

## ПОКАЗАТЕЛЬ СТЕПЕНИ СПЕКТРА НЕОДНОРОДНОСТЕЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ ПЛАЗМЫ В НАПРАВЛЕНИИ ОДИННАДЦАТИ ПУЛЬСАРОВ

© 2021 г. М. В. Попов<sup>1, \*</sup>, Т. В. Смирнова<sup>2, \*\*</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр, Москва, Россия

<sup>2</sup> 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  $\alpha$ . Показано, что эта аппроксимация существенно лучше описывает форму корреляционной функции, чем гауссовская функция. Временная структурная функция  $D(\Delta t)$  для малых значений запаздывания  $\Delta t$  является степенной с показателем  $\alpha$ . 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  $\alpha$  и характерного времени мерцаний  $t_{\text{scint}}$ .

*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  $\theta_{\text{sc}}$ , время рассеяния  $\tau_{\text{sc}}$ , характерное время мерцания  $t_{\text{scint}}$  и характерная полоса декорреляции  $f_{\text{scint}}$ . 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  $t_{\text{scint}}$  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  $t_{\text{ref}}$  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	$\Delta t$ , с	$N_t$	$T_{\text{obs}}$ , с	$N_f$	РТ	Дата	Код
B0329+54	60	7.145	504	3600	4096	GB	26.11.2012	raes10a
B0809+74	180	10.33	1045	10800	4096	GB	17.12.2012	raes06g
B0823+26	150	0.531	16950	9000	2048	AR	11.03.2015	rag04aj
B0834+06	55	1.273	2600	3300	8192	GB	08.12.2014	rag04ah
B0919+06	90	0.430	12558	5400	2048	AR	10.05.2018	rag29p
B1133+16	120	1.188	6000	7200	1024	AR	03.02.2018	rag29g
B1237+16	100	1.382	4340	6000	512	AR	22.12.2017	rag28c
B1749–28	250	5.625	2666	15000	192	PA	26.05.2014	rak02az
B1929+10	100	0.226	26550	6000	512	AR	05.05.2015	rag04ap
B1933+16	90	0.358	15083	5400	8192	AR	01.08.2013	rag02aa
B2016+28	45	0.558	5376	3000	2048	AR	22.05.2015	rag04aq

Примечание. Приведены: название пульсара;  $T$  – полное время наблюдения, мин;  $\Delta t$  – шаг по времени, с;  $N_t$  – число выборок в спектре;  $T_{\text{obs}}$  – 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  $\theta_{\text{sc}}$  с характерным временем рассеяния импульса  $\tau_{\text{sc}}$  [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 (B1749–28 и B1933+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  $\Delta f$  и  $\Delta t$  – 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  $A$ ,  $\alpha$ ,  $B$  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.

