

海面与其上方双矩形截面柱复合散射的混合算法研究

田炜 任新成 郭立新

Study on composite electromagnetic scattering from the double rectangular cross-section columns above rough sea surface using hybrid method

Tian Wei Ren Xin-Cheng Guo Li-Xin

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 174101 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.174101

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.174101>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I17>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于十字形结构的相位梯度超表面设计与雷达散射截面缩减验证

[Design and radar cross section reduction experimental verification of phase gradient metasurface based on cruciform structure](#)

物理学报.2015, 64(16): 164102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.164102>

一种采用互补结构的宽阻带共模缺陷地滤波器

[A broad stopband common-mode suppression defected ground structure filter with complementary structure](#)

物理学报.2015, 64(16): 164101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.164101>

基于变换光学的椭圆形透明聚集器的设计研究

[Design and study of the elliptically cylindrical transparent concentrator based on transformation optics](#)

物理学报.2015, 64(15): 154102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154102>

超材料谐振子间的电耦合谐振理论与实验研究

[Theoretical and experimental study of the electric resonant coupling between two metamaterial resonators](#)

物理学报.2015, 64(14): 144101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.144101>

圆极化波反射聚焦超表面

[Circularly polarized wave reflection focusing metasurfaces](#)

物理学报.2015, 64(12): 124102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124102>

# 海面与其上方双矩形截面柱复合散射的混合算法研究\*

田炜<sup>1)†</sup> 任新成<sup>1)</sup> 郭立新<sup>2)</sup>

1)(延安大学物理与电子信息学院, 延安 716000)

2)(西安电子科技大学物理与光电工程学院, 西安 710071)

(2015年2月8日收到; 2015年3月23日收到修改稿)

采用 Pierson-Moscowitz(PM) 海谱和 Monte Carlo 方法模拟实际的粗糙海面, 基于矩量法和基尔霍夫近似的混合算法研究了海面与其上方双矩形截面导体柱的复合电磁散射特性, 得出了复合散射系数的角分布曲线, 计算了复合散射系数随海面参数、矩形截面柱参数以及入射波参数的变化情况, 并做了详细分析与讨论, 得到了 PM 谱海面与其上方双矩形截面柱复合散射特性. 结果表明, 与单纯的矩量法相比较, 采用基于矩量法和基尔霍夫近似的混合算法, 既可获得较高的准确性, 同时又可减少计算时间和内存占用量, 而且粗糙面尺度越大该优势越明显.

**关键词:** 混合算法, 复合散射, 粗糙海面, 双矩形截面柱

**PACS:** 41.20.Jb, 11.80.La

**DOI:** 10.7498/aps.64.174101

## 1 引言

粗糙地、海表面与目标的复合电磁散射特性研究在现代雷达探测、海洋、地面遥感、目标隐身等技术领域有着广泛的应用<sup>[1-5]</sup>. 例如, 雷达检测处于粗糙地、海背景中的目标时, 回波中除包含了目标的信息外, 粗糙地、海面的电磁散射以及与目标的耦合散射信息也进入到雷达的接收系统, 从而引发了目标的检测、识别、制导以及跟踪的困难, 只有掌握了复合散射的分布特征, 才可准确获得目标的信息. 所以, 开展粗糙面与目标的复合散射特性研究, 建立背景干扰下目标模型的复合散射场模型具有重要的现实意义.

近年来有关该领域的研究引起了国内外诸多学者们的重视. Ahmet Kizilay 等<sup>[6]</sup>运用时域积分方程法研究了粗糙面与埋藏目标的复合电磁散射

问题, Liu 等<sup>[7]</sup>运用有限元法研究了粗糙面与上方目标的电磁散射特性, Wang 等<sup>[8]</sup>运用矩量法研究了部分埋藏于介质粗糙面的导体目标电磁散射特性, Li 等<sup>[9]</sup>运用时域有限差分法研究了海面及其上方等离子涂层目标的复合电磁散射问题. 但是, 就单一的数值算法而言, 面临的最大问题在于巨大的计算量和内存占用量, 难以满足电大尺寸粗糙面及目标的电磁散射计算. 近年来出现的基于高频近似结合数值算法的混合算法, 不但沿袭了传统数值算法的准确性, 同时又加快了复合散射的求解速度, 而且粗糙面尺度越大该优势越明显, 文献<sup>[10]</sup>和<sup>[11]</sup>中利用高频近似结合互易性原理、时域积分方程法实现了粗糙面及其与上方单个目标复合电磁散射特性的研究, 证实了混合方法的优越性, 但将基于矩量法(method of moment, MoM)和基尔霍夫近似(Kirchhoff approximation, KA)的混合算法运用于粗糙面与多目标复合模型的电磁散射问

\* 国家杰出青年科学基金(批准号: 61225002)、国家自然科学基金(批准号: 61379026)和陕西省自然科学基金基础研究计划项目(批准号: 2014JM-6113)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ydtianwei@126.com

题, 国内外鲜有报道.

