

力学名著译丛

边界层理论

下 册

H. 史里希廷 著

科学出版社



力学名著译丛

边界层理论

(下 册)

H. 史里希廷 著

徐燕侯 徐书轩 马晖扬 译

蔡树棠 校

科学出版社

内 容 简 介

本书是世界名著,中译本分上、下册出版。下册包括原书的第三、四部分,即转换和湍流边界层。书中系统地讨论了层流向湍流的转变、压力梯度等因素对边界层转换的影响以及二维、三维、可压缩与不可压缩湍流边界层。

中译本下册第十六、十七章由马晖扬翻译;第二十、二十一章由徐书轩翻译;第二十二、二十三、二十四章由徐燕侯翻译。最后由蔡树棠教授审定。

本书可供力学、航空航天、造船、机械、动力、气象、海洋学和海洋工程等领域的大学、研究生、教师、技术人员和科研人员参考。

H. Schlichting

BOUNDARY-LAYER THEORY

7th Edition

McGraw-Hill Book Company, 1979

力学名著译丛

边界层理论

(下 册)

H. 史里希廷 著

徐燕侯 徐书轩 马晖扬 译

蔡树棠 校

责任编辑 朴玉芬 李成香

科学出版社出版

北京东黄城根北街 15 号

邮政编码:100707

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1991 年 2 月第 一 版 开本:850×1168 1/32

1991 年 2 月第一次印刷 印张:13 3/8

印数:平 1—900

插页:精 2

精 1—400

字数:353 000

ISBN 7-03-001871-0/O·365 (平)

ISBN 7-03-001872-9/O·366 (精)

定价:平 装 16.00 元
布脊精装 17.70 元

目 录

下册数值表目录.....	vi
--------------	----

第三部分 转 捩

第十六章 湍流的起源 I	519
a. 层流向湍流转捩的一些实验结果	520
1. 管道流动中的转捩.....	520
2. 壁面边界层内的转捩.....	523
b. 层流稳定性理论的原理	528
1. 引言.....	528
2. 小扰动方法的基础.....	529
3. Orr-Sommerfeld 方程.....	531
4. 特征值问题.....	533
5. Orr-Sommerfeld 方程的一般特性.....	535
c. 稳定性理论应用在零攻角平板边界层上的结果	538
1. 早期稳定性研究.....	538
2. 中性稳定性曲线计算.....	540
3. 平板的结果.....	542
d. 稳定性理论和实验的比较	548
1. 早期的转捩测量结果	548
2. 稳定性理论的实验验证	551
e. 来流中的脉动对转捩的影响	558
f. 结论	559
第十七章 湍流的起源 II	561
a. 压力梯度对沿光滑壁面的边界层转捩的影响	562
b. 给定物体形状时确定失稳点位置	570
c. 抽吸对边界层转捩的影响	580
d. 体积力对转捩的影响	586

1. 凸壁上的边界层(离心力的影响).....	586
2. 非均质流体的流动(分层效应).....	588
e. 传热和可压缩性对转捩的影响	590
1. 引言.....	590
2. 不可压缩流动中传热对转捩的影响	590
3. 可压缩性效应.....	593
f. 边界层对三维扰动的稳定性	605
1. 两个同心旋转圆柱面之间的流动.....	605
2. 凹壁上的边界层	614
3. 三维边界层的稳定性	618
g. 粗糙度对转捩的影响.....	619
1. 引言.....	619
2. 单个的圆柱状粗糙元.....	620
3. 分布的粗糙度	625
h. 轴对称流动	626

第四部分 湍流边界层

第十八章 湍流基础.....	630
a. 引言	630
b. 平均运动和脉动	632
c. 附加的“表观”湍流应力	634
d. 由 Navier-Stokes 方程出发的表观湍流摩擦应力张 量的推导.....	635
e. 关于湍流脉动速度的一些测量	640
f. 湍流的能量分布	649
g. 风洞的湍流度	650
第十九章 湍流计算的理论假设.....	654
a. 基本方程	654
b. Prandtl 混合长度理论.....	655
c. 关于湍流切应力的另外一些假设	659
d. von Kármán 相似性假设	661

