

双尺度动态分形粗糙海面的电磁散射 及多普勒谱研究^{*}

郭立新[†] 王运华 吴振森

(西安电子科技大学理学院, 西安 710071)

(2004 年 2 月 13 日收到, 2004 年 4 月 7 日收到修改稿)

利用更为符合海面实际散射场计算的双尺度法分析并计算了一维动态分形粗糙海面的后向散射截面, 同时与微扰法有关结果进行了比较. 研究了动态分形海面后向散射信号的多普勒谱分形特征, 分析了不同极化状态下后向散射截面和多普勒谱谱宽随入射角及分维的变化规律, 最后详细讨论了多普勒谱中心频率与海面 Bragg 谐振频率间的关系.

关键词: 双尺度模型, 分形海面, 电磁散射, 多普勒谱

PACC: 4120, 4753

1. 引 言

双尺度法是在 Kirchhoff 近似法和微扰法的基础上发展起来的^[1,2], Kirchhoff 近似法和微扰法是求解粗糙面电磁散射问题的两种基本方法, 它们的适用条件分别是表面的粗糙度与入射波长相比很大或很小. 而自然界存在的一些粗糙面, 可能既包括大的粗糙度同时又包括小的粗糙度, 甚至它的粗糙度是呈连续分布的. 对于这种粗糙面散射, 到目前为止还没有一种比较简单的求解方法. 但对于某些粗糙海面, 它是在近似周期的风浪和涌浪上叠加着小尺度的波纹、泡沫和浪花, 因此可以将它简化为仅含有两种尺度粗糙度的表面, 一种比入射波长长, 一种比入射波长小, 而小尺度粗糙度是按照表面大尺度粗糙度的斜率分布来倾斜的. 当入射角较小时(一般小于 30°) 表面的散射特性由大尺度粗糙度所支配, 而当入射角较大时, 散射特性由小尺度粗糙度所支配. 对这种类型的粗糙面, 早期出现的修正微扰法主要考虑的是小尺度微起伏一般是基于有确定曲率的大尺度曲面上, 这显然与实际情况有所差距. 目前存在一种更为符合粗糙面散射实际的近似求解方法, 即双尺度法, 它将粗糙面看成是小尺度的起伏叠加

在有一定起伏的大尺度的粗糙面上, 而表面大尺度起伏满足一定的斜率分布, 曲率不是一个定值. 大尺度粗糙面适合应用 Kirchhoff 近似, 小尺度适合微扰法, 用微扰法的一阶近似结果计算小尺度起伏散射系数, 然后通过对大尺度的斜率分布求集平均来得到最后结果. 到目前为止, 国内外许多学者已开始将此方法用于研究粗糙海面的电磁散射^[3-5]. 另外关于分形粗糙面散射的研究近年来发展也很快^[6-8], 但将双尺度方法用于分形海面散射研究还报道较少. 作者曾利用满足 PM 谱分布的归一化带限 Weierstrass 分形函数模拟一维动态分形海面, 采用 Kirchhoff 近似研究了该分形海面的电磁散射^[9], 本文在此基础上利用了更为符合海面实际散射场计算的双尺度法, 对此粗糙海面的后向散射截面进行了计算, 分析了动态分形海面后向散射信号的多普勒谱分形特征.

2. 双尺度模型下分形海面的后向散射截面

2.1. 动态分形海面模型

已知重要的一维动态(含时)考虑了海谱分布的

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60101001) 高等学校优秀青年教师教学和科研奖励基金资助的课题.

[†] E-mail: lxguo@mail.xidian.edu.cn; 电话: 029-88201450.

