Multifrekvencijska analiza Polarnog plamička

Galić, Ina

Master's thesis / Diplomski rad

2023

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://urn.nsk.hr/urn:nbn:hr:217:346382

Rights / Prava: In copyright / Zaštićeno autorskim pravom.

Download date / Datum preuzimanja: **2024-05-12**

Repository / Repozitorij:

Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Ina Galić

MULTIFREKVENCIJSKA ANALIZA POLARNOG PLAMIČKA

Diplomski rad

Zagreb, 2023.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

Ina Galić

Diplomski rad

Multifrekvencijska analiza Polarnog plamička

Voditelj diplomskog rada: dr. sc., Vibor Jelić

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2023.

Želim iskoristiti ovu priliku da od srca izrazim svoju zahvalnost izvanrednim pojedincima koji su odigrali nezamjenjivu ulogu u oblikovanju mog akademskog i osobnog putovanja. Bez njihovih neprocjenjivih doprinosa, ovaj rad ne bi urodio plodom.

Prije svega, neizmjerno sam zahvalna izuzetnom timu iz Laboratorija za astročestičnu fiziku i astrofiziku na Institutu Ruđer Bošković. Hvala Ani Erceg i Luki Turiću što su sa mnom podijelili svoje znanje o astrofizici i kodiranju. Bez njih bi dovršavanje ovog rada trajalo mnogo duže. Posebno se zahvaljujem dr. sc. Viboru Jeliću, čije su vodstvo i mentorstvo bili ključni ne samo u stvaranju ovog rada, već i u mojim daljnjim koracima prema karijeri u astrofizici. Zaista sam mu zahvalna na nepokolebljivom strpljenju i razumijevanju te sjajnom humoru preko kojeg me je naučio važnu lekciju - izbor teme za diplomski rad blijedi u usporedbi sa značajem izvanrednog mentora. Toplo preporučujem čitatelju da nakon mojeg rada pročita i početak zahvale u [1].

Nadalje, upućujem svoju zahvalnost prof. dr. sc. Vernesi Smolčić i ostatku astrofizičarske grupe PMF-a. Iako nisu bili izravno uključeni u ovaj rad, tjedni sastanci bili su neprocjenjivi za proširenje mog znanja o astrofizici i astrofizičkoj zajednici. Posebno sam zahvalna svom astro-prijatelju, Luki Matijeviću, što je saslušao moje nevolje s ovim istraživanjem i ponudio utjehu i savjete u trenucima frustracije kada su neki kodovi odbijali suradnju.

Željela bih izraziti svoju iskrenu zahvalnost i prof. dr.sc. Matku Milinu na njegovom vodstvu tijekom mojih prvih godina na PMF-u. Njegov izvanredan način poučavanja uvijek je probudio moju znatiželju za fizikom, a njegove riječi ohrabrenja pružile su mi sigurnost koja mi je bila potrebna da samouvjereno nastavim s karijerom u fizici. Zaista sam zahvalna što sam imala priliku biti jednom od njegovih studenata.

Bila bih nemarna kada ne bih spomenula nevjerojatna prijateljstva i kolegijalnost koje sam iskusila na PMF-u. Svim mojim prijateljima i kolegama, hvala na podršci, smijehu, stimulirajućim raspravama i nebrojenim kasnonoćnim sesijama učenja u proteklih pet godina. Poseban pozdrav Lani i Noahi, najboljim štrebericama koje djevojka može poželjeti. Zajedno smo trijumfirale i sada ponosno nosimo titulu mag. phys. Linolada!

Zahvaljujem se mojoj voljenoj obitelji, posebno mojim roditeljima Gordani i Leonardu, na njihovoj vječnoj podršci i strpljenju u podnošenju mojih brojnih hobija

i opsežnih monologa o fizici, bez obzira na naizgled apsurdne okolnosti i vrijeme u danu. Biti vaša kći bio je neizmjeran blagoslov i iskreno vjerujem da ne bih stigla ovako daleko u svojem životu bez vaše bezuvjetne ljubavi i podrške.

Mom duševnom prijatelju, Dariju Orliću, tvoj neprestan interes za znanost i uspjeh u prirodoslovnim predmetima tijekom osnovnoškolskih dana služio mi je kao neprestana motivacija za daljnji trud u mojoj znanstvenoj karijeri. Također, hvala ti što si me upoznao s Razbijačima mitova, sada stojim ovdje „razbivši“ vlastitu hipotezu. Neizmjerno sam zahvalna što si dio mog života.

Željela bih izraziti svoju zahvalnost obitelji Damjanović i njihovim divnim mačjim i psećim prijateljima što su mi postali druga obitelj.

Posebne zahvale Tomislavu Damjanoviću što mi je pružio sigurno i njegujuće utočište gdje mogu potražiti predah od tjeskobe i stresa. Suočena s izazovima, njegova prisutnost i bezuvjetna ljubav služili su kao izvor utjehe i snage. Per aspera...

Na kraju, upućujem svoju iskrenu zahvalu Josipu Strmečkom, Anti Galiću, Danijelu Kozarčaninu i Goranu Žugecu na dubokom utjecaju koji su imali na moj život. Svatko od vas je posjedovao jedinstvenu i nesvakidašnju esenciju, a vaši su doprinosi neosporno učinili ovaj svijet boljim mjestom. Željno iščekujem dan kada ćemo se ponovno okupiti kako bismo igrali šah, uživali u zvukovima rock ’n’ roll bendova 70-ih, istraživali umjetničke izložbe, otišli u ribolov i prisjećali se dragih uspomena. Vaša podrška i utjecaj bili su neprocjenjivi i nadam se da ovaj rad služi kao dokaz toga.

Svima onima koji ovdje nisu posebno spomenuti, znajte da ste u mojim mislima i zahvalna sam na vašem doprinosu. Međutim, s obzirom na utjecaj proizvodnje tinte i papira na okoliš (3 milijarde stabala se posiječe svake godine za papir), ne mogu nabrojati svakog pojedinca. Molim vas, prihvatite moju iskrenu zahvalnost za vašu ulogu u mom putu.

Sažetak

Međuzvjezdana tvar (ISM) odnosi se na materijal koji ispunjava prostor između zvijezda unutar galaksija. Obuhvaća različite komponente, uključujući prašinu, plin koji postoji u različitim stanjima (hladan, topao ili vruć i ioniziran, neutralan ili molekularan), kozmičke zrake i magnetska polja. Jedan fascinantan oblik ISM-a su molekularni oblaci. Ove guste i hladne strukture služe kao povoljna okruženja za stvaranje novih zvijezda.

Cilj ovog rada bio je istražiti interakciju između ionizirane i neutralne materije te magnetskog polja unutar molekularnog oblaka Polarni plamičak. Kako bi to postigli, proveli smo opsežnu analizu radiopolarimetrijskih mjerenja i zračenja detektiranog iz tog područja na više frekvencija. Sinkrotronsko zračenje na radiovalnim duljinama pokazalo se kao koristan alat za proučavanje ionizirane komponente ISM-a. Upotrijebili smo promatranja sinkrotronskog zračenja prikupljena radioteleskopom LOFAR (iz engl. Low-Frequency Array) na niskim radiofrekvencijama i nad njima proveli Faradayevu tomografiju koristeći se tehnikom RM sinteze (iz engl. rotation measure synthesis).

Naša analiza je otkrila strukturu difuzne polarizirane emisije koju karakteriziraju ravni depolarizirani kanali. Ovi kanali predstavljaju područja u kojima nema polarizirane emisije. Kako bismo stekli uvid u 3D strukturu lokalnog magnetskog polja i distribuciju različitih vrsta materije unutar oblaka, trebali smo odrediti njihove smjerove. U tu smo svrhu primijenili kotrljajući Houghov transformat na LOFAR-ove slike sinkrotronskog zračenja i mape neutralnog vodika iz HI4PI pregleda neba. Odredili smo i smjer magnetskog polja u ravnini neba iz podataka o polariziranom zračenju zvijezda, koje je RoboPol prikupio pomoću zvjezdane optičke polarimetrije, i promatranja termalne emisije prašine snimljene Planckovim instrumentima.

Nakon analize podataka, naši rezultati ukazuju na nedostatak korelacije između smjera depolariziranih kanala i komponente magnetskog polja paralelne ravnini neba. Međutim, intrigantne veze pojavljuju se između drugih komponenti molekularnog oblaka. Konkretno, opažamo da filamenti neutralnog vodika na jednom intervalu brzinama pokazuju isti smjer prostiranja kao pronađeni depolarizirani kanali. Također, postoji preklapanje između smjera prostiranja filamenata neutralnog vodika na drugom intervalu brzina i silnica magnetskog polja koje leže u ravnini neba. Ovi pro-

nalasci impliciraju mogućnost da su korelirajuće strukture lokalizirane unutar istog prostornog dijela molekularnog oblaka.
Ključne riječi: međuzvjezdana tvar, sinkrotronsko zračenje, depolarizirani kanali, magnetska polja, filamenti neutralnog vodika, Faradayeva tomografija, kotrljajući Houghov transformat, polarizirano zračenje zvijezda, termalno zračenje prašine

Multifrequency Analysis of the Polaris Flare

Abstract

The interstellar medium (ISM) refers to the material that fills the vast regions of space between stars within galaxies. It encompasses various components, including dust, thermal gas existing in different states (cold, warm, or hot, and ionized, neutral, or molecular), cosmic rays, and magnetic fields. One fascinating form of the ISM are molecular clouds. These dense and cold structures serve as favorable environments for star formation.

This study aimed to investigate the interaction between ionized and neutral matter, as well as the magnetic field, within the molecular cloud Polaris Flare. We conducted a comprehensive analysis of radio polarimetric measurements and radiation detected from the region at multiple frequencies. Synchrotron radiation at radio wavelengths proved to be a valuable tool for studying the ionized component of the ISM. We used observations of synchrotron radiation collected by the Low-Frequency Array (LOFAR) radiotelescope at low radio frequencies and performed a Faraday tomography on them using the rotation measurement (RM) synthesis technique.

Our findings revealed a diffuse polarized emission structure characterized by straight depolarization canals. These canals represent regions where the polarized emission is absent. To gain insights into the 3D structure of the local magnetic field and the distribution of different types of matter within the cloud, we wanted to determine their orientations. For this purpose, we applied the Rolling Hough transform to both the LOFAR synchrotron radiation images and the neutral hydrogen maps obtained from the HI4PI survey. We also derived the plane-of-the-sky magnetic field orientations from starlight polarization data, collected by RoboPol using stellar optical polarimetry, and thermal dust emission captured by the Planck instruments.

Upon analyzing the data, our results indicate a lack of correlation between the direction of the depolarization canals and the plane-of-the-sky magnetic field component. However, intriguing connections emerge between other components of the molecular cloud. In particular, we observe that the neutral hydrogen filaments at one speed interval show the same propagation direction as the detected depolarization canals. Furthermore, there is an overlap between the direction of propagation of the

HI filaments at another speed interval and the magnetic field lines lying in the plane of the sky. These findings imply the possibility that correlating structures are localized within the same spatial portion of the molecular cloud.
Keywords: interstellar medium, synchrotron radiation, depolarization canals, magnetic fields, neutral hydrogen filaments, Faraday tomography, Rolling Hough Transform, starlight polarization, thermal dust emission

Sadržaj

1 Uvod **1**

1.1 Mliječna staza 1

1.2 Međuzvjezdana tvar i molekularni oblaci 2

1.3 Vrste zračenja međuzvjezdane tvari 4

1.3.1 Sinkrotronsko zračenje 4

1.3.2 Vodikova 21-cm linija 8

1.3.3 Polarizirano zračenje zvijezda i zračenje prašine 9

1.4 Polarni plamičak i ciljevi rada 10

2 Podaci **14**

2.1 Sinkrotronsko zračenje u području Polarnog plamička 14

2.2 Polarizirano zračenju zvijezda u području Polarnog plamička 17

2.3 Ostali podaci u području Polarnog plamička 18

2.3.1 Zračenje neutralnog vodika 18

2.3.2 Termalno polarizirano zračenje zrnaca prašine 20

3 Metodologija **22**

3.1 RHT analiza 22

4 Rezultati **25**

5 Diskusija i zaključak **34**

Dodaci **37**

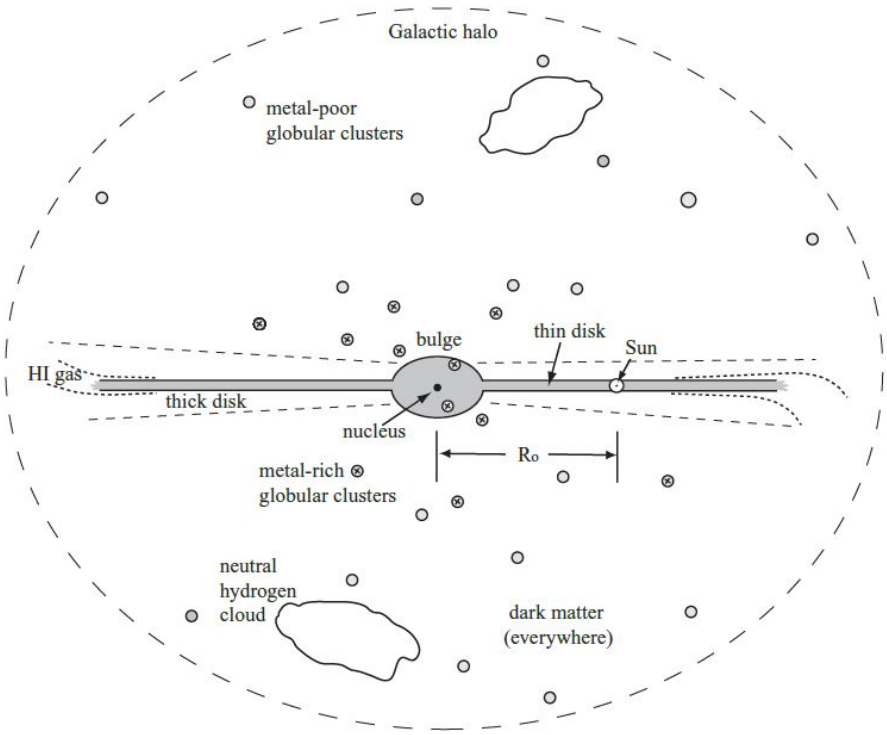
A Polarizacija i Stokesovi parametri **37**

B Sinteza mjere rotacije **40**

Literatura **42**

1 Uvod

1.1 Mliječna staza



Slika 1.1: Shematski prikaz Mliječne staze. Preuzeto iz [2].

Mliječna staza je spiralna prečkasta galaksija u kojoj se nalazi Sunčev sustav. Sastoji se od središnjeg zadebljanja (engl. *bulge*), diska, zvjezdanoga haloa (engl. *stellar halo*) i haloa tamne tvari (engl. *dark halo*). U nastavku poglavlja ćemo detaljnije opisati navedene dijelove Mliječne staze koristeći se s [2] i [3] kao izvorima informacija.

Središte Galaksije čini svjetlosno zadebljanje s radijusom od nekoliko kpc[1] i luminozitetom[2] od $\approx 5 \cdot 10^9\,\mathrm{L}_\odot$. Ono sadrži gustu nakupina zvijezda s masom od $\approx 20 \cdot 10^9\,\mathrm{M}_\odot$ i crnu rupu Sagittarius A* s masom od $\approx 4 \cdot 10^6\,\mathrm{M}_\odot$ u samom centru. Zvijezde ovog područja imaju prosječnu brzinu od 100 km/s sa znatnim nasumičnim gibanjem.

Na zadebljanje se nastavlja disk koji ima luminozitet od $15 - 20 \cdot 10^9\,\mathrm{L}_\odot$, dijametar od 50 kpc i čiji oblik nije savršeno kružan već pomalo eliptičan. Disk se dijeli na mladi i stari tanki disk (engl. *thin disk*) te debeli disk (engl. *thick disk*). Tanki disk sadrži

[1] 1 pc = 206 264.806 AU = 3.09 $\cdot 10^{13}$ km

[2] Luminozitet je mjera ukupne izračene elektromagnetske snage nekog tijela.
$\mathrm{L}_\odot = 3.828 \cdot 10^{26}$ W
$\mathrm{M}_\odot = 1.989 \cdot 10^{30}$ kg

većinski dio zvijezda diska i aktivno je područje stvaranja zvijezda s visinskom skalom[3] od $\approx$ 90 pc za mladi dio i $\approx$ 350 pc za stari dio. S druge strane, debeli disk ima visinsku skalu od $\approx$ 1 kpc i sadrži stariju populaciju zvijezda koja je siromašna teškim metalima. Većina plina i prašine u disku nalazi se u vrlo tankom sloju oko središnje ravnine zvjezdanoga diska. Debljina tog sloja približno raste s udaljenošću od centra Galaksije. Zvijezde diska gibaju se po približno kružnim putanjama brzinom od 200 km/s s blagim nasumičnim gibanjem te imaju ukupnu masu od $\approx 60 \cdot 10^9\,\mathrm{M}_\odot$.

Zvijezde i kuglasti skupovi koji se nalaze u sferi izvan diska i središnjeg zadebljanja te se nasumično gibaju oko Galaktičkog centra, čine zvjezdani halo. Ovo područje je izuzetno siromašno metalima i čini mali doprinos masi Galaksije, svega $10^9\,\mathrm{M}_\odot$. Većina mase Galaksije zapravo dolazi od tamne tvari sferično raspoređene u obliku haloa tamne tvari na samom rubu Galaksije. Također, većinski dio volumena Galaksije nije sačinjen od zvijezda već međuzvjezdane tvari, ali masa te tvari čini samo 10% ukupne zvjezdane mase u Galaksiji.

1.2 Međuzvjezdana tvar i molekularni oblaci

Međuzvjezdana tvar (engl. *interstellar medium*, ISM) ispunjava prostor između zvijezda unutar galaksija. Sačinjena je od plina koji može biti hladan, topao ili vruć, te u ioniziranom, neutralnom ili molekularnom stanju. Primarna komponenta međuzvjezdanog plina je vodik, dok preostali postotak čine elementi poput helija, vode, kalcija i amonijaka. Uz plin, ISM je također ispunjen kozmičkom prašinom, koja može biti konglomerat karbonata ili silikata [4], te prožet visokoenergetskim kozmičkim zrakama (poput relativističkih protona i elektrona) i magnetskim poljima. Snažni udarni valovi uzrokovani solarnim vjetrovima i supernovama zajedno s utjecajem magnetskog polja koje se proteže kroz medij uzrokuju raspršenje ili kompresiju međuzvjezdane tvari. Ovi procesi su ključni za stvaranje zvijezda zbog čega je proučavanje dinamike ISM-a aktivno područje istraživanja u astrofizici.

Hladne (oko 10 K) i guste (više od 10^2 čestica/cm^3) strukture međuzvjezdane tvari čine molekularne oblake. Oni su većim dijelom sastavljeni od molekula vodika, a manjim od međuzvjezdane prašine. Zbog svoje niske temperature i visoke gustoće idealna su mjesta za stvaranje novih zvijezda. Osim gravitacijskog sažimanja, kod njih se javljaju i turbulentna gibanja hladne i magnetizirane tvari. U oblake može

[3]Visinska skala je udaljenost okomita na ravninu diska za koju gustoća tvari opadne za faktor e.

