

二维海面上舰船目标电磁散射及合成孔径雷达成像技术研究*

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)

(2011年11月18日收到; 2012年1月18日收到修改稿)

研究了二维海面上三维金属目标的电磁散射计算以及合成孔径雷达 (SAR) 成像技术. 基于物理光学法、几何光学法和射线弹跳法计算了海面与目标镜面反射及相互耦合作用; 并用等效电流法计算了目标的棱边绕射作用, 该方法考虑了阴影效应, 同时为了消除人为截断引起的边缘衍射, 采用锥形入射波入射. 应用蒙特卡罗法生成的 Pierson-Moskowitz 谱粗糙面模拟实际海洋面, 计算海面上立方体及舰船的双站雷达散射截面, 通过与数值算法的结果相比较, 验证了该算法的正确性. 运用该解析法快速获取不同频率、不同角度入射波照射下海面与目标的复合后向散射场数组, 结合 SAR 成像技术, 得到海面上立方体以及不同姿态舰船目标的 SAR 成像结果. 该研究成果在实际海洋遥感、海面上军事目标的探测与识别等领域中具有重要的应用价值.

关键词: 物理/几何光学法, 射线弹跳法, 棱边绕射, 合成孔径雷达成像

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

1 引言

地海面背景中的目标电磁散射精确建模与计算一直是国内外研究的热点, 其中海面上舰船目标的散射特性计算在军事领域具有重要的应用而受到广泛关注, 如何快速准确地计算其电磁散射特性一直是电磁领域研究的难点.

当计算地海面背景中的目标电磁散射特性时, 不仅要考虑目标与地海面自身的散射, 而且要考虑目标与地海面之间的相互作用, 目前求解该问题主要的方法主要分为数值法和解析法两类. 文献 [1,2] 中应用广义前后向迭代算法 (GFB) 计算了一维海面上二维舰船目标的电磁散射特性, 并应用谱积分对该算法进行了加速 [3,4]. 文献 [5] 中研究了一维时变海面上起伏舰船目标对复合散射特性的影响, 文献 [6] 中结合有限元法与区域分解

法 (FEM/DDM) 研究了大范围海面上舰船与低空目标的复合散射. 三维散射问题方面, 本课题组在前期的工作中提出了计算二维金属及介质海面上三维舰船目标复合散射特性的快速数值算法 [7,8], 得到了良好的效果. 数值法虽然计算精度高, 对粗糙面与目标没有参数限制, 但受制于计算量与计算时间, 不能计算电大尺寸问题, 而实际问题中海面与舰船的尺寸通常较大, 因此需要应用解析法来进行研究. Xu 和 Jin^[9] 提出一种双向射线追踪法 (bidirectional analytic ray tracing, BART), 以计算复杂电大尺寸三维面目标和粗糙面环境的复合电磁散射及雷达散射截面 (RCS); 物理光学法 (PO) 与几何光学法 (GO) 也被应用于研究海面上目标的电磁散射 [10-14]. 然而上述方法没有考虑海面截断以及目标的棱边绕射作用, 因此计算结果不够准确.

为快速准确地计算二维海面上舰船目标复合散射, 本文提出一种新的解析算法:

* 毫米波国家重点实验室基金 (批准号: K201201) 和陕西省自然科学基金 (批准号: 2011JM8025) 资助的课题.

† E-mail: jiweijie01@163.com

PO/GO+SBR+MEC. 应用 PO/GO^[15] 计算了二维金属海洋面上三维目标的镜面反射, 应用射线弹跳法 (SBR)^[16] 计算电磁波多次反射, 并应用等效电流法 (MEC) 计算目标的边缘绕射^[17,18], 同时用锥形波^[19] 代替平面波入射消除人为截断粗糙面引起的边缘衍射. 通过与现有的数值算法结果进行对比验证了算法的准确性.

合成孔径雷达 (SAR) 成像技术在遥感、目标分类与识别等领域具有广泛的应用. 文献 [20] 中研究了一维粗糙面的成像, Zhang 和 Tsang^[21] 将 SAR 成像技术应用于目标探测, 但是目前关于二维海面上三维目标的成像研究很少. 本文从海面与目标的建模到最终 SAR 成像进行了系统研究. 首先对海面上立方体与舰船目标进行三角面元建模, 应用 PO/GO+SBR+MEC 算法计算得到二维海面上舰船在不同频率、不同入射角度入射波照射下的后向散射电场数组, 最终结合场成像算法得到 SAR 成像结果. 该研究在民用及军事领域均具有重要的应用价值.

2 后向散射场的计算

海面上舰船目标受雷达照射如图 1 所示. 其中, θ_i 和 φ_i 为入射高低角与方位角, θ_s 和 φ_s 为反射高低角与方位角.

