

## 电离层回波谱展宽机理分析及频谱锐化方法\*

罗欢<sup>1)2)†</sup> 肖卉<sup>2)</sup>

1) (中国人民解放军空军 95519 部队, 遵义 563000)

2) (空军预警学院空天预警装备系, 武汉 430019)

(2019 年 6 月 9 日收到; 2019 年 8 月 7 日收到修改稿)

高频天波探测设备在执行早期预警和海态遥感等任务时必须依靠电离层作为传播媒质, 而电离层具有时变、不稳定的特性, 会改变经过它传播的高频电磁波的特征, 导致回波频谱展宽, 严重影响了对目标的探测和海态参数的反演. 从色散效应、相位污染和多模传播等方面详细分析了回波谱展宽的原因和机理, 利用多层准抛物线电离层模型讨论了避免多模传播的选频措施. 针对在实际中较难解决的相位污染问题, 提出了一种不用估计回波瞬时频率的污染校正方法. 该方法利用了信号子空间与信号导频矢量张成空间的一致性原理, 能够较准确地估计出相位污染项, 实测数据处理表明新方法能够使展宽的回波谱得到有效锐化.

**关键词:** 电离层, 多层准抛物线模型, 高频射线, 多模传播, 相位污染校正

**PACS:** 94.20.Cf, 92.60.Ta, 84.40.Ua

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190887

## 1 引言

高频天波探测设备依靠电离层对电磁波的反射和折射作用, 可对视距外数千公里的广袤范围进行监控和探测, 在军事领域可对威胁目标实现早期预警<sup>[1,2]</sup>, 在民用领域可进行海态遥感, 实时监测海洋表面风速、风向和浪高等<sup>[3]</sup>. 电离层是高频天波设备必不可少的传播信道, 其特性对探测设备的性能有很大影响. 电离层是时变、不稳定的, 当高频电磁波经过电离层时, 电离层色散效应会破坏不同时刻电磁波之间的相位相关性, 使得电磁波的相位发生随机变化, 导致回波谱展宽. 电离层的高度范围为 60 km 至几千公里, 具有分层的结构特性, 从下往上一般分为 E 层、F1 层和 F2 层<sup>[4,5]</sup>, 且每层的物理结构特性均不相同. 多层的电离层结构是高频电波发生多模传播的直接原因, 一旦出现多模传播现象, 处于不同地面距离的目标或者杂波将会在同一时刻进入接收机, 经过脉冲压缩和匹配滤波处

理后, 它们会出现在同一距离单元内, 引起频谱展宽, 造成测量误差或者目标误判.

造成高频回波谱展宽的另一重要原因是电离层相位污染. 时变的电离层会对电磁波的相位进行调制, 降低了相位之间的相关性, 从而引起回波谱展宽. 通过选择相对稳定的电离层信道可以在一定程度上减少相位污染, 但要较彻底地去除相位污染, 还需要在信号接收端对回波进行校正. 目前, 校正相位污染的主要思想是: 先提取标校信号, 估计出瞬时频率后, 再构造相位补偿分量对回波进行校正. 主要方法有: 1) 相位梯度 (PGA) 法<sup>[6]</sup>; 2) 最大熵谱估计 (MESA) 法<sup>[7]</sup>; 3) 多项式拟合法<sup>[8]</sup>. 这些方法要求相位污染缓慢变化, 当其变化过快或者幅度过大时, 性能将下降. 时频分析工具<sup>[9]</sup>和最大似然估计<sup>[10]</sup>也被应用于相位调制校正领域, 时频级联法<sup>[11]</sup>不需要提取标校信号, 直接可获得回波的瞬时频率, 可应对大幅度的相位污染, 但是缺点是污染去除不够彻底, 需要与其他方法进行级联.

本文从物理机理上详细分析了电离层色散效

\* 国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 51309232).

† 通信作者. E-mail: luohuan5566@sina.com

应、相位污染和多模传播等造成高频回波谱展宽的原因, 针对现有相位污染校正方法存在的问题提出了一种不需要估计回波瞬时频率的新方法, 该方法能够较彻底地去除相位污染, 达到锐化频谱的目的.

## 2 高频天波回波谱展宽的机理分析

### 2.1 基于多层准抛物线的电离层模型

为从理论上研究天波回波谱的展宽机理, 需要用到电磁波的空间斜距、地面距离和射线群路径等参数信息, 这些参数需要建立一个合理的电离层模型进行确定. 目前, 多层准抛物线 (multi-quasi-parabolic, MQP) 模型和国际参考电离层 (international reference ionosphere, IRI) 模型<sup>[12,13]</sup>是描述电离层电子浓度剖面的主要模型, 但 IRI 依赖大量的历史数据<sup>[2]</sup>, 而 MQP 模型计算量小且对电离层分层结构具有优良的模拟效果, 被大量应用于高频射线传播中<sup>[2,14]</sup>. 根据 MQP 模型, 单层电离层的电子浓度表示为<sup>[14]</sup>

$$N_e(r) = \begin{cases} N_m \left[ 1 - \left( \frac{r - r_m}{q_m} \right)^2 \left( \frac{r_b}{r} \right)^2 \right], & r_b < r < r_m \\ 0, & \text{otherwise,} \end{cases} \quad (1)$$

其中,  $N_e(r)$  代表电子浓度;  $r$  为该层电离层的高度;  $N_m$  是单层电离层的电子浓度最大值;  $q_m$  是层厚度;  $r_0$  是地球半径, 地心到电离层的距离为  $r_m$ , 若电离层与地面相距  $h_m$ , 则满足  $r_m = h_m + r_0$ ;  $r_b$  是电离层底部与地心的距离, 满足  $r_b = r_m - q_m$ .