归一化带限分形海面模型为^[9]

$$F(x, t) = \frac{\sqrt{2} \delta [D(2-D)]^{1/2}}{[1 - (D-1)^{2N}]^{1/2}} \sum_{m=1}^M W_{PM}(\kappa_m) \times \sum_{n=N_1}^{N_2} (D-1)^n \sin[KY^n \kappa_m(x + Vt) + \omega_n t + \phi_n(t)], \quad (1)$$

该式主要用于模拟连续大尺度波浪上所叠有的与大尺度特征相同的连续小尺度波浪。(1)式中 δ 为粗糙面的高度起伏均方根, 归一化可以给出具有任意 δ 的粗糙面 $F(x, t)$. Y 为空间基频 ($Y > 1$), D 为分维 ($1 < D < 2$), K 为海表面的空间波数, 它决定空间频谱的位置, V 为探测雷达平台或海杂波的传播速度. ω_n 为第 n 个谱分量的角速度, 初始相位 $\phi_n(t)$ 满足以下关系:

$$\phi_n(t) = \begin{cases} \varphi_n, & N_1 < n < n_0 - 1, \\ \theta_n(t), & n_0 < n < N_2, \end{cases} \quad (2)$$

其中 φ_n 和 $\theta_n(t)$ 均为 $(-\pi, \pi)$ 上均匀分布的随机相位, 且二者是相互独立的. 函数 $F(x, t)$ 高度起伏满足正态分布^[8], 它既能显示海面大尺度的周期有序又能体现小尺度的随机性, 对此我们在文献[9]已作过讨论, 在此不作详细说明. (1)式中的 $W_{PM}(\kappa)$ 为海面的 PM 谱^[10], 它通常可以表示为

$$W_{PM}(\kappa) = \frac{\alpha_p g^2}{(2\pi)^4 \kappa^5} \exp\left[-1.25 \left(\frac{\kappa_{PM}}{\kappa}\right)^4\right], \quad (3)$$

其中 Philips 常数 $\alpha_p = 0.0081$, 而频率 $\kappa_{PM} = 0.13g/u_w$, u_w 为海面上的风速.

2.2. 双尺度模型下的后向散射截面

如图 1 所示, 设一平面电磁波入射到某一粗糙海面上, 入射面位于 $x-z$ 平面中, 忽略遮蔽效应, 海面的后向散射截面在水平极化和垂直极化状态下其计算公式可以表示为^[1]

$$\sigma_{HH}(\theta) = \int_{-\text{ctg}\theta}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\hat{h}\hat{h}')^T \sigma_{hh}(\theta') (1 + s_x \text{tg}\theta) \times P(s_x, s_y) ds_x ds_y, \quad (4)$$

$$\sigma_{VV}(\theta) = \int_{-\text{ctg}\theta}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\hat{v}\hat{v}')^T \sigma_{vv}(\theta') (1 + s_x \text{tg}\theta) \times P(s_x, s_y) ds_x ds_y, \quad (5)$$

式中 \hat{h} , \hat{v} , \hat{h}' , \hat{v}' 分别是基准坐标系 xyz 和本地坐标系 $x'y'z'$ 中的单位水平极化矢量和单位垂直极化矢量; θ , θ' 分别是入射角和本地入射角; s_x 和 s_y 分别

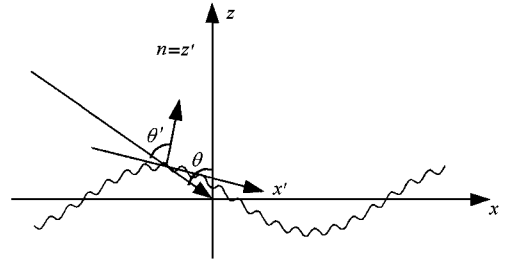


图 1 双尺度粗糙面的电磁散射

表示粗糙面上某一面元在 x 方向和 y 方向的斜率; $P(s_x, s_y)$ 是粗糙面在 x 方向和 y 方向的斜率服从的联合概率密度函数, 它的前面乘以 $(1 + s_x \text{tg}\theta)$ 项表示从入射方向看斜率 s_x 和 s_y 服从的联合概率密度函数. 注意对斜率 s_x 的积分不是从 $-\infty$ 而是从 $-\text{ctg}(\theta)$ 开始, 这是由于粗糙面上 x 方向的斜率小于 $-\text{ctg}(\theta)$ 的那一部分面入射波照射不到, 因此不考虑这一部分面对散射系数的影响. 入射角和本地入射角满足关系^[1]

$$\cos\theta' = (\cos\theta + s_x \cos\theta) (1 + s_x^2 + s_y^2)^{1/2}, \quad (6)$$

