基于优化理论的高频地波雷达海浪参数反演*

李伦[1)†] 吴雄斌[2)] 徐兴安[2)]

1) (武汉数字工程研究所, 武汉 430074)

2) (武汉大学电子信息学院, 武汉 430072)

(2013 年 9 月 14 日收到; 2013 年 10 月 27 日收到修改稿)

针对从高频地波雷达海洋回波多普勒谱反演海浪参数的非线性积分方程, 采用线性化近似可以转化为线性积分方程, 类似于第一类 Fredholm 积分方程. 文中采用数值方法将线性积分方程转化为二次型最优化问题, 并采用共轭梯度法来求解. 针对海浪参数的非负先验特性, 在迭代过程中, 加入非负约束项对共轭梯度法进行了改进. 在单部雷达和双部雷达情况下进行正演数值模拟, 然后用模拟数据添加不同信噪比的随机噪声进行海浪参数反演, 无论是单峰海浪谱还是有两个传播方向的双峰谱反演结果均表明了本文提出的算法在不同信噪比下的有效性.

关键词: 高频地波雷达, 海浪方向谱, 共轭梯度法, 反演

PACS: 84.40.xb, 93.85.–q, 42.25.Bs **DOI:** 10.7498/aps.63.038403

1 引 言

近几十年来基于电磁散射理论的不同频段无线电探测已经发展成为遥感探测领域不可或缺的高新技术, 与之相应的反演技术也不断发展, 且广泛应用于科学研究和工程实践中[1−3]. 在众多的无线电探测技术中, 海洋探测已经发展成为由传统仪器和现代遥感仪器相结合的多种传感器的全方位、多层次立体化监测, 多种传感器相互配合、相互补充, 从而达到对海洋环境的全面精细化观测[4−7]. 高频无线电海洋探测是从 1955 年 Crombie 利用在高频电波进行海面回波观测与分析发现雷达回波类似于晶体 Bragg 散射机理基础上发展起来的一种海洋探测方式[8]. Barrick 等先后利用微扰法建立了比较完善的一阶和二阶散射理论, 这些理论模型解释了雷达多普勒回波中两个相对载频呈对称分布的一阶谱峰和周围的二阶谱峰, 并表明了能从一阶谱和二阶谱中提取海流、海风和海浪等海洋动力学参数信息[9,10]; Walsh 和 Gill 等从广义函数方法出发也建立了一阶和二阶散射理论模型, 并推广到了双/多基地和移动平台情形[11]. 垂直极化的高频电波具有沿海面传播衰减小、能绕射的特点, 能实现对海面的超视距探测. 相比传统探测仪器的点、线式探测数据, 高频地波雷达可以提供覆盖面积大、实时性强的探测数据, 而且不受台风、海啸等恶劣天气的限制. 经过近 40 年的发展, 高频地波雷达表面流场的探测已经达到业务化运行阶段, 而风场和浪场的反演技术处于发展阶段[12−14]. 风、浪探测的主要困难在于揭示高频地波雷达回波谱与海浪方向谱的方程为非线性积分方程, 而且该方程的解海浪谱存在方向和幅度的模糊性, 此外, 实测回波数据中包含很多不确定因素[13]. 目前, 高频地波雷达海浪参数反演方法主要包括 Barrick 法、Lipa 法、Howell 法和 Green 法等线性近似反演方法以及 Wyatt, Hisaky 等人提出的非线性反演算法, 这些方法还未达到工程应用的业务化海浪观测水平[15−19]. 近年来, 变分法、正则化方法等结合优化理论的方法普遍被应用于地球物理反演中, 并取得了良好的反演效果, 并被推广应用到了其他反演领域[20−22]. 本文借鉴地球物理学反演问题的研究

* 国家自然科学基金 (批准号: 60571065) 和国家高技术研究发展计划 (批准号: 2009AA09A301, 2012AA091701) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: lilunhp@163.com

 http://wulixb.iphy.ac.cn

成果, 将最优化理论用于高频地波雷达海浪参数反演, 先将不适定的非线性积分方程进行线性化直接转化为关于海浪方向谱的线性方程, 然后采用共轭梯度法求解该大规模矩阵方程. 由于该方程为大型病态不适定方程, 采用共轭梯度法迭代求解, 避免了矩阵求逆运算, 提高了运算速度, 也能改善解的不适定性, 从而可以得到该方程的解.

2 反演数学模型

2.1 Barrick方程

Barrick在1972年基于微扰法推导了高频雷达与海洋表面波浪相互作用的方程, 奠定了雷达电波与海浪作用的理论基础. 该理论揭示了一阶谱是由波长为雷达电波波长一半的海浪与雷达电波相互作用所产生的后向散射形成的, 属于Bragg散射; 二阶谱由雷达电波波矢 $\boldsymbol{k}_0$ 与波矢分别为 $\boldsymbol{k}$ 与 $\boldsymbol{k}'$ 的两列海浪共同作用而形成的, 其中 $\boldsymbol{k}_0$, $\boldsymbol{k}$ 与 $\boldsymbol{k}'$ 之间满足 $\boldsymbol{k}+\boldsymbol{k}'=-2\boldsymbol{k}_0$. Barrick给出的散射方程为[9]

$$\sigma^{(1)}(\omega)=2^6\pi k_0^4\sum_{m=\pm1}S(-2m\boldsymbol{k}_0)\times\delta(\omega-m\omega_{\mathrm{B}}),\tag{1}$$

$$\sigma^{(2)}(\omega)=2^6\pi k_0^4\sum_{m,m'=\pm1}\int_{-\infty}^{+\infty}\mathrm{d}p\int_{-\infty}^{+\infty}\mathrm{d}q\times|\varGamma|^2S(m\boldsymbol{k})S(m'\boldsymbol{k}')\times\delta(\omega-m\sqrt{gk}-m'\sqrt{gk'}),\tag{2}$$

其中 $\sigma^{(1)}$ 和 $\sigma^{(2)}$ 分别表示电波与海面波浪相互作用的一阶和二阶雷达散射截面(RCS), ω 表示归一化角频率, $\boldsymbol{k}_0$ 是雷达电波波矢量, ω_{B} 为Bragg散射频率, $S(\boldsymbol{k})$ 为海浪方向谱, $\varGamma$ 为海浪波矢之间的耦合系数, 包括电磁耦合作用和流体力学耦合作用, m 和 m' 分别表示海浪传播方向指向和背离雷达, g 为重力加速度.

