第7卷 第2期 空间科学学报 Vol. 7, No. 2
1987 年 4 月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE Apr., 1987

由高频无线电波反射回波参数反演电离层运动和结构的高度剖面

万卫星 李 钧
(中国科学院武汉物理研究所)

摘 要

本文从广义电波射线微分方程组出发,导出了时变、不均匀和各向异性电离层介质中高频无线电波反射回波的可测参数与电离层的运动和结构参数之间的积分方程组,并给出了利用现代数字测高仪中的多普勒图、定向图、频高图和测距图,反演电离层的结构和运动随高度的分布剖面的计算方法. 根据这种反演方法,单站探测电离层运动和结构剖面时有多种可测参量的组合方式. 文中提出了一种最佳的参量组合方案,为探测设备的改进和观测记录的分析提供了理论依据.

一、引 言

现代数字式电离层测高仪(如 Digisonde[1] 和 Dynasonde[2]),其探测功能除与传统测高仪一样给出群路径(频高图)之外,还可给出多普勒频移和下达角参数,即多普勒图 (Dopplionogram) 和定向图 (gonionogram)[2], 可用来研究电离层的运动和倾斜. 能否用数字测高仪探测数据,反演电离层结构和运动的高度剖面,并使其精度达到或接近目前大功率相干或非相干散射雷达的精度,是目前电离层短波探测中一个重要的理论与实验课题. 采用简单的等效屏反射理论 (即镜反射理论) 作为反射回波反演计算的基础,精度太低. 这一问题首先引起我国学者的重视与注意[3]. 利用反射回波反演电离层结构和运动的精度是可以提高的, 李钧[4]首先导出了各向同性电离层条件下高频电波多普勒频移与电离层电子浓度等值面法向运动速度 $\boldsymbol{V}$ 之间的联系,指出了利用多频系统的多普勒频移精确反演 $\boldsymbol{V}(Z)$ 剖面的可能性. 万卫星将文献[4]的结论推广到观测量为电波下达角和群路径时间变化率的情况,给出了利用多普勒图、定向图和测距图 (rangionogram, 即多频群路径随时间的变化曲线)反演电离层电子浓度等值面的法向运动速度剖面的具体计算方法(武汉物理所油印本, 1984 年). 此外,万卫星和李钧在 1984 年 10 月北京空间物理探测数据会议上报告过利用加密频高图反演核爆炸引起的电离层扰动剖面图的详细结果. 在国外, 对各向同性电离层, Bertel 等[5]也提出过类似的利用多频多普勒频移记录反演电离层运动的公式. Tedd 等[6]由多站的加密频高图 (rapid sequence ionograms), 采用传统的频

本文于 1986 年 9 月 13 日收到.

高图反演方法也成功地分析了电离层重力波扰动的高度分布特性. Baulch 等[7,8]提出了斜向探测的简易设备,并介绍了初步观测结果.

在以上文献中,都没有考虑地磁场的影响. 在高频回波反演中,这种影响是不可忽略的. 本文将把早期得到的结果推广到更接近实际的电离层情况,考虑了各向异性,并根据我们的反演方法讨论了电离层重力波一类大尺度扰动的单站探测设备的设计和改进方案.

二、基本积分方程

我们关心的是电离层中重力波一类大尺度扰动. 对高频无线电波的传播来说,尽管电离层是时变、不均匀和各向异性的电波介质,由于扰动尺度一般远大于电波波长,传播介质可看成为局部层状结构,并可合理地认为电波射线理论成立. 此外,为简单起见,下面只讨论窄角谱窄频谱的电波波包的传播. 即假定在收发两点传播的电波是一个角谱很窄的准平面波波束和频谱很窄的准单色脉冲,在与射线垂直的某平面内来观察电波波包的时空变化 $E(\boldsymbol{r}, t)$ 时,角谱和频谱 $E(\omega, \boldsymbol{k})$ 可近似地看成 δ 函数,

$$E(\boldsymbol{r}, t) \cong \iint_{-\infty}^{+\infty} A \cdot \delta(\omega' - \omega)\delta(\boldsymbol{k}' - \boldsymbol{k}) e^{-i(\boldsymbol{k}'\cdot\boldsymbol{r} - \omega' t)} \mathrm{d}\boldsymbol{k}' \mathrm{d}\omega'$$
$$= A \cdot \mathrm{e}^{-i(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega t)}.$$

