

地下三维目标电磁散射的矩量法计算

于继军^{①②} 盛新庆^{①③}

^①(中国科学院电子学研究所微波成像技术国家重点实验室 北京 100080)

^②(中国科学院研究生院 北京 100039)

^③(北京理工大学电子工程系 北京 100081)

摘要 该文给出了一种用层状介质中的混合势积分方程(MPIE)和基于 RWG 基函数的矩量法计算地下三维目标电磁散射的精确快速实施方法。对 MPIE 的 RWG 矩量法的开发、计算性能做了研究,尤其是对其中的多个不同形式的 Sommerfeld 积分的快速全波数值离散复镜像计算方法做了仔细研究。该文的实施方法退化到自由空间后的计算结果与解析解 Mie Series 吻合的很好,而且地下平板的计算结果也与以往公布结果吻合得很好,证实了该文实施方法的可行、高效、精确。除此以外,该文还计算了其它形状目标在不同大小、不同埋藏深度、以及不同地层媒质下的电磁散射特征。

关键词 地下目标, 电磁散射, 矩量法, 全波数值离散复镜像, Sommerfeld 积分

中图分类号: O441

文献标识码: A

文章编号: 1009-5896(2006)05-0950-05

Scattering from 3-D Targets in the Subsurface Using MOM

Yu Ji-jun^{①②} Sheng Xin-qing^{①③}

^①(National Key Laboratory of Microwave Imaging Technology, Institute of Electronics,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

^②(Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

^③(Dept. of Electronic Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing, 100081, China)

Abstract In this paper, an accurate and efficient implementation approach of the Method of Moments (MOM) is developed to compute scattering from 3-D targets in the subsurface, which is based on the Mixed Potential Integral Equation (MPIE) in layered media and the RWG basis function. The implementation skill and computing performance of the proposed approach are studied in detail. In particular, how to efficiently calculate various different Sommerfeld integrals (SIs) is numerically investigated with the discrete complex images technique. The computed results of the targets in free space are in agreement with Mie Series results and the computed results of subsurface flat are also in agreement with the published data, which shows the reliability, efficiency and accuracy of the developed approach. Furthermore, the EM scattering of other shaped targets is computed at different size, buried depth, and subsurface medium.

Key words Subsurface targets, EM scattering, MOM, Full wave numerical discrete complex images, Sommerfeld integrals

1 引言

快速精确的计算机计算是全面深入了解地下目标电磁散射特征的重要工具。有多种不同形式的矩量法^[1-3]可以用于计算地下目标的电磁散射。研究表明,从文献[1]的层状混合势积分方程(MPIE)出发,利用RWG基函数离散的矩量法是实施较为方便,性能较好的一种。这是因为MPIE奇异点阶次低,便于奇异点处理;RWG基函数满足电流连续,模拟性能优越。

这种基于MPIE的RWG矩量法的开发,有两个关键:(1)Sommerfeld积分的快速计算;(2)奇异点的处理。它们直接影响着地下目标电磁散射计算的效率和精度。对此有多种

处理方法。本文给出了一种计算地下目标电磁散射的开发方案,此方案基于MPIE的RWG矩量法。具体而言就是,应用基于两层GPOF^[4, 5]的全波数值离散复镜像技术计算其中的零阶和一阶Sommerfeld积分;应用特殊的奇异点处理技巧^[6]来处理MPIE中的奇异点。本文对此实施方案做了具体的数值研究。

本文首先根据文献[1]的方法,推导出地下目标电磁散射的具体积分方程表达式;然后用RWG基函数离散此积分方程,并给出矩阵元素的具体计算公式及快速计算技术;最后给出数值验证以及其他一些新的数值结果。

