

三维横向流体诱发直管振动的数值模拟*

冯志鹏, 臧峰刚, 张毅雄

(中国核动力研究设计院 核反应堆系统设计技术重点实验室, 成都 610041)

摘要: 基于有限体积法和有限元法,结合动网格控制技术,建立了横向流体作用下三维弹性直管流致振动计算的数值模型,实现了计算结构动力学与计算流体力学之间的联合仿真.首先,通过对刚性管的静止绕流计算,研究了网格离散方式和不同湍流模型对圆柱类结构静止绕流流场特征的影响和预测能力,得到了适用于双向耦合分析的 CFD 模型;其次,利用基于双向流固耦合方法的流致振动模型,计算并分析了流体力与结构位移间的相位关系,指出流体力与位移间的相位差是由流体力引起的,同时对双向耦合和单向耦合进行了比较分析;最后通过对直管流致振动的数值计算,联合管表面压力、尾流区时均速度、分离角等时均量,分析了尾流区的流场特征.

关键词: 横流诱发振动; 计算流体力学; 有限体积法; 湍流模型; 有限元法

中图分类号: O322 **文献标志码:** A

DOI: 10.3879/j.issn.1000-0887.2013.12.010

引言

管束中的横流在换热器设计、核反应堆冷却剂等系统中有广泛的实际应用.大量的研究^[1-2]得出的普遍结论是,Reynolds(雷诺)平均 N-S(RANS)模拟虽然可以较好地求解平均场变量,但仍然不能可靠地预测管束中的横掠,即使先进的 RANS 湍流模型如 realizable $k-\varepsilon$ 模型和 RNG $k-\varepsilon$ 模型都极大地低估了密集管束中的高湍动能强度.Benhamadouche 等^[3]指出,精细网格下的 LES 结果比得上直接模拟(DNS)和实验结果,即使在较粗糙网格条件下也与试验结果相一致.同时,网格的离散及湍流模型对阻力、升力及旋涡脱落频率均有重要影响.

管束中的横流会诱发蒸汽发生器传热管束、燃料棒等结构的振动及噪声,甚至导致失效,研究者针对横流诱发的振动做了大量工作.Placzek 等^[4]、Mittal 等^[5]均采用 CFD 方法对圆柱体的涡激振动进行了仿真计算,研究了圆柱体的响应特性以及涡脱落模态.Simoneau 等^[6]采用 Star-CD 模拟了简单直管在 $Re = 3\ 800$ 时的流致振动响应.随着工业设备的过程参数(流速、温度等)越来越高,一些结构的柔性又较大,流体与结构之间存在着强烈的交互作用,单一的计算流体力学(CFD)或计算结构动力学(CSD)分析已经不能满足人们的要求,需要构建更精确的物理模型来分析结构和流体的相互作用^[7],以提高分析结果的工程可用性.

因此,本文首先利用基于有限体积法的 CFD 程序 Fluent,就不同的湍流模型和网格离散对管束类结构流场特征的预测能力进行研究,为低、高 Reynolds(雷诺)数的流致振动计算提供一种合理的三维 CFD 模型;其次,基于流体力学和弹性力学的基本原理,结合动网格控制技术,

* 收稿日期: 2013-07-15; 修订日期: 2013-07-28

作者简介: 冯志鹏(1986—),男,甘肃会宁人,工程师,博士(通讯作者. E-mail: zhipengfeng1@163.com).

联合 CFD 方法和 CSD 方法,建立三维流体诱发弹性管振动的数值模型,分析弹性管结构和流体间的相互作用,通过数值方法研究其流致振动特性。

1 数值模型

1.1 计算网格

采用 ICEM CFD 作为网格工具,在管周围采用 O 型网格(O-block),在 O 型网格内,网格在法向以 1.08 的比例因子扩展,在 O 型网格外,网格在法向以 1.4 的比例因子扩展,文中的 4 种网格如图 1 所示。表 1 给出了不同分辨率网格的详细参数,其中,网格的详细参数包括管的周向网格节点数(N_c)、径向网格节点数(N_r)以及最大的 y^+ 值。由表 1 可知,4 种网格的 y^+ 值均较小($y^+ \approx 1$),其中,grid A 网格分辨率最高,grid B 测试了周向网格的影响,grid C 测试了径向网格节点,grid D 为综合考虑了不同网格分辨率对流场结果的影响后所采用的网格。