电磁波经过不同高度的电离层传播时, 其对应的地面距离  $D$ 、射线群路径  $G$  均不相同. 由 (1) 式可得  $D$  和  $G$  的解析式<sup>[15]</sup>:

$$D = 2r_0 \left[ (r - \beta_0) - Fr_0 \cos \beta_0 2\sqrt{C} \times \ln \frac{U}{4C \left( F \sin \gamma + \frac{\sqrt{C}}{r_b} + \frac{B}{2\sqrt{C}} \right)^2} \right],$$

$$G = 2 \left( 1 - F^2/A \right) r_b \sin \gamma - 2r_0 \sin \beta_0 - \left( BF/2A^{3/2} \right) \ln (U/V^2), \quad (2)$$

其中  $F = f/f_c$ ,  $f_c = \sqrt{80.6N_m}$  为单层电离层的截止频率;  $\gamma = \cos^{-1} [(r_0/r_b) \cos \beta_0]$ ;  $B = -2r_m r_b^2/q_m^2$ ,  $U = B^2 - 4AC$ ,  $A = F^2 - 1 + (r_b/q_m)^2$ ,  $C = (r_b r_m/q_m)^2 - F^2 r_0^2 \cos^2 \beta_0$ ,  $V = 2Ar_b + B + 2r_b F A^{1/2} \sin \gamma$ ;  $\beta_0$  表示高频电磁波发射的初始仰角.

以上给出了电离层模型及天波传播的地面距离和射线群路径解析计算式, 利用它们可以分析天波回波谱展宽的原因.

### 2.2 电离层色散效应对回波的影响

电离层的相对介电系数是电磁波频率的函数, 所以电离层是一种色散的媒质. 当已调制的高频探测电磁波 (例如频率调制信号、相位编码信号) 经过电离层传播时, 由于传播信号中存在不同的频率成分, 它们的传播速度不同, 当探测电磁波返回后, 各频率分量之间的相对包络和相对相位都产生了变化, 导致波形起伏畸变, 即出现了色散效应<sup>[16]</sup>.

色散效应会改变不同时刻、不同频率信号的相位速度, 使得各次回波之间的相位相关性减弱, 在进行脉冲积累后, 由于相位相关性被削弱, 回波信号无法有效地进行能量积累, 导致回波能量在频域扩散, 即产生了回波谱展宽现象. 为了研究电离层色散效应对高频电磁波的影响, 定义电离层色散系数为<sup>[15]</sup>

$$\Delta\tau = \sqrt{\frac{1}{2\pi c} \frac{dG}{df}}, \quad (3)$$

其中  $\Delta\tau$  是色散系数, 它的倒数为色散带宽;  $c$  是光速; 由 (3) 式可见,  $dG/df$  越大, 电离层色散带宽越小.  $dG/df$  的计算式为

$$\frac{dG}{df} = \frac{\partial G}{\partial f} + \frac{\partial G}{\partial \beta_0} \frac{d\beta_0}{df}. \quad (4)$$

当地面距离固定时 (即回波的距离单元固定),  $d\beta_0/df = -(\partial D/\partial f)/(\partial D/\partial \beta_0)$ . 将 (4) 式代入 (3) 式, 可得

$$\Delta\tau = \sqrt{\frac{1}{2\pi c} \left( \frac{\partial G}{\partial f} - \frac{\partial G}{\partial \beta_0} \frac{\partial D}{\partial f} / \frac{\partial D}{\partial \beta_0} \right)}, \quad (5)$$

其中  $\partial G/\partial f$ ,  $\partial G/\partial \beta_0$ ,  $\partial D/\partial f$  和  $\partial D/\partial \beta_0$  可通过对 (2) 式进行求导来计算. 根据 (5) 式, 考虑天波探测设备的工作频率为 3—30 MHz, 设定电离层参数为: E 层,  $f_{cE} = 4.0$  MHz,  $r_{bE} = 86$  km,  $q_{mE} = 18$  km; F1 层,  $f_{cF1} = 6.1$  MHz,  $r_{bF1} = 128$  km,

$q_{mF1} = 60$  km; F2层,  $f_{cF2} = 10.8$  MHz,  $r_{bF2} = 205$  km,  $q_{mF2} = 118$  km. 电离层各层的色散系数与探测设备工作频率的关系见图1, 可见: 1) 不同的分层电离层的色散系数(带宽)不同, 具体来说, E层的色散带宽最大, F1层次之, F2层最小; 2) 最大、最小色散系数分别对应于最小、最大的色散带宽, 当  $\Delta\tau = 2.4 \times 10^{-5}$  时, 对应最小的色散带宽 41.6 kHz, 当  $\Delta\tau = 9.2 \times 10^{-8}$  时, 对应最大的色散带宽 10.8 MHz. 一般的天波探测设备工作带宽为十几到几十千赫兹<sup>[17]</sup>, 所以电离层色散效应对高频电磁波的影响很小. 若色散效应对回波产生了影响, 则可通过改变工作带宽或工作频率加以避免.

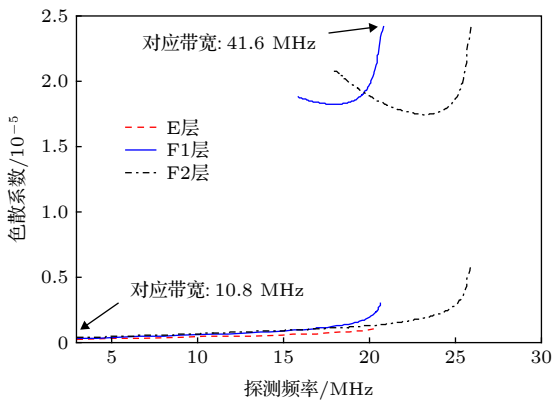


图1 色散系数与探测频率的关系

Fig. 1. Relationship between dispersion coefficient and detection frequency.

### 2.3 相位污染对回波的影响

引起高频回波相位污染的直接原因是回波相位路径发生非线性改变, 而回波相位路径的非线性改变与电离层电子浓度的不均匀变化密切相关. 下面利用电离层 MQP 模型(三层电离层+两层连接层)<sup>[2]</sup> 分析电子浓度改变与回波相位污染的关系. 设定  $t_1$  时刻的电离层参数为: E层,  $f_{cE} = 3.0$  MHz,  $r_{bE} = 120$  km,  $q_{mE} = 20$  km; F1层,  $f_{cF1} = 4.2$  MHz,  $r_{bF1} = 209$  km,  $q_{mF1} = 87$  km; F2层,  $f_{cF2} = 6$  MHz,  $r_{bF2} = 320$  km,  $q_{mF2} = 100$  km.  $t_2$  时刻的电离层参数为: E层,  $f_{cE} = 3.2$  MHz,  $r_{bE} = 122$  km,  $q_{mE} = 20$  km; F1层,  $f_{cF1} = 4.0$  MHz,  $r_{bF1} = 209$  km,  $q_{mF1} = 88$  km; F2层,  $f_{cF2} = 6.8$  MHz,  $r_{bF2} = 320$  km,  $q_{mF2} = 101$  km. 之所以将  $t_1$  和  $t_2$  时刻的电离层参数设置为不同, 是为了模拟不同时刻对应于不同的电子浓度,  $t_1$  和  $t_2$  时刻的电子浓度随高度的变化如图2所示. 从图2可见, 由于电离层结构不稳定导

致不同时刻的电子浓度曲线存在差异(该差异无规律), 以 200 km 高度为例, 在此高度  $t_1$  和  $t_2$  时刻的电子浓度不同, 将会使先后经过该层反射的回波的相位产生调制, 而该调制方式无规律可循, 属于非线性调制, 相位的相关性遭到破坏, 其结果是多个回波脉冲在积累后无法完成能量聚集.

