

ТОНКАЯ ЧАСТОТНАЯ СТРУКТУРА МЕЖЗВЕЗДНЫХ МЕРЦАНИЙ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРА B1133+16 НА ЧАСТОТЕ 111 МГц

© 2024 г. М. В. Попов^{1,*}, Т. В. Смирнова^{2,**}

¹Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева
Российской академии наук, Москва, Россия

²Пушчинская радиоастрономическая обсерватория Физического института
им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Пушкино, Россия

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

**E-mail: tania@prao.ru

Поступила в редакцию 16.08.2023 г.

После доработки 21.11.2023 г.

Принята в печать 21.11.2023 г.

Пульсар B1133+16 наблюдался на частоте 111 МГц на радиотелескопе БСА ПРАО ФИАН с октября 2022 г. по март 2023 г. Наблюдения проводились дважды в неделю в два последовательных дня. Всего было проведено 38 измерений параметров мерцаний с высоким частотным разрешением (до 65 Гц). Использовалась непрерывная запись сигнала в полосе частот 2.5 МГц. Сигнал был восстановлен методом когерентной дедисперсии. Проведен анализ динамических спектров пульсара с использованием двумерной автокорреляционной функции (2DACF). Исследовалась тонкая частотная структура мерцаний пульсара как по анализу временных и частотных сечений 2DACF динамических спектров, так и по спектрам отдельных импульсов. Из анализа частотных сечений двумерной автокорреляционной функции было показано, что истинный вид дифракционных частотных искажений в среднем может быть представлен обобщенной экспоненциальной функцией с характерной шириной частот 1.2 кГц и показателем 0.57. Сравнение параметров мерцаний отдельно для двух компонентов среднего профиля показало, что они одинаковы для обоих компонентов.

Ключевые слова: пульсар B1133+16, межзвездное рассеяние, динамические спектры

DOI: 10.31857/S0004629924020078 **EDN:** KTAEUJ

1. ВВЕДЕНИЕ

При распространении радиоизлучения пульсара через неоднородности межзвездной плазмы наблюдается целый ряд эффектов. К таким эффектам относятся: частотная и временная модуляция интенсивности радиоизлучения с характерными частотно-временными масштабами (дифракционные мерцания), изменение формы импульса и углового размера источника (рассеяние), долговременные вариации амплитуды сигнала с масштабами от нескольких дней (для близких пульсаров на метровых волнах) до нескольких лет (для далеких пульсаров на более коротких волнах) — рефракционные мерцания [1]. Изучение этих эффектов позволяет исследовать пространственную структуру неоднородностей электронной плотности межзвездной плазмы. Уже в 1960-х появилось несколько работ, объясняющих дифракционные мерцания [2, 3]. Случайные флуктуации электронной концентрации в межзвездной среде приводят к фазовым возмущениям, вызывающим рассеяние радиоволн. По мере распространения эти волны интерферируют друг с другом, вызывая большие вариации амплитуды сигнала в

зависимости от частоты и времени. Дифракционные мерцания вызваны мелкомасштабными (10^6 – 10^8) м флуктуациями плотности, тогда как рефракционные обусловлены крупномасштабными неоднородностями (10^{10} – 10^{12}) м [1, 4]. Существует также сильная собственная переменность излучения пульсара в широком диапазоне временных масштабов от микросекунд до дней (нулинги). Однако это широкополосное явление, и поэтому его можно отделить от эффектов распространения, сильно зависящих от частоты.

Спектр масштабов неоднородностей межзвездной плазмы в упрощенном виде может быть описан степенным законом в случае, когда пространственный масштаб турбулентности (в общем случае трехмерный) q находится в определенных пределах (больше внутреннего и меньше внешнего масштабов) [5]:

$$P(q) = C_2^2 q^{-n}, \quad (1)$$

где C_2^2 — уровень турбулентности. Как показали, например, авторы работ [6, 7], наблюдательные данные

пульсарных мерцаний в большинстве случаев хорошо описываются спектром пространственных неоднородностей с индексом $n = 3.67$ (спектр Колмогорова) в очень широком диапазоне пространственных масштабов q . Однако спектр в локальных направлениях Галактики может существенно отличаться от Колмогоровского. Показатель спектра можно оценить как по зависимости параметров мерцаний (характерных масштабов по частоте и по времени, f_{dif} и t_{dif}) от частоты, так и по зависимости временного уширения импульсов $\tau \propto f^{-\gamma}$. В модели с однородной изотропной турбулентностью со степенным спектром значения γ и n связаны соотношением: $\gamma = 2n/(n-2)$, и $f_{\text{dif}} \propto f^{-\gamma}$ [4]. Применение комплексного анализа структурной функции, полученной из многочастотных наблюдений пульсарных мерцаний, показало, что для PSR B0329+54, B0437–47, B0950+08 и B1642–03 показатель спектра отличается от 3.67 [8, 9]. Анализ временного уширения τ для 60 пульсаров из многочастотных наблюдений [10] показал, что показатель степени γ в зависимости τ от частоты во многих случаях отличается от теоретических предсказаний. Исходя из теории, спектральный индекс n должен быть меньше 4 и самое низкое значение $\gamma = 4$ [11]. Для спектра Колмогорова $\gamma = 4.4$. Как показано в работе [10], значение γ для многих источников меньше 4, но для некоторых может быть от 4.4 до 5.6 (PSR B0402+61). Такие различия требуют более сложной теории, включающей возможную анизотропию неоднородностей, наличие нескольких рассеивающих экранов, наличие внутреннего масштаба. В моделях обычно предполагается однородная изотропная турбулентность.

Межзвездные мерцания, возникающие в результате интерференции рассеянных лучей, могут быть использованы в качестве межзвездного интерферометра при обнаружении относительного смещения излучающих областей на разных долготах среднего профиля. Эту возможность рассмотрел Бэккер [12], который предложил сравнивать положения излучателей в основном импульсе и в интеримпульсе для некоторых пульсаров с помощью межзвездного интерферометра. Кордс с соавторами [13] сравнили мерцания в двух компонентах профиля пульсаров B0525+21 и B1133+16. Они не обнаружили разницы в динамических спектрах этих компонентов.

Вольжан и Кордс [14] наблюдали периодическую структуру в динамическом спектре PSR B1237+25, полученном на телескопе Аресибо (AR), на частоте 430 МГц. Они интерпретировали эту структуру как интерференционную картину, образованную двумя лучами с разными траекториями прохождения через

межзвездную среду. Было показано изменение периодической структуры в динамических спектрах в зависимости от долготы импульса, и дана оценка типичного поперечного расстояния между областями излучения $\sim 10^3$ км для экрана, расположенного на половине расстояния между пульсаром и Землей. Такое большое разнесение областей излучения соответствует высоте излучающей области, близкой к радиусу светового цилиндра. Аналогичные результаты были получены для пульсара B1133+16 Гуптой с соавторами [15] с использованием радиотелескопа обсерватории Ути на частоте 327 МГц. Они также наблюдали множественные изображения во время рефракционного события и обнаружили немонотонное изменение фазы интерференции вдоль профиля импульса. Было определено разделение областей излучения в передней и хвостовой части профиля в 3×10^7 м, что соответствует нижнему пределу высоты излучающей области $\geq 2.6 \times 10^3$ км.

Сравнение параметров мерцаний для разнесенных по долготе компонентов профиля пульсара также может дать информацию о пространственном разнесении источников излучения, соответствующую этим компонентам. Поэтому в данной работе мы исследовали динамические спектры, полученные для двух компонентов среднего профиля пульсара B1133+16, одного из самых мощных пульсаров на низких частотах.

Другой целью нашего исследования было измерение и анализ параметров мерцаний на частоте 111 МГц с целью анализа долговременной переменности параметров мерцаний и меры вращения. В данной работе мы приводим методику наблюдений, первичную обработку данных и результаты анализа на временном интервале в полгода. Эти наблюдения будут продолжаться, и данная работа является первой в цикле работ. Мы анализировали тонкую частотную структуру мерцаний этого пульсара как путем анализа спектров отдельных импульсов, так и путем анализа динамических спектров. Мы исследовали временную эволюцию формы и параметров автокорреляционных функций по динамическим спектрам PSR B1133+16.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

PSR B1133+16 — близкий пульсар, расстояние до него измерено с хорошей точностью: $R = 372 \pm 3$ пк [16], $DM = 4.8471$ пк·см⁻³, $P_1 = 1.188$ с, мера вращения $RM = 3.9$ рад/м², $l = 241.9^\circ$, $b = 69.2^\circ$ (параметры взяты из каталога ATNF [17]). На этом расстоянии собственное движение, измеренное с хорошей точностью [16], соответствует тангенциаль-

ной скорости $|V_p| = 659.7 \pm 4.5$ км/с. Этот пульсар имеет сильную линейную поляризацию. Наблюдения пульсара B1133+16 проводились на радиотелескопе Большой фазированной решетки (БСА) Физического института им. П. Н. Лебедева РАН (ФИАН) на частоте 111 МГц. Антенна принимает линейно поляризованное излучение, приемник имеет полосу пропускания 2.5 МГц. Продолжительность записи пульсара за один сеанс соответствует времени, которое требуется источнику для прохождения по уровню половины мощности диаграммы направленности антенны.