2 混合势积分方程及其离散

如图1所示,地层和自由空间组成的两层媒质,下层是地层,其相对介电常数、相对磁导率分别是 ϵ_r , μ_r ;上层

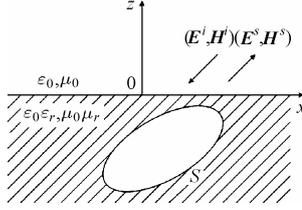


图1 地下目标的散射模型

Fig.1 Scattering model of under-ground targets

是半无穷大自由空间。在地层中埋有一导电目标, 从自由空间向地下发射一平面电磁波($\mathbf{E}^i, \mathbf{H}^i$), 照射到边界为 S 的导体上, 此导体会产生散射场($\mathbf{E}^s, \mathbf{H}^s$)。在 S 上应用等效原理可知, 散射场($\mathbf{E}^s, \mathbf{H}^s$)可等效为由 S 上的等效电流源 \mathbf{J} 在均匀介质中产生的场。根据文献[1]的方法可以推导出等效电流源 \mathbf{J} 产生的散射场为

$$\mathbf{E}^s = -j\omega\mu_0 \langle \underline{\underline{\mathbf{G}}}^A; \mathbf{J} \rangle + \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \nabla \langle K^\phi, \nabla' \cdot \mathbf{J} \rangle + \langle C^\phi \hat{z}; \mathbf{J} \rangle \quad (1)$$

其中 \langle, \rangle 表示内积, $\underline{\underline{\mathbf{G}}}^A$ 为矢量势并矢 Green 函数, K^ϕ, C^ϕ 为标量势 Green 函数。 $\underline{\underline{\mathbf{G}}}^A$ 可采取下列形式:

$$\underline{\underline{\mathbf{G}}}^A = \hat{x}\hat{x}\tilde{G}_{xx}^A + \hat{y}\hat{y}\tilde{G}_{yy}^A + \hat{z}\hat{z}\tilde{G}_{zz}^A + \frac{k_x}{k_\rho}\hat{x}\hat{y}\tilde{G}_{xy}^A + \frac{k_y}{k_\rho}\hat{y}\hat{x}\tilde{G}_{yx}^A + \hat{z}\hat{x}\tilde{G}_{zx}^A + \hat{z}\hat{y}\tilde{G}_{zy}^A \quad (2)$$

当场点 z 和源点 z' 都在地层中时, 各分量的谱域表达式为

$$\tilde{G}_{xx}^A(z|z') = \frac{\mu_r}{2} \left[\frac{e^{-jk_{z1}|z-z'|}}{jk_{z1}} + \frac{k_{z1} - \mu_r k_{z0}}{k_{z1} - \mu_r k_{z0}} \cdot \frac{e^{-jk_{z1}[2z_1 - (z+z')]}}{jk_{z1}} \right] \quad (3)$$

$$\tilde{G}_{zz}^A(z|z') = \frac{\mu_r}{2} \left[\frac{e^{-jk_{z1}|z-z'|}}{jk_{z1}} + \frac{k_{z1} - \epsilon_r k_{z0}}{k_{z1} - \epsilon_r k_{z0}} \cdot \frac{e^{-jk_{z1}[2z_1 - (z+z')]}}{jk_{z1}} \right] \quad (4)$$

$$\tilde{G}_{zx}^A(z|z') = -\mu_r \left[\frac{k_{z1}(\mu_r \epsilon_r - 1)}{(k_{z1} + \epsilon_r k_{z0})(k_{z1} + \mu_r k_{z0})} \cdot \frac{e^{-jk_{z1}[2z_1 - (z+z')]}}{jk_{z1}} \right] \cdot k_\rho \quad (5)$$

$$\tilde{K}^\phi(z|z') = \frac{1}{2\epsilon_r} \left[\frac{e^{-jk_{z1}|z-z'|}}{jk_{z1}} + \frac{(k_{z1}^2 + k_1^2)(\mu_r \epsilon_r - 1) + (\epsilon_r - \mu_r)k_{z0}k_{z1}}{(k_{z1} + \epsilon_r k_{z0})(k_{z1} + \mu_r k_{z0})} \cdot \frac{e^{-jk_{z1}[2z_1 - (z+z')]}}{jk_{z1}} \right] \quad (6)$$

$$\tilde{C}^\phi(z|z') = jk_0^2 \mu_r \left[\frac{k_{z1}(\mu_r \epsilon_r - 1)}{(k_{z1} + \epsilon_r k_{z0})(k_{z1} + \mu_r k_{z0})} \cdot \frac{e^{-jk_{z1}[2z_1 - (z+z')]}}{jk_{z1}} \right] \quad (7)$$

