

УДК 52-43

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОЙ ПЛАЗМЫ В НАПРАВЛЕНИИ ПУЛЬСАРА PSR B0525+21 ПО ДАННЫМ НАЗЕМНО-КОСМИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

© 2017 г. А. С. Андрианов^{1*}, Т. В. Смирнова^{2**},
В. И. Шишов^{2***}, К. Гвин^{3****}, М. В. Попов^{1*****}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Астрокосмический центр, Москва, Россия

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пушино, Россия

³Университет Калифорнии в Санта-Барбаре, Калифорния, США

Поступила в редакцию 05.09.2016 г.; принята в печать 27.12.2016 г.

Наблюдения на наземно-космическом интерферометре с участием телескопов Грин-Бэнк, Аресибо и “Радиоастрон” на частоте 1668 МГц позволили исследовать характеристики межзвездной плазмы в направлении пульсара PSR B0525+21. Максимальная проекция базы для наземно-космического интерферометра была 233600 км. Показано, что мерцания являются сильными, спектр неоднородностей межзвездной плазмы является степенным с показателем $n = 3.74$, что соответствует колмогоровскому спектру неоднородностей. С применением новой методики оценки размера диска рассеяния мы измерили угол рассеяния (радиус) в направлении пульсара PSR B0525+21: $\theta_{\text{scat}} = 0.028 \pm 0.002$ угловых миллисекунд. Было показано, что в этом направлении рассеяние излучения происходит на слое плазмы, находящемся на расстоянии $0.1Z$ от пульсара, где Z — расстояние от пульсара до наблюдателя. Для принятого нами $Z = 1.6$ кпк экран находится на расстоянии 1.44 кпк от наблюдателя.

DOI: 10.7868/S0004629917060019

1. ВВЕДЕНИЕ

Дисперсия и рассеяние радиоизлучения от пульсаров на неоднородностях межзвездной плазмы приводят к целому ряду наблюдаемых эффектов: угловому уширению источника, затягиванию хвостовой части профиля импульса, модуляции интенсивности излучения по времени и частоте (мерцания) с характерными масштабами Δt_{sc} и Δf_{dif} . Большое количество наблюдений по мерцаниям пульсаров интерпретируются в рамках однородной изотропной колмогоровской турбулентности [1, 2]. Однако есть целый ряд указаний на то, что рассеяние в ряде случаев происходит на выделенных, дискретных, пространственно разнесенных областях (экранах) с повышенной электронной концентрацией плазмы. От их пространственного распределения зависят наблюда-

емые эффекты. В работе Смирновой и др. [3] было показано, что в направлении пульсара B0950+08 существуют два выделенных экрана, причем рассеяние излучения происходит в основном на ближнем экране, расстояние от Земли до которого составляет 4.4–16.4 пк. Этот выделенный ближний слой плазмы, находящийся на расстоянии около 10 пк от наблюдателя, был впервые обнаружен при исследовании коротковременной переменности квазаров на сантиметровых волнах [4–6]. Временной масштаб ее менялся с годичным циклом движения Земли по орбите. Первые указания на то, что средой, ответственной за мерцания пульсаров, может быть локальная среда, были получены в работах [7, 8] при исследовании мерцаний близких пульсаров B0950+08 и J0437-47.

Анализ наблюдений с высоким частотно-временным и пространственным разрешением с использованием наземной и наземно-космической интерферометрии позволяет определить угол рассеяния в направлении пульсаров и получить информацию о распределении турбулентной межзвездной плазмы на луче зрения. Наземно-

*E-mail: andrian@asc.rssi.ru

**E-mail: tania@prao.ru

***E-mail: shishov@prao.ru

****E-mail: cgwinn@physics.ucsb.edu

*****E-mail: popov069@asc.rssi.ru

космический интерферометр “Радиоастрон” позволяет реализовать рекордное угловое разрешение до одной угловой миллисекунды (мсек) на частоте 324 МГц и 0.2 мсек на частоте 1668 МГц. Космический радиотелескоп (КРТ) может работать одновременно в двух частотных диапазонах, при этом разнесенные частотные каналы будут принимать радиоизлучение в разных поляризациях. Высокое пространственное разрешение на наземно-космических базах позволило определить не только углы рассеяния в направлении пульсаров B0329+54 [9], PSR B1641-45, B1749-28 и B1933+16 [10], но и расстояния до рассеивающих экранов.

