

低雷诺数下弹性圆柱体涡激振动及影响参数分析

徐 枫^{*1}, 欧进萍^{1,2}

(1. 哈尔滨工业大学 土木工程学院, 哈尔滨 150090; 2. 大连理工大学 土木水利学院, 大连 116024)

摘 要:利用 Fluent 软件数值求解不可压缩粘性流体的 N-S 方程, 研究均匀来流 $Re=200$ 时弹性圆柱体的涡激振动。圆柱体运动简化为质量-弹簧-阻尼系统, 将 Newmark- β 方法代码写入用户自定义函数 (UDF) 求解运动方程, 柱体与流体间的非线性耦合作用通过动网格技术实现。详细分析了涡激力系数、柱体位移特征值和尾流涡结构随频率比的变化关系, 获得“相位开关”、“拍”等现象。考虑流向振动对横向振动影响时, 圆柱体最大横向振幅为 0.65 倍直径。当固定频率比, 而质量比或折合阻尼增大时, 圆柱体流向与横向振动均呈非线性衰减趋势, 但增大质量比对流向平均位移的偏离起到更好的控制效果。

关键词:圆柱体; 涡激振动; UDF; 动网格; 两自由度模型

中图分类号: TU311.3 **文献标识码:** A1

1 引 言

涡激振动是钝体绕流产生旋涡脱落引发的不稳定流体诱发力与结构振动相互作用的典型流固耦合问题。涡激振动是一种限幅振动, 当涡脱频率与结构固有频率接近时发生大幅振动引起结构破坏, 其长期作用影响结构的疲劳寿命。这类问题的早期研究成果大部分通过风洞实验获得, 分为以关心结构振动对尾涡影响的强迫振动实验和直接对流固耦合效应进行模拟, 主要研究对象为均匀来流中的弹性支撑圆柱。相比之下, 数值模拟工作相对较少。C. Y. Zhou^[1] 采用离散涡方法计算 $Re=200$ 圆柱体的涡激振动, 将流域用离散分布的涡来近似, 分析了决定圆柱振动的影响参数及尾涡结构与气动力的关系, 观察到“拍”和“相位开关”等现象。A. Khalak^[2] 研究具有低质量-阻尼 ($M\zeta$) 单圆柱体涡致振动的升阻力和涡模态变化, 得出圆柱体位移响应不同分支取决于 $M\zeta$ 的高低。R. Wei^[3] 采用 ALE 方法与有限元结合求解圆柱涡激振动。李广望^[4] 采用 ALE 方法计算小雷诺数下圆柱体涡激振动, 并且结合分块耦合方法, 令圆柱外围一块变形而其余分块不动, 提高了计算效率。H. Al-Jamal^[5]

采用大涡模拟计算 $Re=8000$ 时二维圆柱的涡激振动, 计算的频率比范围为 $0.56 < f_n/f_s^* < 1.59$, 详细分析质量比和结构阻尼对频率锁定范围影响。尾流振子模型基于经典的升力方程, 然后用试验确定粘性流及响应条件下的升力系数, 避免了计算复杂的流体场。M. L. Facchinetti^[6] 用 van der Pol 振子模型研究了单自由度圆柱体, 流体与结构的相互作用分别以三种线性耦合项描述, 研究表明结构对流体影响采用加速度项耦合较为合理。郭海燕^[7] 以 Francis Biotley 改进的 van del Pol 尾流振子模型为基础, 研究了海洋输液立管涡激振动响应及疲劳寿命分析, 考虑了预张力、管内流体流动与管外海洋环境荷载的共同作用。Sarpkaya^[8] 发表了关于涡激振动机理和实验研究的综述文章, 指出在建模构想、理论解释、实验模型及数值模型等方面的研究进展, 但在机理方面的关键问题仍有分歧。

本文研究采用新的方法, 流场计算采用 Fluent 软件, 自编 Newmark- β 方法程序代码并将其写入用户自定义函数 (UDF) 求解圆柱体的涡激振动。借鉴已有研究结果, 弹性圆柱体固有频率与静止绕流的自然涡脱频率之比 f_n/f_s^* , 无量纲化的质量比 $M^* = m/\rho D^2 l$ 和折合阻尼 $S_g = 8\pi^2 S_t^* M^* \zeta$ 是影响涡激振动的重要参数, 其中 $S_t^* = f_s^* D/U_\infty$ 是固定绕流的 Strouhal 数, U_∞ 为无穷远处来流速度。低雷诺数流动为层流, 且圆柱体尾涡表现为二维特

收稿日期: 2007-06-20; 修改稿收到日期: 2008-01-06.

