

串列双圆柱绕流下游圆柱两自由度涡致振动研究¹⁾

陈文曲 任安禄 李广望

(浙江大学力学系, 杭州 310027)

摘要 数值研究了串列双圆柱绕流下游圆柱两自由度涡致振动问题, 研究发现: (1) 双自由度的圆柱振幅峰值及出现振峰的频率比都比单自由度的大; (2) 尾流圆柱中的升力远大于均匀来流的, 而阻力却相反; (3) 下游圆柱的位移响应对于频率比的变化没有均匀来流中的“敏感”; (4) 尾流中, 在频率比 1.16 和 0.87 之间, 出现了明显的“拍”现象, 即圆柱的振幅响应包含不同的频率, 而在均匀来流中, 并无明显的“拍”现象. 采用 ALE 方法, 计算网格采用 H-O 非交错网格系统, 结合分块耦合方法, N-S 方程的对流项和扩散项分别采用三阶迎风紧致格式和四阶中心紧致格式离散. 圆柱振动采用弹簧柱体阻尼器模型, 柱体的振动方程采用龙格-库塔法求解. 通过模拟柱体和流体之间的非线性耦合作用, 成功地捕捉到了“拍”和“相位开关”等现象.

关键词 串列双圆柱绕流, 涡致振动, ALE, 分块耦合方法, 紧致格式

引 言

在许多工程领域中广泛存在着流体与结构的相互作用, 这种相互作用能够引发结构复杂的振动甚至造成结构的毁坏. 流体结构响应问题是结构中的涡脱落引起的涡致振动, 关于这类问题已有许多实验和数值模拟的研究, 早期的研究主要集中在刚性结构绕流. 近期开展了弹性结构涡致振动的研究. 尽管如此, 关于弹性结构响应的完整的研究还远没有解决. 目前大量的研究工作主要集中在均匀来流中单圆柱的受迫振动或涡致振动 (VIV) 问题上^[1~5]. 同时, 现有的研究成果大多通过实验得到, 只有很少的一部分工作是用数值方法研究物体在流体作用下的响应. 最近, Williamson 等^[1]综述了 20 年来关于单圆柱涡致振动的一些基础研究成果, 相当具体地探讨了 VIV 系统固有的属性和现象, 包括涡脱落的动力学与流固间能量传递特性以及由此引起的涡脱落模态的转换、质量比与阻尼比在 VIV 中的重要影响、升阻力特性和涡特性之间的关系以及等效弹性的概念.

当圆柱处于另一圆柱的尾流区域中时, 上游圆柱的涡脱落以及尾流速度的减弱对下游圆柱撞击的影响, 使得尾流中圆柱的涡致振动变得更为复杂. 这可以从 King 等^[6]和 Bokaian 等^[7]所做的实验研究

结果中看到. Brika 等^[8]针对 $Re = 5000 \sim 27000$ 串列双圆柱绕流下游圆柱的涡致振动进行了实验研究. 研究结果表明, 在共振速度附近存在两种涡脱落模态, 这些大雷诺数下的试验结果对低雷诺数层流模型问题的研究也有参考作用.

本文采用与他人完全不同的方法即 ALE 法结合分块耦合方法 (DDM), 使用自编程序数值模拟了下游圆柱的涡致振动问题, 研究弹性系统自振频率与自然涡脱落频率比值 f_n/f_s , 对圆柱的响应特性、圆柱升阻力的变化特性、涡脱落频率特性的影响以及涡致振动的拍和锁定现象. 在此之前还计算了单圆柱两自由度涡致振动问题, 也计算了双圆柱下游圆柱的横向涡致振动问题. 对于二维模型问题的计算雷诺数与 Williamson 等^[1]早期文章及 Zhou 等^[9]一样, 取 $Re = 200$. 计算的频率比在 0.65~5.20 之间. 另外, 无量纲质量比 $M = m/\rho D^2 l$ 和折合阻尼 $S_g = 8\pi^2 St^2 \alpha M$ 也是影响涡致振动现象的重要参数, 计算中取 $M = 10.0$, $S_g = 0.01$. $St = f_s D/U_\infty$ 是斯特罗哈数, U_∞ 为无穷远处来流速度.

