

水流动力荷载 与流固相互作用

崔广涛 练继建 彭新民 林继镛 安刚 等著



中国水利水电出版社
www.waterpub.com.cn

水流动力荷载与流固相互作用

崔广涛 练继建 彭新民 林继镛 安刚 等著



中国水利水电出版社
www.waterpub.com.cn

内 容 提 要

本书介绍作者 80 年代以来在水流动力荷载、流固相互作用或水流诱发水工结构振动等方面的最新研究成果和技术总结。主要研究内容包括：脉动压力的产生机理、随机分析方法、点面关系、相似律和幅值选取，各类泄水工程中的动水荷载及其影响，水流诱发高拱坝、导墙、厂房、橡胶坝和闸门结构的振动等。本书可供水利、水电、水运、土木、交通等行业的科技工作者和研究生参考。

图书在版编目 (CIP) 数据

水流动力荷载与流固相互作用/崔广涛等著. —北京：中国水利水电出版社，1999

ISBN 7-5084-0043-7

I. 水… I. 崔… III. ①水流动-载荷-研究 ②液体-固体运动-相互作用-研究 IV. TV131.2

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (1999) 第 10557 号

书 名	水流动力荷载与流固相互作用
作 者	崔广涛 练继建 彭新民 林继镛 安刚 等著
出版、发行	中国水利水电出版社 (北京市三里河路 6 号 100044) 网址: www.waterpub.com.cn E-mail: sale@waterpub.com.cn 电话: (010) 63202266 (总机)、68331835 (发行部)
经 售	全国各地新华书店
排 版	中国水利水电出版社微机排版中心
印 刷	北京市朝阳区小红门印刷厂
规 格	787×1092 毫米 16 开本 15.25 印张 354 千字
版 次	1999 年 11 月第一版 1999 年 11 月北京第一次印刷
印 数	0001—1010 册
定 价	38.00 元

凡购买我社图书，如有缺页、倒页、脱页的，本社发行部负责调换

版权所有·侵权必究

前 言

高水头大流量泄洪消能、流固耦联作用或高速水流诱发水工结构振动是近些年我国大型水利工程建设中特别受人关注的问题。不管是已建成或在建的二滩、三峡、小浪底还是拟建的小湾、溪洛渡和构皮滩工程,在这些方面面临的问题是前所未有的。已建成的二滩拱坝,最大坝高 240 m,坝顶溢流和中孔联合泄洪最大流量 $16500 \text{ m}^3/\text{s}$,已属世界前例。至于小湾和溪洛渡拱坝坝高已近 300 m 级,泄洪功率几千万千瓦甚至近亿千瓦,已达到世界最高水平,摆在工程师面前的泄洪消能难题是史无前例的。从理论上来说,近 30 年来紊流随机理论、猝发理论以及实验和计算机技术的进步,也推动高速水力学(包括水流脉动与振动)研究领域的重要变化。但用纯理论的方法来解决工程实际问题,还存在很大距离,也难以用物理模型做到完全相似地模拟原型流动及其与结构的相互作用。本书从工程实际需要出发,以解决工程问题为目的,进一步研究高水头大流量泄洪水流的运动规律,特别对高速水流产生的水动力荷载,及其对泄流结构、防护结构、闸门结构及坝体结构等的作用,提出了实用的理论计算方法、试验模型手段、分析方法和工程措施。

本文的内容共分四大部分。第一部分介绍水流脉动压力的问题,包括水流脉动压力产生的机理、随机分析方法、幅值的选取、点面关系、相似律及脉动压力沿缝隙传播规律。第二部分介绍几种典型的泄水工程中动水荷载及其对泄洪结构、防护结构的影响,包括孔板消能工、水垫塘底板(平底板和拱形底板),厂房顶、消力池尾坎、渡槽等型式的泄洪和防护结构。第三部分介绍泄洪水流诱发拱坝、导墙、橡胶坝、闸墩等型式水工结构的振动问题,提出一整套预测和模拟水流诱发结构振动的技术路线和方法,包括水力学和结构动力学相结合的水弹性模型模拟原理和手段,水弹性实验中不相似因素的修正,

