第12卷 第3期 空间科学学报 Vol. 12, No. 3
1992 年 7 月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE July, 1992

宇宙噪声的电离层闪烁

陈仲生
(北京大学地球物理系,100871)
赵发新
(西安卫星测控中心)
马骏
(中国科学院空间科学和应用研究中心，北京)

摘 要

本文给出了薄相屏近似条件下的电离层闪烁 Fourier 功率谱和 Bessel 功率谱与电离层不均匀结构电子密度涨落空间谱之间的关系. 对窄波瓣天线 Riometer获得的宇宙噪声资料进行了分析,结果表明: 宇宙噪声资料包含着电离层不均匀结构的信息. Riometer 观测结果也可用于电离层闪烁问题的研究.

关键词 宇宙噪声,闪烁

一、引 言

由于电离层中存在不均匀结构，地外射电源——射电星或空间飞行器上的信标——发射的射电波穿过电离层时,波前会发生畸变. 地面上仪器记录到的信号,会出现相位起伏、幅度涨落、极化和投射角的抖动. 这就是电离层闪烁现象.

研究电离层闪烁现象有两方面的实际意义: 第一,空间通讯的信号衰落、信道模式和瞬时干扰都与电离层闪烁问题有关. 第二,闪烁现象是由电离层不均匀结构引起的,闪烁信号包含着不均匀结构的信息，研究闪烁信号将会得到关于电离层不均匀结构的知识.

六十年代 Gruber[1] 第一次研究闪烁信号功率谱与不均匀结构的关系，得到电离层对仙后座A射电信号的振幅和位相的闪烁谱，发现闪烁谱中存在线结构. Jespeson 和 Kamas[2] 第一次计算了人造卫星信标的电离层闪烁功率谱. Elkins 和 Papagiannis[3] 详细研究了射电星和人造卫星信标闪烁的功率谱，发现随着频率的增加功率近似按幂函数衰减,人造卫星信标闪烁谱明显地有线结构而射电星信号闪烁谱则没有.后来Rufenach[4,5] 在研究天鹅座射电信号的电离层闪烁时发现在较低频率处 (26MHz) 其闪烁功率谱也有线结构,并且也得到随频率增加强度呈幂函数衰减的规律. Lovelace 等人[6]根据行星际闪烁理论提出，对于某些不均匀结构,其闪烁功率谱应当被调制. Rufenach[4] 将这个概

本文于 1991 年 3 月 1 日收到.

念用于电离层闪烁，从而解释了上述观测结果. Singleton 将这一工作继续深入，分析人造卫星 ATS-3 的 137.35 MHz 信标和天鹅座 63 MHz 射电信号的闪烁功率谱，与 Rufenach 得到的结果一致，并且计算了不均匀结构的漂移速度.

可以看到，前人研究的都是电离层对射电星和人造卫星信标射电信号的闪烁. 迄今尚未见到用 Riometer 资料进行此项研究的报道. 本文是这种研究的首次报道. 研究结果表明，弥漫在广阔宇宙空间的射电噪声在抵达低电离层被吸收前也受到上层电离层不均匀结构的作用而发生闪烁. 确定频率接收到的宇宙噪声也具有闪烁谱的特征. 宇宙噪声作为地外射电源也可用来研究电离层闪烁现象.

二、理　论

1. 强度谱、密度谱和自相关函数

沿 z 轴方向传播波长为 λ 的平面电磁波，穿过厚度为 L 的不均匀等离子体片. 设片中电子密度涨落的三维波数谱为 $F_{NS}(q_x, q_y, q_z)$ 其中 $q=(q_x^2+q_y^2+q_z^2)^{1/2}$ 为波数. 由随机介质中波传播理论，Tatarski[7] 证明平面波的相位涨落谱为

$$F_{\phi S}(q_x,q_y)=2\pi L(r_e\lambda)^2F_{NS}(q_x,q_y,0), \tag{1}$$

其中 $r_e=2.8\times10^{-13}$cm，是电子径典半径.

如果相位涨落足够弱，即相位涨落的相关长度 a[注] 的平方与波长之比大于不均匀等离子体片的厚度：$\frac{a^2}{\lambda}>L$，Salpter[8] 证明这时薄相屏近似条件得到满足. Bowhill 证明，与不均匀等离子体片相距为 z 的观测者测得二维强度波数谱为

$$F_{IS}(q_x,q_y)=4F_{\phi S}(q_x,q_y)\sin^2\left(\frac{\lambda z}{4\pi}q^2\right), \tag{2}$$

这里 $q=(q_x^2+q_y^2)^{1/2}$.

由(1)、(2)得到地面接收到的强度涨落谱与电子密度涨落谱之间的关系：

$$F_{IS}(q_x,q_y)=8\pi L(r_e\lambda)^2\sin^2\left(\frac{\lambda z}{4\pi}q^2\right)F_{NS}(q_x,q_y,0). \tag{3}$$

而信号强度波数谱与信号强度的二维空间自相关函数 $\rho_{IS}(r_x, r_y)$ 是一对 Fourier 变换：

注：由于相位涨落 $\phi(x)$ 的自相关函数 $\rho(r)$ 与相位涨落波数谱 $\Phi(q)$ 满足关系

$$\rho(r)=\int_{-\infty}^{\infty}e^{iqr}\Phi(q)\mathrm{d}q,$$

于是有

$$q_0^2\equiv-\frac{\mathrm{d}^2\rho(r)}{\mathrm{d}r^2}\bigg|_{r=0}=\int_{-\infty}^{\infty}q^2e^{iqr}\Phi(q)\mathrm{d}q.$$

定义 $q_0^{-1}\equiv a$，为相位涨落的相关长度. 它是相位涨落波数谱宽度的量度.

$$F_{IS}(q_x,q_y)=\frac{1}{(2\pi)^2}\iint_{-\infty}^{\infty}\rho_{IS}(r_x,r_y)e^{i(q_xr_x+q_yr_y)}\mathrm{d}r_x\mathrm{d}r_y. \tag{4}$$

于是，如果由地面观测到的信号强度得到其二维空间自相关函数，便可由(4)求出信号强度波数谱，由(3)可推断不均匀等离子体片中电子密度涨落的空间谱.

