

## 非淹没丁坝附近三维水流运动特性的研究

周宜林<sup>1</sup>, 道上正规<sup>2</sup>, 桧谷 治<sup>2</sup>

(1. 河海大学 水利水电工程学院, 江苏 南京 210098; 2. 鸟取大学 土木工程系, 日本国鸟取市, 680-8552)

**摘要:** 非淹没丁坝是河道整治工程中一种常用的水工建筑物。为了分析非淹没丁坝布置效果, 对丁坝附近三维水流运动试验研究和数值模拟。建立了三维水流大涡模拟数学模型, 采用迭代法求解速度和压力, 再由离散化的自由水面运动方程求解自由水面; 根据试验观测的水面线和流速分布资料, 对数学模型进行验证。在此基础上, 数值比较了三种丁坝(上挑, 正挑, 下挑)附近水流运动特性, 结果表明, 非淹没丁坝对水流运动影响较大, 但三种形式的丁坝对水流的影响差别不大, 相对而言, 下挑丁坝对坝头防护效果较好。

**关键词:** 丁坝; 大涡模拟; 交错网格; 有限差分方法; 自由水面

**中图分类号:** TV863 **文献标识码:** A

随着对河流特性认识的深入, 人们已经采用各种措施治理河流。其中沿河(两岸)设置丁坝是一种传统的和比较有效的治河方法。丁坝主要用于护岸、导流、维护航道等。非淹没丁坝在国内外河流中有较多的具体应用。尤其在黄河中游, 为了保护河岸和控制河势, 沿河两岸布置了很多组丁坝群; 在长江口几十公里的河段内, 为了增大航深, 设置了非淹没丁坝。在美国密西西比河, 采用丁坝对河道进行整治。在日本, 许多中、小河流上均设有丁坝。

丁坝设置后, 丁坝附近水流运动特性将发生变化, 由此必将引起丁坝附近的局部冲刷和淤积, 影响主流位置和流向、河道演变等。丁坝附近水流具有三维特征, 副流明显存在, 丁坝附近的冲刷和淤积与水流的这种特征有关。因此, 研究丁坝附近三维水流运动, 不仅可以搞清丁坝附近水流特征, 而且为河床演变分析(数值模拟)打下基础, 还可以为丁坝设计和施工提供依据。

目前已有一些二维、三维雷诺湍流模型模拟丁坝附近水流运动。在这些数学模型中, 一般采用雷诺平均的纳维埃-斯托克斯方程(简称雷诺方程)。由于封闭雷诺方程的紊流模型很难建立大、小尺度统一的模型且丁坝附近水流具有三维特征, 存在不同尺度的涡体, 所以雷诺方程较难得到与实验一致的流速分布。其中零方程模型<sup>[1~2]</sup>模拟结果与实验存在较大的差距; 二方程模型<sup>[3~4]</sup>模拟结果虽接近实验结果, 但模型中参数众多, 计算复杂, 实际应用范围受到限制。不管是零方程模型还是二方程模型, 显然三维数学模型比二维数学模型更能够反映实际情况, 提供更多和更准确的流动信息, 因而研究三维数学模型意义更大。

应用大涡模拟技术研究丁坝附近水流运动的成果较少。大涡模拟是通过模化流场中中、小尺度(涡体)运动, 得到小尺度应力(subgrid-scale stress), 然后求解大尺度(涡体)运动。因此, 从求解技术可行性来说, 大涡模拟是一种更加科学的数学模型。本文即采用大涡模拟手段, 对非淹没丁坝水流特性进行研究。文中给出数值计算方法, 并对数学模型进行了验证, 在此基础上, 比较了丁坝不同设置角度对水流运动特性的影响。

收稿日期: 2003-05-26

作者简介: 周宜林(1970-), 男, 安徽无为, 副教授, 博士, 主要从事复杂流动及河流数值模拟方法研究。

1 数学模型

1.1 基本方程 丁坝附近水流运动数学模型采用大涡模拟方程。大涡模拟是将物理量分解为大尺度和小尺度物理量，应用低通过率滤波函数，对Navier-Stokes方程进行滤波，得到大涡模拟方程和小尺度应力项<sup>[5]</sup>。大尺度涡体的运动由大涡模拟方程来描述和计算，小尺度涡体以小尺度应力的形式对大涡模拟方程做贡献，并通过大尺度可解速度场建立的数学模型，封闭小尺度应力。大涡模拟方程，包括质量连续方程和动量方程<sup>[5]</sup>。