本文运用基于 MoM 和 KA 近似的混合算法对 Pierson-Moscowitz (PM) 谱海面与其上方双矩形截面柱的复合散射进行了研究, 计算了海面风速、矩形截面柱高度、尺寸、间距、入射波频率与复合散射系数的依赖关系. 数值结果表明, 与传统的矩量法相比较, 混合算法既可获得较高的准确性, 同时又可减少计算时间和内存占用量, 实现了计算效率的明显提高.

## 2 复合电磁散射的混合算法

图 1 为海面与其上方双矩形截面柱复合散射的几何示意图, 其中, 粗糙海面由 PM 海谱<sup>[12]</sup>和 Monte Carlo 方法<sup>[13]</sup>模拟产生, 其表面轮廓记为  $S_r$ , 矩形截面柱 #1 轮廓为  $S_{o1}$ , 几何中心坐标为  $(-d/2, H)$ , 矩形截面柱 #2 轮廓为  $S_{o2}$ , 几何中心坐标为  $(d/2, H)$ , 柱体 #1, #2 截面边  $ab, ef$  与  $x$  轴正方向的夹角 (目标倾角) 分别为  $\phi_1, \phi_2$ ,  $\theta_i$  和  $\theta_s$  分别为入射角和散射角, 场点和源点的位置矢量分别为  $\mathbf{r} = x\hat{x} + z\hat{z}$  和  $\mathbf{r}' = x'\hat{x} + z'\hat{z}$ . 为了提高计算效率, 将双矩形截面柱和海面分别划分到 MoM 和 KA 区域, 当入射电磁波频率较低时, 粗糙海面可看作导体表面, 在水平极化 TE 波照射下, 海面上方自由空间总电场  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  为<sup>[14]</sup>

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_i(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_s(\mathbf{r}), \quad (1)$$

式中,  $\mathbf{E}_i(\mathbf{r})$  为入射电场.  $\mathbf{E}_s(\mathbf{r})$  为目标和粗糙表面感应电流在自由空间激发的散射电场, 其表达式为<sup>[14]</sup>

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s(\mathbf{r}) = & ik\eta \int_{s_{o1}} \left( \bar{\mathbf{I}} + \frac{\nabla\nabla'}{k^2} \right) \cdot \mathbf{J}_{o1}(\mathbf{r}') g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') ds' \\ & + ik\eta \int_{s_{o2}} \left( \bar{\mathbf{I}} + \frac{\nabla\nabla'}{k^2} \right) \cdot \mathbf{J}_{o2}(\mathbf{r}') \\ & \times g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') ds' \\ & + ik\eta \int_{s_r} \left( \bar{\mathbf{I}} + \frac{\nabla\nabla'}{k^2} \right) \cdot \mathbf{J}_r(\mathbf{r}') \\ & \times g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') ds', \end{aligned} \quad (2)$$

式中,  $\bar{\mathbf{I}}$  为单位并矢,  $\mathbf{J}_{o1}$  和  $\mathbf{J}_{o2}$  为目标柱体 #1 和 #2 的表面感应电流,  $\mathbf{J}_r$  为粗糙表面的感应电流,  $k = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$  为自由空间波数,  $g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = iH_0^1(k|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)/4$  为格林函数.

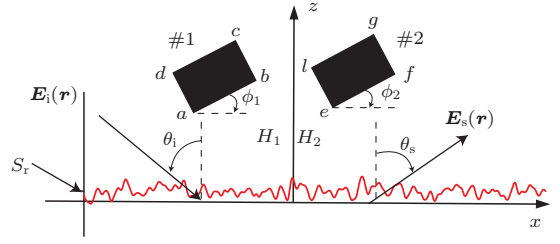


图 1 海面与其上方双矩形截面柱复合散射几何示意图  
Fig. 1. Geometry of composite scattering from the double rectangular cross-section columns above sea surface.

将 (2) 式代入 (1) 式, 并结合导体表面的 Dirichlet 边界条件, 可得到如下积分方程:

$$\begin{aligned} & \left[ \mathbf{E}_{in}(\mathbf{r}) + i\omega\mu \int_{s_{o1}} \left( \bar{\mathbf{I}} + \frac{\nabla\nabla'}{k^2} \right) \cdot \mathbf{J}_{o1}(\mathbf{r}') \right. \\ & \times g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') ds' \\ & + i\omega\mu \int_{s_{o2}} \left( \bar{\mathbf{I}} + \frac{\nabla\nabla'}{k^2} \right) \cdot \mathbf{J}_{o2}(\mathbf{r}') g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') ds' \\ & \left. + i\omega\mu \int_{s_r} \left( \bar{\mathbf{I}} + \frac{\nabla\nabla'}{k^2} \right) \cdot \mathbf{J}_r(\mathbf{r}') g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') ds' \right] \cdot \hat{z} \\ & = 0, \quad \mathbf{r} \in s_r \text{ or } s_o. \end{aligned} \quad (3)$$

