

畸形波电磁散射特性分析及其特征识别标识的研究

吴庚坤 宋金宝 樊伟

Electromagnetic scattering characteristics analysis of freak waves and characteristics identification

Wu Geng-Kun Song Jin-Bao Fan Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 134302 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.134302

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.134302>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I13>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于时域多分辨算法的非球形气溶胶散射特性仿真模拟

[Simulating scattering properties of nonspherical aerosol particles using multiresolution timedomain method](#)

物理学报.2017, 66(4): 044207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.044207>

一种利用布里渊增益谱边带解调提高布里渊光时域反射系统测温精度的方法

[Temperature measurement accuracy enhancement in the Brillouin optical time domain reflectometry system using the sideband of Brillouin gain spectrum demodulation](#)

物理学报.2016, 65(24): 244203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.244203>

非球形椭球粒子参数变化对光偏振特性的影响

[Research of the influence of non-spherical ellipsoid particle parameter variation on polarization characteristic of light](#)

物理学报.2016, 65(6): 064205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.064205>

基于文氏改进谱的二维粗糙海面模型及其电磁散射研究

[Study of electromagnetic scattering from two-dimensional rough sea surface based on improved Wen's spectrum](#)

物理学报.2014, 63(13): 134203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.134203>

多次散射因素影响下天空偏振光模式的解析模型

[An analytical model for skylight polarization pattern with multiple scattering](#)

物理学报.2014, 63(11): 114201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.114201>

畸形波电磁散射特性分析及其特征识别标识的研究*

吴庚坤 宋金宝 樊伟†

(浙江大学海洋学院物理海洋研究所, 舟山 316000)

(2016年12月30日收到; 2017年4月25日收到修改稿)

针对弱非线性的 Longuet-Higgins 模型在模拟强非线性畸形波海面时所存在的问题, 采用修正的相位调制法模拟一维畸形波时间、空间波面, 该方法能够实现畸形波的定时定点生成, 并且其波形既能保持目标谱的频谱结构, 又能较大幅度地满足波浪序列的统计特性. 同时, 基于改进的双尺度 (TSM) 法及时域有限差分法建立畸形波的电磁散射模型, 经过相对平均偏差和均方根偏差误差分析后, 基于 TSM 法研究分析了畸形波及其背景海面波的归一化雷达散射截面 (NRCS) 的计算结果. 实验表明, 合成孔径雷达成像中畸形波的 NRCS 比背景波要小, 即畸形波的合成孔径雷达图像成像比背景波要灰暗, 因此可以将 NRCS 作为畸形波的特征识别标识. 通过分析研究不同极化方式、入射角、入射频率条件下畸形波与背景波面的电磁散射特性实验数据得出: 当二者的 NRCS 差值大于 -11.8 dB 及以上时, 即认为产生畸形波, 这为实际的工程应用提供了参照标准.

关键词: 畸形波, 相位调制, 电磁散射, 识别标识

PACS: 43.30.Hw, 13.40.Ks, 42.68.Mj

DOI: 10.7498/aps.66.134302

1 引言

畸形波 (freak wave) 是随机波列中一种极其特殊的单个强非线性异常波现象, 其具有能量集中、持续时间短、破坏力强等特点^[1]. 海洋观测资料显示, 畸形波遍布世界各大海域, 其生成、发生具有突然性, 几乎难以预测. 同时, 伴随着畸形波现象的出现, 连续大波 (three sisters) 和海水深洞 (hole in the sea) 等异常波现象也会接踵而至, 对海洋工程结构和海上作业船舶等构成巨大威胁^[2,3]. 鉴于此, 国内外学者对畸形波的研究越来越多, 相关部门还组织设立了专门的研讨会 (Rogue Waves Workshop) 和研究项目 (Max Wave). 对于畸形波资料的研究观测, 大致是从以下三个方面展开的: 畸形波的描述与观测方法, 畸形波的生成机制与

模拟方法, 畸形波监测与预警. 畸形波的生成机制研究方面, 目前国际上普遍认为畸形波是由不同方向、不同频率特性的波浪在某一固定时间空间点的能量聚焦, 同时, 其各方向传播的波浪也受到海底地形折射效应、波列频散自聚焦、流场调制等的相互作用. Benjamin 等首先提出等振幅的斯托克斯周期波在波列演化过程中存在不稳定性 (B-F 不稳定性); 而后 Dysthe, Peterson, Zakharov 等在此基础上基于水孤波数学模型 Korteweg-de Vries 方程、Kadomtsev-Petviashvili 方程以及多重尺度三阶非线性薛定谔方程等深入研究了近海畸形波的发生和发展机制; 其后, Sundar, Clauss, Sparboom, Mori 等多位学者也基于此前的理论依据在畸形波的数值模拟方面取得了众多的研究成果, 其中 Kim 等^[4]更是直接模拟出了经典的实测“新年波”序列.

* 国家自然科学基金 (批准号: 41576013)、国家高技术研究发展计划 (批准号: 2013AA122803) 和国家重点研发计划 (批准号: 2016YFC1401404) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: fanwei@zju.edu.cn

国内方面, 基于 Longuet-Higgins 模型和 Kriebel 提出的部分波数瞬态波加随机背景波模型, 裴玉国等 [5,6]、黄国兴 [7]、刘晓霞等 [8] 将双波列聚焦理论模型扩展到三维模型中进而研究畸形波的生成演化规律; Zhao 等 [9]、Liu 等 [10] 分别改进了调制聚焦的理论模型, 在固定的时间、空间模拟出了畸形波波面; 其后, 一些学者基于调制不稳定性理论对畸形波演化及其数值模拟进行了相关研究; Zhang 等 [11,12] 基于伪谱数值理论以及修正的四阶非线性薛定谔方程模拟了非线性数值波浪并分析研究了其与实验室仿真数据的对比结果.

实际工程研究中, 我们可以尝试通过数值模拟畸形波的一维、二维空间波面, 然后对其电磁散射模型进行数值计算和分析, 来研究畸形波的形成机理、遥感识别等一系列相关特性. 具体而言, 我们可以基于畸形波电磁散射数值模拟的理论结果, 对比分析畸形波发生海面中畸形波的 SAR 成像与其对应的背景波海面 SAR 成像, 进而探索畸形波的遥感识别技术, 判断畸形波的发生、发展. 目前, 国内外有关于这一领域的研究相对较少并且有很大的局限性, 例如 Franceschetti 等在双尺度模型 (TSM) 和 Harger 分布表面模型的基础上改进了海面模型以用于合成孔径雷达 (SAR) 模拟, 但这种方法并没有充分考虑速度聚束效应和畸形波波高分布的高斯统计特征 [13]. 本研究工作针对工程应用中弱非线性的 Longuet-Higgins 模型在模拟强非线性畸形波海面时所存在的实际问题, 采用相位调制的方法来模拟畸形波时间、空间波面, 使其能够实现畸形波的定时定点生成, 并且其波形既能保持目标谱的频谱结构, 又能较大程度地满足波浪序列的统计特性. 同时, 基于数值模拟的实验结果, 结合电磁散射理论对经典的双尺度法进行改进, 以构建适应于上述畸形波仿真海面的电磁散射模型, 对比分析畸形波空间波面与背景波波面的散射系数的区别, 进而从理论上分析畸形波波面的散射特性及其特征标识.

