规则波在岛礁地形上传播的 SPH 模拟

温鸿杰¹, 张向², 任冰^{2*}, 王永学²

1. 清华大学水沙科学与水利水电工程国家重点实验室, 北京 100062;

2. 大连理工大学海岸和近海工程国家重点实验室, 大连 116024

* 联系人, E-mail: bren@dlut.edu.cn

2017-10-31 收稿, 2018-02-05 修回, 2018-02-07 接受, 2018-03-23 网络版发表

海岸和近海工程国家重点实验室开放基金(LP1721)和国家自然科学基金(51679032)资助

摘要 结合周期性边界条件、水流循环技术以及动量源造波方法, 本文建立了一个基于光滑粒子流体动力学(smoothed particle hydrodynamic, SPH)方法的二维无反射数值波浪水槽, 模拟了波浪在深海台礁上的传播变形过程, 分析了该地形上波高和增水的沿程变化, 并与物理模型试验结果进行了对比. 结果表明, 该数值模型可以较准确地模拟深海台礁上的波浪破碎和增水过程以及礁坪上波高和波浪增水的空间分布特征; 在水槽左右两侧采用周期性边界条件和预留水流循环通道, 能够有效解决竖向二维数值模型中由于礁坪上波生流引起的潟湖内水面的非物理性雍高及进而导致的礁坪上增水偏大的问题.

关键词 深海台礁, 波浪破碎, 波浪增水, SPH, 周期性边界

深海岛礁的礁面非常陡峭, 水深一般从礁底处的几千米急剧变化到礁缘上的几米. 波浪沿礁面发生浅水变形并在礁缘或礁坪上破碎, 进而在礁坪上产生波浪增水、波生流及次重力波等现象. 深海岛礁地貌特征的不同将导致其水动力特性与大陆沿岸缓坡地形上的岸礁有明显的差异. 此外, 由波浪破碎产生的波生流对于礁坪上泥沙运动、养分输移和生物栖息也有很大的影响. 因此, 掌握深海岛礁相关的水动力特性, 对岛礁后续的开发和保护均具有重要的指导意义.

岛礁水动力学问题研究始于20世纪50年代在太平洋珊瑚礁上开展的一系列现场观测^[1-3]和随后相继对珊瑚礁原型进行简化而开展的众多物理模型试验^[4,5]. 而作为现场观测和物理模型试验研究方法的补充和扩展, 针对珊瑚岛礁水动力学问题的理论分析和数值方法也在同步开展.

在理论分析方面, 通过假设波浪增水相对于礁

坪上水深很小、波浪破碎因子为常数以及礁坪底部摩擦力为水流速度的线性函数, Symonds等人^[6]基于辐射应力理论给出了概化珊瑚礁坪上的一个波浪增水高度和波生流强度的解析解. Hearn^[7]则通过在不同区域定义不同的波浪破碎因子取值、仅考虑礁坪底部的摩擦力影响, 推导出了一个不同于Symonds等人^[6]形式的解析解. Gourlay和Colleter^[8]则在上述研究的基础上提出了一个全新的解析解, 以克服Symonds等人^[6]和Hearn^[7]的解析解在陡坡地形以及低潮位时礁坪上水深近似为0的情况下无法给出合理预测结果的缺陷.

在数值方法方面, 几种简化的水波模型首先被用于预测礁坪上水位和波生流的空间分布. Massel和Gourlay^[9]采用缓坡方程和辐射应力理论迭代求解礁坪上波浪增水高度和波生流强度. Skotner和Apelt^[10]首先采用Boussinesq方程模拟了淹没礁坪上的波浪增水问题, 其中波浪破碎耗散采用Schäffer等

引用格式: 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

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, doi: 10.1360/N972017-01138

人^[11]基于表面水滚概念提出的计算模式. Nwogu和Demirbilek^[12]则验证了Boussinesq方程模拟波浪破碎后锁相波被释放生成自由次重力波的能力. Roeber和Cheung^[13]使用基于激波捕捉形式的Boussinesq方程模拟了孤立波在岛礁地形上的传播演变规律. Yao等人^[14,15]使用Boussinesq方程研究了在礁坪上开挖凹槽前后的波浪传播特性. 在上述简化的水波模型中, 波浪破碎的模拟是通过参数化的破波模式来实现的, 对于波浪在陡坡前的急剧翻卷破碎过程无能为力. 且鉴于对地形坡角及波浪非线性、频散性等方面严苛的限制, 各简化水波模型所模拟的礁体斜坡一般较缓, 相对波高和礁体前相对水深均不能过大, 且数值结果存在不同程度地低估礁坪上波浪增水高度的问题^[16].