1 数值计算方法

1.1 流体控制方程

根据任意拉格朗日-欧拉描述^[10], 二维任意曲线坐标系下黏性不可压缩非定常原始变量 N-S 方程

2003-08-18 收到第 1 稿, 2004-09-28 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金资助项目 (10272094).

如下

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (U - U_m)\mathbf{V}_\xi + (V - V_m)\mathbf{V}_\eta = \\ - \sum_{i=1}^2 \nabla \xi^i p_{\xi^i} + \frac{1}{Re} J \sum_{i=1}^2 \frac{\partial}{\partial \xi^i} \cdot \\ \left[\sum_{j=1}^2 J^{-1} (\nabla \xi^i \cdot \nabla \xi^j) \frac{\partial}{\partial \xi^j} \right] \mathbf{V} \end{aligned} \quad (1)$$

将式 (1) 点乘 $\nabla \xi / J$, 再对 ξ 微分加上将式 (1) 点乘 $\nabla \eta / J$ 再对 η 微分并采用 Harlow 连续性余量修正项, 则得 ALE 描述下的 Poisson 方程

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \xi^i} \left[\sum_{j=1}^2 \left(\sum_{k=1}^2 \alpha_{ijk} p_{\xi^k} + \sigma_i \right) \right] + \frac{D_c(t)}{\Delta t} &= 0 \\ \alpha_{ij} &= \frac{1}{J} (\nabla \xi^i \cdot \nabla \xi^j), \quad D_c = \sum_{i=1}^2 \left(\frac{1}{J} \nabla \xi^i \cdot \mathbf{V} \right)_{\xi^i} \\ \sigma_i &= \frac{1}{J} \{ \nabla \xi^i \cdot [(U - U_m)\mathbf{V}_\xi + (V - V_m)\mathbf{V}_\eta] \} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中, $\xi^i = (\xi, \eta)$, $\mathbf{V} = (u, v)^T$ 为笛卡儿坐标系下的速度分量, (U, V) 为任意曲线坐标系下 (ξ, η) 的逆变速度, (U_m, V_m) 为网格速度在任意曲线坐标系下的逆变速度。

动量方程对流项采用三阶迎风紧致格式, 扩散项采用四阶中心差分紧致格式, 时间上采用显式推进。

柱体动力学响应方程

$$\ddot{\chi} + 2\alpha\omega_n\dot{\chi} + \omega_n^2\chi = \mathbf{F}(t)/M \quad (3)$$

$\chi = x\mathbf{i} + y\mathbf{j}$; x 和 y 分别是圆柱的瞬时位移; α, ω_n 分别为弹簧的阻尼比和固有频率; $\mathbf{F}(t)$ 为流体诱发力; M 为柱体单位质量。式中各个量均已无量纲化。一旦从流体控制方程中计算得到 $\mathbf{F}(t)$, 则利用龙格-库塔法很容易就能求解式 (3)。

1.2 计算条件

计算区域为一通道型区域, 圆柱为弹性支撑, 可沿横向和流向振动, $L/D = 4.0$ 和 5.0 。本文将整个区域划分为 15 块, 如图 1 所示。对作涡致振动的第 15 块用 ALE 方法 (称为 ALE 块), 其网格随圆柱的运动做相应的变形, 其他 14 块采用欧拉描述 (称为 EULER 块), 其网格在整个计算过程中固定不动。这样, 仅第 15 块在计算中需要做网格更新。

边界条件的处理: 在进口处采用进口边界条件, 给定速度 $u = 1, v = 0$; 出口处采用无反射条件,

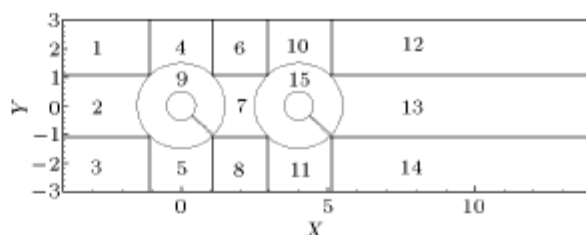


图 1 计算网格分块

Fig.1 Decomposition of computational domain

即: $\partial u / \partial t + u_a \partial u / \partial n = 0$, 式中 u_a 为出口平均速度, $\mathbf{n}$ 表示出口边界外法线方向; 圆柱表面采用无滑移边界条件, 即圆柱表面的流体速度等于圆柱的运动速度, $u = \dot{x}, v = \dot{y}$ 。

