

尾流干扰下下游圆柱气动性能的流场机理

杜晓庆^{1,2†}, 吴葛菲¹, 王玉梁¹, 孙雅慧¹

(1. 上海大学 土木工程系, 上海 200444; 2. 上海大学 风工程和气动控制研究中心, 上海 200444)

摘要:采用大涡模拟方法,在高雷诺数($Re=1.4\times 10^5$)下,以间距比 $P/D=1.5\sim 4$ 的静止双圆柱为对象,研究了下游圆柱的气动力系数、风压系数以及流场特性随风向角的变化规律,分析了下游圆柱气动力与流场结构的内在关系,基于圆柱壁面摩擦系数和干扰流态探讨了下游圆柱气动性能的流场机理.研究表明:对于小间距双圆柱($P/D<3$),下游圆柱会受到明显的平均负阻力作用,两个圆柱间隙中方向相反的一对回流(串列)以及高速间隙流(错列)是出现负阻力的流场机理;对于小间距错列双圆柱($P/D=1.5\sim 3$),下游圆柱还会受到很大的平均升力作用(内侧升力),下游圆柱的风压停滞点偏移、高速间隙流和间隙侧壁面的分离泡是出现这一升力的主要原因;对于间距较大的错列双圆柱($P/D=3\sim 4$),下游圆柱也会受到明显的平均升力作用(外侧升力),但其机理与小间距时不同,是由下游圆柱的风压停滞点偏移及其间隙侧气流分离点后移造成的.

关键词:双圆柱;大涡模拟;高雷诺数;升力机理;负阻力机理

中图分类号:TU 311

文献标志码:A

Flow Field Mechanism of Wake Interference Effects on Aerodynamic Characteristics of a Downstream Circular Cylinder

DU Xiaoqing^{1,2†}, WU Gefei¹, WANG Yuliang¹, SUN Yahui¹

(1. Department of Civil Engineering, Shanghai University, Shanghai 200444, China;

2. Aerodynamic Flow Control Research Center, Shanghai University, Shanghai 200444, China)

Abstract: To clarify the mechanism of wake interference effect on the downstream cylinder, large eddy simulation (LES) method was adopted. The flow around two static staggered circular cylinders was studied at a high Reynolds number of $Re=1.4\times 10^5$, and the ratio of center-to-center pitch (P) to the diameter of the cylinder (D) ranges from $P/D=1.5\sim 4$. The aerodynamic coefficients, mean pressure distributions, and flow field of the downstream cylinder were discussed along with the changing of incidence angle. The relationship between aerodynamic forces and flow characteristics was analyzed based on the time-averaged wall shear stress and flow structures. The results show that the reasons for the negative drag force of the downstream cylinder at small pitch ratio ($P/D<3$) lie in two factors, i.e., a pair of recirculation zone with opposite direction for the tandem configuration and the high-speed gap flow for the staggered arrangement with small incidence angles. At small pitch ratios ($P/D=1.5\sim 3$), the downstream

* 收稿日期:2018-06-04

基金项目:国家自然科学基金资助项目(51578330), National Natural Science Foundation of China(51578330);上海市自然科学基金资助项目(14ZR1416000), Natural Science Foundation of Shanghai(14ZR1416000)

作者简介:杜晓庆(1973—),男,江苏无锡人,上海大学副教授,博士

† 通讯联系人, E-mail: dxq@shu.edu.cn

cylinder is subjected to remarkable mean lift coefficient (inner lift), which is caused by the shift of the stagnation point, high-speed gap flow, and separation bubble. At the moderate pitch ratios ($P/D=3\sim 4$), the mean lift (outer lift) of the downstream cylinder is affected by the shift of the stagnation point and separation point in the gap side.

Key words: two circular cylinders; large eddy simulation; high Reynolds number; lift mechanism; negative drag mechanism

圆柱型结构在土木工程中应用广泛,且常常以柱群的形式出现,如桥梁并列索、多分裂导线、冷却塔群、烟囱群等^[1-3]。由于两个圆柱之间存在强烈的气动干扰,常会引起下游结构的风荷载增大或引发下游结构发生尾流激振。研究两个静止圆柱的气动干扰有助于理解尾流激振的干扰机理,因此其气动性能和流场特性受到众多学者关注^[4-5]。但由于双圆柱绕流受多种参数的影响,干扰机理非常复杂,尚有不少问题需要进一步的研究^[6-7]。

受到上游圆柱的尾流作用,下游圆柱的气动性能与单圆柱有很大差异,并且会随着雷诺数(Re)、圆心间距(P)和风向角(β)的变化发生剧烈波动。已有研究表明:对于小间距($P/D=1.25\sim 3.0$)双圆柱,下游圆柱会受到平均负阻力作用;在小风向角时还会受到很大的平均升力作用,一般称该升力为“内侧升力”(Inner lift)^[4,7-8]。在较大间距($P/D\geq 3.0$)时,下游圆柱也会受到显著的平均升力作用,但其机理不同于内侧升力,文献中称之为“外侧升力”(Outer lift)^[4,7-8]。

研究者对上述气动现象提出了不同的机理解释,尚未有统一的认识。对于下游圆柱的负阻力现象,Zdravkovich 等人猜测串列布置时双圆柱间的停滞流体以及错列布置时的间隙流可能是导致下游圆柱受平均负阻力作用的两个原因^[9-10]。对于内侧升力,两圆柱间的间隙流^[4,8]、上游圆柱剪切层再附到下游圆柱表面^[11]以及下游圆柱停滞点偏移^[12]被认为是出现内侧升力的可能原因。对于外侧升力,下游圆柱风压停滞点的偏移^[8,13-14]、两圆柱间隙流速度的增大^[4,8]以及上游圆柱尾流旋涡与下游圆柱的相互作用^[12,15]被认为是下游圆柱受平均升力作用的主要原因。