方程(1)和(2)表明可以通过一阶和二阶雷达散射回波来提取海浪谱信息, 但是方程(2)为非线性积分方程, 求解比较困难, 需要进行降维处理. Hasselmann 指出, 在一阶峰附近的二阶谱的散射波矢 $\boldsymbol{k}'\approx-2\boldsymbol{k}_0$, 相应的海浪处于短海浪波长, 其浪高谱随波矢 k' 成 k'^{-4} 变化[23]. 这种短海浪波长的海浪被风一吹很容易形成并达到饱和状态, 且大致相同的方向, 即可以表示为

$$S(k',\theta')\approx S\Big(2k_0,(1+m')\pi/2\Big)\Big(\frac{2k_0}{k'}\Big)^4.\tag{3}$$

利用一阶谱能量 $R'_m=2^6\pi k_0^4S(2k_0,(1+m')\pi/2)$ 对二阶谱进行归一化, 从而消除路径衰减等乘性因子的影响, 则(2)式可以写成

$$\sigma_{2N}(\eta,\varphi)=2\int_{-\pi}^{\pi}\frac{|\varGamma_S|^2J_t}{S(2k_0,(1+m')\pi/2)}S(k,\theta)\times S(k',\theta')k^{3/2}\,\mathrm{d}\theta,\tag{4}$$

其中,

$$J_t=\Big(\sqrt{g}\,\Big|1+mm'\sqrt{k}(2k_0\cos\theta+k)k'^{-3/2}\Big|\Big)^{-1},$$
$$\eta=\frac{\omega}{\omega_{\mathrm{B}}}=\frac{\omega}{\sqrt{2gk_0}}$$

为归一化多普勒频率.

将海浪方向谱近似表达(3)式代入(4)式, 则有

$$\sigma_{2N}(\eta,\varphi)=\int_{-\theta_L}^{\theta_L}\varLambda(\eta,\varphi)S(k,\theta)\,\mathrm{d}\theta,\tag{5}$$

其中, $\varLambda=2^8\pi k_0^4|\varGamma|^2J_tk^{3/2}$.

2.2 方程离散化

通过近似化处理, 非线性的积分方程(2)变成了类似第一类Fredholm积分方程的方程(5), 归一化的二阶散射截面是沿着等频线 η 的线性积分, 其中核函数为 $\varLambda(\eta,\varphi)$. 将海浪方向谱 $S(\boldsymbol{k})=\dfrac{g^2}{2^5\pi^4f^3}S(f,\theta)$ 按照方向和频率进行离散化: 将空间方位离散为 M 个方位, 将可以反演的有效海浪频率离散为 N 个频点, 则平面上共有 $M\times N$ 个海浪谱点. 设格点 (i,j) 处的海浪谱值 $x(i,j)$, 则离散化的海浪方向谱可以表示为

$$\boldsymbol{X}=[x_{1,1},x_{12},\cdots,x_{1,M},\cdots,x_{N,M}]^{\mathrm{T}}.\tag{6}$$

归一化的二阶散射截面可以表示为

$$\sigma_k=\sum_{j=1}^{n}K_{ij}^kx_{ij},\tag{7}$$

其中, K_{ij}^k 为核函数系数矩阵, 表示第 k 个归一化二阶谱频点在 (i,j) 处的系数, 且有

$$K_{ij}^k=\int_{f_i}^{f_{i+1}}\int_{\theta_j}^{\theta_{j+1}}\varLambda\frac{\partial k}{\partial f}\,\mathrm{d}f\,\mathrm{d}\theta.$$

可以采用Simpson 积分公式来计算核函数系数矩阵.

将(7)式写成矩阵形式可以表示为

$$\boldsymbol{K}\boldsymbol{X}=\boldsymbol{\sigma}.\tag{8}$$

3 反演方法

3.1 优化模型

对于由线性化积分方程离散化后的(8)式这类大型矩阵方程, 往往具有不适定性, 数学上适定性问题满足三个条件: 1) 解的存在性; 2) 解的惟一性; 3) 解的稳定性. 不满足这三个条件中的任何一项即可以定义为不适定问题. 不适定问题只能在某种意义上求取近似解, 这在数学物理学反问题中普遍存在[24−26]. 方程的病态性是此类问题的一个共同特点, 由于方程的病态性, 使得解不连续依赖于观测数据, 许多学者进行了深入研究, 提出和发展了多种有效的数值方法, 如奇异值分解法(SVD), 截断奇异值分解法(TSVD), 最小二乘法等.

近年来由于最优化方法的发展, 人们越来越多的关注把此类方法结合并应用到反演问题的计算求解上. 对于(8)式可以转化为下列优化问题:

$$\min \Psi(\boldsymbol{X}) = \frac{1}{2}\|\boldsymbol{KX}-\boldsymbol{\sigma}\|^2. \tag{9}$$

因此, 原高频地波雷达海浪谱反演问题转化为了最优化求解问题, 很明显(9)式等价为无约束的二次型问题

$$\min \Psi(\boldsymbol{X}) = \frac{1}{2}\boldsymbol{X}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{AX} - \boldsymbol{\sigma}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{KX}, \tag{10}$$

其中, $\boldsymbol{A}=\boldsymbol{K}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{K}$.

由此可知求解方程(10)即可以求出海浪方向谱$\boldsymbol{X}$. 对于观测数据, 往往存在误差项, 因此, 下列模型更接近实际情况:

$$\boldsymbol{\sigma}+\boldsymbol{e}=\bar{\boldsymbol{\sigma}}. \tag{11}$$

则方程(11)可以转化为

$$\min \Psi(\boldsymbol{X}) = \frac{1}{2}\boldsymbol{X}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{AX} - \bar{\boldsymbol{\sigma}}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{KX}. \tag{12}$$

3.2 问题求解方法

对于上述优化问题, 求解的方法很多, 主要分为牛顿型方法(包括改进的牛顿算法)和梯度型方法, 本文试图利用共轭梯度法来求解. 共轭梯度法(Gonjugate Gradient, CG)是上世纪50年代初期由德国数学家M.Hestenes和E.Stiefel首先提出的一类梯度型迭代算法, 它是介于最速下降法与牛顿法之间的一个方法, 仅需利用一阶导数信息, 但克服了最速下降法收敛慢的缺点, 又避免了牛顿法需要存储和计算Hessian矩阵并求逆的缺点, 不仅是解决大型线性方程组最有用的方法之一, 也是解大型非线性最优化最有效的算法之一. 在各种优化算法中, 共轭梯度法是非常重要的一种. 其优点是所需存储量小, 具有步收敛性, 稳定性高, 而且不需要任何外来参数. 目前这一方法在求解对称、正定方程组问题上的理论和方法已经相当成熟, 并且已经成为求解大型稀疏线性方程组最受欢迎的方法.

对于$\boldsymbol{AX}=\boldsymbol{b}$, CG算法可为如下描述:

给定初始解, 通常可以用零向量来表示$x_0=0$, 令$p_0=r_0=b-Ax_0=b$, 称p_k为搜索方向, r_k为迭代过程中的残差$r_k=b-Ax_k$, 则搜索方向和残差可由下列迭代关系式给出:

$$p_k = r_{k-1}+\beta_k p_{k-1}, \tag{13}$$

$$r_k = r_{k-1}-\alpha_k A p_k, \tag{14}$$

其中

$$\alpha_k = \frac{(r_{k-1}, r_{k-1})}{(Ap_k, p_k)}, \tag{15}$$

$$\beta_k = \frac{(r_{k-1}, r_{k-1})}{(r_{k-2}, r_{k-2})}, \quad \beta_1 = 0. \tag{16}$$

有上述关系式, 则方程组$\boldsymbol{AX}=\boldsymbol{b}$的近似解可以有下列迭代关系式给出:

$$x_k = x_{k-1}+\alpha_k p_k. \tag{17}$$

由于本文求解的问题具有非负特性, 因此, 在采用共轭梯度法迭代过程中可以加入约束项, 对解的空间进行非负约束, 从而可以有效地控制问题的解更接近实际情况, 本文采用的做法是在(17)式加入判断项, 可以表示为

$$\begin{aligned} x_{k,m} &= x_{k-1,m}, \quad x_{k,m}<0,\\ x_{k,m} &= x_{k-1,m}+\alpha_k p_k, \quad x_{k,m}\geqslant 0, \end{aligned} \tag{18}$$

其中, m为第k步迭代中的解向量中的第m个元素.

