

高超临界雷诺数区间内二维圆柱绕流的实测研究

程霄翔 赵林 葛耀君

Field measurements on flow past a circular cylinder in transcritical Reynolds number regime

Cheng Xiao-Xiang Zhao Lin Ge Yao-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 214701 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.214701

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.214701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I21>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

旋涡 Lamb 矢量与各向同性湍流的统计结构

[Lamb vector in isotropic turbulence](#)

物理学报.2015, 64(3): 034702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034702>

圆管潜射流生成偶极子涡特性实验

[Experiments on vortex dipoles generated by a submerged round jet](#)

物理学报.2013, 62(19): 194702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.194702>

电磁力控制湍流边界层分离圆柱绕流场特性数值分析

[Numerical analysis for the characteristics of flow control around a circular cylinder with a turbulent boundary layer separation using the electromagnetic force](#)

物理学报.2014, 63(4): 044701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.044701>

## 高超临界雷诺数区间内二维圆柱绕流的实测研究\*

程霄翔<sup>1)2)</sup> 赵林<sup>1)</sup> 葛耀君<sup>1)†</sup>

1) (同济大学土木工程防灾国家重点实验室, 上海 200092)

2) (南京工业大学土木工程学院, 南京 211816)

(2016年5月20日收到; 2016年6月29日收到修改稿)

实测强风工况下高度 167 m 的徐州彭城电厂冷却塔的表面风荷载, 并归纳历史上其他研究人员给出的实测结果, 以丰富高超临界雷诺数 ( $Re$ ) 区间二维圆柱绕流的试验成果. 在低湍流度均匀流场和高湍流度大气边界层流场中分别开展 4 种风速 8 类粗糙度条件下的冷却塔刚性模型测压风洞试验, 通过对比低雷诺数 ( $Re = 2.1 \times 10^5 - 4.19 \times 10^5$ ) 条件下的风洞试验结果和高雷诺数 ( $Re = 5.4 \times 10^7 - 1 \times 10^8$ ) 条件下的现场实测结果研究各种静态绕流特征随雷诺数的变化规律, 重点考察雷诺数无关现象的产生条件. 研究表明, 对于物表相对粗糙度在 0.01 以上的圆柱绕流, 雷诺数不相关现象存在于很宽的雷诺数范围 ( $2 \times 10^5 < Re < 1 \times 10^8$ ) 内; 增大来流湍流度亦能引起的雷诺数无关现象, 但此时该现象可能仅存在于一个较窄的低雷诺数范围内.

**关键词:** 圆柱绕流, 高超临界雷诺数区间, 现场实测, 雷诺数不相关

**PACS:** 47.27.-i, 47.27.Jv, 47.27.Ak

**DOI:** 10.7498/aps.65.214701

## 1 引言

圆柱绕流是流体力学领域的经典问题, 相关研究不仅具有理论意义, 更有实际应用价值. 例如, 相关成果可以作为各国制定各种大型圆截面建筑物设计规范风荷载条款的基本依据. 尽管开展了大量有关风洞试验研究, 但由于条件的限制, 绝大部分的试验工作是在超临界雷诺数 ( $Re$ ) 范围以下开展的 (雷诺数一般不超过  $2 \times 10^6$ ), 因通常圆柱绕流对雷诺数异常敏感, 这些研究成果不适用于实际高雷诺数的情况. 笔者查阅大量文献发现, 仅有 Roshko<sup>[1]</sup> 和 Achenbach<sup>[2]</sup> 在更高的雷诺数条件下开展比较系统的试验研究, 他们均采用增加风洞气压的方法分别将雷诺数范围上限延伸至  $10^7$  和  $5 \times 10^6$ . 其中, Roshko<sup>[1]</sup> 研究发现在超临界区域内  $Re < 3.5 \times 10^6$  时整体阻力系数随雷诺数增大而显

著增大, 而当雷诺数到达  $3.5 \times 10^6$  后, 阻力系数趋向平稳; 另外, 当雷诺数增加至  $3.5 \times 10^6$  时, 涡脱形态由随机脱落变为规则脱落. 据此他重新划分雷诺数区间, 定义了以  $Re = 3.5 \times 10^6$  为起点的高超临界雷诺数区间. Roshko<sup>[1]</sup> 认为在超临界区间, 物面边界层内可能存在分离泡; 而在高超临界雷诺数区间, 分离泡消失, 边界层内发生完全的湍流分离现象, 这样可以从机理上很好地解释超临界区至高超临界区的过渡现象. 随后, Achenbach<sup>[2]</sup> 利用物表剪应力测试技术开展实验研究, 证实了 Roshko<sup>[1]</sup> 的观点. 对于高超雷诺数条件下的圆柱绕流, 已有研究在其机理的认识上取得了共识, 但这一问题仍值得进一步探索, 原因是较亚临界和超临界区域的圆柱绕流研究, 高超临界区域的研究工作少且不系统, 不同的研究成果存在一些差异.

若要以风洞试验为手段开展高超临界雷诺数区域内的钝体绕流研究, 则需要增加风洞气压<sup>[1,2]</sup>

\* 国家自然科学基金 (批准号: 51222809, 51178353)、科技部重大科技项目 (批准号: 2009ZX06004-010-HYJY-21) 和教育部新世纪优秀人才支持计划资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yaojunge@tongji.edu.cn

或增大模型的尺寸<sup>[3,4]</sup>, 这对试验条件提出了很高的要求, 并且即使使用了这些方法, 也很难将试验的雷诺数提升到 $10^7$ 以上的范围. 现场实测为解决这些问题提供了新的思路, 通常对冷却塔等大型工程结构进行强风工况下的现场实测, 钝体绕流的雷诺数较容易达到 $10^7$ — $10^8$ 数量级. 历史上, Niemann<sup>[5]</sup>, Sollenberger和Scanlan<sup>[6]</sup>, Sun和Zhou<sup>[7]</sup>, Ruscheweyh<sup>[8]</sup>, Pirner<sup>[9]</sup>等已经开展过数座大型冷却塔表面风压的现场实测, 他们的目的是获取大型圆截面建筑物的结构抗风设计依据, 其结果却有助于将已有的圆柱绕流试验成果延伸至非常高的雷诺数范围. 已有冷却塔表面风压现场实测成果极具价值, 但遗憾的是它们并未被很好地总结归纳以丰富试验成果. 另外, 还有一些问题值得深入探讨. 例如, 对于高超临界雷诺数区域物表动态压力分布问题, Ruscheweyh<sup>[8]</sup>, Niemann和Propper<sup>[10]</sup>, Pirner<sup>[9]</sup>给出的强风中冷却塔表面脉动压力分布差异显著, 而未有研究人员分析其原因.

尽管圆柱绕流通常被认为在超临界区域内与雷诺数密切相关, 但也有研究表明在某些情况下(如物表较粗糙时), 雷诺数对于绕流形态的影响并不显著. 例如, Shih等<sup>[11]</sup>通过开展风洞试验发现对于表面粗糙的圆柱, 存在雷诺数不相关区域(范围为 $Re \approx 4 \times 10^5$ — $7 \times 10^6$ ), 这一区域内柱体表面平均压力分布和阻力系数基本不随雷诺数的改变而发生变化. 据此, 若我们对于表面足够粗糙的圆柱体开展风洞试验, 获得的一些结果则可能直接用于实际高雷诺数情况. 然而, Shih等<sup>[11]</sup>同样没有考察其动态绕流效应在这一区域内是否与雷诺数无关, 并且仅仅关注物表粗糙度与雷诺数不相关现象的关系, 没有探讨来流湍流度等因素对雷诺数不相关现象的影响(Shih等<sup>[11]</sup>的试验全部在低湍流度条件下开展).

为此, 本文以实际大气边界层中的大型冷却塔为工程背景, 以现场实测为手段, 获取了高超临界雷诺数区间内二维圆柱绕流的动静态特性(包括阻力系数、平均风压分布、脉动风压分布等). 另外, 将现场实测结果与低雷诺数条件下的冷却塔测压风洞试验结果进行比对, 研究不同来流湍流度和物表粗糙度条件下各种绕流特性的雷诺数相关性现象. 这些工作不仅丰富了试验成果, 更帮助我们确定风洞试验技术的有效范围, 有着重要的实际意义.

## 2 实测和风洞试验介绍

### 2.1 现场实测

实测工作以坐落于徐州彭城电厂内的一座167 m高无肋冷却塔为对象. 被测塔正南方有另一座体量相同的施扰塔, 两塔相距1.5倍塔底直径, 另外, 被测塔的西侧有一座典型的电厂建筑(图1). 被测塔的东侧和北侧没有建筑物, 且地形平缓, 因此, 当东风或北风吹向被测塔时, 可认为无建筑物干扰或地形影响, 属于典型的高雷诺数条件下单柱绕流问题.

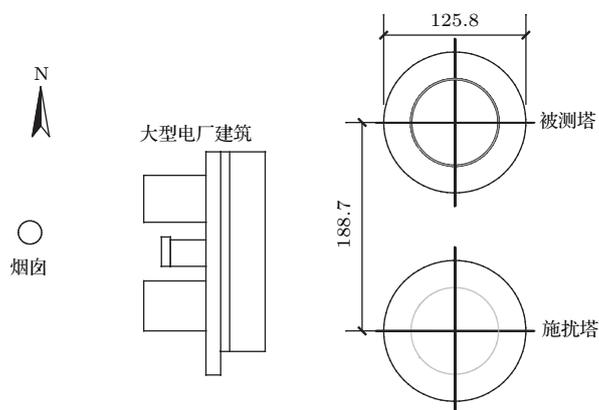


图1 彭城电厂内建筑物的平面位置(单位: m)

Fig. 1. Site plan in Peng-cheng electric power plant (unit: m).

在被测塔的建造过程中, 36个风压传感器沿环向被均匀地安装在塔体表面喉部130 m高度处(传感器布置参见图2和图3). 另外, 将一个传感器安装在这一高度处用于放置设备的箱子内, 视此传感器给出的压力为参考静压.