流激振动响应的正分析和反馈分析方法及抗振标准等。第四部分介绍水工闸门振动,包括闸门振动的激励机理、振动类型和振动稳定的分析及振动响应的计算等。

本书反映了作者 20 年来的国家自然科学基金和“七五”、“八五”、“九五”国家重点科技攻关联合资助项目,以及成勘院、昆明院、三峡总公司、长江委设计院、珠委设计院和国家教委、水电部基金和天津市等其他地方性的委托或资助项目,在水流动力荷载、流固相互作用或水流诱发水工结构振动等方面的研究成果和技术总结。这些成果或论文曾分别参加或单独获得过天津市、水电部、能源部、电力部以及国家教委科技进步奖,其主要内容都以不同形式公开或发表过。在这里只是有选择地进行了取舍和删减,并按基础性和应用性格局进行编辑,尽量保持原汁原味。

本书的作者除崔广涛、练继建、彭新民、林继镛、安刚、苑希民、赵耀南之外,还有杨敏、岳鹏、董淑芳、齐清兰、俞波、徐林柱、叶树华、李军、闵强、陶毅、陈平、黄锦林、赵亚晶、陈大刚。他们都会记住在天津大学攻读博士、硕士学位时所付出的辛勤劳动,包括指导过他们的杜镇福教授、王日宣教授和梁兴蓉高工等。

鉴于编著历史过程的局限和作者的水平所限,不可避免地带给本书一些缺欠,有的也不便大删大改。因此缺点和错误在所难免,敬请批评指正。

在迎接新中国成立 50 周年之际,谨以此书献给伟大祖国迈向 21 世纪!

作 者

1999 年 9 月

目 录

前 言

第一部分 水流脉动压力的基本问题	1
水流脉动壁压的产生机理	3
水流脉动压力的随机分析方法	9
水流脉动压力最大振幅的取值	28
水流脉动压力幅值的点面转换	32
水流脉动压力频谱的点面转换	39
水流脉动压力的相似律	46
水流脉动压力沿缝隙的传播规律	52
第二部分 泄水工程中的动水荷载及其影响	61
多级孔板的脉动压力特性	63
挑跌流对河床的动水压力及基岩的防护问题	73
拱坝溢流水舌对河床作用力及其影响	86
挑越式厂房的水动力荷载	93
水流对尾坎的冲击力	101
液压翻板门的启门力	106
挑跌流作用下底板稳定性研究	113
拱形底板受力与稳定性研究	121
低水头消能防冲实验研究	128
渡槽风绕流荷载	134
第三部分 水工结构的流激振动	141
二滩拱坝泄洪振动水弹性模型研究	143
小湾拱坝泄洪振动仿真研究	151
附属结构对拱坝泄洪振动的影响	162
导墙结构的流激振动研究	170

低水头大流量溢流坝系统水激振动	177
橡胶坝的静力变形和泄流振动	186
水工结构流激振动响应的反分析	192
第四部分 闸门振动	199
平面闸门振动的激励机理	201
平面闸门的非线性振动响应计算	213
水力自控翻板门的拍振机理	220
水工闸门振动稳定性指标	229

第一部分

水流脉动压力的基本问题

水流脉动壁压的产生机理

水流在固体边界上的压力脉动与水工建筑物的振动、空蚀、消能和冲刷等问题密切相关。同时,对壁面压强脉动机理的探讨也有助于了解近壁附近水流的紊动结构。

通常,据从 $N-S$ 方程得到的脉动压强方程式:

$$\nabla^2 p' = -\rho \left[2 \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \frac{\partial U'_j}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i \partial x_j} (U'_i U'_j - \bar{U}'_i \bar{U}'_j) \right] \quad (1)$$

将压强脉动源分为“紊动—平均剪应力”和“紊动—紊动”相互作用两种。然而在一般情况下,解式(1)是困难的,前人曾利用均匀各向同性紊流模型和四阶累积量为零的准正态假设,研究了压力相关和速度相关的关系。并采用大 Reynolds 数下的相关系数测量结果,得出在均匀各向同性紊流中压强脉动的方均根为:

$$\sqrt{p'^2} = 0.58 \rho \bar{U}'^2 \quad (2)$$

Uberoi 用较详细的试验结果验证了准正态假设并用经验相关系数

$$f(r, t) = \exp(-r/\Lambda f)$$

给出平均值约为:

$$\sqrt{p'^2} = 0.7 \rho \bar{U}'^2 \quad (3)$$

对于真实的剪切紊流,通过量级分析的方法,式(1)可简化为紊流边界层中的壁压脉动关系式。再利用边界层中平均流速梯度 $\left(\frac{\partial \bar{U}_1}{\partial x_2}\right)$ 和剪力速度 $(U_* = \sqrt{\tau_w/\rho})$ 的经验关系式,可得壁压脉动强度和壁面剪应力 (τ_w) 间的表达式为:

$$\sqrt{p'^2_w} = C \tau_w \quad (4)$$

从试验资料和计算得到的 C 值约在 1.6~4 的较大的范围内变动。

以下将从壁压脉动主要决定于低频大尺度相干结构这一条件出发,导出二元明渠紊流运动中底部压强脉动的近似积分表达式,从而建立脉动压强与脉动流速、壁压强度与垂直脉动流速强度与壁面剪应力间的关系式。

