

三维随机粗糙面上导体目标散射的 解析-数值混合算法^{*}

叶红霞 金亚秋[†]

(复旦大学波散射与遥感信息国家教育部重点实验室, 上海 200433)

(2007 年 5 月 8 日收到, 2007 年 6 月 6 日收到修改稿)

提出三维导体目标与导体粗糙面复合散射的解析-数值混合迭代算法, 推导出三维目标与粗糙面的耦合积分方程, 以及粗糙面散射的 Kirchhoff 近似(KA)计算式. 粗糙面的 KA 解析计算大大降低了粗糙面求解的复杂度, 与目标矩量法的混合迭代保证了计算结果的精度, 使得三维体-面目标复合散射计算变得可行. 由于体-面两者的高阶耦合作用明显减小, 保证了该混合迭代算法的收敛性. 与镜像 Green 函数方法的比较表明该混合算法的有效性, 并讨论了粗糙面长度选择对计算结果的影响. 结合 Monte-Carlo 方法, 数值分析了理想导体 Gauss 粗糙面上不同取向导体椭球和有棱角的立方体的散射, 给出了目标表面的感应电流分布, 讨论了目标与粗糙面复合双站散射的角度性分布.

关键词: 复合散射, Kirchhoff 近似, 共轭梯度法, 互耦迭代

PACC: 4110H, 9265M, 4120, 9870V

1. 引 言

随着空间遥感与对地监测技术的飞速发展, 复杂环境背景中的目标散射计算越来越显示其重要性. 虽然粗糙界面散射层的 Green 函数能在形式上表示面-体目标的散射, 但却难以完成数值计算. 粗糙界面的随机起伏使上半空间 Green 函数是一个随机变量, 为考虑随机粗糙面产生的角度性漫散射, Green 函数通常是无限项级数的求和形式. 体目标与面目标的复合散射建模会进一步引起数值计算的可行性与有效性, 以及如何识别与提取主要散射特征等问题. 因此, 发展快速有效和散射机理清晰的体目标与面目标复合散射的求解是十分有意义的工作.

在体-面复合散射模型中, 粗糙面散射的数值计算往往占问题中最主要的运算量, 耗费主要的运行时间. 长期以来随机粗糙面与体目标的复合散射计算局限于二维建模或三维下垫平坦界面的情况, 如广义前后向法与谱加速法^[1, 2](general forward backward method with spectral accelerate algorithm,

GFBM/SAA), 有限元区域分解法^[3](finite element method and domain decomposition method, FEM-DDM), 复镜像技术和多层快速多极子方法^[4](multi level fast multi-pole arithmetic, MLFMA), 互易性原理及驻相法^[5, 6]. 我们曾用快速互耦迭代方法数值计算二维随机粗糙面上导体目标和介质目标的差场散射(即有无目标存在时散射场的差值), 并从差场散射与互耦迭代的角度设法减小粗糙面的迭代长度, 在一定程度上减小了存储量和计算时间^[7, 8]. 然而数值计算中发现, 粗糙面积分方程的数值求解总占主要的工作量, 耗费大量的程序运行时间. 为此, 我们提出 Kirchhoff 解析近似(Kirchhoff approximation, KA)与矩量法(method of moment, MoM)数值求解相结合的混合迭代算法, 以提高粗糙面散射的计算效率, 并将其应用于二维 Gauss 粗糙面上导体目标的散射差场计算^[9]. 实践证明: 该解析-数值混合算法能十分有效地计算面-体复合散射问题.

本文将这一算法推广到尚未有完成过的三维的导体目标与导体粗糙面的复合散射数值计算. 首先推导出目标与粗糙面复合散射的耦合方程, 然后对

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 40637033, 60571050)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: yqjin@fudan.ac.cn

目标的积分方程用 MoM 结合共轭梯度法 (conjugate gradient, CG) 数值求解, 对粗糙面采用 KA 解析计算, 并提出目标与粗糙面相互作用的互耦迭代算法. 由于粗糙表面的感应场用 KA 解析计算, 只需对目标的感应场进行一次数值积分, 节省了大量的运算时间, 为三维粗糙面环境中的目标散射计算提供了一个有效的数值计算方法.