原则上，地面接收到的衍射图形的空间自相关函数可以用适当排列成阵的探测器测出，但不均匀结构的运动会导致衍射图形漂移，所以，方便的方法是在一个观测点测量信号在时域上的变化，即测量时域上的衍射图形，再将时域上的图形用适当的变换变到频域，再建立其与不均匀等离子体片中电子密度谱的关系. 常用的变换就是 Fourier 变换.

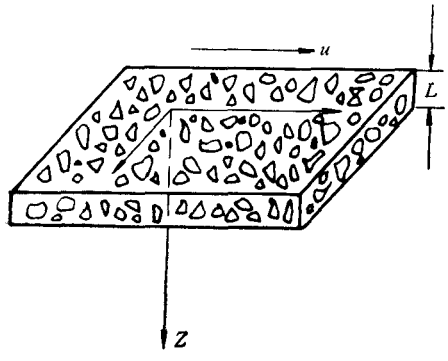


图 1 坐标系的选取

Fig. 1 Geometry of ionospheric scintilation problem

2. Fourier 功率谱

取坐标系如图 1 所示. 不均匀体的运动速度 u 沿 x 轴，则衍射图形在 x 方向的速度为 u. 因此，地面上一点信号强度的时间自相关函数

$$A_{It}(\tau)=\rho_{IS}(r_x=u\tau,r_y=0). \tag{5}$$

由 Fourier 变换，得出频域中的功率谱为

$$F_{It}(f)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}A_{It}(\tau)e^{2\pi if\tau}\mathrm{d}\tau, \tag{6}$$

这就是地面上一点衍射图形强度的 Fourier 功率谱. 将(5)式代入(6)式，得

$$F_{It}(f)=\frac{1}{2\pi u}\int_{-\infty}^{\infty}\rho_{IS}(r_x,r_y=0)e^{iq_xr_x}\mathrm{d}r_x, \tag{7}$$

其中 $r_x=u\tau$，$q_x=\dfrac{2\pi f}{u}$. 利用(2)和(4)式，上式变为

$$F_{It}(f)=\frac{8\pi L(r_e\lambda)^2}{u}\int_{-\infty}^{\infty}F_{NS}(q_x,q_y,0)\sin^2\left\{\frac{\lambda z}{4\pi}(q_x^2+q_y^2)\right\}\mathrm{d}q_y. \tag{8}$$

这就是薄相屏近似条件下，沿 x 轴运动的不均匀等离子体片导至的地面接收信号强度的功率谱与不均匀结构电子密度波数谱之间的关系. 由(8)式可见，电子密度涨落在 x 方向和 y 方向上的分布状况在确定衍射图形强度的 Fourier 功率谱中都起作用.

下面给出一些典型的电子密度涨落的波数谱对应的衍射图形强度 Fourier 功率谱的关系.

令电子密度涨落的波数谱为

$$F_{NS}(q_x,q_y,q_z)=q(Q) \tag{9}$$

其中 $Q^2=q_x^2+\eta^2q_y^2+\xi^2q_z^2$，$\eta$、$\xi$ 为常数. $q(Q)$ 是其宗量的速降函数. 将(9)代入(8)，有

$$F_{It}(f)=\frac{8\pi L(r_e\lambda)^2}{u}\int_{-\infty}^{\infty}q\{(q_x^2+\eta^2q_y)^{1/2}\}\sin^2\left\{\frac{\lambda z}{4\pi}(q_x^2+q_y^2)\right\}\mathrm{d}q_y. \tag{10}$$

对(10)式,可分以下几种情况进行讨论:

(1) 电子密度涨落主要发生在垂直于运动方向和传播方向所确定的平面的方向上(即 y 方向),则 $\eta\gg1$. 这时衍射图形中 y 方向相应长度比 x 方向相应的长度大得多. $|q_y|$ 的变化会很快使(10)式中的积分迅速下降, $\sin^2$ 项中对积分的贡献主要是 $|q_y|\ll|q_x|$ 的部分. 因此,方程(10)变为

$$F_{It}(f)=\frac{8\pi L(r_e\lambda)^2}{u}\sin^2\left\{\pi\lambda z\left(\frac{f}{u}\right)^2\right\}\int_{-\infty}^{\infty}F_{NS}(q_x,q_y,0)\mathrm{d}q_y. \tag{11}$$

这时,如果 $F_{NS}(q_x,q_y,0)$ 是光滑函数(通常是对的),则函数 $F_{It}(f)$ 将是一个受 $\sin^2$ 项调制的函数,且在 $\pi\lambda z\left(\frac{f}{u}\right)^2=n\pi,(n=0,1,2,\cdots)$ 处,即 $f=0,u/\sqrt{\lambda z},\cdots$ 处有极小值.

(2) 电子密度涨落主要发生在不均匀体的运动方向上,即在 x 方向上,则 $\eta\ll1$. 这时衍射图形中 x 方向的相应长度比 y 方向相应长度大得多. 在 $|q_y|\leqslant|q_x|/\eta$ 处积分值不为零,且 q_y 比 q_x 的有效的区间大得多. 这时(10)式可近似地为

$$F_{It}(f)\doteq\frac{8\pi L(r_e\lambda)^2}{u}\int_{-\infty}^{\infty}F_{NS}(q_x,q_y,0)\sin^2\left(\frac{\lambda z}{4\pi}q_y^2\right)\mathrm{d}q_y. \tag{12}$$

于是,若 F_{NS} 是光滑函数,积分过程平滑了 $\sin^2$ 的调制作用.

