

完全非线性深水波的数值模拟

周斌珍¹, 宁德志^{1,2}, 滕斌¹, 宋伟华¹

(1. 大连理工大学 海岸和近海工程国家重点实验室, 辽宁 大连 116024; 2. 上海交通大学 海洋工程国家重点实验室, 上海 200030)

摘要: 基于势流理论, 并结合深水波质点运动从水面向下呈 e 指数衰减的特性, 建立了完全非线性数值变深水槽模型, 通过实时模拟活塞式造波机运动来产生波浪。采用时域高阶边界元法进行模拟, 利用混合欧拉-拉格朗日方法和四阶 Runge-Kutta 方法追踪流体瞬时水面, 应用镜像格林函数消除了水槽两个侧面的积分, 在水槽末端布置人工阻尼层来消除反射波浪。利用 GMRES 加速算法, 提高了计算效率。利用所建模型对深水波进行了模拟研究, 得到了稳定的波形, 在造波板运动幅值较小时, 与线性解析结果吻合良好; 当造波板运动幅值较大时, 体现出波浪的非线性特性。利用所建模型研究了造波板所在位置(上部台阶)水深对生成波浪高度的影响, 由此可以选择合适的造波板所在位置水深及造波板运动幅值得到所需要的深水波浪。

关键词: 造波板运动; 数值变深水槽; 完全非线性; 高阶边界元; 深水波

中图分类号: U661

文献标志码: A

文章编号: 0253-4193(2011)01-0027-09

1 引言

近年来由于对中等水深和浅水的开发技术已经成熟以及当今世界大部分地区浅海油气资源已日渐减少, 因而深海资源开发已经成为当今世界能源开发的热点和必然趋势。许多专家和研究者对深水问题开展了各种理论研究工作, Newman^[1] 通过水平阶理论分析了波浪从浅水到无限水深和无限水深到浅水的传播变化; Fenton^[2] 通过解析研究得到了五阶深水波浪速度势和波面的解析解; Ferrant^[3] 通过频域和时域方法研究了深水中非线性波浪辐射问题。由于理论分析适用范围的局限性, 开展深水问题的数值模型试验是很重要的。国内外专家开展了许多相关研究工作, 而且都希望建立一个与物理波浪水槽功能相当的数值模型。譬如: Lee 等^[4] 通过截取有限长度计算域来研究深水中运动物体的荷载; Fonseca 和 Soares^[5] 利用满足自由水面条件的

格林函数对无限水深中船舶作大振幅运动问题进行了数值模拟研究; 宁德志等^[6] 和 Ning 等^[7] 利用源造波技术对无限水深的完全非线性波浪进行了数值模拟研究。大多数数值模型中都是通过入射边界处给定特定的理论波浪特性(如速度或波高)来实现造波, 尽管这样可以让人射边界条件固定而避免网格的重新划分, 使问题求解相对简单, 但在入射边界给定一个与实际波浪非线性相匹配的理论速度或波高通常是很难的^[8], 特别对于造波板作大振幅运动的情况, 而通过模拟造波板实时运动产生波浪则可以解决入射边界不匹配问题, 最终真实模拟物理波浪水槽中的自然现象。例如: Bai 和 Taylor^[9-11] 采用高阶边界元方法在数值波浪水槽中模拟造波板实时运动产生波浪, 分别对完全非线性规则波、聚焦波与垂直圆柱相互作用问题及完全非线性波浪对固定和漂浮结构物作用问题进行了模拟; 周斌珍等^[12] 和 Ning 等^[13] 采用类似的方法建立了完全非线性数值

收稿日期: 2009-10-11; 修订日期: 2010-12-09。

基金项目: 国家自然科学基金(50709005; 50921001); 上海交通大学海洋工程国家重点实验室开放基金(0901); 中央高校基本科研业务费专项资金(DUT10JN03)。

作者简介: 周斌珍(1984—), 女, 福建省宁德市人, 博士生, 主要从事非线性波浪与海洋结构物作用的研究。E-mail: zhoubinzen4827@163.com

波浪水槽模型,并对规则波、不规则波进行了模拟。

以往的波浪水槽大多以平底水槽为主,在水槽一端设置造波机,通过给定造波机的运动形式来产生所需要的波浪。对于深水波而言,质点运动从水面向下呈 e 指数衰减,因此只需要把造波机设置在水面附近一定深度在表面造波,由此建立台阶式变深水槽。Zhou 等^[14]利用特征函数展开法对台阶式变深水槽中推板式造波机造波问题进行了解析研究。