(4)(5)式中的 $\sigma_{hh}(\theta')$ 和 $\sigma_{vv}(\theta')$ 分别对应水平极化和垂直极化状态下采用微扰法求得的小尺度起伏的后向散射截面. 它们可以是经典微扰法下的计算结果, 也可以是曲率修正后的微扰法计算结果^[11], 相应的双尺度法也就称为经典双尺度法和曲率修正的双尺度法. 如采用经典微扰法, 不同极化状态下的后向散射截面可以表示为^[1]

$$\sigma_{hh}(\theta') = 8k^4 \delta^2 \cos^4 \theta' \times \left| \frac{\cos\theta' - \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta'}}{\cos\theta' + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta'}} \right|^2 \times W_{PM}(2k \sin\theta' \rho), \quad (7)$$

$$\sigma_{vv}(\theta') = 8k^4 \delta^2 \cos^4 \theta' \times \left| \frac{(\epsilon_r - 1) \sin^2 \theta' - \epsilon_r (1 + \sin^2 \theta')}{(\epsilon_r \cos\theta' + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta'})} \right|^2 \times W_{PM}(2k \sin\theta' \rho), \quad (8)$$

其中 δ^2 是小尺度粗糙面的高度起伏方差, k 为入射波数, 而 ϵ_r 为海面介电常数. 在(4)(5)式中, 大尺度粗糙度的概率密度函数 $P(s_x, s_y)$ 是一个不容易确定的量, 以前一般都是假设它服从某种分布, 最初是正态分布, 后来又根据对海浪分布的实际测量, 认为对数正态分布、韦伯尔分布等更接近于实际情况, 但这些分布里面大多包含一个或几个未知参数, 这些参数需要通过实际测量或实验数据拟合得到, 使

用起来不太方便. 一般来讲粗糙面斜率概率密度函数的求法有两种, 第一种是由海谱出发, 第二种是由重构的海面出发. 设粗糙海面大尺度部分的高度起伏分布服从正态分布, 其功率谱同小尺度分形波浪一样也满足 PM 谱, 则它的斜率的概率密度函数可由其功率谱密度得到^[4]

$$P(s) = (2\pi)^5 \int d^3 u \int d^2 \zeta \int d^3 \xi \tilde{P}(\zeta, \xi) e^{i(\zeta \cdot s + \xi \cdot u)} \quad (9)$$

式中

$$\tilde{P} = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\sigma_{sx}^2 \zeta_x^2 + \sigma_{sy}^2 \zeta_y^2 + \sigma_{ux}^2 \xi_x^2 + \sigma_{uy}^2 \xi_y^2 + \sigma_{uz}^2 \xi_z^2 + 2 s_x u_z \zeta_x \xi_z + 2 s_y u_z \zeta_y \xi_z \right) \right] \quad (10)$$

u 是每个面元自身运动的速度, σ_{si}^2 和 σ_{ui}^2 分别是斜率矢量 s 和面元速度矢量 u 在 i 方向分量的方差, 它们可由大尺度粗糙度的功率谱密度得到

$$\sigma_{si}^2 = s_i^2 = \iint k_i^2 W_{PM}(k) d^2 k \quad (i = x, y), \quad (11)$$

$$\sigma_{ui}^2 = u_i^2 = \iint \frac{k_i^2}{|k|^2} \omega_k^2 W_{PM}(k) d^2 k \quad (i = x, y), \quad (12)$$

