

УДК 524.354.4

Поляризационное зондирование магнитосферы пульсаров

О.М. Ульянов, А.И. Шевцова, А.О. Скорик

Радиоастрономический институт НАН Украины, ул. Краснознаменная 4, г. Харьков, Украина
oulyanov@rian.kharkov.ua, ashevtsova@rian.kharkov.ua, skoryk.a@rian.kharkov.ua

Поступила в редакцию 29 октября 2013 г.

Аннотация. В данной статье будет рассмотрена принципиальная возможность поляризационного зондирования магнитосферы пульсаров с использованием радиоизлучения пульсара как пробного сигнала. Основная идея такого зондирования связана с тем, что в ряде моделей магнитосферы пульсара его радиоизлучение излучается на различных частотах с разных высот от поверхности пульсара. Значительные изменения напряженности магнитного поля и концентрации электронов (позитронов) с высотой в магнитосфере пульсара создают предпосылки для зондирования магнитосферы пульсара и в глубину, и по фазе импульса.

В работе рассмотрена модель поляризованного импульсного радиоизлучения пульсаров и модель слабоанизотропной среды распространения.

POLARIZATION SOUNDING OF PULSAR MAGNETOSPHERE, *by O.M. Ulyanov, A.I. Shevtsova, A.O. Skoryk.* The theoretical possibility of polarization sounding of the pulsar magnetosphere using pulsar radio emission as a probe signal is considered in this paper. The basic idea of this sounding is related to the fact that in a number of models of the pulsar magnetosphere its radio emission is emitted at different frequencies at different heights from the pulsar surface. Significant decreasing in the magnetic field strength and concentration of electrons (positrons) with height in the pulsar magnetosphere create the preconditions for sounding the pulsar magnetosphere both in depth and in pulse phase. The model of polarized pulsed radio emission from pulsars and model of weakly anisotropic propagation medium are considered.

Ключевые слова: волны, магнитное поле, плазма, поляризация, пульсар

1 Введение

Наблюдаемые радиоимпульсы пульсаров генерируются в пространстве, окружающем нейтронную звезду. В этом пространстве присутствуют сильные магнитные поля и электрон-позитронная плазма, поэтому данное пространство принято называть магнитосферой пульсара. В магнитосфере происходят электромагнитные процессы, которые приводят к преобразованию энергии вращения звезды в энергию магнитодипольного излучения или в энергию токовых потерь, или имеет место их комбинация (Бескин и др., 1988; Барсуков и др., 2009; Манчестер, Тейлор, 1980).

Импульсный характер излучения в системе наблюдателя делает пульсары хорошими зондами для исследования не только межзвездной среды, но и самой магнитосферы пульсара и его пульсарного ветра. Для использования радиоимпульсов пульсаров как зондов среды распространения

важным является то, что они имеют широкополосный спектр, периодические импульсные сигналы и их радиоизлучение поляризовано (Манчестер, Тейлор, 1980; Брук и др., 1978; Попов и др., 2006; ATNF).

Целью данной работы является разработка алгоритмов определения параметров среды распространения импульсного поляризованного излучения, алгоритмов оценки динамически изменяющихся поляризационных параметров импульсных сигналов и иллюстрация возможности разрешения верхних слоев магнитосферы пульсара в глубину и по фазе импульса.

Для достижения поставленной цели требуется построить модель поляризованного импульсного радиоизлучения пульсара и построить модель слабоанизотропной среды распространения этого излучения. Далее необходимо разработать как можно более точный алгоритм оценки такого параметра среды распространения, как мера вращения RM (Rotation Measure). После чего можно оценить поляризационные параметры импульсного излучения пульсара в системе отсчета, связанной с пульсаром (параметры Стокса I , Q , U , V и относительные поляризационные параметры – степень поляризации P_t , степень линейной поляризации P_l , степень круговой поляризации P_c , степень деполаризации P_d , коэффициент эллиптичности $\varepsilon(\psi)$). В данной части работы все вышеуказанные этапы моделирования будут осуществлены численными методами.

Декаметровый диапазон является наиболее тяжелым для исследований с точки зрения различного рода помех естественного и искусственного происхождения. В этом диапазоне наиболее контрастно выражено влияние всех известных эффектов распространения. Однако зарегистрированные аномально интенсивные импульсы PSR B0809+74, PSR B0943+10, PSR B0950+08, PSR B1133+16, (Ульянов, Захаренко, 2012); гигантские импульсы радиопульсаров в Крабовидной туманности PSRB 0531+21 (Попов и др., 2006) дают возможность успешно решить поставленную задачу. Получить поляризационные параметры радиоизлучения пульсаров (РИП) при наблюдениях на радиотелескопах УТР-2, УРАН-2 с линейно поляризованными вибраторами (Мень и др., 1978; Брауде и др., 1978; Браженко и др., 2005) помогут еще некоторые факторы. Во-первых, с понижением частоты конус излучения большинства известных пульсаров расширяется (Захаренко и др., 2013), что позволяет надеяться на обнаружение таких компонент излучения пульсаров, которые не видны на более высоких частотах. Во-вторых, это эффект Фарадея, возникающий при распространении радиоизлучения пульсаров в МЗС (Гинзбург, 1967; Железняков, 1997). До настоящего времени известны наблюдения поляризации РИП на радиотелескопах УТР-2, ДКР 1000 и БСА 100 (Браженко и др., 2005; Ульянов и др., 2013; Сулейманова и др., 1983; Сулейманова и др., 1988; Сулейманова, Журавлев, 1974) с использованием этого эффекта. Однако во всех вышеуказанных работах при интерпретации полученных результатов использовался либо простой Фурье-анализ поляризационного отклика, либо вписывание гармонического сигнала в наблюдательные данные методом минимальных среднеквадратичных отклонений (МСКО). В данной работе предложена более сложная модель поляризованного сигнала. Применение этой модели позволяет получить все поляризационные параметры импульсного радиоизлучения. Разработанные здесь методы целесообразно использовать на радиотелескопах УТР-2, УРАН-2, ГЕТЕГЕЕ, ДКР-1000, БСА, LOFAR, LWA, SKA. Именно эти радиотелескопы работают (или будут работать) на самых низких частотах, доступных для наблюдений с Земли (Стапперс и др., 2011; Бхат и др., 2007; Эллинсон и др., 2013).