本文利用时域高阶边界元方法建立了一个完全非线性数值变深水槽,通过实时模拟造波板在上部台阶运动来产生深水波浪,而且自由水面满足完全非线性边界条件。在每一时间步内,利用四阶 Runge-Kutta 法和混合欧拉-拉格朗日法对瞬时水面和入射界面进行更新;为了避免由于网格运动变形而引起数值不稳定问题,在一定时间步内对网格进行重新划分,通过采用二次形状函数计算新网格的物理量和几何量;将镜像格林函数运用到所建立的边界积分方程中,进而消除水槽两侧面的积分;通过在入射界面和台阶立面上网格沿水深方向逐渐变大的方法,减少了计算所需要的网格;利用 GMRES 加速算法提高了计算效率。利用所建模型对深水波进行了模拟,并与线性解析结果进行了对比验证,同时利用所建模型研究了造波板所在位置(上部台阶)水深对生成波浪高度的影响。

2 控制方程及初边值条件

考虑如图 1 所示的台阶式变深水槽,在静水面上建立笛卡儿坐标系, z 轴向上为正,并与台阶立面重合, x 轴向右为正。波浪沿 x 轴正方向传播。在水槽的左端装造波机,水槽右端为吸收边界。这里用 t 代表时间; η 表示波面高度;自由水面、固体边界和水槽右端散射边界分别用 S_f, S_n (包括上部台阶水底 S_{d_1} , 下部台阶水底 S_{d_2} , 水槽两个侧面 S_c , 入射界面 S_1 , 台阶立面 S_2) 和 S_r 表示。

假定流体均匀、不可压缩、无黏和无旋,而且忽略表面张力,则流速 $\vec{V}(\vec{x}, t)$ 可以定义为速度势的梯度 $\nabla\phi$, 速度势 $\phi(x, y, z, t)$ 满足拉普拉斯方程:

$$\nabla^2\phi = 0, \quad (1)$$

式中, $\nabla = \frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z^2}$, 是三维拉普拉斯算子。

在瞬时自由水面上波浪满足完全非线性运动和动力边界条件。本文采用拉格朗日法更新自由水面,故对

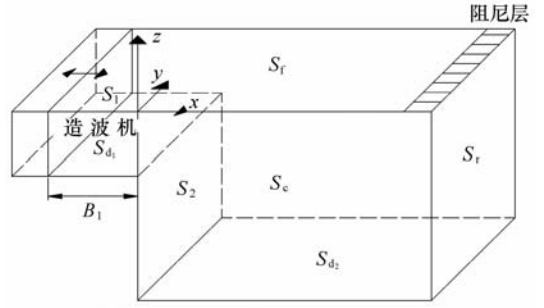


图 1 变深水槽示意图

自由水面边界条件可以写成以下拉格朗日形式^[15]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{D\vec{X}}{Dt} &= \nabla\phi \\ \frac{D\phi}{Dt} &= \frac{1}{2} \nabla\phi \cdot \nabla\phi - \vec{g}\eta \end{aligned} \right\} \text{在 } z = \eta, \quad (2)$$

式中, \vec{g} 是重力加速度; $\vec{X} = (x, y, z)$, 为瞬时自由表面上任意流体质点的位置矢量; $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \cdot \nabla$, 为物质导数算子。在自由表面采用拉格朗日法,即自由表面位置由自由表面流体质点运动速度对时间的积分来确定。

在固体物面上速度势满足边界条件:

$$\frac{\partial\phi}{\partial\vec{n}} = \vec{U}_{\vec{n}}, \quad (3)$$

式中, \vec{n} 为物面单元单位法向导数,由物体内向外为正; $\vec{U}_{\vec{n}}$ 是预先知道的物面速度,在水槽的两个侧壁 S_c 和水槽底 S_{d_1}, S_{d_2} 上, $\vec{U}_{\vec{n}} = 0$; 在水槽左侧为造波板 S_1 上对应点的运动速度。

假定自由水面在初始时刻是静止的,即

$$\phi = \eta = 0 \quad t \leq 0. \quad (4)$$

在水槽的右端 S_r 上波浪满足向外传播的辐射条件。本文采用在下游水面区加一人工阻尼层来吸收向右传播的波浪,通过在自由面运动学和动力学边界条件(2)中加入阻尼项来实现,即

$$\left. \begin{aligned} \frac{D\vec{X}_F(t)}{Dt} &= \nabla\phi - \mu(x)(\vec{X} - \vec{X}_0) \\ \frac{D\phi}{Dt} &= \frac{1}{2} \nabla\phi \cdot \nabla\phi - \vec{g}\eta - \mu(x)\phi \end{aligned} \right\} \text{在 } z = \eta, \quad (5)$$

式中, 阻尼系数

$$\mu(x) = \begin{cases} \alpha\omega \left(\frac{x-x_0}{\beta} \right)^2 & [x_0 \leq x \leq (x_0 + \beta)], \\ 0 & (x < x_0), \end{cases} \quad (6)$$

其中 $\vec{X}_0 = (x_0, y_0, 0)$, 是指水质点静止时的位置,

x_0 为阻尼层起始坐标; α 为阻尼系数; $\beta\lambda$ 为阻尼层长度, λ 为波长, β 为岸滩宽度系数, 本文取 $\alpha=1, \beta=1$ 。