2. 面-体耦合方程和粗糙面的 KA 计算

考虑三维 (3D) 随机粗糙面上导体目标的散射, 如图 1 所示. 粗糙面的随机高度函数 $z = \zeta(x, y)$, 且 $\zeta(x, y) = 0$. 在体-面目标复合散射差值计算中, 我们将采用粗糙面的 KA 解析计算, 纳入了粗糙面与体目标相互作用的主要影响. 同时, KA 计算与数值解不同, 不存在截取有限大小粗糙面而产生的边缘效应, 无须采用锥形波形式. 因此, 这里采用平面

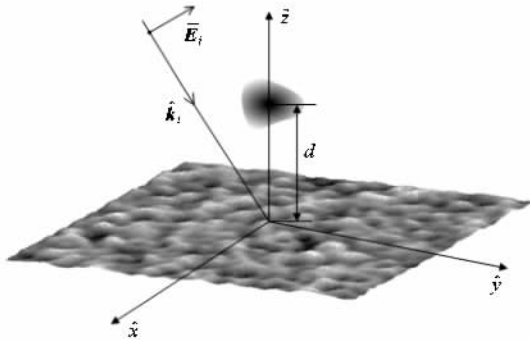


图 1 3D 粗糙面上目标散射模型

波入射, 设 TE 极化的平面波沿 \hat{k}_i 方向入射, 即

$$\begin{aligned} E^i(\mathbf{r}) &= \hat{\mathbf{h}}_i e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}}, \\ \mathbf{H}^i(\mathbf{r}) &= \frac{1}{\eta} \hat{\mathbf{k}}_i \times E^i = -\hat{\mathbf{v}}_i \frac{e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}}}{\eta}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\mathbf{k}_i = k\hat{\mathbf{k}}_i$, k 和 η 分别是自由空间的波数和波阻抗.

据文献 [7—9] 的思想, 目标存在产生的差值散射场包括目标的直接散射场 $E_t^i(\mathbf{r})$, 以及目标与粗糙面多次耦合的散射差场 $E_{rd}^s(\mathbf{r})$, 即

$$E^s(\mathbf{r}) = E_t^i(\mathbf{r}) + E_{rd}^s(\mathbf{r}). \quad (2)$$

因此, 3D 目标与粗糙面复合散射的耦合积分方程可写成

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{n}} \times [E^0(\mathbf{r}) + E_{rd}^s(\mathbf{r}) + E_t^i(\mathbf{r})] &= 0 \\ (\mathbf{r} \in c), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\hat{\mathbf{n}} \times [E_{rd}^s(\mathbf{r}) + E_t^i(\mathbf{r})] = 0 \quad (\mathbf{r} \in S), \quad (4)$$

其中 $\hat{\mathbf{n}}$ 分别为目标表面 c 和粗糙表面 S 的外法向矢量, $E_t^i(\mathbf{r})$ 为目标的直接散射场 (下标 t 指目标, 上标 s 表示散射), $E_{rd}^s(\mathbf{r})$ 为目标与粗糙面的二次和多次耦合产生的散射场贡献 (下标 rd 表示由于目标存在而在粗糙面 (r) 上额外产生的差值 (d) 散射).

目标的直接散射场 $E_t^i(\mathbf{r})$ 可由感应电流表示为

$$E_t^i(\mathbf{r}) = i\omega\mu_0 \mathbf{A} - \nabla\Phi, \quad (5)$$

$$\mathbf{A} = \oint_c \mathbf{J}_i(\mathbf{r}') g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{s}',$$

$$\Phi = \frac{1}{i\omega\epsilon_0} \oint_c \nabla'_s \cdot \mathbf{J}_i(\mathbf{r}') g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{s}'. \quad (6)$$

方程 (3) 中 $E^0(\mathbf{r})$ 表示目标的总激励场, 包括外加入射场 $E^i(\mathbf{r})$ 和粗糙面的直接散射波 $E_{r0}^s(\mathbf{r})$ (下标 $r0$ 表示无目标 (0) 时粗糙面 (r) 的散射场), 即

$$E^0(\mathbf{r}) = E^i(\mathbf{r}) + E_{r0}^s(\mathbf{r}), \quad (7)$$

由粗糙面大尺度起伏的 Kirchhoff 切平面近似, $E_{r0}^s(\mathbf{r})$ 可表示为^[10]

$$E_{r0}^s(\mathbf{r}) = 2i\omega\mu_0 \int_r ds' \bar{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}^i(\mathbf{r}') \quad (8)$$

式中并矢 Green 函数 $\bar{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 可表示为

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \left(\bar{\mathbf{I}} + \frac{\nabla\nabla}{k^2} \right) g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\ &= \left[\bar{\mathbf{I}} + \left(\frac{2}{k^2 R^2} - \frac{2i}{kR} - 1 \right) \nabla R \nabla R \right. \\ &\quad \left. + \frac{ikR - 1}{k^2 R} \nabla \nabla R \right] g(\mathbf{r}, \mathbf{r}'), \end{aligned} \quad (9)$$

其中 $g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$ 为自由空间的标量 Green 函数.