对海水表面一般有 $\omega_k^2 = gk = g|k|$. 事实上如果海面已经构造出来, 则求出每一点的斜率, 进而可以直接得到它的概率密度函数. 对于一维粗糙面而言, $s_x = F'(x, t)$, $s_y = 0$, 从(1)式出发, 设取样点数为 N , 采样间隔为 Δx , 根据某时刻下的 $F(x_j, t)$ ($1 \leq j \leq N$), 可求出每一点的斜率为

$$s(x_j) = \frac{F(x_{j+1}, t) - F(x_{j-1}, t)}{2\Delta x},$$

将它代入(4)(5)式并用求和代替积分可得

$$\sigma_{hh}(\theta) = \frac{1}{N} \sum_j (\hat{h} \cdot \hat{h}')^2 \sigma_{hh}(\theta' [1 + s(x_j) \tan \theta]), \quad (13)$$

$$\sigma_{vv}(\theta) = \frac{1}{N} \sum_j (\hat{v} \cdot \hat{v}')^2 \sigma_{vv}(\theta' [1 + s(x_j) \tan \theta]), \quad (14)$$

式中 \sum_j 表示仅对 $s(x_j) > -\cot \theta$ 所对应的 j 值求和. (13)(14)式使得我们能应用双尺度法求解任意一维粗糙面的电磁散射, 包括满足 PM 谱分布的大尺度粗糙面上所叠加的由(1)式所模拟的小尺度分形粗糙海面的电磁散射.

3. 双尺度模型下分形海面后向散射信号的多普勒谱

对于海面的后向散射信号的多普勒谱一般可以写为^[4,12]

$$S(f) = \int [\sigma^+(s) M^+(s, f) + \sigma^-(s) M^-(s, f)] d^2 s, \quad (15)$$

其中 $\sigma^\pm(s)$ 表示海面的后向散射截面随粗糙面上面元斜率的变化, 而 \pm 取决于某一面元上法线和入射波方向间的夹角, 夹角小于 $\pi/2$ 取加号, 夹角大于 $\pi/2$ 取减号, 而 M^\pm 可以表示为

$$M^\pm = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2 \zeta \int d^3 \xi \int d^3 u \tilde{P}(\zeta, \xi) \times e^{i(\zeta \cdot s + \xi \cdot u)} \delta(f - f_0 - f_1^\pm), \quad (16)$$

式中的 f_0 为入射波的频率, 而 $f_1^\pm = \pm f_B + \mathcal{X} k_x u_x + k_z u_z$, $f_B = c_B \kappa_B$ 称为 Bragg 谐振频率^[12], 它是由 Bragg 相速 c_B 和 Bragg 波数 κ_B 的乘积决定的, 它们可以分别表示为

$$c_B = (g/\kappa_B + T\kappa_B/\rho)^{1/2}, \quad \kappa_B = 2k \cos \theta'_g, \quad (17)$$

其中 θ'_g 为本地坐标系下面元处的掠入射角 ($\theta'_g = \pi/2 - \theta'$), T 和 ρ 分别为海水的张力和密度. 由于大尺度的粗糙海面高度起伏均满足正态分布, 将(10)式代入(16)式, 此时 M^\pm 可以写为

$$M^\pm = \frac{1}{\sigma_{sx} \sigma_{sz} \sigma_{ux} \sqrt{2\pi A}} \times \exp \left\{ -\frac{1}{2A} \left[(1 + (v^2 - N_{yz}^2) \tan^2 \theta_g) \tau_x^2 + (1 + (v^2 - N_{xz}^2) \tan^2 \theta_g) \tau_y^2 + 2v^2 \tan^2 \theta_g N_{xz} N_{yz} \tau_x \tau_y + \left(\frac{\Delta f^\pm}{2k\sigma_{ux}} \right)^2 - \frac{\Delta f^\pm}{k\sigma_{ux}} v \tan \theta_g (N_{xz} \tau_x + N_{yz} \tau_y) \right] \right\}, \quad (18)$$

