

二维粗糙海面散射回波多普勒谱频移及展宽特征 *

郭立新¹⁾ 王蕊¹⁾ 王运华²⁾ 吴振森¹⁾

1) 西安电子科技大学理学院 西安 710071)

2) 中国海洋大学海洋遥感研究所 青岛 266003)

(2007 年 8 月 22 日收到 2007 年 12 月 3 日收到修改稿)

基于二维线性海面模型及粗糙面电磁散射的一阶小斜率近似公式,研究了海面回波各阶多普勒谱的频移特性,得到了多普勒谱频移所对应的理论公式,与经典多普勒频移公式相比考虑到了风速、大尺度波浪轨道运动等因素对多普勒谱频移的影响,同时根据粗糙面的双尺度模型,基于多普勒谱频移的物理机理,给出了求解散射场多普勒谱展宽的理论公式。最后将理论公式计算所得结果与模拟结果及实测数据进行了比较,讨论了风速、入射波频率及入射角等因素对多普勒频移及多普勒谱展宽的影响。通过比较可以发现,给出的理论公式可以对多普勒谱频移和展宽进行一定程度的预测。

关键词: 粗糙海面, 电磁散射, 多普勒谱

PACC : 4110H A120

1. 引言

海面回波的多普勒谱特征反映了海面本身的动力特性,早在 20 世纪 50 年代,Crombie 就发现了海面回波具有多普勒谱频移及展宽特征。鉴于海杂波多普勒谱特征在海态参数反演及目标探测等领域的广泛应用,长期以来,众多学者对海杂波多普勒谱特征从理论^[1-4]和实验^[5-8]上都进行了大量研究。Barrick 曾在粗糙面电磁散射微扰法的基础上,推导给出了计算海杂波一阶多普勒谱的频移公式,但并未考虑海面张力波及重力波对一阶多普勒谱频移的影响^[2];Bass 等人结合双尺度理论和微扰法,推导并给出了经典的一阶和二阶多普勒谱频移公式^[3];Zavorotny 等人应用双尺度理论研究了掠入射时大尺度波浪的运动及风向等因素对多普勒谱分布的定性影响^[1];Toporkov 等人应用数值和近似方法模拟了一维线性和非线性海面电磁散射场的多普勒谱^[9,10]。文献[5-8]则通过浪池实验对水面回波的多普勒谱频移及展宽特性进行了研究,分析了大尺度波浪的轨道运动及风速等因素对一阶多普勒谱频移及展宽特性的影响,但并未给出风速及入射波频

率等因素和多普勒谱谱宽之间的具体关系。事实上,有关线性海面电磁散射的研究开展较早也较为成熟。本文主要应用粗糙面电磁散射的一阶小斜率近似方法^[11,12]重点研究了二维线性海面回波的各阶多普勒谱的频移特征,并根据粗糙面的双尺度模型给出了求解多普勒谱展宽的理论公式,讨论了风速、入射波频率及入射角等因素对一阶多普勒谱展宽特性的影响。最后应用所得理论公式对多普勒谱频移和展宽进行了计算并将计算结果与实测数据及模拟结果进行了比较和验证。

2. 二维动态海面的模拟

应用线性随机模型^[13]对二维海面进行模拟。在 t 时刻,假设风向和基本坐标系 x 轴重合,当考虑到表层水面的漂移速度及斯托克斯轨道运动影响时,海面表面轮廓可表示为

$$\begin{aligned} f(x, y, t) = & \sum_{n=0}^N A_n \sin [K_{nx}(x + v_{ox}t + v_{fx}t) \\ & + K_{ny}(y + v_{oy}t + v_{fy}t) \\ & - \omega_n t + \Phi_n], \end{aligned} \quad (1)$$

其中

* 国家自然科学基金项目(批准号 50571058)和高等学校博士学科点专项科研基金(批准号 20070701010)资助的课题。

† E-mail: lxguo@mail.xidian.edu.cn

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_o &= \omega_p K_p \left(\frac{H_p}{2} \right)^2 \frac{\cosh(2K_p d)}{2\sinh^2(K_p d)} \\ &\quad - \omega_p \left(\frac{H_p}{2} \right)^2 \frac{\coth(2K_p d)}{2d} \end{aligned} \quad (2)$$

是由海面引力波引起的大尺度波浪斯托克斯轨道运动速度^[6], $K_p \approx 0.877^2 g/U_{19.5}^2$ 是基波的空间波数, $H_p \approx 0.0212 U_{19.5}^2$ 是基波的浪高, $\omega_p = 2\pi/T_p \approx 0.877 g/U_{19.5}$, $U_{19.5}$ 是海面上方19.5 m高度处的风速, T_p 是基波周期, d 为海水深度, g 是重力加速度, $K_{nx} = K_n \cos \beta_n$, $K_{ny} = K_n \sin \beta_n$, Φ_n 是在区间 $[-\pi, \pi]$ 内均匀分布的随机相位, β_n 波浪运动方向同风向 $\bar{\beta}_0$ 之间的夹角, 一般而言 β_n 是时间的函数, 但是在模拟过程中, 在比较短的时间内, 为简单起见可以认为 β_n 不是时间的函数, β_n 满足 $E[\beta_n] = \bar{\beta}_0$, 同时 β_n 的一阶概率密度满足

$$P_n(\beta_n) = g_n \left| \cos\left(\frac{\beta_n}{2}\right) \right|^{2e_n} \text{rect}\left(\frac{\beta_n}{2\pi}\right), \quad (3)$$