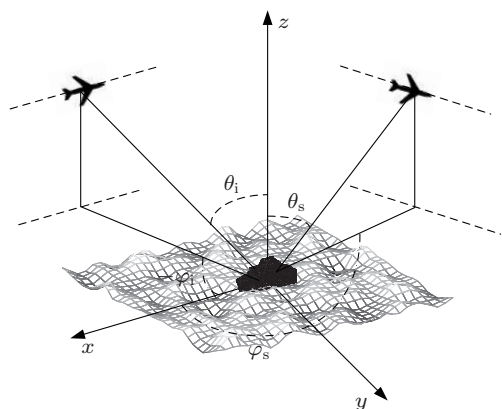


图 1 海面上舰船示意图

在电磁散射问题中, 当目标的尺寸远大于电磁波 (在微波波段, 军事目标通常都能满足) 的波长时, 电磁波与目标的相互作用就呈现出“局部”特性, 并与物体的形状密切相关. 此时各散射单元间的相互作用明显降低, 目标的每一部分独立地散射

能量, 其上的感应场只取决于入射波而与其他部分的散射能量无关. 这样就相应简化了感应场的计算, 同时也简化了为求得远区散射场和计算 RCS 所进行的物体表面散射积分, 高频渐近方法的简单性正是基于这一事实. 为应用解析算法, 文中应用三角面元模拟目标与实际场景, 图 2 为舰船的三角面元模型.

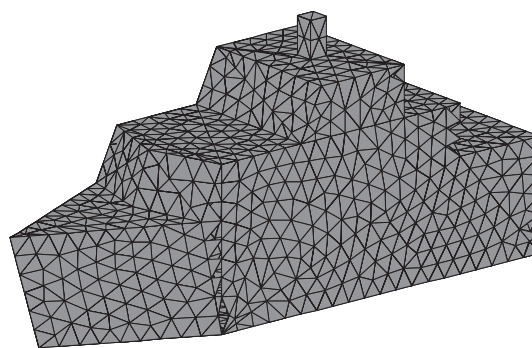


图 2 舰船的三角面元模型

2.1 高频散射机理

高频散射主要包括以下几种散射机理, 这些机理的组合形成复杂目标的 RCS 特征. 这些机理包括: 1) 镜面反射; 2) 表面不连续性的散射, 如边缘、拐角和尖端; 3) 表面导数不连续性的散射; 4) 爬行波或阴影边界的绕射; 5) 行波散射; 6) 凹形区域的散射, 如腔体、二面角和三面角; 7) 相互作用散射, 如多路径叠加或并排散射中心之间的多次散射.

2.2 几何光学法

GO 法是一种高频 (或零波长) 近似, 它用经典的射线管来说明散射机理和能量传播, 因此, 又被称为射线光学法. 作为最简单的高频近似方法, 它用于处理双重弯曲表面的散射是最好的, 但它不能用于分析平板及单弯曲表面电磁散射问题, 一般来说, 主要应用几何光学方法中射线的特性, 以便追踪和确定电磁波的反射路径.

2.3 物理光学法

PO 法使用散射体表面的感应电流取代散射体本身作为散射源, 通过经典的 Stratton-Chu 公式求解散射场. 为获得表面电磁流, 物理光学做了下列基本假定: 1) 表面的曲率半径与波长相比足够大;

2) 表面电磁流仅存在于被入射波直接照明的区域, 且照明表面上的电磁流同入射点处与目标表面相切的无限大平面上的电磁流有相同的特性.

在平面波入射情况下, 根据 Stratton-Chu 方程, 物体表面远区散射场的一般计算公式为

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}) = \frac{jk}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \int_S \mathbf{s} \times (\mathbf{M}_s(\mathbf{r}') + \eta_0 \mathbf{s} \times \mathbf{J}_s(\mathbf{r}')) \times \exp[jk\mathbf{r}' \cdot (\mathbf{s} - \mathbf{i})] ds', \quad (1)$$

式中, \mathbf{i} 和 \mathbf{s} 是入射方向和观察方向的单位矢量, η_0 为自由空间波阻抗, S 表示目标表面的照明部分, 其他参数的定义如图 3 所示.

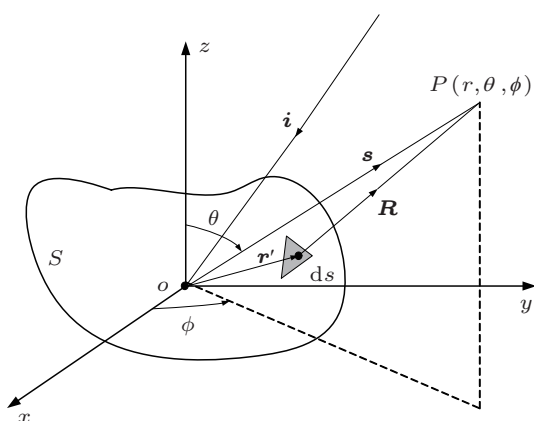


图 3 目标表面电磁散射示意图

$\mathbf{J}_s(\mathbf{r}')$ 和 $\mathbf{M}_s(\mathbf{r}')$ 表示 S 上的电磁流矢量幅度, 其中的相位因子已经被分离出来, 并包含在指数项中. $\mathbf{J}_s(\mathbf{r}')$ 和 $\mathbf{M}_s(\mathbf{r}')$ 在两个基本物理光学假定的条件下, 根据等效原理,

$$\mathbf{M}_s(\mathbf{r}') = \mathbf{E}(\mathbf{r}') \times \mathbf{n}, \mathbf{J}_s(\mathbf{r}') = \mathbf{n} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}'), \quad (2)$$

