



规则波与浮式防波堤相互作用的 SPH 模拟研究

杨亚菲^{1,2}, 蔡国朕¹, 曹 露^{1,2}, 高 运²

(1. 浙江大学, 浙江 舟山 316021; 2. 浙江海洋大学, 浙江 舟山 316022)

摘要: 相较于传统防波堤, 浮式防波堤因具有方便安装、可实现水质交换、可在多种环境下施工以及可移动等优点得到了广泛发展。采用光滑粒子流体动力学(SPH)方法, 研究规则波与浮式防波堤的相互作用。首先在空水槽中基于规则波传播算例进行粒子间距的收敛性分析, 然后基于验证的水槽模型模拟规则波与单浮体、双浮体的相互作用, 并分析了浮体前后波形、浮体的运动及浮体附近的流速场。结果表明, 双浮体防波堤相比单浮体防波堤能够显著提升消波性能。

关键词: 光滑粒子流体动力学; 规则波; 浮式防波堤; 浮体运动; 流速场

中图分类号: U653.4; TV3

文献标志码: A

文章编号: 1002-4972(2024)02-0009-07

SPH simulation of interaction between regular wave and floating breakwaters

YANG Yafei^{1,2}, CAI Guozhen¹, CAO Lu^{1,2}, GAO Yun²

(1. Zhejiang University, Zhoushan 316021, China; 2. Zhejiang Ocean University, Zhoushan 316022, China)

Abstract: Compared with traditional breakwaters, floating breakwaters have been widely developed because of their advantages such as convenient installation, water quality exchange, construction in various environments and mobility. Smooth particle hydrodynamics (SPH) method is used to study the interaction between regular wave and floating breakwaters. Firstly, the convergence of particle spacing is analyzed based on a regular wave propagation example in an empty water tank. Then, the interaction between regular waves and single and double floating bodies is simulated based on the verified water tank model, and the waveforms in front and back of floating bodies, the movement of floating bodies and the velocity field near floating bodies are analyzed. The results show that the double floating breakwater can significantly improve the wave absorbing performance compared with the single floating breakwater.

Keywords: smooth particle hydrodynamics (SPH); regular wave; floating breakwater; floating body movement; velocity field

防波堤是在沿海地区建造的永久性结构, 用于防御波浪对港口水域的侵袭。传统的防波堤建造于水底, 工程应用较成熟, 但建造过程繁琐复杂, 维修成本高、修复难; 另外, 传统防波堤隔断了港内港外的水体循环, 造成水体污染及泥沙堆积。

浮式防波堤具有安装方便、维护简单、可实现水质交换等优势, 被学者广泛关注。首先, 浮

式防波堤不需要在水底安装, 随着水深的增加, 浮式防波堤造价的增加趋势比较缓慢, 且其消波效果基本维持不变^[1]。其次, 浮式防波堤的后期维护简单, 便于拆卸, 节省人力物力。另外, 浮式防波堤可提供水质交换条件, 例如在水产养殖产业地带可提高水体质量, 使产量明显提高^[2]。

最初, 学者们主要集中在单个浮式防波堤的截面设计上。Arunachalam 和 Raman^[3]通过模型试

验研究了水平浮板防波堤的防浪性能，结果表明波陡和防波堤相对长度对穿透系数影响较大。Bayram^[4]通过试验评估了倾斜浮式防波堤的性能，发现透射系数对波高不敏感，而波高随着波周期的减小而不断增加。Dong 等^[5]对单箱式、双箱式和板网式浮动防波堤进行了物理模型试验，发现浮式防波堤的水动力性能受到板宽和海底系泊线长度的显著影响。

近年来随着计算机硬件和数值模拟的快速发展，拉格朗日粒子法中典型的弱可压缩的光滑粒子法 (smooth particle hydrodynamics, SPH)^[6] 因在处理大变形、移动边界等方面的优势，在海洋工程领域得到了广泛应用^[7-8]。Chen 等^[9]对双浮式防波堤的水动力特性进行了 SPH 数值和试验研究，用透射和反射系数测量波浪衰减性能和动力响应。Liu 等^[10]通过 SPH 研究双矩形防波堤、单矩形防波堤、双圆形防波堤和单圆形防波堤 4 种典型的箱式浮式防波堤的防波性能。