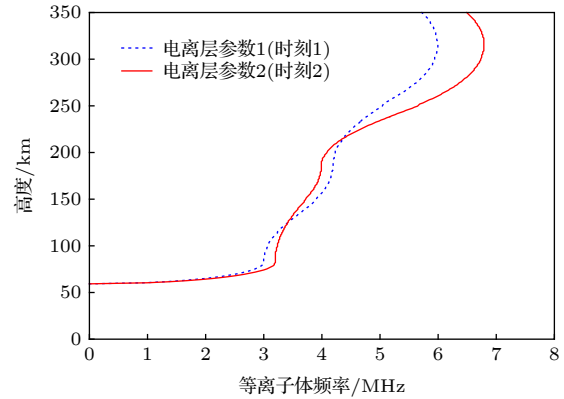


图2 不同时刻的电离层电子浓度曲线

Fig. 2. Ionospheric electron concentration curves at different times.

下面通过理论公式分析相位污染项对回波谱的影响. 假设天波探测设备发射的电磁波为线性调频连续波信号, 发射信号形式为

$$s_T(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} u(t - mT) e^{j[2\pi f_0(t - mT) + \pi\alpha(t - mT)^2 + \varphi_0]}, \quad (6)$$

其中  $u(t) = \begin{cases} 1, & 0 \leq t < T, \\ 0, & \text{otherwise,} \end{cases}$   $f_0$  是发射频率(工作频率),  $T$  是扫频周期,  $\alpha = B_w/T$  是调频率,  $B_w$  是发射带宽,  $\varphi_0$  是初相位. 经过电离层折射、反射后的返回电磁波为

$$s_R(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_R e^{j\varphi_0} u(t - \tau_r - mT) u(t - mT) \times e^{j[2\pi f_0 \tau_r - \pi\alpha \tau_r^2 + 2\pi\alpha \tau_r(t - mT) + \varepsilon(t)]}, \quad (7)$$

其中  $a_R$  为回波幅度;  $\tau_r = 2R/c$  为电磁波的返回时延,  $R$  是目标或杂波到探测设备的距离;  $\varepsilon(t)$  为电离层电子不均匀分布导致的非线性污染项. 假设目标或杂波的径向速度为  $v$ , 则  $\tau_r$  可以另写为

$$\tau_r = 2(R_0 + vt)/c = \tau_0 + 2vt/c, \quad (8)$$

其中  $R_0$  是探测初始时刻目标/杂波到探测设备的距离,  $\tau_0 = 2R_0/c$ , 可见时延  $\tau_r$  与时间  $t$  呈线性关系. 将(8)式代入(7)式, 则  $s_R(t)$  的相位为

$$\begin{aligned} \varphi(t) = & \varphi_0 + 2\pi f_0 \tau_0 + 2\pi \left( \frac{2f_0 v}{c} + \alpha \tau_0 + \frac{2\alpha v t}{c} \right) \\ & \times (t - mT) - \pi \alpha \left( \tau_0 + \frac{2vt}{c} \right)^2 \\ & + \frac{4\pi f_0 v}{c} mT + \varepsilon(t). \end{aligned} \quad (9)$$

由于  $R_0 \gg vt$  且  $\alpha \tau_0 \gg 2vf_0/c$  [18], 则 (9) 式可进一步简化为

$$\begin{aligned} \varphi(t) = & 2\pi \left[ \varphi_0/2\pi + f_0 \tau_0 - \alpha \tau_0^2/2 \right. \\ & \left. + \alpha \tau_0 (t - mT) + \frac{2f_0 v}{c} mT \right] + \varepsilon(t). \end{aligned} \quad (10)$$

从 (10) 式可以看出, 中括号中的前三项为常数, 第四项为  $t$  的线性函数, 第五项为常数,  $\varepsilon(t)$  是  $t$  的非线性函数. 正是  $\varepsilon(t)$  的存在使得  $\varphi(t)$  也变为非线性函数, 直接导致不同时刻的脉冲在压缩处理时无法聚集目标/杂波的能量, 引起谱峰在频域扩展.

需要说明的是, 当  $\varepsilon(t)$  是  $t$  的线性函数时, 各次回波的相位  $\varphi(t)$  也是  $t$  的线性函数, 不同时刻的回波相位之间具有相同的“斜率”, 它们的相关性未被破坏, 所以频谱不会扩展, 只是目标/杂波的谱线发生了偏移. 图 3 利用直达波回波信号仿真了相位线性污染和非线性污染的回波谱, 可见, 非线性相位污染引起回波谱展宽, 而线性相位污染只是造成频谱偏移, 不会改变频谱形状和特性, 通过频域校正后, 不会对目标检测和海态遥感产生影响.

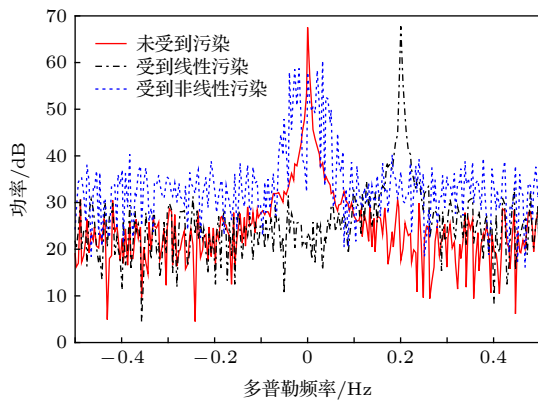


图 3 线性和非线性相位污染的回波谱比较

Fig. 3. Comparison of echo spectra contaminated by the linear and nonlinear phases.

