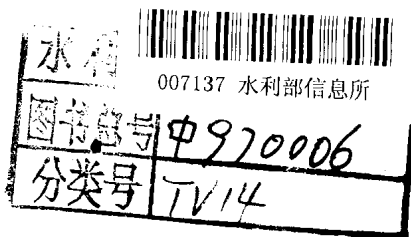
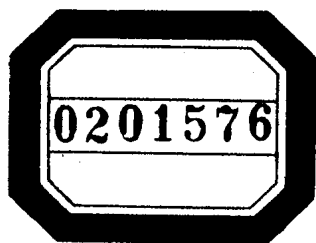


弯道水力学

张红武 吕 昕 著



水利电力出版社



弯道水力学

张红武 吕昕 著

水利电力出版社

(京)新登字 115 号

内 容 提 要

本书根据弯道水力学方面的研究成果撰著而成。书中系统地介绍了紊流运动、河渠泥沙运动规律、弯道水力特征、弯道环流的理论计算、弯道中纵向流速的分布、弯道输沙特性及河湾模拟等。本书内容广泛、新颖,在学术研究和应用方面适合目前科学研究和工程设计工作的需要,可供从事水利及环境科学等工作的科技人员和相关高等院校师生使用。

21172/40 07

弯 道 水 力 学

张红武 吕 昕 著

责任编辑 许立新

*

水利电力出版社出版

(北京三里河路 6 号)

黄河水利委员会印刷厂印刷

*

787×1092 毫米 32 开本 7 印张 152 千字

1993 年 12 月第一版 1993 年 12 月第一次印刷

印数 0001—3000 册

ISBN7-120-02333-0/TV·835

定价: 7.00 元

序

河湾是平原河流中最普遍、最典型的大地貌形态。弯曲型河段是冲积河流中最常见的一种河型,在世界分布很广,对防洪、航运等有重要的影响。由于河道水流与河道的形成之间存在着密切关系,河流演变特征与弯道水力学特性当有必然联系。应该承认,无论从除害还是兴利的角度,都需要对弯道水流运动及输沙规律有较为清晰的认识。

自 19 世纪 70 年代对弯道水流运动引起注意后,许多科学工作者对它进行了观测、试验、研究工作,其中乌克兰学者 И. Л. 罗索夫斯基所做的贡献较大,并有专著问世。此后,各国学者发表的关于弯道研究的论文和研究报告逐年增多,但令人遗憾的是,专门论述这一研究领域的专著或教科书尚属少见。张红武、吕昕两同志的《弯道水力学》的出版是值得欢迎的,本书无论从学术水平还是应用方面来说,都适合目前的需要。我相信,这本书的出版,对更多同行掌握这一学科的基本理论,并将有关知识应用于江河治理及引水防沙等方面的科研与设计工作,将起很好的作用。同时,对于其它相关学科的研究者,也是一本很好的参考书。

本书作者对弯道水力学中很多课题的研究一直有着浓厚的兴趣。多年来不仅完成了 10 多项研究弯道水流规律及泥沙运动规律的模型试验,而且发表了大量的弯道研究论文和科技报告,同时指导硕士生和其他同志研究弯道水流运动及泥沙运动规律

也获得较大进展。近年来还运用有关知识解决了一些实际工程问题。因此,本书内容具有较强的创造性及新颖性,其特点不同于一般教科书。

李保如

1993年2月2日

前 言

弯道水流(包括挟沙水流)运动规律的研究,在水利工程学的许多领域中,占有重要的位置。例如,在河流治理、港口兴建、引水防沙、桥墩防冲以及改善河道航运等方面都得到了广泛的应用。

自 1870 年 J. Thompson 在实验中发现了弯道水流同时存在着纵向和横向流动以来,很多学者致力于这一问题的研究。但迄今为止,弯道水力学作为一门学科,本身的体系尚难确定,国内外也没有专门的教科书,已有成果多散见于论文集和期刊之中。1987 年,作者为了教学的需要,冒昧地写了本讲义,当时定名为“河弯水力学”。其内容曾在郑州、长沙及兰州等地向一些研究生及本科生讲授,有些科研人员及高等院校的教师也参加了听课,并对有关内容进行了多次讨论,提出了建议。作者获得不少启示,在此深表谢意。