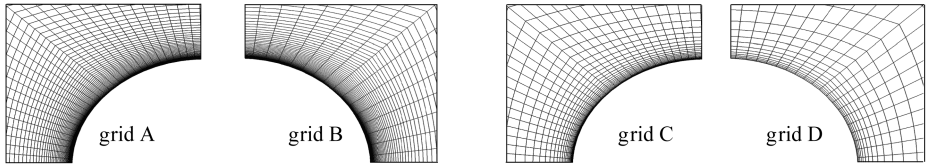


图 1 4 种网格示意图

Fig.1 4 types of computational grids

表 1 网格划分方式

Table 1 Details of grids used in mesh-independent tests

	N_c	N_r	y^+
grid A	128	65	0.293
grid B	68	65	0.293
grid C	128	33	0.293
grid D	84	17	1.467

1.2 控制方程

1) 流体控制方程

本文中的流体为水,且流速很低,当作不可压缩流体处理,其控制方程为

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu}{\rho} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right), \quad (2)$$

其中, ρ 为流体密度, kg/m^3 ; t 为时间, s ; p 为压力, Pa ; μ 为动力粘度, $\text{Pa} \cdot \text{s}$; $u_i (i = 1, 2, 3)$ 为速度分量, m/s ; $x_i (i = 1, 2, 3)$ 为坐标分量。

在本文研究中,湍流模型用到了两方程模型、大涡模拟(LES)、分离涡(DES)以及 Reynolds 应力模型(RSM)。两方程模型分别为 RNG $k-\varepsilon$ 和 SST,其中 RNG $k-\varepsilon$ 的近壁面取为增强壁面函数;LES 的两个亚格子应力模式分别取为 WMLES(wall-modeled LES)和动力 Smagrosky-Lilly;分离涡模型的 RANS 为 realizable $k-\varepsilon$; Reynolds 应力模型的 Reynolds 应力基于二阶压力应变,近壁面取标准壁面函数。为表述方便,这些模型在以下分别记为 RNG $k-\varepsilon$, SST, LES(WMLES), LES(dynamic S & L), DES, RSM。

利用有限体积法将流体控制方程(1)、(2)及相应湍流模型的控制方程离散为可以用数值

方法解出的代数方程,通过求解方程,就可获得流场中包含的速度和压力等未知量.压力速度耦合采用 SIMPLEC 算法,压力校正亚松驰因子设为 1.0,它有助于提高收敛性,动量离散采用有界中心差分格式,压力项用二阶格式离散以提高精度,收敛残差设置为 0.000 1.

2) 结构动力学方程

利用有限元方法对管结构进行离散,即可得到管的质量矩阵与刚度矩阵.采用 Newmark 数值积分方法求解结构动力学方程,进行瞬态动力学分析:

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{x}} + \mathbf{C}\dot{\mathbf{x}} + \mathbf{K}\mathbf{x} = \mathbf{F}(t), \tag{3}$$

式中, \mathbf{M} , \mathbf{C} 和 \mathbf{K} 分别为结构的质量矩阵、阻尼矩阵及刚度矩阵,其中阻尼采用 Rayleigh 阻尼, $\mathbf{C} = \alpha\mathbf{M} + \beta\mathbf{K}$, \mathbf{x} , $\dot{\mathbf{x}}$ 和 $\ddot{\mathbf{x}}$ 分别为节点的位移、速度和加速度矢量, $\mathbf{F}(t)$ 是由流体运动引起的载荷,通过 CFD 模型计算得到,管壁面上各个节点的压力,将其施加到管束结构上即可得到 $\mathbf{F}(t)$.

1.3 动网格模型

对于任一通量 ϕ ,在任一控制体内,若其边界是运动的,则流体控制方程的通式为

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho\phi dV + \int_{\partial V} \rho\phi(\mathbf{u} - \mathbf{u}_s) \cdot d\mathbf{A} = \int_{\partial V} \Gamma \nabla\phi \cdot d\mathbf{A} + \int_V S_\phi dV, \tag{4}$$

式中, \mathbf{u} 是流体的速度矢量, \mathbf{u}_s 是动网格的网格变形速度, S_ϕ 是通量的源项, Γ 是扩散系数, ∂V 代表控制体 V 的边界.在方程(4)中,第 1 项可以用一阶向后差分形式表示为

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho\phi dV = \frac{(\rho\phi V)^{n+1} - (\rho\phi V)^n}{\Delta t}, \tag{5}$$

式中, n 和 $n + 1$ 代表当前时间步和下一时间步,第 $n + 1$ 步的体积 V^{n+1} 可由下式得出

$$V^{n+1} = V^n + \frac{dV}{dt} \Delta t. \tag{6}$$

本文采用基于扩散光顺(diffusion-based smooth)方法的动网格模型来控制运动边界的网格更新,其网格运动由式(7)中的扩散方程控制:

$$\nabla \cdot (\gamma \nabla \mathbf{u}_s) = 0, \tag{7}$$

式(7)中, ∇ 为 Laplace 算子, \mathbf{u}_s 是网格移动的速度,在变形边界上网格的运动与边界相切. γ 为扩散系数,表示为单元体积的函数, $\gamma = 1/V^\alpha$,用于控制边界网格对内部网格的影响, α 为控制参数,取为 2.方程(4)、(7)用有限体积法离散并迭代求解,单元中心的移动速度 \mathbf{u}_s 通过距离加权平均插值到各个网格节点,根据式(8)即可更新节点位置:

$$\mathbf{x}_{\text{new}} = \mathbf{x}_{\text{old}} + \mathbf{u}_s \Delta t. \tag{8}$$