这时由于电离层是色散介质,电波波包的中心频率 ω、中心波数 $\boldsymbol{k}$ 和波包传播速度都随传播路径的变化而变化. 在上述假定下,根据广义变分原理,可证广义电波射线(即电波波包在八维的物理和相位空间中的轨迹)满足下列微分方程组[9]:

$$\mathrm{d}\omega = -\frac{\omega}{c}\frac{\partial \mu}{\partial t}\boldsymbol{p}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{r}, \tag{1a}$$

$$\mathrm{d}\boldsymbol{k} = \frac{\omega}{c}\nabla\mu\,\boldsymbol{p}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{r}, \tag{1b}$$

$$\mathrm{d}G = c\,\mathrm{d}t = \mu'\boldsymbol{p}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{r}, \tag{1c}$$

$$\mathrm{d}\boldsymbol{r} = \left(\boldsymbol{p} - \frac{1}{\mu}\frac{\partial \mu}{\partial \boldsymbol{p}}\right)\boldsymbol{p}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{r}, \tag{1d}$$

式中 $\mathrm{d}\boldsymbol{r}$ 代表射线路径上 t 时刻,与时间增量 $\mathrm{d}t$ 对应的波包位置的变化量. $\mathrm{d}w$、$\mathrm{d}\boldsymbol{k}$ 和 $\mathrm{d}G$ 分别代表与 $\mathrm{d}\boldsymbol{r}$ 相应的中心频率、中心波矢量和群路径的变化量. $\boldsymbol{p}$ 是 $\boldsymbol{k}$ 方向上的单位矢量. μ 是吸收效应几乎可以忽略时的电波折射指数,其函数形式由 A-H 公式给出. $\mu' = \dfrac{\partial}{\partial\omega}(\omega\mu)$ 是群折射指数,G 代表群路径. (1d)式中的 $\partial\mu/\partial\boldsymbol{p}$ 等于 $\nabla_{\boldsymbol{p}}\mu$,由下式给出:

$$\frac{\partial \mu}{\partial \boldsymbol{p}} = \frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial \mu}{\partial \theta}\boldsymbol{p}\times(\boldsymbol{p}\times\boldsymbol{b}),$$

$\boldsymbol{b}$ 是地磁场方向的单位矢量,θ 是 $\boldsymbol{p}$ 与 $\boldsymbol{b}$ 之间的夹角.

当给定传播介质(即电离层)参数、电波发射频率和收发点的位置时,方程组 (1) 可完全确定广义电波射线的轨迹 $\Gamma(\omega, \boldsymbol{k}, t, \boldsymbol{r})$,算出射线路径和波包参数. 反之,在电离

层地面探测中，则要求根据接收点测定的电波波包参数，反演射线上传播介质的结构参数和运动参数．为讨论这种反演问题，可依照文献[4]，先引入电离层电子浓度N的等值面的法向运动速度 $\boldsymbol{V}$

$$\boldsymbol{V}=-\frac{\partial N/\partial t}{\nabla N},\quad \nabla N\neq 0, \tag{2}$$

来描述电离层的运动和方向．式中，$\partial N/\partial t$ 由电子产生率 Q，消失率 L 和迁移率 $\nabla\cdot(N\boldsymbol{V}_d)$ 三部分组成

$$\frac{\partial N}{\partial t}=Q-L-\nabla\cdot(N\boldsymbol{V}_d),$$

$\boldsymbol{V}_d$ 是电离漂移速度．重力波引起的 Q、L 和 $\nabla\cdot(N\boldsymbol{V}_d)$ 的变化特性，Hook[10] 作过深入的研究．对高频电波来说，电离层中地磁场的时空变化可以忽略不计，由 A-H 公式可知，这时N的等值面同时也是μ和μ'的等值面，因此 $\boldsymbol{V}$ 还可表示为

$$\boldsymbol{V}=-\frac{\partial\mu/\partial t}{\nabla\mu},\quad \nabla\mu\neq 0, \tag{2'}$$

$$\boldsymbol{V}=-\frac{\partial\mu'/\partial t}{\nabla\mu'},\quad \nabla\mu'\neq 0. \tag{2''}$$

