

# 钝体尾流控制机理及方法研究进展\*

邵传平†

中国科学院力学研究所, 北京 100190  
中国计量学院, 杭州 310018

**摘要** 首先从涡脱落生成理论出发对钝体尾流控制方法进行了分类, 并简单介绍了国内尾流控制研究情况. 之后介绍了我们用窄条或小方柱取代小圆柱后, 对 Strykowski 和 Sreenivasan 控制方法的改进及其在高雷诺数下对圆柱和方柱尾流涡脱落的有效抑制情况, 并探讨了控制件钝度对抑制效果的影响. 第 3 部分用实验数据对各个涡脱落生成模型做了分析与检验, 指出控制件方法的机理与改变钝体分离位置、减小钝体背压吸力、改变流动的展向相关性、防止钝体两侧剪切层相互作用等无关, 而与钝体近尾流速度剖面的局部修正及其稳定性的改变有关. 最后简单介绍了控制件方法今后研究工作展望及其工程应用前景.

**关键词** 控制, 钝体, 尾流, 旋涡脱落, 高雷诺数

## 1 控制方法分类

旋涡脱落现象在钝物后面自然产生. 物面压力分布随着两侧旋涡的交替脱落而变化, 从而产生一个周期力, 引起物体振动. 涡激振动对结构的危害, 不仅在于疲劳损伤, 还在于可能发生的共振<sup>[1]</sup>. 涡脱落造成的其他负面影响包括引起阻力增大<sup>[2]</sup>和产生噪音<sup>[3]</sup>. 人们作了很大努力对旋涡脱落进行控制, 发明了不少具有特定工程用途的控制方法<sup>[4,5]</sup>. 尾流控制方法在工程上分为两类: 一类称为主动控制, 控制装置需要外加能源驱动, 另一类称为被动控制, 不需要外加能源.

控制的理论基础与旋涡脱落生成机制有关. 根据不同的涡脱落生成模型或猜想, 有几种不同的控制观念:

(1) 控制分离和背压. 实验观察表明, 只有当大范围的边界层分离发生后, 旋涡脱落才在近尾流发生. 早期研究者认为, 分离区负压吸力是分离剪切层内弯和螺旋状卷起的原因<sup>[6,7]</sup>, 负压吸力越大, 涡脱落强度越大. 于是发明了很多方法来控制分离和背压, 包括: (i) 增大与边界层外流体的动量交换以推迟分离 (如增大物面粗糙度或增大来流湍流度, 使边界层由层流提前转捩为湍流; 物体作小幅高频振动; 以及声干扰、物面加热等). (ii) 边界层抽吸或吹气, 推迟分离. 推迟分离的方法一

般用于具有圆滑表面的钝体. (iii) 设置运动表面避免分离, 如在矩形钝体的每个尖缘上设一个转动小圆柱, 见图 1. (iv) 开设通道直接连接前后驻点以改变背压 (图 2), 等等.

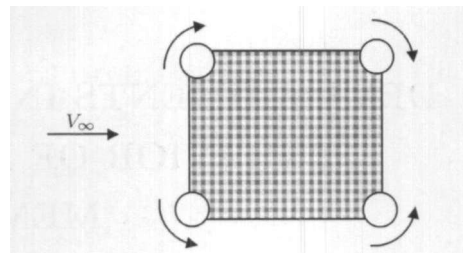


图 1 旋转小圆柱控制分离

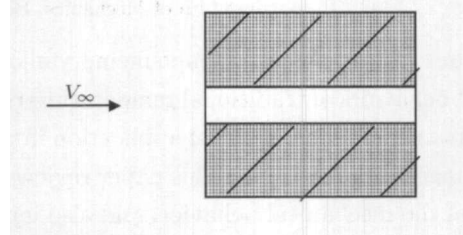


图 2 连接通道控制背压

(2) 防止分离剪切层的相互作用. Gerrard<sup>[8]</sup>提出一个模型来阐述分离剪切层相互作用在旋涡脱落生成中所扮演的重要角色. 于是人们引入一个长隔板来防止这种相互作用, 以抑制旋涡脱

收稿日期: 2007-05-30, 修回日期: 2008-04-03

\* 国家自然科学基金 (10172087, 10472124) 资助项目

† E-mail: shaocp2005@yahoo.com.cn

落 [7~10], 见图 3.

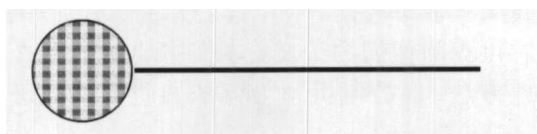


图 3 长隔离板放于圆柱尾流中抑制旋涡脱落

(3) 减小展向相关性. 人们认为钝体绕流流动在展向的协调一致性对脱落涡强度具有重要影响 [11,12]. 圆柱上设置螺旋状肋条 (图 4) 或具有展向波浪的表面等, 可加大流动的三维性、减弱展向相关性, 从而抑制涡脱落. 但是, 研究表明, 圆柱绕流在  $Re=1500$  附近其展向相关尺度很小, 仅为直径的 1~2 倍, 而涡脱落强度依然较强.

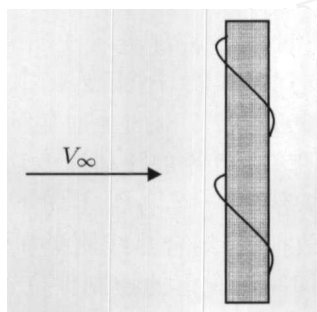


图 4 绕圆柱设置螺旋形肋条抑制旋涡脱落

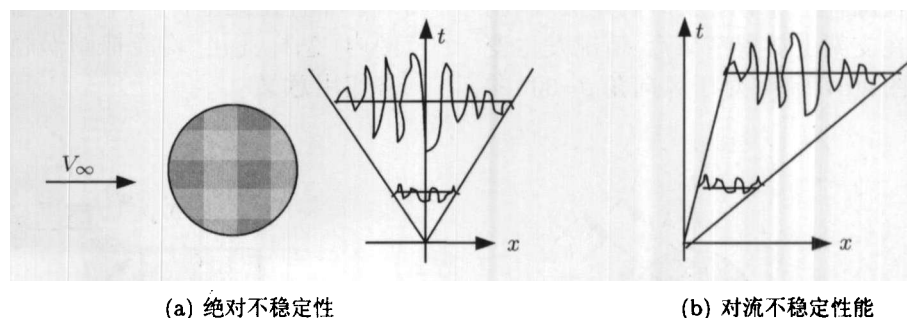


图 5 绝对不稳定性与对流不稳定性

绝对不稳定性区的存在, 为流动提供了一个永不枯竭的扰动源. 弱非平行流稳定性理论进展 [15~17] 表明, 当近尾流的绝对不稳定性区足够大时, 将引起流动的整体失稳, 进而产生旋涡脱落. 因此消除或减小绝对不稳定区可抑制涡脱落. 背部喷吹或抽吸方法被用来消除绝对不稳定性区 [18~20], 见图 6.

最近几年我国学者在尾流控制研究方面很活跃, 做了不少出色的工作, 如邓学莹等 [21,22]、明晓等 [23] 和王晋军等 [24] 在三维尾流控制方面, 吴锤结等 [25] 利用运动表面和变形表面进行尾流控制,

(4) 整体模态控制. 尾流的振动可分解为一系列整体模态

$$\psi(t, x, y, z) = \sum A_j(t) \psi_j(x, y, z)$$

这些模态由线性整体稳定性分析得到. 其中的基本模态代表旋涡脱落. 基本模态的振幅  $A(t)$  由 Stuart-Landau 方程控制

$$\frac{dA}{dt} - \sigma A + \frac{1}{2} \ell |A|^2 = F(t)$$

其中  $\sigma$  为线性增长系数,  $\ell$  为 Landau 常数,  $F(t)$  为强迫项. 基本模态的主动控制在低雷诺数 ( $Re < 250$ ) 下取得成功 [13,14]. 然而, 雷诺数提高时, 高阶模态或新的模态被激发起来. 被激发模态之间的非线性相互作用使控制变得很复杂 [15].

(5) 消除绝对不稳定性区. 1980 年以后人们发现, 圆柱等钝体近尾流中存在一个区域, 该区域内的速度剖面是绝对不稳定的: 当给一瞬时脉冲扰动时, 扰动会在当地随时间不断发展放大, 同时向上游和下游传播; 而该区下游的速度剖面是对流不稳定的: 当给一瞬时脉冲扰动时, 扰动仅在向下游传播的过程中发展放大, 而经过足够长时间后, 当地 (扰动施加位置) 或其他固定位置的扰动均消失, 见图 5.

等等, 均取得很好结果.

在众多方法中, 用小尺度控制件来控制钝体尾流的方法具有理论意义和应用前景. 该方法可分为两类: 第 1 类将控制件放于钝体上游, 利用控制件的尾迹对下游钝体的边界层或分离剪切层进行干扰, 达到控制目的. 第 2 类将控制件放于钝体下游, 起源于 Strykowski 和 Sreenivasan [26] 的研究. 在 Strykowski 和 Sreenivasan 的研究中, 一个尺度很小的圆柱平行地插入主圆柱尾流中 (图 7), 当小圆柱位于一个有效区域内时, 主圆柱两侧的旋涡脱落被抑制. 然而他们的结果表明, 这

个有效区随雷诺数  $Re = V_\infty D / \nu$  的增大而退缩. 当  $Re > 150$  时, 旋涡脱落不能抑制. Strykowski 和 Sreenivasan<sup>[26]</sup> 试图用 Gerrard<sup>[8]</sup> 涡脱落模型和被修正尾流的绝对和对流不稳定性来解释这种控制, 但它们之间的关系尚未确立.

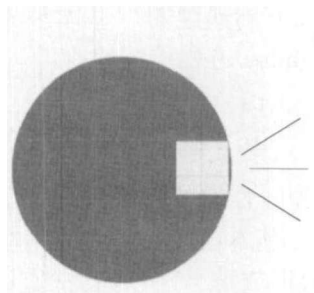


图 6 尾部喷吹或抽吸消除绝对不稳定性区

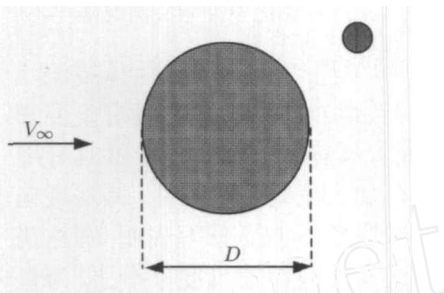


图 7 用小圆柱抑制大圆柱的涡脱落

## 2 Strykowski 和 Sreenivasan 方法的改进

最近我们对 Strykowski 和 Sreenivasan 的方法做了改进<sup>[32~35]</sup>: 如图 8(a) 和图 8(b) 所示, 用窄条或小方柱取代小圆柱, 对圆柱和方柱尾流进行控制. 控制参数包括控制件宽度比 ( $b/D$  或  $b/B$ ) 和控制件位置 (由风向角  $\beta$  及间距比  $\lambda/D$  或  $\lambda/B$  确定).

