

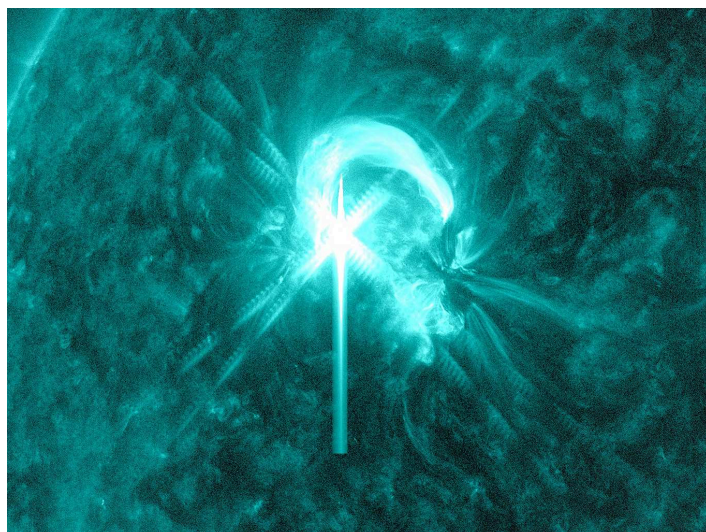
UNIVERZITET U BEOGRADU

Matematički fakultet

Vladimir Zeković

**UTICAJ VISOKOENERGETSKIH PROCESA NA MODULACIJU
MHD TALASA TOKOM ERUPCIJA NA SUNCU**

Master rad



BEOGRAD, 2012.

Sadržaj

APSTRAKT	1
1 UVOD	3
2 REKONEKCIJA MAGNETNIH POLJA	5
2.1 Morfologija i tipovi rekonekcije	5
2.2 Ubrzanje čestica	9
2.3 Emisija zračenja	11
3 MAGNETOAKUSTIČKI TALASI	14
3.1 Magnetohidrodinamika talasa	14
3.1.1 <i>Elektromagnetni i Langmuirov mod</i>	14
3.1.2 <i>Alfvenov i magnetoakustički mod</i>	16
3.1.3 <i>Interakcija sa plazmom</i>	21
3.2 Kovarijantna MHD teorija	22
3.3 Analiza i obrada posmatranja	25
3.3.1 <i>Analiza mikrotalasnog spektra</i>	25
3.3.2 <i>Vejulet analiza</i>	27
3.3.3 <i>Digitalna obrada signala</i>	29
3.4 Interpretacija rezultata	36
4 ZAKLJUČAK	39
LITERATURA	41

APSTRAKT

U radu su predstavljeni astrofizički procesi koji karakterišu visokoenergetsku emisiju zračenja i čestica tokom erupcija (eng. *flare*) na Suncu. Njihov uticaj se na dinamiku sistema (erupcije) manifestuje globalno kroz inicijalizaciju makroskopskih oscilacija i kretanja plazme, a lokalno kroz interakcije relativističkih čestica i polja. Analizom posmatranog spektra, kroz primenu tehnika digitalne obrade signala i vevjlet analize, izdvajaju se specifične 2+1 dimenzione strukture kao otisci kretanja magnetoakustičkih talasa kroz Sunčevu atmosferu. Po prvi put je detektovana amplitudna modulacija ovih talasa i u radu interpretirana kao interakcija skalarnog polja gustine konstituenata plazme sa snopom relativističkih čestica kojim se na taj način efektivno prenose informacije o parametrima talasa.

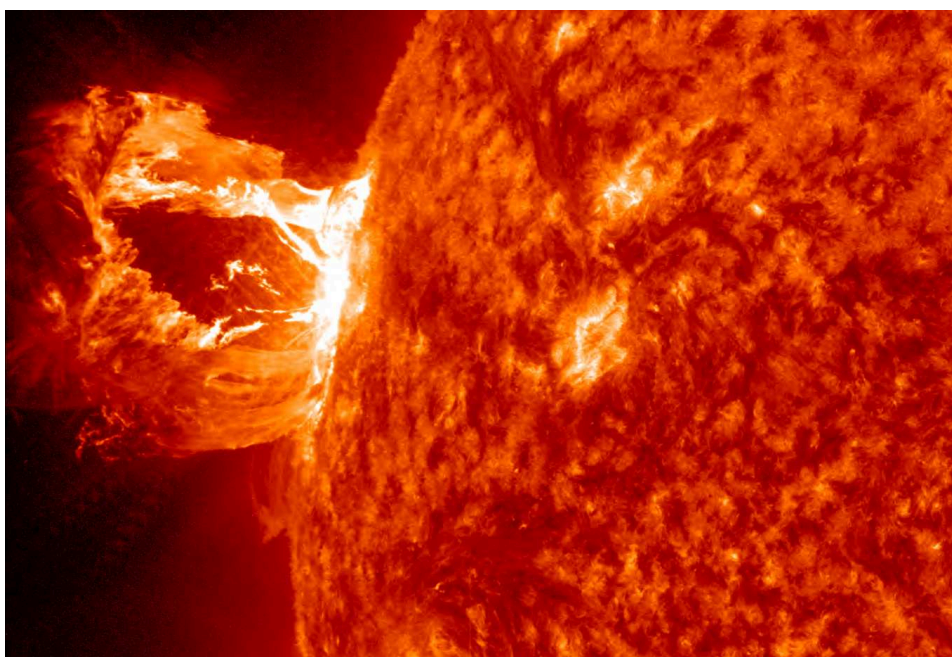
1 UVOD

Erupcije na Suncu jedne su od najenergetiskijih pojava vezanih za jedanaestogodišnji Sunčev ciklus. Javljaју se tokom maksimuma aktivnosti ovog ciklusa kada broj i dinamika Sunčevih pega, kao i magnetnih petlji vezanih za njih, kulminiraju. To dovodi do velike verovatnoće njihove interakcije i rekonekcije uz eruptivno oslobađanje energije u vidu ubrzanih čestica i fotona svih talasnih dužina. Elementi erupcije (flera) se mogu prostirati stotinama hiljada kilometara kroz Sunčevu atmosferu i najčešće prožimaju sve slojeve atmosfere (fotosferu, hromosferu i koronu). U burnim procesima čestice plazme se mogu ubrzati do relativističkih energija, ponekad većih i od energije mirovanja čestice, a mogu se javiti i kolosalna odbacivanja koronalne materije (eng. *CME - Coronal Mass Ejection*) koja su glavni uzrok geomagnetnih oluja i najintenzivnijih polarnih svetlosti (aurora). Priliv odbačene plazme dovodi do prekida satelitskih komunikacija i mogućeg oštećenja elektroenergetskih mreža na Zemlji usled indukcije jakih struja snažnom perturbacijom geomagnetnog polja. Sunce tada postaje idealna laboratorija za proučavanje fizike visokih energija sa uslovima nedostižnim zemaljskim laboratorijama. Procesi koji se tada odvijaju otkrivaju pravu prirodu interakcija na svim nivoima i daju mogućnost potvrde teorijskih razmatranja.

Tokom erupcija prisutna je korelacija najznačajnijih visokoenergetskih pojava kao što su rekonekcija magnetnih polja globalnih razmera, relativistička ubrzanja i interakcije čestica i polja, udarni i magnetohidrodinamički (MHD) talasi. U takvoj sredini makroskopska kretanja, oscilacije i vrtloženja plazme određuju dinamiku na mikroskopskom nivou, koja posredstvom interakcija preslikava stanje celog sistema na vremenski mapiranu spektralnu raspodelu emisije u kontinuumu. Zračenje u linijama je takođe prisutno najviše u spektru γ -zračenja (anihilacija parova, deekscitacija jezgara). Statistički netermalne raspodele čestica uzrokuju sinhrotronsku emisiju u mikrotalasnom i radioopsegu zračenja, dok su termalne raspodele vezane za zakočno zračenje elektrona u polju jona u lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži (LTR) na temperaturama ~ 10 MK, u X i γ opsezima. To pruža mogućnost klasifikacije i spektralno-prostorno-vremenske lokalizacije visokoenergetskih procesa.

Jedan od fenomena koji je posmatrački otkriven tek početkom ovog veka, a teorijski i simulacijama predviđen nešto ranije, jeste detekcija i prostiranje magnetoakustičkih talasa kroz magnetnu petlju tokom erupcije. Ovi talasi mogu biti inicirani impulsivnim procesima u petlji erupcije, ali takođe mogu poticati i iz nižih slojeva atmosfere (npr. fotosferske oscilacije). Usled gusto pakovanih linija magnetnog polja, petlja sadrži plazmu mnogo veće gustine od okolne atmosferske plazme, što joj daje svojstvo talasovoda za magnetoakustičke talase. Ovi talasi se mogu javiti u vidu stojećih talasa ili talasa koji se kreću duž petlje. Na svom putu oni perturbuju magnetno polje i samim tim modulišu intenzitet zračenja relativističkih čestica koje orbitiraju oko linija magnetnog polja, dok u slučaju termalizovane plazme perturbacija gustine moduliše elektrostatičke oscilacije elektrona. Spektar zračenja koje elektroni emituju je u mikrotalasnom (\sim GHz) i radio (\sim MHz) opsegu. Takav, vremenski lokalizovan spektar otkriva pojavu i dinamiku niza struktura koje dominiraju spektrom, a interpretiraju se kao razni fizički procesi. Pored kontinuumu, mikrotalasnim i radio-spektrom dominiraju različiti oblici emisije, među kojima se magnetoakustički talasi detektuju kao driftne ili kao stacionarne strukture specifičnog oblika, na osnovu čega su određeni parametri njihovog kretanja, pozicija i brzina u funkciji vremena.

U radu je u prvom delu dat osnovni model i opisana morfologija i evolucija magnetnih petlji, procesa rekonekcije, ubrzanja čestica i emisije zračenja. U drugom delu je, nakon uvođenja nerelativističkih MHD jednačina magnetoakustičkih talasa u plazmi (poglavlje 3.1), dato kovarijantno razmatranje dinamike sistema plazma - elektromagnetno (EM) polje izvođenjem MHD jednačina iz Lagranževog i Hamiltonovog formalizma. Kovarijantne jednačine u poglavlju 3.2 predstavljene su u operativnom obliku pogodnom za opis interakcija različitih fizičkih sistema. Izvedene su kao generalizacija teorije u smislu obuhvatanja i slučaja relativističkog fluida, iako se dinamika plazme i ubrzanih visokoenergetskih čestica razmatranih u radu, u potpunosti može opisati u nerelativističkoj aproksimaciji. Na kraju je dat detaljan prikaz analize i obrade posmatranja u mikrotalasnom i radio-području. Objašnjena je prisutnost modulacije MHD talasa i njihova veza sa snopovima ubrzanih čestica.



Sl. 1. Erupcija klase M1.7 sa asociranim odbacivanjem koronalne materije (CME), 16. april 2012. Slika iz orbite oko Sunca, Solar Dynamics Observatory (SDO), NASA/SDO/AIA.

2 REKONEKCIJA MAGNETNIH POLJA

2.1 Morfologija i tipovi rekonekcije

Proces koji inicira erupcije vezan je za evoluciju i dinamiku magnetnog polja Sunca, javlja se usled formiranja karakterističnih struktura oblika skoro zatvorene petlje i predstavlja rekonekciju linija magnetnog polja (Birn & Priest 2007). Usled diferencijalne rotacije dolazi do namotavanja linija Sunčevog magnetnog polja koje prema Alfvenovoj teoremi:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{B}) = -\Delta \vec{B} = -\mu_0 \sigma \left[\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{v} \times \vec{B} \right] + \mu_0 \epsilon_0 \nabla \times \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad |\vec{E}| \ll |\vec{B}|, \quad \sigma \rightarrow \infty,$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}), \quad (1)$$

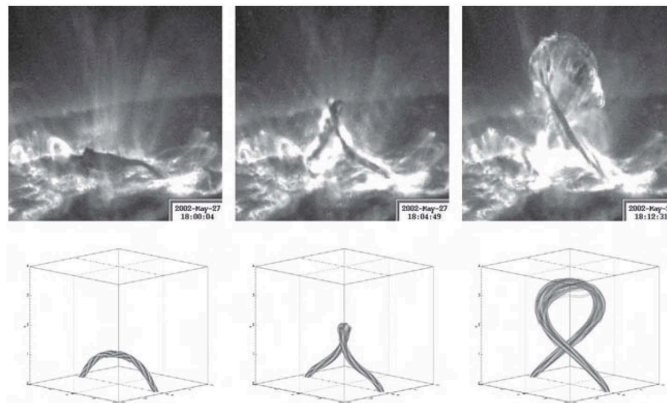
ostaje zamrznuto unutar plazme koju prožima i prati njenu dinamiku. Na taj način dolazi do formiranja većih magnetnih struktura u obliku petlji (slika 2), najčešće vezanih za Sunčeve pege i sačinjenih od helikoidno namotanih ili paralelnih linija kvazi-stacionarnog magnetnog polja. Ovakve strukture mogu biti stabilne duži vremenski period, što se može pokazati koristeći Navije-Stoksovu jednačinu (2) i uvodeći uslove vremenske i prostorne stacionarnosti i zanemarljive površinske gravitacije (\vec{f}):

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \right) \vec{v} = \vec{f} - \nabla \hat{p} + \vec{j} \times \vec{B}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow 0, \quad \vec{v} \approx const, \quad \vec{f} \approx 0,$$

$$\nabla \hat{p} = \vec{j} \times \vec{B} = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} \vec{B} \times \vec{B}, \quad \vec{j} \cdot \nabla \hat{p} = 0, \quad \vec{B} \cdot \nabla \hat{p} = 0, \quad (3)$$

gde je \hat{p} tenzor pritiska, a član $\vec{j} \times \vec{B}$ predstavlja Lorencovu silu sa zanemarenim električnim poljem \vec{E} . Iz izraza (3) sledi da vektori \vec{j} i \vec{B} leže na istoj površi, a normalno na tu površ vektor sile nastale usled gradijenta pritiska $\nabla \hat{p}$. Jedina takva moguća struktura je snop fluksa magnetnog polja ili magnetno uže (eng. *magnetic flux rope*), koje je zakrivljeno u oblik petlje (slika 2).



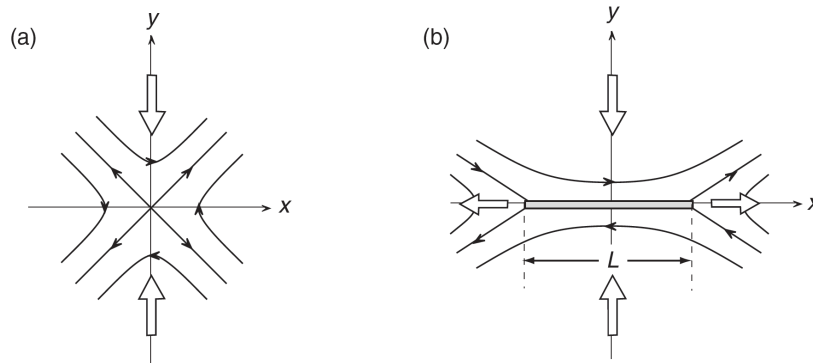
Sl. 2. *Evolucija strukture magnetnog snopa oblika petlje.*

Usled dejstva Lorencove sile dolazi do privlačenja strujnih linija i prema (1), zgušnjavanja linija magnetnog polja sve dok gradijent pritiska ne postane istog intenziteta kao Lorencova sila, što sledi iz (3):

$$\nabla \left[\hat{p} + \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right) \right] = \frac{1}{\mu_0} (\vec{B} \nabla) \vec{B},$$

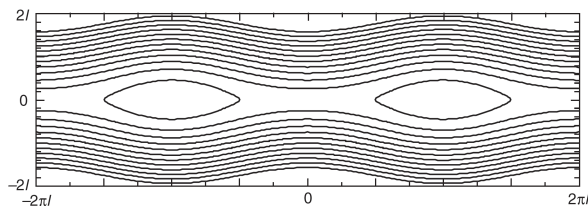
$$\nabla(p_g + p_m) = 0. \quad (4)$$

Drugi član leve strane jednačine (l.s.j.) predstavlja izotropni magnetni pritisak koji je uravnotežen pritiskom fluida, dok član sa desne strane jednačine (d.s.j.) predstavlja magnetni napon nastao usled sile istezanja duž pravca \vec{B} . U plazmi se javljaju različiti oblici nestabilnosti u vidu malih perturbacija koje progresivno rastu u ogromna makroskopska pomeranja, oscilacije i vrtloženja. Samim tim i linije magnetnog polja koje prate evoluciju tih deformacija (1), stvaraju uslove za potencijalnu rekonekciju magnetnih polja. To se najčešće dešava kada se usled makroskopskih kretanja fotosferskog sloja, magnetne petlje vezane za plazmu takođe kreću i dolaze u direktan kontakt sa susednim petljama. Tada dolazi do razmene strujnih tokova fluida (plazme), čemu prethodi formiranje relativno tanke strukture kroz koju prolaze strujne i magnetne linije suprotnih smerova (Aschwanden 2002). Struktura opravdano nosi naziv *strujna površ* ili u ovom specifičnom slučaju *strujna ravan*, jer se usled postojanja gradijenta intenziteta magnetnog polja ∇B javljaju sile koje indukuju gradijentni drift naelektrisanih čestica plazme ka polju većeg intenziteta, odnosno ortogonalno ka strujnoj ravni, tako da se formira tanak (~ 100 m) površinski sloj kroz koji dve struje protiču u suprotnim smerovima (slika 3). Makroskopski tokovi rekonektovanih magnetnih linija i plazme kreću se duž strujne površi usmereno od nje.



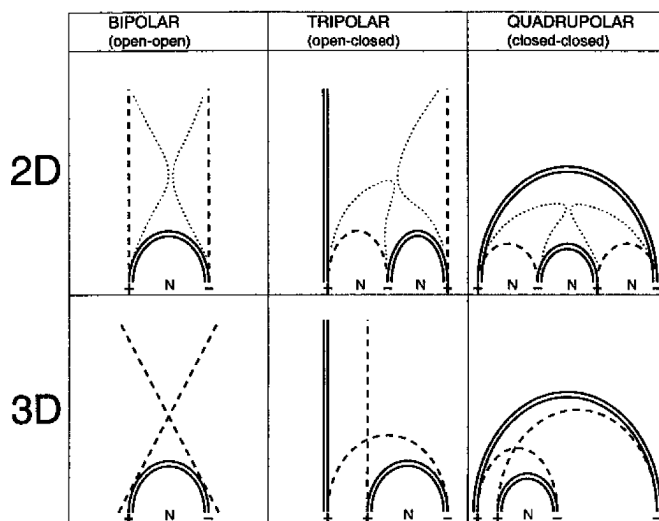
Sl. 3. Poprečni presek strujne ravni neposredno pre (a) i u toku rekonekcije (b). U realnosti ona je rotirana za $\pi/2$ u odnosu na prikazanu.

Nestabilnosti tada nastaju usled pojave otpornosti u samoj plazmi kada prestaje da važi Alfvenova teorema (1), odnosno dolazi do razdvajanja linija magnetnog polja od plazme. To uzrokuje formiranje magnetnih ostrva (2D struktura) ili magnetnih snopova (3D struktura), odnosno regiona nultog magnetnog polja, koji se polako pomeraju duž strujne ravni (slika 4). U samom spektru se takve strukture detektuju kao driftne pulsirajuće strukture o čemu će biti reči kasnije. Ortogonalno kroz magnetne praznine (ostrva) najčešće prolaze veće i duže magnetne petlje koje se izdižu zajedno sa magnetnim ostrvima nakon čijih otvaranja (rekonekcija) dolazi do pojave odbacivanja koronalne materije zarobljene unutar većih magnetnih petlji (slika 1). Javljaju se takođe i drugi oblici nestabilnosti kao što su uvijajuća (eng. *kink mode*) nestabilnost odnosno transverzalne perturbacije magnetne petlje i Kelvin-Helmholcova nestabilnost koja nastaje usled strujanja dva fluida sa relativno različitim (suprotnim) brzinama.



