

РАДІОАСТРОНОМІЯ І АСТРОФІЗИКА

DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra25.04.253>

УДК 524.354.4; 52-17

О. М. УЛЬЯНОВ¹, А. І. ШЕВЦОВА¹, С. М. ЄРІН^{1,2}

¹ Радіоастрономічний інститут НАН України,
вул. Мистецтв, 4, м. Харків, 61002, Україна
E-mail: oulyanov@rian.kharkov.ua, ashevtsova@rian.kharkov.ua

² Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна,
м. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна
E-mail: s.yerin@rian.kharkov.ua

ВИЗНАЧЕННЯ ЗНАКУ МІРИ ОБЕРТАННЯ ПРИ РЕЄСТРАЦІЇ ОДНІЄЇ ЛІНІЙНОЇ ПОЛЯРИЗАЦІЇ РАДІОВИПРОМІНЮВАННЯ ПУЛЬСАРІВ

Предмет та мета роботи: Дослідження пульсарів дозволяють поглиблювати наші знання стосовно як екзотичної електрон-позитронної плазми, що знаходиться в магнітосфері пульсара, де наявні сильні магнітні поля, так і звичайної іонно-електронної плазми міжзоряного простору, яка існує в слабкому магнітному полі. Для визначення параметрів обох типів плазми доцільно використовувати поляризаційні характеристики імпульсного радіовипромінювання пульсарів. Точне визначення цих характеристик є досить складною задачею. Для її вирішення потрібно спершу знайти міру дисперсії та міру обертання середовища поширення. Обидві величини за абсолютним значенням встановлюються з відносною точністю 10^{-4} , однак існує проблема невизначеності знаку міри обертання, який залежить від напрямку міжзоряного магнітного поля вздовж променя зору. Мета роботи – запропонувати новий метод визначення знаку міри обертання.

Методи і методологія: Визначаючи модуль міри обертання, зазвичай використовують поляризаційні матриці Мюллера. Використання цих матриць в умовах реєстрації тільки однієї лінійної поляризації дає змогу доволі точно встановити абсолютне значення міри обертання, але її знак залишається невизначеним через наявність певної симетрії матриць по відношенню до напрямку обертання площини лінійної поляризації. Якщо систему відомих рівнянь, з яких знаходиться міра обертання, доповнити додатковими складовими, які враховують внесок іоносфери та магнітосфери Землі, то можна побачити, що цей внесок завжди додатний у південній магнітній півкулі (в більшості північної географічної півкулі) та завжди від'ємний у північній магнітній півкулі (в більшості південної географічної півкулі). Крім того, він за абсолютним значенням завжди максимальний опівдні та мінімальний опівночі, коли концентрація іонів в іоносфері Землі відповідно максимальна та мінімальна. Урахування зазначених закономірностей дозволяє оцінити не тільки модуль міри обертання, але й її знак, провівши дві незалежні, зсунуті в часі, оцінки спостережуваного абсолютного значення міри обертання за різних ступенів іонізації іоносфери Землі.

Результати: Показано, що застосування додаткових рівнянь, які враховують внесок іоносфери та магнітосфери Землі у міру обертання, дає змогу повністю визначити цей параметр з урахуванням його знаку навіть за допомогою антен, що реєструють лише одну лінійну поляризацію. Це дозволяє встановити всі поляризаційні параметри радіовипромінювання пульсарів або імпульсного чи континуального поляризованого радіовипромінювання інших космічних об'єктів.

Висновки: Наведено результати вимірювань міри обертання для двох найближчих до Землі пульсарів, J0814+7429 (B0809+74), J0953+0755 (B0950+08), та виконано порівняння запропонованої методики її оцінки з вже відомими методиками.

Ключові слова: імпульс, міра дисперсії, міра обертання, плазма, поляризація, пульсар, радіотелескоп

1. Вступ

Майже одразу після відкриття пульсарів [1] почались дослідження поляризаційних параметрів їх імпульсного радіовипромінювання [2]. Вони поступово охопили весь діапазон спостережень пульсарів та еволюціонували понад 50 років, від досліджень поляризаційних параметрів середніх профілів

імпульсів пульсарів до вивчення поляризаційних параметрів окремих імпульсів [3–11].

В поляризаційних дослідженнях пульсарів доволі швидко намітились два основних напрямки. Перший з них пов'язаний з вивченням середовища поширення (міжзоряна плазма, міжпланетна плазма та іоносфера Землі), другий, більш складний, – з вивченням структури магнітосфер самих

пульсарів [10], [12–15]. В обох випадках дослідження виконувались з використанням поляризаційних параметрів імпульсного радіовипромінювання пульсарів.

Міра обертання RM (Rotation Measure) є тим параметром, за допомогою якого визначається напрямок та абсолютне значення паралельної променю зору усередненої складової вектора магнітної індукції \mathbf{B} . Дуже важливо визначати цей параметр з якомога кращою відносною точністю, бо це дає змогу, з одного боку, привести поляризаційні параметри радіовипромінювання пульсара з лабораторної системи відліку (тобто системи, де знаходиться спостерігач) до системи відліку, яка пов'язана з пульсаром, а саме до радіусу критичної поляризації [16–19]. З іншого боку, існує можливість розділити саму магнітосферу пульсара вглиб за допомогою точного визначення міри обертання на різних частотах в широкій частотній смузі. Така можливість є дискусійною, бо частина дослідників вважає її нездійсненною в умовах наявності в магнітосферах пульсарів електрон-позитронної плазми через те, що на відповідний рух електронів в магнітному полі завжди існує зворотній рух позитронів.

Нижче буде показано, як найточніше визначити міру обертання імпульсного випромінювання пульсарів у декаметровому діапазоні хвиль.

2. Визначення міри обертання та складової вектора магнітної індукції вздовж променя зору

Зазвичай ще до визначення поляризаційних параметрів імпульсного радіовипромінювання пульсарів потрібно визначити міру обертання в напрямку цього пульсара. Міра обертання RM – параметр, який характеризує середовище поширення радіовипромінювання в умовах наявності плазми та регулярної складової магнітного поля вздовж променя зору. З формальної точки зору, RM можна розглядати як коефіцієнт пропорційності між інтегральним кутом повороту площини лінійної поляризації на всьому шляху поширення радіовипромінювання та квадратом довжини хвилі цього ж радіовипромінювання. Значення RM є знаковою величиною, яку зазвичай визначають за наступними рівняннями:

$$\phi(\lambda) = RM \cdot \lambda^2, \quad (1)$$

$$RM = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^L n_e(l) B_{\parallel}(l) dl, \quad (2)$$

де $\phi(\lambda)$ – кут обертання площини лінійної поляризації радіовипромінювання на шляху його поширення; λ – довжина електромагнітної хвилі; e – заряд електрона; m_e – маса спокою електрона; c – швидкість світла у вільному просторі; $n_e(l)$ – поточна концентрація електронів на промені зору; $B_{\parallel}(l)$ – поточне значення паралельної складової вектора магнітної індукції до променя зору, мкГс; L – відстань від джерела радіовипромінювання до реєстратора.

Середовище поширення характеризується також мірою дисперсії DM (Dispersion Measure). Цей параметр визначається рівнянням

$$DM = \int_0^L n_e(l) dl. \quad (3)$$

Він входить у вираз, який визначає частотну дисперсійну затримку імпульсів пульсарів (або взагалі будь яких імпульсів) при їх поширенні в холодній плазмі:

$$\Delta\tau(f_L, f_H) = \frac{DM \cdot e^2}{2\pi m_e c} \left(\frac{1}{f_L^2} - \frac{1}{f_H^2} \right), \quad (4)$$

де $\Delta\tau(f_L, f_H)$ – інтервал часу частотної дисперсійної затримки імпульсу між низькою частотою f_L та високою частотою f_H . Якщо вимірювати DM в пк/см³, а частоти f_L та f_H в 10⁸ Гц, то розмірність $\Delta\tau(f_L, f_H)$ буде складати секунди.

З рівнянь (2), (3) можна визначити середнє значення компоненти вектора магнітної індукції $\langle B_{\parallel} \rangle$ вздовж променя зору:

$$\langle B_{\parallel} \rangle \sim \frac{RM}{DM}, \quad \langle B_{\parallel}(\lambda) \rangle = \frac{1}{L(\lambda)} \int_0^{L(\lambda)} B_{\parallel}(l, \lambda) dl. \quad (5)$$

Вочевидь, більш точне визначення всіх параметрів середовища поширення потребує деякої модифікації рівнянь (1)–(5), щоб забезпечити можливість дослідження параметрів поширення та зондування магнітосфери пульсара вглиб. Така модифікація рівнянь (1)–(5) наведена нижче:

$$\phi(\lambda) = RM(\lambda) \cdot \lambda^2; \quad (6)$$

$$RM(\lambda) = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_{R_{CP}(\lambda)}^{L(\lambda)} n_e(l, \lambda) B_{\parallel}(l, \lambda) dl; \quad (7)$$

$$DM(\lambda) = \int_{R_{CP}(\lambda)}^{L(\lambda)} n_e(l, \lambda) dl; \quad (8)$$

$$\Delta\tau(f_L, f_H) = \frac{e^2}{2\pi m_e c} \left(\frac{DM(f_L)}{f_L^2} - \frac{DM(f_H)}{f_H^2} \right); \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \Delta\tau(\lambda_{Lg}, \lambda_{Sh}) &= \\ &= \frac{e^2}{2\pi m_e c} \left(\frac{DM(\lambda_{Lg}) \lambda_{Lg}^2}{c^2} - \frac{DM(\lambda_{Sh}) \lambda_{Sh}^2}{c^2} \right); \end{aligned} \quad (10)$$

$$\langle B_{\parallel}(\lambda) \rangle = K^{-1} \frac{RM(\lambda)}{DM(\lambda)}, \quad (11)$$

$$\langle B_{\parallel}(\lambda) \rangle = \frac{1}{L(\lambda) - R_{CP}(\lambda)} \int_{R_{CP}(\lambda)}^{L(\lambda)} B_{\parallel}(l, \lambda) dl;$$

де λ_{Lg} , λ_{Sh} – відповідно довжини найдовшої та найкоротшої електромагнітних хвиль в обраному діапазоні; $R_{CP}(\lambda)$ – радіус критичної поляризації в магнітосфері пульсара; $K = e^3 / (2\pi m_e^2 c^4) = 0.81358853$.

В рівняннях (6)–(11) основні параметри залежать від довжини хвилі (або частоти), що адекватніше відображає модель середовища поширення порівняно з виразами (1)–(5). Наприклад, введення параметра $R_{CP}(\lambda)$ відповідає тому, що в залежності від довжини хвилі спостерігач реєструє радіовипромінювання, яке “відривається” від магнітосфери пульсара тільки починаючи з радіуса критичної поляризації, а не з поверхні пульсара чи з радіуса генерації, як це іноді вважалось. Тепер параметри середовища поширення $RM(\lambda)$ та $DM(\lambda)$, як і параметр $\langle B_{\parallel}(\lambda) \rangle$, залежать від довжини хвилі.

