

## 绪 论

人类为了发展生产，从很早的时候起，便不断与江河进行斗争。在长期斗争中，逐渐积累了这方面的知识，并使之系统化。首先是关于整治河道的工程技术方面的系统知识，其次是关于河道演变发展的运动规律方面的系统知识。前者属于治河工程学的范围，后者属于河流动力学的范畴。

河流是水流与河床在地球物理诸自然因素及人类活动的影响下交互作用的产物。

在水流与河床交互作用的过程中，许多情况下，泥沙运动起着纽带作用。换句话说，水流与河床的交互作用，在许多情况下，要通过泥沙运动体现出来。例如，在一种情况下，通过泥沙的淤积，使河床抬高；而在另一种情况下，通过泥沙的冲刷，使河床降低。事实上，泥沙有时可能是河床的组成部分，而有时又是河水（浑水）的组成部分；在运动过程中，从矛盾的一个方面转化到矛盾的另一方面。泥沙在水流与河床的交互关系中的这种纽带作用，使得关于泥沙运动基本规律的研究成为河流泥沙动力学的核心。河流泥沙动力学的重要性也就从而体现出来。

水是具有粘滞性的牛顿流体，一般可以作均质的连续介质考虑。河道水流的流型多属阻力平方区紊流。

河道水流中的泥沙一般为散粒群体，在运动过程中，也常被视作连续介质。但如果沙粒在水流中的含量过低，不能作散粒群体看待，只能作散粒个体看待时，自然也就失去了作为连续介质考虑的可能性。不接受紊动扩散作用的散粒个体泥沙，在紊流中的运动迹线与接受紊动扩散作用的散粒体泥沙在水流中的运动迹线完全是两回事<sup>[1]</sup>。

水与泥沙的上述基本特性，决定了由水与泥沙结合组成的两相流，在运动过程中，既具有受力学支配的必然性，又具有受统计理论支配的随机性（或称偶然性，机遇性，或然性）。因此，在解决泥沙运动基本规律的时候，主要的理论工具是力学与统计理论。这是就主要研究对象而言的。至于有所关联的学科，那是比较多的，如：高含沙水流将涉及电化学和非牛顿液体，泥沙环境保护问题将涉及金属学，等等。

由于泥沙运动所涉及的物理量往往较多，边界条件往往复杂多变，要想利用少量的实际资料和简易的方式，构成正确表达某种泥沙运动规律的公式；或有了这样的公式，在运用中合理地规定有关的系数，比较妥善地处理边界条件，以至得到较确切的数值解，都远非易事。在这种情况下，采取的解决问题的手段，主要是在力学或统计理论的指导下，在实际资料的基础上，制成物理或数学模型，进行模拟试验，以求取得定性或定量的结果。

要使上述结果成为可靠的成果，还必须经过一次或多次反馈，得到实际资料的验证。验证是重要的步骤。它须起到“去粗取精，去伪存真；由表及里，由此及彼”的作用。

上述学习与研究河流泥沙动力学的方式和方法，对于其它力学可能同样适用。但是，本书编者感到，对于性质复杂，成熟不足的河流泥沙动力学的学习与研究来说，可能效益尤大。

包括河流泥沙动力学和河道演变学（或称河床演变学）在内的河流动力学<sup>[2]</sup> 它的母体，在欧美为水力学，属技术科学范畴；在前苏联常归诸地球物理学，属基础科学范畴。人们一般以劳斯（H. Rouse）<sup>[3]</sup>于 1938 年在第五次国际应用力学讨论会会刊发表著名的关于泥沙紊动扩散理论为河流动力学脱离母体，成为一门独立科学出生的标志。虽然事实是，在 1933 年，奥布莱恩（M. P. O'Brien）<sup>[4]</sup>已发表了内容实质与劳斯名著相类似的文章；而在 1931 年马卡维也夫（B. M. Макавеев）已有性质相近的文章出世<sup>[5]</sup>。综上，可以认为河流动力学以一种专门的学科问世，为时不过半个世纪。

在泥沙紊动扩散理论问世之初，很快受到广泛的注意。争论较多的问题有，在水流表层的含沙量是否为零，物质交换系数如何决定等。本书作者关于悬移沙垂线分布一文<sup>[6]</sup>，便是在这一问题讨论高潮中发表的。那一时期有关这方面的重要文献有：莱恩（E. W. Lane）<sup>[7]</sup>、多宾斯（W. E. Dobbins）<sup>[8]</sup>、范诺尼（V. A. Vanoni）<sup>[9]</sup>等的专著。

泥沙紊动扩散理论，实质上探讨的是悬移泥沙的连续律，即质量平衡问题，具体表现在二维恒定均匀流在平衡情况下悬移质含沙量沿垂线的分布。

关于泥沙能量平衡问题，在五六十年来讨论得比较热烈，主要成果如下。

50 年代，维利坎诺夫（M. A. Великанов）<sup>[10]</sup>提出重力理论以后，讨论活跃。虽然重力理论基础的坚实性不足，作为能量平衡的理论，难于成立<sup>[11]</sup>，但关于“悬浮功”这一概念的提出，很富启发性。拜格诺（R. A. Bagnold）的“自动悬浮”的论点<sup>[12]</sup>，以及本书作者关于“制紊假说”和悬移质水流挟沙力公式的提出<sup>[11]</sup>，重力理论起了催生作用。

在水、沙两相流的动力或动量平衡方面，尚缺受到广泛注意的系统理论成果或基本方程。可贵的是，拜格诺通过试验证明了在高浓度悬移质含量下，有横向扩散力存在<sup>[13]</sup>。

进入 70 年代以后，水沙两相流的基本方程问题逐渐为人所重视，无论国内国外，研究都较活跃<sup>[14~17]</sup>。可以预料，在今后一二十年中，河道水沙两相流的基本理论与基本方程，必将有一个新的发展。

前面曾经提到，在水沙两相流中，水及泥沙的运动每呈两面性：力学的必然性（确定性）与统计理论的随机性。在开始研究泥沙运动状态的时候，随机性被忽略。爱因斯坦（H. A. Einstein）<sup>[18]</sup>于 1936 年首先提出了这个运动特性，在泥沙起动及推移质运动过程中，强调了随机性。他在处理泥沙起动流速及推移质运动中，采取了一系列的假设（如：平床，拖曳力不起作用，沙粒运动形式限于跃移和沿垂线向上起跳，等等），令人怀疑的是，这样得到的推移质输沙率公式，是否还残存若干理论气息。但是，他发现并强调重视泥沙运动的随机性这一点，是值得称道的。我国韩其为等在理论与实践结合中发展了统计理论在泥沙运动中的应用范围，企图使之逐步成为泥沙运动各个主要方面统一的理论体系<sup>[19]</sup>。这种作法，在学科上自然是一种促进，是应该发扬的。

我们认为，泥沙运动的必然性方面与偶然性方面的结合，是客观存在的实际过程，因而组成实用于泥沙运动各个方面的理论体系，是完全可能的。应该明确的是，向往的目标是必然性与偶然性二者的结合，而不是在致力于偶然性的探讨中，却又将必然性搁置起来。那样做的结果，可能会以另一种片面性脱离实际。

