

UNIVERZITET U BEOGRADU
MATEMATIČKI FAKULTET



Teodor Kostić

PRAĆENJE TOKOVA PLAZME U FOTOSFERI
NA OSNOVU SPEKTROPOLARIMETRIJSKIH
POSMATRANJA VISOKE SPEKTRALNE
REZOLUCIJE

master rad

Beograd, 2024.

Mentor:

dr Ivan MILIĆ, docent
Univerzitet u Beogradu, Matematički fakultet

Članovi komisije:

prof. dr Anđelka KOVAČEVIĆ, vanredni profesor
Univerzitet u Beogradu, Matematički fakultet

dr Milica ANĐELIĆ, naučni saradnik
Univerzitet u Beogradu, Matematički fakultet

prof. dr Dušan ONIĆ, vanredni profesor
Univerzitet u Beogradu, Matematički fakultet

Datum odbrane: _____

Zahvalnice

Pre svega bih izrazio zahvalnost mentoru, dr Ivanu Miliću, koji se upustio u problem praćenja tokova plazme i strpljivo istraživao isti sa mnom. Zahvalan sam na komentarima, podršci i diskusijama koji su bili od neizmernog značaja pri izradi ove teze. Takođe bih se zahvalio prof. dr Anđelki Kovačević, dr Milici Anđelić i prof. dr Dušanu Oniću čiji su komentari bili veoma korisni i doprineli stilskom unapređenju ove teze, kao i upotrebi koncizne terminologije.

Veliku zahvalnost dugujem i članovima *ISSI Team on: Tracking Plasma Flows in the Sun's Photosphere and Chromosphere: A Review & Community Guide*, tima Međunarodnog instituta za nauke o svemiru, koji su mi ukazali na specifičnosti metode koja je korišćena u ovoj tezi i objasnili kako je pravilno koristiti.

Hvala mom bratu i roditeljima na rečima podrške!

Naslov master rada: Praćenje tokova plazme u fotosferi na osnovu spektropolarimetrijskih posmatranja visoke spektralne rezolucije

Rezime: Cilj ove teze je proveriti da li je primenom metode Furijeove linearne korelacije (FLCT) za praćenje tokova plazme na različite talasne dužine moguće mapirati horizontalne brzine plazme na različitim visinama. U okviru ove teze FLCT je primenjen na MURaM simulaciju mirnog Sunca, tačnije na vremenski odvojene simulirane mape intenziteta u kontinuumu (intenzitetograme) i magnetnog polja na površini Sunca (magnetograme). Nakon toga, izvršena je obrada podataka u vidu vremenskog usrednjavanja i filtriranja horizontalnih brzina Gausijanom širine koja odgovara širini na polovini maksimuma (skraćeno FWHM od eng. *full-width-at-half-maximum*) koji algoritam za praćenje koristi. Ova obrada omogućava smisljeno poređenje izvedenih brzina i originalnih brzina iz simulacije. Utvrđeno je da vrednost FWHM jako utiče na rezultat ove metode za praćenje tokova plazme, odnosno na intenzitet i pravac horizontalnih brzina koje dobijamo FLCT metodom. Zaključeno je da za FWHM koji odgovara prostornim skalama granula postoji izuzetno dobra korelacija između horizontalnih brzina koje FLCT određuje i horizontalnih brzina iz MURaM simulacije, a da za vrednosti FWHM manje od 300 km FLCT nije preporučljivo koristiti. Konačno, FLCT je primenjen na vremensku seriju simuliranih snimaka na usko definisanim talasnim dužinama unutar spektralne linije neutralnog gvožđa. Hipoteza koju ovime proveravamo je da primena FLCT na talasne dužine unutar spektralne linije daje uvid u raspodelu horizontalnih brzina po visini. Zaključeno je da se dobijeni rezultati zaista poklapaju sa brzinama u višim slojevima fotosfere, ali je to poklapanje dosta slabije nego u slučaju primene FLCT na kontinuum.

Ključne reči: Sunce: fotosfera, granulacija, praćenje tokova plazme - FLCT

Sadržaj

1	Uvod	1
2	Sunčeva fotosfera i formiranje linija	5
2.1	Fotosfera	5
2.2	Formiranje spektralnih linija	10
3	Praćenje tokova plazme	16
3.1	Metode za praćenje tokova plazme	18
3.2	LCT i FLCT	20
4	Rezultati	24
4.1	MURaM simulacije	25
4.2	Praćenje na kontinuumu i na B_z	27
4.3	Praćenje na monohromatskim posmatranjima u spektralnoj liniji . . .	35
5	Zaključak	42
	Bibliografija	44

Glava 1

Uvod

Sunce je zvezda najbliža Zemlji. U pitanju je zvezda spektralne klase G2V što znači da je žuta zvezda glavnog niza koja fuzioniše vodonik u helijum. Sastav po masi čine vodonik (73%), helijum (25%) i teži elementi: kiseonik, ugljenik, neon i gvožđe (ukupno oko 2%) i ima masu $M_{\odot} = 1,989 \times 10^{30}$ kg. Radijus vidljivog diska iznosi $R_{\odot} = 6,96 \times 10^8$ m, dok je luminoznost $L_{\odot} = 3,84 \times 10^{26}$ W. Pošto je Zemljina putanja oko Sunca eliptična, rastojanje između Sunca i Zemlje varira tokom godine, a srednja vredost iznosi $1,496 \times 10^{11}$ m i predstavlja jednu astronomsku jedinicu (AJ). Budući da je najbliža i najbolje proučena zvezda, zbog mogućnosti merenja i izračunavanja sa velikom tačnošću, Sunčeva masa, sjaj i radijus uzeti su za jedinice u astrofizici¹ (Vukićević-Karabin & Atanacković 2010). Pored toga, na osnovu Sunca je ustanovljen model stabilnih zvezda koji opisuje šta je izvor energije zvezda, koje su jednačine strukture i načine prenosa zračenja od jezgra do površine zvezde. Ovo je jedan model koji u prvoj aproksimaciji važi za sve zvezde glavnog niza. Ovaj isti argument važi i za zvezdane atmosfere pošto je Sunce poslužilo za razumevanje modeliranja procesa prostiranja zračenja kroz zvezdanu atmosferu, te za detaljno testiranje teorije zvezdanih spektara.

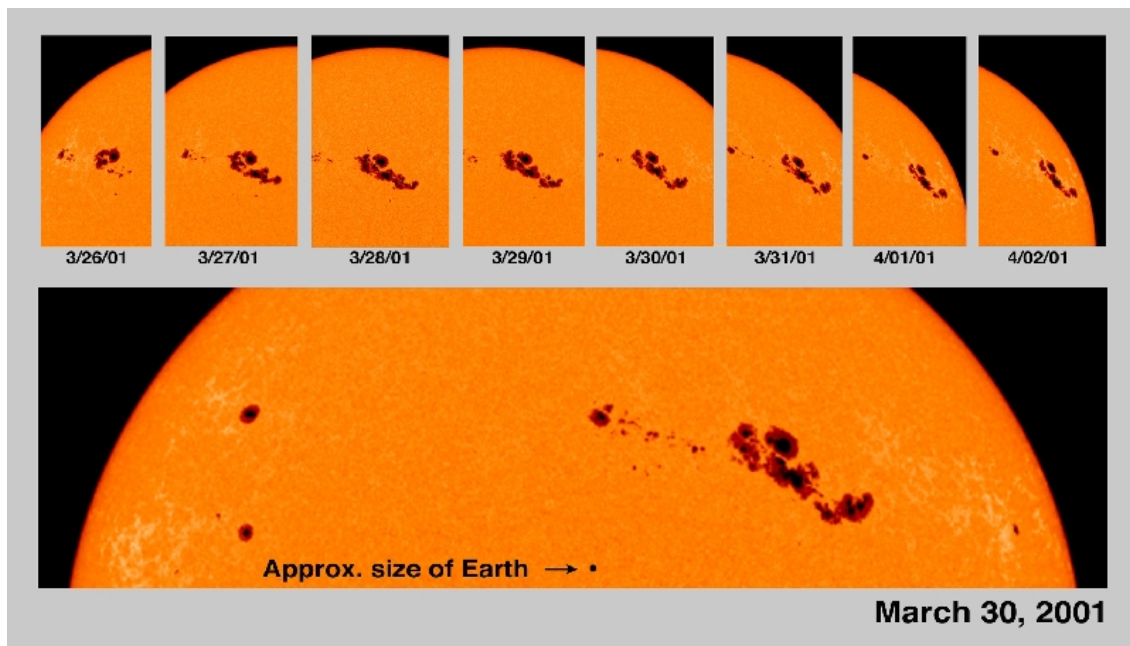
Život na Zemlji je uslovljen Suncem kao izvorom energije, a Sunčevo magnetno polje ima dominantan uticaj na heliosferu i međuplanetarni prostor u kom se nalazi Zemlja, posebno kroz Sunčev vetar, baklje i koronalne izbačaje mase. U određenim uslovima, ovi fenomeni u Sunčevoj atmosferi mogu negativno uticati na veštačke satelite, električnu mrežu i radio komunikaciju na Zemlji. Sunce je jedina zvezda za

¹Više o mernim jedinicama koje se koriste u astrofizici možete pročitati ovde: <https://www.iau.org/public/themes/measuring/>.

koju je moguće dobiti detaljnu raspodelu jačine magnetnog polja po površini, a ne samo srednju vrednost jačine magnetnog polja za celu zvezdu (Vukićević-Karabin & Atanacković 2010). Magnetno polje Sunca nije konstantno, već se menja na različitim vremenskim skalama od kojih je najznačajnija periodična promena Sunčevog globalnog magnetnog polja, poznata kao Sunčev ciklus. Posmatrački je ustanovljeno da se ciklus aktivnosti manifestuje kao 11-godišnja modulacija broja Sunčevih pega i magnetnog fluksa kroz Sunčevu površinu. Razumevanje i predviđanje Sunčevog ciklusa, kao i objašnjenje zagrevanja korone (zašto je temperatura u koroni $\sim 10^6$ K, a na površini Sunca $\sim 5 \times 10^3$ K) su veliki otvoreni problemi fizike Sunca.

Zbog blizine, Sunce je jedina zvezda čiju površinu i atmosferu možemo detaljno proučavati. Tokom godina veliki broj teleskopa je posmatrao (i posmatra) Sunce, kako sa Zemlje, tako i iz svemira. Neki teleskopi koji posmatraju Sunce sa površine Zemlje su: Daniel K. Inouye Solar Telescope (DKIST) koji ima primarno ogledalo 4,24 m, Swedish 1-m Solar Telescope (SST), GREGOR opremljen ogledalom 1,5 m. Oni su i danas operativni. Što se tiče svemirskih misija koje za cilj imaju proučavanje Sunca, mogu se izdvojiti Hinode (poznat i kao Solar-B), misija Japanske aeronautičke svemirske istraživačke agencije (JAXA), Solar and Helopheric Observatory (SOHO) i Solar Orbiter (SolO) zajedničke misije Evropske svemirske agencije (ESA) i Američke svemirske agencije (NASA), kao i NASA-ina misija Solar Dynamics Observatory (SDO). Glavne prednosti svemirskih misija su eliminisanje negativnog uticaja Zemljine atmosfere na posmatranja i mogućnost neprekidnog posmatranja tokom dužih vremenskih intervala. Snimak koji je SOHO napravio 2001. godine posmatrajući grupu Sunčevih pega je prikazan na Slici 1.1. Svi navedeni sateliti su i dalje operativni. Može se naglasiti da se za posmatranje Sunca koriste i baloni (eng. *balloon-borne*) koji se lansiraju iznad Zemljine troposfere kako bi se umanjila degradacija slike izazvana turbulencijom u Zemljinoj atmosferi. Upravo takva balonska opservatorija, SUNRISE (Solanki et al. 2010), lansirana je po treći put 10. jula 2024. godine sa ciljem daljeg istraživanja magnetnog polja i termodinamičke strukture Sunčeve atmosfere. Naučni ciljevi ove misije i velika vremenska i spektralna rezolucija koju obezbeđuju instrumenti na SUNRISE III (III označava treći let) su motivacija za ovu tezu.

Teleskopi, bilo oni na Zemlji ili u svemiru, mogu direktno posmatrati samo atmosferu Sunca. Posmatranja atmosfere pružaju dobro razumevanje procesa koji se tu odvijaju, ali indirektno daju uvid i u Sunčevu unutrašnjost, uslove i mehani-



Slika 1.1: Na gornjim panelima je prikazano kretanje u periodu od 26. 3. 2001. do 4. 2. 2001. najveće grupe Sunčevih pega tadašnjeg ciklusa. Na donjem panelu je prikazana uvećana slika i poređenje veličine pege i planete Zemlje. Izvor: SOHO Gallery.

zme transporta energije koji tu postoje. U atmosferi se uočavaju tri sloja: fotosfera, hromosfera i korona. Sunčeva fotosfera (dalje u tekstu fotosfera²) je najdublji sloj Sunčeve atmosfere koji možemo posmatrati, odnosno „mesto” sa kojeg pristižu fotoni koje detektujemo koristeći teleskop. Atmosfera zvezde geometrijski se definiše kao region između unutrašnjosti zvezde i međuzvezdanog prostora. Debljina fotosfere iznosi svega nekoliko stotina kilometara, dok je efektivna temperatura približno 5800 K i najveći deo vidljive svetlosti potiče odavde.

Fizički parametri Sunca se ne mogu meriti direktno, već se zaključuju na osnovu posmatranja. Najjednostavniji primer koji to ilustruje jeste određivanje radijalne brzine, tj. brzine u pravcu vizure. Procena te brzine se vrši na osnovu Doplerovog pomaka koji trpe linije u spektru. Mereći udaljenost centra posmatrane linije od centra linije u stanju mirovanja se može zaključiti kojom brzinom se telo, u ovom slučaju element plazme, kreće od ili ka posmatraču. Generalno, određivanje vrednosti horizontalnih brzina (brzina u ravni neba), temperature i magnetnog polja

²Naziv potiče od grčkih reči *photos* što znači svetlost i *sphaira* što znači sfera usled toga da se doživljava kao sfera čija površina emituje svetlost.

nije tako jednostavno. Dalje, za merenje temperature i magnetnog polja je potrebno razumeti prenos zračenja, tj. interakciju zračenja sa plazmom u Sunčevoj atmosferi. Upravo merenje brzina, temperature i magnetnog polja daje uvid u različite MHD (skraćeno od eng. *magnetohydrodynamic* procese koji se odvijaju u atmosferi, a koji su povezani sa različitim eksplozivnim procesima, aktivnošću Sunca i Sunčevim ciklusom. Ovi procesi omogućavaju razumevanje nastanka i evolucije magnetnog polja Sunca, kao i razumevanje magnetnih elemenata i njihovu vezu sa ponašanjem plazme.

Posebno mesto zauzima praćenje tokova plazme. Pod praćenjem tokova plazme se misli na određivanje brzine kretanja plazme u sve tri prostorne dimenzije. U fotosferi, ovo kretanje je posledica interakcije između magnetnog polja Sunca i konvekcije. Praćenjem tokova plazme imamo uvid u transport energije i magnetnih elemenata kroz Sunčevu atmosferu. Naravno, mi ne možemo direktno meriti brzinu horizontalnog kretanja, već koristeći jačinu i polarizaciju magnetnog polja ili intenzitet zračenja, zaključujemo vrednost horizontalnih brzina (x i y komponente), dok Doplerov pomak koristimo za određivanje vertikalne brzine (z komponenta). Kretanje plazme u ravni neba se jedino može zaključiti na osnovu snimaka dovoljno dobre vremenske rezolucije, tj. potrebno je uočiti pomeraj elemenata na slici u vremenu. Što je veća prostorna rezolucija ovih snimaka to se promene brže dešavaju na skali piksela, tj. pikseli su manji zbog čega se vide finiji detalji. Samim tim, potrebna je veća vremenska rezolucija da bi se brzine u ravni neba precizno mapirale. Vremenska rezolucija je određena ekspozicijom (koliko dugo se posmatra) i uzorkovanjem (koliko često se snimaju slike). Zato je rezolucija od velike važnosti - od nje zavisi koliko se detaljno mogu videti promene i na kojim skalama.

Ideja ove teze je da se testiraju metode praćenja tokova plazme na podacima visoke prostorne, vremenske i spektralne rezolucije, sa ciljem da se ispita primenljivost ovih metoda na posmatranja načinjena uz pomoć misije SUNRISE III. Za testiranje tih metoda će biti potrebne simulirane, vremenski razlučene, mape intenziteta u kontinuumu i magnetnog polja, kao i simulirani spektri za svaku tačku na razmatranoj površini i svaki vremenski trenutak. Metode praćenje tokova plazme će proceniti horizontalne brzine u svakom pikselu, za svaki vremenski trenutak i na svakoj talasnoj dužini. Ove brzine će zatim biti upoređene sa originalnim brzinama iz simulacije, čime će biti proverena preciznost mapiranja tokova plazme u sve tri dimenzije.

Glava 2

Sunčeva fotosfera i formiranje linija

Ova teza se bavi praćenjem tokova u fotosferi. Spektralne linije koje će posmatrati TUMAG ([Álvarez Herrero et al. 2022](#)) instrument na SUNRISE III teleskopu se formiraju u fotosferi. To su linija neutralnog gvožđa (Fe I) na 525.0 nm i linija neutralnog magnezijuma (Mg I) na 517.2 nm. TUMAG je tzv. filtergraf baziran na Fabry-Perot konceptu (npr. [Hecht 2012](#); [Martínez Pillet et al. 2011](#)). Prednost ovih instrumenata je što dobijamo sliku celog vidnog polja, na jednoj, usko definiranoj, talasnoj dužini odjednom. Fina promena talasne dužine nam omogućava da dobijemo spektar svake tačke u vidnom polju.

