

Depolarizacijski kanali u radiopolarimetrijskim promatranjima

Prelogović, David

Master's thesis / Diplomski rad

2019

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:217:385694>

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

Download date / Datum preuzimanja: **2024-06-29**



Repository / Repozitorij:

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



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

David Prelogović

DEPOLARIZACIJSKI KANALI U
RADIOPOLARIMETRIJSKIM PROMATRANJIMA

Diplomski rad

Zagreb, 2019.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

David Prelogović

Diplomski rad

**Depolarizacijski kanali u
radiopolarimetrijskim promatranjima**

Voditelj diplomskog rada: dr. sc. Vábor Jelić

Suvoditelj diplomskog rada: prof. dr. sc. Vernesa Smolčić

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2019.

Ovaj rad posvećen je prije svega mojoj obitelji, bez čije potpore i ljubavi ovoga ne bi bilo. Također mojim prijateljima, s kojima sam proživio predivne studentske dane.

Zahvaljujem se mentoru Viboru Jeliću, na strpljivim savjetima kojima me vodio u pisanju ovog rada te na znanju i entuzijazmu koje je tokom istraživanja uspješno prenio na mene. Uz to se zahvaljujem Lovri Palaversi na pomoći prilikom obrade GAIA podataka te Luki Turiću na mnogim korisnim diskusijama.

Sažetak

Nedavna polarimetrijska mjerenja radioteleskopa LOFAR ukazala su na postojanje dugih i ravnih depolarizacijskih kanala na području neba znanom kao polje 3C 196. Mogući uzroci njihovog nastanka i dalje su nejasni. Radiopolarimetrijska mjerenja baziraju se na Faradayevoj rotaciji, tj. zakretanju ravnine polarizacije zračenja prilikom prolaska kroz međuzvijezdane materiju (plazmu). Kut rotacije ovisan je o gustoći elektrona i jakosti magnetskog polja, pa nagle promjene u magnetskom polju ili uski turbulentni medij nastao prolaskom zvijezde, mogući su uzroci depolarizacije kojima ćemo se baviti u ovom istraživanju. U prvom ćemo slučaju kao mjere orijentacije magnetskog polja koristiti promatranja neutralnog vodika i polarizaciju termalne prašine, a u drugom mjerenja položaja, brzina i svojstava zvijezda u blizini 3C 196 polja. Analizu radiozračenja provodimo metodom Rotation Measure Synthesis, a kvantitativnu detekciju linearnih struktura Rolling Hough Transform algoritmom. Iz uočenih korelacija različitih vrsta međuzvijezdane materije zaključujemo o snažnom utjecaju magnetskog polja u njihovom oblikovanju. S druge strane, tragovi zvijezda pokazali su se kao potencijalni izvori nekih depolarizacijskih kanala, ali problem u konačnici ostavljaju otvorenim.

Ključne riječi: depolarizacijski kanali, Faradayeva rotacija, LOFAR, plazma, neutralni vodik, prašina, tragovi zvijezda, RM sinteza, RHT

Depolarization Canals in Radiopolarimetry Observations

Abstract

The radio polarimetric observations exploit the fact that the polarisation angle of the radio emission is Faraday rotated as the emission passes through the interstellar medium, specifically plasma. The amount of rotation depends on the electron density and the magnetic field strength. Recent polarimetric observations with the LOFAR radio telescope revealed long and straight depolarization canals in the part of the sky known as the 3C 196 field. The origin of these canals is still not well understood and in this work, we will investigate two possibilities. The first is associated with sudden changes in the magnetic field direction and the second with narrow and turbulent ionising trails of stars. In our work, we use the observations of the neutral hydrogen emission and polarized dust emission as measures of the magnetic field orientation. We also use the GAIA measurements of the stars in the proximity of the 3C 196 field. The radio polarimetric observations are analysed using the Rotation Measure Synthesis, while the quantitative analysis of linear structures is done using the Rolling Hough Transform algorithm. We find a good alignment between different interstellar medium phases, indicating an important role of the magnetic fields. In contrary, a connection between the depolarization canals and the star-trails is inconclusive, calling for further analysis.

Keywords: depolarization canals, Faraday rotation, LOFAR, plasma, neutral hydrogen, dust, startrails, RM Synthesis, RHT

Sadržaj

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Uvod | 1 |
| 1.1 | Sinkrotronsko zračenje naše galaksije | 2 |
| 1.1.1 | Faradayeva rotacija | 3 |
| 1.2 | Stokesovi parametri | 4 |
| 1.2.1 | Ukupno polarizirano zračenje teleskopa | 5 |
| 1.3 | Depolarizacija zračenja | 5 |
| 1.3.1 | Depolarizacijski kanali | 7 |
| 1.4 | Motivacija | 12 |
| 2 | Podaci | 13 |
| 2.1 | LOFAR promatranja i polje 3C 196 | 13 |
| 2.2 | Promatranja na drugim valnim duljinama | 15 |
| 2.2.1 | H _I mjerenja | 15 |
| 2.2.2 | Mjerenja polariziranog termalnog zračenja prašine | 17 |
| 2.3 | GAIA | 20 |
| 3 | Metodologija | 21 |
| 3.1 | RM sinteza | 21 |
| 3.2 | RHT analiza | 24 |
| 3.2.1 | Statistika kutne distribucije | 26 |
| 3.2.2 | $R(\theta, x, y)$ kao mjera traga zvijezde | 27 |
| 4 | Rezultati | 28 |
| 4.1 | Rezultati RHT analize | 28 |
| 4.2 | Usporedba orijentacije s H _I i Planck mjerenjima | 31 |
| 4.2.1 | RHT analiza za H _I | 31 |
| 4.2.2 | Korelacija triju faza ISM-a | 34 |
| 4.3 | Tragovi zvijezda | 34 |
| 5 | Zaključak i diskusija | 37 |
| A | Barnettov efekt | 39 |
| | Literatura | 40 |

1 Uvod

Nedavni rezultati preciznog mjerenja kozmičkog pozadinskog zračenja (eng. Cosmic Microwave Background, CMB) [5], Hubbleovog zakona širenja svemira, kao i ubrzanog širenja svemira [27], uveli su kozmologiju u područje eksperimentalno mjerljive znanosti, stavili teoriju velikog praska na čvrste temelje i opovrgnuli mnoge druge. Malo je reći da su navedeni rezultati promijenili način razmišljanja o svemiru u kojem živimo. Uz pouzdane i precizne eksperimentalne rezultate slijedio je i teorijski procvat.

O razvoju svemira od njegovog početka do danas mnogo toga je poznato promatranjima zračenja zvijezda i galaksija koje direktno opažamo. Iz već spomenutog mjerenja CMB-a, koje predstavlja fazu u kojoj se svemir dovoljno ohladio da su elektroni i protoni postali vezani u neutralni atom vodika, a tada prisutni fotoni ostavili trajan potpis trenutnog stanja materije, znamo također mnogo. Ono što nam nedostaje jesu opažanja gotovo cijele povijesti svemira između dva opisana trenutka – tamnih godina kada je sva materija bila neutralna, gravitacijskim privlačenjem stvarala prve zvijezde i galaksije i polagano se razvila u svemir koji vidimo danas.

Predviđeni potpis spomenutog perioda razvoja svemira je 21cm linija vodika – hiperfino cijepanje osnovnog $1s$ stanja uslijed interakcije spina elektrona i protona. Prilikom stvaranja prvih zvijezda nastalo zračenje ponovo ionizira do tada neutralni svemir te tako nanovo pobuđeni atomi vodika koji zrače (između ostaloga) karakteristične 21cm fotone, ostavljaju jedinstven potpis nastalih zvijezda i okolne materije. Razdoblje u kojem se svemir ponovo ionizira stoga se prikladno naziva epohom reionizacije (eng. Epoch of Reionization, EoR) [25]. Širenjem svemira, spomenuti fotoni pomaknuti su prema crvenom u radiovalno područje između 100 – 200 MHz.

Detekcija navedenog signala označit će iznimno veliki pomak u razumijevanju nastanka zvijezda i galaksija te je nekolicina velikih radioteleskopa u zadnjih deset godina izgrađena upravo s tom svrhom. Low Frequency Radiotelescope (LOFAR) jedan je od njih te se očekuje da će vrlo brzo biti u mogućnosti ugrubo detektirati signal. Glavni problem detekciji signala predstavlja snažno zračenje drugih izvora u području interesa, gdje se pretpostavlja da EoR signal čini tek 1% ukupnog zračenja. Tema ovog istraživanja nije usmjerena direktno na detekciju opisanog signala, već na razumijevanje zračenja naše galaksije koje je potrebno kako bi konačna detek-

cija bila moguća. U konačnici, bitno je napomenuti da je pojava različitih struktura vidljivih kako u ukupnom intenzitetu, tako i u polariziranom zračenju galaksije od velikog interesa i sama za sebe! Naime, dobivene strukture direktno nam ukazuju na morfologiju međuzvezdane materije galaksije, odnosno govore nam o utjecaju okolnih zvijezda i magnetskog polja na njihovu formaciju. Takva opažanja, vrijedan su doprinos ograničenom razumijevanju naše, pa i ostalih galaksija.

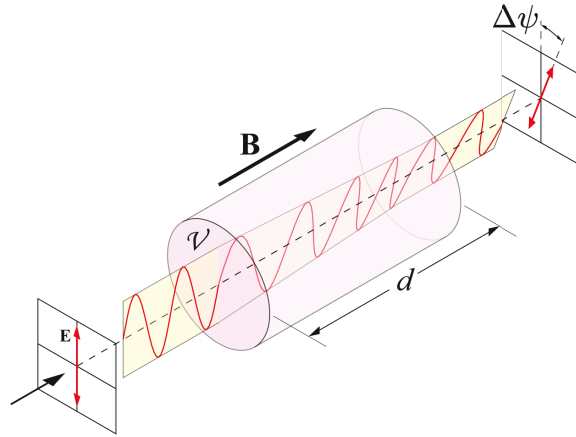
Konkretno u ovom istraživanju, bavit ćemo se pojavom depolariziranih kanala - uskih područja na kojima polarizirano zračenje iščezava. Takve depolarizirane strukture ujedno nisu korelirane sa strukturama u ukupnom zračenju, jer bi se u protivnom radilo samo o ne postojanju izvora na određenim mjestima. Kvalitativno su mogući načini nastanka depolariziranih kanala dobro poznati, no konkretni fizikalni procesi odgovorni za stvaranje takvih uvjeta u galaksiji nepoznati. Cilj ovog istraživanja je približiti se odgovoru na navedeni problem, promatranjem ne samo radiopolarimetrijskih mjerenja na niskim radiofrekvencijama ($\sim 100\text{MHz}$), već i onih u GHz i infracrvenom dijelu spektra. Takva mjerenja ukazuju na pojavu posve drugačijih fizikalnih procesa koji prevladavaju u ostalim vrstama međuzvezdane materije.

U nastavku uvoda fokusirat ćemo se na radiopolarimetrijska mjerenja te reći što je sve do sada poznato o materiji i fizikalnim procesima koji oblikuju detektirano zračenje.

1.1 Sinkrotronsko zračenje naše galaksije

Emisija galaksije u radio-području uglavnom se sastoji od izvora poput ostataka supernova (eng. Supernova Remnants, SNR), područja ioniziranog vodika i difuzne emisije, koja dolazi od sinkrotronskog zračenja kozmičkih zraka u magnetskom polju galaksije i zračenja rijetkog ioniziranog plina. Izvan galaktičke ravnine postoji nezamislivo globalno magnetsko polje, pa će difuzna emisija sinkrotronskog porijekla i u tom dijelu galaksije biti značajna.

Pretpostavimo da u homogenom magnetskom polju imamo izotropni snop kozmičkih čestica. Uzimajući u obzir empirijsku polinomijalnu ovisnost gustoće čestica s obzirom na energiju, odnosno $dn_e/dE \sim E^{-\gamma}$, moguće je odrediti ukupan intenzitet sinkrotronskog zračenja u ovisnosti o frekvenciji, kao i postotak njegove polariza-



Slika 1.1: Shematski prikaz zakretanja ravnine polarizacije električnog polja za kut $\Delta\psi$, uslijed prolaska kroz materijal. Preuzeto iz [36].

cije [29]:

$$I(\nu) \sim n_e B_{\perp}^{(\gamma+1)/2} \nu^{-(\gamma-1)/2}, \quad (1.1)$$

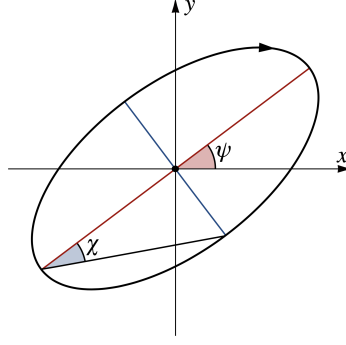
$$p = \frac{\gamma + 1}{\gamma + 7/3}, \quad (1.2)$$

gdje je n_e ukupna gustoća elektrona, a B_{\perp} komponenta magnetskog polja okomita na smjer gledanja. Za tipične vrijednosti γ u rasponu 2–3, razina polarizacije sinkrotronskog zračenja iznosi otprilike 70%, mnogo više od opaženih vrijednosti [7, 24], čemu su uzrok razni depolarizacijski efekti vezani uz proces mjerenja, odnosno instrumentalne efekte teleskopa, kao i činjenicu da je pretpostavljeno homogeno magnetsko polje samo pokazni, idealizirani primjer.

1.1.1 Faradayeva rotacija

Jednom nastalo sinkrotronsko zračenje putuje od izvora do radioteleskopa i pritom prolazi kroz raznu materiju, biva upijeno, raspršeno, a njegova izvorna polarizacija zakrenuta efektom Faradayeve rotacije [11].

Zamislamo da u nekom dijelu prostora imamo plin elektrona u magnetskom polju (vidi sliku 1.1). Ako sada pustimo elektromagnetsko zračenje da prolazi kroz takav materijal, kao posljedica rotacije elektrona u vanjskom polju, svojstvena rješenja biti će lijevo i desno kružno polarizirano zračenje drugačijeg indeksa loma. Stoga za linearno polarizirano zračenje, zbog različitih brzina propagiranja njegovih kružnih



Slika 1.2: Parametriziranje polarizirane svjetlosti preko elipse, gdje vektor električnog polja u vremenu prebrisuje elipsu u naznačenom smjeru. Preuzeto iz [38].

komponenti, ravnina polarizacije biti će zakrenuta za kut

$$\Delta\psi = \lambda^2 \cdot \frac{e^3}{8\pi^2\epsilon_0 m^2 c^3} \int_0^d n_e(\mathbf{r}) \mathbf{B}(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{r} = \lambda^2 \cdot \phi, \quad (1.3)$$

gdje se veličina ϕ naziva Faradayevom dubinom. Ovisnost Faradayeve rotacije o λ^2 biti će ključan faktor u razlučivanju struktura različitih Faradayevih dubina duž linije gledanja. U slučaju međuzvijezdane materije (eng. Interstellar Medium, ISM), osim elektrona možemo imati i druge vrste materije, no zbog ovisnosti relacije (1.3) o masi, njihov utjecaj je zanemariv.

1.2 Stokesovi parametri

Jednom detektirano zračenje (teleskopom koji je u stanju mjeriti polarizaciju), pogodno je prikazati Stokesovim parametrima I, Q, U, V (vidi sliku 1.2):

$$I \equiv \langle E_x^2 \rangle + \langle E_y^2 \rangle, \quad (1.4)$$

$$Q \equiv \langle E_x^2 \rangle - \langle E_y^2 \rangle = pI \cos 2\psi \cos 2\chi, \quad (1.5)$$

$$U \equiv \langle E_a^2 \rangle - \langle E_b^2 \rangle = pI \sin 2\psi \cos 2\chi, \quad (1.6)$$

$$V \equiv \langle E_l^2 \rangle - \langle E_r^2 \rangle = pI \sin 2\chi, \quad (1.7)$$

gdje je I ukupan intenzitet, p stupanj polarizacije, Q i U mjere linearno, a V kružno polarizirano zračenje. Pripadni jedinični vektori definirani su kao $\hat{a}, \hat{b} = (\hat{x} \pm \hat{y})/\sqrt{2}$ i ekvivalentno $\hat{l}, \hat{r} = (\hat{x} \pm i\hat{y})/\sqrt{2}$. Ovakav izbor parametara vrlo je prigodan i samim mjerenjima jer je navedene očekivane vrijednosti lako odrediti u praksi.

U slučaju kada je kružna polarizacija V zanemariva, $\chi \rightarrow 0$, $\psi = \frac{1}{2} \arctan(U/Q)$ te

je ukupno polarizirano zračenje $\|P\| = \sqrt{Q^2 + U^2}$ moguće prikazati kao kompleksni broj $P = pIe^{2i\psi}$, gdje je faza prigodno odabrana zbog jednoznačnosti. Takvo zanemarivanje kružne polarizacije je u radiopolarimetrijskim mjerenjima posve opravdano, budući da je uglavnom sinkrotronskog porijekla i kao takvo najvećim dijelom linearno polarizirano.