这里 $\text{rect}(x)$ 当 $x < 0.5$ 时为 1, 否则为 0.

$$g_n = \frac{2^{2e_n-1} \Gamma^2(1+e_n)}{\pi \Gamma(1+2e_n)}, e_n = \left(\frac{n_T + 1}{n + 1} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

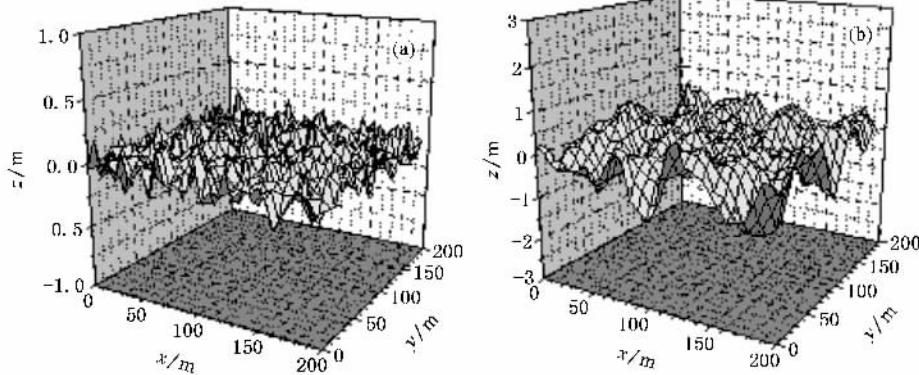


图 1 不同风速及风向角下二维海面表面轮廓图 (a) 风速 5 m/s, 风向 0° (b) 风速 10 m/s, 风向 0°

3. 海面散射场的多普勒谱频移及展宽分析

3.1. 海面回波多普勒谱频移

在模拟线性二维海面基础上, 以下研究二维海面散射回波频谱特性。由于粗糙面电磁散射小斜率近似方法已将微扰法和经典基尔霍夫近似统一起来, 在此利用一阶小斜率近似方法(SSA-1)研究动态海面回波多普勒谱的频移特征, 此时海面散射振幅

其中 $n_T = \text{int}\left[\frac{K_T}{\Delta K}\right]$, $K_T = 1/K_m$, $K_m = \sqrt{\rho g/\eta} = 363 \text{ rad/m}^{[9]}$, ρ 和 η 分别是海水密度和表面张力, $\omega_n = \{gK_n[1 + (K_n/K_m)^2]\}^{1/2}$, 风驱表层水面的漂流速度 $v_f = 0.03 U_{19.5}^{[5]}$. (1)式中的系数 A_n 可由下式确定, 即

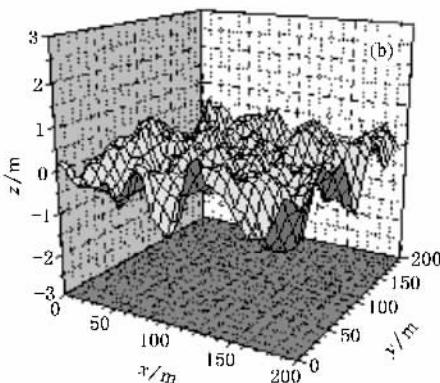
$$\frac{1}{2} A_n^2(K_n, \beta_n) = W(K_n, \beta_n) \Delta K, \quad (5)$$

这里海面 PM 谱 $W(K_n, \beta_n)$ 可表示为^[9]

$$\begin{aligned} W(K_n, \beta_n) &= \frac{\alpha}{2 + |K_n|^4} \\ &\times \exp\left(-\frac{\beta g^2}{K_n^2 U_{19.5}^4}\right) \cos^4\left(\frac{\beta_n}{2}\right), \end{aligned} \quad (6)$$

上式中 $\alpha = 8.10 \times 10^{-3}$, $\beta = 0.74$, $U_{19.5}$ 为海面高度为 19.5 m 处的风速.

图 1 给出了应用(1)式所模拟的不同风速下二维海面的表面轮廓. 由图 1 中可以看出海面上方风速越大, 二维海面的起伏越大; 另外还可以看出, 二维海面呈现出各向异性的特征.



因子可表示为^[11]

$$\begin{aligned} &S(\theta_s, \theta_i, t) \\ &= F \int \exp \left\{ -j p_x x - j p_y y + j p_z z \right. \\ &\quad \left. + K_{ny} (y + v_{oy} t + v_{fy} t) - \omega_n t + \Phi_n \right\} dx dy \quad (7) \end{aligned}$$

这里 θ_i , θ_s 和 φ_s 分别是入射角、散射角及散射方位角.

