

基于微扰法的改进一维分形模型分层海面电磁散射研究

任新成

(延安大学 物理与电子信息学院, 陕西 延安 716000)

摘要: 运用微扰法研究了平面波入射分层介质粗糙面的电磁散射, 采用改进的一维分形海面模型模拟实际的分层海面, 推导出了平面波入射时的散射系数计算公式。通过数值计算得到了 HH 极化双站散射系数随散射角的变化曲线, 讨论了中间介质介电常数和厚度、摩擦风速和入射波频率对双站散射系数的影响, 得到改进的一维分形分层海面散射系数的基本特征、分区特征和随频率变化的特征, 结果表明散射系数近似具有“量子化”特征。这些结果在诸如海洋遥感、无线电传播与通信、粗糙面重构等方面中有着广泛的应用。

关键词: 电磁散射; 微扰法; 改进的一维分形海面模型; 分层介质; 双站散射系数

中图分类号: TN011

文献标识码: A

文章编号: 1000-3096(2010)04-0070-09

地球表面约 70% 的面积被海洋所覆盖, 因此近些年来, 海洋的战略地位备受各国关注。鉴于在海洋遥感、海上目标检测与识别等领域的广泛应用, 很多学者一直致力于海面电磁散射的研究, 使其在实验测量及计算机模拟方面都得到了较快的发展^[1~7]。通过实际测量得到海面散射数据要消耗大量人力和物力, 同时海态参数也要受到实际海况的限制, 因此在粗糙面电磁散射理论上借助于计算机得到回波的模拟数据就成为人们研究海面电磁散射特征的一种重要手段。在海面电磁散射的模拟过程中, 首先要建立合适的海面模型, 其次须提出有效的计算方法。

在过去的海面电磁散射的研究中, 海面大多为由空气和海水两种介质构成的分界面^[8~15], 而实际的海面在许多情况下是其上方有漂浮物, 比如海面上方漂浮着原油或浮冰。作者研究海面上方有漂浮物的分层海面的电磁散射, 在运用微扰法得出电磁波入射分层介质粗糙面散射系数公式的基础上, 基于改进的一维分形海面模型得出分层海面电磁散射的散射系数计算公式, 通过数值计算得到 HH 极化情形下双站散射系数随散射角变化的曲线, 讨论中间介质介电常数和厚度、摩擦风速和入射波频率对双站散射系数的影响, 该研究对于海洋遥感、无线电传播与通信、粗糙面重构等方面中有着重要的意义。

1 分层介质粗糙面散射系数的微扰法近似

考虑电磁波在两个半空间的分界面(粗糙面)上

发生的电磁散射, 分界面用方程 $z=f(\mathbf{r})(\mathbf{r}=\{x,y\})$ 描述。不失一般性, 假设粗糙面上方($z>f(\mathbf{r})$)均匀半空间介质(介质 1)的介电常数和磁导率分别为 $\epsilon_0=1, \mu_0=1$, 粗糙面下方($z<f(\mathbf{r})$)均匀半空间介质的介电常数为 $\epsilon(z)$, 随机函数 $f(\mathbf{r})$ 具有零均值且在空间上是统计均匀的, 即 $\langle f(\mathbf{r}) \rangle = 0$ 。

如图 1 所示, 一频率为 ω 、波矢为 k_i ($k_i = \{k_i \sin \theta_i, 0, -k_i \cos \theta_i\}$, $k_i = \omega/c$) 的单一频率(忽略时谐因子 $\sim e^{-i\omega t}$) 平面电磁波以入射角 θ_i 从介质 1 入射到两个半无限介质的粗糙分界面 S 上。

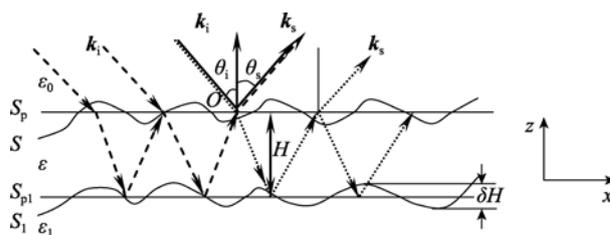


图 1 分层介质粗糙面电磁散射几何示意图

Fig. 1 Electromagnetic scattering from the rough surface of layered medium

根据电场和磁场的边界条件^[7], 电场和磁场的切向分量在粗糙边界 S 上连续, 即

收稿日期: 2008-09-01; 修回日期: 2009-12-26

基金项目: 中国博士后科学基金(20090461284)

作者简介: 任新成(1967-), 男, 陕西富县人, 副教授, 博士, 主要从事电磁(光)波在复杂系统和随机介质中的传播和散射研究, 电话: 0911-2331505, E-mail: yauxchren@yahoo.com.cn

$$N \times (H^{(2)} - H^{(1)})_S = N \times (E^{(2)} - E^{(1)})_S = 0 \quad (1)$$

(1)式中 $E^{(2)}$ 和 $H^{(2)}$ 分别为下半空间 $z < f(\mathbf{r})$ 的电场和磁场, $E^{(1)}$, $H^{(1)}$ 分别为上半空间 $z > f(\mathbf{r})$ 的电场和磁场, N 为粗糙面 S 的法线方向的单位矢量, 并且指向上方, 可以表示为

$$N = (\mathbf{n} - s)(1 + s^2)^{-1/2} \quad (2)$$

(2)式中 \mathbf{n} 为水平面(粗糙面 S 的平均平面) S_p ($z = 0$)法线方向的单位矢量, $s(\mathbf{r}) = \nabla_r f(\mathbf{r})$ 是表面斜度的矢量场, 这里 $\nabla_r = \{\partial/\partial x, \partial/\partial y\}$ 。假定粗糙面 S 的斜度与水平面 S_p 相比较足够小, 我们可以将边界条件(1)展开为 $f(\mathbf{r})$ 和 $s(\mathbf{r})$ 的级数, 仅保留一阶项则为^[7]

$$\begin{cases} (\mathbf{n} \times \Delta H)_{S_p} = (s \times \Delta H)_{S_p} - f \left(\mathbf{n} \times \frac{\partial \Delta H}{\partial z} \right)_{S_p} \\ (\mathbf{n} \times \Delta E)_{S_p} = (s \times \Delta E)_{S_p} - f \left(\mathbf{n} \times \frac{\partial \Delta E}{\partial z} \right)_{S_p} \end{cases} \quad (3)$$