连续方程

$$\frac{\partial u_l}{\partial x_l} = 0 \tag{1}$$

动量方程

$$\frac{\partial u_l}{\partial t} + \frac{\partial (u_l u_m)}{\partial x_m} = g_l - \frac{\partial P}{\partial x_l} + \frac{\partial}{\partial x_m} [2(\nu + \nu_t) S_{lm}] \tag{2}$$

式中： $S_{lm} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_l}{\partial x_m} + \frac{\partial u_m}{\partial x_l} \right)$ ；(单位质量)水体压强  $P = \frac{p}{\rho}$ ， $p$ 为压强， $\rho$ 为水的密度； $u$ 为滤波后得到的大尺度速度； $g$ 为重力加速度； $\nu$ 为清水运动黏滞系数； $\nu_t$ 为涡黏性系数； $l=1, 2, 3$ 。

涡黏性系数采用Smagorinsky模型<sup>[6]</sup>

$$\nu_t = (f C_s \Delta) |S| \tag{3}$$

式中： $C_s$ 为系数，对于明渠流，一般取 $C_s=0.1$ ； $|S| = \sqrt{2S_{lm} S_{lm}}$ ； $\Delta$ 的计算采用文献[7]的计算方法，

$\Delta = \sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z}$ ， $\Delta x$ 、 $\Delta y$ 、 $\Delta z$ 分别为 $x$ 、 $y$ 、 $z$ 方向的网格尺寸。

式(3)中 $f$ 反映网格尺寸各项异性参数， $f$ 按Scotti等(1993)的公式<sup>[8]</sup>计算

$$f = \cosh \left\{ \frac{4}{27} \left[ (\ln a_1)^2 - \ln a_1 \ln a_2 + (\ln a_2)^2 \right] \right\}^{1/2}, \tag{4}$$

式中： $a_1 = \Delta_1 / \Delta_3$ ， $a_2 = \Delta_2 / \Delta_3$ ，且  $\Delta_1 < \Delta_2 < \Delta_3$ 。

自由水面的确定是三维数学模型研究中一个重要内容，自由水面边界条件包括运动边界条件和动力学边界条件。自由水面位置的描述采用如下的自由水面运动方程

$$\frac{\partial h}{\partial t} = w^s - u^s \frac{\partial h}{\partial x} - v^s \frac{\partial h}{\partial y}, \tag{5}$$

式中:  $h$ 为自由水面高程;  $u^s$ 、 $v^s$ 、 $w^s$ 分别为自由水面纵向、横向、垂向速度。

自由水面处的压强等于大气压强, 即

$$P_s = P_a$$

式中:  $P_s$ 为自由水面处压强;  $P_a$ 为大气压强。

## 1.2 数值方法

**1.2.1 大涡模拟方程** 本文的计算网格为交错网格, 速度分量 $u$ 、 $v$ 、 $w$ 位于单元表面中心, 压强 $P$ 位于单元中心(见图1)。差分方程具有守恒特征, 控制体的选择取决于所考虑的方程。对于连续方程, 控制体中心位于点 $(i, j, k)$ ;  $x$ 方向

动量方程的控制体中心位于点 $(i + \frac{1}{2}, j, k)$ ;

$y$ 方向动量方程的控制体中心位于点

$(i, j + \frac{1}{2}, k)$ ;  $z$ 方向动量方程的控制体中心位

于点 $(i, j, k + \frac{1}{2})$ 。

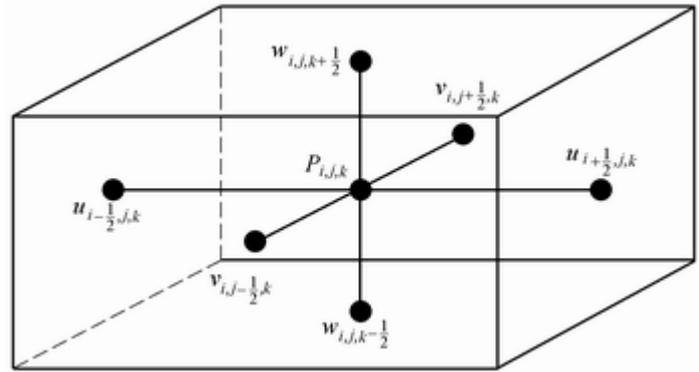


图1 交错网格

数值方法的基本思想是采用较高精度的差分格式, 对流项为UTOPIA(Uniformly Three-Order Polynomial Interpolation Algorithm)三阶精度差分格式<sup>[9]</sup>, 黏性耗散项为二阶精度的中心差分格式, 压强项为二阶精度的中心差分格式, 时间积分为二阶精度的Adams-Bashforth方法。下面给出计算步骤

