波浪水池圆弧斜坡式消波装置改型 试验研究

兰波,周德才,胡定健

(中国船舶科学研究中心,水动力学重点实验室,江苏省绿色船舶技术重点实验室,无锡,214082, Email: <u>rombxyz@aliyun.com</u>)

摘要:圆弧斜坡式消波装置消波效果较好,是目前波浪水池使用比较成熟的消波装置。 圆弧斜坡式消波装置的使用具有一定的局限性,其适用的最大有效消波波长接近于消波装 置长度(来浪方向),且波高不能太大,因此如何使现有的圆弧斜坡式消波装置尽可能地消 除长波长、大波高的波浪,增加其适用性,是目前水池关心的问题。本研究通过对圆弧斜 坡式消波装置及其改型共4种方案开展水槽模型试验研究,获得了各种方案的消波效果, 为波浪水池消波装置的设计选型提供依据。

关键词: 消波装置; 圆弧斜坡式; 波浪水池; 改型; 试验研究

1 引言

水池波浪试验时,为了消除反射波的影响,提高试验精度,必须在水池中安装消波装置。国内外有关试验室都十分重视消波装置的研究,并取得不少成功的经验^[1]。

圆弧斜坡式消波装置是目前使用比较成熟的消波装置,其基本结构为具有一定半径的 圆弧曲面,并在圆弧曲面上铺设消波条,其主要消波机理是摩擦、涡动和破碎。当波浪沿 斜坡面上爬时,由于坡面上水深逐渐减小,波浪破碎而消耗能量。上爬的水体达到一定高 度后即回落,并与随后来波相互干扰再次消耗能量。波浪在上爬和回落过程中需克服坡面 上消波条的阻力,则水体会产生涡动而消耗能量。中国船舶科学研究中心对圆弧斜坡式消 波装置进行了大量试验研究^[2-3],圆弧斜坡式消波装置的最大缺点是占据水池的面积太大, 其适用的最大有效消波波长接近于消波装置长度(来浪方向),且波高不能太大,因此如何 使现有的圆弧斜坡式消波装置尽可能地消除长波长、大波高的波浪,增加其适用性,是目 前水池关心的问题。

本研究基于现有圆弧斜坡式消波装置原型,通过增加单层斜坡、多层斜坡及消波丝等 方法进行改型,并针对该4种消波装置方案开展了水槽模型试验研究,获得了各种方案的 消波效果,为波浪水池消波装置的设计选型提供依据。

2 试验概况

2.1 物理模型设计

试验模型包括圆弧斜坡式模型(原方案)、"圆弧斜坡式+多层斜坡式"模型(改型方案 1)、"圆弧斜坡式+多层斜坡式+消波丝"模型(改型方案2)和"圆弧斜坡式+单层斜坡式+ 消波丝"模型(改型方案3),其示意图见图1,实物照片见图2。





(a)圆弧斜坡式模型照片



(b) "圆弧斜坡式+多层斜坡式" 模型照片

图 2 消波装置模型照片

圆弧斜坡式模型采用目前成熟的设计方案,总长1.875m,宽0.75m(水槽宽度0.8m), "圆弧斜坡式+多层斜坡式"模型是在圆弧斜坡式模型的基础上增加三层斜坡式部分,三层 斜坡式消波装置长0.5m,消波条下面采用漏空设计,该设计一方面考虑增加消波装置总的 长度,另一方面考虑大波浪越过圆弧斜坡式模型坡顶后的破碎和泄水;"圆弧斜坡式+多层 斜坡式+消波丝"模型是在"圆弧斜坡式+多层斜坡式"模型中多层斜坡式上部铺设消波丝 (厚 50mm),其目的为进一步吸收破碎后的波能;"圆弧斜坡式+单层斜坡式+消波丝"模 型是将"圆弧斜坡式+多层斜坡式"模型中三层斜坡式部分的上两层去掉,铺设上相应的消 波丝,其高度与三层高度时保持一致,其目的是加强消波丝的作用,检测消波丝对波浪的 吸收效果。

2.2 试验设备和方法

试验在波浪水槽中进行,水槽长 40m,宽 0.8m,高 1.4m,试验水深为 0.9m。造波方 式为推摇式,规则波波浪周期为 0.5~5.0s,规则波最大波高为 300mm。试验时,消波装置 安装于造波机对面水槽末端,5 根浪高仪布置在水槽试验区域,沿水槽纵向分布,其中迎 浪方向第一根浪高仪距造波机约 18m,第二根与第一根的间距为 20cm,其他浪高仪间距都 为 50cm。

试验在不同波长规则波中进行,4种消波装置主要开展波高为300mm时反射效果的测量,圆弧斜坡式消波装置试验增加了波高为50mm时的消波效果测量,通过试验检验圆弧斜坡式消波装置改型后对长波长、大波高的消波效果(一般波浪水池模型试验对波浪模拟精度的要求为波浪反射系数不超过10%)。

对于规则波,其反射系数可以表示为反射波波幅与入射波波幅的比值。试验时通过浪高仪来测量反射波和入射波叠加后的波高。数据采样时间为100s左右,采样开始点为波浪经过5个浪高仪后,从池端开始反射回来的时刻点。数据处理时取其中数据较稳定的两个 浪高仪的波高数据,不包含多次反射的波浪数据段。利用得到的波高数据对入射波和反射 波进行分解求得反射系数^[4]。

3 试验结果及分析

3.1 圆弧斜坡式模型消波效果分析

针对圆弧斜坡式模型开展了不同波长下波高分别为 50mm 和 300mm 的反射系数测量, 测量结果如表 1 和图 3 所示。从结果中可以得到反射系数总的变化趋势是当波高一定时, 反射系数随着波长的增大而增大。

波高为 50mm 时,当波长与消波装置长度接近时(消波装置长为 1.875m,波长 1.56~3.29m),波浪反射系数小于 10%;当波长远大于消波装置长度时,波浪反射系数显 著增大,最大超过 25%。

与不同波高条件下的反射系数相比,当波长与消波装置长度接近时,波高为 50mm 的 结果要小于波高 300mm 的结果,当波长远大于消波装置长度时,则结果相反。分析其原因 可能为:当波长与消波装置长度接近时,消波装置本体对消波起主要作用,波高为300mm 的大波高远大于消波装置消波的最大设计波高(一般消波装置露出水面高度约为 1/4 最大 波高^[3],即该消波装置模型消波最大设计波高为100mm),因此波高为50mm的消波效果 要优于波高 300mm 的情况; 当波长远大于消波装置长度时, 消波装置本体无法有效的消波, 此时由于波长相同时,大波高波陡大,波浪更容易破碎,因此测量得到的消波效果要好于 波高为 50mm 的效果。

表 1 圆弧斜坡式消波装置反射系数测量结果 (%)			
国期/2	游长/m	波高/m	m
/可 /切 // 8	波达/m —	50	300
1.0	1.56	5.8	10.4
1.25	2.40	3.3	5.8
1.5	3.29	8.7	6.9
1.75	4.18	16.9	10.8
2.0	5.05	23.3	12.4
2.25	5.89	24.1	13.9
2.5	6.71	26.0	24.4



图 3 反射系数随波长的变化曲线(圆弧斜坡式)

3.2 四种消波装置模型消波效果的比较

为了使现有的圆弧斜坡式消波装置尽可能地消除长波长、大波高的波浪,增加其适用 性,项目组基于圆弧斜坡式模型进行了相应的改型,获得了"圆弧斜坡式+多层斜坡式"、 "圆弧斜坡式+多层斜坡式+消波丝"及"圆弧斜坡式+单层斜坡式+消波丝"三种模型,并 对该 3 种模型进行了波高为 300mm 的不同波长规则波试验。表 2 和图 4 给出了 4 种消波装置的消波效果。

表 2 四种消波装置方案反射系数测量结果(波高为 300mm,单位:%)

周期/s	波长/m	反射系数			
		原方案	改型 方案 1	改型 方案 2	改型 方案 3
1.0	1.56	10.4	11.2	11.8	7.8
1.25	2.40	5.8	3.5	3.9	3.8
1.5	3.29	6.9	5.9	6.5	6.4
1.75	4.18	10.8	7.2	7.5	7.4
2.0	5.05	12.4	8.7	9.3	7.4
2.25	5.89	13.9	11.8	11.8	10.8
2.5	6.71	24.4	16.0	15.5	15.6





从图 4 可以看出 4 种模型反射系数总的变化趋势均是当波高一定时,反射系数随着波 长的增大而增大。

4 种模型相比, "圆弧斜坡式+多层斜坡式"、"圆弧斜坡式+多层斜坡式+消波丝"和 "圆弧斜坡式+单层斜坡式+消波丝"三种模型的消波效果比较接近,且要好于圆弧斜坡式 模型,波长为1.56m~5.05m时的波浪反射系数都控制在10%以下,最大有效消波波长由原 方案的4.00m,分别扩大到5.4m、5.3m和5.7m左右,改型方案增加了消波装置对长波长、 大波高波浪吸收的适用性,分析其原因为:3种改型方案均增加了消波装置的消波长度(增 加0.5m,漏空设计)及阻尼,更有利于大波浪越过圆弧斜坡式部分后的破碎、吸收。

3 种改型方案相比, "圆弧斜坡式+单层斜坡式+消波丝"模型要好于其他两种, 说明 相同消波长度下, 消波丝的消波效果比较明显; "圆弧斜坡式+多层斜坡式"和"圆弧斜坡 式+多层斜坡式+消波丝"模型消波效果比较接近,说明所试工况中消波丝参与消波的效果 不显著。

4 结论

通过对圆弧斜坡式消波装置及其改型"圆弧斜坡式+多层斜坡式"、"圆弧斜坡式+多层斜 坡式+消波丝"和"圆弧斜坡式+单层斜坡式+消波丝"共四种消波装置模型开展反射系数测量 试验,得到主要结论如下。

(1)4种消波装置方案反射系数总的变化趋势是当波高一定时,反射系数随着波长的 增大而增大。

(2)圆弧斜坡式消波装置在波高为 50mm 时(不大于其最大设计消波波高),当波长 与消波装置长度相当时,波浪反射系数小于 10%,满足波浪水池使用要求,这也验证了目 前各水池圆弧斜坡式消波装置的适用性。

(3)"圆弧斜坡式+多层斜坡式"、"圆弧斜坡式+多层斜坡式+消波丝"和"圆弧斜坡式+ 单层斜坡式+消波丝"3种改型消波装置在波高为300mm时(大于装置最大设计消波波高), 其消波效果要好于圆弧斜坡式模型,对于波长为1.56~5.05m的波浪反射系数都控制在10% 以下,且最大有效消波波长由原方案的4.0m,分别扩大到5.4m、5.3m和5.7m左右,各改 型方案对长波长、大波高的波浪适用性得到增强。

本研究获得了圆弧斜坡式消波装置及其改型共 4 种方案的消波效果,可为波浪水池消 波装置的设计选型提供参考与依据。

参考文献

- 1 张馥桂, 顾汝森. 浅谈消波器的研究与应用[J]. 水运工程, 1991 (3): 10-13.
- 2 兰波,缪泉明,姚木林,等.波浪水池消波装置选型的试验研究[C].第十三届中国海洋(岸)工程学术讨论会论文集.北京,中国,2007.
- 3 杨森华,消波器的试验研究报告,海洋工程试验设备论文集,1996.3.
- 4 Shutang Zhu and Allen T Estimation of laboratory wave reflection by a transfer function method[J]. Journal of engineering mechanics, march 2001.
- 5 张洪雨,张鑫. 多层变孔径倾斜孔板式消波装置的试验研究[J]. 应用科技, 2015 (4): 74-80.
- 6 SUN He-quan, WANG Yong-xue. Separation of Waves by Interpolation Method[J]. China Ocean Engineering, 17, (1): 123-131.
- 7 王永学,彭静萍,孙鹤泉,等. 分离入射波与反射波的解析方法[J]. 海洋工程, 21(1).

Experimental study on modification of circular type wave absorber for wave basin

LAN Bo, ZHOU De-cai, HU Ding-jian

(China Ship Scientific Research Center, National Key Laboratory of Science and Technology on Hydrodynamics, Jiangsu Key Laboratory of Green Ship Technology, Wuxi, 214082, Email: rombxyz@aliyun.com)

Abstract: The circular type of wave absorber is popular used in wave basin with its good absorbing effect on wave energy. But it also has some limitations for that its maximum effective wave elimination wavelength need to equal the length of wave absorber, and the wave height is need to not too big, so how to use the existing circular type of wave absorber to absorb the wave energy with long wave length and big wave height is a concerned problem for basin. The experimental study on modification of circular type wave absorber is carried out in this paper, and the absorbing efficiency for four types of wave absorbers is obtained. The study can support the type choice and design of wave absorber for wave basin.

Key words: Wave absorber; Circular type; Wave basin; Modification; Experimental study

文丘里管压力脉动与振动强度变化特性的 实验研究

王炯, 许霜杰, 唐巾洁, 龙新平

(武汉大学,水射流理论与新技术湖北省重点实验室 武汉 430072, Email: xplong@whu.edu.cn)

摘要:通过实验研究了文丘里管在不同空化流动中的压力脉动与振动噪声特性,分析 了不同进口压力下压力脉动强度以及振动强度随压力比的变化规律,分析了压力脉动和振 动噪声频谱随压力比的变化规律。结果表明,文丘里管扩散管壁面压力脉动强度随压力比 的减小而呈现先增大后减小的变化趋势,不同进口压力下压力脉动强度变化趋势相同并在 相同的压力比下达到最大值,在本实验对应的文丘里管结构中,最大压力脉动强度对应压 力比在 0.75 左右。而振动强度与扩散管压力脉动强度具有很强的关联性,两者具有相同的 变化趋势并在同一压力比下达到最大值。文丘里管扩散管压力脉动频谱成分分为两部分, 具有较高幅值的低频部分主要与空化云的周期性的脱落脉动有关,并随压力比的增大而逐 渐增大,而具有较宽频谱的高频部分主要与离散空泡的溃灭有关,出现在较大压力比处。 壁面压力脉动形式也直接导致了文丘里管结构振动呈现低频与高频两种频谱成分,随着进 口压力的增大,低频部分的幅值相对逐渐减小,高频部分的幅值相对逐渐增大。

关键词: 文丘里管; 空化; 压力脉动; 振动

1 引言

空化广泛的发生于各种流体机械设备中并会带来许多不利的因素,比如振动、噪声、 材料剥蚀、设备性能下降等。另外,空化溃灭过程中释放的局部高强度能量也可以被应用 于水处理、化工、钻探、清洗等行业领域。文丘里管是一种常用的流体机械设备,广泛应 用于工程中各种流体流量测量与控制^[1]。同时文丘里管也是一种常见的水力空化发生器, 在水力空化应用方面具有很好的潜在应用价值。因此,为了更好的避免甚至利用文丘里管 内空化,需要深入研究其空化的发展过程以及对应空化流动工况。

空泡的初生、发展和溃灭都会伴随着空化设备的噪声和振动,同时空泡溃灭过程中伴随着高强度压力波的释放传播,压力波作用于壁面上产生结构振动和噪声,因此测量并分析空化过程中的压力脉动以及振动信号时研究空化的有效方法^[2]。Rus 等^[3]研究了水轮机空化发展过程中的振动信号变化规律,发现测量信号的幅值先上升,经历一个局部最大值,

然后下降到局部最小值,最后再上升。Černetič^[4]通过监测离心泵的振动情况以及其频谱变 化来监测离心泵的运行工况。孟璐等^[5]采用多普勒激光测振仪发现弹性水翼振动主要受空 化云周期性发展影响而呈现周期性的变化,在空化脱落和脉动阶段振动剧烈。Yazici 等^[6] 研究发现二维轴对称文丘里管中的空化流动的振动频率范围很广,并监测到高动量的空泡 最后会在扩散管中溃灭成低动量的小空泡。在压力脉动方面,Le 等^[7]测量了云状空化的溃 灭压力脉冲,发现最大脉冲对应与云状空化的中心位置。Leroux 等^[8]研究了水翼表面的压 力波动,认为空化溃灭产生的压力波会影响空化云的生长和脱落。Ji 等^[9]通过数值模拟方 法研究了三维水翼空化云演化与压力脉动规律,发现空化云体积脉动的加速度是压力脉动 的根本原因。Chen 等^[10]在收缩扩张流道内发现了由空化引起的显著的准周期压力脉动,并 结合高速摄像图像分析了空化演化过程中的压力脉动过程。

文丘里管是一种结构简单的流体机械设备,但是其内部空化流动以及伴随的空化压力 脉动和振动却非常显著,在流体机械中具有代表意义。因此本文以文丘里管为实验对象, 研究了不同进口压力下文丘里管内空化流动压力脉动特性和文丘里管结构振动特性,分析 了文丘里管内压力脉动强度以及振动强度随压力比的变化关系,获得了压力脉动频谱以及 振动频谱随压力比的变化关系,探索文丘里管内压力脉动与其结构振动的关联关系。

2 实验设置

2.1 实验对象

本实验采用的文丘里管结构如图 1 所示,文丘里管的进出口直径均为 50mm,喉管直 径和长度均为 10mm。文丘里管喉部与扩散管依次布置了 4 个测压孔来采集壁面压力,其 测压孔位置与喉管进口水平距离分别为 5mm, 50mm, 90mm, 130mm。



2.2 实验装置

图 2 为实验装置示意图, 文丘里管的进出口压力主要通过阀门 4 和阀门 10 调节, 其进 出口压力由压力传感器(型号 CY3011BCP70N) 5 和 9 测量, 精度为 0.5%, 量程 0~700kPa (绝对压力)。进出口流量由电磁流量计(型号 KROHNE IFS4000)测量, 精度为 0.3%, 量程为 0~5L/s。高频压力传感器(HELM91)安装在文丘里管壁面测压孔测量其壁面的压 力脉动情况, 其采样率为 100kHz, 精度为 0.25%。加速度传感器分别安装在文丘里管上游 和下游的法兰片上由于测量其轴向振动情况, 其采样率为 262kHz, 灵敏度是 1mV/ms⁻²。



图 2 实验装置示意图

2.3 实验方法

实验开始时,调节离心泵出口阀门4 使文丘里管进口压力(绝对压力)达到指定值, 再通过调节文丘里管出口阀门10 的开度大小改变出口压力,当出口压力稳定在指定值附近 后,开启数据采集系统记录流动参数。单次数据采集完成之后,保持进口压力不变,增大 出口压力,改变流动工况,待工况稳定后继续采集相同进口压力不同出口压力下的流动参 数。当一组进口压力下的流动参数测量完成后,调整阀门4 改变文丘里管的进口压力,重 复之前操作,获得下一组进口压力下的流动参数,直至所有流动数据采集完成为止。在每 组进口压力下,其出口压力从最大到最小,包括无空化流动以及空化充分发展的流动工况。

3 实验结果

3.1 压力脉动强度与振动强度变化特性

文丘里管内流动工况是由上下游压力直接调节的,因此用其出口压力与进口压力之比 来表征文丘里管的工作状态,定义此无量纲参数为压力比 *p*_r,其计算公式为,

$$p_{\rm r} = \frac{p_{\rm out}}{p_{\rm in}} \tag{1}$$

式中, pin 表示文丘里管进口压力。

以往的研究基础表明,表征文丘里管流动状态的无量纲参数空化数与压力比在不同的 进口压力下均具有很好的线性关联关系,在空化状态下空化数随压力比的增加而呈线性缓 慢增加,无空化状态下空化数随压力比的增加而迅速增加,因此空化数和压力比在度量文 丘里管的流动状态时具有对等性^[11]。因此在本文中主要以压力比表征文丘里管的流动状态。

有效值、方差、标准差等反应信号强度的物理量,具有稳定性高,重复性好的特点^[12],因此本研究中采用信号标准差的大小表征压力脉动以及振动信号的强度,其计算公式为,

$$\sigma(p) = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^{n} \left(p_i - \overline{p}\right)^2}$$
⁽²⁾

式中, p_i 为采集的脉动压力信号值或振动信号值, \overline{p} 为信号平均值,n为信号数据的个数。

图 3 所示为压力脉动强度与振动强度随压力比的变化关系。可以看出,在压力比大于 0.9 以后,文丘里管内处于无空化状态,此时对应的扩散管压力脉动以及振动强度处于较低 水平。而在压力比小于 0.9 以后,文丘里管内发生空化,扩散管压力脉动以及振动强度显 著提高。随着压力比的降低,扩散管压力脉动强度逐渐减小,而喉管压力脉动强度基本保 持不变。振动强度变化规律与压力脉动强度变化规律相同,两者具有很强的关联性。另外, 上游振动强度小于下游,这是由上游空化区域对下游向上传播的空化溃灭压力波的阻挡吸 收所致。



图 3 压力脉动强度与振动强度随压力比的变化关系(pin=350kPa)

图 4 所示为不同进口压力下第三个测压点(x₃)处的压力脉动强度与下游振动强度随 压力比的变化关系,可以发现,不同进口压力下压力脉动强度与振动强度随压力比的变化 曲线基本相同,均在相同的压力比下达到最大的脉动强度,此压力比与文丘里管的结构有 关,在本实验的文丘里管下,压力比的值为 0.75。随着进口压力的增大,发生空化后扩散 管的压力脉动强度在一定的压力比范围内均有所增大,但是当空化发展到极限程度后,测 压孔被空化云覆盖后,其压力脉动已经难以得到提高。



图 4 不同进口压力下压力脉动强度与振动强度随压力比的变化关系

- 380 -

3.2 压力脉动与振动频谱特性

如图 5 所示为不同进口压力下测压点 x₂处的压力脉动频谱随着压力比的变化规律。可以看到,随着压力比的增大,压力脉动主频逐渐增大。随着进口压力的增大,压力脉动具 有较高幅值的频段逐渐增多,压力脉动频率成分主要分为两部分,一部分是幅值较高的低 频部分,其频谱小于 500Hz,并随着压力比的增大而逐渐增大,几乎以线性关系增长,这 部分频谱与空化云周期性脱落造成的大尺度空泡团溃灭有关^[13],另一部分是频域较宽的高 频部分,其幅值相对较低,但是频谱分散较宽,压力比越接近峰值压力比,高频部分占比 越大,幅值越突出,进口压力越高,高频部分幅值越显著,这一部分频谱与空化发展过程 中离散空泡溃灭有关。



图 5 不同进口压力下压力脉动频谱随压力比变化关系

如图 6 所示为下游振动频谱随压力比的变化关系,可以看到,振动信号的频谱也具有 多个较宽的频段,随着压力比的升高,其具有较高幅值的频段变宽,不同频段的幅值均有 所提高,在压力比达到 0.75 时对应的频谱成分最为复杂且幅值最高。之后随着压力比的降 低,频谱幅值迅速下降,直到空化消失为止。另外,随着进口压力的增大,其不同频段的 幅值均有所提高。



图 6 不同进口压力下振动频谱随压力比变化关系

4 结论

通过实验研究了文丘里管在不同工况下的压力脉动与振动变化规律,对文丘里管空化 流动中的压力脉动频谱以及振动频谱进行了分析,所得结果表明:

(1) 文丘里管扩散管壁面压力脉动强度与其振动强度均随压力比的减小而呈现先增大 后减小的变化趋势,不同进口压力下压力脉动强度以及振动强度变化趋势相同并在相同的 压力比下达到峰值,在本实验对应的文丘里管结构中,其峰值压力比在 0.75 左右。

(2)发生空化后,文丘里管扩散管压力脉动频谱具有显著变化。随着压力比的增大,压力脉动主频逐渐增大。压力脉动频谱分为两部分,其低频部分具有较高的幅值,频带较窄,并与空化云周期性大尺度脱落溃灭有关,其高频部分幅值相对较低,但是频带相对较宽,主要是由空化发展过程中离散空化泡不均匀溃灭引起。

(3) 文丘里管的振动与压力脉动频谱具有很强的关联性,其频谱呈现多段,进口压力的增大能显著增强其振动强度,空化状态下,随着压力比的增大,其频谱成分和幅值逐渐 增多增大,并在峰值压力比处达到最大,随后随着压力比的增大迅速减小并消失。

参考文献

1 Ghassemi H, Fasih H F. Application of small size cavitating venturi as flow controller and flow meter[J]. Flow Measurement and Instrumentation, 2011, 22(5): 406-412.

