



波浪在抛石潜堤上传播变形的 MPS 法模拟研究*

张永兰, 蒋 勤, IDDY Iddy, 孙典红
(河海大学 港口海岸与近海工程学院, 江苏 南京 210098)

摘要: 波浪在抛石潜堤上传播过程中会出现波浪反射、透射、越浪和破碎等复杂的流体运动过程, 是一个复杂的强非线性紊流渗流问题。采用改进的 MPS 法, 基于 Drew 的多孔介质内二相流运动控制方程, 推导出适合粒子法的渗流水体压力泊松方程的混合源项方程, 并通过在模型中引入 SPS 紊流模型来模拟多孔介质内外的紊流效应, 构建垂向二维 MPS 法紊流渗流数值计算模型, 模拟波浪在抛石潜堤上传播变形问题, 对抛石潜堤内外的流速场、压力场、紊流能量的分布特性进行分析。结果表明: 模型能够很好地再现抛石潜堤内外复杂的流场和压力分布, 而且显著缓解流-固界面处的压力振荡与粒子分布不均匀问题, 实现较高的模拟精度。

关键词: MPS 法; SPS 紊流模型; 渗流; 抛石潜堤; 数值模型

中图分类号: U 652; U 656. 2

文献标志码: A

文章编号: 1002-4972(2021)01-0027-10

Simulation study on wave propagation over submerged permeable breakwater by MPS method

ZHANG Yong-lan, JIANG Qin, IDDY Iddy, SUN Dian-hong

(College of Harbor, Coastal and Offshore Engineering, Hohai University, Nanjing 210098, China)

Abstract: Wave interaction with submerged permeable breakwater involves wave reflection, wave transformation, wave overtopping and wave breaking, which is a complex nonlinear problem of turbulent flow and seepage flow. Based on the improved MPS method, we apply Drew's governing equations of two phase flow in porous media, derive source term equation of Poisson pressure equation of seepage water pressure suitable for particle method, introduce SPS turbulence model into the model to simulate the turbulent effect inside and outside porous media, establish a vertical two-dimensional MPS method numerical calculation model of turbulent seepage flow, simulate wave propagation and deformation over the submerged permeable breakwater, and analyze the distribution characteristics of velocity and pressure fields and well wave energy dissipation around the submerged permeable breakwater. The results show that the model can reproduce the complex flow field and pressure distribution around the submerged permeable breakwater, alleviate the problem of pressure oscillation and particle distribution at the fluid-solid interface, and achieve high simulation accuracy.

Keywords: MPS method; SPS turbulent flow model; seepage flow; submerged permeable breakwater; numerical model

抛石潜堤具有工程造价较低、对生态环境影响小等优点, 是目前海岸防护工程中广泛采用的

结构形式之一。在波浪作用下, 抛石潜堤除了受到波浪力的直接作用外, 还会受到波浪水体透过

收稿日期: 2020-04-15

***基金项目:** 国家重点研发计划项目(2017YFC0405400)

作者简介: 张永兰(1995—), 男, 硕士研究生, 从事无网格数值计算方法的研究。

通讯作者: 蒋勤(1963—), 男, 博士, 教授, 从事河口海岸水动力与泥沙运动研究。E-mail: qjiang@hhu.edu.cn。

抛石潜堤块体间的孔隙形成的渗透水压力作用,由此产生的内外压力差会对抛石块体的稳定性造成不利影响。因此,研究波浪在抛石潜堤上的传播变形及其对抛石堤的作用具有重要的理论意义和工程实用价值。

由于波浪与抛石潜堤相互作用时会发生波浪破碎以及渗流等强非线性紊动现象,进行严格的理论求解存在相当大的困难,所以目前在对波浪与抛石潜堤相互作用的研究大多将抛石潜堤简化为均匀多孔介质,通过建立数值模型的方法进行研究。对多孔介质内渗流问题的研究可追溯到 19 世纪初期,法国水力学家 Darcy 通过分析大量试验结果,提出描述岩石孔隙中渗流运动的 Darcy 定律^[1]。此后,众多学者在 Darcy 定律的基础上开展了对渗流问题的研究,Forchheimer^[2]通过引入二阶阻力项,提出描述渗流运动的 Forchheimer 方程,有效提高了方程的适用性。Sollitt 等^[3]通过在动量方程中添加惯性项和线性、非线性阻力项,提出描述多孔介质中非线性渗流运动的广义渗流模型。为考虑波浪与多孔结构物相互作用中的紊流效应,Liu 等^[4]采用 Gent^[5]给出的雷诺时均 N-S 方程和模拟紊流运动的 $k-\varepsilon$ 方程,建立模拟多孔结构外的紊流运动的数值计算模型;刘同利^[6]基于非线性渗流理论构建了模拟波浪与可渗结构物相互作用的垂向二维紊流渗流模型,分析抛石潜堤内部的压力场、流速场以及潜堤对波浪衰减的影响,并探讨抛石堤结构的稳定性。

另一方面,相对传统网格法而言,粒子法具有易于处理大自由表面变形和不同介质界面,以及控制方程中不包含对流项、在理论上可以避免数值耗散等优势,可以弥补传统网格法的不足。因此,近年来采用粒子法模拟多孔介质渗流问题的研究备受关注。Shao 等^[7]对可渗结构物内外流体运动采用不同的控制方程,建立基于 ISPH 法的波浪与可渗结构物相互作用的渗流模型。此外,Khayyer 等^[8]基于 Drew^[9]的二相流混合理论,建立了模拟多孔介质中流体流动 MPS 法紊流模型,以模拟伴随波浪与可渗结构相互作用的紊流运动。

然而,无网格粒子法是一种较新的数值流体计算方法,尚存在自由表面粒子误判、压力求解精度较低以及在模拟波浪传播时存在显著的数值能量耗散等问题。

因此,本文采用改进的 MPS 法^[10-11](moving particle semi-implicit method,移动粒子半隐式方法),建立垂向二维 MPS 法紊流渗流数值计算模型,以探索模拟波浪与可渗结构物相互作用的新的数值计算方法。

