

一维粗糙介质分形海面电磁散射的扩展边界条件法

郭立新¹, 金彩英², 吴振森¹

(1. 西安电子科技大学理学院, 陕西西安 710071; 2. 韩国庆北国立大学电子工程与计算机科学学院, 韩国大邱)

摘 要: 在采用经典扩展边界条件法处理导体分形粗糙面散射的基础上, 将此方法推广到了一维粗糙介质分形海面的电磁散射. 通过与传统的基尔霍夫近似法计算结果进行比较, 验证了本文所给的方法, 分析了不同入射角, 不同分维和空间波数时海面双站散射振幅角分布的特点.

关键词: 粗糙介质分形海面; 电磁散射; 扩展边界条件法

中图分类号: O451

文献标识码: A

文章编号: 0372-2112 (2004) 01-0139-04

Extended Boundary Condition Method of Electromagnetic Scattering from One-Dimensional Rough Dielectric Fractal Sea Surface

GUO Li-xin¹, KIM Che-young², WU Zhen-sen¹

(1. School of Science, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China;

2. School of Electrical Engineering and Computer Science, Kyungpook National University, Taegu, Korea)

Abstract: Based on the scattering from the rough conducting fractal surface with the use of extended boundary condition method, this method is extended to the case of electromagnetic scattering from the rough dielectric fractal sea surface. Compared with the numerical result of conventional Kirchhoff approximation, the accuracy of our method given is tested, the characteristic of the bistatic angular distribution of the scattering amplitude is analyzed for different incidence angles, different fractal dimensions and different spatial wave numbers.

Key words: rough dielectric fractal sea surface; electromagnetic scattering; extended boundary condition method

1 引言

随机粗糙表面电磁散射的理论和实验研究近年来发展很快, 尤其在雷达探测、材料物理、光学、天文学等领域有广泛应用. 粗糙表面散射的理论研究方法较为常用的近似方法主要是基尔霍夫近似 (KA) 和微扰法近似 (SPM)^[1], 但以上两种方法主要还局限于中、小粗糙度下粗糙面的电磁散射. 在有关物理光学和微扰法基础之上, Waterman 首先提出了扩展边界条件法 (EMBC 法, 或称消光定理法) 并将此方法用于周期性粗糙面的电磁散射研究^[2], 这一方法对表面斜率均方根和粗糙度没有限制, 不必限制任意阶表面高度导数, 所以此方法能够精确地预言均匀粗糙表面的散射. Chuang 等人曾利用扩展边界条件法研究了正弦周期性粗糙面的电磁散射^[3], Sanchez 等人在此基础上将此方法用于随机粗糙面的光散射^[4], 但很难给出闭式解.

由于实际粗糙面的功率谱一般具有的分形特征, 目前在国内外, 越来越多的学者将分形几何用于自然背景中特别是粗糙面的散射^[5,6]. Savaidis 等人曾利用扩展边界条件法计算了导体带限分形粗糙面的电磁散射^[7], 本文将在此基础上将

扩展边界条件法推广到更为实际的介质分形海面的电磁散射. 关于海面的电磁散射研究, 近年来已广泛应用于机载、星载遥感和目标的雷达检测与识别中, 作者曾利用基尔霍夫近似方法研究了带限分形海面的电磁散射^[8], 但所得结果仅适用于小均方根斜率情况, 这里我们通过扩展边界条件法导出了不受均方根斜率大小限制的介质分形海面散射振幅的计算公式, 有关计算结果与基尔霍夫近似方法做了比较, 分析了取不同分维和空间波数时海面散射振幅角分布的特点.

2 介质粗糙面的扩展边界条件法

已知重要的考虑了海谱分布的归一化带限一维分形海面模型为^[8]

$$f(x) = \frac{\sqrt{2} \delta [D(2-D)]^{1/2}}{[1 - (D-1)^{2N}]^{1/2}} \sum_{m=1}^M W_{PM}(K_m) \sum_{n=1}^{N_2} (D-1)^n \sin(Kb^n K_m x + \phi_n) \quad (1)$$

该海面模型的高度起伏满足高斯分布, 上式中的 δ 为粗糙面的高度起伏均方根. 归一化的目的可以使我们可以给出具有任意 δ 的粗糙面 $f(x)$. 上式中的 b 为空间频带 ($b > 1$), D 为分维 ($1 < D < 2$), K 为海表面的空间波数, 它决定空间频谱的

收稿日期: 2002-10-29; 修回日期: 2003-03-12

基金项目: 国家自然科学基金 (No. 60101001); 高等学校优秀青年教师教学和科研奖励基金; 国防科技预研基金 (No. 51403020401DZ0155)

位置, 初始相位 ϕ_n 为 $(-\pi, \pi)$ 上均匀分布的随机相位. 式(1)中的 $W_{PM}(K)$ 为海面的 PM 谱^[8], 对此函数我们在文献[8]已作过详细讨论, 在此不作详细说明.

