物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

电磁控制两自由度涡生振荡的机理研究

刘梦珂 张辉 范宝春 韩洋 归明月

The mechanism investigation of two-degree-of-freedom vortex-induced vibration with electro-magnetic forces

Liu Meng-Ke Zhang Hui Fan Bao-Chun Han Yang Gui Ming-Yue

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 65, 244702 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.244702
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.244702
当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I24

电磁控制两自由度涡生振荡的机理研究*

刘梦珂　张辉†　范宝春　韩洋　归明月

(南京理工大学瞬态物理重点实验室, 南京　210094)

(2016 年 5 月 18 日收到; 2016 年 7 月 4 日收到修改稿)

电介质溶液中, 电磁场产生的电磁力可以控制流体的运动. 本文对两自由度圆柱涡生振荡及其电磁控制机理进行了数值研究. 将坐标原点建立在振动圆柱上, 推导了非惯性参考系指数极坐标下的涡量流函数方程、初始边界条件及水动力表达式. 对圆柱沿法向和流向的流场、受力和位移的相互影响和瞬时对应规律进行了讨论, 结果表明, 圆柱的涡生振荡同时受到尾涡脱落和圆柱位移的影响. 其作用方式沿法向通过影响圆柱上下两侧剪切层的强度, 沿流向通过改变圆柱尾部二次涡的强度, 从而改变圆柱的受力和运动. 其中圆柱位移的作用效果与尾涡脱落的作用效果相反且占主导. 另外, 在电磁力的作用下, 分离点被消除, 使得圆柱的尾涡和推吸壁面的效果被抑制, 从而使振动的诱因被消除, 圆柱迅速达到稳定状态, 并在电磁推力的作用下, 圆柱的位置向上游移动.

关键词: 涡生振荡, 电磁控制, 流固耦合, 流动控制

PACS: 47.15.Cb, 47.85.L–　　**DOI:** 10.7498/aps.65.244702

1　引　言

流固耦合问题在工程领域大量存在, 它会加剧一些复杂的固体振动, 在不理想的条件下甚至可能导致结构损伤和破坏. 最典型的问题是对于一个装置在转动底座的圆柱体, 周期脱落的尾涡会导致升阻力的周期性变化, 进而使圆柱体产生振动. 然后振动的圆柱体会改变流场, 流场反过来会改变流场中的力, 加剧圆柱体的振动, 称为涡生振荡 (vortex-induced vibration, VIV). 因此对于流固耦合的控制有重要的实用价值和学术意义, 而大多数方法是通过控制流体边界层来对流固耦合进行控制.

对于控制边界层流动的方法, 其中有些不需向流场提供能量, 称作被动控制, 如加置肋条、带狭缝的板和二次圆柱等; 有些则需要向流场添加能量, 称作主动控制, 如振荡和旋转圆柱、等离子体、合成射流、声波干扰、热效应法等 [1–3]. 利用电磁场控制边界层流动属于主动控制方法, 它可以灵活改变电磁力的方向, 实现反馈式控制, 甚至制成微型机电系统, 因此受到广泛关注 [4,5]. 早在 20 世纪中叶, 人们就设想用电磁力控制电解质溶液的流动. Gailitis 和 Lielausis [6] 设计了一种由电极和磁极交错布置的电磁场激活板, 将其浸入流动的弱电解质时, 激活板附近形成的 Lorentz 力可以改变流体边界层结构. Weier 等 [7] 将此类激活板包覆在圆柱两侧, 对由此形成的圆柱绕流进行了实验研究, 实现了电磁力对圆柱绕流流场的控制. Crawford 和 Karniadakis [8] 则从理论上讨论了激活板的电磁场和 Lorentz 力分布. Kim 和 Lee [9], Posdziech 和 Grundmann [10] 发现常电磁力和脉冲电磁力对抑制升力、稳定流场都有一定的效果. 另外, 本文作者曾对圆柱绕流及其电磁控制 [11,12]、一自由度涡生振荡 [13] 及其电磁力控制 [14] 进行了数值研究. 但在以往的数值研究中大都基于正弦振荡的假设, 且很多相关参数也是基于假设条件下的, 很难处理过渡过程中流场、受力和位移的变化. 此外, 圆柱沿两

* 国家自然科学基金 (批准号: 11672135, 11202102) 和高等学校全国优秀博士学位论文作者专项资金 (批准号: 201461) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhanghui1902@126.com

　

个方向振动及其电磁控制的机理也不尽相同, 尚未见到相关的文献报道.

本文对两自由度(2Dof)涡生振荡及其电磁控制机理进行了数值研究. 将坐标原点建立在振动圆柱上, 推导了非惯性参考系指数极坐标下的涡量流函数方程. 初始边界条件及水动力表达式. 对圆柱沿法向和流向的流场、受力和位移的相互影响和瞬时对应规律进行了讨论, 揭示了电磁力控制2Dof涡生振荡在流向和法向上不同的振荡和控制机理.

2 守恒方程

将圆柱固定在柔性支架上, 置入均匀流动的流体中, 当雷诺数大于某值时, 由于涡在圆柱表面的周期性脱落, 将使此流固耦合系统产生振动. 为了控制系统的振动, 对置入弱电解质溶液中的圆柱表面包覆由电极条和磁极条相间排列的电磁激活板. 圆柱表面附近将形成电磁力场, 产生的电磁力沿轴向平均后, $\boldsymbol{F}$ 的无量纲形式可以表示为[7,10]

$$\boldsymbol{F}^{*} = N\boldsymbol{F}, \tag{1}$$

有

$$\begin{aligned} &F_r = 0,\\ &F_\theta = \mathrm{e}^{-\alpha(r-1)} g(\theta),\\ &g(\theta) = \begin{cases} 1, & \text{covered with actuator on upper surface},\\ -1, & \text{covered with actuator on lower surface},\\ 0, & \text{elsewhere}, \end{cases} \end{aligned}$$

其中上标“*”表示有量纲量, r 和 θ 为极坐标, 下标 r 和 θ 分别表示沿 r 和 θ 方向的分量, α 表示电磁力在流体中的渗透深度. 作用参数定义为 $N = J_0 B_0 a/(\rho u_\infty^2)$, J_0 和 B_0 分别表示电场和磁场强度, ρ 表示流体密度, a 表示圆柱半径.

将坐标系建立在振动圆柱上. 对于不可压缩的二维流动, 在指数极坐标 (ξ,η) 下 ($r = \mathrm{e}^{2\pi\xi}$, $\theta = 2\pi\eta$), 考虑电磁力的无量纲形式涡量流函数方程为

$$\begin{aligned} &H\frac{\partial \varOmega}{\partial t} + \frac{\partial(U_r\varOmega)}{\partial \xi} + \frac{\partial(U_\theta\varOmega)}{\partial \eta}\\ &= \frac{2}{Re}\left(\frac{\partial^2\varOmega}{\partial\xi^2} + \frac{\partial^2\varOmega}{\partial\eta^2}\right)\\ &+ NH^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\partial F_\theta}{\partial\xi} + 2\pi F_\theta - \frac{\partial F_r}{\partial\eta}\right), \end{aligned} \tag{2}$$

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial\xi^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial\eta^2} = -H\varOmega, \tag{3}$$

其中, 流函数 ψ 定义为 $\dfrac{\partial\psi}{\partial\eta} = U_r = H^{\frac{1}{2}}u_r$, $-\dfrac{\partial\psi}{\partial\xi} = U_\theta = H^{\frac{1}{2}}u_\theta$, 涡量 $\varOmega = \dfrac{1}{H}\left(\dfrac{\partial U_\theta}{\partial\xi} - \dfrac{\partial U_r}{\partial\eta}\right)$, u_r 和 u_θ 分别表示沿 r 和 θ 方向的速度分量. 另外, $H = 4\pi^2\,\mathrm{e}^{4\pi\xi}$, Reynolds 数 $Re = 2u_\infty^* a^*/\nu^*$, u_∞^* 表示来流速度, ν^* 表示运动黏度, a^* 表示圆柱半径, 无量纲时间 $t = t^* u_\infty^*/a^*$, 无量纲距离 $r = r^*/a^*$.