值得注意的是,以往流场干扰机理的解释都是基于较低雷诺数下的流迹显示试验结果,如文献[11]和文献[12]中的雷诺数分别为 5.6×10^3 和 360。但双圆柱绕流有强烈的雷诺数效应^[6-7],高雷诺数下的流场干扰机理很可能与低雷诺数时不同。双圆柱

型结构常工作在雷诺数大于 10^5 的环境中,因而有必要研究高雷诺数下的流场干扰机理。

本文采用大涡模拟方法,在高雷诺数下($Re=1.4 \times 10^5$),研究了圆心间距 $P/D=1.5\sim 4$ 、风向角 $\beta = 0^\circ\sim 90^\circ$ 的错列双圆柱的气动力系数、表面风压分布以及干扰流态的变化规律;结合流线图、流速比图和壁面风压分布,进一步解释了下游圆柱受平均负阻力作用的流场机理;基于下游圆柱的壁面摩擦系数和近壁面流场特性探讨了下游圆柱出现平均升力的流场机理。

1 计算模型与参数

1.1 控制方程和亚格子模型

在湍流运动中,系统中动量、质量、能量及其他物理量的输运主要受大尺度旋涡的影响,小尺度旋涡几乎不受几何边界条件影响,趋于各向同性,与所求解的问题并不密切相关,大涡模拟(LES)放弃全尺度上的瞬态运动模拟,而采用瞬时的 N-S 方程直接模拟湍流中的大尺度旋涡,小尺度涡对大尺度涡的影响则通过亚格子尺度模型(SGS)模拟^[16]。与雷诺平均法相比,LES 方法具有更好的普适性;与直接数值模拟相比,大涡模拟法又能节约计算机资源。故本文选取大涡模拟法作为湍流数值计算方法。

经过滤波函数的滤波,可得到大尺度涡的不可压缩 Navier-Stokes 方程^[17]:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

式中: \bar{u}_i 为滤波后速度; ρ 为流体密度; \bar{p} 为滤波后压力; μ 为流体动力黏度; τ_{ij} 为亚格子应力张量。

本文的亚格子应力 τ_{ij} 采用 Smagorinsky-Lilly 的亚格子尺度模型,具有以下形式^[17]:

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\mu_s \bar{S}_{ij} \quad (3)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

式中： μ_t 为亚格子尺度的湍动黏度，且

$$\mu_t = (C_s \Delta)^2 |\bar{S}| \quad (5)$$

$$|\bar{S}| = \sqrt{2S_{ij}\bar{S}_{ij}} \quad (6)$$

$$\Delta = (\Delta_x \Delta_y \Delta_z)^{1/3} \quad (7)$$

式中： Δ_i 代表沿坐标轴 i 方向的网格尺寸； C_s 是 Smagorinsky 常数，本文取 0.1.

1.2 计算模型及计算参数

图 1 为本文双圆柱的计算模型和工况示意图，两个圆柱的圆心间距为 P ，圆柱直径为 D 。圆心间距 $P/D=1.5, 2, 3$ 和 4，风向角 β 主要包括 $0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ, 90^\circ$ 等工况，在小间距下进行局部加密。 θ 为圆柱表面风压测点的角度位置，以圆柱迎风点为零点，顺时针旋转为正方向。根据圆柱直径 D 和来流风速 U_0 计算得到的雷诺数为 1.4×10^5 。

计算选用 O 型计算域，计算域直径为 $46D$ ，最大阻塞率为 4.3% (圆柱并列时)，模型展向长度为 $2D$ ，计算域入口边界采用均匀速度入口边界条件，出口边界采用自由出口边界条件，展向两端采用周期性边界条件，圆柱表面采用无滑移壁面条件。采用 SIMPLEC 算法求解压力-速度场耦合方程，空间离散采用中心差分法，时间离散采用二阶隐式格式，计算采用 Fluent 软件。

计算模型采用结构化网格，圆柱周向 400 个单元，径向 180 层单元，展向为 20 层单元；圆柱近壁面最小网格厚度为 $0.0001D$ ，壁面的 $y^+ \approx 1$ ，满足大涡模拟方法对近壁面网格的要求。网格总数约为 270 万~320 万，无量纲时间步 $\Delta t^* = 0.005 (\Delta t^* = \Delta t U_0 / D)$ ，其中 Δt 为实际计算时间步， U_0 为来流风速)。

圆柱表面的风压系数和摩擦系数定义为：

$$C_p = \frac{p - p_0}{0.5\rho U_0^2} \quad (8)$$

$$C_f = \frac{\tau_w}{0.5\rho U_0^2} \quad (9)$$

式中： $p - p_0$ 为当地风压和远前方风压之差； ρ 为来流空气密度。在下文中，采用 C_p 表示平均风压系数，采用 C_p' 表示脉动风压系数。壁面摩擦系数以顺时针方向为正， τ_w 为作用在圆柱壁面的风致剪切应力^[7]：