设一平面电磁波由自由空间入射到式(1)所表示的一维随机介质分形粗糙面 $z = f(x)$ 上, 入射面位于 xz 平面中, 入射角和散射角分别为 θ_i 和 θ_s , 介质的相对介电常数为 ϵ_r . 根据扩展边界条件^[2,7], 在自由空间和介质中, 入射场 ψ_i , 粗糙面上方的总场 $\psi = \psi_i + \psi_s$ 和透射场 ψ_t 分别满足以下积分方程

$$\psi_i + \int_{-\infty}^{\infty} [\psi(r') \hat{n} \cdot \nabla G(r, r') - G(r, r') \hat{n} \cdot \nabla \psi(r')] dx' = \begin{cases} \psi(r), & z > f(x) \\ 0, & z < f(x) \end{cases} \quad (2a)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} [\psi_t(r') \hat{n} \cdot \nabla G_t(r, r') - G_t(r, r') \hat{n} \cdot \nabla \psi_t(r')] dx' = \begin{cases} \psi(r), & z > f(x) \\ 0, & z < f(x) \end{cases} \quad (3a)$$

其中 $G(r, r')$ 和 $G_t(r, r')$ 分别为自由空间和介质中的格林函数^[1]. 对于 TE 波入射 (HH 极化), $\psi(r) = E_y(r)$; 对 TM 波入射 (VV 极化), $\psi(r) = H_y(r)$. 这里 TE 波和 TM 波彼此耦合, 对于该粗糙面矢量散射问题, 根据边界条件在边界上有^[1]

$$\psi_t(r) = \psi(r), [\hat{n} \cdot \nabla \psi_t(r)] dx' = \eta [\hat{n} \cdot \nabla \psi(r)] dx' \quad (4)$$

其中 $\eta = (\mu/\epsilon_0\epsilon_r)^{1/2}$ 为介质的特征阻抗. 由于式(1)所描述的分形粗糙面事实上是一个由不同频率迭加而成的准周期函数, 类似于文献^[7]处理导体分形粗糙面的散射, 以上边界条件可以表示为傅立叶级数展开

$$\psi(r) = \psi_t(r) = \exp(jk_{ix}x) \sum_{i=N_1, \dots, N_2}^{\infty} \alpha_{K, q} \exp(jq \cdot Kx) \quad (5)$$

$$[\hat{n} \cdot \nabla \psi(r)] dx' = kdx \exp(jk_{ix}x) \sum_{i=N_1, \dots, N_2}^{\infty} \alpha_{D, q} \exp(jq \cdot Kx) \quad (6)$$

其中 $K = (Kb^{N_1}, Kb^{N_1+1}, \dots, Kb^{N_2})$, 而 $q = (q_{N_1}, q_{N_1+1}, \dots, q_{N_2})$ ^[3,7], 而 $\alpha_{K, q}$ 和 $\alpha_{D, q}$ 为傅立叶展开的待定系数. 由式(2a)可知粗糙面上的散射场为

$$\psi_s(r) = \psi(r) - \psi_i(r) = \int_{-\infty}^{\infty} [\psi(r') \hat{n} \cdot \nabla G(r, r')] dx' - \int_{-\infty}^{\infty} [G(r, r') \hat{n} \cdot \nabla \psi(r')] dx' \quad (7)$$

粗糙面的散射场通常又可以表示为如下形式

$$\psi_s(r) = \sum_{i=N_1, \dots, N_2}^{\infty} B_p \exp(jk_p^+ \cdot r) \quad (8)$$

