

Karakterizacija magnetizirane međuzvezdane materije

Čolaković-Bencerić, Marta

Master's thesis / Diplomski rad

2020

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:217:476686>

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

Download date / Datum preuzimanja: **2025-03-29**



Repository / Repozitorij:

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



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Marta Čolaković-Bencerić

Karakterizacija magnetizirane međuzvezdane
materije

Diplomski rad

Zagreb, 2020.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

Marta Čolaković-Bencerić

Diplomski rad

**Karakterizacija magnetizirane
međuzvezdane materije**

Voditelj diplomskog rada: prof. dr. sc. Matko Milin

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2020.

Sažetak

U ovom radu prikazana je analiza struktura u simuliranim polarimetrijskim opažanjima korištenjem metoda RM sinteze i Rolling Hough transformata. Simulirana su opažanja polariziranog intenziteta na rasponu frekvencija u radio području nekoliko magnetohidrodinamičkih modela kompresibilne turbulentne međuzvezdane tvari i modela sudara super-ljuski. Pokazano je da je usmjerenost depolariziranih struktura u opažanjima turbulentne međuzvezdane tvari prisutna samo ako model sadrži homogenu komponentu magnetskog polja, no da su dovoljne vrijednosti jakosti homogene komponente manje od onih opaženih u spiralnim krakovima Mliječnog puta. Nadalje, pokazano je da udio depolariziranih piksela pada povećanjem kinematičke viskoznosti i otpornosti te jakosti homogene komponente magnetskog polja. Naposljetku, pokazano je da su sudari super-ljuski opazivi polarimetrijskim mjerenjima te da izgled struktura ovisi o gustoći elektrona kozmičkih zraka koje uzrokuju emisiju unutar spomenutog modela.

Ključne riječi: radio-polarimetrija, međuzvezdana tvar, magnetsko polje, magnetohidrodinamičke simulacije

Characterisation of the magnetised interstellar medium

Abstract

In this thesis we present an analysis of structure visible in synthetic polarimetric observations using Rotation measure synthesis and the Rolling Hough transform. We generated synthetic observations of polarized intensity over a range of radio frequencies for multiple magnetohydrodynamic models of compressible turbulent interstellar matter and a single model of a super-shell collision. It was found that depolarized structures in observations of the turbulent ISM show significant alignment only in models with a homogeneous magnetic field component, but that the sufficient strength was lesser than the values observed in the spiral arms of our Galaxy. Furthermore, it was shown that the percentage of depolarized pixels decreases with increasing kinematic viscosity, resistivity and strength of the homogeneous magnetic field component. Lastly, we have shown that super-shell collisions are detectable by radio polarimetric observations and that the visible structure largely depends on the synchrotron emitting local cosmic ray electron density.

Keywords: radio polarimetry, interstellar medium, magnetic field, magneto-hydrodynamic simulations

Sadržaj

1	Međuzvezdana tvar	1
1.1	Sastav međuzvezdane tvari	2
1.1.1	Međuzvezdani plin	2
1.1.2	Međuzvezdana prašina	4
1.2	Turbulentna međuzvezdana materija i super-ljuske	5
1.3	Magnetsko polje	8
1.4	Kozmičke zrake i sinkrotronsko zračenje	9
2	Metode i modeli međuzvezdane materije	12
2.1	Modeli međuzvezdane materije	12
2.1.1	Modeli turbulentne međuzvezdane materije	12
2.1.2	Modeli sudara super-ljuski	16
2.2	Simulirano zračenje	17
2.3	Faradayeva rotacija	20
2.4	Metode	25
2.4.1	RM sinteza	25
2.4.2	Rolling Hough transformat	28
3	Rezultati i diskusija	31
3.1	Faradayeva tomografija turbulentne međuzvezdane materije	31
3.2	Faradayeva tomografija sudara super-ljuski	45
4	Zaključak	51
	Dodaci	52
A	Polarizacija i Stokesovi parametri	52
	Literatura	55

1 Međuzvezdana tvar

U potpoglavlju 1.1 navedene su komponente i opažačke metode za različite oblike međuzvezdane tvari. Poseban naglasak stavljen je na turbulentnu međuzvezdanu tvar i super-ljuske opisane u potpoglavlju 1.2. Nadalje, u potpoglavlju 1.3 dan je kratak opis magnetskog polja naše galaksije i dostupne metode opažanja te, naposljetku, u potpoglavlju 1.4 dan je opis kozmičkih zraka i sinkrotronskog zračenja.

Međuzvezdana materija (eng. interstellar medium, ISM) široko je definirana kao sav sadržaj galaksije u prostoru između zvijezda. Prema [1] ona se dijeli na:

- **Međuzvezdani plin:** Ioni, atomi i molekule s gotovo termalnom raspodjelom brzina.
- **Međuzvezdanu prašinu:** Čestice međuzvezdane tvari u čvrstom stanju, većinom manje od $\sim 1 \mu\text{m}$, izmješane s međuzvezdanim plinom.
- **Kozmičke zrake:** Elektroni, protoni i teže jezgre te antitvar s energijama značajno većim od termalne. Čestice kozmičkih zraka često su visoko relativističke.
- **Elektromagnetsko zračenje:** Fotoni iz raznolikih izvora poput kozmičkog mikrovalnog zračenja (eng. cosmic microwave background, CMB), zvjezdanih fotosfera, zračenja emitiranog iz međuzvezdanog plina, termalne emisije međuzvezdane prašine zagrijane zračenjem zvijezda, slobodno-slobodne emisije međuzvezdane plazme, sinkrotronskog zračenja relativističkih elektrona te gama zraka emitiranih nuklearnim prijelazima, π^0 raspadima i elektron-pozitron anihilacijom.
- **Međuzvezdano magnetsko polje:** Magnetsko polje nastalo električnim strujama u međuzvezdanoj materiji. Ono vodi kozmičke zrake te je u nekim dijelovima ISM-a dovoljno snažno da sudjeluje u dinamici međuzvezdane tvari.
- **Gravitacijsko polje:** Doprinosi sva tvar unutar galaksije - međuzvezdana tvar, zvijezde i remanenti zvijezda te tamna tvar.
- **Tamna tvar i energija:** Gravitacijski međudjeluje s barionskom tvari. Drugi mehanizmi međudjelovanja zasad nisu poznati.

1.1 Sastav međuzvjezdane tvari

Međuzvjezdana tvar obuhvaća međuzvjezdani plin i prašinu te ispunjava većinu volumena galaksije. Usprkos tomu udio mase međuzvjezdane tvari u ukupnoj barionskoj masi ne prelazi 15% u galaksijama poput Mliječnog puta. Ako u račun masenog udjela uključimo i tamnu tvar, udio međuzvjezdane tvari pada ispod 0.5%.

Međuzvjezdana tvar sastoji se od plina, masenog udjela 99%, i prašine, masenog udjela 1%. Procjenjuje se da je međuzvjezdana tvar Mliječnog puta sačinjena od 90.8% vodika (masenog udjela 70.5%), 9.1% helija (masenog udjela 28.1%) i 0.12% težih elemenata (masenog udjela 1.5%), često zvanih *metali*, [2].

1.1.1 Međuzvjezdani plin

Helij, iako značajno zastupljen u međuzvjezdanom plinu, je kemijski inertan. Stoga, međuzvjezdani plin opisujemo kemijskim stanjima vodika. Područja ispunjena ioniziranim vodikom nazivano HII područjima, dok za atomski vodik koristimo oznaku HI. Oblaci dovoljno zaštićeni od ionizirajućeg ultraljubičastog zračenja omogućavaju vezanje vodikovih atoma u molekule te se stoga nazivaju molekularni oblaci. Slijedeći opis međuzvjezdanog plina dan u [1], [2] i [3], dijelimo ga na faze:

- **Vrući ionizirani plin:** Često zvan i plin korone, šok-valovima eksplozija supernovi zagrijan je na temperaturu reda veličine 10^6 K. Primarni mehanizam ionizacije su sudari s ionima poput OIV (treće ionizacijsko stanje kisika, O^{-3}). Vrući ionizirani plin ispunjava značajan volumen ISM-a, $\sim 50\%$, te je tipične brojčane gustoće $4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$. Najčešće se opaža pomoću emisijskog spektra u rendgenskom (eng. X-ray, X) području, apsorpcijskih linija ioniziranih metala u ultraljubičastom (eng. ultraviolet, UV) području te sinkrotronske emisije i Faradayeve rotacije u radio području. Gustoće stupca slobodnih elektrona dovoljno su visoke da proizvedu mjerljivu Faradayevu rotaciju opisanu u potpoglavlju 2.3.
- **Topli ionizirani plin:** Plin ove faze najčešće je ioniziran ultraljubičastim zračenjem vrućih zvijezda spektralnog tipa O ili B. Temperatura toplog ioniziranog plina je reda veličine 10^4 K, dok brojčana gustoća varira od 0.3 do 10^4 cm^{-3} u gustim oblacima. Topli ionizirani plin vidljiv je u $H\alpha$ emisiji i disperziji zračenja s pulsara te, kao i vrući ionizirani plin, uzrokuje mjerljivu Faradayevu rotaciju.

- **Topli djelomično ionizirani plin:** Iako se često ne navodi u literaturi te se ne smatra jednom od "klasičnih" faza međuzvjezdanog plina, valja spomenuti i topli djelomično ionizirani plin. Stupanj ionizacije toplog djelomično ioniziranog plina varira od 10% do najčešćih 50%. Njegova fizikalna svojstva poput temperature i gustoće, ovisno o stupnju ionizacije, bliska su svojstvima toplog ioniziranog ili toplog neutralnog plina. Prisutnost toplog djelomično ioniziranog plina može se detektirati koristeći optičke i UV apsorpcijske spektre zvijezda, dok zbog premale gustoće stupca vodika često nije vidljiv u mjerenjima 21-centimetarske linije neutralnog vodika. Uz tipične vrijednosti međuzvjezdanog magnetskog polja, $\sim 6 \mu\text{G}$, gustoće stupca slobodnih elektrona dovoljno su velike da proizvedu mjerljivu Faradayevu rotaciju.
- **Topli neutralni plin:** Temperatura toplog neutralnog plina, iako malo manja od temperature toplog ioniziranog plina, je reda veličine 10^4 K , dok je gustoća tipično $\sim 0.6 \text{ cm}^{-3}$. Volumni udio toplog neutralnog plina u ISM-u je $\sim 40\%$ te se najčešće opaža pomoću 21-centimetarske linije hiperfinog prijelaza neutralnog vodika. Ta opažачka tehnika zbog male vjerojatnosti prijelaza zahtijeva velike gustoće stupca neutralnog vodika.
- **Hladni neutralni plin:** Temperatura ove faze je reda veličine 10^2 K , dok je prosječna gustoća $\sim 30 \text{ cm}^{-3}$. Volumni udio hladnog neutralnog plina u ISM-u jest $\sim 1\%$ te se za njegovo opažanje koriste iste tehnike kao i za topli neutralni plin.
- **Difuzni molekularni plin:** Fizikalni uvjeti u difuznom molekularnom plinu slični su uvjetima u hladnom neutralnom plinu ($T \sim 50 \text{ K}$, $n_{\text{H}} \sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$), ali je gustoća plina dovoljna da vodik tvori molekule. Sama molekula vodika vidljiva je u UV dijelu apsorpcijskih spektara vrućih zvijezda, no najčešća metoda opažanja su promatranja molekula, čije je nastajanje omogućeno prisutstvom molekule H_2 , u UV, optičkom te infracrvenom (eng. infrared, IR) dijelu spektra.
- **Molekularni oblaci:** Temperatura molekularnih oblaka je $10 - 50 \text{ K}$, a gustoća $10^3 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Takvi oblaci su gravitacijski vezani i pokazuju ljuskastu strukturu te sadrže obilje drugih molekula. Najčešća metoda opažanja je promatranje $J = 1 \rightarrow 0$ rotacijskog prijelaza molekule CO. Valna duljina promatranog

zračenja je u radio području, na 2.6 mm.

U ovom radu naglasak je stavljen na opis magnetizirane ionizirane međuzvezdane tvari pomoću promatranja Faradayeve rotacije (potpoglavlje 2.3) sinkrotronskog zračenja (potpoglavlje 1.4). Faze međuzvezdanog plina koje uzrokuju mjerljivu Faradayevu rotaciju su vrući i topli ionizirani plin te topli djelomično ionizirani plin. Iako su prethodno navedene faze međuzvezdanog plina prikazane kao odvojene i u približnoj ravnoteži, tubulencija i termalne nestabilnosti čine striktno razgraničenje faza nemogućim, [3]. Međutim, formalizam faza međuzvezdanog plina ostaje koristan pri procjeni ostvarene Faradayeve rotacije te pri ograničavanju opažачkih mogućnosti korištene metode.

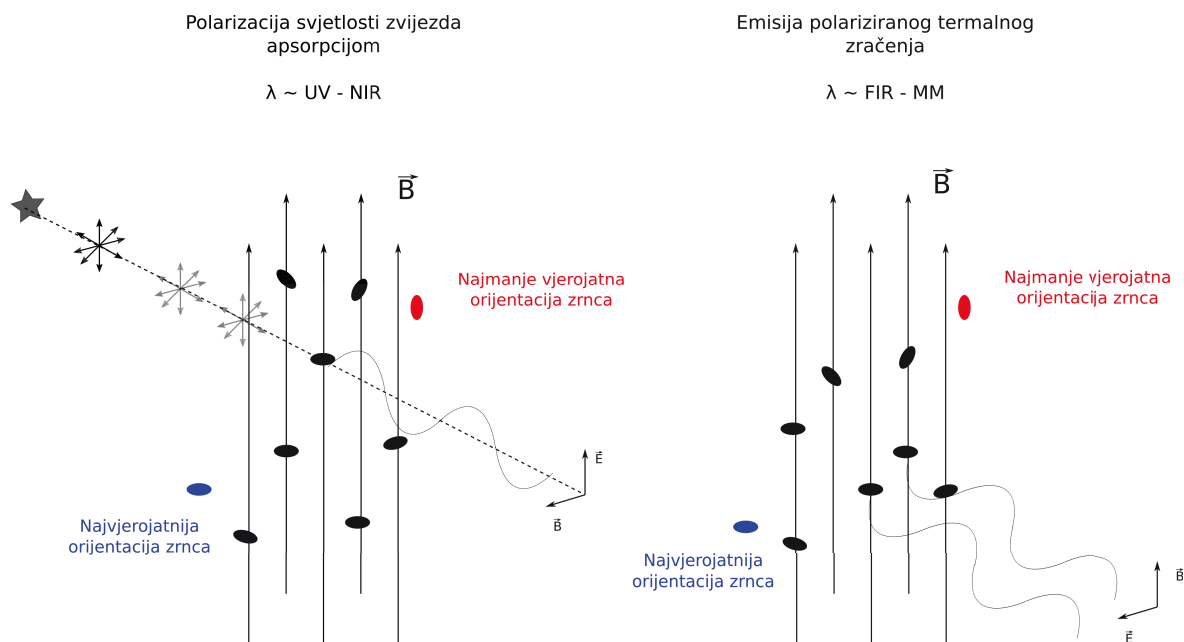
1.1.2 Međuzvezdana prašina

Opis kemijskog sastava i fizikalnih svojstava međuzvezdane prašine preuzet je iz članka [2].

Međuzvezdana prašina najlakše se primjećuje opažanjima umanjenog sjaja i crvenjenja zračenja zvijezda apsorpcijom te raspršenjem na zrnima prašine. Gustoća stupca prašine značajno je korelirana s gustoćom stupca neutralnog vodika. To navodi na zaključak da raspodjela prašine u međuzvezdanom prostoru prati raspodjelu međuzvezdanog plina. Iako međuzvezdana prašina čini samo mali dio mase međuzvezdane tvari, ona igra ključnu ulogu u kataliziranju stvaranja molekula H_2 i zasjenjenju istih od fotodisocirajućeg UV zračenja te grijanju i hlađenju ISM-a.

Promatranjem ekstinkcijskih spektara zvijezda pokazalo se da zrnca međuzvezdane prašine imaju raznolik kemijski sastav. Opažena su grafitna, čije linije nalazimo u UV dijelu spektra, amorfna silikatna s linijama u IR području, zrnca sastavljena od polikličnih aromatskih ugljikovodika (eng. polycyclic aromatic hydrocarbons, PAHs) s linijama u srednjem infracrvenom području te mnoga druga zrnca. Tipična veličina zrnca prašine jest između $0.1 - 1 \mu\text{m}$, dok ih energija apsorbirana iz svjetlosti zvijezda zagrijava na $15 - 20 \text{ K}$. Ta energija kasnije biva reemitirana u infracrvenom dijelu spektra.

U magnetskom polju asimetrična zrnca prašine orijentiraju se tako da im je najkraća os prati smjer polja (slika 1.1). Ona tada preferencijalno apsorbiraju zračenje od UV do bliskog infracrvenog (eng. near infrared, NIR) područja polariziranog u

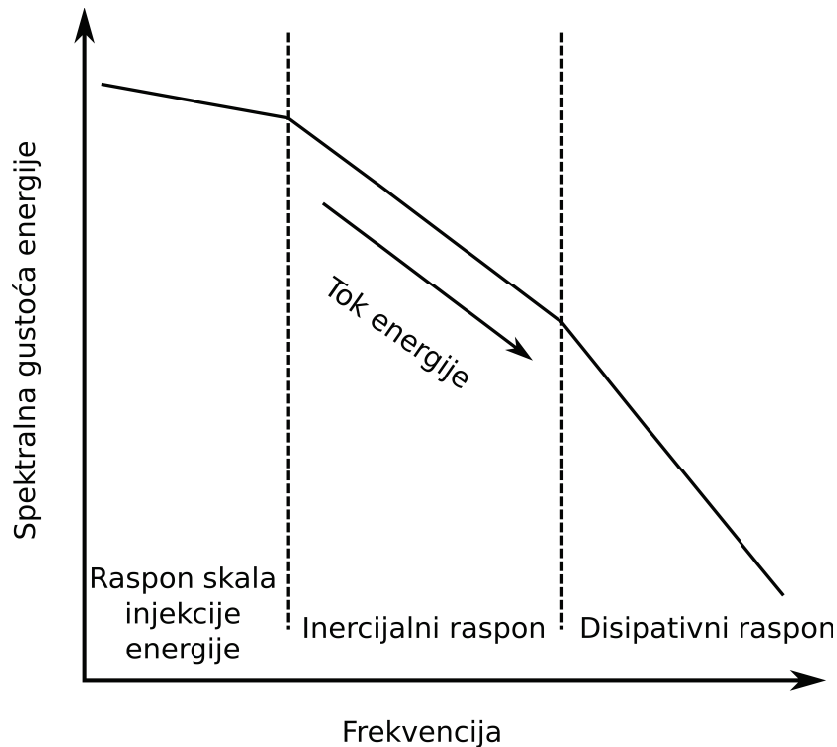


Slika 1.1: Na slici je shematski prikazana polarizacija zračenja zvijezda interakcijom s međuzvjezdanom prašinom. Na lijevom dijelu slike nepolarizirano zračenje kontinuiranog spektra koje dolazi sa zvijezde biva preferencijalno apsorbirano duž najduže osi magnetski orijentiranog zrnca prašine na valnim duljinama usporedivima s dimenzijama zrnca. Rezultantno zračenje je parcijalno polarizirano u smjeru projekcije magnetskog polja na nebesku ravninu. Na desnom dijelu slike prikazana je emisija termalnog zračenja. Rezultantno zračenje je parcijalno polarizirano u smjeru okomitom na projekciju magnetskog polja na nebesku ravninu.

smjeru njihove najduže osi, a emitiraju od daleko infracrvenog (eng. far infrared, FIR) do milimetarskog (MM) dijela spektra. To zračenje je također parcijalno polarizirano i to u smjeru najduže osi zrnaca. Mjerenja polarizacije takvog zračenja omogućavaju određivanje smjera, ali ne i jakosti, magnetskog polja u regijama sa značajnom gustoćom međuzvjezdane prašine.

1.2 Turbulentna međuzvjezdana materija i super-ljuske

Turbulencija je nelinearno gibanje fluida koje za posljedicu ima pobuđenje na velikom rasponu koreliranih prostornih i vremenskih skala. Stoga, varijable toka, poput brzina i temperature, pokazuju kompleksno ponašanje i u prostoru i u vremenu. Sama turbulencija je deterministička i nepredvidiva, no nije ju moguće reducirati na sistem niske dimenzije. Slijedi da nema svojstva klasičnih kaotičnih sustava, no zbog jakih korelacija i nemogućnosti separacije skala ne može ju se opisati ni formalizmom statističke fizike, [4]. Bitno je spomenuti da je turbulencija općenito anizotropna te da spomenuta anizotropija prati galaktičko magnetsko polje.



Slika 1.2: Na slici su shematski prikazani rasponi frekventnih skala turbulente materije.