Za ovaj master rad je izabrana linija neutralnog gvoždja na 525 nm (dalje u tekstu Fe I 5250). Ta spektralna linija je formirana u režimu lokalne termodinamičke ravnoteže (LTR). LTR aproksimacija pretpostavlja da važe ravnotežne raspodele čestica: Maksvelova po brzinama, Bolcmanova po stanjima ekscitacije i Sahina po stanjima jonizacije. LTR aproksimacija je validna za fotosferu pošto je sredina gusta i sudari su česti.

2.1 Fotosfera

Fotosfera je najdublji vidljiv sloj Sunčeve atmosfere. Emituje najveći deo zračenja i nalazi se iznad konvektivne zone. Može se reći da je to površina koja deli neprozračnu unutrašnjost Sunca od razređene prozračne atmosfere (budući da gustina opada sa visinom). Debljina fotosfere iznosi oko 300 km i oštro ograničava Sunčev disk ([Vukićević-Karabin & Atanacković 2010](#)). Strukturalno, fotosfera se sastoji od granula i intergranularnih regiona kao što je prikazano na Slici 2.1. Granule su ćelije

vrele plazme koja iz konvektivne zone izbija na površinu brzinom od nekoliko km/s. Nakon toga se plazma hladi usled emisije zračenja i kretanje postaje dominantno horizontalno. Tako ohlađena plazma se skuplja u intergranularnim trakama i postaje gušća, odnosno teža od okolnog materijala zbog čega počinje da tone. Potonula plazma se ponovo zagreva i ceo proces se ponavlja. Životni vek granule iznosi od 5 do 10 minuta (Vukićević-Karabin & Atanacković 2010) i zavisi od veličine same granule - veće granule duže žive (Bahng & Schwarzschild 1961). Prečnik granula je od 1" do 2", prosečno oko 1.25"¹. Granule skoro uniformno pokrivaju ceo Sunčev disk, izuzimajući delove koji zauzimaju pege, pore, i ostali magnetni elementi čije je prisustvo posledica Sunčeve magnetne aktivnosti i jakog magnetnog polja koje na tim mestima prožima Sunčevu površinu.

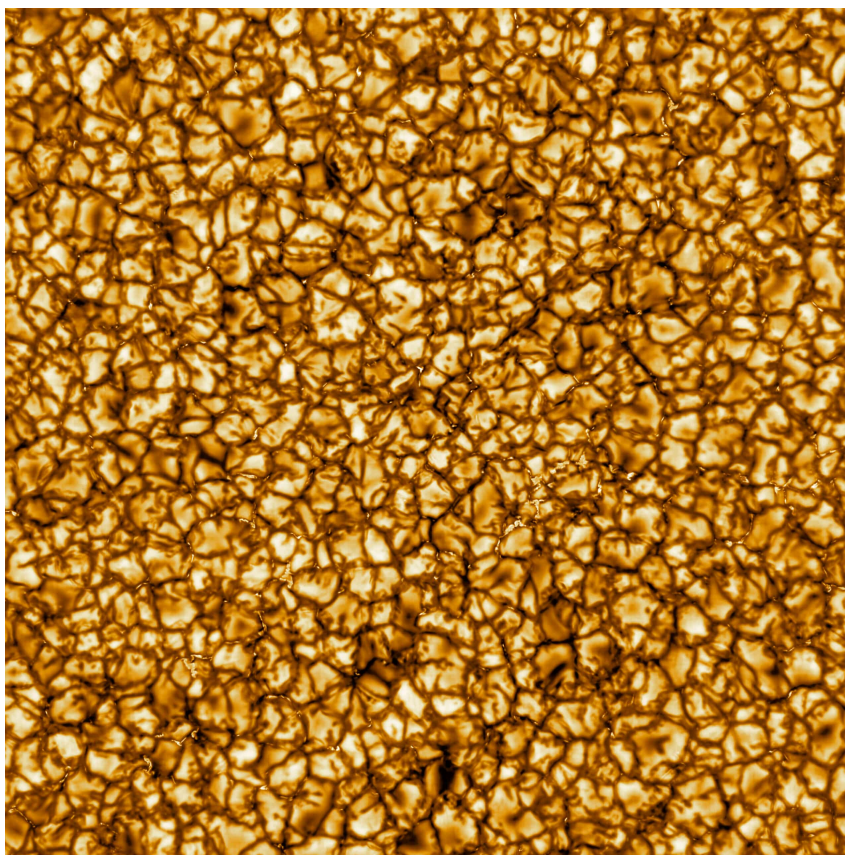
Centralni delovi granula nose vrelu plazmu što ih čini svetlijim od intergranularnog predela koji su hladniji i emituju manje zračenja. Delovi Sunca koji su prožeti relativno slabim magnetnim poljem (jačine $\approx 10^2$ G) nazivamo mirno Sunce (eng. *quiet-sun*). Jačinu magnetnog polja određujemo na osnovu posmatranja polarizacije u spektralnim linijama. Mirno Sunce je okarakterisano slabim signalom polarizacije i njim dominiraju granule i integranularni regioni (Rubio & Orozco Suárez 2019).

Kretanje fotosferske plazme određuje strukturu magnetnog polja mirnog Sunca. Spregnutost magnetnog polja i plazme je posledica zakona održanja magnetnog fluksa koji važi kada su zadovoljeni uslovi modela idealne MHD pri opisu plazme. Za pojašnjenje prethodne rečenice, potrebno je uvesti magnetni Rejnoldsov broj (eng. *magnetic Reynolds number*). To je bezdimenziona veličina koja predstavlja odnos advekcije i difuzije magnetnog polja. Definiše se na sledeći način:

$$R_m = \frac{uL}{\eta}, \quad (2.1)$$

gde je u karakteristična brzina, L karakteristična dužina i η magnetna difuznost (Davidson 2001). Režim idealne MHD podrazumeva da važi $R_m \gg 1$, što je ispunjeno za veliku karakterističnu dužinu koju razmatramo, odnosno prostornu skalu granulacije ($L \sim 10^5$ m). Uzimajući u obzir definiciju magnetnog Rejnoldsovog broja, za $R_m \gg 1$ advekcija ima mnogo veći uticaj od difuzije što znači da su elementi plazme spregnuti sa magnetnim poljem. Zbog toga, praćenje tokova plazme u određenoj meri omogućava dobijanje raspodele magnetnog polja, dok poznavanje raspodele magnetnog polja u fotosferi omogućava procenu brzine kretanja plazme.

¹Jedna lučna sekunda = 727 km za Sunce pošto je 1" = 4.85×10^{-6} rad. Kada se ta vrednost pomnoži sa srednjom udaljenošću Sunca od Zemlje, 1 AJ, dobija se približno vrednost od 727 km.



Slika 2.1: Granule i intergranularni regioni posmatrani na talasnoj dužini $\lambda = 789$ nm. Svetli regioni su mesta izbijanja plazme iz konvektivnih ćelija na površinu Sunca. Tamni regioni predstavljaju mesto povratka ohlađene plazme u konvektivnu zonu. Zabeležio Daniel K. Inoyue solarni teleskop. Izvor: NSO/NSF/AURA.

Posledica zakona održanja magnetnog fluksa je Alfvenova teorema koja kaže da su linije magnetnog polja „zamrznute” u fluidu (plazmi) i da se kreću zajedno sa fluidom ([Alfvén 1942](#)). Da li Alfvenova teorema važi ili ne zavisi od vrednosti R_m za razmatrani slučaj. U astrofizici R_m često uzima veliku vrednost (zbog velikog L) i obično se može smatrati da Alfvenova teorema važi. Onda se može smatrati da advektivno kretanje plazme ujedno uslovljava kretanje magnetnih linija, tj. svaka magnetna linija prati kretanje elemenata plazme ([Davidson 2001](#)).

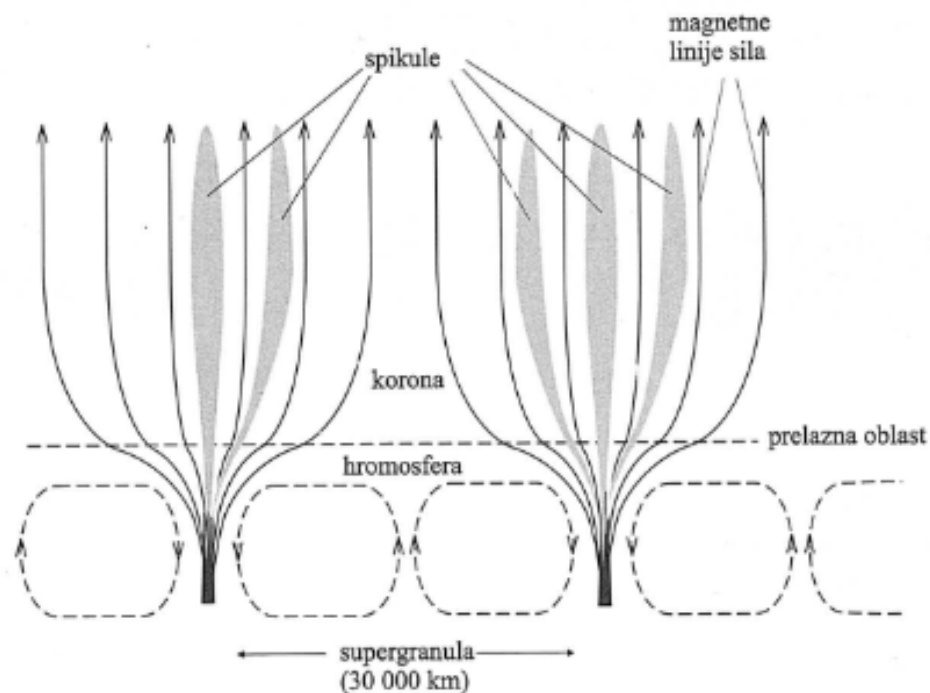
Na većim prostornim skalama se uočavaju supergranularna kretanja koja su vid fotosferskog kretanja plazmenih masa koja takođe utiču na strukturu magnetnog polja mirnog Sunca. Njihove dimenzije su oko 30000 km, a životni vek im je oko 20 časova ([Vukićević-Karabin & Atanacković 2010](#)). Ivice supergranula se mogu videti kao sjajna mreža koja pokriva Sunčev disk u nekim spektralnim linijama. U centru

supergranula plazma izbija vertikalno naviše nakon čega se kreće horizontalno u svim pravcima dok ne dostigne granice supergranula. Potom se hladi i iščezava vertikalno naniže. Brzina koju plazma ima prilikom izbijanja je oko 30 m/s, dok horizontalne brzine dostižu 300 m/s (Rubio & Orozco Suárez 2019). Na Slici 2.2 je prikazana veza supergranula sa višim slojevima Sunčeve atmosfere, hromosferom i koronom. Važno je napomenuti da je uočeno kretanje fotosferske plazme na prostornim skalama većim od granulacije, a manjim od supergranulacije (November et al. 1981). Konvektivno kretanje na tim skalama se naziva mezogranulacija. Tipična veličina mezogranula je između 4000 km i 12000 km, dok je životni vek oko 6 časova (Gošić 2015).

Dakle, mirno Sunce čine magnetna polja jačine reda kG koja se nalaza na granicama supergranularnih ćelija, tzv. fotosfersku mrežu (NE od eng. *network*) i unutrašnju mrežu (IN od eng. *internetwork*, jačine nekoliko stotina G) koji prožima unutrašnjost supergranula (Gošić 2015). NE magnetna polja nastaju kada se pod uticajem horizontalnog kretanja plazme menja vrednost magnetnog fluksa iz unutrašnjosti supergranula ka ivicama supergranula (Orozco Suárez et al. 2012). Usled toga se povećava magnetni fluks i nastaju NE elementi. NE elementi su koncentrisane i uglavnom diskretne oblasti povećanog magnetnog fluksa. Pošto su spregnuti sa supergranularnim tokovima, oni žive nekoliko sati pre nego što ih konvektivno kretanje i interakcija sa drugim elementima rasprši. IN polja su slaba i kratko žive, oko 6 minuta (Gošić 2015). Mogu se naći u unutrašnjosti supergranula duž površine Sunca.

Imajući u vidu količinu zračenja koja stiže iz fotosfere, kao i bogatstvo procesa koji se odvijaju u tom sloju Sunčeve atmosfere, ona predstavlja neprocenjivu laboratoriju za proučavanje fizike astrofizičke plazme. Posmatranja visoke prostorne i vremenske rezolucije omogućavaju direktno proučavanje interakcije između zračenja, magnetnog polja i plazme. Kvantifikovanje fizičkih uslova u fotosferi (temperatura, brzina plazme, magnetno polje) nam omogućava da bolje razumemo tu spregu. Pošto su ispunjeni uslovi važenja radijativne magnetohidrodinamike, ovde je primenjen model MHD koji omogućava procenu fizičkih uslova u fotosferi. Sem dijagnostike temperature i magnetnih polja, neophodan sastavni deo za razumevanje pomenute interakcije je praćenje dinamike fotosferske plazme. Primer uticaja brzine plazme na magnetno polje jeste nagomilavanje linija magnetnog polja, u intergranularnim regionima usled opadanja plazmenog β^2 ispod 1 (to znači da je kinetička energija

²Plazmeno β je odnos gasnog plazmenog pritiska prema magnetnom pritisku.



Slika 2.2: Supergranule sa spikulama. Izvor: [Vukićević-Karabin & Atanacković \(2010\)](#).

manja od magnetne, dakle brzina kretanja plazme je manja). Praćenje tokova bitan je indikator tačnosti teorijskih modela. Osim toga, na osnovu horizontalnih brzina u fotosferi, moguće je kvantitativno odrediti električno polje i Pointingov fluks u aktivnim regionima, mestima gde linije magnetnog polja izbijaju iz konvektivne zone (eng. *flux emergence region*), ali i u mirnom Suncu ([Tilipman et al. 2023](#)). Na većim skalama, tokovi plazme su važni za tzv. „flux transport” koji igra esencijalnu ulogu u transportu magnetnog polja ka Sunčevim polovima, pa samim tim i u Sunčevom ciklusu.

Fotosfera nije konstantan sloj, već ima strukturu po dubini/visini. Kombinacija visoke spektralne rezolucije i potrebe za proučavanjem strukture fotosfere po dubini izdvaja spektralne linije kao idealne kandidate za dijagnostiku. Upravo posmatrajući spektralne linije dobijamo uvid u vertikalnu strukturu fotosfere i spoznajemo njen izgled na različitim talasnim dužinama/frekvencijama na osnovu čega zaključujemo koji su procesi bitni na kojoj visini (različite talasne dužine u liniji nam daju uvid u različite slojeve atmosfere). Uzimajući sve to u obzir, analiza spektralnih linija je direktan način za ispitivanje fizičkih parametara u fotosferi u sve tri dimenzije.

2.2 Formiranje spektralnih linija

Spektar Sunca (kao i svake zvezde) se formira u interakciji zračenja i materije. Procesi interakcije zračenja i materije podrazumevaju prelaz elektrona iz jednog u drugi energetski nivo (stanje) u atomu (vezano-vezani prelazi), vezanog energetskog stanja i kontinuuma (slobodno-vezani ili vezano-slobodni prelazi) i između dva energetska nivoa u kontinuumu (slobodno-slobodni prelazi). Ti procesi su:

1. termalna apsorpcija/emisija: energija apsorbovanog fotona se pretvara u termalnu energiju čestica gasa i kaže se da je foton „termalizovan”. Termalna emisija je obrnuti proces kada se termalna energija gasa pretvara u energiju zračenja. Količina emitovane energije zavisi od temperature i koncentracije gasa.
2. rasejanje: foton ostaje sačuvan, ali menja pravac prostiranja i neznatno energiju, odnosno talasnu dužinu. Količina energije koja je re-emitovana zavisi samo od intenziteta zračenja. Rasejanje narušava lokalnu termodinamičku ravnotežu.

Vezano-vezani prelazi formiraju spektralne linije, dok slobodno-vezani i slobodno-slobodni prelazi formiraju kontinuum spektra. Teorijski izlazni spektar se nalazi rešavanjem jednačine prenosa zračenja (JPZ, npr. [Rutten 2003](#)):

$$\cos \theta \frac{dI_{\lambda}(z, \theta)}{dz} = -\chi_{\lambda}(z)I_{\lambda}(z, \theta) + j_{\lambda}(z), \quad (2.2)$$

gde je θ ugao koji pravac prostiranja zračenja zaklapa sa z -osom koja je usmerena normalno u odnosu na plan-paralelne ravni kojima aproksimiramo atmosferu, $I_{\lambda}(z, \theta)$ specifičan intenzitet zračenja na visini z , χ_{λ} koeficijent apsorpcije i j_{λ} koeficijent emisije zračenja pri prolasku kroz datu sredinu. Koeficijent apsorpcije u JPZ množi intenzitet zato što predstavlja deo intenziteta za koji je isti umanjem pri prolasku kroz sredinu, dok koeficijent emisije predstavlja doprinos intenzitetu po jedinici dužine. Koeficijenti emisije i apsorpcije zavise od koncentracije čestica u odgovarajućem energetskom nivou, tj. od naseljenosti nivoa između kojih se prelazi dešavaju. Na različitim talasnim dužinama uočava se veći ili manji doprinos različitih procesa koeficijentima emisije i apsorpcije. Odnos koeficijenta emisije i koeficijenta apsorpcije se naziva funkcija izvora, $S_{\lambda} = j_{\lambda}/\chi_{\lambda}$ ([Vukićević-Karabin 1994](#)). Ako važi

pretpostavka LTR, tada je funkcija izvora jednaka Plankovoj funkciji:

$$S_\lambda = B_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (2.3)$$

gde je h Plankova konstanta, c brzina svetlosti u vakuumu, k Bolcmanova konstanta, T temperatura i λ talasna dužina.

