

三维目标与粗糙面复合散射的广义稀疏矩阵平面迭代及规范网格算法*

姬伟杰^{1)†} 童创明¹⁾²⁾

1) (空军工程大学导弹学院, 三原 713800)

2) (毫米波国家重点实验室, 南京 210096)

(2009 年 12 月 5 日收到; 2010 年 2 月 25 日收到修改稿)

提出了快速计算二维导体粗糙面与面上金属目标复合散射的广义稀疏矩阵平面迭代及规范网格法 (G-SMFSIA/CAG). 推导了二维导体粗糙面与面上目标相互作用的耦合积分方程, 用稀疏矩阵平面迭代及规范网格法 (SMFSIA/CAG) 求解粗糙面部分的表面积分方程, 而用基于 RWG 基函数的矩量法 (MOM) 计算目标部分的表面积分方程, 并通过更新方程的激励项迭代求解目标与粗糙面的相互耦合作用. 结合 Monte-Carlo 方法产生具有 PM (Pierson-Moskowitz) 海浪谱的随机海洋粗糙面, 数值分析了海面上不同形状导体目标的复合双站散射系数, 验证了算法的有效性与收敛性. 最后, 计算了海面上舰船目标的双站散射系数, 并讨论了不同风速海面散射系数的影响.

关键词: 复合散射, 广义稀疏矩阵平面迭代及规范网格法, 随机海洋粗糙面, 双站散射系数

PACS: 03.50.De, 03.65.Ge, 73.20.At, 91.10.Vr

1. 引言

目标与随机地海面的复合电磁散射研究对海洋遥感与雷达目标探测具有十分重要的意义. 当目标处于周围环境时, 必须考虑目标与环境粗糙面的相互作用. 近年来, 相关的问题研究引起了国内外的极大关注, 然而大多数都只研究了二维散射问题^[1-11], 更具有实际意义的三维散射问题则研究较少. 文献[12-14]中计算了目标与下垫面为平面的复合电磁散射, 叶红霞等用解析-数值混合算法计算了目标与下方二维粗糙面的复合电磁散射^[15,16], 郭立新等应用物理光学近似与互易性原理分析了二维导体微粗糙面上金属平板的后向散射^[17].

以上的研究都是用解析法近似求解二维海面的电磁散射, 但是解析法受到粗糙面参数限制, 不能计算复杂粗糙面与目标的复合散射, 而且不能求解交叉极化散射. 而数值算法则不受此限制, 随着计算机与计算技术的发展, 越来越受到青睐, 矩量法 (MOM)^[2] 和广义前后向法 (GFBM)^[6] 等已经应

用于研究一维粗糙面与目标电磁散射的建模与计算. 三维散射问题方面, Kuang 等用 FDTD 方法研究了周期延拓结构的二维介质粗糙面与上方金属目标的复合电磁散^[18], El-Shenawee 利用最陡下降快速多极子方法分析了地下掩埋目标的散射特性^[19].

Tsang 等提出了计算二维导体粗糙面的稀疏矩阵平面迭代及规范网格法 (SMFSIA/CAG)^[20] 该算法将粗糙面阻抗矩阵分成强作用矩阵与弱作用矩阵, 结合迭代算法与快速傅里叶变换 (FFT) 计算线性方程, 该算法只需要存储强作用矩阵, 所需内存小, 计算速度快, 是一种计算二维导体粗糙面电磁散射的有效快速算法. 然而, 当粗糙面表面存在目标时 (如海面上的舰船, 地面上的坦克) SMFSIA/CAG 将不再收敛.

本文将计算二维导体粗糙面的 SMFSIA/CAG 进一步发展, 应用于计算二维导体粗糙面与面上目标的复合电磁散射. 推导了目标与粗糙面相互作用的耦合积分方程组, 其中粗糙面部分积分方程仍用 SMFSIA/CAG 求解, 而目标积分方程则用基于 RWG 基函数的矩量法^[21] 求解, 粗糙面与目标的相互作用

* 毫米波国家重点实验室基金 (批准号: K200818, K200907) 资助的课题.

† E-mail: jiwaijie01@163.com

通过不断更新方程的激励项迭代来实现. 为区别 SMFSIA/CAG, 将该方法称为广义矩阵平面迭代及规范网格法 (G-SMFSIA/CAG). 应用该算法计算了具有 PM 海浪谱的海洋粗糙面^[22]与面上各种形状目标的复合双站散射系数. 由于只需要存储粗糙面的强作用阻抗矩阵与目标的阻抗矩阵, 该算法所需内存和计算量与 SMFSIA/CAG 相当 ($O(N \log N)$), 为计算二维粗糙面与面上目标的复合电磁散射提供了一种快速有效的数值算法.

2. 基础理论

2.1. 耦合积分方程组

考虑图 1 中所示的二维海洋面上导体舰船目标的散射, $\mathbf{k}_i$ 与 $\mathbf{k}_s$ 分别为入射与散射方向矢量, θ_i 与 φ_i 为入射角, θ_s 与 φ_s 为散射角, 粗糙面的随机高度函数 $z = \zeta(x, y)$, 且 $\langle \zeta(x, y) \rangle = 0$.