Interakcija između struktura na različitim skalama uzrokuje energijsku kaskadu s viših na niže skale (slika 1.2). Energija je injektirana na većim prostornim skalama, ili pobudom vanjskom silom, ili prikladnim rubnim uvjetima. Na skalama značajno manjim od skala na kojima je energija injektirana, ali dovoljno velikima da se viskoznost može zanemariti, nelinearne interakcije prenose energiju s viših na niže skale. Energija na srednjim prostornim skalama je očuvana te se taj raspon skala naziva *inercijalni raspon*. Konačno, kada energija dosegne dovoljno male skale, viskoznost se više ne može zanemariti. Tada se kinetička energija disipira u toplinu te se taj raspon naziva *disipacijski raspon* skala.

Iako mehanizmi pretvorbe kinetičke energije u turbulenciju nisu potpuno poznati, poznato je da su glavni izvori takvog gibanja na velikim skalama:

- Zvijezde, poput zvijezda tipa O i Wolf-Rayet zvijezda, čiji vjetrovi povećavaju HII regije.
- Supernove i kombinacije istih koje čine super-ljuske.
- Galaktička rotacija i pripadni šok-valovi u spiralnim krakovima.
- Gravitacijsko samoprivlačenje plina u kolapsirajućim oblacima.

- Gravitacijsko privlačenje galaksije pri cirkulaciji materijala između diska i haloa galaksije.

Na malim skalama glavni izvori turbulencije su:

- Sudari šok-valova s oblacima plina.
- Prolazak kozmičkih zraka.
- Kretanja zvijezda i zvijezdani vjetrovi.
- Energijska kaskada s većih na manje prostorne skale.

Turbulencija je prisutna na gotovo svim temperaturama, gustoćama i ionizacijskim stanjima međuzvjezdane tvari, [5]. Ona utječe na miješanje međuzvjezdane tvari, sprečavanje kolapsa i kemijski sastav međuzvjezdanih oblaka, raspršenje i akceleraciju kozmičkih zraka te propagaciju radio valova u ioniziranoj međuzvjezdanoj materiji. Turbulentni tokovi tipično ne stvaraju ljuskaste strukture, veoma česte u međuzvjezdanoj materiji, no oni su usko povezani. Ljuske i super-ljuske nastale vjetrovima i eksplozijama supernovi asocijacija zvijezda važan su mehanizam nastanka međuzvjezdane turbulencije unutar Galaktičkog diska.

Ljuske i super-ljuske prvo su opažene kao izraženi lukovi u promatranjima emisije 21-centimetarske linije vodika, [6]. Do sada su takve strukture otkrivene u Mliječnom putu, ali i mnogim drugim spiralnim i nepravilnim galaksijama. One mogu biti dimenzija od nekoliko parseka do kiloparseka te su često izdužene u smjeru okomitom na galaktičku ravninu, šireći se prema galaktičkom halou manje gustoće. Predložen mehanizam nastajanja super-ljuski su zvijezdani vjetrovi i supernove asocijacija zvijezda O i B tipa te sudari brzo gibajućih oblaka unutar galaktičkog diska. Same supernove su eksplozije koje označavaju zadnju fazu evolucije masivnih zvijezda. Tvar izbačena eksplozijom obogaćuje okolni ISM elementima težima od helija nastalim u unutrašnjosti matične zvijezde. Takve visoko energetske eksplozije stvaraju šupljine ispunjene vrućim ioniziranim plinom vidljive u rendgenskom dijelu elektromagnetskog spektra. Supernove su ujedno i važni izvori kozmičkih zraka, stoga su nastale strukture vidljive i u emisiji sinkrotronskog zračenja. Šupljine ispunjene vrućim ioniziranim plinom okružene su frontama šok-valova koje se šire i nakupljaju okolnu tvar te time tvore ljuske. Takve ljuske se kasnije hlade, fragmentiraju te je na rubovima

moguća rekombinacija vodika pa čak i formiranje molekularnih oblaka. Povećana gustoća atomskog i molekularnog vodika na rubovima super-ljuski pogoduje nastanku mladih zvijezda. Stoga, zvijezde nastale na rubovima super ljuski mogu kreirati manje balone ionizirane međuzvjezdane tvari vidljive u $H\alpha$ emisiji, [5], dok šok-valovi, povezani s eksplozijama supernovi, u ISM injektiraju kinetičku energiju te uzrokuju turbulenciju u međuzvjezdanoj materiji.

1.3 Magnetsko polje

Opis magnetskog polja i pripadajućih opažačkih tehnika preuzet je iz članka [2].

Prisutnost međuzvjezdanog magnetskog polja prvo je primjećena detekcijom parcijalno polariziranog zračenja zvijezda. To je objašnjeno preferencijalnom ekstinkcijom na asimetričnim zrnima prašine parcijalno orijentiranim djelovanjem magnetskog polja (slika 1.1). Rotirajuća paramagnetska zrnca nastoje orijentirati svoju os rotacije duž najkraće osi te u smjeru magnetskog polja. Budući da je ekstinkcija izraženija duž najduže osi zrnca, preostalo zračenje je parcijalno polarizirano u smjeru magnetskog polja. Mjerenje polarizacije emisije zvijezda ne omogućava određivanje jakosti magnetskog polja. Stoga, potrebna su dodatna mjerenja bazirana na Zeemanovom cijepanju 21-centimetarske linije neutralnog vodika te drugih linija u radio području, Faradayevoj rotaciji ili sinkrotronskoj emisiji relativističkih elektrona. Zeemanovo cijepanje atomske ili molekularne linije posljedica je interakcije magnetskog momenta valentnih elektrona s vanjskim magnetskim poljem. Jakost polja je tada proporcionalna s amplitudom cijepanja $\Delta\nu$. Faradayeva rotacija te mjerenja iste opisani su u potpoglavlju 2.3, dok opis sinkrotronskog zračenja i opažačke tehnike se nalaze u potpoglavlju 1.4.

Prethodno spomenuta mjerenja pokazuju da je magnetsko polje Mliječnog puta korelirano na velikim dijelovima neba, odnosno da postoji struktura na galaktičkim skalama. Na velikim skalama tlak magnetskog polja sudjeluje u usporavanju kolapsa samogravitirajućih oblaka i zarobljava čestice kozmičkog zračenja. Na manjim skalama magnetsko polje regulira ekspanziju supernovi i super-ljuski te sudjeluje u dinamici i kemijskoj evoluciji molekularnih oblaka. Modeliranjem sinkrotronske emisije otkriveno je da je van središta Galaksije smjer magnetskog polja većinom paralelan galaktičkom disku te prati spiralne krakove, dok lokalna struktura magnetskog polja

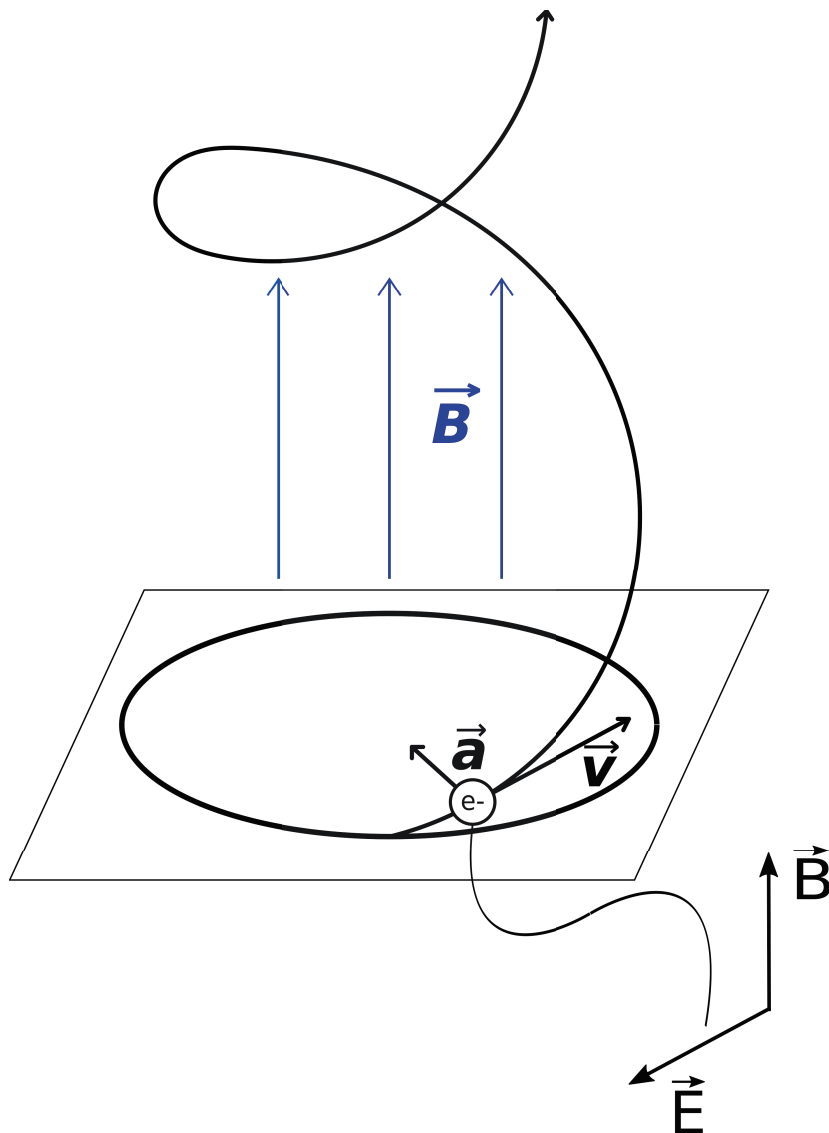
može odstupati od spiralne. U smjeru okomitom na Galaktički disk magnetsko polje Mliječnog puta tvori dva diska, tanki disk karakteristične visine 150 pc i deblji disk karakteristične visine 1500 pc. Prosječna jakost magnetskog polja u okolini Sunca je $\sim 6 \mu\text{G}$, dok u središnjem dijelu Mliječnog puta ona iznosi $20 - 40 \mu\text{G}$.

1.4 Kozmičke zrake i sinkrotronsko zračenje

Kozmičke zrake sastoje se od ogoljenih jezgara različitih elemenata ($\sim 99\%$) i slobodnih elektrona ($\sim 1\%$) relativističkih brzina te malih udjela pozitrona i antiprotona, [2]. Same jezgre sastoje se većinom od protona ($\sim 90\%$) i alfa čestica ($\sim 9\%$), s $\sim 1 - 2\%$ jezgara težih elemenata. Kozmičke zrake prostiru se u svim smjerovima kroz galaksiju te imaju različite izvore poput zvjezdanih baklji, koronalnih izboja mase, eksplozija supernovi, aktivnih galaktičkih jezgri, kvazara i provala gama zračenja. Slijedi da je raspon energija kozmičkih zraka veoma velik, s time da detektirane nisko-energijske zrake, $E \leq 0.1 \text{ GeV/nukleon}$, većinom potječu iz Sunca.

Kozmičke zrake bivaju akcelerirane turbulentnim magnetskim poljima i prolaskom kroz fronte šok-valova na energije na kojima ih se opaža. Na energijski spektar kozmičkih zraka jako utječu i magnetska polja solarnih vjetrova. Ona zarobljavaju čestice kozmičkog zračenja niskih energija prije nego što dosegnu atmosferu. Zbog toga oblik spektra na energijama nižim od $\sim 1 \text{ GeV/nukleon}$ nije poznat. Na višim energijama spektar je moguće opisati funkcijom $f(E) \propto E^{-\gamma}$. Konkretno, na energijama $E \simeq 2 - 10 \text{ GeV/nukleon}$ eksponent γ iznosi 2.5, dok na energijama $E \simeq 10 - 10^5 \text{ GeV/nukleon}$ γ iznosi 2.7. Elektronski spektar prati nukleonski na energijama $E \simeq 2 - 10 \text{ GeV/elektron}$, da bi na energijama od nekoliko desetaka GeV-a eksponent γ narastao na 3.3.

Za ovaj rad najvažnija interakcija kozmičkog zračenja s međuzvjezdanom materijom jest akceleracija ultrarelativističkih elektrona kozmičkog zračenja oko silnica galaktičkog magnetskog polja. Takvo gibanje producira netermalno, polarizirano zračenje na širokom rasponu frekvencija, odnosno sinkrotronsko zračenje (slika 1.3). Za emisiju sinkrotronskog zračenja na frekvencijama u rasponu od nekoliko MHz do nekoliko desetaka GHz su odgovorni elektroni energija od 0.5 do 20 GeV, dok su za emisiju na promatranim frekvencijama (potpoglavlje 2.2) odgovorni elektroni energija $E \approx 1 \text{ GeV}$.



Slika 1.3: Shematski prikaz spiralne putanje relativističkog elektrona u galaktičkom magnetskom polju te emisije polariziranog sinkrotronskog zračenja. Emitirano sinkrotronsko zračenje polarizirano je okomito na komponentnu lokalnog magnetskog polja okomitu na smjer gibanja elektrona kozmičkih zraka.

Spektar sinkrotronskog zračenja na frekvencijama između 45 i 408 MHz izražen preko temperature sjaja ima oblik zakona potencija, $T_b(\nu) \propto \nu^{-\beta}$, sa spektralnim indeksom β između 2.5 i 2.6 na većini neba, [7]. U galaktičkoj ravnini spektralni indeks sinkrotronskog zračenja na danim frekvencijama varira između 2.1 do 2.5 zbog termalne slobodno-slobodne apsorpcije. Iako na relevantnim elektronskim energijama nije potpuno poznat oblik elektronskog spektra, možemo ga izračunati iz poznatog oblika spektra sinkrotronskog zračenja, [8],

$$\gamma = 2\beta - 3. \tag{1.1}$$

Uz pretpostavke na gustoću kozmičkih elektrona mjerenje spektra sinkrotronskog zračenja omogućava i određivanje strukture te udjela turbulentne komponente magnetskog polja. Emitirano sinkrotronsko zračenje je ujedno i visoko polarizirano. Za zračenje na promatranim frekvencijama stupanj linearne polarizacije iznosi 69%. Više o spektru i stupnju polarizacije sinkrotronskog zračenja nalazi se u potpoglavlju 2.2.

Istraživanje magnetizirane ionizirane međuzvezdane tvari polarimetrijskim metodama započeto je 1960. godine radioteleskopom Dwingeloo, [9]. Pravi proboj dane metode dolazi 1993. godine usmjeravanjem pozornosti na strukture na malim skalama, [10], koje su vidljive u polariziranom intenzitetu, ali ne i ukupnom. Porijeklo struktura u polariziranom intenzitetu objašnjeno je Faradayevom rotacijom difuznog, linearno polariziranog Galaktičkog pozadinskog zračenja emitiranog gibanjem kozmičkih zraka u Galaktičkom magnetskom polju. Sinkrotronsko zračenje, koje ukupnim intenzitetom dominira na velikim skalama, prolaskom kroz materiju rotira se uslijed Faradayevog efekta te dolazi do prijenosa zračenja s velikih na male skale. Promatranja propagacije polariziranog sinkrotronskog zračenja, [11], [12], [13], otkrila su obilje struktura u magnetskom polju turbulentne međuzvezdane materije. Najupečatljivije strukture opažene tim polarimetrijskim mjerenjima, nazvane depolarizacijski kanali, su uska, izdužena područja smanjenog polariziranog intenziteta. Predložene su dvije interpretacije porijekla takvih kanala. Prva objašnjava depolarizaciju varijacijom mjere Faradayeve rotacije na području veličine rezolucije teleskopa [11], dok druga diferencijalnom Faradayevom rotacijom [14]. Depolarizacijski kanali ukazuju na turbulentne strukture u međuzvezdanoj materiji na velikom rasponu skala, [14]. Stoga su u ovom radu metodom Faradayeve tomografije promatrane dvije veoma različite okoline magnetizirane međuzvezdane tvari, turbulentna međuzvezdana tvar i sudari super-ljuski.

2 Metode i modeli međuzvezdane materije

Korišteni modeli međuzvezdane materije i pripadne magnetohidrodinamičke simulacije opisani su u potpoglavlju 2.1. U potpoglavlju 2.2 opisana je simulacija opažanja i sinkrotronskog zračenja. Nadalje, u potpoglavlju 2.3 analiziran je efekt Faradayeve rotacije polariziranog zračenja te, naposljetku, u potpoglavlju 2.4 opisane su korištene metode RM sinteze i Rolling Hough transformata.

2.1 Modeli međuzvezdane materije

2.1.1 Modeli turbulentne međuzvezdane materije

Kao model turbulentne međuzvezdane materije uzeti su rezultati simulacija opisanih u [15]. Korišteni modeli napravljeni su u okviru doktorskog rada G. Momferatosa pod supervizijom P. Lesaffrea te su stvoreni u svrhu proučavanja disipacije energije u turbulentnoj difuznoj međuzvezdanoj materiji. U okviru ovog rada korišteni su podaci o raspodjeli gustoće i iznosu magnetskog polja.

Machov broj definiran je kao omjer brzine tvari ili tijela u odnosu na brzinu zvuka u okolnoj tvari. U međuzvezdanoj materiji opažena je turbulencija s velikim rasponom Machovih brojeva, $\mathcal{M}_s = 0.1 - 10$, [5]. Tokovi tvari s Machovim brojem do $\mathcal{M}_s \sim 0.3$ mogu se aproksimirati kao nekompresibilni, ali tokove s $\mathcal{M}_s \sim 0.5$ i većim mora se tretirati kao kompresibilne. U ovom radu korišteni su modeli međuzvezdane materije s Machovim brojem 4, stoga ih se mora opisati u okviru formalizma kompresibilne magnetohidrodinamičke turbulencije.

U formalizmu kompresibilne hidrodinamike perturbacije gustoće, brzina i tlaka putuju izentropijskom brzinom zvuka tvari

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}}, \quad (2.1)$$

gdje je R univerzalna plinska konstanta, M molarna masa plina, a γ adijabatski indeks. Odabrana molarna masa je jednaka molarnoj masi vodika $M \approx 1$, a odabrani adijabatski indeks jednak je adijabatskom indeksu monoatomnog plina $\gamma = 5/3$. Machov broj kompresibilnog toka je tada jednak

$$\mathcal{M}_s = \frac{u_0}{c_s}. \quad (2.2)$$

Može se definirati i Alfvénski Machov broj kao omjer prosječne brzine i prosječne Alfvénove brzine,

$$\mathcal{M}_a = \frac{u_0}{v_a}, \quad v_a = \frac{|\mathbf{B}_0|}{\sqrt{4\pi\rho}}, \quad (2.3)$$

gdje veličina $|\mathbf{B}_0|$ označava prosječno magnetsko polje. U ovom radu korišteni su modeli s Machovim brojem 4 te Alfvénkim Machovim brojem 1. To znači da su tokovi supersonični i trans-Alfvénski.

Prema [15] kompresibilna magnetohidrodinamička turbulencija opisuje se sljedećim sustavom jednadžbi

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (2.4)$$

$$\rho (\partial_t \mathbf{u} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}) = -\nabla p + \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \left(\zeta + \frac{1}{3} \mu \right) \nabla \nabla \cdot \mathbf{u}, \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} \partial_t \left(\frac{1}{2} \rho \mathbf{u}^2 + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} + \rho e \right) = \\ = -\nabla \cdot \left(\mathbf{u} \left(\frac{1}{2} \rho \mathbf{u}^2 + h \right) + \mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\sigma} - \kappa \nabla T + \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \frac{\eta}{4\pi} \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}) \right), \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\partial_t \mathbf{B} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (2.7)$$

Uz pretpostavku da je plin izotermalan ili pretpostavku idealnog plina,

$$p = (\gamma - 1) \rho e, \quad (2.8)$$

sustav jednadžbi je potpun. Jednadžba kontinuiteta (2.4) opisuje očuvanje mase te povezuje gustoću tvari ρ i polje brzina \mathbf{u} . Nadalje, Navier-Stokesova jednadžba (2.5) opisuje očuvanje impulsa te veže gustoću tvari ρ , polje brzina \mathbf{u} , tlak p , gustoću struje \mathbf{J} i magnetsko polje \mathbf{B} . Zatim, jednadžba očuvanja energije (2.6) na svojoj lijevoj strani daje vremensku promjenu ukupne energije. U račun ukupne energije ulaze kinetička $\rho \mathbf{u}^2/2$, energija magnetskog polja $\mathbf{B}^2/8\pi$ i unutarnja energija plina ρe . U jednadžbi 2.6, $h = e + p/\rho$ označava entalpiju, a T temperaturu. Naposljetku, izrazom 2.7 dana je jednadžba indukcije. Parametri koji opisuju svojstva tvari su μ koeficijent dinamičke viskoznosti smicanja, ζ koeficijent volumne viskoznosti, η otpornost, κ koeficijent termalne difuzije i adijabatski indeks γ .