首先研究了窄条对圆柱尾流的控制情况, 图 9(a) 为无控制时的圆柱尾流, 旋涡脱落在柱后产生. 图 9(b) 为在圆柱上加有支架时的尾流, 涡脱落依然存在. 当在支架上放置窄条后, 情况发生变化. 如图 9(c) 和图 9(d) 所示, 对于风向角  $\beta=30^\circ$  的

情况, 当窄条间距比  $\lambda/D$  处于 1.05 ~ 1.85 范围内时, 涡脱落被有效抑制, 尾流变窄. 用热线风速仪在圆柱下游  $x/D=12.5$  剖面上对尾流速度脉动情况进行多点测量. 当各点脉动速度功率谱上存在尖峰时, 涡脱落存在; 当各谱上均不存在尖峰时, 涡脱落被有效抑制. 结合热线测量和流动显示, 可以确定有效抑制涡脱落的控制件位置区域. 图 10 为用窄条控制圆柱尾流时, 窄条有效位置区随雷诺数的变化. 可以看出, 存在一个较大的重合区, 当窄条布置在此重合区内时, 不管雷诺数 (在实验范围内) 怎样变化, 均能抑制涡脱落, 这在工程上具有实用意义.

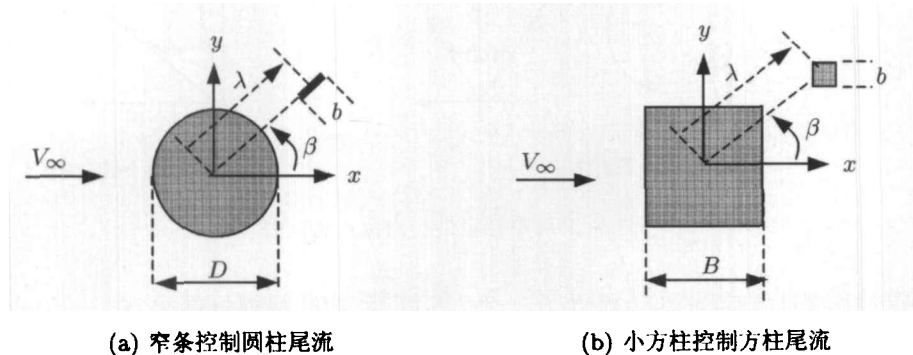


图 8 钝体与控制件几何布置示意图

图 11 为窄条宽度  $b/D$  变化对窄条有效位置区的影响. 随宽度  $b/D$  的增大, 有效区不断增大.

在圆柱下游足够远处测量速度剖面, 用动量积分可估算作用于柱体和控制件上的总阻力系数. 图 12 为间距比  $\lambda/D=1.45$  时, 总阻力系数随风向角  $\beta$  的变化.  $\beta = 0^\circ \sim 45^\circ$  为减阻区, 最大减阻率

32%.  $C_D$  为圆柱和控制件上的总阻力系数,  $C_{D_0}$  为无控制时圆柱阻力系数.

在一些工程中, 减小主要构件的载荷是保障整个结构安全的关键. 此时可不考虑控制件的受力, 仅考虑柱件载荷. 在柱体展向中间截面绕柱一周布置若干测压孔, 用电子压力扫描阀测量每个孔的压力变化, 然后对压力分布积分可得到作用

于柱体截面上的平均和脉动升、阻力. 图 13 为测量的圆柱脉动升力系数  $C_l(t)$  及其功率谱随窄条风向角的变化情况, 其中  $f$  为脉动频率. 没有控制

时, 脉动幅值很大, 功率谱上有很高的尖峰. 当窄条风向角  $\beta$  处于  $40^\circ < \beta < 70^\circ$  范围时, 脉动幅值变得很小, 谱上峰值消失.

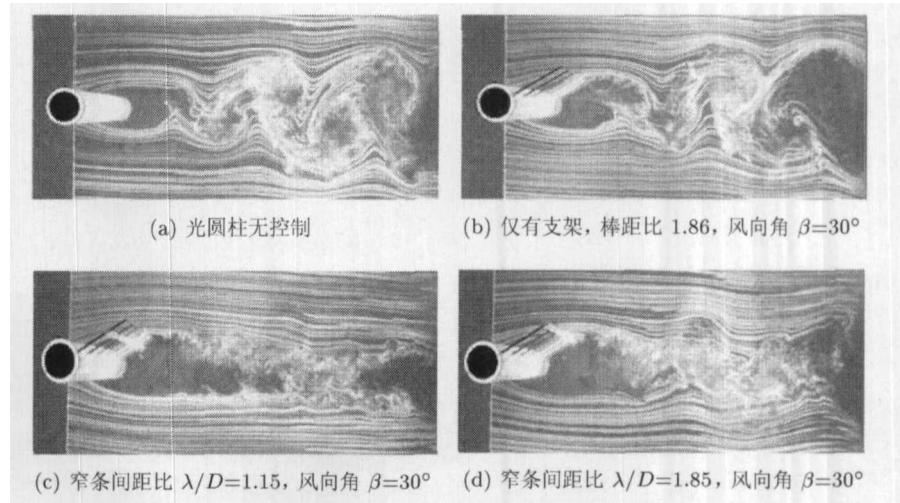
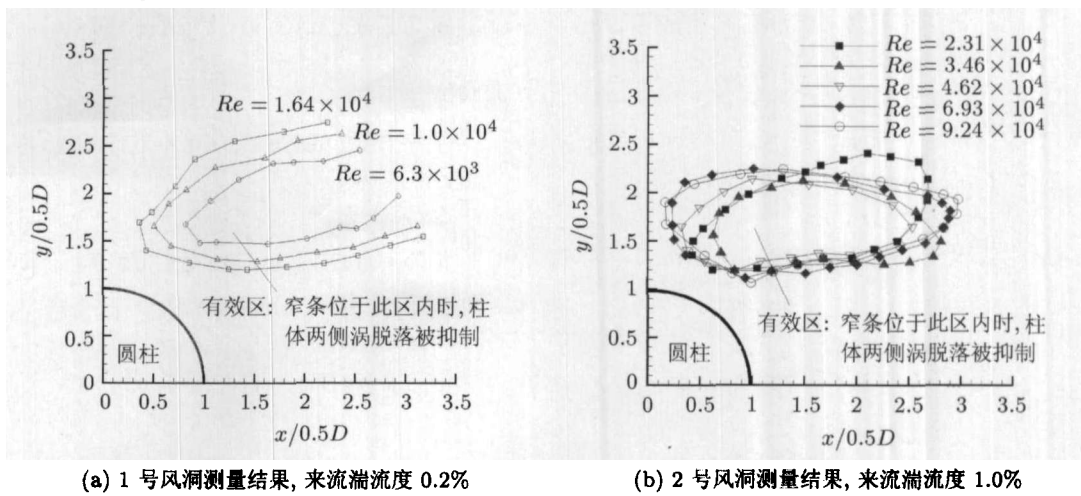


图 9 无控制与用窄条控制后圆柱尾流的比较,  $Re = 5.25 \times 10^3$



(a) 1 号风洞测量结果, 来流湍流度 0.2%

(b) 2 号风洞测量结果, 来流湍流度 1.0%

图 10 不同雷诺数下有效抑制圆柱涡脱落的窄条位置区域, 窄条宽度比  $b/D=0.18$

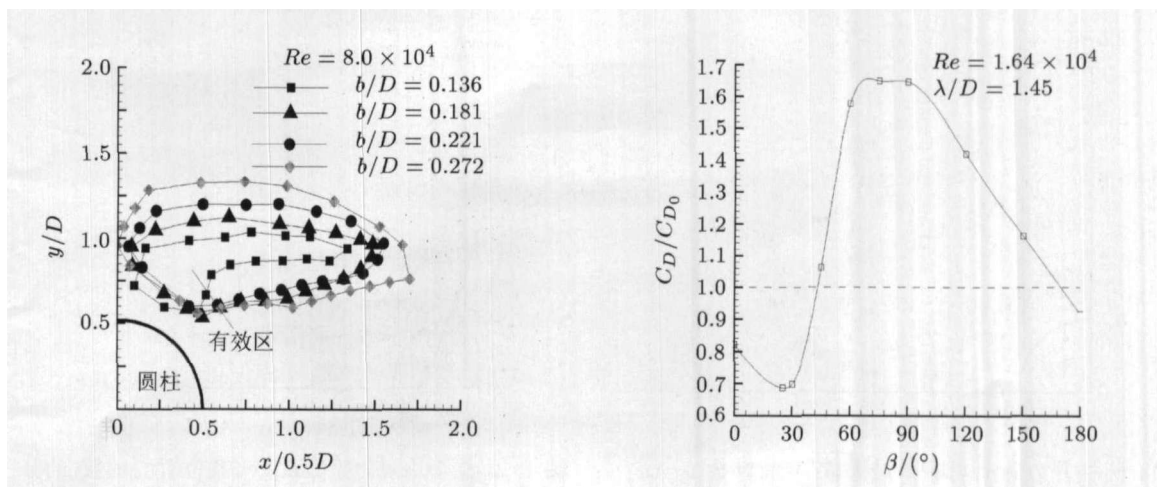


图 11 窄条宽度比  $b/D$  对圆柱后有效位置区的影响

图 12 作用于圆柱和控制件的总阻力随风向角的变化

圆柱平均阻力系数  $C_D$  和脉动升力功率谱峰值  $A$  (最大值) 为窄条位置的函数. 图 14 为  $\lg(A)$  在窄条位置坐标中的等值线图. 当窄条位于有效

区内时,  $A$  下降了 1~2 个数量级. 图 15 为  $C_D$  在窄条位置坐标中的等值线图. 当窄条位于有效区内时,  $C_D$  下降了 10%~20%.

