

# 基于文氏改进谱的二维粗糙海面模型及其电磁散射研究\*

吴庚坤 姬光荣<sup>†</sup> 姬婷婷 任红霞

(中国海洋大学信息科学与工程学院电子系, 青岛 266100)

(2013年11月4日收到; 2014年3月24日收到修改稿)

基于文氏改进功率谱和 Donelan 方向分布的实验结论, 结合经典的 Monte Carlo 法提出了一种适用于不同水深、不同风浪成长阶段的二维粗糙海面模型. 在经典的双尺度法计算海面后向散射的基础上, 结合小斜率近似法的仿真结果, 对电磁散射计算方法进行改进. 通过与典型海杂波均值散射系数 GIT 模型的拟合结果进行对比, 验证了文氏改进谱在中国近海海面模拟的适应性与改进后电磁散射计算方法的有效性.

**关键词:** 文氏改进谱, Monte Carlo 法, 双尺度法改进, GIT 模型

**PACS:** 43.30.Hw, 13.40.Ks, 92.10.-c, 42.68.Mj

**DOI:** 10.7498/aps.63.134203

## 1 引言

随机粗糙海面电磁散射的理论研究一直以来都是一个十分重要的研究课题, 其在军事遥感、海况检测、目标检测与跟踪等诸多领域中都有广泛的应用. 鉴于此, 国内外很多学者一直致力于粗糙海面电磁散射的理论研究<sup>[1,2]</sup>. 近年来 Guo 等在垂直极化下通过矩量法研究了双层粗糙环境下物体接触面的散射特性, 并与现有的散射模型进行比较, 给出了在其方法下特征参数对电磁散射影响的实验经验<sup>[3]</sup>, 同时, 通过研究目标接触的散射特性, 给出了计算理想导体的粗糙环境表面的多层散射模型<sup>[4]</sup>. 在模拟海面电磁散射的实验研究中, 首先是要建立一种合理的适应于我国近海海情的海面模型, 其次是要提出有效的理论计算方法.

在探索重构海面的过程中, 兴起了两种重要的模拟粗糙海面的方法, 分形函数法(分形指的是组成部分与整体以某种方式相似形, 分形表征的是形体内部嵌套的自相似结构, 实际海面可认为由大尺度的重力波和小尺度的毛细波构成, 而分形海面模

型可以兼顾大范围有序和小范围无序的特点, 因此可以用分形函数来模拟粗糙海面)和经典 Monte Carlo 法<sup>[5]</sup>(Monte Carlo 法又称为线性滤波法, 其基本思想是在频域用功率谱对一维粗糙功率函数进行滤波, 再在此基础上作逆快速傅里叶变换进而得到粗糙面的高度起伏, 以此来模拟粗糙海面). Franceschetti 等<sup>[6]</sup>提出了用分形函数来模拟粗糙海面, 并基于带限 Weierstrass 分形函数构建了一维、二维分形粗糙面模型<sup>[7]</sup>, Chen 等在此基础上引入 PM 谱(PM 谱是 Pierson 和 Moskowitz 在对北大西洋的 1955 年—1960 年的 460 次海洋观察资料进行谱分析的基础上, 得到随机海浪的平均分布, 再经过无因次化和数学拟合处理后得到的主波浪方向海浪波数谱模型, 其特点是不论风速取值如何, 功率谱中总有一个峰值, 间接证明海表面受到至少两种波谱共同影响)以模拟随机粗糙海面<sup>[8]</sup>. 郭立新、吴振森等对基于海谱分布的分形海面模型的后向散射幅度分布特性进行了研究<sup>[9,10]</sup>. 研究表明分形海面散射回波的幅值在一定条件下满足  $K$  分布<sup>[11]</sup>( $K$  分布是海杂波统计分布模型中使用最广

\* 国家重点基础研究发展计划(973 计划)(批准号: 61320102-1-3) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: grji@ouc.edu.cn

的一种分布模型,用于描述非瑞利杂波的概率密度函数进而拟合实测海杂波的幅度分布,其主要方法是将海杂波描述为符合 Gamma 分布的大尺度调制分量以及符合瑞利分布的小尺度散斑分量两部分,再用 Gamma 分布调制瑞利分布从而得到  $K$  分布模型),并用实测数据加以验证.分形函数法在解释海面的其他散射特征时,除了以重力波的 Phillip 谱(一种对空间波长为 0.1—100 m 范围内,对充分发展的、各向同性的重力波进行谱能量分布估计的功率谱)为功率谱模拟海面的试验效果较好外,大多数实验结果却并不理想.因此越来越多的学者便致力于基于海浪功率谱的经典 Monte Carlo 法模拟海面的研究中.

在二维粗糙海面建模的 Monte Carlo 方法研究中,最重要的是要选取描述海面能量依频率分布的功率谱函数,其次是在构建模型中引入描述海浪内部能量相对于方向分布的方向函数.海浪功率谱中 PM 谱和 JONSWAP 谱(JONSWAP 谱是 20 世纪 60 年代末,英荷美德等国为了适应北海开发的需求,以联合北海波浪计划为依托对海浪进行了迄今为止最为系统的观测,由此得到的国际标准海洋谱)是国际上常使用的海浪能谱,但存在着一些缺点. PM 谱是一种充分成长的海浪谱,只适用于充分成长的风浪,该谱的高频部分比例于  $\sigma^{-5}$ ,但多数观测以及 Phillips(1985)和 Kitaigorodskii(1983)的理论结果表明,谱的高频部分应比例于  $\sigma^{-4}$ . JONSWAP 谱虽然可以描述不同成长阶段的风浪,但高频部分也是比例于  $\sigma^{-5}$ ,这与多数观测结果以及理论研究不符.而且 JONSWAP 谱是深水风浪谱,不能用于有限水深,且受限于风区状态<sup>[12]</sup>.文圣常等在分析研究了现有的海浪能谱后,依据我国近海风浪谱的实际情况,导出了理论风浪能谱,并在 1994 年对低频部分进行修改,使谱的表示形式更符合我国近海实际海况,并被中华人民共和国交通部批准的《海港水文规范》<sup>[13]</sup>采用.文氏谱与 JONSWAP 谱仿真结果较为接近,但经过大量实验验证文氏谱的精度高于 JONSWAP 谱,且文氏谱不仅适用于不同水深,而且适用于不同的风浪成长阶段<sup>[13]</sup>,经黄海、渤海、东海和南海风浪观测资料的检验,证明相对于其他海浪谱,文氏改进谱与实测数据的符合程度更高<sup>[13]</sup>.

随机粗糙海面电磁散射的特性研究方法中最

重要的是实验测量法、解析方法和数值方法.张玉石等人利用频率步进体制雷达采集大量实验数据,对初步实测海杂波数据进行分析,验证表明了高分辨率下海杂波的复杂性.而在计算粗糙海面的电磁散射近似方法中,双尺度法<sup>[14,15]</sup>是最为经典的方法之一.但是双尺度法在某些具体应用时仍存在问题.从理论上说,海面是由大尺度重力波和小尺度张力波组成的,而实际海面却是一种粗糙度连续的自然粗糙面,人为地对海面进行划分,在划分粗糙面阈值标准的选择上存在一些现实问题.而且这两种方法都是基于粗糙面的统计结构模型,有各自的适用范围,其本身也存在一定的局限性,尤其对于掠入射而言.近年来兴起的小斜率近似法是一种不考虑粗糙面高度起伏也能相对精确地计算粗糙面电磁散射的近似方法.由此,本文尝试在经典双尺度算法的基础上引入小斜率近似法进行改进,即在 SPM 法(微扰法是基于 Rayleigh 假设的基础上,用沿远离边界传播的未知振幅的平面波的叠加表示散射场,通过未知振幅求解边界条件的一种粗糙散射场的近似计算方法)集平均于 KA 法(基尔霍夫近似法又称为切平面近似法,它的核心思想是将粗糙面用局部切平面代替,由菲涅耳反射定律求切平面总场进而近似计算远区散射场)的同时在临界阈值处与小斜率近似法(小斜率近似法是基于表面斜率的级数展开,通过保留级数展开的不同项来得到各阶小斜率近似的一种相对精确的散射场近似计算方法)的计算结果进行二次集平均,以计算粗糙海面不同入射角下的电磁散射,并将实验结果与传统的双尺度算法实验结果进行对比,得出结论.同时,用 Z-BUFFER 消隐算法(Z-BUFFER 算法是在利用各种时空连贯性基础上,根据物体三维模型的二维显示坐标来确定物体表面与观察点的远近关系从而判断各表面遮挡关系的一种具有线性复杂度的消隐算法)计算遮挡函数<sup>[16]</sup>,以考虑遮挡修正.最后,在仿真实验中把上述方法的处理结果与基于文献<sup>[17]</sup>基础上结合典型海杂波均值散射系数 GIT 模型(GIT 模型是适用于 1—100 GHz 载频、擦地角 0.1°—10° 范围内以及全方位风向视角条件下的平均海杂波散射系数估计模型,其最重要的特征是使用波浪高度和风速参数来综合描述海面)<sup>[18]</sup>的拟合结果进行比较,验证了本文所提方法的有效性.

