

改进的一维分形模型在海面电磁散射中的应用

王运华, 郭立新, 吴振森

(西安电子科技大学理学院, 陕西西安 710071)

摘要: 本文中提出了一种改进的一维分形海面模型, 其表面谱在空间波数小于基波波数及大于基波波数时分别满足正幂率关系和负幂率关系, 在不同风速时分形模型的表面谱和 PM 谱吻合较好. 在满足 Kirchhoff 近似条件下推导了改进分形模型的散射系数及散射强度系数的计算公式并进行了数值计算, 比较了改进分形海面模型和经典分形海面模型下散射强度系数角分布并讨论了它们随入射频率和海上风速的变化.

关键词: 改进分形模型; 海面; 电磁散射; 基尔霍夫近似

中图分类号: TN011 文献标识码: A 文章编号: 0372-2112(2007)03-0478-06

The Application of an Improved 1D Fractal Model for EM Scattering from Sea Surface

WANG Yurhua, GUO Lixin, WU Zhen sen

(School of Science, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China)

Abstract: An improved 1D fractal sea surface model is proposed, the fractal spectrum of this model satisfies the positive and negative power law spectrum for the spatial wave number is smaller and larger than the fundamental wave number, respectively. The fractal spectrum of this model shows good agreement with PM spectrum for the different windspeed. Based on the Kirchhoff approximation, the scattering coefficient and the scattering intensity coefficient of this new model are also derived and calculated, the angular distributions of scattering intensity coefficient of the improved fractal sea model are compared with those of the conventional model for different incident frequency and windspeed.

Key words: fractal model; sea surface; electromagnetic scattering; Kirchhoff approximation

1 引言

粗糙面电磁散射的研究在雷达探测、环境监测、材料物理、天文学等领域都有其重要的意义. 在研究海面电磁散射的过程中提出一种合适的海面模型是非常关键的. 以往多是结合实际海谱利用 Monte Carlo 等方法反演海面模型^[1, 2]. 近年来有很多学者利用经典带限 Weierstrass 分形模型来模拟粗糙(海)面^[3~7], 然而这些分形模型其表面谱只是满足负幂率关系, 事实上并不能很好地模拟整个海面的完全海谱, 同时多数文献对模拟机理也未加讨论和验证, 对于分形模型中的各个参数, 如高度起伏均方根、空间基频、基波波数和分维数与实际海况参数之间的关系也未具体给出. 本文提出了一种改进的分形模型来模拟满足 PM 分布的实际海面, 给出了该模型中的各个参数和海面风速之间的关系, 通过和海面 PM 谱做比较, 发现应用这种分形模型模拟的海面

表面谱与实际的 PM 海谱在整个谱域拟合较好. 基于这种改进的分形模型, 在 Kirchhoff 近似条件下, 导出了海面的散射系数及散射强度系数计算公式并进行了数值计算, 比较了改进分形海面模型和经典模型下散射强度系数角分布并讨论了它们随入射频率和海上风速的变化.

2 改进的一维分形海面模型

Mandelbrt 指出 Weierstrass 函数^[8]

$$W(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{[1 - \exp(ib^n t)] \exp(i\varphi_n)}{b^{(2-D)n}} \quad (1)$$

具有分形的性质, 这是一个处处连续但处处不可导的函数, φ_n 为任意的随机相位函数, D 近似等于豪斯道夫维, b 是空间基频. Weierstrass 函数的实部 $\text{Re}[W(t)]$ 也是具有分形性质的函数, 但是是一种统计上的分形函数, 其分形特征不直观. 在此为了说明问题我们取 φ_n 为零

时 Weierstrass 函数的实部, 即

$$C(t) = \text{Re}[W(t)]_{\varphi_n=0} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{[1 - \cos(b^n t)]}{b^{(2-D)n}} \quad (2)$$

可以证明, 这种函数无论是空间基频 $b > 1$ 还是 $b < 1$ 都满足自相似的分形特征. 基于式(2), 经典的分形模型通常是用一维带限 Weierstrass 函数来模拟一维动态海面, 该函数通常表示为^[4, 7]

$$f(x, t) = \sigma \eta \sum_{n=0}^{N-1} b^{(D-2)n} \cos[K_0 b^n (x + v_x t) + \omega_n t + \phi_n] \quad (3)$$

其中 σ 为海面的高度起伏方根, η 为归一化因子, D 是分形模型的分维数 ($1 < D < 2$), b 为尺度因子 ($b > 1$), K_0 为海表面的空间波数, 它决定空间频谱的位置, ω_n 为第 n 个谱分量的角速度, ϕ_n 是 $[-\pi, \pi]$ 上均匀分布的随机相位, v_x 是观测雷达平台的运动速度. 由式(3)所模拟粗糙面的功率谱满足负幂率指数谱, 正好对应于海面 PM 谱中的一段, 即重力波谱, 它并不能模拟整个海面的完全海谱. 事实上对于整个 PM 谱而言, 它可以表示为^[1]

$$S_{\text{PM}}(K_x) = \frac{\alpha}{2|K_x|^3} \exp\left[-\frac{\beta g^2}{K_x^2 U_{19.5}^4}\right] \quad (4)$$

