

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАССЕЯНИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В НАПРАВЛЕНИИ ПУЛЬСАРОВ В0809+74, В0919+06 И В1133+16 С ПОМОЩЬЮ НАЗЕМНО-КОСМИЧЕСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА РАДИОАСТРОН

© 2024 г. Е. Н. Фадеев^{1,*}, А. С. Андрианов¹, М. С. Бургин¹, М. В. Попов¹,
А. Г. Рудницкий¹, Т. В. Смирнова², В. А. Согласнов¹

¹Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук,
Астрокосмический центр, Москва, Россия

²Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук,
Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пушкино, Россия

*E-mail: fadееv@asc.rssi.ru

Поступила в редакцию 28.06.2024 г.

После доработки 14.08.2024 г.

Принята в печать 15.08.2024 г.

Выполнен анализ наблюдений трех пульсаров на частоте 327 МГц с наземно-космическим интерферометром Радиоастрон. Измерены основные параметры мерцаний: полоса декорреляции Δf_{dif} и характерное время мерцаний Δt_{dif} . Обнаружены значительные изменения этих параметров со временем. Для пульсара В1133+16 величина полосы декорреляции Δf_{dif} изменялась от 100 кГц до 350 кГц с 2014 по 2018 г., а для пульсара В0919+06 Δf_{dif} — от 36 кГц до 195 кГц примерно за такой же временной промежуток. В направлении на исследуемые пульсары получены оценки значений показателя степени спектра пространственных неоднородностей рассеивающей плазмы n . Характерные частотный и временной масштабы дифракционных мерцаний для В0809+74 сравнимы с полосой приемника и временем наблюдений, поэтому для этого пульсара можно было получить только нижний предел на n . Для пульсара В1133+16 среднее значение $n = 3.40 \pm 0.11$, а для пульсара В0919+06 $n = 3.90 \pm 0.04$. Для этих двух пульсаров также были измерены угловые размеры кружка рассеяния θ_{H} : для пульсара В0919+06 $\theta_{\text{H}} = 26\text{--}28$ mas (миллисекунды дуги, milli arc seconds), а для пульсара В1133+16 $\theta_{\text{H}} = 12.0 \pm 1.6$ mas. Приведены оценки расстояния до рассеивающих экранов. Все измеренные параметры сравниваются с ранее опубликованными данными.

Ключевые слова: межзвездная плазма, радиопульсары, межзвездные мерцания, РСДБ

DOI: 10.31857/S0004629924110059 **EDN:** JLGUER

1. ВВЕДЕНИЕ

Сразу после открытия пульсаров стало понятно, что эти объекты можно использовать для зондирования межзвездной среды, в частности, для исследования мелкомасштабной турбулентности межзвездной плазмы, что никаким другими средствами сделать невозможно. Оказалось, что пульсары — это идеальные точечные источники, поэтому с их помощью можно наблюдать эффекты рассеяния радиоволн на флуктуациях электронной концентрации вплоть до самых малых масштабов. В 1967 г. одновременно с открытием пульсаров были проведены и первые успешные РСДБ наблюдения квазаров, реализована идея радиоинтерферометра со сверхдлинными базами, вплоть до межконтинентальных, с независимой

регистрацией [1]. Сейчас РСДБ является основным методом исследования структуры радиоисточников.

В 2011 г. Российская академия наук и Федеральное космическое агентство создали орбитальную космическую обсерваторию с 10-м радиотелескопом, которая при работе совместно с наземной сетью радиотелескопов образовала наземно-космический интерферометр Радиоастрон. Космический радиотелескоп обращался вокруг Земли по вытянутой эллиптической орбите с расстоянием в апогее 350000 км, что позволило в 25 раз увеличить разрешающую способность наземно-космического интерферометра по сравнению с чисто наземной РСДБ сетью. Этот интерферометр работал в четырех частотных диапазонах: 316–332 МГц, 1636–1692 МГц, 4804–4860 МГц

и 18 372–25 132 МГц. За 7 лет работы было получено много новых и уникальных научных результатов [2, 3].

Диапазон 316–332 МГц предназначался для наблюдений пульсаров. Приоритетной была задача изучения рассеяния радиоволн на неоднородностях межзвездной плазмы на пути распространения радиоизлучения от пульсара до наблюдателя. В программу наблюдений было включено более 20 ярких пульсаров. Проекция базы наземно-космического интерферометра обеспечивали измерения углов рассеяния до долей миллисекунды дуги.

В результате межзвездного рассеяния изображение пульсара перестает быть точкой, вместо нее появляется «диск рассеяния» с характерным угловым размером θ_H . Короткий импульс пульсара приобретает протяженную форму с резким передним фронтом, за которым следует экспоненциальный спад с характерной длительностью по уровню $1/e$ — «временем рассеяния» τ_{sc} . Импульсный характер излучения пульсаров позволяет получать серии «мгновенных» изображений диска рассеяния, своего рода кинофильм вместо смазанной фотографии с длинной экспозицией. В результате анализа особенностей рассеяния с таким высоким угловым и временным разрешением был обнаружен новый эффект — субструктура диска рассеяния [4, 5]. Влияние субструктуры необходимо учитывать при анализе данных интерферометрических наблюдений с предельным угловым разрешением. Было обнаружено анизотропное рассеяние в направлении на пульсар в созвездии Парусов (Vela) [6] и аномальные явления рассеяния в направлении на пульсар B0834+06 [7].

Основным методом изучения межзвездного рассеяния является анализ «динамических спектров», которые показывают эволюцию спектральной плотности потока пульсара со временем. Из анализа структурной функции динамического спектра можно найти показатель степени спектра пространственных неоднородностей рассеивающей плазмы n и определить, соответствует ли он колмогоровскому, гауссовому или какому-либо другому спектру турбулентности [8].

Путем анализа структурных и корреляционных функций рассеянного радиоизлучения пульсаров впервые обнаружены близкие к Солнечной системе слои межзвездной плазмы, которые могут вызывать быструю переменность компактных внегалактических радиоисточников [9, 10, 11]. Путем сопоставления угловых размеров дисков рассеяния пульсаров с характерным временем рассеяния импульсов были определены расстояния до эффективных рассеивающих экранов. Анализ этих измерений указывает на

возможную слоистую структуру межзвездной плазмы в нашей Галактике [4, 12, 13, 14].

В данной работе мы продолжим традиционный анализ особенностей рассеяния радиоизлучения в направлении пульсаров B0809+74, B0919+06 и B1133+16 с помощью наземно-космического интерферометра Радиоастрон. Последние два объекта исследовались нами ранее в нескольких работах [15, 16]. Здесь мы представили, с учетом всего сказанного, новые полученные результаты. Пульсар B0809+74 нами ранее не исследовался.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

Список наблюдательных сеансов и их характеристики приведены в табл. 1. В каждом сеансе наблюдений кроме указанных наземных телескопов принимал участие космический телескоп (КРТ), данные с которого передавались в реальном времени на станцию слежения в Пушино или Грин-Бэнк. В роли наземного плеча интерферометра выступали телескоп Аресибо (AR), радиотелескоп им. Роберта С. Берда — Грин-Бэнк (GB), калязинская радиоастрономическая обсерватория (KL), радиотелескоп Сардинии (SR), система апертурного синтеза в Вестерборке (WB). После 2015 г. для интерферометрии WB использовал только одну 25-метровую антенну.

Каждый сеанс наблюдений состоит из отдельных сканов продолжительностью от 10 до 20 минут, разделенных технологическими интервалами в 30 секунд, когда наблюдения не производились. Типичная продолжительность сеансов T_{obs} составляла от одного до двух часов и ограничивалась тепловыми условиями на борту космического аппарата. Все сеансы проводились на частоте 324 МГц в полосе $B = 16$ МГц. Число спектральных каналов N_{ch} выбиралось при корреляции. Запись сигнала проводилась в правой и левой круговых поляризациях, за исключением наблюдения пульсара B0809+74 24.11.2013, когда запись была выполнена только в одной поляризации. Корреляционная обработка данных проводилась на корреляторе АКЦ с использованием некогерентной дедисперсии и режима гейтинга, в котором корреляция сигнала происходит только в окне импульса. Это окно выбиралось по уровню 10% от максимальной интенсивности сигнала в среднем профиле. Дополнительно проводилась корреляция с идентичными настройками в двух окнах такой же ширины, отстоящих от окна импульса на 120° по долготе. Время накопления выбиралось равным периоду пульсара P , что позволяло получать спектр в каждом периоде. Результат работы

Таблица 1. Список наблюдательных сеансов

Пульсар	Дата наблюдения	T_{obs} , мин	N_{ch}	P , с	Проекция базы, $D_{\odot}$	Наземные телескопы
B0809+74	17.12.2012	40	4096	1.292241	21.6	GB
	24.11.2013	120	2048	1.292241	25.2	KL, WB
B0919+06	14.04.2015	125	2048	0.430627	0.186	AR, GB
	11.01.2018	120	2048	0.430627	10.3	AR
	10.05.2018	90	2048	0.430627	11.0	AR, WB
	16.11.2018	120	2048	0.430627	15.5	AR, SR, WB
	15.12.2018	120	2048	0.430627	16.1	AR, GB, WB
	04.02.2014	58	8192	1.187913	13.9	KL
B1133+16	03.02.2018	120	65536	1.187913	20.6	AR
	28.03.2018	120	2048	1.187913	21.8	AR
	17.12.2018	120	2048	1.187913	22.0	AR, GB, WB

Примечание. T_{obs} — продолжительность наблюдательного сеанса, N_{ch} — число спектральных каналов, P — период пульсара. Проекция базы — среднее значение проекции наземно-космической базы на UV -плоскость, выраженная в диаметрах Земли $D_{\oplus}$. Для сеансов с несколькими наземными телескопами использован самый чувствительный телескоп. В наблюдении 14.04.2015 (B0919+06) указана проекция наземной базы, поскольку интерферометрического отклика на обеих наземно-космических базах нет.

коррелятора в виде набора авто- и кросс-спектров записывался в файл формата IDIFITS.

