

849393

512

1155

高等学校教材

河流动力学

河海大学 张书农 成都科学技术大学 华国祥 主编



水利电力出版社

5

512

1155

512
1155

高等学校教材

河 流 动 力 学

河海大学 张书农 成都科学技术大学 华国祥 主编

水利电力出版社

内 容 提 要

本书是根据高等学校陆地水文专业的教学要求而编写的教材。全书包括河道水流、河流泥沙基本特性、推移质运动、悬移质运动、沙波运动和动床阻力、河床演变、水库泥沙、河床变形数学模型和流域产沙共九章。对河流动力学这门学科作了系统、全面的介绍。

本书除适用于陆地水文专业作教材外，也可供其他专业师生及水利工程技术人员参考。

高等学校教材

河 流 动 力 学

河 海 大 学 张书农 主编
成 都 科 学 技 术 大 学 华国祥

*

水利电力出版社出版

(北京三里河路8号)

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

水利电力出版社印刷厂印刷

*

787×1092毫米 16开本 16.25印张 367千字

1988年6月第一版 1988年6月北京第一次印刷

印数0001—3110册 定价2.75元

ISBN 7-120-00309-7/TV·83

前 言

本教材是根据1983~1987年高等学校水利电力类专业教材编审出版规划的有关规定进行编写的。

《河流动力学》是陆地水文专业的一门技术基础课。开设该课程的目的是为了让学生了解有关河床演变以及泥沙运动的基础知识。本教材共分九章。第一章河道水流，阐述了河道水流的基本特性，紊流的形成和猝发现象，紊流的一般特性，紊动切应力，垂线流速分布，水流阻力及平均动能和紊动动能。第二章河流泥沙基本特性，讲述了泥沙的物理特性，细颗粒泥沙表面的物理化学性质，浑水基本特性，泥沙沉速和泥沙分类。第三章推移质运动，除介绍均匀沙的起动和输沙率外，还介绍了近代发展的非均匀沙的起动和输沙率的研究，并对山区河流卵石推移质运动作了分析。第四章悬移质运动，先提出扩散概念和重力理论，再阐述各种悬沙输沙率和挟沙能力公式，以及含沙量沿程变化的计算和全沙输沙率的计算方法，最后选择了几个有关悬移质输送的问题作了介绍。第五章沙波运动和动床阻力，阐述了沙波的形成和分类，并说明了流速、水深和泥沙运动对沙纹、沙垄和逆行沙垄的综合影响。在动床阻力方面，介绍了国内外几种常见的计算方法。第六章河床演变，阐述了顺直型、弯曲型、游荡型和汉道型河床的演变特征，介绍了河相关系和造床流量。第七章水库泥沙，描述了水库淤积的物理图形和水库淤积的初步估算方法。第八章河床变形数学模型，介绍了怎样应用数学模型来求解河流动力学问题。第九章流域产沙，介绍了泥沙的来源以及输沙比和产沙量的估算方法。

河流动力学是一门较为成熟但仍在继续发展的学科，涉及面较广。作为陆地水文专业的教材，篇幅不宜过大，只能介绍主要部分。

本教材各章的编写人为：绪论张书农，第一章郑文康，第二章褚君达，第三章华国祥，第四章张书农，第五章蔡名扬，第六章钟学正，第七章李耀中，第八章陈国祥，第九章姜淑芝。全书经集体讨论后由张书农、华国祥最后定稿。

本教材审稿人为清华大学夏震寰教授和武汉水利电力学院谢鉴衡教授。

对于书中的缺点和错误，希望读者批评指正。

张书农

华国祥

1985年8月

目 录

前言	
绪论	1
第一章 河道水流	3
第一节 河道水流的一般特性	3
第二节 紊流的形成和猝发现象	5
第三节 紊流的一般特性	8
第四节 紊动切应力	14
第五节 明渠水流沿垂线的流速分布	18
第六节 明渠水流中的阻力	26
第七节 明渠水流中能量的内在结构	33
参考文献	42
第二章 河流泥沙的基本特性	44
第一节 泥沙的物理特性	44
第二节 细颗粒泥沙表面的物理化学性质	49
第三节 浑水的基本特性	52
第四节 泥沙的沉降速度	58
第五节 河流泥沙的几种分类	66
参考文献	70
第三章 推移质运动	73
第一节 泥沙的起动	73
第二节 推移质输沙率	90
参考文献	110
第四章 悬移质运动	112
第一节 水流中物质的扩散	112
第二节 悬移质的垂向分布	116
第三节 悬移质输沙率	120
第四节 水流挟沙能力	123
第五节 含沙量的沿程变化	127
第六节 全输沙率	130
第七节 悬移质泥沙研究存在的问题	135
参考文献	146
第五章 沙波运动与动床阻力	149
第一节 沙波运动	149
第二节 动床阻力	157

