物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

粗糙海面与其上方多目标复合散射的混合算法

李冰　马萌晨　雷明珠

Hybrid algorithm for composite electromagnetic scattering from the multi-target on and above rough sea surface

Li Bing　Ma Meng-Chen　Lei Ming-Zhu

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, **66**, 050301 (2017)　DOI: 10.7498/aps.66.050301
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.050301
当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I5

粗糙海面与其上方多目标复合散射的混合算法*

李冰† 马萌晨 雷明珠

(哈尔滨工程大学自动化学院, 哈尔滨 150001)

(2016 年 10 月 16 日收到; 2016 年 11 月 19 日收到修改稿)

针对粗糙海面与其上方多目标复合的情形, 常用算法存在计算量过大、计算时间太长等缺点, 本文采用基尔霍夫近似法与矩量法结合的混合算法可以大大简化计算量、节省时间. 本文首先通过蒙特卡罗的方法模拟一维 PM 粗糙海面, 并与粗糙海面上方多目标建立复合模型; 然后对矩量法结合基尔霍夫近似法的混合算法做了详细的公式推导, 得到了复合散射系数, 并且分析了不同入射角、目标高度、目标间距、目标尺寸、风速等参数对复合电磁散射特性的影响. 实验结果表明, 针对粗糙海面与其上方多目标复合的情形, 采用矩量法结合基尔霍夫近似法的混合算法不但可以保证准确性, 而且可以大幅度减少计算所用时间 (混合算法用时占矩量法的 19%), 对大尺寸粗糙面和复杂的复合模型优势尤为明显.

关键词: 多目标, 复合散射, 混合算法, 粗糙海面

PACS: 03.50.De, 41.20.–q, 11.80.La **DOI:** 10.7498/aps.66.050301

1 引 言

粗糙面与目标的复合电磁散射特性研究在雷达探测、海洋遥感、军事对抗等领域有着广泛的应用[1−5]. 在民用方面, 现有的非成像海洋遥感雷达[6] 主要是通过测量海面背景下的电磁散射系数来获取海面的诸如风速、风向、海水温度、盐度及浪高等有关信息. 在军用方面, 海面环境及处于其中的军事目标如近地海飞机、超低空飞行导弹、海上舰船以及地面、沙漠、植被和丛林中的战车、地下掩埋目标等的雷达探测和预警, 长期以来一直是雷达领域最重要的研究课题之一[7,8]. 因此, 研究粗糙海面背景下海面与多目标复合电磁散射有着重要的意义.

矩量法 (method of moments, MOM) 是一种应用广泛的严格数值计算方法, 在电磁散射分析中具有极其重要的作用, 是判断其他算法是否正确的重要依据[9]. 然而矩量法描述的是任意两个子散射体之间的直接作用, 通过将子散射体离散化, 直接分析点对点之间的关系, 导致矩量法在分析大尺寸粗糙面与多目标复合电磁散射时, 出现计算量过大、对计算内存要求过高、计算时间太长等缺点. 针对这一问题, 研究人员也提出了诸多加速算法, 如基于“集线器”思想的快速多极子算法 (fast multipole method, FMM)[10], 基于稀疏矩阵的稀疏矩阵规范网格法 (sparse matrix canonical grid, SMCG)[11], 基于变分原理的有限元法 (finite elements method, FEM)[12], 基于迭代法的前后向迭代方法 (forward backward method, FBM)[13,14] 等, 这些方法都是针对矩量法中矩阵进行加速处理. 文献 [15, 16] 中提出了一种将基尔霍夫近似法引入到电磁散射数值计算中的方法. 此外, 研究人员还提出了一些其他算法, 如基于 CUDA 的 GPU 并行算法[17,18], 基于压缩感知理论的加速算法等[19,20], 这些算法为解决电磁散射提供了新的思路.

* 国家自然科学基金 (批准号: 51307026)、黑龙江省科学基金 (批准号: E201347) 和哈尔滨市科技创新人才研究专项基金 (批准号: RC2015QN020027) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: libing_paper@163.com

 http://wulixb.iphy.ac.cn

本文中, 针对粗糙海面与其上方多目标飞行物复合的情形, 通过划分不同区域, 采用基尔霍夫近似法(KA)结合矩量法(MOM)的混合方法来加速其复合电磁散射的计算, 并做了详细的公式推导, 最后分析了不同入射角、目标高度、目标间距、目标尺寸、风速等参数对复合电磁散射特性的影响. 实验结果表明, 与传统的矩量法相比, 混合算法不仅保证了精确度, 而且有效地减少了计算时间, 明显提高了计算效率.

2 基尔霍夫近似与矩量法的混合算法

针对粗糙海面上方多目标的复合情形, 采用图1所示一维粗糙海面与其上方目标复合电磁散射模型, 其中上方目标为飞行物目标. 当粗糙海面较平缓时, 可以用基尔霍夫近似的方法求解粗糙海面上的散射场.