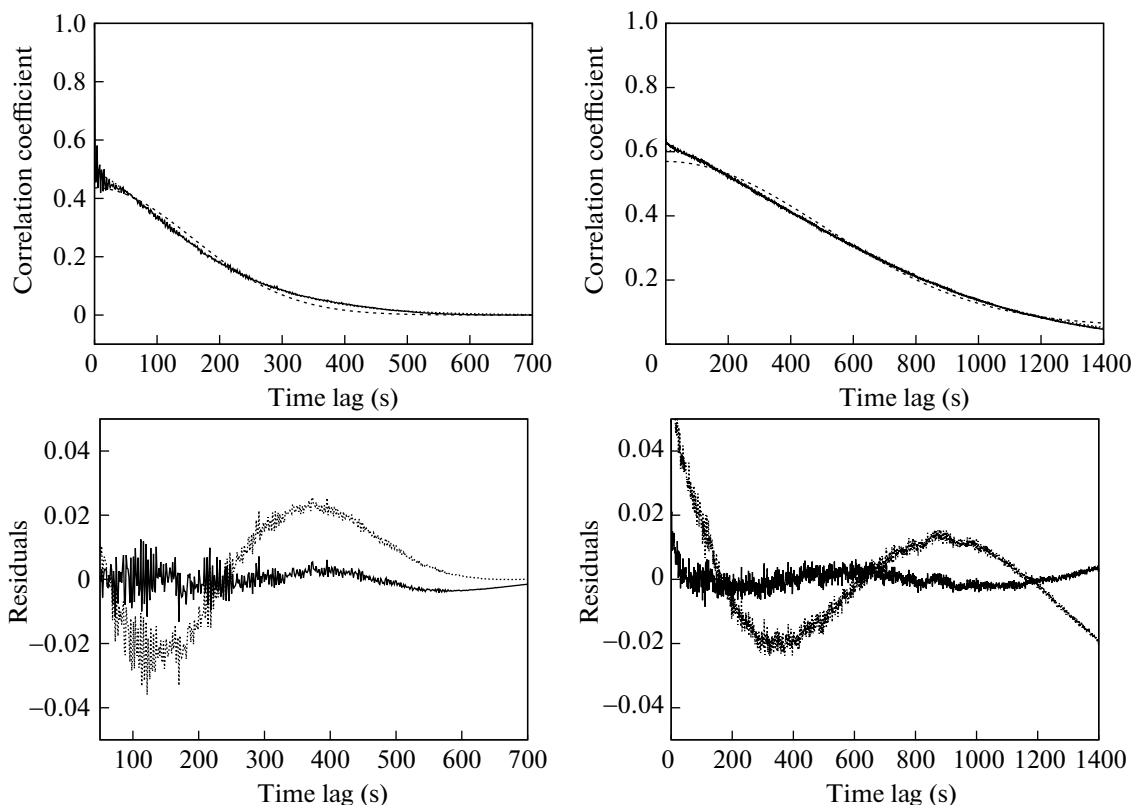
Кордс и соавт. [12] обратили внимание на так называемую “относительную ошибку” в своих оценках полосы декорреляции  $\Delta v_{iss}$ , возникающую при анализе корреляционных функций. Они

**Таблица 2.** Сводка результатов

Название пульсара	$R$	$t_{scint}$ , с	RMS <sub>1</sub>	RMS <sub>2</sub>	$\alpha$
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; RMS<sub>1</sub> и RMS<sub>2</sub> – RMS для Гауссианы и для степенной функции соответственно;  $\alpha$  – 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  $\Delta v_{iss}$  из CCF 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.

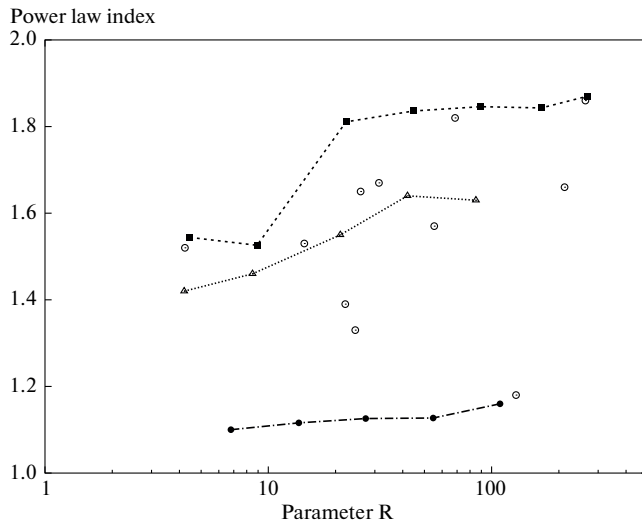
усмотреть различие между аппроксимациями затруднительно. Поэтому в нижней части рисунка показаны отклонения наблюдательных данных от аппроксимирующих функций: темная (сплошная) кривая соответствует способу аппроксимации экспонентами с произвольным показателем степени, а более светлая (штриховая) кривая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

