Радіоастрономічний інститут Національної академії наук України Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна Міністерство освіти і науки України

> Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису

Шевцова Аліса Ігорівна

УДК 524.354.4

ДИСЕРТАЦІЯ «МІРА ОБЕРТАННЯ РАДІОВИПРОМІНЮВАННЯ ПУЛЬСАРІВ У ДЕКАМЕТРОВОМУ ДІАПАЗОНІ»

Спеціальність 01.03.02 – астрофізика, радіоастрономія

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

_____А. І. Шевцова

Науковий керівник: Ульянов Олег Михайлович, кандидат фізикоматематичних наук, старший науковий співробітник.

Харків – 2021

АНОТАЦІЯ

Шевцова А. І. Міра обертання радіовипромінювання пульсарів у декаметровому діапазоні. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата спеціальністю 01.03.02 фізико-математичних за наук _ астрофізика, радіоастрономія (Фізико-математичні науки). – Радіоастрономічний інститут Національної академії наук України; Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2021.

Пульсари були відкриті трохи більше, ніж 50 років тому. Увесь цей час в різних діапазонах частот проводилися спостереження радіовипромінювання пульсарів. Завдяки цим спостереженням було визначено багато параметрів зареєстрованих сигналів і самих пульсарів, але й досі стоїть питання природи виникнення їх когерентного радіовипромінювання. Тобто не існує єдиної моделі, яка описувала би процес генерації широкосмугового радіоспектру пульсара з єдиної точки зору з усіма, а навіть з основними, його властивостями, що спостерігаються. За деякими з теорій випромінювання на низьких частотах формується в магнітосфері пульсара на відносно далеких відстанях від його поверхні, на відміну від високочастотного, яке формується глибше (ближче до поверхні). Саме на низьких частотах радіовипромінювання пульсарів вивчено найменше. Це пов'язано зі складністю спостережень сигналів на найнижчих частотах, що можуть бути зареєстровані з поверхні Землі.

Великий інтерес до низькочастотних досліджень пульсарів викликаний тим, що саме в цьому діапазоні максимальною є чутливість до таких параметрів, як міра дисперсії, міра обертання та стала часу розсіяння. Причиною тому є сильна частотна залежність вищезгаданих параметрів поширення їх радіовипромінювання. На даний час спостереженнями пульсарів на низьких частотах (< 100 МГц) займається кілька світових радіотелескопів, таких як LOFAR (Європейський Союз), LWA (США), NenuFAR (Франція) та український радіотелескоп ГУРТ. Але лідером за чутливістю спостережень на частотах нижче 30 МГц був і залишається український радіотелескоп УТР-2. Радіотелескоп УТР-2 має достатню ефективну площу на частотах нижче 30 МГц для того, щоб спостерігати навіть індивідуальні аномально інтенсивні чи гігантські імпульси радіовипромінювання пульсарів.

Визначення поляризаційних параметрів радіовипромінювання пульсарів в декаметровому діапазоні дає можливість досліджувати властивості як самого випромінювання, так і середовища його поширення, зокрема ділянки верхньої магнітосфери пульсара від радіуса критичної поляризації до радіуса світлового циліндра, а також ділянки пульсарного вітру. Тим самим стає можливим тестувати механізми когерентного радіовипромінювання та досліджувати структуру верхньої магнітосфери пульсара.

Зазвичай попередні дослідження пульсарів зосереджувалися на аналізі усереднених імпульсів, і тільки нещодавно з'явилися роботи по дослідженню індивідуальних імпульсів в метровому діапазоні. Ми досліджуємо саме індивідуальні аномально інтенсивні імпульси для аналізу швидких змін параметрів, що відповідають саме за процеси в наближених до пульсара областях, де електрон-позитронна плазма швидко рухається і може швидко змінювати свої параметри.

Для визначення основних поляризаційних параметрів та міри обертання на шляху поширення радіовипромінювання від пульсара до спостерігача була розроблена модель поляризованого сигналу, що формується біля джерела випромінювання, та модель середовища поширення. Основна, відмінна від інших, особливість нового методу пов'язана з тим, що застосування цього методу дозволяє отримувати оцінки швидких змін параметрів в залежності від фази імпульсу, тобто зондувати навколопульсарну плазму, параметри якої змінюються дуже швидко. Спостережуваним проявом швидких змін параметрів плазми на шляху поширення радіовипромінювання є швидкі зміни параметрів поширення, одним з яких є міра обертання.

Таким чином дисертаційна робота присвячена дослідженню швидких змін міри обертання в межах одного імпульсу радіовипромінювання пульсарів в декаметровому діапазоні довжин хвиль за допомогою радіотелескопа УТР-2.

В зроблено роботі досліджень огляд поляризованого радіовипромінювання пульсарів, що проводилися від моменту їх відкриття. Представлені моделі геометрії магнітосфери пульсарів, наведено основні теоретичні припущення щодо механізму виникнення та формування характеристик випромінювання. Відзначено важливість поляризаційних вивчення поляризаційних характеристик, які можуть дати інформацію, про будову верхньої магнітосфери пульсара механізми та виникнення радіовипромінювання.

Також зроблено огляд методів оцінки міри обертання в напрямку на пульсари від самого відкриття цих джерел і дотепер. Розглянуті відмінності підходів до оцінки міри обертання на різних радіотелескопах та в різних діапазонах, зокрема на частотах вище та нижче 100 МГц.

Запропоновано новий метод визначення міри обертання з високою відносною точністю. Цей метод дозволяє відслідковувати швидкі зміни параметра міри обертання в межах лише одного імпульсу.

На етапі розробки методу точного визначення параметра – міра обертання було проведено комплексне моделювання імпульсного еліптично поляризованого сигналу. Також було проведено моделювання середовища поширення поляризованого радіовипромінювання та його реєстрації в лабораторній системі відліку. Пряма задача полягала в тому, щоб коректно описати вплив модельного середовища поширення на модельний сигнал.

При моделюванні середовища поширення ми враховували два основних ефекти, що мають найбільший вплив – це частотна дисперсійна затримка

сигналів та обертання площини лінійної поляризації вздовж променю зору (ефект Фарадея). Другий ефект є найцікавішим. В моделях, що розглядаються, для аналізу фази гармонічних хвиль при їх поширенні ми використовували рівняння ейконалу. Такий підхід дозволяє на загальних підставах представити як дисперсійну затримку сигналу в холодній плазмі міжзоряного середовища, так i фарадеївське обертання площини поляризації. Для коректного використання рівняння ейконалу було доведено, що вище 20 МГц всі ділянки середовища поширення (міжзоряне середовище, міжпланетне середовище, іоносфера Землі), окрім внутрішніх ділянок магнітосфери самого пульсара, квазі-поздовжного поширення радіохвиль. задовольняють умовам Було що коефіцієнт заломлення слабо анізотропного середовища враховано, відрізняється для звичайної та незвичайної хвиль. Далі цей коефіцієнт було розкладено в ряд Тейлора до третього члену. Таким чином вдалося окремо виділити члени, що описують поширення в вакуумі, в середовищі з наявністю «вільних» заряджених частинок (електронів та позитронів) та в середовищі зі слабкою анізотропією, яка обумовлена наявністю не тільки холодної плазми, але й магнітного поля. Ці окремі впливи стало можливим записати у вигляді послідовності матриць, що комутують. Такий підхід дозволив спростити побудову прямої та вирішення зворотної задачі визначення фази сигналу в будь якій просторово-часовій точці на промені зору.

Змоделювавши сигнал з змінною вздовж профілю імпульсу мірою обертання, ми поставили зворотну задачу: визначити наявність швидкої зміни міри обертання в цьому модельному сигналі. Створений нами модельний сигнал тепер розглядався, як зареєстрований радіотелескопом. З цього сигналу треба було отримати оцінки потрібних параметрів уявляючи, що ми нічого про нього не знаємо. На першому етапі методом швидкого Фур'є перетворення оцінювався період фарадеївської модуляції інтенсивності для відгуку від одного лінійно поляризованого диполя в смузі частот, що розглядається. Це давало прицільну оцінку значення міри обертання, потім ця оцінка використовувалася для тонкого аналізу швидких змін в межах одного імпульсу. Еліптичність зареєстрованого сигналу визначалася по верхній та нижній огинаючих спектральної густини потужності лінійно поляризованого диполя. По оцінках параметрів цього модельного сигналу, який розглядався як зареєстрований радіотелескопом УТР-2, було створено тестовий сигнал та тестове модельне середовище. Тестовий сигнал не мав внесеного адитивного шуму. Було задано два параметри: позиційний кут та міра обертання. Методом мінімальних середньоквадратичних відхилень було знайдено найкращі відповідності зазначених параметрів зареєстрованого (модельного, який розглядався як реальний зареєстрований) та тестового сигналів. Таким чином були отримані хід позиційного кута та швидкі зміни міри обертання в залежності від фази імпульсу. Методологічна відносна точність нового методу визначення міри обертання на коротких часових масштабах склала 10⁻⁴.

Розроблений метод був застосований для аналізу реальних зареєстрованих на радіотелескопі УТР-2 аномально інтенсивних імпульсів трьох обраних пульсарів: J0242+6256, J0814+7429 (B0809+74), J0953+0755 (B0950+08). Критерієм відбору цих пульсарів було мінімальне розсіяння їх імпульсів в міжзоряному середовищі. Спостереження проводилися в діапазоні частот 16 – 33 МГц в режимі хвильової реєстрації сигналів. Для кожного з пульсарів були отримані середні оцінки модуля міри обертання, а також оцінки швидких змін коефіцієнта еліптичності та міри обертання вздовж профілю аномально інтенсивних імпульсів.

Для пульсара J0242+6256 вперше в світі отримано оцінку абсолютних «миттєвого» та середнього значень міри обертання. На даний час оцінок в інших діапазонах в літературі не знайдено. Оцінки абсолютних «миттєвого» та середнього значень міри обертання для пульсарів J0814+7429 (B0809+74), J0953+0755 (B0950+08) близькі до оцінок в інших джерелах на більш високих частотах, але вони зроблені з більшою точністю.

Оцінені швидкі зміни міри обертання для трьох пульсарів доводять чутливість методу. Це дає перспективу зондувати область виходу сигналу з магнітосфери його пульсара, де вже сформувались поляризаційні характеристики, тобто верхню магнітосферу пульсара та пульсарний вітер. Для набрати треба достатню статистику зареєстрованих цього аномально інтенсивних імпульсів.

Наукова новизна роботи визначається наступними результатами.

1. Вперше в світі визначено абсолютне значення міри обертання для пульсара J0243+6257. Модуль міри обертання складає 4.4 ± 0.3 рад/м². Визначення цього параметра зроблене за допомогою радіотелескопа УТР-2 в діапазоні 16–33 МГц. В інших частотних діапазонах значення цієї величини не оцінювалося, тому не зазначено в жодних каталогах на даний час.

2. Вперше в декаметровому діапазоні дано оцінки абсолютного значення міри обертання для пульсарів J0814+7429 (B0809+74), J0953+0755 (B0950+08). Для пульсара J0814+7429 – $|RM| = 12.3 \pm 0.7$ рад/м2, для пульсара J0953+0755 – $|RM| = 2.4 \pm 0.3$ рад/м2. В інших частотних діапазонах оцінки цієї величини близькі до отриманих, що підтверджує достовірність результатів досліджень та доцільність застосування розробленого методу для оцінки міри обертання в декаметровому та метровому діапазонах.

3. Вперше відкриті швидкі зміни міри обертання в залежності від фази індивідуального імпульсу для найближчих до Землі пульсарів. Часовий масштаб таких змін складає ~0.3 мс. До цього часу не застосовувався підхід, в якому міра обертання має динамічний, а не сталий характер в часових рамках індивідуального імпульсу. Наявність швидких змін міри обертання була підтверджена завдяки аналізу аномально інтенсивних імпульсів за допомогою розробленого чутливого до таких змін методу оцінки цієї величини.

4. Розроблено новий метод визначення швидких змін міри обертання в масштабах одного імпульсу у декаметровому діапазоні, що дає рекордну методологічну відносну похибку –40 дБ. Оцінки швидких змін міри обертання

при цьому мають набагато вищу точність визначення, ніж оцінки середнього значення. Метод дозволяє отримати оцінки міри обертання навіть при аналізі даних з радіотелескопа, який реєструє лише одну лінійну поляризацією. Новий метод є універсальним, та може застосовуватися для аналізу даних інших радіотелескопів близького частотного діапазону. Чутливість методу дозволяє визначати та досліджувати «миттєві» значення міри обертання в часових масштабах ~0.3 мс.

5. Обґрунтовано можливості зондування найближчого до пульсара середовища – верхньої магнітосфери та пульсарного вітру. Для трьох обраних пульсарів J0242+6256, J0814+7429 (B0809+74), J0953+0755 (B0950+08) були отримані залежності міри обертання від фази імпульсу з часовою роздільною здатністю до 0.3 мс.

Практичне За отриманих результатів. результатами значення дисертаційної роботи особливості отримано нові про знання радіовипромінювання пульсарів у низькочастотному діапазоні. Розроблений в дисертаційній роботі метод оцінки міри обертання на коротких інтервалах часу досліджувати швидкі зміни магнітного поля та інтегральної дозволяє електронної концентрації в холодній слабо анізотропній плазмі. Це створює передумови для зондування верхньої магнітосфери пульсара та пульсарного вітру. Отримані результати є тестовими для теоретичних уявлень про когерентний механізм радіовипромінювання пульсарів. В більш широкому результати можуть бути досліджень плані отримані застосовані ДО континуального поляризованого випромінювання та/або випромінювання спектральних ліній. Результати дисертаційної роботи демонструють нові можливості для подальших астрофізичних досліджень.

Ключові слова: аномально інтенсивні імпульси, декаметрове випромінювання пульсара, магнітне поле, магнітосфера, міра обертання, плазма, поляризаційні характеристики, радіотелескоп.

ABSTRACT

Alisa I. Shevtsova. Determination of the pulsar emission rotation measure in decameter wave range. Qualification scientific work is as a manuscript.

Thesis for a Candidate Degree in Physics and Mathematics: Speciality 01.03.02 – Astrophysics, radio astronomy (Physics and Mathematics). – Institute of Radio Astronomy of National Academy of Sciences of Ukraine; V. N. Karazin Kharkiv National University, Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2021.

Pulsars were discovered a bit more than 50 years ago. Since then, the radio emission of pulsars has been observed in various frequency ranges. Due to these observations a lot of parameters of received signals and pulsars themselves were determined, but even now there is an unresolved problem of the pulsar coherent radio emission generation nature. In other words, there is no universal single model, which describes the generation process of the wideband spectra of pulsars emission from a single point of view, as well as takes into account all or at least main its observational features. According to some theories the emission at low frequencies is formed in the pulsar magnetosphere at relatively large distances from its surface, unlike the highfrequency emission, which is formed deeper (closer to the surface). The pulsar radio emission in the low-frequency range is poorly studied. It is mainly caused by the complexity of observations at the lowest frequencies at which the signal that can reach the Earth surface and be registered by ground-based radio telescopes.

A high interest to low-frequency pulsar studies is caused first of all by the highest sensitivity of such a pulsed emission to propagation parameters like dispersion measure, rotation measure and scattering time constant because of their strong frequency dependence.

Now pulsar observations at low frequencies (below 100 MHz) are carried out only at several radio telescopes in the world. Among them are LOFAR (European Union), LWA (USA), NenuFAR (France) and Ukrainian radio telescope GURT. But the most sensitive at frequencies below 30 MHz always has been Ukrainian radio telescope UTR-2. It has a large effective area below 30 MHz which allows observing even individual anomalously intense or gigantic pulses of pulsar radio emission.

Determination of polarization parameters of pulsar radio emission in decameter wave range gives an opportunity to study the properties of the emission itself and of the propagation medium, particularly the region of the pulsar upper magnetosphere from radius of critical polarization to radius of light cylinder and the region of pulsar wind. That means it becomes possible to test the mechanisms of coherent radio emission and study the structure of pulsar upper magnetosphere.

Usually, previous pulsar studies were aimed at analysis of averaged pulse profiles, and recently some works on studies of individual pulses analysis in meter wave range were published. We study the individual anomalously intense pulses to analyze the fast changes of pulse parameters which are responsible for the processes in the closest to pulsar regions where electron-positron plasma moves fast and can change its parameters rapidly.

To determine the main polarization parameters and rotation measure at the emission propagation path from the pulsar to the observer we have developed a model of polarized signal, which is formed near the emission source and the model of propagation medium. To create these models, we have studied the parameters of the received emission and made estimations of propagation media impact. Then we compared the developed model with a real signal and obtained new, more accurate estimations of polarization parameters, particularly the rotation measure value. The main feature of our method, which makes it differ from other methods, is its possibility to estimate fast changes of parameters along the pulse phase, which means it allows probing near-pulsar plasma, whose parameters experience fast changes. The observational manifestations of plasma fast parameters change on the radio emission propagation path are the rapid changes of pulse propagation parameters like rotation measure. Thereby the dissertation work is devoted to studies of fast changes of rotation measure value inside single pulse of pulsar radio emission in decameter wave range using UTR-2 radio telescope.

In the work we present the survey of pulsar polarized radio emission studies since their discovery. The models of pulsar magnetosphere geometry are presented, the main theoretical assumptions on the mechanism of generation and formation of polarized emission characteristics are given. We show the importance of studies of polarization characteristics, which can give the information on the higher pulsar magnetosphere structure and mechanisms of the radio emission generation. Also, we made the survey of methods for rotation measure value estimation in the direction of pulsars since their discovery and till nowadays. We review the differences of approaches to rotation measure estimation in various frequency ranges, particularly above and below 100 MHz.

We suggest a new method for rotation measure estimation with high accuracy. This method allows tracing the fast changes of this rotation measure value inside a single pulse.

At the development stage of the new method for accurate determination of rotation measure value we made a complex modeling of pulsed elliptically polarized signal. Also, we carried out modeling of the polarized radio emission propagation medium and the emission registration in the laboratory reference system. The direct task was to describe correctly the impact of model medium on the model signal. The signal model included typical pulsar radio emission parameters observed at UTR-2 radio telescope.

The formed model signal has a pulsed pattern with 1 second period, predefined rate of positional angle change and two orthogonal linear polarizations, which form the general case of elliptical polarization. The signal has ellipticity coefficient which depends on the pulse phase and the predefined rather high signal-to-noise ratio.

During the modeling of the propagation medium, we took into account two main effects which have the highest impact on the pulse: the signal dispersion delay dependent on the frequency and the rotation of the linear polarization plane along the line of sight (Faraday effect). The second effect is the most interesting.

In the discussed models for analysis of the phase of propagating harmonic waves we use the eikonal equation. This approach allows simultaneous representing the signal dispersion delay in a cold plasma of the interstellar medium and the Faraday rotation of the polarization plane. For correct using of the eikonal equation it was proven that above 20 MHz frequency all the propagation medium regions (interstellar medium, interplanetary medium, the Earth ionosphere) except the inner regions of the pulsar magnetosphere match the conditions of quasi-longitudinal radio wave propagation. We took into account that the refractive index of the weakly anisotropic medium differs for the ordinary and extraordinary waves. Then this coefficient was expanded into a Taylor series up to the third term. Thereby it was possible to separate the terms describing propagation in vacuum, in the medium with free charged particles (electrons and positrons), and in the medium with weak anisotropy, which is caused by the presence of the cold plasma and the magnetic field. These separate effects now are possible to describe with a sequence of commutation matrices. Such approach allows us to simplify significantly making the direct task and solving the reverse task of determination of signal phase at the any point in time and space on the line of sight.

After modeling the signal with changing rotation measure along the pulse profile we set an inverse task to find the presence of the fast rotation measure change in this model signal. The created signal we treat as the one received by the radio telescope. Our aim was to obtain the estimations of necessary parameters in assumption that we do not know how the signal was created. At the first stage we used Fast Fourier Transform method to estimate the period of the Faraday intensity modulation for the response of the single linearly polarized dipole in the considered frequency range. It gives us the approximate estimation of the rotation measure, and then this estimate was used for fine analysis of rapid changes inside the single pulse. The ellipticity of registered signal was estimated from upper and lower envelope of power spectral density of signal from linearly polarized dipole. Upper and lower envelopes represent the power spectral densities of linear polarization in the first and second channel respectively (i.e., they characterize the intensities of main semi-axes of polarization ellipse).

Using parameters estimations of this model signal which was treated as the one received with UTR-2 radio telescope, we have developed a test signal and a test model medium. The test signal does not have an introduced additive noise. We predefined two parameters: positional angle, which varied in the range from 0 to 2π and rotation measure, which varied in a predefined range around its rough estimation taken from the "registered" signal. Using minimal standard deviation method, we found the best matches of the mentioned parameters of the registered (modeled, treated as a real registered signal which was mixed with an additive noise) and the test signal. In this way we got the change of positional angle and the fast changes of rotation measure along the pulse phase. The relative accuracy of the new method for rotation measure value estimation at short time scales is 10^{-4} .

The developed method was applied for analysis of real registered with UTR-2 radio telescope anomalously intense pulses of three selected pulsars, namely J0242+6256, J0814+7429 (B0809+74), and J0953+0755 (B0950+08). The main criterion for these pulsar's selection was the minimal scattering of their pulses in the interstellar medium. Observations were carried out in the frequency range of 16-33 MHz in the waveform mode. For each of the pulsars we obtained the average values of the rotation measure module as well as the estimations of fast changes of ellipticity coefficient and rotation measure along the anomalously intense pulses profile.

For the pulsar J0242+6256 for the first time in the world we obtained the estimation of absolute instant and average values of the rotation measure. We have not found any other estimations of these values in the publicly available sources. The estimations of the absolute instant and average values of the rotation measure for pulsars J0814+7429 (B0809+74), and J0953+0755 (B0950+08) are close enough to

the estimations found in other sources made at higher frequencies but in our case the estimations are made with higher accuracy.

The estimations of the fast changes of rotation measure for the three pulsars prove the sensitivity of the method, which give the opportunity to probe the region of the signal escape from the pulsar magnetosphere, where its polarization characteristics are completely formed, namely the higher pulsar magnetosphere and the pulsar wind. Such studies require to gather a large enough statistic of the registered anomalously intense pulses.

The scientific novelty of the work is proven by the following results.

1. For the first time in the world the absolute value of the rotation measure for pulsar J0243+6257 was determined. The absolute value of the rotation measure is 4.353 ± 0.3 rad×m⁻². The estimation of this parameter was made using UTR-2 radio telescope in the 16 – 32 MHz frequency range. This value has not been estimated in other frequency ranges and therefore has not been presented in any catalogs till now.

2. For the first time in the decameter wave range the absolute values of the rotation measure for pulsars J0814+7429 (B0809+74) and J0953+0755 (B0950+08) were estimated. The estimations of these values made in other frequency ranges are close to the obtained ones, that confirms the reliability of the studies results and the correctness of the developed method using for estimation of the rotation measure in decameter and meter wave ranges.

3. For the first time the fast changes of the rotation measure along the individual pulse phase were discovered for the closest to the Earth pulsars. Till now the approach which assumes dynamic but not static behavior in the time frame of the individual pulse has never been used. The presence of the fast changes of the rotation measure was confirmed due to the analysis of the anomalously intense pulses using the developed estimation method which is sensitive to such changes of this value.

4. A new method of the rotation measure fast changes estimation on the time scale of a single pulse in the decameter wave range was developed, which results in the highest methodological relative accuracy of -40 dB. The estimations of the

rotation measure fast changes have much higher accuracy than the estimations of the average value. The method allows obtaining the estimations of the rotation measure even with analysis of data obtained at radio telescope of only single linear polarization. The new method is versatile and can be applied for analysis of data from other radio telescopes of close frequency ranges. The sensitivity of the method allows estimating and studying the instant values of rotation measure at the time scales of ~0.3 ms.

5. The possibilities of the closest to the pulsar media – the upper magnetosphere and the pulsar wind – probing were considered. For the three selected pulsars, namely J0242+6256, J0814+7429 (B0809+74), and J0953+0755 (B0950+08) the profiles of the rotation measure along the pulse phase were obtained.

The practical significance of the work. As a result of the dissertation work, we have obtained a new knowledge on the features of the pulsar radio emission in the low-frequency range. The developed in the work method of rotation measure estimation on short time scales allows studying the fast changes of magnetic field and total electron concentration in a cold weakly anisotropic plasma. It gives a background for probing the pulsar magnetosphere and the pulsar wind. The obtained results are the tests for the theoretical representations on the coherent mechanism of pulsar radio emission. In the wider view the obtained results can be used for studies of continuum polarized emission and/or spectral line emission. The results of the dissertation work demonstrate the new possibilities for further astrophysical studies.

Key words: anomalously intense pulses, magnetic field, magnetosphere, pulsar decameter emission, plasma, polarization characteristics, radio telescope, rotation measure.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці в наукових фахових виданнях України:

1. Ульянов О. М., Шевцова А. И., Скорик А. О. Поляризационное зондирование магнитосферы пульсаров. Изв. Крымской Астрофиз. Обс. 2013. Т. 109, № 4. С. 159–168. (Особистий внесок здобувача: участь у при розробці методів моделювання поляризованого радіовипромінювання та середовища поширення, комп'ютерне моделювання, підготовка матеріалів для публікації, написання та оформлення статті).

2. Ульянов О. М., Шевцова А. И., Скорик А. А. Алгоритмы определения поляризационных параметров радиоизлучения пульсаров. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2014. Т. 19, № 2. С. 101–110. (Особистий внесок здобувача: розробка алгоритмів визначення поляризаційних параметрів радіовипромінювання пульсарів, комп'ютерне моделювання, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення статті).

3. Vasylieva Ia. Y., Zakharenko V. V., Konovalenko A. A., Zarka P., Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Skoryk A. O. Decameter pulsar/transient survey of northen sky. First results. *Radio physics and radio astronomy*. 2014. Vol. 19, N_{2} 3. P. 197–205. (Особистий внесок здобувача: проведення спостережень на радіотелескопі УТР-2, участь в обговоренні результатів та в написанні тексту статті).

4. 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 B0809+74 в декаметровом диапазоне. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2017. Т. 22, № 2. С. 93–111. (Особистий внесок здобувача: спостереження пульсара B0809+74 на радіотелескопі УТР-2, вторинна обробка імпульсів, участь в обговоренні результатів, підготовка тексту до публікації). 5. Ульянов О. М., Шевцова А. І., Єрін С. М. Визначення знаку міри обертання при реєстрації однієї лінійної поляризації радіовипромінювання пульсарів. *Радіофізика і радіоастрономія*. 2020. Т. 25, № 4. С. 253–267. DOI: https://doi.org/10.15407/rpra25.04.253 (Особистий внесок здобувача: розробка алгоритмів оцінки параметрів, спостереження на радіотелескопі УТР-2, обробка аномально інтенсивних імпульсів, участь в обговорені нових методів, підготовка матеріалів статті, написання тексту статті).

Наукові праці в науковому виданні України, що індексується в міжнародних наукометричних базах:

6. Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Zakharenko V. V., Skoryk A. O., Vasylieva I. Y., Plakhov M. S. Time and Polarization Radiation Characteristics of PSR J0242+6256 at the Decameter Wavelength Range. Kinemat. Phys. Celest. Bodies. 2018. Vol. 34. Iss. 4. P. 174–183. https://doi.org/10.3103/S0884591318040062 (SCOPUS, Web of Science) (переклад Ульянов О. М., Шевцова А. И., українського видання: Захаренко В. В., Скорик А. А., Васильєва Я. Ю., Плахов М. С. Временные и поляризационные характеристики радиоизлучения PSR J0242+6256 в декаметровом диапазоне. Кинематика и физика небесных тел. 2018. Т. 34, № 4. С. 14–29) (Особистий здобувача: проведення спостережень пульсара J0242+6256 внесок радіотелескопі УТР-2, вторинна обробка аномально інтенсивних імпульсів з метою оцінки середнього значення та швидких змін міри обертання, створення ілюстрацій, написання тексту статті, оформлення статті).

Наукові праці в зарубіжних спеціалізованих виданнях:

 Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Mukha D. V., Seredkina A. A. Investigation of the Earth Ionosphere Using the Radio Emission of Pulsars. *Baltic Astronomy*.
2013. Vol. 22, Iss. 1. P. 53–65. doi: https://doi.org/10.1515/astro-2017-0147 (SCOPUS, Web of Science) (*Особистий внесок здобувача: розробка моделей*, комп'ютерне моделювання, підготовка рисунків та тексту статті до публікації).

8. Ulyanov O. M., Skoryk A. O., Shevtsova A. I., Plakhov M. S., Ulyanova O. O. Detection of the fine structure of the pulsar J0953+0755 radio emission in the decameter wave range. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2016. Vol. 455, Iss. 1. P. 150–157. (SCOPUS, Web of Science) (*Ocoбистий внесок здобувача: проведення спостережень пульсара J0953+0755 на радіотелескопі УТР-2, обробка аномально інтенсивних імпульсів, підготовка тексту та рисунків статті до публікації*).

9. Konovalenko A., Sodin L., Zakharenko V., Zarka P., Ulyanov O., Sidorchuk M., Stepkin S., Tokarsky P., Melnik V., Kalinichenko N., Stanislavsky A., Koliadin V., Shepelev V., Dorovskyy V., Ryabov V., Koval A., Bubnov I., Yerin S., Gridin A., Kulishenko V., Reznichenko A., Bortsov V., Lisachenko V., Reznik A., Mukha D., Litvinenko G., Khristenko A., Shevchenko V. V., Kvasov G., Belov A., Shevchenko V. A., Rudavin E., Vasylieva I., Miroshnichenko A., Vasilenko N., Olyak M., Mylostna K., Skoryk A., Shevtsova A., Plakhov M., Kravtsov I., Volvach Y., Lytvinenko O., Shevchuk N., Zhouk I., Bovkun V., Antonov A., Vavriv D., Vinogradov V., Kozhin R., Kravtsov A., Bulakh E., Kuzin A., Vasilyev A., Brazhenko A., Vashchishin R., Pylaev O., Koshovyy V., Lozinsky A., Ivantyshin O., Rucker H. O., Panchenko M., Fischer G., Lecacheux A., Denis L., Coffre A., Grießmeier J.-M., Tagger M., Girard J., Charrier D., Briand C., Mann G. The modern radio astronomy network in Ukraine: UTR-2, URAN and GURT. Experimental Astronomy. 2016. Vol. 42, Iss. 1. P. 11-48. (SCOPUS, Web of Science). (Особистий внесок здобувача: проведення спостережень на радіотелескопі УТР-2, обробка даних, участь у створенні програм обробки, участь у написанні статті).

 Zakharenko V., Konovalenko A., Zarka P., Ulyanov O., Sidorchuk M., Stepkin S., Koliadin V., Kalinichenko N., Stanislavsky A., Dorovskyy V., Shepelev V., Bubnov I., Yerin S., Melnik V., Koval A., Shevchuk N., Vasylieva I., Mylostna K., Shevtsova A., Skoryk A., Kravtsov I., Volvach Y., Plakhov M., Vasilenko N., Vasylkivskyi Y., Vavriv D., Vinogradov V., Kozhin R., Kravtsov A., Bulakh E., Kuzin A., Vasilyev A., Ryabov V., Reznichenko A., Bortsov V., Lisachenko V., Kvasov G., Mukha D., Litvinenko G., Brazhenko A., Vashchishin R., Pylaev O., Koshovyy V., Lozinsky A., Ivantyshyn O., Rucker H. O., Panchenko M., Fischer G., Lecacheux A., Denis L., Coffre A., Grießmeier J.-M. Digital Receivers for Low-Frequency Radio Telescopes UTR-2, URAN, GURT. *Journal of Astronomical Instrumentation*. 2016. Vol. 5, Iss. 4. Art. 1641010. (SCOPUS, Web of Science). (*Ocoбистий внесок здобувача: проведення спостережень на радіотелескопі УТР-2, обробка даних, участь в обговоренні результатів, участь у написанні статті*).

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

11. Ульянов О. М., Шевцова А. И., Середкина А. А. Поляризационное зондирование магнитосферы пульсаров // Электромагнитные методы окружающего пространства : материалы исследования 1 укр. конф., 25-27 вересня 2012 р., Харків, 2012. С. 286-288. (Особистий внесок здобувача: проводила моделювання сигналу та середовища поширення, брала участь в обговорення отриманих результатів та готувала всі матеріали для стендової доповіді).