3 数值模拟方法

3.1 边界积分方程

在整个流域内应用格林第二定理, 则上述边值问题可转化为如下的边界积分方程:

$$\alpha(p)\phi(p) = \iint_S \left[\phi(q) \frac{\partial G(q,p)}{\partial n} - G(q,p) \frac{\partial \phi(q)}{\partial n} \right] dS, \quad (7)$$

式中, $p=(x_0, y_0, z_0)$, 为源点; $q=(x, y, z)$, 为场点; $\alpha(p)$ 为固角系数; 边界 S 包括自由水面 S_f 和固体表面 S_n ; G 是简单格林函数。

为减少计算量, 本文将镜像格林函数应用到水槽侧壁, 消除了两个侧面的积分, 同时对自由水面、入射边界面、台阶立面、上部台阶底部和下部台阶底部可以采用不同密度的网格, 不受侧壁的限制, 对上部台阶和下部台阶可采用较大的网格, 减小了整体的网格数。格林函数通过两水槽侧壁无限次反射的像叠加得到。为确保格林函数收敛, 每一项均减去因子 $1/nB$ 。此格林函数可以写成如下形式:

$$G(p,q) = -\frac{1}{4\pi} \left[\frac{1}{\sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{X^2 + (Y+2nB)^2 + Z^2}} + \frac{1}{\sqrt{X^2 + (Y-2nB)^2 + Z^2}} - \frac{1}{nB} \right) \right], \quad (8)$$

式中, $X=x-x_0; Y=y-y_0; Z=z-z_0; B$ 是水槽宽度。式(8)中的叠加求和各项分别代表点源在两水槽侧壁上所形成的镜像。对于式中这个趋于无穷的计算公式, 按照 Newman^[16]方法将其转化为下式快速精确求解:

$$G(p,q) = -\frac{1}{4\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \cos(m\pi Y/B) H_0 \left(m\pi \sqrt{X^2 + Z^2}/B \right) - \gamma - \log \left[\frac{1}{4} \sqrt{X^2 + Z^2}/B \right], \quad (9)$$

式中, H_0 是修正汉开尔 (Hankel) 函数; $\gamma = 0.577 778$, 是常数; 当水槽宽度大于 1, m 最大项数截取到 6 项时, 式(9)就可以达到 7 位小数的精度。

3.2 积分方程的离散

本文所用的高阶边界元离散计算域为一些曲面单元, 对每个单元通过数学变换, 将其转换成参数坐标 (ξ, ζ) 下的等参单元, 采用二次形状函数插值方法

保证单元内物理量分布的连续性。单元内任一点的几何坐标和速度势等物理量可以写成如下形式:

$$\left. \begin{aligned} [x, y, z] &= \sum_{k=1}^K h^k(\xi, \zeta) [x_k, y_k, z_k] \\ \phi(\xi, \zeta) &= \sum_{k=1}^K h^k(\xi, \zeta) \phi_k \\ \frac{\partial \phi}{\partial \vec{n}} &= \sum_{k=1}^K h^k(\xi, \zeta) \left(\frac{\partial \phi}{\partial \vec{n}} \right)_k \end{aligned} \right\}, \quad (10)$$

式中, $[x_k, y_k, z_k], \phi^k, (\partial \phi / \partial \vec{n})$ 和 h^k 分别是节点 k 的坐标、速度势、速度势法向导数和形状函数; K 是单元节点个数。

将式(8)、(10)代入式(7)中, 积分方程可以离散为如下形式:

$$\begin{aligned} \alpha(p)\phi(p) - \sum_{i=1}^{N_{e_2}} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \sum_{k=1}^K h^k(\xi, \zeta) \phi_k \times \\ \frac{\partial G(p, q[\xi, \zeta])}{\partial \vec{n}} \times |\mathbf{J}(\xi, \zeta)| d\xi d\zeta + \\ \sum_{i=1}^{N_{e_1}} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \sum_{k=1}^K h^k(\xi, \zeta) G[p, q(\xi, \zeta)] \frac{\partial \phi_k}{\partial \vec{n}} \times \\ |\mathbf{J}(\xi, \zeta)| d\xi d\zeta = - \sum_{i=1}^{N_{e_2}} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 G[p, q(\xi, \zeta)] \times \\ \frac{\partial \phi(q(\xi, \zeta))}{\partial \vec{n}} |\mathbf{J}(\xi, \zeta)| d\xi d\zeta + \\ \sum_{i=1}^{N_{e_1}} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \phi[q(\xi, \zeta)] \frac{\partial G[p, q(\xi, \zeta)]}{\partial \vec{n}} |\mathbf{J}(\xi, \zeta)| d\xi d\zeta, \end{aligned} \quad (11)$$

