

# 天发舰收高频雷达一阶海杂波电磁 散射特性分析

位寅生, 张国成, 朱永鹏, 许荣庆

(哈尔滨工业大学电子工程技术研究所, 黑龙江哈尔滨 150001)

**摘要:** 天发舰收高频雷达是对传统固定平台条件下天地波雷达系统的延伸, 由于舰载平台运动和传播信道中电离层的影响, 使得一阶海杂波谱呈现出更多特点. 本文根据 Walsh 模型中一阶电场方程, 推导得到了天发舰收传播模式下一阶海面散射截面积的解析表达式. 然后, 根据表达式对不同因素对一阶谱的影响进行仿真分析. 仿真结果表明雷达工作频率、舰载平台运动和电离层水平漂移运动是引起一阶海杂波谱多普勒展宽的主要原因, 风向主要影响一阶海杂波谱的形态变化, 而这一特点为根据一阶海杂波谱进行海洋遥感提供了可能.

**关键词:** 天发舰收高频雷达; 电离层; 海杂波谱; 散射截面积

**中图分类号:** TN958      **文献标识码:** A      **文章编号:** 0372-2112 (2019)03-0513-08

**电子学报 URL:** <http://www.ejournal.org.cn>      **DOI:** 10.3969/j.issn.0372-2112.2019.03.001

## Characteristic Analysis on the Electromagnetic Scattering of First-Order Sea Clutter for Shipborne High Frequency Sky-Surface Wave Radar

WEI Yin-sheng, ZHANG Guo-cheng, ZHU Yong-peng, XU Rong-qing

(Research Institute of Electronic Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150001, China)

**Abstract:** The shipborne high frequency sky-surface wave radar is a further extension of the sky-surface wave radar system under the traditional fixed platform. However, due to the influence of the shipborne platform motion and the ionosphere in the propagation channel, the first-order sea clutter spectrum exhibits more features. Based on the first-order electric field equation in the Walsh model, the analytic expression of the first-order ocean surface cross-section for the sky-ship propagation mode is derived. Then, according to the expression, the effects of different factors on the first-order spectrum are simulated and analyzed. Simulation results demonstrate that the radar operating frequency, the motion of the platform and the horizontal motion of the ionosphere are the main reasons of the first-order sea clutter Doppler spectrum broadening. The wind direction mainly affects the morphological changes of the first-order sea clutter spectrum, and this feature provides the possibility of ocean remote sensing according to the first-order sea clutter spectrum.

**Key words:** shipborne high frequency sky-surface wave radar; ionosphere; sea clutter spectrum; ocean surface cross section

### 1 引言

高频天波雷达可对数千公里以外的目标实现探测, 电离层的时变特性对传播信号存在较大的影响. 为了避免长时间时电离层发生剧烈变化, 使得天波雷达

一般相参积累时间不宜过长, 这严重限制了对海面舰船目标的有效探测. 高频地波雷达具有相对稳定的传播信道, 对海面 and 空中目标均能具备良好的检测性能, 但由于电波信号沿着海洋表面传播过程中的强衰减, 限制了高频地波雷达的有效探测距离.

近年来,出现了一种天发-舰收混合传播路径的新体制预警雷达,在兼顾两者的特有优点基础上,可避免两者各自存在的不足.利用电离层进行传播的同时也利用海面稳定的传播信道,既相比于高频地波雷达提高探测距离和覆盖范围,又相比于高频天波雷达增加了对海面舰船目标的有效探测<sup>[1]</sup>,还可提高雷达的机动性.

为了提高混合路径传播高频雷达的机动性,完成对任意海域的探测任务,超视距目标探测设备装备在水面舰船势在必行.因此,出现了结合天波反射、地波绕射、舰船接收的天发舰收超视距雷达系统.一般情况下,置于岸基的天线阵列发射电磁波信号,在通过电离层反射到某片海域后,舰船上的接收天线同时接收直达波信号和通过海面传播回来的海面回波,以实现发射波束辐射海域的有效监测<sup>[2]</sup>.天发舰收高频雷达以天地波高频雷达为基础,将天线安装于可灵活移动的舰载平台上,充分发挥了各个体制雷达的优势,使得舰船可在无线电静默下实现对附近海域的监测,有效降低了敌方的有效探测,因此天发舰收雷达在进行远洋任务时具有较大意义.

对天发舰收高频雷达来说,无论应用在目标检测还是海洋遥感领域中,海洋表面回波都是需要研究的重点对象,而占主导因素的一阶海杂波则更是重中之重.在目标检测中,一阶海面回波构成了海面舰船检测的主要背景,有必要对海杂波实现有效抑制,进而提高雷达的检测性能.在海洋遥感中,一阶海杂波是进行海洋参数估计的主要来源,其属于需要利用的有效信息.因此明确一阶海面回波谱的多普勒频率特性,从电磁散射理论的角度明确舰船运动对一阶海面回波的影响,研究新体制下一阶海杂波雷达截面积(RCS)模型,可为天发舰收高频雷达目标有效检测前的杂波抑制处理提供理论支撑,同时有益于利用形态复杂的一阶海杂波谱进行海态遥感的算法提出与改进.

对于单站高频雷达,Walsh等人通过驳船在漂浮运动下散射回波的场方程,给出了一阶、二阶海面散射截面积方程<sup>[3,4]</sup>,分析了漂浮运动对海杂波的调制作用.基于Walsh的思路,Xie等人给出了舰船做匀速直线运动时的一阶、二阶海面散射截面积方程及仿真,分析了雷达系统参数对海杂波谱的影响<sup>[5,6]</sup>,后续推导了匀速运动与漂浮运动共存下的一阶海杂波雷达截面积方程<sup>[7]</sup>.文献[8]给出了双基地体制下发射装置处于漂浮平台的一阶、二阶海杂波多普勒谱的推导及仿真分析.不同于上述研究,Zhu推导了双基地体制下接收平台做匀速直线运动时的一阶海面散射截面积方程,仿真分析了雷达系统参数对一阶海杂波谱

的影响<sup>[9]</sup>.然而上述研究只限于对地波传播模式的研究,对于混合路径传播模式,文献[10]分析了天发岸收高频雷达系统布局,并给出了雷达方程.Li等人描述了天发岸收高频雷达混合传播路径的一阶海杂波空时特性及展宽特性,同时研究了双基地地波宽波束RCS方程,然而其忽略了电离层的影响<sup>[11]</sup>.Walsh等人由混合传播路径的电场方程,首先研究了单站脉冲雷达混合传播路径下的一阶海面散射截面积方程;紧接着又推导了单站调频连续波雷达混合传播路径下的一阶海杂波RCS方程,实测结果验证了其模型的正确性;随后Chen研究了双基地下天发岸收高频雷达的一阶海杂波RCS方程<sup>[12-14]</sup>.对于天发舰收混合传播模式的一阶海杂波RCS方程,主要问题在于舰载平台运动在天发岸收体制基础上对一阶海面散射截面积方程的影响.