Додатково введемо деякі загально визнані припущення щодо параметрів середовища поширення. По-перше, припустимо, що $R_{CP}(\lambda_{Lg}) > R_{CP}(\lambda_{Sh})$, тобто більш низькочастотні хвилі “відриваються” (реєструються) з вищих висот в магнітосфері пульсара. По-друге, припустимо також, що $\omega_p^{ISM} \ll \omega_p^{MP}(R_{LC})$, тобто плазмова частота в магнітосфері пульсара $\omega_p^{MP}(R_{LC})$ на відстані радіуса світового

циліндра $R_{LC} = c/\Omega$ (де Ω – циклічна частота обертання пульсара) від поверхні пульсара суттєво більша за плазмову частоту в міжзоряному середовищі ω_p^{ISM} . Друге припущення майже напевне здійснюється, бо пульсари емітують в міжзоряне середовище пульсарний вітер, основу якого становить електрон-позитронна плазма.

Якщо обидва припущення виконуються, то зі співвідношення параметрів $\left| \langle B_{\parallel}(\lambda_{Lg}) \rangle \right| < \left| \langle B_{\parallel}(\lambda_{Sh}) \rangle \right|$ випливає, що напрямок магнітного поля в магнітосфері пульсара в момент випромінювання співпадає з напрямком середнього міжзоряного магнітного поля. Зі зворотного співвідношення $\left| \langle B_{\parallel}(\lambda_{Lg}) \rangle \right| > \left| \langle B_{\parallel}(\lambda_{Sh}) \rangle \right|$ виходить, що в момент випромінювання напрямки магнітного поля в магнітосфері пульсара та в міжзоряному середовищі є протилежні. (Схему взаємного положення магнітних полів поблизу пульсара можна побачити на рис. 1.) За цих обставин без визначення знаку вектора магнітної індукції ми не можемо визначити, з якого магнітного полюса пульсара випромінюються його радіоімпульси.

3. Узагальнення визначення параметрів середовища поширення

Якщо в першому наближенні розглядати рівняння (6) як рівняння прямої відносно координати λ^2 , тоді $RM(\lambda) = \text{const} = RM$. В цьому разі RM дорівнює тангенсу кута нахилу прямої $\phi(\lambda^2)$. З іншого боку, $RM(\lambda)$, $DM(\lambda)$ та $\langle B_{\parallel}(\lambda) \rangle$ (див. рівняння (6)–(11)) логічніше було б визначати у вузькій смузі частот. Тоді з (6) випливає:

$$RM(\lambda) = \frac{d\phi(\lambda)}{d\lambda^2}, \quad RM(f_C) \approx \frac{\Delta\phi(f_L, f_H) f_C^3}{2c^2(f_H - f_L)}; \quad (12)$$

$$DM(f_C) \approx \frac{\Delta\tau(f_L, f_H) 2\pi m_e c}{e^2 \left(\frac{1}{f_L^2} - \frac{1}{f_H^2} \right)} \approx \frac{\Delta\tau(f_L, f_H) \pi m_e c f_C^3}{e^2(f_H - f_L)}; \quad (13)$$

де f_C – центральна частота в діапазоні оцінки параметрів $RM(f)$ та $DM(f)$.

З рівнянь (11)–(13) відразу отримуємо середнє значення магнітної індукції на промені зору вздовж шляху поширення радіовипромінювання імпульсу:

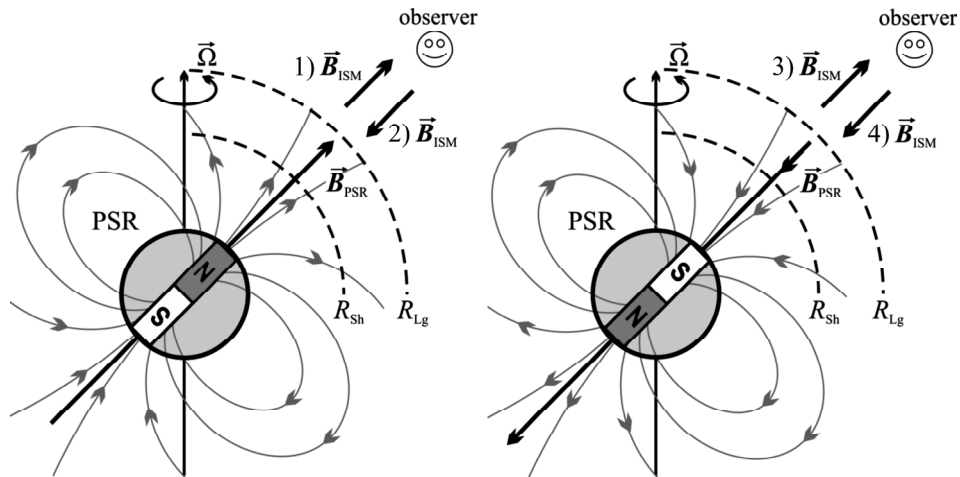


Рис. 1. Схема взаємної орієнтації вектора магнітної індукції пульсара (\vec{B}_{PSR}) та вектора магнітної індукції міжзоряного середовища (\vec{B}_{ISM}) відносно спостерігача (observer): 1) та 4) – співпадіння напрямків векторів, $\langle B_{\parallel}(\lambda_{Sh}) \rangle > \langle B_{\parallel}(\lambda_{Lg}) \rangle$; 2) та 3) – неспівпадіння напрямків векторів, $\langle B_{\parallel}(\lambda_{Sh}) \rangle < \langle B_{\parallel}(\lambda_{Lg}) \rangle$

$$\langle B_{\parallel}(f_C) \rangle = K^{-1} \frac{RM(f_C)}{DM(f_C)} = K^{-1} \frac{\Delta\phi(f_L, f_H)e^2}{\Delta\tau(f_L, f_H)2\pi m_e c^3}. \quad (14)$$

Тепер всі параметри середовища поширення на промені зору визначаються через вимірювані параметри $\Delta\phi(f_L, f_H)$, $\Delta\tau(f_L, f_H)$ та відомі фізичні константи. Подальше узагальнення рівнянь (12)–(14) потребує урахування залежності всіх трьох параметрів від фази імпульсу пульсара ψ . Оскільки це не спричиняє ніяких ускладнень, в кінцевому результаті ми маємо отримати значення параметрів $RM(f_C, \psi)$, $DM(f_C, \psi)$, $\langle B_{\parallel}(f_C, \psi) \rangle$ залежно від центральної частоти діапазону та фази імпульсу пульсара.

4. Приклади визначення абсолютного значення міри обертання

Нижче буде проілюстровано, як знаходяться параметри $|RM(f_C, \psi)|$, $DM(f_C, \psi)$, $\langle B_{\parallel}(f_C, \psi) \rangle$ для двох найближчих до Землі пульсарів. Для оцінки цих параметрів в декаметровому діапазоні бажано обирати пульсари, які перебувають в радіотихих областях нашої Галактики, мають мінімальну міру розсіювання на промені зору [10] та випромінюють аномально інтенсивні або гігантські імпульси [20–24]. Ми не будемо нагадувати методику оцінки параметра $DM(f_C, \psi)$, оскільки визначенню цього параметра присвячена доволі велика кількість публікацій [19], [21], [23], [25, 26].

Інші параметри ми визначимо нижче з даних, зареєстрованих в декаметровому діапазоні.

4.1. Результати спостережень пульсара J0814+7429

Пульсар J0814+7429 (B0809+74) є одним з декількох близьких до Землі пульсарів, що підпадають під критерії наявності лінійної компоненти поляризації та відносно малої міри розсіювання уздовж променя зору. Він був зареєстрований ще в першому огляді пульсуючих джерел, виконаному на радіотелескопі в Кембриджській обсерваторії на частоті 81.5 МГц [27]. В цьому огляді пульсар мав назву CP 0808 (Cambridge Pulsar) та був оцінений як найінтенсивніший пульсар з тих, що спостерігалися раніше. Наразі, за даними каталогу ATNF (Australia Telescope National Facility) [28, 29], значення спектральної щільності його потоку на частоті 400 МГц оцінюють у 79 мЯн [28, 29]. Пульсар J0814+7429 має низьке значення сталої розсіювання, яке дорівнює $9.5 \cdot 10^{-9}$ с на частоті в небі 1 ГГц. Він знаходиться у радіотихій області Галактики та має достатню вірогідність реєстрації аномально інтенсивних імпульсів (1 ÷ 2 %) [21], [30]. В табл. 1 наведено основні параметри цього пульсара. Що цікаво, значення міри обертання змінилося в каталозі ATNF з -11.7 до -14 рад/м² за останні 5 років. Далі опишемо наші оцінки міри обертання для пульсара J0814+7429 та порівняємо їх із вже існуючими.

Таблиця 1. Параметри пульсара J0814+7429 з каталогу ATNF [28, 29]

| Друга екваторіальна система координат | Галактичні координати | Відстань, кпк | Період, с | Міра дисперсії, пк/см ³ | Міра обертання, рад/м ² |
|--|-------------------------------|---------------|----------------|------------------------------------|------------------------------------|
| RA_2000 = 08 ^h 14 ^m 59.5 ^s Dec_2000 = +74°29'05.7" | Gl = 139.998° Gb = 31.618° | 0.432 | 1.292241446862 | 5.75066 | -11.7 [31] -14.0 (2015 р.) |

Для визначення $RM(f_c, \psi)$ ми проаналізували аномально інтенсивні імпульси (див. рис. 2) з зареєстрованим ефектом фарадєєвського обертання (ефект обертання площини лінійної поляризації з поширенням радіовипромінювання уздовж променя зору за умов наявності паралельної до променя зору складової вектора магнітної індукції), що спостерігалися 29 листопада 2003 р. Як можна бачити, співвідношення та роздільна здатність за частотою та часом у трьох аномально інтенсивних імпульсів дещо відрізняється, що відображається на якості отриманих результатів.

Аномально інтенсивні імпульси мають високе співвідношення сигнал/шум, яке може зберігатись не у всьому діапазоні, що спостерігається. Тому в кожного аномально інтенсивного імпульса оби-

раються окремі частотні смуги, що мають найвище співвідношення сигнал/шум. Для зручності обробки кожен з трьох імпульсів був поділений на 4 смуги так, як це можна бачити на рис. 3. Частотні смуги були обрані наступним чином: $\Delta F_1 = 22.94 \div 23.32$ МГц, $\Delta F_2 = 23.32 \div 23.7$ МГц, $\Delta F_3 = 23.7 \div 24.08$ МГц, $\Delta F_4 = 24.08 \div 24.47$ МГц. Кожна з цих смуг оброблялась окремо за методикою, викладеною в роботах [7], [26], [32]. Для кожного динамічного спектра аномально інтенсивного імпульса підбиралися найбільш відповідні параметри обробки.