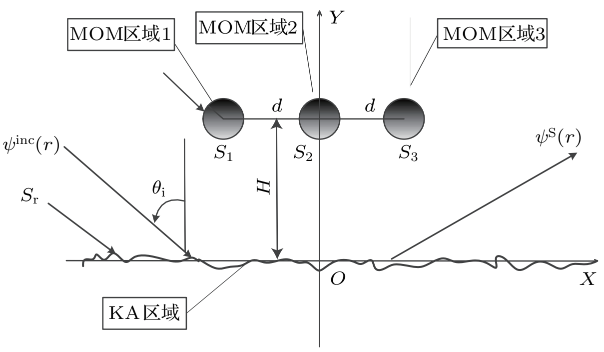

图1 复合模型的区域划分示意图

Fig. 1. Sketch map of regional of complex model.

如图1所示将模型划分为MOM区域和KA区域. 其中, 粗糙海面轮廓为$S_{\rm r}$, 二维飞行物目标轮廓分别为S_1, S_2, S_3. 选取图1中O点为坐标原点, 目标间距为d, 目标距离粗糙海面垂直高度为H, 则S_1几何中心点的坐标为$(-d, H)$, S_2几何中心点的坐标为$(0, H)$, S_3几何中心点的坐标为(d, H). 将粗糙海面划分为P段, 将三个飞行物目标分别划分为$N1$, $N2$, $N3$段. 假设电磁波入射到复合模型中时, 分别在目标和粗糙海面表面激发的感应电流为$\boldsymbol{J}^{S1}$, $\boldsymbol{J}^{S2}$, $\boldsymbol{J}^{S3}$和$\boldsymbol{J}^{\rm KA}$, 将它们分别用脉冲基函数$\boldsymbol{f}_{n1}$, $\boldsymbol{f}_{n2}$, $\boldsymbol{f}_{n3}$和$\boldsymbol{f}_p$展开为[21]:

$$\boldsymbol{J}^{S1}=\sum_{n=1}^{N1}\alpha_n\boldsymbol{f}_{n1}, \tag{1}$$

$$\boldsymbol{J}^{S2}=\sum_{n=1}^{N2}\beta_n\boldsymbol{f}_{n2}, \tag{2}$$

$$\boldsymbol{J}^{S3}=\sum_{n=1}^{N3}\gamma_n\boldsymbol{f}_{n3}, \tag{3}$$

$$\boldsymbol{J}^{\rm KA}=\sum_{p=1}^{P}\lambda_p\boldsymbol{f}_p, \tag{4}$$

其中, α_n, β_n, γ_n和$\lambda_{\rm P}$分别为目标及粗糙海面的表面电流展开系数. 感应电流在自由空间中所产生的电场和磁场分别为:

$$\boldsymbol{E}^S=\boldsymbol{L}^e(\boldsymbol{J}), \tag{5}$$

$$\boldsymbol{H}^S=\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{J}), \tag{6}$$

其中, 电场算子$\boldsymbol{L}^e$和磁场算子$\boldsymbol{L}^h$定义如下[22]:

$$\begin{aligned}\boldsymbol{L}^e(\boldsymbol{J})=&{\rm i}w\mu\int_{\rm V}\left(\overleftrightarrow{\boldsymbol{I}}+\frac{\nabla\nabla'}{k^2}\right)\cdot\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}')\\&\times{\rm G}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}'){\rm d}V',\end{aligned} \tag{7}$$

$$\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{J})=\nabla\times\int_{\rm V}\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}'){\rm G}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}'){\rm d}V', \tag{8}$$

其中, $\overleftrightarrow{\boldsymbol{I}}$为单位并矢, $k=\omega\sqrt{\mu_0\cdot\varepsilon_0}$为自由空间中的波数, ${\rm G}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')=\frac{\rm i}{4}\boldsymbol{H}_0^{(1)}(k|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|)$为自由空间格林函数, $\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}')$为表面感应电流. 粗糙海面区域的电流系数由基尔霍夫近似法求得. 考虑到粗糙海面与目标之间的耦合作用, 粗糙海面上的电流可以表示为

$$\begin{aligned}\boldsymbol{J}^{\rm KA}=&2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{H}^{\rm in}(\boldsymbol{r})+2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{J}^{S1})\\&+2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{J}^{S2})+2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{J}^{S3}),\end{aligned} \tag{9}$$

其中, $\hat{\boldsymbol{n}}=\dfrac{-f'(x)\hat{\boldsymbol{x}}+\hat{\boldsymbol{z}}}{\sqrt{1+[f'(x)]^2}}$为粗糙海面的法向单位矢量, $\boldsymbol{H}^{\rm in}(\boldsymbol{r})$为入射磁场强度. (1)式—(3)式中目标表面电流表达式代入(9)式中可以得到

$$\begin{aligned}\lambda_{\rm P}=&\Big[2\hat{\boldsymbol{n}}\cdot\boldsymbol{H}^{\rm in}(\boldsymbol{r}_{\rm P})\cdot\hat{\boldsymbol{f}}_p\\&+\sum_{n=1}^{N1}\alpha_n 2\hat{\boldsymbol{n}}\cdot\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n1})\cdot\hat{\boldsymbol{f}}_p\\&+\sum_{n=1}^{N2}\beta_n 2\hat{\boldsymbol{n}}\cdot\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n2})\cdot\hat{\boldsymbol{f}}_p\\&+\sum_{n=1}^{N3}\gamma_n 2\hat{\boldsymbol{n}}\cdot\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n3})\cdot\hat{\boldsymbol{f}}_p\Big],\end{aligned} \tag{10}$$