1.2.1 Ukupno polarizirano zračenje teleskopa

Nadovezujući se na prethodnu definiciju kompleksne polarizacije P , zapišimo formalno i ukupnu mjerenu polarizaciju teleskopa. Neka je \mathbf{r}_{obs} položaj opažača, odnosno teleskopa. Označimo li mjerenu polarizacijski kut svjetlosti koja dolazi iz prostorne točke \mathbf{r} sa $\psi(\mathbf{r}, \lambda^2)$, iz izraza za Faradayevu rotaciju (1.3) slijedi [13]:

$$\psi(\mathbf{r}, \lambda^2) = \psi_0(\mathbf{r}) + \lambda^2 \phi(\mathbf{r}), \quad \phi(\mathbf{r}) = C \int_{\mathbf{r}}^{\mathbf{r}_{obs}} n_e(\mathbf{r}) \mathbf{B}(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{r}. \quad (1.8)$$

$\psi_0(\mathbf{r})$ je početni kut polarizacije izvora koji najopćenitije može ovisiti i o λ , ali uglavnom tome nije slučaj.

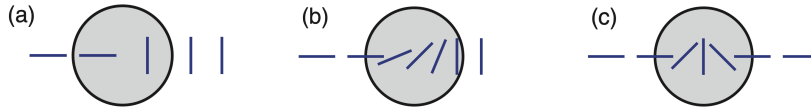
Sada za polarizaciju mjerenu teleskopom možemo pisati:

$$P = p \int_V W(\mathbf{r}_\perp) \epsilon(\mathbf{r}) e^{2i\psi(\mathbf{r}, \lambda^2)} dV, \quad (1.9)$$

gdje $W(\mathbf{r}_\perp)$ PSF funkcija (eng. Point Spread Function) koja označava kutnu rezoluciju teleskopa, a $\epsilon(\mathbf{r})$ intenzitet sinkrotronske emisije na položaju \mathbf{r} . Ukupni intenzitet u smjeru gledanja na sličan bismo način mogli zapisati kao $I = \int_V W(\mathbf{r}_\perp) \epsilon(\mathbf{r}) dV$.

1.3 Depolarizacija zračenja

Efekte depolarizacije zračenja mogu se podijeliti na dvije osnovne skupine: instrumentalne i fizikalne [13, 17]. Instrumentalna depolarizacija vezana je direktno za proces mjerenja i instrumentalna ograničenja teleskopa, dok se fizikalna depolarizacija javlja u specifičnim oblicima materije. U ovom odjeljku ugrubo ćemo objasniti svaki od njih te se posebno zanimati za već spomenute depolarizacijske kanale.



Slika 1.3: Ilustracija kutne depolarizacije, osjenčani krug predstavlja kutnu rezoluciju teleskopa $W(\mathbf{r}_\perp)$. (a) Nagla promjena u kutu polarizacije dovodi do potpune depolarizacije zračenja. (b) Suprotno prethodnome, polagana promjena za 90° ne dovodi do snažne depolarizacije, dok slična promjena (c) za 180° daje značajnu depolarizaciju. Preuzeto iz [13].

Instrumentalna depolarizacija

- *frekventna depolarizacija* - Radioteleskop mjeri zračenje na diskretnom broju frekvencija, gdje međusobni razmak frekvencija $\delta\nu$ definira njegovu spektralnu rezoluciju. Izmjerena polarizacija biti će preciznija ukoliko je spektralna rezolucija bolja, a ukoliko polarizacijski kut na frekvenciji ν_0 značajno varira unutar $\delta\nu$, doći će do depolarizacije proporcionalne sa $\text{sinc}(2\delta\nu/\nu_0 \cdot \lambda_0^2 \phi(\mathbf{r}))$. Funkcija $\phi(\mathbf{r})$ označava Faradayevu dubinu izvora na prostornoj koordinati \mathbf{r} (vidi (1.8)), što znači da će ovom vrstom depolarizacije biti potisnuti svi izvori zračenja duž linije gledanja.*
- *kutna depolarizacija* - Svaki teleskop ima određenu kutnu rezoluciju s kojom vrši mjerenje (vidi izraz (1.9) i pripadnu PSF, $W(\mathbf{r}_\perp)$). Ako se unutar kutne rezolucije ravnina polarizacije naglo promijeni npr. za 90° , teleskop će uslijed usrednjavanja polarizacije po PSF-u pokazivati potpunu depolarizaciju (vidi sliku 1.3).

Fizikalna depolarizacija

- *turbulentno magnetsko polje* - Kozmičke zrake u turbulentnom magnetskom polju emitiraju polarizirano zračenje različitih polarizacija te ga opažač vidi kao depolarizirano. Ovakva vrsta depolarizacije ujedno dolazi s jedinstvenim potpisom - prisutna je na svim frekvencijama.

*Dani efekt svodi se na usrednjavanje polarizacije P oko ν_0 (λ_0) po spektralnoj rezoluciji $\delta\nu$, odnosno usrednjavanje kompleksne faze (vidi izraz 1.9):

$$\frac{1}{\delta\nu} \int_{\nu_0 - \delta\nu/2}^{\nu_0 + \delta\nu/2} e^{2i\psi(\mathbf{r}, \lambda^2)} d\nu \approx \frac{1}{\delta\nu} e^{2i\psi(\mathbf{r}, \lambda_0^2)} \int_{-\delta\nu/2}^{+\delta\nu/2} e^{-4i\lambda_0^2 \phi(\mathbf{r}) \nu' / \nu_0} d\nu' = e^{2i\psi(\mathbf{r}, \lambda_0^2)} \text{sinc}(2\delta\nu/\nu_0 \cdot \lambda_0^2 \phi(\mathbf{r})),$$

gdje je $\text{sinc } x = \sin x/x$.

- *diferencijalna Faradayeva rotacija* - Ako neko područje neba sadrži kozmičke zrake koje stvaraju sinkrotronsko zračenje, no uz njih postoje i termalni elektroni koji u vanjskom magnetskom polju zakreću proizvedeno zračenje, tada će fotoni nastali iz pozadine biti zarotirani za ukupnu Faradayevu dubinu, dok oni nastali na samom početku strukture (u smjeru gledanja) neće podlijeći rotaciji. Takva fizikalna realizacija stvorit će depolarizaciju zračenja ovisnu o frekvenciji. Pretpostavljajući homogenost emisije duž smjera gledanja i zanemarujući gubitke apsorpcijom, jednostavni integral kompleksne polarizacije P duž smjera gledanja daje da će iznos polarizacije ovisiti o valnoj duljini kao $|\text{sinc}(\lambda^2\phi)|$, gdje je ϕ Faradayeva dubina tog područja neba.*

1.3.1 Depolarizacijski kanali

Depolarizacijski kanali tanka su depolarizirana područja koja možemo okarakterizirati (definirati) na slijedeći način [13]:

- opaženi intenzitet polarizacije unutar kanala $\|P\|$ približno je jednak ili manji od razine šuma σ_P , $\|P\| \lesssim \sigma_P$,
- širina kanala otprilike odgovara kutnoj rezoluciji teleskopa,
- kanal prolazi kroz područje značajnog polariziranog zračenja, $\|P\| \gtrsim 3\sigma_P$,
- kanal nije u korelaciji s nekom strukturom totalnog intenziteta.

U dosadašnjim promatranjima depolariziranih kanala (npr. u zvijezdi Auriga i Horologium [17], u M51 [6], u M31 [12]) kao najvjerojatniji uzroci smatraju se (od navedenih) diferencijalna Faradayeva rotacija te kutna depolarizacija, koje ćemo pomnije promotriti u tekstu koji slijedi.

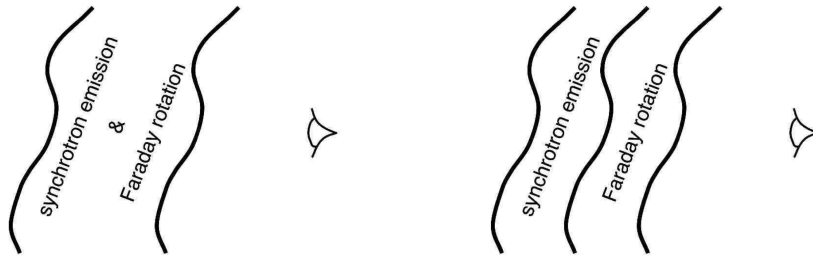
Diferencijalna Faradayeva rotacija

Kao što je spomenuto, diferencijalna Faradayeva rotacija javlja se u području unutar kojeg imamo kozmičke zrake kao izvor zračenja i termalne elektrone koji rotiraju

*Uzimajući u obzir sliku 1.1, gdje se sada zračenje konstantnog kuta ψ_0 javlja duž cijele strukture, integral polarizacije daje:

$$P = pI/d \int_0^d e^{2i(\psi_0 + \lambda^2 C \int_x^d n_e \mathbf{B} \cdot d\mathbf{r})} dx = pI e^{2i\psi_0 + i\lambda^2 \phi} \text{sinc}(\lambda^2 \phi), \quad (1.10)$$

gdje smo pretpostavili $n_e B_{\parallel}, B_{\perp} = \text{konst.}$



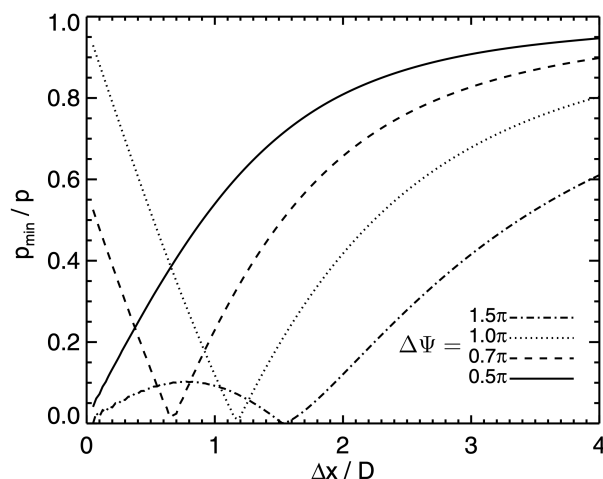
Slika 1.4: Lijevo - područje u kojem se javlja diferencijalna Faradayeva rotacija, desno - tzv. Faradayev sloj unutar kojeg se ne javlja zračenje, već samo rotacija pozadinskog zračenja. Preuzeto iz [26].

proizvedeno zračenje. Na slici 1.4 možemo vidjeti jednostavni prikaz razlike opisanog područja u odnosu na jednostavni Faradayev sloj koji samo rotira pozadinsko zračenje. Ukupna polarizacija jednaka je integralu (1.10), gdje smo za konačni izraz pretpostavili da je proizvedeno zračenje polarizirano u istom smjeru i konstantnog intenziteta ($B_{\perp} = konst.$), a materija homogena, točnije $n_e B_{\parallel} = konst.$ U realnosti su takve pretpostavke prejednostavne, stoga iznos konačne polarizacije neće ovisiti o valnoj duljini jednostavno poput dobivenog $|\text{sinc}(\lambda^2\phi)|$. Međutim, ovisnost o valnoj duljini biti će i dalje prisutna, kao jedinstven potpis ovakve vrste depolarizacije. Opservabilnu činjenicu da se radi o tankim strukturama (kanalima) najlakše je predočiti na primjeru. Kada bismo imali kuglu plina homogene gustoće u homogenom polju, tada bi depolarizacijski kanali pravili koncentrične kružnice oko središta kugle. Slično će se u realnim situacijama u smjeru okomitom na gradijent iznosa Faradayeve rotacije pojavljivati „destruktivne interferencije”, odnosno tanka depolarizirana područja.

Što se tiče spomenutog zahtjeva da su depolarizacijski kanali širine kutne rezolucije teleskopa, u ovom slučaju on ne mora biti nužno zadovoljen, ali tome je vrlo često slučaj zbog nastanka destruktivnog uvjeta unutar PSF-a, što je tema slijedećeg odjeljka.

Kutna depolarizacija

Radioteleskop u trenutku promatranja neba ima određenu kutnu rezoluciju koja ovisi o geometrijskim svojstvima i prostornom raspodjelu antena, a opisujemo ju PSF funkcijom $W(\mathbf{r}_{\perp})$. U idealnom slučaju radilo bi se o δ funkciji u smjeru gledanja, no tome u praksi nikada nije tako. Efekt depolarizacije može nastati usrednjavanjem upadne polarizacije po PSF-u.



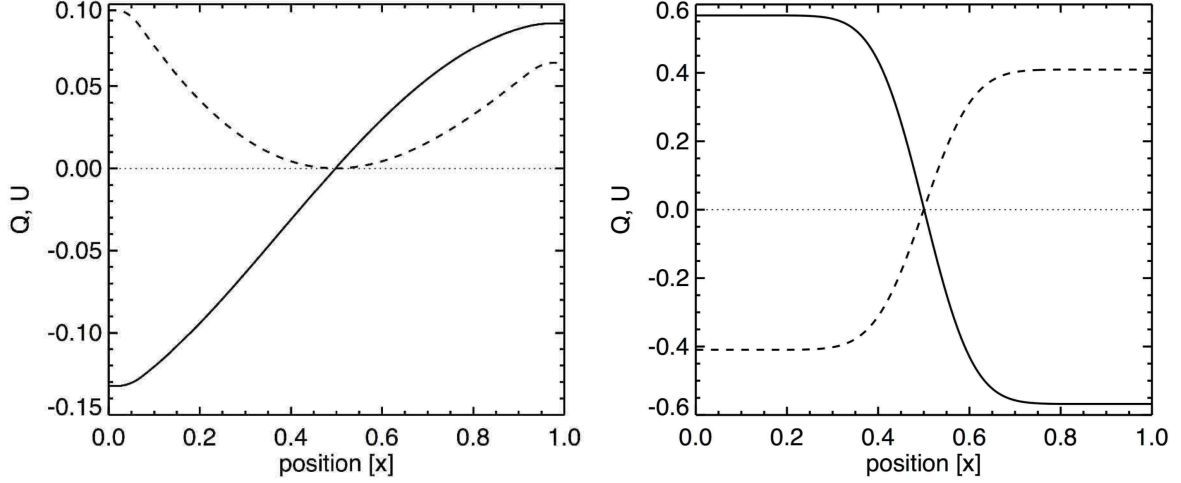
Slika 1.5: Udio minimalne polarizacije duž kanala u ovisnosti o omjeru $\Delta x/D$ za različite promjene kuta Faradayeve rotacije $\Delta\Psi$. Dio grafikona $\Delta x/D \ll 1$ označava nagli skok u kutu polarizacije. Preuzeto iz [13].

Kao primjer opisanog efekta možemo izračunati integral (1.9) u jednostavnom slučaju: nakon integracije duž smjera gledanja, zadajmo da se u ravnini neba kut Faradayeve rotacije mijenja kao $\Psi = \Delta\Psi \cdot x/\Delta x$, a promatrana promjena odvija unutar prozora širine Δx (izvan nje, polarizacija je konstantna).^{*} Za kutnu rezoluciju teleskopa možemo uzeti gaussijan širine $D = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$. Grafički je ovakva realizacija prikazana na slici 1.3, gdje je D označen sivom bojom te za primjer (a) vrijedi $\Delta x/D \ll 1$, dok je s druge strane za (b, c) $\Delta x/D \approx 1$.

Izračuni integrala s obzirom na karakterističnu skalu $\Delta x/D$ prikazani su na grafikonu (1.5), gdje p_{min}/p označava udio minimalne polarizacije, dobiven za $x = 0$. Za bilo koji odabir promjene Faradayeve rotacije $\Delta\Psi$ postoji omjer $\Delta x/D$ za koji ukupan iznos polarizacije iščezava, ili je vrlo malen. Međutim, konzistentno se uviđa snažna depolarizacija u slučaju promjene $\Delta\Psi = (n + 1/2)\pi$, $n \in \mathbb{N}_0$ za nagli skok $\Delta x/D \ll 1$. U realnim situacijama će potpis ovakvog efekta biti činjenica da se polarizacijski kut slijeva i zdesna promijeni za $\Delta\psi = 90^\circ$. Depolarizacija u ostalim izborima $\Delta\Psi$ zahtjeva specifičnu skalu $\Delta x/D$, stoga su takve opservacije u nasumičnom mediju vrlo malo vjerojatne.

Što se tiče fizikalne realizacije naglih promjena u Faradayevoj rotaciji, za mogući izvor predlažu se udarne fronte eksplozija supernova unutar kojih osim guste materije postoji snažno i promijenljivo magnetsko polje koje je u mogućnosti proizvesti opisani efekt.

^{*}Kuteve polarizacije ψ i Ψ pišemo drugačije samo radi jednostavnijeg zapisa $\Psi = \Delta\Psi \cdot x/\Delta x$: ako se Ψ duž prozora Δx promijeni za $n\pi + \alpha$, gdje je $n \in \mathbb{N}_0$, ψ se promijenio za α .



Slika 1.6: Usporedba promjene Q (puna linija) i U (iscrtkana linija) parametara duž kanala za slučaj diferencijalne Faradayeve rotacije (lijevo) i kutne depolarizacije za nagli skok Faradayeve rotacije $\Delta\Psi = \pi/2$. Preuzeto iz [26].

Razlika dvaju efekata

Na kraju bismo željeli usporediti dva nastanka depolariziranih kanala. Na slici 1.6 prikazani su Q i U parametri duž presjeka kanala za oba slučaja. Lako uočljiva razlika nalazi se u predznacima parametara na rubovima kanala. Predznak U se u slučaju diferencijalne Faradayeve rotacije ne mijenja, dok se u slučaju kutne depolarizacije mijenja.

