

半空间电大涂敷目标散射的高频分析方法*

李晓峰† 谢拥军 王 鹏 杨 锐

(西安电子科技大学天线与微波技术国家重点实验室, 西安 710071)

(2007 年 9 月 1 日收到 2007 年 9 月 17 日收到修改稿)

研究了半空间内(海面、地面)电大尺寸涂敷目标散射的高频求解方法. 将半空间并矢格林函数引入物理光学方法中, 对半空间复杂环境影响进行考虑, 并利用阻抗边界条件考虑涂敷目标表面的复杂电磁散射, 推导出半空间物理光学分析方法, 同时结合图形电磁学, 对半空间电大涂敷目标进行消隐判断, 提取像素面元法矢量和深度缓存等有效信息, 快速有效地计算了半空间电大涂敷目标的雷达散射截面. 数值结果证明了方法的有效性和准确性.

关键词: 半空间物理光学方法, 半空间并矢格林函数, 图形电磁学, 雷达散射截面

PACC: 4110H, 4225F

1. 引 言

半空间背景下电大涂敷目标的电磁辐射和散射分析对于地下探测、地海面雷达目标隐身与识别工程具有重要的意义, 如何对半空间环境下的辐射和散射问题进行精确建模计算一直是计算电磁学中广为关注的课题. 目前国外基于各种高频算法^[1-6]涌现出了很多雷达散射截面计算机辅助分析和优化设计软件包, 其中较为著名的有美国国防电磁分析公司的 XPATCH, 麦道公司的 CADDSCAT, 英国皇家空军机构的 RESPECT, 西班牙的 GRECO 和 RANUS 等, 这些软件包虽然能够模拟并可实时完成自由空间电大尺寸目标 RCS 精确仿真, 但是到目前为止, 关于半空间电大涂敷目标的 RCS 高频计算方法还未见报道.

近年来, 国内外学者纷纷采用各种不同的算法对半空间电大尺寸目标特性进行分析, 取得了不少成果. 一方面, 有些学者试着采用有限元法^[7]与时域有限差法^[8]等微分方程方法去解决半空间电大尺寸目标的散射问题, 但是存在对传播空间的离散导致的巨大未知量以及强加截断边界所带来的截断误差等缺陷; 另一方面, 有些学者从积分方程入手, 将半空间格林函数与矩量法相结合^[9-11], 并引入快速多极子对较大尺寸目标进行计算, 但是由于现有计算

机内存和计算时间的限制, 还无法较好处理电大尺寸复杂涂敷目标的散射问题. 本课题组在利用高频算法对半空间电大导体目标散射特性研究的基础上^[12], 充分考虑了涂敷目标的复杂电磁散射特性, 将高频方法进一步引入到半空间电大涂敷目标散射的计算处理中.

本文研究了半空间内电大涂敷目标散射的高频求解方法. 将半空间并矢格林函数引入物理光学方法中, 考虑地面与涂敷目标间的相互电磁散射, 并利用阻抗边界条件考虑电大涂敷目标的复杂电磁散射特性, 给出半空间物理光学分析方法, 同时结合图形电磁学, 利用三维图形软件标准接口 OpenGL 将消隐后的目标图像显现在计算机屏幕上, 提取单位像素面元法矢量和深度值等有效信息^[3], 快速有效地计算出半空间电大涂敷目标的雷达散射截面.

2. 理论分析

考虑位于半空间环境中的电大尺寸涂敷目标, 如图 1 所示, 设 S 为涂敷表面, E^i 为照射到涂敷目标表面上的平面波. 在平面入射波照射下, 半空间涂敷目标与地面经过直接或相互间的反射、折射产生不同散射场 E_s, H_s .

$$E_s(\mathbf{r}') = -j\omega A(\mathbf{r}') - \nabla V_e - \frac{1}{\epsilon_0} \nabla \times \mathbf{F}, \mathbf{r}' \in S, \quad (1)$$

* 教育部新世纪优秀人才支持计划(批准号: NCET-04-0950)资助的课题.