Мы использовали режим непрерывной регистрации недетектированного сигнала (напряжения) с 8-разрядной оцифровкой в течение 3.3 мин (168 импульсов). В момент времени, который соответствует моменту прихода первого импульса, начинается буферизация данных, поступающих с АЦП. Данные формируются блоками по 2048 точек. Затем эти блоки отправляются в оперативную память и непрерывно записываются на жесткий диск в течение заданного времени (3.3 минуты). Временной интервал между выборками (8-битные целые числа со знаком) составляет 0.2 мкс. За шесть месяцев с 8 октября 2022 г. по 24 марта 2023 г. было проведено 38 сеансов наблюдений; наблюдения проводились два раза в неделю в течение двух дней подряд.

3. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

3.1. Когерентная компенсация дисперсии

Из-за дисперсии радиоволн, распространяющихся через межзвездную плазму, импульсы размываются в полосе приемника на величину τ_d . В наших наблюдениях с частотой $f_0 = 109.584$ МГц и шириной полосы приемника 2.5 МГц время размытия τ_{rmd} составляет около 74 мс для меры дисперсии $DM = 4.847$ пк·см. Мы используем метод когерентной дедисперсии для устранения размытия сигнала пульсара в полосе приемника B , используя регистрацию напряжения с дискретом на частоте Найквиста. Метод основан на том, что эффект дисперсии сигнала пульсара можно рассматривать как операцию линейной фильтрации. Когда характеристика такого фильтра известна, исходный сигнал может быть восстановлен из принятого сигнала путем выполнения операции обратной фильтрации. Временное разрешение в этом подходе составляет $1/B$. Хэнкинс [18] впервые применил этот метод, в работе Гирина с соавторами [19] дается подробное его описание, которому мы и следуем в нашей работе.

Когерентная дедисперсия, выполненная в частотной области, эквивалентна свертке функции

импульсного отклика с сигналом во временной области. Однако деконволюция, выполненная в частотной области, приводит к циклической свертке [20]. В нашем случае реального сигнала и при дедисперсии, отнесенной к низкой частоте f_0 , первые k точек, соответствующие временному интервалу τ_d , будут ошибочно умножены на данные, перенесенные с конца сегмента, и эти данные должны быть отброшены. Таким образом, при таком подходе первая часть сигнала будет потеряна на интервале τ_d . Из непрерывной сырой записи мы выбрали окна длительностью 200 мс (один миллион отсчетов), разделенные периодом пульсара. В начале каждого такого окна 80 мс данных отбрасывались как искаженные циклической сверткой. Таким образом, у нас остались данные в окнах по 120 мс, которые и использовались в дальнейшем. Примеры среднего профиля для отдельных сеансов наблюдений приведены на рис. 1. Мы оценили эквивалентную плотность потока, соответствующую шумам фона и приемной системы (SEFD) в направлении на пульсар B1133+16, равной 50 Дж. Точность этой оценки составляет около 25%.

3.2. Динамические спектры

Мы построили динамические спектры (ДСП) для каждого сеанса наблюдений. На рис. 2 они показаны за 4 дня наблюдений. ДСП представляют собой изменение интенсивности по частоте и по времени, обусловленное прохождением излучения пульсара через неоднородности межзвездной плазмы. Хорошо видны яркие узкие детали по частоте и длинные в десятки периодов пульсара по времени. Светлые полосы по всему частотному диапазону соответствуют широкополосным уменьшениям амплитуды импульсов самого пульсара. Каждый динамический спектр $S(f_i, t_j)$ является функцией частоты f и времени t и состоит из $N_f \times N_t$ значений, где $1 \leq i \leq N_f$ и $1 \leq j \leq N_t$, N_f — количество частотных каналов в полосе пропускания от 109.6 до 112.1 МГц, — количество отдельных спектров в данном сеансе наблюдений. Мы откалибровали динамические спектры следующим образом:

$$S(f_i, t_j) = S_{\text{on}}(f_i, t_j) - S_{\text{off}}(f_i, t_j), \quad (2)$$

и в дальнейшем будем называть их просто $S(f, t)$. Здесь S_{on} и S_{off} — спектры, полученные для сигнала, зарегистрированного в окне излучения пульсара, и вне этого окна соответственно. В последующем анализе мы будем использовать две категории спектров.

1) Спектры, рассчитанные по всей длительности импульса 48 мс ($N = 240\,000$ отсчетов времени). Они

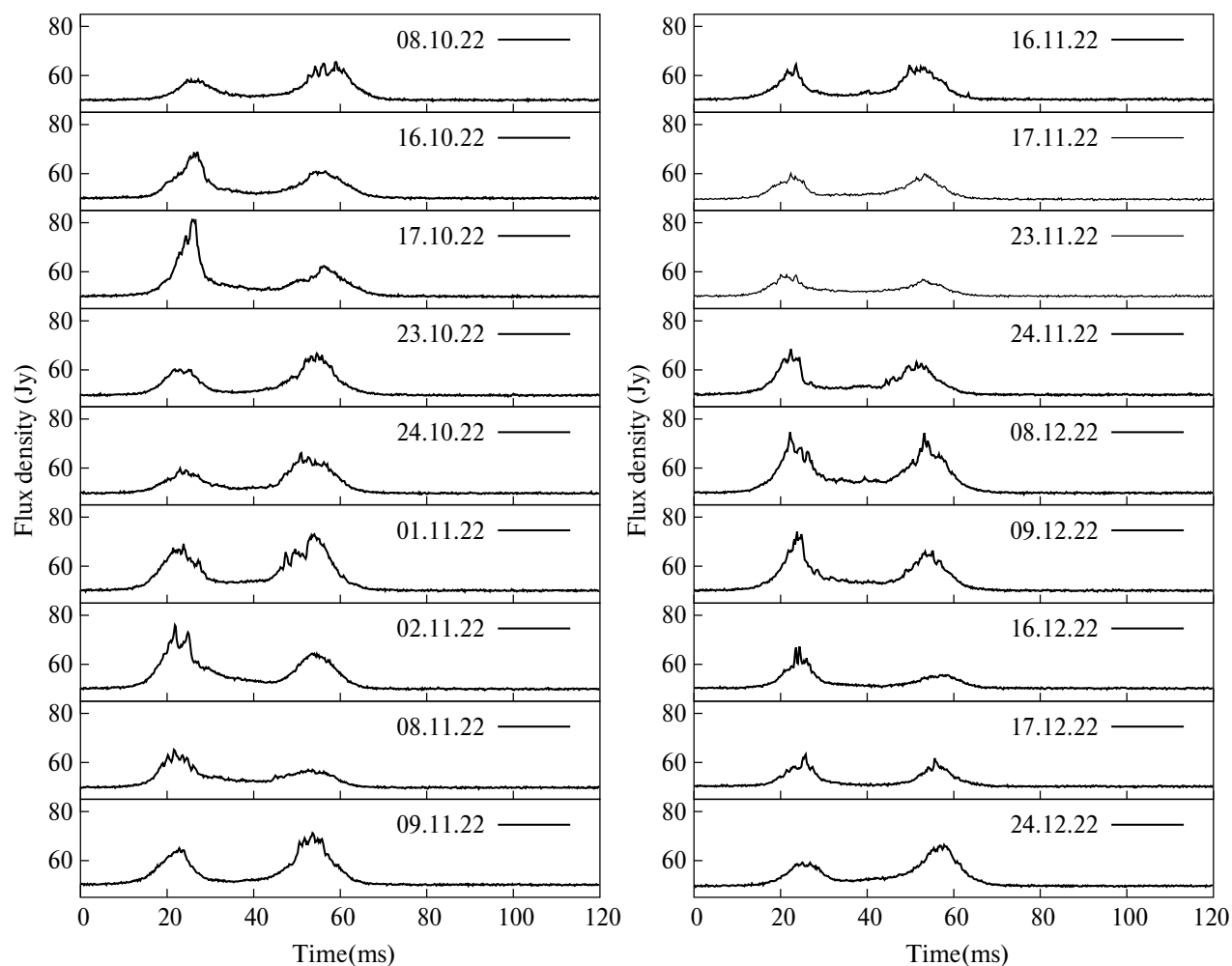


Рис. 1. Примеры средних профилей в отдельных сеансах наблюдений. Временное разрешение составляет 0.2 мс.