## 参 考 文 献

- 1 张瑞瑾, 谢鉴衡, 王明甫, 黄金堂编著. 河流泥沙动力学. 北京: 水利电力出版社, 1989
- 2 武汉水利电力学院(张瑞瑾主编). 河流动力学. 北京: 中国工业出版社, 1961
- 3 Rouse H. Experiments on the Mechanics of Sediment Suspension, Proc., 5th International Congress for Applied Mechanics, 1938
- 4 O'Brien M P. Review of the Theory of Turbulent Flow and Its Relation to Sediment Transportation, Trans., Amer. Geophys. Union, Vol. 14, 1933
- 5 Макавсев В М. К теории турбулентного режима и взвешивания наносов, Известия, ГГИ, No. 32, 1931
- 6 张瑞瑾. 悬移泥沙在二度等速明流中的平衡情况下是怎样分布的. 新科学季刊. 第一卷第三期, 1950
- 7 Lane E W and A A Kalinske. Engineering Calculations of Suspended Sediment, Trans. Amer. Geophys. Union, 1941
- 8 Dobbins W E. Effect of Turbulence on Sedimentation, Trans. ASCE, Vol. 109, 1944
- 9 Vanoni V A. Transportation of Suspended Sediment by Water, Trans. ASCE, Vol. 111, 1946
- 10 Великанов М А. Динамика Руслowych Поточков, Том Первый и Второй, Государственное издательство технико—теоретической литературы, 1954 и 1955
- 11 张瑞瑾. 论重力理论兼论悬移质运动过程. 水利学报. 1963 (3)
- 12 Bagnold R A. Auto—Suspension of Transported Sediment; Turbidity Currents, Proc. of the Royal Society, Series A. No. 1322, Vo. 265, 1962
- 13 Bagnold R A. Experiments on a Gravity—free Dispersion of Large Solids Spheres in a Newtonian Fluid under Shear, Proc. of the Royal Society, Series A. No. 1160, Vol. 225, 1954
- 14 蔡树棠, 范正翹, 陈越南. 两相流基本方程. 应用数学和力学. 第七卷第 6 期, 1986
- 15 Hesroui G. Handbook of Multiphase System. U. S. A. 1982
- 16 刘大有. 两相流体动力学. 高等教育出版社. 1993
- 17 倪晋仁, 王光谦, 张红武著. 固液两相流基本理论及其最新应用. 北京: 科学出版社. 1991
- 18 Einstein, H A. Der Geschiebetrieb als Wahrscheinlichkeits Problem, Gebr Leemann & co. Zurich, 110P. 27 tables, 1936. 英文见: Bed Load Transport As a Probability Problem, Appendix C, "Sedimentation—Symposium to honor Prof. H A Einstein", 1972
- 19 韩其为, 何明民. 泥沙运动统计理论. 北京: 科学出版社. 1984

# 第一章 河流水力学基本概念简介

## 第一节 河道水流的基本特性

河道水流是在河谷地质、地貌与水文条件的作用下而构成它的特性的，人为因素也可能给予程度不同的影响。这种基本特性可以概括为以下几点。

### 一、河道水流的二相性

河流一般挟带泥沙，在任何时段中都完全不挟带泥沙的天然河流几乎没有。水系比重近于 1.0<sup>①</sup>、具有粘滞性和微弱的压缩性，可以视为连续介质的液体。泥沙系比重大于 1（常取 2.65 作为河流泥沙比重的代表值），除特殊情况外，不能视为连续介质的疏散颗粒群体。因此，挟带泥沙的河道水流属于二相流。与普通水力学中所研讨的仅以水为对象的一相流比较起来，要复杂得多，并具有它的本质的特点。

如所熟知，在普通水力学中，我们经常探讨的力可归结为重力、惯性力与阻力三类（表面张力起作用的问题相对较少）。而这三类力在一相水流和水沙二相流中所起的作用，是很不相同的。

就重力来说，在一相明渠水流中，它经常起着克服阻力而促动的作用，促成、保持或助长水流的运动状态。在水沙二相河道水流中，从水这一相来看，重力的促动作用仍然是明显的；从泥沙这一相来看，问题却不是这样简单。一方面，从总体着眼，泥沙从上游向下游运动，内部的运动依据仍在于它本身所受的趋下的一部分重力，即沿水流方向的重力分力；但从运动的局部过程看，作用于泥沙的另一部分重力，即沿垂线向下的重力分力，却常常不是以促动形式出现，而是以抗动的形式出现。虽然在某些特殊情况下，如水沙异重流、高含沙水流中的某些状态等，重力完全以促动形式出现的状态也是有的。

就惯性力来说，密度是决定物质惯性的重要因素。在水沙二相流中，由于水和泥沙的密度差别较大，在同样的外力作用下，二者将产生不同的加速度。反之，在同样的加速或减速过程中，二者将产生不同的抗拒力。因此，在河道水流中所经常具有的各式各样的规模不同、强度各异的加速或减速的运动过程中，水与泥沙常常不能保持彼此协调的同步状态，从而显示出运动外部形态及内部性质的复杂性，给深入了解问题造成困难。在水文资料中的水沙错峰，在河道演变中的洲滩演化滞后于水流条件的变易，便是经常碰到的问题。如果在分析处理中失察，就容易导致误解。

阻力问题，本来就是普通水力学中性质复杂、影响广泛而又解决得不够妥善的一个问题。在水沙二相河道水流中，这一问题的性质之复杂，影响之广泛，与一相清水顺直的棱柱体明槽流的情况比较起来，将成倍地增加。无论是在实践上或者是在理论上，它正是受

① 以温度 4℃和 1 标准大气压强（等于 101.3 kPa）下清水的容重（重度） $\rho g$ （ $\rho$  为密度， $g$  为重力加速度）为标准，液体容重与水在此条件下的容重之比称为该液体的比重。水的容重虽然随大气压强的变化很小，但随温度的升降变化较大。因一般情况下 4℃不是水的常温，故说水的比重常近于 1 而非等于 1。值得注意的是，水的温差异重流的概念（解释见本书第十章）就是由此产生的。

到广泛注意、积极研究的问题。关于这一问题，下面将另以专节阐述。

“力”是任何一门力学中最富本质意义的物理量。水沙二相流中几种主要的力所显示出的上述特点，就必然要促使具有水沙二相的河道水流反映出它的相应的特性。

除了“力”的问题以外，河道水流二相性所导致的特点还表现在运动过程所涉及的基本物理量的多寡及其变易性的大小问题。在一相明槽中，水的一般运动过程所涉及的基本物理量可以认为下面 7 个是最有代表性的。它们是：流量  $Q$ ；比降  $J$ （底坡、能坡或水面坡）；水力半径  $R$ （或断面平均水深  $H$ ）；水面宽度  $B$ ；液体的密度  $\rho$ ；动力粘滞性系数  $\mu$  及过流通道的阻力系数  $f$ <sup>①</sup>。

在水沙二相河道水流中，一般运动过程所涉及的基本物理量增至 10 个：挟沙水流的流量  $Q_s$ ；水的密度  $\rho$ ；泥沙的密度  $\rho_s$ ；单宽挟沙率  $q_s$ ；泥沙代表粒径  $d$ ；挟沙水流的比降  $J_s$ ；水力半径  $R_s$ ；水面宽度  $B_s$ ；浑水动力粘滞性系数  $\mu_s$ ；阻力系数  $f_s$ 。其中  $q_s$ 、 $d$ 、 $J_s$ 、 $R_s$ 、 $B_s$ 、 $\mu_s$  及  $f_s$  等物理量在水沙二相流运动过程中的变易性较强。

运动过程的复杂性以及分析运动的难度，是与所涉及的基本物理量的多少及其变易性的强弱直接联系的。就这一点来说，水沙二相河道水流与一相顺直明槽清水水流相比较，差异也很大。

应该提到，水沙二相流是河道水流中最常见的，但并非唯一的。在有些情况下，河道水流也可以呈单相流或多相流，或者虽呈二相流，但非由水沙二相组成。

## 二、河道水流的不恒定性

河道水流的不恒定性是仅次于二相性的另一重要特性，主要表现在两个方面：一是来水来沙情况随时间的推移而变异；二是河床经常处于演变之中。这两个方面的变化是彼此联系的。

我国绝大多数河流的水沙来量和沙质，主要受制于降水。而降水在一年各季度间以及各年之间的变化是相当大的。因此，各河流的水、沙变化也相当大。就变化的相对幅度及强度来说，洪水季节大于中、枯水季节，小集水面积的河流大于大集水面积的河流，植被较差的地区大于植被较好的地区，沙量的相对变化大于水量的相对变化，易形成特大暴雨中心的地区大于不易形成暴雨中心的地区。在上述几个方面都处于巨变条件下的内蒙古黄河一级支流皇甫川、陕北黄河一级支流窟野河、秃尾河、无定河等，全年沙量的 95% 以上可来自数十小时的一次暴雨所形成的洪水。其非恒定性之突出，令人惊心。