(3) 电子密度涨落各向同性或近似各向同性,则 $\eta\doteq1$. 这时衍射图形也各向同性.

$$F_{It}(f)=\frac{8\pi L(r_e\lambda)^2}{u}\int_{-\infty}^{\infty}F_{NS}(q)\sin^2\left\{\pi\lambda z\left(\frac{f}{u}\right)^2\right\}\mathrm{d}q \tag{13}$$

这个结果与 $\eta=0$ 的情形相同,即此式也可用于只在运动方向存在不均匀结构的情形.这时,若 $q>\left(\frac{4\pi}{\lambda z}\right)^{1/2}$,即若 $f>\frac{u}{(\pi\lambda z)^{1/2}}$ $\left(\text{或 }\pi\lambda z\left(\frac{f}{u}\right)>1\right)$, $\sin^2$ 项随 q 的变化很快地振荡. 若 F_{NS} 是一光滑函数 $\sin^2$ 项可代之以平均值 1/2,于是

$$F_{It}(f)\doteq\frac{4\pi L(r_e\lambda)^2}{u}\int_{-\infty}^{\infty}F_{NS}(q)\mathrm{d}q \tag{14}$$

也是 f 的光滑函数.

由于频域中 $u/(\pi\lambda z)^{1/2}$ 与空域中的 Fresnel 半径 $(\lambda z)^{1/2}$ 相对应,所以称 $u/(\pi\lambda z)^{1/2}$ 为 Fresnel 半径. 像在 Fresnel 半径内没有衍射花纹一样,在小于 $u/(\pi\lambda z)^{1/2}$ 的频率范围内也没有强度随频率的涨落. 在这个频率范围内, Fourier 功率谱是平滑的.

3. Bessel 功率谱

如果电子密度涨落和由此引起的衍射图形各向同性或近似各向同性,则信号强度的空间自相关函数可由单变量 r 确定,相应的波数谱以一个波数 q 为变量. 其中

$$r_x=r\cos\theta,\quad r_y=r\sin\theta;$$

$$q_x=q\cos\phi,\quad q_y=q\sin\phi.$$

θ,ϕ 是适当的取向角,将这些关系代入(4)式:

$$F_{IS}(q_x,q_y)=\frac{1}{(2\pi)^2}\int_0^{\infty}\rho_{IS}(r)\int_0^{2\pi}e^{irq\cos(\theta-\phi)}\mathrm{d}\theta r\mathrm{d}r.$$

由于被积函数的周期性

$$\int_0^{2\pi}e^{irq\cos(\theta-\phi)}\mathrm{d}\theta=\int_0^{2\pi}e^{irq\cos\theta}\mathrm{d}\theta,$$

而

$$\int_0^{2\pi}e^{irq\cos\theta}\mathrm{d}\theta=2\pi J_0(qr),$$

其中 $J_0(qr)$ 为零阶 Bessel 函数. 于是

$$F_{IS}(q_x,q_y)=\frac{1}{2\pi}\int_0^{\infty}\rho_{IS}(r)J_0(qr)r\mathrm{d}r. \tag{15}$$

若各向同性的衍射图形以速度 u 漂移,则 $r=u\tau,q=2\pi f/u$,方程(15)变为

$$F_{IS}(q_x,q_y)=\frac{u^2}{2\pi}\int_0^{\infty}\tau J_0(2\pi f\tau)A_{It}(\tau)\mathrm{d}\tau. \tag{16}$$

与(6)式类比,定义一个与 Fourier 功率谱相似的 Bessel 功率谱:

$$B_{It}(f)=\frac{1}{2\pi}\int_0^{\infty}\tau J_0(2\pi f\tau)A_{It}(\tau)\mathrm{d}\tau, \tag{17}$$

即

$$B_{It}(f)=\frac{1}{u^2}F_{IS}(q_x,q_y).$$

由(3)式有:

$$B_{It}(f)=\frac{8\pi L(r_e\lambda)^2}{u^2}\sin^2\left\{\pi\lambda z\left(\frac{f}{u}\right)^2\right\}F_{NS}(q_x,q_y,0), \tag{18}$$

此式表明,如果各向同性电子密度涨落波数谱 $F_{NS}(q_x,q_y,0)$是平滑的,则其相应的 Bessel 功率谱受 $\sin^2$ 项调制, 且在 $\pi\lambda z\left(\frac{f}{u}\right)^2=n\pi,(n=0,1,2\cdots)$ 处有极小值.

于是,对闪烁的 Fourier 功率谱和 Bessel 功率谱的考察提供了一个研究不均匀结构中电子密度涨落状态及不均匀结构漂移方向的方法,且在某些情况下由 $f=u/(\lambda z)^{1/2}$ 可以求出其漂移速度.

4. 电子密度涨落谱

Fourier 功率谱和 Bessel 功率谱表达式中都含有电子密度涨落的波数谱 $F_{NS}(q_x,q_y,q_z)$. 因此,由功率谱可求得 $F_{NS}(q_x,q_y,q_z)$. 这是非常有意义的工作.

传统认为电子密度涨落谱及其自相关函数是 Gauss 型的. 但迄今关于闪烁的观测记录表明,幂型函数可能更合理. 设电子密度涨落波数谱为幂函数:

$$F_{NS}(q_x,q_y,q_z)\propto(\gamma_x^2q_x^2+\gamma_y^2q_y^2+\gamma_z^2q_z^2)^{-(p+1)/2},$$

其中 $\gamma_x,\gamma_y,\gamma_z$ 是与不均匀体形状有关的椭球参量. 积分

$$\int_{-\infty}^{\infty}F_{NS}(q_x,q_y,0)\mathrm{d}q\propto\int_{-\infty}^{\infty}(\gamma_x^2q_x^2+\gamma_y^2q_y^2)^{-(p+1)/2}\mathrm{d}q_y,$$

$$\propto\eta^{p-2}u^p/f^p$$

其中 $\eta=\gamma_y/\gamma_x$. 于是方程(9)、(10)、(12)和(16)分别写成:

$$F_{It}(f)\propto\frac{\eta^{p-2}u^{p-1}}{f^{p-1}}\sin^2\left\{\pi\lambda z\left(\frac{f}{u}\right)^2\right\}, \tag{19}$$

$$F_{I_t}(f)\propto \eta^{p-2}u^{p-1}/f^p, \tag{20}$$

$$F_{I_t}(f)\propto u^{p-1}/f^p, \tag{21}$$

$$B_{I_t}(f)\propto \frac{u^{p-2}}{f^p}\sin^2\left\{\pi\lambda z\left(\frac{f}{u}\right)^2\right\}. \tag{22}$$

可见，由此得到的 Fourier 功率谱和 Bessel 功率谱，不论是否受到调制，都呈幂函数衰减的趋势.