12. Ulyanov O. M.; Shevtsova A. I.; Seredkina A. A. Polarization sounding of the pulsar magnetosphere // Neutron Stars and Pulsars: Challenges and Opportunities after 80 years : Proceedings of the 291st Symposium of the International astronomical union, 20–24 August 2012, Beijing, China, 2012. P. 530–532. (Особистий внесок здобувача: проводила моделювання сигналу та середовища поширення, брала участь в обговорення отриманих результатів та готувала всі матеріали для доповіді).

13. Ulyanov O. M., **Shevtsova A. I.**, Seredkina A. A. Polarization sounding of pulsar magnetosphere // Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics :

Proceedings of the XII Kharkiv Young Scientist Conference, 4–7 December 2012, Kharkiv, 2012. — CD-ROM. (Особистий внесок здобувача: проводила моделювання сигналу та середовища поширення, брала участь в обговорення отриманих результатів та готувала матеріали для доповіді).

14. Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Mukha D. V., Seredkina A. A. Investigation of the earth ionosphere using the radio emission of pulsars // Advances in Radio Astronomy in Near-Erath Environment : Proceedings of the Ventspils International Radio Astronomy Conference, 13–15 August 2012, Ventspils, Latvia, 2012. P. 53–65. (Особистий внесок здобувача: розробляла модель імпульсного поляризованого випромінювання пульсарів під впливом ефектів поширення, брала участь в обговоренні результатів, готувала матеріали для виступу та публікації тез доповіді на конференції).

15. Shevtsova A. Accurate methods for determining the parameters of radio pulse propagation medium // 43rd Young European Radio Astronomers Conference, 30 September–3 October 2013, Bielefeld, Germany, 2013. (Особистий внесок здобувача: проводила моделювання сигналу та середовища поширення, брала участь в обговорення отриманих результатів та готувала всі матеріали для доповіді).

16. Ulyanov O. M., **Shevtsova A. I.**, Seredkina A. A. The methods of polarization sounding of the pulsar magnetosphere // Cosmic magnetic fields: Legacy of A.B. Severny : Proceedings of the COSPAR Symposium, 1–6 September 2013, Nauchny, Ukraine, 2013. (Особистий внесок здобувача: проводила моделювання сигналу та середовища поширення, обробляла дані спостережень пульсарів, готувала всі матеріали доповіді).

17. Ульянов О. М., Шевцова А. И., Середкина А. А. Определение поляризационных параметров радиоизлучения пульсаров // 13-th Odessa International Astronomical Gamow Conference-School "Astronomy and beyond: Astrophysics, Cosmology and Gravitation, Cosmomicrophysics, Radio-astronomy and Astrobiology", 19–25 August 2013, Odesa, 2013. (Особистий внесок

здобувача: проводила моделювання сигналу та середовища поширення, обробляла дані спостережень пульсарів, готувала матеріали доповіді).

18. Skoryk A. O., Ulyanov O. M., Shevtsova A. I. Detection of a fine structure of the pulsar J0953+0755 radiation in the low frequency range radio astronomy // Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics : Proceedings of the 14th Kharkiv Young Scientist Conference, 14–17 October 2014, Kharkiv, 2014. – CD-ROM. (Особистий внесок здобувача: приймала участь в обговорені отриманих результатів, готувала матеріали доповіді).

19. Shevtsova A., Ulyanov O., Skoryk A., Zakharenko V., Vasylieva I., Kravtsov I. Rotation Measure Calculation Algorithm for Pulse Radiation in Decameter Range. // Applied Physics : Proceedings of International Young Scientists Forum, 29 Sept.–2 Oct. 2015, Dnipropetrovsk, 2015. Art. RAA-9. (SCOPUS) (Особистий внесок здобувача: проводила спостереження пульсара, моделювання сигналу та середовища поширення, брала участь в обговорення отриманих результатів та готувала всі матеріали для доповіді).

20. Skoryk A., Ulyanov O., Zakharenko V., Shevtsova A., Vasylieva Y, Kravtsov I., Plakhov M. Fine Structure of the Pulsar Decameter Radiation as the Probe of the Propagation Medium Fine Structure of the Pulsar Decameter Radiation as the Probe of the Propagation Medium // Applied Physics : Proceedings of International Young Scientists Forum, 29 Sept.–2 Oct. 2015, Dnipropetrovsk, 2015. Art. RAA-4. (Особистий внесок здобувача: брала участь в обговоренні отриманих результатів, та разом із співавторами готувала матеріали для публікації тез конференції).

21. Skoryk A. O., Ulyanov O. M., Zakharenko V. V., Shevtsova A. I., Vasylieva Y. U., Kravtsov I. P., Plakhov M. S. Fine structure of the PSR B0809+74 individual pulses in decameter wave range // Applied Physics : Proceedings of Applied International Young Scientists Forum Physics (YSF), on 10-14 October 2016, Kharkiv, 2016. CD of Abstracts. RAA-3. (Особистий внесок

здобувача: проводила спостереження пульсара, участь в обговоренні результатів роботи і підготовці матеріалів для статті).

22. Zakharenko V. V., Kravtsov I. P., Vasylieva I. Y., Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Skoryk A. O., Mykhailova S. S., Konovalenko O. O., Zarka P. Decameter survey of pulsars and transients of the Northern Sky. Current status // Proceedings of 23rd Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics, 25–30 April 2016, Kyiv, 2016. Book of Abstracts, P. 16. (Особистий внесок здобувача: обробка даних, проведення спостережень, участь у розробці програм обробки, підготовка доповіді та тез для публікації).

23. Zakharenko V. V., Vasylieva I. Y., Kravtsov I. P., Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Skoryk A. O., Mykhailova S. S. Decameter Pulsars and Transients Survey of the Northern Sky. Observations and Data Processing // Proceedings of 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves MSMW'2016, 21 - 24June 2016, Kharkiv, 2016. DOI: 10.1109/MSMW.2016.7538020 (SCOPUS). (Ocoбистий здобувача: проведення спостережень, внесок участь в обговоренні результатів, підготовка доповіді та конференційної статті для публікації).

24. Shevtsova A. I., Zakharenko V. V., Ulyanov O. M., Skoryk A. O., Vasylieva Ia. Y. Rotation measure estimation for anomalously intense pulses of PSR J0243+6257. // 17th Gamow Conference-School: "Astronomy and beyond: Astrophysics, Cosmology, Cosmomicrophysics, Astroparticle Physics, Radioastronomy and Astrobiology", 13-20 August 2017, Odesa, 2017. (Ocoбистий внесок здобувача: проводила спостереження пульсара на радіотелескопі УТР-2, проводила обробку аномально інтенсивних імпульсів, готувала матеріали доповіді).

25. Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Zakharenko V. V., Skoryk A. O., Vasylieva Ia. Y. Rotation measure of individual pulses of PSR J0243+6257 // Proceedings of IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering, 17–20 October 2017, Lviv, 2017. (Особистий внесок здобувача:

проводила спостереження пульсара на радіотелескопі УТР-2, проводила обробку аномально інтенсивних імпульсів, готувала матеріали доповіді).

26. Skoryk A. O., Ulyanov O. M., **Shevtsova A. I.** Anomalously intense pulses as a pulsar magnetosphere probes // Proceedings of IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering, 17–20 October 2017, Lviv, 2017. (Особистий внесок здобувача: проведення спостережень, участь в обговоренні результатів, підготовка доповіді та конференційної статті для публікації).

27. Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Skoryk A. O. Polarization of the Fine Structure of Pulsar Radio Emission at Low Frequencies. // 18-th Odesa International Astronomical Gamow Conference-School Astronomy and Beyond: Astrophysics, Cosmology, Cosmomicrophysics, Astroparticle Physics, Radioastronomy and Astrobiology, 12–18 August 2018, Odesa, 2018. (Особистий внесок здобувача: проводила спостереження пульсара на радіотелескопі УТР-2, проводила обробку аномально інтенсивних імпульсів, готувала матеріали доповіді).

28. Ulyanov O., Shevtsova A., Skoryk A., Plakhov M. 50-Years of Pulsars Research in Ukraine. // Workshop, 23–30 March 2019, Nançay Observatory, France, 2019. doi: 10.13140/RG.2.2.16389.19685. (Особистий внесок здобувача: брала участь в обговоренні результатів, готувала матеріали доповіді).

29. Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Zakharenko V. V., Konovalenko A. A., Zarka P., Grießmeier J.-M., Skoryk O. A., Kravtsov I. P. Broadband Probing of the Upper Magnetospheres of Pulsars // 19th Gamow International Conference in Odessa: "New Trends in Cosmology, Astrophysics and HEP after Gamow" and 19th Gamow Summer School: "Astronomy and beyond: Astrophysics, Cosmology, Radioastronomy and Astrobiology", 11–19 August 2019, Odesa, 2019. doi: 10.13140/RG.2.2.24474.59849. (Особистий внесок здобувача: проводила спостереження пульсарів на радіотелескопі УТР-2, проводила обробку аномально інтенсивних імпульсів, готувала матеріали доповіді).

30. Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Zakharenko V. V., Skoryk A. O., Yerin S. N. Rotation measure profiles for anomalously intense pulses of PSR B0950+08 and PSR B0809+74 // XX Gamow International Astronomical Conference-School in Odessa: "Astronomy and beyond: Astrophysics, Cosmology and Gravitation, High Energy Physics, Astroparticle Physics, Radioastronomy and Astrobiology", 9–16 August 2020, Odesa, 2020. (Особистий внесок здобувача: проводила спостереження пульсарів на радіотелескопі УТР-2, проводила обробку аномально інтенсивних імпульсів, готувала матеріали доповіді).

31. Ulyanov O., Shevtsova A., Yerin S., Konovalenko O., Zakharenko V., Grießmeier J.-M., Zarka P., Skoryk A. Hybrid algorithm of dispersion delay retrieval and removal in radio astronomy // 10th international Kharkiv symposium on physics and engineering of microwaves, millimeter and submillimeter waves MSMW'2020, 21–25 September 2020, Kharkiv, 2020. (online due COVID-19). to 10.1109/UkrMW49653.2020.9252572. (Особистий doi: внесок здобувача: проводила спостереження пульсара В0950+08 на радіотелескопі УТР-2, проводила обробку аномально інтенсивних імпульсів, брала участь в розробці методу та його реалізації, готувала матеріали доповіді).

3MICT

| ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ |
|---|
| ВСТУП |
| РОЗДІЛ 1. МЕТОДИ ВИЗНАЧЕННЯ МІРИ ОБЕРТАННЯ В РІЗНИХ |
| ДІАПАЗОНАХ. ОГЛЯД |
| 1.1. Загальні відомості про об'єкт спостережень |
| 1.2. Визначення міри обертання у високочастотному діапазоні |
| (дециметровий та сантиметровий діапазони) 40 |
| 1.3. Визначення міри обертання у низькочастотному діапазоні (метровий |
| діапазон) 50 |
| 1.4. Дослідження параметрів магнітосфери пульсара за допомогою |
| визначення міри обертання на коротких часових інтервалах 53 |
| Висновки до розділу 1 55 |
| РОЗДІЛ 2. РОЗРОБКА МЕТОДУ ОЦІНКИ МІРИ ОБЕРТАННЯ ДЛЯ |
| РАДІОВИПРОМІНЮВАННЯ ПУЛЬСАРІВ У ДЕКАМЕТРОВОМУ |
| ДІАПАЗОНІ |
| 2.1. Феноменологічна модель радіовипромінювання пульсарів 58 |
| 2.2. Феноменологічна модель середовища поширення |
| радіовипромінювання пульсарів67 |
| 2.3. Опис методу визначення міри обертання 80 |
| Висновки до розділу 2 |
| РОЗДІЛ З. ВИЗНАЧЕННЯ ДИНАМІЧНИХ ЗМІН МІРИ ОБЕРТАННЯ В |
| НАПРЯМКУ ТРЬОХ НАЙБЛИЖЧИХ ДО ЗЕМЛІ ПУЛЬСАРІВ 96 |
| 3.1 Інструмент спостережень |
| 3.1.1 Режими реєстрації на радіотелескопі УТР-2 |
| 3.1.2. Первинна обробка даних спостережень 102 |

| 3.2. Зміни міри обертання в різних часових масштабах | 105 |
|--|-----|
| 3.3 Вибір пульсарів для спостережень | 107 |
| 3.3.1 Пульсар J0242+62 | 108 |
| 3.3.2. Пульсар J0814+7429 (B0809+74) | 117 |
| 3.3.3. Пульсар J0953+0755 (В0950+08) | |
| Висновки до розділу 3 | 130 |
| ВИСНОВКИ | |
| СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ | |
| ДОДАТОК А. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ | |
| ДИСЕРТАЦІЇ | 146 |

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

- ДС Динамічний спектр;
- ЛСВ Лабораторна система відліку;
- МЗС Міжзоряне середовище;
- МСКВ Мінімальних середньоквадратичних відхилень;
- МО Міра обертання;
- МПС Міжпланетне середовище;
- ПК Позиційний кут;
- РВП Радіовипромінювання пульсарів;
- С/Ш Сигнал/Шум;
- СВ Система відліку;
- ФНЧ Фільтр низьких частот;
- ШПФ Швидке перетворення Фур'є;
- a.u. Arbitrary units;
- DM Dispersion measure;
- PSR Пульсар;
- RM Rotation measure;
- S/N Signal to noise ratio;
- WF Wave form.

вступ

Обґрунтування вибору теми дослідження.

Параметри, що мають місце в самій плазмі магнітосфери пульсара неможливо відтворити в лабораторних умовах для досліджень на Землі, тому спостереження пульсарів у всіх діапазонах є вельми актуальною задачею. Дослідження властивостей області виникнення випромінювання є дуже важливим для розуміння як природи механізму когерентного радіовипромінювання пульсарів, так і внутрішньої будови самої магнітосфери пульсара. Імпульсний характер випромінювання в системі відліку спостерігача робить пульсари гарними зондами не тільки міжзоряного середовища, але й самої магнітосфери та пульсарного вітру.

Радіовипромінювання пульсарів має ряд особливостей, які є корисними для використання його як зонду середовища поширення. Радіовипромінювання пульсарів когерентне та періодичне, а ступінь лінійної поляризації гігантських та аномально інтенсивних імпульсів на низьких частотах сягає близько 100 %. Спектр радіоімпульсів пульсарів широкосмуговий та простягається від декаметрових до міліметрових довжин хвиль.

Найбільш недослідженим пульсарів низькочастотний для € (декаметровий) діапазон хвиль. Якісно зрозуміло, що цей діапазон є найбільш спостережень, тому що імпульсне радіовипромінювання складним для пульсарів завдяки розсіянню та наявності явища нормальної дисперсії перетворюється в цьому діапазоні в континуальне. Окрім цього високий рівень галактичного фону, який обумовлений синхротронним випромінюванням "вільних" ультра-релятивістських електронів міжзоряної плазми, є вельми високим. Наявність цього фону не дає змогу реєструвати звичайні індивідуальні імпульси пульсарів (імпульси з інтенсивністю, що є близькою до середньої) в цьому діапазоні. Але саме в цьому діапазоні є ряд переваг, зокрема структура магнітного поля магнітосфери пульсара в цьому діапазоні найбільш наближена до дипольної, тобто є найбільш простою структурою магнітного поля. Окрім цього виявилось, що в цьому діапазоні пульсари випромінюють аномально інтенсивні імпульси, які можна зареєструвати над галактичним фоном при наявності радіотелескопа з великою ефективною площею. Саме тому для спостережень аномально інтенсивних імпульсів пульсарів ми використовуємо можливості радіотелескопа УТР-2, який є найкрупнішим в світі і має ефективну площу ~150·10³ м² в декаметровому діапазоні довжин хвиль. Також той факт, що в декаметровому діапазоні найбільший прояв мають ефекти поширення, не тільки ускладнює обробку, але й дає нову інформацію, що не доступна при спостереженнях на більш високих частотах.

В попередніх спостереженнях в декаметровому діапазоні найчастіше досліджувалися середні профілі імпульсів пульсарів. Це дає інформацію про загальний стан середовища поширення сталі характеристики та аномально інтенсивних Дослідження або гігантських випромінювання. імпульсів, на перевагу цьому, дає інформацію про події на дуже коротких часових масштабах (~1 мс), що відбуваються недалеко від поверхні пульсара – верхні шари магнітосфери, пульсарний вітер, бо тільки там параметри плазми можуть так швидко змінюватись. Досліджень поляризаційних характеристик саме індивідуальних імпульсів на даний момент дуже мало, а в декаметровому діапазоні вони взагалі відсутні. Тому обрана тема дисертації заповнює цю інформаційну прогалину і саме через це є актуальною.

Мета і завдання дослідження. Метою роботи було розробити новий, більш точний метод визначення міри обертання в декаметровому діапазоні на часових масштабах одного імпульсу, застосувати цей метод для визначення міри обертання радіовипромінювання найближчих до Землі пульсарів та оцінити можливість зондування навколопульсарної плазми. Для досягнення поставленої в роботі мети необхідно було вирішити такі завдання:

• Розробити моделі для найбільш достовірного опису поляризованого радіовипромінювання пульсарів та середовища їх поширення в декаметровому діапазоні.

 Розробити алгоритм визначення міри обертання на коротких часових масштабах, який може бути застосований навіть для обробки даних, зареєстрованих радіотелескопом з однією лінійною поляризацією.

• На радіотелескопі УТР-2 в діапазоні 16–33 МГц провести спостереження найближчих до Землі пульсарів з метою пошуку аномально інтенсивних імпульсів.

• Проаналізувати отримані дані спостережень аномально інтенсивних імпульсів в декаметровому діапазоні з метою пошуку наявності впливу середовища поширення, зокрема фарадеївського ефекту модуляції інтенсивності за частотою.

• Отримати середні оцінки абсолютних значень міри обертання для радіовипромінювання обраних пульсарів та порівняти їх з оцінками інших досліджень для перевірки адекватності розроблених методів.

• Оцінити швидкі зміни міри обертання в залежності від фази імпульсу для проаналізованих аномально інтенсивних імпульсів та підтвердити можливість зондування областей верхньої магнітосфери пульсара та пульсарного вітру за допомогою таких імпульсів.

Об'єктом дослідження в даній роботі є поляризоване радіовипромінювання радіовипромінювання пульсарів в декаметровому діапазоні.

Предметом дослідження є міра обертання аномально інтенсивних імпульсів радіовипромінювання пульсарів. Цей параметр досліджується на коротких проміжках часу в залежності від фази імпульсу. Швидкі зміни цього параметра (в масштабах одного імпульсу) свідчать про швидкі зміни електронної концентрації та/або вектора магнітної індукції в навколопульсарній плазмі.

Методи дослідження. Для вирішення поставлених завдань проводилися пульсарів y декаметровому діапазоні за спостереження допомогою радіотелескопа УТР-2. Для первинної обробки імпульсів використовувалися програми авторки та її колег, опис яких не входить в дисертацію. Для оцінки міри обертання зареєстрованих імпульсів аномально інтенсивних використовувався запропонований в дисертації новий метод оцінки «миттєвих» значень цього параметра.

Наукова новизна отриманих результатів.

1. Вперше в світі визначено абсолютне значення міри обертання для пульсара J0243+6257. Модуль міри обертання складає 4.4 ± 0.3 рад/м². Визначення цього параметра зроблене за допомогою радіотелескопа УТР-2 в діапазоні 16–33 МГц. В інших частотних діапазонах значення цієї величини не оцінювалося, тому не зазначено в жодних каталогах на даний час.

2. Вперше в декаметровому діапазоні дано оцінки абсолютного значення міри обертання для пульсарів J0814+7429 (B0809+74), J0953+0755 (B0950+08). Для пульсара J0814+7429 – $|\text{RM}| = 12.3 \pm 0.7 \text{ рад/м}^2$, для пульсара J0953+0755 – $|\text{RM}| = 2.4 \pm 0.3 \text{ рад/м}^2$. В інших частотних діапазонах оцінки цієї величини близькі до отриманих, що підтверджує достовірність результатів досліджень та доцільність застосування розробленого методу для оцінки міри обертання в декаметровому та метровому діапазонах.

3. Вперше відкриті швидкі зміни міри обертання в залежності від фази індивідуального імпульсу для найближчих до Землі пульсарів. Часовий масштаб таких змін складає ~0.3 мс. До цього часу не застосовувався підхід, в якому міра обертання має динамічний, а не сталий характер в часових рамках індивідуального імпульсу. Наявність швидких змін міри обертання була підтверджена завдяки аналізу аномально інтенсивних імпульсів за допомогою розробленого чутливого до таких змін методу оцінки цієї величини.

4. Розроблено новий метод визначення швидких змін міри обертання в масштабах одного імпульсу у декаметровому діапазоні, що дає рекордно малу методологічну відносну похибку –40 дБ. Оцінки швидких змін міри обертання при цьому мають набагато вищу точність визначення, ніж оцінки середнього значення. Метод дозволяє отримати оцінки міри обертання навіть при аналізі даних з радіотелескопа, який реєструє лише одну лінійну поляризацією. Новий метод є універсальним, та може застосовуватися для аналізу даних інших радіотелескопів близького частотного діапазону. Чутливість методу дозволяє визначати та досліджувати «миттєві» значення міри обертання в часових масштабах ~0.3 мс.

5. Обґрунтовано можливості зондування найближчого до пульсара середовища – верхньої магнітосфери та пульсарного вітру. Для трьох обраних пульсарів J0242+6256, J0814+7429 (B0809+74), J0953+0755 (B0950+08) були отримані залежності міри обертання від фази імпульсу з часовою роздільною здатністю до 0.3 мс.

Практичне значення отриманих результатів.

Розроблені в дисертації алгоритми та методи дозволяють отримати нову інформацію особливості радіовипромінювання про пульсарів y низькочастотному діапазоні, а також отримувати оцінки параметрів середовища поширення, які складно отримати в інших частотних діапазонах. Оцінка швидких змін міри обертання радіовипромінювання пульсарів на коротких часових масштабах за допомогою нового методу дозволяє аналізувати швидкі процеси в холодній слабо анізотропній плазмі, що створює передумови для зондування верхньої магнітосфери пульсара та пульсарного вітру. Такі дослідження допоможуть в тестуванні відомих та створенні нових теоретичних механізму радіовипромінювання моделей когерентного пульсарів. Запропонований метод може бути розширений для аналізу континуального поляризованого випромінювання та/або випромінювання спектральних ліній.

Результати дисертаційної роботи є гарним підґрунтям для подальших астрофізичних досліджень.

Особистий внесок здобувача полягає в аналізі наукових джерел та зборі інформації про попередні дослідження в цій галузі, проведенні спостережень пульсарів за допомогою радіотелескопа УТР-2, комп'ютерному моделюванні поляризованого радіовипромінювання пульсара та слабо анізотропного середовища поширення цього радіовипромінювання, розробці та програмуванні алгоритму оцінки міри обертання на коротких масштабах часу, обробці аномально інтенсивних імпульсів з метою оцінки «миттєвих» значень і швидких змін міри обертання та її флуктуацій.

Автор керівнику науковому дуже вдячна своєму с.н.с., к.ф.-м.н. Ульянову О. М. за допомогу в постановці задач, обговоренні й аналізі отриманих результатів; Радіоастрономічному інституту НАН України (PI HAHY) _ за можливість проводити дослідження унікальних на радіоастрономічних інструментах; колегам із відділення низькочастотної радіоастрономії РІ НАНУ – за цінні поради при підготовці даної дисертаційної роботи та обговоренні результатів роботи на наукових семінарах.

Апробація матеріалів дисертації. Результати роботи доповідалися та обговорювалися на науково-кваліфікаційних семінарах, а також на наступних вітчизняних та міжнародних наукових конференціях:

• Ventspils International Radio Astronomy Conference (Ventspils, Latvia, 13–15 August 2012);

 International Astronomical Union Symposium No. 291 "Neutron Stars and Pulsars: Challenges and Opportunities After 80 Years" (Beijing, China, 20–31 August 2012) — 2 доповіді; • 1th Ukrainian conference "Electromagnetic Methods of Environmental Studies" (Kharkiv, Ukraine, 26–27 September 2012);

• 12th Kharkiv Young Scientists Conference on "Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics" (YSC-2012) (Kharkiv, Ukraine, 4–7 December, 2012);

• 43rd Young European Radio Astronomers Conference. (Bielefeld, Germany, 30 September–3 October 2013);

• 13-th Odessa International Astronomical Gamow Conference-School "Astronomy and beyond: Astrophysics, Cosmology and Gravitation, Cosmomicrophysics, Radio astronomy and Astrobiology" (Odessa, Ukraine, 19–25 August, 2013);

• The COSPAR Symposium: "Cosmic Magnetic Fields: Legacy of A. B. Severny" (Nauchny, Ukraine, 2–6 September 2013);

• 14th Kharkiv Young Scientists Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics (YSC-2014) (Kharkiv, Ukraine, 14–17 October 2014);

• International Young Scientists Forum on Applied Physics (YSF-2015), (Dnipropetrovsk, Ukraine, 29 September–2 October 2015);

• II International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering (YSF -2016) (Kharkiv, Ukraine, 10–14 October 2016);

 17th Gamow Conference-School: "Astronomy and beyond: Astrophysics, Cosmology, Cosmomicrophysics, Astroparticle Physics, Radioastronomy and Astrobiology" (Odessa, Ukraine, 13–20 August 2017).

• 2017 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering (Lviv, Ukraine, 17–20 October 2017);

• 18-th Odessa International Astronomical Gamow Conference-School Astronomy and Beyond: Astrophysics, Cosmology, Cosmomicrophysics, Astroparticle Physics, Radioastronomy and Astrobiology (Odessa, Ukraine, 12–18 August 2018); • 19th Gamow International Conference in Odessa: "New Trends in Cosmology, Astrophysics and HEP after Gamow" and 19th Gamow Summer School: "Astronomy and beyond: Astrophysics, Cosmology, Radioastronomy and Astrobiology" (Odessa, Ukraine 11–19 August 2019);

• XX Gamow International Astronomical Conference-School in Odessa: "Astronomy and beyond: Astrophysics, Cosmology and Gravitation, High Energy Physics, Astroparticle Physics, Radioastronomy and Astrobiology" (Odesa, Ukraine 9–16 August 2020);

• 10th international Kharkiv symposium on physics and engineering of microwaves, millimeter and submillimeter waves MSMW'2020 (Kharkiv, Ukraine 21–25 September 2020), (online due to COVID-19).

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота виконана у відділенні низькочастотної радіоастрономії Радіоастрономічного інституту НАН України та є складовою частиною наступних проєктів:

• «Дослідження об'єктів Всесвіту методами низькочастотної радіоастрономії» (шифр: КОФР-2, 2012, № держ. реєстрації 0112U000034) (здобувач – відповідальний виконавець);

 «Розробка та впровадження елементів і систем великих декаметрових антен» (шифр ФАВОРИТ-3, 2013 № держреєстрації 0113U002048) (здобувач – відповідальний виконавець);

• «Створення та використання елементів сучасних радіоастрономічних засобів України УТР-2, УРАН, ГУРТ у вітчизняних і міжнародних низькочастотних астрофізичних дослідженнях» (шифр РАДІОТЕЛЕСКОП-15, 2015, № держреєстрації 0115U004084) (здобувач – відповідальний виконавець);

• «Створення та використання елементів сучасних радіоастрономічних засобів України УТР-2, УРАН, ГУРТ у вітчизняних і

міжнародних низькочастотних астрофізичних дослідженнях» (шифр РАДІОТЕЛЕСКОП-16, 2016, № держреєстрації 0116U00) (здобувач – відповідальний виконавець);

 «Розробка та впровадження елементів і систем великих декаметрових антен» (шифр Фаворит-4, 2017, № держреєстрації 0116U002159) (здобувач – відповідальний виконавець);

 «Радіовипромінювання Всесвіту у декаметровому діапазоні хвиль» (шифр: КОФР-3, 2017, № держ. реєстрації 0117U000246) (здобувач – відповідальний виконавець);

 «Дослідження структури космічних радіоджерел в широкій смузі частот за допомогою мережі декаметрових інтерферометрів УРАН» (шифр: МЕРЕЖА-5, 2018, № держ. реєстрації 0118U003073) (здобувач – відповідальний виконавець);

«Пошук і дослідження низькочастотного радіовипромінювання пульсарів» (шифр Пульсар-2020, 2020–2021, № держ. реєстрації 0120U100232) (здобувач – відповідальний виконавець).

Структура та обсяг дисертації. Дисертаційна робота складається зі вступу, трьох розділів основного тексту з рисунками, висновків, списку використаних джерел та одного додатку. Загальний обсяг тексту дисертації складає 154 сторінки, з них основного тексту 110. Робота ілюстрована 4 таблицями та 37 рисунками. Список використаних джерел містить 108 найменувань.
РОЗДІЛ 1 МЕТОДИ ВИЗНАЧЕННЯ МІРИ ОБЕРТАННЯ В РІЗНИХ ДІАПАЗОНАХ. ОГЛЯД

1.1 Загальні відомості про об'єкт спостережень

Пульсари - космічні джерела випромінювання, сигнал від яких вперше було зареєстровано групою Кембриджських радіоастрономів у липні 1967 року (у Маллардській радіоастрономічній обсерваторії на частоті 81.5 МГц). Спочатку випромінювання інтерпретували як сигнали позаземних цивілізацій, і інформацію засекретили. І тільки в лютому 1968 р. була опублікована стаття про зареєстровані сигнали від нових астрофізичних об'єктів [1]. Було визначено дуже стабільний період повторюваності імпульсів. Місцезнаходження джерела визначено за межами сонячної системи. Першими варіантами ідентифікації були або білі карлики, або нейтронні зорі. Існування нейтронних зорь, як залишків вибуху наднових зорь, було передбачено ще у 1934 році Бааде та Цвікі [2] задовго до їх виявлення. Вони є останнім етапом еволюції надмасивних зорь, які мають маси більші ніж Сонце. Через стабільну повторюваність імпульсів ці джерела назвали пульсарами. Пульсар - це компактний об'єкт, що швидко обертається навколо вісі обертання, напрямок якої в загальному випадку, не співпадає з напрямком випромінювання. Це випромінювання йде з вузьких ділянок поблизу магнітних полюсів (ефект маяка) пульсара. Якщо випромінювання сягає променя зору спостерігача, воно реєструється у вигляді імпульсів. Більшість пульсарів випромінюють у радіо діапазоні, але є такі, що випромінюють в рентгенівському, оптичному та гама діапазонах. Далі будуть розглянуті тільки радіопульсари.

Після відкриття пульсарів багато наукових інтересів було сконцентровано на визначенні параметрів випромінювання імпульсних джерел. Девісом його та командою [3] у березні 1968 року на телескопі Марк 1 (нині Ловелівський телескоп у «Джодрелл Бенк» обсерваторії) одразу ж проводяться повторні спостереження та дослідження відкритого джерела, визначені середній профіль імпульсу, його ширина, спостерігались зміни амплітуди імпульсів з часом на частотах трохи вище ніж у Кембриджської команди, була визначена дисперсійна затримка імпульсів в напрямку на джерело. Також автори цитованої роботи зазначають, що випромінювання повинно виникати одночасно на всіх частотах.

В квітні 1968 р. в роботі [4] Сміт вивчає лінійну поляризацію, яка для цих імпульсних джерел може варіюватись від джерела до джерела, та від імпульсу до імпульсу. Одразу ж вказана можливість спостерігати фарадеївський ефект, завдяки якому за наявністю повздовжнього до променя зору магнітного поля площина лінійно поляризованого випромінювання обертається на шляху поширення. Також оцінюється середнє значення вектора індукції магнітного поля в напрямку на пульсар.

В цьому ж році Голд [5] пояснює імпульсний характер випромінювання швидким рухом джерела навколо своєї вісі обертання, також припускає наявність сильного магнітного поля навколо пульсара.

Голдрайх та Джулиан в 1969 р. [6] підтверджують запропоновану Голдом модель магнітосфери нейтронної зорі та пропонують модель, де магнітний дипольний момент має той самий напрям, що й вісь обертання. Також вони доводять, що пульсар повинен мати щільну магнітосферу з областями коротації від поверхні до радіусу світлового циліндру Цей радіус охоплює ділянку замкнутих силових ліній магнітного дипольного поля (плазма, що заповнює магнітосферу, обертається разом з зорею як тверде тіло з тим самим періодом обертання).

Всі процеси, що відбуваються в магнітосфері, визначені сильним магнітним полем, індукція якого становить приблизно 10¹² Гаус біля поверхні пульсара, та відповідним йому квадрупольним електричним полем. В першому

наближенні конфігурація магнітних силових ліній відповідає дипольному полю, але біля поверхні зорі можуть мати місце вже мультипольні складові [7], [8].

