上游双扰动对圆柱气动特性影响的数值模拟

张攀峰 王晋军 武 哲

(北京航空航天大学 航空科学与工程学院, 北京 100083)

摘 要: 通过用商用计算流体力学软件 FLUENT 6.0 中的 SIMPLE 方法求解二维非定常层流模型,对雷诺数 $Re=200$ 时上游双扰动体对下游圆柱气动特性影响进行了数值模拟研究. 计算结果表明当双扰动体相隔较近($H/d=1.1, 1.33$)时,其后形成单一的 Karman 涡街,它们对下游圆柱的干扰作用类似于单扰动体时的情况,但是流动结构发生变化的临界间距 L_{cri} 较之有效宽度相同的单扰动体的要大,因此可以推断出在该种布置下双扰动体和圆柱绕流会出现 2 种流动模式. 在空穴流动模式下面,下游圆柱的阻力和升力脉动最多减小 94% 和 79%,系统阻力(包括圆柱和扰动体)也能减小 33%. 而当双扰动体尾流为双 Karman 涡街时(双扰动体相隔较远 $H/d=3.33, 5.0$),圆柱迎风面部分区域仍受到来流的冲击作用,气动力减小有限.

关 键 词: 双扰动体; 圆柱; 减阻; 层流; 数值模拟

中图分类号: O 357.5; V 211.3

文献标识码: A **文 章 编 号**: 1001-5965(2006)10-1235-06

Numerical simulation on upstream dual rods' effect on aerodynamic characteristics of cylinder

Zhang Panfeng Wang Jinjun Wu Zhe

(School of Aeronautic Science and Technology, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: Numerical simulation was constructed to investigate the upstream dual rods' effect on the characteristics of the cylinder at Reynolds number 200. The unsteady laminar model was solved by SIMPLE method with CFD (computational fluid dynamics) commercial software package FLUENT 6.0. When the dual rods have small vertical interval ($H/d=1.1, 1.33$), there is only one Karman vortex street formed behind the rods. This case is much more similar to that of a single rod, but the critical spacing ratio for the flow pattern transition is larger than that of the single one. That means there are two different flow patterns with the spacing ratio increase, the cavity flow mode and the wake impinging mode. In the cavity flow mode, the maximum drag and RMS (root mean square) value of lift were reduced by 94% and 79%, respectively. The system drag (including the rod and the cylinder drag) was reduced by 33%. If there are two vortex streets behind the rods with large vertical interval ($H/d=3.33, 5.0$), the upwind surface of the cylinder is also impinged by the gap flow between the rods, which results in the drag and RMS value of lift reduction is limited.

Key words: perturbation techniques; cylinders; drag reduction; laminar; numerical simulation

圆柱减阻是流体力学中的一个经典课题[1]. 在航空航天、对流换热、水利及近海建筑等很多工程领域,出于节约能源和减小结构载荷的目的,往往需要降低圆柱等钝体上的阻力. 从流动机理上来讲,圆柱绕流包括了漩涡、分离再附以及边界层转捩等诸多基础性的问题,因此也得到了众多科研工作者的关注. 基于串列圆柱绕流的机理,文献[2]率先提出了一种圆柱被动控制减阻技术,即在圆柱上游放置小的扰动体(圆柱、平板等),通过两者之间形成的空穴流动区域可以减小圆柱迎

收稿日期: 2005-12-13

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10272016)

作者简介: 张攀峰(1978-),男,湖北武汉人,博士后,pfzhang@ase.buaa.edu.cn.

风面的压力,同时推迟分离导致背风面压力上升,最终达到减小圆柱阻力的目的. 文献[3-5]分别采用了不同形式的扰动和钝体,都能有效地减小下游钝体的阻力. 文献[6]的结果还表明,除了减小平均阻力,下游钝体升力的脉动值也有大幅度降低. 最近作者对这种被动减阻方式在错列布置下减阻特性进行了研究[7-8],指出仅在小错列角(小于 5° ~ 10°)时扰动体保持了一定的减阻效果,但是在大错列角下这种减阻效果消失,并且对于圆柱来讲还会产生很大的侧向力. 目前这种被动控制减阻技术仅局限于采用单个扰动体,未见有多个扰动体研究的结果. 本文采用二维非定常层流模型针对低雷诺数上游双扰动对下游圆柱气动特性的影响进行了数值模拟,研究了双扰动之间的间距、扰动和圆柱的流向距离对下游圆柱阻力、升力脉动以及流场结构的影响.

