

有限元/边界积分方法在海面及其上方弹体目标电磁散射中的应用*

徐润汶[†] 郭立新 范天奇

(西安电子科技大学理学院, 西安 710071)

(2013年3月7日收到; 2013年4月26日收到修改稿)

本文将有限元/边界积分方法 (FE/BIM) 结合区域分解方法引入到粗糙海面及其上方目标的电磁散射问题的研究中. 由于积分边界可以以任意形状设置在距模型表面任意远的距离处, 故本文采用共形人工边界结合区域分解建模方法截断模型的开放计算区域以减少求解未知量, 在截断区域内部采用有限元方法求解, 而计算区域的边界条件通过边界积分方程方法得到. 通过与矩量法获得的数值计算结果进行比较, 证明了该混合算法及模型处理方法的正确性, 进而研究了海面上方弹体目标的电磁散射特性, 并讨论了其双站散射系数随电磁波入射角度、目标高度、海面风速以及弹体尺寸的电磁散射特性变化情况. 本文结果可用于反演复杂背景下的目标信息及目标探测等领域.

关键词: 电磁散射, 粗糙海面, 目标, 有限元/边界积分方法

PACS: 03.50.De, 41.20.-q

DOI: 10.7498/aps.62.170301

1 引言

海洋面积约占全球面积的 3/4, 因而随着雷达技术的快速发展, 海面等复杂背景下的目标探测与识别计算在军事及民用的各个领域内都得到了极为广泛的应用, 例如微波遥感、目标探测、海洋学以及电波传播等等. 在计算电磁学中, 大致可以分为两类计算方法: 近似方法和数值方法. 近似方法计算快速, 耗费的计算资源较少, 但其计算结果往往不够准确, 并且对于近似方法往往仅仅适用于特定的模型, 不具备通用性, 例如: 基尔霍夫近似方法^[1,2]、微扰法^[3]、双尺度方法^[4]以及小斜率近似^[5]等. 由于近似方法存在以上缺点, 数值方法越来越受到人们的重视, 如矩量法^[6]、快速多级子方法^[7]、前后向方法^[8]等积分方程类方法. 数值方法虽然计算效率不如近似方法, 然而其计算精度较高, 并且往往具有通用性.

在计算电磁学中, 尤其是在电磁散射和辐射领

域中, 往往会涉及到开放的无限大区域, 本文中的海面及其上方目标的电磁问题就是其中之一. 对于开放区域, 在应用有限元方法分析时, 往往需要引入截断边界条件将无限大区域截断为有限大的计算区域. 在以往文献^[9, 10]中往往采用近似吸收边界 (ABC) 以及完全匹配层 (PML) 作为截断边界条件. 为了保证计算精度, 这两种截断边界通常需要设置在足够远的距离处, 从而造成了计算区域的增大, 不能有效地减少计算未知量. 作为最精确的边界条件, 有限元方法结合积分边界^[11]不仅可以比积分方程类方法更适宜于处理非均匀介质问题, 而且与近似吸收边界相比可以以任意形状设置在离模型任意远的距离处以减少计算区域. 尽管海面及其上方目标^[12]的电磁散射问题已经讨论了相当长一段时间, 但很少有文章采用有限元/边界积分方法讨论此类问题, 该混合算法在复合模型问题中的应用仍需作进一步的研究.

有限元/边界积分混合方法 (FE/BIM) 克服了积分方程方法和有限元法的缺点, 同时保留了它们的

* 国家杰出青年科学基金 (批准号: 61225002)、高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 20100203110016) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: K50510070001) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: rxw719@126.com

优点, 该方法通过引入一个包围结构或非均匀模型的人工边界截断开放区域, 在这个边界内部, 应用有限元方法给出场的计算公式, 而在外部区域, 场通过边界积分方法获得. 这两个区域中的场在截断边界处通过场连续性边界条件耦合起来, 从而得到边界场和内部场的耦合方程组. 由于需要对求解区域进行空间离散, 因此本文方法相对于传统矩量法, 其优点在于非常适合处理复杂介质的散射问题(如非均匀海面、复杂介质目标的电磁散射等), 而传统矩量法难以处理此类复杂介质的电磁散射, 所以与矩量法相比, FE/BIM 方法在研究非均匀介质散射问题时具有较好的应用前景.