式中, $\mathbf{E}(\mathbf{r}')$ 和 $\mathbf{H}(\mathbf{r}')$ 是目标表面上照明部分的总电场和总磁场. 在物理光学近似的条件下, 目标表面的总场可以认为是入射场和 GO 反射场之和, 即

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}') &= \mathbf{E}_i(\mathbf{r}') + \mathbf{E}_r(\mathbf{r}'), \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}') &= \mathbf{H}_i(\mathbf{r}') + \mathbf{H}_r(\mathbf{r}'), \end{aligned} \quad (3)$$

式中, $\mathbf{E}_i(\mathbf{r}')$, $\mathbf{H}_i(\mathbf{r}')$ 和 $\mathbf{E}_r(\mathbf{r}')$, $\mathbf{H}_r(\mathbf{r}')$ 分别为入射场矢量和 GO 反射场矢量.

2.4 等效电流法

为了进一步改进 PO 的结果, 考虑到目标的棱边的绕射, Michaeli^[18] 提出了等效电磁流的概念. Michaeli 认为边缘的绕射是边缘等效电磁流所致,

并以等效电磁流代入辐射积分可以计算任意方向的散射场. 对边缘为 C 的任意劈边, 它的远区边缘绕射场可表示为

$$\mathbf{E}^d = \frac{jk}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \int_C \{ \eta_0 \mathbf{s} \times [\mathbf{s} \times \mathbf{J}(\mathbf{r}')] + \mathbf{s} \times \mathbf{M}(\mathbf{r}') \} e^{j\mathbf{k}\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}'} dl, \quad (4)$$

式中, $\mathbf{J}(\mathbf{r}') = I_e(\mathbf{r}')\mathbf{t}$ 和 $\mathbf{M}(\mathbf{r}') = I_m(\mathbf{r}')\mathbf{t}$ 分别是等效边缘电流和磁流, \mathbf{t} 是 C 的切向单位矢量, \mathbf{s} 是观察方向的单位矢量, \mathbf{r}' 是从原点到边缘上某点的径向矢量, dl 是沿 C 的弧长增量.

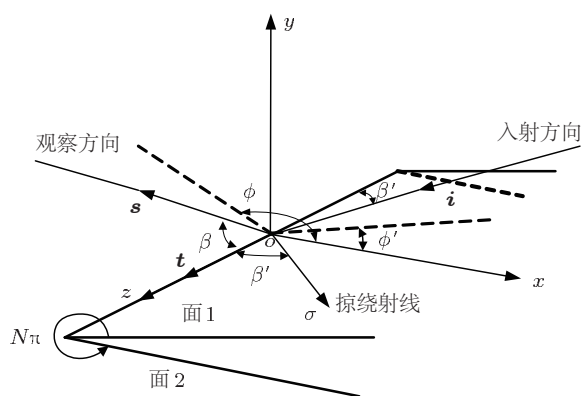


图 4 劈散射的几何结构

参考图 4 (虚线表示入射和观察方向在 xy 平面的投影) 中的有关定义, $I_e(\mathbf{r}')$ 和 $I_m(\mathbf{r}')$ 的表达式为

$$I_e(\mathbf{r}') = (I_1^f - I_2^f), \quad (5)$$

$$I_m(\mathbf{r}') = (M_1^f - M_2^f), \quad (6)$$

式中, $I_i^f = I_i - I_i^{\text{PO}}$, $M_i^f = M_i - M_i^{\text{PO}}$ ($i = 1, 2$).

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{2j}{k \sin \beta'} \frac{1/N}{\cos(\phi'/N) - \cos[(\pi - \alpha)/N]} \\ &\times \left\{ \frac{\sin(\phi'/N)}{\eta_0 \sin \beta'} \mathbf{t} \cdot \mathbf{E}^i + \frac{\sin[(\pi - \alpha)/N]}{\sin \alpha} \right. \\ &\times (\mu \cot \beta' - \cot \beta \cos \phi) \mathbf{t} \cdot \mathbf{H}^i \left. \right\} \\ &- \frac{2j \cot \beta'}{kN \sin \beta'} \mathbf{t} \cdot \mathbf{H}^i, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} I_1^{\text{PO}} &= \frac{2jU(\pi - \phi')}{k \sin \beta' (\cos \phi' + \mu)} \left[\frac{\sin \phi'}{\eta_0 \sin \beta'} \mathbf{t} \cdot \mathbf{E}^i \right. \\ &\left. - (\cot \beta' \cos \phi' + \cot \beta \cos \phi) \mathbf{t} \cdot \mathbf{H}^i \right], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} M_1 &= \frac{2j\eta_0 \sin \phi}{k \sin \beta' \sin \beta \cos[(\pi - \alpha)/N] - \cos(\phi'/N)} \csc \alpha \\ &\times \mathbf{t} \cdot \mathbf{H}^i, \end{aligned} \quad (9)$$

$$M_1^{\text{PO}} = \frac{-2j\eta_0 \sin \phi U(\pi - \phi')}{k \sin \beta' \sin \beta (\cos \phi' + \mu)} \mathbf{t} \cdot \mathbf{H}^i, \quad (10)$$