将系数$\lambda_{\rm P}$代入到粗糙海面表面电流表达式(4)中可以得到粗糙海面表面电流为

$$\begin{aligned}\boldsymbol{J}^{\mathrm{KA}}=\sum_{p=1}^{p}\Big[&2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{H}^{\mathrm{in}}(r_{\mathrm{P}})\cdot\hat{\boldsymbol{f}}_p+\sum_{n=1}^{N1}\alpha_n2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n1})\cdot\hat{\boldsymbol{f}}_1\\&+\sum_{n=1}^{N2}\beta_n2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n2})\cdot\hat{\boldsymbol{f}}_2+\sum_{n=1}^{N3}\gamma_n2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n3})\cdot\hat{\boldsymbol{f}}_3\Big]\boldsymbol{f}_{\mathrm{P}}.\end{aligned}\tag{11}$$

HH 极化下, 由导体目标表面的Dirichlet边界条件可得导体目标表面电场积分方程为

$$\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}^{\mathrm{in}}+\boldsymbol{E}^{S}=0,\tag{12}$$

其中, $\boldsymbol{E}^{\mathrm{in}}$ 表示入射电场, $\boldsymbol{E}^{S}$ 为目标和粗糙海面在自由空间中所激发的散射电场. (12) 式可以表示为:

$$\begin{aligned}&\boldsymbol{E}_{S1}^{\mathrm{in}}+\boldsymbol{L}^e(\boldsymbol{J}^{S1})+\boldsymbol{L}^e(\boldsymbol{J}^{S2})+\boldsymbol{L}^e(\boldsymbol{J}^{S3})+\boldsymbol{L}^e(\boldsymbol{J}^{\mathrm{KA}})=0,\\&\boldsymbol{E}_{S2}^{\mathrm{in}}+\boldsymbol{L}^e(\boldsymbol{J}^{S1})+\boldsymbol{L}^e(\boldsymbol{J}^{S2})+\boldsymbol{L}^e(\boldsymbol{J}^{S3})+\boldsymbol{L}^e(\boldsymbol{J}^{\mathrm{KA}})=0,\\&\boldsymbol{E}_{S3}^{\mathrm{in}}+\boldsymbol{L}^e(\boldsymbol{J}^{S1})+\boldsymbol{L}^e(\boldsymbol{J}^{S2})+\boldsymbol{L}^e(\boldsymbol{J}^{S3})+\boldsymbol{L}^e(\boldsymbol{J}^{\mathrm{KA}})=0.\end{aligned}\tag{13}$$

将 (1)—(3) 式和 (11) 式代入 (13) 式可得:

$$\begin{aligned}&\boldsymbol{L}^e\Big(\sum_{n=1}^{N1}\alpha_n\boldsymbol{f}_{n1}\Big)+\boldsymbol{L}^e\Big(\sum_{n=1}^{N2}\beta_n\boldsymbol{f}_{n2}\Big)+\boldsymbol{L}^e\Big(\sum_{n=1}^{N3}\gamma_n\boldsymbol{f}_{n3}\Big)+\boldsymbol{L}^e\Big[2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{H}^{\mathrm{in}}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{P}})\cdot\hat{\boldsymbol{z}}\\&\quad+\sum_{n=1}^{N1}\alpha_n2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n1})\cdot\hat{\boldsymbol{z}}+\sum_{n=1}^{N2}\beta_n2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n2})\cdot\hat{\boldsymbol{z}}+\sum_{n=1}^{N3}\gamma_n2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n3})\cdot\hat{\boldsymbol{z}}\Big]=-\boldsymbol{E}_{S1}^{\mathrm{in}},\\&\boldsymbol{L}^e\Big(\sum_{n=1}^{N1}\alpha_n\boldsymbol{f}_{n1}\Big)+\boldsymbol{L}^e\Big(\sum_{n=1}^{N2}\beta_n\boldsymbol{f}_{n2}\Big)+\boldsymbol{L}^e\Big(\sum_{n=1}^{N3}\gamma_n\boldsymbol{f}_{n3}\Big)+\boldsymbol{L}^e\Big[2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{H}^{\mathrm{in}}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{P}})\cdot\hat{\boldsymbol{z}}\\&\quad+\sum_{n=1}^{N1}\alpha_n2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n1})\cdot\hat{\boldsymbol{z}}+\sum_{n=1}^{N2}\beta_n2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n2})\cdot\hat{\boldsymbol{z}}+\sum_{n=1}^{N3}\gamma_n2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n3})\cdot\hat{\boldsymbol{z}}\Big]=-\boldsymbol{E}_{S2}^{\mathrm{in}},\\&\boldsymbol{L}^e\Big(\sum_{n=1}^{N1}\alpha_n\boldsymbol{f}_{n1}\Big)+\boldsymbol{L}^e\Big(\sum_{n=1}^{N2}\beta_n\boldsymbol{f}_{n2}\Big)+\boldsymbol{L}^e\Big(\sum_{n=1}^{N3}\gamma_n\boldsymbol{f}_{n3}\Big)+\boldsymbol{L}^e\Big[2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{H}^{\mathrm{in}}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{P}})\cdot\hat{\boldsymbol{z}}\\&\quad+\sum_{n=1}^{N1}\alpha_n2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n1})\cdot\hat{\boldsymbol{z}}+\sum_{n=1}^{N2}\beta_n2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n2})\cdot\hat{\boldsymbol{z}}+\sum_{n=1}^{N3}\gamma_n2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n3})\cdot\hat{\boldsymbol{z}}\Big]=-\boldsymbol{E}_{S3}^{\mathrm{in}}.\end{aligned}\tag{14}$$