一、壁压脉动的机理

二元明渠水流底部固体边界上任意点 o 处的时均压强 $(\bar{p}_w)$, 由该点上方各单位基元体积液体所受的重力加速度 (g) 和均流运动的垂向加速度 (a) 的叠加所决定。可以想见,任一基元体由于涡动引起的附加的垂直全加速度 (a') 均将引起壁压的波动,即 o 点上方各尺度涡旋随机运动引起的垂直脉动动量变化的总和形成壁压的脉动 (p'_w) , 其示意图见图 1(a)。

在邻近底部边界处,粘性起主要控制的所谓粘性底层内,流的不稳定性形成的紊动是间歇性的,且幅值甚小,只在达到底层上界附近紊动幅值才显著增大。同时,在通常需要考虑壁压脉动作用的情况下,水流具有大的 Reynolds 数,粘性底层的厚度 δ_i 极为微薄。因此,可以假定,壁面压强脉动主要决定于底层外部水流的紊动,粘性底层上界面处水流的垂直脉动压强在数值上等于壁面上的脉动压强 [图 1(b)]。

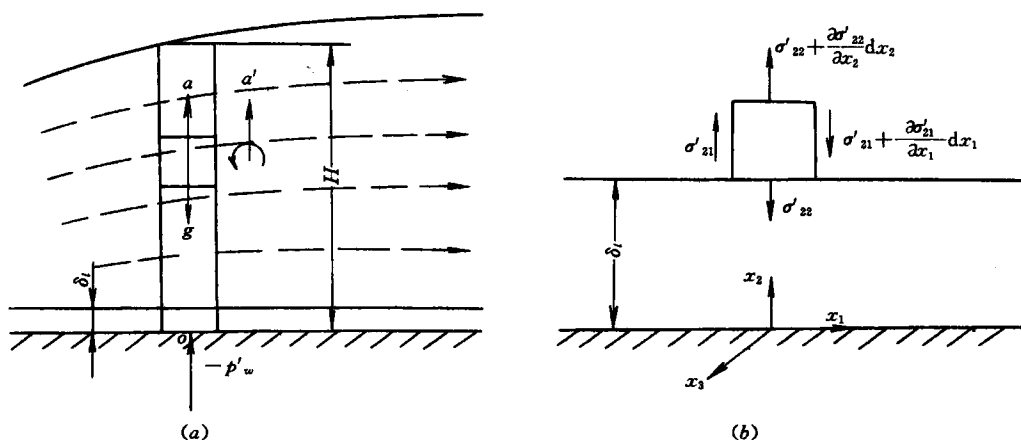


图 1 壁压机理示意图

不可压缩流体瞬时，时均和脉动运动的应力形式的平衡方程为：

$$\rho \frac{dU_i}{dt} = X_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (5a)$$

$$\rho \frac{d\bar{U}_i}{dt} = \bar{X}_i + \frac{\partial \bar{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} \quad (5b)$$

$$\rho \frac{dU'_i}{dt} = \frac{\partial \sigma'_{ij}}{\partial x_j} \quad (5c)$$

其中
而

$$U_i = \bar{U}_i + U'_i; \sigma_{ij} = \bar{\sigma}_{ij} + \sigma'_{ij}$$

$$\sigma_{ij} = -p_{ii}\delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (6a)$$

$$\bar{\sigma}_{ij} = -\bar{p}_{ii}\delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{U'_i U'_j} \quad (6b)$$

$$\sigma'_{ij} = -p'_{ii}\delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial U'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U'_j}{\partial x_i} \right) + \rho \overline{U'_i U'_j} \quad (6c)$$

水槽试验表明，脉动壁压主要是由低频大尺度相干结构所引起的。模型试验和原型观测也证实，沿壁面上的压强脉动，在一个以紊动纵向空间大尺度为长轴、横向大尺度为短轴的椭圆面积内，具有同位相和大小接近的特性。考虑在表征紊动最小涡旋特征的纵、横向微尺度 λ_f 和 λ_g 构成的微椭圆面积内，可假定壁压脉动的瞬时平均值近似地等于该面积中心处的脉动瞬时值，即：

$$\frac{1}{\omega_{fg}} = \int_0^{\omega_{fg}} \langle \phi' \rangle_{\delta_i} d\omega = \langle \phi' \rangle_{\delta_i} \approx \langle \phi' \rangle_{\delta_i} \quad (7)$$

