

ПОКАЗАТЕЛЬ СТЕПЕНИ СПЕКТРА НЕОДНОРОДНОСТЕЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ ПЛАЗМЫ В НАПРАВЛЕНИИ ОДИННАДЦАТИ ПУЛЬСАРОВ

© 2021 г. М. В. Попов^{1, *}, Т. В. Смирнова^{2, **}

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

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,

Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пушчино, Россия

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

**E-mail: tania@pra0.ru

Поступила в редакцию 21.07.2021 г.

После доработки 15.08.2021 г.

Принята к публикации 31.08.2021 г.

Проанализированы двумерные корреляционные функции от динамических спектров 11 пульсаров по архивным данным проекта “Радиоастрон”. Временные сечения этих функций аппроксимировались экспоненциальными функциями с показателем α . Показано, что эта аппроксимация существенно лучше описывает форму корреляционной функции, чем гауссовская функция. Временная структурная функция $D(\Delta t)$ для малых значений запаздывания Δt является степенной с показателем α . Показатель степени спектра пространственных неоднородностей межзвездной плазмы n связан с показателем степени структурной функции соотношением $n = \alpha + 2$. Мы определили характерное время мерцаний и показатель n в направлении 11 пульсаров. В направлении трех пульсаров (B0329+54, B0823+26 и B1929+10) показатель степени спектра пространственных неоднородностей межзвездной плазмы оказался очень близким к значению для Колмогоровского спектра ($n = 3.67$). Для других пульсаров он варьируется от 3.18 до 3.86. Показано, что на измеряемые параметры мерцаний заметное влияние оказывает продолжительность сеанса наблюдений, выраженная ее отношением к характерному времени мерцаний. Если этот параметр меньше 10, тогда могут получиться смещенные оценки параметров: уменьшение значений показателя α и характерного времени мерцаний t_{scint} .

Ключевые слова: пульсары, мерцания, межзвездная плазма

DOI: 10.31857/S0004629921120057

1. ВВЕДЕНИЕ

Неоднородности межзвездной плазмы рассеивают радиоизлучение космических источников. Интенсивные исследования эффектов рассеяния начались с открытия пульсаров, поскольку пульсары являются сверхкомпактными объектами, которые обеспечивают когерентность излучения, и влиянием структуры источника можно пренебречь. Проявления рассеяния – это размытие изображения, уширение импульса, модуляция интенсивности по времени и частоте (мерцания) и искажение радиоспектров. Параметрами, характеризующими эти явления, являются угол рассеяния θ_{sc} , время рассеяния τ_{sc} , характерное время мерцания t_{scint} и характерная полоса декорреляции f_{scint} . Теоретические рассуждения эффектов рассеяния установили определенные соотношения между параметрами рассеяния (см., напр., [1–3]). Их необходимо сравнивать с пара-

метрами, измеренными в радиоастрономических наблюдениях пульсаров.

При анализе мерцаний принято рассматривать три режима усреднения значений наблюдений: режим моментального снимка, режим усреднения и режим усреднения по ансамблю. 1) Режим моментального снимка соответствует времени усреднения $T_{\text{obs}} \ll t_{\text{scint}}$, т.е. время усреднения существенно меньше характерного времени мерцаний. 2) Анализ в режиме усреднения соответствует противоположному случаю $T_{\text{obs}} > t_{\text{scint}}$. Здесь под временем мерцаний t_{scint} мы подразумеваем время дифракционных мерцаний, которое в большинстве случаев составляет от нескольких секунд до десятков минут на метровых и дециметровых волнах. 3) Существуют также рефракционные мерцания с характерным временем t_{ref} в несколько недель и месяцев [4]. Анализ наблюдаемых параметров на таких интервалах времени называется усреднением по ансамблю [5]. В этом

Таблица 1. Список исследованных пульсаров

Название пульсара	T , мин	Δt , с	N_t	T_{obs} , с	N_f	РТ	Дата	Код
V0329+54	60	7.145	504	3600	4096	GB	26.11.2012	raes10a
V0809+74	180	10.33	1045	10800	4096	GB	17.12.2012	raes06g
V0823+26	150	0.531	16950	9000	2048	AR	11.03.2015	rag04aj
V0834+06	55	1.273	2600	3300	8192	GB	08.12.2014	rag04ah
V0919+06	90	0.430	12558	5400	2048	AR	10.05.2018	rag29p
V1133+16	120	1.188	6000	7200	1024	AR	03.02.2018	rag29g
V1237+16	100	1.382	4340	6000	512	AR	22.12.2017	rag28c
V1749–28	250	5.625	2666	15000	192	PA	26.05.2014	rak02az
V1929+10	100	0.226	26550	6000	512	AR	05.05.2015	rag04ap
V1933+16	90	0.358	15083	5400	8192	AR	01.08.2013	rag02aa
V2016+28	45	0.558	5376	3000	2048	AR	22.05.2015	rag04aq