本文采用有限元/边界积分混合方法结合区域分解建模技术讨论了一维海面及其上方二维目标的电磁散射特性, 并分析了海面上方弹体目标的双站散射特性; 介绍了复合模型的建模方法和本文混合算法的公式推导和理论分析; 给出了本文有限元/边界积分方法的验证结果以验证该算法的正确

性和有效性; 结合本文算法讨论了海面及其上方导弹的电磁散射特性.

2 海面及其上方目标的 FE/BIM 混合算法

图 1 给出了一维海面及其上方二维导体目标的电磁散射模型, 电磁波以入射角 θ_{inc} 照射到海面及目标上, 并以散射角 θ_{scat} 散射到空间中. 对于海面上方无限大空间, 引入共形积分边界 Γ_{BI} 结合区域分解技术将无限大开放区域截断为有限大小的内部区域 Ω_{in} 和外部区域 Ω_{out} . 内部区域 Ω_{in} 包含海面上方以及目标附近的计算区域, 外部区域 Ω_{out} 是除内部区域以外的无限大区域. 海面上方的积分边界由若干直线段和圆弧构成, 并且目标由共形积分边界包围.

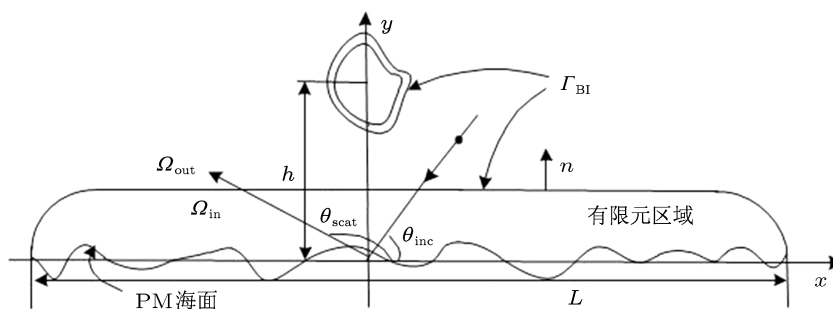


图 1 一维 PM 海面及其上方目标的 FE/BIM 电磁散射模型

海面可以看作是由大量的谐波叠加而成, 谐波的振幅是独立的高斯随机变量, 借助于蒙特卡罗方法, 在频域内利用功率谱对其进行滤波, 再进行逆傅里叶变换即可得到海面的高度起伏, 本文讨论一维“Pierson-Moskowitz” (PM) 海面, 其功率谱函数可以表示为

$$S_1(k) = \begin{cases} \frac{\alpha}{4|k|^3} \exp\left(-\frac{\beta g_c^2}{k^2 U_{19.5}^4}\right), & k \geq 0, \\ 0, & k < 0, \end{cases} \quad (1)$$

其中 α 和 β 是无量纲经验常数, $\alpha = 8.1 \times 10^{-3}$, $\beta = 0.74$, $U_{19.5}$ 为距海面高度为 19.5 m 处的风速, 重力加速度 $g_c = 9.81 \text{ m/s}^2$.

当利用有限元讨论开放的无界区域问题时, 需

要对开放区域进行人为截断, 这样就会导致由于人为截断所引起的截断效应, 可以通过引入锥形波^[13]作为入射波, 从而达到减小截断效应的目的, 其形式由下式给出:

$$\varphi^{inc} = \exp[-j\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}(1 + w(\mathbf{r}))] \times \exp\left[-(x - y \text{ctg} \theta_{inc})^2 / g^2\right], \quad (2)$$

其中 $w(\mathbf{r}) = [2(x - y \text{ctg} \theta_{inc})^2 - 1] / (k_0 g \sin \theta_{inc})^2$, k_0 是自由空间中的波数, g 为锥形入射波因子, \mathbf{r} 为空间矢量.

