

气泡/泡沫覆盖粗糙海面电磁散射的 修正双尺度法研究^{*}

梁 玉[†] 郭立新

(西安电子科技大学理学院, 西安 710071)

(2008 年 7 月 21 日收到, 2009 年 2 月 10 日收到修改稿)

提出了风驱粗糙海面覆盖水气泡层的‘体-面’复合模型. 基于修正的双尺度粗糙面散射理论、MIE 理论和矢量辐射传输理论, 比较了水气泡与实心水粒子的电磁散射特性的差异, 分析了海面泡沫覆盖率与风速、气-海温差的关系. 在有、无泡沫层情形下, 采用高斯和经验海谱, 讨论了单站、双站散射系数与入射角、方位角、风速、风向、极化等参量的关系, 并将数值计算的结果与相关文献的测量值进行了比较和分析.

关键词: 电磁散射, 海面复合模型, 修正双尺度法, MIE

PACC: 4110H, 4120

1. 引 言

通过以往 30 年对海面散射现象的研究发现, 来自自然二相离散媒质如泡沫、浮质、水-油溶胶等的微波散射、辐射在海洋遥感中起着重要的作用. 根据相关实验, 泡沫粒子层是在一定风速下由破碎波产生的. 当达到一定风速时, 海面即出现白帽泡沫, 当风速达到 25 m/s 时, 海面几乎三分之一被泡沫覆盖^[1]. 对海面泡沫的研究重要的进展是评估了泡沫的微波特性. 早先有关泡沫对海面微波特性的贡献的研究是基于实验数据产生的经验公式. Droppleman 和 Rosenkranz 等曾用一层或多层均匀平行分层介质层来模拟海面的泡沫影响^[2,3]. Huang 讨论了阻波对海面的影响^[4], 但仅将海面近似为光滑平面来研究, 后来 Huang 等人提出了泡沫覆盖海面的更加符合实际的模型, 将海面泡沫视为覆盖在粗糙海面上的一层水粒子. 但是 Manahan 等研究已经指出, 海面泡沫主要由水气泡组成^[5], 所以把海面泡沫简单视为球形水粒子层是不够合适的. 麻省理工学院电子学研究实验室模拟覆盖在局部海面的泡沫为一个随机水气泡层, 运用微扰法(SPM)研究了随机粗糙海面的双站散射. 然而微扰法在研究粗糙海面散射方面存在不足. 2005 年 NOAA 环境技术实验室也对含泡沫海面进行了研究, 其泡沫用空心水球壳模拟, 通过边

界反射系数和辐射传输方程, 提供了波长 0.3—8 cm 范围的频谱特性, 然而未考虑到泡沫作用于实际粗糙海面的情形. 国内郭立新、吴振森等人曾用双尺度法研究了动态粗糙海面的电磁散射, 使粗糙海面的散射计算更符合实际情况^[6], 但并未考虑泡沫覆盖层的影响; 田纪伟等采用经典双尺度理论研究了海浪破碎对海面后向散射的影响, 但未针对更为实际的考虑大尺度重力波谱和小尺度张力波谱的海谱模型^[7], 且未讨论不同散射方位角下的后向散射.

本文将粗糙面散射和离散粒子的体散射结合起来, 运用修正双尺度面散射理论、MIE 理论和矢量辐射传输理论, 提出了‘泡沫-海面’的‘体-面’复合模型, 考虑粗糙面散射、粒子的散射以及粗糙面与粒子之间的耦合散射, 辨别泡沫微结构的散射特性, 并联系到实际海况时的泡沫覆盖率, 针对实际的海谱模型, 讨论了泡沫对海面微波散射的影响, 并将计算结果与文献[8,9]中的测量结果进行了比较和分析.

2. 修正的双尺度粗糙海面的电磁散射

在求解粗糙面散射问题中, 经典的方法有 Kirchhoff 近似(KA)和微扰法, 二者分别适用于表面粗糙度与入射波长相比很大或很小, 对于通常的海面而言, 海浪的波高一般能达到数英尺, 大的波浪上面覆盖着小的风浪和毛细波, 即由大尺度的重力波

^{*} 国家自然科学基金(批准号 60571058)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.

[†] 通讯联系人. E-mail: y_leung@yahoo.cn

和小尺度的张力波组成,因而海面的散射特性可以用双尺度模型来合理地表述,重力波满足 KA,毛细波满足 SPM. 我们可以用毛细波的 SPM 解来计算散射系数,并将它在大尺度重力波的斜度分布上求平均来反映大尺度波的倾斜效应. 如图 1 所示,设一平

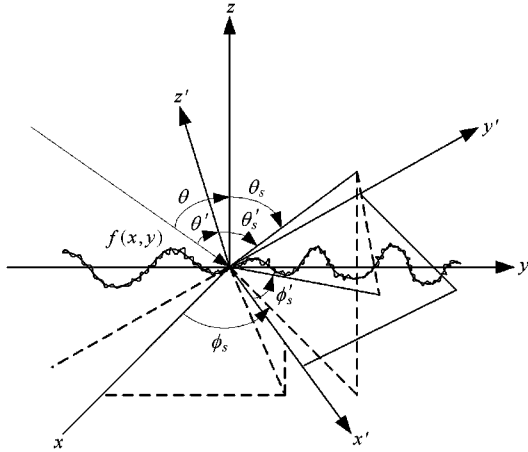


图 1 粗糙海面散射示意图

面波入射于该粗糙海面上,表面粗糙度函数用 $f(x, y)$ 来表示,设波传播方向与 \hat{z} 成 θ 角,与 \hat{z}' 成 θ' 角,则水平极化散射系数的定义可根据双尺度理论表示如下^[10]:

$$\sigma_{\text{HH}} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\cot\theta}^{\infty} (\hat{h} \cdot \hat{h}')^4 \sigma_{\text{HH}}(\theta'_s, \phi'_s; \theta'_i, \phi'_i) \times P_{\theta}(f_x, f_y) \lambda_{f_x} \lambda_{f_y}, \quad (1)$$

$$\sigma_{\text{HH}}(\theta'_s, \phi'_s; \theta'_i, \phi'_i) = 8k^4 |\sigma_1|^2 \cos^2 \theta_s \cos^2 \theta \times |\alpha_{\text{hh}}|^2 W(k_x + k \sin \theta, k_y), \quad (2)$$

