Modulacija galaktičkih kozmičkih zraka međuplanetarnim udarnim valom

Kirin, Anamarija

Doctoral thesis / Disertacija

2021

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: https://urn.nsk.hr/urn:nbn:hr:217:958837

Rights / Prava: In copyright / Zaštićeno autorskim pravom.

Download date / Datum preuzimanja: **2024-03-29**

Repository / Repozitorij:

Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb



Sveučilište u Zagrebu

PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET

Anamarija Kirin

MODULACIJA GALAKTIČKIH KOZMIČKIH ZRAKA MEĐUPLANETARNIM UDARNIM VALOM

DOKTORSKI RAD

Zagreb, 2021.



Sveučilište u Zagrebu

PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET

Anamarija Kirin

MODULACIJA GALAKTIČKIH KOZMIČKIH ZRAKA MEĐUPLANETARNIM UDARNIM VALOM

DOKTORSKI RAD

Mentor: dr. sc. Bojan Vršnak

Zagreb, 2021.



University of Zagreb

FACULTY OF SCIENCE

Anamarija Kirin

GALACTIC COSMIC RAYS MODULATION BY INTERPLANETARY SHOCK WAVE

DOCTORAL THESIS

Supervisor: Bojan Vršnak, PhD

Zagreb, 2021

O mentoru

Bojan Vršnak, rođen 1957. g., zaposlen je na Opservatoriju Hvar Geodetskog fakulteta Sveučilišta u Zagrebu od 1981. g. Diplomirao je teorijsku fiziku na Priridoslovno-matematičkom fakultetu u Zagrebu 1980.g., magistrirao u području atomske i molekularne fizike 1983. g., te doktorirao u području astrofizike (fizika Sunca) 1987.g. Godine 2000. izabran je u zvanje znanstveni savjetnik (trajno zvanje). Osnovno područje njegova znanstvenog istraživanja je Sunčeva aktivnost, a posebice eruptivni procesi u Sunčevoj atmosferi, njihovo djelovanje na heliosferu i utjecaj na Zemljinu magnetosferu. Objavio je 380 znanstvenih publikacija izlistano u bazi podataka NASA-ADS od kojih 182 u međunarodnim časopisima indeksiranim u „Current Contents“. Prema bibliografskoj bazi podataka NASA/ADS, citiran je 9027 puta uz h-indeks 50. Objavio je sveučilišni udžbenik „Temelji fizike plazme“, tri vježbenice/udžbenika iz astronomije za osnovne i srednje škole, četrnaeat poglavlja u raznim knjigama, te veći broj znanstveno-popularnih članaka. Bojan Vršnak održava, ili je održavao, nastavu iz više kolegija na dodiplomskom i poslijediplomskom studiju fizike na Priridoslovno-matematičkom fakultetu u Zagrebu, te je u dva navrata bio gostujući profesor na Karl-Franzens Universitaet Graz. Mentorirao je veći broj studenata u izradi diplomskih, magistarskih i doktorskih radnji. Do sada je bio recenzent više od sto znanstvenih članaka u raznim međunarodnim CC-časopisima, te recenzent većeg broja inozemnih znanstvenih projekata. Član je uredništva znanstvenih časopisa „Solar Physics“, „The Scientific World Journal“, „Journal of Astrophysics“, „Frontiers in Physics and Astronomy and Space Sciences“ „Central European Astrophysical Bulletin“, te znanstveno-popularnih časopisa „Čovjek i svemir“ i „Bolid“. Član je udruga International Astronomical Union (IAU), American Geophysical Union (AGU), European Astronomical Society (EAS), Committee on Space Research (COSPAR), Joint Organization for Solar Observation (JOSO), Hrvatsko astronomsko društvo, Hrvatsko fizikalno društvo.

Zahvale

Želim zahvaliti svome mentoru dr. sc. Bojanu Vršnaku, na stručnoj pomoć prilikom istraživanja i izrade ovog rada, ali još više na tome što je uvijek imao strpljena, razumijevnja i prijateljski pristup.

Veliko hvala dr. sc. Mateji Dumbović, koja je mi bila kao druga mentorica, za svu nesebičnu pomoć i savjete oko istraživanja i izrade disertacije te što je uvijek bila tu kad je trebalo.

Posebno želim zahvaliti doc. dr. sc. Zoranu Narančiću i prof. dr. sc. Dubravku Horvatu. Vaša pomoć i podrška omogućile su mi da započnem cijelu ovu priču.