1.4 计算参数与边界条件

管:管长 0.5 m,外径 $D = 0.01$ m,内径 $D_i = 0.0095$ m,弹性模量 $E = 10\ 000$ MPa, Poisson(泊松)比 $\nu = 0.3$,密度 $\rho_s = 6\ 500$ kg/m³,阻尼比 $\zeta = 0.047$.

流体:流体为水,密度 $\rho = 998.2$ kg/m³,动力粘度 $\mu = 0.001\ 003$ Pa·s,无量纲进口流速 $U_r = U/(f_n D) = 0.5 \sim 17$,其中 U 为来流速度(m/s), f_n 为管的固有频率(Hz).

时间参数:结构计算与流体计算的时间步长取为 0.000 25 s.

流场区域及边界条件:流场计算区域如图 2 所示.其中上游速度进口、上下无滑移壁面均距管中心 $5D$,下游压力出口距管中心 $15D$, D 为管的外径,管壁面为流体-结构相互作用的交界面.

1.5 流体-结构间的耦合

本文中研究中需考虑流体-结构的相互作用,位移和速度必须由施加在管上的流体力通过瞬态动力学计算得到,流体-结构间的耦合算法的步骤如下:

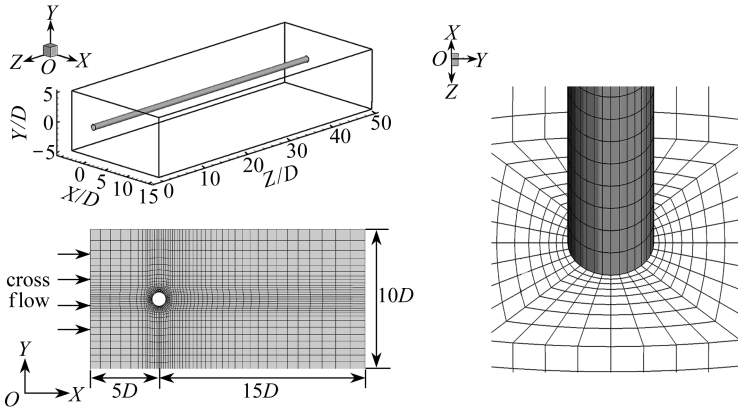


图2 流场区域及局部网格示意图

Fig.2 Schematic of the computational flow field domain and mesh

- 1) 用 Newmark 算法求解结构动力学方程(3),得到结构的位移、速度等参数,将固体耦合面上的节点映射到流场耦合面的单元上,经过插值后再将位移传递给动网格求解器;
- 2) 动网格求解器根据结构的位移和速度更新流域网格;
- 3) CFD 求解,得到流场的速度、压力场 p 等流场参数,将流场耦合面上的节点映射到固体耦合面的单元上,并经过插值后将流体载荷传递给结构求解器;
- 4) 回到 1),进行下一时间步求解,在流固耦合迭代计算中,流体与固体的交界面网格不需要保持一致。

2 横向湍流特性

2.1 网格模型研究

Franke 等^[8]利用 Lourenco 和 Shih 的结果和 Ong 和 Wallace^[9]对单根刚性管的实验数据来比较研究不同的网格离散,湍流模型分别采用 LES(dynamic S & L)和 LES(WMLES)。

表2 不同网格分辨率下的升阻力

Table 2 Coefficients of drag and lift in mesh-independent tests

	LES(WMLES)				LES(dynamic S & L)			
	C_d	Sr	$\%(C_d)$	$\%(Sr)$	C_d	Sr	$\%(C_d)$	$\%(Sr)$
grid A	0.872	0.248	7.20	12.73	1.055	0.223	1.42	1.36
grid B	0.875	0.229	6.94	4.09	1.140	0.214	9.66	0.47
grid C	0.918	0.229	2.32	4.09	1.195	0.194	14.86	7.62
grid D	0.906	0.229	3.60	4.09	1.209	0.203	16.25	3.33
Norberg ^[10] : C_d					0.99±0.05			
Ong, Wallace ^[9] : Sr					0.215±0.005			

