

正方形管束结构流致振动数值研究

孙军帅¹, 孙汝雷¹, 乔鹏瑞², 谭思超¹, 田瑞峰^{1,*}

(1. 哈尔滨工程大学 核科学与技术学院, 黑龙江 哈尔滨 150001; 2. 中国原子能科学研究院, 北京 102413)

摘要:核电站蒸汽发生器管束结构在长期流体冲刷作用下容易发生破损失效,威胁反应堆系统的安全运行。为了研究管束结构流致振动行为,准确预测发生流体弹性失稳的临界流速,明确各流致振动机理转换机制,进而为蒸汽发生器管束结构的设计优化工作提供数据支撑。本文以正方形管束结构为研究对象,基于大涡模拟方法,采用自定义函数二次开发的方式,结合局部动网格变形技术,建立了管束结构流固耦合计算模型。基于建立的精细化管束结构流固耦合计算模型,对仅中心管为弹性管的正方形管束结构开展流致振动计算,并与实验结果进行对比,计算得到的流向和横向振幅以及临界流速与实验值吻合较好。结合振动频谱响应、振动振幅和最大Lyapunov指数,对流向和横向振动的流致振动主导机理以及机理转变机制进行了分析研究。结果表明:建立的流固耦合计算模型可以准确预测正方形管束结构发生流弹失稳的临界流速以及流致振动行为,对各主导机理进行较好分辨。

关键词:管束结构;精细化建模;流固耦合;流弹失稳;临界流速;最大Lyapunov指数

中图分类号: TL33

文献标志码: A

文章编号: 1000-6931(2025)05-1044-11

doi: [10.7538/yzk.2024.youxian.0772](https://doi.org/10.7538/yzk.2024.youxian.0772)

Numerical Study of Flow-induced Vibration in Square Tube Bundle Structures

SUN Junshuai¹, SUN Rulei¹, QIAO Pengrui², TAN Sichao¹, TIAN Ruifeng^{1,*}

(1. College of Nuclear Science and Technology, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China;

2. China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

Abstract: The tube bundle structures of steam generators in nuclear power plants are prone to damage and failure under long-term flow impact, threatening the safe operation of the reactor system. Although there have been many numerical studies on the flow-induced vibration of tube bundle structures, the establishment of efficient and reliable two-way fluid-structure interaction models based on the refinement method and the clarification of the transformation mechanism of different flow-induced vibration mechanisms are two key scientific issues that need to be solved urgently. Thus, in order to study the flow-induced vibration behavior of the tube bundle structures, accurately predict the critical flow velocity for the occurrence of fluid-elastic instability, clarify the transformation mechanism of each flow-induced vibration mechanism, and then provide data support for the design and optimization of the tube bundle structures of the steam generators. A fluid-structure interaction computational model was established based on the large eddy simulation (LES) method, the secondary development of user-defined functions (UDF), combined with the local dynamic mesh deformation technology using the

收稿日期: 2024-11-01; 修回日期: 2025-01-06

基金项目: 国家自然科学基金(U22B2093)

* 通信作者: 田瑞峰

square tube bundle structures as the object of study. Based on the refined fluid-structure interaction model of the tube bundle structures, the flow vibration calculations were carried out for the square tube bundle structures with only the center tube as the elastic tube and compared with the experimental results. The calculated streamwise and transverse vibration amplitudes as well as the critical flow velocity are in good agreement with the experimental values. The dominant mechanism of flow-induced vibration in the streamwise and transverse vibration as well as the transformation mechanism were analyzed and investigated by combining the vibration spectral response, vibration amplitude and the largest Lyapunov exponent. The results show that the established fluid-structure interaction computational model can accurately predict the critical flow velocity for the occurrence of fluid-elastic instability in the square tube bundle structures as well as the behavior of flow-induced vibration. The calculated critical flow velocities for fluid-elastic instability are in good agreement with the experimental values and the associated envelopes. The transverse vibration instability of the center tube is mainly caused by a combination of vortex-induced vibration and fluid-elastic instability, while fluid-elastic instability also occurs in the streamwise vibration. The vibrations of the center tube at different flow velocities show a weak chaotic state. When the vibration is dominated by a single mechanism, the largest Lyapunov exponent does not change much, while when the mechanism is transformed, the trend of the largest Lyapunov exponent changes. The dominant mechanism of the flow-induced vibration can be discriminated on this basis.

Key words: tube bundle structure; refined modeling; fluid-structure interaction; fluid-elastic instability; critical velocity; the largest Lyapunov exponents

管束结构广泛应用于核反应堆中,比如蒸汽发生器的传热管管束等。管束结构在复杂环境动力载荷作用下发生结构振动,当管束振动幅度大到使得相邻管子相互碰撞或者边缘管子与壳体不断发生碰撞、最终导致结构失效时,会威胁反应堆运行安全。

目前公认的管束结构流致振动机理主要包括漩涡脱落、湍流激振、流体弹性不稳定性以及声共振^[1],其中流体弹性不稳定性是最重要的机理。管束结构发生流体弹性不稳定时的临界流速是蒸汽发生器设计的重要参数,众多学者通过数值手段对临界流速进行了研究。Longatte 等^[2]采用任意拉格朗日欧拉方法(ALE)的有限元方法对流固耦合进行了计算,得到了较好的流体弹性不稳定性结果。Hassan 等^[3]采用 SST $k-\omega$ 模型求解雷诺时均方程获得流体力系数,然后通过 Chen^[4]的非稳态模型预测流体弹性不稳定性,结果同文献实验结果吻合很好。Houri 等^[5]通过间歇求解流场和结构运动方程,以完全耦合的方式考虑了流体与结构之间的相互作用,通过给出柔性管束的结构响应、运动轨迹和临界流速,对流体弹性

失稳进行了预测和分析。Shinde 等^[6]采用大涡模拟方法(LES)研究了在低雷诺数条件下水介质横掠正方形管束结构的流体弹性不稳定性,数值结果与实验值吻合较好。然而,大部分研究采用的是二维计算模型或者管束结构规模较小,在对管束结构流场特性以及流致振动特性研究方面存在缺陷,计算得到的临界流速与实验仍存在着较大差距,因此需要开展大规模的三维精细化的管束结构流致振动计算。

本文采用大涡模拟方法建立三维精细化管束结构流固耦合计算模型,开展正方形管束结构流致振动特性研究,相关研究对核电系统中蒸汽发生器管束结构的设计优化工作具有借鉴意义。