Целью данной работы является исследование параметров межзвездной плазмы в направлении пульсара B0525+21. Это мощный пульсар в дециметровом диапазоне длин волн. Его галактические координаты: широта $b = -6.9^\circ$ и долгота $l = 183:39$, мера дисперсии $DM = 50.88$ пк/см³, период $P_1 = 3.745$ с. Интерферометрические наблюдения собственного движения пульсара дают угловые скорости: $\mu_\alpha = -20 \pm 19$ мсек/год и $\mu_\delta = -7 \pm 9$ мсек/год [11]. Расстояние до пульсара, определенное по модели Кордса и Лаззио [12] при указанной выше мере дисперсии, составляет $z = 1.6$ кпк.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ПЕРВИЧНАЯ ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Наблюдения пульсара B0525+21 были проведены 18.09.2013 на частоте 1668 МГц. В наблюдениях участвовали: космический радиотелескоп “Радиоастрон” (КРТ), телескопы в Грин Бэнк, Аресибо и Калязине. Технические и измеряемые параметры “Радиоастрона” описаны в работе [13]. К сожалению, из-за сильных помех калязинские данные не могли быть использованы. База космического интерферометра Аресибо-“Радиоастрон” составляла 233599 км, а Аресибо-Грин Бэнк 2553 км. Продолжительность сеанса была 149 мин. Регистрация велась не непрерывно, а сканами по 1170 с (150 периодов пульсара (P_1)) с интервалами по $10 P_1$. Регистрировались верхняя и нижняя субполосы, каждая шириной 16 МГц, в двух круговых поляризациях. Корреляция данных выполнялась на корреляторе АКЦ ФИАН с использованием окна импульса и с компенсацией дисперсии сигнала в полосе приемника. Методика корреляции описана в работе [14]. Число каналов обработки выбиралось таким образом, чтобы разрешение по частоте было существенно меньше ожидаемой полосы декорреляции на данной частоте. Мы использовали 1024 канала в полосе 32 МГц. Окно интегрирования выбиралось равным ширине 2-й компоненты среднего профиля на уровне 10% от

максимума и составляло 37.45 мс. Окно такой же длительности вне импульсного излучения пульсара выбиралось для записи шумов. Фаза импульса определялась из предварительного анализа автоспектров для наземного телескопа. На выходе коррелятора мы имели комплексные крос-спектры для всех пар телескопов, а также авто-спектры для каждой антенны.

3. ОСНОВНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ

После прохождения турбулентной межзвездной плазмы спектр поля излучения пульсара можно представить в виде

$$E(\vec{\rho}_1, f, t) = h(f, t)u(\vec{\rho}_1, f, t), \quad (1)$$

где модуляционный множитель $u(\vec{\rho}_1, f, t)$ определяется межзвездной средой, $\vec{\rho}_1$ — пространственная координата в плоскости, перпендикулярной лучу зрения, $h(f, t)$ — спектр поля исходного излучения пульсара в отсутствии турбулентной среды в координатах частоты f и времени t . Измеряемой величиной в интерферометрических наблюдениях является функция видности или квазимгновенный отклик интерферометра с базой \vec{b} (кросс-спектр поля)

$$\begin{aligned} I(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_1 + \vec{b}, f, t) &= \\ &= E(\vec{\rho}_1, f, t)E^*(\vec{\rho}_1 + \vec{b}, f, t) = \\ &= H(f, t)j(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_1 + \vec{b}, f, t) \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $H(f, t) = \langle h(f, t)h^*(f, t) \rangle_h$ (мы примем, что $\langle H(f, t) \rangle = 1$), а

$$j(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_1 + \vec{b}, f, t) = u(\vec{\rho}_1, f_1, t_1)u^*(\vec{\rho}_1 + \vec{b}, f, t). \quad (3)$$

Нижний индекс h означает усреднение по статистике источника. В работе [15] мы определили корреляционную функцию для наземно-космической базы как модуль от средней величины второго момента

$$\begin{aligned} J_1(\vec{b}, f) &= \\ &= |\langle I(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_1 + \vec{b}, f, t)I^*(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_1 + \vec{b}, f + \Delta f, t) \rangle|. \end{aligned} \quad (4)$$