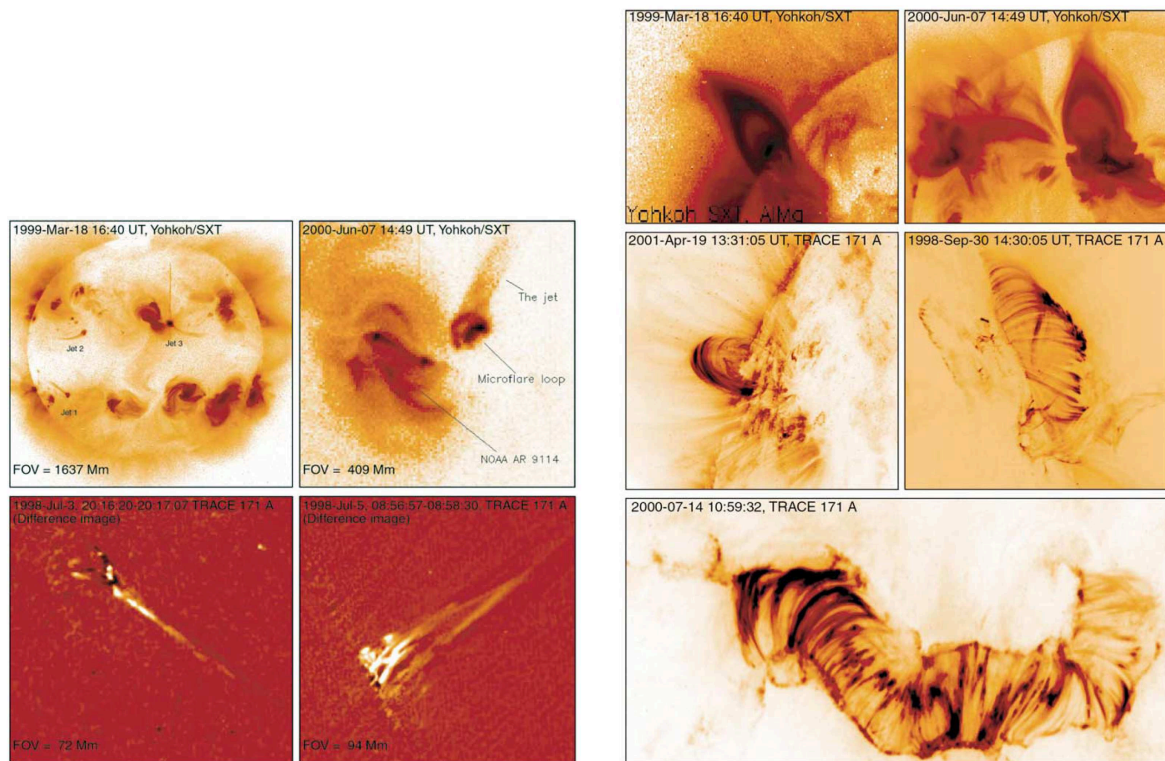
Sl. 4. Raskidne nestabilnosti (eng. tearing mode instabilities) unutar strujne ravni indukuju formiranje regiona nultog magnetnog polja.

Čest oblik rekonekcije jeste bipolarna rekonekcija (slike 5 i 6), jer je potrebna i dovoljna samo jedna magnetna petlja. Polovi petlje (podnožja ili postolja) predstavljaju regione lokalizovane na površini Sunčeve fotosfere. Ne moraju sve magnetne linije biti strogo dipolnog karaktera. Postoje otvorene linije magnetnog polja iz kojih skoro radijalno u odnosu na Sunce ističe ili ponire plazma, a izviru iz polova magnetne petlje. S obzirom da su u pitanju linije suprotno usmerenih magnetnih polja, dolazi do njihovog privlačenja i kontakta. Tada se formira strujna ravan i nastaju prethodno opisane nestabilnosti. Rekonektovane linije se usled kontrakcije spuštaju ka primordijalnoj ili novonastaloj petlji relaksiranih linija polja i formiraju ubrzavajuću magnetnu zamku (magnetno ogledalo) za zarobljene čestice (elektrone), koja, kada dođe u kontakt sa stacionarnom petljom u podnožju, formira udarni talas (Aschwanden 2002). Isti procesi karakterišu i ostale česte tipove rekonekcije, tripolarnu i kvadrupolarnu (slika 5). Realni primer tripolarne rekonekcije prikazan je na slici 6.



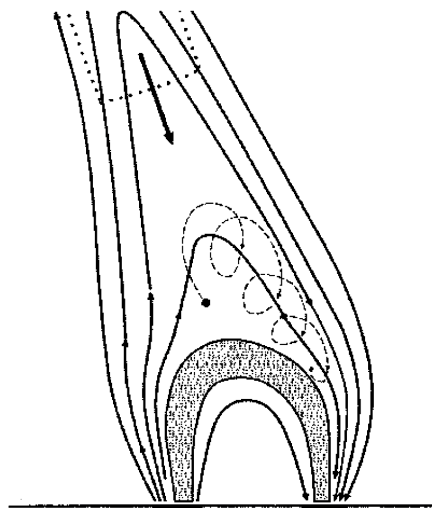
Sl. 5. Dijagram bipolarne, tripolarne i kvadrupolarne rekonekcije respektivno u 2D (gore) i 3D (dole) slučaju.

Magnetne petlje se mogu grupisati tako da izviru i poniru iz istog tipa pola, formirajući na taj način arkade petlji (slika 6).



Sl. 6. Tripolarna rekonekcija sa jednim otvorenim snopom magnetnih linija (levo), bipolarna rekonekcija (gore desno) i formiranje arkade petlji (dole desno).

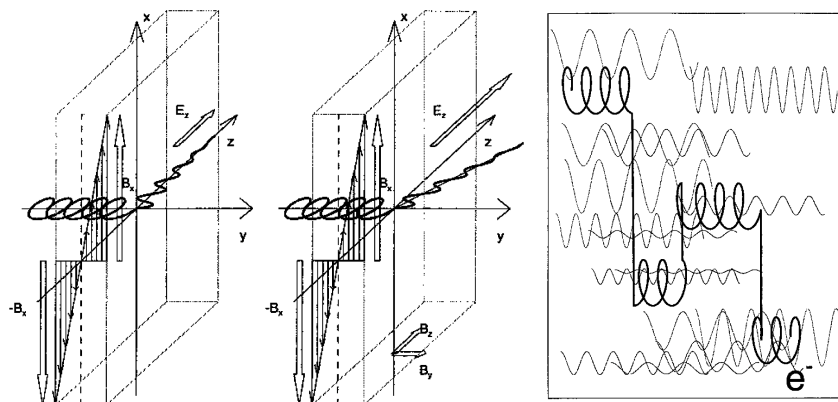
Na dijagramu rekonekcije sa slike 3, evidentan je ulaz plazme normalno na strujnu ravan kako zbog makroskopske dinamike linija magnetnog polja spregnutog sa plazmom usled privlačenja strujnih linija Lorencovom silom, tako i usled gradijentnog drifta čestica plazme na mikroskopskom nivou. Do same rekonekcije dolazi unutar strujne ravni, kada se magnetne linije suprotno usmerenih polja spajaju tako da smer vektora magnetnog polja \vec{B} duž magnetne linije ostaje očuvan, odnosno usmeren ka polu suprotnom od onog iz koga potiče (izvire). Čestice se tada ubrzavaju raznim mehanizmima i zajedničko za sve tipove ubrzanja jeste da se čestice kreću helikoidnim putanjama oko linija magnetnog polja koje svojim kretanjem određuje dinamiku na makroskopskom nivou. To se najviše odnosi na pomenute poniruće magnetne zamke (slika 7), odnosno zatvorene rekonektovane linije magnetnog polja koje se usled tenzije duž same magnetne linije, kontrakuju krećući se u pravcu paralelnom strujnoj ravni. Dakle, indukuju se globalno dva toka materije ka Suncu i od Sunca. Sa posmatračkog aspekta je značajniji tok ka Suncu, jer usled sudara sa stacionarnom petljom na koju tok materije naleće brzinom većom od brzine zvuka koja je definisana za lokaciju sudara, dolazi do formiranja stojećeg udarnog talasa (u odnosu na Sunce). Sama činjenica da dolazi do visokoenergetskih procesa jasno ukazuje na pojavu zračenja širokog spektra (Birn & Priest 2007) koje potiče od čestica ubrzanih u magnetnom polju (sinhrotronsko zračenje ili *magnetobremssstrahlung*) ili u električnom polju jona (zakočno zračenje ili *bremssstrahlung*), što daje veliki broj podataka iz kojih se nakon statističke obrade dobijaju pouzdane informacije o procesima koji karakterišu tok erupcije.



Sl. 7. Radijalno poniruća magnetna zamka (magnetno ogledalo) koja sa sobom nosi orbitirajuće čestice i formira udarni talas (zasenčeni region) pri kontaktu sa petljom relaksiranih magnetnih linija ili primordijalnom petljom.

2.2 Ubrzanje čestica

Naelektrisane čestice plazme se u procesima rekonekcije mogu ubrzati na više načina (Aschwanden 2002) od kojih su najznačajniji: ubrzanje usmerenim DC (eng. *Direct Current*) električnim poljem, stohastičko rezonantno sprezanje helikoidnih putanja čestica sa talasima u plazmi i ubrzanje na udarnom talasu, odnosno Fermijevo ubrzanje prvog i drugog reda. Koliko god bilo slabo, električno polje može imati efektivno dejstvo na ubrzanje čestica usled velikih dimenzija strujne ravni (slika 8). Komponenta električnog polja \vec{E}_\perp normalna na \vec{B} izazvaće $\vec{E}_\perp \times \vec{B}$ drift čestice, dok će paralelna komponenta dovesti do ubrzanja kolinearnog sa \vec{B} , odnosno $m\dot{v}_\parallel = eE_\parallel$.



Sl. 8. DC ubrzanje usmerenim električnim poljem (levo), stohastičko rezonantno ubrzanje čestica elektromagnetnim talasima (desno).

Drugi tip ubrzanja predstavlja rezonancija Larmorove učestanosti čestice $\omega = q|\vec{B}|/\gamma m$ na helikoidnoj putanji (orbiti) i učestanosti elektromagnetnih talasa koji se kreću kroz plazmu (slika 8), pri čemu dolazi do stohastičkog prelaza sa orbite na orbitu. U zavisnosti od faze talasa, javljaju se rezonantne ili anti-rezonantne orbite, ali je sumarni efekat rezonantno povećanje radijusa orbite i brzine čestice sve dok ona ne postane dovoljno velika da se čestica odvoji i nastavi kretanje daleko manje zavisno od polja u kom se nalazi u odnosu na početno stanje.

Za relativistička kretanja najznačajniji je mehanizam ubrzanja na udarnom talasu a izdvajaju se tri podtipa. Normalna komponenta brzine čestice na orbiti oko magnetnih linija, koja prilazi frontu udarnog talasa, odnosno diskontinuitetu fizičkih veličina, naglo se uvećava usled očuvanja magnetnog momenta μ u prvoj aproksimaciji (Gurnett & Bhattacharjee 2005), što sledi iz principa minimalnog dejstva ($\delta S = 0$):

$$L = \frac{m\omega^2 \bar{q}^2}{2} + e\vec{A}\vec{q} - e\varphi(q), \quad S = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} L dt = \text{const}, \quad T = \frac{2\pi}{\omega},$$

$$\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} L dt = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \left[\frac{m\omega^2 q_0^2}{2} \sin^2 \omega t - eA_q \omega q_0 \sin \omega t - e\varphi(q) \right] dt,$$

$$= \frac{m\omega^2 q_0^2}{4} \cdot T + e\varphi T = \text{const}, \quad \frac{\pi m \omega q_0^2}{2} = \text{const}, \quad r_L = q_0,$$

$$J_1 = \frac{\pi m \omega r_L^2}{2} = \frac{m\pi}{e} \cdot \frac{W_\perp}{B}. \quad (5)$$

Velicina J_1 naziva se prva adijabatska invarijanta i predstavlja konstantu kretanja, ukoliko se u prvoj aproksimaciji smatra da je Larmorov period T kretanja čestice po orbiti Larmorovog radijusa r_L konstantan. Tada postoji održanje magnetnog momenta

$$\mu = I \cdot S = \frac{e}{T} \cdot \pi r_L^2 = \frac{e\omega r_L^2}{2} = \frac{e}{\omega m} \cdot W_\perp, \quad \omega = \frac{eB}{m},$$

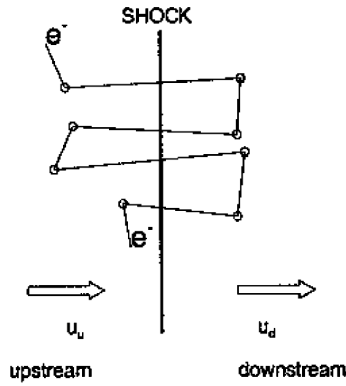
$$\mu = \frac{W_\perp}{B} = \frac{e}{m\pi} \cdot J_1 = \text{const}, \quad (6)$$

gde je sa W_\perp označena kinetička energija kretanja normalno u odnosu na magnetno polje \vec{B} . Usled približnog održanja invarijantnosti magnetnog momenta čestice i skoka u intenzitetu magnetnog polja na udarnom talasu, skok normalne komponente brzine v_\perp je određen sledećim izrazom:

$$\mu = \frac{\frac{1}{2} m v_{\perp,1}^2}{B_1} = \frac{\frac{1}{2} m v_{\perp,2}^2}{B_2}, \quad \frac{B_2}{B_1} \approx 4, \quad \frac{v_{\perp,2}}{v_{\perp,1}} = \sqrt{\frac{B_2}{B_1}} \approx 2. \quad (7)$$

Ubrzanje je dakle ograničeno odnosom $\sqrt{B_2/B_1} \approx 2$, međutim ukoliko se čestica kreće između magnetnih ogledala petlje (unutar magnetne zamke) i pri tom prolazi više puta kroz udarni front, ubrzanje može postati značajno. Drugi i treći podtip se odnose na Fermijevo ubrzanje prvog i drugog reda koje je efikasno samo za brze udarne talase, ali s obzirom da je nadolazeći tok fluida relativistički, i u slučaju erupcija će davati ogroman doprinos ukupnom ubrzanju čestica. Proces ubrzanja drugog reda se ogleda u odbijanju čestice od samog udarnog talasa (magnetnog ogledala u ovom slučaju), pri čemu magnetno polje fronta udarnog talasa čestici predaje impuls. Magnetna linija za koju je vezana orbita čestice se i sama kreće ka udarnom talasu, tako da je odbijanje višestruko (slika 7). Fermijevo ubrzanje prvog reda nastaje kada čestica tokom jednog sudara biva rasejana na udarnom talasu i veliki broj puta prođe kroz njega (slika 9). Uslov potreban za to je nehomogenost plazme udarnog talasa koja nastaje u polju talasnih turbulencija velikog

intenziteta. Stohastičko ubrzanje čestica koje je prethodno opisano, predstavlja slučaj sprezanja orbita čestica sa poljem talasnih turbulencija niskog intenziteta. Fermijevo ubrzanje prvog reda se naziva još i difuzno ubrzanje na udarnom talasu (*diffuse shock acceleration*) i može se modelovati kao interakcija čestice sa oblakom centara rasejanja koji imaju slučajnu raspodelu unutar oblaka, npr. rasejanje čestica na Vistler i Alfvenovim talasima. Konačni sumarni efekat je pozitivna promena energije čestice.

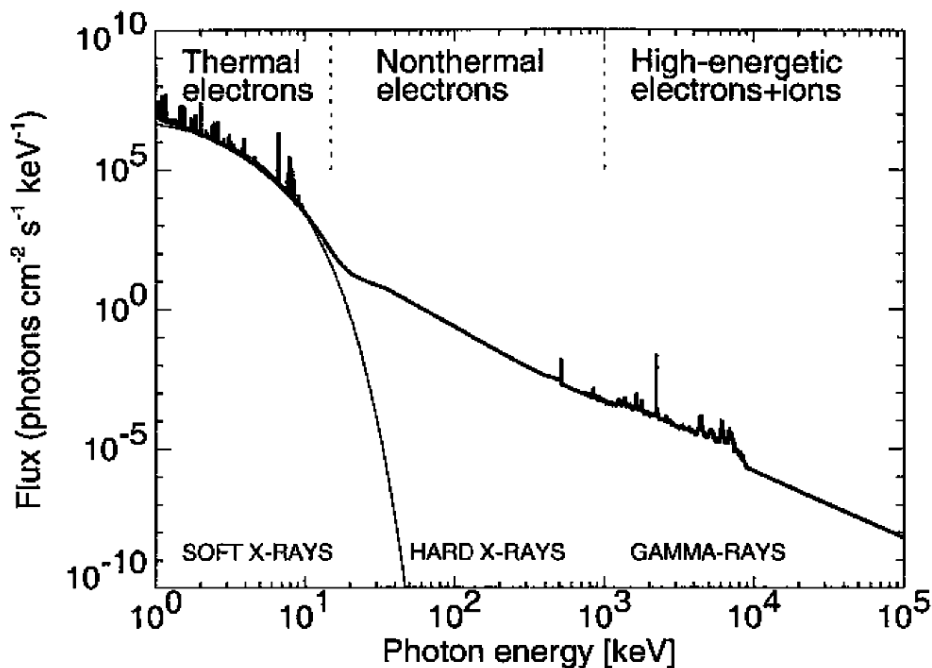


Sl. 9. Kretanje čestice prilikom difuznog ubrzanja na udarnom talasu. Usled talasnih turbulencija dolazi do rasejanja čestice i njenog višestrukog prolaska kroz front udarnog talasa.