† E-mail: lxf.xidian@yahoo.com.cn

$$\mathbf{H}_s(\mathbf{r}') = -j\omega\mathbf{F}(\mathbf{r}') - \nabla V_m + \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A}, \mathbf{r}' \in S, \quad (2)$$

式中, \mathbf{r}' 表示源点位置, \mathbf{A} 和 V_e 表示由面电流 $\mathcal{J}(\mathbf{r}')$ 产生的矢量位和标量位函数, \mathbf{F} 和 V_m 表示由面磁流 $\mathcal{M}(\mathbf{r}')$ 产生的矢量位和标量位函数。

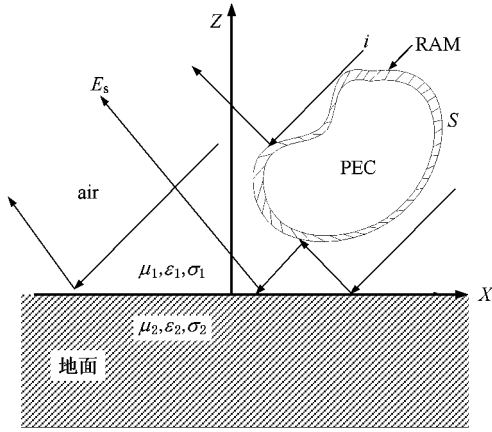


图1 半空间环境下的涂敷目标

现对半空间涂敷目标进行考虑,引入半空间格林函数,考虑地面与目标之间的相互作用影响,则目标表面电、磁矢量位和标量位较自由空间相比会有所改变,半空间电、磁矢量位和标量位可以表示为^[13]

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \mu_0 \int_S \overline{\mathbf{G}}_A(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathcal{J}(\mathbf{r}') dS', \quad (3)$$

$$V_e(\mathbf{r}) = \frac{-1}{j\omega\omega_0} \int_S \left[G_x^{qe}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial J_x}{\partial x'} + G_y^{qe}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial J_y}{\partial y'} + G_z^{qe}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial J_z}{\partial z'} \right] dS', \quad (4)$$

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \epsilon_0 \int_S \overline{\mathbf{G}}_F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathcal{M}(\mathbf{r}') dS', \quad (5)$$

$$V_m(\mathbf{r}) = \frac{-1}{j\omega\mu_0} \int_S \left[G_x^{qm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial J_x}{\partial x'} + G_y^{qm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial J_y}{\partial y'} + G_z^{qm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial J_z}{\partial z'} \right] dS', \quad (6)$$

式中, \mathbf{r} 与 \mathbf{r}' 分别表示场点和源点。

2.1. 半空间格林函数

考虑地面与半空间涂敷目标间的相互电磁散射影响,在半空间环境影响下,自由空间格林函数已经远远不能满足半空间电磁散射计算精度的要求,故我们引入半空间格林函数对半空间环境下目标的复

杂电磁特性进行考虑.半空间并矢格林函数可由电、磁矢量位和标量位函数表示,矢量位函数并不是可以唯一定义的,本文使用如下形式^[13]:

$$\overline{\mathbf{G}}_A = (\hat{x}\hat{x} + \hat{y}\hat{y}) \mathbf{G}_A^{xx} + \hat{z}\hat{x} \mathbf{G}_A^{zx} + \hat{z}\hat{y} \mathbf{G}_A^{zy} + \hat{z}\hat{z} \mathbf{G}_A^{zz}, \quad (7)$$

$$\overline{\mathbf{G}}_F = (\hat{x}\hat{x} + \hat{y}\hat{y}) \mathbf{G}_F^{xx} + \hat{z}\hat{x} \mathbf{G}_F^{zx} + \hat{z}\hat{y} \mathbf{G}_F^{zy} + \hat{z}\hat{z} \mathbf{G}_F^{zz}, \quad (8)$$

其中

$$\mathbf{G}_A^{yy} = \mathbf{G}_A^{xx}, \mathbf{G}_y^{ge} = \mathbf{G}_x^{qe}, \quad (9)$$

$$\mathbf{G}_F^{yy} = \mathbf{G}_F^{xx}, \mathbf{G}_y^{qm} = \mathbf{G}_x^{qm}, \quad (10)$$