假设将目标 #1 和 #2 沿其表面均划分为  $P$  段, 粗糙面沿  $x$  轴划分为  $Q$  段, 目标、粗糙表面感应电流分别为  $\mathbf{J}_{o1}, \mathbf{J}_{o2}, \mathbf{J}_r$ , 采用脉冲基函数  $\mathbf{f}_p$  和  $\mathbf{f}_q$  展开表面感应电流, 即

$$\mathbf{J}_{o1} = \sum_{p=1}^P \alpha_p \mathbf{f}_p, \quad (4a)$$

$$\mathbf{J}_{o2} = \sum_{p=1+P}^{2P} \alpha_p \mathbf{f}_p, \quad (4b)$$

$$\mathbf{J}_r = \sum_{q=1}^Q \beta_q \mathbf{f}_q, \quad (4c)$$

其中, 目标和粗糙面的表面感应电流展开系数分别为  $\alpha_p$  和  $\beta_q$ , 表面感应电流在自由空间中激发的电场和磁场分别表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^s &= \mathbf{L}^e(\mathbf{J}) \\ &= i\omega\mu \int_s \left( \bar{\mathbf{I}} + \frac{\nabla\nabla'}{k^2} \right) \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}') \\ & \times g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') ds', \end{aligned} \quad (5a)$$

$$\mathbf{H}^s = \mathbf{L}^h(\mathbf{J}) = \nabla \times \int_s \mathbf{J}(\mathbf{r}') g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') ds'. \quad (5b)$$

运用 KA 近似可得大尺度导体粗糙表面感应电流  $\mathbf{J}_r$  为<sup>[15]</sup>

$$\mathbf{J}_r(\mathbf{r}) = 2\hat{n} \times \mathbf{H}^{in}(\mathbf{r}), \quad (6)$$

式中,  $\hat{\mathbf{n}} = \frac{-f'(x)\hat{\mathbf{x}} + \hat{\mathbf{z}}}{\sqrt{1 + [f'(x)]^2}}$  为粗糙面的法向单位矢量,  $\mathbf{H}^{\text{in}}$  为入射磁场强度. 考虑到粗糙面与上方双目标之间的相互耦合作用, 结合 (4) 和 (5b) 式, 应将 (6) 式改写为

$$\mathbf{J}_r(\mathbf{r}) = 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}^{\text{in}}(\mathbf{r}) + 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{L}^{\text{h}} \sum_{p=1}^{2P} (\alpha_p \mathbf{f}_p). \quad (7)$$

上式右边前一项表示由入射波的  $\mathbf{H}^{\text{in}}$  直接照射粗糙面产生的感应电流. 后一项表示入射波照射到双目标后, 其表面感应电流激发的磁场  $\mathbf{L}^{\text{h}} \sum_{p=1}^{2P} (\alpha_p \mathbf{f}_p)$  在粗糙表面产生的感应电流.

将点匹配方法应用到 (4c) 式, 可得

$$\langle \mathbf{J}^{\text{KA}}, \mathbf{f}_m \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_m) \rangle = \left\langle \sum_{q=1}^Q \beta_q \mathbf{f}_q, \mathbf{f}_m \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_m) \right\rangle, \quad (8)$$

式中,  $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_m)$  为狄拉克函数. 将 (7) 式代入 (8) 可得

$$\begin{aligned} & \langle \mathbf{J}^{\text{KA}}, \mathbf{f}_m \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_m) \rangle \\ &= \int_{\Delta s_q} \left[ 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}^{\text{in}}(\mathbf{r}) + 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{L}^{\text{h}} \sum_{p=1}^{2P} (\alpha_p \mathbf{f}_p) \right] \\ & \quad \cdot \mathbf{f}_m \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_m) \text{d}s' \\ &= 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}^{\text{in}}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{f}_m \\ & \quad + 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{L}^{\text{h}} \sum_{p=1}^{2P} (\alpha_p \mathbf{f}_p) \cdot \mathbf{f}_m, \end{aligned} \quad (9a)$$

$$\begin{aligned} & \left\langle \sum_{q=1}^Q \beta_q \mathbf{f}_q, \mathbf{f}_m \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_m) \right\rangle \\ &= \int_{\Delta s_p} \left[ \sum_{q=1}^Q \beta_q \mathbf{f}_q, \mathbf{f}_m \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_m) \right] \text{d}s' = \beta_q. \end{aligned} \quad (9b)$$

比较 (9a) 式和 (9b) 式可得  $\beta_q$  的表达式

$$\beta_q = 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}^{\text{in}}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{f}_q + 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{L}^{\text{h}} \sum_{p=1}^{2P} (\alpha_p \mathbf{f}_p) \cdot \mathbf{f}_q. \quad (10)$$

