

考虑曲率修正效应时粗糙面电磁散射的微扰法

郭立新, 吴振森, 姚纪欢, 张延冬
(西安电子科技大学理学院, 陕西西安 710071)

摘要: 本文在分析传统粗糙面电磁散射微扰法的基础上, 给出了一种新的考虑曲率修正效应的微扰法, 解决了传统微扰法计算掠入射散射时的误差问题. 文中同时采用传统微扰法和考虑曲率修正效应的微扰法对实际粗糙面的后向散射截面做了计算, 并与有关实验测量结果做了比较, 结果表明无论是中、小角度入射, 还是掠入射, 采用考虑曲率修正效应的微扰法的计算是准确的.

关键词: 曲率效应; 粗糙面; 电磁散射; 微扰法

中图分类号: O451 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112(2002)03-0328-04

Small Perturbation Method of Electromagnetic Scattering from Rough Surface with Considering the Effect of the Curvature of the Surface

GUO Li-xin, WU Zhen-sen, YAO Ji-huan, ZHANG Yan-dong
(School of Science, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China)

Abstract: A new classical small perturbation method of electromagnetic scattering from rough surface with consideration of the effect of the curvature of the surface is presented. The problem of scattering error due to this method at a grazing angle is solved. Comparing with a set of measured data, numerical computations of the backscattering radar cross section for actual natural rough surface by the classical and new small perturbation methods are given. The results show that the new small perturbation method is validity for the small, moderate and grazing angle incidence.

Key words: the effect of the curvature; rough surface; electromagnetic scattering; small perturbation 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取得了一系列重要的进展, 许多理论和工程上的问题需要对粗糙面散射问题进行研究^[1, 2]. 粗糙面的电磁散射问题除了在电磁波与陆地和海面的相互作用中可以遇到, 还在其它许多情况下都能遇到, 如电磁波与雨云湍流、冰雪、生物体组织和复合工程材料等的相互作用, 这些都已成为现代电磁波传播、通信、遥感、材料几何、辐射、目标识别分类、环境系统监测、生物医学诊断、工程材料测试等众多不同学科共同感兴趣的课题.

计算粗糙面的电磁散射实际上是在一定的边界条件下求解 Maxwell 方程. 由于边界是很不规则的粗糙面, 所以人们很难得到其精确的解析解. 为此人们通常采用一定的物理近似使边界成为规则的, 或者通过分析电磁波与粗糙面相互作用的物理过程, 忽略一些次要作用, 这就构成了所谓的计算粗糙面电磁散射的近似方法, 其中微扰法是处理弱起伏粗糙面散射的一种重要方法, 但是该方法有一定的使用范围, 尤其对于掠入射(低擦地角)问题, 如何扩大其有效性和计算精度是人们一直关心和值得进一步研究的问题^[3, 4]; 目前有关掠入射

时粗糙面波散射研究发展较快, 低掠入射风驱海面的散射回波与低飞技术、导弹制导、舰艇目标识别是国际上研究的热点, IEEE(AP)98 年第一期曾出版了掠入射散射专集, 而对于传统的微扰法处理掠入射散射问题还未解决. 本文在分析传统微扰法的基础上, 研究了精度更高的考虑曲率修正效应的微扰法, 对经典的微扰法做了推广, 解决了大入射角粗糙面的电磁散射问题, 所得数值计算结果与有关文献的测量结果吻合得很好.

2 传统的微扰法

微扰法是七十年代后期发展起来的处理粗糙面散射的经典方法之一^[1, 5]. 这一方法认为散射场可以用沿远离边界传播的未知振幅的平面波叠加, 未知幅值通过要求每阶微扰满足边界条件及微分关系获得. 这种表示通常称为 Rayleigh 假设, 并受固有 Rayleigh 误差的影响. 该方法适用于表面高度起伏小于入射波长的情况. 微扰法除对均方高度有要求外, 表面平均斜度应该与波数和表面均方高度之积有同一数量级. 用数学表达式可以表示为:

$$k\delta < 0.3, \sqrt{2}\delta/l < 0.3$$

δ 和 l 分别表示均方根高度和相关长度. 事实上对微扰法来说, 不存在很精确的有效性条件, 不同的研究工作者在研究各种特定表面时, 可以得出一些不同条件. 这里的两个条件也只能作为其中一种散射模式推导时的一种准则. 考虑一平面电磁波 $\hat{p}E_p^{(i)} \exp(ik_1 r)$ 入射到一个二维随机粗糙面上, 如图 1 所示, p 代表 h (水平) 或 v (垂直) 极化.

