

不同厚度刚性振子流致振动特性研究

李可, 罗大海

(上海理工大学 能源与动力工程学院, 上海 200093)

摘要: 为了深入探讨低水流流速条件下, 如何有效提升钝体振子流致振动(FIV)的能量收集效率, 采用数值模拟方法, 对不同厚度的刚性钝体振子在雷诺数 Re 为 $5 \times 10^4 \sim 1.4 \times 10^5$ 的流致振动特性进行了研究, 分析了不同振子的振幅、频率响应、升力模态及流场特征。研究表明: 各振子均能实现涡激振动与驰振的耦合; 在驰振分支内, 振子的流致振动响应和升力系数对振子厚度的变化表现出高度的敏感性, 中等厚度振子在特定 Re 下发生了振幅的跃升和频率的陡降。揭示的振子流致振动响应、升力模态及瞬态流场间的内在联系, 为流致振动获能应用中振子结构的优化设计提供了参考。

关键词: 流致振动; 涡激振动; 驰振; 数值模拟

中图分类号: TK 79 **文献标志码:** A

Investigation on fluid-induced vibration characteristics of rigid oscillators with varying thicknesses

LI Ke, LUO Dahai

(School of Energy and Power Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: To thoroughly investigate how to effectively enhance the energy harvesting efficiency of fluid-induced vibrations (FIV) in blunt body oscillators under low flow velocity conditions, a numerical simulation approach was employed. The FIV characteristics of rigid blunt body oscillators with varying thicknesses at Reynolds numbers (Re) ranging from 5×10^4 to 1.4×10^5 were examined. The analysis focused on the oscillators' amplitude, frequency response, lift mode, and flow field characteristics. The results demonstrate that all oscillators can achieve coupled vortex-induced vibration and galloping. Within the galloping branch, the FIV response and lift coefficient of the oscillators exhibit high sensitivity to variations in oscillator thickness. Notably, the medium-thickness oscillator undergoes a

收稿日期: 2024-08-08

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(52476213)

第一作者: 李可(1998—), 男, 硕士研究生。研究方向: 流体机械。E-mail: 547974621@qq.com

通信作者: 罗大海(1986—), 男, 副教授。研究方向: 流动控制与仿真。E-mail: luo.dahai@usst.edu.cn

引文格式: 李可, 罗大海. 不同厚度刚性振子流致振动特性研究[J]. 上海理工大学学报, 2025, 47(5): 557-566.

Citation: LI Ke, LUO Dahai. Investigation on fluid-induced vibration characteristics of rigid oscillators with varying thicknesses[J]. Journal of University of Shanghai for Science and Technology, 2025, 47(5): 557-566.

sudden amplitude jump and a sharp frequency drop at specific Re . The revealed intrinsic relationship among the FIV response, lift mode, and transient flow field provides valuable insights for the optimal design of oscillator structures in FIV energy harvesting applications.

Keywords: *fluid-induced vibration; vortex-induced vibration; galloping; numerical simulation*

当前，我国面临中低速海流条件下能量提取效率较低的现实问题^[1]，亟需创新和改进能量转换技术，增强中低流速条件下的能量收集效能。

在横向流动中，流致振动 (fluid-induced vibration, FIV) 往往会引发阻流体 (或称振子，如建筑、管线、机翼等) 产生周期性的往复运动，这通常被视为是一种对结构具有破坏性的情况。然而，流致振动现象同样可以被巧妙地利用，从而为电源系统提供能量。近年来，基于流致振动原理的流动能量采集装置受到研究人员的关注，为海洋可再生能源的利用开辟了新的路径^[2-3]。

涡激振动^[4] (vortex-induced vibration, VIV) 和驰振^[5] (galloping) 是最常见的两类流致振动现象。涡激振动是由旋涡在结构表面交替脱落所产生的横向脉动压力所引发的自激振动现象。一方面，当旋涡脱落的频率与结构的固有频率^[6] 接近时，即发生锁频现象，涡激振动的振幅会显著增大。另一方面，对于非流线型截面钝体，在高速流动条件下，可能会发生振幅更大的横流驰振。当这些钝体结构在垂直于来流方向上发生位移时，由于流动的几何不对称性，钝体的平均升力曲线呈现负斜率，使得在振动过程中结构的位移方向与流体作用力的方向相同，从而结构能够持续地从流体中吸收能量以维持振动。驰振表现为一种具有自激励特性、大振幅、低频率且振动趋势发散的流致振动现象^[7-8]。

关于流致振动问题，尽管其振动结构的几何外形看似简单，但涉及的流动现象极为复杂，它构成了一类质量-弹簧-阻尼非线性振动系统的复杂流固耦合难题。长期以来，研究人员借助实验与数值模拟，对具有各种截面形态的钝体流致振动问题进行了深入而系统的探究。

Khalak 等^[9] 基于圆柱绕流实验，发现圆柱涡激振动随来流雷诺数 Re 变化呈现出 3 个明显的振动分支，但仅在狭窄的上分支区间内，圆柱才能取得较大振幅。而在以往的工程实践中，研究者们发现具有非圆形截面的细长钝体结构，诸如方形、D 形、梯形以及反三角形等结构极易受到横

流驰振的影响，其振幅相较于圆柱涡激振动更为显著。丁林等^[10] 采用数值模拟方法，模拟得到了上述形状钝体的流致振动特性，并识别了驰振状态下的尾流特征。另外，通过在圆柱体表面合理布置附着物等其他凸起结构，也能促使圆柱体由涡激振动向驰振转变，进而大幅提高能量采集系统的输出功率^[11-12]。此外，通过调整钝体截面的长宽比和迎风角度，亦可实现两种振动模式的耦合^[13]。

近年来，一些截面形状近似薄片的振子受到关注，它们具有较为相似的几何特征，即前端阻流板与后端尾板相连接，例如 T 型^[14]、箭头型^[15]、Y 型^[16]、弧型^[17] 等。相较于传统的钝体振子，此类薄片振子的驰振切入风速更低，并且振幅显著增大。此特性使得该类振子适用于在较高 Re 流动条件下的流致振动能量采集。

虽然，针对上述钝体和薄片类型振子的研究已经取得了一定的进展，对部分流致振动特性和规律也有了初步揭示。但是，目前的研究还存在一些问题，需要进一步探讨和解决。首先，基于参数化研究的实验与采用准静态方法的数值模拟，在捕捉流场动态特征方面存在局限，难以精确且清晰地再现流场的瞬时变化，故振子表面周围的流动机理仍需深入研究，振子的某些关键几何特征与流体动力相互作用的反馈机制也须进一步分析。其次，由于薄片类型振子的几何特征与经典棱柱型钝体存在显著差异，故目前建立的多种基于经典棱柱型钝体的流致振动数学模型^[18-19] 也难以准确描述和预测薄片类振子因旋涡和紊流导致的流动非稳态效应。

