

均匀、振荡及组合流绕平板流动的 尾迹研究*

凌国灿 罗才茂¹⁾

(中国科学院力学所非线性连续介质力学开放实验室, 北京, 100080)

摘要 本文利用离散涡模型及改进的新生涡产生机制对三种不同来流绕平板的近尾迹进行数值研究。计算讨论了定常流中平板绕流流动的总特性和近尾迹流场; 对于简谐振荡来流, 相应于 $Kc = 2.0, 4.0$ 和 10.0 分别得到两种不同的尾迹形态。给出了小 Kc 数平板尾迹涡配对、运动的新模式而相应的阻力、惯性力系数计算比以前涡模拟结果更接近于U型管实验结果。对于流向组合来流本文模拟了涡锁定及其动力特性并于实验相符, 给出了流向扰动对平板绕流流动的影响。

关键词 涡尾迹, 平板, 振荡流, 流向组合流, 离散涡模拟

一、引言

在平板绕流的离散涡数值模拟中, 涡量的生成方法是一个主要问题。当来流为定常均匀时可用 MVP^[1]、MFP^[2] 或其它方法解决^[3]。考虑有尾迹衰减的涡方法, 数值模拟予估的流体总体特性与实验相符得很好, 如旋涡脱落频率、涡量脱落率、阻力等。对尾迹流场细节的离散涡计算, 如速度剖面、湍流强度、雷诺应力等, 有的计算结果很接近实验测量值^[3,4], 但有的不然。因此对离散涡方法模拟湍流尾迹流场特性的有效性和局限性作进一步的数值研究仍然很有兴趣。

就非定常来流的平板绕流而言, Graham^[5,6] 及其它研究者曾用不同的涡模型研究了简谐振荡流中的平板尾迹, 给出了涡运动和流向力随 Kc 数变化的一些重要特征, 如旋涡脱落可能有对称和反对称两种模式, 在尾迹反转期间涡对将向着远离平板方向运动等等。Clements^[7] 研究了周期性扰动对定常来流绕平板的近尾迹流场的影响, 并用离散涡方法模拟了旋涡锁定及相应的动力特性。这些早期研究为认识复杂的近尾迹流动提供了很有用的资料。但是在小 Kc 数情况下尾迹中涡的传输, 包括涡的配对和运动, 很可能存在有不同于以前数值模拟所描述的模式。一些在水槽和U型管中所做的振荡流实验观察也表明, 在小 Kc 数时涡的脱落可有不同模式, 甚至不发生脱落, 但形成不同模式的原因还不十分清楚。因此我们认为进一步研究涡的产生、运动机制及其详细过程是必要的。另一方面, 在以前的一些离散涡数值计算中用的是 MFP 方法, 即假设新生涡的位置不变, 这

本文于1990年3月16日收到, 1990年12月5日收到修改稿。

* 本文所在项目得到国家自然科学基金和力学所非线性力学开放实验室的资助。

1) 现工作单位: 重庆交通学院水港系。

种方法在来流为振荡流时是有问题的。产生新生涡的方法还需改进。

本文对处于均匀流、振荡流及组合流中的平板近尾迹流场作进一步的离散涡数值模拟,将 Chein et al^[3](1988) 采用的新生涡产生方法推广应用到包括非定常来流情况。本文着重研究小 Re 数振荡流中旋涡脱落、配对和运动的详细过程和流向力变化,提出近尾迹中涡的传输和运动的新模式。当来流为组合流时本文模拟了尾涡流型、锁定及相应的平板受力特性。在文章的第一部分简洁地给出定常流中平板绕流的总体特性和尾迹流场特性。文中计算结果与实验结果都作了比较和讨论。

二、理论方法

令

$$U_{\infty}(t) = \begin{cases} U_0 = \text{const} \\ U_M \cos \omega t \\ U_0 + U_M \cos \omega t \end{cases}$$

