

· 综 合 ·



# 不规则波对方箱浮式防波堤作用的数值模拟\*

郑艳娜, 彭海婷, 陈昌平

(大连海洋大学 海洋与土木工程学院, 辽宁 大连 116023)

**摘要:** 采用线性波浪叠加法对不规则波进行数值模拟, 采用时域边界元法对不规则波作用下的方箱浮式防波堤进行数值模拟。首先验证了不规则波的数值模拟的准确性, 进而对不规则波作用下固定方箱浮式防波堤的受力进行数值模拟, 并与规则波结果进行比较。结果表明不规则波作用下, 单位宽度方箱垂向受力最大值要大于水平受力的最大值; 与规则波情况相比, 方箱的水平向受力变化幅度减小, 垂向受力和横摇力矩则幅值增加。

**关键词:** 不规则波; 线性波浪叠加; JONSWAP谱; 方箱浮式防波堤; 数值模拟

中图分类号: U 656.2<sup>+</sup>4

文献标志码: A

文章编号: 1002-4972(2015)07-0014-06

## Numerical simulation of box floating breakwater under irregular wave

ZHENG Yan-na, PENG Hai-ting, CHEN Chang-ping

(School of Ocean and Civil Engineering, Dalian Ocean University, Dalian 116023, China)

**Abstract:** The superposition method of the linear wave is used to simulate the irregular waves, and the boundary element method in time domain is used to simulate the box floating breakwater under irregular waves. The numerical simulation of irregular waves is built firstly and verified by the theoretical data. Then, the numerical simulation of the fixed box floating breakwater under irregular waves is studied, and the results are compared with those under regular waves.

**Keywords:** irregular wave; superposition of linear wave; JONSWAP spectrum; box floating breakwater; numerical simulation

自然界中海浪是一种非常复杂的现象, 是不规则波浪, 因此只有按照不规则波来模拟研究波浪, 才能更准确地描述海浪, 才能把海岸工程、海洋工程等设计得更加安全、经济、合理。近年来, 以有效利用海上空间和海洋资源开发为目的的各种浮式海洋结构引起了广泛的关注, 浮式防波堤作为一种海洋技术, 机动灵活、造价较低、对环境的影响小, 特别适用于深水, 具有较高的经济效益和应用前景。矩形方箱结构是浮式防波堤最为简单的形式, 因此研究不规则波浪对方箱浮式防波堤的作用具有重要的意义。本文作为基础

研究, 将方箱防波堤固定, 研究波浪作用下方箱浮式防波堤的受力特性。

国内外学者对不规则波及浮式防波堤做了大量的研究工作。在物理模型试验方面, 俞聿修<sup>[1-2]</sup>在实验室进行了不规则波浪的模拟, 董华洋<sup>[3]</sup>、侯勇<sup>[4]</sup>、Dong<sup>[5]</sup>对浮式防波堤的消波性能和水动力特性等进行了试验研究; 在数值模拟方面, Koo等<sup>[6-7]</sup>、文君锋<sup>[8]</sup>建立了规则波与浮体之间相互作用的数学模型, Li<sup>[9-10]</sup>对规则波和不规则波作用于浮式结构物的水动力响应进行了数值模拟, 劳国昇<sup>[11]</sup>、Williamms<sup>[12]</sup>、Abul-Azma<sup>[13]</sup>在频域内对浮

收稿日期: 2014-12-11

\*基金项目: 国家自然科学基金项目(51109022); 辽宁省高等学校杰出青年学者成长计划(LJQ2012066); 大连理工大学海岸和近海工程重点实验室开放基金项目(LP1205)

作者简介: 郑艳娜(1978—), 女, 博士, 副教授, 研究方向为波浪与结构物作用。

式防波堤进行了研究,陈智杰<sup>[14]</sup>从时域角度分析了不同层数水平板的浮式防波堤的水动力特性,陈徐均<sup>[15]</sup>用频时域混合法求浮体结构的不规则波运动响应。

综上所述,在时域内对深水波浪条件下结构物在不规则波作用下的模拟还有待进一步深入。本文采用线性波浪叠加法对不规则波进行数值模拟,应用合田改进的 JONSWAP 谱来模拟不规则波。将模拟出的波浪瞬时高度进行快速傅立叶变换得到估计谱,与目标谱进行比较从而验证不规则模拟的准确性。对于波浪与方箱防波堤的作用,本文基于边界元法,建立了波浪对方箱防波堤作用的时域数值计算模型,模拟深水线性不规则波浪对方箱防波堤的作用,研究其受力特性并与规则波情况进行了比较。