本文基于计算流体力学 (computational fluid dynamics, CFD) 方法对振子周围的瞬态流动进行了数值模拟。参考现有单自由度质量-刚度-阻尼振动系统实验参数，以 Y 型^[16] 薄片振子为基础，在 Re 为 $5 \times 10^4 \sim 1.4 \times 10^5$ 的范围内，对不同截面厚度振子的流致振动特性开展对比研究。重点分析了 Y 型薄片振子和三棱柱型振子在此 Re 范围内的流致振动响应、动力学特性、模态和瞬态流场，并

探讨了这些因素对振子流致振动特性的影响。本文旨在深入理解振子在振动过程中结构动力学与流体场相互作用的反馈机制,揭示钝体流致振动的若干机理,为后续建立多样化截面形态钝体的流致振动数学模型,以及在流致振动能量采集应用中优化振子结构设计提供具有价值的参考。

1 计算方法

1.1 物理模型与计算参数

在流致振动中,振子横向(y 方向)振幅远大于流向(x 方向)振幅,为了简化研究的问题,并突出研究重点,本文只考虑振子横向单自由度振动。关于振动系统的物理模型,本文参考T型振子流致振动水槽实验^[13],计算涉及的物理参数均与实验相对应,并进行数值方法验证。

流致振动系统中振子的物理模型和厚度变化规律如图1所示。各振动系统的振子均设计为横流向宽度 $D=0.1$ m、高度 $H=1$ m、迎流侧开口角 $\theta=150^\circ$ ^[16]的刚体。Y型薄片振子由迎流板和尾板构成,截面厚度 h 为0.005 m,尾板长度取 $L=0.07$ m^[14]。将Y型薄片振子的截面扩展至迎流板端点与尾板端点的直线连接处,形成三棱柱型振子。为描述截面厚度的相对变化,定义截面相对厚度为 d ,其方向以迎流板与尾板的连接点为起点,沿两者夹角的角平分线方向延伸。根据Y型薄片振子和三棱柱型振子的截面边界,截面相对厚度分别被界定为0% d 和100% d 。本文选取了6种不同截面相对厚度(即Y型、20% d 、40% d 、60% d 、80% d 、三棱柱型)的振子作为研究对象。各振动系统的振动质量 M 均设定为29.52 kg,通过刚度系数 $K=1200$ N的线性弹簧支撑。系统采用阻尼系数 $C=26.35$ N·s的阻尼器进行连接,对应的系统阻尼比 $\zeta=0.07$ 。经计算,各流致振动系统的固有频率 $f_n=0.971$ Hz。流体域介质参数设定为1个标准大气压、15℃条件下的水,其密度 $\rho=999.1$ kg/m³,动力黏度 $\mu=0.001003$ kg/(m·s)。本文涉及的无量纲参数的定义及表达式如下所示:

$$\zeta = 0.5C / \sqrt{MK}$$

$$f^* = f / f_n$$

$$A^* = A / D$$

$$C_{fy} = 2F_y / (\rho U^2 DH)$$

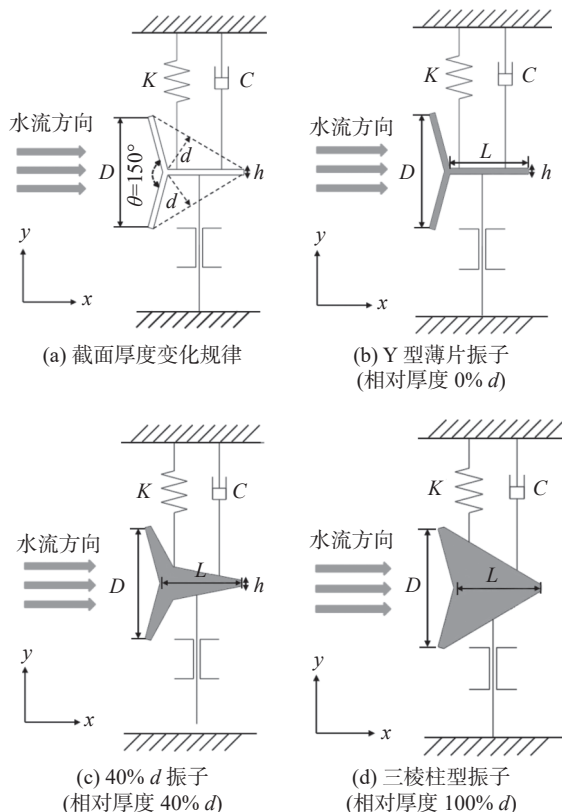


图1 振动系统示意图

Fig.1 Vibration system diagram

$$U_r = U / (f_n D)$$

$$Re = \rho U D / \mu$$

式中: f^* 为频率比; f 为振子的自振频率; A^* 为振幅比; A 为振幅; C_{fy} 为振子在 y 方向所受升力系数; U_r 为折合流速; F_y 为振子在 y 方向上所受升力; U 为来流流速。

1.2 结构动力学方程

为简化研究问题,突出研究重点,将振子视为刚体,并由线性弹簧弹性支撑,线性导轨限制振动系统在横向(y 方向)进行单自由度振动,并连接具有阻尼的传动机构。该系统可以理想化为一个单自由度的质量-弹簧-阻尼振动系统模型。在此模型中,振子非线性流体作用力、弹簧作用力和阻尼力共同作用下发生振动,并最终达到稳定的周期性振动状态。基于准定常假设,此时钝体周围的流体可以被认为局部稳定的,钝体受到的瞬时流体动力可以由该时刻钝体平均的升力得到。振动系统的结构动力学方程由二阶线性微分方程建模为

$$M\ddot{y} + C\dot{y} + Ky = F_y(t)$$

式中, y 、 $\dot{y}$ 、 $\ddot{y}$ 分别为振子在 y 方向上的位移、速

度和加速度。

1.3 数值方法

本文基于 Fluent 软件中的 $k-\omega$ GEKO 两方程雷诺平均湍流模型对振子周围的流场进行二维数值模拟。相关的结构动力学方程通过用户自定义函数 (UDF) 接口, 采用 Newmark- β 方法进行求解。通过 Compute_Force_And_Moment 宏获取结构当前时间步所受作用力, 并基于上一时间步参数, 求解当前时间步的结构动力学响应。计算完成后通过 Define_CG_Motion 宏更新振子运动状态, 同时将信息反馈给流场并进行计算网格的更新。

Menter 等^[20]提出的 $k-\omega$ GEKO 湍流模型旨在将 $k-\omega$ 两方程模型整合为一个鲁棒性好、通用的湍流模型。GEKO 模型引入多种可调整的自由参数, 以适应特定情况的流动条件, 覆盖不同的应用领域。对于钝体绕流问题, 流动不稳定性(如旋涡脱落)加剧了尾迹区的湍流混合, 提高了尾流的湍动能水平。在此情况下, GEKO 模型对流动非稳态效应的反映通常比传统两方程 RANS 模型(如 $k-\omega$ SST 模型^[21])表现更好。Menter 等^[20]对比经典三棱柱绕流实验, 给出了 GEKO 模型和 SST 模型的计算结果对比。