弯道水力学的研究涉及学科甚多,限于篇幅,本书主要选择一些较为重要的内容(包括作者有关的成果以及最近的试验结果,其中大部分内容已在国内外学术会议上交流或在有关刊物上发表过)予以阐述;对于其它有关的内容,也给予概括性介绍。此外,考虑到本书的读者对象具有较好的水力学基础,因而对一些常见易懂的内容未作详尽的阐述,并删去了大量的插图。必要时,读者可参考有关文献。

全书共分七章,分别为紊流运动、河渠泥沙运动规律、弯道水力特征、弯道环流的理论计算、弯道中纵向流速的分布、弯道输沙特性及河湾模拟等。通过上述七章的讨论,基本上能对弯道

水力学有全面和系统的认识。河湾水流运动及河床冲淤变形所涉及的物理量往往较多,边界条件复杂多变,若想利用现有的一些计算公式直接得到较确切的数值解,实际上是很困难的。在这种情况下,有效的办法是在现有理论指导下,以实测资料为基础,建立物理或数学模型,进行模拟试验,得出定性或定量的结果。因此,在本书最后一章介绍“河湾模拟”。

在科技学术交流领域内,无论国内还是国外,都广泛引用非正式出版的科技报告作为参考文献。这类报告内容详细、具体,为颇受科技人员重视的一级文献。所以,本书也较多引用有关的科研报告作为参考文献。

限于作者水平,本书错误之处在所难免,热忱欢迎读者提出宝贵意见。

李保如和钱颖颖教授热情关心和鼓励本书的写作,从全书内容到表达方式,都提出了不少宝贵意见,有些研究成果也曾得到过他们的指导。在出版之际,李保如教授于百忙中审阅本书并欣然写序。此外,张清、邵苏梅参加了描图及植字工作;刘杰、张廷伟也作了大量工作。在此向他们谨致谢意。

作 者

1993年3月于郑州

目 录

序

前 言

第一章 紊流运动..... (1)

1.1 紊流运动方程 (1)

1.2 二维均匀紊流及其半经验理论 (3)

1.3 紊流时均流速分布 (5)

1.4 紊动强度的分布..... (13)

参考文献 (15)

第二章 河渠泥沙运动规律 (17)

2.1 推移质运动..... (17)

2.2 悬移质运动..... (29)

参考文献 (45)

第三章 弯道水力特征 (47)

3.1 弯道水面形态及超高..... (47)

3.2 弯道中的环流..... (66)

参考文献 (76)

第四章 弯道环流的理论计算 (77)

4.1 环流流速垂线分布计算的研究现状..... (77)

4.2 环流流速垂线分布的通用公式..... (94)

4.3 弯道环流流速沿程分布的计算..... (97)

4.4 弯道河底流向的计算 (106)

参考文献 (109)

第五章 弯道中纵向流速的分布..... (111)

5.1	纵向垂线平均流速的分布	(111)
5.2	弯道水流发生分离的条件及出弯后 流速调整的长度	(120)
5.3	弯道水流纵向流速剖面	(123)
5.4	弯道床面剪切力的分布	(126)
5.5	弯道水流的紊动强度及阻力特性	(133)
	参考文献	(138)
第六章	弯道输沙特性	(141)
6.1	弯道中的底沙运动	(141)
6.2	弯道中的悬移质运动	(154)
6.3	河湾演变	(162)
	参考文献	(170)
第七章	河湾模拟	(174)
7.1	弯道平面二维流场的数值模拟	(174)
7.2	弯道河床冲淤变形的数值模拟	(182)
7.3	河湾物理模型试验	(188)
7.4	河湾模型实例	(201)
	参考文献	(215)

第一章 紊流运动

紊流运动是自然界中普遍存在的一种十分复杂的流动状态,河渠中的水流运动一般都是紊流。人们对它的运动规律至今尚未完全了解和掌握,水流紊动与弯道水流流场有着密切联系,本章主要介绍与弯道水力学有关的内容。

1.1 紊流运动方程^[1]

在水力学中,将液流运动划分为紊流与层流两种形态,在紊流中又视边壁相对粗糙度的大小分为光滑区、粗糙区(或阻力平方区)以及介于二者之间的两个过渡区。实际上,河渠水流一般都是紊流,且多属阻力平方区紊流。其最基本的特征是流场中任一点的运动要素(如流速、压强等)的脉动。例如,任一瞬时流速 u ,总可分解为三个分速 u_x, u_y, u_z 。即

$$u_x = \bar{u}_x + u'_x$$

$$u_y = \bar{u}_y + u'_y$$

$$u_z = \bar{u}_z + u'_z$$

式中, u_x, u_y, u_z 分别为相对于空间坐标 x, y, z 的瞬时流速 u 的三个分量; $\bar{u}_x, \bar{u}_y, \bar{u}_z$ 为时均流速 $\bar{u}$ 相应的三个分量; u'_x, u'_y, u'_z 为脉动流速 u' 相应的三个分量。为简便计,本书除特殊情况外,时均符号省略不写。

