

# 扰流片诱导的可压缩非定常流场数值模拟\* 1)

周伟江

(北京空气动力研究所)

马延文

(中国科学院力学研究所)

## NUMERICAL SIMULATION OF THE COMPRESSIBLE UNSTEADY FLOW INDUCED BY AN OSCILLATING SPOILER

Zhou Wei-jiang

(Beijing Institute of Aerodynamics)

Ma Yan-wen

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

### Abstract

The compressible constrained unsteady flow induced by an oscillating spoiler is simulated with solving the N-S equations. The process of forming, growing, shedding and merging of the vortex behind the spoiler is obtained, and the pressure variation with time is also presented. Meanwhile, the effect of the spoiler oscillating frequency and the compressibility on vortex movement are discussed. The results can be used to analyse the characters of the spoiler flow field and to further realize the vortex control on an airfoil surface.

### 一、引言

振动扰流片非定常分离流动直接与通过外部激发对剪切流场进行控制的问题有关。例如,可用扰流片产生的非定常分离涡改变飞行器大攻角下背风面产生的分离、旋涡破裂、以及各种非定常现象,以改变飞行器的飞行特性和操纵性能,达到高升力和机动飞行的目的。因此,对于扰流片非定常分离涡的机理研究引起了人们广泛的兴趣。国内这方面的研究主要偏重于实验和不可压情况,直接数值模拟较少。文献[1]对低速扰流片非定常流场进行了实验研究,得到了许多令人感兴趣的结果。

本文用文献[2]提出的错点二阶精度差分格式,数值模拟了可压缩扰流片流场涡的运

\* 1991年3月19日收到。

1) 国家自然科学基金资助项目。

动和发展过程,得到了实验中看到的一些现象。

## 二、方程及网格生成

采用层流全  $N-S$  方程

$$\frac{\partial \tilde{U}}{\partial t} + \frac{\partial f_1}{\partial x} + \frac{\partial f_2}{\partial y} = \tilde{F}_{vis}, \quad (1)$$

$$\tilde{U} = [\rho, \rho u, \rho v, e]^T,$$

$$f_1 = [\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, (e+p)u]^T,$$

$$f_2 = [\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, (e+p)v]^T,$$

$$e = \rho [C_p T + (u^2 + v^2)/2],$$

$\tilde{F}_{vis}$  表示右端粘性项。

$$\tilde{F}_{vis} = \begin{bmatrix} 0 \\ \partial \sigma_{11} / \partial x + \partial \sigma_{12} / \partial y \\ \partial \sigma_{21} / \partial x + \partial \sigma_{22} / \partial y \\ \frac{\partial}{\partial x} \left( u \sigma_{11} + v \sigma_{12} + \frac{C_p}{Pr Re} \mu \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( u \sigma_{21} + v \sigma_{22} + \frac{C_p}{Pr Re} \mu \frac{\partial T}{\partial y} \right) \end{bmatrix},$$

$$\begin{cases} \sigma_{11} = \frac{2\mu}{Re} \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{3} \nabla \cdot \mathbf{V} \right), \\ \sigma_{12} = \sigma_{21} = \frac{\mu}{Re} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \\ \sigma_{22} = \frac{2\mu}{Re} \left( \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{1}{3} \nabla \cdot \mathbf{V} \right), \end{cases}$$

$\mathbf{V}$  为合速度矢量。

网格生成采用代数网格生成法,将计算域均匀网格转换到物理域上,由均匀细网格区、变间距网格区和均匀粗网格区组成的三层结构网格。

## 三、差分方法

经坐标变换后,(1)式变为

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + \frac{1}{\eta_y} \frac{\partial f_1}{\partial \xi} + \frac{1}{\xi_x} \frac{\partial f_2}{\partial \eta} = F_{vis}, \quad (2)$$

$$U = \tilde{U} / \xi_x \eta_y.$$

由于网格线分别平行于  $x$  轴和  $y$  轴,因此  $\xi_y$  和  $\eta_x = 0$ 。采用系数矩阵分裂,因式分解并分步求解可得

$$\begin{cases} (I + \alpha_1 \delta_x^- \tilde{A}_1^+) \delta_i U_{i,j}^{n+1/4} = \Delta U_{i,j}^n, \\ (I + \alpha_1 \delta_x^+ \tilde{A}_1^-) \delta_i U_{i,j}^{n+1/2} = \delta_i U_{i,j}^{n+1/4}, \\ (I + \alpha_2 \delta_y^+ \tilde{A}_2^-) \delta_i U_{i,j}^{n+3/4} = \delta_i U_{i,j}^{n+1/2}, \\ (I + \alpha_2 \delta_y^- \tilde{A}_2^+) \delta_i U_{i,j}^{n+1} = \delta_i U_{i,j}^{n+3/4}, \end{cases} \quad (3)$$

$$\Delta U_{i,j}^n = \Delta t (F_{v,ii})_{i,j}^n - \alpha_1 \delta_x^0 (f_1)_{i,j}^n - \alpha_2 \delta_y^0 (f_2)_{i,j}^n,$$