Примечание. Приведены: название пульсара; T – полное время наблюдения, мин; Δt – шаг по времени, с; N_t – число выборок в спектре; T_{obs} – время одного спектра, с; N_f – число каналов; РТ – использованный радиотелескоп: GB – 100-м радиотелескоп обсерватории Грин-Бэнк, AR – 300-м радиотелескоп обсерватории Аресибо, PA – 64-м радиотелескоп в Парксе; Дата – дата наблюдений; Код – код эксперимента.

исследовании мы проанализируем мерцания в режиме нормального усреднения, $T_{\text{obs}} > t_{\text{scint}}$.

Мы будем использовать данные наблюдений, полученные в ходе реализации научной программы наземно-космического интерферометра “Радиоастрон”. Эти данные уже использовались ранее в других исследованиях [6–8]. Будут проанализированы динамические спектры $S(f, t)$ и двумерные корреляционные функции $CF(\Delta f, \Delta t)$.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Исследования пульсаров были важной частью научной программы наземно-космического интерферометра “Радиоастрон”. Наблюдения проводились в основном на частоте 324 МГц и в некоторых случаях на частоте 1668 МГц. Полосы частот приемника составляли 16 и 32 МГц соответственно. Эти исследования были в основном направлены на изучение свойств и пространственного распределения межзвездной плазмы. Были определены расстояния до эффективных рассеивающих экранов путем сравнения углового уширения θ_{sc} с характерным временем рассеяния импульса τ_{sc} [6–9]. Список выбранных для нашего исследования пульсаров с их параметрами приведен в табл. 1. В этой статье мы будем использовать определенные ранее для других целей динамические спектры $S(f, t)$ пульсаров. Подробности, касающиеся построения динамических спектров, приведены в цитированных выше публикациях. Индивидуальный спектр для данного времени t калибруется как

$$S(f, t) = [S^{\text{ON}}(f, t) - S^{\text{OFF}}(f, t)] / S^{\text{OFF}}(f, t), \quad (1)$$

где $S^{\text{ON}}(f, t)$ и $S^{\text{OFF}}(f, t)$ – спектры, полученные во временных окнах на импульсе и вне импульса

пульсара соответственно. Каждый динамический спектр содержит $N_f \times N_t$ значений, где N_f – количество частотных каналов, а N_t – количество спектров в данной наблюдательной выборке. Обычно интервал времени между последовательными спектрами равен периоду пульсара, но в некоторых случаях выполнялось усреднение по нескольким периодам, чтобы сгладить собственные вариации интенсивности пульсара от импульса к импульсу. Все эти параметры приведены в табл. 1. В нашем списке два пульсара (V1749–28 и V1933+16) наблюдались на частоте 1668 МГц, а остальные – на частоте 324 МГц.

3. МЕТОДИКА АНАЛИЗА ДИНАМИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ

Для состоятельной оценки параметров рассеяния мы анализировали динамические спектры на временном интервале $T_{\text{obs}} > t_{\text{scint}}$, как уже было отмечено во Введении. Для этого вычислялись на всем интервале наблюдения двумерные корреляционные функции от динамических спектров. Двумерная корреляционная функция $CF(\Delta f, \Delta t)$ рассчитывалась как

$$CF(\Delta f, \Delta t) = [(N_f - \Delta f)(N_t - \Delta t)]^{-1} \times \sum_{\Delta f=0}^{N_f-\Delta f} \sum_{\Delta t=0}^{N_t-\Delta t} \Delta S(f, t) \Delta S(f + \Delta f, t + \Delta t), \quad (2)$$

здесь Δf и Δt – частотные и временные запаздывания, а $\Delta S(f, t) = S(f, t) - \langle S(f, t) \rangle$, где

$$\langle S(f, t) \rangle = [N_f N_t]^{-1} \sum_{i=0}^{N_f} \sum_{j=0}^{N_t} S(f_i, t_j). \quad (3)$$