## 2.4 多模传播对回波的影响

除了色散效应和相位污染, 多模传播是导致天

波回波谱展宽的另一个重要原因. 与相位污染的机理不同, 电离层多模传播是指不同地面距离的返回电磁波经过不同的分层电离层折射、反射后, 落入了同一个距离单元内, 即具有不同传播路径的杂波/目标信号, 由于具有相同的返回时延, 在进入接收设备后, 它们会“挤入”相同的距离单元, 在频域表现为频谱扩展, 多模传播的路径示意图见图 4. 图 4 中位于不同地面距离的飞机和舰船经过不同路径传播后, 在同一时刻到达接收机, 产生了多模传播现象.

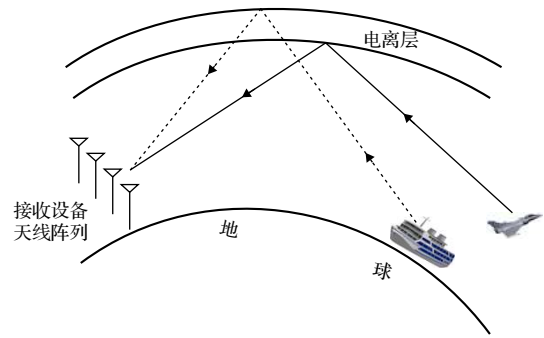


图 4 多模传播的路径示意图

Fig. 4. Path schematic of the multimode propagation.

从物理机理上看, 相位污染属于对回波的“乘性调制”, 多模传播属于对回波的“加性调制”, 即多模传播导致的谱展宽, 其原因是不同距离段的杂波或目标叠加造成的. 若存在多模传播, 不考虑电离层相位污染, (6) 式的发射信号返回后变为

$$\begin{aligned} s'_R(t) = & \sum_{i=1}^I \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_{Ri} e^{j\varphi_{0i}} u(t - \tau_i - mT) u(t - mT) \\ & \times e^{j[2\pi f_0 \tau_i - \pi \alpha \tau_i^2 + 2\pi \alpha \tau_i (t - mT)]}, \end{aligned} \quad (11)$$

其中  $a_{Ri}$  和  $\varphi_{0i}$  分别为第  $i$  个多模信号的幅度和初相位.  $I$  个多模信号具有相同的时延  $\tau_i$ , 但各个多模信号中的目标/杂波的初始距离  $R_{0i}$  和速度  $v_i$  都不相同, 即对第  $i$  个多模信号的时延  $\tau_i$  有

$$\tau_i = 2(R_{0i} + v_i t)/c = \tau_{0i} + 2v_i t/c, \quad (12)$$

可见,  $\tau_i$  相同而  $R_{0i}$  不同, 则  $v_i$  必然不同, 其多普勒频率  $f_{di} = 2f_0 v_i/c$  也不相同, 在回波频谱中表现为具有不同多普勒频率  $f_{di}$  的多模信号叠加在一起, 谱峰区域明显扩大.

下面讨论如何避免多模传播的问题. 基于电离层 MQP 模型并根据 (1) 和 (2) 式, 可以得到射线群距离  $G$  与探测设备工作频率之间的关系, 电离



层参数与 2.2 节相同,  $D = 2000$  km, 结果如图 5 所示. 需要说明的是, 图 5 中的曲线为各层的最小群时延线所对应的射线距离线  $G_{\min}(f)$ , 简称为  $G_{\min}(f)$  线. 具有一定波束宽度的电磁波以某频率返回时, 由于散射传播, 使得返回的回波不止 1 条, 不同的返回射线对应着不同的仰角和不同的群时延, 其中群时延最短的这条线就被称为最小时延线, 又称为“回波前沿”<sup>[17]</sup>. 从图 5 可见: 1) 当射线群距离大于 2180 km 时, 只有 F2 模式可用, 即只能选择 F2 层作为电磁波的传输信道, 此时可避免多模传播; 2) 图中曲线只是显示的  $G_{\min}(f)$  线, 实际上在  $G_{\min}(f)$  线的上方一定区域内还有很多群距离线 (中国电波传播研究所的很多实测返回散射电离图均显示了该特性<sup>[17,19-21]</sup>); 以 F1 层和 F2 层的交叠区域 (图中灰色椭圆区域) 为例, 该部分既位于 F1- $G_{\min}(f)$  线上方, 也位于 F2- $G_{\min}(f)$  线的上方, 那么该区域属于 F1 和 F2 模式的交叠区域, 该区域内的某个群距离 (如 2110 km) 对应的回波既可能是 F1 层的回波, 也可能是 F2 层的回波, 或者二者皆有, 此时就出现了模式模糊, 产生多模传播, 造成频谱交叠展宽. 在执行探测或遥感任务时, 工作频率只要避开存在模式模糊的区域, 就可以避免多模传播, 其他区域也可以做类似分析; 3) 当工作频率为 3—20 MHz 时, 电磁波在 E 模式、F1 模式和 F2 模式下都能传播, 此时很容易出现同一个目标经过不同传播模式的电磁波散射返回的情况, 由于返回射线群距离不同, 时延也不同, 它们最终会出现在不同距离段的回波中, 造成一个目标/杂波被误判为多个目标/杂波, 增大了探测设备的虚警率, 该问题不会引起回波谱展宽, 但也可以通过合

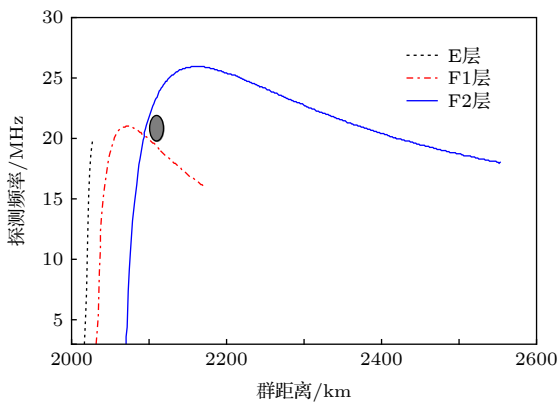


图 5 射线群距离与探测频率的关系

Fig. 5. Relationship between radiation group distance and detection frequency.

