

程 林 著

换热器内流体 诱发振动

科学出版社

73

换热器内流体诱发振动

程 林 著

科 学 出 版 社

1 9 9 5

(京)新登字 092 号

内 容 简 介

本书是关于换热器内流体诱发传热元件振动的专著。流体诱发振动是涉及流体力学、振动学、材料力学的一门新兴的边缘学科,它对换热器的设计与运行至关重要。

本书在总结国内外研究成果的基础上,系统地论述了换热器内流体诱发振动的机理,振动系统的固有频率和阻尼,振动的危害,振动的防止与有效利用。书中基本概念清晰,基础理论严谨,工程应用简明。

本书可供热能工程、化工、冶金、建材、轻工等领域的科技人员参考,也可作为高等院校相应专业的教材或教学参考书。

换热器内流体诱发振动

程 林 著

责任编辑 陈文芳

科学出版社出版

北京东黄城根北街16号

邮政编码:100717

北京朝阳大地印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1995年8月第 一 版 开本:850×1168 1/32

1995年8月第一次印刷 印张:5 插页:2

印数:1-1350 字数:126 000

ISBN 7-03-004671-4/TK·15

定 价: 13.80 元

前 言

流体诱发振动是涉及流体力学、振动力学及材料力学的一门综合性边缘学科。换热器内由于流体的流动而导致传热元件振动,是研究流体诱发振动最具代表性的构件。事实上,正是由于换热器振动成为换热器设计与运行的主要问题之后,流体诱发振动的研究才得到了更加迅速的发展。国际上开展换热器内流体诱发振动研究已有 40 年历史,取得了许多重要成果。在我国,这项研究已开始起步,并受到广泛重视。

本书共有六章。书中系统地论述了换热器内流体诱发振动的机理,传热元件的受力分析及损坏,振动的防止及有效利用,等等。附录介绍了机械振动的基本概念与基础知识。本书可用作高等院校有关专业的选修课教材和研究生教材,也可供工程技术人员参考。

本书在写作过程中得到了东南大学周强泰教授的关心与帮助,还得到作者的同事杨培毅教授、王锡平副教授、田茂成博士等的支持与帮助,在此致以深切的谢意。

山东工业大学陆煜教授审阅了全稿并提出了许多建设性意见,特此致谢。

作者特别感谢本书责任编辑陈文芳女士,她严谨而富有成效的工作,使本书得以早日出版。

流体诱发振动是一门新兴学科,许多理论并不成熟,加之作者水平所限,书中错误与不妥之处在所难免,恳请读者指正。

程 林

1995. 2. 8

主要符号表

拉丁字母符号

A	振幅, m
B_t	折流板厚度, m
c	流体中的声速, m/s
C	阻尼系数
C_D	阻力系数
C_f	摩擦阻力系数
C_L	升力系数
C_{LE}	当量升力系数
c_m	附加质量系数
C_w	压差阻力系数
D	圆柱体直径; 非圆柱体时, 为垂直于来流的最大宽度, m
d_i	圆管内径, m
d_o	圆管外径, m
E	材料的杨氏弹性模量, N/m ²
F_D	作用在传热元件上的阻力, N/m
F_L	作用在传热元件上的升力, N/m
F_s	折流板边缘上的剪切力, N
f_a	驻波频率, Hz
f_b	紊流脉动频率, Hz
f_N	系统的固有频率, Hz
f_R	管子与折流板相互接触的频率, Hz
I	圆管的惯性矩, m ⁴
k	弹性系数
L	两个连续管排的中心线距离, m
l	管子长度, m
l_c	相关长度, m
l_e	U型管的等效长度, m
M	附加质量系数
M_n	放大系数

m	单位长度传热元件的有效质量, kg
m_a	流体动力质量, kg
m_i	管内流体质量, kg
m_0	传热元件的有效质量, kg
m_r	圆管的管壁质量, kg
P	压力, Pa; $T/d_0 = L/d_0$ 时的管间距, m
$\bar{P}$	压力分布系数
q	均方根紊流速度分量, m/s
R	激振力引起的剪切力, N
r	圆管半径, m
S	Strouhal 数
T	运行时间, s; 管束的横向管间距, m
U	管束内的流体速度, m/s
U_0	来流速度, m/s
U_c	临界流体速度, m/s
x_i	管排相对距离, m
y_0	振幅, m; 管子跨度中央的最大挠度, m