$$\tau_w = \mu (\partial V / \partial n)|_{n=0} \quad (10)$$

式中： μ 为粘性系数； $(\partial V / \partial n)|_{n=0}$ 为壁面局部风速沿壁面法线方向的速度梯度。

阻力系数 C_D 和升力系数 C_L 的定义见下式：

$$C_D = \frac{F_D}{0.5\rho U_0^2 D} \quad (11)$$

$$C_L = \frac{F_L}{0.5\rho U_0^2 D} \quad (12)$$

式中： F_D 和 F_L 分别为作用在单位长圆柱上的阻力和升力。气动力方向见图 1(a)，图中下标“1”和“2”分别表示上游圆柱和下游圆柱。

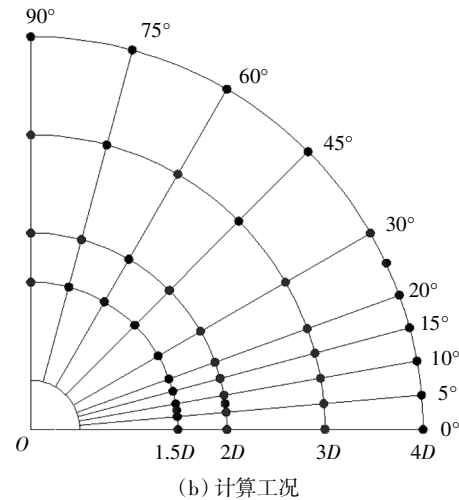
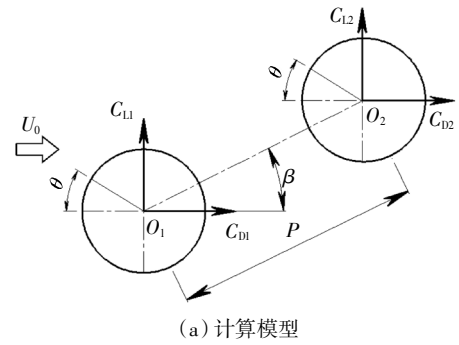


图 1 计算模型和工况示意图

Fig.1 Schematics of computational model and simulation cases

1.3 网格独立性验证

为了对本文所采用的计算网格进行独立性验证，首先以单圆柱体为研究对象，在雷诺数 $Re=1.4 \times 10^5$ 下，研究了计算模型的展向尺寸、周向网格数以及无量纲时间步长对计算结果的影响。表 1 给出了本文得到的单圆柱平均阻力系数 (C_D)、脉动升力系数 (C_L') 以及 St 数等，并列出了文献风洞试验结果进行比较。由表 1 可见：工况 Case4 的计算结果与文献中的风洞试验值更为接近，因而双圆柱计算模型参数主要参考 Case4。图 2 是根据最终选定的计算参数得到的单圆柱表面风压系数与文献中风洞试验结果^[18-23]的比较。从图中可见本文的平均风压系数和脉动风压系数均与文献吻合良好。

表 1 单圆柱计算结果验证

Tab.1 Result verification for a single circular cylinder

数据来源	雷诺数	网格方案 (周向×径向 ×展向)	展向 长度	无量纲 时间步 Δt^*	C_D	C_L'	St
本文 Case1	1.4×10^5	168×180×10	1D	0.005	0.89	0.13	0.18
本文 Case2	1.4×10^5	256×180×10	1D	0.005	1.11	0.45	0.19
本文 Case3	1.4×10^5	400×180×10	1D	0.005	1.26	0.67	0.19
本文 Case4	1.4×10^5	400×180×20	2D	0.005	1.19	0.54	0.19
本文 Case5	1.4×10^5	400×180×20	2D	0.020	1.34	0.77	0.18
本文 Case6	1.4×10^5	400×180×20	2D	0.010	1.23	0.61	0.19
Nishimura ^[18] (风洞试验)	6.1×10^4	—	—	—	1.22	0.56	0.20
Cantwell ^[19] (风洞试验)	1.4×10^5	—	—	—	1.24	—	0.18

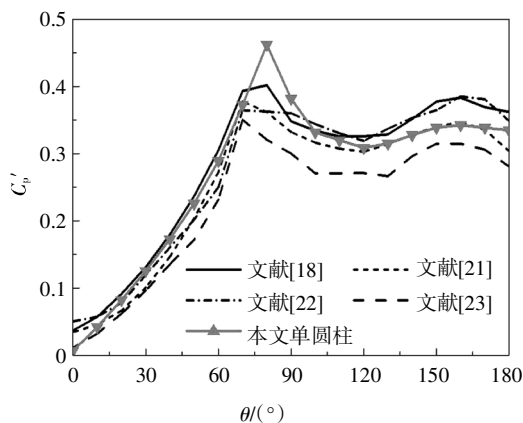
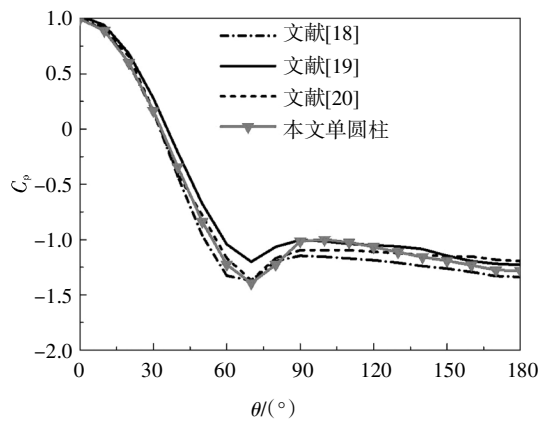


图 2 单圆柱表面风压分布验证

Fig.2 Result validation for the pressure distribution of one single circular cylinder

2 计算结果与分析

受篇幅限制, 本文只给出了圆心间距 $P/D=1.5$ 和 3 双圆柱(风向角为 $\beta=0^\circ \sim 90^\circ$)的计算结果, 主要研究下游圆柱平均气动系数和平均风压系数随风向角的变化规律, 并结合流场特性对下游圆柱的负阻力、内侧升力和外侧升力等现象的产生机理进行分析和讨论。

2.1 平均气动系数

图 3(a)和图 3(b)分别为 $P/D=1.5$ 和 $P/D=3$ 时下游圆柱的平均气动系数随风向角的变化曲线, 图中也列出了文献[24]中的风洞试验结果. 从总体上看, 本文结果与风洞试验值吻合较好, 下游圆柱的气动力随着风向角的变化会发生剧烈的波动, 特别是风向角位于 $0^\circ \sim 45^\circ$ 范围内。