В режиме сильных мерцаний [15]

$$\begin{aligned} J_1(b, f) &= \\ &= |\langle j(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_1 + \vec{b}, f, t)j^*(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_1 + \vec{b}, f + \Delta f, t) \rangle| = \\ &= |B_u(\Delta f)|^2 + |B_u(\vec{b})|^2, \end{aligned} \quad (5)$$

где $|B_u(\Delta f)|^2$ — частотная корреляционная функция флуктуаций потока, не зависящая от базы

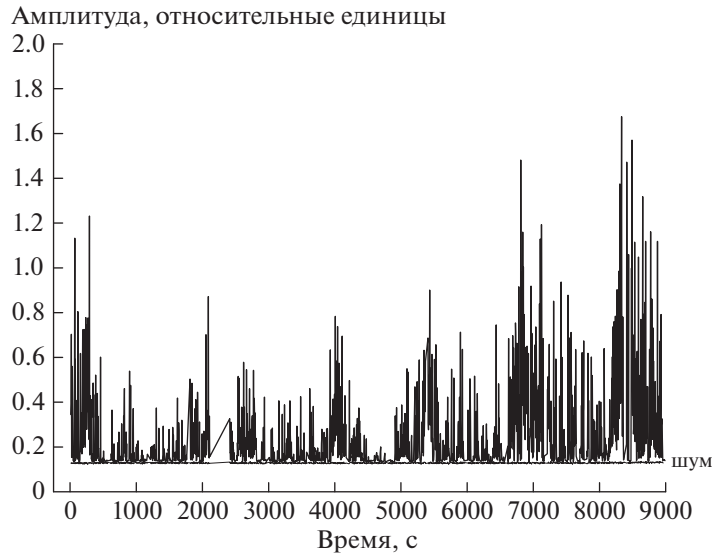


Рис. 1. Усредненные по частоте амплитуды импульсов пульсара и шума в зависимости от времени для базы Аресибо–Грин–Бэнк.

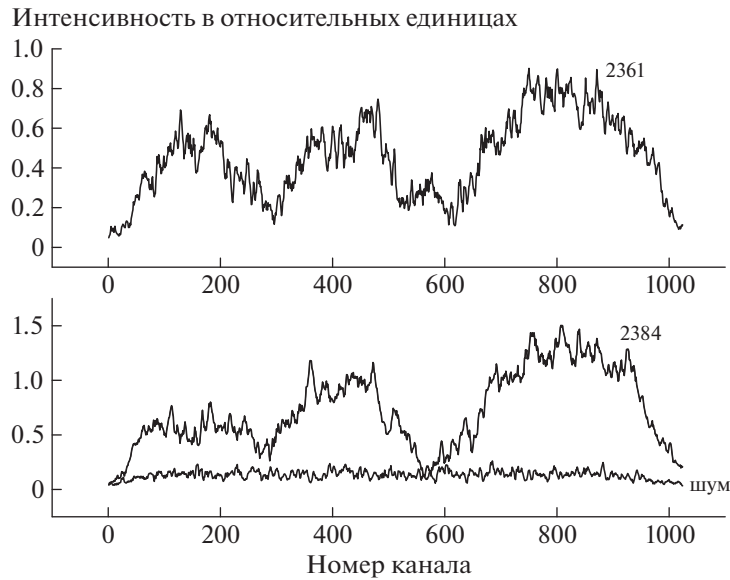


Рис. 2. Спектры индивидуальных импульсов в зависимости от номера канала для базы Аресибо–Грин–Бэнк. Цифрами указаны номера импульсов. Частотное разрешение равно 31.25 кГц, временной сдвиг между спектрами равен 86 с.

интерферометра, $B_u(\vec{b})$ — пространственная функция когерентности поля с единичным средним потоком. Она определяется как [16]

$$B_u(\vec{b}) = \exp \left[-\frac{1}{2} D_s(\vec{b}) \right]. \quad (6)$$

Здесь $D_s(\vec{b})$ — пространственная структурная функция флуктуаций фазы. В случае сферической

волны

$$D_s(\vec{b}) = \int_0^Z dz' D_s \left(\frac{z'}{Z} \vec{b} \right). \quad (7)$$

Интегрирование здесь ведется от пульсара ($z' = 0$) до наблюдателя ($z' = Z$). Градиент структурной функции фазы D связан с трехмерным спектром флуктуаций электронной концентрации

$\Phi_{N_e}(\vec{q})$. Для степенного спектра турбулентности

$$\Phi_{N_e}(\vec{q}) = C_{N_e}^2 |\vec{q}|^{-n}, \quad (8)$$

где коэффициент C_{N_e} характеризует степень турбулентности, $|\vec{q}|$ — пространственная частота. Структурная функция флуктуаций фазы при этом также имеет степенной вид

$$D_s(\vec{b}) = \left(\frac{|\vec{b}|}{\rho} \right)^\gamma, \quad \gamma = n - 2. \quad (9)$$

Здесь ρ — масштаб когерентности поля в плоскости наблюдателя. Приведенные выше соотношения мы будем использовать при анализе наших данных.