Mnogi djelomično ionizirani oblaci međuzvezdanog plina okarakterizirani su niskim stupnjem ionizacije (potpoglavlje 1.1). Stoga, najprikladniji opis djelomično ioniziranog plina je pomoću modela dva fluida. On se sastoji od jednog seta jednadžbi za neutralnu i drugog za ioniziranu komponentu plina. Da bi se opisala neutralna komponenta potrebno je u prethodnom sustavu jednadžbi zanemariti jednadžbu indukcije i sve članove koji opisuju interakciju s magnetskim poljem. Naposljetku, u jednadžbu indukcije ionizirane komponente dodaje se član ambipolarne difuzije, $(\gamma\rho)^{-1}\nabla \times ((\mathbf{j} \times \mathbf{b}) \times \mathbf{b})$, gdje je $\mathbf{b} = \mathbf{B}/\sqrt{4\pi\rho}$ Alfvénova brzina, a $\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{b}$. Taj član opisuje difuziju magnetskih silnica uslijed *drifta* iona i neutralnih čestica.

Reynoldsov broj mjeri relativnu važnost nelinearne advekcije $(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u}$ i viskoznog člana $\nu\nabla^2\mathbf{u}$ te je definiran kao $Re = UL/\nu$. U i L označavaju referentnu brzinu i duljinu kojima se reskalira Navier-Stokesova jednadžba (2.5), dok $\nu = \mu/\rho$ označava kinematičku viskoznost fluida. Referentna duljina L je tipična prostorna skala toka na kojoj se događa injekcija energije, dok je referentna brzina tipična razlika brzina toka na skalama L . Tok s niskim Reynoldsovim brojem je gladak, laminaran tok, dok povećanjem Reynoldsovog broja dolazi do pojave nestabilnosti te laminaran tok prelazi u turbulentni režim. Tok s veoma visokim Reynoldsovim brojem možemo smatrati potpuno razvijenom turbulencijom. Tipična vrijednost Reynoldsovog broja u toplom djelomično ioniziranom plinu je $Re \sim 10^5$, dok su karakteristična duljina i brzina jednake $L = 50 \text{ pc}$ i $U = 10 \text{ km s}^{-1}$, [4]. Nažalost, simulacije ne mogu postići dovoljno visoke Reynoldsove brojeve zbog računalnih ograničenja. Stoga, korišteni modeli imaju raspon Reynoldsovih brojeva $5.6 \times 10^2 - 3.6 \times 10^4$. Donju granicu raspona određuje uvjet da se turbulencija ne razvija ukoliko Re nije značajno veći od 100. Slijedi da kinematičke viskoznosti u modelima iznose $4.2 \times 10^{21} - 2.8 \times 10^{23} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, dok je očekivana kinematička viskoznost toplog djelomično ioniziranog plina $\lesssim 10^{21} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

Slično Reynoldsovom broju definiramo magnetski Reynoldsov broj $Re_M = UL/\eta$, gdje je η otpornost. On mjeri relativnu važnost advekcije $\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{b})$ i Ohmske difuzije $\eta\nabla^2\mathbf{b}$ u dinamici magnetskog polja opisanoj reskaliranom jednadžbom indukcije (2.7). Tokovima s niskim magnetskim Reynoldsovim brojem dominira Ohmska difuzija energije, dok u slučaju visokog magnetskog Reynoldsovog broja dominira advekcija. U toplom djelomično ioniziranom plinu vrijednost magnetskog ili Alfvénovog Reynoldsovog broja je $Re_M \sim 10^{20}$. Za vrijednost Re_M koja se može postići simulaci-

jama vrijede ista računalna ograničenja kao i za Re . Stoga, on u korištenim modelima iznosi $5.6 \times 10^2 - 1.4 \times 10^5$. Otpornost tvari tada iznosi $1.1 \times 10^{21} - 2.8 \times 10^{23} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, dok se u toplom neutralnom plinu očekuje otpornost reda veličine $\sim 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

Budući da su u magnetohidrodinamičkim jednadžbama prisutne i viskoznost i otpornost, može se uvesti još i magnetski Prandtlov broj

$$Pr = \frac{\nu}{\eta}. \quad (2.9)$$

On mjeri relativnu važnost viskoznosti spram otpornosti. U fluidu s velikim Prandtlovim brojem viskozna difuzija polja brzina je jača od Ohmske difuzije magnetskog polja. Zbog već spomenutih računalnih ograničenja korišteni modeli imaju Prandtlove brojeve u rasponu $1 - 16$, dok je očekivani Prandtlov broj, Pr , u toplom djelomično ioniziranom plinu $\sim 10^{15}$. To uzrokuje prenaplašenu Ohmsku difuziju magnetskog polja spram viskozne difuzije polja brzina.

Vrijedi spomenuti i vremensku skalu prijenosa energije s velikih na manje skale toka definiranu izrazom $t_L = \sqrt{3} \frac{L}{v}$. Za očekivanu karakterističnu duljinu i brzinu turbulentnog toka u toplom neutralnom plinu, očekuje se vremenska skala $t_L = 8.4 \text{ Myr}$.

Kao što je već spomenuto veličina modela iznosi $50 \text{ pc} \times 50 \text{ pc} \times 50 \text{ pc}$. Temperatura i brojčana gustoća toplog djelomično ioniziranog plina u modelima odabrane su u skladu s vrijednostima u toplom neutralnom plinu (potpoglavlje 1.1.1) te iznose 5000 K i 0.6 cm^{-3} . Stoga, očekivani su Machovi brojevi $\mathcal{M}_s \approx 1$ i Alfvénski Machovi brojevi $\mathcal{M}_a \approx 20$. Usporedbom Machovih brojeva sadržanih u modelu i očekivanih može se primijetiti značajno odstupanje modela od uvjeta u djelomično ioniziranom toplom plinu. Isto tako, već spomenuta računalna ograničenja uzrokuju prenaplašen utjecaj Ohmske difuzije magnetskog polja spram viskozne difuzije polja brzina. Koristeći već navedene vrijednosti gustoće te referentne brzine dobiva se apsolutna vrijednost prosječnog turbulentnog magnetskog polja $|\mathbf{B}_0| \approx 38 \mu\text{G}$. Stoga, magnetsko polje skalirano je uvjetom $\mathcal{M}_a = 20$ na $1.9 \mu\text{G}$. Razmatraju se i dva modela s nametnutim homogenim globalnim magnetskim poljem B_{ext} skaliranim na 1.9 to jest $3.8 \mu\text{G}$ u smjeru okomitom na doglednicu.

2.1.2 Modeli sudara super-ljuski

U ovom radu korišten je model sudara super-ljuski čija je simulacija opisana u radu, [16]. Simulacije su nastale u okviru kolaboracije bazirane na CEA, Paris-Saclay institutu u svrhu proučavanja uloge magnetskog polja na fragmentaciju i širenje super-ljuski. U svrhu simuliranja mjere Faradayeve rotacije u svakoj točki korišteni su podaci o raspodjeli gustoće i iznosu magnetskog polja duž doglednice. Novost u odnosu na prijašnje radove je što taj trodimenzionalni model sadrži i turbulentna gibanja međuzvezdane tvari i efekte galaktičkog polja s turbulentnom komponentnom. On opisuje inercijalni raspon skala turbulencije, tj. širenje super-ljuske, njezinu fragmentaciju i, naposljetku, sudar sa susjednom super-ljuskom. Korištene hidrodinamičke jednadžbe jednake su onima u potpoglavlju 2.1.1.

Razmatran je sferični šok-val koji se hladi, stanjuje i radijalno decelerira. Super-ljuske stvorene su termalnim i kinetičkim utjecajem asocijacija OB zvijezda. U simulaciji to je aproksimirano jednoliko raspoređenom ukupnom emitiranom termalnom energijom i masom 30 zvijezda na nekoliko ćelija unutar sferičnog područja radijusa 5 pc. Veličina konačnog modela sudara super-ljuski jest $200 \text{ pc} \times 200 \text{ pc} \times 200 \text{ pc}$. Vremenski ovisni efekti zvjezdanih vjetrova i supernovi uključeni su u simulaciju u dvije regije na rubovima domene, dok radijativni efekti nisu. To je opravdano činjenicom da su jednodimenzionalni modeli pokazali da je šok-fronta uvijek ispred fronte zračenja. Isto tako, nije uključeno ni samoprivlačenje plina. Zagrijavanje je modelirano uključivanjem efekata fotoionizacije plina i fotoelektričnog efekta na česticama prašine, dok je hlađenje posljedica emisije atomskih linija. Uz pretpostavku solarnog metaliciteta, najvažniji za hlađenje u korištenom modelu su atomi kisika i ugljika.

Početno uređeni tok tvari se razvija u turbulenciju pod utjecajem nekoliko vrsta hidrodinamičkih nestabilnosti:

- **Vishniacova nestabilnost** je uzorkovana činjenicom da je termalni tlak u unutrašnjosti super-ljuske izotropan, dok je tlak s vanjske strane ljuske, uzrokovan gibanjem kroz fluid, uvijek okomit na površinu super-ljuske. Za adijabatski eksponent γ veći od 1, male nepravilnosti na površini šok-vala rastu te prenose impuls iz radijalnog u tangencijalni smjer.
- **Rayleigh-Taylorova nestabilnost** je posljedica nestabilnosti toka kada je nje-

gova akceleracija u smjeru suprotnom gradijentu gustoće toka. Tada tok tada postaje nestabilan i paketi gušćeg fluida ulaze u rjeđi. Magnetsko polje okomito na gradijent gustoće stabilizira perturbacije do kritične valne duljine, $\lambda_c = \frac{B_{\perp}^2}{a(\rho_1 - \rho_2)}$. B_{\perp} označava jakost okomite komponente magnetskog polja, a iznos akceleracije, a $\rho_{1,2}$ gustoće fluida na različitim stanama fronte šok-vala.

- **Termalna nestabilnost** koja nastaje kada se perturbacija u fluidu kreće u smjeru suprotnom gradijentu hlađenja. U slučaju tankog, decelerirajućeg šok-vala koji se hladi najčešće je posljedica kondenzacije ili promjene tlaka.
- **Kelvin-Helmholtzova nestabilnost** koja nastaje na dodirnoj plohi dva fluida s različitim tangencijalnim brzinama. U slučaju šok-vala ona je uzrokovana već nastalim perturbacijama. Magnetsko polje okomito na gradijent brzina stabilizira modove među kojima je razlika brzina manja od Alfvénove brzine.

U korištenom modelu turbulencija je uvedena pomoću polja brzina stvorenog inverznim Fourierovim transformatom četiri valna broja $k = 1 - 4$ s nasumičnim fazama. To polje brzina nametnuto je na početno homogenu gustoću fluida s homogenim magnetskim poljem od $5 \mu\text{G}$ u smjeru okomitom na os sudara. Prosječni Machov broj toka jednak je 1, stoga postoji ekviparticipacija termalne i turbulentne kinetičke energije. Homogena brojčana gustoća vodika prije razvoja turbulencije i evolucije super-ljuske jest 1 cm^{-3} , a temperatura 8000 K . Pretpostavljeni metalicitet jest solarni, a adijabatski indeks jednak $5/3$. Vrijeme evolucije simulacije $t \simeq 7 \text{ Myr}$ značajno je manje od vremena potrebnog da turbulencija uđe u disipativni režim $t_{cr} \simeq 86 \text{ Myr}$, stoga u simulaciju nije uključen mehanizam injekcije energije. Rubni uvjeti su otvoreni, što znači da su gradijenti svih polja veličina jednaki 0 na rubovima simulacije.

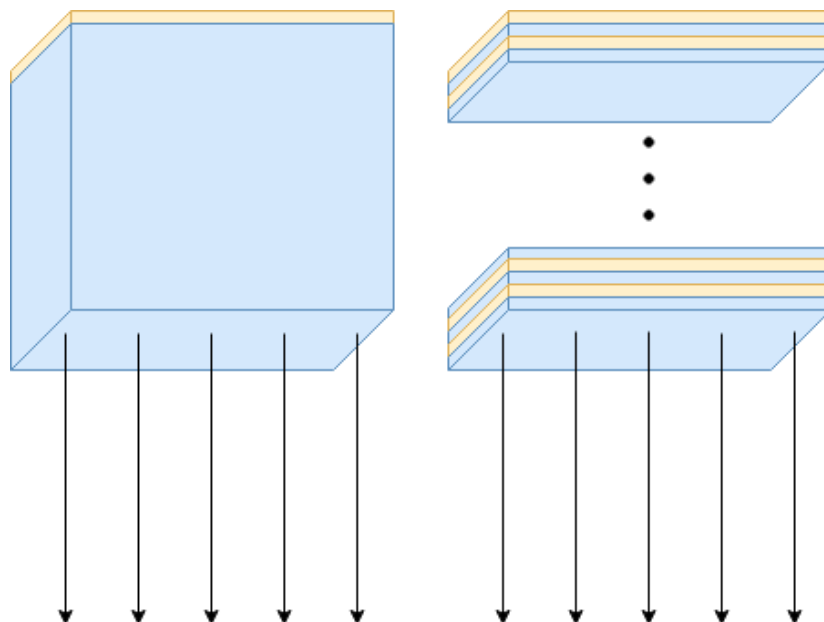
2.2 Simulirano zračenje

U ovom potpoglavlju dan je opis simulacije polarimetrijskih opažanja kasnije analiziranih metodama RM sinteze (potpoglavlje 2.4.1) i Rolling Hough transformata (potpoglavlje 2.4.2).

Simulacija opažanja započinje generiranjem kocke, dimenzija originalnog modela, koja u svakom pikselu sadrži mjeru Faradayeve rotacije koju bi iskusilo zračenje

emitirano u toj točki. Korišteni su gotovi rezultati simulacija opisanih u potpoglavlju 2.1, specifično podaci o gustoći elektrona i iznosu polja duž doglednice u svakoj točki promatranog prostora. Mjera Faradayeve rotacije u svakoj točki prostora se tada računa prema formuli 2.22 (više o efektu Faradayeve rotacije u potpoglavlju 2.3). Nadalje, odabiru se raspon i kutna rezolucija na kojima simuliramo opažanja. Zatim se simulira zračenje na način opisan u nastavku ovog potpoglavlja koje biva zarotirano Faradayevim efektom. Naposljetku se dodaju šum i efekti odgovora teleskopa. Tako simulirana opažanja transformiraju se metodom RM sinteze (opisana u potpoglavlju 2.4.1) iz prostora frekvencija u prostor Faradayevih dubina.

Simulirana su promatranja na rasponu frekvencija 115 – 170 MHz, frekventne rezolucije 0.2 MHz. Raspon i rezolucija odabrani su u skladu s karakteristikama mjerenja visoko-frekventnih antena (eng. High-band Antennae, HBA) LOFAR radio teleskopa (eng. LOw Frequency ARray), [13]. Korištena je aproksimacija *ravnog neba*, to jest u obzir nisu uzeti efekti konačnog prostornog kuta zraka svjetlosti. Nadalje, pretpostavljeno je da modeli međuzvezdane materije imaju kutnu veličinu $5^\circ \times 5^\circ$, dok je funkcija teleskopa (eng. Point Spread Function, PSF) simulirana 2D Gausi-
anom, veličine $3' \times 3'$. Ponovno, veličine vidnog polja i funkcije teleskopa odabrani su u skladu s karakteristikama HBA stanica LOFAR teleskopa.



Slika 2.1: Na slici su shematski prikazana dva simulirana slučaja zračenja. Žuta boja označava frontu zračenja, dok plava označava Faraday-rotirajuću materiju.

U radioastronomiji intenzitet na danoj frekvenciji, $I(\nu)$, (emitirana energija po

jedinici vremena po prostornom kutu po jedinici površine i frekvencije) se često izražava pomoću temperature sjaja,

$$T_b(\nu) = \frac{c^2}{2k_B\nu^2}I(\nu). \quad (2.1)$$

Veza između temperature sjaja i koeficijenta emisije na danoj frekvenciji (emitirana energija po jedinici vremena po prostornom kutu po jedinici volumena) u jedinicama temperature sjaja dana je izrazom

$$T_b(\nu) = \int j_b(\nu)ds, \quad (2.2)$$

gdje je ds diferencijal udaljenosti, a integral je izvrijednjen duž doglednice. Sinkrotronsko zračenje tada je simulirano na dva načina shematski prikazana na slici 1.3. U prvom slučaju ono je simulirano frontom koja direktno nalijeće na Faraday rotirajući međuzvezdanu materiju. Cijela fronta zračenja ima jednak nasumični početni kut polarizacije koji se prolaskom kroz Faraday rotirajuću meateriju zakreće, dok je odabrani spektar pozadinskog polariziranog zračenja, $T_b^{pol} = T_{b0}^{pol} \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-2.5}$, to jest $I_{pol}(\nu) = I_{pol0} \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-0.5}$, jednak mjerenjima unutar Mliječnog puta (potpoglavlje 1.4). Također, mjerenja polarizirane temperature sjaja daju vrijednosti T_{b0}^{pol} reda veličine ~ 1 K, [17], što za $\nu_0 = 150$ MHz i već spomenuti oblik funkcije teleskopa odgovara $I_{pol0} \approx 1$ mJy PSF⁻¹. U drugom slučaju osim pozadinskog zračenja, identičnog kao i u prvom slučaju, u svakom komadu međuzvjedanog prostora se emitira sinkrotronsko zračenje. Uz pretpostavke izotropnosti kuta nagiba i brzine kozmičkih zraka, dobiva se stupanj polarizacije sinkrotronske emisije,

$$p = \frac{\gamma + 1}{\gamma + 7/3}. \quad (2.3)$$

Tada izraz za koeficijent polarizirane sinkrotronske emisije (preuzet iz [18]) glasi

$$j_{b,pol}(\nu) = C_{b,pol} \left(\frac{2\pi m_e c}{3e}\right)^{-(\gamma-1)/2} n_{cr} B_{\perp}^{(\gamma+1)/2} \nu^{-(\gamma+3)/2}, \quad (2.4)$$

gdje je

$$C_{b,pol} = \frac{\sqrt{3}e^3}{32\pi m_e k_B} \Gamma\left(\frac{\gamma}{4} - \frac{1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{\gamma}{4} + \frac{7}{12}\right). \quad (2.5)$$

Kut polarizacije emitiranog zračenja okomit je na komponentu magnetskog polja u

ravnini neba (potpoglavlje 1.4).

Nadalje, izabire se spektralni indeks elektrona kozmičkog zračenja $\gamma = 2$ (potpoglavlje 1.4). Gustoća elektrona kozmičkih zraka, n_{cr} , spektra $f(E) \propto E^{-\gamma}$ za model turbulentne međuzvjezdane tvari odabrana je prema [18] te glasi $n_{cr} \simeq 1.4 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^{-3}$, dok je za model sudara super-ljuski odabrana gustoća jednaka solarnoj, $n_{cr} \simeq 6.4 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$. Veća gustoća kozmičkih elektrona u modelu sudara super-ljuski opravdana je činjenicom da one nastaju eksplozijama supernovi asocijacija zvijezda. Zbog nedostatka podataka o iznosu i smjeru magnetskog polja u ravnini neba za model sudara super-ljuski vrijednost $B_{\perp} = 2B_z$ je izabrana uz korištenje pretpostavke izotropnosti magnetskog polja. Slično, izabran je nasumični i jednolik kut polarizacije emitiranog sinkrotronskog zračenja u cijelom modelu. Stokes Q i U parametri (dodatak A) u jedinicama temperature sjaja se tada dobivaju integracijom sljedećih izraza duž doglednice.

$$\begin{aligned} j_b^Q &= j_{b,pol} \cos 2\Phi \\ j_b^U &= j_{b,pol} \sin 2\Phi \end{aligned} \tag{2.6}$$

Dobiveni spektar simuliranog sinkrotronskog zračenja je ponovno oblika

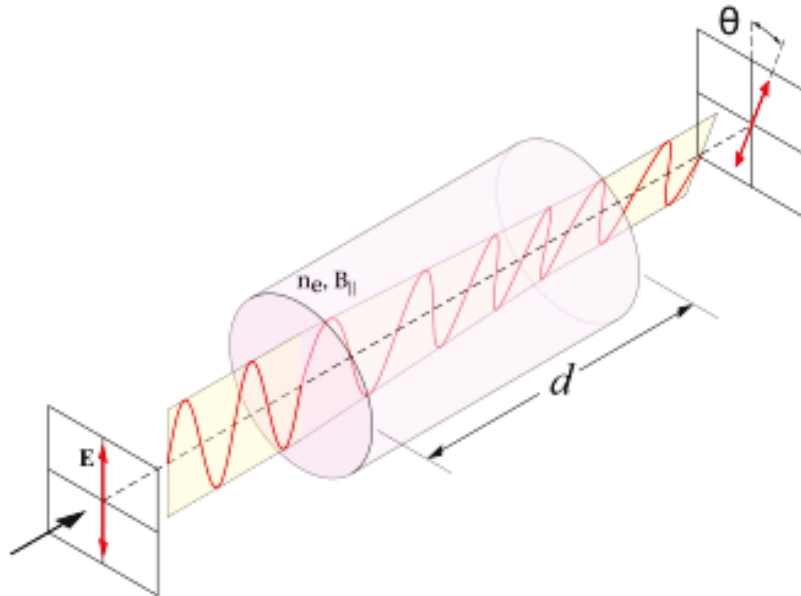
$$T_b^{pol} = T_{b0}^{pol} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-2.5}, \text{ odnosno } I_{pol}(\nu) = I_{pol0} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-0.5}.$$

Nakon prolaska zračenja kroz model magnetizirane, ionizirane međuzvjezdane materije i Faradayeve rotacije zračenja (opisana u potpoglavlju 2.3), na podatkovne kocke Stokes Q i U veličina dodaje se šum. On ima karakteristike termalnog šuma, to jest Gaussianski je, te je njegov intenzitet odabran tako da je nakon obrade metodom RM sinteze u Faradayevom prostoru 4 puta manji od signala u polariziranom intenzitetu, [13]. Nakon konvolucije takvih podatkovnih kocaka s pretpostavljenom funkcijom teleskopa dobivaju se polarizirani intenzitet te vrijednosti Stokes Q i U parametara na svakoj frekvenciji.

