

中国水利水电工程

ZHONGGUO
SHUILI SHUIDIAN
GONGCHENG

邵维文 张鸿铨 赵文谦 主编
梁在潮 董曾南 雷志栋



海洋出版社

内 容 简 介

本书主要反映我国在水文资源、泥沙工程、海岸和江河治理、水工建筑、农田水利、环境保护等方面所取得的一些成就,可供广大科研、教学人员和研究生参考。

图书在版编目(CIP)数据

中国水利水电工程 / 邵维文等主编. —北京:海洋出版社, 2004. 4

ISBN 7-5027-6092-X

I. 中… II. 邵… III. 水利建设—成就—中国—汉、英 IV. F426.9

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2004)第 015884 号

责任编辑:方 菁

海洋出版社 出版发行

<http://www.oceanpress.com.cn>

(100081 北京市海淀区大慧寺路 8 号)

上海交大印务有限公司印刷 新华书店发行所经销

2004 年 4 月第 1 版 2004 年 4 月上海第 1 次印刷

开本:787mm×1092mm 1/16 印张:38

字数:900 千字 印数:1~300 册

定价:100.00 元

海洋版图书印、装错误可随时退换

《中国水利水电工程》编审人员

顾问:	李玉成	李桂芬	许协庆	谷兆祺
	柴恭纯	常近时		
主编:	邵维文	张鸿铨	赵文谦	梁在潮
	董曾南	雷志栋		
编委:	丁灼仪	王超	王平义	王善达
	邓家泉	宁廷俊	齐学义	刘士和
	刘永川	刘小兵	卢永金	沈东
	何永霖	吴文浩	吴建华	陈国谦
	张立翔	郭振仁	熊绍隆	槐文信
	潘继红			

(以姓氏笔划为序)

目次

湍流理论与水利水电工程	梁在潮 李泰来 (1)
湍流计算中的二维大涡数值模拟方程	齐学义 宋京豫 刘在伦,等 (8)
二维大涡数值模拟的实例计算	齐学义 宋京豫 郭秀峰,等 (15)
二维大涡模拟方程的数值解法	齐学义 郭秀峰 宋京豫,等 (20)
用 DHR 型 $k-\epsilon$ 模型对锥形扩压器内紊流的数值预测	何永森 (26)
格子 Boltzmann 方法在水利水电工程流动格子模拟中应用的研究	程永光 (36)
水流的压力脉动及相关问题	马吉明 黄继汤 郑双凌 (52)
二维明渠非恒定水流 BGK 数值模型	邓家泉 (60)
河口三维水流泥沙数值模型及其应用	周华君 (71)
非线性 San Venant 方程组数值稳定性分析	吴作平 杨国录 甘明辉,等 (81)
流域水沙模拟方法研究	吴作平 杨国录 甘明辉,等 (90)
明渠弯道温差异重流特性研究初探	贺益英 李福田 (100)
金口泵站进水池河段水流运动研究	刘士和 刘光临 曹令银,等 (112)
消力池导墙水流脉动壁压场深化研究	刘士和 陆晶 陈永兵 (119)
挟沙水流流速分布规律的再研究	黄才安 黄润辉 (126)
横流中三维线源型浮力射流的特性研究	韩会玲 梁素韬 张宏敏 (133)
同位网格系统中通量修正格式的粘流场数值模拟	王志东 汪德耀 (140)
集对分析在河床演变分析中的应用探讨	宋立松 史英标 (147)
长江河道观测研究与展望	吴文浩 (154)
长江下游河道水流泥沙特征与河床演变	吴文浩 (160)
长江下游汊道演变分析	吴文浩 (172)
马尾港二维数学模型研究	胡大京 (179)
急流冲击波计算方法	王如云 张长宽 张东生,等 (187)
阶梯溢流坝掺气特性研究	程香菊 赵文谦 罗麟 (195)
底流消能泄洪水流雾化影响之研究	王善达 (204)
侧槽溢洪道的水力学问题	文宗太 刘卫群 宋莉莹,等 (210)
珠江河口洪水问题及治理对策探讨	彭静 廖文根 段黎星,等 (215)
松花江佳木斯河段壅水试验研究	齐梅兰 张永刚 崔广臣 (224)
一种浅水波浪数值模型的应用研究	徐福敏 张长宽 茅丽华,等 (233)
波浪作用下堤前冲淤形态研究	高学平 张亚 (240)
近海大直径圆柱在波流共同作用下基底周围床面冲刷研究	李林普 刘德良 (247)
波、流共存时的床面剪切力	曹祖德 李蓓 (254)