式中, $\mathbf{J}(\xi, \zeta)$ 是联系广义坐标和局部坐标的雅可比矩阵; N_{e_1} 和 N_{e_2} 分别是自由水面和固体边界面 S_n (入射边界面 S_1 , 台阶立面 S_2 , 上部台阶底部 S_{d_1} 和下部台阶底部 S_{d_2} , 计算深水波时下部台阶底部的影响可忽略, 不用划分网格) 上的单元个数。当源点 p 在自由水面上时, 速度势 $\phi(p)$ 为已知量, 这时方程(11)左端第一项 $\alpha(p)\phi(p)$ 将被移到方程右端; 当源点在固体边界面上时, 速度势 $\phi(p)$ 为未知量, 这时方程(11)左端第一项 $\alpha(p)\phi(p)$ 将保留在方程左端, 这样方程左端均为未知量, 右端均为已知量, 由此通过配点法, 将源点 p 分别取在各个节点上, 可建立如下线性方程组:

$$\begin{bmatrix} A^{(11)} & A^{(12)} \\ A^{(21)} & A^{(22)} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} X^{(1)} \\ X^{(2)} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} B^{(1)} \\ B^{(2)} \end{Bmatrix}, \quad (12)$$

式中,

阵的线性方程组的有力的数值解法,其计算次数明显减少,因此使用 GMRES 算法求解大型边界元法系数

方程组是十分有效的。本文以高斯消去法和 GMRES 法对比来说明 GMRES 算法的快速性。

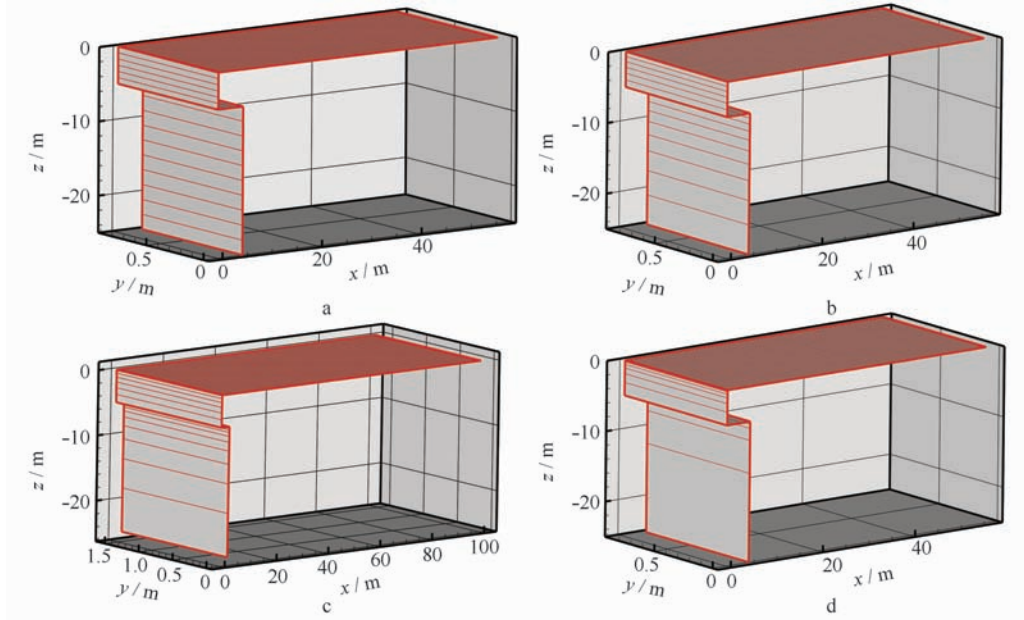


图2 变深水槽网格布置图

a. $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.001$, b. $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.1$, c. $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.3$, d. $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.5$

表1 网格分布与收敛情况

网格	入射界面单元数	台阶立面单元数	γ_1	γ_2	收敛性
网格一	6	10	0.1	0.1	收敛
网格二	2	3	0.001	0.001	不收敛
网格三	2	3	0.001	0.2	收敛
网格四	2	6	0.001	0.001	收敛

图3是将整个区域划分为不同单元数时用 GMRES 算法和高斯消去法求解每一时间步所用时间的比较图。 N 表示未知量个数。从图3可以看出,当未知量个数较少时,采用高斯消去法和 GMRES 法用时相近,而随着未知量的增加,GMRES 方法则更省时、高效。

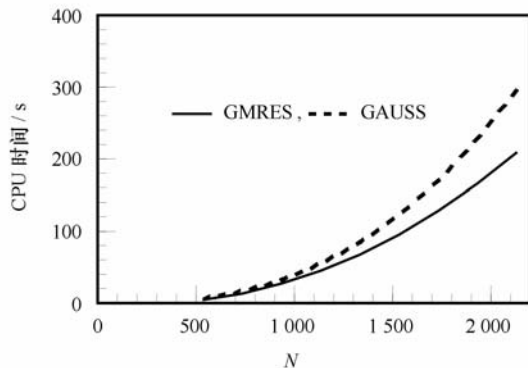


图3 计算量对比图

4 数值计算及结果

作为算例,考虑推板式造波机作正弦运动时产生波浪的情况(通过调整初相位也可得到造波机余弦运动的情况),造波板运动方程为

$$S = a \sin(\omega t - \varphi), \quad (18)$$

进而可以得到造波板瞬时位置的运动速度:

$$u \Big|_{x=s} = \frac{\partial S}{\partial t} = a\omega \cos(\omega t - \varphi), \quad (19)$$