其中  $\alpha_1 = \xi_x \Delta t / 2 \Delta \xi$ ,  $\alpha_2 = \eta_y \Delta t / 2 \Delta \eta$ ,

$$A_l = D(f_l) / D(U), \quad l = 1, 2$$

为通量 Jacobian 矩阵。  $\tilde{A}_l^\pm = A_l^\pm \pm \beta_l I$ 。  $\beta_1, \beta_2$  为  $x$  和  $y$  方向的附加修正因子, 取

$$\begin{cases} \beta_1 = \max\{0, (2\gamma\mu/P, Re\rho\Delta t)^{1/2} - \Delta\xi/\Delta t\}, \\ \beta_2 = \max\{0, (2\gamma\mu/P, Re\rho\Delta t)^{1/2} - \Delta\eta/\Delta t\}. \end{cases} \quad (4)$$

采用通量特殊分裂方法,  $A_l^\pm$  可写成

$$\begin{cases} A_l^+ = w_l^+ I + c S_l^{-1} I_l S_l, \\ A_l^- = w_l^- I - c S_l^{-1} I_l S_l, \end{cases} \quad l = 1, 2, \quad (5)$$

$$w_l^\pm = \begin{cases} u^\pm, & l = 1, \\ v^\pm, & l = 2, \end{cases}$$

$S_l$  为  $A_l$  的左特征向量矩阵,  $S_l^-$  为  $A_l$  的右特征向量矩阵。  $I_k$  是对角线上第  $k$  个元素为 1, 其他元素都为零的矩阵。 将(5)式代入(3)中第 1 式可得

$$\delta_i U_{i,j}^{n+1/4} = \frac{1}{1 + \alpha_1 (u^+ + \beta_1)} \left\{ G_1 + \frac{\alpha_1 c}{1 + \alpha_1 (u^+ + \beta_1 + c)} v_{i,4}^{(1)} \begin{Bmatrix} (S_l^{-1})_{1,4} \\ (S_l^{-1})_{2,4} \\ (S_l^{-1})_{3,4} \\ (S_l^{-1})_{4,4} \end{Bmatrix} \right\} i, 1,$$

$$G_1 = \Delta U_{i,j}^n + \alpha_1 (\tilde{A}_1^+ \cdot \delta_i U^{n+1/4})_{i-1,j},$$

$$v_{i,k}^{(q)} = \sum_{p=1}^4 (S_l)_{p,k} \cdot (G_q)_p, \quad k = 3, 4, q = 1, 2.$$

同样从(3)中第 2、3、4 式可求出  $\delta_i U_{i,j}^{n+1/2}$ 、 $\delta_i U_{i,j}^{n+3/4}$  和  $\delta_i U_{i,j}^{n+1}$  类似的显式表达式。

#### 四、边界条件处理

本文的计算外形为机翼表面扰流片的简化模型, 用半无限长平板代替机翼表面。 扰流片以  $h = h_0 [1 + \cos(2\pi kx)]/2$  作简谐振动。

在计算中, 流入边界和外边界给定自由流值, 流出边界采用外插, 物面采用无滑移、绝热壁条件, 压力由法向动量方程给出。 扰流片上速度条件为  $u=0, v = -\pi k h_0 \sin(2\pi kx)$ 。

#### 五、结果与分析

共进行了三组计算, 参数分别为  $k = 0.048, M_\infty = 0.4$ ;  $k = 0.2, M_\infty = 0.4$ ;  $k =$

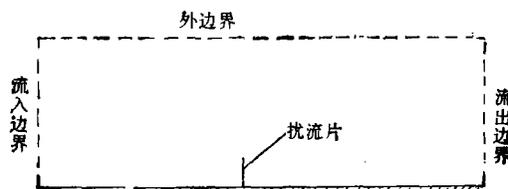


图 1 物理域示意图

0.2,  $M_\infty = 0.2$ .  $Re$  数皆为  $10^3$ ,  $k = 0.048$  代表低频结果,  $k = 0.2$  代表高频结果. 不同  $M$  数比较流体压缩性的影响, 物理区域见图 1. 网格分布见图 2.