本文基于 Domínguez 等^[11]验证的数值模型进行研究，首先对空水槽规则波的产生和传播开展粒子半径收敛性分析，然后采用弱可压缩 SPH 的开源代码 DualSPHysics 研究规则波与单矩形、双矩形浮式防波堤的相互作用。

1 理论方法

SPH 方法的控制方程为连续性方程和 Navier-Stokes 方程：

$$\begin{cases} \frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot v \\ \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 v + g \end{cases} \quad (1)$$

式中： ρ 为粒子密度， v 为粒子速度， p 为流体压强， η 为动力黏滞系数， g 为重力加速度， t 为时间。流体域由非连接粒子离散化。每个粒子都携带固定质量，并在重力、压力梯度和黏性力的共同作用下移动。

DualSPHysics 是弱可压缩的粒子法，流体压强通过状态方程求解：

$$P = \frac{c^2 \rho_0}{\gamma} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \quad (2)$$

式中： γ 为流体的多向常数， $\gamma = 7$ ； ρ_0 为流体的参考密度； c 为人工声速， $c = 20 \sqrt{gh_0}$ (h_0 为初始流体高度)。

控制方程的粒子插值离散形式为：

$$\begin{cases} \frac{d\rho_a}{dt} = \sum_b m_b (v_a - v_b) \cdot \nabla_a W_{ab} + \\ 2\delta h c \sum_b (\rho_b - \rho_a) \frac{r_{ab} \cdot \nabla_a W_{ab}}{\|r_{ab}\|^2} \frac{m_b}{\rho_b} \\ \frac{dv_a}{dt} = - \sum_b m_b \left(\frac{P_b + P_a}{\rho_b \cdot \rho_a} + \Pi_{ab} \right) \nabla_a W_{ab} + g \end{cases} \quad (3)$$

式中： r 为粒子 a 、 b 质心的距离； m 为粒子质量； v 为速度； δ 为系数， $\delta = 0.1$ ； h 为光滑长度； W_{ab} 为 Quintic 核函数^[12]：

$$W(r, h) = \alpha_D \left(1 - \frac{q}{2} \right)^4 (2q+1) \quad (0 \leq q \leq 2) \quad (4)$$

其中： $q = |r_a - r_b|/h = r_{ab}/h$ (5)

式中：对于二维问题， $\alpha_D = 7/4\pi h^2$ 。人工黏度 Π_{ab} 为^[13]：

$$\Pi_{ab} = \begin{cases} \left(\frac{-\alpha c_{ab}}{\rho_{ab}} \right) \left(\frac{h v_{ab} \cdot r_{ab}}{r_{ab}^2 + \eta^2} \right) & (v_{ab} \cdot r_{ab} < 0) \\ 0 & (v_{ab} \cdot r_{ab} \geq 0) \end{cases} \quad (6)$$

其中 $\overline{(\cdot)}_{ab} = [(\cdot)_a + (\cdot)_b]/2$ ， α 为人工黏度系数，参数 $\eta = 0.001h^2$ 。

Molteni and Colagrossi^[14] 提出的密度扩散公式用于减少密度压力波动，时间积分采用 Symplectic 算法^[15]，通过 CFL (Courant-Friedrich-Lowy) 条件^[16] 控制的变时间步长：

$$\begin{cases} \Delta t_f = \min_a \left(\sqrt{h / \left| \frac{dv_a}{dt} \right|} \right) \\ \Delta t_{cv} = \min_a \frac{h}{c_s + \max_b \left| \frac{h v_{ab} \cdot r_{ab}}{r_{ab}^2} \right|} \\ \Delta t = C_{CFL} \min(\Delta t_f, \Delta t_{cv}) \end{cases} \quad (7)$$

式中： Δt_f 为基于单位质量的力控制的时间步长， Δt_{cv} 为结合 Courant 和黏性时间步长控制的时间步

长, 系数 $C_{\text{CFL}}=0.2$ 。

假定浮动方块是刚性的, 刚体运动的控制方程为:

$$\mathbf{M} \frac{dv}{dt} = \sum m_k f_k \quad (8)$$

$$\mathbf{I} \frac{d\Omega}{dt} = \sum m_k (r_k - r_0) \times f_k \quad (9)$$

式中: \mathbf{M} 为刚体质量矩阵, \mathbf{I} 为刚体转动惯量矩阵, v 为刚体速度, Ω 为刚体角速度, r_0 为刚体质心, m 为刚体质量, f 为作用力, \times 表示叉积。