本文针对 TM 极化(电场仅含 z 分量)的情形进行讨论, 在海面上方空间中的总场满足亥姆霍兹

方程

$$\nabla^2 \Phi(\mathbf{r}) + k_0^2 \Phi(\mathbf{r}) = f(\mathbf{r}), \quad (3)$$

其中, $\Phi(\mathbf{r})$ 是空间总电场, $f(\mathbf{r})$ 与空间中的源有关 $f(\mathbf{r}) = jk_0 Z_0 J(\mathbf{r})$, k_0 为自由空间波数, Z_0 为自由空间特征阻抗, $J(\mathbf{r})$ 代表空间中的电流密度.

引入自由空间中的二维格林函数 G_0 , 其形式如下:

$$G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{4j} H_0^{(2)}(k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|), \quad (4)$$

其中 $H_0^{(2)}(\cdot)$ 表示第二类零阶汉克尔函数. 上述格林函数不仅在无穷远处满足索末菲辐射条件, 而且满足下列微分方程:

$$\begin{aligned} \nabla^2 G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + k_0^2 G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\ = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad \mathbf{r}' \in \Omega_\infty. \end{aligned} \quad (5)$$

结合格林定理, 根据上述方程可以得到如下二维空间海面及其上方目标的电磁散射积分方程, 其形式可以写为

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{r}') = \Phi_{\text{inc}}(\mathbf{r}') + \int_{\Gamma_{\text{BI}}} \left[\Phi(\mathbf{r}) \frac{\partial G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n} \right. \\ \left. - G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \Phi(\mathbf{r})}{\partial n} \right] d\Gamma, \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $\frac{\partial}{\partial n}$ 代表对变量求法向导数, Γ_{BI} 表示虚构积分边界, $\Phi_{\text{inc}}(\mathbf{r})$ 表示入射场. 该积分方程将人工边界上的总场与场的法向导数联系起来. 为了简化, 在积分边界 Γ_{BI} 上可以作如下假设:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = -\psi. \quad (7)$$

因而离散上述积分方程可以得到如下矩阵形式的表达式:

$$[\mathbf{P}]\{\Phi\} + [\mathbf{Q}]\{\psi\} = \{b\}. \quad (8)$$

在虚拟边界包围的内部区域 Ω_{in} , 电磁问题可以利用泛函理论进行分析, 其等效的变分问题为

$$\delta F(\Phi) = 0, \quad (9)$$

其中

$$\begin{aligned} F(\Phi) = \frac{1}{2} \iint_{\Omega} \left[\frac{1}{\mu_r} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{\mu_r} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 \right. \\ \left. - k_0^2 \varepsilon_r \Phi^2 \right] d\Omega + \int_{\Gamma_{\text{BI}}} \Phi \psi d\Gamma \\ - \iint_{\Omega} f \Phi d\Omega. \end{aligned} \quad (10)$$

选用合适的基函数离散变分方程可以得到一个线性方程组, 其形式如下:

$$[\mathbf{K}]\{\Phi\} + [\mathbf{B}]\{\psi\} = \{0\}. \quad (11)$$

由于区域内存在导体, 因而 (11) 式应增补导体表面上的狄利克雷边界条件, 对于 TM 极化, 电场满足

$$\Phi|_{\text{pec}} = 0. \quad (12)$$

在虚构边界 Γ_{BI} 处, 需要强加连续性边界条件将 (8) 和 (11) 式联系起来

$$\Phi|_{\Gamma_+} = \Phi|_{\Gamma_-}, \quad (13)$$

$$\frac{1}{\mu_r} \frac{\partial \Phi}{\partial n} \Big|_{\Gamma_+} = \frac{1}{\mu_r} \frac{\partial \Phi}{\partial n} \Big|_{\Gamma_-}, \quad (14)$$

其中 Γ_- 表示观察点从区域内部接近积分边界, Γ_+ 表示观察点从边界外接近 Γ_{BI} . 内外计算区域的场及其法向导数在虚拟边界处通过 (13) 和 (14) 式联系起来. 通过求解耦合矩阵 (8) 和 (11), 就可以得到虚拟边界处的总场及其法向导数, 进而获得海面及其上方目标的电磁散射特性.