式中, a 是造波板的运动幅值; ω 是造波板运动圆频率。

应用所建立的模型模拟深水波,考虑造波板所在位置水深 d_1 为 5.0 m,水槽工作区水深 d_2 为 25.0 m,造波板与台阶立面距离 B_1 为 3.0 m,造波板运动周期 T 为 4 s,相位角 φ 为 0° 。定义水槽长度和宽度分别为 4.0λ (λ 为波长,等于 24.96 m) 和 0.125λ ,为了吸收出流波浪,在水槽末端布置 1.5 λ 长的阻尼层。通过对时间步长和空间步长开展收敛

性数值试验,确定空间步长 Δx 为 $\lambda/16$, Δy 为 $B/2$, 时间步长 Δt 为 $T/60$, 在上部台阶底部取 3 个网格, γ_1 为 0.001, 在台阶立面取 4 个网格, γ_2 为 0.2。

图 4 和 5 分别是造波板运动幅值为 0.05 和 0.7 m 时,由本文方法计算的不同位置处波面时间历程与线性解析结果^[14]在当前边界条件下计算结果的对比。从图 4 可以看出,在造波板运动幅值很小,即波浪非线性很小的情况下,两种方法得到的结果吻合良好,验证了本文方法的正确性。从图 5 可

以看出,当造波板运动幅值较大时,由本文方法计算得到的波形的非线性特性更加明显,波峰更加陡峭,波谷更加趋于平缓。为了进一步分析这种非线性特性,运用傅里叶变换的方法分别对图 5 中波面结果进行处理,得到如图 6 所示的波浪频谱变化关系。从图 6 可以看出本文结果和线性解析结果在主频 ($f_0 = 1/T$) 上吻合很好,这进一步验证了本文方法的正确性,而本文结果除了主频的贡献外,还有零频、二倍频甚至三倍频的贡献。

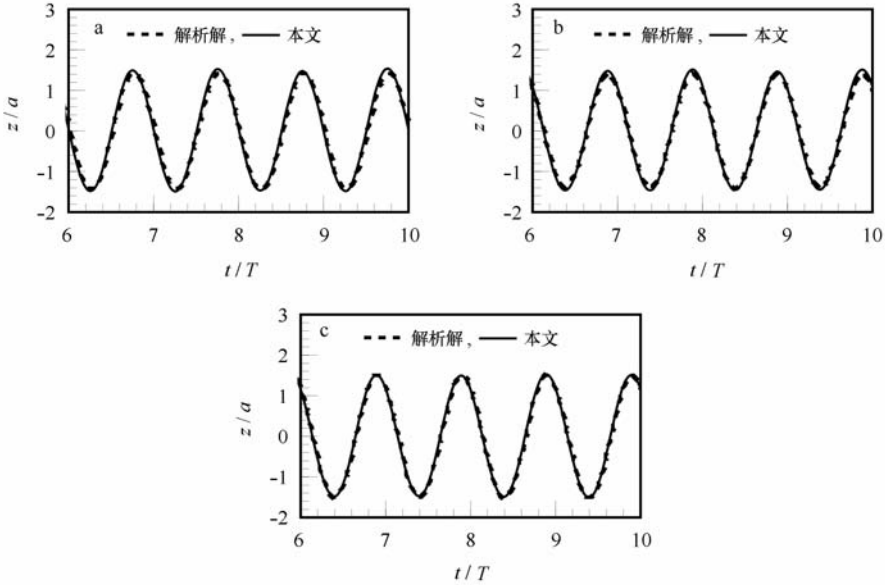


图 4 不同位置波面升高时间历程 ($a=0.05$ m)