## 2 原理及方法

### 2.1 二维改进文氏谱海面建模方法的研究

海浪谱是海浪的重要统计特性, 是描述海面最基本的方法之一. 文圣常根据我国近海研究的实际需要, 对海浪频谱模式进行了深入的研究, 于1988年导出了理论形式的深浅水风浪能谱, 之后历经十多年发展于1994年给出了多来源观测数据(包括经验关系)验证后符合度更高的“解析法”风浪能谱, 最终经合理近似与推导, 得到文氏改进谱, 其公式<sup>[13]</sup>如下:

$$S(\sigma) = \frac{m_0}{\sigma_0} p \times \exp \left\{ -95 \left[ \ln p(5.813 - 5.137\eta) - \ln(6.77 - 1.088p + 0.013p^2) - \ln(1.307 - 1.426\eta) \right] \times \left( \frac{\sigma}{\sigma_0} - 1 \right)^{12/5} \right\},$$

$$0 \leq \frac{\sigma}{\sigma_0} \leq 1.15, \quad (1)$$

$$S(\sigma) = \frac{m_0}{\sigma_0} \frac{6.77 - 1.088p + 0.013p^2(1.307 - 1.426\eta)}{5.813 - 5.137\eta} \times \left( 1.15 \frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^m,$$

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} \geq 1.15, \quad (2)$$

其中  $m_0$  为零阶矩,  $\sigma_0$  为谱峰频率,  $p = \frac{\sigma_0}{m_0} S(\sigma_0)$  为谱尖度因子,  $\eta = \bar{H}/h$  为深度参数,  $\bar{H}$  为平均波高,  $h$  为水深,  $m = 2(2 - \eta)$ . 其后, 他们在原有谱的基础上建立了  $m_0$ ,  $\sigma_0$  和  $p$  与风速  $U$ 、风区  $x$  和风时  $t$  的关系, 因此改进谱不仅可以适用于不同水深, 反映水深的影响, 而且可以适用于不同的风浪成长阶段, 反映风浪的成长过程(在深水时,  $\eta = 0$  即可).

在二维海面情况下, 为了体现由于风向而使海谱呈现出来的各向异性, 需引入角度分布函数对其修正. 方向谱被定义为频谱  $S(\sigma)$  和方向函数  $G(\varphi)$  的乘积:  $S(\sigma, \varphi) = S(\sigma)G(\varphi)$ , 由于方向函数随组成波的频率不断变化, 不同频率的组成波有不同的方向分布形式, 于是, 方向谱进一步取为

$$S(\sigma, \varphi) = S(\sigma)G(\varphi), \quad \int_{-\pi}^{\pi} G(\sigma, \varphi) d\varphi = 1.$$

俞聿修和柳淑学(1995)对几种风浪方向分布模式进行比较, 指出多种方向谱模式中只有 Donelan 分布(Donelan 利用加拿大安大略湖风浪观测资料, 依据14单元波数计阵列的测量结果得到的方向分布

函数, 其分布特性与中国沿海现有的实测方向谱资料符合较好, 并已列入《海港水文规范》)和文氏方向谱与观测数据比较接近<sup>[13]</sup>, 其中文氏方向谱是采用解析的方法直接推导出各个传播方向的频谱, 形式如下:

$$\tilde{F}(\tilde{\omega}, \theta) = \frac{k_1 k_3}{k_2} P \cos^n \theta \tilde{\omega}^{-p\theta} \exp \left[ -\frac{p\theta}{q\theta} (\tilde{\omega}^{-q\theta} - 1) \right],$$

$$\tilde{\omega} \leq \tilde{\omega}_L,$$

$$\tilde{F}(\tilde{\omega}, \theta) = \frac{\tilde{F}(\omega_L, \theta) \tilde{\omega}_L^4}{\tilde{\omega}^4}, \quad \tilde{\omega} \leq \tilde{\omega}_L, \quad (3)$$

式中,

$$\tilde{F}(\tilde{\omega}, \theta) = \frac{\omega_p F(\omega, \theta)}{m_0}, \quad \tilde{\omega}_\theta = \frac{1}{k_2 \cos^{n_2} \theta} \tilde{\omega},$$

$$\tilde{\omega} = \omega/\omega_p, \quad \tilde{\omega}_L = 2.38 P^{-0.406},$$

$$\tilde{\omega}_L = \omega_L/\omega_p, \quad n = n_1 - n_2 + n_3,$$

$$P = 1.69U/C_p = 1.69\omega_p U/g = \frac{S(\omega_p)\omega_p}{m_0}, \quad (4)$$

其中  $P$  表示频谱尖度, 其反映波浪的成长状态, 其余参量都是此物理量的函数,  $\theta$  为方向余角,  $U$  为风速,  $g$  为重力加速度.

鉴于 Donelan 分布与实测数据的拟合效果优于文氏方向谱(下文中给出实验结果), 故本文采用由直接付氏变换法分析得到的 Donelan 方向分布函数, 形式如下:

$$G(\sigma, \varphi) = \frac{1}{2} \beta \operatorname{sech}^2 \beta \varphi,$$

$$\beta = 2.61(f/f_p)^{1.3}, \quad 0.65 \leq f/f_p \leq 0.95,$$

$$\beta = 2.28(f/f_p)^{-1.3}, \quad 0.95 < f/f_p \leq 1.6,$$

$$\beta = 1.24, \quad \text{其他 } f/f_p \text{ 值.} \quad (5)$$

模式中不含表示风浪成长状态的物理量, 其中, 相对频率  $f/f_p = 0.95$  处, 得到  $\beta_{\max} = 2.24$ , 方向分布最为集中.

在 Monte Carlo 法建模研究中, 由于粗糙表面可以认为是由大量的谐波相互叠加形成的, 并且这些不同谐波的振幅值可以认为是独立的高斯随机变量, 那么振幅值的方差就正比于特定波数的功率谱, 这样就可以用下列方法生成二维粗糙表面样本: 设此二维随机粗糙表面在  $x$  方向和  $y$  方向的粗糙长度为  $L_x$  和  $L_y$ , 相邻两个有效点的距离是  $\Delta x$  和  $\Delta y$ , 等间隔离散点数即为  $M, N$ , 则得出  $L_x \approx M\Delta x, L_y \approx N\Delta y$ , 粗糙面上的点的高度起伏的公式为

$$\begin{aligned}
 & f(x_m, y_n) \\
 &= \frac{1}{L_x L_y} \sum_{m_k=-M/2+1}^{M/2} \sum_{n_k=-N/2+1}^{N/2} F(k_{m_k}, k_{n_k}) \\
 & \quad \times \exp[i(k_{m_k} x_m + k_{n_k} y_n)], \\
 & \quad F(k_{m_k}, k_{n_k}) \\
 &= 2\pi [L_x L_y S(k_{m_k}, k_{n_k})]^{1/2} \\
 & \quad \times \begin{cases} \frac{[N(0, 1) + iN(0, 1)]}{\sqrt{2}}, \\ m_k \neq 0, M/2, n_k \neq 0, N/2, \\ N(0, 1), \\ m_k = 0, M/2, n_k = 0, N/2, \end{cases} \quad (6)
 \end{aligned}$$