压力边界均采用 Neumann 条件。初始条件除固壁外, 取 $u = 1, p = 1$ 的均匀场, 满足初始速度场无散度条件。

ALE 块网格速度的处理: 在圆柱表面, 网格速度等于圆柱运动速度 $u_m = \dot{x}, v_m = \dot{y}$, 此时, 方程 (1) 中 $U = U_m, V = V_m$, 对流项为零, 圆柱表面流体无对流, 对应于拉格朗日描述; 在 ALE 外围, 网格速度为零, $u_m = 0, v_m = 0$, 对应于欧拉描述。对于两层之间的网格速度, 采用线性插值获得。

1.3 计算过程

先固定柱体, 计算静止柱体的绕流直到产生稳定的旋涡脱落状态, 然后瞬时放开柱体, 计算振动柱体和流场的相互作用。在计算流固耦合过程中的每一个时间步, 先求解流体动量方程 (1) 和压力 Poisson 方程 (2) 获得速度压力分布以及作用在圆柱上的升阻力 $F(t)$, 然后将此升阻力代入圆柱振动方程 (3) 右端求得圆柱的响应; 接着根据圆柱的新位移、速度插值出 ALE 块的网格速度, 并根据式 (4) 更新 ALE 块的网格; 然后进入下一时间步的计算。

$$\left. \begin{aligned} X_{i,j}^{n+1} &= X_{i,j}^n + (u_m)_{i,j} \Delta t \\ Y_{i,j}^{n+1} &= Y_{i,j}^n + (v_m)_{i,j} \Delta t \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

2 结果与讨论

表 1 为本文计算的静止绕流结果与他人结果的对比, 基本与文献相符。证实了采用本文所述方法计算的可靠性。

2.1 尾流中和均匀来流中圆柱两自由度涡致振动的比较 ($L/D = 5.0$)

双圆柱尾流中的下游圆柱两自由度涡致振动和均匀来流中的单圆柱的涡致振动的响应是不同的,

表 1 串联双圆柱静止绕流升阻力和 S_t (下标 1: 上游圆柱, 下标 2: 下游圆柱; $Re = 200$)Table 1 Forces and S_t for the circular cylinders in tandem arrangement(Subscript 1: upstream cylinder, Subscript 2: downstream cylinder; $Re = 200$)

Investigators	$L/D = 4.0$			$L/D = 5.0$		
	C_{dmean1}/C_{dmean2}	C_{l1}/C_{l2}	S_t	C_{dmean1}/C_{dmean2}	C_{l1}/C_{l2}	S_t
Slaoutiand ^[11]	1.11/0.88	0.70/1.80	0.190	0.97/0.70	0.55/1.60	0.180
Liu & Fu ^[12]	1.40/0.85	0.95/1.75	0.204	1.30/0.40	0.90/1.40	0.200
the present	1.39/0.81	0.90/2.09	0.195	1.37/0.50	0.76/1.65	0.196

因上游圆柱的涡脱落以及尾流速度的减弱对下游圆柱撞击的影响^[10]. 为节省篇幅省略本小节的所有图像.