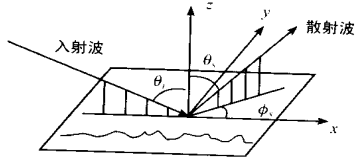


图 1 二维随机粗糙面电磁散射几何示意图

根据微扰法近似, 应用矢量的一阶散射近似理论可以获得在 Fraunhofer 区单位照射面积的非相干散射截面^[1, 2]:

$$\sigma_{rt} = 8k_1^4 \cos^2 \theta_i \cos^2 \theta_s | \alpha_{rt} |^2 S(k_x + k_1 \sin \theta_i, k_y) \quad (2)$$

式中 $r, t = h, v$ 表示不同的极化状态, 其中

$$k_x = -k_1 \sin \theta_s \cos \phi_s, k_y = -k_1 \sin \theta_s \sin \phi_s \quad (3)$$

而极化系数

$$\begin{aligned} \alpha_{hh} &= \frac{(\epsilon_r - 1) \cos \phi_s}{[\cos \theta_i + (\epsilon_r - \sin^2 \theta_i)^{1/2}] [\cos \theta_s + (\epsilon_r - \sin^2 \theta_s)^{1/2}]} \\ \alpha_{hv} &= \frac{(\epsilon_r - 1)(\epsilon_r - \sin^2 \theta_i)^{1/2} \sin \phi_s}{[\epsilon_r \cos \theta_i + (\epsilon_r - \sin^2 \theta_i)^{1/2}] [\cos \theta_s + (\epsilon_r - \sin^2 \theta_s)^{1/2}]} \\ \alpha_{vh} &= \frac{-(\epsilon_r - 1)(\epsilon_r - \sin^2 \theta_i)^{1/2} \sin \phi_s}{[\cos \theta_i + (\epsilon_r - \sin^2 \theta_i)^{1/2}] [\epsilon_r \cos \theta_s + (\epsilon_r - \sin^2 \theta_s)^{1/2}]} \\ \alpha_{vv} &= \frac{(\epsilon_r - 1) [\epsilon_r \sin \theta_i \sin \theta_s - \cos \phi_s (\epsilon_r - \sin^2 \theta_i)^{1/2} (\epsilon_r - \sin^2 \theta_s)^{1/2}]}{[\epsilon_r \cos \theta_i + (\epsilon_r - \sin^2 \theta_i)^{1/2}] [\cos \theta_s + (\epsilon_r - \sin^2 \theta_s)^{1/2}]} \end{aligned} \quad (4)$$

式中第一下标表示散射波的极化状态, 第二下标表示入射波的极化状态. ϵ_r 是下层介质相对于上层介质的相对介电常数. 式(2)中的功率谱密度 S 是高度起伏自相关函数的二维傅立叶变换. 如果要研究镜反射平面内的散射场 ($\phi_s = 0, \pi$), 此时的双站归一化散射截面为:

$$\sigma_{rt} = 8k_1^4 \cos^2 \theta_i \cos^2 \theta_s | \alpha |^2 S[k_1(\sin \theta_i \mp \sin \theta_s)] \quad (5)$$