## 2 一阶海杂波电磁散射分析

### 2.1 天发舰收高频雷达的几何分布

天发舰收高频雷达混合传播路径的几何示意图如图1(a)所示, $X-Y$ 表示海平面,反射层高度 $z=h/2$ , $R_{11}$ 、 $R_{12}$ 是天波传播路径,发射站与接收站距离为 $\rho_{RT}$ ,天线安装于船体左舷,舰载平台沿着与基线方向夹角为 $\theta_s$ 的方向运动.假设电离层反射为理想的镜面反射,并且在反射时高度不变.对于固定的群距离 $d$ ,海面散射点 $(x,y)$ 的轨迹可用椭圆方程的形式来描述<sup>[15]</sup>,由图1(b)所示的几何关系,对任意一个雷达观测方向 $\theta_r$ 可推得探测方程

$$\left. \begin{aligned} R_1^2 &= h^2 + \rho_1^2 \\ \rho_1^2 &= \rho_{RT}^2 + \rho_2^2 - 2\rho_{RT}\rho_2\cos\theta_r \\ d &= R_{11} + R_{12} + \rho_2 = 2R_{11} + \rho_2 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\Rightarrow \rho_2 = \frac{d^2 - (h)^2 - \rho_{RT}^2}{2d - 2\rho_{RT}\cos(\theta_r)}$$

### 2.2 天发岸收电磁散射研究理论基础

根据Walsh的电离层-海洋混合传播路径的电磁散射理论,位于原点 $(0,0,0^+)$ 的垂直电偶极子在接收天线的频域一阶电场方程为

$$(E_{0n}^+) \approx -kC_0 \left\{ \left[ (\nabla \varepsilon \cdot \rho) R_{ia} R_i \sin\theta_i \frac{e^{-jkR_{ixy}}}{2\pi R_1} * F(\rho_2) \frac{e^{-jk\rho_2}}{2\pi\rho_2} \right] \right\} \quad (2)$$

其中 $k$ 为雷达波数, $\nabla$ 表示梯度算子,\*表示 $(x,y)$ 的空间二维卷积, $F(\rho_2)$ 是Sommerfeld衰减函数, $\rho_2$ 为散射点到舰载接收平台的距离, $\theta_i$ 为电离层反射角,对于在介电常数为 $\varepsilon_0$ 的空间中,长度为 $\Delta l$ 的电偶极子搭载电流为 $I$ ,工作角频率为 $\omega$ ,则电偶极子系数 $C_0 = (I\Delta lk^2)/(j\omega\varepsilon_0)$ .海面可假设为粗糙表面函数 $\xi(x,y)$ 表示的随机过程,为傅里叶级数的形式:

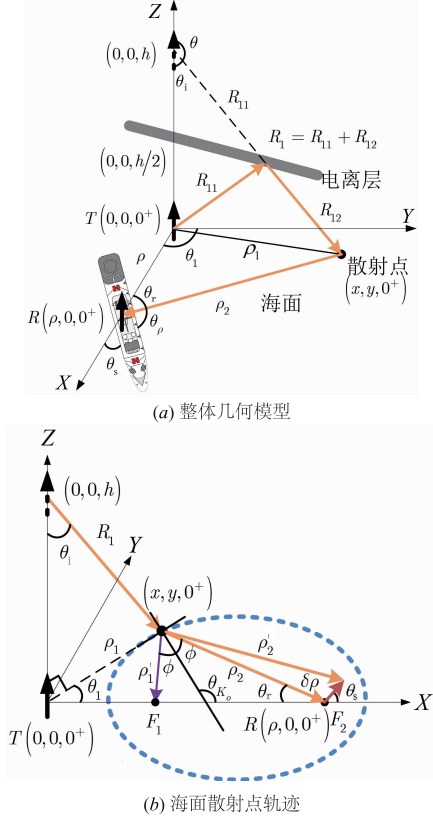


图1 天发舰收高频雷达混合传播路径的几何模型

$$\xi(x, y) = \sum_{\mathbf{K}} P_{\mathbf{K}}^o e^{j\mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\rho}}$$

其中  $P_{\mathbf{K}}^o$  是波矢量为  $\mathbf{K}_o = (K_o, \theta_o)$  的海浪的傅里叶系数。电离层反射系数  $R_i$  (IRC) 是反射波与入射波的电场比, 假设与观测位置  $(x, y)$  有关的  $\text{IRCR}_i(x, y, \omega_0)$  为连续随机过程<sup>[16]</sup>, 一般为  $R_i(x, y) = R_{ia} \sum_{\mathbf{K}} P_{\mathbf{K}}^i e^{j\mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\rho}}$ , 其中  $P_{\mathbf{K}}^i$  表示电离层空间波数为  $\mathbf{K}_i$  的分量的 IRC 的傅里叶系数,  $R_{ia}$  为电离层衰减函数。

针对天发岸收高频雷达一阶海面散射截面方程, 从频域电场方程开始, 得到一阶电场关于路径积分的表达式, 反傅里叶变换得到时域电场方程, 在脉冲时间内通过海面散射距离的积分得到时域电场方程渐进形式; 对接收电场自相关函数傅里叶变换得到功率谱密度, 最后类比雷达方程得到了天发岸收高频雷达一阶海面散射截面模型<sup>[17]</sup>。

相比于天发岸收高频雷达, 天发舰收体制下舰载平台运动导致海面回波接收路径发生变化, 进而固定平台下混合路径传播的接收一阶电场方程不再适用, 从而影响一阶海杂波雷达截面方程。从信号处理角度来说, 海面回波在天线位置的接收路径变化导致回波信号的相位发生变化, 最终表现为对一阶海杂波多普勒谱的影响。