2 Liu Z, Xia C, Wang K, et al. Experimental Investigation of Pressure Fluctuation, Vibration, and Noise in a Multistage Pump[J], 2018.

3 Rus T, Dular M, ŠIrok B, et al. An Investigation of the Relationship Between Acoustic Emission, Vibration, Noise, and Cavitation Structures on a Kaplan Turbine[J]. Journal of Fluids Engineering, 2007, 129(9): 1112.

4 Černetič J. The use of noise and vibration signals for detecting cavitation in kinetic pumps[J]. ARCHIVE Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part C Journal of Mechanical Engineering Science 1989-1996 (vols 203-210), 2009, 223(7): 1645-1655.

5 孟璐, 刘影, 黄彪, et al. 绕弹性水翼非定常空化流激振动特性研究[J]. 工程力学, 2017, 34(8): 232-240.

6 Yazici B, Tuncer I H, Ak M A. Numerical & Experimental Investigation of Flow Through A Cavitating Venturi[C]. Recent Advances in Space Technologies, 2007. RAST '07. 3rd International Conference on, 2007: 236-241.

7 Le Q, Franc J P, Michel J M. Partial Cavities: Pressure Pulse Distribution Around Cavity Closure[J]. Journal of Fluids Engineering, 1993, 115(2): 249-254.

8 Leroux J-B, Coutier-Delgosha O, Astolfi J A. A joint experimental and numerical study of mechanisms associated to instability of partial cavitation on two-dimensional hydrofoil[J]. Physics of Fluids, 2005, 17(5): 052101.

9 Ji B, Luo X W, Arndt R E A, et al. Large Eddy Simulation and theoretical investigations of the transient cavitating vortical flow structure around a NACA66 hydrofoil[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2015,

68(68): 121-134.

10 Chen G H, Wang G Y, Hu C L, et al. Combined experimental and computational investigation of cavitation evolution and excited pressure fluctuation in a convergent-divergent channel[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2015, 72: 133-140.

11 Long X, Zhang J, Wang J, et al. Experimental investigation of the global cavitation dynamic behavior in a venturi tube with special emphasis on the cavity length variation[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2017, 89: 290-298.

12 阎兆立,刘进,程晓斌. 空化噪声分析及其在空化检测中的应用[C]. 船舶水下噪声学术讨论会,2013. 13 龙新平,王炯,左丹, et al. 文丘里管不同空化阶段空化不稳定特性的试验研究[J]. 机械工程学报,2018, 54(2): 209-215.

Experimental investigation on the pressure pulsation and vibration intensity of venturi tube

WANG Jiong , XU Shuang-jie, TANG Jin-jie , LONG Xin-ping

(Hubei Key Laboratory of Waterjet Theory and New Technology, Wuhan, 430072, Email: xplong@whu.edu.cn)

Abstract: The pressure pulsation and vibration noise characteristics of venturi tube in different cavitation flow were studied experimentally. The variation performance of pressure pulsation intensity and vibration intensity with pressure ratio under different inlet pressure were analyzed. The variation of pressure pulsation and vibration noise spectrum with pressure ratio were also analyzed. The results shows that as follows, the pressure pulsation intensity on the wall surface of venturi diffuser increased first and then decreased with the decrease of pressure ratio. The variation trend of pressure pulsation intensity is the same under different inlet pressure and reaches the maximum value under the same pressure ratio. In the venturi tube structure corresponding to this experiment, the maximum pressure pulsation intensity corresponds to the pressure ratio of about 0.75. And the vibration strength is strongly related to the pressure pulsation strength of diffuser. Both have the same change trend and reach the maximum value under the same pressure ratio. The pressure pulsation spectrum of venturi diffuser is divided into two parts. The low frequency part with high amplitude is mainly related to the periodic shedding of cavitation cloud, its frequency increases with the increase of pressure ratio. The high frequency part with wide spectrum is mainly related to the collapse of discrete cavitation bubbles, which occurs at high pressure ratios. The structure vibration of venturi tube is characterized by the wall pressure pulsation. As the inlet pressure increases, the amplitude of the low-frequency part decreases gradually, and the amplitude of the high-frequency part increases gradually.

Key words: venturi tube; cavitation; pressure pulsation; vibration

离心泵叶轮内分离流动的 PIV 测量

陈波,李晓俊,朱祖超

(浙江理工大学 机械与自动控制学院,杭州, 310018, Email: chenbofluid@zstu.edu.cn)

摘要:采用粒子图像测速仪 (PIV) 对无蜗壳五叶片离心泵内旋转流道的流动进行了测试。测试截面为叶轮前后盖板中间截面,叶轮转速为 1400r/min,测试流量为 0~1.2 Q 的 7 个流量。通过对叶轮流道平均流场的速度、流线分布进行分析,发现当流量减小到 0.8Q 时,首先在某吸力面产生分离涡团,当流量继续减小时,吸力面出现流动分离的流道以及分离涡的面积逐渐增加,并且压力面也开始出现流动分离,最后所有的流道都被压力面和吸力面的涡占据,流道被堵塞;吸力面涡在流向的尺度大于压力面涡,在展向的尺度小于压力面涡,并且随着流量的减小,压力面涡和吸力面涡的尺度呈增加趋势,吸力面涡向进口移动,压力面涡向出口移动。

关键词:离心泵; PIV; 分离涡; 平均流场

1 引言

由于叶片曲率和旋转的作用,离心叶轮内部的流动非常复杂,许多研究者都进行了叶轮内部流动的研究。由于PIV是一种无扰动测量流场速度的工具,因此在离心泵内部流动研究中得到了广泛的应用。Keller等^[1]利用PIV对高流率下蜗舌区附近的非定常流场进行了分析,得到了叶轮叶片后缘尾迹涡的脱落及其与蜗舌的撞击、演变过程。Sinha和Katz^[2]对离心泵近设计流量的流场进行了测量,给出了不同叶轮叶片位置下的相平均速度和涡量场以及相应的湍流应力分布。Pedersen等^[3]利用PIV测量了设计流量和小流量下的流场,对流场的瞬时和平均速度场进行了分析,并将实验结果与LDV数据进行了比较。Sinha等^[4]采用PIV研究了离心泵内部旋转失速的发生发展规律。唐晓晨^[5]等采用PIV对离心泵内的动静干涉现象进行了研究。邵杰等^[6]通过PIV测量的数据,分析了测量平面内的主雷诺正应力、主雷诺切应力和黏性切应力。

本研究采用PIV对某离心泵内的流场进行了测量,获得了叶轮内部的速度场,通过对速 度场的流线图进行分析,研究了相同转速下,叶轮流道内涡的尺度以及位置随着流量的变 化规律。

2 实验泵和实验装置

实验泵的叶轮和后盖板采用有机玻璃制造,为便于可视化拍摄,各个表面均作抛光处理,将盖板非透光区域以及前盖板进行涂黑处理,以减少背景噪声。叶轮几何结构为二维,即几何尺寸在轴向方向不改变。实验泵的实物如图1所示。其几何参数为叶轮进口直径为 *D*₁=56mm,出口直径*D*₂=142mm,进口倾角β₁=18°,出口倾角β₂=40°,叶片数量为5。



图1 实验用泵

实验回路系统全部采用不锈钢制造,如图 2 所示,使用变频控制柜对电动机进行无极 调速;泵进出管路分别安装控制阀调节流量,采用电磁流量计对其进行测量;扬程采用压 力变送器测量;功率采用三相 PWM 专用测试仪测量,实验中模型泵的流量、扬程和转矩 等参数由泵参数测量仪采集(图 2)。本实验采用的 PIV 系统是美国 TSI 公司生产的商用 PIV 系统。它主要由激光器、跨帧 CCD 相机、时间同步控制器、锁相同步系统和 INSIGHT 4G 软件平台组成。测试截面为垂直于旋转轴的前后盖板的中间截面。CCD 相机(型号)的分 辨率为 2048px×2048px,12 位灰度,采用锁相装置来获得相同相位的图像序列。示踪粒子 为跟随性和散射性较好的 Al₂O₃,粒径大小为 20~60μm,密度为 1050 kg/m³。



图 2 PIV 实验测试装置

3 实验结果

在进行PIV实验之前,对实验泵进行了外特性实验,实验转速n为1400r/min。实验曲线

如图3所示。从图中可以可看出最优工况点的流量 Q_d 为2.5m³/h,杨程为5.1m,效率为39.5%。



根据实验泵的外特性曲线,选取1.2Q_d、1Q_d、0.8Q_d、0.6Q_d、0.4Q_d、0.2Q_d和0下的工况 进行PIV实验,通过改变出口阀门的开度来调节流量。拍摄时采用锁相装置,使得每次拍摄 时泵都处于同一相位。每个流量拍摄300对图片。后续所有结果都是从300对图片中获得, 以确保良好的相平均速度场。拍摄截面为实验泵前后盖板的中间截面。测量结果为关于位 置x和y坐标以及时间t的函数,包含相位平均量和脉动量:

$$V(x, y, t) = \overline{V}(x, y) + V'(x, y, t)$$
(1)

每个流量下对 300 个速度场进行平均得到绝对平均速度:

$$\overline{V}(x,y) = \frac{1}{n} \sum_{m=1}^{n} V_m(x,y,t)$$
(2)

流场分析采用相对速度场,通过每一点的绝对速度减去叶轮的局部速度得到:

$$W_r = V - \Omega \times r \tag{3}$$

 W_r 为相对速度, Ω 为转速,r为泵内各点半径。

为了便于分析,将泵的流道按照图4区分序号。



图4 泵流道划分

3.1 叶轮内相对速度场分析

图5为不同流量下中间截面的相对速度流线图。叶轮旋转方向为顺时针。从图5中可以 看出当流量大于等于1 Q_a 时,相对速度场沿叶轮各个通道遵循叶片的曲率,没有发生明显的 分离,每个流道的流场分布基本一致。在叶片压力侧形成低速区,向叶片下游约1/3处延伸。 当流量小于等于0.8Oa后,由于入射冲角增加,在叶片前缘,水流以较大的冲角进入叶轮流 道,使得水流在流道内无法跟随叶片而产生分离。叶片吸力面开始出现低速区。当流量为 0.8Qd时,通道5紧贴着叶片吸力面出现了一个低速区,从吸力面进口1/4处产生一直延伸到 出口。该低速区对应一个顺时针的分离涡。由于吸力面低速区涡的阻塞作用,入口流体向 压力面靠近,将压力面低速区域向出口挤压,通道1和3也在吸力面出口处出现较小区域的 低速区。流道2和4吸力面没有出现明显低速区,两个流道内的流场分布和较大流量时较为 一致。此外从图中还可以看出,流道吸力面低速区面积越大、速度越低,该流道进口速度 就越低,并且高速区域的面积也有所减小,充分说明该涡是由于入口流体分离产生的。随 着流量的减小,流道入口的高速区域速度和面积都相对下降,当流量为0.6Qd时,除了流道 4,其他流道的吸力面都出现了低速顺时针漩涡区,流道5的压力面出口低速区也形成了一 个逆时针涡,其与叶轮相反的旋转方向反转了流动方向,从而减少了通道中的通流。其他流道 压力面的低速区也都向出口靠近,低速区域减小但是速度降低。当流量小于0.6Qa时,5个 流道的压力面都出现逆时针涡,吸力面都出现顺时针涡。随着流量的降低,顺时针涡和逆 时针涡都在空间上延伸,强度增强,强涡流反转流动方向更明显,导致通流更少。直到0 流量的时候,叶轮流道被两个涡完全占满,并且每个流道的流场分布又重新一致。



3.2 叶轮流道内分离涡发展运动规律分析

从图5可以看出,流道5是最开始产生涡的流道,因此选择流道5来分析流道内涡的运动 发展规律。图6是流道5内分离涡沿流向和展向的尺度分布。从图中可以看出,吸力面的顺 时针涡在流向的尺度大于压力面的逆时针涡,在展向的尺度小于压力面的逆时针涡。这与 顺时针和逆时针涡的生成条件相关,顺时针涡是由于入射冲角的增加造成的,而逆时针涡 是由于顺时针涡的阻塞作用使得流体向压力面靠近,同时在较大科氏力的作用下产生的。 不管是流向还是展向,吸力面和压力面的涡在尺度上都是随着流量的减小呈增加趋势。在 流向尺度方向,压力面涡结构在0.2-0.6Q_d时尺度较为一致,当为0时,尺度显著增加;而吸 力在0.2-0.4阶段较为一致,在0.6-0.4Q_d和0.2-0Q_d时,尺度变化较大。在展向尺度方向,压 力面涡随着流量的减小尺度增加的速度快速增加,而吸力面的涡尺度随着流量的减小,呈 缓慢增加趋势。







图7是随着流量的增加,流道5内分离涡中心位置的分布图,其中r为分离涡中心距离叶轮轴心的距离,rm为叶轮流道半径。从图中可以看出,随着流量的降低,压力面的逆时针涡逐渐向出口方向移动,而吸力面的顺时针涡逐渐向进口方向移动。这是由于随着流量的减小,流道阻塞效应加剧,在吸力面和压力面的分离现象更加强烈,顺时针涡和逆时针涡加强,并且随着流量的增加,两个涡的强度更加接近,同一个流道内两个逆向涡之间出现排斥现象,造成顺时针涡向进口移动,逆时针涡向出口移动。



- 388 -

4 结论

对某离心泵进行了外特性实验,获得了离心泵转速为 1400r/min 时的外特性曲线,通过外特性选定 PIV 实验的测试流量为 0~1.2 Q_d 的 7 个流量。通过分析离心叶轮流道内的涡运动情况,得出如下结论:

(1)随着流量的减小,首先在某个流道的吸力面产生流动分离,当流量继续减小时,吸力面出现流动分离的流道逐渐增加,并且压力面也开始出现流动分离,随着流量的继续降低,压力面的逆时针涡和吸力面的顺时针涡强度都增加,最后所有的流道都被压力面和吸力面的涡占据,流道被堵塞;

(2)吸力面涡在流向的尺度大于压力面涡,在展向的尺度小于压力面涡,并且随着流量的减小,压力面涡和吸力面涡的尺度呈增加趋势,吸力面涡向进口移动,压力面涡向出口移动。

参考文献

- 1 Keller J, Blanco E, Barrio R, et al. PIV measurements of the unsteady flow structures in a volute centrifugal pump at a high flow rate[J]. Experiments in Fluids, 2014, 55(10): 1820
- 2 Sinha M, Katz J. Quantitative Visualization of the Flow in a Centrifugal Pump With Diffuser Vanes—I: On Flow Structures and Turbulence[J]. Journal of Fluids Engineering, 2000, 122(1): 97-107
- 3 Pedersen N, Larson P S, et al. Flow in a centrifugal pump impeller at design and off-design conditions-Part I: Particle Image Velocimetry (PIV) and Laser Doppler Velocimetry(LDV) measurements[J]. ASME J. Fluid Eng, 2003, 125: 61–72
- 4 Sinha M, Pinarbasi A, Katz J. The Flow Structure During Onset and Developed States of Rotating Stall Within a Vaned Diffuser of a Centrifugal Pump[J]. Journal of Fluids Engineering, 2001, 123(3): 490-499
- 5 唐晓晨,朱智朋,邱勇,等. 离心泵叶轮导叶动静干涉的 PIV 测试[J]. 中国农村水利水电, 2016(7): 112-115
- 6 邵杰,李彦峰,吴玉林. 离心泵内流动湍流应力的 PIV 测量[J]. 水泵技术, 2015(5): 1-6

PIV measurement on flow separation within centrifugal pump impeller

CHEN Bo, LI Xiao-jun, ZHU Zu-chao

(Faculty of Mechanical Engineering & Automation, Zhejiang Sci-Tech University, Hangzhou, 310018. Email: <u>chenbofluid@zstu.edu.cn</u>)

Abstract: Detailed optical measurements of the flow inside the rotating passages of a five-bladed centrifugal pump impeller have been performed using particle image velocimetry (PIV). The flow in the mid-plane perpendicular to the pump axis was measured, the rotation speed is 1400r/min. The flow is surveyed at both design load and at off-design conditions (0-1.2 Q_d). The ensemble averaged PIV velocity maps and streamline had been analyzed. When the flow rate decreases to $0.8Q_d$, the flow was first separated in the blade suction side at one channel. As the flow rate decreasing, the number of the channel which has flow separation increased, and the separation zone also increased, the flow in the blade pressure side also began to separate, finally, all the channels are occupied by vortices in the suction side and pressure side, and the flow paths are blocked. The stream-wise scale of the vortex in the suction side is larger than that in the pressure side, and the spanwise scale is smaller than that in the pressure side. As the decrease of flow rate, the scales of the vortices in pressure side and suction side all increased, the vortices moved toward the inlet in the suction side and moved toward the outlet in the pressure side.

Key words: Centrifugal pump; PIV; Separation vortex; ensemble averaged flow field.

近海海啸波的实验室模拟

王千,房詠柳,刘桦

(上海交通大学工程力学系,上海,200240, Email: woshiwangqian@sjtu.edu.cn)

摘要: 文章介绍了一个用来生成模拟近海海啸波的物理水池。在水池内可以生成孤立 波,涌浪和非破碎涌波,从而模拟海啸波传播至近岸时的形态。其中孤立波用大冲程造波 机生成,涌浪是通过一个特制的水泵阀门系统,将蓄水池中的水通过压力驱动进入主水池 后生成。此外,利用控制系统协调造波机和阀泵系统,将孤立波和涌浪进行叠加,来模拟 非破碎涌波的波浪形态。文章给出了水池内各设备的参数,并验证了本水池中所用造波机 生成多孤立波的可靠性,泵阀系统生成涌浪的可行性,以及控制系统对生成非破碎涌波的 可控性。结果证明该水池可以较好地实现以上目标,为进一步研究海啸波对近岸结构物的 作用打下基础。

关键词: 物理水池; 多孤立波; 涌浪; 非破碎涌波

1 引言

海啸是一种可能引发巨大危害性后果的自然灾害。2004 年印度洋海啸和 2011 年东日 本海啸对沿岸造成了数以万计的人员伤亡和重大的财产损失^[1]。近几十年来,随着计算机 性能的日益提高,人们通过数值计算的方法对海啸问题的研究也取得了重要突破。海啸的 生成、在近岸的传播以及上岸后的淹没爬高等问题,数值模拟方法已经有了较为完善的解 决体系^[2]。然而庞大的计算量和近岸时复杂的地貌,仍然在一定程度上限制着用数值模拟 对海啸相关问题的进一步解决。再考虑到当海啸与海岸结构物相互作用时引发的强非线性 问题,物理模型实验被认为可以更加直观可测的研究与海啸波有关的复杂问题。

由于海啸超大的时间和空间跨度,基本没有可能在现场进行等比实验。用模型在实验 室中进行缩比实验是当前唯一可行的实验研究方法。谈到海啸的物理实验,首要问题是如 何在实验室中模拟生成海啸波。孤立波常作为简化后的海啸波应用在近岸防护的研究中。 尽管有学者提出孤立波无法模拟如 N 波等波谷在前的海啸波,但孤立波对海啸研究的贡献 仍无法忽视^[3]。关于如何在实验室中生成孤立波,Goring^[4]通过给定造波板运动的控制公式 来在水池中生成孤立波。Malek-Mohammadi 和 Testik^[5]考虑到造波板运动带来的不稳定性, 在 Goring 方法的基础上进行了改进。Xuan^[6]在水槽中完成了不等高双孤立波的生成。除了 用孤立波,研究者们还采用了其他方法,通过模仿真实海洋中引发海啸的原因,在实验室 中模拟海啸波。如用滑块在斜坡上自由滑入水中造成水体运动^[7],来模拟由海底山崩滑坡 引发的海啸。近年来随着大功率阀门水泵系统的研发,可控且准确的压力驱动方法被应用 在海啸波的生成中。Rossetto 等^[8]用一个压力系统作为驱动在水槽中生成长波,包括波谷在 前的 N 波。Goseberg 等^[9]用一个高功率的水泵系统在一个循环水槽中得到了更加稳定的波 形。

基本上每个实验室关注的都是如何生成海啸波,然后利用生成的海啸波直接作用在结构物上。然而当长波在水深逐渐变浅的近岸大陆架上传播时,在非线性和色散效应的共同 作用下,长波会分裂为一系列的类似孤立波形状的短波,这些短波的波幅可以达到原始长 波的两倍。随着长波继续向前传播,这种分裂的现象会越来越明显,波形看起来就好像是 一系列的涌波。这种长波在斜坡上传播而分裂形成的波形被称为非破碎涌波^[10]。非破碎涌 波在多次海啸中被观测到^[11]。尽管这种分裂出的短波相对于长波本身,对上岸后的爬高淹 没可能影响不大,但当遇到结构物时会有尚不明确的作用^[3]。因此有必要在实验室中对非 破碎涌波进行模拟生成。目前国内外的实验室中,对非破碎涌波的实验研究相对较少。主 要原因之一是受到水池长度的限制,非破碎涌波的自然形成需要一个很长的缓坡^[12]。此外, 自然形成的非破碎涌波受到水池底部摩阻和斜坡模型等因素的影响,很难在实验室中可控 的复原出真实海洋中的波形。