潮流数值模拟中桩群阻力影响的研究及应用	唐士芳 (268)
水动力数值模拟的研究方向	曹祖德 李蓓 (280)
三维水、盐、沙数值模拟及其应用	李蓓 (288)
基于 NEW $k-\epsilon$ 双方程湍流模式的海底管线附近底床侵蚀稳定性判别	
..... 吕林 李玉成 李巍然 (298)	
海上油气混输方法探索	郑之初 赖英旭 吴应湘 (308)
海洋大气波导环境及其监测技术研究	张永刚 黄小毛 唐海川 (317)
风暴潮与天文潮的非线性相互作用	姜兆敏 王如云 黄金城 (327)
水库港码头建设与库岸防护问题	程昌华 王平义 (333)
特高水头抽水蓄能电站方案比较中某些水力学问题的考虑	
..... 谷兆祺 王琳 钟建文 (339)	
抽水蓄能电站侧式进/出水口水力学问题研究	张兰丁 王文芳 姜威海 (345)
水力发电工程水情自动测报系统建设的若干问题	蒋齐之 (360)
反拱水垫塘拱端力变化规律的试验研究	陈长植 孙建 (369)
一类全对称矩阵特征值反问题	沈东 陈思 (379)
Recent Development of R & D and Manufacturing for Hydro Turbines in China	
..... Lai Xi-de Li Qing-qang Liu Xiao-bing (386)	
水力机组轴系的振动反问题	沈东 陈思 王洪,等 (392)
水轮发电机组轴向振动研究	张思青 沈东 王洪,等 (402)
双流道式污水泵叶轮内部流动的二维大涡模拟计算	
..... 齐学义 刘在伦 郭秀峰,等 (410)	
从水力参数变化获取输液管道泄漏信息	董莉莉 崔莉 (416)
带尾水调压井的水电站水力装置系统过渡过程研究	常近时 寿梅华 (423)
弯曲型尾水管 CADC 软件系统设计	杜廷娜 潘缘 丁德斌,等 (436)
三峡导流明渠施工通航模型试验研究与工程实践	宁廷俊 汪世鹏 刘秀华 (444)
三峡二期工程粉煤灰大坝混凝土“中性化”问题研究	严捍东 孙伟 (453)
三峡库区土壤渗透特性实验研究	王平义 赵川 刘亚辉 (461)
混凝土受压时的临界损伤研究	谢洪林 曹亮 张立翔 (470)
复杂岩性材料筑坝可行性研究	欧阳海宁 李体建 赵贱清,等 (477)
预防混凝土碱-骨料反应试验研究	李双艳 张怡瑞 刘伯平 (489)
淮河入海水道海口建闸方案研究	王亦勤 (495)
现浇混凝土薄壁联体筒桩新工艺在浦南东片出海闸工程中的应用	卢育芳 (501)
闸室混凝土裂缝产生的原因及处理方法	张丽芬 (507)
豆腐窝分洪(凌)闸改建工程中松动爆破技术的应用	
..... 时振彬 王振海 张洪波,等 (514)	
丙乳砂浆在豆腐窝分洪(凌)闸改建中的应用	王振海 时振彬 张洪波,等 (519)
从优化水绿空间布局来增强地区除涝能力的规划思想探讨	张继东 (524)
宁波奉化江大桥对工程水域及泄洪影响的数模分析	朱军政 伍冬领 (531)
东深供水改造工程管渠沿程水力计算	黄东 贾顺钟 郑国栋,等 (538)

上海市水文特性分析	顾圣华 (546)
环境水力学反问题研究进展——演化算法	闵涛 周孝德 冯民权 (553)
博斯腾湖湖水环流与水质数值模拟研究	冯民权 周孝德 郑邦民,等 (563)
太湖冬夏季流场特征及潮流涡旋形成的机制研究	 罗激慈 秦伯强 朱广伟,等 (572)
张集水源地水环境质量评价模糊灰色模型	董洪信 顾萍 钱家忠,等 (589)
土壤侵蚀模拟实验理论与方法研究的回顾及若干思考	 王文龙 李占斌 雷阿林,等 (597)
农田水利建设与造地相结合初探	葛小军 周永健 史春华,等 (606)
六盘水市中心城地下水资源计算及评价	苏枫 (611)
六盘水市中心城地下水资源构成	苏枫 (618)
电站管道结露的技术处理研究	张思青 何士华 纳学梅,等 (628)

湍流理论与水利水电工程

梁在潮 李泰来

(武汉大学水资源与水电工程科学国家重点实验室, 武汉 430072)

摘要 本文系统地阐述了湍流理论在水利水电工程中几个重要领域的应用, 其中包括高速水流, 挟沙水流, 环境工程和节能减阻, 同时还对湍流结构进行了简要介绍。文中明确指出, 湍流理论是水利水电建设可持续发展的重要基础理论之一, 许多复杂的水流问题, 有待湍流理论进一步完善去解决。

关键词 湍流理论, 水利水电, 高速水流, 挟沙水流, 环境工程, 节能减阻

1 概述

湍流是自然界普遍存在的一种流体流动状态, 研究其结构特征和运动规律, 从而找到一种合理解决湍流问题的方法, 对于推动工农业和国防建设的科学技术发展, 改善生活环境, 以及开拓基础科学的新领域, 都有非常重要的意义。湍流理论对水利建设可持续发展也是重要基础理论之一。由于湍流的研究是物理乃至全部自然科学中当今最重要的问题之一, 全世界所有的发达国家, 无不给湍流研究以极大重视。