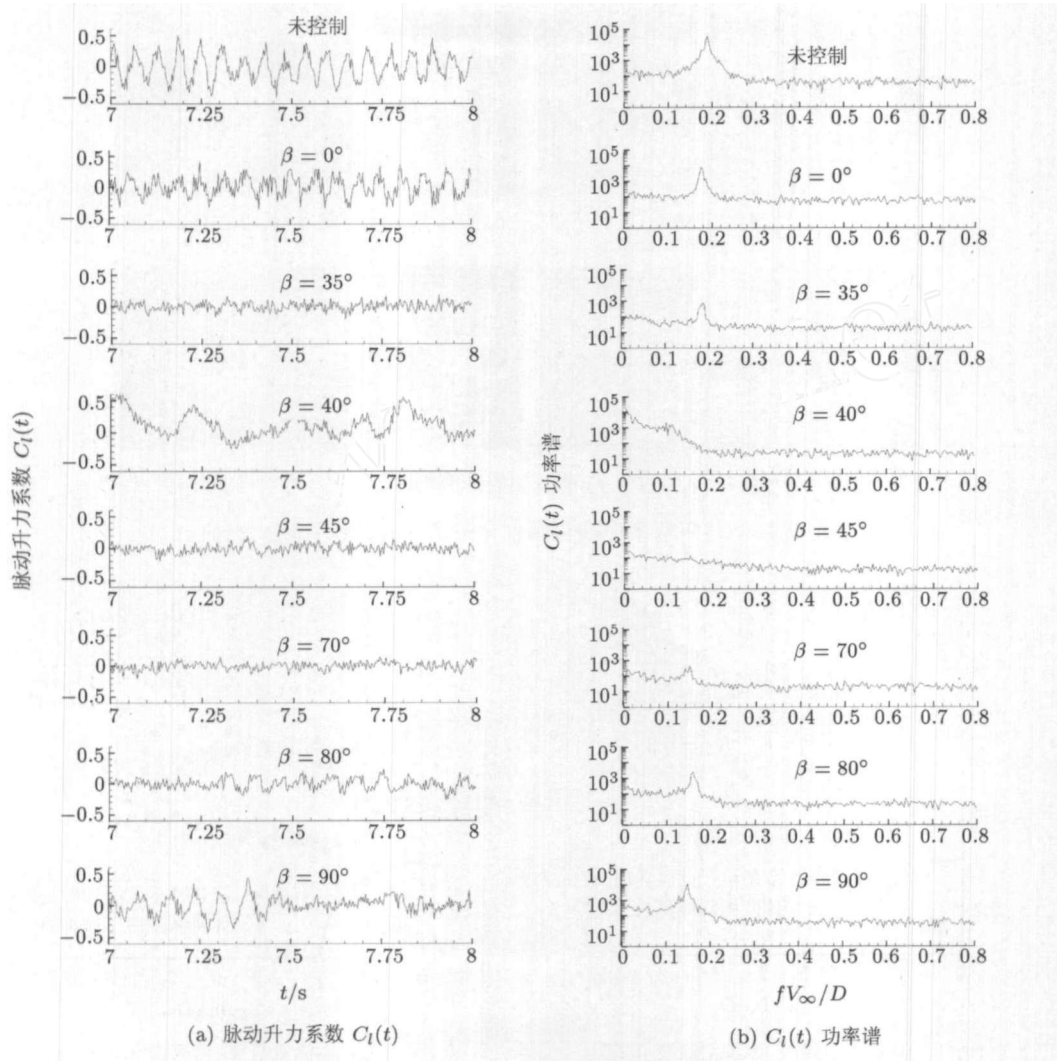


图 13 窄条风向角  $\beta$  对圆柱脉动升力系数  $C_l(t)$  及其功率谱的影响,  $b/D = 0.18, \lambda/D = 1.0, Re = 8.0 \times 10^4$

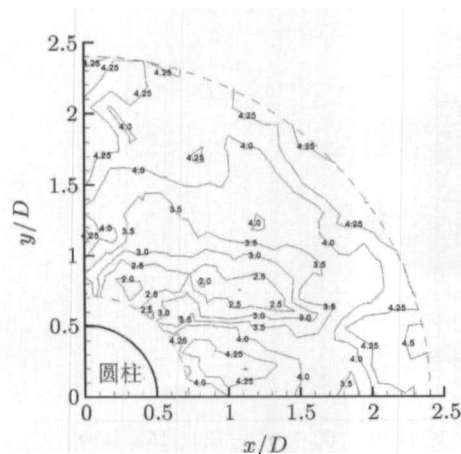


图 14 圆柱升力脉动功率谱最大值  $A$  的对数  $\lg(A)$  (窄条位置的函数) 的分布情况,  $b/D=0.18, Re = 8.0 \times 10^4$  (无控制时  $\lg(A)=4.5$ )

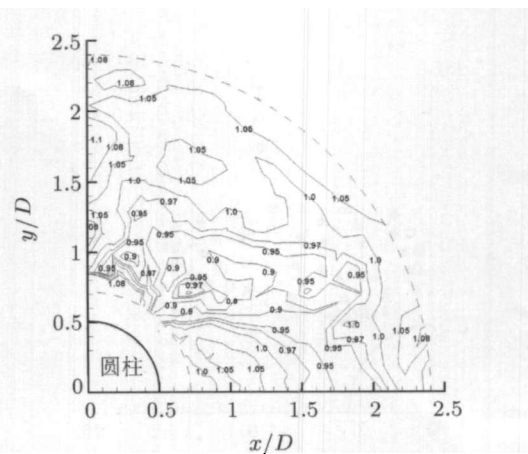


图 15 圆柱平均阻力系数  $C_D$  (窄条位置的函数) 的分布情况.  $b/D=0.18, Re = 8.0 \times 10^4$  (无控制时  $C_D=1.08$ )

窄条或小方柱对方柱尾流涡脱落同样具有抑制效果. 未加控制时, 方柱后有很强的涡脱落(图 16(a)). 图 16(b) 表明将宽度  $b/B = 0.156$  的小方柱放于一定位置时, 可有效抑制涡脱落. 图 16(c) 显示, 当仅有支架时, 涡脱落依然存在. 当在支架上加宽度  $b/B = 0.18$  的窄条时, 涡脱落被抑制, 见图 16(d). 图 17 显示当小方柱宽度  $b/B=0.125$  时, 有效抑制区很小. 有效区随着  $b/B$  的增大而不断增大.

我们对不同形状控制件的控制效果进行了对比研究. 图 18 为小圆柱、小方柱和窄条等 3 种控制件(在方柱后)的有效区的比较, 各控制件宽度均为  $b/B=0.24$ . 小圆柱控制效果最差, 其有效区远小于其他两种控制件.

图 19 为小圆柱、小方柱和窄条等 3 种控制件对方柱脉动升、阻力功率谱影响的比较. 对小方柱控制, 当风向角  $\beta = 50^\circ \sim 70^\circ$  时, 谱峰消失, 涡脱

落被抑制. 对窄条控制, 当风向角  $\beta = 55^\circ \sim 85^\circ$  时, 谱峰消失, 涡脱落被抑制. 而对小圆柱控制, 仅当  $\beta$  在  $50^\circ$  附近很小的区域内时, 谱峰才明显降低, 而当  $\beta \leq 45^\circ$  或  $\beta \geq 55^\circ$  时, 谱峰均很高.

图 20(a) 和图 20(b) 为小圆柱、小方柱和窄条等 3 种控制件对方柱脉动升、阻力系数均方根值影响的比较. 小圆柱对脉动升、阻力系数均方根值的控制效果比其他两种控制件差.

图 20(c) 为 3 种控制件对方柱平均阻力系数影响的比较. 小圆柱的减阻效果比其他两种控制件差.

图 20(d) 为小圆柱、小方柱和窄条等 3 种控制件对方柱平均升力系数影响的比较. 在  $b/B = 0.24, \lambda/B = 1.31, Re = 5.6 \times 10^4$  条件下, 小圆柱控制时方柱平均升力系数最大为 0.20, 而用其他两种控制件时, 方柱平均升力系数最大为 0.46, 远低于平均阻力系数.