Newmark- β 方法是一种用于求解微分方程的隐式时间积分方法^[22], 此数值方法被广泛应用于有限元分析中求解动态系统的动力学响应。在 UDF 中基于当前时间步结构位移、速度、加速度和下一时间步的流体作用力, 结合振动系统的振动微分方程, 求解下一时间步的结构动力学响应, 简化的求解过程如下:

步骤 1 定义求解公式中各项系数。

$$P_1 = \frac{1}{\beta \Delta t^2}, P_2 = \frac{\alpha}{\beta \Delta t}, P_3 = \frac{1}{\beta \Delta t}, P_4 = \frac{1}{2\beta} - 1,$$

$$P_5 = \frac{\alpha}{\beta} - 1, P_6 = \left(\frac{\alpha}{2\beta} - 1\right) \Delta t$$

式中: $\alpha = 0.5$; $\beta = 0.25$ 。

步骤 2 计算系统等效刚度。

$$\bar{K} = P_1 M + P_2 C + K$$

步骤 3 计算下一时刻振子所受等效载荷。

$$\begin{aligned} \bar{F}(t+\Delta t) = & F(t+\Delta t) + M[P_1 y(t) + P_3 \dot{y}(t) + P_4 \ddot{y}(t)] \\ & + C[P_2 y(t) + P_5 \dot{y}(t) + P_6 \ddot{y}(t)] \end{aligned}$$

式中, $y(t)$ 、 $\dot{y}(t)$ 、 $\ddot{y}(t)$ 分别为当前时刻振子的位移、速度和加速度。

步骤 4 计算下一时刻振子的位移、速度和加速度。

$$y(t+\Delta t) = \bar{F}/\bar{K}$$

$$\dot{y}(t+\Delta t) = P_2[y(t+\Delta t) - y(t)] + P_5 \dot{y}(t) - P_6 \ddot{y}(t)$$

$$\ddot{y}(t+\Delta t) = P_1[y(t+\Delta t) - y(t)] - P_3 \dot{y}(t) - P_4 \ddot{y}(t)$$

2 数值模拟验证

2.1 计算域与网格划分

本文采用浸入边界法模拟流固耦合。在方形计算域中, 设置速度入口、压力出口与对称边界条件, 振子表面为绝热无滑移固壁。计算域尺寸与边界条件设置如图 2 所示, 流体以均匀来流形式沿 x 方向流动。 x 方向与 y 方向计算域长度均达到 $50 D$, 速度入口距离振子迎风面 $10 D$, 压力出口距离振子迎风面 $40 D$, 上、下对称边界距离振子几何中心均为 $25 D$ 。

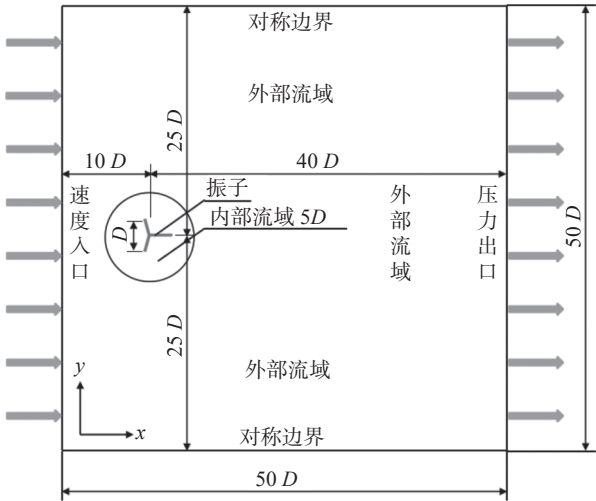


图 2 计算域与边界条件

Fig.2 Computing domain and boundary conditions

本文采用嵌套结构化网格。振子周围网格区域为直径 $5 D$ 的圆域。设置壁面法向首层网格高度为 $1.4 \times 10^{-5} \text{ m}$, 以满足壁面湍流 URANS 模拟 $y^+ \approx 1$ 的计算要求。图 3 显示了振子近壁面网格和嵌套插值层网格, 振子周围网格量约为 3.7 万, 背景网格量约为 4.5 万, 网格量总数约为 8.2 万。

2.2 计算结果与实验对比

图 4 给出了 T 型振子当折合流速 U_r 在 $5 \sim 12$ 范围内时, T 型振子的流致振动响应横向振幅比 A^* 和频率比 f^* 的数值模拟结果与实验结果的对比。频率响应方面, 两种计算模型与实验的频率

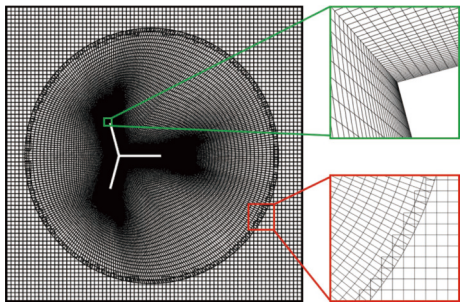


图 3 振子周围流场网格

Fig.3 Flow field mesh around the oscillator

比曲线保持了相对一致的变化规律, 振动频率比在 U_r 为 9~10 时发生了陡降, 而后随着流速的增加, 频率比上升并维持在 $f^*=0.685$ 附近。振幅响应方面, 在 U_r 为 5~9 的涡激振动分支, 两种模型计算的振幅比与实验振幅比均随折合流速的增大保持了相对一致的线性增长趋势; 而进入 U_r 为 10~12 的驰振分支后, 随着折合流速的进一步增大, SST 模型所计算的振幅比增长速率显著减缓, 明显低于 GEKO 模型, 并逐渐与实验振幅比曲线产生偏离。相比之下, GEKO 模型在此阶段的振幅比增长速率则与实验结果更为吻合。

综合考量振子横向振动的流场模拟效果, 采用 GEKO 模型的计算结果比传统 SST 模型更接近实验结果。因此, 在本文的后续研究中将统一采用 GEKO 模型来对振子所涉及的复杂湍流场进行更为精准的模拟与分析。