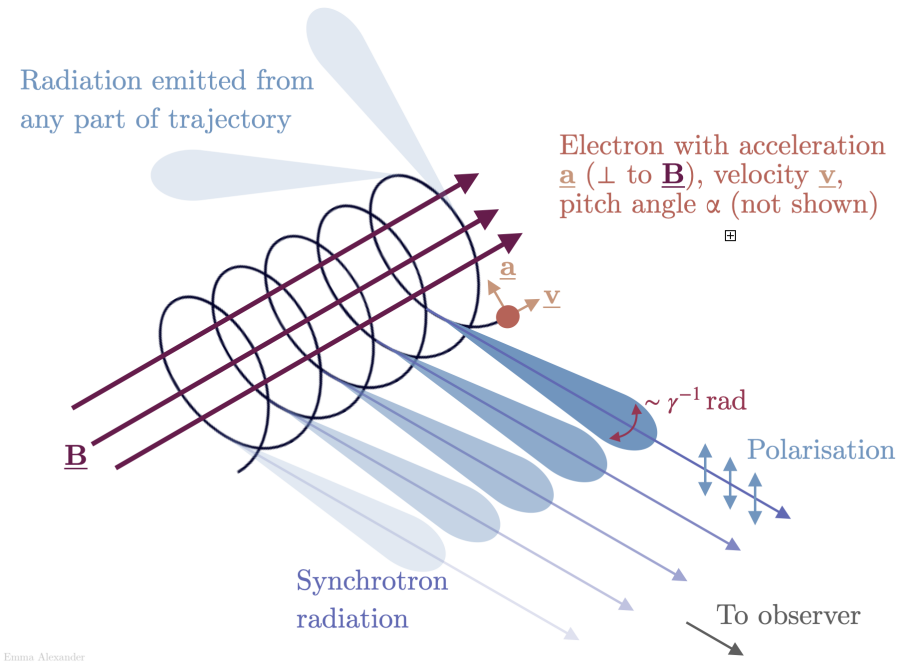
prodrijeti samo zračenje većih valnih duljina (od infracrvenog nadalje), koje zagrijava čestice međuzvjezdane prašine, ili kozmičke zrake nastale eksplozijama supernova. Molekularni oblaci mogu i sami proizvesti zračenje ako unutar njih nastanu zvijezde O ili B tipa koje snažno emitiraju ultraljubičasto zračenje zbog kojeg se molekule vodika razbijaju u atomsko stanje, a zatim fotodisociraju i stvaraju područja ioniziranog vodika. Primjer molekularnog oblaka prikazan je na Sl. 1.2.

Slika 1.2: Stupovi kreacije (engl. *Pillars of Creation*) snimljeni svemirskim teleskopom James Webb u infracrvenom području. Izvor: NASA, ESA, CSA, STScI; Joseph DePasquale (STScI), Anton M. Koekemoer (STScI), Alyssa Pagan (STScI).

1.3 Vrste zračenja međuzvjezdane tvari

1.3.1 Sinkrotronsko zračenje

Jedan način istraživanja međuzvjezdane tvari je pomoću sinkrotronskog zračenja. Ova vrsta zračenja javlja se kao posljedica interakcije nabijenih relativističkih čestica s magnetskim poljem.



Slika 1.3: Dijagram prikazuje elektron koji se, pod utjecajem Lorentzove sile, giba ubrzano po spiralnoj putanji oko jednolikog magnetskog polja i pritom emitira sinkrotronsko zračenje. Vektor akceleracije elektrona $\vec{a}$ je pritom okomit na vektor magnetskog polja $\vec{B}$ i na vektor brzine elektrona $\vec{v}$, a emitirano sinkrotronsko zračenje je koncentrirano unutar snopa $\approx \frac{1}{\gamma}$ radijana, gdje γ predstavlja Lorentzov faktor. Izvor[4]: Emma L. Alexander

Kada se nabijena čestica giba u magnetskom polju, na nju djeluje magnetska sila oblika

$$\vec{F} = \frac{q}{c}(\vec{v} \times \vec{B}) \tag{1.1}$$

gdje je q naboj čestice, $\vec{v}$ vektor brzine čestice, c brzina svjetlosti i $\vec{B}$ vektor magnetskog polja. Magnetska sila djeluje okomito na smjer gibanja čestice što znači da ne vrši rad, ne mijenja kinetičku energiju čestice niti iznos komponente brzine paralelne magnetskom polju $v_{\parallel}$. Čestica se stoga pod utjecajem magnetske sile giba ubrzano po

[4] https://emmaalexander.github.io/resources.html

spiralnoj putanji. Takvo gibanje dovodi do emisije elektromagnetskog zračenja poznatog kao *magnetobremsstrahlung*, odnosno magnetsko zakočno zračenje. Ovisno o brzini čestice, mogu se proizvesti tri vrste magnetskog zakočnog zračenja: giromagnetsko, ciklotronsko i sinkrotronsko. Giromagnetsko zračenje stvaraju čestice s brzinom mnogo manjom od brzine svjetlosti, dok čestice s kinetičkom energijom bliskom svojoj masi mirovanja proizvode ciklotronsko zračenje. Ultra relativističke čestice pak stvaraju sinkrotronsko zračenje.

U nastavku poglavlja ćemo opisati snagu i spektar sinkrotronskog zračenja kojeg stvara jedan elektron prateći notaciju i izvod iz [5]. Snaga zračenja nerelativističke nabijene čestice može se opisati Larmorovom jednadžbom koja glasi:

$$P = \frac{2}{3}\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{q^2a^2}{c^3} \tag{1.2}$$

gdje je a akceleracija naboja i ϵ_0 permitivnost vakuuma. Međutim, kada se radi o ultrarelativističkim nabijenim česticama, poput onih koje stvaraju sinkrotronsko zračenje, Larmorovu jednadžbu treba modificirati kako bi se uzeli u obzir relativistički učinci. Konkretno, ako promatramo elektron, snaga zračenja koju emitira u sustavu u kojem miruje je:

$$P' = \frac{2}{3}\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{e^2a_\perp'^2}{c^3} \tag{1.3}$$

gdje je $a_\perp'^2 = \sqrt{a_y^2 + a_z^2}$ akceleracija elektrona okomita na smjer gibanja magnetskog polja. Koristeći Lorentzove transformacije, vrijednost snage zračenje u sustavu mirovanja elektrona se može pretvoriti u odgovarajuću vrijednost u sustavu mirujućeg promatrača u Galaksiji:

$$P = \frac{2}{3}\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{\gamma^2e^4B^2v^2}{m_e^2c^5}\sin^2\alpha \tag{1.4}$$

gdje je γ Lorentzov faktor, m_e masa elektrona i α kut između magnetskog polja i smjera gibanja elektrona (engl. *pitch angle*). Jednadžba 1.4 se najčešće zapisuje pomoću Thomsonovog udarnog presjeka $\sigma_T = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{m_ec^2}\right)^2$ i gustoće magnetske energije $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$ tako da poprima oblik:

$$P = 2\,\sigma_T\,\beta^2\,\gamma^2\,c\,U_B\sin^2\alpha \tag{1.5}$$

gdje je $\beta = \frac{v}{c}$. Ultrarelativistički elektroni mogu imati životni vijek i do nekoliko milijuna godina tokom kojih učestalo podliježu raspršenju zbog fluktuacija u mag-

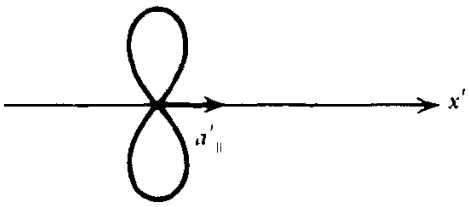
netskom polju ili interakcija s drugim nabijenim česticama. Kao rezultat toga, distribucija njihovih α kutova postaje izotropna pa za snagu sinkrotronskog zračenja po elektronu možemo uzeti srednju vrijednost:

$$\langle P \rangle = \frac{4}{3}\,\sigma_T\,\beta^2\,\gamma^2\,c\,U_B \tag{1.6}$$

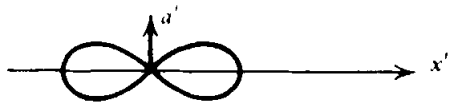
Proporcionalnost snage zračenja s γ^2 jedan je od razloga zašto sinkrotronsko zračenje uočavamo na radiofrekvencijama, iako bi zbog velike opažene mase ultrarelativističkih elektrona frekvencija sinkrotronskog zračenja trebala biti ekstremno mala. Naime, očekivana frekvencija sinkrotronskog zračenja može se izračunati koristeći:

$$\nu_B = \frac{\omega_B}{2\pi} \tag{1.7}$$

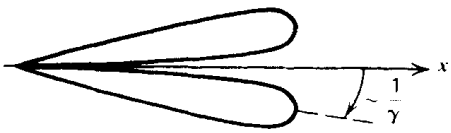
gdje je $\omega_B = \frac{\omega_G}{\gamma}$ kružna frekvencija sinkrotronskog zračenja, a $\omega_G = \frac{eB}{m_e c}$ kružna frekvencija giromagnetskog zračenja. Za elektron s $\gamma = 10^5$ u magnetskom polju jačine $B = 10\,\mu$G, frekvencija zračenja je $\nu_B \approx 28 \times 10^{-5}$ Hz što pada daleko izvan raspona radiofrekvencija, koje pokrivaju raspon od približno 3 kHz do 300 GHz. Drugi razlog zašto sinkrotronsko zračenje uočavamo na tako visokim frekvencijama je zbog relativističke aberacije. Zbog ovog efekta oblik snage zračenja koji u sustavu mirovanja elektrona ima dipolni uzorak (Slike 1.4a i 1.4b) u sustavu mirovanja opažača postaje značajno koncentriran duž smjera gibanja elektrona (Slika 1.4d). Kut unutar kojeg je takvo zračenje ograničeno iznosi $\theta = \pm \arcsin(1/\gamma)$.



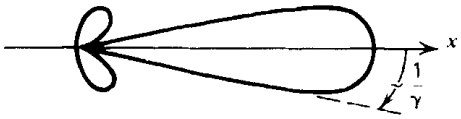
(a) Čestica miruje



(b) Čestica miruje



(c) $\vec{v} \parallel \vec{a}$



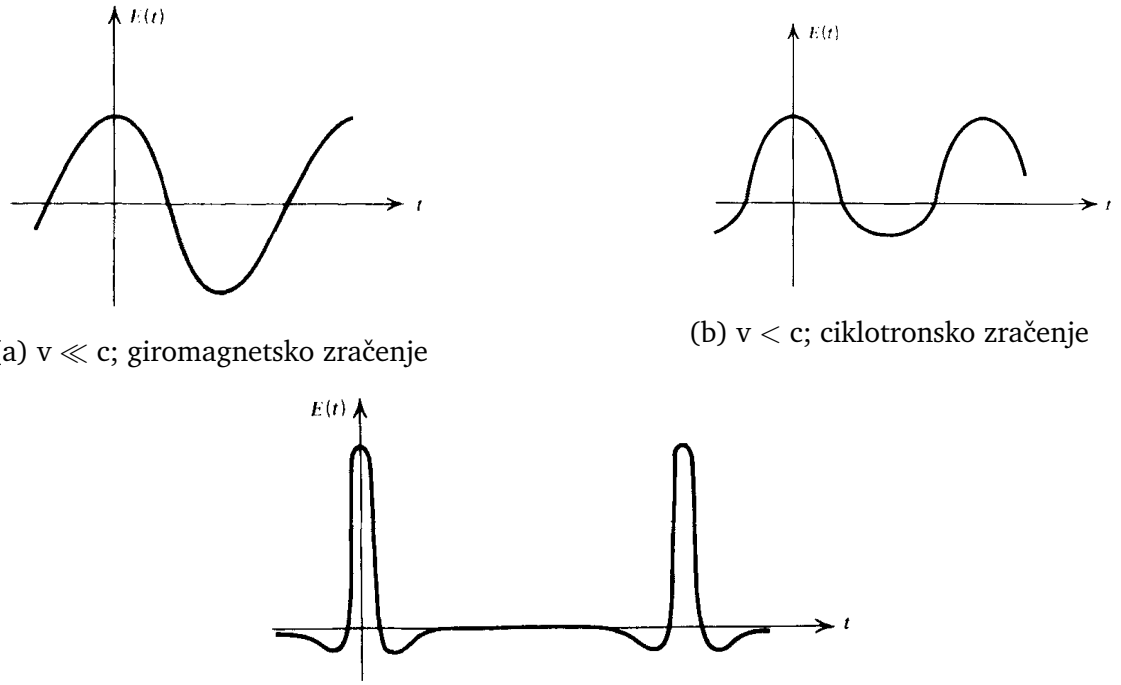
(d) $\vec{v} \perp \vec{a}$

Slika 1.4: Kutna raspodjela zračenja koju emitira čestica u različitim situacijama odnosa vektora brzine $\vec{v}$ i vektora akceleracije $\vec{a}$.

Također, relativistička aberacija pretvara niskofrekvetno sinusoidalno zračenje u sustavu mirovanja elektrona (Slika 1.5a) u niz oštrih visokofrekventnih pulseva u sustavu mirovanja opažača (Slika 1.5c). Koristeći Fourierov transformat, iz ovog niza pulseva se može dobiti spektar snage sinkrotronskog zračenja jednog elektrona. Detaljan izvod se može naći u [6], a u ovom radu predstavljamo konačan rezultat:

$$P(\nu) = \frac{\sqrt{3}\, e^3\, B \sin\alpha}{m_e\, c^2} \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\frac{\nu}{\nu_c}}^{\infty} K_{5/3}(\eta)\, d\eta \tag{1.8}$$

U ovoj jednadžbi $K_{5/3}$ označava modificiranu Besselovu funkciju, a $\nu_c = \frac{3}{2}\gamma^2\, \nu_G \sin\alpha$ i $\nu_G = \frac{\omega_G}{2\pi} = \frac{1}{2\pi}\frac{qB}{mc}$ su redom kritična i žiromagnetska frekvencija.



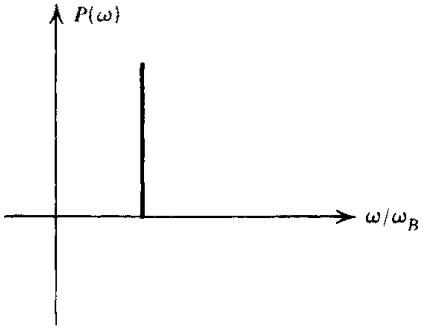
(a) v $\ll$ c; giromagnetsko zračenje

(b) v $<$ c; ciklotronsko zračenje

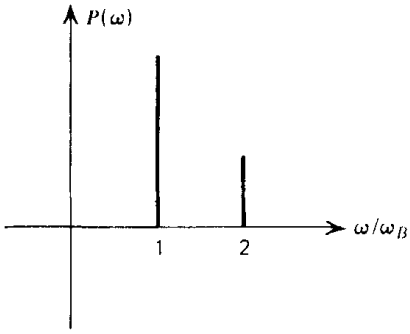
(c) v $\approx$ c; sinkrotronsko zračenje

Slika 1.5: Graf ovisnosti električnog polja $\vec{E}$ o vremenu za: a) nerelativističku česticu, b) blago relativističku česticu i c) ultrarelativističku česticu.

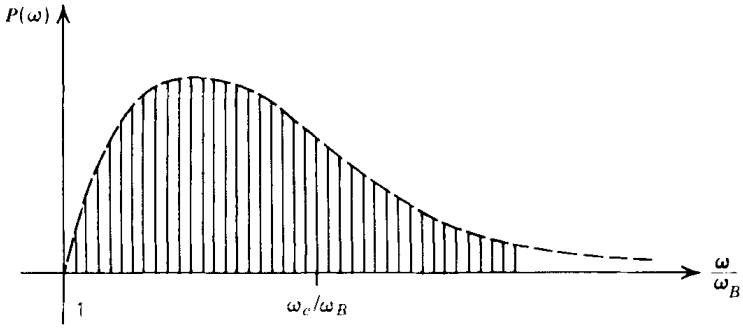
Sinkrotronsko zračenje je izrazito linearno polarizirano, s udjelom linearne polarizacije u rasponu od 69% do 75% [7] [8]. To se može pripisati sljedećem fenomenu: kada jedna nabijena čestica emitira zračenje, to zračenje je eliptično polarizirano (za detalje vidi Dodatak A). Ako doglednica pada unutar stošca maksimalne emisije, zračenje se pojavljuje s lijevom eliptičnom polarizacijom; ako je doglednica izvan stošca, zračenje ima desnu eliptičnu polarizaciju. Budući da se na doglednici nalazi više nabijenih čestica, ukupna polarizacija zračenja je kombinacija polarizacije svake



(a) v $\ll$ c; giromagnetsko zračenje



(b) v $<$ c; ciklotronsko zračenje



(c) v $\approx$ c; sinkrotronsko zračenje

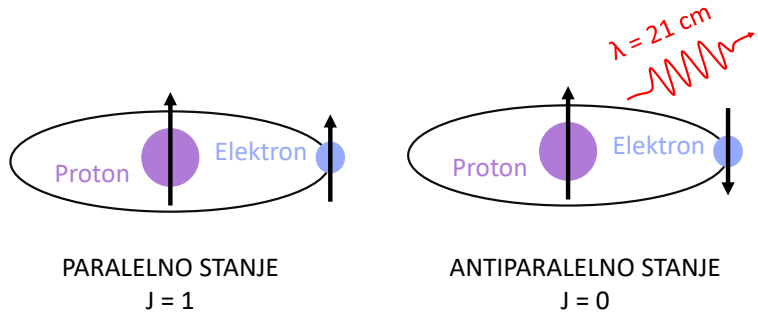
Slika 1.6: Spektar snage zračenja za: a) nerelativističku česticu, b) blago relativističku česticu i c) ultrarelativističku česticu.

pojedinačne čestice. U slučaju skupa nabijenih čestica sa slabo promjenjivom raspodjelom α kuta, lijeva eliptična polarizacija jedne čestice kombinira se s desnom eliptičnom polarizacijom susjednih čestica. To rezultira djelomično linearno polariziranim zračenjem, čime se objašnjava uočeni visoki stupanj linearne polarizacije u sinkrotronskom zračenju.

1.3.2 Vodikova 21-cm linija

Neutralni atomski vodik (HI) u međuzvjezdanom plinu može se proučavati pomoću hiperfinog prijelaza na valnoj duljini od 21 cm, odnosno zračenja detektiranog na 1.4 GHz.

Spin elektrona u atomu vodika može biti paralelan ili antiparalelan sa spinom protona u jezgri. Paralelno stanje se naziva gornjim stanjem jer je nešto više u energiji od antiparalelnog stanja, tzv. donjeg stanja. Kad elektron u atomu vodika preokrene svoj spin tako da pređe iz višeg u niže energetsko stanje, emitira se foton na valnoj duljini od 21 cm koji se može detektirati radioteleskopom. Vrijeme potrebno da se



Slika 1.7: Ilustracija koja prikazuje fenomen okretanja vodikovog spina pri kojem se emitira radio zračenja s valnom duljinom od 21 cm.

ovakav prijelaz dogodi je otprilike 10^7 godina, ali ga je zbog obilja neutralnog vodika u svemiru moguće detektirati.