或

$$\frac{\partial \langle \sigma'_{2j} \rangle_{\delta_i}}{\partial x_j} \approx \frac{\partial (\sigma'_{22})_{\delta_i}}{\partial x_2} \quad (8)$$

对水平壁面，有：

$$-p_w \approx (\sigma'_{22})_{\delta_i} \quad (9)$$

符号 $()$ 表示一点的脉动量 ϕ' ， $\langle \rangle$ 表示该脉动量瞬间在微椭圆面积 ω_{fg} 内的平均值。

对于粘性底层上界面以上，同一椭圆液柱的任意水平截面上，由于各点的 λ_f 与 λ_g 不尽

相同, 仅有:

$$\frac{1}{\omega_{fs}} \int_0^{\omega_{fs}} \langle \phi' \rangle d\omega = \langle \phi' \rangle \quad (10)$$

及

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \langle \phi'_{2j} \rangle \approx \frac{\partial}{\partial x_2} \langle \phi'_{22} \rangle \quad (11)$$

在式 (6c) 中取 $i=2$ 的式:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \sigma'_{2j} = \rho \frac{\partial U'^2_2}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{U}_j U'_2 + \bar{U}_2 U'_j + U'_2 U'_j) \quad (12)$$

将上式中各项在微面积 ω_{fs} 内取平均, 并沿水深积分, 有:

$$\int_{\delta_i}^H \frac{\partial}{\partial x_2} \langle \sigma'_{22} \rangle dx_2 = \int_{\delta_i}^H \frac{\partial}{\partial t} \langle \rho U'^2_2 \rangle dx_2 + \int_{\delta_i}^H \frac{\partial}{\partial x_2} \langle 2\rho \bar{U}_2 U'_2 + \rho U'_2 U'_2 \rangle dx_2 \quad (13)$$

若不考虑自由液面附近掺气现象引起的气、水交换, 在自由液面上的各垂直脉动量由于表面张力的抑制作用, 在临近液面时迅速降至零值, 则有:

$$p'_w = \int_{\delta_i}^H \frac{\partial}{\partial t} \langle \rho U'^2_2 \rangle dx_2 - (2\rho \bar{U}_2 U'_2 + \rho U'^2_2 |U'_2|)_{\delta_i} \quad (14)$$

上式右侧第二项中引入绝对值号是为了保持瞬时垂直脉动流速所输运的垂直脉动动量的方向。

考虑到平稳随机函数 $U'_2(t)$ 和其导数 $\frac{\partial U'_2}{\partial t}$ 间具有瞬时不相关的特性, 得壁面脉动压强的方差:

$$\overline{p'^2_w} = \left[\int_{\delta_i}^H \frac{\partial}{\partial t} \langle \rho U'^2_2 \rangle dx_2 \right]^2 + [4\rho^2 \bar{U}_2^2 \overline{U'^2_2} + \rho^2 \overline{U'^4_2}]_{\delta_i} \quad (15)$$

式 (14) 和式 (15) 表明, 壁面一点的压强脉动决定于该点上方单位面积水柱内瞬时垂直脉动动量当地变化的总和, 以及该点上方粘性底层上界面处的瞬时垂直速度所输运的垂直脉动动量。

据式 (15), 壁压脉动强度只直接依赖于垂直紊动强度。流体运动的一些其他参数, 如粘性、重力及时均速度等均不以显函的形式出现。

二、均匀流动中水流的压强脉动

二元渠 (管) 道的均匀流中, 紊动主要从近壁粘性底层开始形成, 在底层上界面附近从均流获得大部分能量, 紊动最强。紊动能中的大部亦在此处耗散, 部分传送到离边界更远的区域。紊动能在断面上各点的产生和耗散不尽相同, 但对于边界层处于平衡状态下的均匀流动, 在流的整个断面上达到平衡, 统计上无净的紊动能沿程传送。气流和水槽中的试验资料都印证了上述对紊动能结构的分析, 其中测得的标准垂直脉动速度的强度沿水深的分布接近于常数, 只在粘性上界面附近略呈现最大值, 而后向壁面迅速递减至零。在粘性底层外, 当地加速度 $\left(\frac{\partial U'^2_2}{\partial t} \right)$ 沿水深各点的瞬时分布是随机的, 且属于小尺度涡旋结构, 故其瞬时值沿水深的总和为零。于是, 式 (14) 和式 (15) 分别化为:

$$p'_w = (-\rho |U'_2| U'_2)_{\delta_i} \quad (16)$$

和

$$\overline{p'^2_w} = \rho^2 \overline{(U'^4_2)}_{\delta_i} \quad (17)$$

对均匀流中壁面脉动压强和垂直脉动速度的同步测量资料表明, 相关函数 $\overline{p'_w U'_{z2}}$ 沿垂线向上衰减极快, 相关只限于壁面附近, 和式 (16) 或式 (17) 的结论是一致的。

设脉动流速 U'_{z2} 服从正态分布, 则有:

$$\overline{U'^2_{z2}} = 3(\overline{U'^2_{z2}})_{\delta_i}^2 \quad (18)$$

于是

$$\overline{p'^2_w} = 3\rho^2 (\overline{U'^2_{z2}})_{\delta_i}^2 \quad (19)$$

或

$$\sqrt{\overline{p'^2_w}} = \sqrt{3} \rho (\overline{U'^2_{z2}})_{\delta_i} \quad (20)$$

1. 各向同性紊流中的脉动压强

若去掉 $x_2 = \delta_i$ 的限制, 即对式 (13) 的积分下限不限定在粘性底层上界面处。考虑远离边界一点流体内部的脉动压强, 并设该点紊动趋向于各向同性, 即 $\overline{U'^2_1} = \overline{U'^2_2} = \overline{U'^2_3} = \frac{1}{3} \overline{U'^2}$ 和 $\overline{\sigma'^2_{11}} = \overline{\sigma'^2_{22}} = \overline{\sigma'^2_{33}} = \overline{\sigma'^2} = \overline{p'^2}$, 据式 (20) 有:

$$\sqrt{\overline{p'^2}} = \frac{\sqrt{3}}{3} \rho \overline{U'^2} = 0.58 \rho \overline{U'^2} \quad (21)$$

和 Batchelor 在均匀各向同性紊流中所得结果完全一致, 而较 Uberoi 的计算结果偏小。

2. 剪切紊流中的脉动壁压

二元明渠 (圆管) 中垂向脉动速度强度的理论分布式为:

$$\frac{\overline{U'^2_{z2}}}{U_*^2} = \frac{1}{2} \frac{x_2}{x_2 + \delta_i} + \frac{1}{4} K^2 \left(1 - \frac{x_2}{H} \right) \frac{x_2^2}{U_*^2} \left(\frac{dU_1}{dx_2} \right)^2 \quad (22)$$

其梯度式为:

$$\frac{x_2^2}{U_*^2} \left(\frac{dU_1}{dx_2} \right) = C_1^2 \quad (23)$$

其中

$$C_1 = \frac{U_* x_2 / \nu}{1 + U_* x_2 / 5\nu} + 0.02 \frac{23.2 (U_* x_2 / \nu)^2 - (U_* x_2 / \nu)^3}{(1 + U_* x_2 / 5\nu)^3} \quad (24)$$

式中: δ_i 为粘性底层厚度; K 为 Kármán 常数; $U_* = \sqrt{\tau_w / \rho}$ 为剪力速度。

在式 (22) 及 (23) 中取 $x_2 = \delta_i$ 后代入式 (20), 可得脉动壁压强度和壁面剪应力间的关系式:

$$\sqrt{\overline{p'^2_w}} = C \tau_w \quad (25)$$

其中

$$C = \frac{\sqrt{3}}{4} \left[1 + K^2 \left(1 - \frac{\delta_i}{H} \right) C_1^2 \right] \quad (26)$$

取 $K=0.4$, $U_* \delta_i / \nu = 11.6$, 并设 $\delta_i / H \approx 0$, 得 $C=1.75$ 。

若取

$$\left(\frac{\sqrt{\overline{U'^2_{z2}}}}{U_*} \right)_{\max} \approx 1.1 \quad (27)$$

直接代入式 (20) 后, 有:

$$\sqrt{\overline{p'^2_w}} = 2.1 \tau_w \quad (28)$$

为和本文的结果比较, 表 1 和表 2 摘录了某些测量的结果。

表 1

边界层下的脉动壁压 (摘自文献 [3])