参考文献	164
第六章 河床演变	165
第一节 河床演变的一般概念	165
第二节 冲积河流的河床演变	168
第三节 河相关系	178
第四节 山区河流的河床演变	187
参考文献	193
第七章 水库泥沙的冲淤变化及初步估算	194
第一节 入库泥沙量	194
第二节 水库淤积	196
第三节 下游冲刷	209
第四节 水库异重流	211
参考文献	216
第八章 河床变形的数学模型	217
第一节 一维水沙计算模型	217
第二节 二维水沙计算模型	234
参考文献	239
第九章 流域产沙	240
第一节 泥沙来源分析	240
第二节 河流泥沙的输移比	245
第三节 流域产沙量的估算方法	247
第四节 流域上洪水产沙模型和计算	249
参考文献	252

绪 论

《史记·河渠书》上记载：“蜀守冰凿离碓辟沫水之害。穿二江成都之中。此渠皆可行舟，有余则用溉浸，百姓殫其利。至于所过，往往引其水，益用溉。田畴之渠以万亿计，然莫足数也”。这是都江堰2200年前的情况。

公元9年王莽时代，张戎指出了水流速度与淤沙的关系。1565~1677年间，潘季驯、靳辅提出“筑堤束水，籍水攻沙”的治河原则。

人们总认为莱茵河是一条得天独厚的河流，但考查一下史料便知，该河原是一条游荡性河流。杜拉(J.G.Tulla)于1822年提出了莱茵河卡尔斯路(Karlsruhe)上游段的整治规划。工程完成以后才变得像是一条人工开凿的渠道。

1882年法格(M.Fargue)提出了河流整治原则，并在法国的几条河流上进行实施，成效显著。1909年弗拉蒙(A.Flamont)编写的水力学，有1/3的篇幅介绍了河流动力学的研究情况。

德国的恩格斯(H.Engels)教授于1914年出版了《水工学》(上、下册)一书，其中第三章河工学总结了德国和法国的治河经验。并于1931年1月接受我国政府的委托在明兴(Miinchen)大学水工研究所做黄河河工模型试验。这项工作是我国水利界前辈李仪祉先生与恩格斯教授共同制定方案并得到当时的政府批准的。参加具体工作的是李赋都先生。

从此以后，河流动力学的研究进入实验阶段。瑞士的梅尔彼得(E.Meyer Peter)教授于1934年做了推移质的实验研究。接着，他的学生爱因斯坦(H.A.Einstein)(后移居美国)于1942年发表了底沙输沙率公式。我国的钱宁教授在他的指导下做了不少研究工作，并于1983年、1986年编写了《泥沙运动力学》和《河床演变学》两本巨著，书中总结了两位老师的贡献。美国的范诺尼(V.A.Vanoni)专攻细颗粒泥沙的运动规律，做了大量水槽试验，在该领域也是一位权威。

苏联在该领域也有几位著名的教授，如费立加诺夫(M.A.Великанов)、马加维也夫(B.M.Маккавеев)和冈加洛夫(B.H.Гончаров)等。解放初期我国政府曾派遣几位人员向他们学习。他们中有些人取得了较大的成就，如塞国仁教授和谢鉴衡教授等。

解放后，我国不少单位也开展了这方面的研究工作并取得了许多成就。与此同时，还培养了一批这方面的科研人员。如清华大学、武汉水利电力学院、河海大学、成都科技大学、水利水电科学研究院、南京水利科学研究院、长江水利科学研究院和黄河水利委员会水利科学研究所等单位都有一批造诣较深的教授、学者从事该领域的研究工作。有些研究成果对治理我国的多沙河流(如黄河)和解决某些工程的泥沙问题起到了重要的作用。

总的说来，河流动力学是一门既古老又年轻的学科。说它古老，是因为它有着较长的历史和比较成熟的理论；说它年轻，是因为该学科还有许多问题至今没有为人们所解决。

现举几个例子如下：

(1) 基本理论问题。水流中添加了泥沙以后，紊动能的产生和耗散如何？细泥沙和粗泥沙对水流的紊动有无不同影响？

(2) 测验问题。试验室和现场测试需要更为精确的仪器，这些仪器如何研制？

(3) 数学模型。紊流运动的数学模型如何建立？

如此等等，都有待同学们进一步去研究、去探索。

第一章 河道水流

河道中的水体是在重力作用下，克服阻力而运动的。在不同的边界条件下形成不同的流动状态，在动床上还可形成浑水的流动。本章将分析河道中清水水流的一些基本特性以及紊流的形成和特性。对于与河流中的泥沙运动有直接关系的紊动切应力及其流速分布，将作较详细的讨论。在此基础上，再研究河道二元流的水流阻力，并对空间阻力问题的目前研究成果作些介绍。应用能量平衡原理是分析挟沙水流运动的基本方法之一，本章最后还将讲述清水水流在垂线上各种能量的平衡关系。

第一节 河道水流的一般特性

河流是河道和水流两部分相互作用下的水流运动。河道是水流运动的固体边界，一般由泥土、砂粒、卵石和顽石等组成，统称为泥沙，有些局部流段也可以是不能动的基岩。水流在河道上运动，在一定条件下，河道上的泥沙也要运动，并因不同的水流条件形成不同的河床形态，河床形态的变化也改变了对水流的阻力，从而又影响到水流的运动。此外，由水流推动的泥沙也可能被掀起而扩散到水流中，在河道上形成水和沙（即液相与固相）相混合的挟沙水流（两相流）。这种浑水的运动规律与清水运动不完全相同。