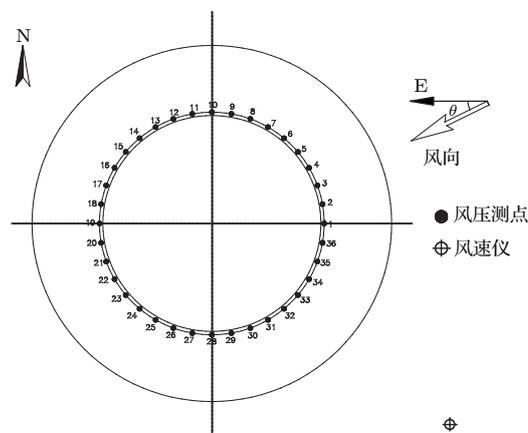


图2 风压传感器及风速仪平面位置

Fig. 2. Plan of pressure measurement points and anemometer.

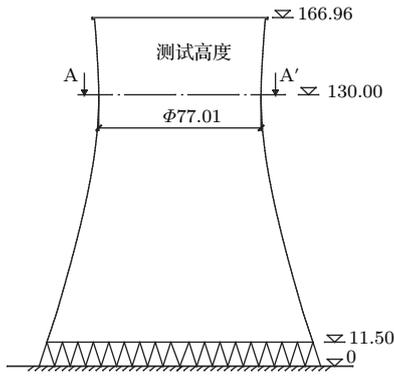


图3 被测塔立面 (单位: m)

Fig. 3. Projection of measuring tower (unit: m).

使用的风压传感器为压阻式传感器, 其几何尺寸为 13 cm 长, 5 cm 宽, 3 cm 厚 (图 4). 它们的测量范围是  $\pm 2.5$  kPa (对应 63 m/s 风速), 最大采样频率和精度分别为 100 Hz 和 1/1000 最大量程. 现场安装前测试了该风压传感器的动静态性能. 测试在同济大学 TJ-2 风洞中进行, 测试发现: 当来流风速高于 15 m/s 时, 噪声信号比在 5% 以下 (图 5 (a)); 在 6 Hz 以下频域范围, 传感器给出的风压功率谱密度与高精度的电子压力扫描阀给出的结果基本一致 (图 5 (b)). 这些说明传感器的静动态性能同时满足强风作用下塔表风压现场实测的要求.

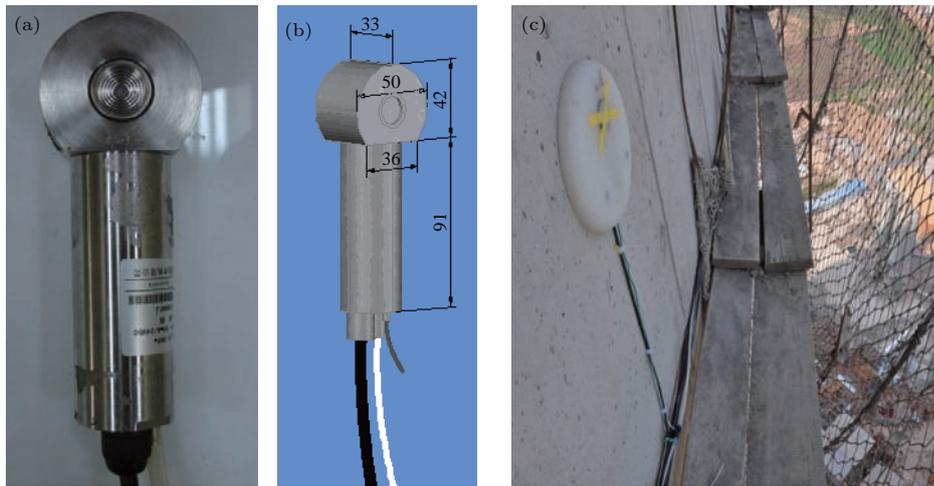


图4 (网刊彩色) 风压传感器 (a) 实图; (b) 尺寸 (单位: mm); (c) 安装于塔表的传感器

Fig. 4. (color online) Wind pressure transducer: (a) An actual transducer; (b) dimension (unit: mm); (c) a transducer arranged on tower surface.

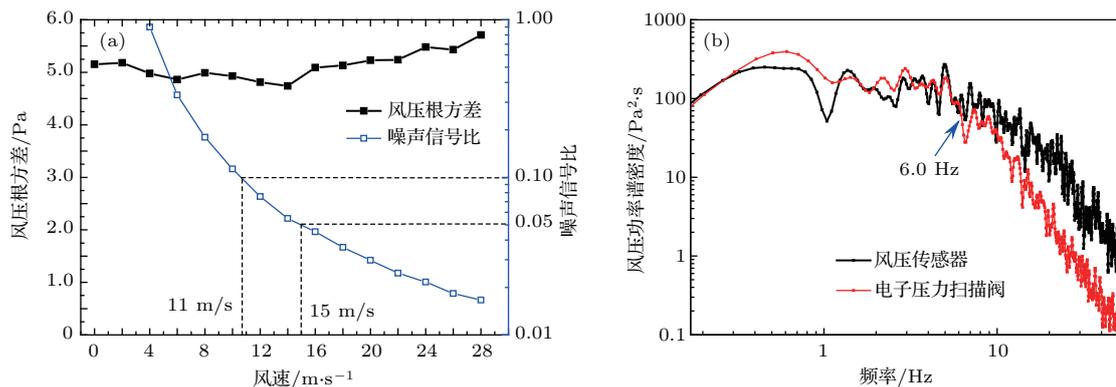


图5 (网刊彩色) 风压传感器性能测试风洞试验结果 (a) 静态性能; (b) 动态性能

Fig. 5. (color online) Wind tunnel test results for performances of wind pressure transducer: (a) Static performance; (b) dynamic performance.

来流信息 (风速和风向) 由一个二维 (2D) 机械风速仪和一个三维 (3D) 超声风速仪记录 (见图 6), 它们被安装在被测塔东南方 20 m 高度处 (其平面位置参见图 2). 其中, 2D 机械风速仪只能给出风

速风向在水平面内的分量, 而 3D 超声风速仪能够记录更完整的来流信息, 包括风速、来流方位角和来流仰角. 因此, 一般情况下使用 3D 超声风速仪, 仅在雨天用 2D 机械风速仪替代 3D 超声风速仪 (超

声风速仪性能易受雨水的影响).



图6 (网刊彩色) 风速仪

Fig. 6. (color online) Anemometers.

自2010年起至2015年,我们每年进行约2—3次强风作用下的冷却塔表面风压和来流信息同步

全天候测试,每次测试持续1—2周,共获取了总时长超过4000 h的实测数据.分析其中的有效数据,发现2011年11月28日至12月12日的实测数据具有一定的代表性.这13天的日主导风向和日代表性10 min平均风速(由风速仪获取,利用指数率平均风速剖面公式折算至风压测试断面高度处)分别由图7和图8给出.由图8可知,这13日中11月29日和12月8日两日平均风速超过12 m/s,属于有效强风工况.而这两天中,11月29日来流方向为正东,12月8日来流方向为正北(见图7),周边建筑物均不产生显著的干扰效应.但遗憾的是,安装在塔体北侧若干传感器已失效,造成12月8日塔表迎风区风压信息不完整.11月29日能够获取较完整的半圈实测信息,因此,研究选用11月29日的实测结果,当日强风作用下塔表绕流雷诺数  $Re = 6.59 \times 10^7$ ,位于高超临界雷诺数区间.

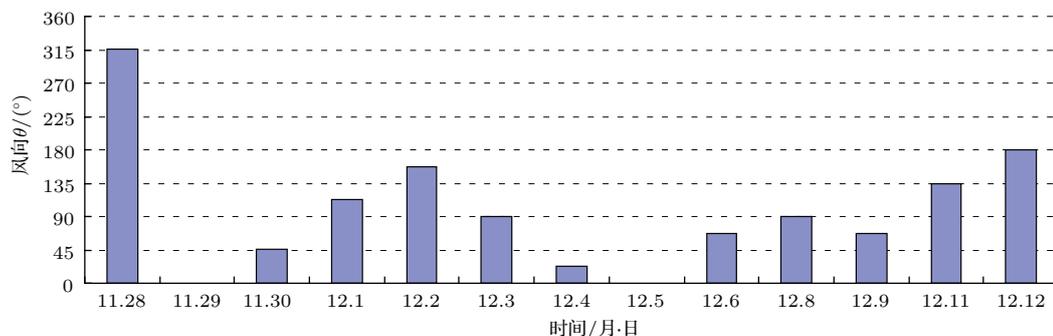


图7 日主导风向 (风向的定义参见图2)

Fig. 7. Predominant wind direction (see Fig.2 for definition of wind direction).

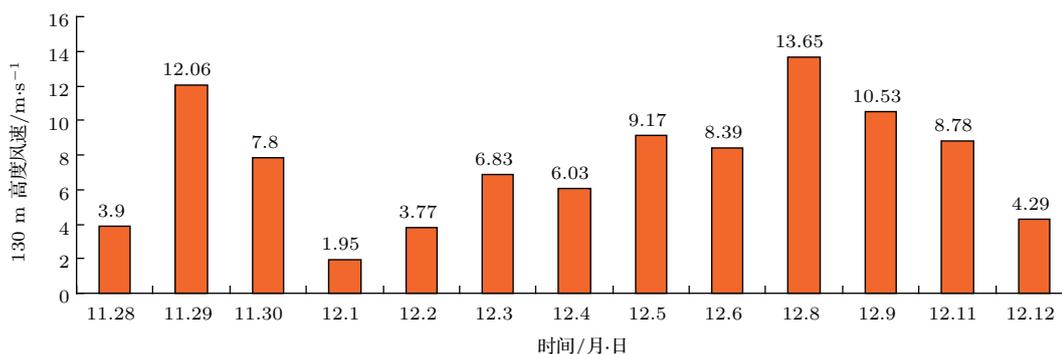


图8 日代表性10 min平均风速

Fig. 8. 10 min mean wind speed at measurement height.

## 2.2 早期现场实测工作

实测结果较风洞试验结果更加真实可靠,但由于单个被测冷却塔外形的独特性以及来流条件的

不可控性,实测工作存在费时费力却无法获取足量有效数据,以至无法开展系统研究的可能.为此,本文在开展现场实测的同时,还归纳总结了早期的实测成果.早期实测工作的基本情况如下文所述,

它们分别在粗糙度不同的塔体上获取了不同雷诺数条件下的有效信息,这极大地丰富了研究可利用的数据.