三、仪器设备和观测结果

观测用的仪器是德国马普协会高空物理研究所设在北欧的 4 个宇宙噪声观测站的 Riometer (Relative Ionospheric Opacity METER). 四个测站的地理位置如图 2 所示. 每个 Riometer 配置天线阵，形成 4 个半功率点角宽为 16° 的窄波瓣天线. 天线的指向如图 3 所示. 4 个测站的十六支天线在电离层高度形成一个广阔的空间覆盖面，而且有较高的空间分辨率. 这种观测网在研究极区粒子沉降区的动力学和运动学特征方面具有独特的优点. 并且已经获得了一系列重要成果[9].

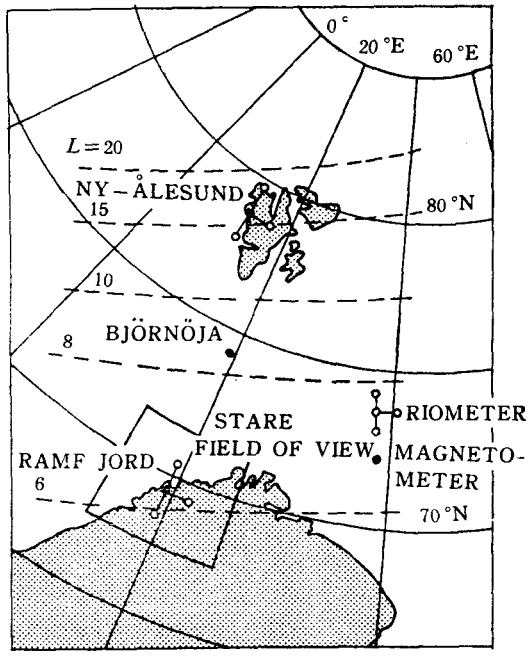


图 2　宇宙噪声观测站的地理位置

Fig. 2 The spatial locations and field of view of the riometer observatories. The landmass part of the figure is the northern part of Scandinavia

Riometer 连续记录宇宙噪声相对强度随时间变化曲线. 微机自动每隔五秒钟同时由 4 个天线记录相对强度的数值，每周一次将数据转录在盒式磁带上，每月月初将上月的记录邮寄到研究所进行分析研究.

本文所用的是 Ny Ålesund 站的资料. 其 Riometer 2 作频率为 51.4MHz. 带宽 <200 kHz (3dB) 和 2.6 MHz(60 dB). 典型的自计曲线如图 4 所示.

四、数 据 处 理

1. Fourier 功率谱和 Bessel 功率谱的计算

由 1986 年 9 月至 1986 年底发生的若干吸收事件中任选 256日、268 日和 291 日 3 个事件的数据进行处理. 计算功率谱的基本公式为式(6)和式(7). 先计算时间序列的自相关函数. 取最大时间滞后长度为 100 个时间间隔，占 256 日事件记录时间约 1/11，这个