式中 \mp 对应于 $\phi_s = 0, \pi$. 对于后向散射情况, $\theta_i = \theta_s, \phi_s = \pi$, 式(4)中的交叉极化部分 $\alpha_{hv} = \alpha_{vh} = 0$, 而

$$\begin{aligned} \alpha_{hh} &= \frac{\epsilon_r - 1}{[\cos \theta_i + (\epsilon_r - \sin^2 \theta_i)^{1/2}]^2} \\ \alpha_{vv} &= \frac{(\epsilon_r - 1)[(\epsilon_r - 1) \sin^2 \theta_i + \epsilon_r]}{[\epsilon_r \cos \theta_i + (\epsilon_r - \sin^2 \theta_i)^{1/2}]^2} \end{aligned} \quad (6)$$

此时归一化后向散射截面可以写为:

$$\sigma_{rt}^0 = 8k_1^4 \cos^4 \theta_i | \alpha_{rt} |^2 S(2k_1 \sin \theta_i) \quad (7)$$

3 考虑曲率修正效应的微扰法

前已述及, 微扰法主要适用于微起伏的粗糙面, 而这种方法的推导是基于微起伏在平面之上的. 但是实际中微起伏一般是基于有一定曲率的曲面上, 如果在微扰法中考虑到微起伏是基于一定的曲面上, 会得到什么样的结果, 它和原来的微扰法又有什么样的关系呢? 我们考虑半径为 R 的圆柱表面有微起伏的情形, 如图 2 所示, 即假设入射点处的粗糙面曲率半径为 R , 当 $R \rightarrow \infty$ 时, 曲面变为平面, 即退化到经典微扰法情形.

设一入射平面波由介质 1 向介质 2 入射, 两介质的介电常数分别为 ϵ_1 和 ϵ_2 , 入射角为 α (即掠入射角, $\alpha = \pi/2 - \theta_i$). 将入射波和散射波看作是柱面波的迭加并做展开, 然后利用电磁场所满足的边界条件确定其展开系数, 对于水平极化入射波和散射波而言:

$$E_i = \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_n H_n^{(1)}(k_1 r) \exp(in\varphi) \quad (8)$$

$$E_s = \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_n a_n H_n^{(2)}(k_2 r) \exp(in\varphi) \quad (9)$$

其中 $E_n = E_0(-i)^n/k_1$, 根据边界条件可以求得散射场的展开系数:

$$a_n = \frac{-\sqrt{\epsilon_1} H_n^{(1)}(k_1 R) H_n^{(1)'}(k_2 R) + \sqrt{\epsilon_2} H_n^{(1)'}(k_1 R) H_n^{(1)}(k_2 R)}{\sqrt{\epsilon_1} H_n^{(2)}(k_1 R) H_n^{(1)'}(k_2 R) - \sqrt{\epsilon_2} H_n^{(1)}(k_1 R) H_n^{(2)'}(k_2 R)} \quad (10)$$

假定 $k_1 R \gg 1, k_2 R \gg 1$, 由文献[6]可得:

$$H_n^{(1)}(k_1 R) = \left(\frac{2}{\pi R q_1}\right)^{1/2} \exp(ic_1) A_n \quad (11)$$

$$H_n^{(1)'}(k_1 R) = \frac{i}{k_1} \left(\frac{2q_1}{\pi R}\right)^{1/2} \exp(ic_1) B_n$$

$$H_n^{(1)}(k_2 R) = \left(\frac{2}{\pi R q_2}\right)^{1/2} \exp(ic_2) A_n \quad (12)$$

$$H_n^{(1)'}(k_2 R) = \frac{i}{k_2} \left(\frac{2q_2}{\pi R}\right)^{1/2} \exp(ic_2)$$

其中 $c_1 = k_1 R(\sin \alpha - \alpha \cos \alpha) - \pi/4, c_2 = k_2 R(\sin \beta - \beta \cos \beta) - \pi/4, \cos \beta = (\epsilon_1/\epsilon_2)^{1/2} \cos \alpha, q_1 = k_1 \sin \alpha, q_2 = (k_2^2 - k_1^2 \cos^2 \alpha)^{1/2}$, 而 $H_n^{(2)}(x) = (H_n^{(1)}(x^*))^*$. 同理对于垂直极化入射波, 可作类似讨论. 将获得的散射场(式(9))用于矢量的一阶散射近似理论, 可以获得考虑曲率修正效应后的非相干散射截面:

$$\begin{aligned} \sigma_{rt} &= 8k_1^4 \cos^2 \theta_i \cos^2 \theta_s | \alpha_{rt} |^2 c_{rt}(\alpha, k_1 R) S(k_x + k_1 \sin \theta_i, k_y) \\ &= c_{rt}(\alpha, k_1 R) [\sigma_{rt}(\alpha)]_{R=\infty} \end{aligned} \quad (13)$$