(3)式中 $\Delta H = H^{(2)} - H^{(1)}$, $\Delta E = E^{(2)} - E^{(1)}$, 此时, 可以用下式描述这一衍射问题。

$$H^{(1,2)} = H_0^{(1,2)} + H_1^{(1,2)}, E^{(1,2)} = E_0^{(1,2)} + E_1^{(1,2)} \quad (4)$$

这里 $E_0^{(1)}, H_0^{(1)}$ ($E_0^{(2)}, H_0^{(2)}$) 分别是粗糙面上方(下方)半空间对应于通过平面边界 S_p 反射(折射)且未受扰动的电场和磁场, 它们满足一致性边界条件

$$\mathbf{n} \times (H_0^{(2)} - H_0^{(1)})_{S_p} = N \times (E_0^{(2)} - E_0^{(1)})_{S_p} = 0 \quad (5)$$

$E_1^{(1)}, H_1^{(1)}$ ($E_1^{(2)}, H_1^{(2)}$) 分别是关于 $f(\mathbf{r})$ 和 $s(\mathbf{r})$ 的一阶近似、修正的散射电场和磁场, 即上(下)半空间的散射场, 它们满足非一致性边界条件

$$\begin{cases} (\mathbf{n} \times \Delta H_1)_{S_p} = (s \times \Delta H_0)_{S_p} - f \left(\mathbf{n} \times \frac{\partial \Delta H_0}{\partial z} \right)_{S_p} = \mathbf{J}^H \\ (\mathbf{n} \times \Delta E_1)_{S_p} = (s \times \Delta E_0)_{S_p} - f \left(\mathbf{n} \times \frac{\partial \Delta E_0}{\partial z} \right)_{S_p} = \mathbf{J}^E \end{cases} \quad (6)$$

这里, $\Delta H_0 = H_0^{(2)} - H_0^{(1)}$, $\Delta H_1 = H_1^{(2)} - H_1^{(1)}$, $\Delta E_0 = E_0^{(2)} - E_0^{(1)}$, $\Delta E_1 = E_1^{(2)} - E_1^{(1)}$ 。从(6)式可以得出粗糙表面直接导致了在平均平面 S_p ($z = 0$)上有效面电流 \mathbf{J}^E 和面磁流 \mathbf{J}^H 的产生, 从而激发了散射场, 这里的面电流 \mathbf{J}^E 和面磁流 \mathbf{J}^H 不同于通常的电流和磁流, 但仅差一个因子 $4\pi/c$ 。

首先考虑在介质 1 中传播的、入射在粗糙面 S 上的单一频率水平极化平面电磁波(TE 波), 在波矢 k_i 的方向上有

$$E_{in}^{(1)} = P_0 \sqrt{\frac{\mu_0}{k_z}} e^{ik_i \cdot R} = P_0 \sqrt{\frac{\mu_0}{k_z}} e^{ik \cdot r - k_z z} \quad (7)$$

这里, $R = \{r, z\}$ 是三维矢径, $P_0 = e_y = (0, 1, 0)$ 是单位极化矢量, $k = \{k, 0, 0\}$ 是入射波矢 $k_i = \{k, -k_z\}$ 在平面 $z = 0$ 上的二维投影, $k_z = \sqrt{k_i^2 \mu_0 \epsilon_0 - k^2} = k_i \cos \theta_i$ 。

将散射场按平面波展开即为

$$\begin{cases} E_1^{(1)}(\mathbf{r}, z) = \iint \sqrt{\frac{\mu_0}{q_z}} \tilde{E}_1^{(1)}(\mathbf{q}) e^{i(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} + q_z z)} d\mathbf{q} \\ H_1^{(1)}(\mathbf{r}, z) = \iint \sqrt{\frac{\epsilon_0}{q_z}} \tilde{H}_1^{(1)}(\mathbf{q}) e^{i(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} + q_z z)} d\mathbf{q} \end{cases} \quad (8)$$

这里, $\tilde{E}_1^{(1)}(\mathbf{q})$, $\tilde{H}_1^{(1)}(\mathbf{q})$ 为在上半空间 ($z > 0$) 中传播的沿 z 轴正方向的散射平面波的振幅, $q_z = \sqrt{k_i^2 - q^2} = \sqrt{k_s^2 - q^2} = k_i \cos \theta_s = k_s \cos \theta_s$ 是粗糙面上方半空间散射场波矢的垂直分量, 类似地, 在粗糙面下方半空间, 向上和向下的波也可以同样用平面波展开。

满足边界条件(6)的散射场, 由麦克斯韦方程组得出的结论具有如下形式^[7]

$$\begin{cases} (P\tilde{E}_1^{(1)}) = \frac{1}{2} k_i \sqrt{\frac{\mu_0}{q_z}} (1 + R_h^s) (P\tilde{J}^H) + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{q_z}{\mu_0}} (1 - R_h^s) [P \cdot (\mathbf{n} \times \tilde{J}^E)] \\ (P\tilde{H}_1^{(1)}) = -\frac{1}{2} k_i \sqrt{\frac{\epsilon_0}{q_z}} (1 + R_v^s) (P\tilde{J}^E) + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{q_z}{\epsilon_0}} (1 - R_v^s) [P \cdot (\mathbf{n} \times \tilde{J}^H)] \end{cases} \quad (9)$$

这里 P 是垂直于散射平面的平行极化单位矢量, R_h^s 和 R_v^s 分别为与从具有完全水平边界的分层介质反射的波矢 $k_s^{(1)}$ 一致的水平极化平面波与垂直极化平面波的反射系数, $\tilde{J}^{E,H}$ 为表面电流的傅里叶变换, 其表达式为

$$\tilde{J}^{E,H} = \tilde{J}^{E,H}(\mathbf{q}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint J^{E,H}(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (10)$$