Količina neutralnog vodika na doglednici se može odrediti iz jednadžbe stupca gustoće:

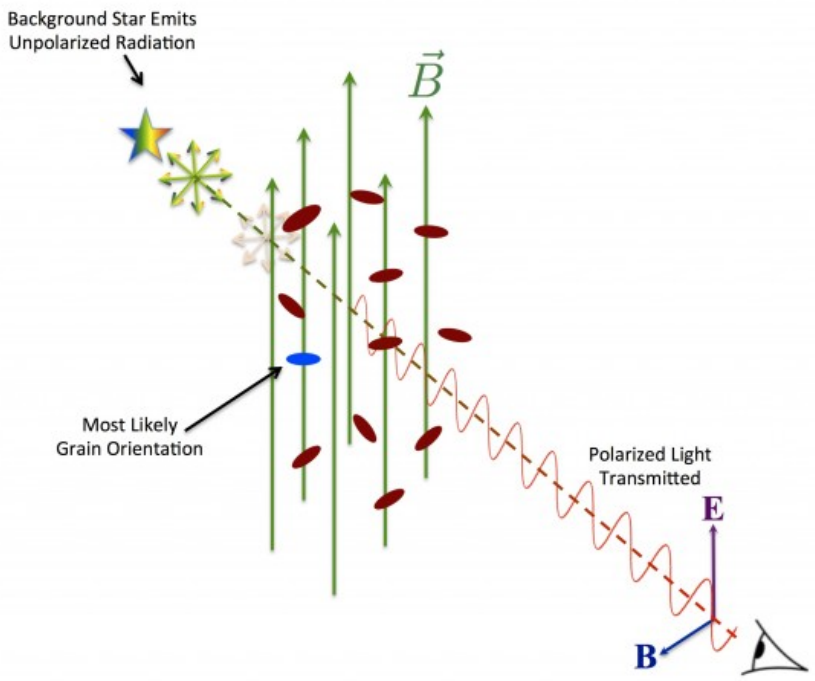
$$\frac{\eta_H}{[\mathrm{cm}^{-2}]} = \int_{doglednica} n_H(s)\, ds \approx 1.82 \times 10^{18} \int \frac{T_b(v)}{[\mathrm{K}]}\, d\left(\frac{v}{[\mathrm{kms}^{-1}]}\right) \tag{1.9}$$

gdje je T_b temperatura sjaja 21-cm linije za radijalnu brzinu v.

1.3.3 Polarizirano zračenje zvijezda i zračenje prašine

Međuzvjezdana ekstinkcija je efekt zatamnjenja dalekih objekata do kojeg dolazi zbog raspršenja i apsorpcije zračenja zvijezda na česticama međuzvjezdane prašine prisutnih na doglednici [3]. Jedna od posljedica ovog efekta je polarizirano zračenje zvijezda [9].

Zrnca međuzvjezdane prašine su najčešće asimetričnog oblika, izduženog u smjeru jedne osi, i rotiraju zbog čega se inducira magnetski moment. Nastali moment je okomit na njihovu dulju os i poravnava se sa smjerom vanjskog magnetskog polja. Kada nepolarizirano zračenje zvijezda prolazi kroz međuzvjezdanu tvar, ono se djelomično apsorbira duž dulje osi zrnca, što uzrokuje da se svjetlost polarizira u smjeru kraće osi zrnca. Drugim riječima, zračenje zvijezda se polarizira paralelno smjeru vanjskog magnetskog polja (vidi Sl. 1.8). To znači da smjer magnetskog polja lako možemo odrediti ako poznajemo smjer polarizacije svjetlosti zvijezda. Polarizirano zračenje zvijezda se tipično promatra u vidljivom dijelu spektra jer su na tim valnim dulji-



Slika 1.8: Shematki prikaz polarizacije svjetlosti zvijezda. Izvor[5]: PASIPHAE, Davis Geenstein.

nama ekstinkcija i poravnanje magnetskog momenta s vanjskim magnetskim poljem najefikasniji.

Svjetlost koju su zrnca apsorbirala ponovo se emitira u obliku termalnog zračenja. Preferirani smjer emisije je duž duge osi zrnca što znači da je smjer polarizacije termalnog zračenja okomit na smjer magnetskog polja. Zračenje prašine je najčešće vidljivo u mikrovalnom području, specifično na milimetarskim i submilimetarskim valnim duljinama. Razlog tome je činjenica da su dimenzije zrnaca prašine usporedive s ovim valnim duljinama, što ih čini učinkovitim raspršivačima i polarizatorima zračenja u ovom području.

1.4 Polarni plamičak i ciljevi rada

Polarni plamičak je molekularni oblak koji se nalazi u području sjevernog nebeskog pola. Pripada difuznoj vrsti molekularnih oblaka koju definiraju sljedeća obilježja:

[5] `https://pasiphae.science/isp`

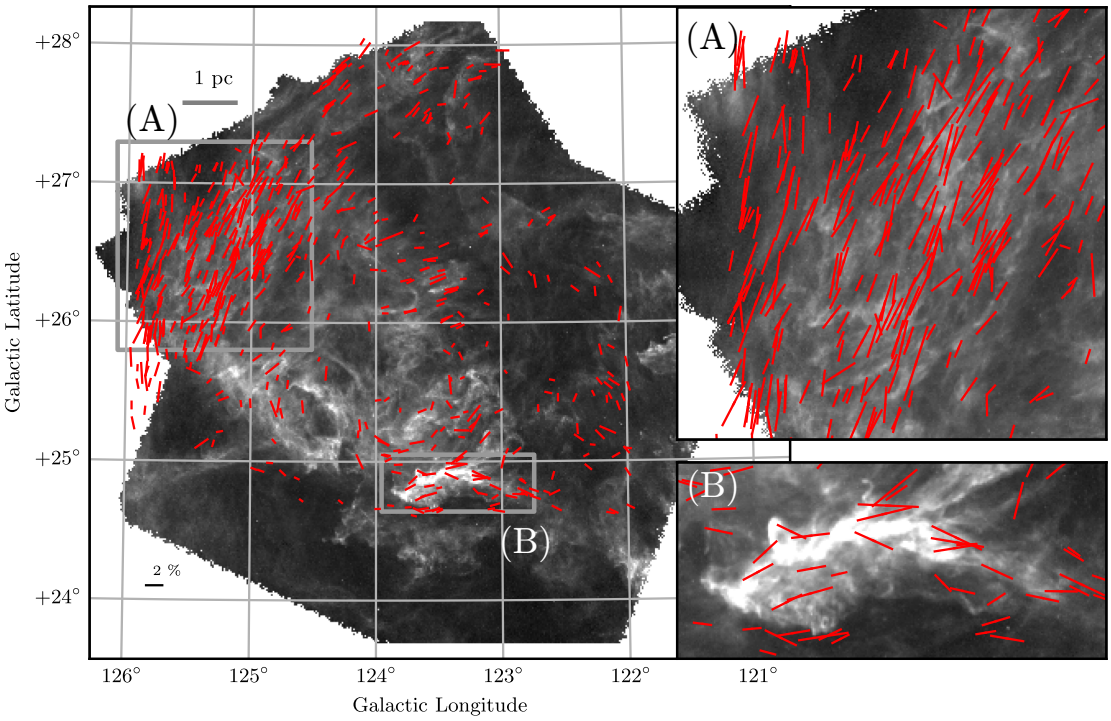
- sastav oblaka većinom čini atomski, odnosno u gušćim područjima molekularni plin
- masa oblaka je najčešće unutar 3 do 100 $M_\odot$
- dužina oblaka je unutar nekoliko parseka
- nema nastanka zvijezda

Postoji nekoliko radova na temu udaljenosti Polarnog plamička, ali među njima ne postoji konsenzus. Neki radovi tvrde da se nalazi već na 125 pc [10], a neki tek na 390 pc [11].

Polarnim plamičak aktivno je područje istraživanja. Za svrhu ovog diplomskog rada, ističemo važnost dvije publikacije.

U radu [12] su istraženi smjerovi magnetskog polja u Polarnom plamičku, dobiveni iz fotopolarimetrijskih promatranja RoboPol-om, i uspoređeni sa smjerovima rasprostiranja filamenata prašine, dobivenih iz promatranja zračenja prašine teleskopom Herschel. Detaljno su proučena dva područja (vidi Sl. 1.9) - prvo područje (označeno kao A) sadrži difuzne strukture prašine i ima gotovo uniformno magnetsko polje, dok drugo (označeno kao B) obuhvaća najgušći dio oblaka i u njemu jačaju turbulencije magnetskog polja. Omjer turbulentne i uređene komponente magnetskog polja jednak je 0.2 za područje A i 0.8 za područje B. Rezultati istraživanja su pokazali da se čak 70% smjerova magnetskog polja podudara s onima filamenata prašine detektiranih Herschelom što sugerira da magnetsko polje ima važnu ulogu u oblikovanju strukture međuzvjezdane tvari u Polarnom plamičku.

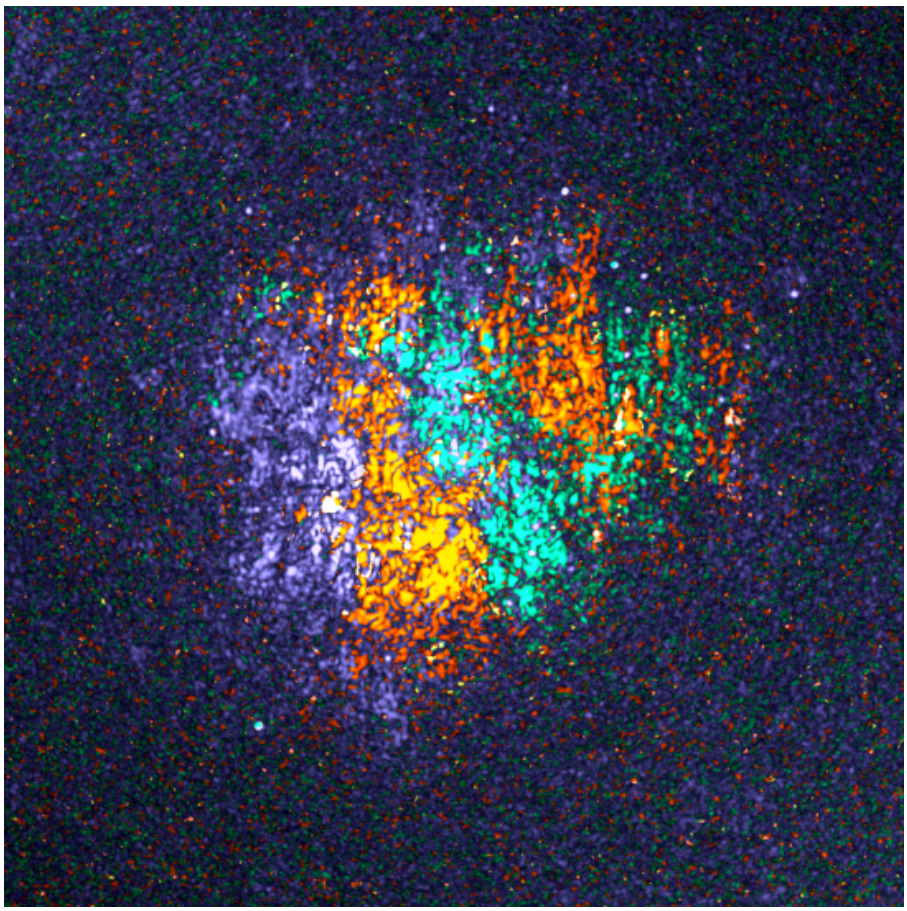
Nadalje, uočeno je da je udio linearne polarizacije termalnog zračenja zrnaca prašine detektiranih Herschelom u područjima A i B različit. Postavlja se pitanje je li za tu različitost odgovorna trodimenzionalna struktura magnetskog polja ili uniformnost polja duž doglednice? Potencijalni odgovor može se pronaći u diplomskom radu [13] gdje je napravljena Faradayeva tomografija (vidi Dodatak B) ionizirane materije Polarnog plamička koristeći podatke polariziranog sinkrotronskog zračenja prikupljenog radioteleskopom LOFAR. Dobiveni podaci su zatim uspoređeni sa zračenjem prašine prikupljenim teleskopom Herschel. Rezultati ukazuju da područje B sadrži magnetsko polje čija je komponenta paralelna doglednici jaka i usmjerena od promatrača. U području A pak vrijednost te komponente pada što znači



Slika 1.9: U crno-bijeloj boji su prikazana promatranja Polarnog plamička snimljena Herschel teleskopom na 250 μm. Preko njih su crvenim linijama nacrtane projekcije magnetskog polja na ravninu neba izračunate u [23]. Duljine segmenta odgovaraju udjelu linearne polarizacije svjetlosti, a skala od 2% naznačena je na slici. Preuzeto iz [12].

da veći dio magnetskog polja leži na ravnini neba. [13] zaključuje da razlika u udjelu polarizacije nastaje velikim dijelom zbog trodimenzionalne konfiguracije magnetskog polja.

U ovom radu je ponovljena Faradayeva tomografija Polarnog plamička i na dobivenim slikama su uočene tamne linearne strukture kod kojih nema polariziranog sinkrotronskog zračenja, tzv. depolarizirani kanali. Razlog nastanka takvih struktura se pripisuje instrumentalnoj depolarizaciji u područjima ISM-a gdje imamo veliku razliku u kutovima polarizacije između dva područja i vjeruje se da kanali prate smjer lokalnog magnetskog polja [14]. Cilj ovog rada je doprinijeti istraživanjima Polarnog plamička provođenjem multifrekventne radiopolarimetrijske analize, odnosno proučavanjem veze između magnetskog polja, depolariziranih kanala (ionizirane komponente ISM-a) i neutralnog vodika (neutralne komponentne ISM-a). Za ioniziranu komponentu ćemo koristiti podatke o polariziranom sinkrotronskom zračenju prikupljenom radioteleskopom LOFAR na niskim radiofrekvencijama, a za neutralnu komponentu promatranja neutralnog vodika iz HI4π (HI4PI) pregleda neba [15].



Slika 1.10: Slika Polarnog plamička s Faradayevim dubinama od -40 do -24 $\mathrm{rad\,m^{-2}}$ prikazanim zelenom bojom, od -27 do -22 $\mathrm{rad\,m^{-2}}$ narančastom bojom i -22 do 5 $\mathrm{rad\,m^{-2}}$ ljubičastom bojom. Preuzeto iz [13].

Smjer magnetskog polja odredit ćemo na dva načina - prvo iz podataka polariziranog zračenja zvijezda prikupljenog fotopolarimetrom RoboPol koristeći crveni filter [16], a zatim iz zračenja prašine detektiranog Planck satelitom [17].

Rad je organiziran na sljedeći način. U 2. poglavlju predstavljamo instrumente korištene za promatranje različitih komponenti Polarnog plamička, kao i pojedinosti o dobivenim skupovima podataka. U 3. poglavlju detaljno opisujemo kotrljajući Hought transformat koji se koristi za određivanje smjera struktura detektiranih LOFAR-om i HI4PI pregledom neba. Rezultati ove analize kao i silnice magnetskog polja određene iz RoboPol-ovih i Planckovih mjerenja prikazani su u 4. poglavlju. Sažetak svih otkrića i zaključaka može se pronaći u 5. poglavlju. Rad također uključuje dva dodatka: Dodatak A nudi koristan izvod Stokesovih parametara dok Dodatak B objašnjava koncept Faradayeve tomografije.

2 Podaci

2.1 Sinkrotronsko zračenje u području Polarnog plamička

Slika 2.1: Prikaz Superterpa - centralnog dijela LOFAR-a iz ptičje perspektive. Preuzeto iz [18].

LOFAR (engl. *LOw-Frequency ARray*) je interferometrijski radioteleskop koji se sastoji od približno 10 000 antena i 52 stanice raspoređene u osam država diljem Europe, pri čemu se većina stanica i samo sjedište teleskopa nalaze u Nizozemskoj [18] [19]. Opažanja se vrše u frekvencijskom rasponu od 10 do 240 MHz, odnosno valnim duljinama od 1.2 do 30 metara, pomoću jedne ili obje vrste LOFAR-ovih antena. Niskofrekventne antene (engl. *Low Band Antenna*, LBA) su optimizirane za promatranja na frekvencijama od 30 do 80 MHz, a visokofrekventne antene (engl. *High Band Antenna*, HBA) za promatranja na frekvencijama od 110 do 240 MHz. Antene detektiraju zračenje s nekog izvora u obliku Stokesovih Q i U parametara (za detalje vidi Dodatak A) koji se kombiniraju u kompleksan zapis kako bi se dobio vektor ukupne polarizacije P:

$$P(\lambda^2) = Q + iU \tag{2.1}$$

Duljina vektora P određuje iznos ukupne polarizacije $|P|$, dok kut koji zatvara s x-osi određuje kut polarizacije χ koji glasi:

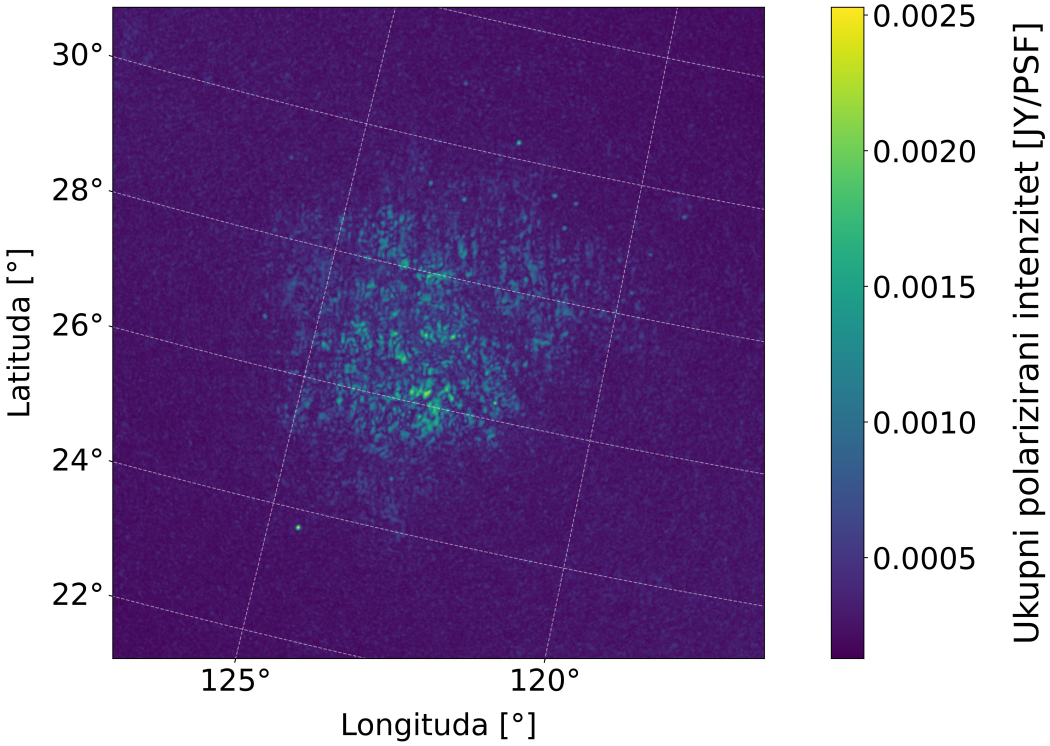
$$\chi = \frac{1}{2} tg^{-1} \left(\frac{U}{Q} \right) \tag{2.2}$$

Signali prikupljeni antenama prolaze kroz filtriranje, pojačavanje, pretvorbu u baznu frekvenciju i digitalizaciju u prijemniku (engl. *reciever unit*, RCU), a potom se obrađuju u hardveru za digitalnu obradu signala (engl. *digital signal processing hardver*, DSP). Nakon toga se šalju u lokalnu upravljačku jedinicu (engl. *local control unit*, LCU), a zatim u ostale jedinice za primarnu obradu podataka.