3 算法验证及误差分析

针对一维 PM 海面及其上方二维导体目标的电磁问题, 其模型参数的选择如下: 空间离散的单元尺寸约为 0.1λ , PM 海面的长度 $L = 102.4\lambda$, 本文所选用入射波的频率 $f = 300 \text{ MHz}$, 锥形入射波因子 $g = L/4$. 在本文的计算过程中人工边界设置在离模型约 1.0λ 的距离处, 各段圆弧的半径也设置为 1.0λ , 目标表面的积分边界距离目标表面约为 0.2λ . 由于海面表面起伏的随机性, 本文选取 30 个模型样本进行平均以获得稳定的散射结果, 其他模型参数将在下文中详细给出.

为了验证本文混合算法及建模的有效性, 本文将将其双站散射系数 (BSC) 结果与矩量法进行对比. 两者之间双站散射系数的绝对误差可以表示为

$$\Delta = \left| \sigma^{\text{FE/BIM}} - \sigma^{\text{MoM}} \right| \text{ (dB)}. \quad (15)$$

由于单独采用绝对误差并不能很好的说明两者之间的误差, 因而可以求解其相对误差以便做更好的对比, FE/BIM 和 MoM 双站散射系数的相对误差可以由下式得到:

$$\begin{aligned} E_{rr} = \Sigma \left| \sigma^{\text{FE/BIM}} - \sigma^{\text{MoM}} \right| / \Sigma \left| \sigma^{\text{MoM}} \right| \\ \times 100\%. \end{aligned} \quad (16)$$

图 2 给出了一维 PM 海面及其上方二维导体圆柱的双站散射系数随散射角的变化情况, 并与矩量法进行了对比. 海面上方圆柱的半径为 $r = 0.5\lambda$, 圆柱所处的高度 $h = 2.0\lambda$, 海面上方的风速 $U_{19.5} = 4.0 \text{ m/s}$. 从图 2(a) 中可以看出, 本文算法的双站散射系数计算结果与矩量法所得到的结果基本一致, 两者的曲线拟合较好. 为了比较两者之间的误差, 图 2(b) 给出了图 2(a) 中 FE/BIM 与 MoM 结果的绝对误差, 可以看出两者之间的绝对误差在大部分散射角内都小于 1.0 dB, 最大误差约为 2.2473 dB. 与矩量法对比, FE/BIM 与其存在的相对误差约为 3.8633%, 平均误差为 0.4207 dB. 这说明该混合方法可以正确地用以分析粗糙海面及其上方目标的电磁散射问题.