河道的平面形态常常是弯曲蜿蜒的，横断面的大小和形状沿程变化。河床纵剖面起伏不平，平均底坡也是沿程变化的。河道水位、流量、比降等因素常常是随时而变，也就是非恒定流动。

河弯水流是河道中常见的水流现象，这是一种三元流动。在河弯处，由于离心惯性力和重力的联合作用，形成水面的横向比降，水流除沿河道的纵向流动外，在横断面上还有横向和垂向的运动，在横断面上看像是环流，而从整个河道水流来看，实际上是横向运动与纵向运动结合的螺旋流（图1-1-1），这是河弯水流的重要特性。在螺旋流作用下，河弯的凹岸受到冲刷，并将泥沙带到凸岸淤积下来。

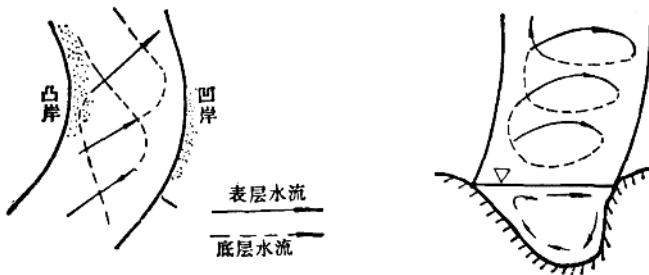


图 1-1-1 河弯环流

在比较顺直的河段中，当流量随时间变化较剧烈时，也常常产生较微弱的环流，又称次生流，如图1-1-2所示。河流涨水时，两岸水位低于断面中间水位，产生河底水流向两岸分散的两个环流，又称分散流。此时河底冲刷，两岸淤积。相反，当河流退水时，则产生向河底聚集的两个微弱环流，又称集合流，此时两岸发生冲刷，中间淤积。此外，在比较宽浅的河道中也会出现成对的次生环流，如图1-1-3所示。

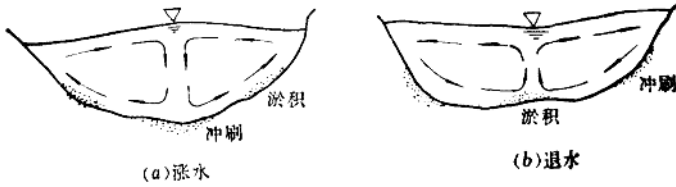


图 1-1-2 流量急剧变化时的环流



图 1-1-3 宽浅河道中的环流

当河道在平面上突然扩展时，在两侧要形成竖轴回流，回流区不通过流量，而要消耗水流能量，当水流挟沙时，在两侧也可能发生淤积。

在河道中，河床和岸壁一般是由大小不同的泥沙组成，也就是说，河道的周壁都是相当粗糙的。而河道中的水流雷诺数很大，除了局部流区外，其雷诺数都超过临界值，故一般都为紊流。水流的紊动要增加能量的消耗。同时，紊动又具有扩散性，在其运动过程中，紊动扩散伴随着水流的能量、动量、热量以及质量的传递作用。例如，由于紊动剪切作用，河道周界上泥沙被冲刷并扩散到水流中从而形成挟沙水流。

在紊动的水流内，存在着不同尺度的紊动涡体，简称为涡体（或涡漩）。这是因为水流运动总是存在着流速梯度，以及边壁粗糙和其它局部分离，使水流内部不断产生尺度不同的涡体，这些涡体不断旋转，并向四周扩散，使水流中充满各种尺度的涡体。柯尔莫戈洛夫（A.Н.Колмогоров）曾作过这样的假想：紊流中的涡体分为大尺度、中等尺度和小尺度三种，大尺度涡体在紊动混掺过程中，由于本身的不稳定又分解为次一级即中等尺度的涡体，这种涡体在运动中还是不够稳定的，因而继续分解为小尺度涡体，一直分解到最小涡体。此后，这种涡体的运动能量通过粘滞作用而消耗完毕，涡体也就随之消失。

大尺度涡体的脉动频率低、周期长（图1-1-4），并是各向异性的（即在一点上三个方向的紊动特征值不等）。小尺度涡体具有高频率、短周期，各向同性的特征。因为大尺度涡体在分解过程中强烈的掺混作用，使其原来的各向异性的影响愈来愈小，当分解为小涡体时就接近于各向同性了。在整个紊流中具有各种尺度的涡体，因而也存在各种不同频率的紊动，所以紊流具有连续的频率谱。