式中, $\mathbf{G}_A^{xx}, \mathbf{G}_A^{zx}, \mathbf{G}_A^{zy}, \mathbf{G}_A^{zz}$ 为半空间电矢量位函数, $\mathbf{G}_x^{qe}, \mathbf{G}_y^{qe}, \mathbf{G}_z^{qe}$ 为半空间电标量位函数, $\mathbf{G}_F^{xx}, \mathbf{G}_F^{zx}, \mathbf{G}_F^{zy}, \mathbf{G}_F^{zz}$ 为半空间磁矢量位函数, $\mathbf{G}_x^{qm}, \mathbf{G}_y^{qm}, \mathbf{G}_z^{qm}$ 为半空间磁标量位函数.得到半空间矢量位和标量位函数如下:

$$G_A^{xx} = \frac{\mu}{4\pi} \left(-\frac{j}{2} \right) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_\rho}{k_z} H_0^{(2)}(\chi) (k_\rho \rho) \times [e^{-jk_z|z-z'|} + A_h^e e^{-jk_z z}] dk_\rho, \quad (11)$$

$$G_A^{zx} = -\frac{\mu}{8\pi} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_\rho}{k_z} H_0^{(2)}(\chi) (k_\rho \rho) \times \left[\frac{k_z}{k_\rho^2} (C_h^e - A_h^e) e^{-jk_z z} \right] dk_\rho, \quad (12)$$

$$G_x^{qe} = -\frac{j}{8\pi\epsilon} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_\rho}{k_z} H_0^{(2)}(\chi) (k_\rho \rho) \times \left[e^{-jk_z|z-z'|} + \frac{k^2 A_h^e + k_z^2 C_h^e}{k_\rho^2} e^{jk_z z} \right] dk_\rho, \quad (13)$$

$$G_A^{zz} = \frac{\mu}{4\pi} \left(-\frac{j}{2} \right) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_\rho}{k_z} H_0^{(2)}(\chi) (k_\rho \rho) \times [e^{-jk_z|z-z'|} + A_v^e e^{-jk_z z}] dk_\rho, \quad (14)$$

$$G_z^{qe} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \left(-\frac{j}{2} \right) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_\rho}{k_z} H_0^{(2)}(\chi) (k_\rho \rho) \times [e^{-jk_z|z-z'|} + C_v^e e^{-jk_z z}] dk_\rho, \quad (15)$$

其中

$$A_h^e = R_{TE} e^{-jk_z z'}, C_h^e = -R_{TM} e^{-jk_z z'} \quad (16)$$

$$A_v^e = R_{TE} e^{-jk_z z'}, C_v^e = -R_{TM} e^{-jk_z z'} \quad (17)$$

式中, R_{TE}, R_{TM} 为菲涅耳反射系数^[10], $H_0^{(2)}(\cdot)$ 为第二类零阶 Hankel 函数, k_x, k_y, k_z 为沿 x, y, z 方向上的传播常数, $k_\rho^2 = k_x^2 + k_y^2$.

对于半空间格林函数的求解,采用离散复镜像法^[14,15]进行计算,通过提取出被积函数的准动态项和表面波,将剩余部分利用 prony 方法展开成复指数序列,利用 Sommerfeld 等式将格林函数表示成为简洁闭式。

如前所述的空域格林函数各个分量都可以表示

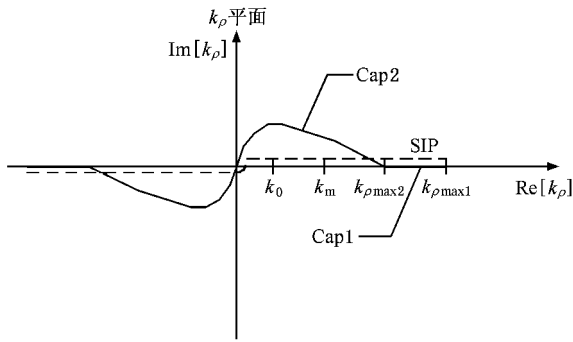


图 2 两级近似方法中位于 k_ρ 平面中的积分路径

为如下的统一形式：

$$G = \frac{1}{4\pi} \int_{SIP} \tilde{G}(k_\rho) H_0^{(2)}(k_\rho) k_\rho dk_\rho, \quad (18)$$

其中 \tilde{G} 为谱域格林函数, $H_0^{(2)}$ 为零阶第二类汉克尔函数, SIP 为图 2 中虚线所示的 Sommerfeld 积分路径. 通过两级近似的离散复镜像方法变换积分路径, 将原来在 SIP 上的积分变换到路径 Cap1 + Cap2 上的积分, 半空间并矢格林函数的电、磁标量位和矢量位的具体表达式可以由文献 [16, 17] 得到.

