

文章编号: 2095-4980(2018)04-0614-05

海面上方低飞小目标多普勒谱研究

杨鹏举, 吴 瑞, 赵 晔, 任新成

(延安大学 物理与电子信息学院, 陕西 延安 716000)

摘 要: 针对海面上方低空飞行慢速小目标探测问题, 采用 Kirchhoff 近似(KA)和矩量法(MoM)的混合方法研究了时变海面与其上方运动目标的后向散射回波的多普勒特性。分析了海况参数、入射角、目标运动速度、目标与海面之间的距离以及目标截面形状等对后向散射回波多普勒特性的影响。这项研究对于海面与目标耦合散射机理的分析以及海杂波背景下低飞慢速小目标的检测与识别具有重要意义。

关键词: 时变海面; 低飞目标; 混合算法; 多普勒谱

中图分类号: TN955⁺.2

文献标志码: A

doi: 10.11805/TKYDA201804.0614

Doppler spectrum of low-flying small target above time-varying sea surface

YANG Pengju, WU Rui, ZHAO Ye, REN Xincheng

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

Abstract: Aiming at the detection of low-flying small target within sea clutter, a hybrid algorithm of Kirchhoff Approximation(KA) and Method-of-Moments(MoMs) is utilized for analyzing the Doppler spectrum signatures of low-flying small target located above rough sea surface. The effects of sea state parameters, incidence angles, the speed of flying target, the distance between the target and the sea surfaces, the shape of the target's cross-section on Doppler spectrum signatures of backscattered echoes from time-varying sea surface are investigated in detail. This study is of great importance for the analysis of coupling scattering mechanism between sea surface and the target above it as well as for the detection and identification of low-flying small target within sea clutter.

Keywords: time-varying sea surface; low-flying target; hybrid algorithm; Doppler spectrum

海杂波背景下低空慢速小目标检测是雷达目标识别的难题。低空慢速小目标是指雷达散射截面积(Radar-Cross Section, RCS)小, 飞行速度慢, 适宜低空飞行, 能够更加灵活机动实施低空、超低空突防的目标。这主要是由于海面背景复杂, 导致慢速小目标信杂比较低, 且慢速目标与海面的散射回波多普勒谱重叠。海面上方低飞小目标散射回波多普勒谱的分析本质上是海面与目标复合电磁散射问题。事实上, 粗糙面电磁散射问题广泛存在于电子信息技术的各个领域, 而海洋因其领域广阔且在军事、科技方面有重要影响, 国内外很多学者致力于海面电磁散射问题的研究, 其中粗糙海面与目标复合电磁散射的研究更是为复杂海洋环境中目标识别、跟踪与制导等提供了仿真模型与理论依据^[1-5]。对于粗糙海面电磁散射问题的计算方法可分为解析近似方法和数值方法, 目前较成熟的解析近似方法有 Kirchhoff 近似(KA)、微扰法(Small Perturbation Method, SPM)、双尺度法(Two-Scale Method, TSM)等; 数值方法有有限元法(Finite Element Method, FEM)、时域有限差分(Finite Difference Time Domain, FDTD)、矩量法(MoM)等以及基于这些算法的改进算法。然而, 解析近似方法精确度受限, 而数值方法则过于耗时。因此, 近年来混合算法越来越多地被应用于解决粗糙面与目标复合电磁散射问题^[6-8]。郭立新和王蕊等利用多种混合算法来计算导体粗糙面与上方目标的复合电磁散射、介质粗糙面与上方目标的复合电磁散射等问题^[9-10]; 赵志钦等基于多层快速多极子方法(Multilevel Fast Multipole Algorithm, MLFMA)研究了运动目标与时变粗糙海面的电磁散射问题^[11]。

时变海面上方运动目标雷达回波多普勒谱的数值模拟需要计算大量不同时刻的回波时间序列, 同时考虑到海面的随机性还需计算大量的海面样本, 因而其雷达回波多普勒谱模拟是一个极其耗时的过程。传统的解析近似方