e. 普适的速度分布律	662
1. von Kármán 速度分布律	663
2. Prandtl 速度分布律	664
f. 理论假设的进一步发展	669
第二十章 管道湍流	672
a. 光滑管道的实验结果	672
b. 摩擦律与速度分布的关系	676
c. 很大 Reynolds 数下的普适速度分布律	679
d. 很大 Reynolds 数下光滑圆管的普适阻力定律	688
e. 非圆截面管道	691
f. 粗糙管道和等效砂粒粗糙度	695
g. 其他类型的粗糙度	704
h. 弯曲管道和扩压器中的流动	708
i. 管道中的非定常流动	713
j. 添加聚合物减阻	713
第二十一章 零压力梯度的湍流边界层; 平板; 旋转圆盘; 粗糙度	716
a. 光滑平板	717
1. 由 $1/7$ 次幂速度分布律导出的阻力公式	718
2. 根据对数速度分布律导出的阻力公式	722
3. 进一步的改进	725
4. 有限尺度效应; 拐角内的边界层	727
5. 具有抽吸和吹除的边界层	727
b. 旋转圆盘	729
1. “自由”圆盘	729
2. 外壳内的圆盘	732
c. 粗糙平板	735
1. 均匀粗糙平板的阻力公式	735
2. 单个粗糙元的测量	738
3. 从光滑表面到粗糙表面的过渡	741
d. 粗糙度的容许值	742

第二十二章 有压力梯度的不可压缩湍流边界层	751
a. 若干实验结果	751
b. 二维湍流边界层的计算	755
1. 概述	755
2. Truckenbrodt 积分方法	757
3. 基本方程	761
4. 关于计算平板湍流边界层的积分	763
5. 方法的应用	771
6. 关于有压力梯度的湍流边界层特性的评述	773
7. 有抽吸和引射的湍流边界层	775
8. 曲壁上的边界层	777
c. 翼型上的湍流边界层: 最大升力	778
d. 三维边界层	781
1. 旋成体上的边界层	781
2. 旋转物体上的边界层	783
3. 收缩段和扩张段的边界层	785
第二十三章 可压缩湍流边界层	788
a. 总论	788
1. 湍流传热	788
2. 可压缩流动的基本方程	789
3. 动量交换系数和热交换系数之间的关系	793
b. 速度分布与温度分布间的关系	795
1. 平板上的传热	795
2. 粗糙表面的传热	801
3. 可压缩流动中的温度分布	802
c. Mach 数的影响; 摩擦定律	804
1. 零攻角平板	805
2. 变压力	814
第二十四章 自由湍流, 射流和尾迹	817
a. 引言	817
b. 对宽度增长和速度下降的估计	819
c. 例子	824

1. 速度间断的平滑化	824
2. 自由射流边界	826
3. 单个物体后的二维尾迹	829
4. 一排障碍物后的尾迹	834
5. 二维射流	836
6. 圆形射流	839
7. 二维沿壁面的射流	842
d. 自由湍流中的温度扩散	844
第二十五章 翼型阻力的确定	849
a. 概况	849
b. Betz 的实验方法	850
c. Jones 的实验方法	853
d. 翼型阻力的计算	856
e. 流动通过叶栅的损失	862
1. 概述	862
2. Reynolds 数的影响	866
3. Mach 数的影响	868
参考文献	872
参考书目	910
主题索引	925
缩写词	933
常用符号一览表	935

下册数值表目录

表 16.1	零攻角平板边界层 (Blasius 剖面) 中性扰动的波长 $\alpha\delta_1$ 及频率 $\beta\delta_1/U_\infty$ 随 Reynolds 数 R 的变化. (理论值根据 W. Tollmien ^[99] ; 数值结果引自 R. Jordinson ^[47] 和 D. R. Houston, 两者均为平行流. 见图 16.10 和 16.11) ...	543
表 17.1	有抽吸的速度剖面临界 Reynolds 数随无量纲抽吸体积流量系数 ξ 的变化, 根据 Ulrich ^[243]	584
表 20.1	圆管流动中平均速度对最大速度的比值与速度分布指数 n 的关系, 根据式 (20.7)	676
表 20.2	光滑圆管的阻力系数与 Reynolds 数的关系, 还可参看图 20.9	690
表 21.1	根据式 (21.14) 和 (21.15) 的对数速度剖面计算的平板阻力公式; 参看图 21.2 中的曲线 (3)	723
表 21.2	容许的突起物高度与 Reynolds 数的关系	743
表 21.3	关于容许粗糙度的计算例子, 根据图 21.16	746
表 22.1	计算无量纲动量厚度 R_μ , 无量纲能量厚度 R_ϵ 以及形状因子等方程中各种量的一览表, 见方程 (22.11a, b)	763
表 22.2	计算动量厚度和能量厚度的显式方程中数值常数的一览表, 见式 (22.16), (22.17) 和 (22.19). 其中 b 见图 22.7 (a); β 取自图 22.7 (b)	765
表 23.1	计算传热系数的比拟式 (23.20) 和计算恢复因子的式 (23.27) 中的常数 a 和 b , 取自 H. Reichardt ^[79] 和 J. C. Rotta ^[81]	800
表 24.1	自由湍流问题中宽度增长和中心线上速度减小与距离 x 的幂律关系	823