2.2. 半空间目标消隐的实时图像处理

上面已引入半空间格林函数对半空间电大涂敷目标散射进行考虑, 由于采用物理光学近似, 所以需要对半空间目标进行遮挡和消隐判断. 这里我们结合图形电磁学, 提取目标图像可视部分的有效信息进行求解计算.

图形电磁学 (GRECO) 方法是西班牙学者首先提出的一种雷达散射截面预估方法^[31]. 这是一种将目标的计算机辅助设计建模、计算机图形学和高频雷达散射截面计算相结合的方法. GRECO 方法充分利用了计算机硬件优势, 借助于计算机显示技术, 由图形加速卡完成最困难、最费时的遮挡和消隐工作.

对于固定大小的视窗而言, 计算目标 RCS 所需的时间和存储要求与目标的复杂性和电尺寸无关. 通过三维图形软件标准接口 OpenGL, 利用参数表面拟合目标外形, 采用硬件加速卡对目标和背景像素进行显示和自动消隐, 然后根据像素的分辨率实现面元的自动剖分, 同时利用光照模型对目标进行着色渲染, 在 \hat{x} , \hat{y} , \hat{z} 三个方向上面利用红、绿、蓝三种单色光对目标进行照射, 则显卡的内存中就为每个像素点均匀保存其颜色值 (RGB) 和深度值等信息. 通过 OpenGL 图像处理函数读取像素点的 (R, G, B)

颜色分量, 可以求取法向矢量的三分量 n_x, n_y, n_z , 同理, 只要改变相关的参数, 就可以从帧缓存区的深度缓存区读取深度值 Z , 从而得到面元间相对相位 R .

求得单位像素的法矢量和深度值后, 提取单位像素包含的涂敷信息, 利用阻抗边界条件计算得到单位面元像素上的垂直极化和平行极化反射系数, 再结合半空间物理光学分析方法, 可以得到所求半空间电大涂敷目标的雷达散射截面.

2.3. 半空间物理光学方法

前面, 我们已利用半空间格林函数对半空间环境及地面与目标间的相互电磁影响进行了计算, 同时结合图形电磁学对目标的遮挡和消隐进行判断. 现利用阻抗边界条件对涂敷目标的电磁散射特性进行考虑, 则涂敷目标表面的电流和磁流可以表示为^[10]

$$J_s = \frac{1}{z} (-e_\perp^i (i \cdot n) - R_\perp e_\perp^s (s \cdot n)) E_\perp + \frac{1}{z} ((n \times e_\perp^i) + R_\parallel (n \times e_\perp^s)) E_\parallel \quad (19)$$

$$M_s = ((e_\perp^i \times n) + R_\perp (e_\perp^s \times n)) E_\perp - (e_\perp^i (n \cdot i) + R_\parallel (n \cdot s)) E_\parallel, \quad (20)$$

其中^[18, 19]

$$R_\perp = \frac{(\eta_\perp \cos \theta_i) - 1}{(\eta_\perp \cos \theta_i) + 1}, \quad (21)$$

$$R_\parallel = \frac{\eta_\parallel - \cos \theta_i}{\eta_\parallel + \cos \theta_i}.$$

单位矢量 e_\perp, e_\parallel^i 和 e_\parallel^r 分别为垂直入射面极化方向、平行入射面和散射面极化方向. R_\perp, R_\parallel 分别为半空间涂敷表面在垂直极化和水平极化时的反射系数, $\eta_\perp, \eta_\parallel$ 分别为等效表面阻抗参数 η 的场极化形式.

$$\eta_\perp = j \frac{1}{\cos \theta_2} \frac{N_1}{N_2} \frac{\mu_1}{\mu_2} \tan(N_2 k_1 d \cos \theta_2), \quad (22)$$

$$\eta_\parallel = j \cos \theta_2 \frac{N_1}{N_2} \frac{\mu_1}{\mu_2} \tan(N_2 k_1 d \cos \theta_2), \quad (23)$$

$$\cos \theta_2 = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_1}{\mu_2 \epsilon_2}}, \quad (24)$$

$$N_i = \sqrt{u_i \epsilon_r}, \quad i = 1, 2, \quad (25)$$

式中 θ_1, θ_2, d 分别为空气与 RAM 涂层的入射角、折射角和涂层厚度, N_1, N_2 为 RAM 涂层的折射指数.

