

# Faradayevi momenti južnih galaktičkih širina u pregledu neba LoTSS

---

Gajović, Lovorka

Master's thesis / Diplomski rad

2021

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://um.nsk.hr/um:nbn:hr:217:772688>

Rights / Prava: [In copyright](#)/[Zaštićeno autorskim pravom.](#)

Download date / Datum preuzimanja: **2025-02-16**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

Lovorka Gajović

FARADAYEVI MOMENTI JUŽNIH GALAKTIČKIH  
ŠIRINA U PREGLEDU NEBA LoTSS

Diplomski rad

Zagreb, 2021.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ  
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

**Lovorka Gajović**

Diplomski rad

**Faradayevi momenti južnih  
galaktičkih širina u pregledu neba  
LoTSS**

Voditelj diplomskog rada: izv. prof. dr. sc. Vibor Jelić

Ocjena diplomskog rada: \_\_\_\_\_

Povjerenstvo: 1. \_\_\_\_\_

2. \_\_\_\_\_

3. \_\_\_\_\_

Datum polaganja: \_\_\_\_\_

Zagreb, 2021.

Željela bih zahvaliti svojoj obitelji i prijateljima što su me podržavali pri izradi ovog rada te tijekom cijelog studija.

Zahvalila bih LoTSS kolaboraciji što su mi omogućili da koristim njihove podatke za izradu ovog rada.

Zahvaljujem Ani Erceg s Instituta Ruđer Bošković na pomoći pri izradi mozaika, računanju Faradayevih momenata i ostalom programiranju. Također bih zahvalila svim članovima Laboratorija za astročestičnu fiziku i astrofiziku na savjetima i ugodnoj atmosferi za vrijeme izrade ovog diplomskog rada.

Najviše želim zahvaliti svom mentoru dr. sc. Viboru Jeliću na trudu i vremenu koje je uložio da me vodi u izradi ovog rada te na svemu što me naučio o astrofizici.

## Sažetak

Cilj pregleda neba LoTSS je promatranje cijelog sjevernog neba teleskopom LO-FAR na niskim radiofrekvencijama (približno 150 MHz). U Mliječnoj stazi polarizirano radiozračenje na niskim frekvencijama je sinkrotronsko zračenje koje proizvode visokoenergetski elektroni. U međuzvjezdanoj materiji, u kojoj je prisutno magnetsko polje, zbog Faradayeve rotacije se zakreće kut polarizacije emitiranog sinkrotronskog zračenja. Budući da Faradayeva rotacija ovisi o kvadratu valne duljine zračenja, možemo iskoristiti Faradayevu tomografiju i metodom RM sinteze raspetljati opaženo zračenje po Faradayevim dubinama što nam daje raspodjelu ionizacije i magnetskog polja u međuzvjezdanoj materiji duž doglednice.

U ovom radu smo spojili 186 zasebnih opažanja pregleda neba LoTSS u mozaik koji prekriva približno 1400 kvadratnih stupnjeva neba na južnim galaktičkim širinama. Izračunali smo nulti Faradayev moment koji odgovara ukupnom intenzitetu zračenja po Faradayevim dubinama, prvi Faradayev moment koji predstavlja srednju vrijednost Faradayeve dubine utežnjenu intenzitetom i drugi Faradayev moment koji označava polovicu utežnjene širine u Faradayevom spektru.

Najbitnija značajka dobivenog mozaika je gradijent emisije po Faradayevim dubinama koji se proteže sa zapadne prema istočnoj strani vidnog polja. U najstrmijem dijelu gradijenta emisija se pomakne približno  $4^\circ$  na nebu za svaki rad  $m^{-2}$  Faradayeve dubine. Usporedili smo rezultate s kartom ukupne galaktičke Faradayeve rotacije i pokazali da je emisija koju LoTSS opaža nastala na manjim udaljenostima od skale galaksije.

Ključne riječi: lokalna međuzvjezdana materija, sinkrotronsko zračenje, Faradayevi momenti, magnetsko polje

# Faraday moments at South Galactic latitudes in the LoTSS sky survey

## Abstract

The goal of the LoTSS sky survey is to observe the whole North sky with the LOFAR telescope at very low radio frequencies (approximately 150 MHz). At low frequencies, most of the polarized emission of the Milky Way is synchrotron radiation produced by high energy electrons. Faraday rotation changes the angle of polarization when the radiation passes through magnetized interstellar medium. Faraday rotation is proportional to the square of the wavelength of radiation. Therefore, we can use Faraday tomography and rotation measure (RM) synthesis method to disentangle the observed emission over the range of Faraday depths. Faraday depth gives us the distribution of ionised interstellar medium and magnetic field along the line of sight.

In this work we combined 186 single LoTSS observations into a mosaic which covers approximately 1400 square degrees of the sky at South Galactic latitudes. We calculated the Faraday moments. The zero moment represents the total intensity of radiation over the whole Faraday spectrum. The first moment is the average Faraday depth weighted by intensity. The second moment is a half of the weighted width of the Faraday spectrum.

The most significant feature of the mosaic is a gradient of intensity over multiple Faraday depths which covers the field of view from west to east. At the steepest part of the gradient the emission moves on average  $4^\circ$  on the sky when the Faraday depth changes by  $1 \text{ rad m}^{-2}$ . We compared our results to the Galactic Faraday rotation sky map and concluded that the emission observed in the LoTSS survey is produced at distances closer to us compared to the size of the whole galaxy.

Keywords: local interstellar medium, synchrotron radiation, Faraday moments, magnetic fields

# Sadržaj

<b>1. Uvod</b>	<b>1</b>
1.1. Pregled neba LoTSS . . . . .	1
1.2. Polarizirano zračenje Mliječne staze i istraživanje međuzvezdane materije . . . . .	3
1.2.1. Sinkrotronsko zračenje . . . . .	3
1.2.2. Faradayeva rotacija . . . . .	5
1.2.3. Međuzvezdana materija . . . . .	6
1.3. Motivacija . . . . .	9
1.3.1. Faradayeva tomografija izdvojenih područja neba - polje 3C196	9
1.3.2. Faradayeva tomografija većih područja neba . . . . .	10
1.4. Cilj rada . . . . .	12
<b>2. Podatci i metodologija</b>	<b>13</b>
2.1. Podatci - LoTSS slike niske rezolucije . . . . .	13
2.2. Faradayeva tomografija - RM sinteza . . . . .	15
2.3. Karakteristike šuma . . . . .	17
2.4. Izrada mozaika . . . . .	19
2.5. Faradayevi momenti . . . . .	21
<b>3. Rezultati</b>	<b>23</b>
3.1. Faradayeva kocka južnih galaktičkih širina - mozaik LoTSS opažanja .	23
3.2. Faradayevi momenti južnih galaktičkih širina . . . . .	26
<b>4. Diskusija</b>	<b>29</b>
4.1. Gradijent intenziteta po Faradayevoj dubini . . . . .	29
4.2. Usporedba s kartom ukupne galaktičke Faradayeve rotacije . . . . .	32
<b>5. Zaključak</b>	<b>38</b>
<b>Literatura</b>	<b>40</b>

# 1. Uvod

## 1.1. Pregled neba LoTSS

Provođenje što preciznijih i sveobuhvatnijih pregleda neba je jedna od osnovnih težnji moderne opažачke astrofizike. Promatranje u više područja elektromagnetskog spektra daje uvid u fizikalne procese na različitim skalama u svemiru. U posljednjih desetak godina je, između ostalog, postignut veliki napredak u razvoju radiointerferometara što je omogućilo proučavanje zračenja na niskoenergetskom kraju elektromagnetskog spektra. Jedan od značajnih takvih instrumenata je radioteleskop LOFAR (engl. *The LOw-Frequency ARray*), interferometar koji prima signale na vrlo niskim radiofrekvencijama [1].

Teleskop LOFAR (slika 1.1.) je radiointerferometar nove generacije koji se nalazi na sjeveru Nizozemske i u sjeverozapadnom dijelu Europe. Za primanje radiovalova LOFAR koristi dvije vrste jednostavnih dipolnih antena: niskopojasne antene koje pokrivaju spektralno područje od 10 do 90 MHz i visokopojasne antene koje pokrivaju područje od 110 do 250 MHz [1].

Teleskop LOFAR radi na principu interferometrije. Signali s različitih antena, od-

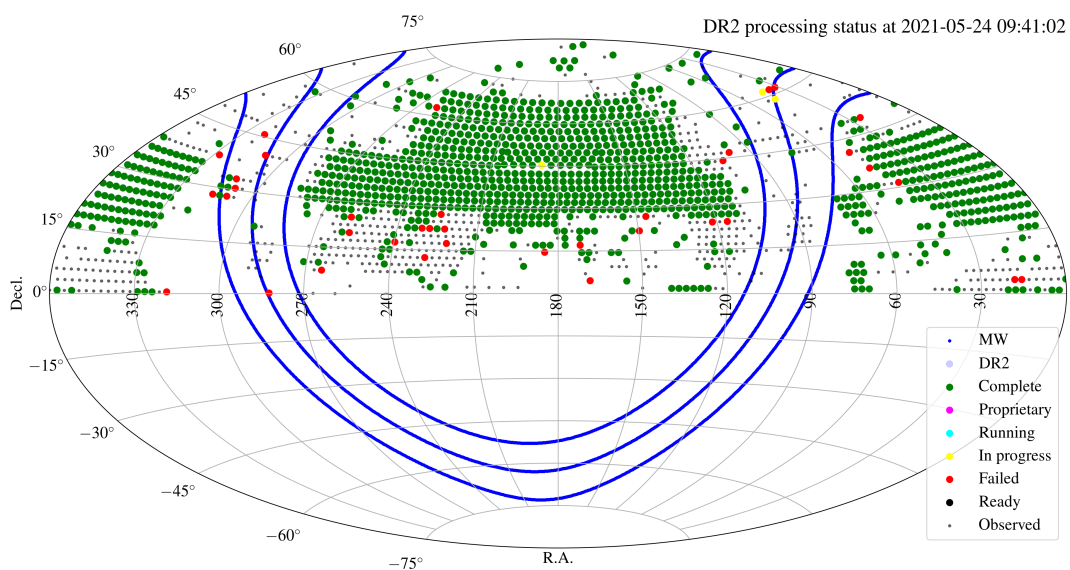


Slika 1.1. Središnji dio radioteleskopa LOFAR [1].



nosno stanica, digitalno se kombiniraju uzimajući u obzir razlike faza pri dolasku signala na svaku od njih. Razlike faza za signal zadaju se ovisno o smjeru u kojem želimo promatrati te je zato vidno polje svakog opažanja ograničeno. Stoga se za svako opažanje određuje primarni odgovor teleskopa (engl. *primary beam*) koji označava koliko su pouzdane informacije prikupljene u pojedinom dijelu vidnog polja. Središte vidnog polja je najpouzdanije dok su rubovi manje pouzdani te primarni odgovor možemo aproksimirati Gaussijanom. Spomenimo da je moguće istovremeno promatrati u različitim smjerovima tako da se na isti signal primjene različiti fazni pomaci [1].

Jedan od glavnih znanstvenih ciljeva radioteleskopa LOFAR je prikupljanje podataka iz cijele sjeverne nebeske polutke u sklopu pregleda neba LoTSS (engl. *LOFAR Two-meter Sky Survey*) [2, 3]. Opažanja se vrše u visokoj rezoluciji na frekvencijama od 120 do 168 MHz. Na slici 1.2. se vidi trenutni status pregleda neba LoTSS, promatranja su do sada napravljena većinom u područjima izvan galaktičke ravnine (zeleni ispunjeni krugovi na slici).



Slika 1.2. Napredak promatranja i obrade mjerenja pregleda neba LoTSS datuma 24.5.2021. [4].

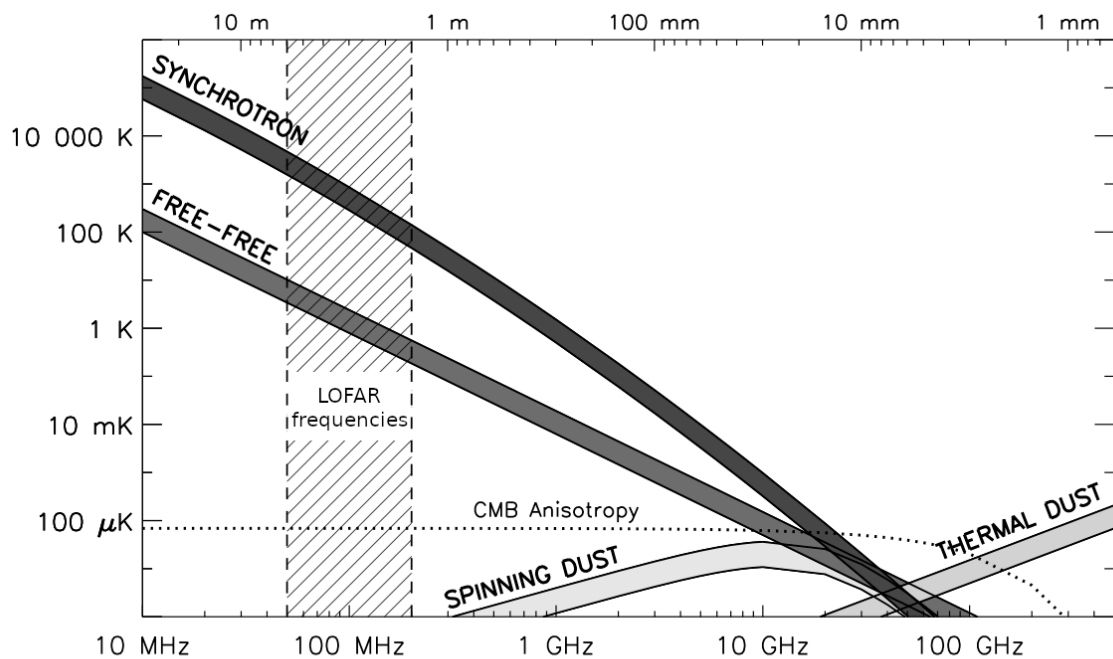
Na temelju podataka LoTSS-a, primarni je cilj proučavanje razvoja supermasivnih crnih rupa, galaksija, galaktičkih jata i sveukupne strukture svemira. Međutim, postoje i brojni drugi znanstveni ciljevi koji su se pokazali ostvarivima. Na primjer, opažanja polariziranog zračenja prikupljena putem ovog pregleda neba su iznimno vrijedna za proučavanje sinkrotronskog zračenja Mliječne staze te njegove interakcije

s magnetskim poljem i ioniziranom međuzvjezdanim materijom, što je ujedno i tema ovog diplomskog rada [3].

## 1.2. Polarizirano zračenje Mliječne staze i istraživanje međuzvjezdane materije

### 1.2.1. Sinkrotronsko zračenje

Doprinosi kontinuiranom zračenju Mliječne staze u radio području se vide na slici 1.3.. Glavni doprinosi su sinkrotronska emisija (engl. *synchrotron*), emisija zbog slobodno-slobodnih prijelaza u difuznom međuzvjezdanom plinu (engl. *free-free*) i termalna emisija međuzvjezdane prašine (engl. *thermal dust*). Može se vidjeti da na vrlo niskim frekvencijama, koje opaža radioteleskop LOFAR, dominira sinkrotronsko zračenje [5].



Slika 1.3. Doprinosi kontinuiranom zračenju Mliječne staze na niskim frekvencijama. Istaknute su frekvencije koje opaža radioteleskop LOFAR [5].

Općenito, sinkrotronsko zračenje emitiraju nabijene čestice kojima je smjer akceleracije okomit na smjer brzine. Najčešća situacija u kojoj se to ostvaruje je kada se nabijena čestica giba u magnetskom polju po spiralnoj putanji koja je kombinacija kružnog gibanja u ravnini okomitoj na smjer magnetskog polja i jednolikog gibanja u

smjeru paralelnom na magnetsko polje [6]. U Mliječnoj stazi sinkrotronsko zračenje proizvode elektroni kozmičkog zračenja koji su većinom emitirani u eksplozijama supernova. Elektroni energija između 0.5 i 20 GeV u tipičnom magnetskom polju reda veličine  $\mu\text{G}$  uzrokuju sinkrotronsku emisiju frekvencija od desetak MHz do stotinjak GHz. Raspodjela broja elektrona kozmičkog zračenja po energiji je u aproksimaciji proporcionalna samoj energiji na potenciju  $-\delta$  [5]:

$$n_{CR}(E)dE \propto E^{-\delta}dE, \quad (1.1.)$$

gdje je  $n_{CR}(E)dE$  broj elektrona kozmičkog zračenja koji imaju energiju u intervalu između  $E$  i  $E+dE$ . Raspodjela smjerova brzine elektrona u odnosu na smjer magnetskog polja je jednolika jer je veliki broj raspršenja na okolnom materijalu uništio sve korelacije koje su mogle postojati pri emisiji elektrona. Ukupni spektar sinkrotronskog zračenja dobivamo zbrajanjem doprinosa pojedinačnih elektrona čija distribucija ovisi o energiji s potencijom  $\delta$ . Intenzitet sinkrotronskog zračenja  $I_\nu$  također ovisi o frekvenciji  $\nu$  i komponenti magnetskog polja okomitoj na doglednicu  $B_\perp$  [5]:

$$I_\nu \propto n_{CR} B_\perp^{(1+\delta)/2} \nu^{(1-\delta)/2}. \quad (1.2.)$$

Alternativno se intenzitet  $I_\nu$  na frekvenciji  $\nu$  može izraziti preko referentnog intenziteta  $I_0$  na frekvenciji  $\nu_0$ :

$$I_\nu = I_0 \left( \frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-\alpha}, \quad (1.3.)$$

gdje je  $\alpha = (\delta - 1)/2$  opaženi spektralni indeks. Ova relacija nam omogućava da ekstrapoliramo intenzitet sinkrotronskog zračenja  $I_\nu$  koji očekujemo na nekoj frekvenciji  $\nu$  iz intenziteta  $I_0$  koji je opažen na referentnoj frekvenciji  $\nu_0$  [5].