理选择工作频率加以避免.

综合以上分析, 只要结合实时的电离层返回散射电离图, 通过合理选频, 就可以避免多模传播.

### 3 相位污染回波谱的锐化方法

通过第 2 节的分析, 色散效应、多模传播和电离层相位污染都会引起天波回波谱展宽, 色散效应对天波探测设备影响很小, 多模传播可以通过合理选频进行克服, 只有非稳定电离层造成的相位污染问题具有较大的解决难度. 本节主要研究回波相位污染去除和频谱锐化的解决方法.

假设天波探测设备处于探海模式, (7) 式的回波经过常规脉冲压缩和匹配滤波后, 进行数字化采样, 可得离散化的海面回波信号

$$s_{R+}(m) = a_+ \exp[j(2\pi f_b m \Delta t + \varphi_0 + \varepsilon(m))] + a_- \exp[j(-2\pi f_b m \Delta t + \varphi_0 + \varepsilon(m))] + v(m), \quad (13)$$

其中  $a_+$  和  $a_-$  分别是正负 Bragg 峰 (一阶海杂波峰) 的幅度;  $f_b$  是 Bragg 峰频率;  $m = 1, 2, \dots, M$ ,  $M$  是采样点数;  $\Delta t$  是采样间隔;  $\varepsilon(m)$  是  $\varepsilon(t)$  的离散值, 即  $\varepsilon(m)$  是第  $m$  个采样点的相位污染;  $v(m)$  是噪声. 目前, 几乎所有的相位污染校正方法均需要提取出能量较强的标校信号<sup>[6-8,22]</sup>, 而海杂波幅度大, 是天然优良的标校信号, 则提取出的标校信号 (假设正的一阶海杂波能量占优) 为

$$s_{R+}(m) = a_+ \exp(j\varepsilon(m)) \exp[j(2\pi f_b m \Delta t + \varphi_0)] + v(m). \quad (14)$$

将  $s_{R+}(m)$  用向量表示为

$$s_{R+} = \zeta \mathbf{a}(f) \mathbf{k} + \mathbf{v}, \quad (15)$$

其中,  $\zeta = \text{diag}[e^{j\varepsilon(1)}, e^{j\varepsilon(2)}, \dots, e^{j\varepsilon(M)}]$ ,  $\mathbf{a}(f) = [1, e^{j2\pi f \cdot 1 \cdot \Delta t}, e^{j2\pi f \cdot 2 \cdot \Delta t}, \dots, e^{j2\pi f \cdot (M-1) \cdot \Delta t}]^T$ ,  $\mathbf{k}$  是常数 (与  $a_+$  有关). 计算  $s_{R+}$  的自相关矩阵

$$\begin{aligned} \mathbf{R}_+ &= E[s_{R+} s_{R+}^H] \\ &= E\{\zeta \mathbf{a}(f) \mathbf{k} + \mathbf{v} [\zeta \mathbf{a}(f) \mathbf{k} + \mathbf{v}]^H\} \\ &= E\{\mathbf{a}_\zeta(f) \mathbf{k} + \mathbf{v} [\mathbf{a}_\zeta(f) \mathbf{k} + \mathbf{v}]^H\}, \end{aligned} \quad (16)$$

其中  $\mathbf{a}_\zeta(f) = \zeta \mathbf{a}(f)$ , 对  $\mathbf{R}_+$  进行特征值分解, 有

$$\mathbf{R}_+ = \mathbf{U} \mathbf{\Sigma} \mathbf{U}^H, \quad (17)$$

其中,  $\mathbf{\Sigma} = \text{diag}[\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_M]$  是特征值矩阵,  $\lambda_1 > \lambda_2 > \dots > \lambda_m = \dots = \lambda_M = \sigma^2$ ,  $\sigma^2$  为噪声功

率;  $\mathbf{U}$  是特征矢量矩阵. 由于  $\mathbf{s}_{R+}$  只含有一个杂波信号, 故  $\lambda_1$  (对应于杂波) 绝对占优,  $\lambda_1$  远远大于其他特征值 (对应于噪声), 则  $\mathbf{R}_+$  可由信号和噪声子空间重构:

$$\mathbf{R}_+ = \mathbf{U}_s \boldsymbol{\Sigma}_s \mathbf{U}_s^H + \mathbf{U}_v \boldsymbol{\Sigma}_v \mathbf{U}_v^H, \quad (18)$$

其中  $\mathbf{U}_s = [u_1, u_2, \dots, u_M]^T$  是杂波子空间 (或称信号子空间), 是一个  $M \times 1$  的列矢量;  $\mathbf{U}_v$  是噪声子空间. 根据信号处理理论<sup>[23]</sup>, 信号子空间  $\mathbf{U}_s$  与信号导频矢量张成的空间  $\mathbf{a}_\zeta(f)$  是同一个空间, 即

$$\text{span}\{\mathbf{U}_s\} = \text{span}\{\mathbf{a}_\zeta(f)\}, \quad (19)$$

此时存在一个常数  $p$ , 使得

$$\mathbf{U}_s p = \mathbf{a}_\zeta(f). \quad (20)$$

对标校信号而言,  $\mathbf{U}_s$  和  $\mathbf{a}_\zeta(f)$  均为  $M \times 1$  的列矢量,  $\mathbf{a}(f)$  中的  $f$  是已知的, 等于一阶海杂波频率  $f_b$ ,  $f_b$  可通过  $\hat{f}_b = 0.102\sqrt{f_0}$  进行计算<sup>[17]</sup>,  $f_0$  为工作频率, 单位为 MHz. 取出 (20) 式中的第 1 行求解  $p$ , 有

$$u_1 p = e^{j\epsilon(1)} a_1(f_b), \quad (21)$$

其中  $a_1(f_b)$  是  $\mathbf{a}(f_b)$  的第 1 个元素. 不失一般性, 可认为  $e^{j\epsilon(1)} = 1$ , 即以第 1 个采样数据为参考, 所有的采样序列数据只是残留了一个相同的固定相位, 这并不影响频谱的质量和形状<sup>[24]</sup>, 且因为  $a_1(f_b) = 1$ , 则 (21) 式为  $u_1 p = 1$ , 所以  $p = 1/u_1$ .