方程 (3) 中的 $E_{rd}^s(\mathbf{r})$ 表示目标感应电流的散射场经粗糙面的二次和多次耦合散射场, 若将目标感应电流的辐射场视为对粗糙面的激励, 类比于 (8) 式, 可得到耦合散射场 $E_{rd}^s(\mathbf{r})$ 的计算式为

$$\begin{aligned} E_{rd}^s(\mathbf{r}) &= 2i\omega\mu_0 \int_r ds' \bar{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\ &\quad \cdot \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_i^s(\mathbf{r}'), \end{aligned} \quad (10)$$

\mathbf{H}_i^s 为目标感应电流 \mathbf{J}_i 的散射磁场, 由矢量运算公式 $\nabla \times (\varphi \mathbf{F}) = \nabla\varphi \times \mathbf{F} + \varphi \nabla \times \mathbf{F}$ 可表示为^[11]

$$\mathbf{H}_i^s(\mathbf{r}') = \nabla \times \mathbf{A} = \oint_c \nabla g \times \mathbf{J}_i(\mathbf{r}'') d\mathbf{s}'' \quad (11)$$

事实上, 上面 (10) 式的表示需满足辐射电场 E_t^s 与磁场 \mathbf{H}_i^s 的局部平面波关系. 如图 2 所示, 考虑两

个离散单元之间的相互作用,若离散单元尺寸远小于波长 λ ,则目标电流元(蓝色三角形单元)对粗糙面单元(红色矩形片)的局部入射方向可近似表示为它们中心 r_n^c 和 r_m^c 之间的方向矢量,即 $\hat{k}_{ti} = \hat{R}$.因此

$$\begin{aligned} \frac{1}{\eta} \hat{k}_{ti} \times E_t^s(r') &= ikJ_n \int_{\gamma_n} g(r', r'') \hat{R} \times f_n(r'') ds'' \\ &+ \frac{i}{k} J_n \int_{\gamma_n} \hat{R} \times \nabla g(r', r'') [\nabla_s \cdot f_n(r'')] ds'' \\ &= ikJ_n \int_{\gamma_n} g(r', r'') \hat{R} \times f_n(r'') ds'', \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \bar{H}(r') &= J_n \frac{ikR-1}{R} \int_{\gamma_n} g(r', r'') \hat{R} \times f_n(r'') ds'', \end{aligned} \quad (13)$$

由于 $\nabla g = \left(\frac{ikR-1}{R}g\right)\hat{R}$,方程(12)右端第二项积分为零.为满足 $\frac{1}{\eta}\hat{k}_{ti} \times E_t^s = H_t^s$ 的右手螺旋关系,得到 KA 近似计算的条件 $kR \gg 1$,本文这里选择 $kR > 20$ ($R > 3.2\lambda$).

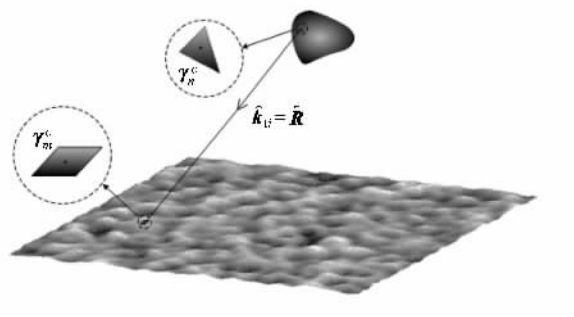


图2 目标与粗糙面离散单元的相互作用

为消除 KA 计算的阴影效应,散射角须满足

$$\tan\theta_s < s^{-1}, \quad (14)$$

其中 s 为粗糙面的均方根斜率.因此低掠角方向的散射计算是无效的.

目标存在与否产生的差场散射界面(dRCS)表示为^[11]

$$\sigma_{sd}(\theta_s, \varphi_s; \theta_i, \varphi_i) = \lim_{R \rightarrow \infty} 2\pi R^2 |E^s|^2, \quad (15)$$

其中 R 表示远区的观察点 r 到坐标原点的距离.由于目标与粗糙面的复合散射模型只考虑上半空间的散射计算,上面散射截面的表达式(15)前面的系数取为 $2\pi R^2$.

3. KA 与 CG 的混合迭代

对目标表面进行三角形剖分,设目标的感应电流由 RWG(Rao-Wilton-Glisson)矢量基函数^[12]离散表示为 $J_t(r) = \sum_n J_n f_n(r)$.用迦辽金法离散目标的积分方程(3),得到 MoM 矩阵方程,

$$-f_m \cdot E_t^s = f_m \cdot E^0 + f_m \cdot E_{rd}^s, \quad (16)$$

其中未知感应电流系数 J_n 可由 CG 求解得到.方程右端的 E^0 表示总激励场, E_{rd}^s 由(10)和(11)式计算,体现了目标与粗糙面之间的耦合作用.