表2为不同网格分辨率下阻力及 Sr (Strouhal 数)情况,其中 $\%(C_d)$ 和 $\%(Sr)$ 分别表示相应网格模型下得到的平均阻力系数 C_d 及 Sr 相对于实验数据的误差.通过仔细比较可以看出,在 LES(dynamic S & L)湍流模型下,具有最精细网格分辨率的 grid A 所得的结果误差最小,grid D 与 grid C 最差,原因在于 dynamic S & L 在边界层需要更精确的网格.而在 LES(WMLES)下,由于 WMLES 亚格子应力模式结合了混合长度模型、Smagorinsky 模型和壁面函数,使得其对网格的要求大大降低,并且仅在对数率层激活 RANS 部分,边界层外才用 LES 模拟,因此 grid C 与 grid D 的计算精度均较好于 grid A.可以得出,LES(WMLES)更适用于较粗的网格,在网格分辨率较低时采用 LES(WMLES)湍流模型,而在分辨率较高时,应采用 LES(dy-

dynamic S & L) 湍流模型。

选用 LES(WMLES) 湍流模型, 对不同网格分辨率下的时均流场进行比较分析。通过分析管表面压力分布、尾流场的速度分布, 研究网格分辨率对湍流模拟的影响。管表面的压力分布如图 3(a) 所示, 从图中可知, grid A 对表面压力分布的预测较差, 而其它 3 种网格则与实验数据吻合较好, 同样的规律可以在尾流区域的时均速度分布图中发现。通过综合比较分析可知, 文中采用的网格离散方法均在可接受的范围内, 其中网格分辨率最低的 grid D 的精度也能满足计算要求。

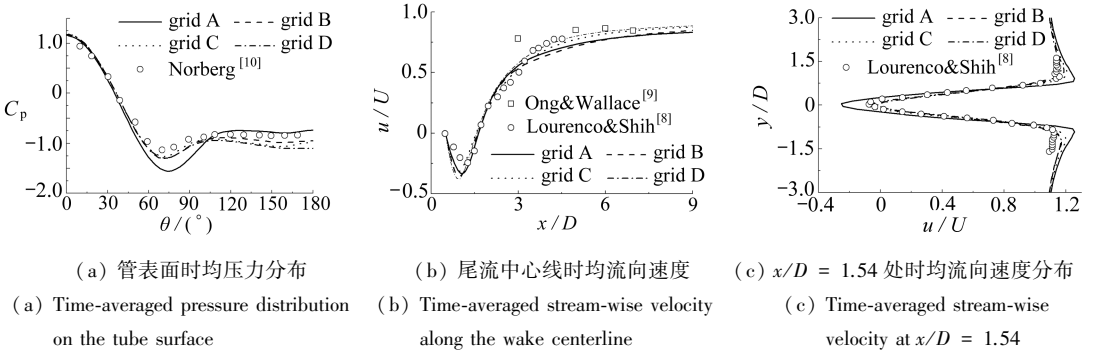


图 3 不同网格模型下的时均量分布

Fig.3 Main time-averaged parameters in different grid models

2.2 湍流模型比较

选定网格分辨率最高的 grid A, 比较分析 RNG $k-\epsilon$, SST, RSM, DES, LES(WMLES), LES(dynamic S & L) 6 种湍流模型对管束结构流动特征的预测能力。

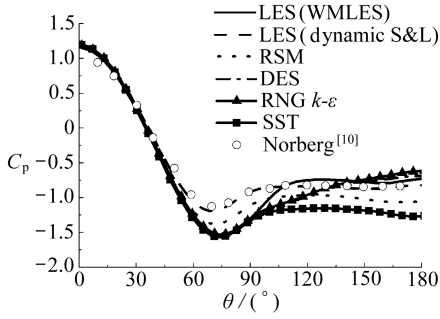
表 3 为不同湍流模型下的升阻力特性比较, 其中 $\%(C_d)$ 和 $\%(S_r)$ 分别表示相应湍流模型下得到的平均阻力系数 C_d, S_r 相对于实验数据的误差。从阻力来看, LES(dynamic S & L) 的结果与实验最为接近, RNG $k-\epsilon$ 的误差为 4.89%, 而 DES 与 LES(WMLES) 具有 7.2% 的误差, SST 计算得到的阻力误差最大。从 S_r 的情况来看, RNG $k-\epsilon$, LES(dynamic S & L), RSM, SST 所得的 S_r 均与实验结果非常相近, 而采用 LES(WMLES) 和 DES 计算得到的 S_r 偏大, 且误差高达 12.73%。说明在精细网格条件下, LES(dynamic S & L) 模型对流体力特性的预测能力最好。