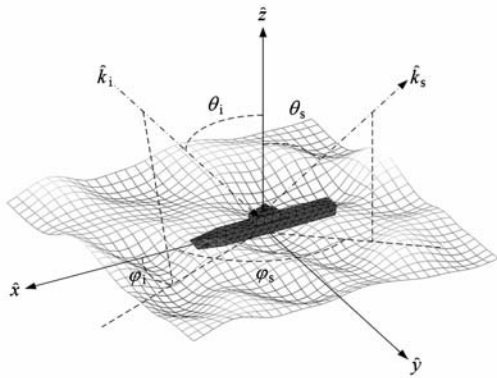


图 1 海面上舰船示意图

根据文献[20], 当粗糙面上没有目标时, 表面场满足磁场边界积分方程 (MFIE)

$$\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_{\text{inc}}(\mathbf{r}) = \frac{\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_s(\mathbf{r})}{2} - \hat{\mathbf{n}} \times \int_S \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \times \hat{\mathbf{n}}' \times \mathbf{H}_s(\mathbf{r}') ds', \quad (1)$$

其中, $\mathbf{H}_{\text{inc}}(\mathbf{r})$ 为入射磁场, S 指粗糙面表面,

$$\nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = (\mathbf{r} - \mathbf{r}') G(R),$$

$$G(R) = \frac{(ik_0 R - 1) \exp(ik_0 R)}{4\pi R^3},$$

$$R = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}.$$

自由空间中, 导体目标表面场满足电场边界积分方程 (EFIE)

$$\mathbf{E}_{\text{inc}}(\mathbf{r})|_{\text{tan}} = i\omega\mu_0 \int_{S_b} [\hat{\mathbf{n}}'_b \times \mathbf{H}_b(\mathbf{r}')] ds',$$

$$+ \frac{1}{k_0^2} \nabla (\nabla' \cdot (\hat{\mathbf{n}}'_b \times \mathbf{H}_b(\mathbf{r}')))]$$

$$\times g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') ds', \quad (2)$$

其中, $\mathbf{E}_{\text{inc}}(\mathbf{r})$ 为入射电场, S_b 指目标表面, k_0 为自由空间波数, μ_0 为区域内磁导率. 这里之所以用电场积分方程, 是因为当散射目标存在开曲面或尖角时, 必须采用电场积分方程, 而粗糙面上的目标与粗糙面重合的面均可认为是开曲面.

当目标位于粗糙表面时, 不能将目标与粗糙面分开单独计算, 必须考虑目标与粗糙面的相互作用. 由场的等效原理, 并结合文献[20], 粗糙面对目标的散射贡献可由下式计算:

$$\mathbf{E}_s^s(\mathbf{r}) = -\frac{i}{\omega\epsilon_0} \nabla \times \int_S \mathbf{J}_s(\mathbf{r}') \times \nabla' g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') ds', \quad (3)$$

其中, $\mathbf{J}_s(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_s(\mathbf{r})$, 表示粗糙面表面电流, ϵ_0 为区域内介电常数.

目标对粗糙面的散射贡献可由下式得到:

$$\mathbf{H}_b^s(\mathbf{r}) = \int_{S_b} \mathbf{J}_b(\mathbf{r}') \times \nabla' g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') ds', \quad (4)$$

其中, $\mathbf{J}_b(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{n}}_b \times \mathbf{H}_b(\mathbf{r})$, 表示目标表面电流.

结合(1)和(2)式, 可以得到目标与粗糙面的耦合积分方程组

$$\hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{H}_{\text{inc}}(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_b^s(\mathbf{r})) = \frac{\mathbf{J}_s(\mathbf{r})}{2} - \hat{\mathbf{n}} \times \int_S \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \times \mathbf{J}_s(\mathbf{r}') ds', \quad (5a)$$

$$(\mathbf{E}_{\text{inc}}(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_s^s(\mathbf{r}))|_{\text{tan}} = i\omega\mu_0 \int_{S_b} [\mathbf{J}_b(\mathbf{r}') + \frac{1}{k^2} \nabla (\nabla' \cdot (\mathbf{J}_b(\mathbf{r}')))] \times g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') ds'. \quad (5b)$$

若将上式看成一个整体, 直接用 MOM 对其求解将占用大量内存 ($O(N^2)$), 且计算效率低. 因此, 直接用传统 MOM 求解是非常困难的.

2.2. 应用 G-SMFSIA/CAG 求解耦合积分方程组

对粗糙面表面进行规范网格剖分, 感应电流用脉冲基函数表示, 对目标表面进行三角面元剖分, 感应电流用 RWG 基函数表示, 用伽辽金法离散方程(5)可以得到 MOM 矩阵方程

$$\mathbf{Z}^{\text{total}} \mathbf{I}^{\text{total}} = \mathbf{V}_{\text{inc}}, \quad (6)$$

其中, $\mathbf{Z}^{\text{total}}$ 表示总的阻抗矩阵, 它既包括粗糙面的阻抗矩阵, 也包括目标的阻抗矩阵, 维数为 N^{total} (N^{total} 为粗糙面与目标表面未知量总数), 而粗糙面表面

未知量常常成千上万,若全部存储需要很大内存,而且填充矩阵需要花费大量时间,这严重影响了计算速度,限制了数值法的应用.