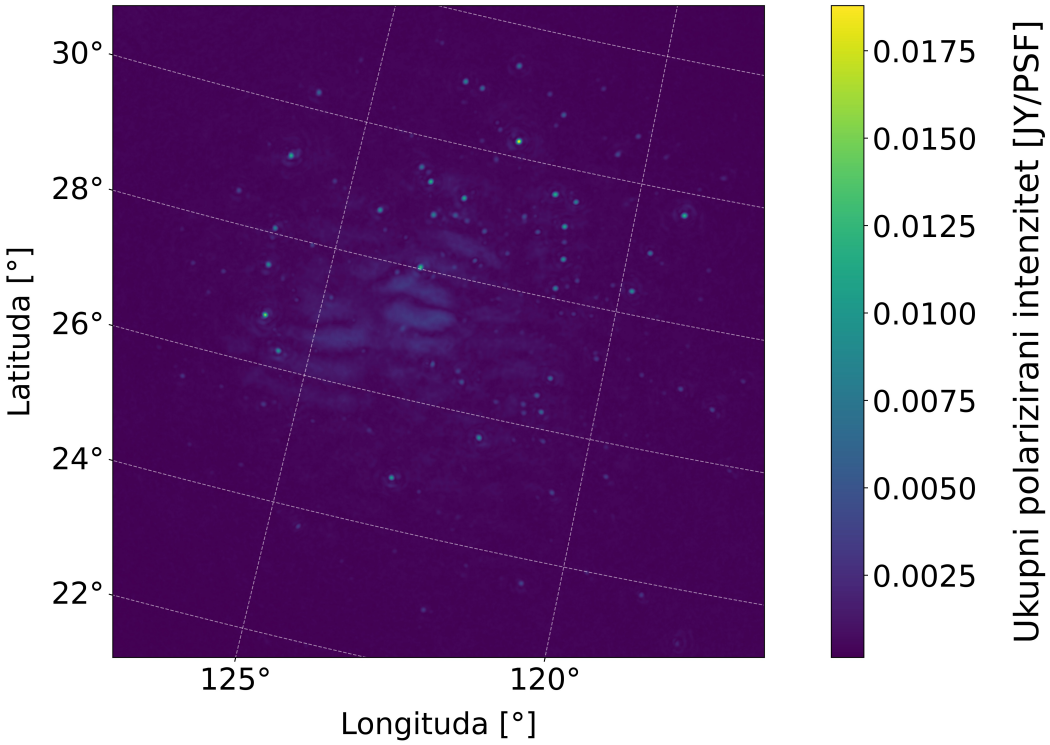
U prosincu 2011. LOFAR-om je izvršeno promatranje polariziranog sinkrotronskog zračenja Polarnog plamička (s oznakom L182797) koristeći HBA DUAL INNER konfiguraciju antena. Promatranje je obuhvatilo frekvencijski raspon od 115 do 180 MHz sa spektralnom razlučivosti od 0.2 MHz i pokrilo je područje od približno $9.9^\circ \times 9.9^\circ$ sa sjevernim nebeskim polom[6] u središtu. Prikupljene podatke proveli smo kroz sintezu mjere rotacije za Faradayeve dubine između -50 $\mathrm{rad\,m^{-2}}$ i +50 $\mathrm{rad\,m^{-2}}$ u koracima od 0.25 $\mathrm{rad\,m^{-2}}$, a zatim smo iz rezultirajuće Faradayeve P kocke napravili dvije slike maksimalne polarizacije: jednu za raspon Faradayeve dubine od -50 do -5.75 $\mathrm{rad\,m^{-2}}$ (vidi Sl. 2.2) i drugu za raspon od -5.75 do 50 $\mathrm{rad\,m^{-2}}$ (vidi Sl. 2.3). Rezolucija u Faradayevom prostoru je $\delta\Phi$ = 0.9 $\mathrm{rad\,m^{-2}}$, a najveća struktura koju možemo razlučiti je $\Delta\Phi_{scale}$ = 1.1 $\mathrm{rad\,m^{-2}}$.

Na Sl. 2.2 primjećujemo tamne linearne strukture koje se zovu depolarizirani kanali. Na ovim područjima nema polarizirane emisije, a razlog njihovog nastanka se pripisuje depolarizaciji unutar rezolucije instrumenta radi prisutnosti jakog gradijenta mjere rotacije (Slika 2.4 pod 1) ili radi lokalnog turbulentnog magnetskog polja (Slika 2.4 pod 2) u pojedinim područjima ISM-a [20]. U ovom radu detaljnije analiziramo Sl. 2.2 kako bi istražili sinkrotronsko zračenje, odnosno depolarizirane kanale, u Polarnom plamičku.

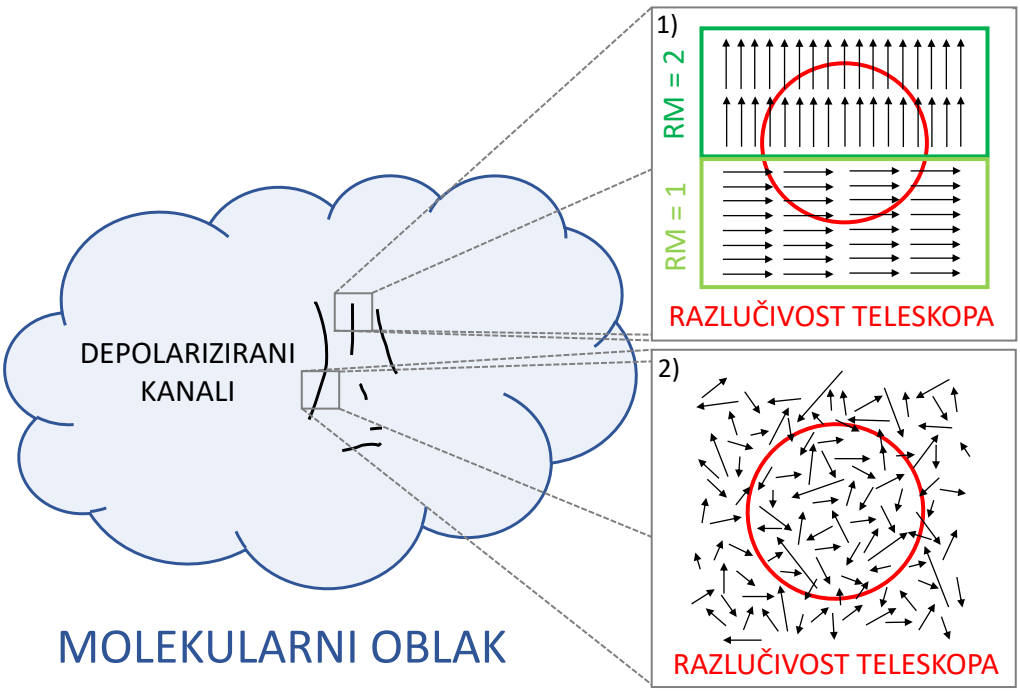
[6]Sjeverni nebeski pol (NCP) je točka na nebu izravno iznad Sjevernog pola Zemlje. Nalazi se u blizini zvijezde Sjevernjače, na koordinatama RA = 0° i Dec = 90° u FK5 sustavu.



Slika 2.2: Graf maksimalnog ukupnog polariziranog intenziteta za raspon Faradayevih dubina od -50 do -5.75 $\mathrm{rad\,m^{-2}}$.



Slika 2.3: Graf maksimalnog ukupnog polariziranog intenziteta za raspon Faradayevih dubina od -5.75 do 50 $\mathrm{rad\,m^{-2}}$.



Slika 2.4: Ova shema ilustrira nastanke depolariziranih kanala depolarizacijom zračenja zbog rezolucije teleskopa, pod utjecajem dvaju primarnih čimbenika: 1) jakog gradijenta u mjeri rotacije (RM) i 2) lokalnog turbulentnog magnetskog polja. Depolarizacija se događa kada je rezolucija teleskopa manja od skale polarizirane strukture. Na dijagramu je molekularni oblak prikazan plavom bojom, dok su depolarizirani kanali prikazani crnim linijama. Crne strelice pokazuju smjer polarizacije zračenja, a crveni krug označava veličinu teleskopske zrake, tj. njegovu rezoluciju. Oba kvadrata pokazuju uvećani dio depolariziranih kanala. Kvadrat označen kao 1) ilustrira scenarij u kojem depolarizacija zrake proizlazi iz jakog RM gradijenta. Veći RM odgovara većoj rotaciji kuta polarizacije. Posljedično, regije sa značajno različitim RM (naznačenim tamnozelenim i svjetlozelenim pravokutnicima na dijagramu) mogu imati okomite kutove polarizacije. Kada zraka teleskopa obuhvati oba područja, okomite polarizacije se međusobno poništavaju, što rezultira depolarizacijom. S druge strane, kvadrat označen kao 2) prikazuje situaciju u kojoj teleskopska zraka promatra područje s turbulentnim lokalnim magnetskim poljem. Zračenje unutar te zrake postaje polarizirano pod različitim kutovima. Kao rezultat toga, usrednjavanje polarizacije unutar zrake ponovno dovodi do depolarizacije.

2.2 *Polarizirano zračenju zvijezda u području Polarnog plamička*

RoboPol je optički fotopolarimetar koji je započeo s radom u proljeće 2013. godine. Sastoji se od četiri kanala i nema pokretnih dijelova, osim kotača s filterima. Montiran je na Ritchey-Cretien teleskop u Skinakas opservatoriju na Kreti (Slika 2.5) koji ima dijametar zrcala od 1.3 metara i žarišni omjer[7] f/7.7. Opremljen je standard-

[7]Žarišni omjer (engl. *focal ration*) je omjer žarišne duljine i promjera teleskopa. Niži omjer (npr. f/4) znači da teleskop ima šire vidno polje, dok viši omjer (npr. f/12) znači da teleskop ima uže vidno polje, ali veće povećanje.

Slika 2.5: Slika Skinakas opservatorija na Kreti. Preuzeto s [21].

nim Johnson-Cousins crvenim i infracrvenim filterima te ima vidno polje veličine 13' × 13'. Zahvaljujući mogućnosti istovremenog mjerenja Stokesovih Q i U parametara, RoboPol smanjuje pogreške uzrokovane nepravilnim poravnanjem rotirajućih optičkih elemenata i promjenama na nebu tijekom mjerenja. Detaljnije specifikacije i rad instrumenta mogu se pronaći u [16], dok se o kontrolnom sustavu i sustavu za redukciju podataka može saznati više u [22].

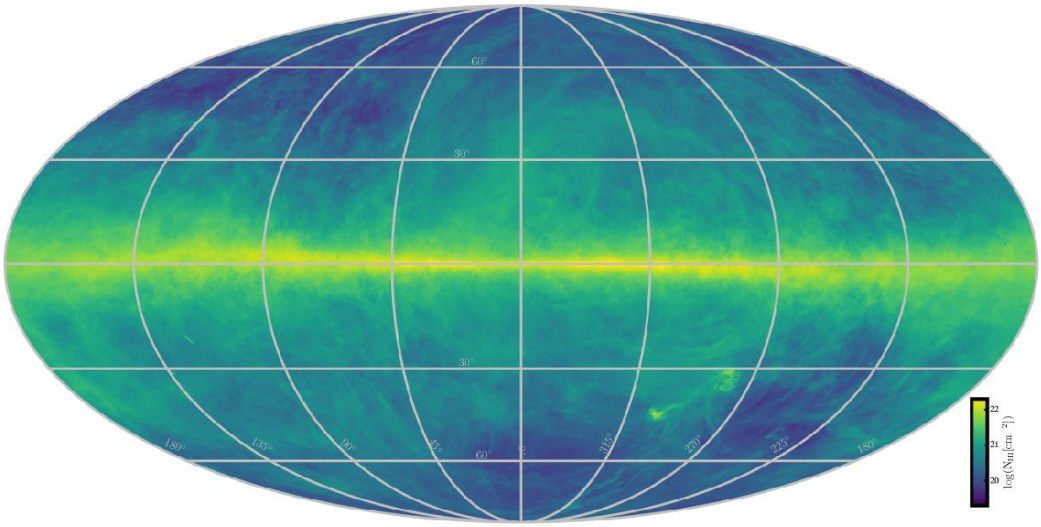
Glavna svrha RoboPol-a je promatranje optičke linearne polarizacije blazara koji snažno zrače u gama dijelu elektromagnetskog spektra. Takva promatranja omogućuju dobivanje informacija o strukturi mlazova, sastavu, magnetskom polju i mehanizmima emisije kod blazara. Osim toga, RoboPol se koristi i za mapiranje magnetskog polja u međuzvjezdanim oblacima, pomoću proučavanja ekstinkcije svjetlosti zvijezda.

Za informacije o smjeru magnetskog polja u Polarnom plamičku, koristili smo podatke o polariziranom zračenju zvijezda prikupljene RoboPol-om, opisane u članku [23]. Mjerenja su provedena korištenjem crvenog filtera tijekom 25 noći u razdoblju od kolovoza do studenog 2013. godine, a obuhvaćaju područje od 10° × 10° oko sjevernog nebeskog pola.

2.3 Ostali podaci u području Polarnog plamička

2.3.1 Zračenje neutralnog vodika

HI4PI pregled neba je projekt pokrenut s ciljem da se stvore detaljne mape distribucije i svojstava neutralnog vodika u Mliječnoj stazi [15]. Pregled pokriva cijelo nebo



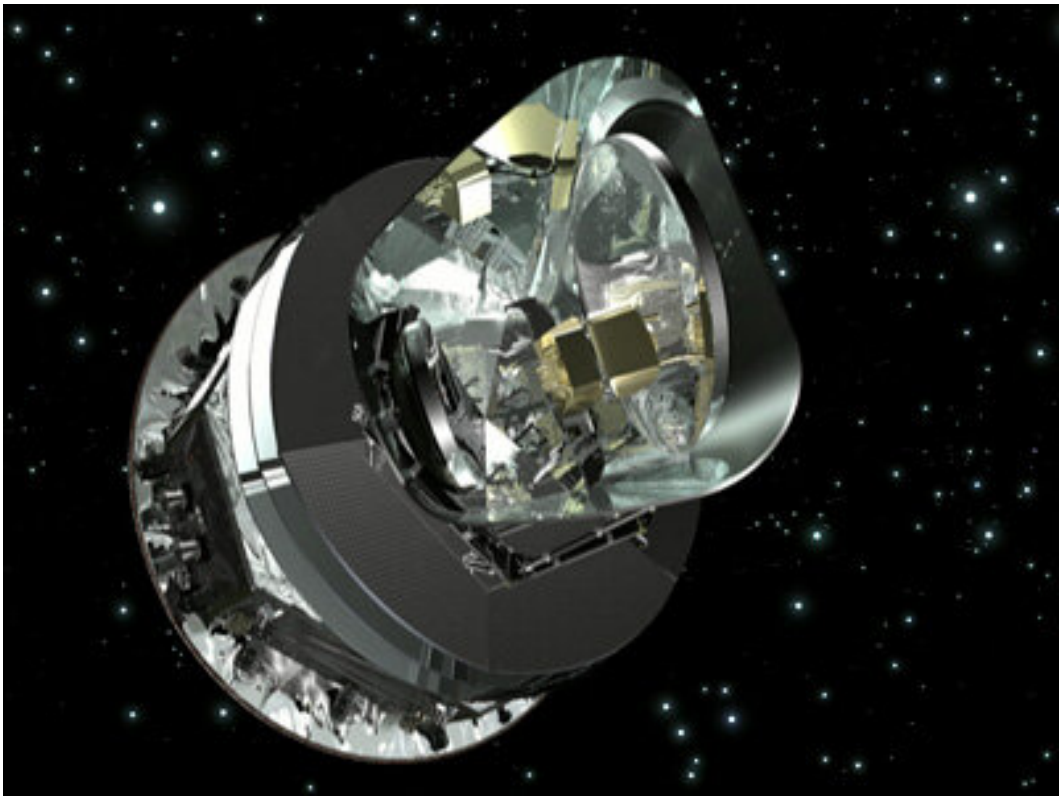
Slika 2.6: Mapa gustoće stupca neutralnog vodika iz HI4PI pregleda neba napravljena iz EBHIS i GASS podataka integriranih po cijelom rasponu radijalnih brzina $600 \leq v_{lsr} \leq 600$ km/s. Mapa je nacratana u galaktičkim koordinatama pomoću Mollweideove projekcije. Preuzeto iz [15].

vidljivo sa sjeverne i južne hemisfere, a za mapiranje neutralnog vodika koristila se detekcija vodikove 21-cm linije.

HI4PI pregled neba napravljen je kombinacijom podataka prikupljenih s nekoliko teleskopa. Najvažniju ulogu su imali EBHIS (engl. *Effelsberg-Bonn HI Survey*), napravljen iz promatranja 100-metarskim Effelsberg radioteleskopom u Njemačkoj, i GAUSS (engl. *Galactic All-Sky Survey*), napravljen iz promatranja 64-metarskim Parkes radioteleskopom u Australiji. Osim njih, pregledu su doprinijela i promatranja 30-metarskim IRAM teleskopom u Španjolskoj i 25-metarskim Nanshan radioteleskopom u Kini. Podaci s teleskopa su spojeni zajedno koristeći interferometriju što je omogućilo visoku kutnu rezoluciju i RMS osjetljivost[8] pa je tako kutna rezolucija jednaka 16 lučnih minuti, spektralna rezolucija je 1.49 km/s, a RMS osjetljivost je 43 mK po kanalu. U ovom radu korišteni su podaci s [24], specifično cjelokupni pregled neba u galaktičkim koordinatama i s kartezijevim svjetskim koordinatnim sustavom.

[8]RMS (engl. *root mean square*) osjetljivost je kvadratni korijen srednje vrijednosti kvadrata fluktuacija u pozadinskom signalu, tj. šumu. Drugim riječima, RMS osjetljivost daje procjenu minimalnoga signala koji se može pouzdano otkriti iznad pozadinskog šuma u skupu podataka. Niža RMS osjetljivost znači da skup podataka ima manje pozadinskog šuma i da može detektirati slabije signale s većom točnošću. Mjerna jedinica RMS osjetljivosti je kelvin ili češće milikelvin.