4. АНАЛИЗ ДАННЫХ

Поскольку сигнал был достаточно сильным, мы работали с индивидуальными импульсами без усреднения по времени. Чтобы получить динамический спектр пульсара, т.е. изменение интенсивности сигнала по частоте и времени, мы вычисляли модуль от комплексных кросс-спектров. На рис. 1 показано изменение усредненного по всем частотным каналам модуля интенсивности $\langle |I(t)| \rangle_f$ сигнала в зависимости от времени для базы Аресибо-Грин Бэнк. Там же приведены соответствующие величины для шума. Видна сильная переменность амплитуды от импульса к импульсу, связанная с природой самого пульсара. Отношение “сигнал/шум” доходит до 600.

При корреляционной обработке для подавления собственных вариаций пульсара мы делали нормировку динамического спектра $|I(f, t)|$ на $\langle |I(t)| \rangle_f$ для каждого импульса. Кроме того проводилась коррекция за полосу приемника, которая получалась усреднением спектров шума за весь сеанс наблюдений. На рис. 2 приведены ненормированные спектры индивидуальных импульсов пульсара, разнесенные на $23 P_1$ или 86 с. Видно, что частотная структура при таком временном сдвиге сохраняется. Индекс модуляции, полученный из анализа спектров импульсов за весь сеанс наблюдений, $m = 0.8 \pm 0.2$. Здесь ошибка соответствует среднему квадратичному отклонению. Для сильных мерцаний индекс модуляции должен быть равен 1. Следовательно на частоте 1668 МГц реализуется режим сильных мерцаний.

Для получения характерного масштаба мерцаний по частоте мы определяли нормированную частотную автоковариационную функцию $R_I(\Delta f)$, усредненную по спектрам отдельных импульсов с амплитудами больше уровня $5\sigma_N$ (σ_N — среднее квадратичное отклонение, определенное по шумам)

$$R_I(\Delta f) = \quad (10)$$

$$= \left\langle \frac{\langle |I(f, t)| |I(f + \Delta f)| \rangle_f}{[\langle |I(f, t)| \rangle_f]^2} \right\rangle_t.$$

$R_I(\Delta f)$ для базы Аресибо-Грин Бэнк показана на рис. 3. Масштаб Δf_{dif} определялся при сдвиге по частоте на уровне 1/2 от амплитуды этой функции: $\Delta f_{\text{dif}} = 3.9$ МГц. Значение $R_I(\Delta f)$ при нулевом сдвиге по частоте заменено на экстраполированное значение, полученное по значениям для соседних сдвигов. Это сделано для того, чтобы убрать шумовую составляющую. При сдвиге на один канал шум становится некоррелированным. Видимое изменение наклона функции при сдвиге в 5 МГц связано с наличием редких, но более широких, чем основной масштаб, частотных структур, сравнимых с полосой приемника. Характерное время мерцаний определялось по зависимости значения ковариационной функции при нулевом сдвиге по частоте от временного смещения между парами спектров, разделенными на соответствующий временной интервал. Эта зависимость показана на рис. 4. Здесь также усреднение проводилось по всем парам, для которых значение $\langle |I(t)| \rangle_f$ превышало указанный выше предел. Сдвиг, при котором значение $R_I(\Delta f)$ падало в $1/e$ раз, принималось за t_{dif} . Оно равно 160 с.