Загальними властивостями випромінювання пульсарів є імпульсний характер випромінювання з дуже стабільним періодом, широкосмуговість та поляризація випромінювання. Однак, основним питанням від самого відкриття цих об'єктів є невизначений механізм когерентного радіовипромінювання пульсарів. За однією з моделей, це випромінювання виникає, коли електрони, що були вирвані з поверхні нейтронної зорі електричним полем (що виникає при обертанні намагніченої зорі) [6], рухаються вздовж відкритих силових ліній магнітного поля по криволінійній траєкторії [9]. Прискорений рух частинок викликає радіовипромінювання в напрямку руху. В плазмі, що витікає, формуються згустки зарядів, які випромінюють когерентно. Це пояснює високу світимість та поляризацію радіовипромінювання пульсарів. Такий механізм випромінювання називають "випромінювання кривини". Це випромінювання поляризоване в площині кривини силової лінії магнітного поля. Тому вивчення поляризаційних характеристик несе багато інформації про геометрію магнітного поля пульсарів.

Вже перші поляризаційні дослідження пульсарів показали еволюцію позиційного кута площини лінійної поляризації вздовж середнього профілю. Доволі часто спостерігалась плавна але достатньо велика за амплітудою зміна позиційного кута. Це дало уявлення про те, що випромінювання виникає у ділянках магнітних полюсів зорі, на основі чого була зроблена перша спроба магнітосфери зондування Для використовувались пульсара. цього поляризаційні спостереження та модель «вектора, що обертається». Ця модель була запропонована Радхакрішнаном та Куком у 1969 [10]. Вона передбачає, що особливості поведінки позиційного кута площини поляризації визначають геометрію магнітних силових ліній дипольного магнітного поля зорі при проходженні променя зору через конус випромінювання. Для кожного пульсара хід позиційного кута в залежності від довготи імпульсу може відрізнятися.

Вивчення ходу позиційного кута дає можливість визначити взаємні кути між променем зору, віссю обертання пульсара та віссю магнітного диполя.

Пульсари є ідеальним зондом середовища поширення їх випромінювання від джерела до спостерігача. Міра дисперсії дає середні оцінки концентрації так званих «вільних» електронів на шляху поширення випромінювання вздовж променя зору, а також дає приблизні оцінки відстані до джерела. Дуже часто радіовипромінювання пульсарів має високий ступінь лінійної поляризації, тому для нього можна визначати міру обертання. Це дає можливість оцінити середнє значення складової вектора магнітної індукції вздовж променю зору на пульсар.

Загалом можна сказати, що багато параметрів пульсарів було визначено в перші ж роки після їх відкриття. Багато методів було адаптовано з існуючих методів визначення параметрів континуального випромінювання, також було розроблено нові, раніше не використовувані методи для визначення параметрів імпульсного випромінювання. Далі спостерігачі вже відкривають нові пульсари у великих кількостях та змагаються, хто перший скоріше знайде всі параметри самих об'єктів та їх випромінювання. В цьому їм допомагає розвиток технічного обладнання радіотелескопів та застосування для обробки даних більш потужних комп'ютерів.

Темою цієї роботи є розробка нового методу оцінки міри обертання радіовипромінювання пульсарів в декаметровому діапазоні довжин хвиль та застосування цього методу для аналізу «миттєвих» (швидких змін в часових масштабах одного імпульсу) та середніх значень міри обертання аномально інтенсивних імпульсів пульсарів.

1.2 Визначення міри обертання у високочастотному діапазоні (дециметровий та сантиметровий діапазони)

Незважаючи на те, що пульсари були відкриті на частотах нижче 100 МГц, більшість спостережень були проведені вже на більш високих

частотах. Це пояснюється меншим впливом середовища поширення, тому і методи визначення міри обертання більше розвивалися на частотах вище 100 МГц.

Вперше міру обертання для випромінювання пульсара було визначено у 1968 році [4], [11] за допомогою методу, що раніше використовувався для континуальних джерел, тобто за різницею положення позиційного кута лінійної поляризації на суміжних частотах. Сміт визначає міру обертання для пульсарів, що на той час називаються СР 1919 та СР 0950, за різницею позиційних кутів біля центральної частоти 151.5 МГц та пропонує за допомогою цього параметра оцінити магнітне поле в напрямку на джерело. Також в листопаді 1968 року у роботі [11] Сміт оцінює міру обертання для джерел СР 0328 та АР 2015+28 за тією ж методикою на частотах 151 та 408 МГц.

У 1969 Радхакрішнан та Кук вивчають поляризаційні характеристики пульсарів [10]. На частотах 1420, 1720 и 2700 МГц випромінювання пульсара В 0833+45 мало високий ступінь лінійної поляризації. Ефект Фарадея був зареєстрований авторами та представлений на графіку у вигляді квадратичної залежності позиційного кута від довжини хвилі на піку імпульсу.

В роботі Манчестера у 1972 року [12] досліджувалися параметри декількох пульсарів в діапазоні 250 – 500 МГц для зондування середовища поширення. Визначення дисперсійної затримки як функції частоти дозволило оцінювати концентрацію електронів в стовпчику на промені зору до пульсара. А висока лінійна поляризація сигналів дала можливість оцінити вплив ефекту Фарадея при визначенні позиційного кута в діапазоні частот. фарадеївське обертання, разом з концентрацією електронів, дало оцінки середнього значення складової магнітного поля на промені зору, та, як наслідок, оцінки загального міжзоряного або галактичного магнітного поля. Для визначення міри обертання Манчестер використовує метод, що застосовувався для аналізу джерел постійного випромінювання, потім вперше для пульсарів Смітом у 1968 [4], [11], а тепер застосовується при спостереженні на високих частотах (вище 100 МГц). Цей метод підходить для пульсарів, радіовипромінювання яких має відносно невеликий ступінь лінійної поляризації. Він дає можливість одразу визначити знак міри обертання. Через те, що дані для оцінки мір обертання були отримані зі спостережень у різні роки, тобто мали різні іоносферні умови, Манчестер коректує їх значення на іоносферний вплив на фарадеївське обертання. Стан іоносфери (електронна концентрація та магнітне поле) на конкретні дати спостережень оцінюється з даних супутників. А сама корекція для кожного спостереження вирахувана з припущенням пласкої горизонтальної іоносфери та рівномірного магнітного поля на відповідному куті падіння.

Далі починають відкривати все більше нейтронних зорь (пульсарів) та визначати їх параметри. Так, у наступній статті Манчестера 1974 року [13] збільшено кількість пульсарів з визначеною мірою обертання до 38. Автор покращує знання про магнітне поле в напрямках на пульсари, що підтверджує деякі моделі розподілення магнітного поля навколо нашої сонячної системи.

Треба зазначити, що пульсарів відкривали багато, але далеко не для всіх могли визначити міру обертання, хоча, як зазначають Гамільтон та Лейн у 1987 р. [14], навіть слабкі за інтенсивністю сигналу пульсари мають достатньо високій рівень лінійної поляризації. Тому в роботі [14] за допомогою телескопу Джодрел Бенк кількість пульсарів з визначеною мірою обертання збільшується до 163, з близько 400 відомих на той час. Автори також визначають міру обертання за різницею позиційних кутів в двох близько розташованих діапазонах (408 та 610 МГц). Для аналізу використовується апарат параметрів Стокса. Це набір величин, що описують вектор поляризації електромагнітного випромінювання в термінах повної інтенсивності, двох інтенсивностей (синусної та косинусної складових) лінійно поляризованої компоненти радіовипромінювання, та інтенсивності компоненти радіовипромінювання, та інтенсивності компоненти радіовипромінювання, *Q* та *U* характеризують інтенсивність лінійної поляризації, а V – кругової. Їх можна отримати з даних спостержень з використанням як двох

ортогональних лінійних опромінювачів, так і двох кругових опромінювачів з правим і лівим закрученням. Позиційний кут у цитованій роботі отримують з параметрів Стокса в кожному діапазоні в одній фазі імпульсу за допомогою поляриметрів з двома ортогональними напрямками кругової поляризації. В двох діапазонах отримують пари точок, для яких будують вектор з амплітудою середньої лінійної поляризації і кутом, що дорівнює різниці позиційних кутів в двох точках. Далі ці вектори зважуються на амплітуди та підсумовуються, а результуючий кут вектора береться для оцінки міри обертання з визначенням її знаку. Додатково проводиться корекція на міру обертання, що спричинена іоносферою.

Значення міри обертання для радіовипромінювання кількох пульсарів були визначені достатньо стандартним методом у статті 1991 року [15]. Спостереження проводились на радіотелескопі Паркс в Австралії на частоті 600 МГц з поляриметром для двох лінійних ортогональних поляризацій. Авторами визначались параметри Стокса, з яких знаходили позиційний кут у 64 частотних каналах у смузі частот шириною 30 МГц. Міра обертання визначалася в смузі частот з корекцією на іоносферний вплив.

У 1993 р. було зроблено великий каталог з 558 джерел вже відомими дослідниками пульсарів – Тейлором, Манчестером та Лийном [16]. В ньому було зібрано дані про пульсари з різних джерел та статей. В каталозі вказано міру обертання для 200 пульсарів, що становило всього лише трохи більше третини з описаних на той час пульсарів. Цей каталог став початком найпоширенішого інтернет ресурсу з переліком всіх відомих пульсарів, їх характеристик - австралійського каталогу пульсарів ATNF [17], [18]. В цій статті описується і новий стиль найменування пульсарів з літерою, що визначає епоху, на яку надані координати в імені джерела.

Вже наступного року (1994) Ренд та Лийн [19] додають до каталогу ще декілька пульсарів з визначеною мірою обертання. Спостереження ведуться на 76 метровому телескопі Джодрелл Бенк Ловелл, в кількох діапазонах близько частоти 1400 МГц. Визначення міри обертання проводиться знов через точне визначення зміни позиційного кута в зазначеному діапазоні. Спостереження канальним дедиспергуючим поляриметром, далі визначалися велися 32 параметри Стокса, з яких вираховували позиційний кут. Щоб уникнути помилок у визначенні міри обертання через невизначеність у 180° при отриманні позиційного кута, автори пропонують додати всі можливі значення позиційного кута в обраних діапазонах, після чого вписати методом мінімальних квадратичних відхилень лінії у наявні точки на графіку позиційного кута від квадрату довжини хвилі, визначити лінію з найкращим вписуванням, таким чином оцінити міру обертання. Визначалися і дуже великі значення міри обертання аж до абсолютних значень ~ 900 рад/м². Також наглядним чином на графіках було показано розподілення пульсарів в просторі зі значеннями міри обертання, що дозволяє робити карти розподілу магнітного поля в Галактиці. Також розглядалися залежності варіації міри обертання від відстані до пульсара, що дає додаткову інформацію про особливості магнітного поля в різних напрямках в Галактиці.

В 1995 опубліковані міри обертання для південних пульсарів. Дані для цього отримані на телескопі Паркс в Австралії на початку 90х років [20]. Частоти спостережень обиралися близькими до 660 та 1440 МГц. фарадеївське обертання в іоносфері компенсувалося за допомогою моделей **IRI-79** (International Reference Ionosphere) та IGRF (International geomagnetic Reference Field). В статті вказується можливість помилкових оцінок міри обертання через визначення позиційного кута та ортогональних мод на через вплив невизначеності позиційного кута у 180°. Щоб уникнути останнього, автори побудували профіль при різних значеннях міри обертання (величина магнітної індукції обрана в діапазоні абсолютних значень |B| < 10 uG), потім на графіку представили залежність інтенсивності лінійної компоненти поляризації від міри обертання. Значення міри обертання (МО), де спостерігається максимум, береться за першу (базову) оцінку. Далі дані аналізувалися з цією МО, де параметри Стокса були вирахувані окремо в верхній та нижній половині діапазону. Далі вираховувалась зважена середня різниця позиційних кутів вздовж профілів для двох половин, що дало покращену оцінку МО. 3 61 пульсара, що спостерігались, міру обертання отримано для 48. У статті 1999 року Хана, Манчестера та Киао [21] спостереження розширюють на частоту 436 МГц, та визначається міра обертання для 63 пульсарів. Зібравши всі відомі мірі обертання на момент публікації статті автори збирають 318 пульсарів з визначеною мірою обертання за версією каталогу ATNF [17], [18].

Мітра та інші у 2003 [22] пише про вивчення впливу регіонів з іонізованим воднем НІІ на дисперсійну затримку та фарадеївське обертання. Для пульсарів у залишках наднових зірок спостерігаються дуже сильні (на кілька порядків) зміни міри обертання, або аномально великі значення міри обертання для доволі близьких джерел. Спостереження велися на 100 метровому телескопі Ефельсберг на частоті 1.4 ГГц. Тут автори пропонують схожу на попередню методику. Вони отримують набір значень МО з аналізу параметрів Стокса U та Q. Будується тривимірний графік лінійної поляризації від фази імпульсу та МО. Далі цей графік згортається у тих чарунках по фазі, де співвідношення сигнал шум перевищує 3. Графік залежності лінійної поляризації від МО будується в діапазоні, що дозволяє побачити не тільки один максимум, а й сусідні максимуми, що є менші, для уникнення невизначеності у 180°. Значення МО в максимумі береться за першу оцінку, що далі покращується з меншим кроком навколо першого значення. Далі вже досліджувалося магнітне поле в напрямку на пульсари, що спостерігалися.

В 2004 році на радіотелескопі в обсерваторії Аресібо на частоті 430 МГц додають до пульсарів з визначеною мірою обертання ще 17, що також використовуються для визначення магнітного поля [23]. Автори виділяють три складові загальної величини міри обертання, це вклад міжзоряного середовища, вклад іоносфери та інструментальне обертання позиційного кута. Для визначення використовується дві ітерації з різним кроком. Спочатку груба оцінка в межах ±2000 рад·м-2, далі компенсують міру обертання для параметрів Стокса та максимізують інваріант L (L= $\sqrt{(Q^2+U^2)})$ лінійно поляризованого випромінювання. Далі ведеться пошук в проміжку ±15 рад·м-² від знайденої грубої оцінки. В пік кривої вписувалася парабола. неточність визначення була взята за стандартне відхилення від середнього значення. Таким чином вираховувалась міра обертання, треба загальна 3 якої видалити інструментальний вклад та вклад іоносфери. Параметри іоносфери (магнітне поле та електронна концентрація) були визначені за допомогою моделей IRI 1995 та IGRF 1995. Для Аресібо в напрямку лінії зору іоносферний вклад був оцінений у 0.5-4 рад·м⁻². Інструментальна міра обертання визначалася як різниця між калібрувальними пульсарами та теперішнім значенням, що звісно залежить від точності значень міри обертання для пульсарів, взятих за калібрувальні, також від сталості самої величини міри обертання. Зазначається, що значення міри обертання варіюється від року до року. Такі зміни можуть бути спричинені зміною магнітного поля, електронної концентрації або помилками у визначенні міри обертання через ортогональні поляризаційні моди, що при оцінці середнього профілю імпульсу можуть давати різні значення міри обертання [24].

Окрім вивчення галактичного магнітного поля, визначення міри обертання може бути використано для вивчення позиційного кута в момент виникнення випромінювання у магнітосфері. У 2005 Джонстоном та ін. [25] було отримано міру обертання для 20 пульсарів, що було використано для компенсації впливу середовища на хід позиційного кута лінійної поляризації і побудови цієї залежності в системі відліку біля пульсара. Ця інформація потім використовувалася для визначення співвісності осі обертання та вектора швидкості, та визначення кута між віссю обертання та магнітною віссю.

У 2006 [26] продовжується вивчення великомасштабного магнітного поля Галактики. Для цього на телескопі в Парксі (Австралія) було проведено

спостереження 270 пульсарів, з яких для 223 було визначено міру обертання. Використовувався такий самий метод, що зазначено вище для цього телескопу [20]. Велика кількість мір обертання з цієї статті зараз вказана у каталозі ATNF [17], [18].

У 2008 році публікується дві статті з новими значеннями міри обертання для деяких пульсарів, що були проспостережені на телескопі Паркс у Австралії [27], [28].

В роботі Ноутсоса 2008 [27] пропонується трохи інший метод визначення міри обертання, ніж в попередніх статтях. Метод складається у вписуванні в $PA = PA_0 + c^2 RM \left(\frac{1}{f_i^2} - \frac{1}{f_0^2} \right)$ функції 3 позиційний КУТ вільними параметрами PA_0 та RM, що змінювались в діапазоні [0; π] рад та [-1000; 1000] рад/м² з кроком 1° та 1 рад/м² відповідно. Далі найкраще вписування перевіряється тестом правдоподібності Баєса. Такий алгоритм враховує невизначеність ПК у 180°. З 239 пульсарів отримано МО для 150, що поповнюють таблиці ATNF [17], [18], Ці значення МО використовуються для визначення магнітного поля Галактики. А от в роботі [28] міра обертання просто компенсувалася для подальшої оцінки поляризаційних характеристик випромінювання обраних пульсарів.

В 2010-х роках на тому ж радіотелескопі в Парксі починається огляд пульсарів та швидких транзієнтів «Всесвіт з високою часовою роздільною здатністю (High Time Resolution Universe - HTRU)». Всі оцінки міри обертання в цьому огляді знаходяться методом, запропонованим у 2008р. в роботі Ноутсос [27]. В одній зі статей 2012 року результатом цього огляду («Всесвіт з високою часовою роздільною здатністю») є аналіз мілісекундних бінарних пульсарів [29]. Для 12 пульсарів визначено міру обертання. Також у 2013 році [30], [31] було визначено значення міри обертання для кількох пульсарів, що використовувалися для подальшої компенсації фарадеївського обертання та аналізу поляризаційних характеристик. У роботі [31] вирахувані значення міри обертання використовувалися також для оцінки магнітного поля в напрямку на пульсари. У 2014 році [32] виходять поправки до попередніх визначених величин міри обертання, через неточні міри дисперсії взяті в попередній статті. В тому ж році в рамках того ж огляду [33] зареєстровано чотири нових мілісекундних пульсари в бінарних системах з білими карликами в якості компаньйонів. Для цих систем були визначені всі можливі параметри, в тому числі і міри обертання.

Окрім огляду «Всесвіт з високою часовою роздільною здатністю (High Time Resolution Universe)», на телескопі в Парксі працює інша програма вивчення мілісекундних пульсарів Parkes Pulsar Timing Array (PPTA). В статті 2011 року [34] опубліковані дані про 20 мілісекундних пульсарів з цього огляду, який проводився на 1369 МГц. Також Яном в цій статті [34] описується ще один метод, що потім використовується для визначення міри обертання різними авторами. Для кожного спостереження пульсара верхня та нижня половини всього діапазону були окремо проаналізовані з умовною мірою обертання. Далі, щоб вирахувати точніше значення МО, бралося зважене середнє значення різниць позиційних кутів для чарунок, де невизначеність позиційного кута становила не більше 10°. Цей процес повторювався до отримання конвергенції. Також виокремлювався вплив іоносфери Землі, що програми прогнозування FARROT, вираховувався за допомогою яка використовує як вхідні дані сонячний радіо потік на довжині хвилі 10.7 см. Через те, що спостереження були проведені поблизу мінімуму сонячної активності, значення іоносферної МО достатньо невелике, і становить -0.5 ... -1.0 рад/м². Після відокремлення МО іоносфери, МО для міжзоряного середовища бралася як середнє зважене окремих вимірювань МО.

Описаний вище метод з [34] використовувався в статті 2013 року [35], де на радіотелескопі GBT на 350 МГц проводилося дрейф-сканування неба з високою часовою роздільною здатністю та високою чутливістю з метою пошуку мілісекундних пульсарів.

В статті 2015 року описано 24 обраних пульсара з огляду Parkes Pulsar Timing Array (PPTA) на трьох центральних частотах 730, 1400 та 3100 МГц [36]. При визначенні міри обертання автори використовують метод описаний раніше, але зміну позиційного кута в залежності від квадрату довжини хвилі усередненим по всім довготам позиційному визначають не за куті, а використовують тільки невеликі фазові ділянки, де позиційний кут не має різких змін. Також визначення міри обертання здійснюється в трьох діапазонах, на відміну від попередніх оцінок в одному з діапазонів. Таким чином автори вважають свої оцінки більш достовірними. В статті представлено також графіки міри обертання в залежності від фази імпульсу, де міра обертання визначалася в окремих частинах імпульсу.

В тому ж 2015 році на телескопі GBT у діапазоні 1100-1900 МГц аналізувалися поляризаційні характеристики випромінювання 33 пульсарів [37]. МО визначено програмою 'RMFIT' з пакету обробки сигналів пульсарів PSRCHIVE, що по суті складається з методу, описаного у [20] та використаному у [26]. Попередні оцінки МО були зроблені шляхом визначення МО з якою повний лінійно поляризований потік мав максимальну інтенсивність профілі. Після застосування частотно усередненому визначеного В попереднього значення МО, повна смуга частот була усереднена в верхній та нижній половинах. Середня зважена різниця позиційних кутів між цими половинами використовувалася для остаточного визначення МО та мінімізації її невизначеності. Далі міри обертання використовувались для компенсування ефекту Фарадея, коректування профілів та подальшого поляризаційного аналізу.

Подальші дослідження та розрахунки МО проводяться з використанням розроблених пакетів обробки даних.

Зауважимо, що наразі в каталозі ATNF [17], [18] зазначено 1181 пульсар з визначеною мірою обертання з 2872 відомих.

1.3 Визначення міри обертання у низькочастотному діапазоні (метровий діапазон)

Головною особливістю прояву фарадеївського обертання у низькочастотному діапазоні є модуляція інтенсивності вздовж смуги частот.

Другий метод, що також описує Манчестер у роботі [12], вживають для сильно поляризованих імпульсів пульсарів на частотах нижче 100 МГц. Ці імпульси реєструються лінійно поляризованими приймальними елементами антени. В цьому випадку обертання площини лінійної поляризації призводить до синусоподібних варіацій амплітуди імпульсу вздовж частотної вісі. Оцінити міру обертання можна вирахувавши відстань між максимумами амплітуди в спектрі. Щоб застосувати такий метод, спочатку треба було довести, що варіації інтенсивності за частотою є результатом саме ефекту Фарадея, а не ефектом мерехтіння на неоднорідностях міжзоряного середовища. Таке пояснення та застосування методу було зроблено в статтях [38], [39]. Аналізувалася модуляція інтенсивності по частоті імпульсів пульсарів, які спостерігались на Пущінському радіотелескопі ДКР-1000 на частотах 86 та 105 МГц (діапазон роботи радіотелескопа за даними офіційного сайту обсерваторії становить 30 – 120 МГц). Перше, що доводить вплив магнітного поля на поляризований сигнал — це періодичність зміни інтенсивності, залежність інтенсивності від частоти у відносно вузькому діапазоні частот має квазі-синусоїдальний характер, що дуже відрізняється від картини мерехтінь, яку описано наприклад у статті Ріккета [40]. Другий аргумент — відстань між максимумами інтенсивності росте зі зростанням частоти відповідно до кубічного закону, що характерно саме для фарадеївського обертання.

Цей же ефект спостерігався у статті 1969 року Стаєлін та Рефейнштейн [41], де проводили визначення фарадеївського обертання для низки пульсарів на радіотелескопі Грін Бенк на достатньо низьких частотах 112 та 234 МГц. В той час як спектри інтенсивності радіовипромінювання кругової поляризації були без видимих особливостей, інтенсивність лінійної поляризації мала чітку синусоподібну модуляцію. Стало зрозуміло, що між сусідніми максимумами інтенсивності площина лінійної поляризації обертається на 180°, тому визначивши різницю частот між максимумами можна було визначити міру обертання. Тільки для двох пульсарів було зареєстровано модуляцію інтенсивності та визначено міру обертання.

У 1989 році Сулейманова [42] проводить визначення лінійної поляризації профілів імпульсів пульсарів на 102.5, 60 та 40 МГц, середніх IIIO спостерігались на радіотелескопах БСА та ДКР-1000 Радіоастрономічної станції ФІАН. Як вже було описано, фарадеївське обертання проявляється у варіації інтенсивності сигналу на різних частотах В системі відліку спостерігача. С. Сулейманова пропонує визначати ступінь лінійної поляризації за глибиною модуляції: різниця максимальної та мінімальної інтенсивності в спектрі діляться на суму цих значень (тобто таким же чином як визначають ступінь лінійної поляризації в оптичному діапазоні). Особливістю цієї роботи ϵ визначення параметрів лінійної поляризації вздовж середнього профілю імпульсу. Для цього записувався середній профіль імпульсу у вигляді динамічного (тобто частотно-часового) спектру, потім на кожній фазі в частотний вписувалася синусоїда визначеної спектр частоти 3 найвідповіднішою амплітудою і фазою визначеними за методом МСКВ. Частота обирається зі значення міри обертання, що визначається за періодом інтервалом у повному періоді модуляції модуляції, тобто частотним інтенсивності. Амплітуда апроксимуючої синусоїди пропорційна ступеню лінійної поляризації, а її фаза є відносним значенням позиційного кута лінійної поляризації на даній довготі середнього профілю імпульсу.

В роботі Рамкумара та Дешпанде та ін. 1999 року [43] представлений метод, що дозволяє визначати міру обертання для близької до декаметрового діапазону частоти 34.5 МГц. Визначення міри обертання проходить в два етапи. На першому будується модель випромінювання у вигляді спектру з параметрами, що визначені з проспостережених даних. Спектр описується

двома членами, один з яких є визначена з даних середня енергія (А₀), а другий лінійної (A_1) визначає енергію поляризації залежності В віл позиційного (ζ) та фарадеївського обертання кута $P(f_L + i\Delta f) = A_0 + A_1 \cos \left\{ 2\left(\zeta + \left(RMc^2/(f_L + i\Delta f)^2\right)\right) \right\}$ - тут f_L — частота нижньої границі спектру, Δf — ширина смуги частотного каналу, i — номер каналу). Параметри лінійної поляризації визначаються так само, як в роботі Сулейманової [42]. Міра обертання в цьому випадку визначається за цілою кількістю обертів площини поляризації. Для наступного методу використовувалися автокореляційні функції, з яких також визначалися всі параметри моделі спектру, зазначеного вище. Далі проводилося вписування мінімізації модельного y зареєстрований сигнал спектру шляхом середньоквадратичних відхилень на деяких обраних значеннях міри обертання. потім підбором визначалися інші параметри (позиційний кут, середня енергія та енергія лінійної поляризації). Використовувався складний метод двох базисних функцій. На метод, що пропонується, накладається обмеження в ширині діапазону відносно до очікуваної міри обертання, тобто щоб в діапазон спостережень попадав хоча б один повний період модуляції інтенсивності.

Небагато хто спостерігає радіовипромінювання пульсарів в низькочастотному діапазоні через складності реєстрації сигналу, тому методи аналізу цього радіовипромінювання розвиваються повільно.

Вже у 2015 Ноутсосом [44] аналізуються дані радіовипромінювання пульсарів на частотах нижче 200 МГц, що були проспостережені за допомогою високочастотної частини телескопу ЛОФАР (HBA LOFAR). Автори розраховують вплив іоносферної частки МО до 1 рад/м² [45], а міру обертання у міжзоряному середовищі розраховують за допомогою пакету програм RM Synthesis [46]. Синусоподібні варіації параметрів Стоксу U та Q як функції частоти трансформуються у спектр мір обертання, на максимальному значенні спектру мір обертання величина лінійної поляризації досягає максимуму, а поляризаційні зміни компенсуються. Статистичні неточності визначення максимуму вираховуються як $\sigma_{RM} = 0.5 \times \Delta RM / (S/N)_L$ де ΔRM це повна ширина в половині максимуму спектру MO, а $(S/N)_L$ - це співвідношення сигнал/шум для інтенсивності лінійної поляризації середнього профілю пульсара. Значення ΔRM залежить тільки від діапазону спостережень, який обчислюється у λ^2 , тобто $\Delta (\lambda^2) \propto \lambda_{max}^2 - \lambda_{min}^2$, що еквівалентно $\Delta (\lambda^2) \propto (1/f_c^2) \times B / (1-B^2)^2$, де $2B = \Delta f/f_c$ відносна смуга спостережень. В цих спостереженнях помилка становила $\Delta RM = 2\sqrt{3}/\Delta(\lambda^2) \approx 0.6$ рад/м². Надалі в більшості спостережень використовують пакет RM Synthesis для визначення міри обертання.

1.4 Дослідження параметрів магнітосфери пульсара за допомогою визначення міри обертання на коротких часових інтервалах

Загалом, параметр міри обертання характеризує середовище поширення на великих відстанях, визначає магнітне поле в різних напрямках Галактики та є основою для створення моделі розподілення галактичного магнітного поля. Все це досягається шляхом вивчення середніх профілів імпульсів. Також дані про міру обертання дають можливість компенсувати вплив фарадеївського обертання та визначати поляризаційні характеристики радіовипромінювання пульсарів. За цими характеристиками потім будуються моделі генерації когерентного радіовипромінювання. Загалом використовуються середні імпульси, що дає можливість підвищити співвідношення Сигнал/Шум. Особливості декаметрового діапазону, такі як наявність аномально інтенсивних та гігантських імпульсів [47-52], дозволяють запровадити новий підхід, який пов'язаний з аналізом індивідуальних імпульсів пульсарів. Це дає можливість вивчати середовище поширення, яке знаходиться найближче до пульсара, тобто його верхню магнітосферу та/або пульсарний вітер, бо саме там можуть

відбуватися настільки швидкі зміни магнітного поля та/або концентрації електронів/позитронів, профілю які ΜИ можемо побачити вздовж індивідуального імпульсу. Можливість реєструвати індивідуальні аномально інтенсивні імпульси (AII) в декаметровому діапазоні дає радіотелескоп УТР-2. м², Він площу 150000 ЩО ефективну дозволяє має реєструвати радіовипромінювання пульсарів з високою часовою та частотною роздільною здатністю, проводити огляди імпульсних джерел [53].

В роботі буде розглянута принципова можливість поляризаційного зондування магнітосфери пульсарів з використанням радіовипромінювання самого пульсара в якості пробного сигналу. Основна ідея такого зондування пов'язана з моделями магнітосфери пульсарів, в яких радіовипромінювання на різних частотах виникає на різних відстанях від поверхні нейтронної зорі. При цьому частоти випромінювання повинні бути вище локальних плазмових частот в магнітосфері пульсара. В той же час напруженість дипольної складової магнітного поля зворотно пропорційна кубу відстані від центру диполя. Такі зміни напруженості магнітного концентрації значні поля та електронів/позитронів з висотою у магнітосфері пульсара створюють передумови для зондування магнітосфери пульсара вглиб. Для цього треба досліджувати залежність міри обертання від частоти та фази окремого імпульсу. Оскільки цей параметр інтегральний, при спостереженнях в одних і тих же умовах на широко рознесених частотах можливо зареєструвати очікувану залежність міри обертання від частоти та фази імпульсу без суттєвого накопичення за часом. Надійна реєстрація такої залежності при однакових умовах спостережень на різних частотах і буде свідоцтвом розділення магнітосфери пульсара вглиб на різних довготах чи на одній довготі. Такі спостереження краще проводити на одному радіотелескопі (або на двох близько розташованих радіотелескопах) одночасно в широкій смузі частот в режимі спостережень індивідуальних імпульсів.

Висновки до розділу 1

Вивчення пульсарів в високочастотному діапазоні дає багато даних про пульсари та про середовище розповсюдження навколо пульсара та в напрямку на нього. Але для отримання цих даних використовуються накопичування та вивчення саме усереднених профілів імпульсів, і усереднених поляризаційних параметрів. Наявність аномально інтенсивних імпульсів та високого ступеня їх лінійної поляризації у низькочастотному діапазоні дає перевагу для вивчення саме індивідуальних імпульсів та швидких змін параметрів випромінювання пульсарів, бо дозволяє розділити швидкоплинні процеси від повільних.

Дослідження пульсарів в більшості були проведені на частотах вище 100 МГц, через менший вплив середовища поширення та суттєво нижчий рівень галактичного фону, тому методи досліджень більше розвинуті в цих діапазонах. Дослідження на частотах менших за 100 МГц проводилося набагато менше, а методи оцінки міри обертання мало розвинені. Через вплив середовища поширення, дослідження індивідуальних імпульсів проводилося теж дуже мало. Тому розглянуті В шій роботі метоли досліджень міри обертання радіовипромінювання пульсарів в декаметровому діапазоні довжин хвиль є дуже актуальними, щоб заповнити брак інформації в цій області.

Основні положення цього розділу викладені в публікаціях автора [49–52].