$\sqrt{p'_{\text{w}}}/\tau_{\text{w}}$	Re_{θ}	来 源	备 注
2.32	13 000	Willmarth (1959)	$d/\delta^* = 1.1$
2.49	22 600	Willmarth (1959)	$d/\delta^* = 1.1$
0.97	65 000	Skudrzyk & Haddle (1960)	$d/\delta^* = 2.5$
2.15	29 000	Willmarth & Wooldrige (1962)	$d/\delta^* = 0.33$
2.19	38 000	Willmarth & Wooldrige (1962)	$d/\delta^* = 0.33$
2.50	$Re_D = 6 \times 10^4$	Corcos (1962)	圆管资料
2.00	$Re_D = 2 \times 10^5$	Corcos (1962)	圆管资料

注 d 为传感器承压面直径; δ^* 为边界层位移厚度; $Re_{\theta} = U_0 \theta / \nu$ (U_0 为流速; θ 为边界层动量厚度); $Re_D = U_0 D / \nu$, D 为管径。

图 2 是据式 (16) 及式 (6c) 绘制的壁压脉动示意图。值得注意的是, 即便在时均流为直线平行流动的紊流中, 壁面上的时均压强并不等于静水压强, 而是需要附加上一个决定于壁面附近的垂直脉动的统计平均量 $\rho \overline{U'^2}$, 即壁压是围绕其平均脉动强度线而不是静水压强线而脉动。此点似有违于通常的理解, 其源来自式 (6) 中或负或正的 $\rho \overline{U'U'}$ 项归入应力的时均或脉动项中。对于时均流, 由于将脉动运动抹平, 将 $-\rho \overline{U'U'}$ 考虑作为一附加作用力以等价于紊流对平均运动的影响, 已得到公认。为了满足应力叠加式 $\sigma_{ij} = \bar{\sigma}_{ij} + \sigma'_{ij}$, 需将

表 2 边界糙度对壁压脉动的影响

(摘自文献 [3])

$\sqrt{p'_{\text{w}}}/\tau_{\text{w}}$	U_0 (ft/s)	条 件
2.19	205	光滑平板
3.09	205	粗糙平板
2.15	156	光滑平板
2.63	153	粗糙平板

注 1ft = 0.3048 m。

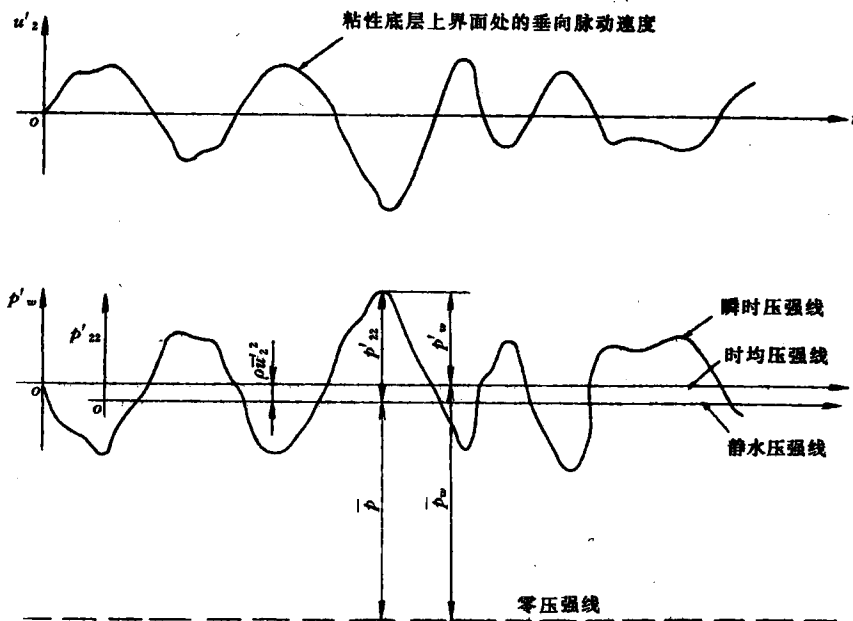


图 2 壁面压强示意图 (粘性项未绘出)

+ $\rho \overline{U'_i U'_j}$ 项归入应力脉动项中。而从式 (5a), 流体瞬时全加速度的展式

$$\frac{dU_i}{dt} = \underbrace{\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{U}_i \overline{U}_j}_{\frac{d\overline{U}_i}{dt}} + \underbrace{\frac{\partial U'_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{U}_j U'_i + \overline{U}_i U'_j + U'_j U'_i)}_{\frac{dU'_i}{dt}} \quad (29)$$

