波浪作用下抛石基床上沉箱稳定性的SPH模拟

王野¹, 温鸿杰², 余锡平^{1,3*}

1. 清华大学水利水电工程系, 北京 100084;

2. 华南理工大学土木与交通学院, 广州 510641;

3. 南方科技大学海洋科学与工程系, 深圳 518055

* 联系人, E-mail: yuxiping@mail.tsinghua.edu.cn

2021-09-01 收稿, 2021-11-16 修回, 2021-11-16 接受, 2021-11-17 网络版发表

国家重点研发计划(2018YFC0407506)资助

摘要 波浪作用下抛石基床上沉箱式防波堤的动力响应是一种典型的波浪-可渗介质-实体结构物相互作用问题, 涉及强非线性自由液面的捕捉、可渗介质内渗流流动的数学描述以及渗流场与实体结构物间接触力的精确模拟等问题. 本文基于已建立的光滑粒子流体动力学(smoothed particle hydrodynamics, SPH)渗流模型, 通过合理模拟可渗介质顶面对实体结构物的支撑力和摩擦力, 构造可渗介质结构与上部实体结构间的接触滑动边界条件, 建立了波浪-可渗介质-实体结构物三者相互作用的SPH数学模型. 与相应的物理模型试验数据和其他数值试验结果对比显示, 所建数学模型能够合理预测抛石基床上沉箱结构所受的水平波浪力和垂直浮托力以及结构本身的运动特征.

关键词 SPH模型, 波浪, 抛石基床, 沉箱结构

直立式防波堤是一种常见的近岸防护结构, 主要由抛石基床与坐床放置的混凝土巨型块体或钢筋混凝土沉箱组成. 块体或沉箱等实体结构的错动与倾斜, 一般被认为是直立式防波堤发生破坏的关键标志. 明确波浪作用下可渗基床上部实体结构的受力和运动响应特征, 可为近海堤防工程的设计、建造和安全运营提供技术支撑.

在充分总结工程经验的基础上, 近年来学者们提出了一系列的简化数学模型, 用于求解可渗基床上直立式防波堤的运动特征^[1]. 这类模型一般忽略上部实体结构自身的变形, 通过经验公式来近似实体结构与下部可渗基床间的接触与摩擦作用, 并将波浪荷载作为外部输入条件, 求解刚体运动方程, 进而获得实体结构的运动响应^[2,3]. 为了率定上述数学模型引入的阻尼系数和劲度系数等经验参数, 目前学者们已开展了大

量的物理模型试验研究^[2~4], 获得了丰富的校核试验数据.

直立式防波堤在波浪作用下的动力响应, 可以归结为波浪、可渗介质和实体结构物三者间的相互作用问题. 精确描述自由液面的演化、可渗介质内的渗流流动以及可渗介质与实体结构物间的接触力, 是准确模拟三者间复杂相互作用的前提. Elsafti和Oumeraci^[5]提出了计算流体动力学和计算结构动力学(computational fluid dynamics-computational structural dynamics, CFD-CSD)耦合模型, 将沉箱结构耦合到流体计算域中, 开展了波浪与直立堤间的相互作用研究, 分析了可渗基床的弹性变形对孔隙水压力和接触界面处压力空间分布的影响. Cozzuto等人^[6]采用与Elsafti和Oumeraci^[5]类似的研究思路, 使用有限单元法(finite element method, FEM)计算基床内外的流体运动, 根据沉箱边界节

引用格式: 王野, 温鸿杰, 余锡平. 波浪作用下抛石基床上沉箱稳定性的SPH模拟. 科学通报, 2021, 66: 4700–4708

Wang Y, Wen H J, Yu X P. SPH modeling of caisson stability on rubble-mound foundation under wave action (in Chinese). Chin Sci Bull, 2021, 66: 4700–4708, doi: 10.1360/TB-2021-0914

点上的荷载信息计算沉箱结构的位移, 分析了入射波高、基床透水性等对沉箱受力和运动响应特征的影响。

对于有自由表面的流体运动问题, 基于欧拉网格的数值方法多需要引入流体体积法(volume of fluid, VOF)等算法, 用于捕捉自由液面的演化过程。然而, 当自由表面变形较大或者出现液滴飞溅、分离等非连续现象时, 该类方法可能因网格畸变导致计算中断。光滑粒子流体动力学(smooth particle hydrodynamics, SPH)方法作为一种基于拉格朗日观点的无网格方法, 其独特的拉格朗日与无网格特性, 在处理涉及大变形自由表面流动问题时具有很大的优势; 而且在模拟流固耦合运动与接触问题时, 无需对界面做特别处理, 即可满足不同介质间的物面边界条件^[7-10]。