Gustoća toka zračenja u radioastronomiji je vrlo mala te se zato koristi mjerna jedinica janski (Jy, prema fizičaru K. G. Janskyju) za koju vrijedi da je  $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$  [7]. Osim toga u radioastronomiji se intenzitet često izražava kao temperatura sjaja  $T_b$  u kelvinima. Intenzitet svjetlosti koji predstavlja određena temperatura sjaja je onaj koji bi emitiralo crno tijelo na promatranoj frekvenciji ako je zagrijano na tu temperaturu. Za niske frekvencije koje proučava radioastronomija vrijedi Rayleigh-Jeansova aproksimacija:

$$I_\nu = \frac{2\nu^2}{c^2} kT_b \quad \text{za } h\nu \ll kT_b, \quad (1.4.)$$

dajući linearnu relaciju između temperature i intenziteta [6]. Za sinkrotronsko zračenje tada vrijedi  $T_b(\nu) \propto \nu^{-\beta}$  sa spektralnim indeksom  $\beta = 2 + \alpha = 2 + (\delta - 1)/2$  [5]. Za frekvencije između 90 i 190 MHz, koje opaža radioteleskop LOFAR, spektralni indeks je  $-2.62 < -\beta < -2.60$  [8].

Sinkrotronsko zračenje je djelomično linearno polarizirano. Jedna čestica pri spiralnom gibanju emitira eliptično polarizirano zračenje, međutim u međuzvezdanom prostoru imamo više elektrona čije su brzine pod različitim kutovima u odnosu na magnetsko polje. Eliptične komponente se tada poništavaju i rezultatno zračenje je djelomično linearno polarizirano [6]. Preko potencije  $\delta$  u raspodjeli broja elektrona po energijama (jednadžba 1.1.) možemo eksplicitno izraziti stupanj polarizacije  $\Pi$  sinkrotronskog zračenja:

$$\Pi = \frac{\delta + 1}{\delta + \frac{7}{3}}. \quad (1.5.)$$

Za  $\delta = 2.2$ , što je konzistentno s  $-\beta = -2.6$  oko 150 MHz, dobiva se da je  $\Pi = 0.7$ , dakle u Mliječnoj stazi je otprilike 70% sinkrotronskog zračenja na niskim radiofrekvencijama polarizirano. Međutim zbog interakcije s međuzvezdanom materijom velik dio tog zračenja se depolarizira te udio polariziranog zračenja u ukupnom zračenju koje dolazi do Zemlje može biti svega nekoliko posto [5]. Proces koji doprinosi depolarizaciji je Faradayeva rotacija.

### 1.2.2. Faradayeva rotacija

Pokazano je da se smjer polarizacije zračenja zakreće pri prolasku kroz materiju s magnetskim poljem. Tu pojavu zovemo Faradayeva rotacija. Do Faradayeve rotacije dolazi zato što se lijevo i desno kružno polarizirana komponenta vala propagiraju različitom brzinom kroz materiju u kojoj je prisutno magnetsko polje. Prolaskom kroz stupac materijala (s magnetskim poljem) debljine  $r$ , kut polarizacije  $\chi$  linearno polariziranog zračenja valne duljine  $\lambda$  se mijenja za

$$\Delta\chi = \lambda^2 \cdot \phi(r). \quad (1.6.)$$

Faradayeva dubina  $\phi$  je osnovna mjera Faradayeve rotacije u astrofizici, a definira se kao

$$\frac{\phi(r)}{[\text{rad m}^{-2}]} = 0.81 \int_{\text{izvor}}^{\text{promatrač}} \frac{n_e}{[\text{cm}^{-3}]} \frac{\mathbf{B}_{\parallel}}{[\mu\text{G}]} \cdot \frac{dr}{[\text{pc}]}, \quad (1.7.)$$

gdje je  $n_e$  gustoća termalnih elektrona u  $\text{cm}^{-3}$ ,  $\mathbf{B}_{\parallel}$  je komponenta magnetskog polja u smjeru doglednice u  $\mu\text{G}$ , a  $d\mathbf{r}$  je infinitezimalna komponenta duljine u smjeru od izvora do promatrača u parsecima. Numerički faktor služi kako bi izračunata Faradayeva dubina bila u mjernim jedinicama  $\text{rad m}^{-2}$ , a predznak ovisi o smjeru magnetskog polja (pozitivan je za magnetsko polje u smjeru prema promatraču, a negativan za polje u smjeru od promatrača) [9].

Obično nas zanima raspodjela intenziteta zračenja po Faradayevim dubinama, koja se dobiva iz podataka Faradayevom tomografijom, postupkom RM sinteze (engl. *rotation measure synthesis*) o kojem će biti detaljnije riječi kasnije (vidi poglavlje 2.2.). Rezultat postupka RM sinteze za neko područje neba je takozvana Faradayeva kocka koja daje sliku intenziteta zračenja po Faradayevim dubinama. Promatrano zračenje je raspetljano po količini Faradayeve rotacije koja je promijenila polarizirani kut zračenja, što nam daje raspodjelu ionizacije i magnetskog polja duž doglednice [9].

U Mliječnoj stazi kroz čitav volumen postoje elektroni kozmičkog zračenja koji emitiraju sinkrotronsko zračenje i termalni elektroni koji uzrokuju Faradayevu rotaciju tog zračenja. Zračenje emitirano na različitim udaljenostima će doživjeti Faradayevu rotaciju za različiti kut što će u konačnici rezultirati time da je ukupno zračenje iz tog određenog dijela galaksije depolarizirano. Međutim, postoje neutralna područja međuzvjezdane materije s malom gustoćom termalnih elektrona u kojima je Faradayeva rotacija zanemariva. U takvim područjima ne bi trebalo doći do depolarizacije i trebali bismo moći opaziti ukupni polarizirani intenzitet sinkrotronskog zračenja [5, 10].

### 1.2.3. Međuzvjezdana materija

Međuzvjezdana materija (engl. *interstellar medium*) je tvar koja se nalazi u prostoru između zvijezda u galaksijama. Ona se smatra najvažnijom komponentom galaksija zato što je odgovorna za formiranje zvijezda.

Radi potpunosti valja spomenuti da je danas poznato da većina mase u galaksijama otpada na tamnu materiju koja međudjeluje isključivo (ili skoro isključivo) gravitacijski te je zato njena priroda još uvijek nepoznata. Međutim, iako "normalna" barionska materija čini tek 10% ukupne mase, ona je odgovorna za praktički svu emitiranu energiju. Zbog toga smo u mogućnosti promatrati samo elektromagnet-ske valove koje je emitirala barionska materija te se u ovom radu bavimo isključivo barionskom međuzvjezdanim materijom [7].

Međuzvjezdana materija se većinom sastoji od neutralnog plina vodika (H I), molekularnog plina (većinom H<sub>2</sub>), ioniziranog plina (H II) i prašine. Približno 10% čestica u Mliječnoj stazi pripadaju međuzvjezdanoj materiji, a najviše je ima u galaktičkom disku koji je radijusa oko 15 kpc te je debljine svega petstotinjak parseka [7].

Međuzvjezdana materija je dinamična te zato može imati vrlo različite tlakove i temperature. Međutim, opaženo je da se većina međuzvjezdane materije može svrstati u jednu od nekoliko distinktnih faza koje se razlikuju po temperaturi i stupnju ionizacije. Faze međuzvjezdane materije su nabrojane i ukratko opisane u nastavku, a u tablici 1.1. je zabilježena njihova prosječna temperatura  $T$ , gustoća čestica  $n_H$  te gustoća termalnih elektrona  $n_e$  kao ključna veličina za Faradayevu rotaciju [7].

*Vruća ionizirana materija:* Plin zagrijan na temperature  $T \gtrsim 10^{5.5}$  K udarnim valovima nastalim kao posljedica eksplozija supernovi. Ionizacija plina je uzrokovana sudarima te su u plinu prisutni i teži ioni kao što je na primjer O VI [7]. Gustoća termalnih elektrona  $n_e$  je 0.003–0.01 cm<sup>-3</sup> [12] te je ponekad moguće opaziti Faradayevu rotaciju [11]. Vruća ionizirana materija je većinom manje gustoće i zauzima znatan dio volumena (približno pola) galaktičkog diska. Karakteristična dimenzija vrućih ioniziranih područja je približno 20 pc i ona se hlade na vremenskoj skali od

Faza međuzvjezdane materije	$T$ [K] [7]	$n_H$ [cm <sup>-3</sup> ] [7]	$n_e$ [cm <sup>-3</sup> ] [11]
Vruća ionizirana materija	$\gtrsim 10^{5.5}$	$\sim 0.004$	0.003–0.01 [12]
Topla ionizirana materija	$10^4$	$0.3–10^4$	0.25
Topla djelomično ionizirana mat.	$\sim 7000$ [11]	$\sim 0.2$ [11]	0.1
Topla neutralna materija	$\sim 5000$	0.6	0.0007
Hladna neutralna materija	$\sim 100$	30	0.016
Difuzni molekularni plin	$\sim 50$	$\sim 100$	/
Gusti molekularni plin	10–50	$10^3–10^6$	/

Tablica 1.1. Osnovni podatci o fazama međuzvjezdane materije.

oko milijun godina [7].

*Topla ionizirana materija:* Plin vodika koji je fotoioniziran zbog ultraljubičastog zračenja s vrućih zvijezda. Približno 15% mase galaksije je topla ionizirana materija i ona je većinom rijetka te je zato manje uočljiva. Područja gušćeg ioniziranog vodika H II, kao što su Orionova maglica i planetarne maglice, su puno bolje vidljiva, ali traju kraće jer ih ioniziraju samo zvijezde u njihovoj blizini [7].

*Topla djelomično ionizirana materija:* Faza međuzvezdane materije između ionizirane i neutralne, koja nije opće prepoznata zbog poteškoća s njenim opažanjem [11].

*Topla neutralna materija:* Rijetki neutralni plin atoma vodika na temperaturama od približno  $T \approx 10^{3.7}$  K. Sadrži približno 0.6 atoma vodika po kubnom centimetru ( $n_H \approx 0.6 \text{ cm}^{-3}$ ) [7]. Zbog neutralnosti ima vrlo malu gustoću termalnih elektrona  $n_e = 0.0007 \text{ cm}^{-3}$  te je zato Faradayeva rotacija zanemariva [11]. Čini značajan dio volumena galaktičkog diska (približno 40%). Neutralnu materiju općenito je moguće promatrati pomoću spektralne linije hiperfinog prijelaza u atomu vodika na valnoj duljini od 21 cm [7].

*Hladna neutralna materija:* Plin atoma vodika na temperaturama  $T \approx 10^2$  K i gustoće  $n_H \approx 30 \text{ cm}^{-3}$ . Čini približno 1% lokalne međuzvezdane materije [7].

*Difuzni molekularni plin:* Sličan hladnoj neutralnoj materiji, ali je gustoća dovoljna da u unutrašnjosti oblaka postoji izobilje molekula  $\text{H}_2$  [7].

*Gusti molekularni plin:* Gravitacijski vezani oblaci molekularnog plina u kojima je postignuta gustoća  $n_H \gtrsim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ . Oblaci su u pravilu "tamni" jer apsorbiraju vidljivu svjetlost zvijezda, tj. imaju veliku ekstinkciju. Zrnca prašine u tim područjima su često presvučena zaleđenom vodom ili sličnim molekulama. U ovakvim područjima galaksija se rađaju zvijezde [7].

Napominjemo da čak one faze koje ovdje nazivamo gustima, sadrže manje od milijun atoma po kubnom centimetru te bi se u zemaljskom laboratoriju smatrale vrlo visokim vakuumom [7].

Pokazano je da međuzvezdana materija nije statična nego podliježe utjecaju magnetskog polja, zvjezdanih vjetrova i supernova koje uzrokuju turbulentne pojave. Točan utjecaj magnetskog polja još nije poznat, ali se pretpostavlja da je zbog njega međuzvezdana materija na manjim skalama više uređena nego turbulentna [13]. Dolazi do povratne sprege jer ionizirana međuzvezdana materija proizvodi magnetsko polje koje je zauzvrat oblikuje. Zvjezdani vjetrovi i supernove uzrokuju velika

povećanja tlaka te se formiraju udarni valovi koji pomiču različite faze međuzvezdane materije i komprimiraju ju, što uzrokuje prijelaze između faza [11]. Smatra se da je kombinacija tih utjecaja ključna kako bi se zvijezde mogle formirati brzinom kojom znamo da se formiraju.

### **1.3. Motivacija**

#### **1.3.1. Faradayeva tomografija izdvojenih područja neba - polje 3C196**

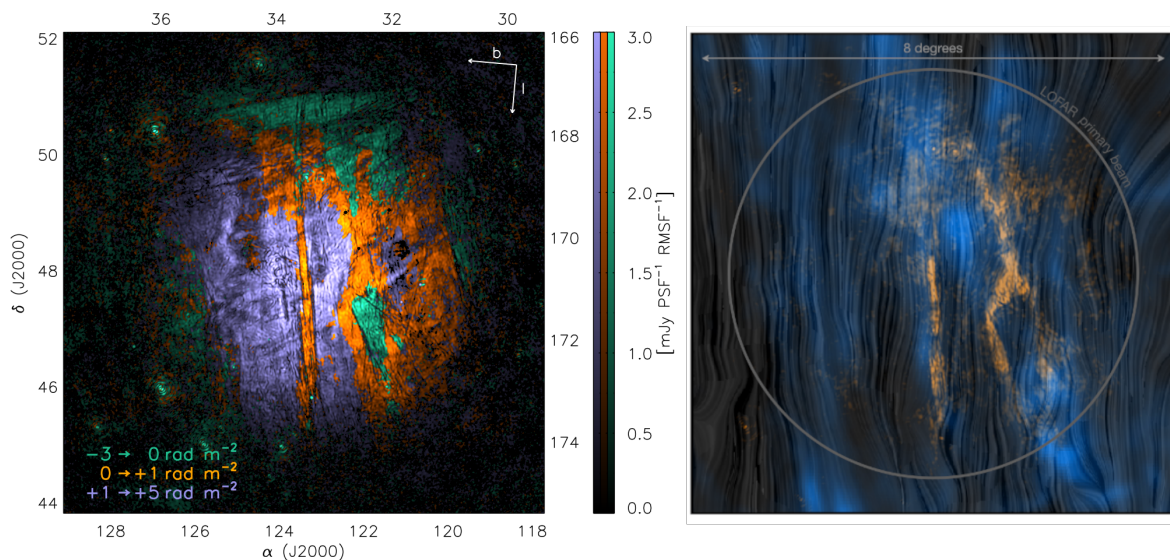
Opažanja na niskim frekvencijama su povoljna za provođenje Faradayeve tomografije jer imaju visoku rezoluciju po Faradayevoj dubini. Zbog toga je radioteleskop LOFAR nezamjenjiv instrument za istraživanje međuzvezdane materije i magnetskog polja.

Na temelju opažanja radioteleskopom LOFAR i primjenom RM sinteze 2015. godine je proučavana raspodjela ionizirane materije u polju neba pod nazivom 3C196 (slika 1.4. lijevo) [13]. Polje 3C196 je jedno od primarnih polja za kozmološki projekt radioteleskopa LOFAR. Opaženo je polarizirano zračenje intenziteta od 5 do 15 K na Faradayevim dubinama od  $-3$  do  $+8$  rad  $m^{-2}$ . Najizraženija struktura opaženog zračenja je ravni filament u smjeru sjever-jug vidljiv na sredini slike, a prisutni su i vrlo ravni kanali depolarizacije. Pokazano je da filament ima povećanu gustoću termalnih elektrona u odnosu na okolinu. Zasada nije poznat razlog pojave ovakvih pravilnih struktura te je zato ovo opažanje pokrenulo detaljnija istraživanja struktura u Faradayevom prostoru u polju 3C196 i ostatku neba [13].

Opažanja u polju neba 3C196 i trima bliskim poljima (A, B i C) su uspoređena s raspodjelom neutralnog vodika H I na temelju EBHIS (engl. *Galactic Effelsberg–Bonn H I Survey*) mjerenja [14] spektralne linije vodika na 21 cm. Pronađena je jaka statistička korelacija između tih dvaju načina opažanja međuzvezdane materije (slika 1.4. desno, plavo i narančasto) [15]. Također je pokazano da se orijentacija ravnih kanala depolarizacije poklapa s orijentacijom filamenata H I [16, 17].