### 2.3 舰载平台匀速运动时天发舰收一阶海杂波散射截面方程

与天发岸收高频雷达一阶海面散射截面方程不同的是: 如图 1(b) 所示, 当舰载平台运动引起接收天线存在一个位移  $\delta\rho$ , 对于较短电波传播时间得  $\delta\rho \ll \rho_2$ , 由几何关系知:  $\rho'_2 = |\boldsymbol{\rho}'_2| = |\boldsymbol{\rho}_2 + \delta\boldsymbol{\rho}| \approx \rho_2 + \delta\rho_{\rho_2}$ ,  $\delta\rho_{\rho_2}$  为  $\delta\rho$  在  $\boldsymbol{\rho}_2$  方向的投影长度, 作  $F(\rho_2) \approx F(\rho'_2)$ 、 $1/(2\pi\rho_2) \approx 1/(2\pi\rho'_2)$  近似, 对于安装于舰船上的垂直电偶极子, 当散射发生在  $(x, y, 0^+)$  时接收天线位于  $(\rho_{RT}, 0, 0^+)$  处的一阶电场方程为

$$(E_{0n}^+)_{1} \approx -kC_0 \left[ (\nabla \xi \cdot \boldsymbol{\rho}) R_{ia} R_i \sin\theta_i \frac{e^{-jkR}}{2\pi R_1} * F(\rho_2) \frac{e^{-jk(\rho_2 + \delta\rho_{\rho_2})}}{2\pi\rho_2} \right] \quad (3)$$

对上式进行空间二维卷积得笛卡尔坐标系下一阶电场方程的积分形式, 并将海面粗糙表面函数  $\xi(x, y)$  及电离层反射系数模型  $R_i(x, y)$  代入上式, 设波数和  $\mathbf{K}_s = \mathbf{K}_o + \mathbf{K}_i$ , 利用平稳相位理论可得频域电场方程

$$(E_{0n}^+)_{1} = -j \frac{kC_0}{(2\pi)^{3/2}} e^{-j\pi/4} R_{ia} \sum_{\mathbf{K}_s} \sum_{\mathbf{K}_i} P_{\mathbf{K}_s}^o P_{\mathbf{K}_i}^i K_o \cdot \int_{\rho_s} e^{jx_0 K_s \cos\theta_s} e^{-jk(R_1 + \rho_2 + \delta\rho_{\rho_2})} \cdot e^{j\mathbf{K}_s \cdot \boldsymbol{\rho}_s \cos\phi} \cdot \frac{\rho'_1 \sin[\theta_i(\rho_1)] \cos(\theta_K - \theta_1) F(\rho_2)}{R_1 \sqrt{K_s \rho_s (\rho_s^2 - q^2)} \cos\phi} d\rho_s \quad (4)$$

其中  $\rho_s$  为散射表面距离,  $\phi$  为半双基地角。由于  $kC_0$  和  $e^{-jk(R_1 + \rho_2 + \delta\rho_{\rho_2})}$  是角频率  $\omega$  的函数, 对频域电场方程进行傅里叶反变换得到时域电场方程, 其中包含频率项的傅里叶反变换为

$$\mathcal{F}_t^{-1}(kC_0 \cdot e^{-jk(R_1 + \rho_2 + \delta\rho_{\rho_2})}) = k_0^2 \eta_0 \Delta I_0 e^{j\omega_0(t - \frac{R_1 + \rho_2 + \delta\rho_{\rho_2}}{c})} \cdot \left[ h\left(t - \frac{R_1 + \rho_2 + \delta\rho_{\rho_2}}{c}\right) - h\left(t - \frac{R_1 + \rho_2 + \delta\rho_{\rho_2}}{c} - \tau_0\right) \right] \quad (5)$$

将式(5)代入到式(4)中的频域电场方程, 得

$$(E_{0n}^+)_{1}(t) = -j \frac{k_0^2 \eta_0 \Delta I_0}{(2\pi)^{3/2}} e^{-j\pi/4} e^{j\omega_0 t} R_{ia} \cdot \sum_{\mathbf{K}_s} \sum_{\mathbf{K}_i} P_{\mathbf{K}_s}^o P_{\mathbf{K}_i}^i K_o e^{jx_0 K_s \cos\theta_s} \cos(\theta_K - \theta_1) \cdot \int_{\rho_s} \frac{\rho'_1 \sin[\theta_i(\rho_1)] F(\rho_2)}{R_1 \sqrt{K_s \rho_s (\rho_s^2 - q^2)} \cos\phi} e^{-jk_0(R_1 + \rho_2 + \delta\rho_{\rho_2})} e^{j\mathbf{K}_s \cdot \boldsymbol{\rho}_s \cos\phi} \cdot \left[ h\left(t - \frac{R_1 + \rho_2 + \delta\rho_{\rho_2}}{c}\right) - h\left(t - \frac{R_1 + \rho_2 + \delta\rho_{\rho_2}}{c} - \tau_0\right) \right] d\rho_s \quad (6)$$

由  $h(\cdot)$  函数性质可知在脉冲时间内群距离范围为  $ct - c\tau_0 < R_1 + \rho_2 + \delta\rho_{\rho_2} < ct$ 。设  $\rho_{s0}$  为脉冲时间内海洋

表面中心距离、 $\Delta\rho_s$  为其分辨率,则

$$(E_{0n}^+)_1(t) = -j \frac{k_0^2 \eta_0 \Delta l l_0}{(2\pi)^{3/2}} e^{-j\pi/4} e^{j\omega_d t} R_{ia} \sum_{K_s} \sum_{K_i} P_{K_s}^o \cdot P_{K_i}^i K_0 e^{jx_0 K_s \cos\theta_s} \cos(\theta_{K_s} - \theta_1) \cdot \int_{\rho_{s0} - \frac{\Delta\rho_s}{2}}^{\rho_{s0} + \frac{\Delta\rho_s}{2}} \frac{\rho'_1 \sin[\theta_i(\rho_1)] F(\rho_2)}{R_1 \sqrt{K_s \rho_s (\rho_s^2 - q^2)} \cos\phi} \cdot e^{-jk_0 R_1} e^{-jk_0 \delta\rho_s} e^{j(K_s \rho_s \cos\phi - k_0 \rho_s)} d\rho_s \quad (7)$$