其中 θ_g 为本地坐标系下面元处的掠入射角 ($\theta_g = \pi/2 - \theta$), 而有关参量可以表示为

$$v = \sigma_{uz} / \sigma_{ux}, \quad N_{ij} = s_j u_j / \sigma_{ui} \sigma_{uj}, \quad \tau_i = s_i / \sigma_{ui}, \quad (19)$$

$$\Delta f^\pm = f - f_0 \mp f_B,$$

$$A = 1 + v^2 (1 - N_{xz}^2 - N_{yz}^2) \tan^2 \theta_g. \quad (20)$$

对于(15)式中的 $\sigma^\pm(s)$, 在双尺度模型下, 它可以写为^[13]

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{HH}}^{\pm}(\boldsymbol{s}) &= 4\pi k^4 \sin^4 \theta'_g \\ &\times \left[\left(\frac{a \cos \beta}{b} \right)^2 g_{\text{HH}}(\theta'_g) + \left(\frac{\sin \beta}{b} \right)^2 g_{\text{VV}}(\theta'_g) \right]^2 \\ &\times W(\mp 2ka, \mp 2kdsin\beta), \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{VV}}^{\pm}(\boldsymbol{s}) &= 4\pi k^4 \sin^4 \theta'_g \\ &\times \left[\left(\frac{a \cos \beta}{b} \right)^2 g_{\text{VV}}(\theta'_g) + \left(\frac{\sin \beta}{b} \right)^2 g_{\text{HH}}(\theta'_g) \right]^2 \\ &\times W(\mp 2ka, \mp 2kdsin\beta), \end{aligned} \quad (22)$$

其中

$$\begin{aligned} a &= \cos(\theta_g + \gamma), \quad b = \cos \theta'_g, \\ d &= \sin(\theta_g + \gamma), \quad \theta'_g = \arcsin(d \cos \beta), \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} g_{\text{HH}}(\theta'_g) &= \frac{\epsilon_r - 1}{[\sin^2 \theta'_g + (\epsilon_r - \cos^2 \theta'_g)^2]^2}, \\ g_{\text{VV}}(\theta'_g) &= \frac{(\epsilon_r - 1) \epsilon_r (1 + \cos^2 \theta'_g) - \cos^2 \theta'_g}{[\epsilon_r \sin^2 \theta'_g + (\epsilon_r - \cos^2 \theta'_g)^2]^2}. \end{aligned} \quad (24)$$

这里 γ 和 β 分别为面元与 x 轴和 y 轴的夹角, W 为二维海面谱, 对于一维粗糙面而言, $s_x = \tan \gamma$, 而 $\beta = 0$, $\sigma_{\text{uz}} = \sigma_{\text{ux}}$, 海谱 W 取 $W_{\text{PM}}(\mp 2ka)$ 即可, 此时的 (18) (21) 和 (22) 式均可以得到简化并仅为 s_x 的函数, 将简化结果代入 (15) 式便可得到双尺度模型下不同极化状态时一维动态分形海面的后向散射信号的多普勒谱.

4. 数值计算结果

利用 (13) (14) 式并结合 (7) (8) 式, 我们首先计算了大尺度波浪上所叠有的由 (1) 式所描述的一维分形小尺度粗糙海面在双尺度模型下的后向散射截面角分布. 为便于计算, 一般取 (1) 式中的 $KY^n \kappa_m V > \omega_n, \omega_n t$ 这一项可以忽略^[14], $Y = \sqrt{e}, K = 1/(2\lambda), u_w = 8\text{m/s}, V = 10\text{m/s}$, 粗糙海面的介电常数 $\epsilon_r = (48.3, 34.9)$, 入射频率 $f_0 = 8.91\text{GHz}, kd = 0.13^{[1]}$. 图 2 给出了 $t = 0$ 时 HH 极化状态下, 不同分维海面的双尺度模型后向散射截面角分布, 同时与修正微扰法计算结果做了比较. 从图中很容易看出, 无论是采用双尺度法还是修正微扰法, 分形海面的后向散射截面 σ 均随入射角 θ 的增大而逐渐减小. 对于同一入射角, 分维越大, 对应的粗糙度也越大, σ 也越大, 这一结论与有关文献是符合的^[1], 同时还可以发现采用双尺度法计算的 σ 幅值比微扰法计算的结果稍大. 我们同时计算了不同时刻 t 时的后向散射截面, 也得到了类似的结果.

