罗丽, 柳淑学, 李金宣, 等. 多向不规则波浪的确定性模拟[J]. 海洋学报, 2020, 42(9): 79–86, doi:10.3969/j.issn.0253−4193.2020.09.009
Luo Li, Liu Shuxue, Li Jinxuan, et al. Deterministic simulation of multidirectional irregular waves[J]. Haiyang Xuebao, 2020, 42(9): 79–86, doi:10.3969/j.issn.0253−4193.2020.09.009

多向不规则波浪的确定性模拟

罗丽[1]，柳淑学[1*]，李金宣[1]，王磊[1]

(1. 大连理工大学 海岸与近海工程国家重点实验室, 辽宁 大连 116024)

摘要: 波浪波动时间过程及波列的模拟, 对于开展实际波浪对于工程建筑物的作用具有重要的意义。本文采用线性叠加的单叠加模型, 建立了多向不规则波浪的确定性模拟方法。基于理论模拟的规则波、单向不规则波和多向不规则波, 验证了波浪确定性模拟方法的有效性。定性地对比分析了模拟波列和已知波列的一致性; 定量地研究了模拟波浪在空间范围 rr/L_s 的误差分布情况 (rr 表示指定位置与给定位置的空间距离, L_s 为有效波长)。并且建议, 采用本文方法进行波浪确定性模拟时, 最佳的浪高仪间距应小于 $0.12L_s$。

关键词: 多向不规则波; 线性叠加; 确定性模拟

中图分类号: P731.22　　**文献标志码:** A　　**文章编号:** 0253−4193(2020)09−0079−08

1　引言

真实的海浪是多向不规则的波浪, 其方向分布对波浪传播特性及波浪与结构的相互作用有着重要的影响。为了准确地研究海洋环境及海洋工程中的波浪特性, 有必要将实测的波浪历时过程线(波浪时间序列)进行再次模拟和重现, 即波浪的确定性模拟。

一些学者对二维不规则波浪的确定性数值或物理模拟取得了较好的结果。Baldock 和 Swan[1] 基于对实测波浪在空间和时间上进行傅里叶级数展开, 在数值模型中求解了具有非线性特性的单向不规则波浪, 成功的通过数值模拟方法重现了物理实验的波浪过程线。裴玉国等[2] 利用一个基本波列和一个瞬态波列进行线性叠加的方式对实测的畸形波进行了定点模拟生成, 模拟产生的波列和实测的波浪时间过程吻合良好。Liang 等[3] 基于快速傅里叶变换(FFT)方法, 将二维不规则波分解为具有不同初始相位的组成波, 数值重现了不规则波过程。崔成等[4] 基于单波列叠加模型, 在完全非线性的数值波浪水槽对不规则的波列进行了确定性模拟。Finnegan 和 Goggins[5] 通过 FFT 方法将大西洋上实测的一点海浪表示为线性波浪叠加的形式, 将此叠加的波面作为二维计算流体动力学(CFD)数值模型的入射边界, 并将数值模型输出的波浪过程线分别与滤波分析后的波浪过程线及实测的海浪过程线进行了对比分析, 验证了重现波浪的准确性。沈王刚[6] 基于非线性波浪分离方法, 在二维势流数值波浪水池中确定性重构了具有反射成分的强非线性波浪的波动过程。

然而, 上述研究大都针对的是单向不规则波浪, 而真实的海浪是多向不规则的。但是关于多向不规则波浪的确定性模拟, 目前国内外研究还较少。Naaijen 和 Blondel-Couprie[7−8] 基于 3D FFT 方法对多向不规则海浪在较大区域进行了模拟及预测, 但是, 海浪的模拟精度随着时间的增长而降低。刘思[9] 将多向不规则波群一个测点的波面信息进行 FFT 变换, 得到各组成波的频率、振幅和相位的信息, 然后根据多

收稿日期: 2019−08−29; **修订日期:** 2020−06−05。
基金项目: 国家自然科学基金(51879037, 51739010)。
作者简介: 罗丽 (1988—), 女, 陕西省渭南市人, 博士生, 从事港口、海岸和近海工程研究。E-mail: luoli881206@163.com
*** 通信作者:** 柳淑学 (1965—), 男, 河北省唐县人, 研究员。E-mail: liusx@dlut.edu.cn

向不规则波的理论模拟方法[10]确定组成波的方向角，再根据线性叠加理论确定多向不规则波群的数值入射边界条件，对实测波列在数值水池的指定测点处进行了确定性模拟，但其主要致力于波浪要素、波浪群性和方向分布的研究。Draycott 等[11]采用基于时间序列差相位分析（Phase Time Path Difference, PTPD）的方法在圆形水池内重构了多向不规则波浪的方向谱，并对比分析了模拟波列及实验波列，但其研究主要致力于波浪统计参数如波浪方向谱的验证。Luo 等[12]通过等分波浪方向分布的方法确定性模拟了多向不规则波浪，但其组成波方向角与特定组成频率随机对应，波浪模拟存在一定的误差。

本文采用线性单叠加模型，建立了多向不规则波浪的确定性模拟方法。通过将模拟的波浪结果与已知波浪过程线进行对比分析，验证本文建立的多向不规则波浪确定性模拟方法的有效性，并确定了模拟方法的应用条件和适用范围。