Provedena je usporedba LOFAR opažanja s komponentom magnetskog polja okomitom na doglednicu korištenjem dvaju metoda. Prvo, satelitom Planck je opažano zračenje koje emitira prašina na frekvenciji 353 GHz [18, 19]. Orijehtacija magnetskog polja je okomita na polarizaciju zračenja koje emitira prašina te je pronadna korelacija između orijentacije magnetskog polja i kanala depolarizacije (slika 1.4. desno, linijski uzorak) [15, 16]. Drugo, polarizacija zvijezda prati smjer okomite





Slika 1.4. *Lijevo*: Polje 3C196 gdje je različitim bojama prikazano na kojem rasponu Faradayevih dubina se nalazi maksimum intenziteta zračenja. Primijetite filament u sredini polja i ravne kanale depolarizacije [13]. *Desno*: Slika vizualne korelacije između LOFAR podataka (narančasto), temperature sjaja 21 cm spektralne linije H I iz EBHIS podataka (plavo) i orijentacije magnetskog polja određene satelitom Planck (linijski uzorak) za polje 3C196. Sivi krug označava veličinu primarnog odgovora teleskopa LOFAR [15].

komponente magnetskog polja te je pokazano da polarizacija dvaju skupina zvijezda na različitim udaljenostima odgovara dvjema smjerovima kanala depolarizacije (u polju B) [17].

Korelacija između više različitih opažanja potvrđuje ideju da uređeno magnetsko polje ima ključnu ulogu u ograničavanju različitih faza međuzvjezdane materije. Također, nagovješta da su opaženi ravni kanali depolarizacije posljedica projekcije komplicirane trodimenzionalne strukture međuzvjezdane materije na ravninu neba. Rezultat promatranja polarizacije zvijezda govori da su kanali depolarizacije općenita značajka i nisu ograničeni samo na lokalno područje (bliže od 200 pc) [15–17].

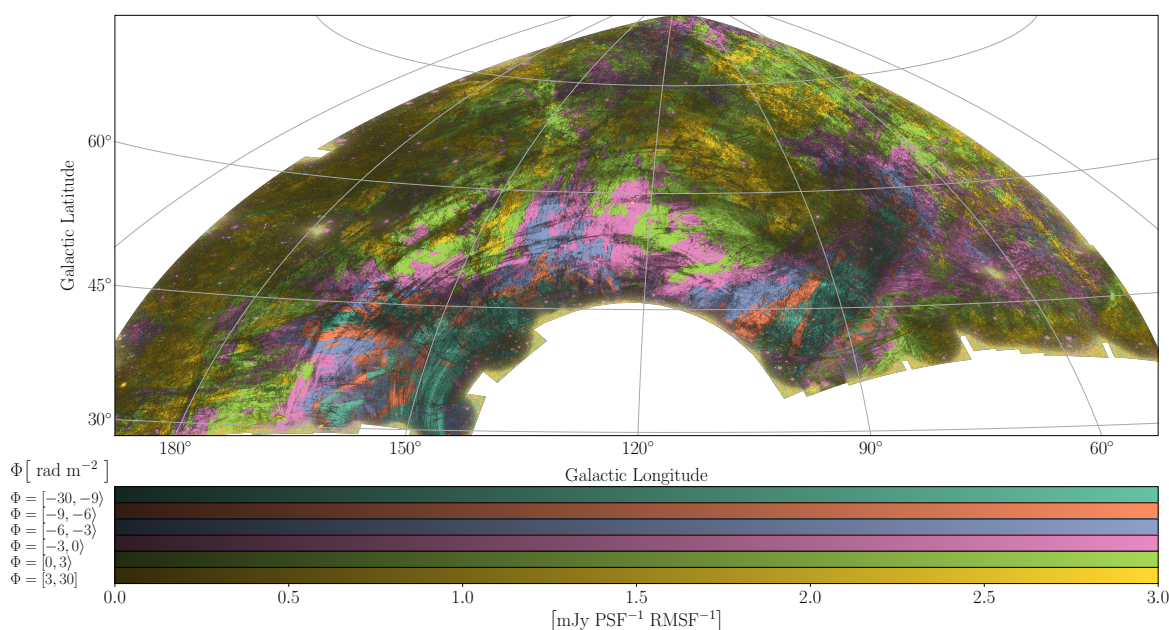
### 1.3.2. Faradayeva tomografija većih područja neba

Opažanja teleskopom LOFAR provedena u sklopu pregleda neba LoTSS omogućila su izradu Faradayevih kocki za veća područja neba te zaključci više nisu morali biti ograničeni na pojedina polja. Kako bi se proučavala veća područja neba, slike odvojenih vidnih polja su spojene u mozaike.

Jedan od prvih takvih mozaika je napravljen od 60 osmosatnih LoTSS promatranja i prekriva 568 kvadratnih stupnjeva u HETDEX Spring polju neba (rektascenzije od  $158^\circ$  do  $233^\circ$  i deklinacije od  $45^\circ$  do  $57^\circ$ ) [20]. U tom području opažena je di-

fuzna emisija na Faradayevim dubinama od  $-7$  do  $+25 \text{ rad m}^{-2}$  koja je kontinuirano raspoređena preko više Faradayevih dubina, a na svakoj pojedinoj Faradayjevoj dubini ima filamentarnu strukturu. Opažena su područja u kojima je prisutan gradijent u Faradayjevoj dubini koji se proteže preko nekoliko stupnjeva na nebu. Jedan od tih gradijenata prati rub filameta neutralnog vodika H I. Također, položaji minimuma i maksimuma Faradayeve dubine se poklapaju s regijama povećanog polariziranog intenziteta 21 cm linije H I [20].

Najveći mozaik neba na niskim frekvencijama je Faradayeva kocka nastala spajanjem 440 promatranja iz pregleda neba LoTSS koja prekriva 3100 kvadratnih stupnjeva na sjevernim galaktičkim širinama (odgovara središnjem području izvršenih LoTSS promatranja na slici 1.2.) [21]. Mozaik je razotkrio vrlo bogatu morfologiju difuznog polariziranog zračenja naše galaksije (slika 1.5.). Prisutni su kanali depolarizacije različitih dužina i orijentacija. Na manjim galaktičkim širinama je opažena strukturirana emisija koja odgovara poznatoj radiopetlji III, dok je na većim galaktičkim širinama emisija nejednolika i organizirana u manje strukture. Postoji gradijent emisije po Faradayevim dubinama povezan s radiopetljom III koji se prostire duž nekoliko desetaka stupnjeva i pretpostavlja se da je uzrokovan udarnim valom od jedne ili više supernova u galaktičkom disku. Povedena je dublja analiza područja koje prekriva mozaik računanjem Faradayevih momenata. Mozaik je uspoređen s



Slika 1.5. Mozaik LoTSS opažanja na sjevernim galaktičkim širinama. Slika je u galaktičkim koordinatama. Različite boje označavaju različit raspon Faradayevih dubina, a svjetlina boje označava intenzitet zračenja [21].

mjerenjima na frekvenciji od 1.4 GHz u sklopu pregleda neba DRAO i nije uočena značajna korelacija zato što su ova dva opažanja osjetljiva na različite veličine struktura u Faradayevom prostoru zbog različite frekvencije mjerenja [21].

#### **1.4. Cilj rada**

Spomenuta opažanja su tek prvi korak prema razumijevanju morfologije difuzne polarizirane emisije i kompleksnosti Faradayevog spektra. Za sada je u radu [21] napravljen mozaik od LoTSS opažanja na sjevernim galaktičkim širinama.

Cilj ovog diplomskog rada je napraviti mozaik LoTSS opažanja na južnim galaktičkim širinama (spojeno područje izvršenih LoTSS promatranja na lijevom i desnom rubu slike 1.2.). Koriste se slike Stokesovih parametara Q i U niske rezolucije (oko 5 lučnih minuta) koje imaju veliku osjetljivost čime su do izražaja došle strukture polariziranog sinkrotronskog zračenja Mliječne staze. Na slikama je provedena RM sinteza te su organizirane u mozaik. Ciljani rezultat je Faradayeva kocka koja prekriva površinu od približno 1400 kvadratnih stupnjeva neba na južnim galaktičkim širinama. Kako bi se proučila svojstva Faradayeve kocke velikog područja, izračunati su Faradayevi momenti. Rezultati su uspoređeni s kartom ukupne Faradayeve rotacije koju uzrokuje naša galaksija (engl. *The Galactic Faraday rotation sky*) [22].

Ali zašto je to uopće bitno? Faradayeva tomografija na niskim frekvencijama omogućava promatranje područja Mliječne staze gdje difuzno polarizirano sinkrotronsko zračenje biva emitirano i područja ionizirane materije gdje to zračenje doživljava Faradayevu rotaciju. Za emisiju sinkrotronskog zračenja je zaslužna komponenta magnetskog polja okomita na doglednicu dok je za Faradayevu rotaciju zaslužna paralelna komponenta. Faradayeva tomografija zato ima mogućnost donošenja informacija o udaljenostima. Zbog svega ovoga Faradayeva tomografija je jedna od bitnih opažачkih metoda za konstruiranje potpunog i točnog trodimenzionalnog modela galaksije koji bi uključivao magnetska polja, ioniziranu materiju i elektrone kozmičkog zračenja. Kao što je već spomenuto, opažanja teleskopa LOFAR na niskim frekvencijama su vrlo povoljna za provođenje Faradayeve tomografije, a sveobuhvatnost pregleda neba LoTSS omogućuje istraživanje struktura na velikim skalama s izvrsnom rezolucijom.

## 2. Podatci i metodologija

### 2.1. Podatci - LoTSS slike niske rezolucije

LoTSS je pregled sjeverne nebeske polutke na niskim radiofrekvencijama pomoću visokopojasnih antena teleskopa LOFAR. U ovom diplomskom radu koristimo slike niske rezolucije koje će biti objavljene u drugoj distribuciji podataka (DR2, engl. *data release 2*) pregleda neba LoTSS (Shimwell et al., u pripremi).

Visokopojasne antene teleskopa LOFAR koje koristi LoTSS mogu primiti signale u rasponu frekvencija od 110 do 250 MHz, iako se u praksi koriste manji rasponi. Dizajn visokopojasnih antena (slika 2.1.) je prilagođen tako da smanji sistematski šum, bude otporan na vremenske prilike i ima male troškove proizvodnje. Svaka jedinica visokopojasne antene je sastavljena od 16 elemenata čiji signali se analogno kombiniraju s faznim pomacima koji odgovaraju smjeru na nebu. Postoje tri različite konfiguracije LOFAR antena: u središnjim LOFAR stanicama visokopojasne antene su postavljene u dvije skupine od 24 jedinice, u udaljenim stanicama prisutna je jedna skupina od 48 jedinica, a u međunarodnim stanicama jedna skupina od 96 jedinica [1]. Za LoTSS promatranja korištene su samo stanice u Nizozemskoj u HBA\_DUAL\_INNER konfiguraciji. Svaka skupina visokopojasnih antena u središnjim stanicama je radila



Slika 2.1. Fotografija jedinice visokopojasne antene teleskopa LOFAR. Zaštitna navlaka je djelomično odmaknuta kako bi se vidio dizajn dipolne antene i kružni mehanizam za rotaciju dipola [1].

zasebno radi bolje pokrivenosti, a u udaljenim stanicama su korištene samo središnje 24 jedinice što smanjuje osjetljivost, ali povećava vidno polje [2].

U pregledu neba LoTSS promatranja su vršena na frekvencijama od 120 do 167 MHz jer se tako izbjegla interferencija s frekvencijama radiodašiljača na Zemlji. Kako bi se postigla osjetljivost od barem  $100 \mu\text{Jy PSF}^{-1}$  bilo je potrebno svako vidno polje opažati barem 8 sati. Radi bolje efikasnosti po dva vidna polja su promatrana istovremeno [2].

U DR2 će biti objavljeni podatci za 841 individualnih polja koja prekrivaju površinu od 5634 kvadratna stupnja podijeljena u dva područja centrirana na rektascenzijama  $0^\circ$  i  $180^\circ$ . Veličina primarnog odgovora teleskopa je između  $3.4^\circ$  i  $4.75^\circ$  ovisno o frekvenciji promatranja. Polja na nebu čine sferičnu spiralu generiranu pomoću Saff & Kuijlaars [23] algoritma tako da su obližnja polja raspoređena u strukturu sličnu gustoj heksagonalnoj mreži [2].

Procesiranje LoTSS-DR2 podataka je provedeno u dva koraka. Prvi korak je proveden pomoću `PreFactor pipeline`<sup>1</sup> [24,25] koji popravlja efekte nezavisne o smjeru. Drugi korak je računalno zahtjevniji i provodi kalibraciju koja ovisi o smjeru pomoću `DDF pipeline`<sup>2</sup> [26]. Kalibracije se provode na LOFAR računalnim sustavima u nekoliko europskih država.

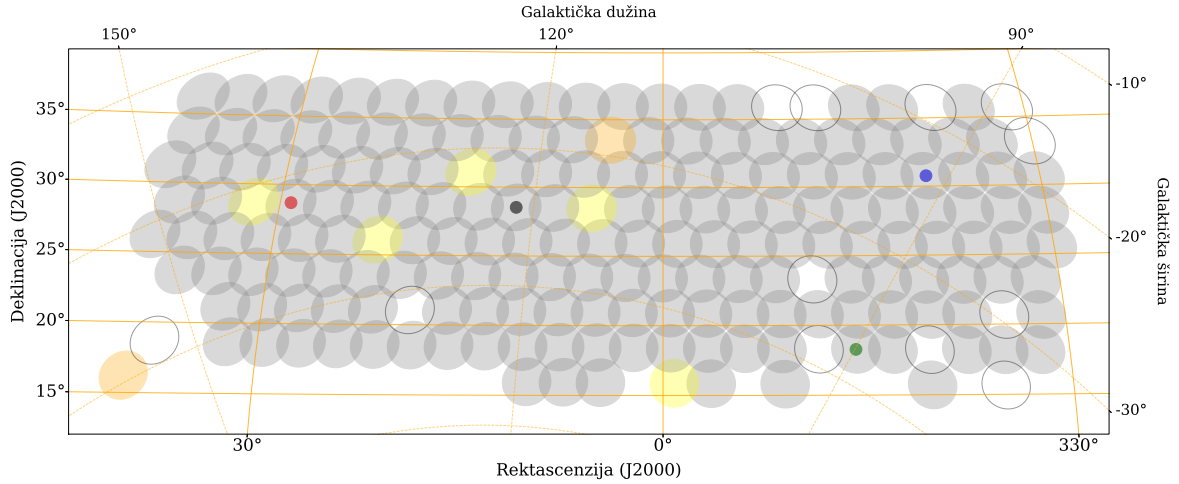
Podatci iz LoTSS-DR2 korišteni u ovom radu su slike rezolucije 4.3 kutne minute, takozvane slike vrlo niske rezolucije (*vlow*, engl. *very low resolution images*). Analizirali smo 198 zasebnih kalibriranih slika koje pokrivaju područje neba površine približno 1400 kvadratnih stupnjeva centrirano na rektascenziji  $0^\circ$ . Položaj polja od kojih je u ovom radu napravljen mozaik je označen na slici 2.2. u ekvatorijalnim nebeskim koordinatama. Za većinu polja promatranja su rađena u rasponu frekvencija od 120 do 167 MHz s korakom od 0.098 MHz. Postoji mali broj polja za koja je raspon frekvencija manji (označena žuto i narančasto na slici 2.2., detalji u tablici 2.1.). Pri izradi mozaika korištene su slike sa i bez ispravke primarnog odgovora teleskopa.

Korištene slike pregleda neba LoTSS su slike Stokesovih parametara  $Q$  i  $U$  koji opisuju linearno polarizirani elektromagnetski val. Parametar  $Q$  je intenzitet linearno polariziranog zračenja u smjeru paralelno s referentnom ravninom ili okomitom na nju, dok je parametar  $U$  intenzitet zračenja linearno polariziranog pod kutom od  $45^\circ$

---

<sup>1</sup><https://github.com/lofar-astron/prefactor>

<sup>2</sup><https://github.com/mhardcastle/ddf-pipeline>



Slika 2.2. Polja od kojih je napravljen mozaik u projekciji na ekvatorijalni koordinatni sustav, galaktička koordinatna mreža je označena isprekidanim linijama. Veličine krugova odgovaraju maksimalnoj veličini primarnog odgovora teleskopa koja iznosi  $4.74^\circ$ . Opažanja u poljima označenim sivim krugovima su u rasponu frekvencija 120 – 167 MHz, žutim krugovima u rasponu 120 – 165 MHz i narančastim krugovima u rasponu 120 – 163 MHz. Sive kružnice označavaju polja koja su izbačena iz izrade mozaika zbog prevelikog šuma. Točkama su označena polja čiji su grafovi šuma prikazan na slici 2.3., boje točaka odgovaraju boji grafova.

u odnosu na referentnu ravninu [6]. Ta dva parametra možemo iskoristiti za izračun ukupnog intenziteta linearno polariziranog zračenja:

$$P = \sqrt{Q^2 + U^2} . \quad (2.1.)$$

Također možemo definirati kompleksni intenzitet polarizacije:

$$\mathcal{P} = Q + iU , \quad (2.2.)$$

koji je potreban za provođenje Faradayeve tomografije [9].

