

УДК 524.54, 524.354.2, 524.354.4

## ГИГАНТСКИЕ ИМПУЛЬСЫ ПУЛЬСАРА В КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ КАК ИНДИКАТОРЫ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

© 2017 г. М. В. Попов\*, А. Г. Рудницкий\*\*, В. А. Согласнов\*\*\*

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

Поступила в редакцию 20.05.2016 г.; принята в печать 12.09.2016 г.

Проведен анализ спектров и функций видности от гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности по данным РСДБ наблюдений в проекте “Радиоастрон”, проводившихся в 2015 году. Измерены параметры рассеяния импульсов на межзвездной среде — время рассеяния и полоса декорреляции. Проведен сравнительный анализ формы спектров и функций видности гигантских импульсов в реальных наблюдениях с формой спектров и функций видности, полученных путем моделирования рассеяния. Результаты сравнения позволили сделать вывод о наличии в структуре гигантских импульсов коротких всплесков ( $dt < 30$  нс) на частоте 1668 МГц, яркостная температура которых превышает  $10^{38}$  К. Такие импульсы распространяются в магнитосфере пульсара в режиме сильной электромагнитной волны, что приводит к генерации дополнительного излучения в направлениях, перпендикулярных направлению распространения гигантских импульсов. Это излучение можно сопоставить с аномальными компонентами среднего профиля пульсара, наблюдаемыми на частотах выше 4 ГГц.

DOI: 10.7868/S0004629917030069

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Радиоизлучение космических источников искажается при распространении через межзвездную среду. Эти искажения обусловлены дисперсией радиоволн и их рассеянием на неоднородностях межзвездной плазмы. Из-за наличия свободных электронов в межзвездной среде групповая скорость радиоволн оказывается меньше скорости света и является функцией частоты так, что высокочастотная составляющая сигнала достигает наблюдателя раньше, чем низкочастотная. В источниках непрерывного спектра такое запаздывание никак не проявляется, но для импульсов пульсаров запаздывание хорошо измеряется, что дает информацию о концентрации электронов в межзвездной среде и о ее распределении в Галактике. Эффект запаздывания является основным источником оценки расстояний до пульсаров [1]. Для компенсации влияния дисперсии на форму импульса пульсара разработаны известные методы [2].

Эффекты рассеяния радиоволн, обусловленные случайными искривлениями луча, проходящего через неоднородности межзвездной плазмы, имеют

несколько проявлений: увеличение углового размера источника, увеличение длительности импульса, искажения радиоспектра с характерными частотным и временным масштабам, флуктуации интенсивности (мерцания) при измерениях в ограниченных частотных полосах. Все вышеуказанные проявления рассеяния интенсивно изучались с самого открытия первых пульсаров и до наших дней как теоретически, так и экспериментально [5]. Теоретические исследования базируются на модели тонкого рассеивающего экрана, находящегося на луче зрения между наблюдателем и пульсаром. Такая модель была впервые введена Шойером [3] и получила дальнейшее развитие в работах Риккета [4], Гвина [6] и других авторов.

Измерение наблюдаемых параметров рассеяния выполняется путем анализа динамических спектров, в результате чего получают значенные характерного времени мерцаний и величина полосы декорреляции. Величину угла рассеяния можно измерить только с помощью радиоинтерферометрических наблюдений со сверхдлинными базами (РСДБ) [7]. Новые перспективы в этом направлении обеспечивает проект наземно-космического интерферометра “Радиоастрон” [8], который позволяет выполнять измерения в диапазонах 92 и 18 см с угловым разрешением

\*E-mail: mwpopov@gmail.com

\*\*E-mail: almax1024@gmail.com

\*\*\*E-mail: vsoglasn@asc.rssi.ru

1 миллисекунда дуги и 0.2 миллисекунды дуги, соответственно. В рамках этого проекта удалось измерить угловые размеры кружка рассеяния для пяти пульсаров В0329+54 [9], В1641-45, В1749-28 и В1933+16 [10], В0531+21 [11]. В данной работе рассматриваются особенности измерения параметров рассеяния на основе РСДБ наблюдений гигантских импульсов от пульсара в Крабовидной туманности В0531+21 в рамках научной программы проекта “Радиоастрон”, которые проводились в 2015 году.

## 2. НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ГИГАНТСКИХ ИМПУЛЬСОВ ПУЛЬСАРА В0531+21 В КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

Главным свойством гигантских импульсов, которое и послужило основанием для их названия, является их высокая интенсивность, достигающая миллионов янских в пиковой плотности потока радиоизлучения [12, 13]. Распределение импульсов по энергиям имеет степенной характер  $N(E) \propto E^\gamma$  с показателем степени, заключенном в интервале  $-1.5 \div -3.5$  для разных частотных диапазонов [14, 15]. На частоте 1668 МГц, на которой проводились анализируемые в данной работе наблюдения, регистрировалось примерно 5–10 импульсов в минуту с пиковыми плотностями потока, превышающими 4000 Ян. При этом каждый час регистрировалось несколько импульсов с плотностью потока, превышающей  $10^5$  Ян. Высокие значения плотности потока обеспечивают возможность анализа индивидуальных интерферометрических корреляционных функций (функций видности) с хорошим соотношением сигнала к шуму. Таким образом, в интерферометрии гигантских импульсов получаются мгновенные значения амплитуды и фазы функции видности.

Время интегрирования определяется длительностью гигантского импульса. Чрезвычайно короткая длительность импульсов является их второй характерной особенностью. Сводка измерений характерной длительности гигантских импульсов от пульсара В0531+21 в Крабовидной туманности дана в работе Хэнкинса [15]. Из данных, приведенных в этой работе, следует, что в дециметровом диапазоне радиоволн длительность гигантских импульсов в основном определяется рассеянием и на частоте 1668 МГц составляет около 10 мкс. Собственная длительность, измеренная на частотах выше 5 ГГц, составляет около 1 мкс. Для дальнейшего анализа важно знать тонкую структуру гигантских импульсов. Регулярные импульсы у обычных пульсаров состоят из одного или нескольких субимпульсов длительностью в десятки и сотни микросекунд. Ранее было показано, что внутренняя структура этих субимпульсов представляет собой

белый шум. Эта модель получила название модели амплитудно-модулированного шума (Amplitude Modulated Noise, AMN) [16]. В свою очередь, внутренняя структура гигантских импульсов, исследованная на высоких частотах (от 6 до 46 ГГц) с субнаносекундным разрешением [15, 17], часто демонстрирует сильные изолированные пики длительностью менее 0.2 нс с пиковой плотностью потока в миллионы янских. Такие пики часто образуют стопроцентной круговой поляризацией, причем в одном и том же субимпульсе присутствуют неразрешенные всплески с поляризацией разного знака [17–19].