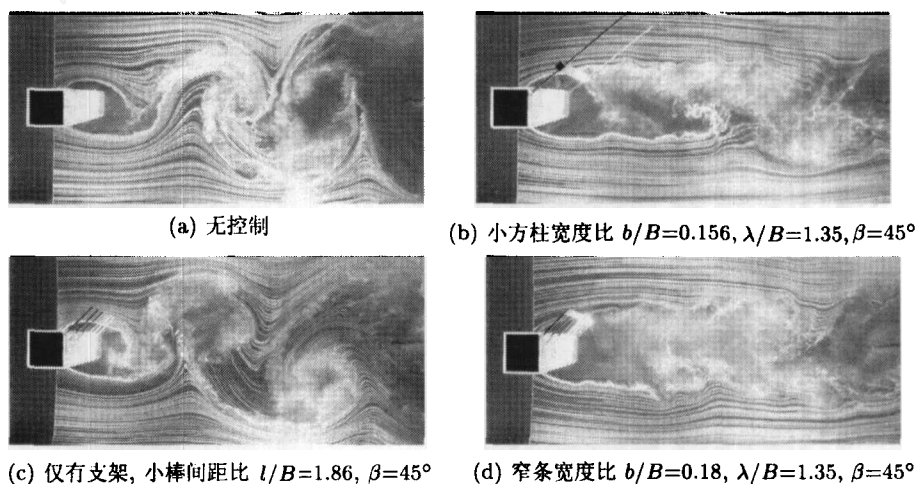


图 16 小方柱和窄条对方柱尾流的控制效果,  $Re = V_\infty B/\nu = 1.25 \times 10^4$

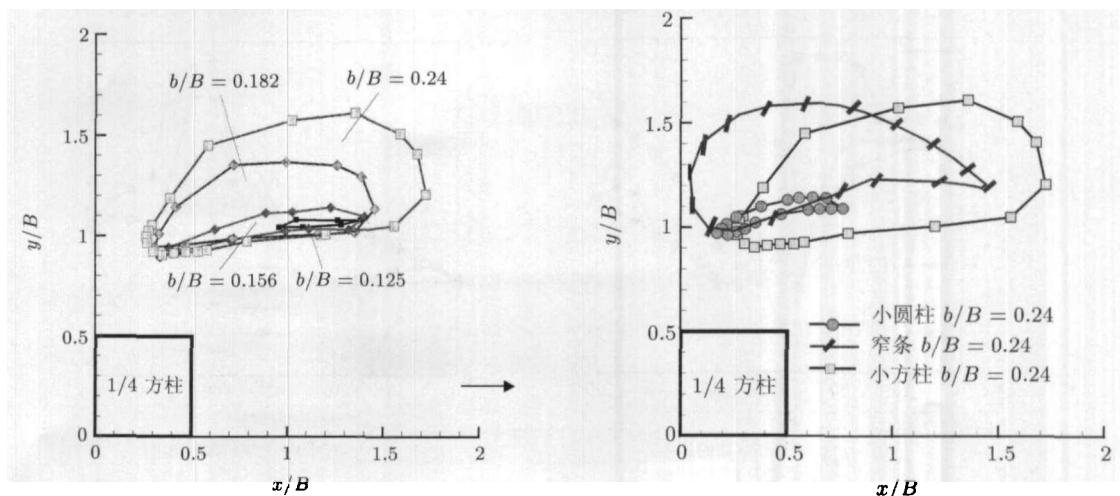


图 17 用小方柱控制大方柱尾流时, 小方柱宽度  $b/B$  对其有效区的影响  $Re = 3.36 \times 10^4$

图 18 小圆柱、小方柱和窄条等 3 种控制件有效区的比较. 各控制件宽度均为  $b/B=0.24, Re = 3.36 \times 10^4$

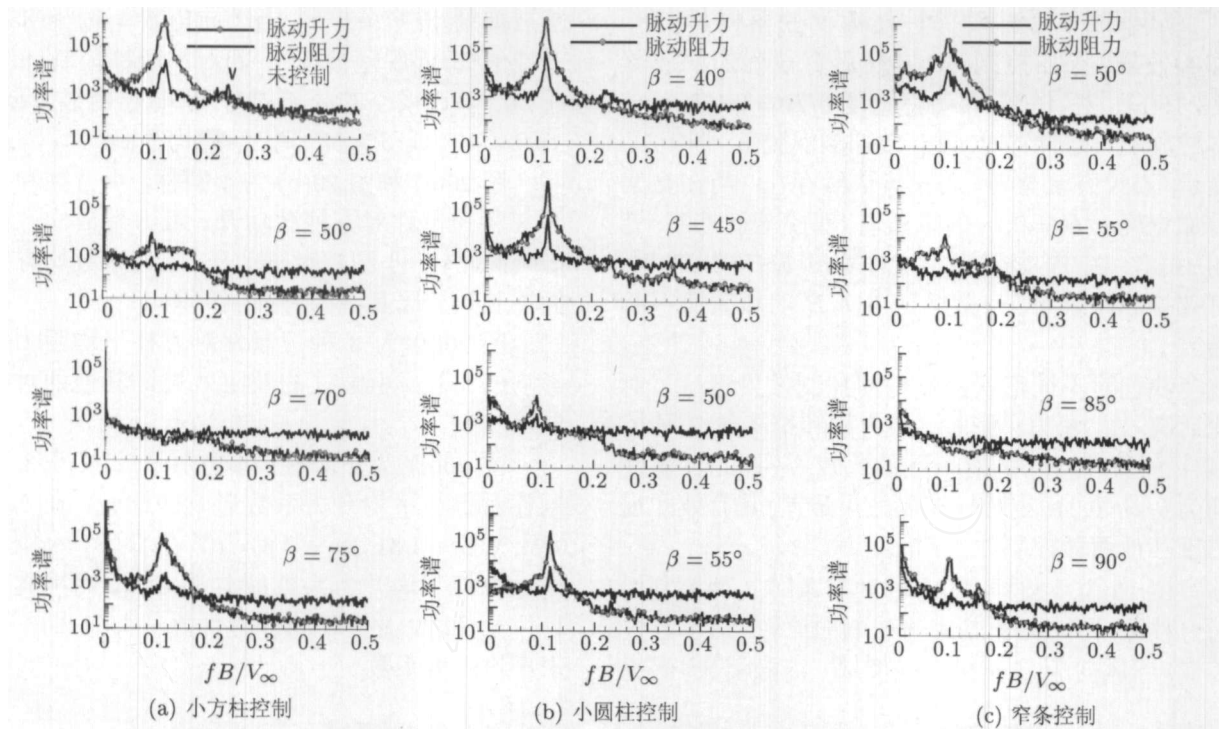


图 19 小圆柱、小方柱和窄条 3 种控制件对方柱脉动升、阻力功率谱影响的比较,  $b/B = 0.24, \lambda/B = 1.31, Re = 5.6 \times 10^4$

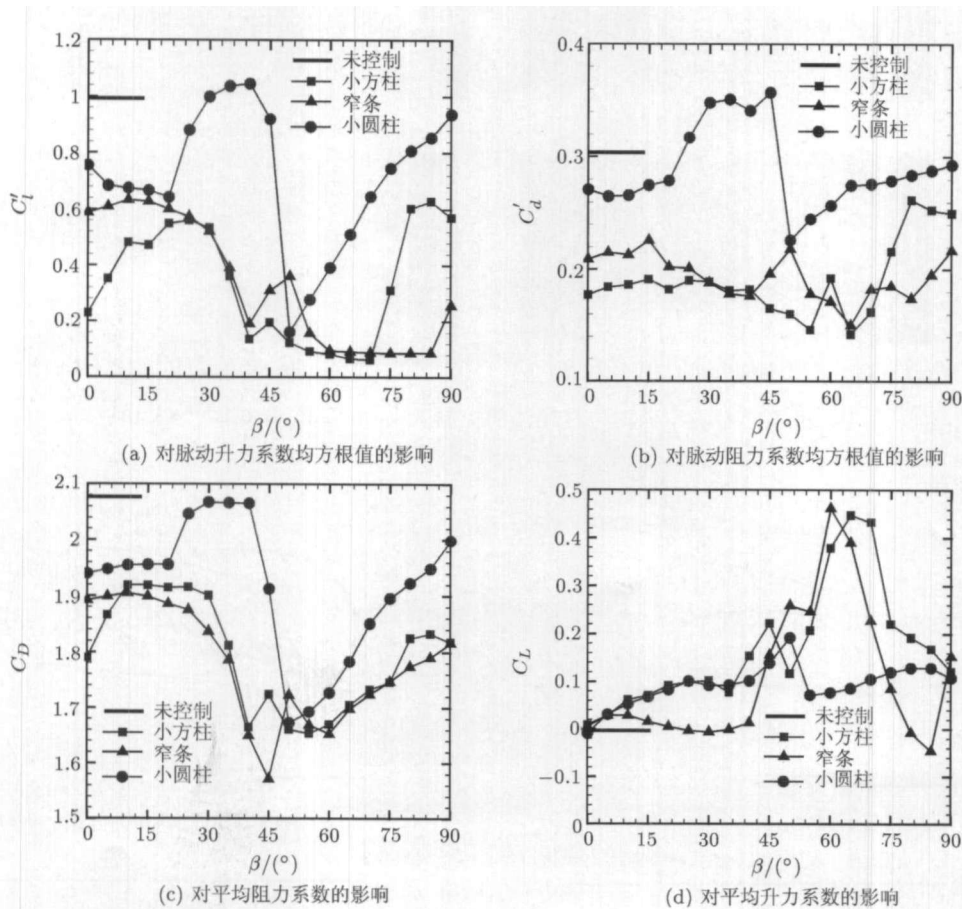


图 20 小方柱、小圆柱和窄条等 3 种控制件对方柱脉动升、阻力系数均方根值  $C'_l, C'_d$  及平均升、阻力系数  $C_D, C_L$  影响的比较,  $b/B = 0.24, \lambda/B = 1.31, Re = 5.6 \times 10^4$

控制件钝度对控制效果具有重要影响. 根据 Roshko<sup>[9]</sup> 的定义, 钝度大的物体排开流体的量大, 尾流宽, 阻力大, 涡脱落频率低.

图 21 为 3 种不同控制件尾流宽度示意图. 由表 1 可知, 在  $\beta = 40^\circ \sim 90^\circ$  范围内, 具有相同宽度

的 3 种控制件中, 圆柱形的钝度最小 ( $C_D$  最小且涡脱落的  $St_b$  数最高), 其控制效果最差. 窄条形的钝度随  $\beta$  由  $0^\circ$  向  $90^\circ$  的增大而增大, 而小方柱的钝度随  $\beta$  由  $45^\circ$  向  $77^\circ$  的增大而减小, 因此窄条有效区主体部分位于小方柱有效区的上游 (图 18).

表 1 3 种控制件在各风向角下的阻力系数和 Strouhal 数 \*

控制件横截面形状		阻力系数 $C_{Db}$	Strouhal 数 $St_b$
圆柱形	$\beta = 0^\circ \sim 90^\circ$	1.0 ~ 1.1	0.21 ~ 0.20
窄条形	$\beta = 40^\circ \sim 90^\circ$	1.2 ~ 2.0	0.19 ~ 0.13
方柱形	$\beta = 45^\circ \sim 77^\circ$	2.2 ~ 1.5	0.13 ~ 0.16
	$\beta = 77^\circ \sim 90^\circ$	1.5 ~ 2.0	0.16 ~ 0.14

\*  $Re_b$ ,  $C_{Db}$  和  $St_b$  以来流速度  $V_\infty$  和控制件宽度  $b$  为特征尺度定义,  $Re_b = 2.6 \times 10^3 \sim 8.0 \times 10^3$

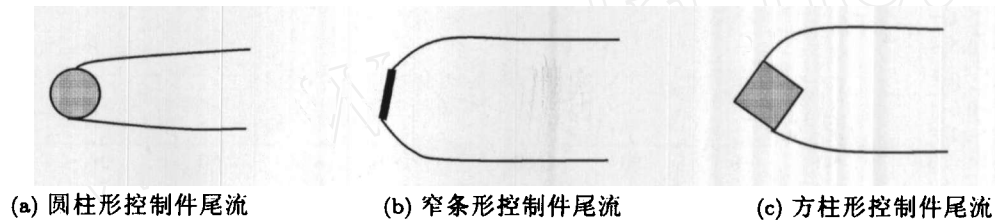


图 21 3 种不同控制件尾流宽度示意图

### 3 涡脱落模型与控制机制讨论

#### 3.1 分离与涡脱落

图 22 显示无控制和窄条控制时 (与图 13 对应的各  $\beta$  角下), 绕圆柱的平均压力分布具有相同的类型. 控制后两侧分离点位置<sup>[36]</sup> 没有显著变化. 对于方柱, 如图 16 所示, 涡脱落存在时和涡脱落被抑制时, 分离位置总在前拐角处, 没有变化. 说明分离位置与涡脱落没有直接的依存关系.

#### 3.2 背压吸力

长度为  $1D$  或更长的隔离板被研究者引入 (Roshko<sup>[9]</sup>, Unal 和 Rockwell<sup>[7]</sup> 放于尾流中心线上, Ozono<sup>[10]</sup> 平行于尾流中心线但离开尾流中心线一定距离放置) 并用来研究隔离板与圆柱之间距离的影响. 当间距达到某个临界值时, 背压吸力系数  $-C_{pb}$ 、涡脱落频率以及升力脉动幅值均发生突然变化.