最早的关于冷却塔表面风压现场实测研究的文献报导为Niemann<sup>[5]</sup>在1971年对德国的Weisweiler冷却塔进行的实测,Weisweiler冷却塔为有肋塔,塔表相对粗糙度为 $6.5 \times 10^{-3}$ (相对粗糙度的定义见(1)式),塔体总高104 m,风压感应装置安装在高度为62.53 m的截面上,沿环向共布置了19个测点.当时的试验目的是为了测量冷却塔表面的平均风压分布特征,随后,Niemann和Propper<sup>[10]</sup>又对Weisweiler冷却塔实测得到的脉动风压数据进行了分析.

1974年,Sollenberger和Scanlan<sup>[6]</sup>对美国宾夕法尼亚州的Martin's Creek冷却塔进行了实测,该塔为有肋塔,塔表相对粗糙度为 $2.2 \times 10^{-2}$ ,塔高126.8 m,颈部高107.6 m,风压感应装置安装在颈部截面上,16个测点沿环向均匀布置.

1975年,Ruscheweyh<sup>[8]</sup>对德国某四塔组合中的两座冷却塔进行了实测,这些塔为有肋塔,塔表相对粗糙度为 $2 \times 10^{-3}$ ,塔高114 m,其中一座冷却塔的风压测量截面位于塔身91 m高度处,另一座冷却塔在32, 66, 91 m三个高度上布置测点.

1976年,Niemann和Propper实测了德国的Schmehausen冷却塔,该塔为有肋塔,塔表相对粗糙度为 $2.3 \times 10^{-2}$ ,塔体全高122.2 m,风压测量截面位于塔身的55 m高处,共布置了11个测点<sup>[12]</sup>.

1981年,Pirner<sup>[9]</sup>对某冷却塔进行现场实测.

1983年,Sun和Zhou<sup>[7]</sup>对茂名冷却塔进行了现场实测研究,该塔为无肋塔,塔高90 m,在50 m高度处外表面布置了50个测点,内表面布置8个测点进行风压测试,后来在实测塔附近建造了高的测风塔,在不同高度处分别布置了杯式风速仪进行风速的测量.

基于上述工作,Niemann<sup>[5]</sup>,Sollenberger和Scanlan<sup>[6]</sup>,Sun和Zhou<sup>[7]</sup>分别给出了强风作用下的塔表平均风压分布,而Ruscheweyh<sup>[8]</sup>,Niemann和Propper<sup>[10]</sup>,Pirner<sup>[9]</sup>研究了塔表面脉动风压分布.所有早期实测结果都是在高超临界雷诺数( $Re > 10^7$ )条件下获得的,它们无疑极有价值.

### 2.3 风洞试验

风洞试验在同济大学TJ-3风洞中完成,该风洞为封闭循环式矩形截面风洞,试验区15 m宽,2 m高,14 m长,可调控的试验风速范围为1—17.6 m/s.低湍流度均匀流场中,风速不均匀度小于1%,湍流度小于0.5%,平均风偏角小于0.5°.

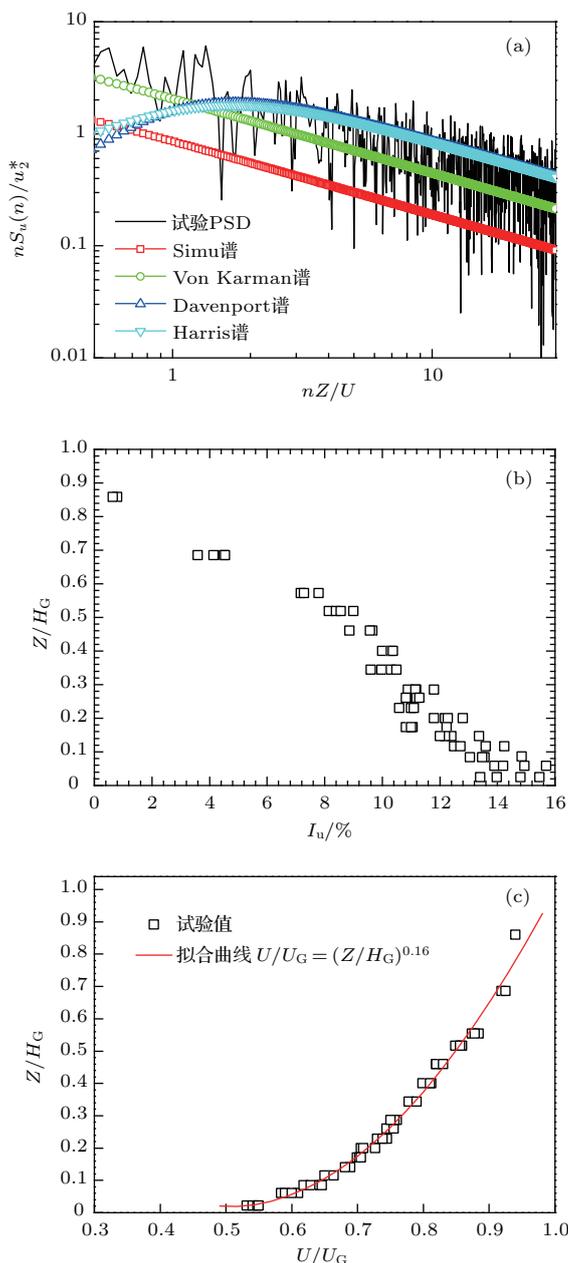


图9 (网刊彩色) TJ-3中B类大气边界层湍流场的模拟效果 (a) 顺风向风速功率谱密度函数; (b) 湍流度剖面; (c) 平均风速剖面

Fig. 9. (color online) Simulation of type B flow field in TJ-3 wind tunnel: (a) Power spectral function for along-wind component of wind speed; (b) turbulent intensity profile; (c) mean wind velocity profile.

除了均匀流场外, 试验还模拟了B类大气边界层湍流场, 模拟效果如图9所示.

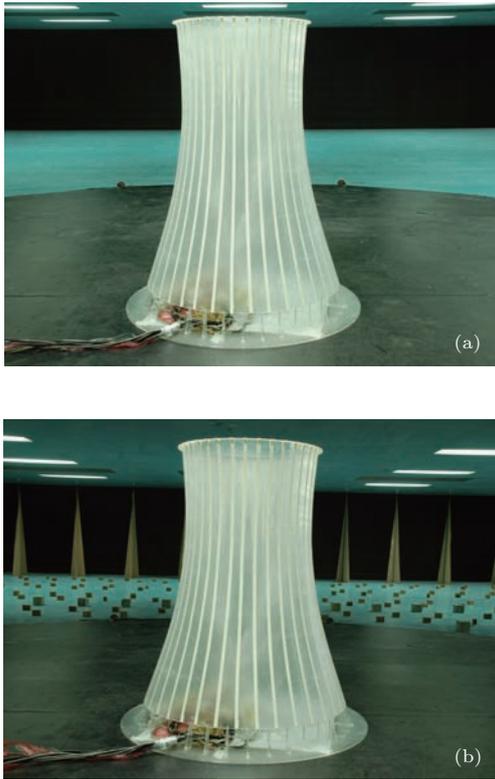


图10 (网刊彩色) 两类流场中的冷却塔模型 (a) 低湍流速度均匀流场; (b) B类湍流场

Fig. 10. (color online) Tower models in two flow fields: (a) Uniform flow field; (b) type B flow field.

将模型顶部高度处的风速视作参考风速, 由一个位于模型前方的皮托管和一个微压计测量. 模型表面风压使用一个由DSM3000电子压力扫描阀、个人电脑和自编程信号采集器构成的系统采集, 其采样频率为312.5 Hz. 每个测点一次采集的数据长度为6000. 使用的刚性测压模型以人造玻璃为材料制做, 其原型为某235 m高大型冷却塔, 缩尺比为1:200, 12×36个测压点分别沿其子午向和环向

均匀布置. 置于均匀流场和B类湍流场中的模型分别如图10(a)和图10(b)所示.

依据文献[12], 定义物表相对粗糙度  $k$  为

$$k = e/a. \quad (1)$$

如图11所示, 式中  $a$  为相邻粗糙带的间距,  $e$  为粗糙带厚度, 而  $b$  为粗糙带宽度. (1) 式没有考虑粗糙带宽度  $b$  这一因素, 原因是大量试验发现当  $a$  较小时,  $b$  对于绕流特性不会产生显著影响. 为研究粗糙度对于圆柱绕流特性雷诺数相关性的影响, 试验共设置了8种不同的物表粗糙度工况, 由表1, 这8种工况的相对粗糙度  $k$  在0至0.044范围. 对每种物表粗糙度工况, 分别进行了6, 8, 10和12 m/s四类风速作用下模型表面压力测试. 这四类风速对应的雷诺数分别为  $2.10 \times 10^5$ ,  $2.79 \times 10^5$ ,  $3.49 \times 10^5$  和  $4.19 \times 10^5$ , 均在临界雷诺数区内. 尽管测点被布置在模型各个高度上, 但因模型的端部存在显著的三维绕流效应, 本文后续研究主要使用模型喉部断面的测试结果.

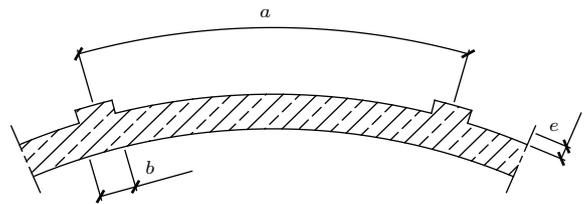


图11 物表相对粗糙度定义示意图

Fig. 11. Schematic diagram for definition of relative roughness.

### 3 结果对比

依据附录A公式(A1)—(A5)分别处理现场实测与风洞试验数据, 下文给出获得的主要结果.

表1 不同物表粗糙度工况  
Table 1. Relative roughness case.

	粗糙度工况							
	光筒	一层纸带	二层纸带	三层纸带	四层纸带	1×0.5 丝线	1×1 丝线	1×2 丝线
$b/\text{mm}$	0	12	12	12	12	1	1	1
$a^*/\text{mm}$	1645.9	45.7	45.7	45.7	45.7	45.7	45.7	45.7
$e/\text{mm}$	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	1.0	2.0
$k$	0	$2.19 \times 10^{-3}$	$4.38 \times 10^{-3}$	$6.56 \times 10^{-3}$	$8.75 \times 10^{-3}$	$10.9 \times 10^{-3}$	$21.9 \times 10^{-3}$	$43.8 \times 10^{-3}$

\* 表示  $a$  于模型喉部高度测得.