## 2.2. Faradayeva tomografija - RM sinteza

Raspodjela intenziteta zračenja po Faradayevim dubinama određuje se Faradayevom tomografijom, postupkom RM sinteze. Kut  $\Delta\chi$  za koji Faradayeva rotacija promjeni ravninu polarizacije snažno ovisi o valnoj duljini svjetlosti, preciznije o  $\lambda^2$ . To svojstvo nam omogućuje provođenje RM sinteze u slučaju da je mjerena polarizirani intenzitet na nizu valnih duljina. Postupak je konceptualno vrlo sličan Fourierovom transformatu i transformira signal, tj. kompleksni intenzitet polarizacije, iz prostora

valnih duljina  $\lambda^2$  u prostor Faradayevih dubina  $\phi$ . Time se dobiva takozvani Faradayev spektar. Kompleksni intenzitet polarizacije u ovisnosti o valnoj duljini  $\mathcal{P}(\lambda^2)$  možemo povezati s kompleksnim intenzitetom polarizacije po jedinici Faradayeve dubine  $F(\phi)$  sljedećom relacijom [9]:

$$\mathcal{P}(\lambda^2) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\phi) e^{2i\phi\lambda^2} d\phi. \quad (2.3.)$$

Razlog zašto ne možemo direktno uzeti inverzni Fourierov transformat ove relacije je to što  $\mathcal{P}(\lambda^2)$  nije definiran za sve realne brojeve, nego samo za pozitivne i diskretne vrijednosti valnih duljina na kojima je promatrano. Taj problem se rješava uvođenjem težinske funkcije  $W(\lambda^2)$  koja je različita od nule samo za one vrijednosti valnih duljina za koje je izvršeno mjerenje. Nakon kraćeg izvoda [9] se dobiva izraz koji povezuje Faradayevu dubinu s mjerenim intenzitetom polarizacije  $\tilde{\mathcal{P}}(\lambda^2) = W(\lambda^2) \mathcal{P}(\lambda^2)$ :

$$\tilde{F}(\phi) = K \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\mathcal{P}}(\lambda^2) e^{-2i\phi\lambda^2} d\lambda^2, \quad (2.4.)$$

$$K = \left( \int_{-\infty}^{+\infty} W(\lambda^2) d\lambda^2 \right)^{-1}, \quad (2.5.)$$

gdje je  $\tilde{F}(\phi)$  aproksimativna rekonstrukcija raspodjele polariziranog intenziteta po Faradayevim dubinama  $F(\phi)$  [9].

Mogućnosti Faradayeve tomografije ograničene su raspodjelom kvadrata valnih duljina  $\lambda^2$  na kojima je izvršeno opažanje. Značajne veličine su spektralna pojasna širina  $\Delta\lambda^2$ , spektralna rezolucija  $\delta\lambda^2$  i minimum distribucije  $\lambda_{min}^2$ . Najveća Faradayeva dubina koja se može detektirati  $\phi_{max} \approx \sqrt{3}/\delta\lambda^2$  je ograničena spektralnom rezolucijom opažanja. Najveća struktura koja se može razlučiti u Faradayevom prostoru  $\Delta\phi_{scale} \approx \pi/\lambda_{min}^2$  je određena minimumom distribucije izmjerenih valnih duljina. Rezolucija u prostoru Faradayevih dubina  $\delta\phi \approx 2\sqrt{3}/\Delta\lambda^2$  je ograničena rasponom valnih duljina, a definira minimalnu udaljenost između dvaju struktura u Faradayevom prostoru koju možemo detektirati. Više detalja o postupku RM sinteze i potpuni izvod je dostupan u članku Brentjens i de Bruyn (2005) [9].

Mi smo proveli RM sintezu korištenjem programa `pyrmsynth-lite`<sup>3</sup>. Konačne

<sup>3</sup>[https://github.com/sabourke/pyrmsynth\\_lite](https://github.com/sabourke/pyrmsynth_lite)

Faradayeve kocke su u rasponu Faradayevih dubina od  $-50$  do  $+50$   $\text{rad m}^{-2}$  s koracima od  $0.25$   $\text{rad m}^{-2}$ . Rezolucija većine naših podataka u prostoru Faradayevih dubina je  $\delta\phi \approx 1.15$   $\text{rad m}^{-2}$ . Najveća struktura koja se može razlučiti u prostoru Faradayevih dubina je veličine  $\Delta\phi_{scale} \approx 0.97$   $\text{rad m}^{-2}$ . Budući da su te dvije vrijednosti usporedive moći ćemo detektirati samo tanke Faradayeve strukture i rubove širokih Faradayevih struktura [9]. Najveća Faradayeva dubina koju možemo detektirati je  $\phi_{max} \approx 275$   $\text{rad m}^{-2}$  što je znatno veće od raspona koji smo postavili. Za nekoliko polja mjereno je u manjem rasponu frekvencija te je zato u njima rezolucija po Faradayevim dubinama malo drugačija. Svi rasponi frekvencija koji se pojavljuju, odgovarajuće rezolucije i maksimalne skale u Faradayevom prostoru te postotak polja koja imaju taj raspon su prikazani u tablici 2.1.. Polja koja imaju drugačiju rezoluciju su također označena odgovarajućim bojama na slici 2.2..

Raspon frekvencija [MHz]	$\delta\phi$ [ $\text{rad m}^{-2}$ ]	$\Delta\phi_{scale}$ [ $\text{rad m}^{-2}$ ]	Postotak polja [%]	Boja na slici 2.2.
120–167	1.15	0.97	96.2	siva
120–165	1.20	0.95	2.7	žuta
120–163	1.23	0.93	1.1	narančasta

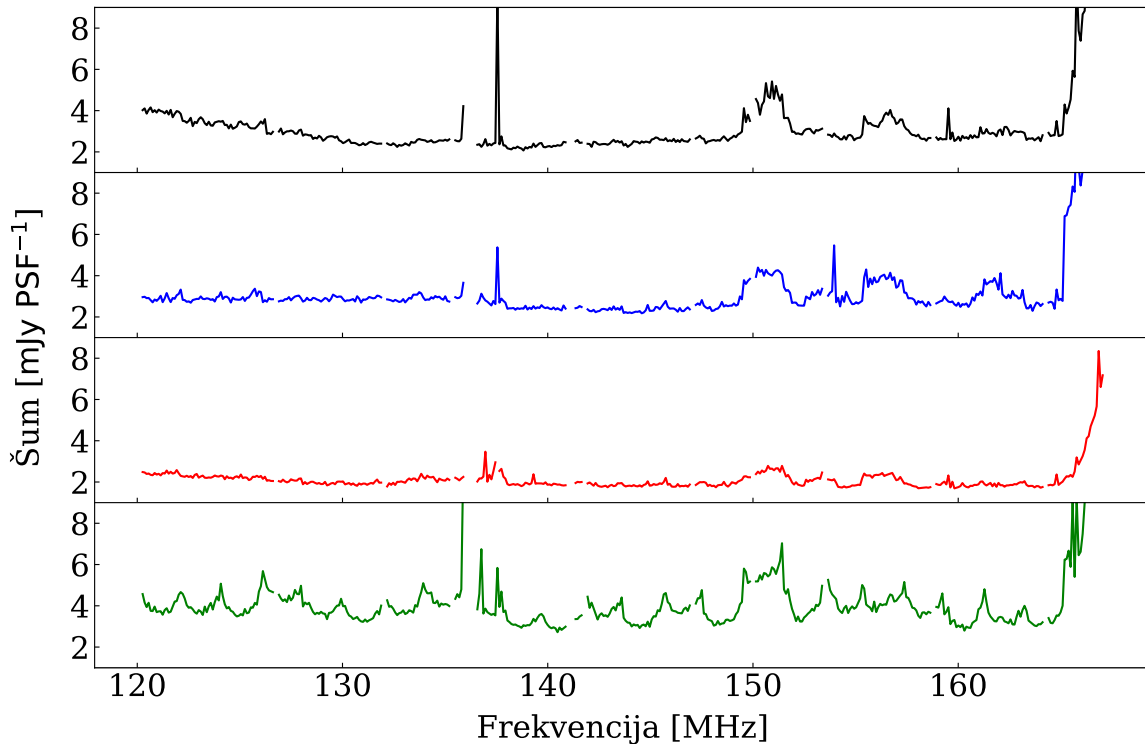
Tablica 2.1. Rasponi frekvencija, odgovarajuće rezolucije i maksimalne skale u Faradayevom prostoru te postotak polja koja imaju taj raspon. Postotci su u odnosu na broj polja nakon što su izbačena ona s prevelikim šumom. Polja različitih raspona frekvencija su označena bojama na slici 2.2..

### 2.3. Karakteristike šuma

Šum u početnim podacima je određen tako da je izračunata standardna devijacija intenziteta za dio veličine  $100 \times 100$  piksela u kutu slike parametra  $Q$ . Pritom su korištene slike koje nisu ispravljene za primarni odgovor teleskopa jer se u njihovim kutovima doista nalazi samo šum i sigurno nema signala. Budući da su šumovi u  $Q$  i  $U$  slikama ekvivalentni, bilo je opravdano gledati samo  $Q$  sliku. Na slici 2.3. je prikazana ovisnost šuma o frekvencijama za četiri nasumično odabrana polja (ta polja su označena točkama na slici 2.2.). Na promatranim frekvencijama postoje područja interferencije radioodašiljača na Zemlji, koja su zajednička za više polja. Svako opažanje ima i nekoliko frekvencija loše kvalitete ili koje nedostaju.

Kako bismo uklonili frekvencije visokog šuma postavili smo kriterij da šum mora



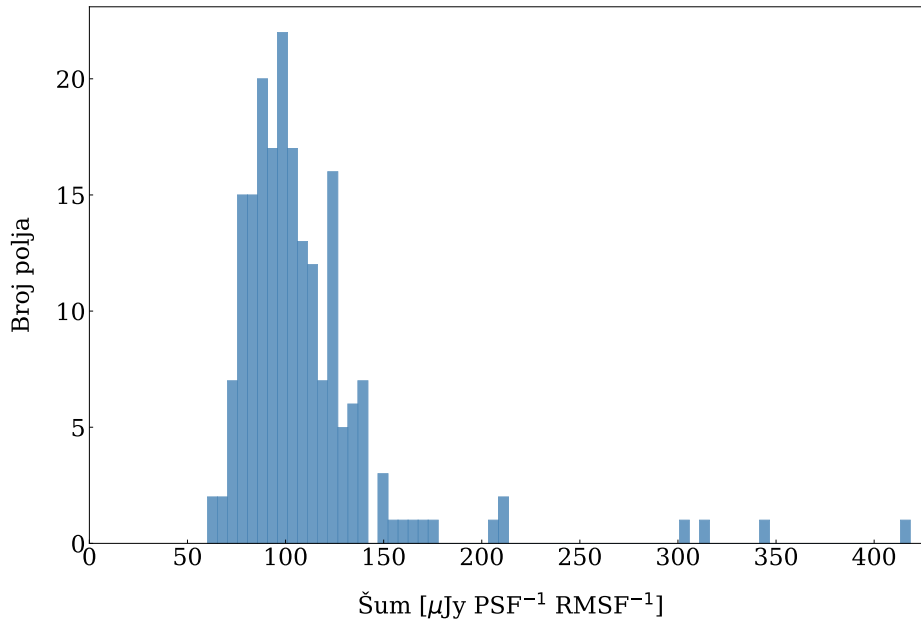


Slika 2.3. Šum u ovisnosti o frekvenciji za četiri nasumično odabrana polja. Polja su označena točkama na slici 2.2., boje točaka odgovaraju boji grafova.

biti manji od  $4\sigma$  iznad srednje vrijednosti šuma za to opažanje. Pritom je  $\sigma$  standardna devijacija šumova na cijelom rasponu frekvencija za to opažanje. Granica je postavljena zasebno za svako opažanje jer bismo u protivnom uklonili previše frekvencija i izgubili na kvaliteti podataka.

Nakon uklanjanja nepovoljnih frekvencija provedena je RM sinteza na svakom opažanju zasebno. Ako ih nema puno, nedostajuće frekvencije ne utječu značajno na rezultat RM sinteze jer su uzete u obzir u težinskoj funkciji  $W(\lambda^2)$ . S druge strane, kada bismo ostavili frekvencije s velikim šumom, on bi mogao znatno pokvariti kvalitetu generiranih Faradayevih kocki.

Šum u Faradayevim kockama je izračunat kao standardna devijacija intenziteta u cijelom polju na Faradayevoj dubini  $+50 \text{ rad m}^{-2}$ . Na toj Faradayevoj dubini nema signala nego je prisutan samo šum. Histogram šuma u Faradayevim kockama je na slici 2.4.. Uočavamo da neke kocke imaju vrlo velik šum te bi ih bilo dobro izbaciti kako bi šum u mozaiku bio manji. Izbacujemo sva polja u kojima je šum u Faradayevoj kocki veći od  $150 \mu\text{Jy PSF}^{-1} \text{ RMSF}^{-1}$  (označena sivim kružnicama na slici 2.2.). Nakon toga ostaje 186 polja koja su uključena u konačni mozaik.



Slika 2.4. Histogram šuma u Faradayevim kockama. Izbačena su polja u kojima je šum veći od  $150 \mu\text{Jy PSF}^{-1} \text{ RMSF}^{-1}$ .

## 2.4. Izrada mozaika

Za izradu mozaika korišten je astronomski programski alat Montage<sup>4</sup> [27], to jest njegova Python nadogradnja MontagePy<sup>5</sup>.

Izrada mozaika se radi u dva glavna koraka. Prvo je potrebno reprojicirati sve slike tako da budu na isti način projicirane sa zakrivljene nebeske sfere na ravninu. Početne slike su u sinusoidalnoj projekciji i bilo ih je potrebno reprojicirati u zakrivljenu Aitoff projekciju. Pritom je ključno da ukupni tok ostane sačuvan iako je mreža piksela slike drugačija za što se brine program Montage.

Drugi korak je spajanje slika u mozaik pri čemu je bitno da svaka slika bude zastupljena s odgovarajućom statističkom težinom  $w$ . Uzeli smo u obzir dva doprinosa statističkoj težini, jedan je primarni odgovor teleskopa  $PB$ , a drugi je šum u Faradayevoj kocki svakog pojedinog polja  $\sigma_{polje}$ .

Za svako polje korištene su dvije Faradayeve kocke od kojih se jedna sastoji od slike koje su ispravljene za primarni odgovor teleskopa ( $ImgPB$ ), a druga od slike bez ispravke primarnog odgovora ( $Img$ ). Šum u slikama koje su ispravljene za primarni odgovor teleskopa raste prema rubovima slike. Ako želimo saznati kako izgleda primarni odgovor teleskopa treba napraviti omjer slike sa i bez ispravke:

<sup>4</sup><http://montage.ipac.caltech.edu>

<sup>5</sup><http://montage.ipac.caltech.edu/docs/montagePy-UG.html>

$$PB = \frac{ImgPB \text{ (slika s ispravkom primarnog odgovora)}}{Img \text{ (slika bez ispravke primarnog odgovora)}}. \quad (2.6.)$$

Bitno je napomenuti da je za svako polje primarni odgovor drugačiji jer uzima u obzir instrumentalne učinke koji nisu konstantni. Šum svake početne Faradayeve kocke  $\sigma_{polje}$  je određen kao standardna devijacija duž cijelog polja na Faradyevoj dubini +50 rad m<sup>-2</sup>. Sveukupno statistička težina je:

$$w = \frac{1}{PB^2} \cdot \frac{1}{\sigma_{polje}^2}. \quad (2.7.)$$

Sredina slike je pouzdanija nego rubovi te zato na mjestima gdje se slike preklapaju želimo da pouzdaniji podatci budu više zastupljeni te računavamo statističke težine. Svakom pikselu na kojem se preklapa nekoliko polja želimo da više pridonose polja na kojima je taj piksel bliži sredini te polja u kojima je ukupni šum manji.

Kada bismo samo napravili mozaik od  $N$  polja bez utežnjavanja, na mjestu gdje se ona preklapaju bi uzeli srednju vrijednost njihovih intenziteta:  $mozaik = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I_i$ . Međutim ako uzimamo u obzir težine, srednja vrijednost je:

$$mozaik_s \text{ težinama} = \frac{\sum_{i=1}^N I_i \cdot w_i}{\sum_{i=1}^N w_i} = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I_i \cdot w_i}{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_i}, \quad (2.8.)$$

gdje je  $w_i$  statistička težina za  $i$ -to polje koje spajamo u mozaik. Vidimo da je u biti ovo ekvivalentno kao da napravimo mozaik od umnoška intenziteta i težine pa zatim njega podijelimo s mozaikom težina. Eksplicitno napisano, mozaik radimo prema formuli:

$$mozaik_s^{Q,U} \text{ težinama} = \frac{mozaik(ImgPB_i^{Q,U} \cdot w_i)}{mozaik(w_i)}, \quad (2.9.)$$

gdje su  $ImgPB_i^{Q,U}$  slika  $Q$  ili  $U$  s ispravkom primarnog odgovora teleskopa za  $i$ -to polje koje spajamo u mozaik. Šum u slikama ukupnog polariziranog intenziteta  $P$  nema normalnu distribuciju i zato je bitno mozaik raditi zasebno od slika parametara  $Q$  i  $U$  te tek kasnije izračunati  $P$ .

Način preklapanja i reprojiciranja je generiran automatski iz informacija koje se nalaze u zaglavlju (engl. *header*) svake ulazne datoteke.

Za reprojiciranje slika je korištena funkcija `mProjExec`. Međutim, iz i dalje ne-

poznatog razloga, pri projekciji su nastali sistematski artefakti na rubu skoro svakog polja. Artefakti su izgledali kao linije izuzetno visokog intenziteta i mogli smo biti sigurni da se ne radi o stvarnoj emisiji jer nisu bili prisutni u početnim slikama. Kako bismo izbjegli taj problem nakon projekcije smo uredili datoteke koje govore programu kako da spoji slike u mozaik. Provjerili smo na kojim pikselima se pojavljuju artefakti i namjestili da oni ne pridonose konačnom mozaiku. Ovo je bilo opravdano napraviti jer su artefakti bili na samom rubu polja gdje je statistička težina vrlo mala te ako maknemo te piksele konačni rezultat se neće promijeniti.