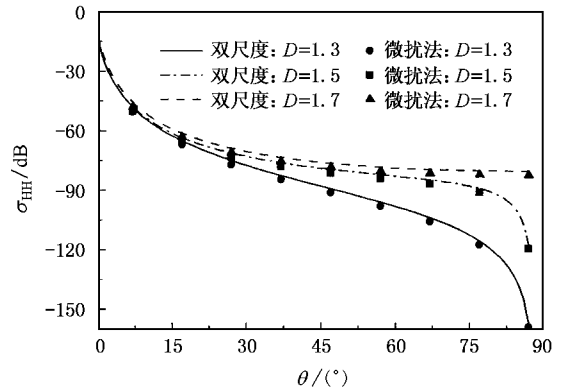


图 2 不同分维下海面后向散射截面的角分布

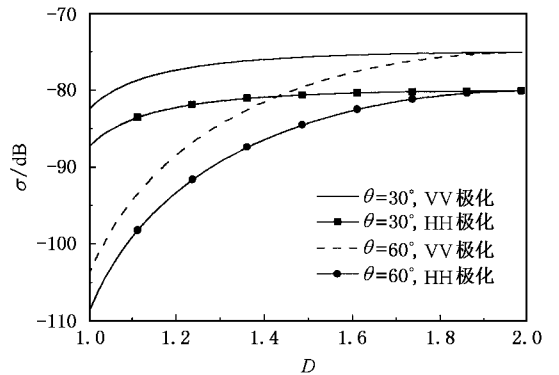


图 3 不同入射角下海面后向散射截面随分维的变化

图 3 计算了不同入射角下后向散射截面随分维的变化. 从图中可以看出, 无论是 HH 极化还是 VV 极化, 随着分维 D 的增加, σ 是逐渐增大的, 且在相同的入射角下, VV 极化下 σ 的幅值要大于 HH 极化下的结果. 当入射角较小时, 后向散射截面随着分维的增加很快增加到某一值并几乎不再随 D 的增大而变化 (当入射角为 30° , $D > 1.4$ 时, σ 几乎不再随分维的增加而变化), 而当入射角较大时, 后向散射截面要到分维较大时才不再随分维的增加而变化 (入射角为 60° , 当 $D > 1.7$ 时, σ 才几乎不随 D 的增加而变化). 经计算后发现, 在掠入射或近掠入射情况下, 后向散射截面随分维的变化十分“敏感”. 这主要是由于在入射角较大时 (特别是掠入射情况下), 海面的多次散射和遮蔽效应会更加明显, 此时分维 (对应于小尺度海面起伏) 稍有变化, 后向散射截面随分维的变化就会有较大变化.

我们同时利用 (15) 式计算了双尺度模型下一维动态分形海面后向散射信号的多普勒谱 $S(f)$, 取海水张力 $T = 73 \times 10^{-5} \text{N}$, 密度 $\rho = 1\text{g/cm}^3$. 为便于比

较图 4(a)(b)分别给出了不同入射角时($\theta = 30^\circ, 60^\circ$)两种极化状态下的归一化多普勒谱(分别用其最大值归一),其中分维 $D = 1.5$, 计算中所取其他有关参数同图 2. 作为参考, 图中的竖直短虚线对应的

是 Bragg 谐振频率 f_B . 从图中不难发现, 无论是何种极化, 多普勒谱宽随着入射角的增大而逐渐变小. 对同一入射角而言, VV 极化下的多普勒谱宽总比 HH 极化下的谱宽要窄.