水流创造河床，适应河床，改造河床；河床改变水流，适应水流，受水流的改造。形成二者相互依存，相互制约，相互促使变化发展的关系。因此，上述来水来沙情况的不恒定性，必不可免地要引起河床时而剧烈、时而和缓的变化，呈现出与水沙情况相应而滞后的不恒定性。与河道中的水流一样，河床也经常处于运动变化之中。就地区说，这种运动变化的局部强度以河源区土质沟壑最为剧烈；而单项变化规模，则以冲积河流下游的情况最为盛大。就时期来说，不论上、中、下游，都以洪水季节的暴雨期的变化最大。

河道中的主流线（河段水流平面图中最大单宽流量值所在处的平顺连接线）的位置是经常变化的，通常具有“小水走弯、大水趋直”的变化规律。形成这种规律的原因是不难

①  $f$  是否应列入基本物理量，有不同的看法，从后文中读者将会认识到将它列入基本物理量的必要性。

理解的。在洪水时期，流量大，比降大，流速大，阻力系数  $f$  又往往变小，河床对水流的制约作用减小，水流惯性力的作用处于支配地位；在枯水时期，情况与上述各点恰恰相反，惯性力的作用大幅度降低，阻力作用相对增强。这样，就形成在同一河段中不同季节的不同主流位置和洲滩形态。

上面所说的河道水流的这些从水流与河床两个方面综合形成的不恒定性，在河流水力学的研究中是至关重要的。对这种不恒定性的影响的无视或低估，对其复杂性的认识不足，就难免招致治河工程中战略或战术上的失误。

在明确前文中强调的问题以后，必须指出在以分析规则的顺直棱柱体过水通道中的一相流为主的普通水力学中，所阐述的不恒定流的情况与条件虽然远较上述河道水流中的情况与条件为简单，因而不宜简单搬用，但它提供的分析不恒定流的一些基本原理和计算方法是仍然有效和必须重视的。问题在于处理各种边界条件时，必须慎重恰当。还须指出的是，为了分析计算上的简便，在不少情况下，常把水沙、河床条件随时间连续变化的非恒定流简化为分时段的柱状多级恒定流来处理。在这样作的时候，时段与河段的适当划分，往往成为取得较好成果的重要因素，也是必须慎重对待的。

前面谈到的是水流与河床在自然状况下的不恒定特性。在我国河流动力学与治河工程学的实践与理论的发展过程中，人造非恒定流的问题逐渐受到重视。利用三门峡水库在黄河下游河道中形成人造洪峰，助长河槽冲刷的原型试验，便是突出的例子。今后，随着调水调沙问题的进一步发展，关于人造非恒定的河道水流的研究，无疑地将受到更多的重视。

### 三、河道水流的三维性

三维性是河道水流的又一重要特性。严格说来，在天然河流中，不仅不存在普通水力学中所探讨的各种重要的水力因素，如流速、糙率等对横向长度的偏导数均为零的理想二维流，也很少出现与顺直的棱柱体形式明槽均匀流相接近的二维流。在天然河道中大量经常出现的是具有不规则的过水断面的三维流。过水断面不规则的程度，一般以山区河流为最大，以冲积平原中的顺直河段为最小。河道水流的三维性与过水断面的宽深比往往互相关联，宽深比愈小，三维性愈强烈。在顺直的、滩槽比较明显的广阔滩面上，水流的宽深比较大，可能呈现出一定程度的二维性；而在深谷高峡、宽深比很小的山区河段中，水流的三维性可达到难以想象的程度。以某峡谷河段下口为例，在 2.3 km 的长度内，河宽由 300 m 增至 2200 m，水深由 80 m 减至 20 m，形成一个接近 90° 的弯道，并接受一条在非常洪水下携带大量卵石及巨石的支流入汇。其三维性之突出，是惊人的。

普通水力学中所探讨的明槽流问题，以一维总流的问题居多，在某些方面接触到二维流问题。这些成果，在条件恰当的范围内，都可作为分析河道水流的基础或参考，抹煞这一成果的价值是不应该的。但是，在利用这些成果从事某些河道水流的分析计算中，必须留意到河道水流在三维性问题上的一些特点，避免不顾实际情况轻率照搬只适用于二维流或一维总流的理论成果和经验。

### 四、河道水流的非均匀性

均匀流的准确严格的描述是：涉及运动的各物理量沿流程的偏导数为零。因此，均匀流首先必须是恒定流。河道水流一般是非恒定的，这就去掉它在一般情况下呈均匀流的内在可能性。其次，均匀流的周界必须是与流向平行的棱柱体，否则流线不可能完全平直，不

少的物理量沿流程的偏导数也就不可能为零。这一点在天然河流中自然是难于得到的。再次，沿河床推移的泥沙，在绝大多数情况下往往使床面呈现起伏不平的沙波。沿沙波的不同部位，泥沙推移的数量不同，床面升降的情况不同，近底的流态与流速不同。这就是说，即令上游来水来沙情况是恒定的，河床周界沿流向是平直的，严格地说，河道水流的某些物理量仍然是沿流程变化，即沿流程的偏导数仍然不等于零。如果这种非均匀性仅仅来自沙波所造成的床面起伏，而这种沙波在水流平面中的分布状态又基本上是均匀的，则一个合乎逻辑的归纳应该是，只有取长度等于一个或若干个沙波的河段的平均情况来考察，水流才可以近似地视为均匀流。

然而从严格的角论证了河道水流的非均匀性以后，不能不同时留意到事物的相对性。对于一个比较顺直的河段，来水来沙情况基本稳定，河床基本处于不冲不淤的相对平衡情况，过水断面及流速沿程变化不大，水面坡度、床面坡度及能坡基本平直而相互平行，我们就基本上可视之为均匀流。反之，偏离上述诸条件越远，我们就认定它的非均匀性越突出。在某些具体情况下，运用水力学中已经学过的将非均匀流长河段分割为若干可以基本上视为均匀流的短河段去处理的方式，也是常常采用的。

### 五、河道水流的水沙不平衡性

前文中我们已经指出，水、沙二相性是河道水流的第一个特性。在水、沙两相流中，如果呈现出水相与沙相的高度和谐，在运动过程中虽然包含着水流中的泥沙与床面上的泥沙彼此交换的现象，但来水来沙（数量与质量）保持恒定，河床的各个部分基本保持不冲不淤，没有粗化或细化的发展情况，我们把这种运动过程称之为河道水流的水沙平衡状态，或简称为平衡状态。事实表明，那种近乎绝对的，理想的平衡状态，虽然在较短的河段和较短的时段中偶尔可能出现，但总的说来是稀有的。河道水流中经常大量出现的情况是：由于自然的或人为的原因，使水流中水、沙两相的相互关系发生改变，以及在这种改变发生以后所引起的向新的相对平衡发展的变化趋势。换句话说，实际上经常大量出现的情况只有两类：一是强烈地或一般地向不平衡状态继续发展的情况；另一是各种程度不等地向新相对平衡作自我调整的状态。对这一重大问题的本质认识是很重要的。它一方面要求我们理解水、沙不平衡性是河道水流的本质特点；另一方面又提示我们，抓住相对平衡状态和自我调整趋势在河流力学和治河工程学中的重要意义。