To je vrlo jednostavno pokazati i računom. Krenemo li od izvedenog izraza za jednostavni slučaj diferencijalne Faradayeve rotacije (1.10) uz pretpostavku da se duž nekog smjera na nebu x Faradayeva dubina mijenja linearno $\phi = \phi_0 x/d$, promatranjem polarizacije oko minimuma (faza funkcije sin jednaka $n\pi$, $n \in \mathbb{Z}$) dobivamo

$$Q_{DFR} = \Re(P) = pI \cos(2\psi_0) \frac{\cos(\lambda^2 \phi_0 x/d) \sin(\lambda^2 \phi_0 x/d)}{n\pi + \lambda^2 \phi_0 x/d} \quad (1.11)$$

$$U_{DFR} = \Im(P) = pI \sin(2\psi_0) \frac{\sin^2(\lambda^2 \phi_0 x/d)}{n\pi + \lambda^2 \phi_0 x/d}. \quad (1.12)$$

U slučaju kutne depolarizacije promotrimo integral (1.9). U najjednostavnijem slučaju Faradayevog sloja (vidi sliku 1.4) koji duž nekog smjera u ravnini neba x daje skok u Faradayevoj rotaciji za iznos κ , možemo pisati

$$P(x) = pI \int_{-\infty}^{\infty} W(x') e^{2i(\psi_0 + \kappa\theta(x'-x))} dx', \quad (1.13)$$

gdje je W kutna rezolucija teleskopa definirana preko gaussijana. Za skok od $\kappa = (n + 1/2)\pi$ integracijom dobivamo

$$Q_{BD} = pI \cos(2\psi_0) \operatorname{erf} \left(\frac{1}{\sqrt{2}\sigma} x \right), \quad (1.14)$$

$$U_{BD} = pI \sin(2\psi_0) \operatorname{erf} \left(\frac{1}{\sqrt{2}\sigma} x \right), \quad (1.15)$$

gdje je erf funkcija greške.* Promatrajući dobivene izraze u dva slučaja, lako je uočiti različito ponašanje parametara Q i U , a dobiveni zaključak o njihovim predznacima vrijedit će i u općenitom slučaju.

Razlika dvaju efekata s obzirom na spomenutu ovisnost o valnoj duljini i različito ponašanje Stokesovih parametara, prikladni su načini određivanja uzroka nastanka nekog depolarizacijskog kanala. Također, primijetimo da iz svega do sada rečenog o depolarizacijskim kanalima, slijedi da se ne radi o fizičkim strukturama, već artefaktima uvjetovanih mjernim instrumentom ili destruktivnim uvjetom na polarizaciju duž smjera gledanja. Iz tog razloga, često nose naziv „Faradayevi duhovi”.

* $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$

1.4 Motivacija

Na kraju uvoda, želimo motivirati smjer ovog istraživanja i glavnu ideju kojom smo pokušali odgovoriti na pitanje pojave depolarizacijskih kanala u nedavnim mjerenjima radioteleskopa LOFAR. Istraživanje je usmjereno na kvantitativnu analizu struktura unutar specifičnog dijela neba (o kojem će detaljno biti riječi kasnije) i to ne samo depolarizacijskih kanala koji su vidljivi u radiopolarimetrijskim mjerenjima, već i ostalih „faza” (vrsta) materije u prostoru galaksije: prašine, neutralnog vodika i zvijezda.

Prigodno je napomenuti da se opservacije u astronomiji svode na mjerenje ukupnog intenziteta i polarizacije zračenja u ovisnosti o frekvenciji. Stoga će se detekcija ostalih faza ISM-a svoditi na promatranje zračenja u drugim dijelovima elektromagnetskog spektra:

- *radiovalno područje* - polarimetrijska mjerenja sinkrotronskih izvora i plazme,
- *GHz područje* - mjerenja koncentracije vodika u totalnom intenzitetu,
- *infracrveno područje* - polarimetrijska mjerenja prašine,
- *optičko područje* - mjerenja zvijezda u totalnom intenzitetu.

Fizikalni procesi koji dovode do formiranja navedene materije omogućuju da iz dobivenih mjerenja opišemo uvjete u kojima je materija oblikovana. Što se tiče depolarizacijskih kanala, fizikalni procesi nisu pouzdano određeni, a dva plauzibilna uzroka koja u ovom istraživanju želimo testirati su:

- nagle promjene u lokalnom magnetskom polju galaksije koje posljedično uzrokuju polarizaciju i depolarizaciju na način opisan u prethodnom poglavlju,
- zvijezde koje su prošle opaženim područjem mogle su svojim zračenjem ionizirati okolnu materiju i ostaviti depolarizirane tragove.

Opservabilni fizikalni procesi i metode mjerenja uvelike se razlikuju u ovisnosti o promatranom dijelu spektra i njihov opis je tema idućeg poglavlja.

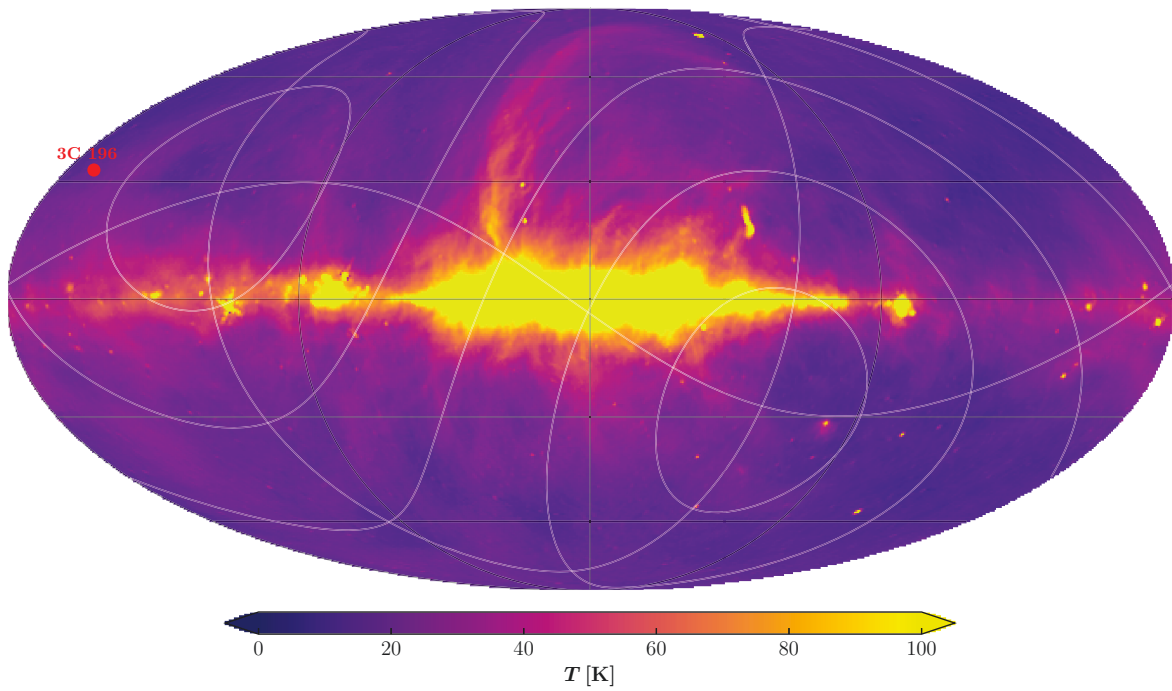
Dio ovog rada baziran je na autorovom članku [23].

2 Podaci

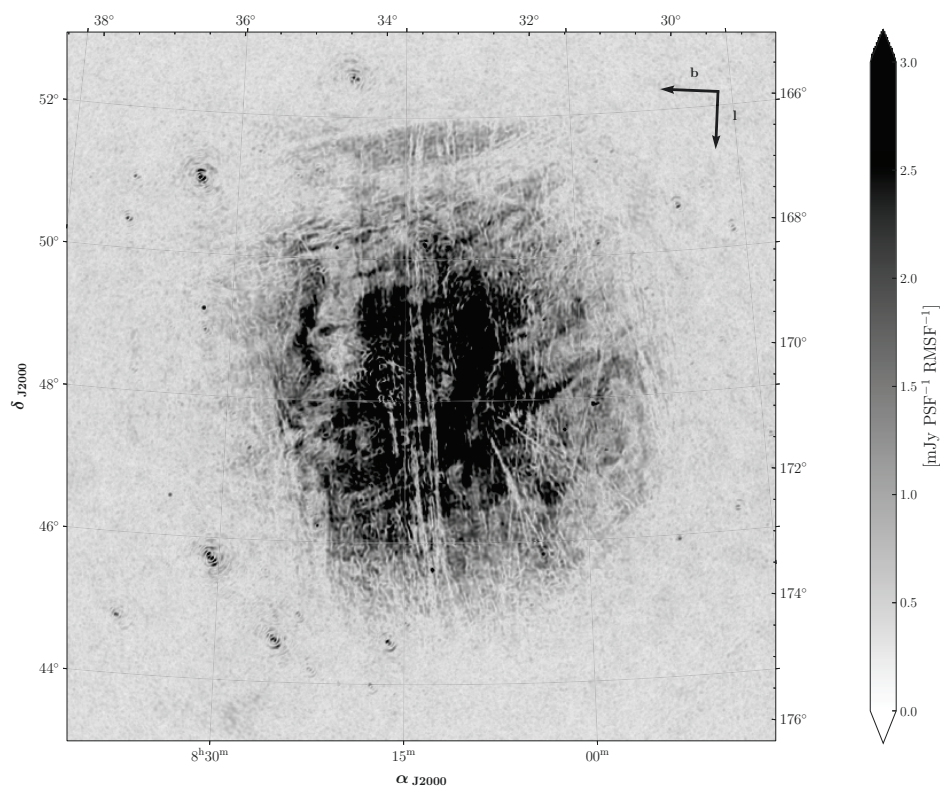
2.1 LOFAR promatranja i polje 3C 196

U ovom ćemo se radu baviti razmatranjima depolariziranih kanala na dijelu neba u čijem se središtu nalazi radiogalaksija 3C 196 (galaktičke koordinate $l = 171^\circ$, $b = 33^\circ$, vidi sliku 2.1). Ovo područje obuhvaća dio galaksije u kojem je intenzitet sinkrotronskog zračenja mali, usmjereno je suprotno njezinom centru, a ujedno je jedno od prvih polja promatranih radioteleskopom LOFAR [22]. Opažanja su pokazala do sada neviđene strukture. Konkretno, na slici 2.2 prikazan je maksimum polariziranog intenziteta Faradayevog spektra za svaki piksel. Više o samoj obradi podataka, frekventnom i Faradayevom prostoru biti će riječi kasnije; ono što je u ovom trenutku bitno je da su u prikazanom intenzitetu polariziranog zračenja jasno vidljivi depolarizacijski kanali. Dakako, takve strukture mjerene su i prije drugim radioteleskopima i njihova pojava teorijski je objašnjena u kontekstu efekata navedenih u prethodnom odjeljku (za primjer vidi [16, 17]). No posebnost 3C 196 polja je u tome da su strukture iznimno ravne i duge po nekoliko stupnjeva na nebu.

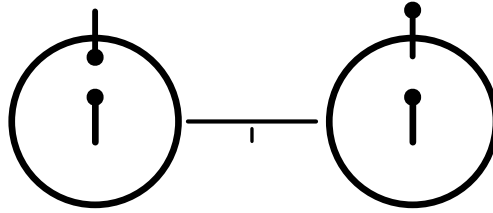
Radiopolarimetrijski podaci danog područja neba dobiveni su mjerenjima visokopojasnih antena (eng. High Band Antennas, HBA) na frekvencijama od 115MHz do 189MHz, podijeljenih na 380 intervala širine 195kHz. LOFAR je interferometrijski teleskop te je prilikom konkretnog mjerenja korišteno ≈ 60 stanica, gdje svaka sadrži određen broj HBA antena. Podaci korišteni u ovom istraživanju sastoje se od mjerenja tokom zime s ukupnim integracijskim vremenom od 8 sati, a mjerenjima je obuhvaćeno područje neba od približno $5^\circ \times 5^\circ$. Nakon prvotne opservacije uslijedila je kalibracija podataka koja uključuje eliminaciju pojasa frekvencija kontaminiranog zemaljskim radio-stanicama, korekcije u polarizacijskom kutu zbog Faradayeve rotacije u ionosferi, izuzimanje jakih izvora radiovalnog zračenja koja nisu sinkrotronskog porijekla i slično (za više detalja vidi [22]). U konačnici, dobivena su mjerenja razlučivosti ~ 3.75 lučnih minuta.



Slika 2.1: Prikaz Mliječnog puta u galaktičkim (crne linije) i pripadnim ekvatorijalnim koordinatama (bijeke linije) u totalnom intenzitetu zračenja na 408MHz. Označena je lokacija 3C 196 polja. Korišteni su podaci iz [15, 34].



Slika 2.2: Polje 3C 196, na slici je za svaki piksel prikazan maksimum polariziranog intenziteta u Faradayevom prostoru. Prilagođeno iz [22].



Slika 2.3: Ilustracija hiperfinog prijelaza u osnovnom stanju atoma vodika korištena na zlatnim pločama letjelica Pioneer i Voyager u svrhu moguće komunikacije s izvanzemaljskim životom, gdje je frekvencija prijelaza korištena kao vremenska i prostorna skala. Preuzeto iz [37].

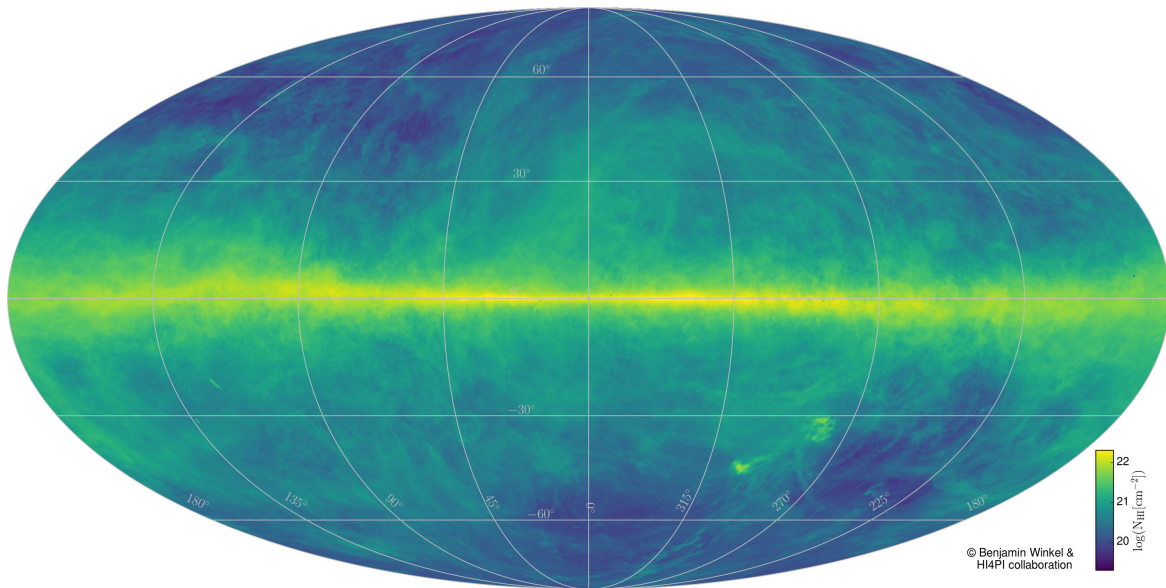
2.2 Promatranja na drugim valnim duljinama

Kao što je spomenuto, osim mjerenja u radiovalnom području, promatrat ćemo zračenje u drugim dijelovima elektromagnetskog spektra, ne bi li zbog boljeg razumijevanja fizikalnih zakona koji prevladavaju na tim frekvencijama saznali uvjete u kojima se formiraju depolarizacijski kanali viđeni u 3C 196 polju (slika 2.2).

2.2.1 H_I mjerenja

Mjerenja neutralnog (H_I) vodika baziraju se na detekciji zračenja 21cm linije, hiperfinom prijelazu koji nastaje cijepanjem osnovnog $1s$ stanja prilikom interakcije spina elektrona i protona. Zbog vrlo niske stope raspada ovog stanja, srednje vrijeme života mu iznosi oko 10^7 godina. Za razliku od epohe reionizacije, čiji signal želimo izmjeriti na temelju istog hiperfinog prijelaza vodika u radifrekventnom području (zbog crvenog pomaka nastalog širenjem svemira), u ovom slučaju cilj nam je mjeriti vodik koji se nalazi samo unutar naše galaksije. Stoga se takva mjerenja provode na frekvenciji 1.42GHz (i u vrlo uskom prozoru oko nje), gdje će nam intenzitet mjerenog zračenja biti proporcionalan gustoći neutralnog vodika, a mjerenjem Dopplerovog pomaka u odnosu na očekivanu frekvenciju, moguće je odrediti i brzinu relativnog gibanja. Na slici 2.3 prikazan je navedeni prijelaz.