第一步, 求解速度中间值。令

$$H_l^n = \left[ -\frac{\delta(u_l u_m)}{\delta x_m} + \frac{\delta \tau_{lm}}{\delta x_m} + g_l \right]^n$$

式中:  $n$ 为差分时间步长;  $\delta$ 为差分算子;  $\tau_{lm} = 2(\nu + \nu_t) S_{lm}$ 。

采用二阶精度的方法, 计算速度时间积分为

$$\frac{\tilde{u}_l - u_l^n}{\Delta t} = \frac{3}{2} H_l^n - \frac{1}{2} H_l^{n-1} + \frac{1}{2} \frac{\delta P^n}{\delta x_l}, \quad (6)$$

式中:  $\tilde{u}_l$ 为速度中间值。

第二步, 计算 $n+1$ 时间步长的速度和压强。计算方程写作

$$\frac{(u_l^{n+1})^{N+1} - \tilde{u}_l}{\Delta t} = -\frac{3}{2} \frac{\delta(P^{n+1})^{N+1}}{\delta x_l} \quad (7)$$

$$(P^{n+1})^{N+1} = (P^{n+1})^N - \beta \left( \frac{u_l^{n+1}}{\delta x_l} \right)^N \quad (8)$$

式中：N为迭代次数，β为系数。

计算顺序为：①由式(8)计算流场中各点压强；②由式(7)计算流场中各点速度；③重复①、②计算过程3~4次，直至前后2次计算误差较小为止。由Von Neumann傅立叶分析可知，当  $\beta < \frac{\Delta x^2}{9\Delta t}$  时，式(8)计算

稳定。

**1.2.2 自由水面运动方程** 丁坝附近自由水面波动非常大，自由水面运动方程具有非线性特征，如果数值精度较低，数值方法将会不稳定。本文中自由水面运动方程求解方法为有限差分近似，空间项采用中心差分格式，时间项为二阶差分格式。式(5)右边可写作

$$G_{i,j}^{n+1} = \frac{1}{4\Delta x} \left( u_{i+\frac{1}{2},j}^{s,n} + u_{i-\frac{1}{2},j}^{s,n} \right) (h_{i-1,j}^n - h_{i+1,j}^n) + \frac{1}{4\Delta y} \left( v_{i,j+\frac{1}{2}}^{s,n} + v_{i,j-\frac{1}{2}}^{s,n} \right) (h_{i,j-1}^n - h_{i,j+1}^n) + w_{i,j}^{s,n}, \quad (9)$$

其中自由水面速度，根据1.2.1节得到的速度场，插值确定，计算方法见1.2.3节。

对于时间积分，采用Adams-Bashforth方法计算n+1时间步长的自由水面高程：

$$h_{i,j}^{n+1} = h_{i,j}^n + \Delta t (1.5G_{i,j}^{n+1} - 0.5G_{i,j}^n) \quad (10)$$

**1.2.3 边界条件** 自由水面以上单元速度和压强的边界条件确定思想是基于MAC方法，定义自由水面上、下单元的属性。当水面以下速度场和自由水面位置确定后，即可以确定自由水面处的速度，自由水面处的速度计算按照二次拉格朗日(Lagrange)插值公式。如对于自由水面速度单元(i,j)(见图2)，具体计算公式为

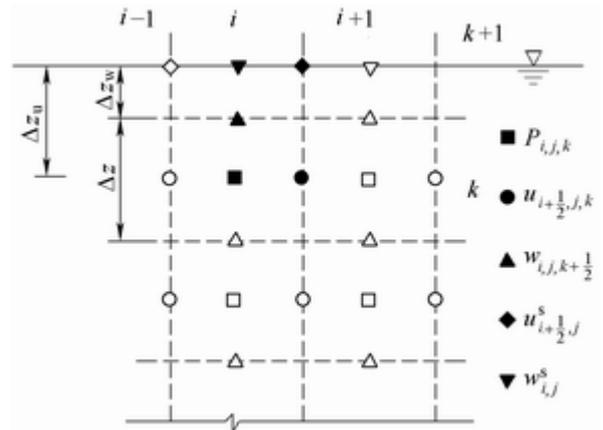


图2 截面j处自由水面速度和压强边界

$$u_{i+\frac{1}{2},j}^s = 0.5(1+c_u)c_u u_{i+\frac{1}{2},j,k-2} - (2+c_u)c_u u_{i+\frac{1}{2},j,k-1} + 0.5(2+c_u)(1+c_u)u_{i+\frac{1}{2},j,k} \quad (11)$$

$$w_{i,j}^s = 0.5(1+c_w)c_w w_{i,j,k-\frac{3}{2}} - (2+c_w)c_w w_{i,j,k-\frac{1}{2}} + 0.5(2+c_w)(1+c_w)u_{i,j,k+\frac{1}{2}} \quad (12)$$

$$P_{i,j}^s = P_s, \tag{13}$$

其中:  $C_u = \Delta Z_u / \Delta Z$ ,  $C_w = \Delta Z_w / \Delta Z$ , 为了计算方便, 取  $P_s = P_a = 0$ 。