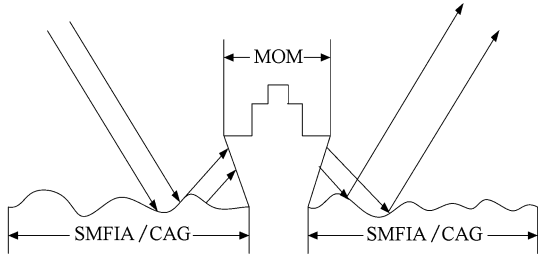


图2 方程求解示意图

将方程(6)分成粗糙面与目标两部分考虑,见图2.粗糙面部分的散射应用 SMFIA/CAG 来计算,其基本原理是:定义一强作用距离 r_d ,据此将粗糙面的阻抗矩阵分成强作用矩阵 $\mathbf{Z}_s^{(s)}$ 、平面矩阵 $\mathbf{Z}_s^{(fs)}$ 和弱作用矩阵 $\mathbf{Z}_s^{(w)}$,再结合迭代算法(如预处理的双共轭梯度法 Bi-CGSTAB-Pre)求解线性方程,在求解过程中,需要多次计算阻抗矩阵与向量的乘积.其中, $\mathbf{Z}_s^{(fs)}$ 是 Toeplitz 矩阵,因此 $\mathbf{Z}_s^{(fs)} \mathbf{I}_s$ 可结合快速傅里叶变换(FFT)来计算,而 $\mathbf{Z}_s^{(w)}$ 则先展开为泰勒级数项,再结合 FFT 快速计算 $\mathbf{Z}_s^{(w)} \mathbf{I}_s$,其中 r_d 与泰勒级数项个数的选取详见文献[20].目标部分则直接用 MOM 精确求解.该算法即 G-SMFIA/CAG.

综上所述, $\mathbf{Z}^{\text{total}}$, $\mathbf{I}^{\text{total}}$ 与 $\mathbf{V}_{\text{inc}}$ 的结构见图3,阻抗矩阵中带斜线部分表示粗糙面部分的强作用矩阵 $\mathbf{Z}_s^{(s)}$,其半带宽度为 r_d ,网格部分表示目标的阻抗矩阵 $\mathbf{Z}^{\text{Target}}$, $\mathbf{I}^{\text{total}}$ 中既包括粗糙面表面电流 $\mathbf{J}_s$,也包括了目标表面电流 $\mathbf{J}_b$, $\mathbf{V}_{\text{inc}}^s$ 和 $\mathbf{V}_{\text{inc}}^b$ 分别表示粗糙面与目标的初始入射场.

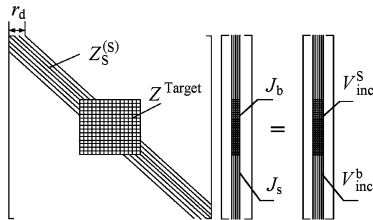


图3 矩阵结构图

具体求解步骤如下:

第一步,用 Bi-CGSTAB-Pre 计算粗糙面表面部分积分方程,迭代过程如下:

$$(\mathbf{Z}_s^{(s)} + \mathbf{Z}_s^{(fs)}) \mathbf{J}_s^{(i+1)} = \mathbf{b}^{(i+1)},$$

$$\mathbf{b}^{(i+1)} = \mathbf{b}^{(0)} - \sum_{m=1}^M \mathbf{Z}_m^{(w)} \mathbf{J}_s^{(i)},$$

$$\mathbf{b}^{(0)} = \mathbf{V}_{\text{inc}}^s,$$

其中, $\mathbf{Z}_m^{(w)}$ 表示粗糙面弱作用矩阵的泰勒级数展开项, M 表示展开的泰勒级数项个数,本文中 M 均取 6.迭代过程中, $\mathbf{Z}_s^{(s)} \mathbf{J}_s^{(i+1)}$ 仍采用精确的 MOM 计算,而 $\mathbf{Z}_s^{(fs)} \mathbf{J}_s^{(i+1)}$ 和 $\mathbf{Z}_m^{(w)} \mathbf{J}_s^{(i)}$ 则用 FFT 快速求解.此时粗糙面只受到入射波照射,没有考虑目标对它的作用.

第二步,由(3)式计算粗糙面对目标的散射贡献 $\mathbf{E}_s^s$.

第三步,将 $\mathbf{E}_s^s$ 加入目标的激励项,求解方程

$$\mathbf{Z}^{\text{Target}} \mathbf{J}_b = \mathbf{V}_{\text{inc}}^b + \mathbf{E}_s^s,$$

得到目标表面的感应电流 $\mathbf{J}_b$,这里已经考虑了粗糙面对目标的作用.

第四步,由(4)式计算目标对粗糙面的散射贡献 $\mathbf{H}_b^s$.

第五步,计算迭代误差,若其满足指定精度则停止迭代,否则,更新第一步中的激励项,即令 $\mathbf{b}^{(0)} = \mathbf{V}_{\text{inc}}^s + \mathbf{H}_b^s$,继续进行迭代计算直至达到指定的收敛精度.

定义第 n 步迭代的迭代误差

$$\tau(n) = \frac{|\mathbf{Z}^{\text{total}} (\mathbf{I}^{\text{total},(n)} - \mathbf{I}^{\text{total},(n-1)})|}{|\mathbf{V}_{\text{inc}}|}, \quad (7)$$

其中, $\mathbf{I}^{\text{total},(n)}$ 与 $\mathbf{I}^{\text{total},(n-1)}$ 分别指第 n 步与第 $n-1$ 步粗糙面与目标的总的表面电流,当迭代误差 $\tau(n)$ 满足指定收敛精度时停止迭代.

该算法基于物理散射机理,理论明了,易于编程实现,所需内存与计算量同计算金属粗糙面的 SMFIA/CAG 相当(均为 $O(M \log N)$),只不过增加了目标部分的计算.值得指出的是,该算法并没有对粗糙面或目标做任何情况的近似,是一种精确解,而且不受粗糙面参数或目标形状的限制.因此可以应用于快速求解复杂目标与粗糙面的复合电磁散射.