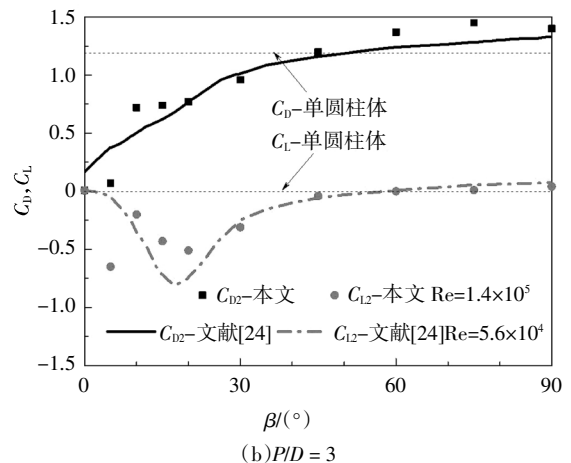
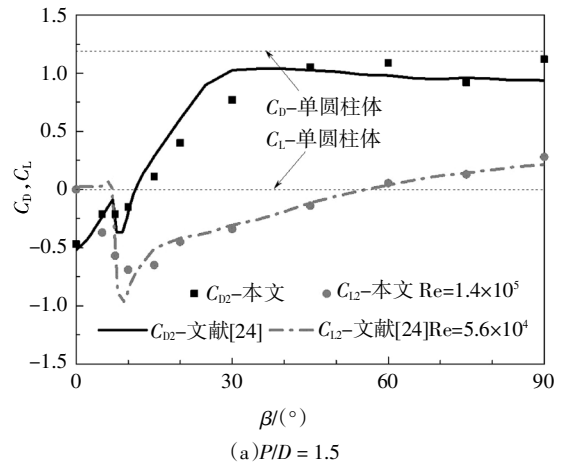


图 3 下游圆柱平均气动系数随风向角变化曲线

Fig.3 Mean aerodynamic coefficients as a function of incidence angle for the downstream cylinder

对于 $P/D=1.5$, 见图 3(a), 下游圆柱在 $\beta=0^\circ \sim 10^\circ$ 之间出现负阻力, 在串联布置时($\beta=0^\circ$)出现极小值 -0.5 , 而在错列布置时($\beta \neq 0^\circ$)与串联布置时的阻力

值又有一定的差异.随着风向角的增大,下游圆柱的阻力系数迅速增大并接近于单圆柱结果.平均升力系数在 $\beta=0^\circ\sim 20^\circ$ 范围内变化剧烈,并在 10° 附近取得极小值 -0.7 (该升力即为“内侧升力”);随着风向角的进一步增大,升力系数也会逐渐增大,并由负值变为正值.

对于 $P/D=3$,见图3(b),下游圆柱没有出现负阻力现象,阻力系数随着风向角的增大整体呈增大趋势,在 $\beta=60^\circ\sim 90^\circ$ 时会略高于单圆柱数值.下游圆柱的平均升力系数则呈先减小后增大的趋势,并在 $\beta=5^\circ$ 及 20° 附近出现两个极值.值得注意的是, $\beta=5^\circ$ 时的升力系数值较小,而 $\beta=20^\circ$ 时的升力数值较大;通过流场分析可知,前者的机理属于“内侧升力”,而后者属于“外侧升力”.文献[4]也有类似的结果,但文献[24]则在 $P/D=3$ 没有内侧升力现象,这可能是由于研究条件不同造成的.

2.2 平均风压系数

图4和图5分别给出了两种间距双圆柱在典型风向角下的平均风压系数分布图,图中也给出了单圆柱的风压系数分布.对于 $P/D=1.5$,见图4,风向角在 $0^\circ\sim 30^\circ$ 范围内,下游圆柱的风压系数受风向角的影响较明显.当风向角 $\beta=0^\circ$ 时,圆柱上、下表面

风压系数呈现较好的对称性,下游圆柱的风压系数均为负值.随着风向角增大至 $\beta=10^\circ$ 时,下游圆柱的停滞点在 $\theta=30^\circ$ 附近,与单圆柱相比发生了明显的偏移;圆柱上、下表面的风压系数呈现明显的不对称性,在圆柱下表面 $\theta=340^\circ$ 附近出现风压系数极小值.风向角增大至 $\beta=30^\circ$ 时,风压停滞点逐渐向迎风向移动至 $\theta=10^\circ$ 附近,下游圆柱风压系数不对称性有所减弱.随着风向角的进一步增大($\beta=45^\circ\sim 90^\circ$),停滞点会继续向迎风侧下表面偏移,风压系数分布的对称性逐步恢复并接近于单圆柱.

对于 $P/D=3$,见图5,当风向角 $\beta=0^\circ$ 时,下游圆柱完全沉浸在上游圆柱的尾流中,圆柱上下表面风压系数也呈现较好的对称性.风向角增大至 5° 时,圆柱上、下表面风压系数呈现明显的不对称性,停滞点也有明显偏移,风压分布形态与 $P/D=1.5$, $\beta=10^\circ$ (图4(b))的情况相似,在圆柱下表面 $\theta=340^\circ$ 附近出现风压系数极小值.当风向角增大至 20° 时,下游圆柱下表面的风压系数会在 $\theta=250^\circ$ 和 $\theta=300^\circ$ 附近出现两个极值.当风向角增大至 30° 时,圆柱上、下表面风压的对称性有所恢复.同样的,随着风向角的进一步增大($\beta=45^\circ\sim 90^\circ$),下游圆柱的风压系数分布逐渐接近单圆柱.