Nakon micanja artefakata nastavili smo s postupkom spajanja slika u mozaik funkcijom `mAdd`. Mozaik parametara  $Q$  i  $U$  je napravljen zasebno za svaku Faradayevu dubinu te je  $P$  mozaik izračunat po formuli 2.1.. Na kraju su mozaici različitih Faradayevih dubina spojeni u Faradayevu kocku. Kako bi se kocka prikazala u dvije dimenzije određuje se maksimum Faradayevog spektra  $P_{max}$  za svaki pixel i Faradayeva dubina  $\phi_{max}$  na kojoj je taj maksimum postignut. Osim toga izračunali smo Faradayeve momente koji bolje predstavljaju čitavu Faradayevu kocku.

## 2.5. Faradayevi momenti

Faradayevi momenti su koristan alat za proučavanje Faradayevih kocki koje prekrivaju velika područja neba. Također su intuitivan način za prikazati trodimenzionalnu Faradayevu kocku u nekoliko dvodimenzionalnih slika [28].

Nulti Faradayev moment  $M_0$  se definira kao:

$$M_0 \equiv \sum_{i=1}^n P_i d\phi, \quad (2.10.)$$

gdje je  $P_i$  intenzitet polariziranog zračenja na  $i$ -toj od ukupno  $n$  Faradayevih dubina u kocki, a  $d\phi$  je širina raspona Faradayevih dubina na koje se odnosi svaka slika u kocki. Nulti moment je u biti ukupni polarizirani intenzitet integriran preko cijelog raspona Faradayevih dubina. Mjerna jedinica nultog momenta je  $Jy \text{ PSF}^{-1} \text{ RMSF}^{-1} \text{ rad m}^{-2}$  [28].

Prvi Faradayev moment  $M_1$  se definira kao:

$$M_1 \equiv \frac{\sum_{i=1}^n P_i \cdot \phi_i}{\sum_{i=1}^n P_i}, \quad (2.11.)$$

gdje je  $\phi_i$  iznos  $i$ -te Faradayeve dubine. On predstavlja srednju vrijednost Faradayeve dubine utežnjenu intenzitetom zračenja. Mjerna jedinica je rad  $\text{m}^{-2}$  [28].

Drugi Faradayev moment  $M_2$  se definira kao:

$$M_2 \equiv \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n P_i \cdot (\phi_i - M_1)^2}{\sum_{i=1}^n P_i}}. \quad (2.12.)$$

Drugi Faradayev moment je polovica utežnjene širine raspodjele intenziteta po Faradayevim dubinama.  $M_2$  je centralni moment jer je definiran oko srednje vrijednosti  $M_1$ . Definicija u literaturi [28] ne uključuje korijen, ali mi smo ga uključili kako bi mjerna jedinica bila rad  $\text{m}^{-2}$ , kao i za  $M_1$ .

Prednost Faradayevih momenata prema drugim načinima prikazivanja Faradayeve kocke je da mogu prepoznati više kompleksnosti u Faradayevom spektru, pogotovo kad on uključuje nekoliko vrhova na različitim Faradayevim dubinama. Za više detalja pogledati dodatak A članka Dickey et al. (2019) [28].

Pri računanju Faradayevih momenata potrebno je isključiti šum kako bismo izbjegli greške. Zato postavljamo ograničenje da intenzitet mora biti veći od  $575 \mu\text{Jy PSF}^{-1} \text{ RMSF}^{-1}$  kako bi bio uključen u izračun momenata. Ova granica je određena iz slike na Faradayevoj dubini  $+50 \text{ rad m}^{-2}$ , na kojoj je prisutan samo šum, i za pet standardnih devijacija je veća od srednje vrijednosti intenziteta na toj Faradayevoj dubini.

## 3. Rezultati

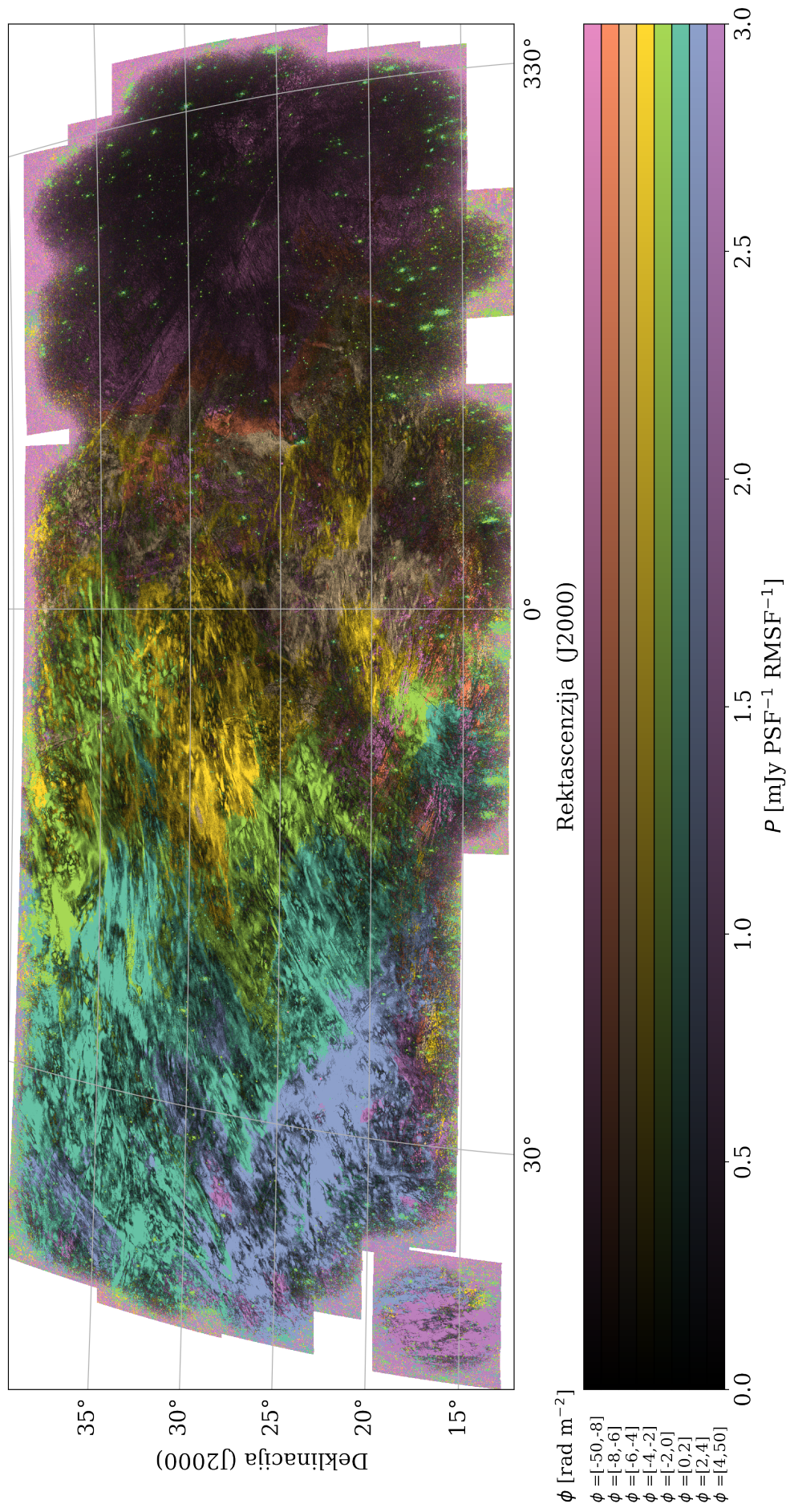
### 3.1. Faradayeva kocka južnih galaktičkih širina - mozaik LoTSS opažanja

Uspješno smo napravili mozaik LoTSS opažanja na južnim galaktičkim širinama i dobili Faradayevu kocku za područje neba površine približno 1400 kvadratnih stupnjeva i Faradayeve dubine od  $-50$  do  $+50$  rad  $m^{-2}$  s korakom od  $0.25$  rad  $m^{-2}$ . Mozaik je prikazan na slici 3.1. u ekvatorijalnim koordinatama i na slici 3.2. u galaktičkim koordinatama. Faradayeva kocka je prikazana u dvije dimenzije na način da boje predstavljaju određene raspone  $\phi_{max}$  (Faradayevih dubina na kojima je postignut maksimum intenziteta Faradayevog spektra), a svjetlina svake boje predstavlja  $P_{max}$  (iznos maksimalnog intenziteta Faradayevog spektra).

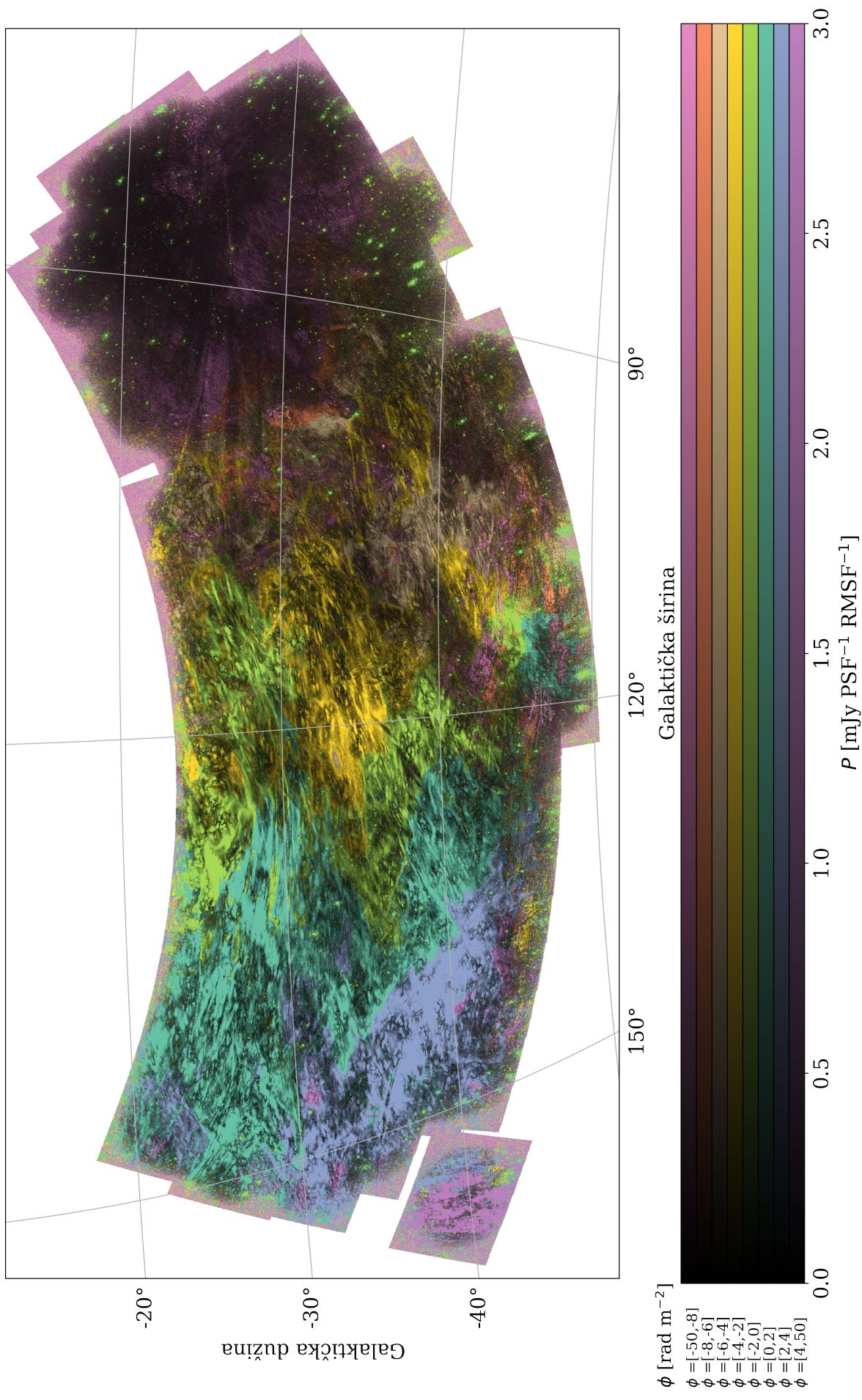
Maksimum intenziteta emisije u Faradayevom spektru na području neba koje prekriva generirani mozaik je reda veličine nekoliko mJy PSF<sup>-1</sup> RMSF<sup>-1</sup>. Jedino u zapadnom dijelu mozaika na rektascenzijama manjim od  $350^\circ$  nema emisije intenziteta većeg od  $1$  mJy PSF<sup>-1</sup> RMSF<sup>-1</sup>.

Najupečatljivija značajka ovog mozaika je gradijent emisije po Faradayevim dubinama koji se proteže preko cijelog vidnog polja. Pregledom Faradayeve kocke uočavamo da je na zapadnom rubu mozaika prisutna slaba emisija od vrlo negativnih Faradayevih dubina, približno  $-33$  rad  $m^{-2}$ . Približno do Faradayeve dubine  $-15$  rad  $m^{-2}$  emisija je slaba i ograničena na zapadni rub polja te nekoliko manjih područja. Nakon toga počinje gradijent emisije po Faradayevim dubinama koji se proteže od zapadne prema istočnoj strani mozaika na Faradayevim dubinama od  $-15$  do  $+8$  rad  $m^{-2}$ . Gradijent je na manjim Faradayevim dubinama blag, a nagib mu se povećava na Faradayevim dubinama većim od  $-5$  rad  $m^{-2}$ . Detaljnije ćemo proučiti gradijent u raspravi (poglavlje 4.1.). Nema emisije na Faradayevim dubinama većim od onih na kojima se vidi gradijent. Cijeli raspon od  $+8$  do  $+50$  rad  $m^{-2}$  je potpuno bez emisije u ijednom dijelu mozaika.

Osim gradijenta vidljiva je filamentarna struktura polarizirane emisije i kanali depolarizacije. Kanali depolarizacije su uska izdužena područja u kojima nema polarizirane emisije ni na jednoj Faradayevoj dubini [13, 16]. Većina kanala depolarizacije su kratki u odnosu na veličinu mozaika, ali tek nekoliko ih je dužine veće od  $10^\circ$ .



Slika 3.1. Mozaik LoTSS promatranja na južnim galaktičkim širinama u ekvatorijalnim koordinatama. Boje predstavljaju određene raspone  $\phi_{max}$  (Faradayevih dubina na kojima je postignut maksimum intenziteta Faradayevog spektra). Svjetlina svake boje označava  $P_{max}$  (iznos maksimalnog intenziteta Faradayevog spektra).



Slika 3.2. Mozaik LoTSS promatranja na južnim galaktičkim širinama u galaktičkim koordinatama. Boje predstavljaju određene raspone  $\phi_{max}$  (Faradayevih dubina na kojima je postignut maksimum intenziteta Faradayevog spektra). Svjetlina svake boje označava  $P_{max}$  (iznos maksimalnog intenziteta Faradayevog spektra).



Strukture na južnim galaktičkim širinama uglavnom izgledaju kvalitativno drugačije nego na sjevernim (slika 1.5. [21]), jedino su slične u području oko rektascenzije  $330^\circ$  i deklinacije  $30^\circ$ .

Na Faradayevoj dubini nula prisutni su brojni instrumentalno polarizirani izvori (zelene točke na desnom dijelu slika 3.1. i 3.2.).

Reprojekcija u galaktičke koordinate ne uzrokuje veliku promjenu u izgledu morfoloških oblika polarizirane emisije. Neke strukture naizgled bolje prate linije galaktičkih koordinata, ali kako bismo to kvantificirali bilo bi potrebno provesti statističku analizu. Također na istočnom dijelu vidnog polja vidimo da gradijent prati smjer smanjenja galaktičke širine.

Ako prikažemo Faradayevu kocku pomoću  $\phi_{max}$  i  $P_{max}$  vidljiv je samo maksimum Faradayevog spektra, a kako bismo uzeli u obzir cijelu njegovu kompleksnost računamo Faradayeve momente.

