

脉冲波在空间等离子体介质中传播的矩分析及其应用*

张 民† 吴振森

(西安电子科技大学理学院, 西安 710071)

(2006 年 9 月 14 日收到, 2007 年 1 月 10 日收到修改稿)

根据随机介质波传播理论, 开展脉冲波在星际空间等离子体介质中的传播特性的分析方法研究. 在强起伏条件下, 推导双频互相关函数的二阶矩和四阶矩方程. 利用不同电子密度模型, 计算双频衍射强度相关函数和闪烁指数, 并应用到闪烁的动态谱观测和相关分析中, 得到自相关图谱、相关带宽和相关时间等闪烁特征参数, 为脉冲在等离子体中的传输特性的分析, 提供必要的理论基础.

关键词: 等离子体, 脉冲波, 双频互相关函数, 闪烁指数

PACC: 5240D, 6110D, 2110K, 9760G

1. 引 言

电磁波在穿过电离的星际气体存在明显的强度闪烁、角展宽和脉冲时延等效应^[1-6]. 通过精确观测空间射电波衍射和闪烁, 开展脉冲波在等离子体介质中的统计特性理论分析, 将有助于认识空间等离子体特性, 对研究空间电波传播、空间探测以及脉冲传输时间修正等具有重要的意义. 电磁波通过星际空间介质, 由于电子密度起伏导致波在其中传播起伏, 这种效应既有长时间起伏对应的折射效应又有短时间起伏对应的衍射效应, 造成传播的角度展宽和振幅起伏现象. 目前对脉冲星等已有精确的射电波衍射和闪烁观测, 可以反过来用以研究空间等离子体电子密度. 在脉冲波在随机介质波传播的问题上, 已有许多学者从实验和理论上做了研究, 但是大多数局限于大气湍流介质的研究^[7], 对于空间等离子体介质中波传播特性分析较少, 而且星际介质有许多观测和经典模型不相符合的实例. 本文根据随机介质中波传播理论, 开展脉冲波在空间等离子体中传播特性研究, 通过不同的电子密度谱模型^[8-10], 包括幂律模型、内尺度模型、 $\beta = 4$ 模型的特点, 在强起伏条件下, 推导双频互相关函数的二阶矩和四阶矩方

程, 利用不同电子密度模型, 计算双频衍射强度相关函数和闪烁系数, 并且应用于星际空间闪烁的动态谱观测和相关分析中, 得到自相关图谱、相关带宽和相关时间等闪烁特征参数, 为脉冲波在空间等离子体介质中的传输特性分析, 提供理论分析方法.

2. 场的二阶矩和四阶矩分析

根据场的双频双点互相关函数(二阶矩)定义

$$\Gamma(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z; k_1, k_2) = U(\boldsymbol{\rho}_1, z; k_1) \cdot U^*(\boldsymbol{\rho}_2, z; k_2), \quad (1)$$

其中, U 由随机介质中沿 z 轴的波场分量 $U(\boldsymbol{\rho}, z; k) = U(\boldsymbol{\rho}, z; k) \exp(-ikz + i\omega t)$ 定义, $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$ 为场点的横坐标, $k = 2\pi/\lambda$ 为空间波数, 下标 1, 2 表示两个不同的场点. 由标量波场满足的抛物形方程, 获得互相关函数满足的微分方程^[1]

$$2i \frac{\partial \Gamma}{\partial z} + \frac{1}{k_1} \nabla_{\rho_1}^2 \Gamma - \frac{1}{k_2} \nabla_{\rho_2}^2 \Gamma + k_1 \epsilon(\boldsymbol{\rho}_1, z) U_1 U_2^* - k_2 \epsilon(\boldsymbol{\rho}_2, z) U_1 U_2^* = 0, \quad (2)$$

其中, ∇_{ρ}^2 为横向拉普拉斯算符, ϵ 为介电常数起伏量, 可由星际电子密度起伏 δN_e 表示为

* 国家预研基金(批准号 9140A03020206DZ0112, 51477030105DZ0102)资助的课题.

† E-mail: mzhang@mail.xidian.edu.cn

$$\begin{aligned}\epsilon(\boldsymbol{\rho}, z) &= \frac{-4\pi e^2 \delta N_e}{k^2 m c^2} \\ &= \frac{\beta(\boldsymbol{\rho}, z)}{k^2},\end{aligned}\quad (3)$$

这里 e 和 m 分别为基本电量和电子的质量, c 为光速. 由马尔科夫近似, 即 ϵ 在传播方向上具有 δ 相关, 并利用变分导数公式^[1] 得

$$\begin{aligned}\epsilon(\boldsymbol{\rho}_1, z) U_1 U_2^* \\ = \frac{i}{4} [k_1 A_1(0) - k_2 A_1(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)] \Gamma,\end{aligned}\quad (4)$$

$$\begin{aligned}\epsilon(\boldsymbol{\rho}_2, z) U_1 U_2^* \\ = \frac{i}{4} [k_2 A_2(0) - k_1 A_2(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)] \Gamma,\end{aligned}\quad (5)$$

