

简报

轴向磁场下圆柱-柔性薄梁流固耦合数值研究*

张启龙, 王婕, 张年梅[†]

(中国科学院大学工程科学学院, 北京 101408)
(2025 年 3 月 10 日收稿; 2025 年 4 月 29 日收修改稿)

Zhang Q L, Wang J, Zhang N M. Numerical study on fluid-structure interaction of a cylinder-flexible thin beam under an axial magnetic field[J]. Journal of University of Chinese Academy of Sciences, 2026, 43(5): 694-705. DOI: 10. 7523/j.ucas. 2025. 029.

摘要 对轴向磁场作用下的流致振动问题进行数值研究, 应用有限元方法模拟磁场和圆柱-柔性薄梁振动共同作用下金属流体速度场, 分析磁场强度和柔性薄梁长度对柔性薄梁振幅、振动频率以及流场流动特性的影响。结果表明: 柔性薄梁在绕流脱涡作用下做周期性振动, 其主导振型与欧拉-伯努利梁的一阶固有模态相似。随着磁场强度增加, 流场非定常流动将被抑制, 柔性薄梁振幅减小; 柔性薄梁长度增加将使振动频率减小, 振幅呈先增大后减小的非线性关系。对于流场脱涡特性, 磁场强度增加促进涡的耗散, 降低涡脱落频率; 柔性薄梁长度越长, 其与圆柱绕流剪切层相互作用时的能量耗散越大, 显著改变了脱涡模式, 从脱涡流态转变为稳定流态的临界哈特曼数随柔性薄梁长度增加而减小。

关键词 磁流固耦合; 圆柱-柔性薄梁; 流动特征; 流致振动

中图分类号: O361.3; O353.4 文献标志码: A DOI: 10. 7523/j.ucas. 2025. 029

Numerical study on fluid-structure interaction of a cylinder-flexible thin beam under an axial magnetic field

ZHANG Qilong, WANG Jie, ZHANG Nianmei

(School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 101408, China)

Abstract This paper conducts a numerical study on the problem of flow-induced vibration under an axial magnetic field. The finite element method is used to simulate the velocity field of the metal fluid under the combined effects of the magnetic field and the vibration of a cylinder-flexible beam. This research analyzes the influence of magnetic field intensity and flexible beam length on the amplitude, vibration frequency of the flexible beam, and the flow characteristics of the flow field. The results indicate that the flexible beam undergoes periodic vibrations due to vortex shedding effects, and the dominant vibration mode exhibits a close resemblance to the first-order natural mode of an Euler-Bernoulli beam. As the magnetic field intensity increases, the unsteady flow in the flow

* 国家自然科学基金(52176089)资助

[†] 通信作者, E-mail: nmzhang@ucas.ac.cn

field is suppressed, resulting in a decrease in the amplitude of the flexible beam. Increasing the length of the flexible beam decreases the vibration frequency, while the amplitude shows a nonlinear relationship that first increases and then decreases. Regarding the vortex shedding characteristics of the flow field, an increase in magnetic field intensity promotes vortex dissipation, and reduces the frequency of vortex shedding. Additionally, the longer the flexible beam, the greater the energy dissipation during its interaction with the cylinder shear layer, which significantly changes the vortex shedding pattern; the critical Hartmann number for the transition from vortex shedding flow to steady flow decreases with the increase in the flexible beam length.

Keywords magneto-fluid-structure interaction; cylinder-flexible thin beam; flow pattern; flow-induced vibration

流固耦合问题在力学研究中占据重要地位。自然界中存在许多流固耦合现象,例如鱼类尾部的摆动推进^[1]、人体心脏的瓣膜^[2]以及风中颤动的树叶等。圆柱-柔性体复合结构绕流现象是流固耦合研究中的经典问题,属于复杂的流固耦合系统。在绕流过程中,流体的流动特性发生变化,并以新的流动状态与柔性体相互作用,诱发柔性体的变形与运动。同时,柔性体的运动也会反馈给流场,进一步影响流体流动,从而形成复杂的双向耦合系统。

学者们通过实验手段对圆柱-柔性体结构的流固耦合问题进行研究,系统分析了柔性体的几何尺寸和弹性模量对流体流动特性和固体动力学响应的影响。Apelt等^[3-4]研究发现圆柱后附刚性分流板可以延长圆柱绕流剪切层,抑制脱涡,同时板表面也将产生二次涡。Hu等^[5-6]研究圆柱后附柔性分流板下游的流动结构,发现随着板长增加,尾流中形成2S(two single)、2S_reverse、2P(two pair)和P+S共4种不同脱涡模式。Sharma和Dutta^[7]通过实验研究方柱后附刚性或柔性板的流固耦合问题,发现刚性板后的尾流脱涡频率较小。Shen等^[8]研究发现随着圆柱后附柔性体长度增加,尾流脱涡频率减小。Sunil等^[9]通过实验研究发现圆柱后的柔性分流板表面剪切层将在柔性板末端分离脱涡,与主涡结合后形成逆卡门涡街。Yayla和Teksin^[10]采用PIV技术研究圆柱后附柔性分流板的流动结构,发现分流板对脱涡与流场非定常速度脉动有抑制作用。De Nayer等^[11]研究柔性体宽度对振动特性的影响,指出较宽的柔性体会沿宽度方向发生扭转,降低柔性体振幅。Cui和Feng^[12]对比不同宽度柔性分流板对流动与固体振动的控制作用,结果表明宽柔性分流板对流动与涡激振动的抑制效果较强。

来流速度对流体流动和固体振动响应的影响也通过实验得到了广泛研究。Shi等^[13]研究不同流速下方柱后方能量收集薄膜的振动特性和应变能分布,随着流速增加观察到3种振动模式:悬臂振动、行波振动和准周期摆动。Shukla等^[14]通过实验研究圆柱后附柔性板在来流作用下的振动频率与振幅,发现大抗弯刚度的柔性板需要更高的流速来达到最大振幅。Saiz等^[15]研究流体作用柔性薄膜的运动特性,并根据振幅和跨度相干性将其分为4种运动模式:低振幅的小幅振荡、脱涡频率与一阶固有频率相同的共振、发生剧烈三维偏转的混沌和围绕一新平衡位置振动的双稳态。

数值模拟也是研究流固耦合问题的重要方法。流固耦合问题的复杂性使得实验测量受限,而数值计算重复性强,可视性好,并且能从中获取流场或固体运动的全部信息。常用的数值模拟方法包括任意拉格朗日欧拉方法^[16]、浸入边界法^[17]和谱元法^[18]。Abdi等^[19]研究使用多个分流板对圆柱尾流的控制,发现与单板的情况相比,使用双分流板和三分流板可进一步降低阻力和涡脱落频率。Wu等^[20]提出一种改进的浸入边界格子玻尔兹曼方法,研究不同长度、抗弯刚度的细丝对下游流场的影响,发现细丝摆动能抑制圆柱的升力波动和涡脱落。Pfister和Marquet^[21]数值研究弹性分流板与圆柱尾流的相互作用,随着分流板刚度减小,观察到4种不同的动力学状态:静止于初始位置的稳态、围绕初始位置的对称周期振动、偏离初始位置的对称周期振动和围绕初始位置的对称准周期振动。Furquan和Mittal^[22]研究圆柱后柔性细丝的涡激振动,总结了流体和细丝之间能量传递速率随空间和时间的变化关系。Mao等^[23]使用浸没边界法研究圆柱体后方柔性体振动的减阻特性,分析了柔性体长度、弯曲刚度和振动频率对

减阻的影响。Lee 和 You^[24]对圆柱后柔性分流板的涡激振动开展数值研究,总结了分流板的阻力系数、升力系数、脱涡频率和末端位移与其抗弯刚度的函数关系。Zhu 等^[25]对带柔性分流板的圆柱绕流问题开展数值研究,随着板长与刚度变化,观察到 5 种不同的振动响应模式,还发现分流板边界层与圆柱边界层之间存在 4 种不同相互作用。