紊动最基本的特征是它的不规则性,其瞬时流动一般可用 Navier—Stokes 方程来描述。但由于紊流问题十分复杂,直接求各质点的瞬时运动情况尚不现实。1895 年 Reynolds 将紊流分成

时均流和脉动流两部分,得出紊流时均流动的运动方程。若采用柱坐标,对于恒定流,其表达形式为

$$\begin{aligned} & v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\theta^2}{r} \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right) \right. \\ & \quad \left. + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) + \frac{A}{\rho r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{2A}{\rho r^2} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} - \frac{A v_r}{\rho r^2} \right] \quad (1.1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_\theta}{\partial z} + \frac{v_r v_\theta}{r} \\ &= -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial v_\theta}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} \right) \right. \\ & \quad \left. + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial v_\theta}{\partial z} \right) + \frac{A}{\rho r} \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{2A}{\rho r^2} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} - \frac{A v_\theta}{\rho r^2} \right] \quad (1.2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \\ &= -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial v_z}{\partial \theta} \right) \right. \\ & \quad \left. + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{A}{\rho r} \frac{\partial v_z}{\partial r} \right] \quad (1.3) \end{aligned}$$

此外,连续方程相应表示为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (1.4)$$

以上诸式中 r 、 θ 和 z 为流场中某点的柱坐标; v_r 、 v_θ 和 v_z 为相应的流速分量,即法向、切向及垂向分速(习惯上又将法向、切向分别称为横向、纵向); p 为压力; ρ 为水流密度; A 为紊动动力粘滞系数(或称紊动动力交换系数),其与紊动运动粘滞系数 ν_T (又称之为紊动运动交换系数)的关系是

$$A = \rho \nu_T \quad (1.5)$$

显然,以上采取了沿各个方向紊动力系数不变的假定。

众所周知,上述时均紊流的方程式未封闭,为求解不得不求助于一些半经验理论,其中最为著名且最有使用价值的是 Prandtl 的动量交换理论。

1.2 二维均匀紊流及其半经验理论

由于紊流问题的复杂性,研究时不得不做一些学术上的假定,将水流简化为二维流动。例如,冲积河流的宽深比(B/H)往往很大,其过水断面中间部分的水流特征,与二维区域的水流运动特征相差甚小。借助于 H. Bazin 的试验资料^[2],可给出存在二维流区的条件为

$$B/H \geq 5 \quad (1.6)$$

则中间二维流区宽度为

$$B_0 = B - 5H \quad (1.7)$$

根据胡春宏等一些学者的试验研究, $B/H=5$ 基本上可作为二维流区存在的限制条件^[3,4]。这只意味着此时过水断面的中心线附近水流的流动近似符合二维条件,只有当宽深比从5增大时,二维流区才随之增加。但无论 B/H 值多么大,由于边壁影响而产生的非二维流区总是存在的。文献[4]对边壁影响宽度 B_s 进行了探讨,得出如下表达式

$$B_s = 4.7H \left(\frac{n_w}{n_b} \right)^2 \quad (1.8)$$

式中, n_b 、 n_w 分别为河底及边壁糙率。

不难看出,边壁影响范围将随着比值 n_w/n_b 的减少而减少,随着 n_w/n_b 的增大而增大。由上式可以确定出边壁影响明显的区域在整个过水宽度内所占的比例。

对二维均匀流切应力沿垂线呈线性分布^[1],表达式如下

$$\tau = \tau_0(1 - z/h) \quad (1.9)$$

式中, h 为水深, τ_0 为床面切应力, 可由下式计算。

$$\tau_0 = \gamma J h \quad (1.10)$$

式中, γ 为水流比重, J 为河床比降。

近代流体力学假定^[5]

