逼近精度。如果取 $\beta = 1$ ，则(19)式在时间和空间方向都将具有二阶逼近精度。

五、计算结果及分析

所计算的物形是半锥角 $\theta_c = 4.7^\circ$ 的球锥。取特征长度为球头半径 R_0 ， $R_0 = 1$ 。钝锥全长 $L = 10$ ，束流马赫数 $M_\infty = 10$ ，雷诺数 $Re_l = 2.3 \times 10^6$ ，攻角 $\alpha = 20^\circ$ 。在计算中对应于 x 、 y 和 z 方向上的网格点为 $IN \times jN \times KN = 41 \times 41 \times 41$ 。

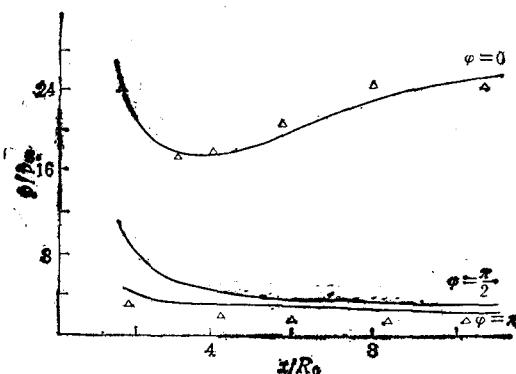
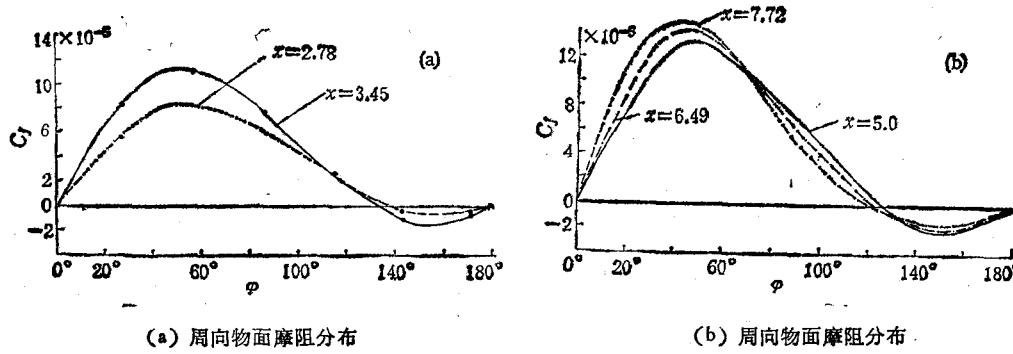


图2 流向物面压力分布

——计算 △△文献[5]

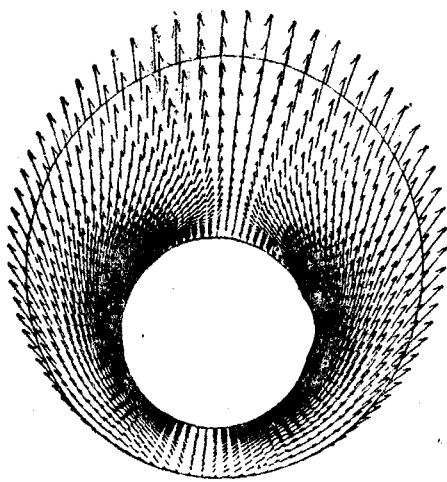
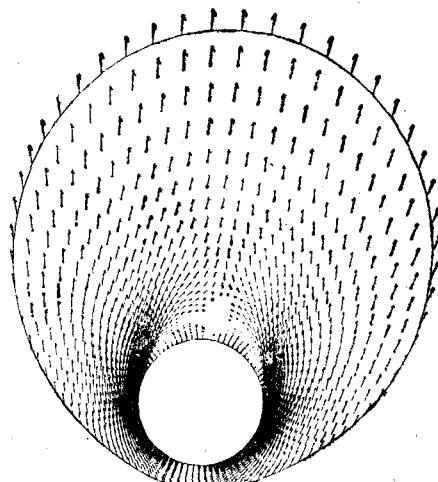
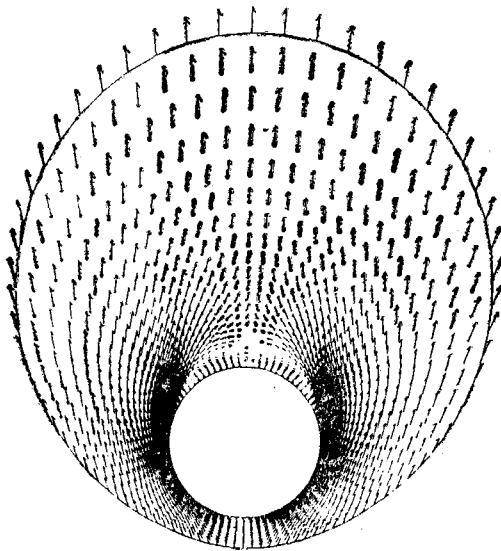
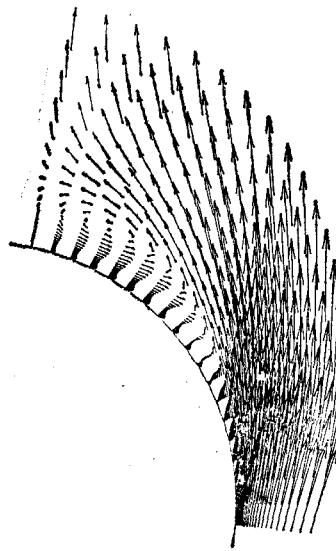