其中, $\alpha = 8.10 \times 10^{-3}$, $\beta = 0.74$, $U_{19.5}$ 为距离海面高度为 19.5m 处的海上风速, g 为重力加速度. 根据上式可知, 无论风速的取值大小, PM 谱中总有一个峰值, 其对应的频率为 K_p , 风速越大, K_p 越小. 这表明海表面受两种波谱共同影响, 当 $K_x < K_p$ 时, 表面的相关长张力波起主要作用, 功率谱满足正幂律谱, 而当 $K_x > K_p$ 时, 由于风力的混沌效应而引起的短重力波起主要作用, 功率谱满足负幂律谱, 这就启发我们应用下面的改进分形模型来模拟满足全域 PM 谱的实际海面, 它表示为

$$f(x, t) = \sigma \eta \sum_{m=0}^{M-1} a^{-(D-\xi)m} \cos[K_0 a^m (x + v_x t) + \omega_m t + \beta_m] + \sigma \eta \sum_{n=0}^{N-1} b^{(D-2)n} \cos[K_0 b^n (x + v_x t) + \omega_n t + \phi_n] \quad (5)$$

式中 ξ 为模型中的正幂率因子, a 是空间波数小于基波波数时的尺度因子 ($a < 1$), b 为空间波数大于基频时的尺度因子 ($b > 1$), β_m 仍是 $[-\pi, \pi]$ 上均匀分布的随机相位. 基于上式, 分形海面的相关函数可以表示为

$$\langle f(x)f(x+\tau) \rangle = \frac{\sigma^2 \eta^2}{2} \sum_{m=0}^{M-1} a^{-2(D-\xi)m} \cos(K_0 a^m \tau) + \frac{\sigma^2 \eta^2}{2} \sum_{n=0}^{N-1} b^{2(D-2)n} \cos(K_0 b^n \tau) \quad (6)$$

在 $\tau = 0$ 时有

$$\langle f^2(x) \rangle = \sigma^2 = \frac{\sigma^2 \eta^2}{2} \left[\frac{1 - a^{-2(D-\xi)M}}{1 - a^{-2(D-\xi)}} + \frac{1 - b^{2(D-2)N}}{1 - b^{2(D-2)}} \right] \quad (7)$$

因此归一化因子可以写为

$$\eta = \sqrt{\frac{2(1 - a^{-2(D-\xi)M}) / (1 - b^{2(D-2)N})}{N(1 - a^{-2(D-\xi)M}) / (1 - b^{2(D-2)N}) + (1 - a^{-2(D-\xi)M}) / (1 - b^{2(D-2)N})}} \quad (8)$$

根据式(6)可以得到分形海面的表面谱函数为

$$S_{f_r}(k) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\tau) \exp(-ik\tau) d\tau = \frac{\sigma^2 \eta^2}{4} \left\{ \sum_{m=0}^{M-1} a^{-2(D-\xi)m} [\delta(k - k_0 a^m) + \delta(k + k_0 a^m)] + \sum_{n=0}^{N-1} b^{2(D-2)n} [\delta(k - k_0 b^n) + \delta(k + k_0 b^n)] \right\} \quad (9)$$

当 $a \rightarrow 1^-$ 和 $b \rightarrow 1^+$ 时可以定义连续谱为

$$\bar{S}_{f_r}(k) = \frac{1}{\Delta k} \int_{k-\frac{\Delta k}{2}}^{k+\frac{\Delta k}{2}} S(k') dk' = \frac{\sigma^2 \eta^2}{4\Delta k} \int_{k-\frac{\Delta k}{2}}^{k+\frac{\Delta k}{2}} \sum_{m=0}^{M-1} a^{-2(D-\xi)m} [\delta(k' - k_0 a^m)] + \frac{\xi^2 \sigma^2 \eta^2}{4\Delta k} \sum_{n=0}^{N-1} b^{2(D-2)n} [\delta(k' - k_0 a^n)] dk' = \begin{cases} -\frac{\sigma^2 \eta^2}{4 \ln a} K_0^{(2D-2\xi)} K^{(2\xi-2D-1)}, & K < K_0 \\ \frac{\sigma^2 \eta^2}{4 \ln b} K_0^{(4-2D)} K^{(2D-5)}, & K \geq K_0 \end{cases} \quad (10)$$