数值模拟岛礁水动力学问题涉及波浪在复杂地貌上翻卷、破碎等难题, 使用传统基于网格划分的数值方法则需要借助于诸如MAC方法、VOF方法或Level Set等界面追踪技术来确定大变形的自由表面以及自适应网格技术来处理结构物的复杂物面边界, 在计算过程中需要不断使用网格重构技术以避免网格畸变导致计算中断. 作为无网格粒子法的光滑粒子流体动力学(smoothed particle hydrodynamic, SPH)方法, 由于其拉格朗日特性和自适应性, 相对于传统的基于网格划分的N-S模型, SPH方法在处理波浪在复杂地貌上变形、破碎等问题时具有很大的优势. 近年来该方法在计算精度和计算效率等方面均有了很大的改进, 目前已被多位学者用于研究流体机理以及波浪与各式结构物相互作用的问题之中^[17-19], 逐渐成为一种相对成熟、稳定的数值预测工具.

在实际问题中, 波浪破碎将在台礁礁顶形成垂直于礁坪的波生流, 部分水体将由外海经由礁坪流进礁坪后方的潟湖, 随后再由潟湖的潮汐通道重新流入外海, 实现潟湖与外海水体的自由交换. 然而使用传统竖向二维SPH数值水槽模拟波浪在礁坪上的变形时, 由礁坪流入潟湖的水体无法回流到外海, 当进行长时间数值模拟时, 这将导致外海区域平均水位不断下降、潟湖及礁坪后方区域平均水位持续雍高等非物理现象.

本文建立了一个能够准确描述波浪在深海台礁上破碎及波浪增水过程的SPH数值模型. 在该模型中, 数值水槽左右两侧边界采用周期性边界条件代替传统使用的固壁边界条件, 并在水槽两端消波层

下方预留水流通道, 以克服潟湖内水体无法回流进外海而导致的礁坪上增水偏大问题. 本模型中台礁地貌的概化模型由坡度为1:1的斜坡和高度为1.8 m的水平礁坪组成. 最后结合对应的物理模型试验, 分别研究了不同水位情况下, 礁坪上波浪破碎过程以及波高衰减、波浪增水的空间分布.

1 SPH数学模型

1.1 控制方程

将水体看作是微可压缩流体, 采用大涡模拟方程来描述流体的运动

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u} + \psi, \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \mathbf{g} + (\nu + \nu_t) \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{s}^{\text{mon}}, \quad (2)$$

其中, $\mathbf{u}$, P , ρ 分别为过滤后的速度矢量、流体压力以及流体密度; $\mathbf{g}$ 为重力加速度; ν 和 ν_t 分别为分子黏性系数($10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$)和湍流黏性系数; $\mathbf{s}^{\text{mon}}$ 为产生所需波浪的动量源项; $\psi = \gamma h c_0 \nabla^2 \rho$ 为额外的耗散项, 用于缓解非物理性数值振荡, 该耗散项只起到光滑流体压力的作用而不影响流体的全局性演变; h 和 c_0 分别代表光滑长度和参考声速; γ 为控制数值耗散强度的自由参数, 本模型中取为0.1; 湍流黏性系数 ν_t 由Smagorinsky模型^[20]确定

$$\nu_t = (C_s dx)^2 |S|, \quad (3)$$

其中, $C_s=0.1$ 为Smagorinsky常数, dx 为粒子间距, $|S| = (2S_{cd}S_{cd})^{1/2}$, $S_{cd} = 0.5(\partial u_c / \partial x_d + \partial u_d / \partial x_c)$, 下标 c 和 d 分别表示空间坐标. 先前涉及波浪破碎问题的研究表明, 包含目前湍流模型的SPH模型, 能够给出比不含任何湍流模型的SPH模型更真实的预测结果^[21,22].