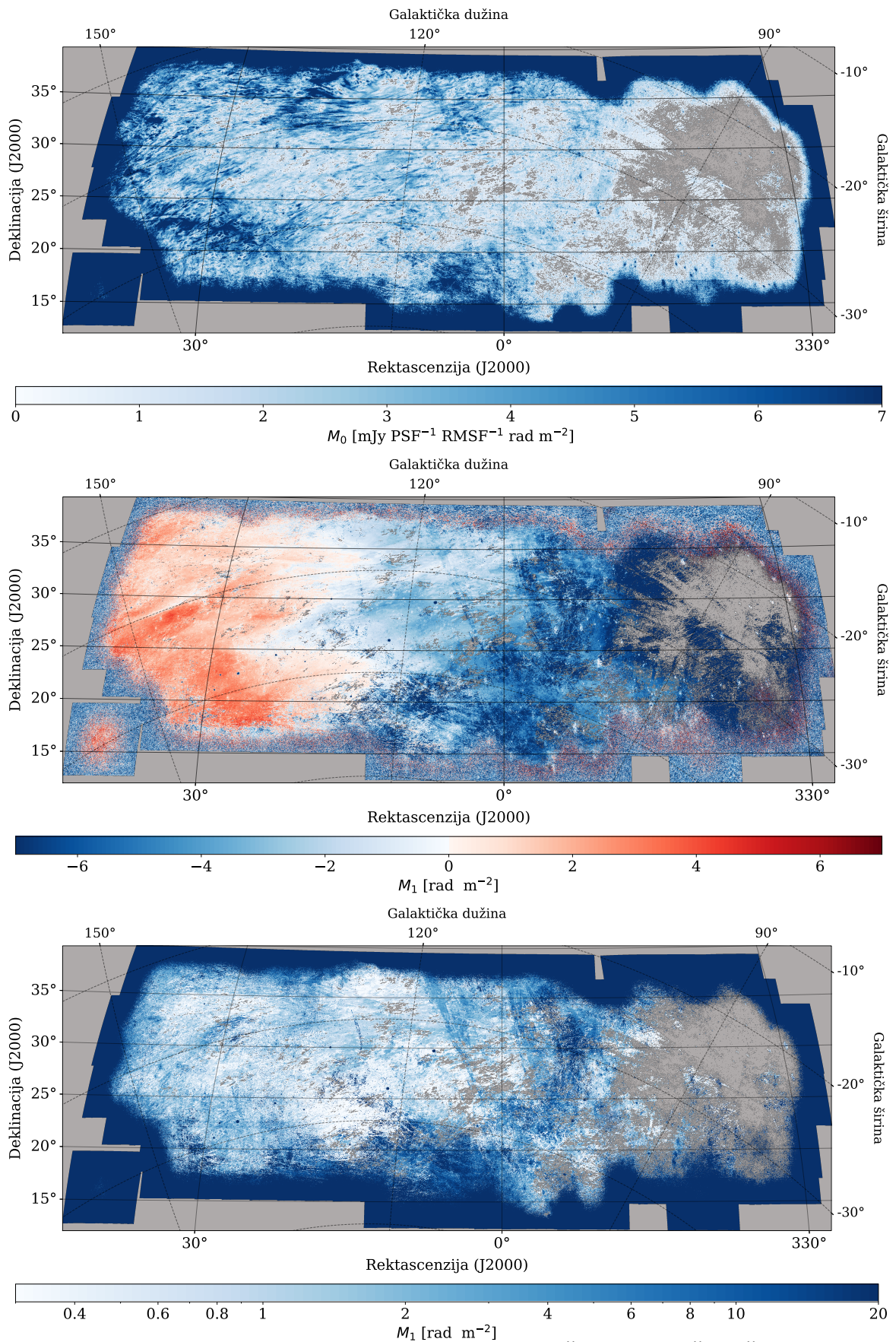
### **3.2. Faradayevi momenti južnih galaktičkih širina**

Faradayevi momenti su izračunati prema formulama 2.10.–2.12.. Nulti, prvi i drugi moment su prikazani na slici 3.3.. Treba se koncentrirati na područja vidnog polja koja nisu uz sami rub jer tamo dominira šum te su momenti  $M_0$  i  $M_2$  zato veliki.

Slika nultog Faradayevog momenta (vrh slike 3.3.) prikazuje vrlo slične strukture kao i maksimum intenziteta Faradayevog spektra  $P_{max}$ . To nam govori da Faradayev spektar nije jako kompleksan i u većini područja najveći maksimum dobro opisuje ukupni intenzitet duž Faradayevog spektra. Vidimo da je u zapadnom dijelu mozaika polarizirana emisija vrlo slaba, a u sredini i istočnom dijelu uočavamo filamentarnu strukturu te područja jače emisije.

U sredini slike 3.3. je prikazan prvi Faradayev moment i možemo dobro uočiti gradijent emisije po Faradayevim dubinama. To znači da je gradijent glavna značajka Faradayevog spektra i da nema puno emisije na drugim Faradayevim dubinama. Ponovno vidimo da je na zapadnom dijelu mozaika emisija na vrlo negativnim Faradayevim dubinama. Na zapadne dvije trećine mozaika prvi moment je negativan, a u ostatku pozitivan.

U sredini mozaika vidljiva je nekolicina filamenata koji imaju manji prvi moment jer je u tim područjima osim gradijenta prisutna značajna emisija na vrlo negativnim



Slika 3.3. Nulti, prvi i drugi Faradayev moment južnih galaktičkih širina (redom odozgora prema dolje). Prikaz je u projekciji na ekvatorijalne koordinate, a galaktička koordinatna mreža je označena isprekidanim linijama. Izbačena su područja u kojima je emisija slabija od  $575 \mu\text{Jy PSF}^{-1} \text{RMSF}^{-1}$ . Primijetite da je skala boja za drugi Faradayev moment logaritamska.

Faradyevim dubinama. To potvrđuje slika drugog momenta (dno slike 3.3.) koji je na tim mjestima velik što znači da je širina Faradayevog spektra velika, a do toga je došlo jer su u Faradayevom spektru prisutna dva maksimuma usporedivih intenziteta.

Na dnu slike 3.3. je prikazan drugi Faradayev moment. Vidimo da je on u većini područja mozaika približno  $1 \text{ rad m}^{-2}$  ili manji, osim u sredini gdje se nalaze već spomenuti filament. Ovo je dodatna potvrda da je gradijent po Faradyevim dubinama dominantna značajka promatranog područja neba i zbog toga ćemo ga detaljnije proučiti u nastavku.

## 4. Diskusija

### 4.1. *Gradijent intenziteta po Faradayevoj dubini*

U području južnih galaktičkih širina, za koje je u ovom radu provedena Faradayeva tomografija, pronađen je do sada najveći gradijent polarizirane emisije na niskim radio- frekvencijama u ovisnosti o Faradyevoj dubini. Dosadašnja istraživanja su pronašla samo gradijente veličine do nekoliko desetaka stupnjeva [20, 21], a gradijent u našem opažanju je veći od  $40^\circ$ .

Kako bismo istaknuli opaženi gradijent izračunali smo centar emisije na svakoj Faradayevoj dubini. Centar emisije je definiran analogno centru mase. Koordinate piksela centra emisije  $(x_{CE}(\phi), y_{CE}(\phi))$  na slici Faradayeve dubine  $\phi$  dimenzija  $x_{max} \times y_{max}$  piksela smo odredili formulama:

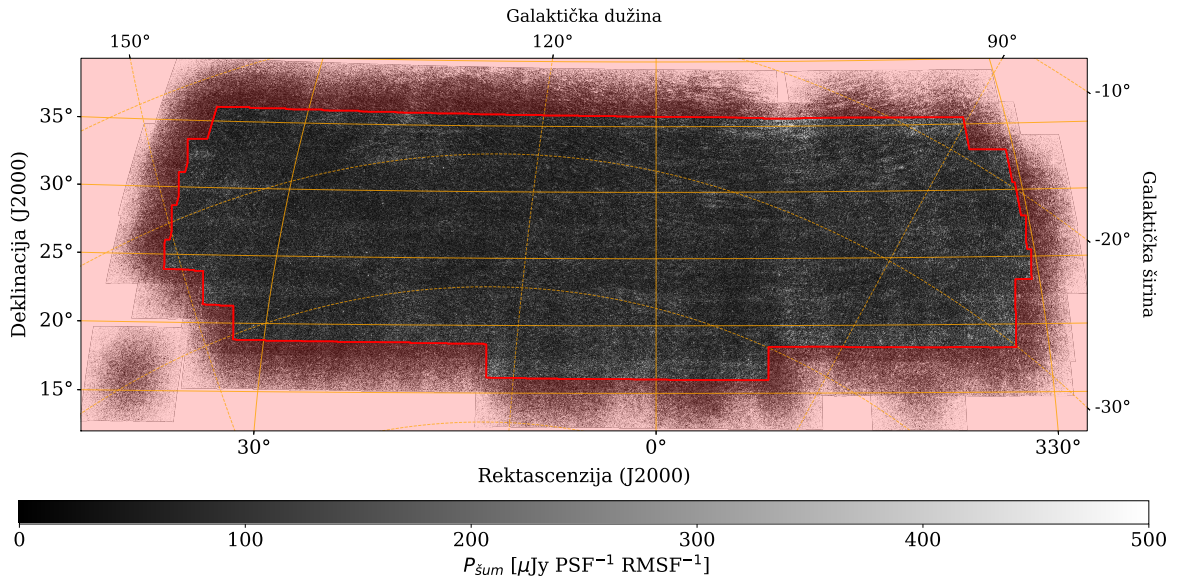
$$x_{CE}(\phi) = \frac{\sum_{x=0}^{x_{max}} \sum_{y=0}^{y_{max}} x \cdot P_{x,y}(\phi)}{\sum_{x=0}^{x_{max}} \sum_{y=0}^{y_{max}} P_{x,y}(\phi)}, \quad y_{CE}(\phi) = \frac{\sum_{x=0}^{x_{max}} \sum_{y=0}^{y_{max}} y \cdot P_{x,y}(\phi)}{\sum_{x=0}^{x_{max}} \sum_{y=0}^{y_{max}} P_{x,y}(\phi)}, \quad (4.1.)$$

gdje je  $P_{x,y}(\phi)$  polarizirani intenzitet piksela na koordinati  $(x,y)$  slike Faradayeve dubine  $\phi$ .

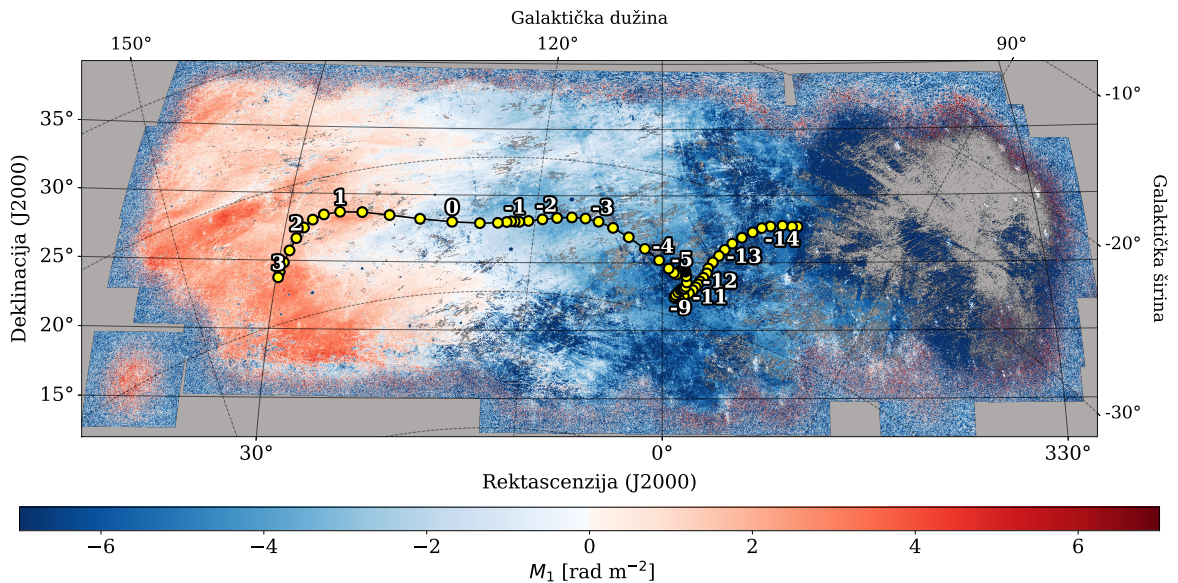
Vidjeli smo da na rubovima slike dominira šum zbog primarnog odgovora teleskopa. Taj šum može biti većeg intenziteta nego emisija u središnjim dijelovima vidnog polja te zato utječe na položaj centra emisije. Kako bismo izbjegli taj utjecaj konstruiramo masku koja isključuje rubove vidnog polja. Maska je izrađena tako da su isključena sva područja u kojima je pri izradi mozaika preklapljeno manje od tri polja. Rubovi maske su izgladnjeni kako mogući ekstremi ne bi poremetili izračun centra emisije. Maska je na slici 4.1. prikazana povrh slike šuma u Faradyevoj kocki (intenzitet polariziranog zračenja na Faradyevoj dubini  $+50 \text{ rad m}^{-2}$ ). Vidimo da je maska doista uspješno isključila rubna područja u kojima dominira šum.

Centar emisije je izračunat posebno za svaku Faradayevu dubinu s primijenjenom maskom. Položaji centara emisije za Faradayeve dubine od  $-15$  od  $+3 \text{ rad m}^{-2}$ , na kojima je vidljiv gradijent, su označeni na slici prvog Faradayevog momenta (slika 4.2.). Kraj gradijenta u jugoistočnom kutu slike na Faradayevim dubinama do  $+8 \text{ rad m}^{-2}$  nije zabilježen ovom metodom jer je rub isključen primjenom maske.

Jasno je da se centar emisije pomiče od zapada prema istoku i da je prisutan



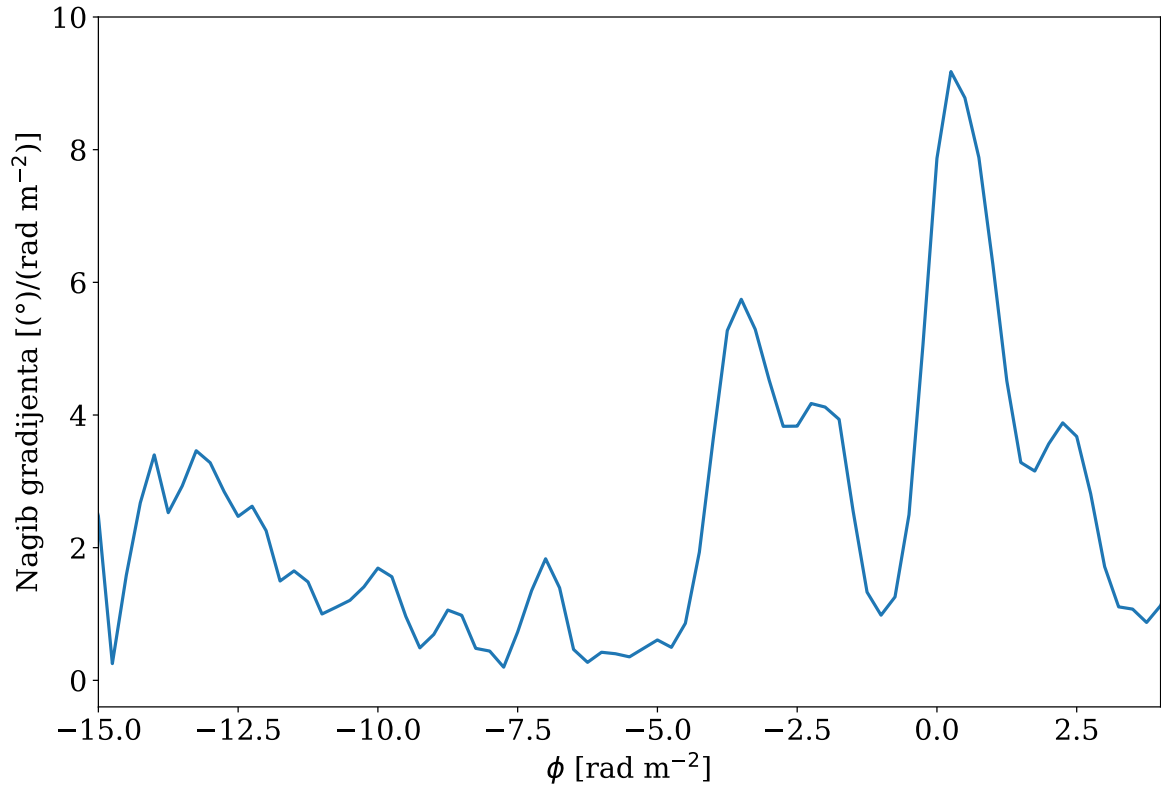
Slika 4.1. Maska primijenjena na sliku pri izračunu centara emisije (crveno) prikazana povrh slike intenziteta polariziranog zračenja na Fardayevoj dubini  $+50 \text{ rad m}^{-2}$  koja prikazuje šum (nijanse sive boje). Crveno osjenčana područja su isključena pri izračunu centara emisije. Prikaz je u projekciji na ekvatorijalne koordinate, a galaktička koordinatna mreža je označena isprekidanim linijama.



Slika 4.2. Položaj centra emisije na Fardayevim dubinama od  $-15$  od  $+3 \text{ rad m}^{-2}$  (žute točke) označen na slici prvog Fardayevog momenta  $M_1$  (gradijent boja). Brojevi pored točaka su Fardayeve dubine centara emisije u  $\text{rad m}^{-2}$ , točke koje nisu označene brojevima su u razmacima od  $0.25 \text{ rad m}^{-2}$ . Prikaz je u projekciji na ekvatorijalne koordinate, a galaktička koordinatna mreža je označena isprekidanim linijama.

gradijent emisije po Fardayevim dubinama. Gradijent ne ide savršeno ravno, ali prati generalni smjer povećanja rektascenzije. Na ovoj slici vidimo i da gradijent ne prati strogo ni smjer galaktičkih koordinata.

Nagib gradijenta odredili smo tako da smo izračunali za koliko se stupnjeva centar emisije pomakne u svakom koraku Faradayeve dubine i to podijelili s tim korakom. Na slici 4.3. vidimo kako se nagib gradijenta mijenja ovisno o Faradyevoj dubini.