分别表示定常均匀来流、简谐振荡来流以及定常均匀流与简谐振荡流的流向组合。在上述各种流动情况利用紧挨平板两端下游处涡量(团)的生成并在两端满足 Kutta 条件来模拟涡的脱落现象并消除位势流速度的奇性。利用离散涡方法和保角转换就能立即写出绕平板分离流动的复位势。由于来流随时间的改变和尾迹的周期性反转,平板分离点附近的涡层随时间变化很大,新生涡的位置不应再设为常数。而用先前生成的四个离散涡的平均速度来确定新生涡强度的方法也不可行。因此适用于均匀定常来流下的 MFP 及 MVP 方法不再适用。现我们假设所有的涡都是从板两端的边界层分离出去的,并假设在涡脱落时间 Δt 内有 Δl 的连续涡段脱落。同时我们也采用 Chein & Chung^[3] 所提出的连续涡段由点涡来代替,点涡的位置处于涡段中心的假定。假定 δ 为涡段中心于板端点之间的距离,单位长度的涡量如下: $\gamma_s = V_1 - V_2$, 涡段的平均传输速度为 $V_s = \frac{1}{2}(V_1 + V_2)$, 式中 V_1, V_2 分别表示涡段外侧和内侧的速度。如果来流是定常流为主,我们就有 $V_1 \gg V_2$ 。对振荡流绕平板流动的情形,随着来流的减慢,由尾迹涡所诱导的涡段内侧速度 V_2 可能比由来流所诱导的 V_1 大得多,即 $V_2 \gg V_1$, 此时 V_1 可忽略。在这些情况下我们可以得到 $V_s = \pm \frac{1}{2} \gamma_s$ 。涡团强度可以表示为 $\Gamma_s = \gamma_s \cdot \Delta l = \pm 8\delta^2/\Delta t$ 。利用这些关系及其 Kutta 条件,新生点涡的位置和强度可以同时确定,且都随时间而变化。在从板端脱落的涡改变符号的很短的时间间隔内可有 $V_1 \approx V_2$ 从而导致 $\gamma_s \rightarrow 0$, 此时上述关系式就不满足了,然而这期间的 V_1 和 V_2 都很小,因而该关系式的引用对尾迹流动总体特性的预测的影响很小。由于分离点附近的流线变化很大,因而为了得到更加真实的涡运动,我们必须更加仔细地计算新生涡的初始传输。为此本文在每一个涡脱落的时间间隔 Δt 内用 $\frac{1}{10} \Delta t$ 的时间步长,用涡到达位置的当地流场速度来计算新生涡的初始传导,涡的运动用二阶精度格式计算,即: $\vec{x}(t + \Delta t) = \vec{x}(t) + \frac{1}{2} [3\vec{V}(t) - \vec{V}(t - \Delta t)] \cdot \Delta t$ 。现将变量无量纲化,设 $(u', v') = (u, v)/V_s$, $(x', y') = (x, y)/c$, $(\xi', \eta') = (\xi, \eta)/$

c , $t' = t/t_c = U_c t/c$, 式中 x, y 是物理平面的坐标(分别平行和垂直于平板), ξ, η 是 ζ 平面的坐标, u, v 分别为沿 x, y 的速度分量, U_c 为特征速度. 在振荡来流情形, 取 $U_c = U_M$; 在均匀流及组合流中均匀流占主的情形, 取 $U_c = U_0$, c 为平板长度的 $1/4$. 然后来流的无量纲形式为(之后为了简便将符号上的撇号省去):

$$U_\infty(t) = \begin{cases} 1 \\ \cos\left(\frac{\pi}{2} Kc^{-1}t\right) \\ 1 + Kc/V_r \cos\left(\frac{\pi}{2} t/V_r\right) \end{cases} \quad (1)$$

式中 $Kc = U_M T/4c$ 为 Kc 数, $V_r = U_0 T/4c$ 为约化速度, $T = 2\pi/\omega$.

令 $z = \zeta + 1/\zeta$, 用 $U_c c$ 为特征量进行无量纲化, 得到 ζ 平面上的流场的复位势:

$$W(\zeta) = U_\infty(t) \left[\zeta \exp(-i\alpha) + \frac{1}{\zeta} \exp(i\alpha) \right] - \sum_{k=0}^n \frac{i\Gamma_{kp}}{2\pi} \ln \frac{\zeta - \zeta_{kp}}{\zeta - \zeta_{kp}^{-1}} + \sum_{k=0}^m \frac{i\Gamma_{kq}}{2\pi} \ln \frac{\zeta - \zeta_{kq}}{\zeta - \zeta_{kq}^{-1}} \quad (2)$$

式(2)中的头两项代表不考虑分离的与时间相关的平板绕流的速度势, 其它项表示涡对复位势的贡献, α 是攻角, 下标 kp, kq 分别表示从平板的右、左端点分离出的第 k 个离散涡(平板为水平放置), 下标 0 表式新生涡的相应量. 从 Kutta 条件, 可得:

$$\begin{aligned} \Gamma_{0p} \left\{ [1 + (-1)^j \zeta_{0p}^{-1}]^{-1} - \left[1 + (-1)^j \frac{1}{\zeta_{0p}} \right]^{-1} \right\} - \Gamma_{0q} \{ [1 + (-1)^j \zeta_{0q}]^{-1} \\ - [1 + (-1)^j \zeta_{0q}^{-1}]^{-1} \} = (-1)^j 4\pi U_\infty(t) \sin \alpha \\ - \sum_{k=1}^n \Gamma_{kp} \{ [1 + (-1)^j \zeta_{kp}]^{-1} - [1 + (-1)^j \zeta_{kp}^{-1}]^{-1} \} \\ + \sum_{k=1}^m \Gamma_{kq} \{ [1 + (-1)^j \zeta_{kq}]^{-1} - [1 + (-1)^j \zeta_{kq}^{-1}]^{-1} \} \end{aligned} \quad j = 1, 2 \quad (3)$$