Jednačina prenosa zračenja se može zapisati u obliku koji se češće koristi ako se подели sa koeficijentom apsorpcije χ_λ i ako se uvede smena $\mu = \cos\theta$. Umesto po jedinici dužine, JPZ će biti definisana na osnovu promene veličine koja se naziva optička dubina ili optička debljina i koja se definiše kao: $\tau_\lambda(z) = \int_\infty^z -\chi_\lambda(z)dz = \int_z^\infty \chi_\lambda(z)dz$ i imaće sledeći oblik:

$$\mu \frac{dI_\lambda(\tau_\lambda, \mu)}{d\tau_\lambda} = I_\lambda(\tau_\lambda, \mu) - S_\lambda(\tau_\lambda, \mu), \quad (2.4)$$

gde optička dubina opisuje neprozračnost sredine za zračenje talasne dužine λ . U praksi numerička integracija JPZ po dubini za izabrani set talasnih dužina daje izlazni spektar za dati pravac μ .

Motivacija za izdvajanje spektralnih linija kao fenomena koji je posebno zanimljiv deo spektra leži u činjenici da one pokazuju kako intenzitet zavisi od fizičkih veličina, ali i u tome da su jako osetljive na kretanje plazme (tj. na \vec{v}). Osim toga, spektralne linije su kvantni fenomen - osetljive su na magnetno polje \vec{B} , što se ogleda kroz Zemanov efekat. Razlika između kontinuuma i spektralnih linija je u tome koliko brzo se menja neprozračnost sa talasnom dužinom, što možemo iskazati sledećom relacijom:

$$\left(\frac{d\chi_\lambda}{d\lambda} \right)_L \gg \left(\frac{d\chi_\lambda}{d\lambda} \right)_C, \quad (2.5)$$

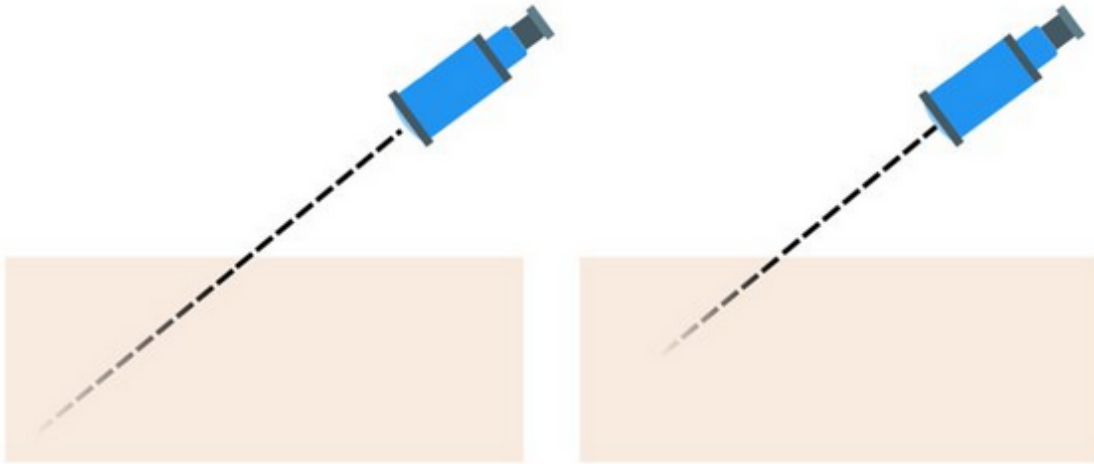
gde L označava liniju i bitno se menja na skalama $\Delta\lambda \approx 1$ pm, a C kontinuum gde se promene neprozračnosti naziru na skalama $\Delta\lambda = 1 - 10$ nm. Dakle, unutar linije postoji drastična promena neprozračnosti na malom intervalu talasnih dužina. Budući da je neprozračnost povezana sa optičkom dubinom po definiciji, spektralne linije daju uvid u mnogo različitih τ_λ , što zauzvrat daje uvid u veliki opseg visina budući da je geometrijsko mesto kojem odgovara optička dubina τ_λ različito za svaku talasnu dužinu. Taj zaključak se može izvesti iz Milne-Edingtonove aproksimacije koja pretpostavlja da funkcija izvora raste sa optičkom dubinom na sledeći način:

$$S = a + b\tau_\lambda, \quad (2.6)$$

gde su a i b konstante za posmatrani pravac. Izlazni intenzitet u tom pravcu za izabranu talasnu dužinu λ je:

$$I_\lambda = \int_0^\infty S(t)e^{-t} dt = a + b = S(\tau_\lambda = 1), \quad (2.7)$$

pri čemu je za svaku talasnu dužinu λ fizička lokacija $S(\tau_\lambda = 1)$ različita, te vidimo fotosferu na različitim visinama što je ilustrovano na Slici 2.3. Fotoni koje vidimo su, u srednjem, fotoni koji dolaze sa optičke dubine $\tau_\lambda = 1$. Zbog veće neprozračnosti u centru linije fizičko mesto koje odgovara $\tau_\lambda = 1$ se nalazi u višim slojevima atmosfere. Posmatrajući na talasnim dužinama oko centra videćemo više slojeve atmosfere. Ako posmatramo krila linije i idemo ka kontinuumu koji su prozračniji, fizička lokacija koja odgovara $\tau_\lambda = 1$ za te talasne dužine se nalazi u nižim slojevima, te posmatrajući kontinuum stvarno vidimo dublje slojeve.



Slika 2.3: Sloj fotosfere posmatran na dve različite talasne dužine za koje je $S(\tau_\lambda = 1)$ na geometrijski različitim visinama.

Precizno modeliranje formiranja linija i povezivanje posmatranja na različitim talasnim dužinama u liniji sa visinama u Sunčevoj atmosferi zahteva izračunavanje koeficijanata apsorpcije i emisije u liniji i rešavanje jednačine prenosa. Koeficijent emisije za spektralne linije se definiše kao:

$$j_\lambda^L = n_u A_{ul} \frac{hc}{4\pi\lambda} \psi_\lambda, \quad (2.8)$$

gde je n_u naseljenost gornjeg nivoa prelaza, A_{ul} Ajnštajnov koeficijent spontane emisije, ψ_λ emisijski profil. Koeficijent apsorpcije spektralne linije je definisan na

sledeći način:

$$\chi_{\lambda}^L = n_l B_{lu} \frac{hc}{4\pi\lambda} \Phi_{\lambda}, \quad (2.9)$$

gde je n_l naseljenost donjeg nivoa, B_{lu} Ajnštajnov koeficijent za apsorpciju i Φ_{λ} apsorpcioni profil. Generalno $\psi_{\lambda} \neq \Phi_{\lambda}$, ali za najveći broj linija možemo pretpostaviti da su ova dva profila jednaka (tzv. pretpostavka kompletne redistribucije po talasnim dužinama). Takođe oba ova profila su normirana, tj. važi $\int \psi_{\lambda} d\lambda = 1$ i $\int \Phi_{\lambda} d\lambda = 1$. A_{ul} i B_{lu} zavise od strukture nivoa i predstavljaju verovatnoće da dođe do spontane emisije, odnosno apsorpcije. Ajnštajnov koeficijent spontane emisije ima opseg vrednosti od 10^5 do 10^9 s⁻¹ za dozvoljene prelaze i zove se još inverzno radijativno vreme života pošto ispunjava jednakost:

$$A_{ul} = \frac{1}{\bar{t}}, \quad (2.10)$$

pri čemu \bar{t} jeste srednje vreme života koji čestice provode na pod uslovom da zrače. Koeficijent apsorpcije uključuje apsorpciju fotona u prelazu sa nižeg na viši energetski nivo, ali mora uključiti proces stimulisane emisije ili negativne apsorpcije tako što se doda $-n_u B_{ul}$ gde je B_{ul} koeficijent za stimulisanu emisiju:

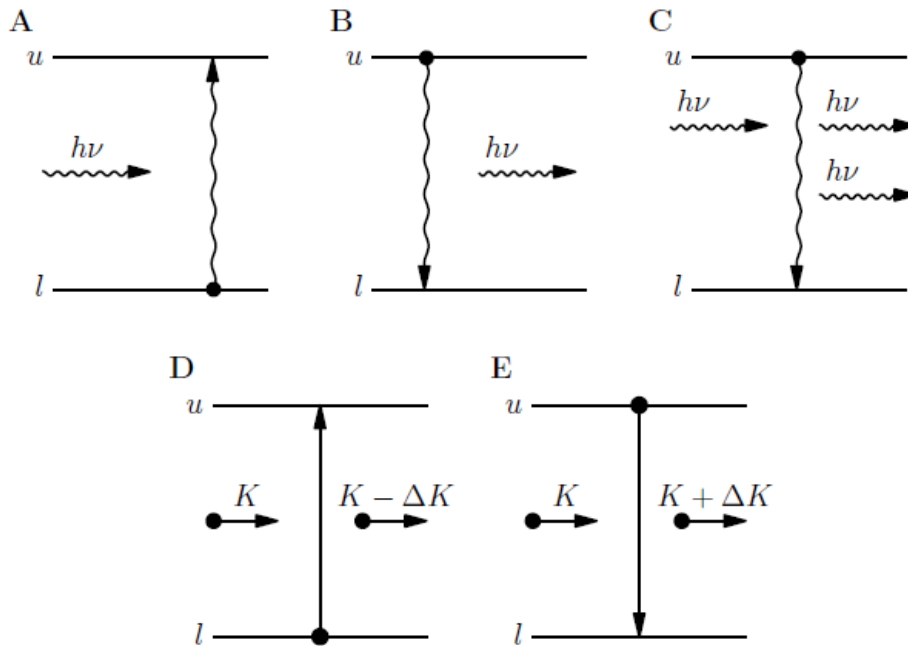
$$\chi_{\lambda}^L = (n_l B_{lu} - n_u B_{ul}) \frac{hc}{4\pi\lambda} \Phi_{\lambda}, \quad (2.11)$$

jer više fotona „izlazi” nego što „ulazi” u sredinu u procesu stimulisane emisije. Svi radijativni i sudarni procesi su prikazani na Slici 2.4.

Spektralne linije nisu stvarno linije, tj. nisu beskonačno uske, već imaju konačnu prirodnu širinu i oblik usled konačne širine energetskih nivoa po Hajzenebergovom principu neodređenosti. Dakle, oblik spektralne linije je određen emisionim i apsorpcionim profilom, koji nisu δ funkcije. Pored prirodne širine linije koja je pomenuta, linije trpe doplerovsko širenje (koje čine termalno širenje i u koje je uključena mikroturbulentna brzina, posledica turbulentnog kretanja), sudarima čestica (širenje pritiskom) i širenje spektralnih linija usled rotacije zvezde ili bilo kakvih kretanja na velikim skalama.

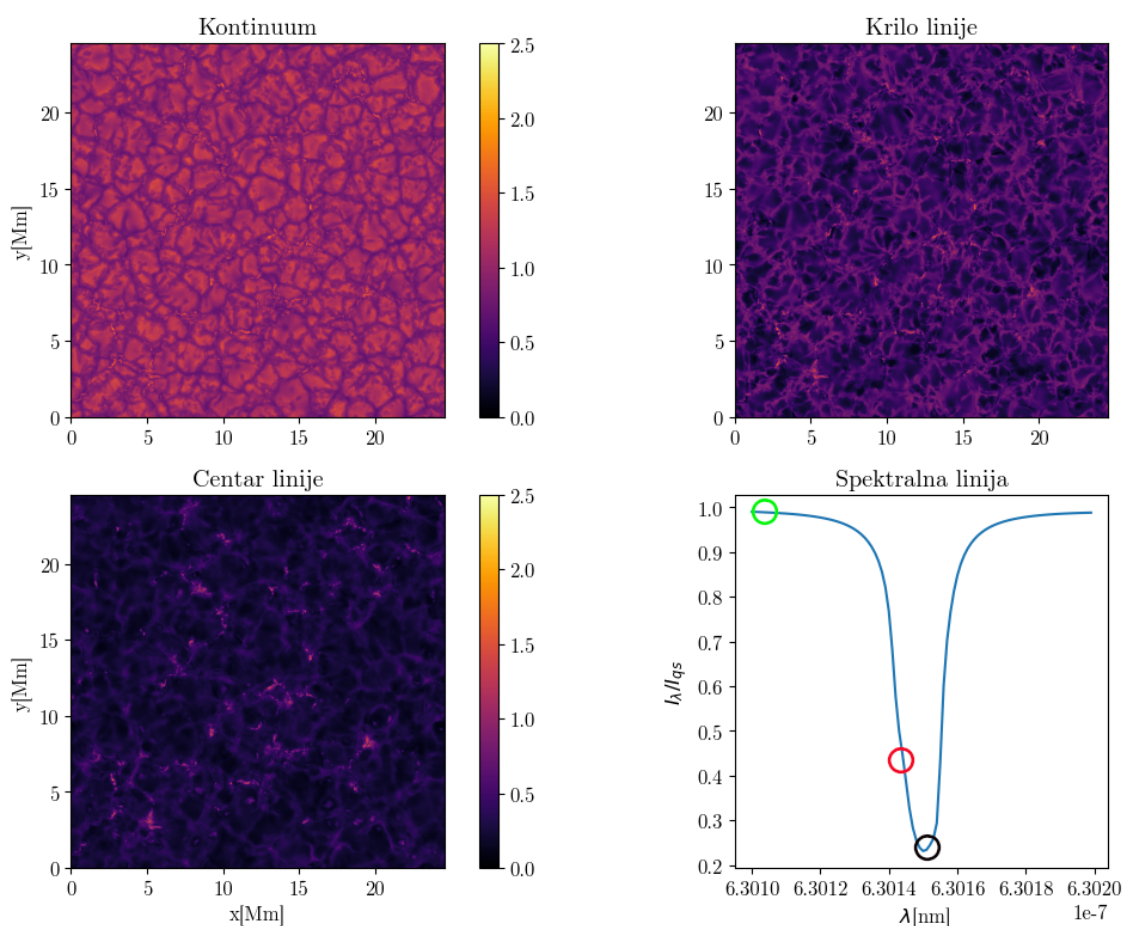
Slika 2.5 dobijena na osnovu MURaM³ simulacije mirnog Sunca vizualizuje kako posmatrajući različite talasne dužine vidimo različite slojeve fotosfere, odnosno fotosferu na različitim visinama. Gledajući intenzitet zračenja u različitim delovima spektralne linije uočava se granulacija. Posebno je uočljivo posmatrajući intenzitet kontinuuma. Kako se približavamo centru linije, tj. posmatramo intenzitet u krilu

³Više u poglavlju 4.



Slika 2.4: Radijativni i sudarni vezano-vezani prelazi: (A) radijativna ekscitacija, (B) radijativna de-ekscitacija, (C) stimulirana emisija, (D) sudarna ekscitacija i (E) sudarna de-ekscitacija. Kinetička energija K čestice koja trpi sudar se menja za $\Delta K = h\nu = hc/\lambda = E_u - E_l$. Talasaste linije označavaju radijativne prelaze, pune linije označavaju sudarne prelaze. Izvor: [Vukadinović \(2024\)](#).

spektralne linije, struktura koju vidimo se menja i intenzitet opada. U centru linije je promena najveća. Struktura je gotovo neprepoznatljiva u odnosu na onu u kontinuu-
 mu, intenzitet veoma slab. Uzrok tome je povećanje neprozračnosti, pa posmatrajući
 krilo i centar linije posmatramo više slojeve gde je temperatura generalno manja.
 Fotoni iz jezgra linije (za koje je neprozračnost velika) potiču iz viših slojeva atmo-
 sfere, dok fotoni iz krila linije (gde je neprozračnost manja) stižu iz dubljih delova
 atmosfere. Ne samo da su intenziteti različiti, već i strukture xy ravni na različitim
 visinama izgledaju drugačije na različitim talasnim dužinama iz prethodno navede-
 nog razloga. Glavna premisa ove teze se zasniva upravo na ovom efektu i naš cilj će
 biti da ispitamo mogućnost praćenja horizontalnih tokova na različitim visinama na
 osnovu posmatranja na različitim talasnim dužinama u spektralnoj liniji Fe I 5250.



Slika 2.5: U gornjem levom uglu je prikazan intenzitet zračenja u kontinuumu, u gornjem desnom uglu je prikazan intenzitet zračenja u krilu linije, u donjem levom uglu je prikazan intenzitet zračenja u centru linije, u donjem desnom uglu je prikazan profil spektralne linije. Na x-osi je talasna dužina izražena u nanometrima, na y-osi normiran intenzitet. Zeleni krug odgovara kontinuumu, crveni krug odgovara krilu linije i crni odgovara centru linije. Dobijeno na osnovu MURaM simulacije mirnog Sunca.

Glava 3

Praćenje tokova plazme

Pri uslovima važenja održanja magnetnog fluksa, kretanje plazme i magnetne linije su spregnuti, pa je praćenje tokova plazme ključno za razumevanje prirode fotosfere i magnetizma Sunčeve atmosfere. Konvekcija u vrhu konvektivne zone i u fotosferi igra ključnu ulogu u evoluciji i strukturi magnetnog polja ([Yelles Chaouche et al. 2014](#)). Naravno, postoje i metode za praćenje kretanja plazme u hromosferi i koroni koje su prilagođene drugačijim fizičkim uslovima koji tamo vladaju i strukturama koje se detektuju.