运用(6)式表面电流 $\mathbf{J}^{E,H}$ 的定义和上述相应于反射系数 R_h^i 和 R_v^i 的零阶场 $\Delta H_0, \Delta E_0$, 可以得出水平极化入射波的散射振幅为

$$\begin{cases} P\tilde{E}_1^{(1)} = S_{hh} = \frac{ik_i^2}{2\sqrt{q_z k_z}} \tilde{f}(\mathbf{q} - \mathbf{k}) F_{hh}(\mathbf{q}, \mathbf{k}) \\ P\tilde{H}_1^{(1)} = S_{vh} = \frac{ik_i^2}{2\sqrt{q_z k_z}} \tilde{f}(\mathbf{q} - \mathbf{k}) F_{vh}(\mathbf{q}, \mathbf{k}) \end{cases} \quad (11)$$

这里

$$\tilde{f}(\mathbf{q}-\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint f(\mathbf{r}) e^{-i(\mathbf{q}-\mathbf{k})\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (12)$$

并且

$$\begin{cases} F_{hh} = \mu_0(1+R_h^i)(1+R_h^s) \times \left[\frac{\mu-\mu_0}{\mu} \varepsilon_0 \sin\theta_s \sin\theta_i \right. \\ \quad \left. + (\varepsilon-\varepsilon_0) \cos\phi \right] - \varepsilon_0(1+R_h^i)(1+R_h^s)(\mu-\mu_0) \times \\ \quad \cos\theta_s \cos\theta_i \cos\phi \\ F_{vh} = \left\{ \mu_0(1-R_v^s)(1+R_h^i)(\varepsilon-\varepsilon_0) \cos\theta_s - \right. \\ \quad \left. \varepsilon_0(1-R_h^i)(1+R_v^s)(\mu-\mu_0) \cos\theta_i \right\} \sin\phi \end{cases} \quad (13)$$

在这些方程中, ε 和 μ 是 $z \rightarrow -0$ 时 ε 和 μ 的极限值, 并且忽略了它们在纵坐标上的变化。相应于垂直极化入射波(TM 波)的散射振幅 S_{vv}, S_{hv} , 不需要另外的推导, 只需要在前述的方程中作一个符号变化, 即 $E \rightarrow H, H \rightarrow -E, h \rightarrow v, \mu \rightarrow \varepsilon$, 就可立即得出。

介质 1 中散射波的单位非相干散射截面 $\sigma_{\alpha\beta}^0(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i)$ 通过利用上述散射振幅就可很容易地得出^[6,21], 具体地

$$\sigma_{\alpha\beta}^0(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i) = \lim_{S_p \rightarrow \infty} \frac{16\pi^3}{S_p} |q_z k_z| \left\langle |S_{\alpha\beta}|^2 \right\rangle = \pi k_i^4 |F_{\alpha\beta}|^2 \times \quad (14)$$

$$W_f(\mathbf{q}-\mathbf{k}) = \pi k_i^4 |\varepsilon-1|^2 |f_{\alpha\beta}|^2 W_f(\mathbf{q}-\mathbf{k})$$

这里, 下标 α 和 β 分别表示散射波和入射波的极化状态, $W_f(\mathbf{q}-\mathbf{k})$ 是粗糙表面的空间功率谱密度, 它是粗糙表面自相关函数的傅里叶变换, $\mathbf{q}-\mathbf{k} = k_s \sin\theta_s \cos\phi - k_i \sin\theta_i$ 。

考虑散射的最简单情形, 即对于非磁性分层介质($\mu=1$)构成的粗糙边界, (14)式中的一组因子 $f_{\alpha\beta}$ 用显式表示即为

$$\begin{cases} f_{hh} = [1+R_h(\theta_i)][1+R_h(\theta_s)] \cos\phi \\ f_{vh} = -[1+R_h(\theta_i)][1-R_v(\theta_s)] \cos\theta_s \sin\phi \\ f_{vv} = \frac{1}{\varepsilon} [1+R_v(\theta_i)][1+R_v(\theta_s)] \sin\theta_i \sin\theta_s \\ \quad - [1-R_v(\theta_i)][1-R_v(\theta_s)] \cos\theta_i \cos\theta_s \cos\phi \\ f_{hv} = [1-R_v(\theta_i)][1+R_h(\theta_s)] \cos\theta_i \sin\phi \end{cases} \quad (15)$$

这里 R_h 和 R_v 分别表示从水平面 $S_p (z=0)$ 下方介质($z<0$)进入水平面上方($z>0$)半空间水平极化和垂直极化的镜反射系数, θ_i 为入射角, θ_s 为散射角, ϕ 为散射的方位角。

方程(15)仅仅表示了散射能量的漫散射部分, 不包括占支配地位的在镜反射方向($\theta_s = \theta_i, \phi = 0$)

的镜向反射场, 对于一般的任意分层介质的情形, 镜反射系数 R_h 和 R_v 分别具有如下形式^[7]

$$R_h = \frac{R_{0h} + R'_h}{1 + R_{0h}R'_h}, \quad R_v = \frac{R_{0v} + R'_v}{1 + R_{0v}R'_v} \quad (16)$$

这里 R_{0h} 和 R_{0v} 分别为从两种均匀介质(介电常数分别为 $\varepsilon_0=1$ 和 ε)构成的水平分界面反射时的菲涅耳反射系数, 表示为

$$R_{0h} = \frac{\cos\theta - \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}}{\cos\theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}}, \quad R_{0v} = \frac{\varepsilon \cos\theta - \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}}{\varepsilon \cos\theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}} \quad (17)$$