流体压力直接通过状态方程计算得到

$$P = B \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^7 - 1 \right], \quad (4)$$

其中, $\rho_0=1000 \text{ kg/m}^3$ 为水体的参考密度, $B = c_0^2 \rho_0 / 7$. 参考声速 c_0 的值要求至少比最大流体速度大10倍, 以保证流体密度变化率在1%以内^[23].

使用SPH方法, 可将控制方程(1)和(2)离散为以下SPH形式:

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \rho_i \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j) \cdot \nabla_i \tilde{W}_{ij} + \gamma h c_0 \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} \frac{(\rho_{j,f} - \rho_i) \mathbf{r}_{ij} \cdot \nabla_i \tilde{W}_{ij}}{[\mathbf{r}_{ij}^2 + (0.1h)^2]}, \quad (5)$$

$$\frac{d\mathbf{u}_i}{dt} = - \sum_{j=1}^N m_j \left[\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} \right] \nabla_i \tilde{W}_{ij} + \mathbf{g} + \sum_{j=1}^N \frac{4(v + v_i) m_j \mathbf{r}_{ij} \cdot \nabla_i \tilde{W}_{ij} (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j)}{(\rho_i + \rho_j) [\mathbf{r}_{ij}^2 + (0.1h)^2]} + s^{\text{mon}}, \quad (6)$$

其中, N 为支持域内的总粒子数; m_j 和 ρ_j 分别为相邻粒子 j 的质量和密度; $\rho_{j,f}$ 为流体粒子 j 修正后的密度^[24], $\nabla_i \tilde{W}_{ij}$ 为正则化后的核函数梯度^[25], 可分别写为下述形式:

$$\rho_{j,f} = \rho_0 \left(\frac{p_j + \rho_j \mathbf{g} \cdot \mathbf{r}_{ij}}{B} + 1 \right)^{1/7}, \quad (7)$$

$$\nabla_i \tilde{W}_{ij} = \frac{\nabla_i W_{ij}}{\sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \otimes \nabla_i W_{ij}}, \quad (8)$$

其中, $\otimes$ 为张量积符号, $\mathbf{r}_k$ 表示为粒子 k 的空间位置. 方程(7)所示耗散项是在 Antuono 等人^[26]提出的耗散项的基础上改进而来, 在 Antuono 等人的模型中 $\rho_{j,f} = \rho_j$. 本模型对 Antuono 等人的耗散项进行修正的主要原因是克服其在进行长时间的数值模拟时引起的自由液面处流体粒子向上漂移现象.

本模型使用 Wendland^[27]提出的五次函数作为核函数

$$W(r, h) = \frac{7}{4\pi h^2} (1 - q/2)^4 (2q + 1), \quad 0 \leq q \leq 2, \quad (9)$$

其中, $q = r/h$, r 为相邻粒子间的距离.

本文中时间积分采用二阶显式辛算法, 该时间积分算法可以在长时间模拟中保持较高的计算精度. 模型中变时间步长的选取取决于柯朗-弗里德里希斯-列维(Courant-Friedrichs-Lewy, CFL)条件、外力和黏性耗散项^[28].

1.2 边界条件设置

(i) 波浪生成和吸收边界. 本模型采用动量源造波方法结合人工消波层技术来实现数值波浪水槽的无反射造波^[29], 以避免在长时间数值模拟时二次反射波对工作区域的干扰. 对于垂向二维规则波, 方

程(2)中动量源项简化为 $s^{\text{mon}} = (s_x^{\text{mon}}, 0)$, s_x^{mon} 可写为

$$s_x^{\text{mon}} = 2\beta g x e^{-\beta x^2} \frac{D}{\omega} \sin(\omega t), \quad (10)$$