流固耦合现象在工程领域中也广泛存在,例如国际热核实验反应堆中的包层^[26]。包层承担着聚变反应原料氘的增殖与能量转换的双重任务。当液态金属在包层中流动时,外部强磁场产生的洛伦兹力会影响流场速度分布,从而降低换热效率并增加压降^[27]。为提高换热效率与能量利用率,包层内通常会加装绕流物以充当涡发生器^[28],从而生成涡街,增强对流效果,促进换热。

目前对磁流体动力学(magnetohydrodynamic, MHD)中圆柱-柔性体流固耦合问题的研究较少,已有的研究大多关注 MHD 圆柱绕流问题。Kolesnikov 和 Tsinober^[29]实验研究轴向磁场下的 MHD 圆柱绕流问题,发现外部磁场使圆柱尾流变窄。Frank 等^[30]通过实验验证了准二维流动理论,还观察到强磁场下尾涡的破裂现象。Rhoads 等^[31]开展自由表面 MHD 实验,研究了相互作用数 N 对尾涡流动的影响。Dousset 和 Poth  rat^[32]数值研究磁场作用下方管中液态金属的圆柱绕流,使用雷诺数与哈特曼数之比 Re/Ha 界定不同脱涡流态,发现侧层分离脱涡会阻碍主涡传播。M  ck 等^[33]通过三维模拟研究 MHD 方柱绕流问题,观察到涡轴与磁场线平行的涡呈中间粗两头细的雪茄状,认为哈特曼壁附近涡强度降低是弱惯性效应导致。Hussam 和 Sheard^[34]通过数值研究圆柱阻塞比和通道间隙比对脱涡频率的影响,发现阻塞比增大将促进脱涡,而间隙比增大将抑制脱涡。

现有关于圆柱-柔性体流固耦合的动力学研究主要集中在流体和固体 2 种物理场的相互作用,有关 MHD 圆柱-柔性体流固耦合问题的研究则相对较少。因此,研究外加磁场作用下圆柱-柔性体复合结构的流固耦合问题有助于深入理解其增强流动的物理机理,为工程生产提供理论指导。本文基于有限元软件 COMSOL Multiphysics,开展外加磁场作用下圆柱-柔性体磁流固耦合动力学特性的数值研究,重点探讨磁场强度和柔性体长度对流场脱涡行为及柔性体振动特性的影响。

1 问题描述

1.1 模型构建

图 1 是 MHD 圆柱-柔性薄梁磁流固耦合问题的示意图,通道壁面与圆柱均绝缘,计算域尺寸为长 $196d\times$ 宽 $6.67d\times$ 高 $10d$ (d 为圆柱直径),柔性薄梁其余几何和物理参数如表 1 所示。

1.2 控制方程

考虑流体为不可压缩的导电牛顿流体,流动控制方程如下

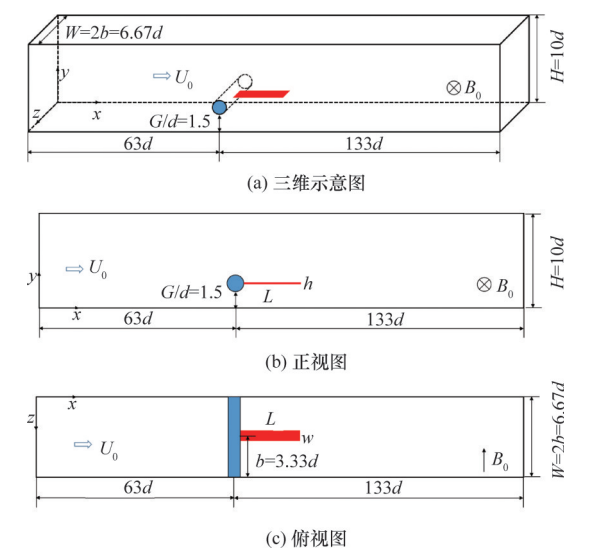


图 1 绝缘通道内的圆柱-柔性薄梁示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the cylinder-flexible beam in the insulated channel

表 1 数值模拟的物理和几何参数

Table 1 Physical and geometric parameters for numerical simulation

符号	含义	数值
ρ_f	流体密度/(kg/m ³)	6 360
σ	电导率/(S/m)	3.1×10^6
ν	运动黏度/(m ² /s)	2.98×10^{-7}
U_0	平均来流速度/(m/s)	0.040 4
d	圆柱直径/mm	6
G	圆柱与底板间隙/mm	9
ρ_s	柔性薄梁密度/(kg/m ³)	2 150
h	柔性薄梁厚度/mm	1
L	柔性薄梁长度/mm	12、24、36、48、60
w	柔性薄梁宽度/mm	3
E	弹性模量/(N/m ²)	1×10^6
μ	泊松比	0.42
B_0	磁感应强度/T	0.2 ~ 1.5
b	沿磁场方向的半宽/mm	20

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_f = 0, \quad (1)$$

$$\rho_f \left[\frac{\partial \mathbf{u}_f}{\partial t} + ((\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_m) \cdot \nabla) \mathbf{u}_f \right] = -\nabla p + \rho_f \nu \nabla^2 \mathbf{u}_f + (\mathbf{j} \times \mathbf{B}), \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0, \quad (3)$$

$$\mathbf{j} = \sigma (-\nabla \phi + \mathbf{u}_f \times \mathbf{B}). \quad (4)$$

其中, $\mathbf{u}_f$ 为流体流速, ρ_f 为流体密度, $\mathbf{u}_m$ 为网格运动速度, ν 为流体运动黏度, p 为流体压力, $\mathbf{j}$ 为流场电流密度, σ 为流体电导率, ϕ 为电势, $\mathbf{B}$ 为外部磁感应强度, 此处为一稳恒磁场 $\mathbf{B}=(0, 0, B_0)$, $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 表示洛伦兹力。

部分无量纲数 Re 、 Ha 、 N 的定义如下所示

$$Re = \frac{U_0 d}{\nu}, \quad (5)$$

$$Ha = B_0 b \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_f \nu}}, \quad (6)$$

$$N = \frac{\sigma d B_0^2}{\rho_f U_0}. \quad (7)$$

其中, 雷诺数 Re 表示惯性力与黏性力之比, 哈特曼数 Ha 表示电磁力与黏性力之比, 相互作用数 N 表示电磁力与惯性力之比。本研究的磁场强度变化范围为 $B_0=0.2 \sim 1.5 \text{ T}$, 相应的哈特曼数 $Ha=161.6 \sim 1212$, 相互作用数 $N=2.924 \sim 164.475$ 。

沿圆柱轴向施加稳恒磁场 $\mathbf{B}=(0, 0, B_0)$, 由于磁雷诺数 R 足够小 ($R=\sigma \eta U_0 l$, η 为真空磁导率, l 为计算域长度 $196d$, 且 $R \ll 1$), 感应磁场可忽略不计。在磁场足够大时 ($Ha \gg 1, N \gg 1$), 洛伦兹力会显著抑制哈特曼边界层以外沿磁场线方向的速度波动, 流场沿磁场方向的分布包括主流区和2处哈特曼边界层。主流区中沿磁场方向的速度分量几乎保持不变, 而哈特曼边界层厚度极小, 仅为原特征尺度(计算域半宽)的 $1/Ha$, 量级为 $\sim O(10^{-2})$ 。本研究计算域宽度 $W=40 \text{ mm}$, 半宽 $b=20 \text{ mm}$, 柔性薄梁位于计算域中央主流区内部, 且薄梁宽度仅为 3 mm , 远离哈特曼边界层, 因此可将这种情况下的 MHD 流动视为准二维流动^[35]。在 $N > 1$ 时, 流动完成由三维向准二维的转变^[33], 可沿磁场方向对 Navier-Stokes 方程进行空间平均, 即可将动量方程从三维简化为二维方程

$$\nabla_{\perp} \cdot \mathbf{u}_{f\perp} = 0, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{u}_{f\perp}}{\partial t} + ((\mathbf{u}_{f\perp} - \mathbf{u}_{m\perp}) \cdot \nabla_{\perp}) \mathbf{u}_{f\perp} = \\ -\frac{1}{\rho_f} \nabla_{\perp} p_{\perp} + \nu \nabla_{\perp}^2 \mathbf{u}_{f\perp} - \mathbf{u}_{f\perp} \frac{B_0 \sqrt{\sigma \nu}}{b \sqrt{\rho_f}}. \end{aligned} \quad (9)$$

