基于浸入式边界方法的串联双矩形柱绕流 数值模拟*

杨青 曹曙阳† 刘十一

(同济大学土木工程防灾国家重点实验室,上海 200092)

(2014年4月25日收到;2014年6月5日收到修改稿)

基于浸入式边界算法 (Virtual Boundary Method) 中力源反馈边界的思想, 改进其原有内部流体处理方 法以减少计算耗费, 并结合非等间距网格以便工程应用计算, 模拟雷诺数范围内 (*Re* = 200—10³) 串联双矩 形柱绕流, 研究表明: *Re* = 200—300时, 前柱尾流涡脱处于双剪切层控制阶段; 柱间涡街为 Karman 类涡街, 在小间距条件下被抑制, 形成涡环; 前柱对后柱屏蔽效应体现为后柱阻力系数远小于前柱; 临界间距时柱间涡 街充分发展, 后柱阻力系数等气动参数亦在此发生跃升, 但仍小于前柱值; 随雷诺数升高, 尾流涡街尺寸缩小, 临界间距及跃升幅度变小. *Re* = 400时, 前柱尾流涡脱进入冲击剪切层控制阶段, 阻力系数不再呈现规律性 振荡; 此后随雷诺数升高, 冲击剪切层逐步完善, 前柱流动分离使其表面产生更多附着涡, 导致尾流旋涡尺寸 进一步减小, 屏蔽效应消失, 涡脱更为剧烈, 进而对后柱产生脉动冲击效应; 适当间距比条件下此类脉动冲击 效应使得后柱阻力系数发生跃升, 并略高于前柱.

关键词: 浸入式边界算法, 串联双矩形柱, 屏蔽效应, 临界间距 PACS: 47.11.-j, 47.27.ek, 47.15.Tr, 47.32.cd DOI: 10.7498/aps.63.214702

1引言

物体绕流是流体力学基础研究的重中之重.同 单钝体绕流相比^[1,2],多钝体绕流流场更是由于其 相邻影响会变得更加复杂.对其研究可以直接涉及 到工程实际流场的本质,例如建筑结构群以及复杂 结构的流场特性.

较早对此进行研究的学者是Igarashi^[3],他根 据流场特征将不同间隔距离下低雷诺数串联圆柱 绕流划分为六个阶段.随后为了更好地理解串联 钝体流场气动干扰机理,Slaouti^[4]和Meneghini^[5] 等分别采用离散涡方法和有限元法模拟了二维 串联双圆柱绕流.陈素琴等^[6]则基于标准网格法 (MAC)数值模拟出高雷诺数下(*Re* = 10⁴)二维串 联和并联两种布置方式的方柱绕流,其得出的串联 布置临界间距与并联偏流均能较好地符合实验结 果. Liu等^[7]在雷诺数2×10³ < Re < 1.6×10⁴范 围内进行串联方柱绕流实验,得出串联临界间距随 雷诺数变化的规律. 然而如上所述,目前多钝体绕 流研究仍集中于方柱和圆柱,对于桥梁、船舶等工 程中具有重要研究价值的矩形柱串联流场研究却 鲜有涉及.

本文利用刚性边界浸入式数值模拟方法(Virtual Boundary Method)^[7]中力源反馈物体边界 的思想,用以避开传统CFD方法中边界网格构建 所带来的计算耗费问题^[8,9],并相应改动Virtual Boundary Method原有内部流体处理方式,进一步 将算法拓展至有利于提高工程计算效率的非等间 距网格,从而展开雷诺数范围*Re* = 200—10³内不 同串联间距的矩形柱绕流数值模拟,通过细化分析 矩形柱阻力系数、升力系数、表面压力分布等气动

^{*} 国家重点基础研究发展计划 (973 计划) 项目 (批准号: 2013CB036301)、国家自然科学基金 (批准号: 51278366) 和土木工程防灾国 家重点实验室自主研究课题基金 (批准号: SLDRCE14-A-01).

