

模拟畸形波的聚焦波浪模型¹⁾

赵西增²⁾ 孙昭晨 梁书秀

(大连理工大学海岸和近海工程国家重点实验室, 大连 116023)

摘要 利用改进的高阶谱方法建立了模拟极限波的二维聚焦模型, 通过与 Baldock(1996) 的实验结果和理论值的比较, 验证了模型的正确性, 并分析了波浪非线性相互作用对聚焦结果的影响. 通过改进 Longuet-Higgins 海浪模型, 给出了 4 种实验室聚焦模拟畸形波的波浪模型: 极限波聚焦模型 + 随机波模型; 极限波聚焦模型 + 规则波模型; 相位角分布范围调制聚焦模型; 相同相位角组成波个数调制聚焦模型. 基于上述完全非线性数值波浪模型, 采用不同的能量分配方式, 在有限模拟长度和时间内得到了具有不同 $H_{\max}/H_s$ 值的畸形波.

关键词 高阶谱方法, 畸形波, 聚焦波, Longuet-Higgins 模型, 角调制

中图分类号: O353.2 **文献标识码:** A **文章编号:** 0459-1879(2008)04-0447-08

引 言

近年来, 人们开始注意到天然海浪波列中存在着畸形波 (freak wave), 并认识到畸形波可能给海洋工程建筑物和船舶带来灾难性后果. 但由于畸形波发生的概率较低, 可靠的测量、分析结果甚少, 对其发生机理也有不同的解释. Kharif^[1] 全面分析了畸形波的形成机理, 认为畸形波的产生可能是由下列一种或几种因素引起的能量汇聚: 波浪的叠加、波流的相互作用、地形变化、风作用、方向分布、波浪的 $B-F$ 不稳定性等. 国内外学者和工程人员都接受的畸形波的判定标准是最大波高 $H_{\max}$ 超过 2.0 或者 2.2 倍的有效波高 H_s . $H_{\max}/H_s > 2.0$ 最初应用于高斯分布的线性波面, 而实际观测资料显示, 波浪的非线性等因素提升了这一判断标准^[1], 本文将采用 $H_{\max}/H_s > 2.2$ 作为畸形波的判定标准.

由于实验条件的限制, 在实验室模拟畸形波的工作只能通过实验尺度波浪聚焦的方式实现^[2~6], 而在大尺度随机波浪模型中畸形波的模拟对水槽长度和模拟时间都有较高的要求, 因此, 目前畸形波的研究主要通过数值方法来实现^[7,8]. 黄国兴^[5] 理论分析了具有相同相位角组成波数的调制对畸形波出现概率的影响, 并给出了较低的判定标准; Kriebel^[9] 给出了极限波聚焦模型和随机波海浪模型的组合形式, 提高了模拟得到畸形波的效率; 裴玉国^[3] 分析

了上述组合模型中能量分配对畸形波形成的影响. 以上方法都是在线性波的范围内, 通过理论分析的方式得到了畸形波, 并没有考虑波浪非线性对畸形波的影响, 对畸形波的发展过程也没有涉及. 而本文采用的快速模拟波浪完全非线性运动的高阶谱方法^[10,11] 弥补了这一空白, 它基于小波陡对速度势展开, 通过快速 Fourier 变换解决了自由面波动问题; 黄金刚^[4] 基于这一数值方法通过数值模拟与实验相结合的方法得到了极限波, 但没有考虑高阶非线性的影响.

本文利用改进的高阶谱方法建立了聚焦模拟畸形波的波浪模型, 考虑了波浪的完全非线性相互作用. 通过与 Baldock^[12] 实验结果和理论解的比较验证了模型的有效性, 分析了波浪非线性相互作用对聚焦模拟的影响, 并给出了波浪的非线性提高了聚焦波幅和使聚焦位置和时间都滞后的结论. 基于改进的 Longuet-Higgins 海浪模型, 给出了 4 种实验尺度的模拟畸形波的波浪模型, 分析了模型中能量分配方式与 $H_{\max}/H_s$ 之间的关系, 通过调整模型中能量的分配方式, 模拟得到了具有不同畸形程度的畸形波. 文章中没有考虑方向分布、地形及流的影响.

1 数值方法

假定流体为不可压、无黏、运动无旋、水深为

2007-06-06 收到第 1 稿, 2008-03-31 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金资助项目 (50779004).

2) E-mail: zhaoxz@student.dlut.edu.cn

定值 h 的理想流体, 坐标原点在静水面处, z 轴竖直向上为正, 用 $\mathbf{x} = (x, y)$ 代表水平坐标. 定义 $\Phi^s(\mathbf{x}, t) = \Phi[\mathbf{x}, \eta(\mathbf{x}, t)]$, 则可得到用自由面处波面升高 $\eta(\mathbf{x}, t)$ 和速度势 $\Phi^s(\mathbf{x}, t)$ 表示的自由面边界条件方程

$$\eta_t + \Phi_x^s \cdot \eta_x - (1 + \eta_x \cdot \eta_x) \Phi_z^s = 0 \quad (1a)$$

$$\Phi_t^s + g\eta + 1/2(\Phi_x^s)^2 - \frac{1}{2}(1 + (\eta_x)^2) \Phi_z^s = 0 \quad (1b)$$

给定初始波面和速度势, 要得到下一时刻的波面和速度势, 上面的发展方程中唯一未知量是竖向速度 Φ_z . 通过已有条件得到竖向速度的表达式, 正是高阶谱方法要解决的关键问题. 下面将给出高阶谱方法的核心部分.