Hvala Karmen Martinić na promptnoj i brzoj pomoći s GCS proračunima.

Hvala gospođi Marini Kavur i gospodinu Marku Humu iz Ureda za poslijediplomski studij što su uvijek bili iznimno ljubazni i susretljivi te uvijek spremni pomoći i olakšati sve procedure koliko god je to bilo u njihovoj mogućnosti.

Hvala Ani i Tomislavu što su mi omogućili da uvodno poglavlje ovog rada napišem na prekrasnom mjestu na koje ću se uvijek rado vratiti :).

Hvala Filipu, Marku i Ivanu na druženjima petkom (i svim drugim danima), a najviše na tome što Veleučilište čine ljepšim mjestom.

Hvala Jeleni, Teni, Antoniji i Mateji na svim druženjima, stvarnim i virtualnim, koja su uljepšala i olakšala ovo razdoblje. Hvala vam što ste svakodnevno tu s "crticama" koje me uvijek oraspolože. Posebno hvala Jeleni što je omogućila da budemo cimerice i kad to više službeno nismo bile i time olakšala moje odlaske na predavanja.

Hvala mojim roditeljima što me uvijek podupiru i imaju razumijevanja za moje, ponekad neobične, izbore.

I na kraju hvala Slavenu, mojoj ljubavi, na silnoj podršci svih ovih godina, što je vjerovao ne samo u mene nego i za mene. Hvala ti što si izdržao, znam da nije bilo lako. Ovo je za tebe, ali ponajviše - zbog tebe.

Sažetak

Kozmičkim zrakama naziva se sveukupni tok visokoenergetskih čestica koji dolazi iz svemira i dopire do Zemlje. Galaktičke kozmičke zrake (eng. Galactic Cosmic Rays, GCR) potječu izvan Sunčevog sustava i imaju najveće energije. Tok GCR-a moduliran je Sunčevom aktivnošću tako da pojačana Sunčeva aktivnost štiti Zemlju od GCR-a. Promatramo sporadične promjene toka GCR uzrokovane koroninim izbačajima (tzv. Forbusheva smanjenja) koje obično traju oko tjedan dana i imaju nagli nastanak i postupni oporavak. Najveća opažena Forbusheva smanjena, vezana uz koronine izbačaje s udarnim valom, odvijaju se u dva koraka. Prvi korak smanjenja posljedica je udarnog vala i trubulentnog magnetskog polja iza njega, a drugi korak nastaje zbog magnetske strukture koroninog izbačaja. Udarni val i turbulentno područje iza njega znatno se razlikuju po dimenzijama, ali i fizikalnim mehanizmima koji uzrokuju smanjenje toka čestica pa je važno razdvojiti njihov utjecaj i proučavati ih zasebno. Ovdje se detaljno razmatraju procesi koji se javljaju pri prolasku visoko-energetskih čestica kroz udarni val, te je predstavljen model temeljen na jednočestičnom pristupu koji je opravdan s obzirom na mali broj zastupljenih čestica. Udarni val modeliran je strukturom unutar koje se magnetsko polje linearno mijenja. Numerički izračunate putanje čestica pokazuju širok spektar ponašanja čestica ovisno o svojstvima udarnog vala (jakost magnetskog polja, kut između silnica magnetskog polja i normale udarnog vala te debljina udarnog vala) i karakteristika same čestice (energija čestice i upadni kut). Rezultati pokazuju da se čestice viših energija teže reflektiraju. S druge strane udarni valovi veće debljine i te oni s jačim magnetkim poljem lakše reflektiraju čestice. Osim udarnog vala, smanjenje toka GCR uzrokuje i sama magnetska struktura CME-a. U nastavku je proširen analitički difuzijsko-ekspanzijski model Forbushevog smanjenja, *ForbMod*, tako da u obzir uzima čestice energija u rasponu od 50 MeV do 100 GeV. Na temelju izmjerenih Forbushevih smanjenja i difuzijsko-ekspanzijskog modela određen je aksijalni magnetski tok u blizini Sunca za nekoliko događaja u periodu od travnja 2010. do svibnja 2014. godine.