选择脉冲函数为基函数, 用点匹配的方法可将上式积分方程离散化为矩阵方程, 然后用矩量法求解.

VV 极化下, 导体目标表面满足如下边界条件

$$\hat{\boldsymbol{n}}_1\times(\boldsymbol{H}_1-\boldsymbol{H}_2)=\boldsymbol{J}_{\mathrm{S}},\tag{15}$$

其中, $\hat{\boldsymbol{n}}_1$ 为导体表面向外法向单位矢量, $\boldsymbol{H}_1$ 为导体外部磁场, $\boldsymbol{H}_2$ 为导体内部磁场, $\boldsymbol{J}_{\mathrm{S}}$ 为导体表面感应电流. 本文中导体目标为理想导体, 内部磁场为零, 由边界条件可得磁场积分方程为:

$$\begin{aligned}&\hat{\boldsymbol{n}}_1\times(\boldsymbol{H}_{S1}^{\mathrm{in}}+\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{J}^{\mathrm{KA}})+\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{J}^{S1})+\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{J}^{S2})+\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{J}^{S3}))=\boldsymbol{J}^{S1},\\&\hat{\boldsymbol{n}}_1\times(\boldsymbol{H}_{S2}^{\mathrm{in}}+\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{J}^{\mathrm{KA}})+\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{J}^{S1})+\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{J}^{S2})+\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{J}^{S3}))=\boldsymbol{J}^{S2},\\&\hat{\boldsymbol{n}}_1\times(\boldsymbol{H}_{S3}^{\mathrm{in}}+\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{J}^{\mathrm{KA}})+\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{J}^{S1})+\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{J}^{S2})+\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{J}^{S3}))=\boldsymbol{J}^{S3}.\end{aligned}\tag{16}$$

将 (1) 式—(3) 式和 (11) 式代入 (16) 式可得:

$$\begin{aligned}&\hat{\boldsymbol{z}}\cdot\boldsymbol{L}^h\Big[\Big(2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{H}^{\mathrm{in}}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{P}})\cdot\hat{\boldsymbol{f}}_p+\sum_{n=1}^{N1}\alpha_n2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n1})\cdot\hat{\boldsymbol{f}}_1+\sum_{n=1}^{N2}\beta_n2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n2})\cdot\hat{\boldsymbol{f}}_2\\&\quad+\sum_{n=1}^{N3}\gamma_n2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n3})\cdot\hat{\boldsymbol{f}}_3\Big)\Big]+\hat{\boldsymbol{z}}\cdot\boldsymbol{L}^h\Big(\sum_{n=1}^{N1}\alpha_n\boldsymbol{f}_{n1}\Big)+\hat{\boldsymbol{z}}\cdot\boldsymbol{L}^h\Big(\sum_{n=1}^{N2}\beta_n\boldsymbol{f}_{n2}\Big)\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
&+\hat{\boldsymbol{z}}\cdot\boldsymbol{L}^h\left(\sum_{n=1}^{N3}\gamma_n\boldsymbol{f}_{n3}\right)-\sum_{n=1}^{N1}\alpha_n\boldsymbol{f}_{n1}=-\boldsymbol{H}_{S1}^{\rm in},\\
&\hat{\boldsymbol{z}}\cdot\boldsymbol{L}^h\bigg[\bigg(2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{H}^{\rm in}(\boldsymbol{r}_{\rm P})\cdot\hat{\boldsymbol{f}}_p+\sum_{n=1}^{N1}\alpha_n 2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n1})\cdot\hat{\boldsymbol{f}}_p+\sum_{n=1}^{N2}\beta_n 2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n2})\cdot\hat{\boldsymbol{f}}_2\\
&+\sum_{n=1}^{N3}\gamma_n 2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n3})\cdot\hat{\boldsymbol{f}}_3\bigg)\bigg]+\hat{\boldsymbol{z}}\cdot\boldsymbol{L}^h\left(\sum_{n=1}^{N1}\alpha_n\boldsymbol{f}_{n1}\right)+\hat{\boldsymbol{z}}\cdot\boldsymbol{L}^h\left(\sum_{n=1}^{N2}\beta_n\boldsymbol{f}_{n2}\right)\\
&+\hat{\boldsymbol{z}}\cdot\boldsymbol{L}^h\left(\sum_{n=1}^{N3}\gamma_n\boldsymbol{f}_{n3}\right)-\sum_{n=1}^{N2}\beta_n\boldsymbol{f}_{n2}=-\boldsymbol{H}_{S2}^{\rm in},\\
&\hat{\boldsymbol{z}}\cdot\boldsymbol{L}^h\bigg[\bigg(2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{H}^{\rm in}(\boldsymbol{r}_{\rm P})\cdot\hat{\boldsymbol{f}}_p+\sum_{n=1}^{N1}\alpha_n 2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n1})\cdot\hat{\boldsymbol{f}}_1+\sum_{n=1}^{N2}\beta_n 2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n2})\cdot\hat{\boldsymbol{f}}_2\\
&+\sum_{n=1}^{N3}\gamma_n 2\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{L}^h(\boldsymbol{f}_{n3})\cdot\hat{\boldsymbol{f}}_3\bigg)\bigg]+\hat{\boldsymbol{z}}\cdot\boldsymbol{L}^h\left(\sum_{n=1}^{N1}\alpha_n\boldsymbol{f}_{n1}\right)+\hat{\boldsymbol{z}}\cdot\boldsymbol{L}^h\left(\sum_{n=1}^{N2}\beta_n\boldsymbol{f}_{n2}\right)\\
&+\hat{\boldsymbol{z}}\cdot\boldsymbol{L}^h\left(\sum_{n=1}^{N3}\gamma_n\boldsymbol{f}_{n3}\right)-\sum_{n=1}^{N3}\gamma_n\boldsymbol{f}_{n3}=-\boldsymbol{H}_{S3}^{\rm in}.
\end{aligned}
\tag{17}
$$

