

# Mogu li se super-ljuske vidjeti pomoću radioteleskopa LOFAR?

Marta Čolaković-Bencerić<sup>1,\*</sup>, Vibor Jelić<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Fizički odsjek, Prirodoslovno-matematički fakultet, Sveučilište u Zagrebu, Bijenička cesta 32, 10000 Zagreb

<sup>2</sup>Institut Ruđer Bošković, Bijenička cesta 54, 10000 Zagreb

\*marta.colakovicbenceric@gmail.com

20. siječnja 2019.

## Sažetak

*Na temelju magnetohidrodinamičkih simulacija sudara super-ljuski kao reprezentacije turbulentne međuzvjezdane materije, istražili smo mogu li se super-ljuske vidjeti pomoću radioteleskopa LOFAR. Istraživanje smo proveli za dva slučaja. U prvom slučaju polarizirano sinkrotronsko zračenje dolazi samo iz pozadine, dok u drugom slučaju u svakom presjeku prostora nastaje zračenje. Pokazano je da u oba slučaja LOFAR može detektirati pojedine dijelove super-ljuski koji Faradayevom rotacijom zakreću kut polarizacije sinkrotronskog zračenja i do  $1 \text{ rad/m}^2$ . Ti dijelovi super-ljuski su područja s većom gustoćom elektrona i jačim magnetskim poljem.*

## 1. Uvod

Međuzvjezdani prostor ispunjen je mješavinom nabijenih čestica, atoma, molekula i zrnaca prašine, tzv. međuzvjezdanom tvari (eng. Interstellar Medium, ISM), Heiles & Haverkorn (2012). Promatrajući utjecaj gravitacije na ISM, možemo ga podijeliti na molekularne oblake u kojima gravitacija igra značajnu ulogu i na difuznu komponentu u kojoj je utjecaj gravitacije zanemariv.

Difuzna komponenta ISM-a se opisuje pomoću nekoliko faza okarakteriziranih ionizacijskim stanjem vodika te temperaturom. Neutralne faze su gusti plin s tipičnom temperaturom  $\sim 50 \text{ K}$  kojeg zovemo hladna neutralna materija (eng. Cold Neutral Medium, CNM) te topli, difuzni plin s temperaturom  $\sim 5000 \text{ K}$ , kojeg zovemo topla neutralna materija (eng. Warm Neutral Medium, WNM). Ionizirane faze ISM-a pojavljuju se u obliku tople ionizirane materije (eng. Warm Ionized Medium, WIM) i vruće ionizirane materije (eng. Hot Ionized Medium, HIM), temperatura  $\sim 8000 \text{ K}$  i  $\geq 10^6 \text{ K}$ . Pored većinski neutralnih i gotovo potpuno ioniziranih faza ISM-a postoji i peta faza toplog djelomično ioniziranog plina (eng. Warm Partially Ionised Medium,

WPIM), prosječne temperature  $\sim 5000 \text{ K}$ .

U međuzvjezdanom prostoru nalazi se i netermalna komponenta u obliku kozmičkih zraka. Ona se većinom sastoji od relativističkih protona, elektrona i jezgara helija te u interakciji s magnetskim poljem u smjeru okomitom na smjer gibanja relativističkih čestica sinkrotronski zrači.

Sinkrotronsko zračenje je linearno polarizirano te međudjeluje s međuzvjezdanom tvari. Pri propagaciji polariziranog sinkrotronskog zračenja kroz ioniziranu međuzvjezdanu tvar te uz prisustvo lokalnog magnetskog polja dolazi do zakretanja ravnine polarizacije, tj. Faradayeve rotacije. Faradayeva rotacija definirana je izrazom

$$\Phi(\lambda^2) = 0.81 \int_{izvor}^{teleskop} n_e(s) B_{||}(s) ds \text{ rad m}^{-2}, \quad (1)$$

gdje je  $B_{||}$  komponenta magnetskog polja duž dogleđnice dana u  $\mu G$ ,  $ds$  infinitezimalni pomak dan u parsecima, a  $n_e$  lokalna gustoća elektrona dana u  $\text{cm}^{-3}$ . Lokalna gustoća elektrona jednaka je  $n_e = \int_{E_0}^{\infty} n_e(E) dE$ , gdje je  $E_0$  minimalna energija elektrona, uvedena da bi integral konvergirao. Sam kut polarizacije ovisi o Faradayevoj