初始/边界条件如下:

1) $t = 0$ 时,

$$\varOmega = -\frac{1}{H}\frac{\partial^2\psi}{\partial\xi^2},\quad \psi = 0\quad (\xi = 0),$$

$$\varOmega = 0,\quad \psi = -2\mathrm{sh}(2\pi\xi)\sin(2\pi\eta)\quad (\xi > 0);$$

2) $t > 0$ 时,

$$\varOmega = -\frac{1}{H}\frac{\partial^2\psi}{\partial\xi^2},\quad \psi = 0\quad (\xi = 0),$$

$$\varOmega = 0,$$

$$\begin{aligned} \psi = &-2\mathrm{sh}(2\pi\xi)\sqrt{\left(1+\frac{\mathrm{d}l_x}{\mathrm{d}t}\right)^2 + \left(\frac{\mathrm{d}l_y}{\mathrm{d}t}\right)^2}\\ &\times \sin(2\pi\eta + \theta_0)\quad (\xi > 0). \end{aligned}$$

这里 x 和 y 分别表示流向和法向, l_x 和 l_y 分别为圆柱在相应方向上的无量纲位移, 来流相关角 $\theta_0 = \arctan\left[\dfrac{\mathrm{d}l_y}{\mathrm{d}t}\Big/\left(1+\dfrac{\mathrm{d}l_x}{\mathrm{d}t}\right)\right]$.

3 圆柱表面水动力

3.1 剪应力与压力

圆柱受到流体的力 $F^{\theta*}$ 由剪应力和压力两部分组成,

$$\mathcal{C}_{\mathrm{F}}^{\theta} = \frac{F^{\theta*}}{\frac{1}{2}\rho^* u_\infty^{*2}} = \sqrt{(\mathcal{C}_\tau^\theta)^2 + (\mathcal{C}_p^\theta)^2}, \tag{4}$$

其中 $\mathcal{C}_\tau^\theta$ 和 $\mathcal{C}_p^\theta$ 分别代表剪应力和压力.

剪应力

$$\mathcal{C}_\tau^\theta = \frac{\tau_{r\theta}^*}{\frac{1}{2}\rho^* u_\infty^{*2}} = \mathcal{C}_{\tau F}^\theta + \mathcal{C}_{\tau V}^\theta, \tag{5}$$

其中 $\mathcal{C}_{\tau F}^\theta = \dfrac{4}{Re}\varOmega$,

$$\mathcal{C}_{\tau V}^\theta = -\frac{4}{Re}\left[\frac{\mathrm{d}l_x}{\mathrm{d}t}\sin(2\pi\eta) + \frac{\mathrm{d}l_y}{\mathrm{d}t}\cos(2\pi\eta)\right];$$

压力分布系数

$$\mathcal{C}_p^\theta=\frac{\mathbb{F}_p^{*\theta}}{\frac{1}{2}\rho^* u_\infty^{*2}}=\frac{p_\theta^*-p_\infty^*}{\frac{1}{2}\rho^* u_\infty^{*2}}=P_\theta-P_\infty. \tag{6}$$

由运动坐标中的动量方程, 可得

$$\begin{aligned}&P_\theta-P_0\\&=\frac{4}{Re}\int_0^\eta \frac{\partial\Omega}{\partial\xi}\mathrm{d}\eta+4\pi N\int_0^\eta F_\theta|_{\xi=0}\mathrm{d}\eta\\&\quad+4\left[\frac{\mathrm{d}^2 l_x}{\mathrm{d}t^2}\cos(2\pi\eta)+\frac{\mathrm{d}^2 l_y}{\mathrm{d}t^2}\sin(2\pi\eta)\right],\end{aligned} \tag{7}$$

$$\begin{aligned}&P_\infty-P_0\\&=-4\pi\int_0^\infty\frac{\partial u_r}{\partial t}\mathrm{e}^{2\pi\xi}\mathrm{d}\xi-1-2\int_0^\infty u_\theta\frac{\partial u_r}{\partial\eta}\mathrm{d}\xi\\&\quad+4\pi\int_0^\infty u_\theta^2\mathrm{d}\xi-\frac{4}{Re}\int_0^\infty\frac{\partial\Omega}{\partial\eta}\mathrm{d}\xi.\end{aligned} \tag{8}$$

因此

$$\mathcal{C}_p^\theta=P_\theta-P_\infty=\mathcal{C}_{pF}^\theta+\mathcal{C}_{pL}^\theta+\mathcal{C}_{pV}^\theta, \tag{9}$$

其中,

$$\mathcal{C}_{PF}^\theta=\frac{4}{Re}\int_0^\eta\frac{\partial\Omega}{\partial\xi}\mathrm{d}\eta+\mathcal{C}_p^0,$$

$$\begin{aligned}\mathcal{C}_p^0=&\,1+4\pi\int_0^\infty\frac{\partial u_r}{\partial t}\mathrm{e}^{2\pi\xi}\mathrm{d}\xi+2\int_0^\infty u_\theta\frac{\partial u_r}{\partial\eta}\mathrm{d}\xi\\&-4\pi\int_0^\infty u_\theta^2\mathrm{d}\xi+\frac{4}{Re}\int_0^\infty\frac{\partial\Omega}{\partial\eta}\mathrm{d}\xi,\end{aligned}$$

$$\mathcal{C}_{pL}^\theta=4\pi N\int_0^\eta F_\theta|_{\xi=0}\mathrm{d}\eta,$$

$$\mathcal{C}_{pV}^\theta=4\left[\frac{\mathrm{d}^2 l_x}{\mathrm{d}t^2}\cos(2\pi\eta)+\frac{\mathrm{d}^2 l_y}{\mathrm{d}t^2}\sin(2\pi\eta)\right].$$

此时, 压力$\mathcal{C}_p^\theta$由涡生力$\mathcal{C}_{pF}^\theta$、惯性力$\mathcal{C}_{pV}^\theta$和电磁压力(由壁面电磁力产生)$\mathcal{C}_{pL}^\theta$三项组成, 其中涡生力受到场电磁力的影响.

3.2　阻力和升力

由压力和剪应力, 可得总阻力C_d,

$$C_\mathrm{d}=\int_0^{2\pi}C_\mathrm{d}^\theta\mathrm{d}\theta=C_{\mathrm{d}F}+C_{\mathrm{d}L}+C_{\mathrm{d}V}, \tag{10}$$

其中,

$$C_{\mathrm{d}F}=\frac{2}{Re}\int_0^1\left(2\pi\Omega-\frac{\partial\Omega}{\partial\xi}\right)\sin(2\pi\eta)\mathrm{d}\eta,$$

$$C_{\mathrm{d}L}=-2\pi N\int_0^1 F_\theta|_{\xi=0}\sin(2\pi\eta)\mathrm{d}\eta,$$

$$C_{\mathrm{d}V}=-4\pi\left(\frac{\mathrm{d}^2 l_x}{\mathrm{d}t^2}+\frac{1}{Re}\frac{\mathrm{d}l_x}{\mathrm{d}t}\right).$$

总升力

$$C_\mathrm{l}=\int_0^{2\pi}C_\mathrm{l}^\theta\mathrm{d}\theta=C_{\mathrm{l}F}+C_{\mathrm{l}L}+C_{\mathrm{l}V}, \tag{11}$$

其中,

$$C_{\mathrm{l}F}=\frac{2}{Re}\int_0^1\left(2\pi\Omega-\frac{\partial\Omega}{\partial\xi}\right)\cos(2\pi\eta)\mathrm{d}\eta,$$

$$C_{\mathrm{l}L}=-2\pi N\int_0^1 F_\theta|_{\xi=0}\cos(2\pi\eta)\mathrm{d}\eta,$$

$$C_{\mathrm{l}V}=-4\pi\left(\frac{\mathrm{d}^2 l_y}{\mathrm{d}t^2}+\frac{1}{Re}\frac{\mathrm{d}l_y}{\mathrm{d}t}\right).$$

由(10)和(11)式可以看出, 圆柱沿两个方向的位移l_x和l_y仅改变本方向的惯性力$C_{\mathrm{d}V}$和$C_{\mathrm{l}V}$, 与另一方向的惯性力无关. 但其对流场的作用(Ω同时随l_x和l_y变化)可以同时改变两个方向的水动力$C_{\mathrm{d}F}$和$C_{\mathrm{l}F}$.