1 MPS 法紊流渗流模型

1.1 控制方程

基于文献[9]的二相流混合理论,描述多孔介质内外流体运动的垂向二维控制方程为:

$$\frac{d(\rho\varphi)}{dt} + \rho\varphi \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + (\nu + \nu_l) \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} + \frac{\mathbf{R}}{\rho} \tag{2}$$

式中: \mathbf{u} 为速度; ρ 为密度; t 为时间; p 为压强; ν 为运动黏度; φ 为孔隙介质内流体所占体积的百分比,其值为 V_F/V ,其中 V_F 为液相体积, V 为可渗结构物的总体积,多孔介质内的流体 $0 \leq \varphi < 1$,多孔介质外的流体 $\varphi = 1$; ν_l 为紊流黏性系数,可以通过 Gotoh 等^[12]针对无网格粒子法推导得出的 SPS 亚粒子尺度紊流模型计算:

$$\nu_l = (C_s \Delta l)^2 |\mathbf{S}| \tag{3}$$

$$|\mathbf{S}| = (2S_{ij}S_{ij})^{1/2} \quad (i, j = 1, 2) \tag{4}$$

式中: C_s 为 Smagorinsky 常数; Δl 为离散粒子初始粒子间距; \mathbf{S} 为应力张量。式(2)中 \mathbf{R} 为多孔介质对孔隙水流的阻力,参照 Peng 等^[13]的计算方法确定:

$$\mathbf{R} = -\frac{\mu}{k_p} \mathbf{u} - \frac{1.75}{\sqrt{150} \sqrt{k_p} n_w^{3/2}} \frac{\rho}{\sqrt{150} \sqrt{k_p} n_w^{3/2}} \|\mathbf{u}\| \mathbf{u} \tag{5}$$

$$k_p = \frac{n_w^3 D_c}{150 (1 - n_w)^2} \tag{6}$$

式中: μ 为流体的动力黏度; k_p 为渗透性系数; n_w 为多孔介质的孔隙率,在饱和状态下, $n_w = \varphi$; D_c 为多孔介质的平均粒径, $D_c = d_{50}$ 。

当采用 MPS 法对上述多孔介质内外流体运动

的控制方程进行数值离散求解时, 首先要建立粒子间相互作用模型。MPS 法以目标粒子 i 与其相邻粒子 j 间的距离建立核函数(或称权重函数), 通过粒子间距离的远近来描述粒子间相互影响的程度。最常用的核函数为 Koshizuka 等^[14]提出的标准核函数 $w(r_{ij})$, 具体公式为:

$$w(r_{ij}) = \begin{cases} \frac{r_e - r_{ij}}{r_{ij}} - 1 & (0 \leq r_{ij} < r_e) \\ 0 & (r_e \leq r_{ij}) \end{cases} \quad (7)$$

式中: r_e 为目标粒子的影响域半径; r_{ij} 为粒子 i 和 j 之间的距离, 即 $r_{ij} = |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|$ 。在此基础上, 可以建立用于控制方程离散的梯度($\nabla\phi$)算子、拉普拉斯($\nabla^2\phi$)算子和散度($\nabla\cdot\phi$)算子:

$$\nabla\phi|_i = \frac{D_s}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) w(r_{ij}) \quad (8)$$

$$\nabla^2\phi|_i = \frac{2D_s}{n_0\lambda} \sum_{j \neq i} (\phi_j - \phi_i) w(r_{ij}) \quad (9)$$

$$\nabla\phi|_i = \frac{D_s}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{(\phi_j - \phi_i) \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} w(r_{ij}) \quad (10)$$

$$\lambda = \frac{\sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \cdot |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|}{\sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)} \quad (11)$$

式中: ϕ 为任意的一个标量; ϕ 为任意的一个矢量; D_s 为数值计算模型的空间维度。参考以往的研究成果, 对于梯度算子, 取 $r_e = 2.1l_0$; 对拉普拉斯算子, 取 $r_e = 3.1l_0$, 在此 l_0 为初始粒子分布的粒子间距离, 即离散粒子的直径。

1.2 压力梯度模型

对于控制方程中的压力梯度项, 为了削弱由原始压力梯度模型计算精度低而引起的数值能量耗散问题, 采用文献[10]的基于泰勒级数展开提出的高精度压力梯度模型进行离散, 其表达式为:

$$\langle \nabla p \rangle_i = \left[\frac{1}{n_0} \sum_{i \neq j} \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \otimes \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)^T}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} w(r_{ij}) \right]^{-1} \cdot \left[\frac{1}{n_0} \sum_{i \neq j} \frac{p_j - \hat{p}_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} w(r_{ij}) \right] \quad (12)$$

式中: $\hat{p}_i = \min_{j \in J} (p_i, p_j)$, $J = \{j: w(r_{ij}) \neq 0\}$; p_j 为粒子 j 的压力; n_0 为初始时刻粒子数密度。

1.3 压力泊松方程改良与方程离散求解

MPS 法采用映射法对离散后的控制方程进行求解。针对某一时步, 模型的求解过程分为两步: 第1步为预测步, 对动量方程中除压力梯度项以外的所有项进行积分, 得到一个临时的速度场和位移场; 第2部为校正步, 考虑流体的不可压缩条件, 对包括预测步中未使用的压力梯度项的动量方程进行积分, 推导出压力泊松方程, 通过求解压力泊松方程得到新的压力场, 再根据新的压力计算结果, 通过压力梯度项对预测步得到的临时速度场和位移场进行修正, 求出下一时步离散粒子的流速和位置等物理量的值。

当采用 MPS 法对描述多孔介质内外流体运动的渗流模型进行数值离散求解时, 目标粒子 i 在 $k+1$ 时步的流速(\mathbf{u}_i^{k+1})可以拆分为中间流速(\mathbf{u}_i^*)和校正流速($\Delta\mathbf{u}_i^{**}$)之和, 即:

$$\mathbf{u}_i^{k+1} = \mathbf{u}_i^* + \Delta\mathbf{u}_i^{**} \quad (13)$$

式中: i 为目标粒子。根据由文献[9]的二相流混合理论得到动量方程式(2), 在预测步中, 目标粒子 i 的中间流速 \mathbf{u}_i^* 可以采用上一时步 k 得到的重力、黏性力以及阻力项的值显式求解, 即:

$$\frac{\mathbf{u}_i^* - \mathbf{u}_i^k}{\Delta t} = (\nu + \nu_l) \nabla^2 \mathbf{u}_i^k + \mathbf{g} + \frac{\mathbf{R}^k}{\rho} \quad (14)$$