Iwamoto等人^[11]通过采用SPH方法模拟流体运动, 引入离散元方法(discrete element method, DEM)描述可渗介质变形和结构运动, 建立了SPH-DEM耦合数学模型, 模拟了海啸波冲击作用下沉箱式直立堤的滑移破坏与基床冲刷变形过程。Rogers等人^[12]将基床近似为不透水结构, 仅考虑基床与沉箱间的接触作用, 忽略基床内渗流的顶托影响, 开展了不透水基床上沉箱结构的运动响应研究。近年来, 多个研究团队^[13,14]基于物质点法(material point method, MPM)和SPH等方法先后提出了多个渗流模型, 用于描述可渗结构附近的波浪变形和结构内的渗流流速分布规律。在上述渗流模型基础上, Akbari和Taherkhani^[15]将基床结构近似为多孔介质, 建立了波浪与直立式防波堤相互作用的SPH渗流模型, 讨论了可渗基床上沉箱结构受到的流体作用力和沉箱结构的运动响应, 但该模型仅关注了沉箱沿基床接触面方向的滑移运动, 忽略了沉箱的摇摆运动。

目前, 在采用SPH方法模拟波浪与近海结构物相互作用的相关研究中, 多将结构物按空间位置固定处理, 忽略结构的运动响应, 主要关注点也多聚焦于波浪变形、结构受力以及结构附近速度场和压力场的变化规律等信息^[16-18], 对结构物的运动响应及失稳状态判断研究相对较少^[12,15]。本文基于现有研究成果, 采用SPH渗流模型, 考虑基床内渗流作用, 在可渗介质区域顶面构造接触滑动界面, 模拟透水基床-沉箱结构间的支持与摩擦作用, 建立了波浪-可渗介质-实体结构物的相互作用数学模型。以Wang等人^[4]的直立式防波堤物理模型试验作为模拟案例, 验证了波浪作用下沉箱结构的受力特征, 以及沉箱结构的滑移和摇摆运动响应规律。

1 SPH渗流模型

1.1 控制方程

可渗介质内的渗流运动采用Ren等人^[19]推导的SPH渗流控制方程组来描述。该方程组由连续方程、动量方程、运动方程和状态方程组成:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_i}{dt} = & \rho_i \sum_j \left(\frac{\mathbf{v}_i}{n_{w,i}} - \frac{\mathbf{v}_j}{n_{w,j}} \right) \cdot \nabla_i W_{ij} \frac{m_j}{\rho_j} \\ & + 2\delta h_0 c_0 \sum_j \left[\rho_0 \left(\frac{p_j + \rho_j \mathbf{g} \cdot \mathbf{r}_{ij}}{B} + 1 \right)^{\frac{1}{7}} - \rho_{f,i} \right] \\ & \times \frac{\mathbf{r}_{ji} \cdot \nabla_i W_{ij} m_j}{\mathbf{r}_{ji}^2 \rho_j}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = & -n_{w,i} \sum_j m_j \frac{p_j + p_i}{\rho_j \rho_i} \nabla_i W_{ij} \\ & + \sum_j m_j \frac{(\boldsymbol{\tau}_{\text{tot},i} + \boldsymbol{\tau}_{\text{tot},j})}{\rho_i \rho_j} \cdot \nabla_i W_{ij} - \alpha \frac{v(1-n_w)^2}{n_{w,i}^3 d_{50}^2} \mathbf{v}_i \\ & - \beta \frac{1-n_w}{n_{w,i}^3 d_{50}} |\mathbf{v}_i| \mathbf{v}_i + \mathbf{g} n_{w,i}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \mathbf{v}_{f,i}, \quad (3)$$

$$p_i = \frac{\rho_0 c_0^2 (1-n_{w,i}) \rho_0 + n_{w,i} \rho_f}{7} \left[\left(\frac{(1-n_{w,i}) \rho_0 + \rho_i}{\rho_0} \right)^7 - 1 \right], \quad (4)$$