2 Модель поляризованного радиоизлучения пульсаров

Несмотря на более чем сорокалетние исследования РИП (Хьюиш и др., 1968; Пилкингтон и др., 1968; Радхакришнан, Кук, 1969), до настоящего времени механизм их когерентного радиоизлучения остается неясным. Однако из наблюдательных данных известно, что РИП поляризовано, имеет как циркулярно, так и линейно поляризованные компоненты.

В данном разделе будет представлена модель поляризованных радиоимпульсов пульсара. В рамках этой модели сформированы короткие радиоимпульсы с периодом повторения, соответствующим периоду вращения пульсара P_{PSR} . Значение $P_{PSR} = 1$ секунда выбрано как типичное значение данного параметра для обычных (не миллисекундных) радиопульсаров. Для того, чтобы смоделировать

наиболее общий случай, мы использовали эллиптическую поляризацию в модельных представлениях о РИП.

Модельный поляризованный радиоимпульс генерировался следующим образом:

Центральная частота для модельного импульса была выбрана равной 23.7 МГц с шириной полосы 0.5–2.0 МГц. Эта частота обычно используется при наблюдениях на радиотелескопах УТР-2 и УРАН-2 (Браженко и др., 2005; Ульянов и др., 2006; Ульянов и др., 2007; Ульянов и др., 2008). В этом диапазоне генератором случайных чисел с нормальным распределением был создан массив несущих частот f_i , отсортированных по возрастанию.

Далее было сформировано два массива амплитуд $A(f_i)$ и $B(f_i)$ с Рэлеевским распределением для двух ортогональных линейных поляризаций, которые формируют поляризационный эллипс. Назовем эти поляризации А и В. Каждая амплитуда в этих массивах соответствовала своей несущей частоте f_i , причем между близкими частотами вводилась сильная корреляция соответствующих им амплитуд. Отношение среднеквадратичных отклонений σ_1/σ_2 , принятых для двух Рэлеевских законов распределения амплитуд $A(f_i)$ и $B(f_i)$, соответствует отношению их математических ожиданий. Оно же определяет коэффициент эллиптичности $\varepsilon(f_i) = B(f_i)/A(f_i)$ (причем $A(f_i) \geq B(f_i)$) моделируемого радиоизлучения в случае постоянного значения на всех долготах ψ . Коэффициент эллиптичности принимался либо независимым от долготы импульса ψ , либо задавались его монотонные изменения от долготы $\varepsilon(f_i, \psi)$.

Также был создан массив начальных фаз сигнала ϕ_i с равномерным распределением в диапазоне углов $[0, 2\pi]$. Выбранная взаимная фаза между каналами А и В равнялась $-\pi/2$, что соответствовало левой эллиптической поляризации в системе отсчета наблюдателя.

В уравнениях (1) представлены шумоподобные сигналы, распространяющиеся как поперечные волны вдоль оси z . Для индекса $i \leq Nq$, где f_{Nq} представляет собой частоту Найквиста, непрерывный по времени аналитический сигнал имеет вид:

$$\begin{aligned}\dot{E}_{0x}(\psi, \omega_i, z) &= A(f_i) \cdot e^{-i(\mathbf{k}(\omega_i)\mathbf{z} - \omega_i t + \phi_i)} \\ \dot{E}_{0y}(\psi, \omega_i, z) &= B(f_i) \cdot e^{-i(\mathbf{k}(\omega_i)\mathbf{z} - \omega_i t + \phi_i - \pi/2)} \\ \dot{E}_{0z}(\psi, \omega_i, z) &= 0,\end{aligned}\quad (1)$$

где $\mathbf{k}(\omega_i)$ – набор волновых векторов, $\omega_i = 2\pi f_i$ – набор циклических частот, ψ – фаза импульса. Для $i > Nq$ $\dot{E}_{0x,0y,0z}(\psi, \omega_i, z) = 0$. Не теряя общности рассуждений, множитель $e^{i\omega_i t}$ можно исключить из правой части системы уравнений (1).

Набор шумоподобных несущих модулировался по амплитуде огибающей, которая имела форму гауссианы $G_1(\psi, a, \sigma_{G1}) = \frac{1}{\sigma_{G1}\sqrt{2\pi}} \exp(-\frac{(\psi-a)^2}{2\sigma_{G1}^2})$, где a – это фаза, соответствующая центру импульса, σ_{G1} – заданное среднеквадратичное отклонение. Ширина импульсов не превышала 15 % от их длительности на уровне половины интенсивности.

Для каждой частоты f_i генерировался набор значений белого шума $N(\psi, \omega_i)$, различный для всех каналов. Этот шум аддитивно складывался с сигналом. Для большей наглядности представляемых результатов мы использовали отношение сигнал/шум (С/Ш) > 100 .

Мы использовали аналитическую форму представления модельных сигналов в спектральной области.

$$\begin{aligned}\dot{E}_x(\psi, \omega_i, z) &= G_1(\psi, a, \sigma_{G1}) \cdot (1 - G_2(\psi, a, \sigma_{G2})) \cdot \dot{E}_{0x}(\psi, \omega_i, z) + N_x(\psi, \omega_i) \\ \dot{E}_y(\psi, \omega_i, z) &= G_1(\psi, a, \sigma_{G1}) \cdot \dot{E}_{0y}(\psi, \omega_i, z) + N_y(\psi, \omega_i) \\ \dot{E}_z(\psi, \omega_i, z) &= N_z(\psi, \omega_i),\end{aligned}\quad (2)$$

где функция $1 - G_2(\psi, a, \sigma_{G2})$ модулирует коэффициент эллиптичности вдоль среднего профиля импульса, G_2 – подобна G_1 , с другим значением среднеквадратичного отклонения σ_{G2} .