3 分析与讨论

3.1 不同厚度振子的流致振动响应

a. 振幅响应分析

图 5(a) 给出了 6 种不同截面厚度钝体的无量

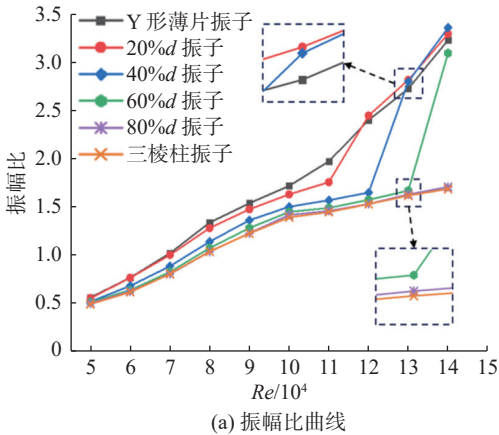


图 5 不同截面厚度振子振幅比和频率比曲线

Fig.5 Amplitude ratio and frequency ratio curves of oscillators with different cross-sectional thicknesses

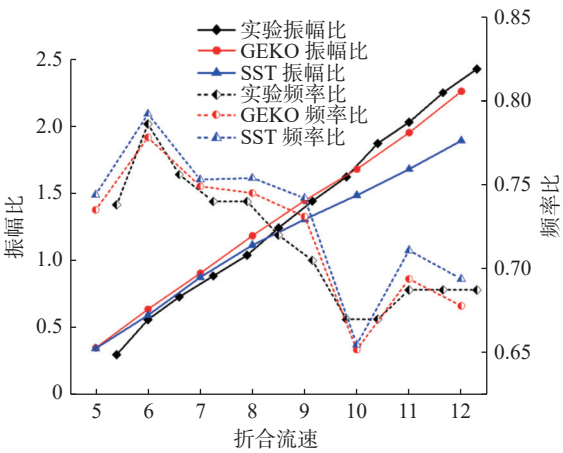


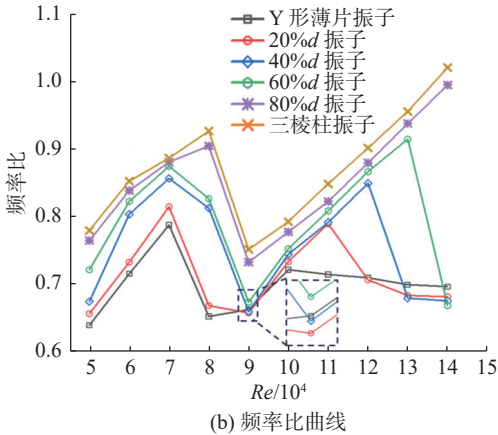
图 4 振幅比和频率比随折合流速的变化

Fig.4 Amplitude ratio and frequency ratio change with reduced flow velocity

纲横流向振幅比 A^* 随 Re 增大的变化曲线。由图可见: Y 型薄片振子无量纲振幅曲线随 Re 的增大几乎保持线性增长趋势; 而当截面厚度超过 20% d 时, 随着 Re 的增加, 无量纲振幅的增长速度开始逐渐放缓, 且这种放缓趋势随着厚度的增加而愈发明显。对于 20% d 、40% d 、60% d 厚度的振子, 其无量纲振幅分别在 $Re=1.1 \times 10^5$ 、 1.2×10^5 、 1.3×10^5 处出现陡升, 并在此后接近 Y 型薄片振子的振幅曲线。对于 80% d 和三棱柱型振子, 在实验 Re 范围内, 无量纲振幅的增长趋势较缓, 曲线斜率仅在 $Re=1 \times 10^5$ 时出现明显变化。

b. 频率响应分析

图 5(b) 给出了 6 种不同截面厚度钝体的振动频率比 f^* 随 Re 变化的曲线。由图可见, 6 种不同厚度振子在模拟 Re 范围内均未发生明显的振动锁定现象, 但均出现了明显的频率陡降点。对于薄片振子 (Y 型薄片振子和 20% d 振子) 频率陡降出现



在 Re 为 $8 \times 10^4 \sim 9 \times 10^4$ 区间内, 而对于中等厚度 ($40\% d$ 和 $60\% d$) 和大厚度 ($80\% d$ 和三棱柱型) 振子, 其频率陡降出现在 $Re=9 \times 10^4$ 左右。在达到频率陡降点之前, 各厚度振子其振动频率比曲线均呈上升趋势, 且在陡降点前会达到一个频率峰值。然而在此之后, 不同厚度的振子展现出了截然不同的振动频率特征。对于薄振子 (Y 型薄片振子和 $20\% d$), 频率比曲线将在小幅上升后逐渐下降并最终稳定在 0.695 左右; 对于中等厚度振子 ($40\% d$ 和 $60\% d$), 频率比曲线在线性上升后再次出现陡降, 二次陡降点分别对应于 $Re=1.3 \times 10^5$ 和 $Re=1.4 \times 10^5$, 并在陡降后接近于 Y 型薄片振子的振动频率比曲线; 对于大厚度 ($80\% d$ 与三棱柱型) 振子, 其频率比曲线几乎保持线性上升, 未再次出现频率陡降, 振动频率比在 $Re=1.4 \times 10^5$ 时达到

最大。

c. 尾迹特征分析

图 6 展示了 Y 型薄片振子与三棱柱型振子在不同 Re 下, 半个振动周期内的尾迹涡量云图。在低 Re 阶段, 观察到两种振子在一个完整振动周期中脱落的尾涡均呈现 $4S$ 模式。而在高 Re 下, 尾涡结构随 Re 的变化表现出不同; 在 $Re=1 \times 10^5$ 时, 两者尾涡结构为 $4P$ 模式; 在 $Re=1.4 \times 10^5$ 时, 两者尾涡结构有所区别。三棱柱型振子尾涡依旧为 $4P$ 模式, 而 Y 型薄片振子的尾涡结构为 $4P+2S$ 模式。由此可以得出规律: 在低 Re 阶段, 钝体的涡脱落频率与钝体的振动频率几乎相等, 尾涡结构为 $4S$ 模式; 在更高 Re 阶段, 钝体在一个振动周期内存在多个涡脱落周期, 涡脱落频率高于振动频率, 尾涡 $2P$ 结构分布逐渐增多^[23]。

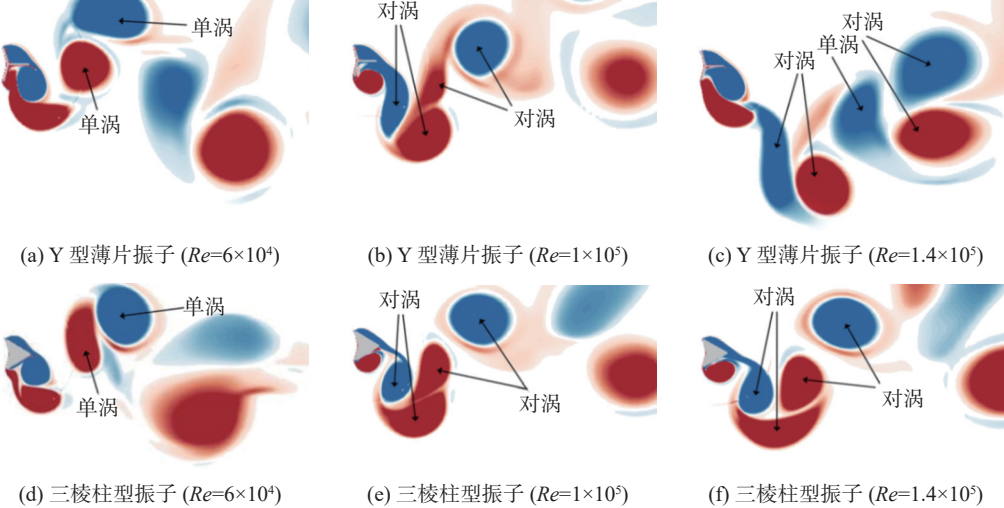


图 6 Y 型薄片振子和三棱柱型振子尾迹涡量图

Fig.6 Vortex contour diagrams of wake flow for Y -shaped thin plate oscillators and triangular prism oscillators