2 数值仿真模型

2.1 畸形波的仿真模型

在模拟不含畸形波的普通随机波浪时所采用的理论方法是 Longuet-Higgins 模型 [14], 其将大量随机余弦波进行线性叠加来表示在任意时刻某固定位置的波面方程,

$$\eta(x, t) = \sum_{i=1}^M a_i \cos(k_i x - \omega_i t + \theta_i), \quad (1)$$

上述表达式中, M 表示组成波波数; k_i , a_i , θ_i 和 ω_i 分别表示组成波中 i 个波的波数、振幅、随机相位和角频率; $\eta(x, t)$ 为离波面边界距离为 x 的波面波动时间序列. 当组成波数 M 所有波的初始相位在范围 $(, 2\pi)$ 范围随机取值时则生成普通随机波浪. 而如果想要实现畸形波的模拟, 即在某一时刻地点的随机波浪中激发畸形波波面就必须使此时间空间的随机波浪能量聚焦. 基于 Longuet-Higgins 模型的表达式, 我们采用调制波数 M 中部分组成波的随机初始相位, 以此实现随机波浪序列中畸形波的模拟, 因为只是调制了其中的部分组成波, 所以可以在较大程度上使天然海浪与模拟随机波浪在统计特性方面保持一致并保持目标海浪谱的结构. 具体相位调制如下: 假定 $t = t_c$, $x = x_c$ 的时间空间条件下畸形波产生, 则我们对部分组成波的随机相位 θ_i 进行调制, 使时间波面 $\eta_i(x_i, t_i)$ 取正值, 即将 (1) 式改写为背景波和畸形波的叠加波面,

$$\eta(x, t) = \eta_1(x, t) + \eta_2(x, t), \quad (2)$$

其中, $\eta_1(x, t) = \sum_{i=1}^{M_1} a_i \cos(k_i x - \omega_i t + \theta_i)$, $\eta_2(x, t) = \sum_{i=M_1+1}^M a_i \cos(k_i x - \omega_i t + \theta_i)$, 此时假定第二部分组成波 $\eta_2(x, t)$ 部分在固定时间固定空间产生畸形波, 我们对随机相位 θ_i 进行修正使得 $\eta_i(x_c, t_c)$ 为正值. 具体而言, θ_i 的调制规则应分不同情况讨论.

当 $k_i x_c - \omega_i t_c \geq 0$ 时, (令 $N = \text{int}[(k_i x_c - \omega_i t_c)/2\pi]$) 得出随机相位 θ_i 的随机取值范围为

$$\theta_i \in \begin{cases} (3\pi/2, 2\pi), & (k_i x_c - \omega_i t_c - 2N\pi + \theta_i) \in (0, \pi/2); \\ (\pi, 3\pi/2], & (k_i x_c - \omega_i t_c - 2N\pi + \theta_i) \in (\pi/2, \pi); \\ (\pi/2, \pi], & (k_i x_c - \omega_i t_c - 2N\pi + \theta_i) \in (\pi, 3\pi/2); \\ (0, \pi/2], & (k_i x_c - \omega_i t_c - 2N\pi + \theta_i) \in (3\pi/2, 2\pi). \end{cases} \quad (3)$$

上述 θ_i 的取值依据具体说明如下: 首先假定前提条件 $k_i x_c - \omega_i t_c \geq 0$, 通过向下取整函数 int 运算后, $\text{int}(k_i x_c - \omega_i t_c)$ 是比 $k_i x_c - \omega_i t_c$ 稍小的正整数(且二者差值小于1), 即 $2\pi * \text{int}[(k_i x_c - \omega_i t_c)/2\pi]$ 是比 $k_i x_c - \omega_i t_c$ 稍小的正整数, 也即 $2\pi * N$ 是比 $k_i x_c - \omega_i t_c$ 稍小的正整数, 则 $k_i x_c - \omega_i t_c - 2N\pi$ 就落在了象限 $(0, \pi/2)$ 范围内(前提条件 $k_i x_c - \omega_i t_c \geq 0$), 此时, 要想使 $\cos(k_i x - \omega_i t + \theta_i)$ 取值为正, 即 $\cos(k_i x_c - \omega_i t_c - 2N\pi + \theta_i)$ 为正, 需要对随机相位 θ_i 的取值范围进行限定, 而由上可知 $k_i x_c - \omega_i t_c - 2N\pi$ 落在了象限 $(0, \pi/2)$ 范围内, 则只需规定 θ_i 在 $(3\pi/2, 2\pi)$ 范围内取值即可, 此时 $\cos(k_i x_c - \omega_i t_c - 2N\pi + \theta_i) \geq 0$, 即 $\cos(k_i x - \omega_i t + \theta_i) \geq 0$, 从而 $\eta_2(x, t) \geq 0$, 这样波列群 $\eta_1(x, t)$ 和波列群 $\eta_2(x, t)$ 在叠加形成波形 $\eta(x, t)$ 时就能保持始终有 $M - M_1$ 个波列为正幅度波, 由此可以使得波能量在此正向聚焦, 使得 $\eta_i(x_c, t_c)$ 为正值, 进而形成畸形波. 同理可以推得其他情况下随机相位 θ_i 的取值范围.

同理, 亦可以推知当 $k_i x_c - \omega_i t_c < 0$ 时 θ_i 的调制取值范围.

2.2 电磁散射计算模型

在适合小尺寸粗糙面的微扰法 (SPM) 和适应大尺寸粗糙面的基尔霍夫近似法 (KA) 的基础上, 我们对 TSM 进行修正, 即结合微扰理论一阶近似来计算小尺度粗糙面散射系数, 同时对大尺度粗糙面斜率分布做集平均运算进而实现粗糙海面的倾斜效应 [15-20]. 后向散射系数的计算方法为(其中, $x-z$ 为其入射面):

$$\begin{aligned} \theta_{\text{HH}}^0(\theta_i) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\text{ctg}\theta_i}^{\infty} (\hat{h} \cdot \hat{h}')^4 \sigma_{\text{HH}}(\theta'_i) (1 + z_x \text{tg}\theta_i) \\ &\quad \times P(z_x z_y) dz_x dz_y, \\ \theta_{\text{VV}}^0(\theta_i) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\text{ctg}\theta_i}^{\infty} (\hat{v} \cdot \hat{v}')^4 \sigma_{\text{VV}}(\theta'_i) (1 + z_x \text{tg}\theta_i) \\ &\quad \times P(z_x z_y) dz_x dz_y, \end{aligned} \quad (4)$$