(a) 周向物面摩擦分布

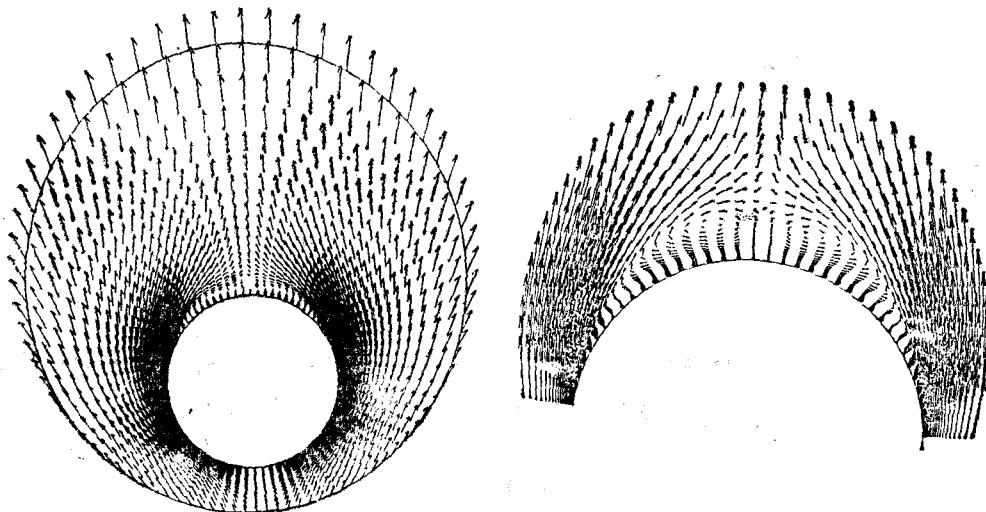
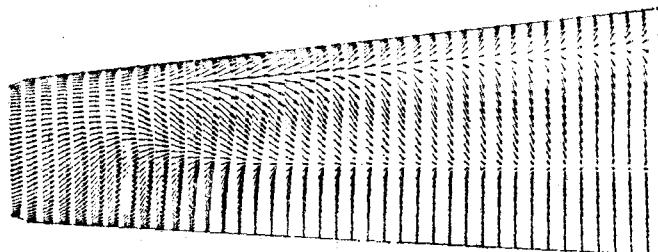
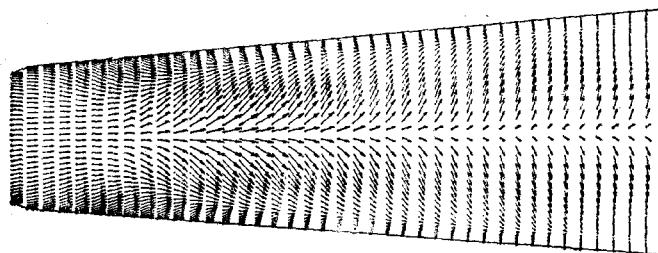
(b) 周向物面摩擦分布