Полученные частотно-временные корреляционные функции были использованы для структурного анализа данных. Как было показано в ряде работ [7, 17], анализ зависимости структурной функции от сдвига по частоте дает возможность определить, какая модель среды: дифракционная или рефракционная реализуются в данном направлении на пульсар, а также определить показатель степени спектра флуктуаций плотности неоднородностей межзвездной плазмы. Фазовая структурная функция (СФ), $D_s(\Delta t)$, при малых временных сдвигах может быть получена из ковариационной функции флуктуаций интенсивности [17]:

$$D_s(\Delta t) = R_I(\Delta t = 0) - R_I(\Delta t). \quad (11)$$

В случае степенного спектра турбулентности $D_s(\Delta t)$ имеет вид [17]

$$D_s(\Delta t) = (\Delta t/t_{\text{dif}})^\gamma \quad \text{for } \Delta t \leq t_{\text{dif}}. \quad (12)$$

В частотной области используется соотношение:

$$D_s(\Delta f) = R_I(\Delta f = 0) - R_I(\Delta f) \quad (13)$$

$$\text{for } \Delta f \leq \Delta f_{\text{dif}}.$$

В случае степенного спектра турбулентности и дифракционной модели формирования частотной структуры мерцаний $D_s(\Delta f)$ имеет вид [17]

$$D_s(\Delta f) = (\Delta f/\Delta f_{\text{dif}})^{\gamma/2} \quad (14)$$

где Δt и Δf — сдвиги по времени и частоте.

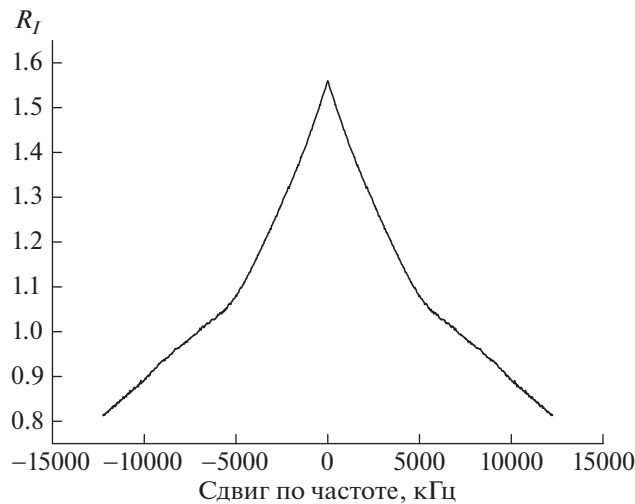


Рис. 3. Частотная ковариационная функция для базы Аресибо–Грин–Бэнк.

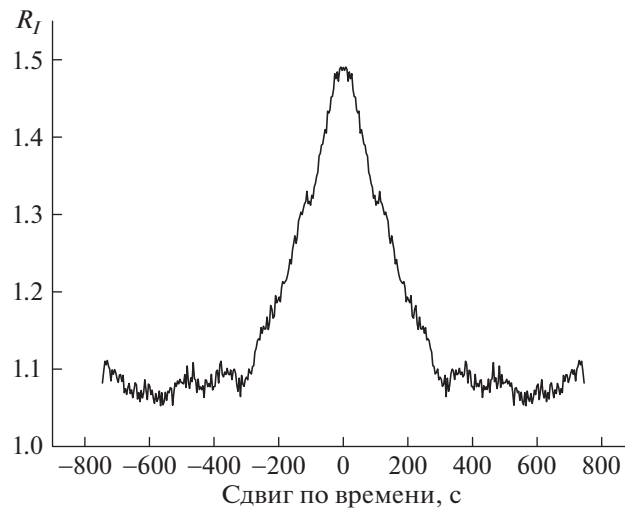


Рис. 4. Зависимость коэффициента кросс-корреляции от временного смещения между парами спектров, разделенными на соответствующий временной интервал в с, для базы Аресибо–Грин–Бэнк.

На рис. 5 приведены временная (вверху) и частотная (внизу) структурные функции в двойном логарифмическом масштабе. Как видно из этого рисунка, при временных и частотных сдвигах меньших характерных масштабов неоднородностей СФ является степенной. Наклоны прямых, вписанных методом наименьших квадратов равны $\gamma = 1.74$ для временной и $\beta = 0.93$ для частотной СФ. Они отличаются примерно в 2 раза, что свидетельствует о том, что в нашем случае мы имеем дифракционную модель мерцаний. Для рефракционной модели наклоны временной и частотной структурных функций должны совпадать [17]. Как было показано выше, показатель степени спектра неоднородностей и показатель наклона временной структурной функции фазы связаны соотношением

$n = \gamma + 2$. Следовательно $n = 3.74$, что соответствует колмогоровскому спектру неоднородностей.