其中, $N\pi$ 为外劈角 ($N > 1$); \mathbf{E}^i 和 \mathbf{H}^i 是 O 点处的入射电磁场; $U(x)$ 是单位阶跃函数 (对 $x > 0$ 为 1, 对 $x < 0$ 为 0), $\alpha = \arccos \mu = -j \ln(\mu + j\sqrt{1 - \mu^2})$,

$$\begin{aligned} \cos \gamma &= \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{s} = \sin \beta' \sin \beta \cos \phi + \cos \beta' \cos \beta, \\ \mu &= (\cos \gamma - \cos^2 \beta') / \sin^2 \beta'. \end{aligned}$$

2.5 多次反射场计算

对于没有多次反射的散射结构, PO+MEC 的计算就能得到较好的高频近似结果, 但是对于存在多次反射的结构, 单纯的 PO+MEC 就不能得出正确的结果, 必须考虑其他计算方法 (如 SBR 等).

在高频情况下, 电磁波在物体表面发生反射时, 遵循几何光学反射定律, 因此可以把电磁波等效看作一条条的射线管, 如图 5 所示. 按几何光学原理分别追踪每一条入射到口径面 Σ_A 上的射线管, 直到这条射线管在散射体内经过多次反射后再次回到口径面, 即直到射线管离开散射体为止. 在射线追踪过程中, 由于极化方式、腔壁损耗、扩散系数、相位滞后等因素的影响, 需要对每根射线进行场强跟踪, 最后在返回到口径面上的射线管上进行口面积分来求其远区散射场. 每一条射线管的远区散射场被求出以后, 再把所有射线管的散射场求和, 即为总的散射场, 这就是 SBR 方法的基本原理.

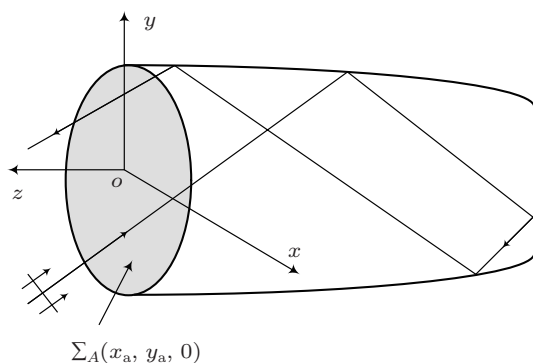


图 5 射线追踪法示意图

2.6 锥形入射波

为减小人为截断粗糙面引起的边缘效应, 采用锥形入射波照射. 海洋粗糙面轮廓用 $z = f(x, y)$ 表示, 入射矢量 $\mathbf{k}_i = \sin \theta_i \cos \varphi_i \mathbf{x} + \sin \theta_i \sin \varphi_i \mathbf{y} -$

$\cos \theta_i \mathbf{z}$. 锥形入射场表达式为 [20]

$$\begin{aligned} \psi^{\text{inc}}(x, y, z) &= \exp[-ik(\cos \theta_i z - x \sin \theta_i \cos \varphi_i \\ &\quad - y \sin \theta_i \sin \varphi_i)(1 + w)] \exp(-t), \end{aligned} \quad (11)$$

其中, $t = t_x + t_y$,

$$t_x = \frac{(\cos \theta_i \cos \varphi_i x + \cos \theta_i \sin \varphi_i y + \sin \theta_i z)^2}{g^2 \cos^2 \theta_0}, \quad (12a)$$

$$t_y = \frac{(-\sin \varphi_0 x + \cos \varphi_0 y)^2}{g^2}, \quad (12b)$$

$$w = \frac{1}{k^2} \left[\frac{(2t_x - 1)}{g^2 \cos^2 \theta_1} + \frac{(2t_y - 1)}{g^2} \right], \quad (12c)$$

g 为控制锥形波宽度的参数.

3 圆周运动 SAR 成像

成像技术是通过测量许多角度和频率的散射场来获得一定区域的详细信息的方法. 如图 6 所示, 一单站机载雷达在成像区域上方做圆周运动, 半径为 R_0 , 高度为 H . 雷达位置坐标为方位角 φ 的函数 $\mathbf{R}(\varphi) = R_0 \cos \varphi \mathbf{x} + R_0 \sin \varphi \mathbf{y} + H \mathbf{z}$.

传统的 SAR 图像可以通过下式获得 [21]:

$$\begin{aligned} C_{\Gamma}(\mathbf{r}_0) &= \sum_{m=1}^{N_k} \sum_{n=1}^{N_{\varphi}} E(k_m, \varphi_n) E_o^* \\ &\quad \times e^{-2jk_m |\mathbf{R}(\varphi_n) - \mathbf{r}_0|}, \end{aligned} \quad (13)$$

其中, $E(k_m, \varphi_n)$ 为后向散射电场, E_o^* 为参考信号, 文中统一取 1, N_k 和 N_{φ} 分别为频率与角度采样点个数.