综合振幅比和频率比曲线的变化规律和尾涡模式可以总结得到, 在本文研究的 Re 范围内, 各厚度振子的流致振动曲线均出现了 3 个不同的流致振动分支, 即涡激振动分支 (Re 范围约为 $5 \times 10^4 \sim 8 \times 10^4$)、涡激振动-驰振的过渡分支 (Re 范围约为 $8 \times 10^4 \sim 9 \times 10^4$) 以及驰振分支 (Re 范围约为 $9 \times 10^4 \sim 1.4 \times 10^5$), 所有振子没有明显的振幅抑制区间。这表明, 各厚度振子均能耦合低 Re 下的涡激振动和高 Re 下的驰振。然而, 不同厚度钝体振子在驰振分支中的流致振动响应表现出明显的差异, 特别是中等厚度钝体存在相邻 Re 下振幅的跃升和频率的陡降现象, 后文将结合流体动力与流场作详细探讨。

3.2 升力与模态

在 $Re=1.4 \times 10^5$ 时, 三棱柱型振子和 Y 型薄片振子都展现出稳定的周期性振动, 并位于驰振分支, 故此 Re 下的流动具有代表性, 便于开展对比分析。图 7 展示了在 $5 s$ 内, 两种振子的位移与升力系数随时间的变化曲线。通过对比分析, 可以观察到两者在流体动力响应方面存在显著差异。 Y 型薄片振子的升力系数幅值约为三棱柱型振子的 2.5 倍, 而其主频却仅为三棱柱型振子的 $1/3$ 左右。此外, Y 型薄片振子的升力方向与位移方向几乎保持完全一致, 其升力的主频与振动频率也高度吻合。相反, 三棱柱型振子的升力在一个自振周期内多次波动, 其升力方向与位移方向并不

总是一致。综上所述, Y 型薄片振子的升力系数特点可概括为大幅值、低频率; 而三棱柱型振子的升力系数则呈现出低幅值、高频率的特征。

对两种振子在稳定周期性振动状态下所采集的 10 s 横向升力数据进行快速傅里叶变换(FFT 变换), 获取它们在这 10 s 时间内的横向升力频谱。图 8 展示了这两种振子在不同 Re 条件下的频谱图, 其中: 横坐标表示频率, 纵坐标表示功率谱

密度(PSD)。通过对比分析, 可以发现, 两种振子的横向升力频谱均包含两个主要的频率成分, 这两个成分分别与升力的前两阶模态相对应。Meliga 等^[24] 将它们称为结构模态(SM)和流动模态(WM)。结构模态的特征频率接近结构的固有频率, 而流动模态反映了流场的流动特征, 流动模态的特征频率对应了流体流过静止钝体时的尾涡脱落频率。

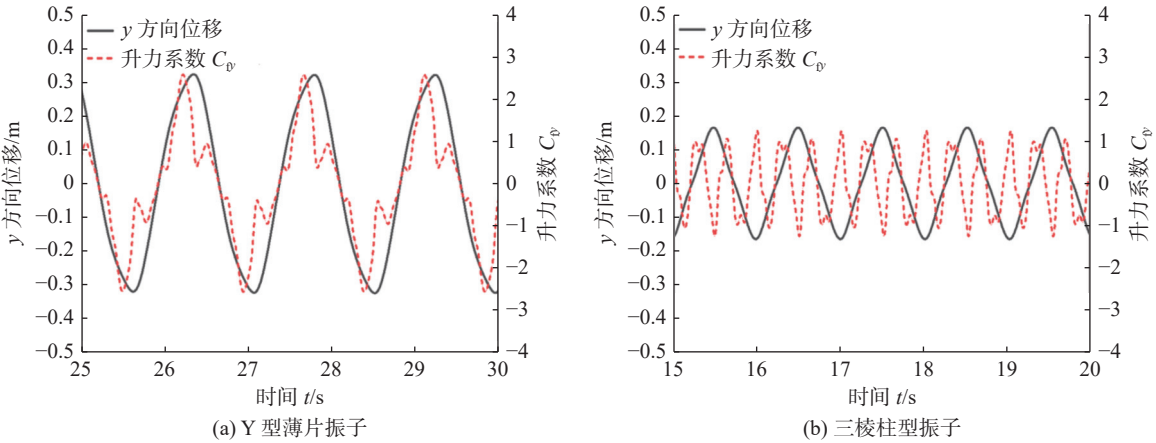


图 7 Y 型薄片振子与三棱柱型振子位移与升力系数时程曲线图 ($Re=1.4\times10^5$)

Fig.7 Time history curves of displacement and lift coefficient of Y-shaped thin plate oscillators and triangular prism oscillators ($Re=1.4\times10^5$)

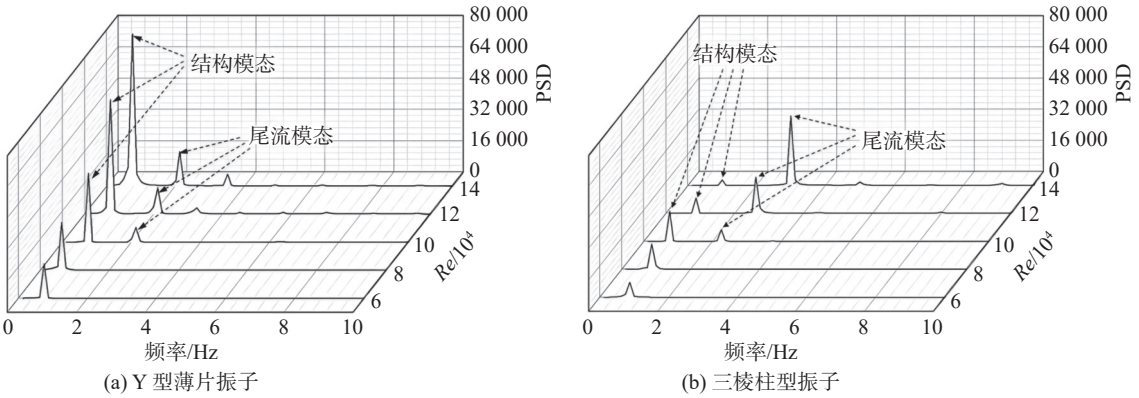


图 8 Y 型薄片振子和三棱柱型振子的升力频谱

Fig.8 Lift spectrum of Y-shaped thin plate oscillators and triangular prism oscillators