$$\begin{aligned} F &= \frac{\chi q q_0 \gamma^2 B(k_i, k_s)}{(2\pi)^2 (q + q_0)}, \\ p_x &= k(\sin\theta_i - \sin\theta_s \cos\varphi_s), \\ p_y &= k \sin\theta_s \sin\varphi_s, \end{aligned} \quad (8)$$

$$p_z = k(\cos\theta_i + \cos\theta_s),$$

其中 $B(k_i, k_s)$ 为散射振幅系数^[11], $k_i = k \sin\theta_i \hat{k}_i$, $k_s = k \sin\theta_s \hat{k}_s$, $q = k \cos\theta_i$, $q_0 = k \cos\theta_s$. 令(7)式中的被积函数为

$$\begin{aligned} \mathcal{S}(\theta_s, \theta_i, t) &= \exp \left\{ j p_z \sum_{n=0}^N A_n \sin [K_{nx}(x + v_{ox}t + v_{fx}t) + K_{ny}(y + v_{oy}t + v_{fy}t) - \omega_n t + \Phi_n] \right\} \\ &= \sum_{m_0=-\infty}^{+\infty} \sum_{m_1=-\infty}^{+\infty} \dots \sum_{m_{N-1}=-\infty}^{+\infty} \prod_{n=0}^{N-1} \{J_{m_n}[p_z A_n]\} \exp \left\{ j \sum_{n=0}^{N-1} m_n K_{nx} x + j \sum_{n=0}^{N-1} m_n K_{ny} y \right\} \\ &\times \exp \left\{ j \sum_{n=0}^{N-1} m_n \{K_{nx}(v_{ox} + v_{fx})t + K_{ny}(v_{oy} + v_{fy})t - \omega_n t + \Phi_n\} \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

在上式的计算过程中应用到了关系式 $\exp(jx \sin u) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(x) \exp(jmu)$, 这里 $J_m(x)$ 是第一类 m 阶

Bessel 函数. 假设在雷达照射面积很大的条件下, 将 $\mathcal{S}(\theta_s, \theta_i, t)$ 代入(7)式可得

$$\begin{aligned} S(\theta_s, \theta_i, t) &= 4\pi^2 F \sum_{m_0=-\infty}^{+\infty} \sum_{m_1=-\infty}^{+\infty} \dots \sum_{m_{N-1}=-\infty}^{+\infty} \prod_{n=0}^N \{J_{m_n}[p_z A_n]\} \\ &\times \exp \left\{ j \sum_{n=0}^{N-1} m_n \{K_{nx}(v_{ox} + v_{fx})t + K_{ny}(v_{oy} + v_{fy})t - \omega_n t + \Phi_n\} \right\} \\ &\times \delta \left(\sum_{n=0}^N m_n K_{nx} - p_x \right) \delta \left(\sum_{n=0}^N m_n K_{ny} - p_y \right). \end{aligned} \quad (10)$$

根据(10)式所求出的结果, 那么 $S(\theta_i, \theta_s, t)$ 相对时间而言的自相关函数为

$$\begin{aligned} R_e(\theta_i, \theta_s, \tau) &= S(\theta_i, \theta_s, t) S(\theta_i, \theta_s, t + \tau)^* \\ &= 16\pi^4 F^2 \sum_{m_0=-\infty}^{+\infty} \sum_{m_1=-\infty}^{+\infty} \dots \sum_{m_{N-1}=-\infty}^{+\infty} \prod_{n=0}^N \{J_{m_n}[p_z A_n]\}^2 \\ &\times \exp \left\{ -j \sum_{n=0}^N m_n \{K_{nx}(v_{ox} + v_{fx})\tau + K_{ny}(v_{oy} + v_{fy})\tau - \omega_n \tau\} \right\} \\ &\times \delta \left[\sum_{n=0}^N m_n K_{nx} - p_x \right]^2 \delta \left[\sum_{n=0}^N m_n K_{ny} - p_y \right]^2. \end{aligned} \quad (11)$$

散射矩阵因子的谱函数((11)式的傅里叶变换)可以表示为

$$\begin{aligned} W_e(\theta_i, \theta_s, \omega) &= \int R_e(\theta_i, \theta_s, \tau) \exp(-j\omega\tau) d\tau \\ &= 8\pi^3 F^2 \sum_{m_0=-\infty}^{+\infty} \sum_{m_1=-\infty}^{+\infty} \dots \sum_{m_{N-1}=-\infty}^{+\infty} \prod_{n=0}^N \{J_{m_n}[p_z A_n]\}^2 \delta \left[\sum_{n=0}^N m_n K_{nx} - p_x \right]^2 \\ &\times \delta \left[\sum_{n=0}^N m_n K_{ny} - p_y \right]^2 \delta \left\{ \omega + \sum_{n=0}^N m_n \{K_{nx}(v_{ox} + v_{fx}) + K_{ny}(v_{oy} + v_{fy}) - \omega_n\} \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

当忽略高阶散射场的作用时, 将(12)式中的 Bessel 函数用级数展开后经过推导可得

$$W_e(\theta_i, \theta_s, \omega) = 8\pi^3 F^2 \left\{ (1 - p_z^2 \sigma^2) \mathcal{K}(p_x + 0) \mathcal{K}(p_y + 0) \mathcal{K}(\omega + 0) \right\}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{p_z^2}{4} \sum_{n=0}^N A_n^2 [(p_x + K_{nx})^2 (p_y + K_{ny})^2 \omega + K_{ny}(v_{ox} + v_{fx}) + K_{ny}(v_{oy} + v_{fy}) - \omega_n] \\
 & + \frac{p_z^2}{4} \sum_{n=0}^N A_n^2 [(p_x - K_{nx})^2 (p_y - K_{ny})^2 \omega - K_{ny}(v_{ox} + v_{fx}) - K_{ny}(v_{oy} + v_{fy}) + \omega_n] \quad (13)
 \end{aligned}$$