其中 $\theta'_s, \theta'_i, \phi'_s, \phi'_i$ 代表本地角, \hat{h}, \hat{h}' 分别为主从坐标系中入射波的水平极化分量, $\sigma_1, \alpha_{\text{HH}}$ 参见文献[10], W 为表面粗糙度频谱, $\sigma_{\text{HH}}(\theta'_s, \phi'_s; \theta'_i, \phi'_i)$ 可以根据文献[11]获得, $P_{\theta}(f_x, f_y)$ 代表 θ 方向观察的大尺度波的斜度概率密度函数,同样可求出垂直极化和交叉极化散射系数 $\alpha_{\text{VV}}, \alpha_{\text{HV}}$ 和 α_{VH} . 对于粗糙海面,若从法向观测,则 $P_{\theta}(f_x, f_y) = (1 + f_x \tan \theta) P(f_x, f_y)$, 依据 Cox 和 Munk 的海面耀斑统计结果^[12], 斜度概率密度函数 $P(f_x, f_y)$ 可表示为

$$P(f_x, f_y) = \frac{F(f_x, f_y)}{2\pi\sigma_u\sigma_c} \exp\left(-\frac{f_x^2}{2\sigma_u^2} - \frac{f_y^2}{2\sigma_c^2}\right),$$

其中 $F(f_x, f_y)$ 为峰度函数. 根据文献[13], 对于实际非高斯海面, 由于风的驱动, 使得迎风面坡度减少而背风面坡度增加, 为更好地反映这种差异, 需要对峰度函数进行修正^[13], 有

$$P(f_x, f_y) = \frac{1}{2\pi\sigma_u\sigma_c} \exp\left(-\frac{f_x^2}{2\sigma_u^2} - \frac{f_y^2}{2\sigma_c^2}\right) \times 0.125[(2c_{21} - c_{22} - c_{40})\chi_c^2 - (c_{22} + c_{04})\chi_u^2 + 0.167\chi_u^4 + 0.167\chi_c^4 + c_{22}\chi_u^2\chi_c^2 + 0.667c_{03}\chi_u^3 - \chi(c_{21} + c_{03})\chi_u + (4 + c_{22} + 0.5c_{40} + 0.5c_{04})], \quad (3)$$

其中 $\chi_u, \chi_c, c_{21}, c_{22}, c_{03}, c_{04}, c_{40}$ 等值参见文献[13]. 积分下限取 $-\cot\theta$ 是为了避免粗糙面的自遮挡效应, 在大入射角下, 还存在着面元间的互遮挡以及大尺度面元的曲率调制作用, 故对双尺度模型进行修正后得到后向散射系数为^[13]

$$\sigma_{\text{HH}} = s(\nu) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\cot\theta}^{\infty} (\hat{h} \cdot \hat{h}')^4 c_{\text{HH}}(\theta'_i, k_i R) \times [c_{\text{HH}}(\theta'_i, \phi'_i)]_{R=\infty} P_{\theta}(f_x, f_y) \lambda_{f_x} \lambda_{f_y} \quad (4)$$

其中 $s(\nu), c_{\text{HH}}(\theta'_i, k_i R)$ 分别为遮蔽函数和曲率修正因子^[13].

对于高斯型粗糙海面, 表面斜度满足高斯分布, 有

$$W(t) = \frac{\sigma_1^2 t^2}{\pi} \exp\left(-\left(\frac{lt}{2}\right)^2\right),$$

$$P(f_x, f_y) = \frac{1}{2\pi m^2} \exp\left(-\frac{f_x^2 + f_y^2}{2m^2}\right), \quad (5)$$

其中 m 为均方根斜度, σ_1 为高度标准离差, l 为相关长度, W 为谱密度.

对于实际海况, 本文采用 Fung 所给的半经验海谱模型^[11]

$$S_1(K) = \frac{\alpha}{K^3} \exp\left(-\frac{\beta g^2}{K^2 u^4}\right),$$

$$K < 0.04,$$

$$S_2(K) = 0.875(2\pi)^{-1} \frac{g + 3gK^2/13.177}{(gK + gK^3/13.177)^{p+1/2}},$$

$$K \geq 0.04, \quad (6)$$

其中 $S_1(K)$ 为代表大尺度的重力波谱, $S_2(K)$ 为代表小尺度的张力波谱. K 为空间波数, 截止波数的确定见文献[13], α, β, g, u, p 等值见文献[11].

3. 含泡沫双尺度粗糙海面的矢量辐射传输方程

如图 2 所示, 根据泡沫层中的矢量辐射传输方程^[14]

$$\begin{aligned} & \cos \theta \frac{d}{dz} \bar{K}(\theta, \phi, z) \\ &= -\bar{K}_s(\theta, \phi) \cdot \bar{K}(\theta, \phi, z) + \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^{\pi/2} d\theta' \sin \theta \\ & \times \bar{P}(\theta, \phi; \theta', \phi') \bar{K}(\theta', \phi', z) + \bar{Q}(z, \theta, \phi), \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\cos\theta \frac{d}{dz} \bar{K}(\pi - \theta, \phi, z) \\
& = -\bar{K}_e(\theta, \phi) \cdot \bar{K}(\pi - \theta, \phi, z) + \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^{\pi/2} d\theta' \sin\theta \\
& \quad \times \bar{P}(\pi - \theta, \phi; \theta', \phi') \cdot \bar{K}(\theta', \phi', z) \\
& \quad + \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^{\pi/2} d\theta' \sin\theta \cdot \bar{P}(\pi - \theta, \phi; \pi - \theta', \phi') \\
& \quad \times \bar{K}(\pi - \theta', \phi', z) + \bar{Q}(z, \theta, \phi), \quad (8)
\end{aligned}$$