有学者提出非破碎涌波的形状看上去像一系列连续的孤立波骑在一个涌浪上^[13]。在这 一想法的启发下,我们修建了一个可以用来模拟生成非破碎涌波的实验水池。用大冲程的 推板造波机来生成一系列孤立波,同时用一个特殊的水泵阀门系统制造出涌浪,然后用一 套控制程序来完成两个造波系统的同步,实现孤立波与涌浪的可控叠加从而模拟非破碎涌 波。本文接下来将依次介绍实验设备,测试时的实验布置,然后给出结果与讨论和结论。

2 实验室介绍与实验布置

水池修建于上海交通大学闵行校区内(图1),图2给出了水池内各设备的分布情况。 主水池(K)长42.4m,宽4m,深1.6m,蓄水池(L)长35.5m,宽2m,深1.6m,靠近阀 门(E)处有一个最大深度2m的斜坡,使得水可以经过内径80cm的管道F后,沿着地下 水路(G)通过主水池的导流槽(H)从出水口(I)涌出。阀门被一个高压气阀控制,可 以在2s内完全打开和闭合,从而当蓄水池内有水时,在静水压差作用下使得水体可以快速 涌入主水池。水泵(D)额定工作功率55kW,对应最高电机工作频率为50Hz,通过外接 的变频器可以定量控制工作频率,从而在水泵的抽吸作用下让蓄水池内的水以不同的流量 涌入主水池。该水泵在当前水池内可形成的最大流量为1.39m³/s。主水池中的造波机由大 连理工大学制造,最大推程为2.4m,可用的造波周期为0.5~5s,可造波高0.02~0.5m, 适用水深为 0.2~1.2m。包括阀门,水泵和造波机在内的所有设备统一由位于控制室(A) 内的电路系统控制。用 Labview 编写的程序可以在 1ms 的精度内控制所有设备的开启关闭 以及其他工作参数。



图1 水池现场照片



图2 水池设计简图

A 控制室; B 推板造波机; C 配电间; D 高功率水泵; E 气动阀门; F 管道; G 地下水道; H 地下整流槽; I 出水口; J 观测窗; K 主水池; L 蓄水池; M 消波装置

水池的验证工作将从以下三方面展开。首先,验证造波机造波的可靠性。通过观察生成的孤立波与理论值的比较,以及在主水池中传播时的衰减情况来检测。同时为了之后能模拟非破碎涌波,双孤立波的生成也进行了测试。其次,将验证现有的阀门水泵装置能否 生成可用的涌浪波形。考虑到蓄水池是位于主水池一侧,当水通过地下水路进入主水池时, 需要检测整流槽是否能保证涌出水的均匀性。这里的均匀性是指波面高度在流向剖面上保 持一致。此外还需要对水泵阀门的不同工作状态下产生的波形进行分析,观察其在主水池 中形成的波形能否用来模拟生成非破碎涌波。最后,为了验证控制系统的可控性以及这类

- 393 -

叠加方法模拟非破碎涌波的可行性,将对单孤立波在涌浪不同相位处的叠加进行测试,同时对不同时间间隔的双孤立波叠加进行测试。为了能满足以上要求,7个经过标定后的浪高仪如图2中布置,其中最前端的1、2号浪高仪距离出水口为6米。蓄水池和主水池的初始水深均为40cm。

3 结果与讨论

尽管推板式造波机生成孤立波的方法已经十分成熟,但首先还是有必要在当前水池里进行一个可靠性的验证。单双孤立波的生成分别是按照 Malek-Mohammadi 和 Testik^[5]还有 Xuan^[6]的方法控制造波板运动来生成。需要注意的是,为了更好的生成孤立波,造波板在预先编写好的程序控制下,先后退至指定位置,等待水面平静后再按照造波理论向前推出。 图 3 显示了 6 号浪高仪记录的设计波高为 5cm 的单双孤立波的波面变化。6 号浪高仪距离造波板约 20m,可以看到设计波高为 5cm 的孤立波有一定的衰减,这是在水槽实验中难以避免的。三次重复性实验的结果基本一致,而且与孤立波的理论值也基本吻合,最大误差低于 1%。图 4 显示了设计波高为 8cm 的单孤立波被所有 7 个浪高仪记录的结果,最大波高的误差在 3%,再考虑到浪高仪本身因标定引起的误差等,可以认为此造波机在当前水池中制造的孤立波受水池摩阻而产生的衰减很小,重复性和准确性都得以保证,可以为之后的模拟非破碎涌波提供有效的支持。





图 4 设计波高为 8cm 的单孤立波在所有浪高仪处的波面变化

接下来将检测阀门水泵系统生成的涌浪波形。首先需要验证当前的地下水路和整流槽 能否保证涌水在流向横切面保持均匀性。图 5 给出了不同浪高仪记录的涌水波形,其中的 点划线表示水泵电机工作频率的变化。由图 2 中浪高仪的分布可以得知,图 5 中位于同一 截面的浪高仪其记录的波面变化基本是一致的,这就意味着生成的涌浪在同一截面上的波 高是一样的。此外可以看到,每个浪高仪记录的数据上升斜率是一样的,即记录的水面抬 升速率一致。这说明生成的涌浪在主水池中可以稳定传播。因此,当前的阀门水泵系统生 成的涌浪波形是可以用来进一步模拟非破碎涌波。



图 5 阀门水泵系统工作时所有浪高仪记录的波面变化,其中点划线是水泵的工作频率

为了进一步研究当前阀门水泵工作时生成的波形,图 6 给出了一个更加细致的图释。 当阀门在 0s 打开时,大约在 8s 时蓄水池中涌来的水会抵达 6 号浪高仪,然后水位会进入 一个约 3s 的稳定抬升过程,接着随着过水量和入水量的持平,水面可以稳定维持在当前高 度约 3s。之后水面的二次抬升是因为最初从出水口涌出来的水,除了一部分向前传播外, 还有一部分反向传到了造波机处并发生了反射。反射后的这一部分水体抵达浪高仪引起了 水面的二次抬升。显然这不是我们想要得到,这严重影响了之后的非破碎涌波的模拟。但 目前还没有较好的解决方法,因为涌水是周期很长的波,考虑到造波机本身需要造孤立波, 很难用造波板进行主动消波。所以目前可用的区域大约从第 8 秒开始到第 14s,总共约 6s。 假如选择 1: 250 的长度比尺,当前 40cm 水深相当于 100m 海深。在 Froude 数相似的前提 下,6s 的实验时间相当约为实际尺度下的 90s,这足以模拟非破碎涌波形成的初期阶段。 而在图 5 中,看起来平稳上升段的时间超过 10 多秒,这是由于图 5 记录的波面变化是在阀 门和水泵同时开启的状态下产生的,即水泵的加速过程所造成的水面抬升也被记录下来, 期间来自造波板处的反射波和正常向前传播的波叠加在一起无法区分。而图 6 中,阀门是 在水泵已经充分达到工作频率后才打开,因此两个图记录的波形不同。



图 6 水泵充分工作后打开阀门, 6 号浪高仪记录的水面变化以及对应的区域

造波机和阀门水泵系统的可靠性都已经被验证,最后将通过控制系统对两者各自生成 的波进行合成。图 7显示了实际波高为 5cm 的孤立波在不同相位时与涌浪发生叠加后的波 面情况。选择波高最高时为 0 相位,之后控制造波机以一秒为间隔提前或延后启动,从而 使得孤立波可以叠加在涌浪的不同位置。图中波峰处的数字表示的是合成波的波高减去对 应位置的涌浪波高。可以看到,当叠加发生在涌浪尚未来临或刚来临时(0 相位之前),孤 立波仍可以保持原始高度。但当叠加发生在涌浪来临时或之后(0 相位之后),孤立波波高 逐渐降低。这可以理解为涌浪的存在如同更深的水位,尤其是涌出出水口反向传播的水相 当于增加了造波机前方的水位,两者的公共作用导致了叠加后的孤立波波高低于原始波高。 不过总的来说,孤立波如同骑在涌浪上一样,这满足非破碎涌波中关于叠加说法的假设。 需要特别声明的是,本水池是为了模拟非破碎涌波,而不是研究其产生的机理。单从波高 来讲,水池中孤立波和涌浪叠加后形成的合成波的高度可以基本认为是两种波的线性叠加, 但这不意味着内部流场是线性叠加,更不代表非破碎涌波问题是线性问题。图 7 只是为了 显示验证控制系统对两种波叠加的控制,同时反映了孤立波叠加在涌浪上之后会有一定的 波高衰减。



图 7 波高为 5cm 的单孤立波在不同相位处叠加在涌浪上时浪高仪记录的数据



图 8 波高为 6cm 与 3cm 的双孤立波叠加在涌浪上时波面的变化,4 张图中的时间标识为两个孤立波波峰 之间的时间间隔

实际的非破碎涌波往往看起来是有两个或多个孤立波在一个涌浪上。图 8 显示了不同 时间间隔的双孤立波叠加在涌浪上的波面变化情况,图中的点划线表示人为的将单独生成 的涌浪和双孤立波的波面高度相加。可以看到单从波高上来说,双孤立波叠加后的波高也 基本可以用线性叠加得到。而且第二个孤立波由于叠加在涌浪的主体位置,其波高也有一 定程度的降低。从(b)图中可以看到造波的重复性很好,说明这种波高降低的现象不是偶 然。而在(c)图中,第二个孤立波几乎已经和反射波叠加,(d)图中第二个孤立波已经明 显叠加在了反射波上。由于反射问题目前尚不好解决,所以水池现阶段可以模拟的是两个 孤立波叠加在涌浪上的非破碎涌波。当然,如果改变孤立波叠加在涌浪上的情况。

4 结论

介绍了一个用来生成模拟近海海啸波的物理水池。用大冲程造波机可以生成孤立波; 用水泵阀门系统产生涌浪;利用控制系统协调造波机和阀泵系统,将孤立波和涌浪进行叠加,来模拟非破碎涌波的波浪形态。

经过验证,大冲程造波机可以很好的生成单孤立波和两个连续的孤立波,波形和理论 值基本一致,在水池中沿程的衰减也很小。地下整流系统可以确保泵阀系统在水池中生成 均匀稳定的涌浪,同时给出了生成涌浪的可用范围。控制系统可以很好的调整孤立波与涌 浪的叠加位置,孤立波在叠加时会受到涌浪的一定影响,但合成波的波高可以认为是两个 波高的加和。目前可以较好的完成双孤立波与涌浪的叠加,从而在实验室中模拟非破碎涌 波。生成的所有波均有很好的重复性,确保了实验的可靠性,为进一步研究海啸波对近岸 结构物的作用打下基础。

参考文献

- 1 Kawata Y, et al. Comprehensive analysis of the damage and its impact on coastal zones by the 2004 Indian Ocean tsunami disaster. Disaster Prevention Research Institute, 2005, http://www.tsunami.civil. tohoku.ac.jp/sumatra2004/report.html.
- 2 Behrens J, Dias F. New computational methods in tsunami science. Philos. Trans. R. Soc. A, 2015, 373(2053), 20140382.
- 3 Madsen P A, Fuhrman D R, Schäffer H A. On the solitary wave paradigm for tsunamis. Journal of Geophysical Research C: Oceans, 2008, 113 (12), 1–22.
- 4 Goring D G. Tsunamis--The propagation of long waves onto a shelf. Ph.D. thesis, California Institute of Technology, Pasadena, CA, 1978.
- 5 Malek-Mohammadi S, Testik F Y. New methodology for laboratory generation of solitary waves. Journal of

Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, 2010, 136(5), 286-294.

- 6 Xuan ruitao, Wu wei, Liu hua. An experimental study on runup of two solitary waves on plane beaches. J. Hydrodyn. Series B, 2013, 25(2), 317–320.
- 7 Fritz H, Hager W H, Minor H E. Near field characteristics of landslide generated impulse waves. Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, 2004, 130(6), 287–302.
- 8 Rossetto T, Allsop W, Charvet I, Robinson D I. Physical modelling of tsunami using a new pneumatic wave generator. Coast. Eng., 2011, 58(6), 517–527.
- 9 Goseberg N, Wurpts A, Schlurmann T. Laboratory-scale generation of tsunami and long waves. Coast. Eng., 2013, 79, 57–74.
- 10 Glimsdal S, Pedersen G K, Harbitz C B, Lvholt F. Dispersion of tsunamis: Does it really matter? Nat. Hazard Earth Sys. Sci., 2013, 13(6), 1507–1526.
- 11 Grue J, Pelinovsky E N, Fructus D, Talipova T, Kharif C. Formation of undular bores and solitary waves in the Strait of Malacca caused by the 26 December 2004 Indian Ocean tsunami. J. Geophys. Res. Oceans, 2008, 113, C05008.
- 12 Matsuyama M, Ikeno M, Sakakiyama T, Takeda T. A study of tsunami wave fission in an undistorted experiment. Pure and Applied Geophysics, 2007, Vol. 164, pp. 617–631.
- 13 Shimozono T, Sato S, Okayasu A, Tajima Y, Fritz H, Liu H, Takagawa T. Propagation and inundation characteristics of the 2011 Tohoku tsunami on the central Sanriku coast. Coastal Engineering Journal, 2012, 54 (1).

The physical simulation of the tsunami waves in offshore area

WANG Qian, FANG Yong-liu, LIU Hua

(Department of Engineering Mechanics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai, 200240.

Email: woshiwangqian@sjtu.edu.cn)

Abstract: This work describes a physical wave-generation system to generate the solitary waves, surge waves, and undular bores. The solitary waves are generated by a long stroke piston-type wavemaker, and the surge waves are produced by a special pump-valve system. With the help of the control system, the wavemaker and the pump-valve system can be coordinated to complete the superimposition of the solitary waves and the surge wave to simulate the undular bores. This paper gives the details of the facilities in the basin. The reliability and the repeatability of the generated waves are proved by the tests. The undular bores can be simulated by the superimposition method in this basin, which makes the foundation for the further study on the interaction of the tsunami and the offshore structures.

Key words: Physical simulation; Solitary waves; Surge wave; Undular bores.

不同叶顶间隙下轴流泵叶顶泄漏涡的大涡 模拟及实验研究

沈熙,张德胜,金永鑫,陈健

(江苏大学 流体机械工程技术研究中心, 镇江 212013, Email: zds@ujs.edu.cn)

摘要:本研究采用大涡模拟研究了不同间隙尺寸对轴流泵叶顶泄漏流及泄漏涡的影响, 并结合高速摄影试验验证结果的准确性。对网格的过滤尺度进行验证,以保证不同间隙下 的叶轮流道叶顶区内部网格尺度位于惯性子区内,使 80%的湍动能得以直接求解。通过分 析不同间隙尺寸下的速度场、涡量场及湍动能发现,叶顶区主要存在两种明显的泄漏涡结 构,且间隙越大,涡结构尺寸越大,寿命越长。在泄漏涡所在区域,涡量及湍动能随着间 隙的增大而增加,表明轴流泵叶顶区的黏性损失增大。不同径向系数截面的压力分布显示 随着间隙的增大,叶顶泄漏涡对叶顶区流道的压力分布影响范围增大,致使叶轮在叶顶区 的做功能力下降。结合数值模拟和试验结果发现不同间隙下泄漏涡空化所发生的位置及空 化强度有所不同。当泄漏涡充分发展后,间隙越大,泄漏涡发生空化的强度越大,发生空 化的范围也将增大。

关键词:大涡模拟;不同间隙;叶顶泄漏涡;高速摄影

1 引言

轴流泵具有大流量、低扬程、高效率等特点,广泛应用于大型调水工程、核电工程、 船舶喷水推进、潜艇发射装置等领域^[1]。由于叶顶间隙不可避免的存在,叶顶泄漏涡广泛 存在于转子机械叶顶区域,如风机、压缩机、轴流泵、管道式水力推进器等流体机械。在 转子与转轮式相对运动的驱使下,及叶片工作面与压力面压差的作用下,一部分工作介质 穿过该微小间隙流入相邻流道并与相邻流道内部主流相互混合形成复杂的叶顶区域流动特 征,即叶顶泄漏涡。其诱导的叶顶泄漏涡空化常伴存着叶顶间隙空化、射流剪切层空化、 叶片吸力面片状空化。且这几种复杂空化类型相互干涉,堵塞流道,降低叶片载荷,诱导 流动失稳^[2-3]。

国内外学者以不同研究对象为载体,对叶顶泄漏涡的生成及其影响进行了深入研究。

Rains^[4]首次观察到轴流泵叶顶泄漏涡(TLV)空化现象。Zierke 等^[5]则通过油迹法有效的捕捉到了轴流泵叶顶泄漏涡的形成及其他重要的二次涡的发展。Tan^[6-7]等通过高速摄影试验发现叶顶间隙内的附着空化、叶顶泄漏涡空化及其诱导的二次涡空化结构。近年来,数值计算成为叶顶泄漏涡研究的重要手段。You 等^[8-9]对大涡模拟研究了间隙流动,发现叶顶区主要存在 3 种涡结构:叶顶分离涡,叶顶泄漏涡,诱导涡。李忠^[10]采用 RNG *k*-ε 模型对轴流泵内部流场进行三维定常计算,结果表明叶顶泄漏涡空化主要发生于泄漏涡涡核内部,且空化位置由叶片叶顶区的压差决定。张德胜等^[11-13]利用不同湍流模型模拟轴流泵中叶顶泄漏涡转征,并与高速摄影实验进行对比发现,SST *k*-ω 模型对轴流泵叶顶泄漏涡有很好的预测性,且随着流量的增大,叶顶泄漏涡的起点被延迟,对应的空化起点也逐渐远离叶片进口边。本文在此前研究的基础上,采用大涡模拟研究不同间隙尺寸对轴流泵叶顶泄漏 流及泄漏涡阶影响,探究叶顶泄漏涡及空化发展特性,结合可视化研究结果,为轴流泵叶顶泄漏涡深入研究提供相关的试验和理论基础。

2 数值模拟与实验设置

2.1 几何模型

选取南水北调工程 TJ04-ZL-02 号优秀轴流泵模型为原型泵,以其等比例缩放后叶轮直 径为 200mm 的模型泵为研究对象,模型泵主要设计参数为:叶轮直径 D_2 =200mm,叶轮叶 片数 Z=3,导叶叶片数 Z_d =7,转速 n=1 450 r/min,额定流量 Q_{opt} =365m³/h,设计扬程 H=3.02m,叶顶弦长 c=112mm,叶轮叶片轮毂半径 h_i =45mm,叶高 h=54.5mm,叶顶翼型最大厚度 t=5.9mm。选取两组间隙 τ =0.5mm 和 τ =1.5mm,分别对应于 0.446%和 1.34%的叶顶翼型弦 长。本研究中选取叶轮进口直径 d_1 和叶顶速度 U_{tip} 对其他参数进行无量纲处理。模型泵结构如图 1 所示。



2.2 网格划分

本文利用 ANSYS-ICEM 对模型泵各个计算域结构化网格划分,分别对间隙区域和叶轮 叶片区域进行网格加密以实现对近壁面流场准确求解。叶轮区域选用 J 型拓扑结构,用 O 型拓扑控制叶片近壁面的边界层分布。



图 2 不同间隙下叶轮计算域网格

大涡模拟要求靠近壁面的第一层网格位于湍流边界层黏性底层内部。对间隙区分别划 分不同网格层数进行试算。最终对 0.5mm 和 1.5mm 的间隙分别划分了 30 层和 40 层网格, 且第一层网格垂直于壁面的高度 Δy 分别为 0.002mm 和 0.003mm, 网格增长率限制在 1.1 内。间隙为 0.5mm 和 1.5mm 的叶轮计算域的网格数目分别为 5534874, 5951796, 表 1 为 模型泵的网格参数。

表 1 模型泵的网构	各参数
------------	-----

叶顶间隙	总网格数	叶轮网格数	间隙区域网格层数	叶轮壁面平均y+	外壁面平均y ⁺
<i>τ</i> =0.5mm	10081811	5534874	30	3.07	25.63
<i>τ</i> =1.5mm	10498773	5951796	40	2.10	26.80

2.3 大涡模拟模型

大涡模拟(LES)认为湍流运动由不同尺度涡结构组成,通过建立数学滤波函数将大 尺度涡团和小尺度涡团分离,形成大涡模拟运动方程。大涡模拟的基本思想是对大尺度涡 进行直接计算求解,而小尺度涡则进行模型化。大涡模拟常采用的滤波函数有冒型函数 (top_hat)、Gauss函数等。本研究采用的滤波函数为:

$$G(x, x') = \begin{cases} 1/V, x' \in V \\ 0, x' \notin V \end{cases}$$
(1)

其中V 为控制体所占几何空间的大小。

滤波函数将湍流中的小尺度涡团过滤掉,引入亚格子尺度应力来表示被滤掉的小尺度

涡对大尺度涡的影响。文中采用 Smagorinsky 模型^[16],亚格子尺度应力表达式为:

$$\tau_{ij} = \frac{\delta_{ij}}{3} \tau_{kk} - 2\nu_{sgs} \overline{S_{ij}}$$
⁽²⁾

$$\overline{S_{ij}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right)$$
(3)

式中, τ_{kk} 为各向同性部分; ν_{sss} 为亚格子黏度。

2.4 边界条件设置

进口边界设置质量流量 101.39kg/s, 出口为自由出流, 认为流动在泵出口处已经达到充 分发展状态, 各过流部件及流道内壁采用无滑移条件。瞬态控制方程采用压力速度耦合方 式求解, 无耗散的中心差分格式用于对流项的离散, 瞬态项采用 Second Order Backward Euler, 时间步设定叶轮旋转 1°所用时间, 约 1.1494×10⁴s, 在每一个时间步内约 10 次迭代 以达到收敛精度 1×10⁻⁶。, 并采用标准 *k-c* 定常模拟结果作为非定常计算的初始流场。