针对不同极化方式, 分别求解(14)式和(17)式可以得到三阶矩阵方程组, 求解方程组可以得到二维飞行物目标S_1, S_2, S_3上的电流展开系数, 进而代入(11)式中可求得粗糙海面的电流展开系数. 由二维飞行物目标和粗糙海面上的感应电流即可用Stratton-Chu公式求解远区散射场[23].

3 数值计算结果与分析

粗糙海面及上方目标参数均以波长λ为单位. 在以下的计算过程中, 若无特殊声明, 海面长度选取$L = 300\lambda$, 锥形入射波极化方式为VV极化, 入射角$\theta_{\rm i} = 30°$, 入射频率$f = 0.3$ GHz, 锥形波因子$g = L/4$. 所得结果为100个海面样本下的平均值.

3.1 一维粗糙海面的电磁散射系数对比

图2和图3给出了一维粗糙海面分别使用KA和MOM方法得到的散射系数对比. 其中, 图2为HH极化下的对比, 图3为VV极化下的对比.

由图2和图3可以看出, 针对一维粗糙海面的电磁散射, 基尔霍夫近似法和矩量法二者在大部分散射角度下符合得较好. 这也为混合算法的准确性提供了理论依据.

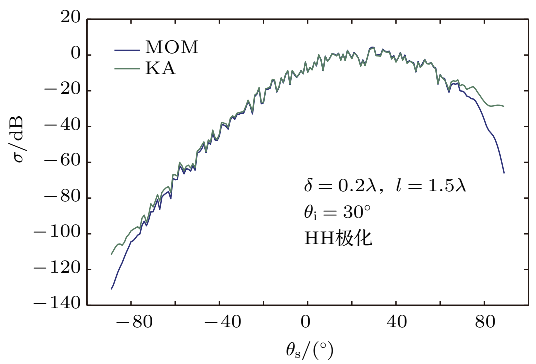

图2 (网刊彩色) 一维粗糙海面电磁散射系数对比(HH极化)

Fig. 2. (color online) Comparison of electromagnetic scattering coefficient of one dimensional rough sea surface(HH polarization).

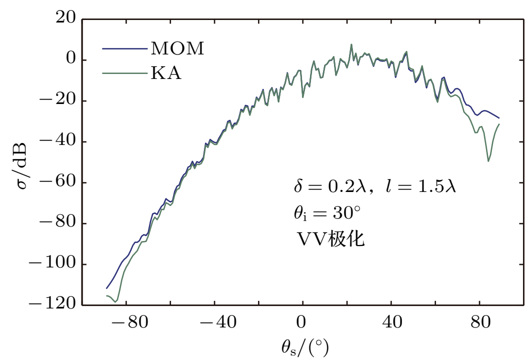

图3 (网刊彩色) 一维粗糙海面电磁散射系数对比(VV极化)

Fig. 3. (color online) Comparison of electromagnetic scattering coefficient of one dimensional rough sea surface(VV polarization).

3.2 粗糙海面与其上方多目标复合散射的混合算法

图4和图5给出了不同入射角度下混合算法和矩量法的结果对比, 其中锥形波为VV 极化方式, 入射角分别为$\theta_{\rm i} = 30°$和$\theta_{\rm i} = 60°$. 通过图4和图5 可以发现在30°和60°角散射系数分别出现一个尖峰, 这说明在整个散射角范围内镜向方向的散射最强. 同时, 两种方法得到的结果在大部分散射角度范围内是一致的. 这也证明了基尔霍夫近似法结合矩量法的混合算法在分析粗糙海面与其上方多目标复合时的准确性.

另外, 对比同一条件下混合算法和MOM的用时, 当海面长度选取$L = 400\lambda$, 计算机RAM内存为16 G时, 两种算法在不同数目的海面样本下所用时间对比如表1所列.