假定 Φ 和 η 是 $O(\varepsilon)$ 小量, 要求波陡 $\varepsilon = ka$ 远小于 1.0, k 为波数, a 为振幅, 把速度势表示成小量波陡摄动展开的形式

$$\Phi(\mathbf{x}, z, t) = \sum_{m=1}^M \Phi^{(m)}(\mathbf{x}, z, t) \quad (2)$$

把 $\Phi^{(m)}$ 在 $z = 0$ 处展开, 并结合式 (2), 可得

$$\Phi^s(\mathbf{x}, t) = \sum_{m=1}^M \sum_{k=0}^{M-m} \frac{\eta^k}{k!} \frac{\partial^k}{\partial z^k} \Phi^{(m)}(\mathbf{x}, 0, t) \quad (3)$$

给定满足周期性边界条件的初始值 Φ^s 和 η , 式 (3) 就是速度势函数 Φ^s 的狄利克雷收敛条件.

展开式 (3), 合并阶数相同的项, 可得到 $z = 0$ 处一系列关于未知 $\Phi^{(m)}$ 的边界条件方程

$$\Phi^{(1)}(\mathbf{x}, 0, t) = \Phi^s \quad (4a)$$

$$\Phi^{(m)} = - \sum_{k=1}^{m-1} \frac{\eta^k}{k!} \frac{\partial^k}{\partial z^k} \Phi^{(m-k)}(\mathbf{x}, 0, t), \quad (4b)$$

$$m = 2, 3, \dots, M$$

这样复杂边界 $z = \eta(\mathbf{x}, t)$ 上关于 $\Phi(\mathbf{x}, z, t)$ 狄利克雷问题, 就简化为简单边界 $z = 0$ 处 M 个关于变量 $\Phi^{(m)}$ 的狄利克雷问题, M 为展开的阶数.

通过 $\Phi^{(m)}(\mathbf{x}, 0, t)$ 可得到自由面竖向速度 $\Phi_z(\mathbf{x}, \eta, t)$

$$\Phi_z(\mathbf{x}, \eta, t) = \sum_{m=1}^M \sum_{k=0}^{M-m} \frac{\eta^k}{k!} \frac{\partial^{k+1}}{\partial z^{k+1}} \Phi^{(m)}(\mathbf{x}, 0, t) \quad (5)$$

给定初始波面和速度势, 利用伪谱的方法, 采用快速 Fourier 算法求得各阶速度势的模式系数 $\Phi_n^{(m)}(t)$; 对于计算阶数为 M , 模式数为 N , 采用快

速算法的计算次数为 $MN \ln N$, 大大减少了计算量 (普通算法的计算量为 MN^2); 由式 (5) 通过 Fourier 快速时 - 频变换得到自由面速度势竖向导数, 其他非线性项的导数可直接在空间域内得到; 对自由面控制方程 (1a), (1b) 进行时间积分, 时间积分采用改进的 Adams-Bashforth-Moulton 预测 - 校正时间积分格式, 得到 $(t + \Delta t)$ 新时刻的波面 $\eta(t + \Delta t)$ 和速度势 $\Phi^s(\mathbf{x}, \eta, t + \Delta t)$; 根据新时刻的波面 $\eta(t + \Delta t)$ 和速度势 $\Phi^s(\mathbf{x}, \eta, t + \Delta t)$, 重复上面的步骤, 一直到设定的模拟时间则结束. 详细的计算步骤和误差分析可参阅文献 [11].

通过方程 (1a) 和 (1b) 就建立了模拟波浪完全非线性运动的数值模型. 而对于线性解的初始条件, 控制方程 (1a) 和 (1b) 两端不相等, 这样直接的数值模拟, 将产生大量的高频驻波. 为了克服这一数值不稳定性, 将采用 Dommermuth^[13] 的光滑处理方法把自由面运动和动力方程表示成下面的形式

$$\eta_t - \Phi_z = -W(t) \eta_x \cdot \Phi_x \quad (6a)$$

$$\Phi_t + g\eta = -W(t) (\Phi_x \cdot \Phi_x + \Phi_z^2) \quad (6b)$$

上式中, $W(t) = (1 - \exp[-(t/T_a)^n])$ 为 (0,1) 内的光滑性函数, 取 $T_a = 10T_p$, T_p 为谱峰周期或中心周期, $n = 4$. 这样模拟波浪完全非线性运动的高阶谱数值波浪模型已经完毕.