其中 $\beta = 20/w^2$, $w = \delta L$ 为源造波区域的宽度, δ 为确定造波区域宽度的自由调节参数, L 为波长, ω 为波浪频率, 源造波函数振幅 D 为

$$D = \frac{H(\omega^2 - \alpha_1 g k^4 d^3)}{\omega I_1 k [1 - \alpha(kd)^2]}, \quad (11)$$

其中, H 为波高, $I_1 = \sqrt{\pi/\beta} e^{-k^2/(4\beta)}$, k 为波数, d 为初始水深.

$$\alpha = \alpha_1 - 1/3 = \frac{z_a}{d} \left(\frac{z_a}{2d} + 1 \right), \quad (12)$$

其中, $z_a = -0.53d$ 是根据 Nwogu 扩展型 Boussinesq 方程确定的^[30]. 当初始水深大于半倍波长时, 造波区域仅设置在静水面下半波长深度, 以使该造波方式适用于深水情况.

同时在水槽末端设置人工消波层以消除计算过程中无用的波浪. 每个时间步结束时, 流体粒子的速度在消波区域以指数形式衰减, 速度衰减系数可以写为

$$\mu = 1 - c_a \frac{\exp\left[\left(\frac{|x - x_s|}{s_l}\right)^{n_a}\right] - 1}{\exp(1) - 1}, \quad x_s \leq x \leq x_s + s_l, \quad (13)$$

其中, c_a 和 n_a 分别为经验衰减系数, x_s 和 s_l 分别为消波区域的起始位置和宽度. 该指数型速度衰减形式已被广泛地应用于各类网格数值方法中, 研究结果表明该形式的速度衰减方法可以获得很好的消波效果^[31,32]. 通过一系列校正试验, 本文中 $c_a = 0.003$, $n_a = 6$.

(ii) 固壁边界. 如图1所示, 固壁边界离散为两层边界粒子, 这些粒子与流体粒子一样携带质量、密度、压力等物质属性. 计算过程中边界粒子的密度和压力根据连续性方程和状态方程随时间不断更新, 而其位置和速度保持不变. 在每一个时间步结束后, 固壁边界粒子的压力 p_k 最终由下式计算得到^[22]:

$$p'_b = p_b + \rho_b \mathbf{g} \cdot \mathbf{r}_{kb}, \quad (14)$$

$$p_{k,f} = \frac{\sum_{b=1}^N p'_b W(\mathbf{r}_{kb}, h) \Delta v_b}{\sum_{b=1}^N W(\mathbf{r}_{kb}, h) \Delta v_b}, \quad (15)$$

图4 (网络版彩色)物理模型试验示意图(单位: m)

Figure 4 (Color online) Schematic diagram of the physical setup for wave transformation over the platform reef (unit: m)

波浪水槽中开展了相应的物理模型试验. 物理模型试验示意图如图4所示, 水槽长60 m, 宽4 m, 高2.5 m. 水槽后半部采用长度为13.2 m的隔板分割成3 m宽度段和1 m宽度段两部分, 试验工作段位于1 m宽度段内. 这样设置可以起到两个目的: (1) 减缓二次反射波对结构物前工作区的干扰; (2) 潟湖内的水体可以经由3 m宽的水槽回流到礁体前, 避免二维物理模型试验中由于礁坪上强波生流导致的两端水体增减, 进而引起的水位非物理性下降或增高的问题. 模型上方沿水槽布置15个波高测点, 测点G1~G3位于结构物前的深水区, 用于监测波浪在岛礁前的反射信息; 测点G4~G6位于斜坡段, 用于测定波浪在斜坡上浅化变形过程; 测点G7~G15位于水平礁坪段, 用于记录波浪在礁坪上的波高及增水数据. 坐标原点设在岛礁斜坡坡底与水平底边界交汇处, 各波高测点具体位置坐标见表1. 数值水槽中波高测点相对位置与物理模型试验保持一致.

数值试验中, 测试的波浪周期(T)范围为1.0~2.0 s, 波高(H)范围为0.10~0.20 m, 礁坪上淹没水深(h_r)范围为0~0.10 m. 综合考虑计算精度和计算效率, 本文粒子间距设为 $dx=2$ cm, 光滑长度为 $h=1.3dx$, 数值模拟时间设为50 s.