计算获得平均阻力 C_{dmean} , 横向均方根振幅 $2Y_{rms}/D$, 均方根升力 C_{lrms} 和涡脱落频率比 f_n^*/f_s 的对比, 所有参数的变化趋势有点类似, 先随着 f_n/f_s 的增加而增加, 达到它们各自的最大值后开始减小, 然后达到它们各自的一个固定值. 一般来说, 当静止绕流涡脱落频率 f_s 约等于圆柱固有振动频率 f_n 时, 振动最显著. 在尾流中, C_{dmean} , C_{lrms} , $2Y_{rms}/D$ 分别在 $f_n/f_s = 1.04$, $f_n/f_s = 1.30$, $f_n/f_s = 0.95$ 时达到最大值 2.0853, 1.9613, 0.9082; 在单圆柱绕流中, 相应的参数分别在 $f_n/f_s = 1.16$, $f_n/f_s = 1.30$, $f_n/f_s = 1.16$ 时达到最大值 2.4945, 0.6961, 0.7967. 尾流圆柱中的升力 C_{lrms} 远大于均匀来流的, 而阻力 C_{dmean} 却相反, 这可能是由于上游圆柱的涡脱落对下游圆柱的撞击以及相对于上游圆柱的尾流速度减小的缘故. 在尾流中, C_{dmean} 和 $2Y_{rms}/D$ 随 f_n/f_s 的变化相对于单圆柱绕流中的要光滑得多, 而不像单圆柱绕流中具有明显的“跳跃”性. 因此, 在串联双圆柱中, 具有明显的不相似性: (1) 下游圆柱是处于不稳定的尾流中振动; (2) 在尾流中, 圆柱振幅的变化不具有明显的“跳跃”性, 下游圆柱的位移响应对于频率比的变化没有单圆柱绕流中的“敏感”.

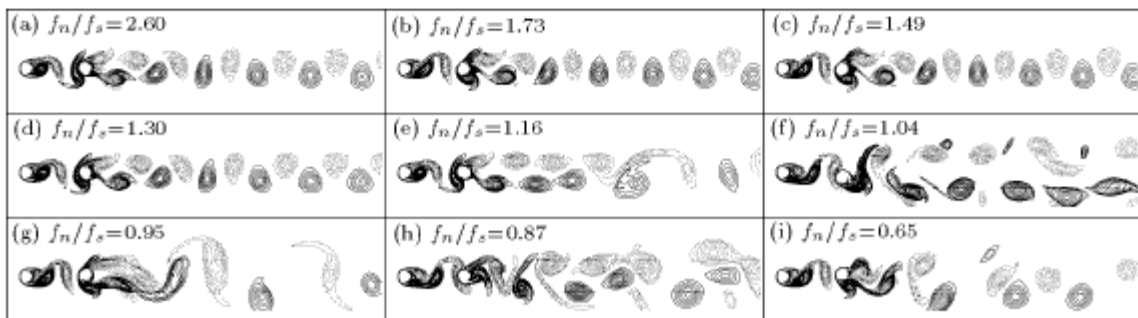
在尾流中, 涡脱落频率 f_n^* 和静止时的频率 f_s

是一样的. 而在单圆柱绕流中, 当 $f_n/f_s < 1$ 时, 涡脱落频率 f_n^* 比静止时的频率 f_s 小; 随着圆柱振动频率 f_n 的增加并超过 f_s 时, 涡脱落频率 f_n^* 也随着增大并在 $f_n/f_s = 1.16$ 附近达到最大值, 然后逐渐地趋于 $0.90f_s$.

尾流中, $f_n/f_s = 1.16$ 时, 升力和圆柱的位移响应出现了明显的“拍”现象, 阻力系数表现出了两种不同的频率响应, 在 $f_n/f_s = 1.04, 0.95$ 和 0.87 时, 同样存在明显的“拍”现象; 单圆柱均匀来流中, 并无对各种频率比的“拍”现象. 对振幅响应问题, 平均阻力 C_{dmean} 增大, 阻力系数的振幅也增大. 对尾流, 在 $f_n/f_s = 0.95$ 时达到最大; 对单圆柱均匀来流, 在 $f_n/f_s = 1.16$ 时达到最大. 在频率比 f_n/f_s 从大于 1 到小于 1 变化的过程中, 升力振幅和位移振幅会从“同相”转变到“反相”, 存在所谓的“相位”开关. 尾流中, “相位”开关在 $f_n/f_s = 1.04$ 和 0.95 之间, 此开关出现于 $f_n/f_s \approx 1$ 时, 升力系数的振幅达到最小, 升力系数的响应出现了高次谐波. 对各种频率比的研究说明尾流中的“相位”开关出现在频率比 f_n/f_s 较高时, 且从“同相”到“反相”的变化比在单圆柱均匀来流中的来得“容易”.