表 3 不同湍流模型下的流体力特性比较

Table 3 Coefficients of drag and lift in different turbulent models

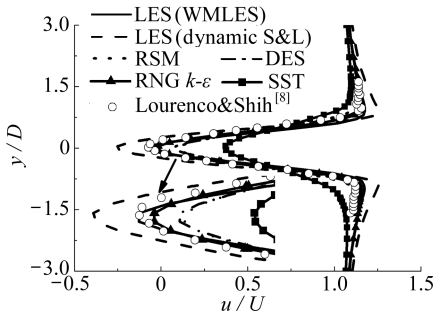
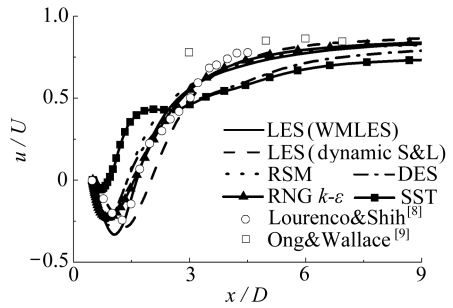
turbulent model	C_d	S_r	$\%(C_d)$	$\%(S_r)$
LES(dynamic S & L)	1.051	0.223	1.42	1.36
LES(WMLES)	0.868	0.248	7.20	12.73
RNG $k-\epsilon$	0.893	0.210	4.89	0.00
SST	1.204	0.223	18.38	1.36
RMS	1.170	0.223	14.13	1.36
DES	0.868	0.248	7.20	12.73
Norberg ^[10] : C_d		0.99±0.05		
Ong, Wallace ^[9] : S_r		0.215±0.005		

由不同湍流模型得到的管表面时均压力系数分布如图 4(a) 所示。LES(dynamic S & L) 模型得到的压力分布与实验最为吻合, 在分离区附近 (50~108), 其它几种湍流模型均不能准确地预测压力分布, 压力系数的最小值比试验结果约低 40%; 而在远离分离区域时, LES(WMLES) 模型与实验数据也吻合较好。



(a) 管表面时均压力

(a) Time-averaged pressure distribution on the tube surface

(b) $x/D = 1.54$ 处的时均流向速度(b) Time-averaged stream-wise velocity at $x/D = 1.54$ 

(c) 尾流中心线时均流向速度

(c) Time-averaged stream-wise velocity along the wake centerline

图 4 不同湍流模型下的时均量分布

Fig.4 Main time-averaged parameters in different turbulent models

原因在于 WMLES 亚格子应力模型仅在对数率层激活 RANS 部分,边界层外用 LES 模拟,因此,LES(WMLES)在湍流充分发展的区域的流场预测能力更强;SST 的预测值总是最小,远低于实验数据,因此也导致由 SST 得到的升阻力最大。

3 流致振动特性

3.1 流体力与位移间的相位差

Hover 等^[11]指出,圆柱涡激振动的极限环振动模式与流体力和结构位移之间的相位差有关。为了进一步研究管的这种极限环振动模式,将管沿纵向分为如图 5 所示的不同部分,利用流致振动模型分析其流体力与振动位移间的关系。流体力沿着各分块的几何中心积分,同时提取每个分块的中间节点的位移,两者之间的相位关系如图 6 所示。通过仔细分析图 6 可知,在管中间截面,升力与振动位移间的相位差很小,越远离中间截面区域,振幅越小,升力的相位越落后于结构振动位移,在 $z = 0.025$ 截面(即图 5 中的分块 1),两者间几乎反相,如图 6(a)。在管中间截面,流体对结构做功较小,而在远离中间截面区域,流体对结构做功较大,对结构振动形成较大的激振作用。比较图 6(b)、图 6(c)的升力时程与位移时程可知,管不同部分的升力间存在相位差而位移间则不存在,说明流体力与振动位移间的相位差是由流体力造成的,流体对结构振动具有诱导及约束双重作用。现用以下流体结构间的能量交换公式来分析:

$$C_1(z, t) = C_{1, \max}(z) \sin(2\pi ft), \quad (9)$$



图5 管的分块编号

Fig.5 Schematic of numbering of tube blocks

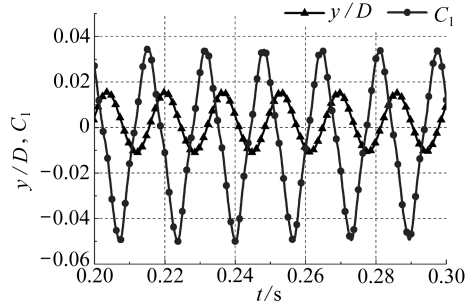
$$y(z, t) = y_{\max}(z) \sin(2\pi f t - \theta(z)). \quad (10)$$

设 $\theta(z)$ 为升力落后于振动位移的相位, 则流体给结构施加的功率为

$$W(z, t) = C_1(z) \frac{dy(z, t)}{dt} = \pi f C_{1, \max}(z) \cdot \sin(4\pi f t - \theta(z)) + \sin(\theta(z)), \quad (11)$$