由 $\frac{dW}{dz} = \frac{dW}{d\zeta} \frac{d\zeta}{dz}$, p 涡或 q 涡由 ζ 平面到物理平面(即 z 平面)的速度变换为:

$$\left. \begin{aligned} \bar{V}_{kp} &= \bar{V}_{kp}(\zeta) \frac{\zeta_{kp}^2}{\zeta_{kp}^2 - 1} + \frac{i\Gamma_{kp}\zeta_{kp}}{2\pi(\zeta_{kp}^2 - 1)^2} \\ \bar{V}_{kq} &= \bar{V}_{kq}(\zeta) \frac{\zeta_{kq}^2}{\zeta_{kq}^2 - 1} - \frac{i\Gamma_{kq}\zeta_{kq}}{2\pi(\zeta_{kq}^2 - 1)^2} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中:

$$\bar{V}_{kp}(\zeta) = U_\infty(t) \left[\exp(-i\alpha) - \frac{\exp(i\alpha)}{\zeta_{kp}} \right] - \sum_{l \neq k}^n \frac{i\Gamma_{lp}}{2\pi} (\zeta_{kp} - \zeta_{lp})^{-1}$$

$$\begin{aligned}
 & + \sum_{j=0}^n \frac{i\Gamma_{lp}}{2\pi} (\zeta_{kp} - \bar{\zeta}_{lp}^{-1})^{-1} + \sum_{l=0}^m \frac{i\Gamma_{lq}}{2\pi} \left(\frac{1}{\zeta_{kp} - \zeta_{lq}} - \frac{1}{\zeta_{kp} - 1/\bar{\zeta}_{lq}} \right) \\
 \bar{V}_{kq}(\zeta) = & U_{\infty}(t) \left[\exp(-i\alpha) - \frac{\exp(i\alpha)}{\zeta_{kq}^2} \right] + \sum_{l=0}^m \frac{i\Gamma_{lq}}{2\pi} (\zeta_{kq} - \zeta_{lq})^{-1} \\
 & - \sum_{l=0}^m \frac{i\Gamma_{lq}}{2\pi} (\zeta_{kq} - \bar{\zeta}_{lq}^{-1})^{-1} - \sum_{l=0}^m \frac{i\Gamma_{lp}}{2\pi} \left(\frac{1}{\zeta_{kq} - \zeta_{lp}} - \frac{1}{\zeta_{kq} - 1/\bar{\zeta}_{lp}} \right)
 \end{aligned}$$

式中符号上的横线表示该物理量的共轭变量。

为了消除计算诱导速度出现奇性,本文采用涡核假设,即两涡靠得太近以至于小于涡核半径时涡的诱导速度的计算由涡核理论给出^[45]。

由 Blasius 定理可推出平板的阻力系数为:

$$\begin{aligned}
 C_N = & 2\pi \sin \alpha \frac{\partial U_{\infty}}{\partial t} + \sum_{k=0}^p \Gamma_{kp} R \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\zeta_{kp}^2 - 1} \right) V_{kp} \right] \\
 & - \sum_{k=0}^m \Gamma_{kq} R \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\zeta_{kq}^2 - 1} \right) V_{kq} \right] \quad (5)
 \end{aligned}$$

式中 $R[\]$ 为取实部, $C_N = \frac{F_N}{\frac{1}{2} \rho b U_{\infty}^2}$, F_N —板的法向力, b —板的总长度 V_{kp}, V_{kq} —

物理平面中涡的复速度。

对于简谐振荡绕流情况,从公式(1)、(4)、(5),我们可得到流向力系数 C_F :

$$C_F = -\frac{\pi^2}{Kc} \sin\left(\frac{\pi}{2} Kc^{-1}t\right) + C_{FV} \quad (6)$$

式中 C_{FV} 表示所有分布涡对流向力的贡献,它是(5)式的最后两项。

对 Morison 方程进行 Fourier 分析得到阻力系数 C_D 和惯性力系数 C_M :

$$C_D = -\frac{3}{8} \int_{\theta_1}^{\theta_2} C_F \cos \theta d\theta \quad C_M = \frac{Kc}{\pi^2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} C_F \sin \theta d\theta \quad (7)$$

式中 $\theta = \frac{\pi}{2} Kc^{-1}t$, $(\theta_2 - \theta_1)$ 取 2π 的整数倍。

定常流绕平板时,为了得到与实验相符的流向力和涡强度的预测,正如 Sarpkaya^[41]、Kiya 与 Arie^[42] 和 Ling^[43] 所讨论过的那样,在计算中要考虑涡环量的衰减,这是对尾涡的三维演化、涡量的湍流耗散和对消的一种补偿。为了进行比较,本文的计算使用了各种涡量衰减率,最后计算中采用了 Kiya 与 Arie^[42] 提出的衰减率: $\Gamma(t) = \Gamma_0[1 - \exp(-aRe/4t)]$, 参数 $aRe = 30.0$, $Re = 4U_{\infty}c/\nu$ 。远离平板的涡的衰减对平板的流向力影响不大,因而本文在 $t \geq 30.0$ 时就不考虑涡的衰减。来流为振荡流情形时, Graham^[46] 的实验指出至少在部分 Kc 数范围内脱落的涡是高度二维的,因而在本计算中不计及涡量衰减。