其中, 角标*i, j*为流体粒子编号; $\rho_i = n_w \rho_{f,i}$ 为流体粒子表观密度, n_w 为介质孔隙率, $\rho_{f,i}$ 为粒子真实密度; $\mathbf{g}$ 为重力加速度; p 为流场压强; $\mathbf{r}$ 为流体粒子瞬时位置; $\mathbf{v}$ 为粒子达西流速, 相应地, $\mathbf{v}_f = \mathbf{v}/n_w$ 为流体粒子真实流速; ν 为流体运动黏度系数; d_{50} 为介质中值粒径; c_0 为初始声速; W 为正则化的核函数^[15]; α, β 分别为线性项系数和非线性项系数, 本文参照Ergun^[20]的建议, 取 $\alpha=150, \beta=1.75$; $\boldsymbol{\tau}_{\text{tot}}$ 代表流体切应力, 包含黏性应力与紊动切应力两个部分, 本文采用亚粒子应力(sub-particle-scale, SPS)模型模化紊动切应力, 具体方法可见文献^[19]。

微可压缩SPH(weakly compressible SPH, WSPH)方法通过状态方程来求取流场压力, 实现速度-压力解耦。考虑可渗介质骨架对流体压缩性的影响, 本文采用Shi等人^[21]提出的改进形式状态方程, 如方程(4)所示, 其中 $\rho_0=1000 \text{ kg/m}^3$ 为粒子初始密度。为解决WSPH方法的压力场振荡现象, 在连续性方程(1)中加入密度

耗散项(等号右侧最后一项), 其中 h_0 为支持域光滑长度, δ 为耗散系数, 本文中取 $\delta=0.1$ ^[22].

1.2 边界条件与可渗介质的处理方法

本文采用动力边界条件^[23]来模拟计算域的固壁边界、造波板边界与沉箱结构边界, 引入Ren等人^[19]提出的边界压力修正算法, 提高边界附近流体粒子压强的稳定性. 造波边界粒子与固壁粒子布置方式相同, 造波板粒子各时刻的运动信号由试验所需的波高和周期推算得到^[24]. 对于推式造波, 波高与造波板冲程间的传递函数关系可表示为

$$H_{\infty} = \frac{4\sinh^2(k_0 h)}{2k_0 h + \sinh(2k_0 h)} S, \quad (5)$$

其中, H_{∞} 为远场解行波波高, S 为造波板冲程, k_0 为浅水波波数, h 为水深. 规则波下造波板在平衡位置两侧做往复运动, t 时刻位移 $x(t)$ 与水平平动速度 $v(t)$ 按正弦函数表达:

$$x(t) = \frac{S}{2} \sin(\omega t + \varphi_0), \quad (6)$$

$$v(t) = \frac{S}{2} \omega \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (7)$$

其中, ω 为圆频率, $\varphi_0=0$ 为初相位. 值得说明的是, 为了与下文用于模型验证的物理模型试验数据进行对比, 在目前的数值模型中, 没有引入主动消波技术来消除二次反射波的影响.

与纯流体流动模拟不同, 渗流模拟需要在计算域中定义可渗介质的空间分布, 并对内部的流体施加渗流阻力, 同时在介质界面上要满足介质内外流体的动力耦合条件. SPH方法下, 多通过设置携带孔隙率信息的背景网格刻画可渗介质区域^[17,19,25], 如图1所示. 模拟

图1 (网络版彩色)可渗介质与自由流动区域间的过渡区设置
Figure 1 (Color online) Transition zone along the interface between the porous media and the free flow region

过程中, 对介质外部和内部的网格点分别赋值为1和 n_w . 流体粒子在背景网格中运动时, 每时间步内将统计粒子周围的网格孔隙率, 加权平均得到粒子此时的孔隙率, 进而计算相应的渗流阻力. 本文中, 背景网格点采取正交均匀分布, 网格点间距取0.5倍的流体粒子初始间距^[17]. 粒子孔隙率的采样范围为一圆形区域, 圆域半径取1倍光滑长度^[26].

1.3 模型求解

本模型采用预测-校正规式^[27]作为时间积分格式, 更新每时间步后的粒子物理量. 由于控制方程的拉格朗日特性, 每时间步结束后, 还需要根据粒子位置更新粒子的孔隙率信息. 此外, 显式求解对时间步长的选取有一定要求, 即需要库朗-弗雷德里希-莱维(Courant-Friedrichs-Lewy, CFL)条件^[28]. 本文采用Monaghan和Kos^[28]提出的可变时间步长的表达式, 考虑黏性耗散和粒子受力, 改进动力系统在强冲击作用下的计算稳定性. 时间步长表达如下:

$$\Delta t = \text{CFL} \cdot \min(\Delta t_c, \Delta t_f), \quad (8)$$

$$\Delta t_c = \min \left[h_i \left(c_i + \max \left| \frac{h_i \mathbf{u}_{ij} \cdot \mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}^2} \right| \right)^{-1} \right], \quad (9)$$

$$\Delta t_f = \min_i \sqrt{\frac{h_i}{|f_i|}}, \quad (10)$$

其中, 角标 i, j 代表粒子编号, f 为粒子加速度, 系数CFL为Courant数, 本文中取0.2.

