报 Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics

流体力学

旋转振荡板尾流的控制研究

陈国孝* 刘 喆* 邵传平*,2)

*(中国计量大学流体检测与仿真研究所,杭州 310018) †(国家管网集团西气东输公司南京计量研究中心,南京 210046)

摘要 桥跨结构发生颤振时的旋涡尾流可由二维强迫旋转振荡板绕流模拟,在弦厚比 B/H=5的振荡板两侧对 称地放置两个宽度比均为 b/H=0.33 的窄条, 对尾流的锁频旋涡脱落进行控制. 采用数值模拟和实验验证方法, 对旋涡场、尾流平均和脉动速度,以及板所受扭转力矩和升力进行研究,研究的振幅范围 $\beta = 0^{\circ} \sim 10^{\circ}, 振频范$ 围 f,H/V_a=0~0.0857, 雷诺数 Re = V_aH/V = 2800. 窄条位置分为板的前缘、中央和尾缘 3 种, 控制参数为窄条 横向坐标 y/H. 根据实验结果, 当窄条位置 y/H 在一定范围, 振幅 β=0°~7.5°, 振频 f,H/V_∞=0~0.08 时, 有控制 和无控制尾流脉动速度功率谱主峰的比值远低于 1, 最低可达 0.3 左右. 根据数值模拟结果, 当中央控制件位于 y/H=±1 附近时,在振幅 β=0°~7.5°,和一定频率范围内,脉动扭转力矩均方根和升力均方根都有大幅下降,最 多可分别降低 43% 和 80%. 引入第一和第二涡黏系数, 将尾流无规则脉动形成的湍流法向和切向应力, 分别与 扰动速度幅值的法向和切向梯度相联系,得到线性稳定性方程,稳定性分析表明,施加控制后,最大扰动放大因 子 ω_{imax} 大幅降低, 扰动增长的频率范围显著收窄. 窄条改变尾流速度剖面形状并增大湍流涡黏系数, 从而减弱 尾流的不稳定性.

关键词 板,旋转振荡,尾流,抑制,窄条控制件

中图分类号: O355 文献标识码: A doi: 10.6052/0459-1879-20-423

INVESTIGATIONS ON THE CONTROL OF WAKES DOWNSTREAM OF A ROTARY OSCILLATING PLATE¹⁾

Chen Guoxiao^{*} Liu Zhe[†] Shao Chuanping^{*, 2)}

* (Institute of Fluid Measurement and Simulation, China Jiliang University, Hangzhou 310018, China) [†] (Nanjing Metrology Research Center of West to East Gas Transmission Company of National Pipeline Network Group, Nanjing 210046, China)

Abstract The vortex wake of a flutter bridge deck can be simulated by the flow across a forced rotary oscillating plate. Two narrow strips of width ratio b/H = 0.33 are set symmetrically on the upper and lower sides of an oscillating plate of chord to thickness ratio B/H = 5, to suppress synchronized vortex shedding in the wake. The method of numerical simulation and experimental validation is used, and the ranges of amplitude and frequency of oscillation investigated are $\beta = 0^{\circ} \sim 10^{\circ}$ and $f_{e}H/V_{\infty} = 0 \sim 0.0857$ respectively, and the Reynolds number $Re = V_{\infty}H/V_{\infty} = 2800$, where V_{∞} is velocity of on-coming flow. Three kinds of stream-wise strip positions, i.e. the front edge, mid-chord and trailing edge of the plate are studied respectively, with transverse location y/H of the strip as varying parameter. The results of experiment

1) 国家自然科学基金资助项目 (11572305).

2) 邵传平, 教授, 主要研究方向: 流动控制, 植物力学. E-mail: shaocp@cjlu.edu.cn

引用格式:陈国孝、刘喆、邵传平.旋转振荡板尾流的控制研究.力学学报、2021、53(7):1856-1875

Chen Guoxiao, Liu Zhe, Shao Chuanping. Investigations on the control of wakes downstream of a rotary oscillating plate. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2021, 53(7): 1856-1875

²⁰²⁰⁻¹²⁻⁰⁹ 收稿, 2021-04-06 录用, 2021-04-06 网络版发表.

demonstrate that, in a certain range of strip location y/H, and $\beta = 0^{\circ} \sim 7.5^{\circ}$, $f_eH/V_{\infty} = 0 \sim 0.08$, the peak to peak ratio of power spectra of fluctuating velocities in the wakes with and without control can be much lower than 1, and the minimum is about 0.3. The results of simulation show that, in $\beta = 0^{\circ} \sim 7.5^{\circ}$ and a certain range of f_eH/V_{∞} , the root mean square values of fluctuating torque and lift of the plate can be considerably reduced, and the top reductions are 43% and 80% respectively, if the mid-chord strip position is in the vicinity of $y/H = \pm 1$. The 1st and 2nd eddy viscosity coefficients are introduced to link the normal and shear turbulent stresses in the wake with the gradients of amplitudes of the perturbation velocities, and a linear stability equation is derived. Stability analysis indicates that, the maximum amplification factor of perturbation $\omega_{i max}$ can be drastically reduced, and the frequency range of perturbation with maximum growth rate is substantially narrowed by the control. The application of the strips alters the velocity profiles and promotes the eddy viscosity, therefore weakens the instability of the wake.

Key words plate, rotary oscillating, wake, suppression, strip element

引言

桥梁颤振是结构从气流中吸取的能量大于结构 阻尼所消耗的能量时发生的扭转(或扭、弯耦合)振动,其振动的振幅随时间不断加大,形成发散的自激 振动,使结构遭受直接破坏.提出适应现代越来越轻 型化的新型桥梁的颤振控制方法,为今后桥梁建设 提供技术储备很有必要.

Larsen 和 Larose^[1]研究了 Tacoma 大桥的浅 H 型截面在扭转振荡中旋涡的形成及运动过程,以 及对截面上下两侧压力分布的影响,提出了旋涡脱 落模式造成颤振的机制.当桥面扭转振动时,会对其 尾流产生影响,形成各种新的旋涡脱落模式,这些旋 涡模式与振幅、振频等参数密切相关.反之,新的旋 涡脱落模式往往带来气动升力、阻力和力矩的幅值 和频率的变化,从而影响物体的振动.对于有限厚度 板,颤振过程与旋涡脱落过程相互耦合,因此颤振的 流动控制与旋涡脱落控制具有密切联系.

桥梁颤振受多种因素影响,包括长宽比、结构 与空气密度比、桥梁刚度,结构阻尼以及端部条件 等,进行系统性控制研究极为困难.因此进行合理的 简化十分必要.风引起的桥梁、高层大楼的振动,海 洋石油平台减振板在海流中的振动,都可以用板或 薄矩形柱作为简化模型,进行实验和数值研究.

颤振可分为单模态振动和多模态振动两种. 单 模态颤振较为简单,即工程结构以同一个振频振动, 且振幅往往沿展向变化较缓慢. Bourguet 等^[2]研究 了多模态激发的情况,发现在锁频区域附近展向不 同位置的振频不同,但是在两个节点之间,涡激振动 也是局部单频振动事件,流体以局部单振频输送能 量给结构体. Law 等^[3-4]研究了悬索桥颤振尾流,发 现在扭转第一模态和一些横弯模态振动之下,出现 旋涡脱落;并发现扭转颤振至少在振幅最大的中间 三分之一展长上是展向相关的.因此在展向相关尺 度较大的情况下,应用二维模型,采用最大振幅及该 处振频,进行模拟研究是合理的.

Carberry 等^[5]观察到强迫振动与自由振动的涡 脱模式、应力和相位的变化都具有很强的相似性. Morse 和 Williamson^[6]利用强迫振动实验得到的 升阻力结果进行自由振动预测,并与 Govardhan 和 Williamson^[7]自由振动实验的响应和涡脱落模式比 较,他们观察到强迫振动和自由振动的结果之间具 有一致性.由于强迫振动影响参数少且易于实验中 控制,因此在颤振导数等研究中常用其取代自由振 动实验.

工程中桥跨结构绕流的雷诺数 $Re = 10^6 \sim 10^7$, 大多数风洞实验达不到这么高的要求. Bruno 和 Fransos^[8] 研究了 Re 对桥梁颤振导数的影响,得到 公式

$$F_i = F_{i0} + \frac{a_i U_{\rm r}}{Re} + \frac{b_i U_{\rm r}^2}{\sqrt{Re}}$$

式中, F_i 为某颤振导数, F_{i0} 为雷诺数无关项, a_i , b_i 为 常数, 不同的颤振导数其数值不同, 一般 a_i 为 1 的量 级, b_i 为更小的量级. 折减风速 $U_r = V_{\infty}/(f_e H)$, 其中 V_{∞} , f_e , H, 分别为来流速度、强迫振荡振频和板厚. 可以看出, 随 Re 增大, 各导数趋近于和雷诺数无关 的常数.

Matsuda 等^[9] 研究了 Re 对桥梁颤振导数与颤振 临界风速的影响. 用 $Re = 2 \times 10^4 \sim 4 \times 10^4$, $3 \times 10^5 \sim$ 1.0×10^6 和 1.5×10^6 等 3 种不同雷诺数模型实验得 到的颤振导数计算的颤振临界风速分别为 70 m/s, 70 m/s 和 75 m/s, 三者差别不大. 对于强迫振荡问题, 振幅与振频 (折算风速) 的影响需要首先考虑, Re 的影响与其相比是属于第二位的.