DualSPHysics 采用刚体动力学方程计算刚体运动, 施加在刚体各边界粒子 k 上的力 f_k 为:

$$f_k = g + \sum f_{kb} \quad (10)$$

式中: f_{kb} 为流体粒子 b 对边界粒子 k 的力。将刚体运动的控制方程离散如下:

$$\mathbf{M} \frac{dv}{dt} = \sum m_b \frac{dv_b}{dt} \quad (11)$$

$$\mathbf{I} \frac{d\Omega}{dt} = \sum m_b (r_b - r_0) \frac{dv_b}{dt} \quad (12)$$

将式(10)和式(11)积分, 更新刚体的 v 和 Ω ^[17]。

在本研究中, 浮式结构的系泊线采用 MoorDyn+ 库^[18]建模, 该库是一个开源的系泊系统动力学模型。它将系泊线离散为由线性弹簧-阻尼器单元连接的点质量, 并使用集中质量公式模拟轴向弹性、流体力学和海底接触。计算域固体边界采用虚拟粒子模拟, 并基于此施加速度无滑移条件以及压力 Neumann 边界条件。

2 数值模拟研究

2.1 规则波模拟收敛性分析

首先开展 DualSPHysics 造规则波的模拟研究, 并基于此开展模型的粒子尺寸收敛性分析。如图 1 所示, 水槽长 6.4 m、水深 0.45 m, 水槽下游采用斜坡消波。规则波由左侧水平造波板造出, 此造波板在水平方向左右规则运动, 从而在水槽中造出规则波, 摆板的位移方程和水平速度公式见文献[19]。粒子半径 d_p 分别为 0.020、0.010、0.005、0.004 m, 基于 $h=1.7d_p$ 进行收敛性分析,

设置一个距造波板 2 m 的浪高仪 WG($x=0$ m)用于采集自由液面变化。测试波浪波高 $H=0.15$ m、周期 $T=1.6$ s, 二阶斯托克斯波。图 2 为不同粒子半径下的波高-时程曲线, 根据预测粒子半径分别为 0.020、0.010、0.005、0.004 m 时 $x=0$ m 处首个到达的波高分别为 0.143、0.147、0.152、0.153 m, 相对误差分别是-4.67%, -2%, 1.33%, 2%, 见表 1。下文将基于首个到达的波峰($t=2.0$ s)和波谷($t=3.0$ s)研究浮体与规则波的相互作用。为了平衡精度与效率, 采用 $d_p=0.005$ m。

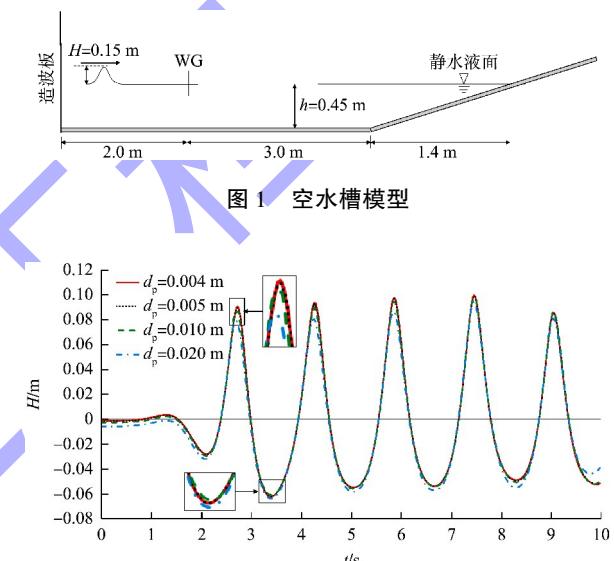


图 2 规则波不同粒子半径下的波高-时程曲线

表 1 不同粒子半径的数值模拟结果

粒子半径/m	粒子数	计算时间/s	首个波峰/m	首个波谷/m	波高相对误差/%
0.020	6 733	11.37	0.079	-0.064	-4.67
0.010	26 098	16.17	0.086	-0.061	-2.00
0.005	103 768	50.00	0.090	-0.062	1.33
0.004	162 597	75.80	0.090	-0.063	2.00

2.2 规则波与单浮体相互作用

水槽模型与 2.1 节相同, 在此基础上增加 1 个 0.4 m×0.2 m 浮块, 如图 3 所示。浮块密度是水的一半, 初始状态时, 浮块中心坐标原点位于自由液面。在浮块上下游设置 2 个浪高仪 WG_1 ($x=-1$ m) 和 WG_2 ($x=1$ m) 用于测量自由液面的变化。采用 2.1 节的波浪参数进行研究。初始锚链松弛状态长 0.45 m, 左侧锚链的 2 个结点坐标为 (-0.4,