其中 $A(\boldsymbol{\rho}) = (2\pi)^2 \int_0^\infty J_0(\kappa \boldsymbol{\rho}) \Phi_\epsilon(\kappa) \kappa d\kappa$, $\Phi_\epsilon(\kappa)$ 是介电常数起伏谱, $\kappa = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$ 为横向波数的大小, J_0 为零阶 Bessel 函数. 将 (4) 和 (5) 式代入 (2) 式, 得到双频互相关函数的二阶矩方程

$$\begin{aligned}\left\{ 2i \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{k_1} \nabla_{\rho_1}^2 - \frac{1}{k_2} \nabla_{\rho_2}^2 + \frac{i}{4} [k_1^2 A_1(0) + k_2^2 A_2(0) \right. \\ \left. - k_1 k_2 [A_1(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2) + A_2(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)] \right\} \Gamma = 0\end{aligned}\quad (6)$$

双频互相关函数是分析随机介质中波传播统计特征的主要物理量, 它可以用于分析脉冲形状受等离子体湍流的影响、波散射和闪烁等问题.

类似于场的二阶矩, 场的四阶矩的一般定义为

$$\begin{aligned}\Gamma_4 = U(\boldsymbol{\rho}_1, z; ik_1) U(\boldsymbol{\rho}_2, z; ik_2) \\ \times U^*(\boldsymbol{\rho}'_1, z; ik_3) U^*(\boldsymbol{\rho}'_2, z; ik_4),\end{aligned}\quad (7)$$

它表示强度相关特征. 当 $\boldsymbol{\rho}_1 = \boldsymbol{\rho}'_1$, $\boldsymbol{\rho}_2 = \boldsymbol{\rho}'_2$, $k_3 = k_1$, $k_4 = k_2$ 时, 表示了双频双点强度相关函数

$$\begin{aligned}B_I = U(\boldsymbol{\rho}_1, z; ik_1) U(\boldsymbol{\rho}_2, z; ik_2) \\ = U(\boldsymbol{\rho}_1, z; ik_1) U(\boldsymbol{\rho}_2, z; ik_2) \\ \times U^*(\boldsymbol{\rho}_1, z; ik_1) U^*(\boldsymbol{\rho}_2, z; ik_2).\end{aligned}\quad (8)$$

当 $k_1 = k_2 = k_3 = k_4$ 时, 则表示空间强度互相关特征,

$$\Gamma_4 = U(\boldsymbol{\rho}_1, z) U(\boldsymbol{\rho}_2, z) U^*(\boldsymbol{\rho}'_1, z) U^*(\boldsymbol{\rho}'_2, z),\quad (9)$$

根据波场满足的抛物线方程, 可以得到, 四阶矩满足的方程为

$$\begin{aligned}\frac{\partial \Gamma_4}{\partial z} - \frac{i}{2k} (\nabla_{\rho_1}^2 - \nabla_{\rho_1}^2 \\ - \nabla_{\rho_2}^2 - \nabla_{\rho_2}^2) \Gamma_4 + V \Gamma_4 = 0,\end{aligned}\quad (10)$$

其中

$$\begin{aligned}V = 4\pi^2 r_e^2 \left[\left(\frac{1}{k_1^2} + \frac{1}{k_2^2} + \frac{1}{k_3^2} + \frac{1}{k_4^2} \right) A(0) \right. \\ \left. + 2 \frac{A(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)}{k_1 k_2} + 2 \frac{A(\boldsymbol{\rho}'_1 - \boldsymbol{\rho}'_2)}{k_3 k_4} \right. \\ \left. + 2 \frac{A(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}'_1)}{k_1 k_3} - 2 \frac{A(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}'_2)}{k_1 k_4} \right. \\ \left. - 2 \frac{A(\boldsymbol{\rho}_2 - \boldsymbol{\rho}'_1)}{k_2 k_3} + 2 \frac{A(\boldsymbol{\rho}_2 - \boldsymbol{\rho}'_2)}{k_2 k_4} \right],\end{aligned}\quad (11)$$

$$A(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta N_e(\boldsymbol{\rho}_1, z) \delta N_e(\boldsymbol{\rho}_2, z') dz' \quad (12)$$

其中 $\delta N_e(\boldsymbol{\rho}, z)$ 为空间电子密度起伏.

3. 双频衍射强度互相关函数和闪烁系数的近似计算

由 (7) 式可得到双频双点强度互相关函数. 根据文献 4 可以得到

$$\begin{aligned}C_I(\boldsymbol{\rho}, z; ik_1, ik_2) \\ = \left(\frac{k_1 k_2}{2\pi k z} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{1}{2} V_I\right) \\ \times \exp\left\{-i \frac{\bar{k}}{z} \left[1 - \left(\frac{\Delta k}{2\bar{k}}\right)^2\right] \boldsymbol{\gamma}' \cdot (\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}')\right\} \\ \times d^2 \boldsymbol{\rho}' d^2 \boldsymbol{\gamma}'\end{aligned}\quad (13)$$