## 1 数学模型

### 1.1 控制方程

作为不规则波对浮式防波堤作用的基础研究,本文主要针对固定方箱式防波堤进行数值模拟,计算模型见图1。

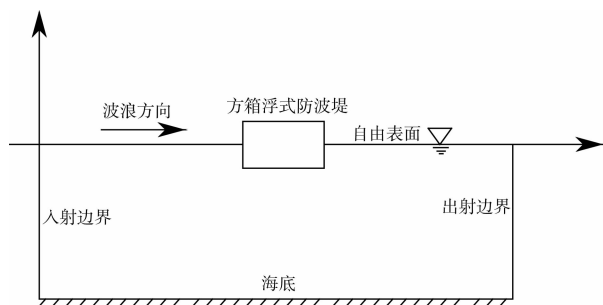


图1 方箱浮式防波堤示意图

对于理想流体的无旋运动,控制流动的基本方程为 Laplace 方程:

$$\nabla^2 \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

在线性假定下,流体的速度势可以分解成入射势和散射势:

$$\phi = \phi' + \phi^s \quad (2)$$

式中:入射势  $\phi'$  已知,散射势  $\phi^s$  为未知。对于不规则波入射势  $\phi'$  可以通过线性叠加法获得,详见 1.5 节。

### 1.2 边界条件

本文的计算模型包括 5 种边界条件:入射边界、出射边界、结构物湿表面、海底边界和自由液面边界。

结构物湿表面条件为:

$$\frac{\partial \phi^s}{\partial n} = \mathbf{v} \times \mathbf{n} - \frac{\partial \phi'}{\partial n} \quad (3)$$

海底边界条件为:

$$\frac{\partial \phi^s}{\partial n} = 0 \quad (4)$$

自由液面边界条件为:

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + g\eta + \frac{1}{2} |\nabla \phi|^2 = 0 \quad (6)$$

辐射边界条件为:

$$\phi_s, \phi_{s_t}, \nabla \phi \rightarrow 0 \quad (7)$$

式中:向量  $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$  指向流体为正;物体广义运动速度向量  $\mathbf{v} = \dot{\boldsymbol{\xi}} + \dot{\mathbf{a}} \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}_0)$ ,  $\mathbf{x}$  为物体上某点的坐标,  $\mathbf{x}_0$  为物体质点坐标,  $\dot{\boldsymbol{\xi}}$  和  $\dot{\mathbf{a}}$  分别为物体平动速度和旋转角速度。

由于本文只研究固定的方箱防波堤,从而方箱的位移和运动速度始终为零,结构物湿表面条件式(3)可以简化为:

$$\frac{\partial \phi^s}{\partial n} = -\frac{\partial \phi'}{\partial n} \quad (8)$$

为了避免波浪在计算域边界上的反射,在临近入射边界和出射边界的自由表面上各加了一个人工阻尼层进行消波。阻尼项如下:

$$\frac{\partial \phi^s}{\partial t} = -g\eta^s - v(r)\phi^s \quad (9)$$

$$\frac{\partial \eta^s}{\partial t} = \frac{\partial \phi^s}{\partial z} - v(r)\eta^s \quad (10)$$

式中:  $v(r) = \begin{cases} \alpha\omega \left( \frac{r-r_0}{\lambda} \right)^2 & r_0 \leq r \leq r_0 + \beta\lambda; \\ 0 & r < r_0 \end{cases}$

$\alpha$ 、 $\beta$  为系数;  $r$  为阻尼区计算位置;  $L$  为波长。

当  $t=0$  时,自由液面上的初始条件为:

$$\phi_s = \phi_{s_t} = 0 \quad (11)$$

在上述初始条件和边界条件下,可以求解该

定解问题, 得到场内的散射势。

### 1.3 数值解法

本文采用格林函数法来处理速度势的求解问题, 将问题的控制微分方程变成边界上的积分方程进行数值求解。

由于物体边界和流场边界的对称性, 选择格林函数包含 Laplace 方程基本解和关于海底的映象:

$$G(P', Q') = \frac{1}{2\pi} \left[ \ln\left(\frac{1}{r}\right) + \ln\left(\frac{1}{r_1}\right) \right] \quad (12)$$

$$r = \left[ (x_{Q'} - x_{P'})^2 + (z_{Q'} - z_{P'})^2 \right]^{1/2} \quad (13)$$

$$r_1 = \left[ (x_{Q'} - x_{P'})^2 + (z_{Q'} + 2d + z_{P'})^2 \right]^{1/2} \quad (14)$$