基金项目: 国家自然科学基金重点 (50538020) 资助项目.

作者简介: 徐 枫* (1980-), 男, 博士

(E-mail: xufeng_hit@163.com);

欧进萍 (1959-), 男, 中国工程院院士.

性;低雷诺数得到的涡激振动规律对高雷诺数同样适用;基于以上考虑且与现有结果比较,取雷诺数 $Re = 200$, 频率比 f_n/f_s^* 在 $0.45 \sim 5.20$ 之间变化, $S_g = 0.01, 0.1, 1.0, 10, M^* = 1.0, 10$, 并将圆柱单自由度与两自由度模型的振动结果进行比较, 得到了圆柱质心运动轨迹和质心位移随折合阻尼与质量比的变化规律。

2 数值计算方法

2.1 控制方程

钝体绕流问题控制方程是粘性不可压 N-S 方程,在直角坐标系下的连续性方程和动量方程分别表达为

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \tag{1}$$

$$\mathbf{f} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \tag{2}$$

式中 ρ 为空气密度, ν 为运动粘性系数, $\mathbf{u}$ 为速度矢量, $\mathbf{f}$ 为作用在单位质量流体微团的质量力, 流体介质为空气, 圆柱体动力学振动方程为

$$\ddot{\chi} + 2\zeta\omega_0\dot{\chi} + \omega_0^2\chi = F(t)/M \tag{3}$$

式中 $\chi = xi + yj$, x 和 y 分别为圆柱体在流向和横向的瞬时位移, ζ 和 ω_0 分别为质量弹簧系统的阻尼比和圆频率, M 为单位长度柱体质量, $F(t)$ 为柱体受到的流体诱发力, $\chi \cdot \dot{\chi}$ 和 $\ddot{\chi}$ 为柱体的位移、速度和加速度。只要求解流体控制方程得到速度场和压力场, 进而得到升力系数 $C_l(t)$ 和阻力系数 $C_d(t)$, 由 $F_l(t) = 1/2\rho U_\infty^2 D \cdot C_l(t)$ 和 $F_d(t) = 1/2\rho U_\infty^2 D \cdot C_d(t)$ 可求升力和阻力; 然后利用 Newmark- β 方法求解方程(3) 即得到圆柱体的动力响应。

2.2 计算模型与边界条件

计算区域如图 1 所示, 圆柱中心距上游边界 $10D$, 距下游边界 $40D$, 离上下边界各为 $10D$, D 为圆柱直径。圆柱为弹性支撑, 将圆柱振动简化为质量 - 弹簧 - 阻尼系统, 两自由度模型圆柱可沿横向和流向振动, 单自由度模型仅考虑横向振动。

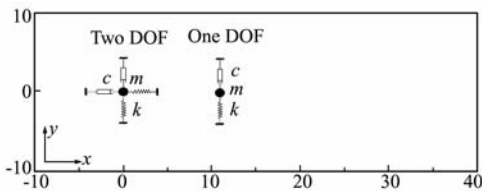


图 1 计算区域与振动模型

Fig. 1 Computational region and oscillating model

全场采用非结构网格进行离散, 圆柱表面的最小网格高度为 $0.04D$ 。动网格变形用尺寸函数 (Size Function) 进行控制, 计算结果表明近壁面网格变形满足精度要求。

边界条件设置: 左侧空气流入, 采用速度入口边界 (velocity inlet); 右侧空气流出, 采用完全发展出流 (outflow); 上下边界: 采用自由滑移壁面 (symmetry); 圆柱体表面: 无滑移边界条件 (wall), 即表面流体速度等于圆柱体运动速度。圆柱体的运动速度通过 UDF 中的动网格运动宏来赋值。

2.3 流固耦合计算流程

圆柱体周围流场利用 Fluent 求解, 动量方程中速度分量与压力的耦合采用 SIMPLEC 算法解决; 压力插值格式采用 Standard, 动量离散采用二阶格式以减少数值耗散。

在双向耦合数值计算过程中, 圆柱振动要滞后流体计算一个时间步^[9], 故需要时间步足够小, 取无量纲时间步长为 0.12 。在流固耦合计算的每一时间步内, 假设动力学方程右端项的流体诱发力为常数; 先求解流体控制方程, 得到流体作用在柱体上的诱发力, 通过 UDF 提取 (升力系数和阻力系数) 并带入振动方程(3) 右端项, 用 Newmark- β 方法求得柱体的动力响应, 利用 Fluent 的刚体运动宏 (Define_CG_Motion) 将圆柱的速度传给网格使其获得更新速度, 网格迭代获得位置更新, 待网格迭代收敛后, 整个流场更新完毕从而开始下一时间步的计算, 如此循环直到计算得到稳定的收敛解。