4 数值模拟与实测数据分析

为了验证本文提出的海浪方向谱算法的有效性, 我们设计了数值模拟试验. 先利用方程(1)和方程(2)进行正演运算, 得到给定条件下的归一化海面回波多普勒谱数据$\bar{\boldsymbol{\sigma}}_{\mathrm{true}}$. 由于观测值不可避免的带有各种噪声, 假定该噪声为加性高斯白噪声, 则模拟的观测数值可以表示为

$$\bar{\boldsymbol{\sigma}} = \bar{\boldsymbol{\sigma}}_{\mathrm{true}} + \frac{1}{10^{\mathrm{SNR}/10}}\mathrm{rand}(\mathrm{size}(\bar{\boldsymbol{\sigma}}_{\mathrm{true}})), \tag{19}$$

其中, SNR为信噪比, $\mathrm{rand}(\mathrm{size}(\bar{\boldsymbol{\sigma}}_{\mathrm{true}}))$为与$\bar{\boldsymbol{\sigma}}_{\mathrm{true}}$维数一致的高斯噪声矩阵.

4.1 雷达回波正演数值模拟

数值模拟中, 采用的海浪方向谱为频率谱与方向因子的乘积, 其中频率谱为JONSWAP谱, 方向因子Longuet-Higgins方向函数, 可以表示为

$$S(f,\theta)=S(f)G(f,\theta), \tag{20}$$

式中, $S(f)$为海浪频谱, $G(f,\theta)$为方向分布函数, 简称方向函数. JONSWAP谱的形式为

$$\begin{aligned} S(f)=&\alpha g^2(2\pi)^{-4}f^{-5}\exp[-\frac{5}{4}(\frac{f}{f_{\mathrm{m}}})^{-4}] \\ &\times\gamma^{\exp\left[-\frac{(f-f_{\mathrm{m}})^2}{2\lambda^2 f_{\mathrm{m}}^2}\right]}, \\ \lambda=&\begin{cases}\lambda_a=0.07, f\leqslant f_{\mathrm{m}},\\ \lambda_b=0.09, f>f_{\mathrm{m}},\end{cases}\end{aligned} \tag{21}$$

式中常数$a=8.1\times10^{-3}$; g为重力加速; γ为谱形状控制因子. Longuet-Higgins方向函数与角频率无关, 其具体表达式为

$$G(\theta)=A\cos^S(\frac{\theta}{2}), \tag{22}$$

式中A为归一化常数. s为方向扩展因子, 其取值范围为(2, 16), 典型值是4. 在高频雷达应用极坐标中, $\theta=\theta_{\mathrm{r}}+\varphi-\varphi_{\mathrm{w}}$, 其中$\theta_{\mathrm{r}}$为雷达波束方向到海浪波列前进方向的角度, φ表示雷达波束方向的方位角, φ_{w}表示主波向.

通过改变海浪谱表达式中的各种参数, 比如主波扩展方向、峰值频率等, 可模拟得到不同海态条件下的海洋高频雷达多普勒二阶回波谱. 以下模拟均假设雷达频率为25.4 MHz. 图1是单峰JONSWAP谱下不同主波向下模拟的回波谱(峰值频率为0.1 Hz, 图1(a), (b), (c)主波向与雷达波束的夹角分别为90°, 60° 和150°, 图1(d)对应两个主波向与雷达波束的夹角分别为90°,−60°). 图2是双峰JONSWAP谱下不同主波向下模拟的回波谱(峰值频率分别为0.1 Hz, 0.17 Hz, 图2(a), (b), (c)主波向与雷达波束的夹角分别为90°, 60°和150°, 图2(d)对应两个主波向分别为90°,−60°)当主波向与雷达波向方向垂直时, 回波谱关于零频率对称; 当主波向偏离雷达波矢垂直方向时, 回波谱在正负频率段上的谱能量分布开始不对称, 出现强弱差别, 且随着角度偏离增大, 不对称性增强. 当主波向完全和雷达波矢方向一致或相反时, 两者的差距最大.

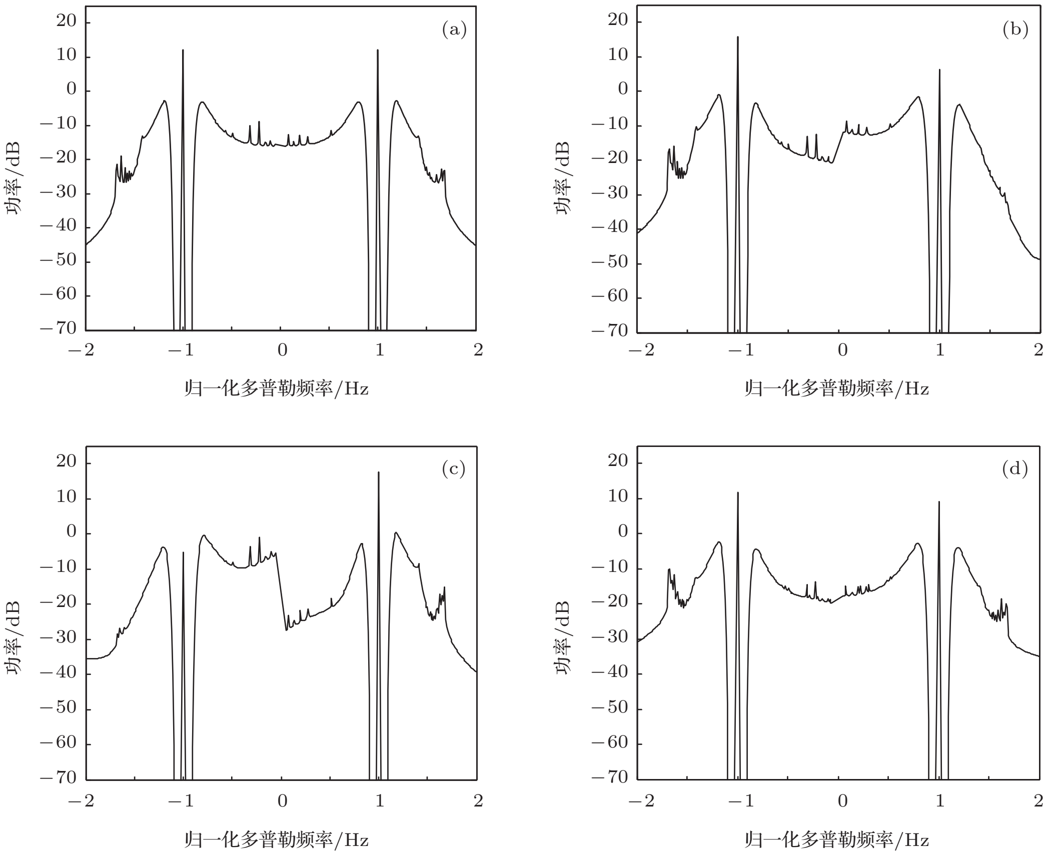

图1 单峰JONSWAP谱下不同主波向下模拟的回波谱(峰值频率为0.1 Hz) (a), (b), (c)主波向与雷达波束的夹角分别为90°, 60° 和150°; (d) 对应两个主波向与雷达波束的夹角分别为90°, −60°