dubini kao

$$\chi = \chi_0 + \Phi \cdot \lambda^2. \quad (2)$$

Obzirom da je Faradayeva rotacija proporcionalna kvadratu valne duljine zračenja, promatranja na različitim valnim duljinama nam omogućuju proučavanje svojstva međuzvjezdane tvari koja uzrokuje Faraday rotaciju, tzv. metoda RM sinteze detaljno opisane u poglavlju 2.3.

CNM i WNM faze međuzvjezdane materije imaju izrazito mali stupanj ionizacije i kao takve nemaju dovoljnu gustoću slobodnih elektrona da bi uzrokovale mjerljivu Faradayevu rotaciju. Nasuprot tome, WIM i HIM faze imaju dovoljno velike gustoće slobodnih elektrona te mogu uzrokovati mjerljivu Faradayevu rotaciju. WPIM faza također uzrokuje mjerljivu Faradayevu rotaciju, ali ju je teško detektirati.

U ovom radu bavit ćemo se s dinamičkim međuzvjezdanim strukturama, tzv. super-ljuskama, koje nastaju pri interakciji šokova i udarnih valova eksplozija supernovi s međuzvjezdanom tvari Heiles (1979). Koristeći magnetohidrodinamičke simulacije istražiti ćemo doprinose li značajno sudari super-ljuski Faradayevoj rotaciji polariziranog sinkrotronskog zračenja te mogu li se iste proučavati pomoću promatranja radioteleskopa LOFAR (eng. LOW Frequency ARray) na niskim radiofrekvencijama (100-200 MHz).

## 2. Metodologija i simulacije

### 2.1. Magnetohidrodinamičke simulacije

Kao reprezentaciju turbulentne međuzvjezdane materije koristili smo magnetohidrodinamičku simulaciju opisanu u radu Ntormousi et al. (2017). Simulirani podatci predstavljaju jedan trenutak u vremenskoj evoluciji sudara dvije super-ljuske. Na samom početku evolucije tok je laminaran, ali zbog hidrodinamičkih nestabilnosti on postaje turbulentan. To za posljedicu ima nehomogenosti u gustoći elektrona i magnetskom polju. Sudari takvih struktura nisu neuobičajeni te bi mogli nuditi odgovor na pitanje podrijetla opaženih filamentarnih struktura u našoj galaksiji Jelić et al. (2015) prikazanih na Slici 1. Kao rezultat simulacije dobivena je mjera zakretanja polarizacijskog kuta (eng. Rotation

**Tablica 1:** Rezolucija, maksimalna opaziva vrijednost i najveća opaziva struktura u Faradayevom prostoru.

Veličina	Vrijednost [rad m <sup>-2</sup> ]
$\delta\Phi$	0.94
$\ \Phi_{max}\ $	160.5
$\Delta\Phi_{max}$	1.001

Measure, RM). Pozitivna RM vrijednost ukazuje da je komponenta magnetskog polja duž doglednice usmjerena prema promatraču, a negativna da je suprotno usmjerena.

$$RMds = 0.81n_e(s)B_{||}(s)ds \text{ rad m}^{-2}. \quad (3)$$

Podatkovne kocke predstavljaju prostor od oko 200 pc × 200 pc × 200 pc te sadrže podatke o  $RM\Delta s$  vrijednostima u svakoj točki prostora. Središnji presjek simuliranog prostora prikazan je na Slici 2