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

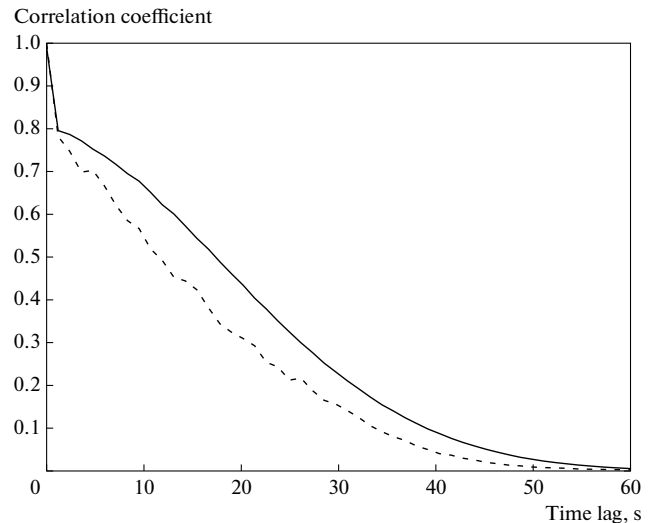
Межзвездное рассеяние тесно связано со свойствами межзвездной рассеивающей среды (ISM), так как эффекты мерцаний вызваны флуктуациями электронной плотности в ISM. Анализ большого количества наблюдательных данных по пульсарам показал, что мерцания пульсаров статистически хорошо согласуются со степенным 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  $\alpha$  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  $\alpha$  от величины  $R$  — отношения времени наблюдений  $T_{\text{obs}}$  к характерному времени мерцаний  $t_{\text{scint}}$ . Белыми кружками показаны измеренные значения для 11 пульсаров. Штриховая линия, проходящая через квадратики, отражает поведение показателя степени для пульсара B1133+16 при искусственном сокращении наблюдательного времени. Пунктирная линия, проведенная через треугольники, показывает то же самое для пульсара B0823+26, а штрихпунктирная линия с черными точками относится к пульсару B1933+16.



**Рис. 3.** Сопоставление формы сечений по времени для двумерных автокорреляционных функций от динамического спектра пульсара B1133+16 для полного наблюдательного времени 7000 с (сплошная линия) и для ограниченного интервала наблюдений в 100 с (штриховая линия).

лем степени  $\alpha$ , а показатель степени спектра пространственных неоднородностей межзвездной плазмы при таком рассмотрении будет  $n = \alpha + 2$ . Показатели степени  $\alpha$  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 (B0329+54, B0823+26 и B1929+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 B1133+16, а наименьшее значение ( $n = 3.18$ ) — в направлении на пульсар B1933+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  $t_{\text{scint}}$  и в определении показателя  $\alpha$  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  $\alpha$ , полученные методом аппроксимации корреляционной функции. Для основной группы точек можно заметить некоторую тенденцию увеличения показателя  $\alpha$  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 B1133+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  $\alpha$ . Пунктирная линия, проведенная через треугольники, относится к пульсару B0823+26. Тенденция уменьшения  $\alpha$  с сокращением времени наблюдений подтверждается и для этого пульсара. Просматривается эта тенденция и для пульсара B1933+16 (штрихпунктирная линия, проходящая через черные кружки), хотя для этого пульсара показатель  $\alpha$  имеет самое низкое значение, выпадающее из общей группы точек на рисунке. Этот пульсар имеет самое большое значе-

ние меры дисперсии ( $DM = 158$  кпк/см<sup>3</sup>) 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  $t_{\text{scint}}$ . 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  $t_{\text{scint}}$ . 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  $f_{\text{dif}}$  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  $\alpha$ . Показано, что эти функции существенно лучше описывают форму  $NCF$ , чем гауссовские функции. Определены показатель  $\alpha$  и характерное время мерцаний  $t_{\text{scint}}$  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  $\alpha$  и характерного времени мерцаний  $t_{\text{scint}}$ . 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).