(6) 式中  $x_m = m\Delta x$ ,  $y_n = n\Delta y$  ( $m = -M/2 + 1, \dots, M/2; n = -N/2 + 1, \dots, N/2$ ). 海面重力波的传播角速度取  $\sqrt{g\sqrt{k_{m_k}^2 + k_{n_k}^2}}$ ,  $S(k_{m_k}, k_{n_k})$  为海面功率谱且  $k_{m_x} = 2\pi m_k/L_x$ ,  $k_{n_k} = 2\pi n_k/L_y$ , 在实际计算过程中, 为了使  $f(x_m, y_n)$  为实数, Fourier 系数须满足条件:  $F(k_{m_k}, k_{n_k}) = F^*(-k_{m_k}, -k_{n_k})$ ,  $F(k_{m_k}, -k_{n_k}) = F^*(-k_{m_k}, k_{n_k})$ . 其后用二维 IFFT 来实现 (6) 式的计算即可. 本文使用改进文氏谱来模拟二维海面, 应用上文所述文氏谱的理论公式, 结合 Donelan 方向分布的方向谱, 本文计算所采用二维粗糙海面建模的主要公式如下:

$$\begin{aligned}
 & S_{\text{Wen}}(k_x, k_y) \\
 &= \begin{cases} 8.8 \frac{m_0 \beta \operatorname{sech}^2 \beta \theta}{\sigma_0} \exp \left\{ -95 \left[ \ln 17.6 \left( \frac{gx}{U_{10}^2} \right)^{-0.233} - \ln \left( 1.522 - 4.312 \left( \frac{gx}{U_{10}^2} \right)^{-0.233} \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + 0.0514 \left( \frac{gx}{U_{10}^2} \right)^{-0.466} \right) \right] \left( \frac{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}{\sigma_0} - 1 \right)^{12/5} \right\} \times \left( \frac{gx}{U^2} \right)^{-0.233}, & 0 \leq \frac{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}{\sigma_0} \leq 1.15, \\ 0.875 \beta \operatorname{sech}^2 \beta \theta \left( 1.522 - 4.4 \left( \frac{gx}{U_{10}^2} \right)^{-0.233} + 0.904 \left( \frac{gx}{U_{10}^2} \right)^{-0.466} \right) \left( \frac{\sigma_0}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \right)^4, \\ \frac{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}{\sigma_0} \geq 1.15, \end{cases} \quad (7)
 \end{aligned}$$

其中,

$$\begin{aligned}
 m_0 &= 1.89 \times 10^{-6} \frac{U_{10}^2}{g^2} \left( \frac{gx}{U_{10}^2} \right)^{0.7}, \\
 \sigma_0 &= 10.4 \frac{g}{U_{10}} \left( \frac{gx}{U_{10}^2} \right)^{-0.233}; \\
 \beta &= 2.61(f/f_p)^{1.3}, \quad 0.65 \leq f/f_p \leq 0.95, \\
 \beta &= 2.28(f/f_p)^{-1.3}, \quad 0.95 < f/f_p \leq 1.6, \\
 \beta &= 1.24, \quad \text{其他 } f/f_p \text{ 值.}
 \end{aligned}$$

$x$  为风区,  $U_{10}$  为距离海面 10 m 处风速,  $f/f_p$  为相对频率,  $h$  为水深.

## 2.2 改进双尺度散射计算方法的研究

双尺度法是在适应大粗糙尺寸的 KA 法和适应小粗糙尺寸的 SPM 法的基础上发展起来的. 我们用微扰理论的一阶近似计算小尺度粗糙度的散射系数, 然后通过对大尺度的斜率分布来求集平均的方法来考虑海面的倾斜效应, 这样就构成了双尺

度理论. 当入射面位于  $x$ - $z$  平面中时, 则后向散射系数计算公式<sup>[15]</sup>为

$$\begin{aligned}
 \theta_{\text{HH}}^0(\theta_i) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\operatorname{ctg}\theta_i}^{\infty} (\hat{h} \cdot \hat{h}')^4 \sigma_{\text{HH}}(\theta'_i) (1 + z_x \operatorname{tg}\theta_i) \\
 & \quad \times P(z_x, z_y) dz_x dz_y, \\
 \theta_{\text{VV}}^0(\theta_i) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\operatorname{ctg}\theta_i}^{\infty} (\hat{v} \cdot \hat{v}')^4 \sigma_{\text{VV}}(\theta'_i) (1 + z_x \operatorname{tg}\theta_i) \\
 & \quad \times P(z_x, z_y) dz_x dz_y, \quad (8)
 \end{aligned}$$

式中,  $\theta_{\text{HH}}^0(\theta_i)$  和  $\theta_{\text{VV}}^0(\theta_i)$  表示不同极化状态下的后向散射系数, 其第一个下标表接收极化, 第二个下标表发射极化,  $\hat{h}$ ,  $\hat{h}'$ ,  $\hat{v}$ ,  $\hat{v}'$  分别是基准坐标系和本地坐标系中的单位水平和垂直极化矢量,  $\theta_i$ ,  $\theta'_i$  分别是入射角和本地入射角,  $z_x$ ,  $z_y$  分别表示粗糙面在  $x$  方向和  $y$  方向的斜率,  $P(z_x, z_y)$  是大尺度粗糙度在  $x$  方向和  $y$  方向的斜率服从的概率密度函数, 它的前面乘以  $(1 + z_x \operatorname{tg}\theta_i)$  表示从入射方向看斜率  $z_x$ ,  $z_y$  服从的联合概率密度函数. 式中对  $x$  方向的斜率  $z_x$  的积分是从  $-\operatorname{ctg}\theta_i$  到  $+\infty$ .  $\sigma_{\text{HH}}(\theta'_i)$  和

$\sigma_{VV}(\theta'_i)$  分别是水平极化和垂直极化时表面小尺度粗糙度引起的后向散射系数, 其表示式为

$$\begin{aligned} \sigma_{HH}(\theta'_i) &= 8k_i^4 \cos^2 \theta'_i |a_{HH}|^2 W(2k_i \sin \theta'_i, 0), \\ \sigma_{VV}(\theta'_i) &= 8k_i^4 \cos^2 \theta'_i |a_{VV}|^2 W(2k_i \sin \theta'_i, 0), \end{aligned} \quad (9)$$

式中  $k_i$  是入射波波数,  $a_{HH}$  和  $a_{VV}$  分别代表水平和垂直极化下的极化幅度,  $W(k_x, k_x)$  为二维海谱.

对于给定入射波长, 空间波数  $K \leq K_L$  的粗糙面构成了双尺度模型中的大尺度部分, 其散射场由KA近似来求解, 其必须满足应用KA的近似条件; 空间波数  $K \geq K_S$  的粗糙面构成了双尺度模型中的小尺度部分, 其散射场由SPM法求解, 其必须满足一阶围绕近似的条件. 同时, 小尺度粗糙面还应包含满足Bragg散射条件的空间波数  $K = K_B = 2k_i \sin \theta_i$ . 在确定大尺度截止波数  $K_L$  时, 我们采用判断条件

$$\frac{1}{\sqrt{\int_0^L \int_0^{2\pi} K^4 S(K, \Theta) dK d\Theta}} \geq \mu,$$

而在求解小尺度粗糙面的散射截面时, 由上面叙述可知需满足  $K_S < K_B = 2k_i \sin \theta_i$ ,  $k_i \sigma_{\text{small}} \cos \theta_i \ll 1$ , 而在上面公式中,  $k_i$  是入射空间波数, 直接影响边界参数阈值  $\mu$ ,

$$\sigma_{\text{small}}^2 = \int_{K_S}^{+\infty} \int_0^{2\pi} S(K, \Theta) dK d\Theta$$

是小尺度部分的高度起伏方根, 由此可求  $K_S$ .

与双尺度法相比, 小斜率近似法不仅适用于满足微扰法及基尔霍夫近似条件下的粗糙面电磁散射问题, 而且还适用于两者过渡类型的粗糙面. 雷达接收粗糙面的散射场可以表示为入射场与散射幅度的函数, 在VV, HH极化方式下, 小斜率近似法的散射幅度可以表示为2乘2的矩阵, 极化差异包含在幂级数的各阶系数里, 其一阶小斜率近似方法求解的散射振幅因子  $S(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s)$  可表示为下面的形式<sup>[19]</sup>:

$$\begin{aligned} S(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s) &= \frac{2(qq_0)^{1/2} B(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s)}{q + q_0} \\ &\times \int \frac{d\rho}{(2\pi)^2} \exp[-j(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s) \cdot \rho \\ &+ j(q + q_0)f(\mathbf{r})], \end{aligned} \quad (10)$$

式中  $\lambda$  为入射波波长,  $K = 2\pi/\lambda$  是入射波波数, 四个分量分别为  $\mathbf{k}_i = K \sin \theta_i \hat{k}_i$ ,  $\mathbf{k}_s = K \sin \theta_s \hat{k}_s$ ,  $q = K \cos \theta_i$ ,  $q_0 = K \cos \theta_s$ , 其中  $\hat{k}_i$  和  $\hat{k}_s$  分别是入

射波数矢量和散射波数矢量在水平面内投影的单位方向,  $f(\mathbf{r})$  为粗糙面表面轮廓.

由上式可以得到散射系数为

$$\begin{aligned} \sigma_{pq}^o &= qq_0 \langle S(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s) S(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s)^* \rangle \\ &= \left[ \frac{qq_0 B(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s)}{2\pi^2 (q + q_0)} \right]^2 \cdot \langle |I|^2 \rangle, \end{aligned} \quad (11)$$

其中

$$\begin{aligned} \langle |I|^2 \rangle &= \int \langle \exp[jq_x(x - x') + jq_y(y - y') \\ &+ jq_z(f_1 - f_2)] \rangle dx dy dx' dy', \end{aligned} \quad (12)$$

$q_x, q_y$  分别是  $(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i)$  的  $x$  和  $y$  方向上的分量,  $q_z = q + q_0$ .