其中, $\theta_{\text{HH}}^0(\theta_i)$ 和 $\theta_{\text{VV}}^0(\theta_i)$ 分别表示水平 (HH) 极化和垂直 (VV) 极化下后向散射系数, $\sigma_{\text{HH}}(\theta'_i)$ 和 $\sigma_{\text{VV}}(\theta'_i)$ 则代表 HH 极化、VV 极化条件下随机表面小粗糙尺度后向散射系数的计算结果. 具体如下:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{HH}}(\theta'_i) &= 8k_i^4 \cos^2 \theta'_i |a_{\text{HH}}|^2 W(2k_i \sin \theta'_i, 0), \\ \sigma_{\text{VV}}(\theta'_i) &= 8k_i^4 \cos^2 \theta'_i |a_{\text{VV}}|^2 W(2k_i \sin \theta'_i, 0), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{1}{\sqrt[k]{\int_0^1 \int_0^{2\pi} K^4 S(K, \Theta) dK d\Theta}} \geq \mu \quad (6)$$

其中, k_i 表示入射波波数; $W(k_x, k_y)$ 表示二维海谱(实际模拟中取 JONSWAP 谱模型); $a_{\text{HH}}, a_{\text{VV}}$ 表示 HH 极化、VV 极化状态时其极化幅度. 当入射波长 λ 已知时, 其波数满足 $K \leq K_L$ 的空间随机面组成 TSM 中的大粗糙尺寸部分, 其符合应用 KA 法近似条件, 我们将这一部分用 KA 法来近似求解; 而空间波数 $K \geq K_s$ 部分组成 TSM 中的小粗糙尺寸部分, 其符合应用一阶微扰近似法的求解条件, 我们用 SPM 法来计算. 并且, 小粗糙尺寸随机波面同时包括符合 Bragg 散射的空间波数 $K = K_B = 2k_i \sin \theta_i$. 这里使用 (6) 式来分辨大粗糙尺寸的截止波数 K_L . 而计算小粗糙尺寸随机散射面过程中, 由上所述可得, $K_s < K_B = 2k_i \sin \theta_i$, $k_i \theta_{\text{small}} \cos \theta_i \ll 1$, 其中边界参数阈值 μ 的取值取决于入射波数 k_i , 由小粗糙尺寸的高度起伏方根可以求出 K_s , 其表达式如下:

$$\sigma_{\text{small}}^2 = \int_{K_s}^{+\infty} \int_0^{2\pi} S(K, \Theta) dK d\Theta. \quad (7)$$

特别需要指出的是, (6) 式中不等式左边部分

$$\frac{1}{\sqrt[k]{\int_0^1 \int_0^{2\pi} K^4 S(K, \Theta) dK d\Theta}}$$

表示的是对应海面的平均曲率半径, 由于实际海浪谱模型是多方向的, 所以此处的 Θ 部分代表二维海浪方向谱的方向参数, 然而考虑到下文中所研究的是一维畸形波仿真海面的单向散射特性(图 5 的实验结果), 故在 (10) 式中给出的海浪谱函数(即 S 函数)为单变量函数, 其只有频率参量而没有方向参量, 故此处使其与海面 10 m 风速 u_{10} 的传播方向保持一致. 本文实验中为了基于 (2) 式模拟畸形波的空间序列, 我们令 Θ 取值为 0, 以此来表示 (7) 式中的方向谱取单一方向(即模拟一维的畸形波序列).

在具体分析畸形波散射过程中, 由 Bragg 散射可知, 海表面电磁波入射波数为 k 时, 海面成像是通过电磁波与 $2k \sin(\theta)$ 的组成波共振作用产生的, 则由上述 TSM 散射理论可将畸形波任一点海表面高度划分为其波高与其波点相切的散射微面高度叠加, 并且其任一散射微面的波高是 Bragg 波与该面元在此点斜率及长度的叠加, 即

$$\begin{aligned}
 & h(x, \theta, t) \\
 &= h_f(x, \theta, t) + \left[A(\theta) \sin(A_b(\theta)x - \sqrt{gA_b(\theta)}t \right. \\
 & \quad \left. + \varphi(\theta)) + S_{xn} \frac{\lambda}{8|\mu'_x - \mu_x| \cos \theta} \right], \quad (8)
 \end{aligned}$$

其中 θ , λ 分别为入射波的入射角和波长; μ'_x , μ_x 分别为畸形波表面波相邻面元位置的波面法向导数, 即面元斜率; $\sqrt{gA_b(\theta)}$ 表示海水频散关系, 为 $A(\theta)$ 振幅, 其可以用 Bragg 波谱密度与对应的波数相异的短波的波谱密度得出, 即 $a_b \sqrt{\frac{S(A_b(\theta))}{S(k'_b)}}$, 其中 a_b , k'_b 分别表示波数相异的对应的波振幅及波数, 由畸形波仿真公式得出; 而 $\frac{\lambda}{8|\mu'_x - \mu_x| \cos \theta}$ 项为满足粗糙表面判断条件的面元长度 [21,22], 同时海浪谱模型 S 选取 JONSWAP 谱, 其具体形式见 (10) 式, 由此可求得 Bragg 波波数及振幅, 即可求得其波表面项 $[A(\theta) \sin(A_b(\theta)x - \sqrt{gA_b(\theta)}t + \varphi(\theta))]$, 此后将面元基于 SPM 法散射计算系数在大粗糙度的斜率分布上的集平均运算. 则畸形波的后向散射系数表示为

$$\begin{aligned}
 \sigma_{pq} &= \frac{2\pi k_i}{k_b(\theta)} \sum_{t=0}^{\infty} J_t [2a_b(\theta) k_e \cos \theta] \cdot \exp[jm\varphi_b(\theta)] \\
 & \quad \times \cos(\eta(\theta)) \cdot \text{sinc}(k_i \cdot \eta(\theta)) \\
 & \quad \times \begin{bmatrix} S_{VV} & S_{HV} \\ S_{VH} & S_{HH} \end{bmatrix}, \quad (9)
 \end{aligned}$$

其中,

$$\begin{aligned}
 \eta(\theta) &= \frac{2\pi k_e}{k_b(\theta)} S_x \cos \theta - m\pi; \\
 J_t &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos(x \sin \theta - t\theta) d\theta;
 \end{aligned}$$

k_i 表示面元内 Bragg 散射短波波数; $S_{hh} = 2R_q$, $S_{vv} = 2R_p$, $S_{vh} = S_{hv} = 0$, 且 R_q , R_p 为 Fresnel 反射系数,

$$\begin{aligned}
 R_q &= \frac{\sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \delta} - \varepsilon_r - \cos \delta}{\sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \delta} + \varepsilon_r - \cos \delta}, \\
 R_p &= \frac{\cos \delta - \sqrt{\varepsilon_r \sin^2 \delta}}{\cos \delta + \sqrt{\varepsilon_r \sin^2 \delta}},
 \end{aligned}$$

上述表达式中, $\delta_r = \frac{\partial z(x, y)}{\partial r}$, $\delta_s = \frac{\partial z(x, y)}{\partial s}$, $\cos \delta = \hat{n} \cdot \hat{k} = \delta_r \cos \Delta\theta - \delta_s \sin \Delta\theta$.