3.3　圆柱运动方程

由于圆柱同时沿x, y方向振动, 则无量纲的圆柱运动方程为[13]

$$m\frac{\mathrm{d}^2 l_i}{\mathrm{d}t^2}+\xi_i\frac{\mathrm{d}l_i}{\mathrm{d}t}+m_{\mathrm{vir}}\left(\frac{\omega_{ni}}{\omega_i}\right)^2\omega_i^2 l_i=F_i, \tag{12}$$

其中m表示圆柱的质量, m_{vir}表示圆柱虚拟质量, ω_i表示涡的脱体频率对应角速度, ω_{ni}表示圆柱固有频率对应角速度. '$i=x$' 和 '$i=y$' 分别表示沿流向和法向的参数,

$$\begin{aligned}F_x&=\frac{C_\mathrm{d}}{\pi}=\frac{C_{\mathrm{d}F}}{\pi}+\frac{C_{\mathrm{d}L}}{\pi}-\frac{4}{Re}\frac{\mathrm{d}l_x}{\mathrm{d}t}-4\frac{\mathrm{d}^2 l_x}{\mathrm{d}t^2},\\F_y&=\frac{C_\mathrm{l}}{\pi}=\frac{C_{\mathrm{l}F}}{\pi}+\frac{C_{\mathrm{l}L}}{\pi}-\frac{4}{Re}\frac{\mathrm{d}l_y}{\mathrm{d}t}-4\frac{\mathrm{d}^2 l_y}{\mathrm{d}t^2}.\end{aligned} \tag{13}$$

显然, (13)式中作用于圆柱的升阻力由四部分组成, 其中, 方程右侧第一项$C_{\mathrm{d}F}$和$C_{\mathrm{l}F}$为涡生力, 与圆柱表面的涡量和涡通量有关, 该值受场电磁力的影响; 第二项$C_{\mathrm{d}L}$和$C_{\mathrm{l}L}$为电磁升力, 此值仅与壁面电磁力有关, 而与流动无关, 电磁力对称分布时$C_{\mathrm{l}L}=0$; 第三项$-\dfrac{4\pi}{Re}\dfrac{\mathrm{d}l_x}{\mathrm{d}t}$和$-\dfrac{4\pi}{Re}\dfrac{\mathrm{d}l_y}{\mathrm{d}t}$为黏性阻尼力, 与雷诺数和圆柱的运动速度有关; 第四项$-4\pi\dfrac{\mathrm{d}^2 l_x}{\mathrm{d}t^2}$和$-4\pi\dfrac{\mathrm{d}^2 l_y}{\mathrm{d}t^2}$为惯性力, 与圆柱的加速度有关. 第二项、第三项和第四项均与流场的变化无关.

数值计算时, 动量方程(2)采用交替方向隐式(alternative direction implicit)格式, 流函数方程(3)采用快速傅里叶变换格式, 圆柱运动方

程(12)采用Runge-Kutta 法, 详见文献[13, 14]. 计算空间步长$\Delta\xi = 0.004$, $\Delta\eta = 0.002$, 时间$\Delta t = 0.005$[11−14].

4　结果与讨论

4.1　2Dof涡生振荡中的“推/吸壁面”作用

为了便于讨论2Dof振荡圆柱的流固耦合机理, 本文以典型的情况之一, 即尾涡脱落为2S模式的情况进行讨论. 由于流场, 圆柱受力和位移均为周期性变化, 为了研究其瞬时对应关系及作用机理, 因此在运动轨迹中选取几个特征点. $Re = 120$时, 圆柱稳定振荡时的运动轨迹如图1所示, 为封闭的李萨儒(Lissajou)曲线, 其中$ABCD$和$A'B'C'D'$关于$l_y = 0$对称, A, A'和C, C'分别为圆柱处在y方向的平衡位置和最大位移所对应的时刻, B, B'和D, D'分别为处在x方向的最大值和最小值所对应的时刻.

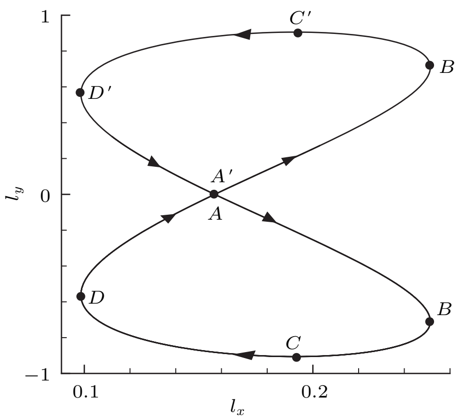

图1　圆柱稳定振荡时的运动轨迹

Fig. 1. The trajectory of the cylinder motion for the steady vibrating.

圆柱振荡时, 其表面将对流体产生不同的影响. 挤压流体的一侧称为“推壁面(pressure side)”, 抽吸流体的一侧称为“吸壁面(suction side)”[13]. 均匀来流条件下, 振荡圆柱几个典型时刻(与图1对应)的涡量分布如图2所示, 其中红涡为正, 蓝涡为负, “+”表示圆柱从固定释放的初始位置. 振荡圆柱运动到上侧最大位移处时上涡脱落, 运动到下侧最大位移处时下涡脱落, 脱落的涡进而形成两排方向相反的涡列, 即涡街.

A时刻, 圆柱处于平衡位置, 此时上下涡以相当的强度作用于圆柱的尾流. 然后, 圆柱向右下方减速运动, 贴近圆柱尾部的下涡诱导出正的二次涡, 同时上涡逐渐增强. 至B时刻, 圆柱运动到最右端, 由于推壁面的挤压作用, 使诱导产生的正的二次涡达到最强. 之后, 圆柱向左下方运动, 此时上涡逐渐增强, 下涡逐渐减弱, 吸壁面的效果使二次涡的强度开始减弱. 至C时刻, 圆柱运动至最下侧. 推壁面的挤压作用, 使得下侧剪切层的强度增强, 而上侧吸壁面使得抑制流动分离能力增强. 之后, 圆柱向左上方运动, 距离圆柱尾涡较近的上涡较下涡占主导, 使正的二次涡削弱, 并开始诱导出负的二次涡. 至D时刻, 圆柱达到最左位置, 上涡诱导的负的二次涡产生, 与下侧正的二次涡处于交替状态, 此时吸壁面的作用使得二次涡的强度达到最弱. 之后, 圆柱向右上方运动, 由于上涡贴近圆柱尾部, 上涡诱导的负的二次涡增强而下侧正的二次涡强度减小. 随后至A'时刻, 圆柱回到平衡位置, 此时的流场与A时刻的流场对称. 由于上涡贴近圆柱尾部, 上侧负的二次涡强度增大而下侧正的二次涡强度减小. 之后的B', C', D'时刻的流场分别与B, C, D时刻的流场相对称, 最后再次发展到A时刻的流场, 圆柱处于平衡位置, 且向右下方运动, 完成一个周期的振荡.