2.3. 锥形入射波与散射系数

为避免人为截断粗糙面引起的误差,采用锥形波入射^[20],限于篇幅,本文只考虑水平极化入射波情况,表达式为

$$\mathbf{H}_{\text{inc}}(x, y, z) = -\frac{1}{\eta} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \exp(ik_x x + ik_y y - ik_z z) \times E_{\text{TE}}(k_x, k_y) \hat{\mathbf{h}}(-k_z), \quad (8)$$

$$\mathbf{E}_{\text{inc}}(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \exp(ik_x x + ik_y y$$

$$-ik_z z) \times E_{TE}(k_x, k_y) \hat{e}(-k_z), \quad (9)$$

其中, η 为自由空间波阻抗,

$$\hat{h}(-k_z) = \frac{k_z}{kk_\rho}(\hat{x}k_x + \hat{y}k_y) + \frac{k_\rho}{k}\hat{z},$$

$$\hat{e}(-k_z) = \frac{1}{k_\rho}(\hat{x}k_y - \hat{y}k_x),$$

$$k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2},$$

$$k_\rho = \sqrt{k_x^2 + k_y^2},$$

$$E_{TE}(k_x, k_y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \exp(-ik_x x - ik_y y) \\ \times \exp(i(k_x x + k_y y)(1+w)) \\ \times \exp(-t), \quad (10)$$

其中

$$t = t_x + t_y = (x^2 + y^2)/g^2,$$

$$t_x = \frac{(\cos\theta_i \cos\varphi_i x + \cos\theta_i \sin\varphi_i y)^2}{g^2 \cos^2\theta_i},$$

$$t_y = \frac{(-\sin\varphi_i x + \cos\varphi_i y)^2}{g^2},$$

$$w = \frac{1}{k^2} \left[\frac{(2t_x - 1)}{g^2 \cos^2\theta_i} + \frac{(2t_y - 1)}{g^2} \right],$$

g 为参数控制锥形入射波的宽度.

值得指出, 由于通常情况下目标尺寸与粗糙面相比很小, 因此当锥形入射波宽度足够大时, 可以认为目标受平面波入射, 即

$$\mathbf{E}_{inc}^{target} = \mathbf{E}_h e^{-ik_i \cdot \mathbf{r}}, \quad (11)$$

$$\mathbf{k}^i = \sin\theta_i \cos\varphi_i \hat{x} + \sin\theta_i \sin\varphi_i \hat{y} - \cos\theta_i \hat{z}.$$

定义双站散射系数

$$\sigma_{\alpha\beta} = \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{4\pi r^2 |\mathbf{E}_\alpha^{Sur} + \mathbf{E}_\alpha^{Tar}|^2 \cos\theta_i}{|\mathbf{E}_\beta^i|^2 \cdot S \cdot \cos\theta_i}, \quad (12)$$

其中, α 表示散射极化方向, β 表示入射极化方向, $\mathbf{E}_\alpha^{Sur}$ 和 $\mathbf{E}_\alpha^{Tar}$ 表示粗糙面与目标具有 α 极化的散射电场分量, $\mathbf{E}_\beta^i$ 表示 β 方向极化的入射电场分量, 其中 θ_i 是入射角度, $S \cdot \cos\theta_i$ 是被照射的粗糙面在垂直入射波方向的平面上的投影面积. 当得到粗糙面表面电流 $\mathbf{J}_s$ 与目标电流 $\mathbf{J}_b$ 后, 由上式可以求得粗糙面与目标在任何角度下的复合双站散射系数.

3. 数值分析

3.1. 算法的有效性与收敛性验证

采用具有 PM (Pierson-Moskowitz) 海浪谱的随机

粗糙面模拟实际海洋面^[22]. Pierson-Moskowitz 谱是以风速为参量充分成长状态的海浪频谱, 是由观测得到的纯经验谱, 三维 PM 谱具有如下形式

$$W_{PM}(k_x, k_y) = \frac{a_0}{2(k_x^2 + k_y^2)^2} \exp\left(-\frac{\beta g^2}{(k_x^2 + k_y^2) U_{19.5}^4}\right) \\ \times \frac{\cos^2(\tan^{-1}(k_y/k_x) - \varphi_v)}{\pi}, \quad (13)$$

其中海面的表面方差为 $h^2 = \frac{a_0 U_{19.5}^4}{4\beta g^2}$, $U_{19.5}$ 代表高度为 19.5 m 处的风速, 常数 $a_0 = 0.0081$, $\beta = 0.74$, 重力加速度 $g = 9.8 \text{ m/s}^2$, ϕ 是在 xoy 面内由 x 轴正方向逆时针转到考察方向形成的夹角, ϕ_v 代表风向, 当 $\phi_v = 0$ 时风向代表 x 正方向.

以海洋表面上放置的金属立方体 (见图 4) 为例, 验证算法的有效性. 立方体放置于海面的中央, 海面大小为 $L_x \times L_y = 10\lambda \times 10\lambda$, 风速 $U_{19.5} = 5 \text{ m/s}$, 此时海面的均方根高度 $h = 0.1334 \text{ m}$, 入射波波长 $\lambda = 1 \text{ m}$, 入射角 $\theta_i = 30^\circ$, $\varphi_i = 0^\circ$, $\phi_v = 0$, 锥形波参数 $g = L_x/3$. 海面剖分密度为每平方波长上 64 个采样点, 产生 6400 个采样点, 12800 个未知数, 取粗糙面强作用距离 $r_d = 2.5\lambda$. 若无特殊说明, 文中所有结果均是对相同参数粗糙面实现 10 次取平均的结果, 所用计算机配置为: 主频 2.0 GHz, 内存 2.0 G.