可知, 瞬时全加速度的脉动部分并不包括时均项 $\overline{U'_i U'_j}$ 。式 (6c) 中的时均量 $\rho \overline{U'_i U'_j}$ 似应解释为, 从瞬时运动减去平均运动后, 作为一附加应力以等价于平均运动对紊流运动部分的影响。另外从物理的观点而言, 时均压强中附加项 $\rho \overline{U'^2}$ 的产生, 类似于气体分子运动随机的碰撞壁面而导致统计上在壁面显示气体压力一样。区别只在于水流脉动运动的“碰撞”效应是通过粘性底层而后传至壁面的。

三、突变流中壁面上的脉动压强

在水流边界条件骤然变化而引起的水跃和其他分离流中, 紊动一般由大尺度、高强度涡旋结构为主体, 相比之下, 前述由底部边界激发的紊动占次要地位。同时, 涡旋可能分布在沿水深的各个位置且尺度相对于水深并不为小量。因此, 式 (14) 和式 (15) 化为:

$$p'_w = \int_{z_1}^H \frac{\partial}{\partial t} \langle \rho U'_2 \rangle dx_2 \quad (30)$$

和

$$\overline{p'^2_w} = \left[\int_{z_1}^H \frac{\partial}{\partial t} \langle \rho U'_2 \rangle dx_2 \right]^2 \quad (31)$$

即壁面上一点的脉动压力决定于该点上方垂直当地脉动动量的总和。

四、结语

(1) 二元明渠流动中, 壁面上一点的瞬时脉动压力由该点上方垂直脉动动量当地变化的总和, 和粘性底层上界面处的瞬时垂直速度所输运的垂直脉动动量所构成。

(2) 壁面上的水流脉动压强可划分为: 边界层内的紊动控制型; 水跃和分离流等形成的强紊动控制型。前者的壁压脉动主要受粘性底层上界面处垂直脉动动量的变化所控制, 后者则主要受控于垂直脉动动量当地变化沿水深的总和。

(3) 等价于紊动对时均运动影响的紊流“似应力”, 反映在固体边界上也存在一个时均的紊动“似压强”。

注: 本文原载于《水动力学研究与进展》, 1987 年第 1 期。

参 考 文 献

- 1 Lowson, M. V. Pressure Fluctuations in Turbulent Boundary Layers. NACA U. S. Tech. Notes. 1944. 3151~3170
- 2 梁在潮. 紊流相干结构与壁压脉动. 水利学报, 1985 (8): 12~25
- 3 Willmarth, W. W. & C. E. Wooldrige. Measurements of the Fluctuating Pressure at the Wall Beneath a Thick Turbulent Boundary Layer. J. Fluid Mech. 1962. 14 (2): 187~210

水流脉动压力的随机分析方法

根据理论分析以及由水力学现代实验技术,如流动显示(可视化),以及激光和热膜流速仪的观测技术的进步,对于水流紊动的发生和发展及其结构的了解即猝发现象(bursting)的发现,已被认为是近20年来在水力学方面的重大进展,它使人们认识到近壁面流动状态的变化,是由猝发—清扫(sweep)现象随机性地周而复始地活动和来流的大规模脉动所构成的相干结构(coherent structures)。这种结构使近壁面产生激烈的压力脉动。

泄水建筑物表面的压力脉动已被认为是现代水力学中具有代表性的随机(不规则)现象。做为随机现象,现代统计流体力学方法是使用相关和谱分析方法,该文是从直观上叙述这些方法的一些基本概念。

一、基本概念

1. 水流脉动的表示法

如上所述,遵循雷诺定律,流速和压力的瞬时值表示形式如下:

$$u = \bar{u} + u' \quad (1)$$

$$p = \bar{p} + p'$$

和一般不规则的随机现象一样,它表示为:

$$p(t) [u(t)] = \{\text{长期倾向}\} + \{\text{周期性}\} + \{\text{随机性}\}$$

式中长期倾向,在一般分析中也称为趋势项。包括长周期项,在分析中应当视情况加以取舍。

实际上,水流压力和流速脉动场都解释为大大小小不同旋涡结构作用。所以,复杂脉动也只是各种周期分量的总和,因此脉动压力(或荷载)都可看做是随机性的。随机变量的平均统计特性值(例如 $\bar{p}$)不随时间变化的过程称为平稳随机过程(stationary random process)。平稳过程若以各态历经性为前提,可按各态历经平稳随机过程(stationary stochastic process)处理。这里所谓各态历经性,解释如下:即由变量 $p(t)$ 所得出的平均值,除了普通用的时间平均外,同时要测定 N 个 $p_k(t)$ ($k=1, 2, \dots, N$),再固定一个时间 t 对 N 个资料所进行的平均值,即认为是集合平均(ensemble average)。这个集合平均和时间平均一致时,就称此现象是各态历经的。