2 刚体运动模型

忽略作用力引起的结构形变, 本文将可渗介质上的实体结构物简化为均质刚体. SPH方法框架下, 刚体的运动模拟可按如下方法实现: 将刚体固壁粒子上的作用力 F_i 求矢量和, 结合各粒子与刚体质心间的向径 $\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_c$, 计算刚体运动的合力 $\mathbf{F}$ 与合力矩 $\mathbf{T}$; 由刚体质量 M 和惯性矩 J , 则可计算刚体的加速度 $d\mathbf{v}/dt$ 与角加速度 $d\boldsymbol{\Omega}/dt$. 计算公式如下:

$$\mathbf{F} = \sum_i \mathbf{F}_i, \quad (11)$$

$$\mathbf{T} = \sum_i \mathbf{F}_i \otimes (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_c), \quad (12)$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\mathbf{F}}{M}, \quad (13)$$

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{T}{J}. \quad (14)$$

由上可知,若要准确模拟可渗介质上部实体结构物的运动过程,沉箱受到的各作用力的合理表达,以及结构的滑移启停判断,往往起到关键影响.波浪作用下,上部实体结构受到的作用力主要有流体作用力、可渗介质结构的承托力、可渗介质结构-实体结构物接触面上的摩擦阻力和实体结构自重.

2.1 流体作用力

波浪-实体结构相互作用模拟是典型的流固耦合问题,作用于结构上的流体作用力的正确求解是得到准确模拟结果的关键因素之一.根据牛顿第二定律,流体对结构的作用力与结构固壁对流体的作用力互反,据此可以根据边界附近流体粒子受到的作用力反推固壁边界的流体作用力^[27].结合边界压力修正方法^[19],可提高固壁附近压力的计算精度.

2.2 接触作用的模拟方法

对于直立式防波堤等近海堤防设施,其结构主要由上部实体结构和水下的抛石基床组成.现有可渗介质模型仅能描述渗流阻力,无法反映可渗介质的承载能力.为此,本文利用Monaghan和Kos^[28]提出的排斥力边界条件,在可渗基床与实体结构之间建立接触滑动界面,以模拟抛石基床对上部实体结构的支撑作用和两者接触面上的摩擦作用.

排斥力边界同样由离散粒子组成,对靠近边界的流体粒子施加排斥力,阻止粒子穿越边界.排斥力可表示为

$$\mathbf{f}^\perp = nP(\xi)R(q), \quad (15)$$

其中, $\mathbf{f}^\perp$ 为单位质量的排斥力向量,方向取边界法向; n 为边界单位法向量. $P(\xi)=[1+\cos(\pi\xi/\Delta b)]/2$ 为切向辅助函数,其中 ξ 为粒子向径在边界切向上的投影, Δb 为边界粒子间距,该函数的作用是保证粒子在沿边界切向运动时,受到的排斥作用恒定,以提高数值稳定性. $R(q)=\chi A(1-q)/\sqrt{q}$ 为排斥力函数,其中 $q=\kappa\psi/(2h)$ 为归一化的粒子距离;参数 $A=0.01c_i^2/h_0$, h_0 为光滑长度, c_i 为粒子携带的声速信息; ψ 为粒子距边界的法向距离.为提高滑动面作用力的施加效果,在排斥力函数中加入接触面刚度增强系数组合 χ 和 κ ,其物理意义为增加

单位法向距离变化下的排斥力响应,同时减小排斥力作用范围,使接触更紧密.经测试比较,本文取系数组合 $\chi=40$, $\kappa=4$.