希腊字母符号

β	不稳定系数; 动力放大系数
γ	重度, N/m ³
δ	管壁厚度, m; 对数衰减率
λ	波长, m
μ	动力粘度, Pa · s, (N · s)/m ²
ν	运动粘度, m ² /s
ξ	阻尼比
ρ	流体密度, kg/m ³
σ	换热器内管子所占空间的体积系数
τ	剪切应力, N/m ²
ω	角频率, rad/s
ω_d	有衰减振动的角频率, rad/s
ω_N	系统的固有频率, rad/s

目 录

前言	(iii)
主要符号表.....	(v)
第一章 绪论	(1)
第一节 概述	(1)
第二节 流体在换热器内的流动(I)——横掠圆柱	(3)
第三节 流体在换热器内的流动(II)——横掠管束	(10)
第二章 流体诱发振动的基本机理	(17)
第一节 漩涡脱落诱发振动	(17)
第二节 紊流抖振	(39)
第三节 流体弹性激振	(42)
第四节 声共鸣	(62)
第五节 脉动流诱发的振动	(69)
第三章 传热元件的固有频率	(74)
第一节 基本概念	(74)
第二节 直管的固有频率	(74)
第三节 U 型管的固有频率	(83)
第四节 管束中管子固有频率的耦联	(87)
第四章 系统的有效质量与阻尼	(93)
第一节 有效质量	(93)
第二节 系统的阻尼	(97)
第三节 阻尼的测量	(105)
第五章 振动的受力分析与破坏	(110)
第一节 Thorngren 破坏数	(110)
第二节 振动破坏的受力分析及临界流速	(113)
第三节 振动疲劳	(121)

第四节	累积损伤理论	(124)
第五节	振动磨损	(128)
第六章	振动的防止与有效利用	(130)
第一节	概述	(130)
第二节	防止振动的措施	(131)
第三节	流体诱发振动强化传热	(134)
附录	机械振动基础	(136)
参考文献		(147)

第一章 绪 论

第一节 概 述

换热器运行过程中,由于换热介质的流动而引起传热元件的振动,称之为换热器内流体诱发振动。这种振动会引起换热器的额外压力损失、噪声和传热元件的破坏。本世纪 60 年代以来,随着换热器容量的不断增加,有关振动破坏的事例逐渐增多,目前已引起世界各国的普遍重视。

随着流体的流动,换热器内的传热元件总会产生一些微小的振动,这并不导致损坏。只有当流体诱发振动的频率与传热元件的固有频率一致或相当接近时,传热元件的振幅激增,才致其破坏。通常,传热管是换热器中挠性最大的部件,对振动也最敏感。因此,大多数振动破坏的报道都是传热管的机械损坏。一般说来,主要的破坏情况有:

(1) 撞击破坏:当管子振动的振幅大到足以使相邻管子互相撞击,或边缘管不断击打壳体,在管子的撞击部将产生特有的菱形磨损形式,管壁不断减薄而至最后开裂。

(2) 挡板损伤:为了便于安装,一般挡板开孔较管子直径略大一些。当挡板较薄时,管子振动会在管壁与挡板孔边缘之间产生较高的接触力,对管子有一种锯割作用,短时间内即可使管壁开裂。

(3) 接头泄漏:管子振动使管子与管板连接处受力较大,从而导致胀接或焊接点的损坏,造成泄漏。

(4) 应力疲劳:管子振动的振幅较大时,管子反复弯折的扭转应力较高,长时间的连续振动会使管子断裂。这种损伤还会由于腐蚀作用而加速。

(5) 冶金失效:振动使传热管上产生交变应力,导致附在管上

的氧化层脱落,管子表面留下坑点.这些坑点使应力集中,缩短了管子寿命.

(6) 材料缺陷扩展:振动所引起的应力脉动会使管材中的微观缺陷扩展,以致产生大裂纹,最终使管子受到破坏.

引起振动的原因大致可以归纳为:

(1) 漩涡脱落:流体横掠传热管时,其尾部漩涡在流动雷诺数大到一定程度后便在管子两侧周期性交替脱落,产生周期性的升力和阻力,导致管子振动.

(2) 紊流抖振:紊流中脉动变化的压力和速度场不断供给管子能量,当紊流脉动的主频率与管子的固有频率相近时,管子吸收能量并产生振动.