收稿日期: 2017-12-26; 修回日期: 2018-04-27

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(61701428); 延安大学科研基金资助项目(YDBK2016-17; DY2017-06)

法如 KA 等适用条件和计算精确度有限,而传统的数值方法如 MoM 等虽然精确度足够高,但是由于数值方法计算复杂度和存储复杂度过高,极大地限制了其海面与目标散射回波多普勒谱计算中的应用。KA 和 MoM 的混合算法,在保证数值计算结果可靠性的前提下,比单纯 MoM 算法具有更高的计算效率。因而,本文采用 KA 和 MoM 的混合方法研究时变海面与其上方运动目标的复合电磁散射特性,将粗糙海面划分为 KA 计算区域,将目标划分为 MoM 区域,而通过迭代过程考虑海面与目标之间的耦合散射作用。文中分析了目标运动速度、目标的形状、目标与粗糙海面的距离、入射角以及风速对复合模型后向散射回波多普勒谱特性的影响。

1 混合算法求解复合散射场

假设电磁波照射到粗糙海面与上方目标的复合散射模型,将该模型的散射区域划分为 KA 和 MoM 2 个区域。根据 MoM 算法特性及目标尺寸远小于粗糙海面尺寸,将目标划分于 MoM 区域,将粗糙海面划分于 KA 区域,如图 1 所示。这里,将目标划分为 N 段,将粗糙海面的表面轮廓划分为 P 段。本文中时谐因子取为 $e^{-j\omega t}$,当入射波照射到海面与其上方目标时,将在海面上激发出极化电流 \mathbf{J}^{KA} 和磁流 \mathbf{M}^{KA} ,在导体目标表面将激发出感应电流 \mathbf{J}^{MoM} ,它们分别可以用脉冲基函数 f_n 和 f_p, g_p 展开:

$$\mathbf{J}^{\text{MoM}} = \sum_{n=1}^N \alpha_n f_n \quad (1)$$

$$\mathbf{J}^{\text{KA}} = \sum_{p=1}^P \beta_p f_p \quad (2)$$

$$\mathbf{M}^{\text{KA}} = \sum_{p=1}^P \gamma_p g_p \quad (3)$$

用 \mathbf{H} 和 \mathbf{E} 分别表示粗糙海面上的总磁场与总电场,则有:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^i + \mathbf{E}_t^i + \mathbf{E}^s \quad (4)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}^i + \mathbf{H}_t^i + \mathbf{H}^s \quad (5)$$

式中: \mathbf{E}^i 和 \mathbf{H}^i 分别表示入射电场和磁场; \mathbf{E}^s 和 \mathbf{H}^s 为散射场; \mathbf{E}_t^i 和 \mathbf{H}_t^i 分别表示将导体目标作为次入射源,入射到粗糙海面的电场和磁场:

$$\mathbf{E}_t^i = \mathbf{L}^e(\mathbf{J}^{\text{MoM}}) \quad (6)$$

式中 \mathbf{L}^e 为电场算子:

$$\mathbf{L}^e(\mathbf{J}) = j\omega\mu \cdot \int_{\Gamma} \left(\bar{\mathbf{I}} + \frac{\nabla\nabla'}{k^2} \right) \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}') g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\Gamma' \quad (7)$$

假设海面表面上的每一点的曲率半径都远远大于入射波长,这样粗糙面满足基尔霍夫切平面近似^[12],以水平极化方式为例,有:

$$\mathbf{E}^s = R(\mathbf{r})(\mathbf{E}^i + \mathbf{E}_t^i) \quad (8)$$

$$\mathbf{H}^s = \frac{1}{\eta} R(\mathbf{r}) \hat{\mathbf{k}}_r \times (\mathbf{E}^i + \mathbf{E}_t^i) \quad (9)$$