$-0.45)(-0.2,-0.1)$, 右侧锚链的 2 个结点坐标为 $(0.4,-0.45)(0.2,-0.1)$ 。

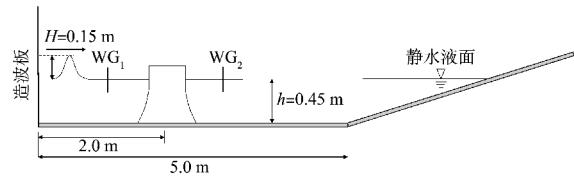


图 3 单浮块模型

图 4 为浮块附近 2 个位置的波高-时程曲线。为方便对比其波高的变化, 对 WG_2 数据进行相位调整。从图中可以看出, 第 1 个波峰经过浮体之后减小 0.023 m , $t = 2.8\text{ s}$ 附近的波谷增加 0.001 m 。整个规则波的前后变化不大, 消浪不明显。图 5 为第 1 个波峰到达的粒子分布和流场分布, 从图中可以看出, $t = 2\text{ s}$ 时, 由于浮体的阻碍作用, 流场的流线从浮体下部绕过浮体, 随着波峰的靠近, 流场速度增大, 在浮体下侧出现逆时针向上运动的流体, 将浮体左侧抬起, 在 $t = 2.8\text{ s}$ 波峰到达浮体下游, 浮体右侧被抬起。DualSPHysics 很好地捕捉到了规则波作用于单浮体的流场变化。

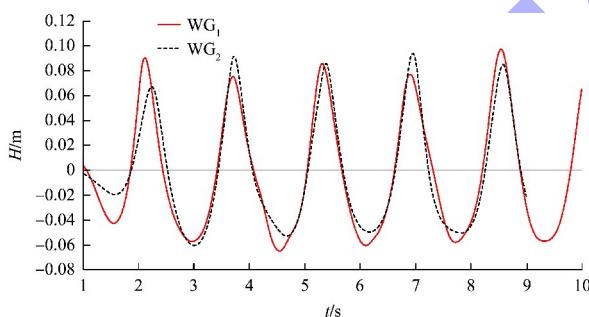
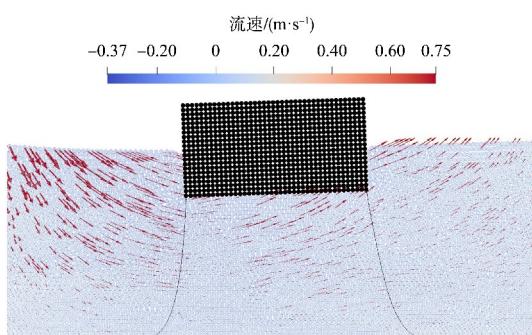
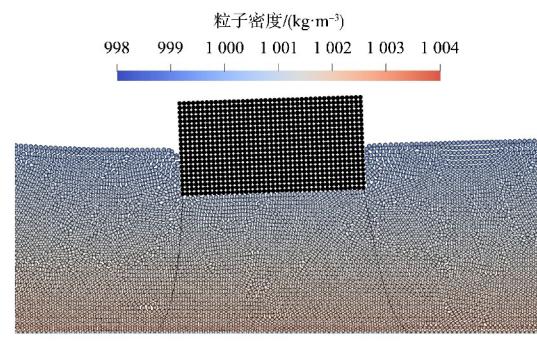