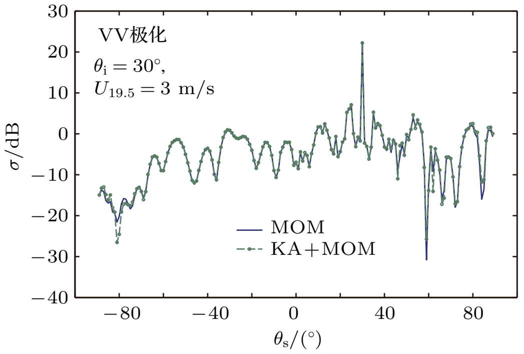

图4 (网刊彩色) 混合算法与MOM结果对比($\theta_{\rm i} = 30°$)
Fig. 4. (color online) Comparison of the results of hybrid method and MOM($\theta_{\rm i} = 30°$).

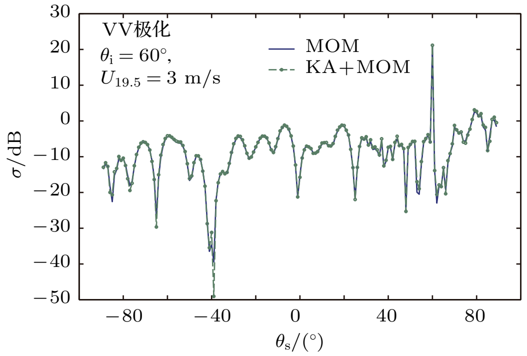

图5 (网刊彩色) 混合算法与MOM结果对比($\theta_{\rm i} = 60°$)
Fig. 5. (color online) Comparison of the results of hybrid method and MOM($\theta_{\rm i} = 60°$).

表1 混合算法和MOM在不同样本数下计算所需时间对比
Table 1. Comparison of computing time of hybrid algorithm and MOM in different samples.

方法	样本数 = 1 计算时间/s	样本数 = 10 计算时间/s	样本数 = 50 计算时间/s	样本数 = 100 计算时间/s
KA	9.5	85.5	426.4	858.6
KA+MOM	48	454	2328.4	4464.6
用时对比	19.5%	18.9%	18.3%	19.2%

由表1可以看出, 当海面样本数目较大时, 混合算法优势非常明显. 混合算法用时为MOM的19%左右. 在实际应用中, 要保证计算的精确性必须选择足够多的样本, 对比下来, 混合算法的优势非常明显.

3.3 不同参数对复合散射系数的影响

图6给出了粗糙海面与其上方多目标复合散射系数随目标尺寸的变化情况. 其中目标高度为$H = 10\lambda$, 目标间距为$d = 10\lambda$, 海面上方风速为$U_{19.5} = 3$ m/s, 目标半径分别选取为$r = 1\lambda$, $r = 2\lambda$, $r = 3\lambda$. 可以看出, 在30°角时散射系数出现了一个尖峰, 不同目标半径下, 散射系数的尖峰值基本相同. 这说明整个散射角范围内, 镜向方向的散射最强, 而镜向附近目标与海面之间的耦合作用对复合散射的贡献不大, 导致复合系数在镜向方向数值峰值相同. 在除镜向方向的大部分散射角度范围内, 随着目标半径的增大, 复合散射系数也在增加. 这是因为随着目标半径的增大, 目标的尺寸增大, 目标与海面之间的耦合作用增强, 目标相互之间的耦合作用也在增强, 从而使得复合散射系数增大.

图7给出了粗糙海面与其上方多目标复合散射系数随风速的变化情况. 其中, 目标高度为$H = 10\lambda$, 目标间距为$d = 10\lambda$, 目标半径为$r = 1\lambda$. 海面上方风速分别为$U_{19.5} = 3$ m/s,

$U_{19.5} = 5$ m/s, $U_{19.5} = 8$ m/s. 可以看出, 在30° 角时散射系数出现了一个尖峰, 但是随着海面风速的增大, 散射系数的尖峰值在减小. 这说明整个散射角范围内, 镜向方向的散射最强, 但是随着风速的增大, 海面的粗糙程度增大, 导致散射系数的非相干分量增加、相干分量减小, 从而镜向方向的散射系数减小, 导致峰值减小. 在除镜向方向的大部分散射角度范围内, 随着海面上方风速的增大, 非镜向方向复合散射系数在增大. 这是因为风速的增大使得海面的粗糙程度增大, 目标与海面之间的耦合作用增强.

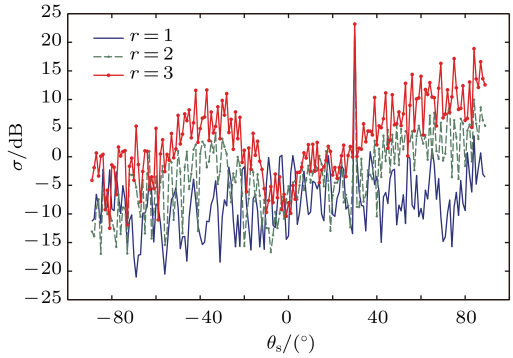

图6 (网刊彩色) 目标不同尺寸对复合散射系数的影响
Fig. 6. (color online) Influence of the target size on composite scattering coefficient.