其中式(3), 式(4), 式(6)的第1项为源项, 其余项为反射项。当场点 z 在自由空间层, 源点 z' 在地层中时, 各分量的谱域表达式如下:

$$\tilde{G}_{xx}^A(z|z') = \frac{-j\mu_r}{k_{z1} + \mu_r k_{z0}} \cdot e^{-jk_{z1}(z_1 - z')} \cdot e^{-jk_{z0}(z - z_1)} \quad (8)$$

$$\tilde{G}_{zz}^A(z|z') = \frac{j\mu_r}{k_{z1} + \epsilon_r k_{z0}} \cdot e^{-jk_{z1}(z_1 - z')} \cdot e^{-jk_{z0}(z - z_1)} \quad (9)$$

$$\tilde{G}_{zx}^A(z|z') = \frac{-j\mu_r(\mu_r \epsilon_r - 1)}{(k_{z1} + \epsilon_r k_{z0})(k_{z1} + \mu_r k_{z0})} \cdot e^{-jk_{z1}(z_1 - z')} \cdot e^{-jk_{z0}(z - z_1)} \cdot k_\rho \quad (10)$$

$$\tilde{K}^\phi(z|z') = \frac{-j(k_{z0} + \mu_r k_{z1})}{(k_{z1} + \epsilon_r k_{z0})(k_{z1} + \mu_r k_{z0})} \cdot e^{-jk_{z1}(z_1 - z')} \cdot e^{-jk_{z0}(z - z_1)} \quad (11)$$

$$\tilde{C}^\phi(z|z') = \frac{k_0^2 \mu_r (\mu_r \epsilon_r - 1)}{(k_{z1} + \epsilon_r k_{z0})(k_{z1} + \mu_r k_{z0})} \cdot e^{-jk_{z1}(z_1 - z')} \cdot e^{-jk_{z0}(z - z_1)} \quad (12)$$

其中 $\mathbf{k}_n = \hat{x}k_{xn} + \hat{y}k_{yn} + \hat{z}k_{zn}$ ($n=0,1$) 是自由空间或者地层的波数, $k_\rho = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, z_1 代表分层界面。上述谱域 Green 函数的空域表达式可以作 Fourier 逆变换得到。利用积分变换, 这些 Fourier 逆变换都可表示成 Sommerfeld 积分的形式。注意, 一般说来它们都表示成 0 阶 Sommerfeld 积分, 只有式(2)中第 3、4 项的空域表达式需表示成 1 阶 Sommerfeld 积分, 这是因为下列恒等式:

$$F^{-1} \left\{ \frac{\sin n\xi \tilde{f}(k_\rho)}{\cos n\varphi S_n} \right\} = (-j)^n \frac{\sin n\varphi S_n}{\cos n\varphi S_n} \{ \tilde{f}(k_\rho) \}, \quad n=0,1,2 \quad (13)$$

其中 $F^{-1}\{ \}$ 为 Fourier 逆变换, $S_n\{ \}$ 为 n 阶 Sommerfeld 积分。根据金属体表面的切向电场为 0 以及式(1), 可建立如下方程:

$$\left\{ \mathbf{E}^i - j\omega\mu_0 \left\{ \hat{x} \langle G_{xx}^A, J_x \rangle + \hat{y} \langle G_{yy}^A, J_y \rangle + \hat{z} \langle G_{zz}^A, J_z \rangle + \langle G_{xy}^A, J_y \rangle + \langle G_{yx}^A, J_x \rangle \right\} + \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \nabla \left(\langle K^\phi, \nabla' \cdot \mathbf{J} \rangle + \langle C^\phi \hat{z}; \mathbf{J} \rangle \right) \right\} \Big|_l = 0 \quad (14)$$

将等效电流离散表示为

$$\mathbf{J} = \sum_{i=1}^{N_s} J_i \mathbf{g}_i = \hat{x}J_x + \hat{y}J_y + \hat{z}J_z \quad (15)$$