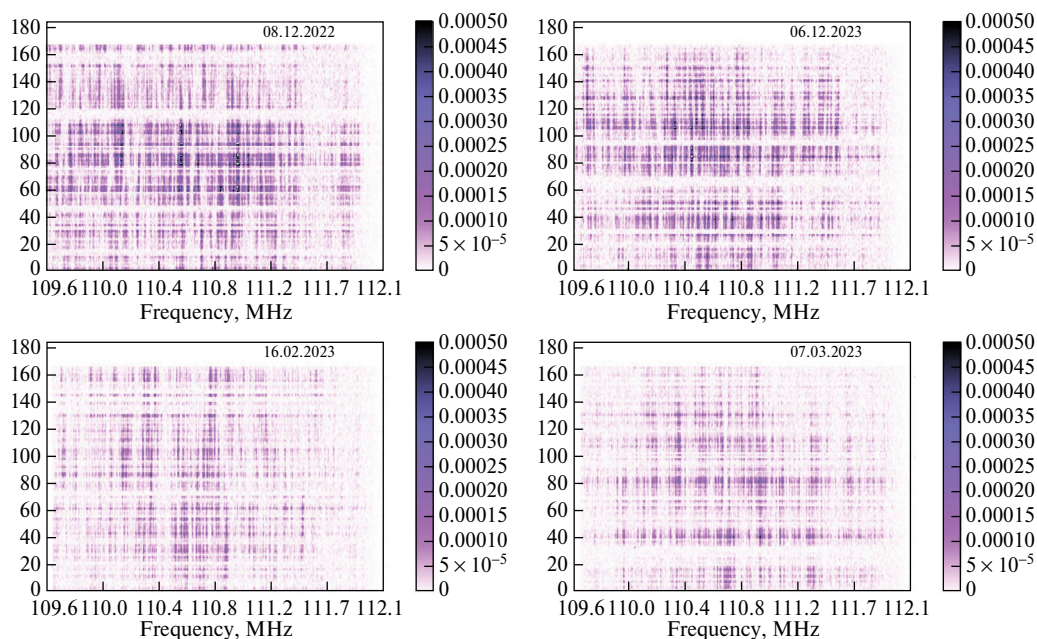


Рис. 2. Примеры динамических спектров за 4 дня наблюдений. Шкала интенсивностей представлена в произвольных единицах. Столбцы справа от спектров соответствуют градации интенсивности сигнала. По оси x отложена частота в МГц, по оси y — номер импульса (время).

состоят из 120 000 гармоник с шагом по частоте $\delta f = 20.833$ Гц. Эти сырые спектры мощности были усреднены по 20 гармоник для увеличения отношения сигнал/шум. Таким образом, окончательный шаг по частоте δf в этом случае составил 0.417 кГц при $N_f = 6000$. За каждый сеанс наблюдений мы регистрировали 168 импульсов ($N_t = 168$). Примеры таких динамических спектров приведены на рис. 2.

2) Спектры, рассчитанные для каждого из двух компонентов среднего профиля (рис. 1). Окно импульса в этом случае равнялось 16 мс ($N = 80\,000$ отсчетов), что обеспечивает шаг по частоте в спектре $\delta f = 62.5$ Гц. Эти спектры были усреднены по 10 гармоникам, что дало $\delta f = 0.625$ кГц. Временной диапазон динамических спектров составляет 200 с; он больше, чем время мерцаний, определенное в разделе 5 (45 с), поэтому наши результаты относятся к анализу мерцаний в режиме усреднения. Однако в отдельных случаях мы также представили анализ в режиме моментального снимка (раздел 7) и в режиме усреднения по ансамблю (раздел 5).

3.3. Двумерные автокорреляционные функции

В дальнейшем анализе мы будем использовать двумерные автокорреляционные функции (2DACF),

$$ACF(\Delta f, \Delta t) = \frac{1}{(N_f - i)(N_t - j)} \times \sum_{i=0}^{N_f - i} \sum_{j=0}^{N_t - j} \Delta S(f_i, t_j) \Delta S(f_i + \Delta f, t_j + \Delta t). \quad (3)$$

Здесь $\Delta f = (B/N_f)i$, B — полоса приемника и $\Delta t = P_1$, где P_1 — период пульсара; Δf и Δt соответствуют шагу по частоте и времени, $\Delta S(f_i, t_j) = S(f_i, t_j) - \langle S(f_i, t_j) \rangle$, и

$$\langle S(f, t) \rangle = \frac{1}{N_f N_t} \sum_{i=1}^{N_f} \sum_{j=1}^{N_t} S(f_i, t_j). \quad (4)$$

Ниже мы будем использовать нормированные автокорреляционные функции, которые будем обозначать 2DACF: $2DACF(\Delta f, \Delta t)_{\text{norm}} = ACF(\Delta f, \Delta t) / ACF(0, 0)$ и в дальнейшем анализировать такие нормированные функции с символом 2DACF.

4. ПАРАМЕТРЫ МЕРЦАНИЙ, ИЗМЕРЕННЫЕ В КАЖДОМ НАБЛЮДАТЕЛЬНОМ СЕАНСЕ

По частотным и временным сечениям для каждой 2DACF мы определяли полосу декорреляции $f_{\text{dif}} = \Delta f_{1/e}$ по ее полуширине на уровне 1/2 от макси-

мума и время мерцания $t_{\text{dif}} = \Delta t_{1/e}$ по полуширине на уровне 1/e. Мы также оценили временные и частотные сдвиги динамических спектров между двумя компонентами среднего профиля. Функция Гаусса традиционно использовалась для аппроксимации сечений двумерных корреляционных функций (2DACF) [21–23]. Бартель с соавторами [24] обсуждали возможность использования других подгоночных функций, таких как функция Лоренца или функция Лапласа (экспонента). Попов [25] предложил использовать так называемую обобщенную экспоненциальную функцию для анализа формы ACF. Попов и Смирнова [26] продемонстрировали использование таких функций при анализе временных сечений 2DACF для 11 пульсаров. Мы будем использовать эту подгоночную функцию в нашем анализе частотных сечений 2DACF. Обозначим частотное сечение, как $Y(x)$ с $x = \Delta f$. Мы использовали следующую аппроксимирующую функцию

$$Y(x) = A \exp\left(-\frac{|x - x_0|^\alpha}{d}\right) + C. \quad (5)$$

Параметр d определяет полуширину функции через соотношение $W_{1/2} = (d \ln 2)^{1/\alpha}$; x_0 используется в дальнейшем для определения возможного частотного сдвига в кросс-корреляционных функциях, рассчитанных между динамическими спектрами для двух компонентов среднего профиля (см. раздел 6); параметр C компенсирует возможное смещение базового уровня, A — амплитуда функции (5). Дополнительный параметр α обеспечивает лучшую точность аппроксимации.

Параметры рассеяния для каждого сеанса наблюдений приведены в табл. 1. Содержание таблицы описано в ее заголовке. Каждая величина содержит ошибку параметра, определенную формальной процедурой аппроксимации данных методом наименьших квадратов. Наличие пробелов в некоторых ячейках таблицы связано с плохой аппроксимацией, вызванной нестандартной формой сечений 2DACF для некоторых наблюдательных сеансов. Примеры частотных сечений представлены на рис. 3 в двух частотных масштабах: с широкой шкалой ± 1.25 МГц (левые панели) и с узкой шкалой ± 50 кГц (правые панели). Шумовая составляющая при нулевом частотном сдвиге убрана. На правых рисунках видны две частотные структуры: широкая частотная структура, вызванная фарадеевским вращением плоскости поляризации в полосе приемника, и узкая частотная структура, вызванная межзвездными мерцаниями. Значения периода фарадеевского вращения приве-