2.3 Emisija zračenja

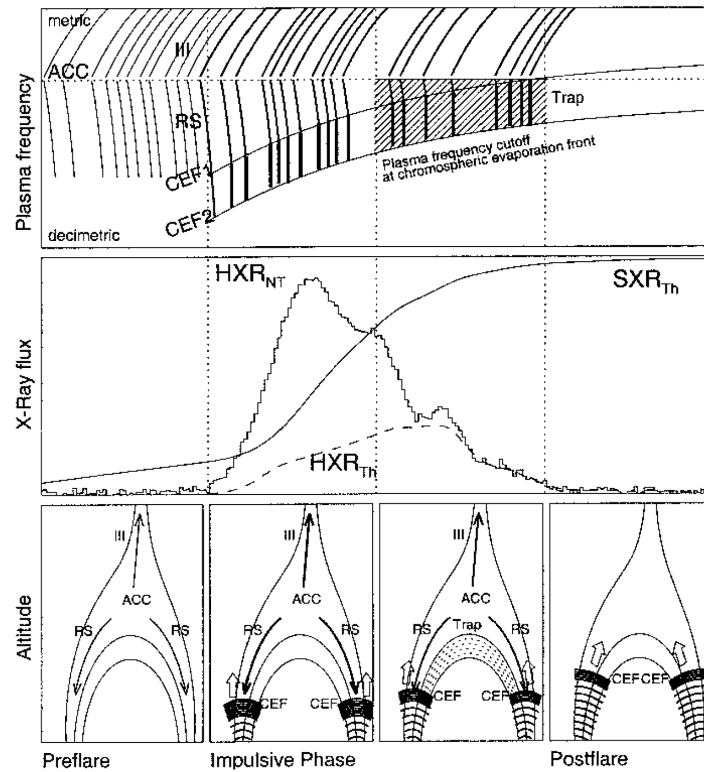
Usled visokih temperatura tipično 10 – 30 MK za sudarne regione i 1 – 2 MK za petlju, termalna komponenta zračenja je prisutna u vidu kontinuuma u celom spektru (Aschwanden 2002; Birn & Priest 2007) ali najviše u ekstremno ultra-ljubičastom (EUV), X i γ području spektra (slika 10). Meko X-zračenje (eng. *SXR - Soft X-Ray*) je najintenzivnije na energijama 1 – 10 keV i predstavlja termalno zakočno zračenje. Zračenje tvrdog X-opsega (eng. *HXR - Hard X-Ray*) je prisutno na energijama 10 keV – 1 MeV i uglavnom je netermalnog porekla, nastalo sudarom relativističkih elektrona netermalne raspodele sa plazmom nižih gušćih slojeva hromosfere u LTR (lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži). Prelom spektra na oko 20 keV nastaje naglim opadanjem krive termalnog zakočnog zračenja sa strane nižih energija i naglim rastom intenziteta usled pozadinskog rasejanja fotona na elektronima sa strane viših energija spektra. Veći deo γ – spektra čini kontinuum sa superponiranim linijama od kojih su specifične: linija nastala zahvatom neutrona ($p^+ + n \rightarrow {}^2\text{H}_1 + 2.223 \text{ MeV}$), linije deekscitacije težih jezgara (${}^{16}\text{O}$, ${}^{31}\text{S}$, ${}^{29}\text{P}$, ${}^{27}\text{Si}$, ${}^{26}\text{Al}$, ${}^{33}\text{Mg}$, ${}^{19}\text{Ne}$, ${}^{21}\text{Na}$) na intervalu 1 – 7 MeV i linija anihilacije parova ($e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$) na 511 keV. Kontinuumu na energijama $> 50 \text{ MeV}$ doprinos daje emisija usled pionskog raspada i inverznog Komptonovog rasejanja. Bitno je napomenuti da u okolini magnetne petlje indukovana električna polja ekscituju elektrone u atomima fotosferskog vodonika (HI), pa se deekscitacijom emituje Balmerova H_α linija.

Evolucija emisionog spektra prikazana je na slici 11. Intenzivno radio-zračenje nastaje usled pobuđivanja plazme snopovima relativističkih čestica (većinom elektrona), pri čemu plazma osciluje i emituje zračenje na karakterističnoj učestanosti definisanoj koncentracijom naelektrisanih čestica $\omega \sim \sqrt{n_e}$.



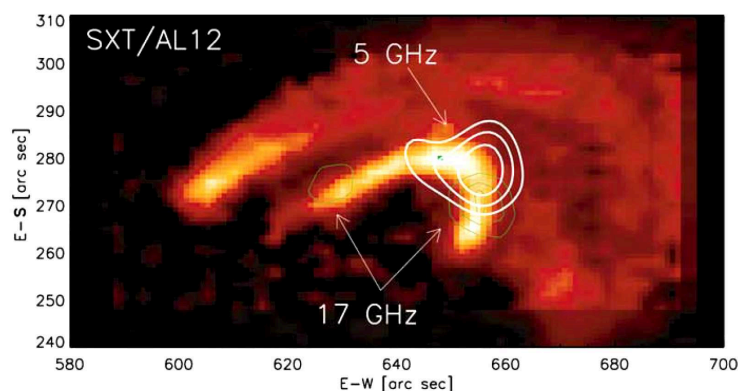
Sl. 10. Spektralna raspodela zračenja emitovanog tokom erupcije.

Kako je učestanost plazme zavisna od koncentracije, a koncentracija raste kontinualno sa visinom u Sunčevoj atmosferi (Aschwanden et al. 2002), vremenski mapiran frekvencioni spektar ove emisije (vevjlet spektar) indirektno opisuje dinamiku plazme. Na osnovu vevjlet spektra radio-zračenja može se lokalizovati i klasifikovati driftujući izvor, odnosno frekvenciona skala spektra se može direktno preslikati u skalu atmosferskih visina. Drift izvora ka nižim učestanostima odgovara kretanju snopa čestica ili plazmoida ka većim visinama i obrnuto. Na slici 11 mesto rekonekcije je označeno sa *ACC*. Neposredno nakon rekonekcije javlja se mikrotalasno i radio-zračenje pobuđene plazme, a može se detektovati i žiro-sinhrotronska ($v \sim 0.3 c$) emisija orbitirajućih relativističkih elektrona (Mészárosová et al. 2009). Snopovi ubrzanih elektrona se spuštaju niz petlju i kada dođu do niskih gustih slojeva, usled sudara sa pozitivnim jonima emituju kolizioni HXR spektar. Na osnovu vremenske razlike nastanka radio i HXR emisije, i visine dobijene iz vevjlet radio-spektra, mogu se odrediti energije čestica i dimenzije erupcije. Kašnjenje je obično ~ 0.1 s, a visina petlje ~ 10000 km. Snopovi magnetno reflektovanih čestica se tada kreću uz petlju i nakon sudara dva snopa čestice se termalizuju (kretanje postaje termalno) i zrače u HXR, nakon čega se postepeno hlade i počinju da zrače (termalno) u SXR opsegu. Usled sudara visokoenergetskih snopova sa gustom hromosferom u podnožju petlje, dolazi do isparavanja plazme i formiranja hromosferskog evaporacionog fronta (eng. *CEF* - *Chromospheric Evaporation Front*) koji se polako izdiže uz petlju. Kako je front veće gustine od lokalne gustine plazme, sprećiće prostiranje zračenja niže učestanosti iz slojeva koje je front prebrisao, što se u radio-spektaru manifestuje kao postepeno pomeranje donje visinske, odnosno gornje frekvencione granice emisije ka nižim učestanostima.



Sl. 11. Evolucija radio-spektra (gore), integralnih HXR i SXR flukseva (sredina), i šematski prikaz dinamike plazme i relativističkih snopova u raznim fazama erupcije.

Slab izvor HXR zračenja nastaje pri sudaru snopova ubrzanih elektrona sa plazmom na samom vrhu magnetne petlje, kada se formira stojeći udarni talas. Ovaj izvor zajedno sa HXR emisijom iz stópa petlje je u korelaciji sa mikrotalasnom emisijom (slika 12), koja označava regione visokoenergetskih interakcija. Trenutak sudara relativističkih snopova sa plazmom najčešće označava nagli skok fluksa u HXR opsegu (slika 11), a to vreme se uzima kao vreme iniciranja najintenzivnijih magnetoakustičkih talasa.



Sl. 12. Kompozitna slika erupcije snimljena u X-opsegu sa superponiranim mapom mikrotalasne emisije na 17 i 5 GHz.

3 MAGNETOAKUSTIČKI TALASI

Turbulencije i oscilacije plazme predstavljaju neizbežne komponente dinamike kompleksnog sistema realne plazme. MHD talasi su tada inicirani koherentnim perturbacijama konstituenata plazme, pri čemu se, u odnosu na prirodu nastanka perturbacije i osobine same plazme, prostiranje poremećaja manifestuje kroz širok spektar različitih varijacija fizičkih parametara. U opštem slučaju talasi mogu biti klasifikovani prema vrsti čestica koje daju najveći doprinos koncentraciji plazme, prema vrsti restitucione sile, kao i u zavisnosti od toga u kolikoj meri je u plazmi prisutno magnetno polje. Tokom erupcija na Suncu oni se mogu prostirati kroz talasovod koji čini magnetna petlja erupcije. Na svom putu modulišu mikrotalasnju i radio-emisiju plazme, što omogućava njihovu detekciju i analizu.

U narednim poglavljima su nakon teorijskog uvoda o dinamici najznačajnijih modova talasa, predstavljeni metodi analize i obrade radio-posmatranja jedne od snažnijih erupcija na Suncu. Objasnjen je način detekcije moduliranih struktura u spektru i data teorijska interpretacija rezultata.

3.1 Magnetohidrodinamika talasa

Najprostiji i za interpretaciju najbitniji slučaj, predstavljaju elektrostatičke oscilacije elektrona pobuđene snopovima relativističkih čestica. Restitucionu silu predstavlja Kulonova sila, pa su oscilacije elektrostatičke prirode i nazivaju se *Langmuirovi* talasi. Od ogromnog su značaja jer izazivaju emisiju elektromagnetnog zračenja na učestanosti koja direktno zavisi od koncentracije naelektrisanih čestica (Rohlf et al. 2009). Raspodela koncentracije sa visinom je definisana atmosferskim modelima (Aschwanden et al. 2002), pa se na osnovu dobijenih teorijskih rezultata i posmatranja efektivno može odrediti visina izvora u atmosferi. Drugi tip potiče od elektrostatičkih talasa jona, koji se mogu manifestovati u vidu pseudo-akustičkih talasa usled kombinovanog dejstva restitucione sile pritiska i Kulonove sile. Treći tip čine elektromagnetni talasi različitih modova u zavisnosti od prisustva magnetnog polja i orijentacije talasnog vektora u odnosu na polje. Poslednji, četvrti tip predstavljaju MHD, odnosno Alfvenovi i magnetoakustički talasi.

3.1.1 Elektromagnetni i Langmuirov mod

Prostiranje EM (elektromagnetnih) talasa kroz plazmu definisano je Maksvelovim jednačinama:

$$\begin{aligned} \nabla \times (\nabla \times \vec{B}) &= \mu \nabla \times \vec{j} + \mu \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{E}, & \nabla \times (\nabla \times \vec{B}) &= -\Delta \vec{B}, & \vec{j} &= \sigma \vec{E}, & \mu &= \mu_r \mu_0, & \epsilon &= \epsilon_r \epsilon_0, \\ \nabla \times (\nabla \times \vec{E}) &= -\frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{B}, & \nabla \times (\nabla \times \vec{E}) &= \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \Delta \vec{E}, & \nabla \cdot \vec{E} &= \frac{-e}{\epsilon_0} (n_{e^-} - n_j) = 0, & n_{e^-} &\approx n_j, \\ \Delta \vec{B} &= \mu \sigma \dot{\vec{B}} + \mu \epsilon \ddot{\vec{B}}, & \Delta \vec{E} &= \mu \sigma \dot{\vec{E}} + \mu \epsilon \ddot{\vec{E}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Ukoliko se EM talas predstavi kompleksnom funkcijom $\vec{A} = \vec{A}_0 e^{i(kx - \omega t)}$, tada se dejstvo parcijalnih izvoda po vremenu i koordinati manifestuje kao

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{A} = -i\omega \vec{A}, \quad \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{A} = -\omega^2 \vec{A}, \quad \frac{\partial}{\partial x} \vec{A} = ik \vec{A}, \quad \frac{\partial^2}{\partial x^2} \vec{A} = -k^2 \vec{A},$$

pa se jednačina (8) nakon smene parcijalnih izvoda može izraziti u obliku dejstva operatora

$$(k^2 - \mu\epsilon\omega^2 - i\omega\mu\sigma) \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{B} \end{pmatrix} = 0.$$

Izraz je jednak nuli samo ako je operator nulti, odakle sledi disperziona relacija:

$$k^2 = \mu\epsilon\omega^2 \left(1 + i\frac{\sigma}{\epsilon\omega}\right). \quad (9)$$

Iz jednačine kretanja naelektrisanih čestica pod dejstvom prinudnih oscilacija EM polja, može se odrediti izraz za provodnost σ :

$$\begin{aligned} m_a \dot{\vec{v}}_a &= q_a \vec{E}, & m_a \vec{v}_a &= q_a \frac{1}{(-i\omega)} \vec{E}, & \vec{v}_a &= i \frac{q_a}{m_a \omega}, \\ \vec{j} &= \sum_a n_a q_a \vec{v}_a = \sum_a i \frac{n_a q_a^2}{m_a \omega} \cdot \vec{E} \approx i \frac{n_e e^2}{m_e \omega} \cdot \vec{E}, & \frac{1}{m_{a \neq e^-}} &\ll \frac{1}{m_{e^-}}, \\ \vec{j} &= i \frac{n_e e^2}{m_e \omega} \cdot \vec{E} \Rightarrow \sigma = i \frac{n_e e^2}{m_e \omega}. \end{aligned} \quad (10)$$

U prethodnom izvođenju zanemareno je učešće jona, jer kao što se vidi iz izraza za gustinu struje \vec{j} , usled mnogo veće mase u odnosu na elektrone, joni su slabo pokretni u smislu doprinosa ukupnoj struji. Provodnost je prema izrazu (10) imaginarna veličina u slučaju plazme, pa su na osnovu Omovog zakona $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, električno polje i gustina struje fazno pomereni za $\pi/2$. Zamenom izraza za provodnost (10) u disperzionu relaciju (9) dobija se

$$k^2 = \mu\epsilon\omega^2 \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}\right), \quad \omega_c = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon m_e}}, \quad \frac{\nu_c}{\text{kHz}} = 8.97 \sqrt{\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}}}. \quad (11)$$

Zajednički parametar definiše prostiranje oba tipa talasa kroz plazmu, i to je sopstvena učestanost plazme ω_c definisana izrazom (11). Ukoliko je učestanost EM talasa jednaka učestanosti plazme, doći će do rezonance, a talasni vektor \vec{k} će težiti nuli. Nakon ekscitacije plazma će nastaviti da osciluje prigušeno na sopstvenoj učestanosti emitujući istovremeno EM zračenje na toj istoj učestanosti. Tako definisane elektrostatičke oscilacije nazivaju se *Langmuirovi* talasi (Gurnett & Bhattacharjee 2005). Drugi važan zaključak se izvodi ukoliko se uzme da je $\omega < \omega_c$, tada je prema (11) vrednost k kompleksna. To je fizički nemoguće, odakle sledi da plazma neće propustiti EM zračenje učestanosti niže od sopstvene. Talasi nižih učestanosti prostiru se kroz plazmu, ali dolazi do eksponencijalnog slabljenja njihove amplitude, dok se EM talasi rezonantne učestanosti slobodno prostiru.

Na osnovu prethodno izvedenih osobina *Langmuirovih* i elektromagnetnih talasa, izvodi se za interpretaciju spektra bitan zaključak:

Z.1 *Plazma pobuđena snopovima čestica tokom erupcije emituje EM zračenje na učestanosti sopstvenih oscilacija koja direktno zavisi od koncentracije elektrona (11), a samim tim i od visine u atmosferi, što pruža mogućnost lokalizacije i određivanja dinamike bilo kakvih aktivnosti u magnetnoj petlji samo na osnovu dinamike struktura vejulet radio-spektra (slika 11).*

3.1.2 *Alfvenov i magnetoakustički mod*

Za razliku od oscilacija plazme uz prisustvo veoma slabog magnetnog polja ili karakteristične orijentacije \vec{k} u odnosu na \vec{B} , talasi u uslovima visoke namagnetisanosti plazme su prema Alfvenovoj teoremi (1) spregnuti sa konstituentima plazme. Magnetno polje zamrznuto u plazmi prati prostirući poremećaj sredine, dejstvujući sopstvenim izotropnim magnetnim pritiskom i komponentom napona usled uzdužnog istežanja magnetnih linija (4). Za kompletan opis nerelativističkog sistema, potrebno je rešavanje skupa MHD jednačina (Gurnett & Bhattacharjee 2005), koje sa jedne strane čine Maksvelove jednačine, a sa druge jednačine mehanike fluida. Plazma se tretira kao naelektrisani fluid, pa je samim tim i jednačini kretanja dodat doprinos Lorencove sile (2). Za opis dinamike MHD talasa dovoljne su četiri jednačine:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{j}_m = 0, \quad (12)$$

$$\rho_m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla \hat{p} + \vec{j} \times \vec{B} = -\nabla \begin{bmatrix} p & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & p \end{bmatrix} - \nabla \begin{bmatrix} \frac{B^2}{2\mu_0} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{B^2}{2\mu_0} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{B^2}{2\mu_0} \end{bmatrix} + \nabla \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{B^2}{\mu_0} \end{bmatrix}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}), \quad R_m = \frac{|\nabla \times (\vec{v} \times \vec{B})|}{|\Delta B / \mu_0 \sigma|} \gg 1, \quad \sigma \rightarrow \infty, \quad (14)$$

$$\frac{d}{dt}(p\rho_m^{-\gamma}) = 0, \quad dQ = TdS = 0. \quad (15)$$

Indeks m označava da se fizička veličina odnosi na materiju. Tako se u jednačinama kontinuiteta (12) i kretanja (13), ρ_m odnosi na gustinu mase. Plazma je razmatrana kao idealan fluid (bez viskoznosti), pa je tenzor hidrodinamičkog pritiska u (13) predstavljen dijagonalnom matricom. Drugi član d.s.j. predstavlja komponentu Lorencove sile koja prema (4), odgovara izotropnom magnetnom pritisku, dok treći član opisuje magnetni napon duž linije magnetnog polja $\vec{B} = B \cdot \vec{e}_z$. Alfvenova teorema (14) formulisana je za slučaj velike vrednosti Rejnoldsovog magnetnog broja R_m , odnosno zanemarljive difuzije linija magnetnog polja kroz fluid. Jednačina stanja (15), opisuje adijabatski sistem za koji se procesi promene parametara usled prostiranja talasa smatraju reverzibilnim i usled dovoljno brzih promena (visoke učestanosti talasa) nema razmene energije sa okolinom.