U ovom radu koristit ćemo mjerenja iz Effelsberg-Bonn H_I Survey (EBHIS) [33] za 3C 196 polje. EBHIS podaci snimljeni su pri kutnoj rezoluciji od 10.8 lučnih minuta i razlučivosti u brzinama od 1.44 km/s te ćemo u našoj analizi koristiti podatke u rasponu brzina $v \in \langle -20 \text{ km/s}, +20 \text{ km/s} \rangle$. Ukupan intenzitet H_I možemo vidjeti na slici 2.4, gdje je za svaki smjer gledanja prikazan integrirani doprinos svih izmjerenih



Slika 2.4: Integrirani intenzitet neutralnog vodika po svim brzinama za našu galaksiju. U izradi slike korištena su mjerenja Galactic All-Sky Survey (GASS) i Effelsberg-Bonn H_I Survey (EBHIS). Preuzeto iz [39].

brzina. Lako je vidjeti da je najveća gustoća izmjenog vodika upravo u galaktičkoj ravnini, što je naravno očekivano.

Razlog zašto uopće promatramo neutralni vodik leži u nedavnim opažanjima da njegova gustoća u galaksiji pokazuje vlaknastu strukturu koreliranu sa smjerom lokalnog magnetskog polja [10]. U ioniziranoj materiji, čija je svojstva moguće mjeriti LOFAR-om, utjecaj magnetskog polja na njezino oblikovanje je očekivan, no posve je neintuitivno da magnetsko polje ima tako snažan utjecaj na formiranje neutralne međuzvijezdane materije, bez obzira što je efekt vjerojatno posredan. Navedena opažanja stoga nemaju jednostavnu fizikalnu argumentaciju, već su pokušaji povezivanja opažene morfologije neutralnog plina i magnetskog polja usmjereni prema numeričkoj simulaciji kompleksne međugre turbulencije, gravitacije i magnetskih efekata [32], gdje je gravitacija bila bitan parametar u nastajanju struktura. Međutim, na velikim galaktičkim visinama ($|b| \gg 1^\circ$, što vrijedi i za promatrano polje 3C 196) plin je rijedak te efekti gravitacije vrlo vjerojatno ne igraju važnu ulogu. Nedavne simulacije pokazale su da je ipak i u takvom rijetkom mediju moguća formacija vlakana u smjeru magnetskog polja, gdje Lorentzova sila na okolne nabijene čestice sprječava njihovu difuziju u ravnini okomitoj na polje [19].

Kako je relativnu brzinu vodika moguće otprilike povezati s prostornom udaljenošću opaženih struktura, analizom usmjerenja vlakana po brzinama moguće je

vrlo dobro odrediti smjer lokalnog magnetskog polja duž smjera gledanja (naravno u projekciji neba, odnosno samo njezinu okomitu komponentu).

2.2.2 Mjerenja polariziranog termalnog zračenja prašine

Zamislimo li zrnca prašine građeno od paramagnetske ili feromagnetske materije u međuzvijezdanom prostoru. Lokalno magnetsko polje, interakcije s ostalim fazama ISM-a i upadno zračenje u mogućnosti su na njega ostaviti mjerljiv otisak i učiniti ga još jednom „probom” fizikalnih uvjeta unutar naše galaksije. Ovoga puta ponovo se radi o polarizaciji svjetlosti.

Međuzvijezdana polarizacija otkrivena je na optičkim frekvencijama prije 60-ak godina te je objašnjena preko preferirane *ekstinkcije* zračenja zvijezda na asimetričnim zrnima prašine poravnatim s magnetskim poljem [14, 20]. Ubrzo nakon toga, predviđena je i izmjerena polarizirana *emisija* zrnaca prašine, opažena u dalekom infracrvenom dijelu spektra ($\sim 300\text{GHz}$). Iako je spomenuto objašnjenje mjerene polarizacije nastalo u kratkom vremenu nakon opservacija, tek je nedavno došlo do boljeg razumijevanja fizikalne pozadine koja dovodi do poravnavanja zrnaca prašine sa smjerom polja [3]. Zajedno s teorijskom pozadinom, mjerenja polariziranog zračenja u optičkom i infracrvenom dijelu spektra daju nam informaciju o prosječnom magnetskom polju naše galaksije. Prašina koja se nalazi u međuzvijezdanom prostoru podliježe mnogim interakcijama: zračenju zvijezda, međusobnim sudarima, sudarima s okolnim plinom, termalnim fluktacijama, vlastitom termalnom zračenju i ostalima. Što će na kraju prevagnuti u formiranju ove vrste međuzvijezdane materije, osim okolnih uvjeta ovisi i o veličini zrnaca, njihovom obliku i sastavu.

Generalni konsenzus u poravnanju prašine sa smjerom magnetskog polja temelji se na zakretnom momentu zračenja (eng. radiative alignment torque, RAT) i Barnettovom efektu, čiji utjecaj na formaciju ove vrste ISM-a možemo ugrubo razumjeti na slijedeći način. Zbog asimetričnosti pojedinog zrnca prašine, postoji razlika u njegovoj interakciji s lijevo i desno cirkularno polariziranim zračenjem, što u konačnici na zrnca djeluje zakretnim momentom. Jednom zarotirano zrnca (s angularnim momentom L , zbog stabilnosti u prosjeku paralelnim osi najvećeg momenta inercije) podliježe Barnettovom efektu - vezanju L zrnca sa spinovima pojedinih elektrona, što stvara magnetski moment paralelan s L (za jednostavan izvod vidi Dodatak A, a za detaljnu diskusiju, kao i primjer nuklearnog Barnettovog efekta vidi [4, 18]). Ukoliko

se zrnca nalazi u vanjskom magnetskom polju, precesirat će Larmorovom frekvencijom oko njegovog smjera, a daljnjim perturbacijama - sudarima i zračenjem, biti će usmjereno prema polju. U određenim režimima (npr. za vrlo mala zrnca), opisana slika će se promijeniti budući da će prevladati neki drugi zakretni momenti u odnosu na RAT (vidi [3]).

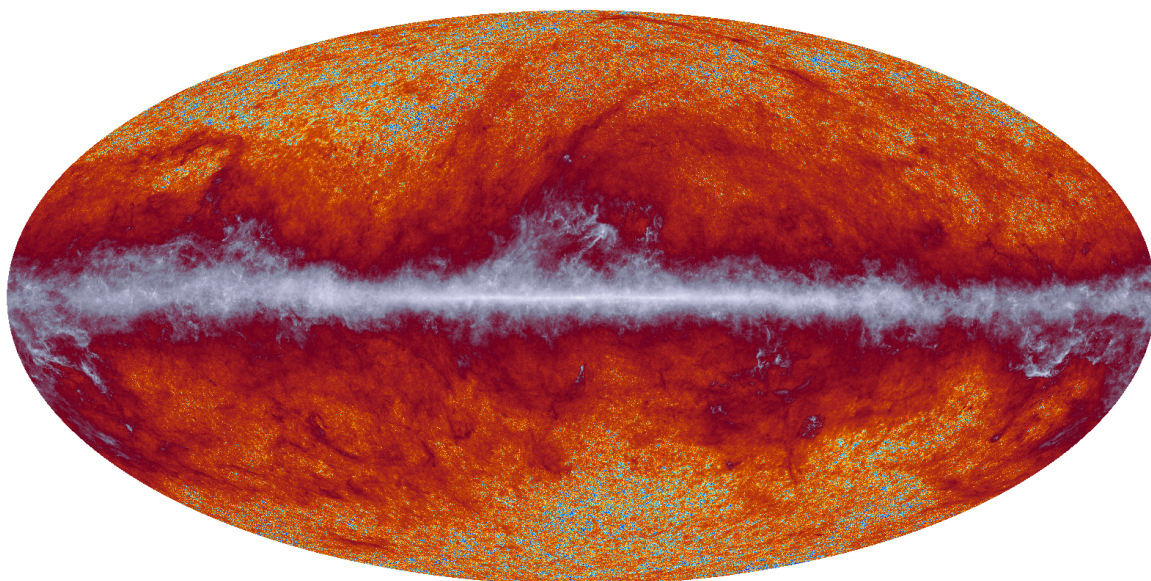
Smjer magnetskog polja s obzirom na mjerenu polarizaciju ovisit će o valnoj dužini. U optičkom dijelu spektra zapravo mjerimo ekstinkciju zračenja zvijezda koje se nalaze na liniji gledanja - svjetlost koja upada paralelno vektoru rotacije zrnca biti će potisnuta manje od one koja upada okomito zbog činjenice da je zrnca u prosjeku izduženije u smjeru okomitom na rotaciju, pa će zračenje zvijezde biti polarizirano u smjeru magnetskog polja. Mjerimo li polarizaciju u infracrvenom dijelu spektra, zračenje koje vidimo najvećim dijelom dolazi od termalne emisije prašine kao crnog (sivog) tijela. Ponovo će zbog izduženja zrnca u smjeru okomitom na rotaciju biti polarizirano, ovog puta u smjeru okomitom na magnetsko polje jer se radi o emisiji.

U ovom istraživanju koristit ćemo mjerenja teleskopa Planck na frekvenciji od 353GHz [1, 2]. Na slici 2.5 možemo vidjeti ukupni mjereni intenzitet zračenja dane frekvencije. Od našeg interesa biti će samo polarizirano zračenje, tj. mjereni Q i U parametri za 3C 196. Podaci koje koristimo prikazani su na slici 2.6, gdje boja označava intenzitet polariziranog zračenja, a linije smjer polarizacije zakrenut za 90° , odnosno smjer silnica magnetskog polja. Budući da je omjer polariziranog zračenja u odnosu na šum za promatrano polje nizak, koristimo podatke zaglađene na 15 lučnih minuta [23].

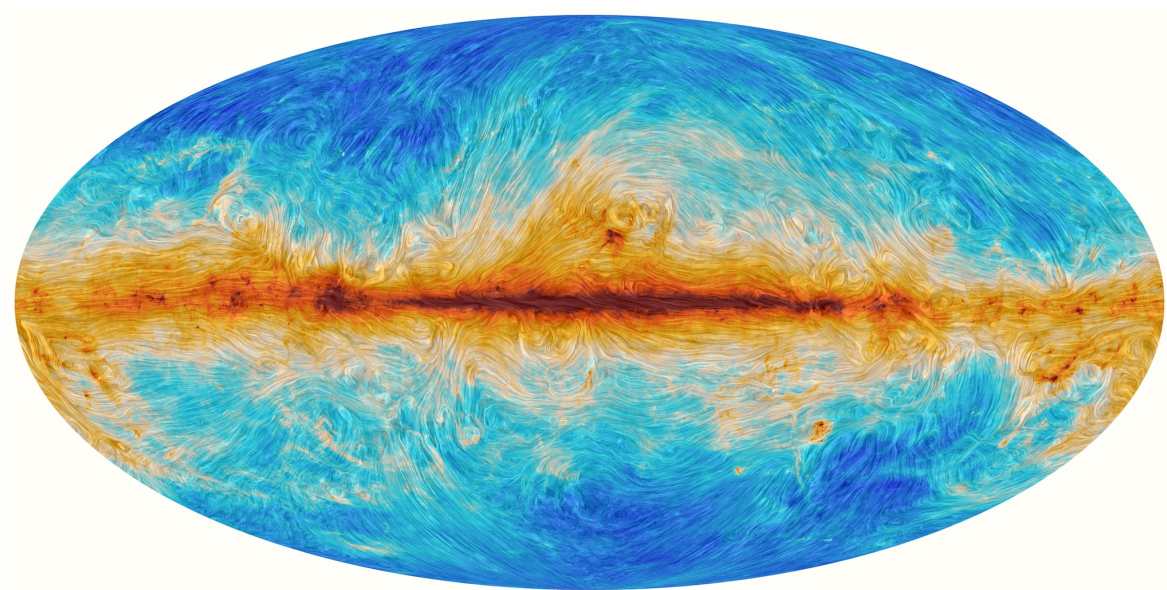
Na kraju, bitno je napomenuti da će intenzitet mjerenog polariziranog zračenja biti proporcionalan gustoći prašine duž linije gledanja, a ne recimo jakosti magnetskog polja. To bismo mogli zapisati preko mjerene kompleksne polarizacije kao:

$$P = \int_{\infty}^{\mathbf{r}_{obs}} \eta(r)\rho(r)e^{2i\theta(r)}dr, \quad (2.1)$$

gdje je $\rho(r)$ gustoća prašine na mjestu r , $\eta(r)$ funkcija proporcionalnosti koja nam ujedno govori i koliko je emitiranog zračenja stiglo do opažača, a $\theta(r) \in \langle -\pi/2, \pi/2 \rangle$ kut pod kojim zrnca prašine u prosjeku rotiraju (smjer pravca na kojem leži \mathbf{L} za slučaj ekstinkcije svjetlosti u optičkom dijelu spektra ili smjer ravnine okomite na \mathbf{L} za termalno zračenje prašine). Za srednju vrijednost magnetskog polja termalnog



Slika 2.5: Ukupni intenzitet zračenja naše galaksije na frekvenciji 353GHz. Osim termalnog zračenja prašine prisutni su i ostali izvori, npr. CMB vidljiv za $|b| \gg 1$. Preuzeto iz [35].



Slika 2.6: Intenzitet polariziranog zračenja prašine (drugi izvori eliminirani) zajedno sa smjerom polarizacije zakrenutim za 90° na 353GHz. Preuzeto iz [1].

zračenja prašine možemo pisati: $\langle \hat{B}_\perp \rangle = 1/2 \text{Arg } P + \pi/2 \in \langle -\pi/2, \pi/2 \rangle$, odnosno definiramo ga kao mjereni polarizacijski kut zakrenut za 90° .

2.3 GAIA

Satelit Europske svemirske agencije pod imenom GAIA fokusiran je na snimanje poŕaja i brzina zvijezda i ostalih objekata za podruĉje naŕe galaksije [28]. Uz to su mjereni i drugi parametri objekata, kao npr. magnituda i boja zvijezda. Proŕle je godine, u drugom izdanju podataka istoimeni teleskop zabiljeŕio gotovo $2 \cdot 10^9$ izvora [8].

U ovom istraŕivanju koristit ćemo dobivena mjerenja zvijezda u okolici polja 3C 196. U obzir ćemo uzimati zvijezde koje se trenutno nalaze u radijusu od 12° s obzirom na centar polja, gdje ih je zabiljeŕeno neŕto viŕe od 200 000. Uzimajući u obzir samo one za koje su mjerena paralaksa (poloŕaj) i razluĉivost dovoljno precizni, dolazimo do 92 000 zvijezda meĕu kojima ćemo pokuŕati pronaći one koje su mogle ionizirati meĕuzvijezdani prostor i ostaviti potpis svog prolaska u obliku depolarizacijskog kanala.

3 Metodologija

Za obradu podataka koristit ćemo se algoritmima RM sinteze (eng. Rotation Measure Synthesis) te RHT analize (eng. Rolling Hough transform). Prvo od navedenog standardna je metoda tomografije struktura u radiopolarimetrijskim mjerenjima, dok RHT analizu koristimo za detekciju ravnih struktura - u našem slučaju depolariziranih kanala i vlakana neutralnog vodika.

3.1 RM sinteza

Zamislimo za početak najjednostavniji primjer radiopolarimetrijskog mjerenja: duž linije gledanja nalazi se samo jedan jedini izvor zračenja te njegova svjetlost prolazi međuzvijezdanim prostorom koji djeluje na nju Faradayevom rotacijom. Detektirana kompleksna polarizacija imat će ovisnost o valnoj duljini kao (vidi izraz (1.9)):

$$P(\lambda^2) = P_0 e^{2i(\psi_0 + \lambda^2 \phi_0)}, \quad (3.1)$$

gdje je ψ_0 kut polarizacije pod kojim je emitirano zračenje, a ϕ_0 Faradayeva dubina (1.3). Iz toga slijedi da će ovisnost mjerenog kuta o λ^2 biti pravac čiji nam nagib govori o Faradayevoj dubini, a interpolacija do 0 daje nam čak i apsolutni kut polarizacije emitiranog zračenja. No već u slučaju kada duž linije gledanja imamo dva izvora zračenja ili npr. područje diferencijalne Faradayeve rotacije (vidi sliku 1.4), takva jednostavna analiza nije moguća.