这里 N_s 是求解域 S 剖分成三角形后的边总数, $\mathbf{g}_i = \hat{x}g_{ix} + \hat{y}g_{iy} + \hat{z}g_{iz}$ 是 RWG 矢量基函数^[7]。应用伽略金匹配, 方程(14)便可离散为

$$[P]\{J\} = \{b\} \quad (16)$$

$$P_{ij} = -j\omega\mu_0 \left(\langle g_{ix}, \langle G_{xx}^A, g_{jx} \rangle \rangle + \langle g_{iy}, \langle G_{yy}^A, g_{jy} \rangle \rangle + \langle g_{iz}, \langle G_{zz}^A, g_{jz} \rangle \rangle + \langle g_{ix}, \langle G_{xy}^A, g_{jx} \rangle \rangle + \langle g_{iy}, \langle G_{yx}^A, g_{jy} \rangle \rangle - j\omega\mu_0 \langle g_{iz}, \langle G_{zz}^A, g_{jz} \rangle \rangle + \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left(\langle \mathbf{g}_i, \nabla \langle K^\phi, \nabla' \cdot \mathbf{g}_j \rangle \rangle + \langle \mathbf{g}_i, \nabla \langle C^\phi, g_{jz} \rangle \rangle \right) \right) \quad (17)$$

$$b_i = \langle \mathbf{g}_i, -\mathbf{E}^i \rangle \quad (18)$$

求解式(16)便可计算出等效电流 \mathbf{J} , 再由式(1)就可以求得任意的散射场。

3 矩阵元素的计算

3.1 Sommerfeld 积分的计算

我们知道, 矩阵元素计算表达式(17)中每一项的积分核都是 Sommerfeld 积分, 表示成

$$S_n\{\tilde{f}(k_\rho)\} = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \tilde{f}(k_\rho) J_n(k_\rho \rho) k_\rho dk_\rho \quad (19)$$

这里 $n=0,1$, J_n 是 n 阶 Bessel 函数, (ρ, φ) 是 (x, y) 坐标平面上的场点在圆柱坐标系中的投影。一般说来, Sommerfeld 积分收敛慢, 直接积分非常耗时。为了降低计算量, 本文应用基于两层 GPOF 方法的离散复镜像技术(DCIT)^[8] 把 Sommerfeld 积分近似成闭式的解析形式。本文第 2 节已说明 G_{xx}^A , G_{yy}^A , G_{zz}^A , K^ϕ , C^ϕ 是 0 阶 Sommerfeld 积分, G_{xz}^A , G_{zy}^A 是 1 阶 Sommerfeld 积分。利用下面恒等式^[9]:

$$\frac{e^{-jkr}}{r} = \int_0^\infty \frac{1}{jk_z} e^{-jk_z|z|} \cdot J_0(k_\rho \rho) k_\rho dk_\rho \quad (20)$$

$$\frac{e^{-jkr}}{r^3} (1+jkr)\rho = \int_0^\infty \frac{1}{jk_z} e^{-jk_z|z|} \cdot J_1(k_\rho \rho) k_\rho^2 dk_\rho \quad (21)$$

便可将上述 Sommerfeld 积分近似成闭式的解析形式。式(20), 式(21)中, $k_z^2 = k^2 - k_\rho^2$ 。下面举例说明。由式(4)可得,

$$\begin{aligned} G_{zz}^A &= S_0 \{ \tilde{G}_{zz}^A \} \\ &= \frac{\mu_r}{2} S_0 \left\{ \frac{e^{-jk_{z1}|z-z'|}}{jk_{z1}} \right\} + \frac{\mu_r}{2} S_0 \left\{ \frac{k_{z1} - \varepsilon_r k_{z0}}{k_{z1} - \varepsilon_r k_{z0}} \cdot \frac{e^{-jk_{z1}[2z_1-(z+z')]} }{jk_{z1}} \right\} \end{aligned} \quad (22)$$

不难看出, 式(22)右边第 1 项, 根据式(20)可直接写成解析形式, 而第 2 项则无法直接写成解析形式。为了使第 2 项可写成解析形式, 我们需将被积函数渐进展成下列指数和形式

$$\frac{k_{z1} - \varepsilon_r k_{z0}}{k_{z1} - \varepsilon_r k_{z0}} \approx \sum_{i=1}^N a_i e^{j b_i k_{z1}} \quad (23)$$