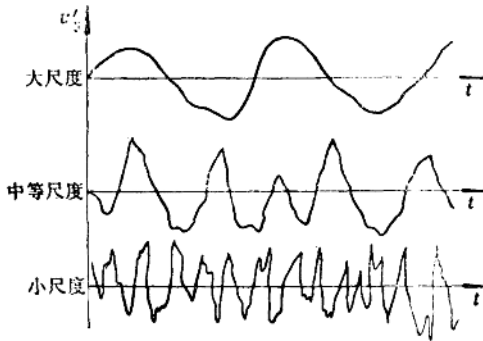


图 1-1-4 不同尺度涡旋的紊动示意图

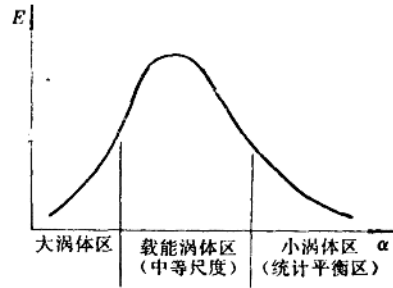


图 1-1-5 各种涡体的含能情况

从能量的传递来看，由于大涡体的不稳定性，在运动过程中不断分解，因而将大部分能量在分解过程中传递给中等涡体，其本身含能量不是最多的。中等涡体的含能最多，就象储蓄能量的“仓库”，亦称载能涡体，这种涡体在分解时又将能量传给小尺度涡体。小涡体通过高频率的紊动，其能量因克服粘性阻力转变为热能而消耗，故小涡体消耗能量最大。图1-1-5为各种尺度涡体含能示意图，图中 $E(\alpha)$ 表示能谱函数，其定义为

$$\overline{u'^2} = \int_0^\infty E(\alpha) d\alpha \quad (1-1-1)$$

$\overline{u'^2}$ 为脉动流速（分量）均方值，它反映涡体紊动能量的大小； α 为涡体紊动波数，是紊动频率与时均流速之比，对于高频率的小尺度涡体 α 大，大尺度涡体 α 小，图中反映不同尺度（不同波数）涡体的含能大致情况。

柯尔莫戈洛夫认为，各向同性的小尺度涡体的特性仅取决于流体的粘滞性和能耗率，而与外界条件（边界几何尺寸，水流形态等）无关。他根据量纲分析得到小涡体区（统计平衡区）的涡体尺度为

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (1-1-2)$$

式中 ν 为运动粘滞系数， ε 为单位质量水体在单位时间内的能耗（即能耗率，其物理意义和表达式见本章第七节）。

不同尺度的涡体，由于其不同的紊动特性，在传递和消耗能量中起着不同的作用。有人认为，紊流本身的过程似乎主要受小尺度和中等尺度涡体的影响，而河床变形主要与大尺度涡体有关。关于不同尺度涡体的特性和作用，至今还没有满意的论述，可参阅有关论著^{[1][1][2]}。

第二节 紊流的形成和猝发现象

当河道中水流受到局部扰动时，流线会发生弯曲。于是在这些相邻的流线之间，有些地方流线分散，有些地方流线密集。流线分散处流速低，压强大，密集处流速高，压强

小，形成压力差（垂直于流线方向）。压力差使得流线进一步扭曲，进而压力差增大，使扭曲不断发展。最后，破碎成离散的水体涡漩。所形成的涡漩与其周围具有一定流速分布的水流相互作用，涡漩上部速度与当地流速方向一致，质点速度增大。涡漩下部则相反，质点速度减小。根据伯诺里原理，在涡漩上下将形成一个向上的压力差，即 Magnus 效应，使涡漩上升扩散。这种扩散使不同流层间的水体动量发生交换，形成水流脉动，继而发展成紊动水流。

此外，河道的周界都有一定的粗糙，当流速达到某一值时，粗糙凸出体（如沙粒、沙波等）的背后，水流发生分离而形成漩涡，这种漩涡在随水流运动的过程中，也向水中扩散。水流沿整个河道周界流动，将不断产生漩涡，这也是水流紊动的一种紊源。

水流中局部地方发生紊动（紊动点），并不一定使整个水流形成紊流。当流速和相应雷诺数较小时，水流粘性的稳定作用超过涡漩紊动的惯性，使紊动受到抑制，则涡漩紊动逐渐衰减以致最后消失，这时的局部紊动不会形成紊流，流动是稳定的。当水流雷诺数超过某一数值后，任何微小扰动（紊动）将随时间不断增长扩大，致使层流失去稳定，继而使整个水流转变为紊动水流。

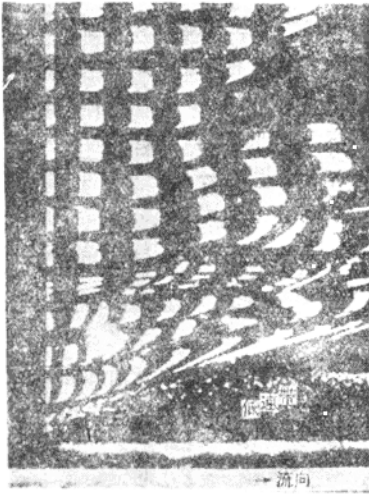


图 1-2-1 氢泡移动的形象

随着实验技术的提高，对紊流的形成及其内部结构有了更深入的了解。克拉恩 (S·J·Kline) 等人用氢气泡的量测技术观察紊流，发现水流中的猝发现象。图 1-2-1 的照片内所看到的白色格子就是水流中氢气泡移动的形象。根据脉冲时间间隔及氢泡间距，可确定垂线上各点的瞬时流速。脉冲时间一定，间距愈大，流速愈大。由照片可大致看出流速的分布情况，并可了解紊流的形成和发展。目前的实验技术还不能确切地揭示紊流内部的各种关系，也不能建立紊流要素的定量关系式，而只能对某些现象作出定性的说明。