在低 Re (范围约为 $5\times10^4\sim8\times10^4$) 的涡激振动分支内, 结构模态和流动模态的特征频率接近, 流动模态锁定到结构模态, 实现了两种模态的耦合^[6], 结构自振频率与尾涡脱落频率相同; 而在高 Re (范围约为 $1\times10^5\sim1.4\times10^5$) 的驰振分支内, 钝体的尾涡脱落频率远大于结构固有频率, 结构模态与流动模态的特征频率相差较大, 此时两种模态解除耦合, 在图中表现为两种模态的独立并存^[25]。在高 Re 的驰振分支内, Y 型薄片振子与三

棱柱型振子的结构模态和流动模态展现出显著不同的变化特征。对于 Y 型薄片振子, 随着 Re 的增大, 其结构模态和流动模态的能量密度均呈增长趋势, 但结构模态能量密度始终远大于流动模态, 表明此时振动由结构模态所主导。相比之下, 随着 Re 的增长, 三棱柱型振子流动模态的能量密度逐渐增大, 而结构模态的增长趋势则相反。在此过程中, 流动模态的能量密度逐渐超过结构模态, 使得结构振动逐渐转变为由流动模态

占主导。

3.3 瞬态流动

图 9 以压强和涡量云图给出了 $Re=1.4\times10^5$ 时一个振动周期内 Y 型薄片振子和三棱柱型振子近表面处的旋涡脱落与流动发展历程。对于三棱柱型振子，在振动过程中，分离的涡流会附着于其上下表面。由于贴体涡流的交替脱落，三棱柱型振子受到明显的脉动压力影响，表现出明显的涡激振动特征。

然而，旋涡对 Y 型薄片振子的激励作用与三棱柱型振子有明显区别。Y 型薄片振子位移过程

中，与位移方向相反的异侧分离涡受迎流板与尾板之间的空间阻隔，并未附着于尾板，减小了振子异侧表面整体负压程度，弱化了旋涡脱落的脉动压力影响。随着振子的持续运动，与位移方向相同的同侧分离剪切层在尾板同侧表面附着，使得此处负压增强。由上下表面压差引起的附加升力大于尾涡脱落产生的脉动升力，并持续推动振子同向位移，从而加剧了结构失稳。这一现象是钝体自激振动的主要驱动力，且附加升力是由结构运动诱导产生的，故此时升力的主频与结构振动频率相一致。

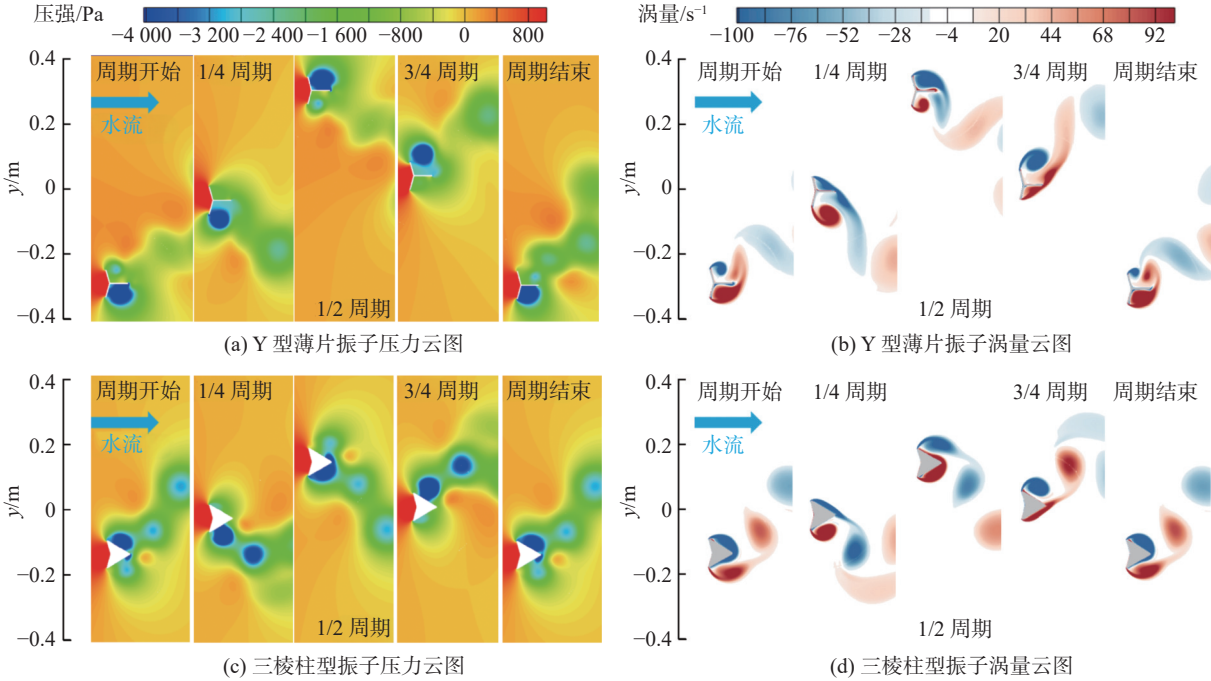


图 9 单个振动周期内 Y 型薄片振子和三棱柱型振子的流场压力分布与涡量云图 ($Re=1.4\times10^5$)

Fig.9 Flow field pressure distribution and vorticity contour of Y-shaped thin plate oscillators and triangular prism oscillators during a single vibration cycle ($Re=1.4\times10^5$)

通过对前文所述两类振子的升力、模态以及流场流动发展规律的探讨，可以得出相应的结论：在驰振分支内，低频率的结构模态和高频率的流动模态是独立且并存的，当结构模态占主导时，钝体在振动过程中会削弱尾涡脱落所产生的脉动升力影响，从而增强了结构的自激振动和结构失稳，在此情况下，振动将呈现出高振幅、低频率的典型驰振特点；相反，当流动模态占主导时，则意味着结构此时受尾涡交替脱落所引发的强迫振动影响较为显著，自激振动受到相应抑制。与结构模态主导时的流致振动响应相比较，此时的振动将呈现出与涡激振动相似的低振幅、高频率特征。