可以发现分形模型的谱与全域 PM 谱类似分为两段且形状相似, 在 $K < K_0$ 时功率谱满足正幂律谱, 在 $K > K_0$ 时满足负幂律谱, 用改进的式(5)替代式(3)模拟海面更能反映整个海面的完全海谱. 由于海面风速和海面的起伏方根及其基波波数分别满足下面关系^[9]

$$\sigma = 0.0212 U_{19.5}^2 / 4 \quad (11)$$

$$K_p = K_0 = \omega_0^2 / g = 0.877^2 g / U_{19.5}^2 \quad (12)$$

这样将式(11)和式(12)代入式(10)中, 并且将式(10)和不同风速下的 PM 谱进行比较, 可以确定分形模型中的正幂率因子 $\xi = 2.9$, 尺度因子 $b = 1.015$, $a = 1/b$, 分维数 $D = 1.62$ 及求和次数 $M = N = 400$. 因为分形模型更为精细的反映了粗糙面表面的细微结构, 这样就使得模拟出的分形海面的表面谱的能量向大的空间波数方向移动, 为了使得分形海面模型在基波波数附近的谱和 PM 海谱能更好的拟合, 可以在式(11)加入修正因子 ζ , 因此有

$$\sigma = 0.0212 \zeta U_{19.5}^2 / 4 \quad (13)$$

通过数值求解应用式(5)所模拟的分形海面表面轮廓功率谱并与 PM 谱作比对, 可以确定 $\zeta = 1.65$.

3 散射系数及散射强度系数的求解

考虑一平面电磁波入射到由式(5)所模拟的一维分形海面上, 定义散射系数为^[10]

$$Y(t) = [E_s(\theta_s, \theta_s) / E_{s0}] \cos \theta_s \quad (14)$$

其中 $E_s(\theta_s, \theta_s)$ 为粗糙面的散射场, E_{s0} 为理想导体平面

的镜像反射场, θ_i 、 θ_s 分别为入射角和散射角.

在求解散射系数的过程中应用基尔霍夫近似(KA)

求解分形粗糙面的散射场, 该散射场可以表示为^[4]

$$E_s(\mathbf{r}) = \frac{jk \exp(jkr)}{4\pi r} \int_{-X}^X \int_{-Y}^Y \left[p \frac{\partial \mathcal{F}(x, t)}{\partial x} - q \right] \exp\{jk[Px + Q^*(x, t)]\} dx dy + \Psi_e \quad (15)$$

其中 k 为入射波数, Ψ_e 为边缘绕射项, 而

$$P = \sin\theta_i - \sin\theta_s, \quad Q = -(\cos\theta_i + \cos\theta_s) \quad (16)$$

$$p = (1 - R_0) \sin\theta_i + (1 + R_0) \sin\theta_s, \quad (17)$$

$$q = -(1 - R_0) \cos\theta_i + (1 + R_0) \cos\theta_s$$

R_0 是粗糙面的菲涅尔反射系数. 应用式(15)可以求得

$$E_{s0} = \pm(jk \exp(jkr) / 2\pi r) \cos\theta_i A_m \quad (18)$$

其中“ \pm ”对应于垂直和水平极化方式, A_m 为粗糙面被电磁波照射的面积. 对式(15)进行化简可得

$$E_s(\mathbf{r}) = \frac{jk \exp(jkr)}{2\pi r} Y 2F(\theta_i, \theta_s) \int_{-X}^X \exp\{jk\phi(x, t)\} dx + \Psi_e \quad (19)$$

$$\text{其中} \quad F(\theta_i, \theta_s) = \frac{1}{2} \left[\frac{Pp}{Q} + q \right] \quad (20)$$

$$\phi(x, t) = Px + Q^*(x, t) \quad (21)$$

将式(18)和式(19)代入式(14)可得到散射系数

$$Y(t) = \frac{4Y}{\mp 2A_m} F(\theta_i, \theta_s) \int_{-X}^X \exp\{jk\phi(x, t)\} dx \pm \left[\frac{Pp}{2Q \cos\theta_i} \right] \text{sinc}(kPX) \quad (22)$$