式中:  $P$  为场点;  $Q$  为源点;  $r$  是  $P$  到  $Q$  的距离;  $r_1$  是  $P$  到  $Q$  关于其海底镜像的距离。对于散射势  $\phi^S$  和格林函数  $G$ , 利用格林第二定律可以得到下面边界积分方程:

$$\frac{1}{2} \phi^S(P'_i) + \sum_{j=1}^n \phi^S(Q'_j) \int_{\Gamma_j} \frac{\partial G(P'_i, Q'_j)}{\partial n} d\Gamma(Q'_j) = \sum_{j=1}^n \frac{\partial \phi^S(Q'_j)}{\partial n} \int_{\Gamma_j} G(P'_i, Q'_j) d\Gamma(Q'_j) \quad (15)$$

上述积分方程经离散后可建立下面线性方程组:

$$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} \times \begin{Bmatrix} \phi^S \\ \frac{\partial \phi^S}{\partial n} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{Bmatrix} \quad (16)$$

求解上式方程组, 可以得出边界上所有的未知量。

### 1.4 水动力计算

对固定方箱进行数值模拟, 由于固定方箱不动, 所以物体的位移和速度始终为 0, 只需要通过建立和求解边界方程, 求出物体表面的速度势, 从而通过水动力计算公式求出物体所受的波浪力。

流场中任意一点的水动力可用下式表示:

$$p = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial n} \quad (17)$$

式中:  $\rho$  是流体密度。

作用在物体上的波浪力和力矩通过对压强在结构物湿表面上的直接积分得到:

$$\mathbf{F} = \iint_{\Gamma_B} p \mathbf{n} d\Gamma \quad (18)$$

力向量  $\mathbf{F}$  分别表示两个波浪力分量和一个转动力矩分量。

$$\mathbf{F} = (F_x, F_z, M_y) \quad (19)$$

$\mathbf{n}$  方向向量为:

$$\mathbf{n} = (n_x, n_z, z n_x - x n_z) \quad (20)$$

### 1.5 不规则波模拟

本文用合田改进的 JONSWAP 谱式 (21) 作为目标谱来进行不规则波的频谱模拟。

$$S(f) = \beta_j H_{1/3}^2 T_p^{-4} f^{-5} \exp[-1.25(T_p f)^{-4}] \gamma^{\exp\left[-\frac{(f/f_p-1)^2}{2\sigma^2}\right]} \quad (21)$$

其中

$$\beta_j = \frac{0.06238}{0.230 + 0.036\gamma - 0.195(1.9 + \gamma)^{-1}} [1.094 - 0.01915 \ln \gamma] \quad (22)$$

$$\begin{cases} T_p = \frac{T_{H_{1/3}}}{1 - 0.132(\gamma + 0.2)^{-0.559}} \\ \text{或者} \\ T_p = \frac{\bar{T}}{1 - 0.532(\gamma + 2.5)^{-0.569}} \end{cases} \quad (23)$$

$$\begin{cases} \omega \leq \omega_m \text{ (或者 } f \leq f_p) \text{ 时, } \sigma = \sigma_a = 0.07 \\ \omega > \omega_m \text{ (或者 } f > f_p) \text{ 时, } \sigma = \sigma_b = 0.09 \end{cases} \quad (24)$$

式中:  $f$  为波浪频率;  $f_p$  为谱峰频率;  $T_p$  为谱峰周期;  $H_{1/3}$  为有效波高;  $T_{H_{1/3}}$  为波浪有效周期;  $\gamma$  为谱峰因子。

本文采用线性波浪叠加法进行研究, 将不规则波看作是由多个不同周期和不同随机初相位的余弦波叠加而成, 也称为随机相位谱法:

$$\eta(t) = \sum_{i=0}^M \sqrt{2S_{\eta}(\bar{\omega}_i) \Delta \omega_i \cos(\bar{\omega}_i t + \varepsilon_i)} \quad (25)$$