1 数值方法及验证

数值模拟使用 Fluent 商用软件,采用 SIMPLE 方法求解二维非定常的层流方程,时间和空间离散均为 2 阶精度. 上游扰动体为 2 个直径相同的小圆柱,用下游圆柱无量纲化后的直径 $d/D = 0.3$,基于主圆柱直径的雷诺数 $Re = 200$. 采用非耦合显式求解,时间步长控制在圆柱每个漩涡脱落周期内有 150 步左右,每个时间步内质量方程和动量方程的残差控制在 10^{-6} 以内. 两扰动体之间的间距 $H/d = 1.1, 1.33$ 和 $2.0, 3.33$,扰动体和圆柱流向中心到中心的间距 L 变化范围从 D 到 $10D$,模型的布置和参数定义见图 1. 数值计算的物理域为一个二维的矩形减去圆柱和扰动体的截面. 上游入口边界距离扰动体中心 $15D$,下游出口距离圆柱中心 $30D$. 上游采用入口速度边界条件,出口为无反射边界条件. 上下两侧边界距离扰动体和圆柱中心线 $15D$,采用周期性边界条件. 总网格数为 80 000 左右,其中圆柱和扰动体边界上的节点数均为 100. 数值方法验证采用了文献[9-11]的研究结果,详细内容参见文献[12].

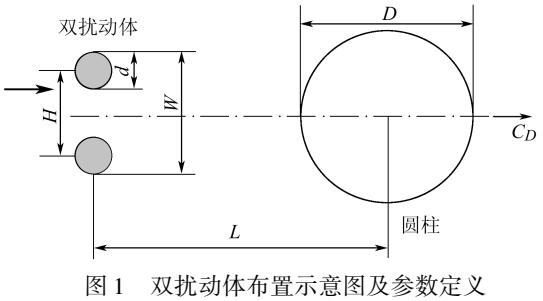
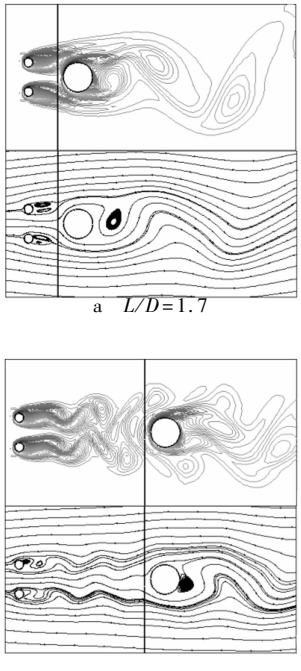


图 1 双扰动体布置示意图及参数定义

2 流场结构及气动力特性

为了研究双扰动体对下游钝体的影响,必须理解并列双圆柱的绕流结构. 已有的研究结果表明[13],并列双圆柱绕流的主要控制参数是它们之间的横向间距比. 为了和文献统一,在以后的论述中将双扰动体之间的间距统一用其直径作无量纲化,即 H/d. 计算结果表明,当 $H/d = 1.1, 1.33$ 时,两扰动体之间的射流很弱,尾流合并成单涡街,流动结构和单个圆柱完全一致;当 $H/d = 2.0$ 时,两扰动体之间的射流向上倾斜,导致下面扰动体尾迹较宽而上面的较窄,在远场 2 个尾流合并形成单一的涡街;$H/d = 3.33$ 时,两扰动体中的射流也很强,在近尾迹区有同相的双涡街,而在远场合并成单涡街;$H/d = 5.0$ 时,两扰动体后都有 Karman 涡街形成,相位相反. 这些典型的绕流结构和已有文献中的结果完全吻合[13-14],只是由于 Re 数的差异,各种结构出现的 H/d 值稍有差别. 因此可以将双扰动体分成 2 类,一类是两扰动体之间射流很弱,仅有单一的尾流涡街;另一类则是有强射流,具有双涡街的绕流.