3 实验结果分析

3.1 仿真条件、畸形波的数值模拟及结果分析

本文采用 JONSWAP 谱 [23] 作为目标谱, JONSWAP 谱是多个国家的学者基于北海“联合波浪计划”的大量实测资料而提出的风浪频谱, 在模拟海浪波列方面其区别于其他海浪谱或者其他数学方法最大的优点在于引进谱升高因子 γ 来描述风浪的成长状态, 后经过学者发展 (进一步提出谱尖度因子 P), 使其可以由风浪的表观量有效波高 $H_{1/3}$ 和有效周期 $T_{1/3}$ 表示, 从而使得 JONSWAP 谱更符合海浪成长规律, 可以表征不同成长阶段的海浪. 此外, 叠加法符合海浪生成原理, 就海浪波动原理而言, 其更符合波群相互叠加的海洋现象及波浪生成规律, 因此本文采用 JONSWAP 谱结合线性叠加法来进行海面建模符合物理海洋原理, 且这一方法就实际操作而言, 其比较容易验证波浪模拟效果. 通过与目标海浪谱进行波浪谱谱形拟合 (图 3) 及波浪的统计特性 (图 2 中波高的超值累积概率分布) 两组实验, 证明此方法模拟精度较高. JONSWAP 谱表达式如下:

$$\begin{aligned}
 S(\omega) &= ag_c^2 \frac{1}{\omega^5} \exp \left[-\frac{5}{4} \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^4 \right] \\
 & \quad \times r \exp \left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma^2 \omega_0^2} \right], \quad (10)
 \end{aligned}$$

其中, r , σ 分别为峰升高因子和峰形参数; E_{\max} 表示谱峰值, 且满足关系 $r = E_{\max} / E_{\max}^{\text{PM}}$; 当 $\omega \leq \omega_0$ 时, $\sigma = 0.07$, 而当 $\omega > \omega_0$ 时, $\sigma = 0.09$; a 为无因次常数, 且 $a = 0.07\tilde{x}^{-0.22}$; $\tilde{\omega}_0$ 为无因次峰频率, 且 $\tilde{\omega}_0 = U_{10}\omega_0/g_c = 22\tilde{x}^{-0.33}$. 此时 (1) 式中的 a_i 即为 JONSWAP 谱形式. 据此我们可以模拟距离空间位置 $x = 0$ 处畸形波的时间序列, 如图 1 所示; 同理我们可以模拟时间 $t = 0$ 时刻的畸形波空间序列, 如图 4 结果所示. 实验选取水深 $d = 40$ m, 谱升高因子 $\gamma = 3.3$, 有效波高 $h_s = 5$ m, 谱峰周期为 12 s, 其组成波数 $M = 100$, 调制波数取 80, 谱频范围 (0, 3.3), 当时间 $t_c = 200$ 时畸形波时间序列模拟结果如图 1.

根据国际上对畸形波的普遍定义 (Sand & Klinting), 畸形波波高 H_j 与其背景波的波高关系应满足条件: $a_1 = H_j/H_S \geq 2$, $a_2 = H_j/H_{j-1} \geq 2$, $a_3 = H_j/H_{j+1} \geq 2$, $a_4 = \eta_j/H_j \geq 0.65$. 其中

a_1, a_2, a_3 和 a_4 为畸形波特征参数; η_j 为畸形波波峰高度 (相对于水平线); H_{j-1}, H_{j+1} 分别表示模拟序列中紧挨着畸形波前后的两个波波高. 参数的参考分别基于上、下跨零法将畸形波特征参数时历记录, 其图 1 中模拟中存在极值波的波浪特征参数统计列于表 1.

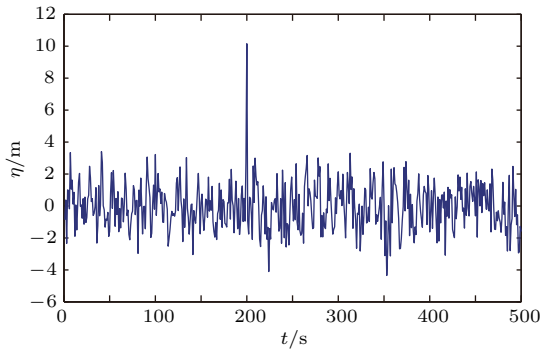


图 1 基于相位调制法的畸形波时间序列模拟结果
Fig. 1. Time series plots for simulated freak waves with modified phase modulation method.

表 1 上、下跨零法记录的畸形波特征参数值
Table 1. The characteristic parameters of freak waves based on zero-crossing counting method.

判定标准	t_c	a_1	a_2	a_3	a_4
上跨零点法	200	2.17	2.21	2.06	0.69
下跨零点法	200	2.13	2.16	2.01	0.71

同时, Rayleigh 分布与模拟波高分布的对比结果、目标谱 JONSWAP 谱与波浪时历谱的比较结果分别如图 2 和图 3 所示.

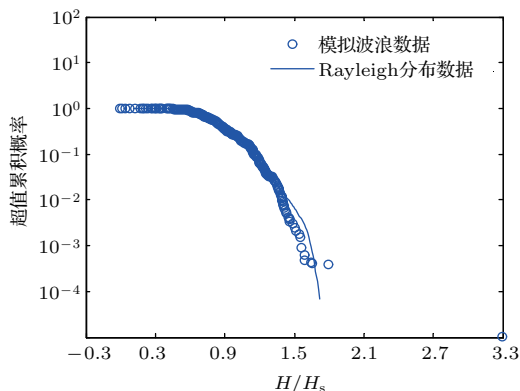


图 2 Rayleigh 分布与模拟波浪的波高超值累积概率分布的对比结果
Fig. 2. Comparison of the exceedance probability of wave height for the simulation with Rayleigh distribution.

对比图 2 结果可知, 畸形波仿真波列其超值累积概率分布在很大程度上与 Rayleigh 分布保持一

致; 图 3 则说明本文采用的调制方法在模拟畸形波浪序列时比较契合原目标谱 JONSWAP 谱的频谱结构, 谱峰周期也基本相同. 上述参数对比分析结果 (图 1, 表 1) 和模拟畸形波浪谱的分析对比试验 (图 2, 图 3) 充分说明了该调制方法的有效性. 同时, 经计算图 1 中有效波高 $h_s = 4.97$ m, 其与有效波高输入条件 5 m 的相对误差为 0.6%, 在误差允许范围之内; 此外其有效周期、谱峰周期等各参数都在误差范围内, 其符合交通部的《波浪模拟试验规程》中各项参数的规定, 并且其所有特征参数满足畸形波定义, 初步证明了本调制方法的合理性.