2.3 Faradayeva rotacija

Udio linearno polariziranog zračenja daje informaciju o jakosti homogene komponente magnetskog polja na velikim skalama, [8]. Doduše, prisutnost turbulencije u međuzvjezdanoj materiji uzrokuje da udio linearno polariziranog zračenja značajno varira na malim skalama. Stoga se jakost homogene komponente magnetskog polja

može odrediti isključivo na skalama kiloparseka. Na skalama reda veličine parseka svojstva ionizirane magnetirane međuzvezdane materije se najčešće ispituju pomoću efekta Faradayeve rotacije.



Slika 2.2: Na slici je shematski prikazana promjena kuta polarizacije linearno polariziranog zračenja u magnetiziranoj ioniziranoj materiji uslijed Faradayevog efekta. Slika je preuzeta s [19].

Faradayev efekt ili Faradayeva rotacija je magneto-optički fenomen (shematski prikazan na slici 2.2) do kog dolazi pri propagaciji elektromagnetskog vala kroz magnetiziranu materiju uz prisutnost električnog naboja. Električna komponenta zračenja kružno polarizirane svjetlosti rotira na frekvenciji zračenja suprotno smjeru kazaljke na satu za desno-kružno polariziranu svjetlost ili u smjeru kazaljke na satu za lijevo-kružno polariziranu svjetlost. Tada, u magnetiziranoj i ioniziranoj materiji električna komponenta zračenja vrši silu na nabijene čestice. Tako nastalo gibanje je kružno i inducira magnetsko polje. Ovisno o polarizaciji svjetlosti inducirano polje je u smjeru ili u suprotnom smjeru prostiranja zračenja. Propagacija vala u takvim uvjetima je složen problem s različitim modovima titranja i prekidima u energiji.

Slijedeći [8], promatran je samo slučaj u kojem su frekvencije zračenja iznad svih rezonanci, ali dovoljno niske da se interakcija slobodnih elektrona u plazmi s magnetskim poljem ne može zanemariti. S obzirom da je Faradayev efekt značajno veći u smjeru magnetskog polja, promatran je samo taj slučaj.

Promatrana je plazma vodljivosti σ u vanjskom magnetskom polju, s dielektričnom konstantom ε i permeabilnosti μ . Električne konstante materijala ε , μ i σ moraju se

tretirati kao tenzorske veličine, no odabere li se mali kut između smjera propagacije zračenja i vanjskog magnetskog polja te dovoljno visoka frekvencija, može ih se smatrati skalarnim veličinama. Zbog male mase, gibanje elektrona je nekoliko redova veličine značajnije od gibanja pozitivnih iona, stoga se samo njih uzima u obzir. Jednadžba gibanja elektrona u magnetskom polju \mathbf{B} je tada

$$m\dot{\mathbf{v}} = m\ddot{\mathbf{r}} = -e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B} \right). \quad (2.7)$$

Odabere li se $\mathbf{B} = B\hat{z}$, jednadžba gibanja elektrona, 2.7, poprima oblik

$$\begin{aligned} \ddot{r}_x + \frac{e}{mc} B \dot{r}_y &= -\frac{e}{m} E_x, \\ \ddot{r}_y - \frac{e}{mc} B \dot{r}_x &= -\frac{e}{m} E_y. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Uvođenjem supstitucija $r_{\pm} = r_x \pm ir_y$ i $E_{\pm} = E_x \pm iE_y$, sustav jednadžbi 2.8 postaje

$$\ddot{r}_{\pm} \mp i \frac{e}{mc} B \dot{r}_{\pm} = -\frac{e}{m} E_{\pm}. \quad (2.9)$$

Ovisno o predznaku člana $i(e/mc)B\dot{r}$ razlikuju se rješenja s energijama E_+ i E_- te ih se može interpretirati kao kružno polarizirane valove. Zatim, korištenjem Ansatza $E_{\pm} = A \exp(i(k_{\pm}z - \omega t))$ s realnim A dobivaju se rješenja

$$r_{\pm} = r_0 e^{i(k_{\pm}z - \omega t)}, \quad (2.10)$$

gdje je r_0 općenito kompleksna veličina. Tada su

$$\begin{aligned} r_{\pm} &= \frac{-\frac{e}{m}}{-\omega^2 \mp \frac{e}{mc} B \omega} E_{\pm}, \\ \dot{r}_{\pm} &= \frac{i \frac{e}{m}}{-\omega^2 \mp \frac{e}{mc} B \omega} \omega E_{\pm}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Zatim se pomoću izraza 2.11 dobiva gustoća struje,

$$|\mathbf{J}| = n_e e \dot{r}_{\pm} = i \frac{n_e e^2}{m (\omega \pm \frac{e}{mc} B)} E_{\pm} = \sigma_{\pm} E_{\pm}. \quad (2.12)$$

Može se vidjeti da je vodljivost σ isključivo imaginarna veličina.

Rezonantna frekvencija, ω_c , naziva se ciklotronska frekvencija te je jednaka

$$\begin{aligned}\omega_c &= \frac{e}{mc}B, \\ \nu_c &= \frac{e}{2\pi mc}B.\end{aligned}\tag{2.13}$$

U rezonanciji frekvencija elektromagnetskog vala jednaka je frekvenciji kruženja elektrona u magnetskom polju. Tada $|\sigma_-| \rightarrow \infty$ te se val s energijom E_- ne propagira. Prema [8] disperzijska relacija elektromagnetskog vala u vodljivoj tvari je

$$k^2 = \frac{\mu\varepsilon\omega^2}{c^2} \left(1 + i \frac{4\pi\sigma}{\omega\varepsilon} \right).\tag{2.14}$$

Koristi li se izraz za frekvenciju plazme, koja označava mjeru pokretljivosti fermionskog plina, $\omega_p^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m_e}$ te $\varepsilon \simeq 1$, $\mu \simeq 1$ i σ_{\pm} iz jednadžbe 2.12 dobiva se

$$k_{\pm}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \pm \omega_c)} \right).\tag{2.15}$$

Indeks loma $n = \frac{c}{\omega}k$ je tada

$$n_{\pm}^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \pm \omega_c)}.\tag{2.16}$$

Posljedica različitog indeksa loma za modove energija E_+ i E_- su različite brzine propagacije, $v_{\pm} = c/n_{\pm}$, lijevo i desno kružno polariziranih valova. Stoga, relativna razlika u fazi između dva moda nakon prevaljene udaljenosti Δz iznosi

$$2\Delta\theta = (k_+ - k_-) \Delta z.\tag{2.17}$$

Linearno polariziranu svjetlost može se promatrati kao superpoziciju lijevo i desno kružno polarizirane svjetlosti (više u dodatku A). Prolazak vala svjetlosti kroz područje magnetizirane plazme debljine Δz uzrokuje promjenu kuta polarizacije $\Delta\theta$. Razvije li se sada izraz za valne brojeve lijeve i desne kružne polarizacije (jednadžba 2.15) u red uz uvjete $\omega \gg \omega_c$ i $\omega \gg \omega_p$, dobiva se

$$\Delta\theta = \frac{\omega_p^2 \omega_c}{2c\omega^2} \Delta z = \frac{2\pi n_e e^3 B}{m^2 c \omega^2} \Delta z.\tag{2.18}$$

Za područje konačne debljine s gustoćom elektrona $n_e(z)$ i magnetskim poljem $B_{||}(z)$

dobiva se promjena kuta polarizacije

$$\Delta\theta = \frac{e^3}{2\pi m^2 c \nu^2} \int_0^L B_{\parallel}(z) n_e(z) dz. \quad (2.19)$$

Uvrste li se sada vrijednosti konstanti u uobičajenim mjerenim jedinicama, izraz za promjenu kuta linearno polariziranog zračenja glasi

$$\frac{\Delta\theta}{\text{rad}} = 0.81 \left(\frac{\lambda}{\text{m}} \right)^2 \int_0^{L/\text{pc}} \left(\frac{B_{\parallel}}{\mu\text{G}} \right) \left(\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right) d \left(\frac{z}{\text{pc}} \right). \quad (2.20)$$

Parametrizacijom kuta polarizacije kao

$$\theta = \theta_0 + RM \cdot \lambda^2, \quad (2.21)$$

gdje su λ valna duljina svjetlosti, RM mjera Faradajeve rotacije, a θ_0 intrinzični kut polarizacije emitiranog sinkrotronskog zračenja, dobiva se mjera Faradayeve rotacije (eng. Rotation Measure, RM). Ona je proporcionalna integralu po putu duž doglednice (eng. line-of-sight, LoS) umnoška gustoće elektrona n_e i jakosti paralelne komponente magnetskog polja B_{\parallel} ,

$$\left(\frac{RM}{\text{rad m}^{-2}} \right) = 0.81 \int_{\text{LoS}} \left(\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right) \left(\frac{B_{\parallel}}{\mu\text{G}} \right) \left(\frac{dl}{\text{pc}} \right). \quad (2.22)$$

Ukoliko se vektor magnetskog polja zarotira za dovoljno velik kut da se B_{\parallel} značajno promijeni ili čak promijeni predznak duž doglednice, procijenjena vrijednost jakosti magnetskog polja pomoću RM-a bit će mnogo manja od stvarne. Isto vrijedi i u slučaju da su n_e i B_{\parallel} antikorelirani.

Ako su regije u kojima dolazi do sinkrotronske emisije i Faradayeve rotacije isprepletene, relacija dana jednadžbom 2.21 ne vrijedi. Tada svaku komponentu RM-a duž doglednice zovemo Faradayevom dubinom i označavamo s ϕ . Svaka Faradayeva dubina doprinosi ukupnoj rotaciji kuta polarizacije s $\phi \cdot \lambda^2$. Da bi se razvezale konjugirane veličine λ^2 i ϕ koristi se modificirani Fourierov transformat, to jest metoda RM sinteze (eng. Rotation Measure synthesis) opisana u potpoglavlju 2.4.1.

2.4 Metode

2.4.1 RM sinteza

Polarimetrijska mjerenja na radio frekvencijama bitna su opažačka metoda pri istraživanju galaktičkog i van-galaktičkog magnetskog polja (potpoglavlje 1.3). Slijedeći članak [20] opisana je metoda obrade i interpretacije polarimetrijskih mjerenja, tzv. metoda RM sinteze (eng. Rotation Measure Synthesis, RM Synthesis).

Teorijski dobiven stupanj polarizacije sinkrotronske svjetlosti dan je formulom 2.3. Za korištenu vrijednost spektralnog indeksa zračenja, navedenu u potpoglavlju 1.4, stupanj polarizacije emitiranog sinkrotronskog zračenja iznosi 69%. On ne ovisi o frekvenciji, no mjerenja polarizacije sinkrotronskog zračenja pokazuju nagli pad stupnja polarizacije s porastom valne duljine, [21]. Na valnim duljinama od ~ 2 m prosječan stupanj polarizacije iznosi 1 – 2%. Predloženi mehanizam depolarizacije jest upravo diferencijalna Faradayeva rotacija opisana u potpoglavlju 2.3.

Slijedi li se već spomenuta diferencijacija između RM-a i Faradayeve dubine ϕ (potpoglavlje 2.3), može se definirati Faradayeva dubina izvora zračenja kao

$$\left(\frac{\phi}{\text{rad m}^{-2}} \right) = 0.81 \int_{\text{izvor}}^{\text{promatrač}} \left(\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right) \left(\frac{B_{\parallel}}{\mu\text{G}} \right) \left(\frac{dl}{\text{pc}} \right). \quad (2.23)$$

Pozitivna Faradayeva dubina znači da je prosječno magnetsko polje koje osjeća to zračenje u smjeru prema promatraču, dok negativna da je u suprotnom. Uz tako definiranu Faradayevu dubinu RM je jednak

$$RM = \frac{d\theta(\lambda^2)}{d\lambda^2}, \quad (2.24)$$

a kut polarizacije iznosi

$$\theta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{U}{Q}, \quad (2.25)$$

(potpoglavlje 2.3, dodatak A). Nadalje, uvodi se kompleksna gustoća toka polariziranog zračenja po jedinici prostornog kuta promatranog objekta po jedinici Faradayeve dubine, $F(\phi)$, definirana jednadžbom

$$P(\lambda^2) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\phi) e^{2i\phi\lambda^2} d\phi, \quad (2.26)$$

gdje je $P(\lambda^2)$ kompleksna gustoća toka polariziranog zračenja po jedinici prostornog

kuta. P se može zapisati kao

$$P = ||p||Ie^{2i\theta}, \quad (2.27)$$

to jest

$$P = pI = Q + iU. \quad (2.28)$$

Jednadžba 2.26 je veoma slična Fourierovom transformatu, izuzev što $P(\lambda^2)$ ima fizikalno značenje samo za $\lambda^2 \geq 0$. Stoga je jednadžbu 2.26 moguće invertirati uz korištenje određenih pretpostavki na vrijednosti P na valnim duljinama $\lambda^2 < 0$.

Jednadžba 2.26 generalizira se uvođenjem težinske funkcije $W(\lambda^2)$. Ona je različita od nule za sve λ^2 na kojima postoji mjerenje, a jednaka nuli u svim ostalim točkama, uključujući $\lambda^2 < 0$. Zahtijev da $W(\lambda^2) = 0$ za $\lambda^2 < 0$ ekvivalentan je zahtijevu da je $F(\phi)$ strogo realna funkcija. Tada je

$$\tilde{P}(\lambda^2) = W(\lambda^2)P(\lambda^2) \quad (2.29)$$

za prostorno razlučene izvore. Oznake s tildom koriste se za izmjerene i rekonstruirane veličine. Sada jednadžba 2.26 poprima oblik

$$\tilde{P}(\lambda^2) = W(\lambda^2) \int_{-\infty}^{\infty} F(\phi)e^{2i\phi\lambda^2} d\phi. \quad (2.30)$$

Uz supstituciju $\lambda^2 = \pi u$,

$$\tilde{P}(\pi u) = W(\pi u) \int_{-\infty}^{\infty} F(\phi)e^{2\pi i\phi u} d\phi \quad (2.31)$$

te se primjećuje sličnost s običnim Fourierovim transformatom. Nadalje, definira se funkcija

$$R(\phi) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} W(\pi u)e^{-2\pi i\phi u} du}{\int_{-\infty}^{\infty} W(\pi u) du}, \quad (2.32)$$

čija je norma u $\phi = 0$ jednaka jedan. Funkcija $R(\phi)$ naziva se RMSF (eng. Rotation Measure Spread Function) funkcija. Ona je općenito kompleksna, a inverz te funkcije je težinska funkcija $W(\pi u)$. Konvolucijom veličina $F(\phi)$ i $R(\phi)$, definiranih jednadžbama 2.31 i 2.32, dobiva se

$$F(\phi) * R(\phi) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{P}(\pi u)e^{-2\pi i\phi u} du}{\int_{-\infty}^{\infty} W(\pi u) du}. \quad (2.33)$$

Ponovnom supstitucijom $u = \lambda^2/\pi$ i definicijom $K = \left(\int_{-\infty}^{\infty} W(\lambda^2)d\lambda^2\right)^{-1}$, dobiva se

$$\tilde{F}(\phi) = F(\phi) * R(\phi) = K \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{P}(\lambda^2)e^{-2i\phi\lambda^2} d\lambda^2. \quad (2.34)$$

$\tilde{F}(\phi)$ označava približnu rekonstrukciju $F(\phi)$. Kvalitetu rekonstrukcije Faradayevog spektra, $F(\phi)$, određuje težinska funkcija $W(\phi)$. Manji razmak između promatranih valnih duljina smanjuje visinu sekundarnih vrhova (maksimumi RMSF funkcije na $\phi \neq 0$), dok veći raspon povećava rezoluciju u Faradayevom prostoru. Da bi dekonvolucija RMSF funkcije bila što točnija potrebno je znati frekvencijsku ovisnost odgovora teleskopa, instrumentalne polarizacije i odgovor teleskopa. Jedno od korisnih svojstava RM sinteze jest da je šum instrumenta neovisan o frekvenciji te se nalazi na Faradayevoj dubini 0. Stoga, na većim Faradayevim dubinama je signal očišćen od sistematskih grešaka neovisnih o frekvenciji.

U slučaju visokog omjera signala naspram šuma (eng. signal to noise ratio, S/N) određivanje intrinzičnog kuta polarizacije je lagano i on glasi

$$\theta_0 = \theta(\lambda_0^2) - \phi\lambda_0^2. \quad (2.35)$$

To nam omogućuje pronalazak orijentacije vektora električnog polja u izvoru. Nažalost, za slabe izvore s niskim S/N to nije moguće. Unatoč tome, metoda RM sinteze nam omogućava analizu prostorne koherencije polarizacijskih kuteva prostorno razlučenih izvora na pojedinim Faradayevim dubinama.

Tri parametra koja ograničavaju metodu RM sinteze su širina kanala kvadrata valnih duljina $\delta\lambda^2$, širina λ^2 distribucije $\Delta\lambda^2$, to jest širina spektralnog prozora, i kvadrat najmanje mjerene valne duljine λ_{min}^2 . $\delta\lambda^2$ određuje maksimalnu apsolutnu vrijednost opazivih Faradayevih dubina, $\Delta\lambda^2$ određuje rezoluciju u prostoru Faradayevih dubina, a λ_{min}^2 određuje maksimalnu skalu u prostoru Faradayevih dubina na koju je metoda osjetljiva. Širina na polovici visine distribucije (eng. full width half maximum, FWHM) glavnog vrha RMSF funkcije, skala u prostoru Faradayevih dubina na kojoj osjetljivost pada na 50% i maksimalna Faradayeva dubina na kojoj je osjetljivost veća od 50% početne su dane izrazima

$$\delta\phi \approx \frac{2\sqrt{3}}{\Delta\lambda^2}, \quad (2.36)$$

$$\Delta\phi_{max} \approx \frac{\pi}{\lambda_{min}^2}, \quad (2.37)$$

$$\|\phi_{max}\| \approx \frac{\sqrt{3}}{\delta\lambda^2}. \quad (2.38)$$

Rezolucija u Faradayevom prostoru iznosi $\delta\phi \approx 0.94 \text{ rad m}^{-2}$. Nadalje, maksimalna skala na koju je metoda RM sinteze osjetljiva iznosi $\Delta\phi_{max} \approx 1.01 \text{ rad m}^{-2}$, a maksimalna opaziva Faradayeva dubina $\|\phi_{max}\| \approx 73.38 \text{ rad m}^{-2}$.

Moguće je da se duž doglednice nalazi mnogo različitih izvora sinkrotronskog zračenja. Oni mogu biti debeli ili tanki u Faradayevoj dubini. Za izvore koji su tanki u Faradayevoj dubini vrijedi $\lambda^2\Delta\phi \ll 1$, gdje je λ valna duljina zračenja, a $\Delta\phi$ širina izvora u Faradayevoj dubini. Suprotno tome, za izvore koji su debeli u Faradayevoj dubini vrijedi $\lambda^2\Delta\phi \gg 1$. To znači da je pripadno zračenje značajno depolarizirano na valnoj duljini λ . Da bi se u potpunosti razlučile strukture debele u Faradayevom prostoru glavni vrh RMSF funkcije bi morao biti uži od $\Delta\phi_{max}$. Budući da je $2\sqrt{3} \approx \pi$, λ_{min}^2 mora biti manji od $\Delta\lambda^2$. Promotre li se ostvarene vrijednosti $\delta\phi$ i $\Delta\phi_{max}$, može se vidjeti da nije postignuta osjetljivost na strukture debele u Faradayevom prostoru.