图 3 给出了  $k = 0.048$ ,  $M_\infty = 0.4$  的流场变化. 比较一个周期流线和速度场的变化可以看出, 低频时每振动一个周期, 扰流片后拖出一强一弱两个涡. 当扰流片由最高点向下运动时, 脱落一个强涡, 当扰流片接近最低点时, 强涡前剪切层受扰动卷起形成一

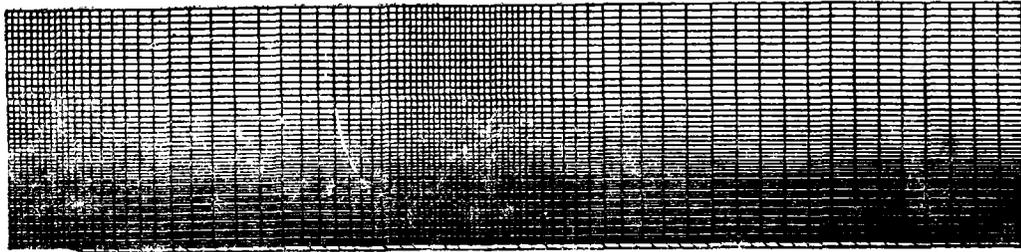


图 2 网格图

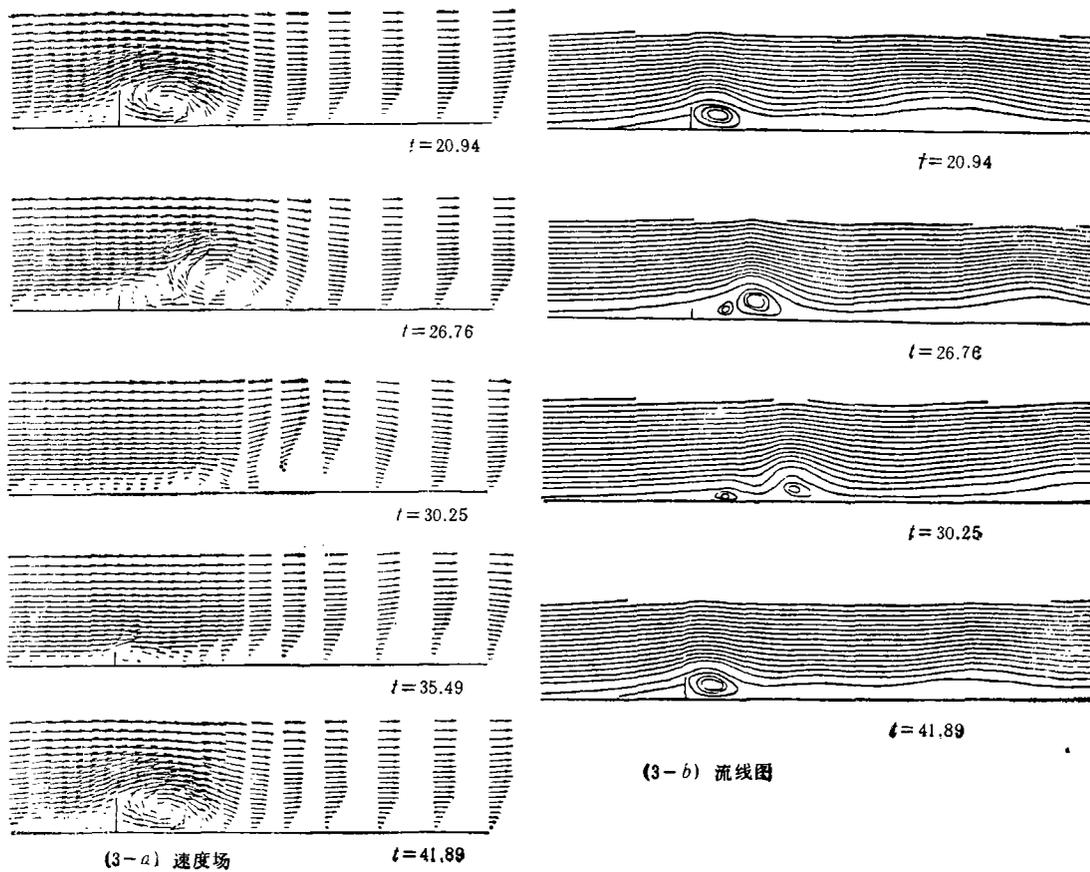


图 3 流场随时间变化 ( $k = 0.048$ ,  $M_\infty = 0.4$ )