由于上式左边函数通常是在 k_ρ 较小时变化较快, k_ρ 较大时变化缓慢。若在 k_ρ 上均匀抽样, 以求得 a_i, b_i 则效率不高。为此我们分两段分别均匀抽样, 即在 k_ρ 较大的区间段抽样较疏, 在 k_ρ 较小的区间段抽样较密。进一步研究表明, 在 k_ρ 较小的区间段, 若沿复路径抽样, 则逼近效果更好, 效率更高。为此通常作法如下:

(1) k_z 在 $-jk_1[T_2, T_2 + T_1]$ 虚轴段, 亦即 k_ρ 较大实轴段以较大间距均匀抽样 N_1 点, 将被积函数先展成 M_1 项指数和。

(2) k_z 在复平面上沿着下面斜线

$$k_z = k_1[-jt + (1-t/T_2)], \quad 0 \leq t \leq T_2 \quad (24)$$

以较小间距均匀抽样 N_2 点, 然后将被积函数减去前一步得到的 M_1 项指数和, 把二者之差再展成 M_2 项指数和。这样被积函数便可渐进展成

$$\frac{k_{z1} - \varepsilon_r k_{z0}}{k_{z1} - \varepsilon_r k_{z0}} \approx \sum_{i=1}^{M_1} a_{i1} e^{j b_{i1} k_{z1}} + \sum_{i=1}^{M_2} a_{i2} e^{j b_{i2} k_{z1}} \quad (25)$$

这里 a_{i1} , a_{i2} , b_{i1} , b_{i2} 是由 GPOF 方法求得的常系数^[4]。再利用式(20), 便可将式(22)写成

$$G_{zz}^A = \frac{\mu_r}{4\pi} \cdot \frac{e^{-jk_1 r_1}}{r_1} + \frac{\mu_r}{4\pi} \left(\sum_{i=1}^{M_1} a_{i1} \frac{e^{-jk_1 r_{i1}}}{r_{i1}} + \sum_{i=1}^{M_2} a_{i2} \frac{e^{-jk_1 r_{i2}}}{r_{i2}} \right) \quad (26)$$

这里 $r_1 = \sqrt{\rho^2 + (z-z')^2}$, $r_{i1} = \sqrt{\rho^2 + [2z_1 - (z+z') - b_{i1}]^2}$,

$$r_{i2} = \sqrt{\rho^2 + [2z_1 - (z+z') - b_{i2}]^2}.$$

3.2 奇异点处理

分析式(3)一式(7)以及式(22), 式(23)可以看出, 谱域转化成空域后, 源项的 Sommerfeld 积分可以应用 Sommerfeld 恒等式转化成闭式表达式, 这时相当于自由空间的情况, 需要进行奇异点处理。而反射项的 Sommerfeld 积分则需要用基于两层 GPOF 方法的离散复镜像技术才可转化成闭式表达式, 这时等效于源点在分界面以上、场点在分界面以下的情况。由于等效源点和场点之间的距离较远, 因而这种情况不用进行奇异点处理。具体而言, G_{xx}^A , G_{yy}^A , G_{zz}^A , K^ϕ 的第 2 项以及 G_{xz}^A , G_{zy}^A , C^ϕ 不需要进行奇异点处理, G_{xx}^A , G_{yy}^A , G_{zz}^A , K^ϕ 的第一项则需要进行奇异点处理。仔细分析上述表达式, 可以看出奇异点处理可以分成下述两类:

$$\left\langle \mathbf{g}_{ix}, \left\langle \frac{e^{-jkr}}{r}, \mathbf{g}_{ix} \right\rangle \right\rangle \quad (27)$$

$$\left\langle \mathbf{g}_i, \nabla \left\langle \frac{e^{-jkr}}{r}, \nabla \cdot \mathbf{g}_j \right\rangle \right\rangle \quad (28)$$