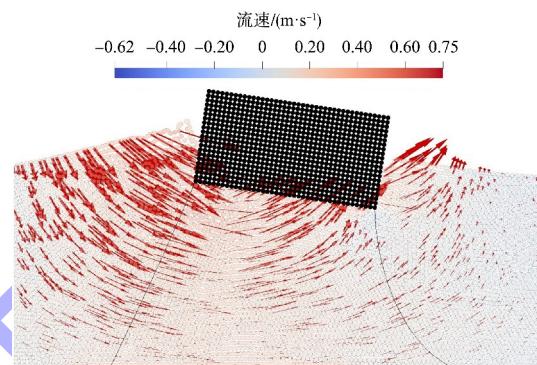
图 4 浮块附近波面-高程曲线



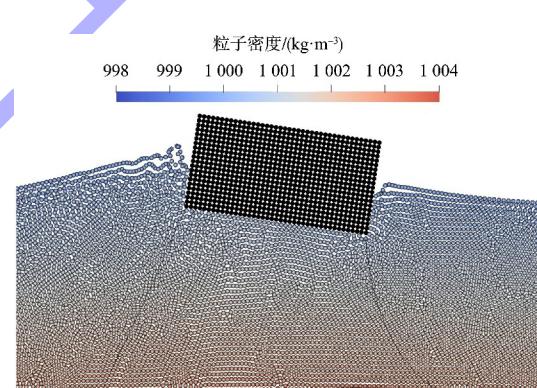
a) $t=2.0\text{ s}$ 流场分布



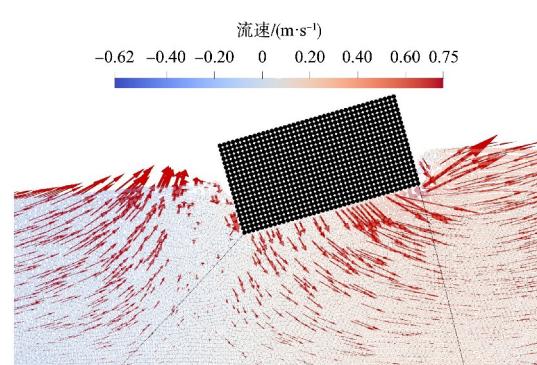
b) $t=2.0\text{ s}$ 粒子分布



c) $t=2.6\text{ s}$ 流场分布



d) $t=2.6\text{ s}$ 粒子分布



e) $t=2.9\text{ s}$ 流场分布

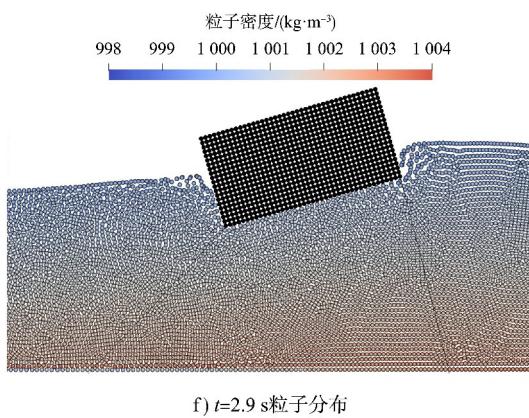


图 5 不同时间流场分布和粒子分布

2.3 规则波与双浮体的相互作用

水槽模型与上节相同,在此基础上增加1个 $0.4\text{ m} \times 0.2\text{ m}$ 浮块,如图6所示,两浮体参数相同,相距 0.4 m 。在两浮块上下游设置2个浪高仪 $\text{WG}_1(x=-1.0\text{ m})$ 和 $\text{WG}_2(x=1.8\text{ m})$ 用于测量自由液面的变化。波浪参数同上文。锚链初始松弛状态长 0.45 m ,锚链从右到左的结点坐标依次为 $(-0.4, -0.45)(-0.2, -0.1)(0.2, -0.1)(0.4, -0.45)(0.4, -0.45)(0.6, -0.1)(1.0, -0.1)(1.2, -0.45)$ 。

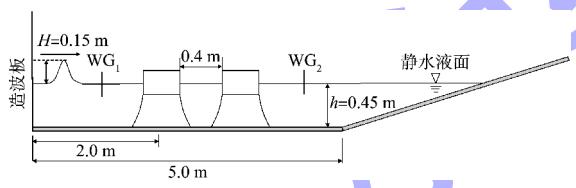


图 6 双浮体模型

图7为双浮块附近2个位置的波高时程曲线。为方便对比其波高的变化,对 WG_2 数据进行了相位调整。从图中可以看出,波峰和波谷经过浮体之后较单浮体有了明显减小,消浪明显。