В работе [15] было показано, что даже при единичном измерении на наземном и наземно-космическом интерферометрах можно измерить малое значение угла рассеяния в направлении пульсара если применить нестандартную процедуру вычисления ковариационной функции. Ковариационную функцию для наземно-космической базы мы определяли как модуль от средней величины второго момента $J_1(\vec{b}, f)$ в соответствии с уравнением (4). Соответственно, мы усредняли действительную и мнимую части кросс-корреляционных функций от кросс-спектров по всему сеансу наблюдений и затем вычисляли модуль. На рис. 6 приведена соответствующая функ-

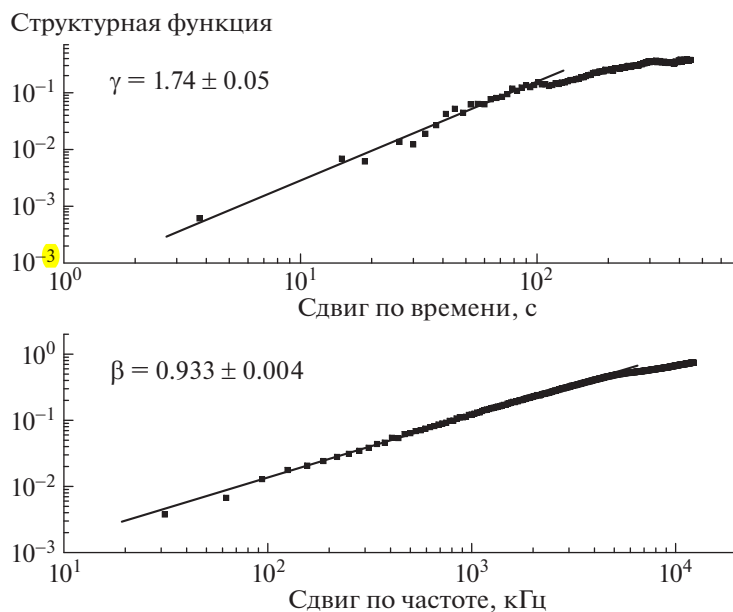


Рис. 5. Временная (вверху) и частотная (внизу) структурные функции, приведенные в двойном логарифмическом масштабе. Прямые вписаны методом наименьших квадратов в данные при сдвигах по времени и частоте, значения которых меньше характерных масштабов мерцаний. Указанные ошибки соответствуют ошибкам вписывания.

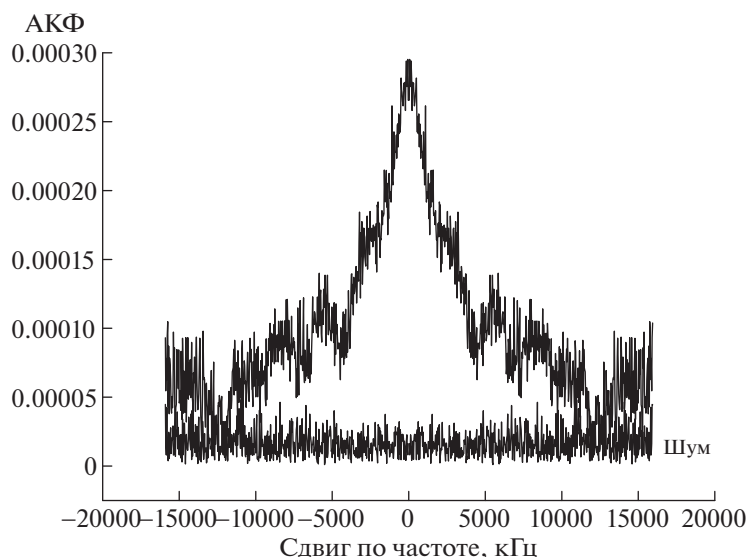


Рис. 6. Частотная ковариационная функция от комплексных кросспектров для наземно-космической базы Аресибо-“Радиоастрон”, посчитанная с использованием уравнения (4). Там же приведена соответствующая функция, посчитанная по шумам.