R' 为中间介质下方介质(底层介质)的反射系数 ($R'=0$ 对应于下半空间($z<0$)是介电常数为常数的均匀介质)。

在下文中, 我们将考虑最简单的分层结构, 如图 1 所示, 也就是粗糙面上方为自由空间, 下方为由两层介质构成的空间, 具有复介电常数 $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ 的平均厚度为 H 的均匀层, 覆盖在复介电常数为 $\varepsilon_1 = \varepsilon'_1 + i\varepsilon''_1$ 的均匀底层上。具有这种结构的分层介质的反射系数 R_h 和 R_v 即为(16)给出的一般方程, 且 R' 可以表示为下面的形式

$$\begin{aligned} R'_h(\theta) &= R_{1h}(\theta) \exp(i2kH\sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}), \\ R'_v(\theta) &= R_{1v}(\theta) \exp(i2kH\sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}) \end{aligned} \quad (18)$$

式中 $R_1(\theta)$ 为从介电常数为 ε 和 ε_1 的两种介质表面 $z=-H$ 处反射时的菲涅耳反射系数, 它们具有下面的形式

$$\begin{aligned} R_{1h}(\theta) &= \frac{\sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta} - \sqrt{\varepsilon_1 - \sin^2\theta}}{\sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta} + \sqrt{\varepsilon_1 - \sin^2\theta}}, \\ R_{1v}(\theta) &= \frac{\varepsilon_1 \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta} - \varepsilon \sqrt{\varepsilon_1 - \sin^2\theta}}{\varepsilon_1 \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta} + \varepsilon \sqrt{\varepsilon_1 - \sin^2\theta}} \end{aligned} \quad (19)$$

在(15)式中, 散射振幅 $f_{\alpha\beta}$ 对入射角和散射角的振荡是由反射系数 $R'_h(\theta)$ 和 $R'_v(\theta)$ 中的因子 $\exp(i2kH\sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta})$ 引起的, 它们对总的镜向反射系数 R_h 和 R_v 产生了贡献。这种振荡的物理机理是相当明显的, 那就是它是 3 种波相互干涉的结果。第一种是沿 k_i 方向传播并且在点 O 附近由粗糙面散射后沿 k_s 方向传播的波, 并没有进入中间层, 在图 1 中用实线箭头来表示; 第二种是经过上部平面 S_p 折射(在粗糙面 S 上没有发生散射)入中间介质, 到达底层经过镜反射, 最后通过粗糙面 S 散射入上半空间并

沿 k_s 方向传播, 在图 1 中用虚线箭头来表示; 第三种与第二种相似, 但是经过了与第二中相反的顺序, 即首先经过粗糙面 S 散射进入中间层, 然后由底层经过镜反射, 最后经过上部平面 S_p 折射入上半空间并沿 k_s 方向传播, 在最后这一步没有经过粗糙面 S 散射, 在图 1 中用点划线箭头来表示。

第一种波和第二种波的干涉并不影响散射强度的角分布, 它们仅导致总亮度的振荡, 干涉类型对入射角的依赖关系决定于因子 $\exp(i2kH\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_1})$ 所确定的周期; 第一种波和第三种波的干涉导致的散射功率的振荡对散射角的依赖决定于因子 $\exp(i2kH\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_s})$ 所确定的周期, 在一般情况下, 这一振荡周期并不依赖于波的极化和底层的介电常数; 最后第二种波和第三种波的干涉导致的散射功率的振荡依赖于下面给出的方程的最大值, 此方程为

$$kH(\sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \theta_1} - \sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \theta_s}) = n\pi, n = 0, 1, 2, \dots \quad (20)$$

2 改进的一维分形模型分层海面散射系数公式

经典的一维分形海面模型通常是用一维带限 Weierstrass 函数来模拟动态海面, 该函数表示为^[16-18]

$$f(x, t) = \sigma\eta \sum_{n=0}^{N-1} b^{(D-2)n} \cos[K_0 b^n (x + V_x t) + \omega_n t + \phi_n] \quad (21)$$

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, 它决定空间波浪的基频, ω_n 为第 n 个谱分量的角频率, 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(21)式所模拟粗糙面的功率谱满足负幂率指数谱, 对应于海面 PM 谱中负幂率部分, 但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^[2]

$$S_{PM}(K_x) = \frac{\alpha}{2|K_x|^\beta} \exp\left(-\frac{\beta g^2}{K_x^2 U_{19.5}^4}\right) \quad (22)$$

其中 $\alpha = 8.10 \times 10^{-3}$, $\beta = 0.74$, $U_{19.5}$ 为距离海面高度为 19.5 m 处的风速, 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, 功率谱满足正幂

律谱, 而当 $K_x > K_p$ 时, 功率谱满足负幂律谱, 这就启发我们应用下面改进分形模型来模拟满足全域 PM 谱的海面, 它表示为

$$f(x, t) = \sigma\eta \sum_{m=0}^{M-1} a^{-(D-\xi)m} \cos[K_0 a^m (x + V_x t) + \omega_{1m} t + \beta_{1m}] + \sigma\eta \sum_{n=0}^{N-1} b^{(D-2)n} \cos[K_0 b^n (x + V_x t) + \omega_{2n} t + \phi_{2n}] \quad (23)$$

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_{1m} , ϕ_{2n} 是 $[-\pi, \pi]$ 上均匀分布的随机相位。基于上式, 取 $t = 0$ s, $V_x = 0$ m/s, 分形海面的相关函数可以表示为

$$\rho(\tau) = \langle f(x)f(x+\tau) \rangle = \frac{\sigma^2 \eta^2}{2} \sum_{m=0}^{M-1} a^{-2(D-\xi)m} \cos(K_0 a^m \tau) + \frac{\sigma^2 \eta^2}{2} \sum_{n=0}^{N-1} b^{2(D-2)n} \cos(K_0 b^n \tau) \quad (24)$$

在 $\tau = 0$ 时有

$$\langle f^2(x) \rangle = \sigma^2 = \frac{\sigma^2 \eta^2}{2} \left[\frac{1 - a^{-2(D-\xi)M}}{1 - a^{-2(D-\xi)}} + \frac{1 - b^{2(D-2)N}}{1 - b^{2(D-2)}} \right] \quad (25)$$

因此归一化因子可写为

$$\eta = \left\{ \frac{2[1 - a^{-2(D-\xi)M}][1 - b^{2(D-2)N}]}{[1 - a^{-2(D-\xi)M}][1 - b^{2(D-2)}] + [1 - a^{-2(D-\xi)}][1 - b^{2(D-2)N}]} \right\}^{1/2} \quad (26)$$