现在，利用(2′)和(2″)两式，将微分方程 (1a)—(1c) 沿广义电波射线轨迹Γ积分，得到

$$\delta\omega=\int_\Gamma \boldsymbol{V}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{k}, \tag{3a}$$

$$\delta\boldsymbol{k}=\int_\Gamma \boldsymbol{v}(\boldsymbol{v}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{k}), \tag{3b}$$

$$G=\int_\Gamma \mu'\boldsymbol{p}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{r}, \tag{3c}$$

式中 $\boldsymbol{v}$ 是 $\boldsymbol{V}$ 方向的单位矢量．将 (3c) 式对时间微分，可得群路径变化率

$$G_t=\frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}t}=-\int_\Gamma \boldsymbol{V}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{k}'+\left(\frac{\partial G}{\partial t}\right)_\Gamma, \tag{3d}$$

其中，$\mathrm{d}\boldsymbol{k}'=\nabla\mu'(\boldsymbol{p}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{r})$，$(\partial G/\partial t)_\Gamma$ 表示由于Γ变化引起的G的变化率．

关系式 (3a)—(3d) 给出了沿广义电波射线Γ的电离层运动参数和结构参数($\boldsymbol{V}$，μ和μ')与电波可测参量即多普勒频移 $\delta\omega$、下达角 $\delta\boldsymbol{k}$、群路径G及其变化率 G_t 之间的简明关系式，是用来反演射线上 $\boldsymbol{V}(Z)$ 及 $N(Z)$ 的基本方程．为便于反演计算，现将(3a)—(3d) 式改写成沿射线空间轨道的积分

$$\delta\omega=\frac{\omega}{c}\int_\Gamma V\frac{\partial\mu}{\partial h}\boldsymbol{p}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{r}, \tag{4a}$$

$$\delta\boldsymbol{k}=\frac{\omega}{c}\int_\Gamma \boldsymbol{v}\frac{\partial\mu}{\partial h}\boldsymbol{p}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{r}, \tag{4b}$$

$$G=\int_\Gamma \mu'\boldsymbol{p}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{r}, \tag{4c}$$

$$G_t=-\int_\Gamma V\frac{\partial\mu'}{\partial h}\boldsymbol{p}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{r}+\left(\frac{\partial G}{\partial t}\right)_\Gamma, \tag{4d}$$

式中 h 是与N(或 μ、μ') 的梯度方向平行的曲线坐标,并规定向上为正;当电离层存在倾斜时,h 不同于垂直高度 Z. 这时, V、$\boldsymbol{v}$ 可由下式计算

$$V = -\frac{\partial N/\partial t}{\partial N/\partial h} = -\frac{\partial \mu/\partial t}{\partial \mu/\partial h} = -\frac{\partial \mu'/\partial t}{\partial \mu'/\partial h},$$

$$\boldsymbol{v} = \frac{\nabla N}{\partial N/\partial h} = \frac{\nabla \mu}{\partial \mu/\partial h} = \frac{\nabla \mu'}{\partial \mu'/\partial h},$$

$$\frac{\partial N}{\partial h},\ \frac{\partial \mu}{\partial h},\ \frac{\partial \mu'}{\partial h} \neq 0.$$

这样规定 $\boldsymbol{v}$ 的方向和V的正负号是为了在反演计算中计算更方便一些.