经过试算确定合适的时间步长。本文用 $\Delta t = 0.05$ 计算其起始流动,用 $\Delta t = 0.15$

计算长时间流动。

三、结果与讨论

1. 定常来流中的平板尾迹流动

本计算对定常来流绕垂直和斜置平板的近尾迹流场进行了详细的数值模拟。计算所得的涡图与 Sarpkaya^[1] 的高速摄影图相符甚好, 对攻角 $\alpha = 90^\circ$ 时的尾迹流场特性如下表:

	Sarpkaya ^[1]	Kiya et al ^[2,8]	Chein et al ^[3]	本 文	实 验 Fage et al ^[9]
$\bar{C}_D$		2.4—2.8	2.8	2.8	1.96
$\frac{\partial \bar{r}}{\partial t} / U_\infty^2$	1.0	0.9	1.05	1.05	1.10
S_t	0.154	0.14—0.16	0.14	0.143	0.15

表中的数据说明本文的计算结果和以前的涡模型计算相符, 并非常接近 Chein 与 Chung^[3] 的计算结果。尾迹流场的纵向速度分布的时间平均值的分布和实验值相比符合

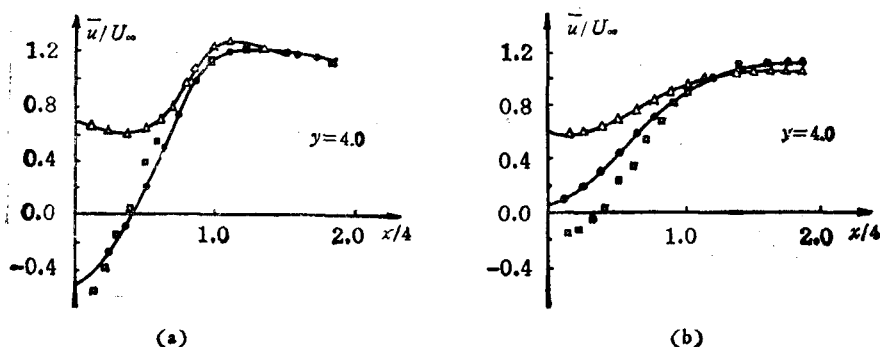


图 1 尾迹截面上的时均纵向速度分布

本文结果 $-\Delta-$, $-\square-$ —Bradbury^[10]

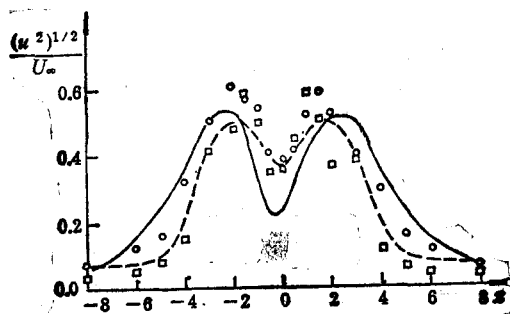


图 2 尾迹截面上的时均纵向湍流强度分布 ($y = 4.0$)

—本文结果, —Bradbury^[10]

$\square \square$ Kiya et al^[8] (1980), $\circ \circ$ Chein et al^[3]

较好,如图 1 所示。图 2 给出了湍流强度 $\sqrt{u'^2}/U_\infty$ 的计算结果,其分布趋势和 Kiya 与 Arie^[8] 及 Chein 与 Chung^[3] 的结果相似,并和 Bradbury^[10] 的实验结果可相比较。在平板的中心附近,和实验结果相比,本文的结果偏低,而以前的结果偏高。雷诺应力 $-\overline{u'v'}/U_\infty^2$ 的计算结果列于图 3,在 $y = 8.0$ 截面上本文结果和以前结果相符很好,但在 $y = 4.0$ 上三种计算结果各不相同。