令 $\Xi = \exp\{jkQ^*(x, t)\}$, 则有

$$\begin{aligned} \Xi &= \exp\{jkQ\{\sigma \prod_{n=0}^{N-1} a^{-(D-2.9)n} \cos[K_0 a^n(x + v_x t) + \omega_{1nt} + \beta_n] \\ &+ \sigma \prod_{n=0}^{N-1} b^{(D-2)n} \cos[K_0 b^n(x + v_x t) + \omega_{2nt} + \phi_n]\}\} \\ &= \sum_{m_0=-\infty}^{+\infty} \sum_{h_0=-\infty}^{+\infty} \sum_{m_1=-\infty}^{+\infty} \sum_{h_1=-\infty}^{+\infty} \dots \sum_{m_{N-1}=-\infty}^{+\infty} \sum_{h_{N-1}=-\infty}^{+\infty} \\ &\prod_{n=0}^{N-1} \{J_{m_n}[kQ\sigma a^{-(D-2.9)n}] \times J_{h_n}[kQ\sigma b^{(D-2)n}]\} \\ &\cdot \exp\{j \sum_{n=0}^{N-1} m_n(K_0 a^n v_x t + \omega_{1nt} + \beta_n)\} \\ &\cdot \exp\{j \sum_{n=0}^{N-1} h_n(K_0 b^n v_x t + \omega_{2nt} + \phi_n)\} \\ &\cdot \exp\{j \sum_{n=0}^{N-1} m_n(K_0 a^n x) + j \sum_{n=0}^{N-1} h_n(K_0 b^n x)\} \end{aligned} \quad (23)$$

在忽略边缘绕射效应的条件下, 将式(23)代入式(22)中可以求得散射系数为

$$\begin{aligned} Y(t) &= \mp F(\theta_i, \theta_s) \sum_{m_0=-\infty}^{+\infty} \sum_{h_0=-\infty}^{+\infty} \sum_{m_1=-\infty}^{+\infty} \sum_{h_1=-\infty}^{+\infty} \dots \sum_{m_{N-1}=-\infty}^{+\infty} \sum_{h_{N-1}=-\infty}^{+\infty} \\ &\prod_{n=0}^{N-1} \{J_{m_n}[kQ\sigma a^{-(D-2.9)n}] \times J_{h_n}[kQ\sigma b^{(D-2)n}]\} \\ &\cdot \exp\{j \sum_{n=0}^{N-1} m_n(K_0 a^n v_x t + \omega_{1nt} + \beta_n)\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\cdot \exp\{j \sum_{n=0}^{N-1} h_n(K_0 b^n v_x t + \omega_{2nt} + \phi_n)\} \\ &\cdot \text{sinc}\left[\sum_{n=0}^{N-1} m_n(K_0 a^n x) + \sum_{n=0}^{N-1} h_n(K_0 b^n x) + kPX\right] \end{aligned} \quad (24)$$

如果边缘绕射效应不能忽略, 在上式中还应当加上边缘绕射系数, 即

$$\frac{\Psi_e}{E_{s0}} = \pm \left[\frac{Pp}{2Q} \right] \text{sinc}(kPX) \quad (25)$$

式(24)中的随机相位取平均可得到如下平均散射系数

$$\begin{aligned} \bar{Y} &= \mp F(\theta_i, \theta_s) \prod_{n=0}^{N-1} \{J_0[kQ\sigma a^{-(D-2.9)n}] \\ &\cdot J_0[kQ\sigma b^{(D-2)n}]\} \text{sinc}(kPX) \end{aligned} \quad (26)$$

在式(26)中如果忽略 $J_0[kQ\sigma a^{-(D-2.9)n}]$ 项的影响, 即在此项中取 a 为零, 那么式(26)的结果与文献[4]的结果相一致.

对于散射强度系数, 在这里定义为

$$\begin{aligned} \bar{Q}(t) &= \frac{\bar{I}(\mathbf{r})}{I_0(\mathbf{r})} \cos^2\theta_i = \frac{\langle E_{sc}(\mathbf{r}) E_{sc}^*(\mathbf{r}) \rangle_{\phi}}{E_{sc0} \cdot E_{sc0}^*} \cos^2\theta_i \\ &= \frac{\langle E_{sc}(\mathbf{r}) E_{sc}^*(\mathbf{r}) \rangle_{\phi} \cos^2\theta_i}{E_{sc0} \cdot E_{sc0}^*} = \langle Y(t) Y^*(t) \rangle_{\phi} \end{aligned} \quad (27)$$

根据式(24)可以求得平均散射强度系数为

$$\begin{aligned} \bar{Q}(t) &= \sum_{m_0=-\infty}^{+\infty} \sum_{h_0=-\infty}^{+\infty} \sum_{m_1=-\infty}^{+\infty} \sum_{h_1=-\infty}^{+\infty} \dots \sum_{m_{N-1}=-\infty}^{+\infty} \sum_{h_{N-1}=-\infty}^{+\infty} \\ &| - F(\theta_i, \theta_s) \prod_{n=0}^{N-1} \{J_{m_n}[kQ\sigma a^{-(D-2.9)n}] \\ &\times J_{h_n}[kQ\sigma b^{(D-2)n}]\} \text{sinc}\left[\sum_{n=0}^{N-1} m_n(K_0 a^n X) + \sum_{n=0}^{N-1} h_n(K_0 b^n X) + kPX\right]|^2 \\ &\times \exp\{j \sum_{n=0}^{N-1} m_n(K_0 a^n v_x t + \omega_{1nt})\} \\ &\cdot \exp\{j \sum_{n=0}^{N-1} h_n(K_0 b^n v_x t + \omega_{2nt})\} \end{aligned} \quad (28)$$