第三部分 转 换

第十六章 湍流的起源 I

有关的实验结果。稳定性理论基础及对平板边界层的实验验证

引言。 本章及下一章专门论述有关从层流向湍流转换的各种问题。O. Reynolds 在上一世纪 80 年代所进行的染色液实验是转换现象的第一个**实验**结果，在第二章 c 中已经提到过并且画在图 2.22 中。O. Reynolds 和 Lord Rayleigh 提出了分析转换问题的基本理论思想，概括来说，就是转换构成了层流稳定性中的一个问题(Reynolds 假设)。经过几十年艰苦的努力，终于在观察到转换现象的半个世纪以后，转换问题的**理论**研究取得了决定性的突破。这一成就表现为 Goettingen Prandtl 学派于 1930 年左右建立了流动稳定性理论。1940 年 H. L. Dryden 和他的合作者以非常精细的实验成功地证实了上述理论。在 1930 年至 1970 年这段时间内，关于转换的全部知识，无论是在实验方面还是理论方面，都成功地被扩展了。

近二十年来在该领域中出现了大量的总结性著作。按照时间的先后，它们是：1959, H. L. Dryden^[20a]; 1959, H. Schlichting^[79]; 1961, W. Tollmien 和 D. Grohne^[102]; 1963, J. T. Stuart^[91]; 1964, S. F. Shen(沈申甫)^[85a]; 1969, I. Tani^[96]; 1969, M. V. Morkovin^[61a]; 1976, E. Reshotko^[70a]。前不久，AGARD 流体动力学小组召开的“层流向湍流转换”会议反映了这个领域研究的近况。这次会议于 1977 年 5 月在 Copenhagen 举行，会议录见 AGARD 会议录 No. 224^[1a]。

a. 层流向湍流转换的一些实验结果

1. 管道流动中的转换 真实流体的流动常常不同于以上各章所研究的层流。它们呈现出称为湍流的特征。当 Reynolds 数增加时，内部流动和在固体表面形成的边界层流动都明显地经历从层流向湍流流态的转换。湍流的起源以及伴随着的从层流向湍流的转换对整个流体力学学科都是极其重要的。湍流的出现首先是在直管道和直槽内的流动中观察到的。在很低的 Reynolds 数下通过等截面、光滑壁面直管道的流动中，每一个流体质点都沿直线匀速地运动。粘性力使靠近壁面的流体质点运动得慢一些。流动是很有规则的，各流体质点分别沿着毗邻的各层前进(层流)，见图 2.22(a)。然而，观察表明，这一有序的流动图象在较高 Reynolds 数时不复存在(图 2.22(b))，并且出现了所有流体质点的强烈混合。正如 O. Reynolds^[71] 首先指出的那样，在管道流动中引入一股细的染色液体可以将混合过程显示出来。只要流动是层流，这条染色液的细线沿整个流动保持着清晰确定的边界。一旦流动成为湍流，染色液体就扩散到流场中，在下游很短的距离内使流体均匀地染色。此时，在沿管轴方向的主运动上叠加着与轴线垂直的附加运动，引起流体混合。在一个固定点上，流线的图象持续地发生脉动，附加的运动导致横向的动量交换，这是因为在发生混合时，每一个流体质点基本上保持它向前的动量，结果，沿横截面的速度分布在湍流中要比在层流中均匀得多。两种流态测量的速度分布画在图 16.1 中，这里两种流动的质量流量是一样的。