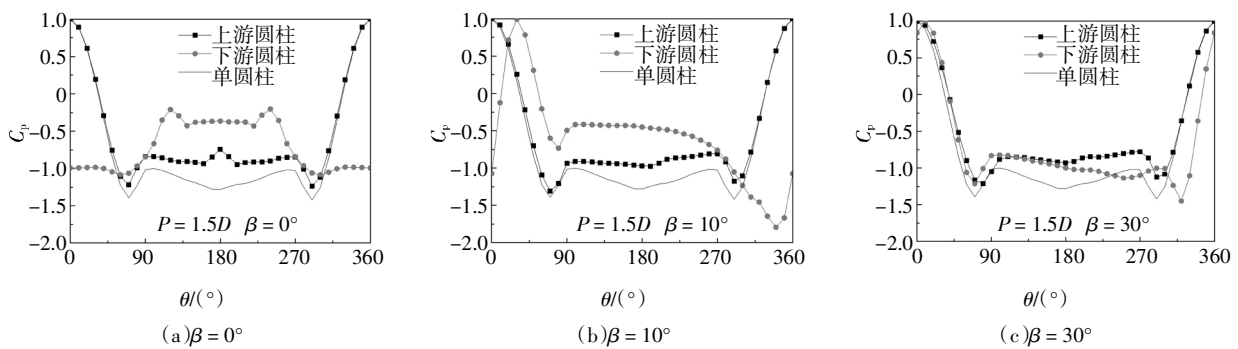


图4 $P/D=1.5$ 时圆柱表面的平均风压系数

Fig.4 Mean pressure coefficient distribution for the case of $P/D=1.5$

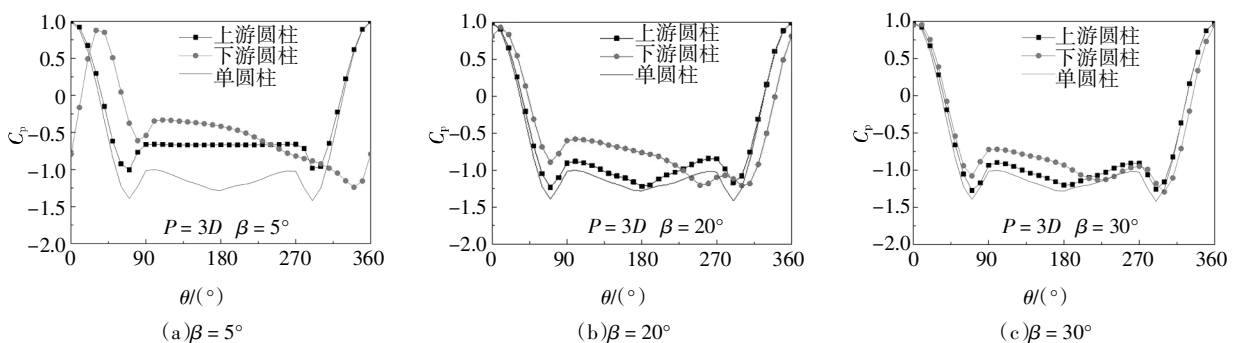


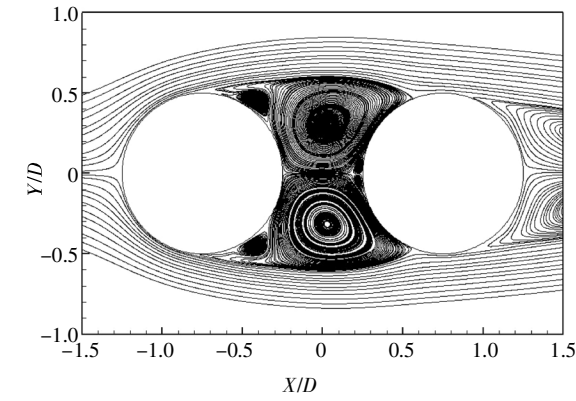
图5 $P/D=3$ 时圆柱表面的平均风压系数

Fig.5 Mean pressure coefficient distribution for the case of $P/D=3$

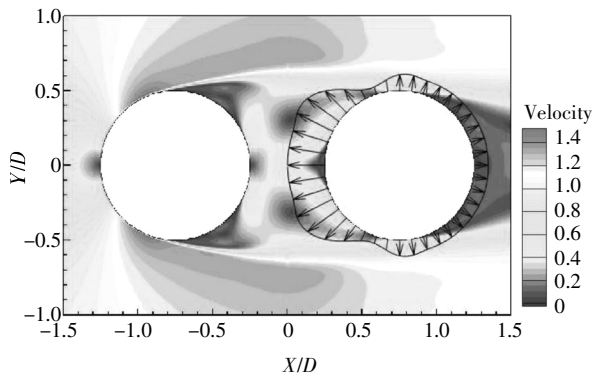
2.3 负阻力流场机理

从上文分析可知,对于小间距双圆柱 ($P/D=1.5$),在串联布置和小风向角错列布置时,下游圆柱会受负阻力作用,本节结合流场特性来分析其产生机理.

图 6 和图 7 分别给出了小间距双圆柱 ($P/D=1.5$)在串联布置($\beta=0^\circ$)和错列布置($\beta=10^\circ$)时下游圆柱的平均流线图和平均风速比图,其中平均风速比为流场内局部风速 U 与来流风速 U_0 的比值 (U/U_0),平均风速比图中还给出了下游圆柱表面风压分布,箭头指向圆柱圆心时的风压为正.对比图 6(a)和图 7(a)的平均流线图可见,这两种布置形式的流场结构有很大差异.