2.5 实验装置及仪器

本研究中可视化实验在江苏大学 **Φ250mm** 不锈钢轴(混)流泵闭式实验台上进行。 实验系统如图 3 所示,主要由交流电动机、转矩转速仪、进出口测压管、增压泵、涡轮流 量计、流量调节阀、汽蚀罐、稳压罐、真空泵变频器以及泵实验段等组成^[17]。试验采用全 透明有机玻璃材质的叶轮转轮室,其折射率与清水相近,形状为外方内圆以减少由外壳与 内壁之间光的二次折射引起的试验误差。高速摄影试验布置如图 4 所示, i-SPEED 3 高速 摄像机为试验的核心装置,采样频率设置为 4 000 Hz。



 1.电机 2.扭矩仪 3.出口测压段 4.进口测压段 5.增压泵 6.涡轮流量计 7.出口闸阀 8.水箱 9.进口闸阀 10.伸缩

 管 11.试验泵段 12.真空泵 13.稳压罐

图 3 试验台示意图



图 4 高速摄影试验布置图

3 结果与分析

3.1 外特性结果验证

图 5 示出对两个间隙下模型泵进行数值模拟的扬程预测值与实验值的比较。考虑到计 算资源与计算时间,本研究只对设计工况进行大涡模拟,并对 6 个周期下扬程瞬时监测数 据进行平均化得到如图 5 中所得的扬程值。利用标准 *k-e* 模型对两种间隙下定常计算扬程 在各个工况下均低于实验值,且在最小流量下(*Q/Q*opt=0.4),扬程预测值与实验值的偏差最 大,但较好地预测了小流量下驼峰区的出现。表 2 为在设计工况下扬程计算误差比较,大 涡模拟预测结果误差明显低于标准 *k-e* 模型。在该工况下,0.5mm 间隙下的试验与模拟扬 程分别高于 1.5mm 间隙下 0.148m 和 0.15m,可见间隙的改变对于泵的性能有重要影响。



叶顶间隙	实验值/m	定常预测值/m	相对误差/%	LES预测值/m	相对误差/%
τ=0.5mm	3.128	2.93	6.33	3.21	2.62
<i>τ</i> =1.5mm	2.98	2.85	4.36	3.06	2.68

3.2 间隙尺寸对叶顶流场的影响

为分析叶顶不同弦长处的流动特征,本研究定义叶片弦长系数如图 6 所示,取叶片轮 缘进口边为叶片弦长系数 λ =0,叶片轮缘出口边为叶片弦长系数 λ =1。 图 7 为不同间隙下 轴流泵叶顶压力系数 $P^*(P^*=2P/\rho U_{tip}^2)$ 分布。图中间隙改变明显影响了叶片工作面与背面的 压差分布。在 1.5mm 间隙下,叶片工作面与背面的最大压差出现在弦长 λ =0.08,随后压差 值快速减小,在 λ =0.2 处达到最小,再突然增大至 λ =0.4 处。0.5mm 间隙时,叶顶区压差在 λ =0.3 位置最大,随着弦长系数的增大而减小。间隙的增大使得叶顶区的最大压差远离叶片 进口边^[18]。



如图 8 所示, λ=0.5 截面所在叶顶区脱落的泄漏涡(TLV1)和相邻叶片脱落的泄漏涡 (TLV2)。图 9 为不同弦长系数截面叶顶区流线,0.5mm 间隙下,随着 λ 增大,TLV1 尺寸 不断增大,而 TLV2 的涡尺寸不断减小。这由于 TLV1 生成于当前截面所处的叶片叶顶, 涡处于生长阶段,然而 TLV2 由于已在两叶片之间的流道中滞留较长时间,涡强度逐渐减 弱。对于 1.5mm 间隙,TLV2 的涡尺寸变化并不明显。对比不同间隙下同一弦长系数截面 上叶顶区的涡结构发现,在弦长截面 λ=0.1 内,0.5mm 间隙下 TLV1 以一种紧凑的结构出 现,在 1.5mm 间隙时,并没有明显 TLV1 涡结构出现,表明在大间隙下叶顶泄漏涡的出现 被延迟。在间隙较大时,最大压差远离叶片进口边,从而叶顶泄漏涡形成被延迟^[17]。在 λ=0.5 截面内,1.5mm 间隙下的 TLV1 涡尺寸明显大于 0.5mm 间隙下 TLV1 结构。并且大间隙下 的 TLV1 涡结构更靠近于叶片轮廓。



图 8 截面 λ=0.5 流线示意图


(c) $\lambda = 0.9$

图 9 不同弦长系数截面叶顶区流线:(左)r=0.5mm,(右)r=1.5mm

3.3 叶顶间隙区涡量的生成

对不同间隙下在轴流泵叶轮叶顶区域(叶顶高度为 r=99.5mm)分别选取环形面上的流线 分析。r=0.5mm 间隙的叶轮选择 r=99.75mm 环形面(r*=0.9955), r=1.5mm 间隙的叶轮选择 r=100.25mm 环形面(r*=1.0045)。图 10显示了不同间隙下叶顶区平均流线。对比图 10(a)和 (b)发现,流线在对应的环形面上都穿过了叶轮叶顶并最终汇聚,但在不同间隙下流线穿过 叶顶时与叶顶翼弦所夹的角度不同。定义速度 V_t 为间隙区泄漏速度,方向为泄漏流方向。 将 V_t 分解为翼弦方向上的速度 V_s 和垂直于翼弦方向的速度 V_t ,定义角度 ζ 为泄漏流速度 V_t 与主流速度 V_s 的夹角。可见在间隙 r=1.5mm 时 ζ 更大。图 10(a)和(b)中的左上角,分别 显示对应间隙在 $\lambda=0.5$ 截面上的间隙区速度云图。在 1.5mm 间隙下,间隙射流以大约 18m/s 的速度离开叶顶,而在 0.5mm 间隙,此速度大小降低为 16m/s,在其他弦长截面上都发现 类似的规律。



 (a) τ=0.5mm, r*=0.9955
 (b) τ=1.5mm, r*=1.0045

 图 10 不同间隙下叶顶区平均流线

根据 Storer 和 Cumpsty^[18]提出的模型, 轴流泵叶顶泄漏流主要由如图 10 所示间隙流动 与叶顶区主流混合而成。叶顶泄漏涡的涡量主要来自泄漏速度分量 V_i 沿径向梯度($\partial V_l / \partial r$)。 通过图 10 中速度分解可得 $V_l = V_l^* \sin \zeta$ 。故在大间隙下,由于泄漏流速度 V_l 更大,夹角 ζ 也 更大。在大间隙下,垂直于主流的速度分量 V_l 大于小间隙下的 V_l ,因此在大间隙产生较大 的速度梯度 $\partial V_l / \partial r$,则叶顶泄漏涡涡量更大,涡强度更强。

3.4 叶顶间隙对叶片通道内压力分布的影响

本文选取如图 11 中三个不同的径向系数截面上的压力分布进行对比分析。





图 12 所示为不同间隙下(左: *τ*=0.5mm, 右: *τ*=1.5mm), 在图 11 中三个径向截面展开 后的平均压力系数分布云图。在截面 *r**=0.9 上, 流道内压力逐渐增加,由于叶顶泄漏涡的 作用,流道内压力等势线在泄漏涡所影响区域内出现了明显的偏折(如黑色箭头所示),该 偏折区域与竖直虚线夹角 9°。间隙较大时,该偏折现象更加明显,夹角增大至 13°,偏折区 域压力较周边压力更低。截面 *r**=0.75 上,0.5mm 间隙时,压力等势线偏折不再明显,而 大间隙下依然存在,说明大间隙下此时叶顶泄漏涡对流道内部的压力分布依然有较大的影 响。对比截面 *r**=0.5 压力云图,两种间隙下流道内压力分布基本一致,压力逐渐增高且无 明显的等势线偏折。此时叶顶泄漏涡已对流道内的压力分布不产生影响。叶顶泄漏涡影响 叶轮流道内的压力分布,间隙较大时,影响范围更大,叶轮在叶顶区的做功能力相应降低。 3.5 顶间隙对涡心压力及空化的影响

由于叶顶泄漏涡涡核区的压力远低于周边压力,轴流泵空化初生最先发生于叶顶泄漏 涡内部^[19]。图 13 统计了不同弦长系数截面内涡心的压力系数 *P**。在 λ<0.2 的弦长范围内, 由于叶顶泄漏涡在小间隙下更早的发展,小间隙下的泄漏涡涡心压力更低。在 λ>0.2 范围 内,大间隙下的泄漏涡涡心压力更低,表明当叶顶泄漏涡向叶顶翼型出口边运动时,大间 隙下更容易产生泄漏涡空化。两种间隙下涡心压力发展趋势不同,小间隙时,涡心压力近 乎单调增大,大间隙时涡心压力先减小后增大。因此大间隙下泄漏涡强度先增强后减弱,

- 407 -







图 14 显示了从 λ=0.1 至 λ=0.9 弦长系数断面上的叶顶区压力分布。泄漏涡涡核轮廓如 图中黑线所示。泄漏涡涡核对应于图 9 中涡结构所在区域。在叶顶区,涡核内部压力明显

小于周边压力。在 0.5mm 间隙时,泄漏涡由进口边发展至出口边过程中,其涡核内部压力 逐渐增大,涡核尺寸也随之增加。在 1.5mm 间隙时,涡核最低的压力系数出现于 λ=0.3 截 面,随着涡核尺寸的增大,涡核区压力不断上升,其变化趋势与图 13 涡心压力系数变化趋 势吻合。对比不同间隙下涡核区压力分布发现,在 λ=0.1 的截面内,小间隙下泄漏涡涡核 内部压力系数略低于大间隙下的涡核区压力系数,但在 λ=0.3 截面内,大间隙下泄漏涡涡 核尺寸骤然增大,且涡核区压力系数远小于小间隙下对应涡核内部压力系数。弦长系数增 大,同样大间隙下涡核尺寸更大,涡核区域压力系数更低。



第二十九届全国水动力学研讨会论文集

图 15 设计工况下不同空化数下叶顶区空化对比: (上)r=0.5mm, (下)r=1.5mm

对比不同间隙下涡心压力系数与涡核区域压力系数发现,小间隙时,泄漏涡空化更早 发生于叶片进口边。在大间隙下,泄漏涡更容易发生空化,且空化强度与尺度相对更大。 图 15 是基于高速摄影实验在对应的间隙下所捕捉到的叶顶区空化图像。在设计工况下,随 着空化数的逐渐降低,叶顶区的空泡体积和影响范围进一步增大。空化数 σ=0.715 时,小 间隙下,从叶片进口边至 λ=0.3 处空化体积不断增大,叶顶区呈现空化云,在 λ=0.3 至 λ=0.5 的范围内,空化云迅速衰减。由于间隙较小时,泄漏涡更靠近于转轮式壁面,泄漏涡与近 壁面边界层相互作用使涡强度迅速衰减。在大间隙下,间隙区呈现明显涡带空化特征,在 λ<0.7 的范围内涡带空化特征明显。说明在大间隙下,间隙区呈现明显涡带空化特征,在 λ<0.7 的范围内涡带空化特征明显。说明在大间隙下,泄漏涡强度衰减更慢,涡寿命更长。 当空化数约 0.52 时,两种间隙下云状空泡均覆盖了叶顶前半部分,叶顶区由于泄漏涡卷曲, 间隙空泡、叶顶泄漏涡空化及卷吸区空化连成一片,形成明显的空泡云。但在小间隙下空 泡云尾部震荡快速衰减为细小涡丝脱落,而大间隙下在空泡云尾部仍存在细长涡带。近一 步验证了大间隙下泄漏涡的寿命更长。此外,当空化数进一步降低后,显然大间隙下叶顶 区空化更为剧烈。

4 结论

本研究主要采用大涡模拟方法研究了不同间隙尺寸对轴流泵叶顶泄漏流及泄漏涡的影响,并结合外特性及高速摄影试验验证结果的准确性,经过分析讨论得到以下结论。

(1)通过验证网格的过滤尺度,保证了不同间隙下的叶轮流道叶顶区内部网格尺度位于惯性子区之内,使得 80%的湍动能得以直接求解。通过轴流泵的外特性预测数据与实验 值对比,发现在 0.5mm 和 1.5mm 间隙下试验值与模拟值的误差分别为 2.62%、2.68%,验 证了 CFD 模拟的可靠性。

(2)两种间隙下,叶顶区主要存在两种明显的泄漏涡结构,而且间隙越大,涡结构的 尺寸越大。而且在泄漏涡所在区域,涡量及湍动能同样随着间隙的增大而增大,说明随着 间隙的增大,轴流泵叶顶区的黏性损失增大。通过对比叶顶区泄漏速度的方向与大小发现, 可通过抑制泄漏流流入流道内的方向与速度大小来抑制泄漏涡的强度。不同径向系数截面 的压力分布显示随着间隙的增大,叶顶泄漏涡对叶顶区流道的压力分布影响范围增大,致 使叶轮在叶顶区的做功能力下降。

(3)由于轴流泵内空化初生主要发生于轴流泵叶顶泄漏涡内部,比较不同间隙下叶顶 泄漏涡涡心压力和涡核压力发现,不同间隙下泄漏涡空化所发生的位置及空化强度有所不 同。结合试验结果发现,随着空化数降低,两种间隙下叶顶泄漏涡在尺度和强度逐渐增加。 在叶顶区,由细长的泄漏涡带变成三角形空化云,并随着弦长系数的增加变得不稳定,在 空化云尾部有细小涡丝震荡脱落。在较大的间隙(τ=1.5mm)下,当泄漏涡完全发展以后, 叶顶泄漏涡尺寸更大,涡强度更强。对比叶顶区的涡量与湍动能分布发现,大间隙下的叶 顶泄漏涡在更大范围的弦长截面内涡量更强,叶顶泄漏涡所在区域的湍动能更大,且覆盖 范围更广。

参考文献

- 1 关醒凡. 轴流泵和斜流泵 [M]. 北京: 宇航出版社, 2009.
- 2 张德胜,吴苏青,施卫东,潘大志,姚捷.不同湍流模型在轴流泵叶顶泄漏涡模拟中的应用与验证[J]. 农业工程学报,2013,29(13):46-53.
- 3 张德胜,石磊,陈健,等.基于大涡模拟的轴流泵叶顶泄漏涡瞬态特性分析[J].农业工程学报,2015, 31(11):74-80.
- 4 Rains D A. Tip clearance flows in axial compressors and pumps[D]. Division of Engineering and Applied Science, California Institute of Technology, Pasadena, California. 1954.
- 5 Zierke W C, Straka W A. Flow visualization and the three-dimensional flow in an axial-flow pump[J]. Journal of Propulsion & Power, 1971, 12(2):250-259.

- 6 Tan D, Li Y, Wilkes I, et al. Experimental Investigation of the Role of Large Scale Cavitating Vortical Structures in Performance Breakdown of an Axial Waterjet Pump[J]. Journal of Fluids Engineering, 2015, 137(11):317 - 320.
- 7 Zhang D, Shi L, Shi W, et al. Numerical analysis of unsteady tip leakage vortex cavitation cloud and unstable suction-side-perpendicular cavitating vortices in an axial flow pump[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2015, 77:244-259.
- 8 You D, Mittal R, Moin P, et al. Computational methodology for large-eddy simulation of tip-clearance flows[J]. Aiaa Journal, 2004, 42(2):271-279.
- 9 You D, Wang M, Moin P, et al. Large-eddy simulation analysis of mechanisms for viscous losses in a turbomachinery tip-clearance flow[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2007, 586:177-204.
- 10 李忠. 轴流泵内部空化流动的研究[D]. 江苏大学, 2011.
- 11 张德胜,施卫东,张华,李通通,张光建. 轴流泵叶轮端壁区流动特性数值模拟[J]. 农业机械学报, 2012, 42(3) 73-77.
- 12 张德胜,吴苏青,施卫东,潘大志,王海宇. 轴流泵小流量工况条件下叶顶泄漏涡空化特性[J]. 农业 工程学报, 2013, 29(22): 68-75.
- 13 张德胜,陈健,张光建,等. 轴流泵叶顶泄漏涡空化的数值模拟与可视化实验研究[J]. 工程力学, 2014(9):225-231.
- 14 Smagorinsky J. GENERAL CIRCULATION EXPERIMENTS WITH THE PRIMITIVE EQUATIONS[J]. Monthly Weather Review, 1963, 91(3):99-164.
- 15 吴苏青. 轴流泵叶顶泄漏涡流场结构的数值模拟与 PIV 试验研究[D]. 江苏大学, 2014.
- 16 Storer J A, Cumpsty N A. Tip leakage flow in axial compressors[J]. Journal of Turbomachinery, 1991, 113(2):252-259.
- 17 You D, Wang M, Moin P, et al. Effects of tip-gap size on the tip-leakage flow in a turbomachinery cascade[J]. Physics of Fluids, 2006, 18(10): 105102.
- 18 Storer J A, Cumpsty N A. An approximate analysis and prediction method for tip clearance loss in axial compressors[J]. Journal of Turbomachinery, 1993, 116(4):648-656.
- 19 Zhang D, Shi W, Pan D, et al. Numerical and experimental investigation of tip leakage vortex cavitation patterns and mechanisms in an axial flow pump[J]. Journal of Fluids Engineering, 2015, 137(12):815-816.

Investigation of the tip leakage vortex with different tip-gap sizes in an axial-flow pump

SHEN Xi, ZHANG De-sheng, JIN Yong-xin, CHEN Jian

(Research center of Fluid Machinery Engineering and Technology, Jiangsu University, 301 Xuefu Road, Zhenjiang 212013, China. E-mail:<u>zds@ujs.edu.cn</u>)

Abstract : Large eddy simulation(LES) is employed to investigate the tip leakage flow and tip leakage vortex(TLV) with different tip gaps in an axial-flow pump, with the objective to provide the guidelines for the control of TLV cavitation and viscosity loss. The grid filter scale of axial flow pump with different gap sizes are confirmed to ensure that the grid filter scale in the vicinity of the endwall region are within the inertial subfield. The effects of different tip-gap size on the generation and evolution of TLV are discussed by the mean velocity, pressure and vorticity fields. The results show that there are two kinds of leakage vortex in the tip region, and the scale of the vortices increase with the tip clearance. Besides, the vorticity and turbulent kinetic energyin the TLV reduce as the tip-gap decrease, which means the decrease of viscosity loss. The increase of the gap size makes the tip leakage velocity larger, accompanying with the larger angle between the leakage and main flow, leading to the greater strength of TLV. The influence of TLV on the pressure distribution of the flow field in the tip region increase with the clearance which results in the reduction of the working efficiency. Correspond to the results of high-speed photography, the vortex center pressure indicates larger tip-gap size is more inductive to TLV cavitation. After fully developed of TLV, the range of TLV cavitation increase with the tip-gap size.

Key words: Large eddy simulation; Different tip gaps; Tip leakage vortex; High-speed photography.

一维重力波模型模拟溃坝洪水的实验验证

刘文军,王波,陈云良,伍超,张建民,宋家俊,刘鑫

(四川大学水力学与山区河流开发保护国家重点实验室,成都, 610065, Email:1215700143@qq.com)

摘要:通过忽略圣维南方程中对流项所得到的一维重力波模型,具有可操作性强、数值 计算速度快等优点,能否将其应用于溃坝洪水模拟中,有待于实验验证,截至目前尚无这 方面研究工作的文献报道。本研究在一个大尺度水槽中开展了系列实验,选取了上下游初 始水深比分别为0、0.1、0.4三种典型工况,从水深、流量等多个水力参数对重力波模型计 算结果与实验数据进行了深入细致的比较。研究发现在下游有水时,重力波模型计算的新 进流区相比实验结果明显变短,当水深比为0.1时,重力波模型计算结果出现稳态区不断向 上游发展的情况,与实验中稳态区向下游发展的情况正好相反;当水深比为0.4时,重力波 模型计算的水深、流量在稳态区与实验值相差较小,具有一定的参考价值。下游无水时, 重力波模型计算的结果显示下游存在一个水力参数不变的区域,与实验观测结果截然不同, 此时重力波模型已不再适用于描述瞬溃水流。分析结果可为应用一维重力波模型模拟溃坝 洪水提供重要参考。

关键词:重力波模型;实验;溃坝水流;水力参数;渐进流区;稳态区

1 引言

溃坝洪水问题由于其重要性和复杂性,一直以来备受学术界与工程界的关注^[1]。在理论研究方面,Ritter^[2]推导出溃坝洪水在平底、无阻力,下游为干河床的矩形棱柱体河槽中 瞬溃理论解。Stoker^[3]在Ritter解的基础上,推导下游为静止水体时的瞬溃理论解。伍超等^[4] 针对复杂溃坝决口提出了断面形态参数分离法,建立了新的数学模型。在溃坝实验方面, P.K.Stansby等^[5]对一维瞬溃情况下的溃坝初始形态进行系统的研究,分析得出在溃坝初始, 不同时刻溃坝水流具有不同的形态。2013年LaRocque^[6]利用UVP(ultrasonic velocity profiler) 研究了瞬溃棱柱体水槽内沿水深方向的速度分布,并比较了不同湍流模型模拟的好坏程度。 由于在求解浅水方程中经常遇到计算时间长,计算不稳定等问题,很多学者尝试将方程进

基金项目:国家重点研发计划资助项目(2016YFC0401707);四川省青年科技创新研究团队专项计划资助项目(2016TD0020)

行简化^[7],其中忽略对流项后的方程为重力波模型。Ricardo Martins等^[8]推导出一维重力波 模型的解析解,并与圣维南方程的解析解进行了简要的对比。

然而,一维重力波模型在捕捉实际溃坝水流特征时的性能如何,有待于实验验证。作 者在自制的大型水槽中开展了大坝瞬溃实验,在干底、湿底两种情况下获得了水深、流量 等水力参数,通过实验数据与一维重力波模型解析解的详细对比,从而分析一维重力波模 型描述瞬溃洪水运动特征的能力。

2 实验装置

实验水槽为矩形棱柱体水槽,水槽上游长8.37m,下游长9.63m,宽1m,高1.09m,水 槽闸门由YEJ2-90L-4型电磁制动异步电动机在一瞬间提起,上游水位为0.4m时,闸门提升 时间为0.2s,满足瞬溃条件^[9]t<(2h₀/g)^{1/2}=0.286s。实验水深数据由YWS200-XX型浪高仪采集, 采集频率为100Hz,测量精度为±2mm,浪高仪放置在水槽中央,上下游各8根。为方便观 察实验现象,溃坝水流演进过程由NikonD7100以每秒30帧拍摄,分辨率为1920×1080。实 验装置如图1所示。