## 3. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Наблюдения пульсара В0531+21, анализ которых представлен в данной работе, были проведены 10–11 января 2015 года с 22:00 до 04:00 по мировому времени (код эксперимента: RAGS10A). В наблюдениях данного эксперимента участвовали космический радиотелескоп проекта “Радиоастрон”, наземные телескопы Вестерборк (WB), Аресибо (AR), Эффельсберг (EF) и Хартбишок (НН). Центральная частота полосы приема сигнала составляла 1668 МГц, одновременно регистрировались верхняя и нижняя субполосы, каждая шириной по 16 МГц, в двух каналах: левой (ЛКП) и правой (ПКП) круговой поляризацией. Данные записывались сканами длительностью 1170 секунд с 30-секундными перерывами. На наземных радиотелескопах регистрация данных проводилась в формате MARK5B с двухбитной оцифровкой. В данной работе анализировались данные для трех наземных телескопов: Вестерборк (WB), Аресибо (AR) и Эффельсберг (EF). Для воспроизведения этих данных использовалась библиотека чтения форматов MARKIV и MARK5B – mark5access, разработанная Уолтером Брискемом. Анализ всех данных, включая корреляцию на наземно-космических базах, будет рассмотрен в другой публикации. Такой стандартный анализ проводится на программном корреляторе АКЦ ФИАН по специально разработанной подпрограмме [11].

В данной работе при обработке применялся метод когерентной компенсации влияния дисперсии [20] на каждом радиотелескопе перед вычислением функции видности для индивидуальных гигантских импульсов. Такой метод позволяет восстановить тонкую структуру самих гигантских импульсов, то есть получить профиль индивидуального импульса, в то время как коррелятор АКЦ выдает автокорреляционные и кросскорреляционные спектры. Для меры дисперсии  $DM = 56.772$  пк/см<sup>3</sup>, взятой на дату наблюдений из

каталога обсерватории Джодрелл Бэнк<sup>1</sup>, размытие импульса в полосе 16 МГц составляет 1773 мкс. Для удобства чтения данных длительность “окна” восстановления сигнала выбиралась равной 2/3 периода повторения импульса ( $N = 762\,432$  точки), так что оно вмещало главный импульс и интеримпульс. Это окно смещалось синхронно с периодом, а для эфемериды времени прихода импульсов использовалась программа TEMPO2 [22] и данные из каталога обсерватории Джодрелл Бэнк.

С учетом вклада от Крабовидной туманности эквивалентные системные температуры радиотелескопов составили 165, 275 и 900 Ян для телескопов WB, AR и EF соответственно. Синтезированная диаграмма системы апертурного синтеза в Вестерборке (WSRT) наиболее эффективно подавляет мощное радиоизлучение, исходящее от самой Крабовидной туманности, которая на частоте 1668 МГц имеет плотность потока 830 Ян [23]. Поэтому для первичного обнаружения гигантских импульсов использовалась запись именно с этого телескопа. Порог детектирования был установлен на уровне  $22 \cdot \sigma$ , что составило 3600 Ян. Таким образом, после компенсации дисперсии формировалось два вида сигнала: продетектированный сигнал (мощность) и аналитический сигнал (поле). Затем по каналу мощности проверялось условие превышения порога детектирования для телескопа WB, и в случае положительного детектирования вычислялись комплексные кросскорреляционные функции — функции видности (CCF) между восстановленными аналитическими сигналами на базах WB-AR и WB-EF. Окно корреляции имеет 2048 каналов ( $\pm 32$  мкс), что позволяет анализировать поведение амплитуды и фазы функции видности не только вблизи ее максимума, но и в широких крыльях. Время обработки на персональном компьютере одного 20-минутного скана, для одной комбинации баз и одного поляризационного канала с когерентной компенсацией дисперсии составило около 20 часов. В данной работе представлены результаты анализа наблюдений в интервале времени от 01 : 20 до 04 : 00 по мировому времени, в котором работал радиотелескоп обсерватории Аресибо. Всего за этот период времени (2 часа 40 минут) было обнаружено около 1500 гигантских импульсов.

#### 4. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАССЕЙНИЯ

Одним из важнейших параметров рассеяния является значение полосы декорреляции дифракционных спектральных искажений. Величина полосы

