

海面微波散射场多普勒谱特性研究*

姜文正¹⁾²⁾³⁾ 袁业立^{2)†} 王运华⁴⁾ 张彦敏⁴⁾

1) (中国科学院海洋研究所, 青岛 266071)

2) (国家海洋局第一海洋研究所, 青岛 266061)

3) (中国科学院研究生院, 北京 100049)

4) (中国海洋大学信息科学与工程学院, 青岛 266003)

(2011年8月22日收到; 2011年10月12日收到修改稿)

基于粗糙面电磁散射双尺度模型推导给出了海面微波散射场多普勒谱频移和谱宽的理论公式, 在该理论公式的推导过程中同时考虑了大尺度海浪的倾斜调制、遮蔽效应和曲率修正效应等因素的影响. 文中将理论公式计算结果与精确数值结果进行了比较, 并讨论了倾斜调制、遮蔽效应及曲率修正效应等因素对多普勒频移和谱宽的影响, 发现倾斜调制使水平极化散射回波多普勒频移显著增大, 从而导致水平极化回波多普勒频移比垂直极化回波多普勒频移大; 在中等入射角度区域, 遮蔽效应和曲率修正效应对多普勒谱并无显著影响, 而在掠射条件下, 遮蔽效应使得多普勒频移增大、谱宽变窄. 本研究对深入理解动态海面散射场频谱特性具有一定参考意义.

关键词: 动态海面, 电磁散射, 多普勒谱

PACS: 42.68.Mj, 42.81.Dp, 92.60.Ta

1 引言

海面回波多普勒频移与海面散射面元的雷达视向速度密切相关, 而谱宽则反映了该视向速度的分布特征, 这使得海面回波多普勒特征在海面风场监测、海浪及海面流场反演等领域具有广泛应用前景^[1-4]. 近年来, 诸多学者针对海面微波散射场多普勒特性从理论和实验上开展了大量研究^[5-17]. 在文献[9]中, Mouche等应用小斜率近似、基尔霍夫近似等粗糙面电磁散射理论研究了回波的多普勒特性, 并指出: 应用一阶小斜率近似以及基尔霍夫近似等粗糙面电磁散射理论所得到的多普勒频移与极化方式无关, 而利用局域曲率近似理论得到的HH极化散射回波的多普勒频移要大于VV极化回波的多普勒频移, 但Mouche等人并未对该现象产生的原因进行解释. 最近, Zhang^[10]和Wang^[11]等人则应用二阶小斜率近似方法研究了非线性海

面回波的多普勒谱特征, 亦发现HH极化散射回波的多普勒频移大于VV极化的结果, 并指出这种现象主要是由大尺度海浪的表面斜率引起的. 另外, 文献[10,11]中, 还讨论了多普勒谱宽的变化特征, 在不考虑遮蔽效应条件下, 指出入射角度较小时, 非线性海面多普勒谱宽随入射角度的增大而增大, 然而当入射角度大于30°时, 则逐渐趋于定值. 近年来, 随着计算电磁学的发展, Toporkov^[13], Johnson^[14]及Soriano^[15]等人应用粗糙面电磁散射数值方法研究了线性和非线性海面散射回波的多普勒谱特征, 相对于近似方法而言, 应用数值方法求解的海面微波散射场更为精确. Toporkov和Johnson等人在研究过程中亦发现HH极化散射场多普勒频移较VV极化结果要大的现象; 同时, Toporkov还比较了线性海面和非线性海面回波多普勒谱宽特征, 发现在中等及大入射角区域, 非线性海面回波的谱宽基本保持不变, 而线性海面回波的谱宽则随入射角度的增大而减小, 但Toporkov等

* 国家自然科学基金青年基金(批准号: 40906088)和教育部博士点基金(批准号: 200804231021)资助的课题.

† E-mail: yuan_yeli@sohu.com

人并未对造成线性和非线性海面回波谱宽差异的原因进行深入分析。

在此需要指出的是尽管相关学者基于以上解析近似方法或数值方法对海面回波多普勒特征进行了较为深入的研究,并取得一些成果,但是应用这些方法却不能分别单独考虑海面倾斜调制、遮蔽效应及曲率效应等因素的影响. 为了研究倾斜调制、遮蔽效应及曲率效应等因素的影响, Wang 等^[16]在数值模拟一维大尺度海浪表面轮廓、斜率、运动特征及大尺度海浪遮蔽效应和曲率修正效应等的基础上,应用双尺度理论数值模拟了海面回波的频谱特征. 然而,由于 Wang 等的研究是完全基于数值模拟基础上进行的,并未给出考虑倾斜调制、遮蔽效应及曲率效应时的多普勒频移和谱宽公式. Zavorotn 等人^[17]在假定海面满足高斯分布的基础上,应用粗糙面电磁散射双尺度理论研究了中等及大角度入射时海面回波的多普勒谱特征,在其研究过程中同时考虑了大尺度海浪的倾斜调制及束缚波对多普勒频移的影响. 然而, Zavorotn 等人在研究过程中却未考虑大尺度海浪遮蔽效应和曲率效应的影响. 由于大入射角(掠射时)海面后向散射回波受遮蔽效应及曲率效应的影响较为显著,因而,考虑这两种因素对回波多普勒特性的影响是必要的. 本文则在粗糙面电磁散射双尺度理论基础上,推导给出了海面微波散射场多普勒谱频移和谱宽的理论公式,在该理论公式的推导过程中同时考虑了大尺度海浪的倾斜调制、遮蔽效应和曲率修正效应等因素的影响.