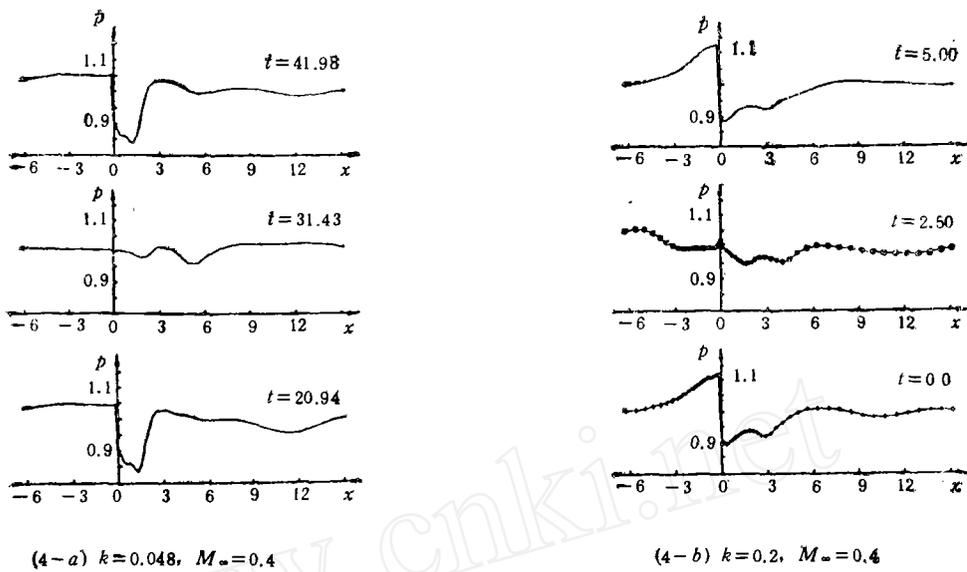


图4 压力曲线

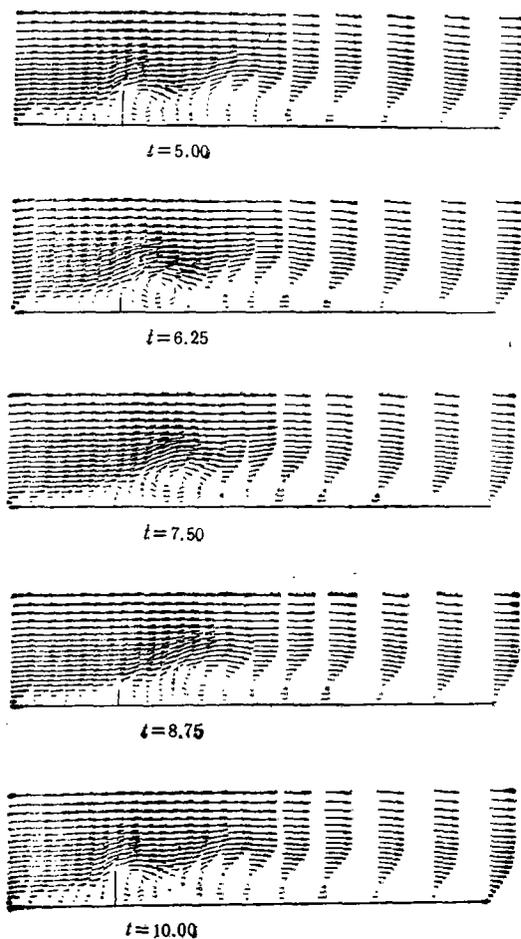


图5 流场随时间变化 ( $k=0.2, M_\infty=0.4$ )

个弱涡(见图3,  $t=30.25$ )。在强涡与弱涡之间出现一个反向二次涡(见图3,  $t=26.76$ ), 但强度很弱, 很快消失。弱涡运动速度较强涡慢, 拖出后不久即开始衰弱。强涡在粘性耗散的作用下, 离扰流片一定距离后也很快变弱。因此, 低频时不产生涡的合并现象, 低频状态下的这些涡运动规律, 与低速实验<sup>[4]</sup>中看到的现象类似。

图4记录了两个状态下不同时刻的物面压力分布。可以看出, 物面压力随时间变化呈现较好的周期性。

图5为  $k=0.2$ ,  $M_\infty=0.4$  不同时刻的速度场。可以看出, 扰流片作高频振动时, 每一个周期仅脱落一个强涡。当扰流片由最高点向下运动时, 旋涡由顶端拖出, 体积逐渐增大, 在扰流片一定距离的下游赶上前面的旋涡, 产生涡的合并。这里还可看到新生成涡与已产生合并涡的相互诱导作用。涡脱落频率差别和涡合并现象的出现, 反映了振动频率对流场最本质的影响。