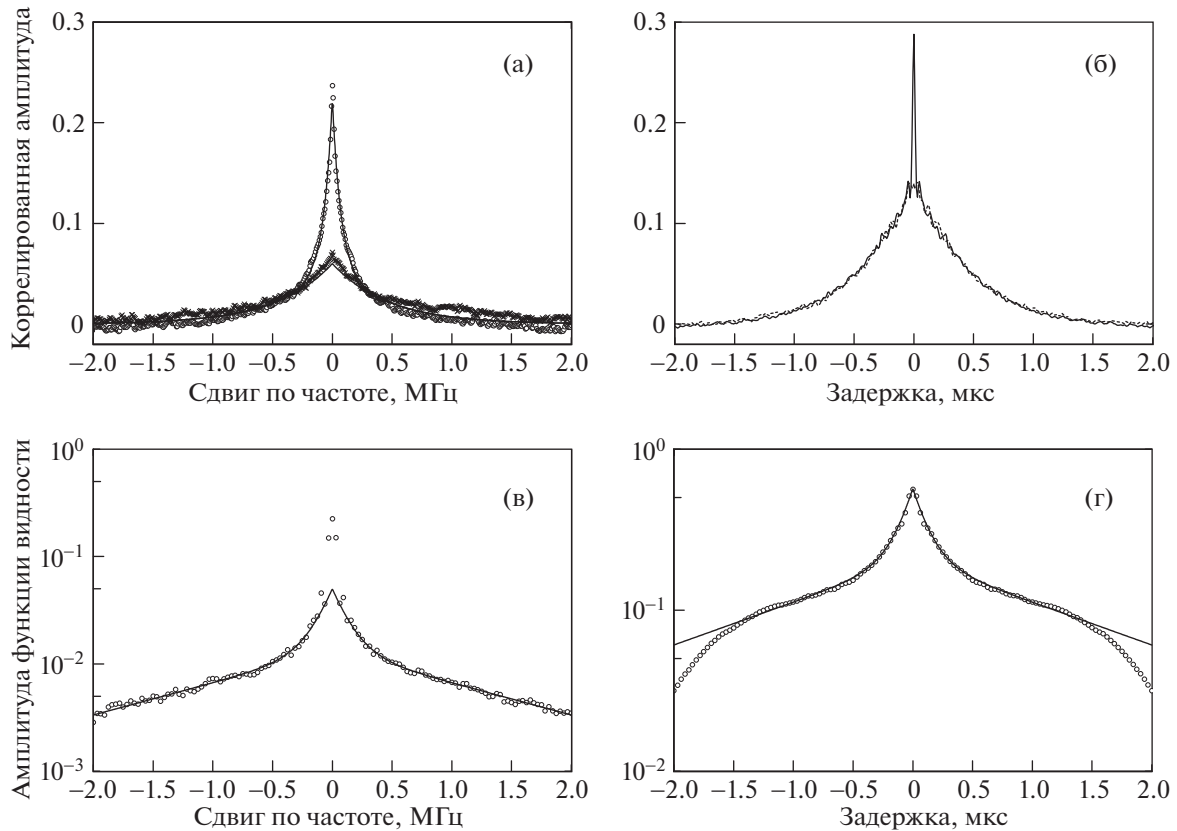
декорреляции может быть охарактеризована значением полуширины автокорреляционной функции спектра мощности сигнала. Чтобы это значение было статистически значимым, его следует определять на интервале, заметно превышающем характерное время мерцаний  $t_{\text{scint}}$ . Такое определение удобно делать по динамическому спектру мерцаний  $F(\nu, t)$  путем вычисления двумерной автокорреляционной функции  $ACF(\Delta\nu, \Delta t)$  и последующего анализа сечений этой функции. Чтобы исключить влияние вклада от шумов вблизи нулевых сдвигов  $ACF(\Delta\nu, \Delta t)$  вместо ACF для одиночного телескопа анализируют CCF, полученную для спектров, соответствующих разным поляризационным каналам ЛКП и РКП этого телескопа.

В случае РСДБ наблюдений можно также анализировать CCF, полученные для разных радиотелескопов, участвующих в наблюдениях. При наблюдениях гигантских импульсов настоящий динамический спектр построить невозможно, так как эти импульсы приходят случайным образом во времени, и интервал между соседними зарегистрированными импульсами часто превышает характерное время мерцаний. Тогда для определения полосы декорреляции используются ACF, полученные для индивидуальных спектров, путем усреднения этих ACF. Вместо ACF здесь также можно использовать CCF между спектрами, полученными для разных поляризационных каналов на одном телескопе или в одном поляризационном канале на разных телескопах. Характерное время мерцаний остается при этом вне рассмотрения.

На рис. 1а приведены две кросскорреляционные функции, одна из которых получена между спектрами в разных поляризациях для радиотелескопа в Вестерборке (крестики), а другая, обозначенная кружками, построена между спектрами, полученными в одинаковой поляризации (ЛКП) на разных радиотелескопах (Вестерборк и Аресибо). Наблюдается большое различие между двумя функциями: CCF между телескопами почти в пять раз превышает CCF между разными поляризационными каналами и имеет узкую спектральную составляющую с полушириной 50 кГц. В то же время CCF между разными поляризационными каналами хорошо аппроксимируется одной экспоненциальной функцией с полушириной 320 кГц. Эта же функция подходит для больших частотных сдвигов CCF между телескопами. Такое же противоречие было получено ранее в работе Кондратьева с соавторами [24] при анализе РСДБ наблюдений гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности на частоте 2300 МГц между телескопами Алгонкин и Калязин.

Другой важной характеристикой рассеяния, которая получается в РСДБ наблюдениях гигантских

<sup>1</sup> <http://www.jb.man.ac.uk/~pulsar/crab.html>



**Рис. 1.** а) Кросскорреляционные функции спектров. Крестиками показана кросскорреляционная функция, полученная между автоспектрами в разных поляризациях (РКП и ЛКП) для радиотелескопа в Вестерборке. Кружками показана кросскорреляционная функция, полученная между автоспектрами в одинаковой поляризации (ЛКП) на разных радиотелескопах (Вестерборк и Аресибо). Сплошной линией показана аппроксимация двумя экспонентами, прерывистой линией изображена аппроксимация одной экспонентой. б) Средняя амплитуда функции видности для базы Вестерборк-Аресибо. Количество усредненных гигантских импульсов  $N = 3600$ . в) Кросскорреляционные функции, полученные по модельным спектрам гигантских импульсов. Сплошная линия соответствует корреляционной функции между синтезированными спектрами для разных телескопов в одной поляризации. г) Средняя функция видности, полученная от смоделированных гигантских импульсов. Сплошная линия соответствует сумме двух экспоненциальных функций с полуширинами 0.09 и 1.12 мкс.