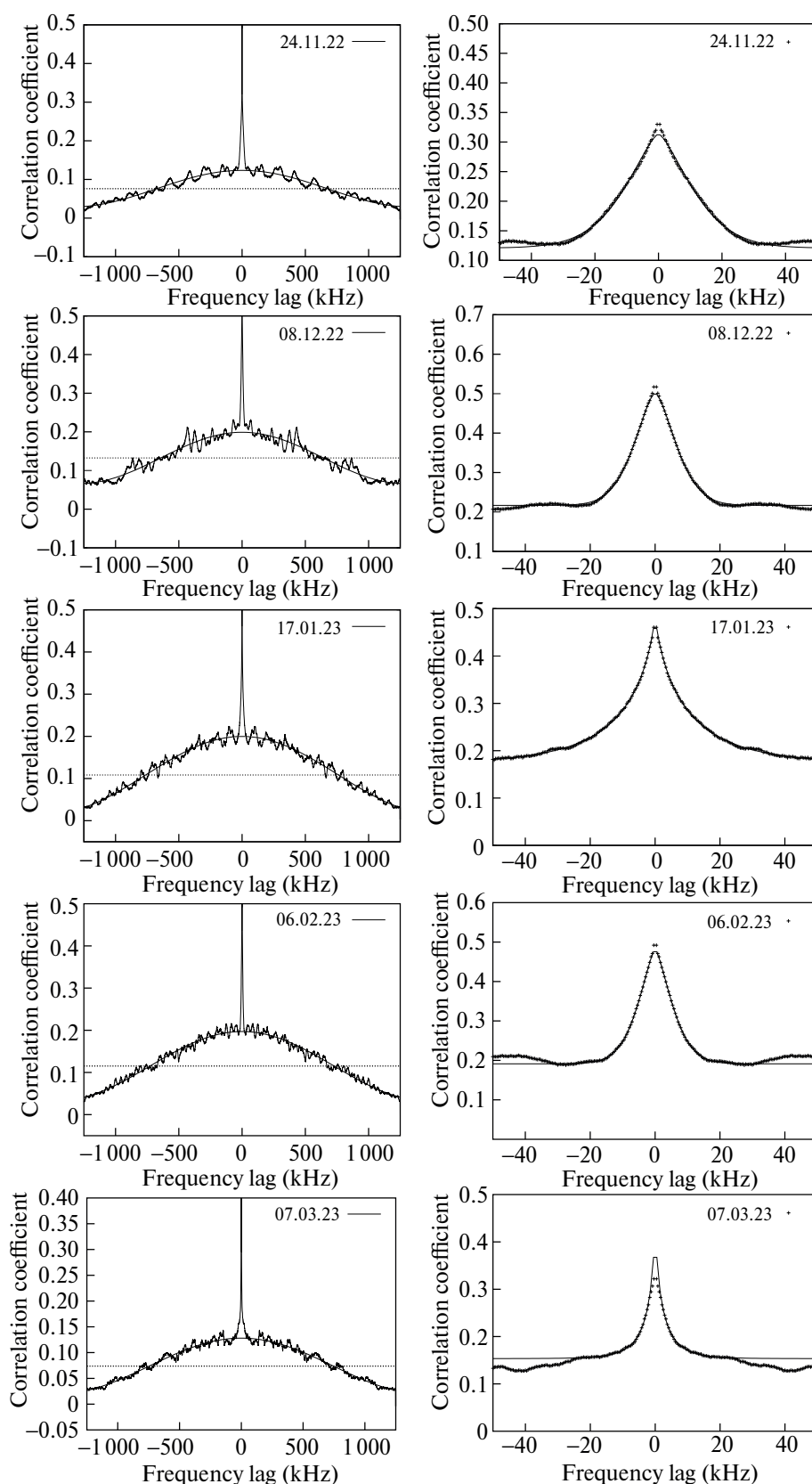


Рис. 3. Примеры частотных сечений двумерных автокорреляционных функций (2DACF). Сплошные линии в левой части рисунка представляют синусоидальные кривые, обусловленные фарадеевским вращением плоскости линейной поляризации в полосе приемника, а штриховые линии соответствуют среднему значению синусоидальной волны. Правые панели рисунка показывают аппроксимацию частотного сечения обобщенной экспоненциальной функцией $Y(x)$.

Таблица 1. Параметры рассеяния, измеренные в наблюдательных сеансах

Дата	A	α	f_{dif} , кГц	t_{dif} , с	P_f , МГц
08.10.22	0.266 ± 0.017	0.93 ± 0.07	6.1 ± 1.2	52.4 ± 10.0	5.60 ± 0.03
16.10.22	0.185 ± 0.007	1.15 ± 0.06	7.6 ± 1.3	47.9 ± 4.0	5.39 ± 0.05
17.10.22	0.294 ± 0.009	0.95 ± 0.03	6.1 ± 0.7	50.4 ± 4.0	5.45 ± 0.06
23.10.22	0.232 ± 0.004	1.36 ± 0.04	5.8 ± 0.4	39.8 ± 3.5	5.54 ± 0.07
24.10.22	0.227 ± 0.004	1.33 ± 0.03	5.3 ± 0.3		5.32 ± 0.04
01.11.22	0.340 ± 0.010	0.95 ± 0.04	5.8 ± 0.6	35.0 ± 2.0	5.87 ± 0.04
02.11.22	0.296 ± 0.006	1.08 ± 0.03	6.5 ± 0.5	44.4 ± 3.0	5.00 ± 0.03
08.11.22	0.165 ± 0.001	1.04 ± 0.01	8.5 ± 0.3	40.1 ± 2.0	5.43 ± 0.03
09.11.22	0.271 ± 0.002	1.05 ± 0.01	6.7 ± 0.2	48.3 ± 4.7	5.52 ± 0.10
16.11.22	0.228 ± 0.002	1.74 ± 0.04	7.8 ± 0.5	33.2 ± 2.7	5.39 ± 0.15
17.11.22	0.148 ± 0.006	0.85 ± 0.04	5.0 ± 0.6	38.5 ± 1.9	5.14 ± 0.03
23.11.22	0.105 ± 0.001	1.26 ± 0.03		56.0 ± 5.0	5.62 ± 0.11
24.11.22	0.193 ± 0.003	1.44 ± 0.04		47.9 ± 2.9	5.39 ± 0.05
08.12.22	0.285 ± 0.002	1.58 ± 0.02	7.1 ± 0.3	42.0 ± 2.2	5.14 ± 0.04
09.12.22	0.212 ± 0.002	1.41 ± 0.01	5.1 ± 0.5	37.2 ± 1.9	5.62 ± 0.04
16.12.22	0.112 ± 0.004	1.15 ± 0.05	5.1 ± 0.5	39.1 ± 2.6	5.80 ± 0.05
17.12.22	0.066 ± 0.005	0.84 ± 0.08	7.8 ± 1.0	32.9 ± 4.0	5.12 ± 0.02
23.12.22	0.040 ± 0.001	1.60 ± 0.09	7.2 ± 0.4	41.9 ± 2.1	5.53 ± 0.03
24.12.22	0.089 ± 0.005	0.82 ± 0.06	6.1 ± 1.3	45.2 ± 2.1	5.47 ± 0.05
08.01.23	0.207 ± 0.016	0.78 ± 0.02	3.0 ± 0.3	35.7 ± 2.0	5.64 ± 0.03
09.01.23	0.207 ± 0.016	0.82 ± 0.07	3.0 ± 0.6	33.2 ± 1.2	6.02 ± 0.06
16.01.23	0.225 ± 0.004	1.6 ± 0.05		42.0 ± 2.3	5.14 ± 0.03
17.01.23	0.319 ± 0.007	0.76 ± 0.02	5.9 ± 0.5	52.1 ± 4.8	6.10 ± 0.05
23.01.23	0.244 ± 0.021	0.53 ± 0.04	1.7 ± 0.5	44.3 ± 2.3	5.50 ± 0.02
24.01.23	0.166 ± 0.006	0.97 ± 0.05	4.9 ± 0.5	43.6 ± 2.2	6.00 ± 0.06
06.02.23	0.290 ± 0.003	1.44 ± 0.02	5.5 ± 0.2	35.5 ± 2.1	5.82 ± 0.04
07.02.23	0.164 ± 0.004	1.16 ± 0.04	4.7 ± 0.4	36.2 ± 1.7	5.55 ± 0.04
16.02.23	0.232 ± 0.007	1.16 ± 0.04	3.4 ± 0.3	31.6 ± 1.2	5.69 ± 0.04
17.02.23	0.189 ± 0.020	0.96 ± 0.09	2.6 ± 0.6	39.8 ± 3.0	6.84 ± 0.09
23.02.23	0.300 ± 0.020	0.80 ± 0.05	2.5 ± 0.4	38.0 ± 2.4	5.69 ± 0.03
24.02.23	0.365 ± 0.003	0.70 ± 0.01	2.8 ± 0.5	31.4 ± 1.6	5.92 ± 0.03
06.03.23	0.126 ± 0.034	0.56 ± 0.10	1.0 ± 0.5		5.66 ± 0.04
07.03.23	0.309 ± 0.048	0.69 ± 0.07	1.3 ± 0.4	57.1 ± 5.5	5.96 ± 0.04
09.03.23	0.098 ± 0.004	1.04 ± 0.07	1.3 ± 0.2	37.0 ± 2.4	6.78 ± 0.09
16.03.23	0.219 ± 0.094	0.58 ± 0.20	1.0 ± 0.7		6.02 ± 0.05
17.03.23	0.210 ± 0.031	0.54 ± 0.06	1.7 ± 0.7	56.0 ± 7.4	5.95 ± 0.05
23.03.23	0.061 ± 0.001	0.71 ± 0.01	3.4 ± 0.1	39.1 ± 1.8	6.24 ± 0.08
24.03.23	0.046 ± 0.002	0.69 ± 0.04	1.7 ± 0.2		6.33 ± 0.07

Примечание. Приведены: дата наблюдений, амплитуда ACF (A), показатель α , f_{dif} — полоса декорреляции по уровню $1/2$ в кГц, t_{dif} — время мерцаний по уровню $1/e$ в с, период фарадеевского вращения в МГц.

дены в 6-м столбце табл. 1; эти величины были определены путем аппроксимации данных синусоидальной функцией на частотном интервале за пределами 50-килогерцового диапазона, в котором доминирует дифракционный эффект. Амплитуда ACF соответствует коэффициенту A в уравнении (5).