2.4.2 Rolling Hough transform

Metoda Rolling Hough transformata (eng. Rolling Hough Transform, RHT) opisana je u članku [22]. Ona je modifikacija Houghovog transformata i naročito je pogodna za kvantitativnu analizu astronomskih podataka. RHT metoda odlikuje se time što za svaki piksel slike računa vjerojatnost da on čini dio koherentne linearne strukture. To omogućuje kvantificiranje linearnosti struktura bez zahtjeva da one čine diskretne strukture.

Prikladnim odabirom triju parametara Z , D_K i D_W odabiru se tražene linearne strukture. Parametri Z i D_W određuju minimalnu duljinu linearnih struktura, s time da odabir parametara $Z < 1$ odražava činjenicu da linearne strukture mogu biti koherentne čak iako nisu vidno povezane. Slično, tome biranje parametra D_K omogućuje odabir skale na kojoj se traže linearne strukture.

RHT metoda analizira dvodimenzionalne podatke te nije osjetljiva na prosječan intenzitet promatranog područja. Prvi korak metode jest primjena dvodimenzionalnog *top-hat* filtra, odabranog promjera D_K . Tako izglađena slika se oduzima od

originalne te nametanjem praga na vrijednosti u pikselu na 0 dobiva se *bitmap* slika. Takva slika ima vrijednosti 0 na "slobodnim", a vrijednosti 1 na "zauzetim" pikselima. Ovaj korak RHT metode označava supresiju struktura na velikim skalama.

Ravne linije se sada parametriziraju pomoću kuta normale θ_{RHT} i najmanje Euklidske udaljenosti od ishodišta,

$$\rho = x \cos \theta_{RHT} + y \sin \theta_{RHT}. \quad (2.39)$$

Zatim se slika mapira na svakom pikselu (x, y) preko kružne domene definirane promjerom D_W . Svaki piksel koji doprinosi pojedinoj liniji kroz točku $(\rho = 0, \theta_{RHT})$ se pohranjuje. Zatim, odabirom parametra Z odabiru se linije koje su "popunjene" barem $Z \cdot 100\%$. Tako selektirane linije se pohranjuju kao $R(\theta_{RHT}, x, y)$ vjerojatnosti da točka (x, y) pripada linearnoj strukturi pod kutem θ_{RHT} . U svakom smjeru, θ_{RHT} , $Z \cdot D_W$ piksela mora sadržavati signal da bi RHT metoda pohranila vjerojatnost pripadanja piksela liniji u tom smjeru.

Rezultati RHT metode kvatificiraju se pomoću veličine

$$R(\theta) = \frac{1}{\mathcal{N}} \int \int R(\theta, x, y) dx dy, \quad (2.40)$$

uvedene u članku [22]. Integral u jednadžbi 2.40 prostire se po cijeloj slici, a \mathcal{N} označava normalizacijsku konstantu definiranu s $\mathcal{N} = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} R(\theta) d\theta = 1$. Vizualizacija rezultata RHT metode se tada dobiva integracijom $R(\theta_{RHT}, x, y)$ po θ_{RHT} ,

$$R(x, y) = \int R(\theta_{RHT}, x, y) d\theta_{RHT}. \quad (2.41)$$

Nadalje, rezultate možemo vizualizirati i pomoću histograma kutne raspodjele detektiranih linija u polarnim koordinatama (jednadžba 2.40). Za izračun prosječnog kuta te širine distribucije kuteva korištena je metoda opisana u članku [24]. Svaki vrh histograma je vizualiziran kao vektor dužine $R^2(\theta) d\theta$ na proširenoj domeni od $-\pi$ do π . Tada integracijom preko cijele domene dobiva se ukupni vektor

$$S = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} R^2(\theta) e^{2i\theta} d\theta}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} R^2(\theta) d\theta}. \quad (2.42)$$

Prosječni kut detektiranih linija u odnosu na "sjever" slike se tada računa prema

formuli

$$\langle \theta_{RHT} \rangle = \frac{1}{2} \text{Arg}(S) = \frac{1}{2} \arctan 2(\text{Im}(S), \text{Re}(S)), \quad (2.43)$$

dok je širina distribucije kuteva jednaka

$$\delta\theta = \frac{1}{2} \sqrt{\ln(1/|S|^2)}. \quad (2.44)$$

3 Rezultati i diskusija

U ovom poglavlju zasebno su izloženi rezultati Faradayeve tomografije modela turbulentne međuzvjezdane materije (potpoglavlje 3.1) i modela sudara super-ljuski (potpoglavlje 3.2).

3.1 Faradayeva tomografija turbulentne međuzvjezdane materije

Faradayeva tomografija turbulentne međuzvjezdane materije mapira istovremeno djelovanje više faktora koji uzrokuju depolarizaciju:

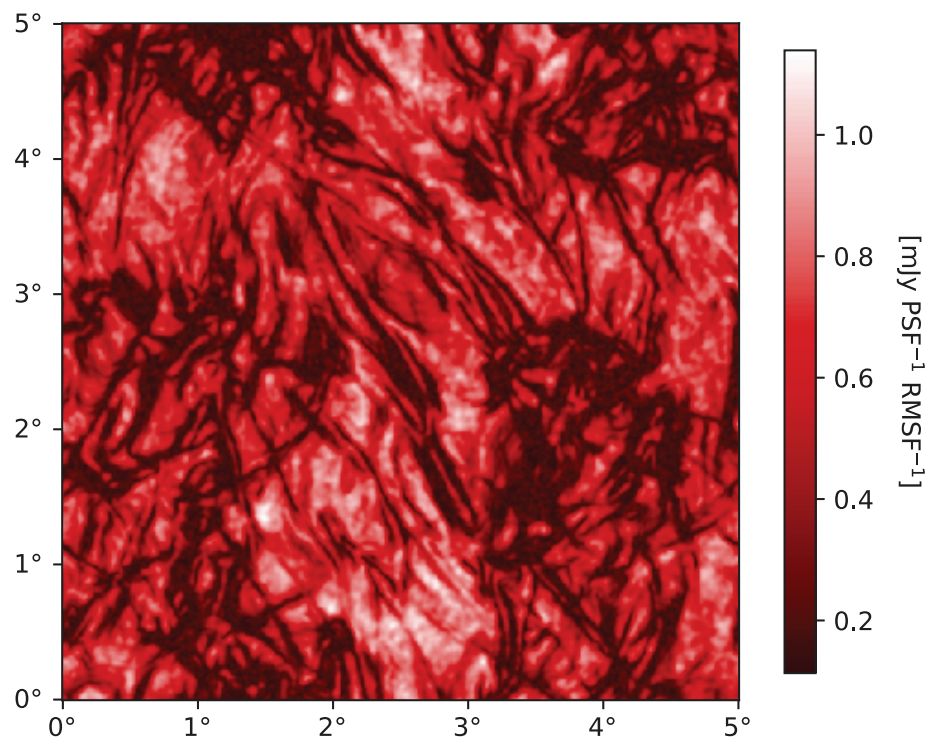
- Frekventno neovisnu depolarizaciju do koje dolazi zbog emisije sinkrotronskog zračenja u turbulentnom magnetskom polju.
- Diferencijalnu Faradayevu depolarizaciju koja značajno doprinosi ako je prisutna i homogena komponenta magnetskog polja. Tada sinkrotronsko zračenje emitirano na različitim Faradayevim dubinama se različito Faraday rotira te superpozicijom duž doglednice dolazi do djelomične frekventno ovisne depolarizacije zračenja.
- Depolarizaciju uzrokovanu konačnom rezolucijom teleskopa koja pokazuje frekventnu ovisnost.

Promatra se ovisnost depolarizacije simuliranog zračenja u ovisnosti o trima parametrima: viskoznosti, otpornosti i prisutnosti vanjskog homogenog magnetskog polja. Izuzev promatranja utjecaja tih triju parametara na iznos i svojstva slika polariziranog intenziteta, a time i RM-a, promatra se i prisutstvo ravnih depolarizacijskih kanala. Analiza se vršila na slikama maksimalnog iznosa polariziranog intenziteta u Faradayevoj dubini u svakom pikselu te korelacija istih s gustoćom stupca slobodnih elektrona. Naposljetku, korištenjem metode Rolling Hough transformata analizirana je relativna distribucija broja, kutna raspodjela i dimenzije depolarizacijskih kanala.

Kao prvi model turbulentne međuzvjezdane tvari koristili smo rezultate simulacije opisane u [15] s kinematičkom viskoznosti $\nu = \mu/\rho = 1.0 \times 10^{-3} LU$, otpornosti $\eta = 1.0 \times 10^{-3} LU$ te bez vanjskog homogenog magnetskog polja. Slijedi da Prandtllov broj iznosi 1, a Reynoldsov i magnetski Reynoldsov broj 6.2×10^3 . Model je evoluiran do $t < 0.5t_L$ (karakteristična vremenska skala objašnjena u potpoglavlju 2.1.1). Stupanj

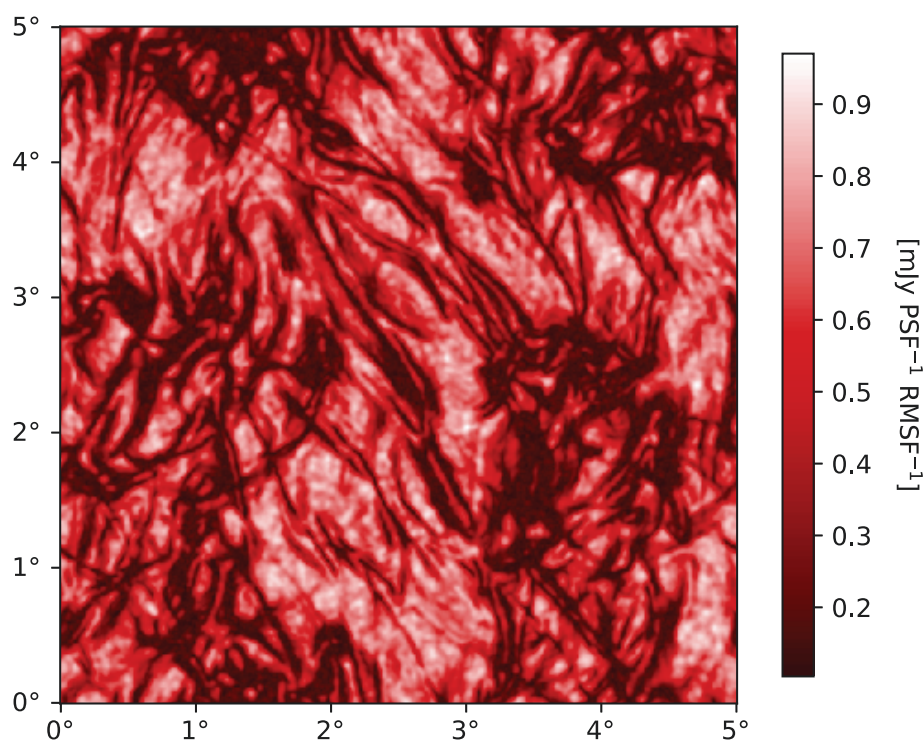
ionizacije, kao i u ostalim modelima, je jednak 10%, dok su karakteristična dužina i brzina jednake 50 pc i 10 km s^{-1} . Pretpostavljena je gustoća elektrona kozmičkih zraka jednaka $n_{cr} \simeq 1.4 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^{-3}$, dok je izbor preostalih parametara, uključujući i intenzitet pozadinskog polariziranog zračenja, pojašnjen u potpoglavlju 2.2.

Na slici 3.1 nalazi se slika maksimalnog intenziteta polariziranog zračenja u svakom pikselu u prostoru Faradayevih dubina za simulirano zračenje koje dolazi iz pozadine uz emisiju unutar modela međuzvjezdane materije (shematski prikaz na desnom dijelu slike 2.1). Usporedi li se slika 3.1 sa mapom maksimuma polarizira-



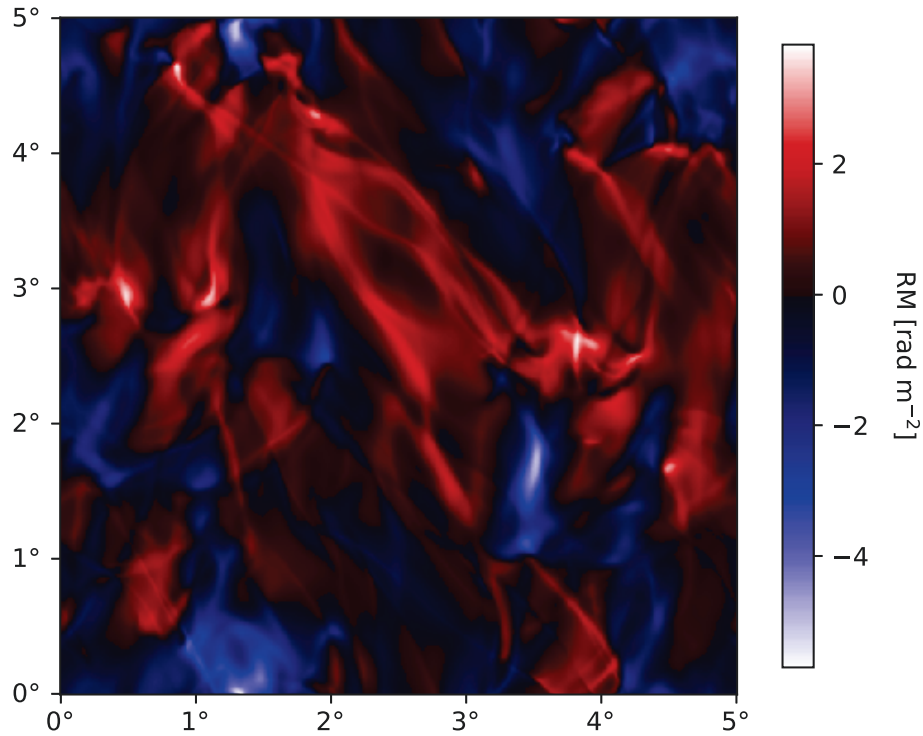
Slika 3.1: Na slici je prikazan polarizirani intenzitet emitiranog i Faraday zarotiranog zračenja te Faraday zarotiranog pozadinskog zračenja za prvi promatrani model turbulentne međuzvjezdane materije. U svakom pikselu prikazan je maksimum polariziranog intenziteta tog piksela u prostoru Faradayevih dubina. Shematski prikaz simuliranog zračenja se nalazi na desnom dijelu slike 2.1.

nog intenziteta zračenja koje dolazi samo iz pozadine (slika 3.2), može se primijetiti da emisija unutar modela ne stvara značajne razlike u opazivim strukturama. Stoga, za modele turbulentne međuzvjezdane tvari promatramo samo prvi slučaj zračenja shematski prikazan na slici 2.1. S obzirom na odabranu razinu šuma, objašnjenu u potpoglavlju 2.2, vidimo da na nekoliko područja na slici dolazi do značajne depola-



Slika 3.2: Na slici je prikazan maksimum polariziranog intenziteta u svakom pikselu u prostoru Faradayevih dubina. Zračenje dolazi samo iza prostora opisanog modelom međuzvezdanog prostora te unutar modela doživljava Faradayevu rotaciju (shematski prikaz na lijevom dijelu slike 2.1).

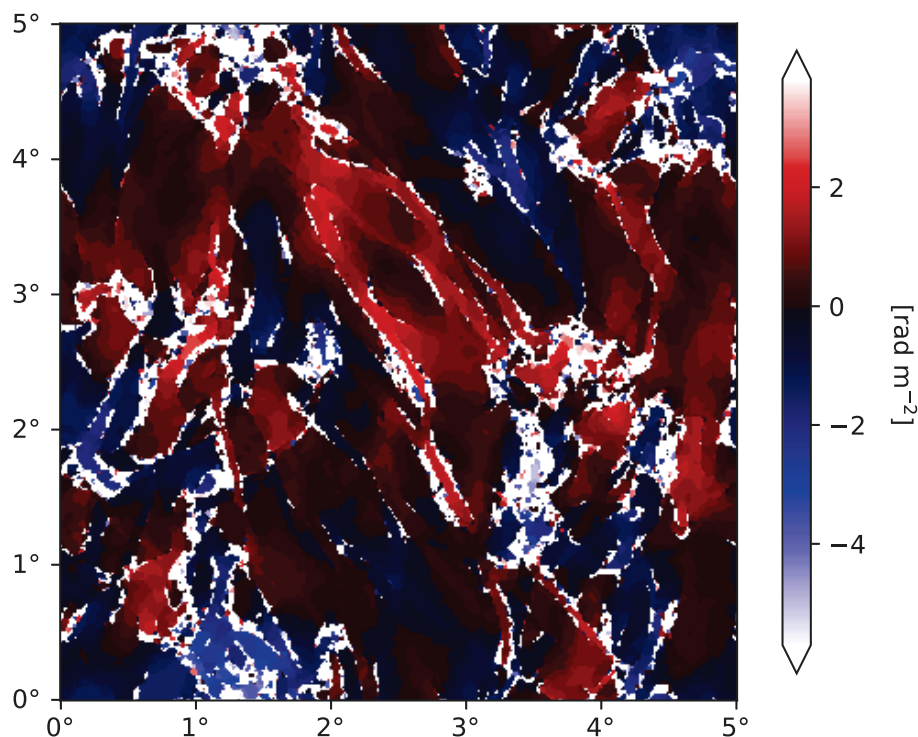
rotacije. Na tim područjima intenzitet polariziranog zračenja je jednak šumu. Nadalje, usporedbom mape rekonstruiranih Faradayevih dubina maksimuma intenziteta u svakom pikselu prikazanom na slici 3.4 i mjere Faradayeve rotacije za pozadinsko zračenje (slika 3.3), može se zaključiti da je rekonstrukcija zadovoljavajuće provedena. Značajnije razlike mogu se primijetiti samo u područjima na kojima je intenzitet polariziranog zračenja na razini šuma. Na tim područjima metoda RM sinteze detektira lažno visoke ili niske Faradayeve dubine maksimuma zračenja. Područja u kojima se primjećuje depolarizacija signala do vrijednosti polariziranog intenziteta usporedivog sa šumom imaju širinu sličnu kutnoj rezoluciji teleskopa. Ta područja imaju oblik linearnih struktura, tj. kanala. Osim njih može se primijetiti i nekoliko širokih područja potpune depolarizacije. Usporede li se područja takvih širokih struktura sa mapom mjere Faradayeve rotacije prikazane na slici 3.3, može se vidjeti kako se ona nalaze na lokacijama značajne no ipak glatke promjene RM-a. S obzirom da emisija unutar samog modela međuzvezdane materije nije dovoljno značajna da bi



Slika 3.3: Mjera Faradayeve rotacije koju pozadinsko zračenje iskusi prolaskom kroz model turbulentne međuzvjezdane materije.

se depolarizacija objasnila diferencijalnom Faradayevom rotacijom, njezino podrijetlo je sigurno posljedica konvolucije s odgovorom teleskopa. Iako na tim područjima rekonstrukcija Faradayeve dubine zračenja nije dobre kvalitete (slika 3.4) zbog izostanka diferencijalne Faradayeve rotacije najvjerojatniji je gladak prijelaz između RM vrijednosti sa suprotnih strana depolariziranih struktura.