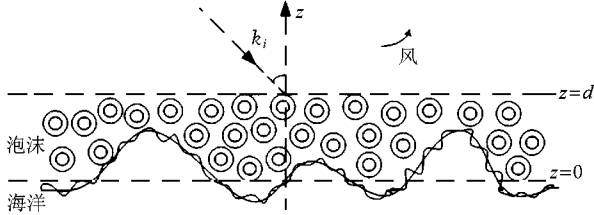


图 2 含泡沫双尺度海面

$\bar{K}(\theta, \phi, z)$ 是 4×1 柱矢量, 它包含缩减强度和漫射强度, \bar{K}_e 是消光矩阵. \bar{Q} 为海面下方的热发射源, 在主动 VRT 中, 波从上方空气中入射, 故 $\bar{Q} = 0$. $\bar{P}(\theta, \phi, \theta', \phi')$ 是相矩阵, 它包括了粒子之间多次散射的耦合关系, 由于泡沫粒子的尺寸小于雷达照射波长, 故泡沫粒子符合 Rayleigh 近似, 相矩阵可根据瑞利近似得出. 上、下行 Stokes 矢量的边界条件可写为

$$\begin{aligned}
& \bar{K}(\theta, \phi, z = 0) \\
& = \int_0^{2\pi} d\theta' \sin\theta' \int_0^{\pi/2} d\phi' \bar{R}(\theta, \phi; \theta', \phi') \\
& \quad \times \bar{K}(\pi - \theta', \phi', z = 0), \quad (9)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \bar{K}(\pi - \theta, \phi, z = d) \\
& = \bar{I}_0 \delta(\phi - \phi_i) \delta(\cos\theta - \cos\theta_i), \quad (10)
\end{aligned}$$

其中 \bar{R} 为反射率矩阵, 它包含了粒子与界面的耦合作用, 与散射系数有一定的关系. d 为泡沫层厚. 利用常数变易法和边界条件, 将微分积分 VRT 方程解出, 运用迭代法解出各阶解^[14]. 得到 $I^{(0)}(\theta, \phi, z = d)$, $I^{(1)}(\theta, \phi, z = d)$, $I^{(0)}(\theta, \phi, z = 0)$, $I^{(1)}(\theta, \phi, z = 0)$. 根据文献 [14], 含泡沫海面双站散射系数定义为

$$\sigma_{pq}(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) = \frac{4\pi \cos\theta_s I_p(\theta_s, \phi_s)}{I_q(\theta_i, \phi_i)}. \quad (11)$$

进而得到零阶和一阶散射系数定义为

$$\begin{aligned}
\sigma_{pq}^{(0)} & = 4\pi \frac{\cos\theta_s I_p^{(0)}(\theta_s, \phi_s)}{I_q^{(0)}(\theta_i, \phi_i)}, \\
\sigma_{pq}^{(1)} & = 4\pi \frac{\cos\theta_s I_p^{(1)}(\theta_s, \phi_s)}{I_q^{(1)}(\theta_i, \phi_i)}. \quad (12)
\end{aligned}$$

将零阶、一阶散射场强和入射场强代入上式得到含泡沫海面零阶散射系数 $\sigma_{pq(a)}^{(0)}(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i)$ 和一阶散射系数 $\sigma_{pq(b)}^{(1)}$, $\sigma_{pq(c)}^{(1)}$, $\sigma_{pq(d)}^{(1)}$, $\sigma_{pq(e)}^{(1)}$, 它们分别表示如下含泡沫海面散射过程:

(a) 仅经过粗糙海面的一次散射时,

$$\sigma_{pq(a)}^{(0)}(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) = \cos\theta_s \sigma_{pq} e^{-k_e d(1/\cos\theta_s + 1/\cos\theta_i)}. \quad (13)$$

(b) 仅经过泡沫粒子的一次散射时,

$$\begin{aligned}
& \sigma_{pq(b)}^{(1)}(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) \\
& = \frac{4\pi}{k_e} \cos\theta_s \bar{P}_{pq}(\theta_s, \phi_s; \pi - \theta_i, \phi_i) \\
& \quad \times (1 - e^{-k_e d(1/\cos\theta_i + 1/\cos\theta_s)}). \quad (14)
\end{aligned}$$

(c) 先经过泡沫粒子的一次散射, 再经过粗糙海面的一次散射时,

$$\begin{aligned}
& \sigma_{pq(c)}^{(1)}(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) \\
& = \frac{4\pi}{k_e} \cos\theta_s \int_0^{2\pi} d\theta' \sin\theta' \int_0^{2\pi} d\phi' \sum_{l=v,h} \bar{P}_{pl}(\theta_s, \phi_s; \theta', \phi') \\
& \quad \times \bar{R}_{ql}(\theta', \phi'; \pi - \theta_i, \phi_i) \\
& \quad \times \frac{\cos\theta'}{\cos\theta_s - \cos\theta'} e^{-k_e d(1/\cos\theta' - 1/\cos\theta_s)}. \quad (15)
\end{aligned}$$

(d) 先经过粗糙海面的一次散射, 再经过泡沫粒子的一次散射时,

$$\begin{aligned}
& \sigma_{pq(d)}^{(1)}(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) \\
& = \frac{4\pi}{k_e} \cos\theta_s \int_0^{\pi/2} d\theta' \sin\theta' \\
& \quad \times \int_0^{2\pi} d\phi' \sum_{m=v,h} \bar{R}_{pm}(\theta_s, \phi_s; \pi - \theta', \phi') \\
& \quad \times \bar{P}_{mq}(\pi - \theta', \phi'; \pi - \theta_i, \phi_i) \\
& \quad \times \frac{\cos\theta_i}{\cos\theta_i - \cos\theta'} e^{-k_e d(1/\cos\theta' - 1/\cos\theta_i)}. \quad (16)
\end{aligned}$$