Iz tog razloga pristupamo metodi RM sinteze [7]. Navedena metoda razlučuje strukture duž linije gledanja po Faradayevim dubinama ϕ , što ujedno u potpunosti sažima primarnu ideju - ukupno polarizirano zračenje zapišemo kao integral po Faradayevim dubinama zajedno sa pripadnom fazom [9], odnosno:

$$P(\lambda^2) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\phi) e^{2i\phi\lambda^2} d\phi. \quad (3.2)$$

$F(\phi)$ je ukupan intenzitet svih struktura na dubini ϕ duž linije gledanja, ujedno i Fourierov transformat od P . Također, potrebno je prilikom analize imati na umu da funkciju P možemo odrediti samo za $\lambda > 0$. Izraz (3.2) mogli bismo invertirati kada bi nam bila poznata funkcija P za sve valne duljine te bi nam dobivena funkcija $F(\phi)$ svojom kompleksom fazom i amplitudom savršeno opisivala intenzitet i polarizaciju

izvora duž linije gledanja. U praksi imamo samo određeni interval frekvencija unutar kojih vršimo mjerenje, stoga će mjerena polarizacija $\tilde{P}(\lambda^2)$ iznositi:

$$\tilde{P}(\lambda^2) = W(\lambda^2) P(\lambda^2) = W(\lambda^2) \int_{-\infty}^{\infty} F(\phi) e^{2i\phi\lambda^2} d\phi, \quad (3.3)$$

gdje je $W(\lambda^2)$ težinska funkcija koja ovisi isključivo o svojstvima teleskopa - različita je od nule samo na mjerenim frekvencijama te njezinim intenzitetom možemo uključiti korekciju na frekvencijama koje su nepouzdanae. Normirani Fourierov transformat $R(\phi)$ funkcije W :

$$R(\phi) = \frac{1}{\mathcal{N}} \int_{-\infty}^{+\infty} W(\lambda^2) e^{-2i\phi\lambda^2} d\lambda^2, \quad \mathcal{N} = \int_{-\infty}^{+\infty} W(\lambda^2) d\lambda^2, \quad (3.4)$$

u literaturi nosi naziv RMSF funkcija (eng. rotation measure spread function). Pomoću nje izraz (3.3) možemo zapisati kao:

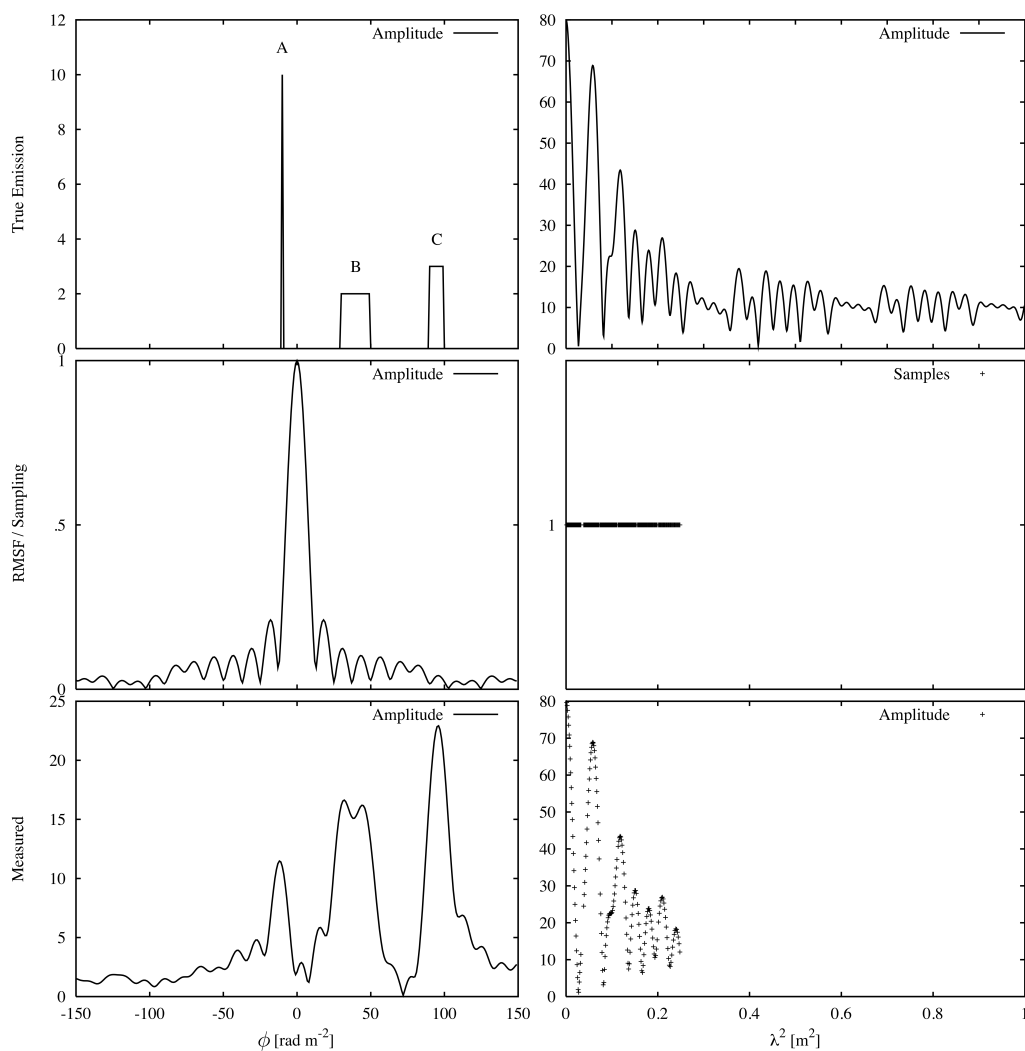
$$\tilde{P}(\lambda^2)/\mathcal{N} = \mathcal{F}\{F\} \cdot \mathcal{F}\{R\} = \mathcal{F}\{F * R\}, \quad (3.5)$$

gdje je $\mathcal{F}\{\cdot\}$ oznaka Fourierovog transformata, a $F * R$ konvolucija dvaju funkcija. Stoga, naša najbolja aproksimacija funkcije $F(\phi)$ iznosi

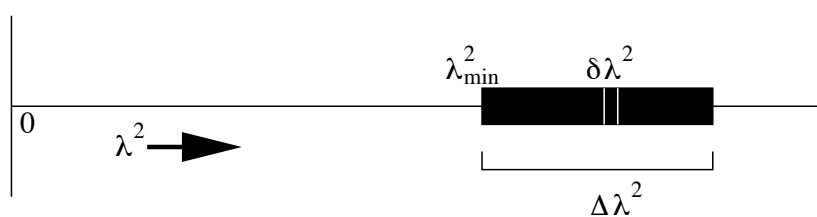
$$\tilde{F}(\phi) \equiv F(\phi) * R(\phi) = \frac{1}{\mathcal{N}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{P}(\lambda^2) e^{-2i\phi\lambda^2} d\lambda^2. \quad (3.6)$$

Zadnji izraz osnova je metode RM sinteze. RMSF funkcija sadrži sve instrumentalne efekte koji remete savršeno razlučivanje struktura u Faradayevom (ϕ) prostoru.

Efekt konačnosti intervala frekvencija možemo vidjeti na primjeru slike 3.1. U lijevom stupcu prikazan je Faradayev prostor, a u desnom prostor valnih duljina. U prvom redu zadajemo realnu situaciju triju izvora duž smjera gledanja, od kojih je izvor A „točkast”, a B i C imaju određenu širinu u ϕ prostoru, za što bi moguća realizacija mogla biti npr. struktura u kojoj se javlja diferencijalna Faradayeva rotacija (vidi poglavlje 1.3). U drugom redu prikazana je težinska funkcija W i pripadna RMSF, gdje iz cijelog λ^2 prostora mjerimo polarizaciju samo u određenim točkama. Kako RMSF nije δ -funkcija, već ima određenu širinu i „side-lobove”, ona će promijeniti izvorni signal i kao rezultat dati funkciju prikazanu u zadnjem redu. Možemo odmah uočiti da za izvore vrlo slabog intenziteta nećemo moći prosuditi radi li se o fizikal-



Slika 3.1: Primjer konvolucije funkcija F i R . U lijevom stupcu su redom prikazane funkcije F , R i \tilde{F} , a u desnom stupcu P , W i \tilde{P} . Preuzeto iz [7].



Slika 3.2: Tri instrumentalna parametra koji određuju izlaz RM sinteze. Preuzeto iz [7].

nim strukturama ili posljediци RMSF funkcije - njih u praksi jednostavno izuzimamo iz razmatranja.

Osim samog razlučivanja struktura po Faradayevim dubinama, RM sinteza rješava problem kada u našim mjerenjima imamo nizak signal u odnosu na šum. U tom slučaju u frekventnom prostoru ponekad uopće ne možemo vidjeti pojedine izvore zračenja, no prebacivanjem u Faradayev prostor moguće je razlučiti opažene struk-

ture.

Iz same RMSF funkcije moguće je odrediti maksimalnu rezoluciju u Faradayevom prostoru $\delta\phi$, maksimalnu širinu struktura $\Delta\phi_{max}$ i maksimalnu Faradayevu dubinu $|\phi_{max}|$ detektiranu RM sintezom. Ukoliko interval mjerenih valnih duljina označimo kao na slici 3.2, procjene opisanih veličina iznose [7]:

$$\delta\phi \approx \frac{2\sqrt{3}}{\Delta\lambda^2}, \quad \Delta\phi_{max} \approx \frac{\pi}{\lambda_{min}^2}, \quad |\phi_{max}| \approx \frac{\sqrt{3}}{\delta\lambda^2}. \quad (3.7)$$

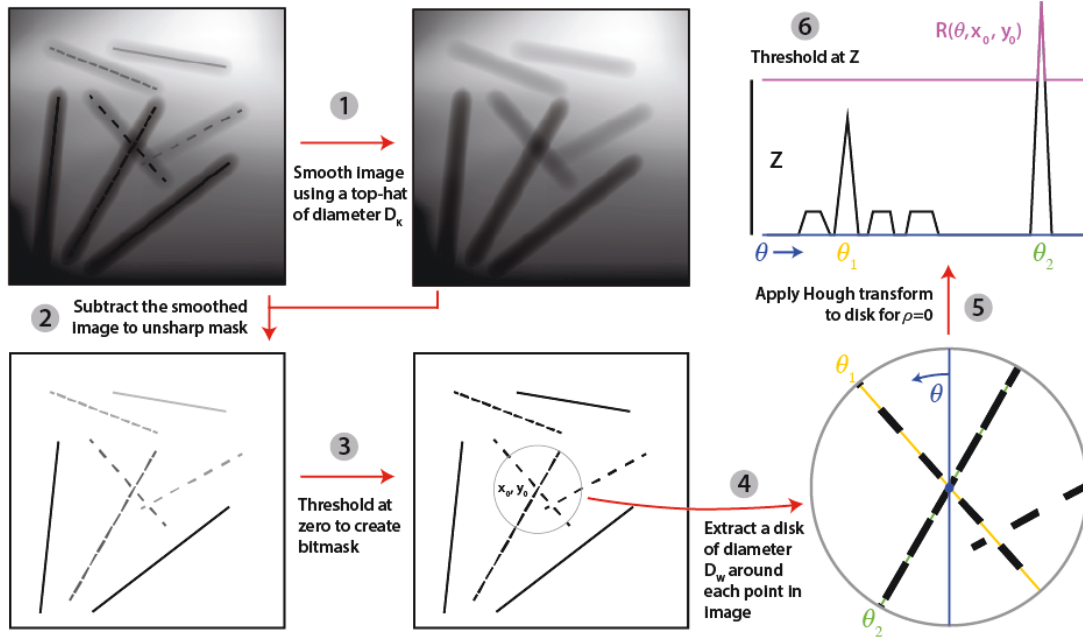
Na kraju, bitno je samo napomenuti da između Faradayevog i realnog prostora ne postoji jednostavna veza te nam izračunata funkcija \tilde{F} govori samo o postojanju izvora duž smjera gledanja na pripadnim Faradayevim dubinama. Jedina iznimka tome bila bi u slučaju da je paralelna komponenta magnetskog polja usmjerena uvijek u istom smjeru duž linije gledanja, pa se povećanjem dubine ϕ u Faradayevom prostoru (ili smanjenjem - ovisno o smjeru polja) udaljujemo i u realnom prostoru.

3.2 RHT analiza

Kvantitativnu analizu linearnih struktura (depolariziranih kanala u radiopolarimetrijskim podacima i H_I vlakana) provodit ćemo Rolling Hough Transform (RHT) algoritmom. U astronomiji je RHT algoritam prvotno korišten upravo za detekciju H_I vlakana i njihovu korelaciju sa smjerom magnetskog polja [10].

Prije ulaska u detalje RHT-a, praktično je opisati Hough transform (HT) algoritam, koji je široko korišten za detekciju ravnih struktura dvodimenzionalnih slika te je osnova RHT algoritma [21]. Zamislimo pravokutnik u 2D prostoru koji označava sliku unutar koje tražimo ravne strukture. Bilo koji pravac koji siječe sliku moguće je opisati vektorom ρ koji označava udaljenost najbliže točke pravca od ishodišta. Odnosno, jedan pravac odgovara dvjema parametrima (ρ, θ) , gdje je ρ udaljenost do najbliže točke, a θ njegov nagib. Ideja HT algoritma je za svaki pravac unutar mogućih parametara (ρ, θ) izbrojati piksele koji su dio ravne strukture i tako pronaći najznačajnije pravce. Takvim postupkom izolirane su strukture koje su isključivo globalnog karaktera, a one manje, lokalne, ostati će nezamijećene.

Taj problem moguće je zaobići upotrebom RHT analize. Ideja je za svaki piksel slike odrediti je li on dio neke linearne strukture u njegovoj okolini. Način na koji je to postignuto prikazan je na slici 3.3, gdje se analiza provodi u nekoliko koraka:



Slika 3.3: Koraci RHT analize: 1 + 2 + 3 - izdvajanje oštih struktura i kreiranje bitmaske; 4 + 5 - za svaki piksel na krugu promjera D_W primjena Hough transform algoritma s $\rho = 0$; 6 - odabir samo značajnih struktura. Preuzeto iz [10].

1. Na izvornu sliku primjenjujemo zaglađivanje (konvoluciju) „top-hat” funkcijom promjera D_K .
2. Razlika izvorne i zaglađene slike prikazivat će samo „oštre” strukture koje se naglo mijenjaju unutar D_K .
3. Iz slike razlike kreiramo „bit-masku” - oštre strukture stavljamo na vrijednost 1, a sve ostalo na 0.
4. Za svaki piksel iz bit-maske uzimamo disk promjera D_W centriran na trenutnom pikselu.
5. HT algoritmom za $\rho = 0$ računamo distribuciju ravnih struktura u ovisnosti o kutu $\theta \in \langle -\pi/2, \pi/2 \rangle$ - na danom isječku bit-maske za svaki kut izbrojimo „upaljene” piksele. Na izlazu dobivamo funkciju intenziteta $R(\theta, x, y)$ koja za svaki piksel (x, y) daje distribuciju ravnih struktura u ovisnosti o kutu θ .
6. U dobivenom intenzitetu R želimo ostaviti samo strukture većeg značaja, što postizemo odbacivanjem vrijednosti (postavljanjem na nulu) na nekom postotku Z maksimalnog mogućeg intenziteta.

Koraci 1 – 3 i 6 dio su i izvornog HT algoritma. Jedan parametar više na izlazu RHT-a upravo je dobivena prednost detekcije linearnih struktura na malim skalama. Uz to, odabirom „top-hat” promjera D_K i promjera isječka slike D_W kontroliramo željenu širinu i duljinu (skaluu) linearnih struktura, respektivno.

Ukoliko nas za promatranu sliku zanima samo kutna distribucija linearnih struktura, integriranjem izlaznog intenziteta:

$$\tilde{R}(\theta) = \mathcal{N} \iint R(\theta, x, y) dx dy, \quad (3.8)$$

dobit ćemo upravo traženu informaciju. Konstanta \mathcal{N} normalizira površinu distribucije na jedinicu. S druge strane, ukoliko nas zanima vizualni prikaz detektiranih struktura, prikladno je za svaki piksel izlazni intenzitet integrirati po kutovima: $\bar{R}(x, y) = \int R(\theta, x, y) d\theta$.

3.2.1 Statistika kutne distribucije

U mjerenjima depolariziranih kanala i vlakana neutralnog vodika zanimat će nas upravo distribucija ravnih struktura na slici u ovisnosti o kutu, odnosno \tilde{R} dan izrazom (3.8). Takvu kutnu distribuciju definiranu na intervalu $\theta \in \langle -\pi/2, \pi/2 \rangle$ možemo opisati kompleksnim brojem [23]:

$$S = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \tilde{R}^2(\theta) e^{2i\theta} d\theta}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \tilde{R}^2(\theta) d\theta}, \quad (3.9)$$

što možemo zamisliti kao da smo napravili projekciju na puni krug $2\theta \in \langle -\pi, \pi \rangle$ i u cijelom intervalu pozbrajali vektore duljine $\tilde{R}^2 d\theta$ zajedno sa pripadnim smjerom, ovdje spremljenim u fazi kompleksnog broja. Standardno bismo koristili $\tilde{R} d\theta$, no ovdje uvodimo kvadrat distribucije zbog bolje konvergencije. Pomoću tako definiranog S , lako možemo odrediti srednju vrijednost i grešku kutne distribucije:

$$\langle \theta \rangle = \frac{1}{2} \text{Arg}(S), \quad \delta\theta = \frac{1}{2} \sqrt{\ln(1/|S|^2)}, \quad (3.10)$$

gdje je faktor $1/2$ posljedica projekcije na puni krug.

3.2.2 $R(\theta, x, y)$ kao mjera traga zvijezde

Kao što je već spomenuto, iz GAIA podataka pronalazimo koordinate zvijezda u okolini promatranog područja, kao i njihove trenutne brzine. Jednostavnim računom moguće je odrediti položaj zvijezde u vremenu $\mathbf{r}_{\alpha\delta}(t)$, gdje su (α, δ) ekvatorijalne koordinate, uz pretpostavku da se brzina zvijezde unutar vremena prolaska ne mijenja značajno. Budući da zvijezda od interesa ima iznimno mnogo (oko 92 000), vizualno izdvajanje potencijalnih praktički je nemoguće. No izlazni intenzitet $R(\theta, x, y)$ RHT-a daje nam izravnu mogućnost da svaku zvijezdu kvantificiramo s obzirom na to koliko dobro prolazi ravnim strukturama unutar slike.