长期以来,人们对桥梁消除颤振做了很多研究, 颤振的控制可分为结构控制和流动控制两种类型. 结构控制通过增大结构的机械阻尼或增大结构刚 度(以抵消气动负刚度效应)达到减振的目的.流动 控制是在不改变结构基本形状的前提下,施加小的 局部装置对流动进行干预,从而改变结构的气动力 分布,达到抑制颤振的目的.板的流动控制方法有: (1) 在板上开缝, 调节两侧的空气压差, 抑制颤振和 驰振[10-13];在桥梁中间沿展向开缝隙,实验证明在一 定范围内颤振临界风速随缝隙宽度的增大而增大. (2) 减少展向相关性, 抑制颤振[14-16]; 在尾缘沿展向 每隔一定距离设置凸起薄片,控制参数包括薄片宽 度、高度和间距.优化的薄片布置增加背压,抑制颤 振.(3)竖直隔板、护板、导流片[17];在桥面中间沿 展向设置中央隔板,在前缘和尾缘设置导流板. (4) 风嘴 (wind fairing)^[18],将矩形截面桥梁的前后缘 削尖,使其趋近于流线体.(5)喷射气体干扰流场[19-22]. (6) 表面振动^[23-24]; 机翼负压面壁面周期性变形. (7)前缘和尾缘襟翼、升力面[25-28];在桥跨前缘和尾 缘分别设置绕轴旋转振荡的被动控制襟翼,用襟翼 的拍动抑制桥跨结构不稳定性.(8)可变形机翼[29]. (9) 反馈控制^[30]. 综上所述, 已有的颤振控制 (包括反 馈和非反馈主动控制及被动控制)方法主要采用的 控制装置大都与主体结构连接在一起,从流动控制 观点看,在很多情况下,最佳控制效果往往发生在控 制装置与主体结构分离之时.且很多用于机翼颤振 的主动控制方法(特别是反馈控制方法),难以用于 尺度大得多的桥梁颤振控制.从实际应用考虑,应尽 量采用被动离体的方法进行颤振控制研究.

根据文献 [5-6] 的研究可以推论, 如果某种方法 可以在较大参数范围内抑制强迫振荡板的尾流旋涡 脱落, 并减小脉动升力和力矩, 则这种方法一定能够 抑制板的颤振.

本文采用窄条控制件方法,对强迫旋转振荡板 尾流进行抑制. 在板的两侧对称地放置两个窄条控 制件,根据工程实际,控制件分别放在板的前、后缘 以及中间位置进行研究. 板宽厚比采用研究最多的 塔科马大桥的比例 *B*/*H* = 5. 根据 Shimada 和 Ishihara^[31]的综述研究,宽厚比 *B*/*H* = 2.8~6 情况下, 流体绕过柔性板,所激发板的振动,主要是扭转颤振.

控制件的方法由 Staykowski 和 Sreenivasan^[32] 提出. 他们在静止的主圆柱下游放置一个尺度很小 的圆柱, 在主圆柱雷诺数 *Re* < 100 条件下, 成功抑制 了主尾流的旋涡脱落. 此后文献 [33-36] 在钝体上游 放置小圆柱, 通过小圆柱尾流对钝体边界层或者分 离剪切层的影响, 达到抑制钝体旋涡脱落的目的. 但 这些仅限于对静止钝体, 且雷诺数较低情况下的控 制研究. 强迫振荡柱体尾流控制方面的研究较少, 文 献 [37-40] 采用单窄条控制件对流向振荡圆柱尾流 控制做了研究. 曹梦圆等^[41] 还用单窄条对横向振荡 圆柱尾流旋涡脱落的影响做了研究, 取得一定控制 效果.

1 实验与数值模拟方法简述及结果对比

1.1 实验方法

实验在中国计量大学回流式风洞中进行,风洞 实验段长 2.0 m,宽和高均为 0.6 m,可提供速度范围 为 0.6~30 m/s,湍流度小于 0.5% 的均匀来流.矩形 板由亚克力板制成,长 0.55 m,宽 *B* = 0.15 m,厚 *H* = 30 mm,宽厚比 *B/H* = 5.板内沿长度方向嵌有一个直 径 25 mm 的有机玻璃圆轴,轴线平行于板长方向, 轴的一端延伸出板外.风洞的前后侧壁由透明有机 玻璃构成,后壁开有一直径 25 mm 的圆形槽口.位 于板外的圆轴垂直地穿过槽口,并与风洞外的旋转 振荡装置连接.振荡装置由伺服电机,转盘和连杆机 构构成,通过调节连杆机构与转盘的连接位置改变 矩形板振荡幅度,通过调节伺服电机转速改变板的 振荡频率.

窄条控制件由铝合金制成,其长度 0.6 m, 厚度 3 mm, 宽度 b = 10 mm, 窄条宽度与板的厚度比 b/H = 0.33. 两个相同的窄条对称地放置于矩形板上下两 侧, 窄条长度方向与板旋转轴平行. 窄条表面 (长× 宽) 与来流方向的夹角对控制效果具有影响. 根据 Shao 和 Wei^[42] 的研究, 控制效果与窄条迎风面积成 正比. 本文选择具有最佳控制效果的情况, 即窄条面 与来流垂直放置. 窄条流向位置如图 1(a) 所示, 分 为 3 种情况, 分别为 x/B = -0.5, 0 及 0.5. 窄条纵向位置 以y/H =±1.3 为主, 测量 y/H 变化对控制效果的影响.

应用烟线技术进行流动显示,观察不同工况下 振荡板尾流旋涡脱落状态.如图 1(a)所示,在矩形板 上游一定位置竖直地放置一根直径 40 µm 的钼丝,钼



图 1 模型与实验装置示意图 Fig. 1 Sketch of test model and experimental equipment

丝两端通过导线与充电电容器两极连接. 在钼丝上涂抹分析级甘油, 电容器放电加热钼丝, 使甘油挥发成烟雾. 来流吹过钼丝, 烟雾在展向中间断面形成二 维烟流, 烟流绕过板, 在下游清晰地显示出尾涡结构. 尾涡结构的演化状况由高速像机 Photron FASTCAM Mini UX50 以 500 FPS 的速度拍摄记录.

在矩形板下游 x/H = 12.5 处沿 Y 轴在 y/H = -5.67 ~ 5.67 的区间内均匀布置 35 个测量点,用 DANTECT Streamline 热线风速仪热线探头,逐点测量尾流脉动速度. 每个点的采样时间为 10 s,采样频 率为 512 Hz,脉动信号频率分辨度为 0.1 Hz. 表 1 为振幅 5°、振频 1 Hz 且控制件在尾缘时,其中某一测点的平均速度 U、脉动速度均方根 u'及功率谱主峰峰值 P 随测量时间 T (数据点数 N)的变化.可知 10 s 采样时间足以得到精确的统计量.

1.2 数值模拟方法

振荡板尾流旋涡的演化过程及升力、阻力和扭转力矩的变化,采用标准 k-e 模型用 Fluent 软件进行数值模拟.用 Gambit 软件进行用网格划分,整体网格如图 2(a) 所示,计算区域的上、下边界到板振荡中心的距离为 2B,入口和出口边界与板旋转轴线的距离分别为 3B 和 10B.振荡板周围设置非结构网格

表 1	热线测量时间对测量结果的影响

 Table 1
 Influence of hot wire measurement time on

ineasurement results				
T/s	N	$P/(\mathbf{N}\cdot\mathbf{m}\cdot\mathbf{s}^{-1})$	$U/(m \cdot s^{-1})$	$\mu'/(\mathbf{m}\cdot\mathbf{s}^{-1})$
5	2560	2.20276	1.48107	0.09584
8	4096	2.201 17	1.48045	0.09659
10	5120	2.20236	1.48092	0.09617



Fig. 2 Grid generation of computational domain

加密区,用于动网格计算;该区上下边界到轴心距离为1.2*B*,上、下游边界与轴心距离分别为*B*和6*B*.通过 UDF 函数定义板的强迫旋转振荡运动.

网格质量在很大程度上影响着 Fluent 数值模拟 结果的可靠性,本文采用的是非结构化网格,选择了 6 种密度的网格,对雷诺数 Re = 2800 的均匀流绕静 止矩形板的流动进行网格无关性验证.

表 2 展示了板在平衡位置静止时,不同网格所 算出的时均阻力系数 C_D和 Strouhal 数 St 值. 随着 网格数的增加, St 和 C_D变化越来越缓慢,逐渐稳定.

表 2 网格密度对 Re = 2800 静止矩形板绕流 数值计算结果的影响

Table 2 Influence of grid density on numerical results of Re = 2800 static rectangular plat

Case	Grid number	C_{D}	St
mesh1	49668	1.10108	0.0957
mesh2	68606	1.08492	0.0873
mesh3	86536	1.07258	0.0842
mesh4	104864	1.06737	0.0831
mesh5	127671	1.06623	0.0825
mesh6	163 243	1.06623	0.0824

力

本文选用 mesh 5 进行振荡板绕流模拟.