(e) 先经过粗糙海面的一次散射, 然后受到泡沫粒子的一次散射, 再经粗糙海面一次散射时,

$$\begin{aligned}
& \sigma_{pq(e)}^{(1)}(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) \\
& = \frac{4\pi}{k_e} \cos\theta_s \int_0^{\pi/2} d\theta' \sin\theta' \int_0^{2\pi} d\phi' \sum_{l=v,h} \bar{R}_{pl}(\theta_s, \phi_s; \pi - \theta', \phi') \\
& \quad \times \int_0^{\pi/2} d\theta'' \sin\theta'' \int_0^{2\pi} d\phi'' \times \sum_{m=v,h} \bar{P}_{lm}(\pi - \theta', \phi'; \theta'', \phi'') \\
& \quad \times \bar{R}_{mq}(\theta'', \phi''; \theta_i, \phi_i) \times \frac{\cos\theta'}{\cos\theta' + \cos\theta''} \\
& \quad \times (1 - e^{-k_e d(1/\cos\theta' + 1/\cos\theta'')}) e^{-k_e d(1/\cos\theta_i + 1/\cos\theta_s)}. \quad (17)
\end{aligned}$$

所以综合上述 (a)–(e) 的过程, 可以得到泡沫覆盖区域的海面散射系数为

$$\begin{aligned}
& \sigma_{pq}(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) \\
& = \sigma_{pq(a)}^{(0)}(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) + \sigma_{pq(b)}^{(1)}(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) \\
& \quad + \sigma_{pq(c)}^{(1)}(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) + \sigma_{pq(d)}^{(1)}(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) \\
& \quad + \sigma_{pq(e)}^{(1)}(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i), \quad (18)
\end{aligned}$$

其中 K_e 是消光系数, 其计算在下文中将述及. σ_{pq} 为采用修正双尺度方法计算的无泡沫时的海面散射系数.

4. 泡沫的消光系数、散射系数和覆盖率

由于本文中將水气泡和水粒子分別视为空心分

层球粒子和实心球粒子来比较,故对它们的研究需从球形粒子电磁散射着手.分层球形粒子的电磁散射可以运用近似 MIE 理论来分析.根据文献[15, 16]对于实心粒子, MIE 散射 T 矩阵系数可写为

$$T_n^{(M)} = - \frac{j_n(k_s a) [k a j_n(k a)] - j_n(k a) [k_s a j_n(k_s a)]}{j_n(k_s a) [k a h_n(k a)] - h_n(k a) [k_s a j_n(k_s a)]}, \quad (19)$$

$$T_n^{(N)} = - \frac{[k_s^2 a^2 j_n(k_s a) [k a j_n(k a)] - [k^2 a^2 j_n(k a) [k_s a j_n(k_s a)]]}{[k_s^2 a^2 j_n(k_s a) [k a h_n(k a)] - [k^2 a^2 h_n(k a) [k_s a j_n(k_s a)]]}, \quad (20)$$

其中 a 为粒子半径, j_n 和 h_n 分别是贝塞尔函数和汉克耳函数.

根据文献[15, 17], 对于图 3 所示的球形空心粒子, T 矩阵系数可写为

$$T_n^{(M)} = - \frac{[\delta j_n(\delta)] [j_n(\zeta) + B_n(\zeta, \lambda) y_n(\zeta)] - \{ [j_n(\zeta)] + B_n(\zeta, \lambda) [y_n(\zeta)] \} j_n(\delta)}{[\delta h_n(\delta)] [j_n(\zeta) + B_n(\zeta, \lambda) y_n(\zeta)] - \{ [j_n(\zeta)] + B_n(\zeta, \lambda) [y_n(\zeta)] \} h_n(\delta)}, \quad (21)$$

$$T_n^{(N)} = - \frac{[\delta j_n(\delta)] [j_n(\zeta) + A_n(\zeta, \lambda) y_n(\zeta)] - \{ [j_n(\zeta)] + A_n(\zeta, \lambda) [y_n(\zeta)] \} \delta^2 j_n(\delta)}{[\delta h_n(\delta)] [\zeta^2 j_n(\zeta) + B_n(\zeta, \lambda) y_n(\zeta)] - \{ [j_n(\zeta)] + B_n(\zeta, \lambda) [y_n(\zeta)] \} h_n(\delta)}, \quad (22)$$

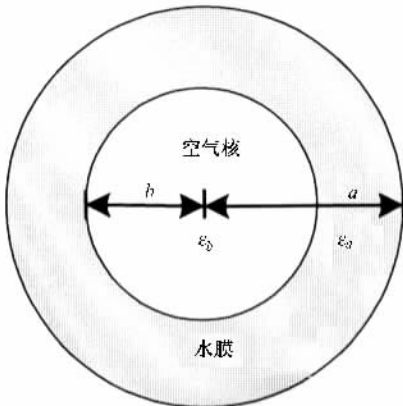


图 3 泡沫微结构

其中 $A_n(\zeta, \lambda), B_n(\zeta, \lambda)$ 见文献[17]. y_n 是诺依曼函数, $\delta = ka, \zeta = k_a a, \lambda = k_b a, b, a$ 分别是粒子内、外半径, k_b, k_a 分别是壳、核波数, 散射截面和消光截面分别写为

$$Q_{\text{scat}} = \frac{2}{(ka)^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \{ |T_n^{(N)}|^2 + |T_n^{(M)}|^2 \}, \quad (23)$$

$$Q_{\text{ext}} = \frac{2}{(ka)^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(-T_n^{(N)} - T_n^{(M)}). \quad (24)$$

对于实际海面泡沫而言是由多个球形水泡粒子组成, 计算其散射时需考虑海面泡沫的分布.海面泡沫的尺寸分布通常界于 μm — mm 量级, 本文采用文献[18]中给出的满足伽马分布的泡沫尺寸的平均值, 即单个泡沫的平均外半径取为 $250 \mu\text{m}$, 单个泡沫的平均膜厚度取为 $20 \mu\text{m}$, 多泡沫粒子组成的泡沫层的平均厚度 d 取为 2 cm . 关于海面泡沫的数量分