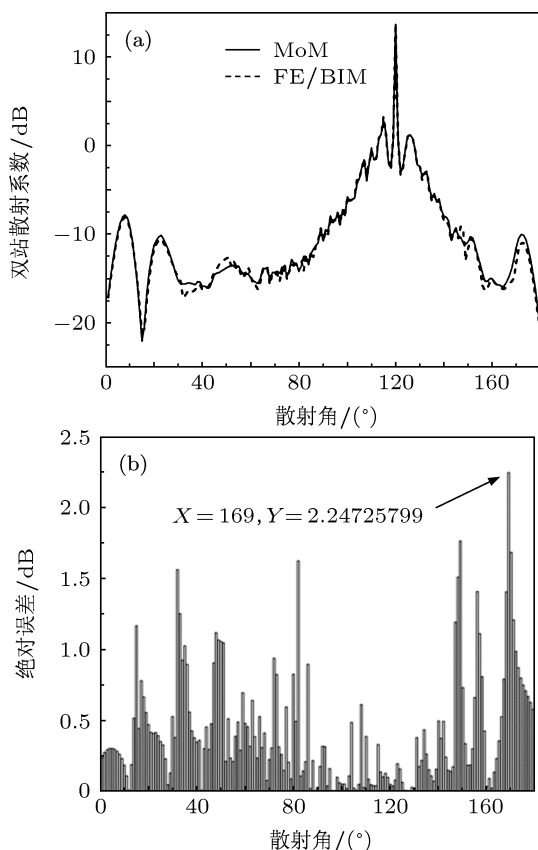


图 2 一维 PM 海面及其上方圆柱的数值仿真结果 (a) 双站散射系数; (b) 绝对误差分布

为了进一步验证本文中的建模及计算方法的有效性, 图 3 计算了一维 PM 海面及其上方二维导体方柱的双站散射系数. 二维方柱目标的边长为 $l_s = 1.0\lambda$, 所处的高度 h 为 2.0λ , 海面风速为 $U_{19.5} = 4.0 \text{ m/s}$. 与图 2 中的计算结果类似, 本算例的双站散射系数曲线与矩量法符合较好, 绝对误差在大部分散射角内都小于 1.0 dB, 从

图 2(b) 可以看出两者之间存在的最大绝对误差约为 2.3996 dB. 与矩量法对比, 本文所给的混合方法存在约 3.8804% 的相对误差, 平均误差约为 0.4306 dB. 由于海面起伏的随机性, 不同的样本之间的绝对误差分布具有随机性, 但计算结果的相对误差和平均误差变化不大.

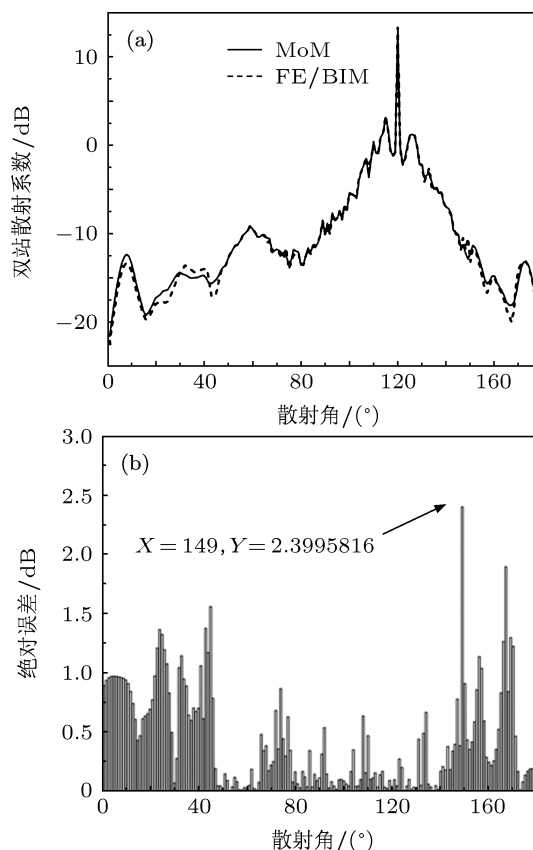


图 3 一维 PM 海面及其上方方柱的数值仿真结果 (a) 双站散射系数; (b) 绝对误差分布

从以上两个算例中可以看出, 本文算法的计算结果与矩量法相比吻合较好, 说明本文中的 FE/BIM 算法及模型处理方法可以很好地用来分析一维粗糙海面及其上方二维导体目标的电磁散射问题. 两种方法之间存在的误差主要是由于基函数的选取, 网格的划分以及编程中所采取的近似等原因导致的. 由于 FE/BIM 方法是基于微分方程类的数值方法, 因而选取高阶基函数, 加密网格, 或者采用高阶近似都可以提高该算法的计算精度.

4 数值计算与结果分析

在本节中将采用 FE/BIM 混合算法讨论一维海面及其上方二维导体弹体目标的电磁散射特性. 电磁散射问题的基本建模大致如图 1 所示, 所采用弹

体目标模型的具体尺寸如图 4 所示. 人工边界设置在离模型约 1.4λ 的距离处, 各段圆弧的半径也设置为 1.4λ , 目标表面的积分边界距离目标表面约为 0.2λ . 取入射波频率 $f = 300$ MHz, 锥形入射波因子 $g = L/4$, PM 海面长度 $L = 102.4$ m, 单元离散尺寸约为 0.1 m, 其他参数将在下面具体给出.