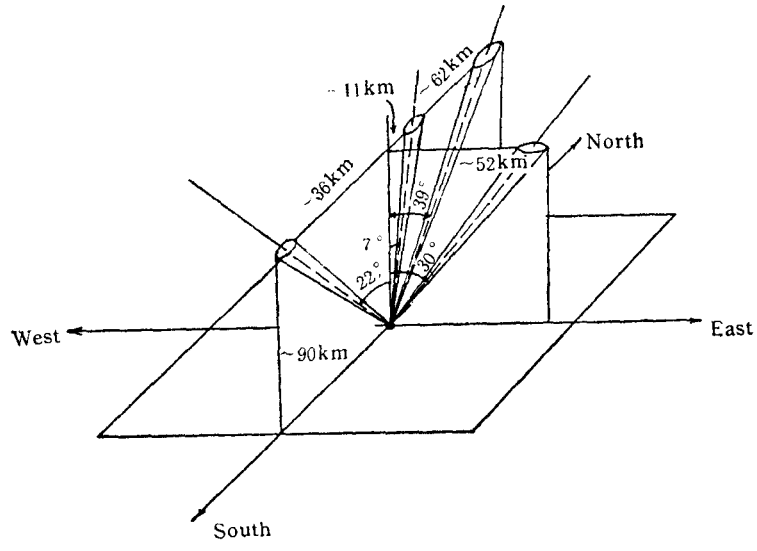


图 3 Riometer 天线的空间取向

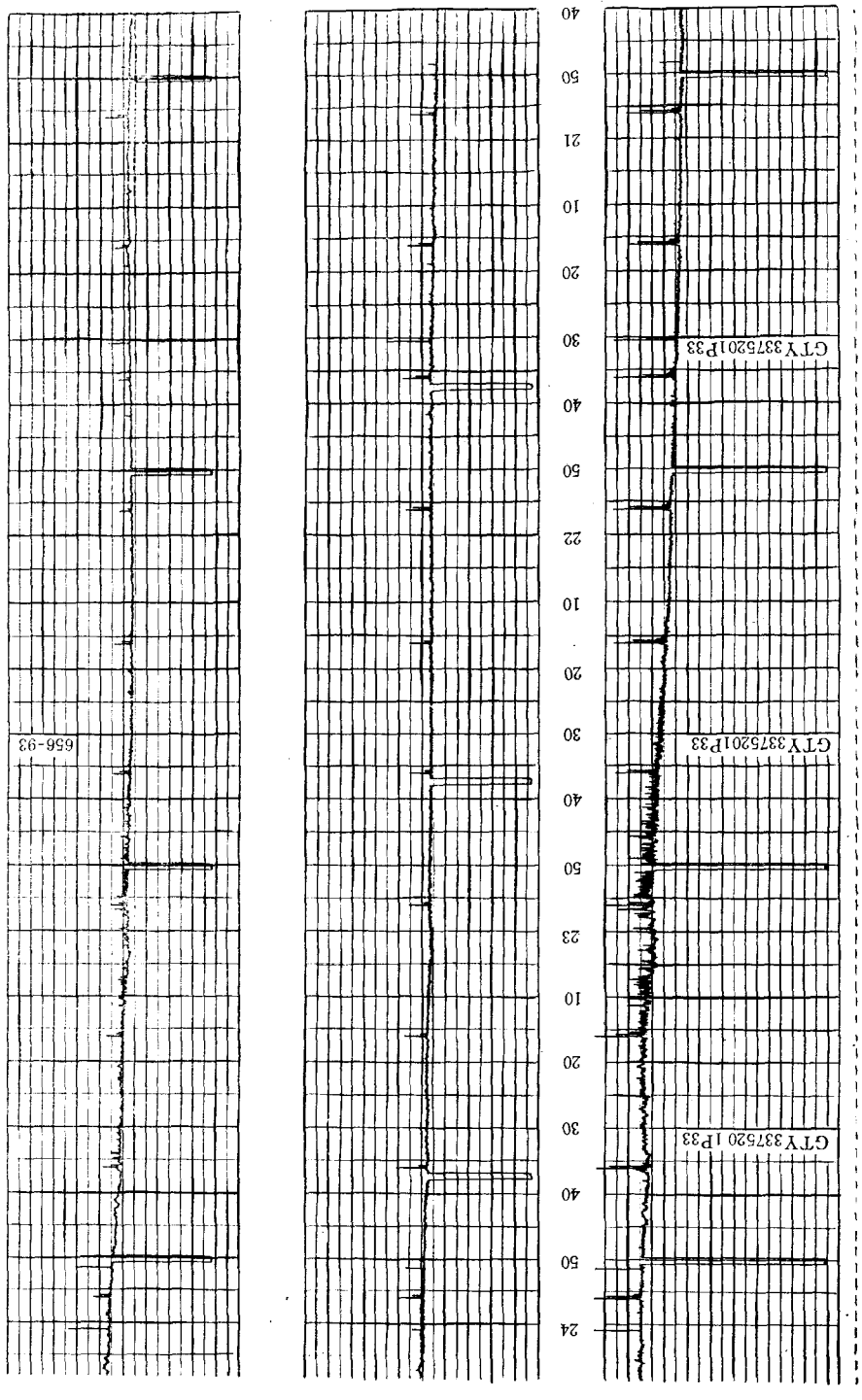
Fig. 3 The spatial orientation of the antennas

值比通常要求的 $\frac{1}{3}$—$\frac{1}{10}$ 略小,可能会使谱分布过于平坦，但这是为了照顾到要处理更多观测日资料而确定的. 求 Fourier 功率谱是将自相关函数代入(6)式进行数值积分，用 Hanning 窗函数平滑粗谱；求 Bessel 谱是将自相关函数代入(17)式进行数值积分. 计算结果如图 5 所示. 图 6 图 7 分别是天鹅座 63MHz 射电星和 ATS-3 人造卫星 137.35 MHz 信标闪烁信号相应的功率谱. 将它们对比: 第一,三者的 Fourier 功率谱和 Bessel 功率谱都有一个低频平坦部分，这个频率范围内功率几乎不随频率涨落. 随后频率增加功率减小. Riometer 资料、天鹅座射电信号、ATS-3 信标闪烁信号都遵从这个规律. 不同的是宇宙噪声的功率谱在高频处渐平,不随频率增加而减小.这是有待研究的问题. 一个可能产生这种现象的原因是仪器噪声和环境的干扰. 第二，信标的 Fourier 谱看不出明显的调制效果,Bessel 谱却明显地被调制. 这个结果说明电离层不均匀结构是各向同性的. 然而,天鹅座射电源和宇宙噪声的 Fourier 谱和 Bessel 谱均被调制，但却又都不像信标被调制的那么深. 第三，Riometer 四个方向的天线所得到的宇宙噪声资料的 Fourier 功率谱和 Bessel 功率谱有的被调制(如 256 日 N、E、V 三个方向的 Fourier 功率谱)有的不被调制(如 256 日 S 方向的 Fourier 功率谱),各不相同.