布, 本文采用文献[19, 20]中 Wu 等根据观测资料和实验分析得到的结论, 对其进行积分就可以得到单位体积的泡沫数 N_0 . 结合前述消光和散射截面, 可以获得泡沫的消光系数和散射系数

$$K_s = N_0 \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \times (|T_n^{(N)}|^2 + |T_n^{(M)}|^2), \quad (25)$$

$$K_e = N_0 \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \times \text{Re}(-T_n^{(N)} - T_n^{(M)}). \quad (26)$$

由于海面泡沫覆盖率不仅依赖于风速, 还依赖于风区[21]和改变泡沫生存期的因子, 如水温[22]、低层大气的热稳定性[23]. 不同的统计模型给出了不同的结果. 根据文献[24], 当气-海温差适中, 大气稳定时, 泡沫覆盖率为

$$C = 2.32 \times 10^{-6} U_{10}^{3.4988}. \quad (27)$$

当气-海温差大于 $2 \text{ }^\circ\text{C}$ 小于 $12 \text{ }^\circ\text{C}$, 即大气处于非稳态时, 泡沫覆盖率为

$$C = 0.43 \times 10^{-6} U_{10}^{3.6824}. \quad (28)$$

根据文献[25], 既包含风速又包含气-海温差 ΔT 时, 泡沫覆盖率为

$$C = 1.95 \times 10^{-5} U_{10}^{2.55} \exp(0.0861\Delta T). \quad (29)$$

此时, 考虑了泡沫覆盖率的风驱海面的总散射系数可以表示为

$$\sigma_{\text{ptot}} = (1-C)\sigma_{\text{pt}} + \alpha \{ \sigma_{\text{pt}(a)}^{(0)} + \sigma_{\text{pt}(b)}^{(1)} + \sigma_{\text{pt}(c)}^{(1)} + \sigma_{\text{pt}(d)}^{(1)} + \sigma_{\text{pt}(e)}^{(1)} \}. \quad (30)$$

5. 数值结果及分析

这里首先讨论泡沫粒子为空气泡和实心水粒子时的散射特性的差异,然后研究粗糙海面上有无泡沫覆盖时散射系数与各参量的关系,并与文献测量值进行比较.

图 4 为介电常数为 $(3.6 + i0.36)^2$ 的单个实心粒子与内外半径比 b/a 分别为 0.2, 0.4, 0.6 的同种单个空心粒子的散射截面随 ka 的变化.可以看出,实心粒子与空心粒子的散射特性是有差异的, b/a 为 0.6 的空心粒子的散射截面与实心粒子的差异最大,0.4 时差异变小,0.2 时差异最小,说明内部空气核所占体积越大,空心粒子的散射特性与实心粒子差异越大,而内部空气越少,则空心粒子的散射特性与实心粒子越接近.

图 5, 6 分别给出了水气泡与水粒子的水平和垂直散射强度角分布,可以看出当空气核的半径比较小时,水气泡的散射强度与实心水粒子的散射强度接近,当空气核的半径增加,即气泡变薄时,水气泡的散射强度与水粒子的散射强度差距变大,故图 5, 6 反映的规律与图 4 结果是一致的,说明了水气泡的散射与水粒子的散射是不同的.因此,在研究海面的泡沫散射时,将泡沫视为水粒子与水气泡时所得的结果是有差异的.根据 Manahan 等的结论^[5],可知海面泡沫主要是由水气泡组成,所以本文中泡沫视为水气泡来研究,以便更好地符合海面实际.

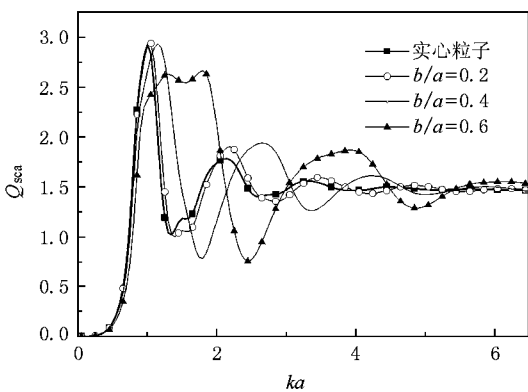


图 4 单个空心、实心粒子散射截面随 ka 的变化

图 7 为模拟的满足 Fung 半经验谱二维海面.可以看出,风速较小时,海面整体起伏小,局部变化快,大尺度重力波和小尺度毛细波区分不明显;风速较大时,海面整体起伏变大,局部变化变慢,大、小尺度粗糙度区分显著,此时海浪具有更高的能量,极易破

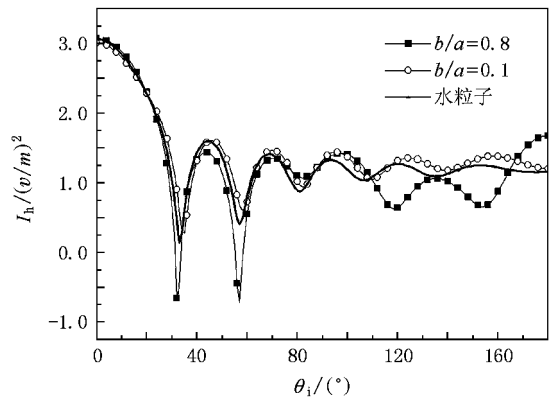


图 5 水气泡与水粒子水平散射强度的角分布

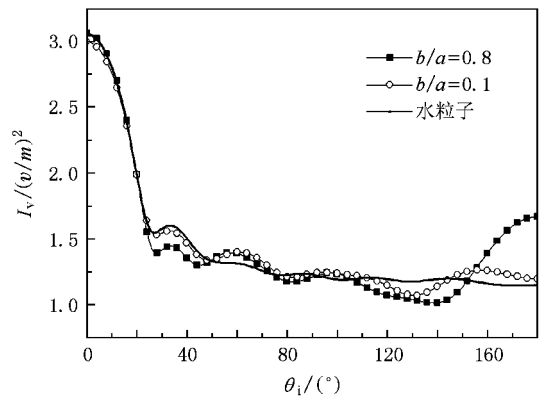


图 6 水气泡与水粒子垂直散射强度的角分布

碎,并通过转化为泡沫这种气-海二相离散媒质的形式将能量加以释放,以达到气-海间的能量均衡.图 8 为由 (29) 式得到的海洋泡沫覆盖率随 10 m 高处风速和海-气温差 (ΔT) 的变化关系.显然,当风速越大,海水较其上方附近的空气温度越高,泡沫覆盖率越大,风速不变, ΔT 越大,泡沫覆盖率越大; ΔT 不变,风速越大,泡沫覆盖率越大.本文只讨论当海面上方附近的空气为中性情形(即海-气温差不明显、大气稳定),故采用 (27) 式的泡沫覆盖率.