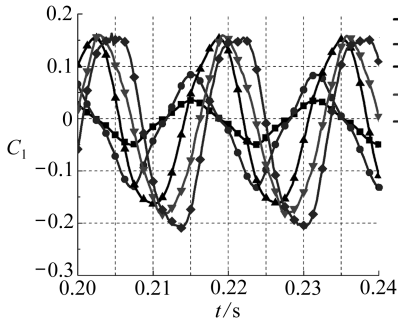
$$\bar{W}(z) = \frac{1}{T} \int_0^T W(z, t) dt = \pi f C_{1, \max}(z) y_{\max}(z) \sin(\theta(z)). \quad (12)$$

式(12)表明, 每个振动周期内流体作用在结构上的功率与流体力和位移间的相位差直接相关. 在管



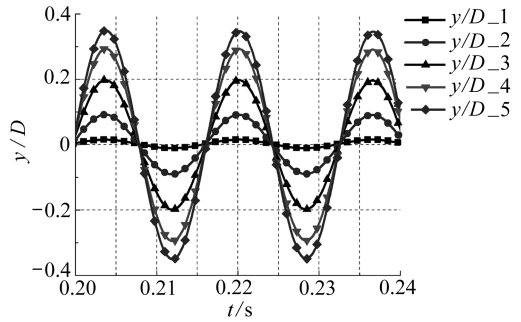
(a) $z = 0.025$ m 截面的升力及位移时程

(a) Lift and displacement time histories at $z = 0.025$ m



(b) 升力时程

(b) Lift time histories



(c) 位移时程

(c) Displacement time histories

图6 不同 z 截面的升力、位移时程

Fig.6 Time histories of lift and displacement at different z cross sections

中间截面, 流体对结构做功较小, 而在远离中间截面区域, 流体给结构施加的功则较大, 对结构振动形成较大的激振作用.

3.2 单向耦合与双向耦合比较

单向耦合时, 直接将作用于管的流体力作用于结构, 通过数值方法求解动力学方程(3), 就可以得到管在流体的荷载激励下的动力学特性. 分别考虑以下两种情况: ① 将作用于刚性管的流体荷载加载到结构进行动力学计算, 即单向耦合1; ② 将双向耦合得到的流体荷载作用于结构进行动力学计算, 即单向耦合2, 并与双向耦合的结果进行比较分析.

图7为这3种情况下管的运动轨迹. 从图中可以看到, 双向耦合时管的振动位移大于单向耦合时, 当考虑流体结构交互作用时, 管的运动轨迹是阻力方向和升力方向频率比为2的“8”字型图, 如图7(c); 当加载不考虑流体结构相互作用的流体荷载时, 管不会发生 Strouhal 型激振, 表现在管的运动轨迹上, 如图7(a); 而单向耦合2中管的运动轨迹也为如图7(c)所示的 Strouhal 型激振, 但其流向与横向位移小于双向耦合时, 说明管与流场的耦合效应不容忽视.