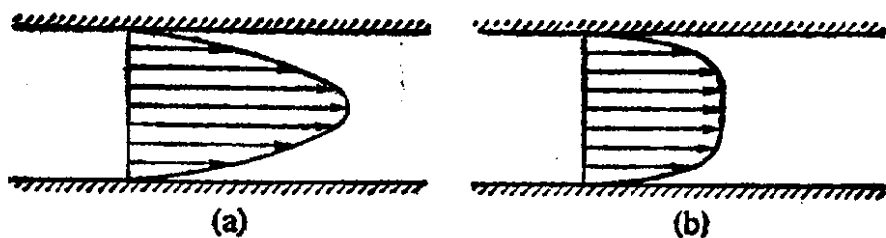


图 16.1 管道流动中的速度分布。(a)层流;(b)湍流

根据第一章中给出的 Hagen-Poiseuille 解，层流中沿横截面的速度分布是抛物线(见图 1.2)，但是在湍流中，由于沿横向的动

量交换，速度分布变得相当均匀。更仔细的研究表明湍流的最基本特征在于这样一个事实：在某一给定点上，速度和压力不再是常数，而是随时间显示出极不规则的高频脉动(图 16.17)。给定点上的速度只有在较长的时间间隔内取其平均值，才能认为是不变的(准定常流动)。

O. Reynolds^[71] 首先对这两种本质上不同的流态进行了系统的研究。他也是第一个深入研究从层流向湍流转捩过程的人。上面提到的染色液实验就是他用来进行这方面研究的，他发现了现在以他的名字命名的相似律，即从层流向湍流转捩总是发生在几乎相同的 Reynolds 数 $\bar{w}d/\nu$ 时，其中 $\bar{w} = Q/A$ 是平均流速(Q = 体积流量, A = 横截面积)。发生转捩的 Reynolds 数的值(临界 Reynolds 数)近似地确定为

$$R_{\text{crit}} = (\bar{w}d/\nu)_{\text{crit}} = 2300. \quad (16.1)$$

因此, Reynolds 数 $R < R_{\text{crit}}$ 的流动认为是层流, $R > R_{\text{crit}}$ 的流动认为是湍流。临界 Reynolds 数的数值非常强烈地依赖于某些条件，主要是管道进口段的长度以及来流的条件。Reynolds 甚至设想过，当减小管道入口前流动的扰动时，临界 Reynolds 数会增加。H. T. Barnes 和 E. G. Coker^[1b]，以及稍后的 L. Schiller^[80] 用实验证实了这一事实，L. Schiller 得到的 Reynolds 数的临界值高达 20000。V. W. Ekman^[24] 利用一个几乎不引起扰动的进口段，成功地保持流动为层流，直到临界 Reynolds 数高达 40000。若极其小心地排除进口的扰动，临界 Reynolds 数的上限是多少，至今尚不知道。然而，如许多实验证实的那样， R_{crit} 的下限是存在的，约为 2000。低于该值，即使存在非常强烈的扰动，流动仍保持为层流。

从层流向湍流的转捩过程伴随着阻力规律明显的变化。在层流中，维持运动的轴向压力梯度与速度的一次方成正比(参阅第一章 d)；对比之下，湍流中的压力梯度变得几乎和平均速度的平方成正比。流动阻力的增加起因于湍流的混合运动，从图 20.1 可以看出管内摩擦律的变化规律。

转捩过程的深入研究揭示出,在临界 Reynolds 数附近的某一范围内,流动变成“间歇性”的,即它在层流和湍流之间交替变化。在图 16.2 中,沿圆管径向不同距离处的测量结果表示出在这个 Reynolds 数范围内流速随时间的变化,测量是在 1956 年由 J. Rotta^[75] 做的。速度曲线表明层流和湍流随机地依次出现。在靠近中心线的位置上,层流的速度超过湍流速度的时间平均值;在靠近管壁的位置上,情形恰好相反。由于实验过程中在长时间范围内谨慎地保持流量不变,由此可以得出结论:在间歇性流动区域内,速度分布交替变化,一会儿是发展了的层流分布,一会儿是充分发展的湍流分布,分别如图 16.1(a)和 16.1(b)所示。这种流动的物理本质可以恰当地用间歇因子 γ 来描述,该因子定义为,在某一确定位置上流动保持为湍流的时间的比例。因此, $\gamma = 1$ 对应着连续的湍流, $\gamma = 0$ 对应着连续的层流。在图 16.3 中画出了对于不同的 Reynolds 数,间歇因子随轴向距离 x 变化的曲线。当 Reynolds 数不变时,间歇因子随着距离的增加而连续地增加。转