3 计算结果

3.1 圆柱体绕流结果

影响参数和圆柱体固定绕流的涡脱频率与 Strouhal 数相关, 故先给出 $Re = 200$ 时刚性圆柱固定绕流结果。图 2 为升力和阻力系数无量纲时程曲线。

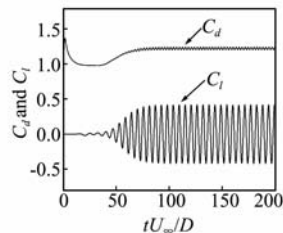


图 2 升阻力系数时程

Fig. 2 Time-histories of C_l and C_d

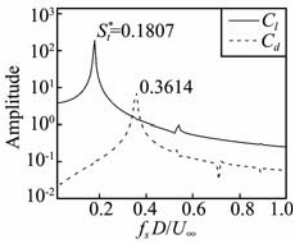


图 3 升阻力系数谱分析
Fig. 3 Spectrum analysis of C_l and C_d

图 3 为无量纲升阻力系数经 FFT 变换的谱分析结果,其峰值分别对应 Strouhal 数和阻力的无量纲主频。圆柱尾流涡脱模式为一对符号相反交叉涡组成的涡街。由于尾流不稳定导致升力和阻力系数的周期性脉动。本文计算阻力系数均值为 $C_{dmean} = 1.246$,其无量纲频率为 0.3614 是 $S_t^* = 0.1807$ 的 2 倍;采用离散涡计算的 Strouhal 数 $S_t^* = 0.1922^{[1]}$ 。计算精度可以通过加密网格和减小时间步长来保证,其负面影响是计算开销的增大,而且网格离散过密也不利于动网格计算。

3.2 弹性圆柱体涡激振动响应

考虑折合阻尼 S_g 和质量比 M^* 对圆柱涡激振动的影响,进行五种工况组合,令频率比 f_n/f_s^* 在 0.45 ~ 5.20 之间变化。图 4 分别给出流向振动的平均位移与直径之比 X_{mean}/D , 横向振幅脉动值与直径之比 $2Y_{rms}/D$ 、阻力系数均值 C_{dmean} 、升力系数均方根 C_{lrms} 随 f_n/f_s^* 的变化关系。

图 4(a) 所示,流向振动平均位移随 f_n/f_s^* 的增大呈明显的非线性衰减趋势;当固定 M^* 和 f_n/f_s^* 时, X_{mean}/D 随折合阻尼增大而减小,此时通过增加结构阻尼抑制流向振动并不明显;而当 $M^* = 10$,即使在小频率比 $f_n/f_s^* = 0.45$ 时,流向振动平均位移仅为 0.25D 左右,可见增大质量比有效控制了圆柱体的流向振动。图 4(b-d) 各曲线随频率比的变化规律类似,随 f_n/f_s^* 增加,曲线达到各自峰

值,然后逐渐减小,最后接近固定绕流结果。图 4(b) 和图 4(c) 中,当 $M^* = 1.0$ 时, C_{dmean} 和 Y_{rms} 最大值均发生在 $f_n/f_s^* = 1.30$ 处,分别为 $C_{dmean} = 2.115$, $2Y_{rms}/D = 0.8732$;当 $M^* = 10$ 时,最大值发生在 $f_n/f_s^* = 1.04$ 处,分别为 $C_{dmean} = 1.952$, $2Y_{rms}/D = 0.7519$ 。 Y_{max} 同样不发生在 $f_n/f_s^* = 1.0$ 处,且 M^* 越小这种偏离越大。这是因为振荡时圆柱与流场间强烈的非线性耦合作用产生的附加质量改变了流固耦合系统固有频率。两自由度模型计算得到 $Y_{max} = 0.6538D$,当圆柱振动幅值和均方根达到最大时,阻力系数均值也达到最大,同时涡激频率 f_s 达到峰值,此时流固耦合效应最为显著。

低质量比结构的频率锁定区域大于高质量比的情况: 比较图 4(b-d) 可知,在 $M^* = 1.0$ 时 $2Y_{rms}/D$, C_{dmean} 和 C_{lrms} 三参数曲线的频率锁定范围比 $M^* = 10$ 时要大一些。图 4(d) 中的 C_{lrms} 的结果与文献[1] 相比,在低频率比时计算结果偏低,但整体规律相似。在 $S_g = 10$ 的高折合阻尼下, $f_n/f_s^* = 0.45$ 时横向振幅 Y_{max}/D 的最大值仅为 0.078,并且随 f_n/f_s^* 增大而减小,自始至终 C_{dmean} 和 C_{lrms} 都接近圆柱体固定绕流结果,涡激频率 f_s 接近于自然涡脱频率 f_s^* 。