2 波浪确定性模拟方法的建立

采用单叠加方法对多向不规则波浪进行确定性模拟，可将波浪的波面 $\eta(x, y, t)$ 表示为

$$\eta(x,y,t)=\sum_{i=1}^{N} a_i\cos[2\pi f_i t+k_i(x\cos\theta_i+y\sin\theta_i)+\varepsilon_i], \quad (1)$$

式中，N 为组成波个数；a_i、f_i 和 θ_i 分别为组成波的振幅、频率及传播方向角；k_i 为组成波的波数；ε_i 为组成波的初始相位，在 $[0, 2\pi]$ 内均匀的随机分布。进行波浪确定性模拟时，N 取 2^{n-1}，2^n 为对采集波浪进行 FFT 时的数据采样长度。

公式 (1) 中，a_i、θ_i 及 ε_i 需要基于给定的波浪序列来确定。需要说明，为了按下述方法确定波浪的传播方向，需要 3 个以上合适位置的同步时间序列。本文的浪高仪布置形式如图 1 所示。

a_i 和 ε_i 的求解及选取参考 Luo 等[12]的处理方法。a_i 取基于所有测点处的时间序列按单向波求得的组成波幅值 a_{im} 的平均值，即：

$$a_i=\frac{1}{M+1}\sum_{m=0}^{M} a_{im}, \quad (2)$$

$$a_{im}=\sqrt{2S(f_{im})\mathrm{d}f}, \quad (3)$$

式中，M+1 为阵列浪高仪的总个数；$S(f_{im})$ 为通过 FFT 分析方法[3]求解的第 m 个浪高仪处第 i 个组成波的谱密度值。初始相位 ε_i 近似取为图 1 所示的 O 点浪高仪通过 FFT 变换后直接求解的波浪初相位。

组成波方向角 θ_i 的求解采用 Borgman[13] 和 Esteva[14] 提出的 PTPD 方法，即对 3 个非共线的浪高仪同步测得的波浪过程线进行分析，求解组成波的传播方向角。其求解步骤如下：

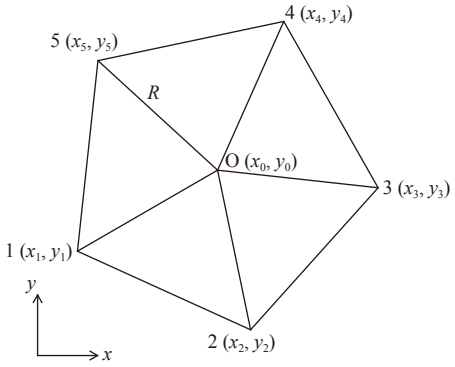

图 1 波浪浪高仪的布置形式

Fig. 1 Sketch of the wave gauges

（1）在 M+1 个浪高仪中，根据 C_{M+1}^3 的组合个数，确定三角形浪高仪对的组合总个数 (本文取 M=5)。

（2）对于组成波频率为 f_i 的组成波，选取有效的三角形浪高仪对组合，即确保每个浪高仪对的任意两个浪高仪间距 L_{12}、L_{13} 和 L_{23} 大于 $0.01L_i$ 且小于等于 $0.5L_i$[15−16]，其中，L_i 为频率 f_i 基于波浪色散方程所计算的波长。

（3）对所有有效的三角形浪高仪对组合，通过互谱分析，计算相对相位 $\Phi_{12}(f_i)$ 和 $\Phi_{13}(f_i)$。

（4）确定每个有效的浪高仪对对应频率为 f_i 的组成波的波浪传播方向角，即

$$\theta_i=\tan^{-1}\frac{[(x_1-x_2)\Phi_{13}(f_i)-(x_1-x_3)\Phi_{12}(f_i)]/\mathrm{sgn}(P)}{[(y_1-y_3)\Phi_{12}(f_i)-(y_1-y_2)\Phi_{13}(f_i)]/\mathrm{sgn}(P)}, \quad (4)$$

式中，sgn(*) 为符号函数；P 的计算公式为

$$P=k_i[(x_1-x_2)(y_1-y_3)-(x_1-x_3)(y_1-y_2)]. \quad (5)$$

（5）最终，确定对应频率为 f_i 的组成波的波浪传播方向 θ_i。可以采用以下两种方法：在所有有效的浪高仪对中，对不同浪高仪组合所计算的方向角进行平均所得的 θ_i（以下记为 average-θ_i）；在所有有效的浪高仪对中，选取对应波浪能量最大的仪器对所计算的方向角 θ_i（以下记为 max-Energy-θ_i）。

3 确定性波列模拟结果分析

3.1 规则波确定性模拟

不规则波及多向波均是由单向规则波叠加得到的，因此单向规则波精确地确定性模拟是不规则波及多向波浪模拟的基础。作为示例，取水深 h=0.5 m，规则波传播方向 θ=π/6，波高 H_0=0.04 m，周期 T_0=250/256 s=0.977 s (f_0=1/T_0=1.024 Hz)，为了使得 FFT 分析能够准确地分辨规则波浪的频率，取 $T_0/\Delta t$ 为整数，波浪采样

间隔 Δt=0.009 77 s。计算波浪方向角的浪高仪布置见图 1, 其外接半径 R/L=0.224 ($R/L=C$ 代表浪高仪间距为 C 倍的波长), 2^n=4 096。通过 FFT 变换, 可以求得: f_0=1.024 Hz, H_0=2×0.019 94 m, ε_0=−0.012 578 rad, average-θ_i 和 max-Energy-θ_i 计算的波浪传播方向角分别为: θ=π×30.173/180 rad 和 θ=π×30.215/180 rad。可以看出, 通过本文方法计算得到的波浪参数与初始给定的波浪参数基本一致。将模拟的波浪过程线按照求出的 H_0、ε_0、θ 计算波高, 即

$$\eta(t)=\frac{H_0}{2}\cos[-2\pi f_0 t+k(x\cos\theta+y\sin\theta)+\varepsilon_0]. \tag{6}$$