5. ПАРАМЕТРЫ, ИЗМЕРЕННЫЕ В РЕЖИМЕ УСРЕДНЕНИЯ ПО АНСАМБЛЮ

Мы усреднили индивидуальные 2DACF за весь полугодовой период наблюдений и по усредненным функциям получили оценки параметров мерцаний в режиме усреднения по ансамблю. Результаты

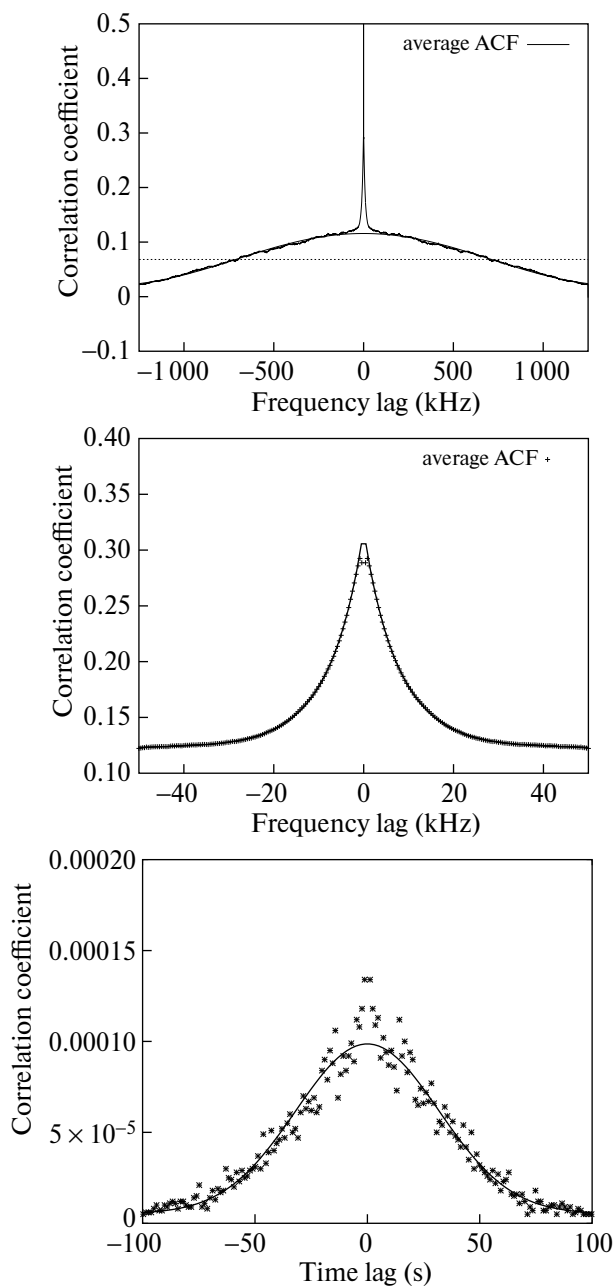


Рис. 4. Функции, усредненные за весь период наблюдений. Вверху — средняя ACF в широком диапазоне сдвигов по частоте, в центре — ее центральная часть (устранено значение при нулевом сдвиге по частоте). Внизу — временное сечение средней 2DACF со следующими параметрами: $P_f = 5.7 \pm 0.1$ МГц; $f_{\text{dif}} = 5.2 \pm 0.1$ кГц; $\alpha = 0.95 \pm 0.01$; $t_{\text{dif}} = 45.0 \pm 1.7$ с.

такого усреднения представлены на рис. 4. Усредненные параметры: период фарадеевского вращения $P_f = 5.7 \pm 0.1$ МГц, полоса декорреляции $f_{\text{dif}} = 5.2 \pm 0.1$ кГц, показатель степени аппроксимирующей функции $Y(x)$ (ур-е (5)) $\alpha = 0.95 \pm 0.01$ и время мерцаний $t_{\text{dif}} = 45.0 \pm 1.7$ с. Временное сечение средней 2DACF демонстрирует сильные флуктуации при малых временных задержках, вызванные соб-

ственной переменностью пульсара. Чтобы как-то уменьшить влияние этих собственных флуктуаций, мы взяли временное сечение не при нулевом сдвиге по частоте, а при сдвиге, равном одному шагу по частоте, т.е. 0.625 кГц; поэтому амплитуда временного сечения значительно уменьшена. Мы аппроксимировали это временное сечение функцией Гаусса вне временных задержек ± 10 с. Неопределенности (ошибки) параметров соответствуют одному среднеквадратичному значению разброса реальных данных от фитинга.

Важно отметить, что показатель степени α в обобщенной экспоненциальной функции $Y(x)$, аппроксимирующей сечение 2DACF по частоте, оказался очень близким к единице (0.95 ± 0.01). То есть это сечение фактически очень мало отличается от экспоненты. Ограниченные по времени и частоте области повышенной яркости в динамическом спектре принято называть сцинтилями. Как показали Бартель с соавторами [24], экспоненциальная автокорреляционная функция соответствует форме частотных сцинтилей, описываемых функцией

$$K(\sigma, f) = \frac{1}{\pi\sigma} K_0\left(\frac{|f|}{\sigma}\right),$$

которая является модифицированной функцией Бесселя $K_0(z)$ второго рода порядка 0 и аргумента z ; эта функция возрастает логарифмически до бесконечности при $f \rightarrow 0$ [27]. Попов [25] провел численные расчеты, устанавливающие связь между формой сцинтиля и соответствующей ACF путем аппроксимации как сцинтиля, так и ACF обобщенной экспоненциальной функцией $Y(x)$ с показателями степени β и α соответственно. При таком рассмотрении наша средняя ACF с $\alpha = 0.95$ и $f_{\text{dif}} = 5.2$ кГц соответствует форме сцинтиля с $\beta = 0.57$ и $W_{1/2}^f = 1.2$ кГц.

6. СРАВНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МЕРЦАНИЙ ДЛЯ ДВУХ КОМПОНЕНТОВ СРЕДНЕГО ПРОФИЛЯ

Как отмечалось во Введении, для пространственного разрешения источников использовались интерферометрические наблюдения на частоте 327 МГц [14]. Попов с соавторами [28] использовали РСДБ-наблюдения PSR B1237+25, проведенные на радиотелескопах обсерваторий Аресибо (AR) и Грин Бэнк (GB) на частоте 324 МГц, и проанализировали интерферометрические данные с использованием динамических спектров на отдельных радиотелескопах. Они также обнаружили, что динамические спектры изменялись с долготой среднего профиля, и наблюдаемые характерные фазовые и частотные

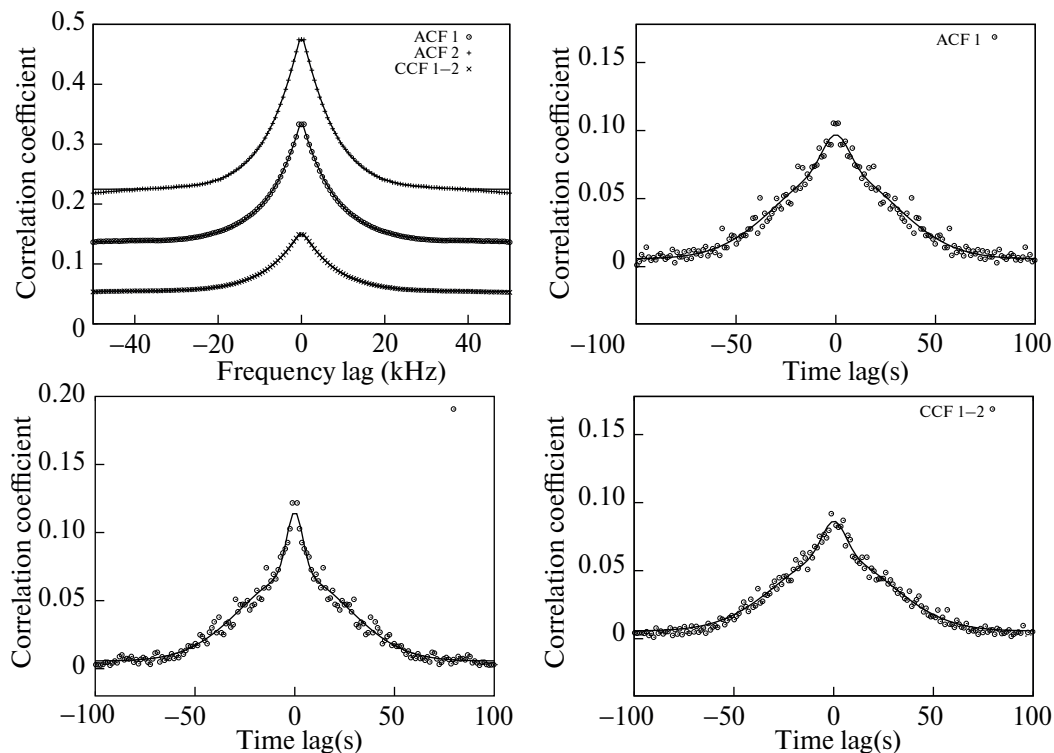


Рис. 5. Сравнение временных и частотных сечений ACF и CCF для двух компонентов среднего профиля. Параметры, полученные при аппроксимации соответствующих функций, приведены в табл. 2.

сдвиги в спектрах мерцаний в зависимости от долготы пульсара были похожи по форме и амплитуде на явления, обнаруженные Вольжаном и Кордсом [14]. Однако Попов с соавторами [28] пришли к выводу, что наблюдаемые искажения динамических спектров вызваны влиянием двухбитной оцифровки данных. Они продемонстрировали, что с исправленными данными [29] частотный сдвиг динамических спектров по долготе импульса в значительной степени исчезает.

В наших наблюдениях PSR B1133+16 на частоте 111 МГц регистрация сигнала проводилась с 8-битной оцифровкой, а спектры вычислялись после когерентной дедисперсии. Таким образом, сравнение динамических спектров для двух компонентов среднего профиля лишено указанных выше недостатков, вызванных низким уровнем оцифровки данных. Мы рассчитали два набора динамических спектров отдельно для двух компонентов среднего профиля в окнах длительностью 16 мс: первое окно занимает долготы от 15 до 31 мс, а второе окно расположено между 50 и 66 мс, как это представлено на рис. 1. Для каждого сеанса наблюдений вычислялись 2DACF в обоих окнах и 2ДККФ между динамическими спектрами двух окон. Эти автокорреляционные и кросс-корреляционные функции были усреднены по всем сеансам наблюдений. Частотные сечения усредненных функций аппроксимировались,

как обычно, функцией $Y(x)$ (5), но мы использовали сумму двух гауссиан для аппроксимации временных сечений средних ACF, чтобы учесть вклад внутренней переменности пульсара. Все измеренные параметры мерцаний для двухкомпонентного профиля приведены в табл. 2. Мы иллюстрируем их сравнение на рис. 5. Не наблюдается смещений ни по частоте, ни по времени между динамическими спектрами двух компонентов. На основании полученных результатов мы сделали вывод об отсутствии значимых различий между динамическими спектрами, полученными для двух компонентов среднего профиля.