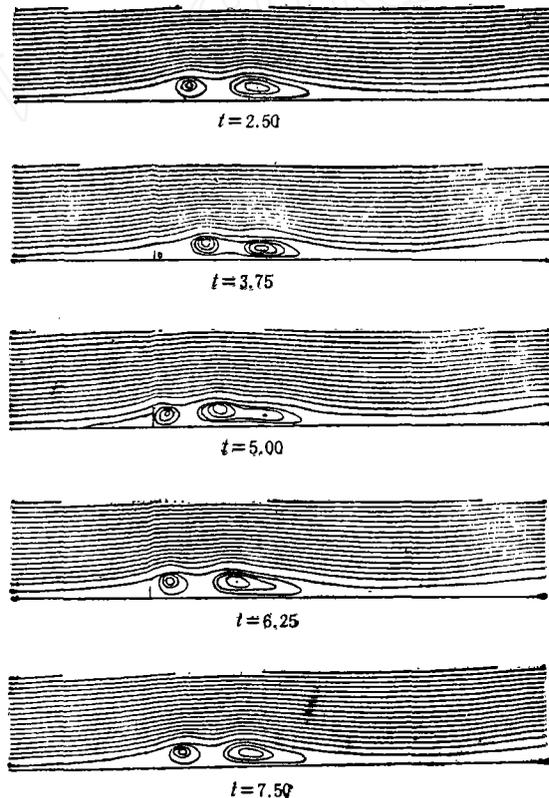


图6 流场随时间变化 ( $k=0.2$ ,  $M_\infty=0.2$ )

图6为  $k=0.2$ ,  $M_\infty=0.2$  的流场结果。当  $M_\infty$  降低时, 涡运动的定性规律基本不变, 仍为一个周期脱落一个强涡, 产生旋涡的合并现象。说明涡的脱落频率只决定于扰流片的振动频率。但从定量上分析, 当  $M$  数增大时, 涡的体积和整个分离区明显变小。反映了压缩性的影响主要在于绕过扰流片和分离涡时膨胀效应较大。而在相同的  $M$  数 (0.4) 下, 振动频率越高, 涡体积越小(见图3和5)。反映了振动和流场对扰动感受的相位差的影响。压缩性的另一个效应是使涡的合并发生得更早。从本文计算结果看,  $M_\infty=0.4$  时涡合并要较  $M_\infty=0.2$  时提前约  $1/4$  个周期, 但涡合并过程时间基本保持不变。

涡的相对移动速度(实际移动速度与自由流速度之比,  $v_c/v_\infty$ )是扰流片流场的另一个重要参数,它既受振动频率的影响,也受 $M$ 数的影响。不同时刻的流场分析表明,在高频振动时,涡脱落后到合并前这段时间内,涡必基本上保持匀速运动。估算结果, $k=0.2$ ,  $M_\infty=0.2$ 时,  $v_c/v_\infty \approx 0.57$ ;  $k=0.2$ ,  $M_\infty=0.4$ 时,  $v_c/v_\infty \approx 0.46$ 。 $M$ 数越大,  $v_c/v_\infty$ 越小,这也许是造成涡合并提前的主要原因之一。低频时,由于不发生涡的合并现象,涡运动速度将一直观察到涡消失。在接近扰流片的近流场,(强)涡心基本保持匀速运动。弱涡产生后,强涡涡心运动速度明显加快,并开始变弱。从图3估算,涡心位置小于 $3k_0$ 时,  $v_c/v_\infty$ 约为0.37,之后速度明显上升。文献[1]的定性结果与本文完全类似。

## 六、结 论

综合以上算例,在本计算参数范围内,可得出如下结论:

1. 在扰流片作低频振动时,每个周期拖出一强一弱两个旋涡,强涡与弱涡之间出现一个反向二次涡,但不发生涡的合并。当扰流片作高频振动时,每个周期脱落一个强涡,且后脱落涡赶上前面的涡,出现涡的合并和诱导现象。
2. 在低 $M$ 数下,涡脱落频率基本上只决定于振动频率,而与 $M$ 数无关。但压缩性使旋涡和分离区尺度变小,涡合并现象提前。
3. 在高频时,旋涡基本为匀速运动。低频时,先作匀速运动,当弱涡卷起后速度明显加快。 $M$ 数越大,涡移动速度越慢。

在本文完成过程中,得到了傅德薰研究员的指导和帮助,特表示谢意。

## 参 考 文 献

- [1] 刘谋信,刘德沛,振动扰流片旋涡的脱落和速度实验研究,第三届分离流与涡运动会议,1989.
- [2] Ma Yanwen, Fu Dexun, An efficient nested iterative method for solving the aerodynamic equations, Proceeding of the 11th international conference on numerical methods in fluid dynamics, 1988.