式中: Δt 为时间步长。在校正步中, $k+1$ 时步的流速为上述中间速度和由压力引起的修正流速之和, 即:

$$\frac{\mathbf{u}_i^{k+1} - \mathbf{u}_i^*}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \langle \nabla p \rangle^{k+1} \quad (15)$$

式中: $\langle \rangle$ 为求内积。对式(15)等式两边同时求散度, 可得到以下方程:

$$\frac{\langle \nabla \cdot \mathbf{u} \rangle^{k+1} - \langle \nabla \cdot \mathbf{u} \rangle^*}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \langle \nabla \cdot \nabla p \rangle^{k+1} \quad (16)$$

根据流体的不可压缩性条件 $\langle \nabla \cdot \mathbf{u} \rangle^{k+1} = 0$ 以及拉普拉斯算子 $\nabla^2 = \nabla \cdot \nabla$, 式(15)可以表示为:

$$\frac{0 - \langle \nabla \cdot \mathbf{u} \rangle^*}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \langle \nabla^2 p \rangle^{k+1} \quad (17)$$

最后, 根据连续性方程, 将中间速度场 \mathbf{u}^* 投影到无散度场中可得出以下方程:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \Delta \mathbf{u}^{**} &= \left(-\frac{1}{\rho \varphi} \frac{d(\rho \varphi)}{dt} \right)^* \\ &= -\frac{1}{\rho} \left(\frac{d\rho}{dt} \right)^* - \frac{1}{\varphi} \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^*\end{aligned}\quad (18)$$

由式(17)、(18)可以得到多孔介质内外的压力泊松方程:

$$\nabla \cdot (\nabla p^{k+1}) = \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{d\rho}{dt} \right)^* + \frac{\rho}{\Delta t \varphi} \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^* \quad (19)$$

研究表明,采用上述压力泊松方程求解多孔介质内渗流压力时会带来很大的计算误差。因此,本文通过引入 Khayyer^[15] 提出的高阶压力泊松源项,对式(19)进行了改进,推导出以下适合多孔介质内渗流压力计算的改进的压力泊松方程:

$$\begin{aligned}<\nabla^2 p>_i^{k+1} = \gamma \left[-\frac{\rho_0}{n_0 \Delta t} \sum_{j \neq i} \frac{r_c}{|r_{ij}|^3} (x_{ij}^* u_{ij}^* + y_{ij}^* v_{ij}^*) \right] + \\ &(1-\gamma) \left[\frac{1}{\Delta t} \left(\frac{d\rho}{dt} \right)^* + \frac{\rho_0}{\Delta t \varphi} \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^* \right]\end{aligned}\quad (20)$$

式中: ρ_0 为流体的密度; n_0 为初始时刻的粒子数密度; n^* 为 k 时步时的粒子数密度; r_c 为核函数半径; Δt 为时间步长; γ 为混合参数,一般取值范围在 0.01~0.05; u 、 v 分别为 x 、 y 向流速; x_{ij} 为 $x_j - x_i$, u_{ij} 、 y_{ij} 、 v_{ij} 含义与其相同。

1.4 边界条件

1.4.1 自由表面边界条件

粒子填充率识别法如图 1 所示,由于在自由表面处的粒子影响域被截断,所以可以利用相邻粒子填充的百分比对自由表面粒子进行判别。本文采用文献[11]提出的粒子填充率判别方法对自由表面粒子进行判断。

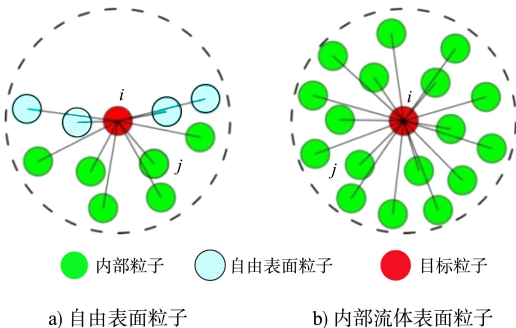


图 1 粒子填充率识别法

该方法通过在 Koshizuka 等提出的原始自由表面粒子判别方法的基础上,增加粒子填充率的辅助判别条件对自由表面粒子进行判别,可以显著提高自由表面粒子的判别精度。具体将目标粒子 i 与其任意相邻粒子 j 之间的距离作为变量,可以得到以粒子填充率 A_i 为指标的自由表面粒子辅助识别条件为:

$$A_i = \sum_{j \neq i} \frac{|r_j - r_i|}{l_0} w(r_{ij}) \quad (A_i < \alpha_A A_0, \alpha_A < 1.0) \quad (21)$$

式中: A_i 为任意目标粒子 i 的粒子填充率; A_0 为初始状态下粒子分布均匀时的粒子填充率; α_A 为经验系数,本文取 0.825。

1.4.2 可渗边界设置

为了保证流体运动的连续性,需要对流体与多孔介质间的流-固界面进行特殊的边界处理。在传统欧拉网格法中,通常依据连续方程和动量守恒方程,在流-固界面网格上施加相应的流速或压力等的连续条件。而在 MPS 法中,由于离散流体粒子具有拉格朗日特性,粒子的位置坐标是随流体运动不断变化的,因此无法像传统网格法那样在离散粒子上施加相应的边界条件。因此,借鉴 Akbari 等^[16] 的边界处理方法,在流体域和多孔介质域之间设置一个孔隙率渐变的过渡区域(图 2),使流体粒子进出多孔介质时受到一个连续变化的阻力作用,以实现多孔介质内外流体运动的连续性。由于实际问题中可渗结构物界面一般具有不规则的几何形状,难以精准再现可渗界面,因此可渗界面通常被视为具有一定范围的流-固过渡区域,这个过渡区域的大小可根据组成可渗结构物的材质的平均直径来确定。研究结果^[17] 表明:当选取的过渡区域的厚度 δ 等于可渗结构物材料的平均粒径($\delta = d_{50}$)时,数值计算结果的精度最高,因此取流-固过渡区域的计算厚度等于可渗结构物材料的中值粒径值。