2 极限波聚焦模型

根据 Longuet-Higgins 海浪模型理论, 任意点处的波面可以表示为不同频率、初相位的波线性叠加的形式

$$\eta(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=1}^{N_k} a_i \cos(k_i x - \omega_i t + \varepsilon_i) \quad (7)$$

式中, N_k 为组成波的个数, a_i, k_i, ω_i 分别为第 i 个组成波的振幅、波数和圆频率, ε_i 为第 i 个组成波的初相位, 在 $(0, 2\pi)$ 内均匀随机分布. 由波的色散性可知, 在不考虑方向分布的单向传播的波群中, 不同波长的波浪具有不同的传播速度, 如果慢速传播的短波在快速传播的长波的前面, 那么随着相位的发展, 在特定时刻和地点长波将会超越短波, 引起波浪能量的汇聚. 改进上述海浪模型, 将组成波的初相位经过选择使波浪在特定时刻 t_p 和位置 x_p 叠加, 得到极限波聚焦模型^[1,3]

$$\eta(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=1}^{N_k} a_i \cos(k_i(x - x_p) - \omega_i(t - t_p)) \quad (8)$$

初始输入条件如下: 组成波个数 $N_k = 29$, 角频率范围 $f(0.71, 1.66)$, 水深 $h = 0.4$ m, 聚焦时刻 $t_p = 0$, 聚焦位置 $x_p = 0$, 各组成波波幅总和 $A = 22$ mm, 38 mm, 55 mm, 各组成波等波幅分布 $a_i = A/29$, 模拟总时间为 $60T$ (T 为组成波的中心周期), 聚焦时间在 $30T$ 处, 数值方法展开的阶数 $M = 4$.

图 1 给出了 3 种不同初始输入波幅 A (A 为各组成波波幅之和, $A = 29a_i$) 时, 聚焦点处波面形状. 在每幅图中聚焦点处波面数值结果都与线性理论解做了比较. 在图 1(a) 中, 模拟结果和线性解基本吻合, 输入波幅 A 为 22 mm, 各组成波波幅 a_i 小于 1 mm, 波浪的非线性相互作用基本不存在. 图 1(b) 和 1(c) 为大的输入波幅, 由于波浪非线性相互作用的存在, 模拟的波幅值远远偏离了线性输入值, 波峰的形状变得高而陡, 同时波谷变得宽而浅, 与 Baldock^[12] 的实验结论一致.

图 2 给出了聚焦波峰最大值的发展规律, 并与线性输入波幅值和 Baldock^[12] 的实验结果做了比较.

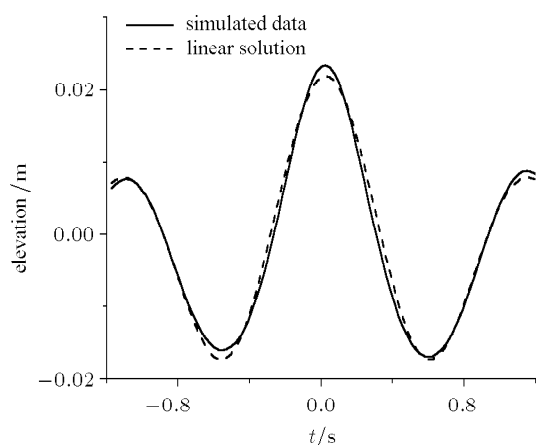
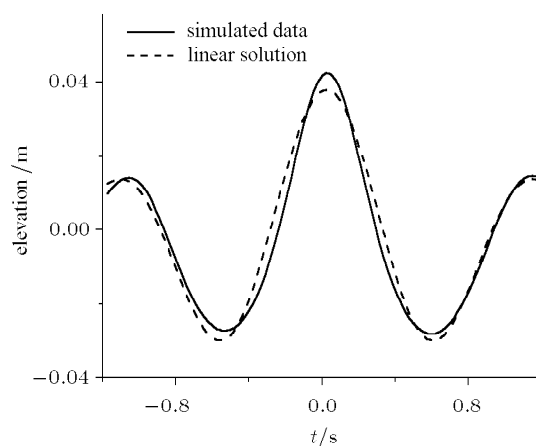
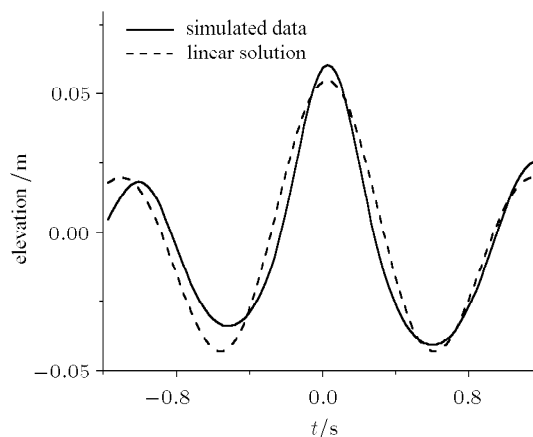
(a) $A = 22$ mm(b) $A = 38$ mm(c) $A = 55$ mm

图 1 聚焦点处波面

Fig.1 Surface profile at the focal point

水平轴为输入波幅的理论值 A , 垂直轴为聚焦点处波峰幅值的数值结果. 随着输入波幅的增大, 模拟值与线性输入值之间偏差增大. 模拟结果与 Baldock^[12] 的结果基本一致. 以上算例说明, 随着波幅的增大, 波与波之间的非线性作用愈发明显, 不能忽略. 波浪的非线性影响着聚焦波峰的大小, 同时对聚焦时间和位置也有不同程度的影响. 图 3 给出了不同输入波幅值 A 时对应的聚焦时间和位置与理论设定值的偏差, 与 Baldock^[12] 的实验一样, 在数值模拟过程中也出现了聚焦位置和时间比理论值滞后的现象. 聚焦时间和位置随输入波幅的增大而增大, 与图 1 和图 2 的结果基本一致.