2.2 双圆柱绕流下游圆柱单自由度和两自由度涡致振动的尾涡结构

图 2 和图 3 分别给出了下游圆柱做双和单自由度振动时尾涡等涡量图. (1) 存在 3 种典型的涡脱

图 2 不同频率比下游圆柱两自由度振动尾涡等涡量图 (实线: 正涡量, 虚线: 负涡量; $L/D = 5.0$)Fig.2 Vortex pattern in the wake of the downstream elastic cylinders with two-degree-of-freedom motion (solid line: positive vortices, dashed line: negative vortices; $L/D = 5.0$)

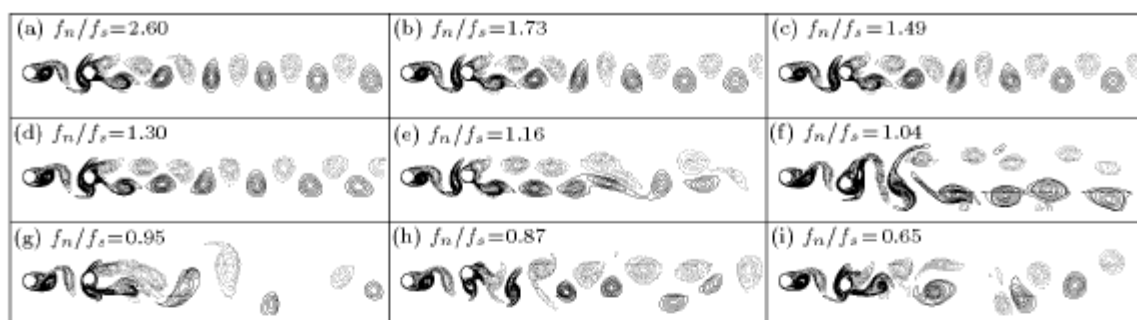


图 3 不同频率比下游圆柱单自由度振动尾涡等涡量图 (实线: 正涡量, 虚线: 负涡量; $L/D = 5.0$)

Fig.3 Vortex pattern in the wake of the downstream elastic cylinders with one-degree-of-freedom motion (solid line: positive vortices, dashed line: negative vortices; $L/D = 5.0$)

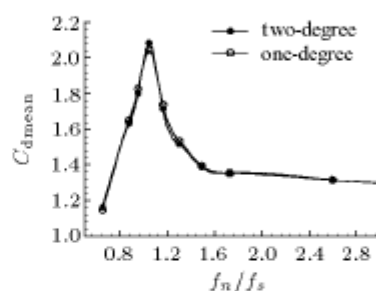
落模态, 即 2P,P+S 和 2S. 当圆柱自振频率 f_n 远大于自然涡脱落频率 f_s 时, 尾流涡模态为 2S 模态, 和静止绕流时相似 (如图 2, 图 3(a)~(d)). 当 f_n 接近于 f_s 时, 则表现为 2P 模态 (图 2(f)) 或 P+S 模态 (图 2(h)). (2) 涡的横向和流向间距随频率比的变化而变化. 这主要是在不同频率比下, 圆柱位移响应不同, 涡脱落时刻, 即在圆柱不同位移处脱落造成的. (3) 在本文所计算的频率比下, 单和双自由度下的尾涡形态相当的相似. 这说明横向振动占主要地位.

2.3 单自由度和两自由度的位移和升阻力特性

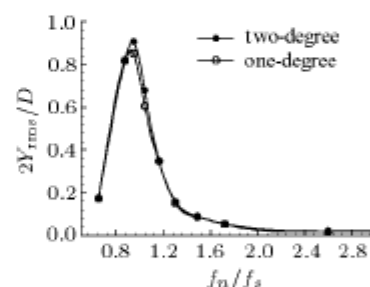
($L/D = 5.0$)