其中 $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2$, $\Delta k = k_1 - k_2$, $\bar{k} = \frac{k_1 + k_2}{2}$, $\boldsymbol{\gamma}' = r_e^2 \boldsymbol{\kappa}$, 而 V_I 用文献 4 的结构函数 $D(\boldsymbol{r})$ 表示为

$$\begin{aligned}V_I = D\left[\left(1 - \frac{\Delta k}{2\bar{k}}\right) \boldsymbol{\gamma}'\right] + D\left[\left(1 + \frac{\Delta k}{2\bar{k}}\right) \boldsymbol{\gamma}'\right] \\ - \left[D(\boldsymbol{\rho}' + \boldsymbol{\gamma}') + D(\boldsymbol{\rho}' - \boldsymbol{\gamma}') \right. \\ \left. - D\left(\boldsymbol{\rho}' + \frac{\Delta k}{2\bar{k}} \boldsymbol{\gamma}'\right) - D\left(\boldsymbol{\rho}' - \frac{\Delta k}{2\bar{k}} \boldsymbol{\gamma}'\right) \right]\end{aligned}\quad (14)$$

对高、低空间频率, Codona^[4] 已经得到双频强度互相关函数渐近解, 分别对应于衍射闪烁和折射闪烁, 即对应于强度起伏的两个时间尺度. 相应地衍射双频互相关函数的零阶项可以表示为

$$\begin{aligned}C_{I0}(\boldsymbol{\rho}, z; i\nu_m, \Delta\nu) \\ = F_C(\boldsymbol{\rho}, z; i\nu_m, \Delta\nu)^{*2} + |\Gamma_D(\boldsymbol{\rho}, z; i\nu_m, \Delta\nu)|^2.\end{aligned}\quad (15)$$

这里, $*^2$ 表示二维褶积, Γ_D 是双频衍射场相关函数, F_C 定义为

$$\begin{aligned}F_C(\boldsymbol{\rho}, z; i\nu_m, \Delta\nu) \\ = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{1}{2} V_C(\boldsymbol{\kappa}; i\nu_m, \Delta\nu)\right]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \exp(-i\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\rho}) \mathbf{k}^2 \boldsymbol{\kappa}, \quad (16) \\ & V_c(\boldsymbol{\kappa}; v_m, \Delta v) \\ & = \frac{v_m^2}{v_1^2} D_\phi [r_F^2 (1 + \epsilon) \boldsymbol{\kappa}] \\ & + \frac{v_m^2}{v_2^2} D_\phi [r_F^2 (1 - \epsilon) \boldsymbol{\kappa}] - 2D_\phi [r_F^2 \boldsymbol{\kappa}], \quad (17) \end{aligned}$$

其中 $\epsilon = \Delta k / (2k_m) = \Delta v / (2v_m)$, $r_F = \sqrt{zc / (2\pi v_m)}$ 是 Fresnel 半径, 这里的 D_ϕ 是定义在 v_m 处的相位结构函数^[11], $v_m^2 = v_1 v_2$, $k = 2\pi\nu / c$. (16) 式中的 $\exp[-V(\boldsymbol{\kappa}; v_m, \Delta v)]/2$ 项称为“Codona 过滤器”^[5], 它是波数的函数. 定义 $u = r_F / \rho_0 = \sqrt{zc / (2\pi v_m)} / \rho_0$ 为衍射强度系数, 用来描述衍射强度特征, 对强闪烁情况, $u \gg 1$, u 随频率降低和距离的增加而增大. 此时可以忽略“Codona 过滤器”项, 从而可以用双频衍射场强度相关函数表示 C_D 为

$$C_D(\boldsymbol{\rho}; z; v_m, \Delta v) \approx | \Gamma_D(\boldsymbol{\rho}; z; v_m, \Delta v) |^2 \quad (18)$$

把上式称为高斯场近似, 这个结果对于衍射场具有高斯分布随机变化特征时十分有效, 而且对于单频情况也一样有效. 尽管以上分析是从薄屏结构模型得到的, 但是对于 $u \gg 1$ 的强闪烁极限情况, 同样可以推广采用(18)式近似计算广延介质模型, 从而得到双频衍射强度相关函数的近似计算.

另外, 闪烁指数表示了强度起伏特征, 一般定义为

$$m_I^2 = \frac{I^2 - \bar{I}^2}{\bar{I}^2}. \quad (19)$$

相应可以得到, 折射闪烁指数为

$$m_R = \frac{\sqrt{C_R(0)}}{I}, \quad (20)$$

其中, I 表示平均强度, $C_R(\boldsymbol{\rho})$ 是折射强度协方差函数, 定义为^[6]

$$\begin{aligned} C_R(\boldsymbol{\rho}; k) &= \frac{32\pi^2 r_e^2}{k^2} \int_0^L \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{N_e}(\boldsymbol{\kappa}; z) \\ & \times \exp\left\{-\int_0^L D'_\phi\left[\frac{\boldsymbol{\kappa}}{k} h(t, z)\right] dt\right\} \\ & \times \sin^2\left[\frac{k^2}{2k} \frac{z}{L} (L - z)\right] \\ & \times \exp\left(i \frac{z}{L} \boldsymbol{\kappa} \cdot \boldsymbol{\rho}\right) d^2 \boldsymbol{\kappa} dz, \quad (21) \end{aligned}$$