经过进一步推导可以得到

$$\begin{aligned} \bar{Q}(t) &= F^2(\theta_i, \theta_s) \frac{k^2 Q^2 \varepsilon^2 \sigma^2 \eta^2}{4} \{ (1 - k^2 Q^2 \varepsilon^2 \sigma^2) \text{sinc}^2(kPX) \\ &+ \sum_{n=0}^{N-1} a^{-2(D-2.9)n} \text{sinc}^2(K_0 a^n X + kPX) \exp\{j(K_0 a^n v_x t + \omega_{1nt})\} \\ &+ \sum_{n=0}^{N-1} b^{2(D-2)n} \text{sinc}^2(K_0 b^n X + kPX) \exp\{j(K_0 b^n v_x t + \omega_{2nt})\} \\ &+ \sum_{n=0}^{N-1} a^{-2(D-2.9)n} \text{sinc}^2(-K_0 a^n X + kPX) \exp\{-j(K_0 a^n v_x t + \omega_{1nt})\} \\ &+ \sum_{n=0}^{N-1} b^{2(D-2)n} \text{sinc}^2(-K_0 b^n X + kPX) \exp\{-j(K_0 b^n v_x t + \omega_{2nt})\} \} \end{aligned} \quad (29)$$

非相干散射强度系数可以定义为

$$q = \frac{\langle E_{sc} \cdot E_{sc}^* \rangle - \langle E_{sc} \rangle \langle E_{sc}^* \rangle}{E_{sc0} E_{sc0}^*} = \bar{Q} - \bar{Y} \cdot \bar{Y}^* \quad (30)$$

应用式(26)、(29)和式(30),在忽略边缘绕射效应的条件下可以得到改进分形海面模型的非相干散射强度系数为

$$\sigma_{\gamma}(t) = F^2(\theta_s, \theta_s) \frac{k^2 Q^2 \alpha^2 \eta^2}{4} \left[\sum_{n=0}^{N-1} a^{-2(D-2.9)n} \text{sinc}^2(K_0 a^n X + kPX) \exp\{j(K_0 a^n v_x t + \omega_{1n} t)\} + \sum_{n=0}^{N-1} b^{2(D-2)n} \text{sinc}^2(K_0 b^n X + kPX) \exp\{j(K_0 b^n v_x t + \omega_{2n} t)\} + \sum_{n=0}^{N-1} a^{2(D-2.9)n} \text{sinc}^2(-K_0 a^n X + kPX) \exp\{-j(K_0 a^n v_x t + \omega_{1n} t)\} + \sum_{n=0}^{N-1} b^{2(D-2)n} \text{sinc}^2(-K_0 b^n X + kPX) \exp\{-j(K_0 b^n v_x t + \omega_{2n} t)\} \right] \quad (31)$$

4 数值计算结果与讨论

首先利用式(5)并结合式(11)~(13)在图1中模拟了不同风速下的分形海面轮廓,同时根据式(4)结合 Monte Carlo^[1]模拟了满足 PM 谱分布的海面.为便于计算,在用改进模型模拟分形海面时,一般取式(5)中的 $K_0 a^m v_x > \omega_m, K_0 b^n v_x > \omega_n, \omega_{m,n} t$,这一项可以忽略^[5,7].从图中可以看出,风速越大,海面起伏的高度起伏幅值

越大,不同风速下改进分形海面模型的空间振幅及空间基波波数和利用 PM 海谱模拟的结果有一定的相似性.当然,分形模型更能描述海面起伏的精细结构.

为了进一步说明图1分形模型模拟 PM 谱海面的准确性,图2给出了图1中改进分形模型和 PM 谱模型所对应的功率谱.从图中可以发现,分形模型模拟的海面表面轮廓表面谱和经典 PM 谱吻合较好,只是分形模型的表面谱在空间波数较大的区域比 PM 谱的值大一些.这主要是因为,大的空间波数区域恰恰反映的是海面重力波(波长较短)在模型中的占的比重,由于分形模型能更为精细地描述了海面的毛细波浪,其短重力波效应更加明显,所以应用改进分形模型模拟海面表面轮廓的表面谱函数在大的空间波数区域比 PM 谱的值略大.另外从图中还可以看出随着风速的增大,两种模型下谱的幅值均是增大的,同时峰值对应的频率为 K_p 是减小的,此时短重力波的贡献更大.综合图1,图2结果可以说明,对于经典的满足 PM 谱分布的海面,只要测得了海上风速,只需利用式(5)并结合式(12)、(13)就可用改进的分形模型描述反映完全海谱的随机起伏海面.