得到了接触界面的法向力,则可以根据刚体的实际运动/静止状态施加相应的摩擦阻力.刚体运动启动与否,决定了接触界面的摩擦力形式.理论上,刚体滑动的启动临界速度应该为0,但考虑到离散形式的数值模型在模拟过程中很难精确捕捉到0值,因此在实际计算过程中使用一个微小值来代替0值.根据Rogers等人^[12]的建议,在本模型中临界速度取为 $\|\mathbf{v}_{t,\text{threshold}}\|/c_0=10000$.记刚体在一个时间步后沿接触面切向的运动速度为 $\|\mathbf{v}_t\|$,与启动临界速度 $\|\mathbf{v}_{t,\text{threshold}}\|$ 比较,判断滑动启动状态,施加相应静摩擦力或动摩擦力.刚体滑动摩擦的施加方法如下式所示:

$$f_{\text{friction}} = \begin{cases} f_{\text{static}} & \|\mathbf{v}_t\| \leq \|\mathbf{v}_{t,\text{threshold}}\| \\ f_{\text{static}} + (\|\mathbf{v}_t\|/\|\mathbf{v}_{t,\text{threshold}}\| - 1)(f_{\text{dynamic}} - f_{\text{static}}) & \|\mathbf{v}_t\| \leq 2\|\mathbf{v}_{t,\text{threshold}}\| \\ f_{\text{dynamic}} & \|\mathbf{v}_t\| > 2\|\mathbf{v}_{t,\text{threshold}}\| \end{cases}. \quad (16)$$

当刚体运动速度小于阈值速度时 ($\|\mathbf{v}_t\| \leq \|\mathbf{v}_{t,\text{threshold}}\|$),判断为静止状态,此时刚体受到静摩擦力 f_{static} 作用,单位质量静摩擦力 f_{static} 由刚体外力沿接触界面切向的分量确定,互为平衡.当刚体运动速度显著超过阈值速度时 ($\|\mathbf{v}_t\| > 2\|\mathbf{v}_{t,\text{threshold}}\|$),判断为滑动状态,此时刚体受到滑动摩擦作用,按库仑摩擦定律计算滑动摩擦 $f_{\text{dynamic}} = \mu f^\perp$, μ 为摩擦系数, $f^\perp$ 为接触界面法向力.对于极限静摩擦力与滑动摩擦之间的过渡状态 ($\mathbf{v}_t \in [\|\mathbf{v}_{t,\text{threshold}}\|, 2\|\mathbf{v}_{t,\text{threshold}}\|]$),通过线性插值求得过渡状态下的摩擦力.

综上所述,与动力边界条件不同,排斥力边界条件由粒子间距决定边界斥力强弱.对于刚体接触面间的静力支持作用,排斥力边界条件能够实现较为稳定的表达,因此非常适合刚体滑动等问题的模拟.本文在代表透水基床的可渗介质区域顶面设置接触滑动界面,代替实际抛石体结构表达施加在刚体上的支持力与摩擦力等接触作用,通过粒子编号控制滑动界面不与流体粒子发生作用.

3 抛石基床上沉箱式直立堤的动力响应

本节采用的物理模型试验数据, 由Wang等人^[4]的沉箱直立堤水槽试验测得. 物理模型试验布置如图2所示, 水槽长度为9.0 m, 深度为0.6 m, 槽内水深0.325 m. 距造波板平衡位置6.0~7.575 m范围内布置结构模型, 模型结构由抛石基床和在其顶面放置的实体沉箱组成, 结构断面尺寸如图3所示. 数值计算域设置如图4所示, 数值模型将抛石基床简化为可渗介质区域(红色虚线

包围区域), 孔隙率 $n_w=0.45$, 中值粒径 $d_{50}=8$ mm; 实体沉箱材料密度 1440 kg/m^3 , 质心与几何中心重合. 入射波浪周期 $T=1.3$ s, 波高 $H=0.167$ m; 可渗介质区域顶面设置为接触滑动边界(图4中品红色圆点), 用于在基床和沉箱结构的接触面上施加支持力和摩擦力, 界面摩擦系数 $\mu=0.5$; 粒子初始间距 $dx=0.015$ m, 声速 $c_0=25$ m/s, 光滑长度 h_0 取1.2倍粒子初始间距, 模拟时间取10个波周期(13 s).