式中, k 表示波浪的波数。

作为示例, 图 2 给出了确定性模拟的波浪过程线 (θ=π×30.173/180 rad) 和已知理论计算波浪过程线在 t=0～10 s 时于 2 号和 5 号浪高仪位置的对比。可以看出, 模拟的波浪过程线和已知波浪过程线几乎完全重合。

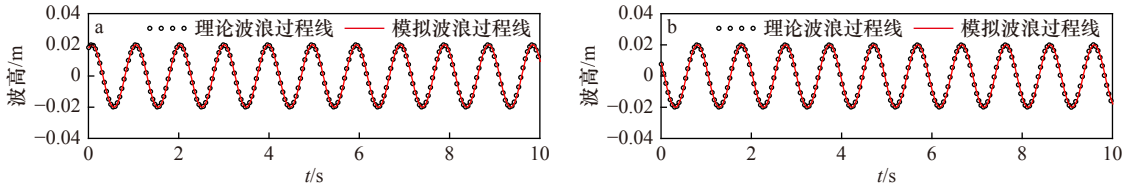

图 2　2 号(a)和 5 号(b)浪高仪在 T_0=250/256 s, H_0=0.04 m, θ=π/6 时的波浪过程线

Fig. 2　Comparison of the wave surface elevation histories for T_0= 250/256 s, H_0=0.04 m, θ=π/6 of No.2 (a) and No.5 (b) gauges

3.2　理论单向不规则波浪的确定性模拟

进一步, 以 T_s=1.5 s, H_s=0.04 m, θ=0°的理论单向不规则波浪为例, 验证本文方法对单向不规则波浪确定性模拟的有效性。波浪模拟时的频谱采用 Goda 改进的 JONSWAP 谱 (谱峰升高因子取为 3.3)[17]。图 3 给出了理论波浪频谱在 $f_i\in(0, 4f_p)$(f_p 表示波浪的谱峰频率) 的分布。波浪模拟时, 采用时间间隔 Δt=0.01 s, 采样长度 2^n=8 192。图 4给出了 R/L_s=0.06 和 0.12 时, 基于 average-θ_i 和 max-Energy-θ_i 的组成波方向角误差 θ_{Er} 沿 f_i 的分布情况(L_s 表示有效波波长)。θ_{Er} 的定义如下:

$$\theta_{Er}=\frac{\left|\theta_{i_original}-\theta_i\right|}{2\pi}\times 100\%, \tag{7}$$

式中, $\theta_{i_original}$ 和 θ_i 分别为已知的和计算的组成波方向角。通过图 4 可以看出, R/L_s=0.06 和 0.12 时的 θ_{Er} 分别在 f_i>3.2f_p 和 f_i>2.3f_p 时突然增大, 这说明计算波浪

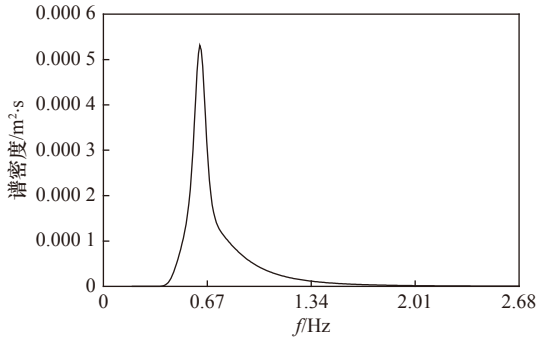

图 3　理论波浪频谱 (T_s=1.5 s, H_s=0.04 m)

Fig. 3　Theoretical wave frequency spectrum (T_s=1.5 s, H_s=0.04 m)

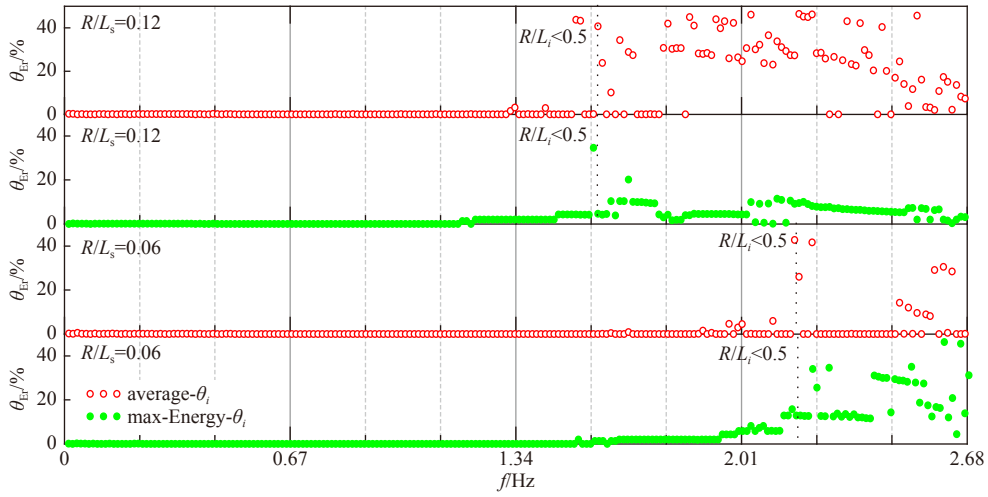

图 4　R/L_s 为 0.06 和 0.12 时, average-θ_i 和 max-Energy-θ_i 的 θ_{Er} 沿 f_i 的分布(T_s=1.5 s, H_s=0.04 m)