式中: $R(\mathbf{r})$ 是非涅尔反射系数,对于理想导体情形,水平极化非涅尔反射系数 $R(\mathbf{r}) = -1$; $\hat{\mathbf{k}}_r = \hat{\mathbf{k}}_i - 2\hat{\mathbf{n}}(\hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{k}}_i)$ 为局部反射方向。易知,入射磁场 $\mathbf{H}_i = \frac{1}{\eta} \hat{\mathbf{k}}_i \times (\mathbf{E}^i + \mathbf{E}_t^i)$,将式(8)、式(9)代入式(4)、式(5)并结合惠更斯等效原理可得:

$$\mathbf{J}^{\text{KA}} = -\frac{1}{\eta} (1 - R(\mathbf{r})) (\hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{k}}_i) \cdot [\mathbf{E}^i + \mathbf{L}^e(\mathbf{J}^{\text{MoM}})] \quad (10)$$

$$\mathbf{M}^{\text{KA}} = -\hat{\mathbf{n}} \times (1 + R(\mathbf{r})) \cdot [\mathbf{E}^i + \mathbf{L}^e(\mathbf{J}^{\text{MoM}})] \quad (11)$$

结合式(1)、(2)和(3),由式(11)可得:

$$\beta_p = -\frac{1}{\eta} (1 - R(\mathbf{r})) (\hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{k}}_i) \cdot [\mathbf{E}^i + \mathbf{L}^e(\sum_{n=1}^N \alpha_n f_n)] \cdot \hat{\mathbf{f}}_p \quad (12)$$

$$\gamma_p = -(1 + R(\mathbf{r})) \hat{\mathbf{n}} \times [\mathbf{E}^i + \mathbf{L}^e(\sum_{n=1}^N \alpha_n f_n)] \cdot \hat{\mathbf{g}}_p \quad (13)$$

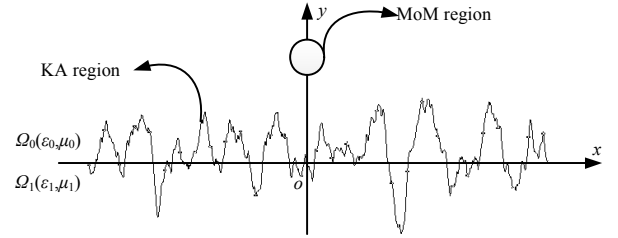


Fig.1 Geometry of the composite scattering model
图1 粗糙海面与上方目标复合散射示意图

应用电场积分方程(Electric-Field Integral Equation, EFIE)可得:

$$[\mathbf{L}^e(\sum_{n=1}^N \alpha_n \mathbf{f}_n) + \mathbf{L}^e(\sum_{p=1}^P \beta_p \mathbf{f}_p) + \mathbf{L}^e(\sum_{p=1}^P \gamma_p \mathbf{g}_p)]|_{\tan} = -\mathbf{E}^i|_{\tan} \quad (14)$$

结合式(12)、(13), 式(14)可改写为:

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n \left\{ \begin{aligned} & -\mathbf{L}^e(\mathbf{f}_n) \cdot \hat{\mathbf{z}} + \sum_{p=1}^P (1+R(\mathbf{r})) |\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{L}^e(\mathbf{f}_n)| \mathbf{L}^e(\mathbf{g}_p) \cdot \hat{\mathbf{z}} \\ & + \sum_{p=1}^P \frac{1}{\eta} (1-R(\mathbf{r})) (\hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{k}}_i) \mathbf{L}^e(\mathbf{f}_n) \cdot \hat{\mathbf{z}} \mathbf{L}^e(\mathbf{f}_p) \cdot \hat{\mathbf{z}} \end{aligned} \right\} = \mathbf{E}^i + \sum_{p=1}^P \left\{ \frac{1}{\eta} (1-R(\mathbf{r})) (\hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{k}}_i) \mathbf{E}^i \mathbf{L}^e(\mathbf{f}_p) \cdot \hat{\mathbf{z}} + (1+R(\mathbf{r})) |\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}^i(\mathbf{r})| \mathbf{L}^e(\mathbf{g}_p) \cdot \hat{\mathbf{z}} \right\} \quad (15)$$