a. $x/d_1 = -0.3$, b. $x/d_1 = 0.0$, c. $x/d_1 = 5.0$

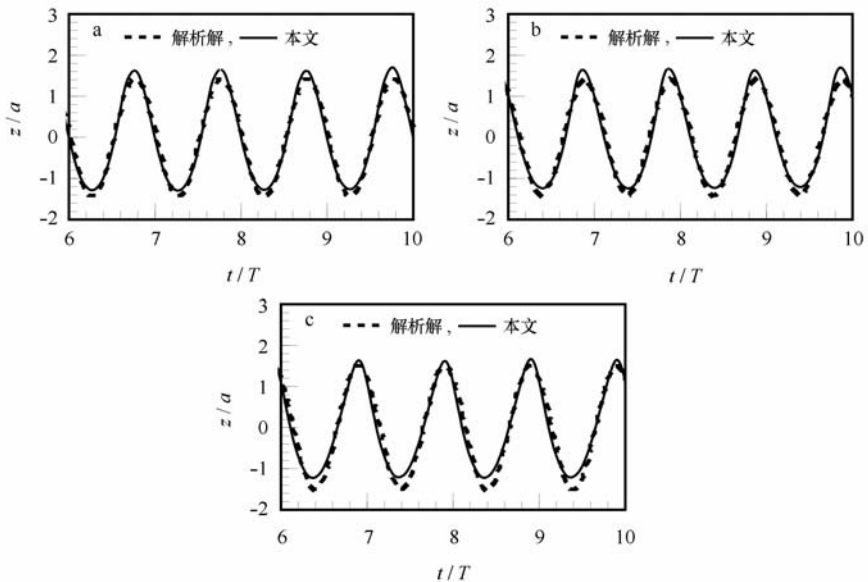


图 5 不同位置波面升高时间历程 ($a=0.7$ m)

a. $x/d_1 = -0.3$, b. $x/d_1 = 0.0$, c. $x/d_1 = 5.0$

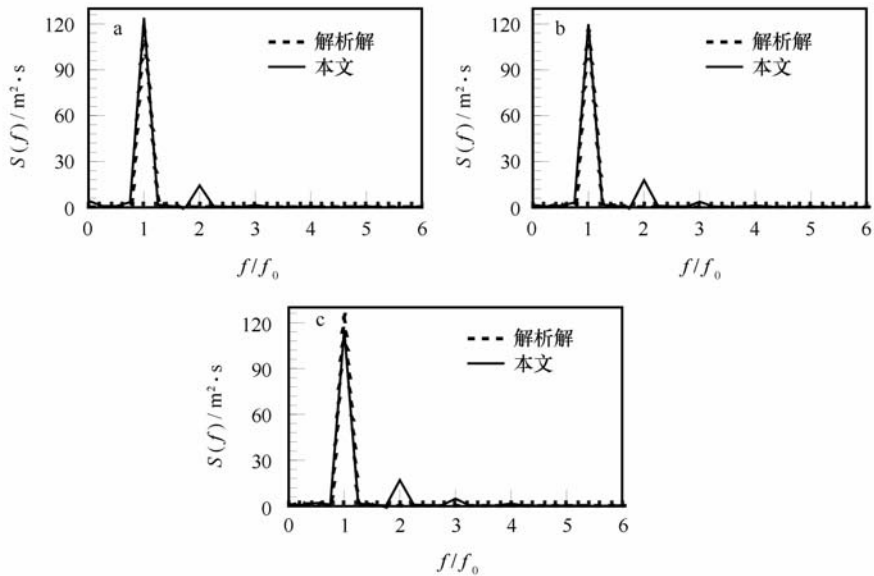
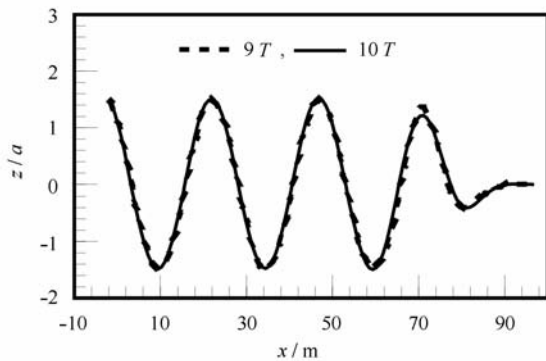
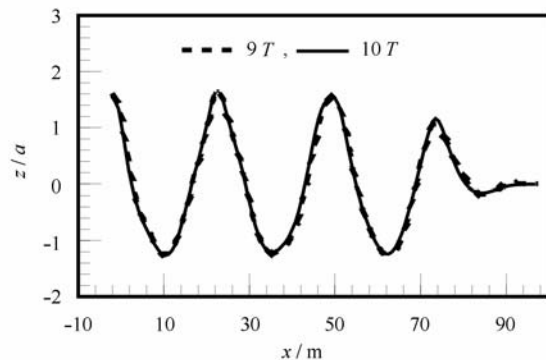
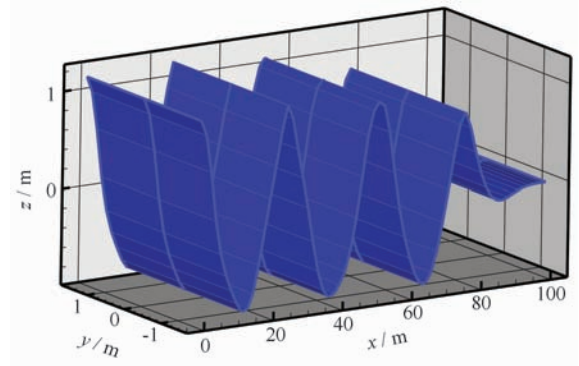
图6 不同位置波面频谱变化关系($a=0.7\text{ m}$)a. $x/d_1 = -0.3$, b. $x/d_1 = 0.0$, c. $x/d_1 = 5.0$