3.3 $S_g = 0.01, M^* = 1.0$ 算例结果分析

为了明确 f_n/f_s^* 对涡激振动的影响,给出 $S_g = 0.01, M^* = 1.0$ 详细结果,包括升阻力系数时程、横向振动位移时程和圆柱尾流涡结构。

图 5 为不同频率比下圆柱体升阻力系数及横向位移与直径比值的无量纲时程曲线。图 6 为相应频率比下升力系数达到正向最大值时圆柱尾流涡结构。由图 5(a) 可知,高频率比时圆柱自振频率 f_n 与 f_s^* 相差较远,振幅很小,相应频率比下各参数和尾涡结构与静止圆柱体相似,如图 6(a) 所示。

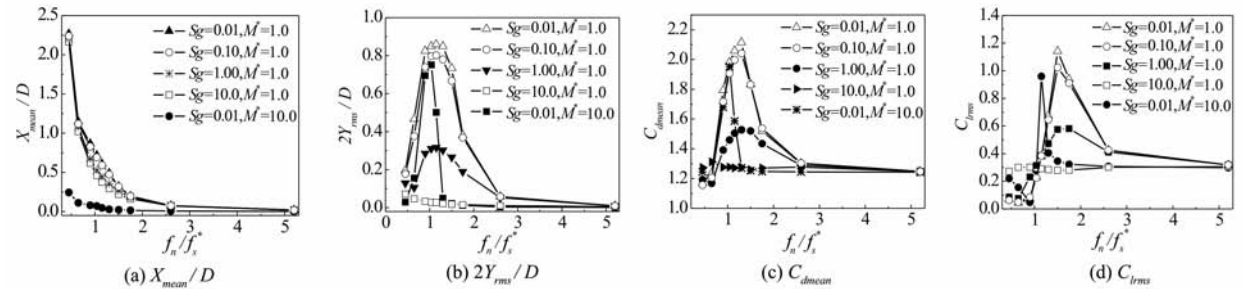


图 4 弹性圆柱体涡激振动特征参数随 f_n/f_s^* 的变化
Fig. 4 Characteristic parameters of VIV versus f_n/f_s^* for an elastic cylinder

当 $f_n/f_s^* = 1.50 \sim 0.90$ 时,圆柱升阻力系数曲线幅值均出现轻微的波动,对升阻力系数用 FFT 变换进行谱分析,可知引起波动的主要原因是 3 次谐波的存在。当 $S_g = 0.01, M^* = 10$ 时,位移和升力峰值发生在 $f_n/f_s^* = 1.0$ 附近,导致此频率比附近的流动更复杂,当 $f_n/f_s^* = 0.90, 0.95, 1.04$ 时均发现了 3 次谐波和 5 次谐波的存在。

随着频率比减小,振幅明显增大,圆柱振动开始影响尾涡形态,涡脱落频率变大使涡间距明显变小。图 5(b) 当 $f_n/f_s^* = 1.5$ 时,升力系数达到最大;横向涡间距变大,而流向涡间距变小,在距圆柱约 $20D$ 的尾流处,流动以较低频率恢复成卡门涡街

的形态,恢复后涡街的流向间距相较于前面几对涡明显增大,如图 6(b) 所示。在 $f_n/f_s^* = 1.3$ 时,看到了涡街即将恢复的趋势,可以推断涡街将会出现在下游的更远处,涡的尺度与流向间距将会更大。在 f_n/f_s^* 减小到 1.15 时,两行尾涡横向间距更大,并逐渐失去稳定。当频率比继续减小,涡的流向间距逐渐增大,圆柱尾流涡又逐渐恢复成了卡门涡街。

当 f_n/f_s^* 从 1.30 减小到 0.90 的过程中,圆柱位移曲线始终保持为正弦曲线,而升力系数开始急剧衰减,在 $f_n/f_s^* = 0.90$ 时升力幅值达到最小,发现“相位开关”,即频率比 f_n/f_s^* 从大于 1 到小于 1 的变化过程中,升力曲线与柱体位移曲线之间相位