### 3.1 阻力系数

阻力系数 ( $C_d$ ) 是反映绕流特性最重要的指标, 其随雷诺数的变化规律历来被研究人员所关注. 不同研究人员给出的结果在规律性上基本一致, 但从定量的角度看却存在很大的不同. 图 12 (a) 比较了 Roshko [1], Achenbach [2], Shih 等 [11] 和本文在均匀流场中获得的光滑圆柱雷诺数-阻力系数曲线, 它们同样都先在临界雷诺数区间大幅度下降, 后在超临界区间缓慢上升. 然而, 在超临界区间内, Achenbach [2] 和 Roshko [1] 试验获得的阻力系数值远大于 Shih 等 [11] 的结果, 这可能和不同试验来流特性存在一些差异有一定关系. 对此, 图 12 (a) 又将本文在低湍流度均匀流场中获得的风洞试验结果与高湍流度大气边界层流场中的结果进行对比, 发现当来流湍流度增大后, 临界雷诺数区间内的阻力系数大小不再随雷诺数发生显著的变化, 近似于一个常数. 进一步比较本文湍流场风洞试验结果与表面光滑的彭城电厂冷却塔的实测阻力系数, 发现高超临界雷诺数 ( $Re = 6.6 \times 10^7$ ) 条件下的实测结果恰好位于风洞试验结果的水平外推直线上 (图 12 (a) 中的红色点划线). 由此, 我们推测, 当来流湍流度增大到一定程度, 阻力系数可能与雷诺数不再相关. 这一结论是否正确待进一步验证.

对于有一定粗糙度的圆柱绕流, 仅 Shih 等 [11] 和本文开展过研究. 由图 12 (b) 可知, Shih 等 [11] 试验获得的低粗糙度圆柱阻力系数在  $4 \times 10^5$  至  $7 \times 10^6$  雷诺数范围内基本上随雷诺数增大而单调递增, 由 0.5 增加至约 0.9. 本文的风洞试验结果与 Shih 等 [11] 的结果的规律性完全一致, 在临界雷诺数范围内很好地补充了已有研究成果. 另外, 高雷诺数 ( $Re = 6.5 \times 10^7$ ) 条件下的 Weisweiler 冷却塔实测结果与本文湍流场风洞试验结果大小接近. 对于高粗糙度的圆柱绕流, Shih 等 [11] 发现在进入临界区间后, 阻力系数基本不随雷诺数的增大而发生改变, 稳定在 0.9—1.0 范围 (图 12 (c)). 这说明对于高粗糙度圆柱绕流存在较宽的雷诺数无关区间, 本文的结果也证实了这一结论. 由图 12 (c) 可知, 本文风洞试验阻力系数和 Martin's Creek 冷却塔现场实测阻力系数大小一致, 但它们小于 Shih 等 [11] 的结果, 约为 0.6, 原因可能是 Shih 等 [11] 的试验相对粗糙度与本文的试验相对粗糙度不完全相同.

尽管 Shih 等 [11] 发现了高粗糙度圆柱绕流存在雷诺数无关区间这一现象, 但他并没有定量地研究产生这一现象所需的物表粗糙度大小. 针对这一问题, 图 13 (a) 给出了本文在均匀流场中获取的 8 种表面粗糙度圆柱的风洞试验结果, 可以发现对于其中 5 种低粗糙度工况 ( $k$  均小于 0.01), 阻力系数随雷诺数的增加都发生显著变化 (见图 13 (a) 中的红色曲线), 而另 3 种高粗糙度工况 ( $k$  均大于 0.01),

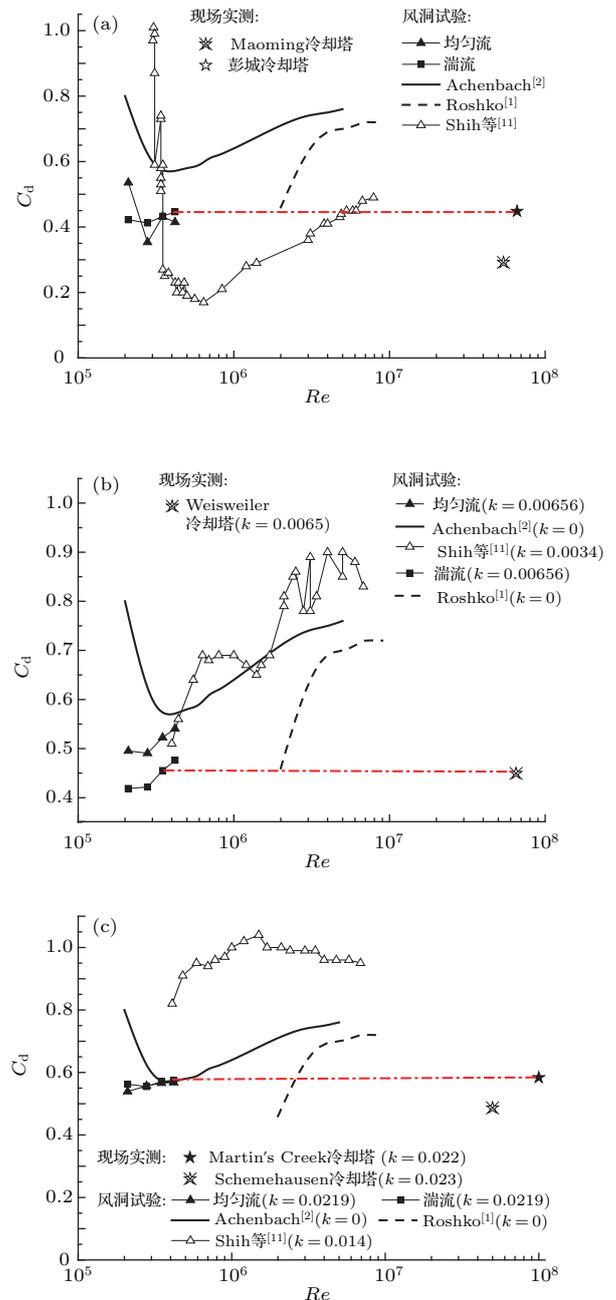


图 12 (网刊彩色) 阻力系数 (a) 光滑圆柱; (b) 低粗糙度圆柱; (c) 高粗糙度圆柱

Fig. 12. (color online) Drag coefficient: (a) Smooth; (b) low roughness; (c) high roughness.

阻力系数基本不发生变化. 由此可知, 产生雷诺数无关现象所需物表相对粗糙度应在 0.01 以上. 另外, 图 13(b) 给出的湍流场中 8 类相对粗糙度工况下的阻力系数随雷诺数的增大均不发生显著变化, 这进一步证明高湍流度条件下也会出现雷诺数无关现象.

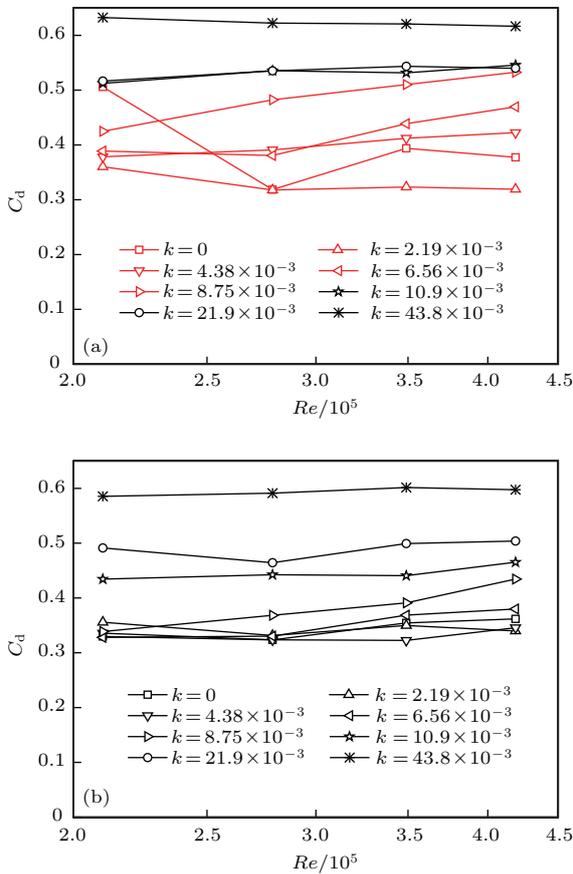


图 13 (网刊彩色) 不同表面粗糙度圆柱的阻力系数 (a) 均匀流场; (b) 湍流场  
Fig. 13. (color online) Drag coefficients of models with different surface roughness: (a) Uniform flow field; (b) turbulent flow field.

### 3.2 平均风压分布

平均风压系数 ( $C_p$ ) 的分布反映了局部风荷载的变化, 是较整体阻力系数更为准确的绕流特征的表达. 图 14(a)、图 14(c) 和图 14(e) 给出了均匀流场中不同表面粗糙度条件下的平均风压分布风洞试验结果. 可以发现, 随着物表粗糙度的增大, 不同雷诺数条件下的平均风压分布曲线逐渐接近, 负压极值区压力系数绝对值逐渐减小. 而比较图 14(a) 和图 14(b) 中的风洞试验结果可知, 随着湍流度的增大, 不同雷诺数条件下的平均风压分布曲线亦逐渐接近.

图 14(b) 又将表面光滑圆柱的湍流场风洞试验结果与实测结果进行对比, 可以发现, 彭城电厂实测平均风压分布在迎风区和尾流区与风洞试验结果接近, 而二者在负压极值区差异显著. 因为迎风区与尾流区平均风压系数对阻力系数影响较大, 而负压极值区平均风压系数对阻力系数影响不显著, 使得图 12(a) 中的实测整体阻力系数与风洞试验结果大小相近, 事实上二者为两种截然不同的绕流形态. 由此, 超临界和高超临界雷诺数区间内的高湍流度流场光滑圆柱绕流阻力系数不一定分布在图 12(a) 中红色点划线附近, 由湍流度增大所产生的雷诺数不相关现象很可能仅存在于较窄的低雷诺数范围内. 另外, 图 14(d) 和图 14(f) 中, 随着物表粗糙度的增大, 风洞试验结果与实测结果逐渐接近, 这说明由物表粗糙度增加而产生的雷诺数不相关现象存在于很宽的雷诺数范围内.