импульсов, являются форма и структура функции видности  $C(\tau)$ , которая получается обратным преобразованием Фурье от кросс-спектра сигнала, зарегистрированного на разных радиотелескопах в одинаковых поляризационных каналах. На рис. 1в показана средняя функция видности  $\langle C(\tau) \rangle$ , полученная между телескопами в Вестерборке и Аресибо путем усреднения всех  $C(\tau)$  в верхних и нижних полосах приемника за 2 часа 40 минут наблюдений. Всего получилось 3600 усреднений. Средняя функция видности имеет узкий пик при нулевой задержке шириной  $\tau_0 = 1/B$  и имеет два экспоненциальных масштаба (аппроксимируется суммой двух экспоненциальных функций) с полуширинами  $\tau_1 = 0.10$  мкс и  $\tau_2 = 1.0$  мкс. Отношение амплитуд короткомасштабной составляющей к долговременной  $a_1/a_2 = 3.0$ . Центральный пик в функции видности указывает, что кружок рассеяния не был разрешен на базе интерферометра между Вестер-

борком и Аресибо (проекция базы около 6000 км). Важный вопрос заключается в том, какой из двух экспоненциальных масштабов следует принимать за величину характерного времени рассеяния  $\tau_{sc}$ ? Данная величина играет важную роль при оценке расстояния до эффективного рассеивающего экрана. Мы вернемся к этому вопросу в ходе обсуждения результатов численного моделирования рассеяния.

### 5. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ

Нами было выполнено моделирование распространения гигантских импульсов с заданной структурой через рассеивающую среду с характерной полосой декорреляции. Такой подход позволяет рассмотреть влияние характерной структуры гигантских импульсов на измерение полосы декорреляции и на структуру функции видности.

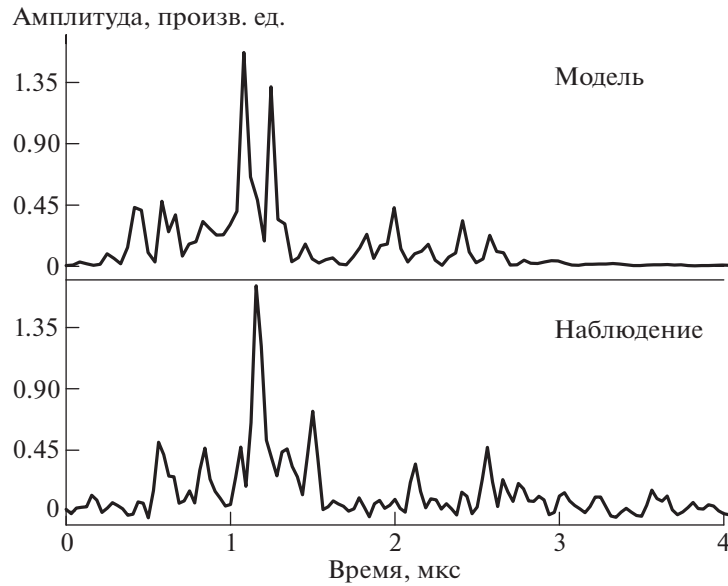


Рис. 2. Временная структура индивидуальных гигантских импульсов — смоделированного (вверху) и реально наблюдавшегося (внизу).

Представим передаточную функцию рассеяния в следующей форме  $K(i\omega) = K(\omega)e^{i\phi(\omega)}$ , где  $K(\omega)$  — амплитудно-частотная характеристика среды (АЧХ), а  $\phi(\omega)$  — фазочастотная характеристика (ФЧХ). В теории линейных электрических цепей получено однозначное соответствие между АЧХ и ФЧХ. Можно записать передаточную функцию в логарифмическом масштабе  $\ln K(i\omega) = \ln K(\omega) + i\phi(\omega) = A(\omega) + i\phi(\omega)$ . Как показано, например, в монографии Гоноровского [25],

$$A(\omega_1) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varphi(\omega)}{\omega - \omega_1} d\omega, \quad (1)$$

$$\varphi(\omega_1) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{A(\omega)}{\omega - \omega_1} d\omega. \quad (2)$$

Из этих выражений видно, что  $A(\omega)$  и  $\varphi(\omega)$  однозначно связаны между собой преобразованием Гильберта или являются сопряженными функциями по Гильберту. Одним из свойств преобразования Гильберта является простое соотношение между гармониками спектра сопряженных функций, а именно, фазы соответствующих гармоник отличаются на величину  $\pi/2$ . Это свойство обеспечивает простой способ перехода от одной функции к сопряженной. Допустим, что функция  $A(\omega)$  известна, тогда можно получить Фурье преобразование этой функции и осуществить сдвиг фазы всех гармоник на  $\pi/2$ . Фактически, реальная и мнимая составляющие меняются местами. Обратное Фурье преобразование дает функцию  $\varphi(\omega)$ .

Структура гигантских импульсов моделировалась случайным набором неразрешенных всплесков, равномерно распределенных в интервале 2 мкс с амплитудами, распределенными по Гауссу. Каждый всплеск представляется в виде двух отсчетов одинаковой амплитуды и разного знака. В большинстве приведенных далее примеров число всплесков было принято равным 20. К этой структуре добавлен некоторый уровень случайного шума с нормальным распределением, так что отношение сигнал/шум составляло около 100. На рис. 2 изображены профили индивидуальных гигантских импульсов, один из которых соответствует выполненному моделированию, а другой — реально наблюдавшемуся импульсу.

Была сформирована АЧХ приемника  $F(\nu)$  в полосе  $B = 16$  МГц с плоским участком в диапазоне от  $\nu_b$  до  $B - \nu_b$  и с краями, спадающими по степенному закону  $F(\nu) \propto F(\nu - \nu_b)^{-k}$  с показателем  $k = 4$ . Плоский участок занимал 0.75 всей полосы, т.е. 12 МГц. Эта АЧХ накладывалась на спектр мерцаний, заданный в виде суммы двусторонних экспоненциальных функций  $Y_i(\omega) = A_i e^{-b(\omega - \omega_i)}$ , частотные центры которых  $\omega_i$  были случайно-равномерно распределены по всей полосе приема, а амплитуды распределены по Гауссу. Показатель экспоненты  $b$  был выбран в соответствии с реально измеренным средним значением полосы декорреляции (около 300 кГц). Число мерцательных пиков в спектре было принято равным 10. Далее для каждого случая по сформированной АЧХ описанным выше способом вычислялась ФЧХ, а результат прохождения смоделированного

гигантского импульса через данную реализацию рассеивающей среды получался путем умножения спектра этого импульса на передаточную функцию (1). На выходе получался комплексный спектр сгенерированного сигнала гигантского импульса, прошедшего через данную реализацию рассеивающей среды. Этот спектр служил основой для дальнейшего сравнительного анализа.