根据(24)式可以得到分形海面的表面谱函数为

$$S(K) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\tau) \exp(-iK\tau) d\tau = \frac{\sigma^2 \eta^2}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\sum_{m=0}^{M-1} a^{-2(D-\xi)m} \cos(K_0 a^m \tau) + \sum_{n=0}^{N-1} b^{2(D-2)n} \cos(K_0 b^n \tau) \right] \exp(-iK\tau) d\tau = \frac{\sigma^2 \eta^2}{4} \left\{ \sum_{m=0}^{M-1} a^{-2(D-\xi)m} [\delta(K - K_0 a^m) + \delta(K + K_0 a^m)] + \sum_{n=0}^{N-1} b^{2(D-2)n} [\delta(K - K_0 b^n) + \delta(K + K_0 b^n)] \right\} \quad (27)$$

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

$$\bar{S}(K) = \frac{1}{\Delta k} \int_{K - \frac{\Delta K}{2}}^{K + \frac{\Delta K}{2}} S(K') dK' = \begin{cases} -\frac{\sigma^2 \eta^2}{4 \ln a} K_0^{(2D-2\xi)} K^{(2\xi-2D-1)}, & (K < K_0) \\ \frac{\sigma^2 \eta^2}{4 \ln b} K_0^{(4-2D)} K^{(2D-5)}, & (K \geq K_0) \end{cases} \quad (28)$$

通过(28)式可发现分形模型的谱与全域 PM 谱类似分为两段, 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, 可见用改进的模型即(23)式替代(21)式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基波波数分别满足下面的关系^[14]

$$\sigma = 0.0212U_{19.5}^2/4 \quad (29)$$

$$K_0 = K_p = \frac{\omega_0^2}{g} = \frac{0.877^2 g}{U_{19.5}^2} \quad (30)$$

这样将(29)式和(30)式代入(28)式中, 并且将(28)式 and 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 $b = 1/a = 1.015$, 分维数 $D = 1.62$ 及加和次数 $M = N = 400$ 。因为分形模型更为精细地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 海谱能更好地拟合, 可以在(29)式加入修正因子 ζ , 因此有

$$\sigma = 0.0212\zeta U_{19.5}^2/4 \quad (31)$$

通过数值求解应用(23)式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 $\zeta = 1.65$ 。

将(28)式代入(14)式可得改进的一维分形海面电磁散射的散射截面

$$\sigma_{\alpha\beta}^0(k_s, k_i) = \pi k_i^4 |\varepsilon - 1|^2 |f_{\alpha\beta}|^2 \times \begin{cases} -\frac{\sigma^2 \eta^2}{4 \ln a} K_0^{2(D-\xi)} K^{[-2(D-\xi)-1]}, & K < K_0 \\ \frac{\sigma^2 \eta^2}{4 \ln b} K_0^{(4-2D)} K^{[2D-5]}, & K \geq K_0 \end{cases} \quad (32)$$

进一步可以得到改进的一维分形分层海面电磁散射的散射系数如下

$$\sigma = 10 \lg \sigma_{\alpha\beta}^0(k_s, k_i) \quad (33)$$

在以下数值计算过程中, 主要考虑发生在 $x-z$ 平面的电磁散射, 在图 1 所示坐标系下, $\phi = 0$, 基于微扰法近似, 又因 $k_i = k_s$, 所以(32)式中 K 应为

$$K = k_i (\sin \theta_s - \sin \theta_i) \quad (34)$$

以下我们主要应用(33)式研究各向异性一维分层海面的电磁散射。

3 数值计算结果和讨论

在利用(33)式进行计算时, 入射频率取为 50 MHz, 入射角取为 30° , 海水的介电常数取为

$\varepsilon_1 = 48.3 + 34.9i$, 分别研究改进的一维分形分层海面电磁散射系数的基本特征、分区特征和随频率变化的特征, 并对有关结果进行详细分析。

这里需要特别说明的是, 此文中所研究的海面海况为其上方的风速比较小、海浪比较低, 即相对于入射波长而言海面起伏比较小, 按照微扰法的两个条件 $k\delta < 0.3$, $\sqrt{2}\delta/l < 0.3$, 入射频率取为 50 MHz, 保证了微扰法的两个条件均能成立。

3.1 中间介质介电常数对散射系数的影响

取 $H = 0.01\lambda$, $u_* = 20 \text{ cm/s}$, 分别取 $\varepsilon = 2.2 + 0.002i$, $\varepsilon = 4.4 + 0.002i$, $\varepsilon = 4.4 + 0.01i$, 研究中间介质介电常数对散射系数 σ 的影响, 数值计算结果如图 2 所示。由图 2 可以看出, 中间介质介电常数的虚部对散射系数的影响很小, 而实部对散射系数的影响很大, 实部越大, 散射系数越大。