由图 1(a) 中几何关系作  $R_1 \approx R_{10}$ ,  $R_{10} = \sqrt{\rho_{10}^2 + h^2}$ ,  $\rho_1 = \rho_{10} + \rho'_s$ ,  $R_1 = \sqrt{\rho_1^2 + h^2} \approx R_{10} + \sin\theta_1 \rho'_s$  近似, 其中  $\rho'_s \ll R_{10}$ ,  $\sin\theta_1 = \rho_{10}/R_{10}$ ,  $\rho'_s = \rho_s - \rho_{s0}$ . 对式(6)积分项中的  $\rho_s (K_s \cos\phi - k_0)$  进行以积分变量变换 ( $\rho_s \rightarrow \rho'_s$ ), 将其泰勒展开并取前两项  $\rho_s (K_s \cos\phi - k_0) \approx \rho_{s0} (K_s \cos\phi - k_0) + \rho'_s (K_s / \cos\phi - k_0)$ .

实际中海面轮廓  $\xi$  和电离层反射系数  $R_i$  是慢时间变量的函数, 因此引入时间参数  $t$

$$\xi(x, y, t) = \sum_{K_s, \omega_s} P_{K_s, \omega_s}^o e^{j(K_s \cdot \rho + \omega_s t)}, \quad (8)$$

$$R_i(x, y, t) = \sum_{K_i, \omega_i} P_{K_i, \omega_i}^i e^{j(K_i \cdot \rho + \omega_i t)}$$

其中  $\omega_o$  为海洋波浪的角频率,  $\omega_i$  为电离层电子浓度波动的角频率. 将式(8)代入(6)中, 则最终的一阶电场方程的时域形式为

$$(E_{0n}^+)_1(t) = -j \frac{k_0^2 \eta_0 \Delta l l_0}{(2\pi)^{3/2}} e^{-j\pi/4} e^{j2k_0 (R_{s0} + \Delta R_s / 2)} \cdot R_{ia} \sum_{K_s} \sum_{K_i} P_{K_s}^o P_{K_i}^i K_0 \cos(\theta_{K_s} - \theta_1) e^{j(\rho_{s0} K_s \cos\phi - k_0 2R_{s0})} \cdot \frac{\rho'_1 \sin[\theta_i(\rho_1)] F(\rho_2)}{R_{10} \sqrt{K_s \rho_{s0} (\rho_{s0}^2 - q_0^2)} \cos\phi} e^{j(\omega_o + \omega_i)t} e^{jx_0 K_s \cos\theta_s} e^{-jk_0 \delta\rho_s} \cdot \Delta\rho_s Sa \left\{ \frac{\Delta\rho_s}{2} \left[ \frac{K_s}{\cos\phi} - k_0 (1 + \sin\theta_1) \right] \right\} \quad (9)$$

假设海面与电离层为互相独立的随机过程, 则由 Wiener-Khinchine 定理可知, 功率谱密度是时间脉冲串回波的自相关函数的傅里叶变换. 假设舰载平台以速度大小  $v_p$ 、与基线方向夹角为  $\theta_s$  的方向做匀速直线运动, 由图 1(b) 几何关系可知  $\delta\rho_s = -v_p t \cos(\theta_p)$ , 可得一阶海面回波信号的自相关函数为

$$R(\tau) = \frac{A_r}{2\eta_0} \langle (E_{0n}^+)_1(t+\tau) (E_{0n}^+)_1^*(t) \rangle = \frac{\lambda_0^2}{4\pi} \cdot \frac{G_r}{2\eta_0} \cdot \left\{ \frac{(k_0^2 \eta_0 \Delta l l_0)^2}{(2\pi)^3} \frac{\rho'^2_{10} \sin^2[\theta_i] F^2(\rho_{20}) R_{ia}^2 (\Delta\rho_s)^2}{R_{10}^2 \rho_{s0} \cos\phi (\rho_{s0}^2 - q_0^2)} \right\} \cdot \langle \sum_{K_s} \sum_{K_i} h \frac{K_{o1} K_{o2}}{K_s} \cos(\theta_{K_s} - \theta_1) \cos(\theta_{K_i} - \theta_1) \cdot P_{K_s}^o P_{K_i}^i \sum_{K_s} \sum_{K_i} (P_{K_s}^o)^* (P_{K_i}^i)^* e^{j(\omega_o + \omega_i)\tau} \cdot e^{jk_0 v_p \tau \cos(\theta_p)} Sa^2 \left\{ \frac{\Delta\rho_s}{2} \left[ \frac{K_s}{\cos\phi} - k_0 (1 + \sin\theta_1) \right] \right\} \right\rangle \quad (10)$$

其中  $*$  表示复共轭,  $A_r$  为接收天线的有效面积, 其与接收天线增益  $G_r$  的关系为  $A_r = (\lambda_0^2 / 4\pi) \cdot G_r$ .

通过  $\Delta\rho_s Sa^2 \left\{ \frac{\Delta\rho_s}{2} \left[ \frac{K_s}{\cos\phi} - k_0 (1 + \sin\theta_1) \right] \right\}$  近似于  $2\pi \cos\phi \delta[K_s - k_0 \cos\phi (1 + \sin\theta_1)]$  进一步简化, 将傅里叶系数的整体均值  $\langle P_{K_s}^o (P_{K_s}^o)^* \cdot P_{K_i}^i (P_{K_i}^i)^* \rangle = S_o(K_o, \omega_o) S_i(K_i, \omega_i) dK_o dK_i d\omega_o d\omega_i$  代入到自相关函数(10)中, 并进行傅里叶变换可得混合路径一阶海浪回波的功率谱密度为

$$P(\omega_d, \phi_s) = \frac{\lambda_0^2}{4\pi} \cdot \frac{G_r}{2\eta_0} \frac{(k_0^2 \eta_0 \Delta l l_0)^2}{(2\pi)^3} \cdot \frac{2\pi}{\Delta\rho_s} \cdot 2\pi \cos\phi \cdot \frac{\rho'^2_{10} \sin^2(\theta_i) F^2(\rho_{20}) R_{ia}^2 (\Delta\rho_s)^2}{R_{10}^2 \rho_{s0} (\rho_{s0}^2 - q_0^2) \cos\phi} \cdot \int_{K_s} \int_{K_i} \int_{\omega_o} \int_{\omega_i} \frac{K_o^2}{K_s} \cos^2(\theta_{K_s} - \theta_1) S_o(K_o, \omega_o) S_i(K_i, \omega_i) \cdot \delta[\omega_d - (\omega_o + \omega_i) - k_0 v_p \cos(\theta_p)] \cdot \delta[K_s - k_0 \cos\phi (1 + \sin\theta_1)] dK_o dK_i d\omega_o d\omega_i \quad (11)$$