Вдоль долготы главного импульса задавался ход позиционного угла. Для этого использовалась гладкая функция $\chi(\psi) = \text{arctg}((\psi - a)/m)$. Знаменатель m в аргументе этой функции мог изменяться, имитируя различную крутизну (скорость) хода позиционного угла в окне импульса. Подобную форму хода позиционного угла реально наблюдают в поляризованном радиоизлучении пульсаров

(Радхакришнан, Кук, 1969; Малов, Никитина, 2011; Малов, 2004). Если представить исходный импульсный сигнал из ур.(2) в виде вектора, а ход позиционного угла представить матрицей поворота на позиционный угол, то можно записать сигнал в верхней магнитосфере пульсара (например, на световом цилиндре) – уравнение (3). Это сечение обозначено верхним индексом 'a'.

$$\begin{bmatrix} \dot{E}_x^a(\psi, \omega_i, z) \\ \dot{E}_y^a(\psi, \omega_i, z) \\ \dot{E}_z^a(\psi, \omega_i, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\chi(\psi)) - \sin(\chi(\psi)) & 0 \\ \sin(\chi(\psi)) & \cos(\chi(\psi)) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \dot{E}_x(\psi, \omega_i, z) \\ \dot{E}_y(\psi, \omega_i, z) \\ \dot{E}_z(\psi, \omega_i, z) \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Данные модельные представления сформированы в предположении о высокой коррелированности амплитуд сигналов в относительно узкой полосе принимаемых частот. Здесь предполагается, что для каждой долготы импульса исследуемые сигналы имеют зафиксированный коэффициент эллиптичности. Эти предположения выполняются на расстояниях, превышающих критический радиус поляризации (Петрова, 2006). В рассматриваемых моделях мы будем использовать уравнение эйконала (Рытов и др., 1987). Такой подход позволяет с единых позиций представить и дисперсионную задержку сигнала в холодной плазме, и Фарадеевское вращение плоскости поляризации.

3 Модель среды распространения

На данном этапе исследований среду распространения удобнее всего представлять в виде набора слоев. Параметры каждого слоя меняются по известному аналитическому закону. При таком подходе каждый слой в среде распространения удобно представлять с помощью уравнения эйконала: $\nabla[\varphi(\omega)] = n(\omega)\mathbf{k}(\omega)$, где $\nabla[*]$ – оператор градиента, $\psi(\omega)$ – фаза соответствующей гармонической составляющей сигнала, $n(\omega)$ – коэффициент преломления среды. В слабоанизотропной среде коэффициенты преломления для обыкновенной (O) волны $n_O(\omega)$ и необыкновенной (X) волны $n_X(\omega)$ будут различаться. Соответствующие уравнения эйконала можно представить следующим образом:

$$\frac{d\varphi_{O,X}(\omega)}{dz} = n_{O,X}(\omega)k(\omega) = n_{O,X}(\omega)\frac{\omega}{c}. \quad (4)$$

Разложение коэффициентов преломления для этих волн в ряд Тейлора дает фазу сигнала $\varphi_{O,X}(\omega, \psi)$, регистрируемого в любой пространственно-временной точке, находящейся на луче зрения:

$$\varphi_{O,X}(\omega, \psi) \approx \omega \frac{L}{c} - \frac{1}{\omega} \frac{2\pi e^2}{m_e c} \int_0^L N_e(z, \psi) dz \mp \frac{1}{\omega^2} \frac{2\pi e^3}{m_e^2 c^2} \int_0^L N_e(z, \psi) \mathbf{B}(z, \psi) dz, \quad (5)$$

где c – скорость света, e – заряд электрона, m_e – масса покоя электрона, L – расстояние от пульсара до наблюдателя, $N_e(z, \psi)$ – электронная концентрация на луче зрения в зависимости от фазы импульса ψ , $\mathbf{B}(z, \psi) dz = |\mathbf{B}(z, \psi)| \cos(\angle \mathbf{k} \mathbf{B}(z, \psi)) d|\mathbf{z}|$ – проекция напряженности магнитного поля на луч зрения.

В уравнении (5) слагаемые сгруппированы по порядку малости таким образом, чтобы первое слагаемое соответствовало фазовой задержке при распространении в вакууме, второе – дисперсионной задержке (Хэнкинс, 1971), и третье слагаемое описывало эффект Фарадея. Уравнения (6) и (7) показывают изменение фазы, вызванное последними двумя эффектами соответственно.

$$\varphi^D(\omega, \psi) \approx \frac{1}{\omega} \frac{2\pi e^2}{m_e c} \int_0^L N_e(z, \psi) dz = \frac{e^2}{m_e c} DM(\psi) \frac{1}{f}, \quad (6)$$

$$\varphi^R_{O,X}(\omega, \psi) \approx \mp \frac{1}{\omega^2} \frac{2\pi e^3}{m_e^2 c^2} \int_0^L N_e(z, \psi) \mathbf{B}(z, \psi) dz = \mp RM(\psi) \lambda^2, \quad (7)$$

где $DM(\psi) = \int_0^L N_e(z, \psi) dz$ – мера дисперсии, $RM(\psi) = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^L N_e(z, \psi) \mathbf{B}(z, \psi) dz$ – мера вращения.