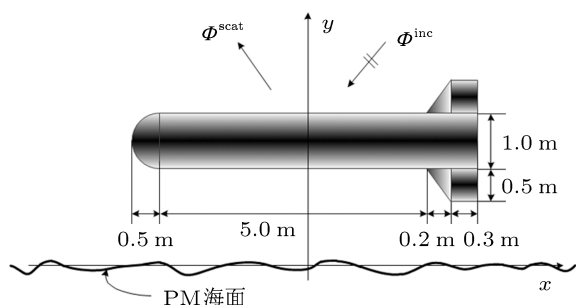


图 4 一维 PM 海面上方弹体目标的模型参数

为了分析复合模型的电磁散射特性, 图 5 给出了不同模型下的双站散射系数结果. 弹体距离海面高度 $h = 3.0$ m, 风速为 $U_{19.5} = 4.0$ m/s, 入射角为 $\theta_{inc} = \pi/3$. 从图 5 中可以看出, 当仅存在海面时双站散射系数曲线变化比较平缓, 而当上方存在弹体目标时, 曲线出现若干震荡, 这主要是由于海面与弹体目标之间的相互耦合作用引起的. 当弹体目标存在时, 前向散射和后向散射系数要比仅海面存在的情况要大, 而双站散射系数在镜向散射角附近有所降低, 这主要是由于目标不存在时, 入射电磁波仅被海面散射, 而弹体目标的存在使得海面与目标之间相互耦合, 入射波与模型之间的相干作用降低, 非相干作用增大, 从而导致了散射波镜向分量的减小, 结合能量守恒定律, 远离镜向的非相干散射必然会增大. 当仅存在弹体目标时, 可以看出散射系数在镜向方向也会出现峰值, 但整体曲线要比下方存在海面时散射系数要低, 这是由于当海面存在时, 海面也会对入射波产生一定的反射, 从而使得复合模型的散射系数比较大.

图 6 用 FE/BIM 方法计算了不同入射角下的海面及其上方弹体目标的双站散射系数随入射角的变化情况. 弹体距离海面高度 $h = 3.0$ m, 风速为 $U_{19.5} = 4.0$ m/s. 可以看出随着入射角的减小, 双站散射系数的镜向峰值逐渐减小, 镜向散射角附近震荡加剧, 并且散射曲线会出现两个散射峰值, 特别是掠海入射角 ($\theta_{inc} = \pi/6$) 处, 在后向角 30° 和前向

散射角 150° 处峰值较为明显.

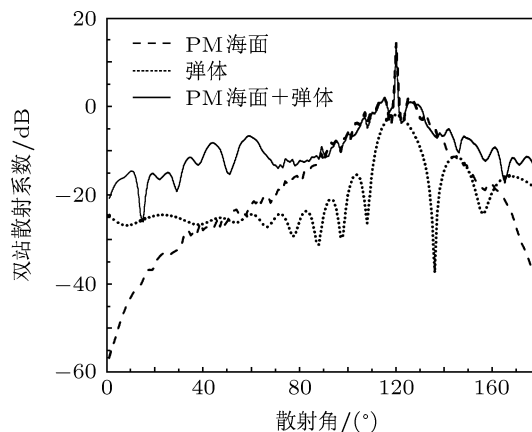


图 5 不同模型的双站散射系数对比图

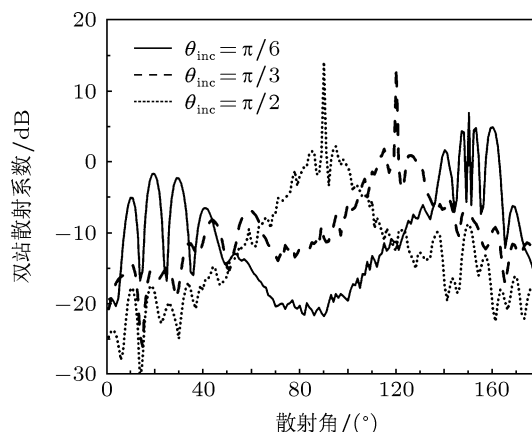


图 6 海面及其上方弹体目标的双站散射系数随入射角的变化

当弹体目标处于距海面不同的高度时, 图 7 给出了其双站散射系数的变化曲线. 入射波以 $\theta_{inc} = \pi/3$ 的入射角照射到模型表面, 海面上方风速为 $U_{19.5} = 4.0$ m/s. 随着目标高度的增大, 其双站散射曲线在镜向散射角附近呈升高趋势, 而在散射角较大的位置处, 散射系数有所减小. 这是因为随着弹体目标的升高, 弹体与海面之间的相互耦合散射作用减弱, 导致非相干散射幅值减小.