在同样的参数下, 尾流中圆柱只沿横向作涡致振动的情形与两自由度的情形做了对比. 两者的平均阻力 C_{dmean} , 横向均方根振幅 $2Y_{rms}/D$, 均方根升力 C_{lrms} 的对比如图 4 所示. 从图中可以看出两者的平均阻力基本相等, 随着频率比 f_n/f_s 的变化趋势很类似. 双自由度最大平均阻力 C_{dmean} 比单自由度的略大, 出现在频率比 f_n/f_s 为 0.87 到 1.30 之间. 圆柱位移响应的变化情形与阻力的变化情形类似, 而在单圆柱中, 位移的变化趋势却类似升力的变化趋势. 从图 4(b) 还可以看出, 双自由度的圆柱振幅峰值及出现振峰的频率比都比单自由度的略大. 图 4(c) 的升力曲线同样表明了两者具有明显类似的变化趋势, 在频率比 f_n/f_s 为 1.04 到 2.60 之间, 双自由度的升力值略大于单自由度, 在 $f_n/f_s > 2.6$ 时, 情形却刚好相反. 用 FFT 对两者的升力变化趋势作变换, 得出两者的涡脱落频率比具有几乎一样的变化趋势, 且两者的值也几乎相等, 流向振动对于横向振动在频率的变化上几乎是没有影响. 这与文献 [13] 的实验结果是一致的.

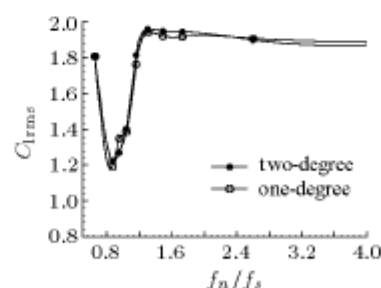
从单自由度的力和位移随时间的变化历程. 单



(a)



(b)



(c)

图 4 下游圆柱分别做单和双自由度时各特征参数随频率比 f_n/f_s 的变化对比

Fig.4 Comparison of characteristic parameters for the downstream oscillating circular cylinder with one- and two-degree motion, respectively, at various f_n/f_s

自由度的阻力系数幅值比双自由度的大. 比如, 当

$f_n/f_s = 0.95$ 时, 阻力系数的幅值比升力系数的幅值还要大, 而这在双自由度的情况下是没有的. 虽然阻力的振幅超过升力的振幅, 但是此时圆柱的流向振幅仍然远小于横向振幅. 单自由度和双自由度的升力和位移从同相到反相的所谓相位开关发生在 f_n/f_s 为 0.95 到 1.04 之间. 这与均匀来流中单圆柱的振动不一样, 在单圆柱中, 单自由度的所谓相位开关发生的频率比 f_n/f_s 要比双自由度的高些. 对比图形均已删除.

图 5 为部分频率比下圆柱的运动轨迹曲线. 由图可见: (1) 随着频率比远离 1, 振幅明显下降; (2) 流向振幅小于横向振幅; (3) 由于平均阻力的作用, 流向振幅的平衡位置并不为 0, 且此平衡位置随频率比的变化而变化.

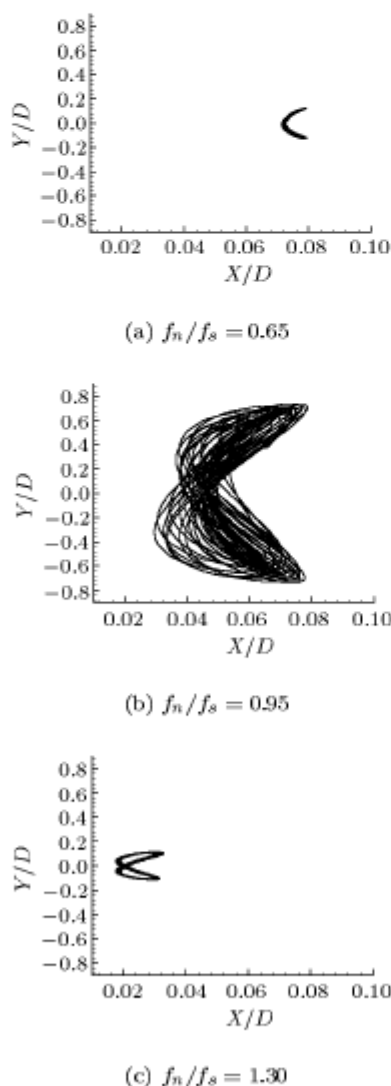


图 5 下游圆柱两自由度振动圆心轨迹曲线

Fig.5 X-Y phase plot of the downstream oscillating circular cylinder with two-degree motion

2.4 不同间距下圆柱的响应特性

在同样的参数下, 计算了间距比 $L/D = 4.0$ 的涡致振动并与 $L/D = 5.0$ 的情形作对比, 如图 6 所示. 在共振带附近, 前者的平均阻力和圆柱振幅均小于后者. 同样, 在 $L/D = 4.0$ 下, 单自由度的平均阻力 C_{dmean} 和横向均方根振幅 $2Y_{rms}/D$ 也都小于两自由度的.