## 第二节 河道水流的水流结构

### 一、河道水流的流型、流态及流速分布

#### （一）河道水流的流型

在水力学中将流体运动区别为紊流与滞性流（层流）两大类型，在紊流中又视管壁或槽壁相对光滑度（相对粗糙度的倒数）的差异分为光滑区、粗糙区（或阻力平方区），以及介于三者之间的两个过渡区。河道水流属于哪个流型区呢？让我们回顾一下水力学中的有关内容。图 1-1 及图 1-2 为著称的尼库拉兹（J. Nikuradse）<sup>[1,2]</sup>、泽格日达 А. П. Зегжда<sup>[3]</sup>等关于顺直圆管及棱柱体明槽中水流分型试验的主要成果。图中  $f$  为阻力系数； $U$  为平均流速； $U_*$  为摩阻流速； $D$  为圆管直径； $r_0$  为圆管半径； $\nu$  为水流运动粘滞性系数； $\Delta$  为绝对

糙度 即糙率的高度);  $H$  为二维水流中的水深或三维水流中的水力半径。两图中由左上到右下的一条虚线  $MN$  是本书作者添入的。它表明过此线向右属于阻力平方区。在阻力平方区,  $f$  只与相对光滑度  $\frac{r_0}{\Delta}$  或  $\frac{H}{\Delta}$  有关, 与雷诺数大小无关。从图可以清楚地看出, 相对光滑度愈小, (或相对粗糙度愈大), 则进入阻力平方区所要求的临界雷诺数愈小。反之, 则所要求的临界雷诺数愈大。也可以说, 雷诺数愈大, 则进入阻力平方区所要求的相对光滑度愈大 (或相对粗糙度愈小)。反之, 则所要求的相对光滑度愈小 (或相对粗糙度愈大)。从该两图还可看出, 在圆管试验中雷诺数达到约  $10^5 \sim 8$ , 明槽试验中雷诺数达到约  $10^5 \sim 4$  时, 则具有试验中所包纳的所有相对光滑度的水流将完全进入阻力平方区。不能忘掉的是, 上述试验对象为平直圆管及棱柱体明槽水流。

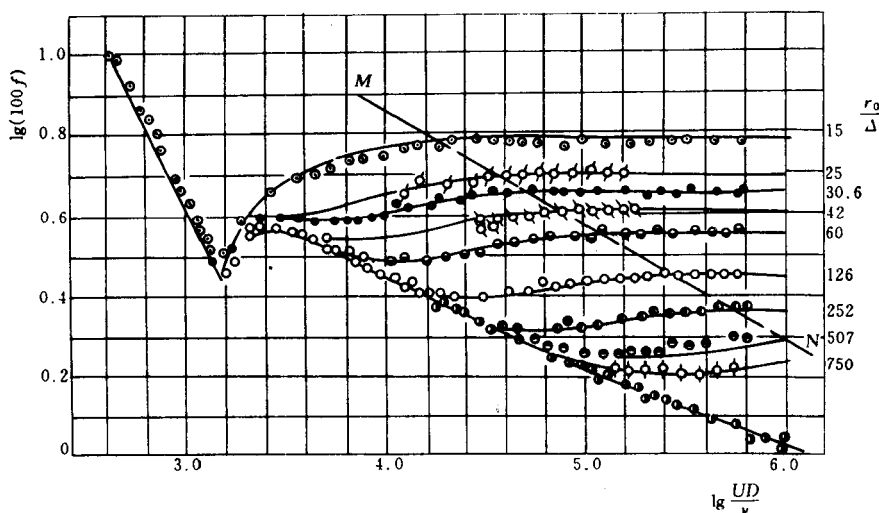


图 1-1 圆管水流阻力系数  $f$  与雷诺数  $\frac{UD}{\nu}$  及相对光滑度  $\frac{r_0}{\Delta}$  的关系

对水力学中上述内容作了简单的回顾以后, 再分析一下我们在室外、室内经常观察或量测到的河道水流 (原型及模型) 的有关情况, 归纳起来, 重要的有如下所述。

河道水流普遍具有较大的雷诺数。拿一条水力半径  $R$  的数量级为  $10^2$  cm, 流速  $U$  的数量级为  $10^2$  cm/s, 摩阻流速  $U_*$  的数量级为  $1.6 \times 10$  cm/s, 运动粘滞性系数  $\nu$  的数量级为  $10^{-2}$  cm<sup>2</sup>/s 的小小河量大致估算一下, 它的雷诺数  $Re$  ( $Re = UR/\nu$ ) 和  $Re_*$  ( $Re_* = U_* R/\nu$ ) 将分别达到  $10^6$  和  $1.6 \times 10^5$ 。这就是说, 哪怕是  $Re = 10^6$  这样一条小小的河流, 它的雷诺数已经可以完全包括尼库拉兹加上谢维列夫 (Ф. А. Шевелев), 以及泽格日达加上万声淦所作全部粗糙管道和棱柱体明槽的试验水流进入阻力平方区。当然, 不能进入阻力平方区的河道水流也不是完全没有, “涓滴之水, 汇为江河”。但从工程观点看问题应该得出的结论是, 河道水流的雷诺数一般都比较大大, 这一点成为河道水流的流型一般属于阻力平方区的重要原因之一。

读者应该注意到, 虽然在平直管道及棱柱体明槽中, 也有规模很大的, 例如直径大到  $11 \sim 13$  m, 同时在某些时候流速大到  $5$  m/s 的隧洞, 它的雷诺数就会是  $6.5 \times 10^7$  左右。然

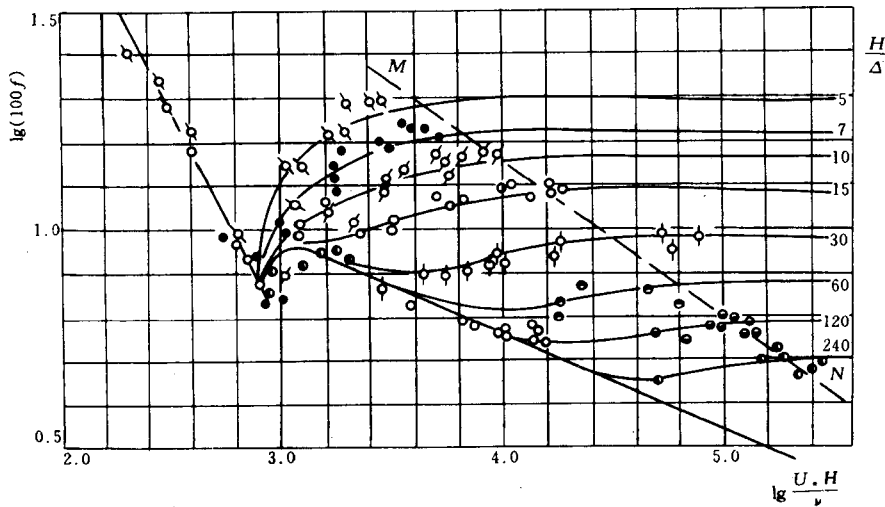


图 1-2 明槽水流阻力系数  $f$  与雷诺数  $\frac{U \cdot H}{\nu}$  及相对光滑度  $\frac{H}{\Delta}$  的关系