流场的周期变化导致圆柱表面压力分布C^{θ}_{pF}的周期变化. 振动圆柱的表面压力C^{θ}_{pF}分布如图3所示, 其中图3(a)为2Dof振荡圆柱在A, B, C, D时刻的表面压力C^{θ}_{pF}分布, 图3(b)为一自由度(1Dof)与2Dof振荡圆柱在B, D时刻的C^{θ}_{pF}比较. 由图3(a)沿法向的振动, 比较C时刻振动圆柱和固定圆柱(主导涡与图2中C时刻的类似)的表面压力分布, 固定圆柱仅受到尾涡的作用, 因此在上涡为主导的拖拽作用下, 使得圆柱上侧的剪切层流速增大, 从而圆柱上侧的压力小于下侧的压力. 而对于振动圆柱, 由于此时运动到最下侧, 圆柱位移的作用导致圆柱下侧为推壁面而上侧为吸壁面, 由此使得下侧的压力小于上侧的压力, 这与固定圆柱的压力分布相反. 说明沿法向圆柱位移的作用效果与主导涡的作用效果相反, 且占主导. 而沿流向的振动, 可比较振动圆柱在B和D时刻的压力分布. 可以发现, 在圆柱尾部$\theta = 180°$附近, D时刻的压力值最大而在B时刻的压力值最小, 这是由于圆柱尾部的二次涡的强度在D时刻吸壁面的作用下达到最弱, 而在B时刻推壁面的作用下达到最强. 由此说明沿流向亦圆柱位移的作用效果占主

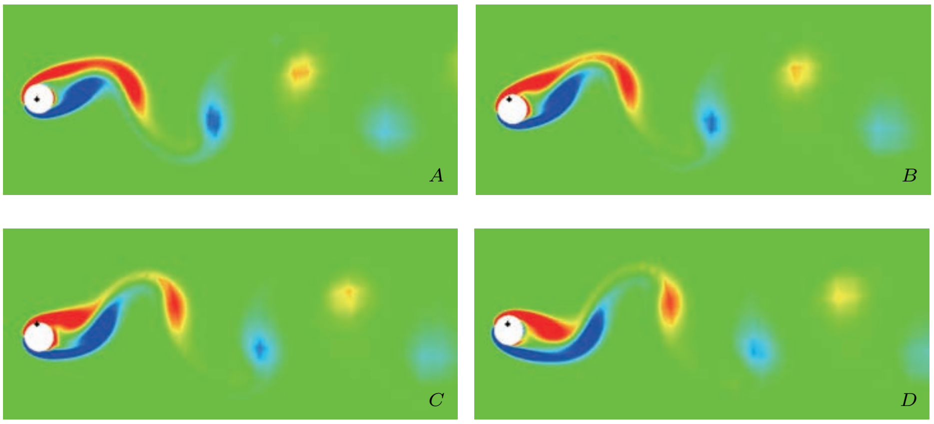

图2 圆柱稳定振荡时典型时刻的涡量分布图

Fig. 2. The vorticity distribution of steady VIV at typical times.

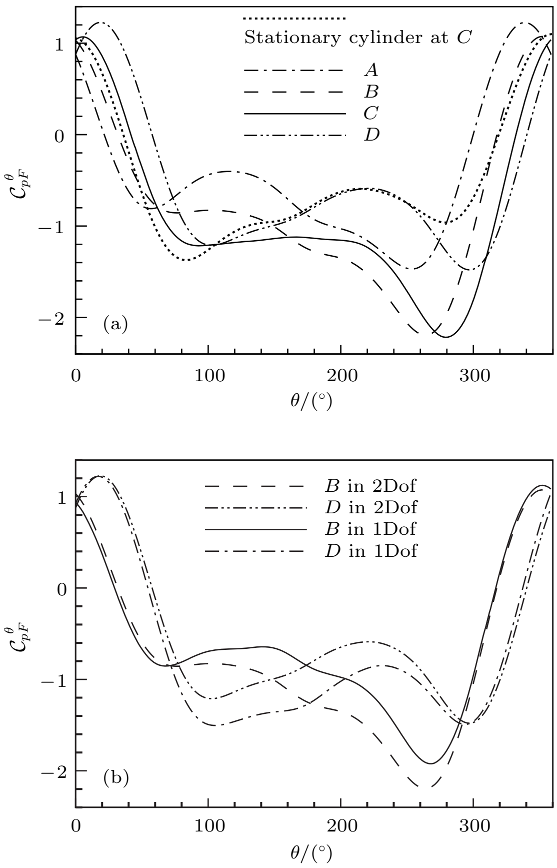

图3 振动圆柱的表面压力C_{pF}^{θ}分布图 (a) 2Dof振荡圆柱在A, B, C, D时刻的C_{pF}^{θ}分布; (b) 1Dof与2Dof振荡圆柱在B, D时刻的C_{pF}^{θ}比较

Fig. 3. The distributions of pressure coefficient C_{pF}^{θ} along the surface of the vibrating cylinder: (a) The distributions of pressure coefficient C_{pF}^{θ} of 2Dof VIV at times A, B, C, D; (b) the comparison of 1Dof and 2Dof VIV for the distributions of pressure coefficient C_{pF}^{θ} at times B, D.

导. 另外, 由图3(b)可以看出, 1Dof (仅沿法向振动)涡生振荡与2Dof涡生振荡相比, 由于圆柱在流向没有位移, 因此二次涡的强度变化较小, 从而圆柱尾部$\theta = 180°$附近的压力变化也较小.

4.2 2Dof涡生振荡及电磁控制动态过程

为了从圆柱的动态过程中揭示其流固耦合及电磁控制机理, 将其动态过程的位移图分解到法向和流向进行分析, 如图4所示. 其中图4(a)和图4(b)分别为法向和流向位移图, B, C, D点的定义与图1相同, 下标$i = 0$—7对应不同的周期. 图4(a)中圆柱在C_0时刻处于静止状态, 当$t = 446$时释放对圆柱的约束, 圆柱在升力的作用下法向上的振幅迅速增大, 如图中C_1—C_3时刻所示; 之后振幅缓慢增大并进入稳定振动状态, 如图中C_4时刻所示; 在$t = 650$时刻施加电磁力, 圆柱沿法向上的振幅迅速减小, 如图中C_5—C_6 ($N = 0.5$)所示, 最终稳定在较小的振幅上振动, 如图中C_7 ($N = 0.5$)所示. 当电磁力足够大($N = 2.5$)时, 圆柱在法向上的振动将完全被消除. 图4(b)中的B_i, D_i与图4(a)中的C_i对应相同的周期. 圆柱在B_0, D_0亦处于静止状态, 当$t = 446$释放圆柱后, 圆柱在阻力的作用下, 首先向下游产生大幅度的位移, 然后振幅先减小后增大, 最后逐渐达到稳定, 其中B_i, D_i分别表示周期内圆柱处于最上游和最下游所对应的时刻. 达到稳定振动状态时, 流向振动的平衡位置位于初始位置的下游, 这是由于平均阻力指向下游方向. 另外在流向上的振动频率是法向上的两倍, 这是由于在一个周期内, 上下涡分别脱落一次对应的升力振动一次而阻力振动两次. 在$t = 650$时刻施加电磁力, 圆柱在流向上的振幅

减小, 由于电磁力产生的推力使圆柱的平衡位置向上游移动, 如图中 $N = 0.5$ 情况所示. 当电磁力足够大时, 圆柱的振动被完全消除, 且在推力的作用下, 静止在初始位置的上游, 如图中 $N = 2.5$ 情况所示.