这两类积分和自由空间的情况一样, 可以按照文献[4]中所述的方法计算。

4 数值结果与讨论

我们知道, 矩阵元素的计算是非常耗时的, 极大影响着整个矩量法的效率。下面首先研究本文所用计算方法的精度和效率。大量数值实验表明, 两层 GPOF 方法中, 选取 $M_1=3$, $N_1=8$, $M_2=3$, $N_2=8$, $T_1=10.0$, $T_2=0.8$ 能给出较好精度和效率。下面以一个代表性的 Sommerfeld 积分:

$$I = \int_0^\infty \frac{k_{z1} - \varepsilon_r k_{z0}}{k_{z1} - \varepsilon_r k_{z0}} \cdot \frac{e^{-jk_{z1}[2z_1-(z+z')]} }{jk_{z1}} \cdot J_0(k_\rho \rho) k_\rho dk_\rho \quad (29)$$

为例来考察在不同的情况下, 应用两层 GPOF 方法所得的闭式结果与直接积分相比的精度和效率。直接积分时, 步长和积分区间是自动递增的, 直至递增前后的误差小于 0.2%。在埋藏深度 $d=0.4\lambda$, 半径 $r=0.3\lambda$ 的球体表面上选取有代表性的 5 个点: $A(0.2102, 0.1214, -0.2237)$, $B_1(-0.2102, -0.1214, -0.5763)$, $B_2(-0.2102, -0.1214, -0.2237)$, $B_3(-0.1247, 0.1247, -0.1573)$, $B_4(0.1247, 0.1247, -0.1573)$ 。其中后 4 个点分属于 4 个不同的 1/4 球面。从表 1 和表 2 可以看出, 对于两层的 GPOF 方法, 本文选取的参数在不同的情况下都能达到精度的要求, 误差都在 2.0% 以下。在计算时间上, 在 PIV3.0G 的机器上运行 C 语言程序, 直接积分的计算时间约为 0.47s, 而基于两层 GPOF 方法的离散复镜像技术的计算时间小于 0.02s, 相比可节省 95% 以上的时间。本文中每一个矩阵元素需要计算 7 个 Sommerfeld 积分, 当目标体剖分的较多, 需要计算大量的矩阵元素时, 用本文的方法节省的时间是相当可观的。

表 1 $\epsilon_r = 4.0$ 时, I 的闭式结果与直接积分的比较

Tab.1 When $\epsilon_r = 4.0$, comparison of the closed form expression of I and the direct integration

两点	直接积分	本文结果	误差(%)
A, B_1	$-0.0487-j0.1139$	$-0.0481-j0.1156$	1.46
A, B_2	$-0.0894+j0.0875$	$-0.0901+j0.0862$	1.18
A, B_3	$-0.1961-j0.0167$	$-0.1947-j0.0171$	0.74
A, B_4	$-0.2756-j0.0321$	$-0.2723-j0.0326$	1.21

表 2 $\epsilon_r = 10.0$ 时, I 的闭式结果与直接积分的比较

Tab.2 When $\epsilon_r = 10.0$, comparison of the closed form expression of I and the direct integration

两点	直接积分	本文结果	误差(%)
A, B_1	$-0.0537-j0.1279$	$-0.0541-j0.1294$	1.12
A, B_2	$0.0745-j0.1048$	$0.0749-j0.1040$	0.70
A, B_3	$0.2014+j0.0845$	$0.2047+j0.0832$	1.62
A, B_4	$0.3009+j0.1360$	$0.2985+j0.1339$	0.97

为了验证本文实施方法的精度, 先考察把本文的实施方法退化到自由空间的情况下导电目标的电磁散射特性, 也就是把地下媒质的参数设成和自由空间的一样来计算。图 2 所示的是一个边长为 0.6λ 的导电正方形平板在自由空间中的双站散射截面。图 3 所示的是一个半径为 0.3λ 的导电圆球在自由空间中的双站散射截面。由图 3 可见, 本文的实施方法退化后的计算结果与解析解 Mie Series 吻合得很好。