式(8)和式(9)中的下标 $\perp$ 表示该物理量在垂直磁场线方向的 xy 平面内的分量。

由于柔性薄梁的厚度与长度之比 $h/L < 0.1$, 因此可将柔性薄梁的流致振动视作一欧拉-伯努利悬臂梁在流场载荷作用下的强迫振动, 其运动方程为

$$\rho_s A \frac{\partial^2 \mathbf{w}_s}{\partial t^2} + EJ \frac{\partial^4 \mathbf{w}_s}{\partial x^4} = \mathbf{F}_f. \quad (10)$$

其中, $\mathbf{w}_s$ 为固体在 y 方向的位移, ρ_s 为固体密度, A 为梁的横截面积, E 为弹性模量, J 为横截面对中性轴的惯性矩, $\mathbf{F}_f$ 为流体对梁施加的沿 y 方向的力。

流体在固体结构表面上满足无滑移边界条件, 其中 $\mathbf{u}_{f\perp, y}$ 为流速沿 y 方向的分量

$$\mathbf{u}_{f\perp, y} = \frac{\partial \mathbf{w}_s}{\partial t}. \quad (11)$$

其余边界条件设置如下: 流体计算域左侧入口设定边界条件为平均流速 $U_0=0.0404 \text{ m/s}$ 的充分发展流, 压力边界条件 $\partial p / \partial n = 0$; 右侧出口的速度边界条件 $\partial \mathbf{u}_{f\perp} / \partial n = 0$, 压力边界条件 $p=0$; 计算域上下壁面、圆柱表面和柔性薄梁表面均设定无滑移边界条件; 柔性薄梁与圆柱相连的一端固支, 右端为自由边界条件。

2 算例设置

2.1 网格划分与无关性验证

数值计算采用非结构化网格, 流体和固体计算域均使用三角形单元划分网格。为提高计算精度, 在圆柱后长 $30d$ 、高 $3d$ 的计算域内进行网格加密。此外, 还在圆柱表面、柔性薄梁表面和上下壁面附近进行边界层网格加密。

选取4套不同尺寸的网格在梁长 $L/d=4$ 、磁场强度 $Ha=161.6$ 的条件下进行数值计算, 4种网格设置下得到的阻力系数、升力系数与脱涡频率的斯特劳哈尔数 St 如表2所示。其中阻力系数 $C_d=2F_d/\rho_f U_0^2 d$, 为投影面积上的阻力与动压力之比, 升力系数 $C_l=2F_l/\rho_f U_0^2 (d+L)$, 为投影面积上的升力

表2 4套网格的流动特征量对比

Table 2 Comparison of the flow quantities for four grid sets

网格编号	网格数量	$\overline{C_d}$	C_{l-rms}	St
M1	56 658	0.961	0.297	0.193
M2	73 470	0.957	0.299	0.191
M3	91 280	0.952	0.296	0.188
M4	144 462	0.952	0.296	0.188

与动压力之比, $St=f_{\text{fluid}}d/U_0$ 。

对比可知,4种网格计算结果差别较小。当网格数由 91 280 增至 144 462 时, $\overline{C_d}$ 、 $C_{l-\text{rms}}$ 和 St 的值几乎不再变化,因此本文选择 M3 网格。

2.2 程序可靠性验证

为验证数值计算的准确性,选择 Turek 等^[36]

的圆柱-柔性板结构绕流算例进行验证。采用文中 FSI3 算例的参数,测得圆柱-柔性板表面升、阻力随时间的变化。对比结果如图 2 和表 3 所示,COMSOL 软件的计算结果与文献[36]非常接近,表明本文的网格生成方法有较高的计算精确度,能准确解决二维流固耦合问题。

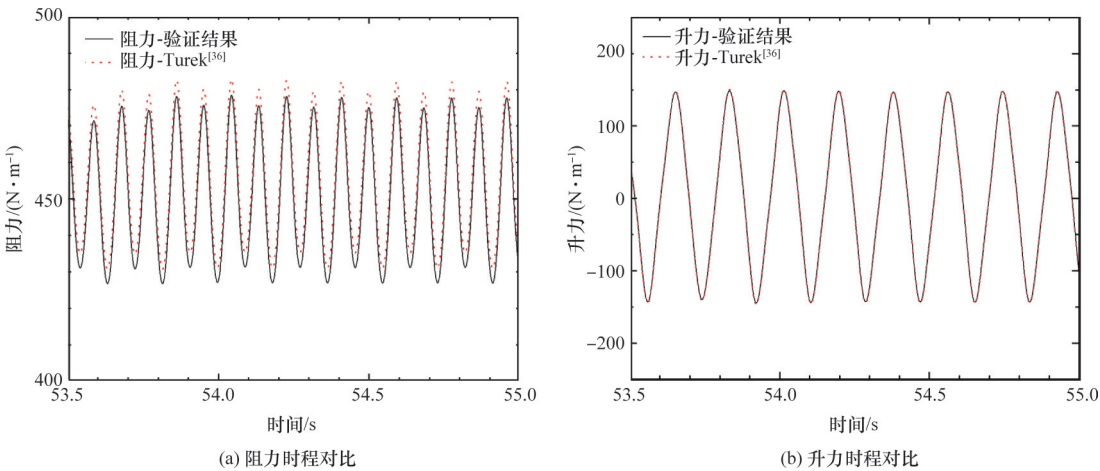


图 2 阻力、升力时程与 Turek^[36]的对比

Fig. 2 Comparison of time history of drag force and lift force with Turek^[36]

表 3 阻力、升力最大值与 Turek^[36]的结果对比
Table 3 Comparison of the maximum value of drag force and lift force with Turek^[36]

	验证结果	Turek ^[36]	误差/%
阻力最大值/(N/m)	477.71	482.17	0.92
升力最大值/(N/m)	147.76	151.86	2.70

3 结果与讨论

3.1 柔性薄梁的流致振动特性

3.1.1 磁场强度对流致振动特性的影响

磁场强度的变化会影响流场的速度分布,进而导致柔性薄梁呈现不同的流致振动特性。图 3(a)~3(c)为不同长度柔性薄梁末端的振幅 Y_{max} 和振动平衡位置 Y_{mean} 随磁场强度 Ha 的变化。图 3(d)~3(f)则展示了不同长度柔性薄梁的振动频率 f_{solid} 与相应工况的脱涡主频 f_{fluid} 随磁场强度 Ha 的变化。

如图 3(a)、3(d)所示,当梁长 $L/d=2$,磁场强度 $Ha=161.6$ 时,柔性薄梁末端最大振幅为 $0.0235d$,振幅随磁场强度增加而减小,并在 $Ha=1131.2$ 时降至 0。在 $161.6 < Ha < 1131.2$ 的区间内,随着磁场强度的增加,柔性薄梁振动频率几乎维持不变,且始终与流场脱涡频率相等,表明圆柱边界层的

分离脱涡是柔性薄梁振动的主要驱动力。这也解释了振幅随磁场强度增加而减小的现象:周期性脱涡是柔性薄梁振动的外部激励源,脱涡强度随磁场增加而减小,导致柔性薄梁振动受到抑制。

此外,结果表明柔性薄梁振动的平衡位置 Y_{mean} 最初偏向 upper 侧,但偏移量随磁场强度增加而逐渐减小,最终回归初始位置。平衡位置偏上的现象可归因于充分发展流的流速在高度方向 (y 轴) 上呈抛物线分布,由于圆柱与柔性薄梁的位置较靠近底壁,柔性薄梁 upper 侧流速显著大于下侧流速,从而产生了向上的净升力。随着磁场强度增加,洛伦兹力对流速的抑制作用增强,沿 z 轴的流速分布趋于平缓,这使得柔性薄梁上下侧的流速差减小,所受的净升力也随之降低,导致偏心振动趋势减弱。