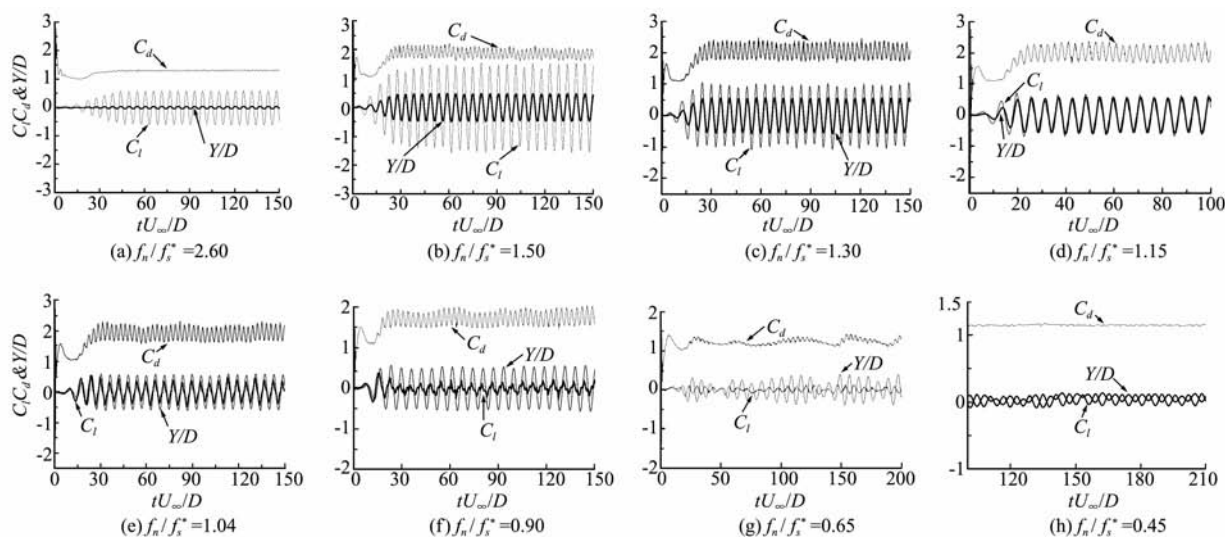


图 5 涡激力系数与横向位移时程曲线 ($S_g = 0.01, M^* = 1.0$)

Fig. 5 Vortex induced force coefficient and transverse displacement time-histories for $S_g = 0.01, M^* = 1.0$

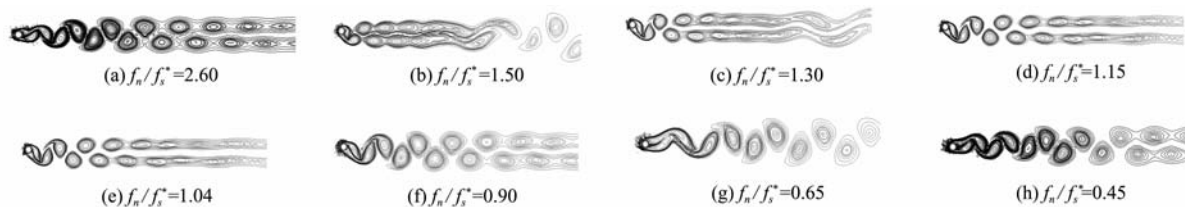


图 6 弹性圆柱体尾流涡结构 ($S_g = 0.01, M^* = 1.0$)

Fig. 6 Vortex structure in the wake of an elastic cylinder for $S_g = 0.01, M^* = 1.0$

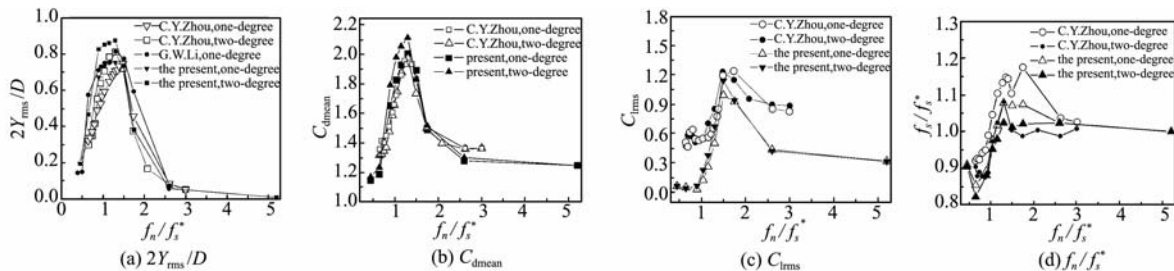


图 7 弹性圆柱体单自由度和两自由度振动各特征量随 f_n/f_s^* 变化的对比

Fig. 7 Comparison of characteristic parameters of an elastic cylinder versus f_n/f_s^* with two-DOF and one-DOF