Iako je krajnji cilj primena metoda praćenja tokova plazme na posmatranja, pre toga se metode proveravaju tako što se primenjuju na sintetička posmatranja dobijena na osnovu simulacija Sunčeve atmosfere. Pod sintetičkim posmatranjima se podrazumeva intenzitet zračenja izračunat iz datog 3D modela Sunčeve atmosfere. Takvim testiranjem metoda za praćenje se proverava njihova funkcionalnost, ponašanje pri različitim vrednostima seta parametra koje koriste, ali i mogućnost primene na druge fizičke veličine (npr. na magnetno polje). Polja horizontalnih brzina, v_x i v_y dobijena koristeći neku metodu praćenja tokova na simuliranim podacima, upoređena sa stvarnim vrednostima iz simulacije, ukazuju na to da li je i koliko validno koristiti datu metodu za praćenje plazme. Slično, poređenje vertikalne brzine v_z zaključeno koristeći Doplerov efekat, sa v_z iz originalne simulacije, daje nam mogućnost da procenimo tačnost i preciznost naše metode za određivanje veličina koje se mogu direktno odrediti. U praksi, praćenje horizontalnih tokova plazme se vrši na vremenskoj seriji snimaka Sunčeve površine ili na vremenskoj seriji mapa relevantnih fizičkih parametara (najčešće je u pitanju vertikalna komponenta magnetnog polja) koji su izvedeni iz posmatranja. Međutim, bilo da su u pitanju prava

posmatranja, bilo da su simulacije, preporučuje se prethodna obrada podataka bez obzira što formalno ne potpada pod proces praćenja tokova (DeForest et al. 2007).

Horizontalne brzine se izdvajaju u odnosu na vertikalnu po tome što tehnike praćenja prate razlike između susednih piksela u određenom vremenskom intervalu kako bi utvrdile da li postoji i kolika je relativna promena vrednosti između početnog i krajnjeg trenutka. Tehnike praćenja se u principu oslanjaju na pretpostavku da sve promene sjaja nastaju usled kretanja plazme, a ne usled, na primer, zagrevanja i hlađenja plazme. Ne uračunavaju uticaj svih mogućih procesa koji mogu dovesti do promene sjaja između slike u datom vremenskom intervalu, stoga nije moguće dobiti potpuno poklapanje rekonstruisanih brzina sa posmatranim.

S druge strane, vertikalna komponenta brzine se obično određuje tako što se proceni koliko se centar linije pomerio u odnosu na talasnu dužinu koja mu odgovara u stanju mirovanja (Yelles Chaouche et al. 2014). Razlika je značajna i ogleda se u činjenici da je vertikalnu brzinu moguće meriti zahvaljujući Doplerovom efektu, dok je za horizontalne brzine neophodno koristiti druge veličine i druge tehnike. Tačnije, vertikalnu brzinu možemo odrediti iz jednog snimka, dok je za određivanje horizontalne brzine plazme neophodno imati bar dva snimka u različitim vremenskim trenucima. Određivanje vertikalnih brzina zahteva snimanje spektara, dok su za praćenja tokova plazme u ravni neba dovoljni snimci na jednoj talasnoj dužini.

Tokom poslednjih 30 godina razvijen je veći broj tehnika i algoritama čiji je zadatak da izračunaju horizontalne brzine na osnovu vremenski razlučenih snimaka atmosfere Sunca. Ove tehnike se proveravaju na veštački generisanim podacima, tako što se rezultati porede sa brzinama iz simulacija. Simulacija podrazumeva numerički generisani, vremenski zavisani model atmosfere Sunca koji je dobijen rešavanjem MHD jednačina i pojednostavljene jednačine prenosa zračenja, za date granične uslove koji odgovaraju stvarnoj Sunčevoj atmosferi, koliko je to moguće. Veštački generisani (sintetički) podaci su prostorno i vremenski zavisni spektri za željene spektralne linije, izračunati iz date simulacije odnosno raspodela intenziteta $I(x, y, t, \lambda)$. Ovi intenziteti se izračunavaju korišćenjem jednačine stanja, iz koje zatim izračunavamo populacije relevantnih atomskih nivoa, koeficijente apsorpcije i emisije i konačno rešavamo jednačinu prenosa zračenja. Simulacije su različite u zavisnosti od toga koje pretpostavke ispunjavaju i koji granični uslovi važe za diferencijalne jednačine koje opisuju strukturu i zračenje fotosfere.

Primenom metoda za praćenje plazme na simulacije proveravaju se prednosti i

mane svake od tih metoda, zaključuje se na koji način treba prethodno obraditi podatke i procenjuje preciznost praćenja, dok se usput ocenjuje verodostojnost modela. Shodno tome, korišćenje metoda na simuliranim podacima je neophodan proces koji obezbeđuje sve bitne informacije i spremnost za primenu metoda na posmatranja sa ciljem da se zaključi realno horizontalno kretanje plazme.

Pre nego što opišemo metode za praćenje tokova plazme, uvešćemo neke pojmove koji se često vezuju za njih. Tradicionalno se uzastopne mape intenziteta kontinuuma u vremenu nazivaju intenzitetogrami. Uzastopne mape radijalne komponente brzine se nazivaju Doplergrami, po tome što se radijalna brzina određuje na osnovu Doplerovog pomaka. Uzastopne mape magnetnog polja (za sve tri komponente iako se za praćenje koristi B_z) se nazivaju magnetogrami. Ovi nazivi će biti korišćeni dalje u tekstu.

3.1 Metode za praćenje tokova plazme

Od kada je značaj metoda za praćenje plazme postao očigledan, njihov razvoj i rad na unapređenju postojećih postaju prioritet. Među tehnikama koje su razvijene sa ciljem da se odredi fotosfersko sopstveno kretanje algoritam koji ima veliku upotrebu (Verma et al. 2013) jeste *Local Correlation Tracking* (LCT, November & Simon 1988), kao i njegove brojne varijacije razvijene tokom poslednje dve decenije za primenu u različitim slučajevima i implementirane u različitim programskim jezicima. Od interesa jeste metod *Fourier Local Correlation Tracking* (FLCT, Fisher & Welsch 2008) jer ima veću preciznost i brže radi od LCT. Prirodno je početi od LCT i FLCT koji koriste uzastopne intenzitetograme ili magnetograme da procene optičke tokove u fotosferi, tj. polje brzina koje treba „primeniti” na sliku da bi se ona slagala sa slikom u sledećem vremenskom trenutku (Tremblay et al. 2018) - slaganje ovde znači da polje brzina odgovara pomeraju plazme između dva razmatrana trenutka u vremenu.

LCT i FLCT daju najbolju procenu za pravac kretanja na skalama mezogranula i supergranula (Tremblay et al. 2018). Važno je znati da tokovi plazme ne predstavljaju pravo horizontalno kretanje plazme (prati se promena sjaja piksela na datoj mapi), ali je korelacija između ova dva velika na skalama većim od 2.5 Mm¹ (Rieutord et al. 2001). LCT i FLCT karakteriše ih mala zahtevnost kompjuterskog

¹Megametar = 1×10^6 m

vremena u odnosu na ostale metode. Pošto je osnov LCT i FLCT isti, očekuje se da su rezultati veoma slični. Još jedna metoda koja koristi snimke intenziteta jeste *Coherent Structure Tracking* (CST), tehnika za praćenje granula koja daje dobre procene amplituda tokova kada se primeni na skale supergranula (Tremblay et al. 2018).

Primeri metoda koje koriste Doplergrame i/ili magnetograme jesu *Minimum Energy Fit* (MEF, Longcope 2004) i *Differential Affine Velocity Estimator* (DAVE, Schuck 2006). One se baziraju na rešavanju vertikalne komponente jednačine magnetne indukcije sa ciljem da se zaključe mesta izviranja magnetnog polja u fotosferi (Tremblay et al. 2018). MEF zahteva veoma dobro poklapanje fotosferskih tokova sa evolucijom magnetnog polja koju predviđa jednačina idealne magnetne indukcije:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}), \quad (3.1)$$

gde je \vec{B} vektor magnetne indukcije i \vec{v} vektor brzine, jer se od svih tokova bira najmanja brzina da bi funkcional energije bio minimalan (Longcope 2004), te veoma precizno procenjuje magnetnu energiju. DAVE rešava jednačinu magnetne indukcije ograničenu afinim profilom brzine, ali ima potencijal da se koristi i za druge podatke dobijene posmatranjem Sunca kod kojih se ovaj fizički model može primeniti (Schuck 2006). Utvrđeno je da DAVE ima veću preciznost kada je reč o pravcima i intenzitetu brzina.

Sa razvojem tehnologije stiže i razvoj novih tehnika čiji temelj predstavljaju neuronske mreže. Takva je tehnika *Deep Vel* (Asensio Ramos et al. 2017). *Deep Vel* je potpuno konvoluciona neuronska mreža koja se koristi za zaključivanje trenutnih lokalnih horizontalnih brzina na skali jednog piksela, na tri optičke dubine koristeći par intenzitetograma. Prednost je što za razliku od LCT i FLCT, nije potrebno vremenski i prostorno usrednjiti rezultat (dobijene brzine) za bolje poklapanje sa posmatranjima ili simulacijom. Dobijene vrednosti brzina jako zavise od podataka koji su korišćeni za treniranje mreže. Za generisanje vrednosti horizontalnih brzina kretanja plazme za druge vrednosti rezolucije, za drugu poziciju na Sunčevom disku i za drugi vremenski interval, potrebno je ponovo izvršiti trening na tome odgovarajućem setu podataka (Tremblay et al. 2018).

3.2 LCT i FLCT

LCT je najstarija i najčešće korišćena metoda za praćenje tokova. Koncept LCT-a se pripisuje radu November & Simon (1988) u kom oni definišu pomeranje slike za 9 piksela po prostornoj skali (jedan nulti i osam prema najbližem susednom pikselu) i računaju unakrsnu korelaciju za svaki pomeraj. Unakrsna korelacija je rezultat integraljenja apodizovane² Gausove funkcije sa filtriranim slikama pre i posle pomeraja. Da dobiju rezoluciju podpiksela koristili su bikvadratnu interpolaciju na distribuciji unakrsnih korelacija (koju čini devet tačaka) kako bi utvrdili koji se pomeraj poklapa sa maksimalnom korelacijom. Množeći veličinom piksela i deljenjem sa vremenskim intervalom Δt dobija se brzina (Welsch et al. 2004). Znajući pomeraj, skalu slike i vremenski interval moguće je odrediti horizontalne brzine u svakom pikselu (Louis et al. 2015). FWHM (širina na polovini maksimuma) Gausovog prozora (tako ćemo dalje zvati prethodno opisanu Gausovu funkciju) mora biti približno iste veličine kao struktura na kojoj se vrši praćenje.

Verma, Steffen i Denker (2013) su koristili simulirane mape kontinuuma generisane koristeći CO⁵BOLD kod (Orozco Suárez et al. 2012) s ciljem da uporede tokove plazme sa brzinama koje LCT računa. Sličnu analizu su sproveli Yelles Chaouche, Moreno-Insertis i Bonet (2014) koristeći sintetičke mape kontinuuma koje je STAGGER kod generisao (Beeck et al. 2012). Rezultat tih istraživanja ukazuje da LCT ne prati striktno horizontalno sopstveno kretanje plazme. Taj nedostatak je pripisan prirodi granula čije kretanje odgovara toku plazme na velikim skalama, za dužine veće od 2,5 Mm i vremenske skale veće od 30 minuta (Rieutord et al. 2001). LCT prati fluktuaciju kontrasta između dve slike što nije isto što i kretanje plazme. Osim toga, određuje relativni pomeraj između dve slike koje se razlikuju za Δt i to za izabrani piksel. Rezultat onda odražava pomeraje, a ne brzinu uprkos korišćenju konstantnog faktora skaliranja za sve piksele u vidnom polju (Louis et al. 2015).

FLCT je nastao tako što su Welsch i Fisher (2004) u algoritam koji je u osnovi LCT uveli Furijeovu korelaciju - preveli su analizu u Furijeov prostor. Za svaki piksel u nizu slika:

1. množi se svaki piksel slika koje treba da budu korelisane (slika 1 i slika 2) Gausijanom širine σ centriranom na taj piksel

²Od eng. *apodization function* - u obradi signala i statistici to označava funkciju koja ima vrednost nula van definisanog intervala i koristi se za „zaglađenje” ili uklanjanje diskontinuiteta.

2. izdvajaju se rezultujuće slike 1 i 2 tako što se iseku nebitni delovi slika, čime se smanjuje veličina i značajno smanjuje kompjutersko vreme
3. računa se funkcija unakrsne korelacije između dve isečene slike koristeći standardne tehnike brze Furijeove transformacije (FFT)
4. koristi se interpolacija kubne konvolucije da se nađu pomeraji x i y za koje je funkcija unakrsne korelacije maksimalna za zadatu preciznost - u praksi se koristi za preciznost uzima 0,1 ili 0,02 piskela
5. koriste se pomeraji x i y i Δt između slika da se odredi intenzitet brzina struktura koje su ispraćene ovim algoritmom (Welsch et al. 2004)

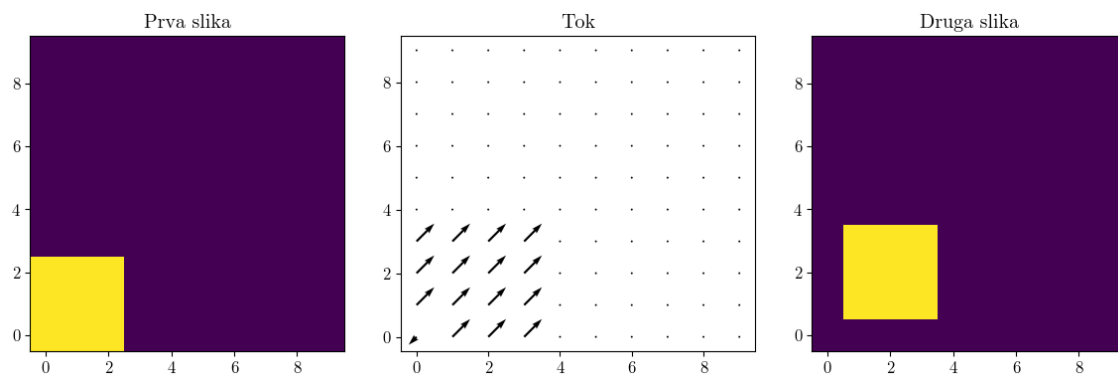
FLCT definiše težinski parametar Gausijana σ na jedinstven način, tako da je težinski faktor e^{-r^2/σ^2} , gde je r udaljenost od piksela u kom \vec{v} treba biti procenjena. Konvencionalno se Gausijan definiše kao $e^{-x^2/2\cdot\sigma^2}$, sa faktorom 2 u imeniocu. Posledično se umesto σ navodi FWHM prozora koji se koristi kako bi značenje bilo jednoznačno, budući da se rezultat i preciznost FLCT-a obično poredi sa drugim metodama za praćenje tokova.

Welsch i Fisher su rutine za svoju metodu, FLCT, napisali u programskom jeziku *Interactive Data Language* (IDL). IDL je programski jezik koji je bio (i dalje je) veoma popularan za grane nauke kao što je astronomija koje često zahtevaju rad sa velikim obimom podataka, pogotovo predstavljenih i sačuvanih u formi slika (npr. fits format). U međuvremenu su napisali biblioteku sa istom funkcionalnošću u programskom jeziku C zbog veće brzine kompajlera i rasprostranjenosti C-a. Skoro je razvijen *pyFLCT*³. To je python „omotač” za FLCT i deo SunPy - python softverski paket za pristup, učitavanje i manipulisanje podacima vezanim za Sunce u programskom jeziku *python*, razvijen od strane grupe naučnika (uglavnom astronoma i astrofizičara) koja za cilj ima da olakša pristup i korišćenje python-a solarnim fizičarima. Oni su preveli originalnu ideju datu u Welsch et al. (2004) u python okruženje. Glavna odlika pomenutog paketa je funkcija koja je nazvana **fct**, čiji je zadatak da izvrši Furijeovu linearnu korelaciju pozivajući FLCT C biblioteku programskog jezika C. Ta funkcija ima veći broj parametara, od kojih su najbitiniji `fct(image1, image2, Δt , Δs , σ , thresh)` gde:

³Dokumentaciju o paketu u *python*-u koji omogućava primenu FLCT-a možete pogledati na linku: <https://pyflct.readthedocs.io/en/latest/index.html>

1. `image1` predstavlja prvu sliku u obliku niza
2. `image2` predstavlja drugu sliku u obliku niza; za Δt vremenski udaljenu od prve
3. Δt vremenski interval između ove dve slike izražen u sekundama
4. Δs veličina stranice jednog piksela koja se koristi za račun brzine
5. σ , podslike (slike čiji su nebitni delovi isečeni) su otežinjene ovom širinom σ ; vrednost se računa na osnovu formule $\sigma = FWHM/1.665/\Delta s$
6. *thresh*, parametar koji određuje da li će se za određeni piksel vršiti račun. Ako je srednja apsolutna vrednost između dve slike manja od *thresh* vrednosti, brzina u tom pikselu neće biti računata

Funkcija `flet` kao rezultat vraća trodimenzioni niz takav da prva dimenzija predstavlja izračunate brzine v_x za svaki piksel (bilo da je brzina 0 ili ima vrednost različitu od nule), druga dimenzija v_y za svaki piksel, dok je treće dimenzija niz maski koji ima vrednost 1 za piksele na kojima je FLCT primenjen, odnosno 0 za one na kojima FLCT nije primenjen. FLCT neće biti primenjen na piksel za koji je promena apsolutne vrednosti manja od vrednosti *thresh* između dve izabrane slike. Parametar na koji posebno treba obratiti pažnju je σ zato što implicitno određuje skalu na kojoj se praćenje tokova vrši i koliko fine detalje možemo videti. Takođe, od vrednosti σ zavisi brzina izvršavanja koda. Za male vrednosti σ , npr. 3,75 koja odgovara $FWHM = 100$ km, algoritam će pratiti strukture mnogo manje od granula i račun će biti brzo završen, ali nije smisleno koristiti FLCT za tako male strukture. Za vrednosti σ koje odgovaraju $FWHM$ oko 1000 km (skala dužine granula), npr. 35 što odgovara $FWHM = 1200$ km znatno manje detalja će se videti i kompjutersko vreme će biti veliko, ali ćemo pratiti granule. Parametar Δt skalira rezultat. Najjednostavniji primer primene FLCT-a je prikazan na Slici 3.1, gde žuti kvadrat ima pomeraj po x -osi i po y -osi što predstavljaju crne strelice u polju brzina. Crne tačke označavaju da nije detektovana promena kontrasta između dve slike.