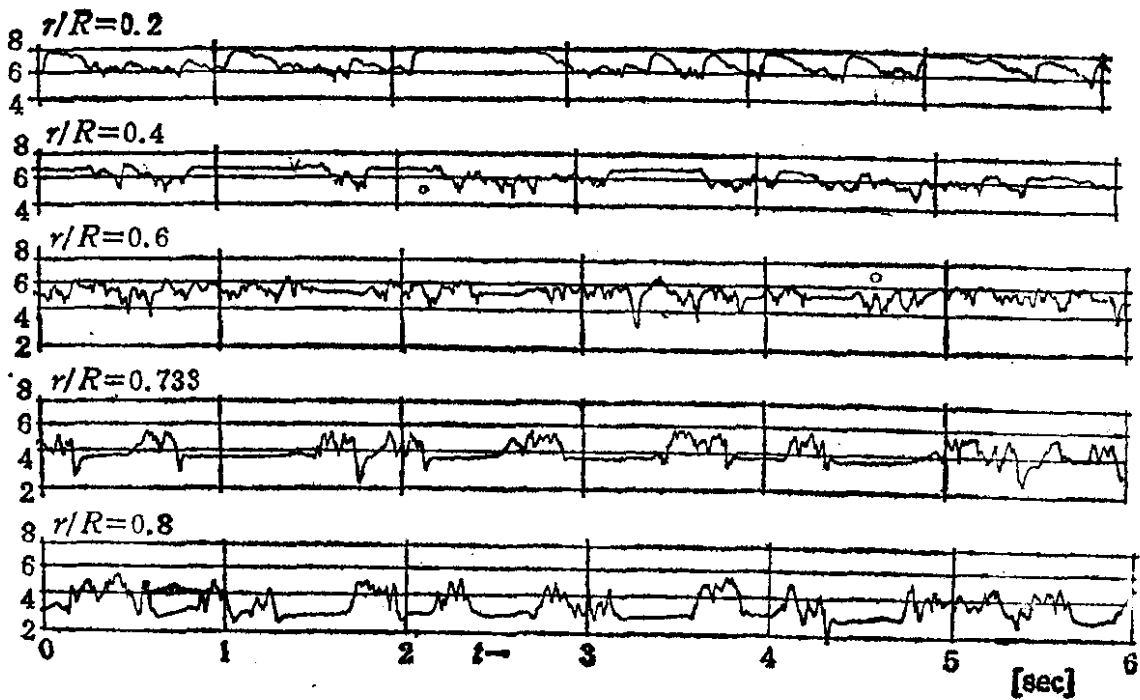


图 16.2 圆管转捩区内,离管轴不同距离处流速随时间的变化,根据 J. Rotta^[75] 的测量. Reynolds 数 $R = \bar{w} d / \nu = 2550$; 轴向距离 $x/d = 322$; $\bar{w} = 4.27 \text{ m/s}$ ($=14.0 \text{ ft/s}$);速度的单位是 m/s . 使用热线风速计得到的速度曲线显示了在层流和湍流随时间依次交替阶段流动的间歇特性