2.3.2 Termalno polarizirano zračenje zrnaca prašine



Slika 2.7: Vizualizacija Planck opservatorija. Izvor: ESA[9]

Planck, svemirski opservatorij, lansiran je 2009. godine u sklopu istoimene misije pod vodstvom Europske svemirske agencije (ESA). Njegov primarni cilj je precizno promatranje i analiza anizotropije temperature i polarizacije kozmičkog mikrovalnog pozadinskog zračenja (CMB) cijelog neba. Ovo kozmičko zračenje, koje se često naziva i "fosilno" zračenje, predstavlja ohlađene ostatke prve svjetlosti koja je slobodno putovala kroz golemo prostranstvo svemira. Uz impresivnu osjetljivost od $\Delta T/T \approx 2\times10^{-6}$, kutnu rezoluciju od 5' i frekvencijski raspon od 30-857 GHz, Planck otkriva suptilna odstupanja od prosječne temperature CMB zračenja od 2.726 K, omogućujući dublje razumijevanje temeljnih svojstava i dinamike koja je upravljala našim Svemirom tijekom njegovih početnih faza [17]. Konkretno, CMB mjerenja s visokom kutnom rezolucijom i osjetljivošću su potrebna za određivanje početnih uvjeta za evoluciju strukture, podrijetlo primordijalnih fluktuacija, postojanje topoloških defekata te prirodu i količinu tamne tvari. Osim toga, Planckova istraživanja neba daju informacije o svojstvima izvangalaksijskih izvora te plinu i prašini u našoj galaksiji.

Planck teleskop je 1.5-metarski teleskop s dva eliptična reflektora, aplanatičnim

[9] https://www.esa.int/Enabling_Support/Operations/Planck

dizajnom i optičkim sustavom u kojem se optička os uređaja ne poklapa s mehaničkim središtem uređaja (engl. *off-axis design*). Teleskop je opremljen s niskofrekventnim (engl. *the Low Frequency Instrument*, LFI) i visokofrekventnim instrumentom (engl. *the High Frequency Instrument*, HFI). LFI se sastoji od niza prijemnika temeljenih na HEMT pojačalima, koji pokrivaju frekvencijski raspon od 30 do 100 GHz u tri kanala i rade na temperaturi od 20 K. S druge strane, HFI se sastoji od niza prijemnika temeljenih na bolometrima, koji pokrivaju frekvencijski raspon od 100 do 857 GHz u šest kanala i rade na temperaturi od 0.1 K.

LFI je posebno učinkovit u detektiranju zračenja unutar naše Galaksije (engl. *galactic foreground*) kojeg čini zakočno zračenje slobodnih elektrona (engl. *free-free radiation*), sinkrotronsko zračenje i zračenje rotirajućih zrnaca prašine[10]. S druge strane, HFI-ov raspon frekvencija je prikladan za promatranje termalnog zračenja zrnaca prašine. Nadalje, LFI kanali, kao i četiri HFI kanala, imaju sposobnost mjerenja intenziteta i linearne polarizacije zračenja. Linearna polarizacija dolaznog zračenja se određuje kao kombinacija signala izmjerenih višestrukim detektorima čije ravnine polarizacije su rotirane u koracima od 45° jedna u odnosu na drugu. Što se tiče kružne polarizacije, Planck ju ne može detektirati, ali je ona od manjeg interesa s obzirom na to da se ne vjeruje da je prvobitni CMB kružno polariziran [25] [26].

U ovom radu je korištena GNILC mapa termalnog zračenja zrnaca prašine s uniformnom rezolucijom iz 2018. godine (oznaka COM_CompMap_IQU_thermaldust-gnilc-unires_2048_R3.00) preuzeta s Planck Legacy Archive[11]. Mapa sadrži podatke o intenzitetu i polarizaciji zračenja te 3x3 IQU matrice kovarijance šuma po pikselu. Kutna rezolucija podataka je 80 arcmin FWHM, frekvencija na kojoj su podaci prikupljeni je 353 GHz, a razlučivost HEALPix koodrinatnog sustava[12] je $\mathrm{N_{side}} = 2048$.

[10]Emisija rotirajuće prašine odnosi se na zračenje koje emitiraju brzo rotirajuća, električki nabijena zrnca prašine u međuzvjezdanoj tvari. Kako se čestice prašine okreću, tako stvaraju električne dipolne momente koji osciliraju u vremenu što uzrokuje emitiranje elektromagnetskih valova. Rotirajuća emisija prašine može se detektirati na mikrovalnim do milimetarskim valnim duljinama.

[11]`https://pla.esac.esa.int/#home`

[12]HEALPix je akronim za *Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelation* sfere. Kao što je sugerirano u nazivu, ova pikselizacija dijeli nebesku sferu na piksele jednake površine koji imaju oblik zakrivljenih četverokuta. U osnovnoj rezoluciji, nebeska sfera je inicijalno podijeljena na 12 piksela osnovne rezolucije, od kojih svaki odgovara jednom od 12 lica ikosaedra. Ovi pikseli osnovne razlučivosti imaju približno jednaku površinu na sferi i daju grubu aproksimaciju neba. Svaki piksel osnovne razlučivosti može se dalje podijeliti, a parametar $\mathrm{N_{side}}$ definira broj podjela uzduž stranice piksela osnovne razlučivosti. Ukupan broj piksela na sferi je stoga dan kao $\mathrm{N_{side}^2} \times 12$. Veće vrijednosti $\mathrm{N_{side}}$ rezultiraju finijom prostornom rezolucijom, ali zahtijevaju i više računalnih resursa.

3 Metodologija

3.1 RHT analiza

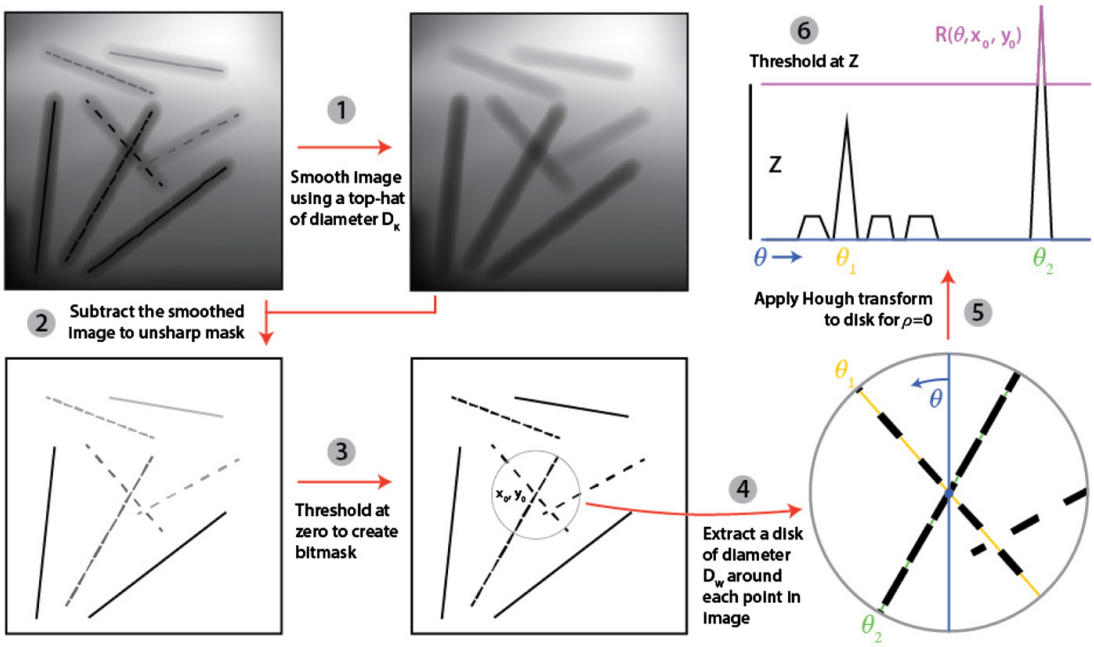
Kotrljajući Hughov transformat (engl. *Rolling Hough transform*, RHT) je tehnika koja se koristi u računalnoj viziji. Modifikacija je Hughovog transformata koji je široko korištena tehnika za identifikaciju geometrijskih oblika na slikama. RHT služi za detekciju ravnih linija, a to čini tako da za svaki pojedini piksel slike odredi vjerojatnost da je taj piksel dio neke koherentne linearne strukture. Posebno je koristan u otkrivanju linearnih segmenata s različitim duljinama i orijentacijama, a primjenjuje se u raznim područjima poput robotike, medicinske slikovne dijagnostike i astrofizike. Za razliku od tradicionalne Houghove transformacije, gdje se najprije obrađuje slika, a zatim se detektiraju linearni segmenti unutar unaprijed definiranog parametarskog prostora, RHT obrađuje samo mali dio slike u jednom trenutku, omogućujući realno vrijeme analize velikih skupova podataka.

Karakteristike ravnih linija koje će RHT algoritam detektirati mogu se kontrolirati pomoću tri ulazna parametra:

- promjera jezgre operacijskog sustava za zaglađivanje (engl. *smoothing kernel*) $\mathrm{D_k}$ koji kontrolira potiskivanje velikih skala na slici, čime do izražaja dolaze manje strukture, te smanjuje šum na slici
- promjera prozora (engl. *window diameter*) $\mathrm{D_w}$ koji određuje najmanju dužinu ravne linije koju će RHT detektirati
- prag vjerojatnosti (engl. *probability treshold*) Z koji definira donji prag vjerojatnosti za koju se prihvaća da je određeni piksel dio neke koherentne linije

RHT procedura prikazana je na Sl. 3.1. Prvi korak je zamućivanje slike konvolucijom. Dobivena slika se zatim oduzme od originalne i limitira tako da se dobije binarna maska (engl. *bitmask*). Sljedeći korak uključuje klizanje kružnice promjera $\mathrm{D_w}$ preko slike i računanje Houghove transformacije na svakoj pod-slici. Nakon toga, izbacuju se svi detektirani linearni segmenti čiji vrhovi u Houghovom prostoru ne prolaze iznad definiranog praga.

Produkt RHT procedure je funkcija R(θ,x,y), koja sadrži informacije o vjerojatnosti da linearni segment prolazi kroz piksel s koordinatama (x, y) i s orijentacijom



Slika 3.1: Dijagram RHT procedure. Preuzeto iz [27].

θ. Kut θ jednak je 0° u smjeru sjevera slike i raste suprotno smjeru kazaljke na satu, a uz njega, ravnu liniju parametrizira i udaljenost od ishodišta ρ = x cosθ + y sinθ.

Vizualizacija linearnih struktura pronađenih RHT-om dobiva se integracijom funkcije R(θ,x,y) po svim θ:

$$R(x, y) = \int R(\theta, x, y)\, d\theta \tag{3.1}$$

Kako bi kvantificirali relativne smjerove linearnih struktura određenih RHT-om, koristimo metriku iz [27] definiranu kao:

$$\tilde{R}(\theta) = \frac{1}{N} \int \int R(\theta, x, y)\, dx\, dy \tag{3.2}$$

gdje integral ide po svim pikselima slike, a N je normalizacijski faktor takav da vrijedi:

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \tilde{R}(\theta)\, d\theta = 1 \tag{3.3}$$

Rezultati se zatim ucrtavaju na polukružni graf tako da 0° predstavlja smjer paralelan Galaktičkoj ravnini, a 90° i -90° smjerove okomite na Galaktičku ravninu. Za određivanje srednje vrijednosti kuta $\overline{\theta}$ i njegove standardne devijacije $\delta\theta$ koristimo se izrazima iz [28]:

$$\overline{\theta} = \frac{1}{2} \operatorname{atan2}\left(\mathrm{Im(S)}, \mathrm{Re(S)}\right) \tag{3.4}$$

$$\delta\theta = \frac{1}{2}\sqrt{\ln\left(\frac{1}{|\mathrm{S}|^2}\right)} \tag{3.5}$$

gdje je S kompleksan broj definiran kao:

$$\mathrm{S} = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \tilde{R}^2\, e^{2i\theta}\, d\theta}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \tilde{R}^2\, d\theta} \tag{3.6}$$

4 Rezultati

Kako bismo odredili smjer depolariziranih kanala u Polarnom plamičku, upotrijebili smo RHT algoritam na inverzu Slike 2.2 kroz više iteracija. Tijekom ovog procesa sustavno smo prilagođavali ulazne parametre D_k, D_w i Z dok nismo došli do optimalnih vrijednosti. Lijevi stupac Slike 4.1 prikazuje grafove maksimalnog ukupnog polariziranog intenziteta (crveno) iznad kojih su vizualizirane linije koje je otkrio RHT algoritam (zeleno) za tri različite kombinacije ulaznih parametara. Polukružni histogrami u desnom stupcu Slike 4.1 prikazuju distribuciju ravnih linija detektiranih RHT algoritmom u ovisnosti o kutu, dobivenu numeričkom integracijom RHT vjerojatnosti R(θ) duž x i y osi te normalizacijom dobivenih rezultata. Crvene linije na ovim polukružnim histogramima predstavljaju dominantne smjerove detektiranih linija izračunate pomoću jednadžbi 3.4 i 3.5.

Slike 4.1a i 4.1e pokazuju kombinacije loše odabranih ulaznih parametara koji su pokušani tijekom analize. Konkretno, na Slici 4.1a korišteni su ulazni parametri D_k = 50', D_w = 8' i Z = 0.8, dok Slika 4.1e prikazuje rezultat za parametre D_k = 4', D_w = 25' i Z = 0.8. Ovi suboptimalni izbori parametara nisu uspjeli otkriti jasne ravne linije koje odgovaraju depolariziranim kanalima. Međutim, na Slici 4.1c je prikazan rezultat korištenja optimalnih vrijednosti D_k = 4', D_w = 50' i Z = 0.8, koje su učinkovito razotkrile ravne linije povezane s depolariziranim kanalima.

Slika 4.1a služi kao primjer pretjeranog zaglađivanja, koje je u našem slučaju neprikladno zbog gubitka finih detalja slike. Što je D_k veći, učinak zaglađivanja postaje jači, smanjujući šum i nepravilnosti na slici. Međutim, to također zamućuje fine strukture poput depolariziranih kanala, što potencijalno dovodi do gubitka bitnih informacija. Posljedica ovog je vidljiva na histogramu 4.1b gdje nema dominantnog smjera detektiranih linija već su linije ravnomjerno distribuirane po svim kutovima. Nasuprot tome, manje vrijednosti D_k impliciraju manje zaglađivanje, pružajući veću osjetljivost za otkrivanje suptilnih i tankih struktura kao što su depolarizirani kanali u Polarnom plamičku.

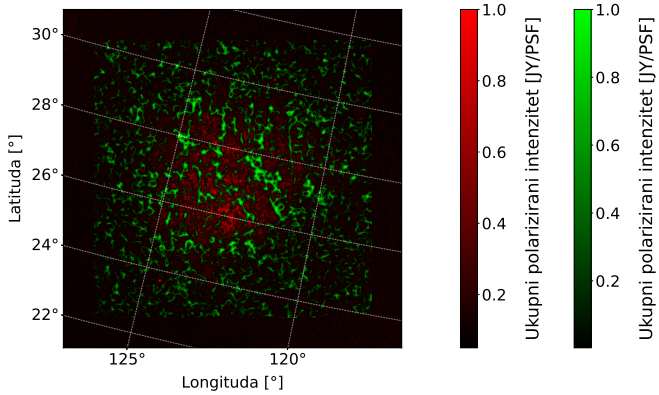
Slika 4.1e je primjer i malog zaglađivanja i malog promjera prozora. Mali D_k osigurava detekciju finih i tankih linearnih struktura te se time na histogramu 4.1f vidi preferirani smjer detektiranih linija. No, ovaj preferirani smjer nije tako jasno definiran kao u slučaju histograma 4.1d. Razlog tome leži u posljedicama odabira malog

promjera prozora $\mathrm{D_w}$. Naime, zbog malog promjera prozora RHT algoritam detektira vrlo kratke linearne strukture. Međutim, depolarizirani kanali u Polarnom plamičku su relativno dugi, pa je za točnu detekciju potreban veći promjer prozora $\mathrm{D_w}$. Veći $\mathrm{D_w}$ također je koristan jer generira margine veličine pola $\mathrm{D_w}$ oko ruba slike. Ova strategija učinkovito sprječava lažne pozitivne rezultate blizu ruba slike, gdje su razine šuma obično veće. Štoviše, uzimajući u obzir da se većina depolariziranih kanala u našem slučaju nalazi u središtu slike, ovaj izbor većeg $\mathrm{D_w}$ osigurava pouzdaniju i točniju detekciju depolariziranih kanala u središnjim područjima.

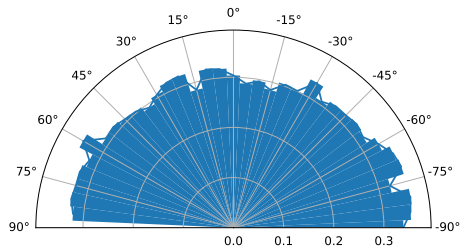
Ukratko, parametri $\mathrm{D_k}$ = 4', $\mathrm{D_w}$ = 50' i Z = 0.8 prihvatljivi su iz dva ključna razloga. Prvo, malo zaglađivanje postignuto s $\mathrm{D_k}$ = 4' omogućuje zadovoljavajuće otkrivanje tankih struktura, osiguravajući da su suptilne značajke poput depolariziranih kanala točno uhvaćene. Drugo, korištenje velikog promjera prozora $\mathrm{D_w}$ = 50' omogućuje algoritmu da obuhvati cijelu duljinu dugih depolariziranih kanala. Učinkovitost ovih odabranih parametara najočitija je u histogramu 4.1d. Ovdje ne samo da su jasno definirana dva dominantna smjera depolariziranih kanala, već se razaznaje i treći nešto slabiji smjer koji nije vidljiv na prethodnim histogramima. Kako bismo precizno odredili smjerove ovih depolariziranih kanala, izvukli smo podatke iz histograma 4.1d i unijeli ih u jednadžbe 3.4 i 3.5. Kao rezultat, dobili smo sljedeće vrijednosti kutova s odgovarajućim nesigurnostima: $\overline{\theta}_{\mathrm{dc_1}} = (-80^\circ \pm 2^\circ)$ i $\overline{\theta}_{\mathrm{dc_2}} = (-73^\circ \pm 3^\circ)$ te $\overline{\theta}_{\mathrm{dc_3}} = (59^\circ \pm 10^\circ)$.

U sljedećoj fazi našeg istraživanja, usmjerili smo fokus prema neutralnoj komponenti Polarnog plamička. U tu smo svrhu izolirali kvadratno područje od približno 12° × 12° iz HI4PI pregleda neba, sa središtem na sjevernom nebeskom polu. Unutar raspona brzina od -97.8 km/s do +15.6 km/s, uočili smo filamente neutralnog vodika, čiji su smjerovi i oblici podvrgnuti značajnim promjenama u tom intervalu. Promatranjem primjera prikazanih na Sl. 4.2 lako se uočava da filamenti prolaze kroz značajne promjene u orijentaciji i morfologiji u spomenutom intervalu brzine.