Nakon transformacije položaja zvijezde u koordinate piksela $\mathbf{r}_{xy}(t)$, za svaki piksel na njezinom tragu izračunamo promjenu $d\mathbf{r}/dt$ te iz nje pripadni kut $\theta_r(t)$. Mjera

$$\mathcal{M}_* = \int_{t_{\text{in}}}^{t_{\text{out}}} R(\theta_r(t), \mathbf{r}_{xy}(t)) dt, \quad (3.11)$$

gdje su granice integrala vremena ulaska i izlaska zvijezde iz polja*, biti će najveća za zvijezde koje velikim dijelom prolaze kroz izražene linearne strukture na slici. U praksi će nam često biti dovoljno samo izbrojati piksele za koje je $R(\theta_r(t), \mathbf{r}_{xy}(t))$ različita od nule: $\mathcal{M}_* = \sum_t H(R)$, gdje je $H(x)$ step funkcija.

*Ili sadašnji trenutak umjesto izlaznog, ukoliko se zvijezda trenutno nalazi u promatranom području neba.

4 Rezultati

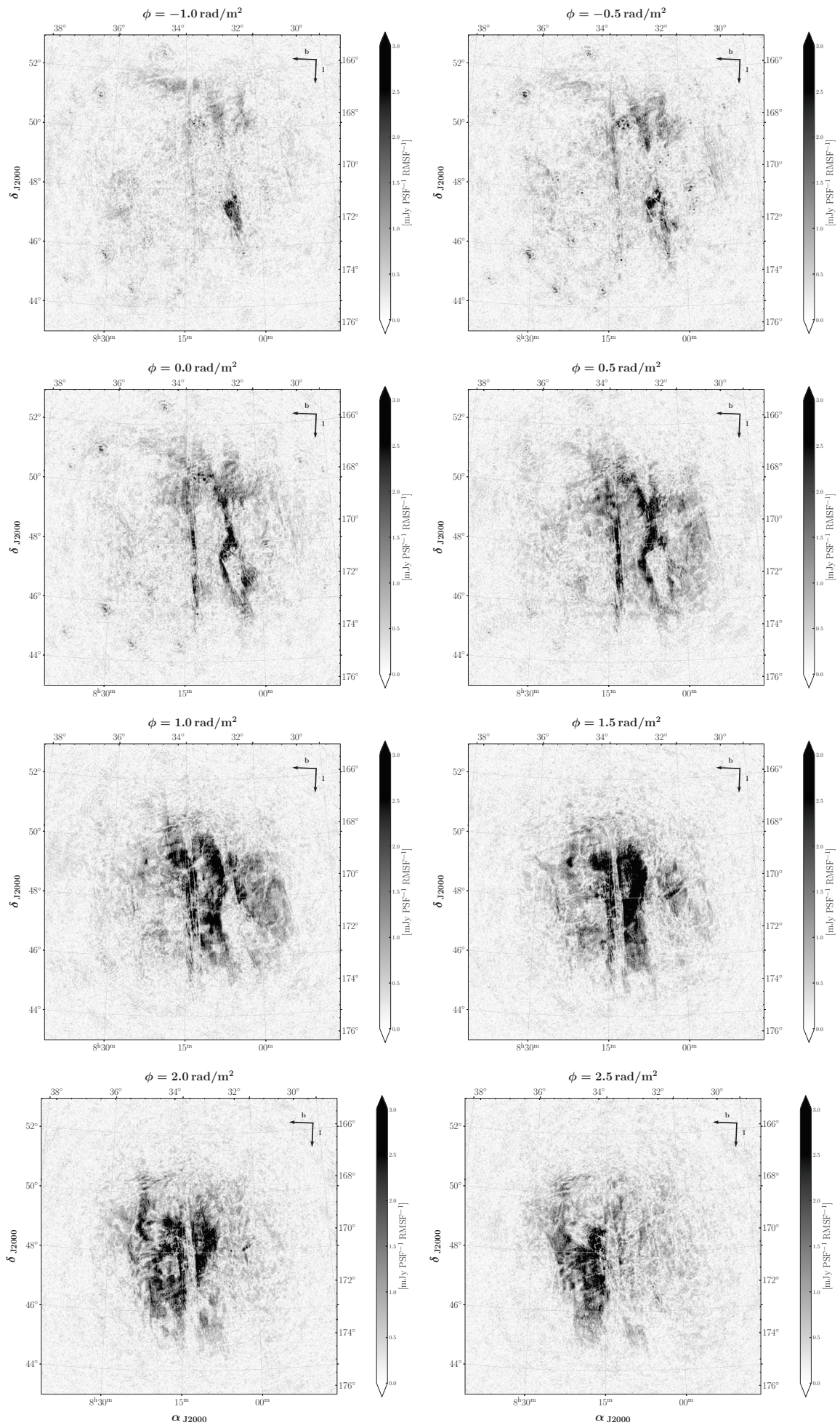
Na slici 4.1 prikazan je rezultat RM sinteze za polje 3C 196, gdje smo iz prostora valnih duljina (x, y, λ^2) prešli u Faradayev prostor (x, y, ϕ) . Izdvojene su Faradayeve dubine na kojima se javljaju zamjetne strukture, odnosno izvori polariziranog zračenja. Na svakoj od slika označene su ekvatorijalne (α, δ) i galaktičke (b, l) koordinate, gdje jedinični vektor $\hat{\mathbf{I}}$ leži u galaktičkoj ravnini. Na intervalu dubina $0 - 2 \text{ rad/m}^2$ u samom središtu slike lako su uočljiva ravna i uska depolarizirana područja. Uzmemo li sada za svaki piksel maksimum intenziteta duž Faradayeve dubine, dobit ćemo sliku 2.2 prikazanu na početku. Polje 3C 196 specifično je po tome što se gotovo svi depolarizacijski kanali javljaju kroz sve Faradayeve dubine. Iz tog nam je razloga za kvantitativnu analizu kanala dovoljna samo spomenuta slika maksimuma. U slučajevima kompliciranije morfologije nećemo imati ovako lijepo svojstvo, pa će i analiza depolariziranih struktura biti kompleksnija.

Većina depolariziranih kanala uočena na slici 2.2 leži otprilike u galaktičkoj ravnini. Naš slijedeći zadatak je primjenom RHT analize kvantificirati tu opservaciju i pronaći njihovu kutnu distribuciju.

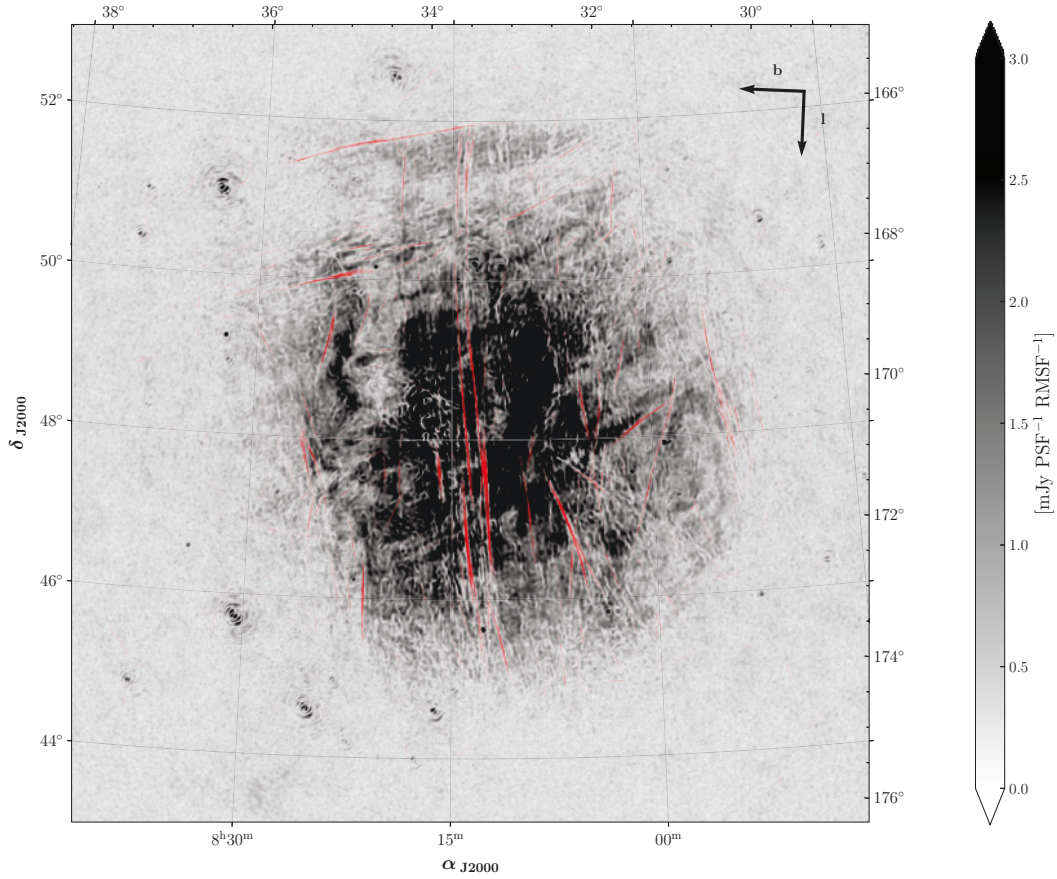
4.1 Rezultati RHT analize

Budući da su područja koja želimo detektirati na slici 2.2 ona najmanjeg intenziteta, RHT algoritam primijenjujemo na njezin inverz. Za ulazne parametre $D_K = 4'$, $D_W = 50'$, $Z = 0.8$ rezultat analize prikazan je na 4.2, gdje je intenzitet crvene boje proporcionalan integralu izlazne funkcije R po kutevima, $\bar{R}(x, y)$. Lako je vidjeti da smo ovim postupkom uspješno detektirali sve strukture od interesa, gdje možemo uočiti dva izražena smjera: jedan prisutan u centralnom dijelu sa strukturama usmjerenim prema galaktičkoj ravnini te drugi u gornjem dijelu otprilike okomit na prethodni. Srednje vrijednosti kuta dvaju izraženih smjerova s obzirom na galaktičku ravninu iznose $\langle \theta \rangle = 10^\circ, -65^\circ$, respektivno, dok pripadne greške ovise o ulaznim parametrima RHT-a.

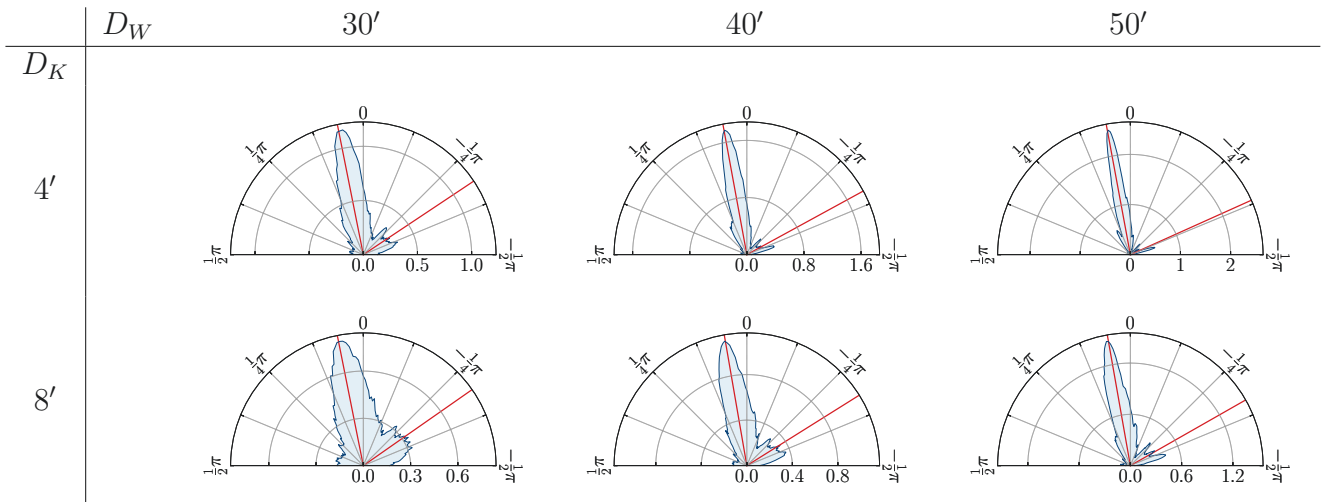
Parametre variramo u rasponu od $D_K \in [2', 8']$, $D_W \in [20', 80']$, $Z \in [0.5, 0.8]$. Ovisnost izračunate kutne distribucije $\tilde{R}(\theta)$ o specifičnom izboru očituje se gotovo isključivo u njezinoj širini, što možemo uočiti sa slike 4.3. Odabir većeg promjera zaglađivanja D_K i manjeg prozora D_W doprinosi širenju relativne orijentacije depola-



Slika 4.1: Rezultat RM sinteze polja 3C 196 za Faradayeve dubine $\phi \in [-1, 2.5]$ [22].



Slika 4.2: Primjer rezultata RHT-a za parametre $D_K = 4'$, $D_W = 50'$, $Z = 0.8$, gdje je na sliku maksimuma crvenom bojom superponirana $\bar{R}(x, y) = \int R(\theta, x, y) d\theta$. Prilagođeno iz autorovog članka [23].



Slika 4.3: Relativna orijentacija ravnih depolarizacijskih kanala u 3C 196 polju, $\tilde{R}(\theta)$. Označeni su parametri RHT analize D_K and D_W , dok je parametar $Z = 0.8$ fiksiran. Crvene linije označavaju srednje vrijednosti dviju izraženih orijentacija unutar distribucije - podjela je izvršena s obzirom na izražene minimume. Galaktička ravnina usmjerena je prema 0. Preuzeto iz autorovog članka [23].

rizacijskih kanala, uz vrlo jednostavno objašnjenje. Povećanjem parametra zaglađivanja u bit-masku nam ulaze pikseli koji nisu nužno dio depolarizacijskih kanala. S druge strane smanjenjem prozora, odnosno skale linearnih struktura od interesa u okolini piksela, pronalazimo i one koje su samo dio šuma. Posljedica toga je veća pogreška u određivanju preferiranih smjerova, no izmjerena srednja vrijednost zbog velikog doprinosa najizraženijih struktura ne ovisi o ulaznim parametrima.

4.2 Usporedba orijentacije s H_I i Planck mjerenjima

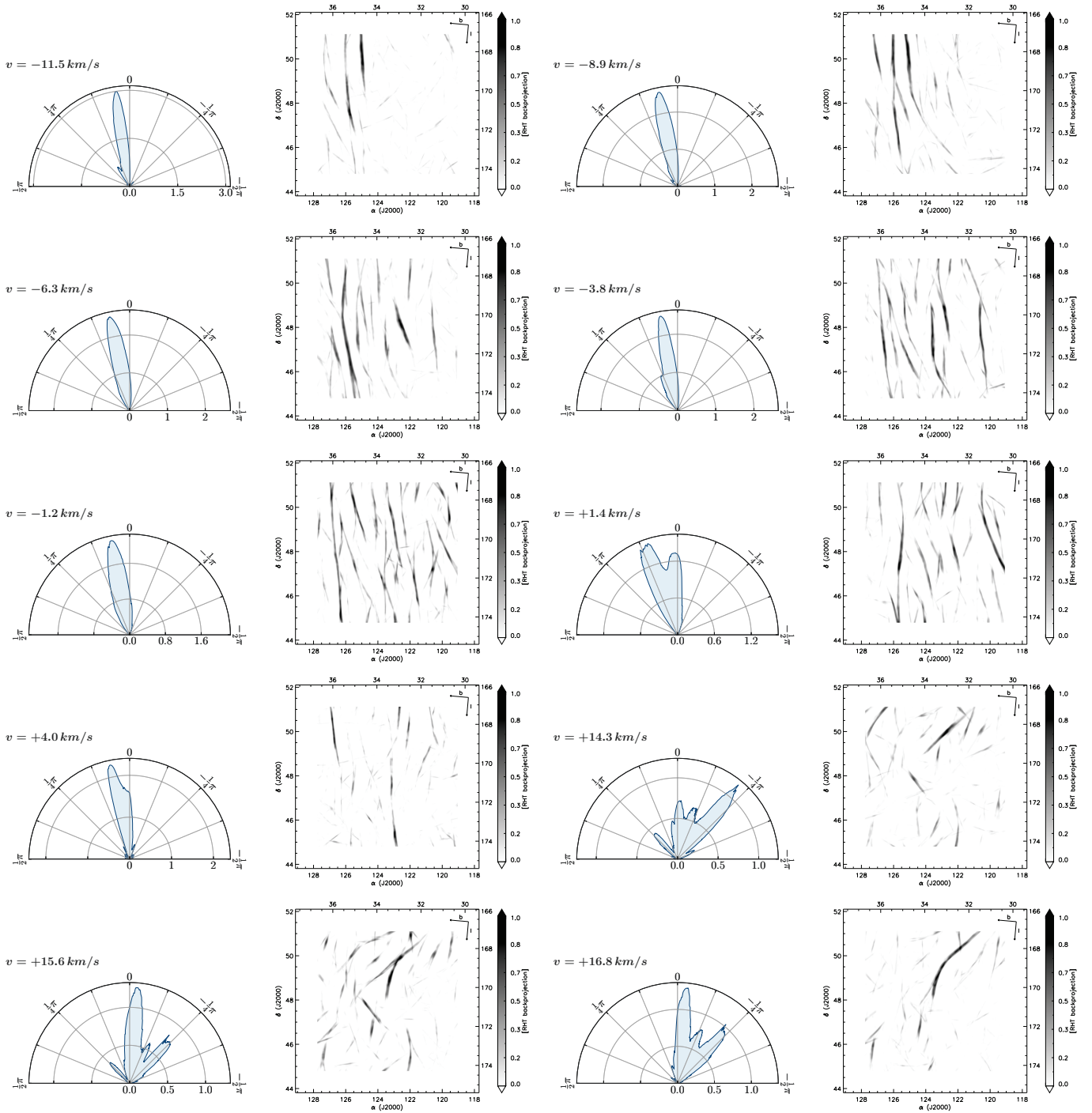
Kao što smo i prije spomenuli, mjerenjem polarizacije prašine mjerimo *usrednjeni* smjer magnetskog polja duž linije gledanja ($\langle \hat{B}_\perp \rangle$ - vidi izraz (2.1) i pripadnu diskusiju) [3]. S druge strane, vlaknasta struktura neutralnog vodika ukazuje na smjer *lokalnog* magnetskog polja, budući da možemo razlučiti strukture s obzirom na prostornu skalu mjerenjem relativne brzine plina [10].