其中 σ^2 是海面表面轮廓的起伏方差.对于镜向散射场而言, $p_x = 0, p_y = 0$, 所以在上式中只有当 $K_{nx} = K_{ny} = 0$, 即 $n = 0$ 时, 脉冲函数方可不为零.但是又因为当 $n = 0$ 时 $A_n = 0$, 因此对于镜向散射场而言, 有

$$W_e(\theta_i, \theta_s, \omega) = 8\pi^3 F^2(1 - p_z^2 \sigma^2), \quad (14)$$

且峰值所对应的中心频率为

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = 0, \quad (15)$$

对非镜向散射场而言, $p_x \neq 0, p_y \neq 0$, 根据(13)式可知只有当 $K_{nx} = \pm p_x, K_{ny} = \pm p_y$ 时, $W_e(\theta_i, \theta_s, \omega)$ 才不为零, 又因为表层水面的漂流速度 v 及斯托克斯轨道运动速度 v_o 都是沿风向的, 即文中的 \hat{x} 方向, 因此有 $v_{oy} = v_{fy} = 0$, 这时峰值所对应的中心频率为

$$\begin{aligned}
 f &= \frac{\omega}{2\pi} \\
 &= \pm \frac{K_{nx}(v_{ox} + v_{fx}) - \omega_n}{2\pi} \\
 &= \pm \frac{1}{2\pi} \left\{ p_x(v_{ox} + v_{fx}) \right. \\
 &\quad \left. - \left[g(p_x^2 + p_y^2)^{1/2} \left(1 + \left(\frac{p_x^2 + p_y^2}{K_m^2} \right) \right) \right]^{1/2} \right\}, \quad (16)
 \end{aligned}$$

当忽略 v_o 和 v_f 的影响时(16)式可写为

$$\begin{aligned}
 f &= \mp \frac{1}{2\pi} \left\{ \left[g(p_x^2 + p_y^2)^{1/2} \right. \right. \\
 &\quad \times \left. \left. \left(1 + \left(\frac{p_x^2 + p_y^2}{K_m^2} \right) \right) \right]^{1/2} \right\}, \quad (17)
 \end{aligned}$$

(17)式所给的结果正是经典的 Bragg 频移公式^[3], 显然从该公式可以看出中心频率及多普勒频移与风速无关.

(12)式中, 若不忽略高阶散射场作用, 当 $\begin{cases} m_j = \pm 2 \\ m_n = 0 \quad n \neq j \end{cases}$ 时可得非相干散射场的二阶多普勒峰值中心频率, 通过比较可知非相干散射场二阶峰易被其他峰所淹没而不易观测到.

3.2. 海面回波多普勒谱展宽

在讨论了多普勒谱的峰值及其中心频移问题基

础上,以下着重分析多普勒谱展宽特性.需要说明的是本文中的谱宽是指多普勒谱的峰值不再明显减小时两侧的总宽度.由(13)式所得到的多普勒谱的各阶峰值都对应于一个单频点而没有展宽,然而模拟及实际测量所得到多普勒谱峰值有一定的谱宽,下面就其展宽的物理机理进行分析,并给出计算谱宽的公式.

海面波浪和观测雷达之间的水平相对运动导致了多普勒频移,而多普勒峰的展宽主要是由于海面表面轮廓 $f(x, y, t)$ 上的各点随时间上下振动造成的.由于入射波同空间波数大小为 $\sqrt{p_x^2 + p_y^2}/i$ 的波浪进行谐振从而导致了第 i 阶多普勒峰的出现.另外,由于海浪的基波波浪在海面模型中起到了主导作用,因此,根据粗糙面表面轮廓的双尺度模型^[14], 可假定这些波长较小的谐振波浪随着基波波浪的上下振动而上下运动.正是由于这些谐振面元随基波上下不同步的运动,从而导致了有些面元散射场的多普勒峰中心频率有些向左偏而有些向右偏,且各面元散射场的多普勒峰中心频率的偏离值也不尽相同.因此观测及计算模拟得到的多普勒峰都不绝对是一个脉冲函数,而有一定谱宽.假设,有一小谐振面元 $f'(x, y, t)$ 随基波上下运动的速度为 U_z , 由于 U_z 的存在从而导致的多普勒峰值的中心偏移频率为

$$f_r = p_z U_z / 2\pi, \quad (18)$$

由(18)式可见, U_z 越大 f_r 也就越大.在 xoz 平面内, 考虑到表层水面的漂移速度及斯托克斯轨道运动的影响, 假设(1)式中仅考虑基波波浪, 即

$$\begin{aligned}
 f_0(x, y, t) &= H_p \sin [K_p(x + v_{ox}t + v_{fx}t) \\
 &\quad + K_p(y + v_{oy}t + v_{fy}t) \\
 &\quad - \omega_p t + \Phi_p], \quad (19)
 \end{aligned}$$

显然 对应于 $f(x, y, t) = 0$ 的点上下振动的速度最快, U_z 的最大值出现在 $f(x, y, t)$ 为零的位置处.基波波浪的相速度为^[14]

$$U_p = g/\omega_p = \sqrt{g/K_p}. \quad (20)$$

同样考虑表层水面的漂流速度 v_o 及斯托克斯轨道运动速度 v_f 都是沿 \hat{x} 方向, 相对于雷达观测而言,

基波波浪表面轮廓 $f(x, y, t)$ 将依速度 $U_p + v_{ox} + v_{fx}$ 向前平移(顺风)或向后平移 $U_p - v_{ox} - v_{fx}$ (逆风). 由于在 $f(x, y, t)$ 为零的位置处, 波浪斜率为 $H_p K_p$, 可以求得

$$\begin{aligned} U_{z\max} &= H_p K_p [U_p \pm (v_{ox} + v_{fx})] \\ &= H_p \omega_p \pm H_p K_p (v_{ox} + v_{fx}), \end{aligned} \quad (21)$$