对粗糙表面在 x 和 y 两个方向上均匀划分(剖分间隔分别为 Δx 和 Δy),则粗糙面的散射场(8)和(10)式可由数值积分计算.上面的方程可由迭代过程计算,迭代过程如下:先由前一步计算的 J_n 计算目标的散射场 H_t^s (即(11)式),再由(10)式 KA 解析计算粗糙表面的散射场 E_{rd}^s ;更新方程(16)右边的激励项,用 CG 方法数值求解新的目标感应电流系数 J_n .多次迭代,直至收敛.迭代过程从 $J_n = 0$ 开始.

定义前后两次迭代的误差判定函数 δ 为

$$\delta^{(i)} = \left| \frac{[Z \mathbf{I} f^{(i)} - f^{(i-1)}]}{[V^{(i)}]} \right| < \epsilon, \quad (17)$$

式中 Z 和 V 分别为离散矩阵方程的系数矩阵和右端激励项, $f^{(i)}$ 和 $f^{(i-1)}$ 分别为第 (i) 和 $(i-1)$ 步所计算的目标感应电流的系数. ϵ 是预先指定的相当小的正数,这里取 $\epsilon = 10^{-3}$.图3给出了迭代误差 δ 随迭代次数 i 的变化曲线(椭球的半轴长 $a = b = 1.5\lambda$, $c = 3\lambda$,立方体的边长 $a = 3\lambda$,高度 $d = 5\lambda$),它们呈指数级的衰减速度.

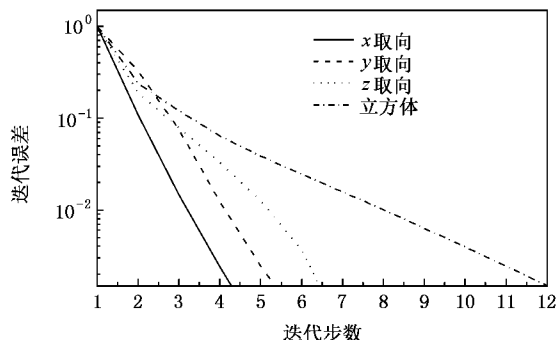


图3 迭代误差函数与迭代步数的关系

在目标与粗糙面的每次互耦迭代过程中需要对

目标进行 CG 数值求解,它也是一个循环迭代过程^[10].这里为区分这两个迭代循环过程,将目标与粗糙面的互耦迭代过程称为外循环,目标积分方程的 CG 求解称为内循环,并且设定 CG 内循环的收敛条件为 $\epsilon' = 10^{-3}$.图 4 给出了 CG 内循环的操作次数与外循环的迭代次数的变化曲线.可见随着迭代的进行,内循环的操作次数迅速减少,进一步说明本文算法具有相当好的收敛性能.

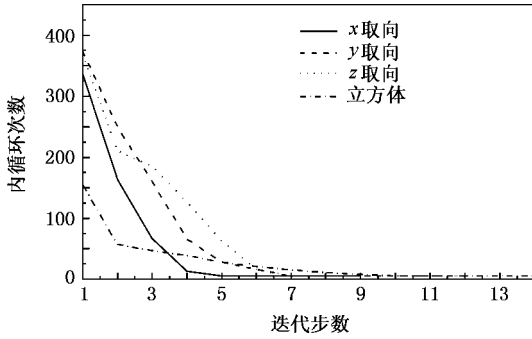


图 4 CG 内循环次数与迭代步数的关系

4. 数值结果

先以平导体表面上方的导体球为例,来验证 KA-MoM 混合迭代算法的有效性.球的半径 $r = 3\lambda$, 高度 $d = 10\lambda$, 入射角 $\theta_i = 30^\circ$, $\varphi_i = 90^\circ$.此模型可用镜像 Green 函数法求解,即

$$-f_m \mathbf{E}_i^s = f_m \mathbf{E}^0, \quad (18)$$

其中 $\mathbf{E}^0 = \mathbf{E}^i - \mathbf{E}^r$ (即入射和反射之和).与(5)式不同的是, \mathbf{E}_i^s 的表达式中用 $g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - g(\mathbf{r}, \mathbf{r}'')$ 代替 $g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$.由于 Green 函数 $g(\mathbf{r}, \mathbf{r}'')$ 考虑了分界面的影响,无需对分界面额外考虑,直接求解方程(18)即可获得目标的感应电流.

当然,该模型也用上述 KA-MoM 混合迭代算法进行分析,迭代粗糙面在两个方向的长度取值参考文献 7—9 中的二维分析,它与目标尺寸及其距离粗糙面的高度有关,这里取为 $L = 300\lambda$.

图 5 比较了两种方法计算的导体球表面感应电流的系数,它们基本完全重合.

图 6 给出了入射平面内 ($y-z$ 平面) 的双站散射截面,比较了粗糙面长度取值对数值结果的影响.除低掠角散射方向外,散射截面基本重合.低掠角方向的散射计算与迭代粗糙面的长度有关,正如文献 [7—9] 所述,增加迭代粗糙面的长度,可获得更大散射角度范围的散射计算,但带来了更大的存储和运

算时间需求.可见混合 KA-MoM 迭代算法在一定角度范围内的散射计算是行之有效的.