其中, r_e 为电子半径, $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ 为横向波数, Φ_{N_e} 为电子密度谱函数, 可以分别对应简单幂律模型、内尺度和 $\beta = 4$ 模型^[7,8], D'_ϕ 为相位结构函数的导数,

$$h(t, z) = \begin{cases} \frac{t}{L} (L - z), & t < z, \\ \frac{z}{L} (L - t), & t > z, \end{cases}$$

L 为源点到观测点的距离. 因此, 对于广延介质结构, 采用简单幂律模型时

$$\begin{aligned} m_R^2 &= (1 + \alpha) \frac{\alpha 2^\alpha}{4} \left(1 - \frac{\alpha}{2}\right) \Gamma\left(1 + \frac{\alpha}{2}\right) \\ & \times B(\alpha - 1, \alpha - 1) \left(\frac{1}{u^2}\right)^{2-\alpha}, \quad (22) \end{aligned}$$

其中, $\alpha = 5/3$, Γ 是 Gamma 函数, B 是 Beta 函数, Δz 为薄屏厚度, $r_F^2 = \frac{z_e c}{2\pi\nu}$, $z_e = z(L - z)/L$ 为有效屏距.

对内尺度模型,

$$\begin{aligned} m_R^2 &= 3 \times 2^\alpha \Gamma\left(1 + \frac{\alpha}{2}\right) \\ & \times \left[\left(\frac{3}{1 + \alpha}\right)^{\frac{\alpha}{\alpha-2}} + \left(\frac{1}{\kappa_i \rho_0}\right)^\alpha \zeta_\alpha^{\frac{2-\alpha}{\alpha}}\right] \\ & \times \left[(\cos \zeta)^{-\alpha/2} \cos\left(\frac{\alpha}{2} \zeta\right) - 1\right] \\ & \times \left[\left(\frac{1}{\kappa_i \rho_0}\right)^2 + u^4\right]^{\alpha/2}, \quad (23) \end{aligned}$$

其中, 内尺度 $L_i = 1/\kappa_i$, $\zeta = \arctan\left[\frac{1}{\left(\frac{1}{2\kappa_i \rho_0 u}\right)^2 + u^2}\right]$.

对 $\beta = 4$ 模型,

$$\begin{aligned} m_R^2 &= \frac{\pi^2 r_e^2 c^2 C_{n_e}^2 L}{v^2} \int_0^L r_F^2 \alpha(1 - x) \\ & \times \left\{4 \arctan\left(\frac{1}{u^2 \alpha(1 - x)}\right) - 2u^2 \alpha(1 - x) \ln\left(1 + \frac{1}{u^4 \alpha^2 (1 - x)^2}\right) - \frac{4}{3} (\kappa_0 r_F)^2 \alpha(1 - x)\right\} dx. \quad (24) \end{aligned}$$

这里, $C_{n_e}^2$ 为电子密度起伏强度函数.

图 1 分别给出了平面脉冲波在广延介质结构中不同介质谱模型(简单幂律模型、内尺度模型、和 β 模型)的双频衍射强度相关函数随归一化的频差 $v_p = L\Delta k / \rho_0^2 k_m^2$ 的变化情况. 同时计算了球面脉冲波在薄屏和广延介质模型中的相应结果. 对于内尺度模型, $\kappa_i \rho_0$ 分别取了 $10^2, 1, 10^{-2}$ 可以看到, 当 $\kappa_i \rho_0$ 接近于 0 时, 曲线接近于平方幂律结构函数模型, 当 $\kappa_i \rho_0$ 趋向于无穷大时, 接近于 Kolmogorov 谱结构函数模型. 对于 $\beta = 4$ 模型, $\kappa_0 \rho_0$ 分别取 $10^{-1}, 10^{-3}, 10^{-16}$, 同样有 $\kappa_0 \rho_0$ 接近于 0 时, 曲线接近于平方幂律模型.

图 2 给出了广延介质结构的内尺度谱模型在不同观测频率 610 MHz 和 100 MHz 的 m_R 随 $\Delta v_d / v_m$ 变

化特征,对内尺度模型,从左向右内尺度 L_i 依次取 $10^{10}-10^5$. 通过对比不同介质结构和不同谱模型的

计算结果可以看到,内尺度取 10^7-10^8 时与文献 [5] 的观测结果对应较好.

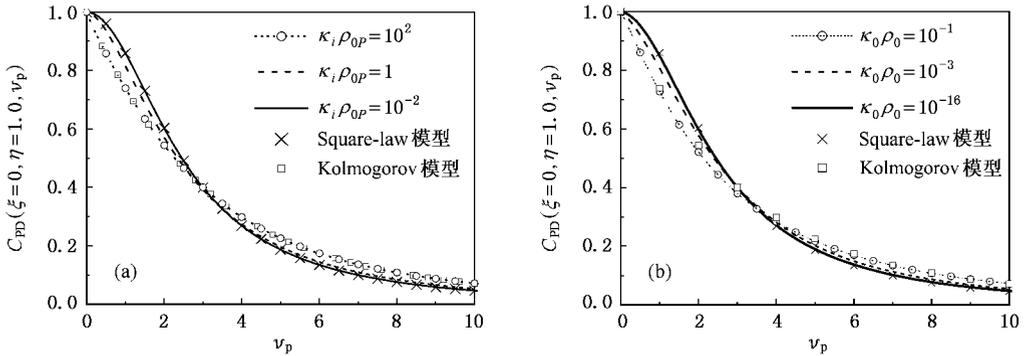


图 1 平面脉冲波内尺度模型 (a) 和 $\beta = 4$ 模型 (b) 的双频衍射强度相关函数 (广延介质)