水利工程中绝大多数的水流都是湍流。严格讲, 所有水利工程中的流体力学问题, 都应以湍流理论为基础进行处理, 但由于实际工程中的水流甚为复杂, 目前湍流理论和计算技术都未达到可以大量解决实际工程中流体力学问题的水平, 因而目前工程上主要仍采用传统的方法(如水力学的方法)。但随着湍流理论和计算技术的发展, 有些涉及到水流内部结构的工程流体力学问题, 不用湍流理论不可能得到较好地解决, 如高速水流, 挟沙水流, 环境水流和节能减阻等。因而近一二十年来, 国内外都在研究如何用湍流理论解决这些领域中的工程问题。

(1) 湍流理论一些比较成熟的概念, 用于解释一些水流现象和某些局部问题。如湍流是由大小不同尺寸的涡体所组成, 能量的输运主要是大涡体, 湍动能呈级串传递; 能量的耗散主要是小涡体; 切变湍流中存在一种有组织结构——拟序结构(coherent structure); 条带结构(streak structure), 猝发结构(burst structure)和涡旋结构(vortex structure)构成近壁区湍流结构的特征; 其他还有大量的经过实践证明的基本概念, 已成为工程中处理传质、传热、能量输送等问题的重要指导观点。

(2) 湍流模式的应用, 特别是两方程模式, 在计算和预测水利工程中的一些流体力学问题, 已成为较普遍的方法。例如在水环境工程, 冷却水工程和海洋工程中, 用湍流模式进行传质, 传热的数值模拟, 已成为普遍而有效的方法。

(3) 以湍流理论为基础, 提出一些解决工程问题的新理论和新方法。例如用湍流拟序结构

理论解释河流泥沙推移质运动的新思路。

2 湍流理论在高速水流中的应用

随着高水头泄水建筑物大量修建,高速水流问题就成为迫切需要解决的问题之一。高速水流是高雷诺数充分发展的湍流,它的特殊工程问题,可概括为“两动两气”,即“脉动压力”,“振动”“掺气”和“气蚀”,这些问题都涉及到湍流结构,因而必须用湍流理论为指导来研究解决这些问题。

2.1 脉动壁压问题

脉动壁压的强度,频率及其频率谱特性等,都是工程设计需要考虑的物理量。过去一般将脉动压力看成是平稳各态历经随机过程,认为脉动量是时间和空间坐标的随机函数,用长时间统计平均求其平均值。但近一二十年内,随着量测技术和计算技术水平的提高,对脉动压力的认识也随着加深,实验资料表明,脉动壁压不完全是随机量,而是存在拟序性,即其时间样本历程上,脉动量具有明显而强烈的间歇性,与湍流拟序结构(turbulent coherent structure)紧密相关。因而进行试验资料分析时,就需考虑其拟序性。为此,国内外提出了好几种模式识别的方法:所谓模式识别,是指将脉动压力满足某些特殊条件的信号识别出来,并将它们作为样本取出,经过相位平均后得出脉动压力的拟序模式。在模式识别中,感兴趣的是将掩盖在随机背景湍流中的拟序运动事件检测出来,因而设计了一种抑制背景湍流信号和加强拟序运动信号的检测方法。其主要步骤是:① 求出脉动压力信号的长时间平均强度;② 用动平均方法对标准化后的脉动压力信号作滤波处理,以区分出猝发过程(burst process)时期的信号;③ 以脉动压力的猝发时期部分作为检测拟序模式的条件,并对满足此条件的信号采样。详细的论述和计算方法,见文献[1]。

2.2 湍流拟序结构与气蚀

高速水流气蚀破坏是水流中或边壁表面裂缝中存在气核,当局部压力降低时,气核迅速增长成气泡,气泡被带到高压区后,由于压力作用使气泡破裂,形成高速微射流而冲击固体表面,使固体表面遭到剥蚀,即产生气蚀。因此,形成气蚀的水流条件,大致有4个:① 水流中须含有气核;② 有局部低压区;③ 气核增长形成的气泡要带到高压区;④ 气泡破裂应在边壁附近。这4个条件除第一个主要是自然形成的以外(一般天然水都含有气核),其他3个条件都与近壁区的水流结构有关。水流内部的局部低压区,大致可分两种情况:① 当边界有突变时,突变处形成固定空腔,空腔内形成低压区;② 固体边界无突变,其局部低压区的出现,则要归结于水流内部的原因。在大雷诺数情况下,湍流近壁区的涡旋结构被拉长,形成状似发卡型的涡丝(称之为发卡型涡丝),其涡面很小,涡丝中心的压力变低,从而形成了局部低压区。由此认为,首先气核在发卡型涡丝中心低压区内增长成气泡,然后气泡被猝发结构带到下游边壁附近高压区内破裂,产生气蚀,这就是边壁无突变情况的气蚀产生的过程。以此概念为基础,经过力学分析,得到涡丝中心压力 p 的计算式:

$$p = -\rho((3.75-5.0) \frac{\nu}{u_*} \frac{\partial \overline{u_x}}{\partial y})^2$$