[†]通讯作者. E-mail: shuyang@tongji.edu.cn

^{© 2014} 中国物理学会 Chinese Physical Society

参数随雷诺数及串联间距的变化规律,以辨析不同 雷诺数阶段串联双矩形柱尾流干扰机理及临界间 距等流场现象.

2 控制方程和数值方法

2.1 控制方程

Virtual Boundary 基本控制方程组可以 表达为

$$\rho \left[\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + (\boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{\nabla}) \boldsymbol{u} \right] = -\boldsymbol{\nabla} P + \mu \nabla^2 \boldsymbol{u} + \boldsymbol{f}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{u} = 0, \tag{2}$$

其中, *t* 是时间; *u* 是流体速度; *ρ* 为流体密度; *P* 是 压力; *μ* 是流体黏性系数; *f* 即是施加于边界控制点 上的反馈力源(图1), 通过回馈循环由若干边界点 控制物体刚性边界的形成, 具体表达式如下:

$$\boldsymbol{f} = \alpha \int_0^t (\boldsymbol{U} - \boldsymbol{V}) dt' + \beta (\boldsymbol{U} - \boldsymbol{V}), \qquad (3)$$

力源 (3) 式中, α , β 即为反馈系数, 用以控制物理边 界的形成; **V** 为物体边界设定速度; **U** 为附着于边 界上的流体速度. 若物体处于运动状态, 物体表面 运动速度 **V** 由 **V** = dX_S/dt 计算得出, 物体静止, 则 **V** = 0. **U** – **V** 在表达式中体现边界附着流体速 度与边界理想速度之间的差异, 表达式基于此通过 反馈机理回馈出力源以使两者速度接近, 满足无滑 移壁面边界条件.



2.2 数值方法

(3) 式中可以看出, 物体表面附着流体速度是构造力源的关键因素. 当物体边界控制点与网格点

重合时,附着流体速度可通过控制方程直接求解得 出;但在交错网格或复杂边界情况下,控制点与网 格点之间并不能重合(如图1).针对于此,则需要 构造传递函数完成边界控制点与参数定义点之间 的数据传递.最初应用于此类数据转换的谱方法 易在全流域范围内产生数值振荡.后期Saiki等^[10] 转而利用双线性插值法(又称为空间权重分配法) 通过周围网格点速度插值出边界控制点的附着流 体速度,在消除数值振荡的基础上保持了更高的精 度,具体表达式如下:

$$U(S) = \sum_{i,j}^{i+1,j+1} D_{i,j}(S) \boldsymbol{u}_{i,j},$$
 (4)

$$D_{i,j}(S) = d(x_s - x_i)d(y_s - y_i),$$
 (5)

式中S代表边界控制点; (x_s, y_s) 为控制点坐标; $D_{i,j}(S)$ 为边界点分配系数; (i, j), (i + 1, j), (i+1, j+1), (i, j+1)为其相邻网格点 (如图1).

完成对控制点附着流体速度的求解后,依据力 源表达式((3)式)合成边界点控制力源,再将边界 力源 f_s按原有分配系数分配至周围网格点 f_{i,j}以 代入控制方程求解,拟化边界的物理效应,最终使 计算出的附着流体速度满足理想边界速度要求

$$\boldsymbol{f_{i,j}} = D_{i,j}(S)\boldsymbol{f_S}.$$
 (6)

完成后的浸入式边界会形成内外流场(如图2所示),一些学者^[10,11]认为内部流场的存在 不符合固态物体的物理特性,为避免由此可能带来 的计算结果误差而在物体内部流域整体施加力源, 以确保其速度为零.



图 2 内外流场示意图

但实际计算时,内外流场相互独立,内部流场 的存在并不会影响外部流场的壁面绕流^[12].且上 述处理措施会导致浸入式流场数值模拟计算耗费 严重增加,尤其在动态物体绕流模拟中,更会丧 失同传统CFD网格重建方法相比计算效率上的优 势.因此本文对Saiki等^[10]提出的Virtual Boundary Method做出改动,使物体内部流场自由发展, 以减轻计算负担,同时采用交错网格和中心差分, 以避免同位网格易导致的数值棋盘式分布和迎风 差分格式而引起的数值耗散.