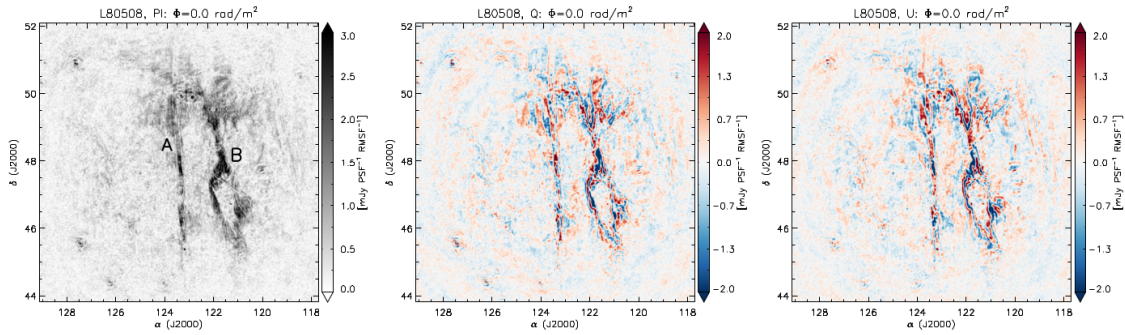
### 2.2. Parametrizacija i sinkrotronsko zračenje

U ovom radu uzeli smo u obzir dva slučaja sinkrotronskog zračenja u odnosu na simuliranu turbulentnu međuzvjezdanu materiju. U prvom slučaju zračenje nastaje iza simuliranog prostora, a u drugom jednaka količina zračenja nastaje u svakom dijelu prostora simuliranog prostora, tj. zračenje i međuzvjezdana materija se međusobno prožimaju. Prikazi ova dva slučaja nalaze se na Slici 3. Za ovisnost intenziteta sinkrotronskog zračenja o frekvenciji smo pretpostavili

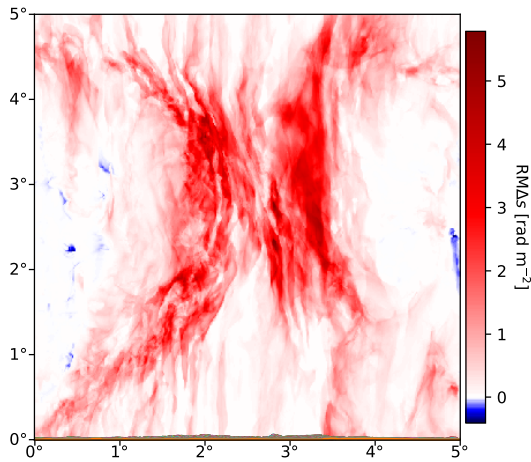
$$I_{P,\nu} = I_{P,0} \left( \frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-2.5}, \quad (4)$$

gdje je  $\nu_0 = 150$  MHz, a  $I_{P,0} = 1$  K.  $I_{P,0}$  je odabran tako da intenzitet polariziranog zračenja bude reda veličine polariziranog intenziteta detektiranog u dosadašnjim promatranjima s radioteleskopom LOFAR Jelić et al. (2015).

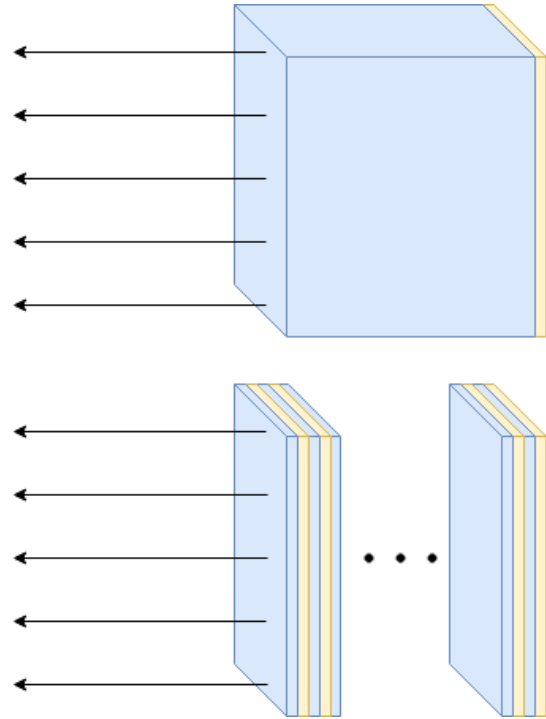
Zračenje je simulirano na frekvencijama od 115 do 150 MHz s rezolucijom od  $\delta\nu = 0.2$  MHz koja odgovara rezoluciji radioteleskopa LOFAR. Nakon Faradayeve rotacije zračenja prolaskom kroz simuliranu međuzvjezdanu materiju na dobivene



Slika 1: Slike polariziranog intenziteta, Stokes Q i Stokes U 3C196 polja na Faradayevoj dubini  $0 \text{ rad m}^{-2}$ . Slike su veličine  $8.3^\circ \times 8.3^\circ$  s funkcijom odziva teleskopa (eng. Point Spread Function, PSF)  $3.6^\circ \times 3.9^\circ$ . Preuzeto iz Jelić et al. (2015).