其中“ \pm ”分别对于顺、逆风情况. 根据(18)式 f_r 的最大值为

$$\begin{aligned} f_{r\max} &= \frac{p_z U_{z\max}}{2\pi} = \frac{p_z H_p}{T_p} \\ &\pm \frac{p_z H_p K_p (v_{ox} + v_{fx})}{2\pi}, \end{aligned} \quad (22)$$

因此, 根据(22)式可得出多普勒谱峰的展宽为

$$\Delta f_{r\max} = 2 \left| \frac{p_z H_p}{T_p} \pm \frac{p_z H_p K_p (v_{ox} + v_{fx})}{2\pi} \right|, \quad (23)$$

当去掉 v_{ox} 和 v_{fx} 的影响时, $\Delta f_{r\max} = 2 |p_z H_p / T_p|$, 这与文献[3]中不考虑表层水面的漂流速度的结果是一致的.

4. 数值计算结果与讨论

由于在实际的观测及模拟过程中容易观测到散射场的一阶多普勒峰, 因此下面主要针对散射回波的一阶多普勒峰的中心频移及展宽特性进行分析.

图2分别根据(16)式和(17)式计算得到了入射角为80°时平静海面(浪高小于0.2 m)后向散射场的多普勒谱频移(虚线)同测量数据(点线)的比较. 通过图1可以看出, 采用不考虑表层水面的漂流速度 v_f 及斯托克斯轨道运动速度 v_s 的经典频移公式(17)式进行计算时, 在入射波长较小时, 测量结果与计算结果有一定差别, 而采用我们导出的(16)式的计算值

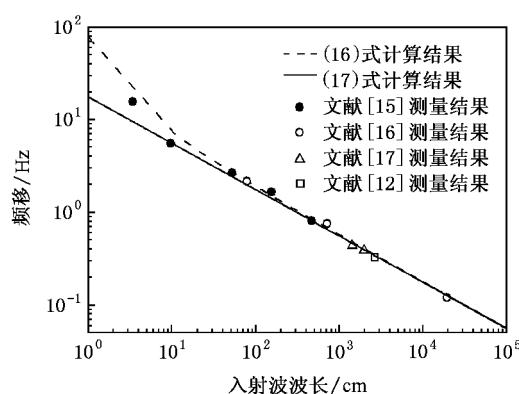


图2 多普勒谱频移随入射波波长的变化

与多次测量平均结果吻合更好. 随入射波长的增加, 多普勒谱峰值的中心频移减小, 这主要是由于多普勒谱峰值的中心频移同入射波波长的均方根 $\sqrt{\lambda}$ 成反比的原因所造成的^[9].

图3给出了不同风速时采用(16)式计算的后向散射场多普勒频移随入射波长的变化, 其中入射角为65°. 由图可看出计算结果(曲线)和测量值(点线)^[3]吻合得较好, 另外还可以看出随着风速的增大, 对于相同入射波长, 多普勒频移也明显增大, 因此(16)式中由于风驱而导致的表面水层的流动及大尺度波浪的轨道运动等参量对多普勒频移的影响很大, 一般不可忽略. 为便于比对分析, 图3中同样给出了利用(17)式计算的未考虑 v_f 和 v_s 影响时多普勒频移随入射波长的变化, 显然该频移结果与风速无关, 当然也与测量数据有较大差别.

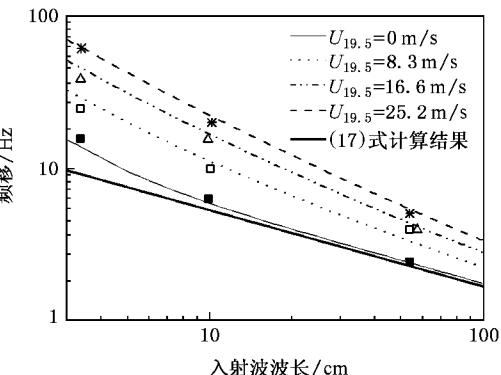


图3 风速对多普勒谱频移的影响

图4给出了不同入射角下海面后向散射场的一阶多普勒频移随风速变化及与实验测量结果^[5]的比较. 其中图4(a)中测量结果为 hh 极化下的结果(入射频率为 13.7 GHz), 图4(b)为 vv 极化下的结果(入射频率为 13.94 GHz). 显然测量结果总体而言分布在文中(16)式计算结果两侧, 而采用未考虑 v_f 和 v_s 影响时的(17)式计算的多普勒频移与风速无关, 与测量数据则有较大差别. 通过图4(a)(b)还可以看出, 随着风速的增大, 多普勒频移同时增大. 这主要是因为风速增大时, 表面水层的运动速度及大尺度波浪的轨道运动速度都有所增大这一原因所造成的.