Теперь можно записать фазовые сдвиги, вызванные дисперсионной задержкой и эффектом Фарадея в виде соответствующих матриц D и R :

$$D = \begin{bmatrix} e^{-i\varphi^D(DM,\omega)} & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi^D(DM,\omega)} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\varphi^D(DM,\omega)} \end{bmatrix}, \quad R = \begin{bmatrix} e^{i\varphi^R_o(RM,\omega)} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\varphi^R_x(RM,\omega)} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (8)$$

В нашей модели среды распространения мера вращения зависит от фазы импульса и от его частоты $RM(\psi, \omega)$. В центре модельного импульса значение данного параметра было выбрано равным мере вращения для PSR B0809+74. К краям импульса это значение менялось как функция $\arctg(q \cdot \psi)$, где q – константа (см. рис. 1с).

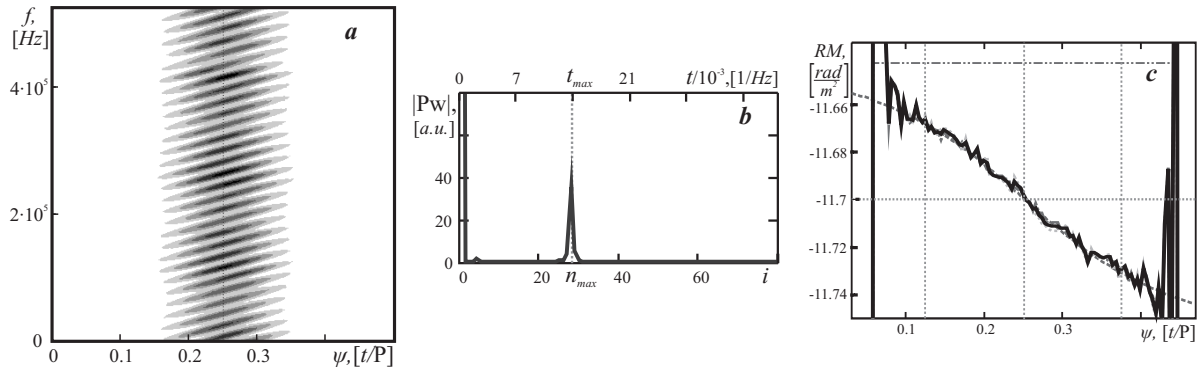


Рис. 1. *a* – Динамический спектр модельного сигнала $\langle \dot{E}_x^f(\omega, \psi) \cdot \overline{\dot{E}_x^f(\omega, \psi)} \rangle$ на центральной частоте приема $f_c = 23.7$ МГц; *b* – спектральное разложение модельного сигнала $|\dot{P}w(t, a)|$ на центральной долготе импульса $\psi = a$ в масштабе мощности; *c* – зависимости $RM_{est1}(\omega_c, \psi)$ (штрих-пунктирная кривая) и $RM_{est2}(\omega_c, \psi)$ (толстая сплошная кривая) для модельного сигнала (тонкая штриховая кривая), полученные двумя методами

Ниже, в матричной форме приведены уравнения для процессов, которые можно регистрировать с помощью приемников сигналов волновой формы (WF) (Захаренко и др., 2007):

$$\begin{bmatrix} \dot{E}_x^c(\omega, \psi) \\ \dot{E}_y^c(\omega, \psi) \\ \dot{E}_z^c(\omega, \psi) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D \\ c \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} R^* \\ b \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \dot{E}_x^a(\omega, \psi) \\ \dot{E}_y^a(\omega, \psi) \\ \dot{E}_z^a(\omega, \psi) \end{bmatrix}, \quad (9)$$

где $\dot{E}_{x,y,z}^c(\omega, \psi)$ – сигналы падающей волны в свободном пространстве под ионосферой в фазовом

центре радиотелескопа, $\dot{E}_{x,y,z}^a(\omega, \psi)$ – модельные сигналы из уравнения (3), $R^* = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ -i & i & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{2} \end{bmatrix} \times$

$R \times \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & i & 0 \\ 1 & -i & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{2} \end{bmatrix}$ – это последовательность матриц, обеспечивающая процесс трансформирова-

ния системы координат из линейного базиса в круговой, учет влияния слабой анизотропии среды распространения и обратное преобразование в линейный базис.

Из уравнения (9) видно, как связаны векторы электрической напряженности на границах однородного слоя. Как было показано в работе Хэнкинса (Хэнкинс, 1971), наиболее просто компенсировать влияние дисперсионной задержки. Для когерентной компенсации дисперсионной задержки

достаточно умножить матрицу D (ур. 9) на обратную ей матрицу. Аналогично, используя умножение на матрицу, обратную к R^* , компенсируется влияние поворота плоскости поляризации.

Ниже покажем, как учесть влияние подстилающей поверхности на перераспределение поляризационных компонент принимаемого сигнала и другие особенности приема сигнала.

Вертикальная и горизонтальная компоненты падающего поля имеют различные коэффициенты отражения от подстилающей поверхности (Айзенберг, 1985). С учетом геометрических особенностей принимающего телескопа (например, для УТР-2), можно записать матрицу коэффициентов Френеля – REF : $REF = \begin{bmatrix} -\dot{\rho}_p(\dot{\epsilon}, \sigma, \omega)e^{-i\phi} & 0 & 0 \\ 0 & \dot{\rho}_s(\dot{\epsilon}, \sigma, \omega)e^{-i\phi} & 0 \\ 0 & 0 & \dot{\rho}_p(\dot{\epsilon}, \sigma, \omega)e^{-i\phi} \end{bmatrix}$, где $\phi = \omega \frac{2h}{c} \cos(\alpha)$ – фазовая задержка между прямым и отраженным сигналом, h – высота фазового центра вибратора над подстилающей поверхностью.

Таким образом, влияние подстилающей поверхности моделируется введением матриц ($UN + REF$), что позволяет учесть интерференцию падающей и отраженной волн в плоскости падения и перпендикулярной ей плоскости (UN – единичная матрица).