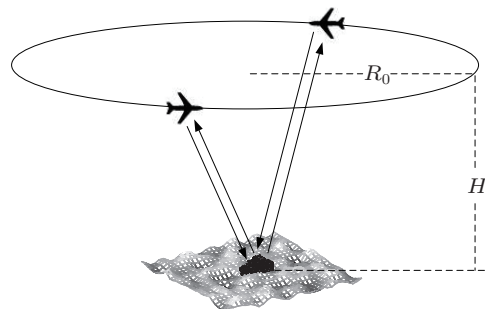


图 6 SAR 成像示意图

设雷达中心频率为 f_0 , 对应中心波长为 λ_0 . 文中仿真参数取: $R_0 = 1732\lambda_0$, $H = 1000\lambda_0$. 后向散射电场通过第一节中介绍的解析法计算. 频率带宽

为 $0.5f_0\text{--}1.5f_0$, 步长取 $0.02f_0$, 方位角取 $0\text{--}360^\circ$, 步长取 1° , 对应采样点个数为 18411.

4 仿真结果

4.1 PO/GO+SBR 的准确性验证

以海面上立方体为例. 结合蒙特卡罗法, 用具有 Pierson-Moskowitz (PM), 海浪谱 [20] 的随机粗糙面模拟实际海洋面. 三维 PM 谱具有如下形式

$$W_{PM}(k_x, k_y) = \frac{a_0}{2(k_x^2 + k_y^2)^2} \exp\left(-\frac{\beta g^2}{(k_x^2 + k_y^2)U_{19.5}^4}\right) \times \frac{\cos^2(\tan^{-1}(k_y/k_x) - \phi_v)}{\pi}, \quad (14)$$

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 $g = 9.8 \text{ m/s}$, 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. 文献 [8] 中介绍了一种计算海面上目标的数值算法——广义稀疏矩阵平面迭代及规范网格法 (G-SMFSIA/CAG), 应用本文的算法与文献结果进行比较. 入射频率取 1 GHz, 海面上方风速取 $U_{19.5} = 5 \text{ m/s}$, 风向 $\phi_v = 0$, 海面尺寸 $L_x = L_y = 10\lambda \times 10\lambda$, 立方体边长为 2λ , 锥形波参数 $g = L_x/4$, 应用不同方法得到的 RCS 如图 7 所示, 图中同时给出了不考虑边缘绕射时 (不加 MEC) 的计算结果. 由图可知, 相对于不加 MEC 时的结果, 加 MEC 时的散射系数更接近于数值法的结果, 它们之间的差异正体现了立方体目标的棱边绕射.

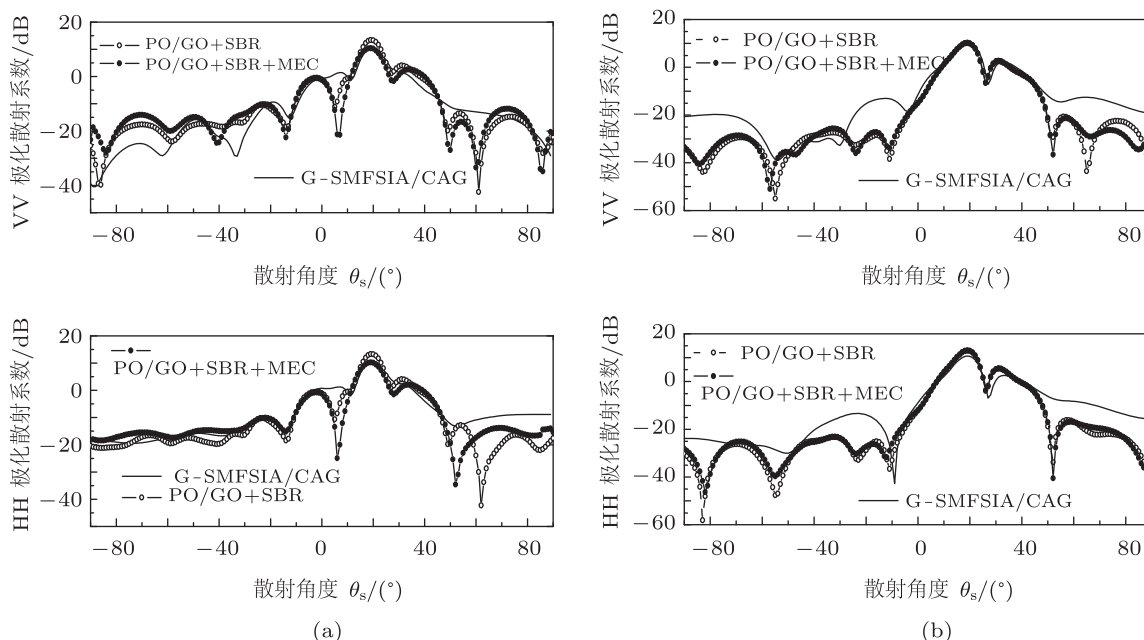


图 7 海面上立方体 RCS (a) $\varphi_i = \varphi_s = 0^\circ$; (b) $\varphi_i = \varphi_s = 30^\circ$