图 2 给出了 $H/d = 3.33$ 两个不同间距 L/D 下的瞬时流场. 当 $L/D = 1.7$ 时(见图 2a),上游扰动体的漩涡脱落受到圆柱的抑制,形成不了卡门涡街,在其后仅存在一对封闭的尾涡结构,并偏向圆柱两侧作用到圆柱边界层上. 两扰动体之间的射流直接冲击到圆柱前驻点,在圆柱后面,形成很



a $L/D = 1.7$

b $L/D = 5.0$

图 2 $H/d = 3.33$ 时不同 L/d 下的瞬时流场

规则的 Karman 涡街. $L/D=5.0$ 时,扰动体和圆柱之间有足够的空间让双扰动体尾流发展. 在扰动体后形成的双尾流涡街冲击到圆柱迎风面上,并绕过圆柱两侧卷入其后的分离剪切层中,这种流动结构和前述的单扰动体的尾流撞击模式十分相似[3-8]. 从 $H/d=3.33$ 时并列双扰动体的尾流速度型上来看(见图 3),扰动体后形成了 2 个速度亏损剖面,而在两扰动体之间,有着很强的射流. 在下游 $x/d=4.0$ 的位置,两圆柱之间的流向速度甚至超过自由来流速度,即 $U/U_0>1$. 因此这种情况下,上游双扰动体对的尾流亏损对下游圆柱保护作用十分有限,圆柱迎风面部分区域仍受到上游来流很强的冲击.

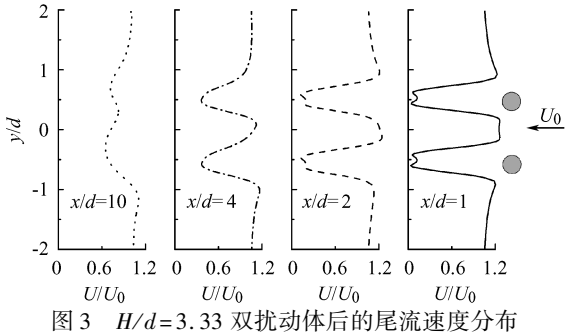


图 3　$H/d=3.33$ 双扰动体后的尾流速度分布

对应于图 2 的绕流结构,图 4、图 5 给出了圆柱和扰动体气动力变化以及功率谱($C_{D,\mathrm{mean}}$ 为阻力系数的平均值). 当 $L/D=1.7$ 时,圆柱的升力 C_L 和阻力 C_D 的时间序列为很规则的正弦波形,说明扰动体的尾流没有影响圆柱上的漩涡脱落;而扰动体上的气动力有着和圆柱相同的斯特劳哈尔数 $St=0.149$(即频率相同),说明其气动力的脉动是由圆柱分离边界层的诱导产生的. 另外扰动体上的升力和阻力脉动有着相同的频率,而与单独圆柱阻力脉动频率是升力脉动频率的 2 倍的结果不一致. 已有的并列双圆柱绕流实验研究中[13],对空间一点的速度作频谱只能得到涡脱落的频率,而不能区分出是由于升力、阻力的频率. 但从 Meneghini 等[14]数值模拟得到的升力、阻力的时间序列来看,两者是有着相同的频率的. 这主要是并列双圆柱前的流动方向实际上偏离了主流方向,阻力和升力相互掺杂,频率特性趋于一致. 圆柱的 C_D,$C_{L,\mathrm{rms}}$ 分别为 0.93 和 0.39. 对比单独圆柱的气动参数可知,此时的 St、C_D、$C_{L,\mathrm{rms}}$ 均比单个圆柱时略小,这是由于圆柱的两侧正处于上游扰动体的尾流亏损区内,分离点速度小于自由来流速度,即 $V_S<U_0$,因此用 U_0 作无量纲化后这些物理量都要减小一些. 当 L/D 增大到 5.0 后,由