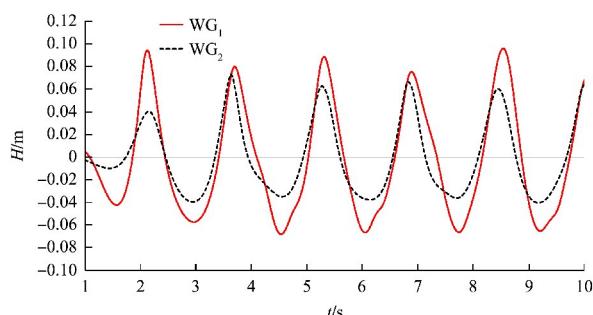


图 7 双浮体波高-时程曲线

图8为双浮体的纵荡、垂荡和纵摇时程曲线,可以看出,两浮体的运动变化趋势与波浪周期 1.6 s 相匹配。对于纵荡,两浮体的变化范围在 $-0.13\sim 0.10\text{ m}$,正向纵荡极值基本相同,负向纵荡极值上游浮体更大,运动更剧烈。对于垂荡,两浮体运动变化趋势稳定,运动趋势基本相似。对于纵摇,下游浮体的正向极值更大,且在1个波浪周期内纵摇会出现2个峰值,两浮体的运动曲线都显示了这一特点。

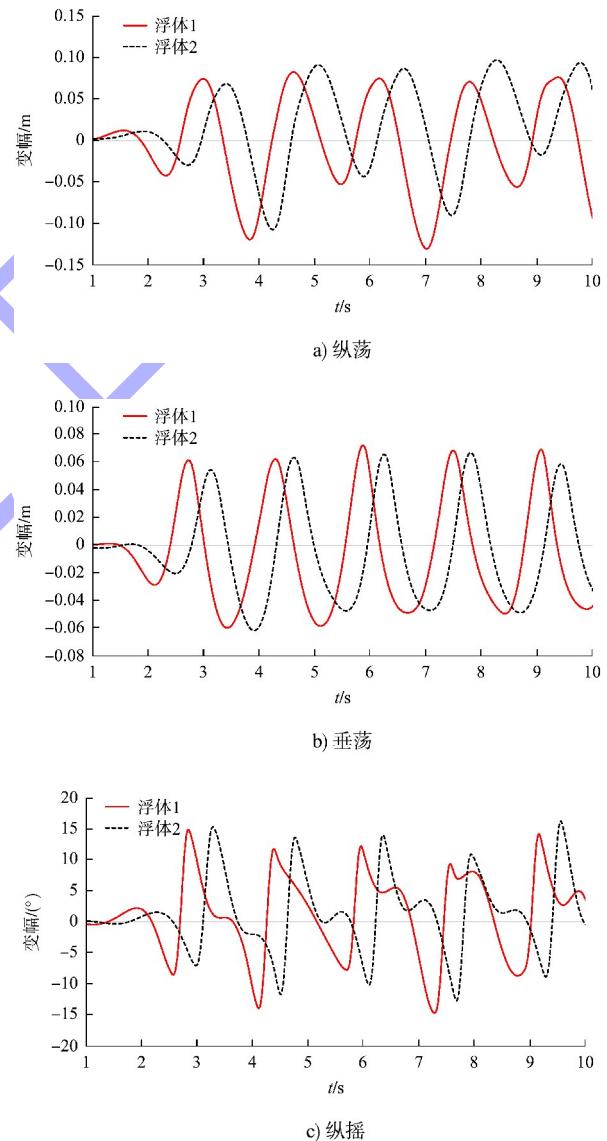
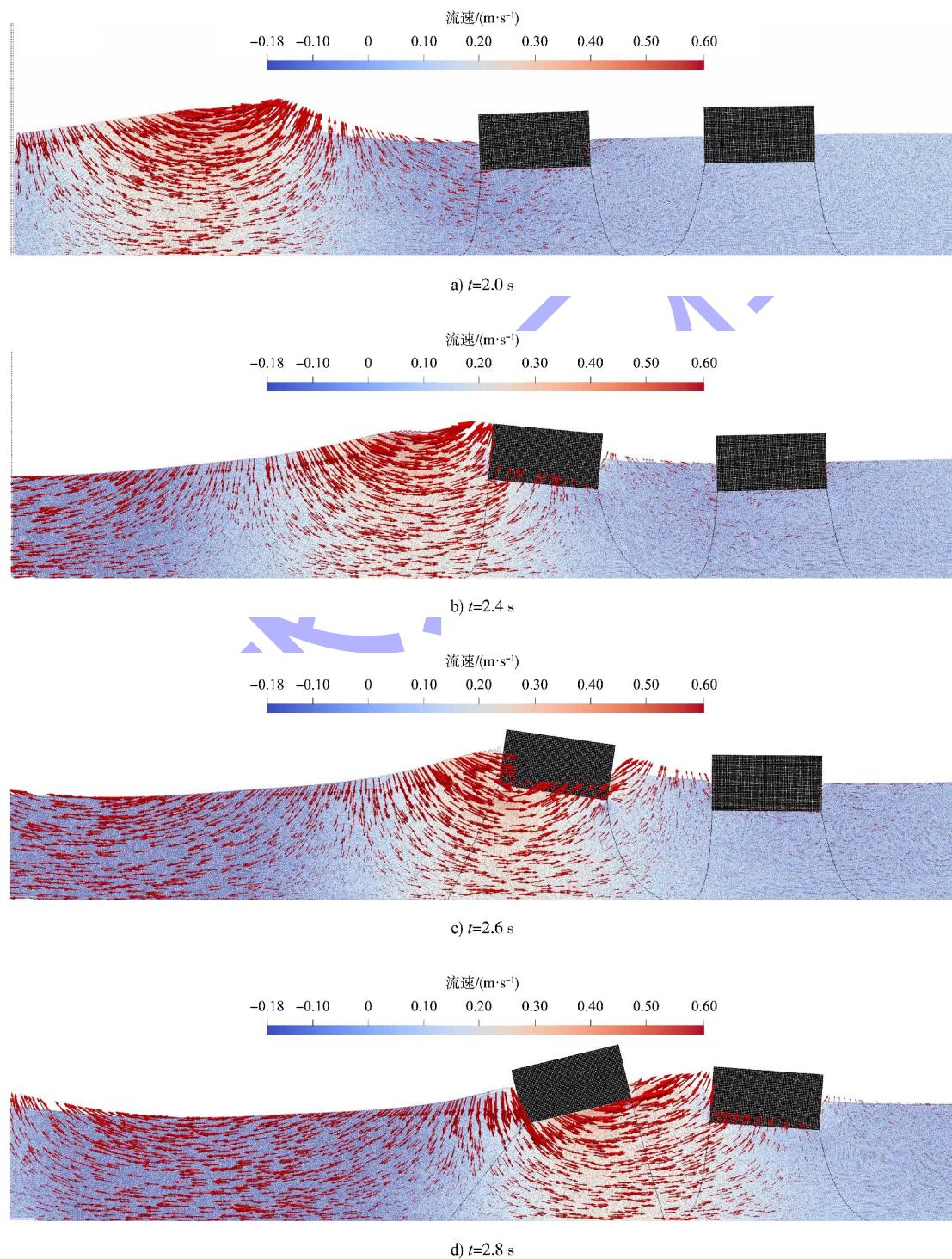