而这类管道是为数不多的。如果拿这种管道与大的或中等的江河在泄流能力下的雷诺数去比较，前者仍将小得很多。

河道水流易于以阻力平方区的流型出现的第二个原因是，由于河道提供的紊动根源（或简称“紊源”）很多、很复杂，不像平直管道及棱柱体明槽的紊源那么单纯。读者从水力学及流体力学中了解到，平直管道及棱柱体明槽流的紊源主要在与管壁及槽面紧邻的边界层。这种边界层因受某种扰动及与接近边界区的大流速梯度和强剪力相联系的压力差的作用而产生的以高频率、小尺度紊动为主的紊动涡体，因而形成面积虽较广泛，但结构比较单纯的紊源。普兰特（L. Prandtl）称顺直管道和棱柱体槽的近壁层为“涡体作坊”，意思显然是说这种近壁边层为紊动涡体发生之处，即前所说的紊源。在河道水流中，这种紊源为数众多，各式各样。应该说，我们对这个问题的认识是逐步加深的。在 30 年代以前，几乎把河道水流与平直管道及棱柱体明槽水流的糙率和紊动结构等同看待，不重视它们的差别。尔后，在山区河流中认识到河道中巨石和露头基岩等，在提供紊动方面的非凡作用，有的可以用“局部阻力”的方式去个别解决；有的在河道中连续呈显，视之为“沿程阻力”的提供者，似更合理。在冲积平原河流中，开始看到了沙粒阻力，以后又见到其作用似较沙粒为尤甚的沙波阻力。在这个过程中，使人得到深刻启示的是，在论述推移质运动时，完全无视沙波存在而从平床的假设条件出发的爱因斯坦，却是在研究河道水流阻力损失中最先提出沙粒阻力与沙波阻力的少数学者之一<sup>[4]</sup>。事物的发展没有到此为止。在钱宁的主要著作《泥沙运动力学》中，在强调河道阻力的复杂性以后，认为河道阻力就其根源来说，有必要分为（以冲积平原河流为主）五种，即沙粒阻力，沙波阻力，河岸及滩面阻力，河槽形态阻力，以及人工建筑物的外加阻力等。在这本著作中，充分透露出钱宁为这一问题的复杂性而深感苦恼。一方面，他强调对河流阻力划分问题（很明白，实质上是紊动产生的根源形式问题），企图把复杂阻力组成分解为若干“单元”以利于对问题的深入剖

析；另一方面，他又担心，在分割分析以后还必须综合起来，找出“综合阻力”的表达形式（实质上是紊动结构问题）的困难。由此可见，钱宁对这一问题的复杂性是考虑得很多的。事实是，在本书作者开展不久的河道阻力问题试验研究中，发现这一问题的复杂性远较我们在开始这项研究工作前预估的为大。例如，作为河道水流重要的阻力根源或“紊源”来说，“河势阻力”或“河势糙率”可能是不可忽视的。这里所谓“河势阻力”或“河势糙率”的含义是：在研究河段进口处，河道拥有某一数量的水和某一数量或质量的沙向研究河段运动，它在运动过程中的形势特别是主流的方位，与研究河段的河床情况特别是豁线的方位，河槽的泄量等，彼此相互适应的程度如何，会很敏感地通过所形成的水流紊动强度和结构，以及阻力或糙率表现出来。不言而喻，如二者相互适应较好，则形成的紊动强度较低，尺度较小，结构比较稳定，阻力较小；如果相互适应的情况较差，甚至为了求得相互适应，有必要另创新的主槽，则难免形成较高的紊动强度，较大的紊动尺度，较不稳定的紊动结构和较大的阻力。这些情况并不只是出现在研究河段的上游进口，而是在研究河段之内较长的流程中发展。因此，进口处的水沙形势，乃是决定下游河段紊动强度、尺度、结构与阻力的根源，可以叫做“河势紊源”。

在基本概念上，我们应该有这样一个重要的理解：在河道水流中由于紊源复杂，有些紊源（如规模巨大的分离点及分界面）能促成强大的涡体运动，使区分光滑区、过渡区与阻力平方区的临界雷诺数较平直规则的管、槽水流中的相应的临界雷诺数为小，而且它们的数值不是固定单一的，而是随不同的边界条件而变化的。这一基本概念，在分析河道水流模型相似性时往往有衡断是非之效。

## （二）河道水流的流态（或河势）

河道水流的流态（或河势），具有很广的含义，一切标志河道水流总体倾向的现象，都被纳入这一概念之中，河道水流的流态要比简单的棱柱体明槽流的流态复杂得多，但也因时因地不同，简繁各异。

正流，也叫元生流，它是河道水流中的主体部分。它的流向与河道纵比降总的倾斜趋相一致，主要决定于河谷地貌和地质条件。在正流中，包含主流带及主流线，后者为各河段水流平面中最大单宽流量所在处的平顺连接线；前者为围绕主流线两侧一定宽度（宽度大小可视情况择取）内平均单宽流量较大的流带。在主流带以外的两侧或一侧，有平均单宽流量较小的、近岸的边流带。主流线及主流带对全河段的总的状态及发展趋势有决定性的作用，是对一个河段进行河流水力学分析主要研究对象之一。边流带由于有的直接涉及护岸工程、取水口、港埠、锚地等，也可以成为必须着重研究的对象。

除主流线之外，另有取最大单宽动量线（亦称动力轴线）或最大单宽动能线作为表达河道水流的轴线的。主流线、最大单宽动量线及最大单宽动能线，三者河段正流中的位置每相近而不一定重合，一般具有大水趋直、小水趋弯的倾向。在不少的情况下，三者可任取其一作为河道水流的轴线，差别往往不大。在研究某些特殊问题时，则三者的代表性会有显著不同，须注意选优。如研究堤防受水流顶冲强度，则以采用最大单宽动量线为宜，等等。

此外，沿河床各横断面中高程最低点的平面平顺连接线，称为豁线。某些河段的豁线位置，可能在同一时段与主流相近或相重合，但也可能相差很远。

在河道水流中，与正流或元生流相对应的，有副流或次生流。它与正流或元生流不同，不是由河床纵比降的总趋势决定的，而是在河段中的正流，特别是在正流中的主流所决定的河道水流的总形势下，由于纵比降以外的其它因素所促成的。这种次生流，有的具有复归性，或者基本上与正流脱离，在一个区域内呈循环式的封闭流动；或者与正流或其它副流结合在一起，呈螺旋式的非封闭的复归性流动。对于这类具有复归性的次生流，我们称之为环流<sup>[6]</sup>。环流结构对河段中各部位的泥沙输移及冲淤强度的影响很大，后文中将另以专段论述。

### (三) 河道水流的流速分布

在阐述河道水流的流速分布之前，有必要对河道水流的过水断面问题作简要的说明。按河型的不同，在同一河型中部位的不同，以及同一河型和同一部位中流量大小的不同，河道水流的过水断面具有不同的形式。作为大体的概括，可以归纳为如图 1-3 所示的五种基本形式，即：(a) 峡谷型，(b) 椭圆形，(c) 三角形，(d) 多槽形，以及 (e) 滩槽复合形。可以想象，尽管上游来水来沙情况相同，在不同形式的过水断面中，流速分布是不会相同的。严格地说，要为具有这种多式多样的过水断面找出具有代表性的流速分布公式，是不可能的。但因流速分布是分析研究各个方面水流性质的极其重要的物理量，离开了它，在不少情况下很难使问题的分析研究前进一步。在这种需要与可能的严重矛盾下，我们采取三种不同的方式解决这个问题。

第一，对于关系重大的问题，在所研究的河段中进行实测，或在物理模型中进行观测，直接或间接得到所需掌握的流速分布资料。必要时，可以这些资料为基础，建立具体表达河段流速沿垂线分布的方程式。这种方程式，有时也可以被引用到条件比较类似的其它河段，但必须经过原型或模型的实测资料的验证。

第二，对于具有不同几何形式的过水断面中的流速分布性状，凭经验作定性的估计。如图 1-3 中所概括的五种断面形式内的等流速线分布状态，就是凭经验绘出的，要点是：

1) 断面的宽深比愈大，水流的二维性愈强烈。一般说来，当  $B/H < 7 \sim 10$  时，全断面都属三维流 如图 1-3 (a)；当  $B/H > 15 \sim 20$  且断面又位于曲率半径很大的平直河段时，河道主流附近部分，出现明显的二维流，在冲积平原河流的下游河段， $B/H$  每达到几十、几百甚至成千的巨大数值，水流中相当宽阔的部分呈二维状态，或可作为二维处理，如图 1-3 (e)。在二维流中，最大流速位于水面；在三维流中，因水流受两岸的影响较强，最大流速往往不在水面，而在如图 1-3 (a)、(c) 所示的稍低于水面的位置。紧贴固体周界处，流速为零。

2) 弯道水流系典型的河道三维流之一。因水流受离心力的影响，主流偏向凹岸，边滩在凸岸发展，使过水断面呈三角形，最大流速多在水面以下，与河床最低处的平面投影位置稍有偏离，如图 1-3 (c)。