Slika 2: RM vrijednosti na polovici prostora magnetohidrodinamičke simulacije.



Slika 3: Na slikama žuta boja označava frontu zračenja, a plava boja označava Faradayevu rotaciju u međuzvezdanoj materiji.

intenzitete zračenja dodali smo očekivani šum radioteleskopa LOFAR. Za šum je pretpostavljena Gaussova raspodjela, dok je intenzitet odabran tako da omjer intenziteta signala i šuma u Faradayevom prostoru bude 4 kao i u tipičnim promatranjima s radioteleskopom LOFAR. Nadalje, svaki presjek kocki intenziteta komponenata linearno polariziranog zračenja konvoluiramo s pretpostavljenom funkcijom teleskopa oblika Gausiana veličine  $3' \times 3'$ . Time dobivamo intenzitet linearno polariziranog zračenja na svakoj frekvenciji u zadanom rasponu. Svi parametri su odabrani u skladu s vrijednostima izmjerenim u Jelić et al. (2015) i karakteristikama visokofrekventnih antena LOFAR teleskopa, van Haarlem et al. (2013). Naposljetku, dobivene kocke metodom RM sinteze, opisanom u potpoglavlju 2.3, transformiramo u kocke u prostoru Faradayevih dubina.

### 2.3. RM sinteza

Metoda RM sinteze opisana je u članku Brentjens & de Bruyn (2005), a u svom temelju je Fourierov transformat iz prostora kvadrata valnih duljina u prostor Faradayeve dubine. Ako definiramo kompleksni polarizirani intenzitet zračenja kao

$$P = pIe^{2i\chi} = U + iQ, \quad (5)$$

gdje je Stokes  $Q$  realna, a  $U$  imaginarna komponenta polariziranog intenziteta, intenzitet u Faradayevom prostoru je

$$F(\Phi) = \frac{1}{\int_{-\infty}^{\infty} W(\lambda^2) d\lambda^2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} W(\lambda^2) P(\lambda^2) e^{-2i\Phi\lambda^2} d\lambda^2, \quad (6)$$

gdje je  $W(\lambda^2)$  težinska funkcija.

Metoda RM sinteze ograničena je trima veličinama. Prva veličina je rezolucija u prostoru Faradayevih dubina  $\delta\Phi \approx \frac{2\sqrt{3}}{\Delta\lambda^2} \text{ rad m}^{-2}$ . Ona je određena širinom distribucije kvadrata valnih duljina  $\Delta\lambda^2 = \lambda_{max}^2 - \lambda_{min}^2$ . Druga jest maksimalna Faradayeva dubina koja se može detektirati  $\Phi_{max} \approx \frac{\sqrt{3}}{\delta\lambda^2}$ , određena širinom kanala, tj. spektralnom rezolucijom  $\delta\lambda^2$ . Posljednja veličina jest najveća struktura u Faradayevoj