图5(a)(b)根据(23)式分别给出了顺风和逆风观测时, 不同入射角度后向散射场一阶多普勒谱的展宽随风速的变化. 其中入射频率为 13.94 GHz,

点画线是 Rozenberg 等人^[5]在浪池试验中的测量结果。从图 5 中的结果可以看出, 随着风速的增大后向散射场的一阶多普勒谱的谱展宽越大, 这主要是因为随着风速的增大, 大尺度波浪的轨道速度、表面水层的运动速度都在增大, 从而导致大尺度波浪表面

上的小尺度面元的上下运动速度增大的原因。另外可以看出, 对于相同的风速, 无论是顺风还是逆风观测, 测量结果基本上分布在入射角度为 84° 和 78° 时应用(23)式计算的结果之间。因此应用(23)式可估计一阶多普勒峰的谱宽。

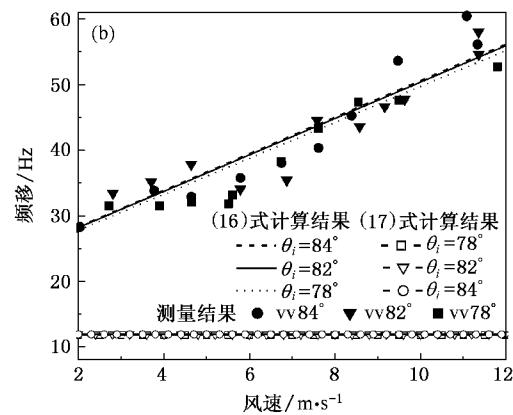
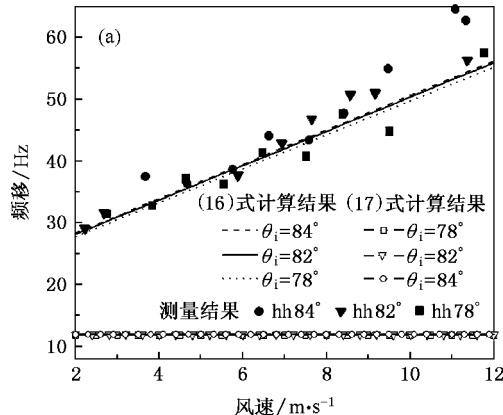


图 4 海面后向散射场一阶多普勒频移随风速的变化 (a) hh 极化 (b) vv 极化

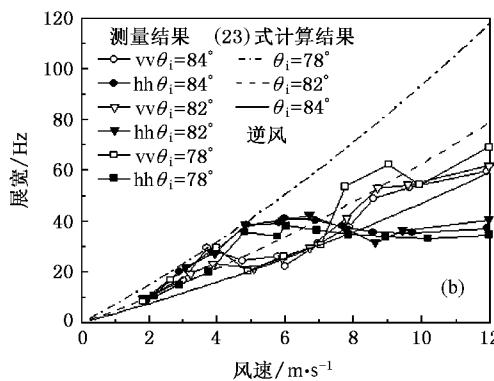
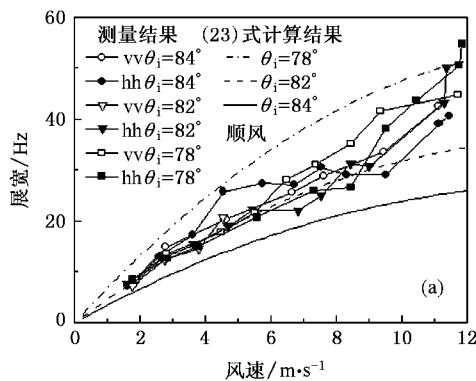


图 5 海面后向散射场一阶多普勒谱展宽随风速的变化 (a) 顺风 (b) 逆风

为了进一步说明入射角及入射频率等参量对后向散射场一阶多普勒谱频移及展宽的影响, 图 6(a)–(f) 中给出了应用文献[9]中的(17)式所模拟的 1 GHz 频率入射下的后向散射场多普勒谱(图中风速为 5 m/s), 同时在图 7 和图 8 中还将模拟的有关频移及谱宽结果同本文所给理论公式计算结果进行了比较。从图 6 中结果可看出随着入射角的增大, 数值模拟出的多普勒谱谱宽先增大后减小, 而多普勒谱峰值的频移是逐渐增大的。另外通过计算还可以发现, 对于相同的入射角, 随着入射波频率的增大, 多普勒谱的谱宽及频移都是增大的。

图 7 给出了不同入射频率下多普勒谱中心频移(模拟结果)随入射角的变化, 同时与应用(16)式和

(17)式的计算结果进行了比较。从图 7 可以看出, 无论入射频率是 1 GHz 还是 2 GHz, 在大入射角区域, 采用本文所给的改进的(16)式计算出的频移与模拟结果吻合较好; 当入射角度较小时模拟结果大于理论计算结果, 文献[9]中也得到了类似结果, 但产生这种差异的原因仍需进一步研究。图中同时采用经典的 Bragg 频移公式(17)式(忽略 v_o 和 v_i 的影响)计算出了多普勒频移结果, 不难发现与模拟结果相比有较大的误差。

图 8 给出了风速为 5 m/s 时不同入射频率下后向散射场一阶多普勒峰的谱宽随入射角的变化; 图 9 则给出了入射角为 60°, 不同风速时后向散射场一阶多普勒峰的谱宽随入射频率的变化关系。图 8、图