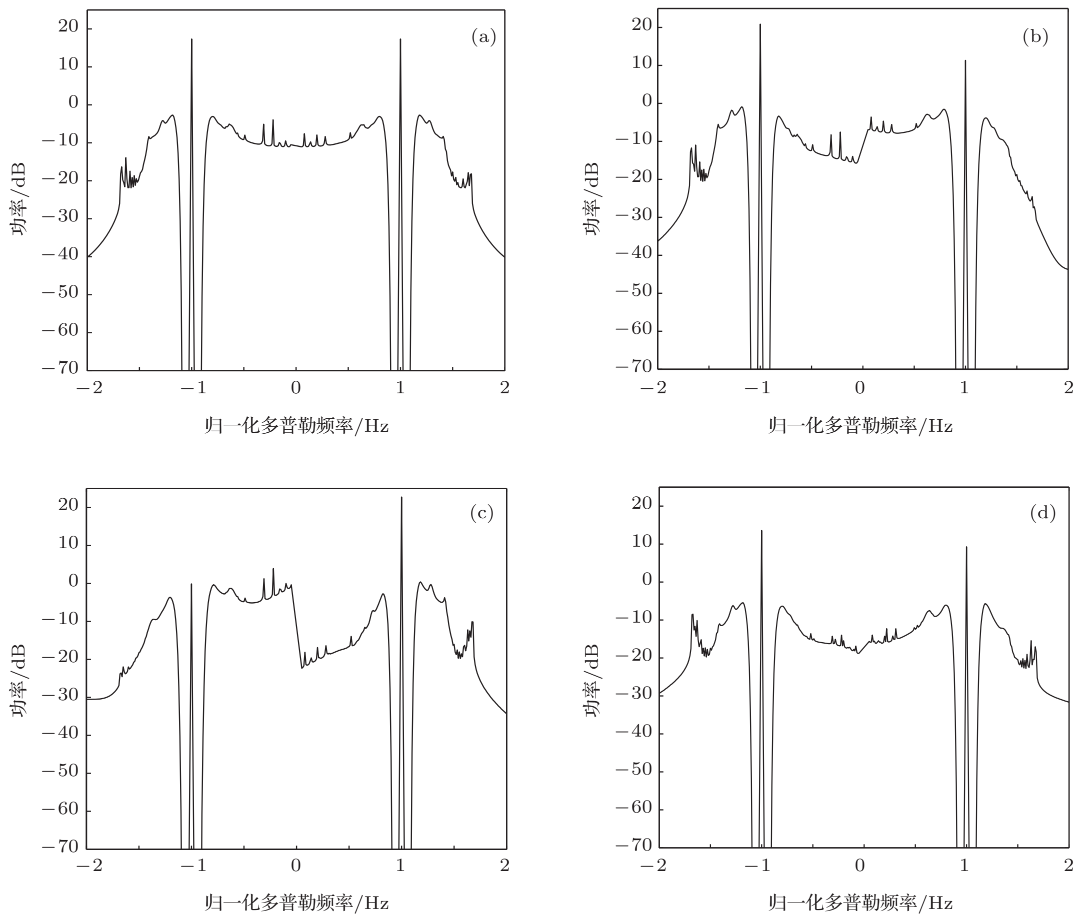

图 2 双峰 JONSWAP 谱下不同主波向下模拟的回波谱 (峰值频率分别为 0.1 Hz, 0.17 Hz) (a), (b), (c) 主波向与雷达波束的夹角分别为 90°, 60° 和 150°; (d) 对应两个主波向分别为 90°, −60°

4.2 单部雷达反演数值模拟

对于单部雷达, 由于探测原理固有的模糊性, 不能分辨出跟雷达波束方向夹角相同的两列频率相同的海浪, 因此, 只能反演出频率谱. 对于单站情况进行了 2 次仿真实验.

仿真实验 1 雷达工作频率 $f_0 = 25.4$ MHz, 峰值频率 $f_{\mathrm{m}} = 0.1$ Hz, 主波向 $\varphi_{\mathrm{W}} = 90°$, 风向扩展因子 $s = 4$, 雷达波束方位 $\varphi_{\mathrm{r_1}} = 0°$, SNR=15 dB, 10 dB, 8 dB, 5 dB.

仿真实验 2 雷达工作频率 $f_0 = 25.4$ MHz, 两个主效海浪 $f_{\mathrm{m1}} = 0.1$ Hz, $f_{\mathrm{m2}} = 0.17$ Hz, 主波向 $\varphi_{\mathrm{W1}} = 90°$, $\varphi_{\mathrm{W2}} = -60°$, 风向扩展因子 $s_2 = 4$, $s_2 = 16$, 雷达波束方位 $\varphi_{\mathrm{r_1}} = 0°$, SNR = 15 dB, 10 dB, 8 dB, 5 dB.