观察 (20) 式, 要得到  $\zeta$  的估计值, 需要构造代价函数  $F_\zeta$ , 并使其达到最小

$$F_\zeta = \min \|\mathbf{U}_s p - \mathbf{a}_\zeta(f_b)\|_F^2 = \min \|\mathbf{U}_s p - \boldsymbol{\zeta} \mathbf{a}(f_b)\|_F^2, \quad (22)$$

其中  $\|\cdot\|_F^2$  是 Frobenius 范数运算. 根据 (22) 式,  $\zeta$  的最小二乘估计为

$$\hat{\zeta} = \mathbf{U}_s p \cdot \text{pinv}\{\mathbf{a}(f_b)\}, \quad (23)$$

$\text{pinv}\{\cdot\}$  是求矢量的伪逆矩阵. 得到  $\hat{\zeta}$  后, 即可对  $\mathbf{s}_R(m)$  进行相位污染校正

$$\tilde{\mathbf{s}}_R = \hat{\zeta}^* \mathbf{s}_R, \quad (24)$$

$\tilde{\mathbf{s}}_R$  是校正后的回波矢量, “\*” 是共轭运算. 经过 (24) 式补偿后, 回波频谱得到锐化.

从以上分析过程可以看出, 要保证好的频谱锐化效果, 需要精确计算出  $f_b$ , 但受电离层上下运动的影响, 实际的  $f_b$  与理论值常常存在偏差, 若  $f_b$  估计不准,  $\hat{\zeta}$  也会存在很大误差, 导致频谱锐化质量下降. 针对该问题, 可通过最小熵搜索法使频谱达

到最佳的锐化效果. 对相位校正后的回波  $\tilde{\mathbf{s}}_R(m)$  进行傅里叶变换, 得到频域形式  $\tilde{S}_R(m)$ , 对  $\tilde{S}_R(m)$  进行归一化处理

$$\tilde{S}_{R1}(m) = \left| \tilde{S}_R(m) \right|^2 / \sum_{m=1}^M \left| \tilde{S}_R(m) \right|^2, \quad (25)$$

从而可得到回波谱的信息熵为

$$H = \sum_{m=1}^M \tilde{S}_{R1}(m) \log \tilde{S}_{R1}(m). \quad (26)$$

假设实际的  $f_b \in [\hat{f}_b - \Delta f, \hat{f}_b + \Delta f]$ , 该范围内有  $I$  个均匀分布的频率值,  $\hat{f}_b$  是理论计算出的值,  $\Delta f$  为频移偏量, 对频率搜索区间的第  $i$  个频率值  $f_{bi}$ , 根据 (20)–(24) 式, 可得到对应的校正回波, 再根据 (26) 式可计算出对应的信息熵  $H_i$ . 重复以上操作, 可获得  $I$  个信息熵, 其中最小的信息熵对应校正回波即是我们需要的回波, 其相位污染去除得最彻底, 频谱的锐化效果最佳.

## 4 实测数据处理分析

### 4.1 相位污染校正方法的性能比较

在一批实测的海面回波数据中选择某个未被污染的距离单元作为分析对象, 对该距离单元回波添加相位污染, 以此来分析不同方法的污染校正性能, 这也是学者们普遍采用的分析方法<sup>[6–9]</sup>. 该批实测数据的参数为: 探测频率为 14.5 MHz, 工作于探海模式, 脉冲重复间隔为 58 ms, 积累的脉冲数为 512 个, 相干积累时间为 29.696 s. 对第 400 个距离单元的数据添加非线性相位污染函数:  $3 \sin(2\pi \cdot 0.2t)$ <sup>[6–9]</sup>, 属于快变污染, 图 6 给出了相位污染前后的频谱图. 从图 6 可见, 受到电离层污染前, 回波谱中的正负海杂波谱线能量集中、清晰锐利, 多普勒频率为 0.71 Hz 的舰船目标可以准确地从海杂波背景中区分出来; 当回波被电离层污染后, 其频谱发生扩展, 原本锐利的谱峰严重展宽, 遮盖了 0.71 Hz 处的舰船目标, 导致目标检测失败.

为验证本文提出的污染校正法的效果, 分别与 PGA 法、MESA 法和时频级联法进行比较. PGA 法以相邻若干距离单元内的回波信号受到了相同的相位污染为前提, 先将每个距离单元的频域最大峰值移至零多普勒处, 以消除海杂波频率的影响, 然后对移频数据的相位梯度进行能量平均, 最

后取均值的内积就可估计出相位污染. MESA 法将长时间内的回波数据分为若干短数据子段, 使得每个子数据段所受到的相位污染是线性的. 对每个子数据段分别采用 MESA 法估计出瞬时频率, 然后对其进行内插, 得到整个长时间内的瞬时频率, 再进行积分可得到电离层相位污染. 时频级联法采用两步校正过程, 首先利用时频分析工具得到展宽海杂波峰的瞬时频率, 瞬时频率积分后对回波进行粗校正, 此时大部分的电离层污染已被去除, 残留的相位污染项已经很少, 再利用改进的 PGA 法对回波进行精确校正, 可使展宽频谱进一步锐化.

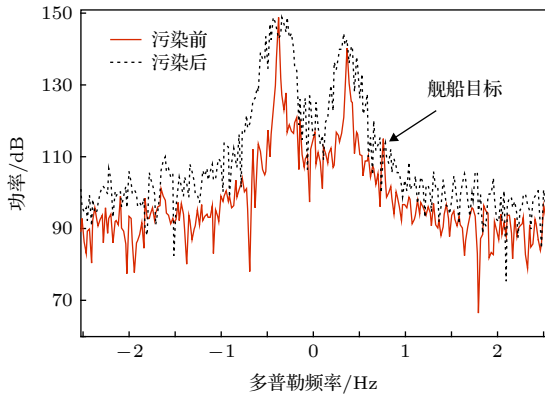


图 6 相位污染前后的实测频谱

Fig. 6. Real spectrum before and after phase contamination.