图4(a)中的特征时刻对应的 $(N = 2.5)$ 流场涡量如图5所示. 由图5可知: 在 C_0 时刻, 圆柱被固定, 因此绕流流场出现典型的卡门涡街; 圆柱被释放后, 在升力的作用下沿法向的位移迅速增大, 圆柱上下涡的强度增大, 同时上下涡列的距离也随之增大, 如图中 C_1—C_4 所示; 至 C_4, 圆柱达到稳定振动状态, 脱落涡的强度达到最大; 施加电磁力之后, 由于圆柱边界层内动量迅速增大, 使圆柱表面分离点消失, 尾涡被消除, 圆柱在 Y 方向上的振幅迅速减小, 如图中 C_5, C_6 所示; 最终, 流场达到定常, 如图中 C_7 所示.

图4(b)中的特征时刻对应的 $(N = 2.5)$ 流场如图6所示, 其中 B_i 对应周期内圆柱处于最上游的时刻, D_i 对应周期内圆柱处于最下游的时刻. 圆柱在 B_0, D_0 时刻亦处于静止状态, 被释放后, 圆柱首先向下游产生大幅度的位移, 之后圆柱沿流向的振幅先减小再增大. 圆柱在流向位移增大的过程中, B_i 和 D_i 时刻的流场特征越来越明显, 其中在 B_i 时刻, 圆柱尾部处于推壁面状态, 因此位移的作用效果使尾部的二次涡增强, 如图中 B_2—B_4 所示; 而在 D_i 时刻, 圆柱尾部处于吸壁面状态, 因此位移的作用效果使尾部二次涡的强度减弱, 如图中 D_2—D_4 所示, 且此时二次涡处于正负交替状态. 施加电磁力 $(N = 2.5)$ 之后, 圆柱在壁面电磁力产生的推力 $C_{\mathrm{d}L}$ 的作用下, 向上游漂移, 但由于沿流向位移的振动逐渐减小至恒定, 圆柱的尾涡和推吸壁面的效果逐渐被消除, 如图中 B_5, B_6. 最终, 流场达到定常, 如图中 B_7 和 D_7 所示.

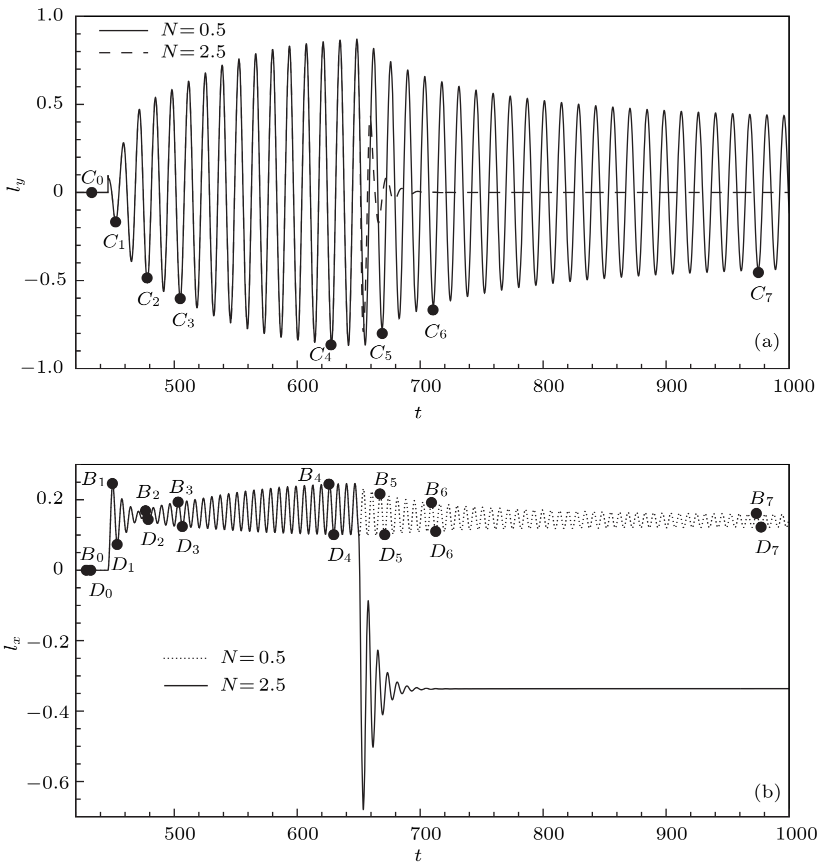

图4 圆柱振动和电磁控制全过程中流向和法向的位移变化 (a) 沿法向的位移 l_y; (b) 沿流向的位移 l_x

Fig. 4. The variations of cylinder displacement along the transverse and streamwise direction from vibration to control with Lorentz force: (a) The displacement along the transverse direction l_y; (b) the displacement along the streamwise direction l_x.

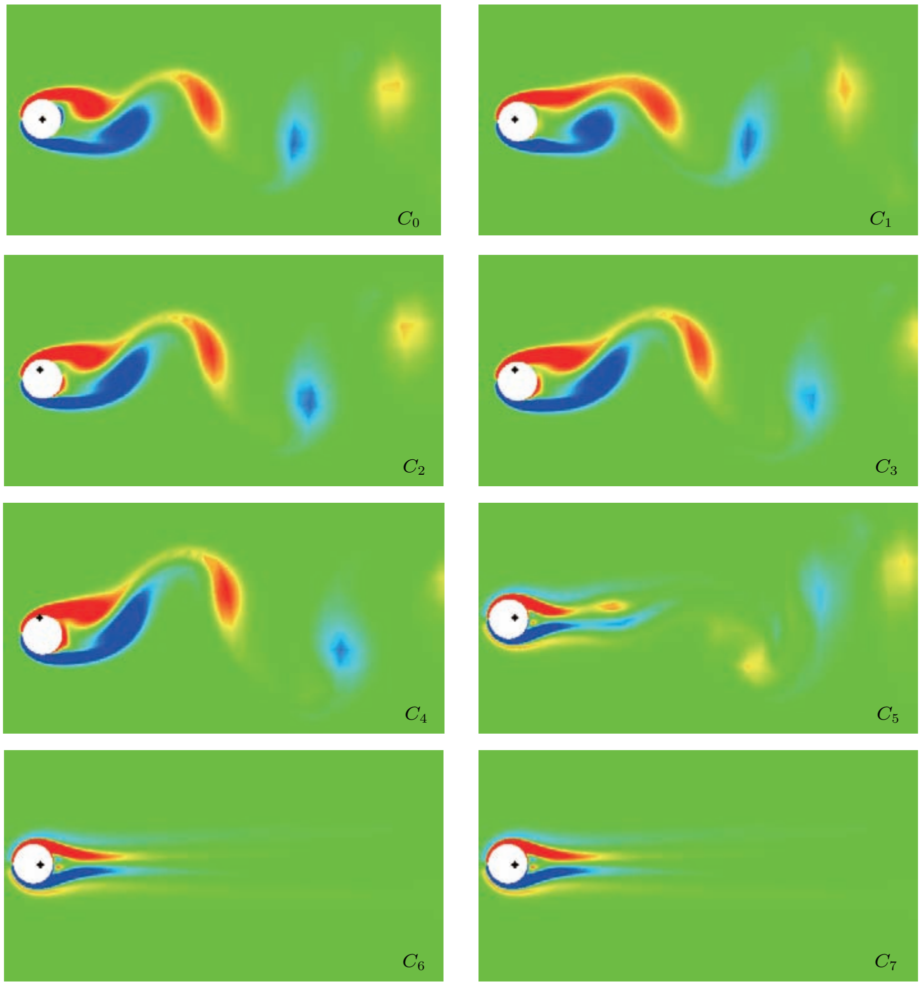

图 5　涡生振荡与电磁控制 ($N = 2.5$) 过程中 $C_i(i = 0—7)$ 时刻对应的流场涡量

Fig. 5. Vortex patterns of 2Dof VIV at the typical times $C_i(i = 0–7)$ from vibration to control with Lorentz force $N = 2.5$.