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 \quad (1.11)$$

式中, τ_1 是由水流粘滞性产生的, 称为粘滞切应力, 其值为

$$\tau_1 = \mu \frac{du_x}{dz} \quad (1.12)$$

式中, μ 表示水流动力粘滞系数。

τ_2 是由水流紊动产生的, 称为紊动切应力, 其值为

$$\tau_2 = -\rho \overline{u'_x u'_z} \quad (1.13)$$

上式中负号表示 u'_x 和 u'_z 的符号总是相反的。

实际上 Reynolds 的时均紊流的方程式仍未封闭, 为求解, 不得不求助于一些半经验理论^[6,7]。其中最为著名且最有使用价值的是 L. Prandtl 的动量交换理论^[5], 它是以分子运动和紊流脉动在形式上相比拟作为出发点的。假设 a 层某液体微团可以自由运移到 b 层, 且移动过程中不会碰撞, 运动距离为 l_1 , 则在 x, z 方向脉动流速 u'_x, u'_z 绝对值的时均值可分别表示为

$$|\overline{u'_x}| = l_1 \frac{d\bar{u}_x}{dz} \quad (1.14)$$

$$|\overline{u'_z}| = k_1 l_1 \frac{d\bar{u}_z}{dz} \quad (1.15)$$

令

$$|\overline{u'_x \cdot u'_z}| = k_2 |\overline{u'_x}| \cdot |\overline{u'_z}| \quad (1.16)$$

将式(1.14)及(1.15)代入式(1.16), 紊动切应力的表达式即能

由式(1.13)改写为

$$\tau_z = k_1 k_2 \rho l_1^2 \left(\frac{du_z}{dz} \right)^2 \quad (1.17)$$

式中, k_1 、 k_2 为比例系数, 令 $l^2 = k_1 k_2 l_1^2$, 则上式为

$$\tau_z = \rho l^2 \left(\frac{du_z}{dz} \right)^2 \quad (1.18)$$

上式即为 Prandtl 掺长模式表示的紊动切应力公式。

由于分子运动与紊流脉动存在着本质上的差别, 分子运动的动能是自身固有的, 与宏观运动无关, 因此 Prandtl 的掺长理论在物理上隐含着严重的缺陷。但在现有模式中, 唯有 Prandtl 的掺长理论在工程实际中得到了广泛应用^[7]。这主要由于该理论提出较早, 积累了丰富的经验, 根据这些经验可以选择合适的掺长分布, 从而能正确地预测剪切紊流中的速度分布。正因为如此, 本书中不少内容的研究和探讨仍是以 Prandtl 的掺长理论为基础的。

1.3 紊流时均流速分布

流速分布受过水断面形状及其纵向变化、边壁粗糙程度、因弯道离心力而中泓偏离以及桥墩、水闸等建筑物的影响, 故有随边界条件不同而变化的性质。应该承认, 全面考虑各种影响因素, 对全断面的流速分布用一个通用形式加以描述是极困难的。因此, 多限于讨论恒定、均匀、二维紊流中的时均流速分布规律。

1.3.1 对数型流速分布公式

流速分布与水流切应力密切相关。在紊流流速很小的固体边壁附近, 由脉动流速产生的附加切应力很小, 而流速梯度却很

大,故此处粘滞切应力起主导作用,该流层流态属层流,称之为粘性底层。其厚度可用下式表示

$$\delta_0 = \frac{N\nu}{u_*} \quad (1.19)$$

式中, N 为一无量纲数; ν 为水流运动粘滞性系数; u_* 为摩阻流速,与边壁切应力 τ_0 、水力半径 R 及水力坡度 J 的关系式为

$$u_* = \sqrt{\tau_0/\rho} = \sqrt{gRJ} \quad (1.20)$$

在远离边壁的流区,因流体中微团的相互混掺、碰撞,动量发生传递,结果使得流速分布趋于均匀化。

由于紊流理论尚不能直接用来解决实际问题,因此现有的公式都是半经验性的。其中,应用最为广泛的是基于 Prandtl 掺长模式的对数型流速分布公式。

由于式(1.18)中 l 仍系未知量,故 Prandtl 进一步假定

$$l = \kappa z \quad (1.21)$$

式中, κ 为卡门常数,清水试验资料得其值为 0.4。再同时假定边壁附近的粘滞切应力 τ_1 可被忽略,即

$$\tau_0 \approx \tau_2 \quad (1.22)$$

于是,将式(1.18)代入上式,并引入式(1.20)及(1.21),即能解出

$$\frac{u_m - u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{h}{z} \quad (1.23)$$