分别采用四种方法对污染回波进行处理, 得到相位污染项的估计函数  $\hat{\zeta}$ . 处理方式: 利用带通滤波器提取展宽的负一阶海杂波峰作为标校信号, MESA 法和时频级联法将长数据序列划分为 16 个短的子数据序列, 以保证在子数据段内污染是线性的. 为了比较各种方法的性能, 定义相位污染的估计误差为:  $E(m) = |\zeta(m) - \hat{\zeta}(m)|$ , 图 7 给出了四种方法的污染估计误差曲线. 由图 7 可见: 1) PGA 法的污染估计误差最大, MESA 法次之, 时频级联法和本文方法的估计误差基本相当, 具体而言, 在 512 个脉冲时间内, PGA、MESA、时频级联法和本文方法的平均估计误差分别为 2.08, 0.602, 0.203 和 0.212; 本文方法和时频级联法的效果相差很小, 比 MESA 法和 PGA 法的平均估计误差分别小 0.39 和 1.869; 2) PGA 法和 MESA 法效果较差的主要原因是 PGA 法在将谱峰移至零多普勒频率处时, 由于展宽后的谱峰最值并不是真正的 Bragg 峰, 导致相位梯度误差不断积累; MESA 法虽然将长数据进行了切割划分, 但每个子段并不能

完全保证污染呈线性变化, 另外由于子段的数据点少, 在估计频率时会因为多普勒分辨率下降而导致频率估计不准; 3) 虽然本文方法和时频级联法的效果基本相当, 但本文方法的复杂度和计算量要小于时频级联法, 时频级联法的效果与时频窗的长度选择有关, 窗长度过长或过短都会降低方法的污染估计效果. 图 7 给出了在最佳窗长度条件下得到的时频级联法的误差曲线, 若该方法未选择最佳长度的时频窗, 则方法的效果会差于本文所提方法.

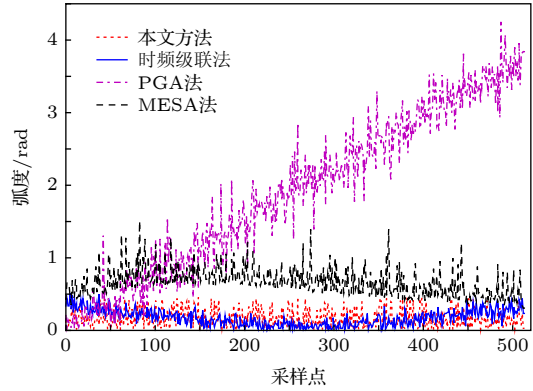


图 7 相位污染的估计误差

Fig. 7. Estimation error of the phase contamination.

## 4.2 实测数据校正结果分析

图 8(a) 是已经发生了电离层相位污染的实测回波的距离-多普勒谱图, 图 8(b) 是采用本文所提方法校正后的结果, 其中横坐标表示多普勒频率,

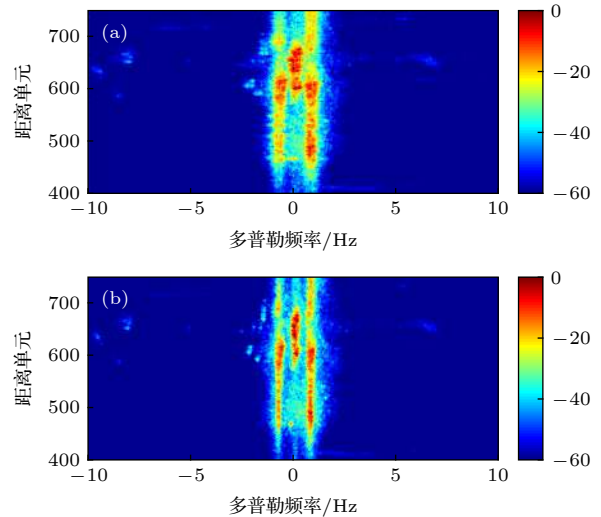


图 8 相位污染校正前后的距离-多普勒谱 (颜色条表示归一化功率, 单位是 dB)

Fig. 8. Range-Doppler spectra before and after phase contamination correction (color bar represents normalized power, and the unit is dB).



纵坐标表示距离. 从图 8 可以看出, 由于电离层污染的存在, 正负海杂波 (包括地杂波) 谱发生了严重展宽, 若海杂波谱线附近存在慢速舰船目标, 则将被扩展的杂波遮盖; 经过污染校正后的杂波谱得到了较好的锐化, 以正的海杂波谱线为例, 锐化前后的海杂波峰的多普勒宽度相差 0.5 Hz.

## 5 讨论与结论

本文研究了造成天波回波谱展宽的机理, 详细分析了电离层色散效应、相位污染和多模传播等物理现象, 针对回波的相位污染问题提出了一种新的频谱锐化方法. 主要结论为:

1) 当天波探测设备的工作频率为 3—30 MHz 时, 电离层色散效应的带宽范围为 41.6—57.4 kHz 和 0.17—10.8 MHz, 对高频电磁波的影响很小, 即使对电磁波产生了影响, 也可以通过改变工作带宽或者工作频率的方式加以避免;

2) 多模传播会造成不同距离单元的谱线相互叠加, 引起频谱展宽; 不同的工作频率对应于不同的电离层传播模式, 为了降低多模传播的概率, 可根据实时的电离层电离图确定合理的工作频率, 保证电磁波通过单模式的电离层信道传播;

3) 电离层电子浓度的非均匀变化会引起回波相位路径改变, 产生相位污染, 回波相位污染发生后, 脉冲之间的相位相关性被破坏, 导致回波无法进行有效的能量积累, 在频域表现为谱峰扩展; 相位污染对慢速目标的检测影响很大, 必须加以去除;

4) 提出了一种新的相位污染校正方法, 该方法利用了信号子空间与信号导频矢量张成空间的一致性原理, 不需要估计信号的瞬时频率即可去除相位污染; 实测数据分析表明, 本文方法能使展宽的海杂波得到锐化, 且能准确估计出快变污染, 性能优于 PGA 法、MESA 法和时频级联法.

需要指出的是, 本文方法仍然以提取出较完整的标校信号为前提, 若回波遭受了大幅度相位污染, 展宽的正负海杂波峰将发生交叠, 导致无法完整地提取出标校信号. 此时可以先采用时频分析技术估计出信号的瞬时频率, 对回波进行粗校正, 再

使用本文方法对粗校正后的回波进行精确校正.