在 TE 波入射情形下, 电流基函数  $\mathbf{f}_q$  与  $\hat{\mathbf{z}}$  方向一致, 将 (10) 式中  $\mathbf{f}_q$  更换为  $\hat{\mathbf{z}}$  后可得

$$\beta_q = \left[ 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}^{\text{in}}(\mathbf{r}) \cdot \hat{\mathbf{z}} \right.$$

$$\left. + 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{L}^{\text{h}} \left( \sum_p^{2P} \alpha_p \mathbf{f}_p \right) \cdot \hat{\mathbf{z}} \right]. \quad (11)$$

将 (11) 式代入 (4c) 式可得粗糙表面感应电流  $\mathbf{J}_r$  的表达式为

$$\mathbf{J}_r = \left[ 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}^{\text{in}}(\mathbf{r}) \cdot \hat{\mathbf{z}} + 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{L}^{\text{h}} \left( \sum_p^{2P} \alpha_p \mathbf{f}_p \right) \cdot \hat{\mathbf{z}} \right] \mathbf{f}_q. \quad (12)$$

将 (4a), (4b), (12) 式代入 (3) 式可得

$$\begin{aligned} & \mathbf{L}^{\text{e}} \left( \sum_{p=1}^{2P} \alpha_p \mathbf{f}_p \right) \cdot \hat{\mathbf{z}} + \mathbf{L}^{\text{e}} \sum_{q=1}^Q \left\{ \left[ 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}^{\text{in}}(\mathbf{r}) \cdot \hat{\mathbf{z}} \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{L}^{\text{h}} \left( \sum_{p=1}^{2P} \alpha_p \mathbf{f}_p \right) \cdot \hat{\mathbf{z}} \right] \mathbf{f}_q \right\} \cdot \hat{\mathbf{z}} \\ &= -\mathbf{E}^{\text{in}} \cdot \hat{\mathbf{z}}. \end{aligned} \quad (13)$$

交换 (13) 式第二项中  $p, q$  的求和次序后, 进而可得

$$\begin{aligned} & \sum_{p=1}^{2P} \alpha_p \left\{ \mathbf{L}^{\text{e}}(\mathbf{f}_p) \cdot \hat{\mathbf{z}} \right. \\ & \quad \left. + \sum_{q=1}^Q \left[ 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{L}^{\text{h}}(\mathbf{f}_p) \cdot \hat{\mathbf{z}} \right] \mathbf{L}^{\text{e}}(\mathbf{f}_q) \cdot \hat{\mathbf{z}} \right\} \\ &= -\mathbf{E}^{\text{in}} \cdot \hat{\mathbf{z}} \\ & \quad - \sum_{q=1}^Q \{ [2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}_q) \cdot \hat{\mathbf{z}}] \mathbf{L}^{\text{e}}(\mathbf{f}_p) \cdot \hat{\mathbf{z}} \}. \end{aligned} \quad (14)$$

选择脉冲函数为基函数, 以狄拉克函数作检验, 可由 (14) 式得如下矩阵方程:

$$[\mathbf{Z}_{mn} + \mathbf{Z}_{mn}^{\text{G}}][\alpha_p] = [\mathbf{V}_m + \mathbf{V}_m^{\text{G}}], \quad (15)$$

式中,  $\mathbf{Z}_{mn}$  表示由 MoM 所得目标的阻抗矩阵,  $\mathbf{Z}_{mn}^{\text{G}}$  可以理解为次入射源目标上第  $n$  个实际源的能量照射到粗糙面第  $m$  个检验源而附加的阻抗矩阵,  $\mathbf{V}_m$  表示入射波直接照射的电压矩阵,  $\mathbf{V}_m^{\text{G}}$  表示经过某一物理过程入射波到达粗糙面第  $m$  个检验源后, 对传统电压矩阵  $\mathbf{V}_m$  的附加修正项, 该物理过程既考虑了目标、粗糙面的孤立散射, 又涉及了两者之间所有相互作用. 在数值计算中由于粗糙面的长度为有限长, 为了消除边缘人为截断而引起的误差, 应采用 Thorsos 锥形波<sup>[13]</sup> 代替一般的平面波入射. 目标表面电流的展开系数  $\alpha_p$  通过高斯选主消元法解矩阵方程 (15) 得到, 将  $\alpha_p$  代入 (11) 式可得粗糙表面电流的展开系数  $\beta_q$ , 目标和粗糙表面电流  $\mathbf{J}_{o1}$ ,  $\mathbf{J}_{o2}$  和  $\mathbf{J}_r$  可应用 (4) 式计算得到, 最后