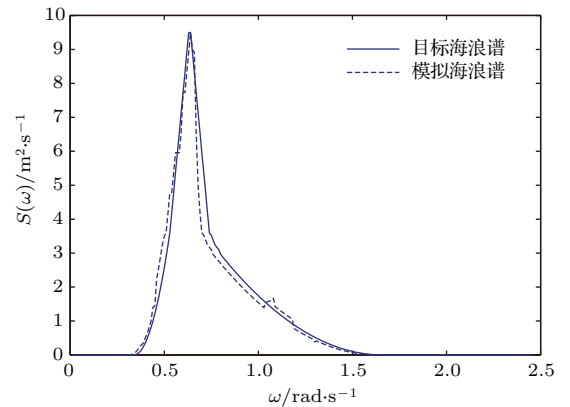


图 3 目标海浪谱 JONSWAP 谱与模拟海浪谱的对比结果
Fig. 3. Comparison of the simulated wave spectrum with the target spectrum.

3.2 电磁散射计算结果及分析

基于 3.1 节畸形波时间序列模拟过程时的初始条件, 畸形波空间仿真序列及其背景波的空间序列模拟结果如图 4.

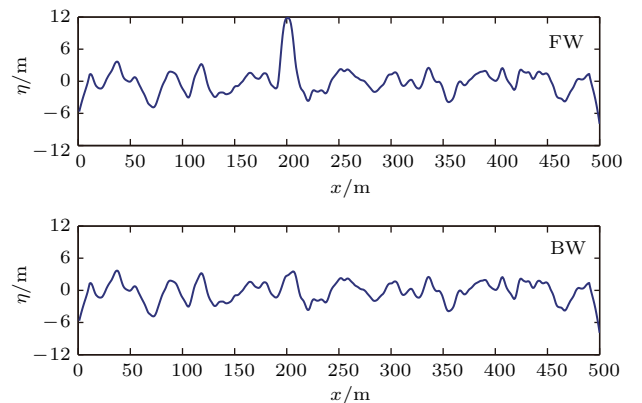


图 4 相位调制法模拟的畸形波空间序列 (FW) 及其背景波序列 (BW)

Fig. 4. Space series plots for simulated freak waves (FW) with modified phase modulation method and background waves (BW).

考虑到进行电磁散射计算方法中近似算法的便捷性和数值方法的精确性, 我们首先对二者进行误差分析. 选取数值方法中的时域有限差分法 (FDTD) 进行分析. FDTD 方法直接针对 Maxwell 旋度方程进行中心差分离散后得到一组差分方程, 以 TM 波为例, 则 FDTD 差分公式为^[24]

$$\begin{aligned}
 & H_x^{n+1/2}\left(i, j + \frac{1}{2}\right) \\
 &= CP(m)H_x^{n-1/2}\left(i, j + \frac{1}{2}\right) \\
 &\quad - CQ(m) \cdot \frac{E_z^n(i, j + 1) - E_z^n(i, j)}{\Delta y}, \\
 & H_y^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j\right) \\
 &= CP(m)H_y^{n-1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j\right) \\
 &\quad - CQ(m) \cdot \frac{E_z^n(i + 1, j) - E_z^n(i, j)}{\Delta x}, \\
 & E_z^{n+1}(i, j) \\
 &= CA(m) \cdot E_z^n(i, j) + CB(m) \\
 &\quad \times \left[\frac{H_y^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j\right) - H_y^{n+1/2}\left(i - \frac{1}{2}, j\right)}{\Delta x} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{H_x^{n+1/2}\left(i, j + \frac{1}{2}\right) - H_x^{n+1/2}\left(i, j - \frac{1}{2}\right)}{\Delta y} \right], \tag{11}
 \end{aligned}$$

其中, m 取值与左端场分量节点的空间位置相同; 而 $CA(m), CB(m), CP(m), CQ(m)$ 已知^[24], 其 TE 波的 FDTD 差分公式由 TM, TE 波二者对偶关系求得. 鉴于 FDTD 计算中限于固定区域运算, 在具体粗糙表面散射计算中, FDTD 截断边界处需要有吸收边界, 此处取单轴各项异性完全匹配层 (UPML) 吸收边界, 则各向异性介质 Maxwell 旋度方程为 (TM 波、无源):

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} = -j\omega\mu^* \frac{s_y}{s_x} H_x, \\ \frac{\partial E_z}{\partial x} = j\omega\mu^* \frac{s_x}{s_y} H_y, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = (j\omega\varepsilon^* + \sigma^*) s_x s_y E_z, \end{cases} \tag{12}$$

其中, $\mu^*, \varepsilon^*, \sigma^*$ 为与 UPML 层邻近的介质电磁参量; 而 $s_\omega(\omega = x, y)$ 是沿着 x, y 方向上的单轴参量: $s_\omega = \kappa_\omega + \frac{\sigma_\omega}{j\omega\varepsilon_0}$. 令 $B_x = \frac{\mu^* H_x}{S_x}, B_y = \frac{\mu^* H_y}{S_y}$,

$P'_z = s_x s_y E_z, P_z = \frac{P'_z}{s_x}$, 其 UPML 中由 $E_z \rightarrow B_x, B_y \rightarrow H_x, H_y, H_x, H_y \rightarrow P'_z \rightarrow P_z \rightarrow E_z$ 的时域推进计算分别为:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} = -\kappa_y \frac{\partial B_x}{\partial t} - \frac{\sigma_y}{\varepsilon_0} B_x, \\ \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\kappa_x \frac{\partial B_y}{\partial t} + \frac{\sigma_x}{\varepsilon_0} B_y, \\ \kappa_x \frac{\partial B_x}{\partial t} + \frac{\sigma_x}{\varepsilon_0} B_x = \mu^* \frac{\partial H_x}{\partial t}, \\ \kappa_y \frac{\partial B_y}{\partial t} + \frac{\sigma_y}{\varepsilon_0} B_y = \mu^* \frac{\partial H_y}{\partial t}, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \varepsilon^* \frac{\partial P'_z}{\partial t} + \sigma^* P'_z, \\ \frac{\partial P'_z}{\partial t} = \kappa_x \frac{\partial P_z}{\partial t} + \frac{\sigma_x}{\varepsilon_0} P_z, \\ \frac{\partial P_z}{\partial t} = \kappa_y \frac{\partial E_z}{\partial t} + \frac{\sigma_y}{\varepsilon_0} E_z. \end{cases} \tag{13}$$