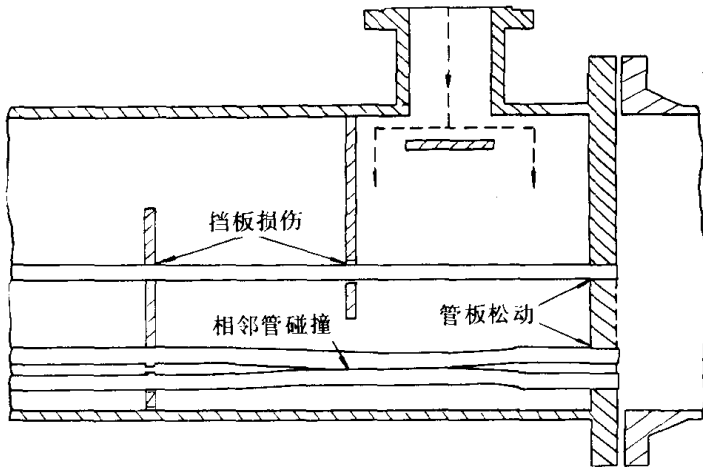


图 1.1 传热管破坏情况及位置

(3) 流体弹性激振:当管束中任何一根管子在其原始位置上发生瞬时位移,都会改变周围的流场,破坏相邻管上力的平衡,使之产生位移而处于振动状态.当流体速度大到某一程度,流体弹性力对管束所做的功大于管子系统阻尼作用消耗的功,管子的响应振动振幅将迅速增大.

(4) 声共鸣:气体流过换热器管束时,可能会产生一个既垂直于管子又垂直于流动方向的驻波,并在换热器内壁之间穿过管

束来回反射.同时,流体横掠管束时,在管子后面形成漩涡分离.驻波在来回反射的过程中,漩涡分离的能量不断输入.当驻波的频率与漩涡分离的频率相耦合时,便会引起振动和强烈的噪声.

由以上引起流体诱发振动的原因可以看出,管子在不连续频率上振动,主要取决于管子系统的固有频率、系统阻尼及流动特性.

第二节 流体在换热器内的流动(I)——横掠圆柱

流体横掠圆柱时,在圆柱的迎流面上形成附面层.附面层的厚度随流动方向逐渐增加.在小雷诺数下,圆柱被流过的液流平滑地包围起来,附面层只是在圆柱的尾点才离开圆柱壁面.随着雷诺数的增长,惯性力的作用越来越明显,边界层在圆柱中间即脱离壁面并在尾部形成漩涡.以雷诺数 Re 作特征值,可以划分出流体横掠圆柱时的几个典型工况(参见图 1.2):

当 $Re < 5$ 时,惯性力小于粘性力,此时横掠圆柱的流动是平滑的,流线在其整个表面上都呈现相应弯曲,而流体只是在圆柱的尾点才开始离开柱面,整个过程没有漩涡产生.

随着 Re 的增加($Re < 40$),圆柱后面的附面层脱离,形成两个对称的漩涡.但此时尾流仍是稳定的层流. Re 继续增加($Re > 40$),尾流开始变得不稳定,漩涡亦开始脱离圆柱表面.开始时一个漩涡脱离,造成尾流中压力不对称,则引起第二个漩涡脱离,形成交替的漩涡脱落.

当 $Re = 150$ 时,在圆柱的尾流中发生了不规则的周期性扰动,这一现象一直持续到 $Re = 300$.在 Re 的这一范围内,漩涡形成的区域向紊流流动过渡.此后,尾流就变成完全紊流了.

$Re = 3 \times 10^5$ 之后,漩涡脱落的规律被破坏,尾流变窄,而且非常凌乱.直到 $Re \geq 3.5 \times 10^6$ 时,尾流中又开始存在完全确定的漩涡脱落频率,紊流涡道得以重建.