当收发共点时, 即在垂直探测情况下, 电波上下行波的路径必须重合, 在反射点有 $\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{k} \equiv 0$, 另根据 (1b) 式在整个电波路径上, $\boldsymbol{v} \times \mathrm{d}\boldsymbol{k} \equiv 0$, 因此近似地有 $\boldsymbol{k} /\!/ \boldsymbol{v}$, 或 $\boldsymbol{p} /\!/ \boldsymbol{v}$, 即 $\boldsymbol{p} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{r} = \pm \boldsymbol{v} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{r} = \pm \mathrm{d}h$, 正负号分别代表上下行电波. 此时 $\boldsymbol{V}$ 和N可看作仅是 h 的函数, μ 和 μ' 则是 h 和电波工作频率 ω 的函数. 此外,在垂直入射时,对(4d)式中的 $[\partial G/\partial t]_r$ 项的影响主要来自于电离层底部和反射处的运动, 因此, (4a)—(4d)四式在垂测时简化成

$$\delta\omega = -\frac{2\omega}{c}\left[\int_{h_0}^{h_r} \mu \frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}h}\,\mathrm{d}h + V(h_0)\right], \tag{5a}$$

$$\delta \boldsymbol{k} = -\frac{2\omega}{c}\left[\int_{h_0}^{h_r} \mu \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}h}\,\mathrm{d}h + \boldsymbol{v}(h_0)\right], \tag{5b}$$

$$G = 2\left[\int_{h_0}^{h_r} \mu'\,\mathrm{d}h + h_0\right], \tag{5c}$$

$$G_t = 2\left[\int_{h_0}^{h_r} \mu' \frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}h}\,\mathrm{d}h + V(h_0)\right], \tag{5d}$$

式中 h_0 和 h_r 分别是电离层底部和电波反射点处 h 的值. 下面将以 (5a)—(5d) 式为基础介绍两种反演方法.

三、$V(Z)$ 的 反 演

利用上节(5a)—(5d) 四个积分方程可反演电离层 $\boldsymbol{V}$ 和N等的高度剖面.下面主要以多普勒图的反演为例说明两种常用的反演方法. 这种反演方法实际上可看成是频高图电子浓度剖面换算方法[11]的推广.当电子浓度N或相应的等离子体频率 ω_N是 h 的单调函数时,可用 $\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}\omega_N}\mathrm{d}\omega_N$ 代替 (5a) 式中的 $\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}h}\mathrm{d}h$, 对$O$波 (5a) 式化为

$$\delta\omega(\omega) = -\frac{2\omega}{c}\left[\int_0^{\omega} \mu(\omega,\ \omega_N)\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}\omega_N}\,d\omega_N + V(0)\right], \tag{6}$$

对于X波,上式中积分上限ω要以等效频率 $\sqrt{\omega^2 - \omega\omega_H}$ 代替, ω_H 是磁旋频率.

由于数字测高仪在探测中采用一组步进的工作频率 $(\omega_0(=0),\omega_1,\omega_2,\cdots,\omega_i,\cdots,)$, 在数字计算中,通常只反演出 ω_N 等于上述分立值上的 $\boldsymbol{V}$ 和 h. 下面,首先用阶梯函数逼近,V 随 ω_N 的分布,即

$$V(\omega_N)=\sum_{j=0}^{i-1}[V(\omega_{j+1})-V(\omega_j)]H(\omega_N-\omega_j)+V(0).$$

式中，H是单位阶梯函数．由上式对 ω_N 微分得

$$\frac{\mathrm{d}V(\omega_N)}{\mathrm{d}\,\omega_N}=\sum_{j=0}^{i-1}[V(\omega_{j+1})-V(\omega_j)]\delta(\omega_N-\omega_j),$$

代入(6)式，可得

$$\delta\omega(\omega_i)=\frac{2\omega_i}{c}\sum_{j=1}^{i}L_{ij}V(\omega_j),$$

从而，

$$V(\omega_i)=\sum_{j=1}^{i}(L)_{ij}^{-1}\frac{c}{2\omega_j}\delta\omega(\omega_j), \tag{7a}$$

式中，L_{ij} 为第一组台站系数

$$L_{ij}=[\mu]_{\substack{\omega=\omega_i\\ \omega_N=\omega_j}}-[\mu]_{\substack{\omega=\omega_i\\ \omega_N=\omega_{j-1}}}, \tag{8}$$