2 复合海面模型及相关参量联合概率密度函数

应用电磁散射双尺度法求解海面散射回波的过程中,海面通常被认为是大尺度海浪和小尺度波浪的线性叠加,这样,海面可表示为^[17]

$$Z(x, t) = Z_1(x, t) + Z_s(x, t), \quad (1)$$

这里 $Z_1(x, t)$ 和 $Z_s(x, t)$ 分别表示大尺度海浪和小尺度波浪. 为了使得双尺度模型中所应用到的粗糙面电磁散射微扰法成立,小尺度波浪 $Z_s(x, t)$ 需满足如下条件:

$$2k_i \cos \theta_i Z_s(x, t) \ll 1.0, \quad (2)$$

式中, k_i 和 θ_i 分别表示入射波波数和入射角. 假

定 $Z_1(x, t)$ 和 $Z_s(x, t)$ 不相关,则海浪波高谱 $W(K)$ 可表示为

$$W(K) = W_1(K) + W_s(K), \quad (3)$$

这里 $W_1(K)$ 和 $W_s(K)$ 分别为大尺度海浪和小尺度波浪的波高谱,有

$$W_1(K) = \begin{cases} W(K), & K \leq K_C, \\ 0, & K > K_C, \end{cases} \\ W_s(K) = \begin{cases} 0, & K \leq K_C, \\ W(K), & K > K_C, \end{cases} \quad (4)$$

式中的截止波数 K_C 通常的取值范围为 $[K_{\text{Bragg}}/6, K_{\text{Bragg}}/3]$, 这里 $K_{\text{Bragg}}(\theta_i) = 2k_i \sin \theta_i$ 是 Bragg 谐振波数^[18].

依据线性海浪理论,大尺度海浪可以表示为振幅和相位皆为随机变量的正弦波叠加. 此时,大尺度海浪可应用下式描述^[13]:

$$Z_1(x, t) = \frac{1}{L} \sum_n \xi(K_n, t) \exp(jK_n x), \quad (5)$$

这里 $j = \sqrt{-1}$ 为纯虚数, L 是海面长度, $\xi(K_n, t)$ 代表 t 时刻大尺度海浪的傅立叶变换,并有

$$\xi(K_n, t) = \frac{2\pi}{\sqrt{2\Delta K}} \left\{ \gamma_n \sqrt{W_1(K_n)} \times \exp[-j\omega(K_n)t] + \gamma_{-n}^* \sqrt{W_1(-K_n)} \times \exp[j\omega(-K_n)t] \right\}, \quad (6)$$

式中 γ_n 是满足高斯分布的随机数,其方差为 1. 海浪角频率所满足的色散关系为 $\omega(K_n) = \sqrt{g|K_n|}$. 在此,大尺度海浪的波高谱 $W_1(K)$ 取 P-M 谱^[13],

$$W_1(K) = \begin{cases} \frac{0.0081}{4K^3} \exp \left\{ -\frac{0.74g^2}{K^2 U_{19.5}^4} \right\}, & K \leq K_C, \\ 0, & K > K_C, \end{cases} \quad (7)$$

式中, $U_{19.5}$ 代表海面上方 19.5 m 处风速大小. 类似,基于线性海浪理论,大尺度海浪的表面斜率 $S_1(x, t)$ 、表面二阶导数 $D_1(x, t)$ 、大尺度海浪轨道速度的水平分量 $V_{x1}(x, t)$ 及竖直分量 $V_{z1}(x, t)$ 可分别应用以下四式进行模拟,即

$$S_1(x, t) = \frac{1}{L} \sum_n jK_n \xi(K_n, t) \exp(jK_n x), \quad (8)$$

$$D_1(x, t) = \frac{1}{L} \sum_n K_n^2 \xi(K_n, t) \exp(jK_n x), \quad (9)$$

$$V_{x1}(x, t) = \frac{1}{L} \sum_n \omega_n \xi(K_n, t) \exp(jK_n x), \quad (10)$$

$$V_{z1}(x, t) = -\frac{1}{L} \sum_n j\omega_n \xi(K_n, t) \exp(jK_n x). \quad (11)$$

令 $P(Z_1, S_1, D_1)$ 和 $P(Z_1, S_1, D_1, V_{x1}, V_{z1})$ 分别代表三维随机变量 (Z_1, S_1, D_1) 和五维随

机变量 $(Z_1, S_1, D_1, V_{x1}, V_{z1})$ 的联合概率密度分布函数. 由于 Z_1, S_1, D_1, V_{x1} 和 V_{z1} 皆为高斯过程, 因而可得相关联合概率密度函数为

$$\begin{aligned} P(Z_1, S_1, D_1) &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{|\mathbf{N}|}} \exp \left[-\frac{1}{2} \mathbf{U}^T \mathbf{N}^{-1} \mathbf{U} \right] \\ &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{|\mathbf{N}|}} \exp \left[-\frac{A_{11}Z_1^2 + 2A_{13}D_1Z_1 + A_{22}S_1^2 + A_{33}D_1^2}{2|\mathbf{N}|} \right], \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} P(Z_1, S_1, D_1, V_{x1}, V_{z1}) &= \frac{1}{(2\pi)^{5/2} \sqrt{|\mathbf{M}|}} \exp \left[-\frac{1}{2} \mathbf{X}^T \mathbf{M}^{-1} \mathbf{X} \right] \\ &= \frac{1}{(2\pi)^{5/2} \sqrt{|\mathbf{M}|}} \exp \{ -[B_{11}Z_1^2 + B_{22}S_1^2 + 2B_{13}Z_1D_1 + B_{33}D_1^2 + 2B_{14}Z_1V_{x1} \\ &\quad + 2B_{34}D_1V_{x1} + B_{44}V_{x1}^2 + 2B_{25}S_1V_{z1} + B_{55}V_{z1}^2]/(2|\mathbf{M}|) \}, \end{aligned} \quad (13)$$