1 数值模型

1.1 流体控制方程

在假设流体为不可压缩流体、且不考虑重力的情况下, N-S 方程可以表示为:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{v} \quad (2)$$

式中: ρ 和 μ 分别为流体的密度和动力黏度; p 为压力; v 和 t 分别为速度和时间。

鉴于大涡模拟方法在模拟湍流流动问题上的优越性, 选用大涡模拟方法对 N-S 方程进行求解, 其中亚格子应力模型采用 Nicoud 等^[7] 提出的 WALE(the wall adapting local eddy viscosity) 模型。

1.2 结构动力学方程

为了建立高效可行的流固耦合计算模型, 基于以下假设对管束结构的固体域和管内流体域进行简化: 1) 考虑到管束结构流场较为复杂, 为了保证计算模型能准确获取管子所受流体力, 假设管子为一具有一定长度的三维结构; 2) 考虑到大多数情况下流体引起的管壁变形相对较小, 不足以对整体结构的流致振动行为产生显著影响, 在建模中将不考虑管壁的影响, 假设管子为横截面始终保持圆形的刚性结构; 3) 在实际运行中, 反应堆一回路冷却剂流量会发生变化, 当传热管内流速较低时, 可以不考虑传热管内流的影响, 得到的临界流速判据可以用于传热管流弹失稳临界流速的预测^[8], 则在建模中将不考虑管内流体流动的影响。但管内流体的质量却不可忽略, 其为决定管子振动行为的关键参数之一, 因此, 在建模中假设管子为具有其自身重量和管内流体重量的圆柱结构; 4) 考虑到管子的质量(包括管子自身质量和管内流体质量)、刚度和阻尼是影响其流致振动特性的关键参数, 假设在管子上添加阻尼器和弹簧, 即经典的质量-弹簧-阻尼模型, 这也是在管束结构流致振动理论与实验研究中都广泛应用的模型。

采用双自由度的质量-弹簧-阻尼模型对管束结构流致振动问题进行描述, 如图 1 所示。则流向和横向的结构动力学控制方程可以表示为:

$$m\ddot{x}(t) + c\dot{x}(t) + kx(t) = F_d(t) \quad (3)$$

$$m\ddot{y}(t) + c\dot{y}(t) + ky(t) = F_l(t) \quad (4)$$

式中: x 和 y 分别为流向和横向的振动位移; \dot{x} 和 \dot{y} 分别为流向和横向的振动速度; \ddot{x} 和 \ddot{y} 分别为流向和横向的振动加速度; F_d 和 F_l 分别为阻力和升力; m 、 k 和 c 分别为系统的质量、刚度和阻尼, 其与换热管固有频率 f_n 和阻尼比 ζ 的关系可以表示为:

$$k = m(2\pi f_n)^2 \quad (5)$$

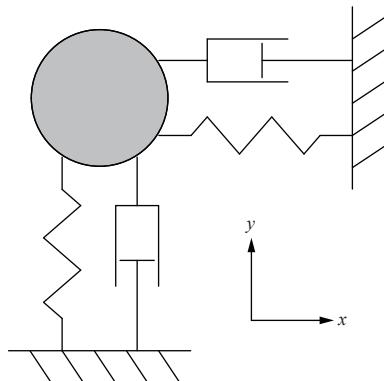


图 1 双自由度质量-弹簧-阻尼模型示意图

Fig. 1 Schematic diagram of two-degree-of-freedom mass-spring-damping model

$$c = 2\zeta\sqrt{km} \quad (6)$$

针对式(3)和(4), 求解方法可分为两大类。一类是采用降阶的方式将二阶微分方程转化为一阶微分方程进行求解的方法, 如 Runge-Kutta 方法等。另一类是直接基于二阶微分方程进行求解的方法, 如 Newmark-Beta 方法、HHT-Alpha 方法等。基于本人前期的研究, 选用 HHT-Alpha 方法分别对流向和横向的结构动力学方程进行求解, 具体模型可参见文献 [9-10]。

1.3 动网格控制方程

在管束结构流致振动计算中, 假设管子的圆柱形边界不发生形变, 但圆柱形边界会在流体冲刷作用下发生流向和横向的位移。为了确保将管子的位移扩散出去, 并实现对管子壁面的精细化计算, 采用了局部动网格变形技术。将流体域分为 3 种类型, 一种为靠近管子壁面并且随动的刚性变形区域, 一种为吸收管子扩散出来的位移并且参与网格变形的变形区域, 其余为静止不动的静止区域。

在网格变形区域, 采用扩散光顺方法控制网格变形, 控制方程表示为:

$$\nabla \cdot (\gamma \nabla \mathbf{u}) = 0 \quad (7)$$

式中: \mathbf{u} 为网格位移速度; γ 为扩散系数, 可以由扩散参数得到, $\gamma=1/d^\psi$, d 为壁面的正则距离, ψ 为扩散参数, 取值范围为 $[0, 2]$, 此处取为 0.9。

1.4 流固耦合模型

基于上述的计算模型和计算方法, 建立了一种适用于管束结构流致振动计算的双向流固耦合计算模型。计算流程主要分为两个部分, 一部分

是管束结构精细化流场计算,一部分是管束结构中管子结构振动计算。首先,采用 FLUENT 软件根据边界条件,基于大涡模拟方法并结合 WALE 亚格子应力模型对管束结构流场实现精细化计算。然后,通过编写的 UDF 程序获取管子在流向和横向方向上的受力。再通过 UDF 程序调用 HHT-Alpha 方法程序求解管子在流向和横向方向上的结构动力学方程,获取管子的位移、速度和加速度。然后,通过 UDF 程序实现管子边界运动。同时,基于局部动网格变形技术来更新流场网格信息,再进行下一个时间步的计算。流体域和固体域的求解过程如图 2 所示,如此交互迭代求解便实现了管束结构在横流作用下的双向流固耦合计算。

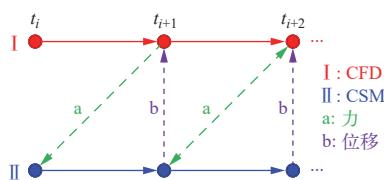


图 2 双向流固耦合求解示意图
Fig. 2 Schematic diagram of two-way fluid-structure interaction solution