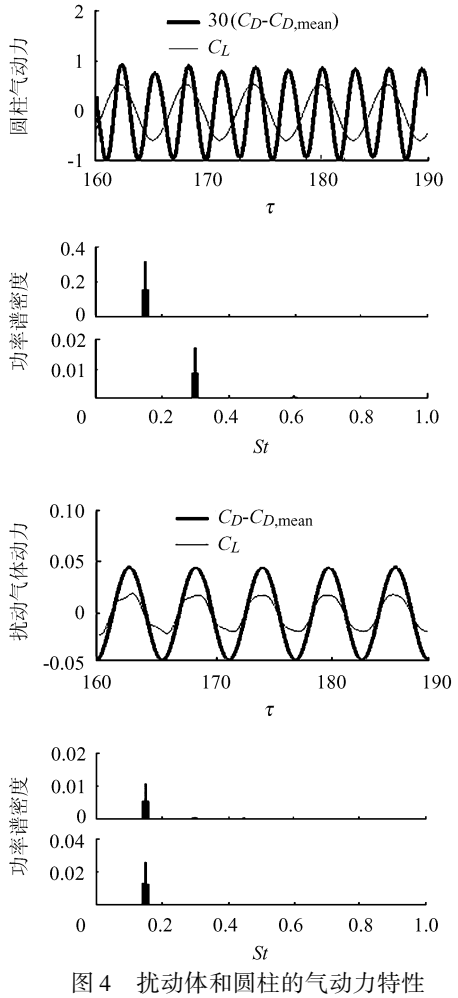


图 4　扰动体和圆柱的气动力特性
($H/d=3.33$, $L/D=1.7$)

于上游扰动体的脱落漩涡冲击着圆柱,其气动力除了自身漩涡脱落周期外,明显包含扰动体的干扰部分,因此在其升力的功率谱上包含 2 个频率 $St=0.15$ 和 0.455. 而在扰动体的升力、阻力脉动中,除了其固有频率 $St=0.455$ 外,在 $St=0.045$ 附近存在一个峰值,这是由于两圆柱尾流宽度周期性变化引起的[12]. 由于圆柱仍处于扰动体的尾流亏损区内,其 C_D,$C_{L,\mathrm{rms}}$ 分别为 0.79 和 0.29,小于单独圆柱时的水平.

当双扰动体间距减小到 $H/d=1.33$ 时,其后仅有一条 Karman 涡街,因此它们对下游圆柱的干扰类似于单个扰动体的情况. 图 6 给出了流向间距 $L/D=4.0$,6.0 时瞬时的涡量等值线和流线图. $L/D=4.0$ 时,双扰动体后没有 Karman 涡街脱落,仅有一对拉长的驻涡结构;圆柱后面尾涡脱落很规则. 当 $L/D=6.0$ 时,双扰动体后有单一的 Karman 涡街,并顺主流下移冲击下游圆柱的迎风面,是一种典型的尾流撞击模式,这些流动结构单扰动时的空穴流动模式十分相近[3-7]. 比较 $H/d=1.33$(见图 7)和 $H/d=3.33$(见图 3)时双扰动体

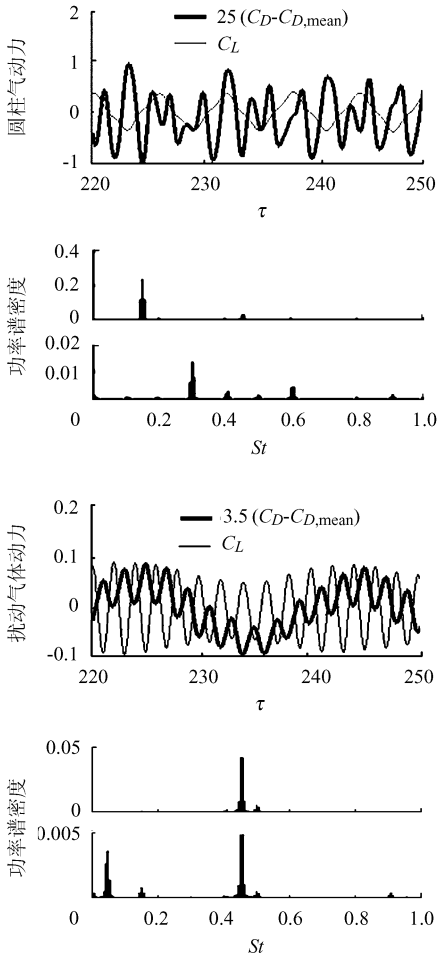


图 5 扰动体和圆柱的气动力特性
(H/d=3.33, L/D=5.0)