Динамическим спектром будем называть дискретную последовательность спектров $I^{ab}(f_i, t_j)$ — комплексную функцию частоты f и времени t , где $i \in [0; N_{\text{ch}} - 1]$ — номер спектрального канала, а $j \in [0; N_{\text{p}} - 1]$ — номер импульса, N_{p} — число импульсов. Символами "a" и "b" обозначена интерферометрическая база. Часто мы используем модуль этой величины: $F^{ab}(f_i, t_j) = |I^{ab}(f_i, t_j)|$. Для коррекции формы полосы пропускания приемника, вариаций усиления (автоматическая регулировка усиления во всех экспериментах была выключена) и помех проводилась нормировка динамического спектра с помощью соотношения

$$F_{\text{norm}}^{ab}(f_i, t_j) = \frac{F_{\text{ON}}^{ab}(f_i, t_j) - F_{\text{OFF}}^{ab}(f_i, t_j)}{F_{\text{OFF}}^{ab}(f_i, t_j)}. \quad (1)$$

Здесь $F_{\text{OFF}}^{ab}(f_i, t_j)$ — среднее значение динамических спектров, полученных в окнах вне импульса. Оставшиеся значительные помехи заменены случайными значениями со средним значением и дисперсией, определенными в соседних областях спектра.

Как правило, в динамическом спектре видны области с повышенным уровнем сигнала, которые мы далее будем называть сцинтиллами. Сцинтиллы являются видимым проявлением мерцаний пульсаров и возникают благодаря когерентному сложению радиоизлучения, пришедшего из разных частей диска рассеяния. Характерный размер сцинтилл по частоте связан с размером диска рассеяния, а их длительность отражает скорость движения дифракционной картины относительно наблюдателя. Для определения характеристик мерцания мы вычисляли двумерную корреляционную функцию

$$DCCF(\Delta f_k, \Delta t_m) = \frac{\sum_{i=0}^{N_{\text{ch}}-1} \sum_{j=0}^{N_{\text{p}}-1} F_{ij} F_{i+k, j+m}}{(N_{\text{ch}} - k)(N_{\text{p}} - m)}, \quad (2)$$

где $k \in [-N_{\text{ch}}/2 + 1; N_{\text{ch}}/2 - 1]$, $m \in [-N_{\text{p}}/2 + 1; N_{\text{p}}/2 - 1]$. Тогда полосой декорреляции Δf_{dif} называется полуширина сечения двумерной корреляционной функции при нулевом временном сдвиге $DCCF(\Delta f_k, 0)$ на половине максимума, а временем мерцаний Δt_{dif} — полуширина на уровне $1/e$ сечения $DCCF(0, \Delta t_m)$. Для более точного определения искомым величин мы аппроксимировали сечения функциями вида

$$f(x) = A \exp(-(|x|/k)^m) + C. \quad (3)$$

При этом, для хорошей аппроксимации $DCCF(\Delta f_k, 0)$ обычно требуется ввести дополнительные компоненты, симметрично сдвинутые относительно главного. В таком случае за полосу декорреляции мы принимали только полуширину центрального компонента.

Наклон временной структурной функции α_t связан с показателем степени спектра пространственных неоднородностей рассеивающей плазмы n как $n = \alpha_t + 2$ при $\Delta f \ll \Delta f_{\text{dif}}$ [17]. Временная структурная функция может быть получена из динамического спектра как

$$D_s(\Delta t) = 2(DCCF(0, 0) - DCCF(0, \Delta t_m)). \quad (4)$$

Однако значение $DCCF(0, 0)$ на практике определяется с большой погрешностью, что влечет за собой ненадежное определение α_t . Удобнее работать непосредственно с динамическим спектром. При малых Δf аппроксимирующая функция представима в виде $f(x) \approx A[1 - (|x|/k)^m] + B$, откуда $D_s = (|x|/k)^m$, т. е. $\alpha_t = m$. Здесь все точки функции $DCCF(0, \Delta t_m)$ вносят равный вклад в аппроксимацию и можно $DCCF(0, 0)$ исключить из рассмотрения. Для определения α_t мы проводили аппроксимацию функцией (3) сечения $DCCF(0, \Delta t_m)$ на интервале $|\Delta t_m| < 0.5 \Delta t_{\text{dif}}$.

Амплитуда функции видности на базе, образованной телескопами "а" и "b", зависит от величины проекции базы интерферометра как [18]:

$$B_{\text{ab}}(b) = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\pi}{\sqrt{2\ln 2}} \frac{\theta_H b}{\lambda}\right)^{n-2}\right], \quad (5)$$

где b — проекция базы, λ — длина волны наблюдения, θ_H — полная ширина диска рассеянного изображения пульсара на половине максимума. Для определения B_{ab} мы воспользовались методом, изложенным в работе [10]. В ней показано, что в случае режима сильных мерцаний ковариационная функция комплексного динамического спектра $J^{\text{ab}}(\Delta f) = \langle I^{\text{ab}}(f, \mathbf{b}) \bar{I}^{\text{ab}*}(f + \Delta f, \mathbf{b}) \rangle$ представима в виде двух слагаемых: частотной корреляционной функции флуктуации потока $B(\Delta f)$, зависящей только от частотного сдвига Δf , и функции пространственной когерентности поля $B(\mathbf{b})$, зависящей только от проекции базы:

$$J^{\text{ab}}(\mathbf{b}, \Delta f) = |B(\Delta f)|^2 + |B(\mathbf{b})|^2. \quad (6)$$

Тогда, сравнивая значения функции J^{ab} при $\Delta f = 0$ и при $\Delta f \gg \Delta f_{\text{dif}}$ можно получить значение $B(\mathbf{b})$:

$$|B(\mathbf{b})| = \left(\frac{J^{\text{ab}}(\mathbf{b}, \Delta f \gg \Delta f_{\text{dif}})}{J^{\text{ab}}(\mathbf{b}, 0) - J^{\text{ab}}(\mathbf{b}, \Delta f \gg \Delta f_{\text{dif}})} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Диаметр кружка рассеяния связан с пространственным размером дифракционных пятен в плоскости наблюдателя выражением

$$\rho_{\text{dif}} = \frac{\sqrt{2\ln 2}}{\pi\theta_H} \lambda. \quad (8)$$

При равномерном распределении рассеивающего вещества на луче зрения диаметр кружка рассеяния связан со временем рассеяния $\tau_{\text{sc}} = (2\pi\Delta f_{\text{dif}})^{-1}$ как $\theta_{\text{H,u}} = (16\ln 2 c \tau_{\text{sc}} / D)^{1/2}$, где D — расстояние до пульсара, а c — скорость света [19]. Если все рассеивающее вещество располагается в тонком слое на расстоянии d от наблюдателя, то это расстояние можно определить из соотношения между измеренным кружком рассеяния θ_H и теоретическим значением для равномерно распределенной рассеивающей среды:

$$\frac{d}{D} = \left(1 + \frac{2\theta_H^2}{\theta_{\text{H,u}}^2} \right)^{-1}. \quad (9)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Пульсар B0809+74

Это сравнительно близкий пульсар, расположенный на расстоянии 433 пк, с малой мерой дисперсии [20] и, как следствие, с широкой полосой декорреляции и большим временем мерцаний на нашей частоте. Пульсар наблюдался в двух сеансах: 17.12.2012 в течение 40 минут и 24.11.2013 в течение 2 часов. В обоих случаях проекция наземно-космической базы была близка к максимально возможной: 21.6 и 25.2 диаметров Земли соответственно (см. табл. 1).

В сеансе 17.12.2012 участвовал только один наземный телескоп — Грин-Бэнк. Исходный динамический спектр этого сеанса был получен в 4096-ти каналах. Такое частотное разрешение оказалось избыточным, поэтому для повышения отношения сигнал/шум мы усреднили его по четырем спект-

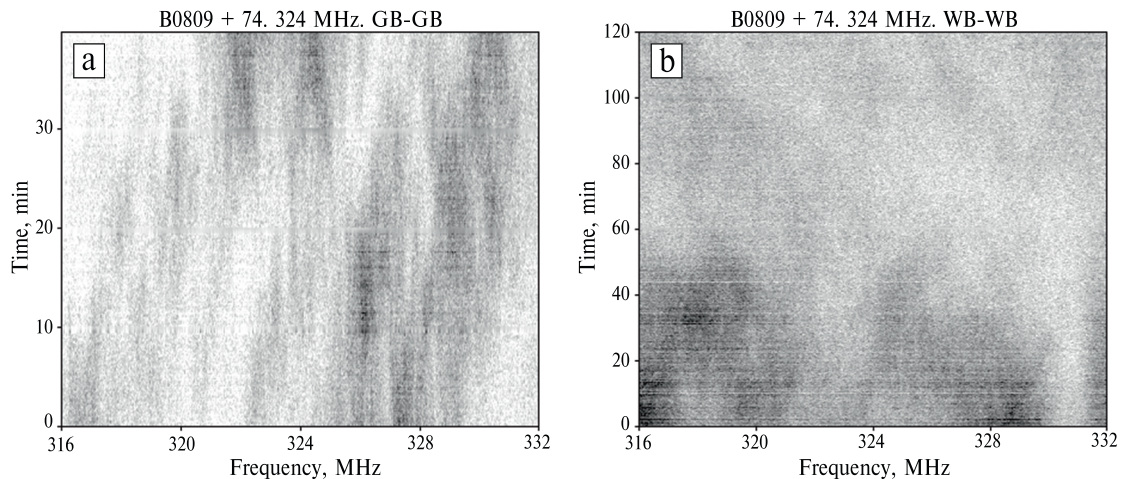


Рис. 1. Динамические спектры пульсара B0809+74, полученные в экспериментах 17.12.2012 (a) и 24.11.2013 (b). Более темные участки соответствуют большей интенсивности.

ральным каналам и по двум периодам. В результате разрешение по частоте составило 15.625 кГц, а по времени 2.58 с. Динамический спектр показан на рис. 1a.

Хотя для столь близкого пульсара толща рассеивающего материала мала, тем не менее наблюдается режим дифракционных мерцаний: в динамическом спектре, в пределах полосы частот шириной 16 МГц, четко выделяются отдельные сцинтилы, что характерно для сильного рассеяния. Из рис. 1a видно: время жизни сцинтил порядка 20–30 минут, что лишь немного меньше длительности сеанса, поэтому часть сцинтил оказались обрезанными. При внимательном рассмотрении можно заметить, что боль-

шинство из них имеет некую структуру: они как бы склеены из двух сцинтил меньшего размера.