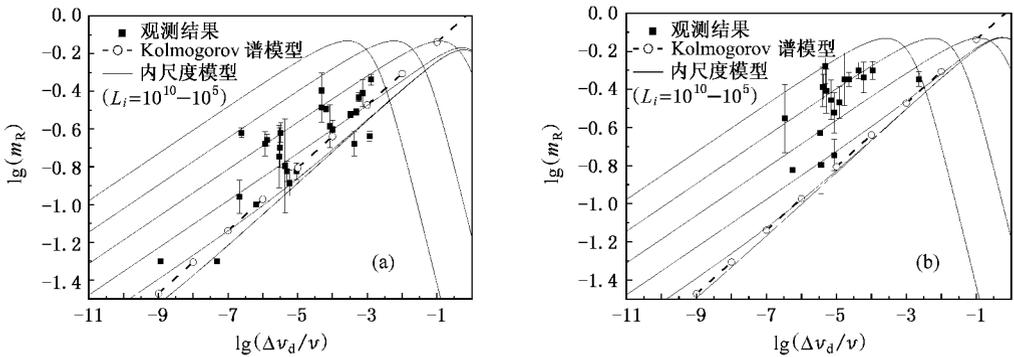


图 2 广延介质模型内尺度谱模型闪烁指数与观测[5]对比 (610 MHz 和 100 MHz)

4. 空间闪烁的观测和相关分析

空间闪烁表现为强度随时间和频率的相干起伏. 通过对空间闪烁的实际观测很容易实现, 通过闪烁动态谱的观测, 可以研究折射和衍射闪烁特征, 得到相应的统计特征参数. 同时, 利用双频强度相关函数, 也可以从理论上模拟这些特征量. 这为我们比较理论与观测结果, 检验和确定适当的空间等离子体电子谱密度函数和获得实用的观测方法提供理论依据.

动态谱观测结果如图 3 所示, 分别 PSR0329 + 54 和 PSR0834 + 26 两颗脉冲星在几个月内的不同时间间隔和不同频率的观测结果. 数据一部分来源于印度国家观测中心, 由 Ramesh Bhat 先生提供, 每段观测时间为 1—3 h, 观测中心频率为 327 MHz, 其中频率间隔为 140.6 kHz, 时间间隔为 7.15 s, 64 个通道, 9 MHz 带宽. 另一部分数据来源于乌鲁木齐天

文站, 由王娜女士提供, 如图 4 所示, 同样为以上两颗脉冲星的动态谱, 体现了脉冲星在高频时的闪烁特征. 中心频率 1540 MHz, 频率间隔为 2.52 MHz, 积分时间间隔分别为 2 min 和 4 min, 128 个通道, 带宽 320 MHz, 时间分别为 2 h 和 3.5 h. 为了方便比较, 我们对数据进行了适当的处理, 水平轴为频率延迟变化, 垂直轴为时间延迟. 用灰度表示强度变化, 图中亮区对应高亮度强度数值, 暗区对应低强度值, 黑区对应平均强度值的 20%, 亮区是 4 倍的平均强度以上. 通过增加积分时间, 可以提高观测信号与噪声的强度比. 换句话说, 即增加图中的黑白对比. 但对于 PSR0329 + 54 来说, 变化不太大, 因为它为强观测源, 其闪烁强度本身变化十分明显. 从图中我们可以看到, 由于观测频率不同, 327 MHz 比 1540 MHz 低得多, 造成了闪烁更快, 也就是强度变化更频繁. 另外, 从图中我们还可以看到明显的闪烁漂移现象, 如图 4(c) 所示. 利用相关分析, 容易得到和对比分析不同脉冲星的特征参数的不同特点.

设 $K(v, t)$ 为 t 时刻的谱强度, 其均值为^[10]