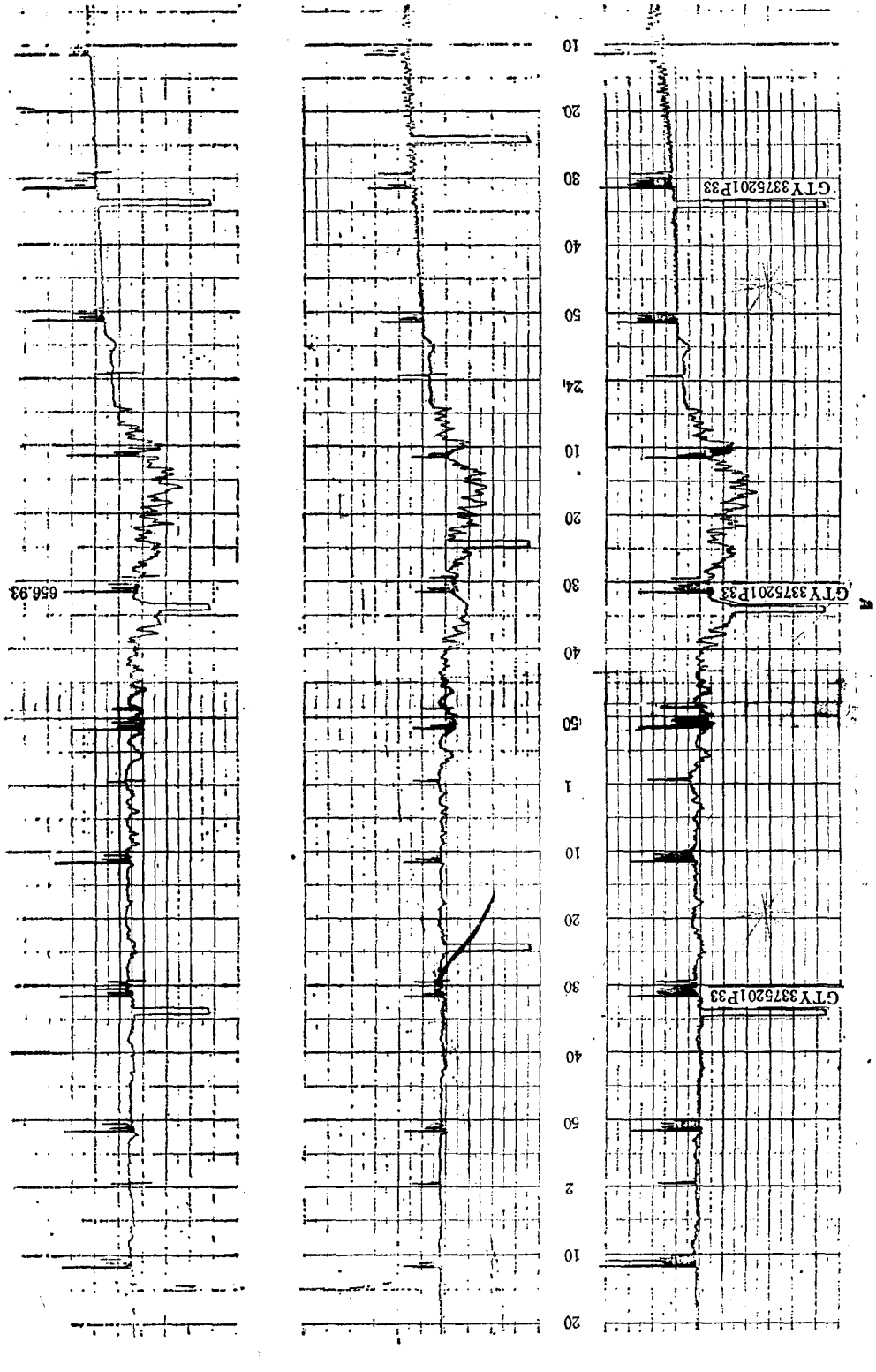
268 日、291 日资料处理结果与上述相同.

五、结果的分析与结论

1. 功率谱低频平坦部分的出现，恰恰说明频域中存在与空域中 Fresnel 半径 $(\lambda z)^{1/2}$ 对应的 Fresnel 半径 $u/(\pi\lambda z)^{1/2}$. 在小于 $u/(\pi\lambda z)^{1/2}$ 的频率范围内强度不随频率涨落.



(a) 静日 (quiet day)



(b) 扰日 (obsorption day)