Для связи систем координат источника и приемника вводится матрица направляющих косинусов (определяет проекции трансформированных компонент вектора $\mathbf{k}(\omega)/|\mathbf{k}(\omega)|$ на оси приемной системы координат): $COS = \begin{bmatrix} \cos(x'x) & \cos(x'y) & \cos(x'z) \\ \cos(y'x) & \cos(y'y) & \cos(y'z) \\ \cos(z'x) & \cos(z'y) & \cos(z'z) \end{bmatrix}$.

Операция нормировки принятого сигнала на эффективную площадь телескопа осуществляется матрицей: S_{eff} , диагональная матрица нормировки принятого одним диполем сигнала на эффективное число диполей по выбранной поляризации, обратная ей матрица приводит выходное напряжение, зарегистрированное от всего телескопа, к выходному напряжению от среднего вибратора по заданной поляризации.

Тогда уравнение (9) в более общем виде выглядит так:

$$\begin{bmatrix} \dot{E}_{x'}^f(\omega, \psi) \\ \dot{E}_{y'}^f(\omega, \psi) \\ \dot{E}_{z'}^f(\omega, \psi) \end{bmatrix} = \begin{vmatrix} f \\ e \\ d \end{vmatrix} S_{eff} \times \begin{vmatrix} e \\ d \end{vmatrix} COS \times \begin{vmatrix} UN + REF \\ c \end{vmatrix} \begin{bmatrix} \dot{E}_x^c(\omega, \psi) \\ \dot{E}_y^c(\omega, \psi) \\ \dot{E}_z^c(\omega, \psi) \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Таким образом, мы смоделировали сигнал от источника (ур. 2, 3), среду его распространения (ур. 8), процессы распространения сигнала в среде (ур. 9) и регистрации сигнала на приемнике (ур. 10).

4 Поляризационные параметры радиоизлучения, параметры среды распространения и методы их определения

Поляризационные параметры вначале определяются в виде параметров Стокса (ПС) по известным формулам (Железняков, 1997). Далее из этих параметров можно получить относительные поляризационные параметры в виде степеней поляризации: P_t , P_l , P_c , P_d , а также позиционный угол $\chi(\omega, \psi)$, угол $\xi(\omega, \psi)$, характеризующий эллиптичность поляризационного эллипса, или сам коэффициент эллиптичности $\varepsilon(\omega, \psi)$. Особенность оценки поляризационных параметров импульсных сигналов заключается в невозможности длительно накапливать ПС по времени. Один из приемлемых вариантов повышения чувствительности поляризационных измерений связан с накоплением параметров Стокса по частоте. Здесь можно воспользоваться тем обстоятельством, что в относительно узком частотном диапазоне в системе отсчета источника излучения ПС идентичны (см. ур-я (1, 2, 9)). Однако аналогичное накопление ПС по частоте в системе отсчета наблюдателя приводит к искажениям в оценках исходных поляризационных параметров. Наблюдаемая деполаризация линейно поляризованной компоненты излучения происходит из-за вращения плоскости поляризации

на пути распространения и из-за используемого усреднения в полосе частот. В частности, искажаются не только параметры $Q(\omega, \psi)$ и $U(\omega, \psi)$, но и инвариант $L(\omega, \psi) = \sqrt{Q^2(\omega, \psi) + U^2(\omega, \psi)}$. При этом искажается и ход позиционного угла. Искажения происходят также из-за влияния подстилающей поверхности. Из-за интерференции падающей и отраженной волны происходит дополнительное перераспределение линейно поляризованных компонент Q и U . В полосе рабочих частот наблюдается усиление общей интенсивности сигнала I и интенсивности его циркулярно поляризованной компоненты V .

Из приведенного рассмотрения следует, что усреднение параметров Стокса в узкой полосе частот можно использовать только для сигналов, приведенных в систему отсчета (СО) источника излучения. При использовании декаметровых и метровых радиотелескопов такое приведение потребует выполнения двух шагов. Во-первых, зарегистрированный в узкой полосе сигнал следует привести в СО, связанную со свободным пространством (ур. 10 от сечения ' f ' в сечение ' c '). Тем самым мы избавляемся от искажений, вносимых в принятый сигнал подстилающей поверхностью. Этот шаг довольно громоздкий, связан с используемым типом регистратора на приемной стороне и будет рассмотрен в другой работе. Во-вторых, поляризационные параметры, приведенные в СО, связанную со свободным пространством, следует привести в СО, связанную с источником сигнала (ур. 9 от сечения ' c ' в сечение ' a '). Для этого нужно определить величину $RM(\omega, \psi)$. Изначально предполагается, что значение $RM(\omega, \psi)$ нам неизвестно.

Рассмотрим, как определить $RM(\omega, \psi)$. Зарегистрированный отклик $\dot{E}_x^f(\omega, \psi) \cdot \overline{\dot{E}_x^f(\omega, \psi)} = |\dot{E}_x^f(\omega, \psi)|^2$ считаем эталонной функцией, аргументом которой является циклическая частота ω (см. рис. 1а). В ряде работ (Сулейманова и др., 1983; Сулейманова и др., 1988; Сулейманова, Журавлев, 1974) методом МСКО в данный отклик вписывалась косинусоида, у которой изменяющимися параметрами были амплитуда, частота и начальная фаза. В работе (Ульянов и др., 2013) этот отклик раскладывался в ряд Фурье $\dot{P}w(t, \psi) = FFT \left[|\dot{E}_x^f(\omega, \psi)|^2 \right]$. Второй метод был предпочтительнее, т.к. автоматически позволял оценить амплитуду, частоту и фазу линейно поляризованной составляющей сигнала в диапазоне принимаемых частот относительно $2\pi f_c = \omega_c$. В любом случае значение RM оценивалось по формуле:

$$|RM_{est1}(\omega_c, \psi)| = \frac{\pi}{c^2} \cdot \left[\frac{f_c^2 (f_c + \Delta f_F(\omega_c, \psi))^2}{(f_c + \Delta f_F(\omega_c, \psi))^2 - f_c^2} \right] \approx \frac{\pi f_c^3}{2c^2 \Delta f_F(\omega_c, \psi)},$$