用窄条控制时, 当  $\beta$  在临界值附近变化时, 背压吸力  $-C_{pb}$  和 Strouhal 数  $St$  也出现快速或突然变化 (图 23).

当窄条位于尾流中心线上时, 我们也对间距  $\lambda/D$  的影响做了研究<sup>[25]</sup>, 结果示于图 24. 图 24 中  $A$  为脉动升力系数功率谱最大值.  $-C_{pb}$ ,  $St$  和  $A$  随  $\lambda/D$  的变化有相同趋势, 但吸力系数  $-C_{pb}$  的数据离散度比  $St$  和  $A$  大. 背压吸力在旋涡形成中所

起的作用已由 Roshko<sup>[2,9]</sup>, Bearman<sup>[37]</sup>, Gerrard<sup>[8]</sup>, Wille<sup>[6]</sup>, Unal 和 Rockwell<sup>[7]</sup> 及 Onozo<sup>[10]</sup> 等做了研究. Wille<sup>[6]</sup> 认为背部负压区与分离剪切层的向内卷起有相互依存关系. Unal 和 Rockwell<sup>[7]</sup> 测量了  $x/D = 0.5$  处的脉动速度幅值, 发现这个幅值随雷诺数的变化与背压吸力系数随雷诺数的变化具有相同趋势. Roshko<sup>[2]</sup> 表明, 尾流中脉动速度最大幅值随吸力系数的增大而增大.

Bearman<sup>[37]</sup> 和 Gerrard<sup>[8]</sup> 引入生成长度来量度旋涡生成区的大小. Bearman<sup>[37]</sup> 表明, 生成长度与吸力系数几乎成反比关系.

减弱生成涡的强度或增大生成涡与物体间的距离 (生成长度) 都可减小脉动升力. Unal 和 Rockwell<sup>[7]</sup> 表明, 吸力系数  $-C_{pb}$  的减小既可使旋涡强度减弱又可使生成长度增大. 因此峰值  $A$  作为涡诱导升力脉动强度的代表, 应为  $-C_{pb}$  的单调增函数.

由窄条各位置处测量数据得到的峰值  $A$  与  $-C_{pb}$  之间的统计关系, 示于图 25. 拟合曲线的上半部分  $\lg(A) > 2.5$  表明, 较大的  $-C_{pb}$  意味着较大的  $A$ . 但是在  $\lg(A) = 2.5$  处的分岔, 以及曲线下半部分  $\lg(A) < 2.5$  数据的离散性表明了一个相反的事实:  $A$  是  $-C_{pb}$  的多值函数, 即是说, 一个较大的吸力系数并不是旋涡生成的充分条件. 在湍流尾迹中, 能量的传输与耗散在影响脱落涡强度方



面起作用. 尾流的总能量  $E$  可分为 3 个部分: 静压能部分  $E_P$ , 旋涡能部分  $E_A$  和湍能部分  $E_T$ . 在涡脱落未抑制的情况下, 湍能  $E_T$  变化不很大,  $E - E_T$  分为  $E_P$  和  $E_A$  两部分.  $E_P$  的减小 (即  $-C_{pb}$  的增大) 必然导致  $E_A$  的增大 (即  $A$  的增大). 在涡脱落被抑制或接近被抑制时,  $E \approx E_P + E_T$ .  $E_T$

部分可随窄条位置的变化而变化, 这会导致  $E_P$  的变化并在  $\lg(A) < 2.5$  时引起  $-C_{pb}$  数据的离散.

对所有窄条位置处的测量数据进行的统计分析表明, 时均阻力系数  $C_D$  几乎与吸力系数  $-C_{pb}$  成正比关系 (图 26), 这与 Roshko<sup>[2]</sup> 在钝圆盘绕流情况下给出的关系类似.

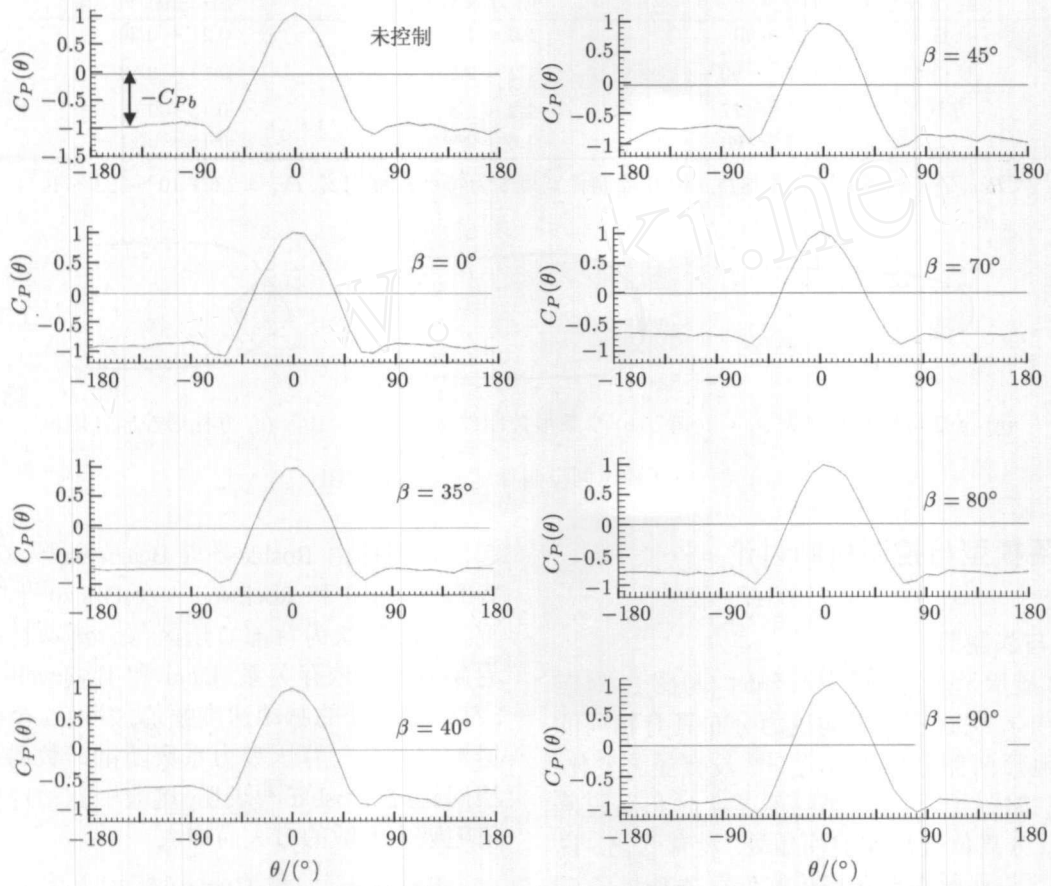


图 22 不同窄条风向角  $\beta$  下圆柱表面的平均压力分布,  $b/D = 0.18, \lambda/D = 1.0, Re = 8.0 \times 10^4$

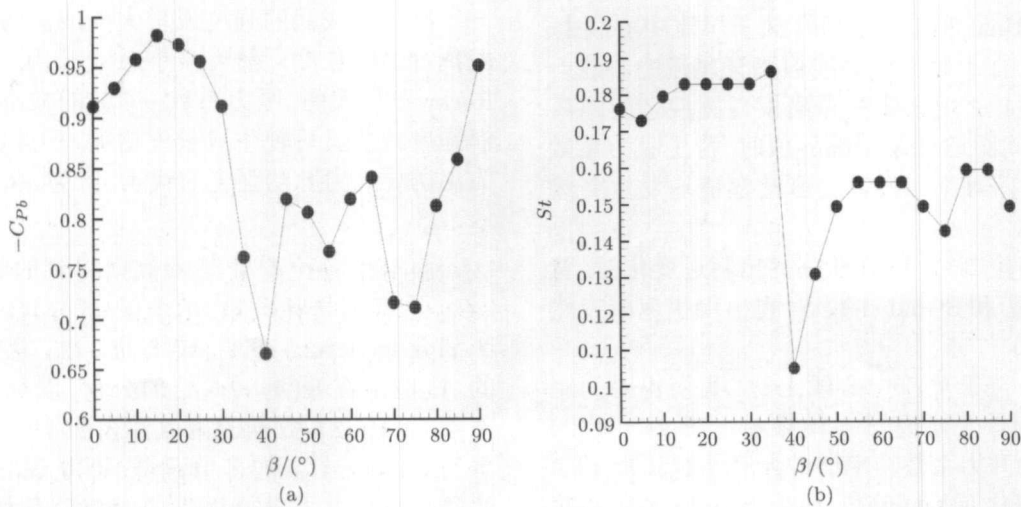


图 23 背压吸力系数  $-C_{pb}$  和 Strouhal 数  $St$  随窄条风向角  $\beta$  的变化.  $Re = 8.0 \times 10^4, \lambda/D = 1.0, b/D = 0.18$

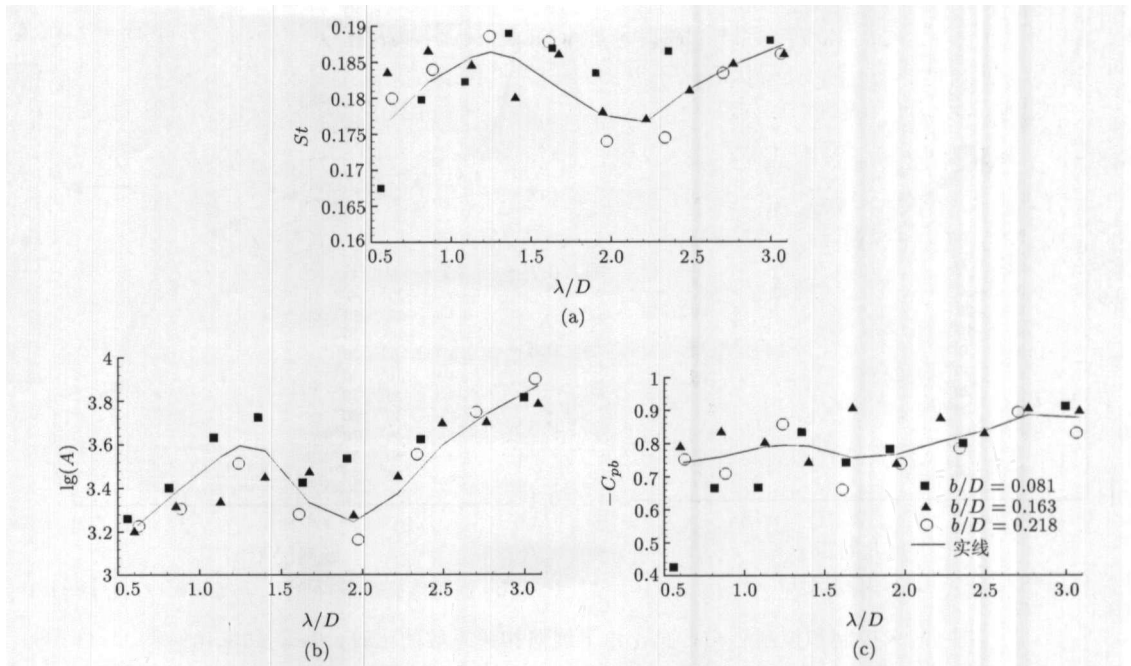


图 24  $\beta = 0^\circ$  时窄条间距  $\lambda/D$  对 Strouhal 数  $St$ 、脉动升力系数功率谱最大值  $A$  和背压吸力系数  $-C_{pb}$  的影响.  $b/D = 0.08 \sim 0.22, Re = 8.0 \times 10^4$