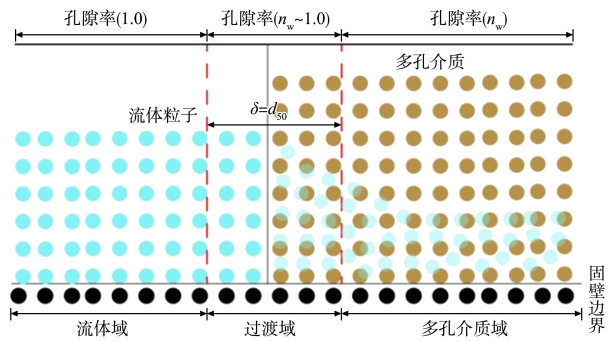


图 2 流-固界面耦合

1.4.3 消波边界

为了减小波浪反射对计算结果的影响, 本文通过在水槽尾端设置海绵消波层来减小波浪的反射。海绵层消波的原理为: 增加波浪传播过程中的摩擦阻力增加能量耗散以达到增加波高衰减的目的, 从而减弱波浪的反射作用。通过在动量方程中添加阻尼项来实现波能的衰减, 对应的海绵层消波区的动量方程为:

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} + \mu(x) \mathbf{u} \quad (22)$$

式中: $\mu(x)$ 为阻尼系数。为了减小附加项造成的数值计算不稳定, 阻尼系数从海绵消波层起始点线性增大, 其表达式为:

$$\mu(x) = \alpha \cdot \frac{x - x_b}{L} \quad (x_b \leq x \leq x_e) \quad (23)$$

$$L = |x_e - x_b| \quad (24)$$

式中: α 为经验阻尼系数, 取值一般在 $3 \sim 5 \text{ s}^{-1}$; x_b 、 x_e 分别为海绵消波层起点坐标和终点坐标; L 为海绵消波层的长度, 取值在 $1 \sim 2$ 个波长。

2 模型验证与结果分析

通过对溃坝水体在可渗坝体内的渗流问题的数值模拟, 并与文献[4]的试验结果进行对比, 验证所建立的 MPS 法紊流渗流模型模拟精度。溃坝溢流在可渗坝体内传播如图 3 所示, 参照物理模型试验, 在长 $L_0 = 0.892 \text{ m}$ 、高 $h_0 = 0.58 \text{ m}$ 的水槽中设置了长 $L_2 = 0.29 \text{ m}$ 、高 $h_2 = 0.37 \text{ m}$ 的可渗坝; 坝体左侧水体长 $L_1 = 0.28 \text{ m}$ 、高 $h_1 = 0.25 \text{ m}$; 坝体右侧水体长 $L_3 = 0.30 \text{ m}$ 、高 $h_3 = 0.02 \text{ m}$; 可渗坝碎石平均粒径 $d_{50} = 1.59 \text{ cm}$, 孔隙率 $n_w = 0.49$;

选取离散粒子直径 $l_0 = 0.005 \text{ m}$, 粒子总数 $N = 3.5$ 万个, 水的密度 ρ 取 1.0 t/m^3 , 运动黏滞系数 ν 取 $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ 。由于可渗坝体两侧水位不同, 在重力作用下左侧水体会以渗流形式穿过多孔介质渗透到可渗坝体的右侧, 最终达到两侧水位的平衡状态。需要说明的是, 在物理模型试验中在可渗坝与左侧水体之间设置有宽度为 2 cm 的隔板, 并通过手动拉升隔板启动水体运动, 隔板提升时间约为 0.1 s , 但在数值模拟中仅在水体和可渗坝体之间预留了宽度为 2 cm 的空隙, 忽略了隔板的拉升过程。

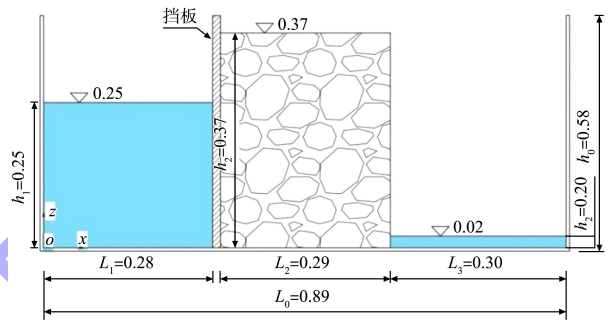


图 3 溃坝溢流在可渗坝体内传播 (单位: m)

考虑紊流和不考虑紊流条件下由 MPS 模型计算得出的可渗坝中轴线处水面高度历时曲线的计算结果与文献[4]的试验结果、采用 VOF (volume of fluid, 流体体积) 法和 ISPH (incompressible smoothed particle hydrodynamics, 不可压缩光滑粒子流体力学) 法^[18]得到的数值计算结果的对比见图 4。可以看出, 当考虑紊流效应时由 MPS 法数值模型得到的模拟结果与试验结果基本吻合, 而不考虑紊流效应时由 MPS 法得到的结果与 VOF 法和 ISPH 法得到计算结果相似, 其中在 $0.4 \text{ s} < t < 0.8 \text{ s}$ 时段的计算值较试验值大, 表明数值模拟中考虑紊流效应是非常必要的。