3.4 特定工况分析

如前文所述，中等厚度 (40% d 和 60% d) 振子在特定的 Re 区间内经历了振幅的跃升和频率的陡降，为深入理解这一现象，本节结合流体动力与流场作详细探讨。图 10(a)、(b) 所示分别为 40% d 和 60% d 振子在横流方向上的升力频谱。通过观察频谱，可以清晰地看到振幅跃升前后升力模态的变化情况：在振幅跃升之前，流动模态的能量密度高于结构模态，表明振子振动由流动模态主导，而在振幅跃升之后，结构模态的能量密度高于流动模态，表明此时振动由结构模态所主导。

图 11 为 40% d 振子振幅跃升前后近壁面流动特性的变化。振幅跃升前，振子上下两侧的分

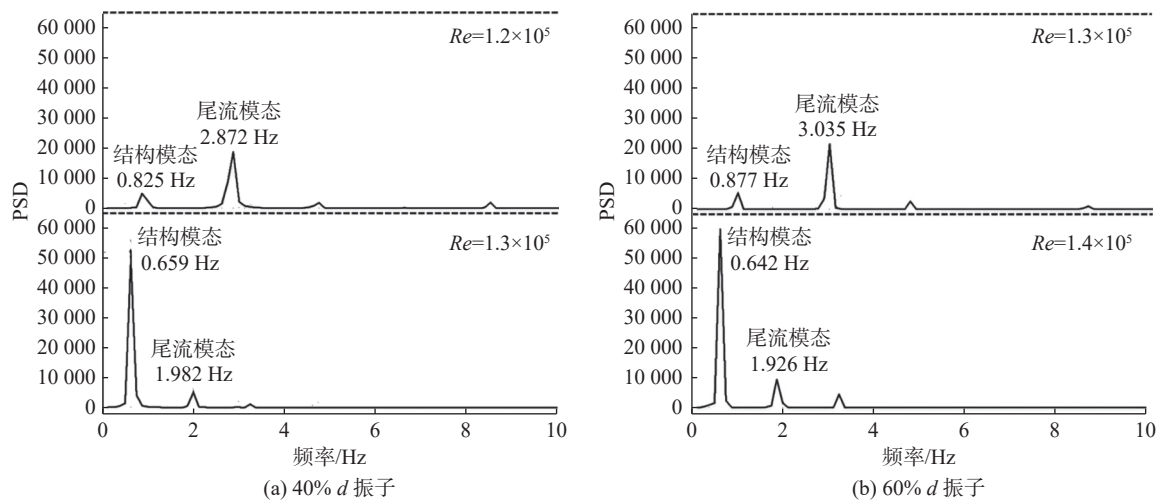


图 10 中等厚度振子振幅跃升前后横向升力频谱

Fig.10 Transverse lift spectrum of medium-thickness oscillators before and after the amplitude jump

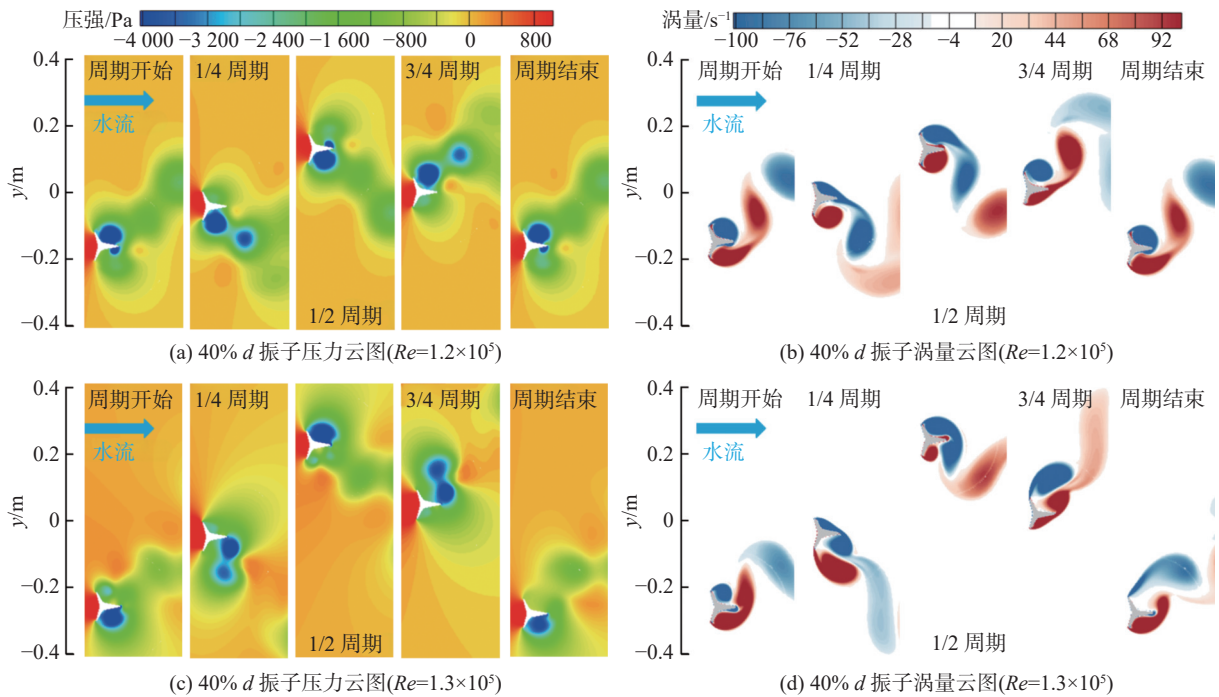


图 11 单个振动周期内 40% d 振子流场压力分布与涡量云图

Fig.11 Flow field pressure distribution and vorticity contour of the 40% d oscillators during a single vibration cycle

涡贴体, 脱落时振子将受到脉动压力。 Re 上升后, 振子横向位移速度加快, 振幅增大, 直至达到特征 Re , 此时振子在位移过程中甩离了异侧分离涡, 弱化了旋涡脱落产生的脉动升力。

综合上述分析可得: 随着来流 Re 的增加, 振子运动状态的微小变化会改变结构近壁面流动特性, 从而引发模态的转换, 即振动由流动模态主导转变为由结构模态主导, 进一步增强了结构的自激振动, 最终实现了振幅的跃升。此结论也与上文中的分析相互印证。