Slika 3.1: Primena fct funkcije na dve bezdimenzionane matrice. Žuti kvadrat je element čiji se pomeraj posmatra. Levo: slika u početnom trenutku t_0 , centar: polje toka brzina, desno: slika u trenutku $t_0 + \Delta t$.

Glava 4

Rezultati

Potrebno je znati pouzdanost i ograničenja svake metode za analizu posmatračkih podataka pre nego što se primene. Generalno, sve dijagnostičke metode je potrebno testirati na slučajevima gde je tačan odgovor poznat. Specifično, metode za praćenje tokova se testiraju na raznim simulacijama Sunčeve atmosfere (neki od najvažnijih kodova za simulaciju su opisani u radovima [Freytag et al. 2012](#); [Beeck et al. 2012](#); [Przybylski et al. 2022](#)). Tako se zaključuje koliko je neka metoda tačna i precizna, i kako treba planirati posmatranja da bi se iz istih izvuklo što više kvantitativnih informacija. Poređenje rezultata dobijenih primenom na simulirana posmatranja sa originalnim vrednostima brzine koje su date u simulaciji je najbolja ocena prednosti i nedostataka te metode.

Ovde će biti predstavljeni rezultati primene FLCT metode na MURaM simulaciju čiji opis sledi. Prvo ćemo koristiti intenzitet kontinuuma izračunat iz simulacije i z -komponentu magnetnog polja na optičkoj dubini $\log \tau = -1$ kao veličine nad kojima će biti izvršen sam proces praćenja. Kako je ovo prvi put da se FLCT primenjuje na MURaM simulacije mirnog Sunca, prvo ćemo analizirati performance FLCT metode za različite vrednosti FWHM, kako bismo našli optimalan način da uporedimo rezultate sa originalnim brzinama iz simulacije. Ovi rezultati su predstavljeni u sekciji [4.2](#).

Esencijalni deo praćenja tokova plazme su posmatranja Sunčeve atmosfere sa visokom vremenskom rezolucijom koja se obično vrše na jednoj talasnoj dužini. Zahvaljujući novim misijama, kao što je pomenuti teleskop SUNRISE III, podaci koje će odlikovati visoka vremenska, prostorna i spektralna rezolucija će postati dostupni. Dostupnost tih podataka visoke rezolucije je motivacija za testiranje i unapređenje

metoda praćenja tokova plazme čija je verodostojnost potvrđena za manje rezolucije i individualne talasne dužine. Sa tim ciljem, analiziramo rezultate praćenja na sintetičkim spektrima, tačnije na vremenskim serijama slika na različitim talasnim dužinama u liniji neutralnog gvožđa na 525 nm. Ovi rezultati su dati u sekciji 4.3. Pre predstavljanja rezultata praćenja, detaljnije ćemo opisati MURaM simulacije korišćene za testiranje FLCT metode.

4.1 MURaM simulacije

MURaM (skraćeno od eng. *Max-Planck-Institute for Aeronomy/University of Chicago Radiative MHD*) je numerički kod koji se uglavnom koristi za simulaciju konvektivne zone i atmosfere Sunca i zvezda, sa ciljem razumevanja Sunčeve aktivnosti, dinamo procesa i različitih eruptivnih događaja u atmosferi Sunca. To je MHD kod, što znači da uzima u obzir kako magnetno polje i plazma interaguju, u skladu sa jednačinama radijativne magnetohidrodinamike. Rezultati ovog koda do sada mogu izvanredno reprodukovati posmatračke podatke, pre svega u fotosferi (npr., [Danilovic et al. 2008](#)). MURaM je dizajniran tako da simulira tri spoljašnja sloja Sunčeve atmosfere - fotosferu, hromosferu i koronu. Između ostalog, koristi se i za proučavanje pega, baklji i Sunčevog ciklusa. Metoda FLCT do sada nije bila primenjena na MURaM simulacije.

Za aproksimaciju uslova na Suncu, sveobuhvatne simulacije magneto-konvekcije u fotosferi i konvektivnoj zoni moraju uračunati proces prenosa zračenja kao glavni pokretač konvekcije i jako uticajan proces na temperatursku stratifikaciju, intenzitet oblasti pojačanog magnetnog polja, i delimičnu jonizaciju (odstupanja jonizacije od Sahine raspodele, usled fotojonizacije i radijativne rekombinacije) koja jako utiče na efikasnost prenosa energije konvekcijom ([Vögler et al. 2005](#)). MURaM rešava jednačine radijativne MHD u tri prostorne dimenzije za inercijalni referentni sistem sa konstantnim gravitacionim ubrzanjem koji koristi Dekartove koordinate ([Vögler et al. 2005](#)). Rotacija Sunca nije uračunata budući da se Koriolisova sila može zanemariti na tipičnim skalama dužine za granule od oko 1000 km. MURaM rešava

jednačine zapisane u sledećem obliku (Rempel 2014):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \vec{v}), \quad (4.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} &= -\nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) + \frac{f_{vA}}{4\pi} \nabla \cdot \left(\vec{B} \vec{B} - \frac{1}{2} \vec{I} B^2 \right) \\ &= -\nabla P + \rho \vec{g}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_{HD}}{\partial t} &= -\nabla \cdot [\vec{v} (E_{HD} + P)] + \rho \vec{v} \cdot \vec{g} + \frac{\eta}{4\pi} \left(\nabla \times \vec{B} \right)^2 \\ &\quad + \vec{v} \cdot \frac{f_{vA}}{4\pi} \nabla \cdot \left(\vec{B} \vec{B} - \frac{1}{2} \vec{I} B^2 \right) + Q_{rad}, \end{aligned} \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times \left(\vec{v} \times \vec{B} - \eta \nabla \times \vec{B} \right), \quad (4.4)$$

gde ρ , P , \vec{v} i \vec{B} predstavljaju gustinu, pritisak, vektor brzine i vektor magnetne indukcije, respektivno. Za gravitaciono ubrzanje je uzeta vrednost $-2,74 \times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, dok je η magnetna difuznost. U jednačini (4.3), član Q_{rad} predstavlja radijativnu toplotu, dok je energija $E_{HD} = E_{int} + 1/2 \rho v^2$, gde je E_{int} unutrašnja energija. Imajući to u vidu, razmatrani model radijativne MHD podrazumeva konačan tenzor viskoznosti, dok su u uopštenom Omovom zakonu zadržani samo induktivni i rezistivni članovi.

MURaM simulaciju koja je korišćena karakteriše domen veličine $8,192 \times 24,576 \times 24,576 \text{ Mm}^3$ sa izotropnom mrežom proreda 16 km, gde je prva veličina visina oblasti, a preostale dve horizontalne dimenzije (Rempel & Cheung 2014). Gornja granica se nalazi na oko 2 Mm iznad donje granice fotosfere. U pitanju je simulacija mirnog Sunca u dužini trajanja od 1h sa vremenskim korakom od 0,2 s. Jedan sat ovde označava fizičko vreme - šta bismo sve uočili kada bismo Sunce stvarno posmatrali teleskopom sat vremena bez prestanka. Vremenski korak simulacije određuje u kom vremenskom intervalu se numerički rešavaju MHD jednačine, odnosno koliko često se vrši integracija i računaju vrednosti fizičkih parametara. Dijagnostika temperature, brzina i magnetnog polja na osnovu spektralnih linija i njihove polarizacije omogućava da se ovi realistični numerički modeli mogu direktno porediti sa posmatranjima. Ova simulacija je dobijena ljubaznošću Matthias Rempel-a (High Altitude Observatory, USA).

4.2 Praćenje na kontinuumu i na B_z

Uzimajući u obzir životni vek granula, intenzitetogrami i magnetogrami napravljeni na osnovu simulacije su idealni za testiranje metode FLCT. Životni vek granula je znatno kraći od vremenskog trajanja simulacije, što znači da u potpunosti možemo da pokrijemo evoluciju individualnih granula. Praćenje izvršeno na kontinuumu i na vertikalnoj komponenti magnetnog polja B_z ¹ podrazumeva poziv funkcije `fct` tako da su prosleđeni parametri nizovi sačinjeni od slika kontinuumu intenziteta i od B_z , respektivno. Pod slikom se misli na matricu numeričkih vrednosti date veličine (intenziteta, magnetnog polja, brzine, temperature itd.) u svakom pikselu po x -osi i po y -osi. Te slike imaju 1536 piksela po x -osi i 1536 piksela po y -osi, što, uzimajući u obzir stranicu piksela jednaku 16 km, daje gore navedene dimenzije simulacije. Na Slici 4.1 su prikazani vertikalna komponenta magnetnog polja B_z , vertikalna komponenta brzine v_z (takođe na $\log \tau = -1$), intenzitet u kontinuumu i temperatura, u prvom razmatranom vremenskom trenutku simulacije. Odabrana je komponenta B_z zato što spektropolarimetrijske metode za procenu magnetnog polja određuju tu komponentu mnogo preciznije nego horizontalne komponente magnetnog polja. Ovo je posledica specifičnosti Zemanovog efekta koji dovodi do polarizacije u spektralnim linijama. Dakle, za rezultate predstavljene u nastavku su korišćeni intenzitet u kontinuumu (intenzitetogrami), i vertikalna komponenta magnetnog polja na optičkoj dubini $\log \tau = -1$ (magnetogrami). Ove dve veličine je relativno jednostavno dobiti iz posmatranja, i većina javno dostupnih baza podataka ih sadrži (npr. SDO/HMI satelit; Scherrer et al. 2012).

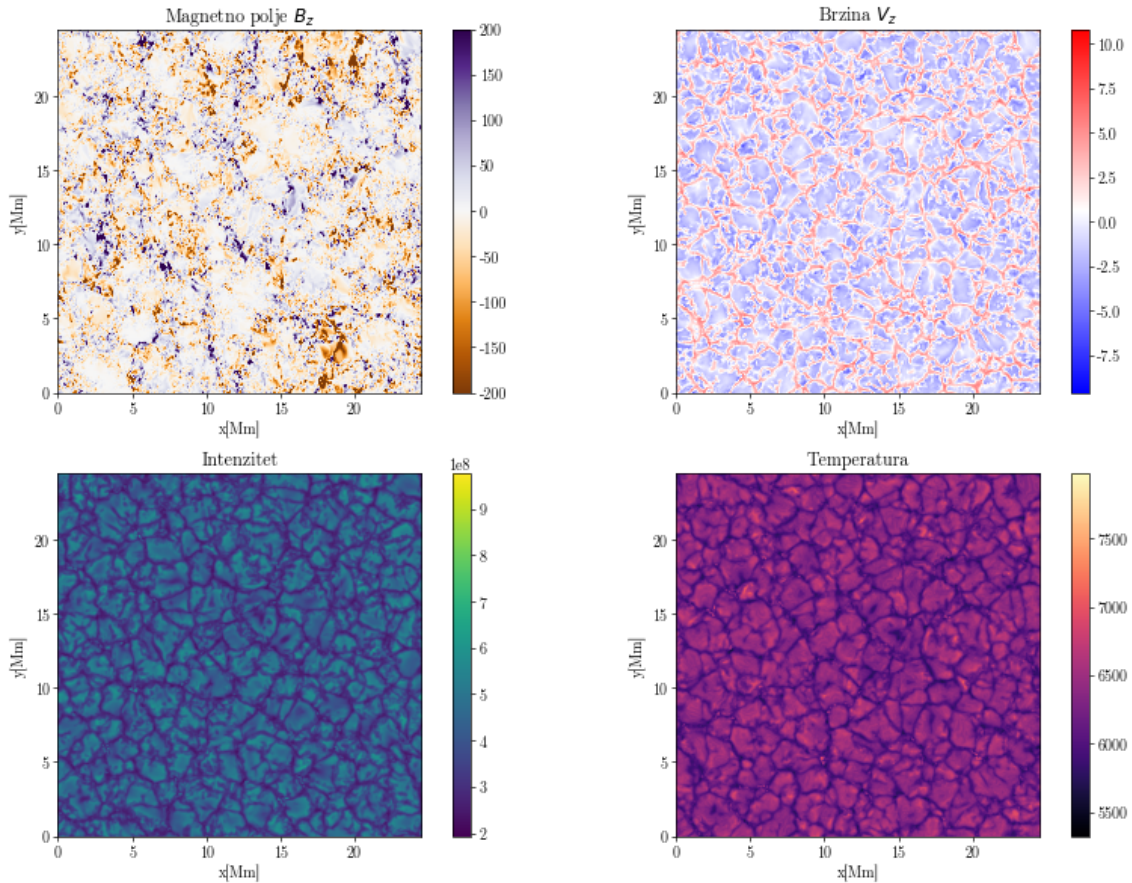
Praćenje brzina na kontinuumu je izvršeno za interval od 30 s i $\text{FWHM} = \{1200, 600, 300, 100\}$ km. Efektivno je praćen svaki 150. korak u simulaciji. Pre nego što se izvrši poređenje brzina koje je FLCT izračunao sa horizontalnim brzinama iz MURaM simulacije, potrebno je izvršiti prostorno i vremensko usrednjavanje. Kako bi se pokazalo zašto je to neophodno učiniti uporedo ćemo prikazati na Slici 4.2 izgled x -komponente polja brzine koje vraća FLCT i izgled x -komponente brzine iz simulacije. Kao `image1` i `image2` u funkciji `fct` su korišćene prva i druga slika vremenske serije², dok je prvi vid prostornog usrednjavanja brzina iz simulacije račun

¹Pod magnetnim poljem B_z od sada pa nadalje podrazumevamo vrednost jačine magnetnog polja duž z ose na fiksnoj optičkoj dubini $\log \tau = -1$. Ova optička dubina odgovara sloju atmosfere u kom je većina često korišćenih linija najosetljivija. Treba imati u vidu da površina u kojoj je $\log \tau = \text{const}$ ne odgovara ravni u x, y, z prostoru, zato što svaka 1D atmosfera u x, y ravni ima drugačiju strukturu, pa je i relacija $\tau(z)$ drugačija.

²Pod vremenskom serijom se misli na sve „usnimljene” slike tokom kompletnog trajanja simu-

aritmetičke sredine vrednosti brzina v_x u ovom slučaju za svake dve uzastopne slike - prvu i drugu, drugu i treću itd. Jasna sličnost nije uočljiva.

Važno je napomenuti da mape intenziteta nose informaciju o dubini $\log \tau = 0$, dok mape magnetnog polja odgovaraju dubini $\log \tau = -1$. Shodno tome, brzine dobijene na osnovu metode FLCT, su poređene sa horizontalnim brzinama iz simulacije na odgovarajućim dubinama. Iako je, u principu, moguće ponoviti ovo poređenje komponentom magnetnog polja B_z na $\log \tau = 0$ (ili na bilo kojoj drugoj optičkoj dubini u fotosferi), odabrana su ova dva sloja, zato što najbliže odgovaraju slojevima iz kojih dobijamo informacije na osnovu posmatranja fotosferskih linija i kontinuuma.

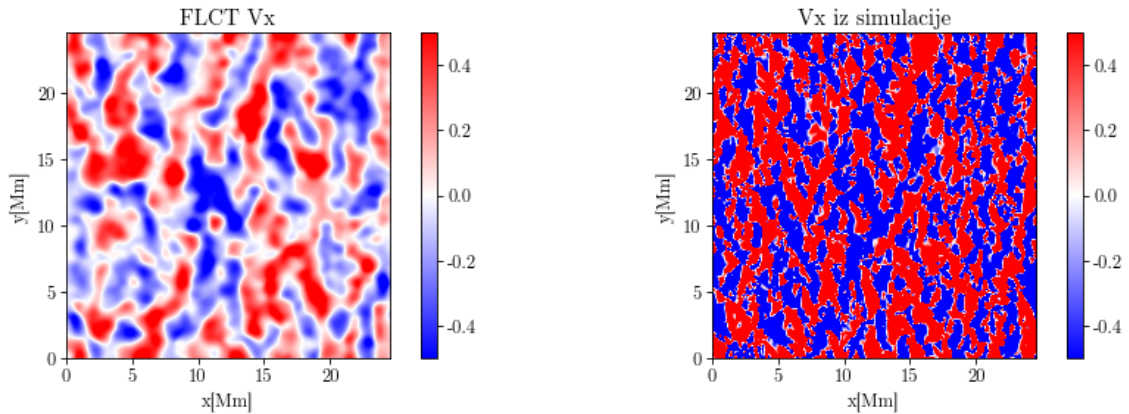


Slika 4.1: Gore levo: magnetno polje B_z , gore desno: vertikalna brzina v_z , dole levo: intenzitet u kontinuumu ($\lambda = 500$ nm), dole desno: temperatura. Dobijeno koristeći početni trenutak ove jednočasovne MURaM simulacije mirnog Sunca.