从以上的比较可知, 波浪的非线性相互作用在波浪聚焦发展过程中起着非常重要的作用, 模拟结

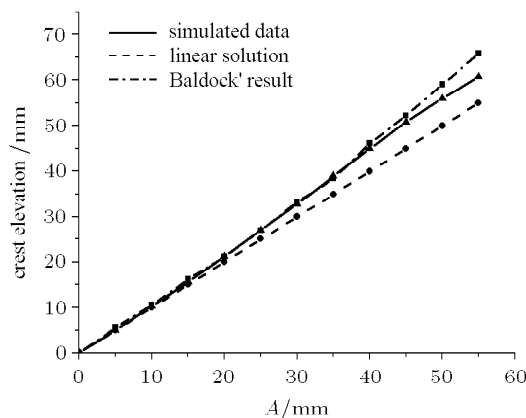
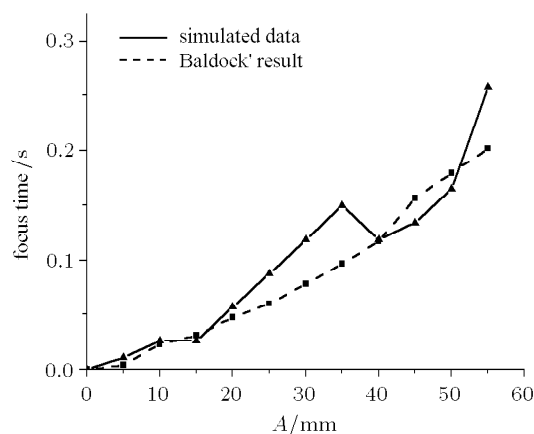


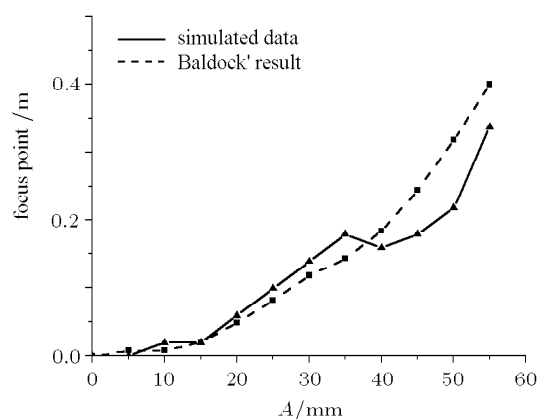
图 2 波峰的模拟值

Fig.2 Measured crest elevations



(a) 聚焦时间

(a) Time of focusing



(b) 聚焦位置

(b) Position of the focal point

图 3

Fig.3

果和 Baldock^[12] 实验结论吻合良好, 因此该模型可用于波浪聚焦的模拟。

3 模拟畸形波的有效模型

利用上述极限波聚焦模型, 在有限长度的数值水槽内可得到满足定义要求的畸形波 ($H_{\max}/H_s = 3.5 > 2.2$), 但由于在极限波聚焦模型中, 能量集中在聚焦区, 而非聚焦区的波面几乎接近于零, 这与实际的海浪波面有较大的差别, 并且这种现象发生的概率极低 ($1/4.7 \times 10^{10}$), 而当波浪满足最低判定标准 $H_{\max}/H_s = 2.2$ 时, 此时畸形波发生的概率为 $1/1.6 \times 10^5$, 远高于极限波聚焦模型得到的畸形波的概率, 即使如此在随机波浪中发现畸形波仍需要足够长的模拟长度^[7,8], 在实验条件下很难实现。下面将通过综合极限波聚焦模型和随机波模型以及

调制相位角的方式, 给出可在有限空间和时间内模拟得到畸形波的 4 种海浪模型。通过调整模型中能量的分配方式, 模拟得到了具有不同 $H_{\max}/H_s$ 值的畸形波, 这也是本文不同于其他文章的地方。

下面要给出的 4 种波浪模型都采用了与极限波聚焦模型相同的波浪参数, 初始输入波幅 $A = 38$ mm. 文中所选取的随机数都是通过计算机直接产生, 并没有经过试算, 最大波高为 $1.6H_s$, 比 Nolte^[14] 给出的最大波高的均值 $1.45H_s$ 稍微偏大。