Параметры мерцаний для этого пульсара, полоса декорреляции Δf_{dif} и время мерцаний Δt_{dif} , определялись согласно формуле (2), с использованием аппроксимирующей функции (3) (рис. 2, две левые панели). Сечение автокорреляционной функции по частоте хорошо описывается трехкомпонентной функцией. Появление кроме центральной симметричных боковых компонентов отражает сложную структуру сцинтил. Полоса декорреляции, определенная по центральному компоненту, равна 940 ± 13 кГц, наклон частотной структурной функции составляет 0.94 ± 0.04 .

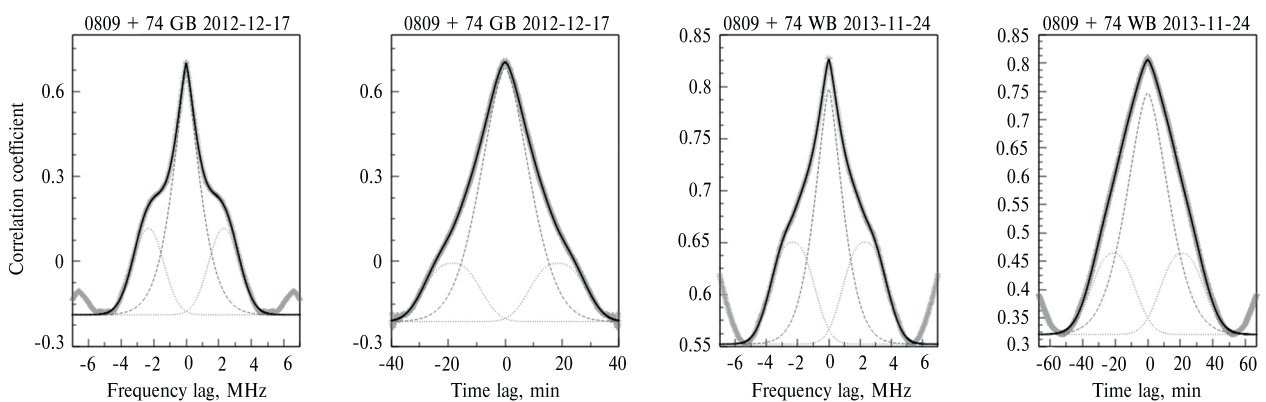


Рис. 2. Сечения двумерных автокорреляционных функций динамических спектров пульсара B0809+74 по частоте и по времени, полученные в экспериментах 17.12.2012 (слева) и 24.11.2013 (справа). Серая широкая сплошная линия показывает наблюдательные данные, черная сплошная линия — результат аппроксимации. Тонкими линиями показаны компоненты аппроксимирующей функции. Полоса декорреляции и время мерцаний определялись только по центральному (штриховая линия) компоненту.

Формально сечение по времени можно также аппроксимировать трехкомпонентной функцией, это дает время мерцаний 736 ± 3 с, но из-за обрезания существенной доли сцинтил, возникающего из-за короткого времени наблюдений, это значение может рассматриваться только как нижний предел.

Показатель степени спектра пространственных неоднородностей n , определяемый с помощью временной структурной функции, получился равным 3.51. В работе [15] показано, что при времени наблюдения меньшем нескольких десятков Δt_{dif} может происходить недооценка величины n , что, по всей видимости, наблюдается в нашем случае. Следовательно, полученное нами значение также можно рассматривать только как нижний предел.

Год спустя, 24.11.2013, вид динамического спектра радикально изменился. Исходный динамический спектр, полученный на телескопе в Вестерборке в 2048-ми каналах, был усреднен по двум спектральным каналам и по трем периодам, так что в итоге разрешение по частоте составило 15.625 кГц, а по времени 3.87 с. Результат показан на рис. 16. В нижней части динамического спектра в первые 50 минут видно несколько крупных сцинтил, показывающие такую же сложную, как и в предыдущем сеансе, структуру. При этом даже нельзя с уверенностью сделать вывод о характерном размере этих сцинтил. Возможно, что мы видим несколько сцинтил с такими же характерными размерами, как и в предыдущем сеансе, причем большая часть сцинтил обрезана нижней границей динамического спектра. Однако, не стоит исключать возможность того, что они являются составными частями двух сцинтил большего размера, заполнивших почти всю полосу приема, части которых мы смогли увидеть в начале наблюдательного сеанса. Из анализа сечений автокорреляционной функции этого динамического спектра (рис. 2, две правые панели) мы получили значения $\Delta f_{\text{dif}} = 1000 \pm 100$ кГц, $\Delta t_{\text{dif}} = 1120 \pm 110$ с и $n > 2.98$, которые находятся в хорошем согласии с результатами предыдущего наблюдения. Но если в действительности мы наблюдали «большие сцинтилы», то эти значения не годятся даже для грубых оценок.

Остальное пространство, 1 час 10 минут, кажется пустым, но на самом деле его заполняет некая диффузная структура низкой яркости и контрастности. Нам кажется наиболее вероятным объяснением, что здесь мы наблюдаем смену режима мерцаний, от сильных дифракционных к слабым рефракционным. Их разделяет режим френелевской фокусировки, когда полоса декорреляции равна частоте наблюдения.

Комплексные динамические спектры на наземных (Калязин-Вестерборк) и наземно-космических базах, которые превышали 20 диаметров Земли, не показали мерцательной структуры. Ковариационные функции J^{ab} неотличимы для спектров, полученных в и вне окна импульса, а следовательно, оценить величину функции пространственной когерентности поля по формуле (7) не представляется возможным.

3.2. Пульсар B0919+06

Наблюдения этого пульсара проводились пять раз с 2015 по 2018 гг. (табл. 1). Динамические спектры всех пяти сеансов наблюдения показаны на рис. 3 (a–f). Они демонстрируют сильную изменчивость между отдельными сеансами, что приводит к различным значениям параметров мерцаний. Так, полоса декорреляции в течение 2018 г. изменяется более чем в 5 раз, но значение, полученное в эксперименте тремя годами ранее, хорошо согласуется с более поздними в пределах диапазона переменности. При этом время мерцаний показывает существенно меньшую изменчивость. В сеансах 11 января и 10 мая 2018 г., показавших максимальное различие в полосе декорреляции, величина времени мерцаний совпадает в пределах ошибок. Показатель степени спектра неоднородности плазмы n во всех случаях близок к 4, что указывает на гауссово, а не колмогоровское распределение неоднородностей. Измеренные параметры мерцаний сведены в табл. 2.

В эксперименте 14.04.2015 картина мерцаний ясно видна в динамических спектрах, полученных обеими наземными антеннами. Наблюдения в Грин-Бэнк начались на 60 минут позже, чем в Аресибо, поэтому время совместных наблюдений составило только 1 час (см. рис. 4). Мы разбили наблюдательный сеанс на два сегмента по 30 минут и для каждого вычислили взаимную корреляционную функцию динамических спектров. В обоих сегментах было обнаружено, что картина мерцаний в Грин-Бэнк опережает таковую в Аресибо в среднем чуть более чем на 2 с. Пример сечения корреляционной функции по времени показан на рис. 5a, а во врезке на рис. 5b показана область максимума корреляционной функции.

Величина запаздывания изменяется в течение суток из-за изменения ориентации проекции базы интерферометра на вектор скорости картины мерцания V_{ISS} в плоскости наблюдателя. На рис. 5c показана предполагаемая зависимость суточной вариации запаздывания дифракционной картины от времени суток. Мы оценили скорость $V_{\text{ISS}} = 970 \pm 30$ км/с. При аппроксимации мы варь-

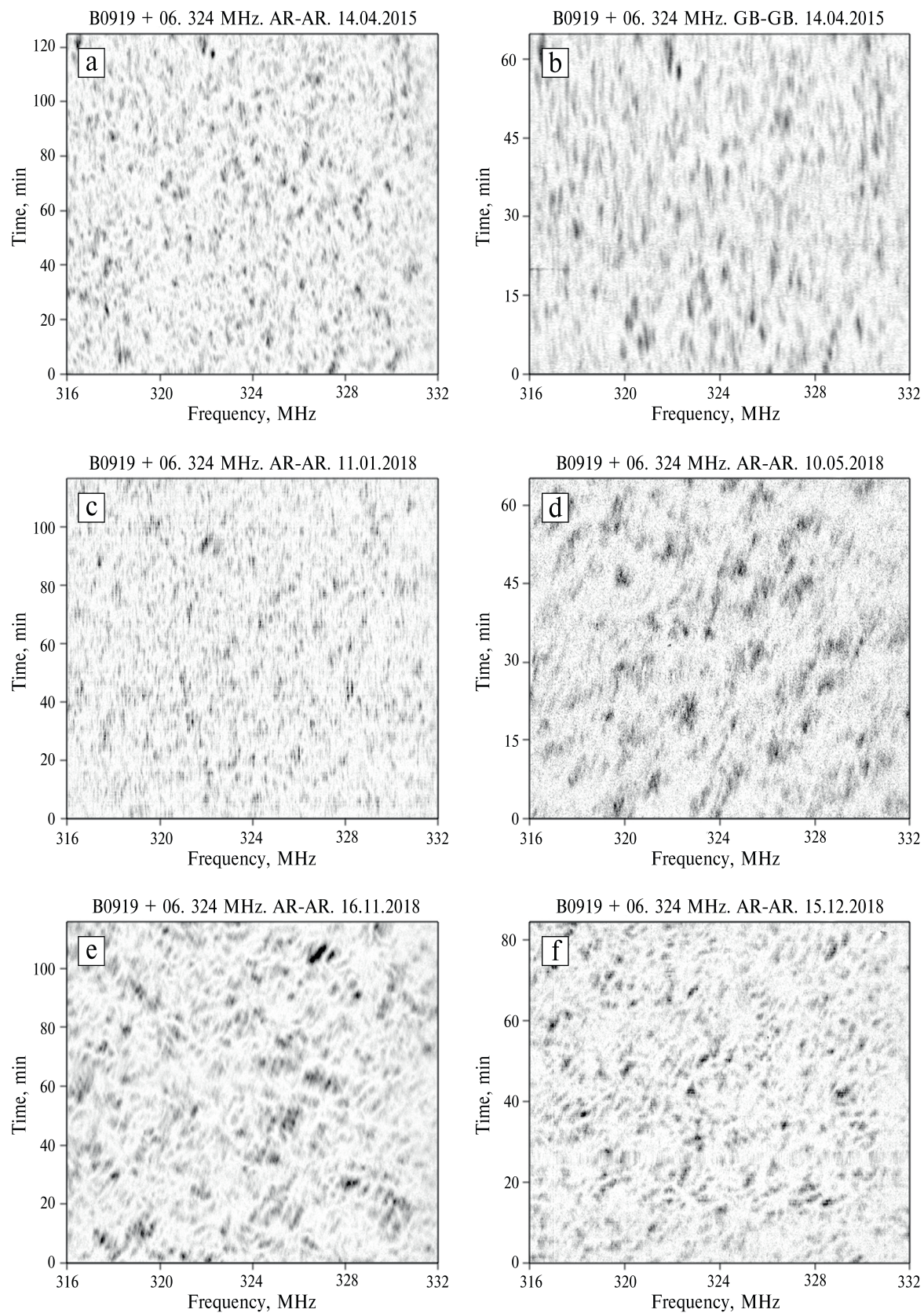


Рис. 3. Динамические спектры пульсара B0919+06.