Затем мы использовали нормализованные корреляционные функции $NCF(\Delta f, \Delta t) = CF(\Delta f, \Delta t)/CF(0, 0)$. Наша задача состояла в том, чтобы оценить характерное время мерцаний t_{scint} . Следуя Кордесу [5], мы попытались определить значение времени мерцания из временного сечения двумерных корреляционных функций от динамических спектров $CF(\Delta f, \Delta t)$, взятых с нулевым запаздыванием по частоте. Традиционно [5] это сечение аппроксимируется Гауссианой, а полуширина этой функции на уровне $1/e$ и принимается за время мерцания t_{scint} . Другие исследователи, использующие корреляционные функции для анализа данных [2, 10, 11], указывали на отклонения этих функций от гауссовой формы. Мы предлагаем использовать более универсальную функцию для аппроксимации временного сечения NCF , а именно экспоненциальную функцию с произвольным показателем степени вида:

$$Y(\Delta t) = A \exp(-(\Delta t)^\alpha / B). \quad (4)$$

Здесь A – амплитуда, а B – параметр, характеризующий ширину NCF , при этом W_e – полуширина на уровне $1/e$ – определяется как $W_e = t_{scint} = B^{1/\alpha}$. Параметры A, α, B определялись в результате аппроксимации вычисленных NCF функцией (4) для положительных сдвигов с отступлением от $\Delta t = 0$ на 2 отсчета для исключения шумового пика.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

Результаты проведенного анализа приведены в табл. 2. В первом столбце таблицы дано обозначение пульсара, во втором – величина отношения времени, на котором получен динамический спектр (T_{obs}), к характерному времени мерцаний (t_{scint}), в третьем приведена величина характерного времени мерцаний (t_{scint}), определенная по соотношению $W_e = B^{1/\alpha}$. В двух следующих столбцах таблицы сравниваются значения среднеквадратических уклонений (RMS) для двух вариантов аппроксимации вычисленных NCF : традиционной Гауссианой и экспонентой с произвольным показателем, в последнем столбце приведен этот показатель. Числа в скобках дают величину формальной среднеквадратической ошибки определения данного параметра в результате аппроксимации по методу наименьших квадратов. Эти ошибки относятся к последним значащим цифрам измеренных величин. На самом деле эти параметры меняются со временем в значительно большем интервале значений.

Кордс и соавт. [12] обратили внимание на так называемую “относительную ошибку” в своих оценках полосы декорреляции Δv_{iss} , возникающую при анализе корреляционных функций. Они

Таблица 2. Сводка результатов

Название пульсара	R	t_{scint}, c	RMS ₁	RMS ₂	α
B0329+54	31.3	115(5)	1.62	0.58	1.67(1)
B0809+74	24.5	373(50)	0.90	0.22	1.33(1)
B0823+26	212.0	50(3)	0.06	0.04	1.66(1)
B0834+06	14.5	227(5)	0.86	0.25	1.528(6)
B0919+06	55.3	94(2)	0.08	0.03	1.57(1)
B1133+16	263.1	26.6(3)	0.40	0.13	1.86(1)
B1237+16	22.1	221(15)	1.27	0.34	1.39(1)
B1749–28	68.6	201(8)	0.57	0.32	1.82(1)
B1929+10	25.9	232(5)	0.73	0.24	1.65(2)
B1933+16	128.6	42(8)	2.63	0.67	1.18(1)
B2016+28	4.2	708(70)	1.40	0.16	1.36(2)

Примечание. Приведены: название пульсара; $R = T_{obs}/t_{scint}$; t_{scint} – время мерцаний, с; RMS₁ и RMS₂ – RMS для Гауссианы и для степенной функции соответственно; α – показатель степени для степенной функции.