运用 Stratton-Chu 公式即可计算得到粗糙面及其上方双目标的远区复合散射场<sup>[16]</sup>

$$\mathbf{E}^s = i\omega\mu \left( \bar{\mathbf{I}} + \frac{\nabla\nabla'}{k^2} \right) \times \iint_{S'} \frac{\exp(ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \mathbf{J} ds'. \quad (16)$$

### 3 数值计算结果及分析

在以下的计算过程中海面以及上方矩形截面柱的几何参数均以波长为单位, 若无特别声明, 取海面长度  $L_x = 240\lambda$ , 锥形 TE 波入射角  $\theta_i = 30^\circ$ , 频率  $f = 0.3 \text{ GHz}$ , 波束宽度因子  $g = L_x/4$ , 目标倾角  $\phi_1 = \phi_2 = 10^\circ$ , 粗糙海面单个波长被划分为 10 个网格点, 矩形截面柱表面均被划分为 36 个网格点, 所有数值结果均以 100 个粗糙海面取统计平均值.

#### 3.1 混合算法与 MoM 结果的比较

图 2 给出了在不同入射角情形下, 混合算法与传统 MoM 数值结果的比较, 计算中取  $u = 2.0 \text{ m/s}$ ,  $d = 4.0\lambda$ ,  $H = 10.0\lambda$ ,  $ab = ef = 2.0\lambda$ ,  $bc = fg = 1.0\lambda$ ,  $\phi_1 = \phi_2 = 10^\circ$ . 图 2(a), (b) 分别对应入射角  $\theta_i = 30^\circ$ ,  $\theta_i = 60^\circ$ , 通过复合散射系数随散射角变化曲线的比较可以发现, 对于不同的入射角, 两种方法得到的数值结果几乎是一致的, 证明了基于 MoM 和 KA 近似的混合算法的准确性. 另外, 混合算法相比传统 MoM 可极大减少计算时间和内存占用量, 若选取内存为 3.0 GB、主频为 3.3 GHz 的计算机, 在目标参数不变的情形下, 当海面长度  $L_x = 200\lambda$  时, 实现单个样本计算时, MoM 耗时 50 s 左右, 内存占用量 132 MB 左右, 而混合算法耗时 34 s 左右, 内存占用量 1.4 MB, 计算时间和内存占用量约为 MoM 的 68% 和 1.1%. 当海面长度  $L_x = 260\lambda$  时, MoM 耗时 104 s 左右, 内存占用量 220 MB, 而混合算法耗时仅为 47 s 左右, 内存占用量仅为 1.6 MB 左右, 计算时间和内存占用量约为 MoM 的 45% 和 0.7%. 可以看出, 混合算法不但沿袭了传统数值算法的准确性, 又极大地减小了计算时间和内存占用量, 这种优势对于大尺度粗糙面与双目标复合散射的计算尤为明显. 这是因为混合算法仅利用 MoM 数值求解了双目标的表面积分方程.

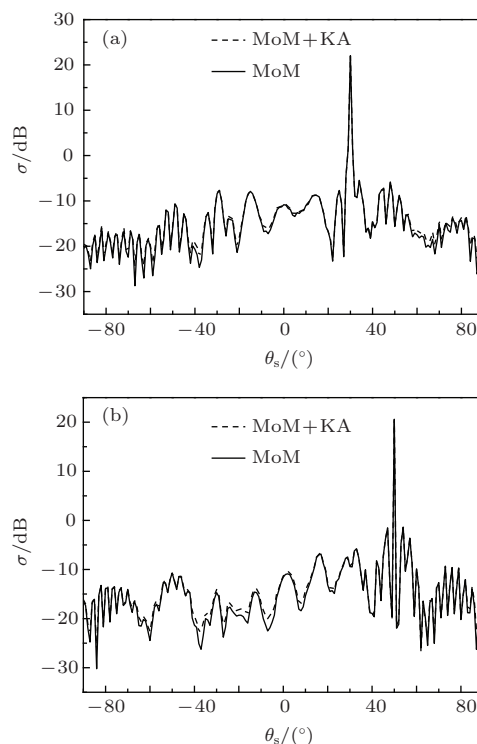


图 2 混合算法与 MoM 结果的比较 (a)  $\theta_i = 30^\circ$ ; (b)  $\theta_i = 60^\circ$

Fig. 2. Comparison of the results of hybrid method and MoM: (a)  $\theta_i = 30^\circ$ ; (b)  $\theta_i = 60^\circ$ .

#### 3.2 海面风速对复合散射系数的影响

图 3 给出了海面风速对复合散射系数的影响情况, 算例中取矩形截面柱间距  $d = 3.0\lambda$ , 高度  $H = 8.0\lambda$ , 截面边  $ab = ef = 2.0\lambda$ ,  $bc = fg = 1.0\lambda$ . 可以看出, 在镜向方向的小范围内, 复合散射系数随海面风速的增大而减小, 而在其余大部分散射角范围内, 复合散射系数随海面风速的增大而增大, 这是因为海面粗糙度随风速的增大而增大, 导致相干散射分量减小, 非相干散射分量增大.