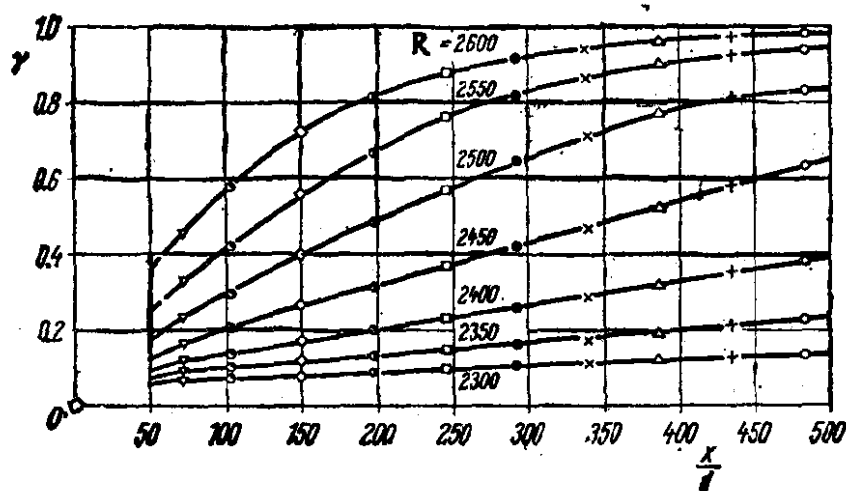


图 16.3 对不同的 Reynolds 数 R ，圆管流动转换区的间歇因子 γ 随轴向距离 x 的变化，根据 J. Rotta^[75] 的测量

这里 $\gamma = 1$ 表示连续的湍流， $\gamma = 0$ 表示连续的层流

换是在 Reynolds 数从 $R = 2300$ 至 2600 范围内完成的。当 Reynolds 数接近转换 Reynolds 数的下限时，流动延伸到很长的距离，才转换成充分发展的湍流，该距离可达直径的数千倍。最近，J. Meseth^[60] 进一步充实了这类测量结果。

2. 壁面边界层内的转换 正如已经指出的那样，边界层中的流动也会经历转换。不过，发现这个事实要比发现管内流动的转换迟得多。绕流物体周围的整个流场，特别是作用在物体上的力，强烈地依赖于边界层内流动是层流还是湍流。绕流物体壁面边界层的转换受到许多参数的影响，其中最重要的是外流中的压力分布、壁面特性(粗糙度)及来流中扰动的性质(湍流度)。

钝头体。 与边界层转换有关的，特别值得注意的现象发生在钝头体，例如球或圆柱。由图 1.4 和 1.5 可见，球或圆柱的阻力系数在 Reynolds 数 $R = VD/\nu$ 约为 3×10^5 时骤然减小。G. Eiffel^[23] 首先注意到球的阻力系数突然下降是边界层转换的结果。转换使分离点向下游移动，显著地减小了尾迹的宽度。L. Prandtl^[41] 将一细线圈安装在球的最大迎风面前面一点，证实了这种解释的正确性。在低 Reynolds 数时，这种作法使边界层人为地变成湍流，从而阻力下降，犹如 Reynolds 数增加时发生的情形一样。图 2.24 和 2.25 的烟流照片清晰地显示出圆球尾迹的范围：在亚临

界流态,尾迹宽,阻力大;在超临界流态,尾迹窄,阻力小,其中后一种流态是用 Prandtl 的“绊线”产生的。这些实验明确地证实了圆球阻力曲线的突变是由于边界层的作用,并且是由转捩引起的。

平板。零攻角平板上边界层的转捩在一定程度上比钝头体的要容易理解。J. M. Burgers^[6], B. G. van der Hegge Zijnen^[41] 首先研究了平板边界层的转捩过程,此后 M. Hansen 以及 M. L. Dryden^[16,17,18] 作了更深入的研究。根据第七章,平板边界层厚度的增长正比于 $\sqrt{x}$,此处 x 表示离前缘的距离。前缘附近的边界层总是层流¹⁾,在下游才变成湍流。对具有尖前缘的平板,在通常的气流条件下(即湍流度 $T \approx 0.5\%$),转捩发生在离前缘为 x 处,由下式决定:

$$R_{x,\text{crit}} = \left(\frac{U_\infty x}{\nu} \right)_{\text{crit}} = 3.5 \times 10^5 \text{ 至 } 10^6.$$

和管内流动一样,对于平板,如果是无扰动的外流(非常低的湍流度),临界 Reynolds 数可以提高,参见第十二章 d2。

研究边界层内的速度分布最容易觉察出它的转捩。如从图 2.23 中看到的,边界层厚度突然增加明显地标志着它的转捩。在层流边界层中,无量纲边界层厚度 $\delta/\sqrt{\nu x/U_\infty}$ 保持不变,并且近似地等于 5。在图 2.23 中已经画出了无量纲边界层厚度随长度 Reynolds 数 $R_x = U_\infty x/\nu$ 变化的曲线,当 $R_x > 3.2 \times 10^5$ 时,边界层厚度的突然增加清晰可见,转捩还包含着速度分布曲线形状的显著变化。以 G. B. Schubauer 和 P. S. Klebanoff^[83] 在湍流度非常低的流动中进行的测量为基础,在图 16.4 中画出了转捩区中速度剖面的变化。可以看到,在该情形下,转捩区从 Reynolds 数约为 $R_x = 3 \times 10^6$ 延伸至 4×10^6 。在这个范围内,边界层速度剖面从充分发展的层流剖面(如 Blasius 计算的那样)变成充分发展的湍流剖面(见第二十一章)。如图 16.5 所示,形状因子

1) 假定没有前缘分离,如果不采取预防措施来抑制的话,有限厚度的平板可能发生前缘分离,这些留到以后予以解释。

$H_{12} = \delta_1/\delta_2$ 在转换过程中减小很多,其中 δ_1 表示位移厚度, δ_2 是动量厚度. 在平板的情形下,形状因子从层流流态的 $H_{12} \approx 2.6$ 减小到湍流流态的 $H_{12} \approx 1.4$.