3.1 组合聚焦模型

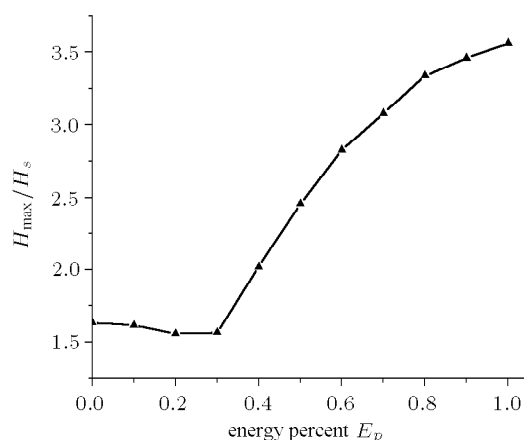
3.1.1 模型 I、极限波聚焦模型 + 随机波模型

综合极限波聚焦模型中在聚焦时刻能量太过集中和随机波模型中能量分布规律难寻的特点, 得到聚焦模拟畸形波的第 1 种有效模型

$$\eta(x, t) = (1 - E_p) \sum_{i=1}^{N_k} a_i \cos(k_i(x - x_P) - \omega_i(t - t_p) + \varepsilon_i) + E_p \sum_{i=1}^{N_f} a_i \cos(k_i(x - x_P) - \omega_i(t - t_p)) \quad (9)$$

式中, E_p 为能量配比系数; a_i, k_i, ω_i 分别为第 i 个组成波振幅、波数和圆频率; ε_i 为第 i 个组成波的初相位, 在 $(0, 2\pi)$ 内均匀随机分布。

图 4 中给出了模型中不同能量配比系数所对应的 $H_{\max}/H_s$ 值, $E_p = 0.0$ 时本模型简化为完全随机波浪模型, $E_p = 1.0$ 时本模型简化为极限波聚焦波浪模型。当 $E_p < 0.4$ 时, 随机波占主导地位, 二者之间的关系不明显, 这时很难在有限的模拟长

图 4 $H_{\max}/H_s$ 与能量配比系数 E_p Fig.4 $H_{\max}/H_s$ and energy parameter E_p

度内模拟得到畸形波, $E_p = 0.3$ 时, $H_{\max}/H_s = 1.6$. 从 $E_p = 0.4$ 开始, 聚焦波浪开始占主导作用. $E_p = 0.45$ 时, $H_{\max}/H_s = 2.21 > 2.2$, 满足了畸形波的判定标准, 图 5 中给出了 $E_p = 0.45$ 时模拟的包含畸形波的波面.

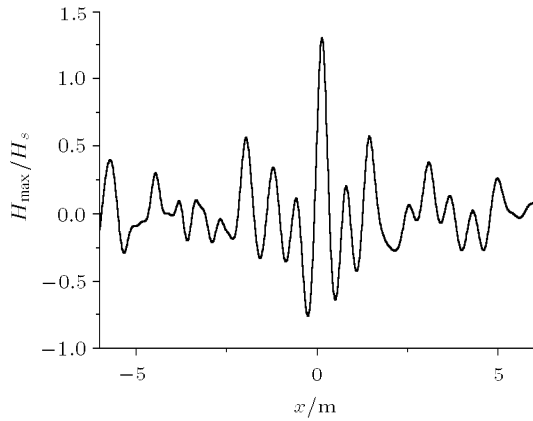


图 5 $E_p = 0.45$ 时畸形波波面

Fig.5 Surface elevation of freak wave event: $E_p = 0.45$

在不同能量配比系数的组合模型中, 随机波浪对畸形波生成时间和地点都有不同程度的影响, 配比系数越大, 极限波起主导作用, 受影响的程度越小, $E_p = 0.5$ 时, 畸形波生成时间和地点比理论值分别滞后 0.1s 和 0.12m, 而 $E_p = 1.0$ (极限波聚焦模型), 畸形波生成时间和地点比理论值分别滞后 0.134s 和 0.17m, 这种滞后原因主要有两点: (1) 波浪的非线性相互作用; (2) 随机波模型中初始相位角的选取, 能量越集中, 聚焦时间和位置受随机波的影响越小.

3.1.2 模型 II、极限波聚焦模型 + 规则波模型

作为随机波模型的一个特例, 组合能量均匀分布的规则波浪模型和极限波聚焦模型可得到聚焦模拟畸形波的第 2 种有效模型

$$\eta(x, t) = (1 - E_p)a \cos(k(x - x_P) - \omega(t - t_p)) + E_p \sum_{i=1}^{N_k} a_i \cos(k_i(x - x_P) - \omega_i(t - t_p)) \quad (10)$$

式中, E_p 为能量分配系数; a_i, k_i, ω_i 分别为第 i 个组成波振幅、波数和圆频率; a, k, ω 分别为规则波的振幅、波数和圆频率; ω 和 k 分别取极限波模型中组成波的中心频率和对应的波数.

图 6 中建立了模型中不同能量配比系数 E_p 与 $H_{\max}/H_s$ 之间的关系, $E_p = 0.0$ 时模型简化为规则波海浪模型, $E_p = 1.0$ 时模型简化为极限波聚焦

海浪模型. 当 $E_p < 0.55$ 时, 规则波占主导地位, $H_{\max}/H_s < 2.2$, 无法在有限的模拟长度内得到畸形波. 从 $E_p = 0.6$ 开始, 聚焦波浪开始起主导作用. $E_p = 0.74$ 时, $H_{\max}/H_s = 2.23 > 2.2$, 满足畸形波的判定标准. 图 7 中给出了 $E_p = 0.74$ 时模拟的包含畸形波的波面, 此时的畸形波好像在规则的海面突然出现. 模型中畸形波的生成时间和地点主要由极限波聚焦模型决定, 受规则波的影响较小.