从大量的实验观察到：在近壁的粘性底层平面上相间地存在着低速带和高速带，并在顺流运动中，不断发生低速带的上升和高速流体“清扫”边壁的现象。在图 1-2-1 中，靠近上部的氢泡间距大，流速大；越接近底部，流速越小，并可看到底部低速区沿流向逐渐上升扩大。这股低速水体上升，挤压上部流体，在界面附近氢泡下部受到低速带水体的滞阻而发生弯曲，氢泡上部流速大，下部流速小。图 1-2-1 是低速带上升时所拍摄的照片^[5]。

图 1-2-2 是克拉恩等人用氢泡法在距槽底的无因次距离 $yU_* / \nu = 5$ 处测得的瞬时流速沿横向的分布^[1]。图中 u_x 、 u_y 分别代表纵向和横向瞬时流速， \bar{u} 代表纵向时均流速， z 为距侧壁的距离， y 为距槽底的距离， U_* 为摩擦流速。该图表明瞬时流速 (u_x 、 u_y) 的分布是不均匀的，总的趋势是反映了低速带与高速带的相间排列，其间距也不均等，平均间距 λ 大约满足 $\lambda U_* / \nu \approx 100$ 。实测图示也表明在粘性底层名义厚度 δ （过去有称层流底层，

其无因次厚度为 $\delta U_* / \nu = 11.6$)内不仅有纵向流速在变化, 而且还有横向流速的变化, 并且是瞬变的。说明该底层内的流动是三元的, 也存在着紊动现象。

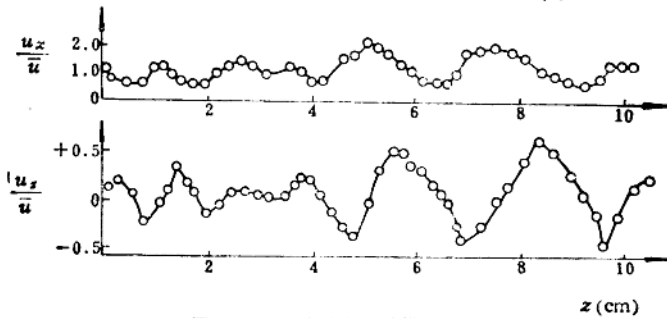


图 1-2-2 瞬时流速沿横向的分布

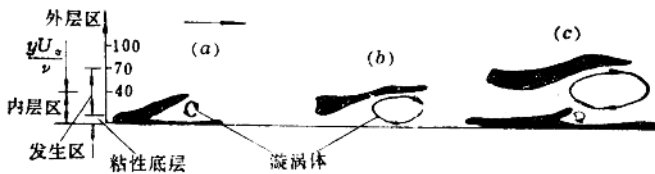


图 1-2-3 猝发过程形成示意图

边壁的低速带在顺流运动过程中, 不时被逐步举离边壁, 头部上升, 离边壁一定距离, 其下部形成漩涡, 在运移中漩涡不断增大。该漩涡与当地流速结合, 使上部质点加速, 压力减小。而下部质点减速, 压力增大, 产生向上压差, 漩涡不断上举扩大, 同时将低速带不断上举, 其过程如图1-2-3所示^[1]。

低速带具有较低的纵向流速, 当上举时, 其周围流体的速度较它为高, 因此瞬时纵向流速分布出现拐点, 如图1-2-4中的曲线a。在拐点A附近的流体形成强大的剪切作用, 流动表现出不稳定, 导致激烈的振动。实验得出, 该区域大致在 $yU_* / \nu = 8 \sim 10$ 范围内。在低速带继续上升与高速流体不断混掺中, 振动继续增加, 出现强烈的紊动, 氢泡流动图形上显示出扭曲和崩解, 形成紊动体(涡漩)。该现象大都发生在 $yU_* / \nu = 10 \sim 30$ 的区域内。同时, 实验中还可观察到上方主流区(约在 $yU_* / \nu = 20 \sim 200$ 范围内)的高速流体乘低速带上升之机, 向边壁流区进行“清扫”, 到达边壁附近的高速流体, 受到边壁流层的粘滞作用, 迅速减速, 与其周围低速流体发生剧烈的混掺和紊