оценили относительную ошибку величиной $1/\sqrt{N}$, где N – общее количество мерцательных деталей (сцинтил) в спектре, $N = \frac{T_{obs} B_f}{\Delta v_{iss} t_{scint}}$, а B_f – полоса пропускания приемника. Такая ошибка при определении Δv_{iss} из ССФ обычно составляет 10–20%. Обращаем внимание на то, что при определении t_{scint} наряду с такими случайными ошибками, как указанная относительная ошибка, появляется и систематическая ошибка, также связанная с ограничениями на время наблюдения и полосу пропускания приемника. Эта ошибка возникает из-за обрезания отдельных сцинтил, что обусловлено ограниченной продолжительностью наблюдательного скана по времени и частоте (T_{obs}, B_f). Мы предлагаем ввести “параметр усечения” R , который связан с количеством сцинтил, усеченных краями поля наблюдения по времени. В качестве такого параметра усечения мы будем использовать величину отношения длительности наблюдательного скана к величине характерного времени мерцаний $R = T_{obs}/t_{scint}$; значения R приведены в столбце 2 табл. 2. Для сравнения качества приближений вычисленных NCF простыми гауссианами и экспонентами с произвольным показателем степени в табл. 2 приведены остаточные уклонения для этих случаев. Видно, что эти остаточные уклонения всегда заметно меньше (от 1.5 до 8.8 раза) для способа аппроксимации экспонентами с произвольным показателем степени. На рис. 1 приведены примеры сравнения этих способов аппроксимации для двух пульсаров: B1237+25 и B2016+28. В верхней части рисунка различными линиями показаны вычисленные NCF и две аппроксимирующие функции. В масштабе такого рисунка

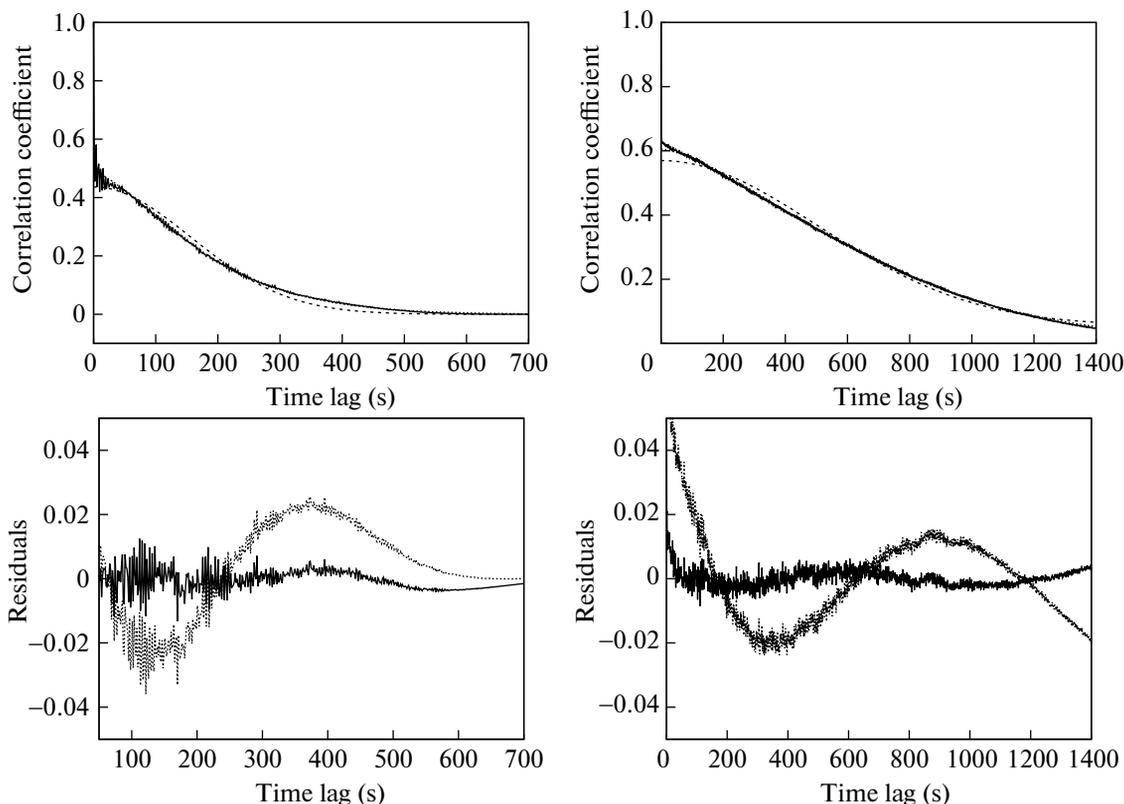


Рис. 1. Верхняя панель – примеры сечений по времени для двумерных автокорреляционных функций от динамических спектров пульсаров B1237+25 (слева) и B2016+28 (справа). Сплошными линиями показаны вычисленные функции, штриховые линии представляют аппроксимирующие показательные функции, и пунктирные линии – Гауссианы. Нижняя панель – соответствующие остаточные отклонения: сплошные линии отражают результаты аппроксимации степенными функциями, а пунктирные – Гауссианами.