式中:  $k_i$ 、 $\omega_i$  分别为第  $i$  个组成波的波数、圆频率;  $\varepsilon_i$  为介于  $0 \sim 2\pi$  的随机相位;  $M$  为波浪总数;  $S_{\eta}(\omega)$  为目标谱;  $\Delta \omega_i = \omega_i - \omega_{i-1}$ ,  $\bar{\omega}_i$  为介于  $\omega_i$  与  $\omega_{i-1}$  之间的随机数。

有限水深时, 不规则波的势函数  $\phi'$  和流体内部水质点运动的水平速度  $u$  和垂直速度  $v$  分别为:

$$\phi^I = \sum_{i=1}^M -\sqrt{2S_{\eta\eta}(\bar{\omega}_i)\Delta\omega_i} \frac{2\pi f_i \operatorname{ch}[k_i(z+d)]}{k_i f_i \operatorname{sh}(k_i d)} \sin(k_i x - 2\pi f_i t + \varepsilon_i) \quad (26)$$

$$u(x, z, t) = \sum_{i=1}^M \sqrt{2S_{\eta\eta}(\bar{\omega}_i)\Delta\omega_i} 2\pi f_i \frac{\operatorname{ch}[k_i(z+d)]}{\operatorname{sh}(k_i d)} \cos(k_i x - 2\pi f_i t + \varepsilon_i) \quad (27)$$

$$v(x, z, t) = \sum_{i=1}^M \sqrt{2S_{\eta\eta}(\bar{\omega}_i)\Delta\omega_i} 2\pi f_i \frac{\operatorname{sh}[k_i(z+d)]}{\operatorname{sh}(k_i d)} \cos(k_i x - 2\pi f_i t + \varepsilon_i) \quad (28)$$

## 2 数值模型验证

### 2.1 不规则波浪的数值模拟

本文采用合田改进的 JONSWAP 谱作为目标谱, 数值模拟的不规则波目标参数为: 有效波高  $H_s$  取 0.02 m, 有效波周期  $T_s$  取 1.2 s, 谱峰因子  $\gamma$  取 3.3<sup>[16]</sup>。图 2 给出了不规则波浪的波面时间历程图。图 3 给出了根据波面时历曲线, 利用傅里叶变换 (FFT) 进行频谱分析得到的模拟谱与目标谱, 可以看出模拟谱较目标谱峰值略小, 这与 FFT 变换后的平滑次数有关, 模拟的谱峰频率  $f_p$  为 0.81 Hz, 与目标谱的谱峰频率 0.78 Hz 相近, 总体看来两者吻合较好, 表明本文模拟的不规则波具有一定的准确性。

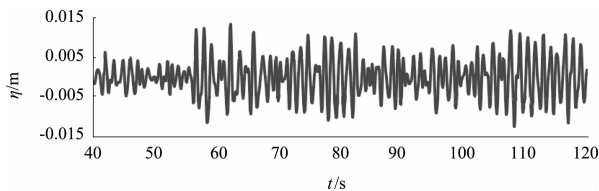


图 2 不规则波波面时间历程

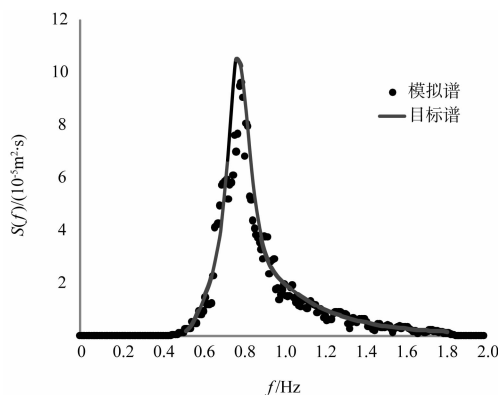


图 3 不规则波频谱

### 2.2 方箱防波堤的数值模拟

将固定方箱放置于上节所建立的不规则波浪场中, 模拟方箱防波堤在不规则波作用下的受力情况。本文研究的是二维模型, 在垂直波浪入射方向选取单位堤长进行计算, 其他参数 (图 1) 选取如下: 沿波浪入射方向方箱宽  $B=2$  m, 吃水  $h=0.5$  m, 水深  $d=1$  m, 不规则波有效波高  $H_{1/3}=0.02$  m, 有效波周期  $T_s=1.2$  s。图 4 给出了方箱防波堤的受力和力矩随时间的变化, 为了得到较为稳定的结果, 计算总历时 48 s, 约为 40 个波周期。从图 4 可以看出, 与图 2 的波面过程线类似, 随着时间的变化, 方箱的受力和力矩呈不规则变化。通过比较图 4a) 和图 4b) 的受力过程可以看出, 水平受力  $F_x$  的最大值要小于垂直方向受力  $F_y$  的最大值, 主要是由于水平力作用的面积 (约  $1 \text{ m} \times 0.52 \text{ m}$ ) 比垂直力受力面积 ( $1 \text{ m} \times 2 \text{ m}$ ) 小很多的缘故。