图7和8分别是两种波况下时间为 $9T$ 和 $10T$ 波浪沿水槽中线处波面分布图,从图中可以看出,两个时刻的波面完全重合,说明数值结果已经达到稳定。图9表示时间为 $10T$,运动幅值为 0.7 m 时三维波面变化图,从图9可以看出,波面在 y 方向上保持稳定。

图7 水槽中线处波面变化($a=0.05\text{ m}$)图8 水槽中线处波面变化($a=0.7\text{ m}$)图9 t 为 $10T$ 时三维波面变化($a=0.7\text{ m}$)

5 特性分析

为了分析台阶式变深水槽中工作区生成波浪高度的影响因素,本文研究了造波板所在位置(上部台阶)水深对水槽中工作区波高变化的影响,对以下算例采用与上例相同的时间步长和空间步长。

图10为水槽工作区水深 d_2 为 25.0 m ,造波板与台阶立面距离 B 为 3.0 m ,造波板运动周期 T 为 4 s ,造波板运动幅值 a 为 0.7 m ,造波板所在位置水深 d_1 分别为 $4.0, 5.0, 6.0\text{ m}$ 时,在 x 等于 λ 处波面升高时间历程图。图11是对图10中的波面进行傅里叶分析得到的频谱变化关系图。从图11可以看出,随着造波板所在位置水深的增加,水槽工作区某一固定水质点的波高增大,而且波浪的非线性更强。

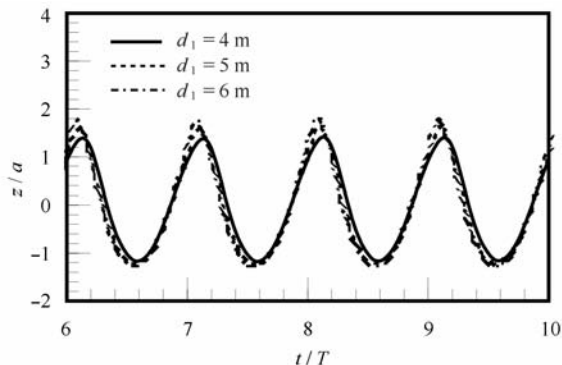


图 10 x 等于 λ 处波面升高时间历程

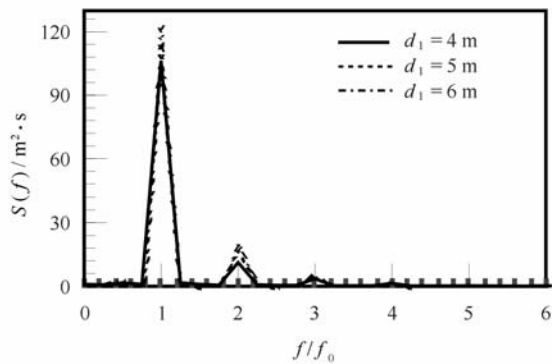


图 11 x 等于 λ 处波面频谱变化关系

从图 4 的线性解析解可以看出,通过增加造波板的运动幅值可以加大水槽工作区的波高,从图 10 和 11 的分析中可以看出,通过增加造波板所在位置水深也可以加大水槽工作区的波高。当其他条件一定而只增加造波板运动幅值时,试验中会因为造波板推程的限制无法得到所需要的波高,会出现数值

不稳定而导致计算无法进行,因此通过调节造波板所在位置水深得到所需要的波高是非常重要的。

6 结论

为了避免入射边界条件和完全非线性自由水面条件的不匹配,并结合深水波传播特性,建立了一个与真实物理波浪水槽功能相当的台阶式变深水槽数值模型。本文通过实时模拟造波板的运动来产生波浪,并通过混合欧拉-拉格朗日方法和四阶 Runge-Kutta 技术来更新自由水面和造波板的瞬时位置。数值模型通过时域高阶边界元方法进行求解,其中镜像格林函数被应用到水槽两个侧壁,使水槽侧面的积分被消除,同时对其余固体边界可以采用不同密度的网格,不受侧壁的约束,减少了整体的网格数,节省了大量的计算量。利用 GMRES 加速算法求解线性方程组,提高了计算效率。利用所建模型对深水规则波进行了数值模拟并对波浪的非线性进行了分析,在造波板运动幅值较小时,与线性解析结果吻合很好;当造波板运动幅值较大时,波浪的非线性特性显现出来。利用所建模型研究了造波板所在位置(上部台阶)水深对生成波浪高度的影响,研究发现随着造波板所在位置水深的增加,生成波浪高度增大,而且波浪的非线性更强,由此可以选择合适的造波板所在位置水深及造波板运动幅值来得到所需要的波浪高度。通过以上研究,验证了本文模型可以准确模拟非线性规则波。本文模型为研究深水波浪与海洋结构物相互作用问题提供了重要的参考,并可进一步应用到深水波浪与海洋结构物相互作用的模拟。