### 3.3 尾流区压力系数

由图 15 可知, 均匀流场风洞试验测得的尾流区风压系数 ( $C_{pb}$ ) 不随物表粗糙度的改变发生显著变化, 而湍流场中, 尾流区风压系数随着相对粗糙度的增加而增大. 各种粗糙度条件下, 均匀流场试验结果均大于湍流场试验结果.

雷诺数效应方面, 在临界雷诺数区域 (风洞试验结果), 尾流区风压系数不随雷诺数的增加发生显著变化, 而当雷诺数增加至高超临界雷诺数区域 (实测结果), 尾流区风压系数变化显著: 对于光滑圆柱和低粗糙度圆柱, 风压系数增加; 对于高粗糙度圆柱, 风压系数略有减小. Shih 等<sup>[11]</sup> 也观察到了类似现象, 且 Shih 等<sup>[11]</sup> 的试验数据在超临界雷诺数区间变化更加显著, 对于雷诺数在  $3 \times 10^5 - 8 \times 10^6$  范围的光滑圆柱绕流, Shih 等<sup>[11]</sup> 的试验结果由 -1.1 增加至 -0.2, 而图 15 中的风压系数变化最大不超过 0.35.

### 3.4 压力系数增值

风压在负压极值区至尾流区的变化体现为压力系数增值 ( $C_{pb} - C_{pmin}$ ) 的大小, 这是阻力系数等整体风荷载无法表达的. 由图 16 可知, 对于光滑圆柱绕流, 均匀流场中的压力系数增值在临界雷诺数区间随雷诺数增大而大幅度增加, 而湍流场中的压力系数增值不发生显著变化, 这又说明湍流度的增

大将可能使绕流在临界雷诺数区间与雷诺数不相关. 当雷诺数增加至 $10^7$ 以上时, 对于高粗糙度圆柱, 压力系数增值略有增加; 对于低粗糙度圆柱, 压

力系数增值略有减小. 而对于光滑圆柱, 压力系数增值大幅减小, 这表明由湍流度增大产生的雷诺数无关现象不存在于高超雷诺数区内.

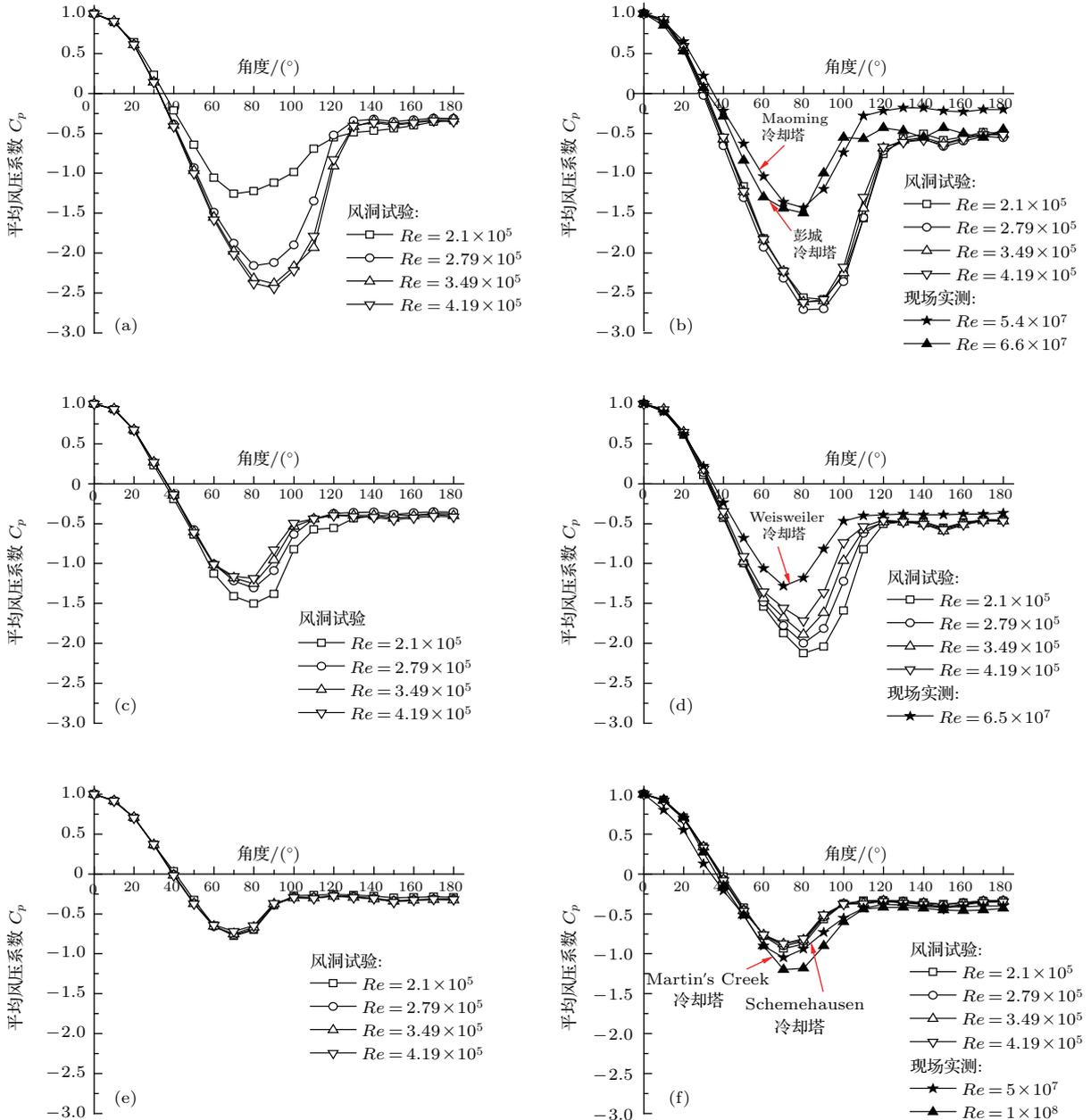


图 14 平均风压分布 (a)光滑圆柱,  $k = 0$  (低湍流度均匀流场); (b)光滑圆柱,  $k = 0$  (大气边界层湍流场); (c)低粗糙度圆柱,  $k = 0.0065$  (低湍流度均匀流场); (d)低粗糙度圆柱,  $k = 0.0065$  (大气边界层湍流场); (e)高粗糙度圆柱,  $k = 0.022-0.023$  (低湍流度均匀流场); (f)高粗糙度圆柱,  $k = 0.022-0.023$  (大气边界层湍流场)

Fig. 14. Mean wind pressure distribution: (a)  $k = 0$  (uniform flow field); (b)  $k = 0$  (turbulent flow field); (c)  $k = 0.0065$  (uniform flow field); (d)  $k = 0.0065$  (turbulent flow field); (e)  $k = 0.022-0.023$  (uniform flow field); (f)  $k = 0.022-0.023$  (turbulent flow field).

### 3.5 绕流分离点位置

图 17 给出了绕流分离点位置( $\theta_b$ )随雷诺数的变化. 可以发现, 在临界雷诺数区间内, 不同粗糙

度圆柱的绕流分离点位置分布分散, 这一区域内, 随着粗糙度的增大, 分离点逐渐向迎风面移动. 当雷诺数增加至 $10^7$ 以上时, 不同粗糙度圆柱绕流分离点位置趋于一致, 大约在 $100^\circ-110^\circ$ 范围.

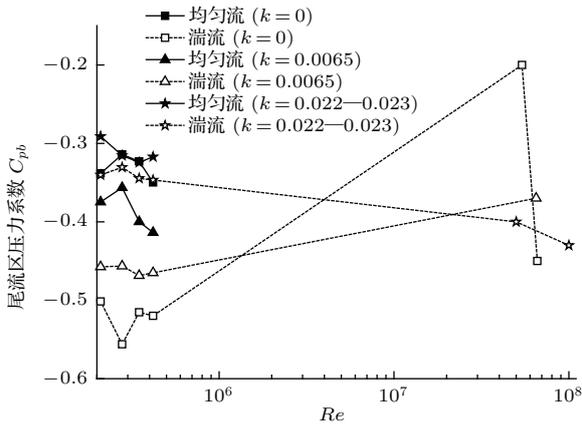


图 15 尾流区压力系数

Fig. 15. Base-pressure coefficient.

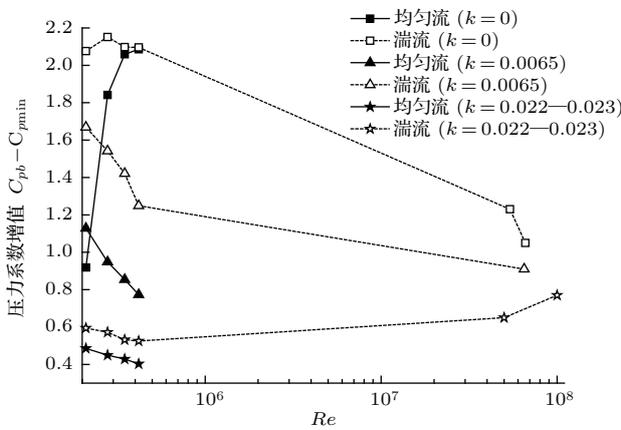


图 16 压力系数增值

Fig. 16. Pressure rise.

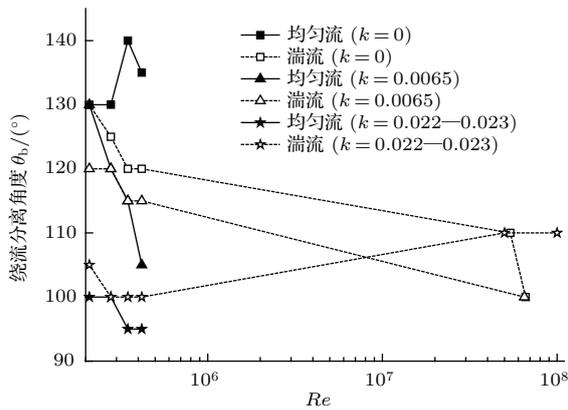


图 17 绕流分离点位置

Fig. 17. Separation angle.