摩擦力、流体速度与压力的变化造成了附面层的脱离.在圆柱

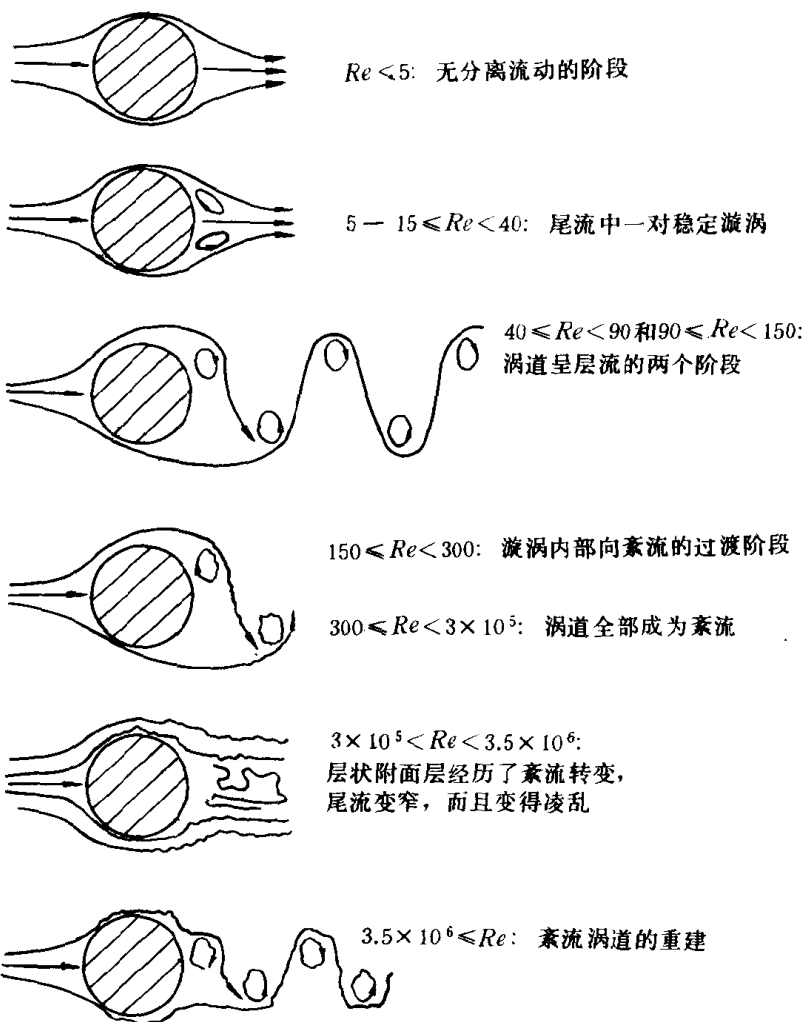


图 1.2 圆柱体尾流的各个发展阶段

迎流面部分的附面层内, 流体微团的压力能转化成动能, 而在尾部其转化则相反. 流体中压力和速度的变化服从伯努利方程:

$$P + \frac{1}{2} \rho U_0^2 = \text{常数} \quad (1.1)$$

在流过圆柱的迎流面部分时, 流体中的压力下降, 沿流动方向速度增加, 附面层内的流体微团尽管受到摩擦力作用, 但仍被外部

流体所吸引,继续向前流动.在圆柱的尾部,流体中压力增大,沿流动方向速度下降.附面层内的流体微团由于摩擦失去能量,其动能不足以克服增长的压力,于是微团的运动逐渐缓慢,以致产生停顿并向相反方向运动.相向运动的流体微团互相推挤,卷起漩涡,并造成附面层脱离.脱离点处有

$$\left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} = 0 \quad (1.2)$$

同时

$$\tau_w = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} = 0 \quad (1.3)$$

式中, μ 是动力粘度.

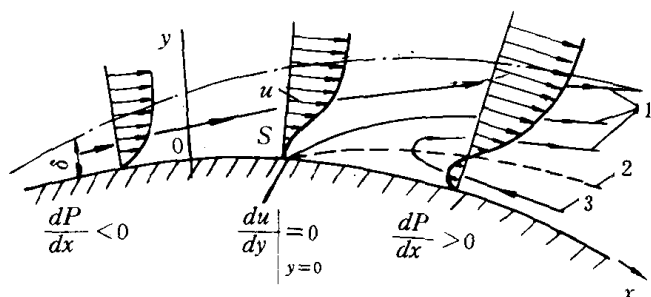


图 1.3 曲线上的速度分布

1——流线, 2——零速度线, 3——回流, S——脱离点

附面层内速度分布与压力梯度的关系可由下式表示:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1.4)$$

式中, ν 为运动粘度.

由于壁面上 $y=0$, $u=v=0$, 因此我们有

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \nu \left. \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right|_{y=0} \quad (1.5)$$

分析式(1.2)至(1.5), 不难发现纵向压力梯度与剪切力之间的关系:

$$\left. \frac{\partial \tau}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{\partial p}{\partial x} \quad (1.6)$$

由此可见,切应力的特性取决于圆柱面上压力梯度的变化.