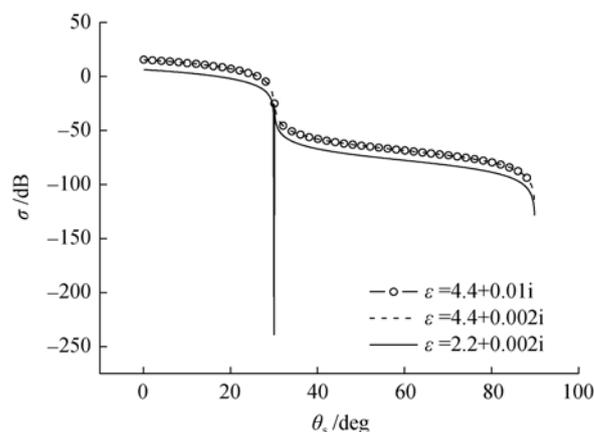


图 2 不同 ε 下散射系数角分布

Fig. 2 Distribution of σ with θ for different ε

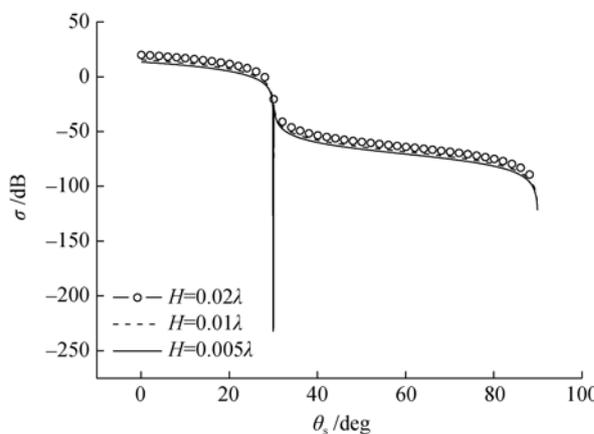


图 3 不同 H 下散射系数角分布

Fig. 3 Distribution of σ with θ for different H

3.2 中间介质厚度对散射系数的影响

取 $\varepsilon = 4.4 + 0.002i$, $u_* = 20 \text{ cm/s}$, 分别取 $H = 0.005\lambda$, $H = 0.01\lambda$, $H = 0.02\lambda$, 研究中间介质厚度对散射系数的影响, 数值计算结果如图 3 所示。由图 3 可以看出, 不同 H 对应的散射系数随散射角变化的曲线区别比较大, 另外通过大量的数值计算表明, 在 H 变化的一定范围内, H 越大, 散射系数就越大。

3.3 摩擦风速对散射系数的影响

取 $\varepsilon = 4.4 + 0.002i$, $H = 0.01\lambda$, 分别取 $u_* = 10 \text{ cm/s}$, $u_* = 20 \text{ cm/s}$, $u_* = 40 \text{ cm/s}$ 研究摩擦风速对散射系数的影响, 计算结果如图 4 所示。由图 4 可以看出, u_* 对散射系数的影响较大。具体地, 当散射角小于入射角时, 散射系数随 u_* 的增大而增大得很多, 而当散射角大于入射角时, 不同 u_* 对应的散射系数有区别, 但不是太大, 所以总体来讲散射系数对 u_* 的变化是比较敏感的, 这一结论对环境遥感等雷达工程问题来说是颇有价值的。

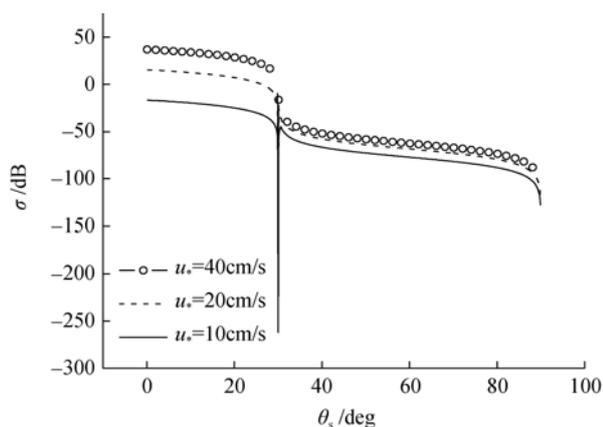


图 4 不同 u_* 下散射系数角分布

Fig. 4 Distribution of σ with θ for different u_*

4 改进的一维分形分层海面电磁散射系数的特征分析

根据上述的数值计算结果, 可以得到改进的一维分形分层海面散射系数特征, 总结如下。

4.1 基本特征

(1) 中间介质介电常数 ε 的实部对散射系数的影响很大, 实部越大, 散射系数越大; (2) 在中间介质厚度 H 变化的一定范围内, H 越大, 散射系数就越大;

(3) 当散射角小于入射角时, 散射系数随 u_* 的增大而增大得很多, 而当散射角大于入射角时, 不同 u_* 对应的散射系数有区别, 但不是太大, 所以总体来讲散射系数对 u_* 的变化是比较敏感的, 这一结论对环境遥感等雷达工程问题来说是颇有价值的。

4.2 分区特征

从图 2 ~ 图 4 可以看出, 当入射频率、入射角一定时, 对于 HH 极化, 考虑不同海况参数对散射系数随散射角变化规律的影响是很相似的, 取其中之一并作分区如图 5 所示, 由此可得到分层海面散射系数的分区特征。在平面波入射改进的一维分形分层海面时, 当 $\theta_s < \theta_i$ 时(即在 1 区), σ 随 θ_s 的增大而减小, 且减小得很慢; 当 $\theta_s > \theta_i$ 时(即在 2 区), σ 随 θ_s 的增大而减小, 且减小得也很慢, 但 $\theta_s < \theta_i$ 时对应的散射系数明显大于 $\theta_s > \theta_i$ 对应的散射系数, 可见散射系数近似具有“量子化”特征。

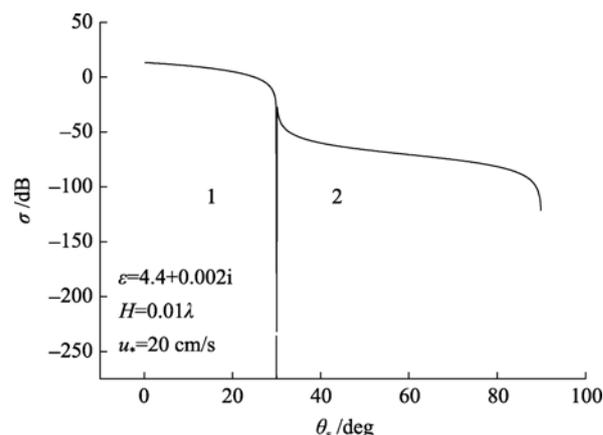


图 5 散射系数 σ 的分区特征

Fig. 5 The zonal characteristics of σ

4.3 随入射频率变化的特征

为了进一步研究双站散射系数 σ 随入射频率 f 变化的特征, 本文对此进行了数值计算, 图 7 给出了数值计算结果, 计算时各种参数的取值如下: $\varepsilon = 4.4 + 0.002i$, $H = 0.06 \text{ m}$, $u_* = 20 \text{ cm/s}$, $\theta_i = 30^\circ$, θ_s 分别为 10° 和 40° 。