图 9, 10 针对满足非相干假设的高斯型粗糙海面模型.图 9 给出了未考虑泡沫时的单双尺度、考虑泡沫时的双尺度高斯粗糙海面的后向散射系数随入射角的变化,并与文献 [8] 中的测量值进行了比较.入射频率取为 8.93 GHz,参量 $m, k\sigma_1, kl$ 的选取是依据文献 [26] 在风速为 14—16 kn (1 kn (节) = 0.514 444 m/s) 下将高斯谱近似为实际海谱拟合所得,海水温度 20 °C,盐度 36‰,介电常数由 Deby 公式算出为 $46.236 + i39.149$.可以看出,单尺度模型仅适用于小入射角,在中等入射角区域,双尺度模型一定程度上修正了单独考虑大尺度时的不足,在大

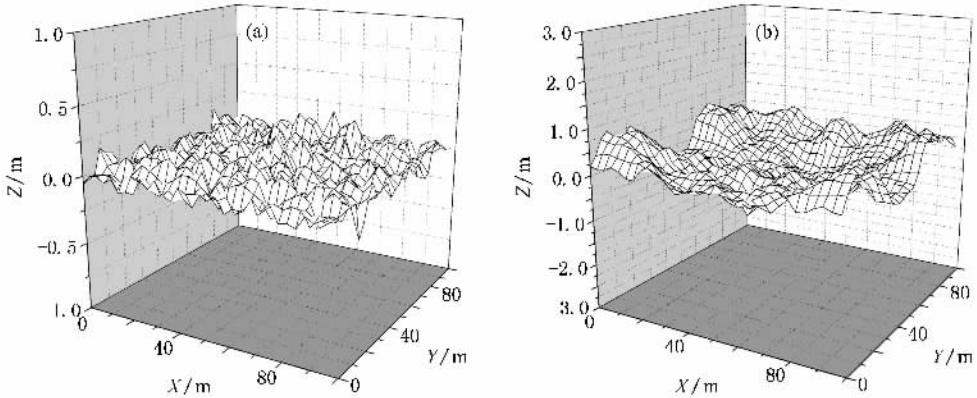


图 7 不同风速下二维海面表面轮廓图 (a) 风速 4.5 m/s, 风向 = 0° (b) 5.5 m/s, 风向 = 0°

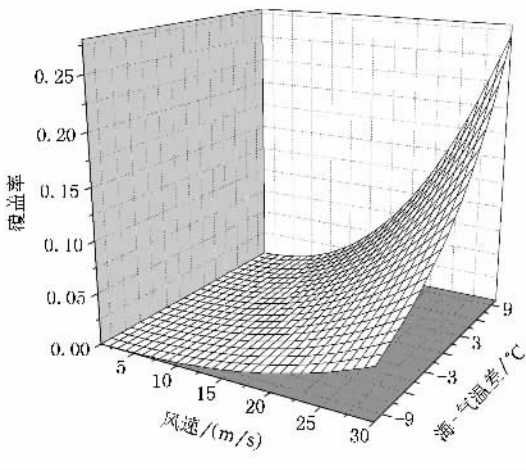


图 8 泡沫覆盖率与风速、海-气温差的关系

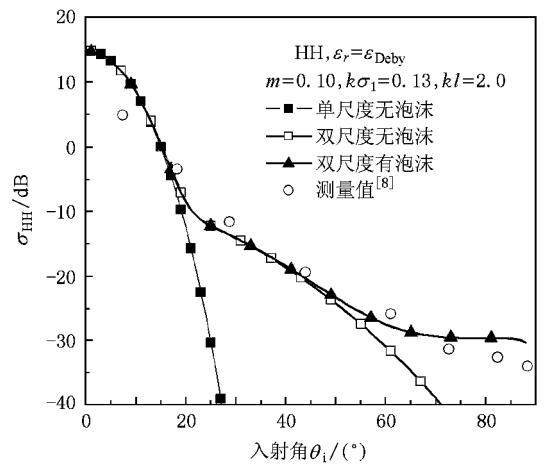


图 9 后向散射系数随入射角的变化

入射角区域,考虑了泡沫的双尺度模型比单独考虑双尺度模型更接近于实验数据.故双尺度模型理论与实验值有一定差距,而考虑了泡沫的影响后更接近了实际情况.图 10 所示为双站散射系数随方位角的变化.可以看出,对于 HH 极化,前向和后向观测时,泡沫的影响较侧向观测时显著;对于 HV 极化,泡沫的影响在侧向附近区域观测时较前后向观测明显.

图 11—图 15 针对 Fung 半经验谱二维海面给出了海面后向散射系数的变化特征.入射频率取为 13.9 GHz.图 11,12 入射角为 30° 40° 48°时,HH, VV 极化,顺风情形下,有、无泡沫时后向散射系数随风速的变化以及与文献 [9] 测量值的比较.图中虚线为单独双尺度海面的结果,实线包含了泡沫的影响.可以看出,考虑了泡沫影响的计算值更接近于测量值,同时随着入射角的增大,泡沫的作用变得明显,HH 极化时泡沫的影响大于 VV 极化情形.