## 参考文献

- [1] Frazer G J 2017 *IEEE Aerosp. Electron. Syst. Mag.* **32** 52
- [2] Luo H, Xiao H 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 079401 (in Chinese) [罗欢, 肖卉 2018 *物理学报* **67** 079401]
- [3] Mao Y, Guo L X, Ding H F, Liu W 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 044201 (in Chinese) [毛媛, 郭立新, 丁慧芬, 刘伟 2012 *物理学报* **61** 044201]
- [4] Forbes J M, Palo S E, Zhang X 2000 *J. Atmosph. Solar Terr. Phys.* **62** 685
- [5] Hao S J, Zhang W C, Zhang Y B, Yang J T, Ma G L 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 119401 (in Chinese) [郝书吉, 张文超, 张雅彬, 杨巨涛, 马广林 2017 *物理学报* **66** 119401]
- [6] Xing M D, Bao Z 2002 *Chin. J. Radio Sci.* **17** 129 (in Chinese) [邢孟道, 保铮 2002 *电波科学学报* **17** 129]
- [7] Anderson S J, Abramovich Y I 1998 *Radio Sci.* **33** 1055
- [8] Lu K, Wang J, Liu X Z 2003 *Proceedings of ICASSP Hongkong, China*, April 6–10, 2003 p405
- [9] Li Y J, Wei Y S, Zhu Y P, Wang Z Q, Xu R Q 2015 *IET Signal Process.* **9** 562
- [10] Luo H, Xiao H 2019 *J. Chin. Inst. Eng.* **42** 200
- [11] Luo H, Chen J W, Bao Z 2013 *J. Electron. Inform. Technol.* **35** 2829 (in Chinese) [罗欢, 陈建文, 鲍拯 2013 *电子与信息学报* **35** 2829]
- [12] Bilitza D, Brown S A, Wang M Y 2012 *J. Atmosph. Solar Terr. Phys.* **86** 99
- [13] Gordiyenko G I, Yakovets A F 2017 *Adv. Space Res.* **60** 461
- [14] Dyson P L, Bennett J A 1988 *J. Atmosph. Solar Terr. Phys.* **50** 251
- [15] Park I, Yeh K C 1990 *Radio Sci.* **25** 1167
- [16] Zhou F 2014 *Ph. D. Dissertation* (Xi'an: Xidian University) (in Chinese) [周芳 2014 博士学位论文 (西安: 西安电子科技大学)]
- [17] Zhou W Y, Jiao P N 2008 *Over-the-Horizon Radar Technology* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) pp120–122 (in Chinese) [周文瑜, 焦培南 2008 *超视距雷达技术* (北京: 电子工业出版社) 第120—122页]
- [18] Skolnik M I 1990 *Radar Handbook* (New York: McGraw-Hill Book Company) pp18–19
- [19] Guo W L, Wei N, Li X, Li J N, Lu Z X 2014 *J. CAEIT* **9** 629 (in Chinese) [郭文玲, 蔚娜, 李雪, 李吉宁, 鲁转侠 2014 *中国电子科学研究院学报* **9** 629]
- [20] Li H, Che H Q, Wu J, Wu J, Xu B 2011 *Chin. J. Radio Sci.* **26** 311 (in Chinese) [李辉, 车海琴, 吴健, 吴军, 徐彬 2011 *电波科学学报* **26** 311]
- [21] Liu W, Jiao P N, Wang S K, Wang J J 2008 *Chin. J. Radio Sci.* **25** 41 (in Chinese) [柳文, 焦培南, 王世凯, 王俊江 2008 *电波科学学报* **25** 41]
- [22] Li M, He Q, Li K, He Z S 2014 *IEICE Electron. Express* **11** 1
- [23] Yao T R, Sun H 1999 *Modern Digital Signal Processing* (Wuhan: Huazhong University of Technology Press) pp156, 157 (in Chinese) [姚天任, 孙洪 1999 *现代数字信号处理* (武汉: 华中理工大学出版社) 第156, 157页]
- [24] Xu Q 2011 *Ph. D. Dissertation* (Xi'an: Xidian University) (in Chinese) [徐青 2011 博士学位论文 (西安: 西安电子科技大学)]



# Analysis of broadening mechanism of ionospheric echo spectrum and spectrum sharpening method\*

Luo Huan<sup>1)2)†</sup> Xiao Hui<sup>2)</sup>1) (*Air Force 95519 Army of PLA, Zunyi 563000, China*)2) (*Aerospace Early Warning Equipment Department, Air Force Early Warning Academy, Wuhan 430019, China*)

(Received 9 June 2019; revised manuscript received 7 August 2019)

## Abstract

High-frequency sky wave detection equipment must rely on the ionosphere as the propagation medium in the early warning and sea state remote sensing tasks. The ionosphere is time-varying and unstable, which will change the characteristics of the high-frequency electromagnetic wave propagating through it, resulting in the broadening of the echo spectrum, thus seriously affecting the detection of targets and the inversion of sea state parameters. The reason and mechanism of the echo spectrum expansion are analyzed in detail from the dispersion effect, phase contamination and multimode propagation. The bandwidth of the dispersion effect is different from that of the high frequency detection equipment. When the bandwidth of the sky wave equipment is 3–30 MHz, the bandwidths of the dispersion effect are 41.6–57.4 kHz and 0.17–10.8 MHz. The multi-quasi-parabolic ionospheric model is used to discuss the frequency selection measures to avoid multimode propagation. The modulation process of ionospheric contamination to echo is studied theoretically. It is shown that the non-linear phase contamination will cause the energy of echo to diffuse in frequency domain and to be unable to accumulate. To solve the problem of phase contamination which is difficult to solve in practice, a contamination correction method without estimating the instantaneous frequency of the echo is proposed. In the method the consistency principle of signal subspace and signal frequency vector expansion space is used, and therefore the phase contamination term can be well estimated. Based on the real data, the contamination correction results from the proposed method, phase gradient autofocus method, maximum entropy spectral analysis method and time-frequency processing method are given. The results show that the new method is a better method and can effectively sharpen the broadened echo spectrum.

**Keywords:** ionosphere, multi-quasi-parabolic model, high frequency ray, multimode propagation, phase contamination correction

**PACS:** 94.20.Cf, 92.60.Ta, 84.40.Ua

**DOI:** [10.7498/aps.68.20190887](https://doi.org/10.7498/aps.68.20190887)

\* Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51309232).

† Corresponding author. E-mail: [luohuan5566@sina.com](mailto:luohuan5566@sina.com)