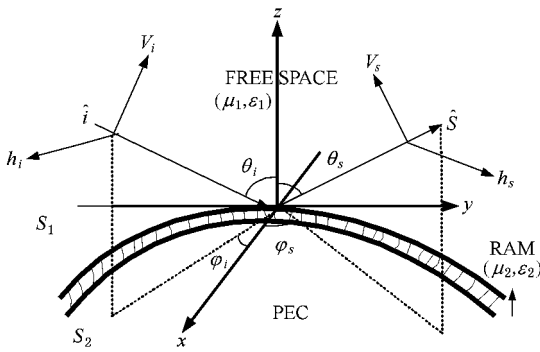


图3 半空间电大涂敷目标局部示意图

如图3所示,当散射体长度 $l \gg \lambda$ 时,对于半空间电大涂敷目标的散射问题,散射体可以视为若干独立散射中心的集合进行处理.在远场条件下,散射体上面及其附近的源到远场观察点的距离远远大于散射体尺寸,可做如下近似:

$$\nabla \Phi \approx jk \hat{s} \Phi. \quad (26)$$

将(3)–(5)(19)(20)式代入(1)式,得半空间涂敷目标散射场 E^s :

$$\begin{aligned} E^s(\mathbf{r}) = & -j\omega\mu_0 \int_S \mathbf{G}_A(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}') \lambda dS \\ & + \frac{k \cdot \hat{s}}{\omega \cdot \epsilon_0} \left[G_x^{qe} \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{J}(\mathbf{r}') \right. \\ & + G_y^{qe} \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{J}(\mathbf{r}') + G_z^{qe} \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{J}(\mathbf{r}') \left. \right] d\mathbf{r}' \\ & - j\omega\epsilon_0 \int_{S'} \bar{\mathbf{G}}_F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}') \lambda dS'. \quad (27) \end{aligned}$$

根据目标表面上各个散射部件的相对相位关系以及散射场的极化关系,可将 RCS 重新定义为如下复数量^[20]:

$$\sqrt{\sigma} = \lim_{R \rightarrow \infty} 2\sqrt{\pi R} \frac{E_s \cdot \hat{e}_r}{E_0} \exp(jkR), \quad (28)$$

式中 $\sqrt{\sigma}$ 表示各散射中心的复数散射场, R 是从雷达到该散射中心的双程距离, \hat{e}_r 是接受装置电极化方向的单位矢量.

3. 计算实例

现有软件仅能对半空间电大尺寸涂敷平板、涂敷球体等简单规则物体进行考虑,对于十几个波长以上的半空间较复杂目标,就会由于计算机内存和计算时间的限制而无法进行处理,所以可以在与半空间简单电大尺寸涂敷目标散射结果进行比较验证的前提下,将此方法推广到半空间电大尺寸或超大电尺寸复杂涂敷目标.

当利用半空间物理光学方法和高频局部性原理,将计算目标由半空间电大简单涂敷目标应用到电大复杂涂敷目标时,对于可见面元部分的散射场计算是相同的,仅仅增加了 OpenGL 对目标进行遮挡判断的计算量.因此,此方法具有一定的普遍性.

为了验证半空间物理光学方法的正确性,下面给出两个具体算例.

首先对半空间环境下电大涂敷平板进行验证,图4所示的是边长为 $8\lambda \times 8\lambda$, 距离地面为 $\lambda/4$ 的涂敷平板,涂敷材料相对介电常数 $\epsilon_r = 16.3 - j1.62$, 相对磁导率为 $\mu_r = 1.49 - j1.67$, 厚度 $d = 0.001 \text{ m}$, 土壤的相对介电常数 $\epsilon_r = 4.0$, 相对磁导率 $\mu_r = 1.0$, 电导率 0.01 s/m , 频率 $f = 10 \text{ GHz}$, 将计算结果与 FEKO 仿真结果进行比较验证,结果如图4.