对上述公式进行中心差分近似则得到 UPML 的 FDTD 表达式, 在其计算达到稳态后, 去输出边界上相位、幅值, 由等效原理利用时谐场外推公式得远区散射场如下:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_s &= \mathbf{z} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{jk}{2\pi r}} \exp(-jkr) \\
 &\quad \times (-Zf_z - f_{mx} \sin \varphi), \tag{14}
 \end{aligned}$$

其中, Z, k 为波阻抗和入射波数; f_z, f_{mx} 分别表示电流矩和磁流矩分量; φ 为散射波与 x 轴间的夹角, 其和散射角关系为 $\varphi = 90^\circ - \theta_s$. 则散射系数为: $\sigma = 10 \log_{10}(RCS)$ (dB), 其中 $RCS = \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{2\pi r}{L} \frac{|\mathbf{E}_s|^2}{|\mathbf{E}_i|^2}$. 分别采用解析近似法中的 TSM 方法 (2.2 节) 和数值方法中的 FDTD 方法计算畸形波空间序列的电磁散射系数, 其对比结果如图 5.

基于上述实验数据, 从相对平均偏差和均方根偏差两个角度来衡量 TSM 法与 FDTD 法的计算误差. 相对平均偏差和均方根偏差的表达式分别如下:

$$\begin{aligned}
 \delta_1 &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{|R_1 - R_2|}{(R_1 + R_2)/2}, \\
 \delta_2 &= \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (R_1 - R_2)^2}, \tag{15}
 \end{aligned}$$

其中, R_1, R_2 分别表示 TSM, FDTD 的散射系数. 经计算得出 $\delta_1 = 3.8\%, \delta_2 = 4.6\%$, 二者均小于 5%, 在误差的允许范围之内. 由于数值方法直接对

Maxwell 微分或者积分方程进行数值求解, 其具有适用范围广、计算精度高的优点, 而近似方法限于建模中物理近似的原因, 其具有一定的适用范围. 但在上述误差允许范围内, 考虑到近似方法的简便性, 特别是针对粗糙面掠入射散射计算而言, 其散射系数的计算受到计算机内存和时间的限制, 因此基于计算效率的考虑, 本文采用近似方法的 TSM 法进行畸形波散射特性与识别标识的研究.

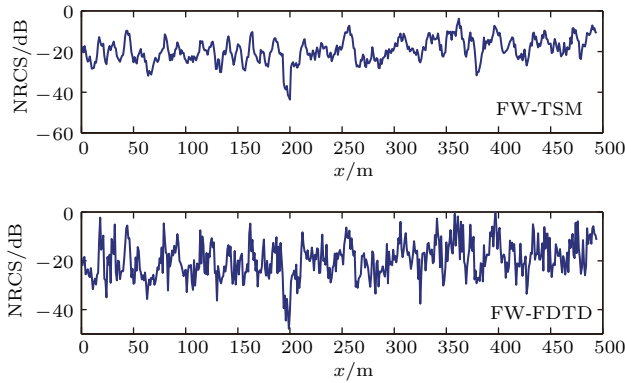


图5 TSM法和FDTD法计算畸形波FW的NRCS对比结果
Fig. 5. NRCS discrepancy of freak waves between TSM method and FDTD method.

在进行一维随机粗糙海面的电磁散射特性研究时, 我们取实际数据风速 u_{10} 为 14 m/s, 入射角为 89.3512° , 雷达工作频率为 1.2 GHz, 极化方式为 HH 极化, 相对方位角为 45° , 风区为 10 km, 海表面的介电常数为 (48.3, 34.9) [18]. 在此条件下, 计算图 4 畸形波空间序列及其背景波空间序列的电磁散射系数, 结果如图 6 所示.

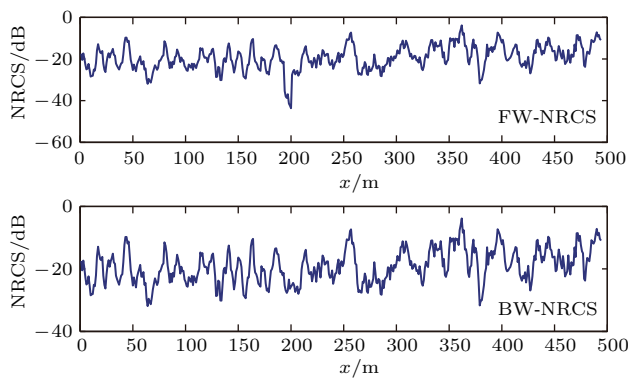


图6 畸形波FW及其BW的NRCS对比结果
Fig. 6. NRCS discrepancy between background waves (BW) and freak waves (FW).

图 6 所示为在 HH 极化条件下畸形波空间序列与其背景波空间序列的电磁散射特性对比, 经分析可知, 畸形波的后向散射系数在半波长一个周期范

围内随着空间距离变化呈周期性改变, 其散射特性很大程度上与背景波的散射特性相符, 在对比结果中不含畸形波的背景波的 NRCS 在波峰处达到最大, 波谷最小, 同一空间位置的畸形波的 NRCS 值要偏小, 其在 200 m 处出现最小值 -47.2123 dB, 同时这也是图 4 中畸形波出现的空间位置, 并且畸形波的最大波高位置 (200 m) 处散射系数值比同一位置背景波散射系数小得多. 这在原理上可以解释为: 畸形波作为极端波现象, 其底角与水平背景波夹角较大 (如图 4 所示), 而本文选取的雷达入射波接近掠入射状态 (入射角为 89.3512°), 其突然产生的畸形波改变了原入射角大小, 在入射光线不变的前提下, 入射平面却由原来的水平海面改变为沿着畸形波斜角向上的平面, 因此其入射波面的法向光线由原来的垂直于水平面变为垂直于畸形波边线平面, 其入射角也由掠入射状态变为斜入射状态, 进而致使入射到畸形波的反射光线与入射到背景波海面的反射光线的水平分矢量异向, 其二者的散射波逆向叠加, 使其中相位相反并且波长振幅满足一定条件的波的部分能量抵消, 从而导致散射系数降低. 此外, 对比图 4 和图 6 还能发现, 不论是背景波还是畸形波, 在随机海浪一维空间序列中出现极值波的位置, 其电磁散射系数呈现明显的非平滑过渡不稳定性. 这是由于我们在使用 TSM 法计算海面后向散射系数时人为地把海面分解为大粗糙尺度的重力波和小粗糙尺度的张力波造成的. 而实际上海面是相对均匀平滑过渡的, 这也从另一个角度说明 TSM 法并不能充分适应随机粗糙海面的电磁散射计算, 其过渡临界面处理还有待修正. 在图 4 和图 5 出现极值波的前后, 畸形波与其背景波的电磁散射系数出现了小范围剧烈变化现象, 其原因可能是由于电磁散射计算时我们所采用入射角为 89.3512° , 但 TSM 模型中并未充分考虑极值波之间的散射遮挡效应所造成的, 这有待进一步验证、改善.