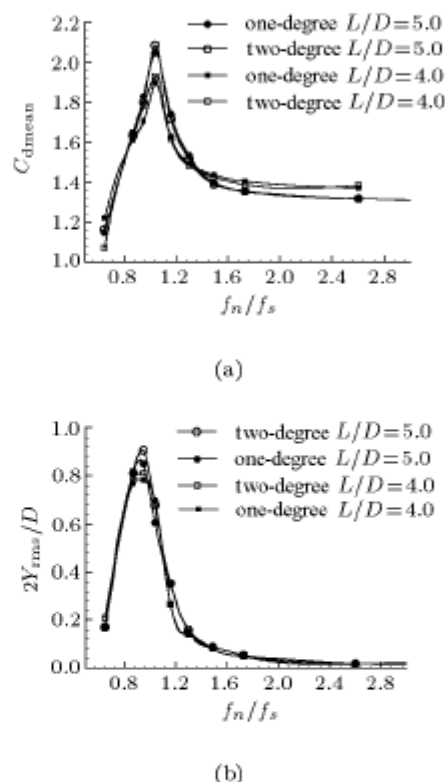


图 6 不同间距下游振动圆柱特征参数随频率比 f_n/f_s 变化的对比

Fig.6 Comparison of characteristic parameters for the downstream oscillating circular cylinder with different L/D values at various f_n/f_s

3 结 论

本文采用 ALE 方法结合 DDM 对尾流中圆柱的涡致振动问题成功地进行了数值模拟, 得出以下几个结论:

(1) 涡致振动是相当强烈的. 本文的研究结果表明, 在尾流中横向振幅最大达到 0.9082, 在单圆柱均匀来流中横向振幅最大达到 0.7967, 显然尾流中涡致振动更强烈; 振动后平均阻力较之静止绕流也增大了.

(2) 通过对尾流中和均匀来流中的圆柱振动的对比, 我们发现: (i) 尾流中随着 f_n/f_s 的变化, 圆柱的位移响应来得“连续”, 较不易发生“跳跃”; (ii) 升力振幅和位移振幅从“同相”到“反相”的转变出现在频率比 f_n/f_s 较高时, 且在较小频率比宽带内完成此转变. 尾流中, 从“同相”到“反相”发生在 f_n/f_s 为 1.04 和 0.95 之间, 单圆柱均匀来流中, 则发生在 f_n/f_s 为 1.04 和 0.65 之间; (iii) 尾流圆柱中的升力 $C_{l\text{rms}}$ 远大于单圆柱均匀来流的, 而阻力 $C_{d\text{mean}}$ 却相反; (iv) 尾流中, 在 f_n/f_s 为 1.16 和 0.87 之间, 出现了明显的“拍”现象, 而在单圆柱均匀来流中, 并无明显的“拍”现象.

(3) 通过对单自由度和双自由度结果的对比, 可以看出, 在弹性结构绕流中, 横向的振动较之流向振动占主要作用, 但流向振动对于横向振动及其特性存在一定的影响. 换句话说, 单自由度结构振动模型的结果只是在定性上吻合双自由度结构振动模型的结果.

(4) 不管在尾流中还是在均匀来流中, 圆柱的振幅和平均阻力 $C_{d\text{mean}}$, 阻力振幅具有类似的变化趋势, 即圆柱振幅增大, $C_{d\text{mean}}$ 和阻力振幅也随着增大, 而升力则不然.

(5) 不同间距比的涡致振动是不同的. 在本文中, $L/D = 5.0$ 下的圆柱振幅响应和平均阻力略大于 $L/D = 4.0$ 的情形. (对于小间距比的情况, 采用虚拟体积法来研究涡致振动, 请参考文献 [14].)