式中 ρ 为流体的密度, ν 为流体的运动粘性系数, u_* 摩阻流速, $\frac{\partial \overline{u_x}}{\partial y}$ 流体流速梯度。详细分析见参考文献[2]。

2.3 掺气与高速泄流雾化

高速泄流时,由于水流与空气,或与固体边界的相互作用,一般都会形成雾化水流。雾化水流是一种很复杂的水-气和气-水两相流,它的流态受泄流方式的影响,又受地形地物的限制,而且气象条件也有一定的作用。但就其流动属性,应属于两相湍流。因此,处理掺气和水流雾化的工程问题,其基本理论依据,应是湍流理论。

2.3.1 坝面溢流自由掺气

高速水流从坝面下泄时,由于水流与空气的相互作用,在距坝顶一定距离处,水流开始掺气,水流愈向下游,掺气愈多,使水面成白絮状。这种掺气是自然发生的,故称为坝面溢流自由掺气。根据两相湍流的力学分析,这种自然掺气需具有两个条件:① 水气交界面的稳定性受到破坏,将空气卷吸到水流中,这是水流掺气的首要条件;② 湍流边界层发展到水面,水流的紊动将卷吸进水流的气泡传递到水流内部,如果不具备此条件,即使水中卷入了空气,也会由于空气比水轻而逸出水面,形不成掺气水流,因而湍流边界层发展到水面,是水流掺气的必要条件。对此两条件进行力学分析,可得出以下两计算式。

(1) 水气交界面失去稳定性的计算式

式中 u_w, ρ_w 为水流的速度和密度; u_a, ρ_a 为空气的速度和密度; σ 为表面张力; g 为重力加速度; 若将 $\rho_w = 0.102 \text{ kg} \cdot \text{s}^2 / \text{m}^4$, $\rho_a = 0.132 \text{ kg} \cdot \text{s}^2 / \text{m}^4$, $g = 9.8 \text{ m} / (\text{m} \cdot \text{s}^2)$, $\sigma = 0.0074 \text{ kg} / \text{m}$ 代入,得两种界质的速度差:

$$(u_w - u_a)^2 > 2\sqrt{g\sigma(\rho_w - \rho_a)} \left(\frac{\rho_w + \rho_a}{\rho_w \rho_a} \right)$$

也就是说,当水流与空气的速度差大于 6.4 m/s 时,自由表面就会失去稳定性,从而使空气被卷入水流中,坝面水流有可能开始掺气。

(2) 湍流边界层发展到水面的计算式

若以 δ 表示边界层厚度, h 表示坝面水深,即 $\delta = h$ 为其表达式。溢流边界层厚度的计算式已有一些,不过其计算的结果大同小异,我们的计算式是:

$$\delta = 0.00182(\nu/gi)^{1/7} x^{0.81}$$

式中 x 为沿坝面的距离; i 为坝面坡度; ν 为水的运动粘系数; g 为重力加速度。

2.3.2 挑流水舌掺气

水舌从挑流鼻坎抛射到空中后,在重力和空气阻力作用下呈抛射运动,水舌在空中逐渐分裂扩散,部分水舌成为气水混合流。若认为重力,水流紊动扩散和水舌周界空气作用是水舌掺气的主要影响因素,利用量纲分析,可得掺气浓度 β 为弗劳德数 Fr 的函数,由于水舌各断面的速度和断面大小是变化的, Fr 值也随之而变,因而可得出水舌掺气浓度的沿程变化量。我们的计算式^[2]是:

$$\beta = 1/(kFr^{2/3} - 2)$$

式中 $k = 0.1112 - 0.1268$; $Fr = u^2/gh$, u 为水舌水流速度, h 为水舌未掺气时的断面厚度。公式使用条件 $Fr \geq 10.0$ 。

3 挟沙水流

挟沙水流是水沙两相流,就泥沙的运动状态,可分为悬移质运动和推移质运动。它的影响因素甚为复杂,既与水流的流态有关,又与泥沙的组成特征有关,而且与河床的状态有密切关系。就挟沙水流动力特征来说,可概括成五个问题,即泥沙的起动,推移质输沙,河床沙波运动,悬移质运动和水流挟沙力。显然这些问题都与湍流结构密切相关。