基于以上研究结论, 我们分析了风速从 6—20 m/s 条件下畸形波仿真空间序列的特征参数及其与背景波的电磁散射系数差值, 实验结果列于表 2. 由实验结果分析, 当风速为 14 m/s 时, 特征参数 a_1 , a_2 , a_3 和 a_4 开始同时满足畸形波生成的判定条件, 且此时畸形波与其背景波的 NRCS 差值是 -11.8 dB, 随着风速变大, 其特征参数稳定满足畸形波判定条件, 此时 NRCS 也逐渐变大. 以上结论说明, NRCS 差值可以作为畸形波判断及研究的一个特征参数, 并且其标识阈值是 -11.8 dB.

表2 不同风速下畸形波特征参数表(其中 D 表示畸形波及其背景波列的 NRCS 差值)
Table 2. The characteristic parameters of freak waves under the different wind velocities.

u_{10}	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
a_1	1.02	.95	1.01	1.14	1.25	1.46	1.65	1.97	2.16	2.19	2.31	2.35	2.48	2.54	2.67
a_2	1.21	1.17	1.25	1.34	1.56	1.64	1.86	1.98	2.21	2.32	2.58	2.67	2.77	2.98	3.11
a_3	1.8	1.16	1.22	1.48	1.68	1.67	1.75	2.01	2.06	2.21	2.29	2.74	2.57	2.81	2.93
a_4	0.48	0.49	0.54	0.53	0.52	0.61	0.66	0.65	0.68	0.66	0.67	0.71	0.66	0.7	0.74
D	-1.7	1.1	3.9	5.1	7.9	10.1	1.9	11.6	11.8	13.8	16.6	20.2	24.7	25.1	27.1

在上述研究结果的基础上, 本文还就 VV/HH 极化条件下掠入射状态入射角为 89.3512° 时畸形波散射系数随入射频率改变的变化规律(图7), VV/HH 极化下 L 波段入射频率 1.2 GHz 时畸形波后向散射系数随入射角改变的变化规律展开研究(图8). 计算中取模拟序列中畸形波及紧挨着畸形波前后两个波作为波段对象.

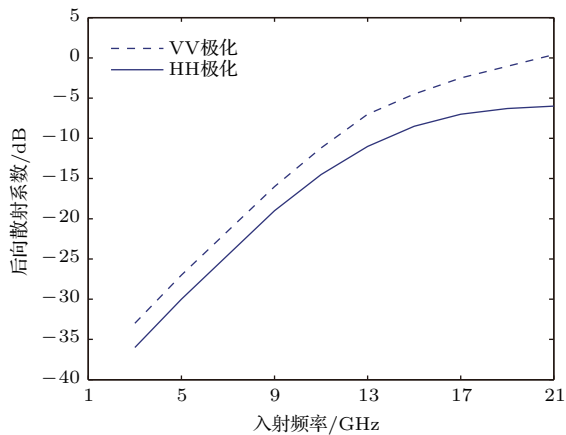


图7 VV/HH 极化下入射角 89.3512° 时畸形波后向散射系数随入射频率的变化
Fig. 7. Electromagnetic scattering characteristics of freak waves with different incident frequency of polarization VV/HH and incident angle is 89.3512° .

如图7所示, 掠入射状态下, 随着入射频率增大, 畸形波的后向散射系数不断增大但增大程度不断减小, 其满足粗糙面散射理论. 由图8结果可知, 当入射频率一定、处在中小尺度的入射角度条件下, HH 和 VV 两种极化条件下畸形波的后向散射系数计算结果较为相似, 而随着入射角的增大, 后向散射系数不断减小, 且呈现极度下降的趋势. 这是由于当擦地角逐渐变小时, 雷达发出电磁波趋于逐渐接近平行海面的角度与海面相接触所致, 此时后向散射系数较低. 此外, 还可以发现, 两组实验数据中, VV 极化方式下的畸形波的后向散射系数普遍高于 HH 极化下的后向散射系数. 由于交叉极化情

况下一般返回信号较弱, 暂不进行研究, 然而以上分析仅仅是理想状况下的固定海况条件下的理论结果, 实际情况中还应该考虑实际风驱粗糙海面的泡沫(飞沫、气泡)等粒子对畸形波海面电磁散射的影响.

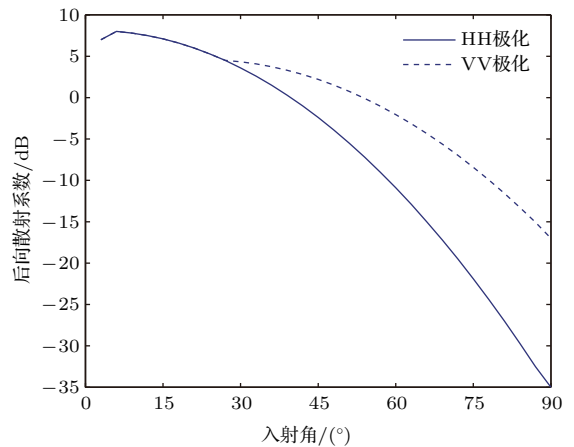


图8 VV/HH 极化下 1.2 GHz 入射频率时畸形波后向散射系数随入射角改的变化
Fig. 8. Electromagnetic scattering characteristics of freak waves with different incident angle of polarization VV/HH and incident frequency is 1.2 GHz.

4 结 论

本文充分考虑了实际工程应用中弱非线性的 Longuet-Higgins 模型在模拟强非线性畸形波海面时所存在的问题, 采用对随机相位修正的方法来模拟一维畸形波时间、空间波面, 经过与 Rayleigh 分布的波高超值累积概率分布和目标海浪谱 JON-SWAP 谱形对比, 从而证明了该方法的有效性: 该方法能实现畸形波的定时定点生成, 并且其波形既能保持目标谱的频谱结构, 又能较大程度地满足波浪序列的统计特性, 其同时也满足初相位在 $(0, 2\pi)$ 范围内随机分布的要求. 随后, 本文针对 FDTD 法及 TSM 法的散射结果数据误差分析结果,

基于计算效率的考虑,采用TSM模型研究了不同极化方式、不同入射角度、不同入射频率下畸形波及其背景波的电磁散射特性.实验结果表明,畸形波的NRCS要比背景波的NRCS值小很多.因此,考虑到实际的工程应用中特征参数 a_1 , a_2 , a_3 和 a_4 计算观测的复杂性,而NRCS差值却能够从SAR图像中间接计算得到,我们可以把畸形波与背景波的NRCS差值作为畸形波判断识别的一个特征参数.基于表2中的数据分析我们可以得出结论:当SAR图像中NRCS差值小于等于 -11.8 dB时,即认为产生畸形波,并且在SAR图像上其产生畸形波的位置要相比其他位置更灰暗,这在实际的工程应用中为畸形波的判断识别提供了一定的参考依据.