РОЗДІЛ 2

РОЗРОБКА МЕТОДУ ОЦІНКИ МІРИ ОБЕРТАННЯ ДЛЯ РАДІОВИПРОМІНЮВАННЯ ПУЛЬСАРІВ У ДЕКАМЕТРОВОМУ ДІАПАЗОНІ

В цьому розділі буде викладено розроблені теоретичні методи та алгоритми, що використовувалися для побудови моделі поляризованого випромінювання пульсарів, середовища поширення, та метод точного визначення міри обертання в декаметровому діапазоні.

В огляді літератури вже згадувалось роботи, в яких описано поляризації радіовипромінювання спостереження пульсарів $(PB\Pi)$ 3 використанням ефекту Фарадея в метровому діапазоні. Особливо близькі до діапазону реєстрації УТР-2 були роботи про поляризаційні спостереження пульсарів на радіотелескопах ДКР 1000 и БСА 100 [42], [54–56]. Однак у всіх вищевказаних роботах для визначення міри обертання та поляризаційних параметрів використовувався або простий метод Фур'є-аналізу поляризаційного відгуку, або вписування В дані спостережень простого гармонічного (синусоподібного/косинусоподібного) сигналу мінімальних методом середньоквадратичних відхилень (МСКВ) [42]. Ми ж розглянемо більш складну модель поляризованого сигналу, що буде використана для визначення міри обертання імпульсного радіовипромінювання [49], [57–59]. Розроблені в цьому розділі методи доцільно використовувати для обробки даних з радіотелескопів УТР-2 (Україна), УРАН-2 (Україна), GEETEE (Індія), ДКР-1000 (Росія), БСА (Росія), LOFAR (Європа), LWA (США), SKA (Африка та Австралія). Саме ці радіотелескопи працюють або будуть працювати в найнижчому діапазоні частот (або найдовших довжин хвиль), що може спостерігатись з Землі [60–62].

Декаметровий діапазон є найбільш важким для досліджень з точки зору різного роду завад природного та штучного походження. В цьому діапазоні найконтрастніше виражений вплив усіх відомих ефектів поширення: - ефект нормальної дисперсії, що призводить до запізнення часу поширення сигналу на низьких частотах відносно високих;

- розсіювання в міжзоряному середовищі;

- рефракція;

- мерехтіння на просторових неоднорідностях електронної концентрації;

 обертання площини поляризації радіовипромінювання за рахунок наявності проекційної складової магнітного поля вздовж променю зору (ефект Фарадея) [63–65];

- та ін.

Нарівні з негативними особливостями, що властиві даному діапазону, є ряд позитивних факторів, які дозволяють очікувати успішного рішення поставленої задачі – отримання поляризаційних параметрів радіовипромінювання пульсарів при спостереженнях на радіотелескопах УТР-2 з лінійно поляризованими диполями, або УРАН-2 у варіанті двох ортогонально схрещених диполів відповідно [66–68]. До таких факторів, перш за все, відносяться зареєстровані аномально інтенсивні імпульси PSR В0809+74, PSR B0943+10, PSR B0950+08, PSR B1133+16, [47], [48] та гігантські імпульси радіопульсарів у Крабоподібній туманності PSRB 0531+21 [69].

Також треба відзначити ще одну особливість діапазону, що дає перевагу: зі зниженням частоти конус випромінювання більшості відомих пульсарів розширюється [70]. Це дозволяє розраховувати на виявлення таких компонент випромінювання пульсарів, які не спостерігається на більш високих частотах.

В цьому розділі розглянута модель поляризованого імпульсного радіовипромінювання пульсарів та модель слабо анізотропного середовища поширення (міжзоряної, міжпланетної та іоносферної плазми), що можуть бути застосовані для декаметрового діапазону довжин хвиль. Також розроблені і наведені алгоритми оцінки динамічно змінних поляризаційних параметрів імпульсних сигналів та ілюстрація можливості розділення верхніх шарів магнітосфери пульсара.

2.1. Феноменологічна модель радіовипромінювання пульсарів

Для розуміння тих процесів, які пов'язані 3 трансформацією поляризаційного випромінювання на низьких частотах при поширенні ми використовували чисельне моделювання поляризованих імпульсів та середовища поширення [63], [64], [71]. Моделювання велося з огляду на режим спостереження у хвильовому вигляді (Wave Form). Таке моделювання доцільно проводити у формалізмі матриць та векторів Джонса [63], [64], [71]. В цьому розділі буде представлена модель поляризованого імпульсу пульсара, яка може бути використана на частотах реальних спостережень [49], [50], [52], [57–59].

Ми змоделювали короткі імпульси з періодом 1 секунда. Цей період (P_{PSR} = 1) є типовим для звичайних (не мілісекундних) радіопульсарів. Ми використовували еліптичну поляризацію, для того щоб змоделювати найбільш загальний випадок, в якому у радіовипромінюванні буде присутня як лінійна так і кругова поляризація.

Модельний поляризований радіоімпульс генерувався наступними кроками:

1. Створення сітки частот.

Спочатку були згенеровані несні частоти (f_i) за допомогою генератора випадкових чисел з рівномірним розподілом випадкової величини. Відповідно ці частоти рівномірно розподілялися у всій смузі прийому. При цьому використовувалося два способи генерації. Перший спосіб передбачав випадкове рівномірне заповнення кожного спектрального інтервалу, який вже не розділявся подальшим дискретним Фур'є аналізом. Другий спосіб просто генерував рівномірне розподілення частот у всій смузі прийому. Перевага першого методу полягає в тому, що в ньому підтримується як глобальна так і локальна рівномірність заповнення усієї смуги частот. На відміну від першого методу, в другому підтримується тільки глобальна рівномірність заповнення робочої смуги, а локальні ділянки частот могли мати нерівномірне заповнення. В обох випадках набір отриманих частот сортувався в порядку зростання. Далі набори частот отриманих обома методами використовувалися в якості несних частот модельних сигналів (див. Рис. 2.1).

Центральну частоту у декаметровому діапазоні було обрано $F_c = 23.7 \text{ M}\Gamma$ ц, для порівняння використовувалася ще одна частота $F_c = 30 \text{ M}\Gamma$ ц. Це типовий діапазон частот, що використовується при спостереженнях на радіотелескопах УТР-2 та УРАН-2 [68], [72–74], [48]. Смуга пропускання була обрана відносно невеликою $\Delta F \approx 0.5 \text{ M}\Gamma$ ц через обмеженість обчислювальних ресурсів персонального комп'ютера. Як буде видно з подальшого викладення, для обраної моделі ці обмеження не є принциповим.



Рис. 2.1 Розподіл частот заповнення сигналу в смузі прийому. a — розподіл частот за індексами; δ — збільшений фрагмент на початку діапазону розподілу частот; s — гістограма розподілу частот у всій смузі прийому у випадку використовування глобального рівномірного розподілу; c — те саме, що й c для локального рівномірного розподілу частот

2. Створення амплітуд для заданої сітки частот.

Для поляризаційних каналів A і B формувалось два масиви амплітуд $A(f_i)$ и $B(f_i)$ відповідно (Кожній несній частоті f_i відповідає своя амплітуда). Канали A та B - це дві лінійні ортогональні поляризаційні компоненти, що разом формують поляризаційний еліпс.

Початкові масиви амплітуд *Ao_i* и *Bo_i* формувались генератором випадкових чисел. Ці масиви мали Релеєвське розподілення та задані середньоквадратичні відхилення σ_i и σ_2 :

$$A_{0i} = \sqrt{-2\sigma_1^2 \ln(1 - x_i^2)} ,$$

$$B_{0i} = \sqrt{-2\sigma_2^2 \ln(1 - y_i^2)} ,$$
(2.1)

де x_i и y_i незалежні випадкові величини, що рівномірно розподілені на інтервалі [0;1]. При цьому середній коефіцієнт стиснення еліпсу визначається співвідношенням середньоквадратичних відхилень σ_1/σ_2 , що відповідає еліптичності радіовипромінювання, яке визначається співвідношенням математичних очікувань амплітуд в каналах, що розглядаються, $\varepsilon(f_i) = B(f_i)/A(f_i)$ у випадку постійного значення на всіх довготах ψ (при цьому $A(f_i) \ge B(f_i)$). Коефіцієнт еліптичності розглядався для двох випадків. В першому випадку він не залежав від фази імпульсу ψ , в другому випадку вводились монотонні зміни цього коефіцієнта в залежності від довготи $\varepsilon(f_i, \psi)$. Останній випадок описаний в 5 кроці алгоритму.

Для того, щоб між значеннями амплітуди на сусідніх частотах зберігалась кореляція (амплітуда не може різко мінятися на близьких частотах), проводились наступні операції: Початковий масив *Ao_i* піддавався швидкому перетворенню Фур'є (ШПФ), далі застосовувався фільтр низьких частот (ФНЧ) після чого проводилося зворотне ШПФ масиву в область оригіналу. Для масиву *Bo_i* проводилися ті самі операції. Таким чином для каналів A та B було отримано два масиви корельованих амплітуд:

$$A(f_i) = IFFT\{FFT\{Ao_i\} \cdot H_i\}, B(f_i) = IFFT\{FFT\{Bo_i\} \cdot H_i\}$$
(2.2)

де *FFT* та *IFFT* — пряме та зворотне ШПФ відповідно, H_i — передатна характеристика ФНЧ. Створені масиви можна бачити на Рис. 2.2. (Значення амплітуд приведені в умовних одиницях - arbitrary units (a.u.)).



Рис. 2.2 Набір початкових випадкових амплітуд Ao_i , Bo_i , розподілених по Релеєвському закону та перетворені з них величини A_i , B_i . Сірі лінії Ao_i , Bo_i початкові масиви амплітуд поляризаційних каналів A та B, чорна суцільна (A_i) та чорна пунктирна (B_i) лінії - набір корельованих в смузі прийому амплітуд

3. Створення початкової фази сигналу.

Масив початкових фаз сигналу φ_i однаковий для обох каналів був створений генератором випадкових чисел з рівномірним розподілом в діапазоні кутів [0, 2 π]. Взаємна фаза між каналами А та В при цьому дорівнювала – $\pi/2$. Від знаку перед $\pi/2$ залежить напрямок обертання результуючого еліпса поляризації в системі відліку спостерігача. + $\pi/2$ — права еліптична поляризація, – $\pi/2$ — ліва [75], [76].

На цьому етапі можна створити безперервний сигнал, що може бути утворений в магнітосфері пульсара після встановлення поляризації. У рівнянні (2.3) представлені шумоподібні сигнали, що поширюються як квазі-поперечні хвилі вздовж осі z (променя зору). Безперервний по часу аналітичний сигнал для індексу i > Nq (Nq - обмеження дискретизації сигналу, f_{Nq} - частота Найквіста) має наступний вигляд:

$$\dot{E}_{0x}(\psi,\omega_{i},z) = A(f_{i}) \cdot e^{-i(\vec{k}(\omega_{i})\vec{z}-\omega_{i}t+\phi_{i})}$$

$$\dot{E}_{0y}(\psi,\omega_{i},z) = B(f_{i}) \cdot e^{-i(\vec{k}(\omega_{i})\vec{z}-\omega_{i}t+\phi_{i}-\pi/2)}$$

$$\dot{E}_{0z}(\psi,\omega_{i},z) = 0$$
(2.3)

де $\vec{k}(\omega_i)$ набір хвильових векторів, $\omega_i = 2\pi f_i$ - набір циклічних частот, ψ - фаза імпульсу.

Для i > Nq сигнал $\dot{E}_{0x,0y,0z}$ (ψ , ω_i , z) = 0. Співмножник $e^{-i\omega_i t}$ можна виключити з правої частини системи рівнянь (2.3), не втрачаючи загальності суджень.

4. Формування імпульсу.

Набір шумоподібних несних частот модулювався по амплітуді огинаючою, що мала форму Гаусіани:

$$G_{1}(\psi, a, \sigma_{G_{1}}) = \frac{1}{\sigma_{G_{1}}\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\psi-a)^{2}}{2\sigma_{G_{1}}^{2}}\right), \qquad (2.4)$$

де *а* — це фаза, що відповідає центру імпульсу,

 σ_{Gl} — задане середньоквадратичне відхилення (див. Рис. 2.3*а*).

Таким чином імітувався імпульсний характер сигналу, що реєструється в системі спостерігача. Ширина імпульсу не перевищувала 15 % від тривалості періоду на рівні половини інтенсивності або на 27 % на рівні 10 % інтенсивності. На рисунках пунктирними лініями позначені границі імпульсу на рівні 10 % інтенсивності.

5. Створення білого шуму та його введення у сигнал.

Для кожної частоти f_i , генерувався набір відліків білого шуму $N(\psi, i)$, що мали нормальне розподілення з нульовим математичним очікуванням. Далі створений білий шум адитивно додавався до сигналу. Ми використовували співвідношення Сигнал/Шум (С/Ш) > 100 для більш наглядного виду результатів та більш точної інтерпретації.

6. Визначення коефіцієнта еліптичності.

Ми розглядали два випадки залежності еліптичності від довготи імпульсу ψ для створеного сигналу. Перший варіант - це не залежна від довготи лінійна поляризація в двох каналах, як було описано в пункті 2 кроків генерації модельного поляризованого радіоімпульсу. В другому варіанті ми розглядали монотонну зміну $\varepsilon(f_i, \psi)$ в залежності від фази імпульсу, як показано на Рис. 2.36. Зміна еліптичності задавалася симетрично відносно центру імпульсу таким чином, щоб ступінь кругової поляризації випромінювання збільшувалася до центру, та ступінь лінійної поляризації навпаки збільшувався до країв імпульсу. Для виконання такого закону зміни канал А був модульований за амплітудою функцією (1-G₂(t, a, σ_{G2})), що зображена на Рис. 2.3*a* пунктирною лінією, а G₂ подібна до G₁ залежність, що має тільки інше значення середньоквадратичного відхилення σ_{G2} . Різниця двох випадків наочно показана на Рис. 2.36. Коефіцієнти еліптичності поза межами імпульсного простору визначаються не коректно через наявність шуму. Також, коли потужність шуму

в обох поляризаційних каналах однакова, далеко від центру імпульсу спостерігається фальшива кругова поляризація.



Рис. 2.3 Параметри імпульсу, що моделюється. *а*) чорна суцільна лінія -Гаусіана, що формує імпульс, штрихова лінія - функція, що модулює коефіцієнт еліптичності в залежності від фази імпульсу; *б*) поведінка коефіцієнта еліптичності в залежності від фази імпульсу в двох випадках

Рівняння (2.5) описує формування імпульсного сигналу із заданим значенням еліптичності вздовж профілю імпульсу та наявністю білого шуму. Компоненти $\dot{E}_x^0, \dot{E}_y^0, \dot{E}_z^0$ створюють вектор-стовбчик компонент сигналу в системі відліку джерела, тобто сформований сигнал у якійсь області магнітосфері пульсара, що реєструвався б з вибраної нерухомої відносно джерела точки. Назвемо цю систему відліку "0" та будемо надалі позначати системи відліку верхнім індексом.

$$\begin{cases} \dot{E}_{x}^{0}\left(\psi,\omega_{i},z\right) = G_{1}\left(\psi,a,\sigma_{G_{1}}\right) \cdot \left(1 - G_{2}\left(\psi,a,\sigma_{G_{2}}\right)\right) \dot{E}_{0x}\left(\psi,\omega_{i},z\right) + Nx\left(\psi,\omega_{i}\right) \\ \dot{E}_{y}^{0}\left(\psi,\omega_{i},z\right) = G_{1}\left(\psi,a,\sigma_{G_{1}}\right) \cdot \dot{E}_{0y}\left(\psi,\omega_{i},z\right) + Ny\left(\psi,\omega_{i}\right) \\ \dot{E}_{z}^{0}\left(\psi,\omega_{i},z\right) = Nz\left(\psi,\omega_{i}\right) \end{cases}$$
(2.5)

7. Позиційний кут.

Зазначимо, що позиційний кут (ПК) — це кут між площиною лінійної поляризації та довільно обраною віссю в лабораторній системі відліку (тобто в тій системі де знаходиться спостерігач). Таким чином, крива на Рис. 2.4 описує зміну положення площини лінійної поляризації вздовж імпульсу. Ми задавали на Рис. 2.4 хіл глалкою такий як показано монотонною функцією $\chi(t) = \arctan((t - a)/m)$, що повільно змінюється вздовж профілю імпульсу. Знаменник в аргументі функції може бути змінений, імітуючи різну крутизну ходу ПК у вікні імпульсу.



Рис. 2.4 Параметри імпульсу, що моделюється: хід позиційного кута вздовж профілю імпульсу

Подібну до представленої на Рис. 2.4 форму ходу ПК реально спостерігають у еліптично поляризованого випромінювання пульсарів в різних

частотних діапазонах [10], [77–79], [62], [80], [81], [47]. Представимо хід ПК у вигляді матриці повороту (рівняння (2.6)) на ПК, що представлений першою матрицею при перемноженні. Тоді сигнал з системи відліку "0", що пов'язана з областю формування сигналу в магнітосфері пульсара (рівняння (2.5)), можна перевести до системи відліку "a" (верхній індекс), що пов'язана з верхньою магнітосферою пульсара.

$$\begin{array}{c}
\dot{E}_{x}^{a}\left(\psi,\omega_{i},z\right) \\
\dot{E}_{y}^{a}\left(\psi,\omega_{i},z\right) \\
\dot{E}_{z}^{a}\left(\psi,\omega_{i},z\right) \\
\dot{E}_{z}^{a}\left(\psi,\omega_{i},z\right) \\
\end{array}$$

$$\begin{array}{c}
\cos\left(\chi\left(\psi\right)\right) & -\sin\left(\chi\left(\psi\right)\right) & 0 \\
\sin\left(\chi\left(\psi\right)\right) & \cos\left(\chi\left(\psi\right)\right) & 0 \\
0 & 0 & 1
\end{array}$$

$$\left[\begin{array}{c}
\dot{E}_{x}^{0}\left(\psi,\omega_{i},z\right) \\
\dot{E}_{y}^{0}\left(\psi,\omega_{i},z\right) \\
\dot{E}_{z}^{0}\left(\psi,\omega_{i},z\right)
\end{array}$$

$$(2.6)$$

Таким чином два незалежних поляризаційних канали А та В були сформовані в системі відліку (СВ) джерела випромінювання — пульсара. Цей сигнал в двох каналах вже має імпульсний характер, заданий хід позиційного куту та дві ортогональні лінійні поляризації, що відповідають лівій еліптичній поляризації [75], [76]. Сформований таким чином сигнал має заданий коефіцієнт еліптичності, що залежить від фази імпульсу та задане співвідношення сигнал/шум. Ми виходили з припущень, що сигнал може генерується на різних висотах відносно поверхні пульсара. Ця висота залежить від частоти радіовипромінювання, від радіусу критичної поляризації, а також від фази імпульсу, тобто від напруженості локального магнітного поля та від локальної плазмової концентрації одночасно. Виходячи з найбільш загальних уявлень були сформовані поляризовані імпульсні сигнали в точці напряму на спостерігача.

Модельні уявлення про сигнал сформовані з припущеннями про високу корельованість сигналів у відносно вузькій смузі частот, що приймаються спостерігачем, а також, що для кожної довготи (фази) імпульсу сигнал має фіксоване значення коефіцієнта еліптичності. Останнє припущення виконується на відстанях, що перевищують радіус критичної поляризації від поверхні пульсара [74], [75], [82–84].

Далі можна перейти до опису модельних уявлень про середовище поширення еліптично поляризованого імпульсного випромінювання.

2.2 Феноменологічна модель середовища поширення радіовипромінювання пульсарів

Ми будемо брати в розрахунок два основних ефекти, що мають найбільший вплив при поширенні. Це частотна дисперсійна затримка сигналів та обертання площини поляризації вздовж променю зору (ефект Фарадея) [64], [65], [63]. Перший ефект пояснюється наявністю "вільних" електронів на шляху поширення, що обумовлює різну групову швидкість поширення на різних частотах. Другий ефект пов'язаний зі складовою вектора магнітної індукції, що є поздовжньою до напрямку поширення. Її наявність призводить до різних коефіцієнтів заломлення для власних мод поляризованого випромінювання [64] і, відповідно, до різних фазових/групових швидкостей поширення цих мод вже на одній частоті. Цей ефект можна проілюструвати поворотом площини лінійної поляризації в еліптично поляризованому сигналі (загальний випадок) на різний кут в залежності від частоти сигналу – Рис. 2.5.

В моделях, що розглядаються, для аналізу фази гармонічних хвиль при їх поширенні ми використовуємо рівняння ейконалу [85], [86]. Такий підхід дозволяє на загальних підставах представити як дисперсійну затримку сигналу в холодній плазмі, так і Фарадеївське обертання площини поляризації.



Рис. 2.5 Фарадеївський поворот площини лінійної поляризації в лабораторній системі відліку для різних частот випромінювання (f_1, f_2) . На рисунку координатні вісі (x, y) відповідають головним вісям поляризаційного еліпсу у всій вузькій смузі частот у системі відліку, що пов'язана з джерелом випромінювання. Аналогічні координатні вісі (x', y') и (x'', y'') відповідають головним вісям поляризаційного еліпсу на частотах f_1 и f_2 в лабораторній системі відліку

Рівняння ейконалу для обраного випадку виглядає так:

$$\nabla \left[\phi(\omega) \right] = n(\omega) \vec{k}(\omega), \qquad (2.7)$$

де ∇[*] — векторний оператор градієнту;

- $\phi(\omega)$ фаза відповідної гармонічної складової сигналу;
- *n(* ω) коефіцієнт заломлення середовища;

 $\vec{k}(\omega)$ — хвильовий вектор.

Це рівняння може бути застосоване, коли в середовищі поширення ще нема нелінійних ефектів. Далі ми візьмемо до уваги перші три складові ряду Тейлора, в який розкладається вираз для коефіцієнта заломлення. Кожна з цих складових характеризує, відповідно, залежність фази гармонійного сигналу при його поширенні у вакуумі, поправку на вплив ефекту нормальної дисперсії та поправку на ефект Фарадея. В слабо анізотропному середовищі коефіцієнти заломлення для звичайної (O — ordinary wave) $n_{\rm O}(\omega)$ та незвичайної хвилі (X — extra ordinary wave) $n_X(\omega)$ будуть відрізнятись. Це пов'язано з напрямком обертання вектора напруженості власних мод в поперечній хвилі відносно обертання електронів навколо силових ліній магнітного поля, паралельних напрямку поширення. При квазіпоздовжньому поширенні, згідно з [63], [71], ми будемо визначати звичайну хвилю в лабораторній системі відліку (ЛСВ), як хвилю з правою круговою поляризацією. При цьому зовнішнє магнітне поле спрямовано на спостерігача, а напрям хвильового вектору \vec{k} хвилі з правою поляризацією співпадає з напрямком вектора напруженості круговою магнітного поля В. Відповідно, незвичайна хвиля буде мати ліву кругову поляризацію при тих самих умовах. Якщо взяти випадок, коли магнітне поле направлено від спостерігача на джерело, а хвильовий вектор має протилежний напрямок, звичайна хвиля буде мати ліву кругову поляризацію, а незвичайна хвиля – праву кругову поляризацію. Це все наочно можна побачити на середній панелі Рис. 2.6. Відповідні проекції центральної частини в системі відліку джерела випромінювання та лабораторній системі відліку наведені на правій та лівій панелях рисунку. Ми так детально описуємо ситуацію, бо в багатьох літературних джерелах не написано точного визначення векторів магнітних полів, або не вказуються всі складові хвильових векторів та напрямки обертання власних мод випромінювання.



Рис. 2.6 Взаємний напрям обертання звичайної та незвичайної хвиль по відношенню до обертання електрона у випадках різної конфігурації хвильового вектора та вектора індукції магнітного поля. Напрям від спостерігача позначений хрестиком в колі, а на спостерігача — точкою в колі

В даному випадку права та ліва поляризація визначені в системі відліку спостерігача. В будь-якій системі відліку напрям поляризація звичайної хвилі (О) протилежний напрямку обертання електрона у наявному магнітному полі, відповідно поляризація незвичайної хвилі (Х) співпадає з напрямком обертання електрона. Саме це впливає і на різницю швидкості поширення звичайної та незвичайної хвилі.

Тепер коефіцієнти заломлення $n_{\rm O}(\omega)$ та $n_{\rm X}(\omega)$ в середовищі поширення визначимо за допомогою наступного рівняння:

$$n_{\rm O,X} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega \left(\omega \mp \omega_H\right)}}, \qquad (2.8)$$

де $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N_e/m_e}$ — плазмова циклічна частота;

е — заряд електрона;

*N*_e- локальна концентрація електронів;

 $\omega_{H} = e \left| \vec{B} \right| / m_{e} \gamma c$ — гіротропна циклічна частота;

 \vec{B} — вектор магнітної індукції;

*m*_e — маса спокою електрону;

у — Лоренц-фактор електрону (надалі на всьому шляху розповсюдження окрім магнітосфери пульсара будемо вважати у = 1);

с — швидкість світла.

Розглянемо, за яких умов та/або обмеженнях вірно використання рівнянь квазі-поздовжнього поширення.

В загальному випадку за наявністю слабкого магнітного поля визначальними величинами при аналізі власних мод радіохвиль є безрозмірні параметри [63]:

$$u(\omega) = \left(\frac{\omega_{H}}{\omega}\right)^{2} = \left(\frac{e\left|\vec{B}\right|}{m_{e}c\omega}\right)^{2},$$

$$v(\omega) = \left(\frac{\omega_{p}}{\omega}\right)^{2} = \frac{4\pi e^{2}N_{e}}{m_{e}\omega^{2}}.$$
(2.9)

Ці параметри різняться для різних ділянок середовища поширення, таких як магнітосфера пульсара, міжзоряне середовище (МЗС), міжпланетне середовище (МПС) та іоносфера Землі. Для визначення коефіцієнта еліптичності власних мод радіовипромінювання в умовах холодної анізотропної плазми [63] ми використовували наступне рівняння:

$$M_{0,\mathrm{X}} = \frac{2\sqrt{u}\left(1-\nu\right)\cos\left(\angle\vec{k}\vec{B}\right)}{u\sin\left(\angle\vec{k}\vec{B}\right)\pm\sqrt{u^2\sin\left(\angle\vec{k}\vec{B}\right)+4u\left(1-\nu\right)^2\cos^2\left(\angle\vec{k}\vec{B}\right)}},$$
(2.10)

де $M_{O,X}$ — коефіцієнти еліптичності звичайної (індекс О) и не звичайної (індекс Х) хвиль;

 $\angle \vec{k} \vec{B}$ - кут між хвильовим вектором і напрямком магнітного поля в середовищі поширення (надалі для хвильового вектору будемо використовувати позначення \vec{k} опускаючи залежність від частоти).

Треба проаналізувати поведінку цієї параметричної функції для кожної ділянки поширення випромінювання (МЗС, МПС, іоносфера Землі, магнітосфера пульсара).

Для розрахунку значень параметрів *и* та *v* (рівняння (2.9)) у галактичній міжзоряній плазмі на частоті f_c =23.7 МГц ми взяли середні для нашої Галактики значення вектора індукції магнітного поля $\langle |\vec{B}| \rangle \approx 1$ μ G та електронної концентрації $\langle N_e \rangle = 0.03$ см⁻³. Тоді ці параметри приймають значення $u = 1.39 \cdot 10^{-14}$, $v = 4.3 \cdot 10^{-9}$. Аналіз рівняння (2.10) (дивись Рис.2.7) для міжзоряного середовища показав, що для всіх кутів між хвильовим вектором та вектором індукції магнітного поля $\angle \vec{k}\vec{B}_{M3C}$, окрім кутів близьких до $\pm \pi/2$, поширення на частотах вищих за 20 МГц носить квазі-поздовжний характер із правою та лівою круговою поляризацією власних мод.

Міжпланетним середовищем ми вважаємо ділянку між орбітою Землі (одна астрономічна одиниця – AO) та умовним кордоном сонячної системи, що прийнятий на відстані 50 AO. Концентрація електронів на орбіті Землі за даними космічних апаратів змінюється від 2 см⁻³ до 10 см⁻³ при умовах незбуреного сонячного вітру. Значення індукції магнітного поля на орбіті Землі сягає в середньому 7 нT = 70 мкГ. Таким чином, для частоти 23.7 МГц значення коефіцієнтів *и* та *v* у міжпланетному середовищі не перевищують $u \le 6,8 \ 10^{-11}, v \le 1,43 \cdot 10^{-6}$. Це не призводить до зміни умов квазі-повздовжного поширення.
Умови поширення хвиль в іоносфері треба роздивитись більш ретельно. Значення індукції магнітного поля \vec{B}_{I} та його напрямку, які потрібно знати для аналізу, залежать від географічних координат фазового центру радіотелескопа. Оскільки в наступній главі будуть розглянуті дані, отримані на радіотелескопі УТР-2, то параметри з рівняння (2.9) розраховані для його місцеположення. Фазовий центр УТР-2 знаходиться в точці з координатами 49° 38' 17.6" північної широти та 36° 56' 28.7" східної довготи на висоті 180 метрів над рівнем моря. Типові значення вектора магнітної індукції у фазовому центрі УТР-2 є $|\vec{B}_1| = 50419 \cdot 10^{-9}$ Тесла, тобто біля 0.5 Гаусс. Його вертикальна та горизонтальна компоненти складають $\left| \vec{B}_{I_{\theta}} \right| = 46311.6$ нТ та $\left| \vec{B}_{I_{\theta}} \right| = 19932.7$ нТ. горизонтальна компонента вектора відповідає напрямку При цьому Південь-Північ зі слабким відхиленням біля 7° на Схід. Таким чином, зенітний кут для вектора магнітної індукції в фазовому центрі телескопу УТР-2 складає $\approx 23^{\circ}$. Оскільки у першому наближенні магнітне поле Землі носить дипольний характер, то значення його магнітної індукції зменшується за величиною по закону $|\vec{B}_I| \sim 1/R^3$, де R - відстань від центру магнітного диполю, яку можна прийняти за відстань від центру Землі. Денні варіації магнітного поля Землі для незбурених умов в середніх широтах не перевищують $\left|\delta \vec{B}_{I}\right| \leq 50 \cdot 10^{-9}$. 3a цих умов v(23.7·MHz) = 0.0574, $u(23.7 \cdot \text{MHz}) = 0.002952$, $v(111 \cdot MHz) = 0.002617$, $u(111 \cdot MHz) = 0.000134$. Підставляємо отримані параметри в рівняння (2.10). Тепер для координат фазового центру телескопу УТР-2 отримуємо коефіцієнтів еліптичності значення власних мод радіовипромінювання в залежності від кута між хвильовим вектором та вектором індукції магнітного поля в іоносфері Землі. Графік $M_o = -1/M_X$ можна побачити на Рис.2.7, де ця функція для іоносфери позначена суцільними чорними лініями для двох вищезгаданих частот.



Рис. 2.7 Залежності коефіцієнтів еліптичності звичайної та незвичайної хвиль на частотах 23.7 МГц і 111 МГц для різних значень індукції магнітного поля у магнітосфері пульсара та в іоносфері Землі. Суцільні чорні лінії представляють коефіцієнт еліптичності в іоносфері Землі: жирна для $f_c = 23.7$ МГц, відповідно тонка – для $f_c = 111$ МГц. Лінія з хрестиками є коефіцієнт еліптичності в магнітосфері пульсара на частоті $f_c = 23.7$ МГц з $|\vec{B}_{PSR}| = 1000$ Гаус, пунктирна лінія є коефіцієнт еліптичності в магнітосфері пульсара на частоті $f_c = 111$ МГц для тієї ж магнітної індукції $|\vec{B}_{PSR}| = 1000$ Гаус

З наведеного графіка видно, що в іоносфері Землі для частоти 23.7 МГЦ в діапазоні кутів $0^{\circ} \leq \angle \vec{k}\vec{B}_{I} \leq 67^{\circ} \bigcup 113^{\circ} \leq \angle \vec{k}\vec{B}_{I} \leq 180^{\circ}$ обидва коефіцієнти еліптичності за абсолютною величиною є не нижчими за 0.95. Це означає, що поширення відбувається квазі-поздовжно, тому увесь подальший розгляд буде

вестися з позицій квазі-поздовжного поширення з циркулярними власними модами.

На цьому ж графіку для тих самих частот наведені коефіцієнти еліптичності власних мод в магнітосфері пульсара для значень магнітної індукції $\left|\vec{B}_{PSR}\right| = 1000$ Гаус. З розрахунків видно, що на частоті 23.7 МГц в магнітосфері пульсара власні моди будуть мати квазі-лінійні поляризації в діапазоні кутів $20^{\circ} \le \angle \vec{k}\vec{B}_{PSR} \le 160^{\circ}$. Для більш слабких магнітних полів власні моди будуть мати еліптичні поляризації у всьому діапазоні кутів, виключаючи кути 0 та $\pi/2$.