усмотреть различие между аппроксимациями затруднительно. Поэтому в нижней части рисунка показаны отклонения наблюдательных данных от аппроксимирующих функций: темная (сплошная) кривая соответствует способу аппроксимации экспонентами с произвольным показателем степени, а более светлая (штриховая) кривая соответствует способу аппроксимации гауссианами. Наглядно видно, что способ аппроксимации экспонентами с произвольным показателем степени значительно лучше отражает наблюдаемые NCF .

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Межзвездное рассеяние тесно связано со свойствами межзвездной рассеивающей среды (ISM), так как эффекты мерцаний вызваны флуктуациями электронной плотности в ISM. Анализ большого количества наблюдательных данных по пульсарам показал, что мерцания пульсаров статистически хорошо согласуются со степенным спектром пространственных неоднородностей с показателем степени $n = 3.67$ (т.е. Колмогоровский спектр) в очень широком диапазоне пространственных масштабов [13, 14]. Структурная функция колебаний фазы радиоизлучения пульсаров связана с

пространственным спектром электронной плотности, который описывается соотношением $\Phi(q) = Cq^{-n}$, где q – пространственная частота, а C характеризует степень турбулентности.

Анализ структурных функций некоторых пульсаров показал, что спектр для различных локальных направлений в Галактике может отличаться от Колмогоровского спектра [8, 15]. В нескольких публикациях [3, 16, 17] обсуждалась связь между индексом спектра неоднородности n и показателем α во временной зависимости структурной функции. В работе Шишова и соавт. [3] показано, что для степенного спектра в режиме насыщенных мерцаний временная структурная функция $D(\Delta t)$ имеет вид $D(\Delta t) = (\Delta t/t_{\text{scint}})^\alpha$ для $\Delta t \ll t_{\text{scint}}$ и $\alpha = n - 2$. Структурная функция $D(\Delta t)$ может быть выражена через нормированную корреляционную функцию NCF как $D(\Delta t) = 2(NCF(0) - NCF(\Delta t))$. Для случая аппроксимации корреляционной функции NCF экспонентой получим при малых запаздываниях выражение: $D(\Delta t) = 2(NCF(0) - NCF(\Delta t)) = (\Delta t)^\alpha/B$. Таким образом, для малых запаздываний структурная функция является степенной с показате-

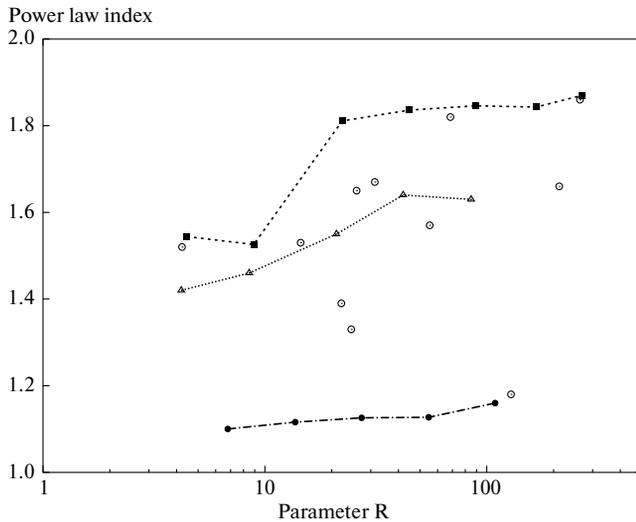


Рис. 2. Зависимость показателя степени степенной аппроксимирующей функции α от величины R — отношения времени наблюдений T_{obs} к характерному времени мерцаний t_{scint} . Белыми кружками показаны измеренные значения для 11 пульсаров. Штриховая линия, проходящая через квадратики, отражает поведение показателя степени для пульсара V1133+16 при искусственном сокращении наблюдательного времени. Пунктирная линия, проведенная через треугольники, показывает то же самое для пульсара V0823+26, а штрихпунктирная линия с черными точками относится к пульсару V1933+16.