Ključne riječi: galaktičke kozmičke zrake, Forbusheva smanjenja, magnetohidrodinamički udarni valovi, koronini izbačaji, usukano magnetsko uže

Abstract

Galactic cosmic rays (GCR) consist of high-energy particles that originate far outside solar system and reach the Earth. Studies show that for every decrease in GCR intensity there is an increase in interplanetary magnetic field (IMF). Interplanetary magnetic field can be increased due to different phenomena in solar atmosphere, such as coronal mass ejections (CMEs) – phenomena driven by the energy released from magnetic field. Furthermore, for every increase in IMF there is a decrease in GCR intensity. Such a short-term depression in the GCR count is called Forbush decrease (FDs) and it is named after the American physicist Scott E. Forbush who discovered it in 1937. Forbush decreases can be observed by particle detectors several days after the CME. Forbush decreases caused by fast coronal mass ejections (CMEs) often show a two-step decrease where the first step is attributed to the shock/sheath region, while the second step is attributed to the closed magnetic structure. Since the difference in size of shock and sheath region is significant, and since there are observed effects that can be related to shocks and not necessarily to the sheath region we expect that the physical mechanisms governing the interaction with GCRs in these two regions are different. We therefore aim to analyse interaction of GCRs with heliospheric shocks only.

First we study the role of two physical mechanisms that could directly affect the galactic cosmic ray (GCR) count rate in the shock-sheath region ahead of the CME. These are the magnetic mirror effect at the shock front and the magnetic field compression behind the shock. The effects of the mentioned two mechanisms for the shock-related phase of the FD are quantified by employing a simplified magnetic configuration that includes an oblique magnetohydrodynamical (MHD) fast-mode shock. Using the jump relations at the shock we determine the fraction of GCR particles that are mirrored at the shock, as well as the increase of the unit-area flux of the transmitted particles due to the compression of the magnetic field in the downstream region. A combination of these two effects results in a decrease of the GCR count rate. The calculated FD amplitudes attain values up to 45 %, which is much larger than are the observed amplitudes. This confirms that the magnetic mirror approximation is not a valid one which is already indicated by the fact that the shock thickness is much smaller than the gyro-radius of the GCR particle (proton).

In the next step we approximate the shock by a structure where the magnetic field linearly changes with position within this structure. We assume protons of different energy, different pitch angle and different incoming direction and also vary the shock parameters such as the magnetic field strength and orientation, as well as the shock thickness. We solve the set of three differential equations to obtain proton trajectories for different initial speed components, *i.e.* different initial conditions. The results are in an agreement with observations and demonstrate that protons with higher energies are less likely to be reflected. Also, thicker shocks and shocks

with stronger field reflect protons more efficiently.

In the second part of this research we focus on the magnetic structure of the CME. We use the observationally obtained FD amplitude to determine the flux rope (FR) expansion parameters. We use the diffusion-expansion model, *ForbMod* (Dumbović *et al.*, 2018). This model is based on the assumption that the FR is a long expanding cylinder and GCR particles enter the FR *via* perpendicular diffusion. In the original model it is assumed that all particles have the same energy, *i.e.* rigidity of 1 GV which corresponds to the most common energy in energy spectrum. Parameters of expansion can be analytically expressed according to Eq. (1) in Rodari *et al.* (2018). We compare the values obtained by this simple model with the values obtained numerically from the same model adjusted to include particles with energies ranging from 50 MeV to 100 GeV. In that case expansion parameters can not be expressed analytically and have to be calculated numerically. The values obtained both ways are then used to determine axial magnetic flux near the Sun. These values of magnetic flux are compared to the values obtained using Eq. (6) in Scolini *et al.*, (2020). They use an independent method based on the connection between CME kinematics and magnetic reconnection during and immediately after the eruption. Results indicate that *ForbMod* model is not applicable for the events where the expansion speed is small or even negative. For these events, magnetic fluxes were several orders of magnitude larger than expected. The smallest discrepancies in results are found in the events where the power-law index of magnetic flux expansion are large.