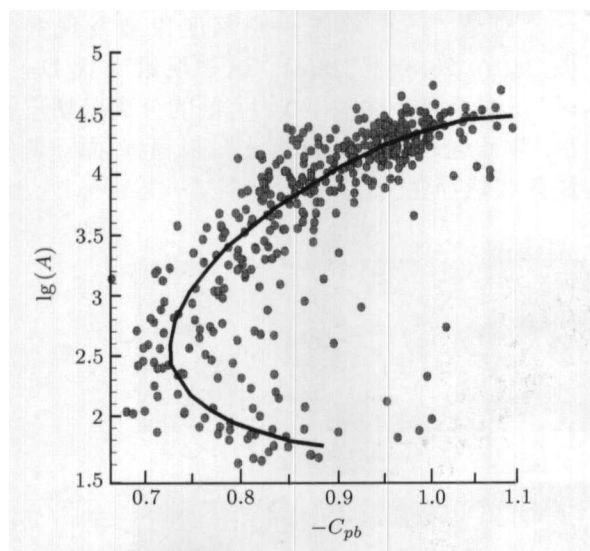


图 25 窄条控制时圆柱背压吸力系数  $-C_{pb}$  与脉动升力系数功率谱最大值  $A$  之间的统计关系.  $b/D = 0.18, Re = 8.0 \times 10^4$

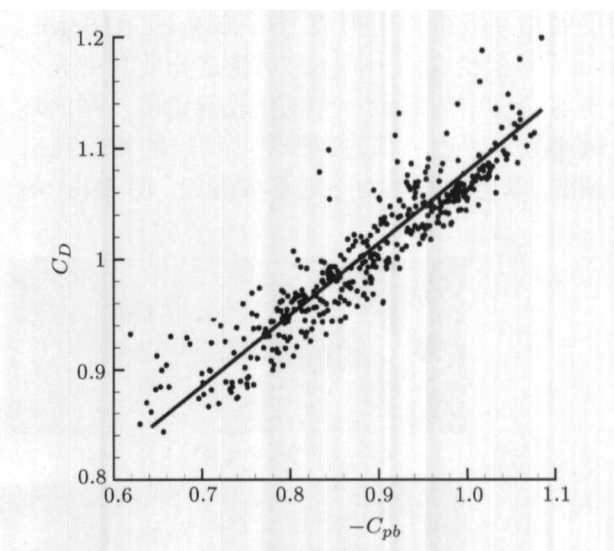


图 26 窄条控制时圆柱背压吸力系数  $-C_{pb}$  与平均阻力系数  $C_D$  之间的统计关系.  $b/D = 0.18, Re = 8.0 \times 10^4$

### 3.3 展向相关性

在圆柱一条母线上布置若干测压孔，测量流动的展向相关性。展向相关系数可由以下公式计算：

$$C(r) = \frac{\int_0^T C_p(z, t) * C_p(z', t) dt}{\sqrt{\int_0^T (C_p(z, t))^2 dt \int_0^T (C_p(z', t))^2 dt}}$$

$$r = |z - z'| / D$$

其中  $T$  为采样时间， $C_p(z, t)$  和  $C_p(z', t)$  分别为母

线上坐标为  $z$  和  $z'$  的测压孔处测得的脉动压力系数。设测压孔所在母线与来流夹角为  $\alpha$ ， $\alpha$  与窄条风向角  $\beta$  有  $30^\circ$  夹角。 $C(r)$  在未控制和控制后的分布分别示于图 27(a) 和图 27(b)。从图 27(a) 可看出  $C(r)$  在不同  $\alpha$  角下的值稍有不同，但所有  $C(r)$  在  $r = L \approx 3.2$  时发生剧烈下降。这个  $L$  可定义为展向相关尺度。此  $L$  值与 Norberg<sup>[38]</sup> 的结果相近。与未控制情况相比，控制后的展向相关系数略有增大，但展向相关尺度  $L$  没有变化 (图 27(b))。

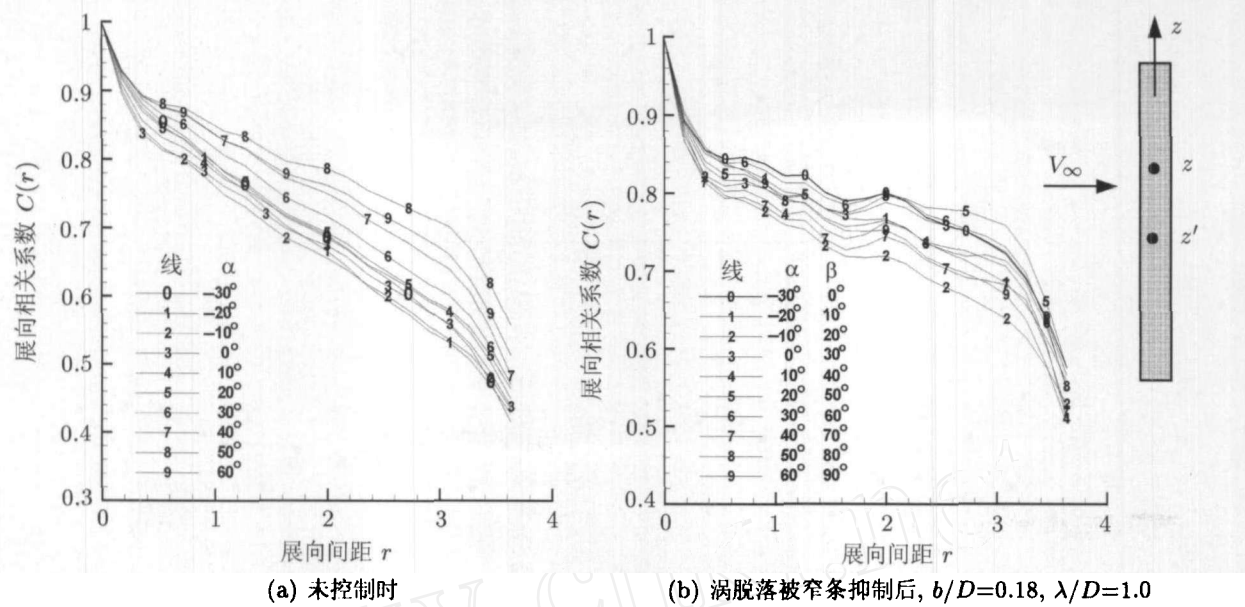


图 27 未控制和控制后在不同  $\alpha$  角下展向相关系数的比较,  $Re = 8.0 \times 10^4$

3.4 Gerrard 旋涡生成模型

在 Gerrard<sup>[8]</sup> 模型中, 旋涡脱落由两侧分离剪切层的相互吸引作用形成. Strykowski 和 Sreenivasan<sup>[26]</sup> 推论说, 小圆柱的功能是分散其中一个分离剪切层中的涡量. 当被分散剪切层一侧的环量减小到低于临界值时, 两侧剪切层的相互吸引被减弱, 以至于两侧均不能形成卷起. 图 28(a) 的

流动显示图片似乎表明, 窄条的分散作用可抑制两侧剪切层的向内卷起.

但是, 一种单侧涡脱落现象被发现并示于图 28(b), 28(c) 和 28(d). 这种现象当  $\lambda/D = 1.25$  时, 发生于  $\beta = 60^\circ \sim 90^\circ$ . 上侧的分离剪切层被分散, 并且这一侧的涡脱落被抑制. 但对面一侧的涡脱落依然存在.

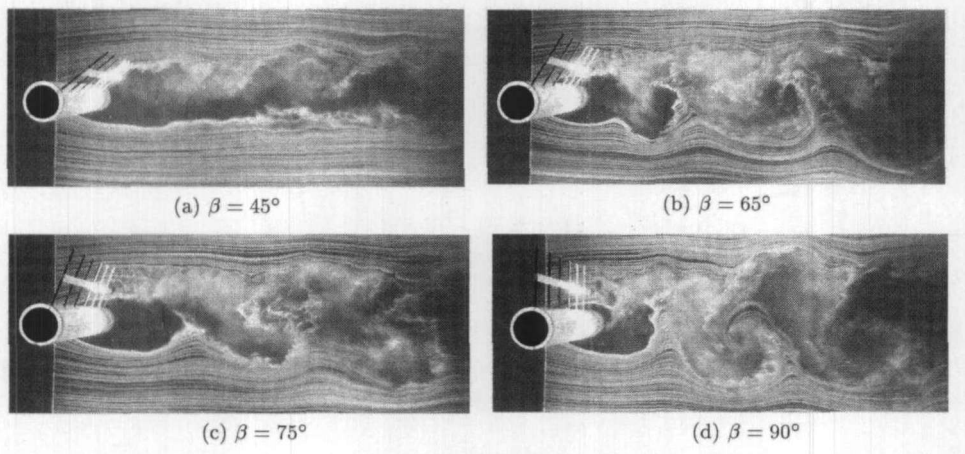


图 28 不同窄条风向角  $\beta$  下, 圆柱上侧和下侧涡脱落的抑制情况,  $b/D = 0.18, \lambda/D = 1.25, Re = 2.0 \times 10^4$

根据 Gerrard 模型, 涡脱落频率也由两侧剪切层的相互作用决定. 对于  $\lambda/D = 1.25, \beta = 65^\circ$  的情况, 在展向中间截面的  $x/D = 12.5$  站位上, 对不同的  $y/D$  点进行了热线测量. 结果 (图 29) 表明, 在尾流上侧 ( $y/D > 0$ ) 各  $y/D$  点的脉动速度功率谱上没有尖峰出现, 但是, 在尾流下侧 ( $y/D < 0$ ) 各点的功率谱上均出现尖峰, 且峰

值频率  $D/V_\infty \approx 0.2$ . 这意味着, 单侧涡脱落的频率与未控制时双侧涡脱落的频率没有明显改变.