В деяких частотних смугах ми бачимо квазі-періодичну модуляцію інтенсивності за частотою. Ця модуляція пояснюється наявністю еліптичної поляризації радіовипромінювання зареєстрованих

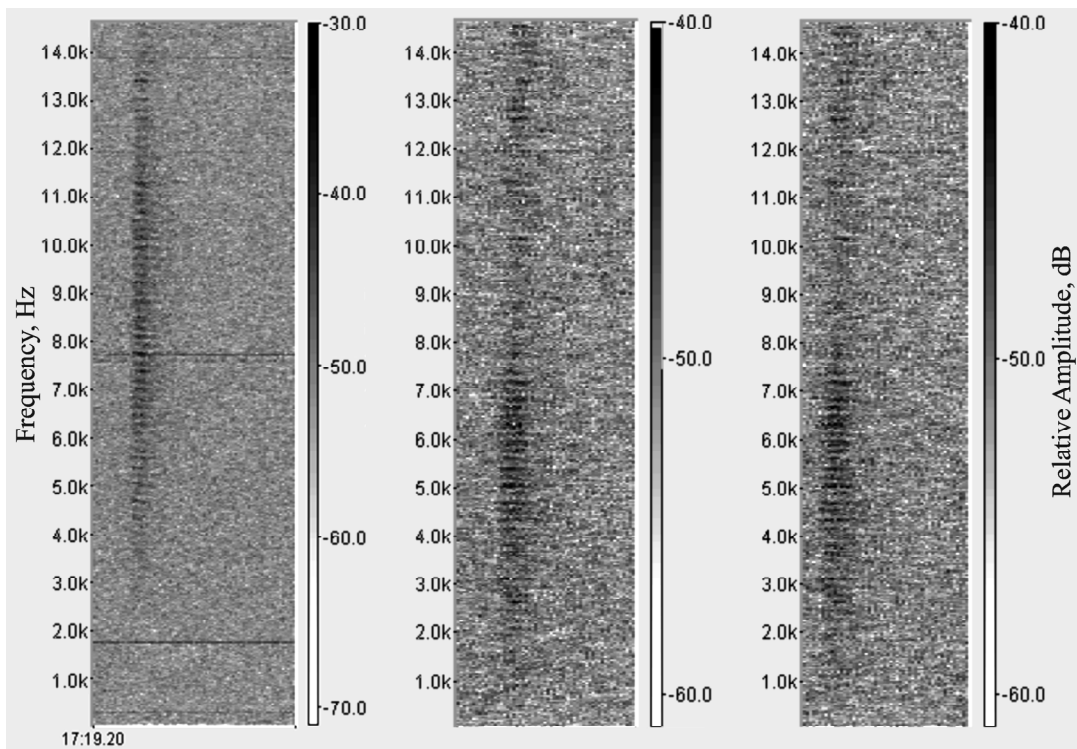


Рис. 2. Динамічні спектри аномально інтенсивних імпульсів пульсара J0814+7429 (B0809+74) у смузі частот 23 ÷ 24.5 МГц. Спостереження виконано на радіотелескопі УТР-2 29 листопада 2003 р. за допомогою індійського PPR (Portable Pulsar Receiver) приймача, створеного в Раманському дослідницькому інституті (м. Бангалор, Індія)

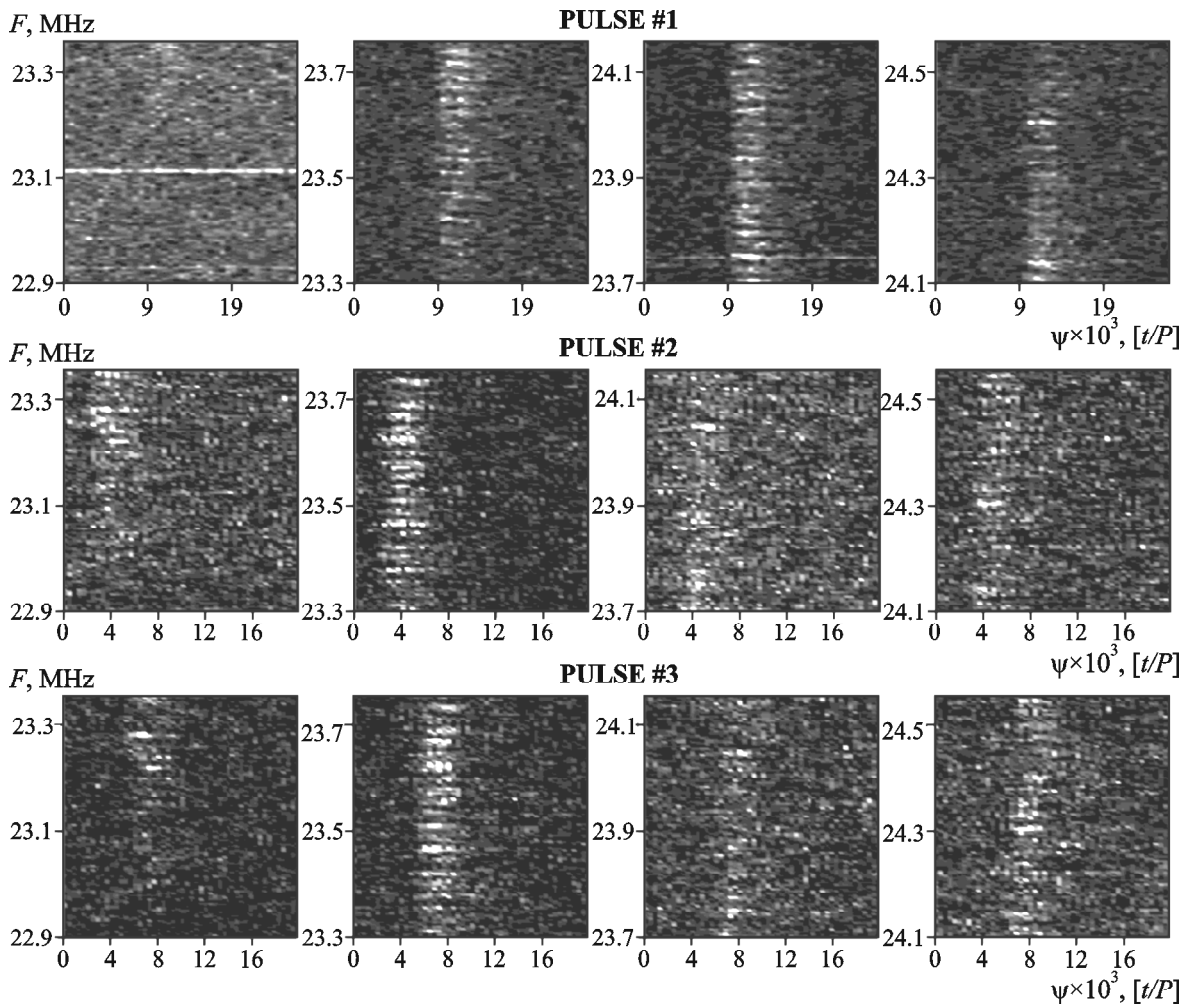


Рис. 3. Динамічні спектри трьох аномально інтенсивних імпульсів пульсара J0814+7429 (B0809+74) в різних смугах: верхній рядок відповідає першому імпульсу, другий та третій рядки відповідають другому та третьому імпульсам

аномально інтенсивних імпульсів та ефектом Фарадея. В інших частотних смугах аномально інтенсивні імпульси мають недостатню інтенсивність, або ж присутня велика кількість завад. Спостерігається також розмита картина модуляції інтенсивності, що є наслідком деполяризації радіовипромінювання.

Складність полягає у тому, що два максимуми в сусідніх смужках модуляції розділяє один напівоберт головної вісі поляризаційного еліпса. Тобто в рівняння (12), (14) ми маємо підставляти значення $\Delta\phi(f_L, f_H) = k\pi$ (де k – ціле число), визначивши для обраної фази ψ частоту максимуму нижньої смужки як f_L , а частоту максимуму верхньої смужки на цій же фазі як f_H . Проте знак фази $\Delta\phi(f_L, f_H)$ в системі з реєстрацією однієї лінійної поляризації залишається невизначеним через симет-

рію еліпса поляризації. Тому з рівняння, аналогічного рівнянню (12), визначається тільки $|RM(\lambda, \psi)|$. Нижче покажемо, як це було виконано.

Для кожної зі смуг, показаних на рис. 3, отримано профілі міри обертання [7, 8], [10], [32]. Профілі $|RM(f, \psi)|$ можна побачити на фоні усереднених в обраній смузі частот профілів індивідуальних імпульсів на рис. 4. Для першої (вищої) смуги частот першого аномально інтенсивного імпульса оцінки $|RM(f, \psi)|$ навіть не виконувалися через низьке співвідношення сигнал/шум в даному динамічному спектрі. Але, як видно з рис. 4, не для всіх смуг, в яких було одержано оцінку $|RM(f, \psi)|$, вдалось отримати “миттєвий” профіль міри обертання. Це свідчить про низьке співвідношення сигнал/шум або про наявність переважно деполяризованого сигналу.