由此可给出自由水面以下单元速度和压强的边界条件。自由水面以上单元的速度等于自由水面处的速度, 自由水面以上单元的压强由自由水面处压强为大气压强及自由水面以上压能和位能为常数来确定, 即可得到自由水面单元以上边界条件为

$$u_{i+\frac{1}{2},j,k+1} = u_{i+\frac{1}{2},j}^s, \tag{14}$$

$$w_{i,j,k+\frac{3}{2}} = \begin{cases} w_{i,j}^s & c_w \geq 0 \\ w_{i,j,k+\frac{1}{2}} & c_w \leq 0 \end{cases} \tag{15}$$

$$P_{i,j,k+1} = P_s - g(\Delta z - \Delta z_w) \tag{16}$$

同理可写出  $v_{i,j+\frac{1}{2}}^s$  和  $v_{i,j+\frac{3}{2},k}$ , 为节省篇幅, 这里略。对丁坝水流数值模拟结果进行分析, 表明本文的自由水面确定方法比原来的MAC方法更准确。

固体壁面处流速按照无滑移边界条件给出, 自由水面高程边界条件确定如图3所示, 计算公式为

$$h_0 = 3(h_1 - h_2) + h_3 \tag{17}$$

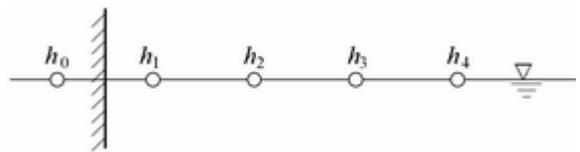


图3 自由水面高程边界条件

由于计算程序中增加了直角坐标网格自动生成功能, 对于自由水面变化较大的阶段, 每计算一步, 根据给定的固体边界条件和自由水面位置, 采用网格自动生成程序(在计算领域内生成单元)并对单元属性进行划分, 确定单元为固体边界单元、空气单元或水体单元, 数值模拟计算中, 仅对水体单元按照大涡模拟方程进行求解。

## 2 模型验证

**2.1 试验及计算条件** 试验是在长18.0m, 宽0.4m, 深0.4m的水槽中进行<sup>[10]</sup>。水槽底坡为1/2500, 试验流量为0.015m<sup>3</sup>/s, 相应均匀流水深为0.1m, 床面摩阻流速为0.019m/s。在水槽中部设置长10cm、高10cm、厚1.5cm不透水丁坝。丁坝与水流方向夹角有3种, 分别为60°(上挑)、90°(正挑)、120°(下挑)。试验观测段长200cm, 丁坝位于x=100cm处(见图4)。流速观测仪器为激光多普勒流速仪。