Fig. 4　Variation of the θ_{Er} for average-θ_i and max-Energy-θ_i with f_i for R/L_s=0.06 and R/L_s=0.12 (T_s=1.5 s, H_s=0.04 m)

方向角的 f_i 超出上述范围后，计算的组成波方向角与理论组成波方向角不一致。这种现象产生的主要原因是由于计算 θ_i 的浪高仪间距 R 大于频率 f_i 对应波长的 0.5 倍所导致的，这与 Fernandes 等[15−16]的结论是一致的。此外，通过对比 average-θ_i 和 max-Energy-θ_i 的 θ_{Er} 沿 f_i 的分布可以发现，整体而言，采用 average-θ_i 计算的组成波方向角的精度相对较高，θ_{Er} 相对较小。

进一步，以 average-θ_i 在 R/L_s=0.06 时计算的组成波传播方向模拟计算的波浪序列为例，图 5 给出了 t=20～40 s，波浪模拟空间范围的 rr/L_s=0.12、0.20、0.35 时，已知波列和重现波列在 5 号浪高仪位置的对比（rr 代表指定位置与 O 点的空间距离）。可以看出，确定性模拟的波列和原始波列几乎完全重合，仅有微小的振幅高度差及相位偏差，且随着 rr/L_s 的增大，波浪的模拟误差略有增大。

为了定量评估本文提出的波浪确定性模拟方法，定义误差系数 Er 为

$$Er=\frac{1}{\eta_{\mathrm{max//original}}}\sqrt{\frac{\sum_{1}^{N}(\eta_{\mathrm{original}}-\eta_{\mathrm{det}})^2}{N}}\times 100\%, \qquad (8)$$

式中，η_{original} 为已知波浪的过程线；η_{det} 为模拟所得波浪的过程线；$\eta_{\mathrm{max//original}}$ 为已知波列的最大幅值。以 R/L_s 为 0.06 和 0.12 时确定的 θ_i 进行波浪模拟的结果为例，图 6a 和图 6b 分别给出了基于 average-θ_i 和 max-Energy-θ_i 进行波浪模拟时的误差 Er_{max} 随 rr/L_s 的变化，其中 Er_{max} 为 rr/L_s 确定后，1～5 号浪高仪位置的波浪确定性模拟的最大误差。可以看出，Er_{max} 随着 rr/L_s 的增大而增大。当 R/L_s=0.06 时，基于 average-θ_i 和 max-Energy-θ_i 的波浪确定性模拟误差基本一致，但当 R/L_s=0.12 时，采用 average-θ_i 进行波浪模拟时的误差明显比采用 max-Energy-θ_i 时的小。此外，结合图 3 及图 4 进行分析，可以看出，$f_i\in(0, 3f_p\sim 4f_p)$ 时各 f_i 对应的 θ_{Er} 大小是影响波浪确定性模拟精度的重要因素。

3.3 理论多向不规则波浪的确定性模拟

理论多向不规则波浪的模拟基于孙忠滨等[18]采用的频率−方向对应模型。波浪模拟的频谱同样采用 Goda[17]改进的 JONSWAP 谱（谱峰升高因子取为 3.3）。波浪方向分布采用 Mstuyasu 型方向分布函数[17]，即

$$G_0(f,\theta)=\left[\int_{-\pi}^{\pi}\cos^{2s}\left(\frac{\theta-\theta_0}{2}\right)\mathrm{d}\theta\right]^{-1}\cos^{2s}\left(\frac{\theta-\theta_0}{2}\right), \qquad (9)$$

式中，s 为方向分布集中度参数；θ_0 为波浪的主波向。

理论多向不规则波的波浪参数为：T_s=1.5 s，H_s=

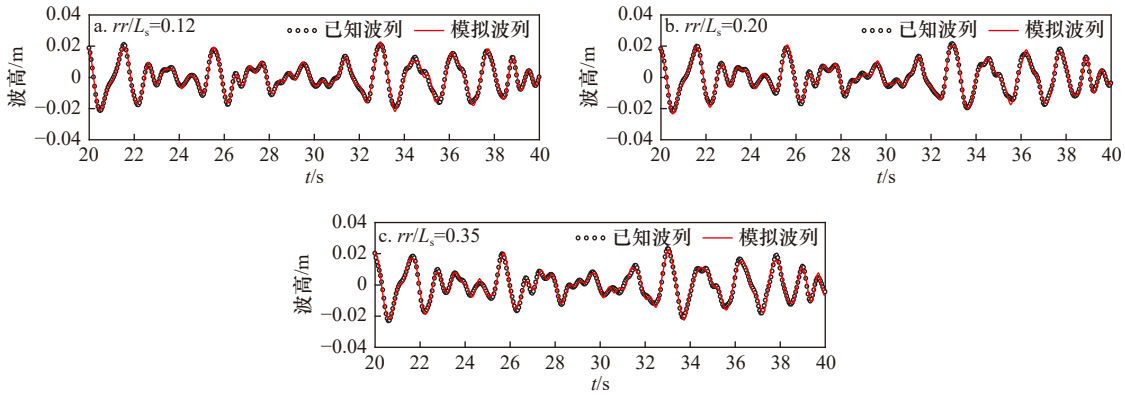

图 5 单向不规则波已知波列和模拟波列在不同 rr/L_s 时的对比（T_s=1.5 s，H_s=0.04 m）

Fig. 5 Comparison of the original and simulated uni-directional irregular wave surface elevation histories (T_s=1.5 s, H_s=0.04 m)