图1水槽装置示意图

以闸门处为坐标原点,以水流演进方向为正方向,各测针的位置坐标如表1所示。

	编号	坐标/m	编号	坐标/m	编号	坐标/m	编号	坐标/m
	1	-7.93	5	-3.45	9	0.6	13	4.63
	2	-6.44	6	-2.45	10	1.62	14	5.63
	3	-5.44	7	-1.37	11	2.62	15	6.63
	4	-4.46	8	-0.4	12	3.63	16	7.63

表1 浪高仪位置坐标

定义上游初始水深为 h_u,下游初始水深为 h_d,初始水深比为 α=h_u/h_d。实验主要分为干 底和湿底两种情况进行,其中湿底情况下选择较为典型的 α=0.1 和 α=0.4 进行。实验中每 个工况都重复三次进行,本研究中波高仪测得的数据取三次实验的平均值得到。 3 实验研究结果

3.1 湿底情况

3.1.1水深对比

当α=0.1时,模型(下文中的模型指的都是重力波模型)计算的渐进流区范围相比实验 较短,且出现稳态区不断向上游发展的现象,而实验结果显示稳态区一直向下游发展。模型计算的稳态区水深比实验值大,激波演进的距离相比实验值缩短,如图2(a)所示。

当*α*=0.4时,模型计算的渐进流区范围相比实验依然较短,但稳态区的水深与实验值较为接近,激波演进的距离依然较短,如图2(b)所示。

利用相对均方根误差RRMSE来比较模型计算值与实验值之间的误差,其公式如下:

$$RRMSE = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{d_i - D_i}{D_i}\right)^2} \times 100\%$$
(1)

式中, *RRMSE*表示相对均方根误差; *n*是所有实测的数据点总数; *d*_i是模型计算值; *D*_i 是实测值。对比结果见图3,其中*RRMSE*₂表示在整个流动区域上计算值与实验值之间的误 差,*RRMSE*_@表示在稳态区时计算值与实验值之间的误差。可以发现,当α=0.1时,由于稳 态区的发展出现与实验结果完全相反的情况导致模型计算的误差较大;而当α=0.4时,模型 计算的结果虽在整个流动区域上与实验有些差别,但在稳态区二者相当接近。

3.1.2流量对比

实验中流量的处理类似Bento^[10]和Cestero^[11]的方法,即利用各测针测得的水深数据计 算固定时刻测针断面与水槽围成的水体体积从而间接的获得某时刻的流量数据,实验中利 用中心差分的方法处理流量,公式如下:

$$Q_{(t)} = \frac{V_{(t-1/2\Delta t)} - V_{(t+1/2\Delta t)}}{\Delta t}$$
(2)

式中: $Q_{(t)}$ 为t时刻的流量; $V_{(t-1/2\Delta t)}$ 为 $t-1/2\Delta t$ 时刻测针断面与水槽围成的水体体积; $V_{(t+1/2\Delta t)}$ 为 $t+1/2\Delta t$ 时刻测针断面与水槽围成的水体体积; Δt 为时间差,实验处理中取0.3s。

当 α=0.1 时,模型在渐进流区与稳态区计算的流量值较实验值大,如图4(a)所示。 当 α=0.4 时,模型计算的流量值在渐进流区比实验值大,但在稳态区二者较为接近,如图4 (b)所示。误差计算与对比的方法与水深对比时一样,对比结果如图5所示。可以发现由 于渐进流区的明显差别,导致 α=0.1 和 α=0.4 时在整个流动区域上模型的误差都较大,但 在稳态区就其计算数值来看与实验结果都相差不大,在实际应用中具有一定的参考价值。

3.2 干底情况

利用前文中的方法对下游无水情况下的水深、流量在0.5~3.5s时间段内进行对比研究, 实验结果如图6所示,误差对比如图7所示。

由图6和图7可以看出,模型计算的结果存在水深和流量不变的区域,与实验情况明显 不符,重力波模型不能很好地描述干底情况下的溃坝洪水运动。

4 结论

文章在大尺度的水槽装置中选取初始上下游水深比为0、0.1和0.4三种典型工况对重力 波模型模拟溃坝洪水做了充分的实验验证,分析得出如下结论。

(1)重力波模型计算的溃坝洪水在下游只会产生缓流流态,当α=0.1时,重力波模型 计算的稳态区一直向上游库区发展,与实验中稳态区的发展正好相反;当α=0.4时,重力波 模型计算的渐进流区较短,与实验结果相差较大,但在稳态区计算的水力参数与实验结果 相差不大,水深和流量的误差分别为5.1%和2.1%,在实际应用中具有一定的参考价值。

(2) 当下游无水时,重力波模型计算的结果显示存在一个水力参数不变的区域,与 实验结果明显不同,已无法准确描述此时的溃坝水流运动。

参考文献

1 刘林, 常福宣, 肖长伟,等. 溃坝洪水研究进展[J]. 长江科学院院报, 2016, 33(6):29-35.

2 Ritter A. The propagation of water waves[J]. Ver DeutshIngenieureZeitschr. 1892, 36 (33): 947-954

3 Stoker J J. Water Waves[M].New York: Interscience Publishers, Inc, 1957.

4 伍超,郑永红,赵文谦.溃坝水力特性的一个新数学模型及其通解[J].水动力学研究与进展, 1995(1):35-41.

5 Stansby P K, Tcd B, Chegini A. The initial stages of dam-break flow[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1998, 374(370):407-424.

6 Larocque, L. A., Imran, J., Chaudhry, M. H. Experimental and numerical investigations of two-dimensional dam-break flows. Journal of Hydraulic Engineering, 2013,139(6), 569-579.

7 Bates, P. D., Horritt, M. S., Fewtrell, T. J. A simple inertial formulation of the shallow water equations for efficient two-dimensional flood inundation modelling. Journal of Hydrology, 2010, 387(1), 33-45.

8 Martins, R., Leandro, J., Djordjević, S.. Analytical solution of the classical dam-break problem for the gravity wave–model equations. Journal of Hydraulic Engineering, 2016,142(5), 06016003.

9 GuidoLauber, Hager W H. Experiments to dambreak wave: Horizontal channel[J]. Journal of Hydraulic Research, 1998, 36(3):291-307.

10 Bento, A. M., Amaral, S., Viseu, T., Cardoso, R., & Rui, M. L. F.. Direct estimate of the breach hydrograph of an overtopped earth dam. Journal of Hydraulic Engineering, 2017,143(6).

11 Cestero, J. A. F., Imran, J., & Chaudhry, M. H.. Experimental investigation of the effects of soil properties on

levee breach by overtopping. Journal of Hydraulic Engineering, 2014, 141(4), 04014085.

The experimental verification of one-dimensional gravity wave model to simulate dam-break flood

LIU Wen-jun, WANG Bo, CHEN Yun-liang, WU Chao, ZHANG Jian-min, SONG Jia-jun,

LIU Xin

(State Key Laboratory of Hydraulics and Mountain River Engineering, Sichuan University, Chengdu, 610065, Email: 1215700143@qq.com)

Abstract: The one-dimensional gravity wave model is obtained by ignoring the convection terms in the Saint-Venant equation, it has the advantages of strong operability and fast numerical calculation. Whether it can be applied to the dam-flood flow needs to be verified experimentally, and there are no literature reports in this area. In this paper, a series of experiments were carried out in a large-scale flume. Three typical conditions were selected: the initial depth ratio between upstream and downstream is 0, 0.1, and 0.4. The results are compared with the gravity wave model by the depth, flow discharge, and other hydraulic parameters. It was found that the rarefaction wave zone calculated by the gravity wave model is significantly shorter than the experimental result. When the water depth ratio is 0.1, the steady zone is continuously developed to the upstream of the gravity wave model, but experimental result exactly the opposite; when the water depth ratio is 0.4, the water depth and flow discharge calculated by the gravity wave model have a small difference between the experimental value in steady zone. When the downstream is dry, the gravity wave model calculation results show that there is a region where the hydraulic parameter does not change, which is totally different from the experimental observation. The analysis results in this paper can provide important reference for the application of one-dimensional gravity wave model to simulate the dam-break flood.

Key words: Gravity wave model; Experiment; Dam-break flood; Hydraulic parameters; Rarefaction wave zone; Steadyzone

固液两相流及实验方法在离心泵中的应用 现状与展望

闫召旭,张启华*,曹丽,张为栋

(江苏大学国家水泵及系统工程技术研究中心,镇江, 212013, Emil:qihua05@163.com)

摘要:本研究围绕宾汉流体、固液两相流体的理论模型、两相流数值模拟及实验方法, 展开较系统的综述。①着重对宾汉流体及纸浆悬浮液的流变特性进行比较和分析。②就上 述理论在离心泵中的应用现状进行了概述。③总结了固液两相流泵的结构、设计特点,并 比较了相关的数值模拟及实验方法。④总结上述理论及实验方法的优缺点,结合最近开展 的含纤维颗粒泵流动的实验研究工作,分析实验中存在的问题,提出改进的途径。以期为 固液两相流动,尤其对悬浮流泵送设备的研究提供参考。

关键词:离心泵;固液两相流;数值模拟;实验

1 引言

作为造纸工业的主要原料,纸浆悬浮液的内部结构特性和其流动特性对纸浆的输送加 工过程以及纸张质量具有重要的影响。纸浆悬浮液属于固液两相流的研究范畴,近年来, 对以纸浆悬浮液为代表的细长颗粒固液两相流的研究逐渐成为固液两相流研究热点。本研 究将从固液两相流中的宾汉流体入手,介绍宾汉流体的流变特性,总结宾汉流体研究方法 和研究现状。然后总结研究固液两相流的数值数值计算方法,计算模型和试验方法,并介 绍固液两相流泵的结构特点和设计方法。接着则介绍纸浆悬浮液的结构特性和流变特性以 及纸浆悬浮液流动减阻现象,总结研究纸浆悬浮液的方法,并介绍不同类型的纸浆泵及其 各自的结构特点。最后结合笔者近期的研究内容,对比以上研究方法的优点和不足,对细 长颗粒在离心泵内流动轨迹,分布状态,固液两相流场分布和细长颗粒悬浮液流动减阻现 象的研究进行进一步的探讨和展望。

2 宾汉流体

宾汉流体作为非牛顿流体的一支,在造纸,环保,石油化工等生产过程中广泛存在。

屈服应力和塑性黏度是反映宾汉流体流变特性的两个物性参数。在宾汉流体中,颗粒作为 分散相分散在连续相之中,由于分散相之间存在强烈的相互作用,在静止时会形成网状结构,当施加一定的切应力后网状结构被破坏,宾汉流体才具有流动性,这个切应力为屈服 应力。而塑性黏度反映了分散相和连续相排列方式的结果。

为研究宾汉流体的物性参数对湍流强度的影响,胡春波等^[1-2]参照处理幂律流体的方法,依据宾汉流体本构方程,建立了适用于宾汉流体湍流流动的 K_t - ε_t 湍流模型,采用 SIMPLE 算法对圆管内宾汉流体湍流流动进行了数值研究。发现随着屈服应力和塑性黏度的增加,断面湍流强度减小,同时主流区的湍动强度也减小。在此基础上,采用相同的模拟方法对离心泵叶轮回转面上的宾汉流体湍流流场进行了数值计算,计算出宾汉流体在叶轮内的流速和压力分布,为提高输送宾汉流体离心泵的效率提供理论依据^[3]。亢力强等^[4]采用 IPSAR(Inter PhaseSlip Algorithm Revised)算法对直圆管内夹带有颗粒的宾汉流体两相流以及屈服应力对两相流动的影响进行了研究。发现颗粒相的速度分布比较均匀,且其在壁面处高于宾汉流体,随着屈服应力的增加,两相主流速度均减小,同时宾汉流体湍动能有减小的趋势,而颗粒相体积浓度则呈现出增加的趋势。曾卓雄等^[5]阐述了宾汉流体控制方程的特点,宾汉流体相湍流模型为 $K_f - \varepsilon_f$ 模型,颗粒相湍流模型为 $K_p - \varepsilon_p - \theta_p$ 模型,采用 DIPSAR 算法,研究了宾汉流体物性参数对两相流动的影响。发现随着屈服应力的增加,宾汉流体与颗粒相速度的主流速度减小,随着塑性黏度的增加,宾汉流体和颗粒相的主流速度分布出现了与屈服应力影响相反的趋势。

3 固液两相流

固液两相流造纸、化工、污水处理等众多工业领域内广泛存在。相较于单一的液体流 动,其流动过程、流场分布等更加复杂。因此,对固液两相流的研究相对比较困难。在固 液两相流离心泵内,两相流对泵的扬程,效率以及磨损都有很大的影响,因此研究固液两 相流在离心泵内的流动情况非常有必要。目前,研究固液两相流的方法主要有数值模拟和 实验两种。

3.1 固液两相流的数值模拟研究

相较于实验研究,数值模拟具有研究周期短,研究成本低等优点。但研究结果的准确 性相对较低。为提高数值研究结果的准确度,需选择适合的数值计算方法和计算模型。目 前,研究固液两相流的主要方法有欧拉法和拉格朗日法。欧拉法将固相颗粒和液相流体全 都看做是相互渗透的连续介质,即把颗粒流视为拟流体,与连续介质一样用守恒方程进行 描述,通过固体黏度和固体压力来表征固液两相之间的相互作用。拉格朗日法把液相流体 看做连续介质,在欧拉坐标系下研究其运动。将固相颗粒看做是离散体系,在拉格朗日坐 标系下研究其运动,即颗粒轨道模型,固液两相之间的相互作用通过完全弹性碰撞模型或 颗粒离散单元法处理。 欧拉法常用的计算模型有双流体模型、Mixture 混合物模型等。魏进家等^[6-7]考虑浓度 变化的影响,在浓度加权压力修正方程中引入了由浓度修正所致的附加项,在 IPSAR 算法 的基础上,推导适用于密相液固两相流动的 DIPSA(Dense-IPSAR)算法,建立了描述密相固 液两相湍流的 *K-e-T* 模型。应用双流体模型,对竖直上升管中的密相固液两相流进行了数 值模拟研究,分析了固液两相在上升管内的速度分布和湍流强度。侯金亮^[8]使用 Mixture 混合模型和雷诺应力模型对竖直槽道内的固液两相流进行了数值模拟研究,分析了颗粒对 湍流雷诺应力和湍流脉动速度强度的影响以及可能发生的减阻问题。陈次昌等^[9]应用 Mixture 多相流模型,扩展标准 *k-e* 湍流模型与 Simplec 算法对离心泵叶轮内固液两相湍流 进行数值模拟研究,分析了不同颗粒粒径及颗粒浓度下的固相体积浓度分布规律。屈强等^[10] 应用基于重整化群改进的 RNG *k-e* 两方程湍流模型和简化的多相流 Mixture 模型,使用 Simplec 算法对辐流式二沉池内速度场和污泥质量浓度场进行了数值模拟。吴玉林等^[11]在多 相湍流双流体模型的基础上,利用两相湍流运动的大涡模拟,对离心泵叶轮内部的固液两 相流动进行了数值计算,得出了液相压力分布和相对速度场以及固相的颗粒数分布和相对 速度场。

拉格朗日法常用的计算模型有 Particle 粒子模型和 DEM 离散元模型等。汪家琼等^[12] 应用 Particle 模型和非均相模型,液相采用标准 *k-e* 模型,固体颗粒相采用离散相零方程模型,对固液两相离心泵的内部流场进行数值模拟,分析了过流部件壁面处固体颗粒的滑移速度、颗粒体积分数分布、滑移速度及体积分数分布与过流部件磨损的关系。董厚生等^[13] 应用离散相模型,将液相设为连续介质,固体颗粒相设为分散介质,用 Wen-Yu 模型来计算固液、液两相间动量交换系数,并假设固液两相间无质量交换,液相湍流模型为 *k-e* 模型,使用 SIMPLE 算法对搅拌槽内的固液两相流动进行了数值模拟计算,得出搅拌槽内的流场分布情况和固体颗粒体积分数分布情况。夏密等^[14]应用离散相模型,液相湍流模型为 RNG *k-e* 湍流模型,对离心泵内部固液两相流场进行数值模拟,归纳了颗粒直径以及颗粒浓度对颗粒在叶轮流道和蜗壳内运动规律的影响。黄思等^[15]应用 CFD-DEM 耦合模拟研究了在不同的法兰连接状况下排泥管内及法兰连接处的固液两相流场,得出排泥管内及法兰

3.2 固液两相流的实验研究

相较于数值模拟,实验测试的周期较长,成本较高。由于数值模拟研究的准确性难以确定,需要通过开展实验研究对其结果进行验证。目前,固液两相流泵的实验研究包括离心泵外特性测试,对其内部流动及一般固液两相流主要涉及激光多普勒测速实验、高速摄影实验、PIV 实验等。

固液两相流泵的外特性实验是通过流量计、泵进出口压力传感器、转矩传感器等测试 设备。分别测量泵在不同工况点和不同固体颗粒参数(如颗粒浓度,粒径大小等)下的流 量、进出口压力、输入转矩等参数,进而计算出泵的扬程,效率等泵的性能参数,以研究 固体颗粒参数对泵性能的影响。潘越等^[16]利用 LabVIEW 与 PLC 组建固液两相流泵性能参 数测试系统,测量固液两相流泵在不同颗粒浓度和不同颗粒直径下的扬程和效率,研究了

第二十九届全国水动力学研讨会论文集

不同颗粒参数对泵性能参数的影响。激光多普勒测速实验是使用激光多普勒测速仪,分别 测量出固液两相流中固相颗粒和液相流体的速度分布。王光谦等^[17]采用激光多普勒流速仪 对方形管道中的固液两相流动进行测量,得到较为系统的固液两相流中液相流体和固相颗 粒各自的速度概率密度分布及平均流速分布等。高速摄影实验是应用高速摄影相机,拍摄 固体颗粒在不同工况点和不同固体颗粒参数下,泵叶轮流道和蜗壳内的运动轨迹以及分布, 并结合外特性实验,研究固体颗粒运动轨迹和分布情况对泵外特性的影响。刘娟等^[18]应用 高速摄影技术,对离心泵叶轮流道内固液两相流中颗粒的运动轨迹及规律,固体颗粒与过 流部件的瞬间撞击过程进行研究,分析固体颗粒大小密度、进口参数和运行工况对颗粒运 动轨迹的影响。固液两相流 PIV 实验是应用片激光脉冲发射器和 CCD 相机拍摄泵内某一 截面上的流动图像,并应用图像处理软件对拍摄的图像进行分析计算,进而得出泵内固相 流场和液相流场信息。杨敏官等^[19]利用 PIV 对离心泵叶轮内部伴有盐析的液固两相流场进 行拍摄,应用大津法求得图像阈值,通过阈值分析将盐析颗粒图像与液相示踪粒子图像分 离开,分别测试出固相和液相的速度场。高波等^[20]利用 PIV 对旋流泵内盐析颗粒流场进行 径向和轴向两个方向的测量,获得了颗粒准三维速度场分布。这里的固液两相流泵的高速 摄影实验与 PIV 实验均需要采用透明的有机玻璃制作泵的蜗壳和叶轮。

4 固液两相流泵的研究与设计

相较于输送单一流体的普通泵,固液两相流泵由于其输送介质的特殊性,需要具有一定的防缠绕、防堵塞及抗磨损能力。通常,固液两相流泵多采用减少叶片,加宽叶轮流道的设计方法。由此,固液两相流泵比普通泵的扬程、效率都要低,故提高泵的扬程和效率 也是设计固液两相泵时需要着重考虑的问题。

在固液两相流泵的研究方面,陈红生等^[21]通过理论分析、试验研究等方法,分析了固 液两相流离心泵磨损机理,发现离心泵内叶轮出口附近的射流-尾流结构是离心泵内磨损的 重要原因之一,并指出小叶片出口角 β₂、少叶片数 Z 和大出口宽度 b₂的叶轮能减轻泵的 磨损。张翼飞等^[22]统计了从国外引进的先进的纸浆泵水力模型,总结了叶轮入口直径系数 K₀、叶轮外径系数 K_{D2}、叶片出口宽度系数 K_{b2}、叶片出口角 β₂、叶片数 Z、叶片包角 α、 叶片型线等对泵性能有显著影响的叶轮主要参数的取值规律,对提高杂质泵的水力设计具 有一定的参考价值。余刚等^[23]在计及固相颗粒当量角速度的基础上,导出了固相效应系数 公式,继而得出了准确度高、计算简单,随意性小的浆体扬程计算公式。赵天成等^[24]研究 了两相流泵中的柱状流动现象,发现泵在柱状流动下输送两相流体时泵效率与输送效率都 有可能达到最高,而柱状流动现象与两相流中固相颗粒的重量浓度有很大关系,并根据以 上理论设计了效率高,固体通过性好,使用寿命长的LXS150-125-315 和 LXS80-50-200 型 两相流化工塑料泵。施卫东等^[25]对双流道式叶轮污水泵与闭式叶片式叶轮污水泵进行了实 验比较,发现流道式叶轮污水泵的 H-Q 曲线较陡降, P-Q 曲线较平坦,η-Q 曲线的峰值较 高,高效区较宽。且流道式叶轮抗缠绕、无堵塞性能好,通过能力强。

在固液两相流泵的设计方面,顾广运等^[26]按照两相流理论,论述了固液两相流泵主要 过流部件几何参数的设计计算,设计了效率高、高效区宽、吸程高、寿命长、排渣浆时效 率高于排清水时的效率的 LZ-520 型固液泵。张玉新等^[27]在设计固液两相流泵时,在轴面 投影图上,对进口几何参数采用单目标优化,出口几何参数采用多目标优化,在叶片型线 优化上,将水力损失作为目标函数,设计变量包括工作面、背面型线包角及进出口安放角 的理论设计方法。谭东华等^[28]结合固液两相输送的应用特点,根据速度系数法研制了2台 双流道泵并进行了清水试验、清淤试验及输送卵石的试验研究。试验结果表明,双流道泵 具有较好的水力性能,在清淤及输送较大的固体颗粒时具有良好的通过能力和较高的效率。 王准等^[29]设计了一种叶片向进口边延伸较多,流道进口处中心轮毂较小的前伸式双叶片新 型污水泵并对其进行了通过能力试验。试验表明该前伸式泵运行效率较高且震动小、噪音 低、运行平稳,固体通过能力好。杨建国等^[30]在离心泵叶轮进口增设一个与叶轮同轴的导 轮,该导轮可以引导固体颗粒从叶轮叶片非工作面侧进入叶轮,减少固体颗粒与叶轮工作 面的碰撞,减轻叶轮的磨损。陈斌等^[31]通过增加叶轮叶片厚度的方法来控制过流断面面积, 实现了低转速排污泵的无过载特性。