### 3.6 斯托罗哈数

风洞试验中, 各种工况下的斯托罗哈数( $St$ )由(A5)式计算得到, 式中, 涡脱频率 $f$ 从整体升力系数时程的频谱上获得, 因实测数据未包含此信

息, 本文仅能在临界雷诺数区间内开展研究. 由图 18 可知, 对于均匀流场中的光滑圆柱绕流, 斯托罗哈数随雷诺数的增大由约 0.09 降至 0; 对于湍流场中的光滑圆柱绕流, 斯托罗哈数稳定在 0.05 左右. 对于有粗糙度的圆柱, 斯托罗哈数略大, 在 0.11—0.16 范围, 且大小不随雷诺数发生显著改变. 所有试验工况中的涡脱频率均比较低, 斯托罗哈数小于其他研究组的试验结果 (约为 0.2) [1,11].

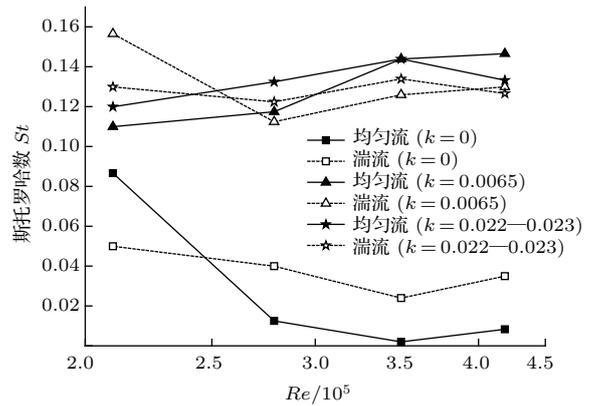


图 18 斯托罗哈数

Fig. 18. Strouhal number.

### 3.7 脉动风压分布

图 19 给出了不同研究组 [8,9,10] 实测获得的数条脉动风压系数 ( $C_{p\_RMS}$ ) 的分布曲线, 由图可知, 它们差异显著. 文献 [13] 通过风洞试验证明冷却塔表面脉动风压分布与来流湍流度有密切的关系, 这可能是不同实测结果存在差异的重要原因. 然而, 现场实测中要准确获取来流信息, 目前技术上仍存在一定难度. 文献 [14] 发现来流顺风向湍流强度与迎风点脉动风压系数存在近似线性关

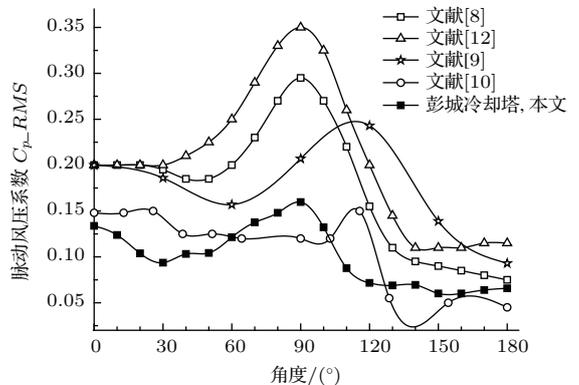


图 19 实测脉动风压分布

Fig. 19. Fluctuating wind pressure distributions obtained on full-scale towers.

系:  $y = 1.517x + 0.069$  ( $y$ 为迎风点脉动风压系数; $x$ 为湍流强度);文献[15]也认为驻点处的脉动风压系数约为来流湍流度的两倍.这些研究均表明,我们可以通过迎风点脉动风压系数近似估算来流湍流度的大小.

在历次实测项目的报道中,仅Ruscheweyh[8],Niemann和Propper[10]及本文给出塔表粗糙度信息,本文即针对这些信息完整的实测项目开展研究.图20(b)、图20(d)和图20(f)分别比较了三条实测脉动风压分布曲线与同粗糙度模型在来流湍流度相近(迎风点脉动风压系数接近)情况下的风洞试

验结果,发现随着物表粗糙度的增大,二者明显接近.表明当相对粗糙度达到 $10^{-3}$ 数量级时,会产生一定程度的雷诺数不相关.另外,比较图20(a)和图20(b),或比较图20(c)和图20(d),可知湍流度的增大也使得脉动风压分布在临界雷诺数区间,与雷诺数的相关性减弱.

### 4 绕流机理

下文从机理上分别探讨雷诺数、物表粗糙度和来流湍流度对绕流状态的影响,合理地解释上文所观察到的试验现象.

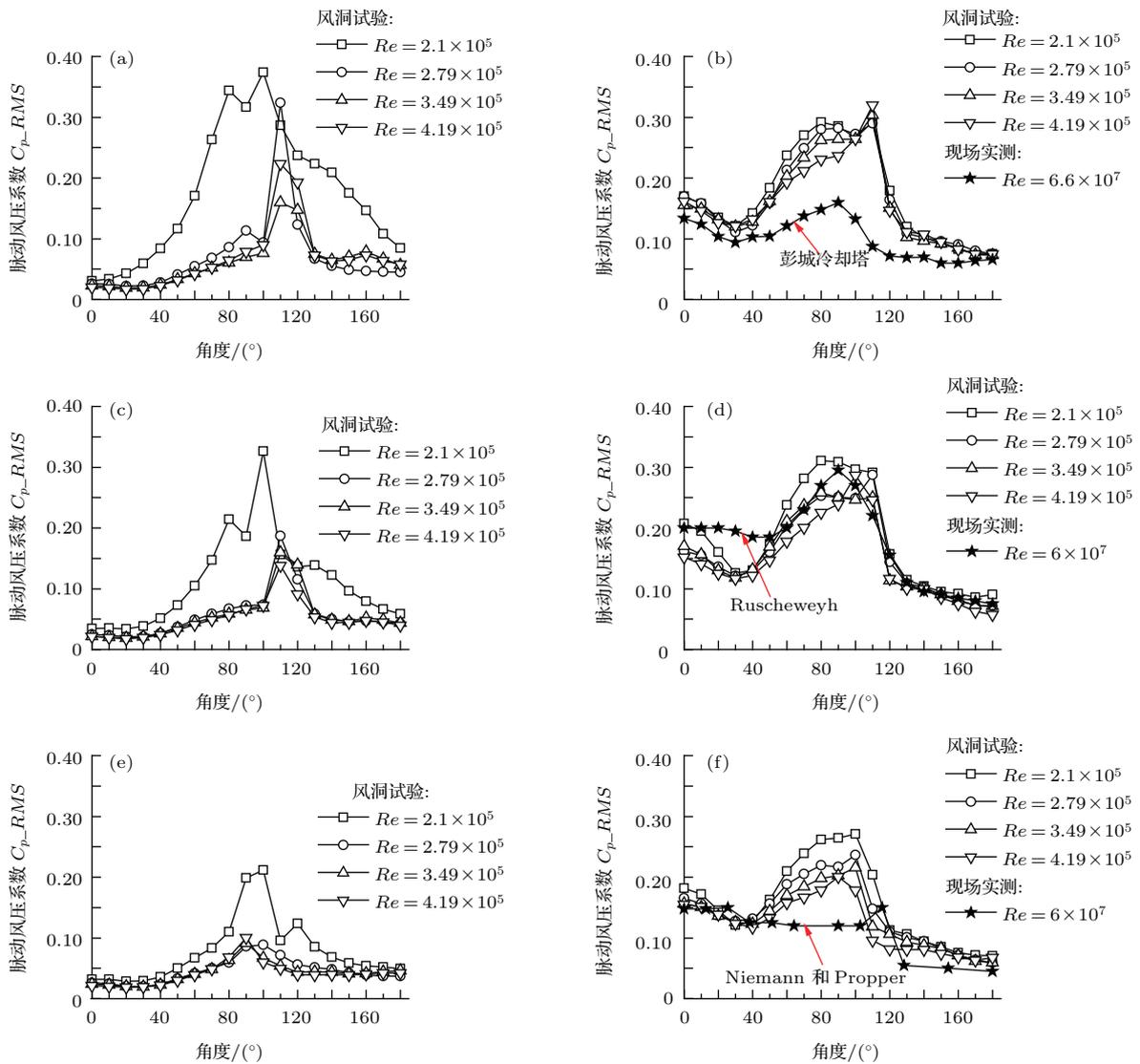


图20 脉动风压分布 (a)光滑圆柱,  $k = 0$  (低湍流度均匀流场); (b)光滑圆柱,  $k = 0$  (大气边界层湍流场); (c)低粗糙度圆柱,  $k = 0.002-0.00219$  (低湍流度均匀流场); (d)低粗糙度圆柱,  $k = 0.002-0.00219$  (大气边界层湍流场); (e)高粗糙度圆柱,  $k = 0.0065$  (低湍流度均匀流场); (f)高粗糙度圆柱,  $k = 0.0065$  (大气边界层湍流场)

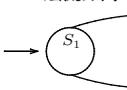
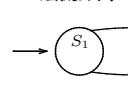
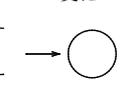
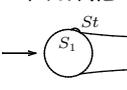
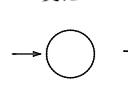
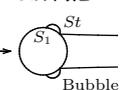
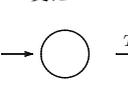
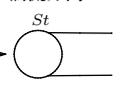
Fig. 20. Fluctuating wind pressure distribution: (a)  $k = 0$  (uniform flow field); (b)  $k = 0$  (turbulent flow field); (c)  $k = 0.002-0.00219$  (uniform flow field); (d)  $k = 0.002-0.00219$  (turbulent flow field); (e)  $k = 0.0065$  (uniform flow field); (f)  $k = 0.0065$  (turbulent flow field).