## 6. ВЛИЯНИЕ НА ПОЛОСУ ДЕКОРРЕЛЯЦИИ

В дальнейшем моделирование определения полосы декорреляции выполнялось двумя способами: путем корреляции спектров, полученных для разных поляризационных каналов, и путем корреляции спектров, полученных в одной и той же поляризации на разных радиотелескопах. Напомним, что в реальных ГИ от пульсара B0531+21 наблюдается разная структура импульса в разных поляризационных каналах. Для моделирования первого случая мы задавали различную структуру гигантских импульсов и при этом использовали одинаковую структуру мерцаний. Для второго случая и структура импульса, и структура спектра были одинаковыми, различие имелось только в их шумовых составляющих.

Всего было сгенерировано 10 000 реализаций. На рис. 16 приведен результат моделирования: сплошная линия соответствует ССФ между синтетизированными спектрами для разных телескопов в одной поляризации (одинаковые структуры импульсов), а пунктирной линией показана средняя ССФ между поляризационными каналами (различная структура импульса). Смоделированные функции подтверждают основное свойство реально полученных ССФ (см. рис. 16), а именно, ССФ спектров в одной поляризации имеет в два раза большую амплитуду при нулевом сдвиге и демонстрирует узкую частотную структуру, в то время как при больших частотных сдвигах обе функции совпадают и имеют чисто экспоненциальный спад с показателем экспоненты, заданном при моделировании. Таким образом, узкий центральный компонент обусловлен влиянием спектра индивидуальных импульсов, а широкий компонент соответствует спектру мерцаний. Именно этот широкий компонент следует использовать при определении значения полосы декорреляции.

## 7. ВЛИЯНИЕ НА ФУНКЦИЮ ВИДНОСТИ

Также нами были смоделированы функции видности путем корреляции аналитических сигналов для одной и той же структуры сгенерированных импульсов, пропущенной через одинаковую структуру мерцательного спектра, но с разной примесью белого шума (интерферометр с нулевой базой).

Средняя функция видности для 10 000 реализаций показана на рис. 1г. Сплошная линия, проходящая через кружки, представляет собой сумму двух экспоненциальных функций с полуширинами 0.09 и 1.12 мкс. В этом моделировании задавался только один масштаб, связанный с шириной экспоненциальных дифракционных искажений радиоспектра ( $\Delta\nu_{1/2} = 300$  кГц). Появление в средней функции видности дополнительного кратковременного масштаба связано с влиянием структуры индивидуальных гигантских импульсов. Отсутствие центрального пика в смоделированной средней функции видности объясняется тем, что в нашей модели отсутствует протяженная составляющая, которая наблюдается в реальных гигантских импульсах.

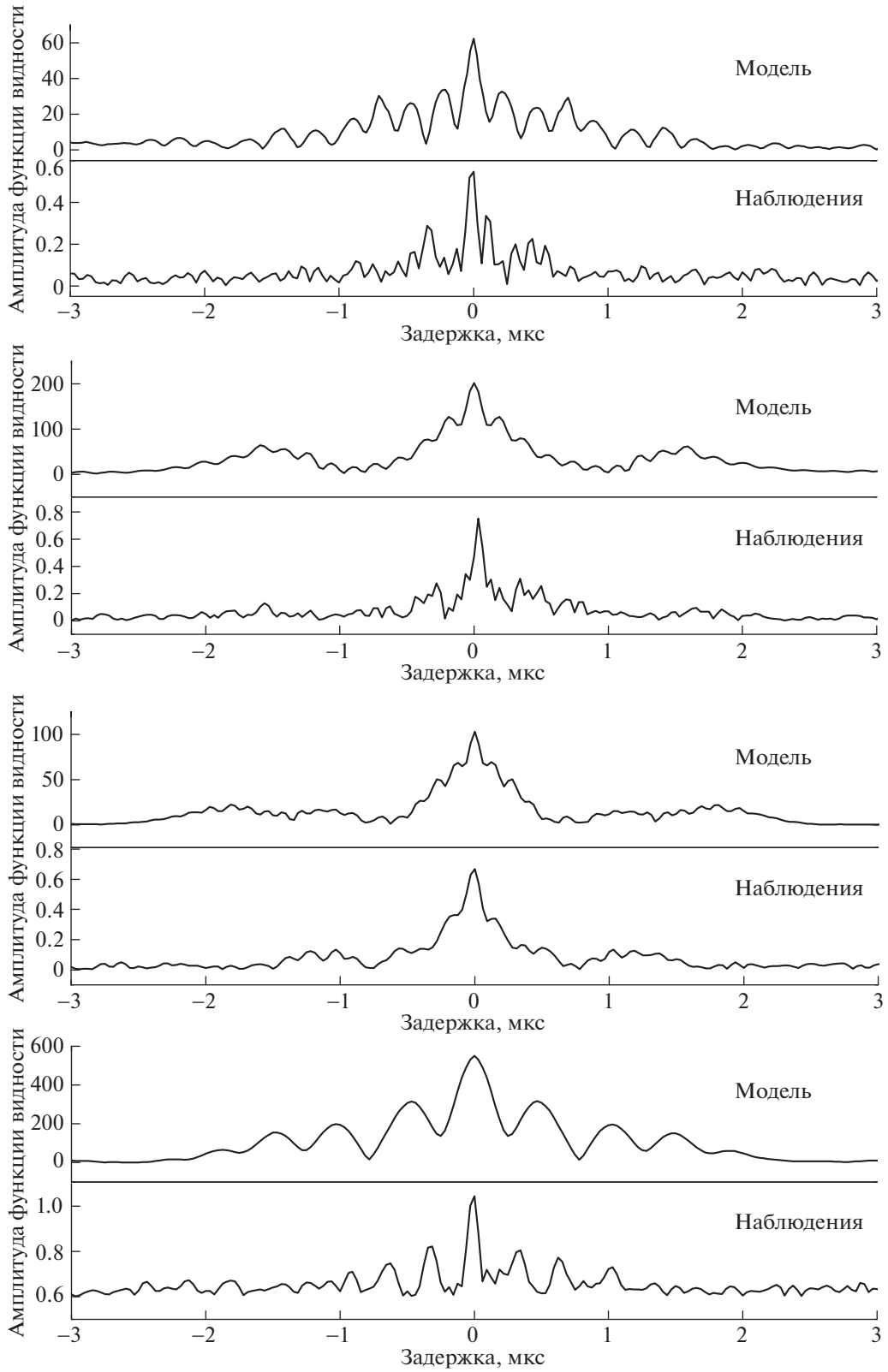
На рис. 3 сравниваются смоделированные и реально наблюдавшиеся функции видности индивидуальных гигантских импульсов. Это сравнение показывает, что прохождение импульсов, состоящих из случайного набора небольшого числа неразрешенных компонентов, через среду, дающую в спектре случайные искажения с характерным частотным масштабом, приводит к появлению функции видности с квазиупорядоченными структурами. Появление таких структур подтверждает заданную модель гигантских импульсов, в которой доминируют неразрешенные компоненты, а наблюдаемые структуры являются результатом интерференции между отдельными идентичными волновыми пакетами. Временной масштаб таких неразрешенных компонентов  $\leq 30$  нс. В этом случае можно оценить нижний предел яркостной температуры гигантских импульсов пульсара B0531+21 [26]:

$$T_b \geq \frac{E_p L^2}{k\nu^2 \tau_{GP}^3}, \quad (3)$$

где  $k = 1.38 \times 10^{-16}$  эрг/К — постоянная Больцмана,  $\nu$  — частота, на которой выполнялись наблюдения,  $\tau_{GP} = 30$  нс — временной масштаб неразрешенного компонента гигантского импульса. Для самого сильного импульса, зарегистрированного в наблюдениях 10–11 января 2015 года  $E_p = 3 \times 10^{-26}$  эрг/с·см<sup>2</sup>·Гц, что дает оценку яркостной температуры  $T_b \geq 10^{38}$  К. Другие оценки дают схожее значение яркостной температуры [18, 24].

## 8. ГИГАНТСКИЙ ИМПУЛЬС КАК СИЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ВОЛНА

Насколько оправдано название “гигантские импульсы”, представляет ли это явление нечто экстраординарное в физическом смысле? Для ответа на этот вопрос нужно оценить напряженность поля электромагнитной волны гигантского импульса, чтобы сопоставить ее с условиями в магнитосфере



**Рис. 3.** Четыре пары смоделированных и реально наблюдавшихся функций видности для индивидуальных гигантских импульсов. В каждой паре сверху представлена амплитуда функции видности для смоделированного импульса, снизу — для реально наблюдавшегося.

пульсара. Пиковая плотность потока гигантских импульсов, измеренная в Ян, которую регистрируют телескопы в районе Земли, связана с амплитудой волны известным из электродинамики соотношением

$$U = \frac{E^2 + H^2}{8\pi} \equiv \frac{A^2}{4\pi}c = S_{\text{peak(Jy)}} \times 10^{-23} \cdot \Delta\nu, \quad (4)$$

где  $1 \text{ Ян} = 10^{-26} \text{ Вт/м}^2\text{Гц} = 10^{-23} \text{ эрг/с}\cdot\text{см}^2\cdot\text{Гц}$ ,  $U$  — плотность энергии,  $E$  и  $H$  — напряженность электрического и магнитного поля волны, соответственно,  $A$  — амплитуда волны, тождественно равная амплитуде колебаний магнитного или электрического поля (для электромагнитной волны  $E = H = A$ ),  $\Delta\nu$  — полоса частот излучения,  $c$  — скорость света. Из этого следует, что вблизи Земли амплитуда

$$A_{\oplus} = \left( \sqrt{\frac{4\pi}{c} S_{\text{peak(Jy)}} \Delta\nu} \right) \cdot 3.3 \times 10^{-12} \approx \approx 6.8 \times 10^{-17} \cdot \sqrt{S_{\text{peak(Jy)}} \Delta\nu}. \quad (5)$$

Наблюдаемая плотность потока импульса, кроме яркости самого импульса, зависит также от параметров аппаратуры, прежде всего от полосы приемника и временного разрешения. По этой причине зачастую вместо плотности потока используют энергию импульса  $E$ , выраженную в единицах янских на микросекунду. Это позволяет легко сравнивать различные наблюдения. В таком случае  $A_{\oplus} = 6.8 \times 10^{-17} \cdot \sqrt{E \Delta\nu / \Delta t}$ , где  $\Delta t$  — длительность импульса.

Амплитуду волны удобно выразить в единицах, имеющих размерность круговой частоты [13], используя выражение, аналогичное выражению для ларморовской гирочастоты, где вместо напряженности постоянного магнитного поля подставлена напряженность поля волны:  $\omega_W = eA/mc = 1.76 \times 10^7 \cdot A$ . На границе магнитосферы, в районе светового цилиндра поток  $S_{LC} = S_{\text{peak(Jy)}} \cdot (L/R_{LC})^2$ . Получаем значение амплитуды  $A_{LC} = A_{\oplus} \frac{L}{R_{LC}}$  (закон обратных квадратов), где  $L$  — расстояние от наблюдателя до пульсара,  $R_{LC} = cP/2\pi$  — радиус светового цилиндра,  $P$  — период пульсара. Для пульсара в Крабовидной туманности  $L = 2 \text{ кпк} = 6 \times 10^{21} \text{ см}$ ,  $R_{LC} = 1.6 \times 10^9 \text{ см}$ . Тогда  $A_{LC} = 3.8 \times 10^{12} \cdot A_{\oplus} = 2.6 \times 10^{-4} \cdot \sqrt{S_{\text{peak(Jy)}} \Delta\nu}$ .