2 控制结果与分析

本文研究的雷诺数 $Re = V_{\infty}H/v = 2800$, 板的振 幅 $\beta = 0 \sim 10^{\circ}$, 振频 $f_eH/V_{\infty} = 0 \sim 0.0857$. 其中 $V_{\infty} = 1.4$ m/s 为来流速度, H = 0.03 m 为板的厚度, v 为空 气运动黏度.

2.1 数值模拟涡量场与流动显示结果的比较

通过烟线显示和值数模拟的涡量场及压力场 3种方法显示振荡板的尾流状态.图 3 和图 4 为不 同振频振幅下,未加控制和施加控制件于板前缘、 中央和尾缘等不同位置时,实验与数值模拟结果的 对比情况.受实验场地限制,相机镜头距离风洞较近, 为了拍摄尽可能大的尾流区域,镜头焦点在板下游 一定位置.由于板与镜头有夹角,图片靠近左、右边 缘处有一定变形.但总体上看,涡量场模拟结果与烟 线实验结果相似度很高.

图 3 是振幅 5°, 无量纲振频 0.043 时控制件在 不同流向位置的流动对比图. 在烟线图中, 振荡板未 加控制时 (图 3(a1)), 尾流中存在明显的大尺度的旋 涡脱落, 脱落模式为 2S, 即一个振荡周期内有两个单 涡从板两侧脱落下来. 施加窄条控制件后, 如图 3(b1)、 图 3(c1) 和图 3(d1), 尾流结构发生较大变化, 小尺度 旋涡从每个窄条两侧脱落并流向下游. 板尾流中不 再出现大尺度旋涡脱落. 从模拟的涡量场看, 旋涡结 构变化更加明显. 如图 3(b2)、图 3(c2) 和图 3(d2) 所 示, 从窄条上刚脱落的小尺度旋涡清晰可见, 但在向 下游移动过程中, 这些小尺度涡衰弱、变模糊. 窄条



Fig. 3 Comparisons between the plate wakes without elements and with the elements at $y/H = \pm 1.3$ and different x/B positions. Plate oscillation amplitude $\beta = 5^{\circ}$, frequency $f_{e}H/V_{\infty} = 0.0428$



Fig. 3 Comparisons between the plate wakes without elements and with the elements at $y/H = \pm 1.3$ and different x/B positions.

Plate oscillation amplitude $\beta = 5^{\circ}$, frequency $f_e H/V_{\infty} = 0.0428$ (continued)



Fig. 4 Comparisons between the plate wakes without elements and with the elements at $y/H = \pm 1.3$ and different x/B positions. Plate oscillation amplitude $\beta = 5^{\circ}$, frequency $f_e H/V_{\infty} = 0.0428$





对压力场也有较大影响.无控制时,如图 3(a3),板逆时针旋转到最大角度,板下侧靠近前缘处有较大的高负压区,下游大尺度旋涡结构中心的低压区和旋涡外的区域差别明显.施加窄条后,如图 3(b3)、图 3(c3)和图 3(d3)所示,板下侧的负压区有所减小,

下游也不再有明显的低压结构.

图 4 是振幅增大到 10°, 无量纲振频为 0.054 的 情况. 无控制时, 数值模拟的涡量场与流动显示高度 吻合, 如图 4(a1) 和图 4(a2) 所示, 板后有 2P 模式的 旋涡脱落, 即一个振荡周期内, 板上下两侧各有一对 转向相反的涡脱落下来. 与 2S 模式单涡相比, 2P 模式的对涡尺度更大. 施加控制件后, 如图 4(b1)、图 4(b2),图 4(c1)、图 4(c2),图 4(d1)和图 4(d2)所示,小涡从每个控制件两侧脱落并流向下游,板的近尾流没有大涡.再向下游,小尺度涡已衰弱、变模糊,但是,其有合并重组,形成新的大尺度涡的趋势.

从压力场看,无控制情况如图 4(a3) 所示,板顺时针转动到最大角度,板上侧前缘附近和下侧尾缘附近都出现较大的负压区,形成顺时针扭矩,对抗板向平衡位置恢复.在板近尾流中,存在明显的大尺度高压和低压结构.低压结构由大尺度旋涡形成.高压结构是由于大尺度对涡结构移动较慢,外流受其阻挡产生.施加控制件后,如图 4(b3)、图 4(c3) 和图 4(d3) 所示,板下侧尾缘的负压区近于消失;尾流中的低压和高压结构或者强度变弱,或者尺度变小.

2.2 模拟与测量的脉动速度功率谱比较

为了定量比较控制前后旋涡脱落强度变化,将 分布于 x/H = 12.5 横线上的每个监测点得到的脉动 速度进行频谱分析,再对 35 个监测点的功率谱进行 平均,得到平均功率谱.平均功率谱上的主峰峰值, 代表旋涡脱落强度. 需要说明的是, 风洞来流中存在 湍流度, 其湍流脉动的能量广泛分布于各个频率上, 形成背景宽谱, 叠加在热线测量的功率谱上. 而数值 模拟中来流没有湍流度, 不存在背景宽谱, 因此两者 功率谱有一定差别.

图 5 为振幅 β = 2.5°, 振频 f_e H/V_∞ = 0.043 时, 未 加控制和施加控制后, 数值模拟和热线测量的脉动 速度功率谱比较. 不加控制时的功率谱如图 5(a) 所 示, 模拟和测量的功率谱上都存在一个主峰和若干 个次峰, 其中主峰频率与板振频相同, 次峰频率依次 为板振频的 2, 3, 4 等整数倍. 主峰是由于板的振动 形成锁频旋涡脱落, 在尾流脉动功率谱上的反映. 由 于流动的非线性性质, 板的振荡在尾流中产生高次 谐波, 分别形成 2 次、3 次、4 次等谐波脉动, 在功 率谱上出现各个次峰. 数值模拟的主峰和 3 阶谐波 峰值略高于测量值, 而 2 阶和 4 阶谐波峰值略低于 测量值. 由于数值模拟是理想系统, 能量高度集中在 主频和各阶谐波频率上, 而风洞存在来流湍流度及 壁面摩擦等因素, 形成额外的系统耗散, 可能引起能 量在主频、谐波频率和其他频率上的再分配.

在横线 y/D = ±1.3 上, 分别在 x/B = -0.5, 0,



图 5 振幅 $\beta = 2.5^{\circ}$ 和振频 $f_e H/V_{\infty} = 0.043$ 时, 无控制件与控制件位于横线 $y/H = \pm 1.3$ 上不同 x/B 位置时的尾流脉动速度功率谱比较 Fig. 5 Comparisons between power spectra of fluctuating velocities in the wakes without and with the control elements at $y/H = \pm 1.3$ and different x/B positions, the plate oscillation amplitude $\beta = 2.5^{\circ}$ and frequency $f_e H/V_{\infty} = 0.043$

0.5 等位置施加控制件后,如图 5(b)~图 5(d),主峰 峰值降低一半以上,各谐波峰值也大幅降低,这说明 控制件对锁频旋涡脱落及尾流其他规则脉动具有抑 制作用.模拟得到的控制与无控制功率谱主峰比分 别为 0.5, 0.5 和 0.46,而测量得到的谱峰比分别为 0.47, 0.46 和 0.43,两者差别不大,说明模拟方法得到 的控制效果基本反映实际情况.由于监测位置距离 板较远,窄条上脱落的小涡衰减严重,加之相邻监测 点间距与控制件尾流宽度相近,因此控制件旋涡脱 落未在功率谱上形成尖峰.

如图 6(a) 所示,随着振幅增大到 5°时,未加控制 尾流的功率谱主峰值大幅增大.各次谐波峰值也都 有所增大,但没有主峰增幅大.施加控制件后如 图 6(b),主峰值大幅减小,各次谐波峰值也都减小. 实验测量的各个峰值均低于数值模拟值.控制效果 方面,即控制与未控制时功率谱主峰比,实验值为 0.45,数值模拟为 0.48,也相差不多.振幅增大到 10° 时,未控制尾流脉动速度功率谱主峰值相比 5°时并 未增大,如图 7(a) 所示.而测量结果证明,随着振频









图 7 振幅 β = 10° 和振频 $f_e H/V_{\infty}$ = 0.054 时, 无控制件与控制件位于横 线 ν/H = ±1.3 上、 x/B = 0 位置时的尾流脉动速度功率谱比较

Fig. 7 Comparisons between power spectra of fluctuating velocities in the wakes without and with the control elements at $y/H = \pm 1.3$ and x/B = 0, the plate oscillation amplitude $\beta = 10^{\circ}$ and frequency $f_e H/V_{\infty} = 0.054$

增大,主峰值是迅速减小趋势(未给出图),这可能是因为测量点离板有一定距离,高频振荡信号衰减比低频快的缘故.施加控制后,功率谱主峰和各谐波峰值都有减小.控制与无控制主峰比,数值模拟和实验测量均为0.78.

2.3 旋涡脱落抑制效果

设加控制件后实验测量的尾流脉动速度平均功 率谱的主峰值为 P,未加控制时测量的功率谱主峰 值为 P_0 ,则比值 P/P_0 代表尾流旋涡脱落的实际抑制 效果:当 $P/P_0 < 1.0$ 时,施加控制件能够减小锁频旋 涡脱落的规则脉动能量,效果是正面的;而当 $P/P_0 >$ 1.0 时,施加控制件会增大锁频旋涡脱落的规则脉动 能量,效果是负面的.