梁长 $L/d=6$ 时(图 3(b)、3(e)),其末端最大振幅在磁场强度 $Ha=161.6$ 时为 $0.0842d$ 。平衡位置 Y_{mean} 始终位于初始位置下侧,并随磁场强度增加逐渐下降,最终在 $Ha=727.2$ 时静止于初始位置下方。这是由于梁长增加导致其较易失稳,从而无法产生足够的恢复力矩以平衡流体扰动。在 $161.6 < Ha < 323.2$ 的范围内,柔性薄梁振动频率与流场脱涡频率相等。当 $Ha=404$ 时,柔性薄梁振动

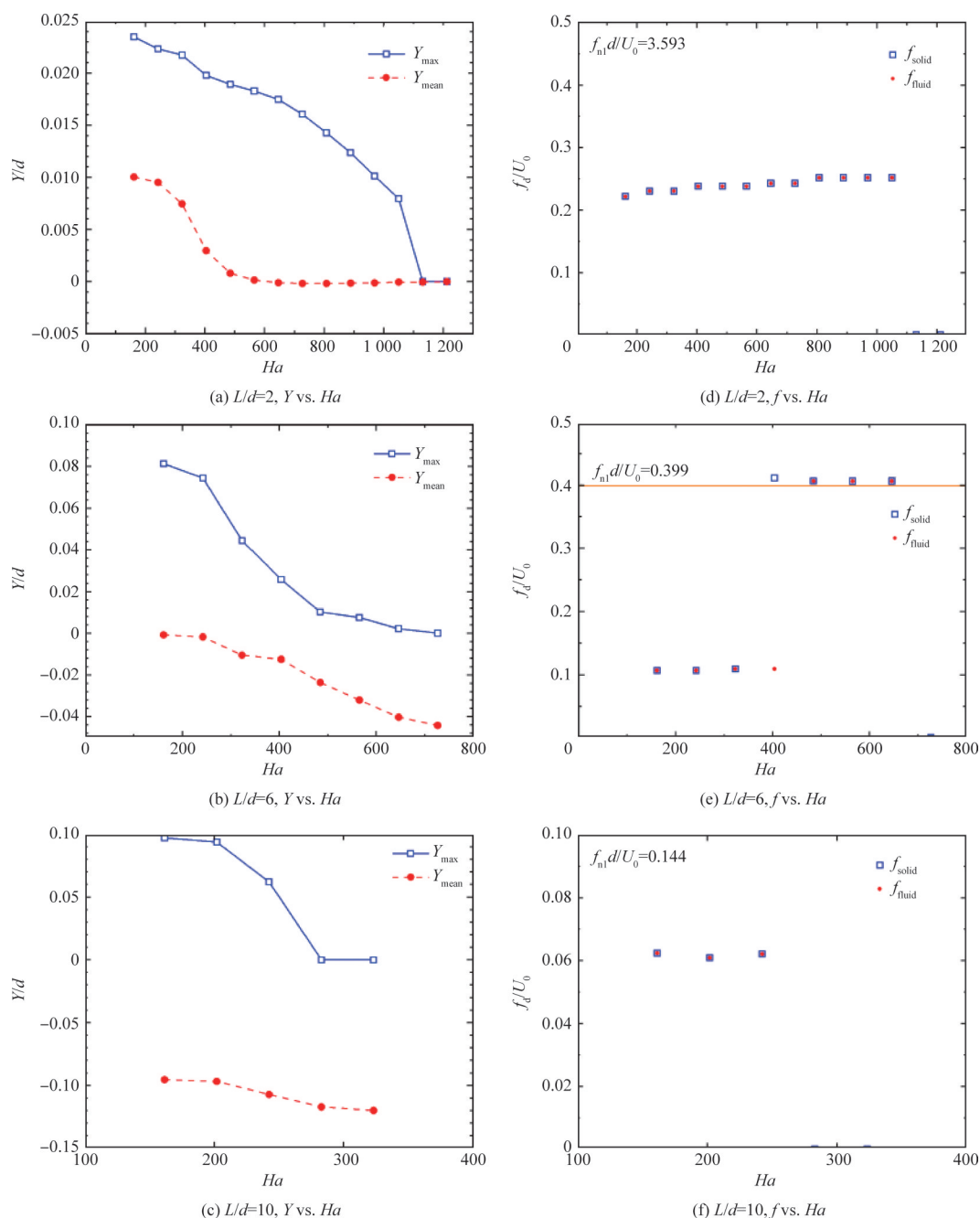


图3 柔性薄梁尾端位移和振动频率随磁场强度和梁长的变化

Fig. 3 Variations in tip displacement at the tip of flexible thin beam and vibration frequency of flexible thin beams with magnetic field intensity and beam length

频率骤增至 $f_{\text{solid}}d/U_0=0.411$,接近其一阶固有频率 $f_{n1}d/U_0=0.399$,而流场脱涡频率几乎维持不变, $St=0.107$ 。当 $Ha \geq 484.8$ 时,振动频率与脱涡频率重新同步为 $f_{\text{solid}}d/U_0=0.411$ 。产生该现象的原因是,随着磁场强度增加,脱涡强度下降,对流致振动的主导作用减弱,柔性薄梁振动受其固有属性主导,并反作用于流场,改变了脱涡频率。

梁长 $L/d=10$ 时(图3(c)、3(f)),其末端最大振

幅为 $0.0937d$ 。平衡位置 Y_{mean} 始终位于初始位置下方,随磁场强度增加而下降。柔性薄梁振动频率随着磁场强度增加几乎保持不变,且始终与脱涡频率保持同步,与其一阶固有频率 f_{n1} 差距较大。

上述现象表明,在磁场强度较小时,柔性薄梁在流场脱涡主导作用下发生流致振动,其振动频率与脱涡频率相等。随着磁场强度增加,脱涡强

度受到抑制,部分柔性薄梁的振动频率与其一阶固有频率十分相近,并反作用于流场,改变了脱涡频率。磁场强度增加对脱涡强度的抑制也将导致柔性薄梁振幅减小。

3.1.2 柔性薄梁长度对流致振动特性的影响

图 4 展示了柔性薄梁尾端的无量纲位移时程曲线,图 5 展示了一个周期内柔性薄梁的瞬时变形状态。当 $L/d=2, 4, Ha=242.4$ 时(图 4(a)、4(b)),柔性薄梁在高度方向上呈简谐振动,振幅分别为 $0.0223d$ 和 $0.13d$,振动具备较强的周期性。瞬时变形图(图 5(a)、5(b))中的振型与欧拉-伯努利梁的一阶振型相似。

当 $L/d=6, 8, 10, Ha=242.4$ (图 4(c)~4(e))时,随着梁长增加,柔性薄梁尾端位移随时间呈现剧烈变化,振动模式趋于复杂。观察其瞬时变形图(图 5(c)~5(e))可知,随着梁长增加,其单个振动周期内的振型数量增加。

对 $L/d=6, 8, 10, Ha=242.4$ 工况的柔性薄梁瞬时变形进行本征正交分解(proper orthogonal decomposition, POD),由于分解后的一阶 POD 模态能量占总能量的 85% 以上,能准确反映柔性薄梁的主导振型,因此图 6(a)~6(c) 仅展示其一阶模态的瞬时变形,图 6(d)~6(f) 为一阶模态的频谱图。

$L/d=6, Ha=242.4$ 时(图 6(a)、6(d)),柔性薄

梁一阶 POD 模态的瞬时变形与欧拉-伯努利梁的一阶固有模态振型相似。然而,在 $x/L \leq 0.5$ 的区间内,柔性薄梁位移方向与尾端相反,这是圆柱绕流剪切层附着于柔性薄梁表面施加扰动所致。频谱中观察到 5 个峰值点,包括最小频率 $f_0=0.72$,为流场的脱涡频率,频谱中还存在其 2~5 倍频。值得注意的是 4 倍频($4f_0=2.88$)处幅值较高,该频率与柔性薄梁一阶固有频率 $f_{n1}=2.69$ 相近。这 2 处大峰值分别反映了流场脱涡与柔性薄梁固有模态对其振动响应的作用。