图2 沉箱式防波堤物理模型试验布置(单位: m)

Figure 2 Setup of the physical model for the caisson breakwater (unit: m)

图3 沉箱式防波堤断面结构(单位: m)

Figure 3 Sectional structure of the caisson breakwater (unit: m)

图4 沉箱式防波堤数学模型布置(单位: m)

Figure 4 Setup of the numerical model for the caisson breakwater (unit: m)

取波浪作用的代表时间段 $t=7.3\sim 8.6$ s, 输出一个波浪作用周期内各典型时刻的流体粒子分布与压强分布, 如图5所示, 可以观察到波峰上涌、冲击沉箱壁面至作用结束水体下撤的完整过程。当流体粒子由自由区域进入可渗介质区域时, 由于孔隙率变小, 流体粒子的表征密度减小, 而流体粒子的质量保持恒定, 因此其体积

变大, 表现为粒子之间的间距变大。反之, 当流体粒子由可渗介质区域进入自由区域时, 粒子间的间距变小。从图5可以观察到沉箱前后趾位置附近的基床内出现了流体粒子的局部疏密分布, 说明波浪作用下部分流体粒子进入或离开了可渗介质区域, 间接表示基床内外水体发生了交换。

图5 代表时刻流体粒子与压强分布

Figure 5 Distributions of fluid particles and their pressure at the typical moments

将沉箱固壁粒子受到的来自流体粒子的作用力求向量和, 得到沉箱所受流体作用力的水平分量和竖向分量, 并分别与Wang等人^[4]的试验数据相对比. 水平波浪力模拟结果如图6(a)所示, 竖向浮托力变化过程如图6(b)所示, 对比图中不同粒子分辨率下的沉箱受力可知, $dx=0.015$ m与更细粒子分辨率下($dx=0.01$ m)的模拟结果已较接近, 可以认为此时数值模拟已经收敛, 故下文以 $dx=0.015$ m的模拟结果作为讨论依据. 对比模拟结果与试验数据可以看到, 模拟得到的水平力和浮托力与试验值吻合均较好, 但峰值均比试验值略小. 产生这种差异的主要原因在于: 物理模型试验过程中, 波浪破碎造成了气体卷入, 掺气水体抨击在结构上, 进而产生峰值较大的抨击压力, 但是目前的数值模型没有考虑掺气效应的影响^[12]. 除此之外, 以下因素也可能是导致数值计算得到的波浪力与试验值偏离的原因: (1) 目前本模型在处理数值边界时引入了经验参数, 经验系数的选取对计算沉箱所受波浪力的计算精度会有不同程度的影响; (2) 波浪在直墙前破碎产生的破波压力本身就具有一定的随机性.

将沉箱位移模拟结果与Wang等人^[4]的试验数据及现有文献中的数值模拟结果^[8,11]相比较, 如图7所示. 经对比发现, 本文模拟结果与试验数据符合较好, 本文所建的数值模型对于沉箱在波浪作用下的失稳错动与不完全弹性复位均有较为细致的反映. 相比之下, 由于未考虑基床内渗流的顶托和基床-实体结构物间的接触作用, Rogers等人^[12]与Akbari和Taherkhani^[15]使用的数值模型无法合理模拟沉箱的倾斜运动. 综上可说明, 本文将基床以可渗介质简化, 提出使用接触滑动界面来表征其对实体结构的支撑与摩擦作用的算法, 可有效提高数值模型的计算精度.

4 结论

本文借鉴排斥力边界方法原理, 提出了接触滑动界面边界条件, 用于描述可渗介质界面处的支持力、摩擦力等接触作用力, 并结合已建立的SPH渗流模型, 建立了能够精确描述波浪-可渗介质-实体结构物相互作用的SPH数学模型, 研究了可渗基床上沉箱式直立堤的动力响应问题. 与相应的物理模型试验数据对比发现, 本文所建数学模型能够合理地预测沉箱结构所受的水平波浪力、竖向浮托力以及沉箱结构的运动响应. 与其他数值模型对比发现, 本文所建数学模型计算得到的沉箱运动响应更接近于物理模型试验数据. 但不

图6 (网络版彩色)沉箱结构所受的水平波浪力(a)与竖向浮托力(b)变化过程

Figure 6 (Color online) Variation of the horizontal wave force (a) and the vertical lift force (b) acting on the caisson structure

图7 (网络版彩色)沉箱结构的水平位移

Figure 7 (Color online) Horizontal displacement of the caisson structure

可否认的是, 本文预测的沉箱运动响应与物理模型试验数据间仍存在一定偏差, 主要原因在于本文建立的实体结构物与可渗介质界面间的滑动摩擦边界条件, 尚未考虑沉箱趾部的嵌入效应和基床结构的块石间错动等现象引起的接触面变形与应力分布调整的影响.