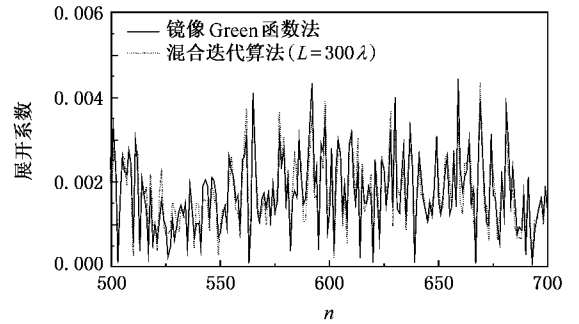


图 5 导体球表面的感应电流的展开系数 J_n

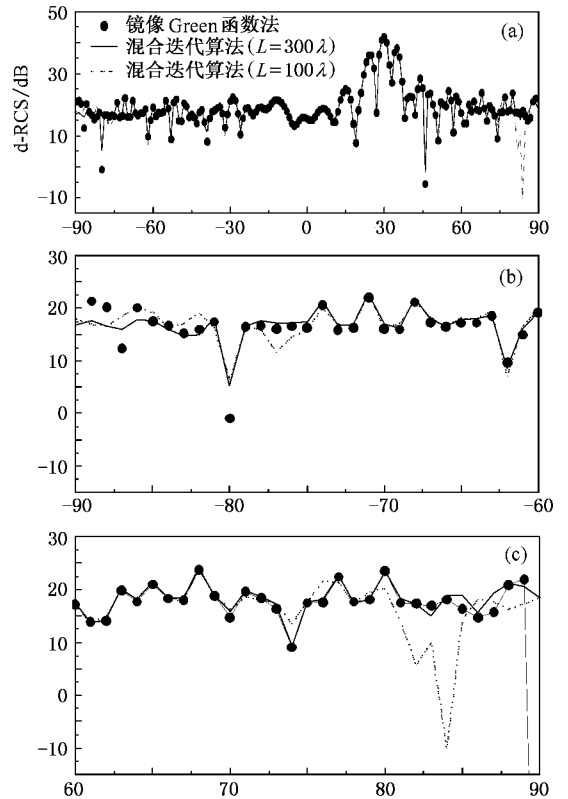


图 6 平表面上导体球的双站差场雷达散射界面 σ_{sd}

对于粗糙分界面的情况,其 Green 函数难以解析获得,粗糙面的随机起伏使其为随机变量,难以进行数值计算.混合 KA-MoM 迭代算法直接考虑目标-粗糙面的耦合散射贡献,只需应用自由空间的并矢 Green 函数,并且粗糙面的 KA 计算大大降低了计算复杂度,为粗糙面环境中的目标散射计算提供了一个有效的计算方法.

由文献 [9] 对二维情况讨论可知,当粗糙面的曲率半径满足 KA 近似条件时,混合迭代算法是有效

的,这一结论可直接推广到三维情况,这里就不再赘述.

现将混合 KA-MoM 迭代算法应用于 Gauss 随机粗糙面上立方导体的散射计算.立方体的边长 $a = 3\lambda$,中心距离粗糙面的高度 $d = 5\lambda$,入射角度 $\theta_i = 30^\circ$, $\varphi_i = 90^\circ$.粗糙面的表面高度谱为^[13]

$$W(K_x, K_y) = \frac{l_x l_y h^2}{4\pi} \exp\left[-\left(\frac{K_x^2 l_x^2}{4} + \frac{K_y^2 l_y^2}{4}\right)\right], \quad (19)$$

其中 h 为随机粗糙面的均方根高度, l_x 和 l_y 分别为 x 和 y 方向上的相关长度.为满足 KA 条件(即粗糙面的曲率半径 $\rho \gg \lambda$)选择 $h = 0.2\lambda$, $l_x = l_y = 4.0\lambda$ 此时 $\rho \approx 23.3\lambda$ ^[14].