1.5 正方形管束结构几何模型

立式 U 型管自然循环蒸汽发生器在核电站中应用较为普遍,其结构及内部流动如图 3^[11] 所示。从反应堆流出的高温高压冷却剂经下侧冷却剂入口进入蒸汽发生器管束,将热量通过 U 型管束管壁传递给二次侧后流出蒸汽发生器管束,自下侧冷却剂出口流出蒸汽发生器,再由冷却剂主泵泵回反应堆。二次侧给水与汽水分离器疏出的流体混合后进入蒸汽发生器下降通道,在底部经套筒缺口冲刷管束,然后向上进入热交换区域,吸收一次侧冷却剂热量在沸腾段发生相变饱和并沸腾,产生的汽水混合物逆流向上流经汽水分离器,被分离出的饱和蒸汽进入蒸汽腔室并自蒸汽出口引出。在上述流动过程中,存在着两处典型的流体横向冲刷管束结构,第 1 处是单相水在套筒底部缺口处横向冲刷 U 型管束直管段,第 2 处是两相汽水混合物在管束上部区域横向冲刷 U 型管束弯管段。姜乃斌等^[12] 指出,在第 1 处需要考虑的流致振动机理主要包括漩涡脱落、湍流激振、流体弹性不稳定性,比第 2 处更为复杂。据此,本文

选择以第 1 处的单相水横向冲刷 U 型管束直管段为研究条件,开展相关研究。

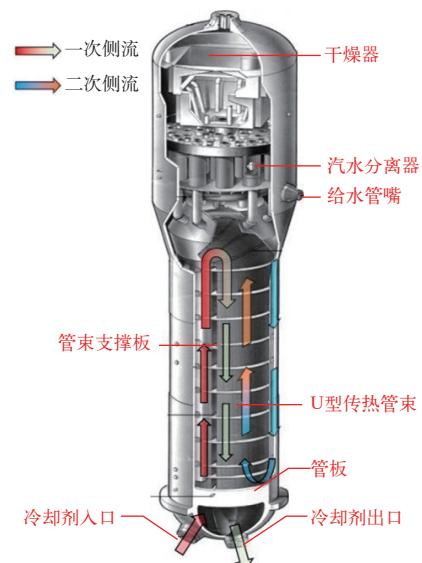


图 3 典型立式 U 型管蒸汽发生器及内部流动示意图^[11]
Fig. 3 Typical vertical U-tube steam generator and its internal flow diagram^[11]

常见的换热管束排列方式有正三角形排列和正方形排列,国内的 AP1000 的蒸汽发生器 U 型管束排列为正三角形排列,大亚湾核电站以及 CPR1000 的蒸汽发生器 U 型管束排列为正方形排列。刘亮等^[13] 指出,后者的流致振动行为较前者可能更为复杂。因此,以正方形管束结构为具体的研究对象,开展相应流致振动机理研究。大亚湾核电站的管束节径比 $P/D \approx 1.31$, CPR1000 的管束节径比 $P/D \approx 1.44$,综合考虑取研究对象的节径比 $P/D=1.40$,则节径比 $P/D=1.40$ 的正方形管束结构几何模型如图 4 所示。其中, P 为管束节距, D 为管子直径,坐标原点位于中心管(蓝色管)中心,顺流向为 x 坐标,横向为 y 坐标,管子展向为 z 坐标,方位角 θ 从管子迎流点为 0° 开始,顺时针为正方向,背流点为 180° 。管束结构中共有 7 排 7 列管,展向长度均为 L_z 。上下两排管为 $1/2$ 管或 $1/4$ 管,是为了消除上下边界对流场的影响^[14];最后 1 列管为 $1/2$ 管或 $1/4$ 管,是为了消除最后一排管和整个管束结构由于漩涡脱落对上游流场的影响^[3]。入口距离第 1 排管 $8D$,为均匀入口条件,上下边界为对称边界,管子展向方向的前后边界为周期性边界,出口为压力出口,所有管子(包括 $1/2$ 管或 $1/4$ 管)均为无滑移壁面。在管束

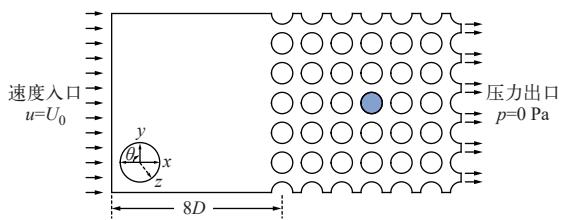


图 4 管束结构几何模型示意图

Fig. 4 Schematic diagram of geometric model of tube bundle structures

结构中,管间的湍流流动情况复杂。管束结构的密集排列会导致漩涡破碎,减小了漩涡尺寸,同时漩涡间的相互作用又会使湍流度增强,需要一定的展向尺寸来反映统计规律。关于展向长度 L_z 的选取,不同学者^[14-16]的选取参差不齐,本文选取展向长度 $L_z=\pi D/4$ 。

2 结果和讨论

2.1 网格敏感性分析

在进行流致振动计算前,选取了4种网格模型进行网格敏感性分析。对管子近壁区进行加密,并且保证第1层网格高度满足:

$$y^+ = 0.172 Re_p^{0.9} \frac{\Delta}{D} \approx 1 \quad (8)$$

式中: Δ 为第1层网格高度; Re_p 为基于节距流速的雷诺数, $Re_p = \rho u_p D / \mu$, u_p 为节距流速, 可由 $u_p = U_0 P / (P - D)$ 得到。

每种网格模型的展向网格数均为10,各种网格的主要区别在于管子周向网格节点数 N_c 、径向网格节点数 N_r 、近壁区网格增长率 R_{grid} 和 y^+ 等,具体网格模型设置参数列于表1,其中网格模型3如图5所示。计算中,管子直径 $D=0.025$ m,入口流速 $U_0=0.30$ m/s,流动介质为水,密度 $\rho=998.2$ kg/m³,动力黏度 $\mu=0.001\ 003$ Pa·s,时间步长 $\Delta t=0.000\ 5$ s,计算时间为5.0 s。

定义中心管表面总压系数 $C_{\text{pc}} = P_t / (0.5 \rho u_p^2)$,

表 1 4种网格模型设置参数

Table 1 Set parameters of four grid models

算例	N_c	N_r	R_{grid}	y^+	N_{total}
模型 1	120	19	1.28	1.50	959 520
模型 2	152	26	1.19	1.17	1 679 540
模型 3	180	38	1.10	0.91	2 899 110
模型 4	212	50	1.08	0.79	4 475 570