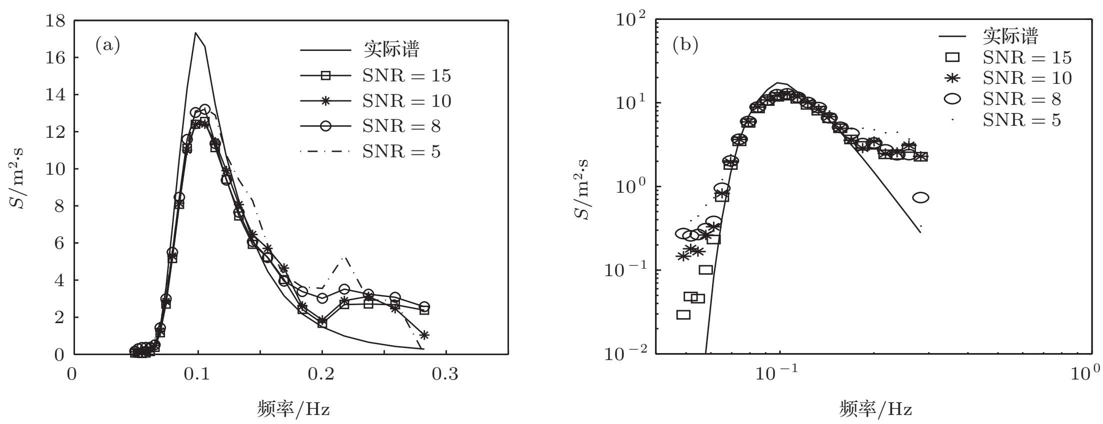

图 3 单部雷达仿真实验 1 条件下反演的频率谱

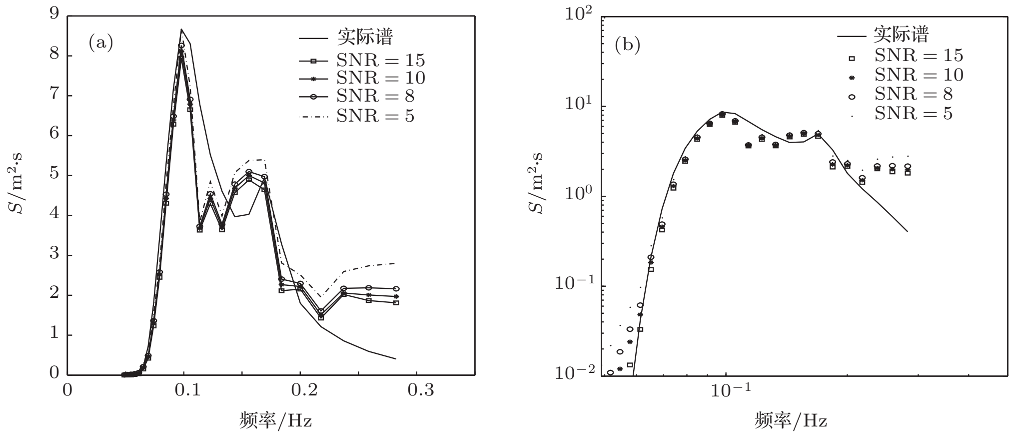

图 4 单部雷达仿真实验 2 条件下反演的频率谱

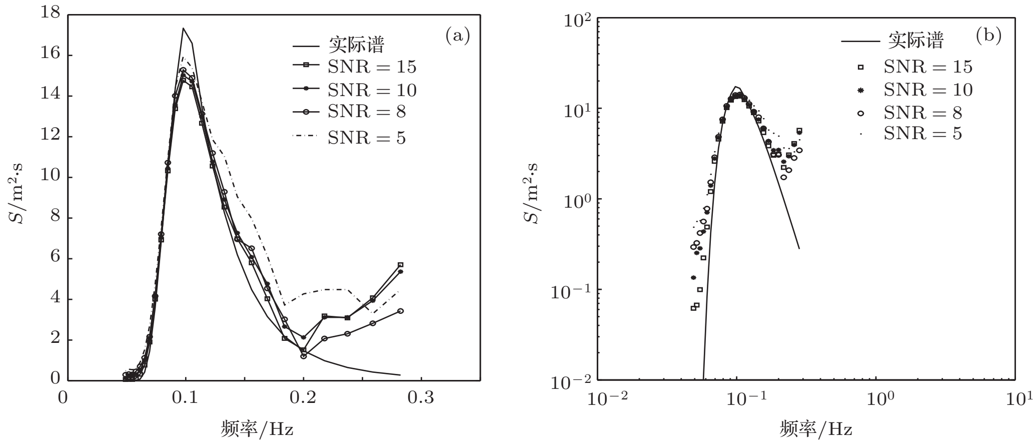

图 5 双部雷达仿真实验 3 条件下反演的频率谱

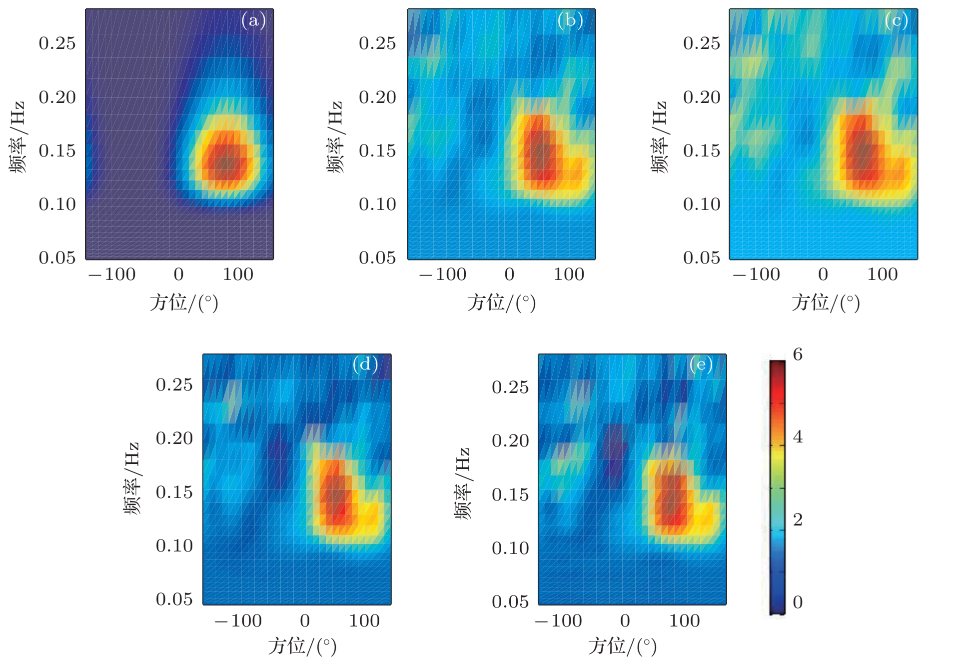

图 6 双部雷达仿真实验 3 条件下反演的方向谱 (a) 实际谱; (b) SNR = 15 dB; (c) SNR = 10 dB; (d) SNR = 8 dB; (e) SNR = 5 dB

4.3 双部雷达反演数值模拟

对于双部雷达, 可以消除与雷达波束方向夹角相同的两列海浪的模糊性, 从而能反演出海浪方向谱. 对于双部雷达情况进行了3次仿真实验:

仿真实验3 雷达工作频率 $f_0 = 25.4$ MHz, 风向 $\varphi_W = 90°$, 风向扩展因子 $s = 4$, 雷达1波束方位 $\varphi_{r_1} = 0°$, 雷达2波束方位 $\varphi_{r_2} = 120°$.

仿真实验4 雷达工作频率 f_0=25.4 MHz, 主效海浪 f_m=0.1 Hz, 两个主波向 φ_{W1}=90°, $\varphi_{W2} = -60°$, 风向扩展因子 s_2=4, s_2=16, 雷达1波束方位 φ_{r_1}=0°, 雷达2波束方位 φ_{r_2}=120°.

仿真实验5 雷达工作频率 $f_0 = 25.4$ MHz, 两个主效海浪 $f_{m1} = 0.1$ Hz, $f_{m2} = 0.17$ Hz, 主波向 $\varphi_{W1} = 90°$, $\varphi_{W2} = -60°$, 风向扩展因子 $s_2 = 4$, $s_2 = 16$, 雷达1 波束方位 $\varphi_{r_1} = 0°$, 雷达2 波束方位 $\varphi_{r_2} = 120°$.