3) 上游河势对过水断面流速分布有很大影响。因此，在分析某一断面的流速分布时，必须先绘出上、下游特别是上游的河势（即流态）图，掌握主流的位置及方位。

4) 断面中各点的流速，与该点离河底及河岸的距离、河底及岸坡的粗糙度、离主流的距离以及受环流（见后文）的影响等有密切关系。

对于这种定性的估计，最好有条件相似的资料作间接检验。

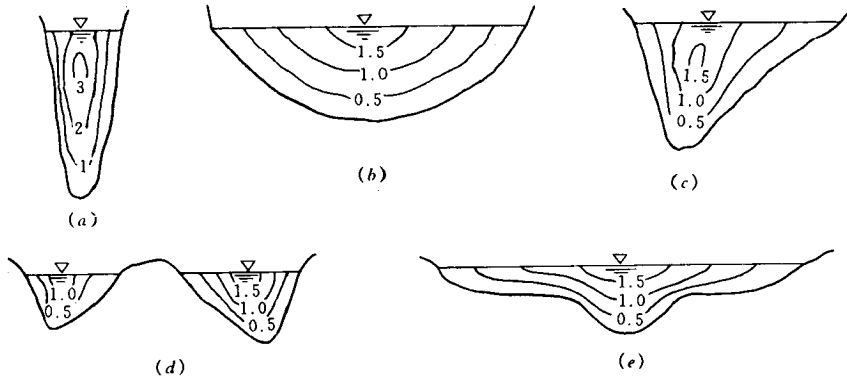


图 1-3 河道过水断面形式示意  
 (a) 峡谷形；(b) 椭圆形；(c) 三角形；(d) 多槽形；(e) 滩槽复合形  
 注：(1) 图中横向比尺远大于垂向比尺；(2) 图中曲线为等速线

第三，对于二维性强烈的水流，水力学及河流动力学研究者们提供了为数不少的“通用”公式。下面介绍其中三个代表性较大的。

1) 卡曼—普兰特 (Th. von. Karman—L. Prandtl) 对数流速分布公式<sup>[6]</sup>：

$$\frac{u_{\max} - u}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{h}{y} \quad (1-1)$$

这是流体力学中常见的一个公式，运用最为广泛。它系以尼库拉兹著称的管流试验成果为基础，并假定  $l = \kappa y$  而得出的。此处  $u_{\max}$ 、 $u$  及  $U_*$  分别为水面处最大流速，位于相对水深  $y/h$  处的时均流速及摩阻流速 ( $U_* = \sqrt{ghJ}$ )； $h$  为水深； $g$  为重力加速度； $J$  为能坡； $\kappa$  为卡曼通用常数，在清水水流中  $\kappa = 0.4$ ； $l$  为掺长。

2) 王志德 (译音) 对数及反三角函数流速分布公式<sup>[7]</sup>：

$$\begin{aligned} \frac{u_{\max} - u}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \left[ \ln \frac{1 + \sqrt{\eta}}{1 - \sqrt{\eta}} - 2 \operatorname{arctg} \sqrt{\eta} - \frac{1}{\sqrt{2\alpha}} \ln \frac{\eta + \sqrt{2\alpha\eta} + \alpha}{\eta - \sqrt{2\alpha\eta} + \alpha} \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{2}{\alpha}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{2\alpha\eta}}{\alpha - \eta} \right] \end{aligned} \quad (1-2)$$

式中， $\alpha$  为常数，其值等于 1.53； $\eta = 1 - y/r_0$  (明槽流  $r_0$  换为  $h$ )，管中心或明槽流的水面， $\eta = 0$ 。式 (1-2) 系以尼库拉兹根据试验结果得到的关于掺长  $l$  的分布方程式 (7-12) 为依据，并对它的成立作了理论解释之后提供的 (推导过程见第七章)。

3) 指数流速分布公式：指数形式的流速分布公式，结构简单，出现得较早。但在卡曼—普兰特对数流速分布公式问世后，前者逐渐为后者所代替。时至 1984 年 陈永宽 又对指数流速分布公式作了分析<sup>[8]</sup>，认为实测资料表明，在含沙量较高的水流中，它具有较对数公式为高的精度。指数流速分布公式的形式为：

$$\frac{u}{u_{\max}} = \left( \frac{y}{h} \right)^m \quad (1-3)$$

或沿垂线积分（见第四章）将其改写为如下形式：

$$\frac{u}{U} = (1 + m) \left( \frac{y}{h} \right)^m \quad (1-4)$$

式中， $U$  为垂线平均流速； $m$  为指数，常以  $1/n$  形式表示，在清水水流中约等于  $1/6 \sim 1/7$ ，流速分布愈均匀， $m$  值愈小（ $n$  值愈大）；在浑水水流中，含沙量愈高（但非高含沙水流）， $m$  值愈大（ $n$  愈小），如图 1-4 所示。由图还可看出，在临近河床部位，式（1-3）较式（1-1）更符合实际；在其余部位，两式数值甚为接近。

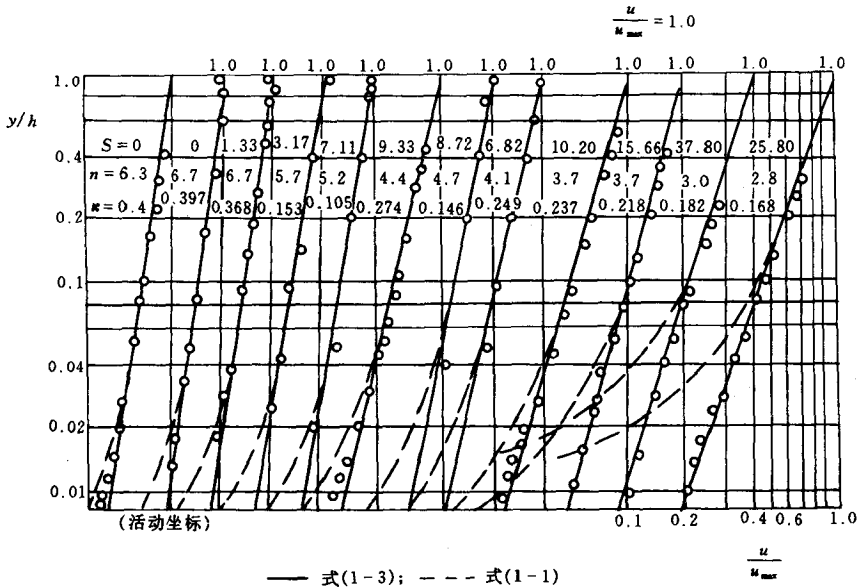


图 1-4 流速分布公式的验证

以上三个二维均匀流速沿垂线分布公式，用于估算流速，都具有较好的精度。其中对数及指数公式，结构简单。如果研究与掺长  $l$ 、流速梯度  $\frac{du}{dy}$  等有关的问题，则以引用王志德公式为好。理由很清楚，它是以掺长沿水深的分布为基础推导出来的。

上面我们侧重对宽深比较大的过水断面中属于阻力平方区的二维均匀流的时均流速沿垂线分布问题作了说明。至于对宽深比较小的其它各种过水断面的时均流速分布来说，一般观点是，虽然可以从主流的总趋势以及环流结构的发展情况等定性加以描述，或具体地加以量测外，要建立带有普遍意义的公式是困难的。但是，在这种困难条件下，也有科学工作者作了探索的尝试。

对于宽深比  $B/H$  不大的矩形过水断面中通过均匀流的流速分布状态，侯晖昌从最小能态的观点出发作了初步探讨<sup>[9]</sup>。如图 1-5 所示，坐标原点取过水断面左下角。时均流速  $u$  为  $y$  与  $z$  的函数。根据卡曼—普朗特尔的论点，在水平剖面  $x, z$  与纵垂剖面  $x, y$  中，表达剪应力的方程式可分别写为：