5 纸浆悬浮液的研究

纸浆悬浮液属于典型的宾汉流体,低浓度纸浆流动是一种固液两相流动,而中高浓度 的纸浆流动则是一种固气液三相流动。纸浆悬浮液流动性能非常复杂,其流动行为随纸浆 种类、流速、浓度、温度及纤维形态的变化而变化。与宾汉流体一样,纸浆悬浮液流动也 具有流变特性。纸浆处于静止状态时,悬浮液中纤维相互交织形成网络并充满整个流动区 域,水和空气充斥在纤维网络之中,形成了具有一定刚度和弹性的流动单元。由于纤维之 间具有一定的相互作用力,当给纸浆施加一定的压力时,纤维网络保持一个整体向前运动, 纤维之间不发生相对运动,此时的流动称为塞流。当流动速度逐渐增加时,纤维网络表面 与管壁之间的剪切应力也逐渐增加,网络纤维与管壁之间逐渐形成一道水环,水环内的流 动为层流状态,纤维网络仍为一个整体向前运动,此时的流动状态为层流水环流。流速再 增大时,水环内的流动从层流状态过渡到湍流状态,此时的流动状态为层流水环流。流速再 增大时,水环内的流动从层流状态过渡到湍流状态。将纸浆进入湍流状态的瞬间点称为 湍流临界点,即纸浆产生"流体化"的开始点。可将此时的纸浆流动看成是类似水流流动, 实际计算过程可以当作牛顿型流体处理,而中高浓纸浆纤维悬浮液实现流体化时,必须要 有足够的剪切应力作用。

在纸浆悬浮液的研究方面,付平乐等^[32-33]通过对纸浆液中纤维的受力分析,发现纤维 在流体运动中所受的彻体力,流体拖动力,剪切及旋转升力等作用力与纤维在悬浮液中所 具有的形状及其形状的变化并无关系,而只与固相纤维本身在悬浮液中所占有的空间体积

第二十九届全国水动力学研讨会论文集

的大小相关,在此基础上引入了球形纤维粒子的概念,即把细长的固态纤维看作一个体积 相同的球形纤维粒子。并应用球形纤维粒子的物理模型,利用两相流体运动的理论,对纸 浆纤维悬浮液多层叠加流动中的固相纤维的运动状态进行了分析,探讨了纸张多层成形的 机理以及取得良好层间纯度的条件。陈奇峰等^[34]基于 CFD 数值模拟研究了中浓纸浆在变径 管内的塞流流动,结果表明,当流动的初始流速较小时,流场会在近壁面处形成环形区, 而当流速过低时,在管道内近壁区可能会造成浆料滞流,在管道中心处的纸浆流动则会出 现"沟流"现象。张志超^[35]在 Ptrich 和 Koch 实验观察到结果的基础上对两纤维直接接触 相互作用过程建立数学模型,增加了一个与速度相关的阻力,并对这个附加阻力进行了详 细阐述。在此数学模型的基础上,对两纤维的直接相互作用的过程进行了数值模拟,最后 得到了一个能概括半纤维长度 L、半径 R、溶液流体黏度 v 和纤维比重 p 这 4 个参数对纤 维直接相互作用过程影响的组合量|A|。肖宗亮等^[36]依据细长体理论,在双流体模型基本方 程的基础上添加了附加应力相,建立了纸浆悬浮液流动的控制方程,并对流浆箱喷嘴及湍 动发生器的内流场进行了数值模拟。孙加龙等[37]分析了有关宾汉流体的计算及湍流两相流 的现状,在 k-e 湍流模型和壁面函数法的基础上,通过引入一些合理的假设,建立了一个 比较有效的处理纸浆纤维悬浮液的数学模型,并对直圆管中纸浆纤维悬浮液两相湍流进行 了数值模拟研究。陈奇峰等^[38]通过改进算法的 BP 网络对实验数据的拟合,使用人工神经 网格模拟仿真了各个因素对中浓纸浆所受剪切力产生的影响,此外通过网格训练达到的稳 定模型,可以预测中浓纸浆在更高浓度和湍流发生器转速下所受的剪切应力值。叶道星等 ^[39]对中浓度纸浆剪切受力进行了分析,实验测量了中浓度纸浆的密度及剪切应力和剪切旋 转速度,建立了纸浆剪切应力和旋转剪切速度数学模型,发现了不同浓度下纸浆的流态化 特性,得到了中浓度纸浆的表观屈服应力和使其流态化所需的临界剪切应力,并建立了其 与纸浆浓度的数学模型。李红等^[40]考虑了中浓度纸浆中气体和纤维对纸浆悬浮液流变特性 的影响,将中浓度纸浆定义为具有屈服应力和剪切稀化特性的赫巴流体,并建立了数值模 拟方法。分析了纸浆在不同剪切力作用下的屈服过程,以及屈服应力、表观黏度和剪切稀 化指数等物性参数,不同剪切室外径等条件时的流变特性。

6 纸浆泵研究概况

纸浆泵是造纸工艺过程中一个重要的设备,纸浆泵的种类繁多,可大致分为闭式叶轮 纸浆泵,开式、半开式叶轮纸浆泵,单、双流道纸浆泵,旋流式叶轮纸浆泵,螺旋式离心 纸浆泵,单螺杆纸浆泵以及其他类型的纸浆泵。

6.1 闭式叶轮纸浆泵

闭式叶轮泵内部泄漏小,效率高,对泵的加工和安装精度要求较低。但闭式叶轮的通 过性差,含气输送能力较弱。用闭式叶轮输送中高浓度纸浆时要配合抽气装置一起使用。 在闭式叶轮纸浆泵的设计研究方面,曹树良等^[41]研制一种稠纤维浆液输送离心泵。该泵具 有一个内嵌式真空泵用来分离气体和一个直接从叶轮叶片头部伸出的搅拌器,用以流动化 稠纤维浆液使其可以源源不断地流进叶轮中。叶道星等^[42]通过实验研究了不同纸浆浓度、 不同转速和不同排气抽吸真空度时,中浓纸浆泵的扬程、效率、出口含气率及最大极限流 量变化特征。发现随着纸浆浓度的增加,同一流量下,泵的扬程、效率逐渐下降;在不抽 真空条件下,中浓纸浆泵可实现 7.52%浓度纸浆的输送。随着抽吸真空度的增大,扬程逐 渐升高。随着转速的增加,所需真空度减小。

6.2 开式、半开式叶轮纸浆泵

开式、半开式叶轮纸浆泵的通过能力较强,具有一定的含气输送能力。但开式、半开 式叶轮对加工以及安装精度有着较高的要求。当叶轮与泵壳之间的间隙配合较好时,由于 没有圆盘损失,开式、半开式叶轮的效率甚至能够超过闭式叶轮的效率。

在开式、半开式叶轮泵的设计研究方面,黄建德^[43]利用毕托管对闭式和开式离心泵在 不同叶顶间隙下叶轮进口处流场及开式叶轮吸入盖上的静压分布进行了动态测试。发现闭 式叶轮的回流初始流量最小,开式叶轮的叶顶间隙越大,回流初始流量也就越大。在开式 叶轮中,对回流产生影响的叶顶间隙部位主要集中在叶轮进口附近。张启华等[44]采用纤维-流动耦合模型及求解方法,对纸浆泵叶轮流道内的悬浮流动进行了数值模拟。发现在叶轮 进口附近,纤维取向变化剧烈,在靠近凹壁面附近,纤维取向摆动显著,而沿中间流线及 凸壁面流线,纤维取向变化相对比较稳定;在进口靠近凹壁面附近,附加应力比较显著, 而在流道中间及下游区域,附加应力分布变得平均。在此结论基础上,得出了叶片前 1/3 长度上的大曲率半径准则、流道扩张角准则、大包角准则和叶片出口角准则等 4 个叶轮设 计准则。朱祖超[45]对开式高速离心泵进行了试验研究,讨论叶轮结构形式及主要参数对泵 性能的影响,实验表明开式高速离心泵的扬程系数可达到 0.7 以上,且在工况条件确定的 条件下, 泵的工作范围主要取决于喉部面积 F。并发现叶轮与泵体及泵盖之间的轴向间隙δ 对泵的性能具有较大的影响,为保证泵取得较理想的性能指标,叶轮与泵体及泵盖之间的 轴向间隙δ应取较小值。李红等^[46]对一种中浓浆泵进行了介质为清水及浓度为3.0%、5.2% 和11.0%的纸浆悬浮液的性能曲线测试,发现输送3.0%浓度的介质的效率比输送清水时稍 高。随着输送介质浓度的增加,泵的最高效率总体呈下降趋势。崔宝玲等[47]分析了分流叶 片对于半开式离心叶轮内部流动的影响,对轴向间隙为1.1mm的4长叶片和4长4短叶片 的两种半开式低比转速高速离心叶轮内部的流动进行了三维紊流数值计算和试验研究。结 果表明,分流短叶片可以改善叶轮内部的流动,提高离心泵的性能。

6.3 螺旋离心式纸浆泵

螺旋离心式叶轮是离心式叶轮和容积式叶轮的组合,一般由一片或两片大包角开式扭曲叶片组成。螺旋式离心泵的通过性能好,可以输送含大颗粒、长纤维物质的液体,输送浆料运行平稳,对浆料破坏性小,无损性好,具有陡降的流量-扬程性能曲线和平坦的功率曲线。并且,含气输送能力好。但它也存在制造较困难,运转不平衡等缺陷。

在螺旋式离心泵设的计研究方面,伍健东等^[48]开发出 MC 型螺旋式离心中浓纸浆泵, 该泵的叶轮由铸成一体的螺旋形单叶片和圆锥体以及设在圆锥内表面的平衡副叶片组成, 叶轮沿轴向延伸较长,流道宽敞不易堵塞。通过对几种型号 MC 型单叶片中浓浆泵的工厂 运行情况的观察以及泵送实验,表明 MC 型单叶片中浓泵可以连续顺畅地泵送较高浓度的 纸浆,且泵送流量较大,运行平稳,流量-功率曲线平坦,抗汽蚀性能较强。胡庆喜等^[49] 研究设计了 MCP 型螺旋式离心中浓纸浆泵,给出了螺旋式离心泵叶轮轮毂顶角 α₁,叶轮 进口直径,叶轮出口直径,叶轮出口边尺寸,叶轮的出口倾斜角 α₂,长径比,叶片出口角, 叶片包角以及压水室各参数的计算公式或取值方法。曹卫东等^[50]在单螺旋叶轮出口边的对 称位置加装一偏置短叶片,将短叶片适当向长叶片背面偏移布置,这样可以减小流道扩散、 减少脱流和边界层分离,提高扬程和效率,而输送纸浆浓度并无降低。同时,加置短叶片 后叶轮的水力平衡和机械平衡也容易得多。

6.4 单螺杆纸浆泵

单螺杆泵是一种内啮合的封闭式泵,它利用装在橡皮套内旋转的螺杆,使料液由螺杆 与橡皮套形成的不断改变截面大小的空间,通过挤压作用吸入料液并把料液向另一端压出。 宣征南等^[51]设计出一种进料螺旋结构为等深不等距螺杆的单螺杆泵,这种单螺杆泵可以连 续无损地输送中浓纸浆,输送浓度可达 10%~12%。

6.5 其他类型纸浆泵

刘云峰^[52]设计了一种高、中浓浆泵,该泵的叶轮由离心叶轮和螺旋转子组成,泵的进口稍长,同螺旋转子保持精密的间隙配合,螺旋转子为多头螺旋。该泵的实验输送浓度达到 21.6%。

7 总结与展望

综上所述,研究固液两相流以及长颗粒固液两相流的方法主要有数值模拟和实验方法。 结合上述实验研究方法,笔者将继续对细长颗粒在离心泵内流动轨迹,分布状态和细长颗 粒悬浮液流动减阻现象的研究进行进一步的实验研究。

对于细长颗粒在离心泵内流动轨迹的实验研究,采用高速摄影的方法。图 1 是用高速 摄影相机拍摄头发丝在高速运转的离心泵内连续两帧的图像。对于细长颗粒在离心泵内分 布状态的实验研究,除了使用高速摄影外还可以使用频闪仪来进行研究。频闪仪是一种可 以高频闪烁的可见光源,调节频闪仪闪烁的频率和离心泵叶轮旋转频率相同,在频闪仪光 源下,叶轮流道会被"锁定"在某一相位,从而用肉眼就可以观察到叶轮流道内固体颗粒 的分布情况。图 2 是在频闪仪光源下用手机的相机拍摄的头发丝在高速运转的叶轮流道内 的图像。

第二十九届全国水动力学研讨会论文集

图 1 高速摄影拍摄的头发丝在离心泵叶轮内的图像

图 2 在频闪仪光源下用手机相机拍摄的头发丝在离心泵叶轮内的图像

后续,还将对前述提及的纸浆悬浮液在离心泵内的流动减阻现象,通过泵的外特性实验,研究不同细长颗粒类型,不同颗粒长径比,不同颗粒浓度的情况对细长颗粒悬浮液流动减阻现象的影响,找出悬浮液流动减阻发生所需要的条件。

参考文献

- 1 胡春波,魏进家,姜培正,等.宾汉流体物性参数对湍流强度影响的研究[J].应用力学学报,1997, 14(3):19-23.
- 2 胡春波,尚莲英,蔡体敏,等. 宾汉流体湍流流动的理论研究[J].西北工业大学学报,1998,16(4): 589-593.
- 3 胡春波,姜培正,魏进家,等. 离心泵叶轮内宾汉流体湍流流场的数值计算[J].应用力学学报,1999, 16(2):104-107.
- 4 亢力强,曾卓雄,姜培正,等. 宾汉流体与颗粒间的密相两相湍流研究[J].西安交通大学学报,2002, (7):693-696.
- 5 曾卓雄,徐义华,汪月华,等.含颗粒宾汉流体密相两相湍流的数值模拟[J].水动力学研究与进展,2004,

19 (3) : 305-309.

- 6 魏进家,姜培正,胡春波,等.密相固液两相湍流流动研究[J].应用力学学报,1997,14(4):31-36.
- 7 魏进家,胡春波,姜培正,等.密相固液两相湍流 K-ε-T 模型及其在管道两相流中的应用[J].应用数 学和力学,2000,21(5):468-475.
- 8 侯金亮. 液固两相流颗粒调制湍流及减阻特性的数值模拟研究[D]. 江苏大学, 2015.
- 9 陈次昌,杨昌明,熊茂涛,等.低比转速离心泵叶轮内固液两相流的数值分析[J].排灌机械工程学报,2006,24(6):1-3.
- 10 屈强, 马鲁铭, 王红武, 等. 辐流式二沉池固液两相流数值模拟[J]. 同济大学学报(自然科学版), 2006, 34(9):1212-1216.
- 11 吴玉林, 葛亮, 陈乃祥, 等. 离心泵叶轮内部固液两相流动的大涡模拟[J]. 清华大学学报(自然科学 版), 2001, 41(10):93-96.
- 12 汪家琼, 蒋万明, 孔繁余, 等. 基于 Particle 模型固液两相流离心泵流场数值模拟[J]. 排灌机械工程 学报, 2013, 31(10):846-850.
- 13 董厚生,魏化中,舒安庆,等. 搅拌槽内固液两相流的数值模拟及功率计算[J]. 化工装备技术, 2012, 33 (1): 14-16.
- 14 夏密,李昳,李凤琴. 固液两相流离心泵内颗粒运动规律的数值研究[J]. 机电工程,2015,32(12): 1555-1563.
- 15 Si HUANG, Ya-lan SHU, Jin-ju ZHOU, et al. Numerical simulation for solid-liquid two-phase flow in discharge pipeline and flange connection by CFD-DEM coupling[J]. Hydromechatronics Engineering,2017,45(12):1-6.
- 16 潘越,于明明. 固液两相流泵性能参数影响实验[J]. 机电工程技术, 2014(11):45-47.
- 17 王光谦, 倪晋仁. 固液两相流流速分布特性的试验研究[J]. 水利学报, 1992(11):43-49.
- 18 刘娟,许洪元,唐澍,等. 离心泵内固体颗粒运动规律的实验研究[J].水力发电学报, 2008, 27(6):168-172.
- 19 杨敏官, 刘栋, 顾海飞, 等. 盐析液固两相流场的 PIV 测量方法[J]. 江苏大学学报(自然科学版), 2007, 28 (4): 324-327.
- 20 高波,杨敏官,冯浪,等.旋流泵内部盐析颗粒流场 PIV 试验[J].农业机械学报,2011, 42(11):81-84.
- 21 陈红生,朱祖超,王乐勤.固液两相流离心泵磨损机理和叶轮的设计[J].水利学报,1999, 30(8):67-71.
- 22 张翼飞, 宋大为. 纸浆泵叶轮水力模型主要参数的统计分析[J]. 水泵技术, 1997(4):9-12.
- 23 余刚,颜峥,顾番,等. 基于固相效应系数的离心式固液两相流泵浆体扬程计算方法研究[J]. 流体 机械, 2001, 29(9):12-14.
- 24 赵天成, 郭自杰. 固液两相流泵设计与实验研究[J]. 排灌机械工程学报, 1997(4):3-6.
- 25 施卫东, 曹卫东, 刘厚林, 等. 不同叶轮结构型式对污水泵性能的影响[J]. 农业工程学报, 2003, 19(2):114-116.

26	顾广运,陈定强,殷毅. 固液两相流泵设计漫谈[J]. 水力采煤与管道运输,1994(1):17-20.
27	张玉新,郭俊强. 固液两相流泵叶轮的优化设计方法[J]. 水泵技术,1997(6):21-26.
28	谭东华,朱祖超,崔宝玲. 固液两相双流道泵的设计与试验研究[J]. 流体机械,2006,34(5):1-4.
29	王准, SHI Wei-dong, 蒋小平. 前伸式双叶片污水泵设计和通过能力试验[J]. 排灌机械工程学报,
	2008, 26(3):26-29.
30	杨建国, 李国成, 蔡升,等. 用导轮减轻固液两相流对离心泵叶片的磨损研究[J]. 水泵技术,
	2000 (5) : 30–34.
31	陈斌, 张华, 施卫东,等. 超厚叶片低比转数无过载排污泵数值计算与 PIV 实验[J]. 农业机械学报,
	2012, 43(5):74-78.
32	付平乐, 陈克复, 刘焕彬. 纸浆悬浮液的多相流动分析及其物理模型[J]. 造纸科学与技术,
	1998 (2) : 12–14.
33	付平乐,陈克复,刘焕彬.对多层成形的流体力学分析[J]. 陕西科技大学学报,1998(4):42-45.
34	陈奇峰, 陈克复, 杨仁党,等. 基于 CFD 的中浓纸浆悬浮液在变径管内流动的数值模拟[J]. 中国造
	纸学报, 2004, 19(2):96-98.
35	张志超. 纤维悬浮流中两纤维直接相互作用的数值模拟[D]. 杭州: 浙江大学, 2002.
36	肖宗亮,杨健,林思达,等. 流浆箱喷嘴及湍动发生器的内流场数值模拟[J]. 中国造纸学报, 2005,
	20(1):185–189.
37	孙加龙, 陈克复, 朱冬生,等. 纸浆流动的数值模拟[J]. 四川大学学报(自然科学版), 2002,
	39 (5) :878-882.
38	陈奇峰, 陈克复, 杨仁党, 等. 人工神经网络在中浓纸浆流体化仿真研究中的应用[J]. 中国造纸学报,
	2004, 19(1):136–139.
39	叶道星, 李红, 邹晨海,等. 中浓度纸浆流态化特征[J]. 江苏大学学报(自然科学版), 2015,
	36(3):276–280.
40	李红, 薛志宽, 叶道星. 中浓度纸浆流变特性的数值模拟[J]. 江苏大学学报(自然科学版), 2016,
	37 (2) : 147–154.
41	曹树良,大场利三. 稠纤维浆液离心泵性能研究[J]. 清华大学学报(自然科学版),1998(1):5-9.
42	叶道星, 李红, 薛志宽,等. 中浓纸浆泵运行性能试验研究[J]. 机械工程学报, 2016,
	52 (22) : 178–185.
43	黄建德. 开式和闭式离心泵进口回流的研究[J]. 工程热物理学报, 1997, V18(1):43-47.
44	张启华,李月仙,林建忠,等. 基于纸浆泵流场数值模拟的叶轮设计准则及其应用[J]. 江苏大学学报
	(自然科学版),2011,32(2):185-189.
45	朱祖超. 开式高速离心泵的试验研究[J]. 浙江大学学报(工学版), 1999(2):142-146.
46	李红,耿伟浩,范建国,等. 离心式中浓浆泵的试验[J]. 中国造纸, 2008, 27(2):71-72.
47	崔宝玲,朱祖超,林勇刚,等. 长短叶片半开式离心叶轮内部流动的数值模拟[J]. 浙江大学学报(工
	学版), 2007, 41(5):809-813.
48	伍健东,黄干强. MC型单叶片中浓浆泵的结构原理与运行性能的研究[J]. 轻工机械, 1997(1):8-12.

49	胡庆喜,	朱小林,	梁孝斌,等.	MCP型中浓纸浆泵的研究与设计[J]. 造纸科学与技术, 1998(5):1-4.
50	曹卫东,	施卫东,	潘中永,等.	中高浓度螺旋纸浆泵的设计[J]. 农机化研究, 2002(2):63-65.
51	宣征南,	陈克复,	张锡安, 等.	螺杆机械输送中浓纸浆的尝试[J]. 中国造纸, 2003, 22(11):44-45.
52	刘云峰.	新型高、	中浓浆泵的	研究与应用[J]. 轻工机械,1998(1):26-26.

Application status and prospect of solid-liquid two-phase flow and experimental Methods in centrifugal pumps

YAN Zhao-xu, ZHANG Qi-hua, CAO Li, ZHANG Wei-dong

(National Research Center of Pumps, Jiangsu University, Zhenjiang, 212013. Emil:qihua05@163.com)

Abstract: This paper systematically reviewed the theoretical model, two-phase flow numerical simulation methods and experimental methods of Bingham fluid and solid-liquid two-phase fluids. Focus on the comparison and analysis of the rheological properties of Bingham fluids and pulp suspensions. Secondly, the application of the above theory in centrifugal pumps is summarized. Third, the structure and design characteristics of the solid-liquid two-phase flow pump are summarized, and the related numerical simulations methods and experimental methods are compared. Fourth, Summing up the advantages and disadvantages of the above theories and experimental methods, combined with the recent experimental work on the flow of fibrous particle-containing pumps, analyzing the problems in the experiments and suggesting ways to improve them. Expected to provide reference for solid-liquid two-phase flow, especially for the study of suspension flow pumping equipment.