其中 k_p^+ 表示散射波矢, 它可以表示为

$$k_p^+ = k_{xp}\hat{x} + k_{zp}\hat{z}, k_{xp} = k \sin \theta_s = k \sin \theta_i + K \sum_{n=N_1}^{N_2} p_n b^n, \quad (9)$$

$$k_{zp} = (k^2 - k_{xp}^2)^{1/2}$$

式(9)中的第二式为准周期分形粗糙面所满足的光栅方程, 散射场按 Floquet 模式沿各散射方向传播^[4]. 式(8)中的系

数 B_p 称为散射振幅^[7]. 显然要求得 B_p 必须先对式(7)加以求解. 事实上对于导体粗糙表面, 由边界条件知 $\psi(r) = 0$, 式(7)中等号右边的第二项即为文献[7]中导体粗糙面的结果, 写成矩阵形式即为

$$R_D = Q_D^+ \cdot \alpha'_{D, q} \quad (10)$$

其中

$$\alpha'_{D, q} = \frac{1}{4\pi} \alpha_{D, q} \exp(-jq \cdot \phi) \quad (11)$$

矩阵 Q_D^+ 的矩阵元素可以表示为^[7]

$$Q_{D, qp}^+ = (-1)^{m(p) + m(q)} \frac{k}{k_{zp}} \exp(jp \cdot \phi) \sum_{m=1}^M W_{PM}(K_m) \cdot \prod_{n=N_1}^{N_2} J_{p_n - q_n} [k_{zp} \delta_{Cn} K_m b^{(D-1)n}] \quad (12)$$

$$\text{这里 } C_n = \frac{\sqrt{2} [D(D-1)]^{1/2}}{[1 - (D-1)^2]^{1/2}}, m(p) = \sum_{n=N_1}^{N_2} p_n,$$

$$m(q) = \sum_{n=N_1}^{N_2} q_n, \phi = (\phi_{N_1}, \dots, \phi_{N_2}).$$

关于式(7)中等号右边的第一项积分, 求解方法同处理第二项类似. 将式(5)代入式(7)等号右边的第一项, 并利用格林函数中指数函数的 Bessel 函数展开, 可以得到如下的矩阵形式

$$R_K = Q_K^+ \cdot \alpha'_{K, q} \quad (13)$$

其中

$$\alpha'_{K, q} = \frac{1}{4\pi} \alpha_{K, q} \exp(-jq \cdot \phi) \quad (14)$$

矩阵 Q_K^+ 的矩阵元素可以表示为

$$Q_{K, qp}^+ = (-1)^{m(p) + m(q)} \frac{k^2 - k_{xp}k_{xq}}{k_{zp}^2} \exp(jp \cdot \phi) \sum_{m=1}^M W_{PM}(K_m) \cdot \prod_{n=N_1}^{N_2} J_{p_n - q_n} [k_{zp} \delta_{Cn} K_m b^{(D-1)n}] \quad (15)$$

因此根据式(7)、(8)及得到的 R_D 和 R_K , 式(8)中散射振幅 B_p 可以表示为如下的矩阵形式

$$B = R_K - R_D = Q_K^+ \cdot \alpha'_{K, q} - Q_D^+ \cdot \alpha'_{D, q} \quad (16)$$

显然上式中的系数 $\alpha'_{K, q}$, $\alpha'_{D, q}$ 还未确定. 类似于导体粗糙面散射振幅确定方法^[7], 同样由式(2b)可得

$$\psi_t(r) = \sum_{i=N_1, \dots, N_2}^{\infty} A_p \exp(jk_p^- \cdot r) \quad (17)$$

其中 $k_p^- = k_{xp}\hat{x} - k_{zp}\hat{z}$, A_p 也可以表示为矩阵形式

$$A = Q_K^- \cdot \alpha'_{K, q} - Q_D^- \cdot \alpha'_{D, q} \quad (18)$$

矩阵 Q_K^- 和 Q_D^- 的矩阵元素可以表示为

$$Q_{K, qp}^- = \frac{k^2 - k_{xp}k_{xq}}{k_{zp}^2} \exp(jp \cdot \phi) \sum_{m=1}^M W_{PM}(K_m) \prod_{n=N_1}^{N_2} J_{p_n - q_n} [k_{zp} \delta_{Cn} K_m b^{(D-1)n}] \quad (19)$$

$$Q_{D, qp}^- = \frac{k}{k_{zp}} \exp(jp \cdot \phi) \sum_{m=1}^M W_{PM}(K_m) \prod_{n=N_1}^{N_2} J_{p_n - q_n} [k_{zp} \delta_{Cn} K_m b^{(D-1)n}] \quad (20)$$