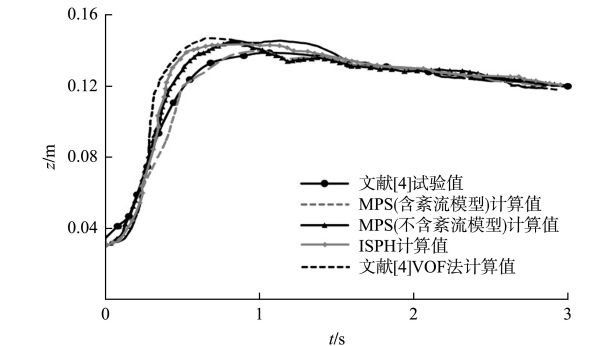
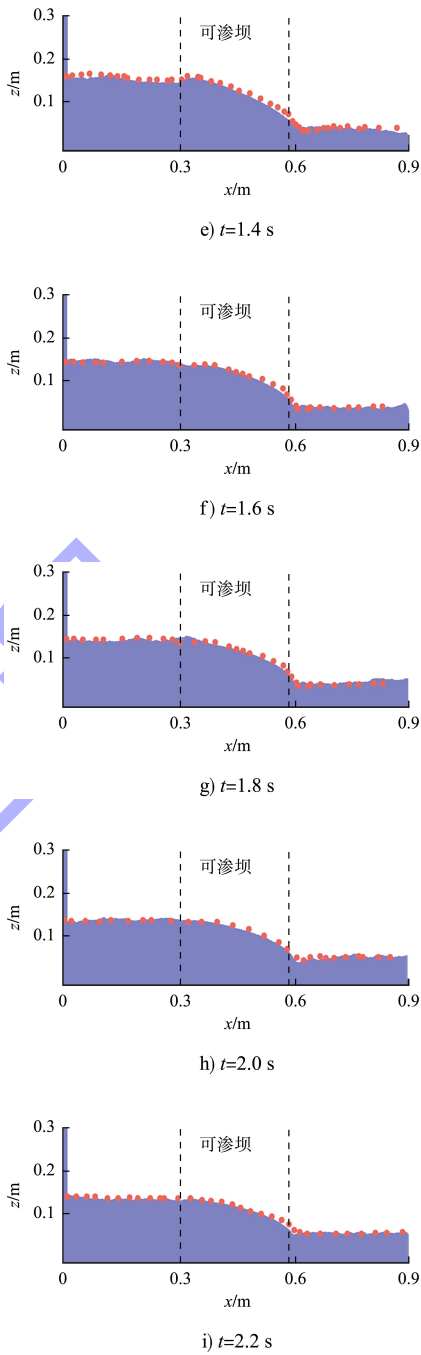
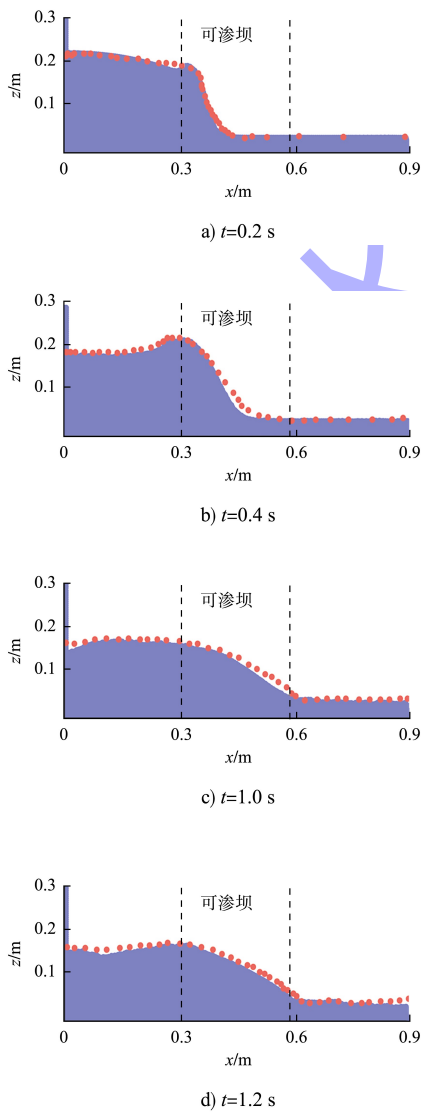


图 4 可渗坝中轴线自由面历时曲线结果对比

可渗坝体内渗流过程中自由水面高度计算结果与文献[4]的试验值对比见图5。可以看出,由 MPS 法紊流渗流模型得到的计算结果与试验结果整体上吻合较好。但是,与其他数值模型文献[17]的计算结果相似,本模型对渗流运动初期 ($t < 1.0\text{ s}$) 水体前缘运动的模拟结果要稍微慢于物理试验结果。造成差异的主要原因在于:1) 物理模型试验中水体和可渗坝体之间设有 0.02 m 的隔板,抽开隔板的过程大约需要 0.1 s ,在隔板向上的提升过程中,隔板下方的水体率先获得释放、开始流动,而在数值模拟中忽略了隔板的提升过程,在隔板处垂直断面上不存在上下水体下泄时间差异的问题;2) 在物理模型试验中,由于存在可渗坝体固定支架等因素的影响导致可渗坝体的透水率较设计值偏大。



注: 圆点为试验值。

图 5 可渗坝渗流过程中自由水面高度计算结果与试验值对比

3 波浪在抛石潜堤上传播的数值模拟

采用所建立的 MPS 法紊流渗流模型对规则波在抛石潜堤上的传播过程进行数值模拟,并与物理模型试验结果进行了对比分析。模型试验在长 80 m 、宽 1 m 、水深 0.4 m 的波浪水槽中进行。试验中抛石潜堤分别采用孔隙率 n_w 为 0 、 0.35 、 0.52 的 3 种不同材料构成,堤底长为 1.2 m ,堤顶长为

0.2 m, 堤高 0.3 m, 迎水坡和背水坡的坡度均为 3:5。在水槽右端 1.5 倍波长范围内设置海绵消波层, 以减小反射波的影响; 以水槽左端水面作为坐标原点, 在距离水槽左端 6.0 m 处设置与试验相同的抛石潜堤; 在 G1($x=1.0$ m)、G2($x=5.0$ m)、

G3($x=6.6$ m) 和 G4($x=7.2$ m) 共设置 4 个数值测波点(G1~G4), 如图 6 所示。选取离散粒子直径为 $l_0=0.013$ m, 离散粒子总数为 $N=3.1$ 万个; 流体密度为 $\rho=1.0$ t/m³, 运动黏滞系数为 $\nu=10^{-6}$ m²/s, 模拟时间为 20 s。数值模拟的工况见表 1。