海浪波的功率谱密度为  $S_o(K_o, \omega_o) = \frac{1}{2} \sum_{m=\pm 1} S_o(mK_o) \delta(\omega_o + m \sqrt{gK_o})$ , 其中  $m = \pm 1$  号表示海浪朝向雷达行进或者远离雷达. 假设电离层以一个水平的恒定等离子体漂移速度  $v_{i\parallel}$  运动, 则电离层反射系数的功率谱密度  $S_i(K_i, \omega_i) = S_i(K_i) \delta(\omega_i + K_i v_{i\parallel})$ . 将有向波高谱和电离层反射系数的谱密度代入式(11), 由  $K_s = K_o + K_i$  的关系, 然后由 Gill 推得的双基地等效散射单元可知  $dA = \frac{\rho'^2_{10} \rho_{20}^2}{\rho_{s0} (\rho_{s0}^2 - q_0^2)} \Delta\rho_s d\theta_r$ , 则

$$\frac{dP(\omega_d, \theta_r)}{dA} = \frac{\lambda_0^2 P_r G_r G_t}{(4\pi)^3} \frac{\sin^2(\theta_i) F^2(\rho_{20}) R_{ia}^2}{R_{10}^2 \rho_{20}^2} \cdot \left\{ 2^5 \pi^2 k_0^2 \int_{K_s} \sum_{m=\pm 1} \frac{K_o^2}{K_s} \cos^2(\theta_{K_s} - \theta_1) S_o(mK_o) \cdot S_i(K_i) \delta[K_s - k_0 \cos\phi (1 + \sin\theta_1)] \cdot \delta[\omega_d + (m \sqrt{gK_o} + K_i v_{i\parallel}) - k_0 v_p \cos(\theta_p)] dK_i \right\} \quad (12)$$

类比双基地雷达方程得一阶海杂波雷达截面积方程为

$$\sigma_1(\omega_d, \theta_r) = 2^5 \pi^2 k_0^2 \int_{K_s} \sum_{m=\pm 1} \frac{K_o^2}{K_s} \cos^2(\theta_{K_s} - \theta_1) S_i(K_i) \cdot S_o(mK_o) \cdot \delta[\omega_d + (m \sqrt{gK_o} + K_i v_{i\parallel}) - k_0 v_p \cos(\theta_p)] \cdot \delta[K_s - k_0 \cos\phi (1 + \sin\theta_1)] dK_i \quad (13)$$

将得到的一阶海杂波 RCS 方程与 walsh 等人的双

基地混合传播路径下的一阶海面散射截面方程即式(15)作对比,发现  $\omega_{d(TJ)} = \omega_{d(TA)} + k_0 v_p \cos(\theta_p)$ ,  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ , 所以得到天发舰收混合传播路径的 Bragg 散射频率  $f_{B(TJ)}$  计算公式为

$$f_{B(TJ)} = f_{B(TA)} + \cos\theta_p v_p / \lambda \quad (14)$$

其中  $f_{B(TA)}$  为天发岸收双基地混合传播路径的 Bragg 散射频率,  $v_p$  为平台速度,  $\lambda$  为雷达工作波长,  $\theta_p$  为杂波入射方向与平台运动方向的夹角. 相比于天发岸收高频雷达, 天发舰收高频雷达的特殊性在于接收天线位于舰载平台上, 而舰载平台运动导致不同方向的海面回波引入了不同的附加多普勒频移  $f_d = \frac{v_p}{\lambda} \cos\theta_p$ . 并且可以看出, 与单站舰载高频地波雷达相比, 由于天发舰收沿海洋表面的地波传播是单程的, 因此舰船运动导致的附加频移为单站舰载高频地波雷达的一半. 综上可知舰载平台的运动使得原有一阶海杂波展宽更加严重.

### 3 与现有模型的比较和讨论分析

通过模型退化的方式与现有的模型进行比较, 侧面反映了上述推导 RCS 模型在某种程度上的合理性.

**验证 1** 当舰载平台静止(固定平台), 即平台运动速度  $v_p = 0$  时, 则式(13)为

$$\begin{aligned} \sigma_1(\omega_d, \theta_r) = & 2^5 \pi^2 k_0^2 \int_{K_s} \sum_{m=\pm 1} \frac{K_o^2}{K_s} \cos^2(\theta_{K_s} - \theta_r) S_i(K_i) \\ & \cdot S_o(m\mathbf{K}_o) \delta[\omega_d + (m \sqrt{gK_o} + \mathbf{K}_i \mathbf{v}_{i\parallel})] \\ & \cdot \delta[K_s - k_0 \cos\phi (1 + \sin\theta_i)] dK_i \quad (15) \end{aligned}$$

上式与 walsh 等人的双基地混合传播路径下的一阶海面散射截面方程相同.

**验证 2** 当平台运动速度  $v_p = 0$ , 且双基地角  $\phi = 0$  时

$$\begin{aligned} \sigma_1(\omega_d, \theta_r) = & 2^5 \pi^2 k_0^2 \int_{K_s} \sum_{m=\pm 1} \frac{K_o^2}{K_s} \cos^2(\theta_{K_s} - \theta_r) S_i(K_i) \\ & \cdot S_o(m\mathbf{K}_o) \delta[\omega_d + (m \sqrt{gK_o} + \mathbf{K}_i \mathbf{v}_{i\parallel})] \\ & \cdot \delta[K_s - k_0 (1 + \sin\theta_i)] dK_i \quad (16) \end{aligned}$$

上式中  $\theta_i$  为  $\mathbf{K}_s$  的方向, 则

$$\begin{aligned} \sigma_1(\omega_d, \theta_r) = & 2^5 \pi^2 k_0^2 \int_{K_s} \left( \frac{\mathbf{K}_o \cdot \mathbf{K}_s}{K_s^{3/2}} \right)^2 \sum_{m=\pm 1} S_i(K_i) \\ & \cdot S_o(m\mathbf{K}_o) \delta[\omega_d + (m \sqrt{gK_o} + \mathbf{K}_i \mathbf{v}_{i\parallel})] \\ & \cdot \delta[K_s - k_0 (1 + \sin\theta_i)] dK_i \quad (17) \end{aligned}$$

walsh 等人的单基地混合路径一阶海面散射截面方程与本文退化的结果一致.