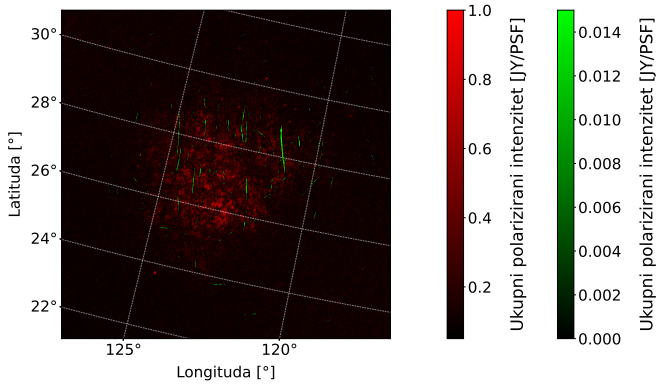
Da bismo precizno odredili smjer širenja ovih filamenata i kako on varira s brzinom filamenta, primijenili smo RHT algoritam na svaki kanal brzine, koristeći ulazne parametre $\mathrm{D_k}$ = 15', $\mathrm{D_w}$ = 125' i Z = 0.8. Iako HI filamenti na Sl. 4.2 izgledaju kao prilično velike strukture, mali $\mathrm{D_k}$ je prikladan jer je razlučivost HI4PI slika relativno loša. Pretjerano zaglađivanje otežalo bi točno otkrivanje linearnih struktura. Štoviše, filamenti su poprilično dugi, posebno oni s većim pozitivnim brzinama, što zahtijeva



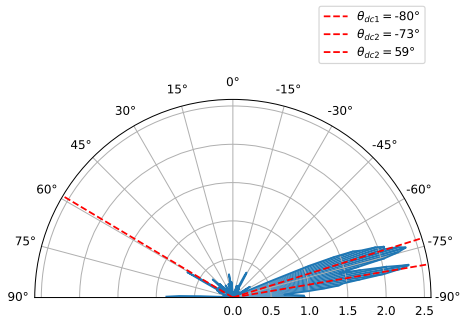
(a) D_k = 50', D_w = 8' i Z = 0.8



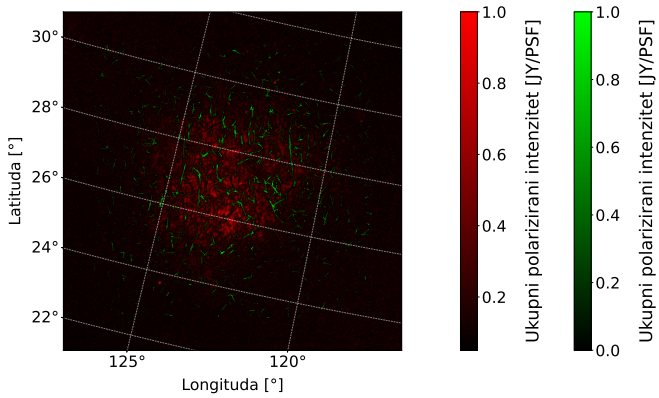
(b) Ne postoji dominantni smjer θ



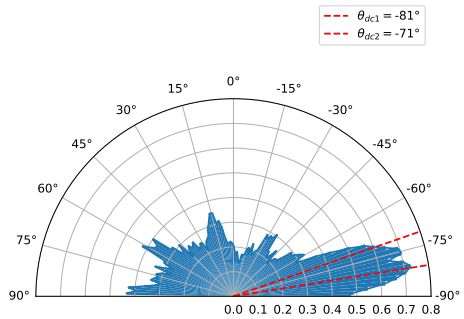
(c) D_k = 4', D_w = 50' i Z = 0.8



(d) $\theta_{dc_1} = -80° \pm 2°$, $\theta_{dc_2} = -73° \pm 3°$ i $\theta_{dc_3} = 59° \pm 10°$



(e) D_k = 4', D_w = 25' i Z = 0.8



(f) $\theta_{dc_1} = -81° \pm 5°$ i $\theta_{dc_2} = -71° \pm 1°$

Slika 4.1: Grafovi a), c) i e) prikazuju maksimalno ukupno polarizirano zračenje Polarnog plamička u crvenim bojama iznad kojeg je zelenim bojama vizualizirana RHT projekcija za ulazne parametre: a) D_k = 50', D_w = 8' , Z = 0.8, b) D_k = 4', D_w = 50', Z = 0.8 i c) D_k = 4', D_w = 25', Z = 0.8. S druge strane, grafovi b), d) i f) predstavljaju odgovarajuće polukružne histograme. Ovi histogrami pružaju uvid u broj ravnih linija koje je RHT algoritam otkrio u određenim smjerovima.

prilično veliki D_w kako bi se osiguralo njihovo potpuno otkrivanje. Rezultati RHT analize za nekoliko kanala brzine prikazani su na Sl. 4.3. Numeričkom integracijom dobivenih RHT vjerojatnosti R(θ) duž x i y osi i njihovom normalizacijom, iscrtali smo rezultate na polukružnim histogramima. Kako bismo dobili jasan pregled pro-

mjena smjera filamenata ovisno o njihovoj brzini, izračunali smo prosjek podataka iscrtanih na histogramima unutar intervala brzine u kojima su filamenti imali slične smjerove. Iz ovoga smo dobili histograme prikazane na Sl. 4.4.

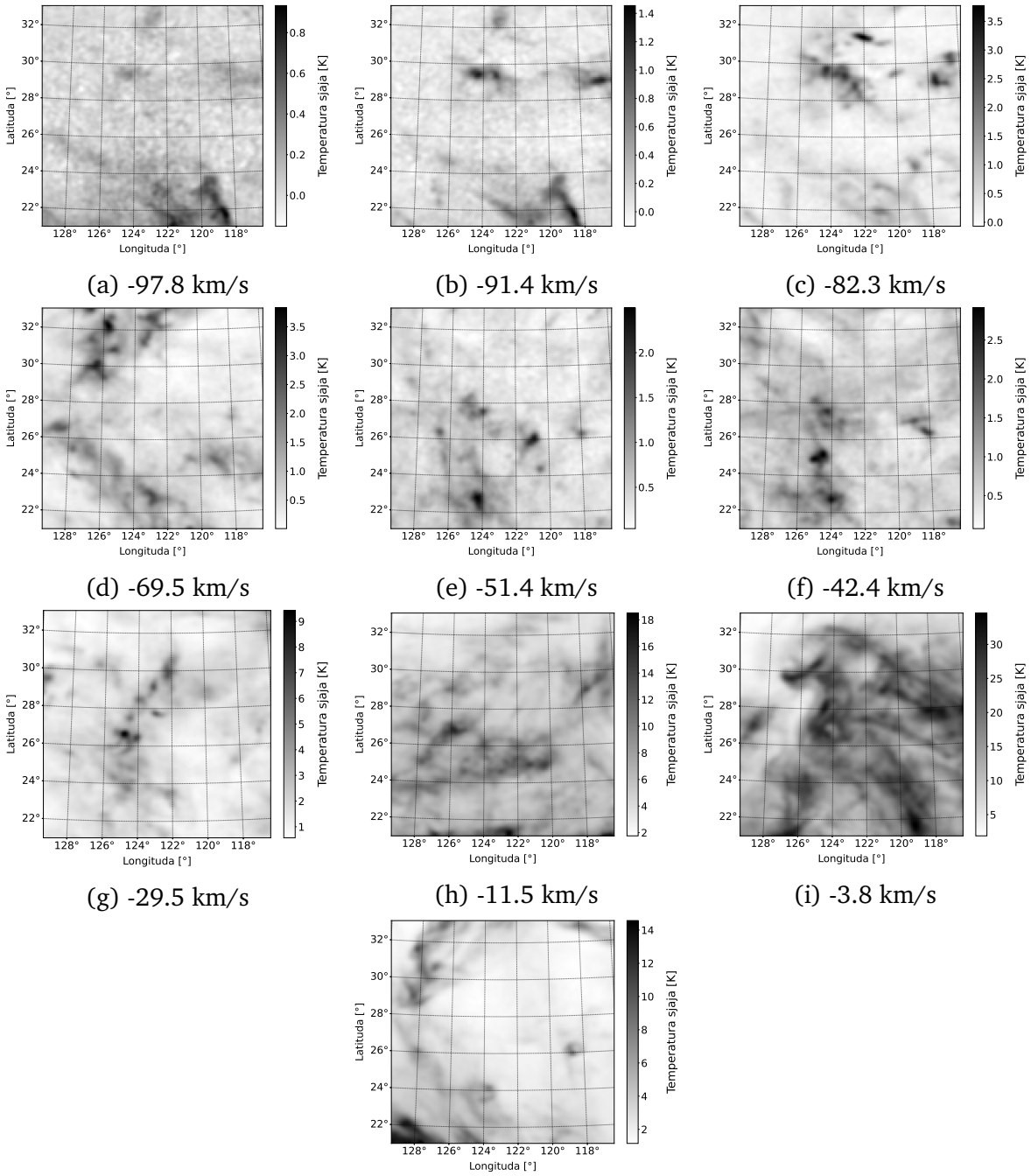
Primjenom jednadžbi 3.4 i 3.5 na svaki histogram, izračunali smo kutove prostiranja HI filamenata na ravnini neba. Rezultirajuće vrijednosti, zajedno s njihovim odgovarajućim pogreškama, zabilježene su u Tablici 4.1. U svim kanalima brzine HI filamenti pokazuju tendenciju poravnanja s galaktičkom ravninom. Međutim, prevalencija ovog usklađivanja pokazuje varijabilnost, pri čemu u nekim slučajevima jasno dominiraju nad drugim usmjerenjima, dok u drugim njihov utjecaj slabi.

Nadalje, unutar raspona brzina od -69.5 km/s do -30.8 km/s, dio HI filamenata ima sličan smjer kao i dva dominantna smjera depolariziranih kanala ($\overline{\theta}_{\mathrm{dc}_1} = (-80 \pm 2^\circ)$ i $\overline{\theta}_{\mathrm{dc}_2} = (-73^\circ \pm 3^\circ)$). Konkretno, smjerovi HI filamenata unutar ovog intervala brzina su $\theta_{\mathrm{d1}} = -78^\circ \pm 7^\circ$, $\theta_{\mathrm{e1}} = -82^\circ \pm 4^\circ$ i $\theta_{\mathrm{f1}} = -83^\circ \pm 4^\circ$, što je unutar raspona vrijednosti za depolarizirane kanale. Unutar raspona brzina od -69.5 km/s do -43.7 km/s, također postoji poravnanje između dijela HI filamenata i trećeg smjera depolariziranih kanala ($\overline{\theta}_{\mathrm{dc}_3} = (59^\circ \pm 10^\circ)$). Međutim, to se poravnanje smanjuje kako se smanjuje brzina.

Oznaka	Interval brzina [km/s]	θ_1	θ_2	θ_3	θ_4
a	$[-97.8, -92.7]$	$-41^\circ \pm 5^\circ$	$0^\circ \pm 15^\circ$	$43^\circ \pm 8^\circ$	-
b	$[-91.4, -83.6]$	$-23^\circ \pm 14^\circ$	$-41^\circ \pm 5^\circ$	$49^\circ \pm 8^\circ$	-
c	$[-82.3, -70.8]$	$-8^\circ \pm 21^\circ$	-	-	-
d	$[-69.5, -52.7]$	$-78^\circ \pm 7^\circ$	$-49^\circ \pm 8^\circ$	$-3^\circ \pm 16^\circ$	$61^\circ \pm 13^\circ$
e	$[-51.4, -43.7]$	$-82^\circ \pm 4^\circ$	$-33^\circ \pm 9^\circ$	$3^\circ \pm 7^\circ$	$52^\circ \pm 9^\circ$
f	$[-42.4, -30.8]$	$-83^\circ \pm 4^\circ$	$-35^\circ \pm 9^\circ$	$0^\circ \pm 8^\circ$	$45^\circ \pm 8^\circ$
g	$[-29.5, -12.8]$	$4^\circ \pm 9^\circ$	$43^\circ \pm 8^\circ$	-	-
h	$[-11.5, -5.1]$	$-65^\circ \pm 12^\circ$	$7^\circ \pm 19^\circ$	$57^\circ \pm 9^\circ$	-
i	$[-3.8, 6.5]$	$-15^\circ \pm 38^\circ$	-	-	-
j	$[7.8, 15.6]$	$-61^\circ \pm 15^\circ$	$7^\circ \pm 10^\circ$	$85^\circ \pm 2^\circ$	-

Tablica 4.1: Prvi stupac tablice predstavlja oznake, a drugi stupac vrijednosti intervala brzina, iskazanih u kilometrima po sekundi, na kojima su usrednjene raspodjele HI filamenata po kutovima. Preostali stupci prikazuju prevladavajuće smjerove HI filamenata pri zadanim brzinama nakon usrednjavanja. Tablica pruža uvid u preferirane smjerove HI filamenata u različitim intervalima brzine, ukazujući na promjenu usmjerenja ovih filamenata kao funkciju njihovih brzina.

Za kraj smo još htjeli utvrditi smjer magnetskog polja u Polarnom plamičku. U tu svrhu smo proveli analizu na dva skupa podataka: RoboPol-ovim podacima o polariziranom zračenju zvijezda i Planckovoj karti zračenja prašine na 353 GHz.



(a) -97.8 km/s (b) -91.4 km/s (c) -82.3 km/s

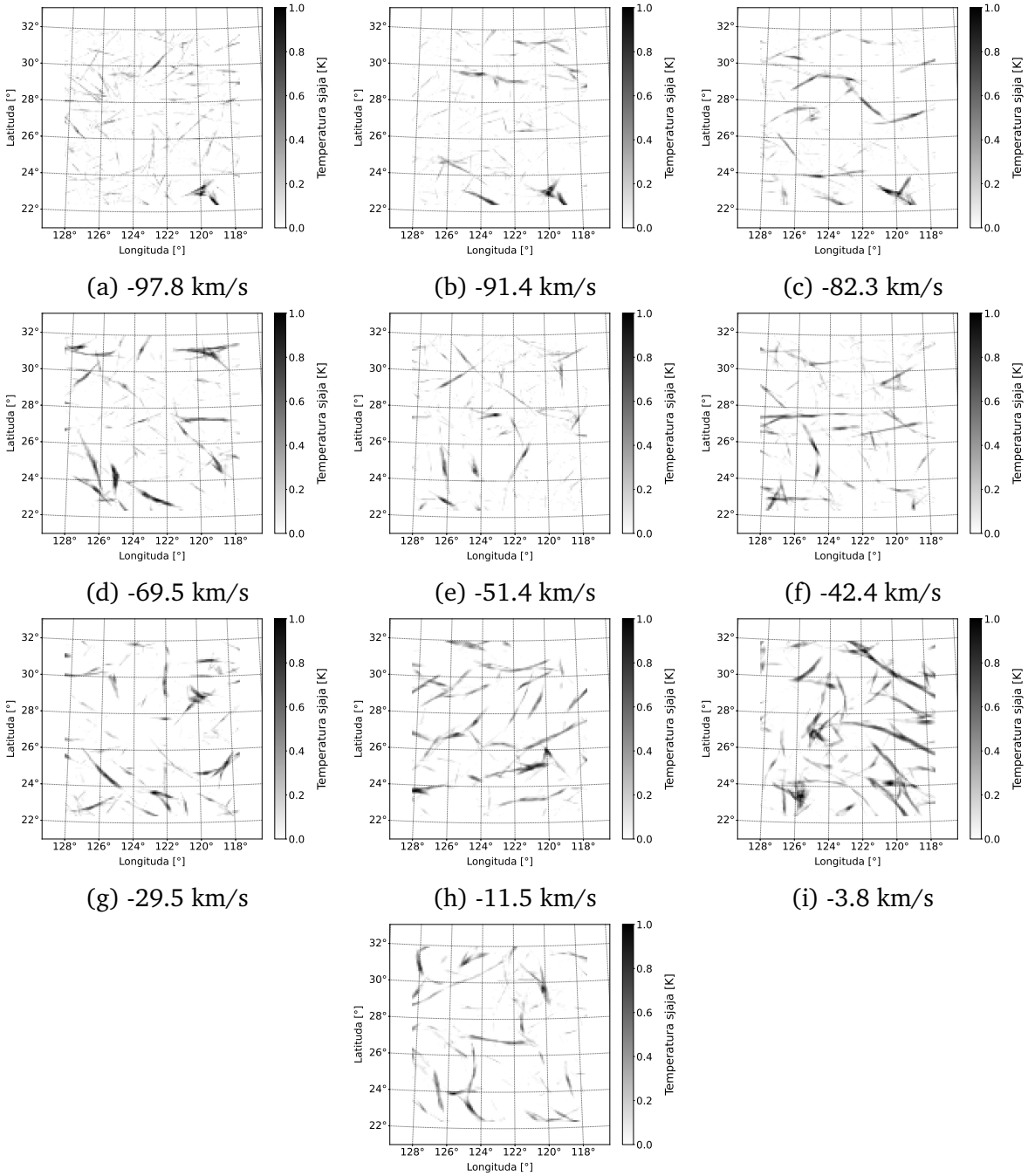
(d) -69.5 km/s (e) -51.4 km/s (f) -42.4 km/s

(g) -29.5 km/s (h) -11.5 km/s (i) -3.8 km/s

(j) 7.8 km/s

Slika 4.2: Grafovi prikazuju HI4PI podatke o temperaturi sjaja HI filamenata na području Polarnog plamička za različite brzine gibanja HI filamenata. Ove vizualizacije prikazuju značajne varijacije u temperaturi i morfologiji uočenih HI filamenata ovisno o njihovim brzinama.

Detaljne informacije o polariziranom zračenju zvijezda dostupne su u [23], a odgovarajućem skupu podataka može se pristupiti na [29]. Ovaj skup podataka uključuje ključne parametre kao što su položaj zvijezde na nebeskoj sferi, kut polarizacije zračenja i udio polariziranog zračenja. Za našu analizu upotrijebili smo podatke o kutu polarizacije zračenja zvijezda i ucrtali ih na histogram kako bismo



(a) -97.8 km/s (b) -91.4 km/s (c) -82.3 km/s

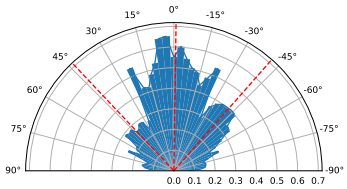
(d) -69.5 km/s (e) -51.4 km/s (f) -42.4 km/s

(g) -29.5 km/s (h) -11.5 km/s (i) -3.8 km/s

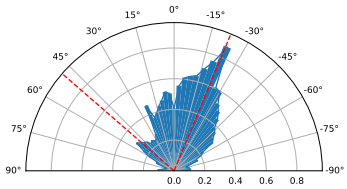
(j) 7.8 km/s

Slika 4.3: Grafovi prikazuju RHT projekcije dobivene primjenom RHT algoritma na svaki kanal brzine HI4PI podataka o HI filamentima na području Polarnog plamička. Ove projekcije su stvorene korištenjem ulaznih parametara RHT algoritma: $\mathrm{D_k}$ = 15', $\mathrm{D_w}$ = 125' i Z = 0.8.

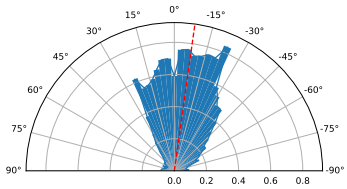
utvrdili distribuciju polarizacijskih kutova među zvijezdama. Ta je distribucija zatim vizualizirana na polukružnom histogramu (vidi Sl. 4.5b). Primjenom jednadžbi 3.4 i 3.5 na ovaj polukružni histogram, precizno smo izračunali prevladavajući smjer polarizacije, koji odgovara smjeru prostiranja magnetskog polja. Rezultirajuća vrijednost je $\overline{\theta}_\mathrm{s} = (68^\circ \pm 9^\circ)$.