Таблица 2. Параметры мерцаний

Пульсар	Дата	Δf_{dif} , кГц	Δt_{dif} , с	n	ρ_{dif} , $\times 10^3$ км	θ_{H} , mas	d/D		
							(a)	(b)	(c)
V0809+74	17.12.2012	940(13)	736(3)	>3.51					
V0809+74	24.11.2013	1000(100)	1120(11)	>2.98					
V0919+06	14.04.2015	80.3(4)	118.5(17)	3.98(5)	>0.9	<80	0.66(5)	>0.015	>0.0006
V0919+06	11.01.2018	36.2(6)	115(2)	3.95(6)	<70	>1		<0.55	<0.9
V0919+06	10.05.2018	195(13)	116(3)	3.80(5)	2.6(2)	28(2)		0.041(11)	0.0020(7)
V0919+06	16.11.2018	131(8)	106.37(3)	4.18(16)					
V0919+06	15.12.2018	133(1)	76(2)	3.895(3)	2.8(2)	26(2)		0.066(17)	0.0033(11)
V1133+16	04.02.2014	348(2)	100(16)	3.4(2)					
V1133+16	03.02.2018	100.2(3)	39.1(5)	3.48(13)	<86	>0.8		<0.8	<0.9
V1133+16	28.03.2018	140.6(6)	47.1(3)	3.72(2)					
V1133+16	17.12.2018	145(10)	117(6)	3.27(10)	6.0(8)	12.0(16)		0.072(13)	0.045(15)

Примечание. В скобках указаны погрешности в единицах последних приведенных знаков измеренных величин. Значение d/D (a) получено в результате вычисления времени запаздывания мерцательной картины между станциями. Значение d/D (b) получено из времени прохождения сцинтилем точки наблюдения. Значение d/D (c) получено по формуле (9).

ировали только V_{ISS} , предполагая, что ее направление совпадает с направлением тангенциальной скорости пульсара. Расстояние до пульсара $D = 1210 \pm 190$ пк [21], а его собственное движение $\mu_p = 88.4 \pm 0.9$ mas/год [22]. Отсюда тангенциальная скорость пульсара равна $V_p = 510 \pm 90$ км/с, что сильно превосходит как орбитальную скорость Земли, так и, вероятно, скорость рассеивающего экрана. Тогда относительное расстояние до экрана

$$\frac{d}{D} = \frac{V_{\text{ISS}}}{V_p + V_{\text{ISS}}} = 0.66 \pm 0.05, \quad (10)$$

что соответствует расстоянию $d = 800 \pm 200$ пк от наблюдателя.

Прейдем к определению размеров кружка рассеяния. В эксперименте 14.04.2015 амплитуда функции видности, вычисленная по формуле (7), получилась близка к единице, т. е. кружок рассеяния не был разрешен на базе 2 416 км Грин-Бэнк-Аресибо, из чего следует, что его размер не превосходил 80 mas. В эксперименте 11.01.2018, наоборот, кружок рассеяния оказался полностью разрешен на наземно-космической базе 131 000 км, т. е. его размер составлял не менее 1–2 mas. В эксперименте 10.05.2018 на межконтинентальной базе Аресибо-Вестерборк удалось измерить амплитуду функции

видности и определить размер кружка рассеяния как 28.2 mas. На наземно-космических базах 16.11.2018 и 15.12.2018 кружок рассеяния вновь оказался полностью разрешен.

Наиболее плодотворным оказался эксперимент 15.12.2018, когда удалось измерить $B(\mathbf{b})$ на нескольких базах. На левой панели рис. 6 приведен пример ковариационной функции комплексного динамического спектра, полученного на базе Грин-Бэнк-Аресибо в левой круговой поляризации. Кружками показаны значения ковариационной функции для динамических спектров вне импульса, а квадратами — в импульсе. Для построения графика мы усреднили ковариационные функции по 9 точек, но для аппроксимации использовали данные без усреднения. Значение при нулевом сдвиге для аппроксимации обеих функций мы не использовали. Непрерывной линией показана аппроксимация ковариационной функции в окне импульса, а пунктирной — вне окна. Значение J вне окна импульса является константой и использовалось нами как нулевой уровень при определении $J^{\text{ab}}(0)$ и $J^{\text{ab}}(\Delta f \gg \Delta f_{\text{dif}})$. На правой панели рис. 6 показана зависимость амплитуды функции видности от величины проекции интерферометрической базы. Значение $B(\mathbf{b})$ удалось определить для баз Аресибо-Вестерборк и Грин-

Бэнк-Аресибо в обеих поляризациях. Линией показана зависимость $B_{\text{u}}(b)$, полученная в результате аппроксимации экспериментальных значений теоретическим выражением (5). Кривая соответствует диаметру кружка рассеяния $\theta_{\text{H}} = 26 \pm 2 \text{ mas}$. Здесь в качестве погрешности используется формальная ошибка аппроксимации. Это значение близко к полученному 10.05.2018, то есть полугодом ранее.

Позиционные углы баз GB-AR и AR-WB различаются почти на 75° . Выше мы неявно предположили, что пятно рассеяния пульсара симметричное (кружок), несмотря на то, что в ряде случаев это совсем не так [23, 6, 7]. Тем не менее значения θ_{H} , вычисленные для каждого отдельного значения $B(\mathbf{b})$, варьируются в небольшом диапазоне от 20 до 30 mas, что свидетельствует в пользу того, что предположе-

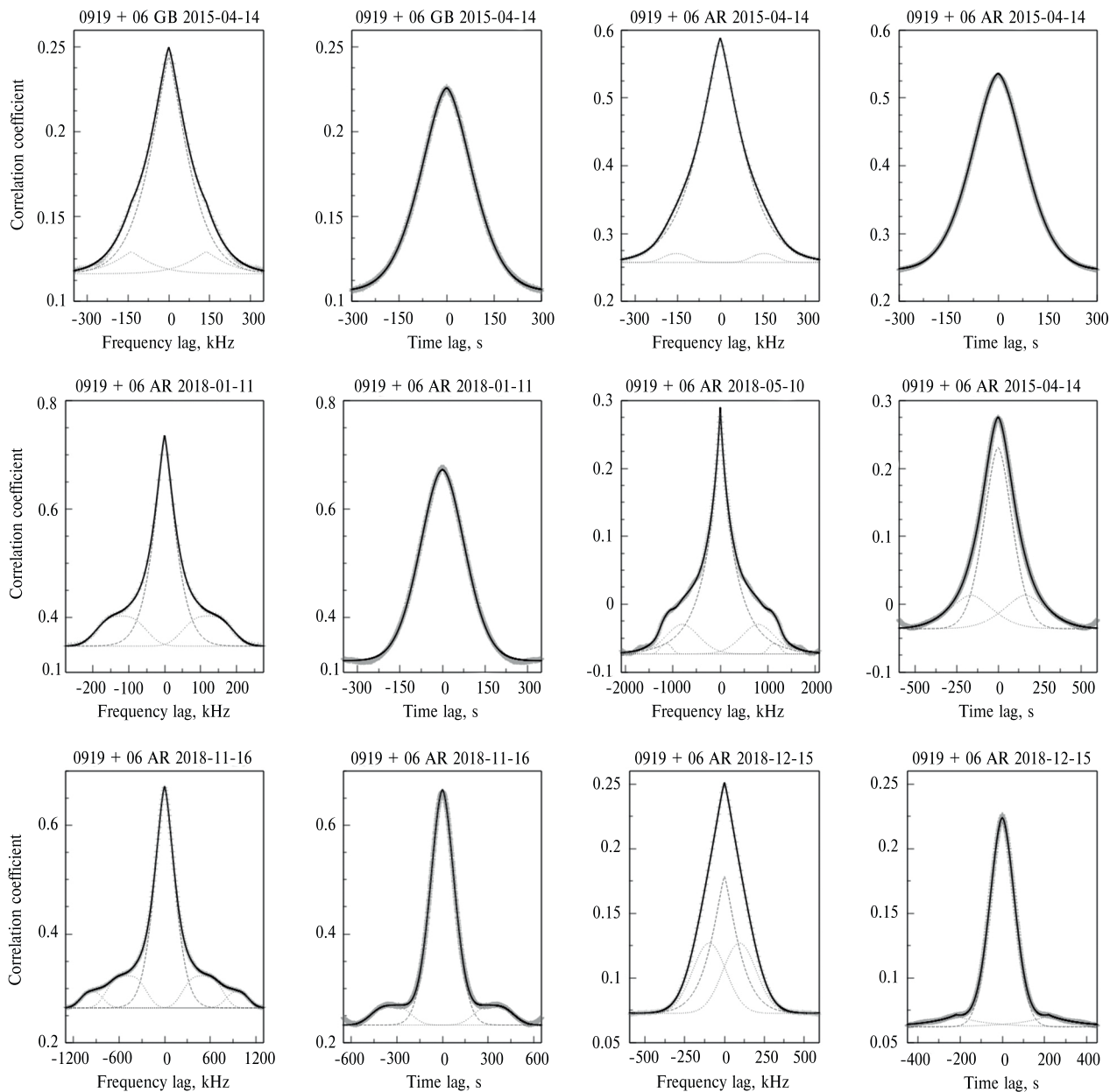


Рис. 4. Сечения двумерных автокорреляционных функций динамических спектров пульсара B0919+06 при $\Delta t_m = 0$ (нечетные столбцы) и при $\Delta f_n = 0$ (четные столбцы). Тонкими штриховыми и пунктирными линиями показаны компоненты аппроксимирующей функции, если их больше одного. Полоса декорреляции и время мерцаний определялись только по центральному (штриховая линия) компоненту.

