

横向振动方柱锁定区近尾迹结构

呼和敖德 孟向阳

(中国科学院力学研究所)

摘要 对雷诺数为 $150 \leq Re \leq 3600$, 振幅与柱宽比 A/h 为 0.24 和 0.7 条件下横向强迫振动单方柱的锁定现象、涡脱落过程和近尾迹特性, 用流动显示和热线技术进行了研究, 结果表明锁定区的范围随振幅比和雷诺数的增高而扩大, 在大振幅比情况下, 锁定区上、下临界折合速度值比小振幅比情况均有增高。流动显示结果清晰而系统地揭示了柱振动频率越过共振锁定点时, 方柱上下两侧涡脱落规律发生的变化以及振幅的改变对近尾迹结构的影响。在低振幅比情况下, 锁定区近尾迹结构基本为 2S 型, 在高振幅比情况下, 由 2S 型变为 P+S 型, 这是非对称的尾迹结构, 每一振动周期, 从物体上脱落三个涡。在高频振动情况下, 近尾迹由大尺度涡结构转化为小尺度涡结构。

关键词 振荡; 涡脱落; 尾迹; 锁定

1 引 言

在实际工程中, 如海洋工程的桩柱、输油管道及高层建筑等都存在着流体诱发结构物振荡问题。例如, 在均匀流中, 柱体在非对称脱落涡诱导的侧向力作用下产生横向振动。近年来, 许多研究工作着重在激发频率 f_e (f_e 接近于物体静止时涡脱落频率 f_{e0}) 范围内研究其物体所受横向激振力, 并主要针对圆截面柱体^[1], 而对其它形状截面柱体振动问题, 尤其是具有固定分离点物体激振力的研究则较少, 还有许多问题尚待深入^[2]。由于方截面柱体是工程结构物的基本构件, 因此研究方柱涡诱导振动问题具有重要的实际应用和理论意义。对方柱的研究近几年才引起重视^[3]。Bearman^[4, 5], Nakamura^[6], Obasaju^[7] 等对自由振荡或强迫振动单方柱的气动力特性和稳定性进行了实验研究, 主要测量表面压力、扰动升力、平均阻力等参数, 结果发现, 方柱侧壁中心负压与柱体位移之间相位在锁定区某一折合速度值情况下发生突然改变。与侧向力的研究相比, 对于形成上述现象的物理机制的研究和对物体近尾迹区流动结构的研究还非常浅薄, 而且刚刚受到关注^[8]。

本文的目的是研究强迫横向振动单方柱在涡的形成与物体运动相互锁定的范围内的

国家自然科学基金资助项目。

本文于 1990 年 5 月 17 日收到。

近尾迹结构特性和涡脱落过程，特别研究了大振幅振动情况下锁定区尾迹特性。

2 实验设备及方法

本实验在拖动水槽中进行。水槽高 0.5 米，宽 0.4 米，长 5.5 米，槽底和四壁均由有机玻璃制成，拖车由调速器控制在槽体两侧架起的轨道上匀速行驶。

方柱模型用有机玻璃制作，长度 36 厘米，方截面宽度有两种，一种为 1.05 厘米，另一种为 3.3 厘米。模型垂直安装在被固定在拖车上的振动机构上，从而形成了与均匀来流垂直振动的情况，振动机构可以调节振幅和频率。

涡脱落频率采用自制的适用于水中的热线探头测量。将热线探头置于柱后下游适当位置以便感受到从柱体两侧脱落涡的信号。热线信号通过电桥、直流放大器、再经 A/D 变换进入微机采集，然后再做频谱分析，或直接记录于记录仪上(在低速情况)。

涡脱落过程和近尾迹流场采用电解沉淀法流场显示，为使显示清晰，除采用梳状阳极于柱前方外，而且还将阳极材料嵌入柱体中心截面。这样可以看清从物面脱落的剪切层，阳极板置于模型下游。

显示用 1000W 缝隙光源，光源架于拖车侧架之上随车同步运行，光从槽侧照射，照片从顶部拍摄，相机固定于拖车之上。为研究涡脱落相位变化，所有照片均取在柱移动最大负位移瞬间，此时相机由继电器控制拍摄。