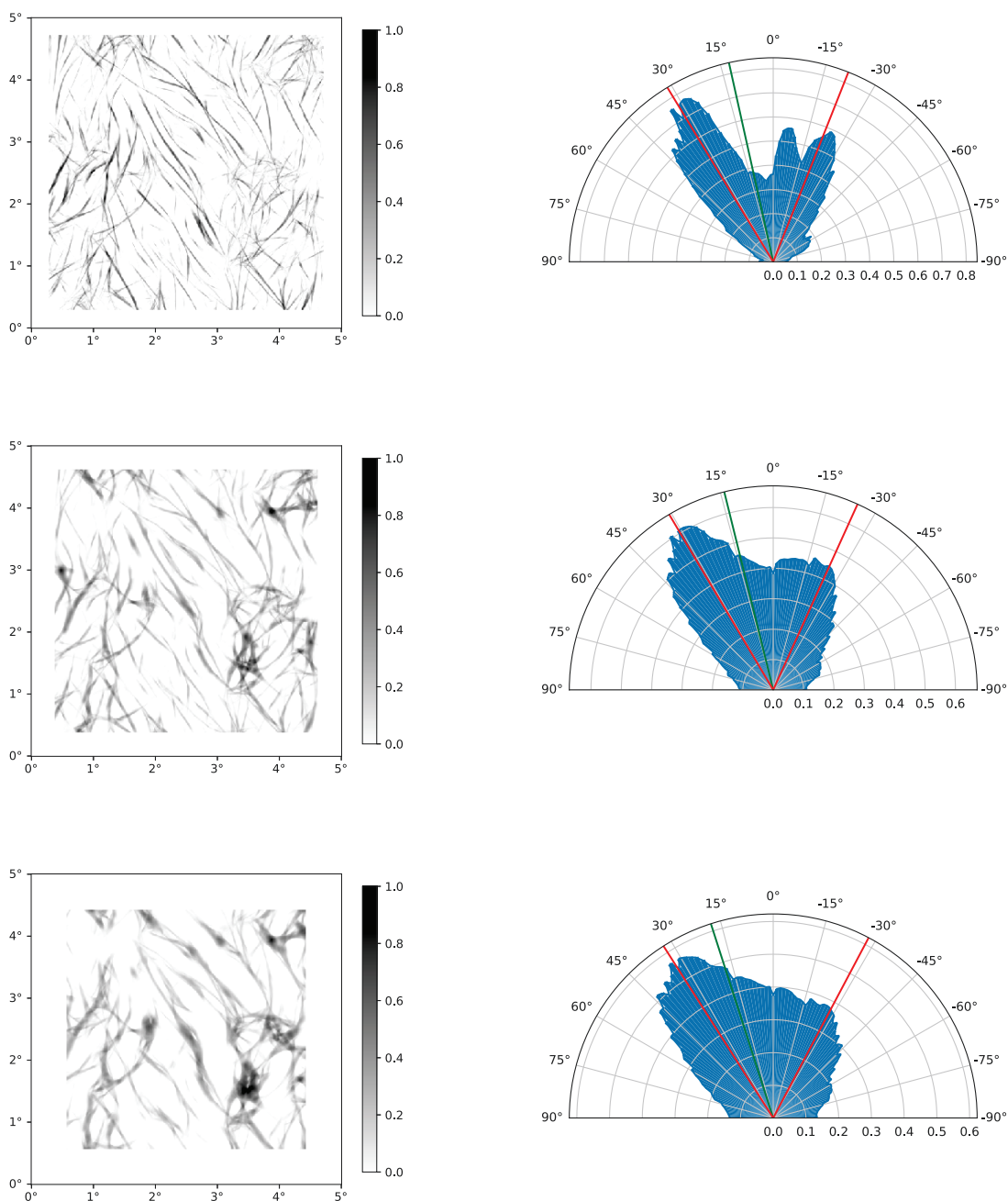
Metodom Rolling Hough transformata detektirane su ravne linije u mapu maksimuma intenziteta u svakom pikselu u prostoru Faradayevih dubina (slika 3.2). Odabir struktura na koje je algoritam dane metode osjetljiv vrši se variranjem triju parametara, D_W , D_K i Z , pobliže opisanih u potpoglavlju 2.4.2. Varirani su parametri koji odabiru promjer *top-hat* filtra velikih skala, D_K , i minimalnu duljinu linije, D_W . U lijevom stupcu na slikama 3.5 i 3.6 prikazane su vizualizacije linearnih struktura identificirane RHT metodom, dok se u desnom nalaze histogrami kutne raspodjele linija. Vizualizacija linearnih struktura prikazuje vjerojatnost da pojedini piksel pripada danoj strukturi. Može se primijetiti da uz različite odabire parametara se zadržavaju dvije karakteristične orijentacije detektiranih linearnih struktura.



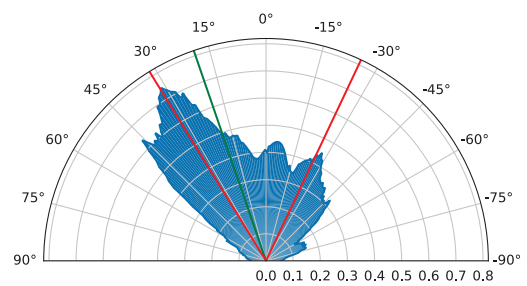
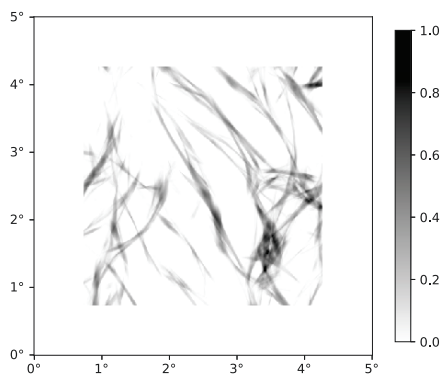
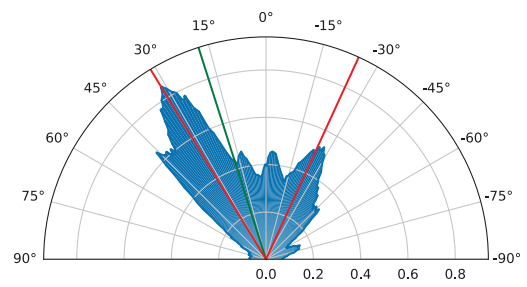
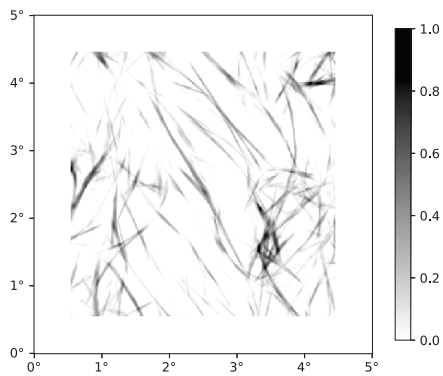
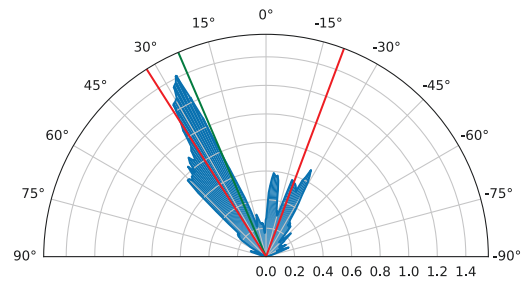
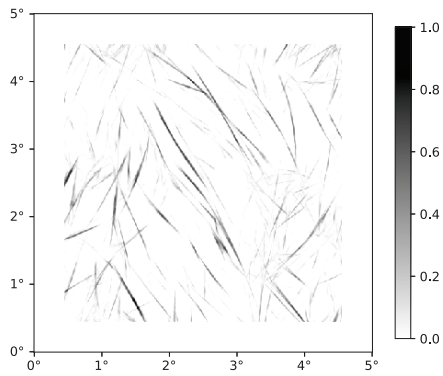
Slika 3.4: Na slici je prikazana lokacija u Faradayevoj dubini maksimuma polariziranog intenziteta u svakom pikselu rekonstruirana metodom RM sinteze.

Smanjivanjem parametra D_W detektiramo i kraće linije te time unosimo šum u kutnu raspodjelu, dok povećavanjem parametra D_K se zornije vidi širina depolarizacijskih kanala. Minimalna vrijednost parametra D_K odabrana je jednaka punoj širini na polovici visine distribucije (eng. Full width at half maximum, FWHM) funkcije teleskopa, prva sljedeća jest tri puta veća, dok je treća vrijednost značajno veća od simulirane funkcije teleskopa. Iz slika 3.5 i 3.6 može se zaključiti da ograničavanje širine linija na rezoluciju teleskopa izolira samo dijelove depolarizacijskih kanala, dok izborom parametra promjera filtra $D_K = 20'$ se gube detalji sadržani u slici 3.2. Stoga će se u narednim modelima turbulentne tvari promatrati samo linije detektirane odabirom parametara $D_K = 9'$, $D_W = 50'$. Vrijedi napomenuti da usprkos variranju parametara prosječni kut orijentacije depolariziranih linearnih struktura ostaje sličan te iznosi $\sim 15^\circ$.

Usporedi li se histogram kutne raspodjele detektiranih linija u slikama gustoće stupca elektrona (slika 3.7, lijevi stupac) i projekcije apsolutne vrijednosti magnetskog polja u smjeru doglednice (3.7, desni stupac) s odgovarajućim histogramom

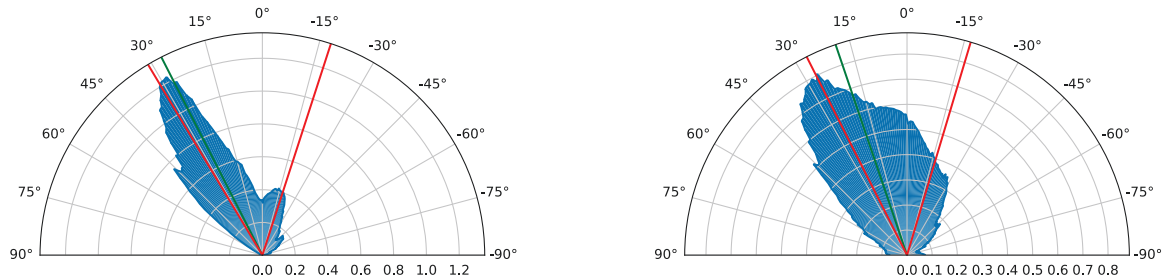


Slika 3.5: Lijevi stupac prikazuje vizualizacije rezultata RHT metode, to jest vjerojatnosti da piksel mape maksimuma polariziranog intenziteta u Faradayevoj dubini pripada linearnoj strukturi. Desni stupac sadrži histograme kutne raspodjele linija detektiranih RHT metodom. Zelenom linijom na histogramima u desnog stupcu označen je prosječni kut detektiranih linija, dok su crvenim linijama označeni prosječni kutevi u lijevom i desnom kvadrantu polarnog dijagrama. Korišteni parametri su $Z = 0.8$, $D_W = 30'$ te po stupcima redom $D_K = 3'$, $9'$, $20'$.



Slika 3.6: Kao slika 3.5 uz odabir parametara $Z = 0.8$, $D_W = 50'$ te po stupcima redom $D_K = 3', 9', 20'$.

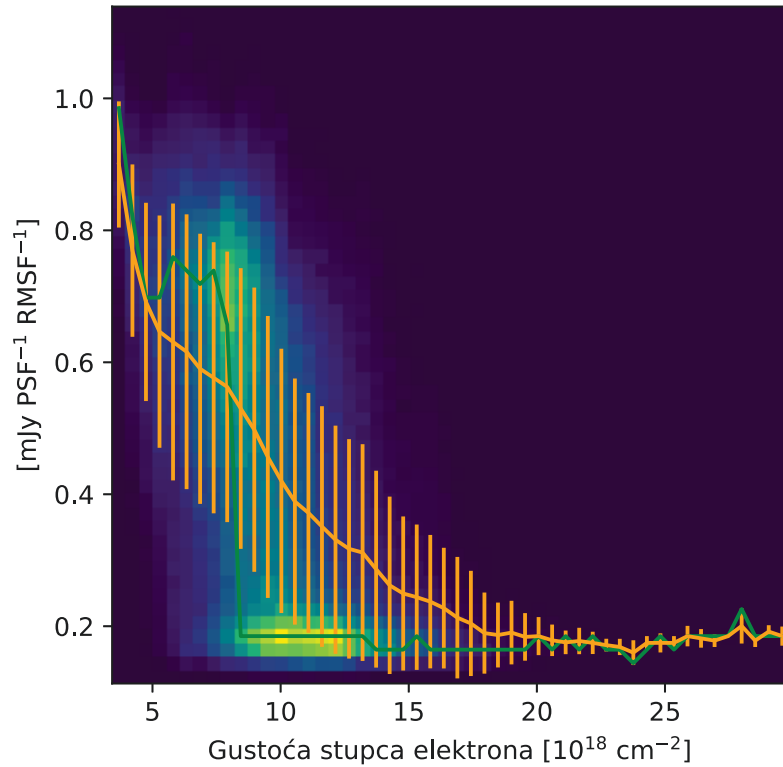
za mapu maksimalnog polariziranog intenziteta u Faradayevoj dubini (slika 3.6, drugi red, desni stupac) može se zaključiti da velik dio depolariziranih linija dijeli orijentaciju s linijama povećane gustoće stupca elektrona i magnetskog polja. To je objašnjeno činjenicom da se u ranim stadijima evolucije simulacije turbulentne međuzvjedane tvari još uvijek nalazi potpis početnih uvjeta.



Slika 3.7: Histogrami kutne raspodjele linija detektiranih RHT metodom u mapi gustoće stupca elektrona (lijevi stupac) i projekcije iznosa $B_{||}$ za izbor parametara RHT metode $D_K = 9'$, $D_W = 50'$, $Z = 0.8$.

Na slici 3.8 prikazan je 2D histogram maksimuma polariziranog intenziteta u svakom pikselu u prostoru Faradayevih dubina u ovisnosti o gustoći stupca elektrona u danom pikselu. Prateći zelenu liniju koja označava vrh distribucije vrijednosti polariziranog intenziteta za danu gustoću stupca elektrona može se primijetiti da za vrijednosti gustoće stupca elektrona od $\sim 8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ kreće nagli pad maksimuma intenziteta te zatim stagnacija na vrijednostima većim od $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. Tada je intenzitet signala postao manji od intenziteta šuma te se na mapi maksimuma polariziranog intenziteta (slika 3.2) na tim područjima može vidjeti samo šum. Pearsonov koeficijent korelacije gustoće stupca elektrona i mape maksimuma intenziteta u Faradayevoj dubini iznosi ~ -0.53 .

Slijedeći argumentne izložene na prethodnom modelu, ponavlja se analiza depolarizacije pozadinskog zračenja na 13 modela turbulentne međuzvjezdane materije s različitim vrijednostima otpornosti i viskoznosti te sa ili bez prisutnosti vanjskog homogenog magnetskog polja. Nažalost, zbog nedostatka podataka nije moguće provesti analizu za slučaj zračenja s emisijom unutar modela. Prethodnim primjerom pokazano je da emisija unutar modela bez homogene komponente magnetskog polja za već navedenu vrijednost gustoće kozmičkih elektrona, ne mijenja značajno izgled



Slika 3.8: 2D histogram s vrijednostima gustoće stupca elektrona modela turbulentne međuzvezdane materije na osi apscise i maksimuma polariziranog intenziteta u svakom pikselu u prostoru Faradayevih dubina na osi ordinate. Narančasta linija označava srednju vrijednost maksimuma polariziranog intenziteta u svakom stupcu s označenim pripadajućim standardnim devijacijama, dok zelena linija označava vrh distribucije u svakom stupcu.

depolariziranih kanala. Nažalost, to se ne može sa sigurnosti reći za modele s prisutnom homogenom komponentom. Stoga, rezultati analize tih modela moraju se uzeti sa zadržkom. Svaki od modela, čiji su kinematička viskoznost i otpornost te iznos nametnutog vanjskog homogenog magnetskog polja navedeni u tablici 3.1, je analiziran u dva vremenska trenutka pojašnjena u potpoglavlju 2.1.1. Karakteristična dužina i brzina te stupanj ionizacije identični su prethodnom modelu turbulentne međuzvezdane materije.

Oznaka modela	$ \mathbf{B}_{ext} $ [μG]	ν [LU]	η [LU]	Re	Re_M
1	0	0.0112	0.0112	560	560
2	0	0.0112	0.0028	560	2240
3	0	0.0056	0.0056	1120	1120

Oznaka modela	$ \mathbf{B}_{ext} $ [μG]	ν [LU]	η [LU]	Re	Re_M
4	0	0.0028	0.0028	2240	2240
4B1	1.9	0.0028	0.0028	2240	2240
4B2	3.8	0.0028	0.0028	2240	2240
5	0	0.0028	0.0007	2240	8970
6	0	0.0028	1.75×10^{-4}	2240	35890
7	0	0.0014	0.0014	4490	4490
8	0	0.0007	0.0007	8970	8970
9	0	0.0007	1.75×10^{-4}	8970	35890
10	0	0.0007	4.38×10^{-5}	8970	143540
11	0	1.75×10^{-4}	1.75×10^{-4}	35890	35890

Tablica 3.1: Oznaka modela, iznos nametnutog vanjskog homogenog magnetskog polja, kinematička viskoznost i otpornost te pripadni Reynoldsov i magnetski Reynoldsov broj za svaki od promatranih modela turbulentne međuzvjezdane materije.

U tablici 3.2 navedeni su rasponi RM-a, Pearsonov koeficijenti korelacije vrijednosti gustoće stupca elektrona u pikselu i maksimalnog intenziteta u tom pikselu u prostoru Faradayevih dubina te postotak piksela s polariziranim intenzitetom zračenja manjim od 0.5 mJy za modele izvrjednjene do $t = 0.5t_L$. Te rezultate možemo usporediti s vrijednostima za iste modele izvrdijene do $t = t_L$ (tablica 3.3).

Model	Raspon RM-a	p	$N(I_p < 0.5)/N$
1	(-1.38, 0.86)	-0.25	0.3%
2	(-1.67, 1.98)	-0.42	6.2%
3	(-2.16, 1.18)	-0.35	2.7%
4	(-1.78, 2.28)	-0.39	6.7%
4B1	(-2.27, 1.24)	-0.37	4.6%
4B2	(-1.30, 1.43)	-0.19	1.6%
5	(-2.11, 2.87)	-0.42	15.0%
6	(-2.78, 2.90)	-0.42	20.5%
7	(-2.18, 1.99)	-0.39	13.0%

Model	Raspon RM-a	p	$N(I_p < 0.5)/N$
8	(-2.60, 2.37)	-0.43	16.5%
9	(-2.70, 2.58)	-0.42	21.0%
10	(-2.58, 2.75)	-0.45	23.5%
11	(-2.40, 2.15)	-0.43	21.1%

Tablica 3.2: Raspon mjere Faradyeve rotacije, Pearsonov koeficijent korelacije vrijednosti gustoće stupca elektrona u pikselu i maksimalnog intenziteta u tom pikselu u prostoru Faradayevih dubina te udio piksela s polariziranim intenzitetom zračenja manjim od 0.5 mJy za svaki od promatranih modela u trenutku $t = 0.5t_L$.

Model	Raspon RM-a	p	$N(I_p < 0.5)/N$
1	(-0.81, 0.74)	-0.01	0.0%
2	(-1.27, 0.87)	-0.12	0.3%
3	(-0.76, 0.87)	-0.03	0.0%
4	(-1.30, 0.94)	-0.19	0.1%
4B1	(-0.89, 0.84)	-0.14	0.2%
4B2	(-0.67, 0.84)	-0.07	0.1%
5	(-1.52, 1.27)	-0.23	2.0%
6	(-2.06, 1.58)	-0.27	2.6%
7	(-1.32, 1.42)	-0.26	0.6%
8	(-1.47, 1.19)	-0.28	1.6%
9	(-1.72, 1.48)	-0.29	2.7%
10	(-2.14, 1.65)	-0.31	4.2%
11	(-1.62, 1.58)	-0.31	3.5%

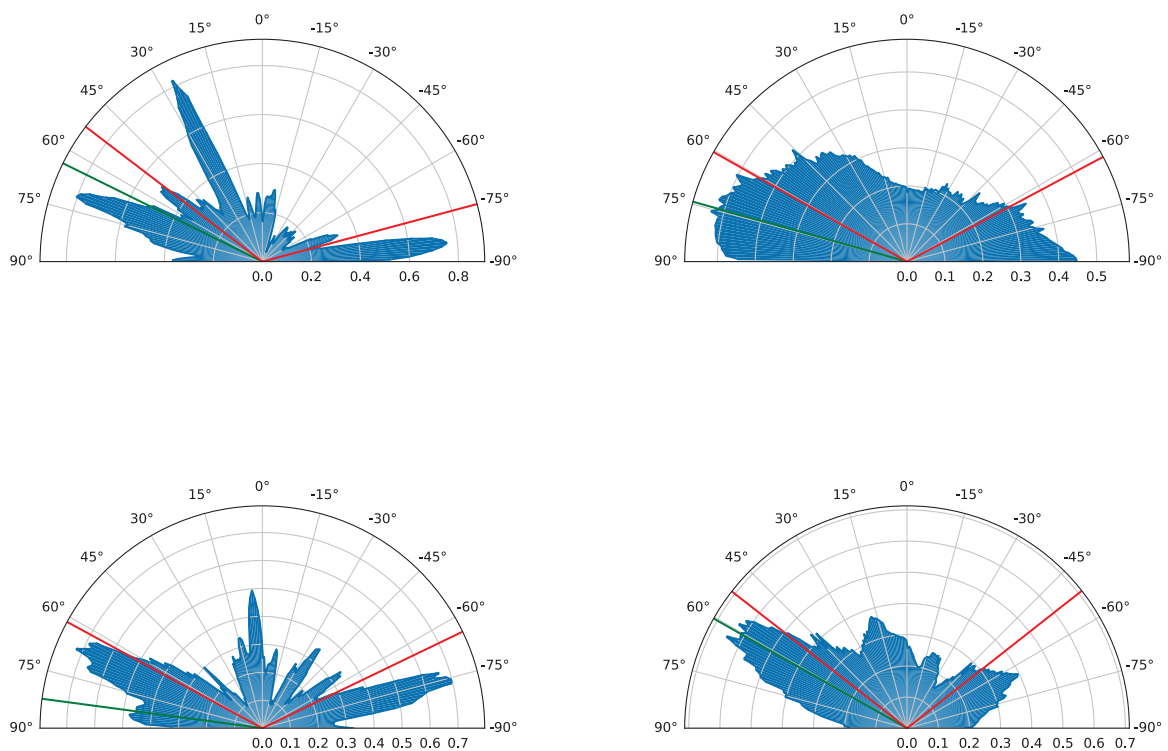
Tablica 3.3: Kao tablica 3.2 za modele izvrijednjene do $t = t_L$.