图 8 双浮体运动时程曲线

图9展示了第1个波峰的传播与双浮体的作用过程, $t=2.0\text{ s}$ 时,第1个波形形成,上游浮体附近流场受到影响。 $t=2.4\text{ s}$ 时,波峰作用在第1个浮体上,将其抬起,此时浮体2还保持在原始状态。

$t=2.6\text{ s}$ 时, 波峰完全作用在浮体 1 上, 且上游锚链被完全拉直, 浮体 1 出现了顺时针转动。 $t=2.8\text{ s}$ 时, 波峰到达两浮体之间, 此时浮体 1 的 2 根锚链都被拉直, 且浮体 1 下侧抬高出现纵荡极值, 浮体 2 也逐渐被波浪冲击。 $t=3.0\text{ s}$ 时, 波峰传播至浮体 2 附近, 浮体 1 出现纵荡极值, 浮体 2 出现向后顺时针转动的趋势, 此时浮体 2 上侧的锚

链被拉直。结合图 8 知, 在第 1 个波峰作用下, 浮体 1 出现纵荡极值的时间在 $t=3\text{ s}$, 垂荡极值在 $t=2.8\text{ s}$, 纵摇极值在 $t=2.9\text{ s}$; 浮体 2 出现纵荡极值的时间在 $t=3.3\text{ s}$, 垂荡极值在 $t=3.1\text{ s}$, 纵摇极值在 $t=3.2\text{ s}$, 两浮体运动规律基本相似, 图 9 也验证了此结论。