从式(15)可以明显看出, 本节混合算法得到的阻抗矩阵的大小取决于目标的网格划分点数 N 。对上面的积分方程式(15)进行离散化求解可得到 α_n , 进而, 将 α_n 代入式(12)、(13)可求出粗糙面表面极化电流 \mathbf{J}^{KA} 和磁流 \mathbf{M}^{KA} 的展开系数 β_p 和 γ_p 。最后, 将表面电磁流代入 Stratton-Chu 公式可求解远区散射场^[12]:

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}) = \int_{s'} ds' \left[j\omega\mu \bar{\bar{\mathbf{G}}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}') - \nabla \times \bar{\bar{\mathbf{G}}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}') \right] \quad (16)$$

式中 $\bar{\bar{\mathbf{G}}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \left(\bar{\bar{\mathbf{I}}} + \frac{1}{k^2} \nabla \nabla \right) \mathbf{g}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 。

利用上述混合算法计算不同时刻的散射场, 可得到海面散射回波时间序列 $\mathbf{E}_s(t, \mathbf{r})$ 。对于时间长度有限的回波序列, 可通过对散射回波信号进行谱估计得到回波的多普勒谱^[13]:

$$S(f) = \left\langle \frac{1}{T} \left| \int_0^T \mathbf{E}_s(t, \mathbf{r}) e^{-j2\pi ft} dt \right|^2 \right\rangle \quad (17)$$

2 数值计算结果与分析

在仿真中, 入射波频率为 300 MHz, 为了减弱海面由于长度有限而产生的边缘效应, 采用锥形波作为入射波。时变粗糙海面长度 $L_x = 200\lambda$, 在海面上方高度为 h 处放置导体圆柱或方柱目标, 粗糙海面单位波长采样点数为 10 个网格点, 目标表面被划分为 48 个网格点。考虑后向散射情形, 入射角为 θ_i , 风速为 $U_{19.5}$, 目标速度用 v 表示, 目标多普勒频率用 f_i 表示。在本文海面散射回波多普勒谱仿真中, 海面样本数取为 20 个, 回波时间采样点数为 2 048 个。由于采用频域方法无法直接获得散射场的时域信息, 所以本文基于准静态近似来模拟海面散射场时间序列, 准静态近似是指在足够小的采样时间间隔 τ 内, 海面可以认为是静止的, 另一方面脉宽为 τ 的脉冲可视为时谐波, 仿真中采样时间间隔取为 0.01 s ^[13]。限于篇幅, 文中只给出了水平极化情形的仿真结果。

图 2 给出了水平极化情形下混合方法与矩量法得到的单个海面样本双站散射系数^[14]的对比。入射角为 $\theta_i = 30^\circ$, 海面风速为 $U_{19.5} = 7 \text{ m/s}$, 海面长度为 $L_x = 200\lambda$, 这里考虑位于坐标原点正上方圆柱目标, 圆柱截面圆心相对于海平面高度为 $h = 5\lambda$, 圆柱半径为 λ 。从图中可以看出, 2 种方法计算得到的散射系数吻合得很好, 证明了 KA 与 MoM 混合算法的有效性。此外, 混合算法相比于矩量法可极大减少计算时间和内存占用量。以作者所用内存为 8 GB, 主频为 2.4 GHz 的计算机为例, 实现单个样本计算时, 矩量法的内存占用量约为 70 MB, 计算耗时约为 4 min, 而混合算法内存占用量约为 1.2 MB, 计算耗时 20 s。可以看出, 混合算法极大提高了计算效率, 并显著降低了内存消耗量。

从图 3 可以看出, 目标运动时, 无论目标向哪个方向移动, 粗糙海面多普勒谱主谱瓣所对应的频率并不会随着目标运动速度的改变而发生明显偏移, 而目标散射回波的多普勒谱主谱瓣所对应的频率随着速度不同发生着平移。目标的多普勒频移和其运动速度满足关系 $f_i = 2v \sin \theta / \lambda$ 。