Пиковая плотность потока гигантских импульсов, наблюдавшихся в Крабовидной туманности, заключена в пределах  $4000\text{--}10^6 \text{ Ян}$ . Выполним оценку для полосы частот  $\Delta\nu = 16 \text{ МГц}$ , так как данная ширина полосы использовалась в наших

наблюдениях. В этом случае амплитуда волны (напряженность поля) гигантского импульса у светового цилиндра будет  $120\text{--}2000 \text{ Гс}$ . Эти значения скорее можно рассматривать как нижний предел, поскольку, как указано в предыдущем параграфе (см. также [18]), в гигантских импульсах доминируют неразрешенные компоненты и для них  $\Delta\nu \sim \nu$ . Также пиковая плотность потока в этом случае должна быть увеличена в  $\nu/16 \text{ МГц}$  раз по сравнению с наблюдаемой. Для частоты  $1.6 \text{ ГГц}$ , на которой было проведено большинство наших наблюдений, получим значения  $A \sim 3 \times 10^3$ .

Закон обратных квадратов применим и в области внутри магнитосферы почти до самой поверхности нейтронной звезды, радиус которой  $R_* \sim 10^6 \text{ см}$ . Амплитуду волны гигантских импульсов вблизи поверхности можно оценить как  $A_* = 3 \times 10^{15} \cdot A_{\oplus} = 0.2 \cdot \sqrt{S_{\text{peak(Jy)}} \Delta\nu} \sim 5 \times 10^6\text{--}10^{10} \text{ Гс}$ , что соответствует плотности энергии  $3 \times 10^{12}\text{--}10^{21} \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-3}$ . Однако плотность энергии частиц, унесенных с поверхности и ускоренных за счет индуцированного электрического поля, принципиально не может превышать долю  $(2\pi R_*/cP)^2 = 4 \times 10^{-5}$  от плотности энергии магнитного поля, что составляет  $10^{19} \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-3}$ . То обстоятельство, что плотность энергии гигантских импульсов превосходит плотность энергии плазмы, как отмечено в [18], создает большие трудности при попытках привлечь для объяснения феномена подобных импульсов традиционные плазменные механизмы. Но гораздо важнее другое, а именно более внимательный анализ приводит к неожиданному выводу, что поведение электромагнитных волн столь большой амплитуды, которая наблюдается у гигантских импульсов, вообще не может быть описано в рамках привычных законов физики плазмы, т.к. они перестают быть справедливыми, если волна настолько сильна, что способна ускорять заряженные частицы до релятивистских скоростей.

Очевидным критерием сильной волны служит условие  $\omega_W > \omega$ , где  $\omega_W$  — амплитуда сильной волны, выраженная в единицах круговой частоты, а  $\omega$  — круговая частота первичной волны. Другими словами, при  $\omega_W/\omega \gg 1$  — волна сильная, при  $\omega_W/\omega \ll 1$ , — волна слабая. В этом случае характер взаимодействия волны и плазмы радикальным образом меняется: частицы излучают в узком конусе вдоль своего движения, преимущественно в направлении, перпендикулярном направлению первичной волны и на более высоких частотах. Никакой интерференции вторичных и первичных волн не происходит, взаимодействие частиц с волной сводится к потере энергии волной на ускорение частиц, иными словами, гигантские импульсы действуют как эффективный ускоритель частиц.



Задача о движении заряженной частицы в поле электромагнитной волны имеет точное аналитическое решение, справедливое при любом значении  $\omega_W/\omega$  [27]. Из него следует, что если  $\omega_W \gg \omega$ , то в поле волны с круговой поляризацией частица движется по кругу радиуса  $\lambda/2\pi$  ( $\lambda$  — длина волны) в плоскости, перпендикулярной направлению распространения первичной волны, с Лоренц-фактором  $\gamma = \omega_W/\omega$ , излучает на частоте  $\omega_{em} \sim \omega\gamma^3 = \omega_W^3/\omega \gg \omega$  в пределах угла раствором  $\theta_{em} \sim \gamma^{-1} \approx \omega_W/\omega$  — полный аналог синхротронного излучения. В поле линейно поляризованной волны частица движется по траектории в форме восьмерки в плоскости **E** и **k** векторов волны. Продольная ось восьмерки перпендикулярна направлению распространения волны. Лоренц-фактор изменяется вдоль траектории от значений  $\gamma = 0.36\omega_W$  на краях до  $\gamma = 1.03\omega_W/\omega$  в центре.

Возможным свидетельством такого “бокового” излучения могут служить радикальные изменения в профиле пульсара на частотах выше 4 ГГц [15]. Полностью исчезает главный импульс. Фаза интеримпульса скачком меняется на  $15^\circ$ . На долготях, где на низких частотах отсутствовало какое-либо излучение, появляются две широких детали. Мы полагаем, что такую картину можно интерпретировать как излучение частиц, ускоренных в поле волны гигантских импульсов. Мы намерены рассмотреть этот вопрос более детально в последующих работах.

Что касается природы гигантских импульсов и их роли в формировании излучения пульсаров, можно предположить следующий сценарий: гигантские импульсы рождаются вблизи поверхности нейтронной звезды в момент каскадного пробоя вакуумного зазора как естественное следствие возникновения объемного заряда, которое сопровождает этот процесс. На всем пути, от поверхности звезды до границы магнитосферы, гигантский импульс работает как эффективный ускоритель частиц. Пульсар в Крабовидной туманности — молодой объект с коротким периодом и соответственно малым радиусом светового цилиндра, поэтому за короткое время прохождения через магнитосферу гигантский импульс успевает потратить на ускорение частиц только небольшую долю своей энергии. Для старых пульсаров, с периодом порядка секунды, размер магнитосферы в десятки раз больше, и вся энергия гигантских импульсов расходуется на ускорение частиц. Таким образом импульс растрчивает всю свою энергию, но при этом возбуждает плазму магнитосферы, что делает возможным генерацию радиоизлучения стандартными плазменными механизмами (например, в результате двухпоточковой неустойчивости).

## 9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Моделирование влияния рассеяния на определяемые параметры этого эффекта (ширину полосы декорреляции и характерное время рассеяния), проведенное в данной работе, позволяет сделать следующие заключения.

В спектре мощности сигнала от гигантского импульса дополнительно к дифракционным искажениям появляется узкополосная деталь, обусловленная спектром самих гигантских импульсов. При этом за измеряемую полосу декорреляции следует принимать широкополосную деталь в ССФ автоспектров, полученных на различных радиотелескопах.