对于后向散射截面可以写为:

$$\begin{aligned} \sigma_{rt}^0 &= 8k_1^4 \cos^4 \theta_i | \alpha_{rt} |^2 c_{rt}(\alpha, k_1 R) S(2k_1 \sin \theta_i) \\ &= c_{rt}(\alpha, k_1 R) [\sigma_{rt}^0(\alpha)]_{R=\infty} \end{aligned} \quad (14)$$

而 $[\sigma_{rt}(\alpha)]_{R=\infty}$ 和 $[\sigma_{rt}^0(\alpha)]_{R=\infty}$ 是不考虑曲率修正效应的微扰法结果(即式(2)和式(7)). 可见加上曲率修正的散射截面结果, 就是在原有散射截面公式的基础上乘上了一个曲率修正因子 $c_{rt}(\alpha, k_1 R)$. 对于后向散射它可以表示为:

$$c_{hh}(\alpha, k_1 R) = \frac{|q_1 + q_2|^4}{|q_2 A^* + q_1 B^*|^4} \quad (15)$$

$$c_{vv}(\alpha, k_1 R) = \frac{|\epsilon_1 q_1 + \epsilon_2 q_2|^4}{|\epsilon_1 q_2 A^* + \epsilon_2 q_1 B^*|^4} \quad (16)$$

而式(15), (16)中的 A, B 则可以分别表示为:

$$A = \sqrt{\frac{\pi l}{2}} H_{1/3}^{(1)}(t) \exp[i(\pi/12 - t)] \quad (17)$$

$$\begin{aligned} B &= -\frac{i}{3 \cos^2 \alpha} \sqrt{\frac{\pi}{2t}} [(1 - 3it \sin^2 \alpha) H_{1/3}^{(1)}(t) \\ &+ 3t H_{1/3}^{(1)'}(t)] \exp[i(\pi/12 - t)] \end{aligned} \quad (18)$$

$$t = \frac{1}{3} k_1 R \frac{\sin^3 \alpha}{\cos^2 \alpha} \quad (19)$$

需要说明的是, 以上的修正主要是考虑了入射波对曲面的绕射效应, 因此在大入射角入射时的计算精度得到了提高, 但由于只是对曲率的修正, 并未考虑到多次散射等的影响, 因此应用其解决低擦地角问题时, 仍有一定局限性.

4 数值计算及实验测量结果比较

我们首先利用式(15)、(16)对实际裸土粗糙面^[7]的曲率修正因子 $c_{rt}(\alpha, k_1 R)$ 在不同掠入射角 α 下随 R 的变化做了计算, 如图3所示, 其中 $\epsilon_1 = 1, \epsilon_2 = (15.34, 3.66)^{[7]}$, 入射频率 $f = 1.5\text{GHz}$ (L 波段, 波长 $\lambda = 20\text{cm}$), 而图4则给出了曲率修正因子随掠入射角 α 的变化.

从图3, 图4可以清楚地发现, 随着曲面曲率半径和掠入射角 α 的增加(入射角 θ_i 的减小), 无论是 hh 极化还是 vv 极化, 曲率修正因子 $c_{rt}(\alpha, k_1 R)$ 均是逐渐收敛于 1 的(即图中的 0dB), 且掠入射角越大, 曲率半径越大, 收敛越快. 因此由式(13)、(14)可知在中小入射角时, 用经典的微扰法计算散射截面是近似准确的, 此时无论曲率半径 R 的大小, $c_{rt}(\alpha, k_1 R)$ 均趋近于 1, 该修正方法结果退化到传统的微扰法结果. 但在大入射角下, 由于 $c_{rt}(\alpha, k_1 R) \neq 1$, 此时必须考虑曲率修正效应, 这也是以往用微扰法计算大角度入射时微粗糙面散射截面与实际测量结果存在误差的原因所在; 另外在入射点曲面曲率