3.1 猝发结构与河床泥沙运动

近壁面的水流层与通常的水流概念不同,不是二维稳定流,而是具有紊动的三维不稳定流,底层出现顺流向流速快慢相间的流带,快速流带比慢速流带的宽度要大得多,这里所说的“快”“慢”是指该流带的流速大于或小于当地的长期平均流速。流带结构形成以后,慢速流带在诱导速度作用下缓慢地提升,当上升到一定高度时,慢速流带突然加速,失稳,然后破裂成更小的湍流结构,此过程称为“喷射”;与此同时,外区的高流速流体,以射流的形式向边界流动,以补充由喷射留下的空间,此过程称为“扫掠”。慢速流带急剧上升的位置,对于各条流带来说是随机的,但对许多流带的统计量而言,有一经常出现的范围。根据我们的试验,此范围为 $y^+ = (yu_*./\nu) = 8-10$ 。但流带继续上升到 $y^+ = 10-14$ 时,流带开始出现振荡,而且很快破裂,破裂常在 $y^+ = 15-30$ 处发生。式中 u_* 为摩阻流速, ν 为水的运动粘性系数, y 为距边壁距离。湍流的一个猝发过程完成以后,下一个猝发过程又开始,但发生的位置和时间都有强烈的随机性,因而认为湍流具有拟序结构。平均猝发周期也常看成是反映猝发现象出现率的一个重要统计特征值。Antonia 和 Bisset^[4]研究过猝发过程和固体粒子推移运动的关系。他们发现喷射模态长 $Le^+ = (Le u_*./\nu) = 64 (Le = 3.8 \text{ mm})$, 扫掠模态长 $Ls^+ = (Le u_*./\nu) = 83 (Ls = 4.9 \text{ mm})$, 慢速流带典型宽 $b_m^+ = b_m u_*./\nu = 50 (b_m = 2.8 \text{ mm})$, u_* 为摩阻流速, ν 为运动粘性系数。并测得平均粒子移动距离为 1.87 mm , 相当 4.16 倍粒子的粒径;粒子跳跃的平均长度值与喷射和扫掠的模态值相同。粒子两个顺序移动的时间平均值 $t = 0.29 \text{ s}$, 或无量纲值 $t^+ = 94$ 。而两个喷射间的间隔平均周期 $T_e = 0.26 \text{ s}$, 或无量纲 $T_e^+ = 84$ 。结果表明,固体粒子的两个顺序位移间的平均时间和两个喷射间平均周期大致相同。因此,有理由认为湍流的猝发结构可解释粒子的启动和推移运动。

3.2 湍流猝发结构与复杂河床边界

挟沙水流的含沙量大到一定程度时,水流的湍动能无能力挟带全部泥沙,一部分泥沙将淤积河床,形成复杂的河床边界,与其相适应的形成独特的水流结构。R. Jackson^[5]系统地研究过湍流猝发结构与复杂河床边界的关系。

3.3 粒子的跟随性与泥沙悬移质运动

泥沙在水流挟带下浮游前进的运动,称为悬移质运动。它的计算控制方程,是考虑泥沙沉降效应的两相湍流扩散方程。一般计算时,其扩散系数往往采用 $\epsilon_r \approx \epsilon$, 即认为泥沙扩散系数与水流的动量传递系数相同;也有的乘以某个系数以示区别。这样处理在理论上是不严谨的,

计算的结果也有较大误差。事实上泥沙的比重与水不同,它要完全跟随水流一起运动不大可能,尤其是具有高频的强紊动流动。当泥沙不能完全跟随水流一起运动时,泥沙与周围的水流之间产生相对运动,两种介质间也就有力的作用,这种附加作用力使水流结构发生变化。因而,计算泥沙扩散状态之前,需要进行泥沙的跟随性计算。

粒子跟随性问题,国内外都有研究,我们以著名的 BBO 方程(Basset-Bousinesq-Oseen)为基础,利用 Fourier 积分得到如下的跟随性计算方程^[7]

$$\eta = \frac{u_p}{u} \sqrt{\frac{a^3 + b^2 \omega^2}{a \omega^2}}$$

$$a = \frac{16\pi N}{8\rho M + \pi d_i^3 \rho_i} \quad b = \frac{8\rho M + \pi d_i^3 \rho}{8\rho M + \pi d_i^3 \rho_i} \quad M = \frac{1-d_i}{4}$$

$$N = \frac{13}{d_i} - \frac{216}{k^2 d_i^3} - \frac{8}{d_i^3} + \frac{384}{k^2 d_i^6} \quad k = \frac{5}{3} \left[\frac{(u_s - u) d_i}{\nu} \right]$$

式中: u_p 和 u 分别为泥沙和水流的速度; $\bar{\omega}$ 为泥沙的沉降速度; d_i 为泥沙的粒径; k 为牛顿阻力系数; η 为两种介质速度的比值。若 $\eta \approx 1$ 则泥沙可跟随水流运动。