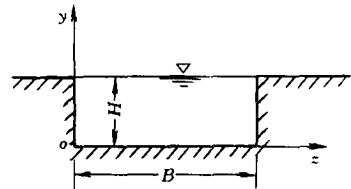


图 1-5 矩形过水断面

$$\tau_{xz} = \rho l^2 \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \quad (1-5)$$

$$\tau_{xy} = \rho l^2 \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \quad (1-6)$$

$\tau_{xz}$  及  $\tau_{xy}$  沿  $z$  轴及  $y$  轴的变化都是线性的，在槽底及边壁处二者分别达到最大值  $(\tau_0)_{xz}$  及  $(\tau_0)_{xy}$ ，在水流表面及槽中心纵垂剖面上各分别达到最小值。假设的掺长  $l$  与到周界的距离成正比，则将同方向的两个互相垂直的平面上的剪应力叠加，应得：

$$\tau_0 = (\tau_0)_{xz} + (\tau_0)_{xy}$$

$$\text{即} \quad \tau_0 = \rho \kappa^2 y^2 \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \frac{\rho \kappa^2 z^2}{\left(1 - \frac{2z}{B}\right)} \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \quad (1-7)$$

将上式非量纲化并积分整理后，得：

$$u = a \ln y + \sqrt{c^2 - a^2} \left( 2\sqrt{1 - bz} + \ln \frac{\sqrt{1 - bz} - 1}{\sqrt{1 + bz} + 1} \right) + C_1 \quad (1-8)$$

式中， $b=2H/B$ ， $a$ ， $c$  及  $C_1$  均由实验结果确定。作为进入宽深比不大， $u=f(y, z)$  的这一领域的流速分布形式的初步探索，上式的提出，不无可贵之点。至于谈到这一问题的有效解决，显然还须费更大的功夫。

## 二、河道水流的环流结构

前文已经提到，河道水流除了元生流以外，还有次生流。具有复归性（封闭性或螺旋性）的次生流被称之为环流。元生流一般以纵向为主。环流则不然，它因产生的原因不同，具有不同的轴向。因此输沙的方向，也不限于纵向。可以毫不夸张地说，河流中的横向输沙主要是靠有关的环流造成的，而不是靠元生流或纵向水流造成的。河道水流的输沙自然是纵横两向彼此联系的。因此，一个河段的冲淤动态，除了受元生流的重要影响之外，还受环流的重要影响。如果只看到纵向水流的作用，而忽视环流的作用，则对河段冲淤动态全面了解，在很多情况下是不可能的。这个问题自 60 年代提出以后<sup>[5]</sup>，已逐步受到重视。

就其原因而言，环流可以区别为以下几种。

### （一）因离心惯性力而产生的弯道环流

弯道环流是河道水流中最常见、最重要的因离心惯性力而产生的环流。这种环流自 19 世纪 70 年代受到注意以后，许多科学工作者对它进行了观测、试验、研究工作。其中罗佐夫斯基（И. Л. Розовский）所作贡献较大，并以专著问世<sup>[10]</sup>。下面仅作简要的介绍。

在水流作曲线运动的时候由于离心力的作用沿外法线的方向水面增高，因而形成横向水面坡度。图 1-6 便表示这种情况。在图 1-6 中取长、宽各一个单位的水柱来观察。这个水柱沿横向（ $oz$  轴的方向）的受

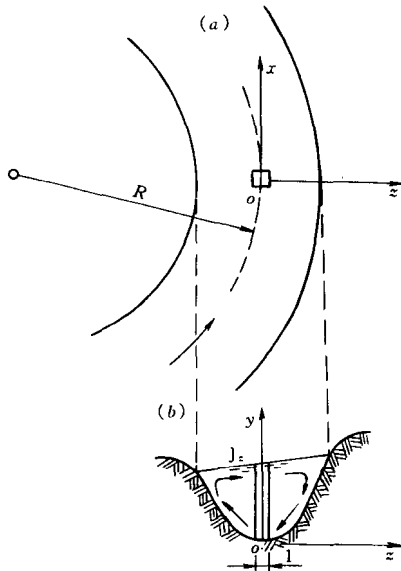


图 1-6 弯道环流  
(a) 平面；(b) 横剖面

力情况如图 1-7。图中  $P_1$  及  $P_2$  为两侧的水压力,  $T$  为底部的摩擦力,  $F$  为离心力。在这里, 作了一个很重要的假设, 即假设所考虑的环流是二维恒定的, 在水柱的上游和下游铅直面中都没有内摩擦力。这样, 我们便可以为这个水柱写出横向动力平衡方程式:

$$F + T + P_1 - P_2 = 0 \quad (1-9)$$

因

$$F = \frac{1}{2}(2h + J_z)\rho\alpha_0 \frac{U^2}{R}$$

$$P_1 = \frac{1}{2}\gamma h^2$$

$$P_2 = \frac{1}{2}\gamma(h + J_z)^2$$

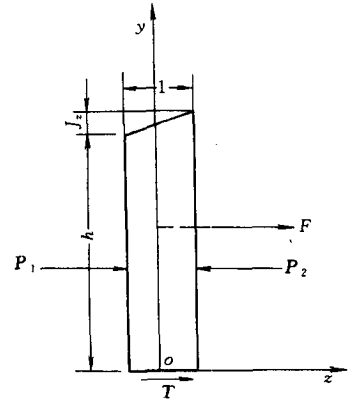


图 1-7 弯道中水柱受力情况

并考虑到水柱的底面很小, 摩擦阻力  $T$  可以忽略不计, 故得:

$$\frac{1}{2}(2h + J_z)\rho\alpha_0 \frac{U^2}{R} + \frac{1}{2}\gamma h^2 - \frac{1}{2}\gamma(h + J_z)^2 = 0$$

因  $J_z$  系较小的数值, 上式中  $J_z^2/2$  可以忽略不计, 同时可取  $2h + J_z \approx 2h$ , 故上式可改写为:

$$h\rho\alpha_0 \frac{U^2}{R} - \gamma h J_z = 0$$

或

$$J_z = \alpha_0 \frac{U^2}{gR} \quad (1-10)$$

由于  $\alpha_0 U^2/R$  为离心力加速度,  $g$  为重力加速度, 故  $J_z$  为离心力加速度和重力加速度二者的比值。式中的流速分布系数  $\alpha_0$ , 可根据流速分布公式求得。如果采用卡曼—普兰特尔的对数流速分布公式 [式 (1-1)] 并将其改写为:

$$u_x = U \left[ 1 + \frac{\sqrt{g}}{C\kappa} (1 + \ln\xi) \right] \quad (1-11)$$

则得

$$\alpha_0 = \frac{1}{U^2} \int_0^1 u_x^2 d\xi = \int_0^1 \left[ 1 + \frac{\sqrt{g}}{C\kappa} (1 + \ln\xi) \right]^2 d\xi = 1 + \frac{g}{C^2 \kappa^2} \quad (1-12)$$

因此

$$J_z = \left( 1 + \frac{g}{C^2 \kappa^2} \right) \frac{U^2}{gR} \quad (1-13)$$

式中,  $\xi = y/h$ ,  $C$  为舍齐 (A. Chezy) 系数, 余同前。

沿  $oz$  轴的不同水柱, 铅直线上的纵向平均流速  $U$ , 曲率半径  $R$  均不同, 因而横向比降  $J_z$  也不同。事实上, 在弯道上横剖面中的水面线是一条曲线, 而不是一条直线。

图 1-7 中的水压力  $P_1$  和  $P_2$  以及离心力  $F$  都不是沿铅直线均匀分布的。上层流体所受的合力向右, 下层流体所受的合力向左, 因而分别发生向右和向左的流动 (图 1-8)。如果结合图 1-6 来看, 也就是表层的水流向凹岸, 底层的水流向凸岸, 在横断面上的投影将形成一个封闭的环流。实际上横向水流与纵向水流结合在一起, 将构成弯道中的螺旋流。表层水流一般并非由低处流向高处。