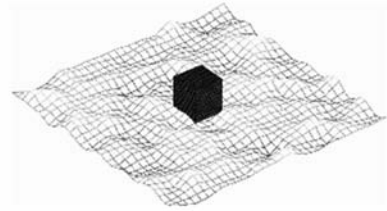
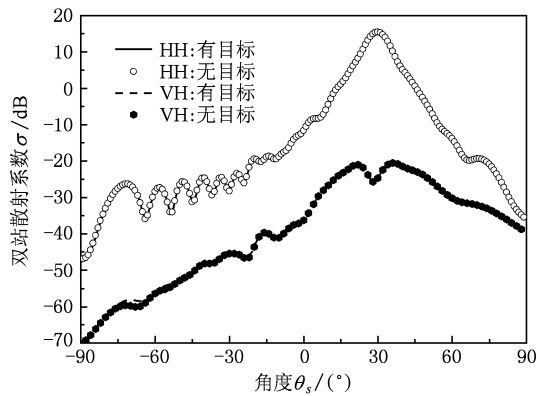


图 4 海面上放置的金属立方体

算法的有效性可通过如下方式进行验证, 令立方体的边长趋于零, 比较此时的双站散射系数与只有海面时的散射系数, 若两者的误差在允许的范围, 可以忽略, 则认为算法是有效的. 图 5 所示是立方体边长退化为 0.01λ 时的复合散射系数与只有海面时的散射系数相比较结果, 此时立方体可以看成是一个点. 由图可知, 无论是同极化还是交叉极化散射, 两种结果均符合得非常好, 验证了本文算法的有效性.

算法收敛性分析. 其他参数不变, 目标分别取边长为 1λ 的立方体、半径为 0.5λ 的半球体和圆柱 (底面半径为 0.5λ , 高为 1λ), 目标表面剖分的三角

图5 算法的验证($\varphi_s = 0^\circ$)

面元个数分别为 1040, 381 和 809, 由于目标底面与粗糙面重合, 因此不需要对目标的底面进行剖分. 目标尺寸相对于粗糙面的尺寸比较小 (约为 1:100), 近似等效于目标与无限大粗糙面之间的相互作用, 此时目标可认为是平面波入射. 图 6 所示为由 (7) 式计算相应的每一步迭代误差, 由图可知, 它们都成指数级衰减速度, 证明了本文算法具有良好的收敛性.

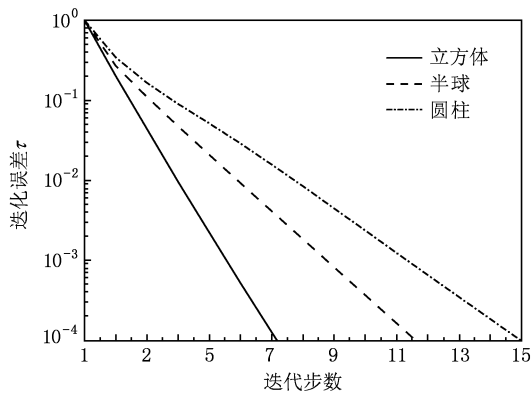


图6 迭代误差变化趋势

3.2. 数值结果分析

现将 G-SMFSA/CAG 应用于计算海面上金属立方体的散射, 粗糙海面参数不变, 立方体边长取 1λ , 当迭代误差小于 0.01 时停止迭代. 图 7(a), (b) 分别为实现一次粗糙面时, 金属立方体/海面在 HH 同极化下和 VH 交叉极化下的全方位的复合双站散射系数. 由图可知, HH 极化目标/海面的复合散射系数在镜面反射方向 ($\theta_s = 30^\circ, \varphi_s = 0^\circ$) 附近出现最强散射峰值, 并且这些峰值分布在入射平面内

($\varphi_s = 0^\circ$), 而在与入射面垂直的平面内 ($\varphi_s = 90^\circ$) 散射较弱, 并且交叉极化散射系数比同极化散射系数小两个数量级.

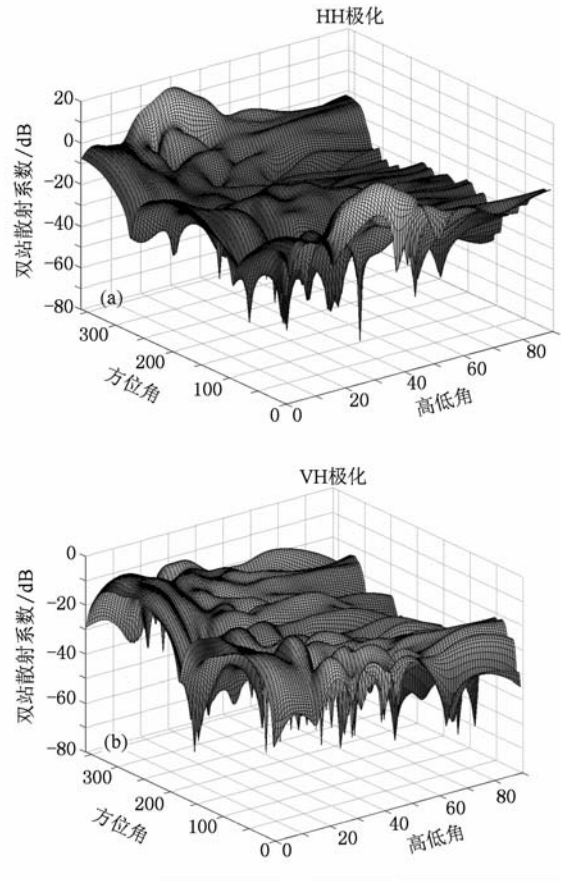
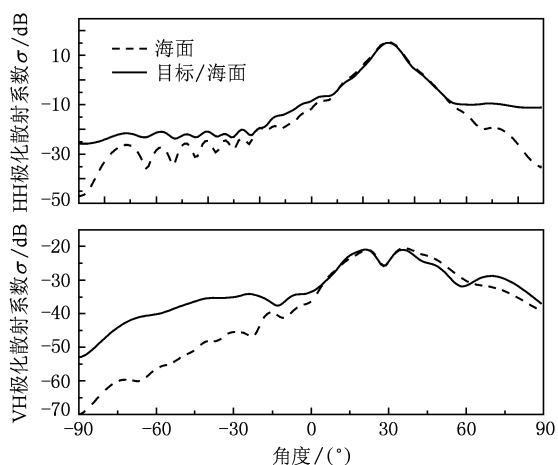
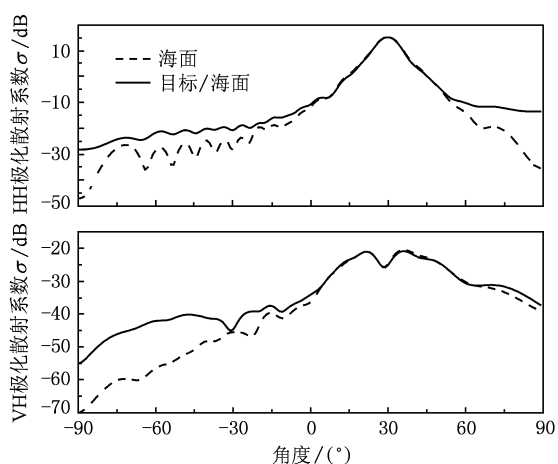