$$\bar{K}(t) = N_v^{-1} \sum_v K(v, t). \quad (25)$$

根据协方差函数的定义, 非归一化的协方差函

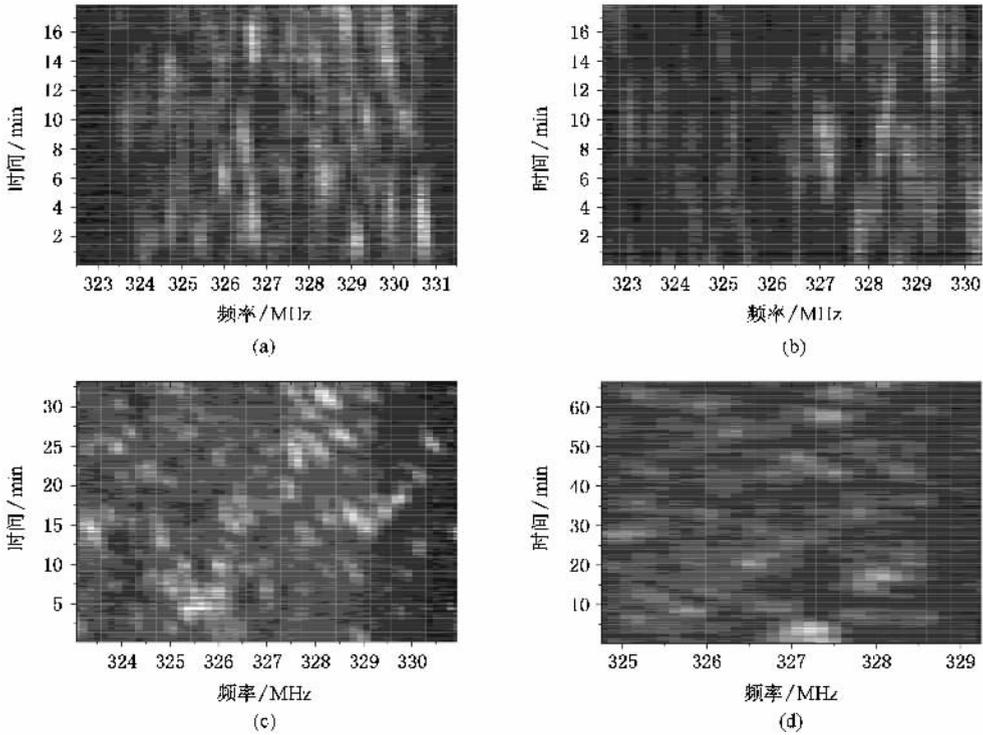


图 3 PSR0329 + 54 (a) (b) 和 PSR0823 + 26 (c) (d) 动态闪烁谱 (中心频率 327 MHz)

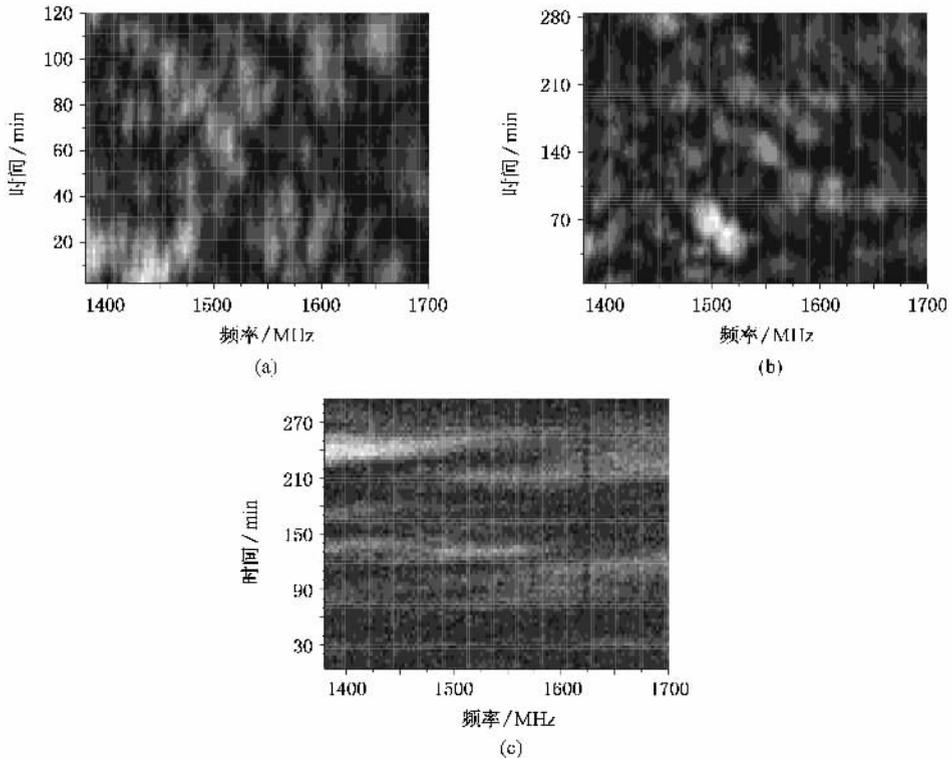


图 4 PSR0329 + 54 (a) (b) 和 PSR0823 + 26 (c) 动态闪烁谱 (中心频率 1540 MHz)

数可表示为

$$R(\Delta v, \Delta t) = [N(\Delta v, \Delta t)]^{-1} \cdot \sum_{v=1}^{N_v - |\Delta v|} \sum_{t=1}^{N_t - |\Delta t|} w_t w_{t+\Delta t} \times \Delta K(v, t) \Delta K(v + \Delta v, t + \Delta t) \quad (26)$$

其中 Δv 和 Δt 分别为观测频率和时间延迟数, 分别由谱通道数和观测谱数确定, N_v 为谱通道数, N_t 为观测谱数. w_t 为权重系数, 在有效数据内取值 1 (非可靠数据可设为 0). v 和 t 是与频率和时间对应