Ako uvedemo vremensko usrednjavanje i jedne i druge v_x tako što izračunamo lacije.

njihove srednje vrednosti za 15 minuta simulacije (npr. prateći Verma et al. 2013), dobijamo bolje poklapanje, kao na Slici 4.3. Za dalje povećanje korelacije je neophodno prostorno filtrirati vremenski usrednjenu brzinu iz simulacije Gausijanom širine σ koja odgovara FWHM koji je korišćen u FLCT. Na desnoj strani Slike 4.4 je prikazana v_x iz simulacije nakon konvolucije Gausijanom širine $\sigma = 35$, što odgovara FWHM od 1200 km. Tada korelacija znatno raste i već vizuelnom inspekcijom je moguće zaključiti da se slike malo razlikuju, uglavnom u sitnim detaljima. Izdvojeni su rezultati za FWHM = 1200 km zato što to odgovara granulama.

Na Slici 4.5 je prikazano poređenje između vremenski usrednjene komponente brzine v_x dobijene na osnovu metode FLCT i vremenski usrednjene i prostorno filtrirane komponente brzine v_x iz simulacije, za različite vrednosti FWHM (prve dve kolone). Treća kolona daje linearni fit između ove dve veličine, sa ciljem da se kvantifikuje sličnost između njih. Prateći gore navedeni primer, prostorno filtriranje simuliranih brzina odgovara vrednosti FWHM koja je korišćena za FLCT.

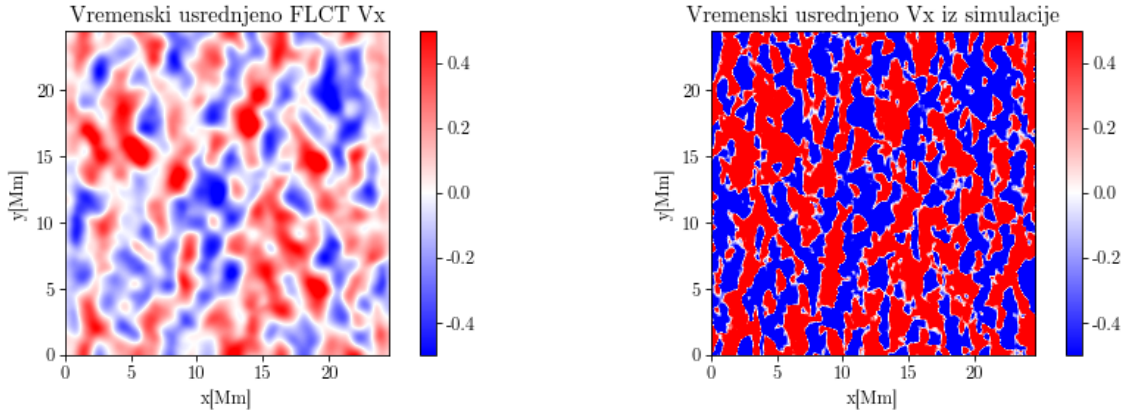


Slika 4.2: Levo: x -komponenta horizontalne brzine koju je izračunao FLCT; desno: x -komponenta brzine iz simulacije (FWHM = 1200 km).

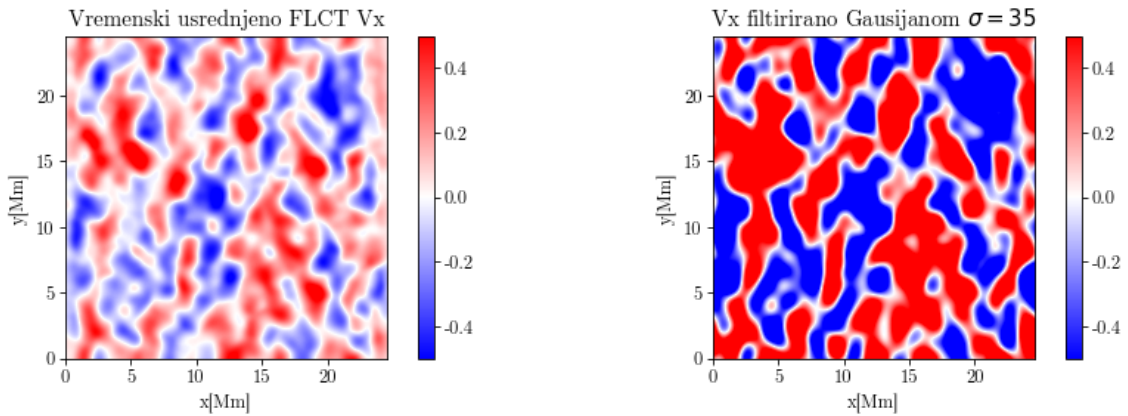
Pored vizuelne inspekcije, izvršena je provera podudaranja brzina numeričkim putem, tačnije izračunat je Pirsonov koeficijent korelacije između rezultujućih horizontalnih brzina FLCT-a i horizontalnih brzina iz simulacije. Pirsonov koeficijent korelacije se računa na osnovu sledeće formule:

$$r = \frac{\sum (x - m_x)(y - m_y)}{\sqrt{\sum (x - m_x)^2 \sum (y - m_y)^2}}, \quad (4.5)$$

gde je r dati koeficijent korelacije, x prva veličina i y druga veličina od dve veličine između kojih tražimo korelaciju, dok su m_x i m_y srednje vrednosti te dve veličine.

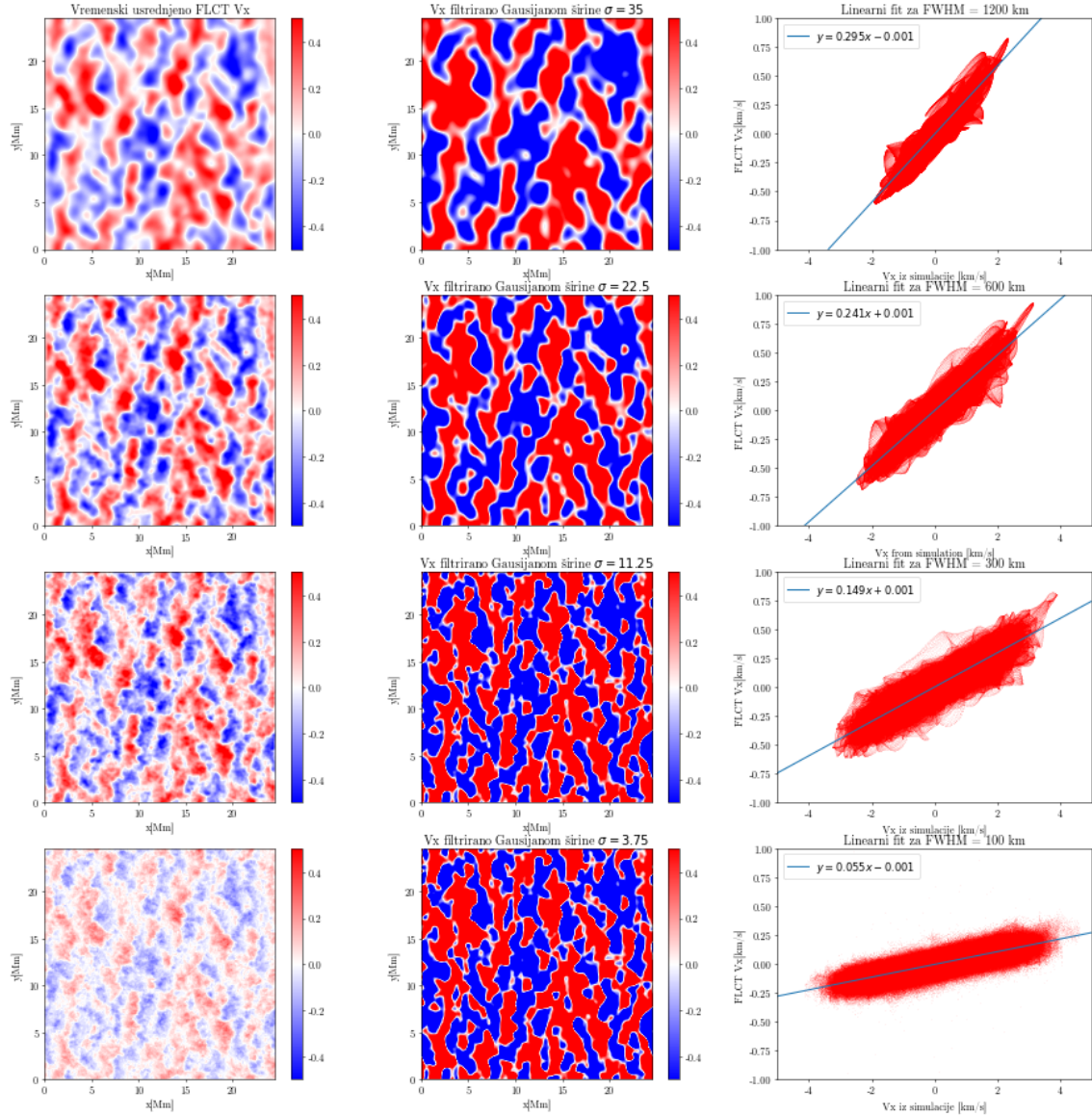


Slika 4.3: Levo: vremenski usrednjena x -komponenta horizontalne brzine koju je izračunao FLCT; desno: vremenski usrednjena x -komponenta brzine iz simulacije (FWHM = 1200 km).



Slika 4.4: Levo: vremenski usrednjena x -komponenta horizontalne brzine koju je izračunao FLCT; desno: vremenski usrednjena x -komponenta brzine iz simulacije filtrirana Gausijanom širine $\sigma = 35$ što odgovara FWHM = 1200 km.

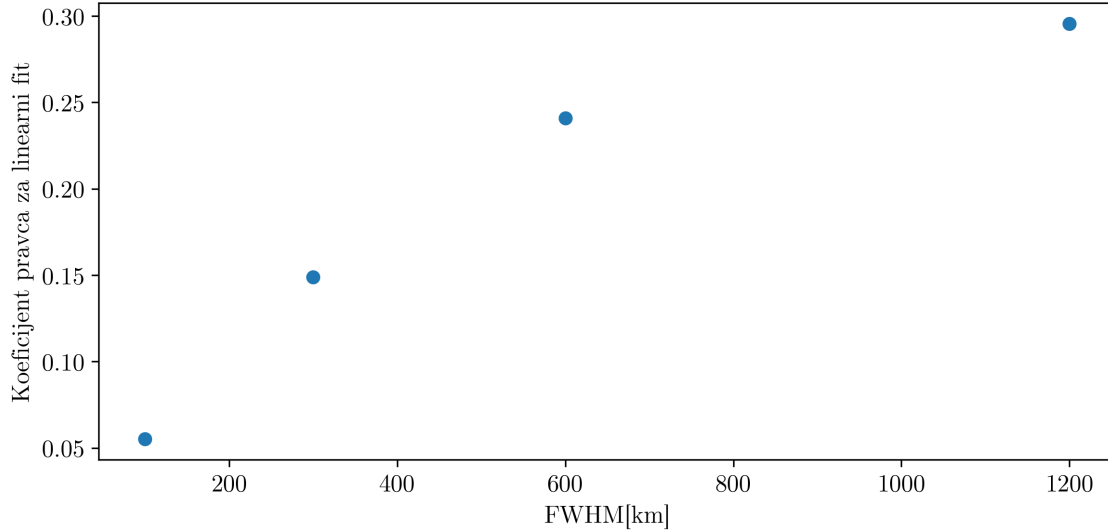
Vrednost Pirsonovog koeficijenta korelacije između FLCT v_x i v_x iz simulacije iznosi 0,51, između vremenski usrednjene FLCT v_x i vremenski usrednjene v_x iz simulacije 0,75 i konačno između vremenski usrednjene FLCT v_x i vremenski usrednjene i prostorno filtrirane v_x iz simulacije iznosi 0,94. Direktno poređenje brzina bez ikakve prethodne obrade nije validno zbog slabe korelacije. U Tabeli 4.1 su izlistane vrednosti Pirsonovih koeficijenata korelacije između horizontalnih brzina koje je izračunao FLCT i horizontalnih brzina iz simulacije, kao i vremenski usrednjenih horizontalnih brzina i konačno vremenski usrednjenih horizontalnih brzina koje su rezultat FLCT i vremenski usrednjenih i prostorno filtrirane Gausijanom širine koje odgo-



Slika 4.5: Levo: vremenski usrednjena x -komponenta horizontalne brzine koju je izračunao FLCT za $\text{FWHM} = \{1200, 600, 300, 100\}$ km; srednji deo: vremenski usrednjena x -komponenta brzine iz simulacije filtrirana Gausijanima odgovarajućih širina $\sigma = \{35, 22.5, 11.25, 3.75\}$, desno: linearni fit između polja brzina na levom i srednjem delu slike.

ra datom FWHM horizontalnih brzina iz simulacije. Pirsonov koeficijent korelacije između v_x je označen sa r_{v_x} , dok je između v_y označen sa r_{v_y} . A označava sirove (neobrađene) podatke, B označava vremenski usrednjene podatke, C označava da su FLCT brzine vremenski usrednjene i da su horizontalne brzine iz simulacije vremenski usrednjene i potom konvoluirane Gausijanom širine koja odgovara FWHM

koji je korišćen. Za manje vrednosti FWHM se vide finiji detalji jer je „prozor” kroz koji posmatramo manji. Slaba korelacija između neobrađenih brzina iz simulacije i brzina koju je FLCT izračunao za FWHM od 100 km potvrđuje da FLCT nije reprezentativna metoda za primenu na malim skalama.



Slika 4.6: Promena koeficijenta pravca linearnog fita između v_x komponente iz simulacije i v_x koju je FLCT izračunao za FWHM = {1200, 600, 300, 100} km za intenzitet kontinuuma.

FWHM[km]	A		B		C	
	r_{v_x}	r_{v_y}	r_{v_x}	r_{v_y}	r_{v_x}	r_{v_y}
1200	0.51	0.51	0.75	0.74	0.94	0.93
600	0.56	0.55	0.81	0.81	0.94	0.93
300	0.51	0.51	0.83	0.83	0.90	0.90
100	0.19	0.22	0.78	0.78	0.80	0.80

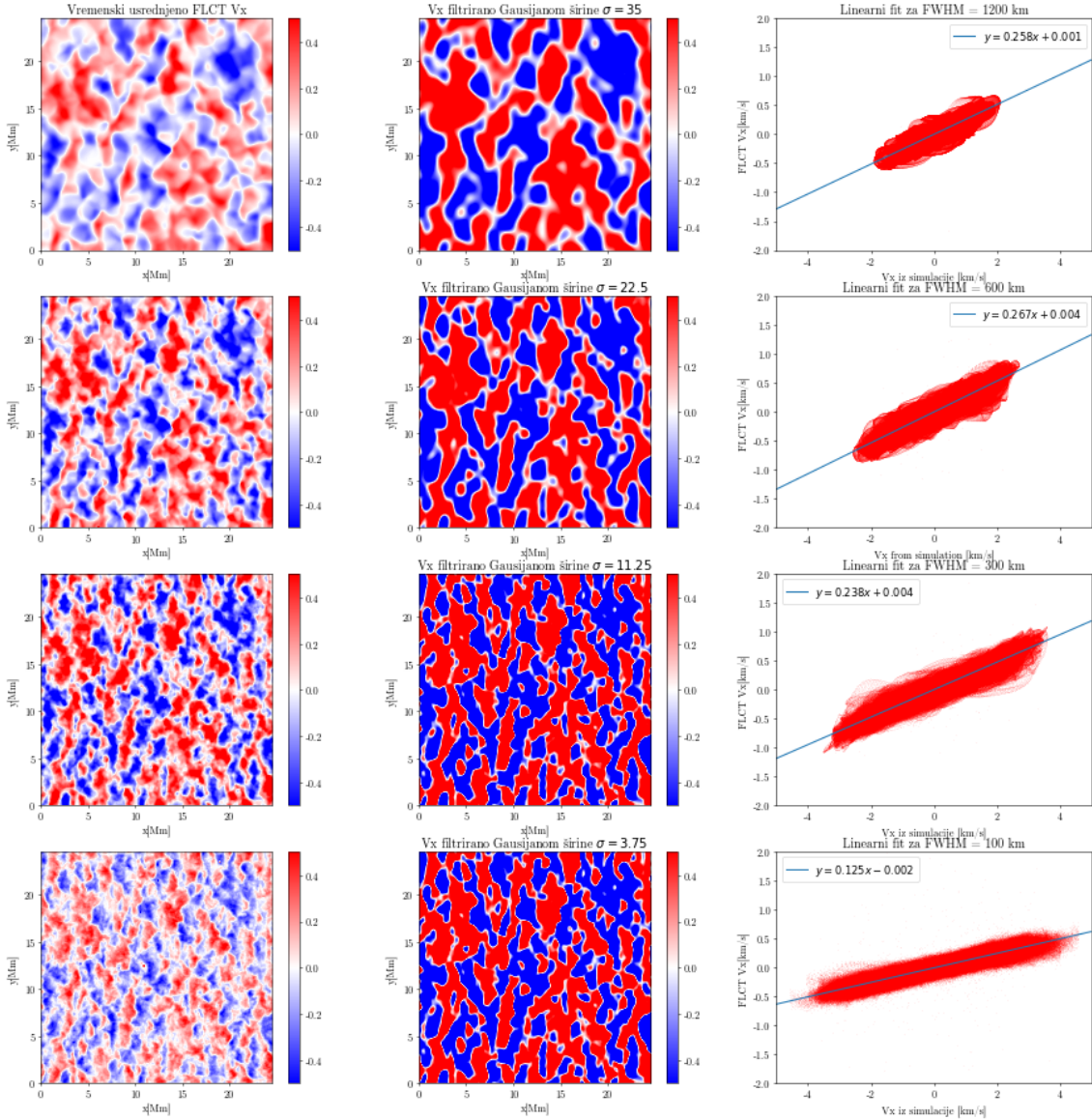
Tabela 4.1: Vrednosti Pirsonovog koeficijenta korelacije za FLCT primenjen na intenzitet kontinuuma. A - neobrađeni podaci, B - vremenski usrednjeni podaci i C - vremenski usrednjeni podaci i prostorno filtrirana Gausijanom odgovarajuće širine simulirana brzina (opis važi i za tabele koje slede).