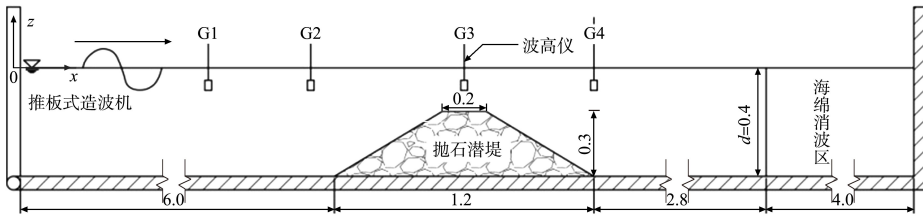
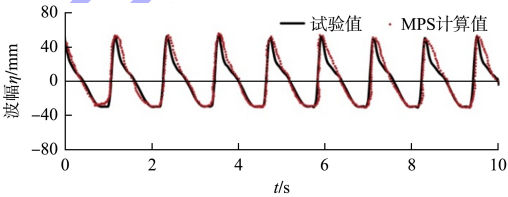


图 6 规则波在抛石潜堤上传播概化图 (单位: m)

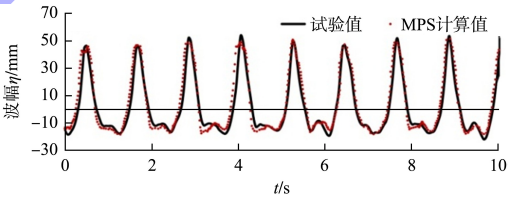
表 1 模型计算工况

工况	波高 H/cm	波周期 T/s	潜堤孔隙率
1	10	1.2	0
2	10	1.2	0.35
3	10	1.2	0.52
4	8	1.2	0.35

工况 2 由数值模型得到的抛石潜堤附近波面历时曲线的计算结果与实测值的对比见图 7。可以看出, 数值模型得到的各测点波面历时曲线的计算值与试验值基本吻合; 但相对于 G1 和 G2 测点, G3 和 G4 测点的波面历时曲线的计算值与试验值在波峰和波谷附近略有差异, 其原因在于 G3 和 G4 测点位于抛石潜堤的堤顶和堤后的波浪破碎区, 此处的水流紊动较强, 计算结果未能完全模拟出与试验结果一致的非线性特性所致。



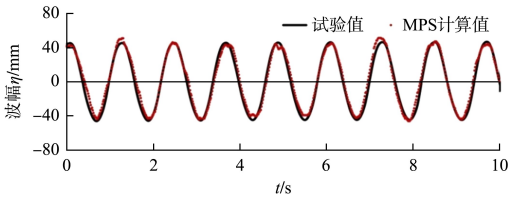
c) G3



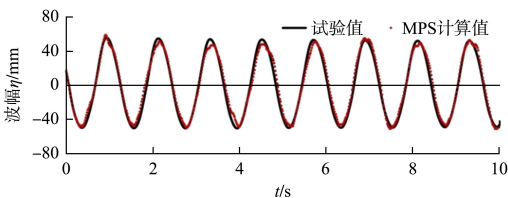
d) G4

图 7 抛石潜堤前后波面形态计算结果与实测值比较

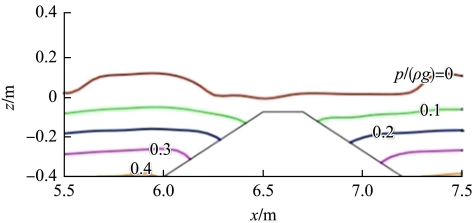
针对工况 1 和 2 的计算条件, 由数值模型得到的不同孔隙率 ($n_w=0$ 、 $n_w=0.35$) 潜堤内外压力分布计算结果的对比见图 8。可以看出, 在流-固界面交界处压力分布连续、无明显的振荡现象; 同时, 压力分布定性合理, 表明本数值计算模型及其对流-固界面处理方法可以很好地再现波浪在潜堤内的渗流压力变化。