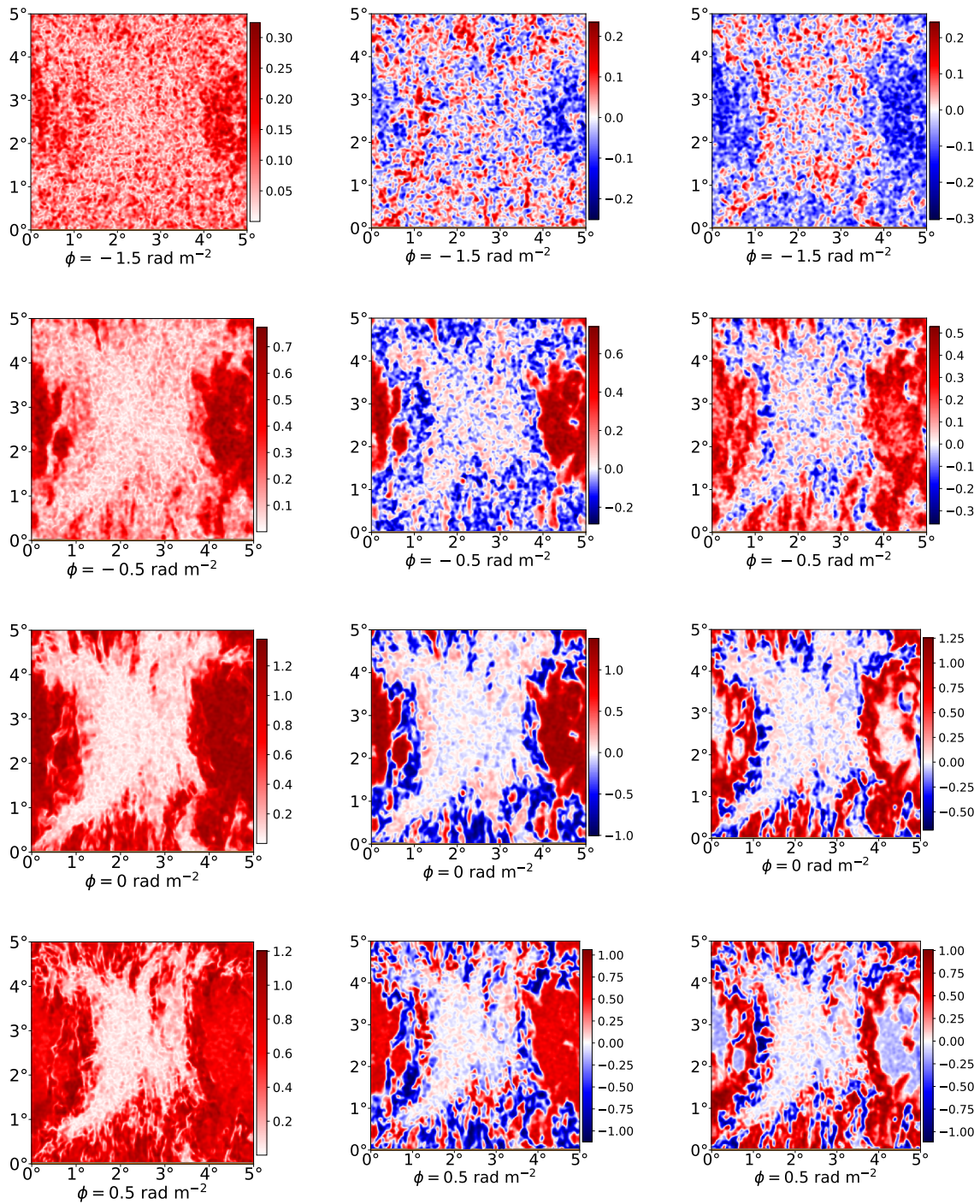
dubini koja se može razlučiti  $\Delta\Phi_{max} \approx \frac{\pi}{\lambda_{min}^2}$  određena minimalnom valnom dužinom. Vrijednosti tih veličina navedene su u Tablici 1.

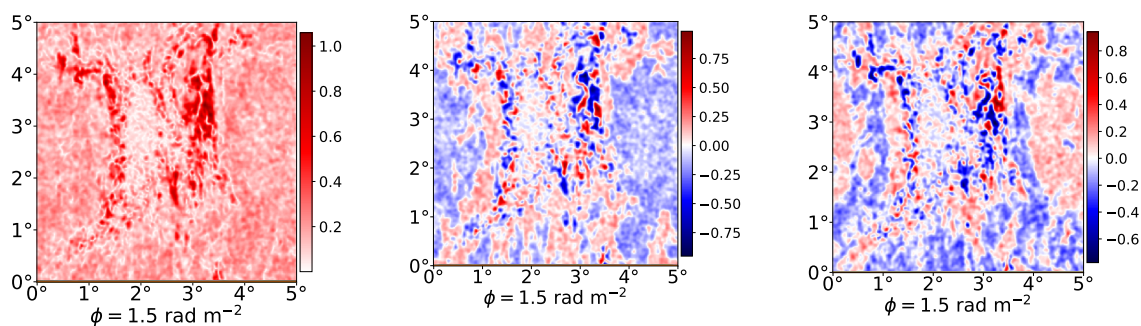
Konačne kocke obuhvaćaju raspon Faradayevih dubina od  $-25 \text{ rad m}^{-2}$  do  $25 \text{ rad m}^{-2}$ . Taj raspon je unutar mjerljivih vrijednosti 1.