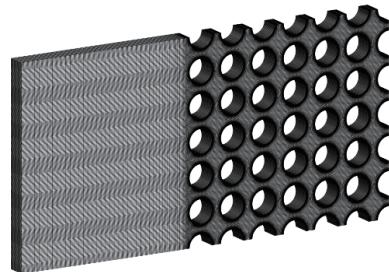
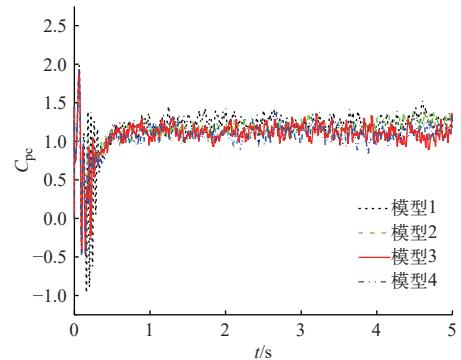


图 5 网格模型 3 示意图

Fig. 5 Schematic diagram of grid model 3

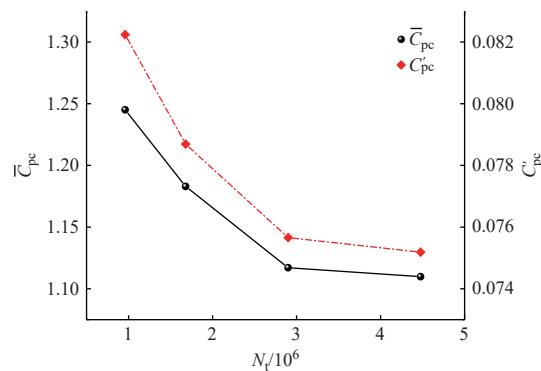
其中 P_t 为管子中心管表面总静压,4种网格模型的中心管表面总压系数 C_{pc} 随时间的变化如图6所示。由图6可看出,中心管表面总压系数 C_{pc} 随时间呈现不规律脉动变化趋势,这是湍流的明显特征;并且随着网格数量的增加,变化曲线逐渐收敛。其中,前1.0 s 属于非稳定波动阶段,后4.0 s 属于稳定波动阶段。

图 6 不同网格模型的中心管 C_{pc} 随时间的变化曲线Fig. 6 Curves of center tube's C_{pc} over time for different mesh models

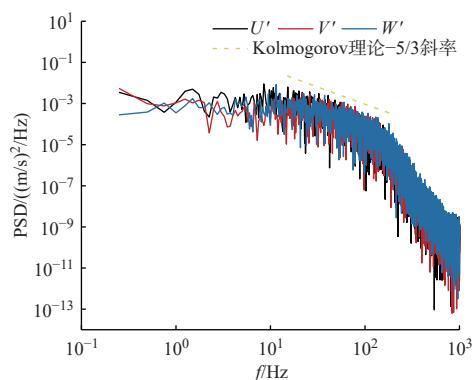
对稳定波动阶段的计算数据进行统计,得到了中心管时均总压系数 \bar{C}_{pc} 和总压系数均方根 C'_{pc} ,二者随网格数量变化曲线如图7所示。由图7可看出,当网格数量小于 2.90×10^6 时,随着网格数量的增加,中心管时均总压系数 \bar{C}_{pc} 和总压系数均方根 C'_{pc} 均逐渐减小;当网格数量大于 2.90×10^6 时,中心管时均总压系数 \bar{C}_{pc} 和总压系数均方根 C'_{pc} 均基本保持不变趋于定值。即当网格数量大于 2.90×10^6 时,网格数量对流体力参数影响较小。因此,认为网格模型3满足网格尺寸无关性要求。

2.2 网格尺寸合理性分析

如何对大涡模拟计算网格尺寸的合理性进行

图 7 中心管 \bar{C}_{pc} 和 C'_{pc} 随网格数量变化曲线Fig. 7 Curves of central tube's \bar{C}_{pc} and C'_{pc} with number of grids

分析是非常重要的, 网格尺寸是否充分决定了大涡模拟在空间上的解析程度。以湍流能谱中惯性区的斜率为标准来判断大涡模拟的网格是否充分。在网格模型 3 中设置监测点 A($P/2, P/2, 0$), 对其在稳定波动阶段的脉动速度分量作快速傅里叶变换, 生成湍流频谱, 3 个脉动速度的功率谱密度如图 8 所示。由图 8 可看出, 3 个脉动速度的功率密度谱的数值和变化趋势基本一致, 也就是说网格模型 3 在 x 、 y 、 z 3 个方向上的湍流解析能力是相同的。同时, 网格模型 3 在惯性区内预测了 Kolmogorov 理论的 $-5/3$ 斜率, 这也说明了采用网格模型 3 开展的大涡模拟计算是准确的, 后续工作可以基于网格模型 3 开展。

图 8 监测点 A 脉动速度分量功率谱密度
Fig. 8 PSD of pulsation velocity components at point A

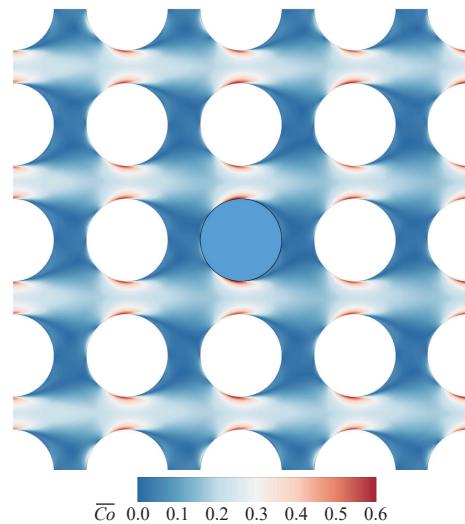
2.3 时间步长合理性分析

此外, 如何对大涡模拟计算时间步长的合理性进行分析同样是非常重要的, 时间步长是否合适决定了大涡模拟在时间上的解析程度。在大涡模拟计算中要求时间步长 Δt 满足:

$$Co = \frac{U\Delta t}{\Delta x} \ll 1 \quad (9)$$

式中: U 为流体速度模量; Δx 为网格尺寸; Co 为 Courant 数, 为表征数值计算稳定性的无量纲数, 值越大, 计算越不稳定。

由于大涡模拟的计算网格尺寸较小, 则满足式(9)的时间步长 Δt 也较小。基于网格模型 3, 对稳定波动阶段的 Co 作时均处理, xOy 截面中心管附近时均 \bar{Co} 如图 9 所示。由图 9 可看出, 各管子表面边界层内的时均 \bar{Co} 较大, 约为 0.6, 管间区域以及管子尾流区的时均 \bar{Co} 则相对较小, 但整体的时均 \bar{Co} 均满足式(9)。这说明了本文采用的时间步长是足够的, 后续工作将基于此时间步长开展。