a) G1



b) G2



a) $n_w=0$, $t=7.25$ s

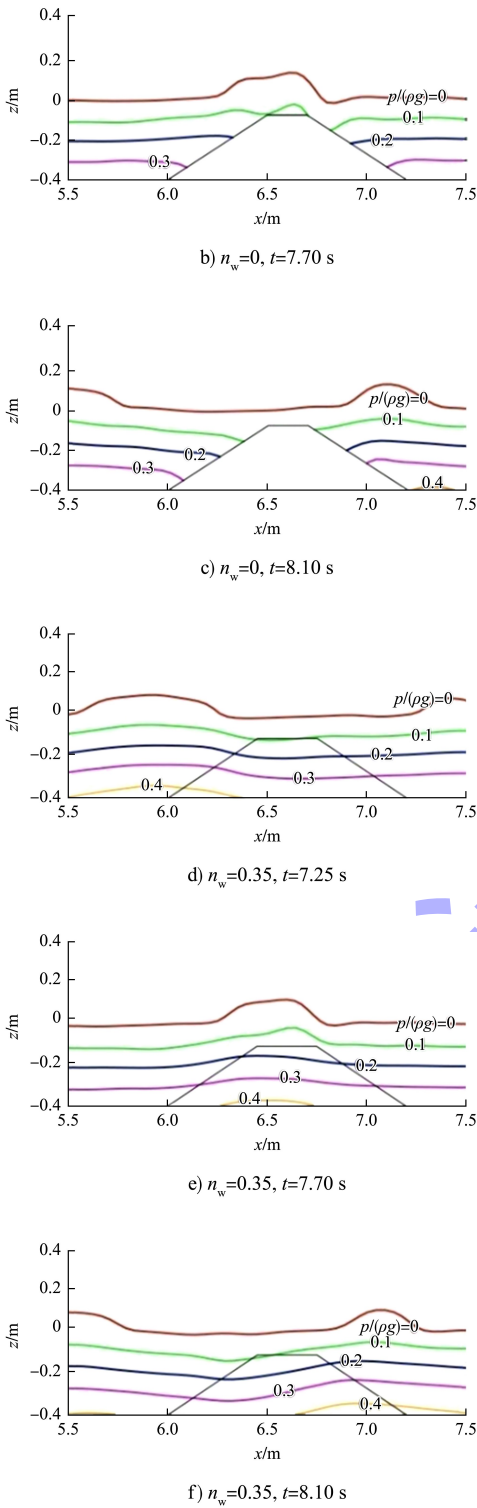
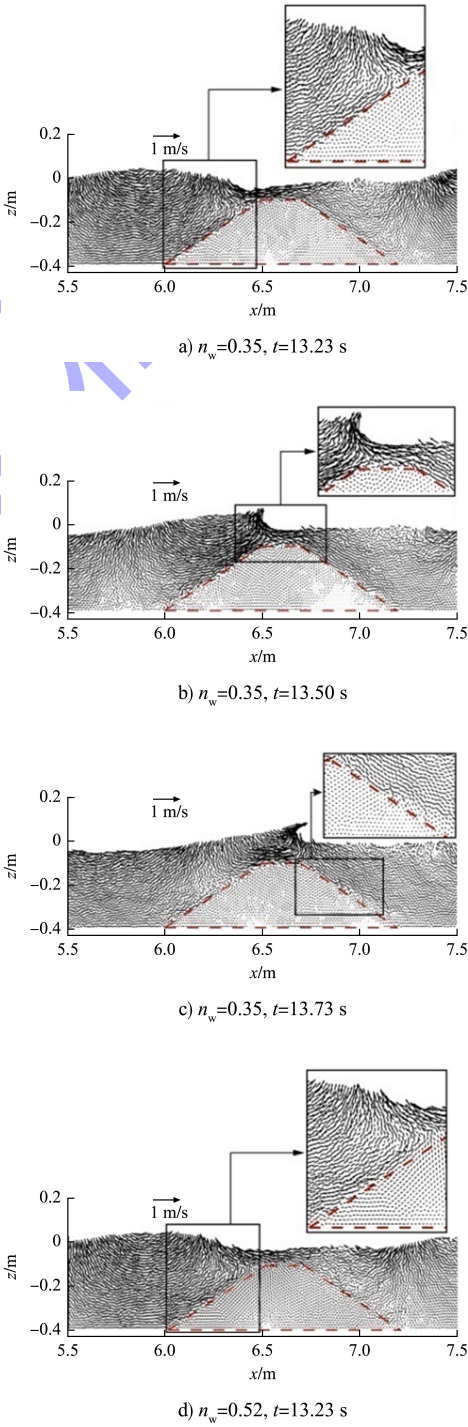


图 8 不同孔隙率下抛石潜堤附近压力场模拟结果对比

针对工况 2 和 3 的计算条件，得到不同孔隙率($n_w=0.35$ 、 $n_w=0.52$)潜堤附近流速分布的计算结果对比见图 9。从计算结果可见，由于潜堤块体骨架的阻力作用，潜堤内部的流速明显小于外部

流速，且孔隙率的减小会使得潜堤内外流速差增大，这与实际情况定性吻合；此外，流-固界面处潜堤内外流速分布均匀连续；同时，由图 9c) 可以看出，在 $t=13.73$ s 时刻，由于受到波浪破碎的影响，堤顶上方的速度场是不连续的，而且存在水体的向外飞溅。表明模型可以给出渗流流速分布的合理结果。



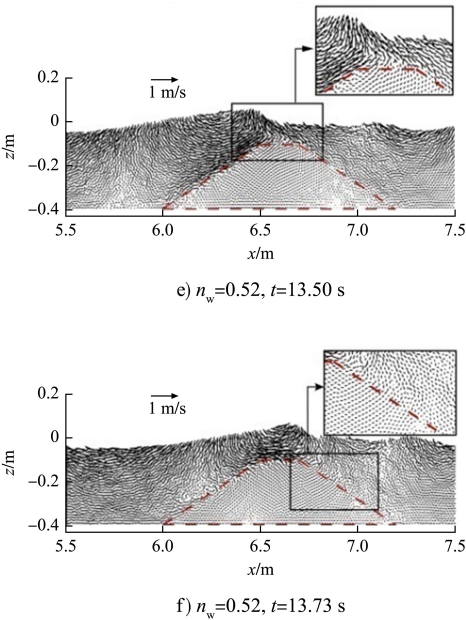


图 9 不同孔隙率下抛石潜堤附近流速场分布模拟结果对比

由于波浪水体破碎以及抛石潜堤内块石骨架的阻水作用, 波浪与抛石潜堤相互作用过程中潜堤内外水流存在显著的紊流特性。无量纲紊流涡量黏度(ν_t/ν)的值可以定量描述潜堤附近的能量耗散情况, 若无量纲紊流涡量黏度的值越大, 则表示能量耗散就越大。据此, 采用无量纲紊流涡量黏度(ν_t/ν)对波浪与抛石潜堤作用过程中潜堤周围紊流能量耗散进行了模拟分析。针对工况 2 和 4 的计算条件, 对不同波高($H=10\text{ cm}$ 、 $H=8\text{ cm}$)作用下抛石潜堤附近无量纲紊流涡量黏度 ν_t/ν 值的计算结果见图 10。可以看出, 波浪作用下抛石潜堤附近无量纲紊流涡量黏度的较大值主要分布在迎水坡的流-固界面交界处和堤顶上方波浪破碎区。波高值的增加会引起波浪越过潜堤后在堤顶上方无量纲紊流涡量黏度值增大, 表明波高越大堤顶上方流体的紊动性越强, 此计算结果在定性上是合理的。