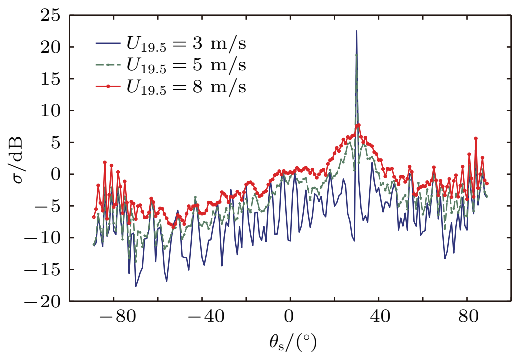

图7 (网刊彩色) 不同风速对复合散射系数的影响
Fig. 7. (color online) Influence of the wind speed on composite scattering coefficient.

图8给出了粗糙海面与其上方多目标复合散射系数随目标高度的变化情况. 其中, 目标间距为$d = 10\lambda$, 目标半径为$r = 1\lambda$, 海面上方风速为$U_{19.5} = 3$ m/s, 目标高度分别为$H = 5\lambda$, $H = 8\lambda$, $H = 10\lambda$. 可以看出, 在30° 角时散射系数出现了一个尖峰, 不同目标高度下尖峰值基本相同. 这说明整个散射角范围内, 镜向方向的散射最强, 而镜向附近目标与海面之间的耦合作用对复合散射的贡献不大, 导致复合系数在镜向方向数值峰值相同. 在除镜向方向的大部分散射角度范围内, 随着高度的变大, 复合散射系数在逐步减少, 这是因为随着高度的增大, 目标与粗糙海面的耦合作用减少, 导致散射系数减小.

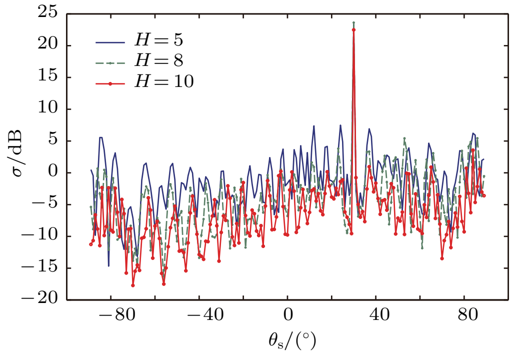

图8 (网刊彩色) 不同高度对复合散射系数的影响
Fig. 8. (color online) Influence of the target height on composite scattering coefficient.

图9给出了粗糙海面与其上方多目标复合散射系数随目标间距的变化情况. 其中, 目标高度$H = 10\lambda$, 目标半径为$r = 1\lambda$, 海面上方风速为$U_{19.5} = 3$ m/s, 目标间距分别为$d = 3\lambda$, $d = 5\lambda$, $d = 10\lambda$. 可以看出, 在30° 角时散射系数出现了一个尖峰, 不同目标间距下尖峰值基本相同. 这说明整个散射角范围内, 镜向方向的散射最强, 而在镜向方向附近飞行物之间的耦合作用对复合散射的影响不大, 复合散射主要取决于海面的电磁散射和飞行物自身的散射, 导致镜向方向散射系数峰值基本相同. 在除镜向方向的大部分散射角度范围内, 随着目标间距的增大, 复合散射系数呈现减小趋势. 这是因为随着间距的增大, 三个目标之间的耦合散射越来越小, 使得复合散射系数减小.

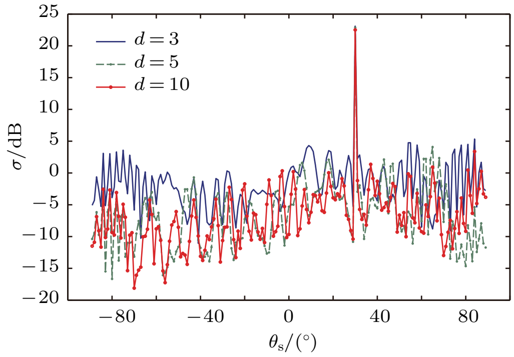

图9 (网刊彩色) 不同间距对复合散射系数的影响
Fig. 9. (color online) Influence of the distant between the target on composite scattering coefficient.

4 结 论

本文针对粗糙海面与其上方多目标复合散射的情况, 分别运用MOM和KA+MOM的混合算法进行电磁散射特性分析. 针对粗糙海面与其上空多目标复合电磁散射的情况, 给出了建立矩阵方程组求解电磁散射系数的详细方法. 同时分析了不同风速、间距、高度、尺寸、入射角的情况下复合散射系数的变化规律, 得到了粗糙海面与其上方多目标复合散射时的电磁散射特性. 结果表明针对粗糙海面与其上方多目标复合散射时的情况, 采用MOM结合KA的混合算法不但可以保证计算结果的准确性, 而且可以大幅度减少计算所用时间, 提高效率.