此外, 宫兆新等^[13]亦指出浸入边界数值模拟 时所采用的均距网格, 其计算网格总数增加数量同 雷诺数 *Re* 成正比. 这样就会造成此类浸入边界法 应用于实际工程结构流场计算时出现计算耗费高、 效率低等制约因素.

其问题本质在于随雷诺数 Re 增大, 根据计算 稳定性要求 (柯朗常数), 物体近边界网格间距需变 小, 在等间距网格中会导致整体计算区域的网格数 目急剧增加. 若考虑流场计算效率而采用较为粗糙 的格子, 又有可能导致计算模拟不能较好地捕捉到 真实的近壁面流动特征从而影响气动力系数计算 精度.

为改善此种情况,将非等间距网格引入浸入式 边界方法中,在缩小近壁面网格尺寸的同时减少 计算网格总数.非等间距网格中各偏导数表达式 如下:

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial \psi}{\partial S} \end{pmatrix}_{i,j} = \frac{\psi_{i+1,j} - \psi_{i-1,j}}{\Delta S_1 + \Delta S_2},$$

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial^2 \psi}{\partial S^2} \end{pmatrix}_{i,j}$$

$$= \frac{2[\psi_{i+1,j}\Delta S_2^+ \psi_{i-1,j}\Delta S_1^- (\Delta S_2^+ \Delta S_1^) \psi_{i,j}]}{\Delta S_1^2 \Delta S_2^+ \Delta S_1^\Delta S_2^2},$$

$$(8)$$

式中S表示变量求导方向, ψ 表示参数变量, ΔS_1 , ΔS_2 表示求导方向上不同网格间距的大小.

将上述差分形式结合时间分步法(fractional time-step method)^[14]离散求解流体控制方程组, 演化出高效实用的流场计算,具体计算步骤如下:

首先省去控制方程中的压力项,离散求出初始 速度

$$\boldsymbol{u}^{*} = \boldsymbol{u}^{n} + \Delta t \left[(\boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{\nabla}) \boldsymbol{u} - \frac{1}{\rho} \boldsymbol{\nabla} P + \frac{\mu}{\rho} \boldsymbol{u} + \boldsymbol{f} \right].$$
(9)

然后通过求解满足连续性条件的泊松方程 (Poisson equation)得到压力值;

$$\nabla^2 P = \Delta t (\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{u}^n). \tag{10}$$

最后通过修正后的压力得出最终的速度值:

$$\boldsymbol{u}^{n+1} = \boldsymbol{u}^* - \Delta t(\boldsymbol{\nabla} P). \tag{11}$$

3 方法验证

首先模拟 Re = 200时不同长宽比下单矩形柱 绕流,得出其气动参数并同过往数据相比,验证本 文改进浸入式边界方法数值模拟的可行性.该计算 模拟中,设置矩形柱高度 D为特征长度;矩形柱长 度设为 L;流场入口条件为u = 1, v = 0,距柱体前 端 20D;上下边界采用无剪切边界条件 $\partial u/\partial y = 0$, v = 0,上下边界距离设置为30D;出口条件设置 为 $\partial u/\partial x = 0$; $\partial v/\partial x = 0$,距柱体前端约60D,以 保证尾流顺利流出计算域.壁面第一层格子间距 $D_X = D_Y = 0.001D$;计算域水平方向网格拉伸比 率设置为1.02—1.08,竖直方向网格拉伸比率设置 为1.02—1.05,网格数为 660×240 ,相对于传统等 距笛卡尔计算网格,本文网格总数仅约为前者的 1/6,计算总量大幅度减少.