由“同相”(in phase) 变成“反相”(out of phase)。 $f_n/f_s^*=0.65$ 时升阻力系数和位移曲线有明显的“拍”现象,经 FFT 变换发现振动由稍低于 f_s^* 的涡脱频率和圆柱体固有频率控制。当 $f_n/f_s^*=0.45$ 时,升力和位移幅值很小,阻力系数稍低于固定绕流结果,图 5(h) 可以明显看到升力系数与位移相位完全相反。

频率比保持同样的变化范围,计算 $S_g=0.01$, $M^*=1.0$ 下圆柱单自由度结果,与两自由度模型比较。不同自由度模型的 $2Y_{rms}/D, C_{dmean}, C_{lrms}$ 和 f_s/f_s^* 随频率比变化及与文献[1,4] 对比如图 7 所示。本文单自由度模型的均方根振幅在离散涡与 ALE 方法之间,有相同的变化趋势,得到的频率锁定区域稍宽,更符合小质量比的情况。单自由度模型最大振幅为 $Y_{max}=0.558D$,低于前面得到的两自由度模型振幅,尤其在 $f_n/f_s^*=1.0\sim1.5$ 之间,其余频率比下大致相等。 C_{dmean} 变化规律与文献[1] 吻合,两自由度平均阻力比单自由度略高,在 $f_n/f_s^*=0.9\sim1.3$ 之间较明显。 C_{lrms} 在 $f_n/f_s^*=1.5$ 处相差最大,其余频率比下基本相同,两自由度结果略大。两自由度模型的 f_s/f_s^* 比单自由度的结果稍低,对应 f_n/f_s^* 为 1.3 和 1.75,单自由度模型出现两个峰值。

当 M^* 和 S_g 增大,圆柱横向和流向振动非线性衰减。在固定 $f_n/f_s^*=1.3$ 前提下,详细分析圆柱横向振动的幅值 Y_{max} 、脉动值 Y_{rms} 和流向振动的平均位移 X_{mean} 随 M^* 和 S_g 的变化:

- (1) 固定 $M^*=1.0$, $S_g=0.01\sim10.0$ 间变化 12 组值;
- (2) 固定 $S_g=0.01$, $M^*=1.0\sim20$ 之间变化 9 组值。

两种工况计算结果如图 8 所示。在图 8(a) 工况 1 中,当 $S_g=0.01\sim0.1$ 时, $Y_{max}/D, Y_{rms}/D$ 和 X_{mean}/D 减小趋势不明显,分别保持在 0.6, 0.4 和 0.5 左右;当 $S_g=0.1\sim2.0$ 时, $Y_{max}/D, Y_{rms}/D$ 和 X_{mean}/D 开始急剧减小; $Y_{max}/D, Y_{rms}/D$ 降到 0.1, 而 X_{mean}/D 降到 0.313; 当 $S_g=2.0\sim10$ 时, $Y_{max}/D, Y_{rms}/D$ 继续缓慢减小,最后接近于 0, 且在高折合阻尼段,两条曲线接近重合,这是由于升力系数为零均值的简谐曲线,当结构振幅较小时,幅值与脉动值相差不大;而 X_{mean}/D 最终保持在 0.29

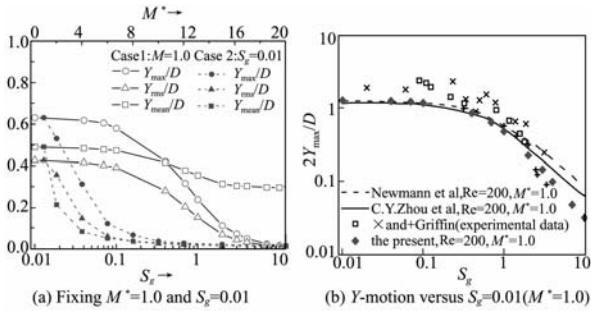


图 8 弹性圆柱体特征参数随 M^* 和 S_g 的变化 ($f_n/f_s^*=1.30$)
Fig. 8 Characteristic parameters of an elastic cylinder versus the M^* or S_g for $f_n/f_s^*=1.30$

左右,可见流向振动的平衡位移依然偏离原点,这是由于阻力均值不为零和圆柱质量较小造成的。在图 8(a) 工况 2 中,在 $M^*=6.0$ 之前, $Y_{max}/D, Y_{rms}/D$ 和 X_{mean}/D 以大幅度减小,分别降到 0.12、0.06 和 0.05,其中 X_{mean}/D 下降最快,说明质量比的增加有效地抑制圆柱流向振动平均位移的偏移;在 $M^*=6.0\sim20$ 之间, $Y_{max}/D, Y_{rms}/D$ 和 X_{mean}/D 仍小幅度减小,在 $M^*=10$ 以后,三条曲线重合并最终接近于 0。