Važno je uočiti da FLCT metoda potcenjuje vrednosti brzine, ali da je korelacija između brzine dobijene FLCT metodom i originalne brzine iz simulacije dosta dobra. Koeficijent pravca za linearni fit između te dve veličine kvantifikuje njihovu

sličnost i omogućava nam da „normiramo” relaciju između brzina dobijenih FLCT metodom i originalnih brzina iz simulacije. Na Slici 4.6 je prikazana promena koeficijenta pravca za linearni fit između vremenski usrednjene FLCT v_x i vremenski usrednjene i konvoluirane Gausijanom odgovarajuće širine. Što je vrednost FWHM-a koju FLCT koristi manja, to je intenzitet rekonstruisane brzine manji, tj. FLCT više potcenjuje brzine, i to najviše na malim prostornim skalama (Welsch et al. 2012). Dakle, stvarne brzine mogu biti čak i nekoliko puta veće od onih koje zaključuje FLCT. Pretpostavlja se da je to zato što tokovi na malim prostornim skalama imaju tendenciju da budu konvergentni ili divergentni (intergranularni regioni ili centri granula) i ne prenose koherentne strukture sa jednog na drugo mesto unutar prozora FLCT-a.

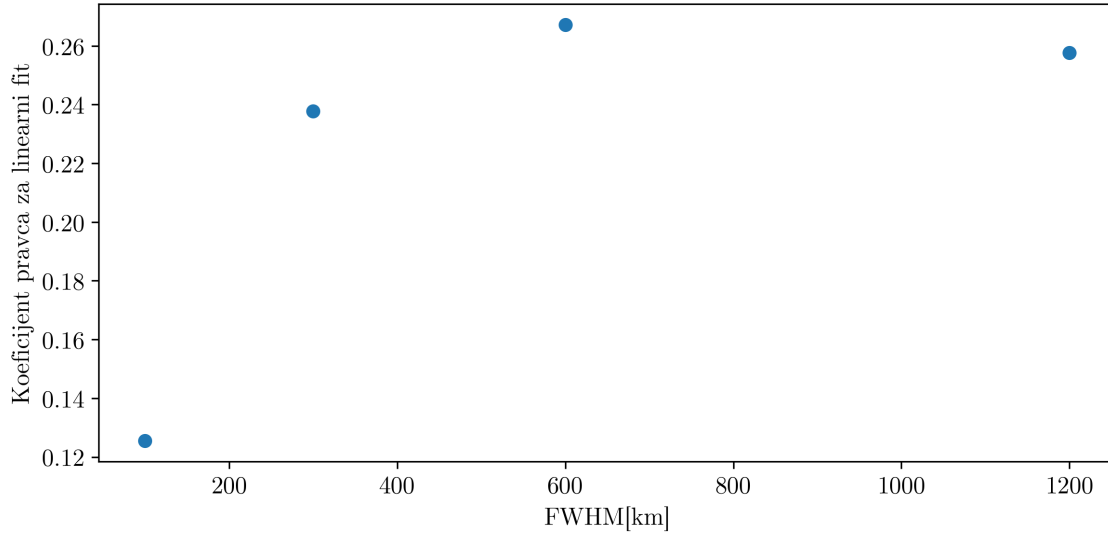
Spektropolarimetrijska posmatranja podrazumevaju mapiranje magnetnog polja kao veličine od interesa - jačina i pravac magnetnog polja se određuju na osnovu posmatranja polarizacije u spektralnoj liniji. Zbog specifičnosti Zemanovog efekta, najbolji izbor za primenu tehnika praćenja predstavlja vertikalna komponenta magnetnog polja. Praćenje tokova plazme na vertikalnoj komponenti magnetnog polja je izvršeno na isti način kao praćenje na kontinuumu. Rezultati tih analiza prikazani su na Slikama 4.7 i 4.8 i u Tabeli 4.2. Zanimljivo je da u ovom slučaju, najbolje poklapanje dobijamo za vrednosti FWHM od 300 km. Međutim, u ovom slučaju najmanja vrednost FWHM-a (100 km) nije pogodan izbor za praćenje tokova plazme. Ovaj rezultat potvrđuje da metoda FLCT nije validna za primenu na najmanjim prostornim skalama pošto FLCT prozor ne detektuje prenos elemenata plazme u tom slučaju (tokovi na tim prostornim skalama nisu advektivni). Sa druge strane, praćenje vertikalne komponente magnetnog polja daje jako dobro poklapanje sa simulacijom za distance manje od skala granula (300 km), što znači da je praćenje veličine B_z bolji izbor za primenu ovih metoda na posmatranja visoke rezolucije. Takođe, praćenje magnetnog polja rezultuje većim horizontalnim brzinama, koje su, nažalost, i dalje dosta manje od onih iz simulacije. Naravno, nije isključeno, da će vremensko usrednjavanje u različitim intervalima rezultovati nešto drugačijim rezultatima.

Primena metode FLCT za praćenje tokova plazme na intenzitetu kontinuuma i na vertikalnoj komponenti magnetnog polja MURaM simulacije je odličan način da se proverí koliko dobro FLCT rekonstruiše horizontalne brzine. Prethodno je utvrđeno da male vrednosti FWHM-a značajno utiču na mogućnost FLCT-a da prati promenu



Slika 4.7: Levo: vremenski usrednjena x -komponenta horizontalne brzine koju je izračunao FLCT za $\text{FWHM} = \{1200, 600, 300, 100\}$ km; srednji deo: vremenski usrednjena x -komponenta brzine iz simulacije filtrirana Gausijanima odgovarajućih širina $\sigma = \{35, 22.5, 11.25, 3.75\}$, desno: linearni fit između polja brzina na levom i srednjem delu slike.

kontrasta sjaja između piksela dve slike udaljene odvojene vremenskim intervalom Δt (Welsch et al. 2012). Ovdje je to utvrđeno za veće vremenske i prostorne rezolucije od onih koje su bile dostupna Welsch-u. Glavni nedostatak metode jeste da što je FWHM manji, to je intenzitet brzina koje dobijamo FLCT metodom manji. Znajući kombinaciju vrednosti vremenskog intervala i FWHM koja daje najveću korelaciju



Slika 4.8: Promena koeficijenta pravca linearnog fita između v_x komponente iz simulacije i v_x koju je FLCT izračunao za $\text{FWHM} = \{1200, 600, 300, 100\}$ km za B_z .

FWHM[km]	A		B		C	
	r_{v_x}	r_{v_y}	r_{v_x}	r_{v_y}	r_{v_x}	r_{v_y}
1200	0.45	0.44	0.63	0.62	0.86	0.85
600	0.62	0.59	0.78	0.68	0.89	0.9
300	0.59	0.4	0.89	0.89	0.93	0.93
100	0.33	0.42	0.11	0.12	0.11	0.12

Tabela 4.2: Vrednosti Pirsonovog koeficijenta korelacije za FLCT primenjen na vertikalnu komponentu magnetnog polja.

između originalne brzine i brzine dobijene koristeći metode praćenja, ista će biti primenjena na više različitih talasnih dužina spektralne linije Fe I 5250.

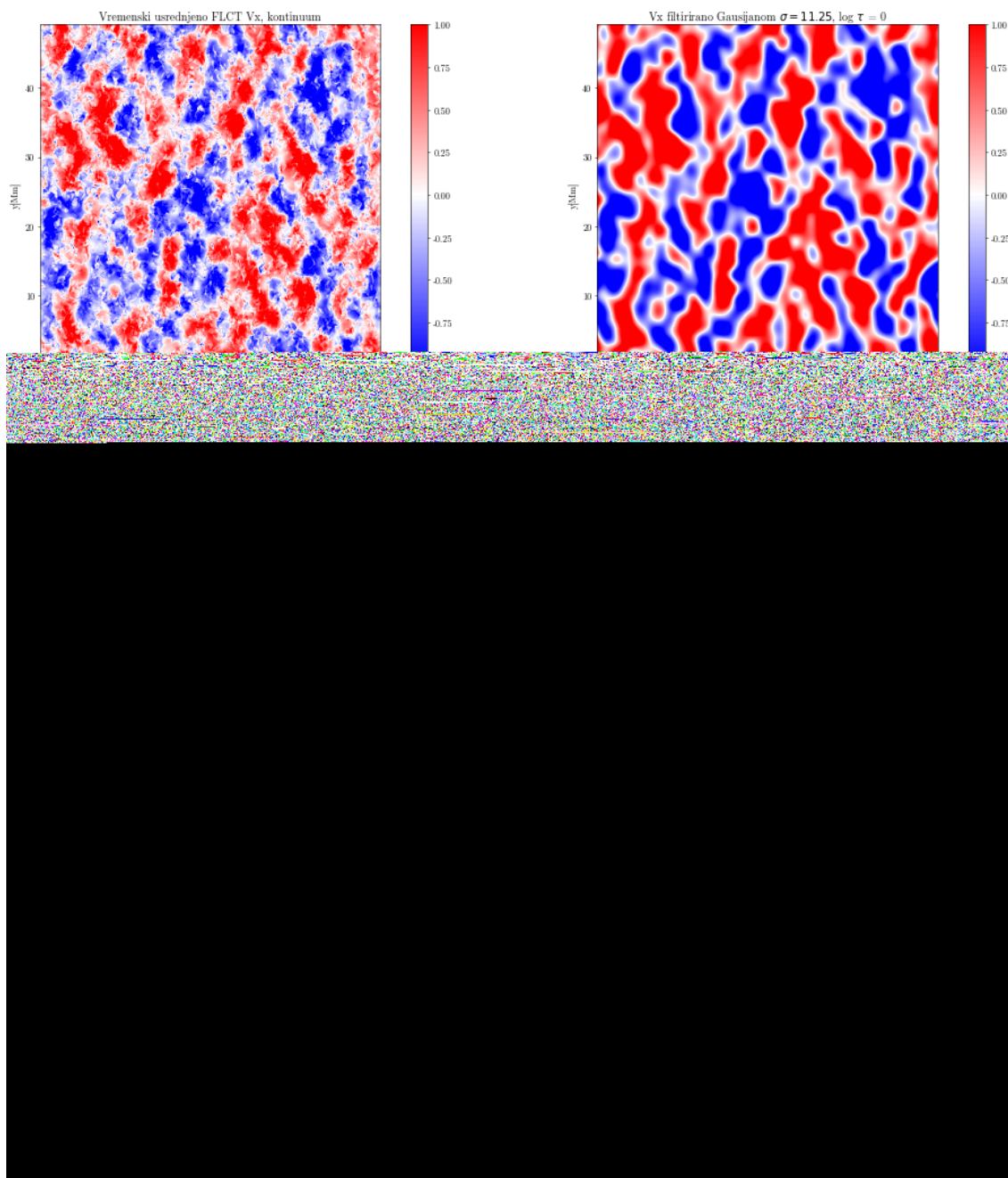
4.3 Praćenje na monohromatskim posmatranjima u spektralnoj liniji

Zahvaljujući javno dostupnim simulacijama Sunčeve atmosfere (Rempel 2014), korišćenjem koda Lightweaver (Osborne & Milić 2021) izračunati su izlazni spektri zračenja spektralne linije Fe I 5250 i njihova polarizacija. Nad spektrima je izvršena prostorna i spektralna konvolucija sa ciljem postizanja posmatračkih specifikacija

teleskopa SUNRISE III i TUMAG spektropolarimetra. Na tako pripremljene podatke, tj. monohromatske serije slika simulirane fotosfere, je onda primenjen FLCT za procenu horizontalnih brzina u svakom pikselu, za svaki vremenski trenutak. Ovaj proces je ponovljen za nekoliko različitih talasnih dužina u liniji, sa ciljem da se proverí mogućnost praćenja horizontalnih tokova u različitim slojevima fotosfere. Premisa ovog testa je da je zračenje na različitim talasnim dužinama formirano na različitim visinama, pa primena FLCT na različitim talasnim dužinama omogućava praćenje plazme na različitim visinama. Poređenje te procene sa brzinama iz simulacije će reći koliko je FLCT pouzdana metoda za visoku rezoluciju, kojim talasnim dužinama odgovaraju koje visine i kolika je mogućnost mapiranja tokova plazme u sve tri dimenzije.

Izabrane su tri različite talasne dužine (intenziteta) tako da jedna odgovara kontinuumu, druga krilu i treća centru spektralne linije Fe I 5250. Nakon toga je primenjena metoda praćenja FLCT na intenzitetograme za izabrane talasne dužine. Odabrana je vrednost FWHM-a od 600 km, a vremeski interval je 30 s u sva tri slučaja. Izvršeno je vremensko usrednjavanje na isti način kao u sekciji 4.2, dok je filtriranje Gausijanom izvršeno s tim da je korišćeno dva puta manje $\sigma = 22.5/2$. Razlog zašto je širina Gausijana podeljena sa 2 jeste da je pri ispitivanju metode praćenja na spektralnu liniju uzet svaki drugi piksel što efektivno povećava veličinu piksela za faktor dva. Druga bitna razlika u odnosu na sekciju 4.2 leži u činjenici da smo za originalne brzine koristili brzine iz simulacije za nekoliko vrednosti optičke dubine, odnosno brzine koje odgovaraju različitim slojevima fotosfere. Poređenje brzina koje je FLCT izračunao za tri talasne dužine sa brzinama plazme na različitim optičkim dubinama sa najvećim poklapanjem dato je na Slici 4.9. U Tabeli 4.3 su date vrednosti Pirsonovog koeficijenta korelacije između FLCT brzina u kontinuumu, Tabeli 4.4 u krilu, i Tabeli 4.5 centru linije i brzina na različitim optičkim dubinama iz simulacije.

Slično rezultatima iz prethodne sekcije, praćenje na talasnoj dužini u kontinuumu je dalo jako dobra poklapanja sa brzinama u dubokoj fotosferi ($\log \tau = 0$). Primena FLCT na talasnu dužinu u krilu linije daje vizuelno drugačije rezultate, što, u prvoj aproksimaciji zaista znači da ta talasna dužina „vidi” kretanje plazme na višim slojevima. Poređenje sa brzinama iz simulacije daje korelaciju na donjoj granici prihvatljivosti (0.5). Razlog za to je najverovatnije prisustvo struktuiranosti na malim skalama koju FLCT nalazi, dok je raspodela vremenski usrednjene i



Slika 4.9: Levo: vremenski usrednjena x -komponenta horizontalne brzine koju je izračunao FLCT za FWHM 600 km za kontinuum, krilo i centar linije; desno: vremenski usrednjena x -komponenta brzine iz simulacije filtrirana Gausijanom odgovarajuće širine $\sigma = 11.25$ za $\log \tau = \{0, -1, -4\}$.

prostorno filtrirane brzine iz simulacije mnogo uniformnija (videti srednji red Slike 4.9). Ova je efekat je još uočljiviji pri analiziranju brzina u centru linije (donji red

log τ	A		B		C	
	r_{v_x}	r_{v_y}	r_{v_x}	r_{v_y}	r_{v_x}	r_{v_y}
0	0.09	0.05	0.69	0.69	0.79	0.80
-1	0.15	0.13	0.60	0.59	0.73	0.71
-2	0.17	0.13	0.61	0.58	0.69	0.66
-3	0.13	0.08	0.46	0.39	0.50	0.43
-4	0.06	0.03	0.21	0.11	0.24	0.14

Tabela 4.3: Vrednosti Pirsonovog koeficijenta korelacije za FLCT primenjen na talasnu dužinu kontinuuma spektralne linije Fe I 5250.

log τ	A		B		C	
	r_{v_x}	r_{v_y}	r_{v_x}	r_{v_y}	r_{v_x}	r_{v_y}
0	0.01	0.03	0.13	0.26	0.15	0.32
-1	0.02	0.06	0.11	0.23	0.14	0.29
-2	0.02	0.06	0.12	0.23	0.14	0.27
-3	0.02	0.03	0.09	0.16	0.10	0.18
-4	0.008	0.004	0.04	0.05	0.05	0.06

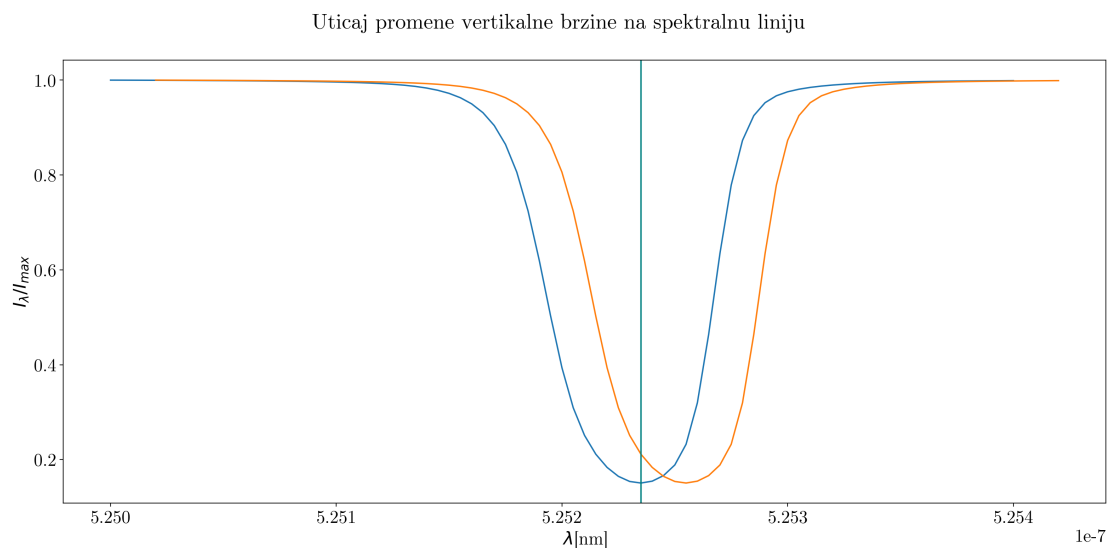
Tabela 4.4: Vrednosti Pirsonovog koeficijenta korelacije za FLCT primenjen na krilo spektralne linije Fe I 5250.

log τ	A		B		C	
	r_{v_x}	r_{v_y}	r_{v_x}	r_{v_y}	r_{v_x}	r_{v_y}
0	-0.001	0.0008	-0.04	-0.06	-0.01	-0.02
-1	-0.03	-0.01	-0.07	-0.07	-0.03	-0.03
-2	-0.02	-0.0002	-0.06	-0.07	-0.02	-0.03
-3	0.01	0.03	0.01	-0.01	0.03	-0.002
-4	0.005	0.03	0.05	0.03	0.06	0.03

Tabela 4.5: Vrednosti Pirsonovog koeficijenta korelacije za FLCT primenjen na centar spektralne linije Fe I 5250.