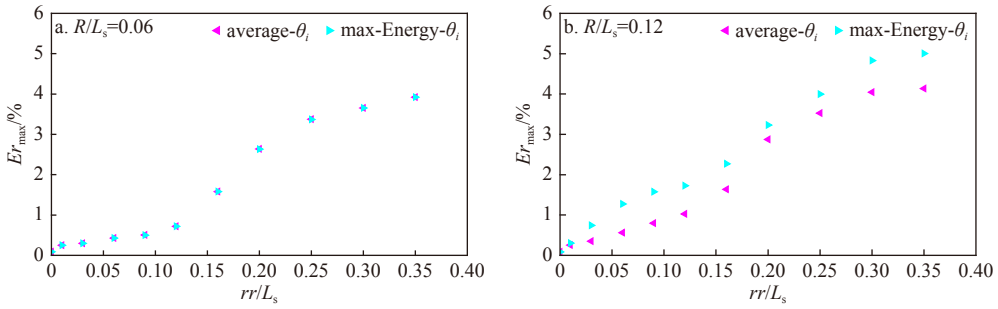

图 6 采用 average-θ_i 和 max-Energy-θ_i 模拟所得波浪的 Er_{max} 随 rr/L_s 的变化（T_s=1.5 s，H_s=0.04 m）

Fig. 6 Variation of Er_{max} for simulated waves with rr/L_s using average-θ_i and max-Energy-θ_i respectively (T_s=1.5 s, H_s=0.04 m)

0.04 m, θ_0=0°, s=25。波浪模拟的采样时间间隔 Δt=0.01 s, 模拟的序列长度 2^n=16 384。

与单向不规则波浪的研究类似, 图 7 以 average-θ_i 计算的 θ_{Er} 为例, 给出了 R/L_s 不同时 θ_{Er} 沿 $f_i\in(0, 4f_p)$ 范围内的分布。明显地, θ_{Er} 沿 f_i 的误差分布范围随着 R/L_s 的增大而增大, 且 θ_{Er} 主要表现在高频部分。这说明, R/L_s 越小, 计算的组成波方向角 θ_i 在低频部分的误差越小。

为了进一步验证 R/L_s 的变化对多向不规则波浪确定性模拟的影响, 图 8 以采用 average-θ_i 所得波浪模拟结果为例, 给出了 rr/L_s=0.35, 不同 R/L_s 时, 3 号浪高仪位置的理论波列和模拟波列的对比。可以看出, 当 $R/L_s\leqslant$0.12 时, 模拟波列和理论波列的波动过程是基本一致的, 但当 R/L_s=0.16 时, 两者的差别相对较大。结合图 7 的 θ_{Er} 在 $f_i\in(0, 4f_p)$ 范围内的分析结果可认为, 模拟波列同理论波列差别产生的原因是由于当 R/L_s=0.12, f_i<2.3f_p 时, 绝大多数组成波方向角误差 θ_{Er}<2%, 仅有个别的组成波方向角误差 θ_{Er} 稍大, 但也小于 10%, 保证了绝大多数的波浪能量对应的计算的组成波的传播方向 θ_i 是准确的, 从而保证了波浪模拟

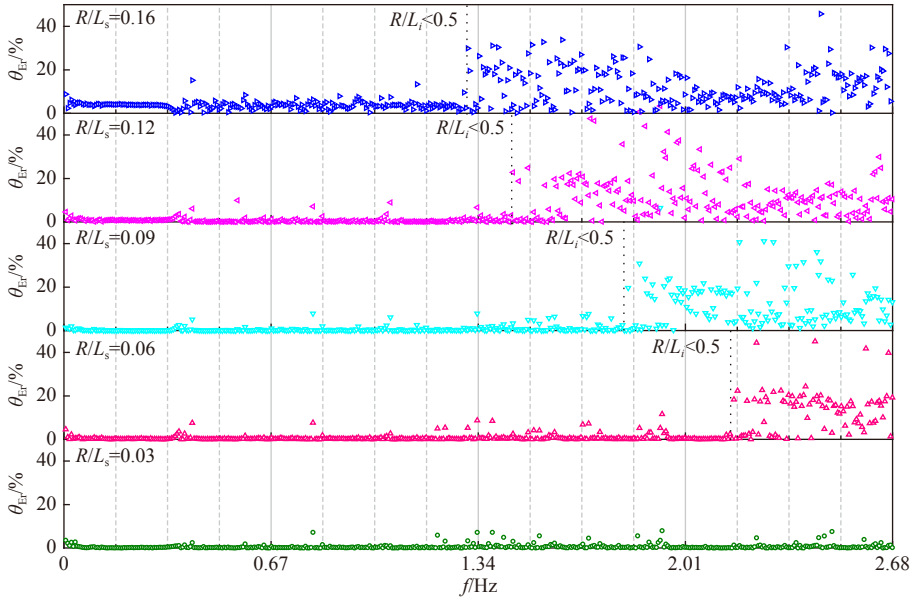

图 7　R/L_s 不同时, 采用 average-θ_i 方法计算的 θ_{Er} 沿 f_i 的分布(T_s=1.5 s, H_s=0.04 m, s=25)