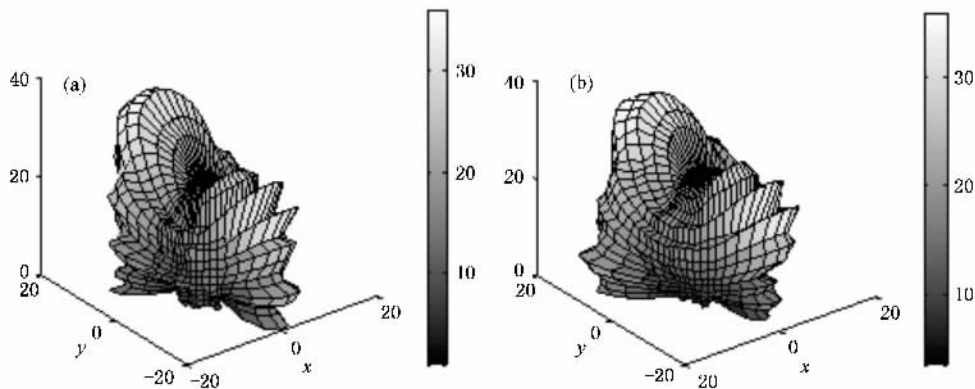


图7 Gauss 随机粗糙面上的立方体对不同极化入射波的散射方向图 (a)TE 极化 (b)TM 极化

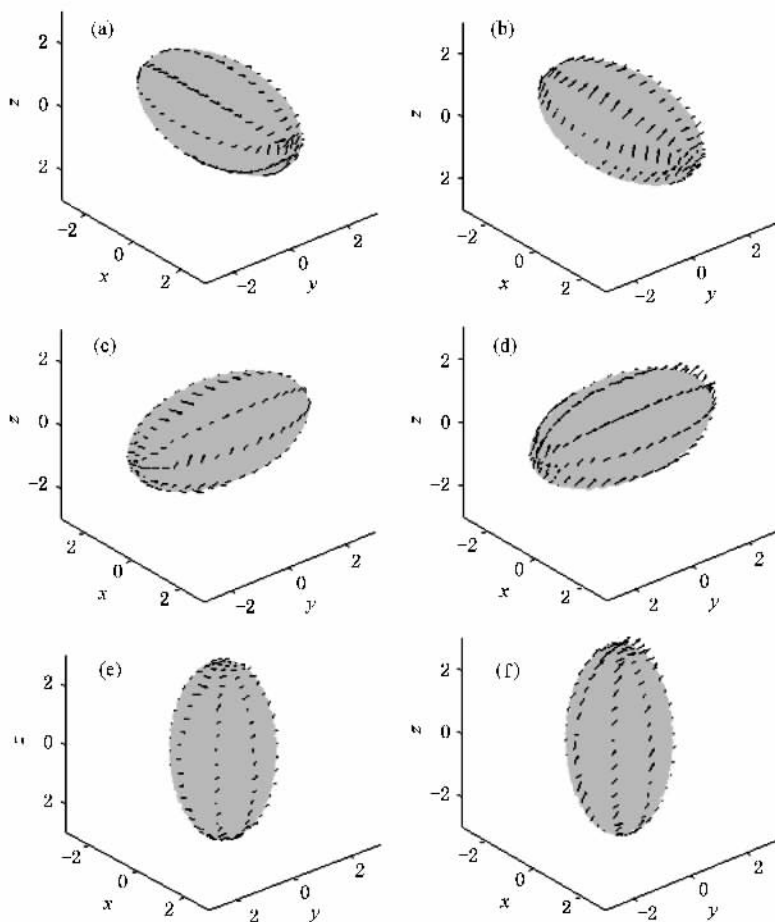


图8 不同取向的椭球目标表面的感应电流分布 (a)(c)(e)为 TE 极化入射 (b), (d)(f)为 TM 极化入射 (图中线段长度表示感应电流的幅度,箭头表示其方向)

图 7 比较了两种极化入射下立方体的散射方向图,它们在镜面方向($\theta_s = 30^\circ, \varphi_s = 90^\circ$)出现最强的散射峰值(称为主波束).由于立方体的平面结构以及下垫粗糙面的二次和多次散射,散射界面在后向出现多个明显的次散射峰值(称为旁瓣波束),并且这些散射波束都分布在入射平面($y-z$ 平面)内,而与入射平面垂直的方向($x-y$ 平面)散射很弱. TE 极化入射时立方体的散射波束相对较窄,而 TM 极化时的波束较宽.

考虑 Gauss 随机粗糙面上理想导体椭球(与立方体体积相当)的散射. 椭球的半轴长度分别为 $a = b = 1.5\lambda, c = 3.0\lambda$,其长轴分别位于 x, y 和 z 三个方向,其他参数同上.

图 8 给出了两种极化平面波入射下不同取向椭球目标的表面电流分布,它们基本趋于与入射电场

的极化方向平行(TE 极化时平行于 x 方向, TM 极化时平行于 $y-z$ 平面).目标上与入射方向垂直的面元附近(接收较多的入射场照射),以及与下垫面直接反射方向垂直的面元附近(接收较强的粗糙面直接散射波照射)这些位置的感应电流分布较强,其他位置的感应电流较弱.此外, x 取向的椭球在 TE 极化入射下的感应电流较强,而 y 和 z 取向的椭球在 TM 极化入射下的感应电流较强,这些都与入射波的极化方式有关.