Slika 4.3. Ovisnost nagiba gradijenta o Faradyevoj dubini.

Nagib gradijenta dosta varira s promjenom Faradayeve dubine, međutim vidljivo je da je najveći u rasponu od  $-5$  od  $+3$  rad m<sup>-2</sup>. Gradijent je u tom najstrmijem dijelu u prosjeku  $4^\circ / (\text{rad m}^{-2})$ , dakle za promjenu Faradayeve dubine od 1 rad m<sup>-2</sup> se središte emisije pomakne za  $4^\circ$ . Maksimalni nagib je oko  $9^\circ / (\text{rad m}^{-2})$  na Faradayevoj dubini  $+0.25$  rad m<sup>-2</sup>.

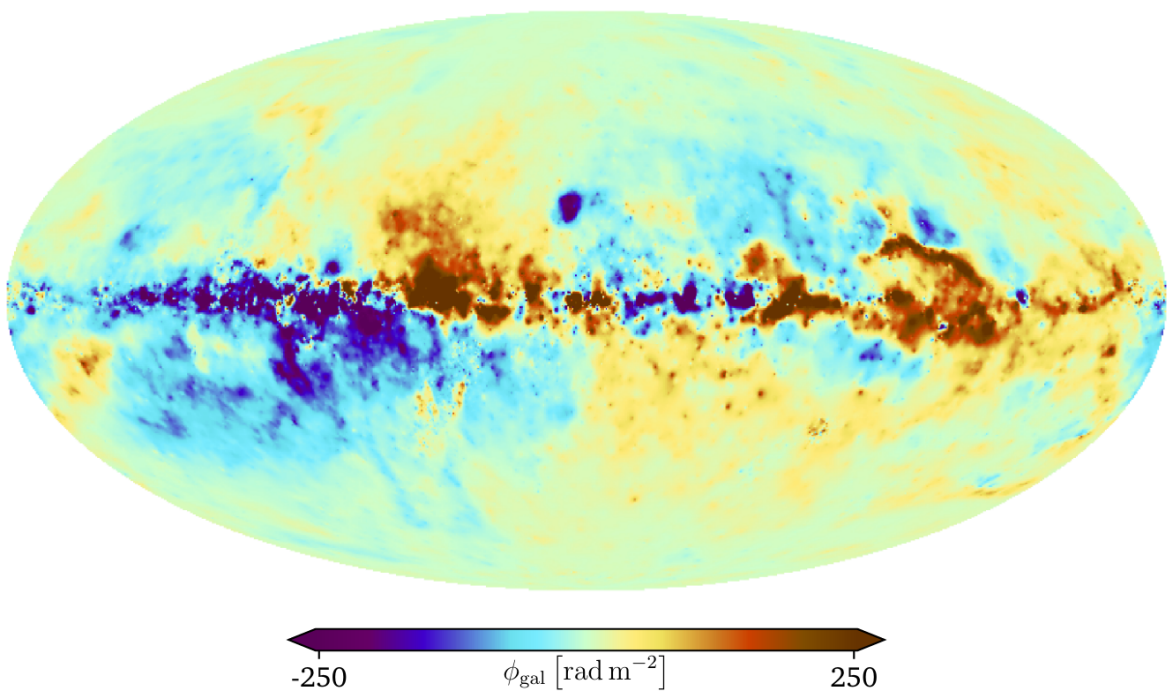
Raspravimo sada koja bi mogla biti fizikalna pozadina opažanja gradijenta emisije po Faradyevim dubinama. Gradijent se proteže s negativnih prema pozitivnim Faradyevim dubinama što znači da komponenta magnetskog polja u smjeru doglednice mijenja smjer (jednadžba 1.7.). Na zapadnoj strani mozaika magnetsko polje je usmjereno od nas, a na istočnoj prema nama. Moguća situacija je da u području koje promatramo postoji magnetsko polje približno konstantnog iznosa, ali koje mijenja smjer. Naša opažanja su osjetljiva samo na komponentu u smjeru doglednice koja se približava nuli kako magnetsko polje postaje okomito na smjer gledanja, a zatim se povećava što je magnetsko polje više usmjereno prema nama. Međutim,

magnetsko polje nije jedina veličina o kojoj ovisi Faradayeva dubina, utjecaj imaju gustoća termalnih elektrona i debljina sloja kroz koji prolazi polarizirano zračenje. Iz samo jednog opažanja ne možemo razdvojiti sve utjecaje pa smo zato usporedili svoje rezultate s kartom ukupne galaktičke Faradayeve rotacije.

#### 4.2. Usporedba s kartom ukupne galaktičke Faradayeve rotacije

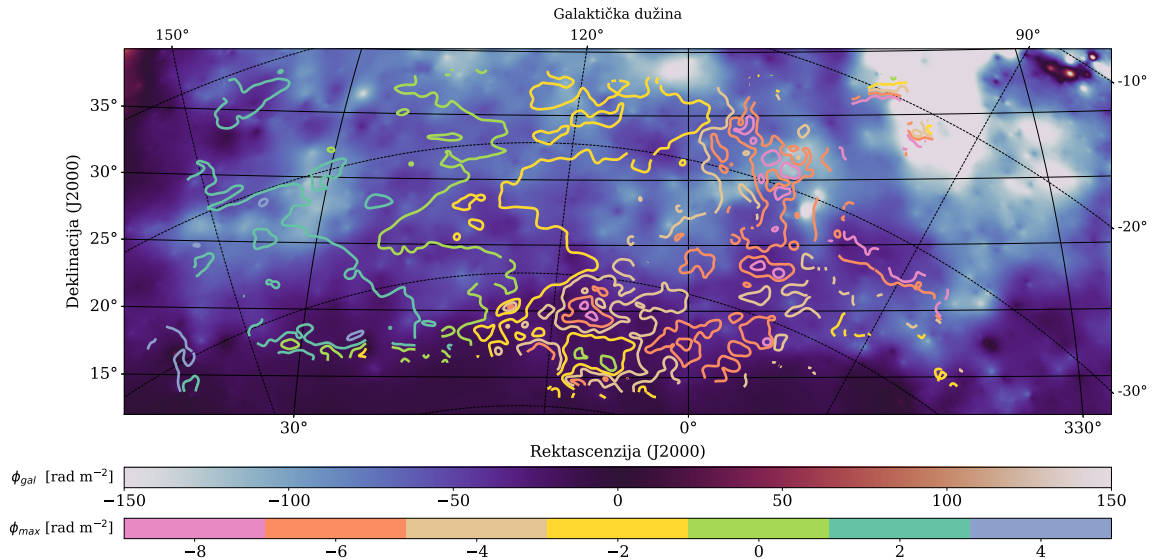
Kartu ukupne galaktičke Faradayeve rotacije su konstruirali Hutschenreuter i suradnici krajem 2020. godine [22] korištenjem podataka o više od 55 000 ekstragalaktičkih radioizvora iz četrdeset i jednog pregleda neba. Faradayevu dubinu  $\phi$  izvora odredili su jednostavnom prilagodbom nagiba u prostoru valnih duljina  $\lambda^2$  ili RM sintezom. Za izradu karte su koristili Bayesove tehnike interferencije signala koje su bazirane na teoriji polja informacija i specijalizirane za podatke visoke dimenzionalnosti s puno šuma. Osnovna ideja je da za međusobno bliske izvore postoji korelacija u količini galaktičke Faradayeve rotacije što omogućuje odvajanje galaktičkog doprinosa Faradayevoj rotaciji od svih ostalih (npr. ekstragalaktičkih i ionosferskih). Konstruirana karta (slika 4.4.) je rezolucije oko 46.8 kvadratnih kutnih minuta i prikazuje ukupan galaktički doprinos Faradayevoj rotaciji  $\phi_{gal}$  [22].

Kako bismo usporedili kartu galaktičke Faradayeve rotacije s našom Faradayevom



Slika 4.4. Karta ukupne galaktičke Faradayeve rotacije na cijelom nebu [22].

kockom LoTSS opažanja, reprojicirali smo galaktičku kartu na koordinatnu mrežu mozaika. Na slici 4.5. je nijansama plave i crvene boje prikazana galaktička Faradayeva rotacija u području mozaika, a konture označavaju Faradayevu dubinu na kojoj je postignut maksimalni intenzitet u Faradayevom spektru LoTSS opažanja.



Slika 4.5. Karta ukupne galaktičke Faradayeve rotacije [22] na području mozaika (nijanse plave i crvene boje). Konture označavaju Faradayeve dubine maksimuma u Faradayevom spektru LoTSS opažanja (boje odgovaraju granicama raspona Faradayevih dubina na slici 3.1.). Prikaz je u projekciji na ekvatorijalne koordinate, a galaktička koordinatna mreža je označena isprekidanim linijama.

U području mozaika ukupna galaktička Faradayeva dubina je gotovo isključivo negativna. Vizualnom usporedbom dvaju opažanja možemo ustanoviti da ne postoji značajna korelacija. Apsolutni iznosi galaktičke Faradayeve rotacije su skoro red veličine veći do iznosa Faradayeve dubine u mozaiku LoTSS opažanja. LoTSS opažanja na niskim frekvencijama ispituju prostorne skale znatno manje od cijele galaksije zato što je Faradayeva rotacija veća na niskim frekvencijama i zbog toga je zračenje s većih udaljenosti depolarizirano. Za izradu karte galaktičke Faradayeve rotacije korišteni su ekstragalaktički radioizvori za koje je određena ukupna količina Faradayeve rotacije koju uzrokuje galaksija. S druge strane, LoTSS opaža sinkrotronsko zračenje koje nastaje u samoj međuzvezdanoj materiji Mliječne staze koja uzrokuje Faradayevu rotaciju i zato je ono vrlo podložno depolarizaciji. Teleskopom LOFAR obično ne možemo opaziti zračenje na vrlo velikim Faradayevim dubinama jer je depolarizirano.

U sjeverozapadnom djelu vidnog polja galaktička Faradayeva rotacija je jako ne-



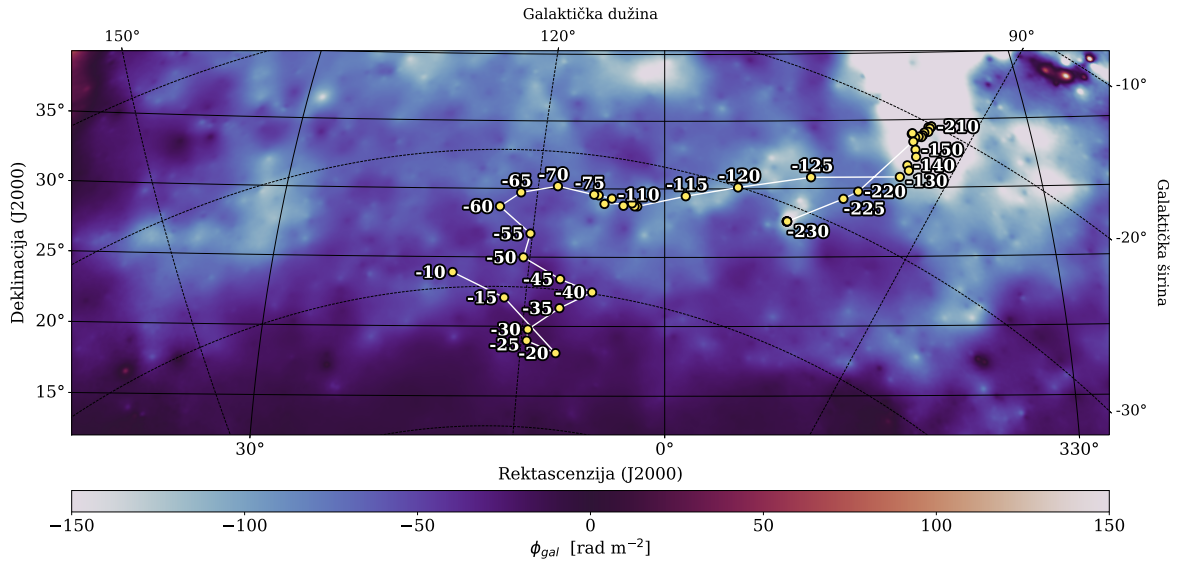
gativna i ima iznose čak negativnije od  $-200 \text{ rad m}^{-2}$ . U LoTSS mozaiku na zapadnom dijelu vidnog polja Faradayeve dubine su također vrlo negativne i emisija je slaba. Jedan mogući scenarij je da je gustoća termalnih elektrona u tom području međuzvezdane materije velika, to jest da je međuzvezdana materija jače ionizirana. Zračenje nastalo izvan galaksije zbog toga doživljava veliku količinu Faradayeve rotacije što vidimo u karti galaktičke Faradayeve rotacije. U galaksiji, ravnina polarizacije sinkrotronskog zračenja koje nastaje na različitim udaljenostima unutar ionizirane međuzvezdane materije je zarotirana za različiti kut i zbog toga je ukupno sinkrotronsko zračenje depolarizirano. U LoTSS promatranjima intenzitet polariziranog zračenja na zapadnom dijelu vidnog polja je vrlo slab kao posljedica te depolarizacije. Povećana gustoća termalnih elektrona nije jedino moguće objašnjenje ovog rezultata jer na Faradayevu rotaciju utječe i komponenta magnetskog polja u smjeru doglednice.

Na karti galaktičke Faradayeve rotacije se ne vidi gradijent Faradayeve dubine od zapada prema istoku koji je prisutan u LoTSS mozaiku. Kako bismo egzaktno provjerili je li na karti galaktičke Faradayeve rotacije prisutan prostorni gradijent, računamo položaj težišta slike za različite iznose Faradayeve rotacije. Točka težišta je analogna centru emisije, ali za dvodimenzionalnu kartu galaktičke Faradayeve rotacije. Težište za raspon Faradayevih dubina od  $\phi$  do  $\Delta\phi$  je izračunato kao srednja vrijednost koordinate  $x$  i koordinate  $y$  svih piksela za koje je galaktička Faradayeva dubina u tom rasponu. Eksplicitno se način računanja težišta slike  $(x_T(\phi), y_T(\phi))$  za raspon galaktičke Faradayeve rotacije  $[\phi, \phi + \Delta\phi)$  može izraziti formulom:

$$x_T(\phi) = \frac{\sum_x x}{\sum_x 1}, \quad y_T(\phi) = \frac{\sum_y y}{\sum_y 1}, \quad \text{za } x, y \text{ takve da je } \phi_{gal}^{x,y} \in [\phi, \phi + \Delta\phi) \quad (4.2.)$$

gdje je  $\phi_{gal}^{x,y}$  galaktička Faradayeva rotacija na pikselu slike  $(x,y)$ . Na slici 4.6. su na karti galaktičke Faradayeve rotacije u području mozaika označena težišta za različite količine Faradayeve rotacije. Težište je izračunato za Faradayeve dubine od  $-230$  do  $-5 \text{ rad m}^{-2}$  u rasponima po  $\Delta\phi = 5 \text{ rad m}^{-2}$  jer je u tim rasponima bilo dovoljno piksela s odgovarajućim iznosima Faradayeve rotacije.