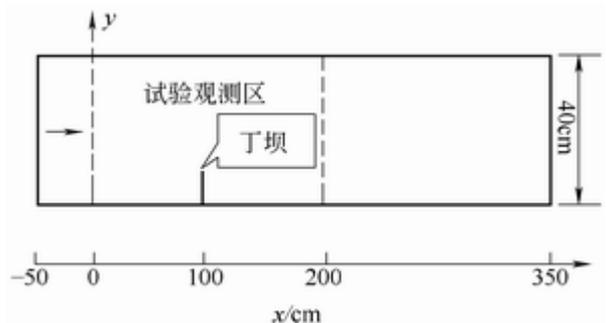


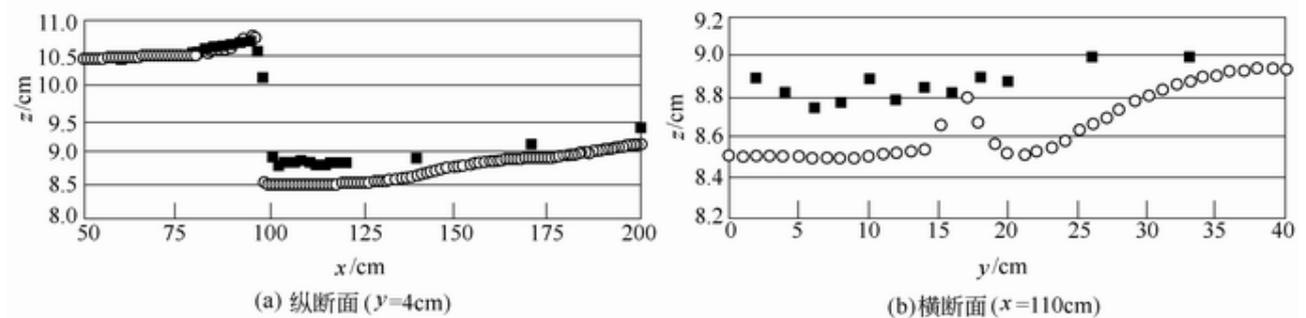
图4 数值模拟及试验观测范围示意

计算网格尺寸  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1\text{cm}$ , 网格 数为  $400 \times 44 \times 20$ , 计算方法如前节所述。垂向取20个网格的

原因,是由于丁坝置于三维流场中的初始阶段,丁坝前水深达到16~17cm,垂向网格不够会造成水体溢出计算区域、甚至数值不稳定。由于均匀流水深为10cm和丁坝高也为10cm,丁坝顶部有过流,但顶部过流量一般小于来流量的5%,为避免计算量过大,将计算条件简化为非淹没丁坝。由以下验证结果可知,丁坝顶部过流对丁坝下游副流运动和自由水面位置的影响比较大。限于篇幅,本文仅给出60°丁坝附近水流数值模拟验证结果。

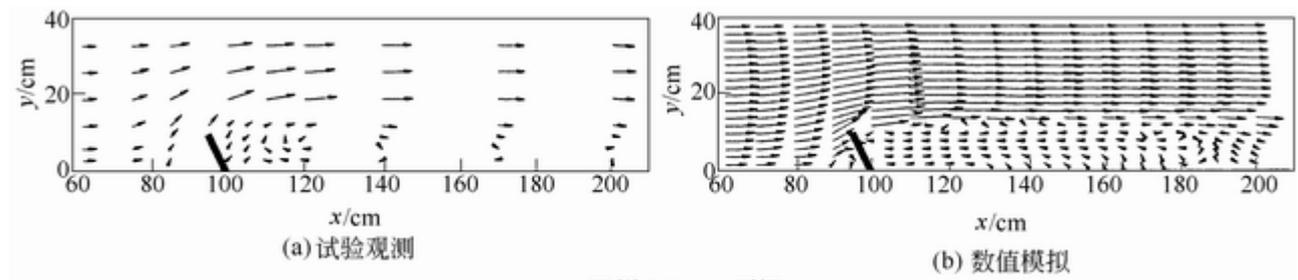
附带指出的是,采用本文的计算方法,即使每步都对单元属性进行判别,对于所使用的Intel Pentium IV型微机CPU为1.7G (Hz),按照Visual Fortran软件中Win32 Release对计算程序进行编辑和运算,计算时间仅为4h即能完成。

**2.2 水面线验证** 对于自由水面高程的验证,选择水面变化较剧烈的一个纵断面( $y=4\text{cm}$ )和一个横断面( $x=110\text{cm}$ )进行验证。纵、横向水面线数值模拟结果如图5所示。试验观测丁坝附近自由水面的特征是,沿纵向,丁坝上游的自由水面逐步上升,在 $x=90\text{cm}$ 处,达到最大值,然后快速下降,在 $x=100\text{cm}$ 至 $x=120\text{cm}$ 处,自由水面比较低,从 $x=120\text{cm}$ 处向下游,自由水面缓慢上升。与纵向自由水面相呼应,在丁坝上游,丁坝一侧较另一侧(丁坝所指一侧)的水面高;在丁坝下游,恰相反,丁坝一侧较另一侧的水面低。由图5还可知,在丁坝上游,纵向自由水面的计算值与实验值较吻合,在丁坝下游,两者变化趋势较一致,但计算值小于实验值,最大误差为0.45cm;横向自由水面计算值较观测值小,最大误差为0.4cm。自由水面误差的主要原因是,在试验观测中,丁坝(横向长0.1m,垂向高0.1m,水槽宽0.4m,均匀流水深为0.1m)顶部过流,由此造成丁坝下游水面线试验值高于计算值。



图例: ■ 试验 ○ 计算

图5 水面线验证



图例: 1.0m/s 丁坝

图6 平面流速分布( $z=1\text{cm}$ )