流场的变化导致升阻力的变化, 涡生振荡发展和电磁力抑制过程的涡生升阻力 $C_{\mathrm{d}F}$-$C_{\mathrm{l}F}$ 相图如图 7 所示. $A_0B_0C_0D_0$-$A_0'B_0'C_0'D_0'$ 对应圆柱被固定时的升阻力相图. 随着圆柱被释放, 在剪切层和二次涡的作用下, A_0 和 A_0' 点分离, 升阻力的振幅逐渐加剧. 但由于圆柱位移的作用效果与尾部主导涡的作用效果相反, 因此相图曲线产生了 180° 的反转, 且阻力的平均值也随着振幅的增大而增大, 由此导致曲线向右侧漂移. 圆柱稳定振动时, 对应升阻力曲线 $A_4B_4C_4D_4$-$A_4'B_4'C_4'D_4'$, 此时 A_4 和 A_4' 点重合. 施加电磁力 ($N = 2.5$) 后, 曲线从左向右延伸, 且原曲线形成的“8”字迅速萎缩, 对应的曲线 $A_7B_7C_7D_7$-$A_7'B_7'C_7'D_7'$ 汇聚成一点, 表明圆柱升阻力的振幅迅速减小至 0. 另外, 流场电磁力的作用是增阻的, 但是考虑到壁面电磁力产生的推力且占主导作用 [11], 因此总阻力是减小的.

升阻力的变化进一步导致圆柱运动轨迹的变化. 在图 7 中水动力的作用下, 圆柱在二维平面上振荡发展和电磁力抑制全过程的运动轨迹如图 8 所示. 由图 8 可以看出, 固定圆柱在 (0, 0) 位置释放后, 阻力的作用首先使其迅速向下游运动, 之后由于升阻力的逐渐增大导致圆柱的位移在法向和流向上逐渐增大直到稳定, 形成“8”字形轨迹, 对应 $A_4B_4C_4D_4$-$A_4'B_4'C_4'D_4'$. 随后在壁面电磁力产生的推力作用下, 圆柱迅速向上游漂移. 另外, 由于在流场电磁力的作用下, 升阻力的振动受到抑制 (图 7), 导致位移在法向和流向上的振幅迅速减小至 0, 因此“8”字形轨迹迅速萎缩, 对应曲线 $A_7B_7C_7D_7$-$A_7'B_7'C_7'D_7'$ 汇聚成一点, 并在壁面电磁力的推力作用下, 圆柱最终稳定在初始位置的上游.

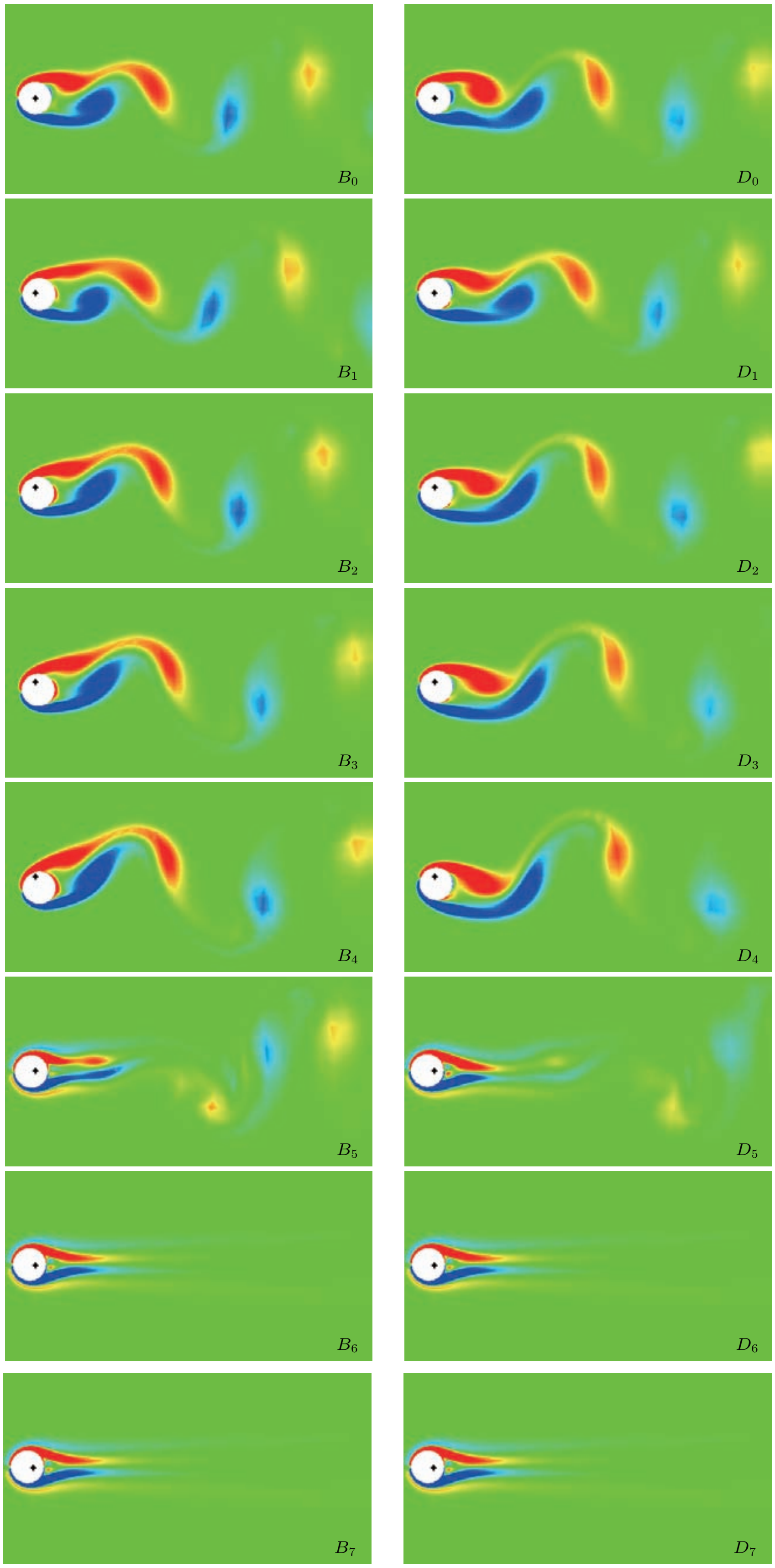

图6 涡生振荡与电磁控制 ($N = 2.5$) 过程中 $B_i, D_i (i = 0—7)$ 时刻对应的流场涡量

Fig. 6. Vortex patterns of 2Dof VIV at the typical times B_i, D_i ($i = 0$–7) from vibration to control with Lorentz force $N = 2.5$.