图7 全方位散射角度下的双站散射系数

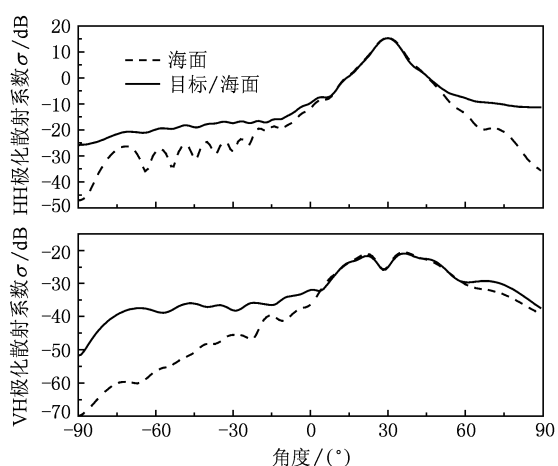
为比较粗糙海面上有无目标时散射系数的变化情况, 分别计算海面上放置立方体 (边长 1λ)、半球体 (半径 0.5λ) 和圆柱 (底面半径 0.5λ , 高 1λ) 时的复合散射系数与单独存在粗糙面时的散射系数相比较, 当迭代误差小于 0.01 时停止迭代. 图 8(a), (b) 和 (c) 分别为金属立方体、半球体和圆柱与海面的复合散射系数, 其中实线代表目标/海面的复合散射系数, 虚线代表只有海面时的散射系数. 由图可知, HH 极化散射有无目标时在镜面方向 $\theta_s = 30^\circ$ 处都有峰值, 但是有目标时在除镜面方向的以外范围内的散射有明显增强, VH 极化散射的情况与 HH 极化相似. 尽管此时的目标尺寸相对海面面积来讲很小, 海面的散射占了主要部分, 但是散射系数还是发生了明显变化. 由图还可以看出, 圆柱目标与海面的相互作用最为明显, 半球与海面的作用最弱.



(a) 立方体与海面的复合散射系数



(b) 半球体与海面的复合散射系数



(c) 圆柱与海面的复合散射系数

图8 目标与粗糙面的复合散射系数($\varphi_s = 0$)

因此,有无目标时海面的散射系数有明显区别,而它们之间的差异正体现了目标与海面的相互作用,在计算环境中的目标时必须考虑目标与环境

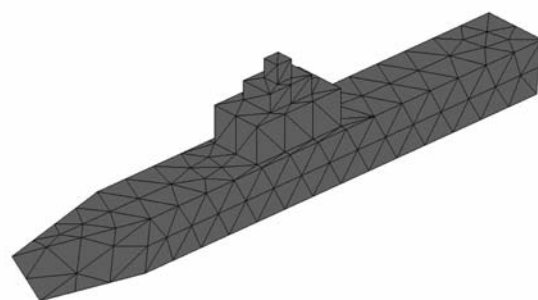


图9 舰船模型示意图

的相互作用.

计算复杂舰船目标与粗糙面的复合电磁散射.粗糙面仍用具有PM谱的海洋粗糙面,海面风速为5 m/s,其余参数不变.舰船模型如图9所示,其中船最长和最宽处为180 m和20 m,船高15 m,先将模