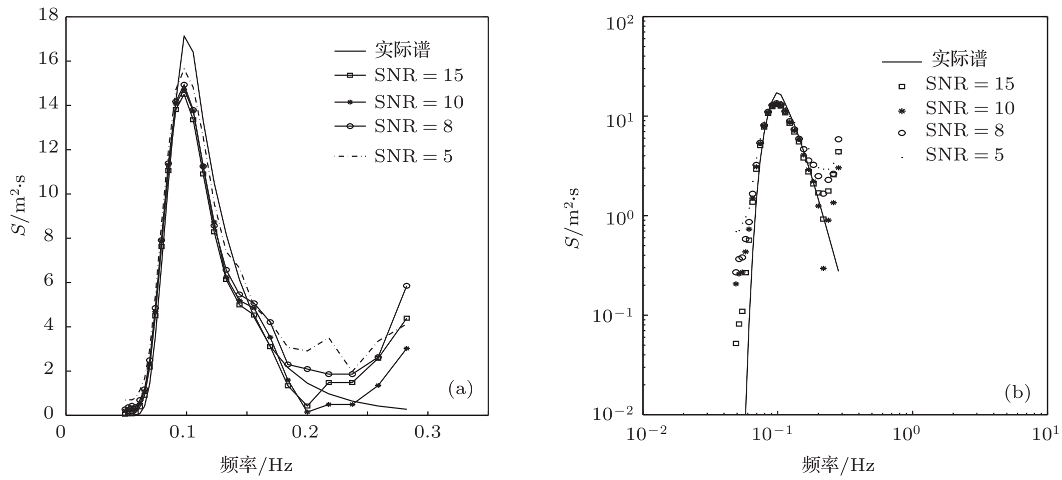

图7 双部雷达仿真实验4条件下反演的频率谱

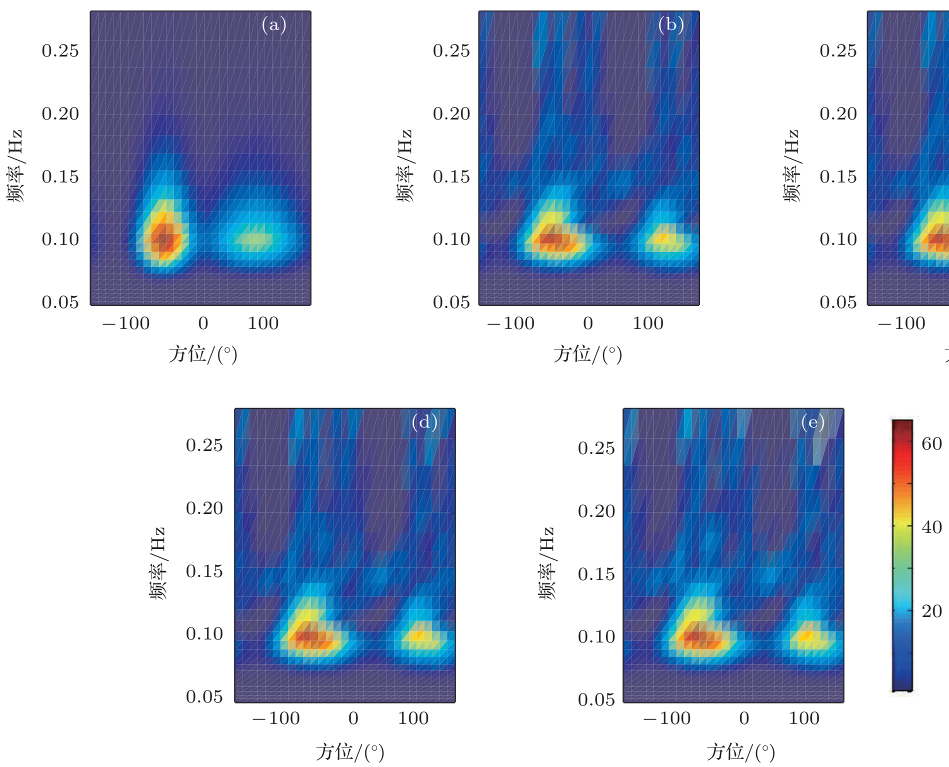

图8 双部雷达仿真实验4条件下反演的方向谱 (a) 实际谱; (b) SNR = 15 dB; (c) SNR = 10 dB; (d) SNR = 8 dB (e) SNR = 5 dB