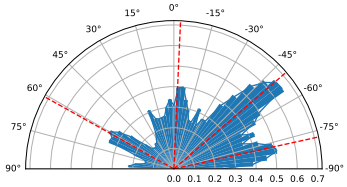
(a) [-97.8, -92.7]



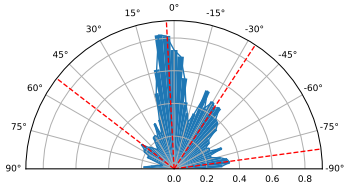
(b) [-91.4,-83.6]



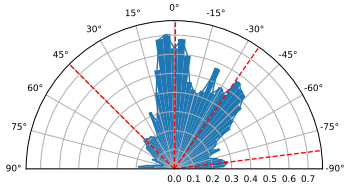
(c) [-82.3,-70.8]



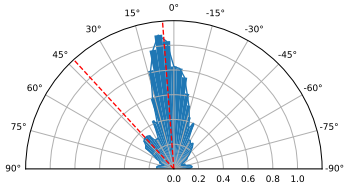
(d) [-69.5,-52.7]



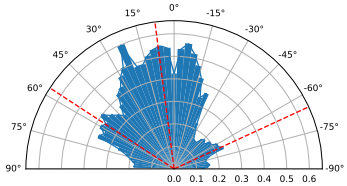
(e) [-51.4,-43.7]



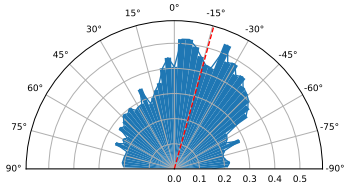
(f) [-42.4,-30.8]



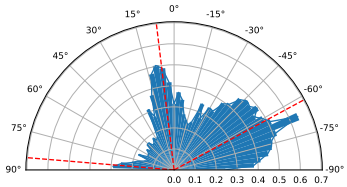
(g) [-29.5,-12.8]



(h) [-11.5,-5.1]

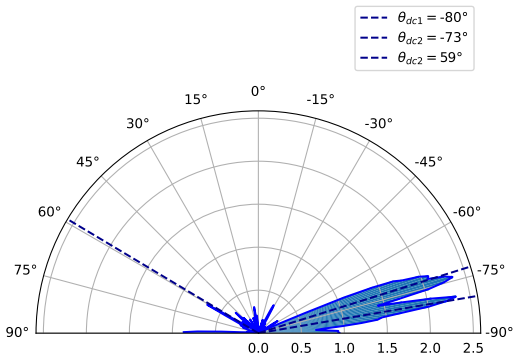


(i) [-3.8,6.5]

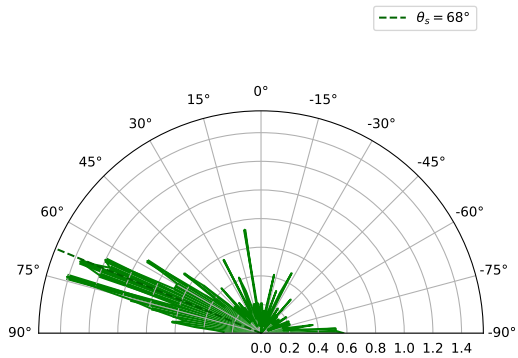


(j) [7.8,15.6]

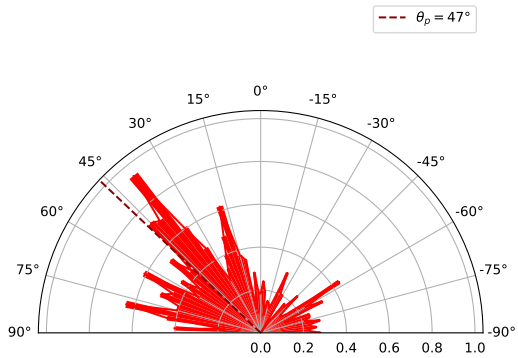
Slika 4.4: Polukružni histogrami prikazuju smjerove HI filamenata u Polarnom plamičku usrednjene za različite intervale brzina HI4PI podataka. Intervali brzina na kojima su podaci usrednjeni su dani ispod svakog histograma u mjernoj jedinici kilometar po sekundi. Plavom bojom su prikazani relativni smjerovi HI filamenata, a crveni pravci prikazuju kut protezanja dominantnih smjerova filamenata za svaki polukružni graf. Točne vrijednosti smjerova mogu se pronaći u Tablici 4.1. Ravnina paralelna Galaktičkoj ravnini definirana je u 0°, a -90° i 90° su redom sjeverni i južni galaktički pol.



(a) Depolarizirani kanali



(b) Polarizirano zračenje zvijezda



(c) Zračenje prašine

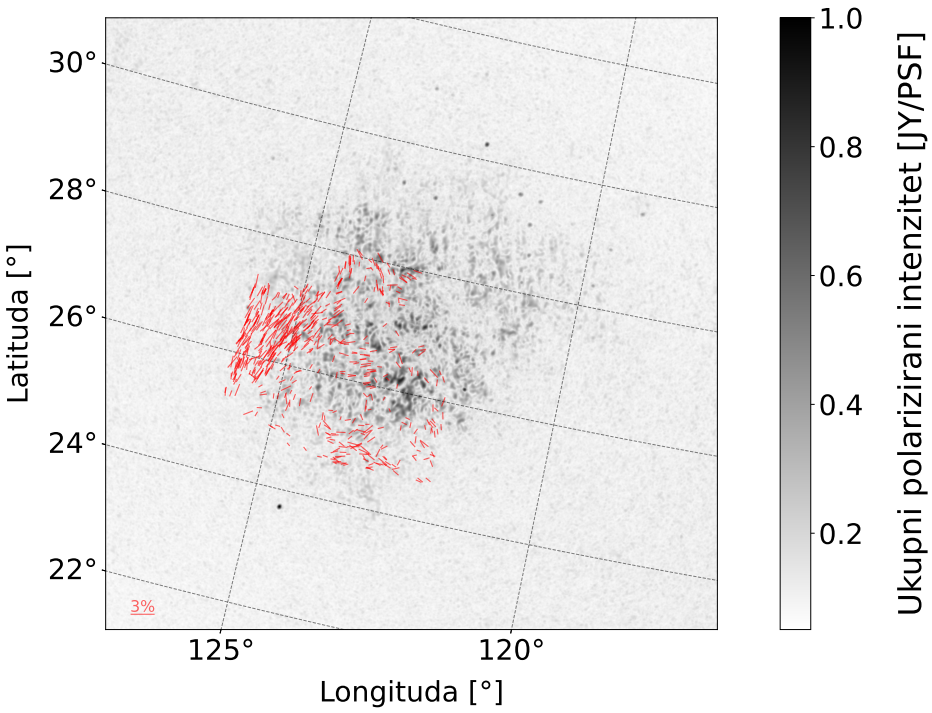
Slika 4.5: Pune linije na polukružnim grafovima prikazuju kutnu raspodjelu: a) smjera depolariziranih kanala, b) smjera magnetskog polja određenog iz polariziranog zračenja zvijezda i c) smjera magnetskog polja određenog iz termalnog zračenja zrnaca prašine. Isprekidane linije prikazuju prevladavajuća usmjerenja spomenutih struktura. Ravnina paralelna Galaktičkoj ravnini definirana je u 0°, a sjeverni i južni galaktički pol su redom u -90° i 90°.

Kako bismo procijenili smjer rasprostiranja magnetskog polja korištenjem Planckovih podataka, proveli smo analizu Q i U kocki Planckove karte zračenja prašine na 353 GHz. U početku smo zagladili kocke primjenom Gaussove funkcije, povećavajući veličinu Gaussove funkcije s 5' na 60'. Kako bismo poboljšali učinkovitost analize, smanjili smo razlučivost karte s $\mathrm{N_{side}} = 2048$ na $\mathrm{N_{side}} = 128$, što je dovelo do smanjenja razlučivosti s 1.7' na približno 30'.

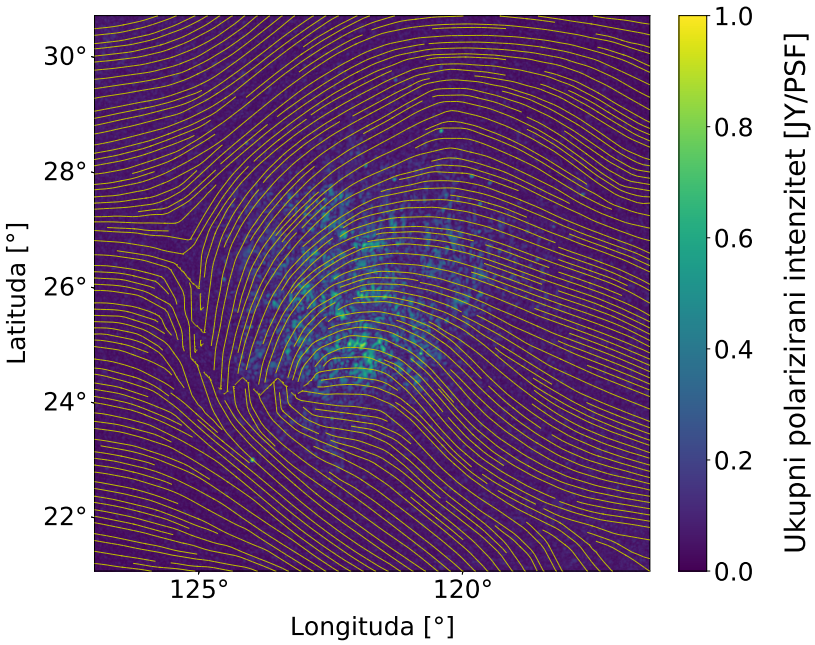
Iz novodobivenih polarizacijskih Q i U kocki smo zatim izolirali kvadratno područje od približno $10° \times 10°$ oko sjevernog nebeskog pola te koristeći polarizacijske vrijednosti Q i U izračunali polarizacijski kut θ za svaki piksel tog područja. Ove su informacije poslužile kao temelj za generiranje silnica magnetskog polja prikazanih

na Sl. 4.7. Nadalje, proizveli smo i polukružni histogram na Sl. 4.5c, koji predstavlja distribuciju ovih silnica magnetskog polja. U ovom histogramu naznačen je dominantni smjer širenja magnetskoga polja s vrijednosti od $\overline{\theta}_{\mathrm{p}} = (47^{\circ} \pm 20^{\circ})$.

Nakon ponovnog razmatranja rezultata vezanih uz smjer rasprostiranja HI filamenata prikazanih na Sl. 4.4, uočavamo potencijalnu korelaciju između silnica magnetskog polja i smjera širenja HI filamenata unutar raspona brzina od -97.8 do -83.6 km/s i -69.5 do -5.1 km/s. U početku je preklapanje malo, ali postupno se povećava, dostižući vrhunac pri brzinama od -69.5 do -52.7 km/s, nakon čega se postupno smanjuje. Sama mogućnost takve korelacije ukazuje na vjerojatnost međudjelovanja magnetskog polja i neutralnog vodika. Ovo otkriće otvara izglede za dinamičku međuigru magnetskog polja i HI filamenata, implicirajući postojanje međusobnih utjecaja ili veza koje pridonose promatranom ponašanju.



Slika 4.6: Prikaz invertirane slike maksimalnog ukupnog polariziranog zračenja detektiranog LOFAR-om u crno-bijeloj boji preko koje su crvenim linijama ucrtane polarizacije zvijezda dobivene RoboPol-ovim promatranjima. Duljine segmenta odgovaraju udjelu linearne polarizacije svjetlosti, a skala od 3% je naznačena na slici.



Slika 4.7: Graf prikazuje maksimalno ukupno polarizirano zračenje Polarnog plamička iznad kojeg su projicirane silnice magnetskog polja dobivene iz Planckove mape termalnog zračenja prašine na 353 GHz.

5 Diskusija i zaključak

Sažmimo još jednom ključne informacije o poljima A i B (prikazanih na Slici 1.9) na temelju istraživanja iz [12] i [13]. Polje A, promatrano teleskopom Herschel, pokazuje difuznu morfologiju zračenja, što sugerira nisku gustoću elektrona. Ovo opažanje, uzimajući u obzir i činjenicu da je većina struktura otkrivena na nižim Faradayevim dubinama ukazuje (prema jednadžbi B.2) na slabiju komponentu magnetskog polja paralelnu doglednici. Nadalje, slaba prisutnost turbulencije u polju A implicira snažno uređeno magnetsko polje, a budući da je komponenta paralelna dogledinci slaba, magnetsko polje se mora pretežno nalaziti u ravnini neba. Nasuprot tome, polje B je znatno gušće i većina struktura se nalazi na velikim Faradayevim dubinama, što ukazuje na jaču komponentu magnetskog polja paralelnu doglednici. Također, u ovom području je veća prisutnost turbulentnog gibanja tvari što povećava vjerojatnost pojave depolariziranih kanala.

Depolarizirani kanali su većinski orijentirani u istom smjeru, kao što se vidi na slici 4.1d, što ukazuje na prisutnost uređenog i jednolikog magnetskog polja. U nedostatku tako organiziranog magnetskog polja, depolarizirani kanali bi imali na-

sumične orijentacije, što bi dovelo do jednolike distribucije u histogramu. Nadalje, depolarizirani kanali pronađeni u polju A imaju smjerove $\overline{\theta}_{\mathrm{dc_1}} = (-80^\circ \pm 2^\circ)$ i $\overline{\theta}_{\mathrm{dc_2}} = (-73^\circ \pm 3^\circ)$ koji se ne preklapaju s prevladavajućim smjerom rasprostiranja silnica magnetskog polja određenih iz polariziranog zračenja zvijezda ($\overline{\theta}_{\mathrm{s}} = (68^\circ \pm 9^\circ)$) ili termalne emisije prašine ($\overline{\theta}_{\mathrm{p}} = (47^\circ \pm 20^\circ)$) u istom području. S druge strane, depolarizirani kanali na području polja B, sa smjerom $\overline{\theta}_{\mathrm{dc_3}} = (59^\circ \pm 10^\circ)$, pokazuju preklapanje sa silnicama magnetskog polja.

U člancima [14] i [28] je istražen odnos smjera protezanja depolariziranih kanala i magnetskog polja. U svojim proučavanjima polja 3C196 autori članaka pronašli su snažnu korelaciju između smjera kanala i magnetskog polja što ukazuje na dvije mogućnosti: ili se ionizirani plin i prašina nalaze na istom području unutar promatrane međuzvjezdane tvari, što dovodi do njihovog poravnanja s istim magnetskim poljem, ili je samo magnetsko polje homogeno u cijeloj tvari. S jedne strane, gledajući naše rezultate, postoji mogućnost da se plin i prašina na području polja A ne nalaze na istoj udaljenosti od nas pa detektiramo smjerove dva različita lokalna magnetska polja. S druge strane, moguće je da ne postoji vidljivo organizirano magnetsko polje koje usklađuje različite komponente ISM-a Polarnog plamička u dosljednom smjeru.

Nadalje, HI filamenti pokazuju promjenjivo usmjerenje u cijelom rasponu brzina, što ukazuje da je magnetsko polje paralelno s doglednicom vrlo zamršeno i smjerno promjenjivo. Doduše, dio HI filamenata dosljedno pokazuje tendenciju grupiranja oko galaktičke ravnine, ali intenzitet ovog poravnanja pokazuje značajne varijacije u rasponu brzina. Također, postoji značajan udio HI filamenata unutar raspona brzina od -69.5 km/s do -52.7 km/s ($\overline{\theta}_{\mathrm{d1}} = -78^\circ \pm 7^\circ$) i mali udio HI filamenata unutar raspona brzina od -52.7 km/s do -30.8 km/s ($\overline{\theta}_{\mathrm{e2}} = -82^\circ \pm 4^\circ$ i $\overline{\theta}_{\mathrm{f3}} = -83^\circ \pm 4^\circ$) čije usmjerenje naginje prema sjevernom galaktičkom polu. Ova usmjerenja se nalaze unutar širina dva značajna smjera depolariziranih kanala: $\overline{\theta}_{\mathrm{dc_1}} = (-80^\circ \pm 2^\circ)$ i $\overline{\theta}_{\mathrm{dc_2}} = (-73^\circ \pm 3^\circ)$. Budući da su brzine HI filamenata na kojima vidimo preklapanja pretežno negativne, detektirani kanali su udaljeniji od nas nego HI filamenti pozitivnih brzina koji se gibaju prema nama. Kanali sa smjerom $\overline{\theta}_{\mathrm{dc_3}} = (59^\circ \pm 10^\circ)$ također pokazuju poravnanje i to s HI filamentima brzina od -69.5 km/s do -43.7 km/s, ali to poravnanje slabi kako se brzina HI povećava. Ova korelacija dovodi do mogućnosti da su depolarizirani kanali i HI filamenti smješteni unutar istog područja molekularnog oblaka. Nadalje, iz rezultata vidimo da postoji međudjelovanje

HI i silnica magnetskog polja u rasponu HI brzina od -97.8 km/s do -83.6 km/s i od -69.5 km/s do -5.1 km/s. U početku HI filamenti imaju smjer $\overline{\theta}_{\mathrm{a3}} = 43^\circ \pm 8^\circ$ i $\overline{\theta}_{\mathrm{b3}} = 49^\circ \pm 8^\circ$, što je van širine srednje vrijednosti magnetskog polja detektiranog polariziranim zračenjem zvijezda $\overline{\theta}_{\mathrm{s}} = (68^\circ \pm 9^\circ)$, ali unutar raspona srednje vrijednosti magnetskog polja određenog iz termalne emisije prašine $\overline{\theta}_{\mathrm{p}} = (47^\circ \pm 20^\circ)$. Ovo preklapanje se postupno povećava, dostižući vrhunac pri brzinama od -69.5 km/s do -52.7 km/s, gdje relevantni HI filamenti imaju smjer $\overline{\theta}_{\mathrm{d4}}= 61^\circ \pm 13^\circ$. Pri većim brzinama preklapanje smjerova se smanjuje, a odgovarajući HI filamenti imaju smjerove $\overline{\theta}_{e4} = 52^\circ \pm 9^\circ$, $\overline{\theta}_{f4} = 45^\circ \pm 8^\circ$ i $\overline{\theta}_{h3} = 57^\circ \pm 9^\circ$. Uočena koherencija smjerova HI filamenta i magnetskog polja u širokom rasponu brzina također može ukazivati na to da se prašina i HI filamenti nalaze unutar istog dijela molekularnog oblaka.

Zaključno, u ovom diplomskom radu smo iskoristili: LOFAR-ova niska radiofrekventna opažanja sinkrotronskog zračenja za istraživanje ionizirane komponente, podatke HI4PI pregleda neba za istraživanje neutralne komponente te RoboPol-ove radiopolarimetrijske podatke o polariziranom zračenju zvijezda i Planckovu kartu zračenja prašine za mapiranje magnetskog polja u molekularnom oblaku Polarni plamičak. Primjenjujući metodu kotrljajućeg Hughovog transformata na LOFAR-ove i HI4PI slike, odredili smo smjerove prostiranja depolariziranih kanala i HI filamenata. Naši rezultati nisu pokazali postojanje preklapanja između smjera magnetskog polja i depolariziranih kanala. Međutim, za većinu HI brzina smo uočili preklapanje smjera prostiranja HI filamenata i komponente magnetskog polja paralelnoj ravnini neba. Također smo otkrili i manje preklapanje smjera depolariziranih kanala i HI filamenata s brzinama u rasponu od -69.5 km/s do -30.8 km/s.