同理根据式(7)及与式(8)类似的 Fourier 展开并结合式(3)可得

$$T_K^+ \cdot \alpha'_{K,q} - T_D^+ \cdot \alpha'_{D,q} = 0 \quad (21)$$

其中矩阵 T_K^+ 和 T_D^+ 的矩阵元素只需分别将式(15)、(12)中的 k_{zp} 换成介质中的 k_{zmp} 即可。因此结合式(16)、(18)和(21)可得散射振幅矩阵为

$$B = [Q_K^+ \cdot \eta T_K^{+^{-1}} T_D^+ - Q_D^+] \cdot \alpha'_{D,q} = W_1(\eta) \cdot W_2^{-1}(\eta) A \quad (22)$$

其中

$$\begin{aligned} W_1(\eta) &= Q_K^+ \cdot \eta T_K^{+^{-1}} T_D^+ - Q_D^+, \\ W_2(\eta) &= Q_K^- \cdot \eta T_K^{+^{-1}} T_D^+ + Q_D^- \end{aligned} \quad (23)$$

3 数值计算结果和讨论

我们首先利用式(22)计算了由式(1)所示的分形粗糙海面的散射振幅(B的模值)。这里取式(1)中的 $b = e$, $K = 1/(5\lambda)$, 海面上的风速 $u_w = 8 \text{ m/s}$, $N_1 = 0$, $N_2 = 4$, $M = 5$, 粗糙海面的照射尺度 $L = 40\lambda$, 高度起伏均方根 $\delta = 0.1\lambda$, 取海面介电常数 $\epsilon_r = (48.3, 34.9)^{[1]}$ 。图1(a)、(b)分别给出了 HH、VV 极化条件下, 入射角为 45° , 分维 $D = 1.5$ 时通过扩展边界条件法获得的双站散射振幅的角分布。由文献[8]知, 当分形海面 $D = 1.5$ 时, 海面的相关长度 $l = 1.4\lambda$, 此时的均方根斜率近似为 0.1, 满足基尔霍夫小斜率近似(均方根斜率小于 0.25)。做为比较同时为了验证采用扩展边界条件法的正确性, 图1中还利用文献[8]中的基尔霍夫近似计算了该分形海面的散射振幅角分布。从图中可以发现, 无论是 HH 极化还是 VV 极化, 采用两种方法所得结果有较好的吻合。另外从图中还可看出, 对于 45° 角入射, 在镜反射方向出现了较大的散射峰值, 在镜反射方向的周围还有大量的旁瓣。在后向同样出现了散射峰, 这与采用扩展边界条件法处理导体分形粗糙面所得结论是类似的^[7]。

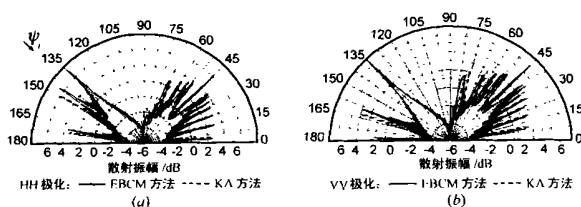


图1 采用 EBCM 和 KA 法时分形海面散射振幅角分布的比较

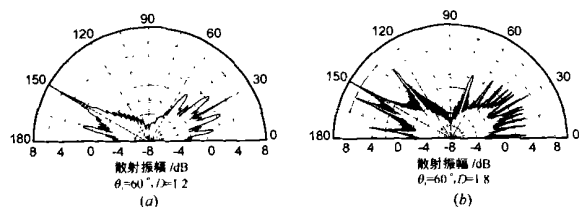


图2 不同海面分维下散射振幅角分布比较

为了进一步分析海面分维 D 对散射振幅方向图的影响, 图2(a)、(b)利用扩展边界条件法分别给出了入射角为 60° , $D = 1.2$ 和 $D = 1.8$ 时的散射振幅角分布(HH 极化), 图中其

他计算参数同图1。事实上当 $D = 1.2$ 和 $D = 1.8$ 时, 海面的相关长度分别为 1.7λ 和 0.5λ , 此时海面的均方根斜率分别为 0.08 和 0.28, 显然在 $D = 1.8$ 时已不满足基尔霍夫小斜率近似。从图中可以看出随着分维的增大, 海面的粗糙程度增大, 海面的相关长度逐渐由大于入射波长变为小于入射波长, 这时在镜反射方向及后向周围出现了更为显著的旁瓣, 这说明当粗糙度较小时, 海面的散射主要与近“光滑”的粗糙面的相干散射有关, 大部分电磁波散射集中到镜向和后向方向。随着粗糙度的增加, 非相干散射作用明显, 大量的非相干散射逐渐出现在其他散射方向, 且旁瓣的峰值同时随分维的增加而有增大的趋势。