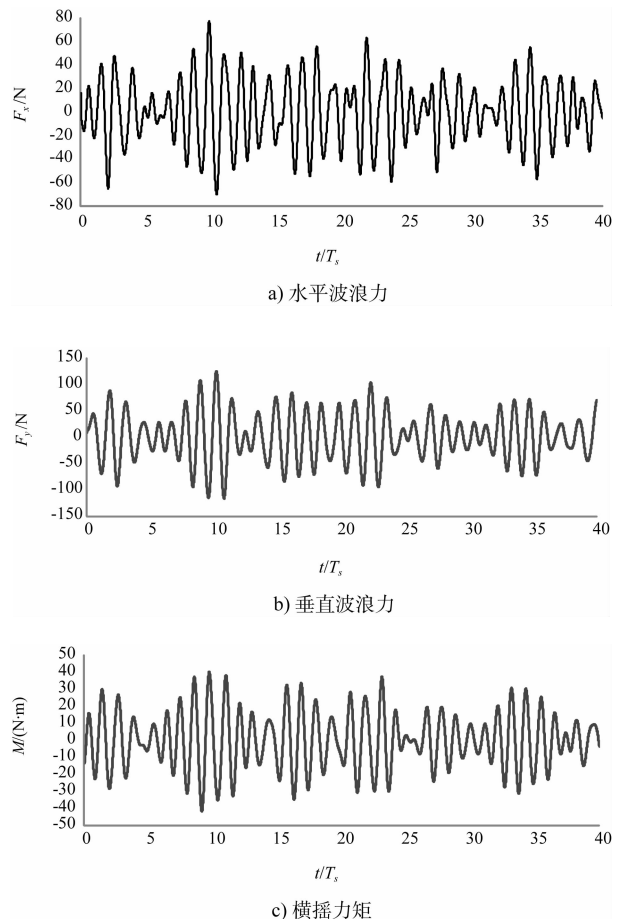


图 4 方箱防波堤的受力和力矩随时间的变化

为了研究方箱防波堤的受力等物理量在频域内的特点，同样采用 FFT 方法将时间过程线转化为谱的形式，方箱受力和力矩的频谱见图 5。由图 5 可以看出，受力频谱的谱峰频率相近，约为 0.71 Hz，较图 3 中波面的谱峰频率 0.8 Hz 小，说明对受力影响较大的波浪略向低频转移。另外比较图 5a) 和图 5b) 可以看出，水平力主要集中在 0.5 ~ 1.5 Hz 的范围内，而垂向力和横摇力矩主要集中在 0.5 ~ 1.0 Hz 范围内，较水平力更为集中，说明对于垂向力来说在谱峰频率附近较窄范围内的波对垂向力的贡献比较明显。