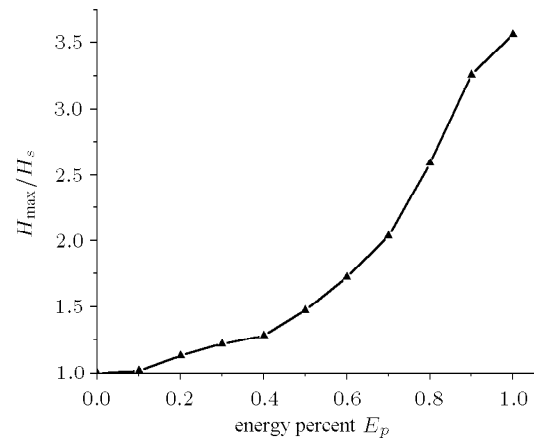


图 6 $H_{\max}/H_s$ 与能量配比系数 E_p

Fig.6 $H_{\max}/H_s$ and energy parameter E_p

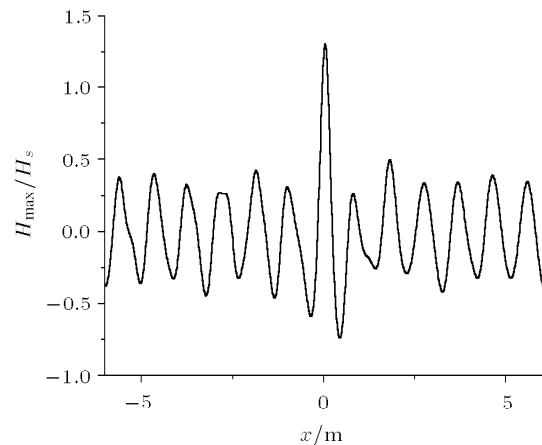


图 7 $E_p = 0.74$ 时畸形波波面

Fig.7 Surface elevation of freak wave event: $E_p = 0.74$

3.2 相位角调制聚焦模型

3.2.1 模型 III、相位角分布范围调制聚焦模型

通过调制相位角的分布范围, 使各组成波的初相位分布在相对狭窄的范围内, 这样能量分布相对集中, 可提高随机波列中模拟得到畸形波出现的概率.

$$\eta(x, t) = \sum_{i=1}^{N_k} a_i \cos(k_i(x - x_P) - \omega_i(t - t_p) - \varepsilon_i) \quad (11)$$

式中, a_i, k_i, ω_i 分别为第 i 个组成波振幅、波数和圆频率; ε_i 为第 i 个组成波的初相位, 在 $(0, \alpha)$ 内均匀随机分布, α 为 $(0, 2\pi)$ 内的常数.

图 8 中给出了 $H_{\max}/H_s$ 的值随相位角分布范围的变化, $\alpha = 0.0$ 时模型为极限波聚焦模型, $\alpha = 2\pi$ 时模型为随机波海浪模型. 当组成波的相位角分布小于 1.1π 时, 能量分布集中, 可在有限的长度内模拟得到畸形波, 相位角范围越窄, 能量越集中, 模拟的畸形波的特征越明显. 当 $\alpha = 1.08\pi$ 时, $H_{\max}/H_s = 2.23(> 2.2)$ 满足畸形波的判定标准, 图 9 中给出了 $\alpha = 1.08\pi$ 时模拟的包含畸形波的波面.

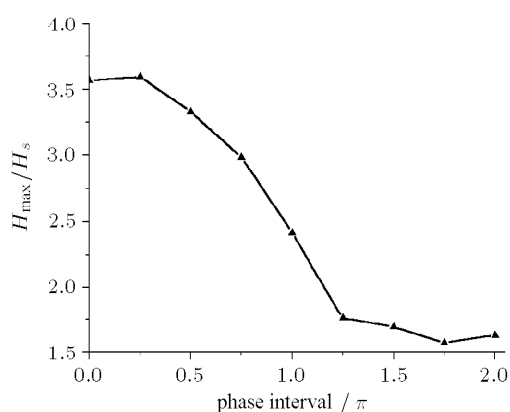


图 8 $H_{\max}/H_s$ 与相位角范围 α

Fig.8 $H_{\max}/H_s$ and phase interval α

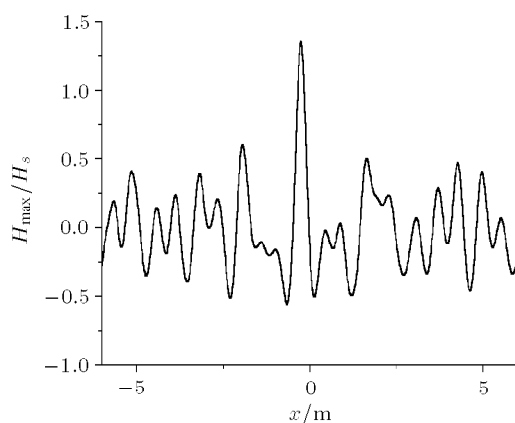


图 9 $\alpha = 1.08\pi$ 时畸形波波面

Fig.9 Surface elevation of freak wave event: $\alpha = 1.08\pi$

3.2.2 模型 IV、相同相位角组成波个数调制聚焦模型

在组成波的随机初相位非均匀随机分布的条件下, 调制具有相同初相位组成波的个数, 使波浪能量分布相对集中, 增加在随机波列中出现畸形波的概率

概率

$$\eta(x, t) = \sum_{i=1}^{N_k} a_i \cos(k_i(x - x_p) - \omega_i(t - t_p) - \varepsilon_i) \quad (12)$$