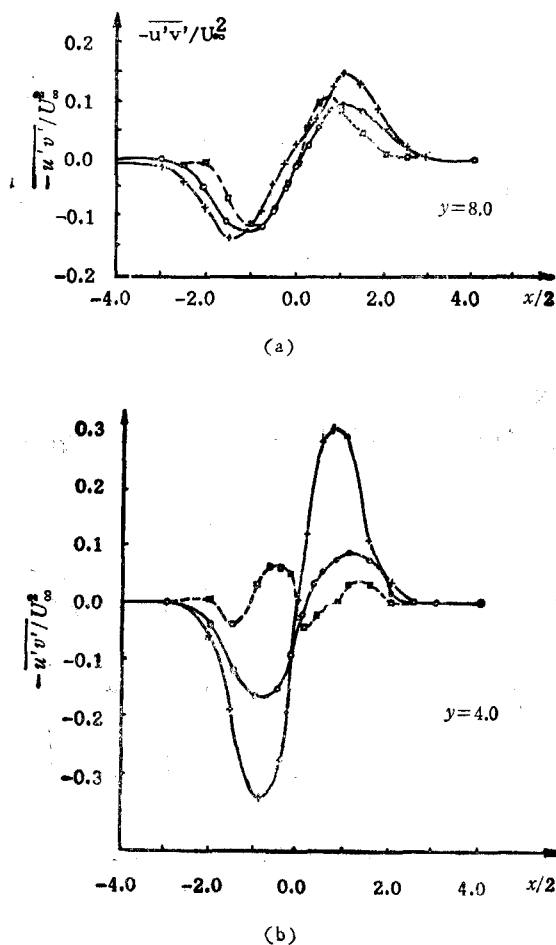
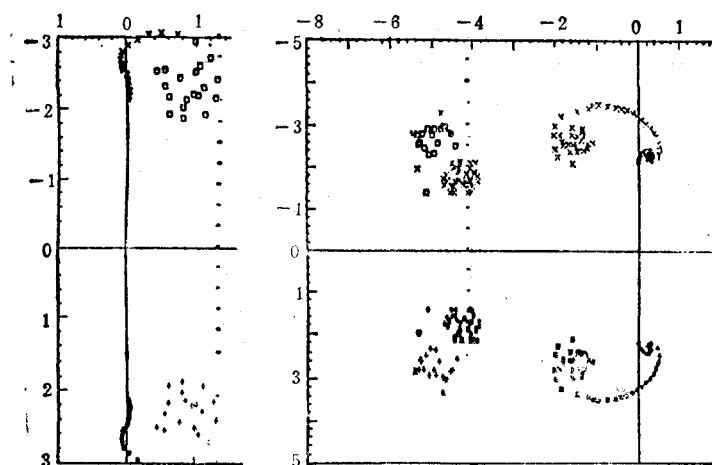


图 3 尾迹截面上的时均雷诺应力分布 ($y = 4.0, y = 8.0$)

—+— Present results —o— Chein et al.^[3],
—x— Kiya et al.^[4]

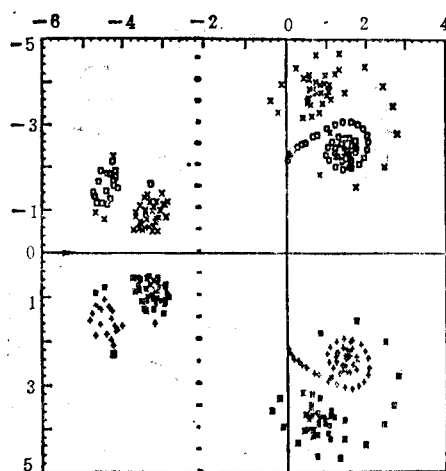
2. 简谐振荡流中的平板尾迹流动

图 4a—c 给出了 $Kc = 2.0$ 时的涡的脱落、配对及传输的详细进程,流体是从静止启动。在我们的计算中 $Kc = 4.0$ 时也得到同样的流动规律。图 5 给出了从起始运动到一个相当长的时间间隔内小 Kc 数振荡流尾涡运动的新模型。随着来流的方向的改变,在上半周期内脱落的涡及将脱落的涡反转绕过平板,形成 P_1, P_2 与 Q_1, Q_2 涡对,而涡层的剩余部分逐渐卷起。而后涡对离开平板朝尾迹的中心地区运动而重新形成涡对 Q_1, P_1 及