用小方柱控制大方柱尾流时, 在一定条件下也存在单侧涡脱落现象. 单侧涡脱落现象无法用 Gerrard<sup>[8]</sup> 模型解释. 这之间的矛盾需要更细致的工作来揭示和解释.

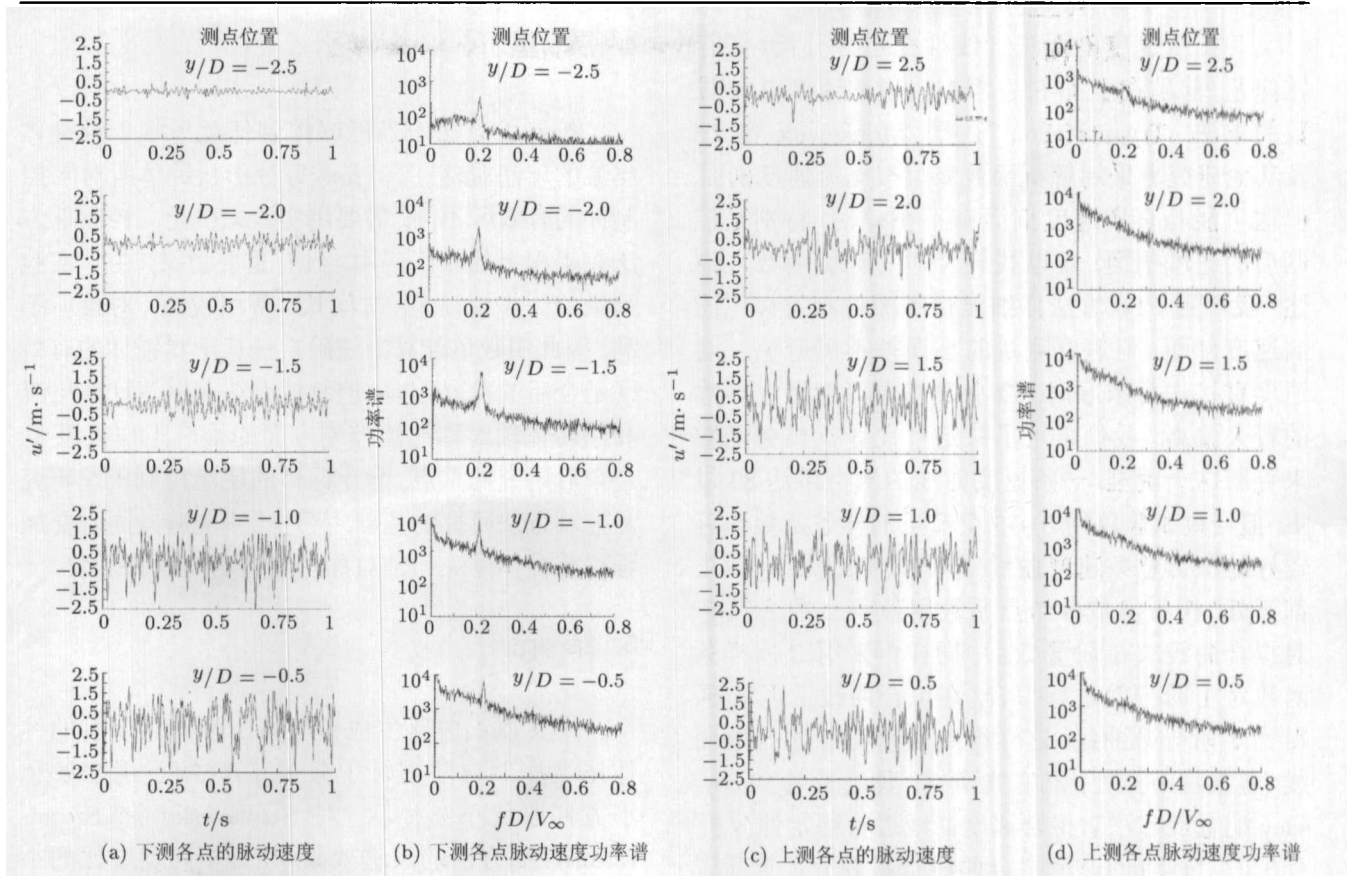
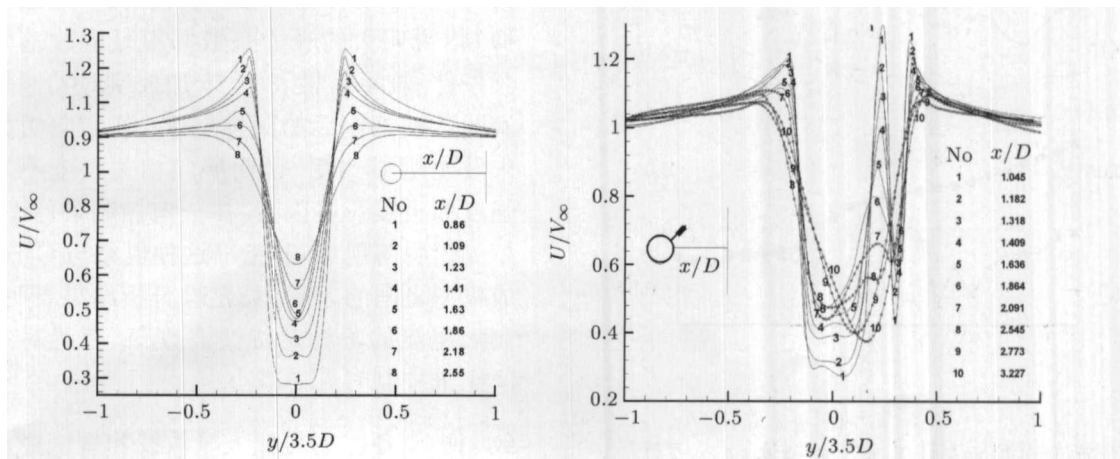


图 29 宽度为  $b/D = 0.18$  的窄条位于  $\lambda/D = 1.25, \beta = 65^\circ$  时, 在  $x/D = 12.5$  站位上不同  $y/D$  点处测量的圆柱尾流脉动速度及其功率谱,  $Re = 2.0 \times 10^4$ . 上侧涡脱落被抑制, 而下侧依然存在涡脱落

3.5 近尾流速度剖面及其稳定性的改变

如图 30(a) 所示, 没有控制时, 圆柱近尾流速度剖面为两侧对称. 当宽度为  $b/D = 0.18$  的窄条位于  $\lambda/D = 1.1, \beta = 50^\circ$  时, 圆柱涡脱落被抑制. 抑制后近尾流速度剖面如图 30(b) 所示. 窄条的存在局部地改变了这些速度剖面, 使其上 ( $y > 0$ ), 下 ( $y < 0$ ) 侧不对称. 这些局部变化可能改变了

其稳定特性. 我们可以推论说, 当窄条位于有效区内时, 近尾流的绝对不稳定性被消除或被减到足够小, 使大尺度的旋涡脱落不能发生. 钝度大的控制件, 引起钝体尾流速度剖面的改变多, 尾流的绝对不稳定性改变也多, 因此控制效果好, 但这需要对改变后的速度剖面进行稳定性分析来证明.



(a) 无控制时圆柱后的速度剖面

(b) 圆柱涡脱落被窄条抑制后的速度剖面, 窄条宽  $b/D = 0.18$ , 位于  $\lambda/D = 1.1, \beta = 50^\circ$

图 30 未控制与控制后圆柱近尾流速度剖面的比较,  $Re = 3.85 \times 10^4$

对实测速度剖面进行线性稳定性分析, 还存在问题. 问题在于 O-S 方程中出现的速度 2 阶导数的求法. Tryantafyllou 等 [39], Monkewitz 等 [40] 及其他研究者采用解析函数来模拟尾流速度剖面, 但这可能与真实速度剖面有不小差别, 特别是控制后的速度剖面, 难以找到合适的解析函数来描述. 我们用 PIV 方法仔细测量了圆柱和方柱尾流的速度剖面, 但速度测量的小误差不可避免. 对速度直接进行求导时, 微小误差也可能造成导数的较大偏离. 我们采用了待定系数 3 次样条函数来克服这一困难. 一条速度曲线的测点可达 80 以上, 但经过试验仅用 8~16 个节点的样条函数即可较好地拟合整条速度曲线, 节点太多或太少, 效果都不好. 样条函数各结点系数用最小二乘法确定. 对拟合曲线求 1 阶导数后, 同样再采用 3 次样条函数对 1 阶导数进行拟合, 在拟合曲线上再求导, 得到 2 阶导数曲线. 这样得到的速度 2 阶导数曲线 (包括在节点处) 具有光滑性. 我们采用 Chebyshev 配置点方法对拟合速度曲线进行稳定性分析. 分析时对得到的速度拟合曲线重新划分计算配置点, 并利用 Matlab 软件求矩阵特征值. 经过对未控制和有效控制后方柱尾流的典型速度剖面的分析发现, 未控制时扰动在涡脱落频率附近存在绝对不稳定性增长; 而有效控制后, 在涡脱落频率附近的绝对不稳定性增长被消除. 研究还发现, 未控制时绝对不稳定性较大, 而有效抑制后, 绝对不稳定性区变得很小, 如图 31 所示.