图 9 xOy 截面处时均 Courant 数分布图
Fig. 9 Distribution of time-averaged Courant number at xOy cross section

2.4 管束结构流固耦合计算模型验证

采用基于精细化建模方法的管束结构流固耦合计算模型, 对 $P/D=1.40$ 的正方形管束结构流致振动问题进行计算, 并与实验结果进行对比。其中仅有中心管(蓝色管)为弹性管, 可以进行变形, 其余均为不可动的刚性管。计算参数与文献 [17] 的实验参数保持一致, 流动介质为水, 密度 $\rho=998.2 \text{ kg/m}^3$, 动力黏度 $\mu=0.001003 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, 管子直径 $D=0.025 \text{ m}$, 管子质量 $m=1.39 \text{ kg/m}$, 水中固有频率 $f_{nw} \approx 16.0 \text{ Hz}$, 水中质量阻尼参数 $MDP = m\delta/\rho D^2 = 0.15$ 。计算工况为 $U_0=0.075 \sim 0.45 \text{ m/s}$, Δt 取为 0.0005 s, 保证每个结构固有周期包括约 100 个时

同步。

将不同流速下中心管的流向和横向振幅与文献[17]的实验数据进行对比,如图10所示。其中, A_x 和 A_y 分别为流向和横向位移均方根值; U_r 为无量纲折算流速, 定义为 $U_r = U_p/f_{nw}D$ 。由图10可看出, 流向和横向振幅的计算值与实验值吻合较好。随着流速的增加, 流向振幅和横向振幅均逐渐增大, 但横向振幅增长幅度要明显大于流向振幅, 这表明流体弹性失稳先发生在横向方向。振幅的快速增加是判断流体弹性失稳临界流速的主要依据。当振幅增长幅度突然增大时, 可认为此时拐点速度为临界流速。据此, 实验得到的临界流速 $U_{rc,Exp.} \approx 2.25$ 。然而从数值模拟结果来看, 斜率II和斜率IV相差不大, 而斜率V要明显大于斜率IV, 根据“振幅的快速增加点为临界流速点”可初步认为在斜率IV与斜率V交点处发生了流体弹性失稳。但斜率III明显小于斜率II和斜率IV, 结合后文相关分析可知, 在斜率III处流致振动机理发生了转变, 且在 $U_r=2.19$ 处开始发生流体弹性失稳。综上所述, 最终选取计算得到的流体弹性失稳的临界流速 $U_{rc,Sim.} \approx 2.19$, 其与实验值相对偏差为 2.67%。这说明了本文建立的管束结构流固耦合计算模型可以对管束结构发生流体弹性失稳的临界流速进行准确预测。此外, 在横流方向上, 当 $U_r < U_{rc,Sim.}$ 时, 横向振幅的变化斜率出现突然增大后又小幅减小的趋势, 这可能是漩涡脱落导致的, 需要进一步分析。

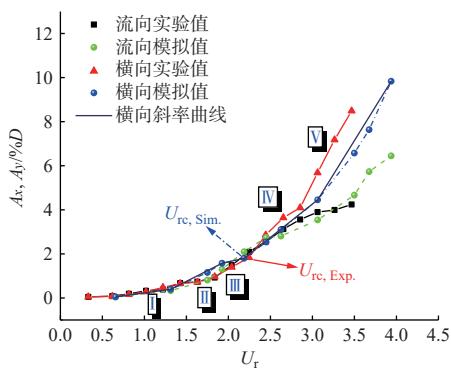


图 10 不同流速下中心管的流向和横向振幅图

Fig. 10 Streamwise and transverse amplitude of center tube at different flow velocities

将计算得到的流弹失稳临界流速值与文献[18]中实验数据、Pettigrew 等^[18]推荐的 K 和

n ($K=3.0, n=0.5$) 以及 Chen^[19] 的包络线进行对比, 如图 11 所示。由图 11 可看出, Pettigrew 等^[18] 推荐的 K 和 n 可以对大部分实验数据进行包络, 而 Chen^[19] 给出的包络线基本可以对所有的实验数据进行很好包络。本文得到的流弹失稳临界流速值可以被上述两者较好包络, 这表明临界流速的选取是合理的, 建立的流致振动计算模型可以推广并用于正方形管束结构流弹失稳临界流速的预测。

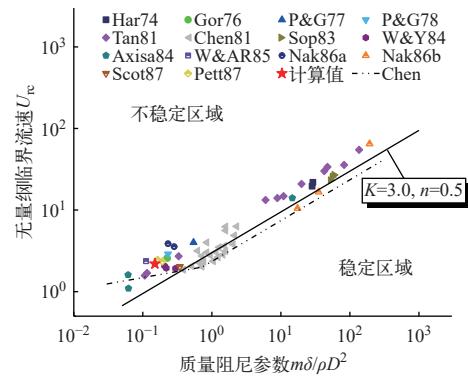


图 11 正方形管束结构流弹失稳临界流速包络图

Fig. 11 Critical flow velocity envelope for fluid-elastic instability of square tube bundle structures

2.5 管束结构流致振动特性分析

对不同流速下流向和横向振动曲线作快速傅里叶变换, 得到频谱响应分别如图 12、13 所示。结合图 10、12 和 13 可看出, 当流速较低时, 中心管在流向和横向方向均呈现小幅振动且二者振幅相当, 对应频谱表现为频带较宽, 此时中心管振动主要受湍流激振主导。