上式即为著名的 Prandtl 时均流速亏值公式,式中 u_m 为水面流速。

由图 1.1 表示的 J. Nikuradze 的实验资料^[8]不难看出,Prandtl 关于掺长的假设式(1.21)仅在近壁区与实测点据符合,且 $\tau_0 = \tau_2$ 的假设在紧靠边壁的流区不能成立,因此对数型流速分布公式(1.23)的理论推演尚欠严密^[9]。其次,床面粗糙时由该

式计算出的近底流速将会出现负值的错误。此外由式(1.23)求得的流速梯度(一阶导数)不等于零,从而导出在水面处流速不是极值的矛盾。

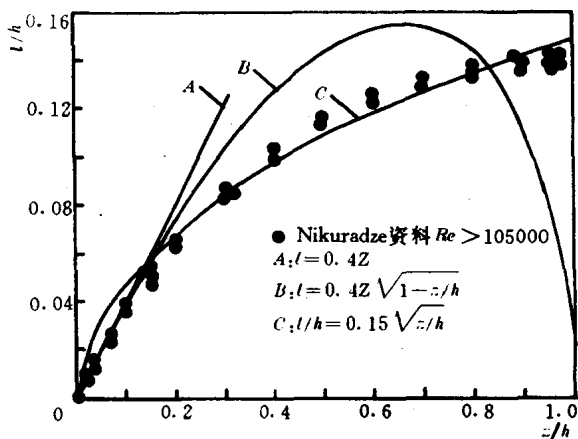


图 1.1 清水掺长公式与实测资料的比较

1.3.2 张红武流速分布公式

事实上,Prandtl 的掺长模型的合理性在很大程度上取决于掺长 l 的物理含义的理解。我们认为,掺长主要表征涡体垂向运移过程中能够保持原有流动特征的距离,其大小应取决于所处流场的运动特性^[4]。在各向异性的流区中,微团垂向运移中能够保持原有流动特征的距离要小些,而在远离边壁的近似存在着局部各向同性涡体的流区中,这种距离可能大一些。为了进一步确定掺长的表达式,我们引入“涡团模式”。认为在恒定、均匀二维紊动流场中,任一点都存在一个具有固定角速度 $\bar{\omega}$ 的涡团($\bar{\omega}$ 对应的轴线为通过涡团中心且同流向垂直的水平轴 y),其当量直径等于此处涡体垂向运移过程中能够保持原有流动特征的距离

离,即掺长 l 。于是仿照确定刚体转动动能的方法,可求出质量为 m 的涡团绕 y 轴转动的动能为

$$W_m = \frac{1}{2} K_1 m \left(\frac{l}{2} \right)^2 \bar{\omega}^2 = \frac{K_1}{8} m l^2 \bar{\omega}^2 \quad (1.24)$$

式中, K_1 为转动惯量系数,若视涡团为球体,其值等于 $2/5$ 。

与掺长分布相应,涡团动能也具有上天下小的分布趋势,因而后者应与所在位置的势能 W_k 存在正比关系。即

$$W_m = K_2 W_k = K_2 m g z \quad (1.25)$$

式中, K_2 为比例系数; z 为从河底算起的水深坐标; g 为重力加速度。

由式(1.24)及(1.25),可解得

$$\frac{l}{h} = c_s \sqrt{\frac{z}{h}} \quad (1.26)$$

其中

$$c_s = \frac{1}{\bar{\omega}} \sqrt{\frac{8 K_2 g}{K_1 h}} \quad (1.27)$$

式中, h 为水深; c_s 可称为涡团参数。当取 $c_s=0.15$ 时,与尼古拉兹的实测点据吻合(图1.1),由图1.1同时可看出,现有两家公式 $l=\kappa z$ 和 $l=\kappa z \sqrt{1-z/h}$ (κ 为卡门常数)在广大流区中与实验资料偏离甚多。

我们知道,“卡门常数” κ 并非常数^[10,11]。文献[12]利用苏联河流资料开展的系统研究结果表明,即使是清水或少沙河流, κ 值也是变化的(一般在 $0.30 \sim 1.04$ 范围内变化),并认为除紊流理论尚不严密等原因外,天然河流过水断面形状的影响也是显著的。由式(1.27)可以看出,涡团参数 c_s 在天然河流中将会有一定的变化范围也是不足为奇的。作为初步研究,我们首先考虑水流含沙浓度对涡团参数的影响,因为相对于其它影响因素而