需要说明的是式(1)中的海表面空间波数 K 对散射方向图也有较大的影响, 这对粗糙面遥感也有重要意义。经过计算可以发现对确定的分维, 当空间波数 K 较小时, 在镜反射方向及后向周围同样有较多的旁瓣出现。事实上空间波数较小时, 粗糙面的空间波长相对较大, 空间波长相对于入射波长也越大, 这里以入射波长作为探测“尺码”, 此时它可以探测到粗糙面更为精细的小尺度起伏, 因此在镜向周围非相干散射突出, 会有更多的旁瓣出现。通过计算我们还会发现当入射波长远小于空间波长时, 其计算结果将趋近于几何光学近似; 反之当入射波长远大于空间波长, 这时的分形粗糙面可视为光滑表面处理。

4 结论

本文利用粗糙面散射的扩展边界条件法, 将以往的分形导体粗糙面的电磁散射理论推广到了考虑实际海谱分布的介质分形海面的散射, 同时给出了相应的数值计算结果。通过与基尔霍夫小斜率近似的计算比较, 对扩展边界条件法所得结果进行了验证。有关计算结果表明, 当海面分维超过 1.8 时, 经典的基尔霍夫近似不再适用, 而扩展边界条件法却不受此限制。通过计算我们还发现, 无论是何种极化状态, 分维 D 和海面的空间波数 K 决定着散射振幅的角分布, 特别是镜向和后向周围旁瓣的数目和幅值大小。随着分维和空间波长的增加, 镜向和后向周围非相干散射突出, 会出现更多的旁瓣。当然本文所采用的方法和计算理论推导均是基于具有准周期特征的分形函数, 因此所得结果也仅局限于具有确定函数表征的分形粗糙海面的散射, 有关计算结果还需进一步的实验验证, 对于采用扩展边界条件法处理更为一般的具有高斯或指数谱分布的粗糙面散射还有待于继续。

参考文献:

- [1] F T Ulaby, et al. Microwave Remote Sensing [M]. Addison-Wesley Publishing, 1982. Vol. 2, Chap. 12.
- [2] P C Waterman. Matrix formulation of electromagnetic scattering [J]. Proc IEEE, 1965, 53(5): 805 - 811.
- [3] S L Chuang, J A Kong. Scattering of waves from periodic surfaces [J]. Proc IEEE, 1981, 69(7): 1132 - 1144.
- [4] J A Sanchez, M Nieto-Vesperinas. Light scattering from random rough surface [J]. J Opt Soc Am A, 1991, 8(8): 1270 - 1286.

- [5] F Berizzi et al. Fractal analysis of the signal scattered from the sea surface [J]. IEEE Trans on Antennas Propagat ,1999 ,47 (2) :324 - 338.
- [6] D L Jaggard , X Sun. Fractal surface scattering: A generalization Rayleigh solution [J]. J Applied Phys ,1990 ,68 (11) :5456 - 5462.
- [7] S Savaidis , P Frangos , D L Jaggard , K Hizanidis. Scattering from fractally corrugated surfaces with use of the extended boundary condition method [J]. J Opt Soc Am A ,1997 ,14 (2) :475 - 485.
- [8] 郭立新, 吴振森. 考虑海谱分布的动态分形海面的电磁散射 [J]. 电子学报, 2001 ,29 (9) :1287 - 1289.

作者简介:



郭立新 男,1968 年 9 月生于陕西省西安市,1993 年在西安电子科技大学获理学硕士学位,1999 年在中国科学院陕西天文台获理学博士学位,2001 年至 2002 年在韩国庆北国立大学电磁波实验室作访问学者,现为西安电子科技大学理学院教授,博士生导师,IEEE 会员,发表学术论文 70 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

三等奖一项,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.

金彩英 男,1953 年 3 月生于韩国大邱,韩国国立庆北大学电子工程与计算机科学学院教授,主要从事城市环境中的电波传播和目标散射特性研究.

吴振森 男,1946 年 11 月生于湖北省沙市市,现为西安电子科技大学理学院教授,博士生导师,近几年主要从事非均匀介质中电磁(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.