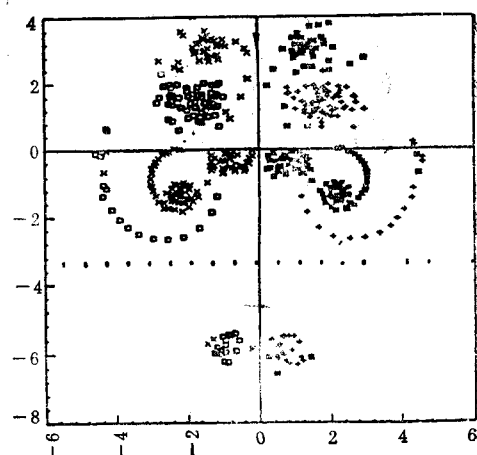


(a) $Kc = 2.0, t = 2.0$

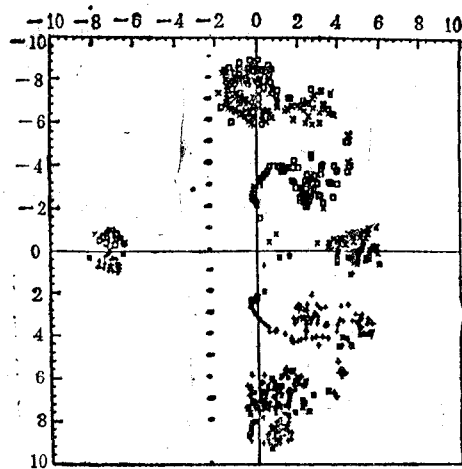
(b) $Kc = 2.0, t = 6.0$



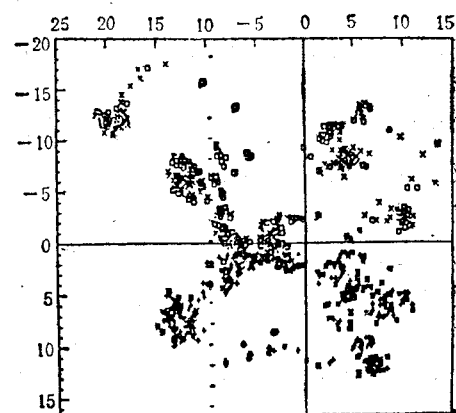
(c) $Kc = 2.0, t = 8.0$



(d) $Kc = 2.0, t = 12$

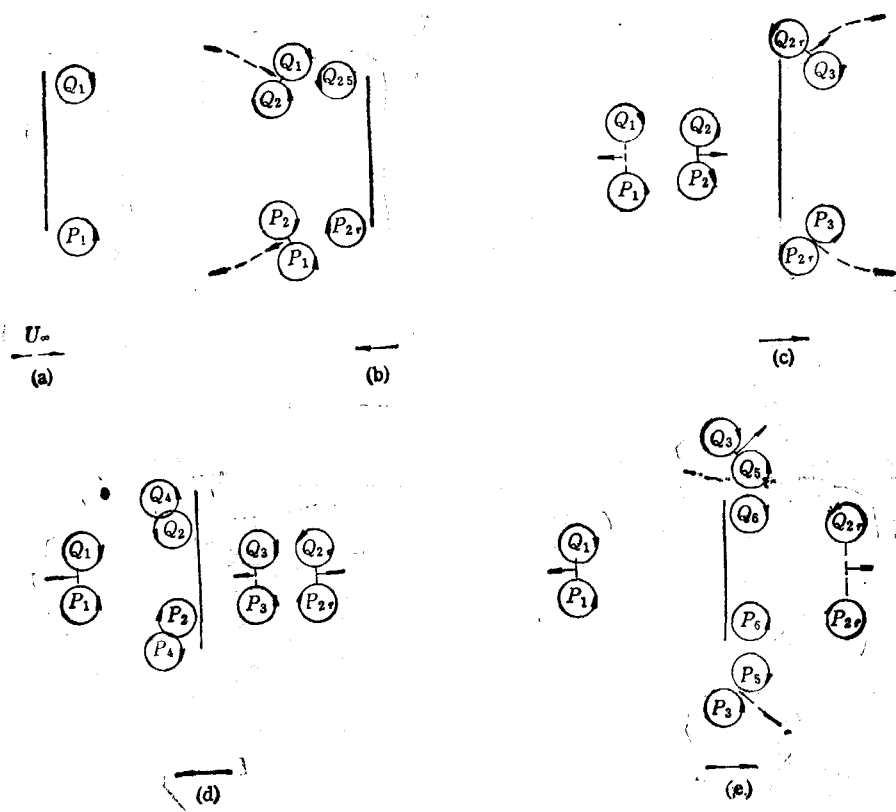


(e) $Kc = 2.0, t = 18$



(f) $Kc = 10, t = 59$

图4 涡尾迹的发展

图 5 小 Kc 数振荡流尾涡配对及运动模式

Q_2, P_2 . 随着时间的推移, 一对涡 Q_1, P_1 远离平板而去, 另一对则朝向平板运动. 同样, 在板的右侧, 脱落涡对与上半周期内所产生的相反符号的涡形成涡对. 涡对沿曲线路径移动并在它们之间重新配对. 一段时间后, 在板的右边, 一对涡向着平板运动而另一对则离开平板运动, 左边, 在近平板表面发生了涡混合现象. 随之, 两新涡对 (如图为 Q_3, P_3 及 P_3, Q_3) 形成, 发生新的涡的涡运动循环. 因而很明显, 除了振荡来流及周期性涡脱落之外, 在所计算的周期内在近尾迹流场中还存在第三种规则的涡的运动, 即: 涡对的周期性形成、配对和重新配对以及一对涡远离平板运动而另一对向着平板运动. 这些现象在平板的两边都出现, 但有一定的相位差. 涡对的运动特征是由于组成涡对的两涡强度不等及涡和背景流动的相互作用所造成的. Graham^[6] 曾讨论过配对涡有可能趋向平板运动, 但以前的涡模型计算只给出远离平板而去的涡运动规律, 而这种结果本文在较大 Kc 数计算中也得到了, 如图 4. f 所示, 此时涡是反对称脱落, $Kc = 10.0$, 这是与 $Kc = 2.0, 4.0$ 时不同的两种尾涡运动模式.