$L/d=8, Ha=242.4$ 时(图 6(b)、6(e)),柔性薄梁一阶 POD 模态变形形似欧拉-伯努利梁的一阶模态振型,但为偏向下侧的偏心振动。频谱中同样存在 5 个峰值点,其中最小基频 $f_0=0.53$ 倍频 $3f_0=1.55$,与柔性薄梁一阶固有频率 $f_{n1}=1.51$ 相近。然而,与 $L/d=6$ 的频谱相比,在 $L/d=8$ 的频谱图中基频 $f_0=0.5$ 处的峰值明显高于 $3f_0=1.55$ 处。这一现象说明梁长增加减弱了柔性薄梁固有振动对流致振动的影响。

$L/d=10, Ha=242.4$ 时(图 6(c)、6(f)),柔性薄梁一阶 POD 模态呈现与 $L/d=8$ 相似的偏心振动。频谱中的脱涡频率为 $f_0=0.4$,而柔性薄梁一阶固有频率 $f_{n1}=0.968$ 附近没有明显峰值。随着梁长 L/d 由 6 增至 10,振动基频减小,表明随着梁长增加,流固相互作用中黏性阻尼对动量的耗散不断

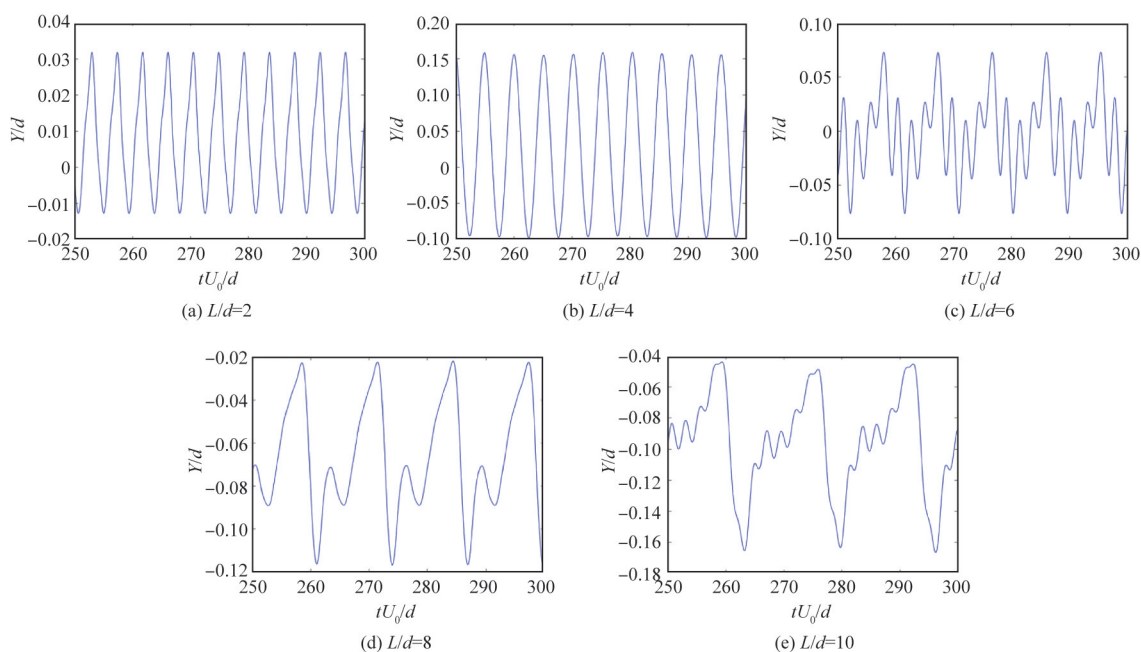
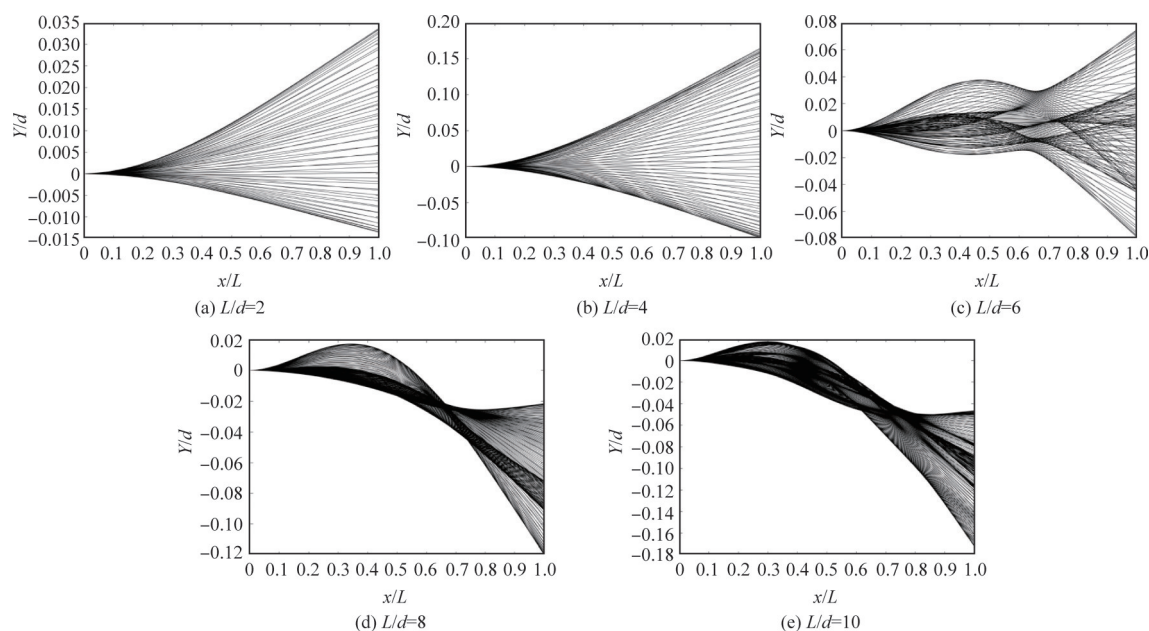


图 4 不同长度柔性薄梁尾端位移与时间的变化关系 ($Ha=242.4$)

Fig. 4 Variation of tip displacement with time for flexible thin beams of different lengths ($Ha=242.4$)

图5 不同长度柔性薄梁单周期内瞬时变形($Ha=242.4$)Fig. 5 Instantaneous deformations of the flexible thin beams of different lengths($Ha=242.4$)

增强,尾端振幅逐渐减小。

以上结果表明,梁长增加将减弱柔性薄梁固有振动对流致振动的影响,并使振型变得复杂。

图7展示了柔性薄梁尾端振幅和振动频率随磁场强度与梁长的变化。如图7(a)所示,尾端振幅随磁场强度增大而减小,但与梁长呈现非线性关系:当 $161.6 < Ha < 242.4$ 时,振幅在 $L/d=2 \sim 4$ 时增加,在 $L/d=4 \sim 8$ 时减小,而在 $L/d=8 \sim 10$ 时增大;当 $242.4 < Ha < 727.2$ 时,振幅在 L/d 由2增至4时增加,在 $L/d > 4$ 时随梁长增加而减小; $727.2 < Ha < 1131.2$ 时,除 $L/d=2$ 外的柔性薄梁均未观察到振动。非线性关系的产生可归因于2个相互竞争的因素:随着梁长增加,其振幅增大;但梁长增加也增强了圆柱绕流剪切层与柔性薄梁之间的相互作用和动量耗散,从而减弱了柔性薄梁承受的流体作用力,导致振幅减小。这2种效应相互制约,使柔性薄梁振幅随长度增加呈非线性变化关系。