U modelima izvrijednjenima do $t = 0.5t_L$ bez nametnutog vanjskog homogenog polja ne primjećuje se značajna usmjerenost depolariziranih struktura (prvi red, prvi stupac slike 3.10 za model 4 te prvi red slike 3.9 za modele 1 i 8) bez obzira na iznos otpornosti i kinematičke viskoznosti. Pripadni Pearsonovi koeficijent korelacije između gustoće stupca elektrona i maksimuma polariziranog intenziteta u Faradaye-

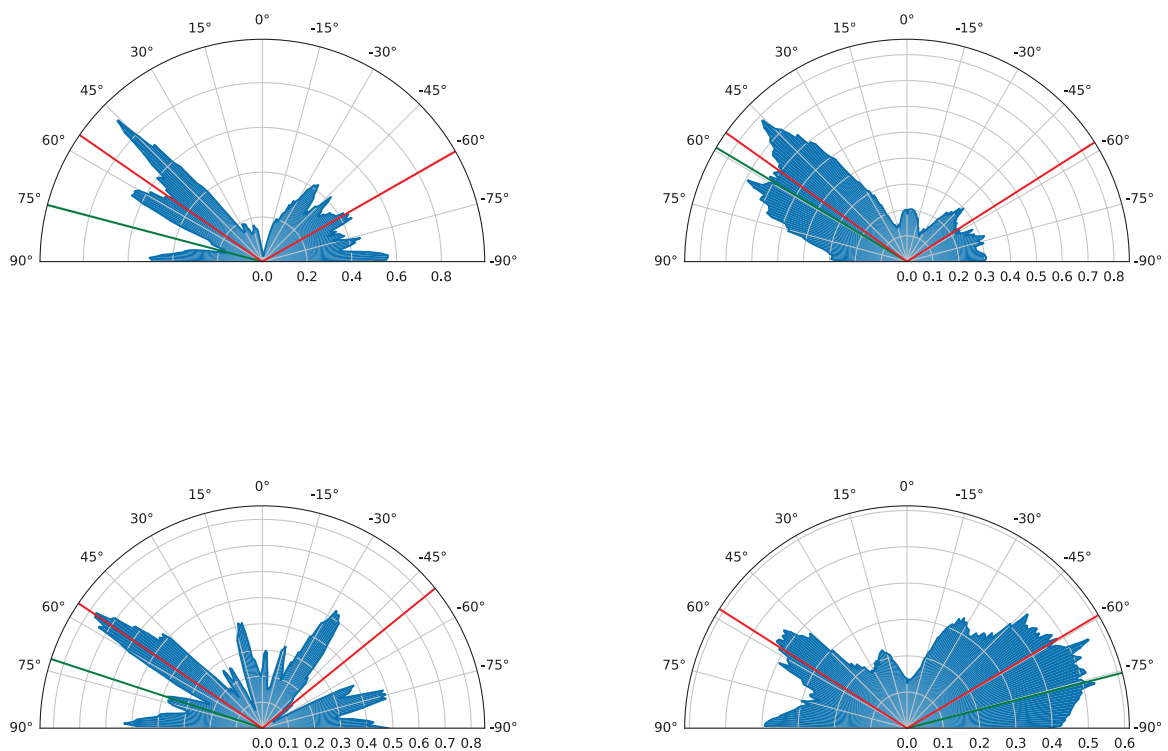
voj dubini iznose redom -0.25 , -0.39 i -0.43 . Isti modeli izvrijednjeni do $t = t_L$ zbog relaksacije turbulencije pokazuju još manju usmjerenost depolariziranih struktura (drugi red, prvi stupac slike 3.10 za model 4 te drugi red slike 3.9 za modele 1 i 8). U $t = t_L$ Pearsonovi koeficijenti korelacije za već spomenute modele iznose -0.01 , -0.19 i -0.28 . Vrijedi napomenuti da svi modeli turbulentne međuzvezdane tvari u trenutku $t = t_L$ pokazuju značajnu relaksaciju turbulencije, a time i manji broj depolariziranih struktura. Relaksacijom turbulencije očekuje se izgladivanje mape gustoće stupca elektrona i smanjivanje raspona mjere Faradayeve rotacije. Sukladno tomu, histogrami linija detektiranih u mapi gustoće stupca elektrona modela 4 (slika 3.10, desni stupac) pokazuju veće preklapanje s depolariziranim linijama u $t = 0.5t_L$, nego u $t = t_L$. Isto tako, može se primijetiti da u $t = 0.5t_L$ područja povećanje gustoće stupca elektrona pokazuju značajno veću usmjerenost. Iz toga se može zaključiti da u $t = t_L$ mjerom Faradayeve dominira magnetsko polje uslijed izgladivanja gustoće stupca elektrona.

Utjecaj kinematičke viskoznosti i otpornosti na udio značajno depolariziranih piksela te korelaciju gustoće stupca elektrona i maksimuma polariziranog intenziteta je manje jasan. Kinematička viskoznost u modelu 11 približava se vrijednosti očekivanoj u toplom djelomično ioniziranom plinu, dok su vrijednosti otpornosti u svim modelima više redova veličine veći od očekivanih (potpoglavlje 2.1.1). Vidno je jačanje antikorelacije i povećanje udjela depolariziranih piksela smanjenjem ν i η , no zbog premalog broja dostupnih simulacija ne može se sa sigurnosti utvrditi ovisnost. Usporedbom koeficijenata korelacije i udjela depolariziranih piksela za modele 2, 3 i 5, može se naslutiti da otpornost značajnije utječe na kretanje tih veličina od kinematičke viskoznosti. Stoga, širenjem prostora parametara pri simuliranju turbulentne međuzvezdane tvari, omogućilo bi se preciznije utvrđivanje relativnog značaja kinematičke viskoznosti i otpornosti na mjeru Faradayeve rotacije, a time i na izgled te svojstva depolariziranih struktura u polarimetrijskim mjerenjima.

Suprotno tome, utjecaj vanjskog homogenog polja je jasniji. Na slici 3.11 prikazani su histogrami kutne raspodjele linija detektiranih RHT metodom za modele 4B1 i 4B2. Oba modela uzrokuju depolarizaciju simuliranog pozadinskog zračenja s depolarizacijskim kanalima čiji se smjer značajno poklapa sa smjerom vanjskog homogenog polja. Istu usmjerenost pokazuju i linije detektirane u slikama gustoće stupca elektrona. Usprkos tome, pripadni Pearsonovi koeficijenti korelacije između



Slika 3.9: Lijevi stupac prikazuje histogram kutne raspodjele linija detektiranih RHT metodom u slikama maksimuma polariziranog intenziteta u Faradayevoj dubini za model 1 u $t = 0.5t_L$ u prvom i $t = t_L$ u drugom redu, a desni za model 8 u istim vremenskim trenucima. Zelenom linijom na histogramima označen je prosječni kut detektiranih linija, dok su crvenim linijama označeni prosječni kutevi u lijevom i desnom kvadrantu polarnog dijagrama. Korišteni su parametri RHT metode $Z = 0.8$, $D_W = 50'$ i $D_K = 9'$.



Slika 3.10: Lijevi stupac prikazuje histogram kutne raspodjele linija detektiranih RHT metodom u slikama maksimuma polariziranog intenziteta u Faradayevoj dubini za model 4 u $t = 0.5t_L$ u prvom i $t = t_L$ u drugom redu. Desni stupac sadrži histograme linija detektiranih u slikama gustoće stupca elektrona za pripadni model. Zelenom linijom na histogramima označen je prosječni kut detektiranih linija, dok su crvenim linijama označeni prosječni kutevi u lijevom i desnom kvadrantu polarnog dijagrama. Korišteni su parametri RHT metode $Z = 0.8$, $D_W = 50'$ i $D_K = 9'$.

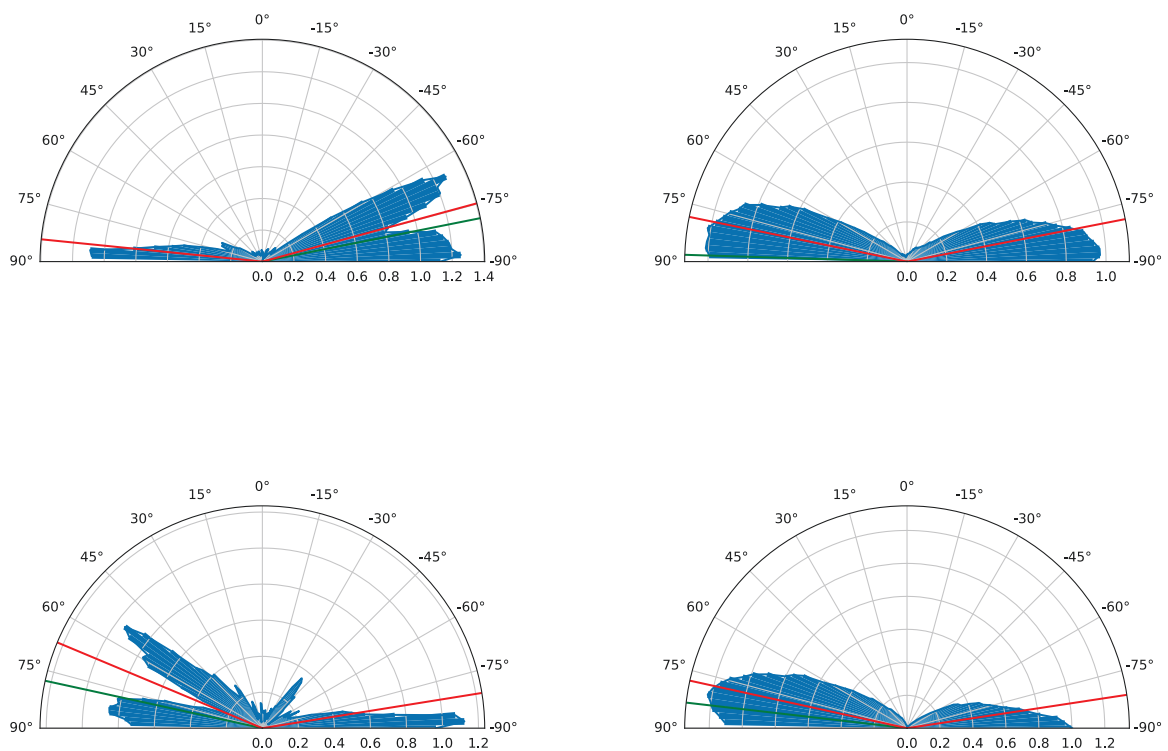
gustoće stupca elektrona i polariziranog intenziteta u pikselu manji su od onih za model 4 (tablica 3.2). Klasifikacija struktura koji uzrokuju depolarizaciju u danim modelima, zbog nedostatka 3D podataka o iznosu i smjeru magnetskog polja te gustoći stupca elektrona, nije moguća. Doduše, promatranjem udjela depolariziranih piksela u slikama maksimalnog polariziranog intenziteta u Faradayevoj dubini, može se zaključiti da magnetski tlak sprečava stvaranje struktura povećane gustoće i time uzrokuje manju Faradyevu rotaciju zračenja spram modela bez homogene komponente magnetskog polja. Naposljetku, može se očekivati da bi s realnim vrijednostima kinematičke viskoznosti i otpornosti te nametnutim vanjskim poljem turbulencija stvarala opaziv broj značajno depolariziranih struktura paralelnih magnetskom polju. Buduća istraživanja trebala bi uključivati i emisiju unutar modela turbulentne međuzvezdane materije s homogenom komponentom polja. Takva simulirana opažanja, inherentno anizotropna, stvarala bi depolarizirane strukture različite morfologije ovisno o položaju promatrača. Ujedno, emisija unutar modela značajnije bi doprinosila ukupnom polariziranom intenzitetu, [25].

3.2 Faradayeva tomografija sudara super-ljuski

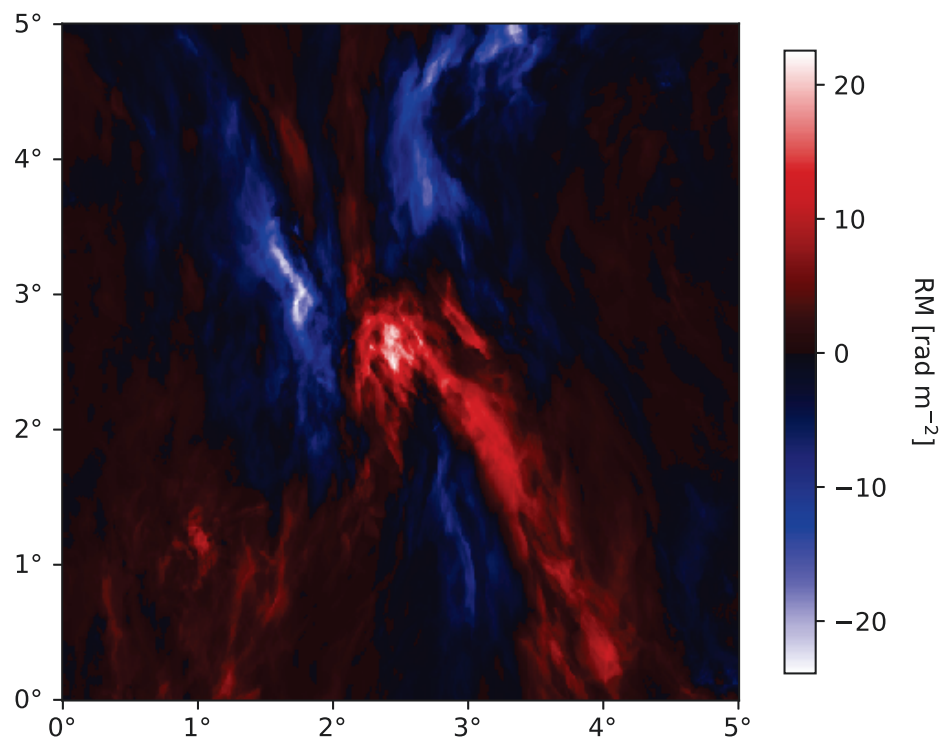
Faradayeva tomografija super-ljuski mapira djelovanje istih faktora kao i Faradayeva tomografija turbulentne međuzvezdane materije. Usprkos tomu očekuje se značajna razlika u opazivim strukturama. Budući da su super-ljuske nastale eksplozijama supernovi asocijacija zvijezda te je gustoća elektrona kozmičkih zraka povećana (potpoglavlja 1.4 i 2.2), očekuje se značajan utjecaj diferencijalne depolarizacije sinkrotronskog zračenja na količinu, izgled i usmjerenost depolariziranih struktura.

Simulacija modela sudara super-ljuski opisana je u članku [16] i sažeta u potpoglavlju 2.1.2. Sam model sudara super-ljuski veličine je $200 \text{ pc} \times 200 \text{ pc} \times 200 \text{ pc}$, dok su početna temperatura i brojčana gustoća elektrona jednake 8000 K i 1 cm^{-3} . Model je evoluiran do 7 Myr te sadrži dvije super-ljuske evoluirane do trenutka njihovog sudara. Pretpostavljena gustoća elektrona kozmičkih zraka jednaka je solarnoj te iznosi $n_{cr} = 6.4 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$. Naposljetku, zračenje je simulirano u skladu s opisom danim u potpoglavlju 2.2.

Na slici 3.13 prikazani su maksimumi polariziranog intenziteta Faraday zarotiranog pozadinskog zračenja u Faradayevoj dubini u svakom pikselu. Slično, na slici

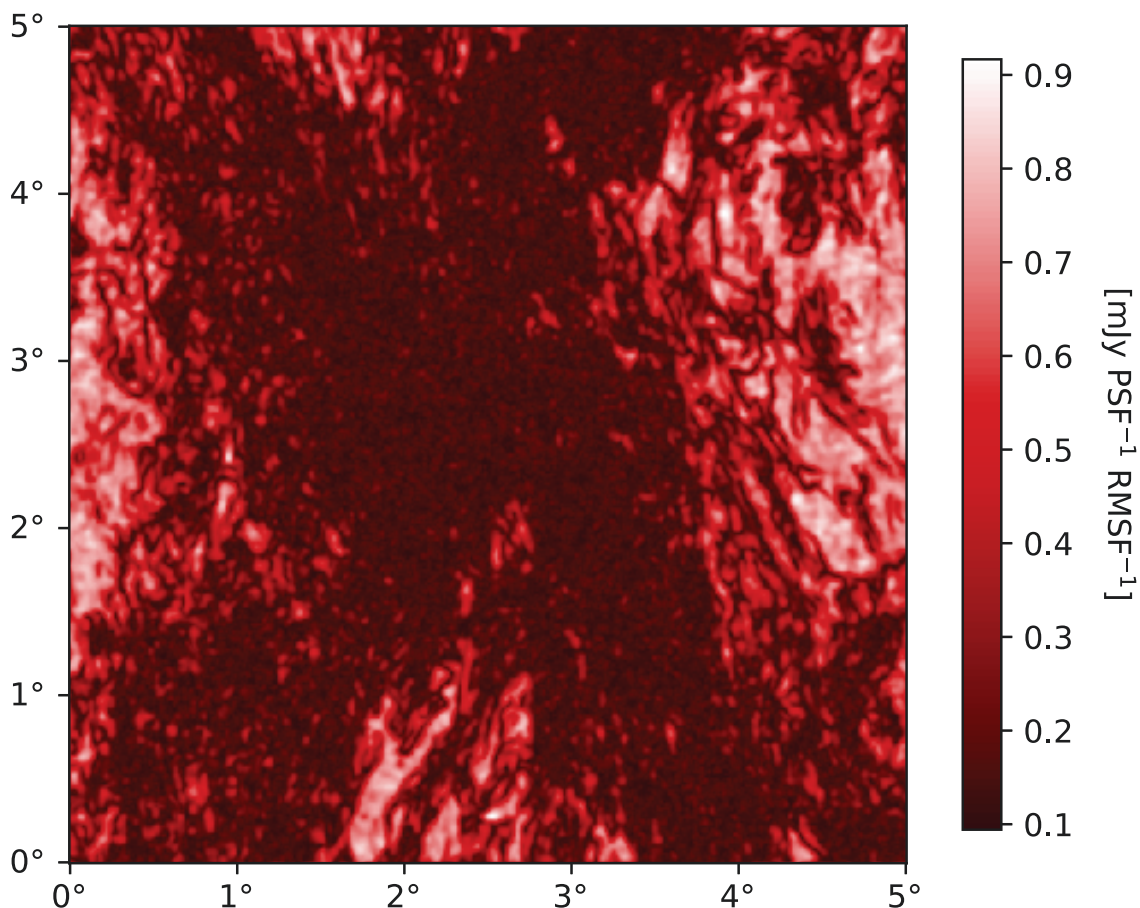


Slika 3.11: Lijevi stupac prikazuje histogram kutne raspodjele linija detektiranih RHT metodom u slikama maksimuma polariziranog intenziteta u Faradayevoj dubini za modele 4B1 u prvom i 4B2 u drugom redu u $t = 0.5t_L$. Desni stupac sadrži histograme linija detektiranih u slikama gustoće stupca elektrona za pripadne modele. Zelenom linijom na histogramima označen je prosječni kut detektiranih linija, dok su crvenim linijama označeni prosječni kutevi u lijevom i desnom kvadrantu polarnog dijagrama. Korišteni su parametri RHT metode $Z = 0.8$, $D_W = 50'$ i $D_K = 9'$.



Slika 3.12: Mjera Faradayeve rotacije koju pozadinsko zračenje iskusi prolaskom kroz model sudara super-ljuski.