表 1 计算时间(单位为 s)

	G-SMFSIA/CAG	PO/GO+SBR+MEC
V 极化	2269	176
H 极化	2258	173

由图 7 可知本文算法与 G-SMFSIA/CAG 的计算结果符合得很好, 验证了 PO/GO+SBR+MEC 算法的正确性. 用普通个人计算机 (CPU: 2.5 GHz, 内存 2 GB) 进行计算, 两种方法所需时间见表 1. 对比

结果表明在保证计算精度的前提下, 解析法的计算速度要远远快于数值算法.

4.2 海面上目标 SAR 成像

考虑海面上立方体的 SAR 成像, 中心频率取 $f_0 = 1 \text{ GHz}$, 海面上风速取 $U_{19.5} = 5 \text{ m/s}$, 风向 $\phi_v = 0$, 海面尺寸 $L_x = L_y = 100\lambda_0 \times 100\lambda_0$, 锥形波参数取 $g = L_x/4$, 立方体边长取 $10\lambda_0$. 海面剖

分三角面元总数为 318402, 立方体剖分为 11148 个三角面元, 应用 PO/GO+SBR+MEC 算法计算后向散射场数据, 单站雷达参数与第二节中设置参数相同.

图 8 所示为不加 MEC 时不同极化入射波照射下海面上立方体的 SAR 成像, 图 9 所示为加 MEC 时的情况, 图像均由 300×300 个像素组成, 像素范

围取 (-40 dB—0 dB). 图中可以清晰地看到立方体位于图像正中央. 通过对比可知, 加 MEC 时的成像结果明显优于不加 MEC 时的结果, 且 VV 极化时的成像结果优于 HH 极化时的成像结果. 进一步证明了 PO/GO+SBR+MEC 计算后向散射场数据组的准确性, 同时结果表明目标棱边绕射作用对 SAR 成像结果具有明显的影响.