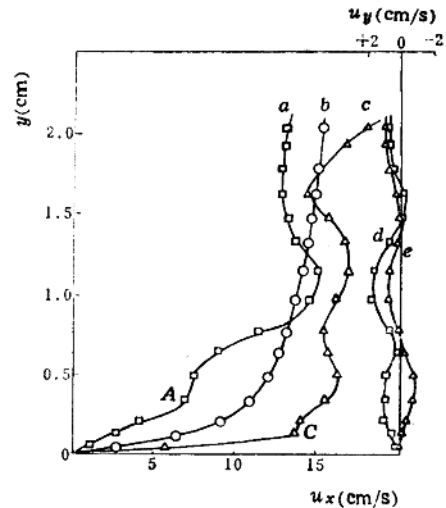


图 1-2-4 氢泡法实测沿垂线的瞬时和时均流速
a—低速带上举时的 u_x ; b—时均流速 \bar{u}_x ; c—高速带“清扫”时的 u_x ; d—低速带上举时的 u_y ; e—高速带“清扫”时的 u_y

动,并向两侧扩散(图1-2-2中的 u_x 分布),形成边壁流层内的紊动体。此时的纵向和横向流速沿垂向分布见图1-2-4中的 c 、 e 曲线。由 c 线可以看出,高速流体的清扫可深入到离边壁很近的C点(距边壁约0.1cm,在粘性底层附近)以内。

当低速带继续向下游运动,漩涡经过下一个低速带时(图1-2-3c),由于上部漩涡作用,下部低速带形成一个上下压力差,造成上举状态,接着就开始发生一次新的低速带上升及形成新的漩涡,其发展与前述相似。

包含有低速带上升、增大和崩解,以及高速流体向边壁的“清扫”,同时向两侧扩散和混掺,整个过程称为猝发。一个猝发过程完后,又有新的过程发生。但这些过程和现象在时间和空间上并不完全是周期性的,只能说是准周期性,或者说是循环性。关于猝发的各阶段间,每次猝发过程之间的内在联系及相互影响等,目前还不能全面地得到揭示。关于崩解和初始紊动体的形成机理等也还有争论。上面现象的分析还不是统一的认识,有待于更多实验来补充和论证。

由猝发过程可看出,在低速带上升和崩解时,由于流速分布形成拐点,流速梯度极大,造成当地很大的紊动切应力。格拉斯(A·J·Grass)^[5]的实验得到最大雷诺应力可达当地平均雷诺应力的5倍。高速流体向边壁的清扫也会产生很大的紊动应力。有人估计约有70%的雷诺应力是由低速带上升过程所产生,其余部份是由高速流体向边壁清扫时所引起。根据这些实验的观测,猝发过程是边壁附近产生紊动及紊动的能量和动量传递的主要形式。

猝发现象显然对边壁的泥沙有直接的影响。由于边壁低速带上升和高速流体对边壁的清扫,使粘性底层内的流体产生强烈的扰动。如果泥沙颗粒粒径小于粘性底层的厚度,过去认为这些泥沙将受到该底层的掩盖,紊动不会扰动底层内的泥沙。而猝发所揭示的现象表明,高速流体向边壁清扫时要扰动粘性底层内的泥沙,并向两侧扩散到低速带,而当低速带及其下面的漩涡上举时,有些泥沙也象漩涡一样被举离床面带到上部主流中去。格拉斯曾在光滑的黑色槽底上铺以粒径为0.1mm的白色泥沙,当高速流体清扫底壁时,将泥沙冲向两侧,露出黑色槽底,床面形成沿流向的黑白相间的条带。试验时, $\nu=0.0125\text{cm}^2/\text{s}$, $U_* = 2.13\text{cm/s}$,则粘性底层名义厚度 $\delta = 11.6\nu/U_* = 0.068\text{cm} = 0.68\text{mm}$,大于泥沙粒径。即使是粘性底层厚度(其定义见后) $\delta' = 5\nu/U_* = 0.29\text{mm}$,也大于泥沙粒径。该实验说明扰动已深入到粘性底层内,槽底泥沙被冲成黑白条带的现象只有用猝发过程才能作出解释。

第三节 紊流的一般特性

一、流速的脉动

流速场中,任一点的瞬时流速可分解为沿 x 、 y 、 z 三方向的分速 u_x 、 u_y 、 u_z 。将时段内的瞬时流速进行时间平均,得点的时均分速 \bar{u}_x 、 \bar{u}_y 、 \bar{u}_z 。瞬时流速与时均流速之差为脉动流速,其分速以 u'_x 、 u'_y 、 u'_z 表示,其值可正可负。三种流速的关系为

$$u_x = \bar{u}_x + u'_x, \quad u_y = \bar{u}_y + u'_y, \quad u_z = \bar{u}_z + u'_z \quad (1-3-1)$$

对任一点的瞬时流速或脉动流速进行统计分析是研究流速脉动规律的一种基本方法。

图1-3-1(b)为某河流实测纵向脉动流速 (u'_x) 的统计分布。河流断面平均流速为0.78 m/s, 水力半径为0.81m, 测点位置如图1-3-1(a)所示。图中测点1离侧壁20cm, 离水面15cm, 实测各脉动流速的出现次数绘成图1-3-1(b)中的阶梯形图线。由图看出, 总的趋势是脉动流速愈大出现次数愈多, 反之, 出现次数愈少。如将各脉动流速出现次数除以总的测次, 则得各脉动流速的出现频率, 如测次增加得很多, 就成为连续的随机变量, 则可绘成频率曲线。测点1的频率曲线如图中的实线。测点2离侧壁10cm, 离底面15cm。测点3离侧壁35cm, 离底面25cm, 其频率曲线分别都以虚线表示于图中。由图看出, 测点1的频率曲线为瘦长型, 相对说来, 它的脉动流速(平均情况)要小些, 这是因为它离水面近, 离边壁远。测点2的频率曲线为矮胖型, 说明其脉动流速大(平均情况), 因为它离侧壁和底面都较近。测点3的情况居中。所以, 通过绘制频率曲线可反映出水流脉动的强弱。