Key words: Centrifugal pump; Solid-liquid two-phase flow; Numerical simulation; Experiment

锚泊方式对开孔浮式防波堤消浪性能和 锚链力影响的试验研究

刘心媚^{1,2},郑艳娜^{1*},姜云鹏²,张崇伟¹

(1. 大连海洋大学 海洋与土木工程学院, 大连 116023; 2. 交通运输部天津水运工程科学研究所, 天津 300456, Email:1141584843@qq.com)

摘要: 本研究通过物理模型试验方法对一种在迎浪和背浪侧都开孔的新型浮式防波堤 在规则波作用下的两种锚泊方式的消浪性能和锚链力进行研究,分析了浮堤透射系数和锚 链力随波要素及锚泊方式等因素的变化规律。研究结果表明: 开孔浮式防波堤透射系数和 锚链力都随波周期的增大而增大,并且随波高的增大而增大; 在相同入射波高和周期情况 下,八字型锚链锚泊方式比交叉型锚链锚泊方式的透射系数小,锚链受力增大。本研究内容 可为开孔浮式防波堤在复杂波况下的消浪性能研究提供基础,为浮式防波堤的设计和工程 应用提供理论依据。

关键词: 浮式防波堤; 试验研究; 消浪性能; 锚泊方式

1 引言

防波堤作为一种抵御波浪的结构,已被大量使用在海水浴场、港口航道、游艇码头等 地方,其结构形式对工程区船舶航行、水流交换、消波减浪都有着十分重要的影响。传统 的重力式防波堤在深水海域面临着地基要求高、施工难度大和造价随水深增加大等问题, 己不能适应掩护开敞海域的需求。浮式防波堤是由消波浮体和锚泊系统组成的。它具有以 下优点:有利于掩护区内外水体交换,对水流和泥沙的运动条件以及生态环境影响很小, 造价受水深影响较小,地基适应性较强,建造及拆迁方便,更适用于潮差较大的海域、软 土基床海域和深水海域。此外,锚系设备和消波浮体设计制造简单,施工快速简便。因此, 浮式防波堤具有广阔的应用前景。

浮式防波堤的消浪性能和锚链受力一直是人们所关注的问题,目前对其相关的研究成 果也较多,Pena等^[1]选取了4种不同结构参数的浮式防波堤,通过物理模型试验研究了它 们的透射系数、锚链受力和堤体连接处的受力。试验结果表明,在试验研究范围内对于浮 堤的水动力特性,浮堤宽度产生的影响是最主要的,而截面参数的变化对其产生的影响较 小;此外波浪入射角度对透射系数和锚链受力影响较小,但对堤体连接处的受力影响较大。 K.Murali和J.S.Mani^[2]提出了一种新型结构形式的浮式防波堤一笼式浮防波堤结构,通过物 理模型试验系统地研究了这种笼式防波堤消浪性能,试验结果证明该种浮式防波堤与其他 类型浮式防波堤比较仍具有良好的消浪性能。NobuhiroMatsunaga^[3]提出了方箱-桁架-锚链 式的浮式防波堤结构,总结了该类结构消浪特性。Shunichi Ikesue 等^[4]提出了一种双浮箱式 浮防波堤,通过物理模型试验得到透浪系数随着相对宽度减小先减小再增大再减小的变化 规律,同时指出由于他们用弹簧代替实际锚链刚度,与工程实际比较来说,所得透射系数 要稍大。Antonio Carlos Fernandes^[5]的研究亦指出,简单的用弹性弹簧代替实际锚链对于消 浪性能影响很小,但模拟的锚链力要比实际稍大一些。侯勇^[6]就单方箱-锚链式浮防波堤做 了一系列物理模型试验,其中证明入射波高、锚链相对拖地长度、相对吃水、锚链刚度等 多种因素对单方箱-锚链式浮防波堤水动力特性有明显的影响;何超勇等^[7]探讨了规则波作 用下,受浮箱宽度、吃水深度、锚链初始张力等因素影响时透浪系数的变化规律。郑艳娜、 董国海等^[8]研究了单箱式、双箱式以及板网式浮式防波堤的消浪性能,结果表明:3种结构 形式相比,消浪效果最优的是板网式结构浮式防波堤;同时锚链拖地长度以及锚链预张力 对消浪性能有明显的影响。

综上,通过众多学者对浮式防波堤的研究发现,长波作用下浮堤的消浪性能是目前学 者们关注的焦点问题。为了增加浮堤对波浪能量的消减作用,将防波堤迎浪和背浪侧设置 开孔进行消浪,这种新型结构称为开孔浮式防波堤。本研究针对这种新型的开孔浮式防波 堤在两种不同锚泊方式下的透射系数和锚链受力进行了试验研究,研究结果可为开孔浮式 防波堤在复杂波况下的消浪性能研究提供基础,为浮式防波堤的设计和工程应用提供依据。

2 物理模型试验

2.1 试验设备及仪器

试验在交通运输部天津水运工程科学研究院波浪水槽中进行。水槽长 68m,宽 1m,深 1m。配备推板式不规则造波机。该造波机由造波板及伺服驱动器、伺服电机、编码器、服 务器、计算机及其外设组成。按所需波浪对应一定参数,由计算机完成造波控制信号的计 算,经接口电路将造波控制信号传输到伺服驱动器中,由伺服驱动器控制伺服电机的转动, 电动缸将伺服电机输出轴的转动转换为电动缸推杆的直线运动,并经过杠杆机构将运动传 递到推波板,带动推波板产生期望的水波。波高数据采用日本三维短波峰波高传感器,拉 力数据采用压阻式拉力传感器,量程为 5kg。仪器设备均能满足试验要求。

2.2 试验条件及模型设计

试验采用规则波,按照重力相似准则,模型及波要素选用几何比尺 1:33,其三视图如 图 1 所示。模型的长、宽、高分别为 99cm、54.5cm、12cm,模型吃水 9.1cm,锚链长度 74cm。 模型前后均放置 3 根波高传感器,模型前后传感器间距均为 0.5m,传感器与模型的间距为 1.2m,弹簧与防波堤底部相勾连,拉力传感器与弹簧相勾连,无锚链拖地,分别采用八字 形锚链和交叉形锚链的锚泊方式,在水槽中的布置如图 2 所示。

平面图

图 1 开孔浮式防波堤

(a) 八字型系泊

图 2 试验布置示意图

2.3 试验组次

根据试验水槽尺寸和原型波要素尺寸,选定一种水深(0.455m),三种波高(0.06m、0.09m、0.12m),四种周期(0.87s、1.04s、1.22s、1.39s)共11组试验(波高0.12m、周期0.87s时波浪破碎),对于每一种模型,每组波要素重复两次,结果取两次的平均值。

3 试验结果及影响因素分析

主要研究了两种锚泊方式下开孔浮式防波堤的消浪性能和系泊系统受力,因此分别对 浮堤透射系数和锚链拉力进行了试验测量和结果分析。

3.1 消浪性能

浮堤的消浪性能可以用透射系数 k_t进行描述。透射系数由堤后的透射波高与堤前的入 射波高的比值计算得到。首先比较分析了在相同入射波高,不同周期下八字形锚链锚泊方 式和交叉形锚链锚泊方式的透射系数。图 3 分别是入射波高为 0.06m、0.09m、0.12m 时八 字形和交叉形锚链锚泊方式透射系数的对比图。

图 3 透射系数对比

由图 3 的对比结果可以看出,在相同入射波高下,两种系泊方式浮堤的透射系数均随 波周期的增大而增大;在相同周期情况下,透射系数随波高的增大而增大。在相同入射波 高和周期下,八字形锚链锚泊方式比交叉型锚链锚泊方式的透射系数小,尤其是波高较大, 周期较大的情况下,八字型锚泊方式效果较好,就试验波况进行统计,八字形系泊的浮堤 透射系数比交叉型系泊浮堤的透射系数一般会小 3%~8%。

3.2 锚链受力

浮堤采用锚链系泊,试验对锚链拉力进行了测量,从而比较分析了在相同入射波高, 不同周期下八字形锚链锚泊方式和交叉形锚链锚泊方式的锚链受力情况。图 4 分别是入射 波高为 0.06m、0.09m、0.12m 时八字形和交叉形锚链锚泊方式锚链受力的对比。

由图 4 的结果可以看出,在相同入射波高下,锚链拉力随波周期的增大而增大,在不同周期区间的增大幅度不同;在相同波周期下,锚链拉力随波高的增大而增大。在相同入 射波高和周期下,八字形锚链锚泊方式在大部分情况下比交叉型锚链锚泊方式的锚链受力 大,尤其在长周期波况下,八字形系泊方式的锚链力增加显著。在本研究的实验波况下, 八字形系泊锚链力一般会大 3.04%~4%。由于波高越大,周期越大,浮堤受到的波浪力也 越大将导致浮堤产生大幅度运动,而锚链力作为浮堤运动的约束,阻止浮堤的大幅度运动, 从而受力也随之增大。八字形系泊的锚链力在大部分波况下都比交叉形系泊的锚链力大, 因此对浮堤的约束作用也更大,因此八字形系泊的浮堤透射系数较小,消浪效果较好,与 之前的透射系数试验结果相一致。

图4 锚链受力对比

4 结论与展望

4.1 结论

(1) 在相同入射波高情况下,透射系数和系泊力都随波周期的增大而增大;在相同入 射波周期情况下,透射系数和系泊力随波高的增大而增大。

(2) 在相同入射波高和周期情况下,八字形锚链锚泊方式比交叉形锚链锚泊方式的透射系数小,锚链受力增大,透射系数小3%~8%左右,锚链受力增大约3.04%~4%。 4.2 展望

本研究对两种系泊方式下开孔浮式防波堤的消浪性能和锚链力进行了研究,开孔浮堤 的开孔形式及尺寸也是浮堤设计时的主要内容,另外不规则波浪作用下浮堤的性能也将是 未来研究的主要内容。

参考文献

 Pena E, Ferreras J, Sanchez T F. Experimental study on wave transmission coefficient, mooring lines and module connector forces with different designs of floating breakwaters[J].Ocean Engineering,2001,38:1150-1160.
 K.Murali, J.S.Mani.Performance of cage floating breakwater [J].Journal of Waterway, port, Coastal and Ocean Engineering,1997,123(4):172-179.

3 NobuhiroMatsunaga et al. Performance of Wave Absorption by a Steel Floating Breakwater with Truss Structure[A].Proceeding of the twelfth(2002) International Offshore and Polar Engineering Conference. Kitakyushu, Japan, May 26-31, 2002:768-772.

4 Shunichi Ikesue, Yasuhiro Sugi. Study on the performance of a floating breakwater with two boxes [C]. Proceedings of the twelfth International Offshore and Polar Engineering Conference, Kitakyushu,

Japan,2002:773-778.

5 Antonio Carlos Femandes, Ronaldo Rosa Rossi. On the model scaling of polyester mooring lines for offshore applications [A]. Proceedings of OMAE'02 The 21st International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Oslo,Norway,2002:1-4.

6 侯勇. 单方箱锚链式浮防波堤水动力特性试验研究[D]. 大连:大连理工大学. 2008.

7 何超勇,王登婷,冯卫兵.矩形方箱浮式防波堤消浪性能研究[J].水运工程:2014,(1).

8郑艳娜, 董国海, 李玉成, 等. 深水浮式防波堤结构形式的试验研究[J]. 中国海洋平台: 2005, 20(6):1-10.

Experimental study on the-wave dissipation performance and mooring force of opening floating breakwater

LIU Xin-mei^{1,2}, ZHENG Yan-na^{1*}, JIANG Yun-peng², ZHANG Chong-wei¹

(1.Institute of Oceanography and civil engineering, Dalian Oceanic University, Dalian 116023;
 2.Tianjin Research Institute for Water Transport Engineering, Tianjin 300456.
 Email:1141584843@qq.com)

Abstract: In this paper, the physical model test method is used to study the wave dissipation and anchorage force of a new type of floating breakwater which are open to the waves and the back of the wave side under the action of two anchorage modes under the action of regular waves. The variation of the transmission coefficient and the anchor chain force with the factors of wave and anchoring are analyzed. The results show that the transmission coefficient and anchorage force of the open hole floating breakwater increase with the increase of wave period, and increase with the increase of wave height. Under the same incident wave height and period, the transmission coefficient of bridle moor is smaller than that of the cross moor, but the mooring force is on the contrary. The research content in this paper provides a basis for the study of the wave dissipation performance of open hole floating breakwater under complex wave conditions, and provides a theoretical basis for the design and engineering application of floating breakwater.

Key words : Floating breakwater; Experimental research; Wave dissipation performance; Mooring mode.

扭曲水翼云空化流动结构动力特性试验研究

曹彦涛,彭晓星,徐良浩,宋明太

(1 中国船舶科学研究中心,船舶振动噪声重点实验室,江苏无锡; 2 江苏省绿色船舶重点实验室,江苏无锡,214082,Email: <u>caoyantao@126.com</u>)

摘要: 水面舰船螺旋桨及附体部位的空化是高航速下振动和噪声的重要来源,也是引起过流部件空蚀的主要原因。而云空化流动因其产生和发展过程具有非定常性和不稳定性,通常会产生剧烈的压力脉动,被认为是工程上最具危害性的空化类型之一。但由于云空化流动包含相变、流动分离、群泡效应等多重复杂因素,目前关于云空化流动结构与其动力响应之间的关系尚知之甚少。本研究以扭曲水翼为研究对象,通过空化形态和流场压力信号同步测量技术,试验研究了大尺度云空化流动结构及流场动力响应之间的关联。结果表明,云空化流动过程中低频段的脉动压力峰值与片空化整体的破碎相关,而高频的噪声幅值则与局部云空化群泡结构的溃灭和回弹密不可分。

关键词:云空化流动;动力特性;试验研究

1 引言

云空化是中高航速水面舰船推进器及附体部位常见的空化类型之一,其产生和发展过 程通常会产生强烈的压力脉动,因而会引起临近部位船体结构的强烈振动,并在舱室内部 产生较大的噪声,严重影响船舶的舒适性。此外,云空化群泡结构溃灭所产生的压力脉动 会冲击临近的物面,造成过流部件的材料破坏,形成空蚀。上述危害产生的根源主要与云 空化流动结构演化诱发的强烈非定常动力特性有关,但由于云空化演化过程极其复杂,目 前对云空化动力特性的认识仍旧有限。

近年来的研究表明,在不同类型的绕流空化中,大尺度云空化流动过程均存在明显的 U型涡结构^[1-3],且通过三维扭曲水翼涂层试验对云空化形成和发展过程中不同空化结构引 起的空蚀风险进行了评估^[4]。为了进一步弄清空化结构与其产生的动力冲击之间的关系, 本研究利用高速相机双视角同步观察,结合脉动压力和噪声信号同步测量的方法,对云空 化流动宏观结构与其产生的动力特性之间的关系进行分析,以期为深入认识云空化动力特 性的成因提供依据,从而为空化引起的振动、噪声和空蚀问题的分析提供参考。

2 试验设置

试验在中国船舶科学研究中心的小型多功能高速空泡水筒中进行(图 1)。试验段尺寸为 1600mm×225mm×225mm,收缩比为 12.61,湍流度小于 0.5%,最高水速为 25m/s,试验 段压力调节范围为 5~500kPa。该设备具备调节水中溶解气体含量和气核的能力。

试验模型为 NACA16012 三维扭曲水翼(图 2),水翼关于中心截面对称,弦长 c=112.5mm,展长 l=225mm。扭曲部分以 75%弦长位置为轴心按照一定的攻角旋转。最大 攻角为 11°,位于水翼展向中心位置。优点是其对称的几何构型使得空化的产生部位基本 固定在水翼中间部分,便于试验观察;另外,均匀来流条件下模型上可以形成周期性较为 明显的云空化,有利于研究云空化的非定常特性。试验中端部安装攻角设置为 0°,因此 中间扭曲部分最大攻角为 11°。

图 1 小型多功能高速空泡水筒照片

图 2 NACA16012 水翼模型示意图

试验中通过两台高速相机从正面和侧后方同步记录水翼上空化的演化过程。其中一台 布置在试验段下方,获得的是空化的正面形态;另一台布置在水翼侧后方面,从侧后方获 得空化结构的空间形态。为满足高速相机拍摄时的光照需求,在底部采用两个 LED 灯进行 打光。相机及光源布置概况见图 3。试验中高速相机拍摄频率为 6000FPS。

同时水听器和脉动压力传感器测量流场的压力脉动,用于表征流场的动力特征。其中脉动压力传感器(P1和P2)量程为300kPa,精度为0.3%。而水听器为B&K8103型,通过一个小水箱安装在试验段侧壁,其位置如图4所示。采样频率设置为195652.18Hz,但因脉动压力传感器响应频率有限,脉动压力传感器测量结果主要表征低频特征(1000Hz以内),而水听器测量结果则涵盖了由低到高整个频段的信息。

3 试验结果及分析

试验中在一定攻角下,对一系列空化数下空化形态和压力信号进行了测量,本研究选取来流速度U = 7m/s,空化数 $\sigma = 1.0$ 条件下典型结果进行分析。其中空化数定义为:

$$\sigma = \frac{p_{\infty} - p_{\nu}}{0.5\rho U^2} \tag{1}$$

式中 p_{∞} 是试验段进口压力, p_{ν} 是试验段进口压力, ρ 是水的密度。

图 5 是U = 7m/s, 空化数 $\sigma = 1.0$ 条件下用高速相机观察的云空化形态。因该工况下 云空化形态演化呈现准周期性特征,文中只选取一个周期内结果进行分析。每一时刻 (T1~T10)结果由上下两幅图组成,上方为正视图,下方为侧视图。其中 T1 时刻标出了 正视图中导边和随边的位置。每两个时刻的时间间隔为 2.83ms, 即间隔 17 张图片。以 T1 时刻作为一个周期的起始,由正面空化形态可以看到此时附着在导边的片空化达到最大长 度,而片空化底部的回射流也到达片空化前缘,随后将片空化从导边切断(T2 正视图), 造成片空化整体的脱落,称之为片空化的主脱落。脱落部分破碎形成云空化,随来流继续 向下游移动并卷起,在垂直壁面方向高速逐渐增加,最终形成 U 型涡结构(T3~T10侧视 图)。在云空化形成并向下游移动过程中,导边部分又产生了新的片空化,其长度逐渐增加 (T2~T5 正视图)。由于新产生的片空化两端部分生长快于中间部分,逐渐形成凹状结构, 且在凹状结构两端向下游凸起的部位形成局部的二次脱落(T6 正视图)。而片空化中间部 分长度继续增加,直到达到最大长度(T7~T9 正视图)。二次脱落部位产生的回射流逐渐从 两侧向中间集聚,在中间汇集后向导边发展(T6~T10 正视图),最终形成 T1 所示状态,完 成一个周期的演化。上述过程构成了扭曲水翼上大尺度云空化的典型演化过程,尽管不同 周期内云空化流动特征略有差别,但总体趋势基本一致。即片空化底部的回射流导致片空 化整体的脱落,脱落部分在来流与回射流共同剪切作用下形成展向的涡结构,并最终在空 间上演化成一个明显的U型涡结构。

图 5 一个周期内空化形态 (U=7m/s, $\sigma = 1.0$)

图 6 是同步测量的脉动压力和噪声同步测量结果,其中上方为噪声结果而下方是脉动压力结果。为便于表达,将信号进行如下处理:各时域信号 x(t) 减去各自平均值 $\overline{x}(t)$,然后除以最大值 $x(t)_{max}$ 和最小值 $x(t)_{min}$ 之差的一半,即

$$\tilde{x}(t) = \frac{x(t) - \bar{x}(t)}{(x(t)_{\max} - x(t)_{\min})/2}$$
(2)

由图 5 可知, P1 和 P2 两个脉动压力传感器测量结果总体趋势和幅值基本一致,但 P1 的测量结果包含了较多的高频毛刺,因此本文分析中脉动压力测量结果以 P2 作为依据。比 较压力信号和空化形态演化结果可以发现,在片空化整体从导边脱落下来形成云空化过程 中,低频的脉动压力先增大(T1~T3),然后随云空化向下游移动脉动压力逐渐减小(T3~T6)。 其中脉动压力峰值出现在 T3 时刻附近,由图 5 可以看到此时是云空化形成的初始阶段,片 空化整体被回射流从导边切断后逐渐破碎收缩形成云空化。之后随空化结构的变化出现小 幅波动(T6~T10),并在 T7 和 T8 之间出现一个较为明显的局部峰值,而在图 6 上方的噪 声测量结果中,可以看到这一时段内有多个噪声脉冲峰值。通过进一步观察 T7 和 T8 之间 的高速摄影图像(图 7,连续图片,间隔 1/6000s)可以发现,这一过程中云空化局部泡群 结构出现明显的溃灭和回弹现象。根据上述结果可以推断,对于扭曲水翼上片空化脱落形 成云空化这一过程,低频的脉动压力峰值主要源于片空化整体破碎形成云空化这一行为, 而噪声的高频峰值主要由云空化局部泡群结构的溃灭和回弹造成。上述结果与 Bark 等^[5] (2004)对空化结构引起的空蚀风险中有关结论吻合,即云空化结构的溃灭和反弹是具有 高空蚀风险的空化结构演化行为。


第二十九届全国水动力学研讨会论文集

进一步观察噪声测量结果可以看到,并非每个周期内均出现高幅值的脉冲,由此可以 推断并非每个周期内云空化的溃灭都比较剧烈,所以可进一步推测并非所有的溃灭都能引 起空蚀。另一方面从高幅值脉冲出现的时段来看,一个周期内云空化出现局部剧烈溃灭的 时段也具有一定随机性,既有可能出现在云空化形成的初期(0.081s 附近, Cycle 1 中云空 化形成的初期),也有可能出现在云空化演化的中后期(0.018s 附近, Cycle 2 中云空化形 成的中后期)。



图 7 云空化局部泡群结构的溃灭和回弹 (U=7m/s, $\sigma = 1.0$)

4 结论

本研究利用多信号同步测量技术,针对三维扭曲水翼上典型云空化流动结构的演化过程,分析了宏观空化结构和流场压力脉动之间的关联。

(1) 云空化流动结构与其动力特征存在明显关联性。对于低频段的脉动压力峰值, 其成因主要与与片空化整体破碎形成云空化这一特征相关,而对于高频高幅值的噪声脉冲,

图 6 脉动压力和噪声测量结果 (U=7m/s, $\sigma = 1.0$)

则与云空化的局部群泡结构溃灭和回弹有关。

(2) 云空化溃灭的强度有一定随机性。对于连续周期性发展的云空化,并非所有的 溃灭均能产生高幅值压力脉冲,且云空化局部泡群结构溃灭在其发展过程中出现的时段也 有一定随机性。

致谢

本研究工作由国家自然科学基金(11332009 & 11072223)资助,在此致以诚挚感谢。

参考文献

- 1 曹彦涛, 彭晓星, 张国平,等. 绕三维扭曲水翼云空化形成及演化的试验研究[J]. 船舶力学, 2014(5):485-491.
- 2 Peng X X, Ji B, Cao Y T, et al. Combined experimental observation and numerical simulation of the cloud cavitation with U-type flow structures on hydrofoils [J]. International Journal of Multiphase Flow, 2016, 79:10-22.
- 3 Cao Y T, Peng X X, Xu L H, et al. U-shaped Vortex Structures in Large Scale Cloud Cavitation [C]. Journal of Physics Conference Series, 2015:012165.
- 4 Cao Y T, Peng X X, Xu L H,et al. A Qualitative Study on the Relationship Between Cavitation Structure and Erosion Region around a 3D Twisted Hydrofoil by Painting Method [C]. Fifth International Symposium on Marine Propulsors, smp'17, Espoo, Finland, June 2017.