对于某一瞬时改进的一维分形海面模型所模拟的分层海面来讲, 其中间层介质的介电常数和厚度、海上摩擦风速、入射角是一定的, 在这样的条件下研究当入射电磁波频率变化时, 双站散射系数如何随

频率的变化而变化。

对于上述确定的分层海面来说,当不同频率的电磁波入射时,双站散射系数随频率的变化特征由图6得出。图6中(1),(2),(3),(4)4条曲线对应的参数相同的为: $\varepsilon = 4.4 + 0.002i$, $H = 0.06$ m, $\theta_i = 30^\circ$, $X = 1000$ m, $\phi_1 = 0^\circ$, 不同的分别为(1): $u_* = 10$ cm/s, $\theta_s = 10^\circ$; (2): $u_* = 10$ cm/s, $\theta_s = 40^\circ$; (3): $u_* = 40$ cm/s, $\theta_s = 10^\circ$; (4): $u_* = 40$ cm/s, $\theta_s = 40^\circ$ 。由图6可以看出: σ 随入射频率 f 的变化曲线呈现出先减小,减小至最小值时再增大的现象,曲线最低点的位置取决于散射角的大小,散射角越大,曲线最低点向横轴坐标减小的方向移动;曲线整体的高低取决于摩擦风速,摩擦风速越大,在其他条件相同的前提下, $\theta_s = 40^\circ$ 对应的曲线在各个频率点时的值均高于 $\theta_s = 10^\circ$ 对应的值。这说明散射角和摩擦风速对 σ 随入射频率 f 的变化非常敏感,在平面波入射改进的一维分形分层海面的电磁逆散射等实际问题中应充分利用这一规律。

由于遥感等实际的雷达工程问题中多采用后向散射,图7给出了基于PM谱的一维各向异性分层海面后向散射的数值计算结果,图7中(1),(2),(3),(4)4条曲线对应的参数相同的为: $\varepsilon = 4.4 + 0.002i$, $H = 0.06$ m, $\theta_i = 30^\circ$, $X = 1000$ m, $\phi_1 = 0^\circ$, 不同的分别为(1): $u_* = 10$ cm/s, $\theta_s = \theta_i = 10^\circ$; (2): $u_* = 10$ cm/s, $\theta_s = \theta_i = 40^\circ$; (3): $u_* = 40$ cm/s, $\theta_s = \theta_i = 10^\circ$; (4): $u_* = 40$ cm/s, $\theta_s = \theta_i = 40^\circ$ 。由图7可以看出: σ 随入射频率 f 的变化曲线呈现出先减小,减小至最小值时再增大的现象,散射角和摩擦风速对 σ 的影响与上述双站散射类似,但也有显著的不同,在其他参数一定的条件下,曲线(1)整体高于曲线(2),曲线(3)整体高于曲线(4),而双站情况则相反,即曲线(2)整体高于曲线(1),曲线(4)整体高于曲线(3)。

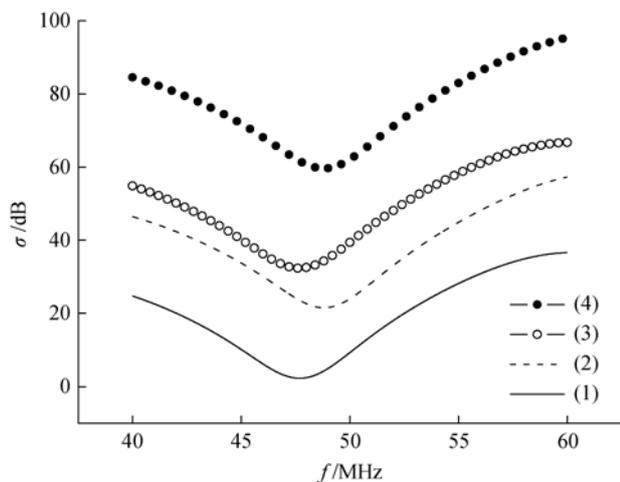


图6 双站散射系数 σ 随入射频率 f 的变化曲线

Fig. 6 The variation of bistatic scattering coefficient σ with incident frequency f

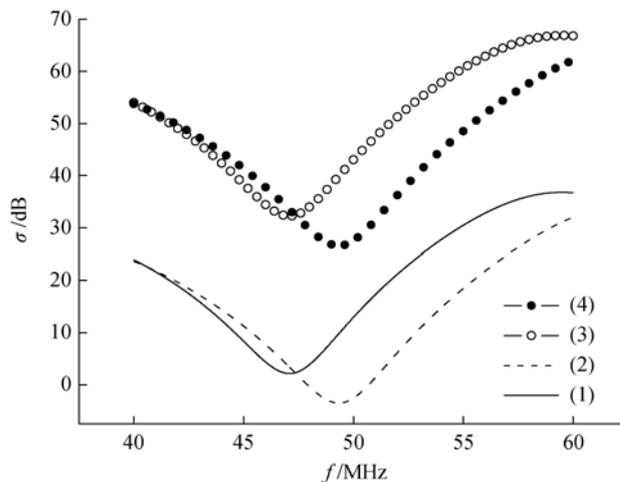


图7 后向散射系数 σ 随入射频率 f 的变化曲线

Fig. 7 The variation of backscattering coefficient σ with incident frequency f

大量数值计算结果表明:在折射面内($\phi = 0^\circ$),对于VV极化,其散射系数的基本特征、分区特征和随频率变化的特征与HH极化是相似的,限于篇幅,此处不再赘述。

大量数值计算结果表明:在折射面内($\phi = 0^\circ$),对于VV极化,其散射系数的基本特征、分区特征和随频率变化的特征与HH极化是相似的,限于篇幅,此处不再赘述。

大量数值计算结果表明:在折射面内($\phi = 0^\circ$),对于VV极化,其散射系数的基本特征、分区特征和随频率变化的特征与HH极化是相似的,限于篇幅,此处不再赘述。