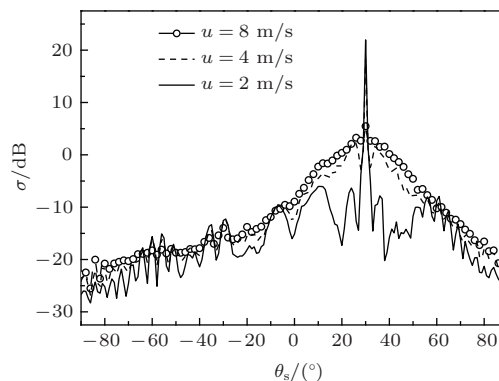


图 3 海面风速对复合散射系数的影响

Fig. 3. Influence of the wind speed of sea surface on composite scattering coefficient.

### 3.3 矩形截面柱高度对复合散射系数的影响

图4给出了矩形截面柱高度对复合散射系数的影响情况, 计算中取海面风速  $u = 4 \text{ m/s}$ , 矩形截面柱间距  $d = 6.0\lambda$ , 截面边  $ab = ef = 2.0\lambda$ ,  $bc = fg = 1.0\lambda$ . 可以看出, 在大部分散射角范围内, 纯粗糙海面的散射系数比复合散射系数要小, 这一结果在  $-80^\circ < \theta_s < -50^\circ$  区域内尤为明显, 而在镜向方向附近, 两者相差不大, 该现象说明在镜向方向附近, 海面与矩形截面柱的耦合散射对复合散射贡献较小. 另外, 在大散射角方向, 复合散射系数随矩形截面柱高度的增大而减小, 这是因为矩形截面柱高度越大, 耦合散射越弱, 导致复合散射系数越小.

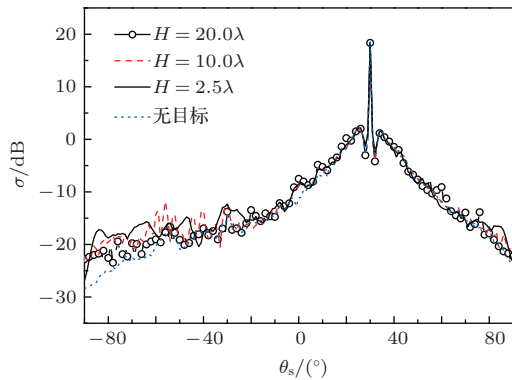


图4 矩形截面柱高度对复合散射系数的影响  
Fig. 4. Influence of the height of rectangular cross-section columns on composite scattering coefficient.

### 3.4 矩形截面柱尺寸对复合散射系数的影响

图5给出了矩形截面柱尺寸对复合散射系数的影响情况, 图6(a)中取海面风速  $u = 2.0 \text{ m/s}$ , 矩形截面柱间距  $d = 5.0\lambda$ , 高度  $H = 5.0\lambda$ , 截面边  $bc = fg = 2.0\lambda$ ,  $ab, ef$  边变化. 图6(b)中取海面风速  $u = 4.0 \text{ m/s}$ , 矩形截面柱中心间距  $d = 6.0\lambda$ , 高度  $H = 6.0\lambda$ , 截面边  $ab = 2.0\lambda$ ,  $bc, fg$  边变化. 由图6(a), (b)可以看出, 在镜向方向附近的小范围内, 复合散射系数几乎不随矩形截面柱尺寸的变化而变化, 这一现象说明在该区域内耦合散射对复合散射系数的贡献很小. 在  $bc, fg$  一定的情形下, 由图6(a)可看出, 当散射角  $\theta_s$  在  $5^\circ$  和  $55^\circ$  附近的小范围内, 复合散射系数  $\sigma$  随截面边  $ab, ef$  的增大而增大, 这是由于截面边越大, 矩形截面柱反射面越

大, 目标散射对复合散射贡献越大. 由图6(b)可以看出, 在大部分散射角范围内, 复合散射系数  $\sigma$  随边长  $bc, fg$  的增大而增大, 这是由于矩形截面柱高度一定时,  $bc, fg$  边越大, 海面与目标之间的距离越小, 耦合散射对复合散射的贡献越大, 导致复合散射系数增大.