其中, 向量 \mathbf{U}^T , \mathbf{X}^T 及相应协方差矩阵 \mathbf{N} , \mathbf{M} 分别可表示为

$$\mathbf{U}^T = [Z_1, S_1, D_1], \quad (14)$$

$$\mathbf{N} = \begin{bmatrix} \sigma_{Z_1}^2 & 0 & \sigma_{Z_1D_1}^2 \\ 0 & \sigma_{S_1}^2 & 0 \\ \sigma_{Z_1D_1}^2 & 0 & \sigma_{D_1}^2 \end{bmatrix}, \quad (15)$$

$$\mathbf{X}^T = [Z_1, S_1, D_1, V_{x1}, V_{z1}], \quad (16)$$

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \sigma_{Z_1}^2 & 0 & \sigma_{Z_1D_1}^2 & \sigma_{Z_1V_{x1}}^2 & 0 \\ 0 & \sigma_{S_1}^2 & 0 & 0 & \sigma_{S_1V_{z1}}^2 \\ \sigma_{Z_1D_1}^2 & 0 & \sigma_{D_1}^2 & \sigma_{D_1V_{x1}}^2 & 0 \\ \sigma_{Z_1V_{x1}}^2 & 0 & \sigma_{D_1V_{x1}}^2 & \sigma_{V_{x1}}^2 & 0 \\ 0 & \sigma_{S_1V_{z1}}^2 & 0 & 0 & \sigma_{V_{z1}}^2 \end{bmatrix}, \quad (17)$$

这里 \mathbf{U}^T 和 \mathbf{X}^T 分别表示向量 \mathbf{U} 和 \mathbf{X} 的转置, \mathbf{N}^{-1} 和 \mathbf{M}^{-1} 分别表示协方差矩阵 \mathbf{N} 和 \mathbf{M} 的逆矩阵. (12) 式中参量 A_{ij} 为行列式 $|\mathbf{N}|$ 中元素 n_{ij} 的代数余子式; 而 (13) 式中参量 B_{ij} 则为行

列式 $|\mathbf{M}|$ 中元素 m_{ij} 的代数余子式.

3 雷达海面散射系数

对于一维海面而言, 基于双尺度模型的海面散射系数可写为^[19]

$$\sigma_{pp}(\theta_i) = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{pp}(\theta'_i) P(S_l) dS_l, \quad (18)$$

这里 θ'_i 为局域坐标系中的入射角. $P(S_l)$ 代表大尺度海浪斜率的概率密度函数. 然而, 如果在散射系数的求解过程中考虑大尺度海浪遮蔽效应及曲率修正效应的影响, (18) 式应表示为

$$\begin{aligned} \sigma_{pp}(\theta_i) &= \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{pp}^0(\theta'_i) C_{pp} \cdot \text{Sh} \\ &\quad \times P(Z_1, S_1, D_1) dZ_1 dS_1 dD_1, \end{aligned} \quad (19)$$

这里, $\sigma_{pp}^0(\theta'_i)$ 为大尺度海浪上的小局域散射面元的散射系数, Sh 表示大尺度海浪的遮蔽函数, C_{pp} 则为大尺度海浪的曲率修正因子, $\sigma_{pp}^0(\theta'_i)$ 和 C_{pp} 可表示为^[18]

$$\sigma_{pp}^0(\theta'_i) = 4k_i^3 \cos^4 \theta'_i |\alpha_{pp}| W_s(2k_i \sin \theta'_i), \quad (20)$$

$$C_{pp}(\theta_i, r_x) = \begin{cases} \frac{|\sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \theta_i} + \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_i|^4}{|\sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \theta_i} a^* + \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_i b^*|^4}, & \text{HH-Pol,} \\ \frac{|\varepsilon_1 \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \theta_i} + \varepsilon_2 \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_i|^4}{|\varepsilon_1 \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \theta_i} a^* + \varepsilon_2 \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_i b^*|^4}, & \text{VV-Pol.} \end{cases} \quad (21)$$

(20) 和 (21) 式中的参数可表示为

$$\alpha_{pp} = \begin{cases} \frac{\varepsilon_r - 1}{[\cos \theta'_i + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta'}]^2}, & \text{HH-pol,} \\ \frac{(\varepsilon_r - 1)[\varepsilon_r(1 + \sin^2 \theta'_i) - \sin^2 \theta'_i]}{[\varepsilon_r \cos \theta'_i + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta'}]^2}, & \text{VV-pol,} \end{cases}$$

$$a = \sqrt{\frac{\pi\tau}{2}} H_{1/3}^{(1)}(\tau) \exp(-j\tau + j\frac{5\pi}{12}),$$

$$b = -\frac{j}{3\sin^2 \theta_i} \sqrt{\frac{\pi}{2\tau}} [(1 - 3j\tau \cos^2 \theta_i) H_{1/3}^{(1)'}(\tau) + 3t H_{1/3}^{(1)'}(\tau)] \exp\left(-j\tau + j\frac{5\pi}{12}\right),$$

$$\tau = \frac{1}{3} k_i \sqrt{\varepsilon_1} r_x \frac{\cos^3 \theta_i}{\sin^2 \theta_i}, \quad r_x = \frac{(1 + S_1^2)^{3/2}}{|D_1|},$$