Зазначені оцінки показують, що вище 20 МГц всі ділянки середовища поширення (міжзоряне середовище, міжпланетне середовище, іоносфера Землі), окрім внутрішніх ділянок магнітосфери самого пульсара, задовольняють умовам квазі-поздовжного поширення радіохвиль.

Для квазі-поздовжніх електромагнітних О та X хвиль, що поширюються вздовж осі *z* рівняння ейконалу можна написати таким чином:

$$\frac{d\phi_{0,X}(\omega,z)}{dz} = n_{0,X}(\omega)k(\omega) = n_{0,X}(\omega)\frac{\omega}{c}.$$
(2.11)

Далі коефіцієнт заломлення було розкладено у ряд Тейлору, його члени були перегруповані таким чином, що залишилися лише три перші доданки, які характеризують вплив середовища поширення. Члени ряду, що мають в складі тільки циклічні частоти сигналу ω , і не мають інших характерних частот, відповідають поширенню електромагнітної хвилі в вакуумі. Доданки, до яких входить комбінація частоти сигналу ω та плазмової циклічної частоти ω_p визначають дисперсійну затримку в середовищі поширення. А ті доданки, що містять обидві вищезгадані частоти та гіротропну циклічну частоту ω_H в першому ступені, визначають фарадеївське обертання площини поляризації вихідного випромінювання при його реєстрації в ЛСВ. Таким чином було сформовано вираз, що визначає фазу сигналу в будь якій просторово часовій точці, що знаходиться на промені зору:

$$\phi_{0,X}(\omega,\psi) \approx \omega \frac{L}{c} - \frac{1}{\omega} \frac{2\pi e^2}{m_e c} \int_0^L N_e(z,\psi) dz \mp \frac{1}{\omega^2} \frac{2\pi e^3}{m_e^2 c^2} \int_0^L N_e(z,\psi) \vec{B}(z,\psi) d\vec{z} \qquad (2.12)$$

де *L* — відстань від пульсара до спостерігача;

 $N_e(z, \psi)$ — електронна концентрація на промені зору в залежності від фази імпульсу ψ ;

$$\vec{B}(z,\psi)d\vec{z} = \left|\vec{B}(z,\psi)\right|\cos\left(\angle\vec{k}\vec{B}(z,\psi)\right)d\left|\vec{z}\right|$$
 — проекція напруженості магнітного поля вздовж напрямку поширення в залежності від фази імпульсу.

З рівняння (2.12) виокремлюються рівняння (2.13) та (2.14), що показують окремо зміну фази, викликану дисперсійною затримкою та ефектом Фарадея, відповідно.

$$\phi^{D}(\omega,\psi) \approx \frac{1}{\omega} \frac{2\pi e^{2}}{m_{e}c} \int_{0}^{L} N_{e}(z,\psi) dz = \frac{e^{2}}{m_{e}c} DM(\psi) \frac{1}{f}, \qquad (2.13)$$

$$\phi_{\mathrm{O,X}}^{R}\left(\omega,\psi\right) \approx \mp \frac{1}{\omega^{2}} \frac{2\pi e^{3}}{m_{e}^{2} c^{2}} \int_{0}^{L} N_{e}\left(z,\psi\right) \vec{B}\left(z,\psi\right) \cos\left(\angle \vec{k}\vec{B}\left(z,\psi\right)\right) dz = \mp RM\left(\psi\right)\lambda^{2}, \quad (2.14)$$

де $DM(\psi) = \int_0^L N_e(z,\psi) dz$ — міра дисперсії;

$$RM(\psi) = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^L N_e(z,\psi) \vec{B}(z,\psi) \cos\left(\angle \vec{k}\vec{B}(z,\psi)\right) dz \quad \text{міра обертання;}$$

 $f = \omega/(2\pi)$.

Аналогічний підхід дослідження можливості когерентної компенсації дисперсійної затримки застосований у роботах [71], [85–87].

Тепер, відповідно до застосування алгоритму Джонса, треба перейти до матричного опису моделі середовища поширення. Матриця, що відповідає за дисперсійну затримку, позначена літерою D, а матриця, що відповідає за фарадеївське обертання в холодній ізотропній плазмі при наявності слабкої анізотропії, позначена літерою R. Зауважимо, що матриці D та R комутують. Вони виглядають наступним чином:

$$D = \begin{bmatrix} e^{-i\varphi^{D}(DM,\omega)} & 0 & 0\\ 0 & e^{-i\varphi^{D}(DM,\omega)} & 0\\ 0 & 0 & e^{-i\varphi^{D}(DM,\omega)} \end{bmatrix}, \quad R = \begin{bmatrix} e^{i\varphi^{R}_{O}(RM,\omega)} & 0 & 0\\ 0 & e^{i\varphi^{R}_{X}(RM,\omega)} & 0\\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.15)$$

Такий вигляд спрощує побудову прямої та вирішення зворотної задач, бо урахування та компенсація цих двох ефектів поширення незалежно чи частинами є достатньо зрозумілим. Зворотна задача вирішується за допомогою створення зворотної матриці від тієї, що була використана для прямої задачі.

В наше модельне уявлення про середовище поширення ми ввели параметр – міра обертання, що не є константою та залежить від фази імпульсу — $RM(\psi)$. Це новий підхід, який більш реалістично враховує цей параметр, як динамічний (змінний за координатами та часом). Максимум імпульсу розташований в центрі часової ділянки. В цій точці значення RM дорівнювало мірі обертання для пульсара B0809+74 ($RM = -11.7 \text{ рад/м}^2$). По всьому імпульсу цей параметр задавався функцією $\arctan(m \cdot \psi)$, де m – константа (див. Рис. 2.8). Така модельна залежність міри обертання від довготи введена для того, щоб показати, які обмеження мають місце при рішенні зворотної задачі (коли ми будемо шукати міру обертання, що не є константою, з зареєстрованого сигналу). В той самий час ілюструється потенційна можливість розділення магнітосфери пульсара вглиб.



Рис. 2.8 Модельна поведінка міри обертання *RM(ψ)* вздовж середнього профілю імпульсу

Далі запишемо зв'язок модельного сигналу у векторному вигляді в області магнітосфери пульсара, матриць впливу середовища та сигналу, що може бути зареєстрованим в однорідному шарі міжзоряного середовища (МЗС) за допомогою реєстраторів сигналів [88], [89] хвильового виду WF – Wave Form:

$$\begin{bmatrix} \dot{E}_{x}^{c}(\omega,\psi)\\ \dot{E}_{y}^{c}(\omega,\psi)\\ \dot{E}_{z}^{c}(\omega,\psi) \end{bmatrix} = \begin{vmatrix} c D \cdot & b \\ c \end{pmatrix} R^{*} \cdot \begin{vmatrix} a \begin{bmatrix} \dot{E}_{x}^{a}(\omega,\psi)\\ \dot{E}_{y}^{a}(\omega,\psi)\\ \dot{E}_{z}^{a}(\omega,\psi) \end{bmatrix}, \qquad (2.16)$$

де $\dot{E}^{c}_{x,y,z}(\omega,\psi)$ — сигнали падаючої хвилі в просторі під іоносферою в фазовому центрі радіотелескопа;

 $\dot{E}^{a}_{x,y,z}(\omega,\psi)$ — модельні сигнали з рівняння (2.6);

$$R^* = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ -i & i & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{2} \end{bmatrix} \cdot R \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & i & 0 \\ 1 & -i & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{2} \end{bmatrix} -$$
послідовність матриць, що описує

перехід з лінійного базису в круговий, де зручно враховується ефект Фарадея, та зворотній перехід в лінійний базис.

Найбільш простим є компенсування впливу дисперсійної затримки, що було показано роботах Хенкінса [71], [85–87]. Для когерентної компенсації цього ефекту достатньо помножити матрицю, до якої входять множники дисперсійної затримки, на зворотну до неї матрицю. Оскільки матриця, що характеризує цей вплив, у вибраній системі відліку є діагональною з одиничним визначником, то зворотна до неї матриця буде комплексно сполученою. Зауважимо, що такий підхід дозволяє усувати дисперсійну затримку поступово, частинами, компенсуючи фазовий набіг, що утворився через частотну дисперсію в різних шарах середовища поширення. Це може бути важливим в низькочастотній області, де дисперсійні затримки сягають кількох хвилин, а смуга прийому складає десятки мегагерц. Тому нема можливості втримати в оперативній пам'яті комп'ютера увесь масив чисел, що трансформується.

Аналогічно використовується множення на зворотну матрицю при компенсації впливу оберту площини поляризації, тобто ефекту Фарадея. У цьому випадку детермінанти прямої та зворотної матриць так само дорівнюють одиниці, також ці матриці в декартовій системі координат є ермітово-сполучені.

Таким чином, рівняння (2.16) показує як трансформується сигнал, що поширюється крізь середовище з інтегральними параметрами концентрації електронів та складової магнітного поля, паралельної до напрямку поширення (променя зору). Далі приймемо сформований модельний сигнал, який пройшов середовище поширення, як той, що може бути зареєстрований радіотелескопом. Далі буде розглянута ситуація, коли дисперсійна затримка вже скомпенсована,

і можна аналізувати вплив окремо ефекту Фарадея на окремий імпульс, що реєструється лінійним диполем.

2.3 Опис методу визначення міри обертання

Спочатку метод визначення міри обертання $RM(\psi)$ розроблявся і тестувався на модельному зареєстрованому сигналі. В цьому випадку можна було порівняти введену в модель середовища поведінку міри обертання $RM(\psi)$ з тією, що ми знаходимо з модельного зареєстрованого сигналу. Зареєстрований відгук $\left\langle \dot{E}_x(\omega,\psi)\cdot \overline{\dot{E}_x(\omega,\psi)}\right\rangle = \left|\dot{E}_x(\omega,\psi)\right|^2$ тепер вважається оригіналом (еталоном), аргументом якого є просто частота f чи циклічна частота ω (див. Рис. 2.9*a*). При цьому про цей сигнал нічого не відомо, і нам потрібно визначити параметри середовища поширення та самого сигналу.

Більшість відомих досі методів визначення *RM* припускали, що ця величина є стабільною та не залежить від фази імпульсу. В попередніх випадках у метровому діапазоні при реєстрації модуляції інтенсивності в смузі частот методом мінімальних середньоквадратичних відхилень в зареєстрований відгук на одній з довгот вписувалася синусоїда. При цьому змінні параметри для цієї синусоїди були амплітуда частота та початкова фаза [42], [54–56]. В нашому випадку ми застосовуємо Фур'є перетворення для початкових оцінок міри обертання в кожній фазі імпульсу [49], [57].

Відгук $|\dot{E}_x(\omega,\psi)|^2$, що розглядається як модельний зареєстрований сигнал, має виражену модуляцію інтенсивності по частоті. При чому спостерігається помітна залежність кількості періодів модуляції в залежності від центральної частоти реєстрації. Так, на Рис.2.9*а, б* представлені динамічні спектри (ДС) модельних зареєстрованих сигналів на центральних частотах $f_c = 23.7$ МГц та $f_c = 30$ МГц з різною кількістю періодів модуляції.



Рис. 2.9 *a*) і *б*) – Динамічні спектри модельних сигналів $\langle \dot{E}_x(\omega,\psi) \cdot \overline{\dot{E}_x(\omega,\psi)} \rangle$ на центральних частотах прийому $f_c = 23.7$ МГц та $f_c = 30$ МГц відповідно; *в*) спектральний розклад модельних сигналів $|\dot{P}(t(\psi))| = FFT[|\dot{E}_x(\omega,\psi)|^2]$ на $f_c = 23.7$ МГц та центральній довготі $\psi = a$ імпульсу в масштабі потужності (лінійні одиниці); *г*) спектральний розклад модельних сигналів (як і на панелі *в*)) у розмірності децибел

Період модуляції називається періодом Фарадея $\Delta f_F(\psi)$, який задає відстань по вісі частот між сусідніми максимумами у зареєстрованому сигналі. Відстань по фазі позиційного кута лінійної поляризації при цьому складає π . Для визначення періоду Фарадея $\Delta f_F(\psi)$ робилося Фур'є перетворення в кожній фазі періоду. На Рис. 2.9*в,г* представлено спектральний розклад модельного зареєстрованого сигналу $|\dot{P}(t(\psi))| = FFT[|\dot{E}_x(\omega,\psi)|^2]$ з центральною частотою смуги $f_c = 23.7$ МГц на довготі максимального відгуку $\psi = a$ в масштабі потужності (лінійні одиниці) та в децибелах.

Далі значення *RM(ψ)* оцінювалося за відомою формулою з введеною залежністю від фази імпульсу:

$$\left|RM_{est}\left(\psi\right)\right| = \frac{\pi}{c^{2}} \cdot \left[\frac{f_{c}^{2}\left(f_{c} + \Delta f_{F}\left(\psi\right)\right)^{2}}{\left(f_{c} + \Delta f_{F}\left(\psi\right)\right)^{2} - f_{c}^{2}}\right] \approx \frac{\pi f_{c}^{3}}{2c^{2}\Delta f_{F}\left(\psi\right)},$$
(2.17)

де $RM_{est}(\psi)$ — оцінка RM у фазі імпульсу ψ ;

*f*_c — центральна частота прийому;

 $\Delta f_F(\psi)$ — період Фарадея (частота максимуму в Фур'є розкладанні еталонного сигналу, що відповідає наявності лінійно поляризованої компоненти у випромінюванні), який визначається з графіків на Рис. 2.9*в*,*г*.

В роботі [57] з аргументу функції $|\dot{P}(t(\psi))| = FFT \left[|\dot{E}_x(\omega,\psi)|^2 \right]$ отримували й оцінку позиційного кута $\chi_{est}(\psi)$:

$$\chi_{est}\left(\psi\right) = \frac{1}{2} \arg\left(\dot{P}\left(t_{\max}\left(\psi\right)\right)\right),\tag{2.18}$$

де $t_{\max}(\psi)$ — частота Фур'є перетворення сигналу (має розмірність часу), що аналізується, на якій значення $|\dot{P}(t(\psi))|$ є максимальним (Рис. 2.9*в*,*г*).

З приведених пояснень зрозуміло, що $\Delta f_F(\psi) \sim 1/t_{max}(\psi)$. Відповідно, методологічні похибки цього підходу до визначення $\delta RM(\psi)/\langle RM(\psi) \rangle = 1/t_{max}(\psi)$

будуть зворотно пропорційні безрозмірній частоті $t_{max}(\psi) = n_{max}(\psi)$. Враховуючи рівняння (2.15) зрозуміло, що використання однієї синусоїди/косинусоїди в якості модельних уявлень для поляризаційного відгуку в ЛСВ не адекватно представляє трансформацію поляризованих сигналів в середовищі поширення.

В нашому підході пропонується зробити наступний крок, що дозволить покращити методологічну точність у визначенні $RM_{est}(\psi)$ ще в \sqrt{Nq} разів, де Nq — номер частоти Найквіста у дискретному Фур'є розкладі сигналу $\left|\dot{E}_x(\omega,\psi)\right|^2$, що аналізується. Таке покращення в декаметровому діапазоні дозволяє довести відносну точність у визначенні $RM_{est}(\psi)$ до сучасних точностей у визначенні DM. Саме це і дає потенційну можливість для зондування верхніх шарів магнітосфери пульсара.

Алгоритм, що дозволяє покращити точність визначення RM заснований на розглянутій вище моделі поляризованого випромінювання та моделі середовища поширення, зв'язок між якими представлений в рівнянні (2.16). Це рівняння розраховано на те, що в нас є всі складові сигналу з двох каналів реєстрації. Але ми розглянемо найскладніший випадок, коли нам відомий лише відгук в одному каналі реєстрації, що відповідає ситуації спостережень радіотелескопом УТР-2 з однією лінійною поляризацією на прийомі. Отримані у рівняннях (2.17) та (2.18) значення $RM_{est}(\psi)$ та $\chi_{est}(\psi)$ розглядаються як прицільні для методу МСКВ. Далі параметр $RM(\psi)$ ітеративно змінюємо в $\left[RM_{est} \left(\psi \right) \left(1 - 2 / t_{max} \left(\psi \right) \right); RM_{est} \left(\psi \right) \left(1 + 2 / t_{max} \left(\psi \right) \right) \right]$ інтервалі 3 кроком $RM_{est}\left(\psi\right) / \left(t_{\max}\left(\psi\right) \sqrt{Nq}\right)$, а параметр $\chi(\psi)$ в інтервалі [- π , π] з кроком $RM_{_{est}}(\psi)c^2/(f_L^2t_{_{\max}}(\psi)\sqrt{Nq})$ і в кожній фазі імпульсу ψ мінімізуємо нев'язку $U(RM(\psi), \chi(\psi))$:

$$U\left(RM\left(\psi\right),\chi\left(\psi\right)\right) = \sum_{i=0}^{Nq} \left(\left|\dot{E}_{x}^{c \ rec}\left(\omega_{i},\psi\right)\right| - \left|\dot{E}_{x}^{c \ mod}\left(\omega_{i},\psi\right)\right|\right)^{2}, \qquad (2.19)$$

де $U(RM(\psi), \chi(\psi))$ — нев'язка, що залежить від параметрів, які уточнюються, $\dot{E}_x^{c \, rec}(\omega_i, \psi)$ — реально зареєстрована в поляризаційному каналі A інтенсивність, $\dot{E}_x^{c \, mod}(\omega_i, \psi)$ — інтенсивність модельного сигналу в тому ж каналі, отримана з рівняння (2.16).

Мінімальному значенню нев'язки min[$U(RM_{est2}(\psi), \chi_{est2}(\psi))$] будуть відповідати оптимальні оцінки параметрів $RM_{est2}(\psi)$ та $\chi_{est2}(\psi)$. Залишилося показати, як з сигналу $\dot{E}_x^{c rec}(\omega_i, \psi)$ отримати оцінки $\dot{E}_x(\omega, \psi)$ и $\dot{E}_y(\omega, \psi)$, що необхідні для реалізації запропонованого алгоритму.

Візьмемо до уваги, що у вільному просторі через ефект Фарадея поляризаційні еліпси на якихось обраних частотах мають відповідні різні позиційні кути відносно ЛСВ в якій вони реєструються (див. Рис. 2.5). Енергія вихідних лінійно поляризованих складових V CB спостерігача перерозподіляється між відповідними поляризаціями в залежності від частоти так, як показано на Рис. 2.10. При цьому, загальна енергія по двом ортогональним поляризаціям в будь-якому перерізі рівняння (2.16) не змінюється, якщо площина радіотелескопа, в якій розташовані його диполі, перпендикулярна напрямку випромінювання. Це простий наслідок закону збереження енергії. В рівнянні (2.16) воно відображається в тому, що визначники всіх трансформуючих матриць D, R^*, PA дорівнюють 1. На Рис. 2.10 жирною суцільною кривою зображено синусоподібний сигнал зареєстрований у СВ спостерігача антенним елементом, що має лінійну поляризацію. Цей сигнал можна отримати наприклад як зріз динамічного спектру з Рис. 2.9а на одній з точок періоду, краще за все на піку імпульсу.



Рис. 2.10 Спектральна густина потужності лінійно поляризованого диполя, розташованого у вільному просторі. Суцільна жирна чорна крива — сигнал $|E_x^{c\,rec}(\omega,a)|^2$ отриманий у ЛСВ спостерігача, пунктирна крива — віртуальний сигнал $|E_y^{c\,rec}(\omega,a)|^2$, $\psi = a$ фаза, що відповідає центру імпульсу. Штрихова крива зверху — спектральна густина потужності $|\dot{E}_x(\omega,a)|^2$ лінійної поляризації A в СВ джерела випромінювання, що пропорційна квадрату модуля довжини більшої напіввісі поляризаційного еліпсу. Аналогічно, штрихова крива знизу — спектральна густина потужності $|\dot{E}_y(\omega,a)|^2$ лінійної поляризації B в СВ джерела випромінювання, що пропорційна квадрату модуля довжини меншої напіввісі поляризаційного еліпсу.

Огинаюча. проведена по піковим значенням зареєстрованої шо спектральної густини потужності, пропорційна спектральній густини потужності більшої напіввісі поляризаційного еліпса, що визначена в СВ $\left|\dot{E}_{x}^{c\,rec}\left(\omega_{l\,\max},\psi_{i}\right)\right|^{2}\approx\left|\dot{E}_{x}\left(\omega_{l\,\max},\psi_{i}\right)\right|^{2}.$ випромінювання джерела Відповідно, огинаюча, що проведена по мінімальним значенням зареєстрованої в СВ спостерігача спектральної густини потужності, пропорційна спектральній густині потужності меншої напіввісі поляризаційного еліпсу, що визначений у джерела випромінювання $\left| \dot{E}_{x}^{c \, rec} \left(\omega_{l \, \min}, \psi_{i} \right) \right|^{2} \approx \left| \dot{E}_{y} \left(\omega_{l \, \min}, \psi_{i} \right) \right|^{2}$. Тобто ми CB

використовуємо ту обставину, що $|E_x|^2 \sim |E_y|^2$ для близьких частот. Тут $\omega_{l max}$; $\omega_{l min}$ частоти локальних максимумів та локальних мінімумів функції $|E_x^{c rec}(\omega,\psi)|^2$ (див. Рис. 2.10).

Оскільки на боці спостерігача ми маємо хороші оцінки $|\dot{E}_{y}(\omega,\psi)|^{2}$ тільки у вузлах, що відповідають частотам $\omega_{l\,max}$; $\omega_{l\,min}$, оцінки даних функцій у решті смуги частот можна провести будь-якими ітеративними алгоритмами. При цьому використовується та обставина, що самі функції $|\dot{E}_{x}(\omega,\psi)|^{2}$ и $|\dot{E}_{y}(\omega,\psi)|^{2}$ достатньо гладкі (див. Рис.2.2).

Розглянемо, як доволі просто можна збільшити кількість вузлів $\omega_{l max}$; $\omega_{l min}$ та, тим самим, покращити необхідні оцінки. Для цього з одного, каналу A, що ми маємо на боці спостерігача, створюється віртуальний канал b. На першому кроці з сигналів $\left|E_x^{c rec}(\omega,\psi)\right|^2$ в каналі A за допомогою ШПФ отримують два зсунутих на комплексно спряжені фазові множники ехр ($\pm i\omega\tau_{sh}(\psi)$) зображення $\dot{S}p_{+b:-b}(\omega,\psi)$:

$$\dot{S}p_{+b;-b}(\omega,\psi) = \mathrm{FFT}\left[\left|E_{x}^{c\,rec}(\omega,\psi)\right|^{2} \cdot \exp\left(\pm i\omega\tau_{sh}(\psi)\right)\right],\tag{2.20}$$

де FFT[*] — означає оператор ШПФ;

 $\tau_{sh}(\psi) = BW \cdot Nq / (2n_{max}(\psi))$ — має розмірність Гц (зсув по частоті, тобто зсув по аргументу оригіналу);

BW— смуга частот, що реєструються;

Nq — індекс частоти Найквісту або кількість частотних каналів;

 $n_{\max}(\psi)$ — номер ненульової гармоніки з максимальною спектральною густиною потужності в сигналі (див. Рис. 2.9*в*, *г*.).

На другому кроці з отриманих зображень сигналів у віртуальних каналах (+*b*; -*b*) за допомогою зворотного ШПФ та усереднення формуємо оригінальний сигнал $\left| \dot{E}'_{y}(\omega,\psi) \right|^{2}$ (штрих зверху означає штучність) віртуального поляризаційного каналу *B* :

$$\left|\dot{E}_{y}'(\omega,\psi)\right|^{2} = \frac{IFFT\left[\dot{S}p_{+b}(\omega,\psi)\right] + IFFT\left[\dot{S}p_{-b}(\omega,\psi)\right]}{2}.$$
(2.21)

Дану двох крокову процедуру можна повторювати багато разів, задаючи на j-тому кроці ітерації $\tau_{sh j}(\psi) = \tau_{sh j-1}(\psi)/2$. У чисельному моделюванні, що розглядається, таку ітерацію провели 4 рази. Далі за допомогою пікового детектору ми отримали верхню огинаючу $|\dot{E}_{H}(\omega,\psi)|^{2}$ сигналів у реальному та віртуальному каналах у всій смузі частот. Аналогічно, нижню огинаючу $|\dot{E}_{L}(\omega,\psi)|^{2}$ в цих же каналах ми отримали за допомогою анти-пікового детектора. Отримані залежності приведені на рисунку Рис. 2.11 у порівнянні з аналогічними вихідними залежностями, які нам відомі з чисельного моделювання модельного зареєстрованого сигналу.

На тому ж Рис. 2.12 приведено порівняння оцінки середнього коефіцієнта еліптичності $\langle \varepsilon_{est}(\psi) \rangle$ та його оригінальної залежності. Оцінка середнього коефіцієнта еліптичності отримана з виразу:

$$\left\langle \mathcal{E}_{est}\left(\psi\right)\right\rangle = \frac{1}{Nq} \cdot \sum_{i=0}^{Nq} \sqrt{\frac{\left|\dot{E}_{L}\left(\omega_{i},\psi\right)\right|^{2}}{\left|\dot{E}_{H}\left(\omega_{i},\psi\right)\right|^{2}}}$$
(2.22)



Рис. 2.11 Порівняння оцінок спектральних щільностей потужності з оригінальними значеннями тих же величин в поляризаційних каналах A і B у CB джерела випромінювання. Оригінальні та модельні сигнали: верхня та нижня пунктирні криві - оригінальні сигнали $\max |\dot{E}_x(\omega, a)|^2$ і $\min |\dot{E}_x(\omega, a)|^2$, де $a - \phi$ аза центру імпульсу; суцільні чорні верхня та нижня криві — сигнали $|\dot{E}_{\mu}(\omega, a)|^2$ і $|\dot{E}_{\mu}(\omega, a)|^2$ відповідно. Останні сигнали є нашими оцінками сигналів $|\dot{E}_x(\omega, a)|^2$ і $|\dot{E}_y(\omega, a)|^2$ по даним, зареєстрованим на боці спостерігача у вільному просторі

Можна побачити, що огинаюча сигналу в каналах *A* і *B* адекватно відображає наше інтуїтивне уявлення про властивості даної моделі та сигналів. Тобто наші оцінки тим гірше, чим гірше співвідношення С/Ш.

Тепер, з урахуванням довільної початкової фази в першому каналі, відновлення вихідних сигналів в СВ джерела випромінювання не викликає труднощів:

$$\dot{E}_{x\,est}(\omega,\psi) = \sqrt{\left|\dot{E}_{H}(\omega,\psi)\right|^{2}};$$

$$\dot{E}_{y\,est}(\omega,\psi) = \left\langle \varepsilon_{est}(\psi) \right\rangle \cdot \dot{E}_{x\,est}(\omega,\psi) e^{-i\pi/2},$$
(2.23)

де $\dot{E}_{x\,est}(\omega,\psi)$, $\dot{E}_{y\,est}(\omega,\psi)$ — відновлені в СВ джерела комплексні амплітуди поляризаційного еліпсу.



Рис. 2.12 Порівняння оцінок середнього коефіцієнта еліптичності $\langle \varepsilon_{est}(\psi) \rangle$ (суцільна крива) з оригінальним значенням цього коефіцієнта $\varepsilon(\psi)$ (штрихова крива) на всіх фазах імпульсу

Зрозуміло, що ми змогли відновити комплексні амплітуди з точністю до невідомого фазового множника $\exp(-i\varphi(\omega))$, однакового для обох амплітуд, де $\varphi(\omega)$ – довільна фаза на частоті ω . Однак вибраний спосіб оцінки $RM_{est2}(\psi)$ та $\chi_{est2}(\psi)$ та (див. рівняння (2.19)) не потребує знання цього множника, бо дає однакові результати для будь-якої початкової фази, що є однаковою в каналах A та B.

Нижче представлені результати проведеного вписування та порівняння модельного зареєстрованого та тестового сигналів. На Рис. 2.13 та Рис. 2.14 порівняння етапів оцінки RM. Ha приведено двох першому етапі використовувався Фур'є аналіз інтенсивності лінійно поляризованого відгуку попередніх «грубих» оцінок *RM*. Ha отримання другому етапі ДЛЯ

застосовувався більш чутливий метод оцінки *RM* з використанням мінімізації нев'язки (рівняння (2.19)).



Рис. 2.13 Порівняння сигналу від джерела з двома модельними функціями в центральному перерізі імпульсу. Сіра крива — це отриманий сигнал у системі відліку «с» рівняння (2.16), чорна штрихова лінія — це вписаний модельний сигнал, що отриманий методом МСКВ, чорна пунктирна — це модельний сигнал з мірою обертання, що отримана з максимального відгуку ШПФ

На Рис. 2.13 показані синусоподібні криві: перша з яких чорна штрихова є модельним зареєстрованим відгуком в точці максимальної інтенсивності імпульсу, що в даному випадку відповідає центру імпульсу; друга крива, отримана на першому етапі Фур'є аналізу, зовсім не повторює поведінку отриманого сигналу; третя крива, отримана на другому етапі, вписана в першу. Можна побачити, що чутливий метод, який застосовується на другому етапі, суттєво краще моделює властивості поляризованого випромінювання та середовища його поширення. Ще більш наочно цей висновок представлений на Рис. 2.14, де міра обертання, що оцінена першим методом, представляє собою пряму лінію (штрих два пунктиру). А оцінена другим методом міра обертання (чорна товста крива) повторює поведінку вихідної величини.



Рис. 2.14 Порівняння оцінок $RM(\psi)$ та оригінальних значень. Сіра штрихова лінія визначає хід міри обертання, що вводився в модельний сигнал (див. Рис. 2.8). Товста чорна крива — оцінки $RM(\psi)$ отримані новим чутливим методом. Верхня 2 штриха-пунктирна пряма є прицільним значенням $RM_{est}(\psi)$, отриманим з поляризаційного відгуку за допомогою Фур'є аналізу (див. рівняння (2.17))

Це свідчить, що за допомогою запропонованого алгоритму можливо розділити магнітосферу пульсара вглиб вздовж середнього профілю імпульсу. Простий Фур'є аналіз поляризаційного відгуку не дозволяє добитися такої роздільної здатності.

Хід позиційного кута в декаметровому діапазоні, на нашу думку, взагалі можна оцінювати тільки за допомогою запропонованого алгоритму. Це витікає з тих міркувань, що помилки у визначенні міри обертання $RM(\psi)$ і ходу позиційного куту $\chi(\psi)$ взаємопов'язані: $\delta RM(\psi) \cdot c^2 / f_c^2 \sim \delta \chi(\psi)$. Рис. 2.14 та 2.15 як раз і демонструють цей зв'язок. Проведене покращення в оцінках міри обертання $RM(\psi)$ та ходу позиційного кута $\chi(\psi)$ стали можливі завдяки більш повному використанню властивостей поляризованого імпульсного випромінювання та більш точному модельному уявленню про середовище його поширення. В нашому випадку була використана властивість корельованості поляризованого випромінювання у вузькій смузі частот в CB джерела

випромінювання. Це дозволило використовувати перевизначену систему рівнянь для оцінки сильно корелюючих поляризаційних параметрів в смузі частот, що аналізується. З фізичної точки зору це означає, що до розрахунку береться відгук не тільки на одній виокремленій частоті, як у Фур'є методі, а аналізується весь спектр зареєстрованої інтенсивності, включно з нульовою складовою. Саме ці можливості дозволили покращити методологічні точності у визначенні міри обертання $RM(\psi)$ та позиційного кута $\chi(\psi)$ приблизно у \sqrt{Nq} разів.



Рис. 2.15 Порівняння модельних та оригінальних значень $\chi(\psi)$. Сіра штрихова лінія визначає оригінальний хід позиційного кута (див. Рис. 2.4). Чорна крива показує отримані оцінки $\chi_{est2}(\psi)$ за допомогою найбільш точного методу

Як показано на Рис. 2.15, флуктуації у визначенні позиційного кута $\chi(\psi)$ завбільшки $\delta \chi_{est2}(\psi) = \pm \pi / 3$ відповідають флуктуаціям у визначенні $RM(\psi)$ завбільшки $\delta RM_{est2}(\psi) = \pm 0.0065$ рад/м² на частоті 23.7 МГц.