2.3 流速分布验证

**2.3.1 平面流速分布** 平面流速分布验证采用床面附近( $z=1\text{cm}$ )平面流速分布(见图6)。在床面附近,丁坝

上游水流流速减小，并被挑向另一侧；从丁坝位置开始向下游，主流流速增大，主流位置向另一侧移动，并保持较长距离。丁坝下游出现回流，且计算和实验的回流长度均接近90cm。数值模拟的平面流速分布与实验观测的较一致。但在丁坝下游 $x=100\sim 110\text{cm}$ 范围内，由于数值模拟对象为非淹没丁坝以及试验研究中丁坝顶部过流的影响，造成实验和计算的流速方向相反。

**2.3.2 纵断面流速分布** 纵断面流速分布的验证采用丁坝位置处纵断面( $y=6\text{cm}$ )流速分布，见图7。在丁坝下游较长的范围内流速减小，且表层水流向上游流动、底层水流向下游流动，计算与实验观测大体上较一致。离丁坝较近的位置流向差异的原因是由于计算条件与试验条件略有不同，计算条件为非淹没丁坝，而试验条件为丁坝顶部略有过流。

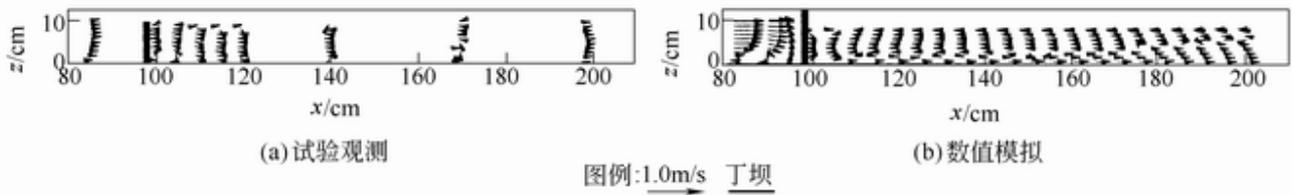


图7 纵断面流速分布( $y=6\text{cm}$ )

**2.3.3 横断面流速分布** 横断面流速分布，如图8所示。计算和试验流速值均较小，数值模拟结果出现强制涡较明显。造成计算与试验差异的原因，其中之一是计算条件与试验条件略有不同，丁坝顶部有无过流，可能影响强制涡的发展。

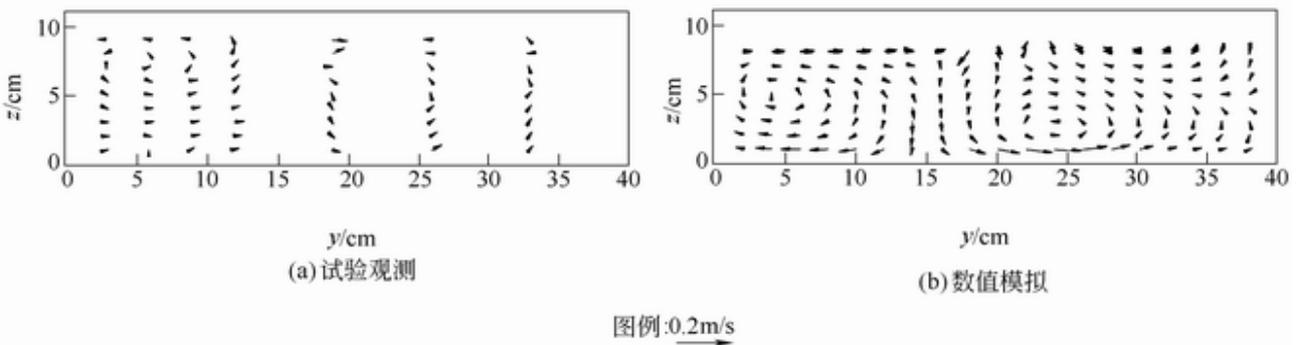
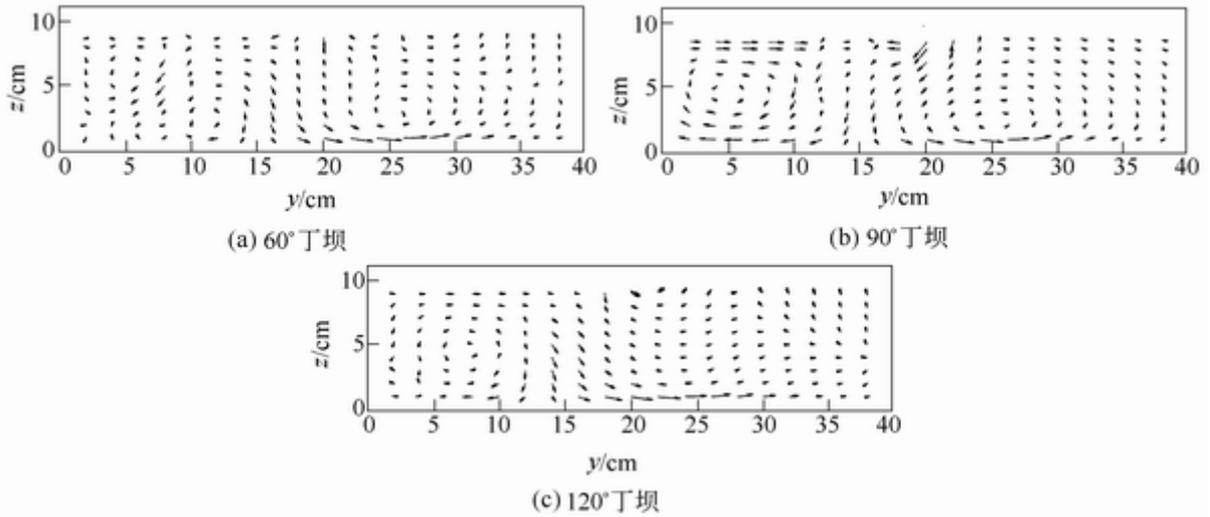