的观测数据坐标, 而

$$N(\Delta v, \Delta t) = (N_v - |\Delta v|) \sum_t w_t w_{t+\Delta t} \quad (27)$$

$$\Delta K(v, t) = K(v, t) - \bar{K}(t) \quad (28)$$

由(26)式可得归一化的协方差函数为

$$r(\Delta v, \Delta t) = R(\Delta v, \Delta t) / R(0, 0) \quad (29)$$

计算了上述两颗脉冲星的每次观测时间的二维相关函数(协方差函数)随频率和时间延迟的变化关系, 如图5和图6, 分别给出了图3和图4对应的相

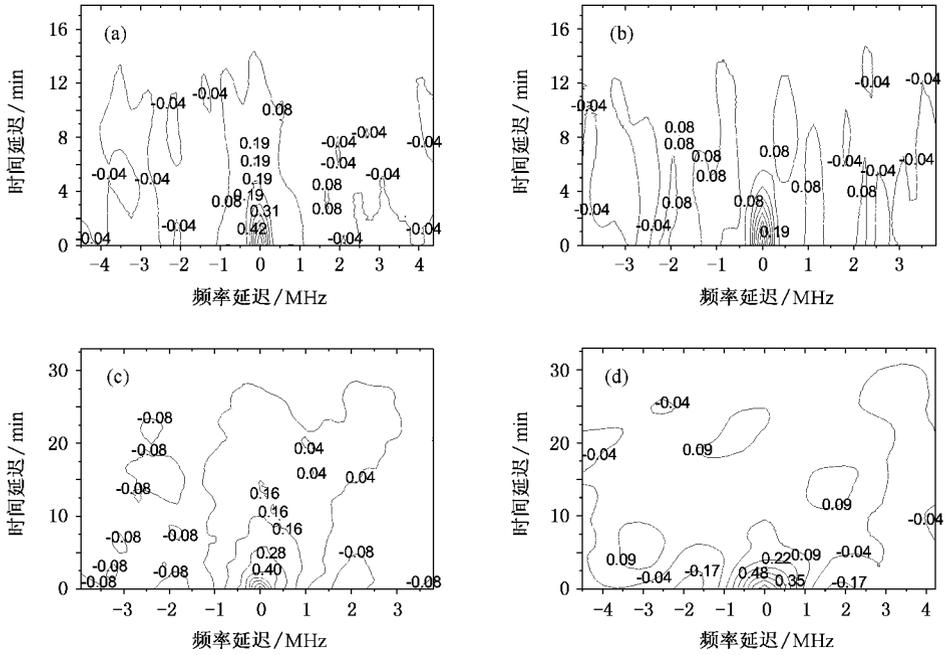


图5 PSR0329 + 54 和 PSR0823 + 26 动态闪烁谱的二维相关等值线(中心频率 327 MHz)

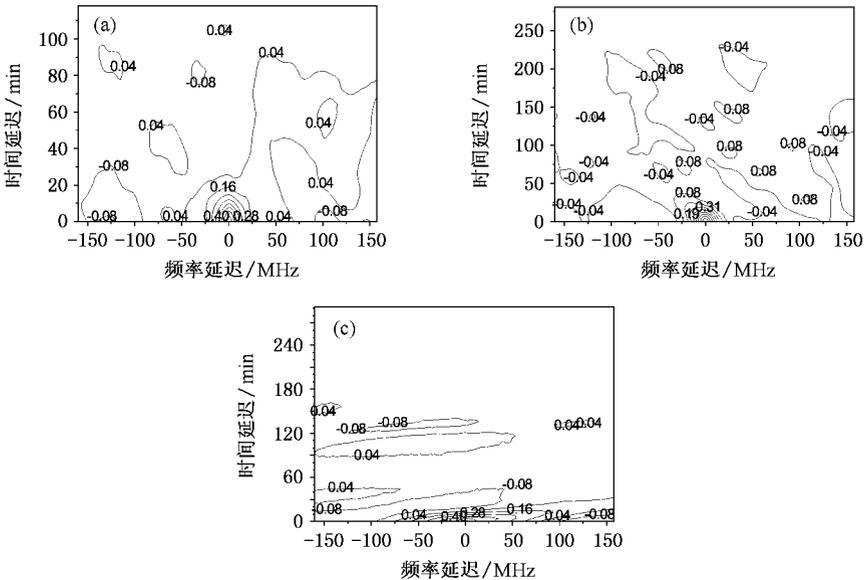


图6 PSR00329 + 54 和 PSR0823 + 26 动态闪烁谱的二维相关等高线(中心频率 1540 MHz)

关函数变化的等值线.图中零时间延迟和零频率延迟对应的相关函数值为 1,以此点为中心,依次向外相关性减弱.图示展现了相关函数的一般特征,同时也更好地通过等值线的倾斜展现了不同时间的闪烁谱漂移变化特征.

去相关带宽定义为在频率延迟轴上相关函数降到最大值的一半所对应的半宽度频率差,相关时间为对应频率延迟为 0 的时间延迟轴上相关函数降到最大值的 $1/e$ 对应的时间间隔.根据定义,从图 5 和图 6 的数据中选取部分数据,提取零时间延迟或零频率延迟的自相关函数,可以比较不同观测频率的每次观测强度的时间零延迟的频率延迟特征,确定去相关带宽、频率和相关时间,如表 1 所示.可以看到,频率增大,去相关带宽也增大,这里需要指出的是,根据不同观测频率的动态谱相关分析,可以得到去相关带宽随频率的变化关系,和本文的理论进行比较,确定适当的星际介质传播模型.