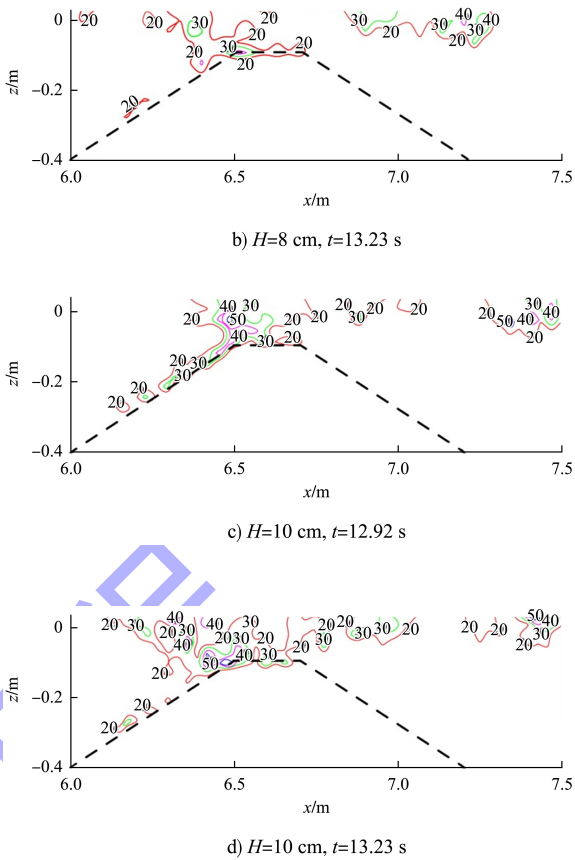
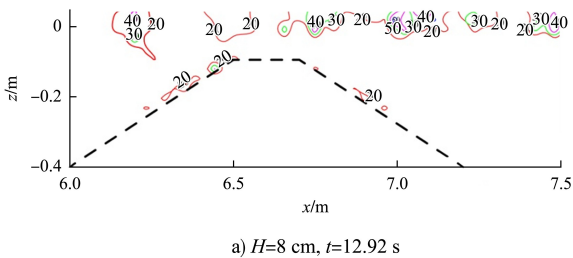


图 10 抛石潜堤附近紊流涡量黏度 ν_t/ν 分布

4 结语

- 1) 溃坝溢流在多孔坝体内传播问题的模拟结果表明: 模型得到的不同时刻多孔坝体附近自由水面空间分布与试验结果基本吻合, 变化趋势一致, 证明本文建立的 MPS 法紊流渗流数值计算模型可以很好地再现非恒定渗流问题。此外, 通过对比有无紊流效应的模型模拟结果发现, 在溃坝渗流问题中考虑紊流效应是非常必要的。
- 2) 波浪在抛石潜堤上传播变形的数值模拟结果表明: 模型得到的波面形态与实测结果吻合较好; 潜堤内外压力分布均匀、无明显的数值压力振荡, 证明本模型可以用于模拟具有复杂流-固渗流界面和大自由表面变形的非线性渗流问题。此外, 在规则波作用下抛石潜堤的主要耗能区域在抛石潜堤上方波浪破碎区以及潜堤迎水坡流-固界面交界处。

参考文献：

[1] DARCY H. Les fontaines publiques de la ville de dijón: exposition et application des principes a suivre et des formules a employer dans les questions de distribution d'eau[M].Paris: Victor Dalmont, 1856.

[2] FORCHHEIMER P. Wasserbewegung durch boden[J]. Ocean engineering, 1901, 45: 1782-1788.

[3] SOLLITT C K, CROSS R H. Wave transmission through permeable breakwaters [J]. Coastal engineering, 1972, 2(1): 1827-1846.

[4] LIU P L, LIN P Z, CHANG K A, et al. Numerical modeling of wave interaction with porous structures [J]. Journal of waterway port coastal and ocean engineering, 1999, 125(6): 322-330.

[5] GENT V. Porous flow through rubble-mound material[J]. Journal of waterway port coastal and ocean engineering, 1995, 121(3): 176-181.

[6] 刘同利.波浪作用下堆石防波堤内流体运动分析与研究[D].天津: 天津大学, 1995.

[7] SHAO S D, LO E Y. Incompressible SPH method for simulating Newtonian and non-Newtonian flows with a free surface[J]. Advances in water resources, 2003, 26(7): 787-800.

[8] ABBAS K, HITOSHI G, YUMA S, et al. Development of a projection-based SPH method for numerical wave flume with porous media of variable porosity[J]. Coastal engineering, 2018, 140: 1-22.

[9] DREW D A. Mathematical modeling of two-phase flow[J]. Annual review of fluid mechanics, 1983, 15(1): 261-291.

[10] WANG L Z, JIANG Q, ZHANG C K. Improvement of moving particle semi-implicit method for simulation of progressive water waves[J]. International journal for numerical methods in fluids, 2017, 85(2): 69-89.

[11] WANG L Z, JIANG Q, ZHANG C K. Numerical study on solitary wave behaviors upon vertical sea walls with an improved MPS method [C]//International Society of Offshore and Polar Engineers. Proceedings of the 26th International Ocean and Polar Engineering Conference. Cupertino: ISOPE, 2016: 1166-1173.

[12] GOTOH H, SHIBAHARA T, SAKAI T. Sub-particle-scale turbulence model for the MPS method-Lagrangian flow model for hydraulic engineering[J]. Computational fluid dynamics journal, 2001, 9(4): 339-347.

[13] PENG C, XU G F, WU W, et al. Multiphase SPH modeling of free surface flow in porous media with variable porosity [J]. Computers and geotechnics, 2017, 81: 239-248.

[14] KOSHIZUKA S, OKA Y. Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid [J]. Nuclear science & engineering, 1996, 123(3): 421-434.

[15] KHAYYER A, GOTOH H. Modified moving particle semi-implicit methods for the prediction of 2D wave impact pressure[J]. Coastal engineering, 2009, 56(4): 419-440.

[16] AKBARI H. Modified moving particle method for modeling wave interaction with multi layered porous structures[J]. Coastal engineering, 2014, 89: 1-19.

[17] 温鸿杰.非线性波浪与可渗结构相互作用的 SPH 模型[D].大连: 大连理工大学, 2016.

[18] AKBARI H, NAMIN M M. Moving particle method for modeling wave interaction with porous structures [J]. Coastal engineering, 2013, 74(2): 59-73.

(本文编辑 王璁)

征 订 通 知

2021 年《水运工程》杂志征订工作已经开始，请登录《水运工程》杂志社官方网站 www.sygcc.com.cn 首页下载中心下载“2021 年《水运工程》征订通知单”，有关要求和反馈信息一应俱全。