В нашу модель закладалося значення $\langle RM_{mod}(a) \rangle = -11.7$ рад/м². Таке значення міри обертання за даними каталогу ATNF [17], [18] визначено для PSR B0809+74 $\langle RM_{B0809+74}(\psi) \rangle = -11.7 \pm 1.3$ рад/м². Відтак, відносна методологічна точність в оцінці міри обертання, що була досягнута нашим

відношенню методом по ДО даного пульсара складає $\delta RM_{est2}(\psi)/\langle RM_{B0809+74}(\psi)\rangle = \pm 5.6 \cdot 10^{-4}$ на частоті 23.7 МГц. Це співвідносно з точністю визначення міри дисперсії для даного пульсара в діапазоні частот 17 – 31 МГц $\langle DM_{B0809+74}(\psi) \rangle = 5.755 \pm 0.003$ пк/см³ або у відносних величинах $\delta DM_{est2}(\psi)/\langle DM_{B0809+74}(\psi)\rangle = 5.2 \cdot 10^{-4}$ [70]. Ми не використовуємо лані каталогу ATNF для оцінки значень $\langle DM_{B0809+74}(\psi) \rangle$ через те, що в ньому цей параметр наведений з більшою похибкою ніж та що наведена в літературних джерелах. Єдиним недоліком розглянутого нами випадку реєстрації диполем з поляризацією, який відповідає реальному однією лінійною випадку спостережень радіотелескопом УТР-2, є те, що розроблений метод не дає змоги оцінити знак міри обертання.

Рис. 2.16 ілюструє методологічні похибки використаних методів визначення міри обертання в залежності від фази імпульсу.



Рис. 2.16 Порівняння методологічних похибок нового та старого методів визначення міри обертання. Кілька вимірювань $RM(\psi)$ новим методом в порівнянні з оригінальним ходом міри обертання представлені чорною, зеленою та синьою кривими. Червона крива показує порівняння оцінок методом Фур'є з оригінальним ходом міри обертання

З рисунку видно, що відносна методологічна точність нового чутливого методу складає ~ –40дБ. Оцінка похибок методом Фур'є в цьому випадку склала близько –25 дБ.

Висновки до розділу 2

В цьому розділі представлені модельні уявлення про імпульсні поляризовані сигнали та середовище поширення. Поляризаційні параметри модельного сигналу динамічно змінюються вздовж довготи профілю імпульсу. Фазова залежність гармонійних сигналів у слабо анізотропному середовищі поширення поляризованого випромінювання змодельована на основі рівняння ейконалу.. Такий підхід дозволив з єдиних позицій описати поширення імпульсного поляризованого сигналу крізь середовище з наявністю вільних електронів та індукції магнітного поля, паралельної до лінії зору. В моделі, що запропонована, параметри цього середовища можуть динамічно змінюватись з часом та з фазою імпульсу. Раніше такий підхід не застосовувався, параметри середовища оцінювалися по усередненим за часом сигналам.

Запропоновано новий метод оцінки параметрів середовища поширення, який дозволяє досягнути відносної точності y визначенні міри обертання ~ 5·10⁻⁴ в декаметровому діапазоні довжин хвиль. Його застосування дозволить не тільки суттєво покращити існуючі оцінки міри обертання в напрямку ряду пульсарів, але й дасть можливість розділити верхню магнітосферу пульсара вглиб. При використанні даного методу найбільш точно оцінюються поляризаційні параметри випромінювання пульсарів безпосередньо в системі відліку самого джерела випромінювання. Єдиним недоліком випадку реєстрації розглянутого нами диполем 3 однією лінійною поляризацією, який вілповілає реальному випадку спостережень радіотелескопом УТР-2, є те, що розроблений метод не дає змоги оцінити знак міри обертання.

Використання нового методу дасть можливість реєструвати швидкі флуктуації параметрів середовища поширення та параметрів радіовипромінювання пульсарів часових масштабах одного імпульсу. В кінцевому рахунку це дозволить зрозуміти процеси, що відбуваються в верхніх шарах магнітосфери пульсара та, можливо, природу його когерентного радіовипромінювання.

Основні положення цього розділу про модельні уявлення та новий метод викладені в публікаціях автора [49–51], [57–59]

РОЗДІЛ З

ВИЗНАЧЕННЯ ДИНАМІЧНИХ ЗМІН МІРИ ОБЕРТАННЯ В НАПРЯМКУ ТРЬОХ НАЙБЛИЖЧИХ ДО ЗЕМЛІ ПУЛЬСАРІВ

3.1 Інструмент спостережень

Після опробування розробленого методу на модельних сигналах, його було застосовано для аналізу реальних даних. Реєстрація радіовипромінювання пульсарів проводилася радіотелескопом УТР-2 (Український Т-подібний Радіотелескоп 2-ої модифікації) [66], [67], що знаходиться біля селищ Іванівка та Михайлівка Чугуївського району Харківської області, Україна, координати 49° 38' 17.6" північної широти та 36° 56' 28.7" східної довготи (див. Рис. 3.1). Телескоп має форму букви «Т», яка розділена на три плеча. Ці плечі простягаються на ~ 900 метрів в напрямках від фазового центру радіотелескопа на Північ, Південь та Захід. Радіотелескоп складається з 2040 широкосмугових диполів лінійної поляризації, з головними вісями, що розташовані в напрямку Схід-Захід по 6 в ряд. Радіотелескоп поділений на 12 секцій. Для спостережень сигналів в різних точках неба реалізоване фазування антени за "ялинковим" принципом. Діапазон робочих частот становить 8 – 33 МГц, або довжин хвиль 9 - 37.5 м.

Така кількість антенних елементів має можливість формувати 2 варіанти конфігурації променів. Перший варіант — один вузький промінь з шириною 0.5°×0.5° на частоті 25 МГц в мультиплікативному режимі реєстрації сигналів від Схід-Західної та Південно-Північної антен. Другий варіант — п'ять променів, що стоять на відстані 0.5° один від одного, на виході антен Південь-Північ [90].

Радіотелескоп УТР-2 має максимально широку відносну смугу спостережень у декаметровому діапазоні, що можна виразити у співвідношенні частотної смуги спостережень та центральної частоти реєстрації $\Delta F/f_c$.

Це дозволяє проводити широкосмугові дослідження зі збереженням однакових параметрів радіотелескопа та умов спостережень у всьому діапазоні.



Рис. 3.1 Панорама радіотелескопа УТР-2 з квадрокоптеру

Оскільки для пульсарів відсутній ефект сплутування, їх спостереження проводилися в режимі одного променя на частотах від 16 до 33 МГц. Цей верхній діапазон радіотелескопа УТР-2 обирався для мінімізації ефекту розсіяння. В першому наближенні стала розсіяння зворотно пропорційна четвертому ступеню частоти $\Delta \tau \sim 1/f_c^4$.Також обиралися дні з найкращою завадовою ситуацією на поверхні Землі - це нічний час взимку. Саме тоді іоносфера найбільш спокійна та прозора для радіохвиль декаметрового діапазону. Такий підхід дозволяє мати найменше завад штучного походження й завад від блискавок та реєструвати більш слабкі сигнали, що є важливим для детектування індивідуальних імпульсів пульсарів. Режим спостережень був

обраний WF, тому що саме цей режим зберігає найповнішу інформацію про тонку структуру радіовипромінювання.

3.1.1 Режими реєстрації на радіотелескопі УТР-2

Для виконання поставленої задачі реєстрації швидких змін міри обертання вздовж аномально інтенсивних імпульсів дуже важливо розуміти технічні можливості апаратури реєстрації, яка використовується. Ha радіотелескопі УТР-2 існує три принципові можливості реєстрації радіоастрономічних сигналів.

Перший варіант передбачає використання спектроаналізатора. В такому режимі реєстрації детектуються амплітудні спектри, тобто реєструється спектральна густина потужності та динамічна поведінка огинаючої сигналу, але немає інформації про фазу сигналу. Дослідження радіовипромінювання відбувається тими параметрами, які реалізовані 3 В радіоприймачах-реєстраторах DSP-Z [91]. Обмеження роздільної здатності по частоті одного каналу в цьому режимі складає 4.5 кГц. При цьому часове розділення при мінімальному рівні накопичення складає ~2 мс. Для дослідження швидких змін міри обертання в масштабах одного імпульсу такий спосіб реєстрації є не задовільним. В випадку реєстрації імпульсного радіовипромінювання пульсарів з використанням можливо компенсувати дисперсійну часову затримку на різних частотах тільки пост детекторним методом. Сигнали розмиваються в каналах реєстрації по частоті у 4,5 кГц. Фактично недостатньо точна компенсація дисперсійної затримки призводить до часткової деполяризації радіовипромінювання. Ця деполяризація носить суто методологічний характер. Одночасно з недостатньою частотною роздільною здатністю це розмиття в каналі не сприяє точному визначенню міру обертання, бо наприклад, для пульсара В0809+74 період фарадеївського обертання на частотах спостережень поблизу 20 МГц становить приблизно 18 кГц. Тобто на весь період обертання припадає всього 4 частотні відліки.

Другий режим реєстрації, що використовується на радіотелескопі УТР-2 є крос-кореляційний аналіз. В цьому випадку відгук антени Північ-Південь, що складається з 8 секцій, та відгук антени Захід-Схід, що складається з 4 секцій, утворюють взаємно-кореляційну матрицю. В цьому режимі авто-спектрів кожної антени реєструються взаємні амплітуди та взаємні фази сигналів, що подані на входи двох каналів реєстратора. Дані зберігаються з фіксованим частотним та часовим розділенням. Часова роздільна здатність без накопичення складає 4 мс, а частотна роздільна здатність порядку 4.5 кГц, як і в режимі реєстрації. При реєстрації сигналів попередньому В режимі крос-кореляції неможливо провести когерентну компенсацію дисперсійної затримки. Тобто цей режим також має свої обмеження та не задовольняє деяким параметрам які необхідно витримувати при аналізі тонких ефектів радіовипромінювання аномально інтенсивних імпульсів на коротких часових масштабах.

Нарешті третій режим реєстрації, який і було обрано для вирішення поставленої задачі, є хвильова реєстрація сигналів або Wave Form. Він є найінформативнішим та найповнішим по можливостям, але потребує великих ресурсів реєструючої апаратури, багато об'єму жорстких дисків, створення RAID (Redundant Array of Independent Disks) масивів ДЛЯ ШВИДКОГО паралельного запису зареєстрованих сигналів, великої ємності оперативної пам'яті ΠК найбільш аналізу. Оцифровування складного та сигналу проводиться дискретні часу. Кількість рівнів В моменти швидкого аналого-цифрового перетворювача становить 14. Це відповідає діапазону 20·lg(2¹³) = 78.27 дБ по амплітудам вхідних сигналів. Такий амплітудний діапазон є цілком достатнім для використання в декаметровому діапазоні хвиль, де рівень монохроматичних завад від різних радіостанцій може на 45-50 дБ перевищувати рівень галактичного фону. Швидкість оцифровування в WF

режимі характеризується частотою дискретизації f_d. Апаратна часова роздільна здатність δt_a , яку може забезпечити реєструвальна апаратура, складає $\delta t_a = 1/f_d$. В режимі WF можлива реєстрація в одному каналі з частотою дискретизації $f_d = 66 \text{ M}\Gamma$ ц, або в двох каналах та частотою дискретизації $f_d = 33 \text{ M}\Gamma$ ц. При використанні двох каналів в діапазоні 16.5 – 33 МГц вся смуга реєстрації складає 16.5 МГц. Для формування такої смуги аналізу в каналах реєстрації використовуються французькі радіо блоки, що мають смугові фільтри в діапазонах 18-31 МГц та/або 20-31 МГц з великого порядку. Застосування цих фільтрів забезпечує високий рівень пригнічення білого шуму та різноманітних завад поза смугою аналізу, яка дорівнює ~12 МГц. Ці радіоблоки використовуються як додаткове обладнання для формування смуги частот в каналах. При цьому спектр сигналу ресструсться дзеркально оберненим відносно частоти дискретизації, тобто під час візуалізації частоти розташовуються на вісі починаючи з високих до низьких, а фазова характеристика стає комплексно-спряженою до тієї, яка б була у оцифрованого радіосигналу при повному виконанні умов теореми Шенона-Котельникова.

В хвильовому режимі реєстрації сигнал може бути оброблений та представлений як у форматі кореляційного аналізу, так і в спектральному вигляді з потрібним часовим та частотним розділенням [59], [91]. Також такий режим реєстрації дає можливість провести компенсацію дисперсійної затримки когерентними методами, що є необхідним для аналізу тонких особливостей аномально інтенсивних імпульсів.

Існує кілька типів апаратних та фізичних обмежень, які треба враховувати. Апаратна часова роздільна здатність при реєстрації двома каналами в режимі WF складе $\delta t_{a33} = 1/33$ МГц = 30.3 нс. Така часова роздільна здатність є надлишковою, але дає нам можливість за потребою, не втратити інформацію про сигнали, що досліджуються. Для аналізу мір обертання випромінювання найближчих до Землі пульсарів необхідно роздільна здатність по частоті ~ 1 кГц. Тоді фізична часова роздільна здатність складає 1 мс. Такій об'єм комірки невизначеності або такі фізичні роздільні здатності обумовлені, з одного боку, властивостями середовища поширення, а з іншого боку вони є для прийнятними вирішення поставленої компромісно задачі. Вплив середовища проявляється здебільшого в частотній дисперсійній затримці, оберті площини лінійної поляризації та розсіянні. Дисперсійна часова затримка при цьому може бути скомпенсована без втрат інформації про сигнал когерентними методами, а от розсіяння є вирішальним та вносить обмеження на фізичну часову роздільна здатність. В радіоастрономії час, за який інтенсивність дельтоподібного сигналу падає вдвічі, характеризується сталою розсіяння. Оцінивши сталу розсіяння для пульсарів можна визначити компромісну роздільну здатність для вирішення задачі реєстрації швидких змін міри обертання. Так, мінімальна оцінка сталої розсіяння на частоті 23 МГц для пульсара B0950+08 становить $\Delta \tau_{sc} \approx 1$ мс. Це передбачає дотримання часової роздільної здатності $\Delta \tau \sim \Delta \tau_{sc}/5 \approx 200$ мкс. Звідси ми отримуємо фізичну частотну роздільну здатність ~5 кГЦ (але це вже після компенсації дисперсійної затримки імпульсу). Для пульсара В0950+08 мінімальний період фарадеївської модуляції становить 200 кГц. Тобто в оцифрованому сигналі на цьому періоді ми отримаємо ≈ 40 незалежних відліків. Такої кількості відліків цілком достатньо для подальшого визначення міри обертання.

Таким чином в WF режимі реєстрації можна гнучко обирати параметри боксу невизначеності $\Delta \tau \Delta f$ підлаштовуючи їх під апріорно відомі параметри радіовипромінювання конкретного пульсара та середовища поширення цього радіовипромінювання.

Загалом режим спостереження в хвильовій формі було обрано саме для того, щоб мати можливість розділити швидкі зміни міри обертання на коротких часових масштабах індивідуальних імпульсів одночасно з тим, що в частотному каналі не замивалися поляризаційні властивості сигналів. Два інші режими не є відповідними для вирішення поставлених задач.

3.1.2 Первинна обробка даних спостережень

Дані, записані в режимі WF, зберігаються на жорсткому диску приймача DSP-Z у вигляді файлів з розширенням «*.jds», кожен обсягом 2.048 ГБ. На першому етапі проводиться розкриття формату та візуалізація даних у вигляді динамічних спектрів, що представляють спектральну густину потужності сигналу в залежності від частоти та часу. Це робиться для якісного розуміння завадової обстановки та виявлення недоліків проведених спостережень. Для того, щоб побачити індивідуальні імпульси пульсарів потрібно провести компенсацію частотно-залежної дисперсійної затримки, що характеризується величиною міри дисперсії та позначається *DM*. Для зареєстрованих даних треба визначити величину *DM* та усунути її.

Існує два методи визначення та компенсації дисперсійної затримки, що застосовуються для досягнення різних цілей. Перший метод це постдетекторна або компенсація дисперсійної затримки. Він передбачає некогерентна одноразове перетворення даних у спектральну площину для того, щоб знайти спектральну щільність потужності сигналу. Потім застосовується зсув часу відносно вузьких спектральних каналів на основі відомого алгоритму [92], щоб знайти значення DM по максимальному відгуку інтенсивності в діапазоні реєстрації. Знайдене значення DMвважається частот реальним та використовується для подальшої обробки даних або досліджень коливань DM. Некогерентний метод видалення затримки дисперсії не вимагає великих обчислювальних ресурсів, оскільки використовує відносно швидкі операції зсуву елементів масиву. однак зменшує співвідношення С/Ш імпульсів пульсарів та втрачає інформацію про фазові характеристики сигналу. Такий алгоритм не підходить для досягнення визначених нами цілей, але він використовується на першому етапі для зменшення часу обробки при пошуку наявності аномально інтенсивних імпульсів на динамічних спектрах.

Другий метод втілює когерентну компенсацію дисперсійної затримки сигналів [50], [87]. Когерентна компенсація дисперсійної затримки полягає в

усуненні набігу фази, якої набуває сигнал на різних частотах в середовищі поширення. Цей алгоритм передбачає використання зсувів елементів у фазовій площині комплексних спектрів, що дозволяє здійснювати ці зсуви з більш щільними кроками в частотній області. Тому когерентний метод передбачає пряме та зворотне перетворення Фур'є, а також використання різних фазових зсувів для кожної з гармонійних складових комплексних спектрів, що потребує набагато більше ресурсів, ніж використання зсувів амплітудних спектрів. Для того, щоб знайти справжнє значення DM, всі ці операції повторюються для широкого діапазону фазових зсувів, що відповідає діапазону значень DM, використовуваних для пошуку максимальної відгуку за інтенсивністю. Безумовно, використання цього методу дає більш високу точність у визначенні величини DM, але в той же час вимагає значно більше ресурсів комп'ютера та обчислювального часу. При цьому сигнал у часовій області має максимально можливу роздільну здатність по часу.

Також було розроблено гібридний (суміш когерентного та постдетекторного методів) метод компенсації дисперсійної частотно-залежної затримки імпульсів, що поєднує в собі переваги обох представлених вище алгоритмів. В деяких випадках для оброблених даних визначена міра дисперсії не є оптимальною. Для того щоб не проводити всю обробку знов, запропоновано полегшити алгоритм та застосувати запропонований алгоритм. Суть методу полягає у використанні когерентного алгоритму з деякою прицільною мірою дисперсії на першому етапі і доведення до потрібного значення DM некогерентним методом. На рисунку 3.2 візуалізовано порівняння трьох представлених методів.

Такий підхід було застосовано для обробки унікального аномально інтенсивного імпульсу пульсара J0953+0755 (В0950+08), що можна побачити у розділі **3.3.2. Пульсар J0814+7429 (В0809+74).** В цьому випадку імпульс мав дві пари компонент з різними значеннями *DM*. Застосування гібридного

алгоритму значено зменшило час обробки, але зберегло необхідну інформацію для аналізу.



Рис. 3.2 Графічне порівняння когерентного (синього), некогерентного (червоного) методів та гібридного алгоритму (зеленого). Суцільна чорна лінія схематично представляє ДС імпульсу до видалення дисперсійної затримки, пунктирна чорна лінія - ДС імпульсу після когерентного видалення із прицільним значенням *DM*; а) положення імпульсу на ДС в окремих частотних каналах при використанні різних методів компенсації дисперсійної затримки; б) імпульсний профіль, інтегрований в смузі частот при використанні різних методів компенсації дисперсійної затримки; бі методів компенсації дисперсійної затримки

3.2 Зміни міри обертання в різних часових масштабах

В даній роботі основною ідеєю є те, що швидкі зміни міри обертання в масштабах одного імпульсу свідчать про зміни параметрів плазми в найближчому до пульсара середовищі — верхніх шарах магнітосфери та пульсарному вітрі. Для того, щоб проаналізувати швидкість зміни параметрів на всій іншій ділянці поширення від місця випромінювання до місця реєстрації, середовище поширення було розділено на окремі шари. Це власне магнітосфера пульсара (що включає навколопульсарну плазму та пульсарний вітер), міжзоряне середовище, міжпланетне середовище та іоносфера Землі (див. Рис. 3.3). Оцінки концентрації «вільних» електронів та магнітного поля для кожного середовища зазначені в таблиці 3.1. В цій таблиці було оцінено інтегральний внесок кожного середовища в загальні величини *DM* та *RM*.



Рис. 3.3. Представлення середовища поширення у вигляді послідовних шарів

Зрозуміло, що плазма в міжзоряному середовищі змінює свої параметри найповільніше. Зазначимо, що середнє значення концентрації «вільних» електронів в Галактиці складає 0.03 см⁻³, а середня індукція магнітного поля складає 10⁻⁶ Г (Див Табл. 3.1). При цьому вклад в інтегральні величини міри дисперсії та міри обертання є великим через розміри міжзоряного середовища. В міжзоряному середовищі сигнал поширюється найдовше. Далі ми виділяємо міжпланетне середовище, де використані два граничних значення концентрації електронів у сонячному вітрі на орбіті Землі. Середнє магнітне поле в цьому середовищі є приблизно сталим.

Таблиця 3.1

Оцінки інтегральних складових параметрів *DM* та *RM* в різних шарах середовища поширення

| Середовище | Товщина | Концентра | Магнітне поле, | ΔDM , | ΔRM , |
|----------------|-----------|-----------------------|------------------------------|----------------------|---|
| | шару | ція, см ⁻³ | Γ | пк/см ³ | рад/м ² |
| Іоносфера Ніч | 100-2000 | IBI 2007 | IGPE 2012 | 0.07.10-6 | 0.29 |
| (зеніт УТР-2) | КМ | INI 2007 | IORI [*] 2012 | 0.97 10 | 0.29 |
| Іоносфера День | 100-2000 | IDI 2007 | IGPE 2012 | 1 3.10 ⁻⁶ | 1 3/ |
| | KM | IKI 2007 | IONI ⁺ 2012 | 4,5 10 | 1.54 |
| Міжпланетне 1 | | | 100 | | 2.10-5 |
| | 1 - 50 AE | 2 | (фотосфера) | 9.5·10 ⁻⁶ | 2.10 |
| | | | 70 · 10 ⁻⁶ (1 AE) | | $1.4 \cdot 10^{-4}$ |
| Міжпланетне 2 | | | 100 | | 9 9·10 ⁻⁵ |
| | 1 - 50 AE | 10 | 100 | $4.7 \cdot 10^{-5}$ | ,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,, |
| | | | 70.10-6 | | 6.9·10 ⁻⁴ |
| Міжзоряне | 50 AE-100 | 0.03 | 10-6 | 3 | 2 44 |
| | ПК | | | | 2.44 |

Іоносфера Землі при цьому має розділення на нічний та денний стан, параметри яких були оцінені за допомогою моделей IRI 2007 [93] та IGRF 2012 [94]. Параметри середовищі в цій ділянці поширення можуть змінюватися на часових масштабах хвилин. Найбільш несприятливим часом спостережень при цьому будуть моменти сходу та заходу Сонця. На Рис. 3.4 представлено графік зміни міри обертання в напрямку на пульсар B2217+47 в залежності від часу [44]. Кожні пів години проходило визначення середнього значення міри обертання по усередненим даним за 15 хвилин спостережень.



Рис. 3.4 Графік міри обертання радіовипромінювання пульсара В2217+47 в залежності від часу спостережень [44]

Як видно з Табл. 3.1, внесок різних ділянок середовища поширення у інтегральну *DM* дуже малий, а зміни параметра концентрації електронів відбуватимуться набагато довше ніж час реєстрації індивідуального імпульсу пульсара. Однак внесок іоносфери в інтегральне значення *RM* доволі сильно впливає на загальний рівень оцінок міри обертання. Тому ми обираємо час спостережень пульсарів взимку вночі, щоб мінімізувати вплив іоносфери та зменшити підставку в оцінці середнього значення міри обертання.

3.3 Вибір пульсарів для спостережень

Ми обирали для спостережень найближчі до Землі пульсари – PSRs: J0242+6256, J0814+7429 (B0809+74), J0953+0755 (B0950+08) (див Рис. 3.5 [90], [95]). Це пов'язано з впливом ефектів поширення, здебільшого розсіювання на просторових неоднорідностях електронної концентрації міжзоряної плазми. Чим далі джерело випромінювання, або чим більша густина спектру неоднорідностей концентрації «вільних» електронів на шляху поширення, тим менше ми маємо можливостей виокремити імпульсну складову

радіовипромінювання від континуальної складової радіовипромінювання галактичного фону.



Рис. 3.5 Найближчі до Землі пульсари на карті яскравісної температури галактичного фону на частоті 20 МГц [90], [95]

З огляду на те, що ми хочемо досліджувати швидкі процеси зміни міри обертання, для аналізу ми беремо окремі аномально інтенсивні імпульси з високим співвідношенням СШ (*S/N*).

3.3.1 Пульсар J0242+62

Цей пульсар вперше був зареєстрований у 2007 році радіотелескопом GBT на частоті 350 МГц [35], [96], [97]. Огляд неба проводився в режимі транзиту під час модернізації рухомої частини радіотелескопа. В цьому огляді були визначені координати пульсара, його період обертання $P_0 = 0.592$ с та зроблено грубу оцінку значення DM ≈ 4 пк см⁻³. Уточнення параметрів було проведено в огляді неба радіотелескопом LOFAR у смузі частот 120 – 240 МГц у 2014 році [98]. Було покращено оцінки періоду обертання $P_0 = 0.5917$ с та міри дисперсії DM $\approx 3,903$ пк см⁻³. У найнижчому діапазоні 18 – 33 МГц пульсар було зареєстровано радіотелескопом УТР-2 в тому ж році [99].
Галактичні координати цього пульсара є Gl = 135.19°, Gb = 2.75° за даними каталогу ATNF [17], [18]. Тобто пульсар знаходиться в диску Галактики на відстані 220 пк від Землі. Він є одним з найближчих до Землі, і скоріше за все знаходиться в нашому рукаві Оріона. Через його місцеположення слід очікувати, що радіовипромінювання буде розсіюватися сильніше, ніж, наприклад, радіовипромінювання пульсара J0814+7429. Хоча для останнього пульсара міра дисперсії більша ніж для J0242+6256.

В Таблиці 3.2 можна бачити деякі характеристики цього пульсара.

Спостереження PSR J0242+6256 були проведені 28 жовтня 2014 р у діапазоні (8 – 33 МГц) на радіотелескопі УТР-2. Реєстрація радіовипромінювання проводилась приймачем DSP-Z [91].

Таблиця 3.2

| К-ти | Відстань | Період | Міра Дисперсії | Міра обертання | Джерело | |
|---|----------|----------|-------------------------------------|--|---------|--|
| RA 02:42:35 DEC +62:56:50 | 0.4 кпк | 592 мс | 4 пк см ⁻³ | - | [96] | |
| | 0.22 кпк | 591.7 мс | 3,903 пк см ⁻³ | - | [98] | |
| | - | - | 3.83±0.01 пк см ⁻³ | - | [99] | |
| | - | - | 3.8214±0.001 пк см ⁻³ | 4.35±0.3 рад/м ² * | [52] | |
| * $-$ Mina Opentaulia IIIa IVILcana $10242+6256$ IIIO DVIIa Ruzuaueua 2 | | | | | | |

Параметри пульсара J0242+6256 з різних джерел

 міра обертання для пульсара J0242+6256, що була визначена з використанням викладених в цій дисертації методів.

Досвід роботи в декаметровому діапазоні свідчив пре те, що в магнітосфері пульсара J0242+6256 можуть випромінюватися AII. Такі імпульси вже були зареєстровані для інших пульсарів в декаметровому та метровому діапазонах [48], [100–102]. І дійсно ми зареєстрували AII для PSR J0242+6256. Співвідношення С/Ш для таких імпульсів в максимумі перевищувало 10. Для цих імпульсів було проведено оцінки *DM*, *RM* та сталої часу розсіювання $\tau_{sc}(f)$ [52].

На Рис. 3.6 представлено динамічний спектр аномально інтенсивного імпульсу пульсара J0242+6256 після компенсації дисперсійної затримки (ліворуч), праворуч представлені середні профілі в вибраних піддіапазонах.



Рис. 3.6 Динамічний спектр аномально інтенсивного імпульсу PSR J0242+6256 наведений на панелі зліва. З правої сторони представлені профілі цього ж імпульсу в чотирьох піддіапазонах динамічного спектру. Часове розділення $\Delta \tau = 1.986$ мсек, частотне розділення $\Delta f = 8$ кГц. Спостереження проведені 28 жовтня 2014 р. на радіотелескопі УТР-2

Поляризаційні параметри радіовипромінювання даного пульсара раніше взагалі не були досліджені. До цього часу для нього не було відомо значення міри обертання. Для її визначення ми використовували методи що були розглянуті в другому розділі.

На Рис. 3.7а приведений динамічний спектр одного з найбільш потужних AII з виразною квазі-періодичною модуляцією інтенсивності в залежності від Присутність такої модуляції показує що зареєстроване частоти. випромінювання має високій ступінь лінійної поляризації. Така модуляція є проявом ефекту Фарадея (обертання площини лінійної поляризації при слабо поширенні випромінювання В анізотропному середовищі) при спостереженнях радіовипромінювання лінійних липолів. за допомогою Коефіцієнт еліптичності та ступінь лінійної поляризації такого випромінювання також можна визначити за методикою викладеною в другому розділі.

На Рис. 3.76 для порівняння наведено динамічний спектр аномально інтенсивного імпульсу з цієї ж сесії спостережень, на якому майже не помітні смуги модуляції. Відповідно і визначити частоту цієї фарадеївської модуляції не є можливим, хоча співвідношення С/Ш в профілі є достатнім для правильної оцінки цього параметра (Рис. 3.7г шкала праворуч показує співвідношення С/Ш для усередненого в піддіапазоні профілю імпульсу). На Рис. 3.76 частотна роздільна здатність динамічного спектру вдвічі менше ніж на Рис. 3.7а. Частотна роздільна здатність є важливим параметром при аналізі спектрів, її треба підбирати для кожного пульсара для отримання найбільш високого співвідношення С/Ш в області досліджень поляризаційних параметрів радіовипромінювання. Помилки в оцінці МО, які приведені на Рис. 3.76 можуть визначатися невірною частотною роздільністю в динамічному спектрі цього імпульсу.

Однак для коректного визначення МО для індивідуальних імпульсів не тільки відповідна частотна роздільна здатність та високе співвідношення С/Ш є важливим. Радіовипромінювання повинно мати високий рівень лінійної поляризації. Тож в якості найвірогіднішої інтерпретацій, можна розглядати або повну компенсацію ефекту Фарадея на цих довготах, або повну деполяризацію радіовипромінювання на даних довготах.



Рис. 3.7 Зареєстровані аномально інтенсивні імпульси та значення модуля міри обертання радіовипромінювання пульсара J0242+62: *a*), *б*) – ДС двох імпульсів з однієї сесії спостережень на центральній частоті $f_c = 22.5$ МГц. Часова роздільна здатність становить $\Delta \tau = 1.986$ мсек. Частотна роздільна здатність на ДС: *a*) $\Delta f = 2.014$ кГц, *б*) $\Delta f = 4.028$ кГц. *в*), *г*) – оцінки |*RM*| (чорна крива) вздовж профілю індивідуальних імпульсів (штрихова крива) на виокремленому інтервалі фаз імпульсу. Співвідношення С/Ш для профілів імпульсів якого показує шкала, що розташована праворуч

Для оцінки модуля міри обертання було обрано 7 аномально інтенсивних імпульсів, для яких була зафіксована фарадеївська модуляція інтенсивності.

112

Динамічні спектри цих АІІ розділялися на чотири субсмуги по 3 МГц кожна (див. Рис. 3.5). В кожній субсмузі, де співвідношення сигнал шум для лінійно поляризованої компоненти сигналу перевищувала 5, оцінювалося значення МО. Субсмуг, що відповідають заданому критерію, виявилося 15. Тобто ми отримали 15 оцінок модуля МО поблизу максимума профілю АІІ в близьких частотних діапазонах. Далі ми усереднили отримані оцінки та вирахували середнє значення *|RM|* з середньоквадратичним відхиленням.

Оцінки абсолютного значення міри обертання для пульсара J0242+6256 склали:

$$\langle |RM| \rangle \pm \sigma (|RM|) = 4.353 \pm 0.289 \text{ pag m}^{-2}$$
.

Поки що в науковій літературі та опублікованих каталогах не зустрічалося інших оцінок міри обертання для цього пульсара.

На рис.3.8 представлено переріз динамічного спектру АШ з Рис. 3.7*a* в фазі максимуму інтенсивності та оцінки фарадеївської модуляції, отримані двома методами: методом Фур'є аналізу та новим чутливим методом. Видно, що Фур'є аналіз не враховує всіх особливостей зареєстрованого сигналу, натомість новий метод вписується в зареєстрований сигнал найбільш вдало.