在实际问题求解中, 大入射角情况下, 粗糙海面的某些面元在接收和反射电磁波时会被其他一些面元遮挡. 因此必须考虑入、反射遮蔽. 而对于那些法线与入射波或散射波的夹角大于  $90^\circ$  的面元, 还存在入、散射自遮挡. Z-BUFFER消隐算法从粗糙面的高度起伏函数出发, 包含了粗糙面的基本信息, 对粗糙面基本没有要求限制, 其原理如下: 当观察方向为  $(\theta, \phi)$  时, 坐标系中,  $z'$  轴沿视线方向并指向观察者,  $x'oy'$  平面垂直于视线方向,  $y'$  为原基准坐标系中  $z$  方向在平面  $x'oy'$  内的投影, 以保持形体直立, 则坐标系的具体变换关系为

$$\begin{aligned} \hat{x}' &= -\sin \phi \hat{x} + \cos \phi \hat{y}, \\ \hat{y}' &= -\cos \theta \cos \phi \hat{x} - \cos \theta \sin \phi \hat{y} + \sin \theta \hat{z}, \\ \hat{z}' &= \sin \theta \cos \phi \hat{x} - \sin \theta \sin \phi \hat{y} + \cos \theta \hat{z}. \end{aligned} \quad (13)$$

经上述转换, 各点  $z'$  值的大小即表示此点与观察者的距离, 只考虑  $x', y'$  两个坐标分量, 则海面即可投影到平面  $x'oy'$  内, 这就是平行投影. 若有两个面元出现了遮挡, 那么它们在投影面上的投影就会出现重叠现象, 求出重叠面元的像素个数, 再计算出它们遮挡的面积, 根据两个面元  $z'$  坐标大小就可以确定面元是否被遮挡, 最后观察方向的遮蔽函数就是每一个未遮挡面积相加后除以面元总面积. 在具体的海面电磁散射计算过程中, 本文结合Z-BUFFER消隐算法, 充分考虑遮蔽效果的前提下, 由KA近似来求解空间波数  $K \leq K_L$  的粗糙面构成的双尺度模型中的大尺度部分散射场, 由SPM法求解空间波数  $K \geq K_S$  的粗糙面构成的双尺度模型中的小尺度部分散射场, 在二者的交界邻域内(根据风区大小具体选择邻域像素窗口)应用小斜率近似法进行二次集平均.

现有的杂波后向散射系数模型除上述粗糙面模型外, 还有基于实验数据分析拟合建立模型的GIT, TSC, HYB, Morchin 模型等. 张玉石等结合大量海杂波实测数据研究了陆海交界地区小擦地角的均值散射系数, 并将其实验结果与半经验海波均值散射系数模型进行比较从而验证模型在我国近海的有效性. 本文将在此基础上以GIT模型为标准验证所提方法的有效性. GIT模型是基于标准传播条件下观测多组数据集和不同海表面散射机理的数学模型而获得海杂波均值散射系数的模型. GIT模型中海杂波散射系数为

$$\sigma_{HH}^0 = 10 \log(3.9 \times 10^{-6} \lambda \theta^{0.4} G_a G_u G_w), \quad (14)$$

$$\sigma_{VV}^0 = \begin{cases} \sigma_{HH}^0 - 1.05 \ln(h_a + 0.015) + 1.09 \ln(\lambda) \\ \quad + 1.27 \ln(\theta + 0.0001) + 9.7, \\ \quad (3-10 \text{ GHz}), \\ \sigma_{HH}^0 - 1.73 \ln(h_a + 0.015) + 3.76 \ln(\lambda) \\ \quad + 2.46 \ln(\theta + 0.0001) + 22.2, \\ \quad (\leq 3 \text{ GHz}). \end{cases} \quad (15)$$

调整因子定义:

$$G_a = \frac{a^4}{1 + a^4},$$

$$G_u = \exp(0.2 \cos \phi (1 - 2.8\theta)(\lambda + 0.015)^{-0.4}),$$

$$G_w = \left[ \frac{1.94 V_w}{(1 + V_w/15.4)} \right]^q,$$

$$q = \frac{1.1}{(\lambda + 0.015)^{0.4}},$$

$$a = \frac{(14.4\lambda + 5.5)\theta h_a}{\lambda},$$

其中,  $\lambda$  为雷达波长 (m),  $\theta$  为擦地角,  $h_a$  为平均波高 (m),  $G_a$  为干涉因子,  $G_u$  为风速因子,  $G_w$  为风向因子.

### 3 实验结果与分析

方向谱的分布模式都是相对频率  $f/f_p$  的函数, 为了验证文氏方向谱模式与 Donelan 方向谱模式对我国近海海浪的适用性, 本文采用我国近海渤海站点的 51 组方向谱实测数据, (即渤海 8# 平台于 1992 年 10—11 月采用仪器阵列法在水深约 27 m 处测得到的 51 组数据平均值, 部分参数值如下:  $U/C_p$  为 0.38—2.51,  $H_{1/3}/L_s$  为 0.0158—0.0445,

其中  $T_{H_{1/3}}$  为有效波周期, 为 3.67—6.5 s,  $H_{1/3}$  为 0.51—2.51 m, 其中  $U$  为水面 10 m 处风速, 有效波周期由公式  $T_{H_{1/3}} = 1.15T$  换算得到, 仪器阵列法实测资料的采样时间距为 0.25 s, 样本长度为 20 min), 首先结合试验数据从分布函数的最大值和标准差两个方面对比分析了两种分布函数的分布特性 (图 1 至图 6), 其次将两种方向分布与实测数据进行拟合, 从方向分布函数和累计方向分布的拟合效果上来证明 Donelan 分布的优点 (图 7, 图 8).

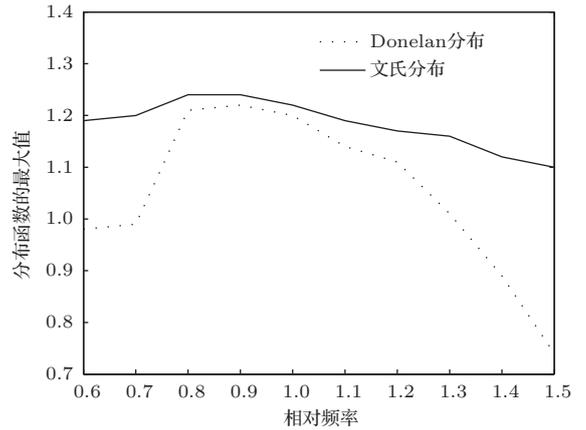


图 1 成长状态  $U/C_p = 0.5$  时,  $G_{\max}$  的分布特性

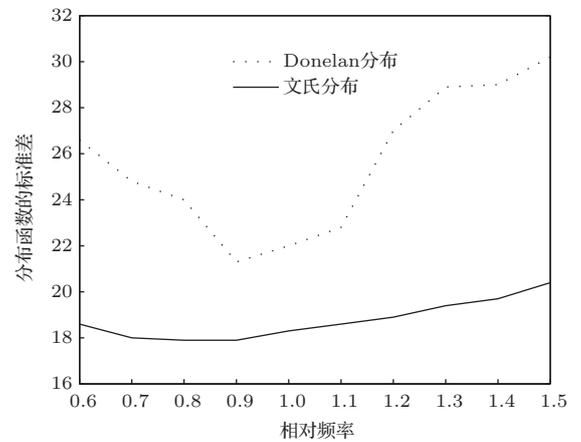


图 2 成长状态  $U/C_p = 0.5$  时,  $\sigma_\theta$  的分布特性

本文采用分布函数的标准差  $\sigma_\theta$  和最大值  $G_{\max}$  来表征其分布特性. 其式为

$$\sigma_\theta = \left[ \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \theta^2 G(\theta|f) d\theta \right]^{1/2},$$

$$\sigma_\theta = \left[ \int_{-\pi}^{\pi} \theta^2 G(\theta|f) d\theta \right]^{1/2}. \quad (16)$$

由公式可知, 当  $G_{\max}$  越小时,  $\sigma_\theta$  越大, 则其对应的

方向分布特性体现应当越宽.

$G_{\max}$ , 其分布特性如图 1 至图 6.