$(L)_{ij}^{-1}$ 是台站系数矩阵的逆矩阵的元素．

(7a)式给出了由多普勒图反演 V 随 ω_N 的分布的公式．同理，还可得到利用定向图、频高图和测距图反演 $\boldsymbol{v}$、h 和 V 随 ω_N 分布的公式

$$\boldsymbol{v}(\omega_i)=\sum_{j=1}^{i}(L)_{ij}^{-1}\frac{c}{2\omega_j}\delta\boldsymbol{k}(\omega_j), \tag{7b}$$

$$h(\omega_i)=-\sum_{j=1}^{i}(L')_{ij}^{-1}\frac{1}{2}G(\omega_j), \tag{7c}$$

$$V(\omega_i)=-\sum_{j=1}^{i}(L')_{ij}^{-1}\frac{1}{2}G_t(\omega_j), \tag{7d}$$

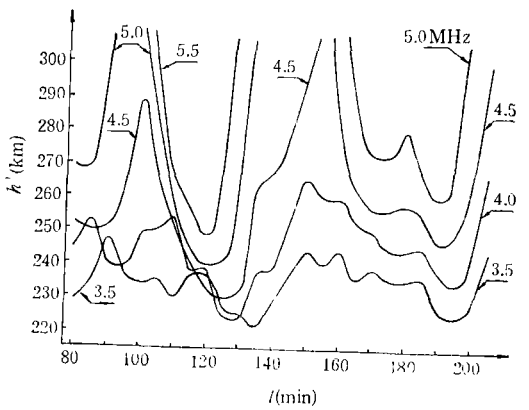


图 1　由加密频高图描出的测距图．图中给出了五个固定频率的群路径的时间变化曲线

Fig. 1　Rangionogram drown from the rapid sequence ionograms. Only five curves of the group range corresponding to the five probing frequencies are given

式中

$$L'_{ij}=\begin{cases}[\mu']_{\substack{\omega=\omega_i\\ \omega_N=\omega_j}}-[\mu']_{\substack{\omega=\omega_i\\ \omega_N=\omega_{j-1}}} & i>j\\ [-\mu']_{\substack{\omega=\omega_i\\ \omega_N=\omega_{i-1}}} & i=j\end{cases}\tag{8'}$$

顺便指出，当反演分片数 $i=1$ 时，反演结果简化为

$$V(\omega_N)=-\frac{c}{2\omega}\,\delta\omega|_{\omega=\omega_N},\quad \boldsymbol{v}(\omega_N)=-\frac{c}{2\omega}\,\delta\boldsymbol{k}|_{\omega=\omega_N},$$

$$h(\omega_N)=\frac{1}{2}\,G|_{\omega=\omega_N},\qquad V(\omega_N)=\frac{1}{2}\,G_t\,|_{\omega=\omega_N}.$$

可见这时 $\delta\omega$、$\delta\boldsymbol{k}$、G 和 G_t 分别决定于反射点处的 V，$\boldsymbol{v}$，h 和 V。这与等效屏反射理论或镜反射理论得出的结果完全一致。显然这种算法是近似的。

下面讨论积分方程(6)式的另一种反演方法。在每一小积分区间 $(\omega_{j-1},\ \omega_j)$ 中用 V 的差分 $[V(\omega_j)-V(\omega_{j-1})]/(\omega_j-\omega_{j-1})$ 代替它的微分 $\mathrm{d}V(\omega_N)/\mathrm{d}\omega_N$，则(6)式化为

$$\delta\omega(\omega_i)=-\frac{2\omega_i}{c}\sum_{j=0}^{i}M_{ij}V(\omega_j),$$

或

$$V(\omega_i)=-\sum_{j=0}^{i}(M)^{-1}_{ij}\frac{c}{2\omega_j}\,\delta\omega(\omega_j),\tag{9a}$$