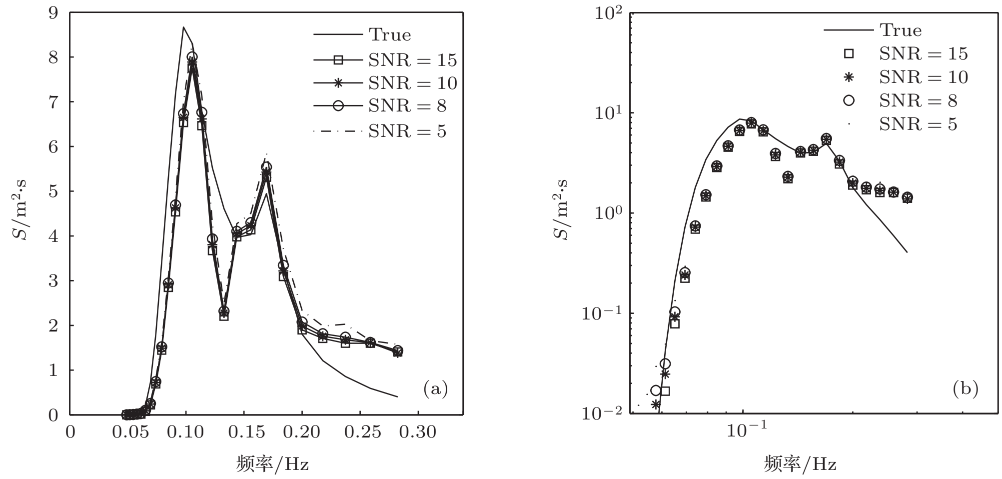

图 9 双部雷达仿真实验 5 条件下反演的频率谱

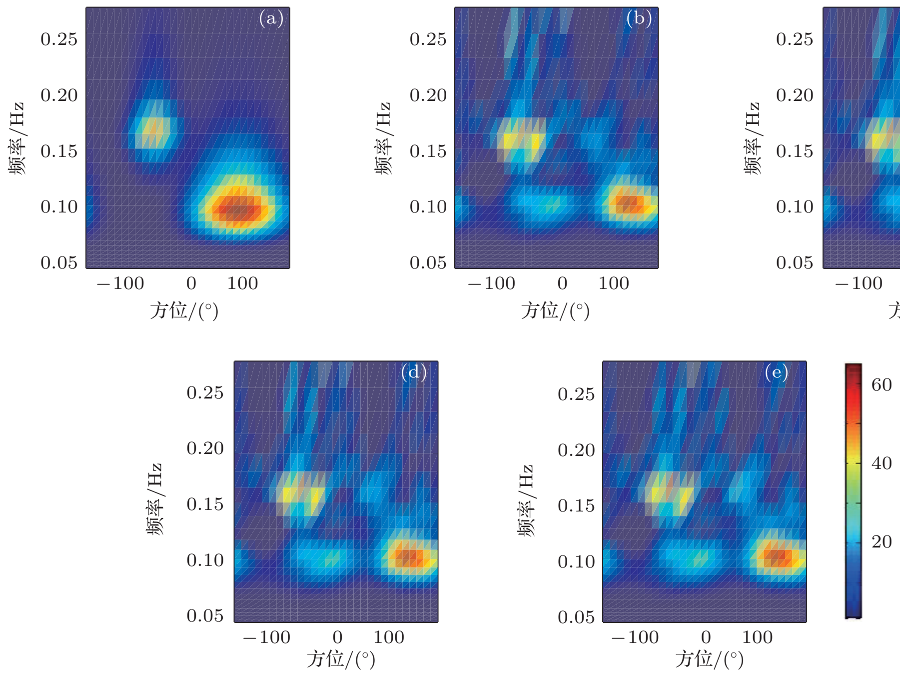

图 10 双部雷达仿真实验 5 条件下反演的方向谱 (a) 实际谱; (b) SNR = 15 dB; (c) SNR = 10 dB; (d) SNR = 8 dB; (e) SNR = 5 dB

4.4 数值模拟结果分析

通过上述五个仿真实验给出的结果可以看出, 利用本文提出的基于CG方法的海浪谱反演方法能够得到较为准确的海浪谱. 仿真实验1与仿真实验3的条件是单个主效海浪, 且只有一个主要传播方向; 仿真实验2与仿真实验5的条件是, 有两列不同传播方向的不同峰值频率的主效海浪; 仿真实验4的条件是只有一个峰值频率的主效海浪, 但有两个不同的主传播方向. 从图3至图4中可以看出, 在单站雷达模式下无论是单个主效海浪还是双峰谱下, 反演得到的频率谱与仿真给定的频率谱符合得较好, 峰值频率符合程度高; 信噪比越高, 反演的结果越好. 从图6, 图8和图10中可以看出, 利用两部雷达能够得到较为准确的海浪方向谱, 在反演的谱图上能够明显的反映海浪能量随方向和频率的分布, 利用海浪频率谱和方向谱之间的关系, 可以由方向谱得到频率谱, 图5、图7和图9是相应的频率谱, 与给定的频率谱符合程度高, 而且可以看出对抗噪声能力要优于单站情况, 从信息论角度来说两部雷达探测获取的信息量大, 从而更能接近真实情况. 从反演得到的频率谱中可以看出在海浪频

率较高部分会出现谱值抖动性较大的现象, 这种现象在反演的海浪谱图中的表现是频率较高部分谱图的某些方向上会出现一些局部谱值, 这是由于等频线在海浪频率较高部分未能完全覆盖, 这样会造成雷达回波中未包含较高频率海浪部分方向的信息, 从而导致反演结果的抖动性, 从现有的反演方法看, 这种现象是合理的, 今后需要结合谱的分布模型来对这些区域进行反演.

表1和表2利用海浪谱与海面有效波高之间的关系计算了由本文反演算法反演的海浪谱得到的有效波高, 并给出了相对偏差和绝对偏差, 对于单站模式下, 绝对偏差在0.16 m以内, 相对偏差在10% 以内. 对于双部雷达模式, 绝对偏差在0.11 m内, 相对偏差在6% 以内. 从整体来看, 呈现出信噪比越高, 有效波高符合程度越高, 这是合理的; 但是也存在信噪比低反演的结果符合程度好的现象, 例如单站模式反演时, 当信噪比为15 dB, 风向与雷达波束呈垂直时, 反演结果反而偏小, 这是由于反演方程在线性化过程中会带来一定的误差, 这些误差从某种程度上也可以看成噪声, 会影响反演结果.

表1 单部雷达反演数值模拟反演有效波高表

SNR/dB	仿真实验					
	实验1: Hs 2.25 m			实验2: Hs 1.76 m		
	反演波高/m	绝对偏差/m	相对偏差/%	反演波高/m	绝对偏差/m	相对偏差/%
15	2.23	0.02	0.80	1.60	0.16	9.09
10	2.28	0.03	1.51	1.62	0.14	7.95
8	2.32	0.08	3.4	1.64	0.08	4.55
5	2.23	0.02	0.80	1.69	0.07	3.98

表2 双部雷达反演数值模拟反演有效波高表

SNR(dB)	仿真实验								
	实验3: Hs 2.25 m			实验4: Hs 2.25			实验5: Hs 1.76 m		
	反演波高/m	绝对偏差/m	相对偏差/%	反演波高/m	绝对偏差/m	相对偏差/%	反演波高/m	绝对偏差/m	相对偏差/%
15	2.24	0.01	0.44	2.28	0.03	1.32	1.69	0.07	3.98
10	2.28	0.03	1.32	2.23	0.02	0.88	1.70	0.06	3.41
8	2.31	0.06	2.64	2.34	0.11	4.40	1.65	0.11	5.70
5	2.35	0.10	4.40	2.40	0.15	6.60	1.67	0.09	5.11

4.5 实测数据分析

为了验证本文算法的有效性, 对文献[17]中的窄波束高频地波雷达数据进行了分析, 该雷达工作频率为25.4 MHz, 图11 (a)给出了探测的回波多普勒谱, 图中的两个近似对称的尖峰通常称为一阶峰, 其多普勒频率大约为0.5 Hz, 对应于波长为5.9 m的海浪, 通过其谱点对Bragg线的频率偏移可以反演该区域的海流径向流速信息, 图中的竖线是深水条件下的Bragg频率线; 正、负一阶谱周围的连续谱点对应为海洋回波二阶谱, 四个明显的谱峰为二阶谱峰, 通过二阶谱可以反演海浪、风速相关信息. 单部雷达可以反演海浪频率谱信息, 图11 (b)为利用本文提出的方法反演得到的海浪频率谱; 由于雷达工作频率在25.4 MHz, 对于归一化频率在(0.64, 0.85)和(1.15, 1.36)的反演区间, 可以反演的海浪频率范围为0.0720 Hz到0.2498 Hz. 算法实施过程中将0.0720 Hz到 0.2498 Hz的频率范围等分划分为15段, 方位划分为20段, 从而未知数个数为300, 有效的观测频点个数为172. 从图15 (b)上可以看出反演的频率谱具有单峰特征, 主效海浪频率为0.154 Hz, 主效海浪谱值为7.835 m^2s. 由此频率谱计算得到的有效波高为2.39 m, 与文献中浮标给出的结果有效波高2.34 m, 主效海浪频率0.140 Hz符合的较好, 表明了本文反演方法的有效性.