式中, a_i, k_i, ω_i 分别为第 i 个组成波振幅、波数和圆频率; ε_i 为第 i 个组成波的初相位, 在 $(0, 2\pi)$ 内均匀随机分布.

在本模型中, 分别让能量比例参数 N_p (具有相同初始相位角组成波个数占总体波浪数的比例) 取 10 个值, 其值为 $N_p = 1/29, 1/15, 1/10, 1/8, 1/6, 1/5, 1/4, 1/3, 1/2, 1/1$ 等. 图 10 给出了 $H_{\max}/H_s$ 与比例参数 N_p 的关系曲线. 比例参数 $N_p = 1/29$ 时该模型对应随机波海浪模型, $N_p = 1/1$ 时对应极限波聚焦模型. 比例参数从 $N_p = 1/8$ 开始, 能量分布相对集中, 此时模拟的 $H_{\max}/H_s = 2.45(> 2.2)$ 满足畸形波的判定标准, 图 11 中给出了 $N_p = 1/8$ 时模拟的包含畸形波的空间波面.

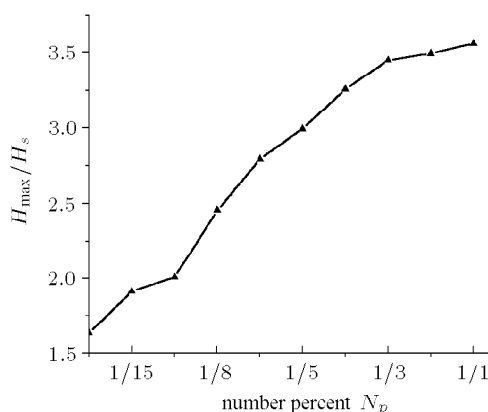


图 10 $H_{\max}/H_s$ 与相同相位角组成波数

Fig.10 $H_{\max}/H_s$ and number of waves with same phase

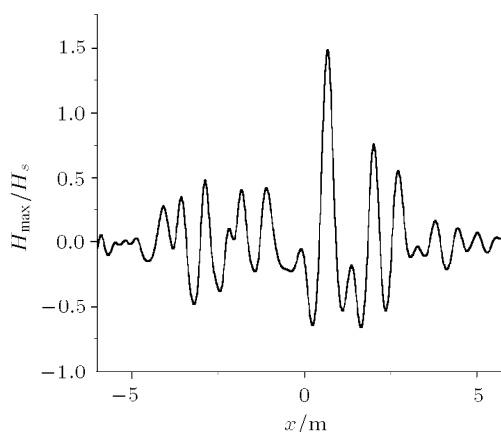


图 11 $N_p = 1/8$ 时畸形波波面

Fig.11 Surface elevation of freak wave event: $N_p = 1/8$

上述 4 种模型可分为两大类, 模型 I 和模型 II 属于组合聚焦模型, 通过一个随机波列和一个固定波列叠加得到; 模型 III 和模型 IV 属于相位角调制聚焦模型, 通过调整组成波的相位角分布方式, 让更多的能量在聚焦位置和时刻汇聚. 模型 I 和模型 III 具有较强的随机特性, 在模型 I 中, 波面升高基本满足高斯分布^[9], 形象地再现了随机波面上的畸形波事件; 而模型 II 就像一个规则波列, 可用来解释发生在规则海面上的畸形波事件.

设定上述模型中能量分配方式, 可在有限空间和时间内模拟得到具有不同畸形程度的畸形波. 采用上述 4 种波浪模型, 可有效地在实验室内物理模拟得到可控制的畸形波, 可进一步了解其内部结构, 研究其与建筑物的作用, 并验证数值模拟结果.

4 结 论

(1) 引入了快速模拟波浪完全非线性运动的高阶谱方法, 利用改进的 Adams-Bashforth-Moulton 预测 - 校正数值积分方法代替常规的龙格 - 库塔方法, 每个时间步的计算量减少一半, 提高了计算效率; 并在初始模拟阶段采用了光滑性处理, 降低了数值不稳定性的影响, 建立了模拟波浪完全非线性运动的数值模型.

(2) 采用上述改进的高阶谱方法, 基于 Longuet-Higgins 海浪模型使各组成波在特定位置和时刻聚焦, 建立了聚焦模拟极限波的海浪模型; 通过输入不同的初始波幅值, 分析了波浪的非线性对波浪聚焦的影响; 随着输入波幅的增大, 波与波之间的非线性作用愈发强烈, 聚焦波幅与理论输入值的偏差越大, 聚焦滞后时间和位置愈大, 聚焦波面的非线性特征愈明显.