2.2 波面沿程变化

图5为不同测点处波面历时曲线的SPH模拟结果与试验结果的对比图($h_r=0.10$ m, $T=2.0$ s, $H=0.20$ m). 同时为了说明水槽左右两端采用周期性边界和在消波层下端预留水流通道的必要性以及不同宽度的水流循环通道对数值模拟结果的影响, 水槽左右两侧边采用传统固壁边界条件和选取较窄宽度水流通道(0.15 d)的模拟结果在图5中也一并给出. 从图中可以看出, 当水槽左右侧边界采用周期性边界条件和在消波层下端分别预留宽度为0.2 d 及0.15 d 的水流通道时, 使用宽度为0.2 d 的水流通道得到的波面历时能够更好地与试验数据吻合, 说明在目前模型设置中将水流通道宽度设置为0.2 d 时, 该数值模型可以较好地重演波浪在深海台礁上的传播变形过程. 然而在波形的回落阶段, 水流通道宽度为0.2 d 时预测得到的波谷仍然比实测值稍微偏高, 这是因为数值模型中礁坪后方潟湖区域需要保持一个必要的雍水高度, 才能驱使礁坪后方潟湖区域的水体向礁前外海区域自发流动. 但是从计算结果可见, 该雍水高度很小, 对整体计算影响不大.

从采用固壁边界条件数值模型的计算结果和试

表1 各浪高仪位置坐标(单位: m)

Table 1 The abscissas of the wave gauges (unit: m)

编号	G1	G2	G3	G4	G5	G6	G7	G8	G9	G10	G11	G12	G13	G14	G15
坐标	-2.8	-2.4	-1.6	0	0.6	1.2	1.8	2.2	2.6	3.0	3.4	3.8	4.8	6.8	8.8

图5 不同测点处波面历时曲线的SPH结果与试验结果对比($h_r=0.10$ m, $T=2.0$ s, $H=0.20$ m)

Figure 5 Comparisons of the free surface elevations between the experimental data and the SPH results at different wave gauges ($h_r=0.10$ m, $T=2.0$ s, $H=0.20$ m)

验结果对比可以看出, 波浪在到达礁缘前, 计算结果与试验结果吻合较好(G1~G6), 而礁坪上各点(G7~

G15)波面在一段时间后开始出现偏差. 这是由于在物理模型试验中, 当波浪破碎产生增水后, 礁坪上的

增水可以经由水槽3 m宽度段回流到礁体前区域,从而使礁坪上增水达到一定高度后处于稳定状态.而在水槽左右两侧采用传统固壁边界的数值模型中,礁坪上各测点在模拟前期计算结果与试验结果吻合较好,但随模拟的持续进行潟湖内水面逐渐产生非物理性抬高,进而导致礁坪上水位逐渐偏大.通过对比可以看出,在水槽左右两侧采用周期性边界和预留水流循环通道,能够有效解决传统竖向二维数值模型中由于礁坪上波生流引起的上述问题,大大提高了计算精度.

此外,从图5中还可以看出随着水深在礁面逐渐变浅,波浪发生浅水变形,波峰逐渐变尖,波形表现出明显的不对称性(G7),随后波浪在礁缘附近发生破碎.破碎后波高迅速变小,破碎波以段波(bore-like wave)形式继续沿礁坪传播.

图6给出了不同瞬时礁坪上波面的空间变化($h_r=0.10$ m, $T=2.0$ s, $H=0.20$ m).从图中可以看出,礁坪上波浪传播变形的计算结果与物理模型试验结果吻合较好,进一步说明了该数值模型在模拟深海台礁上波浪传播变形的准确性.从该图可以看出, $t=0.0T$ 时,波浪到达礁缘并开始发生破碎; $t=0.25T$ 时,破碎波沿礁坪向前传播,波面前沿出现白色浪花; $t=0.5T$ 时,破碎后的波浪以段波的形式继续沿礁坪传播; $t=0.75T$ 时,在礁缘处出现了轻微的回流现象.