$H_{1/3}^{(1)}(\tau)$ 则为 1/3 阶第一类汉克函数, ε_1 为空气介电常数, 而海水介电常数 ε_2 由 Debye 公式确定 [20]. 另外, (19) 式中的遮蔽函数 Sh 可表示为 [21]

$$\text{Sh} = h(\cot(\theta_i) - S_1) \left[1 - \frac{1}{2} \text{erfc}\left(\frac{Z_1}{\sqrt{2}\sigma_{Z_1}}\right) \right]^A, \quad (22)$$

这里

$$h[\cot(\theta_i) - S_1] = \begin{cases} 0, & S_1 \geq \cot(\theta_i), \\ 1, & S_1 < \cot(\theta_i), \end{cases}$$

$$A = \frac{\exp(-v^2) - v\sqrt{\pi} \text{erfc}(v)}{2v\sqrt{\pi}},$$

$v = \frac{\cot|\theta_i|}{\sqrt{2}\sigma_{S_1}}$, $\sigma_{Z_1}^2$ 和 $\sigma_{S_1}^2$ 为大尺度海浪高度起伏及其斜率的方差. 将 (12) 式代入 (19) 式即可求得海面

回波散射系数.

4 多普勒频移和谱宽

假设多普勒频移 f_{Dpp} 和谱宽 δf_{pq} 分别是海面散射回波多普勒谱的一阶矩和二阶矩, 那么, f_{Dpp} 和 δf_{pq} 可分别定义为 [22]

$$f'_{Dpp} = \frac{\langle f \sigma'_{pq} \rangle}{\langle \sigma'_{pq} \rangle}, \quad (23)$$

$$\delta f_{pp}^2 = \frac{\langle f^2 \sigma'_{pq} \rangle}{\langle \sigma'_{pq} \rangle} - [f'_{Dpp}]^2, \quad (24)$$

这里, 符号 $\langle \bullet \rangle$ 代表系综平均, 多普勒频率 $f = \frac{k_i}{\pi} (V_{z1} \cos \theta_i + V_{x1} \sin \theta_i)$, 面元散射系数 $\sigma'_{pq} = \sigma_{pp}^0 C_{pp} \text{Sh}$.

将 (23) 式和 (24) 式转化为积分的形式可得

$$f'_{Dpp} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} f \sigma_{pp}^0(\theta'_i) C_{pp} \text{Sh} \cdot P(Z_1, S_1, D_1, V_{x1}, V_{z1}) dZ_1 dS_1 dD_1 dV_{z1} dV_{x1}}{\sigma_{pp}}, \quad (25)$$

$$\delta f_{pp}^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} f^2 \sigma_{pp}^0(\theta'_i) C_{pp} \text{Sh} \cdot P(Z_1, S_1, D_1, V_{x1}, V_{z1}) dZ_1 dS_1 dD_1 dV_{z1} dV_{x1}}{\sigma_{pp}} - [f'_{Dpp}]^2. \quad (26)$$

将 (13) 式代入 (25) 式和 (26) 式, 并对 V_{x1}, V_{z1} 进行积分, 可得

$$f'_{Dpp} = -\frac{4|\mathbf{M}|\pi}{\lambda\sigma_{pp}\sqrt{B_{44}B_{55}}} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{pp}^0(\theta'_i) \cdot C_{pp} \cdot \text{Sh} \cdot \Psi \cdot \alpha \cdot \beta dZ_1 dS_1 dD_1, \quad (27)$$

$$\delta f_{pp}^2 = \frac{8|\mathbf{M}|\pi}{\lambda^2\sigma_{pp}\sqrt{B_{44}B_{55}}} \iiint \sigma_{pp}^0(\theta'_i) \cdot C_{pp} \cdot \text{Sh} \cdot \Psi \cdot \alpha \cdot \gamma dZ_1 dS_1 dD_1, \quad (28)$$

其中

$$\alpha = \exp\left[\frac{(B_{14}Z_1 + B_{34}D_1)^2}{2|\mathbf{M}|B_{44}} + \frac{(B_{25}S_1)^2}{2|\mathbf{M}|B_{55}}\right], \quad (29)$$

$$\beta = \left[\sin \theta_i \frac{B_{14}Z_1 + B_{34}D_1}{B_{44}} + \cos \theta_i \frac{B_{25}S_1}{B_{55}}\right], \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \gamma = & \sin^2 \theta_i \left[\frac{|\mathbf{M}|}{B_{44}} + \frac{(B_{14}Z_1 + B_{34}D_1)^2}{B_{44}^2} \right] + \cos^2 \theta_i \left[\frac{|\mathbf{M}|}{B_{55}} + \frac{(B_{25}S_1)^2}{B_{55}^2} \right] \\ & + 2 \cos \theta_i \sin \theta_i \frac{B_{52}S_1(B_{14}Z_1 + B_{34}D_1)}{B_{55}B_{44}}, \end{aligned} \quad (31)$$

$$\Psi = \frac{1}{(2\pi)^{5/2} \sqrt{|M|}} \exp \left[-\frac{B_{11}Z_1^2 + B_{22}S_1^2 + 2B_{13}Z_1D_1 + B_{33}D_1^2}{2|M|} \right]. \quad (32)$$

考虑到 Bragg 频移的影响, 总的回波多普勒谱频移应写为

$$f_{Dpp} = f'_{Dpp} + f_{Bragg}, \quad (33)$$

这里 Bragg 频移^[13] $f_{Bragg} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{gK_{Bragg}(\theta_i)}$.