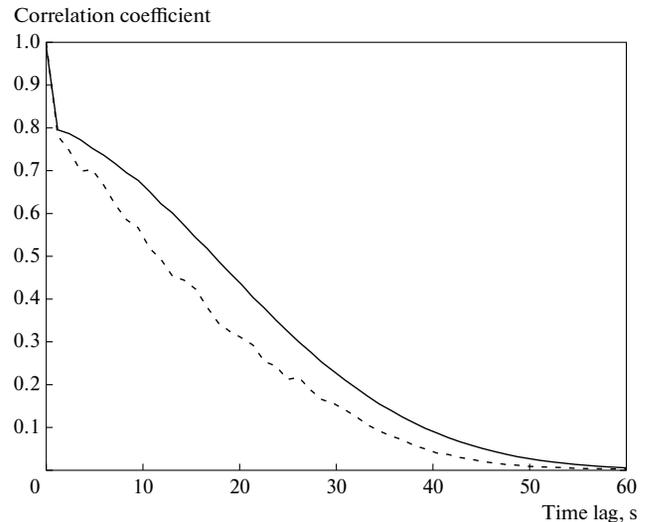


Рис. 3. Сопоставление формы сечений по времени для двумерных автокорреляционных функций от динамического спектра пульсара V1133+16 для полного наблюдательного времени 7000 с (сплошная линия) и для ограниченного интервала наблюдений в 100 с (штриховая линия).

лем степени α , а показатель степени спектра пространственных неоднородностей межзвездной плазмы при таком рассмотрении будет $n = \alpha + 2$. Показатели степени α приведены в последнем столбце табл. 2. Числа в скобках соответствуют ошибкам вписывания степенной функции.

Оказалось, что из 11 пульсаров нашего списка в направлении трех пульсаров (V0329+54, V0823+26 и V1929+10) показатель степени n спектра пространственных неоднородностей межзвездной плазмы очень близок к значению Колмогоровского спектра ($n = 3.67$). Самое высокое значение $n = 3.86$ получилось в направлении на пульсар V1133+16, а наименьшее значение ($n = 3.18$) — в направлении на пульсар V1933+16. Следует отметить, что правильная аппроксимация (степенная) корреляционной функции дает корректное значение показателя n . Можно отметить также, что отличие корреляционной функции от гауссианы показывает, что внутренний масштаб турбулентности меньше характерного пространственного масштаба мерцаний.

Как было указано в предыдущем параграфе, систематическую ошибку в определении характерного времени мерцаний t_{scint} и в определении показателя α может вносить влияние ограниченного наблюдательного времени, на котором получены динамические спектры. Это влияние

мы предлагаем характеризовать параметром $R = T_{\text{obs}}/t_{\text{scint}}$; значения R приведены в столбце 2 табл. 2. Это влияние мы обсудим, основываясь на данных, представленных на рис. 2. На этом рисунке шкала абсцисс приведена в логарифмическом масштабе, а шкала ординат оставлена в натуральных величинах. Кружками обозначены значения показателя α , полученные методом аппроксимации корреляционной функции. Для основной группы точек можно заметить некоторую тенденцию увеличения показателя α с увеличением параметра R . Чтобы проверить эту тенденцию, мы для трех пульсаров, у которых исходное значение R превышает 100, провели обработку с искусственным ограничением наблюдательного времени. Штриховая линия, проходящая через квадратики, относится к пульсару V1133+16 (верхняя линия). Для этого пульсара полное число импульсов составляет $N = 6000$, и мы выполнили обработку данных для значений N , равных 6000, 4000, 2000, 1000, 500, 200 и 100. Из рисунка видно, что при малых значениях параметра R наблюдается заметное уменьшение значений показателя α . Пунктирная линия, проведенная через треугольники, относится к пульсару V0823+26. Тенденция уменьшения α с сокращением времени наблюдений подтверждается и для этого пульсара. Просматривается эта тенденция и для пульсара V1933+16 (штрихпунктирная линия, проходящая через черные кружки), хотя для этого пульсара показатель α имеет самое низкое значение, выпадающее из общей группы точек на рисунке. Этот пульсар имеет самое большое значе-

ние меры дисперсии ($DM = 158$ кпк/см³) и находится на значительном удалении (3.7 кпк). Отметим также, что RMS для Гауссианы по отношению к RMS для степенной функции увеличивается с уменьшением параметра R .