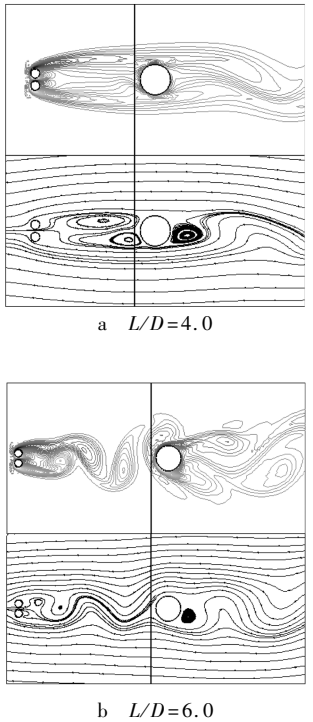


图 6 H/d=1.33 时不同时刻的瞬时流场

后的速度亏损剖面可知,此时双扰动体后的射流很弱,其后的速度亏损剖面类似于单个扰动体的情况,对于下游圆柱能形成一个很大的保护区域.

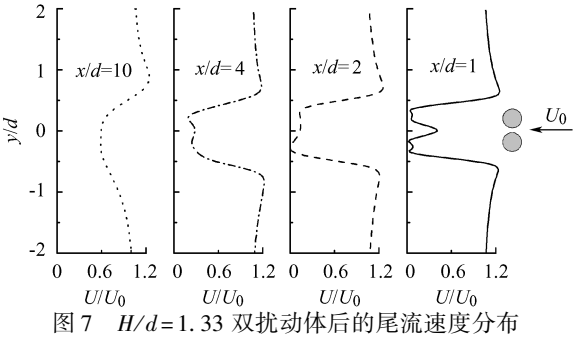


图 7 H/d=1.33 双扰动体后的尾流速度分布

同样,图 8、图 9 给出这两个间距下扰动体和圆柱 C_D、$C_{L,rms}$的时间序列以及功率谱. 当 L/D=4.0 时,圆柱的气动力变化为规则的正弦曲线,St=0.137. 上游扰动体的脉动也是由圆柱非定常特性诱导产生的,因此有着相同的频率,但是幅度非常小,C_L 的峰–峰值仅为 0.0009. 此时,由于双扰动体后速度亏损很大,圆柱的 C_D,$C_{L,rms}$分别降到 0.08,0.10. L/D=6.0 时,上游双扰动体上脱落的 Karman 涡街冲击到圆柱迎风面上,圆柱的脱落漩

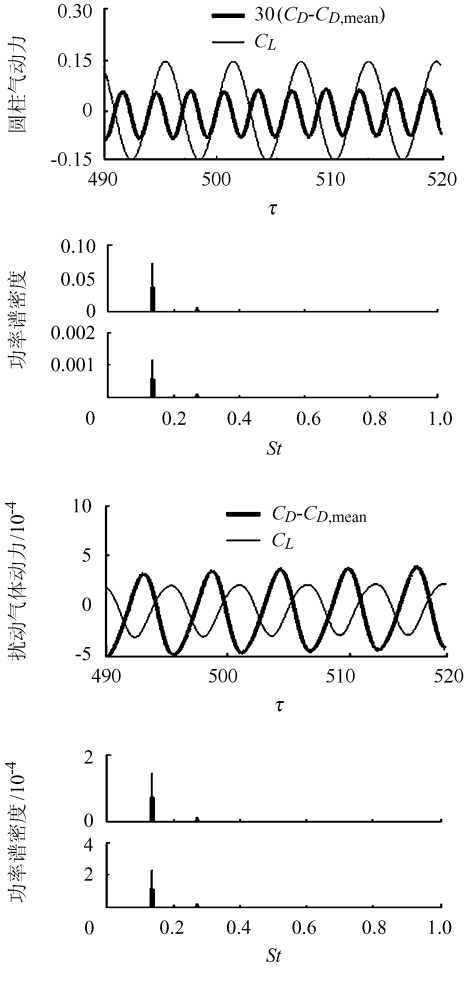


图 8 扰动体和圆柱的气动力特性
(H/d=1.33, L/D=4.0)