Stoga, usporedbom orijentacije H_I vlakana i prašine sa dobivenom distribucijom depolarizacijskih kanala možemo procijeniti koliki je utjecaj magnetskog polja na njihovu formaciju.

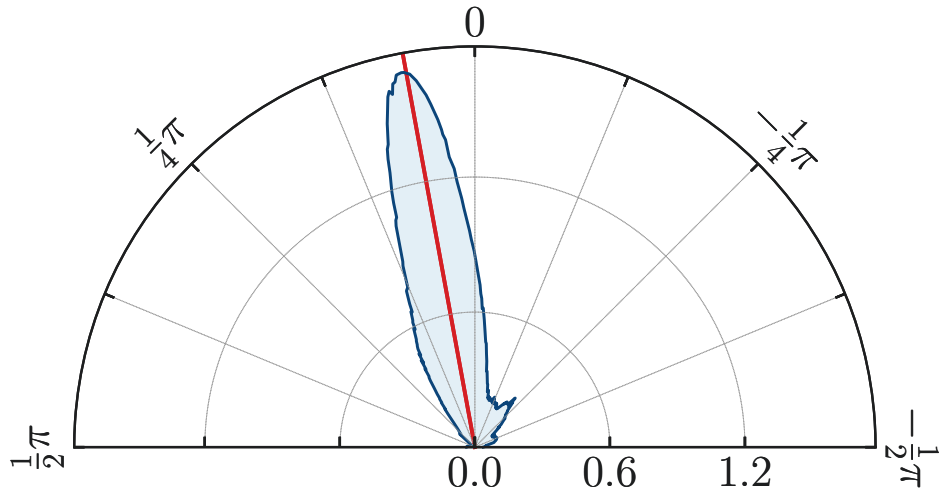
4.2.1 RHT analiza za H_I

Za detekciju vlaknaste strukture u mjerenjima neutralnog vodika primijenjujemo RHT algoritam za svaku izmjerenu brzinu posebno. Rezultati odabranih brzina prikazani su na slici 4.4. Vidimo da su na negativnim i niskim pozitivnim brzinama dominantna vlakna usmjerena $\approx 10^\circ$ u odnosu na galaktičku ravninu, dok se na višim brzinama u gornjem dijelu slike javljaju okomite strukture.

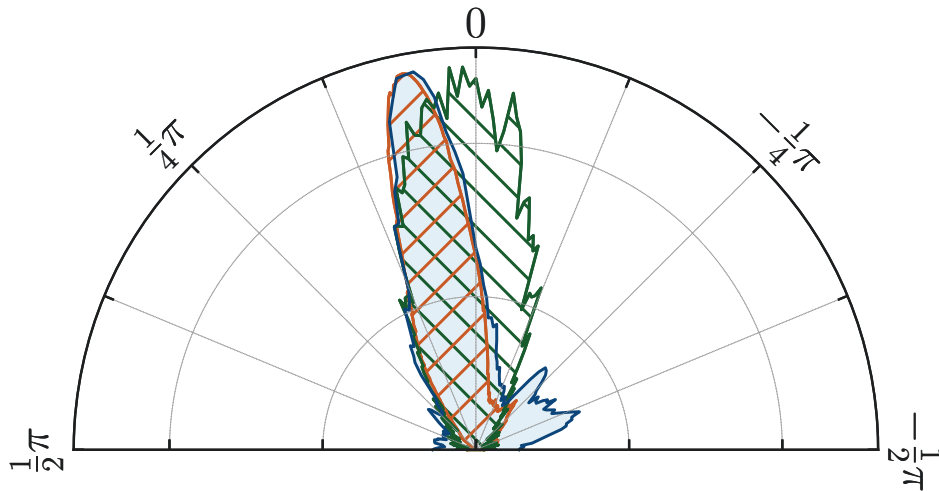
Prosumiramo li rezultate RHT-a po svim promatranim brzinama, dobivamo globalnu kutnu raspodjelu vlakana za promatrano područje neba. Konačan rezultat prikazan je na slici 4.5, gdje srednja vrijednost kuta i pripadna greška iznose $\langle \theta \rangle = 10^\circ \pm 12^\circ$.



Slika 4.4: Relativna orijentacija H_I vlakana za područje 3C 196 prikazana za različite relativne brzine vodika. U paru su za svaku brzinu prikazane $\tilde{R}(\theta)$ i $\tilde{R}(x, y)$, gdje je kutna distribucija prikazana s obzirom na galaktičku ravninu. Ulazni parametri RHT-a su $D_K = 10'$, $D_W = 100'$ i $Z = 0.8$. Preuzeto iz autorovog članka [23].



Slika 4.5: Orijehtacija H_I vlakana s obzirom na smjer galaktičke ravnine - integrirana kutna distribucija $\tilde{R}(\theta)$ po svim brzinama (vidi sliku 4.4). Crvenom linijom označena je srednja vrijednost. Preuzeto iz autorovog članka [23].



Slika 4.6: Usporedba orijentacija ravnih depolarizacijskih kanala (označena plavom bojom, RHT parametri $D_K = 4'$, $D_W = 30'$, $Z = 0.8$), H_I vlakana (označena narančasto, RHT parametri $D_K = 10'$, $D_W = 100'$, $Z = 0.8$) i orijentacije srednjeg magnetskog polja duž linije gledanja (označena zeleno). Distribucije su skalirane na pripadne maksimume. Prilagođeno iz autorovog članka [23].

4.2.2 Korelacija triju faza ISM-a

Prilikom obrade podataka teleskopa Planck, ne koristimo informaciju o iznosu polarizacije prašine, već samo mjereni kut koji govori o srednjem magnetskom polju. Kako bismo dobili informaciju o kutnoj raspodjeli srednjeg magnetskog polja na promatranom dijelu neba, radimo histogram svih izmjerenih polarizacija (zakrenutih za 90°).

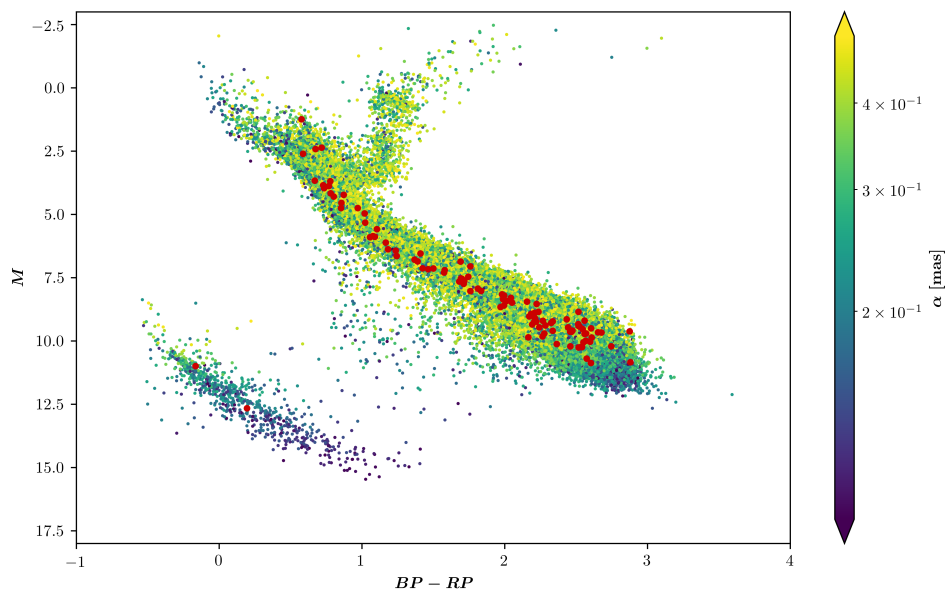
Konačni rezultat usmjerenosti struktura u tri promatrane faze ISM-a prikazan je na slici 4.6. Iznenadjuća je korelacija u dobivenim distribucijama depolarizacijskih kanala i vlakana neutralnog vodika. Magnetsko polje galaksije određeno iz polarizacije termalnog zračenja prašine za promatrano područje usmjereno je prema galaktičkoj ravnini te lagano odstupa od globalnog smjera struktura ostalih dviju faza, što je plauzibilno budući da se radi o usrednjenoj vrijednosti duž linije gledanja.

4.3 Tragovi zvijezda

Druga mogućnost objašnjenja depolariziranih kanala koju smo razmatrali je utjecaj zvijezda koje su prošle promatranim područjem neba: svojim prolaskom u mogućnosti su ionizirati okolnu materiju i stvoriti turbulentan medij koji depolarizira zračenje izvora u pozadini. Takva fizikalna realizacija mogla je kao svoj potpis ostaviti depolarizacijske kanale vidljive u radiopolarimetrijskim mjerenjima.

Promatranih 92 000 zvijezda obilježavamo mjerom \mathcal{M}_* (vidi izraz (3.11) - koristimo jednostavnije brojanje piksela, koje ujedno ima i interpretabilnost u duljini traga zvijezde kroz kanal) te prikazujemo tragove $\mathbf{r}_{xy}(t)$ samo onih za koje je mjera veća od neke unaprijed zadane vrijednosti. Prilikom analize koristili smo izlaznu funkciju RHT intenziteta R za parametre $D_K = 4'$, $D_W = 50'$, $Z = 0.8$.

Na slici 4.7 možemo vidjeti Hertzsprung–Russellov (HR) dijagram promatranih zvijezda nakon odabira onih čije su paralaksa i razlučivost određene dovoljno precizno* te su crveno označene zvijezde za koje je mjera $\mathcal{M}_* > 150$, što odgovara svim zvijezdama koje su kroz neki depolarizacijski kanal prošle tragom duljim od $1^\circ 20'$. Na x osi prikazana je razlika dvaju indeksa boje mjerena GAIA teleskopom ($BP - RP$, gdje manja vrijednost označava veće temperature zvijezda), a na y osi označena je njihova apsolutna magnituda. Vidimo kako većina (crveno) označenih zvijezda pripada glavnom nizu, uz dva bijela patuljka u donjem lijevom dijelu HR dijagrama.



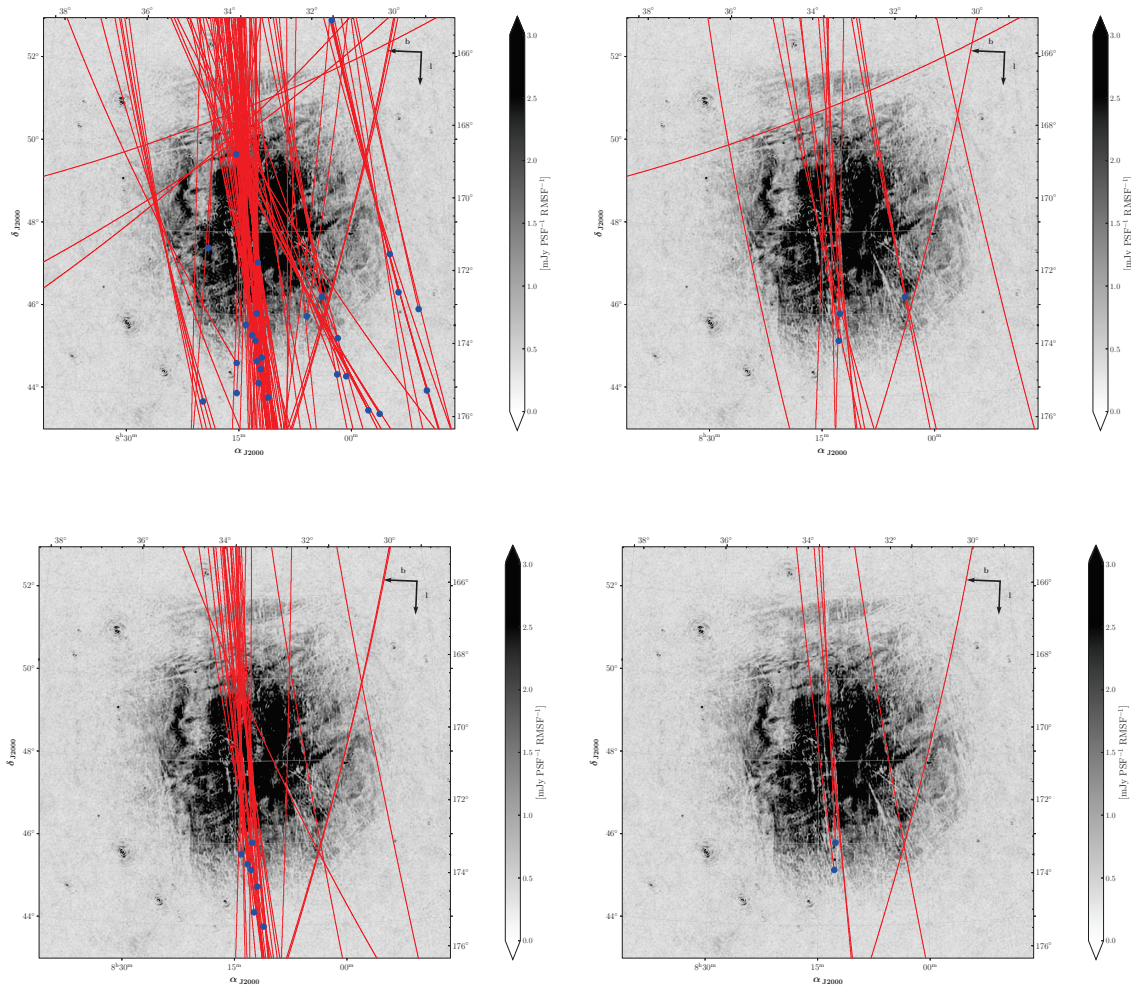
Slika 4.7: HR dijagram za zvijezde unutar radijusa 12° s obzirom na centar 3C 196 polja. $BP - RP$ razlika dvaju indeksa boje korištena u GAIA mjerenjima, gdje niža vrijednost odgovara većim temperaturama. M označava apsolutnu magnitudu, a α paralaksu zvijezde u lučnim milisekundama. Crvenom bojom označene su zvijezde $M_* > 150$.

Također, nije pronađen niti jedan div, dok superdivovi u ovom području neba nisu prisutni (ili su eliminirani korištenim filterima).

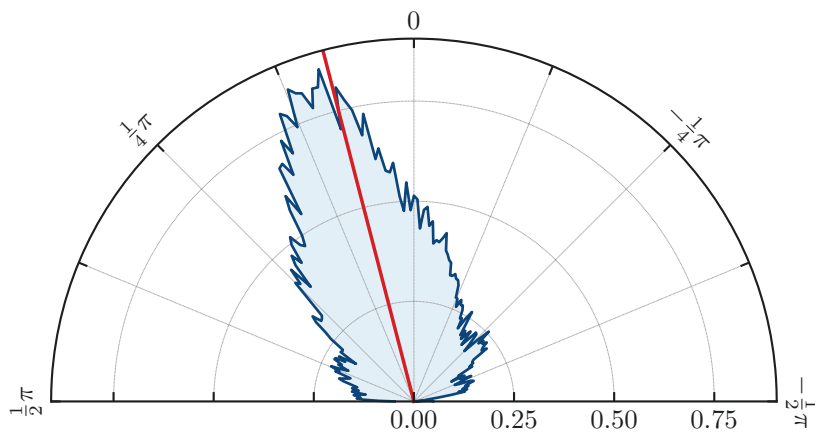
Od našeg interesa su zvijezde visoke temperature, odnosno niskog $BP - RP$ faktora jer su jedino one uopće u mogućnosti pokrenuti dovoljno snažan proces ionizacije okolne materije koji bi prevladao nad procesom rekombinacije protona i elektrona. Stoga u razmatranje uzimamo samo one za koje je $BP - RP < 1$, što ugrubo odgovara zvijezdama veće efektivne površinske temperature od Sunca. Prikaz dobivenih tragova možemo vidjeti na slici 4.8. Detektirano je iznenađujuće puno zvijezda koje uglavnom prolaze centralnim depolarizacijskim kanalima. To nam nije nužna potvrda da su oni depolarizirani na ovakav način, već je velikim dijelom posljedica toga da distribucija smjerova zvijezda kroz polje 3C 196 (prikazana na slici 4.9) ima maksimum usmjeren prema centralnim kanalima.