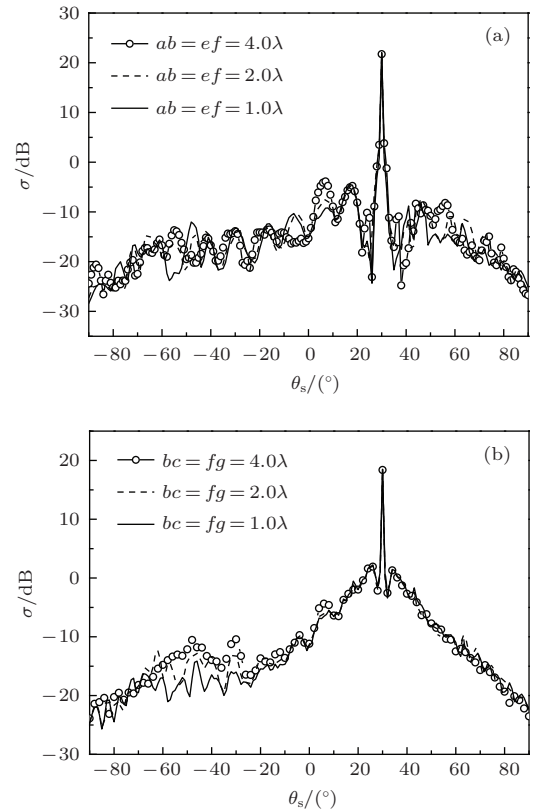


图5 柱体截面尺寸对复合散射系数的影响 (a)  $ab, ef$  边变化; (b)  $bc, fg$  边变化  
Fig. 5. Influence of the size of rectangular cross-section columns on composite scattering coefficient: (a) A change of  $ab, ef$ ; (b) a change of  $bc, fg$ .

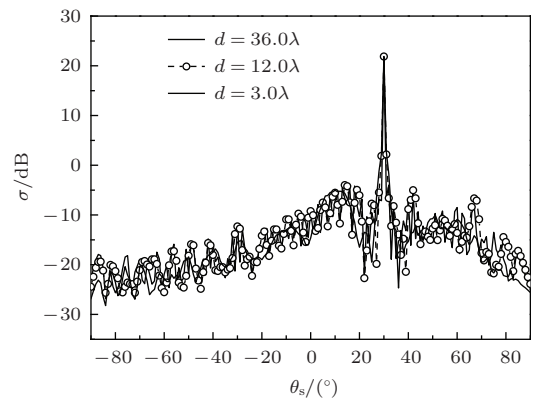


图6 矩形截面柱间距对复合散射的影响  
Fig. 6. Influence of the distance between two rectangular cross-section columns on composite scattering coefficient.

### 3.5 矩形截面柱间距对复合散射系数的影响

图6给出了矩形截面柱间距对复合散射系数的影响情况, 计算中取海面风速  $u = 2 \text{ m/s}$ , 矩形截面柱高度  $H = 5.0\lambda$ , 截面边  $ab = ef = 2.0\lambda$ ,  $bc = fg = 1.0\lambda$ . 可以看出, 在大部分散射角范围内, 矩形截面柱间距越大, 曲线振荡频率越高, 这一现象表明平行放置的双矩形截面柱间距越大, 矩形截面柱之间的相互镜面反射越弱, 导致双目标散射对复合散射系数的贡献越大. 另外, 在镜向方向的小范围内, 矩形截面柱间距  $d$  对复合散射系数  $\sigma$  的影响较小, 表明该区域为弱耦合区, 复合散射主要取决于海面的电磁散射.

### 3.6 入射波频率对复合散射系数的影响

图7给出了海面及其上方双矩形截面柱复合电磁散射系数随入射波频率的变化情况, 计算中各参数具体取值如下:  $L_x = 240 \text{ m}$ ,  $u = 2 \text{ m/s}$ ,  $ab = ef = 2.0 \text{ m}$ ,  $bc = fg = 1.0 \text{ m}$ ,  $H = 5.0 \text{ m}$ ,  $d = 3.0 \text{ m}$ . 可以看出, 在大部分散射角范围内, 复合散射系数随入射波频率的增大而增大, 而在镜向方向的小范围内, 入射波频率越大, 复合散射系数越小, 该现象可解释为入射波频率越大, 海面的相对粗糙度越大, 导致非相干散射分量越大, 相干散射分量越小.

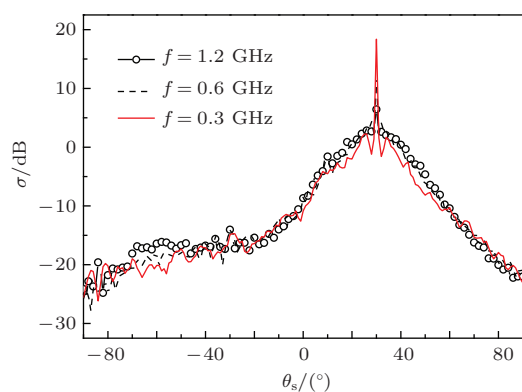


图7 入射波频率对复合散射系数的影响

Fig. 7. Influence of the frequency of incident wave on composite scattering coefficient.