涡中包含上游扰动体的涡量干扰. 因此,其气动力脉动序列除了其自身漩涡脱落频率 $St=0.133$外,还有一个高频的部分 $St=0.242$,这应该是上游双圆柱漩涡脱落的频率. 对于上游扰动体,由于其后仅有单一的 Karman 涡街产生,因此其频率相当于两圆柱横向宽度的钝体漩涡脱落的频率,用双扰动体有效横向尺度无量纲化后 $St=0.169$.

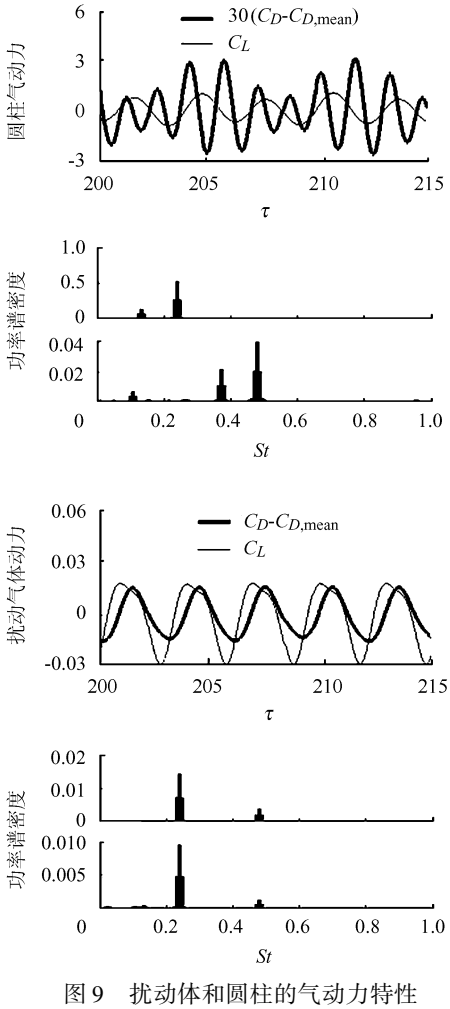


图 9　扰动体和圆柱的气动力特性
($H/d=1.33$, $L/D=6.0$)

3　流向间距比 L/D 的影响

图 10 给出了圆柱和扰动体 C_D 随 L/D 的变化曲线,其中 $C_{D(\text{system})}$ 指的是圆柱的阻力 $C_{D(\text{Cylinder})}$ 加上 2 个扰动体的阻力 $C_{D(\text{Rod})}$,因此有

$$C_{D(\text{system})}/C_{D0}=\frac{C_{D(\text{Cylinder})}+2d/DC_{D(\text{Rod})}}{C_{D0}}$$

图 11 是它们的 $C_{L,\text{rms}}$ 随 L/D 的变化曲线. 从图中看来,对于 $H/d=1.33$,3.33 两种情况下,扰动体和圆柱的气动力随 L/D 的变化趋势完全不一样,当 $H/d=3.33$ 时,圆柱的 $C_{D(\text{Cylinder})}$ 开始略有增加,到 $L/D=1.7$ 的位置达到最大值,然后降低趋近于 $C_D=0.73$. 扰动体的 $C_{D(\text{Rod})}$ 开始快速下降,到 $L/D=1.7$ 出现最小值,而后增加趋至 $C_D=1.5$. 这说明 $L/D=1.7$ 是临界位置,是不同流动结构之间的切换点. 从升力的脉动值 $C_{L,\text{rms(Cylinder)}}$ 的变化也可以看到在该位置 L/D 不连续的跳跃. 总的说来,$H/d=3.33$ 时双扰动体可以降低圆柱的阻力,在 L/D 比较大($L/D>5$)时,可以减小 46% 左右. 但是考虑到 2 个扰动体的阻力后,整个系统的阻力反而增加,最大增加 27%. 圆柱升力系数的脉动降低 50%.