图3

在图2中给出了 $\varphi = 0^\circ, 90^\circ$ 和 180° 三个子午面上的压力分布，同时给出了文献[5]中的结果。可以看出，二者相符甚好。在图3中给出了五个截面处的周向物面摩擦分布。从中可以看到，背风面分离区物面周向摩擦为负，且在离开钝头区较远处 ($x > 5$)，分离

图 4 $x = 0.546$ 截面速度图图 5 $x = 4.437$ 截面速度图图 6 $x = 7.11$ 截面速度图图 7 $x = 7.11$ 截面背风面速度放大图

点(即周向摩阻为零的点)基本上在同一射线上。在图 4—图 9 中给出了在各 x 位置处, 横截面内的速度向量分布。从图 4 ($x = 0.546$) 可以看出, 离开锁头较近的横截面上并没有出现背风面侧向分离(这一点在图 10 和图 11 给出的极限流线图中也可看到)。这说明钝头对于背风面分离流动有抑制作用(与尖锥大攻角背风面分离情况相比较看的更为明显)。直到 $x \leq 3$ 都未见到背风面分离流动图像。在图 5 中给出了 $x = 4.437$ 处的计算结果, 这里清楚地看到了背风面分离流动图。在图 6 中给出了 $x = 7.11$ 的计算结果, 在图 7 中给出了相应的放大图。这里看到背风面分离涡扩大且加强。在物面附近形成一快速流, 且有形成反向二次涡的趋向。在图 8 中给出了 $x = 8.9$ 处的计算结果, 在图 9 中给

图 8 $x = 8.9$ 截面速度图图 9 $x = 8.9$ 截面背风面速度放大图图 10 物面极限流线 ($\varphi = 135^\circ$ 处侧视图)图 11 物面极限流线 ($\varphi = 180^\circ$ 处仰视图)

出了对应的放大图。这里的图像与 $x = 7.11$ 处的类似。在背风面处还可清楚地看到后驻点位置。在图 10 中给出了 $\varphi = 135^\circ$ 处的侧视极限流限图;在图 11 中给出了 $\varphi = 180^\circ$ 处仰视的极限流线图。在这里可以看到锥面上的分离线是极限流线的渐近线,或称“收拢线”;而角附线则是极线流线的“分开线”,而且可以看到在靠近钝头的区域内在背风面未出现分离。

参 考 文 献

- [1] Ma Yanwen and Fu Dexun, Proceedings of the 10th International Conference on Numerical Methods in fluid Dynamics, Beijing (1986).
- [2] 傅德薰, 汪翼云, 马延文, 计算空气动力学, 宇航出版社(1990).
- [3] Ma Yanwen and Fu Dexun, AIAA Paper 87-1123.
- [4] Fu Dexun and Ma Yanwen, Proceedings of the 9th International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics, Paris (1984).
- [5] Rizk, Y. M., Chaussee, D. S. and McRae, D. S., AIAA Paper 81-1261.

NUMERICAL SIMULATION OF FLOW SEPARATION AROUND SPHERE-CONE AT ANGLE OF ATTACK

Fu Dexun

(Institute of Mechanics, Academy of Science)

Ma Yanwen

(Beijing Institute of Aerodynamics)

Abstract

The numerical algorithm developed by authors for solving the Navier-Stokes equations is used to solve viscous hypersonic flow around sphere-cone at angle of attack. For solving the difference equations approximate factorization with special Jacobian matrix splitting is used. Analysis of stability for difference schemes shows that unconditionally stable schemes after approximate factorization may become conditionally stable or even unstable, but with proper coefficient splitting the scheme obtained after approximate factorization of unconditionally stable scheme may still be stable. For the above mentioned physical problems clear pictures of flow separation are obtained. The computed results are compared with experiment.

Key words Navier-Stokes equations, flow separation, numerical simulation