图 8 利用本文所引入的混合算法计算了不同海面风速下海面及弹体目标的双站散射系数变化情况. 锥形入射波入射角度为 $\theta_{inc} = \pi/3$, 弹体距离海面上方高度为 $h = 3.0$ m. 随着海面风速的增加, 海面起伏增大, 也就变得更加粗糙, 当电磁波照射到海面上时, 入射波的非相干散射增大, 相干散射减小, 这就导致了图 8 中的曲线随着风速的增加双

站散射系数镜向峰值减小,在非相干散射区域增大.

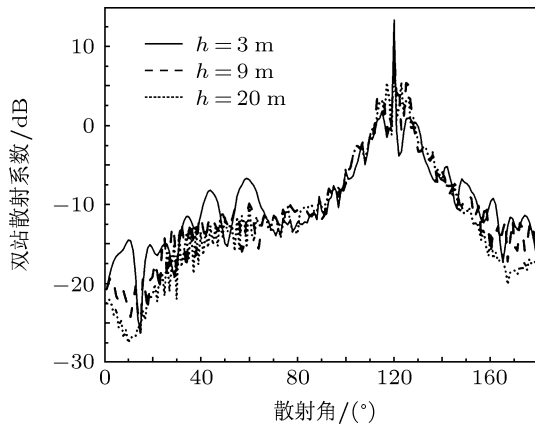


图7 海面及其上方弹体目标的双站散射系数随弹体高度的变化

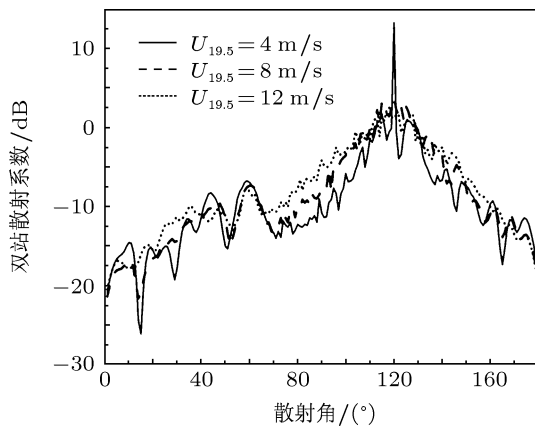


图8 海面及其上方弹体目标的双站散射系数随海面风速的变化

在图9算例中随着弹体目标尺寸的不同,图中给出了复合模型双站散射系数的变化曲线,弹体高度 $h = 3.0\text{ m}$, 风速为 $U_{19.5} = 4.0\text{ m/s}$, 入射角为 $\theta_{\text{inc}} = \pi/3$, 弹体目标缩放参数用 s 表示, 原尺寸 ($s = 1.0$) 如图4所示. 可以看出随着目标尺寸的增大, 在后向散射角 60° 以及前向 $150^\circ\text{--}180^\circ$ 处散射系数有增大趋势, 而镜向峰值先减小后增大, 镜向附近的散射系数有减小趋势, 此现象是由于随着目

标尺寸增大, 弹体与海面之间的耦合作用不断变化, 弹体对散射系数的贡献也越来越大.