如图7(b)所示,在本研究的大多数工况下,柔性薄梁振动频率与流场脱涡频率相等,随磁场强度增加变化较小,随梁长增加而减小。当 $L/d=2, 4$ 和 10 时,振动频率随磁场强度增大略微增加或几乎不变。而当 $L/d=6$ 和 8 时,振动频率分别在 $Ha=404$ 和 $Ha=282.8$ 时骤增,大小与其一阶固有频率十分接近。此后,随着磁场强度的增加,薄梁维持该频率继续振动。

3.2 流场流动特性

3.2.1 磁场强度对流场流动特性的影响

图8呈现了尾流脱涡模式随磁场强度的变化,方框内为单周期内的尾流脱涡。当梁长 $L/d=8$,磁场强度 $Ha=161.6$ 时,尾流脱涡呈现Flutter+P+S模式,每个周期内包括1个涡对、1个单涡以及因柔性薄梁振动导致圆柱绕流剪切层失稳形成的狭长涡。随着磁场强度增至 $Ha=242.4$,哈特曼阻尼增强导致涡结构分解,形成Flutter+2P模式,每个周期内包括2个涡对和因柔性薄梁振动形成的狭长涡。当磁场增至 $Ha=404$ 时,磁阻尼进一步降低脱涡强度,柔性薄梁发生自由振动,反作用于流场,迫使剪切层失稳脱落狭长涡,形成Flutter模式,每个周期内仅存在由柔性薄梁振动导致剪切层失稳形成的狭长涡。

以上结果表明,磁场强度增加将促进涡结构分解耗散,抑制剪切层分离,改变尾涡形状。

3.2.2 柔性薄梁长度对流场流动特性的影响

图9展示了磁场强度 $Ha=242.4$ 时不同长度柔性薄梁的尾流云图,随着梁长增加,尾流脱涡模式发生变化。当梁长 $L/d=2$ 时(图9(a)),尾流结构与经典圆柱绕流模型相似,为2S脱涡模式,每个周期脱落1个上侧的顺时针涡和1个下侧的逆时针涡。

当 $L/d=4$ 时(图9(b)),观察到柔性薄梁表面边界层受圆柱绕流剪切层扰动,产生了反向的表

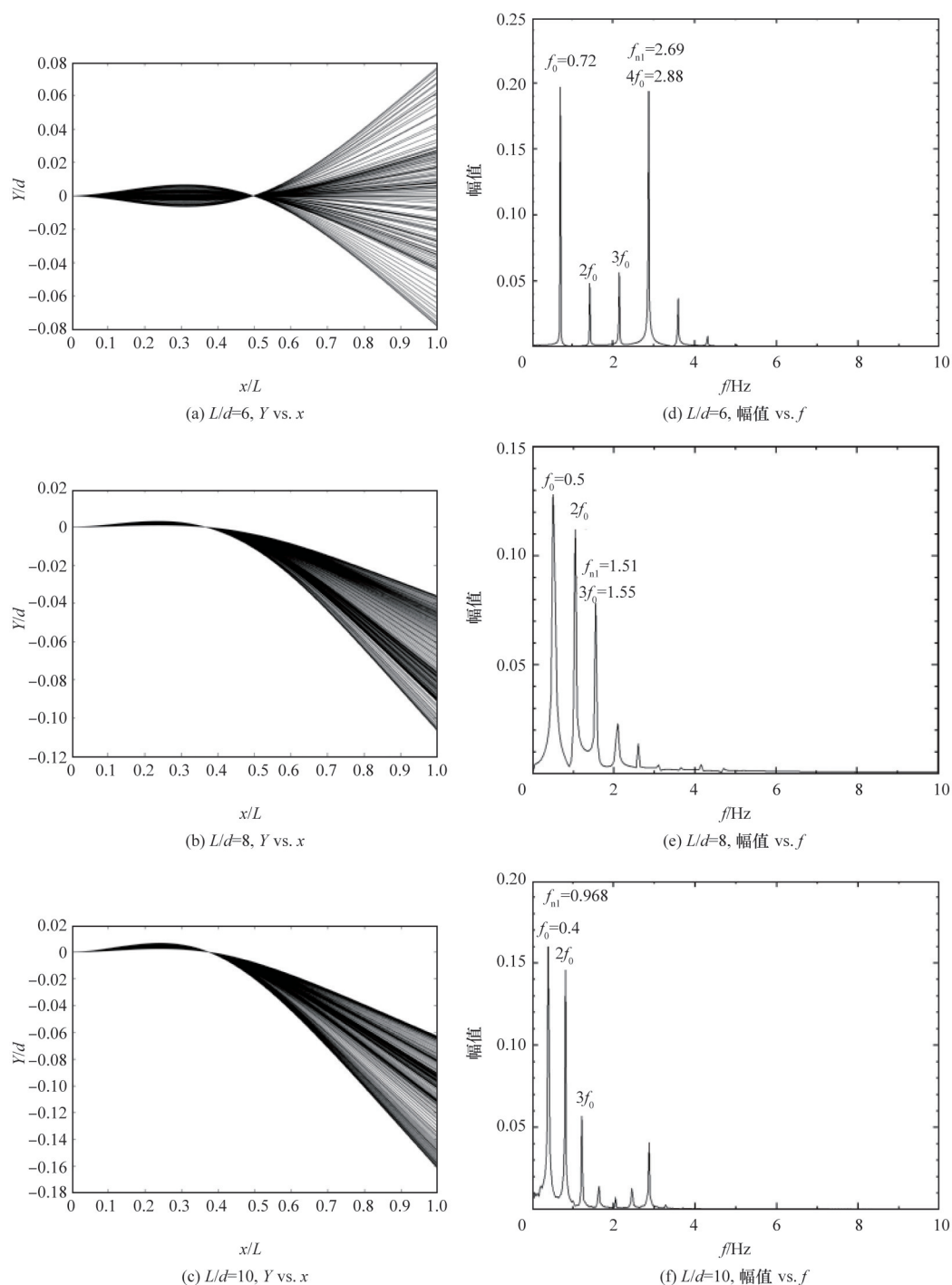


图 6 柔性薄梁的一阶POD模态瞬时变形与频谱图随梁长的变化($Ha=242.4$)

Fig. 6 Instantaneous deformations and frequency spectrum of the first POD mode of flexible thin beams with beam length ($Ha=242.4$)

面涡。表面涡耗散了部分主涡强度,并迫使主涡脱离圆柱绕流剪切层。柔性薄梁也阻碍了圆柱上下剪切层的相互作用,导致脱涡分离点被延长至柔性薄梁尾端,柔性薄梁尾端的流致振动也对主涡产生“分割”效果,最终形成2P脱涡模式,每个周期内上侧脱落2个顺时针涡,下侧脱落2个逆时

针涡。该参数下,涡街在沿流传播的同时向上偏移,是由于柔性薄梁振动促使旋涡沿竖直高度方向扩散迁移。

当 $L/d=6$ 时(图9(c)),能观察到圆柱上、下侧分离的主涡(黑色圆圈内)沿着柔性薄梁朝下游流动,形成框中右侧的大涡对;圆柱绕流剪切层附着

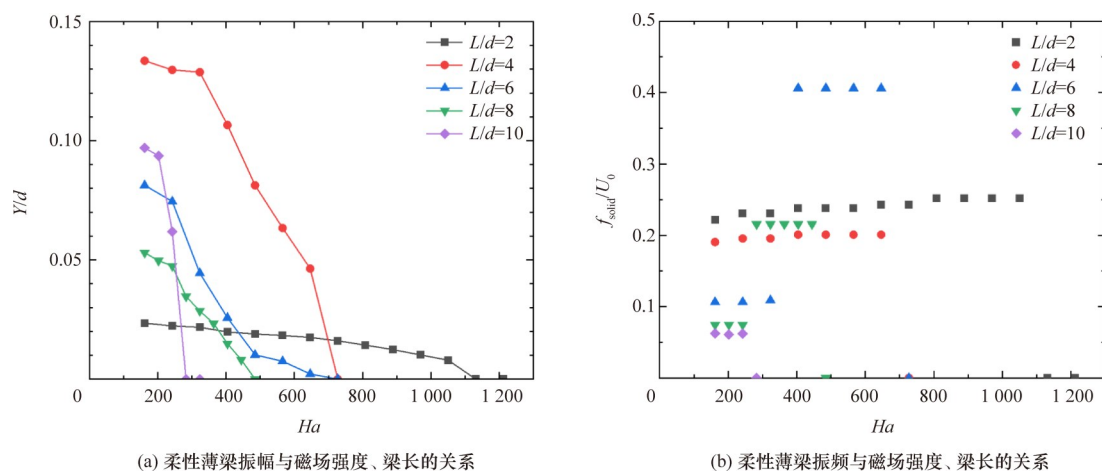


图7 柔性薄梁振幅和振频随磁场强度和梁长的变化

Fig. 7 Variations in amplitude and vibration frequency of flexible thin beams with magnetic intensity and beam length