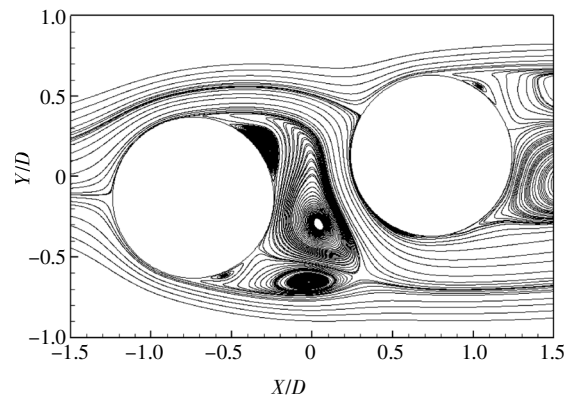
(a)平均流线



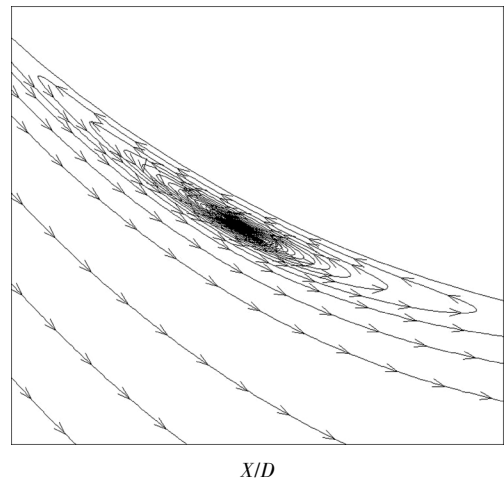
(b)平均风速比

图 6 小间距串联布置时的平均流场图($P/D=1.5, \beta=0^\circ$)
Fig.6 Mean flow field for two tandem cylinders of $P/D=1.5, \beta=0^\circ$

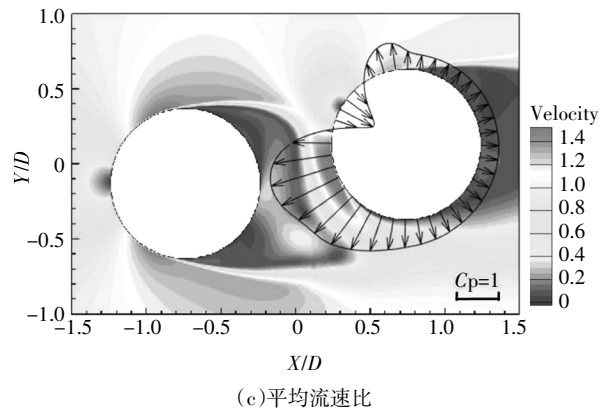
两个圆柱串联布置时,由图 6(a)可知,下游圆柱完全浸没在上游圆柱尾流中,上下游圆柱间隙中存在一对运动方向相反的回流区,该回流区会导致下游圆柱迎风侧出现较强的负压(见图 6(b));而由于在串联状态时下游圆柱尾流中的旋涡脱落强度较弱,因而其背风侧的负压数值较小;下游圆柱迎风侧和背风侧的压力差导致其受到平均负阻力的作用.



(a)平均流线



(b)局部流线



(c)平均风速比

图 7 小间距错列布置时的平均流场图($P/D=1.5, \beta=10^\circ$)
Fig.7 Mean flow field for two cylinders of $P/D=1.5, \beta=10^\circ$

两个圆柱错列布置时,由图 7(a)可以看出,平均流场呈现显著的不对称性,两个圆柱之间存在间隙流;由流速比图(图 7(c))可知,下游圆柱迎风侧的间隙流速度远大于来流风速,局部风速比超过 1.4,这一高速间隙流会导致下游圆柱迎风侧表面受到局部的强负压作用;同时下游圆柱背风侧的负压强度较弱,因而也会导致下游圆柱受负阻力的作用.

综上所述可知,小间距下游圆柱出现平均负阻

力现象存在两种不同的流场机理：串联布置时，两个圆柱之间的回流区是负阻力产生的主要原因；而错列布置时，负阻力则与圆柱间的高速间隙流有关。

2.4 内侧升力的流场机理

对于小间距双圆柱($P/D = 1.5$)，在小风向角($\beta = 10^\circ$)错列布置时，下游圆柱会受到内侧升力的作用。为了分析下游圆柱内侧升力的流场机理，图7给出了 $P/D = 1.5, \beta = 10^\circ$ 时平均流场图，图8给出了下游圆柱表面平均摩擦系数、平均风压系数和脉动风压系数。

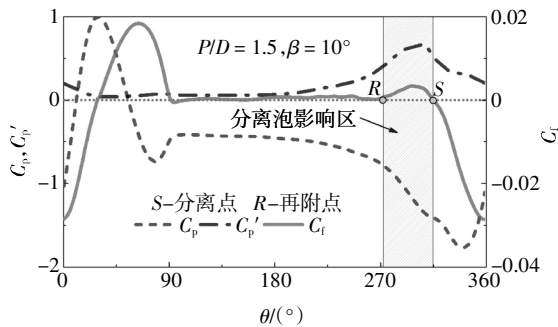


图8 下游圆柱表面的平均摩擦系数、平均风压系数和脉动风压系数($P/D=1.5, \beta=10^\circ$)

Fig.8 Mean coefficient of friction, mean and fluctuation pressure coefficient of the downstream cylinder($P/D=1.5, \beta=10^\circ$)

首先，由图7(c)和上文2.3节的分析可知，在下游圆柱的迎风侧 $\theta=315^\circ\sim 360^\circ$ 附近存在高速的间隙流，这一高速间隙流会导致下游圆柱表面在该区域内受到强负压作用，而该负压在横风向的分力会对下游圆柱的内侧升力有一定的贡献。

其次，从图7(a)和图7(b)的平均流线图可知，在下游圆柱迎风侧下表面 $\theta=270^\circ\sim 315^\circ$ 附近存在一个明显的回流区；由图8可知，在该范围两侧平均摩擦系数存在由负到正的变化，说明该回流区为分离泡，即存在分离的剪切层的再附现象，分离点S与再附点R位置如图8所示；图7(b)中分离泡所在区域表面负压较强，并且由于分离泡处圆柱下侧面，因而分离泡影响区的负压在横风向的分力对下游圆柱的内侧升力有较大贡献。