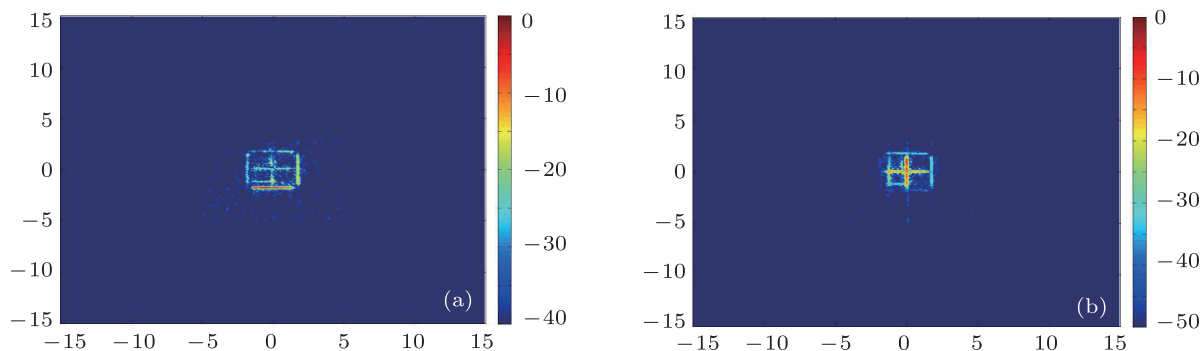


图 8 不加 MEC 时海面上立方体成像结果 (a) VV 极化; (b) HH 极化

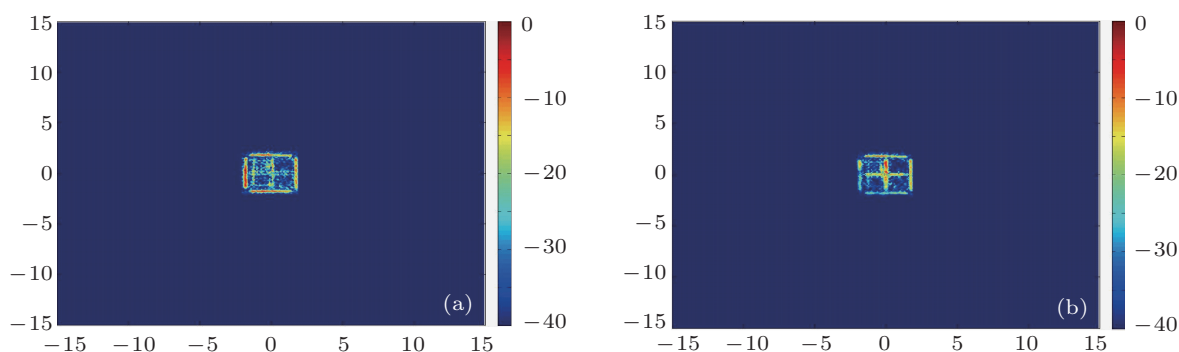


图 9 加 MEC 时海面上立方体成像 (a) VV 极化; (b) HH 极化

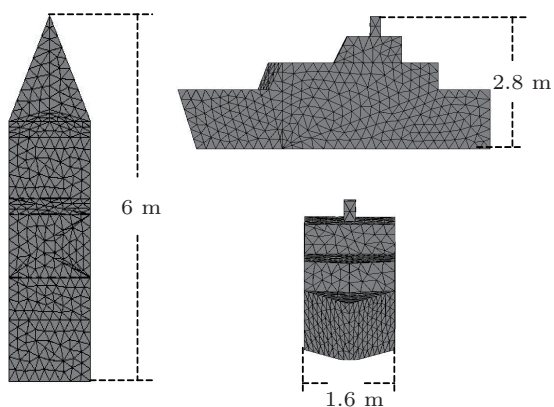


图 10 舰船三视图

计算海面上舰船目标的 SAR 成像, 舰船可以视为复杂目标, 海面与照射雷达参数设置不变, 舰船的三视图见图 10. 舰船尺寸为 $6 \text{ m} \times 1.6 \text{ m} \times 2.8 \text{ m}$, 共剖分成 9046 个三角面元.

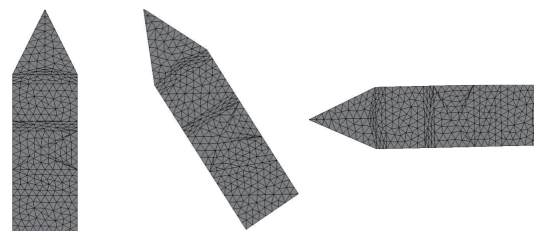


图 11 舰船不同姿态示意图

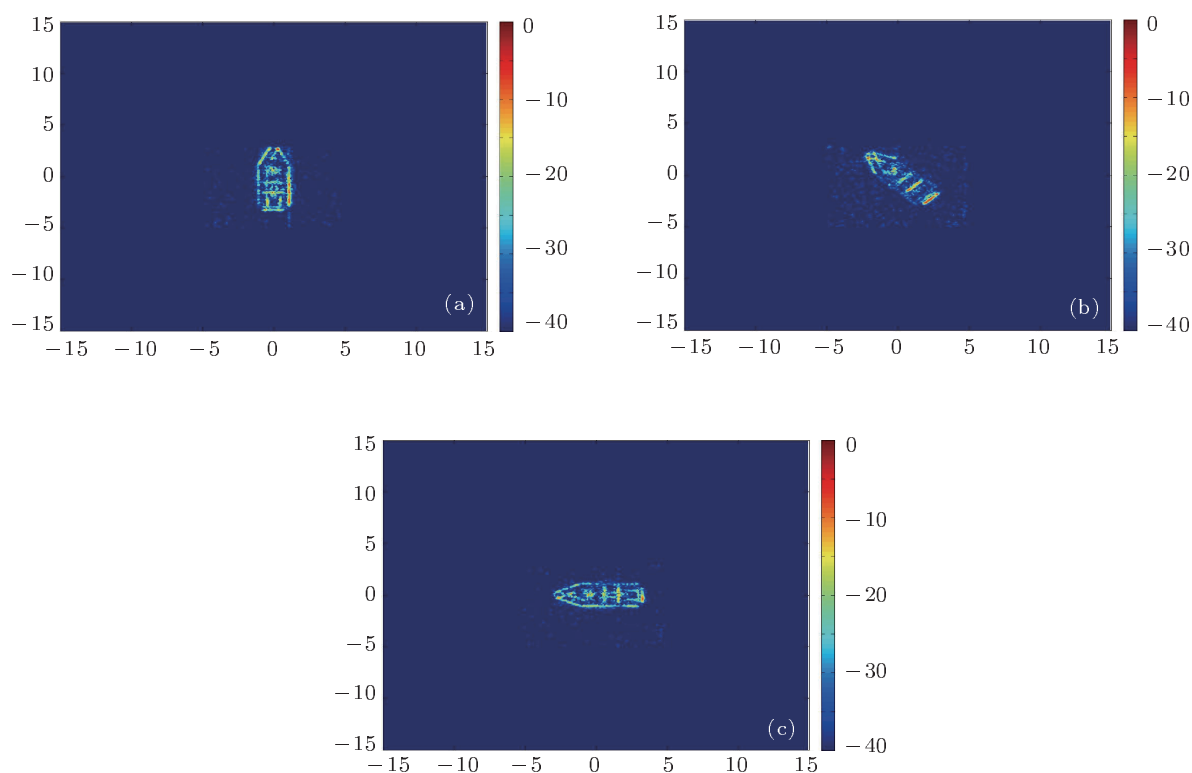


图 12 海面上舰船成像

图 11 所示为舰船取不同姿态时的示意图, VV 极化波入射情况下对应的成像结果如图 12 所示, 像素范围取 (-40 dB—0 dB), 成像所需要的计算时间为 48650 s, 其中计算后向散射场数据耗费 45400 s, 成像耗费 3250 s. 由图 12 可知, 不论舰船姿态如何变化, 应用本文算法均能得到舰船目标清晰的图像, 图中能够清楚地观察舰船的结构, 证明该算法对复杂结构目标也能得到取得良好的结果.