参考文献

- 1 Goda Y, Takagi H. A reliability design method of caisson breakwaters with optimal wave heights. *Coast Eng J*, 2000, 42: 357–387
- 2 Liu P L F, Lin P, Chang K A, et al. Numerical modeling of wave interaction with porous structures. *J Waterw Port Coast Ocean Eng*, 1999, 125: 322–330
- 3 Sakakiyama T, Kayama M. Numerical simulation of wave breaking and overtopping on wave absorbing revetment. In: *Proceedings of Coastal Engineering*, Japan Society of Civil Engineers, Tokyo, 1997, 44: 741–745
- 4 Wang Y Z, Chen N N, Chi L H. Numerical simulation on joint motion process of various modes of caisson breakwater under wave excitation. *Commun Numer Meth Eng*, 2005, 22: 535–545
- 5 Elsafti H, Oumeraci H. Analysis and classification of stepwise failure of monolithic breakwaters. *Coast Eng*, 2017, 121: 221–239
- 6 Cozzuto G, Dimakopoulos A, De Lataillade T, et al. Simulating oscillatory and sliding displacements of caisson breakwaters using a coupled approach. *J Waterw Port Coast Ocean Eng*, 2019, 145: 04019005
- 7 Wang Z C, Li D M, Li Y Y, et al. Numerical studies on droplet impact to wettable solid boundary based on SPH method (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2017, 62: 2788–2795 [王志超, 李大鸣, 李杨杨, 等. 基于SPH方法的液滴撞击可湿润固壁模拟. 科学通报, 2017, 62: 2788–2795]
- 8 Wen H J, Zhang X, Ren B, et al. Numerical simulation of wave transformation over platform reef using SPH method (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2018, 63: 865–874 [温鸿杰, 张向, 任冰, 等. 规则波在岛礁地形上传播的SPH模拟. 科学通报, 2018, 63: 865–874]
- 9 Zhou G Z, Ge W, Li J H. Theoretical analysis on the applicability of traditional SPH method (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2013, 58: 1414–1421 [周光正, 葛蔚, 李静海. 传统光滑粒子动力学方法的适用性分析. 科学通报, 2013, 58: 1414–1421]
- 10 Wang P P, Zhang A M, Meng Z F. An improved particle shifting algorithm for multiphase flows in SPH method (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2020, 65: 729–739 [王平平, 张阿漫, 孟子飞. 一种改进的适用于多相流SPH模拟的粒子位移修正算法. 科学通报, 2020, 65: 729–739]
- 11 Iwamoto T, Nakase H, Nishiura D, et al. Application of SPH-DEM coupled method to failure simulation of a caisson type composite breakwater during a tsunami. *Soil Dyn Earthq Eng*, 2019, 127: 105806
- 12 Rogers B D, Dalrymple R A, Stansby P K. Simulation of caisson breakwater movement using 2-D SPH. *J Hydraul Res*, 2010, 48: 135–141
- 13 Kazemi E, Tait S, Shao S. SPH-based numerical treatment of the interfacial interaction of flow with porous media. *Int J Numer Meth Fluids*, 2020, 92: 219–245
- 14 Harris L, Liang D, Shao S, et al. MPM simulation of solitary wave run-up on permeable boundaries. *Appl Ocean Res*, 2021, 111: 102602
- 15 Akbari H, Taherkhani A. Numerical study of wave interaction with a composite breakwater located on permeable bed. *Coast Eng*, 2019, 146: 1–13
- 16 Shao S. Incompressible SPH flow model for wave interactions with porous media. *Coast Eng*, 2010, 57: 304–316
- 17 Akbari H, Namin M M. Moving particle method for modeling wave interaction with porous structures. *Coast Eng*, 2013, 74: 59–73
- 18 Akbari H. Modified moving particle method for modeling wave interaction with multi layered porous structures. *Coast Eng*, 2014, 89: 1–19
- 19 Ren B, Wen H, Dong P, et al. Improved SPH simulation of wave motions and turbulent flows through porous media. *Coast Eng*, 2016, 107: 14–27
- 20 Ergun S, Owen J. Determination of size distribution of macropores in porous materials. *Anal Chem*, 1953, 25: 1222–1226
- 21 Shi H, Si P, Dong P, et al. A two-phase SPH model for massive sediment motion in free surface flows. *Adv Water Resour*, 2019, 129: 80–98
- 22 Wen H, Ren B, Yu X. An improved SPH model for turbulent hydrodynamics of a 2D oscillating water chamber. *Ocean Eng*, 2018, 150: 152–166
- 23 Crespo A J C, Gómez-Gesteira M, Dalrymple R A. Boundary conditions generated by dynamic particles in SPH methods. *CMC-Comput Mat Contin*, 2007, 5: 173–184
- 24 Altomare C, Domínguez J M, Crespo A J C, et al. Long-crested wave generation and absorption for SPH-based DualSPHysics model. *Coast Eng*, 2017, 127: 37–54
- 25 Khayyer A, Gotoh H, Shimizu Y, et al. Development of a projection-based SPH method for numerical wave flume with porous media of variable porosity. *Coast Eng*, 2018, 140: 1–22
- 26 Ren B, Wen H, Dong P, et al. Numerical simulation of wave interaction with porous structures using an improved smoothed particle hydrodynamic method. *Coast Eng*, 2014, 88: 88–100
- 27 Ren B, He M, Dong P, et al. Nonlinear simulations of wave-induced motions of a freely floating body using WCSPH method. *Appl Ocean Res*, 2015, 50: 1–12
- 28 Monaghan J J, Kos A. Solitary waves on a cretan beach. *J Waterw Port Coast Ocean Eng*, 1999, 125: 145–155