## 4 结 论

本文利用基于 MoM 和 KA 近似的混合算法研究了 PM 谱海面与上方双矩形截面导体柱的复合散射特性, 分析了复合散射系数随海面风速、矩形

截面柱高度、边长、间距以及入射波频率的变化规律, 得到了较完整的复合电磁散射特征. 通过混合算法与经典 MoM 计算结果的比对, 结果表明采用 KA 进行粗糙面极化电流的求解的混合算法, 不但沿袭了传统数值算法的准确性, 又极大减小了计算时间和内存占用量, 而且粗糙面尺度越大该优势越明显. 计算结果对实际海面上方多目标的制导和检测等科学问题的研究具有重要的意义, 下一步将重点研究分层粗糙面及其与多目标复合电磁散射问题.

## 参考文献

- [1] Chen Y P, Nie Z P, Jun H 2010 *Journal of Systems Engineering and Electronics* **21** 37
- [2] Ozlem O, Mustafa K 2012 *IEEE Trans. Geosci. remote Sensing* **50** 769
- [3] Wang R, Guo L X, Wang A Q 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3179 (in Chinese) [王蕊, 郭立新, 王安琪 2010 物理学报 **59** 3179]
- [4] Xu R W, Guo L X, Fan T Q 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 124101
- [5] Wang J G, Zhao Z Q, Liu Q H 2015 *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters* **12** 299
- [6] Ahmet Kizilay, Senem Makal Yucedag 2014 *Journal of Electromagnetic Wave and Applications* **28** 593
- [7] Liu P, Jin Y Q 2005 *IEEE Trans. on Antennas Propag.* **53** 4137
- [8] Wang X, Li L W 2009 *Prog. Electromag. Res.* **91** 35
- [9] Li J, Guo L X 2013 *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters* **10** 4
- [10] Guo L X, Wang R, Wu Z S 2010 *Chin. Phys. B* **19** 044102
- [11] Qin S T, Guo L X, Dai S Y, et al 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 074217 (in Chinese) [秦三团, 郭立新, 代少玉, 龚书喜 2011 物理学报 **60** 074217]
- [12] Toporkov J V, Brown G S 2000 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing.* **38** 1616
- [13] Tsang L, Kong J A, Ding K H 2001 *Scattering of electromagnetic waves* (New York: John Wiley & Sons. Inc) p168
- [14] Jin Y Q, Liu P, Ye H X 2008 *Theory and Method of numerical simulation of composite scattering from the object and randomly rough surface* (Beijing: Science Press) p113 (in Chinese) [金亚秋, 刘鹏, 叶红霞 2008 随机粗糙面与目标复合散射数值模拟理论与方法 (北京: 科学出版社) 第 113 页]
- [15] Wang R, Guo L X, Qin S T, Wu Z S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3773 (in Chinese) [王蕊, 郭立新, 秦三团, 吴振森 2008 物理学报 **57** 3773]
- [16] Kong J A (translated by Wang G Y) 2003 *Electromagnetic Wave Theory* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p286-288 (in Chinese) [孔金甌著 (吴季译) 2003 电磁波理论 (北京: 电子工业出版社) 第 286—288 页]

# Study on composite electromagnetic scattering from the double rectangular cross-section columns above rough sea surface using hybrid method\*

Tian Wei<sup>1)†</sup> Ren Xin-Cheng<sup>1)</sup> Guo Li-Xin<sup>2)</sup>

1) (*School of Physics and Electronic Information, Yan'an University, Yan'an 716000, China*)

2) (*School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710071, China*)

( Received 8 February 2015; revised manuscript received 23 March 2015 )

## Abstract

The actual rough sea surface is described by Pierson-Moscowitz (PM) spectrum and Monte Carlo method; the composite electromagnetic scattering from the double rectangular cross-section conductor columns above the rough sea surface is investigated using the hybrid method—the Method of Moment with the Kirchhoff approximation. Angular distribution curves of composite scattering coefficient are obtained; and this coefficient that varies with the parameter of sea surface, rectangular cross-section conductor columns and incident waves is calculated in detail. The characteristics of the composite scattering coefficient from the double rectangular cross-section conductor columns above the rough sea surface are also obtained. Results show that the hybrid method—the Method of Moment with the Kirchhoff approximation, compared to the traditional Method of Moment, can obtain higher accuracy. Moreover, the hybrid method can effectively reduce the computation time and memory footprint, and the performance becomes more favorable with the increase of the sizes of rough surface.

**Keywords:** hybrid method, composite electromagnetic scattering, rough sea surface, double rectangular cross-section conductor columns

**PACS:** 41.20.Jb, 11.80.La

**DOI:** [10.7498/aps.64.174101](https://doi.org/10.7498/aps.64.174101)

---

\* Project supported by the National Science Fund for Distinguished Young Scholars, China (Grant No. 61225002), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61379026), and the Natural Science Basic Research Plan in Shaanxi Province of China (Grant No. 2014JM-6113).

† Corresponding author. E-mail: [ydtianwei@126.com](mailto:ydtianwei@126.com)