在图 8 中,两控制件的横向位置固定为 y/H = ±1.3,流向位置在 x/B = -0.5, 0, 0.5 时的控制效果分别如图 8(a)~图 8(c) 所示.

当控制件位于板前缘 x/B = -0.5 时,振幅 $\beta = 2.5^{\circ}$ 和 5°时,在振频范围 $f_eH/V_{\infty} = 0.005 \sim 0.08$ 内,控制件方法具有较好的控制效果. 当振幅增大到 $\beta =$



图 8 控制件横坐标 y/H=±1.3 时不同振幅下尾流脉动速度功率谱主峰 峰值比 P/P₀ 随振频 f_eH/V_∞的变化

Fig. 8 Main peak ratio of power spectra of fluctuating velocities P/P_0 versus non-dimensional oscillation frequency $f_c H/V_{\infty}$ for different oscillation amplitudes, with the elements at $y/H = \pm 1.3$

7.5°时, 控制效果减弱, 但在上述振频范围内比值 P/P_0 仍然低于 1.0. 当振幅增大到 $\beta = 10$ °时, 在 $f_e H/V_{\infty} = 0.035 \sim 0.065$ 范围内, 控制件具有负面效果.

当控制件位于板中央 x/B = 0 时, 也有相似结果, 振幅 $\beta = 2.5^{\circ}$ 和 5°时控制效果很好, $\beta = 7.5^{\circ}$ 也有正面 控制效果, 但 $\beta = 10^{\circ}$ 时, 在大多数振频下都出现负面 控制效果. 当控制件位于板尾缘 x/B = 0.5 时, $\beta = 2.5^{\circ}$, 5°, 7.5° 和 10°情况下, 具有正面控制效果的振 频范围分别为 $f_{e}H/V_{\infty} = 0.0075 \sim 0.08, 0.01 \sim 0.075,$ 0.02 ~ 0.085 和 0.03 ~ 0.075.

根据 Shao 等^[42]的研究结果, 窄条控制效果与 窄条迎风宽度 b 与板迎风面宽度 H*之比 b/H* 有正 相关性. 当板与来流具有角度 β 时, 其迎风宽度变为

$$H^* = H\cos\beta + B\sin\beta \approx H\left(1 + \beta\frac{B}{H}\right) = H(1 + 5\beta)$$

由该式计算的 *b*/*H** 随板攻角的变化如表 3 所 示.可以看出,随着板攻角增大,*b*/*H**快速减小,因此 控制效果也快速减弱.板旋转振荡,其攻角可达振幅 值,因此控制效果也随振幅增大而变差.当β= 10°时,*b*/*H**减小到接近失效的临界值.好在一般颤 振振幅都是从小逐渐变大;如果小振幅时具有好的 控制效果,则颤振振幅不会增大到不可控的程度.

表 3 窄条迎风宽度比 b/H^* 随攻角 β 的变化 Table 3 Variation of windward width ratio b/H^*

with ang	le of	attac	kβ	
----------	-------	-------	----	--

β	0°	2.5°	5°	7.5°	10°
H^*/H	1.0	1.218	1.436	1.655	1.876
<i>b/H</i> *	0.32	0.263	0.223	0.193	0.171

2.4 数值模拟与实验测量的尾流速度剖面对比

振幅 β = 2.5°下, 在下游 x/H = 12.5 测量的尾流 速度剖面如图 9(a) 所示. 无控制 (控制件位置 x/B =



图 9 振幅 β=2.5°, 振频 f_c H/V_∞=0.043 下, 控制件在横线 y/H=±1.3 上 不同 x/B 位置时, 位于板下游 x/H=12.5 处的尾流速度剖面比较

Fig. 9 Comparisons between measured and simulated velocity profiles sampled at x/H = 12.5 in the wakes with elements at $y/H = \pm 1.3$ and different x/B positions, the oscillation amplitude $\beta = 2.5^{\circ}$ and frequency $f_e H/V_{\infty} = 0.043$

∞)时,尾流速度亏损相对较小,尾流相对较窄,流速 在 v/H=±3 恢复到外流大小. 施加控制件于板前缘 x/B=-0.5 时,速度亏损加大,尾流变宽为 v/H=-4~ 4. 控制件位于板中央 x/B = 0 和板尾缘 x/B = 0.5 时, 尾流宽度为 y/H = -3.5~3.5, 速度亏损低于控制件 在前缘时,但仍高于无控制情况.控制件在板尾缘 x/B = 0.5时,测量的速度剖面为W型,其他控制件 位置时速度剖面为 V 型. 如图 9(b) 所示, 数值模拟 的速度剖面,在各控制件位置下都与实测剖面具有 相同的形状. 无控制时, 模拟的最大亏损与实测几乎 相同,但模拟的尾流宽度比实测窄.控制件位于前缘 时,模拟的最大速度亏损值略大于实测,但尾流宽度 两者几乎相同. 控制件位于板中央时, 模拟与实测速 度剖面最为接近. 控制件位于板尾缘时, 模拟的 W型速度剖面,其两个谷略低于实测值,而尾流中心 的峰值略高于实测值, 尾流宽度则与实测结果几乎 相同.

图 10 为振幅增大到 *β* = 7.5°的速度剖面情况. 如图 10(a) 所示, 无控制时实测速度亏损较轻, 施加





Fig. 10 Comparisons between measured and simulated velocity profiles sampled at x/H = 12.5 in the wakes with elements at $y/H = \pm 1.3$ and different x/B positions, the oscillation amplitude $\beta = 7.5^{\circ}$ and frequency $f_e H/V_{\infty} = 0.054$

控制后速度亏损加大,尤其当控制件位于板前缘时 亏损最严重.控制件在板尾缘时,速度剖面为W型, 其他控制件位置下(包括无控制),速度剖面为V型. 如图 10(b)所示,数值模拟的各控制件位置下的速度 剖面,在形状和具体数值大小方面,都与实测结果很 接近.

图 11(a) 为振幅 β = 2.5°时, 在下游 x/H = 12.5 位 置测量的尾流脉动速度均方根 (RMS) 沿 y 轴的分布 情况. 无控制时, 尾流核心区脉动速度较大, 分布呈 M 状, 在 y/H = ±1.0 附近达到最高值, 随着离尾流中 心线的距离变大, 脉动速度迅速减小. 加控制件于不 同位置时, 尾流核心区脉动速度减小. 模拟的脉动速 度均方根值分布如图 11(b) 所示. 无控制时脉动速度 分布也呈 M 状, 在 y/H = ±1.0 附近达到最高值, 但比 实测最高值低. 施加控制件于前缘、中央、尾缘后, 数值模拟的脉动速度均方根分布形状均与实测情况 相似, 但具体数值均比实测值低.

图 12(a) 为振幅 β=7.5°下, 在下游 x/H=12.5 位



图 11 振幅 β = 2.5°, 振频 f_e H/V_w = 0.043 下, 控制件在横线 y/H = ±1.3 上 不同 x/B 位置时, 位于板下游 x/H = 12.5 处的尾流脉动速度 均方根值比较

Fig. 11 Comparisons between measured and simulated r.m.s values of fluctuating velocities sampled at x/H = 12.5 in the wakes with elements at $y/H = \pm 1.3$ and different x/B positions, the oscillation amplitude $\beta = 2.5^{\circ}$ and frequency $f_c H/V_{\infty} = 0.043$



图 12 振幅 β=7.5°, 振频 f_e H/V_∞=0.054 下, 控制件在横线 y/H=±1.3 上不同 x/B 位置时, 位于板下游 x/H=12.5 处的 尾流脉动速度均方根值比较

Fig. 12 Comparisons between measured and simulated r.m.s values of fluctuating velocities sampled at x/H = 12.5 in the wakes with elements at $y/H = \pm 1.3$ and different x/B positions, the oscillation amplitude $\beta = 7.5^{\circ}$ and frequency $f_e H/V_{\infty} = 0.054$

置测量的尾流脉动速度均方根沿 y 轴的分布情况. 无控制件与控制件位于不同位置时, 均方根值分布 都呈 M 状, 均方根值有控制时比无控制时低. 如 图 12(b) 所示, 数值模拟的脉动速度均方根分布形状 与实测情况一致, 但在尾流核心区模拟的均方根数 值低于实测值. 实测尾流脉动速度高于模拟值, 可能 是风洞来流湍流度带来的影响, 具体情况有待进一 步研究.

2.5 升阻力与力矩控制效果

由于缺乏实验条件,振荡板的升阻力和扭转力 矩无法实测得到.鉴于数值模拟与实验测量在尾流 旋涡流场、时均速度剖面、脉动速度功率谱和脉动 速度均方根分布方面的吻合度良好,因此采用数值 模拟方法将控制件纵坐标固定在板中央 *x/B* = 0 处, 改变控制件与板中心轴的距离 *y/H*,研究其对振荡板 升力、阻力及扭矩的控制效果.