图 9 给出了不同取向椭球目标的差场散射 dRCS 方向图.由于下垫粗糙面的影响,在镜面方向($\theta_s = 30^\circ, \varphi_s = 90^\circ$)上均出现强散射峰值(主波束).椭球目标的取向对散射方向图有很大的影响, x 和 z 取向的椭球目标在后向出现多个明显的次散射峰值(旁瓣波束),而 y 取向的椭球主要对前向散射贡

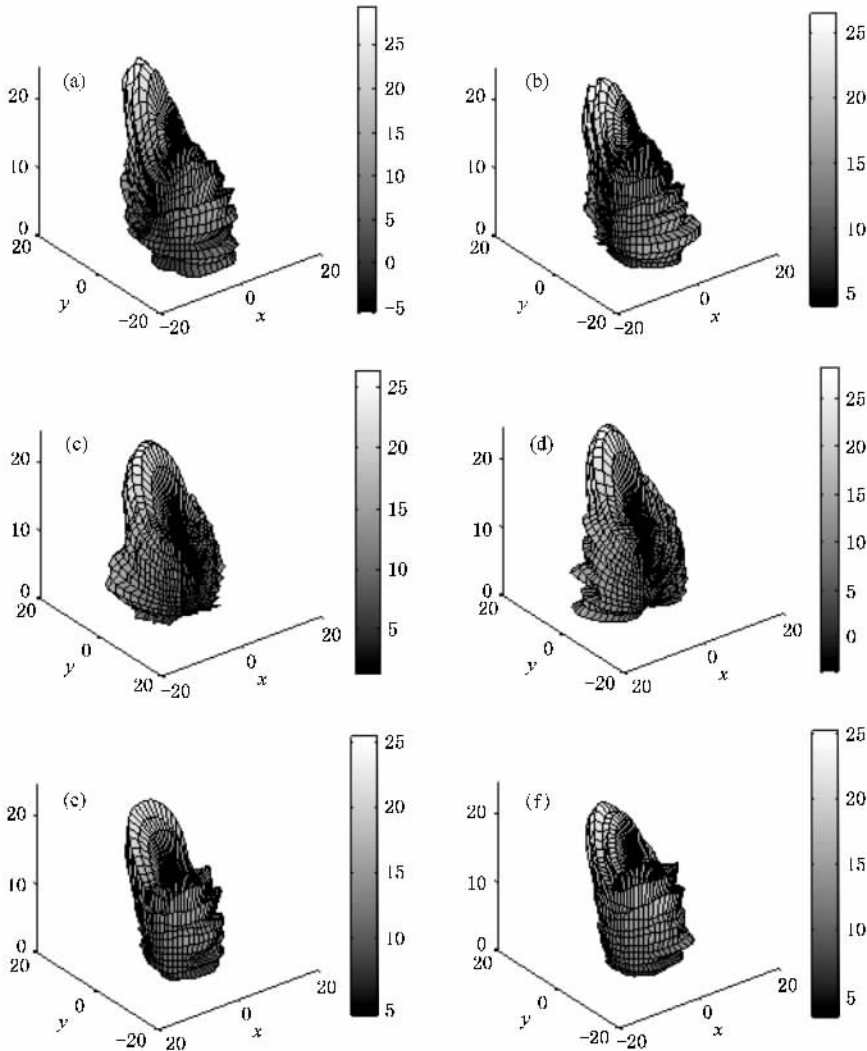


图 9 Gauss 粗糙面上不同取向的导体椭球对不同极化入射波的散射 (a)(c)(e)为 TE 极化入射 (b)(d)(f)为 TM 极化入射.(a)(b)为 x 取向 (c)(d)为 y 取向 (e)(f)为 z 取向

献.此外, TM 极化入射下的后向散射相对 TE 极化情况明显.

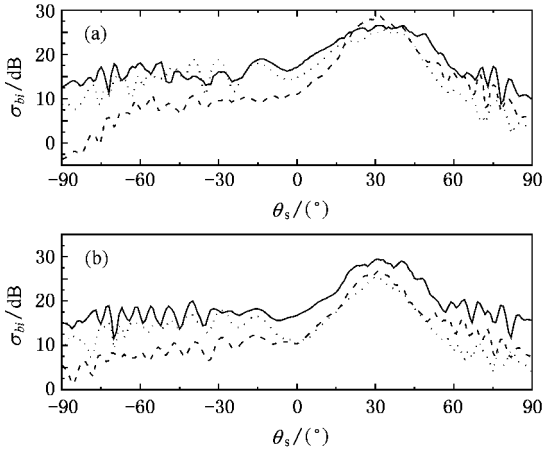


图 10 入射平面内不同取向椭球的散射界面比较 (a)为 TM 极化入射 (b)为 TE 极化入射(—为 x 取向, ---为 y 取向,为 z 取向)

图 10 比较了双站散射 RCS 在入射平面($y-z$)内的分布. TM 极化入射下 y 取向椭球的镜面散射峰值最大, 并且波束相对较窄; 而 TE 极化情况时 x 取向椭球的镜面峰值最大. y 取向椭球在两种极化情况下的后向旁瓣散射都相对很弱.