## 3. Rezultati i zaključak

Na Slici 4 možemo vidjeti par presjeka koji prikazuju ukupni intenzitet linearno polariziranog zračenja te Stokes  $Q$  i  $U$  komponente u prostoru Faradayevih dubina za prvi slučaj zračenja. Odgovarajući rezultati za drugi slučaj zračenja nalaze se na Slici 5. Depolarizacija sinkrotronskog zračenja vidi se kao manjak polariziranog intenziteta u prvom stupcu na Slikama 4 i 5. Područja u kojem je zračenje doživjelo veću depolarizaciju odgovaraju bijelim, tj. svjetlijim dijelovima slike. U oba slučaja možemo primijetiti izduljene strukture koje slične strukturama vidljivim na Slici 1. One se prostiru u smjeru sjever-jug te su dimenzija  $\approx 5^\circ \times 2^\circ$ .

Nadalje, na Slici 6 možemo vidjeti maksimalni intenzitet u svakom pikselu te njegov položaj u Faradayevoj dubini. Usporedbom Slika 4 i 5 te 6 primjećujemo da je do veće depolarizacije došlo u slučaju kada svo zračenje nastaje iza simuliranog prostora. Razlog tomu je što zračenje nastalo unutar samog simuliranog prostora, pogotovo dijela prostora bliže promatraču, ne stigne se u potpunosti depolarizirati kao što je slučaj sa zračenjem iz pozadine. Usprkos tome u oba granična slučaja vidi se značajna depolarizacija. Nadalje, promotrimo li položaj maksimuma polariziranog zračenja u Faradayevoj dubini prikazan u drugom stupcu Slike 6, možemo zaključiti da se u oba granična slučaja maksimalni intenzitet polariziranog zračenja nalazi na Faradayevoj dubini  $0 \text{ rad m}^{-2}$  i u pozitivnom dijelu Faradayevog spektra. U pikselima u kojima se nije dogodila značajna Faradayeva rotacija maksimum intenziteta polariziranog zračenja se nalazi na  $0 \text{ rad m}^{-2}$  što je konzistentno s tvrdnjom da se kut polarizacije nije značajno izmijenio. Suprotno tome u područjima u kojima primjećujemo značajnu depolarizaciju maksimalne vrijednosti polariziranog intenziteta u pravilu se primjećuju na pozitivnim Faradayevim dubinama. Iz toga možemo zaključiti da je prosječno