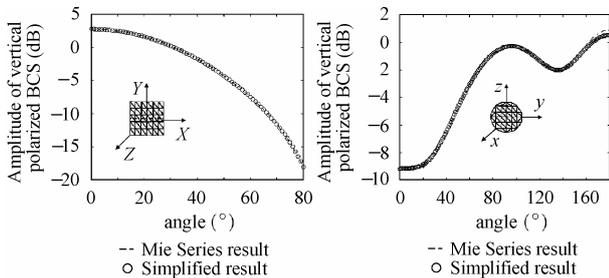


图 2 自由空间导电平板的双站散射截面

Fig.2 Bistatic radar cross section of the square conducting patch in free space

图 3 自由空间导电圆球的双站散射截面

Fig.3 Bistatic radar cross section of the sphere conducting in free space

再考察一个埋在地下的导电正方形平板的电磁散射特性。如图 4 所示, 上层是半无穷大自由空间, 下层是相对介电常数 $\epsilon_r = 4.0 - j0.5$ 的耗散地层, 一个边长为 0.3λ 的导电正方形平板埋在地表以下 0.4λ 处, 一个单位幅值、电场方向平行与 y 轴的平面波自上层自由空间垂直与分解面入射, 观察线平行于 y 轴。图 5 给出了在观察线 $z = 0, 0.1\lambda$ 处计算得到的散射电场, 水平轴代表沿着观察线方向的 y/λ 值, 垂直轴代表计算的散射电场幅度值(下面的例子中, 入射场以及图形的坐标轴相同)。从图 5 可以看出, 本文的计算结果与文献[10]的结果吻合得很好。

以上几个算例验证了本文算法的可靠性和有效性。下面再考察一个更具代表性的地下三维导电球体的电磁散射特

性, 如图 6 所示。观察线 $z = 0$ 处计算的数值结果如图 7 所示。图 7(a)是球体的埋藏深度 $d = 1.2\lambda$ 、地层媒质的相对介

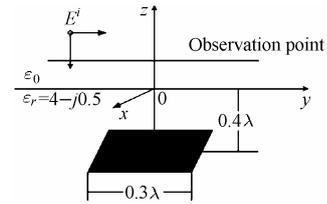


图 4 埋在地下的导电正方形平板

Fig.4 Square conducting patch buried in the subsurface

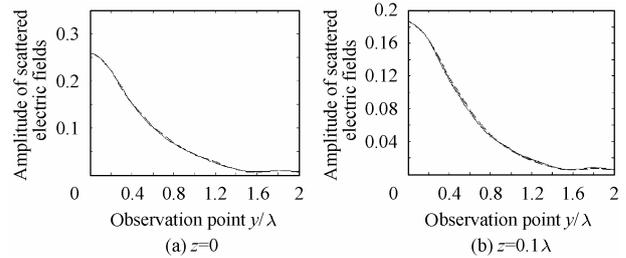


图 5 地下导电平板的散射电场幅度值 (实线: 本文结果; 虚线: 文献[10]的图 10)

Fig.5 Amplitude of scattered electric fields of the square conducting patch in the subsurface (solid lines: this paper; dashed lines: Fig.10 in Ref. [10])

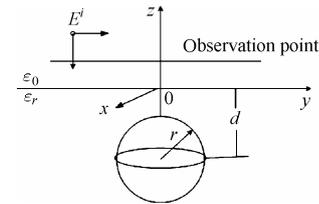


图 6 埋在地下的导电圆球

Fig.6 Conducting sphere in the subsurface

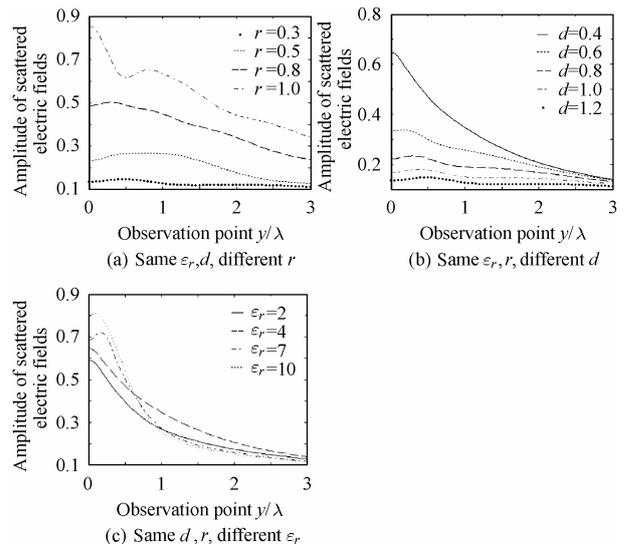


图 7 地下导电圆球的散射电场幅度值

Fig.7 Amplitude of scattered electric fields of the conducting sphere in the subsurface