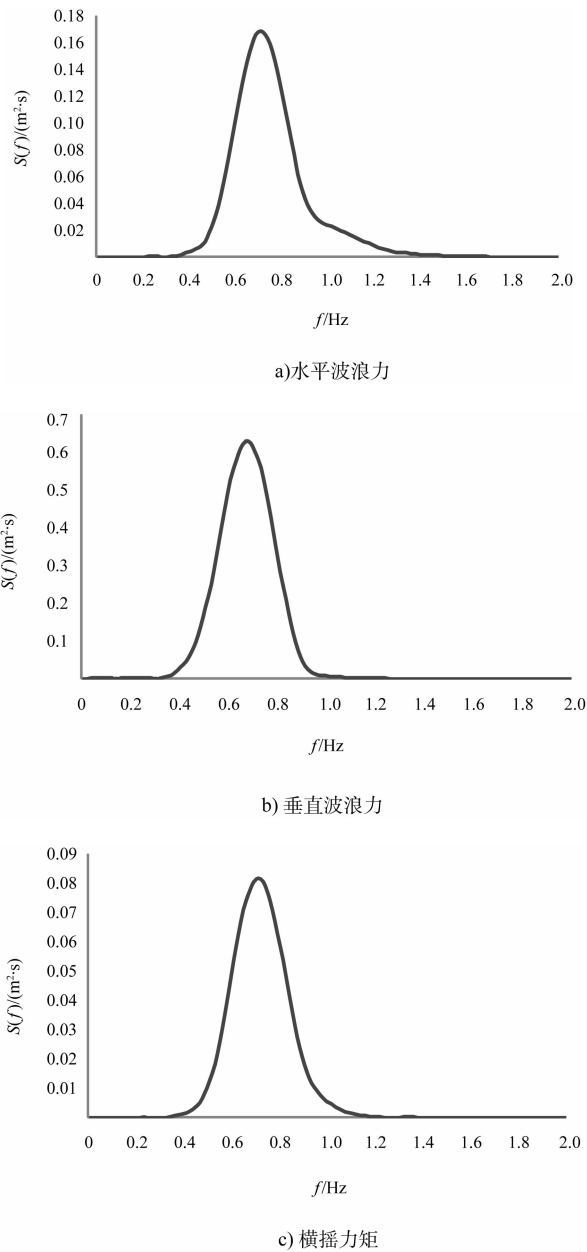


图 5 方箱受力和力矩的频谱

本文进行的是不规则波浪下的固定方箱式浮式防波堤的数值模拟，由于物理模型试验数据有限，在此仅通过和规则波情况下的结果进行对比、从曲线的变化趋势和量值方面进行比较说明，从而找出不规则波浪情况下结构受力的变化特性，为下一步对运动浮堤的研究打下基础。图 6 给出了不规则波与规则波作用下无因次波浪力  $F/(\rho g d A)$  和力矩  $M/(\rho g d B A)$  随波数  $k$  ( $k = 2\pi/L$ ) 变化的对比，其中  $A$  为波幅  $A = H/2$ ，为了便于和规则波结果<sup>[17]</sup> 进行比较，对波浪力和力矩进行了无因次处理，不规则波情况下受力  $F_x$ 、 $F_y$  和力矩  $M$  为 11 ~ 40 个