图 4 宇宙噪声相对强度随时间变化曲线

Fig. 4 Examples of riometer record

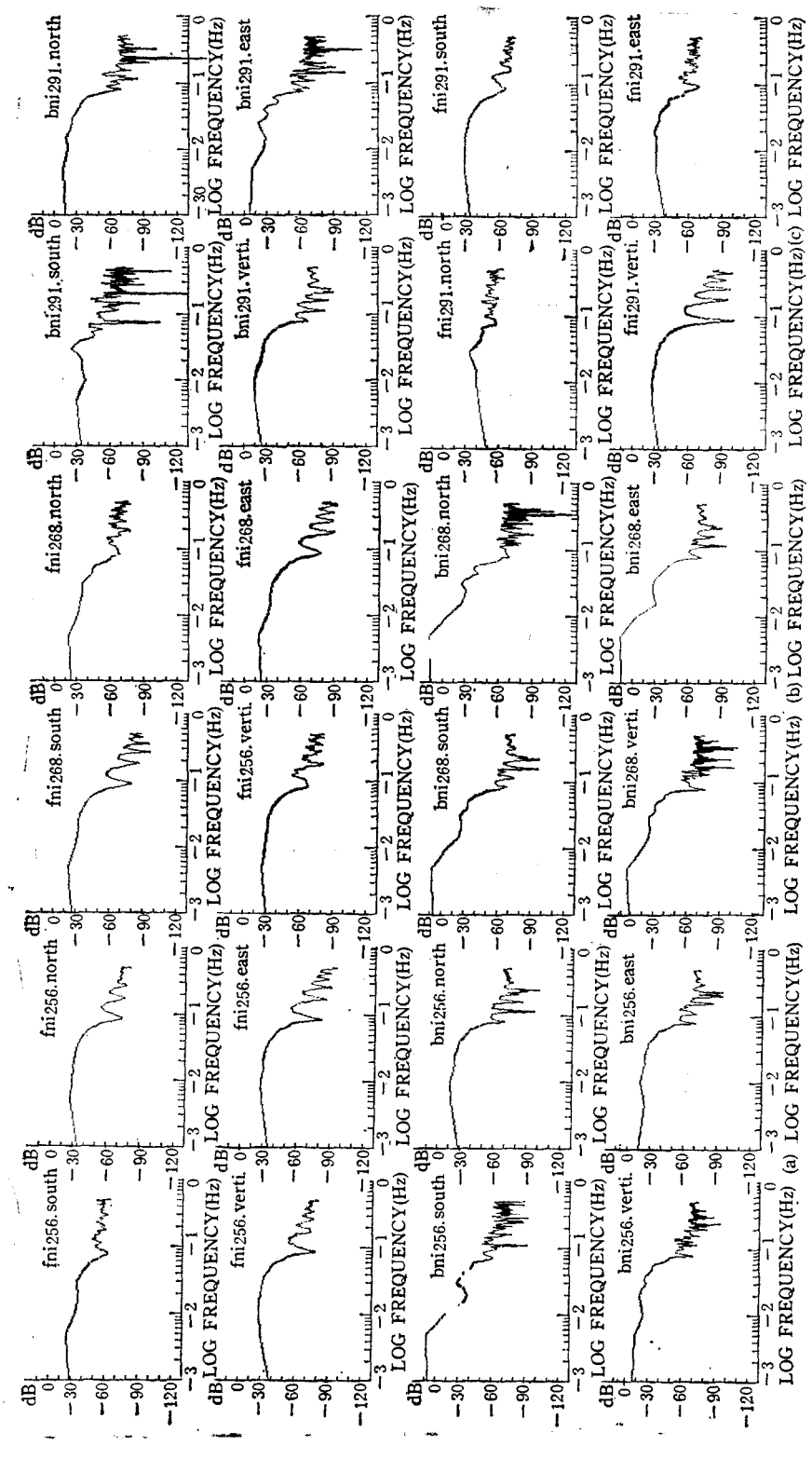


图 5　1986 年 256 日(a)、268 日(b)和 291 日(c)吸收事件期间宇宙噪声数据的 Fourier 功率谱和 Bessel 功率谱

Fig. 5　The Fourier and Bessel power spectra obtained from scintillations of the cosmic noise at 51.4MHz in 256(a), 268(b) and 291(c) of 1986

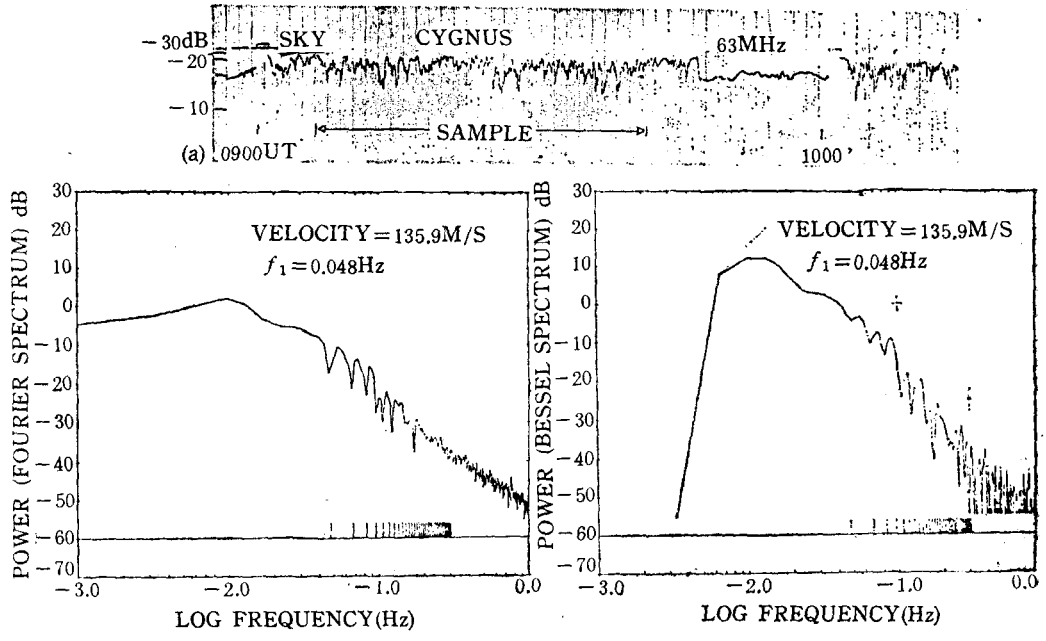


图 6 天鹅座 63MHz 射电信号闪烁的 Fourier 功率谱和 Bessel 功率谱

Fig. 6 The Fourier and Bessel power spectra obtained from scintilations of the radio source in Cygnus taken at 63MHz[12]

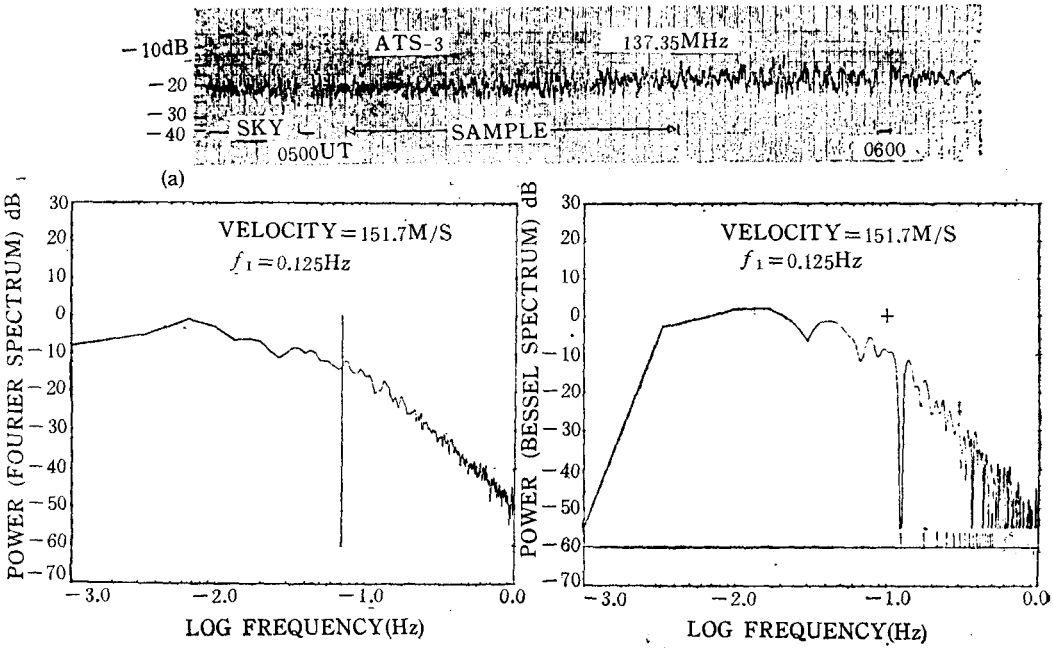


图 7 ATS-3 人造卫星 137.35MHz 信标闪烁的 Fourier 功率谱和 Bessel 功率谱

Fig. 7 The Fourier and Bessel power spectra obtained from scintilations of the bcacon of ATS-3 at 137.35MHz[12]