На Рис. 3.9*а*, *б* та Рис. 3.10*а*, *б* представлені динамічні спектри АІІ зі смугами модуляції по інтенсивності, так само як і на Рис. 3.7*а*.

На рисунку Рис. 3.7*в*, Рис. 3.9*в*,*г* та Рис. 3.10*в*,*г* представлені оцінки модуля міри обертання вздовж профілю індивідуальних імпульсів для всіх цих АІІ, що здійснені методами, описаними в другому розділі цієї роботи.



Рис. 3.8 Порівняння зареєстрованого спектру сигналу від пульсара J0242+6256 (червона крива) з двома тестовими функціями в центральному перерізі імпульсу. Чорна суцільна крива - це спектр тестового сигналу, отриманий за допомогою нового методу, чорна штрихова крива - це оцінений методом Фур'є аналізу спектр сигналу

На деяких профілях ми спостерігаємо найбільш інтенсивні флуктуації на фоні профілю аномально інтенсивного імпульсу. Інтенсивність імпульсної компоненти на тих самих довготах, на яких спостерігаються флуктуації, ще доволі висока.

Кількість зареєстрованих аномально інтенсивних імпульсів дала можливість отримати по дві оцінки ходу міри обертання в залежності від фази імпульсу в трьох сусідніх піддіапазонах. На рис. 3.11 показано хід модуля міри обертання вздовж профілю імпульсу в трьох сусідніх піддіапазонах.

Виявлено ефект інтенсивних змін модуля міри обертання в напрямку на даний пульсар на задніх фронтах аномально інтенсивних імпульсів. На всіх проаналізованих нами піддіапазонах АІІ не було зафіксовано чіткої залежності МО від фази імпульсу, тобто флуктуації не мають виразного тренду. Спостережені флуктуації МО можна інтерпретувати як диференційний внесок у MO магнітних трубок, окремих зареєстроване 3 яких генерується випромінювання. Наявність таких трубок передбачалося в деяких роботах, присвячених теоретичним дослідженням ефектів поширення в магнітосфери пульсарів [83], [84], [103–106].

Оскільки вихідні дані для цього пульсара були зареєстровані радіотелескопом з однією лінійною поляризацією, розроблені нові методи не дали визначити знак міри обертання. Було визначено тільки абсолютне значення міри обертання.



Рис. 3.9 Зареєстровані АІІ та «миттєві» значення |RM| радіовипромінювання пульсара J0242+62: *a*), *б*) – ДС одного імпульсу в сусідніх діапазонах на центральних частотах $f_c = 22.5$ МГц та $f_c = 25.5$ МГц відповідно. Часова та частотна роздільна здатність на ДС: $\Delta \tau = 1.986$ мсек та $\Delta f = 2.014$ кГц. *в*), *г*) – оцінки |RM| (чорна крива) вздовж профілю індивідуальних імпульсів (штрихова крива) на виокремленому інтервалі імпульсу. Співвідношення С/Ш для профілів імпульсів якого показує шкала, що розташована праворуч



Рис. 3.10 Зареєстровані АІІ та «миттєві» значення |RM| радіовипромінювання пульсара J0242+62: *a*), *б*) – ДС одного імпульсу в сусідніх діапазонах на центральних частотах $f_c = 22.5$ МГц та $f_c = 25.5$ МГц відповідно. Часова та частотна роздільна здатність аналогічна Рис. 3.7. *в*), *г*) – оцінки |RM| (чорна крива) вздовж профілю індивідуальних імпульсів (штрихова крива) на виокремленому інтервалі імпульсу

Подальші дослідження даного пульсара з використанням двох поляризацій та або хвильової реєстрації в режимі WF зареєстрованого сигналу дозволять визначити й знак міри обертання. Також можливо використати нещодавно запропоновану методику для визначення знаку міри обертання при спостереженнях радіотелескопом з однією лінійною поляризацією. Ця методика

заснована на врахуванні різниці впливу магнітних полів та іоносфері Землі на міру обертання в денний та нічний час та/або в різні пори року [107].



Рис. 3.11 Хід модуля міри обертання (червона крива) вздовж профілю імпульсу (синя крива) в трьох сусідніх піддіапазонах для пульсара J0242+6256

3.3.2 Пульсар Ј0814+7429 (В0809+74)

Пульсар J0814+7429 (B0809+74) було зареєстровано після відкриття пульсарів в першому огляді імпульсних джерел, який було проведено на частоті 81.5 МГц в Кембриджський обсерваторії [108]. В цьому огляді пульсар мав назву CP 0808. На той час його спектральна щільність потоку була найбільшою з раніше зареєстрованих у перших пульсарів. Тепер його спектральну щільність потоку на частоті 400 МГц оцінюють у 79 мЯн (за даними каталогу ATNF [17], [18]), що є не найбільшим значенням для зареєстрованих на цей час пульсарів. Знаходиться пульсар J0814+7429 у радіотихій області, як видно з Рис. 3.5, тому має низьке значення сталої розсіювання $9.5 \cdot 10^{-9}$ с (на частоті в небі 1 ГГц). Що важливо для наших досліджень, цей пульсар має достатню вірогідність реєстрації аномально інтенсивних імпульсів [51]. В Таблиці 3.3 приведено основні параметри пульсара. Цікавим та незвичним є той факт, що значення міри обертання, за даними того ж каталогу ATNF за час наших досліджень з 2010 року , змінилося зі значення -11.7 рад м⁻² [12] до -14 рад м⁻² [44]. Далі будуть описані наші оцінки міри обертання в декаметровому діапазоні для пульсара J0814+7429 та зроблене їх порівняння із вже зазначеними, що отримані в інших діапазонах.

Ми обробляли аномально інтенсивні імпульси (див. Рис. 3.12 верхня панель), що були зареєстровані 29 листопада 2003 року радіотелескопом УТР-2 за допомогою індійського PPR (Portable Pulsar Receiver) приймача, створеного в Раманському дослідницькому інституті (м. Бангалор, Індія).

Таблиця 3.3

| К-ти | Відстань | Період | Міра Дисперсії | Міра обертання | Джерело |
|--------------------|-----------|-----------------|-------------------|--|--------------|
| RA 08:14: 59.5 | 0.432 кпк | 1.29224144686 c | 5.75066 | -11.7 рад /м ² -14.0 рад /м ² | [12] [44] |
| DEC +74:29:05.7 | - | - | | 12.3 рад/м ² | [107] |

Параметри пульсара J0814+7429 з каталогу ATNF

Динамічні спектри імпульсів, представлених на верхній панелі Рис. 3.12 виражений прояв фарадеївського ефекту – модуляцію мають яскраво інтенсивності по частоті. Як можна бачити, частотна та часова роздільна здатність у першого та двох наступних імпульсів трохи відрізняється, що також позначилося на отриманих оцінках поведінки міри обертання в межах імпульсу. На нижній панелі цього рисунку можна бачити усереднені в 4 піддіапазонах профілі аномально інтенсивних імпульсів нормовані на максимальне значення Частоти піддіапазонів інтенсивності імпульсів. кожного складають: 3 ΔF2=23.32...23.7 МГц, ΔF1=22.94...23.32 МГц, ΔF3=23.7...24.08 МГц, ΔF4=24.08...24.47 МГц.



Рис. 3.12 Три динамічні спектри аномально інтенсивних імпульсів пульсара J0814+7429 (В0809+74) в смузі частот 23–24.5 МГц (верхні панелі) та усереднені в 4 виділених смугах частот профілі імпульсів (нижні панелі). Спостереження на радіотелескопі УТР-2 з індійським приймачем від 29 листопада 2003 року

На Рис. 3.13 представлені динамічні спектри обраних піддіапазонів для цих трьох аномально інтенсивних імпульсів. В деяких піддіапазонах ми бачимо виражену квазіперіодичну модуляцію інтенсивності по частоті, в деяких імпульс має недостатню інтенсивність, низьке співвідношення С/Ш, велику кількість завад та розмиту картину модуляції інтенсивності. Тому отримані результати оцінки поведінки міри обертання в рамках імпульсу, що залежать від всіх описаних вище факторів, відрізняються за достовірністю для кожного з цих випадків.



Рис. 5.13 Динамічні спектри в чотирьох піддіапазонах трьох АП пульсара J0814+7429 (B0809+74). Піддіапазони розміщені в порядку зростання середньої частоти горизонтально для кожного імпульсу

Для кожного з чотирьох піддіапазонів були отримані профілі міри обертання, які можна побачити на фоні усереднених в смузі частот профілів імпульсів на Рис. 3.14.



Рис. 3.14 Хід модуля міри обертання в залежності від фази імпульсу на фоні середнього профілю (чорна крива) в 4 піддіапазонах для 3 аномально інтенсивних імпульсів пульсара J0814+7429 (В0809+74). Первинні оцінки міри обертання позначені синьою кривою, покращені оцінки, які отримані з застосуванням розробленого методу, позначені червоною кривою

Для першого піддіапазону першого AII та третього піддіапазону другого імпульсу не має оцінки MO через відсутність сигналів з достатньою інтенсивністю в даних смугах частот (див. Рис. 3.14). Це свідчить про розмиті дані, велику кількість завад та неможливість виявити періодичність модуляції інтенсивності в частотній площині. За методикою, що була описана в другому розділі, ми спочатку отримали грубі оцінки, що зазначені синім кольором, а далі більш чутливим новим методом оцінили плавний хід міри обертання, що зазначено червоними кривими.

Для прикладу ілюстрації застосування нового методу на Рис. 3.15 представлено два тестових спектри сигналів, отриманих новим методом та Фур'є аналізом, на фоні зареєстрованого спектру імпульсу в фазі максимуму імпульсу в піддіапазоні з центральною частотою 23.5 МГц.



Рис. 3.15 Порівняння зареєстрованого спектру сигналу від пульсара J0814+7429 (червона крива) з двома тестовими функціями в центральному перерізі імпульсу. Чорна суцільна крива - це спектр отриманий за допомогою нового методу, чорна штрихова крива - це оцінений методом Фур'є аналізу спектр

Також ми отримали середнє за часом значення модуля міри обертання, яке відрізнялось для кожного з трьох AII:

 $|RM_{avP1}| = 12.25 \pm 0.45 \text{ рад/м}^2$ $|RM_{avP2}| = 12.4 \pm 0.77 \text{ рад/м}^2$ $|RM_{avP3}| = 12.3 \pm 0.7 \text{ рад/м}^2$

Середні оцінки міри обертання для цього пульсара в декаметровому діапазоні за нашими даними складають $|RM| = 12.32 \pm 0.65$ рад/м². Це значення близьке до тих, що отримані в каталозі ATNF.

На профілях модуля міри обертання, отриманих у піддіапазонах на Рис. 3.14, не спостерігається вираженого тренду. Якість та роздільна здатність по частоті та часу для другого та третього імпульсів не дає отримати більш плавний хід МО, є ділянки деполяризовані, а є ділянки, де спостерігаються швидкі зміни значень. Для першого імпульсу дані більш гладкі, навіть можна сказати про невеликий прогин характеристики МО на графіках. Але для повноцінної інтерпретації поведінки МО нам треба набрати більшу статистику. Ці результати були опубліковані в роботі [107].

3.3.3 Пульсар J0953+0755 (В0950+08)

Одним з перших також був зареєстрований пульсар J0953+0755 (В0950+08). За його координатами можна бачити, що він знаходиться у відносно радіотихій області (Рис. 3.5). Пульсар J0953+0755 (В0950+08) є одним з найближчих до Землі (0.261 кпк), має не високе значення розсіяння та дисперсійної затримки: $\tau_{sc} = 10^{-9}$ с та $DM \approx 3$ пк см⁻³. Параметри пульсара взяті з каталогу ATNF [17], [18] та зі статей [25], [44] зазначені в Таблиці 3.4.

Таблиця 3.4

| К-ти | Відстань | Період | Міра Дисперсії | Міра обертання | Джерело |
|---------------------------------------|----------|---------------|-------------------|---------------------------------------|---------|
| RA 09:53: 09.3 DEC +07:55:36 | 0.261 | 0.253065164 c | 2.96927 | -0.66 рад /м ² | [25] |
| | КПК | | | -2.151 рад /м ² | [44] |
| | - | - | | 2.4 ± 0.3 рад/м ² | [107] |

Параметри пульсара J0953+0755 з каталогу ATNF

Пульсар J0953+0755 (В0950+08) також показує високий рівень продетектованих аномально інтенсивних імпульсів. Найбільш цікавий на даний момент аномально інтенсивний імпульс було зареєстровано 22 лютого 2013 року на телескопі УТР-2 у смузі частот 18 – 30 МГц [50], [107].

Послідовність аномально інтенсивних імпульсів, один з яких має найбільшу інтенсивність, можна бачити на Рис 3.16.



Рис 3.16 Послідовність AII пульсара J0953+0755 на динамічному спектрі. Спостереження проведені на радіотелескопі УТР-2 від 22.02.2013

На Рис. 3.17 можна побачити найінтенсивніший унікальний імпульс у збільшеному масштабі. На динамічних спектрах (верхня панель) зображений один і той самий імпульс з двома різними значеннями скомпенсованої дисперсійної часової затримки. У першому випадку міра дисперсії складає $DM_1 = 2.972$ пк/см³, в другому – $DM_2 = 2.973$ пк/см³. При цьому на профілях динамічних спектрів (нижня панель) для різних значень *DM* висвітлюються дві пари компонент: непарна - перша та третя компоненти, та парна - друга та четверта. Ці дві пари компонент виглядають відновленими з найбільшою інтенсивністю саме при таких двох значеннях мір дисперсії.



Рис. 3.17 Аномально інтенсивний імпульс пульсара J0953+0755, представлений на динамічних спектрах (верхні панелі) та усереднених в смузі частот індивідуальних профілях імпульсів (нижні панелі) для двох значень DM: *а* та $\boldsymbol{6} - DM_1 = 2.972$ пк/см³, $\boldsymbol{6}$ та $\boldsymbol{c} - DM_2 = 2.973$ пк/см³

Так само, як і для попередніх АІІ, ми розділили всю смугу на піддіапазони: ΔF_1 =19.6...21.6 МГц, ΔF_2 =21.6...23.6 МГц, ΔF_3 =23.6...25.6 МГц, ΔF_4 =25.6...27.6 МГц. Динамічні спектри цих піддіапазонів в двох варіантах скомпенсованої часової затримки (які відповідають значенням *DM*₁ та *DM*₂) можна бачити на двох верхніх панелях Рис. 3.18, третій ряд показує усереднені в смузі частот профілі імпульсів для двох випадків *DM*: червона крива – *DM*₁,

синя крива – DM_2). Слід зазначити, що профілі імпульсів для всіх піддіапазонів з DM_2 зсунуті відносно профілів з DM_1 по фазі таким чином, що фази імпульсів співпадають. Якщо прибрати цей зсув, профілі імпульсів будуть зміщені один від одного на 0.029 б. о. (безрозмірних одиниць).



Рис. 3.18 Аномально інтенсивний імпульс пульсара J0953+0755 (В0950+08) для двох випадків компенсації дисперсійної часової затримки. Два верхніх рядка представляють динамічні спектри для обраних піддіапазонів для $DM_1 = 2.972$ пк/см³ та $DM_2 = 2.973$ пк/см³ відповідно. Третій рядок представляє усереднені в цих піддіапазонах профілі імпульсів, перший варіант DM – червона крива, другий – синя

На динамічних спектрах Рис. 3.17 та Рис. 3.18 виразно видно прояв ефекту Фарадея, тобто смуги модуляції інтенсивності по частоті. Дані цих піддіапазонів було оброблено з метою отримання профілів міри обертання.

Як було описано в другому розділі, на першому етапі було дано приблизну оцінку міри обертання. Потім на другому етапі будувалася модель випромінювання (із визначеними параметрами реально зареєстрованого сигналу) та вписувалася в реальний сигнал із підбором найвідповіднішої в рамках створеної моделі міри обертання для кожної фази періоду. На Рис. 3.19 представлено порівняння результатів цих етапів обробки. На графіку червоним показано спектр реально зареєстрованого сигналу В фазі максимума інтенсивності в піддіапазоні з центральною частотою 22.6 МГц. Чорна крива показує вписаний методом МСКВ спектр тестового сигналу. Чорна пунктирна показує спектр тестового сигналу, отриманого методом Фур'є аналізу. Видно, більш точно описує особливості спектру реально новий метод ЩО зареєстрованого сигналу, на відміну від методу простого Фур'є аналізу.



Рис. 3.19 Порівняння зареєстрованого спектру сигналу від пульсара J0953+0755 (червона крива) з двома тестовими функціями в центральному перерізі імпульсу. Чорна суцільна крива – це спектр отриманий за допомогою нового методу, чорна штрихова крива - це оцінений методом Фур'є аналізу спектр

Таким чином були отримані профілі модуля міри обертання, що представлені на Рис. 3.20.



Рис. 3.20 Профілі модуля міри обертання $RM(f_c, \psi)$ залежно від фази імпульсу пульсара J0953+0755 (В0950+08) на фоні усереднених в піддіапазонах профілів індивідуальних імпульсів: верхня панель – $DM_1 = 2.972$ пк/см³, нижня панель – $DM_2 = 2.973$ пк/см³. Чорна крива представляє профіль імпульсу в піддіапазоні, синя крива показує попередні оцінки міри обертання, червона крива відтворює оцінку *RM*, отриману новим чутливим методом, зелена лінія показує рівень міри обертання 2.4 рад/м², сіра штрихова лінія в області імпульсу показує рівень інтенсивності, на якому оцінки *RM* є найрепрезентативніші

Для зручності аналізу поведінки міри обертання в залежності від фази імпульсу, ми висвітлили ділянки імпульсу з найбільш достовірним визначенням MO (див. Рис. 3.21). Як можна бачити, абсолютні значення MO коливаються навколо одного значення, коливання мають швидкий характер та не показують протяжного тренду. Для обох значень $DM_{1,2}$ середнє за фазою значення модуля MO становить:

$$|RM| = 2.4 \pm 0.3 \text{ pag/m}^2.$$



Рис. 3.21. Висвітлені ділянки профілів модулів міри обертання $RM(f_c, \psi)$ залежно від фази імпульсу пульсара J0953+0755 (В0950+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. Всі позначки на цьому рисунку співпадають із позначками на Рис. 3.20

Треба зазначити, що навіть за допомогою аналізу міри обертання вздовж профілю аномально інтенсивних імпульсів, який можна зробити попереднім методом (тобто методом який заснований на Фур'є аналізі), час від часу виявляються швидкі зміни цього параметра. Раніше на ці зміни або не звертали уваги, або після усереднення по ансамблю звичайних імпульсів вони зникали і отримувалось єдине значення міри обертання для всього середнього профілю імпульсу. Таким чином використання аномально інтенсивних імпульсів в якості об'єкту аналізу підтвердило наявність швидких змін параметра МО в декаметровому радіовипромінюванні пульсарів на коротких часових інтервалах.

Висновки до розділу 3

В цьому розділі ми застосували представлений в другому розділі новий метод визначення швидких змін модуля міри обертання на часових масштабах індивідуального імпульсу в декаметровому діапазоні довжин хвиль для обробки реально зареєстрованих аномально інтенсивних імпульсів в чотирьох близьких між собою діапазонах частот.

Для аналізу було обрано три найближчі до Землі пульсари: J0243+62, J0814+7429 (B0809+74), J0953+0755 (B0950+08), що випромінюють аномально інтенсивні імпульси. Для кожного з пульсарів було проведено ретельну обробку аномально інтенсивних імпульсів. Отримано середні значення та флуктуації модуля міри обертання в декаметровому діапазоні. Оцінки модуля міри обертання для пульсарів J0814+7429 (B0809+74) та J0953+0755 (B0950+08) близькі до оцінок в інших дослідженнях на вищих частотах. Для пульсара J0243+62 вперше було дано абсолютну оцінку міри обертання, інших оцінок міри обертання на сьогодні в джерелах не зазначено.

Відкриті швидкі зміни міри обертання в залежності від фази імпульсу для кожного пульсара. Наявність цих швидких змін підтверджується використанням як нового, так і попереднього методу оцінки МО за допомогою Фур'є аналізу. Однак загальне усереднення по ансамблю звичайних імпульсів та/або по фазі імпульсу не дозволяло відкрити цей ефект раніше. Зараз наявність цих змін була підтверджена завдяки аналізу аномально інтенсивних імпульсів, та відмови від попередніх уявлень про статичність параметрів розповсюдження.

Присутність швидких змін міри обертання в радіовипромінюванні пульсарів може бути пояснена наявністю відносно тонких магнітних трубок в магнітосфері пульсара, які передбачались раніше в ряді теоретичних праць, де досліджувалась будова магнітосфери пульсара. Але визначених трендів швидких змін міри обертання поки що не виявлено. Подальші спостереження та статистичний набір даних по AII дозволить більш чітко описати процеси в навколопульсарній плазмі.

Результати досліджень даного розділу викладені в публікаціях автора [50–52], [90], [91], [99], [107]

ВИСНОВКИ

У результаті проведених комплексних досліджень досягнуто головну мету роботи — отримано оцінку швидких змін міри обертання в масштабах одного імпульсу для АІІ найближчих до Землі пульсарів, що дозволить зондування навколопульсарної плазми та розширить наші знання в області моделей магнітосфери пульсара.

Головними оригінальними результатами роботи є наступні:

1. Вперше в світі для пульсара J0243+6257 визначено абсолютне значення міри обертання. Модуль міри обертання складає 4.4 ± 0.3 рад/м². Визначення цього параметра отримано за допомогою радіотелескопа УТР-2 в діапазоні 16-33 МГц. В інших частотних діапазонах значення цієї величини не оцінювалося, тому не зазначено в жодних каталогах на даний час.

2. Вперше в декаметровому діапазоні дано оцінки абсолютного значення міри обертання для пульсарів J0814+7429 (B0809+74), J0953+0755 (B0950+08). Для пульсара J0814+7429 — $|RM = 12.3 \pm 0.7 \text{ рад/м}^2$, для пульсара J0953+0755 — $|RM| = 2.4 \pm 0.3 \text{ рад/м}^2$. В інших частотних діапазонах оцінки цієї величини близькі до отриманих, що підтверджує достовірність результатів досліджень та доцільність застосування розробленого методу для оцінки міри обертання в декаметровому та метровому діапазонах.

3. Вперше відкриті швидкі зміни міри обертання в залежності від фази індивідуального імпульсу для найближчих до Землі пульсарів. Часовий масштаб таких змін складає ~0.3 мс. До цього часу не застосовувався підхід, в якому міра обертання має динамічний, а не сталий характер в часових рамках індивідуального імпульсу. Наявність швидких змін міри обертання була підтверджена завдяки аналізу аномально інтенсивних імпульсів за допомогою розробленого чутливого до таких змін методу оцінки цієї величини.

4. Розроблено новий метод визначення швидких змін міри обертання в масштабах одного імпульсу у декаметровому діапазоні, що дає рекордно малу методологічну відносну похибку -40 дБ. Оцінки швидких змін міри обертання

при цьому мають набагато вищу точність визначення, ніж оцінки середнього значення. Метод дозволяє отримати оцінки міри обертання навіть при аналізі даних з радіотелескопа, який реєструє лише одну лінійну поляризацією. Новий метод є універсальним, та може застосовуватися для аналізу даних інших радіотелескопів близького частотного діапазону. Чутливість методу дозволяє визначати та досліджувати «миттєві» значення міри обертання в часових масштабах ~0.3 мс.

5. Обґрунтовано можливості зондування найближчого до пульсара середовища – верхньої магнітосфери та пульсарного вітру. Для трьох обраних пульсарів J0242+6256, J0814+7429 (B0809+74), J0953+0755 (B0950+08) були отримані залежності міри обертання від фази імпульсу з часовою роздільною здатністю до 0.3 мс.

Загалом отримані результати підтверджують необхідність проведення поляризаційних досліджень аномально інтенсивних імпульсів радіовипромінювання пульсарів у декаметровому діапазоні та показують переваги низькочастотного діапазону для спостереження тонких проявів ефектів поширення. Але це стосується тільки тих близьких до Землі пульсарів, які випромінюють аномально інтенсивні імпульси, а значення міри дисперсії та міри розсіяння в напрямку на ці пульсари є відносно малими.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- Hewish A., Bell S. J., Pilkington J. D. H., Scott P. F., Collins R. A. Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source. *Nature*. 1968. Vol. 217. P. 709.
- Baade W., Zwicky F. On Super-novae. Proceedings of the National Academy of Sciences. 1934. Vol. 20. P. 254–259. doi: 10.1073/pnas.20.5.254.
- [3] Davies J. G., Horton P. W., Lyne A. G., Rickett B. J., Smith F. G. Pulsating Radio Source at $\alpha = 19h19m$, $\delta = +22^{\circ}$. *Nature*. 1968. Vol. 217. P. 910.
- [4] Smith F. G. Measurement of the Interstellar Magnetic Field. *Nature*. 1968. Vol. 218. P. 325.
- [5] Gold T. Rotating Neutron Stars as the Origin of the Pulsating Radio Sources. *Nature*. 1968. Vol. 218. P. 731–732. doi: 10.1038/218731a0.
- [6] Goldreich P., Julian W. H. Pulsar Electrodynamics. *The Astrophysical Journal*. 1969. Vol. 157. P. 869. doi: 10.1086/150119.
- Barnard J. J., Arons J. Pair production and pulsar cutoff in magnetized neutron stars with nondipolar magnetic geometry. *The Astrophysical Journal*. 1982.
 Vol. 254. P. 713–734. doi: 10.1086/159784.
- [8] Davies J. G., Lyne A. G., Smith F. G., Izvekova V. A., Kuzmin A. D., Shitov I. P. The magnetic field structure of PSR 0809 + 74. Mon. Not. R. Astron. Soc. 1984. Vol. 211, P. 57–68. doi: 10.1093/mnras/211.1.57.
- [9] Ruderman M. A., Sutherland P. G. Theory of pulsars Polar caps, sparks, and coherent microwave radiation. *The Astrophysical Journal*. 1975. Vol. 196. P. 51–72. doi: 10.1086/153393.
- [10] Radhakrishnan V., Cooke D. J. Magnetic Poles and the Polarization Structure of Pulsar Radiation. *Astrophysical Letters*. 1969. Vol. 3. P. 225–229.
- [11] Smith F. G. Faraday Rotation of Radio Waves from the Pulsars. *Nature*. 1968.Vol. 220. P. 891–892.

- [12] Manchester R. N. Pulsar Rotation and Dispersion Measures and the Galactic Magnetic Field. *The Astrophysical Journal*. 1972. Vol. 172. P. 43–52. doi: 10.1086/151326.
- [13] Manchester R. N. Structure of the Local Galactic Magnetic Field. *The Astrophysical Journal*. 1974. Vol. 188. P. 637–644. doi: 10.1086/152757.
- [14] Hamilton P. A., Lyne A. G. Faraday rotation measurements on 163 pulsars. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 1987. Vol. 224. P. 1073–1081. doi: 10.1093/mnras/224.4.1073.
- [15] Costa M. E., McCulloch P. M., Hamilton P. A. Polarization observations of 17 southern pulsars at 600 MHz. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 1991. Vol. 252, P. 13–18. doi: 10.1093/mnras/252.1.13.
- [16] Taylor J. H., Manchester R. N., Lyne A. G. Catalog of 558 pulsars. *Astrophysical Journal Supplement*. 1993. Vol. 88. P. 529–568. doi: 10.1086/191832.
- [17] ATNF Pulsar Catalog, 2015. http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/. (Дата звернення 17.01.21).
- [18] Manchester R. N., Hobbs G. B., Teoh A., Hobbs M. The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue. *The Astronomical Journal*. 2015. Vol. 129, Is. 4. P. 1993–2006.
- [19] Rand R. J., Lyne A. G. New Rotation Measures of Distant Pulsars in the Inner Galaxy and Magnetic Field Reversals. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 1994.
 Vol. 268. P. 497–505. doi: 10.1093/mnras/268.2.497.
- [20] Qiao G., Manchester R. N., Lyne A. G., Gould D. M. Polarization and Faraday rotation measurements of southern pulsars. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 1995. Vol. 274. P. 572–588. doi: 10.1093/mnras/274.2.572.
- [21] Han J. L., Manchester R. N., Qiao G. J., Pulsar rotation measures and the magnetic structure of our Galaxy. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 1999. Vol. 306. P. 371–380. doi: 10.1046/j.1365-8711.1999.02544.x.

- [22] Mitra D., Wielebinski R., Kramer M., Jessner A. The effect of HII regions on rotation measure of pulsars. *Astronomy & Astrophysics*. 2003. Vol. 398.
 P. 993–1005. doi: 10.1051/0004-6361:20021702.
- [23] Weisberg J. M., Cordes J. M., Kuan B., Devine K. E., Green J. T., Backer D. C. Arecibo 430 MHz Pulsar Polarimetry: Faraday Rotation Measures and Morphological Classifications. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2004. Vol. 150, No. 1. P. 317–341.
- [24] Ramachandran R., Backer D. C., Rankin Joanna M., Weisberg J. M., Devine K. E. Effect of Quasi-Orthogonal Emission Modes on the Rotation Measures of Pulsars. *Astrophys. J.* 2004. Vol. 606, No. 2. P. 1167–1173.
- [25] Johnston S., Hobbs G., Vigeland S., Kramer M., Weisberg J. M., Lyne A. G. Evidence for alignment of the rotation and velocity vectors in pulsars. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2005. Vol. 364. P. 1397–1412. doi: 10.1111/j.1365-2966.2005.09669.x.
- [26] Han J. L., Manchester R. N., Lyne A. G., Qiao G. J., van Straten W. Pulsar Rotation Measures and the Large-Scale Structure of the Galactic Magnetic Field. *The Astrophysical Journal*. 2006. Vol. 642. P. 868–881. doi: 10.1086/501444.
- [27] Noutsos A., Johnston S., Kramer M., Karastergiou A. New pulsar rotation measures and the Galactic magnetic field. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2008.
 Vol. 386. P. 1881–1896. doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.13188.x.
- [28] Weltevrede P., Johnston S. Profile and polarization characteristics of energetic pulsars. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2008. Vol. 391. P. 1210–1226. doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.13950.x.
- [29] Keith M. *et al.* The High Time Resolution Universe Pulsar Survey IV. Discovery and polarimetry of millisecond pulsars. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2012. Vol. 419, No. 2. P. 1752–1765. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.19842.x.
- [30] Burgay M. *et al.* The High Time Resolution Universe Pulsar Survey VII. Discovery of five millisecond pulsars and the different luminosity properties of

binary and isolated recycled pulsars. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2013. Vol. 433. P. 259–269. doi: 10.1093/mnras/stt721.