ние о симметричности пятна рассеяния недалеко от истины.

Пространственный размер дифракционных пятен в плоскости наблюдателя ρ_{dif} , вычисленный по формуле (8), для обоих определенных значений θ_H составляет 2600–2800 км. Дифракционные пятна проходят через антенну за время Δt_{dif} , откуда получаем скорость движения дифракционной картины $V_{\text{ISS}} = \rho_{\text{dif}} / \Delta t_{\text{dif}}$. Она составляет 22 ± 2 км/с 10.05.2018 и 36 ± 4 км/с 15.12.2018, что более чем на

порядок меньше, чем мы получили ранее для сеанса 14.04.2015. Отсюда, используя (10), получаем расстояния до экрана $d/D = 0.041 \pm 0.011$ и 0.066 ± 0.017 для наблюдений 10.05.2018 и 15.12.2018 соответственно.

Такое расхождение в оценках V_{ISS} и, следовательно, в расстояниях до рассеивающих экранов, в наблюдении 2015 г. с одной стороны и наблюдениях 2018 г. с другой слишком велико, чтобы упустить его из вида. Первое, на что следует обратить внимание,

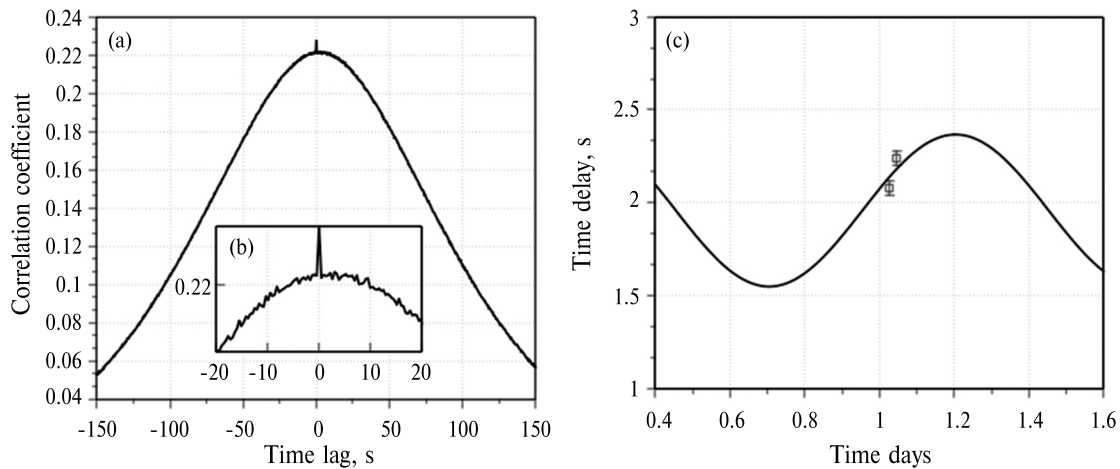


Рис. 5. Пульсар B0919+06, эксперимент 14.04.2015. (а) Сечение по времени взаимной корреляционной функции динамических спектров Аресибо и Грин-Бэнк. (б) Увеличенная часть ковариационной функции вблизи максимума. Узкий пик в нуле связан с тем, что мощность пульсара изменяется от импульса к импульсу, и не зависит от мерцаний, тогда как широкая часть, сдвинутая вправо, соответствует корреляции сцинтиллей. (с) Модельная зависимость времени запаздывания между антеннами Грин-Бэнк и Аресибо.

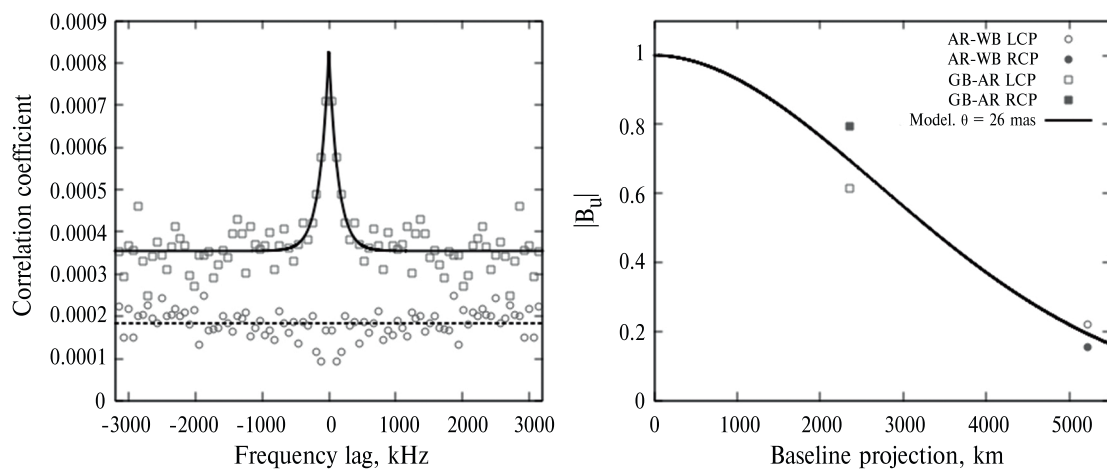


Рис. 6. Слева — ковариационные функции динамического спектра пульсара B0919+06 (15.12.2018) на базе Грин-Бэнк-Аресибо в окне импульса (квадратики и сплошная линия) и вне импульса (кружки и пунктирная линия). Справа — зависимость амплитуды функции видности от величины проекции базы. Кружками показаны значения, полученные на базе Аресибо-Вестерборк, квадратиками — Грин-Бэнк-Аресибо. Закрашенные фигуры — правая, незакрашенные — левая круговые поляризации. Линия — аппроксимация значений формулой (5).

V_{ISS} в двух последних экспериментах сравнима с орбитальной скоростью Земли. Если не пренебрегать движением экрана V_S и наблюдателя V_O , то скорость картины мерцаний можно записать в векторном виде

$$V_{ISS} = -\frac{d}{D-d} V_P + \frac{D}{D-d} V_S - V_O. \quad (11)$$

Здесь, как и ранее, мы рассматриваем только проекции соответствующих скоростей на UV -плоскость. Сначала предположим, что $V_S = 0$ и рассмотрим влияние скорости наблюдателя. В рассматриваемых экспериментах V_O была равна 4.3 и 16 км/с, а ее направление составляло с направлением скорости пульсара углы 179.5° и 82.6° соответственно. В силу того, что $V_P \gg V_O$, учет V_O почти не влияет на оценку расстояния до экрана, но может заметно изменить позиционный угол V_{ISS} . Если 10.05.2018 V_{ISS} оставалась направленной почти точно противоположно V_P , то 15.12.2018 отклонение составило 26° .

Если предположить, что в эксперименте 14.04.2014 мерцания пульсара происходили на том же экране, что и во время более поздних наблюдений, то с учетом движения наблюдателя угол между направлением проекции базы и V_{ISS} составит около 68° , что слишком мало, чтобы согласовать наблюдаемую задержку картины мерцаний между антеннами с V_{ISS} , которая при наших предположениях должна быть около 27 км/с. Конечно, возможно, что в разные моменты времени в рассеянии доминируют области межзвездной среды, находящиеся на различных расстояниях [24], но более вероятной причиной несогласованности полученных значений видится пренебрежение движением среды. Действительно, при близком расположении экрана к наблюдателю коэффициент перед V_S в формуле (11) порядка единицы и скорости экрана в несколько десятков километров в секунду достаточно для того, чтобы заметно изменить направление V_{ISS} .

Искомое расстояние до рассеивающего экрана можно определить без использования информации о скорости движения мерцательной картины. Формула (9) требует только знания Δf_{dif} и θ_H , которые были одновременно измерены в тех же экспериментах 10.05.2018 и 15.12.2018. Подставив значения, мы получаем даже более близкое положение экрана: $d/D = 0.0020 \pm 0.0007$ и 0.0033 ± 0.0011 соответственно.

3.3. Пульсар B1133+16

Пульсар B1133+16 демонстрирует спорадическое пропадание импульсов, которое обычно называют нуллингами, причем их доля в спектре составляет

около 15%. Для того чтобы исключить влияние нуллингов на результаты корреляции, мы несколько модернизировали процедуру обработки исходных динамических спектров. Известно, что распределение импульсов пульсаров по мощности хорошо описывается логнормальным распределением. Построив распределение импульсов по мощности, мы выделили самые слабые импульсы, которые оказались в избытке по сравнению с логнормальным распределением. После этого мы усреднили динамические спектры по три импульса, причем нуллинги в усреднении не участвовали. Если вся тройка импульсов состояла из нуллингов, то итоговое значение получалось путем усреднения значений соседних троек импульсов. Таким образом разрешение по времени ухудшилось до 3.65 с. Итоговые динамические спектры показаны на рис. 7.

Для эксперимента 03.02.2018 использование 65 536 частотных каналов оказалось избыточно. Поэтому, после обработки медианным фильтром для устранения импульсных помех данные были усреднены по 16 частотных каналов. Частотное разрешение составило 3.9 кГц.

Поскольку время мерцаний оказалось сравнимо с промежутком времени между отдельными сканами (30 с), для его определения мы использовали только отдельные сканы, а результаты, полученные в отдельных сканах, усредняли. Примеры сечений двумерных автокорреляционных функций динамических спектров пульсара приведены на рис. 8. Расстояние до B1133+16 составляет 372 ± 3 пк [24]. Несмотря на то, что пульсар располагается даже ближе, чем B0809+74, и обладает меньшей мерой дисперсии, значения его параметров мерцаний ближе к значениям более далекого пульсара B0919+06. Сами полученные значения, как и у других пульсаров, меняются со временем в 2–3 раза.