Perturbacije su definisane kao male periodične oscilacije ($X_1 = X_1^0 e^{i(kx - \omega t)}$) fizičkih veličina, pa su ukupne veličine definisane kao zbir stacionarnog dela (X_0) i perturbacije (X_1)

$$p = p_0 + p_1,$$

$$\rho_m = \rho_{m_0} + \rho_{m_1},$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1,$$

$$\vec{v} = \vec{v}_1.$$

Brzina \vec{v} predstavlja brzinu makroskopskog kretanja plazme, pa je usled vremenske i supstancijalne stacionarnosti komponenta brzine fluida bez perturbacije $\vec{v}_0 = 0$. U režimu prostiranja malih oscilacija, linearizacija jednačina (12), (13), (14) i (15), podrazumeva zanemarivanje malih veličina pri sumiranju, viših stepena varijacije i eliminaciju vremenskih i prostornih izvoda kvazi-stacionarnih veličina, što rezultuje jednačinama čija rešenja predstavljaju različiti MHD talasni modovi:

$$\frac{\partial \rho_{m1}}{\partial t} + \rho_{m0} \nabla \vec{v} = 0, \quad (16)$$

$$\rho_{m0} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \vec{B}_1) \times \vec{B}_0 - \nabla p_1 \quad (17)$$

$$\frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}_0), \quad (18)$$

$$p_1 = \gamma \left(\frac{p_0}{\rho_{m0}} \right) \rho_{m1}. \quad (19)$$

Transformacija u Furijeov domen pojednostavljuje rešavanje sistema jednačina koje sada poprimaju oblik:

$$-i\omega \tilde{\rho}_m + \rho_{m0} i\vec{k} \tilde{\vec{v}} = 0, \quad (20)$$

$$\rho_{m0} (-i\omega) \tilde{\vec{v}} = \frac{1}{\mu_0} (i\vec{k} \times \tilde{\vec{B}}) \times \vec{B}_0 - i\vec{k} \tilde{p} \quad (21)$$

$$-i\omega \tilde{\vec{B}} = i\vec{k} \times (\tilde{\vec{v}} \times \vec{B}_0), \quad (22)$$

$$\tilde{p} = V_S^2 \tilde{\rho}_m, \quad V_S = \sqrt{\gamma \frac{p_0}{\rho_{m0}}}, \quad (23)$$

gde transformisane veličine predstavljaju amplitude oscilacija (indeks 1 je izostavljen), a V_S brzinu prostiranja akustičkih talasa kroz datu sredinu. Smena $\tilde{\rho}_m$ iz (16) u (19), zatim tako dobijenog izraza za amplitudu oscilacije pritiska \tilde{p} u jednačinu (17) i amplitude oscilacija magnetnog polja $\tilde{\vec{B}}$ iz (18) takođe u izraz (17), rezultuje oblikom jednačine (17) izražene samo preko vektora amplitude makroskopskih oscilacija brzine plazme:

$$\omega^2 \tilde{\vec{v}} = V_S^2 \vec{k} (\vec{k} \tilde{\vec{v}}) + \frac{1}{\mu_0 \rho_{m0}} (\vec{k} \times [\vec{k} \times (\tilde{\vec{v}} \times \vec{B}_0)]) \times \vec{B}_0. \quad (24)$$

Proizvoljnim izborom vektora magnetnog polja i orijentacije talasnog vektora

$$\vec{B}_0 = (0, 0, B_0), \quad \vec{k} = (k \sin \theta, 0, k \cos \theta),$$

ne narušava se generalizacija. Smenom u (24) formira se sistem jednačina po komponentama vektora $\tilde{\vec{v}}$:

$$\begin{bmatrix} v_f^2 - V_S^2 \sin^2 \theta - V_A^2 & 0 & -V_S^2 \sin \theta \cos \theta \\ 0 & v_f^2 - V_A^2 \cos^2 \theta & 0 \\ -V_S^2 \sin \theta \cos \theta & 0 & v_f^2 - V_S^2 \cos^2 \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{v}_x \\ \tilde{v}_y \\ \tilde{v}_z \end{bmatrix} = 0, \quad (25)$$

gde je $V_A = B_0 / \sqrt{\mu_0 \rho_{m0}}$ definisano kao Alfvenova brzina, a $v_f = \omega / k$ fazna brzina talasa. Sistem ima netrivialno rešenje samo ako je determinanta sistema (dispersiona relacija) jednaka nuli, odnosno

$$D(k, \omega) = (v_f^2 - V_A^2 \cos^2 \theta) [(v_f^2 - V_S^2 \sin^2 \theta - V_A^2)(v_f^2 - V_S^2 \cos^2 \theta) - (V_S^2 \sin \theta \cos \theta)(V_S^2 \sin \theta \cos \theta)] = 0,$$

odakle se dobijaju tri rešenja:

$${}^{\text{mab}}v_f^2 = \frac{1}{2} \left[V_A^2 + V_S^2 + \sqrt{(V_A^2 - V_S^2)^2 + 4V_A^2V_S^2 \sin^2 \theta} \right], \quad (26)$$

$${}^{\text{mas}}v_f^2 = \frac{1}{2} \left[V_A^2 + V_S^2 - \sqrt{(V_A^2 - V_S^2)^2 + 4V_A^2V_S^2 \sin^2 \theta} \right], \quad (27)$$

$${}^{\text{alf}}v_f^2 = V_A^2 \cos^2 \theta. \quad (28)$$

Rešenja se odnose na fazne brzine Alfvenovih ${}^{\text{alf}}v_f$ (28), brzih magnetoakustičkih ${}^{\text{mab}}v_f$ (26) i sporih magnetoakustičkih talasa ${}^{\text{mas}}v_f$ (27). Iz disperzione relacije (25) sledi da je svojstveni vektor brzine pridružen rešenju (28) za Alfvenove talase

$$\tilde{\vec{v}} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tilde{v}_y \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (29)$$

Smenom ovog rešenja za vektor brzine u (20) i (22), i korišćenjem Maksvelove relacije za ravne talase $i\vec{k} \times \vec{E} = i\omega\vec{B}$, dobijeni su vektori perturbacije magnetnog i električnog polja i gustine:

$$\tilde{\vec{B}} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tilde{B}_y \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \tilde{\vec{E}} = \begin{pmatrix} \tilde{E}_x \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \tilde{\rho}_m = 0, \quad (30)$$

dakle u pitanju su transverzalni nekompresibilni talasi koji se prostiru duž linija magnetnog polja Alfvenovom brzinom. Restitucionu silu predstavlja napon magnetnih linija (13), (4), pa se ponašaju kao mehanički talasi koji se prostiru okidanjem zategnute žice. Pointingov fluks za Alfvenov talas je dat sa

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{B},$$

i uvek je paralelan linijama magnetnog polja, što znači da je bez obzira na orijentaciju talasnog vektora, fluks energije uvek usmeren duž magnetnih linija, odnosno grupna brzina je kolinearna sa vektorom Pointingovog fluksa.

Brzi i spori magnetoakustički talasi sa brzinama datim izrazima (26) i (27) respektivno, predstavljaju prostiranje poremećaja magnetnog polja Alfvenovom brzinom V_A , spregnuto sa prostiranjem akustičkih talasa brzinom zvuka V_S za datu sredinu. Vektor makroskopske brzine oscilacija plazme za slučaj magnetoakustičkog talasa ima komponente i duž talasnog vektora \vec{k} , odnosno magnetoakustički talasi se prostiru kao longitudinalni akustički i transverzalni Alfveni talasi istovremeno. U slučaju talasnog vektora orijentisanog ortogonalno na linije magnetnog polja ($\theta = \pi/2$), fazna brzina sporog i Alfvenovog moda je jednaka nuli, a brzog magnetoakustičkog moda

$${}^{\text{mab}}v_f^2 = \sqrt{V_A^2 + V_S^2},$$

dok su u slučaju $\vec{k} \parallel \vec{B}$ ($\theta = 0$) brzi magnetoakustički i Alfvenov mod ekvivalentni i prostiru se Alfvenovom brzinom V_A , a spori magnetoakustički mod brzinom zvuka V_S .

U cilju dekompozicije perturbacionih vektora brzina, a samim tim i talasnih vektora, radi određivanja bazisa za svaki pojedinačni talasni mod, na osnovu tri dobijene svojstvene vrednosti (26-28) pristupljeno je rešavanju svojstvenog problema operatora u (25). Drugim rečima, izvršena je dekompozicija proizvoljnog MHD talasa po prirodnom (fizičkom) bazisu. Svojstveni problem disperzione matrice \hat{D} iz (25) svodi se na rešavanje sistema jednačina:

$$\hat{D}x^i = \lambda^i x^i, \quad (\hat{D} - \lambda^i \hat{\mathbf{I}})x^i = 0,$$

$$(v_f^2 - V_S^2 \sin^2 \theta - V_A^2 - \lambda^i) x_1^i - (V_S^2 \sin \theta \cos \theta) x_3^i = 0, \quad (31)$$

$$(v_f^2 - V_A^2 \cos^2 \theta - \lambda^i) x_2^i = 0, \quad (32)$$

$$- (V_S^2 \sin \theta \cos \theta) x_1^i + (v_f^2 - V_S^2 \cos^2 \theta - \lambda^i) x_3^i = 0, \quad (33)$$

gde su sa λ^i označene svojstvene vrednosti, a x_1^i , x_2^i , x_3^i predstavljaju komponente svojstvenih trovektora. Svojstveni vektor za $\lambda^{\text{alf}} = v_f^2 - V_A^2 \cos^2 \theta$ se direktno izdvaja i oblika je

$$x^{\text{alf}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (34)$$

Rešavanjem sistema jednačina (31-33) za

$\lambda^{\text{mab}} = v_f^2 - \frac{1}{2} \left[V_A^2 + V_S^2 + \sqrt{(V_A^2 - V_S^2)^2 + 4V_A^2 V_S^2 \sin^2 \theta} \right]$, dobijen je svojstveni vektor za brzi magnetoakustički mod:

$$x^{\text{mab}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{c}{a} \end{pmatrix}. \quad (35)$$

Za $\lambda^{\text{mas}} = v_f^2 - \frac{1}{2} \left[V_A^2 + V_S^2 - \sqrt{(V_A^2 - V_S^2)^2 + 4V_A^2 V_S^2 \sin^2 \theta} \right]$ svojstveni vektor sporog magnetoakustičkog moda je dat kao

$$x^{\text{mas}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{f}{a} \end{pmatrix}. \quad (36)$$

Promenljive a , b , c , f , s predstavljaju vrednosti koje u sistemima jednačina stoje uz komponente svojstvenih vektora i date su kao

$$\begin{aligned} a &= V_S^2 \sin \theta \cos \theta, & b &= {}^{\text{mab}}v_f^2 - V_S^2 \cos^2 \theta, & c &= {}^{\text{mab}}v_f^2 - V_A^2 - V_S^2 \sin^2 \theta, \\ f &= {}^{\text{mas}}v_f^2 - V_A^2 - V_S^2 \sin^2 \theta, & s &= {}^{\text{mab}}v_f^2 - {}^{\text{mas}}v_f^2, & a^2 &= bc. \end{aligned} \quad (37)$$

Vektori (35) i (36) nisu ortonormirani, pa je primenjen Gram-Šmitov (*Gram-Schmidt*) postupak:

$$e^{\text{alf}} = x^{\text{alf}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad e^{\text{mab}} = \frac{x^{\text{mab}} - (e^{\text{alf}}, x^{\text{mab}})e^{\text{alf}}}{\|x^{\text{mab}} - (e^{\text{alf}}, x^{\text{mab}})e^{\text{alf}}\|} = \sqrt{\frac{b}{s}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{c}{a} \end{pmatrix},$$

$$e^{\text{mas}} = \frac{x^{\text{mas}} - (e^{\text{mab}}, x^{\text{mas}})e^{\text{mab}}}{\|x^{\text{mas}} - (e^{\text{mab}}, x^{\text{mas}})e^{\text{mab}}\|} = \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{b+f}{s}\right)^2 + \left(\frac{f(s-c)-a^2}{as}\right)^2}} \begin{pmatrix} 1 - \frac{b+f}{s} \\ 0 \\ \frac{f(s-c)-a^2}{as} \end{pmatrix}.$$

Na taj način dobijeni su svojstveni vektori koji čine prirodan bazis ortonormiranih vektora makroskopskih perturbacija plazme za svaki od tri moda MHD talasa:

$$\begin{aligned} \text{alf} \tilde{\vec{v}} &= \begin{pmatrix} 0 \\ \tilde{v}_y \\ 0 \end{pmatrix}, & \text{mab} \tilde{\vec{v}} &= \sqrt{\frac{b}{s}} \begin{pmatrix} \tilde{v}_x \\ 0 \\ \frac{c}{a} \tilde{v}_x \end{pmatrix}, \\ \text{mas} \tilde{\vec{v}} &= \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{f(s-c) - a^2}{a(s-b-f)} \right)^2}} \begin{pmatrix} \tilde{v}_x \\ 0 \\ \frac{f(s-c) - a^2}{a(s-b-f)} \tilde{v}_x \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (38)$$

Disperziona matrica (25) predstavljena u svojstvenom bazisu (38) uzima oblik

$$\begin{bmatrix} v_f^2 - \frac{1}{2} [V_A^2 + V_S^2 + \sqrt{(V_A^2 - V_S^2)^2 + 4V_A^2 V_S^2 \sin^2 \theta}] & 0 & 0 \\ 0 & v_f^2 - V_A^2 \cos^2 \theta & 0 \\ 0 & 0 & v_f^2 - \frac{1}{2} [V_A^2 + V_S^2 - \sqrt{(V_A^2 - V_S^2)^2 + 4V_A^2 V_S^2 \sin^2 \theta}] \end{bmatrix}.$$

Prednost uvođenja prirodnog bazisa umesto $\{\tilde{v}_x, \tilde{v}_y, \tilde{v}_z\}$, ogleda se u mogućnosti brzog određivanja prisutnih talasnih modova za datu orijentaciju vektora poremećaja u odnosu na magnetno polje. Odnosno proizvoljan vektor brzine inicijalne perturbacije, moguće je razviti po bazisu karakterističnih talasnih modova, a onda na osnovu dobijenog ugla θ odrediti orijentaciju \vec{k} , pa smenom u (20) i (22) formirati vektore poremećaja ostalih fizičkih veličina.

U slučaju $\theta = 0$, svojstveni vektori (38) i disperziona matrica poprimaju prostiji oblik

$$\begin{bmatrix} v_f^2 - V_A^2 & 0 & 0 \\ 0 & v_f^2 - V_A^2 & 0 \\ 0 & 0 & v_f^2 - V_S^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{v}_x \\ \tilde{v}_y \\ \tilde{v}_z \end{bmatrix} = 0. \quad (39)$$

Brzi magnetoakustički i Alfvenov mod su tada inicirani perturbacijom u x - y ravni, ekvivalentni su i prostiru se duž linija magnetnog polja kao transverzalni EM talas (TEM) brzinom V_A . Spori magnetoakustički mod se prostire kao longitudinalni akustički talas brzinom zvuka za datu sredinu V_S .

Kada je $\theta = \pi/2$, dinamika sistema talasa je definisana sa

$$\begin{bmatrix} v_f^2 - (V_A^2 + V_S^2) & 0 & 0 \\ 0 & v_f^2 & 0 \\ 0 & 0 & v_f^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{v}_x \\ \tilde{v}_y \\ \tilde{v}_z \end{bmatrix} = 0, \quad (40)$$

i tada je jedino moguće prostiranje brzih magnetoakustičkih talasa ortogonalno na magnetne linije brzinom $\sqrt{V_A^2 + V_S^2}$ uz istovremenu manifestaciju i akustičke i elektromagnetne prirode.

3.1.3 Interakcija sa plazmom

Interakcija magnetoakustičkih talasa sa plazmom se usled duge periode samih talasa i očuvanja adijabatskih invarijanti, ogleđa u isto tako sporo periodičnoj promeni Larmorove učestanosti ω_L i radijusa r_L , a time i intenziteta emisije čestica na orbiti oko linija magnetnog polja. Razmatrajući najprostiji model ciklotronske emisije zračenja, polazeći od izraza za intenzitet vremenski usrednjenog Pointingovog vektora u aproksimaciji Hercovog dipola (Rohlf et al. 2009) dobija se:

$$\begin{aligned} |\langle \vec{S} \rangle| &= k \frac{q^2 r_L^2 \omega_L^4}{4\pi c^3} \frac{\sin^2 \theta}{r^2}, \quad \omega_L = \frac{qB}{m}, \quad k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}, \\ \frac{mv_{\perp}^2/2}{B} &= \mu = \text{const}, \quad v_{\perp}^2 = \frac{2B\mu}{m}, \quad r_L^2 \omega_L^4 = \omega_L^2 v_{\perp}^2 = 2\mu \frac{q}{m^3} B^3, \\ |\langle \vec{S} \rangle| &= \frac{2\mu k q^4}{4\pi (mc)^3} \frac{\sin^2 \theta}{r^2} \cdot B^3. \end{aligned} \quad (41)$$

Invarijantnost magnetnog momenta μ usled uticaja sporo promenljivog polja (MHD talasa) je očuvana, odakle sledi zavisnost intenziteta Pointingovog fluksa od magnetnog polja (41). Magnetno polje je modulirano magnetoakustičkim talasom, pa je, razmatrajući samo perturbaciju amplitude magnetnog polja za slučaj ravnog talasa i podrazumevajući male oscilacije, izvedena sledeća zavisnost:

$$\begin{aligned} |\langle \vec{S} \rangle| &\cong \frac{2\mu k q^4}{4\pi (mc)^3} \frac{\sin^2 \theta}{r^2} B_0^3 \cdot \left[1 + 3 \frac{B_{\text{am}}}{B_0} \sin \omega_{\text{am}} t \right], \\ B &= B_0 \left[1 + \frac{B_{\text{am}}}{B_0} \sin \omega_{\text{am}} t \right], \quad B_0 \gg B_{\text{am}}, \end{aligned} \quad (42)$$

gde je sa B_{am} označena amplituda perturbacije magnetnog polja erupcije (B_0) pri prolasku MHD talasa. U realnosti situacija je daleko kompleksnija, energije čestica su relativističke, a mehanizam emisije sinhrotronski, međutim modulacija emisije je analogna prethodno opisanom uprošćenom slučaju optički tanke ciklotronske emisije.

Prethodno je rečeno da *Langmuirovi* talasi (elektrostatičke oscilacije elektrona) međusobnim slaganjem modova (l)

$$l + l \longrightarrow t, \quad l + i \longrightarrow l, \quad (43)$$

formiraju elektromagnetnu emisiju (t) na istoj učestanosti (11), koja direktno zavisi od koncentracije plazme. Na taj način je formiran kontinuum. Proces interakcije MHD talasa i plazme se ogleđa u sintezi jon-akustičkog (MHD) moda (i) i *Langmuirovih* oscilacija (l), kada se formiraju modulirane elektrostatičke oscilacije (*Langmuirov* mod) koje međusobnim sprežanjem (43) sintetizuju posmatrani modulirani spektar.