通过上述模型的退化可知, 单、双基地混合路径一阶海面散射截面方程也可以用式(13)来进行仿真, 只不过是舰载平台运动时天发舰收一阶海杂波散射截面方程的两种特例.

## 4 仿真与分析

### 4.1 海面及电离层反射系数模型

要对式(13)进行仿真, 公式中的有向波高谱  $S_o(m\mathbf{K}_o)$  模型和电离层反射系数谱密度模型  $S_i(K_i)$  可用如下公式进行表示:

一阶海杂波谱常用的有向波高谱  $S_o(m\mathbf{K}_o)$  模型可表示为<sup>[18,19]</sup>

$$S_o(m\mathbf{K}_o) = \frac{0.0081}{K_o^4} e^{-0.74(\frac{\xi}{K_o u^2})^2} \cdot \frac{\xi + (1 - \xi) \cos^4[(\theta_{K_s} + \phi - \alpha^*)/2]}{[2\pi\xi + 3\pi(1 - \xi)/4]} \quad (18)$$

其中  $\xi$  代表逆风、顺风回波强度比,  $u$  表示风速,  $\theta_{K_s}$  为海浪波方向与雷达波束指向的夹角,  $\phi$  为雷达波束指向与参考方向的夹角,  $\alpha^*$  为风向.

文献[20]给出了一种具有实际物理意义的 IRC 谱密度模型

$$S_i(K_i) = \frac{\delta(K_i)}{2\pi K_i} + S_{\phi 1}(K_i) + \frac{1}{2!} S_{\phi 1}(K_i) * S_{\phi 1}(K_i) + \dots \quad (19)$$

其中  $S_{\phi 1}(K_i)$  为电离层相位变化的谱密度函数, 其中  $K_i \leq K_r$ , 空间波长带宽  $K_r$  由电离层最小空间波长  $\lambda_{i, \min}$  决定 ( $K_r = 2\pi/\lambda_{i, \min}$ ).

下面给出方程中与雷达波束指向  $\theta_r$  有关的相关参数表达式, 对于固定的雷达系统布局, 擦地角  $\Delta_i = \arcsin(h/(d - \rho_2))$ , 电离层反射角  $\theta_i = \pi/2 - \Delta_i$ . 散射点与发射天线的距离  $\rho_1 = \cos(\Delta_i)(d - \rho_2)$ , 由正弦定理可知  $\theta_i = \arcsin[\rho_2/\rho_1 \sin(\theta_r)]$ . 根据  $\theta_r$  可计算  $\rho_2$ , 则椭圆长轴半径  $a = (\rho_{2\max} + \rho_{2\min})/2$ , 椭圆短轴半径  $c = a - \rho_{2\min}$ , 椭圆的离心率为  $e = c/a$ , 由椭圆性质可知双基地角  $2\phi = 2\arctan[\sin\theta_r/(e^{-1} - \cos\theta_r)]$ , 则垂直于椭圆的海浪方向为  $\theta_{K_s} = \phi + \theta_r$ . 综上所述, 对于给定一个波束方向  $\theta_r$ , 雷达系统布局参数均可求解.

### 4.2 一阶谱仿真分析

假定以平台运动方向为参考方向, 忽略在短时间内由于平台运动对基线长度的影响 ( $\delta\rho \ll \rho$ ), 考虑侧视全向接收的单根天线, 舰船以  $v_p = 10\text{m/s}$  的速度沿着基线方向远离发射站作匀速直线运动, 假设海面风向与参考方向一致, 其他仿真参数如表 1 所示, 下面分析平台运动、雷达系统、电离层状态及风速和风向对天发舰收高频雷达一阶海杂波谱的影响.

表 1 仿真参数

| 雷达工作频率 | 基线长度    | 电离层高度  | 海面风速 |
|--------|---------|--------|------|
| 10MHz  | 780km   | 200km  | 20 节 |
| 距离门    | 电离层漂移速度 | 最小空间波长 |      |
| 1000km | 30m/s   | 1km    |      |

#### 4.2.1 舰载平台运动对一阶谱的影响分析

对于舰载平台不同运动速度的仿真结果如图 2 (a), 可以看出相比于固定平台, 舰载平台的运动使得不同方向的海面回波附加了不同的多普勒频移, 严重加剧了一阶海杂波展宽效应. 且随着平台速度的增加展宽现象逐渐增强, 速度过大将导致一阶海杂波正负谱重合, 进而影响零多普勒附近区域内的目标检测. 由图 2(b) 给出了平台运动方向变化时的仿真结果, 可见由于平台运动方向的变化导致海浪波方向变化, 进而一阶谱的谱能量出现重排. 当舰载平台垂直于基线方向运动时, 随着波束指向的扫描, 基线两侧椭圆散射点的擦地角和双基地角变化相同, 使得正负谱展宽量相同. 当舰载平台远离发射站时, 由于双基地角和擦地角的不规则变化使得正谱展宽量大于负谱, 反之亦然.