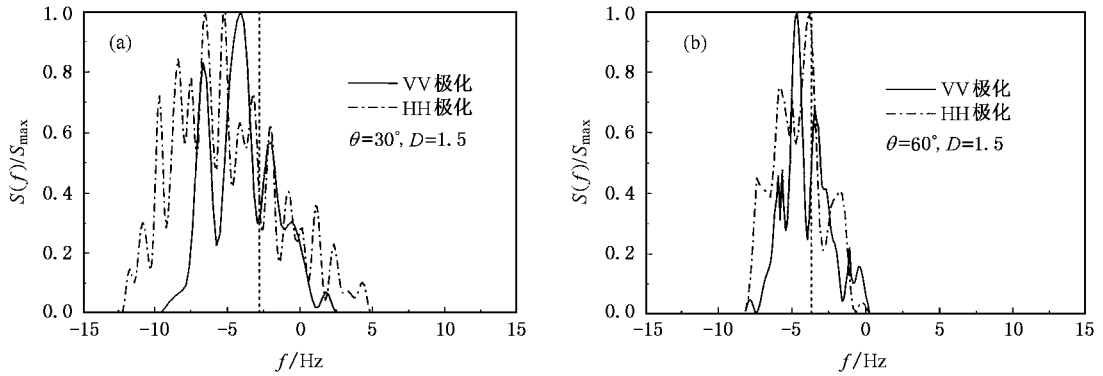


图 4 不同入射角时分形海面后向散射信号的多普勒谱分布

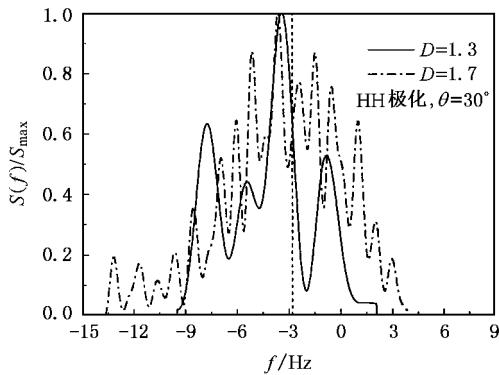


图 5 不同分维下海面后向散射信号多普勒谱分布

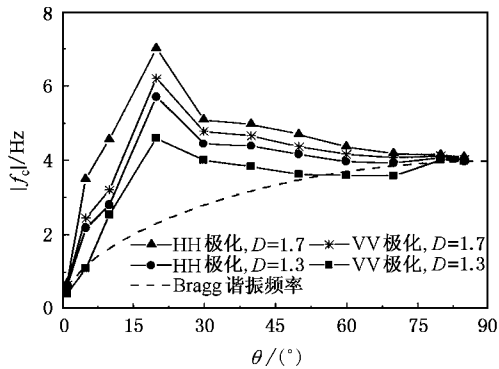


图 6 不同分维下多普勒谱中心频率随入射角的变化

图 5 给出了入射角为 30° 时不同分维下海面的归一化多普勒谱(HH 极化). 我们发现分维越大, 多普勒谱宽是增大的. 另外观察图 4, 图 5 可以看到,

不同入射条件下整个多普勒谱的位置变化(与 Bragg 谐振频率的位置做参考比较)也是不同的. 为便于分析, 在此利用谱质心的概念来定义得到的多普勒的位置, 即谱的中心频率, 该中心频率可以表示为

$$f_c = \frac{\int f S(f) df}{\int S(f) df} \quad (25)$$

事实上 f_c 是入射角 θ 的函数. 图 6 给出了不同极化状态下中心频率 f_c 随不同入射角 θ 及分维 D 的变化. 对比图 4 可以看出, 随着入射角的增加, 两种极化状态下计算出的多普勒谱的中心频率起初与 Bragg 谐振频率 $f_B(\theta)$ 有较大的偏离, 当入射角为 20° 时偏离达到最大. 随着入射角的进一步增大, 中心频率开始逐渐接近 f_B 并在近掠入射情况下达到重合. 对同一入射角和同一分维海面来说, VV 极化下的多普勒谱中心频率相对 HH 极化而言更接近 f_B , 而对于同一入射角和同一极化状态, 海面分维越小或风速越小, 则中心频率更接近于 f_B , 这一结论与有关文献理论分析结果是一致的^[12].