где $RM_{est1}(\omega_c, \psi)$ – оценка RM в фазе импульса ψ , ω_c – центральная частота приема, $\Delta f_F(\omega_c, \psi)$ – период Фарадеевской модуляции сигнала по частоте (см. рис. 1а; этот период является обратной величиной к безразмерной частоте Фурье-преобразования, анализируемого сигнала на которой значение $\dot{P}w(t, \psi)$ является максимальным – $n_{max}(\omega_c, \psi) = t_{max} \cdot \Delta f_F(\omega_c, \psi)$ (рис. 1б)).

В работе (Ульянов и др., 2013) из аргумента функции получали и оценку позиционного угла $\chi_{est}(\omega_c, \psi)$. Методологические ошибки данного подхода в определении будут обратно пропорциональны безразмерной частоте $n_{max}(\omega_c, \psi)$. То есть $\delta RM_{est1}(\omega_c, \psi) / RM_{est1}(\omega_c, \psi) = 1 / (t_{max}(\omega_c, \psi) \cdot \Delta f(\omega_c, \psi))$.

Алгоритм, позволяющий улучшить точность оценок RM еще примерно в \sqrt{Nq} раз, где Nq – номер частоты Найквиста в дискретном Фурье-разложении анализируемого сигнала $|\dot{E}_x^f(\omega, \psi)|^2$, основан на рассмотренной выше модели поляризованного импульсного излучения и модели среды его распространения. Так, в правую часть уравнения (9) можно подставить оценки $\dot{E}_x^a(\omega, \psi)$ и $\dot{E}_y^a(\omega, \psi)$, сделанные на основе анализа принятых сигналов $\dot{E}_x^f(\omega, \psi)$ и $\dot{E}_y^f(\omega, \psi)$ или только одного сигнала $\dot{E}_x^f(\omega, \psi)$. В предложенном нами новом алгоритме мы по принятому сигналу оцениваем коэффициент эллиптичности в системе источника (точность оценки 2 %). Используя этот параметр и прицельные значения меры вращения, мы создаем трехмерную модельную функцию эллиптически поляризованного излучения $\dot{E}_x^{f\ mod}(\omega_i, \psi)$. Свободными параметрами данной функции являются $RM(\omega, \psi)$ и позиционный угол $\chi(\omega, \psi)$. Эти параметры оцениваются с помощью минимизации невязки. В уравнении невязки ($M(RM(\omega, \psi), \chi(\omega, \psi))$) принятый сигнал $\dot{E}_y^f(\omega, \psi)$ является эталонным, а значение $RM_{est1}(\omega_c, \psi)$ является прицельным.

$$M(RM(\omega_c, \psi), \chi(\omega_c, \psi)) = \sum_{i=0}^{Nq} (|\dot{E}_x^f(\omega_i, \psi)| - |\dot{E}_x^{f \text{ mod}}(\omega_i, \psi)|)^2, \quad (11)$$

где $|\dot{E}_x^f(\omega_i, \psi)|$ – интенсивность, реально зарегистрированная в поляризованном канале А, $|\dot{E}_x^{f \text{ mod}}(\omega_i, \psi)|$ – интенсивность модельного сигнала в том же канале, полученная из уравнения (9). Минимальному значению невязки $\min M(RM_{est2}(\omega_c, \psi), \chi_{est2}(\omega_c, \psi))$ будут соответствовать искомые параметры $RM_{est2}(\omega_c, \psi)$ (рис. 1с) и $\chi_{est2}(\omega_c, \psi)$.

Предложенный метод определяет изменения меры вращения вдоль профиля импульса и имеет очень малую методологическую погрешность. Увеличение точности в оценках параметров среды распространения достигнуто за счет того, что предложенный алгоритм принимает во внимание не только максимальную гармонику в отклике линейно-поляризованной компоненты, как это делается при Фурье-анализе, а принимает во внимание весь спектр сигнала.

5 Результаты

После проверки данного метода на модельном сигнале, мы применили его к анализу реальных данных, полученных для пульсаров В0809+74 и В0950+08. В результате анализа были:

- 1) рассмотрены индивидуальные аномально интенсивные импульсы, зарегистрированные с помощью УТР-2 в декаметровом диапазоне;
- 2) проведены предварительные оценки меры вращения и коэффициента эллиптичности поляризованного излучения для каждого из пульсаров;
- 3) построена модельная функция и найдены наиболее точные параметры меры вращения;
- 4) определены все поляризационные параметры радиоизлучения в декаметровом диапазоне.

Полученные результаты можно видеть на рис. 2.

Среднее значение RM сравнивалось с оценками, полученными другими исследователями в близких частотных диапазонах. Для пульсара В0809+74 полученное нами среднее по всем долготам значение $RM = -12.04$ рад/м² на частоте 23.7 МГц, аналогичное значение RM , приведенное в каталоге АТNF, $RM = -11.7$ рад/м², полученное для частот порядка 400 МГц. Разницу в значениях можно интерпретировать следующим образом. Рассмотрим модель магнитосферы пульсара, в которой излучение на низких частотах возникает на больших расстояниях от поверхности пульсара, чем излучение на высоких частотах. Тогда высокочастотное излучение проходит большее расстояние в верхней магнитосфере пульсара, чем низкочастотное. Соответственно, меры вращения для высокочастотного и низкочастотного излучения должны быть разными из-за высокой магнитной индукции и высоких электронных/позитронных концентраций на этом сравнительно коротком участке пространства. В случае пульсара В0809+74 наблюдаемые в различных диапазонах меры вращения можно качественно объяснить тем, что магнитное поле в межзвездной среде направлено от наблюдателя к источнику, а поле в видимом полюсе пульсара направлено к наблюдателю. Такая взаимная конфигурация магнитных полей позволяет излучению на более высоких частотах получить дополнительную положительную добавку в величине меры вращения по отношению к излучению на низких частотах (см. рис. 3).