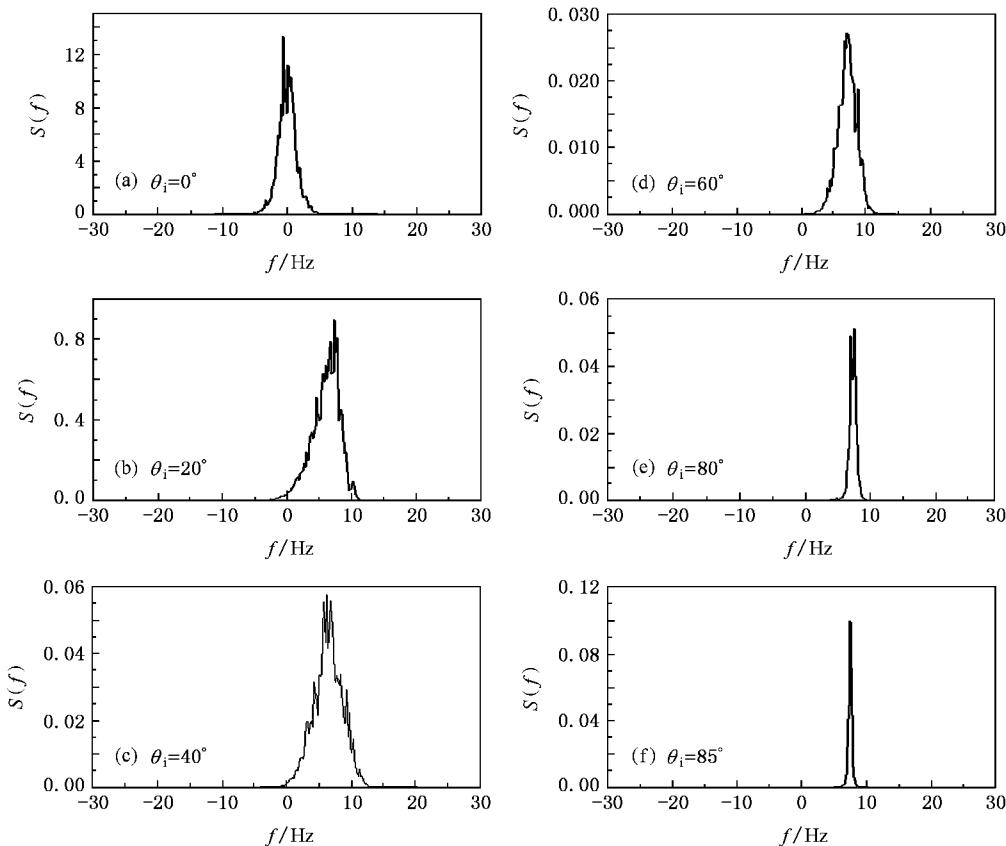


图 6 入射波频率为 1 GHz 时不同入射角下后向散射场的多普勒谱

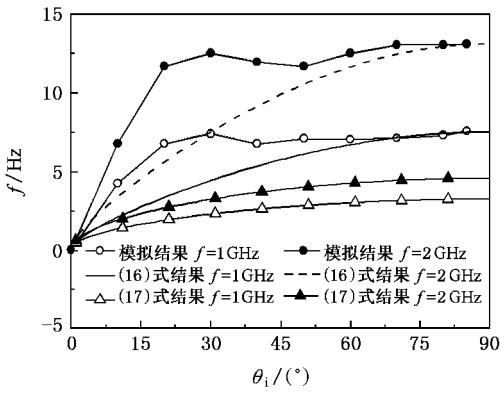


图 7 多普勒谱中心频移的模拟结果和本文计算结果的比较

9 中点画线是根据文献[9]中的(17)式模拟得到的结果。图中同时给出了未考虑 v_{ox} 和 v_{ix} 影响时(图中未改进结果)的展宽结果做比较。通过图 8 可看出, 模拟得到的谱宽结果随入射角的增大先增大后减小, 而计算结果则随入射角的增大单调减小。当入射角度较小时模拟结果小于计算结果;而在中等或较大入射角度处, 模拟结果略大于计算结果。从图中还

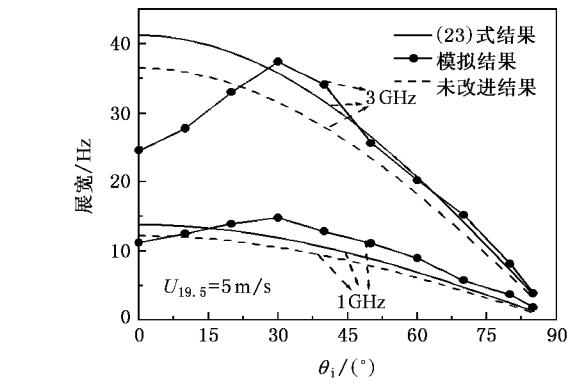


图 8 一阶谱宽随入射角的变化

可以看出采用(23)式的计算结果相对于未改进结果而言与模拟结果吻合更好。根据电磁散射的驻相理论, 粗糙面上和入射波矢垂直的面元对后向散射场的大小起决定性作用, 因此当入射角度较小时, 只有大尺度波浪的波峰或波谷中的面元对后向散射场的大小起主要作用, 而这些面元在上下方向上的运动速度很小, 所以模拟所得到的谱宽较小。又因为(23)式是假设小尺度谐振波浪面元随大尺度基波运动的

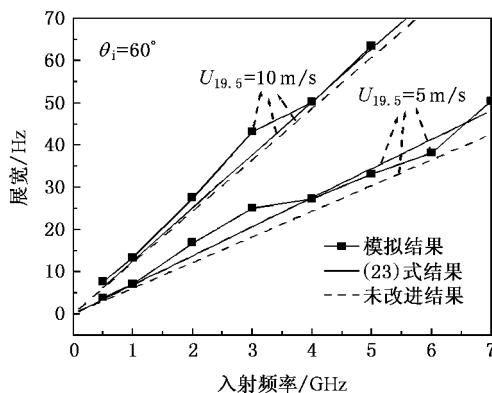


图 9 一阶谱宽随入射波频率的变化

条件下推导给出的结果,而没有考虑到大尺度波浪在小入射角度时对后向散射场的影响,因此(23)式不适用于入射角度较小的情况。通过图9还可以看到,随着入射频率的增大一阶多普勒峰的谱宽在单调增大。对于相同的入射频率,一阶多普勒峰的谱宽随着风速的增大而增大。同样从图中仍不难看出采用(23)式的计算结果相对于未改进结果而言与模拟结果有更好的吻合。