7. РЕЖИМ МОМЕНТАЛЬНОГО СНИМКА: СПЕКТРЫ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Пульсар B1133+16 — очень яркий пульсар, и также благодаря высокой чувствительности антенны БСА мы зарегистрировали много сильных импульсов. Поэтому была возможность исследовать мерцание в режиме моментального снимка по отдельным импульсам. На рис. 6 показаны три импульса, достаточно яркие в обоих компонентах среднего профиля. Спектры мощности рассчитывались отдельно для двух компонентов в окнах длительностью 16 мс с центром на долготе максимума соответствующих компонентов. Для этого случая

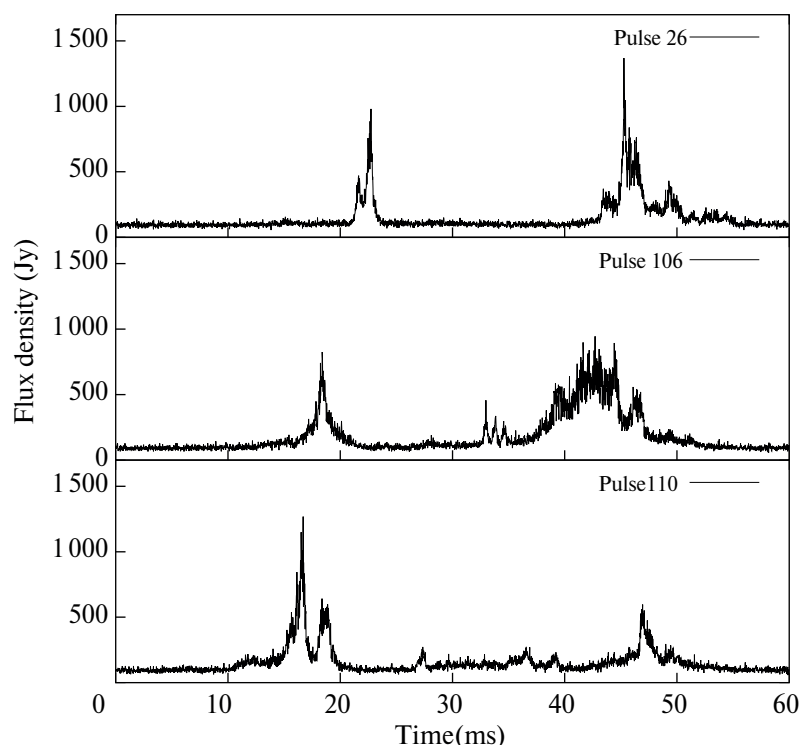


Рис. 6. Избранные сильные индивидуальные импульсы, зарегистрированные в наблюдательном сеансе 6 февраля 2023 г. Импульсы показаны с временным разрешением 20 мкс.

получается спектральное разрешение 65.2 Гц. Затем рассчитывались автокорреляционные функции для каждого спектра и взаимные корреляционные функции между спектрами для первого и второго компонентов среднего профиля. На рис. 7 показаны все эти функции в двух частотных шкалах: левые панели отображают данные в узком диапазоне частот (± 2 кГц), а правые панели охватывают частотный диапазон ± 30 кГц. Оказалось, что автокорреляционные функции имеют короткомасштабные компоненты шириной менее килогерца; эти детали отсутствуют в функциях взаимной корреляции. Мы полагаем, что эти узкополосные детали возникают в результате модуляции спектра огибающей импульса и не относятся к мерцательному процессу. Действительно, узкочастотные детали (100–200 Гц), видимые на левой панели рис. 7, различаются для разных компонентов среднего профиля. Частотные ширины этих структур хорошо согласуются с характерной длительностью субимпульсов (5–10 мс, рис. 6).

8. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ СПЕКТРОВ

Параметры рассеяния, определенные по автокорреляционным функциям отдельных импульсов (режим моментального снимка), не отличаются радикально от аналогичных параметров, полученных

по частотному сечению двумерных корреляционных функций, полученных по динамическим спектрам (обычный режим усреднения). Следовательно, тонкая частотная структура одиночного импульса, вызванная дифракционными искажениями, тоже может быть представлена в виде набора двусторонних обобщенных экспоненциальных функций с показателем степени $\alpha \approx 1$.

Представляет интерес провести численное моделирование такой частотной структуры для определения некоторых дополнительных параметров мерцаний. В качестве примера такого численного моделирования был выбран один сильный импульс, наблюдавшийся 9 декабря 2022 г. под номером 58 (рис. 8). Для первого компонента этого импульса был построен спектр мощности во временном окне 16 мс с разрешением по частоте 0.625 кГц (4000 частотных каналов). При подгонке автокорреляционной функции этого спектра по функции (5) были определены следующие параметры: показатель степени $\alpha = 1.39 \pm 0.05$ и полуширина $W_{1/2}^f = 6.4 \pm 0.5$ кГц. Для этих параметров мы рассчитали показатель степени $\beta = 0.95$ и полуширину $W_{1/2}^f = 4.4$ кГц для формы самого сцинтилля, используя для перехода табл. 2, опубликованную Поповым в работе [25]. С этими параметрами по формуле (5) были вычислены АСФ частотного сечения и собственная форма среднего сцинтилля, представленные на рис. 9. Затем строился

Таблица 2. Параметры, полученные в режиме усреднения по ансамблю

Интервал долгот	α	f_{dif} , кГц	t_{dif} , с	t_{fluct} , с	P_f , МГц
Весь профиль	0.95 ± 0.01	5.2 ± 0.1	45.0 ± 1.7	6.5 ± 0.6	5.70 ± 0.01
Компонент 1	1.07 ± 0.09	5.5 ± 0.1	41.4 ± 0.4	9.2 ± 1.7	
Компонент 2	1.11 ± 0.01	5.7 ± 0.1	38.2 ± 1.5	5.6 ± 0.4	
CCF I–II	1.06 ± 0.09	5.8 ± 0.2	40.4 ± 0.8	8.2 ± 1.5	

Примечание. Приведены: интервал долгот профиля, показатель α , f_{dif} — полоса декорреляции по уровню $1/2$, t_{dif} — время мерцаний по уровню $1/e$, t_{fluct} — характерное время собственной переменности по уровню $1/e$, P_f — период фарадеевского вращения.