Для пульсара В0950+08 есть несколько значений меры вращения, полученных группой LOFAR (см. ван Харлем и др., 2013, и приведенную там библиографию). Компилируя все эти значения с нашими данными можно прийти к взаимному расположению магнитных полей видимого полюса PSR В0950+08 и межзвездной среды, показанному на рис. 3. В данном случае высокочастотное излучение, прошедшее большее расстояние в верхней магнитосфере, имеет меньшее значение меры вращения. То есть часть меры вращения была скомпенсирована при его распространении в магнитосфере, соответственно поле в наблюдаемом полюсе пульсара направлено от наблюдателя.

Таким образом, зависимость меры вращения от фазы импульса, полученная в настоящей работе, позволяет разрешить магнитосферу пульсара по долготе импульса, а значения меры вращения, полученные для различных частот, позволяют зондировать верхние слои магнитосферы пульсаров.

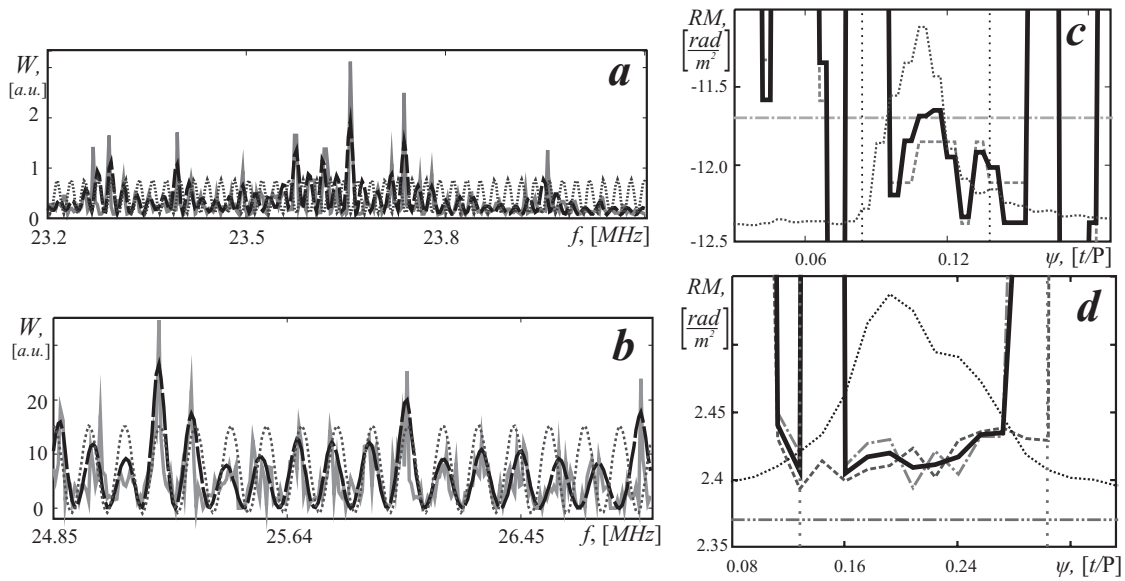


Рис. 2. *a* – зарегистрированный на $f_c = 23.7$ МГц в полосе $\Delta f = 1.53$ МГц отклик PSR B0809+74 (сплошная серая кривая), вписанная в данный отклик модельная функция (черная штриховая кривая) и синусоида (пунктирная кривая), амплитуда и начальная фаза которой соответствует амплитуде и фазе, оцененной из Фурье-анализа зарегистрированного отклика; *b* – сигналы в максимуме интенсивности импульса PSR B0950+08, зарегистрированные относительно центральной частоты $f_c = 25.87$ МГц в полосе $\Delta f = 2$ МГц, аналогичные изображенным на рис. 2а; *c* – оценки меры вращения для всех долгот импульса PSR B0809+74 $RM_{est1}(\omega_c, \psi)$ – штриховая и $RM_{est2}(\omega_c, \psi)$ – сплошная жирная кривая. Штрихпунктирной линией показана известная из (ATNF) оценка меры вращения для этого пульсара; *d* – оценки меры вращения $RM_{est2}(\omega_c, \psi)$ PSR B0950+08, разрешенные по долготе импульса для двух соседних диапазонов $f_c = 25.87$ и $f_c = 23.81$ МГц, $\Delta = 2$ МГц (пунктирная и штрихпунктирная кривые соответственно) и среднее их значение (черная сплошная линия) на фоне среднего профиля импульса (пунктирная кривая). Штрихпунктирной линией с двумя точками обозначена оценка меры вращения, полученная на частоте 56 МГц в работе (ван Харлем и др., 2013)

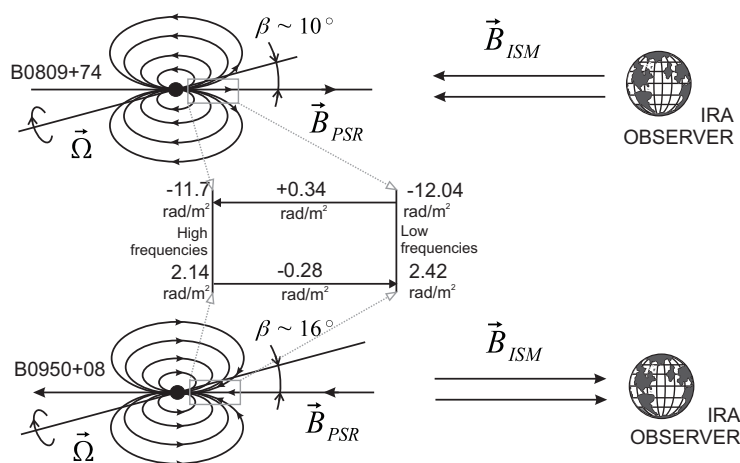


Рис. 3. Взаимное расположение магнитных полей в наблюдаемых полюсах пульсаров B0809+74 и B0950+08 относительно магнитных полей межзвездной среды в направлении на данные пульсары

6 Выводы

В работе показано, что использование уравнения эйконала позволяет с единых позиций описать среду распространения коммутирующими матрицами. Одна из них характеризует влияние частотной дисперсионной задержки, а вторая характеризует эффект Фарадея.