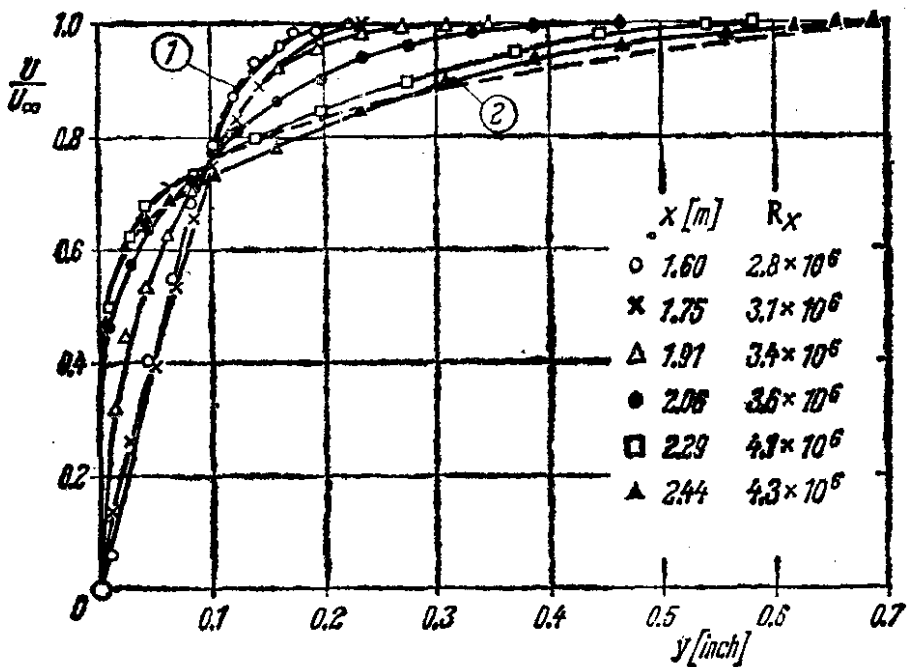


图 16.4 平板边界层转换区的速度剖面,根据 Schubauer 和 Klebanoff^[63] 的测量结果. (1)层流,Blasius 剖面;(2)湍流,1/7 次幂律, $\delta = 17\text{mm}(=1.36\text{in})$,外流速度 $U_\infty = 27\text{m/s}(89\text{ft/s})$;湍流度 $T = 0.03\%$

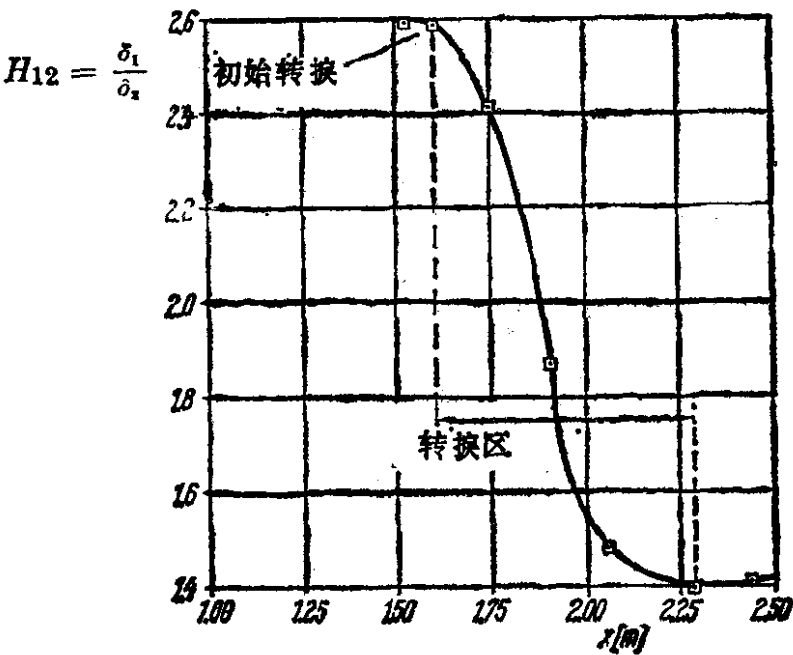


图 16.5 平板边界层转换区的形状因子 $H_{12} = \delta_1/\delta_2$, 根据 Schubauer 和 Klebanoff 的测量结果,引自文献[65]