Fig. 7　Variation of θ_{Er} with f_i for average-θ_i method with different R/L_s (T_s=1.5 s, H_s=0.04 m, s=25)

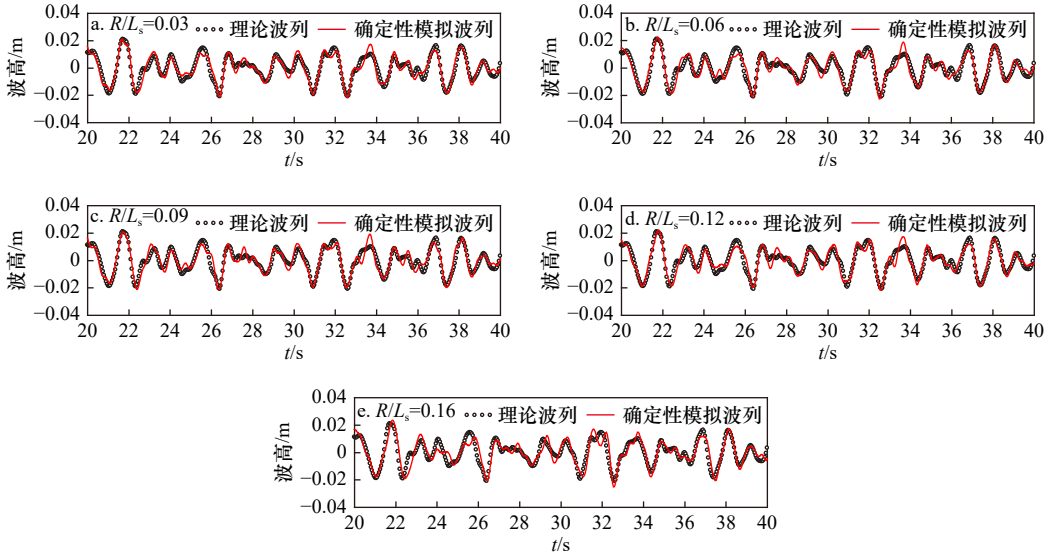

图 8　rr/L_s=0.35, R/L_s 不同时, 3 号浪高仪位置理论波列和确定性模拟波列的对比(T_s=1.5 s, H_s=0.04 m, s=25)

Fig. 8　Comparison of theoretical and simulated wave surface elevation histories for different R/L_s with rr/L_s=0.35 at No.3 gauge (T_s=1.5 s, H_s=0.04 m, s=25)

的整体精度。明显地，当 R/L_s=0.16 时，在 f_i<1.95f_p 内的 θ_{Er} 大于 R/L_s>0.12 时的 θ_{Er}，且绝大多数 θ_{Er}≈5%；此外，波浪高频成分组成波的 θ_{Er} 也会导致重现波浪在高频部分产生较大的模拟误差，从而导致模拟波列和已知波列整体差别较大。

为了研究多向不规则波确定性模拟的有效范围，图 9 以 R/L_s=0.06，选取 average-θ_i 进行的波浪确定性模拟结果为例，给出了 3 号浪高仪位置处理论波列和模拟波列在 t=20～40 s，rr/L_s=0.16、0.35、0.60 和 0.80 时的对比。可以看出，随着波浪模拟空间范围的增大，确定性模拟的波浪精度减小，模拟的波列与理论波浪过程线在时域上存在的振幅差及相位偏差随着 rr/L_s 的增大而逐渐增大。当 rr/L_s=0.80，即确定性模拟的波浪范围为 1.6L_s 时，波浪确定性模拟的误差相对较大，但模拟波列和理论波列仍然具有一致性。

与单向不规则波浪的波浪模拟精度分析类似，图 10 以 R/L_s=0.06 为例，给出了多向不规则波采用 average-θ_i 和 max-Energy-θ_i 进行波浪模拟时分析的 Er_{max} 随 rr/L_s 的变化。明显地，当 rr/L_s 确定后，采用 average-θ_i 方法计算的组成波方向角进行波浪确定性模拟时的 Er_{max} 较采用 max-Energy-θ_i 方法计算的组成波方向角进行波浪模拟时的 Er_{max} 小。这与单向不规则波浪所得的结论是一致的。

图 11 以采用 average-θ_i 计算的组成波方向角进行确定性模拟的多向不规则波为例，给出了 R/L_s 不同时，波浪模拟的 Er_{max} 随空间范围 rr/L_s 的变化情况。随着 rr/L_s 的增大，波浪模拟的 Er_{max} 增大；当 rr/L_s 相同时，Er_{max} 随着 R/L_s 的增大而增大。明显地，rr/L_s 一定时，R/L_s=0.16 时的 Er_{max} 与 R/L_s=0.12 时的 Er_{max} 绝对差值$|Er_{max_0.16}-Er_{max_0.12}|$明显地比$|Er_{max_0.12}-Er_{max_0.09}|$、$|Er_{max_0.09}-Er_{max_0.06}|$及$|Er_{max_0.06}-Er_{max_0.03}|$时的大；且 R/L_s=0.03～0.12 时，确定性模拟波浪的 Er_{max} 的差别不是很大。因此，为了保证采用本文方法进行波浪确定性模拟的准确性，采集波浪的浪高仪间距应小于波浪有效波长的 0.12 倍。另外，综合图 11 和图 9b 的结果可以看出，当 R/L_s≤0.12 时，在空间范围 rr/L_s<0.35 内，即确定性