5. 结 论

本文提出了三维随机粗糙面上理想导体目标复合散射的 KA 解析与 MoM 数值相结合的混合迭代算法.对粗糙面用 KA 解析计算,对目标用 MoM 和 CG 方法数值求解,并提出目标与粗糙面相互作用的互耦迭代算法.本文 KA 方法的引进以及 KA-MoM 的混合迭代使得三维体-面目标复合散射计算在不动用大型并行计算的条件下易于进行.虽然 KA 近似有其本身方法的近似局限,如大尺度起伏条件、未纳入多次散射、阴影遮蔽(特别对于低掠角入射问题)等.但是,在突出三维体目标与下垫粗糙面相互作用的主要影响、差值散射的主要特征、以及快速完成三维复合建模的散射计算方面,KA 的引入使得三维问题求解成为可能(特别对于小角度入射问题).

结合 Monte-Carlo 方法,迭代计算了 Gauss 随机粗糙面上三维导体椭球或立方体的散射,给出目标表面的感应电流分布,比较了入射波的极化方式及目标的位置取向对散射方向图的影响.在入射平面的向后方向($\theta_s < 0$)上散射的增强是由于目标的存在.在双站散射中寻求特征性散射峰值是目标识别的重要依据.

[1] Li Z X, Jin Y Q 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 797 (in Chinese) [李中新、金亚秋 2001 物理学报 **50** 797]
 [2] Li Z X, Jin Y Q 2001 *Acta Phys. Sin.* **51** 1403 (in Chinese) [李中新、金亚秋 2002 物理学报 **51** 1403]
 [3] Liu P, Jin Y Q 2004 *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing* **42** 950
 [4] Li L, He J Q, Liu Z J, Carin L 2003 *IEEE Trans. on Antennas and Propagation* **51** 810
 [5] Chiu T, Sarabandi K 1999 *IEEE Trans. on Antennas and Propagation* **47** 902
 [6] Guo L X, Wang Y H, Wu Z S 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5130 [郭立新、王运华、吴振森 2005 物理学报 **54** 5130]
 [7] Ye H X, Jin Y Q 2006 *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing* **44** 108

[8] Ye H X, Jin Y Q 2005 *Science in China* **48** 723
 [9] Ye H X, Jin Y Q 2007 *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing* **45** 1174
 [10] Tsang L, Kong J A 2001 *Scattering of Electromagnetic Waves vol. 3 Advanced Topics* (New York: John Wiley & Sons Inc.) p65
 [11] Peterson A F, Ray S L, Mittra R 1997 *Computational Method for Electromagnetics* (New York: IEEE Press)
 [12] Wilton D R, Rao S M et al 1984 *IEEE Trans. on Antennas and Propagation* **32** 276
 [13] Pak K, Tsang L, Chan C H 1995 *Journal of Optical Society of America A* **12** 2491
 [14] Tsang L, Kong J A 2001 *Scattering of Electromagnetic Waves vol. 1 Theories and Applications* (New York: John Wiley & Sons Inc.) p410



A hybrid analytical-numerical algorithm for scattering from a 3-D target above a randomly rough surface^{*}

Ye Hong-Xia Jin Ya-Qiu[†]

(Key Laboratory of Wave Scattering and Remote Sensing Information (MoE), Fudan University, Shanghai 200433, China)

(Received 18 May 2007 ; revised manuscript received 6 June 2007)

Abstract

This paper presents a hybrid iterative algorithm of analytic KA-numerical MOM for scattering computation from a 3-dimensional (3-D) perfect conducting target above a randomly rough surface. The coupled integral equations (IEs) are derived for difference scattering computation. The method of moment (MoM) with the conjugate gradient (CG) approach is used to solve the target 's IE ,and the Kirchhoff approximation (KA) is applied to scattering from the rough surface. The coupling iteration takes account of the interactions between the target and the underlying rough surface. The convergence of this hybrid algorithm of KA-MoM is numerically validated. Since there is only one numerical integral along the rough surface performed for KA computation ,memory and CPU time are significantly reduced. Numerical results of bistatic scattering from a PEC ellipsoid or cubic target above a Gaussian rough surface produced by Monte Carlo method are obtained.

Keywords : composite target and rough surface model , Kirchhoff approximation , conjugate gradient , coupling iteration

PACC : 4110H , 9265M , 4120 , 9870V

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 40637033 , 60571050).

[†] Corresponding author. E-mail : yqjin@fudan.ac.cn