从图4可以看到,计算结果能够较好的分布在仿真结果周围,整体趋势较为符合.在偏离法线较小

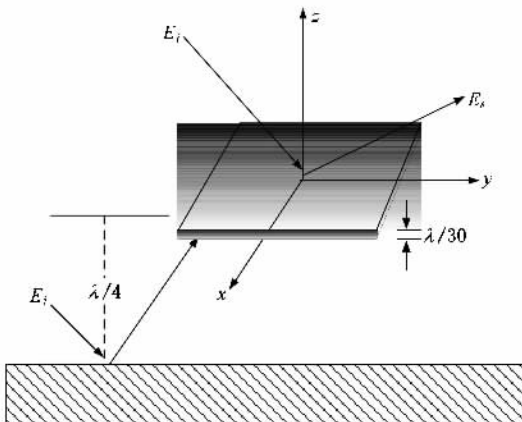
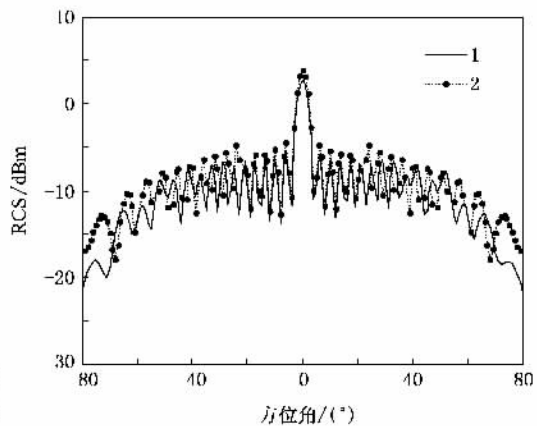


图4 半空间涂敷平板的单站 RCS(曲线1为仿真结果,2为计算结果)



角度范围内,能够准确的得到表面电、磁流产生的散射场,与仿真结果符合较好;而在边缘角度附近,计算结果还存在一定的误差,这是由于从边缘角度入射时平板边缘的绕射效应造成的。

接下来,我们以半空间环境下电大涂敷球体为例进行验证,图5所示的是直径为 6λ ,距离地面 $\lambda/4$

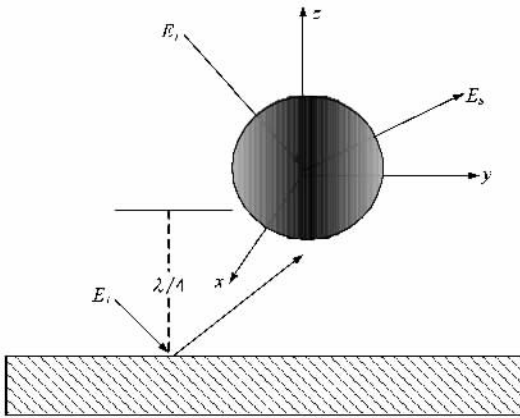
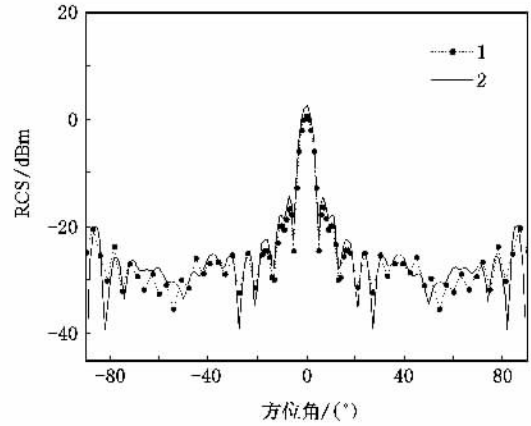


图5 半空间涂敷球体的单站 RCS(曲线1为计算结果,2为仿真结果)

的涂敷球体,涂敷材料的相对介电常数 $\epsilon_r = 16.3 - j1.62$,相对磁导率 $\mu_r = 1.49 - j1.67$,涂层的厚度 $d = 0.001$ m,土壤的相对介电常数 $\epsilon_r = 4.0$,相对磁导率 $\mu_r = 1.0$,频率 $f = 10$ GHz,设定 X 轴正方向为 0 度入射方向,入射波在 XOZ 平面内,将计算结果与仿真结果进行比较验证,结果如图5。



从图5中可以看到,数值计算结果能够与软件仿真结果较好地符合,在趋势上具有良好的一致性,在精度方面能够满足 RCS 计算要求.因此,我们可以将此方法进一步推广到半空间电大复杂涂敷目标.