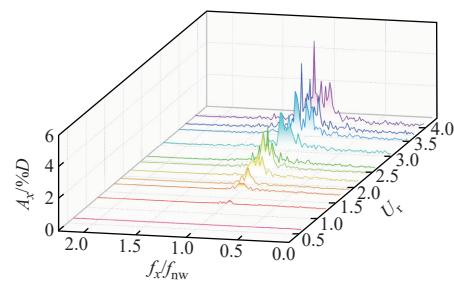


图 12 不同流速下流向振动频谱响应图

Fig. 12 Spectral response diagram of streamwise direction vibration at different flow velocities

随着流速增加, 当 $U_r > 1.31$ 时, 中心管在流向和横向方向上振幅出现小幅增长, 但横向振幅要大于流向振幅。从横向振动频谱可看出, 此时频

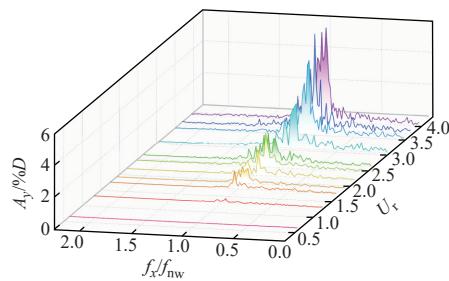


图 13 不同流速下横向振动频谱响应图

Fig. 13 Spectral response diagram of transverse direction vibration at different flow velocities

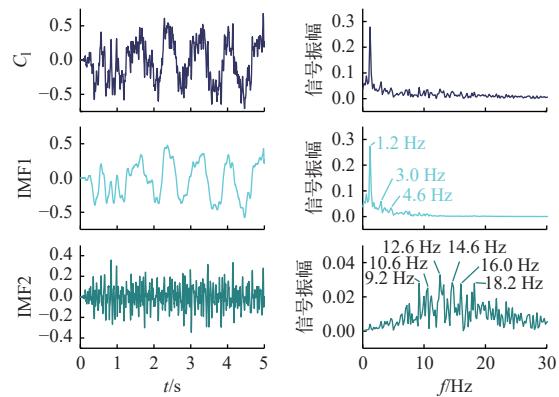
谱大致可以分为两个区域,一部分为与管子固有频率相近的 1 组峰值较大区域 A,一部分为远小于管子固有频率的 1 组峰值较小区域 B。随着流速的增加,区域 B 的主导频率和峰值均逐渐增大,向区域 A 靠近,这与漩涡脱落机理相一致。即此时中心管横向振动开始受漩涡脱落影响。从横向振动频谱可看出,此时频谱仅存在与管子固有频率相近的 1 组峰值较大区域 A,并没有出现和横向振动频谱相同的区域 B,取而代之的是一些频率分布较为分散的峰,这说明此时中心管流向振动仍主要受湍流激振主导。

流速继续增加,当 $U_r > U_{rc,Sim}$ 时,中心管横向振幅大幅增加,而流向振幅则变化相对平缓。从横向振动频谱可看出,此时频谱收缩为与管子固有频率相近的 1 组较窄峰,此时中心管横向振动发生流体弹性失稳。从流向振动频谱可看出,此时中心管振动仍主要受湍流激振主导。

当 $U_r > 3.06$ 时,中心管横向振幅增长幅度继续增大,同时流向振幅也开始大幅增加,但横向振幅仍大于流向振幅。从横向振动频谱可看出,此时频谱又大致可分为两个区域,一部分为与管子固有频率相近的 1 组峰值较大区域 A,一部分为大于管子固有频率的 1 组峰值较小区域 C。随着流速的增加,区域 C 的主导频率和峰值均逐渐增大,这与漩涡脱落机理相一致。即此时中心管横向振幅的更大幅度增加是由流体弹性失稳和漩涡脱落共同主导导致的。从流向振动频谱可看出,此时频谱收缩为与管子固有频率相近的 1 组较窄峰,此时中心管流向振动也发生流体弹性失稳,并由其主导。

为了确定漩涡脱落是否在管束结构中存在,提取了 $U_r=3.06$ 时无耦合纯流场中心管的升力系

数曲线及频谱图,如图 14 所示。其中,升力系数 C_1 定义为 $C_1 = F_1 / (0.5 \rho u_p^2 D L_z)$ 。由升力系数曲线可看出,中心管升力随时间呈现出大周期的波动,这种波动是由于流体在管束结构管间流动时存在双稳态流动现象导致的^[20-21]。则升力曲线的波动可看作两部分因素叠加导致的,一部分为双稳态流动现象带来的大周期波形,另一部分为剪切层脱落带来的小周期波动。采用小波分解对升力系数曲线进行处理,得到了信号 IMF1 和 IMF2, 分别对其进行傅里叶变换可得到对应的频域分布。由信号 IMF1 的频谱图可看出,双稳态流动现象造成的波动总体频率偏低(小于 5.0 Hz),其主频为 1.2 Hz。由信号 IMF2 的频谱图可看出,剪切层脱落造成的波动频谱具有一定带宽,大致范围为 9.2~18.2 Hz。其中,明显包含了 16.0 Hz 的峰及其周围峰,与管子在水中固有频率相近,这部分流体力可能会导致涡激共振的发生。管束间 Strouhal 数的定义为 $S_r = f_s D / u_p$, 可以求得 $U_r = 3.06$ 时无耦合纯流场中心管的 S_r 介于 0.19~0.37 之间。根据 Pettigrew 等^[18]给出的正方形管束结构 S_r 公式 $S_r = 0.5D/P$ 可求得节径比 $P/D=1.4$ 的正方形管束结构 S_r 为 0.36, 这与本文得到的 S_r 上限相一致。而本文得到的 S_r 下限与单根管漩涡脱落导致的 $S_r=0.20$ 相一致。因此,可推断出,由剪切层脱落造成的流体力既包含管子自身漩涡脱落带来的较低频流体力,又包含由于管间剪切层干涉带来的较高频流体力。图 15 示出了 $U_r=3.06$ 时流固耦合情况下 xOy 截面处的涡量云图,其中 Ω_z 为 z 方向涡量,定义为 $\Omega_z = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$ 。

图 14 $U_r=3.06$ 时无耦合纯流场中心管升力系数曲线及频谱图Fig. 14 Lift coefficient curves and frequency spectrums of central tube in uncoupled pure flow field at $U_r=3.06$

由图 15 可看出, 在流固耦合时, 中心管及周围管存在着明显的自身剪切层脱落生成的大漩涡以及剪切层干涉生成的小漩涡, 这也表明了漩涡脱落现象在管束结构中的确存在, 漩涡带来的流体力是主导管束流致振动的激振力。