5 数值结果及讨论

图 1 中给出了本文方法所得多普勒频移与 Toportov^[13] 针对线性海面采用 MOMI 数值方法所得结果的比较, 其中入射波频率为 L 波段 (1.3 GHz). 由图 1 可见, 在入射角度较小时 ($\theta_i \leq 25^\circ$), 本文方法所得多普勒频移与数值方法结果差别较大, 这主要是因为: 本文所得公式是在粗糙面电磁散射双尺度法的基础上推导给出

的, 所以通常当入射角较小时 ($\theta_i \leq 25^\circ$) 不再适用. 然而, 当入射角 $\theta_i > 25^\circ$ 时, 由图 1 可见对于不同风速条件下两种方法所得结果吻合的较好, 从而验证了本文所得公式的有效性.

图 2 中给出了海面风速 7 m/s 时回波多普勒频移随入射角度的变化, 其中, (a) 和 (b) 分别对应水平极化和垂直极化的情况, 入射波频率为 L 波段 (1.3 GHz). 图 2 中各曲线标注: “Total” 表示计算中同时考虑了大尺度海浪倾斜调制、遮蔽效应和曲率修正等因素的影响; “Tilt” 表示计算中只考虑了大尺度海浪倾斜调制的影响; “Cur+shadow” 表示计算中考虑了遮蔽效应和曲率修正的影响; “Cur” 表示计算中仅考虑了曲率修正的影响; “None” 表示计算中大尺度海浪倾斜调制、遮蔽效应和曲率修正等因素的影响皆未考虑; “Bragg” 表示 Bragg 频移; “Numerical” 表示采用文献 [16] 中基于海面轮廓的双尺度方法直接计算结果. 由图 2 可见, 同时考虑了大尺度海浪倾斜调制、遮蔽效应和曲率修正等因素的影响时文献 [16] 方法直接计算结果与本文公式所得结果较为一致, 这进一步证明本文所得公式的正确性. 另外, 由图 2 还可看出, 对于 HH 极化而言, 考虑倾斜调制时回波多普勒频移显著增大; 然而, 倾斜调制对 VV 极化回波多普勒频移的影响相对较小. 这主要是因为微波多普勒中心频移受到散射系数大小的权重, 而 HH 极化散射回波大小对倾斜调制更为敏感. 这也就很好地解释了文献 [9—11] 中二阶小斜率近似、局域曲率近似等方法所得 HH 和 VV 两种极化回波多普勒频移不同, 而由于一阶小斜率近似及 Kirchhoff 近似等方法中没有考虑大尺度海浪的倾斜调制的影响, 故所得结果不能体现这两种极化回波多普勒谱的差异. 另外, 由图 2 可见, 曲率修正对散射回波多普勒频移的影响较小, 而在大入射角度区域, 遮蔽效应对该频移则会产生显著影响. 显然, 图 2 中当入射角 $\theta_i > 80^\circ$ 时, 考虑遮蔽效应时的多普勒频移随入射角度的增大而迅速增大. 造成这种现象的原因是: 1) 只有入射角较大时, 海面遮蔽效应较为明显; 2) 掠射时, 遮蔽效应的存在使得海浪波峰附近的散射区域能被入射波照射到, 而由海浪线性理论, 波峰附近区域大尺度海浪轨道速度的水平分量较大, 从

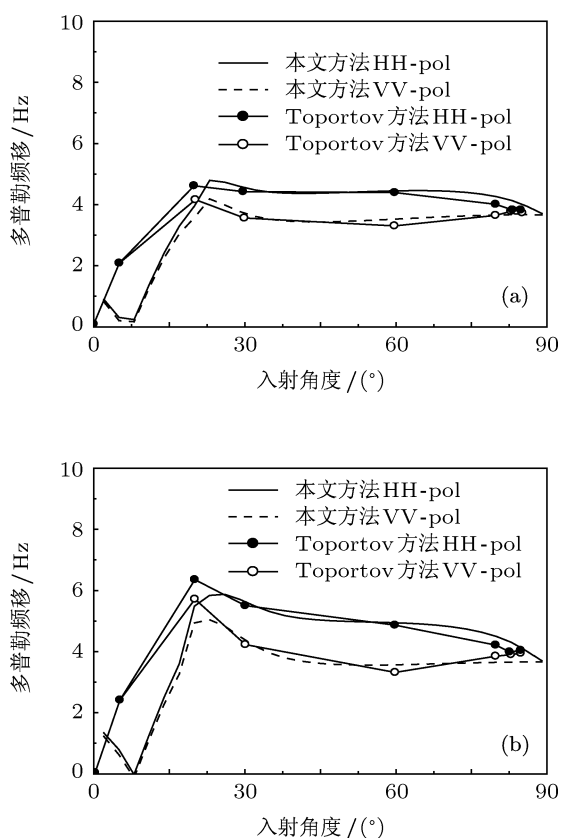


图 1 回波多普勒频移与精确数值结果的比较 (a) $U_{19.5} = 5$ m/s; (b) $U_{19.5} = 7$ m/s

而导致回波多普勒频移增大. 通过与 Bragg 频移结果的比较可见, 当大尺度海浪倾斜调制、遮蔽效应和曲率修正等因素的影响皆不考虑时, 所得结果退化为 Bragg 频移的结果.