4 湍流理论在环境水利工程中的应用

湍流理论在环境水利工程中的应用,主要是研究污染物在水流中的扩散,混合与输运规律及其预测。

4.1 污染物的扩散

污染物(如可溶性的污染物质,微小粒子及热水等)在流体中扩散,主要有三种方式,即分子扩散,湍动扩散和对流扩散。由于一般水流皆为湍流,且湍流扩散远比分子扩散大得多,所以在环境水利工程中,常常不考虑分子扩散。湍动扩散是湍流的紊动使污染物扩散。目前描述湍动扩散的主要理论有以下几种。

4.1.1 梯度输运理论(k 理论)

这一理论主要优点就在于它用欧拉法描述湍动扩散过程,其基本假定为物质输运量正比于当地的浓度梯度,也即

$$q = k \cdot \text{grad } C$$

式中: k 一般为一张量, C 为浓度;最早应用 k 理论描述大气污染扩散的是 Schmidt (1925),以后逐步得到了完善;由于 k 理论是将紊动扩散与分子扩散类比得来的,因而 k 理论的应用有一定的局限性。众所周知,分子扩散是由分子运动引起的,而湍流扩散是由湍流中的涡体运动产生的,不仅后者的扩散尺度比前者大得多,而且扩散机理也复杂的多,例如湍流中的涡体尺度在空间分布多种多样,而且随时间发生变化,因此 k 理论的假定仅在引起扩散的涡体尺度比

扩散尺度为小时才可近似有效,否则就不成立。所以对点源羽流(plume)扩散,在其发展的初始阶段,由于羽流尺度远比涡体的尺度小,因而 k 理论不能用。有人在扩散系数 k 中引入粒子运动的时间或距点源的距离作为变量,从而得到了点源扩散的基本特性,但同时却失去了用欧拉法描述扩散过程的优点。

4.1.2 湍流扩散的统计理论

自从 Taylor(1923)^[9]开拓性的工作发表后,湍流统计理论也就成为描述连续或瞬时点源扩散的理论,但是对于非均匀与非高斯型分布的湍流污染物输运,用统计理论描述是困难的,有时甚至是不可能。对湍流扩散,还有些较复杂的描述方法,如高阶近似法,直接相互作用法和随机游动模式等。

5 节能减阻

水利工程中的给水排水,特别是农业中的节能灌溉,节能减阻是一个值得重视的问题。随着世界上能量消耗的不断上升,使人们不得不认真考虑如何有效的保护有限的能源,探求节能的新技术和新方法。湍流减阻就是在这种应用背景下提出的新课题。经过 20 多年的努力,特别是湍流理论的发展,使得湍流减阻理论和应用得到突破性的进展。就减阻技术讲,有肋条减阻,聚合物减阻,大涡破碎减阻,吹风和吸气减阻,微气泡减阻等。这些减阻技术一个共同设想,就是要控制边界层内的湍流结构,特别是拟序结构,减少湍能的耗散,以达到减阻的目的。肋条减阻已在世界范围内广泛使用,是一种很有发展前景的节能技术,但由于湍流的复杂,目前尚无强有力的理论能解释清楚肋条减阻的机理,特别是还没有建立在坚实理论基础上的预测减阻效应的计算方法。尽管如此,仍然受到国内外的高度重视,仍进行了大量的试验研究,得到了许多可作为实际应用参考的成果。从应用的角度我们提出以下几点建议:

(1) 实际应用的优化肋条几何形状,建议用 V 形肋条。其减阻范围与肋条高横比 h/s 有关,常用的高横比 $h/s \approx 1$,若 $h/s < 1$,其零减阻线与阻力分布线的交叉点可拓宽,即可用于减阻的范围增加,使实际应用更方便。最优的肋条,其最大的减阻值约为 $6\% \pm 2\%$,也就是说最大的减阻值限于 8% 以内。

(2) 肋条引起边界层湍流结构的变化,只限于近壁区, $y^+ = 10 \sim 15$,试验表明,能产生减阻效应的肋条(或肋膜),其尺寸应小于慢速流带的尺寸。从湍流拟序结构理论得知,慢速流带的厚度 $h^+ = 10 \sim 25$,长度 $l^+ = 1000 \sim 2000$,分布间距 $\lambda^+ = 100 \sim 125$ 。

(3) 肋条与其它减阻技术的联合作用和新型的肋条,特别是类似鲨鱼鳞形的肋条,很有值得研究的价值,从其减阻机理来看,有可能突破至今最大减阻值为 8% 的限值。

6 结论

从以上内容可看出,湍流理论已在水利水电建设中得到广泛的应用,许多复杂的水流问题有待湍流理论去解决,因而湍流理论是水利水电建设事业可持续发展的重要基础理论之一,如果不加强湍流理论研究,许多建设中的复杂水流问题,将得不到很好解决。