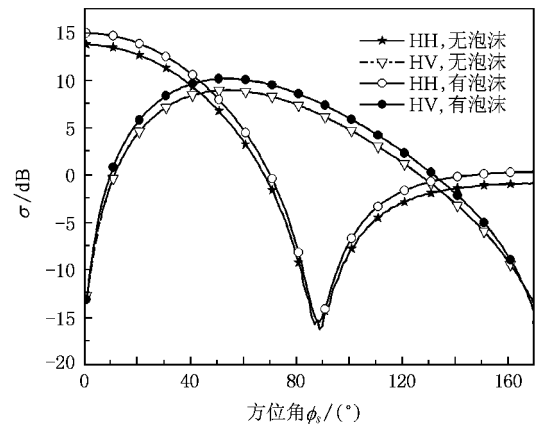


图 10 双站散射系数随方位角的变化(θ = θ_s = 15°)

随方位角(相对于侧风向)的变化以及与文献 [9] 的测量值的比较.不难看出,对于风速为 6.5 m/s,由于泡沫不多,泡沫的作用不太显著;当风速为 15.0 m/s 时,泡沫增多,泡沫开始产生一定的影响,故考虑泡沫影响后的计算值更接近于文献 [8] 的实验值;同时

图 13 为 VV 极化下有、无泡沫时后向散射系数

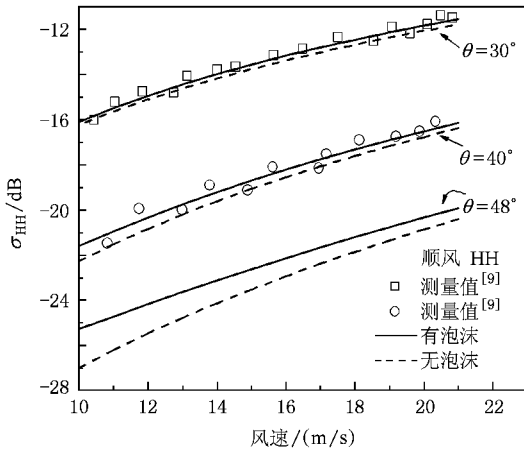


图 11 HH 极化时后向散射系数随风速的变化

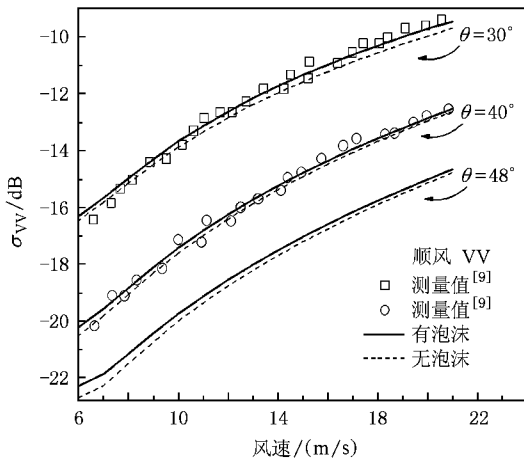


图 12 VV 极化时后向散射系数随风速的变化

可以看出,平行于风向(顺风、逆风)观测得到的后向散射系数较垂直于风向观测的结果差异最显著,主要是由于平行于风向的大尺度波上的毛细波与侧风向上的毛细波粗糙度差异最明显,风速为 15.0 m/s 时的顺风-侧风后向散射系数的差异比风速为 6.5 m/s 时明显,是因为风速增大时,在平行于风向与侧风向上,大尺度重力波、小尺度毛细波的差异均增大的原因所造成的。

图 14 为风速为 15.0 m/s, HH, VV 极化下,有无泡沫时,后向散射系数随入射角的变化情况.可以看出随着入射角的增大,粗糙海面后向散射系数变小,来自海面泡沫粒子的体散射作用变得显著,且 HH 极化时的影响要大于 VV 极化情形.图 15 给出了风速分别为 6.5 m/s, 9.5 m/s, 15.5 m/s 时, VV 极化下,有无泡沫情形时后向散射系数随入射角的变化.可以看出对于相同的入射角,随着风速的增大海面后向散射系数是增大的,这主要是由于风速越大海

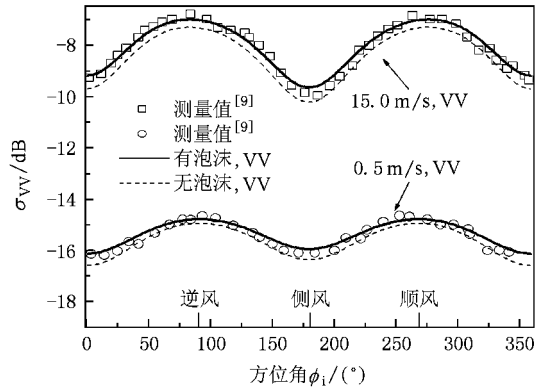


图 13 后向散射系数随方位角的变化(θ = 30°)

面越粗糙造成非相干散射越强所引起的,同时,风速为 6.5 m/s 时有、无泡沫时的曲线差异最小, 9.5 m/s 时差异变大, 15.5 m/s 时的差异最大,是由于风速越大,泡沫越多,其覆盖率也越大,泡沫的体散射对后向散射系数的影响因而也就越显著。