如果在弯道水流中取一个微小的六面体  $\delta x \delta y \delta z$  来观察, 它的横向受力情况 (即沿  $oz$  轴的受力情况) 如图 1-9 所示, 因而是可以写出动力平衡方程式如下:

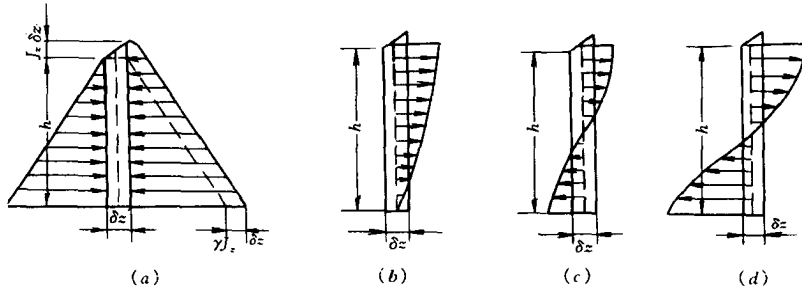


图 1-8 作用于水柱的力的分布和流速分布  
(a) 水压力分布; (b) 离心力分布; (c) 合力分布; (d) 流速分布

$$\left[ p_z - \left( p_z + \frac{\partial p_z}{\partial z} \delta z \right) \right] \delta x \delta y - \left[ \tau_z - \left( \tau_z + \frac{\partial \tau_z}{\partial y} \delta y \right) \right] \delta x \delta z + \rho \delta x \delta y \delta z \frac{U_z^2}{R} = 0$$

或 
$$-\frac{\partial p_z}{\partial z} + \frac{\partial \tau_z}{\partial y} + \rho \frac{u_z^2}{R} = 0 \quad (1-14)$$

方程式 (1-14) 为二维弯道环流的运动方程式。

因 
$$p_z = \gamma(h - y)$$

故 
$$\frac{\partial p_z}{\partial z} = \gamma \frac{\partial h}{\partial z} = \gamma J_z$$

因此得：

$$\frac{\partial \tau_z}{\partial y} = \gamma J_z - \rho \frac{u_z^2}{R}$$

将方程式 (1-11) 的关系代入上式，经过一系列推导，最后可得横向流速  $u_z$  的方程式为：

$$u_z = \frac{hU}{\kappa^2 R} \left[ -2 \left( \int_0^\xi \frac{\ln \xi}{1-\xi} d\xi + 1 \right) - \frac{\sqrt{g}}{C\kappa} \left( \int_0^\xi \frac{\ln^2 \xi}{1-\xi} d\xi - 2 \right) \right] \quad (1-15)$$

如令 
$$F_1(\xi) = -2 \left( \int_0^\xi \frac{\ln \xi}{1-\xi} d\xi + 1 \right)$$

$$F_2(\xi) = \int_0^\xi \frac{\ln^2 \xi}{1-\xi} d\xi - 2$$

则得 
$$u_z = \frac{hU}{\kappa^2 R} \left[ F_1(\xi) - \frac{\sqrt{g}}{C\kappa} F_2(\xi) \right] \quad (1-16)$$

上式中，函数  $F_1(\xi)$  及  $F_2(\xi)$  的数值可自图 1-10 中查出。

方程式 (1-15) 及式 (1-16) 是罗佐夫斯基提出的。从方程式 (1-16) 可以看出，横向流速与单宽流量 ( $q = hU$ ) 成正比，与曲率半径  $R$  成反比。如果取  $\kappa = 0.4$ ,  $C = 75$ ,  $R = 5000$  m,  $U = 1.5$  m/s,  $h = 12$  m, 则接近河底的横向流速  $(u_z)_{\xi=0}$  约为 0.03 m/s。由于接近河底的纵向流速一般是较小的，故横向流速的这个数值在横向输沙方面的作用不可忽视。

### (二) 因柯里奥里 (G. Coriolis) 力而产生的环流

从物理学和理论力学中读者得知，由于地球自转的影响，在地球表面运动的物体，会受到柯里奥里力的作用。柯里奥里力属于质量力，作用于单位体积的流体的柯里奥里力可

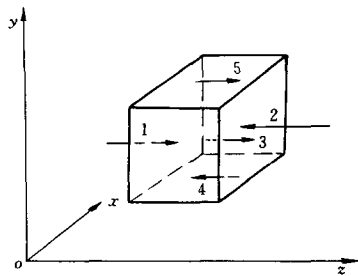


图 1-9 作用于微小六面体上的横向力  
 1— $\rho_z \delta x \delta y$ ; 2— $(\rho_x + \frac{\partial \rho_x}{\partial z} \delta z) \delta x \delta y$ ; 3— $\rho \delta x \delta y \delta z \frac{u_z^2}{R}$ ; 4— $\tau_x \delta x \delta z$ ; 5— $(\tau_x + \frac{\partial \tau_x}{\partial y} \delta y) \delta x \delta z$

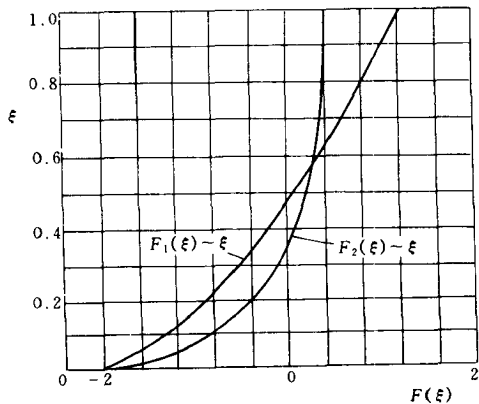


图 1-10  $F_1(\xi)$ 、 $F_2(\xi)$  的计算曲线

利用下式表达：

$$F_e = 2\rho\omega_d u_x \sin\alpha \quad (1-17)$$

式中， $\rho$  为流体的密度； $\omega_d$  为地球自转的角速度； $u_x$  为流体的纵向流速； $\alpha$  为流体所在地的纬度。

因柯里奥里力的作用，位于北半球的河渠，右岸的水面会增高，靠左岸的水面会降低（位于南半球的河渠则相反），从而产生环流。如果河流位于冲积平原，对于河渠的冲刷和淤积就可能有一定的影响。

仿照分析弯道环流的方式，可以得到因柯里奥里力而产生的横向水面坡度及横向流速分布的表达式。

如果将图 1-7 中离心力用柯里奥里力  $2\rho\omega_d U \sin\alpha$  去代替，忽略底面上的摩阻力，则可为底面积为 1 的水柱写出横向的动力平衡方程式如下：

$$-\frac{1}{2}\gamma(h + J_z)^2 + \frac{1}{2}\gamma h^2 + \frac{1}{2}(2h + J_z)2\rho\omega_d U \sin\alpha = 0$$

或 
$$-\gamma h J_z - \frac{1}{2}\gamma J_z^2 + (2h + J_z)\rho\omega_d U \sin\alpha = 0$$

由于  $J_z$  是一个很小的数值，因此上式中的  $\frac{1}{2}\gamma J_z^2$  可以忽略不计，同时可取  $2h + J_z \approx 2h$ ，因此得：

$$J_z = \frac{2\omega_d U}{g} \sin\alpha \quad (1-18)$$

从方程式 (1-18) 可以看出，横向水面坡度  $J_z$  实际上表达柯里奥里加速度  $2\omega_d U \sin\alpha$  与重力加速度  $g$  的比值。

利用图 1-9 以柯里奥里力  $2\rho\omega_d u_x \sin\alpha$  代替离心力，则可为微小的六面体写横向动力平衡方程式如下：

$$\left[ p_z - \left( p_x + \frac{\partial p_x}{\partial z} \delta z \right) \right] \delta x \delta y - \left[ \tau_x - \left( \tau_x + \frac{\partial \tau_x}{\partial y} \delta y \right) \right] \delta x \delta z + 2\rho\omega_d u_x \sin\alpha \delta x \delta y \delta z = 0$$

将上式整理后，得：