参考文献

- [1] Kharif C, Pelinovsky E, Slunyaev A 2009 *Rogue Waves in the Ocean* (Berlin: Deblin)
- [2] Didenkulova I I, Slunyaev A V, Pelinovsky E N, et al. 2006 *Natural Hazards and Earth System Sciences* **6** 1007
- [3] Kharif C, Pelinovsky E 2003 *Eur. J. Mech.* **22** 603
- [4] Kim N, Kim C H 2003 *Int. J. Offshore and Polar Engineering* **13** 38
- [5] Pei Y G, Zhang N C, Zhang Y Q 2007 *Acta Oceanol. Sin.* **29** 172 (in Chinese) [裴玉国, 张宁川, 张运秋 2007 海洋学报 **29** 172]
- [6] Pei Y G, Zhang N C, Zhang Y Q 2007 *China Ocean Engineer.* **21** 515
- [7] Huang G X 2002 *Ph. D. Dissertation* (Dalian: Dalian University of Technology) (in Chinese) [黄国兴 2002 博士学位论文 (大连: 大连理工大学)]
- [8] Liu X X, Zhang N C, Pei Y G, Zhang Y Q 2007 *Numerical Simulation of Freak Waves in Three-Dimensional Wave Field* (Beijing: China Ocean Press) pp908-914 (in Chinese) [刘晓霞, 张宁川, 裴玉国, 张运秋 2007 中国环境资源与水利水电工程 (北京: 海洋出版社) 第908—914页]
- [9] Zhao X Z, Sun Z C, Liang S X 2009 *China Ocean Engineer.* **23** 429
- [10] Liu Z Q, Zhang N C, Yu Y X 2011 *Acta Oceanol. Sin.* **30** 19
- [11] Zhang Y Q, Zhang N C 2007 *Acta Oceanol. Sin.* **26** 116
- [12] Zhang Y Q, Zhang N C, Pei Y G 2007 *China Ocean Engineer.* **21** 207
- [13] Onorato M, Osborne A R, Serio M 2004 *Phys. Rev. E* **70** 67302
- [14] Longuet-Higgins M S 1952 *J. Marine Res.* **11** 245
- [15] Wu G K, Ji G R, Ji T T, Ren H X 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 134203 (in Chinese) [吴庚坤, 姬光荣, 姬婷婷, 任红霞 2014 物理学报 **63** 134203]
- [16] Guo L X, Wang Y H, Wu Z S 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5130 (in Chinese) [郭立新, 王运华, 吴振森 2005 物理学报 **54** 5130]
- [17] Yang J L, Guo L X, Wan J W 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2106 (in Chinese) [杨俊岭, 郭立新, 万建伟 2007 物理学报 **56** 2106]
- [18] Ulaby F 1982 *Microwave Remote Sensing* (Vol. 2) (London: Addison-Wesley Publishing)
- [19] Wang Y H, Guo L X, Wu Z S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 209 (in Chinese) [王运华, 郭立新, 吴振森 2006 物理学报 **55** 209]
- [20] Zhang Y D 2004 *Ph. D. Dissertation* (Xi'an: Xidian University) (in Chinese) [张延冬 2004 博士学位论文 (西安: 西安电子科技大学)]
- [21] Vladimir K, Daniele H 2003 *J. Geophys. Res.* **108** 8054
- [22] Xie T, He C, William P, Kuang H L 2010 *Chin. Phys. B* **19** 024101
- [23] Xu D L, Yu D Y 2001 *Theory of Random Waves* (Beijing: Higher Education Press) pp200-204 (in Chinese) [徐德伦, 于定勇 2001 随机海浪理论 (北京: 高等教育出版社) 第200—215页]
- [24] Ge D B, Yan Y B 2005 *Finite-Difference Time-Domain Method for Electromagnetic Waves* (Xi'an: Xidian University Press) (in Chinese) [葛德彪, 闫玉波 2005 电磁波时域有限差分方法 (西安: 西安电子科技大学出版社)]

Electromagnetic scattering characteristics analysis of freak waves and characteristics identification*

Wu Geng-Kun Song Jin-Bao Fan Wei[†]

(Ocean College, Zhejiang University, Zhoushan 316000, China)

(Received 30 December 2016; revised manuscript received 25 April 2017)

Abstract

Based on the Longuet-Higgins wave model theory, a modified phase modulation method of simulating freak waves is improved in this paper. The method can generate freak waves at assigned time and place, and their waveforms can not only maintain the frequency spectrum structure of the target spectrum and also satisfy the wave series statistics to a great extent. Then, the electromagnetic backscattering model of freak and background wave is established by the finite difference time domain method and the two-scale method. After averaging relative deviation and analyzing the error of the root mean square deviation within the measurement uncertainties, considering the computational efficiency, we use the two-scale model method to calculate the electromagnetic scattering coefficient of freak wave. Numerical results show that the normalized radar cross section (NRCS) of freak wave is much smaller than that of background wave. On the other hand, we analyze the electromagnetic scattering properties of freak waves under the different polarization modes, incident angles and incident frequencies. We find that in the condition of grazing incidence, the backscatter coefficient of freak wave increases with the increase of the incident frequency, but the increase amplitude is reduced, which meets the rough surface scattering theory. When the incident frequency is fixed and the incident angle is small, the backscatter coefficient calculation results of freak wave are similar under the condition of different polarizations VV's and HH's, but the backscatter coefficient of freak wave decreases obviously with the increase of incident angle, which is caused by the radar electromagnetic wave that is parallel to the sea surface and contacts it gradually. In addition, we find that the backscatter coefficient calculation result of freak waves under the VV polarization is much higher than under HH polarization from the two groups of experimental figures. According to the result of datum analysis, a conclusion is drawn that we can determine where the freak wave is when the NRCS difference of synthetic aperture radar (SAR) image is smaller than -11.8 dB. In the practical engineering application, the characteristic parameters are difficult to observe, while the difference in electromagnetic scattering coefficient between freak wave and background wave can be calculated from the SAR image of sea surface. This conclusion provides a reference standard for predicting the freak waves in engineering application, through which we can calculate the characteristic parameters of freak wave, determine its position, and study the electromagnetic scattering characteristics under the different polarization modes, incident angles and incident frequencies in future researches.

Keywords: freak waves, phase modulation, electromagnetic backscattering, indicator

PACS: 43.30.Hw, 13.40.Ks, 42.68.Mj

DOI: 10.7498/aps.66.134302

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 41576013), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2013AA122803), and the National Key R&D Plan, China (Grant No. 2016YFC1401404).

[†] Corresponding author. E-mail: fanwei@zju.edu.cn