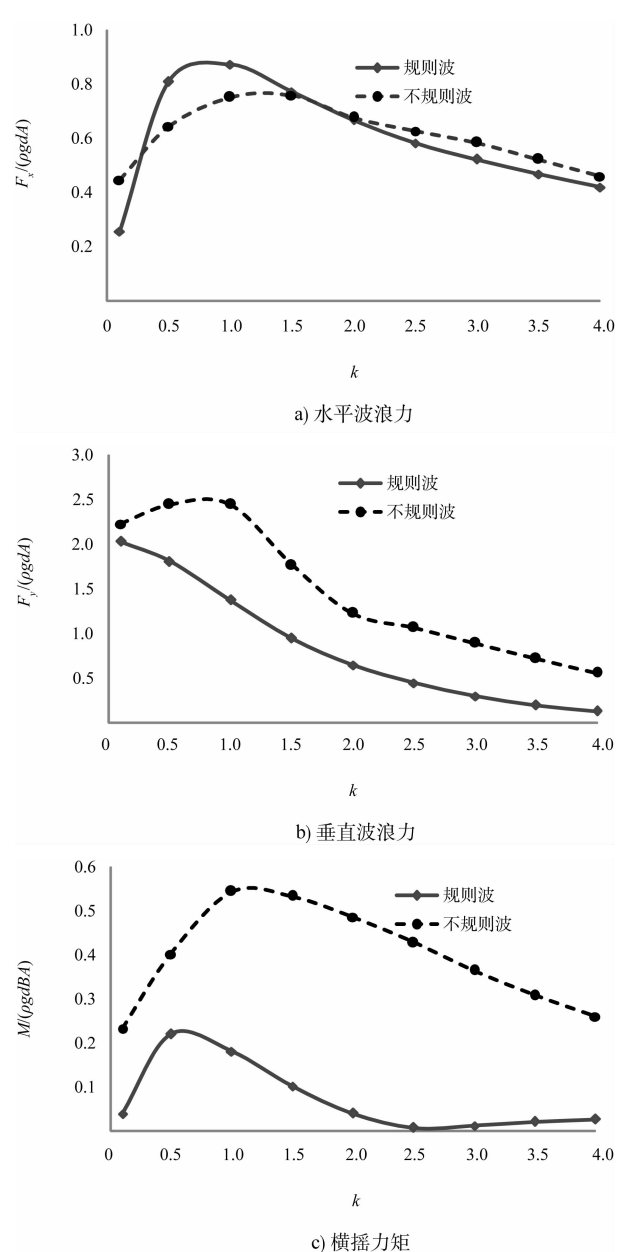


图 6 规则波和不规则波情况下方箱波浪力比较

周期过程的平均值,波数  $k$  为有效波周期对应的波数。由图 6a) 可以看出,不规则波作用下,水平受力随波数变化曲线的变化幅度有所减小,即最大值有所降低,最小值有所增加;由图 6b) 可以看出,不规则波与规则波情况的变化趋势基本一致,垂向受力随波数的增大而减小;在不规则波作用下,垂直方向平均受力一直大于规则波情况,说明不规则波使得垂向受力有所增加;相对规则波的结果曲线,不规则波的曲线略有起伏,原因在于不规则波结果统计历时相对较短,为 30 个周期,增加计算时间后进行结果统计将会对结果曲线有所改善,由于本文主要关注不规则波与规则波下受力结果量值的比较,故未对长历时情况做进一步进行分析计算。由图 6c) 可以看出不规则波作用下,横摇力矩的幅值有显著的增加。

### 3 结论

1) 在本文所研究的线性不规则波情况下,方箱防波堤垂向受力的最大值比水平受力的最大值要大。

2) 在不规则波作用下,受力频谱的谱峰频率较波谱图的谱峰频率小,说明对受力影响较大的波浪略向低频转移,并且在谱峰频率附近较窄范围内的波对垂向力和横摇力矩的贡献明显。

3) 不规则波作用下,水平受力随波数的变化曲线的改变幅度有所减小,即最大值有所降低,最小值有所增加;垂向受力和横摇力矩的变化趋势与规则波基本一致,但幅值有所增加。

### 参考文献:

- [1] 俞聿修. 不规则波浪的实验室模拟[J]. 海岸工程, 1985(2): 1-10.
- [2] 俞聿修. 不规则波浪的观测与试验[J]. 港工技术, 1999(1): 1-5.
- [3] 董华洋,王永学,侯勇,等. 矩形箱式浮式防波堤水动力特性试验研究[J]. 渔业现代化, 2009(3): 7-11.
- [4] 侯勇. 单方箱-锚链式浮式防波堤水动力特性试验研究[D]. 大连: 大连理工大学, 2008.
- [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: 931-938.
- [6] Koo W C, Kim M H. Fully nonlinear wave-body interactions with surface-piercing bodies [J]. Ocean Engineering, 2007, 34: 1 000-1 012.
- [7] Koo W C. Freely floating-body simulation by a 2D fully nonlinear numerical wave tank [J]. Ocean Engineering, 2004, 31(16): 2 011-2 046.
- [8] 文君锋. 波浪与两浮体相互作用的数值与模型试验研究[D]. 大连: 大连理工大学, 2012.
- [9] Li Y, Lin M. Regular and irregular wave impacts on floating body[J]. Ocean Engineering, 2012, 42: 93-101.
- [10] Li Y, Lin M. Wave-body interactions for a surface-piercing body in water of finite depth [J]. Journal of Hydrodynamics, 2010, 22(6): 745-752.
- [11] 劳国昇,冯宏. 浮式防波堤性能理论计算[J]. 海洋工程, 1993(2): 89-97.
- [12] Williamms A N, Abul-Azm A G. Dual pontoon floating breakwater[J]. Ocean Engineering, 1997, 24(5): 465-478.
- [13] Abul-Azma A G, Gesrahah M R. Approximation to the hydrodynamics of floating pontoons under oblique waves[J]. Ocean Engineering, 2000, 27(4): 365-384.
- [14] 陈智杰,董华洋,曾志,等. 波浪作用下方箱-水平板浮式防波堤时域水动力分析[J]. 台湾海峡, 2012, 31(1): 114-120.
- [15] 陈徐均,孙芦忠,刘艇,等. 频域混合法求多浮体系统的不规则波运动响应[J]. 解放军理工大学学报: 自然科学版, 2000(2): 43-46.
- [16] Dong G H, Xu T J, Zhao Y P, et al. Numerical simulation of hydrodynamic behavior of gravity cage in irregular waves[J]. Aquacultural Engineering, 2010, 42(2): 90-101.
- [17] 郑艳娜. 波浪与浮式结构物相互作用的研究[D]. 大连: 大连理工大学, 2006.

(本文编辑 武亚庆)