Keywords: Galactic Gosmic Rays, Forbush Decreases, Magnetohydrodynamical Shock Waves, Coronal Mass Ejections, Flux Rope

Popis kratica

ACR	*Anomalous Cosmic Rays*	anomalne kozmičke zrake
AU	*Astronomical Unit*	astronomska jedinica
CIR	*Corotating Interaction Region*	korotirajuće područje interakcije
CME	*Coronal Mass Ejection*	koronin izbačaj
CR	*Cosmic Rays*	kozmičke zrake
DOY	*Day Of Year*	dan u godini
EPHIN	*Electron Proton Helium Instrument*	
FD	*Forbush decrease*	Forbushevo smanjenje
FR	*Flux Rope*	magnetsko uže
GCR	*Galactic Cosmic Rays*	galaktičke kozmičke zrake
GCS	*Graduated Cylindrical Shell*	
GLE	*Ground Level Enhancements*	
ICME	*Interplanetary Coronal Mass Ejection*	međuplanetarni koronin izbačaj
IMF	*Interplanetary Magnetic Field*	međuplanetarno magnetsko polje
ISS	*International Space Station*	Međunarodna svemirska postaja
MHD	*Magnetohydrodynamics*	magnetohidrodinamika
MIR	*Merged Interaction Regions*	spojena područja interakcije
SCR	*Solar Cosmic Rays*	solarne kozmičke zrake
SEP	*Solar Energetic Particles*	Sunčeve energetske čestice
SIR	*Stream Interaction Region*	područje interakcije tokova
SOHO	*Solar and Heliospheric Observatory*	Solarni i heliosferni opservatorij

Sadržaj

1. Uvod 1
1.1. Kozmičke zrake 1
1.1.1. Podjela kozmičkih zraka 1
1.1.2. Intenzitet i sastav GCR-a 3
1.1.3. Gibanje kozmičkih zraka u galaktici 6
1.2. Sunce 8
1.2.1. Koronini izbačaji 9
1.2.2. Područja interakcije tokova 13
1.3. Promjena toka kozmičkih zraka 14
1.3.1. Forbushevo smanjenje 15
1.4. Motivacija i cilj istraživanja 17

2. Modeliranje udarnog vala magnetskim zrcalom 19
2.1. Konfiguracija magnetskog polja 21
2.2. Magnetsko zrcalo i učinak sažimanja 23
2.3. Razmatranja vrijednosti amplitude FD-a 27

3. Interakcija GCR-a s udarnim valom 29
3.1. Model 29
3.2. Testni primjeri za proton 32
3.3. Analiza parametarskog prostora 36
3.4. Učinak sjene udarnog vala 39

4. Interakcija galaktičkih kozmičkih zraka s magnetskom strukturom ICME-a . . 41
4.1. Difuzijsko-ekspanzijski model 42
4.2. Evolucija magnetskog užeta 48
4.3. Određivanje parametara magnetskog užeta 51
4.4. Određivanje aksijalnog magnetskog toka 55

5. Zaključak 61

Dodatak A: GCS rekonstrukcija 63

Literatura 65

Popis slika

1.1. Atmosferski pljusak 2
1.2. Spektar kozmičkih zraka dobiven iz nekoliko opažanja. Na slici su prikazana 3 područja različitih spektralnih indeksa te "koljeno" na $3 \cdot 10^{15}$ eV i "gležanj" na $3 \cdot 10^{18}$ eV. Preuzeto s `http://www.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html`, originalno objavljeno u Swordy, 2001. 4
1.3. Intenzitet kozmičkih zraka za različite elemente. Preuzeto iz Yao i dr., 2006. . . 5
1.4. Usporedba brojnosti elemenata izmjerene u kozmičkim zrakama i brojnosti izmerene u Sunčevom sustavu. Preuzeto iz Gaisser i dr., 2016. 6
1.5. Gibanje nabijene čestice u magnetskom polju: (a) u homogenom magnetskom polju; (b) u nehomogenom magnetskom polju; (c) u magnetskom polju u kojem postoji nepravilnost dimenzija znatno većih od Larmorovog polumjera čestice; (d) u magnetskom polju u kojem postoji nepravilnost dimenzija znatno manjih od Larmorovog polumjera čestice; (e, f, g) u magnetskom polju u kojem postoji nepravilnost čije dimenzije odgovaraju Larmorovom polumjeru čestice ishod ovisi o fazi čestice u trenutku nailaska na nepravilnost može proći kroz nju (e), reflektirati se (f) ili ostati zatočena (g); (h) uslijed nepravilnosti u magnetskom polju može doći do raspršenja na silnicama magnetskog polja. Preuzeto iz Moraal, 2013. 7
1.6. Prikaz struktura Sunca. Preuzeto s `https://www.earthmagazine.org/article/here-comes-solar-maximum-what-we-know-and-dont-know-about-solar-storms-and-th`
1.7. Prikaz trodijelne strukture CME-a. Uključuje vodeći rub (*leading edge*), tamnu šupljinu (*cavity*) i svijetlu jezgru (*core*). Preuzeto iz Colaninno, 2012. 11
1.8. Shematski prikaz 3D strukture ICME-a i udarnog vala s pripadnim magnetskim poljem i plazmom. Preuzeto iz Zurbuchen i Richardson, 2006. 12
1.9. Skica područja interakcije tokova. Lijevo je dan pogled na ravninu ekliptike, tj. sa Sunčevog sjevernog pola. Desno je pogled sa Zemlje. Plavom bojom je označen tok sporog Sunčevog vjetra, a crvenom tok brzog vjetra. Strujna ploha označena je crnom bojom. Preuzeto iz Owens i Forsyth, 2013. 13