Osim tragova, na slici 4.8 plavo su prikazane i trenutno vidljive zvijezde unutar polja. Od velikog značaja bio bi pronalazak zvijezde koja se nalazi na kraju vidljivog depolarizacijskog kanala, što bi bila velika naznaka da se radi o kanalu koji je posljedica ovakve fizikalne realizacije. Na žalost, takav trag nije vidljiv.

*Korišteni filteri GAIA podataka su `parallax_over_error > 10`, `phot_bp_rp_excess_factor < 1.5`, gdje je prvo omjer mjerene paralakse zvijezde i pripadne greške, a drugo faktor koji ukazuje na velike greške u fotometrijskim mjerenjima BP i RP indeksa boje (za više detalja vidi [30]).



Slika 4.8: Tragovi zvijezda unutar polja 3C 196. U prvom stupcu prikazane su sve zvijezde za koje je mjera $M_* > 150$, 200 piksela, respektivno. Drugi stupac označava zvijezde iz prvog za koje je $BP - RP < 1$. Položaji trenutno vidljivih zvijezda označeni su plavo.



Slika 4.9: Distribucija smjerova zvijezda koje prolaze poljem 3C 196 u odnosu na smjer galaktičke ravnine označen s 0. Srednja vrijednost distribucije prikazana je crvenom bojom. Za svaku zvijezdu uzet je srednji kut prolaza.

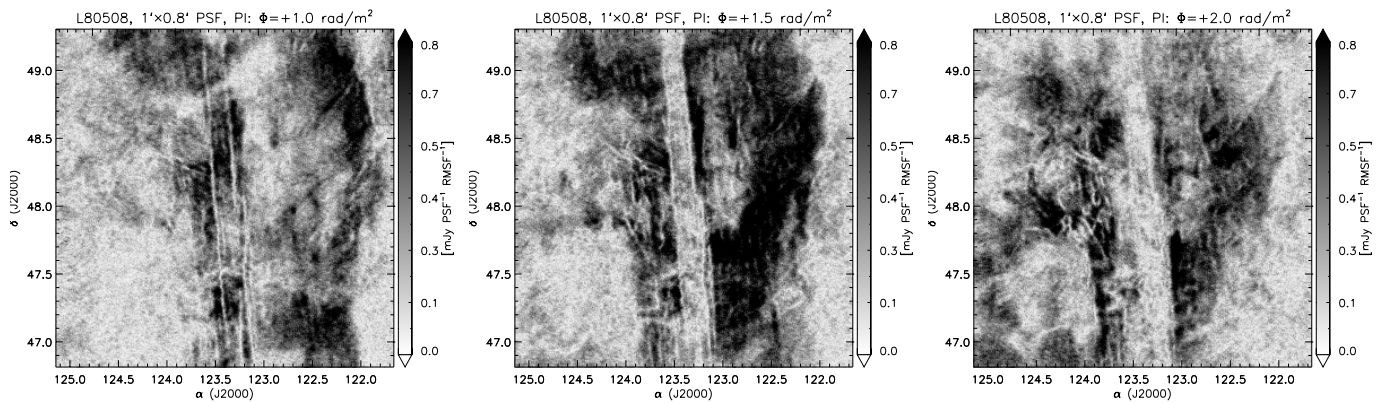
5 Zaključak i diskusija

Viđena korelacija triju faza ISM-a (slika 4.6) upućuje na vrlo bitnu činjenicu: magnetsko polje ima snažan utjecaj na oblikovanje materije u međuzvjezdanom prostoru, daleko veće nego se mislilo. Uočena korelacija depolarizacijskih kanala zajedno sa smjerom H_I vlakana i polarizacije prašine zapravo je poprilično neobična. Naime na depolarizaciju, u čijoj je pozadini uvijek Faradayeva rotacija, utjecaj ima isključivo komponenta magnetskog polja paralelna smjeru gledanja, dok su viđena polarizacija prašine i orijentacija vlakana pod utjecajem ukupnog magnetskog polja, što u projekciji daje okomitu komponentu. Čini se kao da miješamo dvije potpuno drugačije stvari. Međutim, ukoliko su viđeni depolarizacijski kanali uzrokovani magnetskim poljem, moguće je zamisliti da se u dvodimenzionalnoj projekciji na rubu strukture kao što je udarni val supernove, magnetsko polje promijeni duž linije gledanja. U takvom bismo scenariju u paralelnoj komponenti dobili depolarizaciju, a ujedno prisutna okomita komponenta formirala bi ostale faze ISM-a na opisan način.

Rezultati dobiveni iz tragova zvijezda su obećavajući, no u istom trenu teško interpretabilni iz razloga što za viđene depolarizirane strukture ne znamo točnu prostornu udaljenost te je uz to kroz svaki od kanala u projekciji prošlo mnoštvo zvijezda. Radi li se za ikoju od njih o istom dijelu prostora, ne možemo znati. Kao što je spomenuto, vrlo perspektivna situacija bila bi kada bismo uočili zvijezdu koja se nalazi na oštrm rubu depolarizacijskog kanala. Iako za dvije centralne strukture postoje potencijalne zvijezde na njihovim krajevima, situacija nije niti približno čista.

Konačno, ovim rezultatima nismo opovrgnuli niti jedan od pretpostavljenih fizikalnih uzroka nastanka viđenih struktura, već samo ustanovili da su oba moguća i plauzibilna, što konačni zaključak ostavlja otvorenim.

Možemo li barem zaključiti o kakvoj se vrsti depolarizacije radi s instrumentalne strane? Kako bismo se približili mogućem odgovoru, promotrimo sliku 5.1. Prikazan je centralni dio 3C 196 polja na Faradayevim dubinama od 1.0, 1.5 i 2.0 rad/m^2 , gdje se radi o mjerenjima LOFAR radioteleskopa, ali u konfiguraciji antena kod koje je kutna rezolucija gotovo 4 puta bolja od prijašnje. U mjerenjima korištenim tokom ovog istraživanja (slika 2.2), širina centralnih filamenata jednaka je pripadnoj kutnoj rezoluciji. Možemo vidjeti da isto vrijedi i u ovom slučaju, gdje su filamenti uži. Uz to promatranjem polarizacijskog kuta u Faradayevom prostoru, na rubovima kanala



Slika 5.1: Primjeri slika polja 3C 196 u Faradayevom prostoru na dubinama 1.0, 1.5 i 2.0 rad/m^2 , snimljeni sa boljom kutnom rezolucijom teleskopa od 1 lučne minute u odnosu na prijašnjih ~ 3.75 . Slike prikazuju centralnih $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ polja. Preuzeto iz [22].

uočljiva je promjena od 90° . Dakle, možemo zaključiti da se radi o naglom skoku u polarizacijskom kutu u smjeru okomitom na filamente, što u konačnici povlači kutnu depolarizaciju [22].

Također, budući da smo kroz korelaciju kutnih distribucija pokazali povezanost ISM faza, moguće je ograničiti udaljenosti do opaženih struktura u Faradayevom prostoru, gdje nam takva informacija nije izravno dostupna. Na primjer, kako su centralni depolarizacijski kanali korelirani sa H_I strukturama na negativnim i niskim relativnim brzinama, dok su strukture u gornjem dijelu polja korelirane sa visokim pozitivnim brzinama (slika 4.4), plauzibilno je da se centralni filamenti i pripadni izvori zračenja nalaze bliže Zemlji od slabog zračenja i filamenata prisutnih u gornjem dijelu polja.

Na kraju, kako bi se došlo do konkretnog zaključka vezanog za pitanje formacije depolarizacijskih kanala, potrebna su promatranja većeg područja neba. Na temelju ovih rezultata već su obavljena mjerenja okolnog dijela neba te je analiza podataka trenutno u tijeku. Očekuje se potvrda korelacije triju faza ISM-a te povećana mogućnost pronalaska traga zvijezde za koji bismo sa sigurnošću mogli tvrditi da je ionizirao materiju i uzrokovao viđenu depolarizaciju.

Dodaci

Dodatak A Barnettov efekt

Zamislamo kruto tijelo (u našem slučaju zrnce prašine) koje rotira kutnom brzinom ω oko osi momenta inercije I angularnim momentom L . Njegova energija jednaka je $E = L^2/2I$, odnosno malu promjenu δE možemo izraziti preko promjene angularnog momenta kao

$$\delta E = \frac{L}{I} \delta L = \omega \delta L. \quad (\text{A.1})$$

Promotrimo sada jedan elektron spina $\hbar/2$ unutar tog tijela. Okrene li se smjer spina iz negativnog u pozitivan s obzirom na vektor ω , iz očuvanja angularnog momenta $\delta(S + L) = 0$ i izraza (A.1), energija sustava promijenit će se za $\delta E = -\hbar\omega$.

Ukoliko se naše zrnce nalazi na temperaturi T , slijedi da će statistički omjer vjerojatnosti dvaju stanja elektrona biti:

$$P_{\uparrow}/P_{\downarrow} = e^{\hbar\omega/kT}, \quad (\text{A.2})$$

odnosno za očekivanu vrijednost magnetizacije dobivamo:

$$\mathbf{M} = n\langle \mathbf{m} \rangle = n\hat{\omega} \tanh \frac{\hbar\omega}{2kT}. \quad (\text{A.3})$$

Ovaj izračun potrebno je promatrati kao vrlo pojednostavljeni primjer koji ciljano ukazuje na uzrok Barnettovog efekta. U realnom materijalu, zbog svih ovdje zane-marenih interakcija čestica, situacija je naravno mnogo kompliciranija.

Literatura

- [1] Adam, R., Ade, P., Aghanim, N., Akrami, Y., Alves, M., Argüeso, F., Arnaud, M., Arroja, F., Ashdown, M., Aumont, J., et al. Planck 2015 results-I. Overview of products and scientific results. *Astronomy & Astrophysics* 594 (2016), A1.
- [2] Ade, P. A., Aghanim, N., Alina, D., Alves, M., Armitage-Caplan, C., Arnaud, M., Arzoumanian, D., Ashdown, M., Atrio-Barandela, F., Aumont, J., et al. Planck intermediate results. XIX. An overview of the polarized thermal emission from Galactic dust. *Astronomy & Astrophysics* 576 (2015), A104.
- [3] Andersson, B., Lazarian, A., and Vaillancourt, J. E. Interstellar dust grain alignment. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 53 (2015), 501–539.
- [4] Arabgol, M., and Sleator, T. Observation of the Nuclear Barnett Effect. *Physical review letters* 122, 17 (2019), 177202.
- [5] Bennett, C., Banday, A., Gorski, K., Hinshaw, G., Jackson, P., Keegstra, P., Kogut, A., Smoot, G. F., Wilkinson, D., and Wright, E. Four-year COBE DMR cosmic microwave background observations: maps and basic results. *The Astrophysical Journal Letters* 464, 1 (1996), L1.
- [6] Berkhuijsen, E. M., Horellou, C., Krause, M., Neininger, N., Poezd, A. D., Shukurov, A., and Sokoloff, D. D. Magnetic fields in the disk and halo of M 51. *Astronomy & Astrophysics* 318 (1997), 700–720.
- [7] Brentjens, M. A., and De Bruyn, A. Faraday rotation measure synthesis. *Astronomy & Astrophysics* 441, 3 (2005), 1217–1228.
- [8] Brown, A., Vallenari, A., Prusti, T., De Bruijne, J., Babusiaux, C., Bailer-Jones, C., Biermann, M., Evans, D. W., Eyer, L., Jansen, F., et al. Gaia Data Release 2-Summary of the contents and survey properties. *Astronomy & Astrophysics* 616 (2018), A1.
- [9] Burn, B. On the depolarization of discrete radio sources by Faraday dispersion. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 133, 1 (1966), 67–83.
- [10] Clark, S., Peek, J., and Putman, M. Magnetically aligned HI fibers and the rolling Hough transform. *The Astrophysical Journal* 789, 1 (2014), 82.

- [11] Faraday, M. Faraday's Diary. Volume IV, Nov. 12, 1839-June 26, 1847, 1933.
- [12] Fletcher, A., Berkhuijsen, E., Beck, R., and Shukurov, A. The Magnetic field of M 31 from multi-wavelength radio polarization observations. *Astronomy & Astrophysics* 414, 1 (2004), 53–67.
- [13] Fletcher, A., and Shukurov, A. Canals in Milky Way radio polarization maps. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* 371, 1 (2006), L21–L25.
- [14] Hall, J. S. Observations of the polarized light from stars. *Science* 109, 2825 (1949), 166–167.
- [15] Haslam, C., Salter, C., Stoffel, H., and Wilson, W. A 408 MhZ all-sky continuum survey. II-The atlas of contour maps. *Astronomy & Astrophysics Supplement Series* 47 (1982), 1.
- [16] Haverkorn, M., Katgert, P., and De Bruyn, A. Properties of the warm magnetized ISM, as inferred from WSRT polarimetric imaging. *Astronomy & Astrophysics* 427, 1 (2004), 169–177.
- [17] Haverkorn, M., Katgert, P., and De Bruyn, A. Structure in the polarized Galactic synchrotron emission, in particular “depolarization canals”. *Astronomy & Astrophysics* 427, 2 (2004), 549–559.
- [18] Heims, S., and Jaynes, E. Theory of gyromagnetic effects and some related magnetic phenomena. *Reviews of Modern Physics* 34, 2 (1962), 143.
- [19] Hennebelle, P. On the origin of non-self-gravitating filaments in the ISM. *Astronomy & Astrophysics* 556 (2013), A153.
- [20] Hiltner, W. Polarization of light from distant stars by interstellar medium. *Science* 109, 2825 (1949), 165–165.
- [21] Hough, P. V. Method and means for recognizing complex patterns, 1962. US Patent 3,069,654.
- [22] Jelić, V., de Bruyn, A., Pandey, V., Mevius, M., Haverkorn, M., Brentjens, M., Koopmans, L., Zaroubi, S., Abdalla, F., Asad, K., et al. Linear polarization

structures in LOFAR observations of the interstellar medium in the 3C 196 field. *Astronomy & Astrophysics* 583 (2015), A137.

- [23] Jelić, V., Prelogović, D., Haverkorn, M., Remeijn, J., and Klindžić, D. Magnetically aligned straight depolarization canals and the rolling Hough transform. *Astronomy & Astrophysics* 615 (2018), L3.
- [24] Le Roux, E. Étude théorique du rayonnement synchrotron des radiosources. 71.
- [25] Mesinger, A. *Understanding the Epoch of Cosmic Reionization: Challenges and Progress*, vol. 423. Springer, 2015.
- [26] Miville-Deschênes, M.-A., Boulanger, F., Fletcher, A., and Shukurov, A. Depolarization canals and interstellar turbulence. *European Astronomical Society Publications Series* 23 (2007), 109–128.
- [27] Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., Knop, R., Nugent, P., Castro, P., Deustua, S., Fabbro, S., Goobar, A., Groom, D., et al. Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae. *The Astrophysical Journal* 517, 2 (1999), 565.
- [28] Prusti, T., De Bruijne, J., Brown, A. G., Vallenari, A., Babusiaux, C., Bailer-Jones, C., Bastian, U., Biermann, M., Evans, D. W., Eyer, L., et al. The Gaia mission. *Astronomy & astrophysics* 595 (2016), A1.
- [29] Reich, W. Galactic polarization surveys. *arXiv preprint astro-ph/0603465* (2006).
- [30] Riello, M., De Angeli, F., Evans, D. W., Busso, G., Hambly, N., Davidson, M., Burgess, P. W., Montegriffo, P., Osborne, P., Kewley, A., et al. Gaia Data Release 2-Processing of the photometric data. *Astronomy & Astrophysics* 616 (2018), A3.
- [31] Shukurov, A., and Berkhuijsen, E. M. Faraday ghosts: depolarization canals in the Galactic radio emission. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 342, 2 (2003), 496–500.

- [32] Soler, J. D., Hennebelle, P., Martin, P., Miville-Deschênes, M.-A., Netterfield, C. B., and Fissel, L. An imprint of molecular cloud magnetization in the morphology of the dust polarized emission. *The Astrophysical Journal* 774, 2 (2013), 128.
- [33] Winkel, B., Kerp, J., Flöer, L., Kalberla, P., Bekhti, N. B., Keller, R., and Lenz, D. The Effelsberg-Bonn HI Survey: Milky Way gas-First data release. *Astronomy & Astrophysics* 585 (2016), A41.
- [34] Haslam 408MHz All-Sky Map. NASA. https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/foreground/fg_2014_haslam_408_info.cfm. 24. 6. 2019.
- [35] Frequency maps in Temperature and Polarization. *Planck Legacy Archive Wiki*. https://wiki.cosmos.esa.int/planck-legacy-archive/index.php/Frequency_maps. 18. 6. 2019.
- [36] Faraday Effect. *Wikipedia*. https://en.wikipedia.org/wiki/Faraday_effect. 1. 5. 2019.
- [37] Pioneer plaque. *Wikipedia*. https://en.wikipedia.org/wiki/Pioneer_plaque. 13. 6. 2019.
- [38] Stokes parameters. *Wikipedia*. https://en.wikipedia.org/wiki/Stokes_parameters. 1. 5. 2019.
- [39] HI4PI: A new all-sky survey of neutral hydrogen. Winkel, B. <https://astro.uni-bonn.de/~bwinkel/research.html>. 1. 5. 2019.