频率较高部分功率随频率减小，说明不均匀结构电子密度涨落是幂函数分布的．由宇宙噪声得到的规律与由射电星、人造卫星信标得到的规律相同，说明这个规律表征的是电离层不均匀结构的特征．

2. 考虑到射电星和人造卫星信标都是点源，其发射的射电信号到达电离层时可近似看作传播方向确定的平面波．当点源处在测站的上中天时，对应某种衍射图形的不均匀结构，在点源由上中天移开时，衍射图形也将发生变化：即使是各向同性的电子密度涨落也会在地面上产生各向异性的衍射图形．从而，各向同性的不均匀结构也会产生不受 $\sin^2$ 调制的 Bessel 功率谱，而 Fourier 功率谱却可能被调制．于是，对于弥漫在广阔无垠宇宙空间的无数射电源产生的宇宙噪声来讲，其闪烁的 Fourier 谱、Bessel 谱均被调制又不被调制得很深就不足为奇了．它们是各个方向来的射电信号闪烁结果的迭加．各个方向的信号有的被调制有的不被调制，迭加的结果必然是都被调制又都不被调制得那么深．不论调制得深浅，其功率谱极小值对应的频率值在薄相屏近似条件下不会改变．我们依然可以由它求出不均匀结构的漂移速度 $u = f_1(\lambda z)^{1/2}$．由图 5(a) 取四个方向信号闪烁功率谱的 f_1 分别为 0.08Hz、0.08Hz、0.07Hz 和 0.08Hz，取 $z = 400$km，求得 u 分别为 138.66m/s，122.69m/s，111.08m/s 和 131.35m/s．结果与用人造卫星信标求得的 151.7m/s 和由天鹅座射电源信号求得的 135.9m/s（见图 6 和图 7）非常接近．

图 5(c) 所示为 291 日宇宙噪声闪烁信号的 Fourier 功率谱和 Bessel 谱．很明显，前者垂直方向受到最深的调制，说明不均匀结构东西向伸长而运动方向朝北．这时东向、南向天线却没有接收到使其 Fourier 功率谱被调制的信号．

观测结果没有出现理论预言的 $\sin^2$ 的百分之百的调制现象，还因为理论成立的条件是薄相屏近似．如果去掉这个近似条件，不均匀结构不是一薄层，其速度也不均匀，那么 $\sin^2$ 函数的变量 $\pi\lambda z\left(\frac{f}{u}\right)^2$ 与速度 u 有关，u 大振荡慢，u 小振荡快，必然也会对 $\sin^2$ 调制结果发生作用．

结论：

1. 用 Riometer 测得的宇宙噪声信号的 Fourier 功率谱和 Bessel 功率谱都是频率的降函数．功率谱与频率的这种函数关系与电离层不均匀结构电子密度涨落的空间分布有关．表明不均匀结构电子密度涨落遵从幂函数的规律分布．Fourier 谱和 Bessel 谱均可出现 $\sin^2$ 调制现象．由功率谱的第一极小值对应的频率值可求出不均匀结构的漂移速度．所有上述结果都与用人造卫星信标和射电星信号研究电离层闪烁得到的结果相同．

2. 宇宙噪声在穿过电离层时受到电离层不均匀结构影响发生了闪烁，所以宇宙噪声也可用来研究电离层闪烁现象．分析 Riometer 资料可以得到电离层不均匀结构的某些信息．

3. 闪烁通常发生在F层，吸收依频率而定发生在E层或D层．因此，吸收发生在闪烁之后，吸收曲线中包含着闪烁信息．Riometer 资料携带了丰富的电离层特征的信息．这为电离层物理研究提供了一个新手段．

致谢 工作过程中曾与肖佐教授进行了有益的讨论. 文中所用 Riometer 资料是德国马普协会 E. Nielsen 博士提供的,有关思想也曾与他讨论过. 对此,表示深深的谢意.

参 考 文 献

[1] Gruber, S., *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. **20**, p. 59, 1964.
[2] Jespeson, J. L. and M. D. Papagiannis, *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. **26**, p. 457, 1964.
[3] Elkins, T. J. and M. D. Papagiannis, *J. Geophys. Res.*, Vol. **74**, p. 4105, 1969.
[4] Rufenace, C. L., *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. **33**, p. 1941, 1971.
[5] Rufenace, C. L., *J. Geophys. Res.*, Vol. **77**, p. 4761, 1972.
[6] Lovelace, R. V. E. et al., *Ap. J.*, Vol. **159**, p. 1047, 1970.
[7] Tatarski, D. T., Wave Propagation in a Turbulent Medium, McGraw-Hill, p. 93, 1961.
[8] Selpeter, E. E., *Astrophys. L.*, Vol. **147**, p. 433, 1967.
[9] Nielsen, E. et al., *Annales Geophys.*, Vol. **6**, p. 599, 1988.
[10] Yeh, K. C. and C. H. Liu, *Proc. of the IEEE*, Vol. **70**, p. 324, 1982.
[11] Dyson, P. L. et al., *J. Geophys. Res.*, Vol. **79**, p. 1497, 1974.
[12] Singleton, D. G., *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. **36**, p. 113, 1974.

IONOSPHERIC SCINTILATION OF COSMIC RADIO NOISE

Chen Zhong-sheng
(Department of Geophysics, Peking University, Beijing 100871)
Zhao Fa-xin
(Xian Satellite Control Center)
Ma Jun
(Center for Space Science and Applied Research, Academia Sinica, Beijing 100080)

Abstract

This paper gives the relation between the Fourier and Bessel power spectra of ionospheric scintilation and the fluctuations in electron density of irregularities when a thin phase-screen approximation is justifies. And analysed the data obtained by Riometer with narrow lobe-beam antannas. It shows that the Riometer data contain the information of irregularities in the ionosphere, and these data could be used to study the ionospheric scintilation.

Key words Cosmic radio noise, Scintilation