1.10. Usporedba parametara Sunčevog vjetra i magnetskog polja za CIR i CME dobivenih *Wind* letjelicom. Graf a) prikazuje parametre za CIR koji se dogodio 5.2.2000. Graf b) prikazuje parametre za ICME zabilježen 5.4.2010. koji odgovara CME-u od 3.4.2010. Prikazani parametri su redom: jakost magnetskog polja, fluktuacije magnetskog polja, brzina Sunčevog vjetra, gustoća protona, temperatura protona (crvenom bojom označena je polovina očekivane vrijednosti temperature) te plazmeni parametar beta. 14
1.11. Usporedba Forbushevih smanjenja uzrokovanih CIR-em i CME-om. Događaji koji su uzrokovali ova smanjenja odgovaraju događajima sa slike 1.10. Uočavamo postupno i simetrično smanjenje uzrokovano CIR-em (graf a)) te iznenadni pad i asimetrični profil smanjenja uzrokovanog CME-om (graf b)). 16
1.12. Struktura brzog izbačaja s pripadnim udarnim valom i profili toka kozmičkih zraka dobiveni detektorima koji prolaze različitim putanjama kroz CME. 17

2.1. Primjer Forbushevog smanjenja s dva koraka. Smanjenje je opaženo 5.4.2010. i uzrokovano je CME-om opaženim 3.4.2010. 20
2.2. a) Skica udarnog vala uzrokovanog CME-om; b) Pojednostavljena konfiguracija modela prikazanog pod a). Fronta udarnog vala prikazana je debljom crnom linijom, isprekidana strelica predstavlja normalu udarnog vala u odabranoj točki, tanje linije sa strelicama predstavljaju magnetsko polje, a deblja strelica smjer širenja udarnog vala. Veličine ispred udarnog vala označene su indeksom 1, a iza njega indeksom 2. U a) su za područje ispred udarnog vala prikazane komponente magnetskog polja paralelne i okomite na njegovu normalu (B_{1x} i B_{1y}). Trajektorija letjelice u sustavu mirovanja udarnog vala kada letjelica nailazi čeono na udarni val prikazana je točka-crtica linijom; različite faze prolaska letjelice u području iza udarnog vala označene su s 1, 2 i 3. 22
2.3. Notatcija za kosi udarni val u sustavu mirovanja udarnog vala gdje je brzina odabrana tako da je brzina plazme $\boldsymbol{v}$ paralelna magnetskom polju $\boldsymbol{B}$ (za detalje vidjeti Priest, 2000., poglavlje 5). 23
2.4. a) Refleksija čestice na magnetskom zrcalu (crne i sive krivulje sa strelicom prikazuju trajektorije dolazeće i reflektirane čestice); b) Povećanje jediničnog toka čestica zbog sažimanja u području iza udarnog vala. 24
2.5. Skica prostornih kutova čestica koje su reflektirane magnetskim zrcalom na fronti udarnog vala (sjenčana površina): čestice koje dolaze iz proizvoljnog azimutalnog smjera φ reflektiraju se ako im je kut uspona $\vartheta \geq \vartheta_0$. 25

2.6. Ovisnost omjera magnetskih polja iza i ispred udarnog vala, B_2/B_1, o: a) kutu nagiba θ_1, b) omjeru sažimanja $X = \rho_2/\rho_1$; Ovisnost parametra magnetskog zrcala k_m o: c) kutu nagiba θ_1, d) omjeru sažimanja X; Ovisnost omjera jediničnih tokova iza i ispred udarnog vala o: e) kutu nagiba θ_1, f) omjeru sažimanja X. 26