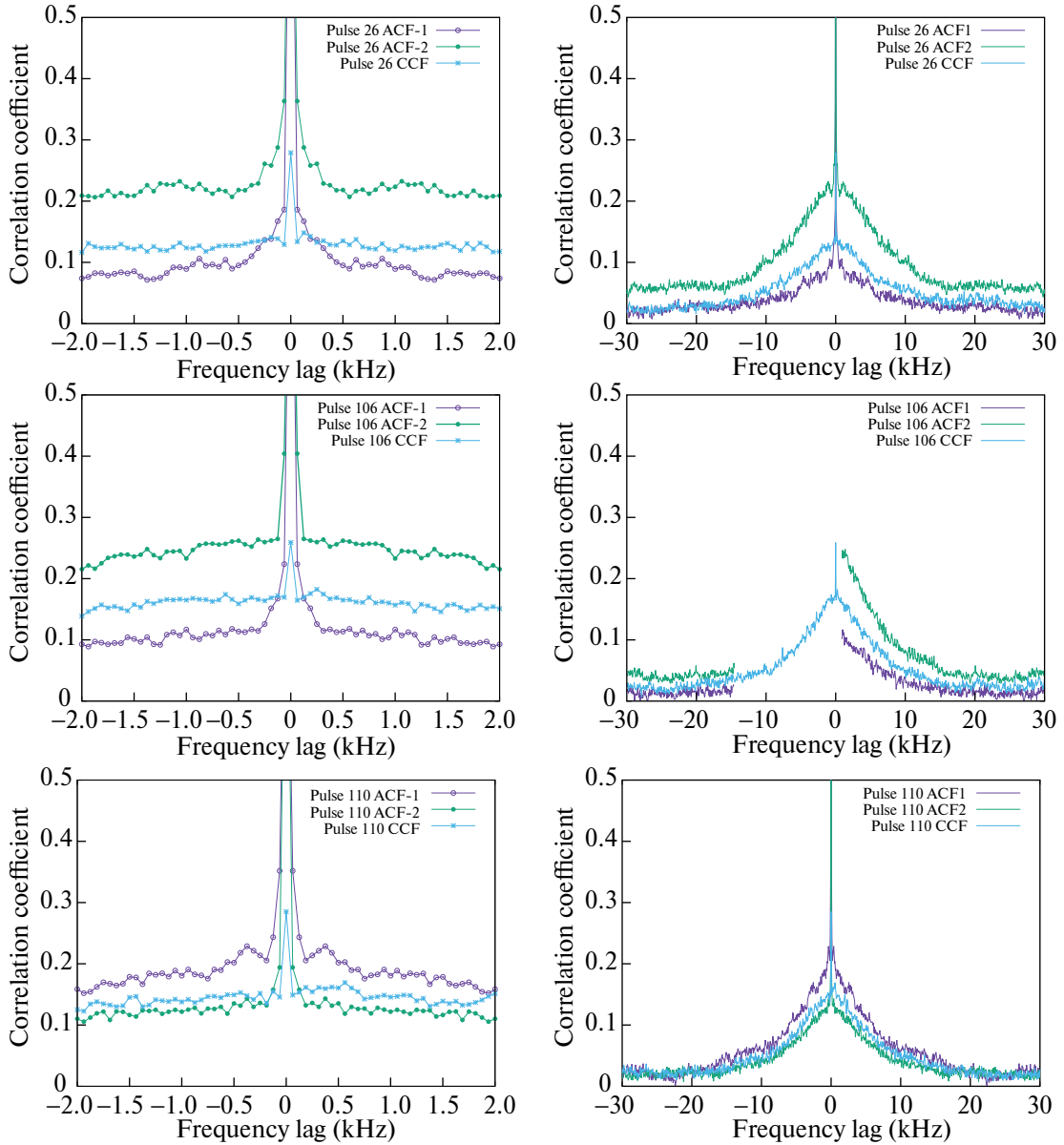


Рис. 7. Автокорреляционные функции (ACF), полученные для спектров отдельных компонентов среднего профиля, и кросс-корреляционные функции (CCF) между спектрами отдельных компонентов. Они получены для индивидуальных импульсов в сеансе 2 февраля 2023 г. и представлены на рис. 6.

спектр из 20 одинаковых по форме синтилей с амплитудой, соответствующей нормальному распределению со стандартным отклонением $\sigma = 1.0$;

эти синтили случайным образом распределялись по спектру (пример приведен на рис. 8). Уровень фонового шума также был добавлен к смоделиро-

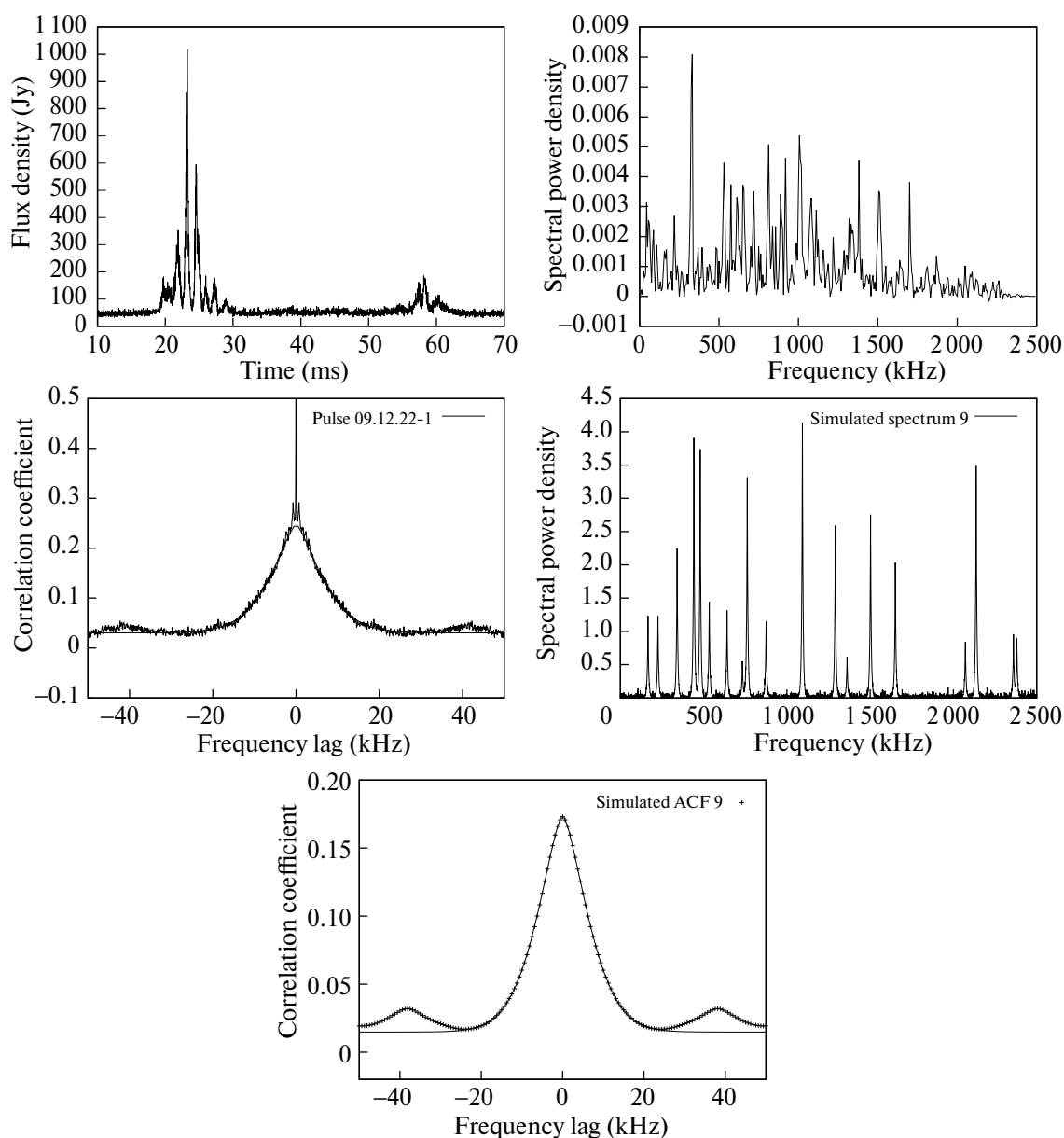


Рис. 8. Результаты численного моделирования спектров. Верхний левый рисунок — индивидуальный импульс, зарегистрированный в сеансе 9 декабря 2022 г. под номером 58; верхний правый рисунок — спектр мощности для этого импульса (первый компонент); в середине слева приведена ACF для спектра мощности импульса № 58; в середине справа показан смоделированный спектр; в нижней части рисунка дается ACF от смоделированного спектра.

ванному спектру; этот шум имеет распределение χ^2 с $\sigma=0.1$. Наконец, была рассчитана ACF для этого спектра и определены ее параметры аппроксимацией ACF функцией $Y(x)$. Получились следующие параметры: показатель степени $\alpha = 1.49 \pm 0.05$ и полуширина $W'_{1/2} = 6.70 \pm 0.05$ кГц. Они хорошо согласуются с исходными параметрами. Мы считаем, что этот результат подтверждает нашу гипотезу о тонкой частотной структуре мерцаний. На самом деле мы сделали сотни таких симуляций с разным количеством сцинтил в полосе частот. При количестве сцинтил значительно больше 10 отдельные сцин-

тили накладываются друг на друга, что приводит к сложной форме ACF.

9. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе Попова с соавторами [30] проанализированы свойства функции видности для 5 пульсаров на наземных и наземно-космических базах интерферометра. Авторам [30] удалось показать, что зависимость амплитуды функции видности от временной задержки для всех пульсаров может быть представлена функцией Лоренца. Известно, что

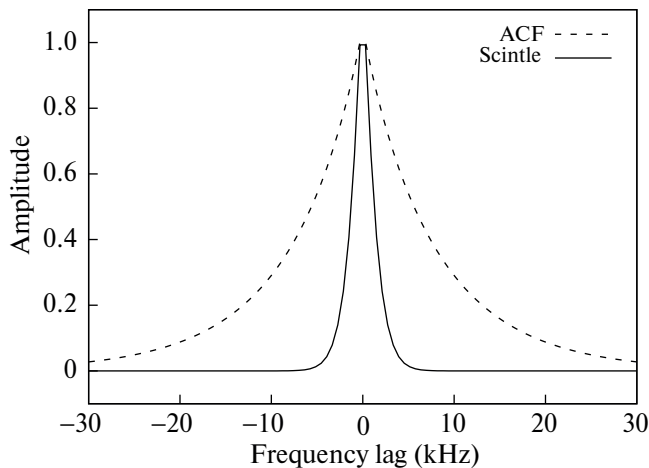


Рис. 9. Сравнение усредненного по ансамблю АСФ частотного сечения (штриховая линия) и соответствующей собственной частотной формы среднего по ансамблю сцинтиля (сплошная линия). Эти функции были вычислены в соответствии с уравнением (5) для параметров, указанных в тексте.

преобразование Фурье от функции Лоренца является двусторонней экспонентой. Поскольку функция видности для двух радиотелескопов А и В получается обратным преобразованием Фурье из кросс-спектра $A \times B$, то форма спектральных деталей в этом кросс-спектре должна описываться в среднем набором из двусторонних экспоненциальных функций.