3 涡形成的锁定现象

锁定现象是当柱体振动频率 f_c 接近均匀流中静止柱体涡脱落频率 f_v 时，并且在某一频率范围内，柱体振荡频率与振荡柱体涡脱落频率 f_v 相互锁定，即 $f_c/f_v=1.0$ 。该锁定频率范围称为锁定区，一般用 Strouhal 数 ($S_c=f_c \cdot h/u$, u 为均匀流速) 表示或用折合速度表示 $V_r=u/f_c \cdot h$ 。

在讨论锁定现象之前，首先给出静止

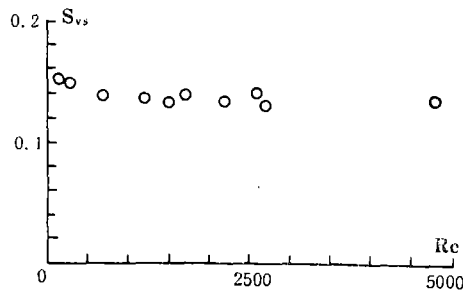


图 1 均匀流中静止方柱涡脱落频率

方柱涡脱落频率，用 Strouhal 数表示 $S_v=f_v \cdot h/u$ ，示于图 1。实验结果在小雷诺数 $Re=150$ 时， $S_v=0.148$ ，而当雷诺数介于 $300 < Re < 5000$ 时， S_v 约为 0.135。

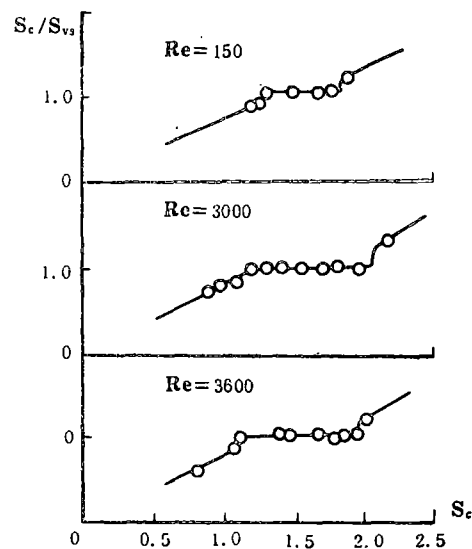


图 2 振动方柱涡脱落锁定区

横向振动柱体脱落涡的锁定区范围通过热线测量涡脱落频率而确定，当雷诺数为 $150 < Re < 3600$ ，振幅与柱宽比 $A/h = 0.24$ ，其结果示于图 2。其中振动柱涡脱落频率以 Strouhal 数 $S_v = f_v \cdot h/u$ 表示。以 $Re = 3000$ 为例，当 $A/h = 0.24$ 时，锁定区范围为 $0.115 < S_v < 0.181$ ，相应的折合速度值为 $5.5 < V_r < 8.7$ ，当提高振幅比锁定区范围扩大，如 $A/h = 0.7$ 时，锁定区为 $0.112 < S_v < 0.189$ ，相应的折合速度为 $5.3 < V_r < 8.86$ 。在小雷诺数条件下，锁定区范围有所缩小。

4 涡的形成及尾迹结构

这里将讨论通过锁定区近尾迹结构的演化特别给出大振幅振动柱近尾迹流谱。

图 3 为小振幅情况下振动方柱近尾迹流谱，这里所有照片均取在一个振动周期内，柱体移动到最大负位移瞬间。随着频率比的改变，反映出剪切层从柱体侧面脱落并卷起的变化规律如图 3a~3d，从柱振动频率比 $f_c/f_{v_s} < 1.0$ 到超过 1.0 变化过程，发现剪切层先从柱上侧面脱落，在 $f_c/f_{v_s} < 1.0$ 时，涡形成区较长，随频率比增高涡形成区缩短，并逐渐向上侧壁退缩，当 $f_c/f_{v_s} = 1.0$ 时，分离的剪切层再附于侧壁。与此对应，从另一侧壁脱落的剪切层形成反时针涡，当 $f_c/f_{v_s} < 1.0$ ，并处于锁定区上临界值时，剪切层从下侧壁平直脱落，当频率比逐渐增高，剪切层脱落角向上倾斜，并逐渐再附于底部，当 $f_c/f_{v_s} = 1.0$ 时，完全再附于底部，当 $f_c/f_{v_s} > 1.0$ ，反时针涡又逐渐向柱下侧角退缩，再附点下移，再附区缩小(图 3c~3d)。这表明反时针涡的脱落和形成过程在共