Sve izvedene osobine MHD talasa, kao i opis načina interakcije sa plazmom ukazuju na sledeći zaključak:

Z.2 *Magnetohidrodinamički talasi se prostiru kao spregnuti poremećaji magnetnog, slabog, indukovano električnog polja i polja gustine plazme u vidu tri moda: Alfvenovog, brzog i sporog magnetoakustičnog talasa. Prostirući se kroz magnetnu petlju erupcije, talasi se reflektuju od zidove magnetne tube usled postojanja diskontinuiteta i u gustini i u magnetnom polju, pa se sama petlja ponaša kao talasovod. Periodični granični uslovi dovode do diskretizacije talasnih modova i mogućnosti formiranja stojećih talasa diskretnog spektra. MHD talasi modulišu lokalnu emisiju plazme duž magnetne petlje, što se direktno odražava na spektar u vidu vremenskih oscilacija fluksa na posmatranoj učestanosti koherentno sa prolaskom MHD talasa kroz lokaciju u magnetnoj petlji koja je definisana koncentracijom plazme karakterističnom za tu posmatranu učestanost (11).*

3.2 Kovarijantna MHD teorija

Kovarijantno dejstvo, kao i u nerelativističkom limesu, mora da predstavlja konstantu kretanja nezavisnu od izbora inercijalnog referentnog sistema:

$$S = \int L dt = \int (\vec{p} \cdot \vec{v} - H) dt = \int \vec{p} \cdot d\vec{x} - H dt = - \int p_\mu dx^\mu.$$

U sistemu vezanom za česticu je $p_\mu dx^\mu = mc^2 d\tau$, gde je $d\tau = dt/\gamma$ sopstveno vreme, pa će u bilo kom drugom inercijalnom sistemu važiti

$$S = - \int \frac{mc^2}{\gamma} dt = \int L dt \quad \Longrightarrow \quad L = - \frac{mc^2}{\gamma},$$

gde se Lagranžijan relativističke čestice L može razviti u sledeći oblik:

$$L = \frac{1}{2} \gamma m v^2 - \frac{1}{2} \gamma m c^2 - \frac{1}{2} \frac{m c^2}{\gamma}.$$

Razmatranjem fluida, odnosno polja gustine $\rho(x^\mu)$, uvedena je gustina Lagranžijana \mathcal{L}_m

$$L = \int \mathcal{L}_m \frac{dV}{\gamma} \quad \Longrightarrow \quad \mathcal{L}_m = \frac{1}{2} \gamma^2 \rho v^2 - \frac{1}{2} \gamma^2 \rho c^2 - \frac{1}{2} \rho c^2.$$

Tretirajući čestice kvantno-mehanički (kao skalarno polje $\phi(x^\mu)$), ali uz očuvanje kovarijantnosti izveden je relativistički ekvivalent Šredingerove jednačine ne uzimajući u obzir spin, odnosno Klajn-Gordonova (eng. *Klein-Gordon*) jednačina (Greiner 2000):

$$\begin{aligned} \hat{p}_\mu &= -i\hbar \nabla_\mu = -i\hbar \partial_\mu = -i\hbar \left(\frac{\partial}{\partial(ct)}, \nabla \right), \quad \hat{p}^\mu \hat{p}_\mu \phi = p^\mu p_\mu \phi, \\ \hat{p}^\mu \hat{p}_\mu \phi &= -\hbar^2 \partial^\mu \partial_\mu \phi = -\hbar^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial(ct)^2} - \Delta \right) \phi = -\hbar^2 \square \phi = m^2 c^2 \phi, \\ (\square + \mu^2) \phi &= 0, \quad \mu^1 = \frac{mc}{\hbar}. \end{aligned}$$

Klajn-Gordonova jednačina kao rešenje Ojler-Lagranževog sistema, indukuje gustinu Lagranžijana za relativističke čestice predstavljene skalarnim poljem:

$$\mathcal{L}_{\text{K-G}} = \frac{1}{2} \partial^\mu \phi \partial_\mu \phi - \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2, \quad \mathcal{L}_{\text{K-G}} = \frac{1}{2} \frac{\dot{\phi}^2}{c^2} - \frac{1}{2} (\nabla \phi)^2 - \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2. \quad (44)$$

Modifikovanjem Lagranžijana (dalje u tekstu se misli na gustinu Lagranžijana) fluida

$$\mathcal{L}_m^* = \mathcal{L}_m \cdot \rho c^2 = \frac{1}{2} (\gamma \rho v c)^2 - \frac{1}{2} (\gamma \rho c^2)^2 - \frac{1}{2} (\rho c^2)^2, \quad (45)$$

i transformacijom na osnovu ekvivalentnosti komponenti Lagranžijana (44) i (45):

$$\begin{aligned} \gamma \rho v c &\rightarrow \frac{\dot{\phi}}{c}, \quad \pi_m \rightarrow \frac{\dot{\phi}}{c^2} \equiv \pi, \\ \gamma \rho c^2 &\rightarrow |\nabla \phi|, \quad \mathcal{E} \rightarrow |\nabla \phi|, \\ \rho c^2 &\rightarrow \mu \phi, \quad \mathcal{E}_0 \rightarrow \mu \phi, \end{aligned} \quad (46)$$

gde su π_m i π gustine impulsa fluida i skalarnog polja respektivno, a \mathcal{E} i \mathcal{E}_0 gustine ukupne i energije mirovanja fluida, nakon formiranja tenzora energije-impulsa (eng. *stress-energy* ili *energy-momentum tensor*) za skalarno polje prema opštem izrazu (Mandl & Shaw 2010),

¹Ne mešati ovu oznaku za redukovanu masu sa magnetnim momentom $\mu = W_\perp/B$.

$$T^{\mu\nu} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)} \partial^\nu \phi - \mathcal{L} \eta^{\mu\nu}, \quad T_{\text{K-G}}^{\mu\nu} = \partial^\mu \phi \partial^\nu \phi - \frac{1}{2} (\partial^\mu \phi \partial_\mu \phi - \mu^2 \phi^2) \eta^{\mu\nu}, \quad (47)$$

inverznom transformacijom su određene komponente tenzora energije-impulsa za relativistički fluid. Razmatrana je dinamika u prostoru Minkovskog gde je metrički tenzor dat relacijom:

$$\eta^{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Komponenta tenzora energije-impulsa koja se odnosi na gustinu energije Klajn-Gordonovog polja data je relacijom

$$T_{\text{K-G}}^{00} = \frac{1}{2} \frac{\dot{\phi}^2}{c^2} + \frac{1}{2} (\nabla \phi)^2 + \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 = \mathcal{H}_{\text{K-G}}, \quad (48)$$

i prema (46) i (45) se može preslikati u ekvivalentnu komponentu tenzora energije-impulsa za relativistički fluid:

$$T_{\text{m}}^{00} = \frac{1}{2} \gamma^2 \rho v^2 + \frac{1}{2} \gamma^2 \rho c^2 + \frac{1}{2} \rho c^2 = \gamma^2 \rho c^2, \quad T_{\text{m}}^{00} = \mathcal{H}_{\text{m}} = \rho v^0 v^0. \quad (49)$$

Trovezorske komponente tenzora Klajn-Gordonovog polja koje se odnose na fluks energije $\times c^{-1}$ odnosno gustinu impulsa $\times c$, dobijene prema (47), i njima ekvivalentne komponente tenzora relativističkog fluida dobijene transformacijama (46) date su relacijama

$$T_{\text{K-G}}^{0i} = \frac{1}{c} \dot{\phi} \partial_i \phi - \mathcal{L}_{\text{K-G}} \eta^{0i} = \frac{1}{c} \dot{\phi} \nabla \phi \quad \longrightarrow \quad T_{\text{m}}^{0i} = T_{\text{m}}^{i0} = \gamma^2 \rho v^i c. \quad (50)$$

Na osnovu (49) i (50), dobijen je opšti izraz za komponente tenzora energije-impulsa relativističkog fluida

$$T_{\text{m}}^{\mu\nu} = \rho v^\mu v^\nu. \quad (51)$$

Pored makroskopskog kretanja fluida (51), postoje i unutrašnji stepeni slobode, odnosno mikroskopsko kretanje opisano termodinamikom sistema. Tenzor energije-impulsa za idealan relativistički fluid (bez viskoznosti i površinskog napona), u sistemu makroskopskog mirovanja fluida predstavljen je matricom (Hobson et al. 2006)

$$T_{\text{m}}^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \rho c^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p \end{pmatrix},$$

gde je tenzor izotropnog pritiska p Euklidskog prostora, integrisan u prostorni deo tenzora energije-impulsa prostora Minkovskog. Tenzor se može zapisati i u obliku jednačine

$$T_{\text{m}}^{\mu\nu} = \left(\rho + \frac{p}{c^2} \right) v^\mu v^\nu - p \eta^{\mu\nu}, \quad (52)$$

koja s obzirom da važi u sistemu mirovanja fluida, mora važiti i u bilo kom drugom inercijalnom referentnom sistemu (Hobson et al. 2006).

Z.3 Razmatranjem skalarnog Klajn-Gordonovog polja, izveden je tenzor energije-impulsa fluida i time pokazano da se polje gustine $\rho(x^\mu)$ može tretirati kao kvadrat norme masivnog skalarnog polja $\phi(x^\mu)$, koji predstavlja gustinu verovatnoće nalaženja čestice redukovane mase μ u tački prostor-vremena definisanoj koordinatama četvorovektora x^μ .

Lagranžijan elektromagnetnog (EM) polja, podrazumevajući i interakciju sa naelektrisanim česticama (plazme), dat je izrazom (Mandl & Shaw 2010)

$$\mathcal{L}_{\text{EM}}^{\mu\nu} = -\frac{1}{4\mu_0}F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta} - A_\beta J^\beta, \quad A_\beta = \left(\varphi/c, -\vec{A}\right), \quad J^\beta = \left(\frac{\rho c}{j}\right), \quad (53)$$

gde su A_β i J^β , kovarijantan četvorovektor polja i kontravarijantan četvorovektor gustine struje respektivno, a njihov skalarni proizvod u izrazu (53) predstavlja interakcioni član. Slobodni član (prvi sa d.s.j. (53)) se odnosi na slobodno kretanje EM talasa i definisan je tenzorom EM polja datim matricom

$$F_{\alpha\beta} = \partial_\alpha A_\beta - \partial_\beta A_\alpha = \begin{pmatrix} 0 & E_x/c & E_y/c & E_z/c \\ -E_x/c & 0 & -B_z & B_y \\ -E_y/c & B_z & 0 & -B_x \\ -E_z/c & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} = \eta_{\alpha\lambda}\eta_{\beta\sigma}F^{\lambda\sigma}. \quad (54)$$

Tenzor energije-impulsa za EM polje izveden je koristeći Lagranžijan EM polja (53) u opštem izrazu (prva jednačina u (47)) za tenzor, i nakon simetrizacije dobija oblik:

$$T_{\text{EM}}^{\mu\nu} = \frac{1}{\mu_0} \left[F^{\mu\beta}F_\beta^\nu + \frac{1}{4}F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta}\eta^{\mu\nu} \right]. \quad (55)$$

Ukupan tenzor energije-impulsa sistema naelektrisanog fluida (plazme) i EM polja dat je kao zbir tenzora pojedinačnih sistema (plazma + EM polje):

$$T^{\mu\nu} = \left(\rho + \frac{p}{c^2}\right)v^\mu v^\nu - p\eta^{\mu\nu} + \frac{1}{\mu_0} \left[F^{\mu\beta}F_\beta^\nu + \frac{1}{4}F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta}\eta^{\mu\nu} \right]. \quad (56)$$

Primenom Neterine (eng. *Noether*) teoreme $\partial_\mu J^\mu = 0$ nastale kao posledica simetrije dejstva na prostor-vremenske translacije, kada u slučaju skalarnog polja Neterinu struju J^μ predstavlja tenzor energije-impulsa sistema $T^{\mu\nu}$, izvedene su jednačine kretanja:

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = \partial_\mu T_{\text{m}}^{\mu\nu} + \frac{1}{\mu_0} \partial_\mu F^{\mu\beta}F_\beta^\nu = \partial_\mu T_{\text{m}}^{\mu\nu} - f^\nu = 0, \quad \left(f^\nu = J^\beta F_\beta^\nu, \quad \partial_\mu F^{\mu\beta} = \mu_0 J^\beta\right). \quad (57)$$

Poslednja jednačina u prethodnom izrazu predstavlja kovarijantan zapis prve dve Maksvelove jednačine, a f^ν predstavlja četvorovektor Lorencove sile koja deluje na jediničnu zapreminu plazme. Rešavanje je uprošćeno uvođenjem kontrakcije jednačine (57) izrazom v_ν/c^2 sa desne strane

$$\begin{aligned} \partial_\mu T^{\mu\nu} \frac{v_\nu}{c^2} &= \partial_\mu(\rho v^\mu) + \frac{p}{c^2} \partial_\mu v^\mu - \frac{\rho ch}{c^2} v^\beta F_\beta^\nu v_\nu = 0, \quad J^\beta F_\beta^\nu \frac{v_\nu}{c^2} = \frac{\rho ch}{c^2} v^\beta F_\beta^\nu v_\nu = 0, \\ \partial_\mu(\rho v^\mu) + \frac{p}{c^2} \partial_\mu v^\mu &= 0 \quad \implies \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{j} = 0, \quad \left(\beta = \frac{p}{B^2/2\mu_0} \rightarrow 0, \quad \rho(\vec{x}) = \text{const.}\right). \end{aligned} \quad (58)$$

Izraz (58) predstavlja kovarijantnu jednačinu kontinuiteta (Hobson et al. 2006), koja se u aproksimaciji niskog termodinamičkog pritiska plazme svodi na klasičan oblik. Koristeći relaciju (58) pri rešavanju Neterine teoreme (57) bez uvođenja kontrakcije, dobijena je kovarijantna jednačina kretanja plazme

$$\left(\rho + \frac{p}{c^2}\right)(\partial_\mu v^\nu)v^\mu = \partial_\mu p \left(\eta^{\mu\nu} - \frac{1}{c^2}v^\mu v^\nu\right) + f^\nu, \quad (59)$$

koja u nerelativističkom limesu ima oblik Navije-Stoksove jednačine za idealan fluid, odnosno oblik Ojlerove jednačine (13).

3.3 Analiza i obrada posmatranja

Spektar mikrotalasne radio-emisije (0.8 – 2 GHz) nastao tokom erupcije većeg intenziteta iz 2001. godine, dobijen je posmatranjem Sunca radio-teleskopom Astronomskog instituta u Ondrejovu (Češka republika). Prijemnik je višekanalni (256 kanala), pa pruža mogućnost istovremenog snimanja signala (vremenskih serija) u frekvencionom opsegu sa rezolucijom $\Delta\nu = 4$ MHz. Usled visoke temperature po sjaju, potrebno i dovoljno vreme integracije je prema izrazu za graničnu osetljivost detektora (Rohlfs et al. 2009)

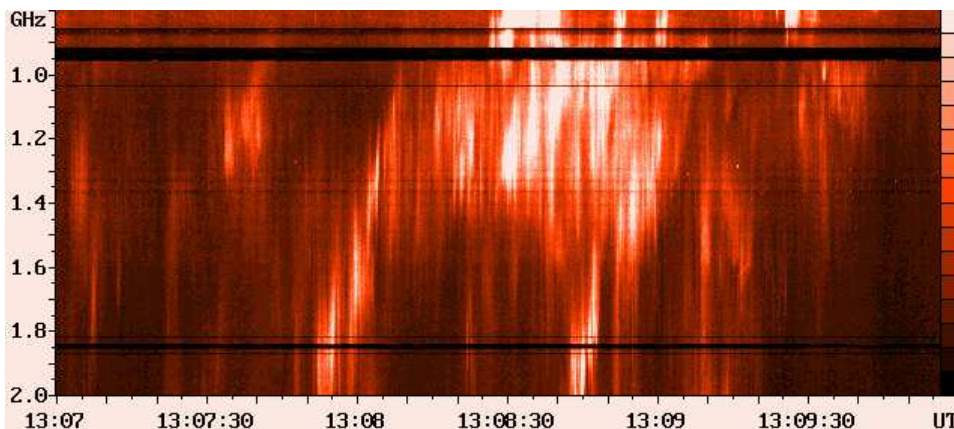
$$\frac{\Delta T}{T_{\text{sys}}} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\Delta\nu \tau_{\text{int}}}}, \quad \Delta T \sim T_{\text{sys}}, \quad (60)$$

svedeno na veoma malu vrednost $\tau_{\text{int}} = 100$ ms. Na taj način omogućeno je snimanje vremenski mapiranog spektra (mikrotalasnog vejevlet spektra), rezolucije $\Delta\nu = 4$ MHz sa vremenskim korakom $\tau_{\text{int}} = 100$ ms. Vejevlet radio-spektar dobijen sa takvom rezolucijom, prema **Z.1** i **Z.2**, pruža kompleksan opis dinamike čestica i talasa tokom erupcija na Suncu. Specifičan programski kod i aplikacija za spektralnu (vejevlet i FFT), statističku analizu i digitalnu obradu signala, razvijeni su kako bi se naprednim metodama obrade dobili statistički opravdani rezultati.

Nakon razmatranja posmatranog mikrotalasnog (radio) vejevlet spektra, dat je opis korišćenih metoda analize i obrade vremenskih serija: vejevlet analize i digitalne obrade signala. Prezentovani su dobijeni rezultati i opisane metode određivanja MHD parametara plazme i dinamičkih procesa. Na kraju je data teorijska interpretacija visokoenergetskih procesa i detektovane modulacije MHD talasa.

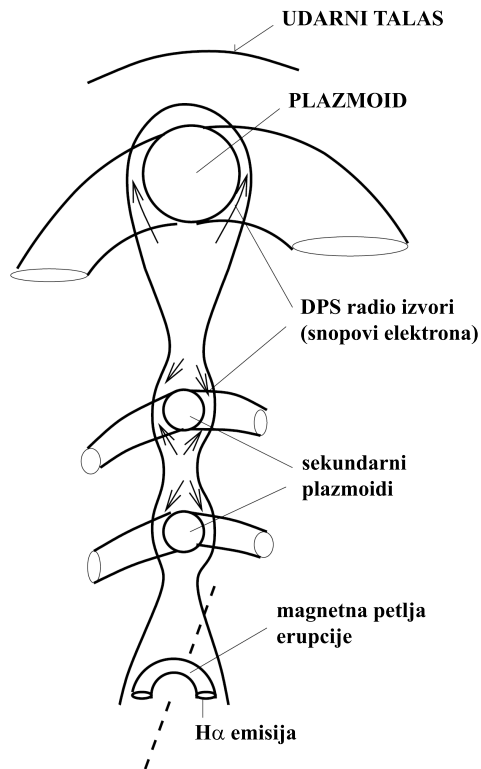
3.3.1 Analiza mikrotalasnog spektra

Segment mikrotalasnog vejevlet spektra koji se odnosi na posmatranu erupciju prikazan je na slici 13. Strukture u spektru nastale su interakcijom snopova ubrzanih elektrona i protona sa plazmom, odnosno pobuđivanjem oscilacija plazme koje rezultuju mikrotalasnom i radio-emisijom na karakterističnoj učestanosti plazme (Mészárosová et al. 2009).



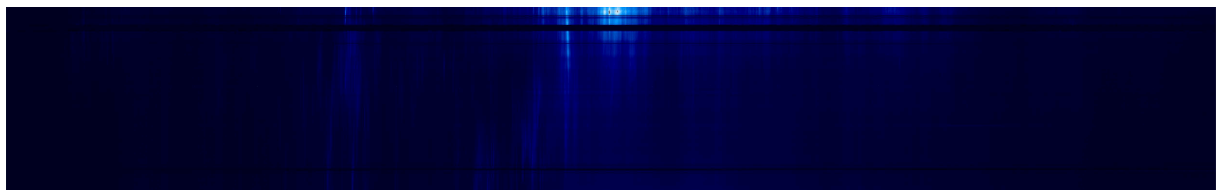
Sl. 13. Segment mikrotalasnog vejevlet spektra (vremenski mapiranog frekvencionog spektra) erupcije iz 2001. godine, posmatran radio-teleskopom Solarnog odseka Astronomskog instituta u Ondrejovu.

Spektar se sastoji od različitih vidova vlaknastih, skoro vertikalnih struktura (eng. *fiber bursts*), koje nastaju interakcijama relativističkih snopova čestica sa plazmom, radijalno u smeru ka ili od fotosfere. Ovi snopovi u zavisnosti od energija mogu predstavljati ili makroskopske strujne tokove koji nošeni procesom rekonekcije napuštaju strujnu ravan (slika 3) ili snopove različitim mehanizmima ubrzanih čestica.



Sl. 14. Usled cepajućih nestabilnosti (*tearing mode instability*) formirani su sekundarni plazmoidi koji nose sa sobom sekundarne magnetne petlje.

emisija plazme nastala mehanizmom sprezanja *Langmuirovih* talasnih modova (43). Prikaz mikrotalasnog vejevlet spektra za ceo interveal posmatranja dat je na slici 15. Oscilacije izrazito dugih perioda prisutne su u spektru na globalnom nivou i mogu se detektovati analizom vremenskih serija na pojedinačnim učestanostima (slika 16). Ukazuju na prisustvo magnetoakustičnih talasa perioda $T > 500$ s, a pouzdan način detekcije i potvrde predstavlja vejevlet analiza vremenskih serija.