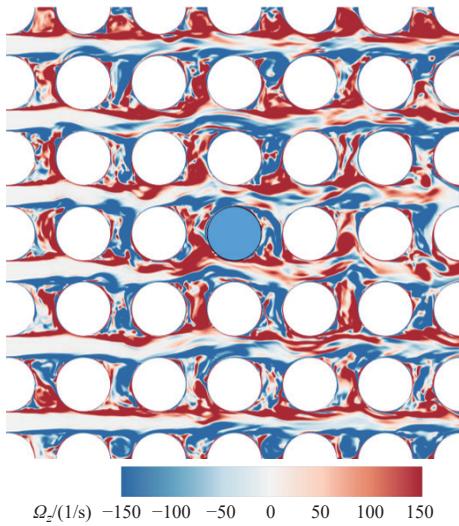


图 15 $U_r=3.06$ 时流固耦合条件下 xOy 截面处的涡量云图

Fig. 15 Vorticity cloud maps at xOy cross section under fluid-structure coupling condition at $U_r=3.06$

从非线性特征方面对中心管的流致振动特性进行分析。Lyapunov 指数可以定量地描述中心管流向和横向振动曲线以指数方式发散的速度。在非线性系统中, 最大 Lyapunov 指数(LLE)为正值意味着系统存在着混沌脉动现象, 且最大 Lyapunov 指数越大, 系统混沌程度越强。采用 Wolf 方法求取不同流速下中心管流向和横向振动的最大 Lyapunov 指数, 具体求解方式可参照文献 [22-23]。不同流速下中心管流向和横向振动的最大 Lyapunov 指数分别如图 16 和图 17 所示。

由图可以看出, 中心管流向和横向振动的最大 Lyapunov 指数均大于 0, 但由于值较小, 这表明中心管的振动呈现出弱混沌特性。从图 16 可看出, 当 $U_r < 3.06$ 时, 流向振动的最大 Lyapunov 指数围绕着某一值呈现出波动变化趋势。根据之前分析可知, 此时中心管流向振动主要受湍流激振主导, 流致振动机理并未发生明显变化, 呈现波动变化趋势可能受流体湍流度以及横向振动的影响。当 $U_r > 3.06$ 时, 流向振动的最大 Lyapunov 指数迅速增大, 而后又迅速变小并又缓慢增大。这表明此时流向振动的混沌程度增大, 结合之前的

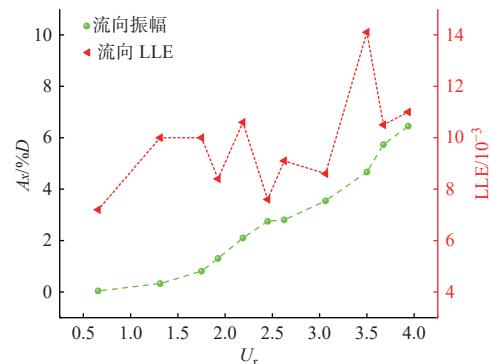


图 16 不同流速下流向振动最大 Lyapunov 指数曲线

Fig. 16 LLE curve of streamwise direction vibration at different velocities

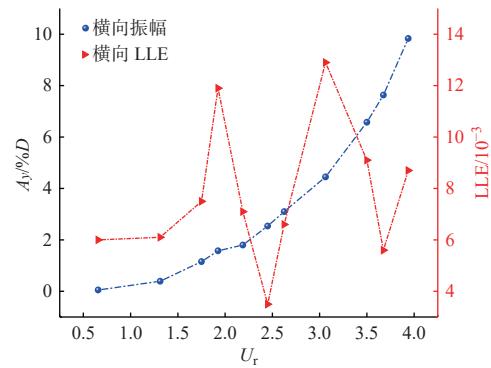


图 17 不同流速下横向振动最大 Lyapunov 指数曲线

Fig. 17 LLE curve of transverse direction vibration at different velocities

分析可以得知, 此时流向流致振动机理发生转变, 由湍流激振转变为流体弹性失稳, 并最终由流体弹性失稳主导。虽然此时流体不断向振动系统输入能量, 但由于前后管子对中心管的约束导致流向振幅的增长速度变缓。

从图 17 可看出, 当 $U_r < 1.31$ 时, 横向振动的最大 Lyapunov 指数基本保持不变, 这表明此时横向振动受单一流致振动机理主导。结合之前分析可知, 此时横向振动主要受湍流激振主导。当 $1.31 < U_r < 1.93$ 时, 横向振动的最大 Lyapunov 指数迅速增大, 这表明此时横向振动流致振动机理发生转变。结合之前分析可知, 此时横向振动主导机理开始由湍流激振向漩涡脱落转变, 同时横向振幅开始出现小幅度增长, 并在 $U_r=1.93$ 处达到最大值, 因此横向振动的最大 Lyapunov 指数也在此处达到较大值。当 $1.93 < U_r < 2.45$ 时, 横向振动的最大 Lyapunov 指数迅速减小, 对应之前的分析, 此时横向振动的主导机理开始由漩涡脱落向流体弹性失稳

转变,并在 $U_r \approx 2.19$ 时发生流体弹性失稳。也就是说,此时的横向振动处于一种临界状态,振动的混沌状态变化较为剧烈。当 $2.45 < U_r < 3.06$ 时,横向振动的最大Lyapunov指数又迅速增大。这表明此时横向振动的混沌程度增大,结合图13可知,在此范围内横向振动频谱表现为单一的与管子固有频率相近的窄峰,表现出“锁频”现象。也就是说,横向振动的失稳可能是由涡激共振和流体弹性失稳共同导致的,横向振幅的迅速增大导致横向振动的混沌程度增大。当 $U_r > 3.06$ 时,横向振动的最大Lyapunov指数又迅速减小后又继续增大。结合图13可知,此时横向振动频谱脱离了单一窄峰的状态,开始表现出双峰主导的状态,即横向振动的涡激共振状态解除。这表明此时横向振动机理开始由涡激共振和流体弹性失稳共同主导向漩涡脱落和流体弹性失稳共同主导转变,但由于流体不断向振动系统输入能量,导致横向振幅继续增大,进而导致横向振动的最大Lyapunov指数又开始继续增大。