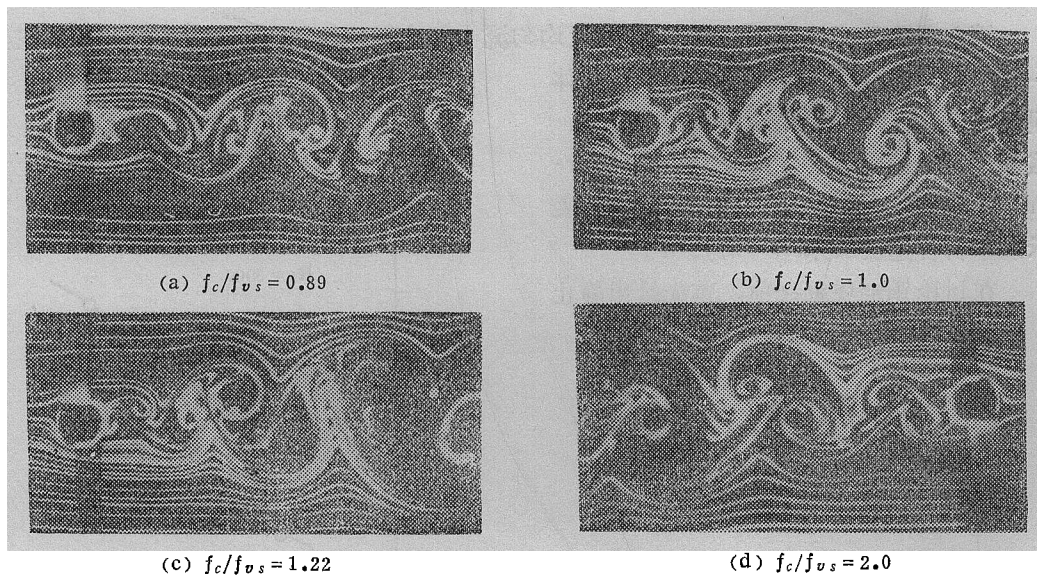


图 3 涡脱落及尾迹结构随频率比 f_c/f_{v_s} 演化过程
 $A/h = 0.24, Re = 150$

振锁定点附近有一个突然的改变，这一现象的发现也许可以作为解释 Bearman 等人通过测量侧壁负压所得到的共振锁定点附近相位突然变化的物理原因之一。关于这点今后有待深入研究。

振动方柱涡形成区长度随柱振动频率增高而缩短(图4)。在锁定情况下,形成区长度随频率增高以线性关系迅速缩短,在锁定区上临界端达到最短。

当柱体振动频率比 f_c/f_{vs} 从低于 1.0 值过渡到大于 1.0 的情况下,近尾迹结构也相应发生变化。如图 3 所示,对于 $A/h=0.24$ 情况,当 $f_c/f_{vs}<1.0$, 锁定情况下近尾迹出现 2S 型结构(图 3a), 该涡街结构系由一顺时针和一反时针涡组成的涡对沿物体对称轴线排列(见图 5)。在锁定区上临界条件下,近尾迹由 2S 型立即转化为 Karman 涡街型(图 3c)。对高频情况,在近尾迹区出现小尺度涡合并为大尺度 Karman 涡街型的现象。