在泄水建筑物中的恒定流,都可看做这种情况。所以,一般情况下却可以采用如下方法。关于非平衡随机现象分析参考有关专著。

2. 统计量

一般情况下,组成统计调查对象的单体的集合,称为母体(population),构成母体的单体个数通常是很庞大的,每个单体的数值做为变量 X ,测量任意 N 个单体值,可得出样本值 $x_1, x_2, \dots, x_n$ (或由脉动压力 $p_1, p_2, \dots, p_n$)系列,问题在于本值进行处理能推算母体所具有的统计特性量,即推算总体参数(population parameter),与这个总体参数相

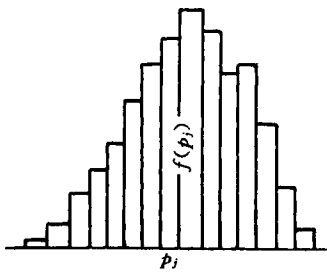


图 1 直方图

$$\left(\sum_{j=1}^h f(p_j) = 1\right)$$

对应的，由样本实测值新构成的特征量称为统计量 (statistics)。

首先，为了使样本值的分布状态一目了然，需把这些样本值按大小的顺序进行排队。将样本数值的变动范围适当地分成若干小区间，再给出各区间（组）里的样本数，即频数 (frequency)，这样就得到阶梯状的频数图叫做频度分布图。若再把各组的频数除以样本的个数 N 值，其比值称为相对频数。把这些作为柱状图来表现的图，称为直方图 (图 1)。

在定量地表示样本值分布时，把样本的中心位置表示为样本平均值，首先表达围绕平均值的分散状况的特征量是样本方差，用下式表示这些量：

$$\text{样本平均} \quad \bar{p} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p_i = \sum_{j=1}^h p_j f(p_j) \quad (2)$$

$$\text{样本方差} \quad \sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (p_i - \bar{p})^2 = \sum_{j=1}^h (p_j - \bar{p})^2 f(p_j) \quad (3)$$

式中： p_j 是被分为 h 个组合的各组的中心值； $f(p_j)$ 是其相对频数。

方差的平方值 σ 称为均方差，标准差或均方根 (standard deviation) 无因次化 $\sigma/\bar{p}$ ，此量称为变差系数 (coefficient of variation) 高次矩则由下式定义：

$$M_3 = \frac{\sum_{i=1}^N (p_i - \bar{p})^3}{N} = \sum_{j=1}^h (p_j - \bar{p})^3 f(p_j) \quad (4)$$

$$M_4 = \frac{\sum_{i=1}^N (p_i - \bar{p})^4}{N} = \sum_{j=1}^h (p_j - \bar{p})^4 f(p_j) \quad (5)$$

M_3 是平均值周围的非对称性表示尺度，无因次化 $C_s = M_3/\sigma^3$ 后，称为偏差系数 (coefficient of skewness)， M_4 是由方差和分布的周边推广的。更能很好地表达分布中心处高低的程度 $C_E = M_4/\sigma^4$ 为峰度 (kurtosis)。我们要了解的是母体中所具有的平均值 $\bar{p}$ 和方差 σ^2 ，及变量是 p 在 $p \sim p + dp$ 范围内的概率函数 $f(p) dp$ 。统计学中重要课题是根据所求出来的样本值来判断母体性质。另外概率密度函数具有代表性的形式，是众所周知的正态分布，具有：

$$f(p) dp = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(p-m)^2}{2\sigma^2}} dp \quad (6)$$

这个分布的平均值为 m ，均方差为 σ ，偏差系数为 0，峰度系数为 3。

3. 概率密度函数

平衡随机过程 $p(t)$ ，从观测资料求概率密度函数时，从记录纸里取出很长时间 T ，其时间间隔为 Δt_i 的记录中， $p(t)$ 将在 p 和 $p + dp$ 的能级之间 (图 2)。存在的时间长度的总和 $\sum \Delta t_i$ 测出来就很明显。概率密度函数 $p(t)$ 变为下式：

$$p(t) dp = \frac{\sum \Delta t_i}{T}$$

概率密度函数的积分形式是概率分布函数，在水流脉动压力分析中通常使用概率密度