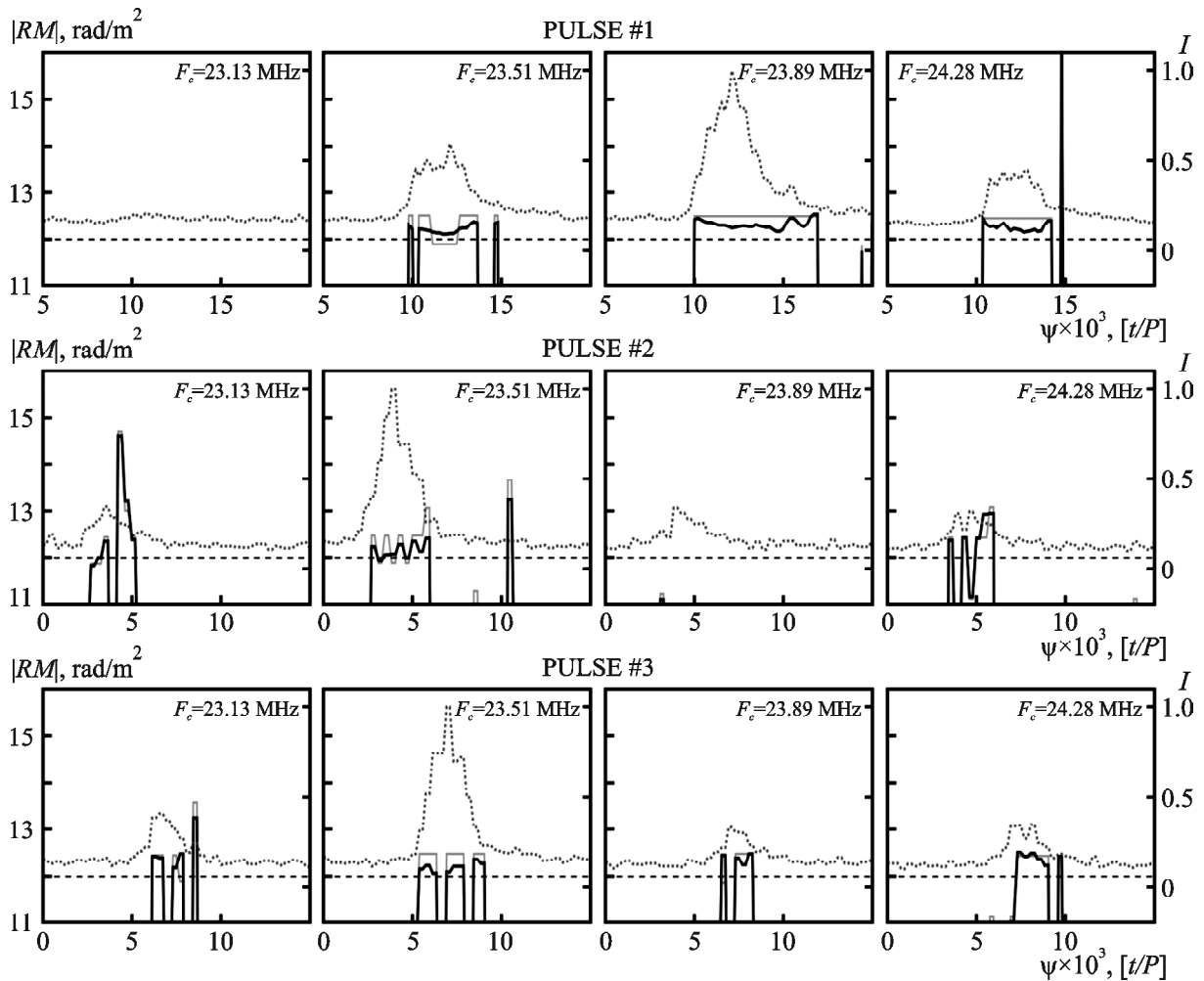


Рис. 4. Динамічні зміни параметра $|RM(f, \psi)|$ залежно від центральної частоти смуги аналізу та фази аномально інтенсивних імпульсів пульсара J0814+7429 (B0809+74)

Відповідно до методу, запропонованого в роботах [7, 8], [10], [32], ми спочатку отримали грубі (прицільні) оцінки $|RM(f, \psi)|$. Вони позначені сірим кольором. Потім за допомогою більш чутливого методу оцінили “миттєвий” хід міри обертання. Він позначений чорними кривими на фоні нормованого усередненого в піддіапазоні профілю імпульса, показаного сірою пунктирною кривою.

Ми отримали також середні значення модуля міри обертання, які відрізнялись для кожного з трьох аномально інтенсивних імпульсів:

$$|RM_{avP1}| = (12.25 \pm 0.2) \text{ рад/м}^2,$$

$$|RM_{avP2}| = (12.4 \pm 0.6) \text{ рад/м}^2,$$

$$|RM_{avP3}| = (12.3 \pm 0.5) \text{ рад/м}^2.$$

Ці значення відрізняються від усіх оцінок міри обертання, що були зазначені у каталозі ATNF.

На профілях міри обертання, отриманих у більшості піддіапазонів, на рис. 4 не спостерігається явного тренду. Якість даних та роздільна здатність за частотою та часом для другого та третього імпульсів не дає змоги отримати плавний хід $|RM(f, \psi)|$. Є фази імпульсу, на яких спостерігаються швидкі зміни міри обертання. Для першого імпульсу дані “гладкіші”, навіть можна сказати про плавний хід характеристики RM на всіх трьох графіках. Проте для повноцінної оцінки поведінки RM треба отримати більшу кількість статистичних даних.

Результат розрахунку за формулою (14) паралельної до променя зору компоненти вектора магнітної індукції в напрямку на пульсар J0814+7429 (B0809+74) наведено на рис. 5. Оцін-

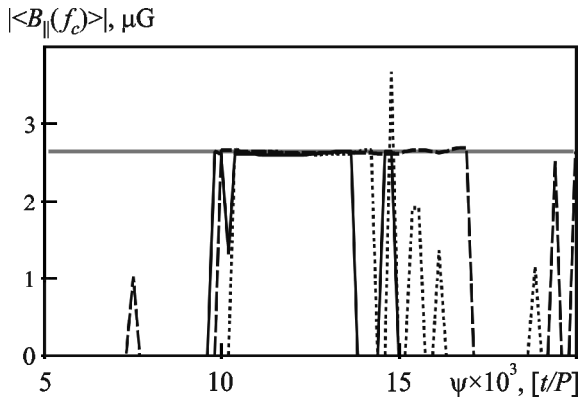


Рис. 5. “Миттєві” значення модуля середньої компоненти вектора магнітної індукції залежно від фази імпульсу в напрямку на пульсар J0814+7429 (B0809+74)

ка середньої компоненти модуля вектора магнітної індукції в напрямку на цей пульсар складає 2.6332 мкГс. Оцінки, отримані на частоті 410 МГц в роботі [31], складають (2.5 ± 0.3) мкГс.

4.2. Результати спостережень пульсара J0953+0755

Пульсар J0953+0755 (B0950+08) також був зареєстрований одним з перших. Він має аномально інтенсивні імпульси, низькі значення міри розсіювання ($\tau_{sc} = 10^{-9}$ с) та міри дисперсії ($DM \approx 3$ пк/см³). Цей пульсар, як і попередній, знаходиться у відносно радіотихій області Галактики (див. табл. 2).

Спостереження цього пульсара виконувалися 22 лютого 2013 р. на радіотелескопі УТР-2 у смузі частот 18 ÷ 30 МГц. Були зареєстровані аномально інтенсивні імпульси, послідовність яких можна бачити на рис. 6.

Найінтенсивніший імпульс у збільшеному масштабі можна побачити на рис. 7. Це взагалі найцікавіший імпульс серед спостережуваних нами аномально інтенсивних імпульсів. Його унікальність полягає в наявності двох пар компонент (парної та непарної), що мають різну дисперсійну часову затримку. Тобто перша пара має міру

дисперсії $DM_1 = 2.972$ пк/см³ і на усередненому в смузі частот профілі індивідуального імпульсу висвітлені 1 та 3 компоненти, а друга пара має $DM_2 = 2.973$ пк/см³, але на профілі імпульсу видно 2 компоненту, накладену на 1 та 3, та більш інтенсивну 4 компоненту.

Як і в попередніх випадках, вся смуга частот була розділена на чотири піддіапазони ($\Delta F_1 = 19.6 \div 21.6$ МГц, $\Delta F_2 = 21.6 \div 23.6$ МГц, $\Delta F_3 = 23.6 \div 25.6$ МГц, $\Delta F_4 = 25.6 \div 27.6$ МГц). На рис. 8 верхні панелі демонструють динамічні спектри в піддіапазонах для DM_1 , панелі в другому рядку – для DM_2 , третій рядок показує усереднені в смузі частот профілі імпульсів для DM_1 (чорна крива) та для DM_2 (сіра крива). Слід звернути увагу на те, що графік для DM_2 зсунутий за фазою таким чином, що початок його співпадає з початком графіка для DM_1 . Якщо прибрати цей зсув, профілі імпульсів будуть зміщені один від одного на 0.029 б. о.

На динамічних спектрах обох аномально інтенсивних імпульсів на рис. 7 та рис. 8 виразно видно смуги модуляції інтенсивності за частотою, що є проявом ефекту Фарадея. Тому дані цих піддіапазонів було оброблено з метою отримання “миттєвих” профілів міри обертання. Поведінку $|RM|$ уздовж профілю імпульса в піддіапазонах можна бачити на рис. 9. Тут сіра крива показує грубу оцінку $|RM|$, чорна крива відтворює оцінку $|RM|$ з залученням створеної моделі, тобто отриману чутливим методом. Чорна штрихова лінія показує $|RM|$ на рівні 2.4 рад/м². Сірою штрих-пунктирною лінією позначено рівень інтенсивності імпульсу, на якому оцінки $|RM|$ є найрепрезентативніші.

Для більшої наочності на рис. 10 були висвітлені саме області з найбільш достовірним визначенням $|RM|$. Як можна бачити, абсолютні значення $|RM(f, \psi)|$ коливаються навколо одного значення, коливання мають швидкий характер та не показують протяжного тренду.

Для обох значень $DM_{1,2}$ середнє за фазою значення $|RM(f, \psi)|_{av}$ становить

Таблиця 2. Параметри пульсара J0953+0755 з каталогу ATNF [28, 29]

| Друга екваторіальна система координат | Галактичні координати | Відстань, кпк | Період, с | Міра дисперсії, пк/см ³ | Міра обертання, рад/м ² |
|--|--------------------------------|---------------|-----------------|------------------------------------|------------------------------------|
| RA_2000 = 09 ^h 53 ^m 09.3 ^s Dec_2000 = +07°55'35.8" | Gl = 228.908° Gb = +43.697° | 0.261 | 0.2530651649482 | 2.96927 | -0.66 |

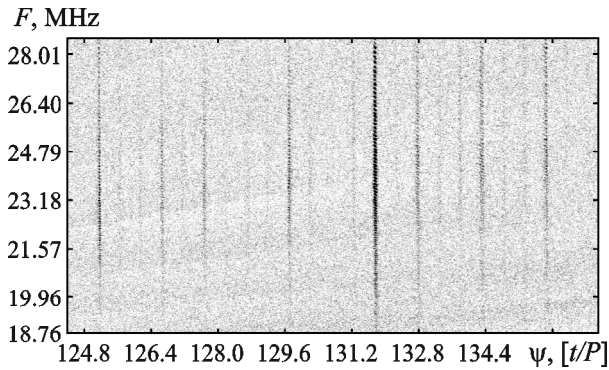


Рис. 6. Послідовність імпульсів пульсара J0953+0755, що мають великий ступінь лінійної поляризації. Спостереження виконані на радіотелескопі УТР-2 22.02.2013 р.