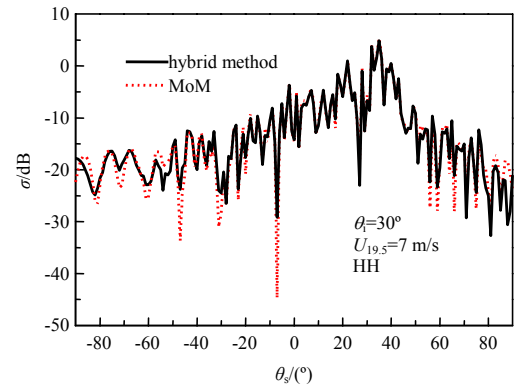
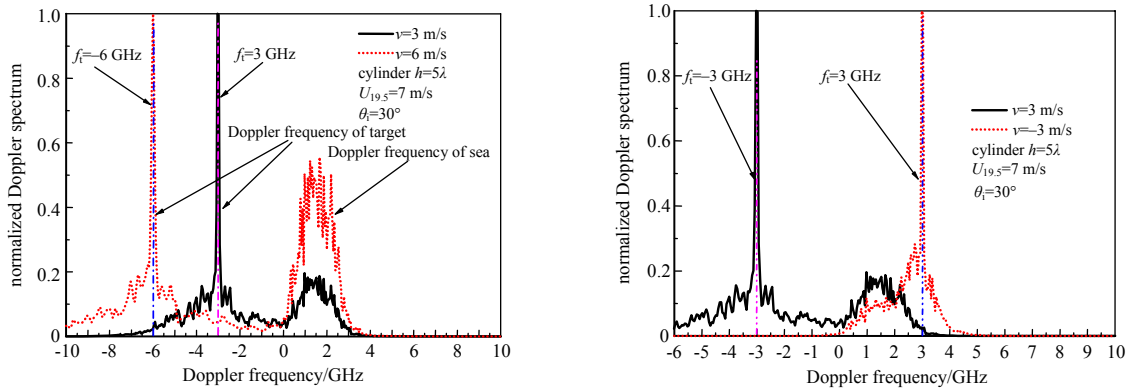


Fig.2 Comparison of bistatic scattering coefficients between hybrid method and MoM
图 2 混合方法与矩量法双站散射系数对比



(a) Doppler spectra of backscattered echoes for target moving in the same direction (b) Doppler spectra of backscattered echoes for target moving in opposite directions
 Fig.3 Doppler spectra of backscattered echoes with different target speeds
 图 3 不同目标速度下散射回波的多普勒谱

在图 4 中选取半径均为 1λ 的圆柱和边长为 1λ 方柱。对于不同截面形状的目标, 散射回波的多普勒谱受之影响较大。从图中展示的多普勒谱特性曲线来看, 曲线的起伏及展宽都有明显变化, 多普勒谱起伏变化尤其显著, 这对识别海面上方不同形状目标有着重要意义。而当目标与海面的距离增大时, 目标多普勒谱主谱瓣与粗糙海面多普勒谱主谱瓣展宽、起伏均有所变化, 但是变化不显著。即, 目标与粗糙海面的距离在一定范围内变化时^[15], 对散射回波多普勒谱影响不明显, 如图 5 所示。

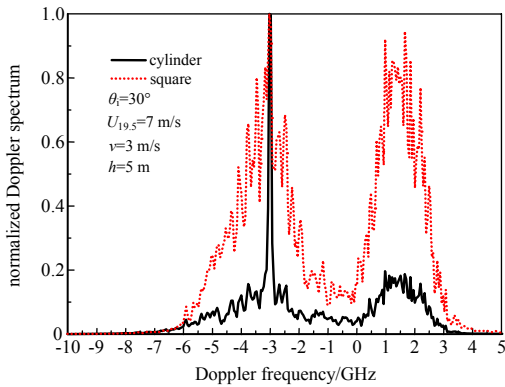


Fig.4 Comparison of Doppler spectra between cylindrical and square target
 图 4 圆柱与方柱目标多普勒谱比较