- [31] Tiburzi C. *et al.* The High Time Resolution Universe survey IX. Polarimetry of long-period pulsars. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2013. Vol. 436. P. 3557–3572. doi: 10.1093/mnras/stt1834.
- [32] Tiburzi C. *et al.* Erratum: The High Time Resolution Universe survey IX.
 Polarimetry of long-period pulsars. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2014. Vol. 445,
 No. 3. P. 3009–3010. doi: 10.1093/mnras/stu1930.
- [33] Ng C. *et al.* The High Time Resolution Universe pulsar survey X. Discovery of four millisecond pulsars and updated timing solutions of a further 12. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2014. Vol. 439, No. 2. P. 1865–1883. doi: 10.1093/mnras/stu067.
- [34] Yan W. M. *et al.* Polarization observations of 20 millisecond pulsars. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2011. Vol. 414, No. 3. P. 2087–2100. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.18522.x.
- [35] Boyles J. et al. The Green Bank Telescope 350 MHz Drift-scan survey. I. Survey Observations and the Discovery of 13 Pulsars. *The Astrophysical Journal.* 2013. Vol. 763. P. 80. doi: 10.1088/0004-637X/763/2/80.
- [36] Dai S. *et al.*, A study of multifrequency polarization pulse profiles of millisecond pulsars. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2015. Vol. 449. P. 3223–3262. doi: 10.1093/mnras/stv508.
- [37] Force M. M., Demorest P., Rankin J. M. Absolute polarization determinations of 33 pulsars using the Green Bank Telescope. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2015. Vol. 453. P. 4485–4499. doi: 10.1093/mnras/stv1709.
- [38] Vitkevich V. V., Shitov Yu. P. Linear Polarization of MP 0628 and its Emission at Metre Wavelengths. *Nature*. 1970. Vol. 226. P. 1235–1236. https://doi.org/10.1038/2261235a0

- [39] Shitov Y. P. Linear Polarization of Pulsar PSR 2218 + 47. Nature Physical Science. 1971. Vol. 229. P. 179. doi: 10.1038/physci229179a0.
- [40] Rickett B. J. Frequency Structure of Pulsar Intensity Variations. *Nature*. 1969. Vol. 221. P. 158.
- [41] Staelin D. H., Reifenstein E. C. III. Faraday Rotation in Pulsars. *The Astrophysical Journal, Letters*. 1969. Vol. 156. P. L121. doi: 10.1086/180362.
- [42] Suleymanova S. A. Linear polarization of average pulsar pulses at frequencies of 102.5, 60 and 40 MHz. *Proc. Phys. Inst. Lebedev Mosc.* 1989. Vol. 199. P. 42.
- [43] Ramkumar P. S., Deshpande A. A. Determination of Linear Polarization and Faraday Rotation of Pulsar Signals from Spectral Intensity Modulation. J. Astrophys. Astron. 1999. Vol. 20. P. 37–50. doi: 10.1007/BF02715038.
- [44] Noutsos A. et al. Pulsar polarisation below 200 MHz: Average profiles and propagation effects. Astronomy & Astrophysics. 2015. Vol. 576. P. A62. doi: 10.1051/0004-6361/201425186.
- [45] Sotomayor-Beltran C. et al. Calibrating high-precision Faraday rotation measurements for LOFAR and the next generation of low-frequency radio telescopes. Astronomy & Astrophysics. 2013. Vol. 552. P. A58. doi: 10.1051/0004-6361/201220728.
- [46] Brentjens M. A., de Bruyn A. G. Faraday rotation measure synthesis. Astronomy & Astrophysics. 2005. Vol. 441. P. 1217–1228. doi: 10.1051/0004-6361:20052990.
- [47] Ulyanov O. M., Zakharenko V. V., Konovalenko A. A., Lecacheux A., Rosolen K., Rucker H. O. Detection of Individual Pulses from Pulsars B0809+74; B0834+06; B0943+10; B0950+08+10 and B1133+16 in the Decameter Wavelengths. *Radio Phys. Radio Astron.* 2006. Vol. 11, No. 2. P. 113–133.
- [48] Ul'yanov O. M., Zakharenko V. V. Energy of anomalously intense pulsar pulses at decameter wavelengths. *Astron. Rep.* 2012. Vol. 56. P. 417–429.

- [49] Ульянов О. М., Шевцова А. И., Скорик А. А. Поляризационное зондирование магнитосферы пульсаров. Известия Крымской Астрофизической Обсерватории. 2013. Т. 109, № 4. С. 159–168.
- [50] Ulyanov O. M., Skoryk A. O., Shevtsova A. I., Plakhov M. S., 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. P. 150–157. doi: 10.1093/mnras/stv2172.
- [51] Skoryk A. O., Ulyanov O. M., Zakharenko V. V., Shevtsova A. I., Vasylieva I. Y., Plakhov M. S., Kravtsov I. M. Fine structure of anomalously intense pulses of PSR J0814+7429 radio emission in the decameter range. Radio Phys. Radio Astron. 2017. Vol. 22, No. 2. Art. no. 2. doi: https://doi.org/10.15407/rpra22.02.093.
- [52] Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Zakharenko V. V., Skoryk A. O., Vasylieva I. Y., 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.
- [53] Zakharenko V. V. *et al.* Decameter Pulsars and Transients Survey of the Northern Sky. Status, First Results, Multiparametric Pipeline for Candidate Selection. *Odessa Astron. Publ.* 2015. Vol. 28. P. 252.
- [54] Sulejmanova S. A., Volodin Yu. V., Malofeev V. M. Linear polarization of average pulses of the pulsars PSR 0950+08 and PSR 1133+16 at 39 MHz. *Astronomicheskii Zhurnal*. 1983. Vol. 60. P. 554–559.
- [55] Sulejmanova S. A., Volodin Yu. V., Shitov Yu. P. Polarization of the pulsar's integrated profiles at 102,5 MHz. *Astronomicheskii Zhurnal*. 1988. Vol. 65. P. 349–365.
- [56] Suleimanova S. A., Zhuravlev V. F. Polarization of the radio emission of the pulsar PP 0943. Astronomicheskii Zhurnal. 1974. Vol. 51. P. 927.

- [57] Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Mukha D. V., Seredkina A. A. Investigation of the Earth ionosphere using the radio emission of pulsars. *Balt. Astron.* 2013.
 Vol. 22. P. 53–65. https://doi.org/10.1515/astro-2017-0147
- [58] Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Seredkina A. A. Polarization sounding of the pulsar magnetosphere. in *IAU Symposium*. 2013. Vol. 291. P. 530–532. doi: 10.1017/S1743921312024763.
- [59] Ульянов О. М., Шевцова А. И., Скорик А. А. Алгоритмы определения поляризационных параметров радиоизлучения пульсаров. *Радиофизика и Радиоастрономия*. 2014. Т. 19, № 2. Р. 101–110.
- [60] Stappers B. W. et al. Observing pulsars and fast transients with LOFAR. Astronomy & Astrophysics. 2011. Vol. 530. P. A80. doi: 10.1051/0004-6361/201116681.
- [61] Bhat N. D. R. *et al.* Detection of Crab Giant Pulses Using the Mileura Widefield Array Low Frequency Demonstrator Field Prototype System. *The Astrophysical Journal.* 2007. Vol. 665, No. 1. P. 618–627. doi: 10.1086/519444.
- [62] Ellingson S. W. *et al.* Observations of Crab Giant Pulses in 20-84 MHz using LWA1. *The Astrophysical Journal*. 2013. Vol. 768, No. 2. P. 136. doi: 10.1088/0004-637X/768/2/136.
- [63] Железняков В. В. Излучение в астрофизической плазме. 1997. Москва: Янус-К, 1997. 528 с.
- [64] Ginzburg V. L. *The propagation of electromagnetic waves in plasmas*, 2nd rev. and enl. Ed. Oxford: Pergamon, 1970. 615 p.
- [65] Гинзбург В. Л., Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы (2-е издание). М.: Наука, 1980. 505 с.
- [66] Мень А. В. и др. Принципы конструкции и характеристики антенн радиотелескопа УТР-2. Сборник «Антенны». Москва: Связь.1978. Вып.26. С. 15-57.

- [67] Брауде С. Я., Мень А. В., Содин Л. Г. Радиотелескоп декаметрового диапазона волн УТР-2. *Антенны*. Москва: Связь, 1978. №26. С. 3–15.
- [68] Brazhenko A. I. *et al.* New decameter radiopolarimeter URAN-2. *Kinemat. Fiz. Nebesnykh Tel Suppl.* 2005. Vol. 5. P. 43–46.
- [69] Popov M. V. *et al.* Instantaneous radio spectra of giant pulses from the crab pulsar from decimeter to decameter wavelengths. *Astron. Rep.* 2006. Vol. 50. P. 562–568. doi: 10.1134/S1063772906070067.
- [70] Zakharenko V. V. et al. Detection of decametre-wavelength pulsed radio emission of 40 known pulsars. Mon. Not. R. Astron. Soc. 2013. Vol. 431. P. 3624–3641.
- [71] Железняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. М.: Наука, 1977. 432 с.
- [72] 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. *Радиофизика и Радиоастрономия*. 2006. Т. 11, № 2. С. 113–133.
- [73] Ульянов О. М., Дешпанде А., Захаренко В. В., Асгекар А., Шанкар У. Двухчастотные наблюдения шести пульсаров с использованием УТР-2 и GEETEE радиотелескопов. *Радиофизика и Радиоастрономия*. 2007. Т. 12, № 1. С. 5–19.
- [74] Ul'yanov O. M., Zakharenko V. V., Bruk Y. M. The parameters of pulsar subpulse emission at decameter wavelengths. *Astron. Rep.* 2008. Vol. 52. P. 917–924.
- [75] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Механика*. Электродинамика, Т. 1. Москва: Наука, 1969.
- [76] Melrose D. What Causes the Circular Polarization in Pulsars?. in *Radio Pulsars*. 2003. Vol. 302. P. 179.

- [77] Karastergiou A., Johnston S. Absolute polarization position angle profiles of southern pulsars at 1.4 and 3.1 GHz. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2006. Vol. 365, No. 2. P. 353–366. doi: 10.1111/j.1365-2966.2005.09692.x.
- [78] Malov I. F., Nikitina E. B. Angles between the rotational axis and magnetic moment in 80 pulsars from observations near 1 GHz. Astron. Rep. 2011. Vol. 55. P. 19–30.
- [79] Малов И. Ф. Радиопульсари. М: Наука, 2004.
- [80] Rankin J. M. Toward an empirical theory of pulsar emission. I. Morphological taxonomy.. *The Astrophysical Journal*. 1983. Vol. 274. P. 333–358. doi: 10.1086/161450.
- [81] Rankin J. M. Toward an empirical theory of pulsar emission. II. On the spectral behavior of component width. *The Astrophysical Journal*. 1983. Vol. 274. P. 359–368. doi: 10.1086/161451.
- [82] Wang C., Lai D., Han J. Polarization changes of pulsars due to wave propagation through magnetospheres. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2010. Vol. 403, No. 2. P. 569–588. doi: 10.1111/j.1365-2966.2009.16074.x.
- [83] Petrova S. A. Polarization transfer in a pulsar magnetosphere. Mon. Not. R. Astron. Soc. 2006. Vol. 366. P. 1539–1550.
- [84] Petrova S. A. Statistics of the individual-pulse polarization based on propagation effects in the pulsar magnetosphere. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2006. Vol. 368. P. 1764–1772.
- [85] Hankins T. H., Rickett B. J. Pulsar signal processing. *Methods Comput. Phys.* 1975. Vol. 14. P. 55–129.
- [86] Rytov S. M., Kravtsov Yu. A., Tatarskii V. I. Principles of statistical radiophysics 1. Elements of random process theory. 1987. 253 c.
- [87] Hankins T. H. Microsecond Intensity Variations in the Radio Emissions from CP 0950. *The Astrophysical Journal*. 1971. Vol. 169. P. 487–494.
- [88] Zakharenko V. V., Nikolaenko V. S., Ulyanov O. M., Motiyenko R. A. A waveform receiver for continuous registration of fast processes in pulsar radio

emission. in *MSMW'07 Symposium Proceedings*. Kharkov; Ukraine. 2007. Vol. 2. P. 745–747.

- [89] Захаренко В. В., Николаенко В. С., Ульянов О. М., Мотиенко Р. А. Приемник с высоким временным разрешением для исследования радиоизлучения. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2007. Т. 12, № 3. С. 233–242.
- [90] Konovalenko A. *et al.* The modern radio astronomy network in Ukraine: UTR-2, URAN and GURT. *Exp. Astron.* 2016. Vol. 42, Iss. 1. P. 11–48. doi: 10.1007/s10686-016-9498-x.
- [91] Zakharenko V. et al. Digital Receivers for Low-Frequency Radio Telescopes UTR-2, URAN, GURT. J. Astron. Instrum. 2016. Vol. 5, Iss.4. Art. 1641010. doi: 10.1142/S2251171716410105.
- [92] Lorimer D. R., Kramer M. Handbook of Pulsar Astronomy. Cambridge University Press, 2004.
- [93] Bilitza D. Intrnational Reference Ionosphere, 2020. https://iri.gsfc.nasa.gov/.
- [94] Thébault E. et al. International Geomagnetic Reference Field: the 12th generation. Earth Planets Space. 2015. Vol. 67, No. 1. P. 79. doi: 10.1186/s40623-015-0228-9.
- [95] Sidorchuk M. A., Ulyanov O. M., Shepelev V. A., Mukha D. V., Brazhenko A. I., Vashchishin R. V., Frantzusenko A. V., Large-scale structure of the Northern sky at decametric waves. 2008. Scientific workshop Astrophysics with E-LOFAR 16 19 September 2008, Hamburg, Germany
- [96] Hessels J. W. T., Ransom S. M., Kaspi V. M., Roberts M. S. E., Champion D. J., Stappers B. W. The GBT350 Survey of the Northern Galactic Plane for Radio Pulsars and Transients. in 40 Years of Pulsars: Millisecond Pulsars, Magnetars and More. 2008. Vol. 983, P. 613–615. doi: 10.1063/1.2900310.

- [97] Lynch R. S. *et al.* The Green Bank Telescope 350 MHz Drift-scan Survey II: Data Analysis and the Timing of 10 New Pulsars, Including a Relativistic Binary. *Astrophys. J.* 2013. Vol. 763, No. 2, P. 81.
- [98] Coenen T. et al. The LOFAR pilot surveys for pulsars and fast radio transients. Astronomy & Astrophysics. 2014. Vol. 570. P. A60. doi: 10.1051/0004-6361/201424495.
- [99] Васильева Я. Ю., Захаренко В. В., Коновленко А. А., Зарка Ф., Ульянов О. М., Шевцова А. И., Скорик А. О. Декаметровый обзор северного неба с целью поиска пульсаров и источников транзиентного излучения. Первые результаты. *Радіофізика І Радіоастрономія*. 2014. Т. 19, № 3. С. 197–205. DOI: https://doi.org/10.15407/rpra19.03.197
- [100]Kuzmin A. D., Ershov A. A. Detection of giant radio pulses from the pulsar
 PSR B0656+14. Astron. Lett. 2006. Vol. 32. P. 583–587. doi: 10.1134/S1063773706090027.
- [101]Kuzmin A. D. Giant pulses of pulsar radio emission. Astrophysics & Space Science. 2007. Vol. 308. P. 563–567. doi: 10.1007/s10509-007-9347-5.
- [102]Malofeev V. M., Malov O. I., Shchegoleva N. B. Discovery of a burst in one pulse component in the pulsar PSR B0643 + 80. Astron. Rep. 1998. Vol. 42. P. 241–245.
- [103]Petrova S. A., Lyubarskii Y. E. Propagation effects in pulsar magnetospheres. Astronomy & Astrophysics. 2000. Vol. 355. P. 1168–1180.
- [104]Petrova S. A. On the origin of orthogonal polarization modes in pulsar radio emission. Astronomy & Astrophysics. 2001. Vol. 378. P. 883–897.
- [105]Petrova S. A. The influence of magnetospheric refraction on the apparent spatial structure of a pulsar emission region. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2001. Vol. 324. P. 931–936.
- [106]Petrova S. A. Diagnostics of the plasma of pulsar magnetospheres based on polarization profiles of radio pulses. *Astronomy & Astrophysics*. 2003. Vol. 408.
 P. 1057–1063.
- [107]Ульянов О. М., Шевцова А. І., Єрін С. М. Визначення знаку міри обертання при реєстрації однієї лінійної поляризації радіовипромінювання пульсарів. *Радіофізика і Радіоастрономія*. 2020. Т. 25, № 4. С. 253–267. doi: https://doi.org/10.15407/rpra25.04.253.
- [108]Cole T. W., Pilkington J. D. H. Search for Pulsating Radio Sources in the Declination Range + $44^{\circ} < \delta < + 90^{\circ}$. *Nature*. 1968. Vol. 219. P. 574–576. doi:10.1038/219574a0.

ДОДАТОК А

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці в наукових фахових виданнях України:

1. Ульянов О. М., Шевцова А. И., Скорик А. О. Поляризационное зондирование магнитосферы пульсаров. Изв. Крымской Астрофиз. Обс. 2013. Т. 109, № 4. С. 159–168. (Особистий внесок здобувача: участь у при розробці методів моделювання поляризованого радіовипромінювання та середовища поширення, комп'ютерне моделювання, підготовка матеріалів для публікації, написання та оформлення статті).

2. Ульянов О. М., Шевцова А. И., Скорик А. А. Алгоритмы определения поляризационных параметров радиоизлучения пульсаров. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2014. Т. 19, № 2. С. 101–110. (*Особистий внесок здобувача: розробка алгоритмів визначення поляризаційних параметрів радіовипромінювання пульсарів, комп'ютерне моделювання, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення статті).*

3. Vasylieva Ia. Y., Zakharenko V. V., Konovalenko A. A., Zarka P., Ulyanov O. M., **Shevtsova A. I.**, Skoryk A. O. Decameter pulsar/transient survey of northen sky. First results. *Radio physics and radio astronomy*. 2014. Vol. 19, $N_{\rm P}$ 3. P. 197–205. (Особистий внесок здобувача: проведення спостережень на радіотелескопі УТР-2, участь в обговоренні результатів та в написанні тексту статті).

4. 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 B0809+74 в декаметровом диапазоне. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2017. Т. 22, № 2. С. 93–111. (*Особистий внесок здобувача: спостереження пульсара B0809+74 на радіотелескопі* УТР-2, вторинна обробка імпульсів, участь в обговоренні результатів, підготовка тексту до публікації).

5. Ульянов О. М., Шевцова А. І., Єрін С. М. Визначення знаку міри обертання при реєстрації однієї лінійної поляризації радіовипромінювання пульсарів. *Радіофізика і радіоастрономія*. 2020. Т. 25, № 4. С. 253–267. DOI: https://doi.org/10.15407/rpra25.04.253 (Особистий внесок здобувача: розробка алгоритмів оцінки параметрів, спостереження на радіотелескопі УТР-2, обробка аномально інтенсивних імпульсів, участь в обговорені нових методів, підготовка матеріалів статті, написання тексту статті).

Наукові праці в науковому виданні України, що індексується в міжнародних наукометричних базах:

6. Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Zakharenko V. V., Skoryk A. O., Plakhov M. S. Time and Polarization Radiation Vasylieva I. Y., Characteristics of PSR J0242+6256 at the Decameter Wavelength Range. Bodies. 2018. Vol. 34, Iss. 4. P. 174–183. Kinemat. Phys. Celest. https://doi.org/10.3103/S0884591318040062 (SCOPUS, Web of Science) (переклад Ульянов О. М., Шевцова А. И., українського Захаренко В. В., видання: Скорик А. А., Васильєва Я. Ю., Плахов М. С. Временные и поляризационные характеристики радиоизлучения PSR J0242+6256 в декаметровом диапазоне. Кинематика и физика небесных тел. 2018. Т. 34, № 4. С. 14–29) (Особистий внесок здобувача: проведення спостережень пульсара J0242+6256 на радіотелескопі УТР-2, вторинна обробка аномально інтенсивних імпульсів з метою оцінки середнього значення та швидких змін міри обертання, створення ілюстрацій, написання тексту статті, оформлення статті).

Наукові праці в зарубіжних спеціалізованих виданнях:

7. Ulyanov O. M., **Shevtsova A. I.**, Mukha D. V., Seredkina A. A. Investigation of the Earth Ionosphere Using the Radio Emission of Pulsars. *Baltic Astronomy*.

2013. Vol. 22, Iss. 1. P. 53–65. doi: https://doi.org/10.1515/astro-2017-0147 (SCOPUS, Web of Science) (Особистий внесок здобувача: розробка моделей, комп'ютерне моделювання, підготовка рисунків та тексту статті до публікації).

8. Ulyanov O. M., Skoryk A. O., Shevtsova A. I., Plakhov M. S., Ulyanova O. O. Detection of the fine structure of the pulsar J0953+0755 radio emission in the decameter wave range. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2016. Vol. 455, Iss. 1. P. 150–157. (SCOPUS, Web of Science) (*Ocoбистий внесок здобувача: проведення спостережень пульсара J0953*+0755 на радіотелескопі УТР-2, обробка аномально інтенсивних імпульсів, підготовка тексту та рисунків статті до публікації).

9. Konovalenko A., Sodin L., Zakharenko V., Zarka P., Ulyanov O., Sidorchuk M., Stepkin S., Tokarsky P., Melnik V., Kalinichenko N., Stanislavsky A., Koliadin V., Shepelev V., Dorovskyy V., Ryabov V., Koval A., Bubnov I., Yerin S., Gridin A., Kulishenko V., Reznichenko A., Bortsov V., Lisachenko V., Reznik A., Litvinenko G., Kvasov G., Mukha D., Khristenko A., Shevchenko V. V., Shevchenko V. A., Belov A., Rudavin E., Vasylieva I., Miroshnichenko A., Vasilenko N., Olyak M., Mylostna K., Skoryk A., Shevtsova A., Plakhov M., Kravtsov I., Volvach Y., Lytvinenko O., Shevchuk N., Zhouk I., Bovkun V., Antonov A., Vavriv D., Vinogradov V., Kozhin R., Kravtsov A., Bulakh E., Kuzin A., Vasilyev A., Brazhenko A., Vashchishin R., Pylaev O., Koshovyy V., Lozinsky A., Ivantyshin O., Rucker H. O., Panchenko M., Fischer G., Lecacheux A., Denis L., Coffre A., Grießmeier J.-M., Tagger M., Girard J., Charrier D., Briand C., Mann G. The modern radio astronomy network in Ukraine: UTR-2, URAN and GURT. Experimental Astronomy. 2016. Vol. 42, Iss. 1. P. 11–48. (SCOPUS, Web of Science). (Особистий внесок здобувача: проведення спостережень на радіотелескопі УТР-2, обробка даних, участь у створенні програм обробки, участь у написанні статті).

10. Zakharenko V., Konovalenko A., Zarka P., Ulyanov O., Sidorchuk M., Stepkin S., Koliadin V., Kalinichenko N., Stanislavsky A., Dorovskyy V., Shepelev V., Bubnov I., Yerin S., Melnik V., Koval A., Shevchuk N., Vasylieva I., Mylostna K., Shevtsova A., Skoryk A., Kravtsov I., Volvach Y., Plakhov M., Vasilenko N., Vasylkivskyi Y., Vavriv D., Vinogradov V., Kozhin R., Kravtsov A., Bulakh E., Kuzin A., Vasilyev A., Ryabov V., Reznichenko A., Bortsov V., Lisachenko V., Kvasov G., Mukha D., Litvinenko G., Brazhenko A., Vashchishin R., Pylaev O., Koshovyy V., Lozinsky A., Ivantyshyn O., Rucker H. O., Panchenko M., Fischer G., Lecacheux A., Denis L., Coffre A., Grießmeier J.-M. Digital Receivers for Low-Frequency Radio Telescopes UTR-2, URAN, GURT. Journal of Astronomical Instrumentation. 2016. Vol. 5, Iss. 4. Art. 1641010. (SCOPUS, Web of (Особистий внесок здобувача: проведення спостережень Science). на радіотелескопі УТР-2, обробка даних, участь в обговоренні результатів, участь у написанні статті).

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

11. Ульянов О. М., Шевцова А. И., Середкина А. А. Поляризационное магнитосферы пульсаров || Электромагнитные зондирование методы окружающего пространства : материалы 1 исследования укр. конф., 25-27 вересня 2012 р., Харків, 2012. С. 286-288. (Особистий внесок здобувача: проводила моделювання сигналу та середовища поширення, брала участь в обговорення отриманих результатів та готувала всі матеріали для стендової доповіді).

12. Ulyanov O. M.; Shevtsova A. I.; Seredkina A. A. Polarization sounding of the pulsar magnetosphere // Neutron Stars and Pulsars: Challenges and Opportunities after 80 years : Proceedings of the 291st Symposium of the International astronomical union, 20–24 August 2012, Beijing, China, 2012. P. 530–532. (Особистий внесок здобувача: проводила моделювання сигналу та середовища

поширення, брала участь в обговорення отриманих результатів та готувала всі матеріали для доповіді).

13. Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Seredkina A. A. Polarization sounding of pulsar magnetosphere // Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics : Proceedings of the XII Kharkiv Young Scientist Conference, 4–7 December 2012, Kharkiv, 2012. — CD-ROM. (Особистий внесок здобувача: проводила моделювання сигналу та середовища поширення, брала участь в обговорення отриманих результатів та готувала матеріали для доповіді).

14. Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Mukha D. V., Seredkina A. A. Investigation of the earth ionosphere using the radio emission of pulsars // Advances in Radio Astronomy in Near-Erath Environment : Proceedings of the Ventspils International Radio Astronomy Conference, 13–15 August 2012, Ventspils, Latvia, 2012. P. 53–65. (Особистий внесок здобувача: розробляла модель імпульсного поляризованого випромінювання пульсарів під впливом ефектів поширення, брала участь в обговоренні результатів, готувала матеріали для виступу та публікації тез доповіді на конференції).

15. Shevtsova A. Accurate methods for determining the parameters of radio pulse propagation medium // 43rd Young European Radio Astronomers Conference, 30 September–3 October 2013, Bielefeld, Germany, 2013. (Особистий внесок здобувача: проводила моделювання сигналу та середовища поширення, брала участь в обговорення отриманих результатів та готувала всі матеріали для доповіді).

16. Ulyanov O. M., **Shevtsova A. I.**, Seredkina A. A. The methods of polarization sounding of the pulsar magnetosphere // Cosmic magnetic fields: Legacy of A.B. Severny : Proceedings of the COSPAR Symposium, 1–6 September 2013, Nauchny, Ukraine, 2013. (Особистий внесок здобувача: проводила моделювання сигналу та середовища поширення, обробляла дані спостережень пульсарів, готувала всі матеріали доповіді).

17. Ульянов О. М., Шевцова А. И., Середкина А. А. Определение поляризационных параметров радиоизлучения пульсаров // 13-th Odessa International Astronomical Gamow Conference-School "Astronomy and beyond: Astrophysics, Cosmology and Gravitation, Cosmomicrophysics, Radio-astronomy and Astrobiology", 19–25 August 2013, Odesa, 2013. (Особистий внесок здобувача: проводила моделювання сигналу та середовища поширення, обробляла дані спостережень пульсарів, готувала матеріали доповіді).

18. Skoryk A. O., Ulyanov O. M., Shevtsova A. I. Detection of a fine structure of the pulsar J0953+0755 radiation in the low frequency range radio astronomy // Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics : Proceedings of the 14th Kharkiv Young Scientist Conference, 14–17 October 2014, Kharkiv, 2014. – CD-ROM. (Особистий внесок здобувача: приймала участь в обговорені отриманих результатів, готувала матеріали доповіді).

19. Shevtsova A., Ulyanov O., Skoryk A., Zakharenko V., Vasylieva I., Kravtsov I. Rotation Measure Calculation Algorithm for Pulse Radiation in Decameter Range. // Applied Physics : Proceedings of International Young Scientists Forum, 29 Sept.-2 Oct. 2015, Dnipropetrovsk, 2015. Art. RAA-9. (SCOPUS) (Особистий внесок здобувача: проводила спостереження пульсара, моделювання сигналу та середовища поширення, брала участь в обговорення отриманих результатів та готувала всі матеріали для доповіді).

20. Skoryk A., Ulyanov O., Zakharenko V., Shevtsova A., Vasylieva Y, Kravtsov I., Plakhov M. Fine Structure of the Pulsar Decameter Radiation as the Probe of the Propagation Medium Fine Structure of the Pulsar Decameter Radiation as the Probe of the Propagation Medium // Applied Physics : Proceedings of International Young Scientists Forum, 29 Sept.–2 Oct. 2015, Dnipropetrovsk, 2015. Art. RAA-4. (Особистий внесок здобувача: брала участь в обговоренні отриманих результатів, та разом із співавторами готувала матеріали для публікації тез конференції).

21. Skoryk A. O., Ulyanov O. M., Zakharenko V. V., Shevtsova A. I., Vasylieva Y. U., Kravtsov I. P., Plakhov M. S. Fine structure of the PSR B0809+74 individual pulses in decameter wave range // Applied Physics : Proceedings of International Young Scientists Forum on Applied Physics (YSF), 10-14 October 2016, Kharkiv, 2016. CD of Abstracts. RAA-3. (Особистий внесок здобувача: проводила спостереження пульсара, участь в обговоренні результатів роботи і підготовці матеріалів для статті).

22. Zakharenko V. V., Kravtsov I. P., Vasylieva I. Y., Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Skoryk A. O., Mykhailova S. S., Konovalenko O. O., Zarka P. Decameter survey of pulsars and transients of the Northern Sky. Current status // Proceedings of 23rd Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics, 25–30 April 2016, Kyiv, 2016. Book of Abstracts, P. 16. (Особистий внесок здобувача: обробка даних, проведення спостережень, участь у розробці програм обробки, підготовка доповіді та тез для публікації).

Kravtsov I. P., 23. Zakharenko V. V., Vasylieva I. Y., Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Skoryk A. O., Mykhailova S. S. Decameter Pulsars and Transients Survey of the Northern Sky. Observations and Data Processing // Proceedings of 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves MSMW'2016, 21 - 24June 2016, Kharkiv, 2016. DOI: 10.1109/MSMW.2016.7538020 (SCOPUS). (Ocoбистий здобувача: проведення спостережень, обговоренні внесок участь в результатів, підготовка доповіді та конференційної статті для публікації).

24. Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Zakharenko V. V., Skoryk A. O., Vasylieva Ia. Y. Rotation measure estimation for anomalously intense pulses of PSR J0243+6257. // 17th Gamow Conference-School: "Astronomy and beyond: Astrophysics, Cosmology, Cosmomicrophysics, Astroparticle Physics, Radioastronomy and Astrobiology", 13–20 August 2017, Odesa, 2017. (Особистий внесок здобувача: проводила спостереження пульсара на радіотелескопі УТР-

2, проводила обробку аномально інтенсивних імпульсів, готувала матеріали доповіді).

25. Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Zakharenko V. V., Skoryk A. O., Vasylieva Ia. Y. Rotation measure of individual pulses of PSR J0243+6257 // Proceedings of IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering, 17–20 October 2017, Lviv, 2017. (Особистий внесок здобувача: проводила спостереження пульсара на радіотелескопі УТР-2, проводила обробку аномально інтенсивних імпульсів, готувала матеріали доповіді).

26. Skoryk A. O., Ulyanov O. M., Shevtsova A. I. Anomalously intense pulses as a pulsar magnetosphere probes // Proceedings of IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering, 17–20 October 2017, Lviv, 2017. (Особистий внесок здобувача: проведення спостережень, участь в обговоренні результатів, підготовка доповіді та конференційної статті для публікації).

27. Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Skoryk A. O. Polarization of the Fine Structure of Pulsar Radio Emission at Low Frequencies. // 18-th Odesa International Astronomical Gamow Conference-School Astronomy and Beyond: Astrophysics, Cosmology, Cosmomicrophysics, Astroparticle Physics, Radioastronomy and Astrobiology, 12–18 August 2018, Odesa, 2018. (Особистий внесок здобувача: проводила спостереження пульсара на радіотелескопі УТР-2, проводила обробку аномально інтенсивних імпульсів, готувала матеріали доповіді).

28. Ulyanov O., Shevtsova A., Skoryk A., Plakhov M. 50-Years of Pulsars Research in Ukraine. // Workshop, 23–30 March 2019, Nançay Observatory, France, 2019. doi: 10.13140/RG.2.2.16389.19685. (Особистий внесок здобувача: брала участь в обговоренні результатів, готувала матеріали доповіді).

29. Ulyanov O. M., **Shevtsova A. I.**, Zakharenko V. V., Konovalenko A. A., Zarka P., Grießmeier J.-M., Skoryk O. A., Kravtsov I. P. Broadband Probing of the Upper Magnetospheres of Pulsars // 19th Gamow International Conference in Odessa: "New Trends in Cosmology, Astrophysics and HEP after Gamow" and 19th

Gamow Summer School: "Astronomy and beyond: Astrophysics, Cosmology, Radioastronomy and Astrobiology", 11–19 August 2019, Odesa, 2019. doi: 10.13140/RG.2.2.24474.59849. (Особистий внесок здобувача: проводила спостереження пульсарів на радіотелескопі УТР-2, проводила обробку аномально інтенсивних імпульсів, готувала матеріали доповіді).

30. Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Zakharenko V. V., Skoryk A. O., Yerin S. N. Rotation measure profiles for anomalously intense pulses of PSR B0950+08 and PSR B0809+74 // XX Gamow International Astronomical Conference-School in Odessa: "Astronomy and beyond: Astrophysics, Cosmology and Gravitation, High Energy Physics, Astroparticle Physics, Radioastronomy and Astrobiology", 9–16 August 2020, Odesa, 2020. (Особистий внесок здобувача: проводила спостереження пульсарів на радіотелескопі УТР-2, проводила обробку аномально інтенсивних імпульсів, готувала матеріали доповіді).

31. Ulyanov O., Shevtsova A., Yerin S., Konovalenko O., Zakharenko V., Grießmeier J.-M., Zarka P., Skoryk A. Hybrid algorithm of dispersion delay retrieval and removal in radio astronomy // 10th international Kharkiv symposium on physics and engineering of microwaves, millimeter and submillimeter waves MSMW'2020, 21–25 September 2020, 2020. (online Kharkiv, due COVID-19). to doi: 10.1109/UkrMW49653.2020.9252572. (Особистий внесок здобувача: проводила спостереження пульсара B0950+08 на радіотелескопі УТР-2, проводила обробку аномально інтенсивних імпульсів, брала участь в розробці методу та його реалізації, готувала матеріали доповіді).