Summary for “波浪作用下抛石基床上沉箱稳定性的SPH模拟”

SPH modeling of caisson stability on rubble-mound foundation under wave action

Ye Wang¹, Hongjie Wen² & Xiping Yu^{1,3*}¹ Hydraulic Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China;² School of Civil Engineering and Transportation, South China University of Technology, Guangzhou 510641, China;³ Department of Ocean Science and Engineering, Southern University of Science and Technology, Shenzhen 518055, China* Corresponding author, E-mail: yuxiping@mail.tsinghua.edu.cn

The caisson breakwater is the representative protective structure in coastal and offshore zones, which is mainly composed of the reinforced concrete caisson and the rubble-mound foundation. The displacement and inclination of caisson structures are generally considered to be the typical features of the failure of the composite breakwaters. Therefore, understanding the motion response characteristics of caisson structures under wave action is of great importance for the design and the safe operation of caisson breakwaters. The dynamic response of caisson breakwaters under wave action is very complex, due to the interaction between wave-porous media-solid structures. In order to predict the stability of caisson breakwaters numerically, the complex free surface flow and the porous flow in the permeable foundation, as well as the contact interaction between the permeable foundation and the caisson structure should be accurately described. The existing numerical research for wave interaction with caisson breakwaters is usually assumed that the caisson structure is fixed in space, and the main interests focus on the wave deformation, the wave load acting on the caisson structure as well as the velocity and pressure fields in the vicinity of the composite breakwater. Few studies pay attention to the motion response and the instability of caisson structures. In addition, the traditional grid-based numerical models are commonly introduced to model wave interaction with the composite caisson breakwaters. These models, although powerful, may have difficulty dealing with extremely large deformation problems and usually also require an explicit surface capturing scheme. In comparison, the mesh-free smoothed particle hydrodynamics (SPH) method does not require the explicit surface capturing scheme in treating strong nonlinear flows with large free surface deformation and enables the easy modeling of coastal structures with complex geometrical boundaries.

In this paper, based on the previously established SPH porous flow model, a contact interface boundary condition is developed between the permeable foundation and the upper caisson structure by modeling the supporting force and the sliding friction force at the interface boundary, and a new SPH model is established to study the caisson stability on the permeable foundation under wave action. Compared with the corresponding experimental data, it is found that the developed SPH model can reasonably predict the horizontal wave load, the vertical lift force acting on the caisson structure, and the motion response of the caisson structure. Compared with the other numerical model, it is found that the motion responses of the caisson structure predicted by the present SPH model have a better agreement with the experimental data. All the results indicate that the developed SPH model can be used as a robust tool to predict the stability of caisson breakwaters. However, it is undeniable that the predicted motion response of the caisson structure still deviates from the corresponding experimental data slightly. The main reason is that the contact interface boundary condition between the caisson structure and the permeable foundation ignores the deformation of the contact surface and the adjustment of the stress distribution, which is caused by the embedded effect of the caisson toe and the stone dislocation of the rubble-mound foundation.

SPH method, wave, rubble-mound foundation, caisson structuredoi: [10.1360/TB-2021-0914](https://doi.org/10.1360/TB-2021-0914)