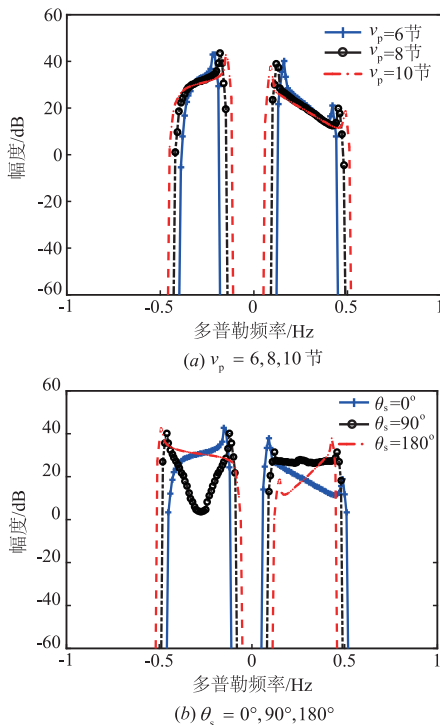


图2 舰载平台运动对天发舰收高频雷达一阶海杂波影响

#### 4.2.2 雷达系统参数对一阶谱的影响分析

如图 3(a) 所示, 模拟的一阶海杂波正负谱幅度有所差异; 且随着群距离基线比增加, 正谱展宽现象逐渐减弱, 负谱展宽量逐渐变大, 正负谱幅度趋于对称, 杂波幅度也有所增大. 这是由于: 各个方向回波的电离层反射角变化使得电离层反射的回波能量不同, 故导致正负谱幅度形态不再对称; 当群距离增大时, 擦地角范围逐渐减小, 使得正负谱形态逐渐趋于对称, 同时海面散射点形成的轨迹椭圆离心率逐渐减小, 导致双基地角变化范围逐渐减小, 使得由双基地

角和擦地角导致的 Bragg 频率趋于定值, 仅存在平台运动导致的展宽量; 群距离增大导致电离层反射角  $\theta_i$  增大, 进而电磁波反射能量逐渐增强, 使得回波幅度逐渐增强. 从图 3(b) 看出随着雷达工作频率逐渐增大导致一阶谱展宽现象逐渐严重, 在正负谱可区分的前提下, 适当增大雷达工作频率将有益于利用展宽的一阶海杂波进行海洋遥感.

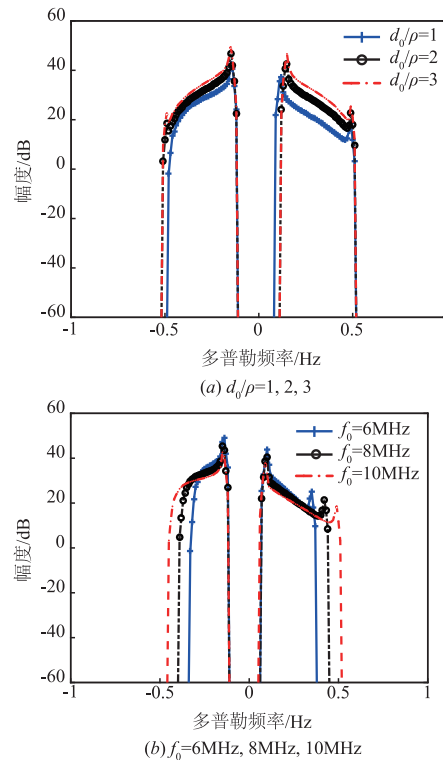


图3 雷达系统参数对天发舰收高频雷达一阶海杂波影响

#### 4.2.3 风向、风速对一阶谱的影响分析

图 4(a) 可见风向的变化导致一阶海杂波正负谱的不对称性, 说明新体制下的一阶海面回波包含风向信息, 则可根据展宽的一阶海杂波谱中相邻的若干频率处 (对应于相邻观测方向处的海杂波) 正负谱幅度的相对大小可唯一的反演出海面风向, 并且可克服固定接收平台存在的模糊问题. 如图 4(b) 所示, 不同海面风速的一阶谱仿真结果表明风速对一阶海面回波谱的能量产生影响, 风速的增加导致海浪的能量随之增加, 进而一阶海面回波谱的幅度也得到增大.

#### 4.2.4 电离层扰动对一阶谱的影响分析

图 5(a) 表明随着电离层水平漂移速度的增大一阶海杂波展宽效应随之增强, 从图 5(b) 可以看出电离层空间最小波长的减小使得一阶谱的展宽量的增大相对缓慢. 可见电离层水平漂移速度是一阶谱展宽的主要因素, 电离层最小空间波长的影响次之.

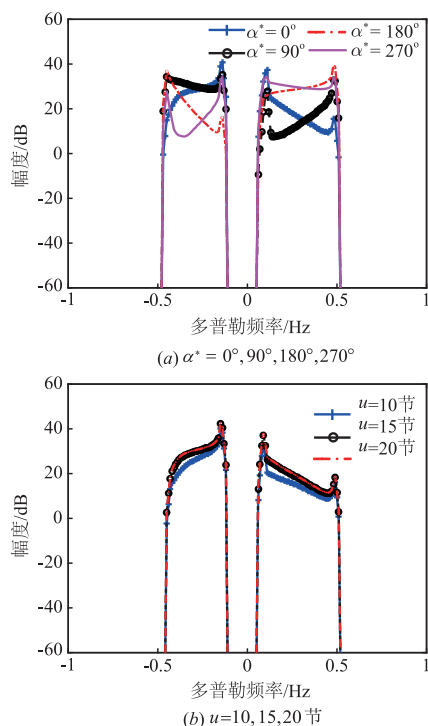


图4 风向和风速对天发舰收高频雷达一阶海杂波影响

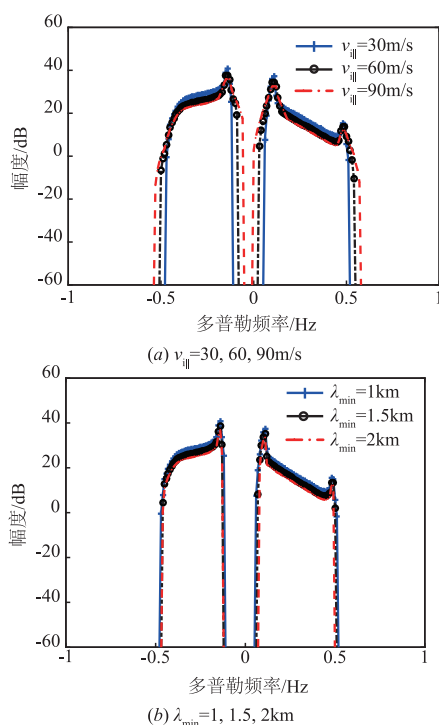


图5 电离层扰动对天发舰收高频雷达一阶海杂波影响

## 5 结论

本文从电磁散射角度出发,通过建立舰载平台运动的几何关系,修正了舰船匀速直线运动时混合传播路径的频域一阶电场方程,推导得了舰载平台做匀速

直线运动时的一阶海杂波 RCS 方程.利用仿真实验分析了不同因素对一阶谱的影响:雷达工作频率、舰载平台运动和电离层水平漂移运动是引起一阶海杂波多普勒谱展宽的主要原因;舰载平台运动方向导致正负谱展宽量有所差异;海面风向主要影响一阶海杂波谱幅度的形态变化,表明一阶海杂波可作为海面风向提取的重要来源.由于天发舰收高频雷达实验系统尚未建立,受条件限制,目前并没有获取到运动平台下的实测数据.但在后续条件允许时,还是应当在运动平台实测数据下进行仿真,对文中的模型和仿真结果进行必要验证.