其中 $(M)^{-1}_{ij}$ 是矩阵 M_{ij} 的逆矩阵的元素，M_{ij} 是第二组台站系数

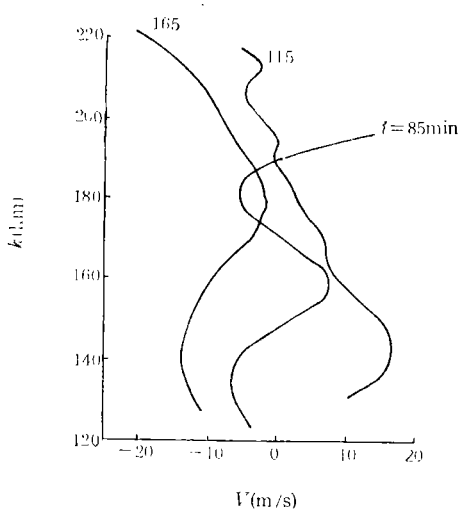


图 2 由测距图和频高图反演得到
的具有波状结构的 V 的高度剖面

Fig. 2 Some wave-like height profiles of V inverted from the rangionogram together with the ionograms

$$M_{ij}=\begin{cases}1, & i=j=0\\ 1-H_{ij}, & i>j=0\\ H_{ij}-H_{i,j+1}, & i>j>0\\ H_{ii}. & i=j\end{cases}\tag{10}$$

$$H_{ij}=\frac{1}{\omega_j-\omega_{j-1}}\int_{\omega_{j-1}}^{\omega_j}\mu(\omega_i,\ \omega_N)\mathrm{d}\omega_N.$$

因此，(9a) 也实现了由多普勒图反演 V 随 ω_N 的分布．同理，由定向图、频高图和测距图反演 $\boldsymbol{v}(\omega_N)$、$h(\omega_N)$ 和 $V(\omega_N)$ 的公式分别为

$$\boldsymbol{v}(\omega_i)=-\sum_{j=0}^{i}(M)_{ij}^{-1}\frac{c}{2\omega_j}\delta\boldsymbol{k}(\omega_j),\tag{9b}$$

$$h(\omega_i)=\sum_{j=0}^{i}(M')_{ij}^{-1}\frac{1}{2}G(\omega_j),\tag{9c}$$

$$V(\omega_i)=\sum_{j=0}^{i}(M')_{ij}^{-1}\frac{1}{2}G_t(\omega_j),\tag{9d}$$

式中，M'_{ij} 是将(10)中的 μ 换成 μ' 后所得到的第二组台站系数．

由上述任一方法算出剖面 $\boldsymbol{V}(\omega_N)$ 和 $h(\omega_N)$ 后，再利用下面的关系式可确定 $\boldsymbol{V}$ 的高度分布 $\boldsymbol{V}(Z)$．

$$Z(\omega_N)=\int_0^{\omega_N}\sqrt{1-v_x^2(\omega_N)-v_y^2(\omega_N)}\,\frac{\mathrm{d}\,h(\omega_N)}{\mathrm{d}\,\omega_N}\mathrm{d}\omega_N+Z(0),\tag{11}$$

其中，$v_x(\omega_N)$、$v_y(\omega_N)$ 是 $\boldsymbol{v}(\omega_N)$ 的两个相互垂直的水平分量．顺便指出，利用(11)式，还可同时确定倾斜电离层中的电子浓度的垂直高度剖面，这点也很有意义．

为了说明利用测距图反演 $V(Z)$ 的可行性，万卫星和李钧在 1984 年曾计算过一个实际的扰动例子，如图 1、2 所示．图 1 是测距图中部分频率的群路径随时间的变化曲线，是根据加密频高图绘制的，图 2 是由测距图反演的几个时刻的 V 的波状剖面 $V(h)$．

四、电离层重力波扰动的单站探测方案

电离层重力波扰动的短波探测中，常采用多点的台网观测，如高频多普勒阵等，目的是利用多点观测记录中短波回波参数的相似和相关特性来确定重力波的色散关系（即水平相速度和传播方向[4,12,13]．上面的讨论表明，类似数字式测高仪之类的单站多频多参量探测系统，也可反演电离层 N 等值面的法向运动速度 $\boldsymbol{V}$ 的大小和方向的高度分布．这就是说，单站探测也可确定声重波的色散关系及其随高度的变化

$$\begin{cases}V_p(Z)=\dfrac{V(Z)}{\sqrt{v_x^2(Z)+v_y^2(Z)}},\\ \operatorname{tg}\sigma(Z)=\begin{cases}v_y(Z)/v_x(Z), & V>0,\\ \dfrac{-v_y(Z)}{-v_x(Z)}, & V<0,\end{cases}\end{cases}\tag{12}$$