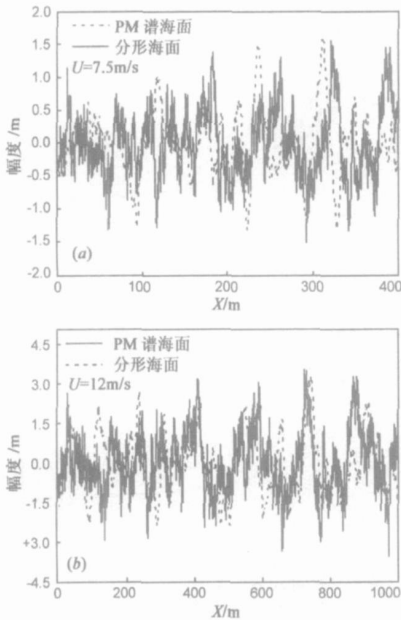


图1 不同风速下改进分形模型海面和 PM 谱模型海面轮廓比较

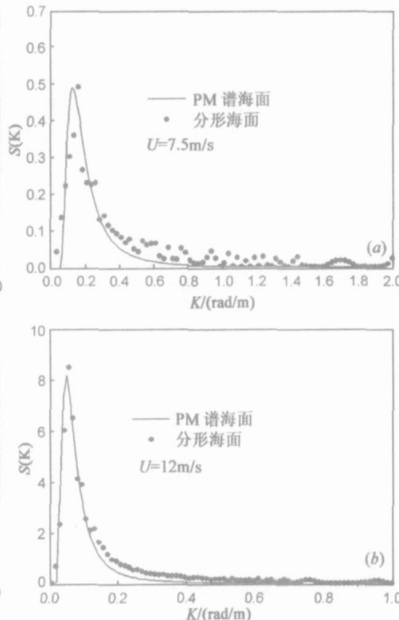


图2 不同风速下分形模型海面和 PM 谱模型海面功率谱比较

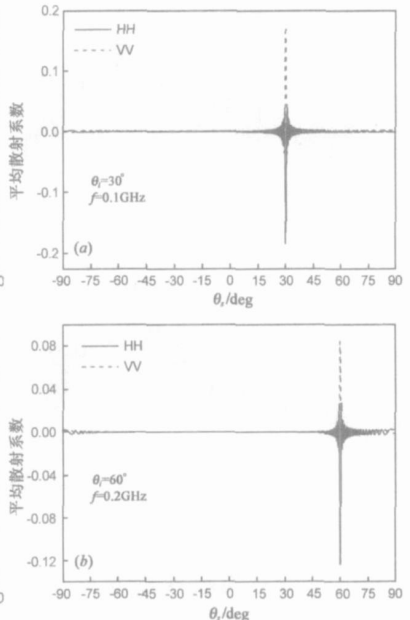


图3 不同入射频率下一维分形海面模型的平均双站散射系数角分布

图3(a),图3(b)根据式(26)分别给出了海上风速为7.5m/s时,不同入射频率下一维分形海面模型的平均双站散射系数角分布(HH极化),其中海面的介电参数 $\epsilon_r = (48.3, 34.9)^{[11]}$, $X = 200\text{m}$.从图中散射系数分布可以看出,在与入射角 θ 所对应的镜向方向出现反射峰值,主要是镜向相干场.对比图3(a)和图3(b)可以看出,随着入射波频率的增大,镜向相干分量的幅值迅

速下降,这主要是由于随着入射波频率的增加,入射波长变小,海面的相对粗糙度越大,从而导致镜向相干分量的值迅速下降.通过计算还可以发现在其它参量保持不变的情况下,随着风速的增加,镜向相干分量幅值也是减小的.

图4(a)~(d)根据式(31)给出了入射波频率为1.0GHz,入射角度为30°时不同风速下一维分形海面模

型的非相干散射强度系数角分布(HH 极化). 从图中可以看出当风速较小时, 改进的分形模型式(5)等号右边的第一部分(图中对应的 part A 部分)在镜向附近($25^\circ < \theta_s < 35^\circ$)对散射强度系数的影响较大(如图 4(a)所示). 这主要是由于在风速较小的情况下, 空间基频波数比较大, 这样分形模型中的第一部分, 即空间波数小于海面基波波数部分(对应于式(10)中的第一式)使得空间叠加谐波的空间波长小于入射波波长, 这一部分对散射场的影响就不能忽略. 而在其它散射角方向, 从图中可以发现, 式(5)等号右边的第二部分(图中对应的 part B 部分)对散射系数影响起主要作用, 改进模型(part A+ part B)与式(3)描述的经典分形模型(part B)计算结果几乎完全一致. 因而改进模型的优越性集中体现在镜像附近散射系数计算的准确性, 显然在镜像附近用经典模型计算出的散射系数与改进模型计算结果差别较大, 其幅值要小于改进模型下散射系数的幅值. 随着风速的增大, 海面粗糙度增大, 从图 4(a)~(c)可以看出, 对于相同的散射角, 散射强度系数的幅值是增大的, 此时风速增大对应于空间基波波数迅速减小,