图8 横断面流速分布( $x=120\text{cm}$ )

## 3 水流运动特性比较

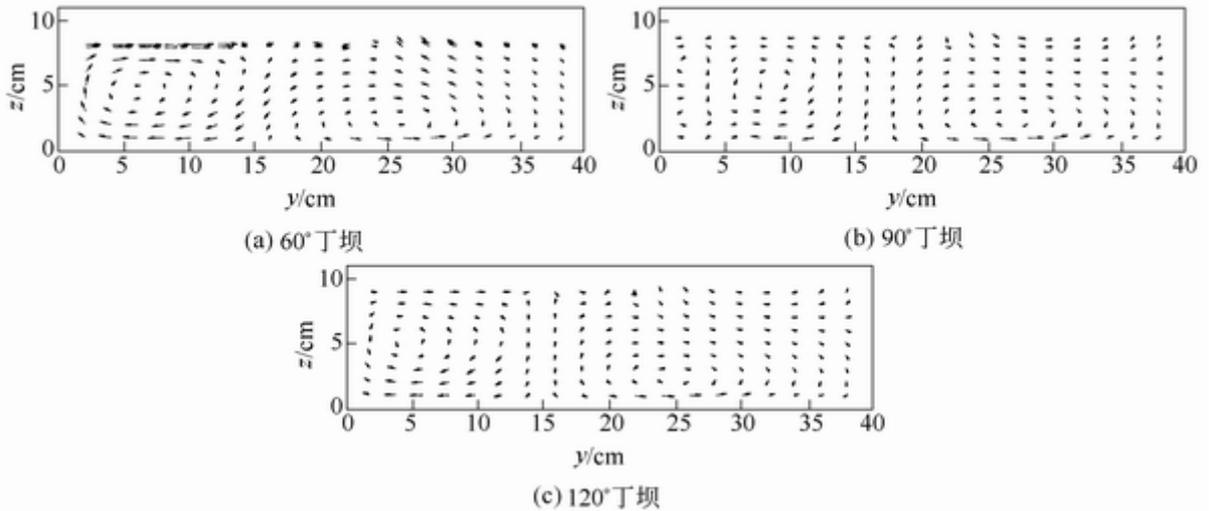
**3.1 平面流速分布** 图9为离床面5cm位置 ( $z=5\text{cm}$ )平面流速分布。三种丁坝附近平面流速分布共同特征是：①由于丁坝的阻挡水流的原因，丁坝一侧上游流速减小，并将水流挑向另一侧。②丁坝下游主流区流速增大，愈向下游，主流位置变化愈小。③丁坝一侧下游流速减小很多，并出现回流。不同点是：①由于流向与丁坝之间的夹角的差异，丁坝附近流态改变程度不同。60°丁坝阻挡水流运动作用明显，丁坝附近流态改变最剧烈，90°丁坝次之，120°丁坝最小。②由于水流惯性和丁坝挑流的作用，丁坝一侧下游回流长度不同。相对来说，90°丁坝挑流作用占主导地位，下游回流长度最长，超过140cm，回流中涡体较多，120°丁坝的挑流和水流惯性作用比较接近，下游回流长度较长，达到140cm；60°丁坝的水流惯性占主导地位，因而丁坝下游回流长度最短，仅有90cm。正是由于水流惯性和丁坝挑流综合作用，导致丁坝下游相同位置不同的流态。