图 13(a) 为振幅 β = 2.5°时, 控制前后升力、阻



图 13 振幅 β = 2.5°, 振频 $f_c H/V_{\infty}$ = 0.054 时, 无控制件与控制件位于 x/B = 0, y/H = 1.0 时板的升、阻力系数和力矩系数随时间的变化

Fig. 13 Time series of force and torque coefficients of the plate in cases without elements and with the elements at x/B = 0, y/H = 0.5, and $\beta = 2.5^{\circ}$, $f_{c}H/V_{\infty} = 0.0536$

力系数随时间的变化.其中, *C*₀, *C*₁₀ 可以看出,控制 前和控制后板的阻力系数脉动都很小,控制后平均 阻力略有上升.控制前升力系数随板的振荡作周期 性变动,控制前变动幅值较大,控制后变动幅值减小 约一半.

图 13(b) 为控制前、后板的扭转力矩随时间的 变化. 控制前力矩系数作周期性变化, 其中, C_m 和 C_{m0} 变化幅值约为 1.8, 控制后变化幅值减为约 1.0.

图 14 为振幅 β = 5°时, 窄条对板升力、阻力和 力矩系数的控制效果. 控制前、后板的阻力系数变 化幅度都较小, 控制后平均阻力略有上升. 控制前板 的升力系数和力矩系数变化幅度分别为 2.0 和 3.8, 控制后分别减小为 0.9 和 2.3.

板的扭矩和升力系数脉动幅度的减小,将直接 减小颤振导数值,因此提高颤振临界风速,对颤振抑 制具有重要意义.

将升力系数和力矩系数减去各自的时均值后, 得到脉动升力系数和脉动力矩系数.对脉动升力和 脉动力矩的时间序列分别求均方根,得到施加与未 加控制时脉动升力系数均方根比值 C₁/C₁₀,和脉动



图 14 振幅 β = 5°, 振频 f_eH/V_{∞} = 0.054 下, 无控制件与控制件位于 x/B = 0, y/H = ±1.0 时板的升力、阻力系数和扭转力矩系数随时间的变化 Fig. 14 Time series of force and torque coefficients of the plate in cases without elements and with the elements at x/B = 0, y/H = ±1.0, and β = 5°, f_eH/V_{∞} = 0.054

扭矩系数均方根比值 C_m/C_{m0}. 当两个比值均小于 1 时, 施加窄条对颤振具有正面抑制效果.

图 15(a) 是不同振幅下,有控制与无控制时的脉 动扭矩均方根比值 C_m/C_{m0} 随板中央控制件横向位 置 y/H 的变化情况,其中振频固定为 $f_eH/V_{\infty} = 0.054$. 工程中常用的中央控制板方法,是将控制板与桥面 接触或很靠近桥面安装.但本文结果显示,控制件很 靠近板面时,脉动力矩控制效果不佳.随着控制件离 板面距离增加,脉动升力迅速下降,到y/H = 1.0时, 降至最低值.再增大y/H,效果又迅速变差. C_m/C_{m0} 最低值随振幅的增大而增大,由 $\beta = 2.5^{\circ}$ 时的 0.6 上 升到 $\beta = 7.5^{\circ}$ 时的 0.7.

如图 15(b) 所示, 脉动升力均方根比 *C*₁/*C*₁₀ 随控 制件位置 *y*/*H* 的变化情况与脉动扭矩系数类似. 窄 条很靠近板面时, 控制效果较差. 随着距离 *y*/*H* 增大, 控制效果改善. 窄条位置在 *y*/*H* = 0.8 附近时, 控制效 果最佳; 再增大间距, 控制效果又变差. β = 2.5°, 5°, 7.5°时, *C*₁/*C*₁₀ 最低值分别达到 0.1, 0.3 和 0.5.

图 16(a) 为振幅 β = 5°时, 脉动扭矩比 $C_{\rm m}$ /



图 15 固定振频 $f_e H/V_{\infty} = 0.054$,不同振幅 β 下,有控制和无控制时脉动 力距系数均方根比 C_m/C_{m0} 和脉动升力系数均方根比 C_l/C_{l0} 随中央控制 件 (x/B = 0) 横向位置 y/H 的变化图

Fig. 15 $C_{\rm m}/C_{\rm m0}$ and $C_{\rm l}/C_{\rm l0}$ versus y/H at fixed frequency $f_{\rm e} H/V_{\infty}$ =0.054, where y/H is distance between the plate axis and the element on central line x/B = 0; $C_{\rm m}/C_{\rm m0} (C_{\rm l}/C_{\rm l})$ is root mean square ratio of fluctuating moment (fluctuating lift) with and without control

 C_{m0} 随中央控制件横向位置的变化. 各振频下, 控制件最佳位置在 $y/H = 0.85 \sim 1.0$ 之间. C_m/C_{m0} 最低值随振频增大而上升, 由 $f_e H/V_{\infty} = 0.043$ 时的 0.57 上升到 $f_e H/V_{\infty} = 0.054, 0.064$ 时的 0.63 和 0.84.

图 16(b) 为脉动升力比 C_1 / C_{10} 随控制件距离 y/H的变化. 当振频较低, $f_e H/V_{\infty} = 0.043$ 时, 控制件 靠近板面时控制效果最好, 随着距离增大而变差. 当 振频稍增大到 $f_e H/V_{\infty} = 0.054, 0.064$ 时, 最佳控制效 果的位置在 $y/H = 0.85 \sim 1.0.3$ 个频率下, C_1 / C_{10} 最低值在 0.2 ~ 0.25 之间, 控制效果都很好.

由图 15 和图 16 可知,具有较好控制效果的控制件 y/H 位置区域较狭窄.对于颤振来说,扭矩控制占首要地位,其次是升力.实际应用中,需根据桥跨结构固有频率等因素,选择合适的控制件位置.

图 17(a) 为固定振频下, 扭矩控制效果随振幅的 变化. 当控制件很靠近板面 y/H = 0.75 时, 在该频率 下, 小振幅时控制效果不佳, 但随振幅增大, 控制效 果加强. 当位置在 y/H = 0.875 ~ 1.0 时, 扭矩抑制效



图 16 振幅 β=5°时, 有控制与无控制的脉动扭矩系数和脉动升力系数 均方根比值 C_m/C_{m0} 和 C_l/C₁₀ 随中央控制件 (x/B=0) 横向位置 y/H 的变化图

Fig. 16 C_m/C_{m0} and C_l/C_{l0} versus y/H at fixed oscillation amplitude $\beta = 5^\circ$, where y/H is distance between the plate axis and the element on central line x/B = 0; C_{l0} , C_{m0} and C_l , C_m are rms of fluctuating lift, rms of fluctuating torque of the plate without and with elements respectively

果最好, 且随振幅改变, 抑制效果变化不大. 当 y/H> 1.13 时, 抑制效果不佳.

图 17(b) 为固定振频下, 升力控制效果随振幅的 变化. *y*/*H* ≤ 0.875 时, 控制效果随振幅增大而变的越 来越好, 到 β = 7.5°, *C*₁/*C*₁₀ 低于 0.25. *y*/*H* = 1.0 ~ 1.125 时, *C*₁/*C*₁₀ 在 0.5 ~ 0.6 之间, 几乎不随 β 改变. *y*/*H* > 1.25, 抑制效果不佳.

图 18(a) 为脉动扭矩比随 f_eH/V_∞的变化. 当控制 件很靠近板面 y/H=0.75 时, 脉动扭矩控制效果不是 很好, 且随着振频增大, 效果越差. 随着 y/H 增大到 0.875~1.0, C_m/C_{m0} 曲线整体上下降很多, 抑制效果 变好, 但 C_m/C_{m0} 随振频增大而增大的趋势仍然存 在. 当 y/H=1.125~1.5 时, 仍有一定控制效果, 且不 随振频改变. 工程桥梁的固有频率都很低, 加之颤振 临界风速很高, 因此无量纲频率很低. 由于颤振气动 导数的存在, 降低结构阻尼和结构刚度, 致使桥跨结 构固频率变的更低. 因此在低频下具有好的控制效 果, 对颤振抑制仍具有重要意义.



图 17 振幅 β 对板脉动扭矩比 C_m/C_{m0} 和脉动升力比 C_l/C_{l0} 控制效果的 影响 (振频 f_cH/V_∞ = 0.054. 中央控制件 (x/B = 0) 在不同 y/H 位置)

Fig. 17 Influences of oscillation amplitude β on suppression of fluctuating torque and lift of the plate. (Oscillation frequency $f_e H/V_{\infty} = 0.0536$, and the central elements (x/B = 0) at different y/H positions)



图 18 振频 f_cH/V_∞对板脉动扭矩比 C_n/C_{m0} 和脉动升力比 C_l/C₁₀ 控制效 果的影响 (振幅 β = 5°, 中央控制件 (x/B = 0) 位于不同 y/H 位置)



图 18(b) 为脉动升力控制效果随振频的变化情况. 控制件很靠近板面 y/H = 0.75 时,在低振频下控制效果很好,但随着振频增大,效果越来越差. 控制件在 y/H = 0.875~1.125 之间时,总体控制效果较好,特别是 y/H = 1.0 时,随振频增大,效果变得越来越好.