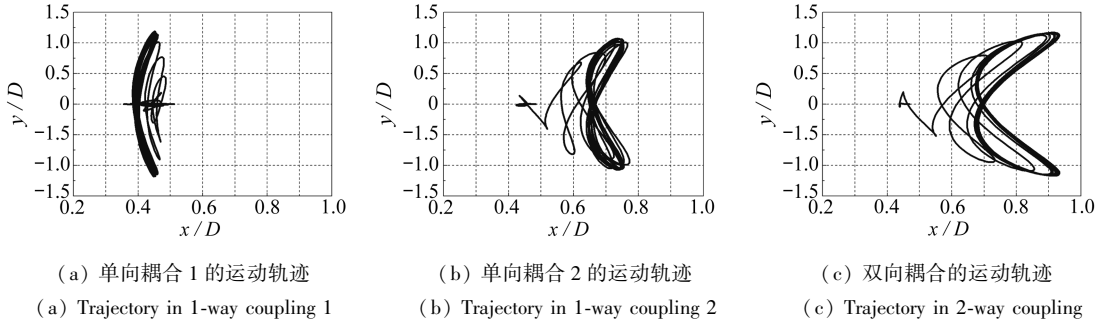


图 7 管的运动轨迹

Fig.7 Trajectories of the tube

3.3 尾流区的时均流场

图 8 为来流方向和角度位置的示意图.图 9 列出了不同 U_r 时的管表面时均压力系数分布.可以看到,管表面的压力系数在正对来流处为 1,随着向周围扩展,压力系数值减小,达到最小值后很快增大到一个较为稳定的值.管表面的时均压力系数随 U_r 的变化而变化,较低流速 $U_r \leq 2$ 或较高流速 $U_r \geq 9$ 时的最大负压值点位置相同,但尾部压力的分布不同, $U_r \geq 9$ 时管的尾部的压力分布较平坦;当 $2 < U_r < 9$ 时,最大负压值点向管尾部移动,最大负压系数减小,压力系数的改变说明流场结构也发生了改变.通过图 10 的最大负压值点随 U_r 的变化曲线也可以看到,对不同的 U_r 其存在明显的差别,在 $2 < U_r < 9$ 存在一个尖峰区域.一般地,管表面的压力分布不仅与压力梯度相关,而且与外部流体的不稳定、上游湍流、涡脱模态等相关.对经受流致振动的弹性管,瞬时尾流角度通常大于流体速度和相对流体速度间的角度.

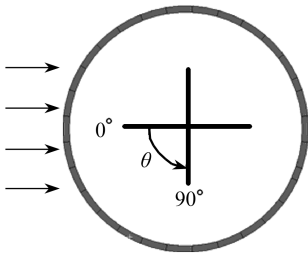


图 8 角度位置示意图

Fig.8 Schematic of angular position

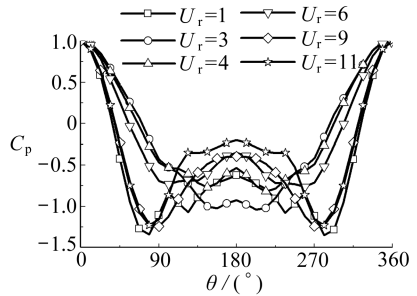


图 9 不同折减速度下管表面的时均压力分布

Fig.9 Time-averaged pressure distribution on the tube surface at different U_r

图 11 显示了尾流中心线上流向的时均速度分布.可以看到,当流速较小时,由于管的横向振动较小,尾流中心线上的时均速度分布与固定圆柱绕流的类似,回流区 (x 方向流速小于 0 的区域) 长度约为 $1D$;当发生横向响应的锁定时,如图 11 中的 $U_r = 6$,由于漩涡脱落频率与结构固有频率相等,振动开始影响流场结构,管子尾端区基本不存在回流区,随着折减速度的进一步增加,回流区重新出现,且由于管子在流向发生了较大的变形使得其向下游移动.图 12、13 为尾流区域 ($x/D = 4$ 处) 的流向时均速度、横向时均速度的分布情况.刚性管的分布曲线都是以 $y/D = 0$ 为对称轴而对称(流向速度 u) 或反对称(横向速度 v) 分布.由于弹性管发生了变形,从而使得各变量的峰值位置均发生了一定的偏移.通过比较尾流区弹性管与刚性管的流向速度与横向速度的分布情况,可以发现,在尾流区的相同位置,刚性管的尾流速度更大,这也说明流体对结构振动具有诱导及约束双重作用.