Vidimo da je na vrlo negativnim Faradayevim dubinama težište slike galaktičke Faradayeve rotacije u sjeverozapadnom dijelu vidnog polja, kojeg smo već komenti-



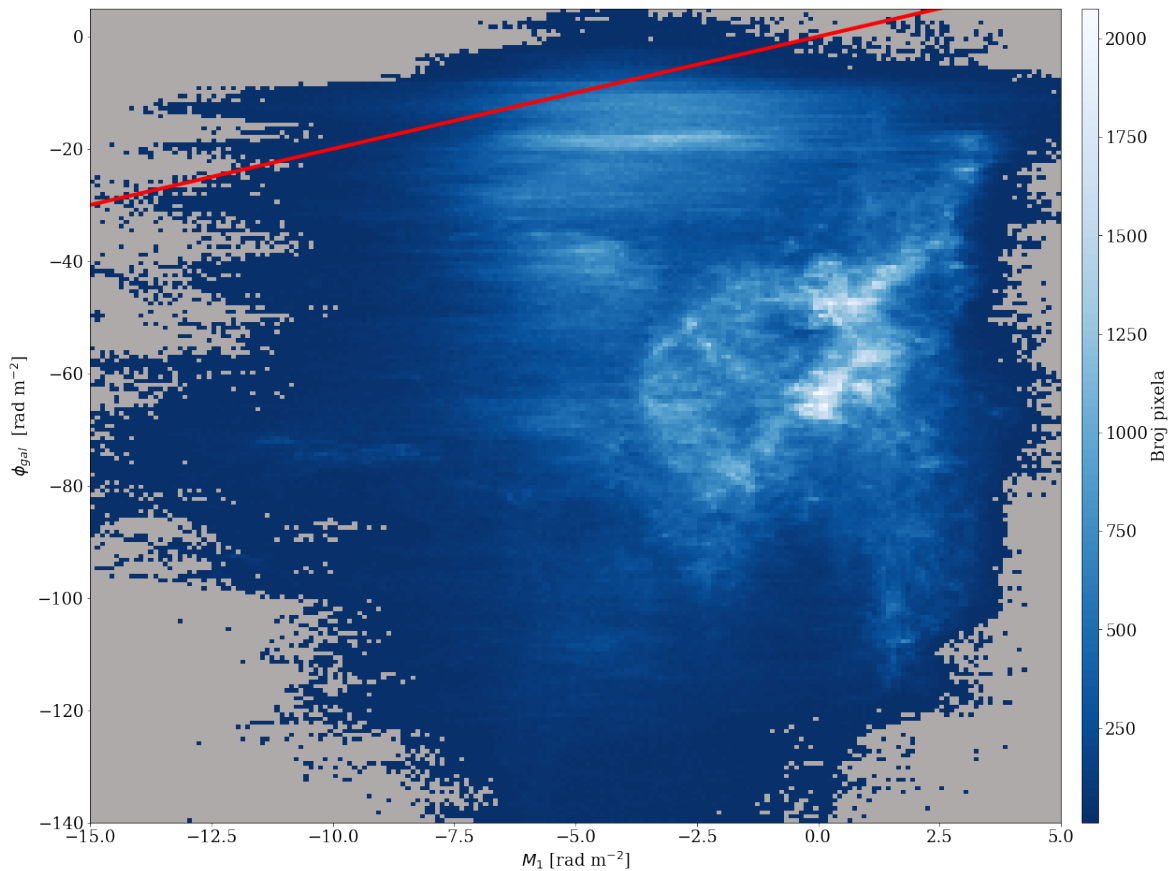
Slika 4.6. Karta ukupne galaktičke Faradayeve rotacije [22] na području mozaika (nijanse plave i crvene boje) na kojoj su prikazana njena težišta (žute točke) za različite količine Faradayeve rotacije. Brojevi označavaju donju granicu raspona Faradayevih dubina  $[\phi, \phi + \Delta\phi]$  za koje je određeno težište, gdje je  $\Delta\phi = 5 \text{ rad m}^{-2}$ . Prikaz je u projekciji na ekvatorijalne koordinate, a galaktička koordinatna mreža je označena isprekidanim linijama.

rali. Prema manje negativnim Faradayevim dubinama težišta se pomiču prema sredini vidnog polja, a na Faradayevim dubinama od  $-60$  do  $-20 \text{ rad m}^{-2}$  je vidljiv blagi gradijent od sjevera prema jugu. Taj blagi gradijent se pruža u smjeru od galaktičkog diska što odgovara očekivanjima da gustoća materije u galaksiji pada s udaljavanjem od galaktičkog diska. Na slici galaktičke Faradayeve rotacije nema velikog gradijenta u smjeru zapad-istok koji se vidi u LoTSS opažanjima. Iz ovoga zaključujemo da je gradijent emisije po Faradayevim dubinama vidljiv u LoTSS opažanjima formiran u bližoj međuzvjezdanoj materiji i da nije prisutan u cijeloj galaksiji. Prema dosadašnjim opažanjima u manjim vidnim poljima [17] pretpostavljamo da je polarizirana emisija u LoTSS mozaiku nastala na udaljenostima manjim od 1000 pc.

Iz omjera ukupne galaktičke Faradayeve rotacije i prvog Faradayevog momenta LoTSS opažanja možemo procijeniti kompleksnost raspodjele ionizirane međuzvjezdane materije i magnetskog polja duž doglednice. Uspoređujemo opaženu emisiju s jednostavnim modelom Burnove zone (engl. *Burn slab*) [29]. Burnova zona je hipotetsko područje međuzvjezdane materije s jednolikom raspodjelom termalnih elektrona i jednolikim magnetskim poljem što znači da je Faradayeva rotacija u njoj također jednolika. Svaki sloj u Burnovoj zoni također emitira jednaku količinu sinkrotronskog zračenja koje se djelomično depolarizira Faradayevom rotacijom. Pokazano je

da će Faradayeva dubina sinkrotronskog zračenja nastalog u Burnovoj zoni zbog posljedica depolarizacije biti dvostruko manja nego ukupna količina Faradayeve rotacije zračenja koja samo prođe kroz zonu [29]. Ako je omjer galaktičke Faradayeve rotacije i prvog Faradayevog momenta veći od 2 to znači da je depolarizacija sinkrotronskog zračenja veća nego u Burnovoj zoni i raspodjela međuzvezdane materije kompliciranija od modela Burnove zone. Ako je omjer manji od 2 onda je raspodjela jednostavnija, što se može ostvariti na primjer ako postoje dva odvojena područja koja emitiraju i uzrokuju Faradayevu rotaciju.

Kako bismo usporedili ukupnu galaktičku Faradayevu rotaciju i prvi Faradayev moment LoTSS opažanja nacrtali smo dvodimenzionalni histogram u kojem je prikazano koliko piksela na svakoj slici ima određenu vrijednost  $\phi_{gal}$  i  $M_1$  (slika 4.7.). Pri izradi histograma je primijenjena maska za micanje šuma koji se nalazi na rubovima LoTSS mozaika (slika 4.1.). Na istom histogramu je označen pravac s nagibom 2 i odsječkom 0 koji odgovara modelu Burnove zone.



Slika 4.7. Dvodimenzionalni histogram broja piksela na slici koji imaju određenu vrijednost prvog Faradayevog momenta  $M_1$  LoTSS opažanja (apscisa) i ukupne galaktičke Faradayeve rotacije  $\phi_{gal}$  (ordinata). Crveni pravac označava model Burnove zone s nagibom 2 i odsječkom 0.

povećane gustoće broja piksela koja vjerojatno odgovaraju određenim dijelovima mozaika u kojima je međuzvezdana materija međusobno drugačija.

U većini mozaika ukupna galaktička Faradayeva rotacija je više nego dvostruko veća od Faradayeve dubine sinkrotronskog zračenja. To znači da je u području LoTSS mozaika južnih galaktičkih širina međuzvezdana materija puno kompleksnija od Burnove zone i zbog toga uzrokuje veću depolarizaciju. Pretpostavljamo da se radi o više zona s različitom gustoćom termalnih elektrona te različitim smjerom i iznosom magnetskog polja.

Da bi se stekao još bolji uvid u svojstva međuzvezdane materije u promatranom području, u idućem radu LoTSS opažanja se mogu usporediti s opažanjima polariziranog zračenja na većim frekvencijama koja su manje podložna depolarizaciji i zbog toga opažaju zračenje s većih udaljenosti. Ova mjerenja se također mogu usporediti s neutralnim vodikom H I ili trodimenzionalnim raspodjelama ekstinkcije što bi moglo omogućiti određivanje udaljenosti na kojoj je nastala emisija koju opažamo.

## 5. Zaključak

Uspješno smo napravili mozaik pregleda neba LoTSS na južnim galaktičkim širinama i dobili Faradayevu kocku za područje neba površine približno 1400 kvadratnih stupnjeva i Faradayeve dubine od  $-50$  do  $+50$  rad  $m^{-2}$  s korakom od  $0.25$  rad  $m^{-2}$ . Površinom na nebu je ovo druga najveća Faradayeva kocka na niskim frekvencijama (najveća će biti objavljena u [21]) i prva koja prikazuje polariziranu emisiju u Mliječnoj stazi na južnim galaktičkim širinama.

Kako bismo prikazali karakteristike cijele Faradayeve kocke izračunali smo nulti, prvi i drugi Faradayev moment (definiran jednažbama 2.10., 2.11. i 2.12., respektivno).

Morfologija struktura na južnim galaktičkim širinama je vizualno drugačija nego u mozaiku na sjevernim galaktičkim širinama [21]. Međutim, ipak postoje i zajedničke karakteristike kao što su tanka i relativno dugačka područja u kojima nema emisije ni na jednoj Faradayevoj dubini, poznata kao kanali depolarizacije [13, 16].

Dominanta struktura u mozaiku na južnim galaktičkim širinama je gradijent emisije na Faradayevim dubinama približno od  $-15$  do  $+8$  rad  $m^{-2}$  koji se proteže od zapadnog prema istočnom dijelu vidnog polja. Gradijent je prvo uočen na slici Faradayevih dubina maksimalnog intenziteta zračenja  $\phi_{max}$ . Također je vidljiv i na slici prvog Faradayevog momenta  $M_1$  koja predstavlja srednju vrijednost Faradayeve dubine utežnjenu intenzitetom. Drugi Faradayev moment je u većini područja mozaika približno  $1$  rad  $m^{-2}$  ili manji, što znači da Faradayev spektar ima vjerojatno samo jedan relativno uzak maksimum. Faradayevi momenti uzimaju u obzir cijeli Faradayev spektar i zbog toga možemo zaključiti da je gradijent glavna značajka Faradayeve kocke LoTSS opažanja na južnim galaktičkim širinama.

S ciljem da bolje okarakteriziramo gradijent po Faradayevim dubinama odredili smo centralnu točku emisije na svakoj Faradayevoj dubini. Centar emisije se pomiče od zapada prema istoku s porastom Faradayeve dubine što potvrđuje prisutnost gradijenta. Nagib gradijenta dosta varira s Faradayevom dubinom, ali najveći je u intervalu od  $-5$  do  $+3$  rad  $m^{-2}$  gdje iznosi približno  $4^\circ/(\text{rad } m^{-2})$ , što znači da se za promjenu Faradayeve dubine od  $1$  rad  $m^{-2}$  središte emisije pomakne za  $4^\circ$  na nebu.

Usporedili smo Faradayevu kocku LoTSS opažanja s kartom ukupne galaktičke Faradayeve rotacije [22]. Na karti galaktičke Faradayeve rotacije nije vidljiv gradijent

od zapada prema istoku. Zaključujemo da gradijent u pregledu neba LoTSS nastaje na manjim udaljenostima od skale cijele galaksije jer se zračenje s većih udaljenosti depolarizira.

Maksimum intenziteta emisije u Faradayevom spektru LoTSS opažanja je reda veličine nekoliko  $\text{mJy PSF}^{-1} \text{ RMSF}^{-1}$ . Jedino u zapadnom dijelu mozaika na rektascenzijama manjim od  $350^\circ$  nema emisije intenziteta većeg od  $1 \text{ mJy PSF}^{-1} \text{ RMSF}^{-1}$ . Na tom dijelu neba je ukupna galaktička Faradayeva rotacija vrlo negativna što je konzistentno s velikom gustoćom termalnih elektrona u međuzvjezdanoj materiji. Velika gustoća termalnih elektrona uzrokuje jaku Faradayevu rotaciju te depolarizira sinkrotronsko zračenje nastalo na različitim udaljenostima i zbog toga može biti razlog malog intenziteta polarizirane emisije u zapadnom dijelu polja LoTSS.

Usporedili smo kompleksnost raspodjele ionizirane međuzvjezdane materije i magnetskog polja duž doglednice s jednostavnim modelom Burnove zone u kojoj se sinkrotronsko zračenje jednoliko emitira i Faraday rotira. Faradayeva rotacija polariziranog zračenja koje je samo prošlo kroz Burnovu zonu je zbog depolarizacije dvostruko veća od Faradayeve dubine na kojoj se vidi sinkrotronsko zračenje nastalo u njoj [29]. Omjer ukupne galaktičke Faradayeve rotacije i prvog Faradayevog momenta LoTSS mozaika južnih galaktičkih širina je uglavnom veći od dva. To opažanje nas dovodi do zaključka da je na području neba LoTSS mozaika međuzvjezdane materija kompleksnija od Burnove zone te da se vjerojatno sastoji od više zona s različitom gustoćom termalnih elektrona i različitim iznosom ili smjerom magnetskog polja.

Sljedeći korak u istraživanju bio bi usporediti opažanja LoTSS s opažanjima polariziranog radiozračenja na većim frekvencijama na kojima su manje podložna depolarizaciji i zbog toga detektiraju zračenje nastalo na većim udaljenostima. Ova mjerenja se također mogu usporediti s neutralnim vodikom H I ili trodimenzionalnim raspodjelama ekstikcije što bi moglo omogućiti određivanje udaljenosti na kojoj je nastala emisija koju opažamo.

Faradayeva tomografija opažanog polariziranog zračenja Mliječne staze na niskim frekvencijama, na velikom području neba kao u ovom radu, dovodi nas korak bliže razumijevanju karakteristika međuzvjezdane materije i magnetskih polja koji su ključni za formiranje zvijezda u galaksijama.

## Literatura

- [1] van Haarlem, M. P.; Wise, M. W.; Gunst, A. W. et al. LOFAR: The LOW-Frequency ARray. // A&A. Vol. 556 (2013), str. A2.
- [2] Shimwell, T. W.; Röttgering, H. J. A.; Best, P. N. et al. The LOFAR Two-metre Sky Survey. I. Survey description and preliminary data release. // A&A. Vol. 598 (2017), str. A104.
- [3] Shimwell, T. W.; Tasse, C.; Hardcastle, M. J. et al. The LOFAR Two-metre Sky Survey - II. First data release. // A&A. Vol. 622 (2019), str. A1.
- [4] LoTSS, Current observation and processing status, <https://lofar-surveys.org/status.html>, 24.5.2021.
- [5] Chapman, E.; Jelić, V. The Cosmic 21-cm Revolution: Charting the first billion years of our Universe, Foregrounds and their mitigation, 2019.
- [6] Rybicki, G. B.; Lightman, A. P. Radiative Processes in Astrophysics. 2nd ed. London : John Wiley & Sons, Ltd, 1986.
- [7] Draine, B. T. Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium. Princeton Series in Astrophysics, Princeton University Press, 2010.
- [8] Mozdzen, T. J.; Bowman, J. D.; Monsalve, R. A. et al. Improved measurement of the spectral index of the diffuse radio background between 90 and 190 MHz. // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. Vol. 464, 4 (2016), str. 4995–5002.
- [9] Brentjens, M. A.; de Bruyn, A. G. Faraday rotation measure synthesis. // A&A. Vol. 441, 3 (2005), str. 1217–1228.
- [10] Van Eck, C. L.; Haverkorn, M.; Alves, M. I. R. et al. Faraday tomography of the local interstellar medium with LOFAR: Galactic foregrounds towards IC 342. // A&A. Vol. 597 (2017), str. A98.
- [11] Heiles, C.; Haverkorn, M. Magnetic fields in the multiphase interstellar medium. // Space Science Reviews. Vol. 166, 1 (2012), str. 293–305.

- [12] Ferrière, K. Plasma turbulence in the interstellar medium. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. Vol. 62, 1 (2019), str. 014014.
- [13] Jelić, V.; de Bruyn, A. G.; Pandey, V. N. et al. Linear polarization structures in LOFAR observations of the interstellar medium in the 3C196 field. // *A&A*. Vol. 583 (2015), str. A137.
- [14] Winkel, B.; Kerp, J.; Flöer, L. et al. The Effelsberg-Bonn H I Survey: Milky Way gas. First data release. // *A&A*. Vol. 585 (2016), str. A41.
- [15] Bracco, A.; Jelić, V.; Marchal, A. et al. The multiphase and magnetized neutral hydrogen seen by lofar. // *A&A*. Vol. 644 (2020), str. L3.
- [16] Jelić, V.; Prelogović, D.; Haverkorn, M. et al. Magnetically aligned straight depolarization canals and the rolling hough transform. // *A&A*. Vol. 615 (2018), str. L3.
- [17] Turić, L.; Jelić, V.; Jaspers, R. et al. Multi-tracer analysis of straight depolarization canals in the surroundings of the 3C 196 field. // *Predano u A&A*.
- [18] Planck Collaboration. Planck intermediate results. XIX. An overview of the polarized thermal emission from Galactic dust. // *A&A*. Vol. 576 (2015), str. A104.
- [19] Planck Collaboration. Planck 2015 results - I. Overview of products and scientific results. // *A&A*. Vol. 594 (2016), str. A1.
- [20] Van Eck, C. L.; Haverkorn, M.; Alves, M. I. R. et al. Diffuse polarized emission in the LOFAR Two-meter Sky Survey. // *A&A*. Vol. 623 (2019), str. A71.
- [21] Erceg, A.; Jelić, V.; Haverkorn, M. et al. Faraday tomography of LoTSS-DR2 data: I. Faraday moments in the high-latitude outer Galaxy and revealing Loop III in polarisation. // *U pripremi*.
- [22] Hutschenreuter, S.; Anderson, C. S.; Betti, S. et al. The Galactic Faraday rotation sky 2020. // *Predano u A&A*.
- [23] Saff, E.; Kuijlaars, A. Distributing many points on a sphere. // *The Mathematical Intelligencer*. Vol. 19 (1997), str. 5–11.



- [24] van Weeren, R. J.; Williams, W. L.; Hardcastle, M. J. et al. LOFAR facet calibration. // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. Vol. 223, 1 (2016), str. 2.
- [25] de Gasperin, F.; Dijkema, T. J.; Drabent, A. et al. Systematic effects in lofar data: A unified calibration strategy. // *A&A*. Vol. 622 (2019), str. A5.
- [26] Tasse, C.; Shimwell, T.; Hardcastle, M. J. et al. The lofar two-meter sky survey: Deep fields data release 1. // *A&A*. Vol. 648 (2021), str. A1.
- [27] This research made use of Montage. It is funded by the National Science Foundation under Grant Number ACI-1440620, and was previously funded by the National Aeronautics and Space Administration's Earth Science Technology Office, Computation Technologies Project, under Cooperative Agreement Number NCC5-626 between NASA and the California Institute of Technology, <http://montage.ipac.caltech.edu/>, 30.6.2021.
- [28] Dickey, J. M.; Landecker, T. L.; Thomson, A. J. M. et al. The galactic magnetionic medium survey: Moments of the faraday spectra. // *The Astrophysical Journal*. Vol. 871, 1 (2019), str. 106.
- [29] Burn, B. J. On the depolarization of discrete radio sources by Faraday dispersion. // *MNRAS*. Vol. 133 (1966), str. 67.