Griffin^[10] 根据大量实验数据拟合得出结构振幅变化可由折合阻尼 S_g 来表示。图 8(b) 所示为固定 $f_n/f_s^*=1.3, M^*=1.0$ 时,两自由度模型的横向振幅随 S_g 变化规律与现有研究结果的比较。随 S_g 增大,圆柱横向振动呈非线性衰减趋势,当 S_g 趋于 0 时,振幅趋于有限值,可见由于流体阻尼的存在,圆柱振幅是受限的。当 S_g 值较低时,本文结果略低于实验值,而在较高 S_g 值时,更靠近实验结果。其差别是由于本文雷诺数低于实验中 $Re=300\sim10^6$, 雷诺数较高时尾流三维特性显著,低雷诺数层流模型计算引入误差。

图 9(a) 可以看出,当 $f_n/f_s^*=1.3, M^*=1.0$ 时, $S_g=0.01, 0.1, 1.0$ 和 10.0 圆柱体质心运动轨迹,在 $S_g=0.01$ 和 0.1 时柱体振动相差不大,但随折合阻尼 S_g 继续增大,圆柱横向振动明显减小,但流向振动仍偏离初始位置很远。图 9(b) 给出 $f_n/f_s^*=1.3, S_g=0.01$ 时, $M^*=1.0, 2.0, 4.0, 8.0$ 和 20 圆柱体质心运动轨迹,图 9(b) 所示, M^* 由 1.0 增大到 2.0, 流向平均位移 X_{mean} 下降了 60%, 当 M^* 继续增大, 横向和流向振动均得到有效控制。图 9(a) 中 $S_g=10$ 圆柱横向振幅与图 9(b) 中 $M^*=20$ 很接近, 但流向振动的偏移已经很小。从两图中可以明显看出涡激振动是限幅振动, 在横向

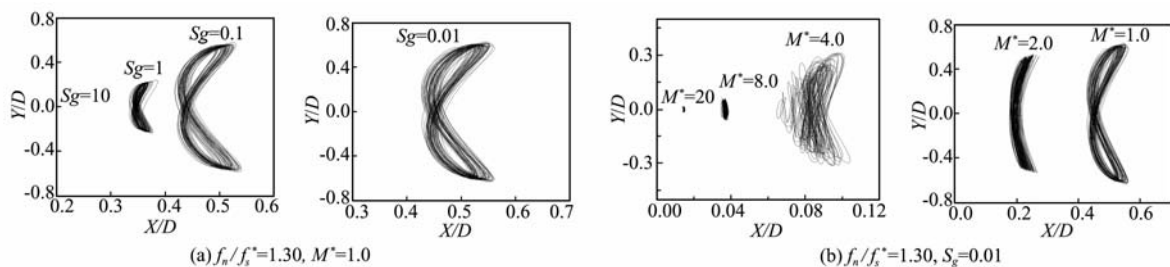


图 9 圆柱体两自由度振动质心轨迹曲线

Fig. 9 X-Y phase plot of the cylinder with two-DOF

简谐振动与流向简谐振动的合成下质心的运动轨迹为“8”字形状。

4 结 论

本文采用数值方法研究了弹性支撑圆柱体单自由度和两自由度的涡激振动现象;Fluent 完成流体域计算,结构动力响应用 Newmark- β 方法求解,网格域更新采用动网格模型来实现。

(1) 分析了影响圆柱涡激振动的重要参数:流向振动平均位移 X_{mean} 随 M^* 、 S_g 和 f_n/f_s^* 的增大而衰减;而 $2Y_{rms}/D$ 、 C_{lrms} 、 C_{dmean} 、 f_s/f_s^* 随 f_n/f_s^* 增大的变化趋势相似,达到各自峰值后逐渐降低,最后接近固定绕流的结果;涡激共振点发生偏移,质量比 M^* 越小则偏离越大。

(2) 两自由度模型的 $2Y_{rms}/D$ 、 C_{lrms} 和 C_{dmean} 要普遍大于单自由度结果,在一定的频率比范围内表现的更加明显;而涡脱频率比 f_s/f_s^* 比单自由度的结果稍低。不同自由度模型的特征参数变化规律与涡脱模式有着相似的规律,仅在局部频率比上有所差别。说明流向振动对横向振动有量的影响,在某些情况下流向振动不容忽视。