5. 结 论

本文基于二维线性海面模型及粗糙面电磁散射的一阶小斜率近似方法,得到了多普勒谱频移理论公式,该公式考虑了风速、大尺度波浪轨道运动等因素对多普勒谱频移的影响;同时根据粗糙面双尺度模型,基于多普勒谱频移物理机理,给出了散射场多普勒谱宽的理论结果。最后将公式计算结果与模拟结果及实测数据进行了比较,讨论了不同入射角下风速、入射频率等因素对多普勒频移及谱展宽的影响。通过公式计算结果同实测数据及模拟结果的比较可以看出,本文给出的理论公式可较好预测海面散射场的多普勒谱频移及大入射角度时一阶多普勒峰频移及谱宽。需要指出的是入射角较小时,多普勒谱频移模拟结果同公式计算结果并不能很好的吻合,关于这种差异出现的原因是下一步研究的重点。另外,有关非高斯海面散射回波多普勒谱特征研究及考虑高阶波浪及小入射角下的展宽公式也有待于深入开展。

- [1] Zavorotny U V ,Voronovich A G 1998 *IEEE Trans . Antennas Propagat.* **46** 84
- [2] Barrick D E 1972 *IEEE Trans . Antennas Propagat.* **20** 2
- [3] Bass F G ,Fuks I M ,Kalmykov A I ,Ostrovsky I E ,Rosenberg A D 1968 *IEEE Trans . Antennas Propagat.* **16** 554
- [4] Guo L X ,Wang Y H ,Wu Z S 2005 *Acta Phys . Sin.* **54** 96 (in Chinese)[郭立新、王运华、吴振森 2005 物理学报 **54** 96]
- [5] Rozenberg A D ,Quigley D C ,Melville W K 1995 *IEEE Trans . Geosci . Remote Sensing.* **33** 1037
- [6] Walker D 2000 *IEEE Proc . -Radar . Sonar Navig.* **147** 114
- [7] Lee P H Y ,Barter J D ,Caponi E ,Caponi M ,Hindman Cl ,Lake B M ,Rungaldier H 1996 *IEEE Trans . Antennas Propagat.* **44** 333
- [8] Rozenberg A D ,Quigley D C ,Melville W K 1996 *IEEE Trans . Geosci . Remote Sensing.* **34** 1331
- [9] Toporkov J V ,Brown G 2000 *IEEE Trans . Geosci . Remote Sensing* **38** 1616
- [10] Toporkov J V ,Brown G S 2002 *IEEE Trans . Antennas . Propagat.* **50** 417
- [11] Voronovich A G 1994 *Wave Scattering from Rough Surface* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg)
- [12] Thorsos E I ,Broschat S L 1995 *J . Acoust . Soc . Amer.* **97** 2082
- [13] Fung A K 1994 *Microwave Scattering and Emission Models and their Applications* (London : Artech House Boston) p325
- [14] Bourlier C ,Saillard J ,Berginc G 2000 *Progress In EM Research* **27** 185
- [15] Bass F G ,Fuks I M ,Kalmykov A I ,Ostrovsky I E ,Rosenberg A D 1968 *IEEE Trans . Antennas Propagat.* **16** 554
- [16] Sofaer E 1958 *Proc . of IEEE* **105** 383
- [17] Ingalls R P ,Stone M T 1957 *IRE Trans . Antennas and Propagation (Abstracts)* **5** 164



Study on the Doppler shift and the spectrum widening of the scattered echoes from the 2-D rough sea surface^{*}

Guo Li-Xin^{1)†} Wang Rui¹⁾ Wang Yun-Hua²⁾ Wu Zhen-Sen¹⁾

1) School of Science ,Xidian University ,Xi 'an 710071 ,China)

2) Ocean Remote Sensing Institute ,Ocean University of China ,Qingdao 266003 ,China)

(Received 22 August 2007 ; revised manuscript received 3 December 2007)

Abstract

Based on the 2-D ocean-like surface of linear model and the first-order small slope approximation ,the characteristic of Doppler shift for different order Doppler spectra of scattered echoes is investigated and the formula of Doppler shift is derived. Comparing with the conventional formula of Doppler shift ,the influence of the wind speed and the orbit motion of the sea wave in large scale is considered in our result. By employing the two-scale model of rough surface and physical mechanism of Doppler shift ,a formula of the spectrum widening for the scattered field from the oceanic surface is also presented. The numerical results evaluated by the formulae in this study are compared with the simulated and the measured data ,the dependence of the Doppler shift and the spectrum widening on the parameters such as the wind speed ,the frequency of the incident wave and the incident angle ,etc . are discussed. It is found that the formulae obtained in this research can be used to predict the Doppler shift and the spectrum widening.

Keywords : rough sea surface , electromagnetic scattering , Doppler spectra

PACC : 4110H , 4120

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 60571058) and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China(Grant No. 20070701010).

† E-mail : lxguo@mail.xidian.edu.cn