### 4.1 低湍流度流场中的光滑圆柱绕流

对于低湍流度均匀流场中的光滑圆柱绕流, Achenbach<sup>[16]</sup> 依据绕流形态随雷诺数的变化划分出四个雷诺数区间. 1) 亚临界雷诺数区间 ( $Re < 2 \times 10^5$ ), 在此区间, 驻点至绕流分离点间物表为层流边界层,  $\theta \approx 70^\circ-80^\circ$  时发生层流分离, 阻力系数与雷诺数不相关. 2) 临界雷诺数区间 ( $2 \times 10^5 < Re < 5 \times 10^5$ ), 此区间内整体阻力系数随雷诺数增大而减小, 图 12 (a) 给出的 Achenbach<sup>[2]</sup>, Shih 等<sup>[11]</sup> 和本文在均匀流场中获得的试验结果均体现了此规律. 从机理上看, 随着雷诺数的增大物表边界层性质由层流转变为部分湍流, 由此通过湍流动量交换的方式获得额外的能量以克服负压梯度, 这使得尾流区变窄 (参见图 17 均匀流 ( $k = 0$ ) 工况), 尾流区负压减小 (参见

图 16 均匀流 ( $k = 0$ ) 工况), 圆柱所受的整体阻力系数因此减小. 当阻力系数达到最小值时, 绕流形态为首先出现层流分离, 随后脱离物表的自由剪切层由层流变为湍流, 接着发生湍流再附, 形成分离泡, 最后出现湍流分离. 3) 超临界雷诺数区间 ( $5 \times 10^5 < Re < 3.5 \times 10^6$ ), 此区间内分离泡持续存在, 整体阻力系数较小且随雷诺数不发生变化, 绕流分离发生在  $\theta = 140^\circ$ . 4) 高超临界雷诺数区间 ( $Re > 3.5 \times 10^6$ ), 此区间内分离泡消失, 发生完全的湍流分离现象, 边界层由层流变为湍流的位置前移至  $\theta \approx 20^\circ$ , 因较高的摩擦损失, 绕流分离点前移至  $\theta \approx 110^\circ$ , 整体阻力系数较超临界雷诺数区间显著增大, 图 12 (a) 中 Roshko<sup>[1]</sup>, Achenbach<sup>[2]</sup>, Shih 等<sup>[11]</sup> 的试验结果均体现这一规律. Schewe<sup>[17]</sup> 对临界雷诺数区间内绕流形态变化的研究更为细致, 其结果参见表 2.

表 2 不同雷诺数下的绕流状态<sup>[17]</sup>  
Table 2. Flow states under different Reynolds<sup>[17]</sup>.

绕流状态	亚临界	临界雷诺数区间					超临界	高超临界
	雷诺数区间	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	雷诺数区间	雷诺数区间
	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
边界层状态	稳定	稳定	不稳定	双稳定	不稳定	稳定	不稳定	稳定
$Re/10^5$	$\sim 1.4$	1.4—2.8	2.8—3.0	3.0—3.3	3.3—3.5	3.5—10	10—50	50~
$C_d$	1.2	1.2—1.0	1.0—0.7	0.5	0.5—0.4	0.22	0.22—0.52	0.52
$C_l$	0	0	0	$\pm 1.3$	1.3—0.9	0	0.1—0.2	0
升力脉动谱 密度函数特征	单个窄波峰	单个窄波峰	双波峰	窄波峰	随机波峰	窄波峰	两个宽波峰	非常窄的波峰
$St$	0.2	0.2	0.2	0.33	0.31	0.48	0.1/0.45	0.28
绕流形态	层流分离	层流分离	变化	单个分离泡	变化	双分离泡	变化	湍流分离
								

### 4.2 物表粗糙度对绕流状态的影响

Niemann 和 Hölscher<sup>[18]</sup> 认为粗糙圆柱的绕流形态较光滑圆柱有很大的不同: 1) 在亚临界雷诺数区间, 阻力系数不随粗糙度的改变产生显著变化, 然而, 临界雷诺数区间的起始雷诺数值随着表面粗糙度的增大而减小, 不同粗糙度圆柱绕流对应的  $St$  略有不同; 2) 在临界雷诺数区间内, 表 2 中的状态 (3), (4), (5) 对应的雷诺数范围随着表面粗糙度的增大而缩小, 在粗糙度达到  $k_s/D \approx 10^{-3}$  时完全消

失. 此时, 整个临界雷诺数区间也随着表面粗糙度的增大而缩小, 以表 2 中的稳定状态 (2) 为主要绕流状态, 因此, 表面粗糙度的增加起到了稳定绕流形态的作用, 无论是光滑圆柱还是粗糙圆柱绕流, 当阻力系数达到最小值时  $St$  增大到最大值, 但粗糙圆柱的  $St$  较光滑圆柱的  $St$  小得多; 3) 超临界雷诺数区间的起始值也随表面粗糙度的增大而减小, 在此区间, 阻力系数和  $St$  分别随表面粗糙度的增加而增大和减小, 这些现象可能是绕流分离点随着粗糙度的增大而前移、尾流区范围增大造成的, 对

于粗糙圆柱, 层流分离泡可能仅存在于超临界雷诺数区域起始点后很窄的雷诺数范围, 超临界雷诺数区域内的圆柱绕流以湍流分离现象为主要特征, 同样, 随着粗糙度的增大, 超临界雷诺数区间的范围变窄; 4) 对于粗糙圆柱, 进入高超临界雷诺数区间后物表边界层由层流至湍流的过渡点前移(物表粗糙度越大过渡点的位置越靠近驻点),  $St$  减小(但仍大于亚临界雷诺数的  $St$ ).

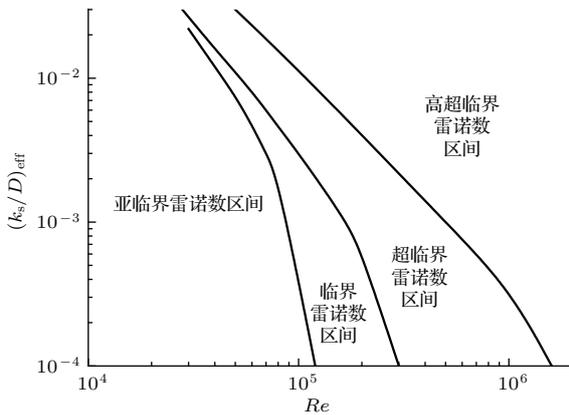


图 21 物表粗糙度对绕流状态的影响 [18]

Fig. 21. Effect of surface roughness on the flow regimes [18].

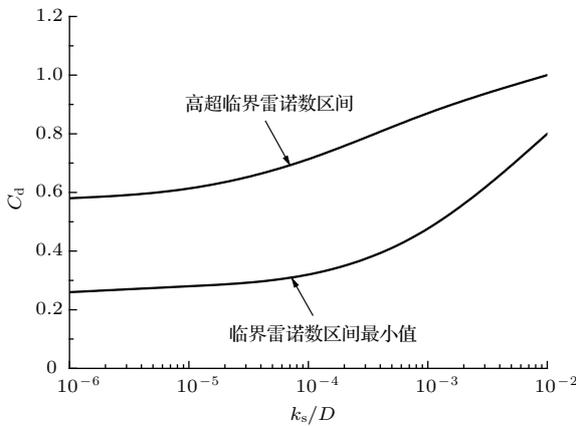


图 22 物表粗糙度对临界和高超临界阻力系数的影响 [18]

Fig. 22. Effects of surface roughness on critical and transcritical drag [18].

总而言之, 物表粗糙度的增大并不影响传统对雷诺数区间的划分, 光滑圆柱表面绕流形态随雷诺数增大产生的各种变化在粗糙圆柱绕流中基本都有体现, 但随着物表粗糙度的增大, 临界雷诺数区间和超临界雷诺数区间明显变窄且趋向于更低的雷诺数范围(图 21), 这使得绕流状态可以在较低的雷诺数(例如  $10^5$  量级)条件下进入高超临界雷诺数区间, 产生雷诺数不相关现象. 图 12(a) 中 Shih 等 [11]

的试验结果在  $Re = 2 \times 10^5 - 5 \times 10^5$  范围体现了临界雷诺数区间的特征(大幅下降), 而在图 12(b) 和图 12(c) 中, Shih 的试验结果在该雷诺数范围却分别体现出超临界和高超临界雷诺数区间的特征(缓慢上升和保持稳定), 这些都归因于物表粗糙度的增大使圆柱绕流在该雷诺数范围进入了更高的雷诺数状态. 此外, 由图 22 可知, 对于相同的绕流状态, 物表粗糙度越大, 整体阻力系数亦越大, 这可以很好地解释图 12(b) 和图 12(c) 中 Shih 等 [11] 给出的阻力系数大于 Roshko [1] 和 Achenbach [2] 试验结果这一现象.

### 4.3 来流湍流度对绕流状态的影响

Niemann 和 Hölischer [18] 认为来流湍流影响了绕流特性, 包括阻力系数、斯托罗哈数和平均风压分布等. 来流湍流会造成整体阻力系数、升力系数以及局部压力随机波动, 影响了漩涡脱落的展向相关性. 因此, 对于位于大气湍流中的建筑物抗风问题, 必须考虑来流湍流的影响. 目前大量相关研究都是在低物表粗糙度、低雷诺数、二维绕流条件下开展的 [19-23], 通过这些研究可获得如下结论.

1) 小尺度湍流与物表边界层以及自由剪切层相互作用, 当湍流积分尺度  $L_{ux} < D$  时, 湍流积分尺度对于绕流状态不产生显著影响, 但湍流强度的影响显著;

2) Bearman [21] 认为亚临界与临界雷诺数区间的界限  $Re_c$  是修正 Taylor 数的函数, 修正 Taylor 数表示为

$$T_y = I_u \left( \frac{d}{L_{uy}} \right)^{0.2}, \quad (2)$$

式中,  $L_{uy}$  为纵向来流脉动的横向尺寸. Kiya 等 [22] 进一步建立了如下关系式:

$$Re_c^{1.34} T_y = 1.72 \times 10^5. \quad (3)$$

由 (2) 和 (3) 式可知,  $Re_c$  随着来流湍流度的增大而减小, 原因是湍流度的增大使绕流在较低的雷诺数条件下由层流状态变为湍流状态. 此外, Cheung 和 Melbourne [23] 研究发现在来流湍流度大于 4% 的情况下, 当试验雷诺数大于  $2 \times 10^5$  时, 一些气动参数即对雷诺数不敏感. 基于上述研究成果, 我们推测本文所观察到的增大来流湍流度导致圆柱绕流与雷诺数不相关现象的成因是, 湍流度的增大造成临界雷诺数区间趋向于更低的雷诺数范围, 绕流状

态可以在较低的雷诺数 ( $Re > 2 \times 10^5$ ) 条件下进入高超临界雷诺数区间。

3) 随着来流湍流度的增大, 绕流分离点的位置向背风面移动, 使阻力系数在亚临界雷诺数区间减小, 在超临界雷诺数区间却增大. 对于这一矛盾的现象, 未有研究人员给出合理解释。

4) 若湍流度的增大,  $St$  也增大, 同时漩涡的展向相关性以及升力系数根方差值亦受影响, 它们在亚临界雷诺数区间减小, 而在超临界雷诺数区间增大。

### 5 结 论

本文实测了强风工况下彭城电厂 167 m 高大型冷却塔的表面风荷载, 获取了高超临界雷诺数条件下的圆柱绕流特征. 结合现场实测与风洞试验结果探讨雷诺数、物表粗糙度以及来流湍流度对绕流状态的影响, 给出如下结论。