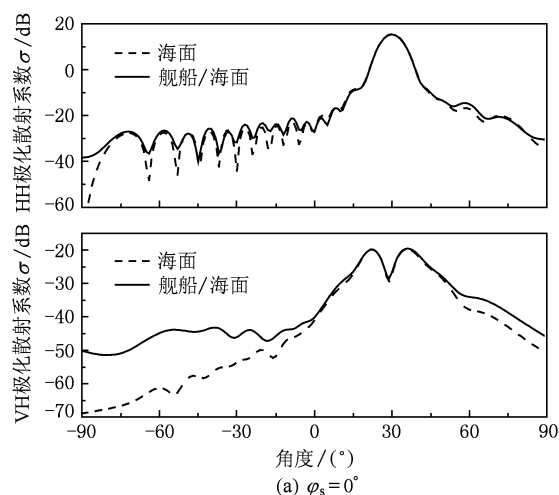
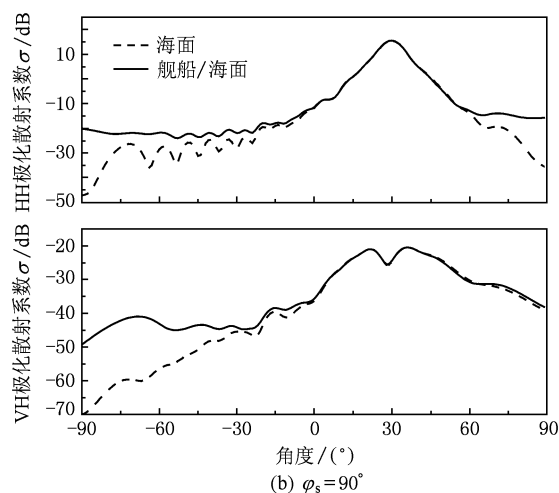
(a) $\varphi_s = 0^\circ$ (b) $\varphi_s = 90^\circ$

图10 海面上舰船的散射系数

型缩小到 1/100, 共剖分 302 个三角面元, 舰船与海面的复合模型如图 1 所示. 图 10 所示为海面上舰船的散射系数, 其中图 10(a) 为入射波从船首部 ($\varphi_i = 0^\circ$) 入射的结果, (b) 为入射波从船侧面 ($\varphi_i = 90^\circ$) 入射的结果. 由图可知, 当海面上由舰船目标时, HH 极化和 VH 极化散射在镜面反射方向以外的范围内都明显增大, 尤其当入射波从船侧面入射时的变化更为显著.

考虑不同风速海面对散射系数的影响, 其余参

数不变, 海面风速分别取 0 m/s, 3 m/s 和 5 m/s. 图 11 比较了不同风速时, 入射波分别从舰船首部和侧面入射时的舰船/海面复合散射系数, 由图可知不论是入射波从舰船首部入射还是船侧面入射, 对于 HH 极化散射, 随着风速增大, 海面均方根高度增大, 在镜面反射方向散射有所减小, 而在其余角度的散射增强, 尤其是入射波从舰船侧面入射时变化更为明显. 同时可知随着风速增大, VH 极化散射在所有角度都有所增强.

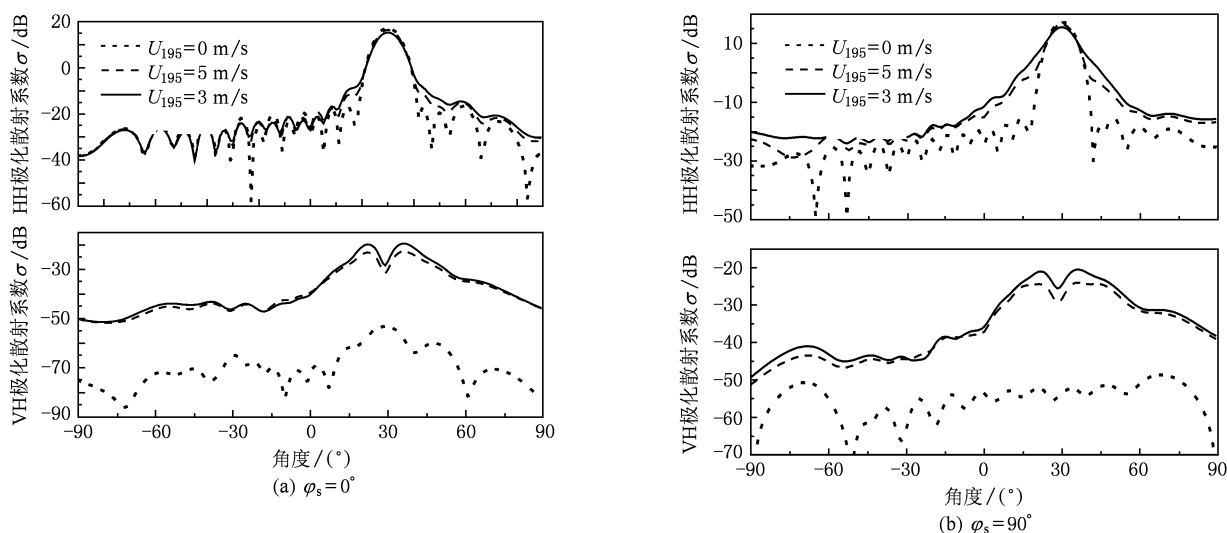


图 11 不同风速对应的散射系数

4. 结 论

本文提出了计算二维导体粗糙面与面上金属目标复合电磁散射的快速数值算法 G-SMFSA/CAG, 该算法具有以下优点: 1) 占用内存少, 计算速度快; 2) 适用范围广泛, 不受粗糙面参数与目标形状限制, 可以用于计算复杂环境与目标的复合电磁散射; 3) 理论明了, 易于编程实现. 首次实现了三维目标与粗糙面复合散射问题的快速数值求解.

结合 Monte-Carlo 方法生成的 PM 谱海洋面, 研究了随机粗糙面与面上立方体、半球体与圆柱的复

合电磁散射特性, 验证了算法的有效性, 讨论了算法的收敛性, 比较了同极化和交叉极化散射时目标对散射系数的影响. 由结果可知, 目标对入射平面的后向方向散射有明显影响. 最后计算了海面舰船目标的双站散射系数, 讨论了入射波分别从船首部和船侧面入射时两种情况, 由结论可知入射波从船侧面照射时目标对散射系数的影响更为明显. 分析了海面风速对散射系数的影响, 由结论可知随着海面风速的增大, HH 极化散射在镜面反射方向有所减小, 在其余范围内散射增强, VH 极化散射在所有角度都增强. 本文为分析环境中的目标散射特性提供了理论依据.