参 考 文 献

- Williamson CHK, Govardhan R. Vortex-induced vibrations. *Annu Rev Fluid Mech*, 2004, 36: 413~455
- Griffin OM, Ramberg SE. The vortex-street wakes of vibrating cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 1974, 66: 553~576
- Griffin OM, Koopman GH. The vortex-excited lift and reaction forces on resonantly vibrating cylinders. *Journal of Sound and Vibration*, 1977, 54: 435~448
- Griffin OM. Vortex-excited cross-flow vibrations of a single cylindrical tube. *ASME Journal Pressure Vessel Technology*, 1980, 102: 158~166
- Griffin OM, Ramberg SE. Some recent studies of vortex shedding with application to marine tubulars and risers. *ASME Journal of Energy Resources Technology*, 1982, 104: 2~13
- King R, Johns DJ. Wake interaction experiments with two flexible cylinders in flowing water. *Journal of Sound and Vibration*, 1976, 45: 259~283
- Bokaian A, Geoola F. Wake-induced galloping of two interfering circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 1984, 146: 383~415
- Rika DB, Laneville A. The flow interaction between a stationary cylinder and a downstream flexible cylinder. *Journal of Fluid and Structures*, 1999, 13: 579~606
- Zhou CY, So RMC, Lam K. Vortex-induced vibrations of an elastic circular cylinder. *Journal of Fluid and Structures*, 1999, 13: 165~189
- Wei R, Seking A, Shinura M. Numerical analysis of 2D vortex-induced oscillation of a circular cylinder. *International Journal for Numerical Method in Fluids*, 1995, 21(3): 993~1005
- Slaoutiand A, Stansby PK. Flow around two circular cylinders by the random-vortex method. *Journal of Fluids and Structures*, 1992, 6: 641~670
- 刘松, 符松. 串列双圆柱绕流问题的数值模拟. 计算力学学报, 2000, 17(3): 260~266 (Liu Song, Fu Song. Numerical simulation of flow past two cylinders in tandem arrangement. *Chinese Journal of Computational Mechanics*, 2000, 17(3), 260~266 (in Chinese))
- Tanida Y, Okajima A, Watanabe Y. Stability of a circular cylinder oscillating in uniform flow or in a wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 1973, 61: 769~784
- Zou JF, Ren AL, Deng J. A forced system of two cylinders with various spacings. *China Ocean Engineering*, 2004, 18(3): 391~402

THE NUMERICAL STUDY OF TWO-DEGREE-OF-FREEDOM VORTEX-INDUCED VIBRATION OF THE DOWNSTREAM CYLINDER IN TANDEM ARRANGEMENT¹⁾

Chen Wenqu Ren Anlu Li Guangwang

(*Department of Mechanics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*)

Abstract A numerical study has been conducted into two-degree-of-freedom vortex-induced vibrations of the downstream elastic circular cylinder in tandem arrangement. The results show that (i) the peak value of the displacement of the cylinder for two-degree-of-freedom is larger than that for one-degree-of-freedom as well as the ratio of the frequency for which this maximum occurs; (ii) the lift of the cylinder in a wake is more larger than that in a uniform flow, but the drag behaves contrary; (iii) the response of the displacement of the downstream cylinder is less of "sensitivity" than that of the cylinder in a uniform flow at various natural frequency of the cylinder; (iv) the "beating", that is the response of the oscillating cylinder involves various frequencies, are clearly showed in a wake at various ratio of the frequency from 1.16 to 0.87 but not in the uniform flow. The ALE method is adopted with an H-O type of non-stagger grid incorporating the DDM (domain decomposition method). The N-S equation's convection term and dissipation term are discretized using the third-order upwind compact scheme and the fourth-order central compact scheme, respectively. The motion of the cylinder is modeled by a spring-damper-mass system and solved using the Runge-Kutta method. By simulating the non-linear interaction of the fluid-structure system, we successfully captured the "beating" and "phase switch" phenomena.

Key words flow over circular cylinders in tandem arrangement, vortex-induced vibration, ALE, domain decomposition method, compact scheme

Received 18 August 2003, revised 28 September 2004.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (10272094).