这样导致改进模型中第一部分的谐波的空间波长远远大于入射波波长, 从而使得这一部分对镜像附近散射场的影响不再那么明显, 而在其它散射方向贡献增大. 从图 4(c)不难发现, 改进模型在非镜像散射方向散射强度系数的计算结果不再仅与经典模型(第二部分)结果完全一致, 改进模型中增加的第一部分对散射强度系数也有一定贡献, 特别在远离镜像反射方向($-90^\circ < \theta_s < 30^\circ$). 为了进一步说明改进模型与经典模型计算结果的区别, 我们将图 4(c)中靠近镜反射方向的散射强度系数角分布示于图 4(d)中, 与图 4(a)对比可以看出改进模型和经典模型在 30° 左右一个很小的范围内还是有差别的, 只是这一范围要比图 4(a)中所对应的 $25^\circ < \theta_s < 35^\circ$ 这一范围要小得多. 另外, 从图 4(a)~(c)中还可以看出随着风速的增大, 对于确定的散射角, 散射强度系数的幅值是逐渐增大的; 风速越大, 非相干散射强度系数中的峰值还会逐渐向镜向方向靠拢, 这主要是因为随着风速的增大, 海浪的空间波长越长, 从而使得入射波波长远远小于波浪的波长, 其计算结果趋近于几何光学近似, 这和有关文献中的结论也是一致的^[2].

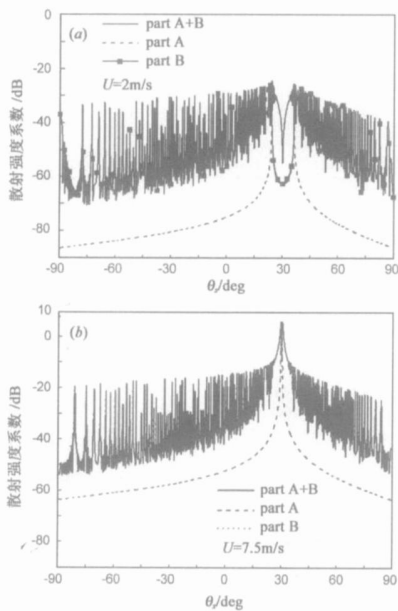


图 4 不同风速下一维分形海面模型的双站散射强度系数角分布

图 5(a), 图 5(b) 分别给出了海面风速为 7.5 m/s 时不同入射频率下一维分形海面模型的后向散射强度系数角分布(HH 极化), 图中其它参数取值同图 3. 从图中可以看出, 随着入射角的增加, 后向散射强度系数是逐渐减小的. 对于相同的入射角, 改进分形模型下的后向散射强度系数比经典分形海面模型下的散射强度系数幅值要大一些, 这主要是因为改进的分形模型的粗糙度大于经典分形模型的粗糙度. 从图中还可以看到, 随着入射频率的增加, 后向非相干散射强度系数的谐振

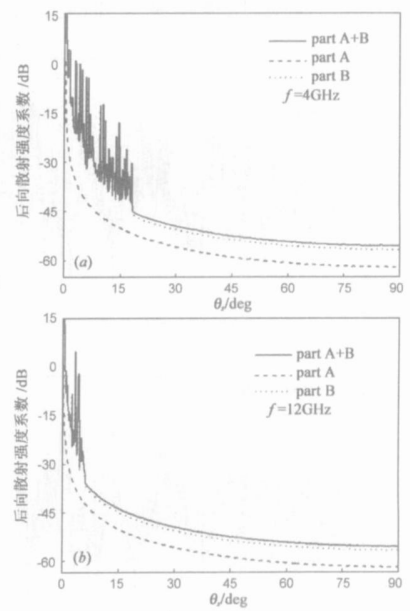
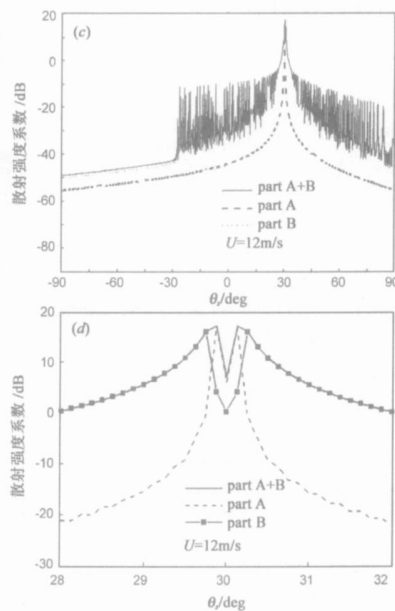