(3) 大质量比可明显抑制流向振动,而高折合阻尼可明显抑制横向振动。当固定 f_n/f_s^* 时, Y_{max}/D 、 Y_{rms}/D 和 X_{mean}/D 随质量比和折合阻尼增大呈非线性衰减,当通过增大 M^* 或 S_g 使横向振动达到相同控制目标时,增大质量比对流向振动平均位移的偏移起到更好的控制效果。

(4) 本方法不受截面形状的限制,可研究多体模型气动干扰效应,与自编程方法比较更容易实现,同样可以捕捉涡激振动的本质特征。

参考文献(References):

[1] ZHOU C Y, SO R M C, LAM K. Vortex-induced

vibrations of an elastic circular cylinder[J]. *Journal of Fluid and Structures*, 1999, **13**:165-189.

[2] KHALAK A, WILLIAMSON C H K. Motions, forces and mode transitions in vortex-induced vibrations at low mass-damping[J]. *Journal of Fluid and Structures*, 1999, **13**:813-851.

[3] WEI R, SEKING A, SHINUAR M. Numerical analysis of 2D vortex-induced oscillation of a circular cylinder [J]. *International Journal for Numerical Method in Fluids*, 1995, **21**:993-1005.

[4] 李广望,任安禄,陈文曲. ALE 方法求解圆柱的涡激振动[J]. 空气动力学报,2004, **22**(3):283-288. (LI Guang-wang, REN An-lu, CHENG Wen-qu. ALE method for vortex-induced vibrations of an elastic circular cylinder[J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2004, **22**(3): 283-288. (in Chinese))

[5] AL-JAMAL H, DALTON C. Vortex induced vibrations using Large Eddy Simulation at a moderate Reynolds number [J]. *Journal of Fluid and Structures*, 2004, **19**:73-92.

[6] FACCHINETTI M L, LANGRE E De. Coupling of structure and wake oscillators in vortex-induced vibrations [J]. *Journal of Fluids and Structure*, 2004, **19**(3):123-140.

[7] 郭海燕,傅强,娄敏. 海洋输液立管涡激振动响应及其疲劳寿命研究[J]. 工程力学, 2005, **22**(4):220-224. (GUO Hai-yan, FU Qiang, LOU Min. Vortex-induced vibrations and fatigue life of marine risers conveying flowing fluid[J]. *Engineering Mechanics*, 2005, **22**(4):220-224. (in Chinese))

[8] SARPKEYA T. A critical review of the intrinsic nature of vortex-induced vibrations[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2004, **19**:389-447.

[9] 曹丰产,项海帆. 圆柱非定常绕流及涡激振动的数值计算[J]. 水动力学研究与进展(A辑), 2001, **16**

(1): 111-118. (CAO Feng-chan, XIANG Hai-fan. Calculat- ion of unsteady flow around circular cylinder and vortex-induced vibration[J]. *Journal of Hydro- dynamics (Ser A)*, 2001,**16**(1):111-118. (in Chi- nese))

[10] GRIFFIN O M. Vortex-induced vibrations of marine structures in uniform and sheared currents [R]. NSF Workshop on Riser Dynamics, University of Michi- gan , 1992.

Analysis of vortex-induced vibration of an elastic cylinder and influence parameters at low Reynolds number

XU Feng^{*1}, OU Jin-ping^{1,2}

(1. Department of Civil Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150090, China;

2. Department of Civil & Hydraulic Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

Abstract: Through numerical simulation based on the Fluent, the Vortex-induced vibration of an elastic cylinder in uniform flow with $Re=200$ was obtained by solving the incompressible viscous fluid N-S equations. The cylinder motion was modeled by a mass-spring-damper system, and the motion equation of the cylinder was solved by Newmark- β method which was manually written into the User Defined Functions of Fluent. To realize the nonlinear coupling between cylinder and flow, the dynamic mesh technique was utilized. The dependences of the characteristic value of both the vortex induced force coefficient and the cylinder’s displacement, the wake structure on the frequency ratio were analyzed in detail, respectively. The results including “phase switch”, “beat” phenomena were obtained successfully. When the influence of streamwise vibration on transverse vibration is taken into consideration, the maximum amplitude of transverse vibration is 0.65 times the diameter. Either of the increment of mass ratio and reduced damping will nonlinearly reduce both the streamwise and transverse vibration as long as the frequency ratio remain unchanged; however, the increment of the mass ratio can control the average displacement deviation of streamwise vibration more effectively.

Key words: cylinder; VIV(Vortex-Induced Vibration); UDF(User Defined Functions); dynamic mesh; two-degree-of-freedom model