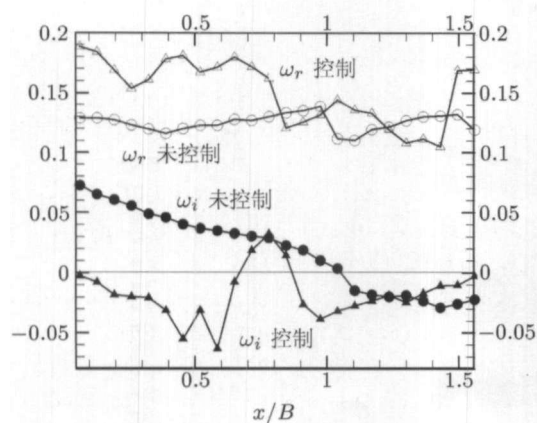


图 31 未控制与控制后方柱尾流各  $x$  站位 ( $x$  从方柱后缘算起,  $B$  为方柱边长) 速度剖面的最大绝对不稳定增长率  $\omega_i$  及其对应的频率  $\omega_r$ . 控制后绝对不稳定性区 ( $\omega_i \geq 0$  的区域) 比未控制时大为减小,  $Re = 8 \times 10^3$

## 4 展 望

控制件方法应当能够控制任意形状二维钝体尾流的旋涡脱落. 但是, 每种形状钝体所对应控制件的有效区不同, 需要用实验来确定. 控制件方法在工程上的推广应用, 具有重要意义. 由于实验测量的工作量很大, 时间长, 费用较高, 对推广不利. 因此用数值计算方法确定任意形状钝体的有效区是今后的发展方向. 控制件方法在振荡柱体尾流和回转体轴对称尾流控制方面的推广工作很重要, 是今后研究的重点. 静止钝体的尾流控制机理研究是控制方法研究的基础, 应进一步完善. 同时要加强振荡柱体尾流和轴对称尾流控制机理的研究.

## 5 结 论

本文以涡脱落生成模型为出发点对现有的钝体尾流控制方法进行了分类. 介绍了用窄条和小方柱取代小圆柱后, 对 Strykowski 和 Sreenivasan 控制方法的改进效果. 具有相同宽度比的小圆柱、小方柱和窄条等 3 种控制件中, 小圆柱抑制涡脱落的能力最差, 其抑制涡脱落的有效位置区域远小于其它两种控制件的有效区. 研究了控制件钝度对抑制效果的重要影响. 测量了控制件的存在对近尾流速度剖面的改变. 对控制机制作了探讨, 并用实验对各涡脱落生成模型作了检验. 实验结果表明, 涡脱落被抑制前、后, 分离位置没有明显改变, 说明分离位置不是涡脱落强度的决定因素. 发现两种不同的流动却具有相同的吸力系数: 一种流动存在较强涡脱落, 另一种则涡脱落被抑制, 说明大的吸力系数并不是涡脱落生成的充分条件. 测量结果表明, 未加控制时的圆柱尾流和涡脱落被抑制后的圆柱尾流, 其展向相关尺度并未发生明显改变. 说明展向相关尺度不是涡脱落强度的重要影响因素. 在一定控制条件下, 发现了单侧涡脱落现象, 并指出这种现象与 Gerrard 涡生成模型之间的矛盾. 稳定性分析结果表明, 有效控制后尾流的不稳定特性被改变, 其绝对不稳定性区比未控制时大为减小.

致 谢 作者感谢与孙天风教授和魏庆鼎教授的有益讨论, 同时感谢王建明博士、陈凯博士、梁彬高工、王亚利同志和朱凤荣工程师在实验阶段给予的帮助.

## 参考文献

- 1 Williamson C H K, Govardhan R. Vortex-induced vibration. *Annual Review of Fluid Mech*, 2004, 36: 413~455
- 2 Roshko A. Perspectives on bluff body aerodynamics. *J Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1993, 49: 79~100
- 3 You D, Choi H, Choi M R, et al. Control of flow induced noise behind a circular cylinder using splitter plates. *AIAA J*, 1998, 36(11): 1961~1967
- 4 Zdravkovich M M. Review and classification of various aerodynamic and hydrodynamic means for suppressing vortex shedding. *J Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1981, 7: 145~189
- 5 Gad-el, Hak M. Flow Control — Passive, Active and Reactive Flow Management. New York: Cambridge University Press, 2000
- 6 Wille R. Generation of oscillatory flows. In: Naudascher E, ed. Flow Induced Structural Vibration. New York Inc: Springer-Verlag, 1974. 1~16
- 7 Unal M F, Rockwell D. On vortex formation from a cylinder, part 2: Control by splitter-plate interference. *J Fluid Mech*, 1988, 190: 491~512
- 8 Gerrard J H. The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies. *J Fluid Mech*, 1966, 25: 401~413
- 9 Roshko A. On the wake and drag of bluff bodies. *J Aeronaut Sci*, 1955, 22: 124~132
- 10 Ozono S. Flow control of vortex shedding by a short splitter plate asymmetrically arranged downstream of a cylinder. *Phys Fluids*, 1999, 11: 2989~2998
- 11 Rebeiro J L D. Fluctuating lift and its span-wise correlation on a circular cylinder in a smooth and in a turbulent flow: a critical review. *J Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1992, 40: 179~198
- 12 Zdravkovich M M. Flow around Circular Cylinders, Vol. I: Fundamental. New York: Oxford University Press, 1997
- 13 Roussopoulos K. Feedback control of vortex shedding at low Reynolds numbers. *J Fluid Mech*, 1993, 248: 267~296
- 14 Schumm, et al. Self-excited oscillations in the wake of two-dimensional bluff bodies and their control. *J Fluid Mech*, 1994, 271: 17~53
- 15 Hammond D, Redekopp L. Global dynamics of symmetric and asymmetric wakes. *J Fluid Mech*, 1997, 331: 236~260
- 16 Monkewitz P A, Huerre P, Chomaz J M. Global linear stability analysis of weakly non-parallel shear flows. *J Fluid Mech*, 1993, 251: 1~20
- 17 Chomaz J M. Global instabilities in spatially developing flows: non-normality and non-linearity. *Ann Rev Fluid Mech*, 2005, 37: 357~392
- 18 Oertel H Jr. Wakes behind blunt bodies. *Ann Rev Fluid Mech*, 1990, 22: 539~565
- 19 Hanneman K, Oertel H J. Numerical simulation of the absolutely and convectively unstable wake. *J Fluid Mech*, 1989, 199: 55~88
- 20 Leu T S, Ho C M. Control of global instability in a non-parallel near wake. *J Fluid Mech*, 2000, 404: 345~378
- 21 Chen X R, Deng X Y, et al. Influence of nose perturbations on behaviors of asymmetric vortices over slender body. *Acta Mechanica Sinica*, 2002, 18(6): 581~593
- 22 Li G H, Deng X Y. Stability of the cross-flow pattern around a slender and influence of disturbance. *Applied Mathematics and Mechanics*, 2004, 25(12): 1354~1364
- 23 Ming X, Gu Y S. Innovative technique for flow control of slender body at high angle of attack. In: Wei Q D, Deng X G, eds. Proceedings of the 8<sup>th</sup> International Symposium on Fluid Control, Measurement and Visualization, China Aerodynamics research Society, Beijing, 2005-08-03~04. 2005. 22~25
- 24 Wang J J, Xu Y. Experimental studies on the control of aerodynamics of delta wing. *AIAA J*, 2004, 42(3): 403~405
- 25 Wu C J, Wang L, Wu J Z. Suppression of the von Karman vortex streets behind a circular cylinder by a traveling wave generated by a flexible surface. *J Fluid Mech*, 2007, 574: 365~391
- 26 Strykowski P J, Sreenivasan K R. On the formation and suppression of vortex shedding at low Reynolds numbers. *J Fluid Mech*, 1990, 218: 71~83
- 27 Prasad A, Williamson C H K. A method for the reduction of bluff body drag. *J Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1997, 69-71: 155~167
- 28 Igarashi T. Drag reduction of a square prism by flow control using a small rod. *J Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1997, 69-71: 141~153
- 29 Bouak F, Lemay J. Use of the wake of a small cylinder to control unsteady loads on a circular cylinder. *J visualization*, 2001, 4(1): 61~72
- 30 Sarioglu M, Akansu Y E, Yavuz T. Control of flow around square cylinders at incidence by using a rod. *AIAA J*, 2005, 43(7): 1419~1426
- 31 Zhang P F, Wang J J, et al. Aerodynamic characteristics of a square cylinder with a rod in a staggered arrangement. *Experiments in Fluids*, 2005, 38: 494~502
- 32 邵传平, 王建明. 较高雷诺数圆柱尾流的控制, 力学学报, 2006, 38(2): 153~161
- 33 Shao C P, Wang J M, Wei Q D. Visualization study on suppression of vortex shedding from a cylinder. *J Visualization*, 2007, 10(1): 57~64
- 34 Shao C P, Wang J M. Control of mean and fluctuating forces on a circular cylinder at high Reynolds numbers. *Acta Mechanica Sinica*, 2007, 23(2): 133~143
- 35 Shao C P, Wei Q D. Control of vortex shedding from a square cylinder. *AIAA J*, 2008, 46(2): 397~407
- 36 Achenbach E. Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to  $Re = 5 \times 10^6$ . *J Fluid Mech*, 1968, 34(4): 625~639
- 37 Bearman P W. Investigation of the flow behind a two-dimensional model with blunt trailing edge and fitted with

- splitter-plates. *J Fluid Mech*, 1965, 21: 241~255
- 38 Norberg C. Fluctuating lift on a circular cylinder: review and new measurements. *Journal of Fluids and Structures*, 2003, 17: 57~96
- 39 Triantafyllou G S, Triantafyllou M S, Chryssostomidis C. On the formation of vortex streets behind stationary cylinders. *J Fluid Mech*, 1986, 170: 461~477
- 40 Monkewitz P A, Nuygen L N. Absolute instability in the near wake of two-dimensional bluff bodies. *J Fluids Struct*, 1987, 1: 165~184

## ADVANCES IN THE STUDY OF METHODS AND MECHANISM OF BLUFF BODY WAKE CONTROL\*

SHAO Chuanping<sup>†</sup>

<sup>1</sup>Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

<sup>2</sup>China Ji Liang University, Hangzhou 310018, China

**Abstract** In the first section, we classify the control methods of vortex shedding in bluff body wakes according to the control ideas that originate from the theoretical models of vortex generation, and then briefly introduce the recent works of the control in china. In the second section, we present our work on a modified Strykowski & Sreenivasan's method, in which the circular control element is replaced by an element of strip or square cross-section. The result shows an improvement on suppression of vortex shedding from a circular cylinder and from a square cylinder at high Reynolds number flow. The influence of the degree of control element's bluntness on the suppression is investigated. In the third section, the theoretical models of vortex generation are analyzed and examined by using experimental data. We conclude that the mechanism of the element control is not related to the change of separation position or to the reduction of base suction, or to the change of span-wise correlation of the flow, or to the prevention of interactions between the separated shear layers, but is related to the local modifications of the velocity profiles downstream the bluff body and the change in their instability nature. In the final section, we discuss the future study of the control element method and the prospects for engineering applications.

**Keywords** control, bluff body, wake, vortex shedding, high Reynolds number

\* The project supported by the National Natural Science Foundation of China (10172087, 10472124)

<sup>†</sup> E-mail: Shaocp2005@yahoo.com.cn