表 1 去相关带宽和相关时间与频率的关系

脉冲星名称	观测中心频率 /MHz	去相关带宽 /kHz	相关时间 /min
PSR 0329 + 54	327	188 + 9.8	/
	1540	11021 + 284.5	14.7 + 1.9
PSR 0823 + 26	327	243 + 34.2	/
	1540	16708.5	7.3

5. 结 论

电子密度的不均匀分布导致电波在介质中传播

的起伏,电子密度的起伏可以根据功率谱和波数的关系确定,目前比较普遍接受的一个电子密度功率谱模型是各向同性的,有内外分界尺度的幂律模型.通过以上分析,可以找到这样一个通用的电子密度谱模型:

$$\Phi_{n_e}(k, z) = \frac{C_{n_e}^2(z)}{(k^2 + \kappa_0^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{k^2}{4\kappa_i^2}\right). \quad (30)$$

当 $\kappa_0 \ll k \ll \kappa_i$ 时,可得简单幂律模型,当 $\beta = 11/3$ 时,对应 Kolmogorov 谱模型,这个模型成功地提供了“一阶”理论,已经证明适合于小于 1 kpc(千秒差距)的脉冲星衍射观测中,但它有许多与实际观测不相符合的地方,需要在高的 $10^{-8}—10^{-7} \text{ m}^{-1}$ 和低的 $10^{-13}—10^{-12} \text{ m}^{-1}$ 波数尺度上修正幂律模型.当 $\kappa_0 = 0$ 时,可以得到内尺度模型,内尺度为在上范围修正提供了可能性.当 $\beta = 4$ 且 $k \ll \kappa_i$ 时,可得 $\beta = 4$ 模型,它是从阶梯谱的形式从高和低的波数修正幂律模型,它在物理上可以对应描述介质的不连续性.应当指出的是, $\beta = 4$ 尽管十分接近于 $\beta = 11/3$,但是物理应用截然不同^[3].

总之,本文通过利用不同电子密度模型,计算双频衍射强度相关函数和闪烁系数,并且应用于星际空间闪烁的动态谱观测和相关分析中,得到自相关图谱、相关带宽和相关时间等闪烁特征参数,为认识空间等离子体特性、研究空间电波传播特性、空间探测等提供理论方法.

感谢印度国家观测中心 Ramesh Bhat 先生和中国科学院乌鲁木齐天文台王娜女士提供相关测量数据.

[1] Ishimaru A 1978 *Wave Propagation and Scattering in Random Media* Vol.2 (New York: Avademic) p105
 [2] Lee L C, Jokipii J R 1975 *Astrophysical Journal* **201** 532
 [3] Lambert H C, Rickett B J 1999 *Astrophysical Journal* **517** 299
 [4] Codona J L, Creamer D B, Flatte S M, Frehlich R G 1986 *Radio Science* **21** 929
 [5] Lambert H C, Rickett B J 2000 *Astrophysical Journal* **531** 883
 [6] Cordes W A, Frehlich R G, Rickett B J, Codona J L 1987 *Astrophysical Journal* **315** 666

[7] Ouyang J M, Guo W, Wang L, Shao F Q 2005 *Chin. Phys.* **14** 154
 [8] Zhang M, Wu Z S, Zhang Y D, Yang T G 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 45 (in Chinese) [张 民、吴振森、张延东、杨廷高 2001 物理学报 **50** 45]
 [9] Yang J, Zhu L M, Su W Y, Mao G W 2004 *Acta Phys. Sin.* **54** 3236 (in Chinese) [杨 涓、朱良明、苏维仪、毛根旺 2004 物理学报 **54** 3236]
 [10] Liu W Q, Liu H L, Zeng Z Y, Jiang Y 2006 *Chin. Phys.* **15** 1777

The moments analysis of the pulse propagation through plasma medium and its applications^{*}

Zhang Min[†] Wu Zhen-Sen

(*School of Science, Xidian University, Xi'an 710071, China*)

(Received 14 September 2006; revised manuscript received 10 January 2007)

Abstract

Based on the theory of wave propagation and scattering in random medium, the analysis method of the pulse propagating in the plasma medium is presented. Under the condition of strong fluctuations, we have deduced the two-frequency second moment and fourth moment equations, and calculated the two-frequency intensity correlation function and scintillation index in terms of the different electron density spectra. The statistical parameters of the self-correlation function, the correlation bandwidth and time are obtained, in order to provide a basis for studying the characteristic of the pulse propagation in plasma medium.

Keywords : plasma, pulse wave, two-frequency mutual coherence function, scintillation index

PACC : 5240D, 6110D, 2110K, 9760G

^{*} Project supported by the National Research Foundation of China (Grant Nos. 9140A03020206DZ0112, 51477030105DZ0102).

[†] E-mail : mzhang@mail.xidian.edu.cn