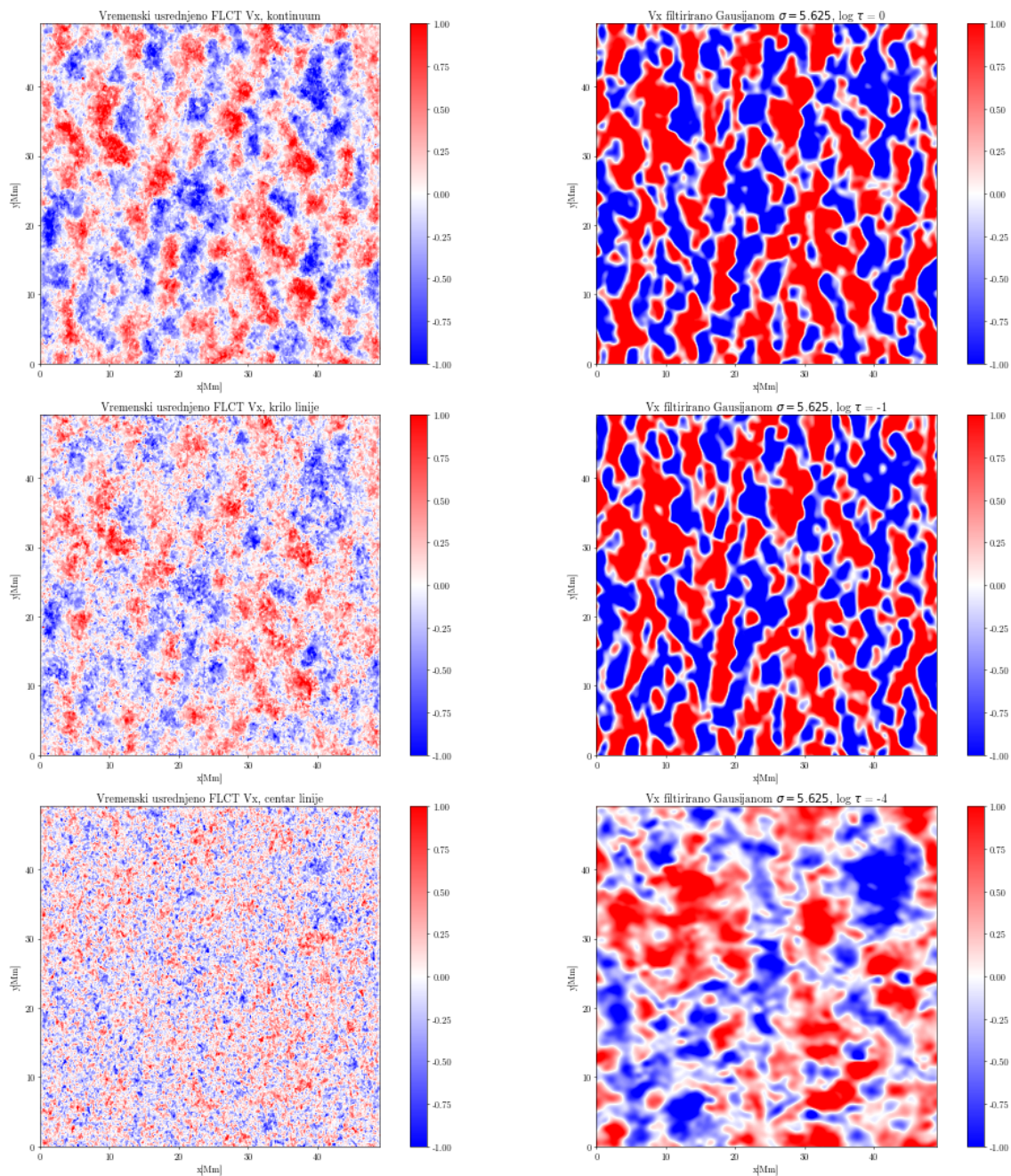
Slike 4.9), gde je brzina dobijena na osnovu FLCT strukturana na još sitnijim skalama, dok je brzina iz simulacije još uniformnija. Usled tolike razlike u prostornim skalama, slaganje između brzina dobijenih na osnovu FLCT i originalnih brzina iz simulacije je nezadovoljavajuće na svim visinama. Ista analiza je izvršena za vrednost Gausovog prozora od 300 km i rezultati su prikazani na Slici 4.11, a vrednosti

koeficijenta korelacije date u Tabelama 4.6, 4.7 i 4.8.



Slika 4.10: Uticaj Doplerovog pomaka na spektralnu liniju. Na x -osi je prikazana talasna dužina izražena u nm, na y -osi normiran intenzitet.

Naše trenutno objašnjenje je da je u pitanju uticaj vertikalnih brzina na rezultate iz FLCT-ja. Naime, FLCT detektuje promene sjaja i na osnovu njih procenjuje horizontalne brzine. U kontinuumu je pretpostavka da se ta promena desila usled advekcije. Na talasnim dužinama u spektralnoj liniji, pak, promena vertikalne brzine može da dovede do promene sjaja. To je ilustrovano na Slici 4.10. Iako se oblik linije nije promenio između trenutaka 1 i 2, vertikalna brzina jeste, što će dovesti do promene sjaja na toj talasnoj dužini. Ovaj selekcion efekat bi mogao da se ukloni tako što bismo pratili intenzitet određenog nivoa u spektralnoj liniji, umesto specifične talasne dužine. Ovo je jedan od prvih pravaca za dalje istraživanje.



Slika 4.11: Levo: vremenski usrednjena x -komponenta horizontalne brzine koju je izračunao FLCT za FWHM 300 km za kontinuum, krilo i centar linije; desno: vremenski usrednjena x -komponenta brzine iz simulacije filtrirana Gausijanom odgovarajuće širine $\sigma = 11.25$ za $\log \tau = \{0, -1, -4\}$.

log τ	A		B		C	
	r_{v_x}	r_{v_y}	r_{v_x}	r_{v_y}	r_{v_x}	r_{v_y}
0	0.003	-0.01	0.20	0.49	0.22	0.54
-1	0.06	0.05	0.18	0.42	0.20	0.47
-2	0.06	0.05	0.18	0.42	0.19	0.44
-3	0.03	0.02	0.13	0.27	0.14	0.29
-4	0.01	-0.0002	0.06	0.08	0.07	0.09

Tabela 4.6: Vrednosti Pirsonovog koeficijenta korelacije za FLCT primenjen na talasnu dužinu kontinuuma spektralne linije Fe I 5250.

log τ	A		B		C	
	r_{v_x}	r_{v_y}	r_{v_x}	r_{v_y}	r_{v_x}	r_{v_y}
0	0.02	0.02	0.47	0.42	0.52	0.47
-1	0.08	0.08	0.43	0.38	0.48	0.42
-2	0.08	0.07	0.44	0.38	0.48	0.40
-3	0.04	0.03	0.34	0.26	0.37	0.28
-4	0.02	0.005	0.15	0.08	0.17	0.09

Tabela 4.7: Vrednosti Pirsonovog koeficijenta korelacije za FLCT primenjen na krilo spektralne linije Fe I 5250.

log τ	A		B		C	
	r_{v_x}	r_{v_y}	r_{v_x}	r_{v_y}	r_{v_x}	r_{v_y}
0	-0.009	-0.0002	-0.04	-0.04	-0.02	-0.02
-1	-0.02	-0.02	-0.06	-0.06	-0.04	-0.05
-2	-0.004	0.0005	-0.04	-0.05	-0.03	-0.04
-3	0.03	0.03	0.03	0.01	0.04	0.01
-4	0.02	0.02	0.06	0.04	0.06	0.04

Tabela 4.8: Vrednosti Pirsonovog koeficijenta korelacije za FLCT primenjen na centar spektralne linije Fe I 5250.

Glava 5

Zaključak

U ovoj tezi je razmatrana primena FLCT metode praćenja tokova plazme na podatke visoke vremenske, prostorne i spektralne rezolucije. Korišćena je javno dostupna MHD simulacija MURaM (Rempel & Cheung 2014) koja pruža mogućnost ispitivanja preciznosti FLCT metode sa intenzitetom u kontinuumu i vertikalnom komponentom magnetnog polja kao parametrima nad kojima je proces praćenja izvršen. Osim toga, razmatrana je primena metode FLCT na posmatranja u spektralnoj liniji, što pre nije rađeno.

Pre provere korelacije između simuliranih horizontalnih brzina i horizontalnih brzina određenih praćenjem tokova plazme, u ovoj tezi je izvršena kalibracija podataka tako da se postignu posmatračke specifikacije teleskopa SUNRISE III. Širina na polovini maksimuma (FWHM) je statistička mera koja opisuje širinu normalne ili gausovske raspodele. Korišćene su vrednosti od 1200, 600, 300 i 100 km. Dobijeno je zadovoljavajuće poklapanje brzina za velike prostorne skale, FWHM \sim 1000 km koje odgovaraju veličini granula. Zaključeno je da najmanja vrednost FWHM-a za koju je smisleno pratiti tokove plazme iznosi 300 km. Ispod te vrednosti korelacija opada.

Izbor vremenskog koraka između dve slike treba biti dovoljno veliki da se promena može nazirati, a opet manji od životnog veka granula. Monohromatske slike intenziteta kontinuuma i magnetnog polja B_z su idealni kandidati za primenu FLCT-a. Monohromatska posmatranja u spektralnoj liniji ukazuju da FLCT dobro procenjuje brzine na talasnim dužinama u krilima, ali da korelacija opada kako se približavamo centru linije. U daljem istraživanju planira se praćenje tokova plazme na posmatračkim podacima i ispitivanje uticaja promene optičke dubine $S(\tau_\lambda = 1)$

unutar linije na tačnost praćenja tokova plazme. Takođe, biće izračunata i polarizacija u spektralnoj liniji i biće testirano praćenje na signalu kružne polarizacije, koja inače daje uvid u vertikalnu komponentu magnetnog polja. Konačno, biće upoređeno slaganje između vertikalnih brzina, određenih na osnovu Doplerovog efekta, sa brzinama iz simulacije. Ovakve analize su neophodne za bolje razumevanje posmatranja i za razvijanje novih metoda za praćenje plazme.

Bibliografija

Alfvén, H. 1942, *Nature*, 150, 405

Álvarez Herrero, A., Garranzo-García, D., Núñez, A., et al. 2022, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 12184, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IX*, ed. C. J. Evans, J. J. Bryant, & K. Motohara, 121842F

Asensio Ramos, A., Requerey, I. S., & Vitas, N. 2017, *Astronomy & Astrophysics*, 604, A11

Bahng, J. & Schwarzschild, M. 1961, *The Astrophysical Journal*, 134, 312

Beeck, B., Collet, R., Steffen, M., et al. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 539, A121

Danilovic, S., Gandorfer, A., Lagg, A., et al. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 484, L17–L20

Davidson, P. A. 2001, *An Introduction to Magnetohydrodynamics*, *Cambridge Texts in Applied Mathematics* (Cambridge University Press)

DeForest, C. E., Hagenaar, H. J., Lamb, D. A., Parnell, C. E., & Welsch, B. T. 2007, *The Astrophysical Journal*, 666, 576

Fisher, G. H. & Welsch, B. T. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 383, *Subsurface and Atmospheric Influences on Solar Activity*, ed. R. Howe, R. W. Komm, K. S. Balasubramaniam, & G. J. D. Petrie, 373

Freytag, B., Steffen, M., Ludwig, H. G., et al. 2012, *Journal of Computational Physics*, 231, 919

Gošić, M. 2015, PhD thesis, University of Granada, Spain

- Hecht, E. 2012, *Optics* (Pearson)
- Longcope, D. W. 2004, *The Astrophysical Journal*, 612, 1181
- Louis, R. E., Ravindra, B., Georgoulis, M. K., & Küker, M. 2015, *Solar Physics*, 290, 1135–1146
- Martínez Pillet, V., del Toro Iniesta, J. C., Álvarez-Herrero, A., et al. 2011, *Solar Physics*, 268, 57
- November, L. J. & Simon, G. W. 1988, *The Astrophysical Journal*, 333, 427
- November, L. J., Toomre, J., Gebbie, K. B., & Simon, G. W. 1981, *The Astrophysical Journal*, 245, L123
- Orozco Suárez, D., Katsukawa, Y., & Bellot Rubio, L. R. 2012, *The Astrophysical Journal Letters*, 758, L38
- Osborne, C. M. J. & Milić, I. 2021, *The Astrophysical Journal*, 917, 14
- Przybylski, D., Cameron, R., Solanki, S., et al. 2022, *Astronomy & Astrophysics*, 664
- Rempel, M. 2014, *The Astrophysical Journal*, 789, 132
- Rempel, M. & Cheung, M. C. M. 2014, *The Astrophysical Journal*, 785, 90
- Rieutord, M., Roudier, T., Ludwig, H. G., Nordlund, Å., & Stein, R. 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 377, L14
- Rubio, L. & Orozco Suárez, D. 2019, *Living Reviews in Solar Physics*, 16
- Rutten, R. J. 2003, *Radiative Transfer in Stellar Atmospheres*
- Scherrer, P. H., Schou, J., Bush, R. I., et al. 2012, *Solar Physics*, 275, 207
- Schuck, P. W. 2006, *The Astrophysical Journal*, 646, 1358
- Solanki, S. K., Barthol, P., Danilovic, S., et al. 2010, *The Astrophysical Journal Letters*, 723, L127
- Tilipman, D., Kazachenko, M., Tremblay, B., et al. 2023, *The Astrophysical Journal*, 956, 83

BIBLIOGRAFIJA

- Tremblay, B., Roudier, T., Rieutord, M., & Vincent, A. 2018, *Solar Physics*, 293, 57
- Verma, M., Steffen, M., & Denker, C. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 555, A136
- Vögler, A., Shelyag, S., Schüssler, M., et al. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 429, 335
- Vukadinović, M. 2024, PhD thesis, Max Planck Institute for Solar System Research, Germany
- Vukićević-Karabin, M. 1994, *Teorijska astrofizika* (Naučna knjiga, Beograd)
- Vukićević-Karabin, M. & Atanacković, O. 2010, *Opšta astrofizika* (Zavod za udžbenike i nastavna sredstva, Beograd)
- Welsch, B. T., Fisher, G. H., Abbett, W. P., & Regnier, S. 2004, *The Astrophysical Journal*, 610, 1148
- Welsch, B. T., Kusano, K., Yamamoto, T. T., & Muglach, K. 2012, *The Astrophysical Journal*, 747, 130
- Yelles Chaouche, L., Moreno-Insertis, F., & Bonet, J. A. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 563, A93

Biografija autora

Teodor Kostić (*Kraljevo, 23. januar 2000.*) završio je osnovnu školu „Svetozar Marković” i srednju školu Elektro-saobraćajno tehnička škola „Nikola Tesla” u Kraljevu. Upisao je osnovne akademske studije studijskog programa Astronomija i astrofizika (modul Astrofizika) školske 2019/20 godine na Matematičkom fakultetu Univerziteta u Beogradu. Diplomirao je 2023. godine sa prosečnom ocenom 9,18 i iste godine upisao master akademske studije studijskog programa Astronomija i astrofizika (modul Astrofizika) na Matematičkom fakultetu Univerziteta u Beogradu.