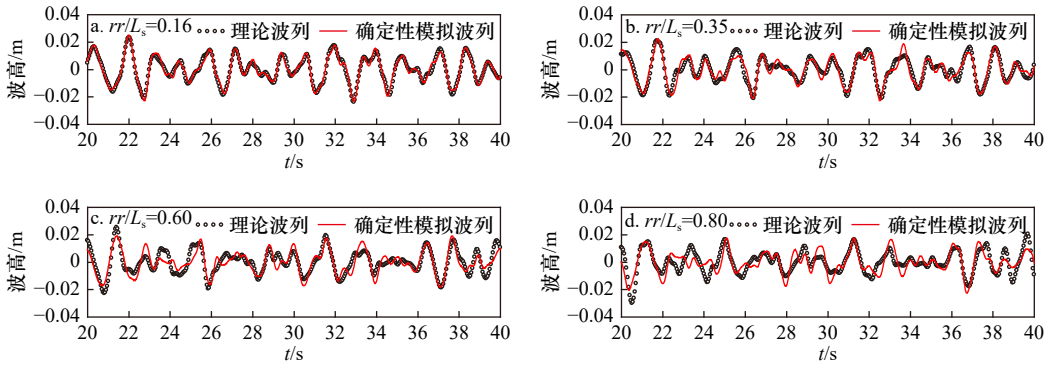

图 9 R/L_s=0.06，rr/L_s 不同时，3 号浪高仪位置处理论波列和确定性模拟波列的对比（T_s=1.5 s，H_s=0.04 m，s=25）

Fig. 9 Comparison of theoretical and simulated wave surface elevation histories for different rr/L_s with R/L_s=0.06 at No.3 gauge (T_s=1.5 s, H_s=0.04 m, s=25)

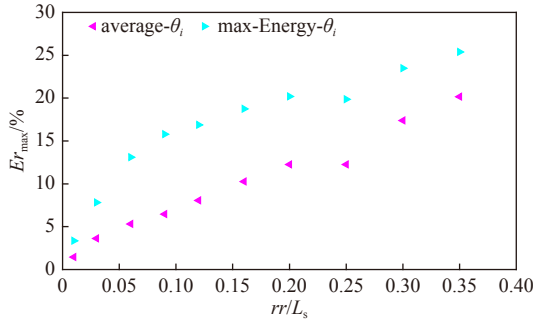

图 10 R/L_s=0.06 时采用计算的 average-θ_i 和 max-Energy-θ_i 模拟所得波浪的 Er_{max} 随 rr/L_s 的变化（T_s=1.5 s，H_s=0.04 m，s=25）

Fig. 10 Variation of Er_{max} for simulated waves with rr/L_s using average-θ_i and max-Energy-θ_i of R/L_s=0.06 (T_s=1.5 s, H_s=0.04 m, s=25)

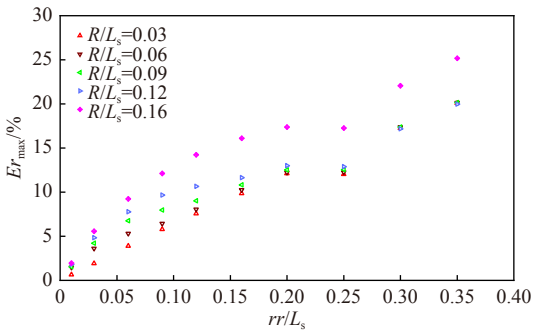

图 11 不同的 R/L_s 采用 average-θ_i 模拟所得波浪的 Er_{max} 随 rr/L_s 的变化（T_s=1.5 s，H_s=0.04 m，s=25）

Fig. 11 Variation of Er_{max} for simulated waves with rr/L_s using average-θ_i with different R/L_s (T_s=1.5 s, H_s=0.04 m, s=25)

模拟的波浪范围小于 $0.7L_s$ 时, 模拟的波列与原始波列的差别较小, 即 $Er_{max}\leqslant 20\%$, 一般满足波浪对结构物作用的试验要求。

4　结论

基于单叠加模型, 通过对给定的合适位置的多向不规则波浪同步波动过程求解, 确定各组成的波浪成分 a_i、ω_i、θ_i 及 ε_i, 并以单叠加数值计算模型, 实现了多向不规则波的确定性模拟。通过定性对比分析模拟波列和已知波列在时域的分布情况及定量分析模拟波列的误差分布情况, 可得出如下结论:

(1)本文建立的方法可以在一定范围内确定性的模拟给定的多向不规则波波动过程。但是, 波浪的相位差和振幅高度差随着波浪模拟范围的增大而增大, 即波浪重现误差随着波浪重现范围的增大而增大。

(2)采用对不同浪高仪组合所计算的方向角进行平均所得的 average-θ_i 为组成波方向角进行波浪确定性模拟的结果优于采用对应波浪能量最大仪器对所计算的方向角 max-Energy-θ_i 为组成波方向角时的模拟结果。

(3)给定计算组成波传播方向 θ_i 的各浪高仪间距应小于波浪有效波长的 0.12 倍。

(4)当 $R/L_s\leqslant 0.12$ 时, 在空间范围 $rr/L_s<0.35$ 内, 即确定性模拟的波浪范围小于 $0.7L_s$ 时, 模拟的波浪与原始波浪的差别较小, 即 $Er_{max}\leqslant 20\%$, 一般满足波浪对于结构物作用的试验要求。

参考文献:

[1] Baldock T E, Swan C. Numerical calculations of large transient water waves[J]. Applied Ocean Research, 1994, 16(2): 101−112.