1) 通过比较不同物表粗糙度圆柱绕流的风洞试验和现场实测结果, 证实了 Shih 等<sup>[11]</sup> 的研究结论, 即对于具有一定粗糙度的圆柱, 存在雷诺数不相关区域. 进一步还发现产生雷诺数无关现象所需物表相对粗糙度应在 0.01 以上, 且此雷诺数不相关现象存在于很宽的雷诺数范围 ( $2 \times 10^5 < Re < 1 \times 10^8$ ) 内。

2) 通过比较低湍流度均匀流场和高湍流度大气边界层流场中的风洞试验结果, 发现除增大物表粗糙度外, 增大来流湍流度也能导致圆柱绕流与雷诺数不相关, 但此雷诺数无关现象可能仅存在于一个较窄的低雷诺数范围内。

3) 对于表面粗糙或来流湍流度较高的圆柱绕流, 动态绕流特性体现了一定程度的雷诺数不相关, 但较静态绕流特性不显著。

### 附录 A 参数定义

1) 冷却塔模型表面第  $i$  测点  $t$  时刻的压力系数  $C_{pi}(t)$  定义为

$$C_{pi}(t) = \frac{P_i(t) - P_\infty}{\frac{1}{2}\rho V^2}, \quad (A1)$$

式中,  $P_i(t)$  为第  $i$  测点  $t$  时刻的表面风压, 其相对于冷却塔外壁向内为正, 向外为负;  $P_\infty$  为参考静压;  $\rho$ ,  $V$  分别为空气密度和来流速度。

2) 平均风压系数定义为

$$C_{pi} = \frac{1}{n} \sum_{t=1}^n C_{pi}(t), \quad (A2)$$

约定最大压力系数为  $C_{pmax}$ , 最小压力系数为  $C_{pmin}$ , 尾流区压力系数为  $C_{pb}$ , 压力系数增值为  $C_{pb} - C_{pmin}$ , 压力系数等于零的角度为  $\theta_0$ , 最小压力系数对应的角度为  $\theta_{pmin}$ , 绕流分离点位置为  $\theta_b$  (参见图 A1)。

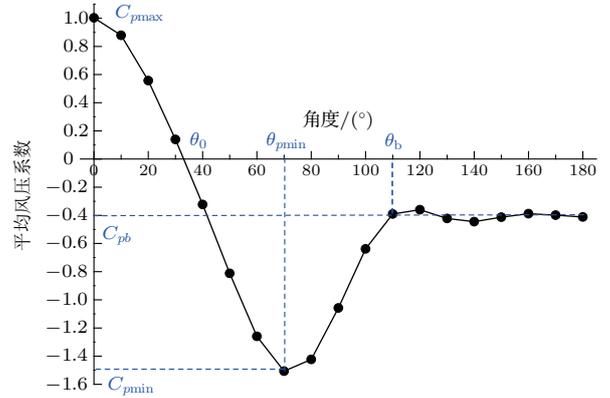


图 A1 平均风压分布曲线上的特征参数

Fig. A1. Characteristic parameters on mean wind pressure distribution.

3) 脉动风压系数定义为

$$C_{pi\_RMS} = \left[ \frac{1}{n} \sum_{t=1}^n (C_{pi}(t) - C_{pi})^2 \right]^{1/2}. \quad (A3)$$

4) 阻力系数定义为

$$C_d = \frac{1}{A_T} \sum_{i=1}^n C_{pi} A_i \cos \theta_i, \quad (A4)$$

式中,  $C_d$  为结构或断面的阻力系数,  $A_i$  为第  $i$  测点压力覆盖面积,  $\theta_i$  为第  $i$  测点压力方向与风轴方向夹角,  $A_T$  为结构或对应断面向风轴方向的投影面积。

5) 斯托罗哈数定义为

$$St = \frac{f \times D}{U}, \quad (A5)$$

式中,  $f$  为尾流涡脱的卓越频率;  $D$  为结构在垂直于来流方向的平面上的投影特征尺寸;  $U$  为来流速度。

### 参考文献

[1] Roshko A 1961 *J. Fluid Mech.* **10** 345  
 [2] Achenbach E 1968 *J. Fluid Mech.* **34** 625  
 [3] Dragoiescu C, Xie J, Kelly D 2011 *13th International Conference on Wind Engineering* Amsterdam, Netherlands, July 11–15, 2011 p1023  
 [4] Matsuda K, Cooper D R, Tanaka H, Tokushige M, Iwasaki T 2001 *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* **89** 619

- [5] Niemann H J 1971 *Zur Stationären Windbelastung Rotations-symmetrischer Bauwerke Im Bereich Transkritischer Reynoldszahlen* Techn. -wiss. Mitt. Nr. 71-2, Inst. für Konstr. Ingenieurbau, Ruhr-Universität Bochum, West Germany (in German)
- [6] Sollenberger N J, Scanlan R H 1974 *Proceedings of the Symposium on Full-scale Measurements of Wind Effects* University of Western Ontario, Canada, February 2-5, p79
- [7] Sun T F, Zhou L M 1983 *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* **14** 181
- [8] Ruscheweyh H 1975 *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* **1** 335
- [9] Pirner M 1982 *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* **10** 343
- [10] Niemann H J, Propper H 1975 *976 J. Ind. Aerodyn.* **1** 349
- [11] Shih W C L, Wang C, Coles D, Roshko A 1993 *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* **49** 351
- [12] Simiu E, Scanlan R H 1996 *Wind Effects on Structures-Fundamentals and Applications to Design, Third Edition* (New York: John Wiley & Sons, INC) p406
- [13] Cheng X X, Zhao L, Ge Y J, Ke S T, Liu X P 2015 *Adv. Struct. Eng.* **18** 201
- [14] Liu X P 2013 *M. S. Dissertation* (Shanghai, China: Tongji University) (in Chinese) [刘晓鹏 2013 硕士学位论文 (上海: 同济大学)]
- [15] Gu Z F, Sun T F, He D X, Zhang L L 1992 *Acta Mech. Sin.* **24** 522 (in Chinese) [顾志福, 孙天凤, 贺德馨, 张亮亮 1992 力学学报 **24** 522]
- [16] Achenbach E 1971 *J. Fluid Mech.* **46** 321
- [17] Schewe G 1983 *J. Fluid Mech.* **133** 265
- [18] Niemann H J, Hölscher N 1990 *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* **33** 197
- [19] Farrell C 1981 *J. Eng. Mech. ASCE* **107** 565
- [20] Basu R I 1986 *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* **24** 33
- [21] Bearman P W 1968 *The Flow around a Circular Cylinder in the Critical Reynolds Number Regime* NPL Aero Report 1257
- [22] Kiya M, Suzuki Y, Arie M, Hagino M 1982 *J. Fluid Mech.* **115** 151
- [23] Cheung J C K, Melbourne W H 1983 *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* **14** 399

# Field measurements on flow past a circular cylinder in transcritical Reynolds number regime\*

Cheng Xiao-Xiang<sup>1)2)</sup> Zhao Lin<sup>1)</sup> Ge Yao-Jun<sup>1)†</sup>

1) (State Key Laboratory for Disaster Reduction in Civil Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China)

2) (College of Civil Engineering, Nanjing Tech University, Nanjing 211816, China)

( Received 20 May 2016; revised manuscript received 29 June 2016 )

## Abstract

Flow around a circular cylinder is a classic scenario which invariably draws the attention of the fluid mechanics circle, because its relevant studies are of both theoretical and practical significances. However, most experiments are conducted below transcritical Reynolds number ( $Re$ ) regime ( $Re < 3.5 \times 10^6$ ) due to the limitations of the wind tunnel modeling technique, which makes the obtained results inapplicable to some full-scale conditions. To this end, the field measurements for wind-induced pressures on a 167-meter high large cooling tower are conducted at  $Re = 6.59 \times 10^7$  to enrich the experimental results of flow past a circular cylinder in transcritical  $Re$  regime. Besides, the wind effects at low  $Re$  ( $Re = 2.1 \times 10^5 - 4.19 \times 10^5$ ) are also obtained by tests on a 1 : 200 rigid cooling tower model in a wind tunnel with considering 4 types of wind speeds, 8 types of surface roughness, and 2 flow fields. Employing the data obtained from both field measurements and wind tunnel model tests, the variations of static/dynamic flow characteristics with  $Re$  increasing are studied. It is found that 1) with the increase of  $Re$ , the drag coefficient for the smooth-walled tower in the uniform flow field decreases dramatically in the critical  $Re$  regime and increases slowly in the supercritical regime, which accord with Roshko's and Achenbach's results; 2) for smooth-walled tower, both the base pressure coefficient and pressure coefficient increase significantly with the increase of  $Re$  in critical and supercritical regimes, which qualitatively accord with Shih's results; and 3) the finding of the Strouhal number is supportive to Shih's result (i.e., shedding from the rough cylinder persists throughout the  $Re$  range tested). More importantly, special attention is paid to the  $Re$ -independence phenomenon of fluid flow, which is a typical phenomenon occurring in transcritical  $Re$  regime. Results indicate that the  $Re$ -independence exists in an  $Re$  range from  $2 \times 10^5$  to  $1 \times 10^8$  for a circular cylinder with a relative roughness greater than 0.01, and the increased free-stream turbulence can also induce  $Re$ -independence which probably exists in a narrow low  $Re$  range. Considering the flow mechanism, a reasonable explanation can be found for the  $Re$ -independence phenomenon, i.e., the critical and supercritical regimes narrow and move to lower  $Re$  range with the increase of surface roughness or the increase of free-stream turbulence, so  $Re$  independence can occur at a very low  $Re$ .

**Keywords:** flow past a circular cylinder, transcritical Reynolds number regime, field measurement, Reynolds number independence

**PACS:** 47.27.-i, 47.27.Jv, 47.27.Ak

**DOI:** 10.7498/aps.65.214701

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51222809, 51178353), the National Key Basic Research Program of China (Grant No. 2009ZX06004-010-HYJY-21), and the Program for New Century Excellent Talents in University of Ministry of Education of China.

† Corresponding author. E-mail: [yaojunge@tongji.edu.cn](mailto:yaojunge@tongji.edu.cn)