В эксперименте 17.12.2018 интерференционный сигнал найден как на наземных, так и на наземно-космических базах. На рис. 9 показана зависимость амплитуды функции видности от проекции базы интерферометра. Аппроксимация полученных значений только на наземных базах формулой (5) позволяет оценить размер кружка рассеяния в 12 mas. Полученная формальная погрешность 1.6 mas по всей видимости занижена в несколько раз, поскольку в силу ограниченности полосы приема величина $J^{ab}(\Delta f \gg \Delta f_{dif})$ не стремится к постоянной величине по мере увеличения Δf , а осциллирует, что затрудняет определение B_u и вносит дополнительную погрешность в измерения. На наземно-космических базах амплитуда видности заметно выше

ожидаемой в соответствии с выражением (5). Такое явление наблюдалось ранее и свидетельствует о том, что на самых больших базах интерферометр разрешает субструктуру диска рассеяния [5].

В этом эксперименте динамический спектр хорошо различим на двух телескопах: Аресибо и Грин-Бэнк. Как и для пульсара B0919+06, мы попытались измерить задержку мерцательной картины между станциями. Усреднение по три импульса сильно ухудшает временное разрешение, а обилие нуллинов приводит к тому, что взаимная корреляция спектров скорее отражает корреляцию нуллинов, чем сцинтиллей. Для повышения точности измерений мы выделили в динамических спектрах блоки по 20 импульсов, свободных от нуллинов. За два часа наблюдений набралось в сумме около 15 минут, пригодных для взаимной корреляции. Мы определили,

что картина мерцаний наблюдалась в Аресибо на 0.5 ± 0.2 с позже, что вдвое меньше периода пульсара, то есть с уверенностью можно только утверждать, что искомая задержка мала.

Макки и др. показали, что в направлении этого пульсара выделяются пять экранов, обозначенных авторами буквами от В до F, которые попеременно проявляли себя в эффектах рассеяния с 1980 по 2015 г. [24]. Экран F расположен всего на расстоянии 5.5 пк от Солнца, что составляет всего 1.5% расстояния до пульсара. В соответствии с формулой (11), вклад тангенциальной скорости пульсара $659.7^{+4.2}_{-4.5}$ км/с [24] в V_{ISS} становится сравним со скоростью наблюдателя 7 км/с и экрана 5.3 ± 0.4 км/с. К сожалению, направление скорости экрана не известно, что не позволяет сделать вывод о соответствии наблюдаемой задержки мерцаний этому

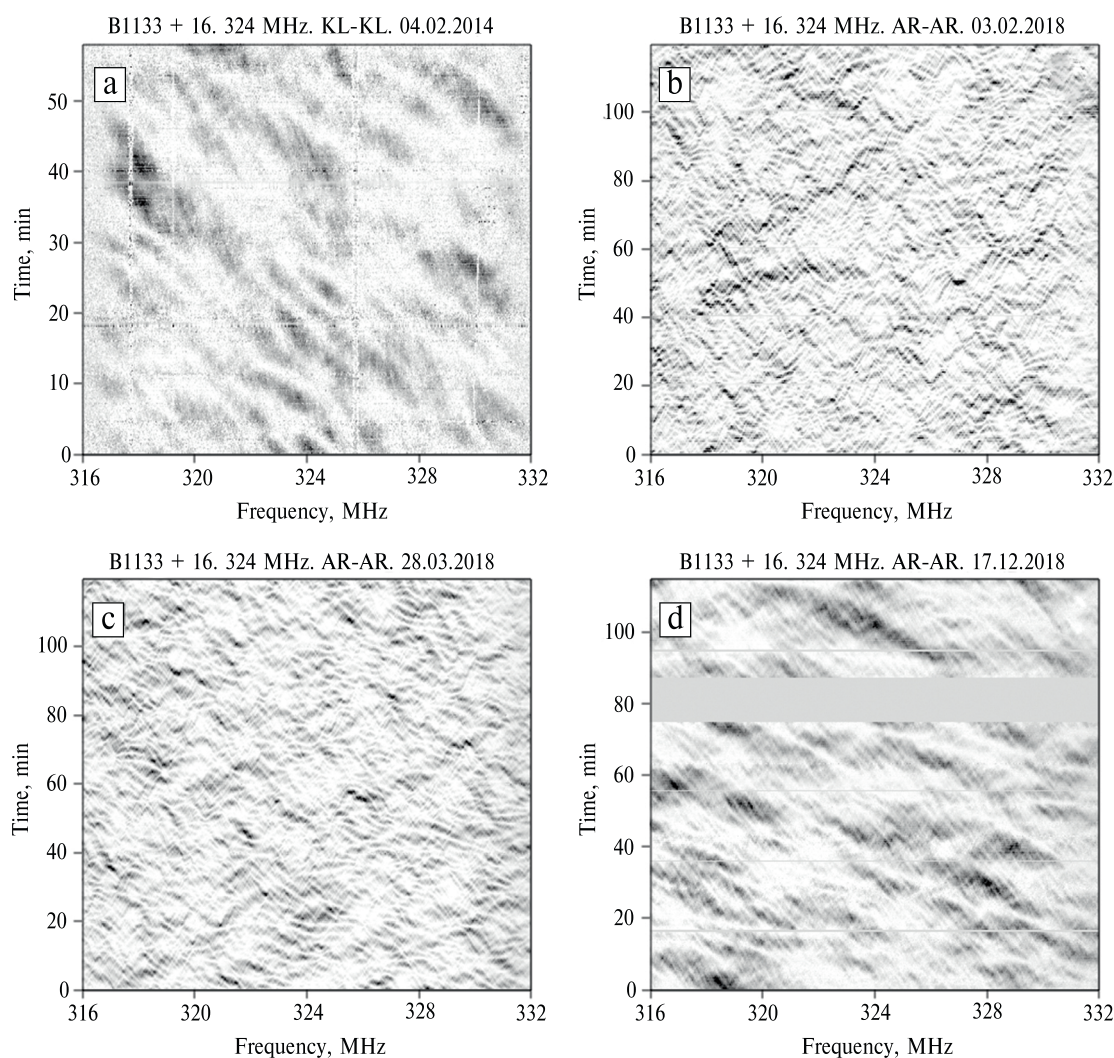


Рис. 7. Динамические спектры пульсара B1133+16.

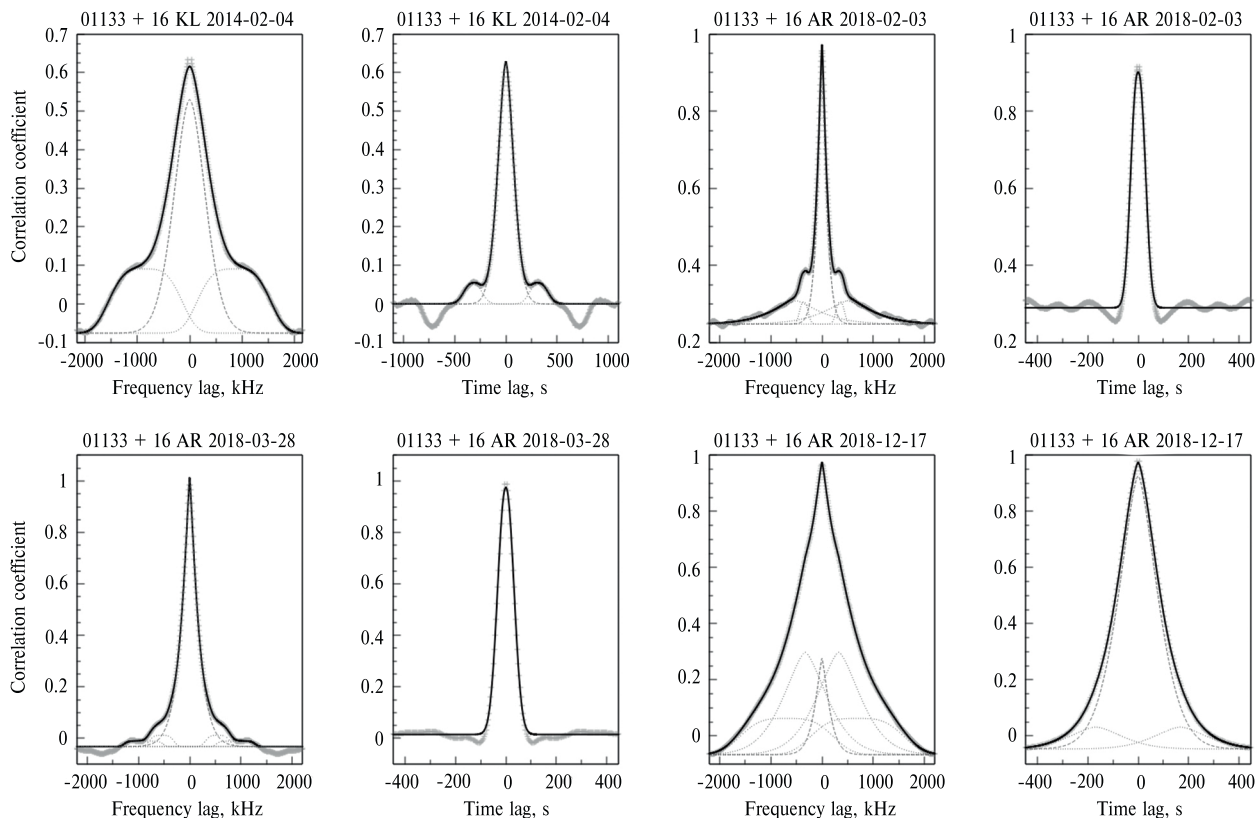


Рис. 8. Сечения двумерных автокорреляционных функций динамических спектров пульсара B1133+16 при $\Delta t_m = 0$ (нечетные столбцы) и при $\Delta f_n = 0$ (четные столбцы). Тонкими линиями показаны компоненты аппроксимирующей функции, если их больше одного. Полоса декорреляции и время мерцаний определялись только по центральному (штриховая линия) компоненту.

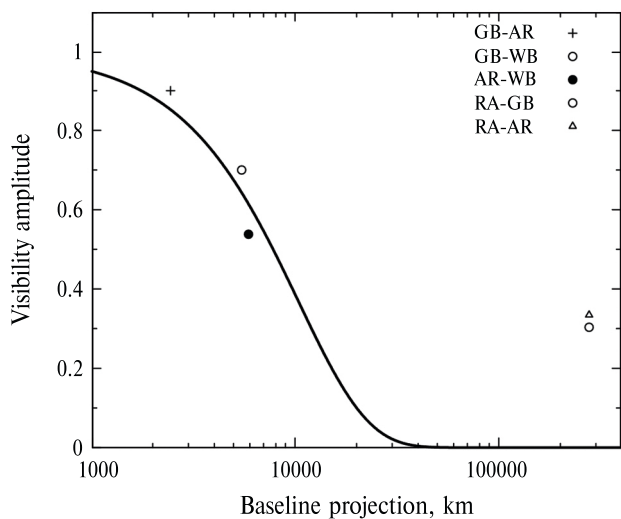


Рис. 9. Зависимость амплитуды функции видности от величины проекции базы пульсара B1133+16 в эксперименте 17.12.2018. Аппроксимация значений наземных баз показана сплошной линией.