4. 结 论

本文研究了半空间内电大涂敷目标散射的高频求解方法,考虑半空间地面与目标间的相互电磁散

射影响,将半空间格林函数引入物理光学法,给出半空间物理光学分析方法,并结合图形电磁学,利用 OpenGL 将消隐后的目标图像显现在计算机屏幕上,提取目标可视像素中的法矢量及深度值等有效信息,同时利用阻抗边界条件对涂敷目标的电磁散射进行考虑,从而快速有效地计算出半空间涂敷目标的雷达散射截面.此方法能够在保证计算精度的前提下,很好的解决半空间电大尺寸复杂涂敷目标的电磁散射问题.

- [1] Yousee N 1989 *IEEE Proc.* **77** 772
- [2] Elking D M, Roedder J M, Car D D, Alspach S D 1995 *IEEE Antennas and Propagation*. **37** 33
- [3] Rius J M, Ferrando M, Jofre L 1993 *IEEE Antennas and Propagation*. **41** 1308
- [4] knott E F 1985 *IEEE proc.* **73** 252
- [5] Long C, Lee S W 1989 *IEEE Antennas and Propagation*. **37** 194
- [6] Liang Z C, Jin Y Q 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 247 (in Chinese) [梁子长、金亚秋 2003 物理学报 **52** 247]
- [7] Dong H H, Polycarpou A C 2001 *IEEE Trans.* **49** 402
- [8] Li Q L, Ge D B 1998 *Journal of Microwaves* **14** 1 (in Chinese) [李清亮、葛德彪 1998 微波学报 **14** 1]
- [9] Liu Z, He J, Xie Y, Sullivan A, Carin L 2002 *IEEE Trans* **50** 12
- [10] Weng C C 1990 *Waves and Fields in Inhomogeneous Media* (Van Nostrand Reinhold New York U.S.A.)
- [11] Xu L M, Nie Z P, Wang J 2004 *Journal of UEST of China*. **33** 485 (in Chinese) [徐利明、聂在平、王 军 2004 电子科技大学学报 **33** 485]
- [12] Li X F, Xie Y J, Wang P, Yang T M 2007 *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters* Vol. 6
- [13] Michalski K A, Zheng D 1990 *IEEE Transactions on Antennas and propagation*. **38** 335
- [14] Yang J J, Chow Y L, Fang D G 1991 *IEEE Proc.* **138** 319
- [15] Chow Y L, Yang J J, Fang D G 1991 *IEEE Trans.* **39** 588
- [16] Gulbin D, Aksum M 1995 *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*. **43** 7

- [17] Aksum M I 1996 *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques* . **44** 5
- [18] Zheng H X , Ge D B 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1702 (in Chinese)
[郑宏兴、葛德彪 2000 物理学报 **49** 1702]
- [19] Ansoerge H 1986 *IEEE Transactions on Antennas and propagation* . **34** 6
- [20] Ruan Y Z 1998 *Radar Cross Section and Stealth Technology* (National Defense Industry Press)(in Chinese) [阮颖铮 1998 雷达截面与隐身技术(北京 : 国防工业出版社)]

High-frequency analysis of scattering from coated targets with electrically large size in half space *

Li Xiao-Feng[†] Xie Yong-Jun Wang Peng Yang Rui

(National Key Laboratory of Antennas and Microwave Technology , Xidian University , Xi 'an 710071 , China)

(Received 1 September 2007 ; revised manuscript received 17 September 2007)

Abstract

The high-frequency method for solving the scattering of electrically large coated targets in half space is presented in this paper. In order to consider the influence of environment , the half-space physico-optical integral equation is deduced by introducing the half-space Green 's function into the physico-optical method. Combined with the graphical-electromagnetic computing method , the shadow regions are eliminated quickly and the geometry information is attained by reading the color and depth of each pixel. Meanwhile , we use the impedance boundary conditions to account for the target covered RAM in half space , and the radar cross section of coated targets can be exactly calculated in half space. The numerical results show that this method is efficient and accurate.

Keywords : half-space dielectric physico-optical method , half-space Green 's function , graphical-electromagnetic computing , radar cross section

PACC : 4110H , 4225F

* Project supported by the Program for the New Century Excellent Talents in University of Ministry of Education , China(Grant No. NCET-04-0950).

[†] E-mail : lxf.xidian@yahoo.com.cn