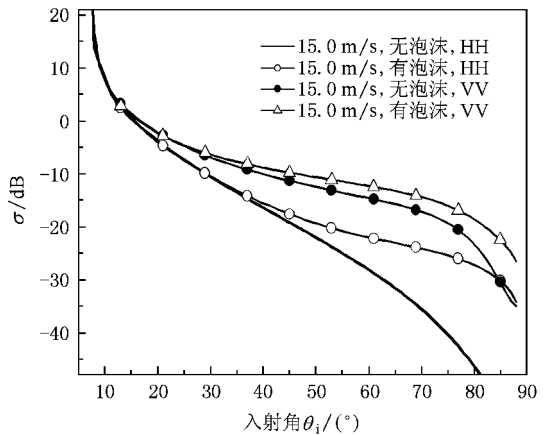


图 14 有无泡沫时后向散射系数随入射角的变化

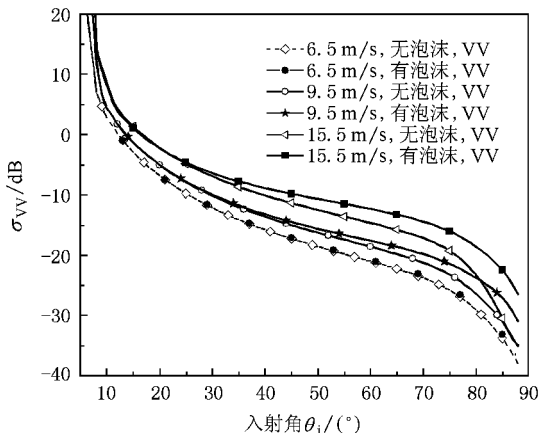


图 15 不同风速下后向散射系数随入射角的变化

6. 结 论

本文运用修正双尺度方法并结合 MIE 理论和 VRT 理论,针对不同的海谱,研究了‘泡沫-海面’复合模型中的电磁散射问题.计算结果与 Daley 和 Jones 等人的测量结果比较验证了本文所采用方法的准确性.我们将泡沫区分为水气泡与实心水粒子的情况进行了比较,讨论了空心粒子、实心粒子、水气泡与实心水粒子的散射特性,然后考虑粗糙面散射、粒子的散射以及粗糙面与粒子之间的耦合散射,并联系到实际海况,分析了将泡沫视为空气泡时对海面微波散射的影响.数值计算结果显示,相同尺寸的水气泡与实心水粒子散射特性是有差异的,当气

泡内的空气占的体积越小,其散射强度、散射截面越接近于水粒子,反之,则差异越大.小入射角时,单尺度、双尺度及考虑了泡沫的双尺度这三个模型差异不大,中等入射角时,双尺度模型能够一定程度上修正单尺度模型的不足,在大入射角情况下,双尺度海面的后向散射变小,泡沫的体散射作用变得显著,考虑了泡沫的双尺度复合模型进一步修正了双尺度模型的不足,在同一风速下,泡沫的影响随入射角增大而增大,HH 极化下泡沫的影响大于 VV 极化情形;当风速较小时,泡沫对后向散射系数随风向变化的影响不显著,当风速增大时,影响增大;对于双站散射,HH 极化下,前向和后向观测的泡沫的影响较侧向观测时显著,HV 极化下,则情况相反.

- [1] Nordberg W, Conway J, Ross D B, Wilheit T 1971 *J. Atmos. Sci.* **28** 429
- [2] Droppelman J D 1970 *J. Geophys. Res.* **75** 696
- [3] Rosenkranz P W, Staelin D H 1972 *J. Geophys. Res.* **77** 6528
- [4] Huang N E 1986 *Wave dynamics and radar probing of the ocean surface* (New York: Plenum) p295—314
- [5] Manahan E C, MacNiocaill G 1986 *Oceanic Whitecaps and Their role in air-sea Exchange Process*(Boston: D. REIDEL) p113—123
- [6] 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]
- [7] Tian J W, Cao H J, Qin Z C *et al* 2001 *Science in China* **31** 342(in Chinese)[田纪伟、曹红杰、覃正才等 2001 中国科学(D 辑) **31** 342
- [8] Daley J C, Ransome J T, Burkett J A 1971 *Radar sea return- JOSS I* (Washington: Nav. Res. Lab) p7268—7271
- [9] Jones W L, Schroeder L C, Mitchell J L 1977 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **25** 52
- [10] Ulaby F T, Moore R K, Fung A K 1982 *Microwave Remote Sensing: Active and Passive*, vol. 2, Reading, (MA: Addison-Wesley) p295—336
- [11] Fung A K, Lee K K, 1982 *IEEE Journal of Oceanic Engineering* **7** 166
- [12] Cox C, Munk W 1954 *J. Opt. Soc. Amer.* **44** 838
- [13] Guo L X, Wang Y H, Wu Z S 2007 *Chinese Journal of Radio Science* **22** 212(in Chinese)[郭立新、王运华、吴振森 2007 电波科学学报 **22** 212]
- [14] Jin Y Q 1988 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **39** 83
- [15] Wu Z S, Wang Y P 1991 *Radio Science* **26** 1393
- [16] Tsang L, Kong J A 1992 *Journal of Electromagnetic Waves and Applications* **6** 265
- [17] Ding K H, Tsang L 1991 *Journal of Electromagnetic Waves and Applications* **5** 117
- [18] Villarino R, Camps A, Vall-llossera M, Miranda J, Arenas J 2003 *IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium* **5** 3076
- [19] Wu Jin 1972 *J. Geophys. Res.* **98** 18221
- [20] Wu Jin 1992 *J. Geophys. Res.* **97** 2
- [21] D B Ross, V Cardone 1974 *J. Geophys. Res.* **79** 444
- [22] Miyake Y, Abe T 1948 *J. Mar. Res.* **7** 67
- [23] Monahan E C, 1980 *J. Phys. Ocean* **10** 2094
- [24] Smith M H, Park P M, Consterding I E 1993 *Q. J. R. Meteorol Soc.* **119** 809
- [25] Monahan E C, O Muirheartaigh I G 1986 *Int. J. Remote sensing* **7** 627
- [26] Wu S T, Fung A K 1972 *J. Geophys. Res.* **77** 5917

Study of the electromagnetic scattering from the rough sea surface with bubbles/foams by the modified two-scale method^{*}

Liang Yu[†] Guo Li-Xin

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

(Received 21 July 2008 ; revised manuscript received 10 February 2009)

Abstract

A volume-surface composite model of rough sea surfaces with water bubble layer driven by wind is presented in this paper. Based on the modified two-scale rough surface scattering theory , MIE theory and VRT (vector radiative transfer) theory , the difference of electromagnetic scattering properties of the water bubbles compared with those of water particles is investigated. The relations between the foam coverage of the sea surface and wind speed and air-sea temperature difference are analyzed. The dependence of back- and bistatic-scattering coefficient of Gaussian rough surface and empirical sea surface with/without foam layer on the incident and azimuthal angle , the wind speed , the wind direction , as well as the polarization are discussed in detail. The results of numerical simulations are analyzed and compared with the measured data from the relevant references.

Keywords : electromagnetic scattering , composite model of sea surface , modified two-scale method , MIE

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 (Grant No. 20070701010).

[†] Corresponding author. E-mail : y_ leung@yahoo. cn