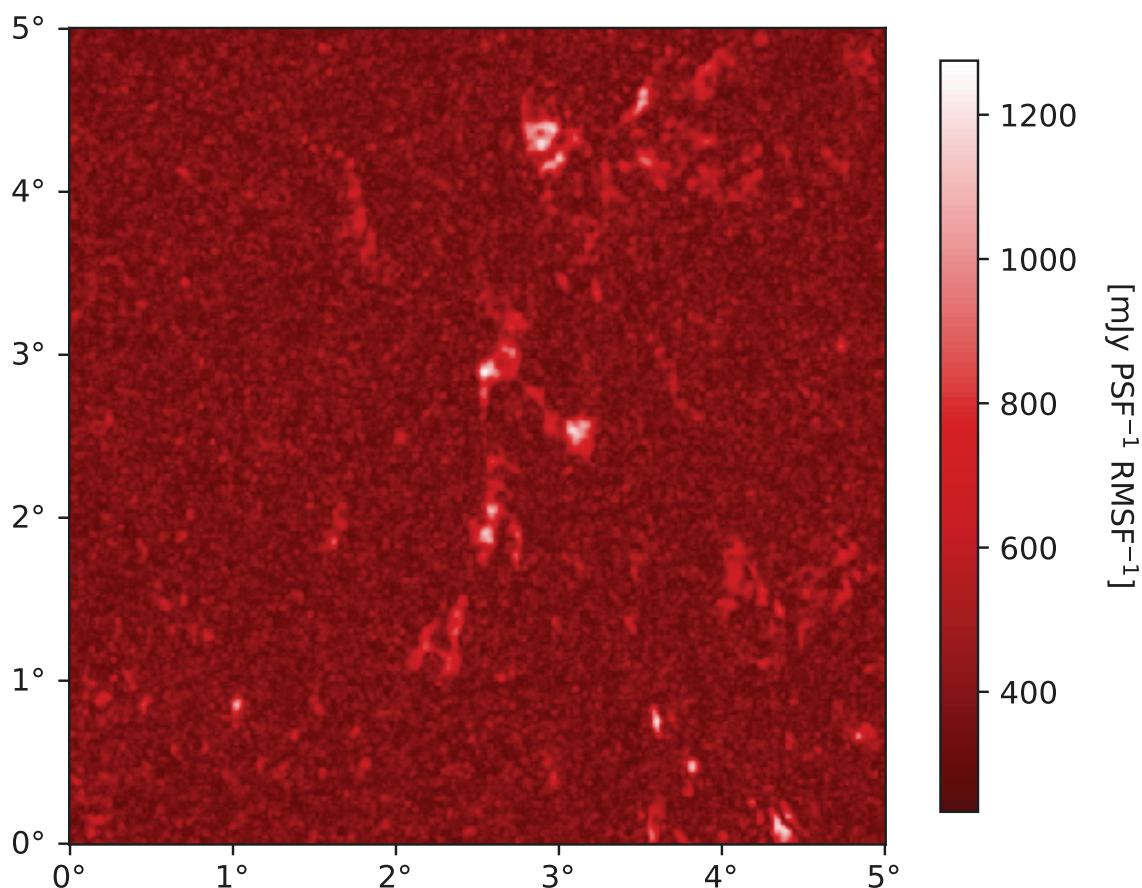
3.14 su prikazani maksimumi polariziranog intenziteta za Faraday zarotirano pozadinsko zračenje i Faraday zarotirano zračenje emitirano unutar samog modela. Na obje slike mogu se primijetiti široka područja koja su depolarizirana. Porijeklo depolarizacije za prvi slučaj zračenja shematski prikazan na lijevoj strani slike 2.1 jest konvolucija s odgovorom teleskopa. Raspon mjere Faradayeve rotacije (slika 3.12), a time i njena varijacija u susjednim pikselima, jest velik. Stoga, konvolucija zračenja u bliskim pikselima sa simuliranim odgovorom teleskopa dovodi do značajne depolarizacije. Može se primijetiti da depolarizacija ocrta šire područje sudara dviju super-ljuski, dok je zračenje unutar prostora omeđenog samim ljuskama manje, do nimalo, depolarizirano. Suprotno tomu, depolarizacija za drugi slučaj simuliranog zračenja (shematski prikazan na desnom dijelu slike 2.1) uzrokovana je većinom diferencijalnom Faradayevom rotacijom. Kao što je već spomenuto u potpoglavlju 2.2 simulacija realistične emisije sinkrotronskog zračenja u danom modelu zbog nedostatka podataka nije moguća. Zbog konstantnog kuta emitiranog sinkrotronskog zračenja, na ovaj način simulirana emisija predstavlja gornju granicu emisije za dani



Slika 3.13: Kao slika 3.2 za model sudara super-ljuski.

model. Primjećuje se samo manji broj regija gdje intenzitet zračenja nadilazi šum zadan uvjetom $S/N = 4$ te je on tri reda veličine veći, nego intenzitet simuliranog pozadinskog zračenja. Lokacije maksimuma polariziranog intenziteta prikazane su na slikama 3.15a i 3.15b. Za prvi slučaj zračenja lokacije depolariziranih struktura (slika 3.15a) se očekivano poklapaju s frontom sudara dviju super-ljuski koja uzrokuje veliku varijaciju mjere Faradayeve rotacije, dok je za drugi (slika 3.15b) depolarizacija prisutna u svim točkama osim onih s najizraženijom emisijom. Najizraženija emisija primjećuje se na uskom dijelu promatranog područja te je vezana za povećanu gustoću magnetskih silnica na fronti sudara. Može se zaključiti da su simulacije super-ljuski opazive Faradayevom tomografijom, no da ovisno o uvjetima u samoj međuzvjezdanoj tvari te gustoći kozmičkih elektrona se promatraju različite komponente strukture.

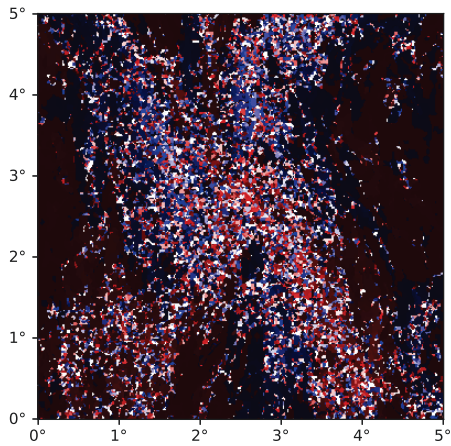
Naposljetku, RHT metodom su detektirane linije u slikama maksimuma polariziranog intenziteta prikazane na slici 3.16. Ponovno su korišteni parametri RHT



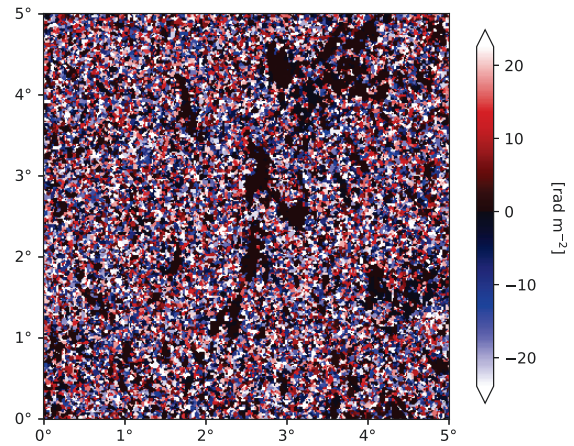
Slika 3.14: Kao slika 3.1 za model sudara super-ljuski.

metode $Z = 0.8$, $D_K = 9'$, $D_W = 50'$. RHT metodom je za prvi slučaj zračenja detektirano mnogo više depolariziranih linija, nego linija povećanog polariziranog intenziteta za drugi slučaj zračenja. To za posljedicu ima širu raspodjelu u kutnom histogramu. Osim toga može se primijetiti da su te linije općenito usmjerene ka 'sjeveru', tj. okomite na os sudara.

Bez potpunijih podataka o iznosima komponenata magnetskog polja, ne može se predvidjeti mnogo više o promatranjima stvarnih super-ljuski. Ono što se može zaključiti jest da su takve strukture opazive metodom Faradayeve tomografije, dok je izgled u prostoru Faradayevih dubina ovisan o gustoći kozmičkih elektrona te orijentaciji strukture spram promatrača i galaktičkog magnetskog polja.

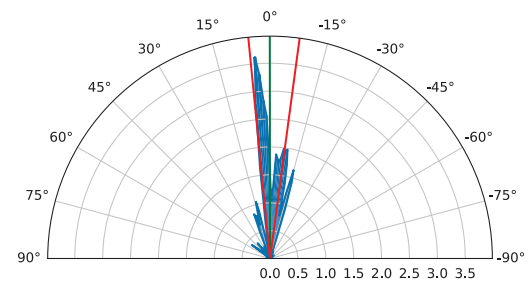
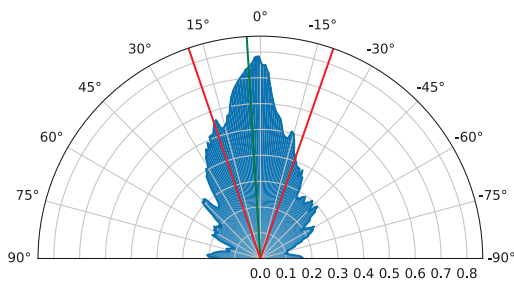


(a) Lijevi slučaj zračenja sa slike 2.1.



(b) Desni slučaj zračenja sa slike 2.1.

Slika 3.15: Lokacija maksimuma polariziranog intenziteta zračenja u Faradayevoj dubini.



Slika 3.16: Na lijevoj strani slike prikazan je histogram kutne raspodjele linija detektiranih RHT metodom u mapi polariziranog intenziteta za prvi slučaj zračenja, shematski prikazan na lijevoj strani slike 2.1, dok se na desnoj strani nalazi histogram linija detektiranih za drugi slučaj zračenja. Zelenom linijom na histogramima označen je prosječni kut detektiranih linija, dok su crvenim linijama označeni prosječni kutevi u lijevom i desnom kvadrantu polarnog dijagrama. Korišteni su parametri RHT metode $Z = 0.8$, $D_W = 50'$ i $D_K = 9'$.

4 Zaključak

U ovom radu okarakterizirana su dva različita okruženja ionizirane i djelomično ionizirane međuzvezdane tvari korištenjem magnetohidrodinamičkih simulacija i metode Faradayeve tomografije. Korišteni su modeli turbulentnog djelomično ioniziranog plina različitih vrijednosti kinematičke viskoznosti i otpornosti te model sudara super-ljuski s turbulentnom i homogenom komponentom magnetskog polja. Pokazano je da je turbulentna međuzvezdana tvar opaziva u uvjetima djelomične ionizacije plina. Nadalje, depolarizacijski kanali primijećeni u mnogim radio-polarimetrijskim mjerenjima mogu se uočiti i u simuliranim opažanjima turbulentne međuzvezdane tvari prikazanim u ovom radu. Naposljetku, provođenjem iste analize na simuliranim mjerenjima polariziranog intenziteta zračenja u modelima sudara super-ljuski pokazano je da, ovisno o uvjetima u lokalnom svemiru, one mogu činiti važnu komponentu u primjećenoj emisiji i depolarizaciji polariziranog zračenja. U modelu sudara super-ljuski sa zračenjem koje dolazi samo iz pozadine dominira široka depolarizirana struktura s kanalima vidljivima na rubovima strukture. Uzme li se u obzir i emisija polariziranog sinkrotronskog zračenja unutar samog modela, ona dominira polariziranim intenzitetom na području najveće gustoće magnetskih silnica, to jest na fronti sudara.

Polarimetrijska mjerenja ioniziranog i djelomično ioniziranog međuzvezdanog plina omogućavaju detektiranje struktura magnetskog polja na unutar-galaktičkim skalama. Stoga je Faradayeva tomografija obećavajuća metoda ispitivanja svojstava međuzvezdane turbulencije. Daljnja istraživanja utemeljena na simulacijama omogućit će bolje razumijevanje međudjelovanja magnetskog polja i uvjeta u opaženim strukturama, [25]. Budući da je sinkrotronska emisija značajno depolarizirana samo na niskim radio frekvencijama, široko-pojasnim radio teleskopima nove generacije, poput radioteleskopa LOFAR (eng. Low Frequency Array) i SKA (eng. Square Kilometer Array), omogućena je karakterizacija Galaktičkog magnetskog polja na sve većoj prostornoj i Faradayevoj rezoluciji.

Dodaci

Dodatak A Polarizacija i Stokesovi parametri

Elektromagnetski valovi u dielektričnoj materiji su transverzalni. Magnetska i električna komponenta vala ponašaju se prema jednadžbama

$$\nabla^2 H = \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \ddot{H} + \frac{4\pi\sigma\mu}{c^2} \dot{H}, \quad (\text{A.1})$$

$$\nabla^2 E = \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \ddot{E} + \frac{4\pi\sigma\mu}{c^2} \dot{E}. \quad (\text{A.2})$$

U jednadžbama A.1 i A.2 c označava brzinu svjetlosti, ε dielektričnu konstantu tvari, μ magnetsku permeabilnost, a σ vodljivost. S obzirom da obje komponente elektromagnetskog vala imaju isto ponašanje dovoljno je razmatrati polarizaciju vala jedne.

Prateći izvod iz [8], razmotra se prvo slučaj monokromatskog vala. Pretpostavlja se gibanje vala u \hat{z} smjeru. Razloži li se vektor električnog polja na x i y komponentu, može se primijetiti da one imaju isto ponašanje samo različite amplitude te razliku u fazi,

$$\begin{aligned} E_x &= E_1 \cos(kz - \omega t + \delta_1), \\ E_y &= E_2 \sin(kz - \omega t + \delta_2), \\ E_z &= 0. \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

U ovim jednadžbama $k = 2\pi/\lambda$ je valni broj, s time da je λ valna duljina, a $\omega = 2\pi\nu$ kružna frekvencija svjetlosti. Promatraju li se (E_x, E_y, E_z) kao koordinate točke, može se primijetiti da jednadžbe A.3 opisuju spiralnu putanju na površini cilindra. Nadalje, uvede li se pokratak

$$\tau = kz - \omega t \quad (\text{A.4})$$

te raspišu sinus i kosinus sume, sustav jednadžbi A.3 se može svesti na

$$\begin{aligned} \frac{E_x}{E_1} \sin \delta_2 - \frac{E_y}{E_2} \sin \delta_1 &= \cos \tau \sin(\delta_2 - \delta_1), \\ \frac{E_x}{E_1} \cos \delta_2 - \frac{E_y}{E_2} \cos \delta_1 &= \sin \tau \sin(\delta_2 - \delta_1). \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Kvadriranjem i sumiranjem izraza A.5 dobiva se jednadžba elipse,

$$\left(\frac{E_x}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_2}\right)^2 - 2\frac{E_x E_y}{E_1 E_2} \cos \delta = \sin^2 \delta, \quad (\text{A.6})$$

$$\delta = \delta_1 - \delta_2.$$

Ako ekvivalentne jednadžbe vrijede i za magnetsku komponentu vala, kaže se da je val eliptično polariziran. Definicijom kuta θ kao kuta između x osi i velike osi elipse, može se odabrati koordinatni sustav orijentiran u smjeru velike i male osi elipse,

$$E_\xi = E_a \cos(\tau + \delta) = E_x \cos \theta + E_y \sin \theta, \quad (\text{A.7})$$

$$E_\eta = E_b \sin(\tau + \delta) = -E_x \sin \theta + E_y \cos \theta.$$

Kombiniranjem jednadžbi A.6 i A.7, uz uvjet da jednadžbe moraju vrijediti za svaki τ , dobiva se

$$S_0 \equiv E_a^2 + E_b^2 = E_1^2 + E_2^2. \quad (\text{A.8})$$

S_0 jest ukupni Poyntingov tok polariziranog vala te je jednak sumi tokova u dva okomita, proizvoljna smjera. Zatim, definira li se $\chi = \tan(E_a/E_b)$, mogu se uvesti Stokesovi parametri jednaki

$$S_0 = I = E_a^2 + E_b^2,$$

$$S_1 = Q = S_0 \cos 2\chi \cos 2\theta,$$

$$S_2 = U = S_0 \cos 2\chi \sin 2\theta,$$

$$S_3 = V = S_0 \sin 2\chi. \quad (\text{A.9})$$

Ako se kutevi 2θ i 2χ interpretiraju kao geografska duljina i širina na sferi radijusa S_0 , svako polarizacijsko stanje odgovara točki na površini sfere. Ekvator predstavlja stanja linearne polarizacije, sjeverni pol desnu kružnu polarizaciju, a južni lijevu. Samo tri Stokesova parametra su nezavisna te slijedi

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2, \quad (\text{A.10})$$

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2.$$

Za potpuno linearno polarizirani val Stokesove jednadžbe tada iznose

$$\begin{aligned}S_0 &= I = E = S, \\S_1 &= Q = I \cos 2\theta, \\S_2 &= U = I \sin 2\theta, \\S_3 &= V = 0.\end{aligned}\tag{A.11}$$

Monokromatski valovi su uvijek potpuno polarizirani. Ukoliko val nije monokromatski, općenito vrijedi

$$\begin{aligned}S_0^2 &\geq S_1^2 + S_2^2 + S_3^2, \\I^2 &\geq Q^2 + U^2 + V^2.\end{aligned}\tag{A.12}$$

Definira li se $I_{pol} = p \cdot I$, gdje je $p = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0}$ stupanj polarizacije, može se nastaviti koristiti jednakost $I_{pol}^2 = Q^2 + U^2 + V^2$.

Literatura

- [1] Draine, B. T. *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*. Princeton : Princeton University Press, 2011.
- [2] Ferrière, K. M. The interstellar environment of our galaxy. // *Reviews of Modern Physics*. 73, 2001., 1031
- [3] Heiles, C.; Haverkorn, M. Magnetic Fields in the Multiphase Interstellar Medium. // *Space Science Reviews*. 166, 2012., 293
- [4] Elmegreen, B. G.; Scalo, J. Interstellar Turbulence I: Observations and Processes. // *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*. 42, 2004., 211
- [5] Scalo, J.; Elmegreen, B. G. Interstellar Turbulence II: Implications and Effects. // *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*. 42, 2004., 275
- [6] Heiles C. HI shells and supershells. // *Astrophysical Journal* 229, 1979., 533
- [7] Guzman, A. E. et al. The role of magnetic fields in the structure and interaction of supershells. // *Astronomy & Astrophysics*, 525, 2011., A138
- [8] Wilson, T. L.; Rohlfs, K.; Hüttemeister, S. *Tools of Radio Astronomy*. Berlin : Springer, 2009.
- [9] Westerhout, G. et al. Polarization of the galactic 75-cm radiation. // *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, Vol. 16, 1962.
- [10] Wieringa, M. H. et al. Small scale polarization structure in the diffuse galactic emission at 325 MHz.// *Astronomy & Astrophysics*, 268, 1993., 215
- [11] Haverkorn, M.; Katgert, P.; de Bruyn, A. G. Structure in the local Galactic ISM on scales down to 1 pc, from multi-band radio polarization observations. // *Astronomy & Astrophysics*, 356, 2000., L13
- [12] Uyaniker, B.; Landecker, T. L. A Highly Ordered Faraday Rotation Structure in the Interstellar Medium.// *The Astrophysical Journal*, 575, 2002., 225
- [13] Jelić, V. et al. Linear polarization structures in LOFAR observations of the interstellar medium in the 3C 196 field. // *Astronomy & Astrophysics*, 583, 2015., A137

- [14] Shukurov, A.; Berkhuijsen, E. M. Faraday ghosts: depolarization canals in the Galactic radio emission. // *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 342, 2003., 496
- [15] Momferatos, G. The sites of extreme turbulent dissipation in the diffuse interstellar medium: structure & properties. Doktorski rad. Pariz : École Doctorale 127 - Astronomie & Astrophysique d'Île de France, Université Paris-Sud, 2015.
- [16] Ntormousi, E. et al. The role of magnetic fields in the structure and interaction of supershells. // *Astronomy & Astrophysics*, 599, 2017., A94
- [17] Jelić, V. et al. Initial LOFAR observations of epoch of reionization windows. II. Diffuse polarized emission in the ELAIS-N1 field. // *Astronomy & Astrophysics*, 568, 2014., A101
- [18] Jelić, V. et al. Realistic simulations of the Galactic polarized foreground: consequences for 21-cm reionization detection experiments. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 409, 2010., 1647
- [19] Optical-rotation, (14.4.2007.), Wikimedia, <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Optical-rotation.svg>, 10.1.2020.
- [20] Brentjens, M. A.; de Bruyn, A. G. Faraday rotation measure synthesis. // *Astronomy & Astrophysics*, 441, 2005., 1217
- [21] Asad, K. M. B. et al. Polarization leakage in epoch of reionization windows - II. Primary beam model and direction-dependent calibration. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 462, 2016., 4482
- [22] Clark, S. E.; Peek, J. E. G.; Putman, M. E. Magnetically Aligned H I Fibers and the Rolling Hough Transform. // *The Astrophysical Journal*, 789, 2014., 82
- [23] Rybicki, G. B.; Lightman, A. P. *Radiative Processes in Astrophysics*. Weinheim : WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2004.
- [24] Jelić V. et al. Magnetically aligned straight depolarization canals and the rolling Hough transform. // *Astronomy & Astrophysics*, 615, 2018., L3

- [25] Van Eck, C. L. et al. Faraday tomography of the local interstellar medium with LOFAR: Galactic foregrounds towards IC 342. // *Astronomy & Astrophysics*, 597, 2017., A98