参 考 文 献

- 1 梁在潮. 工程湍流. 武汉: 华中理工大学出版社, 1999.
- 2 梁在潮. 湍流理论在水利工程中的应用. 第三届全国湍流与流动稳定性学术会议论文集. 1991.
- 3 P. Sochet, B. le Guennec. The bursting phenomenon and incipient motion of solid particles in bed-load transport J Hydraulic Research. 1999, 37: 683-696.
- 4 R. Jackson. Sedimentological and fluid-dynamic implications of the turbulent bursting phenomenon in geophysical flows JFM. 1970, (7); part 3.
- 5 梁在潮. 两相流的湍流结构. 中国科学基金, 1990.
- 6 Lehis Nezu. Open-Channel turbulence and its research prospect in the new century Advances in hydraulic and water engineering 2002, 1(3); World Scientific.
- 7 梁在潮. 粒子在紊流场中的跟随性理论. 水利水电科技, 1984, 3-4.
- 8 倪浩清等. 工程湍流流动. 传热及传质的数值模拟. 北京: 中国水利水电出版社 1996.
- 9 P. H. Roberts. Analytical theory of turbulent diffusion J. Fluid Mech 1961.
- 10 梁在潮, 梁利. 肋条减阻. 中国科技发展精典文库. 中国言实出版社, 2001.

Turbulence theory and water resources

Liang Zai-Chao Li Tai-lai

(Wuhan University, Wuhan 430072, China)

E-mail T C Liang @ wuhee. edu. cn)

Abstract: This paper include the following three parts: (1) The use of turbulence theory in high velocity flow, sediment-laden flow, environmental engineering and flow reducing resistance. (2) Simply presentation of turbulence structure. (3) The conclusion of the turbulence theory is one of important basic theory in the sustained development for water resources and hydroelectric development.

Key words: turbulence theory, water resources and hydroelectric development, high velocity flow, sediment-laden flow, environmental engineering

湍流计算中的二维大涡数值模拟方程

齐学义¹ 宋京豫² 刘在伦¹
郭秀峰¹ 杨逢瑜¹ 孟繁中¹

(1. 甘肃工业大学流体机械工程系, 兰州 730050;

2. 首都国际机场, 北京 100621)

摘要 本文采用高斯型滤波函数对 Navier-Stokes 方程进行滤波处理, 并引入了亚格子雷诺应力模型推导出了在水力机械内部流场计算中实用的二维大涡模拟方程及其在物理平面上的离散形式。并将在后续的文章中陆续介绍方程的数值解法, 给出实例计算的验证及用于双流道式污水泵内部流场分析的计算结果。

关键词 大涡数值模拟, 滤波函数, 雷诺应力, 离散形式, 数值解法

1 前言

湍流高级数值模拟——大涡模拟, 将传统的时间平均湍流模型做了进一步改进, 即把 Navier-Stokes 方程作了某种滤波处理, 这样滤波后的流动参数仍保留全部的脉动^[1]。所以, 大涡模拟更能反映流动的某些细节, 使我们更加深刻地认识湍流的本质, 特别是认识某些流动的非定常特性, 而这些又是时间平均无法反应的。因此, 大涡模拟是进一步加深对湍流本质认识的有效工具。

大涡模拟法最开始是针对三维问题提出的, 但其用于实际三维湍流流动计算有着巨大的困难, 具体表现在: ① 通用的小涡模型需要极密集节点, 因而需要庞大的计算机储存能力, ② 大量计算数据和求解非线性偏微分方程需要高速数值处理能力, ③ 需要非常可观的计算时间和经费。这样也就限制了它的应用。

由于课题研究的需要, 为克服或者说为避开上述困难的困扰, 我们将三维大涡模拟简化成可实用的二维形式, 并将其用于双流道式污水泵的内部流场的分析计算。这样, 既保持了大涡模拟的主要优点, 又可在一般计算条件下预报出二维湍流运动状态。

为说明其可行性及旨在为大涡模拟在水力机械内部流场计算中的广泛应用做些铺垫性的工作或有益的尝试。我们拟通过系列文章的方式向读者介绍我们所做的这部分工作。

本文先给出二维大涡模拟方程及其在物理平面上的离散形式。

2 二维大涡数值模拟方程的推导^[2]

随着科学和计算机技术的发展, 湍流计算已广泛用于流体机械与流体输运内部流场乃至

燃烧及热力场的计算。湍流计算的基础是一组经过时均处理和模型化(即针对不同的具体问题补充了湍动能 K 方程和湍动能耗散率 ϵ 方程)后的雷诺方程组;然后是对控制和描述流场的这些方程离散、差分、求解,并在求解迭代过程中采用压力修正法的 SIMPLEC 程式求得快速收敛解^[3]。但作为大涡模拟与一般湍流计算有所不同,它已将传统的时间平均湍流模型作了进一步改进,使其更能反映流动或流场的细节和全貌。然而,正如前述,在一般计算条件下实际工程中的三维湍流大涡模拟的计算还存在着一定困难。为此,我们在课题研究中将其简化为二维的实用形式,并进行了实例计算,得到了满意的结果。其方程的简化推导过程如下:

描述平面不可压缩流动的控制方程为:

连续方程

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

动量方程

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2)$$

其中, $i, j = 1, 2$; x_i 为坐标; u_i 为速度; p 为流体压力; ρ 为流体密度; ν 为流体运动粘度。

在二维不可压缩湍流场中,根据大涡模拟的思想,将物理量 f' 化成如下两部分:

$$f = \bar{f} + f' \quad (3)$$

此处 $\bar{f}$ 是大尺度场分量, f' 是小尺度流动量。

$\bar{f}$ 可定义为:

$$\bar{f}(x_1, x_2) = \iint_D \prod_{i=1}^2 G_i(x_i, x'_i) f(x'_1, x'_2) dx'_1 dx'_2 \quad (4)$$

$G_i(x_i, x'_i)$ 是 x_i 方向的高斯(Gauss)型过滤函数,写为

$$G_i(x_i, x'_i) = \left(\frac{6}{\pi \Delta_i^2} \right)^{1/2} \exp \left\{ -6 \frac{(x_i - x'_i)^2}{\Delta_i^2} \right\} \quad (i = 1, 2) \quad (5)$$

这里 $\Delta_i = h_i$, h_i 是 x_i 方向网格长度。

方程(4)是在整个流动域 D 上积分而成的,用方程(4)将 N-S 方程、连续方程在不可压缩流域中过滤。

将滤波运算用于上述方程得^[1]:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{u_i u_j}) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \Delta^2 \bar{u}_i \quad (6)$$

式中

$$\overline{u_i u_j} = \overline{(\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_j + u'_j)} = \overline{\bar{u}_i + \bar{u}_j} \overline{\bar{u}_i + \bar{u}_j} + \overline{u'_i \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i u'_j} \quad (7)$$

其中,等式右端第一项完全依赖于流场的大尺度分量,因而可在求解方程过程中计算出来。而后面三项包含小尺度量,必须建立模型,把这三项之和称为亚格子雷诺应力,即

$$R_{ij} = \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_j \bar{u}_i} + \overline{u'_i u'_j} \quad (8)$$

通常把亚格子雷诺应力张量分解成一个对角线张量与一个迹为零的张量之和

$$R_{ij} = \left(R_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} R_{kk} \right) + \frac{1}{3} \delta_{ij} R_{kk} = -\tau_{ij} + \frac{1}{3} \delta_{ij} R_{kk} \quad (9)$$

其中

$$\tau_{ij} = -R_{ij} + \frac{1}{3} \delta_{ij} R_{kk} \quad (10)$$

将对角线张量部分与压力项合并,可定义一个修正的压力:

$$P = \frac{\bar{P}}{\rho} + \frac{1}{3} R_{kk} \quad (11)$$

于是滤波后的 N-S 方程可写成:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{u_i u_j}) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (12)$$

这里引入里奥那德(Leonard)应力:

$$\lambda_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (13)$$

再采用克拉克(Clark)修正,即

$$\overline{u_i u_j} \approx \bar{u}_i \bar{u}_j + \frac{\Delta^2}{12} \nabla^2 \bar{u}_i \cdot \nabla \bar{u}_j \quad (14)$$

这样,大涡模拟方程可改写为

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{u}_i \bar{u}_j = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial \lambda_{ij}}{\partial x_j} \quad (15)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j + \frac{\Delta^2}{12} \nabla \bar{u}_i \cdot \nabla \bar{u}_j) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (16)$$

采用涡粘性模型,假设

$$\tau_{ij} = K \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (17)$$

其中 K 为亚格子涡粘性系数,在大多数情况下采用 Smagorisky(1963)提出的假设,即

$$K = (C\Delta)^2 \left[\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (18)$$

上述方程形式也可以从另一个角度来理解。对于湍流,滤波所形成的大涡模拟方程在形式上虽然与普通的时间平均雷诺方程是一样的,但引入了亚格子涡粘性的概念来模拟其中的亚格子雷诺应力。湍流的影响可以通过修改(2)式中的动量扩散系数来实现,即在(2)式中以等效粘性 ν_{eff} 来代替分子粘性 ν ,而等效粘性是分子粘性与亚格子涡粘性之和,即 $\nu_{eff} = \nu + \nu_{SGS}$,则动量方程变为

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{u}_i \bar{u}_j = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [(\nu + \nu_{SGS}) \bar{e}_{ij}] \quad (19)$$

其中

$$\nu_{SGS} + (C\Delta)^2 |\bar{e}_{ij}|, (i, j = 1, 2); \bar{e}_{ij} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}; \Delta = (\Delta_1 \Delta_2)^{1/2}$$

C 是比例常数(Smagorinsky 常数),取为 $C = 0.1$; Δ 表示网格宽度, Δ_1, Δ_2 可通过数值积分求得。

方程(16)和连续方程可写成下面统一的式子:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \varphi) = -\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_j \varphi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \right) + S \quad (\varphi \text{ 取 } 1 \text{ 和 } \bar{u}_i) \quad (20)$$