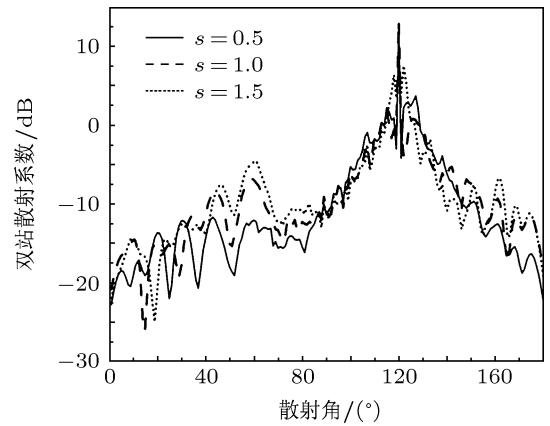


图9 海面及其上方弹体目标的双站散射系数随目标尺寸的变化

5 结论

本文将有限元/边界积分方法引入到一维海面及其上方弹体目标的电磁散射问题中, 并通过与矩量法获得的结果进行对比, 证明了本文算法及模型处理方式的有效性, 最后将该混合方法应用到海面及其上方弹体目标的电磁散射特性分析中. 数值计算结果表明, 弹体目标的存在会导致双站散射系数在镜向方向有所减小, 而在非镜向方向增大. 通过变换入射角, 双站散射系数曲线在入射角减小时呈现双峰值趋势, 尤其在近地入射角的情况下较为明显. 当弹体目标所处的高度增大时, 镜向散射角附近曲线升高, 非镜向方向曲线有降低趋势. 随着海面上方风速的增加, 双站散射系数镜向峰值降低, 非镜向方向的散射加强. 弹体目标的尺寸也会影响双站散射系数的变化, 随着弹体尺寸增加, 其散射贡献也逐渐增大. 本文混合方法特别适合用以求解非均匀介质问题, 在更具实际意义的复杂介质问题中具有很好的应用前景, 我们将在以后的工作中对此类问题做进一步研究.

[1] Holliday D 1987 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **35** 120
 [2] 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]
 [3] Soto-Crespo J M, Nieto-Vesperinas M, Friberg A T 1990 *J. Opt. Soc. Am. A* **7** 1185
 [4] West J C, Ja S J 2002 *Radio Science* **37** 7/1
 [5] Broschat S L 1999 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **37** 632
 [6] Wang X, Li L W 2009 *Progress in Electromagnetics Research* **91** 35
 [7] Wagner R L, Song J M, Chew W C 1997 *IEEE Trans. Antennas Prop-*

agat. **45** 235
 [8] Kubicke G, Bourlier C, Saillard J 2008 *Waves in Random and Complex Media* **18** 495
 [9] Matthys M Botha, David Bruce Davidson 2006 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **54** 3499
 [10] Ozlem Ozgun 2012 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **50** 769
 [11] Li J, Guo L X, He Q, Wei B 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 10401
 [12] Zhang M, Bai L, Zhou P 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 014101
 [13] Thorsos E I 1988 *J. Acoust. Soc. Am.* **83** 78

Electromagnetic scattering from missile target above sea surface with finite element/boundary integral method*

Xu Run-Wen[†] Guo Li-Xin Fan Tian-Qi

(School of Sciences, Xidian University, Xi'an 710071, China)

(Received 7 March 2013; revised manuscript received 26 April 2013)

Abstract

In this work, the finite element/boundary integral method (FE/BIM) combined with the domain decomposition method is introduced to study the electromagnetic scattering from the target above the rough sea surface. As the integral boundary can be set at anywhere with an arbitrary shape, the conformal truncated boundary is built to reduce the unknowns of the computational region combined with the domain decomposition method. In the interior region, the finite element method is used to solve the problem, whereas the artificial boundary condition can be obtained by the boundary integral method. The strategy of hybrid FE/BIM and the modeling method are presented with their validity evaluated by the method of moment, then bistatic scattering properties of a missile above the sea surface are discussed, and their dependence upon different incident angles, target height, wind speed above the sea, and the size of the missile are discussed in detail. The information of targets and the target detection can be retrieved and analyzed by the results in this paper.

Keywords: electromagnetic scattering, rough sea surface, target, FE/BIM

PACS: 03.50.De, 41.20.-q

DOI: 10.7498/aps.62.170301

* Project supported by the National Science Foundation for Distinguished Young Scholars of China (Grant No. 61225002), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education, China (Grant No. 20100203110016), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. K50510070001).

[†] Corresponding author. E-mail: rwxu719@126.com