2.3 波高、增水沿程变化

为了研究礁坪上波高和波浪增水沿程变化特性,图7和8分别给出了不同水位时波高和波浪增水的数值结果和相应的试验值的对比.对比结果显示,SPH模型计算结果与试验值总体上吻合较好,说明数值模型能够较为准确地模拟礁坪上波高以及波浪增水的空间分布特征.

如礁坪上波高空间分布图所示(图7),由于陡峭礁面的存在,大部分波能在礁面上反射回外海,反射波与入射波叠加在礁面前形成部分立波.在低水位时波浪在礁缘前破碎,而在高水位时波浪在礁缘后破碎.在破碎带内,波能大量耗散,波高骤减.在破碎带外,破碎停止,重新生成的段波沿礁坪继续向前传播时其波高逐渐衰减.

从礁坪上波浪增水分布图可以看出(图8),波浪传播至礁面时产生轻微的波浪减水,随后波浪破碎产生明显的波浪增水现象.波浪增水高度在破波带内迅速增加,在破波带末端达到最大值,并在破波带外的礁坪上保持大致恒定.另外,数值模拟结果和试验结果均表明,在两种水位条件下,礁坪上最大增水发生在入射波周期为 $T=1.75$ s时,而在Gourlay^[4]的试验中,礁坪上最大增水发生在入射波周期为 $T=1.50$ s时.产生这种差别的原因可解释为,尽管本试验地形坡度与Gourlay^[4]的试验相同,但是两者试验的斜坡前水深差别却很大,本试验模型前水深大于1.8 m,

图6 (网络版彩色)礁坪上预测的瞬时波面与相应的试验结果对比($h_r=0.10$ m, $T=2.0$ s, $H=0.20$ m). (a) $t=0.0T$; (b) $t=0.25T$; (c) $t=0.50T$; (d) $t=0.75T$
Figure 6 (Color online) Comparisons of the instantaneous wave surfaces on the reef top between the predicted and the experimental results ($h_r=0.10$ m, $T=2.0$ s, $H=0.20$ m). (a) $t=0.0T$; (b) $t=0.25T$; (c) $t=0.50T$; (d) $t=0.75T$

图7 (网络版彩色)波高沿程分布

Figure 7 (Color online) Spatial distribution of the wave height

图8 (网络版彩色)波浪增水沿程分布

Figure 8 (Color online) Spatial distribution of the wave setup

而Gourlay^[4]的试验模型前最大水深仅为0.42 m. 斜坡前水深的差异导致波浪行进到礁面上的入、反射波相位不同、波浪变形形态也不相同, 进而导致本试验中波浪破碎位置和破碎波高与Gourlay^[4]相应的试验结果也不同. 在本试验条件下, 当周期 $T=1.75$ s时, 波浪发生破碎时的波高最大, 由此可以解释最大增水发生在周期 $T=1.75$ s时.

3 结论

本文结合动量源造波方法、水流循环技术和周期性边界条件建立了基于SPH方法的数学模型, 解决了采用原固壁边界条件数学模型中礁坪上增水偏大的问

题, 分析了波浪经过深海台礁地形时的波面变形、波高衰减和波浪增水的沿程变化. 结果表明, (1) 基于周期性边界条件并结合水流循环技术的SPH模型可以较好地模拟波浪在深海台礁上的传播变形过程以及礁坪上波高和波浪增水的空间分布特征; (2) 不同于缓坡地形上的波浪破碎形式, 在低潮位时波浪破碎在礁面上, 高潮位时波浪破碎在礁坪上; (3) 波浪破碎后大部分波能被耗散, 小部分剩余波能重新形成段波继续沿礁坪传播, 在破波带后方波浪破碎产生的增水趋于稳定. 上述研究结果为进一步研究台礁礁坪上的波生流、礁坪底质糙度、礁体可渗性等问题奠定了基础, 也可以为岛礁后续的开发和保护提供科学依据.