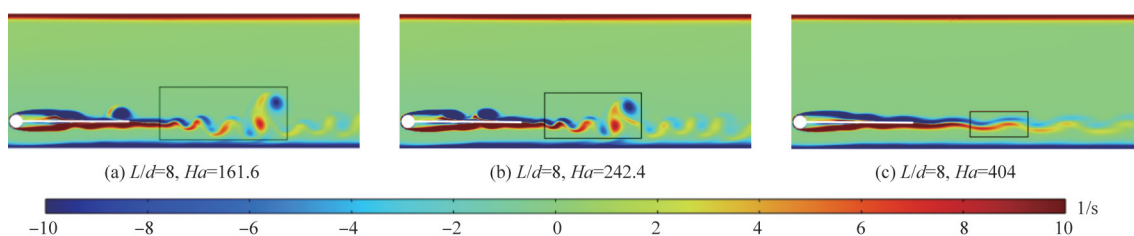


图8 不同磁场强度下的尾流脱涡模式

Fig. 8 Wake modes for cylinder-flexible thin beams with different magnetic field intensities and beam lengths

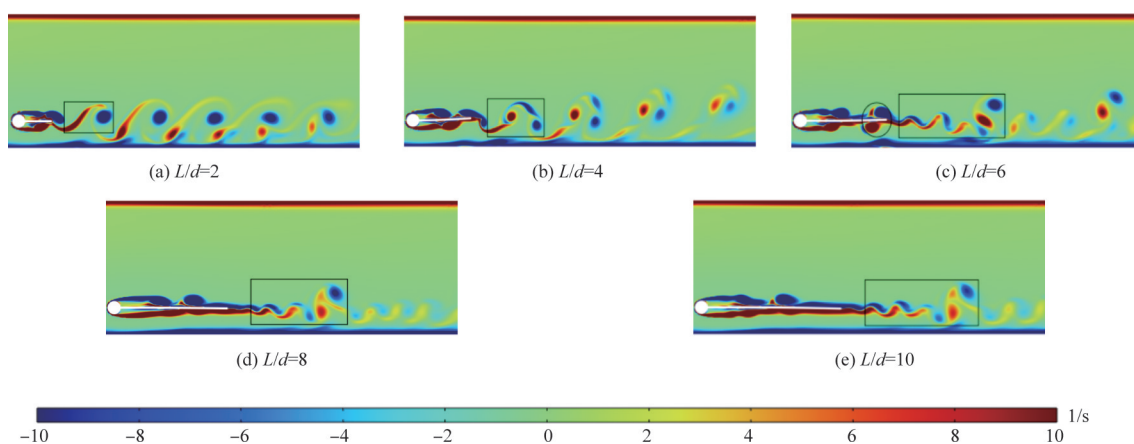
于柔性薄梁表面,随柔性薄梁振动失稳脱落形成框内的细长涡,最终呈现Flutter+P+S脱涡模式。

$L/d=8, 10$ 时(图9(d)、9(e)),图中观察到与 $L/d=6$ 相似的脱涡模式。随着梁长增加,黏性作用导致的圆柱绕流剪切层能量耗散增加,涡结构被耗散分解,形成Flutter+2P脱涡模式。由于长柔性薄梁在下侧偏心振动的趋势较强,压缩了下侧涡的形成空间,导致下侧剪切层的脱涡受到抑制。

图10是关于 $(L/d, Ha)$ 相空间中尾流脱涡模式的相图。尾流脱涡模式受梁长变化的影响较大。随着梁长增加,脱涡模式逐渐由2S($L/d=2$)过渡至2P($L/d=4$),再转变为Flutter+P+S($L/d=6, 8, 10$)。由脱涡流态转变为定常流态的临界哈特曼数 Ha_{cr} 随梁长增加而减小,对 $Ha_{cr}-L/d$ 分段拟合得到函数关系如下:

当梁长 $2 < L/d < 6$ 时, $Ha_{cr}-L/d$ 呈指数关系

$$Ha_{cr} = 695.6 + 3195.1 \exp(-L/d). \quad (12)$$

图9 不同梁长下的尾流脱涡模式($Ha=242.4$)Fig. 9 Wake modes for cylinder-flexible thin beams with different beam lengths($Ha=242.4$)

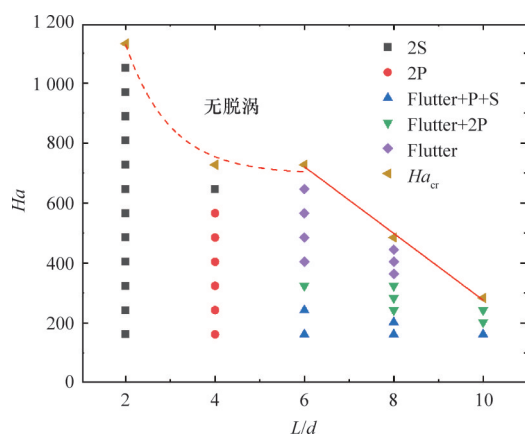


图 10 尾流脱涡模式相图

Fig. 10 Map of wake modes in the $(L/d, Ha)$ phase space

当梁长 $6 < L/d < 10$ 时, $Ha_{cr}-L/d$ 呈线性关系

$$Ha_{cr} = 1387.1 - 111.1(L/d). \quad (13)$$

4 结论

本文利用有限元软件对外加轴向磁场作用下圆柱-柔性薄梁磁流固耦合动力学特性进行数值研究,分析固定流速下磁场强度和梁长变化对流动场脱涡及柔性薄梁振动特性的影响。主要结论如下:

1) 增加磁场强度显著抑制脱涡,洛伦兹力促进涡结构耗散分解,抑制剪切层分离。

2) 磁场强度增加会抑制柔性薄梁振动。磁场较小时,梁振动频率与尾流脱涡频率相等,随磁场强度增加变化较小;当磁场强度较大时,部分工况 ($L/d=6$, $Ha \geq 404$ 和 $L/d=8$, $Ha \geq 282.8$) 的振动频率骤增至接近梁的一阶固有频率,并不再随磁场强度增加而变化。

3) 增加柔性薄梁长度将显著改变尾流脱涡模式,降低尾流涡脱落频率,使脱涡流态转变为定常流态的临界哈特曼数 Ha_{cr} 减小。当梁长 $2 < L/d < 6$, $Ha_{cr}-L/d$ 呈指数关系: $Ha_{cr} = 695.6 + 3195.1 \exp(-L/d)$ 。当梁长 $6 < L/d < 10$, $Ha_{cr}-L/d$ 呈线性关系: $Ha_{cr} = 1387.1 - 111.1(L/d)$ 。

4) 梁长增加会促进振动,但也增强了圆柱绕流剪切层与薄梁相互作用时的动量耗散,降低梁振动频率,振幅随梁长增加呈现先增大后减小的非单调关系。

参考文献

[1] Kern S, Koumoutsakos P. Simulations of optimized anguilliform swimming[J]. Journal of Experimental Biology,

2006, 209(Pt 24): 4841-4857. DOI: 10.1242/jeb.02526.