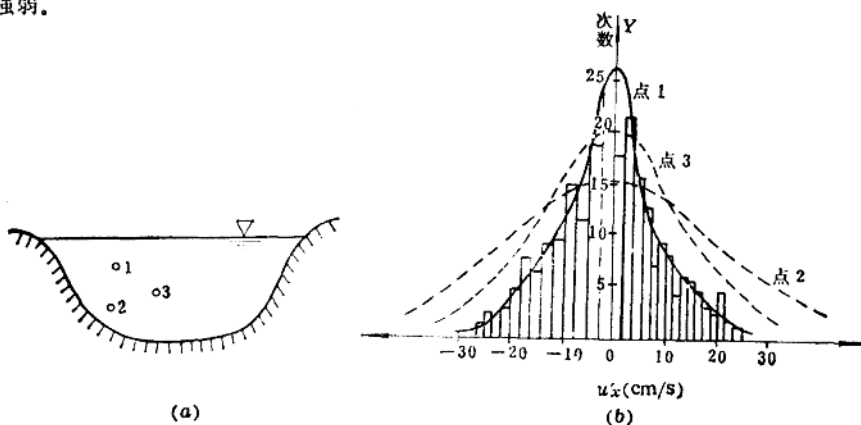


图 1-3-1 实测河流脉动流速频率分布

根据实验, 脉动流速符合高斯正态分布, 用下式表示

$$Y = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{u'_x{}^2}{2\sigma^2}} \quad (1-3-2)$$

式中 Y 为 u'_x 的频率密度, σ 为均方差, 其值为 $\sqrt{u'_x{}^2}$, 相应于分布曲线上曲率转弯点的脉动流速。其它脉动流速分量的频率同样可用上式表示。

二、脉动强度

水流中某一点的脉动强度通常用脉动流速的均方根来表示。即在水流中一定点, 在某一时段内实测 n 次脉动流速值, 将每次脉动值平方后, 再对其进行时间平均, 然后开方而得。一点在 x 、 y 、 z 三个方向的脉动强度分量(脉强分量)分别表示为

$$\sigma_{u'_x} = \sqrt{u'_x{}^2}, \quad \sigma_{u'_y} = \sqrt{u'_y{}^2}, \quad \sigma_{u'_z} = \sqrt{u'_z{}^2} \quad (1-3-3)$$

点的脉动强度为

$$T = \sqrt{\frac{1}{3}(\overline{u_x'^2} + \overline{u_y'^2} + \overline{u_z'^2})} \quad (1-3-4)$$

如果紊流中任一点各方向脉动强度分量相等, 称为各向同性紊流, 即

$$\overline{u_x'^2} = \overline{u_y'^2} = \overline{u_z'^2} \quad (1-3-5)$$

此时紊流切应力 $\tau = -\rho \overline{u_x' u_y'} = -\rho \overline{u_y' u_x'} = -\rho \overline{u_y' u_z'}$ 应该等于零。各向同性紊流是一种理想紊流, 只是在明渠的近水面处、管流中心及网栅后的流动可达到近似的同性紊流。明渠紊流不是各向同性, 但是对于小尺度涡旋, 可以认为是局部“各向同性”。

在实际应用中, 也可用相对脉动强度来表示, 即脉动强度分量比以垂线平均纵向流速 ($\sigma_{u_x'}/U$), 或比以垂线最大流速 ($\sigma_{u_x'}/u_{max}$), 或比以摩阻流速 ($\sigma_{u_x'}/U_*$), 其它分量亦可类似表示。下面介绍一些实验室测得的气流和水流的脉动强度资料, 作为一般了解河道紊流特性的参考。

图 1-3-2 为德国哥廷根 (Göttingen) 实验室雷查特 (H.Reichardt) 在宽 1 m、高 24.4cm 的方形管气流中测得的脉强^[6] 以及明斯基 (E.M. Минский) 在宽 2m、深 1.25 m、长 10m 水槽, 20×120cm 方管和直径 24cm 圆管中的水流试验测得的脉强分布^[7]。图中 h 为水深, 或方管的半高, 或圆管的半径, y 为距槽底 (管壁) 的距离。