参考文献:

- [1] NEWMAN J N. Propagation of water waves over an infinite step[J]. Fluid Mech, 1965, 23(2):399—415.
- [2] FENTON J D. A fifth-order Stokes theory for steady waves[J]. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, 1985, 111(2): 216—234.
- [3] FERRANT P. A coupled time and frequency approach for nonlinear wave radiation[G]//Proceedings of the 18th Symposium on Naval and Hydrodynamics. Michigan, USA. Washington D C: National Academies Press. 1990:67—83.
- [4] LEE C C, LIU Y H, KIM C H. Simulation of nonlinear waves and forces due to transient and steady motion of submerged sphere[J]. International Journal of Offshore and Polar Engineering, 1994, 4 (3): 174—182.
- [5] FONSECA N, SOARES C. Time-domain analysis of large-amplitude vertical ship motions and wave load[J]. Journal of Ship Research, 1998, 42(2):139—153.
- [6] 宁德志,滕斌,刘珍,等. 无限水深聚焦波的完全非线性数值模拟[J]. 海洋工程, 2008, 26(4):27—34.
- [7] NING D Z, TENG B, EATOCK Taylor R, et al. Numerical simulation of nonlinear regular and focused waves in an infinite water-depth [J]. Ocean Engineering, 2008, 35:887—899.
- [8] RYU S, KIM M H, LYNETT P. Fully nonlinear wave-current interactions and kinematics by a BEM-based numerical wave tank [J].

Computat Mech. 2003, 32:336—346.

- [9] BAI W, Eatock TAYLOR R. Higher-order boundary element simulation of fully nonlinear wave radiation by oscillating vertical cylinders [J]. Applied Ocean Research, 2006, 28:247—265.
- [10] BAI W, Eatock TAYLOR R. Numerical simulation of fully nonlinear regular and focused wave diffraction around a vertical cylinder using domain decomposition [J]. Applied Ocean Research, 2007, 29:55—71.
- [11] BAI W, Eatock TAYLOR R. Fully nonlinear simulation of wave interaction with fixed and floating flares structures [J]. Ocean Engineering, 2009, 36:223—236.
- [12] 周斌珍, 宁德志, 滕斌. 造波板运动造波的实时模拟[J]. 水动力学研究与进展: A辑, 2009, 24(4): 406—416.
- [13] NING D Z, ZHOU B Z, TENG B, et al. Numerical simulation of nonlinear regular and focused waves generated by a piston wave maker [G]//The 5th International Conference on Asian and Pacific Coasts. Singapore: World Scientific. 2010, 3: 89—95.
- [14] ZHOU B Z, NING D Z, TENG B, et al. Analytical study on wave making in a deep wave flume in step-type[J]. Wave Motion, 2010, 47(1): 1—11.
- [15] LIN W M, NEWMAN J N, YUE D K. Nonlinear forced motion of floating bodies[G]//Proc 15th Symp on Naval Hydrodynamics. Hamburg, Germany. Washington D C: National Academies Press, 1984: 33—47.
- [16] NEWMAN J N. Approximation of free-surface Green functions [M]//MARTIN P A, WHICKHAM G R. Wave Asymptotics. Cambridge: Cambridge University Press, 1992: 107—142.
- [17] SAAD Y, SCHULTZ M H. A generalized GMRES algorithm for solving nonsymmetric linear systems[J]. SIAM J Sci Statist Comput, 1986, 7: 856—869.

The numerical simulation of fully nonlinear deep-water waves

ZHOU Bin-zhen¹, NING De-zhi^{1,2}, TENG Bin¹, SONG Wei-hua¹

(1. State Key Laboratory of Coastal and Offshore Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China;
2. State Key Laboratory of Ocean Engineering, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200030, China)

Abstract: Based on the potential theory and the particle velocity decreasing exponentially with the increasing of the water depth for the deep-water waves, a fully nonlinear numerical variable deep wave flume model was developed. Waves generated by a piston wave maker were real-time simulated. The model is developed using a time domain higher-order boundary element method (HOBEM). A mixed Eulerian-Lagrangian technology and a 4th-order Runge-Kutta scheme are utilized to track the free surface. Image Green function is used in the whole fluid domain so that the integration on lateral surfaces are excluded. An artificial damping layer is distributed at the end of the flume to eliminate wave reflection. The GMRES accelerated algorithm is utilized to improve calculation efficiency. Numerical experiments are carried out to model the deep water waves. Steady wave profiles are obtained and good agreements between numerical solutions and analytical solutions are obtained for the small motion amplitude of the wave maker. Wave nonlinear features are shown for the large motion amplitude. the numerical experiments are also carried out to study the influence of the water depth at the upper step on the generated wave height. According to the proposed numerical simulation, the suitable water depth at the up step and the motion amplitude of the wave maker can be derived to get the required wave in deep water.

Key words: wave maker motion; numerical wave tank; fully nonlinear; higher-order boundary element method; deep water waves