5 Göran Bark, Nabila Berchiche and Mikael Grekula. Application of principles for observation and analysis of eroding cavitation – The EROCAV observation handbook. CHALMERS UNIVERSITY OF TECHNOLOGY, Sweden, Edition 3.1, 2004

Experimental investigation on the dynamics of cloud cavitating flow around a twisted hydrofoil

CAO Yan-tao, PENG Xiao-xing, XU Liang-hao, SONG Ming-tai

(1 National Key Laboratory on ship Vibration & Noise, China Ship Scientific Research Center, Wuxi, Jiangsu;
2 Jiangsu Key Laboratory of Green Ship, Wuxi, Jiangsu, 214082, Email:<u>caoyantao@126.com</u>)

Abstracts: Cavitation is one of the key sources of vibration and noise for ships under high speed, and it is the main reason for erosion of flow passage components. Cloud cavitation is generally considered to be one of the most harmful cavitation types, which can produce violent pressure

pulses due to its unsteadiness and instability during the generation and evolution process. However, little has been know about the relation between cavitation structures and corresponding dynamic responses, since this type of flow contains several complex phenomenon including phase change, flow separation, bubble interaction and so on. In this paper, a twisted hydrofoil was chosen to investigate the relation between cavitation structure and its induced dynamic signal. Cavitation behavior and pressure signals were synchronized measured. The results indicated that the low frequency pressure peaks were related to the break of the whole cavitation sheet, while there was a close correspondence between the high frequency noise peaks and the collapse and rebound of part of the bubbly cloud cavitating structures.

Key words: Cloud cavitating flow, Dynamic character, Experimental investigation

交叉粗糙裂隙中水流运动试验研究

宋羿¹, 胡奥锋¹, 王沐¹, 钱家忠¹, 李福林², 黄继文² (1合肥工业大学资源与环境工程学院, 合肥, 230009, Email:<u>gianjiazhong@hfut.edu.cn</u>; 2. 山东省水 利科学研究院, 济南, 250013)

摘要:基岩裂隙介质具有强烈的非均质性和多尺度性,其中的水流量化是一个挑战性问题。交叉裂隙是联系单个裂隙和网络裂隙的桥梁,为了研究交叉裂隙中水流运动规律,本文设计了可变粗糙度和进水角度的两进两出的交叉裂隙试验模型,开展了不同粗糙度、不同进出水角度条件下交叉裂隙水力试验研究,分析局部裂隙中水流运动规律,研究结果表明:在本试验条件下,局部裂隙水流流速V与水力梯度J呈非线性关系,Forchheimer公式能较好地拟合水力梯度和流速间的关系。单宽流量与水力梯度间呈幂指数关系 $q=KJ^m$,且m的值随着相对粗糙度的增大而变大。局部立方定律并不适用,应用修正的立方定律能够较好地拟合实测数据,隙宽指数n值均大于3属于超立方定律范围,且n值随着粗糙度增大而变小。

关键词: 交叉裂隙; 粗糙度; 非线性流动; 立方定律; 试验

1 引言

随着各种地下工程尤其是核废料处置工程等不断增多、规模增大,基岩裂隙中水流和 溶质运移研究需求越来越大。目前室内裂隙介质试验研究多集中于单裂隙,主要研究单裂 隙内几何特征、表面吸附和裂隙基质作用等方面对水流和溶质运移的影响^[1],但对于交叉 裂隙与网络裂隙的室内试验研究较少^[2],其水流与溶质运移规律尚未完全清楚。立方定律 作为裂隙介质渗流理论研究的基础,是以光滑平行板模型作为研究对象,假定裂隙介质内 流态为层流且流体性质为黏性不可压缩。然而岩体裂隙壁面的几何粗糙会引起其中流体非 线性流动^[3],必须通过求解 N-S 方程才能得到正确解,这给工程应用带来诸多不便。为了 得到一个简单、便利的分析工具,多数学者将岩体裂隙概化为光滑平行板,借助立方定律 来描述流体在其中的运动^[4]。然而无论是室内试验^[5-6]还是野外测量^[7]均表明,这种经典做 法在岩体裂隙的许多场合并不适用,立方定律在描述岩体粗糙裂隙的非线性流动方面存在 困难。尽管后续提出了许多新的概念模型^[8-11]及表示方法^[12],但至今还没有一个简单、被 广泛接受的粗糙裂隙非线性流动模型; 究其原因, 是人们并未清楚立方定律在岩体裂隙的 非线性流动分析中到底有多大的适用性,无法有效地提出合适的分析模型。此外,在使用 立方定律时,对岩体裂隙的隙宽如何测量,国内外学者提出了多种不同的量测^[13-14]和计算 方法[15],这显著降低了立方定律的有效性。本研究根据已有的交叉裂隙物理模型试验优缺 点的基础上,设计了可变粗糙度和进水角度的两进两出的交叉裂隙试验装置,通过对两进 水口水头同步调节,调整后两进水口水头保持一致,两出水口水头一致且保持不变。基于

水力试验数据,分析局部单裂隙内的水流形态变化及其与水流速度的关系,从而探究 Darcy 定律和立方定律在局部粗糙单裂隙中的适用性。

2 理论基础

单裂隙水流运动理论方面,借鉴已经较为完善的多孔介质水流理论,将裂隙介质等效成多孔介质来研究单裂隙渗流运动规律,并取得较好的研究成果。孔隙介质水流运动理论中最著名的是 1856 年法国工程师 H. Darcy 进行沙柱渗流试验研究,得出达西线性渗流定律。其数学表达式为:

$$V = -KJ \tag{1}$$

式中, V表示平均流速; J指水力梯度; K是渗透系数。

在层流状态下光滑平行板裂隙内由水力梯度与黏滞力平衡原理推导出平均流速的数学 公式:

$$V_f = -\frac{gb^2}{12\nu}J = -K_f J \tag{2}$$

式中:g是重力加速度;b指裂隙隙宽;v为水的运动黏滞系数。 由此,可以得出裂隙的渗透系数表达式为:

$$K_f = \frac{gb^2}{12\nu} \tag{3}$$

光滑平行板裂隙单宽流量的方程为:

$$q = v_f b = \frac{gb^3}{12v} J \tag{4}$$

式(4)通常被称为立方定律表达式。

当裂隙内水流呈现非达西流关系时,可使用 Forchheimer 表示。 Forchheimer 表达式为:

$$J = av + bv^2 \tag{5}$$

式中, a 和 b 是通过试验得出的参量常数。

3 试验装置和步骤

3.1 试验装置

如图 1 所示,试验模型由模型主体、进出水系统、固定装置组成。交叉裂隙模型 主体由 A、B、C、D4 个单裂隙构成,每个单裂隙的规格都是长 40cm 宽 10cm,单裂 隙 A 与 B,C 与 D 间夹角分别为 60°,单裂隙 A 与 D,B 与 C 间夹角为 120°,采用有 机玻璃材质构成。每个局部单裂隙通过将不同粒径砂子黏在有机玻璃板表面模拟天然 裂隙表面粗糙情况,从而达到改变粗糙度的目的。进出水系统采用带有溢流槽的进出 水箱进行供水,水箱高度可进行调节保证进入水水流的稳定,从而可以避免采用水泵 直接供水造成试验过程中水压及流量的不稳定问题,减少试验过程中的系统误差。模 型主体和进出水箱中的测压孔通过水管连到测压板,根据测压管得到不同位置处的水 头 *h*。模型主体侧面进行加固提高模型的结构强度和密封性,加固装置采用的八块金 属制的 4 号 G 字夹,通过对模型进行夹持固定使模型结构强度达到试验所需的强度, 保证了试验模型的稳定性和密封性。



图1试验模型

3.2 试验步骤

(1)将石英砂用标准筛筛出一定量不同粒径范围的砂。将按照模型设计尺寸切割好 的有机玻璃板内壁,黏上筛选好的同一粒径范围的石英砂。待胶完全晾干石英砂黏牢 后用清水除去表面浮砂,用游标测出该粒径范围条件下裂隙面凸起度。

(2)对交叉裂隙模型主体进行组装,用 G 字夹对模型加固,接缝处用玻璃胶进行 密封。检查模型是否有漏水现象,对漏水处用玻璃胶进行密封,直至没有漏水现象。

(3)调节两进水箱水头到相同的设定水位,待水流稳定后,记下此时的上、下游水 位和裂隙测压孔的水头。用 500mL 量筒和电子秒表测量一定时间交叉裂隙出水端的出 水流量。

(4) 排空装置内的水,用自来水清洗装置,调节水头改变流速准备下一组实验。

(5) 在同种裂隙粗糙度条件下,保持相同试验条件改变进出水角度分别完成 60°、120°条件下水流试验。

(6) 改变裂隙粗糙度,通过改变裂隙内壁石英砂的粒径,测出黏好后的平均隙宽, 重复上述步骤,完成所有试验。

4 结果与分析

4.1 局部单裂隙水力梯度和平均流速的关系

根据水力试验设计目标,水流稳定后根据过交叉点局部单裂隙内测压孔和出水口的水 头得出水力梯度,根据隙宽、流量和时间得出裂隙内的水流平均流速,分析裂隙中的水流 状态。分析过交叉点的局部粗糙单裂隙在不同粗糙度、水流速度和进出水角度下对应的水 力梯度和平均流速的关系,结果见图 2。

图 2 表示的为水力梯度 J 和速度 v 的关系图,横坐标代表的为流速 v (dm/s),纵坐标代表的是水力梯度 J,其中图 (a)为进出水角度 60°凸起度依次为 0mm、1mm、2mm和 3mm条件下进行水力实验得出的水力梯度 J 和速度 v 的关系图,图 (b)为进出水角度 120°凸起度依次为 0mm、1mm、2mm和 3mm条件下进行水力实验得出的水力梯度 J 和速度 v 的关系图。



(图中 a 为进出水角度 60°水力实验结果;图中 b 为进出水角度 120°水力实验结果)

		表1 J-V 拟合参数		
进出水角度	突起度	J-V关系式	样本数(c)	相关系数(R ²)
60°	Δ=0mm	$J = 2.2106V^2 + 0.9725V$	11	0.9984
	$\Delta = 1 \text{mm}$	$J = 1.2642V^2 + 0.7948V$	11	0.9981
	$\Delta=2mm$	$J = 1.333V^2 + 0.5692V$	11	0.9922
	$\Delta=3$ mm	$J = 0.643 V^2 + 0.3394 V$	11	0.9981
120°	$\Delta=0$ mm	$J = 2.3544V^2 + 0.6344V$	10	0.9997
	$\Delta = 1 \text{mm}$	$J = 2.1257V^2 + 0.4798V$	11	0.9982
	$\Delta=2mm$	$J = 1.4328V^2 + 0.4820V$	11	0.9964
	$\Delta=3\mathrm{mm}$	$J = 0.9722V^2 + 0.3657V$	11	0.9982

通过表 1 和图 2,可以得出在进出水角度相同粗糙度不同的情况下,局部单裂隙中的 平均流速 V 和水力梯度 J 符合 Forchheimer (见方程 5)提出的 V 与 J 呈二次的非线形关系式。 从表中的 V 和 J 间的数学关系式中可以看出,随着突起度的增大方程二次项的系数呈现出 递减的规律,这种现象可以解释为裂隙粗糙度增大引起裂隙平均隙宽的减小导致裂隙水流 紊流情况不断减弱。此外,粗糙度程度相同条将下,发现进出水角度 60°方程二次项系数 均小于 120°的情况,说明不同进水角度对交叉裂隙中水流具有影响。

4.2 非达西流下单宽流量 q 与水力梯度 J 的对应关系

为了进行局部立方定律研究,需要进一步分析试验条件下水流流态的特性,进而对单 宽流量 q 和水力梯度 J 之间的关系进行研究分析,具体函数关系式可见表 2。不同进出水 角度、不同租糙度条件下多个水力梯度对应的单宽流量 q 试验结果如下表 2 和图 3。



(图中 a 为进出水角度 60°水力实验图;图中 b 为进出水角度 120°水力实验图)

表 2 <i>q-J</i> 拟合参数							
进出水角度	突起度	q-J 关系式	系数 <i>m</i> 值	相关系数(R ²)			
60°	Δ=0mm	$q = 2.5724 J^{0.7784}$	0.7784	0.9991			
	$\Delta = 1 \text{mm}$	$q = 2.4862 J^{0.8117}$	0.8117	0.9985			
	$\Delta=2mm$	$q = 2.3869 J^{0.8345}$	0.8345	0.9999			
	$\Delta = 3 \text{mm}$	$q = 2.2834 J^{0.8519}$	0.8519	0.9984			
120°	$\Delta = 0$ mm	$q = 2.5050 J^{0.7185}$	0.7185	0.9978			
	$\Delta = 1 \text{mm}$	$q = 2.4695 J^{0.7448}$	0.7448	0.9997			
	$\Delta=2mm$	$q = 2.1414 J^{0.7688}$	0.7688	0.9987			
	$\Delta=3$ mm	$q = 1.9572 J^{0.7812}$	0.7812	0.9996			

从表 2 和图 3 表明所运用的方程能很好的拟合曲线,相关系数 R²均大于 0.9。局部单裂隙都满足 q=KJ^m的关系式。在进出水角度为 60°和 120°条件下裂隙中随着粗糙度的增大,系数 m 的值也呈增大趋势,符合许光祥提出的系数 m 值随隙宽的减小而逐渐增大。说明在本试验条件流态随着粗糙度增大导致平均隙宽减小而越来越偏向线性关系。而在同种粗糙度条件下,进出水角度为 60°时的系数 m 值均大于 120°条件下的。即在同一粗糙度情况下,系数 m 值越大,越接近于 1,即越接近于达西公式。

- 449 -

4.3 过交叉点的局部单裂隙内立方定律验证

在层流状态下的光滑单裂隙内,由 Darcy 定律可以推导得到局部立方定律。在本试验的局部单裂隙水流为非 Darcy 流的情况下,对局部单裂隙内的单宽流量 q 按照式 $q = \frac{gb^n}{12r} J^m$ 修正后的立方定律进行拟合,结果见图 4,图 5 和表 3。



图 4 进出水角 60°修正立方定律对单宽流量 q 拟合 (图中 a 为进出水角度 60°凸起度分别为 0 和 2mm; 图中 b 为进出水角度 60°凸起度分别为 1 和 3mm)



图 5 进出水角 120°修正立方定律对单宽流量 q 拟合 (图中 a 为进出水角度 120° 凸起度分别为 0 和 2mm;图中 b 为进出水角度 120° 凸起度分别为 1 和 3mm)

表 3 单宽流量 q 拟合参数							
进出水角度	突起度	隙宽指数 n	标准误差 (<i>RMSE</i>)	相关系数(R ²)			
60°	$\Delta = 0$ mm	4.10	0.0237	0.9591			
	$\Delta = 1 \text{mm}$	3.97	0.0154	0.9885			
	$\Delta=2mm$	3.85	0.0339	0.9891			
	$\Delta = 3 \text{ mm}$	3.51	0.0261	0.9754			
120°	$\Delta = 0$ mm	4.10	0.0286	0.9678			
	$\Delta = 1 \text{mm}$	3.97	0.0179	0.9827			
	$\Delta=2mm$	3.87	0.0212	0.9727			
	$\Delta = 3 \text{mm}$	3.45	0.0365	0.9416			

图 4、图 5为进出水角 60°、120°修正立方定律对单宽流量 q 拟合图,表 3 为其拟合系数,可以看出修正后的立方定律可以很好的拟合实测数据,且绝大部分拟合结果的相关系数均超过 0.95,因此,可以认为局部立方定律并不适用于本试验交叉中局部粗糙单裂隙模型。

从表 3 中的隙宽指数 n 值均大于 3 属于超立方定律范围,从系数 n 值的变化情况可以得出,随着粗糙度的增大,隙宽指数 n 值呈逐渐减小的趋势并越来越接近 3。

5 结论

(1) 在本研究的试验条件下,局部裂隙水流流速 V 与水力梯度 J 呈非线性关系, Forchheimer 公式能较好地拟合水力梯度和流速间的关系。

(2) 单宽流量与水力梯度间呈幂指数关系 q=KJ^m,且 m 的值随着相对粗糙度的 增大而变大。

(3)局部立方定律并不适用,应用修正的立方定律能够较好的拟合实测数据, 隙宽指数 n 值均大于 3 属于超立方定律范围,且 n 值随着粗糙度增大而变小。

致谢

此项研究得到国家自然科学基金(41772250)以及国家水生态文明试点山东科技 支撑计划(SSTWMZCJH-SD04)支持,在此一并表示感谢。

参考文献

- 1 黄勇,周志芳.多尺度裂隙介质中溶质运移研究进展[J].河海大学学报(自然科学版),2005,33(5):500-504.
- 2 陈舟. 交叉粗糙裂隙中水流与溶质运移试验研究[D]. 合肥工业大学, 2007.
- 3 朱红光,谢和平,易成,等.破断岩体裂隙的流体流动特性分析[J].岩石力学与工程学报,2013, 32(4):657-663.
- 4 Qian J Z, Chen Z, Zhan H B, et al. Experimental study of the effect of roughness and Reynolds number on fluid flow in rough-walled single fractures: a check of local cubic law [J]. Hydrological Processes, 2011, 25(4):614-622.
- 5 Durham W B, Bonner B P. Self-propping and fluid flow in slightly offset joints at high effective pressures[J]. Journal of Geophysical Research Solid Earth, 1994, 99(B5):9391-9399.
- 6 许光祥,张永兴,哈秋舲. 粗糙裂隙渗流的超立方和次立方定律及其试验研究[J]. 水利学报, 2003, 34(3):0074-0079.
- 7 Novakowski K S, Lapcevic P A, Voralek J, et al. Preliminary interpretation of tracer experiments conducted in a discrete fracture under conditions of natural flow[J]. Geophysical Research Letters, 2013, 22(11):1417-1420.
- 8 Lee H B, Yeo I W, Lee K K. The modified Reynolds equation for non-wetting fluid flow through a roughwalled rock fracture[J]. Advances in Water Resources, 2013, 53(1):242-249.
- 9 Liu Q Q, Fan H G, Liu Q Q, et al. The characteristics and estimation of flow through a single rough-walled fracture [J]. Journal of Hydrodynamics, 2012, 24(3):315-322.
- 10 Javadi M, Sharifzadeh M, Shahriar K. A new geometrical model for non-linear fluid flow through rough fractures.[J]. Journal of Hydrology, 2010, 389(1–2):18-30.
- 11 Brown S R. Simple mathematical model of a rough fracture[J]. Journal of Geophysical Research Solid Earth, 1995, 100(B4):5941–5952.

- 12 Rasouli V, Hosseinian A. Correlations developed for estimation of hydraulic parameters of rough fractures through the simulation of JRC flow channels[J]. Rock Mechanics & Rock Engineering, 2011, 44(4):447-461.
- 13 Ge S. A governing equation for fluid flow in rough fractures[J]. Water Resources Research, 1997, 33(1):53-61.
- 14 Mourzenko V V, Thovert J F, Adler P M. Permeability of a Single Fracture:Validity of the Reynolds Equation[J]. Journal of Physics B Atomic & Molecular Physics, 1995, 5(3):465-482.
- 15 Tsang Y W. Usage of "Equivalent apertures" for rock fractures as derived from hydraulic and tracer tests[J]. Water Resources Research, 1992, 28(28):1451–1455.

Experimental study on flow motion in a cross rough fracture

SONG Yi¹,HU Ao-feng¹,WANG Mu¹,QIAN Jia-zhong¹, LI Fulin², HUANG Ji-wen²

 (1. School of Resources and Environmental Engineering, Hefei University of Technology, Hefei,
230009,Email:<u>qianjiazhong@hfut.edu.cn;</u>
2. WaterResources Research Institute of Shandong Province, Jinan, 250013)

Abstract: The fractured media of bedrock are strongly heterogeneous and multi-scale, and the quantification of water flow is a challenging problem. Cross fracture is a bridge connecting single fracture and network crack, In order to study the law of flow movement in cross fissures, this paper designed a cross fissure test model with two inlet and two out of variable roughness and inlet angle, and carried out the hydraulic test of cross fissure with different roughness and different angle of water intake, and analyzed the law of flow movement in the local fissure. The results showed that:Under the experimental conditions, the flow velocity V of the local fissure is nonlinear with the hydraulic gradient J, and the Forchheimer formula can better fit the relationship between the hydraulic gradient and the flow velocity. There is a power exponent $q=KJ^m$ between the single width flow and hydraulic gradient, and the value of M increases with the increase of relative roughness. The local cubic law is not suitable. The modified cubic law can fit the measured data well. The n value of the gap width index is more than 3 of the hypercube law, and the n value becomes smaller with the increase of the roughness.

Key words: cross crack; roughness; nonlinear flow; cubic law; experiment.