В средней функции видности также появляется дополнительная короткомасштабная деталь, обусловленная тонкой структурой самих гигантских импульсов. И в этом случае величину характерного времени рассеяния следует измерять по протяженной составляющей средней функции видности.

Наблюдаемые квази-регулярные функции видности для индивидуальных гигантских импульсов указывают на присутствие в структуре этих импульсов сильных неразрешенных компонентов на частоте 1668 МГц. Подобные компоненты ранее наблюдались только на частотах выше 5 ГГц — в той области частот, где они не замываются рассеянием. Таким образом, РСДБ наблюдения гигантских импульсов от пульсара в Крабовидной туманности позволяют сделать заключение о наличии в них на частоте 1668 МГц тонкой структуры — неразрешенных пиков с длительностью  $\tau \leq 30$  нс и яркостной температурой  $T_b \geq 10^{38}$  К. Принимая во внимание рассуждения, представленные в предыдущем разделе, можно сделать вывод, что неразрешенные компоненты со столь высокими значениями яркостной температуры будут распространяться как сильные электромагнитные волны, ускоряя частицы окружающей плазмы. В результате чего образуются новые компоненты в профиле пульсара (HFC1, HFC2) на частотах выше 4 ГГц [15].

### *Благодарности*

Данная работа поддержана грантом Президиума РАН, программа № 7.

Проект “Радиоастрон” осуществляется Астрономическим центром Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук и Научно-производственным объединением им. С.А. Лавочкина по контракту с Российским космическим агентством совместно с многими научно-техническими организациями в России и других странах. Представленные результаты частично основаны на наблюдениях, выполненных

на радиотелескопах ИПА РАН (Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной астрономии Российской академии наук).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. H. Taylor and J. M. Cordes, *Astrophys. J.* **441**, 674 (1993).
2. T. H. Hankins and B. J. Rickett, *Methods in computational physics* **14**, 55 (1975).
3. P. A. G. Scheuer, *Nature* **218**, 920 (1968).
4. B. J. Rickett, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **15**, 479 (1977).
5. A. G. Lyne and D. J. Thorne, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **172**, 97 (1975).
6. C. R. Gwinn, M. C. Britton, J. E. Reynolds, D. L. Jauncey, E. A. King, P. M. McCulloch, J. E. J. Lovell, and R. A. Preston, *Astrophys. J.* **505**, 928 (1998).
7. C. R. Gwinn, N. Bartel, and J. M. Cordes, *Astrophys. J.* **410**, 673 (1993).
8. N. S. Kardashev, V. V. Khartov, V. V. Abramov, V. Yu. Avdeev, A. V. Alakoz, *et al.*, *Astronomy Reports* **57**, 153 (2013).
9. M. V. Popov, A. S. Andrianov, N. Bartel, C. R. Gwinn, M. D. Johnson, B. C. Joshi, N. S. Kardashev, R. Karuppusamy, Y. Y. Kovalev, M. Kramer, A. G. Rudnitskii, E. R. Safutdinov, V. I. Shishov, T. V. Smirnova, V. A. Soglasnov, J. A. Zensus, and V. I. Zhuravlev, *Astrophys. J.*, submitted.
10. М. В. Попов, А. С. Андрианов, Н. Бартель, К. Гвинн, Б. Ч. Джоши, Н. С. Кардашев, А. Г. Рудницкий, Т. В. Смирнова, В. А. Сogласнов, Е. Н. Фадеев, В. И. Шишов, *Астрон. журн.* **93** (9), 778–794.
11. А. Г. Рудницкий, Р. Каруппусами, М. В. Попов, В. А. Сogласнов, *Астрон. журн.* **93**, 167 (2016).
12. J. M. Cordes, N. D. R. Bhat, T. H. Hankins, M. A. McLaughlin, and J. Kern, *Astrophys. J.* **612**, 375 (2004).
13. V. A. Soglasnov, in *Proceedings of the 363 WE-Heraeus Seminar on Neutron Stars and Pulsars 40 years after the discovery*, eds W. Becker, H. H. Huang, p. 68 (2007).
14. M. V. Popov and B. Stappers, *Astron. and Astrophys.* **470**, 1003 (2007).
15. T. H. Hankins, G. Jones, and J. A. Eilek, *Astrophys. J.* **802**, 130 (2015).
16. B. J. Rickett, *Astrophys. J.* **197**, 185 (1975).
17. T. H. Hankins and J. A. Eilek, *Astrophys. J.* **670**, 693 (2007).
18. T. H. Hankins, J. S. Kern, J. C. Weatherall, and J. A. Eilek, *Nature* **422**, 141 (2003).
19. M. V. Popov, V. A. Soglasnov, V. I. Kondrat'ev, A. V. Bilous, S. V. Sazankov, A. I. Smirnov, B. Z. Kanevskii, V. V. Oreshko, and Yu. P. Ilyasov, *Astronomy Reports* **52**, 900 (2008).
20. T. H. Hankins, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **15**, 363 (1974).
21. A. G. Lyne, R. S. Pritchard, and F. Graham-Smith, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **265**, 1003 (1993).
22. G. B. Hobbs, R. T. Edwards, and R. N. Manchester, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **369**, 655 (2006).
23. M. F. Bietenholz, N. Kassim, D. A. Frail, R. A. Perley, W. C. Erickson, and A. R. Hajian, *Astrophys. J.* **490**, 291 (1997).
24. V. I. Kondratiev, M. V. Popov, V. A. Soglasnov, Y. Y. Kovalev, N. Bartel, W. Cannon, and A. Y. Novikov, *Astronomical and Astrophysical Transactions* **26**, 585 (2007).
25. И. С. Гоноровский, *Радиотехнические цепи и сигналы: Учебник для вузов* (М.: Радио и связь, 1986).
26. V. A. Soglasnov, M. V. Popov, N. Bartel, W. Cannon, A. Yu. Novikov, V. I. Kondratiev, and V. I. Altunin, *Astrophys. J.* **616**, 439 (2004).
27. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика. Теория поля, Глава VI, 7-е изд.* (М.: Наука, 1988).