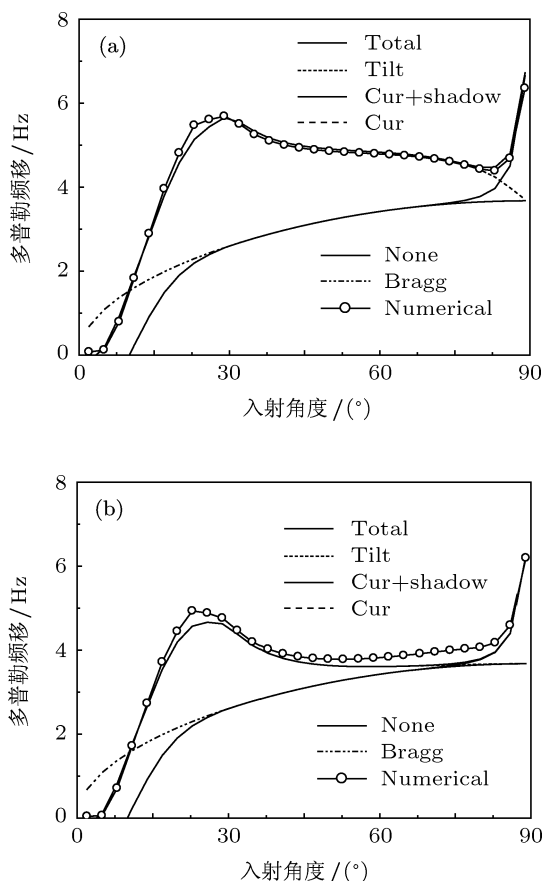


图2 回波多普勒频移随入射角度的变化 (a) HH-pol; (b) VV-pol

图3给出了回波多普勒谱宽随入射角度的变化, 相关计算参数及图中曲线标注同图2. 图3中亦给出了考虑大尺度海浪倾斜调制、遮蔽效应和曲率修正等因素的影响时文献[16]方法直接计算结果与本文公式所得结果的比较, 二者较为一致. 由图3可见, 在本文所得公式的适用范围内, 倾斜调制对谱宽的影响只有在入射角度不大时 ($25^\circ < \theta_i < 45^\circ$) 较为显著, 然而在大入射角度区域, 倾斜调制对谱宽影响并不明显. 在掠入射时, 曲率修正效应对谱宽的影响使得 HH 极化回波谱宽略有展宽, 相反则使得 VV 极化回波谱宽有所变窄, 这主要是由于曲率修正对 HH 极化回波和 VV 极化回波的影响有所不同的原因造成的 (如图4所示). 然而, 在掠入射时, 遮蔽效应的影响则使

得 HH 和 VV 两种极化回波的谱宽变窄, 这主要是因为遮蔽效应的存在使得海面波浪受照射的区域减小 (如图5所示), 从而, 各散射面元运动速度的离散度减小.