3 尾流控制机理讨论

尾流控制机理与旋涡生成机理密不可分.静止 柱体尾流涡脱落的形成机制已经有多位作者进行了 研究: 文献 [43-44] 在尾流速度剖面的线性稳定性分 析中,引入绝对不稳定性和对流不稳定性概念,认为 近尾流中的绝对不稳定性是旋涡脱落形成的主要因 素; 文献 [45-46] 的研究证明,只有当近尾流中的绝 对不稳定性区足够大时才能形成尾流的整体不稳定 和旋涡脱落; 文献 [47-49] 在柱体尾部引入喷射和 抽吸,减小了绝对不稳定性区并抑制了旋涡脱落.

在振荡板尾流中,除了绝对不稳定性机制以外, 还存在另一种旋涡生成机制,称为信号放大机制^[50]: 振荡运动在尾流中发出周期性扰动信号,该信号在 向下游传播过程中发展放大,形成旋涡脱落.在振荡 板尾流中,这两种机制存在竞争:绝对不稳定性机制 占优时形成非锁频旋涡脱落,其频率与柱体振荡频 率无关.信号放大机制占优时形成锁频旋涡脱落,其 频率与板振荡频率相同.

根据有关研究,静止圆柱体尾流初次失稳(从二 维向三维转变)的临界雷诺数约为190,三次失稳临 界雷诺数约为260,转捩为湍流的临界雷诺数低于 400^[51-52]).周期振荡柱体尾流第三次失稳的临界雷 诺数为377^[53].而三次失稳后,雷诺数再增大一个不 是很大的定值,尾流将转捩为湍流^[54].在本文研究的 雷诺数 *Re* = 2800 下,旋转振荡板的尾流为湍流.湍 尾流的不规则脉动将使大尺度旋涡的能量向小涡迁 移,并可能影响旋涡脱落的形成.施加控制件以后, 将在两个方面影响板尾流:一是改变板尾流的速度 剖面,二是增强板尾流不规则脉动,因此在尾流稳定 性分析中,这两个因素都需要考虑,才能正确反映施 加控制件后尾流稳定性的改变.

为了研究信号放大问题,将无量纲化的尾流流 速的两个分量分解为平均量和脉动量

$$\begin{pmatrix} V_x \\ V_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_0 \\ V_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} u' \\ v' \end{pmatrix}$$
(1)

将脉动速度 u', v' 进一步分解为具有最大增长 率的规则脉动项、其他规则脉动项和不规则脉动 项 3 部分. 设规则扰动幅值变化率相对于其波动周 期变化来说很慢,可按照多重尺度方法,引入时间慢 变量: τ = εt,其中ε为一阶小量,则

$$\begin{pmatrix} u'\\v' \end{pmatrix} = \sum_{k=1}^{M} \begin{pmatrix} u_k\\v_k \end{pmatrix} e^{-i\omega_k t} + c.c. + \begin{pmatrix} u'_{irr}\\v'_{irr} \end{pmatrix}$$
(2)

式中 u_1, v_1 为有最大增长率的规则脉动幅值, u_k 和 v_k ($k \ge 2$)为其他规则脉动幅值,他们都是 τ 和空间坐标的函数. $\omega_1 = \omega$ 为最大增长的脉动圆频率(主频), ω_k ($k \ge 2$)为其他规则脉动圆频率.最后一项为不规则脉动.利用连续性方程,将动量方程中的压力项消去,再将得到的单一方程各项分别乘以 $e^{i\omega t}$ 再对时间t积分,认为 τ 独立于t,有

$$\frac{1}{T}\int_{0}^{T} e^{i\omega t} \begin{pmatrix} u'\\v' \end{pmatrix} dt = \begin{pmatrix} u_{1}\\v_{1} \end{pmatrix}$$
(3)

$$\frac{1}{T}\int_{0}^{T} e^{i\omega t} \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} u'\\v' \end{pmatrix} dt = \varepsilon \frac{d}{d\tau} \begin{pmatrix} u_{1}\\v_{1} \end{pmatrix} - i\omega \begin{pmatrix} u_{1}\\v_{1} \end{pmatrix} \quad (4)$$

其中 T 相对于规则脉动周期和不规则脉动来说是足 够长的时间,从而使积分收敛;而相对于慢变量来 说,εT 又足够短,各规则脉动幅值变化可忽略。如 果将 ω 看作复数,则脉动幅值变化可化为ω的虚 部,式(3)中的积分结果变为

$$\frac{1}{T}\int_{0}^{T} e^{i\omega t} \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} u'\\v' \end{pmatrix} dt = -i\omega \begin{pmatrix} u_{1}\\v_{1} \end{pmatrix}$$
(5)

而不规则项积分后的结果,相当于湍流能谱(宽 谱)在主频率下的值等于0(如果不为0,可吸收进最 大增长的主频脉动中).

对不规则脉动的影响,引入涡黏系数(没有其他 假设),则扰动非线性项部分得到线性化

$$\frac{1}{T}\int_{0}^{T} (u'^{2} - v'^{2})e^{i\omega t}dt = 4v_{T_{1}}\frac{\partial v_{1}}{\partial y} = -4v_{T_{1}}\frac{\partial u_{1}}{\partial x}$$

$$\frac{1}{T}\int_{0}^{T} -u'v'e^{i\omega t}dt = v_{T_{2}}\left(\frac{\partial u_{1}}{\partial y} + \frac{\partial v_{1}}{\partial x}\right)$$
(6)

式中*v*_{T1}和*v*_{T2}分别称为第一和第二涡黏系数.在平行流假设下,设

$$\begin{pmatrix} u_1 \\ v_1 \end{pmatrix} = e^{ikx} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}$$
(7)

 $(kU_0 - \omega)(D^2 - k^2)v - kvD^2U_0 + 2ik^2D(v_{T1}Dv) + i(D^2 + k^2)[v_{T2}(D^2 + k^2)v] + (i/Re)(D^2 - k^2)^2v = 0$ (8)

式中,
$$D = \frac{d}{dy}$$
, 边界条件为 $y/H = \pm 10$, $v = Dv = 0$.

平行流假设下涡黏系数仅为空间位置 y 的函数, 不随时间改变.

> 1.2 10 x/H0.8 0.6 40°ΛIΩ 0.4 Ω 0.2 .0 6 0 -0.22 -4-3 -20 3 4 y/H(a) 无控制时各流向站位的速度分布 (a) Velocity profiles without control x/H0.07 3.0 0.06 35 0.05 400.04 - 4.5 $2v_{TI}$ - 5.0 0.03 0.02 0.01 0 -0.01-5 -3 2 3 -4-20 4 -11 5 y/H(b) 无控制时各流向站位的第一涡黏系数分布 (b) 1st eddy viscosity distributions without control

x/H0.008 3.0 35 0.006 40 4.5 v_{72} م 0.004 م 5.0 0.002 0 -5 -4-3 -2-10 1 2 3 4 5 y/H(c) 无控制时各流向站位的第二涡黏系数分布

(c) 2nd eddy viscosity distributions without control

根据有关研究^[51,55], 当采用饱和状态 (satuated state) 流速作为基本流时, 得到的主频率与实验旋涡 脱落频率很接近, 而采用初始速度剖面时, 得到的主频率与实验差别较大. 因此稳定性分析中采用饱和 速度剖面; 而两个涡黏系数 (假设为正实数), 可以用 饱和状态下测量的脉动速度, 以及经过滤波后得到 的主频脉动 *u*₁ 和 *v*₁, 通过式 (5) 的关系推出. 用重复 测量结果计算的涡黏系数都非常接近, 说明其具有 唯一性.

图 19(a) 和图 19(d) 分别为无控制和施加控制后



(e) 有控制时各流回站位的第一涡黏系数分布 (e) 1st eddy viscosity distributions with control





图 19 振幅 β=2.5°, 振频 f_eH/V_o=0.043 时, 无控制与有控制的尾流速度剖面与涡黏系数分布对比

Fig. 19 Comparisons of velocity profiles and eddy viscosities between the wakes without elements and with the elements at x/B = 0.5, $y/H = \pm 1.3$ when $\beta = 2.5^{\circ}$ and $f_e H/V_{\infty} = 0.0428$

报

各流向站位的速度剖面情况:无控制的速度剖面呈 V型,只有一个低谷;施加双控制件后,速度剖面存 在3个低谷.

图 19(b) 和图 19(e) 分别为无控制和施加控制后 的尾流各流向站位的第一涡黏系数情况:无控制时, 涡黏系数 v_{T1}主要分布在尾流核心区中 y/H = -2 ~ 2 内,此外的区域接近于 0,而且在靠近板尾缘时, v_{T1} 较低,随着向下游其值增大.加控制后, v_{T1}最高值增 大到无控制时的 9 倍,主要分布在 y/H = -1 ~ -3 和 1~3 两个区域内,其他区域接近 0.

图 19(c) 和图 19(f) 分别为无控制和施加控制后 的第二涡黏系数在各流向站位的分布情况:无控制 和有控制时的分布区域分别与第一涡黏系数无控制 和有控制时的区域相同; 施加控制后 v_{T2}最大值是无 控制时最大值的 4 倍.