从流场结构随 L/D 的变化中可以看出(见图 2),在 $L/D\leqslant 1.7$ 时,扰动体上没有漩涡脱落,流场的非定常特性都是由于圆柱上的分离剪切层诱导产生的. 在这种状态下,扰动体位置的变化对圆柱气动力影响不大,主要是圆柱对扰动体诱导流场的影响. 对于上面的扰动体,L/D 很小时,圆柱在扰动体位置的诱导速度是斜向上方的,随着 L/D 的增大,诱导速度向逆主流方向偏斜,因此导致扰动体的 C_D 随 L/D 增加而降低. L/D 的增加,也导致扰动体到圆柱分离剪切层的距离增加,这是扰动体升力的脉动值 $C_{L,\text{rms(Rod)}}$ 随 L/D 增加而减小的主要原因. 在 $L/D>1.7$ 时, 流动进入尾流撞击模式. 随着 L/D 的增加,双扰动体之间的射流冲击圆柱的强度变弱,主要影响变为尾迹亏损的干扰,因此圆柱的 C_D,$C_{L,\text{rms}}$ 均随 L/D 的增加而减小. 而此时扰动体上开始脱落漩涡,圆柱对其干扰很小,其气动力特性趋近于没有圆柱时的情况. $H/d=1.33$ 时,双扰动体的干扰更类似于单个扰动作用的情况. 随着 L/D 的增加,出现了 2 种不同的流动模式,$L/D\leqslant 5.5$ 时的空穴流动模式以及 $L/D\geqslant 6$ 时的尾流撞击模式. 气动力参数在临界距离位置发生跳跃,其变化趋势类似于单扰动体讨论的情况[3-8]. 但是对于双扰动体,其临界间距 L_{cri}远大于单个圆柱时的情况. 对于单个扰动体,$d/D=0.5$ 时,临界距离 $L_{\text{cri}}/D=2.7$;对于等直径串列双圆柱 $L_{\text{cri}}/D=3.0$. 而 $H/d=1.33$ 时,两扰动体的有效横向尺度 $W/D=0.7$,临界距离为 $L_{\text{cri}}/D=5.0$. 在临界距离附近,圆柱阻力降低 94%,升力脉动降低 79%,系统阻力降低 33%.

在图 10、图 11 中,还分别给出了 $H/d=1.1$,2.0 时两个间距下圆柱和扰动体的气动特性. $H/d=2.0$ 时,在 $L/D=1.5$,4.0 两点的气动力变化趋势与 $H/d=3.33$ 相似,属于扰动体产生双 Karman 涡街的情况. 而 $H/d=1.1$ 就完全类似于 $H/d=1.33$时的情况,在 $L/D=1.5$,4.0 两个位置分属于不同的流动模态,气动力变化很大.