利用转换区速度分布的这种变化可以方便地确定转换点，更确切地说是确定转换区，其原理可用图 16.6 来解释。一个总压管或者 Pitot 管平行于壁面移动，它离壁面的距离对应于层流和湍流速度相差最大的地方。当管子向下游移动穿过转换区时，它表示出总压或动压非常突然地增加。

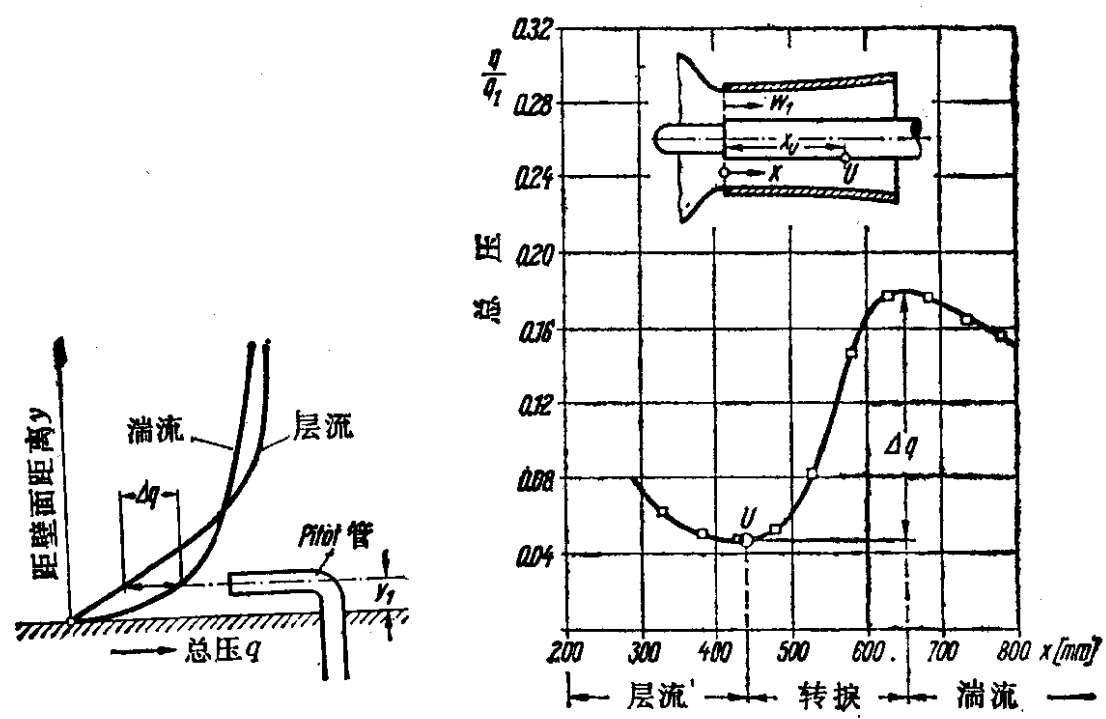


图 16.6 用总压管或 Pitot 管确定转换点位置方法的示意图

平板上的转换还涉及到流动阻力（即表面摩擦力）很大的变化。在层流中，表面摩擦力正比于速度的 1.5 次方（见式(7.33)），而在湍流中，则增加到 1.85 次方。W. Froude^[29] 在很久以前曾进行过高 Reynolds 数下平板的拖曳实验，证实了这一点。关于这方面，读者愿意的话，可以参考图 21.2。

H. W. Emmons^[25] 以及 G. B. Schubauer 和 P. S. Klebanoff^[83] 最近完成的实验表明，在平板情形下，转换过程也是间歇性的，构成一个层流流态和湍流流态的无规则序列。如在图 16.7 中所说明的那样，在边界层内的一个固定点上，突然产生一个形状不规则的小湍流区域（“湍斑”），它沿如图所示的楔形区域向下游运动。这种湍斑以无规则的时间间隔出现在平板随机分布的不同