图 6 给出了流向力系数 C_F 及涡力系数 C_{FV} 的变化情况, 由 Fourier 分析所得的阻力及惯性力系数及其它结果的比较如下:

Kc 数	C_D		C_M		注 释
	2.0	4.0	2.0	4.0	
Keulegan et al ^[11]	11.4*	8.04*	1.57@	2.0*	* $Re = U_M D / \nu = 4500, Kc = 2.1$ @ $Re = 5900, Kc = 4.1$
Graham ^[9]	6.35	5.04			由 U 型管实验结果通过 $C_D = 8.0Kc^{-1/2}$ 估算
Graham ^[9]	10.32	8.19			涡模型数值模拟
Graham ^[12]	9.2	7.2	1.45	1.75	
Lian ^[13]	9.7	6.25	1.4	2.25	
本 文	8.23	5.87	1.24	1.4	

很明显, U 型管和水洞的实验结果相差很大。在小 Kc 数时, 以前的涡模型计算结果比水洞实验结果低而比 U 型管的结果高, 我们所得结果比其它模型更接近于 U 型管所得结果。

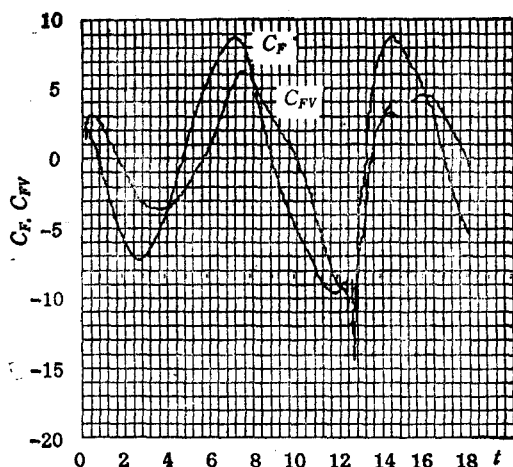


图 6 流向力变化 ($Kc = 2.0$)

3. 组合流中的平板的尾迹流动

对于这种情形的计算, 我们取参数 $V_r = 3.5$, $Kc/V_r = 0.35$, 即考虑以均匀来流为主, 加上周期性小扰动。其尾迹的主要特征为没有尾迹涡反转的卡门涡街。扰动频率为 $f = 0.071$, 近似于本文计算的涡脱落频率 $f_0 = 0.0354$ 的两倍。本文结果明显地表明涡锁定 (Vortex lock-in) 现象及相应的动力特性。计算出的阻力系数与涡量脱落率的时间平均值分别为 $\overline{C_D} = 3.1$ 和 $\overline{\partial \Gamma} / \partial t / U_\infty^2 = 1.12$, 分别比定常来流情形高 10% 和

6.7%, 这些与 Amstrong et al^[14] 的实验分别增长 9.7% 和 6% 的结果接近。从图 7 可以观察到流向小扰动对平板涡量脱落的影响, 在每一个涡脱落周期内涡脱落率出现两个峰值, 当平板的右端(或左端)涡脱落率达到大峰值时, 在左端(或右端)也近似达到一个小的峰值, 这时来流速度近于最大。图 8 给出了阻力系数随时间的变化。从涡量、涡脱落率及阻力系数的变化可以明显地看出流向扰动对均匀定常来流中平板分离流动的影响。