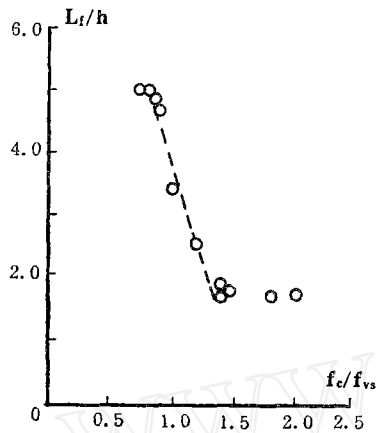


图 4 涡形成区长度 $Re=150, A/h=0.24$

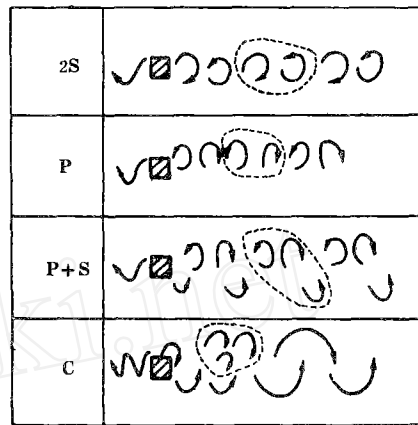


图 5 涡街类型示意图

在大振幅振动情况下尾迹结构与小振幅情况截然不同,其涡街类型很复杂。如图 6 所示,此时 $A/h=0.7$, 当 $f_c/f_{vs}<1.0$, 近尾迹为 P 型结构(图 6a), 这是非对称尾迹

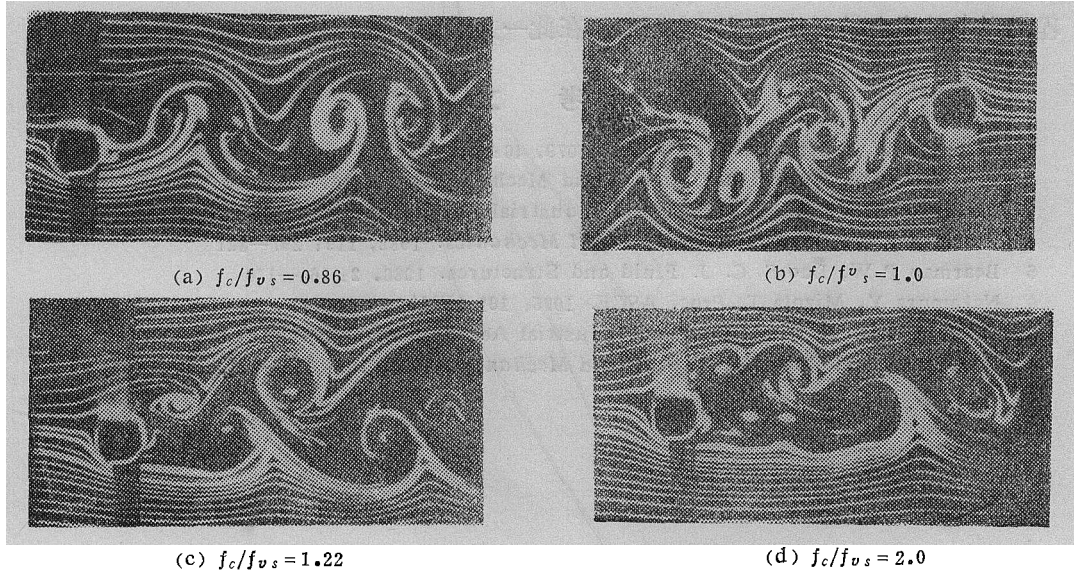


图 6 涡的脱落及近尾迹结构随频率比 f_c/f_{vs} 演化过程, $A/h=0.7, Re=150$

结构, 涡心偏离柱对称轴, 在一侧一字排列。在 $f_c/f_{vs}\approx 1.0$ 时, 尾迹变为 P-S 型这也

是非对称尾迹结构,这种尾迹,在涡脱落的一个周期内,有两同号涡和一反向涡组成,此时反向涡强高,当 $f_c/f_{vs}=1.22$,近尾迹演化为 Karman 型。频比再升高,尾迹由振动所控制,在柱体后两侧形成两排小涡,柱体上侧面出现再附现象,而另一侧反时针涡紧紧附于柱体底部。小尺度涡逐渐合并,并在下游演化为大尺度 Karman 涡街。