5 结论

系统地研究了二维海面上三维目标的建模、散射计算及 SAR 成像技术. 结合 PO, GO, SBR

和 MEC, 提出了一种计算二维海面上金属目标散射的解析算法, 应用其计算了海面上立方体的双站散射系数, 并与数值算法结果进行了比较. 结果表明该解析法在保证精度的前提下, 节省了大量计算时间. 应用该算法计算得到后向散射场数据, 结合 SAR 成像算法计算得到海面上立方体的像, 结果表明 VV 极化时的成像结果要略优于 HH 极化时的成像结果. 同时结果表明棱边绕射对海面上目标的 RCS 及 SAR 成像均具有明显的影响.

最后计算了 VV 极化波入射时海面上舰船目标的 SAR 成像, 结果表明不论舰船姿态如何变化, 应用本文算法均能够得到舰船目标清晰的图像. 该研究成果在海洋遥感及海面上舰船等军事目标探测与识别等领域均具有重要的应用价值.

- [1] Pino M R, Landesa L, Rodriguez J L, Obelleiro F, Burkholder R J 1999 *IEEE Trans. Anten. Propag.* **47** 961
- [2] Robert J B, Marcos R P, Fernando O 2001 *IEEE Anten. Propag.* **43** 25
- [3] Marcos R P, Robert J B, Fernando O 2002 *IEEE Trans. Anten.*

- Propag.* **50** 785
- [4] Li Z X 2007 *Prog. Electromagn. Res.* **76** 253
- [5] Khalid J, Robert J B 2006 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **44** 3330
- [6] Liu P, Jin Y Q 2004 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **42** 950

- [7] Ji W J, Tong C M 2010 *Prog. Electromagn. Res.* **105** 119
- [8] Ji W J, Tong C M 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 010301 (in Chinese) [姬伟杰, 童创明 2011 物理学报 **60** 010301]
- [9] Xu F, Jin Y Q 2009 *IEEE Trans. Anten. Propag.* **57** 1495
- [10] Baussard A, Rochdi M, Khenchaf A 2011 *Prog. Electromagn. Res.* **111** 229
- [11] Luo W M, Zhang Y W, Chen H 2009 *Prog. Electromagn. Res.* **M 8** 79
- [12] Qin S T, Guo L X, Dai S Y, Gong S X 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]
- [13] Ding R, Jin Y Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 124102 (in Chinese) [丁锐, 金亚秋 2011 物理学报 **60** 124102]
- [14] Wang R, Guo L X, Wang A Q 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3179 (in Chinese) [王蕊, 郭立新 2010 物理学报 **59** 3179]
- [15] Gordon W B 1994 *IEEE Trans. Anten. Propag.* **42** 427
- [16] Lee S W, Ling H, Chou R 1989 *IEEE Trans. Anten. Propag.* **37** 194
- [17] Keller J 1962 *J. Opt. Soc. Am.* **52** 116
- [18] Michaeli A 1984 *IEEE Trans. Anten. Propag.* **32** 252
- [19] Tsang L, Kong J A, Ding K H 2000 *Scattering of Electromagnetic Waves: Numerical Simulations* (New York: John Wiley and Sons Inc) pp270–271
- [20] Kim H, Johnson J T 2002 *IEEE Trans. Anten. Propag.* **50** 94
- [21] Zhang G, Tsang L 1998 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **36** 1485

Research on electromagnetic scattering computation and synthetic aperture radar imaging of ship located on two-dimensional ocean surface*

Ji Wei-Jie^{1)†} Tong Chuang-Ming¹⁾²⁾

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

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

(Received 18 November 2011; revised manuscript received 18 January 2012)

Abstract

The electromagnetic (EM) scattering computation and the synthetic aperture radar (SAR) imaging of three-dimensional conductor object located on ocean surface are studied. The EM scatterings of object, ocean surface and the interaction between them are computed based on the geometric optic, the physical optic, the shooting and bouncing ray. The method of equivalent current is used to calculate the diffraction by object edges. The shadowing effect is also included, and the tapered incident wave is chosen to reduce the truncation error. The Pierson-Moskowitz random sea surface is generated by using Monte-Carlo method, and numerical results are provided to validate the approach through the computation of radar cross section for cube and ship objects located on ocean surface. The backscattering electric field data of different frequencies and angles are computed quickly by using this approximate method. Combining the backscattering data and SAR images technology, the images of cube and ship located on ocean surface are obtained. The method introduced in this paper has important theoretical significance in realistic ocean remote sensing and detection of military targets located on ocean surface.

Keywords: physic optic/geometric optic, shooting and bouncing ray, method of equivalent current, synthetic aperture radar imaging

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

* Project supported by the Foundation of State Key Laboratory of Millimeter Waves of Southeast University, China (Grant No. 2012101) and the Natural Science Research Program of Shannxi Province, China (Grant No. 2011JM8025).

† E-mail: jiweijie01@163.com