图 3 矩形柱 (1:4) 速度矢量图

图 3 为长宽比1:4时单矩形柱绕流流场速度矢 量图,速度矢量在边界处发生绕流证明程序中拟化 出的浸入式边界实现了固壁边界条件.同时图中亦 可以看出物体内部流体通过形成的壁面边界隔绝 于外部流场后,自由发展并最终趋于衰减,验证了 本文所改进的不对内部点施加力源的浸入式边界 方法亦可以依靠边界隔绝作用基本实现固体内部 实际物理状态.

图 4 列举出 *Re* 为 200 时,长宽比 *L*/*D* 为 4,7 时的速度流线图.

通过速度流线图可以发现 Re = 200时,不同 长宽比矩形柱两侧均仅出现两个附着涡,边界层 不稳定流动分离使得上下剪切层相互作用在近尾 迹处交替形成漩涡,符合过往文献流场绕流现象 描述^[15].

同时展开雷诺数 *Re* = 200 时不同长宽比矩形 柱的斯托罗哈数对比分析.





图 4 不同长宽比矩形柱速度流线图 (Re = 200) (a) L/D = 4; (b) L/D = 7



图 5 不同长宽比矩形柱斯托罗哈数变化趋势图

图 5 中,本次模拟所得出的斯托罗哈数 *St*(*D*) 随长宽比变化规律很好地符合他人所得结果^[15],进一步从定量方面证明了本文改进浸入式边界模型数值模拟的可靠性.

4 串联双矩形柱绕流数值模拟

不同于方柱圆柱尾流区旋涡脱落是由柱体上 下剪切层相互作用而控制形成的,细长钝体,如矩 形柱,其尾流区旋涡脱落具有两种旋涡脱落形式. 除上述低雷诺数时双剪切层控制的Karman涡街 类型外,随雷诺数升高则会转换为冲击剪切层流 动失稳形态,即单剪切层旋涡脱落.此前Nakamura^[15,16],Ohya^[17]等学者通过实验和数值模拟手段 研究单矩形柱在雷诺数 $Re = 200-10^3$ 内两类流动 失稳旋涡脱落的转换,得出其对应转变雷诺数范围 (Re = 300-400).据此,本文选择相同雷诺数范围 ($Re = 200-10^3$),研究双矩形柱在不同串联间距 下的绕流,借助分析不同条件下流场现象及阻力、 升力系数、表面压强分布等参数,以期得出不同旋 涡脱落阶段串联双矩形柱绕流特征.

4.1 计算区域及研究对象

此前苏玉民^[18]和Berrone^[19]等学者研究矩形 柱绕流时均提到三维计算中展向流动的离散对流 会影响到其他两个方向,考虑到壁面附近流体分辨 率的不足, 三维计算往往会忽略其流体运动细节, 而二维模拟限制了上述三维流动扩散,使其能够 在适当的壁面网格分辨率下捕捉到更多流动状态, 有利于重要运动机理的分析,此外 Nakamura 等^[15] 在矩形柱绕流实验中通过流动图像亦反映出直至 雷诺数 $Re = 10^3$ 时,矩形柱绕流在分离点后仍大 体呈现出二维流动特征,只在距分离点较远区域的 剪切层反弯点处才出现随机低幅三维展向流动.因 此本文选择二维网格展开绕流数值模拟,以更高效 地分析串联双矩形柱绕流运动特征.在此算例中, 矩形柱高度 D 仍设为特征长度, 双矩形柱长宽比均 为L/D = 5, G表示为串联矩形柱间距, 计算域长 度、边界条件仍参照单矩形柱模拟设定,串联平板 布置如图6所示.



图6 串联平板布置

4.2 数值模拟结果

首先模拟 Re = 200时串联矩形柱G/D =1—5时的流动绕流, Nakamura等^[15]通过实验指 出此时 (Re = 200)矩形柱尾流旋涡脱落处于双剪 切层控制阶段.对应本文模拟, Re = 200串联间距 直至G/D = 5时,前柱上下表面都始终保持只出 现两个附着涡的流动稳态(图7),定性地印证了此 时前柱旋涡脱落的双剪切层涡街类型,后柱的放置 并不会使前柱流动形态发生质变.