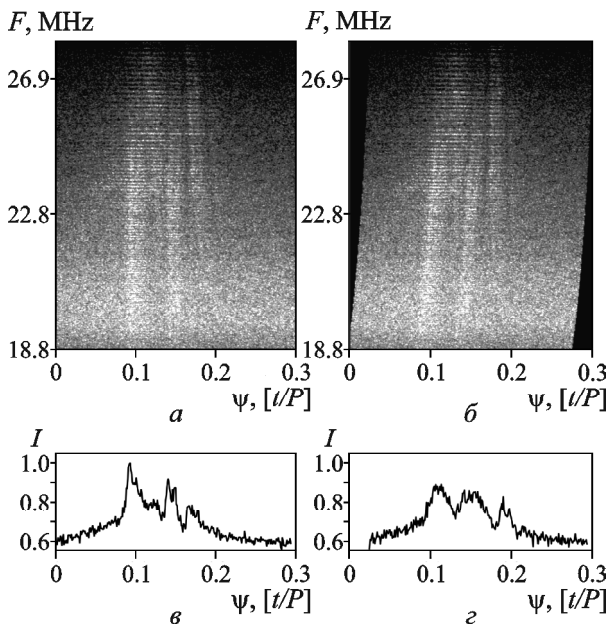


Рис. 7. Аномально інтенсивний імпульс пульсара J0953+0755 (B0950+08), представлений у вигляді динамічних спектрів (верхні панелі) та усереднених в смузі частот індивідуальних профілів імпульсів (нижні панелі): а та в – $DM_1 = 2.972$ пк/см³, б та з – $DM_2 = 2.973$ пк/см³

$$|RM(f, \psi)|_{av} = (2.4 \pm 0.5) \text{ рад/м}^2.$$

Відповідне значення середньої компоненти модуля вектора магнітної індукції в напрямку на цей пульсар становить 0.99239 мкГс. Для порівняння, в роботі [31] на частоті 410 МГц це значення в напрямку на пульсар J0953+0755 (B0950+08) складає (0.7 ± 0.3) мкГс.

Отже, нам вдалось виміряти значення трьох основних параметрів середовища поширення –

$DM(f_C, \psi)$, $|RM(f_C, \psi)|$, $\langle B_{\parallel}(f_C, \psi) \rangle$ – в напрямку на обрані пульсари. Перший (беззнаковий) параметр оцінюється найбільш точно, а два інших мають сильні швидкі флуктуації вздовж профілю індивідуального імпульсу і оцінюються з точністю до знака. Зазвичай знак міри обертання відомий зі спостережень тих самих пульсарів в більш високочастотних діапазонах або зі спостережень на радіотелескопах, які реєструють обидві ортогональні поляризації.

Нижче ми покажемо, що існує принципова можливість визначити знак міри обертання, а отже і знак $\langle B_{\parallel}(f_C, \psi) \rangle$, використовуючи радіотелескоп, який реєструє лише одну лінійну поляризацію. До такого типу радіотелескопів відносяться УТР-2 (Україна), ВСА-100, ДКР-1000 (Росія), GEETEE (Індія).

5. Визначення знаку міри обертання при реєстрації однієї лінійної поляризації радіовипромінювання

Для визначення знаку міри обертання $RM(f_C, \psi)$ при реєстрації однієї лінійної поляризації радіовипромінювання в діапазоні метрових–декаметрових хвиль мають бути виконані два виміри цього параметру. Один з них має бути нічним, а інший має бути виконаний у денний час (як варіант, допустимі виміри в різні сезони року, зима–літо). Врахуємо те, що на більшості площі північної географічної півкулі домінує магнітна складова дипольного поля від південного магнітного полюса. На більшості ж площі південної географічної півкулі ситуація зворотня (див. рис. 11). Тоді рівняння (12) можна переписати наступним чином:

$$|RM(f_C, \psi)| \approx \left[f_C^3 |\Delta\phi_{IMS}(f_L, f_H, \psi) + \Delta\phi_{PSR}(f_L, f_H, \psi) + \Delta\phi_{IS}(f_L, f_H, \psi)| \right] \times \left[2c^2 (f_H - f_L) \right]^{-1}, \quad (15)$$

де $\Delta\phi_{IMS}(f_L, f_H, \psi)$ – різниця позиційних кутів еліпсів поляризації в міжзоряному просторі для відносно близьких частот f_L та f_H на довготі імпульсу пульсара ψ ; $\Delta\phi_{PSR}(f_L, f_H, \psi)$ – аналогічна різниця, яка виникає у верхній магнітосфері пульсара та в пульсарному вітрі; $\Delta\phi_{IS}(f_L, f_H, \psi)$ – аналогічна різниця, яка виникає за рахунок наявності магнітосфери та іоносфери Землі.

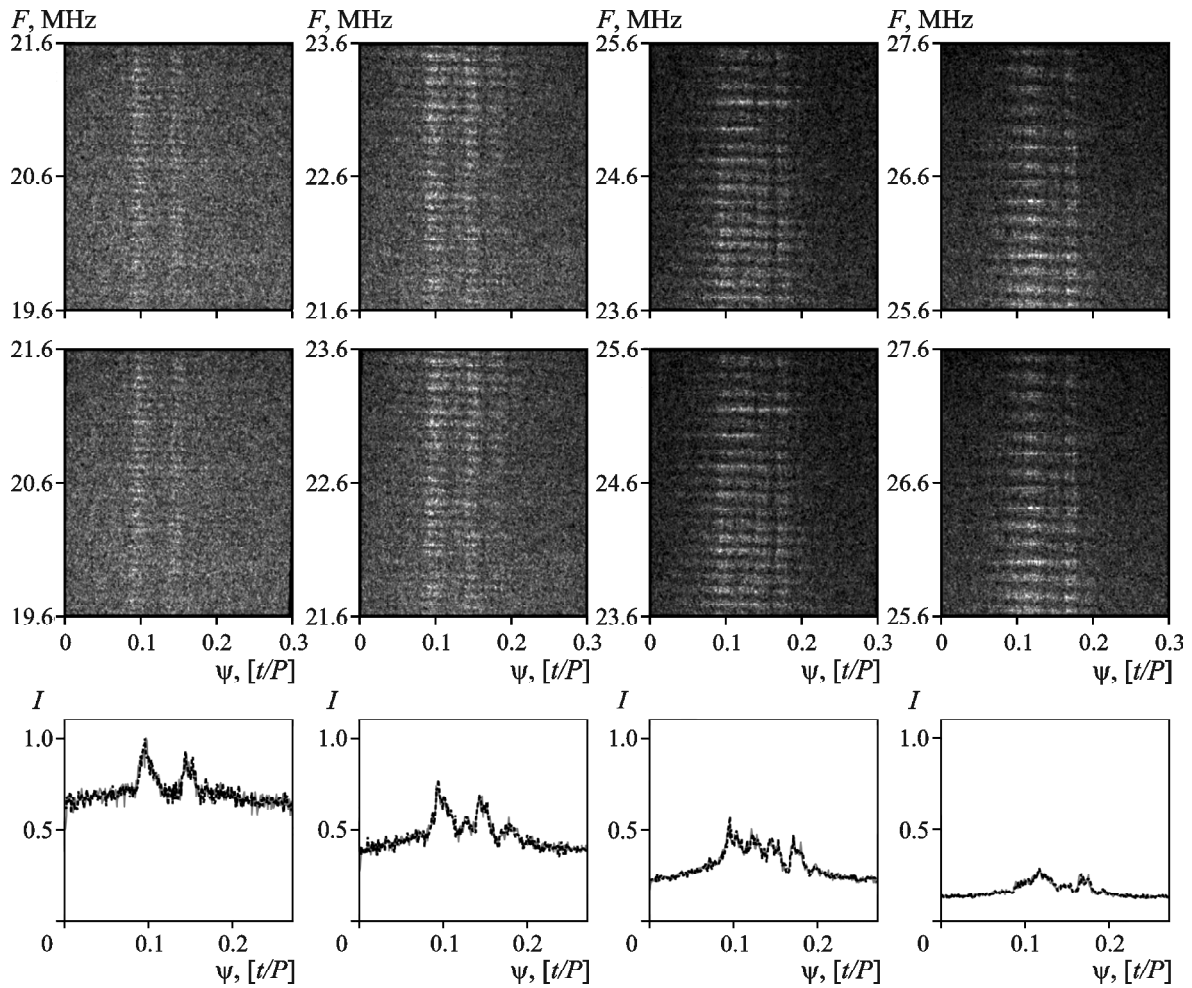


Рис. 8. Аномально інтенсивний імпульс пульсара J0953+0755 (B0950+08) у вигляді динамічних спектрів для різних піддіапазонів та усереднені в цих піддіапазонах профілі імпульсів для двох пар компонент: верхні панелі та чорна крива на нижніх панелях – для $DM_1 = 2.972$ пк/см³, середні панелі та сіра крива – для $DM_2 = 2.973$ пк/см³

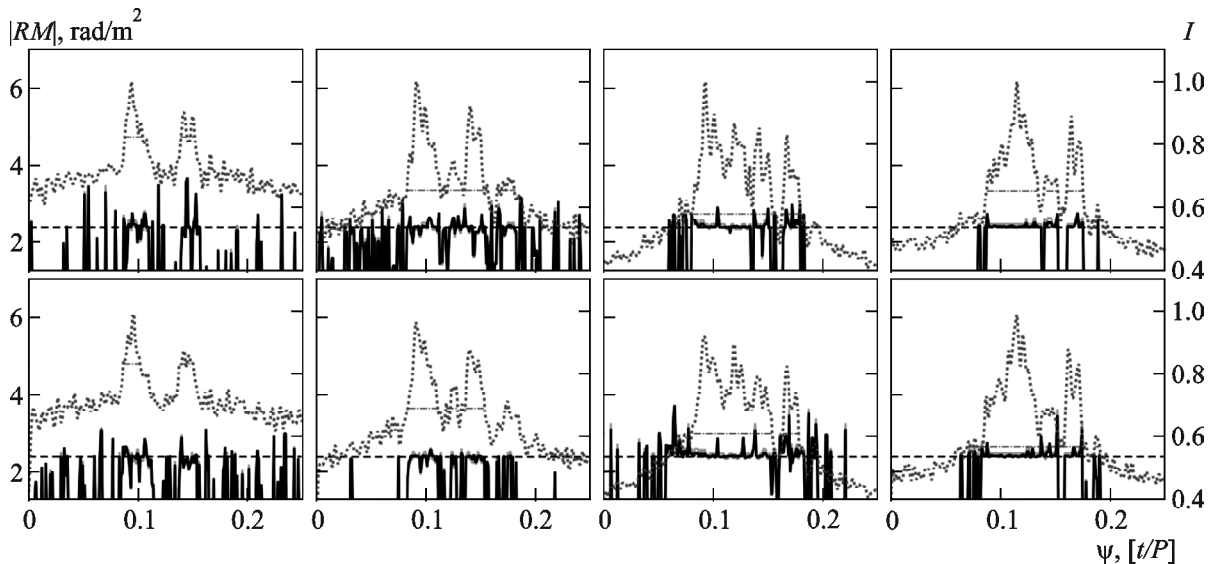


Рис. 9. Графіки міри обертання $|RM(f, \psi)|$ залежно від фази імпульсу пульсара J0953+0755 (B0950+08) на фоні усереднених в піддіапазонах профілях індивідуальних імпульсів: верхня панель – $DM_1 = 2.972$ пк/см³, нижня панель – $DM_2 = 2.973$ пк/см³