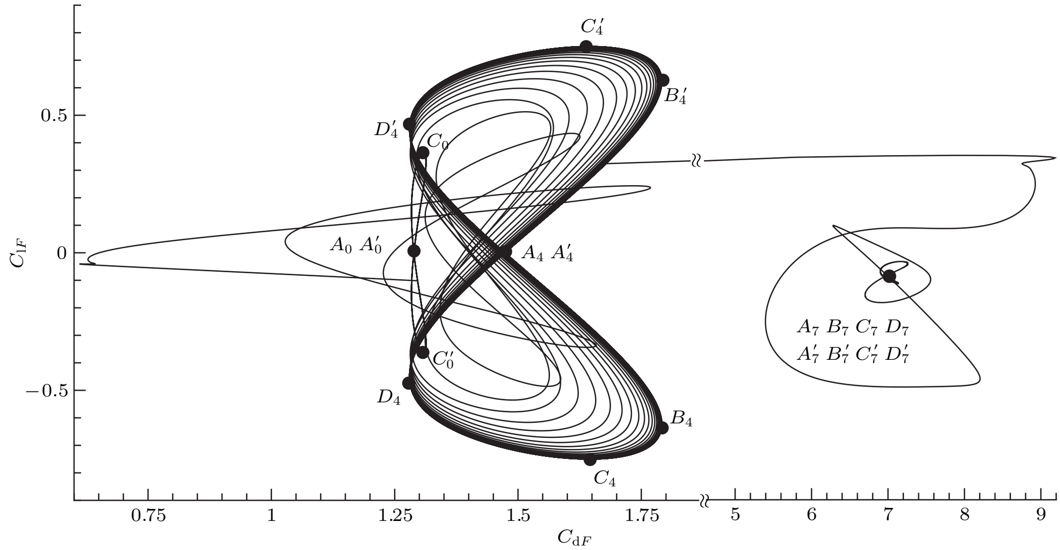

图 7 涡生振荡发展和电磁力 ($N = 2.5$) 抑制过程的升阻力相图

Fig. 7. Phase diagram of $C_{\mathrm{d}F}$-$C_{\mathrm{l}F}$ in the VIV development and controlled by Lorentz force ($N = 2.5$).

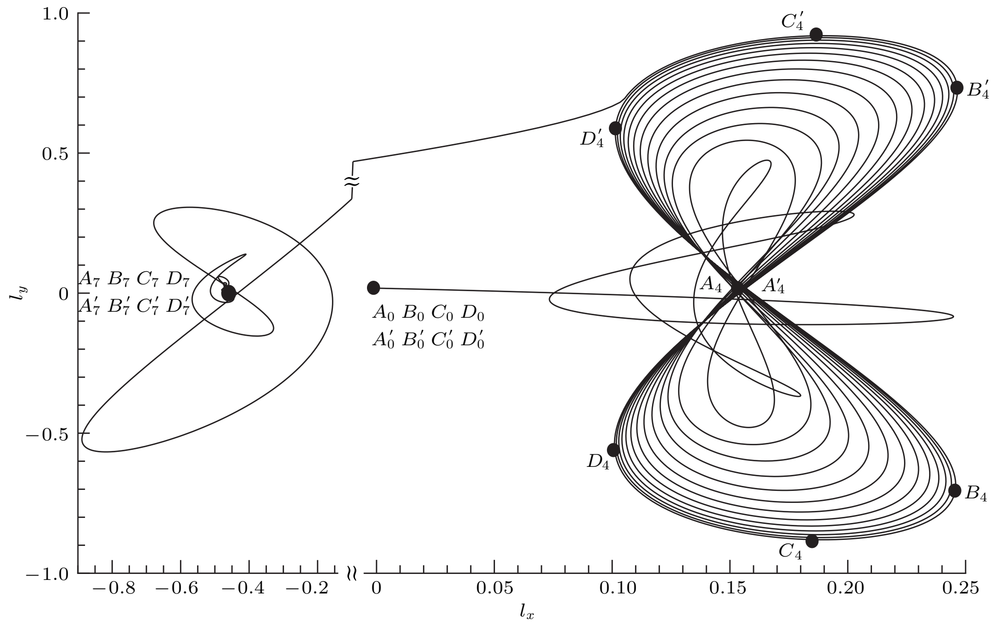

图 8 涡生振荡发展和电磁力 ($N = 2.5$) 抑制过程中圆柱的轨迹

Fig. 8. The cylinder trajectory of whole process from still to steady by Lorentz force ($N = 2.5$).

4.3 实验验证

验证性实验在转动的水槽中进行, 用硫酸铜 ($CuSO_4$) 溶液模拟海水的密度和电导率. 直径 2 cm 的圆柱表面包覆电磁极交错的激活板, 上端用粗导线 (防止圆柱扭转) 挂在支架上, 下端浸入 $CuSO_4$ 溶液, 高锰酸钾 ($KMnO_4$) 溶液作为示踪溶液, 具体的实验装置参见文献 [12, 15].

计算 (作用参数 $N = 5$) 和实验 (电压 $U = 12$ V) 结果的验证如图 9 (a)—(f) 所示, 其中左列为实验结果, 右列为计算结果. 图 9 (a) 为未加电磁力时, 振荡圆柱尾部呈现出双排方向相反的涡列; 施加电磁力后, 因流体动量增加而导致的分离点后移如图 9 (b) 和图 9 (c) 所示; 之后, 圆柱的尾涡在电磁力的作用下后移并脱离圆柱如图 9 (d) 所示, 此时圆柱的振荡开始逐渐减弱; 图 9 (e) 所示涡的脱体完全被抑制, 振荡迅速衰减; 最终, 圆柱的振荡完全被消除, 流场达到定常, 如图 9 (f) 所示. 可以看出, 计算结果与实验结果一致.