图 7 前柱速度流线显示图

图 8 为 Re = 200 不同串联间距比 (G/D) 条件 下串联矩形柱速度流线图.

G/D = 1时(图8(a)),前置矩形柱涡街被抑制,两柱之间流场形成上下对称涡环,流线沿后柱表面光滑推进不再产生单柱时两侧表面附着涡.之后随间距比增大,对称涡环逐渐增大(图8(b)),发展到G/D = 4(图8(c))时,涡环对称性消失,但两柱间流场在整个计算时间域内仍处于稳定状态,直至G/D = 5时两柱间涡环结构失去稳定状态发展为旋涡脱落(图8(d)),进而在后柱上下表面产生附着涡,且附着涡位置随时间发展不断发生改变.



图 8 流场速度流线显示图 (a) *G*/*D* = 1; (b) *G*/*D* = 2; (c) *G*/*D* = 4; (d) *G*/*D* = 5

分析前后矩形柱阻力系数随串联间距变化历程,并将本文浸入式边界数值模拟结果同同文献 [20] 基于有限体积法 (Finite Volume Method) 演化 出的流场计算程序模拟结果对比,图 9 中两者较好 的符合度进一步验证了本文浸入式边界方法的可 行性.

针对阻力系数变化规律,图9中可以看出相比 于前柱阻力系数,后柱阻力系数在小间距比范围内 (*G*/*D* = 1—4)处于较小的数值,同时随间距比增 大呈现缓慢上升的趋势;当间距比增大至5倍矩形 柱高度(*D*)时,后柱阻力系数发生跳跃性变化,上 升至较大值. Slaouti^[4], Ohya^[21]等也同样在串联 方柱和圆柱绕流中发现了此类现象.



图 9 矩形柱阻力系数均值随串联间距变化图

造成这一现象的原因是由于小间距情况下,后 柱对前柱涡街的抑制使得尾流区出现稳态流场结构,后柱处于前柱尾流低压区域内,且前柱对后柱 的屏蔽效应也使得尾流区速度小于来流速度;随间 距比增大,前柱尾流流场演化为涡街结构的转换引 起后柱阻力系数的跃变.

但又区别于串联方柱圆柱等顺风向展向长度 较小的钝体截面,图9显示串联矩形柱中后柱阻力 系数即使在较小串联间距情况下亦不为负值.



图 10 为前柱末端平均表面压强分布, 对应阻 力系数变化规律(图 9), 其末端压强分布同样在间 距比*G*/*D* = 5时发生跳跃变化现象.结合流场现 象描述(图 8), 可以定义间距*G* = 5*D*为此雷诺数 下串联矩形柱的临界间距.

进一步分析串联双矩形柱升力系数幅 值(CL_{max})随间距变化规律(图11),可以看出 *G/D* < 5时,由于结构旋涡脱落只发生在后柱 尾端,前后两柱升力系数幅值较为贴近且均处于较 小幅值范围;超出此范围后,前柱脱落旋涡附着于 后柱并结合后柱尾流涡共同作用,从而在后柱上产 生了较强的脉动力,使得后柱升力系数幅值发生较 大跃升.



图 11 矩形柱升力系数幅值随串联间距变化图

增大雷诺数, 开展 Re = 300 时双矩形柱绕流 研究. 图 12为 Re = 300, G/D = 2-3 时串联矩形 柱绕流速度流线图.

图中可以看出, 串联矩形柱间流场在串联间距 条件 *G*/*D* = 2 时就已失去稳定涡环状态, *G*/*D* = 3 即发生柱间流场结构转换为涡街结构, 原因可以 归结于雷诺数 Re = 300 时矩形柱尾流涡长度变短, 且形状趋于弯曲而导致的现象.

图 $13 \Rightarrow G/D = 2-3$ 时前后柱阻力系数时程曲线.