半径较小时, 也必须考虑这一修正效应, 只有当曲率半径 $R \rightarrow \infty$ 时, 从理论上讲该曲率修正效应才可以忽略($c_{rt}(\alpha, k_1 R) \rightarrow 1$), 从图4中可知即使当 $R/\lambda = 100$ 时, 在 $\alpha < 7.5^\circ$ 时, $c_{rt}(\alpha, k_1 R)$ 仍不等于 1, 在计算大角度入射时的散射截面时还必须考虑曲率修正项的影响.

为了验证考虑曲率修正效应的微扰法的准确性, 我们利用该方法与有关文献的散射测量结果做了比较. 图5中我们对图3所示的实际裸土粗糙面的后向散射截面做了计算(hh极化), 并与实验测量结果做了比较. 事实上对于自然背景中的粗糙面(如陆地、海面等), 其功率谱满足在主要频率范围内满足负幂指数规律^[1, 8]:

$$S(f) = S_0 f^{-\gamma} \quad (20)$$

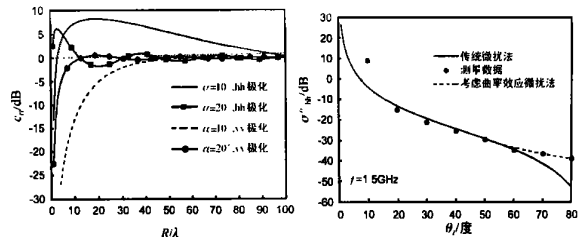


图3 曲率修正因子 $c_{rt}(\alpha, k_1 R)$ 图5 考虑曲率修正的裸土后向散射截面及测量结果

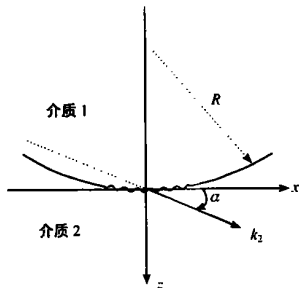


图2 基于曲面的微粗糙面的电磁散射

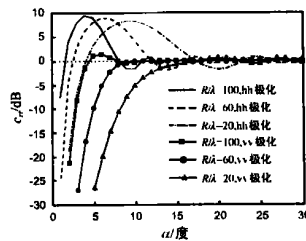


图4 曲率修正因子 $c_{rt}(\alpha, k_1 R)$ 随掠入射角的变化

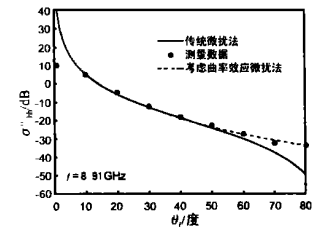


图6 考虑曲率修正的海面后向散射截面及测量结果

其中 S_0 为一常数 ($S_0 > 0$). 对于文献[5]的实际裸土, $S_0 = 3.5 \times 10^{-5}, \gamma = 0.5, k_1 \delta = 0.1, k_1 l = 2.6$. 从图中可以看出, 当入射角 $\theta_i \leq 60^\circ$ 时, 采用传统的微扰法和考虑曲率修正的微扰法所得结果基本一致. 当入射角大于 20° 时, 采用传统的微扰法计算所得的结果在中等入射角 ($20^\circ \leq \theta_i \leq 60^\circ$) 范围内与实际测量结果吻合得较好, 但在大入射角入射时 ($\theta_i > 60^\circ$), 与测量结果差别较大, 而采用考虑曲率修正的微扰法进行计算, 无论是在中等入射角, 还是在大入射角入射时, 所得的结果与实际测量结果均吻合的很好. 在采用曲率修正的微扰法时, 我们取 $R/\lambda = 20$. 事实证明, 在取 $10 \leq R/\lambda \leq 60$ 时, 均能获得与测量结果吻合较好的计算结果, 而当 $R/\lambda > 60$ 时, 计算结果与实际结果有一定误差.