4 结 论

本文在较大的 Re 范围 ($5\times 10^4 \sim 1.4\times 10^5$) 内, 对不同厚度刚性振子的流致振动特性开展了数值模拟研究, 分析了不同振子的流致振动响应、升力模态及瞬态流场, 重点对比了 Y 型薄片振子与三棱柱型钝体振子的流致振动特性, 主要结论如下:

a. 本文所研究的 6 种不同厚度的振子均能实现低 Re 下涡激振动与较高 Re 下驰振的耦合。然而, 在驰振分支内, 振子的流致振动特性对其截

面厚度的变化表现出极高的敏感性。具体而言，薄片型振子的振动呈现出高振幅、低频率的典型驰振特点，而大厚度振子的振动则更倾向于展现出涡激振动的特征，即低振幅和高频率。

b. 当振子处于驰振状态时，其升力的结构模态与流动模态并存且相互独立，二者之间存在一种竞争关系。若结构模态占据主导，表明此时升力的主频与结构的振动频率相吻合，振子的自激振动增强，从而使得振动展现出驰振的典型特征。而当流动模态占据主导时，振子受尾涡交替脱落的强迫振动影响较为显著。在此情况下，升力的主频会趋近于尾涡脱落的频率，导致其自激振动受到抑制，从而使得振动表现出类似于涡激振动的特征。

c. 在较高的 Re 范围(约为 $1.2\times10^5 \sim 1.4\times10^5$) 内，中等厚度振子的振幅出现跃升并伴随自振频率的陡降。这主要是由于振子运动状态的微小变化导致了结构近壁面流动特性改变，使得振动由流动模态主导转变为由结构模态主导，增强了结构的自激振动。

参考文献:

[1] 蒋子明, 祁建跃, 孙雯萱, 等. 江苏沿海区域波能流特性分析[J]. 能源研究与信息, 2024, 40(4): 196–202.

[2] BERNITSAS M M, RAGHAVAN K, BEN-SIMON Y, et al. VIVACE (vortex induced vibration aquatic clean energy): a new concept in generation of clean and renewable energy from fluid flow[J]. *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, 2008, 130(4): 041101.

[3] 赵兴强, 王军雷, 蔡骏, 等. 基于风致振动效应的微型风能收集器研究现状[J]. 振动与冲击, 2017, 36(16): 106–112.

[4] WILLIAMSON C H K, GOVARDHAN R. Vortex-induced vibrations[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2004, 36(36): 413–455.

[5] KHALAK A, WILLIAMSON C H K. Dynamics of a hydroelastic cylinder with very low mass and damping[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 1996, 10(5): 455–472.

[6] ZHANG W W, LI X T, YE Z Y, et al. Mechanism of frequency lock-in in vortex-induced vibrations at low Reynolds numbers[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2015, 783: 72–102.

[7] BEARMAN P W. Vortex shedding from oscillating bluff bodies[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1984, 16:

195–222.

[8] BARRERO-GIL A, FERNANDEZ-ARROYO P. Maximum vortex-induced vibrations of a square prism[J]. *Wind and Structures*, 2013, 16(4): 341–354.

[9] KHALAK A, WILLIAMSON C H K. Fluid forces and dynamics of a hydroelastic structure with very low mass and damping[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 1997, 11(8): 973–982.

[10] 丁林, 张力, 姜德义. 高 Re 范围内不同形状柱体流致振动特性研究[J]. 振动与冲击, 2015, 34(12): 176–181.

[11] HU G, TSE K T, WEI M H, et al. Experimental investigation on the efficiency of circular cylinder-based wind energy harvester with different rod-shaped attachments[J]. *Applied Energy*, 2018, 226: 682–689.

[12] XING J T, REZAEI M, DAI H L, et al. Investigating the effect of surface protrusions on galloping energy harvesting[J]. *Applied Physics Letters*, 2023, 122(15): 153902.

[13] HE X F, YANG X K, JIANG S L. Enhancement of wind energy harvesting by interaction between vortex-induced vibration and galloping[J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 112(3): 033901.

[14] 燕翔, 练继建, 刘昉, 等. T形截面振子的驰振特性试验研究[J]. 振动工程学报, 2019, 32(3): 431–438.

[15] LIU J J, CHEN Y J, XIA W, et al. An innovative V-shaped piezoelectric energy harvester for wind energy based on the fully fluid–solid–electric coupling[J]. *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, 2021, 13(6): 063304.

[16] LIU F R, ZOU H X, ZHANG W M, et al. Y-type three-blade bluff body for wind energy harvesting[J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 112(23): 233903.

[17] 王琼, 黄良沛, 周程峰, 等. 曲面驰振风能采集器动力学设计与性能研究[J]. 振动工程学报, 2022, 35(3): 635–642.

[18] MANNINI C, MASSAI T, MARRA A M. Modeling the interference of vortex-induced vibration and galloping for a slender rectangular prism[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 2018, 419: 493–509.

[19] TAMURA Y, SHIMADA K. A mathematical model for the transverse oscillations of square cylinders[C]//Proceedings of the International Conference on Flow Induced Vibrations. Bedford: BHRA Fluid Engineering Centre, 1987: 12–14.

[20] MENTER F R, LECHNER R. Best practice: generalized $k-\omega$ two-equation turbulence model in ANSYS CFD (GEKO)[M]. Canonsburg: ANSYS Inc, 2019.

[14] WANG P, WANG P J. Asymmetry in return reversals or asymmetry in volatilities? —New evidence from new markets[J]. [Quantitative Finance](#), 2011, 11(2): 271–285.

[15] 赵华, 麻露, 唐菲婕. 跳跃、共跳和非预期宏观信息 [J]. 管理科学学报, 2017, 20(10): 17–30.

[16] 贾盾, 孙溪, 郭瑞. 货币政策公告、政策不确定性及股票市场的预公告溢价效应——来自中国市场的证据 [J]. 金融研究, 2019(7): 76–95.

[17] BERNANKE B S, KUTTNER K N. What explains the stock market's reaction to federal reserve policy?[J]. [The Journal of Finance](#), 2005, 60(3): 1221–1257.

[18] 陈创练, 王浩楠, 单敬群. 美联储政策对全球经济的溢出效应与国际货币政策协调机制研究 [J]. 统计研究, 2023, 40(6): 20–35.

[19] 李斌, 雷印如, 王健. 美联储货币政策溢出、央行预期管理与中国资产价格 [J]. 世界经济, 2024, 47(1): 57–85.

[20] 姜富伟, 郭鹏, 郭豫媚. 美联储货币政策对我国资产价格的影响 [J]. 金融研究, 2019(5): 37–55.

(编辑：丁红艺)

(上接第 566 页)

[21] MENTER F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. *AIAA Journal*, 1994, 32(8): 1598-1605.

[22] NEWMARK N M. A method of computation for structural dynamics[J]. [Journal of the Engineering Mechanics Division](#), 1959, 85(3): 67–94.

[23] 史旭阳, 黄典贵. 低 Re 下双向受迫振动圆柱尾涡结构分析 [J]. 工程热物理学报, 2020, 41(8): 1917–1923.

[24] MELIGA P, CHOMAZ J M. An asymptotic expansion for the vortex-induced vibrations of a circular cylinder[J]. [Journal of Fluid Mechanics](#), 2011, 671: 137–167.

[25] LI X T, LYU Z, KOU J Q, et al. Mode competition in galloping of a square cylinder at low Reynolds number[J]. [Journal of Fluid Mechanics](#), 2019, 867: 516–555.

(编辑：丁红艺)