- [1] Jin Y Q, Li Z 2001 *IEEE Trans. on Fundamentals and Materials Society (A)* **121** 917
- [2] Wang X, Wang C F, Gan Y B 2003 *Progress In Electromagnetics Research PIER* **40** 207

- [3] Ye H X, Jin Y Q 2006 *IEEE Trans. on Geoscience Remote Sensing* **44** 108
- [4] Wang Y H, Zhang Y M, Guo L X 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5529 (in Chinese) [王运华、张彦敏、郭立新 2008 物理学报]

- 57 5529]
- [5] Wang R, Guo L X, Qin S T, Wu Z S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3473 (in Chinese) [王蕊、郭立新、秦三团、吴振森 2008 物理学报 **57** 3473]
 - [6] Li Z X 2006 *IEEE Trans. on Antennas Propagation* **54** 2072
 - [7] Lawrence D E, Sarabandi K 2002 *IEEE Trans. on Antennas and Propagation* **50** 1368
 - [8] Wang Y H, Zhang Y M, He M X, Guo L X 2008 *Chin Phys. B* **17** 3696
 - [9] Wang R, Guo L X, Li Juan, Liu X Y 2009 *Science in China (G)* **39** 201 (in Chinese) [王蕊、郭立新、李娟、刘晓勇 2009 中国科学 G 辑 **39** 201]
 - [10] Ye H X, Jin Y Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4579 (in Chinese) [叶红霞、金亚秋 2009 物理学报 **58** 4579]
 - [11] Li X F, Xie Y J, Fan J, Wang Y Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 908 (in Chinese) [李晓峰、谢拥军、樊君、王元源 2009 物理学报 **58** 908]
 - [12] Geng N, Ressler M A, Carin L 1999 *IEEE Trans. Geoscience Remote Sensing* **27** 2609
 - [13] Johnson J T 2001 *Microwave Opt Technol Lett.* **30** 130
 - [14] Liu Z J, He J Q, Xie Y J 2002 *IEEE Trans. on Antennas Propagation* **50** 1838
 - [15] Ye H X, Jin Y Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 839 (in Chinese) [叶红霞、金亚秋 2008 物理学报 **57** 839]
 - [16] Ye H X, Jin Y Q 2008 *Chinese Journal of Radio Science* **23** 1144 (in Chinese) [叶红霞、金亚秋 2008 电波科学学报 **23** 1144]
 - [17] Guo L X, Wang Y H, Wu Z S 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5130 (in Chinese) [郭立新、王运华、吴振森 2005 物理学报 **54** 5130]
 - [18] Kuang L, Jin Y Q 2007 *IEEE Trans. on Antennas Propagation* **55** 1368
 - [19] Magda E S 2002 *IEEE Trans. On Geoscience and Remote Sensing* **40** 982
 - [20] Tsang L, Kong J A, Ding K H 2000 *Scattering of Electromagnetic Waves: Numerical Simulations* (New York: John Wiley & Sons Inc) p278—285, p565—571
 - [21] Rao S M, Wlton D R, Glisson A W 1982 *IEEE Trans. on Antennas Propagation* **32** 409
 - [22] ToPorkov J V, Brown G S 2000 *IEEE Trans. on Geoscience and remote sensing* **38** 1616

Bistatic scattering from three-dimensional target on perfectly conducting rough surface by using G-SMFSIA/CAG^{*}

Ji Wei-Jie^{1)†} Tong Chuang-Ming¹⁾²⁾

1) (Missile Institute of Air Force Engineering University, Sanyuan 713800, China)

2) (State Key Lab. of Millimeter Waves, Nanjing 210096, China)

(Received 5 December 2009; revised manuscript received 25 February 2010)

Abstract

This paper presents a novel and powerful numerical technique called general sparse-matrix flat-surface iterative approach-canonical grid (G-SMFSIA/CAG), which combines the sparse-matrix flat-surface iterative approach-canonical grid (SMFSIA/CAG) for 2D conducting rough surface and the method of moment (MoM) based on Rao-Wilton-Glisson (RWG) function for PEC target, to compute the electromagnetic scattering from a three-dimensional PEC target on conducting rough surface. The coupling surface integral equations (SIEs) for the composite model are derived based on Huygens surface equivalence principle. The SMFSIA/CAG is applied to solve the SIE of rough surface, and the targets' SIE is solved using MoM. The iteration of SMFSIA/CAG and MoM takes account the interactions between target and the rough surface. Combining the PM (Pierson-Moskowitz) sea surface generated using Monte-Carlo method, the bistatic scattering coefficient for different targets on sea surface are computed. Convergence and effectivity of the G-SMFSIA/CAG is numerically validated. The bistatic scattering coefficient from ship on sea surface is calculated finally, and the dependence of bistatic scattering pattern upon the wind speed is discussed.

Keywords: composite scattering, general sparse-matrix flat-surface iterative approach-canonical grid (G-SMFSIA/CAG), PM (Pierson-Moskowitz) sea surface, bistatic scattering coefficient

PACS: 03.50.De, 03.65.Ge, 73.20.At, 91.10.Vr

^{*} Project supported by the Foundation of State Key Lab. of Millimeter Waves (Grant Nos. K200818, K200907).

[†] E-mail: jiweijie01@163.com