图6中同样对实际海面^[1]的后向散射截面角分布做了计算(hh极化), 在此取测试频率 $f = 8.91\text{GHz}$, 均方根斜率为 $0.12, k_1 \delta = 0.13, k_1 l = 2.0, \epsilon_1 = 1, \epsilon_2 = (48.3, 34.9)$ 该粗糙海面同样满足负幂指数功率谱, 幂指数 $\gamma = 0.75, S_0 = 2.1 \times 10^{-5}$. 同样从图中可以看出, 在入射角 $10^\circ \leq \theta_i \leq 50^\circ$ 的范围内,

采用传统的微扰法与实验测试点有较好的吻合, 而一旦入射角大于 50° , 则与实验测量结果就有了较大误差. 反之, 若采用考虑曲率修正的微扰法进行计算, 取 $R/\lambda = 20$, 无论是中等入射角 $10^\circ \leq \theta_i \leq 50^\circ$, 还是在较大入射角 $\theta_i > 50^\circ$, 计算结果与实际测量结果均吻合得很好. 值得注意的是在小入射角情况下, 散射计算结果与测量结果相差较大, 这主要是由于在入射角较小时, 粗糙面低频分量所起作用较小的原因造成的, 此时可采用基尔霍夫近似来处理^[1, 2].

5 结束语

本文在分析传统粗糙面电磁散射微扰法的基础上, 将曲面曲率的调制作用包括进去, 给出了一种新的考虑曲率修正效应的微扰法, 提高了传统微扰法计算掠入射散射时的精度, 该方法主要是在原微扰法计算公式的基础上增加了一个修正因子, 当修正因子在曲率半径 $R \rightarrow \infty$ 时和入射角较小时, 该方法可以退化到传统的微扰法近似. 我们同时采用传统微扰法和考虑曲率修正效应的微扰法对有关文献中的实际粗糙面的

后向散射截面做了计算, 并与有关实验测量结果做了比较, 结果表明无论是中、小角度入射, 还是掠入射, 采用考虑曲率修正效应的微扰法的计算是准确的. 该方法还可以推广应用 to 粗糙面的双尺度法计算中去.

参考文献:

- [1] F T Ulaby, et al. Microwave Remote Sensing [M]. Vol. 2, Chap. 12, Addison Wesley Publishing, 1982.
- [2] J A Ogilvy. Theory of Wave Scattering from Random Rough Surface [M]. Adam Hilger, New York, 1991.
- [3] J R Apel. An improved model of the ocean wave vector spectrum and its effects on radar backscattering [J]. J Geophys. Res., 1994, 99: 16269 - 16291.
- [4] L B Wetzel. A model for sea backscatter intermittency at extreme grazing angles [J]. Radio Science, 1977, 12: 749- 756.
- [5] J M Soto Crespo, M Nieto Vesperinas, A T Friberg. Scattering from slightly rough random surfaces: A detailed study on the validity of the small perturbation method [J]. J. Opt. Soc. Am., 1990, 7(7): 1185- 1201.
- [6] A G Voronovich. Wave Scattering from Rough Surfaces [M]. New York: Springer Verlag, 1994.
- [7] Y Oh, K Sarabandi, F T Ulaby. An empirical model and an inversion technique for radar scattering from bare soil surfaces [J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, 1992, 30(2): 370- 381.
- [8] G Franceschetti, et al. Fractals and the small perturbation scattering model [J]. Radio Science, 1999, 34: 1043- 1054.

作者简介:

郭立新 男. 1968 年生于陕西西安. 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, 现为西安电子科技大学理学院教授, 硕士生导师, IEEE 会员. 发表学术论文 50 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. 目前主要从事电磁波和光波在随机介质中的传播和散射、军用目标激光散射特性研究及计算机电磁成像和非线性物理研究.

吴振森 男. 1946 年生于湖北沙市. 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.