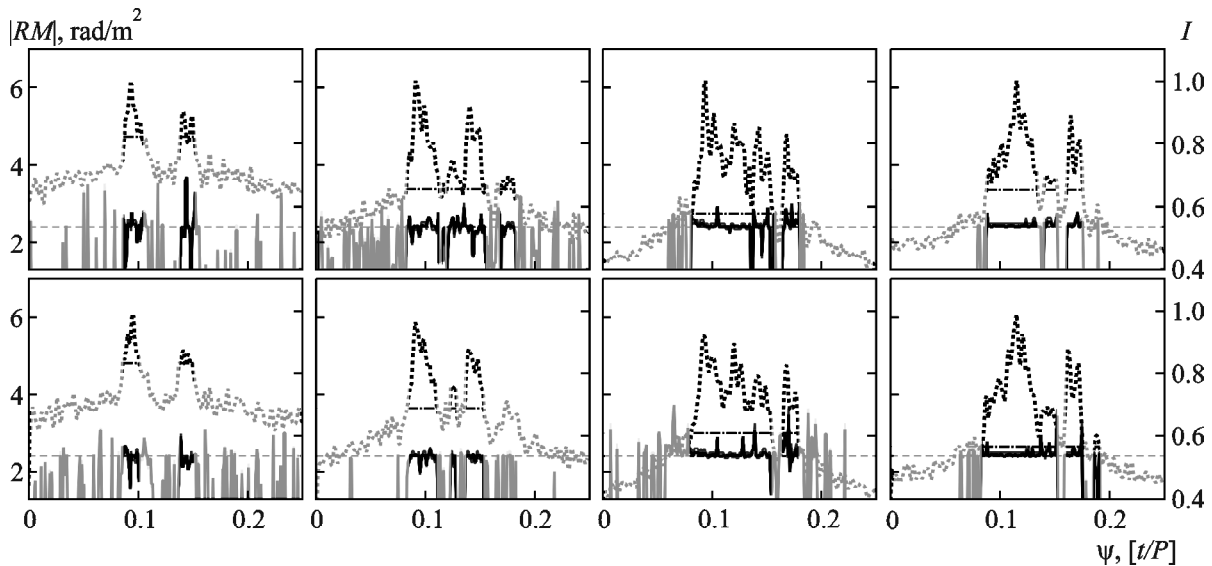


Рис. 10. Графіки абсолютного значення міри обертання залежно від фази імпульсу пульсара J0953+0755 (B0950+08) та центральної частоти піддіапазону на фоні усереднених в піддіапазонах профілів індивідуальних імпульсів з виділеними областями достовірного визначення $|RM(f_c, \psi)|$: верхня панель – $DM_1 = 2.972$ пк/см³, нижня панель – $DM_2 = 2.973$ пк/см³

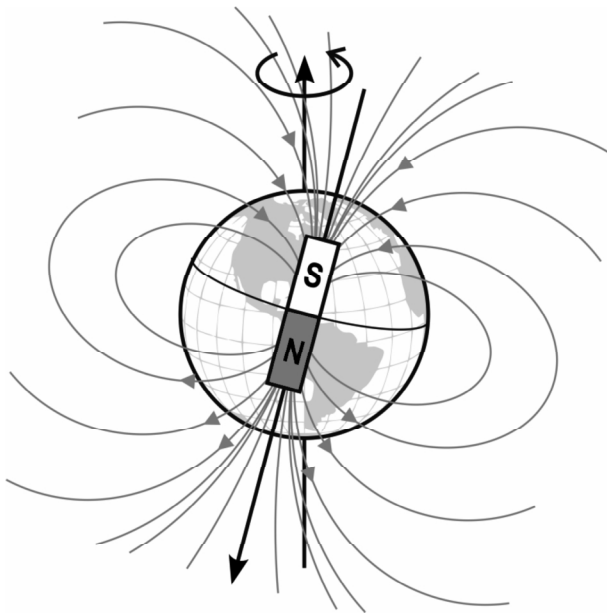


Рис. 11. Силкові лінії дипольної складової магнітного поля Землі

Додатні та від’ємні фазові складові в рівнянні (15) враховують внесок міжзоряного середовища (індекс IMS), магнітосфери пульсара і пульсарного вітру (індекс PSR), іоносфери та магнітосфери Землі (індекс IS) у визначення міри обертання. Можна бачити, що цей внесок завжди додатний в південній магнітній півкулі (тобто в більшості північної географічної півкулі) та завжди від’ємний

в північній магнітній півкулі (в більшості південної географічної півкулі). Крім того, цей внесок за абсолютним значенням завжди максимальний опівдні та мінімальний опівночі, коли концентрація іонів в іоносфері Землі відповідно максимальна та мінімальна. Присутня й сезонна (літо–зима) залежність цього доданку. Урахування цих закономірностей дає змогу визначити не тільки модуль міри обертання, але й її знак, провівши дві незалежні, зсунуті за часом, оцінки зареєстрованого абсолютного значення цього параметру за різних ступенів іонізації іоносфери Землі.

Зауважимо, що в рівнянні (15) складова $\Delta\phi_{IMS}(f_L, f_H, \psi)$ відповідає за практично сталі значення $RM(f_c, \psi)$. Іоносферна складова $\Delta\phi_{IS}(f_L, f_H, \psi)$ відповідає за денні та сезонні зміни значення $RM(f_c, \psi)$. Натомість складова $\Delta\phi_{PSR}(f_L, f_H, \psi)$ відповідає за швидкі флуктуації параметрів $|RM(f_c, \psi)|$ та $|\langle B_{\parallel}(f_c, \psi) \rangle|$, які можна спостерігати на рис. 9, 10 за високих значень співвідношення сигнал/шум. Ці швидкі флуктуації в декаметровому діапазоні мають характерний час життя – декілька мілісекунд (фактично вони співставні зі сталою часу розсіяння) – і можуть пояснюватися швидкими змінами параметрів верхньої магнітосфери пульсара, насиченої електрон-позитронною плазмою, або швидкими змінами параметрів плазми пульсарного вітру, або наявністю магнітних трубок в магнітосфері пульсара. Міжзоряне

середовище або іоносфера та магнітосфера Землі таких швидких змін $|RM(f_C, \psi)|$ та $\langle B_{\parallel}(f_C, \psi) \rangle$ не забезпечують. Далі ми будемо розглядати поки що значення $|RM(f_C, \psi)|$ тільки на тих фазах імпульсів де співвідношення сигнал/шум більше 10. Виключивши з розгляду швидкі флуктуації цього параметру, зробимо порівняння нічного (верхній індекс N) значення $|RM^N(f_C, \psi)|$ та денного (верхній індекс D) значення $|RM^D(f_C, \psi)|$ з напрямку на той самий пульсар.

В результаті вимірів, наприклад, у північній географічній (південній магнітній) півкулі можна отримати дві нерівності:

$$|RM^D(f_C, \psi)| > |RM^N(f_C, \psi)|, \quad (16)$$

або

$$|RM^D(f_C, \psi)| < |RM^N(f_C, \psi)|. \quad (17)$$

Оскільки ми заздалегідь знаємо, що в обраному географічному просторі знак іоносферної складової завжди “+” та $\Delta\phi_{IS}^D(f_L, f_H, \psi) > \Delta\phi_{IS}^N(f_L, f_H, \psi)$, зі співвідношення (16) та рис. 11, рис. 12 витікає, що дипольна складова магнітного поля Землі має компоненту, паралельну променю зору, і напрямки цієї компоненти та аналогічної компоненти в міжзоряному середовищі співпадають. Тобто актуальним знаком і для $RM(f_C, \psi)$, і для $\langle B_{\parallel}(f_C, \psi) \rangle$ є знак “+”. В іншому випадку, коли діє співвідношення (17), актуальним знаком і для $RM(f_C, \psi)$, і для $\langle B_{\parallel}(f_C, \psi) \rangle$ є знак “-”. На відміну від геометрії, пов’язаної з пульсаром (див. рис. 1), на Землі ми завжди знаємо, з якої магнітної півкулі ми ведемо спостереження і, відповідно, який знак,

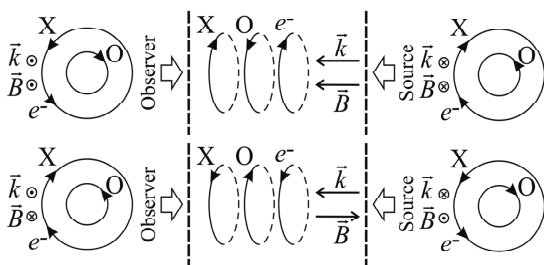


Рис. 12. Напрямки взаємного обертання звичайної (O) та незвичайної (X) хвиль відносно обертання електрона (e^-) в різних конфігураціях хвильового вектора \vec{k} та вектора магнітного поля \vec{B} . Вектори, спрямовані до спостерігача, позначені точкою в колі, вектори, спрямовані від спостерігача, – хрестиком в колі

“+” чи “-”, має іоносферна складова позиційного кута з рівняння (15). Тому ті самі нерівності (16), (17) в північній магнітній півкулі відповідають зворотнім знакам, а отже і напрямкам міжзоряного магнітного поля. Тепер, порівнявши результати двох спостережень, можна визначити не тільки абсолютне значення, але й знак $RM(f_C, \psi)$ та $\langle B_{\parallel}(f_C, \psi) \rangle$ навіть при реєстрації лише однієї лінійної поляризації радіовипромінювання.

6. Висновки

В роботі наведені модифіковані рівняння для визначення параметрів плазми, яка існує на шляху поширення радіовипромінювання пульсарів. Ці рівняння точніше описують модель середовища поширення і дають змогу розділити ефекти впливу міжзоряного середовища, навколопульсарної плазми, магнітосфери й іоносфери Землі на поляризаційні параметри радіовипромінювання пульсарів.