Dodaci

Dodatak A Polarizacija i Stokesovi parametri

Prateći izvode iz [5] i [8] u ovom dodatku ćemo izvesti općeniti oblik polarizacije monokromatskog zračenja te pritom uvesti koncept Stokesovih parametara.

Krećemo od Maxwellovih jednadžbi u vakuumu koje glase:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \tag{A.1}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{A.2}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \tag{A.3}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \tag{A.4}$$

Rješenja ovih jednadžbi su putujući ravni valovi oblika:

$$\vec{E} = E_0\, e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}\, \hat{e_1} \tag{A.5}$$

$$\vec{B} = B_0\, e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}\, \hat{e_2} \tag{A.6}$$

Ako promatramo monokromatski ravni val koji propagira u z-smjeru, njegova projekcija na x-y ravninu je:

$$\vec{E} = (\epsilon_1\, e^{i\phi_1}\, \hat{x} + \epsilon_2\, e^{i\phi_2}\, \hat{y})\, e^{i(\vec{k}\cdot r\cdot\hat{z}-\omega t)} \tag{A.7}$$

gdje je $\vec{k} = k\,\hat{k} = \frac{2\pi}{\lambda}\hat{k}$ valni vektor, $\omega = 2\pi\nu$ kružna frekvencija i $\delta = \phi_1 - \phi_2$ razlika u fazi. Uzimajući r = 0 i realni dio $\vec{E}$ pronalazimo E_x i E_y:

$$E_x = \epsilon_1\, cos(\omega t - \phi_1) \tag{A.8}$$

$$E_y = \epsilon_2\, cos(\omega t - \phi_2) \tag{A.9}$$

Jednadžbe A.8 i A.9 ukazuju da je oblik polarizacije eliptičan. Općenita jednadžba elipse glasi:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \tag{A.10}$$

gdje su a i b redom velika i mala poluos elipse, a x i y se mogu zapisati preko arbitrarnog kuta α kao x = a cos(α) i y = b sin(α). U našem slučaju imamo elipsu s koordinatnim osima x' i y' koja je zaokrenuta za kut polarizacije χ u odnosu na x-os pa su komponente električnog polja u sustavu elipse:

$$E'_x = \epsilon_0 \, cos(\beta) \, cos(\omega t) \tag{A.11}$$

$$E'_y = \epsilon_0 \, sin(\beta) \, sin(\omega t) \tag{A.12}$$

gdje je β parametar koji određuje radi li se o desno ili lijevo eliptično polariziranom zračenju. Za $0 < \beta < \pi/2$ polarizacija iz perspektive promatrača kruži u smjeru kazaljke na satu i govorimo o desnoj polarizaciji. s druge strane, za $-\pi/2 < \beta < 0$ polarizacija kruži kontra smjeru kazaljke na satu i govorimo o lijevoj polarizaciji. Uz lijevu i desnu eliptičnu polarizaciju, postoje još lijeva i desna kružna ($\beta = \pm\pi/4$) polarizacija te linearna polarizacija ($\beta = 0$ i $\beta = \pm\pi/2$). Uz malo geometrijske analize, jednadžbe A.11 i A.12 te A.8 i A.9 se mogu povezati u:

$$E_x = E'_x \, cos(\chi) + E'_y \, sin(\chi) \tag{A.13}$$

$$E_y = E'_x \, sin(\chi) - E'_y \, sin(\chi) \tag{A.14}$$

ako vrijede jednakosti:

$$\epsilon_1 \, cos(\phi_1) = \epsilon_0 \, cos(\beta) \, cos(\chi) \tag{A.15}$$

$$\epsilon_1 \, sin(\phi_1) = \epsilon_0 \, sin(\beta) \, sin(\chi) \tag{A.16}$$

$$\epsilon_2 \, cos(\phi_2) = \epsilon_0 \, cos(\beta) \, sin(\chi) \tag{A.17}$$

$$\epsilon_2 \, sin(\phi_2) = -\epsilon_0 \, sin(\beta) \, cos(\chi) \tag{A.18}$$

Kako bi se odredili ϵ_0, β i χ, definiraju se Stokesovi parametri za monokromatske valove:

$$I = \epsilon_1^2 + \epsilon_2^2 = \epsilon_0^2 \tag{A.19}$$

$$Q = \epsilon_1^2 - \epsilon_2^2 = \epsilon_0^2 \, cos(2\beta) \, cos(2\chi) \tag{A.20}$$

$$U = 2 \, \epsilon_1 \, \epsilon_2 \, cos(\phi_1 - \phi_2) = \epsilon_0^2 \, cos(2\beta) \, sin(2\chi) \tag{A.21}$$

$$V = 2 \, \epsilon_1 \, \epsilon_2 \, sin(\phi_1 - \phi_2) = \epsilon_0^2 \, sin(2\beta) \tag{A.22}$$

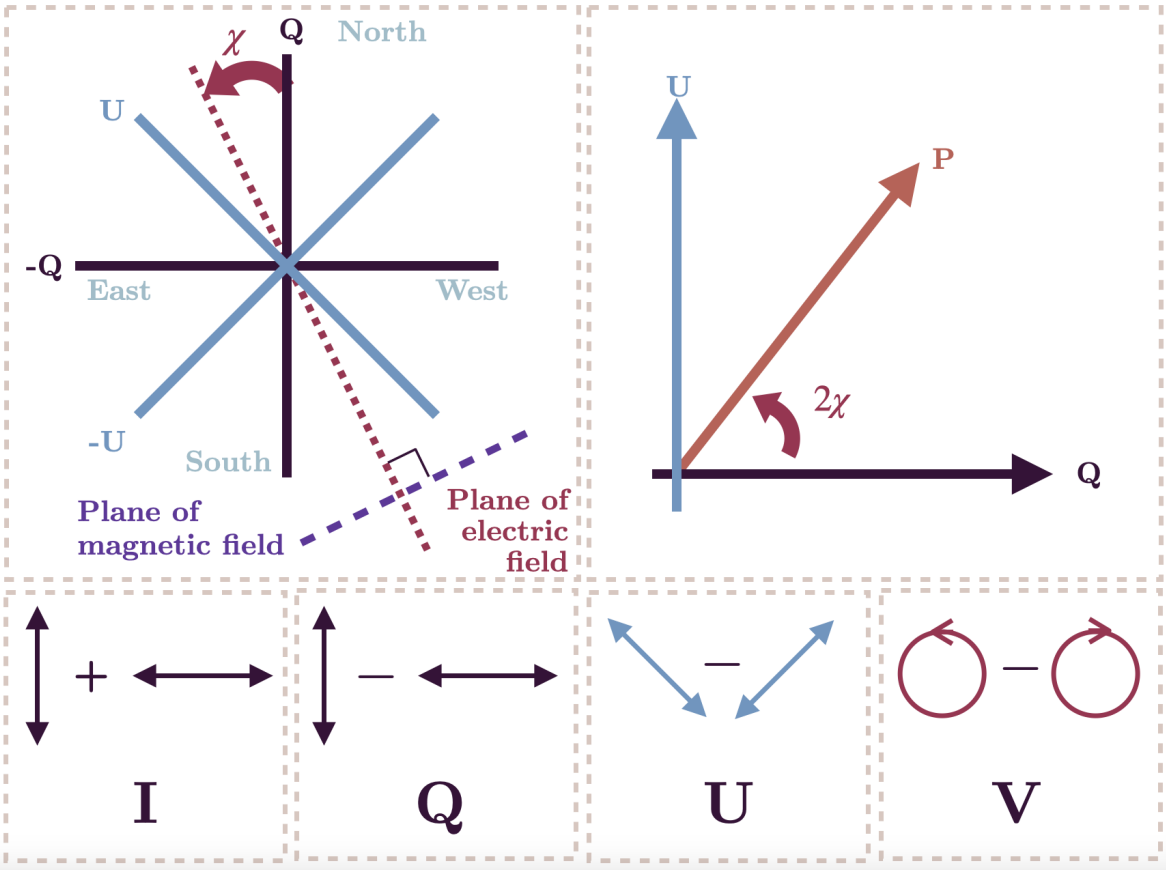
I predstavlja ukupni intenzitet vala, V je kružni parametar definiran kao omjer velike i male poluosi elipse, a parametri Q i U mjere nagib elipse u odnosu na x-os. Uz ova tri parametra, definiraju se još i ukupni polarizirani intenzitet vala:

$$I_p^2 \geq Q^2 + U^2 + V^2 \tag{A.23}$$

te stupanj polarizacije:

$$p = \frac{I_p}{I} \tag{A.24}$$

U slučaju kada je Q = U = 0, zračenje je cirkularno polarizirano, a kada su Q = U = V = 0 govorimo o depolariziranom zračenju jer je $I_p = 0$ te posljedično p = 0.



Slika A.1: Shema prikazuje odnos Stokesovih parametara i vektora polarizacije s kutom polarizacije χ. Od vrha slike u smjeru kazaljke na satu, Q-osi redom odgovaraju oznakama sjevera, zapada, juga i istoka na kompasu. Izvor: Emma L. Alexander[13]

Uz malo preuređivanja jednadžbi A.19, A.20, A.21 i A.22 parametri elipse glase:

$$\epsilon_0 = \sqrt{I} \tag{A.25}$$

[13] https://emmaalexander.github.io/resources.html

$$\beta = \frac{1}{2} \arcsin\left(\frac{V}{I}\right) \tag{A.26}$$

$$\chi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg}\left(\frac{U}{Q}\right) \tag{A.27}$$

Dodatak B Sinteza mjere rotacije

Sinkrotronsko zračenje prilikom propagacije kroz međuzvjezdanu tvar doživljava Faradayevu rotaciju. Ovaj učinak nastaje zbog međudjelovanja sinkrotronsko zračenja s ioniziranom tvari te magnetskim poljem prisutnim u ISM-u, a uzrokuje da se kut polarizacije zračenja zarotira ovisno o frekvenciji. Koliko se polarizacijski kut χ zarotira s promjenom u valnoj duljini na kvadrat λ^2 naziva se mjera rotacije (engl. *rotation measure*, RM) i zapisuje kao [30]:

$$RM = \frac{d\chi(\lambda^2)}{d\lambda^2} \approx \Phi \cdot \lambda^2 \tag{B.1}$$

gdje je λ valna duljina zračenja i Φ Faradayeva dubina definirana kao:

$$\frac{\Phi}{[rad\, m^{-2}]} = 0.81 \int_{izvor}^{promatrac} \frac{n_e}{[cm^{-3}]} \frac{B_{\parallel}}{[\mu G]} \frac{dl}{[pc]} \tag{B.2}$$

gdje je $\mathrm{n_e}$ gustoća elektrona u cm^{-3}, $B_{\parallel}$ je komponenta magnetskog polja paralelna smjeru doglednice u μG i dl je infinitezimalna duljina puta u pc. Kao što se može vidjeti iz jednadžbe B.1, kut polarizacije zračenja veće valne duljine doživjet će veću rotaciju tijekom prolaska kroz ISM. Koliko će se točno taj kut zaokrenuti određeno je Faradayevom dubinom iz jednadžbe B.2. Pozitivne Faradayeve dubine nam govore da je magnetsko polje usmjereno prema nama, dok nam negativne dubine govore da je usmjereno od nas.

Metoda sinteze mjere rotacije koristi se za razdvajanje promatrane polarizirane emisije prema stupnju Faradayeve rotacije koju je doživjela. To čini tako da pretvara ukupni polarizirani intenzitet P u ukupni polarizirani intenzitet po Faradayevoj dubini pomoću sljedeće Fourierove transformacije [30]:

$$F(\Phi) = \frac{1}{W(\lambda^2)} \int_{-\infty}^{\infty} P(\lambda^2) e^{-2i\Phi\lambda^2} d\lambda^2 \tag{B.3}$$

gdje je $W(\lambda^2)$ težinska funkcija i F(Φ) predstavlja promjenu vektora ukupne polarizacije P po jedinici Faradayeve dubine. Drugim riječima, sintetiziraju se kocke mjera rotacije, po čemu je ova metoda i dobila ime. Ovu metodu ograničavaju sljedeći čimbenici: spektralna pojasna širina $\Delta\lambda^2$, spektralna rezolucija $\delta\lambda^2$ i minimalna valna duljina λ^2_{min} detektirane distribucije λ^2. Ovi su parametri povezani su sa specifičnim karakteristikama u Faradayevom prostoru: najvećom Faradayevom dubinom koju možemo detektirati Φ_{max}, najvećom strukturom koju možemo razlučiti u Faradayevom prostoru $\Delta\Phi_{scale}$ i rezolucijom u Faradayevom prostoru $\delta\Phi$ koja određuje minimalnu udaljenost između dvije različite strukture koje možemo razaznati. Veličine su redom povezane sljedećim jednadžbama:

$$\Phi_{max} \approx \frac{\sqrt{3}}{\delta\lambda^2} \tag{B.4}$$

$$\Delta\Phi_{scale} \approx \frac{\pi}{\lambda^2_{min}} \tag{B.5}$$

$$\delta\Phi \approx \frac{2\sqrt{3}}{\Delta\lambda^2} \tag{B.6}$$

Za provedbu RM sinteze nad željenim podacima u ovome radu smo se koristili Python skriptom sa [31]. Kako bi odradio sintezu, programu je potrebno dati FITS datoteke Stokesovih Q i U kocki te tekstualnu datoteku s popisom frekvencija kocki. Programu je moguće dati i dodatne argumente poput iznosa najmanje i najveće Faradayeve dubine u izlaznim kockama te prirasta Faradayeve dubine između slika u RM kocki. Kao produkt analize dobije se pet datoteka. Tri su FITS datoteke koje redom sadrže kocku ukupne linearne polarizacije (P kocku), odrotiranu (Faradayevu) U kocku i odrotiranu (Faradayevu) Q kocku. Preostale dvije su tekstualnoga tipa od kojih jedna sadrži informacije o funkciji širenja mjere rotacije, a druga je dnevnička datoteka sastavljena od naredbenih linija korištenih za dobivanje izlaznih datoteka programa.

Bibliography

[1] V. Jelić Cosmological 21cm experiments: searching for a needle in a haystack. Doktorski rad. Groningen: University of Groningen, 2010.

[2] Sparke, L. S.; Gallagher, J. S. Galaxies in the Universe : Introduction. Cambridge University Press, Cambridge, 2000.

[3] Carroll, Bradley W.; Ostlie, Dale A. An Introduction to Modern Astrophysics. 2nd ed. San Francisco: Pearson Addison-Wesley, 2007.

[4] Salim, S.; Narayanan, D. The Dust Attenuation Law in Galaxies. // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. Vol. 58 (2020), str. 529–575.

[5] Condon, J. J.; Ransom, S. M. Essential Radio Astronomy. 2nd ed. : Princeton University Press, Princeton, 2016.

[6] Pacholczyk, A. G.; J. A. Roberts Radio Astrophysics : Nonthermal Processes in Galactic and Extragalactic Sources. 1st ed. : San Francesco, Freeman and Company, 1970.

[7] Padovani, M.; Bracco, A.; Jelić, V.; Galli, D.; Bellomi, E. Spectral index of synchrotron emission: insights from the diffuse and magnetised interstellar medium // Astronomy and Astrophysics. Vol. 651 (2021.)

[8] Rybicki, G. B.; Lightman, A. P. Radiative Processes in Astrophysics. New York : Wiley, 1986.

[9] Whittet, D. C. B. Polarization of Starlight // Astrophysics of Dust. Vol. 309 (2004), str. 65.

[10] Heithausen, A.; Thaddeus, P. The Polaris Flare: Extensive Molecular Gas near the North Celestial Pole // The Astrophysical Journal. Vol. 353 (1990), str. L49

[11] Schlafly, E. F. A Large Catalog of Accurate Distances to Molecular Clouds from PS1 Photometry // The Astrophysical Journal. Vol. 786 (2014), no. 1

[12] Panopoulou, G. V.; Psaradaki, I.; Tassis, K. The magnetic field and dust filaments in the Polaris Flare. // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. Vol. 462 (2016), no. 2, str. 1517–1529.

[13] A. Erceg Molekularni oblaci - Faradayeva tomografija ”Polarnog plamička”. Diplomski rad. Zagreb : Prirodoslovno-matematički fakultet, 2019.

[14] Turić, L. Multi-tracer analysis of straight depolarisation canals in the surroundings of the 3C 196 field. // Astronomy and Astrophysics. Vol. 654 (2021)

[15] HI4PI Collaboration HI4PI: A full-sky H I survey based on EBHIS and GASS // Astronomy and Astrophysics. Vol. 594 (2016.), str. A116

[16] Ramaprakash, A. N. RoboPol: a four-channel optical imaging polarimeter // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. Vol. 485, no. 2 (2019), str. 2355–2366

[17] The Planck Collaboration The Scientific Programme of Planck // arXiv e-prints (2006.)

[18] van Haarlem, M. P.; Wise, M. W.; Guns, A. W. LOFAR: The LOw-Frequency ARray // Astronomy and Astrophysics. Vol. 556 (2013), str. A2

[19] LOFAR stations, ASTRON SCIENCE, `https://science.astron.nl/telescopes/lofar/lofar-system-overview/technical-specification/lofar-stations/`. 18.07.2023.

[20] Haverkorn, M.; Heitsch, F. Canals beyond Mars: Beam depolarization in radio continuum maps of the warm ISM // Astronomy and Astrophysics. Vol. 421, (2004), str. 1011–1019

[21] RoboPol: robotic polarimeter in Crete, `https://robopol.physics.uoc.gr/`, 08.07.2023.

[22] King, O. G. The RoboPol pipeline and control system // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. Vol. 442, no. 2 (2014), str. 1706–1717

[23] Panopoulou, G. Optical polarization map of the Polaris Flare with RoboPol // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. Vol. 452, no. 1 (2015), str. 715–726

[24] HI4PI spectra and column density maps : J/A+A/594/A116, (2016), Vizier, `https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/J/A+A/594/A116#/browse`, 01.08.2023.

[25] Cooray, A.; Melchiorri, A.; Silk, J. Is the cosmic microwave background circularly polarized? // Physics Letters B. Vol. 554, No. 1–2 (2003), str. 1–6

[26] Alexander, S.; McDonough, E. Primordial circular polarization in the cosmic microwave background // Physics Letters B. Vol. 789 (2019), str. 197–202

[27] Clark, S. E.; Peek, J. E. G.; Putman, M. E. Magnetically Aligned H I Fibers and the Rolling Hough Transform // The Astrophysical Journal. Vol. 789, no. 1 (2014)

[28] Jelić, V.; Prelogović, D.; Haverkorn, M.; Remeijn, J.; Klindžić, D. Magnetically aligned straight depolarization canals and the rolling Hough transform // Astronomy and Astrophysics. Vol. 615 (2018)

[29] Optical polarization of the Polaris Flare, (2015), Vizier, `http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/Cat?cat=J%2FMNRAS%2F452%2F715&#/browse`, 05.07.2023.

[30] Brentjens, M. A.; de Bruyn, A. G. Faraday rotation measure synthesis // Astronomy and Astrophysics. Vol. 441, no. 3 (2005), str. 1217–1228

[31] RM-Synthesis Overview, (2005), GitHub, `https://github.com/brentjens/rm-synthesis#readme`, 22.05.2023.