图 5 不同入射波频率下一维分形海面的后向散射强度系数角分布

峰值迅速向 0° 附近靠拢, 同图 3 中分析相类似, 这主要是因为随着入射波频率的增大, 入射波波长逐渐小于波浪的波长, 计算结果趋近于几何光学近似. 另外通过计算还可发现, 对于相同的入射频率, 风速越大, 对于相同的入射角, 后向非相干散射强度系数幅值也是增大的, 改进分形模型下的后向散射强度系数与经典分形海面模型下散射强度系数的差别会显著. 以上有关结论对于 VV 极化情况同样适用, 限于篇幅, 这里不再详细说明.

5 结论

本文提出了一种改进的一维分形海面模型,应用该模型模拟的海面谱在整个谱域与实际 PM 谱拟合较好.在满足 Kirchhoff 近似条件下推导了改进分形模型的散射系数及散射强度系数的计算公式并进行了数值计算,重点比较了改进分形海面模型和经典模型下散射强度系数角分布,计算结果表明当风速或入射波频率较小时,两种模型下散射强度系数在镜向方向附近有较大差别,随着风速或者入射波频率的增大,散射强度系数在镜向方向附近的差别变小,但在其它散射方向散射强度系数有一定差别.以上结果说明经典分形模型散射计算结果与实际全域 PM 谱海面散射结果存在一定误差,而改进分形模型下的散射计算结果更为准确并接近实际海面散射结果.本文的计算结果还有待于进一步的实验结果验证,所提出的改进模型还可以推广到二维海面模拟与电磁散射计算.

参考文献:

- [1] Toporkov J V, Brown G S. Numerical simulations of scattering from time varying randomly rough surfaces[J]. IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing, 2000, 38(7): 1616- 1625.
- [2] Apel J R. An improved model of the ocean surface wave vector spectrum and its effects on radar backscatter[J]. J Geophys Res, 1994, 99(C8): 16269- 16291.
- [3] Berizzi F, et al. Fractal analysis of the signal scattered from the sea surface[J], IEEE Transaction on Antennas Propagation, 1999, 47(2): 324- 338.
- [4] Berizzi F, Dalle Mese E. One dimensional fractal model of the sea surface[J]. IEE Proc. Radar Sonar Navigation. 1999, 146(1): 55- 63.
- [5] Ji Chen, Titus K Y L, et al. The use of fractals for modeling EM

waves scattering from rough sea surface[J]. IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing, 1996, 34(4): 966- 972.

- [6] GUO L X, WU Z S. Application of FFT to light scattering from one dimensional fractal rough surface[J]. Microwave and Optical Technology Letters, 35(4): 317- 322.
- [7] GUO L X, WU Z S. Fractal model and electromagnetic scattering from the time varying sea surface[J]. IEE of Electronic Letters, 2000, 36(21): 1810- 1812.
- [8] Mandelbrot B B. The Fractal Geometry of Nature[M]. New York: Freeman, 1982.
- [9] Harrison G P, A R Wallace. Climate Sensitivity of Marine Eirergy[M]. Edinburgh: Scottish Executive, 2001.
- [10] Beckmann P, et al. The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces[M]. New York: Pergamon, 1963.
- [11] Ulaby F T, R K Moore, A K Fung. Microwave Remote Sensing[M]. Boston: Addison Wesley Publishing, 1982, Vol. 2, Chap. 12.
- [12] Lin N, et al. Wave scattering from fractal surface[J]. J. of Modern Opt, 1995, 42(1): 225- 241.

作者简介:

王运华 男, 1978 年 7 月出生于山东省聊城市, 西安电子科技大学理学院无线电物理专业博士研究生, 主要从事目标与环境电磁散射方面的研究.

郭立新 男, 1968 年 9 月出生于陕西省西安市, 现为西安电子科技大学理学院教授, 博士生导师. 发表学术论文 100 余篇, 获国家科技进步三等奖一项, 电子部科技进步一、二等奖各一项, 陕西省科技进步三等奖两项. 目前主要从事电磁波和光波在复杂中的传播和散射、目标电磁(光)散射特性研究和非线性物理研究.

E mail: lxguo@mail.xidian.edu.cn

吴振森 男, 1946 年 11 月出生于湖北省沙市市, 现为西安电子科技大学理学院教授, 博士生导师. 近年来主要从事随机介质、非均匀介质中电磁(光)波的传播与散射、目标激光散射特性和电磁散射等方面的研究.