图例:  $0.2m/s$

图11 横断面流速分布( $x=125cm$ )



图例:  $0.2m/s$

图12 横断面流速分布( $x=150cm$ )

## 4 讨论和结论

4.1 讨论 根据对数值模拟结果的分析, 对非淹没丁坝水流运动特性进行如下的讨论: (1)根据数值模拟结果, 可以比较各种丁坝附近水流运动特性。非淹没丁坝对水流运动影响较大, 但各种非淹没丁坝对水流运动的影响, 差别不大。相比较而言, 120° 丁坝流态较平顺, 60° 丁坝附近流态变化较大, 90° 丁坝次之。从防止丁坝头部局部冲刷和护岸角度出发, 120° 丁坝(下挑)效果最好。(2)根据数值模拟结果, 可以决定丁坝设置位置。为了保护河岸, 通常使用一组丁坝, 而相邻丁坝的间距, 在丁坝设计和施工中是比较重要的参数。将丁坝设置在下游存在回流且流速较小的区域, 是比较安全和经济的。举例来说, 对于120° 下挑丁坝, 第2个丁坝可以设置在第1个丁坝( $x=100cm$ )下游 $x=200\sim 240cm$ 范围内。(3)横断面内强制涡的

影响有待进一步的研究。三种丁坝在下游不同位置出现较强的横断面涡,而较强的横断面涡可能与丁坝附近冲刷和淤积有关。因此有必要通过实验或数值模拟进一步的研究动床输沙条件下横断面涡的影响程度。

**4.2 结论** 本文采用大涡模拟方程,由Smagorinsky模型给出小尺度应力的涡黏性系数,数值方法是建立在交错网格和有限差分的基础上,经验证,该数学模型能够准确模拟丁坝附近水流运动。通过比较3种丁坝附近水流特性可知,60°丁坝附近流态变化最大,而120°丁坝附近流态变化相对最小,护岸长度也较长。由此认为下挑丁坝是比较经济合理的。

### 参考文献:

- [1] Michiue M, Hinokidani O. Calculation of 2-dimensional bed evolution around spur-dikes[C]. Proceedings of Hydraulic Engineering, JSCE, 1992, 36: 61-66.
- [2] Mayerle M R, Toro F M, Wang S S Y. Verification of a three-dimensional numerical model simulation of flow in the vicinity of spur-dikes[J]. Journal of Hydraulic Research, 1995, 3: 243-256.
- [3] Tingsanchali T, Maheswaran S. 2-D depth-averaged flow computation near groyne[J]. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 1990, 116: 71-86.
- [4] Ouilon S, Dartus S. Three-dimensional computation of flow around groyne[J]. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 1997, 123: 963-970.
- [5] Lesieur M, Mtais O. New trends in large-eddy simulations of turbulence[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1996, 28: 45-82.
- [6] Smagorinsky J. General circulation experiment with the primitive equations: (1) The basic experiment[J]. Monthly Weather Review, 1963, 91: 99-164.
- [7] Deardoff J W. A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds number[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1970, 41: 453-480.
- [8] Scotti A, Meneveau C, Lilly D K. Generalized Smagorinsky model for anisotropic grids[J]. Physics of Fluids (A), 1993, 5: 2306-2308.
- [9] Leonard B P. A survey of finite differences with upwinding for numerical modelling of the incompressible convective diffusion equation[M], Comp. Tech. In Transient & Turbulent Flow, 2, Pineridge Press, 1981.
- [10] Zhou Y. Large-Eddy Simulation of 3-D Flow and Bed Evolution Around Spur-Dikes[D]. Japan: Tottori University, 2001.

### Study on flow characteristics around the non-submerged spur-dikes

ZHOU Yi-lin<sup>1</sup>, MICHIE Masanori<sup>2</sup>, HINOKIDANI Osamu<sup>2</sup>

(1. Hohai University, Nanjing 210098, China; 2. Tottori University, Tottori 680-8552, Japan)

**Abstract:** A mathematical model based on large eddy simulation is developed to simulate the 3-D flow around the non-submerged spur-dikes. Iterative method is applied to solve the flow equation to derive the flow field and pressure distribution. The free surface of the flow can be obtained from the discrete solution of the free surface flow equation. The validity of the model is verified by model test. On this basis, the flow characteristics around the spur-dikes with different intersect angles are analyzed. It is found that the spur-dikes may significantly affect the flow field but the intersect angle is not the major factor. The spur dikes with obtuse intersect angle is in favor of preventing the erosion of the dikes.

**Key words:** spur-dike; large eddy simulation; staggered grid; finite difference method; free surface