综合上面的讨论可知,双扰动体仅仅当其横

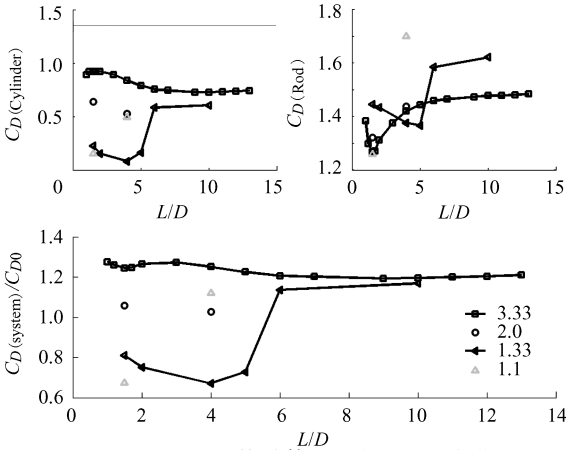


图 10 圆柱和扰动体 C_D 随 L/D 的变化

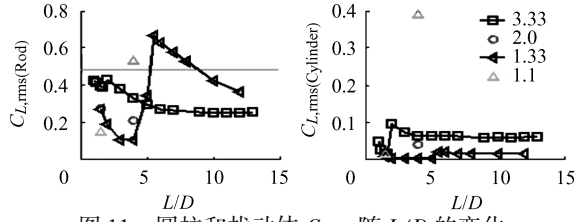


图 11 圆柱和扰动体 $C_{L,rms}$ 随 L/D 的变化

向间距满足产生单 Karman 涡街时,对减小下游圆柱的平均阻力和升力脉动有很好的效果. 这种情况下,扰动体的干扰尺度可以用其有效横向尺度来表示: $W = H + d$. 当双扰动体横向尺度 W 和单扰动体直径 d 相等时,双扰动体下流动结构发生变化的临界间距要远大于单扰动体时的情况. 这是因为对于有效宽度相等的双扰动体和单扰动体,由于并列双扰动体中间射流的诱导作用,其剪切层的分离点提前,尾迹宽度要大于单扰动体时的情形.

4 结 论

通过求解非定常层流方程,对上游双扰动给下游圆柱气动力特性的影响进行了数值模拟研究,得到的主要结论如下:①当双扰动体尾流为双 Karman 涡街时,圆柱迎风面部分区域仍受到来流的冲击作用,其平均阻力和升力的脉动减小有限. ②双扰动体相隔较近($H/d = 1.1, 1.33$)时,其后形成单一的 Karman 涡街,它们对下游圆柱的干扰作用类似于单扰动体时的情况,但是流动结构发生变化的临界间距 L_{cri} 较之有效宽度相同的单扰动体的要大. ③当 $d/D = 0.3$, $H/d = 1.33$, $L/D = 4.0$ 时,圆柱阻力降低 94%,升力脉动降低 79%,系统阻力降低 33%.

参考文献 (References)

[1] Zdravkovich M M. Flow around circular cylinders[M]. Oxford: Oxford University Press, 1997

[2] Lesage F, Gartshore I S. A method of reducing drag and fluctuating side force on bluff bodies[J]. J of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1987,25: 229-245

[3] Igarashi T. Drag reduction of a square prism by flow control using a small rod[J]. J of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1997, 69-71:141-153

[4] Igarashi T, Terachi N. Drag reduction of flat plate normal to airstream by flow control using a rod [J]. J of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 2002, 90: 359-376

[5] Prasad A, Williamson C H K. A method for the reduction of bluff body drag[J]. J of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1997, 69-71: 155-167

[6] Sakamoto H, Tan K, Takeuchi N, et al. Suppression of fluid forces acting on a square prism by passive control[J]. J Fluid Engineering, Trans of the ASME, 1997, 119: 506-511

[7] Zhang P F, Wang J J, Lu S F, et al. Aerodynamic characteristics of a square cylinder with a rod in a staggered arrangement [J]. Experiments in Fluids, 2005, 38: 494-502

[8] Wang J J, Zhang P F, Lu S F, et al. Drag reduction of a circular cylinder using an upstream rod[J]. Flow, Turbulence and Combustion, 2006, 76(1): 83-101

[9] Norberg C. Flow around a circular cylinder: aspects of fluctuating lift [J]. Journal of Fluids and Structures, 2001,15: 459-469

[10] Slaoutiand A, Stansby P K. Flow around two circular cylinders by the random-vortex method[J]. Journal of Fluids and Structures, 1992, 6: 641-670

[11] Mittal S, Kumar V, Raghuvanshi A. Unsteady incompressible flows past two cylinders in tandem and staggered arrangements [J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 1997, 25(11): 1315-1344

[12] 张攀峰. 上游扰动体减低钝体阻力机理研究[D]. 北京:北京航空航天大学航空科学与工程学院,2005
Zhang Panfeng. Drag reduction of the bluff bodies by using an upstream interference[D]. Beijing: School of Aeronautic Science and Technology, Beijing University of Aeronautics and Astronautics,2005(in Chinese)

[13] Zhou Y, Zhang H J, Yiu M W. The turbulent wake of two side-by-side circular cylinders[J]. J Fluid Mech, 2002, 458: 303-332

[14] Meneghini J R, Saltara F, Siqueira C L R, et al. Numerical simulation of flow interference between two circular cylinders in tandem and side-by-side arrangements[J]. J of Fluids and Structures, 2001, 15(2): 327-350