В отличие от среднего профиля импульса получить среднюю форму сцинтиля из наблюдений невозможно из-за случайного характера дифракционных пятен в спектре. Из наблюдений получают только среднюю автокорреляционную функцию. Бартель с соавторами [24] объяснили, что корреляционная функция сигнала, описываемого двусторонней экспонентой $y(\Delta f) = \exp(\Delta f/b)$, имеет следующий вид АСФ: $ACF(\Delta f) = (b + \Delta f)\exp(\Delta f/b)$. Они назвали эту функцию модифицированной экспонентой. Бартель с соавторами [24] проанализировали частотные сечения 2DACF для 12 пульсаров и обнаружили, что примерно для половины объектов в их выборке модифицированная экспонента хорошо подходит для аппроксимации частотного сечения 2DACF в то время, как для другой половины объектов лучше использовать простую экспоненциальную функцию. Но в последнем случае сам сцинтиль должен формально описываться функцией Бесселя нулевого порядка второго рода. Поскольку Бартель с соавторами [24] исследовали АСФ по единичным измерениям, остается неясным, присущи ли обнаруженные типы АСФ данному объекту или пульсар может переходить со временем из одной категории в другую. Основной целью наших длительных из-

мерений было проследить временную эволюцию формы и параметров автокорреляционных функций по динамическим спектрам PSR B1133+16.

Попов [25] предложил использовать обобщенную экспоненциальную функцию (5) для анализа формы АСФ. Это уравнение позволяет отслеживать плавные переходы формы АКФ во времени. Например, для функции Лоренца показатель степени обобщенной аппроксимирующей функции равен 1.36, а для модифицированной экспоненциальной функции этот показатель равен 1.43. В наших измерениях показатель степени обобщенной экспоненциальной функции изменяется от 0.53 до 1.74, меняясь как в краткосрочной, так и в долгосрочной временной шкале. Краткосрочные вариации индекса мы связываем со статистической неопределенностью наших измерений, основанной на малой продолжительности сеансов наблюдений. Продолжительность сеанса наблюдения составляет 200 с, что всего в 4 раза превышает характерное время мерцания.

В режиме усреднения по ансамблю (все наблюдения вместе взяты) мы получили для частотного участка 2DACF $f_{\text{dif}} = 5.2$ кГц и показатель степени $\alpha = 0.95$; этим параметрам соответствует форма среднего сцинтиля, представленная формулой (5), с полушириной $W_{1/2} = 1.2$ кГц и показателем степени $\beta = 0.57$ (см. раздел 5). Усредненный по ансамблю частотный разрез 2DACF и соответствующая форма АСФ усредненного по ансамблю сцинтиля показаны на рис. 9. Такую форму сцинтиля можно формально понимать, как действие резонансного частотного фильтра с очень высокой добротностью. Получается, что именно такой фильтр определяет амплитудно-частотную характеристику, соответствующую интерференции когерентных рассеянных волн.

Анализ динамических спектров, полученных для двух компонентов среднего профиля пульсара, показал, что параметры дифракционных мерцаний одинаковы для этих компонентов, и для них нет временного смещения в средней кросс-корреляционной функции. Это означает, что пространственное разделение между компонентами существенно меньше диска рассеяния.

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Пульсар B1133+16 наблюдался на радиотелескопе БСА ПРАО ФИАН в период с октября 2022 по март 2023 года. Выполнено 38 измерений параметров рассеяния с высоким временным и частотным разрешением.

2. Из анализа частотных сечений двумерной автокорреляционной функции следует, что истинный

вид дифракционных искажений в среднем может быть представлен обобщенной экспоненциальной функцией с полосой 1.2 кГц и показателем 0.57 (рис. 9). Такую форму частотных скинтилей формально можно интерпретировать как действие резонансного фильтра с очень высокой добротностью.

3. Численное моделирование спектра набором таких узкополосных скинтилей показало, что количество скинтилей в спектре ограничено и составляет 10–20.

4. В динамических спектрах, полученных для двух компонентов среднего профиля пульсара, различий в параметрах мерцаний обнаружено не было.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *B.J. Rickett, Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **28**, 561 (1990).
2. *P.A. G. Scheuer, Nature* **218**(5145), 920 (1968).
3. *B.J. Rickett, Nature* **221**(5176), 158 (1969).
4. *B.J. Rickett, W. A. Coles, and G. Bourgois, Astron. and Astrophys.* **134**, 390 (1984).
5. *B.J. Rickett, Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **15**, 479 (1977).
6. *J.W. Armstrong, B.J. Rickett, and S.R. Spangler, Astrophys. J.* **443**, 209 (1995).
7. *V.I. Shishov and T.V. Smirnova, Astron. Rep.* **46**(9), 731 (2002).
8. *V.I. Shishov, T.V. Smirnova, W. Sieber, V.M. Malofeev, et al., Astron. and Astrophys.* **404**, 557 (2003).
9. *T.V. Smirnova, V.I. Shishov, W. Sieber, D.R. Stinebring, et al., Astron. and Astrophys.* **455**(1), 195 (2006).
10. *W. Lewandowski, M. Kowaliska, and J. Kijak, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **449**(2), 1570 (2015).
11. *R.W. Romani, R. Narayan, and R. Blandford, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **220**, 19 (1986).
12. *D.C. Backer, Astron. and Astrophys.* **43**(3), 395 (1975).
13. *J.M. Cordes, J. M. Weisberg, and V. Boriakoff, Astrophys. J.* **268**, 370 (1983).
14. *A. Wolszczan and J. M. Cordes, Astrophys. J. Letters* **320**, L35 (1987).
15. *Y. Gupta, N. D. R. Bhat, and A. P. Rao, Astrophys. J.* **520**(1), 173 (1999).
16. *A.T. Deller, W.M. Goss, W.F. Briskin, S. Chatterjee, et al., Astrophys. J.* **875**(2), id. 100 (2019).
17. *R.N. Manchester, G.B. Hobbs, A. Teoh, and N. Hobbs, Astron. J.* **129**(4), 1993 (2005).
18. *T.H. Hankins and B.J. Rickett, in Methods in Computational Physics. Radio astronomy* **14**, 55 (1975).
19. *I.A. Girin, S.F. Likhachev, A.S. Andrianov, M.S. Burgin, M.V. Popov, A.G. Rudnitskiy, V.A. Soglasnov, V.A. Zuga, Astronomy and Computing* **45**, id. 100754 (2023), arXiv:2303.17280 [astro-ph.IM].
20. *R.N. Bracewell, The Fourier Transform and its applications, McGraw-Hill Ser. Electrical Engineering, Networks and Systems (New York: McGraw-Hill, 1986).*
21. *J.M. Cordes, Astrophys. J.* **311**, 183 (1986).
22. *J.M. Cordes, J.M. Weisberg, and V. Boriakoff, Astrophys. J.* **288**, 221 (1985).
23. *N.D.R. Bhat, A.P. Rao, and Y. Gupta, Astrophys. J. Suppl. Ser.* **121**(2), 483 (1999).
24. *N. Bartel, M.S. Burgin, E.N. Fadeev, M.V. Popov, N. Rognahikhameneh, T.V. Smirnova, and V.A. Soglasnov, Astrophys. J.* **941**(2), id. 112 (2022).
25. *M.V. Popov, Astron. Rep.* **66**(12), 1311 (2022).
26. *M.V. Popov and T.V. Smirnova, Astron. Rep.* **65**(11), 1129 (2021).
27. *W. Feller, An Introduction to Probability Theory and its Applications, Vol. II, 2nd Edition (New York — London — Sydney — Toronto: John Wiley & Sons, Inc., 1971).*
28. *M.V. Popov, N. Bartel, A.S. Andrianov, M.S. Burgin, et al., arXiv:2302.13326 [astro-ph.GA] (2023).*
29. *F.A. Jenet and S. B. Anderson, Publ. Astron. Soc. Pacific* **110**(754), 1467 (1998).
30. *M.V. Popov, N. Bartel, M.S. Burgin, C.R. Gwinn, T.V. Smirnova, and V. A. Soglasnov, Astrophys. J.* **888**(2), id. 57 (2020).

FINE FREQUENCY STRUCTURE OF INTERSTELLAR SCINTILLATION PATTERN IN RADIO EMISSION OF THE PSR B1133+16 AT 111 MHZ

M. V. Popov^a, T. V. Smirnova^b

^a*Astrospace Center of P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*Pushchino Radio Astronomy Observatory of P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Pushchino, Russia*

The B1133+16 pulsar was observed at a frequency of 111 MHz with the LPA PRAO radio telescope from October 2022 to March 2023. Observations were made twice a week for two days in a row. In total 38 measurements of the scattering parameters were carried out with a high frequency resolution (up to 65 Hz). We used continuous recording of voltage in the frequency band 2.5 MHz with 8-bit digitization. The signal was reconstructed using the coherent dedispersion method. Dynamic spectra (DSP) were constructed for each observing session. Then, for each DSP, we calculated a two-dimensional autocorrelation function (2DACF) and analyzed its frequency and time sections. We have studied the fine frequency structure of pulsar scintillations by analyzing both the

dynamic spectra, and the spectra of individual pulses. It has been found that the intrinsic shape of diffraction distortion on average can be represented by a sharp two-sided function with a characteristic frequency width of 1–2 kHz. The long-term variability of the following parameters has been carefully studied: characteristic scales in frequency and time (f_{dif} and t_{dif}), and rotation measure RM . Based on the analysis of long-term variations, it is suggested that the true frequency form of scintillations may be distorted by ionospheric effects. We also compared the scintillation parameters separately for the two mean profile components, and no differences between the parameters were found.

Keywords: pulsar B1133+16, interstellar scattering, dynamic spectra