图中前后柱阻力系数均呈现规律性振荡,反映此时稳定双剪切层仍控制柱间旋涡脱落,使其处于卡曼涡街状态.同时小间距条件下(G/D = 2)前柱对后柱的屏蔽效应依然显著存在,但由于前柱尾流涡长度缩小,后柱阻力系数跃升所对应的临界间距(G/D = 3)亦相应减小.

当Re增至400,其阻力系数时程如图14所示.

参照 Ohya^[17] 指出此时矩形柱尾流涡脱已开 始进入冲击剪切层控制阶段,其尾流区旋涡尺寸进 一步缩小,脱落更为剧烈的数值模拟结论,图 14 可 以观察到,相比于图 13,此时其阻力系数变化曲线 己不再呈现规律性荡,前柱对后柱的屏蔽效应在 *G* = 2*D*时就已经减弱,印证了此时串联柱间流场 已从第一类流动失稳状态转化为第二类冲击剪切 层失稳阶段.



图 12 流场速度流线显示图 (Re = 300) (a) G/D = 2; (b) G/D = 3



图 13 (网刊彩色) 不同串联间距阻力系数时程曲线图 (Re = 300) (a) G/D = 2; (b) G/D = 3



图 14 (网刊彩色)不同串联间距阻力系数时程曲线图 (Re = 400) (a) G/D = 1; (b) G/D = 2

此后随雷诺数升高,冲击剪切层进一步发展, 图 15 为 Re = 500 时前柱流动细节图,前柱上下表 面不再仅有两个附着涡,前柱前缘分离点首先产生 小尺寸旋涡随后发生长涡失稳,尾流区旋涡脱落剧 烈程度进一步增加,屏蔽效应已经在此类流动失稳 阶段基本消失,即使在极小间距条件下(图 16),两 者之间阻力系数值也不存在太大差异.



图 15 流场速度流线显示图 (Re = 500, G/D = 3)



图 16 (网刊彩色) 串联双矩形柱阻力系数时程图 (Re = 800, G/D = 0.5)

直至 *Re* = 10³, Nakamura^[16] 通过借助实验 和数值模拟指出此时冲击剪切层已形成完善, 图 17 速度流场图显示前柱冲击剪切层失稳所产 生的表面附着涡个数进一步增加;即使处于小间距 条件时(图17(a))前柱尾流脱落被抑制,但不同于低雷诺数时串联双矩形柱以及同样雷诺数范围时(*Re* = 10³)的串联双方柱绕流^[7],后柱后部区域依然产生两个上下表面附着涡;随间距增大后柱对前柱尾流脱落抑制作用进一步减弱(图17(b)),前柱涡脱在后柱表面产生更多附着涡并随时间沿表面推进(图17(c)).第一类涡脱阶段中前柱对后柱的屏蔽效已完全转换为前柱涡脱对后柱的脉动冲击效应.



图 17 流场速度流线显示图 (Re = 1000) (a) G/D = 0.5; (b) G/D = 1; (c) G/D = 3

最后总结串联矩形柱在雷诺数 *Re* = 200—10³ 范围内,后柱平均阻力系数跃升值随雷诺数变化规 律,并结合其跃升发生间距比 (*G*/*D*) 加以分析.

图 18 中反映出在第一类流动失稳: 双剪切层 尾流涡脱控制阶段 (*Re* = 200—300),其后柱阻力 系数跃升幅度和发生跃升所对应的临界间距随雷 诺数升高而减小,原因在于前述尾流涡街尺寸缩小 使得屏蔽效应减弱;其后 Re = 400时进入冲击剪 切层阶段,由于还处于第二类尾流涡脱控制的初始 阶段,因此屏蔽效应并未完全消失,但跃升幅度和 临界间距进一步缩小.随雷诺数增大(Re > 500), 屏蔽效应己基本消失,此时所体现出的后柱阻力 系数跃升不再是屏蔽效应减弱所导致的现象,而是 前柱冲击剪切层流动所控制的尾涡在适当的柱间 间距下更多地作用于后柱,使其发生的脉动跃升效 应.此时后柱阻力系数区别于第一类流动失稳类 型,略大于前柱阻力系数(图19).