将 y/H坐标归一化为 η (-1 $\leq \eta \leq 1$),采用满足边 界条件的车比雪夫组合函数系列 φ_n

$$\varphi_{2n-1}(\eta) = T_{2n+3}(\eta) - \left(2 + \frac{1}{n}\right) T_{2n+1}(\eta) + \left(1 + \frac{1}{n}\right) T_{2n-1}(\eta)$$

$$\varphi_{2n}(\eta) = T_{2n+2}(\eta) - \left(2 + \frac{2}{2n-1}\right) T_{2n}(\eta) + \left(1 + \frac{2}{2n-1}\right) T_{2n-2}(\eta)$$
(9)

作为基本函数系,将扰动量 v 展开成 2N 项级数 之和并带入稳定性方程,将函数系的每个 φ_n 乘以方 程各项,然后对归一化坐标进行积分,得到线性代数 方程组.线性方程组系数矩阵各特征根的虚部,决定 速度剖面的稳定性.

对每个 x/H 站位, 对 $k = 0.025 \sim 50$, 每隔 0.025 取一个波数, 求出虚部最大的特征根 $\omega = \omega_r + i\omega_i$, 然 后再取所有波数中的最大虚部 $\omega_{i max}$, 作为该 x/H 站 位的最大扰动放大因子. 对每个 x/H 站位, 最大放大 因子所对应的圆频率 $\omega_{r max}$, 再除以 2π , 得无量纲频 率 f_{max} . 当扰动的无量纲频率高于 f_{max} 时, 该扰动在 该 x/H 站位衰减或增长缓慢.

图 20(a) 为最大扰动放大因子 ω_{i max} 随流向站 位 *x/H* 的变化. 无控制时, 考虑涡黏性计算的最大放 大因子曲线, 略低于不考虑涡黏性 (在稳定性方程中 令 ν_{T1} = ν_{T2} = 0) 时的计算曲线; 两条曲线随 *x/H* 的 增大而逐渐下降. 施加控制后, 不考虑涡黏性时计算 的放大因子, 在位靠近板尾缘的站位 *x/H*=2.5~4 区 间具有很高值, 甚至高于未加控制时, 与尾流抑制情



 图 20 振幅 β=2.5°, 振频 f_cH/V_∞ = 0.043 下, 未加控制和加控制件于 x/B=0.5, y/H=±1.3 时扰动最高放大因子 ω_{i max} 及扰动增长的 最大频率 f_{max} 随流向站位 x/H 的变化曲线对比

Fig. 20 Maximum perturbation amplification factors and maximum frequencies of amplifying perturbations in the wakes without control and with the control elements at x/B = 0.5, $y/H = \pm 1.3$ when $\beta = 2.5^{\circ}$ and $f_{e}H/V_{\infty} = 0.043$

况不太符合, 且当 *x*/*H* 站位离开板较大距离后, 放大 因子仍保持在 0.03 左右, 不再减小. 施加控制件时, 考虑涡黏性计算的放大因子曲线, 远比无控制时考 虑涡黏性计算的曲线低. 相比不考虑涡黏性情况, 考 虑涡黏性计算的有控制时的放大因子曲线明显更 低, 且随着 *x*/*H* 站位离开板距离增大, 放大因子趋近 于 0. 涡黏系数的引入, 体现了控制件方法将大涡能 量向小涡和湍流脉动转移, 从而削弱旋涡脱落强度 的作用.

图 20(b) 为扰动放大的频率曲线情况. 无控制时,考虑和不考虑涡黏性影响的计算结果相近,扰动最高放大的频率在 0.12~0.14 之间,随 x/H 站位的变化很小. 施加控制后,不考虑和考虑涡黏性影响计算的扰动最高放大频率范围除很靠近板尾缘的小区域外,都远低于无控制时,且随着 x/H 站位距离的增大向更低频收缩. 考虑涡黏性计算的最高放大频率

曲线比不考虑涡黏性时更低,说明涡黏性对较高频 率的扰动具有更大的抑制作用.上述稳定性分析结 果,可以解释施加控制件以后,通过改变尾流速度剖 面,增大湍流尾流的涡黏性,从而削弱扰动放大因子, 并缩小扰动放大的频率范围,进而减小旋涡脱落形 成机会,削弱旋涡脱落强度的尾流控制机制.

4 结论

在旋转振荡板的两侧对称地放置两个相同的窄 条控制件,研究其对板尾流的影响.控制件分别位于 板的前缘、中央和尾缘,控制参数取窄条的横向坐 标 v/H. 在风洞中用烟线方法及热线风速仪, 对施加 控制前后的旋转振荡板尾流进行流动显示及尾流平 均和脉动速度测量,并用标准 k-c 模型对相应尾流进 行数值模拟.不同振频和振幅下,数值模拟的无控制 和有控制涡量场,与流动显示的尾流旋涡流场具有 很高相似度.数值模拟的不同流向站位的平均速度 剖面、脉动速度均方根分布和脉动速度功率谱,与 测量结果在曲线形状上很相似,具体数值整体上相 差不大,吻合度良好.流动显示图说明,在一定横向 位置 y/H下,对不同振幅和振频的振荡,前缘、中央 和尾缘控制件都对板尾流大尺度旋涡脱落具有抑制 效果.从控制件上脱落的小尺度旋涡在下游移动和 进入板尾流过程中由清晰变得模糊, 增强了板尾流 的不规则脉动. 控制前后尾流脉动速度功率谱主峰 峰值比,代表旋涡脱落抑制效果.根据测量结果,当 板振幅β ≤ 7.5°时, 在一定振频范围内, 3 种流向位 置的控制件都具有较好的尾流控制效果,尤其是中 央控制件,有效果的频率范围较宽,且功率谱主峰比 最低处仅为 0.3 左右. 数值模拟结果说明, 当中央控 制件位于一定 y/H 位置时, 流体作用于板的脉动扭 转力矩均方根和脉动升力均方根比无控制时都有大 幅下降. 但控制效果很好的控制件位置区域范围较 窄.在振频方面,也有一定限制:某些情况下,无量纲 频率太高,控制效果不佳.引入第一和第二涡黏系数, 对施加控制前后板尾流速度剖面进行线性稳定性分 析,以探讨控制机理,分析结果证明,施加控制件于 一定位置后,尾流速度剖面形状有较大改变,涡黏系 数也成倍增大,最终结果,是使扰动最大放大因子随 流向位置的变化曲线比无控制时有很大降低,扰动 放大的频率范围也大幅收窄.

参考文献

- Larsen A, Larose GL. Dynamic wind effects on suspension and cable-stayed bridges. *Journal of Sound and Vibration*, 2015, 334(6): 2-28
- 2 Bourguet R, Karniadakis GE, Triantafyllou MS. Vortex-induced vibrations of a long flexible cylinder in shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 2011, 677: 342-382
- 3 Law SS, Yang QS, Fang YL. Experimental studies on possible vortex shedding in a suspension bridge, Part I: Structural dynamic characteristics and analysis model. *Wind and Structures an International Journal*, 2007, 10(6): 543-554
- 4 Law SS, Yang QS, Fang YL. Experimental studies on possible vortex shedding in a suspension bridge, Part II: Results when under typhoon Babs and York. *Wind and Structures an International Journal*, 2007, 10(6): 555-576
- 5 Carberry J, Govardhan R, Sheridan J, et al. Wake states and response branches of forced and freely oscillating cylinders. *European Journal of Mechanics / B Fluids*, 2003, 23(1): 89-97
- 6 Morse TL, Williamson CHK. Prediction of vortex-induced vibration response by employing controlled motion. *Journal of Fluid Mechanics*, 2009, 634: 5-39
- 7 Govardhan R, Williamson CHK. Modes of vortex formation and frequency response of a freely vibrating cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 2000, 420: 85-130
- 8 Bruno L, Fransos D. Evaluation of Reynolds number effects on flutter derivatives of a flat plate by means of a computational approach. *Journal of Fluids and Structures*, 2008, 24(7): 1058-1076
- 9 Matsuda K, Tokushige M, Iwasaki T. Reynolds number effects on the steady and unsteady aerodynamic forces on the bridge deck sections of long-span suspension bridge. *IHI Engineering Review*, 2007, 40(1): 12-26
- 10 Sato H, Kusuhara S, Ogi KI, et al. Aerodynamic characteristics of super long-span bridges with slotted box girder. *Journal of Wind En*gineering & Industrial Aerodynamics, 1999, 88(2): 297-306
- 11 王磊, 王海澎, 王述良等. 开洞高层建筑风压特性数值模拟研究. 武汉理工大学学报, 2012, 34(5): 122-126 (Wang Lei, Wang Haipeng, Wang Shuliang, et al. Study on wind pressure of high-rise building with openings. *Journal of Wuhan University of Technology*, 2012, 34(5): 122-126 (in Chinese))
- 12 王兆勇, 汤卓, 吕令毅. 龙卷风作用下开洞高层建筑风压分布特征 研究. 工程建设, 2014, 46(5): 8-12 (Wang Zhaoyong, Tang Zhuo, Lv Lingyi. Study on wind pressure distribution characteristics of high-rise building with openings under tornado action. *Engineering Construction*, 2014, 46(5): 8-12 (in Chinese))
- 13 袁伟斌,李泽彬,叶呈敏. 局部开洞对高层建筑风荷载特性的研究. 浙江工业大学学报, 2016, 44(4): 451-455 (Yuan Weibin, Li Zebin, Ye Chengmin. Research on wind characteristics of high-rise buildings with partial openings. *Journal of Zhejiang University of Technology*, 2016, 44(4): 451-455 (in Chinese))
- 14 Post ML, Decker R, Sapell AR, et al. Effect of bio-inspired sinusoidal leading-edges on wings. *Aerospace Science and Technology*, 2018, 81: 128-140
- 15 Fish FE, Battle JM. Hydrodynamic design of the humpback whale flipper. *Journal of Morphology*, 2010, 225(1): 51-60
- 16 Choi H, Jeon WP, Kim J. Control of Flow over a Bluff Body. Annual Review of Fluid Mechanics, 2008, 40(1): 113-139