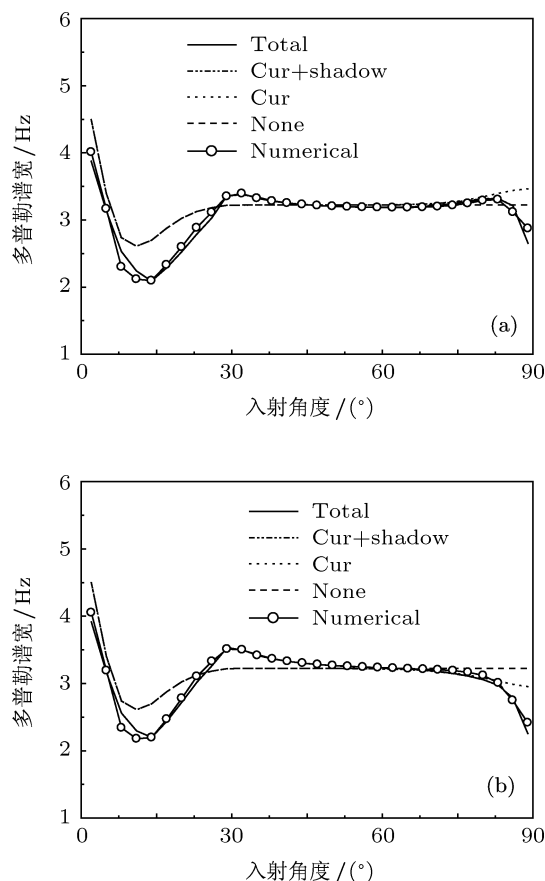


图3 回波多普勒谱宽随入射角度的变化 (a) HH-pol; (b) VV-pol

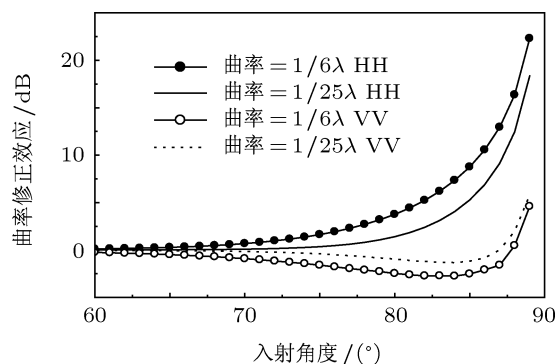


图4 大尺度海浪的曲率修正效应

图6给出了不同风速条件下海面散射回波多普勒频移的变化, 入射波频率为 L 波段 (1.3 GHz). 由图6可见 HH 极化散射回波多普勒频移随风速

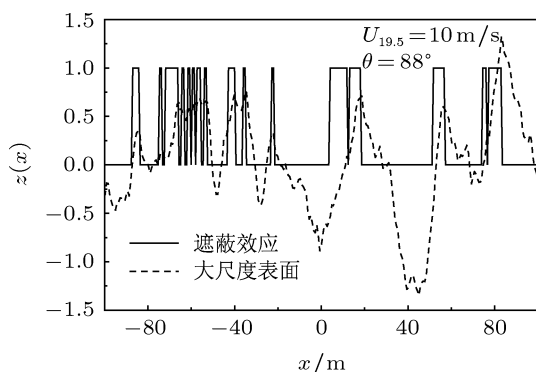


图5 大尺度海浪的遮蔽效应

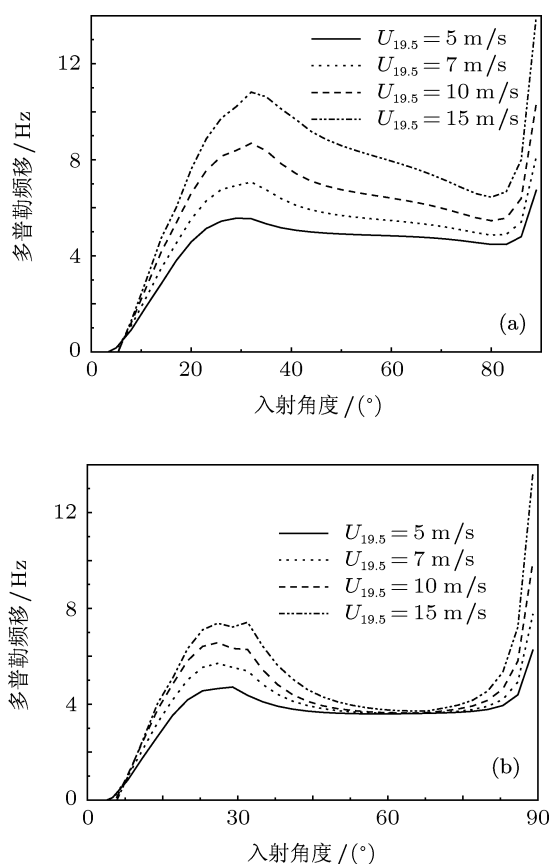


图6 不同风速条件下, 回波多普勒频移随入射角度的变化 (a) HH-pol; (b) VV-pol

的增大而增大, 这主要是因为风速越大尺度海浪的倾斜调制越显著的原因; 由于风速越大遮蔽效应越明显, 从而导致风速越大掠射时多普勒频移的增长率越大. 另一方面, 对于 VV 极化散射回波的多普勒谱, 只有在入射角度较小或掠射时, 其回波频移随风速的增大而有所增大, 这主要是因为当入射角度较小时, VV 极化散射回波亦受到倾斜调制的明显影响; 而在掠入射时, 风速越大导致遮蔽效应越明显, 从而回波频移越大. 但是, 当入射角度介

于 $40^\circ < \theta_i < 75^\circ$ 之间时, 由于倾斜调制、遮蔽效应等因素对 VV 极化散射场的影响皆不明显, 从而在该角度范围内回波频移随风速的变化并不显著.

图7给出了谱宽随风速的变化, 图中黑线和红线分别对应于 HH 极化和 VV 极化结果, 其他参量同图6. 由图7可见, HH 和 VV 两种极化回波多普勒谱的谱宽相差不大, 并随风速的增大, 回波谱显著展宽, 这主要是因为随风速的增大, 大尺度海浪轨道速度的离散度(方差)增大. 另外, 在大入射角度区域, 风速越大, 多普勒谱宽的减小率越大, 这主要是因为风速越大遮蔽效应越显著的原因.

在此需要指出的是限于文章篇幅, 以上仅以 L 波段电磁波为例讨论了回波多普勒频移和谱宽的特征, 对应其他波段电磁波而言可得到类似的结论, 故在此不在赘述.

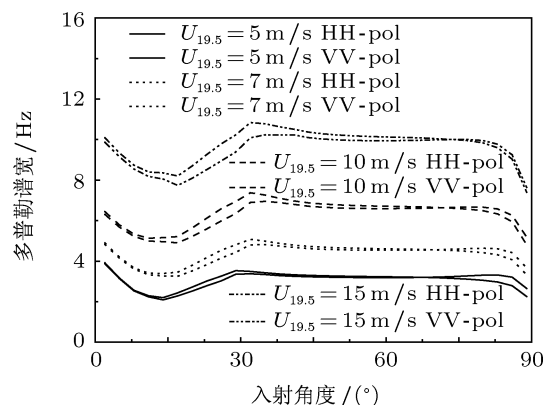


图7 不同风速条件下, 回波多普勒谱宽随入射角度的变化

6 结论

本文在电磁散射双尺度法的基础上, 首次给出了考虑大尺度海浪倾斜调制、遮蔽效应和曲率修正效应等因素影响下的多普勒频移和谱宽的理论计算公式, 并将计算结果与数值结果进行了比较, 验证了本文所得公式的正确性. 文中以 L 波段电磁波为例, 讨论了大尺度海浪倾斜调制、遮蔽效应、曲率修正效应及海面风速等因素对频移和谱宽的影响, 发现: 其一, 倾斜调制使得多普勒频移有所增大, 并且倾斜调制对 HH 极化多普勒频移的影响明显大于对 VV 极化的影响; 其二, 在大入射角区域, 遮蔽效应的影响使得回波频移迅速增大而回波谱宽显著变窄; 其三, 在大入射角区域, 曲率效应对回