экрану. Остальные экраны располагаются на расстояниях от 0.3 до 0.7 расстояния до пульсара и могут обладать скоростями, значительно превышающими скорость звука в межзвездной среде, а значит, значительно влиять на величину и направление V_{ISS} . Также нельзя исключать рассеяния одновременно на нескольких экранах. Таким образом, из малой измеренной задержки картины мерцаний и малого ($5 - 21^\circ$) угла проекции базы интерферометра с направлением скорости пульсара во время наблюдения следует скорее не высокое значение V_{ISS} , а существенная разница между направлениями тангенциальной скорости пульсара и скорости дифракционной картины относительно наблюдателя.

Измеренному кружку рассеяния соответствует пространственный размер $\rho_{dif} = (6.0 \pm 0.8) \times 10^3$ км, что вместе с измеренным временем мерцания дает скорость интерференционной картины всего 51.9 ± 9 км/с. Это значение противоречит рассеиванию только на экране F, поскольку он один не может обеспечить такое высокое значение V_{ISS} .

Вместе с тем такая скорость может привести к столь малой задержке картины мерцаний только если она направлена примерно перпендикулярно базе интерферометра.

Если бы рассеивающая среда была распределена однородно, то размер кружка рассеяния был бы всего 3.6 mas. Измеренный нами размер существенно больше, что требует расположения экрана вблизи наблюдателя. С помощью (9) получаем, что экран расположен на относительном расстоянии $d/D = 0.045 \pm 0.015$ или в абсолютных величинах 17 ± 5 пк. Это очень небольшое расстояние, на котором сложно найти заметные газовые структуры, которые могли бы рассеивать излучение далекого пульсара. С другой стороны, галактическая широта пульсара равна 69° , значит, он находится примерно в 340 пк над плоскостью Галактики, то есть на периферии звездного диска, и существенно выше основной массы межзвездного газа. Поэтому близкое положение рассеивающего экрана выглядит достаточно правдоподобно.

В эксперименте 03.02.2018 присутствовала только наземно-космическая база с телескопом Аресибо. Условия наблюдения были похожи на рассмотренные выше. Мы получили значение функции видности 0.08, что даже меньше того, что было получено на этой же базе в рассмотренном выше эксперименте. Поэтому с тем же основанием можем сделать вывод, что на столь большой базе кружок рассеяния полностью разрешен, и можно поставить только ограничение: $\theta_H > 0.8$ mas.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Подробное исследование мерцаний пульсара B0809+74 на частотах ниже 111 МГц ранее провели Шишов и Смирнова [25]. Наше значение n получилось систематически ниже полученного ими значения 3.7 ± 0.04 , что, видимо, связано с малым числом сцинтилл, полностью попавших в динамический спектр, вызванное недостаточной продолжительностью сеансов наблюдения. Приведение полученных нами значений Δf_{dif} и Δt_{dif} к значениям из этой работы с помощью соотношений $\Delta f_{\text{dif}} \propto f^{2n/(n-2)}$ и $\Delta t_{\text{dif}} \propto t^{2/(n-2)}$ показывает, что величины Δf_{dif} находятся в хорошем соответствии со значениями, полученными в работе [25], а Δt_{dif} несколько занижены, что полностью совпадает с ожиданиями.

Для пульсара B0919+06 имеются измерения параметров дифракционных мерцаний Δf_{dif} и Δt_{dif} на протяжении почти 20 лет [26, 27, 28] в основном на частотах 327 и 430 МГц. Долговременные наблюдения параметров мерцаний показали большую их

переменность [28]. Так, на частоте 327 МГц они меняются от 120 до 400 кГц и от 60 до 230 с. Полученные нами значения дифракционных параметров (табл. 2) близки к нижней границе этих диапазонов. Используя их, можно оценить скорость движения дифракционной картины относительно наблюдателя. Так, для колмогоровского спектра и статистически однородного распределения неоднородностей на луче зрения [29]

$$V_{\text{ISS,u}} [\text{км / с}] = A \frac{\sqrt{D \Delta f_{\text{dif}}}}{f \Delta t_{\text{dif}}}, \quad (12)$$

где $A = 2.53 \times 10^4$ км/с, Δf_{dif} в МГц, D в кпк, f в ГГц и Δt_{dif} в секундах. Подставляя наши значения в формулу (12), получим для пяти экспериментов значения $V_{\text{ISS,u}}$ соответственно 200, 140, 330, 290 и 410 км/с, что сильно отличается от значений, полученных нами в разделе 3.2. Если распределение межзвездной плазмы неоднородно на луче зрения, то

$$V_{\text{ISS}} = W_C \left[\frac{2d}{D-d} \right]^{1/2} V_{\text{ISS,u}}, \quad (13)$$

где W_C — коэффициент порядка 1, слабо зависящий от спектра неоднородностей межзвездной плазмы [29]. Подставляя в последнюю формулу значения для V_{ISS} и $V_{\text{ISS,u}}$, полученные в экспериментах 10.05.2018 и 15.12.2018, получаем относительные расстояния 0.002 и 0.004 соответственно, что хорошо согласуется с нашими выводами выше. Полученное нами ранее по запаздыванию дифракционной картины значение $V_{\text{ISS}} = 970$ км/с предполагает, что направление скорости пульсара совпадает с направлением скорости дифракционной картины, что, по-видимому, не так.

Совместный анализ астрометрических наблюдений PSR B0919+06 и межзвездных мерцаний показал, что вдобавок к протяженному компоненту электронной плотности в направлении этого пульсара существует рассеивающий экран на расстоянии менее 240 пк от Солнца [21]. По-видимому, он и влияет на большую переменность дифракционных параметров пульсара. В предположении толщины такого экрана 10 пк оценка меры дисперсии составляет $10^{-3} < \Delta DM < 3 \times 10^{-2}$ пк/см³, что соответствует электронной концентрации $10^{-4} < n_e < 0.003$ см⁻³. Это согласуется с вариацией DM для B0919+06 в 4×10^{-3} пк/см³ [30]. Средняя электронная плотность при $DM = 27.271$ пк/см³ составляет 0.023 см⁻³.

Такое сравнительно близкое положение экрана в целом согласуется с нашими измерениями, хотя и

заметно превосходит полученное нами расстояние до экрана. Однако, если применить для анализа полученных параметров двухкомпонентную модель с экраном и протяженным рассеивающим компонентом, то это неизбежно приведет к необходимости сместить экран еще ближе к наблюдателю [14], что выглядит неправдоподобно.

Открытие параболических структур (арок) при анализе двумерного Фурье спектра от динамического спектра пульсаров [31] позволило оценивать расстояние до экранов и их свойства. Теория таких арок была развита в работах [32, 33]. Пульсар B0919+06 был одним из первых, у которого таким способом было оценено расстояние до экрана: $d/D = 0.41$ и соответствующий ему размер диска рассеяния 3.6 mas [31]. Позже тем же методом было показано наличие двух экранов на относительных расстояниях 0.48 и 0.86 от наблюдателя [34]. Теория параболических дуг требует, чтобы рассеянное изображение пульсара было сильно вытянуто, что не подтверждается нашими измерениями. При определении расстояния предполагается, что направление вытянутости диска рассеяния совпадает с направлением эффективной скорости пульсара. Если угол между этими направлениями отличен от нуля, то положение рассеивающих экранов должно быть ближе к наблюдателю. Однако, по мере увеличения этого угла параболические дуги из вторичных спектров пропадают, а значит, полностью согласовать наши результаты с результатами по дугам не получается.

Полученные нами параметры мерцаний Δf_{dif} и Δt_{dif} для PSR B1133+16 имеют сильную переменность, они изменяются практически в 3.5 раза (см. табл. 2). В работе [28] по наблюдениям в течение 90 дней на частоте 327 МГц имеет место такая же сильная переменность. Это свидетельствует о наличии на луче зрения кроме протяженного компонента сильно рассеивающих экранов. Это же подтверждается нашими измерениями: размер кружка рассеяния почти в 4 раза больше того, который соответствует рассеянию на однородно распределенной рассеивающей плазме.

О наличии рассеивающих экранов в направлении PSR B1133+16 сообщалось в ряде работ [35, 36, 37, 38]. Было показано, что в направлении этого пульсара существует 6 отстоящих друг от друга рассеивающих экранов, проявляющихся во вторичных спектрах в различных комбинациях в разные моменты времени [24]. Для пяти из этих экранов были измерены расстояния, скорости движения и угол их скорости по отношению к большой оси диска рассеяния пульсара. Ближайший из обнаруженных экранов распо-

лагается на расстоянии 5.46 пк от Солнца, что близко к полученному нами значению, однако обладает незначительной собственной скоростью и, следовательно, не может быть причиной обнаруженного различия направлений V_p и V_{ISS} . Другие экраны обладают большой скоростью, но расположены значительно дальше определенного нами расстояния. С другой стороны, проведенный нами анализ не позволяет различать несколько экранов друг от друга, если они действуют одновременно, а их кумулятивное действие может принимать разные формы.

Моделирование распределения яркости в диске рассеяния пульсара на основании анализа вторичных спектров показало, что изображение пульсара сильно вытянуто с характерными размерами $13 \times 2 \text{ mas}$ [39]. Максимальный размер хорошо согласуется с нашими измерениями, но надо принять во внимание, что в своем анализе мы предполагали симметричное изображение пульсара.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью наземно-космического интерферометра Радиоастрон мы провели исследование мерцаний трех радиопульсаров: B0809+74, B0919+06 и B1133+16. Сопоставляя измеренные параметры рассеяния: полосу декорреляции, время мерцаний, размер диска рассеяния, показатель степени спектра пространственных неоднородностей рассеивающей плазмы — мы оценили расстояние до рассеивающих экранов, которое оказалось сравнительно небольшим. Сравнивая динамические спектры, полученные на разных антеннах, мы обнаружили, что для описания перемещения дифракционной картины в плоскости наблюдателя недостаточно знания только скорости и направления движения пульсара. По всей видимости, рассеивающая среда обладает собственной весьма высокой скоростью, что приводит к существенному отличию направления движения дифракционной картины от направления тангенциальной скорости пульсара.