Розроблено метод визначення знаку міри обертання при реєстрації радіовипромінювання тільки однієї лінійної поляризації. Цей метод ґрунтується на виконанні додаткових спостережень в період підвищення іонізації іоносфери, коли відомо, що іоносферний доданок в міру обертання на шляху поширення радіовипромінювання має бути додатним в південній магнітній півкулі та від’ємним в північній магнітній півкулі. Порівнюючи значення міри обертання або середньої компоненти вектора магнітної індукції, визначені в нічний та денний час, можна встановити знак компоненти вектора магнітної індукції в міжзоряному середовищі. Звідси відкривається можливість для визначення всіх параметрів Стокса для радіотелескопів метрового–декаметрового діапазонів, які мають диполі тільки з однією лінійною поляризацією.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Hewish A., Bell S. J., Pilkington J. D. H., Scott P. F., and Collins R. A. Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source. *Nature*. 1968. Vol. 217, No. 5130. P. 709–713. DOI: 10.1038/217709a0
2. Radhakrishnan V. and Cooke D. J. Magnetic Poles and the Polarization Structure of Pulsar Radiation. *Astrophys. Lett.* 1969. Vol. 3. P. 225–229.
3. Komesaroff M. M., Morris D., and Cooke D. J. Linear Polarization and Pulse Shape Measurements on Nine Pulsars. 1970. *Astrophys. Lett.* Vol. 5. P. 37–41.
4. Backer D. C., Rankin J. M., and Campbell D. B. Orthogonal mode emission in geometric models of pulsar polarisation. *Nature*. 1976. Vol. 263, No. 5574. P. 202–207. DOI: 10.1038/263202a0

5. Edwards R. T. The polarization of drifting subpulses. *Astron. Astrophys.* 2004. Vol 426, Is. 2. P. 677–686 DOI: 10.1051/0004-6361/20041029
6. Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Mukha D. V., and Seredkina A. A. Investigation of the Earth ionosphere using the radio emission of pulsars. *Balt. Astron.* 2013. Vol. 22. P. 53–65. DOI: 10.1515/astro-2017-0147
7. Ульянов О. М., Шевцова А. И., Скорик А. О. Поляризаційне зондирование магнітосфери пульсарів. *Известия Крымской астрофизической обсерватории.* 2013. Т. 109, № 4. С. 159–168.
8. Ульянов О. М., Шевцова А. И., Скорик А. О. Алгоритмы определения поляризационных параметров радиоизлучения пульсаров. *Радіофізика і радіоастрономія.* 2014. Т. 19, № 2. С. 101–110. DOI: 10.15407/rpra19.02.101
9. Noutsos A., Sobey C., Kondratiev V. I., Weltevrede P., Verbiest J. P. W., Karastergiou A., Kramer M., Kuniyoshi M., Alexov A., Breton R. P., Bilous A. V., Cooper S., Falcke H., Grießmeier J.-M., Hassall T. E., Hessels J. W. T., Keane E. F., Osłowski S., Pilia M., Serylak M., Stappers B. W., ter Veen S., van Leeuwen J., Zagkouris K., Anderson K., Bähren L., Bell M., Broderick J., Carbone D., Cendes Y., Coenen T., Corbel S., Eisloffel J., Fender R., Garsden H., Jonker P., Law C., Markoff S., Masters J., Miller-Jones J., Molenaar G., Osten R., Pietka M., Rol E., Rowlinson A., Scheers B., Spreeuw H., Staley T., Stewart A., Swinbank J., Wijers R., Wijnands R., Wise M., Zarka P., and van der Horst A. Pulsar polarisation below 200 MHz: Average profiles and propagation effects. *Astron. Astrophys.* 2015. Vol 576. id. A62. DOI: 10.1051/0004-6361/201425186
10. Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Zakharenko V. V., Skoryk A. O., Vasylieva I. Y., and Plakhov M. S. Time and Polarization Radiation Characteristics of PSR J0242+6256 at the Decameter Wavelength Range. *Kinemat. Phys. Celest. Bodies.* 2018. Vol. 34, No. 4. P. 174–183. DOI: 10.3103/S0884591318040062
11. Dike V., Taylor G. B., Dowell J., and Stovall K. Detecting pulsar polarization below 100 MHz with the Long Wavelength Array. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2020. Vol. 496, Is. 3. P. 3623–3634. DOI: 10.1093/mnras/staa1788
12. Melrose D. B. and Stoneham R. J. The natural wave modes in a pulsar magnetosphere. *Proc. Astron. Soc. Aust.* 1977. Vol. 3., Is. 2. P. 120–122. DOI: 10.1017/S1323358000015010
13. Petrova S. A. On the origin of orthogonal polarization modes in pulsar radio emission. *Astron. Astrophys.* 2001. Vol. 378, Is. 3. P. 883–897. DOI: 10.1051/0004-6361:20011297
14. Schnitzeler D. H. F. M., Eatough R. P., Ferrière K., Kramer M., Lee K. J., Noutsos A., and Shannon R. M. Radio polarimetry of Galactic Centre pulsars. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2016. Vol. 459, Is. 3. P. 3005–3011. DOI: 10.1093/mnras/stw841
15. Mitra D., Basu R., Maciesiak K., Skrzypczak A., Melikidze G. I., Szary A., and Krzeszowski K. Meterwavelength Single-Pulse Polarimetric Emission Survey. *Astrophys. J.* 2016. Vol. 833, Is. 1. id. 28. DOI: 10.3847/1538-4357/833/1/28
16. Гинзбург В. Л. *Теоретическая физика и астрофизика*, 3-е изд. Москва: Наука, 1987. 486 с.
17. Железняков В. В. *Излучение в астрофизической плазме*. Москва: Янус-К, 1997. 528 с.
18. Petrova S. A. Polarization transfer in a pulsar magnetosphere. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2006. Vol. 366, Is. 4. P. 1539–1550. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2005.09941.x
19. Ulyanov O. M., Skoryk A. O., Shevtsova A. I., Plakhov M. S., and Ulyanova O. O. Detection of the fine structure of the pulsar J0953+0755 radio emission in the decametre wave range. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2016. Vol. 455, Is. 1. P. 150–157. DOI: 10.1093/mnras/stv2172
20. Новиков А. Ю., Попов М. В., Согласнов В. А., Брук Ю. М., Устименко Б. Ю. Наблюдения пульсара PSR 0809+74 на частоте 25 МГц с временным разрешением 100 мкс. *Астрономический журнал.* 1984. Т. 61, № 2. С. 343–348.
21. Ульянов О. М., Захаренко В. В., Коноваленко А. А., Лекашо А., Розолен К., Рукер Х. О. Обнаружение индивидуальных импульсов пульсаров B0809+74; B0834+06; B0943+10; B0950+08; B1133+16 в декаметровом диапазоне волн. *Радіофізика і радіоастрономія.* 2006. Т. 11, № 2. С. 113–134.
22. Попов М. В., Кузьмин А. Д., Ульянов О. М., Дешпанде А. А., Ершов А. А., Захаренко В. В., Кондратьев В. И., Костюк С. В., Лосовский В. Я., Согласнов В. А. Мгновенные спектры гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности от дециметрового до декаметрового диапазона радиоволн. *Астрономический журнал.* 2006. Т. 83, № 7. С. 630–637.
23. Ульянов О. М., Дешпанде А., Захаренко В. В., Асгекар А., Шанкар У. Двухчастотные наблюдения шести пульсаров с использованием УТР-2 и GEETEE радиотелескопов. *Радіофізика і радіоастрономія.* 2007. Т. 12, № 1. С. 5–19.
24. Ульянов О. М., Захаренко В. В., Брук Ю. М. Определение параметров субимпульсного излучения пульсаров в декаметровом диапазоне длин волн. *Астрономический журнал.* 2008. Т. 85, № 11. С. 1019–1027.
25. Hankins T. H. and Rickett B. J. Pulsar signal processing. In: *Methods in Computational Physics: Advances in Research and Applications. Volume 14 – Radio Astronomy.* B. Alder, S. Fernbach, and M. Rotenberg, eds. New York, London: Academic Press, Inc., 1975. P. 55–129. DOI: 10.1016/B978-0-12-460814-6.50002-4
26. Скорик А. А., Ульянов О. М., Захаренко В. В., Шевцова А. И., Васильева Я. Ю., Плахов М. С., Кравцов И. П. Тонкая структура аномально интенсивных импульсов пульсара J0814+7429 в декаметровом диапазоне. *Радіофізика і радіоастрономія.* 2017. Т. 22, № 2. С. 93–111. DOI: 10.15407/rpra22.02.093
27. Cole T. W. and Pilkington J. D. H. Search for Pulsating Radio Sources in the Declination Range +44°<δ<+90°. *Nature.* 1968. Vol. 219, No. 5154. P. 574–576. DOI: 10.1038/219574a0
28. CSIRO. 2020. *ATNF Pulsar Catalogue.* Australia Telescope National Facility. [online table]. [viewed 14 October 2020]. Available from: <http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/>
29. Manchester R. N., Hobbs G. B., Teoh A., and Hobbs M. The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue. *Astron. J.* 2005. Vol. 129, Is. 4. P. 1993–2006. DOI: 10.1086/428488
30. Ulyanov O. M. and Zakharenko V. V. Energy of anomalously intense pulsar pulses at decameter wavelengths.