图 18 后柱平均阻力系数跃升值随雷诺数变化规律



图 19 (网刊彩色) 串联双矩形柱阻力系数时程图 (Re = 1000, G/D = 2)

5 结 论

将改进的浸入式边界法结合非等间距和时间 分步法首先应用于单矩形柱绕流,速度矢量在浸入 边界处发生绕流,物体内部流体通过形成的壁面边 界隔绝于外部流场且自由发展并最终趋于衰减,不 同长宽比矩形柱的速度流线图及斯托罗哈数与同 类模拟数据和流场图一致,证明程序有效性. 进一步重点展开 Re = 200—10³ 范围内不同 串联间距双矩形柱绕流流场计算, 对其两类尾流区 涡脱阶段流动模拟现象进行列举分析:

第一类尾流涡脱内, *Re* = 200时串联双矩形 柱中,两柱间流场随间距比增大经历对称稳态—非 对称稳态—涡脱的发展过程;前柱屏蔽效应随间 距比增大而减弱,在失去流场稳态特征的临界间距 (*G*/*D* = 5)时,前柱涡街充分发展,前柱脱落漩涡 作用于后柱上下表面,使得后柱气动力系数发生跳 跃变化;不同于串联方柱圆柱,由于矩形柱自身较 长的顺风向长度,使后柱柱体不能完全被包含在前 柱尾流低压区范围内,进而导致串联矩形柱中后柱 阻力系数即使在小间距情况下亦不为负值; *Re*升 至 300时,由于前柱尾流涡街长度减小,前柱涡街 在柱间间距*G*/*D* = 3时就已经得到充分发展,后柱 阻力系数随即发生跃升,但跃升幅值亦相应减小.

随后雷诺数 Re = 400时,前柱尾流涡脱进入 冲击剪切流动控制状态,矩形柱阻力系数变化曲线 不再呈现规律性振荡;随着雷诺数的进一步增大, 冲击剪切层逐步完善;前柱表面产生更多附着涡, 尾流涡脱变得更加剧烈,尾流涡尺寸亦进一步缩 小,使得屏蔽效应即使在极小间距比条件下亦基本 消失;在适当的间距比条件下前柱尾流涡脱作用于 后柱而产生强烈的脉动冲击效应,使得后柱阻力系 数高于前柱阻力系数,同样以跃升的形式体现;此 跃升所对应的柱间间距亦在 Re = 500—10³范围内 随雷诺数升高而减小,原因在于随雷诺数升高而完 善的冲击剪切层,在更小的柱间间距条件下产生更 多地尾流涡作用于后柱表面.

参考文献

- Chang J H, Liu H T, Liu M B, Su T X 2012 Acta Phys. Sin. 61 4704 (in Chinese) [常建忠, 刘汉涛, 刘谋斌, 苏铁 熊 2012 物理学报 61 4704]
- [2] Guo W B, Wang N C, Shi B C, Guo Z L 2003 Chin. Phys. 12 67
- [3] Igarashi T 1981 Bulletin of JSME 188 323
- [4] Slaouti A, Stansby P K 1992 J. of Fluids & Struct 6 641
- [5] Meneghini J R, Saltara F, Siqueira C L R, Ferrari Jr. J A 2001 J. of Fluids & Struct 15 327
- [6] Chen S Q, Huang Z P, Shen J H, Gu M 2001 Journal of Tong-ji University. 29 320 (in Chinese) [陈素琴, 黄白萍, 沈建华, 顾明. 2001 同济大学学报 29 320]
- [7] Liu C H, Chen J M 2002 J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. 90 1019
- [8] Wen B H, Liu H Y, Zhang C Y, Wang Q 2009 Chin. Phys. B 18 4353