## 参考文献

- [1] Li Yajun, Wei Yinsheng. Analysis of first-order sea clutter spectrum characteristics for HF sky-surface wave radar [A]. 2013 International Conference on Radar [C]. Adelaide, South Australia; IEEE, 2013. 368 - 373.
- [2] 陈伯孝, 许辉, 张守宏. 舰载无源综合脉冲孔径雷达及其若干关键问题[J]. 电子学报, 2003, 31(12): 1776 - 1779. Chen Baixiao, Xu Hui, Zhang Shouhong. Ship-based passive synthetic impulse and aperture radar and some key questions[J]. Acta Electronica Sinica, 2003, 31(12): 1776 - 1779. (in Chinese)
- [3] J Walsh, W Huang, E W Gill. The first order high frequency radar ocean surface cross section for an antenna on a floating platform [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2010, 58(9): 2994 - 3003.
- [4] J Walsh, W Huang, E W Gill. The second-order high frequency radar ocean surface cross section for an antenna on a floating platform [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2012, 60(10): 4804 - 4813.
- [5] Xie Junhao, Sun Minglei, Ji Zhenyuan. First-order ocean surface cross-section for shipborne HFSWR [J]. Electron Letters, 2013, 49(16): 1025 - 1026.
- [6] Sun Minglei, Xie Junhao, Ji Zhenyuan. Second-order ocean surface cross section for shipborne HFSWR [J]. IEEE Antennas Wireless Propagation Letters, 2015, 14: 823 - 826.
- [7] Sun Minglei, Xie Junhao, Ji Zhenyuan. Ocean surface cross sections for shipborne HFSWR with sway motion [J]. Radio Science, 2016, 51(11): 1745 - 1757.
- [8] Y Ma, E Gill, W Huang. The first-order bistatic high frequency radar ocean surface cross section for an antenna on a floating platform [J]. IET Radar Sonar Navigation, 2016, 10(6): 1136 - 1144.
- [9] Yinsheng Wei, Yongpeng Zhu. Simulation study of first-order sea clutter Doppler spectra for shipborne high frequency radar via hybrid skysurface wave propagation [J]. Journal of Applied Remote Sensing, 2017, 11(1): 014001 (1 -

- 18).
- [10] 姜维,邓维波,杨强. 高频超视距混合天地波雷达海杂波特点分析[J]. 电子与信息学报, 2011, 33(8): 1786-1791.  
Jiang Wei, Deng Weibo, Yang Qiang. Analyse of sea clutter for HF over the horizon hybrid sky-surface wave radar [J]. Journal of Electronics & Information Technology, 2011, 33(8): 1786-1791. (in Chinese)
- [11] Y Li. Analysis and simulation for broadening first-order sea clutter spectrum in high frequency hybrid sky-surface wave propagation mode[J]. IET Radar Sonar Navigation, 2015, 9(6): 609-621.
- [12] J Walsh, E Gill, W Huang, S Chen. On the development of a high frequency radar cross section for mixed path ionosphere-ocean propagation[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2015, 63(6): 2655-2664.
- [13] S Chen, E W Gill, W Huang. A first-order HF radar cross section model for mixed-path ionosphere-ocean propagation with an FMCW source[J]. IEEE Journal of Ocean Engineering, 2016, 41(4): 982-992.
- [14] Shuyan Chen, Weimin Huang, Eric W Gill. First-order bistatic high frequency radar power for mixed-path ionosphere-ocean propagation[J]. IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters, 2016, 13(12): 1940-1944.
- [15] Y Zhu, Y Wei, Y Li. First order sea clutter cross section for HF hybrid sky-surface wave radar[J]. Radioengineering, 2014, 23(4): 1180-1191.
- [16] Shuyan Chen, Weimin Huang, Eric W. Gill. A vertical reflection ionospheric clutter model for HF radar used in coastal remote sensing[J]. IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 2015, 14: 1689-1693.
- [17] Eric William Gill. The Scattering of High Frequency Electromagnetic Radiation from the Ocean Surface: An Analysis Based on a Bistatic Ground Wave Radar Configuration[D]. St John's; Memorial University of Newfoundland, 1999.
- [18] Moskowitz L. Estimates of the power spectrums of fully developed seas for wind speeds of 20 to 40 knots [J]. Journal of Geophysical Research, 1964, 69(24): 5161-5179.
- [19] Shearman E D R, Wyatt L R, Burrows G D, Moorhead M D, Bagwell D J, Sandham W A. HF ground-wave radar for sea-state and swell measurements: theoretical studies, experiments and proposals [A]. International Conference on Radar [C]. London, United Kingdom: IEEE, 1982. 101-106.
- [20] MRavan, R J Riddolls, R S Adve, R. J Riddolls. Ionospheric and auroral clutter models for HF surface wave and over the horizon radar systems [J]. Radio Science, 2012, 47(03): 1-12.

#### 作者简介



**位寅生 (通信作者)** 男, 1974 年出生, 哈尔滨工业大学电子与信息工程学院副院长, 教授, 博士生导师, 主要从事杂波建模与抑制方法研究、抗干扰与抗杂波雷达信号体制研究、毫米波雷达探测技术。

E-mail: weiys@hit.edu.cn

**张国成** 男, 1992 年出生于黑龙江省, 哈尔滨工业大学硕士。主要进行海杂波分析建模研究。

E-mail: 1754888925@qq.com

**朱永鹏** 男, 1988 年出生于黑龙江省, 哈尔滨工业大学博士。主要进行海杂波建模与抑制方法研究。

**许荣庆** 男, 1958 年出生于黑龙江省, 哈尔滨工业大学电子工程技术研究所所长, 教授, 博士生导师, 主要从事新体制雷达系统技术、雷达成像技术和现代信号处理技术研究。