参考文献

- 1 Gerritsen F. Wave attenuation and wave set-up on a coastal reef. In: Proceedings of 17th International Conference on Coastal Engineering. Sydney: ASCE, 1980
- 2 Hardy T A, Young I R. Field study of wave attenuation on an offshore coral reef. *J Geophys Res*, 1996, 101: 14311–14326
- 3 Symonds G, Black K. Predicting wave-driven currents on surfing reefs. *J Coastal Res*, 2001, 29: 102–114
- 4 Gourlay M R. Wave set-up on coral reefs. 1. Set-up and wave-generated flow on an idealised two dimensional horizontal reef. *Coast Eng*, 1996, 27: 161–193
- 5 Gourlay M R. Wave set-up on coral reefs. 2. Set-up on reefs with various profiles. *Coast Eng*, 1996, 28: 17–55
- 6 Symonds G, Black K P, Young I R. Wave-driven flow over shallow reefs. *J Geophys Res*, 1995, 100: 2639–2648
- 7 Hearn C J. Wave-breaking hydrodynamics within coral reef systems and the effect of changing relative sea level. *J Geophys Res*, 1999, 104: 30007–30019
- 8 Gourlay M R, Colleter G. Wave-generated flow on coral reefs—an analysis for two-dimensional horizontal reef-tops with steep faces. *Coast Eng*, 2005, 52: 353–387
- 9 Massel S, Gourlay M. On the modelling of wave breaking and set-up on coral reefs. *Coast Eng*, 2000, 39: 1–27
- 10 Skotner C, Apelt C. Application of a Boussinesq model for the computation of breaking waves: Part 2: Wave-induced setdown and setup on a submerged coral reef. *Ocean Eng*, 1999, 26: 927–947
- 11 Schäffer H A, Madsen P A, Deigaard R. A Boussinesq model for waves breaking in shallow water. *Coast Eng*, 1993, 20: 185–202
- 12 Nwogu O, Demirbilek Z. Infragravity wave motions and runup over shallow fringing reefs. *J Waterw Port C-ASCE*, 2010, 136: 295–305
- 13 Roeber V, Cheung K F. Boussinesq-type model for energetic breaking waves in fringing reef environments. *Coast Eng*, 2012, 70: 1–20
- 14 Yao Y, Huang Z H, Monismith S G, et al. 1DH Boussinesq modeling of wave transformation over fringing reefs. *Ocean Eng*, 2012, 47: 30–42
- 15 Yao Y, Becker J M, Ford M R, et al. Modeling wave processes over fringing reefs with an excavation pit. *Coast Eng*, 2016, 109: 9–19
- 16 Fang K Z, Yin J W, Liu Z B, et al. Revisiting study on Boussinesq modeling of wave transformation over various reef profiles. *Water Sci Eng*, 2014, 7: 306–318
- 17 Khayyer A, Gotoh H, Shao S. Corrected incompressible SPH method for accurate water-surface tracking in breaking waves. *Coast Eng*, 2008, 55: 236–250
- 18 Zheng X, Shao S, Khayyer A, et al. Corrected first-order derivative ISPH in water wave simulations. *Coast Eng J*, 2017, 59: 1750010
- 19 Gong K, Shao S, Liu H, et al. Two-phase SPH simulation of fluid-structure interactions. *J Fluid Struct*, 2016, 65: 155–179
- 20 Bradbrook K F, Lane S N, Richards K S, et al. Large eddy simulation of periodic flow characteristics at river channel confluences. *J Hydraul Res*, 2000, 38: 207–215
- 21 Shao S, Ji C. SPH computation of plunging waves using a 2-D sub-particle scale (SPS) turbulence model. *Int J Numer Methods Fluids*, 2006, 51: 913–936
- 22 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
- 23 Monaghan J J. Simulating free surface flows with SPH. *J Comput Phys*, 1994, 110: 399–406
- 24 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
- 25 Bonet J, Lok T S L. Variational and momentum preservation aspects of smooth particle hydrodynamic formulations. *Comput Method Appl M*, 1999, 180: 97–115
- 26 Antuono M, Colagrossi A, Marrone S. Numerical diffusive terms in weakly-compressible SPH schemes. *Comput Phys Commun*, 2012, 183: 2570–2580
- 27 Wendland H. Piecewise polynomial, positive definite and compactly supported radial functions of minimal degree. *Adv Comput Math*, 1995, 4: 389–396
- 28 Anderson J D, Wendt J. *Computational Fluid Dynamics*. Berlin: Springer, 1995
- 29 Liu X, Lin P, Shao S. ISPH wave simulation by using an internal wave maker. *Coast Eng*, 2015, 95: 160–170
- 30 Nwogu O. Alternative form of Boussinesq equations for nearshore wave propagation. *J Waterw Port C-ASCE*, 1993, 119: 618–638
- 31 Choi J, Yoon S B. Numerical simulations using momentum source wave-maker applied to RANS equation model. *Coast Eng*, 2009, 56: 1043–1060
- 32 Ha T, Lin P, Cho Y S. Generation of 3D regular and irregular waves using Navier-Stokes equations model with an internal wave maker. *Coast Eng*, 2013, 76: 55–67