参考文献

[1] Zamani H, Tavakoli A, Dehmollaian M 2016 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **54** 3685

[2] Wei Y W, Guo L X 2016 *Waves Random Complex Media* **26** 152

[3] Xu R W, Guo L X, HE H J, Liu W 2016 *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters* **13** 314

[4] Di Martino G, Iodice A, Riccio D, Ruello G 2015 *Oceans 2015-Genova* Genova, Italy, May 18–21, 2015, p4

[5] Xie T, Perrie W, Shang Z Z, Fang H, Yu W J, He Y J 2016 *Chin. Phys. B* **25** 074102

[6] Kim K, Kim J H, Cho D S 2009 *Ocean Eng.* **36** 821

[7] Perotoni M B, Barbin S E 2007 *SbmoIeee Mtt-S International Microwave and Optoelectronics Conference* (Vols 1 and 2) Salvador, Brazil Oct. 29–Nov. 01, 2007 p492

[8] Ren X C, Zhu X M, Liu P 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 204101 (in Chinese) [任新城, 朱小敏, 刘鹏 2016 物理学报 **65** 204101]

[9] Li W L, Guo L X, Meng X, Liu W 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 164102 (in Chinese) [李文龙, 郭立新, 孟肖, 刘伟 2014 物理学报 **63** 164102]

[10] Schroder A, Bruns H D, Schuster C 2012 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **60** 6058

[11] Su X, Wu Z S, Zhang X X 2014 *Conference on High-Performance Computing in Remote Sensing IV* Amsterdam, Netherlandsz Sep. 22–23, 2014 p9247

[12] Liu P, Jin YQ 2004 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **52** 1205

[13] Brennan C, Dung TX, Mullen M, Bradley P, Condom M 2013 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **61** 3922

[14] Xu R W, Guo L X, Wang R 2014 *Chin. Phys. B* **23** 114101

[15] 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]

[16] Tian W, Ren X C, Guo L X 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 174101 (in Chinese) [田炜, 任新城, 郭立新 2015 物理学报 **64** 174101]

[17] Zhu Y J, Xie S G 2015 *2nd International Conference on Electrical, Computer Engineering and Electronics* Jinan, China May 29–31, 2015 p917

[18] Jia C G, Guo L X, Yang P J 2015 *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* **14** 217

[19] Chen M S, Wang S W, Ma T, Wu X L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 170301 (in Chinese) [陈明生, 王时文, 马韬, 吴先良 2014 物理学报 **63** 170301]

[20] Chai S R, Guo L X 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 060301 (in Chinese) [柴水荣, 郭立新 2015 物理学报 **64** 060301]

[21] Guo L X, Wang R, Wu Z S 2010 *Basic Theory and Method of Electromagnetic Scattering from Random Rough Surface* (Beijing: Science Press) p199 (in Chinese) [郭立新, 王蕊, 吴振森 2010 随机粗糙面散射的基本理论和方法 (北京: 科学出版社) 第199页]

[22] Jakobus U, Landstorfer F M 1995 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **43** 1123

[23] Kong J O (translated by Wu J) 2003 *Electromagnetic Wave Theory* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) pp286–288 (in Chinese) [孔金欧 著 (吴季 译) 2003 电磁波理论 (北京: 电子工业出版社) 第286—288页]

物 理 学 报 Acta Phys. Sin. Vol. 66, No. 5 (2017) 050301

Hybrid algorithm for composite electromagnetic scattering from the multi-target on and above rough sea surface*

Li Bing† Ma Meng-Chen Lei Ming-Zhu

(*College of Automation, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China*)

(Received 16 October 2016; revised manuscript received 19 November 2016)

Abstract

In the study of electromagnetic scattering of multi-target composite on and above the rough sea surface, the common algorithm such as the method of moment analyzes the relationship between the target and the rough sea surface point by point, so the common algorithm usually requires massive computation and a lot of time. In this paper, the rough sea surface is described by Pierson-Moscowitz (PM) spectrum and Monte Carlo method, and the composite electromagnetic scattering from multiple conductor flying targets above the rough sea surface is investigated by using the hybrid algorithm-the method of moment in the Kirchhoff approximation. The composite scattering region is divided into target region and rough sea surface region. The target region and the rough sea surface region are investigated by using the method of moment, and the Kirchhoff approximation, respectively. The formulas of the hybrid algorithm in different polarizations are derived in detail, and the scattering coefficients in different incident angles, target heights, target sizes, target distances and wind velocities are calculated in detail. The characteristics of the composite scattering coefficient from the multiple conductor flying target above the rough sea surface are also obtained. Results show that the hybrid algorithm, i. e., the combination of method of moment and the Kirchhoff approximation, can obtain higher accuracy, and reduce the computation time efficiently. The computation time used by the hybrid algorithm is 19% of that by using the method of moment. Moreover, the performance becomes more favorable with the increase of size of rough sea surface.

Keywords: multi-target, composite scattering, hybrid algorithm, rough sea surface

PACS: 03.50.De, 41.20.–q, 11.80.La **DOI:** 10.7498/aps.66.050301

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51307026), the Natural Science Foundation of Heilongjiang Province, China (Grant No. E201347), and the Special Research Funds for Innovative Talents of Science and Technology of Harbin City, China (Grant No. RC2015QN020027).

† Corresponding author. E-mail: libing_paper@163.com