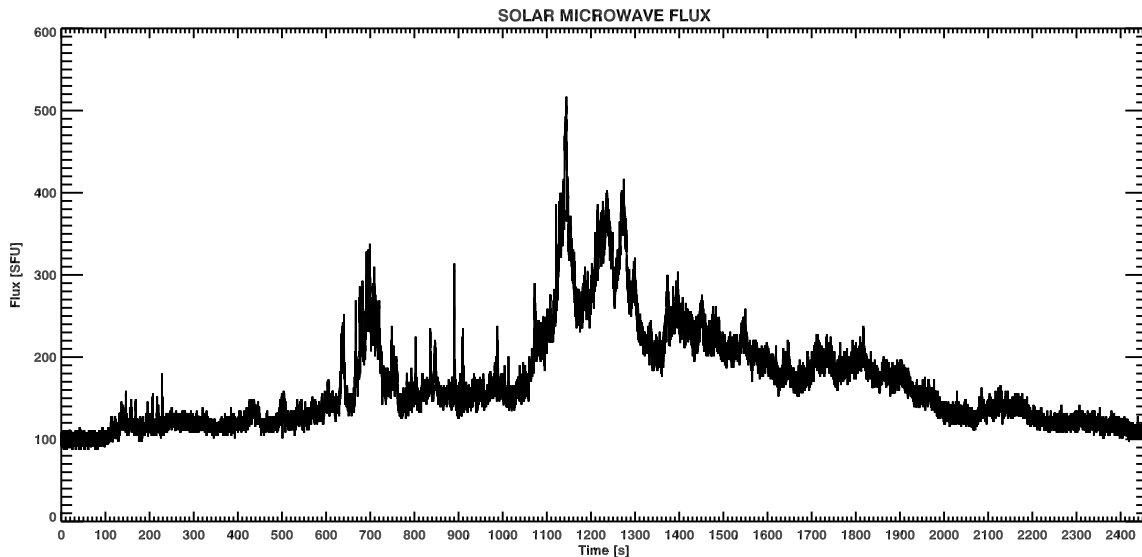
Sl. 15. Mikrotaladni vejevlet spektar za ceo vremenski interval posmatrane erupcije. Vlaknaste strukture dominiraju spektrom.

Kompleksnije, driftne pulsirajuće strukture (eng. *DPS - Drifting Pulsating Structure*) detektovane su u intervalu 13:07:50-13:09:00 UT i predstavljaju gusto pakovana vlakna koja nastaju i nestaju na određenim učestanostima, a sa vremenom pulsiraju i driftuju ka nižim frekvencijama. Fenomen se odnosi na periodična ubrzanja elektrona duž strujne ravni u okolini tačaka rekonekcije (X tačaka ukrštanja magnetnih linija) ispred i iza plazmoida (magnetnih ostrva) na konačnom opsegu visina \equiv učestanosti, što ostavlja otisak pulsacija u spektru (Karlický & Bárta 2004). Na taj način snopovi ubrzanih elektrona u interakcijama sa plazmom formiraju strukture gusto pakovanih intenzivnih vlakana u spektru. Plazmoidi predstavljaju lokalizovano zgušnjene plazme i asociirani su sekundarnim magnetnim petljama koje prolaze kroz magnetna ostrva u strujnoj ravni rekonekcije (slika 14).

Mogu se javiti i spektri sa intenzivnim kontinuumom prisutnim u celom frekvencionom opsegu, koji odgovaraju sinhrotronskoj emisiji. U slučaju posmatranog spektra (slika 13), u pitanju je

3.3.2 Vejvlet analiza

Do sada je analiziran mikrotalasni vejvlet spektar na osnovu koga je utvrđena priroda i dinamika procesa, međutim za detekciju magnetoakustičkih talasa korišćena je vejvlet analiza vremenskih serija (Torrence & Compo 1998) na svakoj od 256 pojedinačnih učestanosti mikrotalasnog vejvlet spektra. Tako dobijeni vejvlet spektar odnosi se na vremensku lokalizaciju, ali ne mikrotalasnog kao što je prethodno bio slučaj, već spektra oscilacija fluksa sa vremenom na jednom izolovanom frekvencionom kanalu. Na slici 16 prikazan je signal, odnosno vremenska serija na kanalu sa frekvencijom $\nu = 1152$ MHz.



Sl. 16. Vremenska zavisnost fluksa mikrotalasnog emisije na učestanosti 1152 MHz. Fluks je izražen u jedinicama SFU (eng. Solar Flux Unit), $1 \text{ SFU} = 10^{-22} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ Hz}} = 10^4 \text{ Jy}$. Tekst na graficima je na engleskom jeziku zbog očuvanja univerzalnosti grafičkog interfejsa programa za analizu i obradu koji je razvio autor ovog rada.

Vremenska serija sa slike 16 je razvijena u bazis skaliranih i transliranih Morleovih (*Morlet*) funkcija (eng. *mother wavelet*) sa talasnim brojem (parametrom) $p = 6$. Oblik kontinualnih transformacija i korišćenog bazisa je dat tabelarno.

$W(s, b) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \frac{1}{\sqrt{ s }} \psi^* \left(\frac{t-b}{s} \right) dt$	$\psi \left(\frac{t-b}{s} \right) = \sqrt{\frac{\Delta t}{s}} \psi_0 \left(\frac{t-b}{s} \right)$
$\psi_0 \left(\frac{t-b}{s} \right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\omega_0(t-b))^2}{2}} e^{ip\omega_0(t-b)}$	$\omega_0 = \frac{2\pi}{s}$

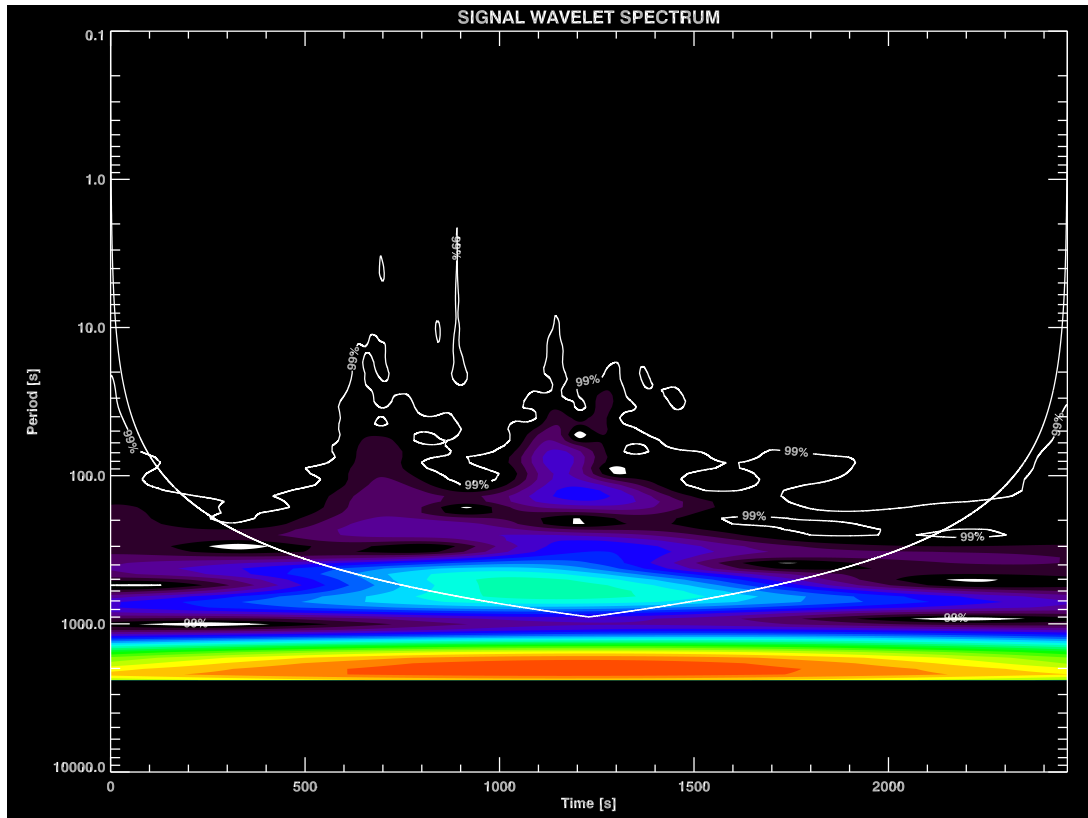
Tabela 1: Vejvlet transformacija i parametri funkcija bazisa.

U tabeli su: s parametar skaliranja (dilatacije), b parametar translacije, t je vreme, $f(t)$ funkcija nad kojom se vrši transformacija (signal), $\psi^* \left(\frac{t-b}{s} \right)$ normalizovana i konjugovana vejvlet funkcija $\psi_0 \left(\frac{t-b}{s} \right)$. Vejvlet transformacija u diskretnom obliku predstavljena je kao

$$W_n(s) = \sum_{n=0}^{N-1} f(n) \psi^* \left(\frac{(n-n')\Delta t}{s} \right), \quad (61)$$

gde je N ukupan broj diskretnih uzoraka vremenske serije, n' redni broj uzorka u odnosu na koga je vejllet funkcija translirana, i Δt vremenska rezolucija. Vejllet transformacija dakle predstavlja konvoluciju vremenske serije sa funkcijama bazisa, međutim umesto konvolucije u vremenskom domenu, vrši se FFT (eng. *Fast Fourier Transform*) konvolucija, odnosno multiplikacija FFT spektara signala i bazisne vejllet funkcije, čime se postiže daleko brža transformacija.

Vejllet spektar snage signala, određen je kao kvadrat amplitude $|W_n(s)|^2$ i prikazan je na slici 17. U spektru su linijama obuhvaćene komponente sa verovatnoćama manjim od 0,1% (regioni sa intervalom poverenja većim od 99,9%), odnosno komponente koje se svojim intenzitetom izdvajaju iz crvenog šuma.



Sl. 17. *Vejllet spektar vremenske serije na učestanosti $\nu = 1152$ MHz. Na apscisi je vremenska skala, a na ordinati skala periode oscilacija fluksa. Interval poverenja je prema modelu crvenog šuma 99.9 %.*

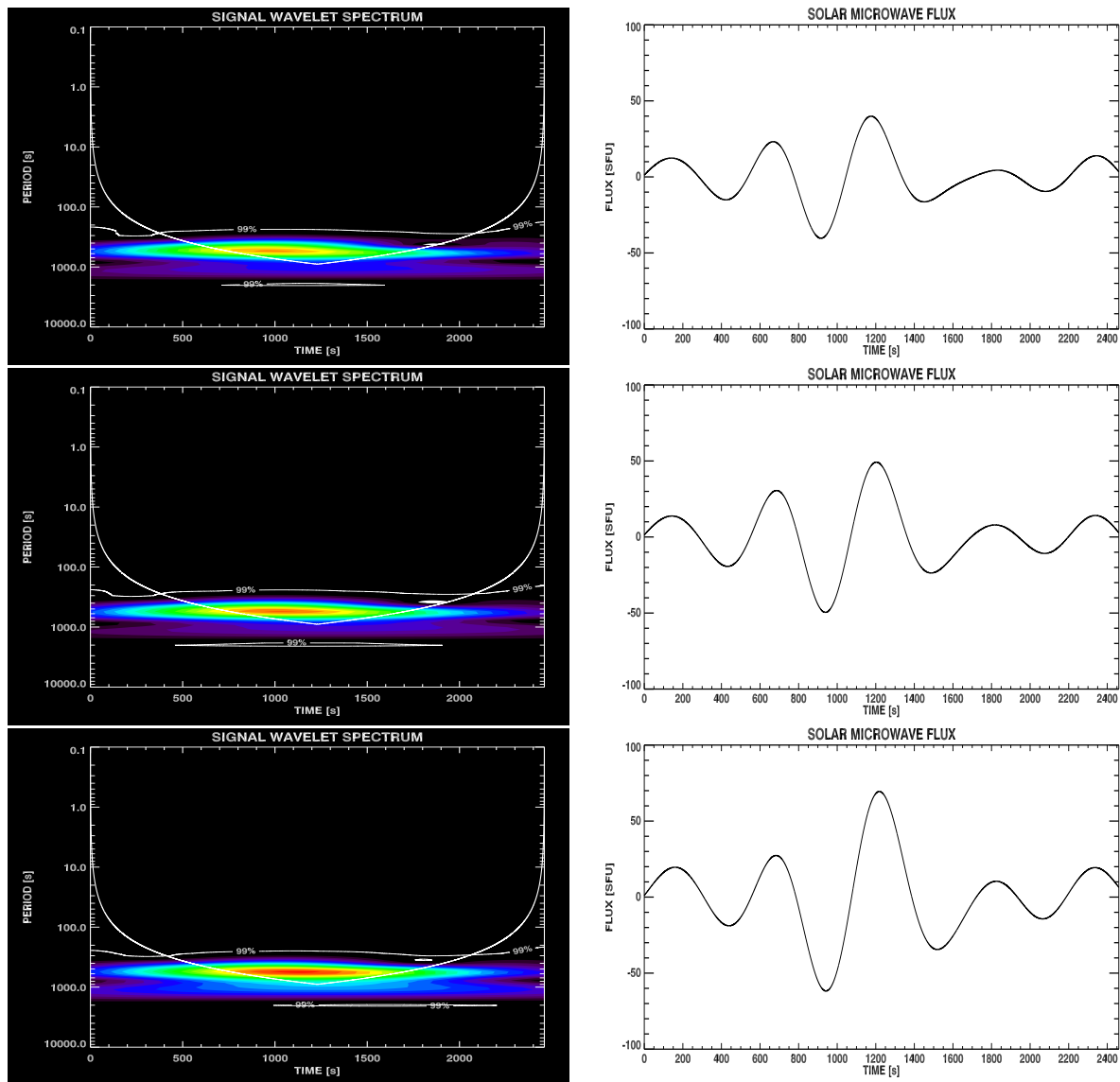
Usled kružne konvolucije javlja se efekat krajeva, odnosno nepouzdanost komponenti vejllet spektra u početnim i krajnjim oblastima. Sa smanjenjem periode funkcija bazisa i kružna konvolucija je manja, pa odatle sledi karakterističan oblik konusa uticaja (eng. *COI - Cone of Influence*) predstavljen graničnom linijom u spektru. Komponente spektra ispod ovog konusa se ne mogu smatrati potpuno pouzdanim.

Najintenzivnija oblast spektra sa periodama većim od 1000 s, potiče od vremenski konstantnog ili izuzetno sporo-promenljivog pozadinskog kontinuuma. Najznačajniju strukturu predstavlja oblast spektra karakterističnog oblika punoglavca (eng. *tadpole*) sa telom na srednjoj periodu $T \approx 550$ s (glavni talasni mod). Ovakve strukture su dobijene i kao rezultat simulacije prostiranja MHD talasa kroz plazmu (Nakariakov et al. 2004), a detektovane u mikrotalasnom radio-spektru (Mészárosová al. 2009). Glavni talasni mod predstavlja otisak dugoperiodičnog magnetoakustičkog talasa. Vejllet analizom vremen-

skih serija na ostalim frekvencionim kanalima potvrđeno je da je glavni mod prisutan u celom mikrotalasnom spektru, i pokazano da polako driftuje ka nižim učestanostima (slika 18), što ukazuje na to da je u pitanju magnetoakustički talas koji se kreće kroz magnetnu petlju ka višim slojevima atmosfere.

3.3.3 Digitalna obrada signala

Iz vejevlet spektra je primenom visokopropusnog FIR (eng. *High-Pass Finite Impulse Response*) filtra sa $T_{\text{cutoff}}^{\text{HP}} = 1500$ s i niskopropusnog (*Low-Pass*) sa $T_{\text{cutoff}}^{\text{LP}} = 400$ s izdvojen samo glavni mod metodom FFT konvolucije (Smith 1997). Dinamika glavnog moda prikazana je na slici 18, odakle se može uočiti spori frekvencijski drift ka nižim učestanostima.

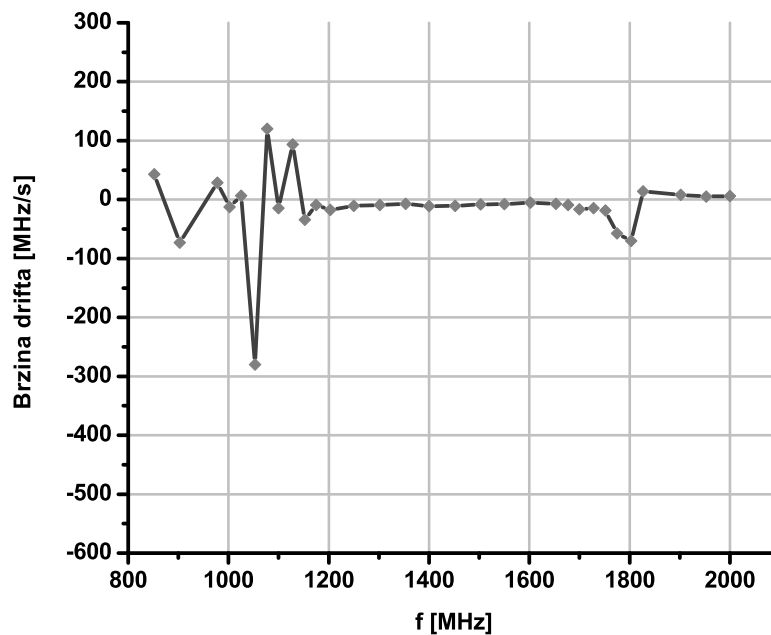


Sl. 18. Frekvencijski drift glavnog talasnog moda izdvojenog FIR filtrima. Parovi vejevlet spektara (kolona levo) i vremenskih serija (kolona desno) za signale na učestanostima 1452, 1250 i 1053 MHz u opadajućem nizu respektivno.

Pored drifta dolazi i do uvećanja amplitude talasa (modulacija talasom još duže periode), kao i njegove disperzije usled promene gustine plazme sa visinom u magnetnoj petlji. Drift je određen metodom unakrsne korelacije dve vremenske serije različitih učestanosti

$$R(\Delta\tau) = (f_{\nu_1} \star g_{\nu_2})(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_{\nu_1}(t)g_{\nu_2}(t + \Delta\tau)dt, \quad (62)$$

gde je programskim algoritmom kalibrisana jednačina (62) variranjem vremenskog parametra $\Delta\tau$ tako da koeficijent korelacije $R(\Delta\tau)$ ima maksimalnu vrednost. Vrednost $\Delta\tau$ za koju $R(\Delta\tau)$ ima maksimum, predstavlja vremenski razmak između dva signala, odnosno vreme potrebno talasu da pređe frekvencijski interval $\nu_2 - \nu_1$. Na osnovu serije uzastopnih unakrsnih korelacija formiran je dijagram brzine glavnog moda prikazan na slici 19.