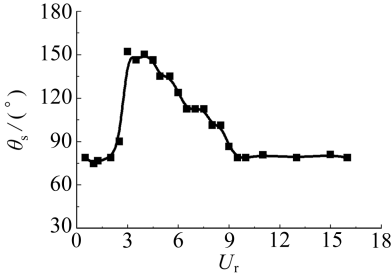


图 10 最大负压值点随 U_r 的变化曲线

Fig.10 Maximum negative pressure position vs. U_r

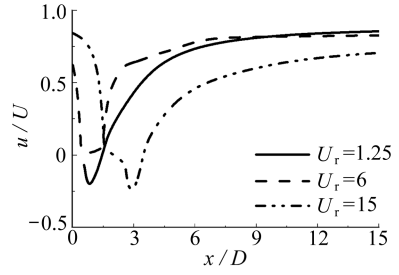


图 11 尾流中心线上的时均流向速度分布

Fig.11 Time-averaged stream-wise velocity along the centerline

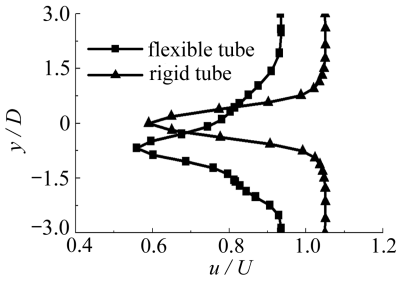


图 12 $x/D = 4$ 处的流向时均速度

Fig.12 Time-averaged stream-wise velocity at $x/D = 4$

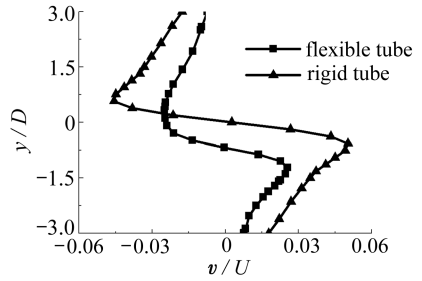


图 13 $x/D = 4$ 处的横向时均速度

Fig.13 Time-averaged cross flow velocity at $x/D = 4$

4 结 论

- 1) 得到了适用于双向流固耦合分析的 CFD 模型,即基于本文 grid D 的网格离散方式联合 LES(WMLES)湍流模型的 CFD 模型,能满足横流诱发直管振动数值模拟的要求。
- 2) 流体力与振动位移间的相位差是由流体力造成的,在管中间截面,流体对结构做功较小,而在远离中间截面区域,流体对结构振动形成较大的激振作用。
- 3) 当 $U_r \leq 2$ 或 $U_r \geq 9$ 时,管表面最大负压值点的位置相同,而当 $2 < U_r < 9$ 时,最大负压值点向管尾部后移,流场结构发生改变。
- 4) 当流速较小时,尾流中心线上的时均速度分布与固定圆柱绕流类似,回流区长度约为 $1D$,当 $2 < U_r < 9$ 时,尾端区基本不存在回流区,随着折减速度的进一步增加到 $U_r \geq 9$ 时,回流区重新出现,且由于管子在流向发生了较大的变形使得其向下游移动。

参考文献(References):

[1] Paul S S, Ormiston S J, Tachie M F. Experimental and numerical investigation of turbulent cross-flow in a staggered tube bundle[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2008, **29**(2): 387-414.

[2] Rollet-Miet P, Laurence D, Ferziger J. LES and RANS of turbulent flow in tube bundles[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 1999, **20**(3): 241-254.

[3] Benhamadouche S, Laurence D. LES, coarse LES, and transient RANS comparisons on the flow across a tube bundle[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2003, **24**(4): 470-479.

- [4] Placzek A, Sigrist J F, Hamdouni A. Numerical simulation of an oscillating cylinder in a cross-flow at low Reynolds number: forced and free oscillations[J]. *Computers & Fluids*, 2009, **38**(1): 80-100.
- [5] Mittal S, Kumar V. Flow-induced vibration of a light circular cylinder at Reynolds numbers 10^3 to 10^4 [J]. *Journal of Sound and Vibration*, 2001, **245**(5): 923-946.
- [6] Simoneau J, Thomas S, Moussallam N, Bernard O. Fluid structure interaction between rods and a cross flow—numerical approach[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2011, **241**(11): 4515-4522.
- [7] 冯志鹏, 张毅雄, 臧峰刚, 叶献辉. 三维弹性管的涡致振动特性分析[J]. 应用数学和力学, 2013, **34**(9): 976-984.(FENG Zhi-peng, ZHANG Yi-xiong, ZANG Feng-gang, YE Xian-hui. Analysis of vortex-induced vibration characteristics for a three dimensional flexible tube[J]. *Applied Mathematics and Mechanics*, 2013, **34**(9): 976-984.(in Chinese))
- [8] Franke J, Frank W. Large eddy simulation of the flow past a circular cylinder at $Re_D = 3900$ [J]. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2002, **90**(10): 1191-1206.
- [9] Ong L, Wallace J. The velocity field of the turbulent very near wake of a circular cylinder[J]. *Experiment Fluids*, 1996, **20**(6): 441-453.
- [10] Norberg C. Fluctuating lift on a circular cylinder: review and new measurements[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2003, **17**(1): 57-96.
- [11] Hover F S, Techet A H, Triantafyllou M S. Forces on oscillating uniform and tapered cylinders in cross flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1998, **363**(1): 97-114.

Numerical Simulation of Uniform Tube Vibration Induced by 3-Dimensional Cross-Flow

FENG Zhi-peng, ZANG Feng-gang, ZHANG Yi-xiong

(*Science and Technology on Reactor System Design Technology Laboratory, Nuclear Power Institute of China, Chengdu 610041, P.R.China*)

Abstract: A 3-dimensional numerical model for elastic uniform tube vibration induced by cross flow was proposed based on the finite volume method and finite element method combined with dynamic mesh technique. The model presented a 3-dimensional fully coupled approach to solve the fluid flow and the structure vibration simultaneously. First, the capability of various mesh discretization forms and different turbulent models in prediction of turbulent flow characteristics was investigated through computation of turbulent cross flow around a rigid tube, and the CFD model for flow induced vibration was obtained. Second, based on the flow induced vibration model, the phase difference between fluid load and vibration displacement was also studied, and the results indicated that the difference was caused by the fluid load. Meanwhile, the results of 1-way coupling calculation were compared with that of 2-way coupling. Finally, the wake characteristics were analyzed with some time-averaged parameters including pressure distribution on the tube surface, flow velocity and separation angle in the wake of the vibrating tube.

Key words: cross flow induced vibration; CFD; FVM; turbulent model; FEM