当横掠圆柱的流体为理想流体时,不产生附面层,柱面的流速分布为

$$U = U_0 \sin \psi \left[1 + \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \right] \quad (1.7)$$

式中, U_0 为来流速度, r_0, r 分别为圆柱的外半径及自其轴线到所讨论点的距离. 流体速度随着与柱表面距离的增加而逐渐减小, 柱表面上流速最大, 为

$$U = 2U_0 \sin \psi \quad (1.8)$$

根据上式, 切向速度 U 在前驻点处 ($\psi=0$) 最小, 等于零. 随着 ψ 的增加, 流体被加速, 在中间截面处 ($\psi=90^\circ$), 速度增加了一倍, 为最大. 将式(1.8)代入式(1.1)中, 可得表示流体速度与压力分布系数之间的函数关系:

$$\bar{P} = \frac{P - P_0}{\frac{1}{2} \rho U_0^2} = 1 - 4 \sin^2 \psi \quad (1.9)$$

式中, $\bar{P}$ 为压力分布系数, P_0 是来流中压力. 不难看出, 压力分布系数的最大值是在前驻点及尾部处, 而最小值则在中间截面处.

实际流体横掠圆柱时的压力分布和理想流体在圆柱的迎流面差别尚不大, 但在尾流区则完全不同了 (见图 1.4).

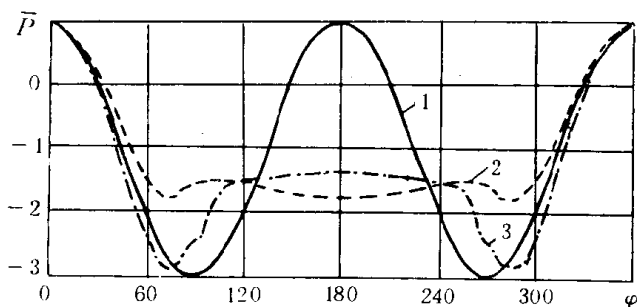


图 1.4 圆柱表面上的压力分布

1——势流, 理论曲线; 2——空气, $Re=8 \times 10^4$; 3——水, $Re=2 \times 10^5$

流体横掠圆柱产生绕流的工况下, 在柱体迎面部分, 由于流体加速, 压力分布系数减小到大约相应于势流情况下的值, 一般不会

超过-3. 在这一区域内, 来流的雷诺数 Re 和紊流数 Tu 对压力分布系数 $\bar{P}$ 的影响不大, 仅在雷诺数很大的空气流中例外(见图 1.5).

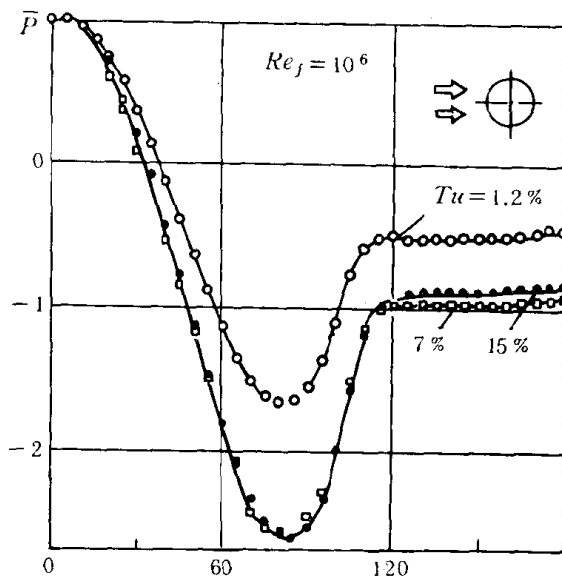


图 1.5 紊流度对空气流中圆柱表面压力分布系数的影响

在其余柱体表面上, 压力分布系数受 Re 和 Tu 的影响较大, 但 Tu 对水流的影响要比空气流微弱得多(见图 1.6 和图 1.7).

圆柱周界上的切应力 τ_w 用无因次形式

$$\bar{\tau} = \frac{2\tau_w}{\rho U_0} \sqrt{Re_f} \quad (1.10)$$

表示. 由图 1.5 和 1.6 可以看出, 在前驻点上, $\bar{\tau} = 0$, 随着 ϕ 值的增加, $\bar{\tau}$ 值不断增加. 一般在近流面区域达到最高值. 之后则不断降低, 尾部区域变化不大.