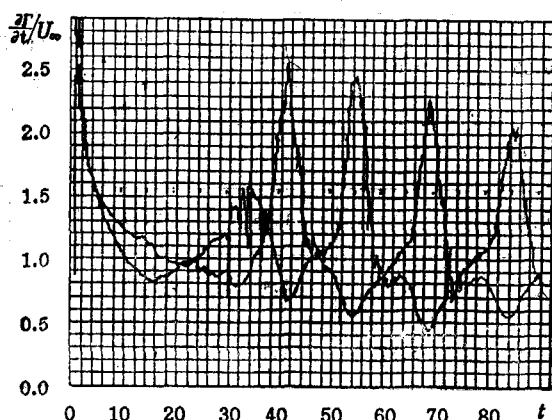


图 7 组合流中的平板涡脱落率变化

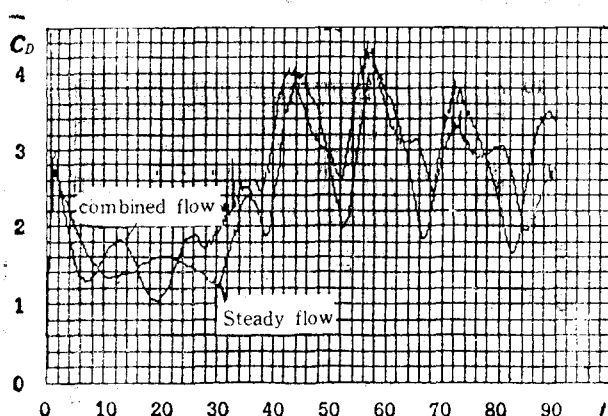


图 8 阻力系数

四、总 结

本文对定常来流绕平板的近尾迹的数值模拟结果和其它涡模型及实验结果接近。给出了小 Kc 数简谐振荡流从起始到相当长的流动时间中平板尾迹涡的新的运动模式, 当尾迹反转时尾迹涡周期性地配对和重新配对; 涡对的运动是规则的, 在平板的两边都出现一对涡远离平板, 另一对涡靠近平板的运动特征。在 $Kc=10.0$ 时尾涡具有不对称脱落的模式。流向力的计算结果比其它涡方法更接近于 U 型管的实验结果。在来流为组合流时, 计算获得了涡锁定现象及相应的动力特性。涡量、涡脱落率及阻力系数的增加清楚地显示了扰动对定常平板分离流的相互干扰效应。

作者感谢郭亮同志对本文图的精心绘制。

参 考 文 献

- [1] Sarpkaya, T., An inviscid model of two-dimensional vortex shedding for transient and asymptotically steady separated flow over an inclined plate, *J. Fluid Mechanics*, 1975, 68(109).
- [2] Kiya, M. and Arie, M., A contribution to an inviscid vortex shedding model for an inclined plate in uniform flow, *J. Fluid Mechanics*, 1977, 82(223).
- [3] Chein, R. and Chung J. N., Discrete-vortex simulation of flow over inclined and normal plates, *Computers of Fluids*, 1988, 16(4).
- [4] Kiya, M. Sakaki, K. and Arie, M. Discrete-vortex simulation of a turbulent separation bubble, *J. Fluid Mechanics*, 1982, 120(210).
- [5] Graham, J. M. R., Forces on cylindrical bodies in oscillatory flow at low Keulegan-Carpenter numbers, *Mechanics of wave-induced forces on cylinders*, 1979.
- [6] Graham, J. M. R. Numerical simulation of steady and unsteady flow about sharp-edges bodies. I. C. Aero. Report, 1985.
- [7] Clements, R. R., On locked vortex shedding in a flow with perturbations parallel to the main stream, *J. Sound and Vibration*, 1975, 40(4).
- [8] Kiya, M. and Arie, M., Discrete-Vortex simulation of unsteady separated flow behind a nearly plate, *Bull. JSME*, 1980, 23(1451).
- [9] Fage, A. and Johansen, F. C., On the flow of air behind an inviscid plate of inclined span, *Proc. Roy. Soc. Am*, 1929, 116(170).
- [10] Bradbury, L. J. S., Measurements with a pulsed-wire and a hot-wire anemometer in highly turbulent wake of a normal flat plate, *J. Fluid Mechanics*, 1976, 77, 473.
- [11] Keulegan, C. H. and Carpenter, L. H. Forces on cylinders and plates in an oscillating fluid, *J. Research of the National Bureau of Standards*, 1958, 60 (5).
- [12] Graham, J. M. R. Vortex shedding from sharp edges, I. C. Aero Report 77—06, 1977.
- [13] Lian, W. A numerical study of two-dimensional separated flow past bluff bodies at moderate Kc numbers, *Applied Ocean Research*, 1980, 10(3).
- [14] Armstrong, B. J. and Branes, F. H., The effect of a perturbation on the flow over a bluff cylinder, *Phys. Fluids*, 1986, 29(7).
- [15] Chorin, A. J., Numerical study of slightly viscous flow *J. Fluid Mechanics*, 1973, 57(785).
- [16] Ling Guocan, Further study on vortex shedding flow by a circular cylinder, *Acta Mechanica Sinica*, 1988, 4(3).

STUDY ON NEAR WAKE FLOWS OF A FLAT PLATE IN STEADY, OSCILLATORY AND COMBINED FLOWS

Ling Guocan, Luo Caimao

(Institute of Mechanics, Academia Sinica, China, Beijing, 100080, China)

Abstract Numerical simulation of near wake flows of a flat plate in three kinds of oncoming flow is made using discrete vortex model and an improved vorticity creation technique. The gross features and detailed structure, such as velocity profile, turbulent intensities etc., of near wake of the flat plate in uniform oncoming flow are calculated and compared with available previous results. A new vortex mode, describing vortex shedding, pairing and moving in near wake of the plate for harmonic oscillatory oncoming flow at low Kc number ($Kc \leq 5$) is presented. Calculated drag and inertia force coefficients are closer to experimental results from U-tube. For in-line combined oncoming flow the vortex lock-in phenomenon is simulated. The dynamical behaviours calculated are in good agreement with experimental results.

Key words near wake, vortex motion, oscillatory flow, in-line combined flow, flat plate, discrete vortex simulation