Продолжительность наблюдательного сеанса влияет и на определение характерного времени мерцаний t_{scint} . На рис. 3 приведено сравнение временных сечений NCF для полного (7000 с) и усеченного (100 с) наблюдательного скана: видно, что с уменьшением R изменяется форма сечения и уменьшается t_{scint} . Эффект будет тем больше, чем меньше R . По-видимому, причиной зависимости оценок показателя степени и характерного времени мерцаний от относительной длины выборки является недостаточно большое число дифракционных пятен в анализируемом динамическом спектре, чтобы получить статистически правильную оценку параметров. При небольшом отношении $T_{\text{obs}}/t_{\text{scint}}$ часть дифракционных структур обрезается как по времени, так и по частоте, если f_{dif} только в несколько раз меньше полосы приемника.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведен анализ нормированных двумерных корреляционных функций NCF от динамических спектров для 11 пульсаров по архивным данным проекта “Радиоастрон”. Временные сечения этих функций аппроксимировались экспоненциальными функциями с показателем α . Показано, что эти функции существенно лучше описывают форму NCF , чем гауссовские функции. Определены показатель α и характерное время мерцаний t_{scint} для всех источников.

2. Из 11 пульсаров нашего списка в направлении трех пульсаров (B0329+54, B0823+26 и B1929+10) показатель степени спектра пространственных неоднородностей межзвездной плазмы оказался очень близким к значению для Колмогоровского спектра ($n = 3.67$). Для других пульсаров он находится в пределах от 3.18 (PSR B1933+16) до 3.86 (PSR B1133+16). Среднее значение этого показателя по всему списку за исключением пульсаров B2016+28 и B1933+16 составляет величину 3.62.

3. Показано, что на измеряемые параметры мерцаний заметное влияние оказывает продолжительность сеанса наблюдений, выраженная в единицах характерного времени мерцаний (параметр R). Если этот параметр меньше 10, могут получаться смещенные оценки параметров: уменьшение значений показателя α и характерного времени мерцаний t_{scint} . Из нашего списка в эту категорию определенно попадает пульсар B2016+28.

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, которая является учреждением Национального научного фонда (NSF) и эксплуатируется в соответствии с соглашением о сотрудничестве с Ассоциацией университетов (Associated Universities, Inc.); 300-м радиотелескоп обсерватории Аресибо находился в ведении SRI International в соответствии с соглашением о сотрудничестве с Национальным научным фондом (AST-1100968) и в союзе с Университетом Ана Г. Мендес (Университет Метрополитана и Университетской ассоциации космических исследований); 64-м радиотелескоп в Парксе является частью Австралийского телескопа (ATNF), который финансируется австралийским правительством в качестве национального объекта, управляемого CSIRO.

Мы благодарим Е.Н. Фадеева (АКЦ ФИАН) за предоставленные динамические спектры из личного архива и за полезные советы при подготовке этой статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *B. J. Rickett*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **15**, 479 (1977).
2. *V. I. Shishov*, *Soviet Astron.* **17**, 598 (1974).
3. *V. I. Shishov, T. V. Smirnova, W. Sieber, V. M. Malofeev, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **404**, 557 (2003).
4. *D. R. Stinebring, V. I. Smirnova, T. H. Hankins, J. S. Hovis, V. M. Kaspi, J. C. Kempner, E. Myers, and D. J. Nice*, **539**, 300 (2000).
5. *J. M. Cordes*, **311**, 183 (1986).
6. *M. V. Popov, N. Bartel, C. R. Gwinn, M. D. Johnson, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **465**, 978 (2017).
7. *C. R. Gwinn, M. V. Popov, N. Bartel, A. S. Andrianov, et al.*, **822**, id. 96 (2016).
8. *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**, 4199 (2018).
9. *M. V. Popov, N. Bartel, M. S. Burgin, C. R. Gwinn, T. V. Smirnova, and V. A. Soglasnov*, **888**, id. 57 (2020).
10. *J. M. Armstrong and B. J. Rickett*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **194**, 623 (1981).
11. *A. Wolszczan*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **204**, 591 (1983).
12. *J. M. Cordes, J. M. Weisberg, and V. Boriakoff*, **288**, 221 (1985).
13. *J. W. Armstrong, B. J. Rickett, and S. R. Spangler*, **443**, 209 (1995).
14. *V. I. Shishov and T. V. Smirnova*, *Astron. Rep.* **46**, 731 (2002).
15. *T. V. Smirnova, V. I. Shishov, M. V. Popov, C. R. Gwinn, et al.*, **786**, id. 115 (2014).
16. *T. V. Smirnova and V. I. Shishov*, *Astron. Rep.* **52**, 736 (2008).
17. *A. S. Andrianov, T. V. Smirnova, V. I. Shishov, C. R. Gwinn, and M. V. Popov*, *Astron. Rep.* **61**, 513 (2017).