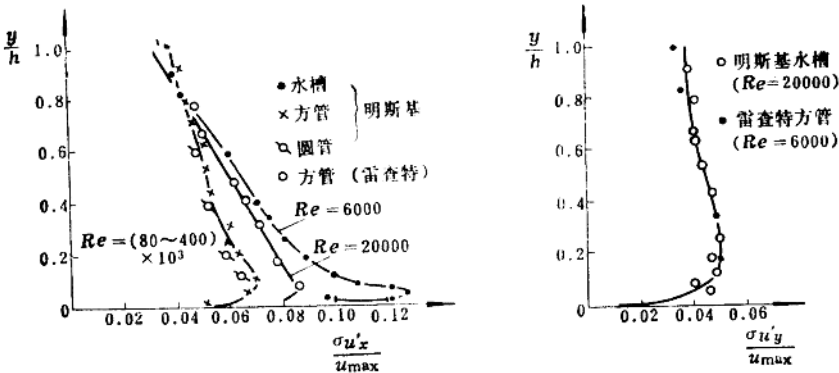


图 1-3-2 纵向和垂向相对脉强分布

从这些资料中, 可得到一些定性的概念:

(1) 在离边壁不远处 (约 $y/h=0.02\sim 0.03$), 纵向脉强 $\sigma_{u_x'}$ 达到最大值, 随着向管中心和水面的靠近脉强逐渐递减。

(2) $\sigma_{u_y'}$ 与 $\sigma_{u_x'}$ 沿垂线变化趋势相似, 但其变幅和数值都比 $\sigma_{u_x'}$ 为小, 接近常数。 $\sigma_{u_z'}$ 与 $\sigma_{u_x'}$ 变化相似。

(3) 根据雷查特的多组试验资料分析表明, 相对脉强随雷诺数的增加而减少, 这说明纵向脉强的增长比平均流速增长为慢。但是对垂向脉强影响不显著。

格拉斯^[5]曾在长10m, 宽25cm、水深5cm的水槽中, 进行了光滑、过渡(槽底为2mm沙粒)、粗糙(槽底为9mm砾石)三种槽底的水流试验, 测得相对脉强如图1-3-3所示。

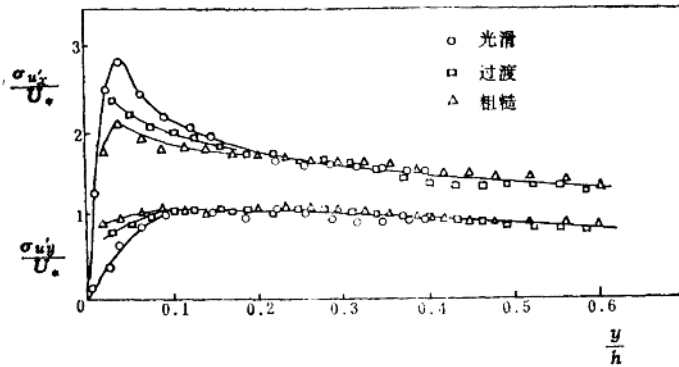


图 1-3-3 不同粗糙槽底的相对脉强分布

该资料除了进一步阐明前述的紊动特性外, 还说明边壁粗糙对脉强的影响主要在近边壁区, 对主流区没有什么影响。边壁愈粗糙, 边壁区的纵向脉动愈小, 而垂向脉强增大。这点可用猝发现象作如下解释: 在高速流体清扫边壁时, 粗糙边壁的形状阻力使纵向流速较快地减缓下来, 从而减弱纵向脉强。而由于连续条件的要求, 则垂向脉强就要增强, 此外, 由于糙壁使低速带上升的角度加大, 从而增强了垂向脉动强度分量。

雷查特根据实际资料, 认为壁面附近的脉强可近似按下式计算

$$\sigma_{u'_x} \approx 2U_*, \quad \sigma_{u'_y} \approx U_* \quad (1-3-6)$$

该数值与格拉斯资料也较接近。由于垂向脉强在整个垂线上变化都不大, 因此垂线各点都可近似按上式计算。

沙凡奈夫(Ф.С.Совенав)曾在光滑水槽中测得垂线上的平均垂向脉强为

$$\bar{\sigma}_{u'_y} = \frac{0.078}{h^{0.32}} U \quad (1-3-7)$$

式中 h 为水深(m), U 为垂线平均纵向时均流速(m/s), 该式可用于近似计算。

此外, 脉动强度也有用脉动流速绝对值的时均 $\overline{|u'|}$ 来表示的, 它与前述的脉动强度($\sigma_{u'}$)的关系(根据高斯正态分布的特性)为

$$\overline{|u'_x|} \approx 0.8\sigma_{u'_x}, \quad \overline{|u'_y|} \approx 0.8\sigma_{u'_y}, \quad \overline{|u'_z|} \approx 0.8\sigma_{u'_z} \quad (1-3-8)$$

上述资料都是在恒定均匀流中测得, 对于非均匀的恒定紊流实测资料很少, 一般地说, 对于断面扩大的流段, 沿流压强增大, 脉动强度增强。断面收缩段, 沿流压强减少, 脉强减弱。

当水流挟带泥沙时, 随含沙量多少, 脉强将会发生一定变化。

三、涡漩尺度

在紊流中, 存在着各种不同尺度的涡漩, 各种涡漩具有不同的作用和紊动特性, 其大