БЛАГОДАРНОСТИ

Проект Радиоастрон осуществлялся Астрокосмическим центром Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук и Научно производственным объединением им. С. А. Лавочкина по контракту с Госкорпорацией РОСКОСМОС совместно с многими научно-техническими организациями в России и других странах. В этой публикации использованы результаты наблюдений пульсаров, выполненные по программе проекта Радиоастрон на следующих радиотелескопах: 100-м радиотелескоп

обсерватории Грин-Бэнк, 300-м радиотелескоп обсерватории Аресибо, 64-м радиотелескоп Калязинской радиоастрономической обсерватории, интерферометр в Вестерборке (после 2013 г. только один 25-м телескоп), 64-м телескоп Национального института астрофизики Италии в Сардинии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *N. W. Broten, J. L. Locke, T. H. Legg, C. W. McLeish, and R. S. Richards*, *Nature* (London) 215(5096), 38 (1967).
2. *Н. С. Кардашев, А. В. Алакоз, А. С. Андрианов, М. И. Артюхов, и др.*, *Вестник НПО им. С. А. Лавочкина*, № 3(33), р. 4 (2016), https://elibrary.ru/download/elibrary_26421217_17562386.pdf.
3. *Н. С. Кардашев, А. В. Алакоз, А. С. Андрианов, У. Баан, и др.*, *Вестник НПО им. С. А. Лавочкина*, № 3(41), р. 3 (2018), https://elibrary.ru/download/elibrary_36328394_55227639.pdf.
4. *C. R. Gwinn, M. V. Popov, N. Bartel, A. S. Andrianov, et al.*, *Astrophys. J.* 822(2), id. 96 (2016), arXiv:1501.04449 [astro-ph.GA].
5. *M. V. Popov, N. Bartel, C. R. Gwinn, M. D. Johnson, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 465(1), 978 (2017), arXiv:1609.04008 [astro-ph.HE].
6. *М. В. Попов, А. С. Андрианов, М. С. Бургин, В. А. Зуга, А. Г. Рудницкий, Т. В. Смирнова, В. А. Согласнов, Е. Н. Фадеев*, *Астрон. журн.* 96(5), 393 (2019).
7. *T. V. Smirnova, V. I. Shishov, A. S. Andrianov, M. S. Burgin, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 496(4), 5149 (2020).
8. *N. Bartel, M. S. Burgin, E. N. Fadeev, M. V. Popov, N. Ronaghikhameneh, T. V. Smirnova, and V. A. Soglasnov*, *Astrophys. J.* 941(2), id. 112 (2022), arXiv:2210.16669 [astro-ph.GA].
9. *T. V. Smirnova, V. I. Shishov, M. V. Popov, C. R. Gwinn, et al.*, *Astrophys. J.* 786(2), id. 115 (2014), arXiv:1402.6346 [astro-ph.GA].
10. *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.* 468(3), 3709 (2017), arXiv:1605.05727 [astro-ph.SR].
11. *А. С. Андрианов, Т. В. Смирнова, В. И. Шишов, К. Гвин, М. В. Попов*, *Астрон. журн.* 94(6), 516 (2017).
12. *М. В. Попов, А. С. Андрианов, Н. Бартель, К. Гвинн, и др.*, *Астрон. журн.* 93(9), 778 (2016).
13. *E. N. Fadeev, A. S. Andrianov, M. S. Burgin, M. V. Popov, A. G. Rudnitskiy, V. I. Shishov, T. V. Smirnova, and V. A. Zuga*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 480(3), 4199 (2018), arXiv:1801.06099 [astro-ph.GA].
14. *E. N. Fadeev*, *Res. Astron. and Astrophys.* 18(8), id. 103 (2018), arXiv:1805.07983 [astro-ph.GA].
15. *М. В. Попов, Т. В. Смирнова*, *Астрон. журн.* 98(11), 929 (2021).
16. *М. В. Попов*, *Астрон. журн.* 99(12), 1264 (2022).
17. *V. I. Shishov, T. V. Smirnova, W. Sieber, V. M. Malofeev, et al.*, *Astron. and Astrophys.* 404(2), 557 (2003).
18. *C. R. Gwinn, J. M. Cordes, N. Bartel, A. Wolszczan, and R. L. Mutel*, *Astrophys. J.* 334, L13 (1988).
19. *M. C. Britton, C. R. Gwinn, and M. J. Ojeda*, *Astrophys. J.* 501, L101 (1998), arXiv:astro-ph/9610028.
20. *W. F. Briskin, J. M. Benson, W. M. Goss, and S. E. Thorsett*, *Astrophys. J.* 571(2), 906 (2002), arXiv:astro-ph/0204105.
21. *S. Chatterjee, J. M. Cordes, T. J. W. Lazio, W. M. Goss, E. B. Fomalont, and J. M. Benson*, *Astrophys. J.* 550(1), 287 (2001), arXiv:astro-ph/0010060.
22. *R. S. McGary, W. F. Briskin, A. S. Fruchter, W. M. Goss, and S. E. Thorsett*, *Astron. J.* 121(2), 1192 (2001), arXiv:astro-ph/0010374.
23. *W. F. Briskin, J. P. Macquart, J. J. Gao, B. J. Rickett, W. A. Coles, A. T. Deller, S. J. Tingay, and C. J. West*, *Astrophys. J.* 708(1), 232 (2010), arXiv:0910.5654 [astro-ph.GA].
24. *J. W. McKee, H. Zhu, D. R. Stinebring, and J. M. Cordes*, *Astrophys. J.* 927(1), id. 99 (2022), arXiv:2112.11980 [astro-ph.HE].
25. *Т. В. Смирнова, В. И. Шишов*, *Астрон. журн.* 85(9), 818 (2008).
26. *J. M. Cordes, J. M. Weisberg, and V. Boriakoff*, *Astrophys. J.* 288, 221 (1985).
27. *J. M. Cordes and A. Wolszczan*, *Astrophys. J.* 307, L27 (1986).
28. *N. D. R. Bhat, A. P. Rao, and Y. Gupta*, *Astrophys. J. Suppl.* 121(2), 483 (1999), arXiv:astro-ph/9810354.
29. *J. M. Cordes and B. J. Rickett*, *Astrophys. J.* 507(2), 846 (1998).
30. *J. A. Phillips and A. Wolszczan*, *Astrophys. J.* 385, 273 (1992).
31. *D. R. Stinebring, M. A. McLaughlin, J. M. Cordes, K. M. Becker, J. E. E. Goodman, M. A. Kramer, J. L. Shekard, and C. T. Smith*, *Astrophys. J.* 549(1), L97 (2001), arXiv:astro-ph/0010363.
32. *M. A. Walker, D. B. Melrose, D. R. Stinebring, and C. M. Zhang*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 354(1), 43 (2004), arXiv:astro-ph/0403587.

33. *J. M. Cordes, B. J. Rickett, D. R. Stinebring, and W. A. Coles*, *Astrophys. J.* 637(1), 346 (2006), arXiv:astro-ph/0407072.
34. *M. L. Putney and D. R. Stinebring*, *Chin. J. Astron. and Astrophys. Suppl.* 6(S2), 233 (2006).
35. *A. S. Hill, D. R. Stinebring, C. T. Asplund, D. E. Berwick, W. B. Everett, and N. R. Hinkel*, *Astrophys. J.* 619(2), L171 (2005), arXiv:astro-ph/0411752.
36. *D. R. Stinebring*, *Chin. J. Astron. and Astrophys. Suppl.* 6(S2), 204 (2006).
37. *D. Stinebring*, *Astron. Astrophys. Trans.* 26(6), 517 (2007).
38. *D. R. Stinebring, B. J. Rickett, and S. K. Ocker*, *Astrophys. J.* 870(2), id. 82 (2019), arXiv:1811.04519 [astro-ph.GA].
39. *F. S. Trang and B. J. Rickett*, *Astrophys. J.* 661(2), 1064 (2007), arXiv:astro-ph/0702210.

MEASUREMENT OF RADIO EMISSION SCATTERING PARAMETERS IN THE DIRECTION OF PULSARS B0809+74, B0919+06 AND B1133+16 WITH GROUND-SPACE INTERFEROMETER RADIOASTRON

**E. N. Fadeev^{1,*}, A. S. Andrianov¹, M. S. Burgin¹, M. V. Popov¹,
A. G. Rudnitskiy¹, T. V. Smirnova², V. A. Soglasnov¹**

¹*Astro-Space Center of the P. N. Lebedev Physical Institute of RAS, Moscow, Russia*

²*Puschino Radio Astronomical Observatory of the Astro-Space Center of the P. N. Lebedev
Physical Institute of RAS, Puschino, Russia*

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

We present the analysis of observations of three pulsars at a frequency of 327 MHz with the ground-space interferometer RadioAstron. The main scintillation parameters were measured: the decorrelation bandwidth Δf_{dif} and the scintillation time Δt_{dif} . We have found that these parameters vary significantly over time. For PSR B1133+16, the decorrelation bandwidth Δf_{dif} varied from 100 kHz to 350 kHz from 2014 to 2018. For PSR B0919+06 Δf_{dif} varied from 36 kHz to 195 kHz over approximately the same time period. In the direction of the observed pulsars, the power-law indices for the spatial inhomogeneity spectrum of the scattering plasma were estimated. The characteristic frequency and time scales of the diffractive scintillations for PSR B0809+74 are comparable to the receiver bandwidth and observation time, respectively. Therefore, only a lower limit for n can be obtained for this pulsar. For PSR B1133+16, the mean value is $n = 3.40 \pm 0.11$, and $n = 3.90 \pm 0.04$ for PSR B0919+06. We have also measured the angular diameter of the average scattering disks, θ_{H} , for these two pulsars. For PSR B0919+06, $\theta_{\text{H}} = 26 - 28$ mas, and for B1133+16, $\theta_{\text{H}} = 12.0 \pm 1.6$ mas. We provide the estimates of the distance to the scattering screens. All measured parameters have been compared with previously published data.

Keywords: interstellar plasma, radio pulsars, interstellar scintillation, VLBI