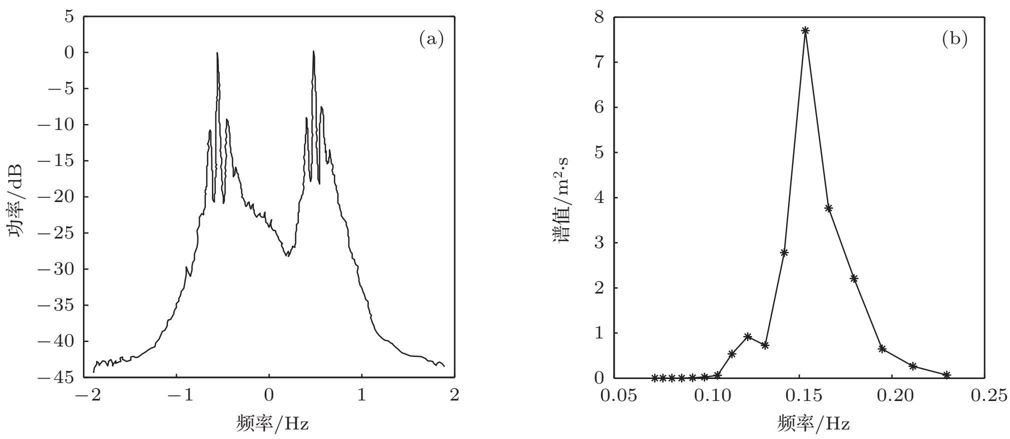

图 11 实测数据回波多普勒谱和反演的海浪频率谱 (a) 回波多普勒谱; (b) 海浪频率谱

5 结 论

海浪参数反演是高频地波雷达海洋动力学参数反演的重要和难点研究工作之一. 本文将非线性的积分方程反演问题线性化后转化为了线性最优化问题, 将共轭梯度法引入到海浪谱海浪方向谱的反演中, 并根据解的先验知识加入了非负约束条件, 通过模拟仿真试验和实测数据分析, 表明该方法能够在一定程度上抑制观测噪声, 反演出海浪方向谱, 表明了该算法的有效性. 这对于实际应用提供了有希望的前景. 由于实测数据存在着很多不确定性, 在该算法进行工程性应用前还需对以下问题进行明确: 1) 与实测海浪方向谱的比对工作. 2) 实测二阶谱的净化工作. 另外, 双/多基地高频地波雷达和分布式组网高频地波雷达是近年来高频地波雷达研究的热点, 本文的方法可以应用到双/多基地高频地波雷达海浪参数反演中, 这些都是下一步要研究的内容.

参考文献

[1] Tao Z M, Zhang Y C, Liu X Q 2004 *Chin. Phys.* **13** 409

[2] Zhang J P, Wu Z S, Zhao Z W 2012 *Chin. Phys. B* **21** 109202

[3] Zhou B, Liu W Q, Qi F 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 091818 (in Chinese) [周斌, 刘文清, 齐峰 2001 物理学报 **50** 091818]

[4] Huang S X, Zhao X F, Sheng Z 2009 *Chin. Phys.* B **18** 115084

[5] Zhang Y M, Wang Y H, Zhan Z F 2010 *Chin. Phys. B* **19** 084103

[6] Zhang J P, Wu Z S, Wang B 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 034301

[7] Sheng Z, Fang H X 2012 *Chin. Phys. B* **21** 029301

[8] Crombie D D 1953 *Nature.* **175** 681

[9] Barrick D E 1972 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **20** 012

[10] Mao Y, Guo L X, Din H F, Liu W 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 044201 (in Chinese) [毛媛, 郭立新, 丁惠芬, 刘伟 2012 物理学报 **61** 044201]

[11] Walsh J, Huang W, Gill E 2010 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **58** 092994

[12] Wu X B, Li L, Li Y 2012 *Ocean. Et Lim. Sinica.* **43** 02210 (in Chinese) [吴雄斌, 李伦, 李炎 2012 海洋与湖沼 **43** 02210]

[13] Li L, Wu X B, Liu B, Long C 2013 *Chinese J. Geophysics.* **56** 01219 (in Chinese) [李伦, 吴雄斌, 龙超, 刘斌 2013 地球物理学报 **56** 01219]

[14] Yan S H, Wu X B, and Chen Z Z 2010 *Progress in Electromagnetics Research Letter* **14** 79

[15] Barrick D E 1977 *Radio Sci.* **12** 03415

[16] Lipa B J, Barrick D E 1986 *Radio Sci.* **21** 0181

[17] Howell R, Walsh J 1993 *IEEE J. Oceanic Eng.* **18** 02296

[18] Green J J, Wyatt L R 2006 *J. Atmospheric and Oceanic Technology* **23** 03501

[19] Hisaki Y 2009 *J. of Atmospheric and OceanicTechnology* **26** 112444

[20] Bi Y M, Liao M, Zhang M 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 159301 (in Chinese) [毕研盟, 廖蜜, 张鹏 2013 物理学报 **62** 159301]

[21] He Y M, Du H D, Long Z Y, Huang S X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 024205 (in Chinese) [何明元, 杜华栋, 龙智勇, 黄思训 2012 物理学报 **61** 024205]

[22] Jiang Z H, Huang S X, He R, Zhou C T 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 068401 (in Chinese) [姜祝辉, 黄思训, 何然, 周晨腾 2011 物理学报 **60** 068401]

[23] Hasselmann K 1971 *Nature* **299** 16

[24] Wang Y F, Stepanova I E, Strakhov V N, Yagola A G 2011 *Inverse Problems in Geophysics and Solution Methods* (Beijing: Higher Education Press) p4 (in Chinese) [王彦飞等 2011 地球物理数值反演问题 (北京: 高等教育出版社) 第 4 页]

[25] Zhong J, Huang S X, Fei J F, Du H D, Zhang L 2011 *Chin. Phys. B* **20** 064301

[26] He R, Huang S X, Zhou C T, Jiang Z H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 049201 (in Chinese) [何然, 黄思训, 周晨腾, 姜祝辉 2012 物理学报 **61** 049201]

Optimization method for extracting ocean wave parameters from HFSWR *

Li Lun[1)†] Wu Xiong-Bin[2)] Xu Xing-An[2)]

1) (*Wuhan Digital Engineering Institute, Wuhan 430074, China*)

2) (*Electronic Information Institute of Wuhan University, Wuhan 430072, China*)

(Received 14 September 2013; revised manuscript received 27 October 2013)

Abstract

The principle of Doppler spectra detected by HFSWR (high-frequency-surface-wave radar) is given by a nonlinear integral equation from which can be extracted ocean wave parameters. By linearization, the equation can be transferred into a first kind of Fredholm integral equation approximately and can be displayed in a quadratic form. Conjunction gradient (CG) method is proposed to solve the optimization problem. Non-negative restriction is introduced to improve the involved CG algorithm and fit to the priori knowledge so that the ocean wave parameter is non-negative. Validity and accuracy of the proposed method are demonstrated by numerical simulation with different noise levels at one site and two sites.

Keywords: HFSWR, ocean wave spectra, conjunction gradient method, inversion

PACS: 84.40.xb, 93.85.–q, 42.25.Bs **DOI:** 10.7498/aps.63.038403

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60571065), and the National High Technology Research and Development Program of China (Grant Nos. 2009AA09A301, 2012AA 091701).

† Corresponding author. E-mail: lilunhp@163.com