Впервые в декаметровом диапазоне получены наиболее точные оценки меры вращения для пульсаров B0809+74 и B0950+08.

Определено взаимное расположение магнитных полей в магнитосферах этих пульсаров и в межзвездной среде в направлении на данные пульсары. Тем самым показана принципиальная возможность зондирования магнитосферы пульсара в глубину.

Литература

- Айзенберг Г.З. // Коротковолновые антенны. / Под ред. Белоусов С.П., Журбенко Э.М. и др. М.: Радио и связь. 1985.
- ATNF Pulsar Catalog. <http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/>.
- Барсуков и др. (Barsukov D.P., Polyakova P.I., Tsygan A.I.) // Astron. Rep. 2009. V. 53. N. 12. P. 1146.
- Бескин и др. (Beskin V.S., Gurevich A.V., Istomin Ia.N.) // Astrophys. Space Sci. 1988. V. 146. N. 2. P. 205.
- Браженко и др. (Brazhenko A.I., Bulatsen V.G., Vashchishin R.V., et al.) // Kinem. Phys. Celest. Bodies. Suppl. Ser. 2005. N. 5. P. 43.
- Брауде С.Я., Мень А.В., Содин Л.Г. // Радиотелескоп декаметрового диапазона волн УТР-2. М.: Связь. Сборник Антенны. 1978. № 26.
- Брук Ю.М., Дэвис Д.Г. и др. // Астрон. журн. 1978. Т. 55. С. 1031.
- Бхат и др. (Bhat N.D.R., Wayth R.B., et al.) // Astrophys. J. 2007. V. 665. N 1. P. 618.
- ван Харлем и др. (van Haarlem M.P., Wise M.W., et al.) // arXiv: 1305.3550v2 [astroph.IM]. 2013.
- Гинзбург В.Л. // Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука. 1967. Изд. второе.
- Железняков В.В. // Излучение в астрофизической плазме. М.: Янус-К. 1997.
- Захаренко и др. (Zakharenko V.V., Vasylieva I.Y., et al.) // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2013. V. 431. N. 4. P. 3624.
- Захаренко В.В., Николаенко В.С. и др. // Радиофизика и радиоастрономия. 2007. Т. 12. № 3. С. 233.
- Малов И.Ф., Никитина Е.Б. // Астрон. журн. 2011. Т. 1. С. 22.
- Малов И.Ф. // Радиопульсары. М.: Наука. 2004.
- Манчестер Р., Тейлор Дж. // Пульсары. М.: Мир. 1980.
- Мень А.В., Содин Л.Г., Шарыкин Н.К. и др. // Принципы построения и характеристики антенны радиотелескопа УТР-2. М.: Связь. Сборник Антенны. 1978. № 26.
- Петрова (Petrova S.) // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2006. V. 366. P. 1539.
- Пилкингтон и др. (Pilkington J.D.H., Hewish A., et al.) // Nature. 1968. V. 218. N. 5137. P. 126.
- Попов и др. (Popov M.V., Kuz'min A.D., Ul'yanov O. M., et al.) // Astr. Rep. V. 50. N. 7. P. 562.
- Радхакришнан, Кук (Radhacrishnan V., Cooke D.J.) // Astrophys. Lett. 1969. V. 3. P. 225.
- Рытов и др. (Rytov S.M., Kravtsov Yu.A., Tatarskii V.I.) // Principles of statistical radiophysics 1: Elements of random process theory. Berlin: Springer-Verlag. 1987.
- Стапперс и др. (Stappers B.W., Hessels J.W.T., et al.) // Astron. Astrophys. 2011. V. 530. P. 32.
- Сулейманова С.А., Волдин Ю.В., Шитов Ю.П. // Астрон. журн. 1988. Т. 65. С. 349.
- Сулейманова С.А., Журавлев В.Ф. // Астрон. журн. 1974. Т. 51. С. 927.
- Сулейманова С.А. и др. // Астрон. журн. 1983. Т. 60. С. 554.
- Ульянов О.М., Дешпанде А. и др. // Радиофизика и радиоастрономия. 2007. Т. 12. № 1. С. 5.
- Ульянов, Захаренко (Ul'yanov O.M., Zakharenko V.V.) // Astron. Rep. 2012. V. 56. P. 417.
- Ульянов О.М., Захаренко В.В. и др. // Радиофизика и радиоастрономия. 2006. Т. 11. № 2. С. 113.
- Ульянов О.М., Захаренко В.В., Брук Ю.М. // Астрон. журн. 2008. Т. 85. № 11. С. 1019.
- Ульянов и др. (Ul'yanov O.M., Shevtsova A.I., Mukha D.V., Seredkina A.A.) // Baltic Astron. 2013. V. 22. P. 53.
- Хьюиш и др. (Hewish A., Bell S.J., et al.) // Nature. 1968. V. 217. N. 5130. P. 709.
- Хэнкинс (Hankins T.H.) // Astrophys. J. 1971. V. 169. P. 487.
- Эллингсон и др. (Ellingson S.W., Clarke T.E., et al.) // Astrophys. J. 2013. V. 768. N. 2. P. 10.