Summary for “规则波在岛礁地形上传播的 SPH 模拟”

Numerical simulation of wave transformation over platform reef using SPH method

Hongjie Wen¹, Xiang Zhang², Bing Ren^{2*} & Yongxue Wang²

¹ State Key Laboratory of Hydrosience and Engineering, Tsinghua University, Beijing 100062, China;

² State Key Laboratory of Coastal and Offshore Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China

* Corresponding author, E-mail: bren@dlut.edu.cn

Different from the fringing reef along the coastal beach, the reef face of the deep-sea platform reef is very steep and the water depth varies rapidly from a few thousand meters at the reef toe to a few meters at the reef edge. The special geomorphology of the deep-sea platform reef makes its hydrodynamics much different from that of the fringing reef with a gentle reef-face. Besides, the wave-generated flow induced by wave breaking has a great influence on sediment movement, nutrient transport and habitats for marine organisms on the reef flat. Therefore, the knowledge of the hydrodynamics of the deep-sea platform reef is of great importance to guide the subsequent development and protection of the deep-sea platform reefs.

An improved smoothed particle hydrodynamic (SPH) model using the periodic boundary conditions and a water circulation technology as well as a non-reflected momentum source wave maker is developed to study wave transformation over the deep-sea platform reef. The Favre average N-S equations along with the sub-particle scale (SPS) turbulence closure model are employed as the governing equations to describe the wave motion. The idealized model of the platform reef is composed of a reef face with a slope of 1:1 and a horizontal reef flat. To verify the SPH model, the corresponding physical model tests are also carried out in the nonlinear wave flume of the state key laboratory of coastal and offshore engineering, Dalian university of technology.

A good agreement is obtained between the numerical and experimental results, which indicates the present SPH model can accurately simulate wave transformation over the deep-sea platform reef and that it also can reasonably capture the spatial distributions of wave height and wave set-up on the reef flat. In addition, the unphysical rise and fall of the water level in the lagoon and the ocean due to the overtopping on the reef-flat, which usually occur for the long-time simulation using the vertical 2D numerical model, can be overcome by using the periodic boundary condition and a water flow circuit instead of the solid boundary condition to simulate the left and right boundaries of the flume.

The wave height decay tempestuously due to wave energy dissipation by wave breaking. As observed both in the physical and numerical tests, wave breaking occurs on the reef-face or the reef-rim at the low water levels and emerges over the reef-rim or the reef-flat at the high water levels. For the coral reef with a gentle reef-face, the previous studies pointed that the basic type of wave breaking at the reef-rim is collapsing for a small relative wave height (H/h_r) and is plunging for a large relative wave height. While for the coral reef with a very steep reef-face focused in the present study, collapsing wave is the main type of wave breaking at the reef-rim as observed both in the physical and numerical tests. The wave height after breaking decreases dramatically and the broken wave propagates along the reef-flat as a bore-like wave, and the amplitude of wave setup is almost constant along the reef-flat.

deep-sea platform reef, wave breaking, wave set-up, SPH, periodic boundary

doi: 10.1360/N972017-01138