比较两种振幅振动情况下锁定区近尾迹结构的演化过程后发现:在折合速度约为 6.7 处,近尾迹结构发生突然改变,但在大振幅振动情况,除上述点之外,在某小折合速度情况下,又有一次结构改变,这点不同于小振幅情况。这表明在大振幅振动情况下,结构所受激振力很复杂。有关涡结构的变化与激振力的关系有待今后深入研究。

5 结 论

本文对高、低两种不同振幅振动单方柱的尾迹特性研究结果如下:

(1) 静止方柱涡脱落频率,当雷诺数为 $150 < Re < 300$,其值 S_v 约为 0.148,但在 $300 < Re < 5000$ 情况下, S_v 基本为常值 0.135。

(2) 在大振幅情况下,锁定区上、下临界折合速度值均上移。

(3) 在锁定情况下,涡形成区长度随振动频率比增高以直线规律迅速缩短。

(4) 在其余条件相同时,振幅对尾迹结构的影响在大振幅情况下尤其明显。锁定条件尾迹结构发生变化所对应折合速度值约接近于共振锁定点。今后需要研究相应的动载荷,以探求激振力发生的物理机制。大振幅情况,尾迹结构在锁定范围改变流型次数高于小振幅情况。

本研究得到国家自然科学基金《海洋工程中力学问题》重大项目经费资助,在工作过程得到中科院力学所彭廷玉同志帮助,在此一并感谢。

参 考 文 献

- 1 Sarpkaya T. J. *Applied Mechanics*. 1979. 46: 241—258
- 2 Bearman P W. *Annual Review of Fluid Mechanics*. 1983, 16: 195—222
- 3 Parkinson G V. *J. wind Eng. and Industrial Aerodynamics*. 1988, 28: 177—181
- 4 Bearman P W, Obasaju E D. *J. Fluid Mechanics*. 1982, 119: 297—321
- 5 Bearman P W, Luo S C. *J. Fluid and Structures*. 1988, 2: 161—176
- 6 Nakamura Y, Mizota T. *Proc. ASCE*. 1975, 101 (EMb): 855—871
- 7 Obasaju E. D. *J. wind Eng. and Industrial Aerodynamics*. 1983, 12: 313—327
- 8 Ongoren A and Rockwell D. *J. Fluid Mechanics*. 1988, 191: 197—223

THE NEAR WAKE STRUCTURE FROM OSCILLATING SQUARE CYLINDER IN THE LOCK-IN RANGE

Huhe Aode Meng Xiangyang
(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Abstract The near wake structure and the vortex-shedding process from the square cylinder in the lock-in range have been investigated experimentally by means of a hot-wire and flow visualization technique. The cylinder was forced to oscillate transverse to the free stream at amplitudes of $0.24h$ and $0.7h$. Reynolds numbers of experiments are in the range of 150 to 3600. Present study indicates that the range of the synchronization was extended with increasing the oscillation amplitude and Reynolds numbers. The reduced velocity of the upper and lower end of the lock-in range increases when the oscillation amplitude of the cylinder is $0.7h$. The flow visualization shows that there are drastic changes in the near wake structure and the vortex-shedding from the cylinder in passing from flow conditions below the range $f_c/f_{v_s}=1.0$ to above it. Especially, at high amplitude the flow structure of the near wake is different from the flow structure at small amplitude in the lock-in range.

At $A/h=0.24$, the major vortex patterns of the near wake are mode "2S" in the lock-in range. At $A/h=0.7$, the vortex patterns of the near wake change into mode "P-S". The "P-S" mode is an asymmetric mode where the cylinder sheds a pair and a single vortex each cycle. At higher value of f_c/f_{v_s} (f_c —oscillating frequency of the cylinder, f_{v_s} —the natural shedding frequency), the large-scale vortex pattern in the near wake change into the small-scale vortex pattern.

Key words oscillation, vortex-shedding, wake, lock-in