ция для базы Аресибо-“Радиоастрон”. Используя уравнение (5), из отношения величин $J_1(\vec{b}, f > \Delta f_{\text{dif}})$ и $J_1(\vec{b}, f = 0)$ получаем для космического интерферометра

$$\frac{J_1(\vec{b}, f > \Delta f_{\text{dif}})}{J_1(\vec{b}, \Delta f = 0)} = \quad (15)$$

$$= \frac{|B_u(\vec{b})|^2}{[1 + |B_u(\vec{b})|^2]} = 0.23 \pm 0.05$$

или $|B_u(\vec{b})|^2 = 0.30 \pm 0.06$. Здесь ошибка соответствует среднеквадратичному отклонению амплитуд от среднего значения на хвосте ковариационной функции. Используя соотношения (6) и (9) и полагая $\gamma = 1.74$, получаем масштаб когерентности $\rho = (2.1 \pm 0.2) \times 10^5$ км. Угол рассеяния (ради-

ус диска рассеяния) мы получим из соотношения $\theta_{\text{scat}} = 1/k\rho = (0.028 \pm 0.002)$ мсек на частоте 1668 МГц.

Из сравнения величин ρ и t_{dif} мы можем получить информацию о распределении турбулентной среды по лучу зрения. Если временные флуктуации определяются движением пульсара со скоростью V , то временная структурная функция флуктуаций фазы определяется соотношением

$$D_s(t) = \int_0^Z dz' D\left(\frac{Z-z'}{Z} \vec{V}t\right). \quad (16)$$

Здесь $[(Z-z')/Z]\vec{V}t$ — локальный пространственный масштаб неоднородностей, ответственных за модуляцию фазы. В случае статистически однородного распределения турбулентности масштабы ρ и Vt_{dif} должны быть равны. Угловая скорость пульсара измерена с большой погрешностью [11], поэтому скорость пульсара полученная для заданного расстояния также будет иметь 100% ошибку. Для $Z = 1.6$ кпк скорость пульсара, определенная по значению угловой скорости, может быть от 0 км/с до 310 км/с. Соответственно, масштаб даже для максимальной скорости: $Vt_{\text{dif}} = 49600$ км, т.е. по крайней мере в 4.5 раза меньше масштаба ρ . Это указывает на то, что турбулентная среда распределена неоднородно и эффективный центр тяжести турбулентного слоя расположен значительно ближе к пульсару.

Для оценки положения центра тяжести турбулентного слоя мы примем простейшую модель распределения турбулентной среды в виде фазового экрана, расположенного на расстоянии z_1 от пульсара. Принимая, что пространственная структурная функция флуктуаций фазы на выходе фазового экрана равна $D_{s,s}(b)$, получаем, что пространственная структурная функция флуктуаций фазы в плоскости наблюдателя равна

$$D_s(b) = D_{s,s}[(z_1/Z)b]. \quad (17)$$

Временная структурная функция флуктуаций фазы равна

$$D_s(t) = D_{s,s}[(Z-z_1)/Z]Vt. \quad (18)$$

Используя соотношение из работы [18], получаем для частотного масштаба

$$\Delta f_{\text{dif}} = G(\gamma)c(kb_s)^2/\pi z_{\text{eff}} \quad (19)$$

где c — скорость света, k — волновое число, эффективное расстояние до экрана $z_{\text{eff}} = z_1(Z - z_1)/Z$, масштаб когерентности поля в плоскости экрана $b_s = \rho(z_1/Z)$, G — коэффициент, который для $\gamma = 1.74$ и тонкого фазового экрана равен 0.34. Эти соотношения позволяют определить

отношение z_1/Z по измеренным значениям ρ и Δf_{dif} :

$$\frac{z_1/Z}{1-z_1/Z} = \pi Z \Delta f_{\text{dif}}/[G(\gamma)c(k\rho)^2] \quad (20)$$

При $\Delta f_{\text{dif}} = 3.9$ МГц, $\rho = (2.1 \pm 0.02) \times 10^5$ км и $Z = 1.6$ кпк, получаем $z_1/Z = 0.10 \pm 0.02$. Соответственно, для $Z = 1.6$ кпк расстояние от пульсара до фазового экрана $z_1 = 160$ пк. Приравнивая аргументы $D_s(b)$ и $D_s(t)$ при $t = t_{\text{dif}}$ и $b = \rho$, получаем оценку величины скорости пульсара

$$V = (\rho/t_{\text{dif}})(z_1/Z)/[1-(z_1/Z)] = (130 \pm 30) \text{ км/с} \quad (21)$$