214702-8

- [9] Kang X Y, Ji Y P, Liu D H, Jin Y J 2008 Chin. Phys. B 17 1041
- [10] Saiki E M, Biringen S 1996J of Comput Phys ${\bf 123}$ 450
- [11] Li C W, Wang L L 2004 Int. J. Numer. Meth. Fluids 46 85
- [12] Fadlun E A, Verzicco R, Orlandi P, Mohd-Yusof 2000 J. of Comput. Phys. 161 35
- [13] Gong Z X, Lu C J, Huang H X 2007 Chinese Quarterly of Mechanics 28 353 (in Chinese) [宫兆新, 鲁传敬, 黄华 雄 2007 力学季刊 28 353]
- [14] Zou L Y, Bai J S, Li B Y, Tan D W, Li P, Liu C L 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1034
- [15] Nakamura Y, Ohya Y, Tsuruta H 1991 J. of Fluid Mech.
 222 437

- [16] Nakamura Y, Ohya Y, Ozono S, Nakayama R 1996 J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. 65 301
- [17] Ohya Y, Nakamura Y, Ozono S, Tsuruta H 1992 J. of Fluid Mech. 236 445
- [18] Su Y M, Cui T, Yan D J, Zhao J X, Ju L 2012 Journal of Wuhan University of Technology 34 52 (in Chinese) [苏玉民, 崔桐, 闫岱俊, 赵金鑫, 鞠磊 2012 武汉理工大学学 报 34 52]
- [19] Berrone S, Garbero V, Marro M 2011 Computers & Fluids 42 92
- [20] Liu S Y, Ge Y J 2013 Proceedings of the 12th Americas Conference on Wind Engineering, Seattle, USA, June 16–20, 2013 p2457
- [21] Ohya Y, Okajima A, Hayashi M 1989 Encyclopedia of Fluid Mechanics 8 322

Numerical simulation of flow around two elongated rectangles in tandem arrangement using an immersed boundary method^{*}

Yang Qing Cao Shu-Yang[†] Liu Shi-Yi

(StateKey Laboratory for Disaster Reduction in Civil Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China) (Received 25 April 2014; revised manuscript received 5 June 2014)

Abstract

Based on the immersed boundary concept that the border may be constructed by feedback force, a numerical simulation is carried out by modifying previous inner fluid treatment and incorporating it with non-equidistant grid. Flow around two elongated rectangles in tandem arrangement is computed in the range of Reynolds numbers from 200 to 10^3 . Results indicate that when the Reynolds number is in the range 200–300, a vortex shedding of front rectangle is under control of two separated shear layers. The vortex between the two rectangles belongs to Karman type, which is hindered by small spacings thus symmetric vortices are formed. Shielding effects is mainly reflected by the phenomenon that mean drag coefficients of the rear rectangle is smaller than the front one. At the critical spacing ratio, a vortex sheet between the two rectangles is fully established. The mean drag coefficient also has a jump at this spacing ratio, which is still less than that of the front rectangle. In this phase, as Reynolds number increases, the vortex regime, the jump and the critical spacing all become minimized. When Re = 400, the vortex shedding of front rectangle is characterized by an impinging-shear-layer, and thw drag coefficient is no longer a regular oscillation. After that as Reynolds number rises, an impinging-shear-layer is established gradually. More vortices on the surface are produced by flow separation of the front rectangle, which leads to a less magnitude of wake vortex. Shielding effect will disappear at this time. A fluctuation impact on the rear rectangle is induced by drastic vortex shedding from the front rectangle. But proper spacing between the two rectangles can make the drag coefficient of the rear rectangle jump, which is larger than that of the front rectangle.

Keywords: immersed boundary concept, two elongated rectangular in tandem arrangement, shielding effects, critical spacing

PACS: 47.11.-j, 47.27.ek, 47.15.Tr, 47.32.cd

DOI: 10.7498/aps.63.214702

^{*} Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB036301), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51278366), and the State Key Laboratory for Disaster Reduction in Civil Engineering (Grant No. SLDRCE14-A-01).

[†] Corresponding author. E-mail: shuyang@tongji.edu.cn