[2] 裴玉国, 张宁川, 张运秋. 畸形波数值模拟和定点生成[J]. 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[J]. The Ocean Engineering, 2006, 24(4): 20−26.

[3] Liang Xiufeng, Yang JianMin, Li Jun, et al. Numerical simulation of irregular wave-simulating irregular wave train[J]. Journal of Hydrodynamics, 2010, 22(4): 537−545.

[4] 崔成, 张宁川, 裴玉国. 畸形波生成、演化过程研究——波面时间过程随位置的变化[J]. 海洋通报, 2011, 30(4): 387−396.
Cui Cheng, Zhang Ningchuan, Pei Yuguo. Research on the generation and evolution of freak wave−time-process of the water surface elevations' variation with positions[J]. Marine Science Bulletin, 2011, 30(4): 387−396.

[5] Finnegan W, Goggins J. Linear irregular wave generation in a numerical wave tank[J]. Applied Ocean Research, 2015, 52: 188−200.

[6] 沈王刚. 基于FMBEM的数值波浪水池及非线性波浪重构方法[D]. 上海: 上海交通大学, 2018.
Shen Wanggang. Fmbem-based numerical wave tank and nonlinear wave refactoring method[D]. Shanghai: Shanghai Jiao Tong University, 2018.

[7] Naaijen P, Blondel-Couprie E. Reconstruction and prediction of short-crested seas based on the application of a 3d-FFT on synthetic waves: Part 1-Reconstruction[C]//ASME 2012 31st International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering. Rio de Janeiro, Brazil: American Society of Mechanical Engineers (ASME), 2012.

[8] Blondel-Couprie E, Naaijen P. Reconstruction and prediction of short-crested seas based on the application of a 3D-FFT on synthetic waves: Part 2-Prediction[C]//ASME 2012 31st International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering. Rio de Janeiro, Brazil: American Society of Mechanical Engineers (ASME), 2012.

[9] 刘思. 多向不规则波群的模拟研究[D]. 大连: 大连理工大学, 2012.
Liu Si. The research on simulation of multidirectional irregular wave groups[D]. Dalian: Dalian University of Technology, 2012.

[10] 俞聿修, 柳淑学. 随机波浪及其工程应用[M]. 4版. 大连: 大连理工大学出版社, 2011.
Yu Yuxiu, Liu Shuxue. Random Wave and its Applications to Engineering[M]. 4th ed. Dalian: Dalian University of Technology Press, 2011.

[11] Draycott S, Davey T, Ingram D M, et al. The SPAIR method: Isolating incident and reflected directional wave spectra in multidirectional wave basins[J]. Coastal Engineering, 2016, 114: 265−283.

[12] Luo L, Liu S, Li J, et al. The deterministic reconstruction of multi-directional irregular waves[C]//Proceedings of the Twenty-ninth (2019) International Ocean and Polar Engineering Conference. Honolulu, Hawaii, USA: ISOPE, 2019 (3): 3546–3552.

[13] Borgman L E. Statistical reliability of computations based on wave spectral relations[C]// Proceedings of the International Symposium on Ocean Wave Measurement and Analysis. New York: ASCE, 1974: 362–378.

[14] Esteva D. Wave direction computations with three gage arrays[J]. Coastal Engineering Proceedings, 1976, 1(15): 19.

[15] Fernandes A A, Gouveia A D, Nagarajan R. Determination of wave direction from linear and polygonal arrays[J]. Ocean Engineering, 1988, 15(4): 345−357.

[16] Fernandes A A, Sarma Y V B, Menon H B. Directional spectrum of ocean waves from array measurements using phase/time/path difference methods[J]. Ocean Engineering, 2000, 27(4): 345−363.

[17] Goda Y. A comparative review on the functional forms of directional wave spectrum[J]. Coastal Engineering Journal, 1999, 41(1): 1−20.

［18］ 孙忠滨, 柳淑学, 李金宣. 基于改进Boussinesq方程三角形网格有限元模型[J]. 海洋工程, 2010, 28(3): 50−58, 67.
Sun Zhongbin, Liu Shuxue, Li Jinxuan. Triangular element FEM model based on modified Boussinesq equations[J]. The Ocean Engineering, 2010, 28(3): 50−58, 67.

Deterministic simulation of multidirectional irregular waves

Luo Li[1], Liu Shuxue[1], Li Jinxuan[1], Wang Lei[1]

(1. *State Key Laboratory of Coastal and Offshore Engineering*, *Dalian University of Technology*, *Dalian* 116024, *China*)

Abstract: The simulation of wave time series or wave elevation histories is of great significance for the accurate study of real wave-action on marine structures. In this paper, a method of simulating multi-directional irregular wave elevations is proposed based on a linear single-summation model. To evaluate the effectiveness of the proposed method, theoretical simulated regular waves, unidirectional and multidirectional irregular waves are deterministically simulated. The consistence between the simulated wave time series and the original ones is verified. The simulated accuracy range is further evaluated based on the quantitative error analysis along the spatial dimension represented by the ratio of rr/L_s (in which, rr denotes the separations of the two wave gauges, and L_s dotes the significant wave length). It is suggested that the optimum relative separations of the wave gauges should be less than $0.12L_s$ when the proposed method is used to reconstruct multidirectional irregular waves.

Key words: multidirectional irregular waves; linear single-summation; deterministically simulated