Эта оценка близка к значению скорости ($V = 155$ км/с), полученной из интерферометрических наблюдений при средней скорости собственного движения пульсара $\mu = 21$ мсек/год для расстояния $Z = 1.6$ кпк. Хотя угловая скорость собственного движения пульсара измерена с большой ошибкой, наши измерения дают основание считать, что скорость пульсара близка к 130 км/с.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы провели успешные наблюдения PSR B0525+21 на наземно-космическом интерферометре на частоте 1668 МГц с базой 233000 км. Анализ временной и частотной структурных функций позволил сделать вывод, что мерцания на данной частоте являются сильными и реализуется дифракционная модель мерцаний. Определены характерные временной и частотный масштабы. Показано, что спектр неоднородностей межзвездной плазмы является степенным с показателем спектра $n = 3.74$. Мы измерили угол рассеяния в направлении PSR B0525+21: $\theta_{\text{scat}} = 0.028$ мсек и показали, что рассеяние происходит на слое плазмы, находящемся на расстоянии, близком к пульсару: $0.1Z$, где $Z = 1.6$ кпк — расстояние от наблюдателя до пульсара.

БЛАГОДАРНОСТИ

Проект “Радиоастрон” осуществляется Астрокосмическим центром Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук и Научно-производственным объединением им. С.А. Лавочкина по контракту с Российским космическим агентством совместно с многими научно-техническими организациями в России и других странах. Работа была поддержана программой Президиума Российской академии наук “Взрывные и переходные процессы в Астрофизике”. Мы выражаем благодарность за техническую поддержку штату обсерваторий Аресибо и Грин-Бэнк.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. W. Armstrong, B. J. Rickett, and S. R. Spangler, *Astrophys. J.* **443**, 209 (1995).
2. V. I. Shishov and T. V. Smirnova, *Astronomy Reports* **469**, 731 (2002).
3. T. V. Smirnova, V. I. Shishov, M. V. Popov, C. R. Gwinn, et al., *Astrophys. J.* **786**, 115 (2014).
4. L. Kedziora-Chudczer, D. L. Jauncey, M. H. Wieringa, M. A. Walker, G. D. Nicolson, J. E. Reynolds, and A. K. Tzioumis, *Astrophys. J.* **490**, L9 (1997).
5. J. Dennett-Thorpe and A. G. de Bruyn, *Nature* **415**, 57 (2002).
6. H. E. Bignall, J. P. Macquart, D. L. Jauncey, J. E. J. Lovell, A. K. Tzioumis, and L. Kedziora-Chudczer, *Astrophys. J.* **262**, 1050 (2006).
7. T. V. Smirnova, C. R. Gwinn, and V. I. Shishov, *Astron. and Astrophys.* **453**, 601 (2006).
8. T. V. Smirnova and V. I. Shishov, *Astronomy Reports* **52**, 73 (2008).
9. C. R. Gwinn, M. V. Popov, N. Bartel, A. S. Andrianov, et al., *Astrophys. J.* **822**, 96 (2016).
10. М. В. Попов, А. С. Андрианов, Н. Бартель, К. Гвинн и др., *Астрон. журн.* **93**, 778 (2016).
11. P. A. Harrison, A. G. Line, and B. Anderson, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **261**, 113 (1993).
12. J. M. Cordes and T. J. W. Lazio, препринт *astro-ph/0207156* (2002).
13. Н. С. Кардашев, В. В. Хартов, В. В. Абрамов, В. Ю. Авдеев и др. *Астрон. журн.* **90**, 179 (2013).
14. А. С. Андрианов, И. А. Гирин, В. Е. Жаров, В. И. Костенко, С. Ф. Лихачев, М. В. Шацкая, *Вестник НПО им. С.А. Лавочкина* **3**, 55 (2014).
15. V. I. Shishov, T. V. Smirnova, C. R. Gwinn, A. S. Andrianov, M. V. Popov, A. G. Rudnitskiy, and V. A. Soglasnov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, направлено в печать.
16. А. М. Прохоров, Ф. В. Бункин, К. С. Гочелашвили, and V. I. Shishov, *Proc. IEEE* **63**, 790 (1975).
17. V. I. Shishov, T. V. Smirnova, W. Sieber, V. M. Malofeev, V. A. Potapov, D. Stinebring, M. Kramer, A. Jessner, and R. Wielebinski, *Astron. and Astrophys.* **404**, 557 (2003).
18. T. V. Smirnova, V. I. Shishov, and D. R. Stinebring, *Astronomy Reports* **42**, 766 (1998).