5. 结 论

本文在研究了更为符合海面实际散射场计算的双尺度法基础上, 给出了一般二维海谱模型下的后向散射截面和后向散射信号多普勒谱的计算公式. 以一维动态分形函数模拟大尺度波浪上所叠有的与大尺度波浪特征相同的连续小尺度波浪, 并对其后

向散射截面进行了计算,与微扰法有关计算结果进行了比较,同时分析了动态分形海面后向散射信号的多普勒谱分形特征.结果表明,无论是 HH 极化还是 VV 极化,随着分维 D 的增加, σ 是逐渐增大的.当入射角较小时,后向散射截面随着分维的增加很快增加到某一值并几乎不再随 D 的增大而变化,而当入射角较大时,后向散射截面要到分维较大时才不再随分维的增加而变化,这一结果对分形海

面掠入射散射的实验研究提供了理论依据.对多普勒谱的计算结果表明分形海面的后向散射信号的谱宽随入射角的增大而减小,随分维的增大而增大.当入射角较大时(接近掠入射时),分维或风速越小时,多普勒谱的中心频率更接近于 Bragg 谐振频率,这些结果对海背景遥感及海面上复合目标散射多普勒谱分析及目标检测也有重要意义.

- [1] Ulaby F T *et al* 1982 *Microwave Remote Sensing*. Vol 2 chap 12 (Addison-Wesley Publishing)
- [2] Fung A K 1994 *Microwave Scattering and Emission Models and Their Applications* (Artech House , INC)
- [3] Johnson J T *et al* 1998 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **36** 72
- [4] Zavorotny V U *et al* 1998 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **36** 84
- [5] Fung A K *et al* 1985 *J. Opt. Soc. Am. A* **2** 2274
- [6] Franceschetti F *et al* 1999 *Radio Science* **34** 1043
- [7] Guo L X and Wu Z S 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 42 (in Chinese)

- [郭立新、吴振森 2001 物理学报 **50** 42]
- [8] Jaggard D L *et al* 1987 *J. Opt. Soc. Am. A* **7** 1131
- [9] Guo L X and Wu Z S 2000 *IEE of Electronic Letters* **36** 1810
- [10] Thorsos E I 1990 *J. Acoust. Soc. Am.* **88** 335
- [11] Guo L X and Wu Z S 2001 *Chin. Phys. Lett.* **18** 767
- [12] Valenzuela G R *et al* 1970 *J. Geophys. Res.* **75** 551
- [13] Valenzuela G R 1978 *Boundary Layer Meteorol.* **31** 61
- [14] Berizzi F *et al* 1999 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **47** 324

Study on the electromagnetic scattering and Doppler spectra from two-scale time-varying fractal rough sea surface^{*}

Guo Li-Xin Wang Yun-Hua Wu Zhen-Sen

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

(Received 13 February 2004 ; revised manuscript received 7 April 2004)

Abstract

In this paper , the two-scale model method , which is much applicable to the computation of the electromagnetic scattering field from the rough sea surface , is used to calculate the backscattering cross-section of the one-dimensional time-varying fractal rough sea surface , the related results are also compared with those calculated by small perturbation method. The fractal characteristic of the Doppler spectra of the backscattering signal from the sea surface is studied , the dependences of the the backscattering cross-section and the width of Doppler spectra on the incident angle and fractal dimension are also analysed. Finally , the relationship between the central frequency of the Doppler spectra and the Bragg resonant frequency is discussed in detail.

Keywords : two-scale model , fractal rough sea surface , electromagnetic scattering , Doppler spectra

PACC : 4120 , 4753

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60101001) , the Research Award Fund for Outstanding Young Teachers in Higher Education Institutions , Ministry of Education , China.