电常数 $\epsilon_r = 4$ 一定, 球体的半径 r 从 0.3λ 增大到 1.0λ 时散射电场的变化。可以看出, 随着球体半径的增大, 观察线上的

散射电场也逐渐增大。图 7(b)是地层媒质的相对介电常数 $\epsilon_r = 4$ ，球体的半径 $r = 0.3\lambda$ 一定，球体的埋藏深度 d 从 0.4λ 增大到 1.2λ 时散射电场的变化。可以看出，随着埋藏深度的增加，观察线上的散射电场逐渐减小；当 y 值较小，即球体的散射作用较强的范围内，散射电场减小的较多，当 y 值较大，即球体的散射作用较弱的范围内，散射电场都趋于一个较小值并随着 y 值的增大缓慢地减小。图 7(c)是球体的埋藏深度 $d = 0.4\lambda$ 、球体的半径 $r = 0.3\lambda$ 一定，地层媒质的相对介电常数 ϵ_r 从 2.0 增大到 10.0 时散射电场的变化。可以看出，当 y 值较小时，随着地层媒质的相对介电常数的增加，观察线上的散射电场逐渐增加，当 y 值较大时，散射电场都趋于一个较小值缓慢地变化。

5 结束语

本文给出了一种用层状介质中的混合势积分方程 (MPIE) 和基于 RWG 基函数的矩量法计算地下三维目标电磁散射的精确快速实施方法。对 MPIE 的 RWG 矩量法中多个不同形式的 Sommerfeld 积分以及奇异点处理作了具体的数值研究。数值实验表明本文的实施方法可行、高效、精确。本文还分析计算了金属球在不同大小、不同埋藏深度、以及不同地层媒质下的电磁散射特征。

参 考 文 献

- [1] Michalski K A, Mosig J R. Multilayered media Green's functions in integral equation formulations. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 1997, 45(3): 508–519.
- [2] Harrington R F. *Field Computation by Moment Methods*. New York: Macmillan, 1968, Melbourne, FL: Krieger, reprint 1982.
- [3] Chao J C, Liu Y J, Rizzo F J, Martin P A, Udpa L. Regularized integral equations for curvilinear boundary elements for electromagnetic wave scattering in three dimensions. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 1995, 43(12): 1416–1422.
- [4] Hua Y, Sarkar T K. Generalized pencil-of-function method for extracting poles of an EM system from its transient response. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, 1989, 37(2): 229–234.
- [5] Aksun M I. A robust approach for the derivation of closed-form Green's functions. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 1996, 44(5): 651–658.
- [6] 盛新庆. 计算电磁学要论. 北京: 科学出版社, 2004: 21–27.
- [7] Rao S M, Wilton D R, Glisson A W. Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape. *IEEE Trans. Antennas Propagation.*, 1982, AP-30(3): 409–418.
- [8] Fang D G, Yang J J, Delisle G Y. Discrete image theory for horizontal electric dipoles in a multilayered medium. *IEE Proc.-H*, 1988, 135(5): 297–303.
- [9] Pasi Yla-Oijala, Matti Taskinen. Efficient formulation of closed-form Green's functions for general electric and magnetic sources in multilayered media. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 2003, 51(8): 2106–2115.
- [10] Cui T J, Wiesbeck W, Herschlein A. Electromagnetic scattering by multiple three-dimensional scatterers buried under multilayered media—Part II: Numerical implementations and results. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 1998, 36(2): 535–546.

于继军: 男, 1980 年生, 硕士生, 研究方向为微波遥感成像和计算电磁学.

盛新庆: 男, 1968 年生, 教授, 博士生导师, 主要从事计算电磁学、目标特性、微波传感器仿真技术、无线分析与设计的研究.