综上所述,当振动由单一流致振动机理主导时,振动的混沌程度变化不大,而当流致振动机理发生转变时,振动的混沌程度会发生变化。据此可以对管束结构振动的主导机理转变情况进行区分,但具体的流致振动机理需要结合振幅、频谱等振动信息进行判别。

3 结论

本文采用大涡模拟方法建立了三维精细化管束结构流固耦合计算模型,并创新性地将振动的最大Lyapunov指数纳入管束结构流致振动机理转变判据内,结合振幅、频谱开展了正方形管束结构流致振动特性分析,主要研究结论如下。

1) 本文建立的基于精细化建模的管束结构流致振动计算模型可以对管束结构流致振动行为进行准确预测,振动失稳优先发生于横流方向上,对于仅单根弹性管的正方形管束结构来说,计算得到的 $U_{re,Sim} \approx 2.19$,与实验值误差约为2.67%。

2) 根据振动频谱可以得知,对于本文的正方形管束结构,中心管横向振动失稳主要由涡激共振和流体弹性失稳共同导致的,同时流向振动也会发生流体弹性失稳。

3) 从振动的最大Lyapunov指数角度来看,不

同流速下中心管振动均呈现出弱混沌状态,当振动由单一流致振动机理主导时,振动的最大Lyapunov指数变化不大,而当流致振动机理发生转变时,振动的最大Lyapunov指数变化趋势会发生变化,可以据此对流致振动主导机理进行判别。

参考文献:

- CHANG S H. Nuclear power plants[M]. Rijeka, Croatia: InTech, 2012: 71-128.
- LONGATTE E, BENDJEDDOU Z, SOULI M. Methods for numerical study of tube bundle vibrations in cross-flows[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2003, 18(5): 513-528.
- HASSAN M, GERBER A, OMAR H. Numerical estimation of fluidelastic instability in tube arrays[J]. *Journal of Pressure Vessel Technology*, 2010, 132(4): 041307.
- CHEN S S. Instability mechanisms and stability criteria of a group of circular cylinders subjected to cross-flow, Part I : Theory[J]. *Journal of Vibration and Acoustics*, 1983, 105(1): 51-58.
- HOURI J H, GHADIRI D B. Numerical prediction of fluid-elastic instability in normal triangular tube bundles with multiple flexible circular cylinders[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2013, 135(3): 031102.
- SHINDE V, LONGATTE E, BAJ F. Large eddy simulation of fluid-elastic instability in square normal cylinder array[J]. *Journal of Pressure Vessel Technology*, 2018, 140(4): 041301.
- NICOUDE F, DUCROS F. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor[J]. *Flow, Turbulence and Combustion*, 1999, 62(3): 183-200.
- 杨世豪, 赖姜, 谭添才, 等. 蒸汽发生器传热管束流失稳现象中的基础力学问题研究[J]. 核动力工程, 2022, 43(S1): 103-110.
- YANG Shihao, LAI Jiang, TAN Tiancai, et al. Study on fundamental mechanical problems in fluidelastic instability of steam generator heat transfer tube bundles[J]. Nuclear Power Engineering, 2022, 43(S1): 103-110(in Chinese).
- HILBER H M, HUGHES T J, TAYLOR R L. Improved numerical dissipation for time integration algorithms in structural dynamics[J]. *Earthquake Engineering & Structural Dynamics*, 1977, 5(3): 283-292.
- 孙军帅, 李旭鹏, 孙汝雷, 等. 基于精细化建模的换热管涡激振动数值研究[J]. *哈尔滨工程大学学报*, 2023, 44(12): 2119-2127.
- SUN Junshuai, LI Xupeng, SUN Rulei, et al. A numeri-

- cal study of vortex-induced vibration of heat exchanger tubebased on refined modeling[J]. *Journal of Harbin Engineering University*, 2023, 44(12): 2119-2127(in Chinese).
- [11] HE S, WANG M, ZHANG J, et al. A deep-learning reduced-order model for thermal hydraulic characteristics rapid estimation of steam generators[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2022, 198: 123424.
- [12] 姜乃斌, 冯志鹏, 臧峰刚, 等. 核工程中的流致振动理论与应用[M]. 上海: 上海交通大学出版社, 2018: 5-6.
- [13] 刘亮, 周涛, 宋明强. AP1000 与大亚湾核电站蒸汽发生器的对比与分析[J]. 华东电力, 2013, 41(2): 417-419.
- LIU Liang, ZHOU Tao, SONG Mingqiang. Comparative analysis of AP1000 and steam generator of Daya Bay Nuclear Power Plant[J]. *East China Electric Power*, 2013, 41(2): 417-419(in Chinese).
- [14] LIANG C, PAPADAKIS G. Large eddy simulation of cross-flow through a staggered tube bundle at subcritical Reynolds number[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2007, 23(8): 1215-1230.
- [15] SHINDE V, MARCEL T, HOARAU Y, et al. Numerical simulation of the fluid-structure interaction in a tube array under cross flow at moderate and high Reynolds number[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2014, 47: 99-113.
- [16] BROCKMEYER L, MERZARI E, SOLBERG J, et al. High fidelity simulation and validation of crossflow through a tube bundle and the onset of vibration[J]. *International Journal of Non-linear Mechanics*, 2019, 117: 103231.
- [17] 吴皓. 管阵系统流固耦合振动失稳机理研究[D]. 天津: 天津大学, 2018.
- [18] PETTIGREW M J, TAYLOR C E, FISHER N J. Flow-induced vibration handbook for nuclear and process equipment[M]. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, Inc. , 2022: 183-218.
- [19] CHEN S S. Guidelines for the instability flow velocity of tube arrays in crossflow[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 1984, 93(3): 439-455.
- [20] OLINTO C R, INDRUSIAK M L S, ENDRES L A M, et al. Experimental study of the characteristics of the flow in the first rows of tube banks[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2009, 239(10): 2022-2034.
- [21] INDRUSIAK M L S, GOULART J V, OLINTO C R, et al. Wavelet time-frequency analysis of accelerating and decelerating flows in a tube bank[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2005, 235(17/18/19): 1875-1887.
- [22] WOLF A, SWIFT J B, SWINNEY H L, et al. Determining Lyapunov exponents from a time series[J]. *Physica D: Nonlinear Phenomena*, 1985, 16(3): 285-317.
- [23] 吕金虎, 陆君安, 陈士华. 混沌时间序列分析及其应用[M]. 武汉: 武汉大学出版社, 2002: 72-84.