Sl. 19. *Raspodela brzina drifta glavnog talasnog moda sa učestanošću mikrotalasnog spektra, odnosno visinom u atmosferi. Skokvite promene su indukovane interakcijom talasa sa snopovima čestica.*

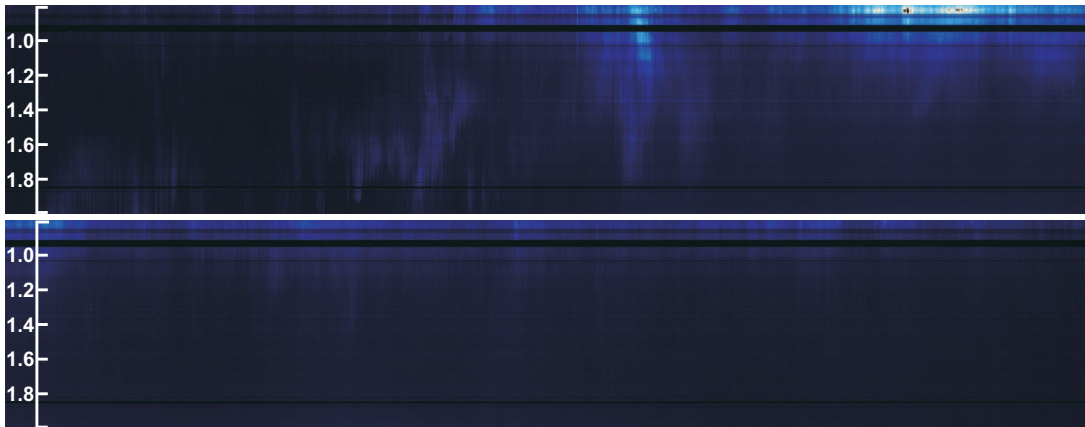
Brzina drifta glavnog moda, u relativno stabilnom intervalu brzina na opsegu (1.2-1.7 GHz), predstavlja Alfvenovu brzinu magnetoakustičkog talasa u datoj sredini, koja izražena u jedinicama spektra, u srednjoj vrednosti iznosi

$$\langle V_{\text{drift}} \rangle = (-9.31 \pm 3.07) \frac{\text{MHz}}{\text{s}}. \quad (63)$$

U frekvencionom opsegu (1.2-1.7 GHz) mikrotalasnog vejevlet spektra (na ekvivalentnim visinama u atmosferi), nema prisustva većih aktivnosti (slika 20), odnosno magnetoakustički talasi se prostiru skoro neometano, pa je prema tome selekcija brzina iz ovog frekvencionog opsega radi određivanja srednje Alfvenove brzine opravdana. Turbulentnost raspodele brzina u opsegu nižih (na većim visinama u magnetnoj petlji) i delimično viših učestanosti, ukazuje na interakciju glavnog moda sa turbulentnom sredinom,

odnosno snopovima visokoenergetskih čestica iniciranih tokom rekonekcije (Aschwanden 2002) koji se kreću kroz magnetnu petlju. Interpretacija je sledeća: skokovi brzine su impulsne prirode i nastaju kada glavni talasni mod prostirući se uz magnetnu petlju prvo interaguje sa snopom čestica niže u atmosferi (na višim učestanostima), nakon čega sledi relaksacija i ujednačeno kretanje Alfvenovom brzinom (63) u relativno mirnoj plazmi. Na lokaciji nastanka intenzivnih turbulencija brzine glavnog moda, odnosno pozitivno (u odnosu na talasni vektor) usmerenog snopa čestica u magnetnoj petlji, dolazi do interakcije koja se manifestuje kao pozitivno ubrzanje glavnog talasnog moda.

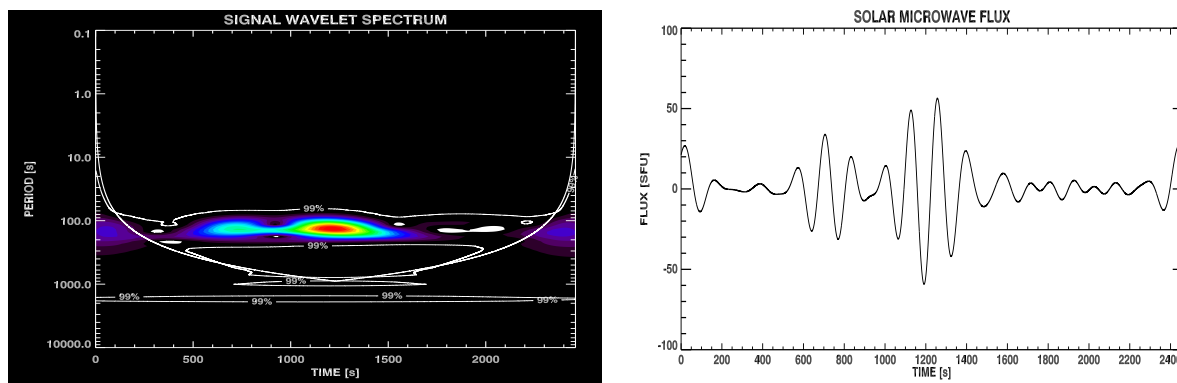
Impulsna promena brzine je u odnosu na srednju Alfvenovu brzinu glavnog moda mnogo veća, pa se u domenu procene može pridružiti brzini snopa ubrzanih čestica koji je usmeren ka višim slojevima atmosfere i iznosi $^{\text{beam}}V_{\perp} \sim -250 \text{ MHz/s}$. U većem delu mikrotalasnog vejevlet spektra (slika 20) mogu se uočiti prethodno opisane vlaknaste strukture asocirane snopovima visokoenergetskih čestica, stalno prisutne i najintenzivnije u opsegu $\sim(1300 - 800) \text{ MHz}$. Ovaj opseg učestanosti, odnosno visina u magnetnoj petlji, odgovara turbulentnom intervalu brzina.



Sl. 20. Mikrotaladni vejevlet spektar na intervalu najznačajnijem sa aspekta modulacije i detekcije MHD talasa. Vrednosti na ordinati su izražene u GHz. Donji spektar predstavlja nastavak intervala gornjeg spektra.

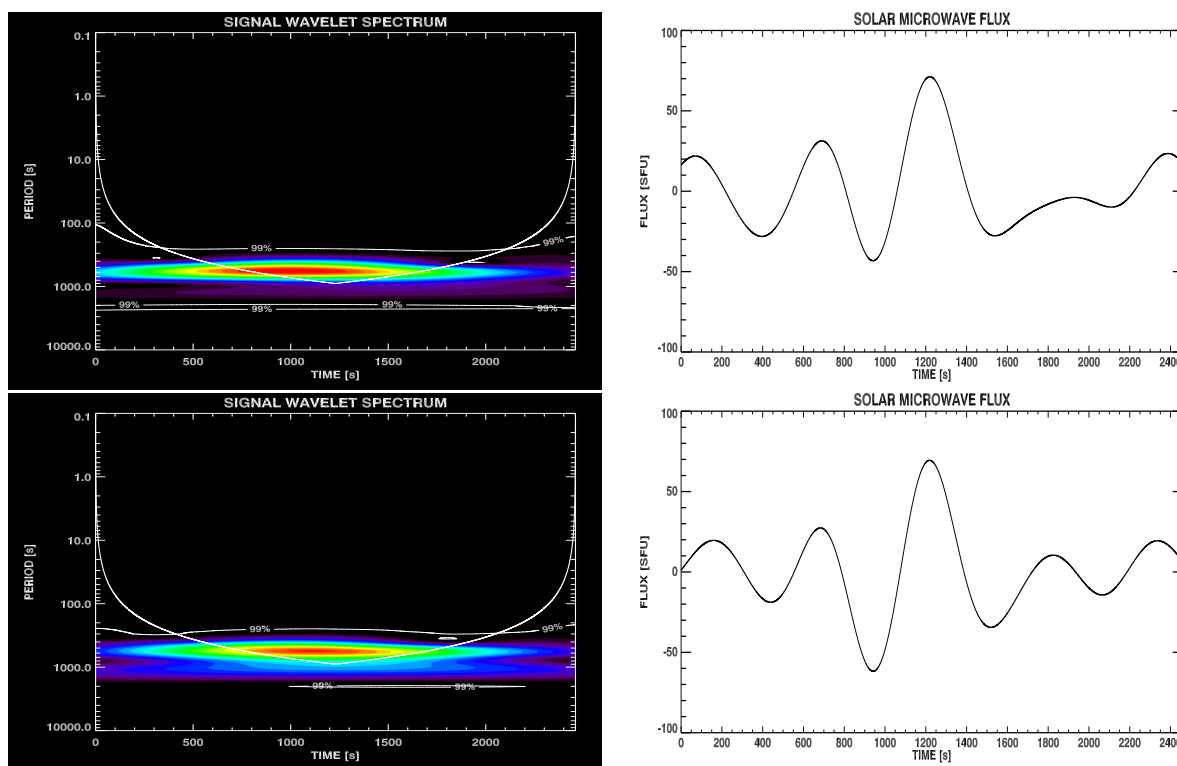
Upravo u tom opsegu učestanosti detektovana je modulacija magnetoakustičkih talasa kraćih perioda. Proučavane su strukture vejevlet spektra vremenskih serija koje se odnose na modulirane talase. Nakon izdvajanja kratkoperiodičnih karakterističnih struktura vejevlet spektra signala na 1053 MHz (slika 21), niskopropusnim $T_{\text{cutoff}}^{\text{LP}} = 100 \text{ s}$ i visokopropusnim $T_{\text{cutoff}}^{\text{HP}} = 200 \text{ s}$ FIR filtrima, prikaz asocirane vremenske serije (MHD talasa glavne periode $T \approx 150 \text{ s}$) jasno ukazuje na prisustvo amplitudne modulacije u fazi sa oscilacijama intenziteta glavnog talasnog moda.

Signal je demodulisan tako što je prvo dvostrano ispravljen, odnosno formirana apsolutna vrednost svih uzoraka, a zatim primenjen niskopropusni FIR filter kako bi se iz signala izdvojila envelope. Pokazano je da je envelope ovako modulisanog kratkoperiodičnog signala ekvivalentna vremenskoj seriji glavnog talasnog moda (slika 22).



Sl. 21. *Kratkoperiodična komponenta vejvlet spektra (levo) i asocirana vremenska serija (desno) na učestanosti 1053 MHz. Signal je amplitudski modulisan glavnim talasnim modom.*

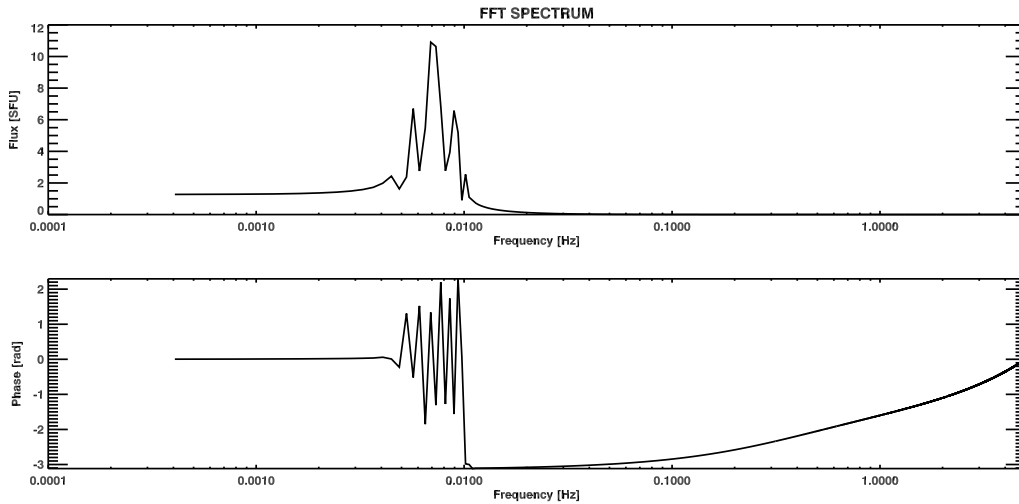
Vejvlet spektar i vremenska serija envelope modulisanog signala i glavnog talasnog moda na kanalu 1053 MHz, prikazani su uporedno na slici 22.



Sl. 22. *Uporedni prikaz vejvlet spektra (kolona levo) i vremenskih serija (kolona desno), envelope modulisanog kratkoperiodičnog talasa (gore) i glavnog talasnog moda (dole) na učestanosti 1053 MHz.*

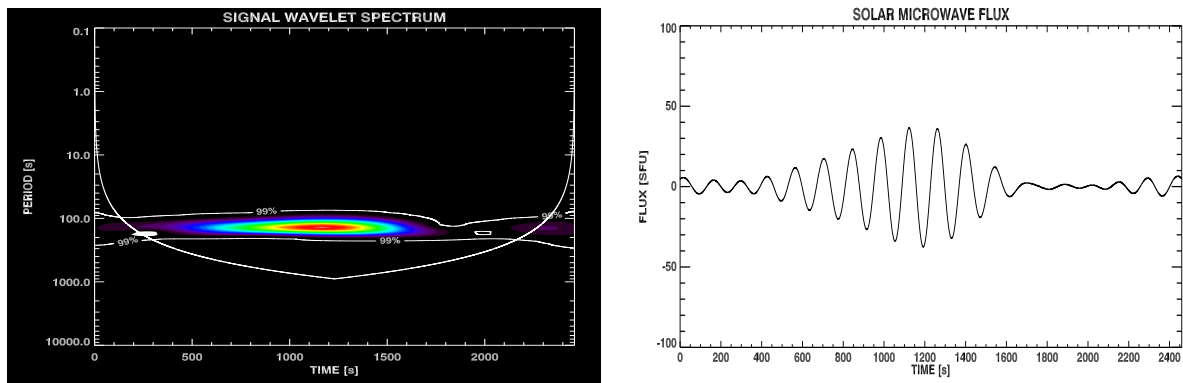
FFT spektar modulisanog talasa prikazan je na slici 23. Centralna komponenta predstavlja originalni (noseći) talas. Prvi par simetričnih komponenti (levo i desno od noseće učestanosti) predstavlja modulišući glavni talasni mod odnosno envelope signala, dok

se sledeći par komponenti odnosi na MHD talas duplo veće periode u odnosu na glavni mod. Ovaj ekstremno dugoperiodičan talas moduliše glavni talasni mod.



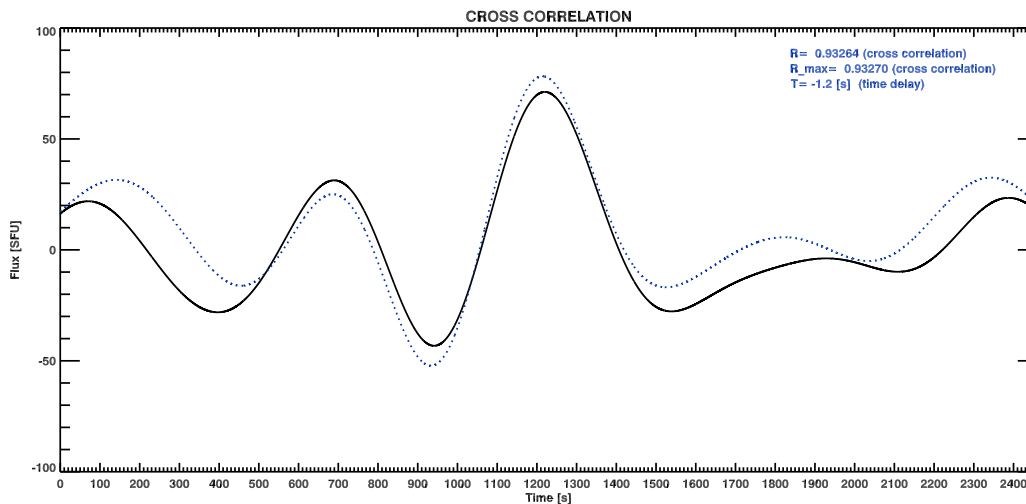
Sl. 23. FFT spektar vremenske serije izolovanog kratkoperiodičnog modulisanog talasa na 1053 MHz.

Noseći signal, odnosno originalna kratkoperiodična vremenska serija, dobijena je filtriranjem simetričnih komponenti FFT spektra, a njen prikaz u vejevlet i vremenskom domenu dat je na slici 24.



Sl. 24. Demodulisan kratkoperiodični talas na 1053 MHz, vejevlet spektar (levo) i vremenska serija (desno).

Iako je sličnosti envelope i glavnog moda velika (slika 22) o čemu govori visok koeficijent korelacije, ipak postoje razlike u morfologiji. Koeficijent korelacije envelope modulisanog signala na 1053 MHz i signala glavnog moda na drugim učestanostima je takođe veliki. Međutim izdvaja se maksimum pri korelaciji envelope na 1053 MHz i glavnog moda na 1194 MHz (slika 25), što ukazuje na to da modulišući signal dolazi sa lokacije niže u magnetnoj petlji. Maximum nastaje pri kalibraciji jednačine (62) tako da je vremenska razlika (kašnjenje) signala $\Delta\tau = -1.2$ s.



Sl. 25. *Unakrsna korelacija envelope kratkoperiodičnog signala na 1053 MHz (puna linija) i glavnog talasnog moda na 1194 MHz (tačkasta linija).*

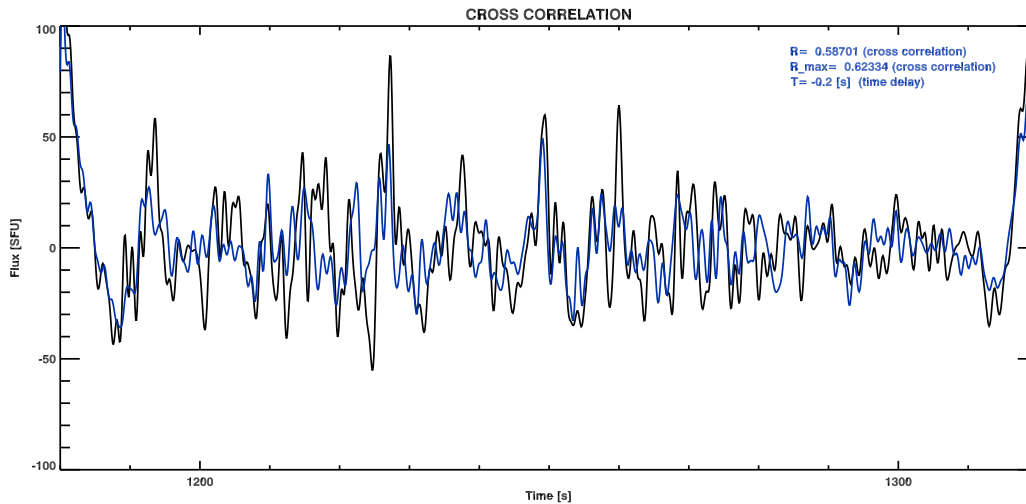
Može se zaključiti da je magnetoakustički talas na ekvivalentnoj visini 1053 MHz modulisan talasom sa ekvivalentne visine 1194 MHz, pri čemu je modulišući talas prešao ekvivalentno rastojanje od 122 MHz za 1.2 s. Alfvenova brzina za glavni mod (63) nije dovoljno velika da bi talas za tako kratko vreme prešao dato rastojanje. Na osnovu turbulentnosti brzine prostiranja talasa na opsegu ekvivalentnih visina 0.8-1.2 GHz, odnosno naglog ubrzanja talasa (slika 19), zaključeno je da mora da postoji medijum koji je za kratko vreme preneo informaciju o gustini plazme sa 1194 MHz, na ekvivalentnu visinu 1053 MHz. Najverovatniji kandidati za to su snopovi ubrzanih jona (protona) i elektrona. Dobijeni koeficijent, odnosno dubina amplitudske modulacije talasa je izrazito velika, što ukazuje na visoku efikasnost medijuma:

$$k_{AM} \approx 1.182 = 118.2 \%. \quad (64)$$

Magnetoakustički talasi predstavljaju spregnute talase magnetnog polja, jona i elektrona. Masenu gustinu plazme čine većim delom joni, koji u ovom slučaju mogu fizički preneti poremećaj gustine kada talas stigne do regiona u magnetnoj petlji gde se čestice ubrzavaju. Drugi slučaj bi bio transfer informacije o poremećaju gustine snopom ubrzavajućih elektrona, ali kako oni čine veoma mali deo ukupne gustine plazme, to ne bi imalo skoro nikakvog uticaja na modulaciju, s obzirom na malu masu elektrona u odnosu na proton. Međutim snopovi bi značajno modifikovali elektrostatičke oscilacije elektrona i na taj način modulirali emisiju plazme dajući posmatrani spektar.

Sa slike 25 se može videti da je disperzija talasa velika i da znatno utiče na dobijene rezultate pri korelaciji signala, međutim vremensko kašnjenje je, u opsegu varijacija uzrokovanih disperzijom, ipak dovoljno malo tako da predstavlja stabilan dokaz učešća snopova čestica u prenosu poremećaja.