5 结束语

当平面电磁波入射到改进的一维分形分层海面上时,发生在介质1中的电磁散射在诸多实际雷达工程问题中有着广泛的应用。本文在运用微扰法得出平面电磁波入射分层介质粗糙面上的散射系数计算公式的基础上,结合改进的一维分形分层海面的功率谱谱导出了平面波入射时散射系数的计算公式,通过数值计算得到了HH极化双站散射系数随散射角变化的曲线,讨论了中间介质介电常数和厚度、摩

擦风速及入射波频率对双站散射系数的影响。毫无疑问, 这些结果在诸如在环境遥感、探地雷达、无线电传播与通信、粗糙面重构等电磁逆散射问题中有着广泛的应用。当然本文只是研究了中间介质介电常数和厚度、摩擦风速及入射波频率对改进的一维分形分层海面双站散射系数的影响, 对于其他海谱分布、更为复杂的分层介质粗糙面的散射问题还有待于作进一步地深入研究。

参考文献:

- [1] Toporkov J V, Brown G. Numerical simulations of scattering from time-varying randomly rough surfaces[J]. **IEEE Trans Geosci Remote Sensing**, 2000, **38**(4): 1616-1625.
- [2] Johnson J T, Toporkov J V, Brown G S. A numerical study of backscattering from time-evolving sea surfaces: Comparison of hydrodynamic models [J]. **IEEE Trans Geosci Remote Sensing**, 2001, **39**(11): 2411-2419.
- [3] Toporkov J V, Brown G S. Numerical study of the extended Kirchhoff approach and the lowest order small slope approximation for scattering from ocean-like surfaces: Doppler analysis [J]. **IEEE Trans Antennas Propagat**, 2002, **50**(4): 417-425.
- [4] Christophe B. Azimuthal harmonic coefficients of the microwave backscattering from a Non-Gaussian ocean surface with the First-Order SSA model [J]. **IEEE Trans Geosci Remote Sensing**, 2004, **42**(11): 2600-2611.
- [5] Khalid J, Robert J. Burkholder. Radar scattering from a rolling target floating on a time-evolving rough sea surface [J]. **IEEE Trans Geosci Remote Sensing**, 2006, **44**(11): 3330-3337.
- [6] David E F, Nancy E W, Hwar-Ching Ku, *et al.* Forward radar propagation over a rough sea surface: A numerical assessment of the Miller-Brown Approximation using a horizontally polarized 3-GHz line source[J]. **IEEE Trans Geosci Remote Sensing**, 2006, **54**(4): 1292-1304.
- [7] Osama M Abo-Seida, Samira Tadros Bishay, Khaled Mohamed El-Morabie. Far-field radiated from a vertical magnetic dipole in the sea with a rough upper surface[J]. **IEEE Trans Geosci Remote Sensing**, 2006, **44**(8): 2135-2142.
- [8] 郭立新, 徐燕, 吴振森. 分形粗糙海面高斯波束散射特性模拟[J]. 电子学报, 2005, **33**(3): 534-537.
- [9] 谢涛, 何宜军, 陈文俊, 等. 二维分形海面雷达后向散射截面[J]. 电子学报, 2005, **33**(3): 423-426.
- [10] 徐乐, 谢拥军, 史小卫. 海上舰船在平面波照射下的半空间散射研究 [J]. 电子学报, 2006, **34**(12): 2322-2325.
- [11] Liu Ye, Wei Enbo, Hong Jieli, *et al.* Microwave backscattering from the sea surface with breaking waves[J]. **Chinese Physics**, 2006, **15**(9): 2175-2179.
- [12] 郭立新, 王运华, 吴振森. 双尺度动态分形粗糙海面的电磁散射及多普勒谱研究[J]. 物理学报, 2005, **54**(1): 96-101.
- [13] 杨俊岭, 郭立新, 万建伟. 基于未充分发展海谱的分形海面模型及其电磁散射研究[J]. 物理学报, 2007, **56**(4): 2107-2114.
- [14] Ren Xincheng, Guo Lixin. Study on optical wave scattering from slightly Gaussian rough surface of layered medium[J]. **CHINESE OPTICS LETTERS**, 2007, **5**(10): 605-608.
- [15] Berizzi F, Dalle-Mese E. Scattering from a 2-D sea fractal surface: fractal analysis of the scattered signal[J]. **IEEE Trans Antennas Propagat**, 2002, **50**(7): 912-925.
- [16] 王运华, 郭立新, 吴振森. 改进的一维分形模型在海面电磁散射中的应用[J]. 电子学报, 2007, **35**(3): 478-483.
- [17] 王运华, 郭立新, 吴振森. 改进的二维分形模型在海面电磁散射中的应用[J]. 物理学报. 2006, **55**(10): 5191-5199.
- [18] Eric I T. The validity of the Kirchhoff approximation for rough surface scattering using a Gaussian roughness spectrum[J]. **J Acoust Soc Am**, 1988, **83**(1): 78-92.

Electromagnetic scattering from stratified sea surface with an improved one-dimension fractal model based on small perturbation method

REN Xin-cheng

(School of Physics and Electronic Information, Yanan University, Yan'an 716000, China)

Received: Sep., 1, 2008

Key words: electromagnetic scattering; the small perturbation method; improved one-dimension fractal sea surface model; stratified medium; bistatic scattering coefficient

Abstract: The electromagnetic scattering from the rough surface of layered medium with incident plane wave was investigated. The small perturbation method was used to derive the formulae of the scattering coefficient from stratified sea surface with an improved 1D fractal model. The angular distribution of the bistatic scattering coefficient of HH polarization were obtained by numerical implementation. Influences of the permittivity and the mean layer thickness of intermediate medium, friction velocity and the frequency of the incident wave on the bistatic scattering coefficient were discussed. The basic characteristics, the zonal characteristics and the characteristics with varying of frequency of the scattering coefficient from stratified sea surface were obtained. The numerical results show that the scattering coefficient has approximate “quantization” characteristics. These results have broad applications in areas such as sea remote sensing, radio wave propagation and communication, and rough surface reconstruction.

(本文编辑: 刘珊珊)