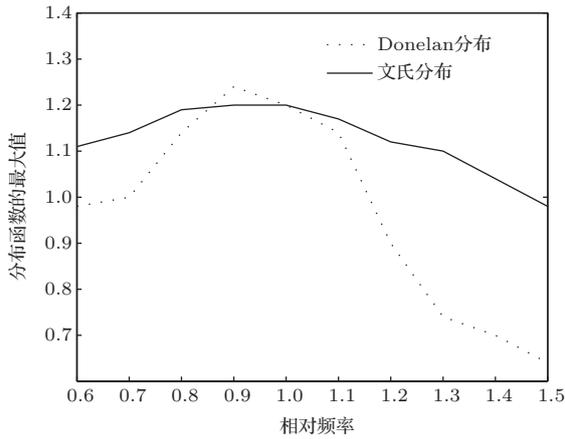


图3 成长状态  $U/C_p = 1.0$  时,  $G_{\max}$  的分布特性

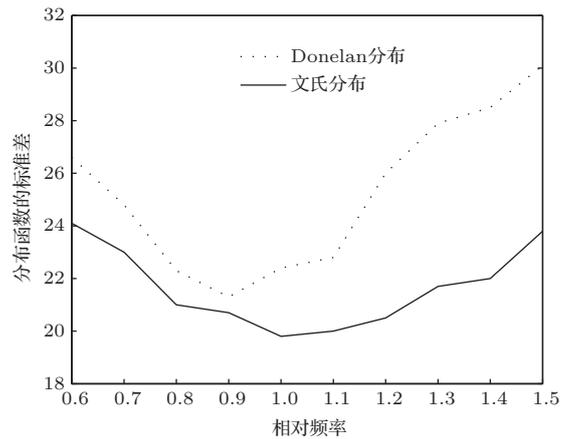


图6 成长状态  $U/C_p = 1.5$  时,  $\sigma_\theta$  的分布特性

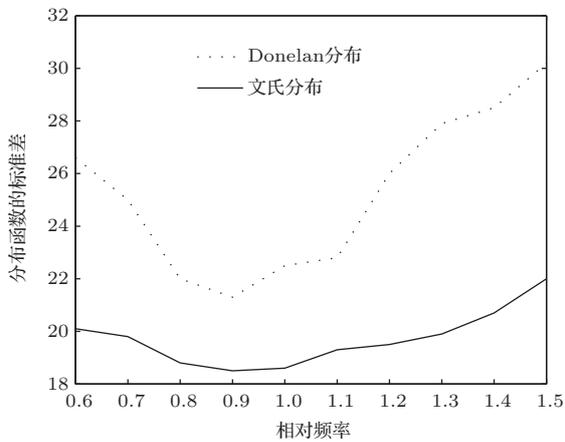


图4 成长状态  $U/C_p = 1.0$  时,  $\sigma_\theta$  的分布特性

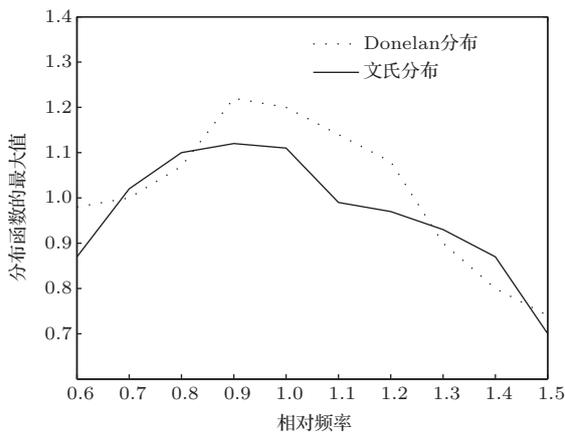


图5 成长状态  $U/C_p = 1.5$  时,  $G_{\max}$  的分布特性

在进行实验数据拟合过程中, 为了便于比较, 由有因次方向谱  $S(f, \theta)$  推导得出方向分布函数,

$$S(f) = \int_{-\pi}^{\pi} S(f, \theta) d\theta,$$

$$G(f, \theta) = S(f, \theta) / S(f),$$

$$F(\theta|f) = \int_{-\pi}^{\theta} G(\theta|f) d\theta, \quad (17)$$

其中,  $F(\theta|f)$  是分布函数  $G(f, \theta)$  的累积分布曲线. 定量地检验各方向分布公式与实测结果的拟合程度时采用方向分布  $\Delta G_{XY}$  和累计方向分布  $\Delta F_{XY}$  的均方根差来衡量:

$$\Delta G_{XY} = \left\{ \int_{-\pi}^{\pi} [G_X(\theta|f) - G_Y(\theta|f)]^2 d\theta \right\}^{1/2},$$

$$\Delta F_{XY} = \left\{ \int_{-\pi}^{\pi} [F_X(\theta|f) - F_Y(\theta|f)]^2 d\theta \right\}^{1/2}. \quad (18)$$

比较两种分布模式时, 误差值最小时为最优, 统计两种方法所得的最优频次, 并判断二者对实测方向谱数据分布的适用性, 统计结果(来源于渤海 8# 平台仪器阵列所测)如下: 当  $U/C_p \geq 1.0$  时, Donelan 分布  $\Delta F_{XY}$  为 4 次,  $\Delta G_{XY}$  为 6 次,  $\Delta G_{\max}$  为 3 次, 而文氏分布  $\Delta F_{XY}$  为 1 次,  $\Delta G_{XY}$  为 1 次,  $\Delta G_{\max}$  为 4 次; 当  $U/C_p < 1.0$  时, Donelan 分布  $\Delta F_{XY}$  为 3 次,  $\Delta G_{XY}$  为 3 次,  $\Delta G_{\max}$  为 1 次, 而文氏分布  $\Delta F_{XY}$  为 1 次,  $\Delta G_{XY}$  为 1 次,  $\Delta G_{\max}$  为 2 次.

首先研究两种方向分布的标准差  $\sigma_\theta$  和最大值

两种分布模式与实测方向分布数据的具体数

据拟合图如图7和图8. 拟合数据为  $H_{1/3} = 1.25$  m,  $T_{H_{1/3}} = 5.6$  s,  $U/C_p = 1.15$ .

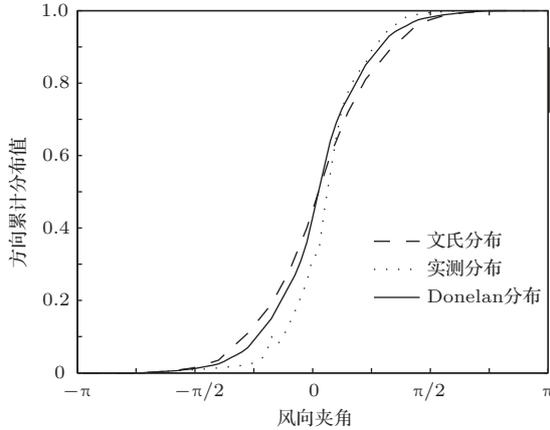


图7 实测分布与两分布模式的方向累计分布拟合

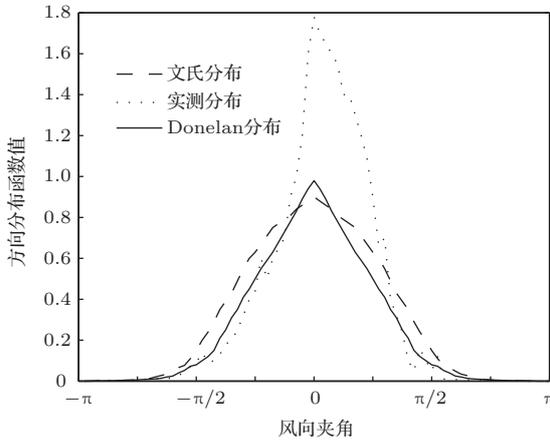


图8 实测分布与两分布模式的方向分布函数值拟合

实验结论: 通过图1至图6可知, 由Donelan分布和文氏方向分布都能得到  $f \approx 0.90f_p$  时, 方向分布最窄, 在趋近高频和趋近低频的两侧, 其方向分布逐渐变宽, 而且随着波龄越大, 波浪成长状态越充分, 二者的分布特性越接近,  $G_{max}$  值和  $\sigma_\theta$  值也越接近, 这符合波浪力学的基本规律, 在物理原理上一方面是因为这两种方向分布的模型构造都一定程度上考虑了风浪成长状态的影响(其中, Donelan分布考虑波龄状态较少, 但一定程度上考虑到波陡的表征), 尤其是文氏谱, 在表征风浪成长状态中, 直接采用相对风速  $U/C_p$  来表示, 另一方面波浪成长越充分, 其方向分布越趋于稳定, 实测数据越不易失真. 而就二者相比较而言, 当  $U/C_p \approx 1$  时(理论上认为波浪处于充分成长状

态), 文氏分布最窄, 而Donelan相对较宽, 当  $U/C_p$  变大时, Donelan分布变化较小, 而文氏分布变得较宽, 变化幅度大, 这在理论上是由于文氏分布在  $U/C_p \geq 1$  时, 其标准差比较小, 波能分布集中在  $-90^\circ$  到  $90^\circ$  之间所决定的. 与所测实际方向分布资料拟合中(图7、图8), Donelan分布的拟合效果比文氏分布拟合效果好, 并且Donelan分布的分布参数  $\beta$  变化相对来说仅受相对频率  $f/f_p$  影响, 在实际应用中十分方便, 而文氏分布仅适用于波龄范围在中小程度到充分成长的海浪状态, 且在实际应用中难以区别对待. 考虑到Donelan分布试验中收集到的观测资料相对完备, 故本文采用Donelan方向分布模型.