Za precizno određivanje energija čestica korišćen je metod unakrsne korelacije kratkih segmenata vremenskih serija na različitim visinama (slika 26). Odabrani segmenti sadrže brzopromenljive fine strukture, odnosno vlakna koja kao što je rečeno, predstavljaju snopove visokoenergetskih čestica.



Sl. 26. *Unakrsna korelacija segmenata vremenske serije sa najintenzivnijim snopovima čestica na 1002 MHz (crna linija) i 1114 MHz (plava linija). Brzopromenljive strukture su izdvojene primenom FIR filtera.*

Korelacija je rađena na opsegu učestanosti 800-1300 MHz i detektovan je nagli skok pri korelaciji signala na 1175 MHz, sa signalima nižih učestanosti, što potvrđuje da 1175 MHz zaista predstavlja ekvivalentnu visinu u petlji sa koje su inicirani brzi snopovi čestica tokom erupcije, i učestanost kada nastaju turbulencije brzina (slika 19). Na ovaj način određena je srednja brzina drifta grupisanih vlaknastih struktura

$$v_{\text{fiber}} \approx -595 \frac{\text{MHz}}{\text{s}}. \quad (65)$$

Ekvivalentna visina inicijalizacije snopova (1175 MHz) razjašnjava postojanje dužeg vremenskog razmaka (1.2 s) između envelope i glavnog moda sa slike 25, koji tada odgovara kretanju glavnog talasnog moda sa ekvivalentne visine 1194 MHz na visinu 1175 MHz Alfvénovom brzinom u trajanju jedne sekunde i prenosu informacije o gustini, snopovima čestica sa 1175 MHz na visinu 1053 MHz u trajanju 0.2 s.

3.4 Interpretacija rezultata

Analizirane karakteristične strukture vejevlet spektra (eng. *tadpoles*) predstavljaju otiske prostiranja magnetoakustičkih talasa kroz magnetnu petlju erupcije. Detektovan je frekvencioni drift glavnog talasnog moda periode $T = 550$ s ka nižim učestanostima, što se prema **Z.1** i **Z.2** interpretira kao prostiranje magnetoakustičkog talasa duž magnetne petlje ka oblasti manjih gustina, odnosno ka većim visinama. U frekvencionom opsegu 1.2-1.7 GHz radijalna komponenta brzine talasa (projekcija na pravac ka radio-teleskopu) je blago oscilatorna i u skladu sa Alfvenovim brzinama za datu sredinu

$$V_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}}. \quad (66)$$

Fizičke brzine prostiranja talasa su na osnovu dobijenih brzina drifta, određene preslikavanjem skale učestanosti na skalu visina u magnetnoj petlji prema modelu hromosfere (Aschwanden et al. 2002) i raspodeli koncentracije čestica sa visinom u magnetnoj petlji erupcije. Korišćena je generalisana relacija zavisnosti koncentracije čestica $n(z)$ od visine z u odnosu na fotosferu:

$$n(z) \approx 1.25 \times 10^{13} \left(\frac{z}{1 \text{ Mm}} \right)^{-2.5} \text{ (cm}^{-3}\text{)}, \quad (67)$$

dobijena najboljim fitom u prostoru parametara za mapiranje visina izvora erupcija u HXR opsegu. Koncentracija je dobijena prema (11) podrazumevajući emisiju na karakterističnoj učestanosti plazme, nastalu sintezom *Langmuirovih* talasnih modova (43). Kako srednja brzina drifta (63) odgovara brzini talasa na ekvivalentnoj visini 1470 MHz, zameњуjući vrednost koncentracija na 1470 MHz i 1460.69 MHz u (67) dobijene su inicijalna i finalna visina u magnetnoj petlji čiju razliku talas pređe u sekundi. Prema tome, na visini

$$z = 11672 \text{ km,}$$

odnosno pri koncentraciji elektrona

$$n_e = 2.69 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3},$$

dobijeno je da srednja Alfvenova brzina iznosi

$$V_A = 59.5 \frac{\text{km}}{\text{s}}. \quad (68)$$

Pretpostavljajući ekvivalentnost koncentracija elektrona i protona $n_e = n_p$, na osnovu relacije (66) i izraza za ukupnu gustinu plazme

$$\rho = m_p n_p + m_e n_e \approx m_p n_e = 4.4923 \cdot 10^{-11} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3},$$

dobija se da je srednji intenzitet neperturbovanog magnetnog polja erupcije

$$B_0 = 0.447 \text{ mT} = 4.47 \text{ G}. \quad (69)$$

Nakon prolaska talasa kroz oblast učestanosti 1175 MHz, odnosno kroz oblast inicijalizacije snopova čestica na visini od 13963 km iznad fotosfere, dolazi do naglog skoka brzine talasa. Visokoenergetski snopovi čestica tada nose informaciju o gustini uz magnetnu petlju modulišući kratkoperiodične talase na svom putu. Demodulacijom kratkoperiodičnih modova detektovan je visok stepen korelacije (slika 25) između envelope modu-

lisanog talasa na fiksiranoj učestanosti, i glavnog moda na višoj učestanosti (niže u magnetnoj petlji). Na osnovu (65) i (67), i uzimajući u obzir učestanosti korelisanih signala sa slike 26, dobijena je brzina modulišućeg snopa čestica

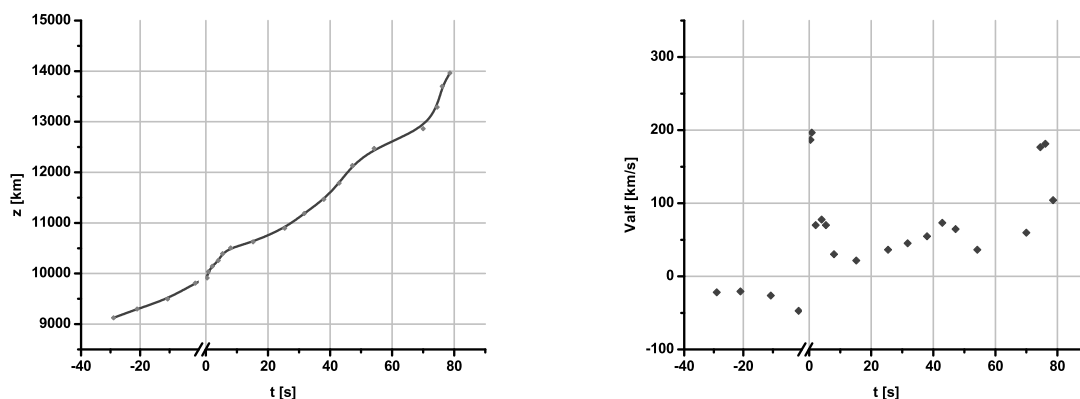
$$v_{p+e^-} = 6445 \frac{\text{km}}{\text{s}} = 0.0215 c. \quad (70)$$

Kinetička energija ubrzanog protona iz snopa je tada

$$E_{p^+} = (\gamma - 1)m_p c^2 = 217.2 \text{ keV}. \quad (71)$$

Na osnovu mikrotalasnog vejevlet spektra (slike 15 i 20), kao i vremenskih serija pojedinačnih kanala (slika 16), može se uočiti da je raspodela gustine vlaknastih struktura, odnosno snopova čestica, tokom celog vremenskog intervala koherentna sa promenom intenziteta dugoperiodičnog magnetoakustičkog moda, što može da ukazuje na inicijalizaciju snopova čestica samim magnetoakustičkim talasom (glavnim modom). Relativno slabo magnetno polje (69) (koje je za erupcije ~ 100 G) i mala Alfvenova brzina mogu da budu indikacija prostiranja MHD talasa kroz neutralnu strujnu ravan rekonekcije.

Mogući doprinos ovakvoj interpretaciji leži upravo u razmatranju oscilacija intenziteta driftnih brzina. Dijagram kretanja, odnosno lokalizacija fiksirane faze talasa u vremenu i na fizičkoj skali visina, kao i raspodela radijalnih brzina sa visinom predstavljani su na slici 27.



Sl. 27. 1D putanja glavnog talasnog moda (levo), zavisnost brzine talasa sa vremenom (desno). Linije razdvajanja na oba grafika označavaju prelaz sa negativne (levo od preseka) na pozitivnu (desno od preseka) brzinu glavnog talasnog moda.

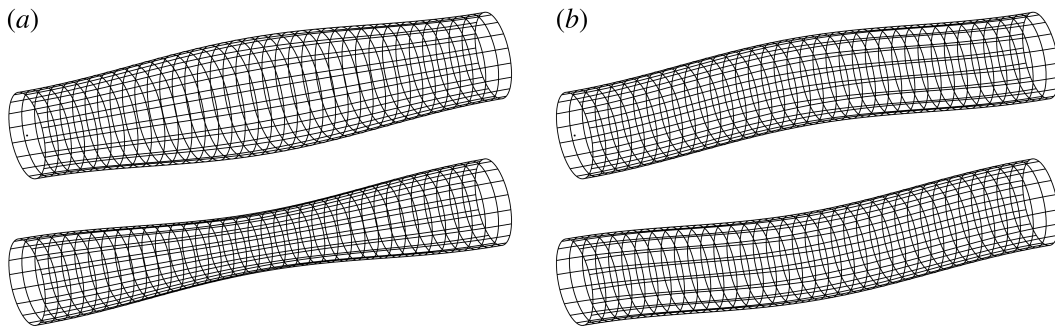
Način kretanja i promena radijalne brzine **u jednoj interpretaciji** mogu da ukazuju na prostiranje talasa oko magnetnih ostrva formiranih u neutralnoj strujnoj ravni rekonekcije, što daje efekat promene radijalne brzine, odnosno projekcije vektora brzine na pravac ka posmatraču, usled promene same orijentacije vektora. Prisustvo DPS (plazmoida zarobljenih unutar magnetnih ostrva) prikazanih na slici 13 ide u prilog ovakvoj interpretaciji. Talas se tada prostire na isti način kao i snopovi elektrona sa slike 14. Prema tome, maksimumi Alfvenove brzine odgovaraju orijentaciji talasa u smeru ka radioteleskopu i na centralnim regionima putanje oko magnetnih ostrva, znatno su veći od komponente radijalne brzine dobijene usrednjavanjem:

$$V_{A_1} = 196.6 \frac{\text{km}}{\text{s}}, \quad V_{A_2} = 181.4 \frac{\text{km}}{\text{s}}. \quad (72)$$

Intenziteti magnetnih polja za date lokacije i brzine su

$$B_1 = 17.82 \text{ G}, \quad B_2 = 11.27 \text{ G}. \quad (73)$$

Ovakve vrednosti su daleko korektnije u okviru date teorijske interpretacije, magnetno polje je relativno slabije u neutralnoj strujnoj ravni rekonekcije, dok brzine leže u intervalu (100-500 km/s) karakterističnom za Alfvenove talase generisane transverzalnim oscilacijama magnetne petlje (Aschwanden 2006) u vidu sabijanja i otpuštanja (*fast MHD sausage mode*), ili u vidu transverzalnih talasastih oscilacija (*fast MHD kink mode*) prikazanih na slici 28.



Sl. 28. (a) *Fast MHD sausage mod* - transverzalne oscilacije magnetne tube koje se prostiru kroz petlju Alfvenovom brzinom, (b) *Fast MHD kink mod* - transverzalne oscilacije magnetne tube u vidu talasastih izobličenja.

U drugoj interpretaciji oscilacije brzina, kao i u slučaju turbulencije, mogu da budu posledica interakcije talasa sa snopovima čestica čije se prisustvo vidi u asociranom delu mikrotalasnog vejevlet spektra. Tada jedino usrednjena Alfvenova brzina (68) i magnetno polje (69) mogu da predstavljaju relevantne parametre plazme.

Usled nedostataka posmatranja date erupcije u drugim delovima spektra, obe interpretacije su podjednako verovatne. Detekcija i analiza kretanja magnetoakustičkog talasa kroz magnetnu petlju, daje informacije o srednjim vrednostima Alfvenove brzine (68) i magnetnog polja (69). Sve vreme je podrazumevano da se MHD talasi kreću Alfvenovim brzinama. Talasi mogu da se prostiru i kao akustički (Nakariakov et al. 2004), što bi u slučaju ovako malih detektovanih brzina bilo daleko verovatnije, međutim kako se akustički modovi prostiru bez disperzije brzina, oni u vejevlet spektru ne bi ostavljali otišak *tadpole* strukture svojstvene magnetoakustičkim talasnim modovima, što su pokazali i rezultati MHD simulacija.

Visokoenergetski procesi ubrzanja čestica nastali na određenim visinama, imaju direktan uticaj koji se manifestuje kroz prenos informacija o gustini intenzivnih dugoperiodičnih talasa i modulaciju kratkoperiodičnih modova duž magnetne petlje erupcije. Demodulacijom i unakrsnom korelacijom su identifikovani modulišući talasi (glavni mod), a na osnovu vremenskih razlika i pređenog puta dobijena je srednja brzina (70), odnosno kinetička energija (71) potencijalnih čestica takvih snopova.

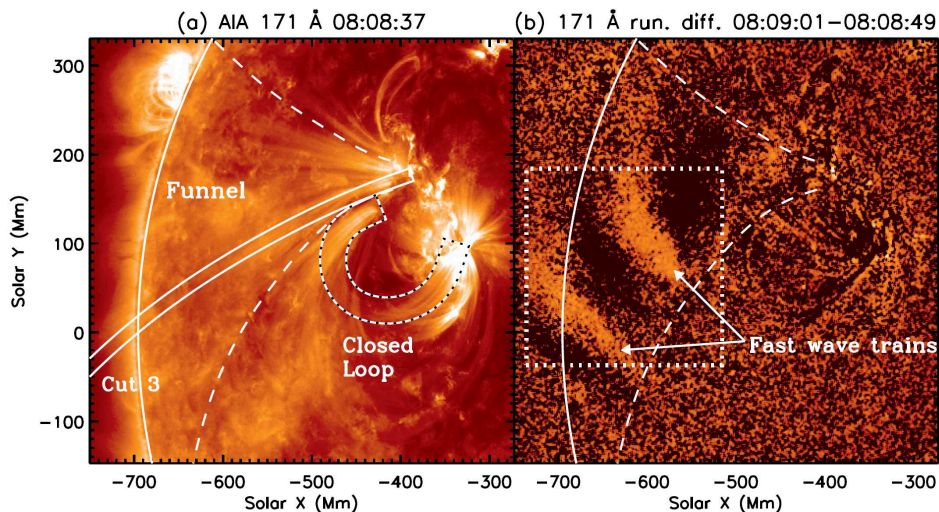
4 ZAKLJUČAK

Magnetoakustički talasi predstavljaju procese koji se u prirodi manifestuju u obliku idealnom kako za praktična posmatranja, odnosno pouzdanu detekciju u mikrotalasnom i radio-spektru, tako i za razvoj i primenu modernih teorija. Putanja ilustrovana u radu, jedna je od mnogobrojnih evolucionih varijacija teorije MHD talasa, počevši od uvođenja osnovnih postavki, preko razvoja teorijske slike koherentno sa analizom i obradom posmatranja, do detekcije i interpretacije interakcija na makroskopskoj skali.

Po prvi put je detektovana modulacija magnetoakustičkih talasa, kao oblik interakcije različitih tipova vektorskih i skalarnih polja, indukovana visokoenergetskim procesima ubrzanja čestica plazme. Na osnovu mikrotalasnog i radio-spektra, određeni su parametri plazme i morfologija erupcije kroz dinamičku prostornu i vremensku lokalizaciju MHD talasa, snopova ubrzanih čestica i regiona uzajamnog dejstva. Dobijeni rezultati ukazuju na kretanje magnetoakustičkih talasa kroz neutralnu strujnu ravan rekonekcije, pri čemu verovatno sâm talas (dugoperiodični glavni mod) inicira snopove čestica predajući im energiju, što kasnije rezultuje modulacijom talasa kraćih perioda na većim visinama u magnetnoj petlji erupcije. Interakcija sa snopovima jona ogleda se u fizičkom prenosu informacije o amplitudi talasa, dok sprezanje *Langmuirovih* talasa sa modulišućim snopovima elektrona ima većim delom uticaj samo na emisioni spektar. Dobijene energije i brzine čestica i polja su na relativističkoj granici, što podržava datu interpretaciju, ali je usled nedostatka posmatranja u ostalim delovima spektra, čini morfološki nekompletnom.

Poslednjih godina je prisustvo i kretanje magnetoakustičkih talasa tokom erupcija i morfološki detektovano posmatranjima visoke prostorno-vremenske rezolucije u EUV spektru (slika 29). Mikrotalasna tehnika izrade radio-prijemnika ubrzano napreduje ulazeći sve više u oblast primene superprovodnih komponenti visoke osetljivosti i rezolucije (ALMA, EVLA antenski nizovi), što će u budućnosti omogućiti određivanje morfologije iz posmatranja u mikrotalasnom radio-opsegu.

Teorijski značaj MHD talasa ogleda se u mogućnosti modelovanja interakcija sa česticama plazme, tretirajući procese na velikim prostornim skalama kao elementarne, kroz kreacije, anihilacije i rasejanja kvantnih polja. Jedinstvenost ovakvih procesa ogleda se upravo u tome što ih priroda čini opservabilnim u obliku magnetoakustičkih talasa, dok je teorija zasnovana na takvim procesima direktno primenljiva u astrofizici visokih energija.



Sl. 29. SDO/AIA detekcija kvazi-periodičnih brzih (1630 km/s) MHD talasa u EUV spektru tokom erupcije na Suncu, koji se prostiru kroz levkastu strukturu otvorene petlje.

LITERATURA

- Aschwanden, M. J.: 2002, *Space Science Reviews*, **101**, 1.
- Aschwanden, M. J., Brown, J. C., Kontar, E. P.: 2002, *Solar Physics*, **210**, 383.
- Aschwanden, M. J.: 2006, *Phil. Trans. R. Soc. A*, **364**, 417.
- Birn, J., Priest, E.: 2007, *Reconnection of Magnetic Fields. Magnetohydrodynamics and Collisionless Theory and Observations*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Greiner, W.: 2000, *Relativistic Quantum Mechanics. Wave Equations*, Third Edition. Berlin: Springer-Verlag.
- Gurnett, D. A., Bhattacharjee, A.: 2005, *Introduction to Plasma Physics. With Space and Laboratory Applications*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Hobson, M. P., Efstathiou, G. P., Lasenby, A. N.: 2006, *General Relativity. An Introduction for Physicists*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Karlický, M., Bárta, M.: 2004, *Nonlinear Processes in Geophysics*, **11**, 471.
- Mandl, F., Shaw, G.: 2010, *Quantum Field Theory*, Second Edition. UK: A John Wiley and Sons, Ltd.
- Mészárosová, H., Karlický, M., Rybák, J., & Jiříčka, K.: 2009, *Astrophys. J.*, **697**, 108.
- Mészárosová, H., Karlický, M., Rybák, J., & Jiříčka, K.: 2009, *Astron. Astrophys.*, **502**, 13.
- Nakariakov, V. M., Tsiklauri, D., Kelly, A., Arber, T. D., & Aschwanden, M. J.: 2004, *Astron. Astrophys.*, **414**, 25.
- Nakariakov, V. M., Arber, T. D., Ault, C. E., Katsiyannis, A. C., Williams, D. R., & Keenan, F. P.: 2004, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **349**, 705.
- Rohlfs, K., Wilson, T. L., Huttemeister, S.: 2009, *Tools of Radio Astronomy*, Fifth Edition. Berlin: Springer-Verlag.
- Smith, S. W.: 1997, *The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing*. San Diego: California Technical Publishing.
- Torrence, C., Compo, G. P.: 1998, *Bull. A. Met. Soc.*, **79**, 1.