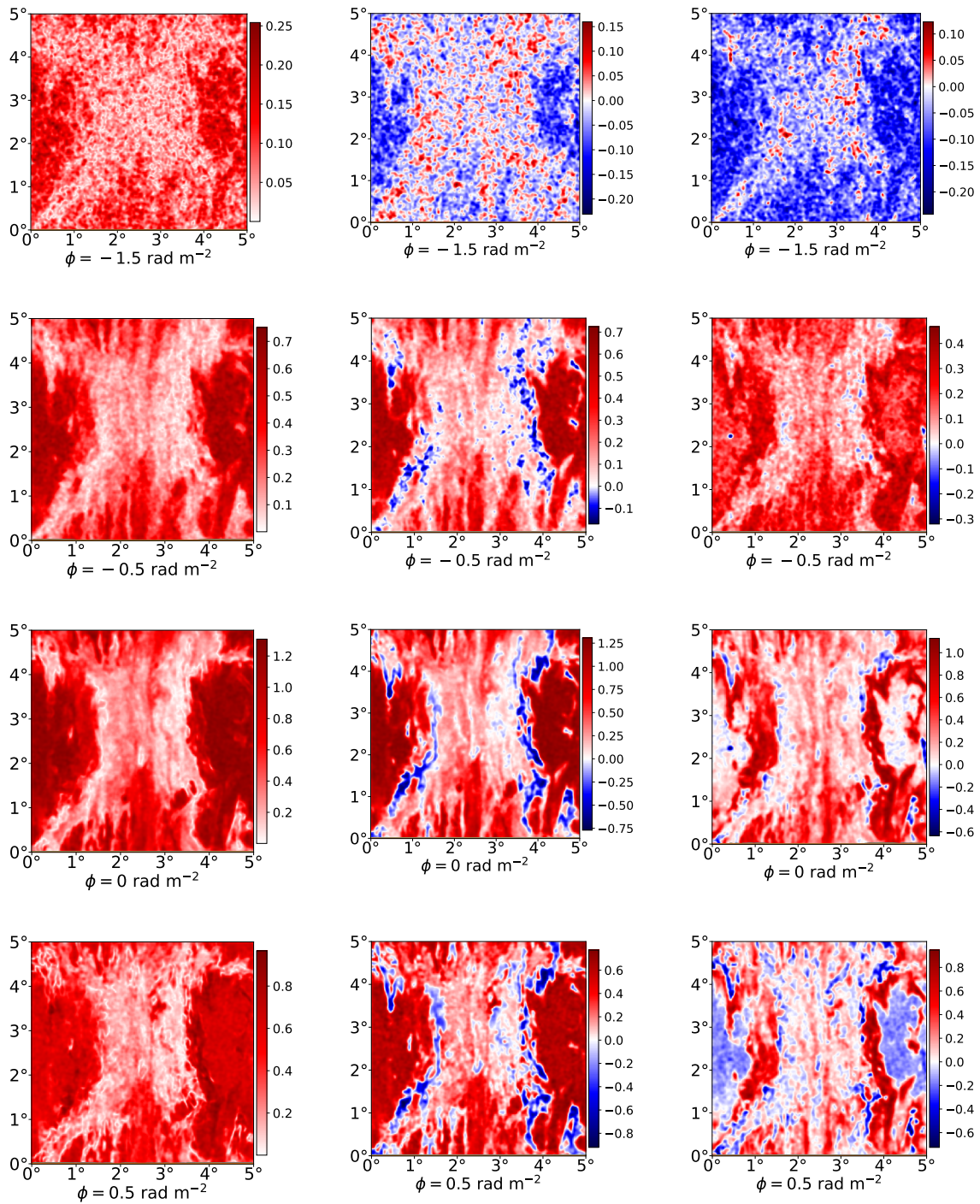
**Slika 4:** *Prikaz struktura na Faradayevim dubinama  $\pm 1.5$ ,  $\pm 0.5$  i  $0 \text{ rad m}^{-2}$  za prvi slučaj zračenja (Slika 3). Prvi stupac prikazuje ukupni polarizirani intenzitet, drugi stupac prikazuje Stokes  $Q$ , a treći Stokes  $U$ .*

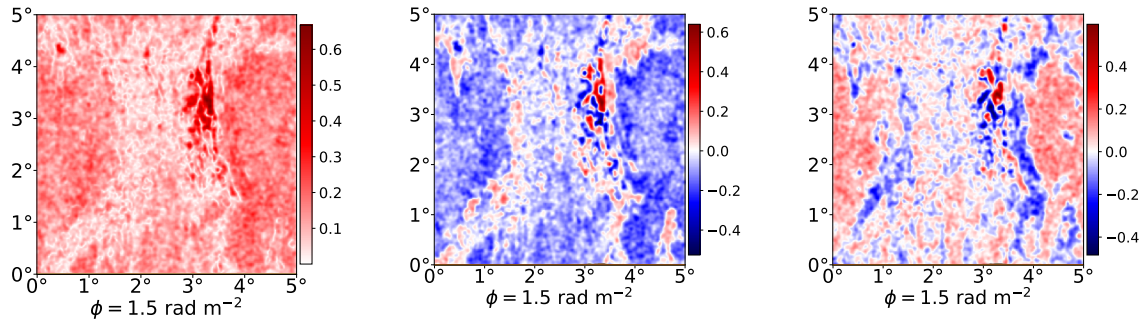
polje u tim dijelovima prostora usmjereno prema promatraču, 3. Na Slici 6 možemo primijetiti i značajnu zrnatost. Ona je posljedica konvolucije funkcije teleskopa s dodanim termalnim šumom te zato dolazi do izražaja u područjima najveće depolarizacije zračenja.