- Astron. Rep.* 2012. Vol. 56, Is. 6. P. 417–429. DOI: 10.1134/S1063772912060054
31. Manchester R. N. Pulsar Rotation and Dispersion Measures and the Galactic Magnetic Field. *Astrophys. J.* Vol. 172. P. 43–52. DOI: 10.1086/151326
 32. Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., and Skoryk A. O. Polarization Sounding of Pulsar Magnetosphere (Part I). *ArXiv E-Prints*. 2014. [online]. [viewed 24 October 2020]. Available from: arXiv:1411.6453
- ## REFERENCES
1. HEWISH, A., BELL, S. J., PILKINGTON, J. D. H., SCOTT, P. F. and COLLINS, R. A., 1968. Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source. *Nature*. vol. 217, no. 5130, pp. 709–713. DOI: 10.1038/217709a0
 2. RADHAKRISHNAN, V. and COOKE, D. J., 1969. Magnetic Poles and the Polarization Structure of Pulsar Radiation. *Astrophys. Lett.* vol. 3, pp. 225–229.
 3. KOMESAROFF, M. M., MORRIS, D. and COOKE, D. J., 1970. Linear Polarization and Pulse Shape Measurements on Nine Pulsars. *Astrophys. Lett.* vol. 5, pp. 37–41.
 4. BACKER, D. C., RANKIN, J. M. and CAMPBELL, D. B., 1976. Orthogonal mode emission in geometric models of pulsar polarisation. *Nature*. vol. 263, no. 5574, pp. 202–207. DOI: 10.1038/263202a0
 5. EDWARDS, R. T., 2004. The polarization of drifting subpulses. *Astron. Astrophys.* vol 426, is. 2. pp. 677–686. DOI: 10.1051/0004-6361:20041029
 6. ULYANOV, O. M., SHEVTSOVA, A. I., MUKHA, D. V. and SEREDKINA, A. A., 2013. Investigation of the Earth ionosphere using the radio emission of pulsars. *Balt. Astron.* vol. 22, pp. 53–65. DOI: 10.1515/astro-2017-0147
 7. ULYANOV, O. M., SHEVTSOVA, A. I. and SKORYK, A. O., 2013. Polarization Sounding of Pulsar Magnetosphere. *Bulletin of the Crimean Astrophysical Observatory*. vol. 109, no. 4, pp 159–168. (in Russian).
 8. ULYANOV, O. M., SHEVTSOVA, A. I. and SKORYK, A. O., 2014. Algorithms of Polarization Parameters Determination of Pulsar Radio Emission. *Radio Phys. Radio Astron.* vol. 19, no. 2, pp. 101–110. (in Russian). DOI: 10.15407/rpra19.02.101
 9. NOUTSOS, A., SOBEY, C., KONDRATIEV, V. I., WELTEVREDE, P., VERBIEST, J. P. W., KARASTERGIOU, A., KRAMER, M., KUNIYOSHI, M., ALEXOV, A., BRETON, R. P., BILOUS, A. V., COOPER, S., FALCKE, H., GRIEBMEIER, J.-M., HASSALL, T. E., HESSELS, J. W. T., KEANE, E. F., OSŁOWSKI, S., PILLIA, M., SERYLAK, M., STAPPERS, B. W., TER VEEN, S., VAN LEEUWEN, J., ZAGKOURIS, K., ANDERSON, K., BÄHREN, L., BELL, M., BRODERICK, J., CARBONE, D., CENDES, Y., COENEN, T., CORBEL, S., EISLÖFFEL, J., FENDER, R., GARSDEN, H., JONKER, P., LAW, C., MARKOFF, S., MASTERS, J., MILLER-JONES, J., MOLENAAR, G., OSTEN, R., PIETKA, M., ROL, E., ROWLINSON, A., SCHEERS, B., SPREEUW, H., STALEY, T., STEWART, A., SWINBANK, J., WIJERS, R., WIJNANDS, R., WISE, M., ZARKA, P. and VAN DER HORST, A., 2015. Pulsar polarisation below 200 MHz: Average profiles and propagation effects. *Astron. Astrophys.* vol 576, id. A62. DOI: 10.1051/0004-6361/201425186
 10. ULYANOV, O. M., SHEVTSOVA, A. I., ZAKHARENKO, V. V., SKORYK, A. O., VASYLIEVA, I. Y. and PLAKHOV, M. S., 2018. Time and Polarization Radiation Characteristics of PSR J0242+6256 at the Decameter Wavelength Range. *Kinemat. Phys. Celest. Bodies*. vol. 34, no. 4, pp. 174–183. DOI: 10.3103/S0884591318040062.
 11. DIKE, V., TAYLOR, G. B., DOWELL, J. and STOVALL, K., 2020. Detecting pulsar polarization below 100 MHz with the Long Wavelength Array. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* vol. 496, is. 3, pp. 3623–3634. DOI: 10.1093/mnras/staa1788
 12. MELROSE, D. B. and STONEHAM, R. J., 1977. The natural wave modes in a pulsar magnetosphere. *Proc. Astron. Soc. Aust.* vol. 3, is. 2, pp. 120–122. DOI: 10.1017/S1323358000015010
 13. PETROVA, S. A., 2001. On the origin of orthogonal polarization modes in pulsar radio emission. *Astron. Astrophys.* vol. 378, is. 3, pp. 883–897. DOI: 10.1051/0004-6361:20011297
 14. SCHNITZELER, D. H. F. M., EATOUGH, R. P., FERRIÈRE, K., KRAMER, M., LEE, K. J., NOUTSOS, A. and SHANNON, R. M., 2016. Radio polarimetry of Galactic Centre pulsars. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* vol. 459, is. 3, pp. 3005–3011. DOI: 10.1093/mnras/stw841
 15. MITRA, D., BASU, R., MACIESIAK, K., SKRZYPCZAK, A., MELIKIDZE, G. I., SZARY, A. and KRZESZOWSKI, K., 2016. Meterwavelength Single-Pulse Polarimetric Emission Survey. *Astrophys. J.* vol. 833, is. 1, id. 28. DOI: 10.3847/1538-4357/833/1/28
 16. GINZBURG, V. L., 1987. *Theoretical physics and astrophysics*. Moscow, Russia: Nauka Publ. (in Russian).
 17. ZHELEZNYAKOV, V. V., 1997. *Radiation in astrophysical plasma*. Moscow, Russia: Janus-K Publ. (in Russian).
 18. PETROVA, S. A., 2006. Polarization transfer in a pulsar magnetosphere. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* vol. 366, is. 4, pp. 1539–1550. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2005.09941.x
 19. ULYANOV, O. M., SKORYK, A. O., SHEVTSOVA, A. I., PLAKHOV, M. S. and ULYANOVA, O. O., 2016. Detection of the fine structure of the pulsar J0953+0755 radio emission in the decametre wave range. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* vol. 455, is. 1, pp. 150–157. DOI: 10.1093/mnras/stv2172
 20. NOVIKOV, A. YU., POPOV, M. V., SOGLASNOV, V. A., BRUK, YU. M. and USTIMENKO, B. YU., 1984. Observations of pulsar PSR 0809+74 at a frequency of 25 MHz with a time resolution of 100 μ sec. *Sov. Astron.* vol. 28, no. 2, pp. 199–201.
 21. ULYANOV, O. M., ZAKHARENKO, V. V., KONOVALENKO, A. A., LECACHEUX, A., ROSOLEN, C. and RUCKER, H. O., 2006. Detection of Individual Pulses from Pulsars B0809+74, B0834+06, B0943+10, B0950+08 and B1133+16 in the Decameter Wavelengths. *Radio Phys. Radio Astron.* vol. 11, no. 2, pp. 113–133. (in Russian).
 22. POPOV, M. V., KUZ'MIN, A. D., ULYANOV, O. M., DESHPANDE, A. A., ERSHOV, A. A., ZAKHARENKO, V. V., KONDRAT'EV, V. I., KOSTYUK, S. V., LOSOVSKII, B. YA. and SOGLASNOV, V. A., 2006. Instantaneous Radio Spectra of Giant Pulses from the Crab Pulsar from Decimeter to Decameter Wavelengths. *Astron. Rep.* vol. 50, is. 7, pp. 562–568. DOI: 10.1134/S1063772906070067

23. ULYANOV, O. M., DESHPANDE, A., ZAKHARENKO, V. V., ASGEKAR, A. and SHANKAR, U., 2007. Two-Frequency Observations of Six Pulsars Using UTR-2 and GEETEE Radio Telescopes. *Radio Phys. Radio Astron.* vol. 12, no. 1, pp. 5–19. (in Russian).
24. UL'YANOV, O. M., ZAKHARENKO, V. V. and BRUCK, YU. M., 2008. The parameters of pulsar subpulse emission at decameter wavelengths. *Astron. Rep.* vol. 52, is. 11, pp. 917–924. DOI: 10.1134/S1063772908110061
25. HANKINS, T. H. and RICKETT, B. J., 1975. Pulsar signal processing. In: B. ALDER, S. FERNBACH and M. ROTENBERG, eds. *Methods in Computational Physics: Advances in Research and Applications. Volume 14 – Radio Astronomy*. New York, London: Academic Press Ink., pp. 55–129. DOI: 10.1016/B978-0-12-460814-6.50002-4
26. SKORYK, A. O., ULYANOV, O. M., ZAKHARENKO, V. V., SHEVTSOVA, A. I., VASYLIEVA, I. Y., PLAKHOV, M. S. and KRAVTSOV, I. M., 2017. Fine structure of anomalously intense pulses of PSR J0814+7429 radio emission in the decameter range. *Radio Phys. Radio Astron.* vol. 22, no. 2, pp. 93–111. DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra22.02.093>
27. COLE, T. W. and PILKINGTON, J. D. H., 1968. Search for Pulsating Radio Sources in the Declination Range $+44^\circ < \delta < +90^\circ$. *Nature*. vol. 219, no. 5154, pp. 574–576. DOI: 10.1038/219574a0
28. CSIRO., 2020. *ATNF Pulsar Catalogue*. Australia Telescope National Facility. [online table]. [viewed 24 October 2020]. Available from: <http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/>
29. MANCHESTER, R. N., HOBBS, G. B., TEOH, A. and HOBBS, M., 2005. The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue. *Astron. J.* vol. 129, is. 4, pp. 1993–2006. DOI: 10.1086/428488
30. UL'YANOV, O. M. and ZAKHARENKO, V. V., 2012. Energy of anomalously intense pulsar pulses at decameter wavelengths. *Astron. Rep.* vol. 56, is. 6, pp. 417–429. DOI: 10.1134/S1063772912060054
31. MANCHESTER, R. N., 1972. Pulsar Rotation and Dispersion Measures and the Galactic Magnetic Field. *Astrophys. J.* vol. 172, pp. 43–52. DOI: 10.1086/151326
32. ULYANOV, O. M., SHEVTSOVA, A. I. and SKORYK, A. O., 2014. Polarization Sounding of Pulsar Magnetosphere (Part I). *ArXiv E-Prints*. [online]. [viewed 24 October 2020]. Available from: arXiv:1411.6453

O. M. Ulyanov¹, A. I. Shevtsova¹, and S. M. Yerin^{1,2}

¹Institute of Radio Astronomy,
National Academy of Sciences of Ukraine,
4, Mystetstv St., Kharkiv, 61002

²V. N. Karazin Kharkiv National University,
4, Svoboda Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

DETERMINATION OF THE ROTATION MEASURE VALUE SIGN WHEN RECEIVING A SINGLE LINEAR POLARIZATION OF THE PULSAR RADIO EMISSION

Purpose: The studies of pulsars allow enriching our knowledge in determination of parameters of both the exotic elect-

ron-positron plasma in the pulsar magnetosphere with strong magnetic field and the ordinary ion-electron plasma of the interstellar medium, which exists in a weak magnetic field. To determine the parameters of the both plasma types it is reasonable to use polarization characteristics of a pulsed radio emission of pulsars. An accurate determination of these characteristics is quite a complex problem. For its solving, primarily we have to determine two parameters of the propagation medium – its dispersion and rotation measures. Their absolute values can be determined with the relative precision of 10^{-4} , but the problem of rotation measure value sign determination arises. This sign depends on the interstellar magnetic field direction along the line of sight. Here, a new method of rotation measure value sign determination is proposed.

Design/methodology/approach: Muller polarization matrices are usually used for determination of such a propagation parameter as the rotation measure absolute value. When only one linear polarization is received, using of these matrices allows quite accurate determining the absolute value of the rotation measure, but not the sign of this parameter due to a certain symmetry of these matrices with respect to the direction of the linear polarization rotation plane. If we complement the system of equations, which determines the rotation measure value, with some new additional components, which take into account the contributions of the Earth ionosphere and magnetosphere to the rotation measure value, one can notice that this contribution is always positive in the Southern magnetic hemisphere (the majority of the Northern geographical hemisphere) and is always negative in the Northern magnetic hemisphere (the majority of the Southern geographical hemisphere). Moreover, the absolute value of this contribution is maximal at noon and minimal at midnight, when the concentration of ions in the Earth ionosphere is maximal and minimal, respectively. Accounting for these regularities allows to determine not only the absolute value of the rotation measure, but also its sign by means of two independent time-shifted estimations of the observed absolute value of this parameter for various ionization degrees of the Earth ionosphere.

Findings: We show that using of additional equations, which take into account the contribution of the Earth ionosphere and magnetosphere to the value of the rotation measure parameter, allows full determination of this parameter accounting for the sign of this value even for the antennas, which can record a single linear polarization only. This approach allows to determine all polarization parameters of the pulsar radio emission as well as of the pulsed or continuum polarized radio emission of other cosmic sources.

Conclusions: The paper presents the results of measurement of the rotation measure for the two closest to the Earth pulsars, namely J0814+7429 (B0809+74), J0953+0755 (B0950+08), and the comparison of the proposed technique for this parameter determination with other existing techniques.

Key words: pulse, dispersion measure, rotation measure, plasma, polarization, pulsar, radio telescope

Стаття надійшла до редакції 12.11.2020