- [2] Tian F B, Dai H, Luo H X, et al. Fluid-structure interaction involving large deformations: 3D simulations and applications to biological systems [J]. Journal of Computational Physics, 2014, 258: 451-469. DOI: 10.1016/j.jcp.2013.10.047.
- [3] Apelt C J, West G S, Szewczyk A A. The effects of wake splitter plates on the flow past a circular cylinder in the range $10^4 < R < 5 \times 10^4$ [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1973, 61(1): 187-198. DOI: 10.1017/s0022112073000649.
- [4] Apelt C J, West G S. The effects of wake splitter plates on bluff-body flow in the range $10^4 < R < 5 \times 10^4$. Part 2 [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1975, 71(1): 145-160. DOI: 10.1017/s0022112075002479.
- [5] Hu Y, Wang J J. The effects of attached flexible tail length on the flow structure of an oscillating cylinder [J]. Science China Physics, Mechanics and Astronomy, 2013, 56(2): 340-352. DOI: 10.1007/s11433-013-5014-8.
- [6] Hu Y, Pan C, Wang J J. Vortex structure for flow over a heaving cylinder with a flexible tail [J]. Experiments in Fluids, 2014, 55(2): 1682. DOI: 10.1007/s00348-014-1682-z.
- [7] Sharma K R, Dutta S. Flow control over a square cylinder using attached rigid and flexible splitter plate at intermediate flow regime [J]. Physics of Fluids, 2020, 32(1): 014104. DOI: 10.1063/1.5127905.
- [8] Shen P P, Lin L M, Wei Y K, et al. Vortex shedding characteristics around a circular cylinder with flexible film [J]. European Journal of Mechanics - B/Fluids, 2019, 77: 201-210. DOI: 10.1016/j.euromechflu.2019.05.008.
- [9] Sunil P, Kumar S, Poddar K. Flow past a rotationally oscillating cylinder with an attached flexible filament [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2022, 930: A3. DOI: 10.1017/jfm.2021.894.
- [10] Yayla S, Teksin S. Flow measurement around a cylindrical body by attaching flexible plate: a PIV approach [J]. Flow Measurement and Instrumentation, 2018, 62: 56-65. DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2018.05.003.
- [11] De Nayer G, Kalmbach A, Breuer M, et al. Flow past a cylinder with a flexible splitter plate: a complementary experimental-numerical investigation and a new FSI test case (FSI-PIS-1a) [J]. Computers & Fluids, 2014, 99: 18-43. DOI: 10.1016/j.compfluid.2014.04.020.
- [12] Cui G P, Feng L H. Suppression of vortex-induced vibration of a circular cylinder by a finite-span flexible splitter plate [J]. Physical Review Fluids, 2022, 7(2): 024708. DOI: 10.1103/physrevfluids.7.024708.
- [13] Shi S X, New T H, Liu Y Z. Flapping dynamics of a low aspect-ratio energy-harvesting membrane immersed in a square cylinder wake [J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2013, 46: 151-161. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2012.12.007.
- [14] Shukla S, Govardhan R N, Arakeri J H. Dynamics of a flexible splitter plate in the wake of a circular cylinder [J].

- Journal of Fluids and Structures, 2013, 41: 127-134. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2013.03.002.
- [15] Saiz G G, Sciacchitano A, Scarano F. On the wake dynamics of a cylinder with flexible splitter plate [J]. Proceedings of the International Symposium on the Application of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics, 2022, 20: 1-23. DOI: 10.55037/lxaser.20th.180.
- [16] Sarrate J, Huerta A, Donea J. Arbitrary Lagrangian-Eulerian formulation for fluid-rigid body interaction [J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2001, 190 (24): 3171-3188. DOI: 10.1016/s0045-7825(00)00387-x.
- [17] Peskin C S. The immersed boundary method [J]. Acta Numerica, 2002, 11: 479-517. DOI: 10.1017/s0962492902000077.
- [18] Patera A T. A spectral element method for fluid dynamics: laminar flow in a channel expansion [J]. Journal of Computational Physics, 1984, 54(3): 468-488. DOI: 10.1016/0021-9991(84)90128-1.
- [19] Abdi R, Rezazadeh N, Abdi M. Investigation of passive oscillations of flexible splitter plates attached to a circular cylinder [J]. Journal of Fluids and Structures, 2019, 84: 302-317. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2018.11.001.
- [20] Wu J, Qiu Y L, Shu C, et al. Flow control of a circular cylinder by using an attached flexible filament [J]. Physics of Fluids, 2014, 26 (10): 103601. DOI: 10.1063/1.4896942.
- [21] Pfister J L, Marquet O. Fluid-structure stability analyses and nonlinear dynamics of flexible splitter plates interacting with a circular cylinder flow [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2020, 896: A24. DOI: 10.1017/jfm.2020.284.
- [22] Furquan M, Mittal S. Multiple lock-ins in vortex-induced vibration of a filament [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2021, 916: R1. DOI: 10.1017/jfm.2021.209.
- [23] Mao Q, Liu Y Z, Sung H J. Drag reduction by flapping a flexible filament behind a stationary cylinder [J]. Physics of Fluids, 2022, 34(8): 087123. DOI: 10.1063/5.0101446.
- [24] Lee J M, You D. Study of vortex-shedding-induced vibration of a flexible splitter plate behind a cylinder [J]. Physics of Fluids, 2013, 25 (11): 110811. DOI: 10.1063/1.4819346.
- [25] Zhu H J, Chen Q Y, Tang T, et al. Flow-induced response and wake characteristics of a flexible splitter plate attached to a circular cylinder in laminar flow [J]. Physics of Fluids, 2023, 35(12): 123603. DOI: 10.1063/5.0180616.
- [26] Soti A K, Bhardwaj R, Sheridan J. Flow-induced deformation of a flexible thin structure as manifestation of heat transfer enhancement [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2015, 84: 1070-1081. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.01.048.
- [27] Aldoss T K, Ali Y D, Al-Nimr M A. Mhd mixed convection from a horizontal circular cylinder [J]. Numerical Heat Transfer, Part A: Applications, 1996, 30 (4): 379-396. DOI: 10.1080/10407789608913846.
- [28] Hussam W K, Thompson M C, Sheard G J. Dynamics and heat transfer in a quasi-two-dimensional MHD flow past a circular cylinder in a duct at high Hartmann number [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2011, 54 (5/6): 1091-1100. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.11.013.
- [29] Kolesnikov Y B, Tsinober A B. Experimental investigation of two-dimensional turbulence behind a grid [J]. Fluid Dynamics, 1976, 9 (4): 621-624. DOI: 10.1007/bf01031323.
- [30] Frank M, Barleon L, Müller U. Visual analysis of two-dimensional magnetohydrodynamics [J]. Physics of Fluids, 2001, 13(8): 2287-2295. DOI: 10.1063/1.1383785.
- [31] Rhoads J R, Edlund E M, Ji H T. Effects of magnetic field on the turbulent wake of a cylinder in free-surface magnetohydrodynamic channel flow [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2014, 742: 446-465. DOI: 10.1017/jfm.2014.11.
- [32] Dousset V, Pothérat A. Numerical simulations of a cylinder wake under a strong axial magnetic field [J]. Physics of Fluids, 2008, 20(1): 017104. DOI: 10.1063/1.2831153.
- [33] Mück B, Günther C, Müller U, et al. Three-dimensional MHD flows in rectangular ducts with internal obstacles [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2000, 418: 265-295. DOI: 10.1017/s0022112000001300.
- [34] Hussam W K, Sheard G J. Heat transfer in a high Hartmann number MHD duct flow with a circular cylinder placed near the heated side-wall [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013, 67: 944-954. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.08.081.
- [35] Sommeria J, Moreau R. Why, how, and when, MHD turbulence becomes two-dimensional [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1982, 118: 507. DOI: 10.1017/s0022112082001177.
- [36] Turek S, Hron J. Proposal for numerical benchmarking of fluid-structure interaction between an elastic object and laminar incompressible flow [C]// Fluid-Structure Interaction. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2006: 371-385. DOI: 10.1007/3-540-34596-5_15.