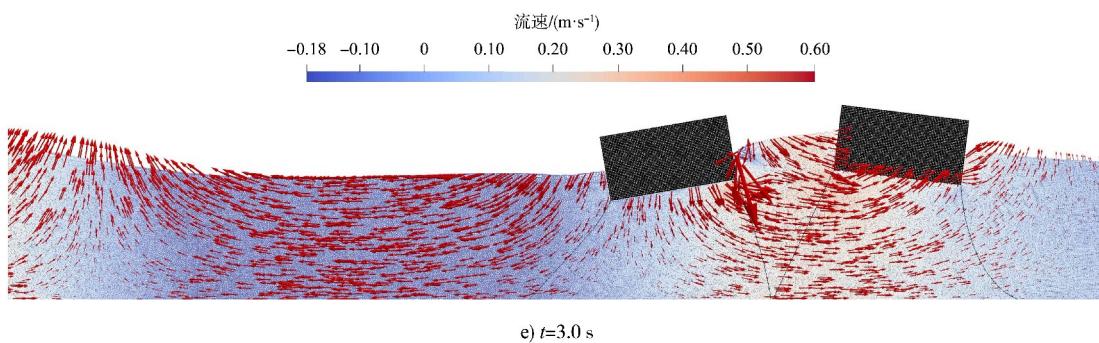


图9 典型时刻双浮体的流场变化及浮体运动

3 结论

- 1) 本模型采用粒子间距 $d_p = 0.005$ m 可以达到较好的粒子间距收敛性。
- 2) 单浮体防波堤和双浮体防波堤的纵荡、纵摇和垂荡运动呈一定周期性且双浮体中两浮体的运动趋势相似, 验证了模型的同步性。
- 3) 规则波波峰和波谷经过双浮体之后较单浮体有明显消减, 最高减少 20%, 证实双浮体防波堤比单浮体防波堤消浪性能更好。

参考文献:

- [1] 张伟, 程勇, 马哲, 等. 浮式方箱防波堤的 AQWA 数值模拟研究 [J]. 港工技术, 2011, 48(3): 4-6.
- [2] 盛祖荫, 孙龙. 掩护海水养殖网箱的浮式防波堤的消浪特性 [J]. 中国水产科学, 2001, 8(4): 70-72, 61.
- [3] ARUNACHALAM V M, RAMAN H. Experimental studies on a perforated horizontal floating plate breakwater [J]. Ocean engineering, 1982, 9(1): 35-45.
- [4] BAYRAM A. Experimental study of a sloping float breakwater [J]. Ocean engineering, 2000, 27 (4): 445-453.
- [5] DONG G H, Zheng Y N, Li Y C, et al. Experiments on wave transmission coefficients of floating breakwaters [J]. Ocean engineering, 2008, 35(8/9): 931-938.
- [6] MONAGHAN J J. Simulating free surface flows with SPH [J]. Journal of computational physics, 1994, 110(2): 399-406.
- [7] LUO M, KHAYYER A, LIN P Z. Particle methods in ocean and coastal engineering [J]. Applied ocean research, 2021, 114: 102734.
- [8] SUZUKI T, ALTOMARE C. Wave interactions with coastal structures [J]. Journal of Marine Science and Engineering, 2021, 9(12): 1331.
- [9] CHEN Y K, LIU Y, MERINGOLLO D D, et al. Study on the hydrodynamics of a twin floating breakwater by using SPH method [J]. Coastal engineering, 2023, 179(1): 104230. 1-104230. 37.
- [10] LIU Z Q, WANG Y Z. Numerical investigations and optimizations of typical submerged box-type floating breakwaters using SPH [J]. Ocean engineering, 2020, 209(8): 107475. 1-107475. 30.
- [11] DONINGUEZ J M, CRESPO A J C, HALL M, et al. SPH simulation of floating structures with moorings [J]. Coastal engineering, 2019, 153(10): 103560. 1-103560. 15.
- [12] WENDLAND H. Piecewise polynomial, positive definite and compactly supported radial functions of minimal degree [J]. Advances in computational mathematics, 1995, 4(1): 389-396.
- [13] MONAGHAN J J. Smoothed particle hydrodynamics [J]. Annual review of astronomy and astrophysics, 1992, 30: 543-574.
- [14] MOLTENI D, COLAGROSSI A, ANDREA A. A simple procedure to improve the pressure evaluation in hydrodynamic context using the SPH [J]. Computer physics communications, 2009, 180(6): 861-872.
- [15] ZHAN L, PENG C, ZHANG B, et al. A stabilized TL-WC SPH approach with GPU acceleration for three-dimensional fluid-structure interaction [J]. Journal of fluids and structures, 2019, 86: 329-353.

(下转第 21 页)