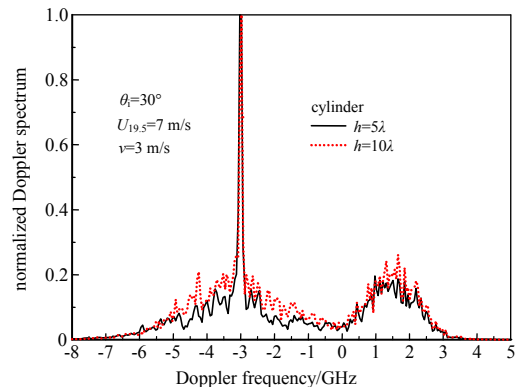


Fig.5 Doppler spectra of backscattered echoes with different target heights
 图 5 不同目标高度下散射回波的多普勒谱

电磁波入射角度不同时, 目标散射场的多普勒谱特性也不同。从图 6 可以看出, 随着入射角度的增大, 目标散射回波多普勒谱展宽变宽且起伏增大, 此时的多普勒频率也满足速度、角度与频率的关系。风速发生变化时, 除了目标多普勒谱主谱瓣展宽变宽外, 粗糙海面多普勒谱主谱瓣的起伏也发生了很大的变化, 风速越大, 起伏越大, 如图 7 所示。这主要由于风速大小与粗糙海面的粗糙度有着密切关系, 风速越大, 海面粗糙度也越大。

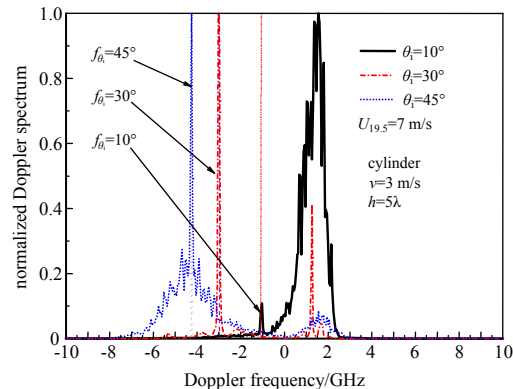


Fig.6 Doppler spectra of backscattered echoes under different incidence angles
 图 6 不同入射角下散射回波的多普勒谱

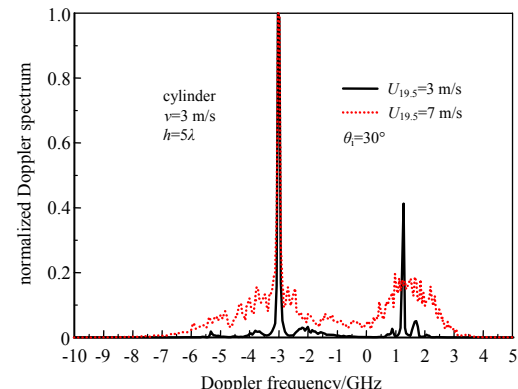


Fig.7 Doppler spectra of backscattered echoes with different wind speeds
 图 7 不同风速下散射回波的多普勒谱

3 结论

本文采用 KA 和 MoM 混合算法研究了时变粗糙海面与其上方低飞目标复合模型后向散射场的多普勒谱特性。仿真结果表明,目标运动速度对海面多普勒谱频移影响不大,而目标多普勒频移明显随其运动速度发生变化。对于目标不同的截面形状,目标和粗糙海面散射回波的多普勒谱受之影响均较大,这对识别海面上方不同形状目标有重要意义。而目标与海面的距离在一定范围内变化时,对目标和粗糙海面的多普勒谱影响都较弱。风速对海面粗糙度有直接影响,风速增大时目标多普勒谱主谱瓣和粗糙海面多普勒谱主谱瓣展宽均变宽,且其多普勒谱主谱瓣的起伏也变大。本文工作对于研究目标与海面之间的耦合电磁散射机理,以及海杂波背景下低飞慢速小目标的检测与识别具有重要意义。