其中，V_p 是重力波的水平相速度，σ 是相对于 x 方向的重力波水平传播方位角．

目前，有关大气重力波扰动高度剖面的精细结构，都是用设备庞大的超高频散射或非

相干散射雷达获得的. 它的原理是利用电离层小不均匀体引起的超高频后向散射回波参量,或利用电离层中电子的汤姆逊散射回波参量所包含的介质定向运动信息,所得出的扰动剖面有很高的时空分辨率. 本文讨论的是短波反射雷达, 它利用尺度远大于探测电波波长的电离层大尺度不均匀结构引起的反射回波参数所包含的电离层运动信息. 要使短波反射雷达的反演精度接近超高频散射雷达的反演精度, 必须设法消除影响短波反射雷达反演精度的主要因素,并充分利用反射雷达的探测潜力.

影响反射雷达反演精度的主要因素有两个. 其一是短波雷达波束很宽, 接收点的反射回波可来自不同射线路径, 出现多径效应. 另一因素是弗累涅尔中心带内尺度约等于或略大于电波波长的电离层小不均匀结构引起的高频电波的散射和绕射, 其统计平均作用将使接收点反射回波的多普勒频移的频谱展宽、下达角角谱散布和回波群时延展布.因此首先必须设法区分多径现象,并充分利用不同路径提供的信息.目前这种多径现象是可以区分的,利用偏振天线区分不同磁离子分量,利用多普勒图区分反射区运动状态不同的路径,利用定向图区分下达角不同的路径,利用距离图区分传播距离不同的路径. 成功地区分多径现象,就能变不利因素为有利因素,充分利用不同路径上的信息,提高反演精度. 至于小不均匀体的影响, 可以利用嵌有小不均匀体的准层状介质中电波反射讯号和散射讯号的统计特性不同,采用现代讯号处理与图象处理技术,抑制或消除散射讯号对反射讯号的影响. 例如,对测距图,不难做到这点. 五十年代末, Bibl[14] 曾用简单照像办法, 进行脉冲叠加, 较好地消除小不均匀体的影响, 获得了高质量的测距图. 李钧和陈敬梧于1962年,也作过类似实验.这些实验表明,测 $G_t(t)$比测 $G(\omega)$更容易达到所需精度.因为比较 (5a) 与 (5d) 可知,使测 G_t 的精度达到 $c\delta\omega/\omega$ 的测量精度并不困难.

从上节中的反演方法可知,对反演 $\boldsymbol{V}(Z)$ 和 $N(Z)$ 来说, 短波反射雷达探测中,可测参量多于欲求参量,允许对可测量进行多种组合,例如,(a) 测距图加定向图,(b) 加密频高图加定向图和 (c) 多普勒图加定向图, 对 $\boldsymbol{V}(Z)$ 和 $N(Z)$ 的反演来说都是完备的. 这也是简易的短波反射雷达具有较大潜力可挖的重要因素.

对单站探测来说,各种可测参量组合中,都需要定向图. 因此定向图的精度在很大程度上决定短波反射雷达的反演精度. 利用现代技术,多设接收天线,可以确定反射回波的角谱分布,但天线场地大,设备也复杂. 目前,A/D 变换和采样速度可高达几十兆赫, 运用相关分析或时差分析法[12,13],利用近距分布的少数天线, 有可能直接测定反射回波等相位线在地面上的运动速度和波数分量,确定瞬时下达角的角谱分布,再用脉冲叠加和图像处理技术,得出质量较高的定向图,识别下达角的变化和多径现象.