在文氏谱的Monte Carlo法建模中, 采用(6)式和(7)式, 实验数据选取1993年IPIX雷达所测320#海情数据, 其风向为  $320^\circ$ , 气温  $4.3^\circ\text{C}$ , 湿度81%. 采用Monte Carlo法模拟的二维文氏谱海面的仿真结果如图9至图12.

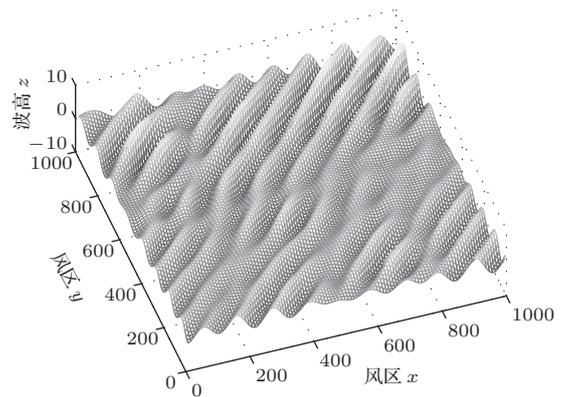


图9 JONSWAP谱, 风速 10 km/h, 风向  $320^\circ$ , 风区 10 km

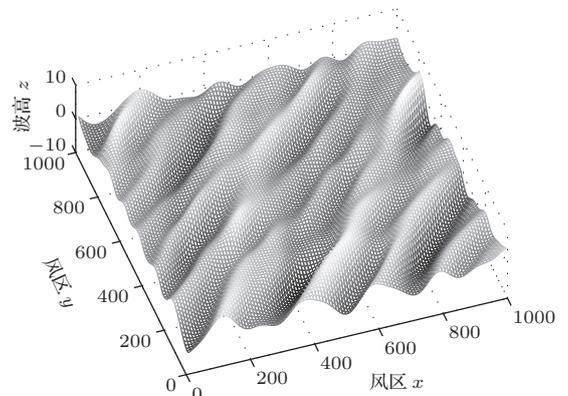


图10 文氏谱, 风速 10 km/h, 风向  $320^\circ$ , 风区 10 km

比较图9、图10, 在波浪未充分成长(中小风区尺度下、中低风速)情况下, 文氏谱模拟的二维海面比JONSWAP谱模拟的二维海面更贴近实际情况, 更符合物理意义. 比较图11、图12, 风向、风区相同, 当风速变大时海面的整体(重力波)起伏变大, 而局部(张力波)变化变慢, 大尺度重力波与小尺度张力波的区分更加明显, 此特征与海浪的自然变化相符合.

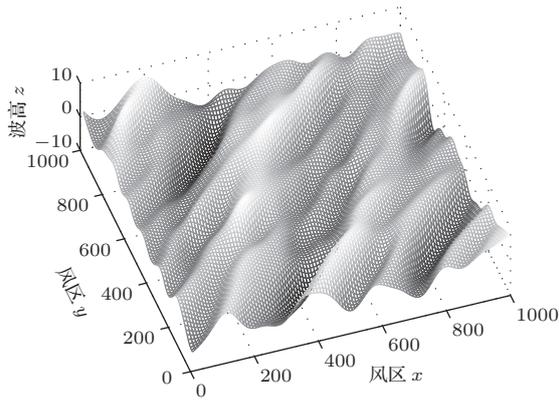


图11 文氏谱, 风速 22 km/h, 风向 320°, 风区 10 km

比较图10与图13, 图10与图12可以得出结论, 海面起伏(有效波高)随着风速和风区的增大而增大; 而比较图13与图14可知, 风区对海面起伏的影响随着风速的减小而变得显著.

综上可知, 采用Monte Carlo法以文氏谱为功率谱结合Donelan方向分布的方向谱函数来构造二维海面的方法符合物理海洋意义, 且比JONSWAP谱模拟的二维海面更适合不同风浪成长阶段(主要是风区、风速影响), 具有实际可行性.

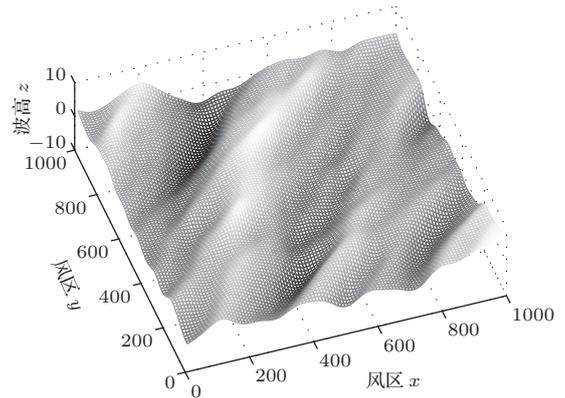


图14 文氏谱, 风速 21 km/h, 风向 320°, 风区 20 km

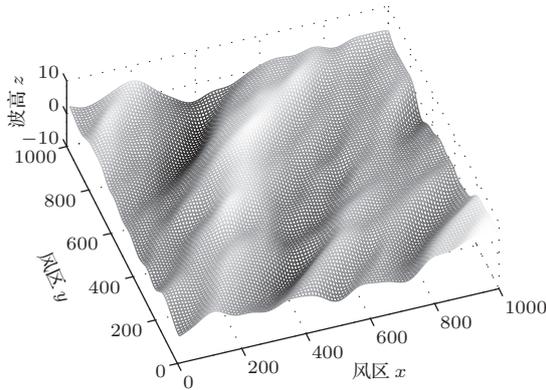


图12 文氏谱, 风速 28 km/h, 风向 320°, 风区 10 km

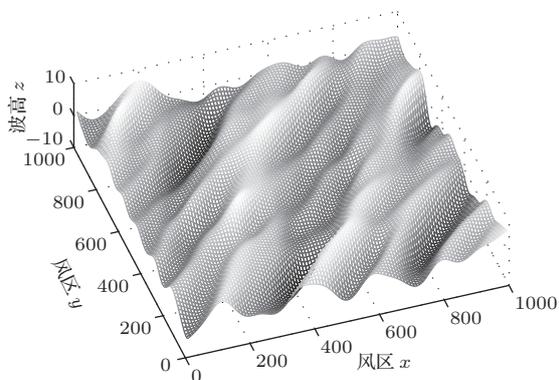


图13 文氏谱, 风速 21 km/h, 风向 320°, 风区 10 km

在计算海面电磁散射系数试验中, 选取实际数据风速  $u_{10}$  为 24 km/h, 雷达工作频率为 1.2 GHz, 入射角为  $89.3512^\circ$ , 相对方位角为  $45^\circ$ , 极化方式为 VV 极化, 海水介电常数为 81, 风区为 10 km, 有效波高则取同等海情下文氏谱仿真海面尺寸单元的平均波高. 不同方法海杂波数据仿真结果分别如图15至图17.

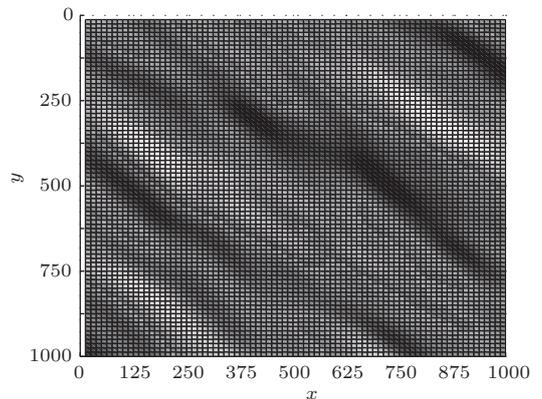


图15 传统TSM法计算散射率结果图

由图15可得出结论, 传统的TSM算法计算散射系数过程中, 在处理大尺度重力波和小尺度张力

波临界处时存在明显的问题. 自然界中海面是由粗糙度连续的自然粗糙面组成的, 而KA法与SPM法计算出的散射率结果并非平滑过渡, 这显然与实际物理意义不符.