参考文献:

- [1] BOURLIER C. Low-grazing angle propagation and scattering by an object above a highly conducting rough sea surface in a ducting environment from an accelerated MoM[J]. *Waves in Random and Complex Media*, 2017:1-19.
- [2] JAMIL K,BURKHOLDER R J. Radar scattering from a rolling target floating on a time-evolving rough sea surface[J]. *IEEE Transactions on Geosciences and Remote Sensing*, 2006,44(11):3330-3337.
- [3] 王朋,张海,江舸,等. 微扰近似一维粗糙面的参数反演[J]. *太赫兹科学与电子信息学报*, 2016,14(3):385-389. (WANG Peng,ZHANG Hai,JIANG Ge,et al. Parameter inversion of one-dimensional rough surface under small perturbation approximation[J]. *Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology*, 2016,14(3):385-389.)
- [4] ZHANG M,ZHAO Y,LI J X,et al. Reliable approach for composite scattering calculation from ship over a sea surface based on FBAM and GO-PO models[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2017,65(2):775-784.
- [5] YANG P J,GUO L X. Doppler spectrum of polarimetric scattering field from two-dimensional time-varying nonlinear sea surfaces[J]. *Waves in Random and Complex Media*, 2016,26(4):516-534.
- [6] XU R W,GUO L X,HE H J,et al. A hybrid FEM/MoM technique for 3D electromagnetic scattering from a dielectric object above a conductive rough surface[J]. *IEEE Geoscience & Remote Sensing Letters*, 2016,13(3):314-318.
- [7] FAN T Q,GUO L X,LIU W. A novel OpenGL-based MOM/SBR hybrid method for radiation pattern analysis of an antenna above an electrically large complicated platform[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2016,64(1):201-209.
- [8] KARAGOUNIS G,DE ZUTTER D,VANDE GINSTE D. A hybrid MLFMM-UTD method for the solution of very large 2D electromagnetic problems[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2016,64(1):224-234.
- [9] GUO L X,LI J,ZENG H. Bistatic scattering from a three-dimensional object above a two-dimensional randomly rough surface modeled with the parallel FDTD approach[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2009,26(11):2383-2392.
- [10] WANG R,CHAI S R,GUO L X. Fast hybrid method for the study on monostatic scattering from plasma-coated target above a rough surface[J]. *International Journal of Antennas & Propagation*, 2014(4):1-13.
- [11] QI C H,ZHAO Z Q,NIE Z P. Numerical approach on Doppler spectrum analysis for moving targets above a time-evolving sea surface[J]. *Progress In Electromagnetics Research*, 2013,138(2):351-365.
- [12] KONG J A. *Electromagnetic wave theory*[M]. New York:Wiley, 1986.
- [13] TOPORKOV J V,BROWN G S. Numerical simulations of scattering from time-varying, randomly rough surfaces[J]. *IEEE Transactions on Geosciences and Remote Sensing*, 2000,38(4):1616-1625.
- [14] TSANG L,KONG J A,DING K H,et al. *Scattering of electromagnetic waves:numerical simulations*[M]. New York:Wiley, 2001.
- [15] JOHNSON J T. A numerical study of scattering from an object above a rough surface[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2002,50(10):1361-1367.

作者简介:



杨鹏举(1984-),男,陕西省榆林市人,博士,讲师,主要研究方向为复杂环境电磁散射与逆散射、计算电磁学、复杂环境下目标雷达成像等。email:pjyang@yeah.net.

吴瑞(1985-),女,陕西省榆林市人,硕士,助理实验师,主要研究方向为复合电磁散射建模。

赵晔(1987-),女,陕西省延安市人,博士,讲师,主要研究方向为电磁散射建模和电磁成像。

任新成(1967-),男,陕西省延安市人,博士,教授,主要研究方向为电波传播与散射。