波频移的影响不大, 而使得 HH 极化回波谱宽有所变宽, 相反, VV 极化回波谱宽则有所变窄; 其四, 随风速的增大, 多普勒频移有所增大, 而且风速对 HH 极化回波频移的影响比对 VV 极化的影响更为显

著, HH 和 VV 两种极化回波的多普勒谱宽差别不大, 且皆随风速的增大而增大. 尽管本文仅就一维海面进行了讨论, 但所得理论结果对进一步理解动态海面回波频谱特性有一定理论意义.

- [1] Johnson J T, Burkholder R J, Toporkov J V, Lyzenga D R, Plant W J 2009 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **47** 1641
- [2] Chapron B, Collard F, Ardhum F 2005 *J. Geophys. Res.* **110** C07008
- [3] Johannessen J A, Kudryavtsev V, Akimov D, Eldevik T, Winther N, Chapron B 2005 *J. Geophys. Res.* **110** C07017
- [4] Kudryavtsev V, Akimov D, Johannessen J A, Chapron B 2005 *J. Geophys. Res.* **110** doi: 10.1029/2004JC002505
- [5] Crombie D D 1955 *Nature* **175** 681
- [6] Barrick D E 1977 *Radio Sci.* **12** 415
- [7] Bass F G, Fuks I M, Kalmykov A I, Ostrovsky I E, Rosenberg A D 1968 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **16** 560
- [8] Wright J W, Keller W C 1971 *Phys. Fluids* **14** 466
- [9] Mouche A, Chapron B, Reul N, Collard F 2008 *Waves Random and Complex Media* **18** 185
- [10] Zhang Y H, Wang Y H, Guo L X 2010 *Chin. Phys. B* **19** 054103
- [11] Wang Y H, Zhang Y M 2011 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **49** 1071
- [12] Guo L X, Wang R, Wang Y H, Wu Z S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3464 (in Chinese) [郭立新, 王蕊, 王运华, 吴振森 2008 物理学报 **57** 3464]
- [13] Toporkov J V, Brown G S 2000 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **38** 1616
- [14] Johnson J T, Toporkov J V, Brown G S 2001 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **39** 2411
- [15] Soriano G, Joelson M, Saillard M, Marseille P C 2006 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **44** 2430
- [16] Wang Y H, Zhang Y M, He M X, Zhao C F 2012 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **50** 1104
- [17] Zavorotny V U, Voronovich A G 1998 *IEEE Trans. Antennas Propagat* **46** 84
- [18] Voronovich A G, Zavorotny V U 1998 *Waves Random Media* **8** 41
- [19] Ulaby F T, Moore R K, Fung A K 1982 *Microwave Remote Sensing*. Vol. II (Reading, MA: Addison- Wesley)
- [20] Klein L A, Swift C T 1977 *IEEE Trans. Antennas Propagat* **25** 104
- [21] Smith B G 1967 *Journal of Geophysical Research* **72** 4059
- [22] Keller W C, Plant W J 1994 *J. Geophys. Res.* **99** 9751

Investigation on Doppler spectra of microwave scattering from sea surface*

Jiang Wen-Zheng¹⁾²⁾³⁾ Yuan Ye-Li^{2)†} Wang Yun-Hua⁴⁾ Zhang Yan-Min⁴⁾

1) (*Institute of Oceanology, Chinese Academy of Sciences, Qingdao 266071, China*)

2) (*The First Institute of Oceanography, SOA, Qingdao 266061, China*)

3) (*Graduate School, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

4) (*College of Information Science .& Engineering, Ocean University of China, Qingdao 266003, China*)

(Received 22 August 2011; revised manuscript received 12 October 2011)

Abstract

Based on the composite surface scattering model, the analytical formulas for Doppler shift and bandwidth of radar echoes return from time-varying sea surface are derived. In our derivations, the influences of the tilt modulation, the shadow and the curvature of large-scale undulating waves are all taken into account for achieving more reasonable results. Comparisons between the theoretical results and direct numerical simulations demonstrate that the analytical formulas can significantly improve the simulated results. And the effects of the tilt modulation, the shadow and the curvature on Doppler spectral properties are discussed in detail. From the simulated results, it is found that the predicted Doppler shifts are always larger in HH-polarization than in VV-polarization due to the tilt modulation of large-scale waves. In addition, at low-grazing angles, the shadow of large-scale waves results in a rapid increase of the predicted Doppler shift, and on the contrary makes the bandwidth narrower.

Keywords: time-varying sea surface, electromagnetic scattering, Doppler spectra

PACS: 42.68.Mj, 42.81.Dp, 92.60.Ta

* Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 40906088), and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education (Grant No. 200804231021).

† E-mail: yuan_yeli@sohu.com