(3) 把模拟得到的聚焦波幅、时刻及位置都与实验结果和理论值都做了比较, 结果与 Baldock^[12] 实验结论吻合良好, 验证了极限波聚焦模型的有效性.

(4) 利用改进的 Longuet-Higgins 海浪模型, 给出了 4 种聚焦模拟畸形波的有效海浪模型; 通过设定各模型中能量的分配方式, 在 HOS 数值模型中模拟得到了具有不同 $H_{\max}/H_s$ 值的畸形波.

(5) 在有限的模拟长度和时间内得到了具有不同畸形程度的畸形波, 为实验室模拟得到畸形波以及畸形波对建筑物的作用的研究提供了数值基础.

参 考 文 献

- 1 Khariif C, Pelinovsky E. Physical mechanisms of the rogue wave phenomenon. *Euro J Mech B/Fluids*, 2003, 22: 603~634
- 2 柳淑学, 洪起庸. 三维极限波的产生方法及特性. 海洋学报, 2004, 26(6): 133~142(Liu Shuxue, Hong Keyong. The generation method of three-dimensional focusing wave and its properties. *Acta Oceanologica Sinica*, 2004, 26(6): 133~142(in Chinese))
- 3 裴玉国, 张宁川, 张运秋. 畸形波数值模拟和定点生成. 海洋工程, 2006, 24(4): 20~26 (Pei Yuguo, Zhang Ningchuan, Zhang Yunqiu. Numerical simulation of freak waves and its generation at a certain location. *Ocean Engineering*, 2006, 24(4): 20~26(in Chinese))
- 4 黄金刚. 二维聚焦极限波浪的模拟研究. [硕士论文]. 大连: 大连理工大学, 2002(Huang Jingang. 2-D wave focusing simulation of extreme waves. [Master thesis]. Dalian: Dalian University of Technology, 2002(in Chinese))
- 5 黄国兴. 畸形波的模拟方法及基本特性研究. [硕士论文]. 大连: 大连理工大学, 2002(Huang Guoxing. Simulation method of freak wave and its properties. [Master thesis]. Dalian: Dalian University of Technology, 2002(in Chinese))
- 6 芮光六, 董艳秋, 张智. 畸形波的实验室模拟. 中国海洋平台, 2004, 19(3): 30~33(Rui Guangliu, Dong Yanqiu, Zhang Zhi. Simulation of freak wave in laboratory. *China Off-shore Platform*, 2004, 19(3): 30~33(in Chinese))
- 7 Ducroz G, Bonnefoy F, Le Touz'e D, et al. 3-D HOS simulation of extreme waves in open seas. *Nat Hazards Earth Syst Sci*, 2007, 7: 109~122
- 8 Wu Guangyu, Liu Yuming, Yue Dick KP. Studying rogue waves using large-scale direct phase-resolved simulations. In: Proc. 14th 'Aha Huli'ko'a Winter Workshop, Rogue Waves, Honolulu, Hawaii. 2005
- 9 Kriebel DL. Efficient simulation of extreme waves in a random sea. In: Abstract for Rogue Waves 2000 Workshops, Brest, 2000. 29~39
- 10 Dommermuth DG, Yue DKP. A high-order spectral method for the study of nonlinear gravity waves. *J Fluid Mech*, 1987, 184: 267~288
- 11 赵西增, 孙昭晨. 高阶谱数值方法及其应用. 船舶力学, 2008, 12(4)(Zhao Xizeng, Sun Zhaochen. A high order spectral method and its application to nonlinear water waves. *J Ship Mech*, 2008, 12(4) (in Chinese))
- 12 Baldock TE, Swan C, Taylor PH. A laboratory study of nonlinear surface wave in water. *Philosophical Transactions: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1996, 354: 649~676
- 13 Dommermuth DG. The initialization of nonlinear waves using an adjustment scheme. *Wave Motion*, 2000, 32: 307~317
- 14 Nolte KG, Hsu FH. Statistics of ocean wave groups. In: Proc. 4th Offshore Technology Conf, 1972, 2. 637~644

FOCUSING MODELS FOR GENERATING FREAK WAVES¹⁾Zhao Xizeng²⁾ Sun Zhaochen Liang Shuxiu*(State Key Lab of Coastal and Offshore Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116023, China)*

Abstract A 2-D extreme wave focusing model is presented on the basis of enhanced high-order spectral (HOS) numerical method, validated with the experimental and theoretical results, and applied to investigate the effect of wave-wave nonlinear interaction on the wave focusing amplitude. Based on improved Longuet-Higgins wave model, four wave focusing models for freak wave generation are proposed: 1. extreme wave model with random wave model; 2. extreme wave model with regular wave model; 3. wave focusing model from phase-interval modulation; 4. wave focusing model from wave number modulation with the same phase. With the application of different energy distribution techniques in the four wave focusing models, freak wave with different values of $H_{\max}/H_s$ are obtained in the finite space and time domains.

Key words high-order spectral method, freak wave, focused waves, Longuet-Higgins model, phase modulation

Received 6 June 2007, revised 31 March 2008.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (50779004).

2) E-mail: zhaoxz@student.dlut.edu.cn