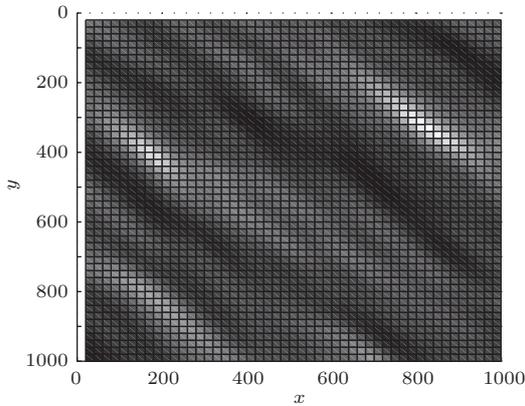


图 16 结合 SSA 遮挡后改进 TSM 结果

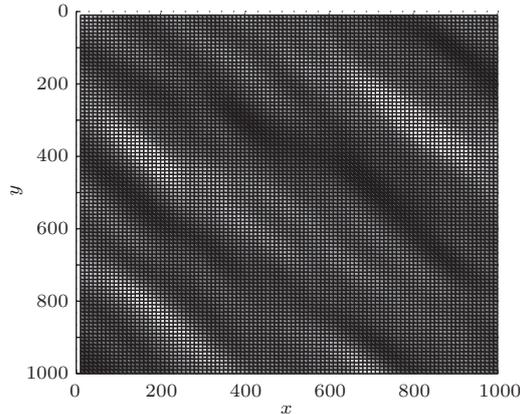


图 17 GIT 模型散射系数仿真图

比较图 15 至图 17 可以看出, 结合 TSM 法在重力波与张力波临界处引入 SSA 法, 同时, 经上文遮挡方法对文氏海面电磁散射进行遮挡修正后可以有效地改进传统 TSM 法, 使临界处的不平滑过渡大幅度趋于缓和.

不同入射角、不同极化方式下后向散射系数的数值计算结果如图 18 和图 19.

图 18 和图 19 给出了风速 21 km/h, 相对方位角 45°, 风区 20 km, 雷达发射频率为 1.2 GHz, 不同极化方式、不同入射角的充分成长文氏谱模拟海面的不同模型所计算的后向散射系数试验结果. 由图可知, VV 极化和 HH 极化条件下, 在小入射角时, 相同风速、风区、方位角条件下, 采用不同模型计算出的后向散射曲线基本重合, 这从散射理论上

解释是因为在接近垂直入射条件下, 尽管极化方式不同, 但其产生的极化电场矢量都是位于水平面内的, 因而小入射角下极化方式等条件的不同对于散射曲线所造成的影响就很小. 然而随着入射角的增大, 不同方法所计算出的散射曲线的区别也越来越明显. 就整体比较而言, 本文所采用的改进的 TSM 法在与 GIT 模拟方法比较时其拟合效果比传统的 TSM 方法更好 (VV 极化下效果更明显), 这是因为在大尺度重力波和小尺度毛细波判断邻域内, 改进 TSM 法充分考虑到波浪的连续变化性而引入小斜率近似法进行二次集平均过渡的原因. 然而之所以无法更加精确地拟合, 其原因是多方面的, 主要是与海浪谱的仿真效果与散射率计算模型有关.

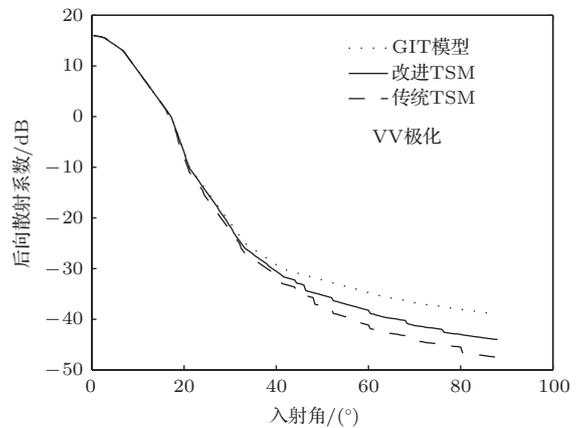


图 18 VV 极化下不同模型随入射角变化的后向散射曲线

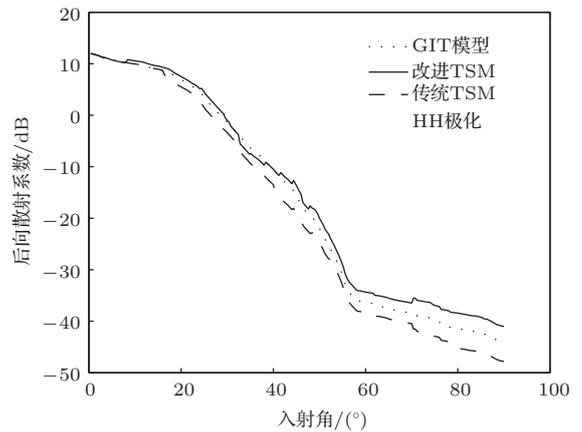


图 19 HH 极化下不同模型随入射角变化的后向散射曲线

在计算不同海况条件下海面后向散射系数中, 由于海表面上空的风速决定了海面的风浪表现形态, 风速越大则海表面粗糙度越大, 进而对后向散射系数的大小及分布特性造成影响. 实验中以道格拉斯海况中有效波高与风速的关系为标准, 结

合1991年Nathanson所公布的散射率系数实测数据<sup>[20]</sup>,采用上述半经验GIT模型(不同波段海杂波数据为顺风侧风逆风下测量值的平均,因此在使用GIT模型中使用风向为90°的侧风方向进行计算)与改进散射模型计算结果(在文氏改进谱模拟海面为粗糙面基础上)进行拟合分析,选取擦地角为10°和60°两组数据,其入射频率为1.25 GHz,结果如图20至图23.

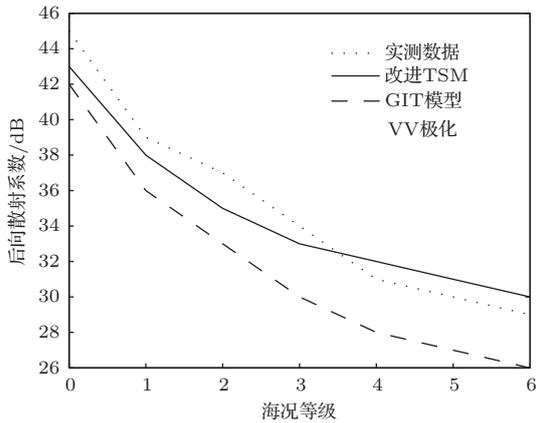


图20 VV极化、擦地角10°时实测数据与不同模型的后向散射拟合曲线

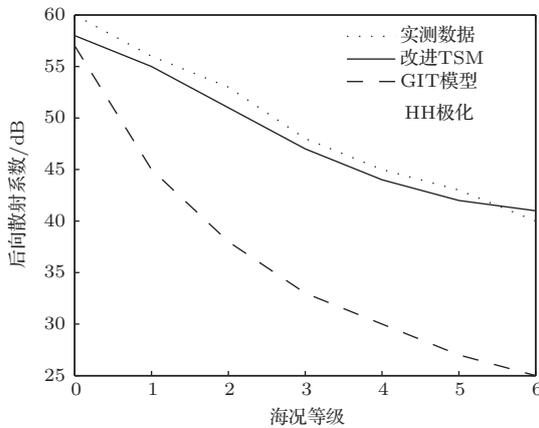


图21 HH极化、擦地角10°时实测数据与不同模型的后向散射拟合曲线

上述实验结果表明,在擦地角一定时,后向散射系数随着海态等级的增加而降低,从物理原因上分析,这是由于在相对大的擦地角下,海面电磁散射近似于镜面反射,雷达波后向散射能量巨大,而随着风速增加(海态等级升高)风吹浪使海面的平整光滑度迅速降低,镜面反射的环境遭到了破坏,入射能量被褶皱的海面散射到其他方向,从而造成后向散射系数的降低.另外,比较图20与图22、图21与图23可知擦地角对海态等级与后向散射系

数关系的影响在海态等级小时更加突出,随着海态等级升高,影响变小,这是由于随着海态等级升高,海杂波的变化主要由海洋表面的漫反射来决定,而与擦地角、入射频率的相关性慢慢变低引起的.在GIT模型的拟合实验中,比较图20与图21、图22与图23可知高海态情况下,HH极化散射系数均值比VV极化小且HH极化下散射系数的数值偏低、起伏较大,和实测数据难以取得比较好的拟合效果.就其原因分析,是因为在陆海空交界处的海面难以形成完全海况,造成海杂波特性比较复杂,雷达性能受到严重影响,实测数据存在偏差引起的.以上结论需要高海况大量海杂波实测数据的进一步验证,期待在未来的工作中能获得更多实测数据进行更细致的研究.