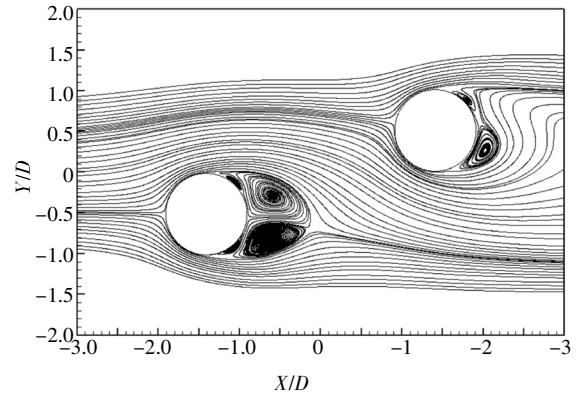
再者，由图7(c)的平均风速和表面风压系数可知，下游圆柱的停滞点向其上表面偏移，而停滞点附近圆柱表面受正压作用，因而停滞点附近的正压在横风向的分力同样会对内侧升力有较大贡献。

综上所述，下游圆柱间隙侧的高速间隙流、下游圆柱间隙侧气流的分离和再附(分离泡)、以及下游圆柱停滞点的偏移是下游圆柱受到内侧升力作

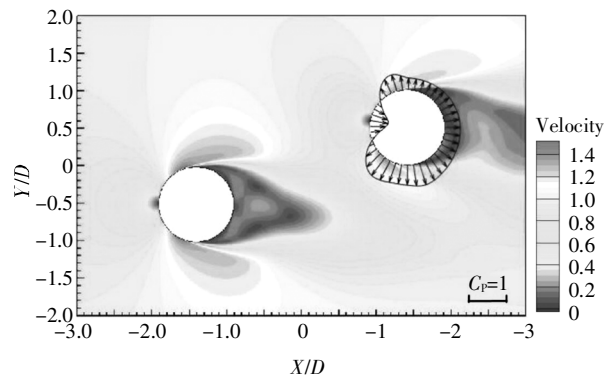
用的3个主要原因。值得指出的是，本文在高雷诺数下对内侧升力产生机理的解释与文献[11]低雷诺数下的结果不同。

2.5 外侧升力的流场机理

为了分析下游圆柱受外侧升力的流场机理，图9给出了 $P/D=3, \beta=20^\circ$ 时的平均流线图及平均风速比图，图10则给出了下游圆柱表面的平均摩擦系数、平均风压系数和脉动风压系数图。



(a) 平均流线图



(b) 平均风速比图

图9 $P/D=3, \beta=20^\circ$ 时的平均流场图

Fig.9 Mean flow field for two cylinders of $P/D=3, \beta=20^\circ$

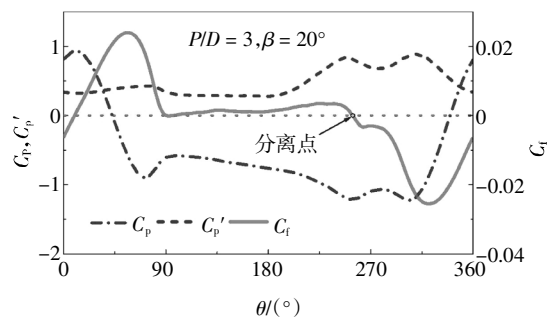


图10 下游圆柱表面平均摩擦系数、平均风压系数和脉动风压系数($P/D=3, \beta=20^\circ$)

Fig.10 Mean coefficient of friction, mean and fluctuation pressure coefficient of the downstream cylinder ($P/D=3, \beta=20^\circ$)

由图9(a)及图10的平均摩擦系数可知,在下游圆柱的迎风侧下表面没有分离剪切层的再附现象.从图9(b)可见,由于两个圆柱距离较远,圆柱间隙中的风速也没有明显的增大现象;但下游圆柱的风压停滞点也有明显的偏移,因而停滞点周围的正压在横风向的分力会对外侧升力有贡献.

另外,从图10的平均风压系数分布曲线可见,下游圆柱的下侧表面在 $\theta=250^\circ$ 和 $\theta=300^\circ$ 附近会出现两个负压极值点,其强度均大于其上侧表面的负压极值,这种风压的不对称分布对外侧升力有很大的贡献.另外,由图10的平均摩擦系数分布曲线可知,下游圆柱下侧表面的分离点($C_f=0$ 处)在 $\theta=253^\circ$ 附近,这与单圆柱的下侧分离点(在 $\theta=270^\circ$ 附近)有很大差别.结合瞬态涡量图(本文未给出)可知,在上游圆柱上表面脱落的旋涡会与下游圆柱下表面的剪切层发生相互作用,这是导致下游圆柱下侧表面出现两个负压极值以及分离点后移的原因.综上所述,下游圆柱外侧升力主要与停滞点的偏移、下游圆柱下侧表面分离点后移有关,而分离点后移则是因为上游圆柱脱落的旋涡与下游圆柱剪切层之间的相互作用导致的.

3 结论

本文在高雷诺数($Re=1.4\times 10^5$)下,采用大涡模拟对错列双圆柱绕流问题进行了研究,分析了双圆柱的气动性能和流场特性随间距和风向角的变化规律,解释了下游圆柱出现平均负阻力、内侧升力和外侧升力现象的流场机理.主要结论如下:

1)当 $P/D=1.5\sim 2$, $\beta=0^\circ\sim 10^\circ$ 时,下游圆柱会受到平均负阻力作用.当两个圆柱串列布置($\beta=0^\circ$)时,圆柱之间的回流区是负阻力产生的主要原因;而当两个圆柱错列布置时($\beta\neq 0^\circ$),负阻力则是由圆柱之间的高速间隙流造成的.