根据以上分析,并考虑到设备的繁简,观测维持的难易, 对于高精度反演的短波反射雷达,建议采用下列观测方式: 在单站上,每 10 分钟或一刻钟记录一张频高图,用来换算 $h(\omega_N)$. 其余时间, 依照频高图实时选定 10—20 个左右的工作频率, 在这些频率上连续记录群时延和下达角随时间的变化. 这样对 $\boldsymbol{V}(Z)$ 的反演来说已是完备的了,但为了更好地区分多径效应提高反演精度,在测量下达角时,也可同时测量多普勒频移随时间的变化,所增设备甚少. 在群时延、频移和下达角的测量中,根据李利斌等人的经验*, 采样

* 见李利斌等,武汉物理所集刊,第 14 期,第 41 页, 1985.

累计时间应大于半分钟，以消除小不均匀体引起的随机散射回波的影响．此外，接收时应采用偏振天线区分磁离子分量，以提高精度．

五、结 束 语

本文给出了时变不均匀和各向异性电离层中高频电波脉冲反射回波的可测参量与电离层运动及结构参量之间的简明关系式．这些关系式表明，利用反射回波的测定量即多普勒图、定向图、频高图和测距图，可以反演电离层电子浓度的结构剖面 $N(Z)$ 和等值面的运动速度矢量的高度剖面 $\boldsymbol{V}(N)$．本文给出了具体的反演算法．这样，利用短波反射回波特性可获得通常只能从超短波散射回波特性才能获得的某些电离层动力学参量，实现短波单站探测重力波一类大尺度扰动参量的高度分布．

为反演 $\boldsymbol{V}(Z)$ 并实现重力波单站探测，有多种完备的参量组合的方式和操作模式，但其反演精度有高有低，设备有繁有简，观测维持有易有难．本文对此进行了一些分析，提出了一种新的组合方式和相应的工作模式．

参 考 文 献

[1] Bibl, K. and B. W. Reinisch, *Radio Sci.*, Vol. **13**, p. 519, 1978.
[2] Wright, J. W. and M. L. V. Pitteway, *Radio Sci.*, Vol. **14**, p. 815, 1979.
[3] 龙咸灵和侯杰昌，地球物理学报，第 **22** 卷，第 387 页，1979.
[4] 李钧，地球物理学报，第 **26** 卷，第 1 页，1983.
[5] Bertel, L. and P. Guyader, *Radio Sci.*, Vol. **19**, p. 879, 1984.
[6] Tedd, B. L., M. G. Morgan and K. A. Ballard, *J. Geophys. Res.*, Vol. **89**, p. 9023, 1984.
[7] Baulch, R. N. E., E. C. Butcher, J. C. Devlin and P. R. Hammer, *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. **46**, p. 895, 1984.
[8] Baulch, R. N. E. and E. C. Butcher, *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. **47**, p. 653, 1985.
[9] 万卫星和李钧，电波科学学报，第 **1** 卷，第 20 页，1986.
[10] Hook, W. H., *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. **30**, p. 705, 1968.
[11] 黄信榆和谭子勋，地球物理学报，第 **27** 卷，第 503 页，1984.
[12] 李钧，地球物理学报，第 **11** 卷，第 105 页，1962.
[13] 李钧，地球物理学报，第 **25** 卷，第 108 页，1982.
[14] Bibl, K., *J. Geophys. Res.*, Vol. **65**, p. 2333, 1960.

Height Profile Inversion of the Ionospheric Movement from the Observed Parameters of HF Radio Echoes

Wan Wei-xing Li Jun

(Wuhan Institute of Physics, Academia Sinica)

Abstract

Under the condition of an unstable, inhomogeneous and anisotropic ionosphere, some relations among the dynamic parameters of the ionosphere and the observables of HF radio echoes reflected from the ionosphere are derived from the general ray equations. On the basis of these relations, a method is proposed to invert the height profile of the electron density, $N(Z)$, and the height profile of the normal velocity, $\boldsymbol{V}(Z)$ of the constant electron density surface from the observed Dopplionogram, gonionogram, ionogram and rangionogram. Furthermore, comparing the possible combination of the radio wave obserables which are necessary and sufficient for the determination of the height profiles of $\boldsymbol{V}(Z)$ and $N(Z)$, the authors suggest a new operation mode of ionosonde to observe the large scale ionospheric disturbances such as the gravity waves from a single station. This may be the theoretical basis for data analysis and instrumental improvement of modern ionosonde.