紊流度对切应力的影响主要在柱体表面的中间区域. 在圆柱的背流面区域, 来流紊流度的变化与切应力关系不大, 因为此处流体本身的紊流度已经很高, 对较小的附加扰动并不敏感. 而在前驻点附近区域, 切应力也几乎与紊流度无关.

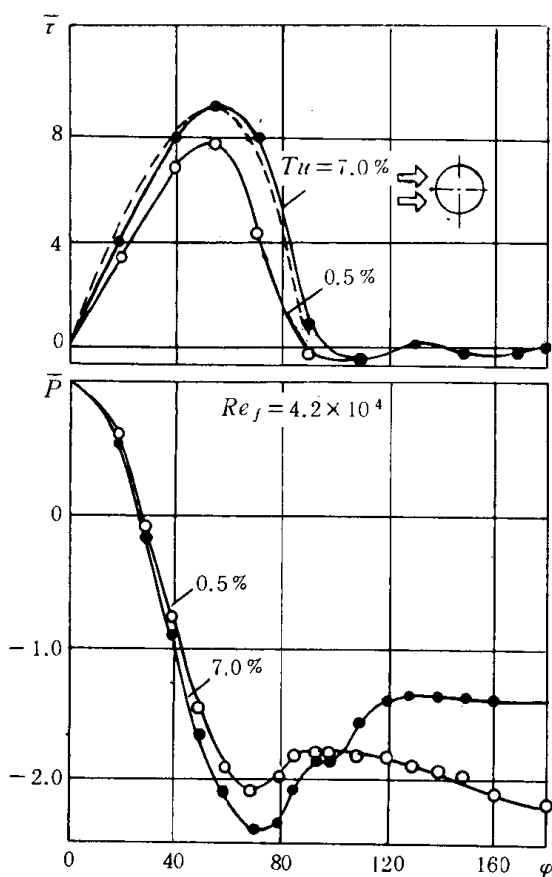


图 1.6 空气流中圆柱表面上的压力分布系数和切应力
(虚线为理论值)

流体横掠圆柱的阻力等于作用于所讨论物体表面的摩擦力和压差的合力,总阻力系数可表示为

$$C_D = C_f + C_w \quad (1.11)$$

式中

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} P U_0^2}$$

C_f 为摩擦阻力系数;

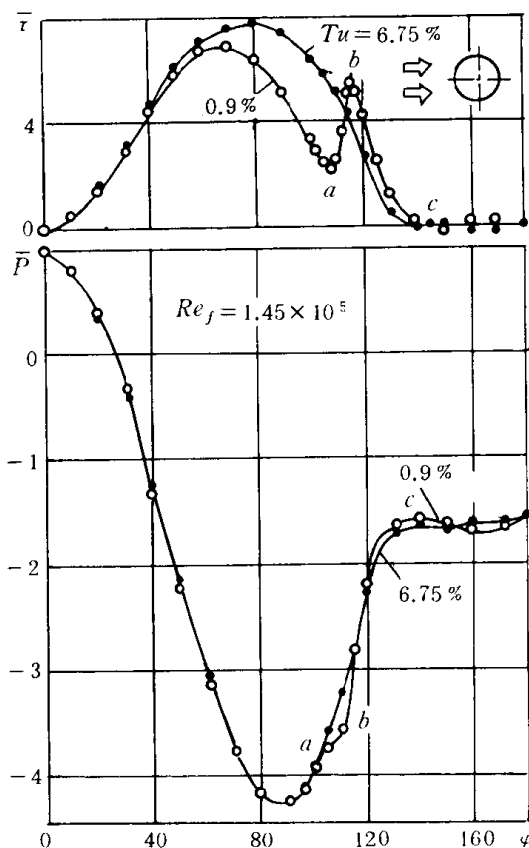


图 1.7 水流中圆柱表面的压力分布系数和切应力

$$C_w = \frac{\Delta P_x}{\frac{1}{2} \rho U_0^2 A}$$

C_w 为压差阻力系数, A 为垂直于流体方向的管横断面积。

C_f 在较低雷诺数 ($Re < 10^3$) 下尚占有一定份额, 而当雷诺数较高时, 基本上可以忽略不计。因此, C_D 的值在雷诺数较高时的特性则由 C_w 确定。图 1.8 表示了 C_D 随雷诺数的变化情况。