2)当 $P/D=1.5\sim 3$, $\beta=10^\circ$ 附近时,下游圆柱会受到显著的平均升力(内侧升力)作用,下游圆柱间隙侧的高速间隙流、下游圆柱间隙侧的分离剪切层再附(分离泡)、以及下游圆柱停滞点的偏移是内侧升力出现的主要原因.

3)当 $P/D=3\sim 4$, $\beta=20^\circ$ 附近时,下游圆柱也会受

明显的平均升力(外侧升力)作用,外侧升力的出现与下游圆柱停滞点的偏移和下游圆柱下侧表面分离点后移有关,其机理与内侧升力不同.

参考文献

- [1] 沈国辉,王宁博,楼文娟,等.渡桥电厂冷却塔倒塌的塔型因素分析[J].工程力学,2012,29(8):123—128.
SHEN G H, WANG N B, LOU W J, *et al.* Analysis of tower shape factor in the collapse of the ferrybridge cooling towers [J]. Engineering Mechanics, 2012, 29(8):123—128. (In Chinese)
- [2] 祝志文,陈魏,向泽,等.大跨度斜拉桥主梁气动力特性的大涡模拟[J].湖南大学学报(自然科学版),2013,40(11):26—33.
ZHU Z W, CHEN W, XIANG Z, *et al.* Large eddy simulation of aerodynamics on main girder of long span cable-stayed bridges [J]. Journal of Hunan University (Natural Sciences), 2013, 40(11): 26—33. (In Chinese)
- [3] DAMJAKOB H, TUMMERS N. Back to the future of the hyperbolic concrete tower [C]// Proceedings of the Fifth International Symposium on Natural Draught Cooling Towers. Istanbul: A A Balkema Publishers, 2004:3—21.
- [4] ZDRAVKOVICH M M. The effects of interference between circular cylinders in cross flow [J]. Journal of Fluids & Structures, 1987, 1(2):239—261.
- [5] 杜晓庆,张利平,刘庆宽,等.缆索承重桥并列索平均气动性能的雷诺数效应[J].工程力学,2017,34(3):189—196.
DU X Q, ZHANG L P, LIU Q K, *et al.* Reynolds number effects on mean aerodynamic forces acting on parallel cables of cable-supported bridges [J]. Engineering Mechanics, 2017, 34(3):189—196. (In Chinese)
- [6] SUMNER D. Two circular cylinders in cross-flow: A review [J]. Journal of Fluids and Structures, 2010, 26(6):849—899.
- [7] ZHOU Y, ALAM M M. Wake of two interacting circular cylinders: A review [J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2016, 22(2):1—28.
- [8] TING S K, WANG D J, PRICE S J, *et al.* An experimental study on the fluid elastic forces for two staggered circular cylinders in cross-flow [J]. Journal of Fluids and Structures, 1998, 12(3):259—294.
- [9] ZDRAVKOVICH M M. Flow induced oscillations of two interfering circular cylinders in cross flow [J]. Journal of Sound and Vibration, 1985, 101(4):511—521.
- [10] ZDRAVKOVICH M M, PRIDDEN D L. Interference between two circular cylinders; Series of unexpected discontinuities [J]. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1977, 2(3): 255—270.

- [11] GU Z, SUN T. On interference between two circular cylinders in staggered arrangement at high subcritical Reynolds numbers [J]. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1999, 80(3):287—309.
- [12] ALAM M M, SAKAMOTO H, ZHOU Y. Determination of flow configurations and fluid forces acting on two staggered circular cylinders of equal diameter in cross-flow [J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2005, 21(4):363—394.
- [13] MAIR W A, MAULL D J. Aerodynamic behaviour of bodies in the wakes of other bodies [J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1971, 269(1199):425—437.
- [14] PRICE S J. The origin and nature of the lift force on the leeward of two bluff bodies [J]. *The Aeronautical Quarterly*, 1976, 27(2):154—168.
- [15] ALAM M M, MEYER J P. Two interacting cylinders in cross flow [J]. *Physical Review E*, 2011, 84(5):056304—056312.
- [16] 柯世堂, 王浩. 超高层连体建筑风荷载干扰效应大涡模拟研究 [J]. *湖南大学学报(自然科学版)*, 2017, 44(5):53—62.
KE S T, WANG H. Large eddy simulation investigation of wind load and interference effects on ultra high-rise connecting buildings [J]. *Journal of Hunan University (Natural Sciences)*, 2017, 44(5):53—62. (In Chinese)
- [17] 王福军. 计算流体力学—CFD 软件原理与应用 [M]. 北京: 清华大学出版社, 2016:139—143.
WANG F J. Principle and application of computational fluid dynamics [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2016:139—143. (In Chinese)
- [18] NISHIMURA H, TANIKE Y. Aerodynamic characteristics of fluctuating forces on a circular cylinder [J]. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2001, 89(7/8):713—723.
- [19] CANTWELL B J, COLES D. An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1983, 136(1):321—374.
- [20] ACHENBACH E. Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to $Re = 5 \times 10^6$ [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1968, 34(4):625—639.
- [21] KIYA M, SUZUKI Y, ARIE M, *et al.* A contribution to the free-stream turbulence effect on the flow past a circular cylinder [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1982, 115:151—164.
- [22] SURRY D. Some effects of intense turbulence on the aerodynamics of a circular cylinder at subcritical Reynolds number [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1972, 52(3):543—563.
- [23] NORBERG C. Fluctuating lift on a circular cylinder: review and new measurements [J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2003, 17(1):57—96.
- [24] SUMNER D, RICHARDS M D, AKOSILE O O. Two staggered circular cylinders of equal diameter in cross-flow [J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2005, 20(2):255—276.