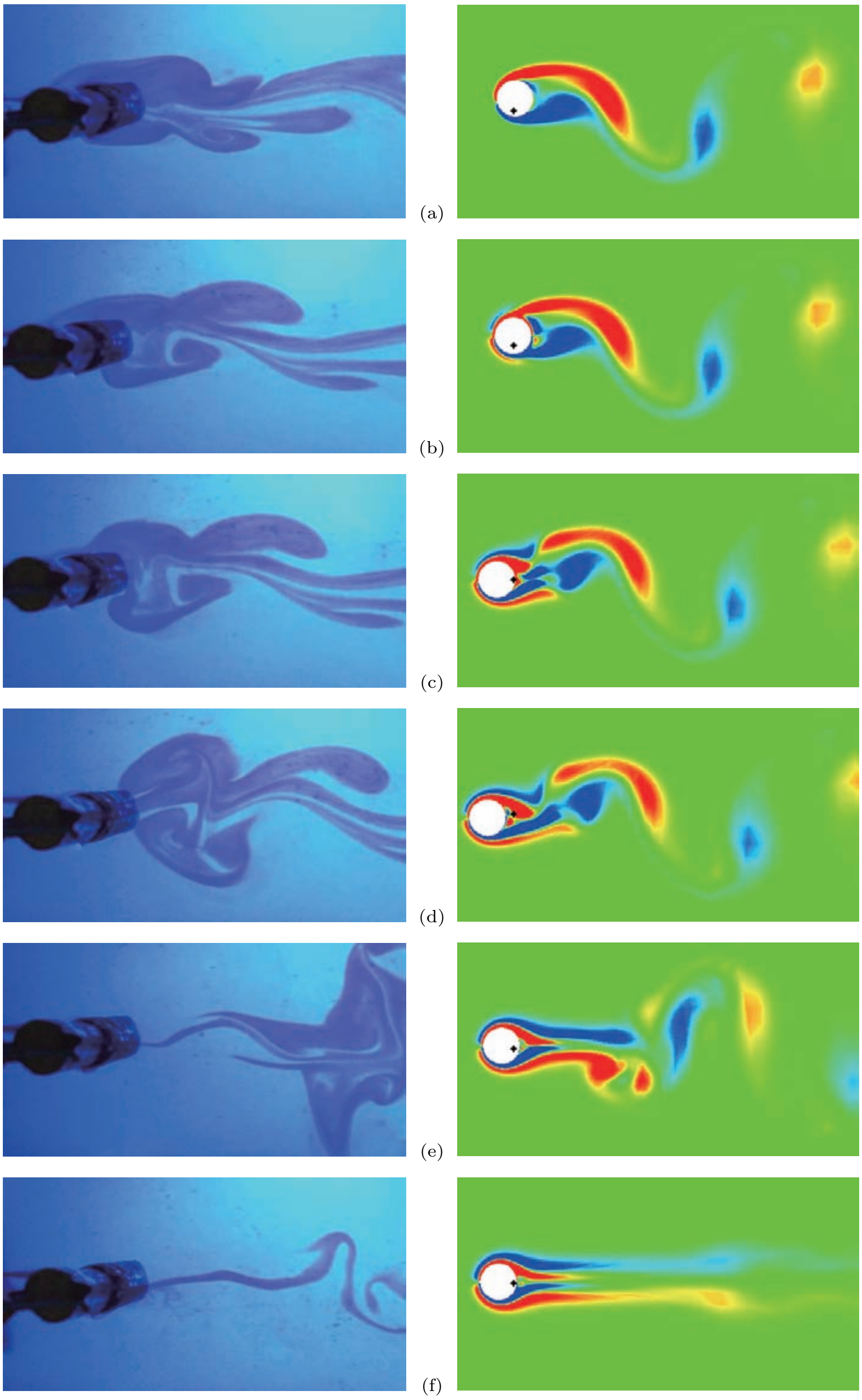

图 9 计算和实验结果验证图

Fig. 9. The validations of calculation and qualitative experiment results.

5 结 论

本文对两自由度涡生振荡及其电磁控制机理进行了数值研究, 并进行了实验验证. 将坐标原点建立在振动圆柱上, 推导了非惯性参考系指数极坐标下的涡量流函数方程, 初始边界条件及水动力表达式. 结果表明:

1) 圆柱的涡生振荡同时受到尾涡脱落和圆柱位移的影响, 沿法向和流向分别通过改变剪切层和

二次涡的强度从而改变圆柱的受力和运动, 沿法向, 尾涡中主导涡的作用使圆柱一侧的剪切层增强, 而圆柱位移的作用使另一侧的剪切层增强; 沿流向, 主导涡的作用使二次涡的强度变化从而导致圆柱尾部压力的变化也与位移的作用效果相反; 其中圆柱位移的作用效果较尾涡脱落的作用效果占主导;

2) 在电磁力的作用下, 由于圆柱边界层内动量迅速增大, 使圆柱表面分离点消失, 尾涡被抑制; 同时圆柱沿两方向的振动幅度逐渐减小, 使得推吸壁面的效果被抑制; 从而使振动的诱因被消除, 圆柱迅速达到稳定状态; 并且壁面电磁力产生的推力克服了流场电磁力产生的阻力, 使圆柱稳定在初始位置的上游.

参考文献

[1] Wang L, Luo Z B, Xia Z X, Liu B 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 125207 (in Chinese) [王林, 罗振兵, 夏智勋, 刘冰 2013 物理学报 **62** 125207]

[2] Meng X S, Wang J L, Cai J S, Luo S J, Liu F 2013 *Acta Aerodyn. Sin.* **31** 647 (in Chinese) [孟宣市, 王健磊, 蔡晋生, 罗时钧, 刘锋 2013 空气动力学学报 **31** 647]

[3] Cao Y F, Gu Y S, Cheng K M, Xiao Z Y, Chen Z B, He K F 2015 *Acta Aeronaut. Astron.* **36** 757 (in Chinese) [曹永飞, 顾蕴松, 程克明, 肖中云, 陈作斌, 何开锋 2015 航空学报 **36** 757]

[4] Braun E M, Lu F K, Wilson D R 2009 *Prog. Aerosp. Sci.* **45** 30

[5] Reddy P D S, Bandyopadhyay D, Joo S W, Sharma A, Qian S Z 2011*Phys. Rev.* **83** 036313

[6] Gailitis A, Lielausis O 1961 *Appl. Magnetohydrodynam. Rep. Phys. Inst.* **12** 143 (in Russian)

[7] Weier T, Gerbeth G, Mutschke G, Platacis E, Lielausis O 1998 *Exp. Therm Fluid Sci.* **16** 84

[8] Crawford C, Karniadakis G E 1997 *Phys. Fluids* **9** 788

[9] Kim S, Lee C M 2001 *Fluid Dyn. Res.* **29** 47

[10] Posdziech O, Grundmann R 2001 *Eur. J. Mech. B* **20** 255

[11] Zhang H, Fan B C, Chen Z H 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 124701

[12] Zhang H, Fan B C, Chen Z H, Chen S, Li H Z 2013 *Chin. Phys. B* **22** 104701

[13] Zhang H, Fan B C, Chen Z H, Li H Z 2014 *Comput. Fluids* **100** 30

[14] Zhang H, Fan B C, Chen Z H, Li H Z 2014 *J. Fluids Struct.* **48** 62

[15] Zhang H, Fan B C, Chen Z H, Li Y L 2011 *Fluid Dyn. Res.* **43** 015506

The mechanism investigation of two-degree-of-freedom vortex-induced vibration with electro-magnetic forces*

Liu Meng-Ke Zhang Hui† Fan Bao-Chun Han Yang Gui Ming-Yue

(*Science and Technology on Transient Physics Laboratory, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China*)

(Received 18 May 2016; revised manuscript received 4 July 2016)

Abstract

The electro-magnetic forces generated by electromagnetic field take control of the flow in the electrolyte solution. In this paper, the mechanism of two-degree-of-freedom vortex-induced vibration controlled by electro-magnetic forces is investigated numerically. With the coordinate at the moving cylinder, the stream function-vorticity equations, the initial and boundary conditions and distribution of hydrodynamic force are deduced in the exponential-polar coordinate. The equation of vorticity transport is solved by the alternative-direction implicit algorithm. The equation of stream function is integrated by means of a fast Fourier transform algorithm. The cylinder motion is calculated by the Runge-Kutta method. The flow field, pressure, lift/drag and cylinder displacement are interacted along the transverse and streamwise direction, where the instantaneous variations are discussed. The derivation shows that the vibration displacement in one direction, whose effects on the flow field influence the vortex-induced forces in both directions, affects the inertial force only in the corresponding direction and is independent of that in the other direction. The numerical calculations show that the vortex-induced vibration is affected by two factors, i.e., the vortex shedding and the cylinder shift. Both of the two factors have influences on the shear layers in the transverse direction and the secondary vortex in the streamwise direction, which further leads to the variations of lift/drag and the cylinder motion. Along the transverse direction, the strength of shear layer on one side is increased by the vortex shedding while the strength of shear layer on the other side is increased by the cylinder shift. Along the streamwise direction, the pressure of cylinder tail is varied with the effect of shedding vortex on the secondary vortex while the effect of cylinder shift on the secondary vortex is also opposite to that of shedding vortex. Notably, the effect of cylinder shift prevails over the effect of shedding vortex so that the former is dominated in the total effects. The flow separation and vortex shedding are suppressed as the fluid of boundary layer is accelerated under the action of electro-magnetic forces. Meanwhile, the vibration displacements decrease gradually along both the transverse and streamwise directions, which also suppresses the effects of pressure/suction sides. Therefore, the vibration is suppressed and the cylinder turns steady rapidly. In addition, the thrust generated by the wall electro-magnetic force counteracts the drag generated by the fluid electro-magnetic force, which means that the final position is at the upstream of the initial position. The experimental results show that the vortexes on the cylinder are suppressed fully and the flow field is steady under the action of electro-magnetic force, which agrees well with the numerical results.

Keywords: vortex-induced vibration, electro-magnetic control, fluid-structure interaction, flow control

PACS: 47.15.Cb, 47.85.L– **DOI:** 10.7498/aps.65.244702

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11672135, 11202102) and the Foundation for the Author of National Excellent Doctoral Dissertation of China (Grant No. 201461).

† Corresponding author. E-mail: zhanghui1902@126.com