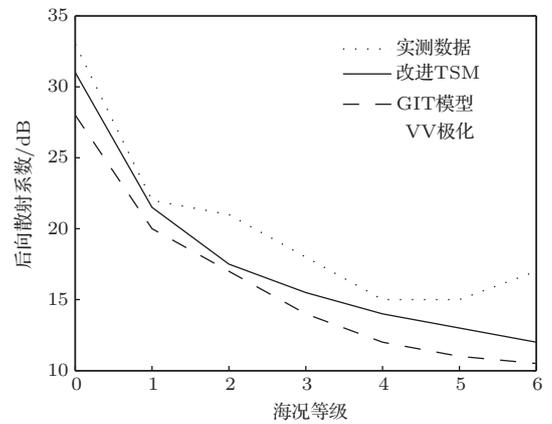


图22 VV极化、擦地角60°时实测数据与不同模型的后向散射拟合曲线

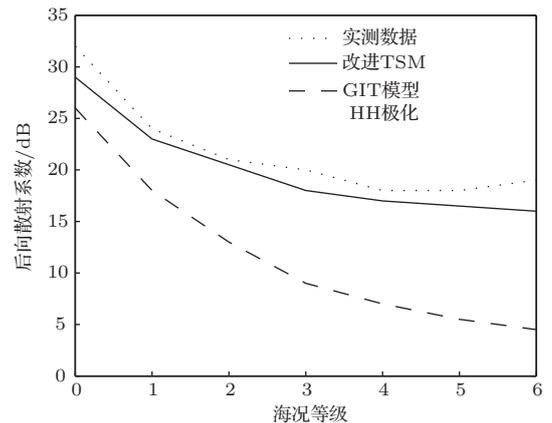


图23 HH极化、擦地角60°时实测数据与不同模型的后向散射拟合曲线

由图16、图18至图23可以看出,本文所提出的改进后TSM法也并不能完全消除不同尺度海波临界处的过渡误差,改进TSM法、GIT散射模型与实际海杂波数据拟合度尚不精确也是有诸多原因

的. 一方面, 本文所用改进 TSM 法并没有充分考虑曲率修正及多次散射等多个问题, 另一方面, GIT 半经验模型也并不是完全理想的海杂波模型, 其仿真数据存在偏差. 但结合实验数据的整体拟合效果来看, 改进 TSM 法比传统 TSM 法能在一定程度上改善大尺度重力波和小尺度毛细波电磁散射计算中无法平滑过渡的问题, 这在物理海洋学上更符合波浪连续变化的实际.

## 4 结 论

本文结合渤海 8# 平台的方向分布采集数据在实验中验证了 Donelan 分布函数与中国近海海浪方向参数的拟合效果好于文氏分布的拟合效果, 并在此基础上从改进的文氏谱的功率谱出发, 模拟出适合我国近海海况的文氏谱海面. 实验证明采用 Monte Carlo 法以文氏谱为功率谱函数结合 Donelan 方向谱来构造二维海面的方法符合物理海洋意义, 其在未充分成长的海浪模拟下具有优越适应性, 具有实际可行性, 为二维海面的建模研究提供了新的研究参考点.

在计算后向散射系数时, 本文尝试在双尺度算法的基础上引入小斜率近似法在一定程度上改进了传统双尺度方法中重力波与张力波的计算无法平滑过渡的问题, 取得了比较好的实验效果, 这在物理海洋学上更符合波浪连续变化的实际现象. 同时, 结合 1991 年 Nathanson 散射率实测数据进行实验拟合, 对比分析表明, 结合小斜率近似法进行二次集平均改进后的双尺度算法其散射率计算结果比传统的双尺度算法更接近同等海况、同等雷达入射条件下 GIT 散射模型所模拟的数据仿真图(其中海杂波仿真数据参考中国电波传播研究所的  $L$  波段岸基观测雷达所测数据), 具有实际研究意义.

## 参考文献

[1] L X Guo, Z S Wu 2000 *IEE of Electronic Letters* **36** 1810

- [2] Ji W J, Tong C M 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 160301 (in Chinese)[姬伟杰, 童创明 2012 物理学报 **61** 160301]
- [3] Wang A Q, Guo L X, Chai C 2011 *Chin. Phys. B* **20** 050202
- [4] Wang A Q, Guo L X, Chai C 2011 *Chin. Phys. B* **20** 050201
- [5] Leung Tsang, Kong J A, Ding K H, Chi O A 2001 *Scattering of Electromagnetic Waves: Numerical Simulations* New York: Wiley Interscience pp1-12
- [6] Franceschetti G, Migliaccio M, Riccio D 1996 *Radio Science* **31** 1749
- [7] Wang Y H, Guo L X, Wu Z S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 209 (in Chinese) [王运华, 郭立新, 吴振森 2006 物理学报 **55** 209]
- [8] Chen J, Lo K Y, Leung H 1996 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **34** 966
- [9] Guo L X, Wang Y H, Wu Z S 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5130 (in Chinese)[郭立新, 王运华, 吴振森 2005 物理学报 **54** 5130]
- [10] Yang Jun-Ling, Guo Li-Xin, Wan Jian-Wei 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2106 (in Chinese)[杨俊岭, 郭立新, 万建伟 2007 物理学报 **56** 2106]
- [11] Guo L X, Wu Z S 2001 *Acta Electronica Sinica* **29** 1287 (in Chinese)[郭立新, 吴振森 2001 电子学报 **29** 1287]
- [12] Xu D L, Yu D Y 2001 *Theory of random waves* (Beijing: Higher Education Press) pp200-204 (in Chinese) [徐德伦, 于定勇 2001 随机海浪理论 (北京: 高等教育出版社) 第 200—215 页]
- [13] Yuan Y H 2013 *Code of Hydrology for Sea Harbour* (Beijing: China Communications Press) pp19-22, pp169-174 (in Chinese) [袁永华 2013 海港水文规范 (北京: 人民交通出版社) 第 19—22, 169—174 页]
- [14] Fung A K, Lee K 1982 *IEEE J. Oceanic Engineering OE-7* 166
- [15] Ulaby F 1982 *Microwave Remote Sensing* (Vol.2) (London: Addison-Wesley Publishing)
- [16] Zhang Y D 2004 *Ph. D. Dissertation* (Xian: XiDian University) (in Chinese) [张延冬 2004 博士学位论文 (西安: 西安电子科技大学)]
- [17] Zhang Y S, Wu Z S, Zhang Z D, Li H M 2009 *IET International Radar Conference Qingdao, China, May 2009*
- [18] Antipov I 1998 *Defence Science and Technology Organisation, Salisbury, Technical Report DSTO-TR 0679*
- [19] Voronovich A G, Zavorotny V U 2001 *Waves in Random Media* **11** 247
- [20] Nathanson F E, Reilly J P, Cohen M N 1991 *Radar design principles: signal processing and the environment* (Mc Graw-Hill published) pp275-279

# Study of electromagnetic scattering from two-dimensional rough sea surface based on improved Wen's spectrum\*

Wu Geng-Kun Ji Guang-Rong<sup>†</sup> Ji Ting-Ting Ren Hong-Xia

(School of science, Ocean University of China, QingDao 266100, China)

( Received 4 November 2013; revised manuscript received 24 March 2014 )

## Abstract

By combining the improved Wen's spectrum with the classic Monte Carlo algorithm and Donelan's experimental conclusion, a two-dimensional sea surface model suitable for different depths and different stages of wave growth is proposed in this paper. Based on the classic two-scale method for the calculation of sea backscattering coefficient, and the introduction of the simulation results obtained by the SSA (small slope approximation) method, the electromagnetic scattering calculation method is modified. Compared with the fitting result based on the backscattering coefficient model of GIT, it proves that the improved Wen's spectrum is suitable for Chinese coastal waves, and the proposed electromagnetic scattering theory is accurate and efficient.

**Keywords:** Wen's spectrum, Monte Carlo method, two-scale method, model of GIT

**PACS:** 43.30.Hw, 13.40.Ks, 92.10.-c, 42.68.Mj

**DOI:** [10.7498/aps.63.134203](https://doi.org/10.7498/aps.63.134203)

---

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 61320102-1-3).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [grji@ouc.edu.cn](mailto:grji@ouc.edu.cn)