力

- 17 鲜荣, 廖海黎. 封闭式扁平钢箱梁颤振稳定性气动优化措施风洞 试验研究. 世界桥梁, 2008(3): 44-47 (Xian Rong, Liao Haili. Wind tunnel test study of aerodynamic optimization measures for flutter stability of closed flat steel box girder. *World Bridges*, 2008(3): 44-47 (in Chinese))
- 18 曹丰产.桥梁断面中间开槽对颤振稳定性的影响.同济大学学报 (自然科学版), 2002, 30(5): 551-556 (Cao Fengchan. Influence of central slot on bridge box girder's flutter instability. *Journal of Tongji University* (*Natural Science*), 2002, 30(5): 551-556 (in Chinese))
- 19 Kamishita M, Aso S, Karashima K, et al. Active control of aerodynamic characteristics of next-generation SST wing by lateral blowing // 38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibition, Reno, NV, USA, Jan. 10-13, 2000
- 20 张卫国, 史喆羽, 李国强等. 风力机翼型动态失速等离子体流动控 制数值研究. 力学学报, 2020, 52(6): 1678-1689 (Zhang Weiguo, Shi Zheyu, Li Guoqiang, et al. Numerical study on dynamic stall flow control for wind turbine airfoil using plasma actuator. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2020, 52(6): 1678-1689 (in Chinese))
- 21 王巍, 唐滔, 卢盛鹏等. 主动射流控制水翼空化的数值模拟与分析. 力学学报, 2019, 51(6): 1752-1760 (Wang Wei, Tang Tao, Lu Shengpeng, et al. Numerical simulation and analysis of active jet control of hydrofoil cavitation. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2019, 51(6): 1752-1760 (in Chinese))
- 22 王巍, 张庆典, 唐滔等. 射流对绕水翼云空化流动抑制机理研究. 力学学报, 2020, 52(1): 12-23 (Wang Wei, Zhang Qingdian, Tang Tao, et al. Mechanism investigation of water injection on suppressing hydrofoil cloud cavitation flow. *Chinese Journal of Theoretical* and Applied Mechanics, 2020, 52(1): 12-23 (in Chinese))
- 23 Jones G, Santer M, Papodakis G, et al. Control of low Reynolds number flow around an airfoil using periodic surface morphing: A numerical study. *Journal of Fluids & Structures*, 2018, 76: 95-115
- 24 Jones G, Santer M, Debiasi M, et al. Control of flow separation around an airfoil at low Reynolds numbers using periodic surface morphing. *Journal of Fluids & Structures*, 2018, 76: 536-557
- 25 Omenzetter P, Wilde K, Fujino Y. Suppression of wind-induced instabilities of a long span bridge by a passive deck-flaps control system. Part II: Numerical simulations. *Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics*, 2000, 87(1): 81-91
- 26 Vipperman JS, Clark RL, Conner M, et al. Experimental active control of a typical section using a trailing-edge flap. *Journal of Aircraft*, 1998, 35(2): 224-229
- 27 于明礼,文浩,胡海岩等. 二维翼段颤振的μ控制. 航空学报, 2007, 28(2): 340-343 (Yu Mingli, Wen Hao, Hu Haiyan, et al. Active Flutter Suppression of a two-dimensional airfoil section using μ synthesis. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2007, 28(2): 340-343 (in Chinese))
- 28 Li K, Ge YJ, Guo ZW, et al. Theoretical framework of feedback aerodynamic control of flutter oscillation for long-span suspension bridges by the twin-winglet system. *Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics*, 2015, 145: 166-177
- 29 Li WC, Jin DP. Flutter suppression and stability analysis for a variable-span wing via morphing technology. *Journal of Sound and Vibration*, 2018, 412: 410-423
- 30 Livne E. Aircraft active flutter suppression: State of the art and technology maturation needs. *Journal of Aircraft*, 2018, 55(1): 410-450

- 31 Shimada K, Ishihara T. Predictability of unsteady two-dimensional k-ε model on the aerodynamic instabilities of some rectangular prisms. *Journal of Fluids & Structures*, 2012, 28: 20-39
- 32 Strykowski PJ, Sreenivasan KR. On the formation and suppression of vortex at low Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 1990, 218: 71-107
- 33 Prasad A, Williamson CHK. A method for the reduction of bluff body drag. *Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics*, 1997, 69: 155-167
- 34 Igarashi T, Terachi N. Drag reduction of flat plate normal to airstream by flow control using a rod. *Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics*, 2002, 90(4-5): 359-376
- 35 Tsutsui T, Igarashi T. Drag reduction of a circular cylinder in an airstream. Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics, 2002, 90(4): 527-541
- 36 Yen SC, Wu SF, San KC. Modulation of wake flow and aerodynamic behaviors around a square cylinder using an upstream control bar. *Experimental Thermal & Fluid Science*, 2016, 70: 139-147
- 37 陈野军, 邵传平. 尾部喷射对流向振荡柱体尾流旋涡脱落的抑制. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2012, 42(4): 406-420 (Chen YJ, Shao CP. Suppression of vortex shedding from an oscillating cylinder by base blowing. *Science China, Physics, Mechanics & Astronomy*, 2012, 42(4): 406-420 (in Chinese))
- 38 王赛, 邵传平. 隔离板对流向振荡圆柱尾流旋涡脱落的抑制. 力学 学报, 2012, 44(4): 787-791 (Wang Sai, Shao Chuanping. Suppression of vortex shedding from an oscillating circular cylinder by a splitter plate. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2012, 44(4): 787-791 (in Chinese))
- 39 秦广素,陈野军,邵传平. 窄条控制件对流向振荡柱体尾流旋涡脱 落的抑制. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2014, 44(9): 955-974 (Qin Guangsu, Chen Yejun, Shao Chuanping. Suppression of vortex shedding from an oscillating circular cylinder by a strip element. *Science China*, *Physics*, *Mechanics & Astronomy*, 2014, 44(9): 955-974 (in Chinese))
- 40 邵传平, 陈野军, 王赛等. 流向振荡柱体尾流控制研究进展. 力学 进展, 2014, 44: 188-235 (Shao Chuanping, Chen Yejun, Wang Sai, et al. Advances in the control of wakes behind an in-line oscillating cylinder. *Advances in Mechanics*, 2014, 44: 188-235 (in Chinese))
- 41 曹梦圆,金华斌,邵传平.单窄条控制件对横向振荡柱体尾流 2P 模式旋涡脱落的改变.力学学报,2018,50(4):734-750 (Cao Mengyuan, Jin Huabin, Shao Chuanping. The single strip-induced change of 2P-mode vortex shedding in the wake of a transversely oscillating cylinder. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2018, 50(4):734-750 (in Chinese))
- 42 Shao CP, Wei QD. Control of vortex shedding from a square cylinder. *AIAA Journal*, 2008, 46(2): 397-407
- 43 Pierrehumbert RT. Local and global baroclinic instability of zonally varying flow. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 1984, 41(14): 2141-2162
- 44 Koch W. Local instability characteristics and frequency determination of self-excited wake flows. *Journal of Sound & Vibration*, 1985, 99(1): 53-83
- 45 Monkewitz PA, Huerre P, Chomaz JM. Global linear stability analysis of weakly non-parallel shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 1993, 251(-1): 1-20
- 46 Chomaz JM. Global instabilities in spatially developing flows: nonnormality and non-linearity. *Annual Review of Fluid Mechanics*,

2005, 37: 357-392

- 47 Oertel H. Wakes behind blunt bodies. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1990, 22(1): 539-562
- 48 Hanneman K, Oertel H. Numerical simulation of the absolutely and convectively unstable wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 1989, 199: 55-88
- 49 Leu TS, Ho CM. Control of global instability in a non-parallel near wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 2000, 404: 345-378
- 50 Huerre P, Monkewitz PA. Local and global instabilities in spatially developing flows. *Annul Review of Fluid Uechanics*, 1990, 22(1): 473-537
- 51 Karniadakis GE, Triantafyllou G. Three-dimensional dynamics and

transition to turbulence in the wake of bluff bodies. *Journal of Fluid Mechanics*, 1992, 238: 1-30

- 52 Williamson CHK. Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1996, 28: 477-539
- 53 Leontini JS, Thompson MC, Hourigan K. Three-dimensional transition in the wake of a transversely oscillating cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 2007, 577: 79-104
- 54 Henderson RD. Nonlinear dynamics and pattern formation in turbulent wake transition. *Journal of Fluid Mechanics*, 1997, 352: 65-112
- 55 Triantafyllou GS, Triantafyllou MS, Chryssostomidis C. On the formation of vortex streets behind stationary cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 1986, 170: 461-477