Analizom dva granična slučaja pokazali smo da je moguće detektirati pojedine dijelove superljuski te njihova mjesta sudara teleskopom LOFAR. Time smo ponudili mogući odgovor na pitanje podrijetla filamentarnih struktura u našoj galaksiji.

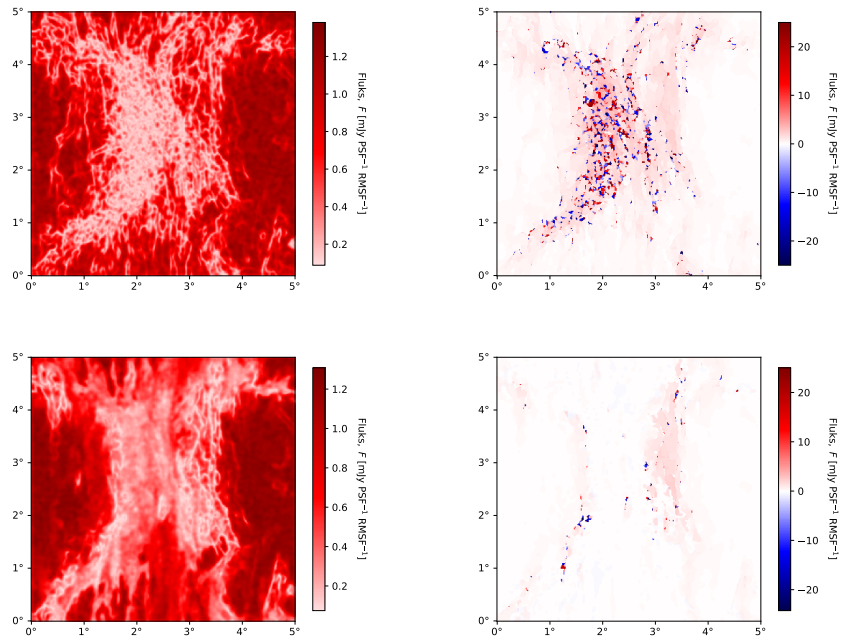
## Literatura

- Brentjens M. A., de Bruyn A. G., 2005, A&A, 441, 1217
- Heiles C., 1979, in IAU Symposium, Vol. 84, The Large-Scale Characteristics of the Galaxy, Burton W. B., ed., pp. 301–305
- Heiles C., Haverkorn M., 2012, Space Sci Rev, 166, 293
- Jelić V., et al., 2015, A&A, 583, A137
- Ntormousi E., Dawson J. R., Hennebelle P., Fierlinger K., 2017, A&A, 599, A94
- van Haarlem M. P., et al., 2013, A&A, 556, A2





**Slika 5:** Prikaz struktura na Faradayevim dubinama  $\pm 1.5$ ,  $\pm 0.5$  i  $0 \text{ rad m}^{-2}$  za drugi slučaj zračenja (Slika 3). Prvi stupac prikazuje ukupni polarizirani intenzitet, drugi stupac prikazuje Stokes Q, a treći Stokes U.



**Slika 6:** Slike lijevo pokazuju vrijednosti maksimuma intenziteta u spektru Faradayeve dubine u svakom prostornom pikselu (skala boje pokazuje maksimum intenziteta polariziranog zračenja u svakom pikselu). Slike desno prikazuju Faradayevu dubinu na kojoj se nalazi maksimum svakog piksela (skala boje pokazuje Faradayevu dubinu). U prvom redu su rezultati za prvi slučaj zračenja, a u drugom za drugi.