3.1. a) Shematski prikaz ICME-a koji ispred sebe stvara udarni val; b) Uvećano područje udarnog vala: promjena konfiguracije magnetskog polja unutar kosog MHD udarnog vala brzog moda. Magnetsko polje u području ispred udarnog vala ($x < 0$) je slabije od magnetskog polja iza udarnog vala ($x > d$). Preuzeto iz Kirin i dr., 2020. 30

3.2. Azimutalni kut ϕ. Čestice različitih azimutalnih kutova imaju različite vrijednosti komponenti brzine u trenutku ulaska u udarni val pa se zbog toga različito ponašaju unutar njega. Preuzeto iz Kirin i dr., 2020. 31

3.3. Učinak longitudinalnog udarnog vala na gibanje protona energije 1 GeV. Početna brzina iznosi $v_0 = 0.875c$ i u oba slučaja vrijedi $v_{0z} = -250\,000$ km s^{-1} = $-0.834c$. Parametri udarnog vala su: $B_1 = 5$ nT, $B_2/B_1 = 1.5$, $d = 10\,000$ km; a) Proton prolazi kroz udarni val i nastavlja gibanje iza njega s manjim Larmorovim polumjerom jer se nalazi u jačem magnetskom polju. x-komponenta početne brzine je: $v_{0x} = 40\,000$ km s$^{-1} = 0.133c$ a kut nagiba $\vartheta = 81.25°$; b) Proton se reflektira unutar udarnog vala i vraća se u područje ispred njega. x-komponenta početne brzine iznosi: $v_{0x} = 10\,000$ km s$^{-1} = 0.033c$ a kut nagiba je $\vartheta = 87.84°$. Preuzeto iz Kirin i dr., 2020. 33

3.4. a) Gibanje dva protona različitih vrijednosti komponente početne brzine v_{0z} u x-smjeru. Isprekidana crvena linija predstavlja proton koji je prošao kroz udarni val ($v_{0z} = -250\,000$ km s$^{-1} = -0.834c$), a plava puna linija reflektirani proton koji se vratio u područje ispred udarnog vala ($v_{0z} = 250\,000$ km s$^{-1} = 0.834c$). b) Promjena x-komponente brzine, v_x, za protone sa slike a). Početna vrijednost brzine u x-smjeru, v_{0x}, je ista u oba slučaja, tj. $v_{0x} = 15\,000$ km s$^{-1} = 0.050c$ pa je kut nagiba $\vartheta = 86.72°$. Budući da se radi o longitudinalnom udarnom valu, x-komponenta brzine je konstanta u području ispred udarnog vala. Parametri udarnog vala su: $B_1 = 5$ nT, $B_2/B_1 = 1.5$, $d = 10\,000$ km. Preuzeto iz Kirin i dr., 2020. 34

3.5. Usporedba a) trajektorija i b) x-komponenti brzine, v_x, za proton reflektiran unutar samog longitudinalnog udarnog vala (crvena isprekidana linija) i za proton vraćen iz područja iza udarnog vala (plava puna linija). Oba protona imaju istu početnu vrijednost v_x, $v_{0x} = 40\,000$ km s$^{-1} = 0.133c$ i kut nagiba $\vartheta = 81.25°$, ali proton koji je reflektiran unutar udarnog vala ima veću početnu vrijednost v_z, tj. $v_{0z} = 259\,000$ km s$^{-1} = 0.864c$, a proton vraćen iz područja iza udarnog vala ima $v_{0z} = 220\,000$ km s$^{-1} = 0.734c$. Parametri udarnog vala su: $B_1 = 5$ nT, $B_2/B_1 = 4$, $d = 10\,000$ km. Preuzeto iz Kirin i dr., 2020. 35

3.6. Trajektorije protona energije 1 GeV nakon reflektiranja unutar udarnog vala s prametrima $B_2/B_1 = 4$, $B_1 = 5$ nT, kutom nagiba $\theta = 45°$ i debljine $d = 10\,000$ km. Oba protona ($v_{0x} = 20\,000$ km s$^{-1} = 0.067c$) su reflektirana unutar udarnog vala i vraćena u područje ispred njega. Nakon toga oba ponovno ulaze u udarni val i ovog puta uspijevaju proći u područje iza njega. Jedan proton nastavlja gibanje u tom području (plava linija, $v_{0z} = 150\,000$ km s$^{-1} = 0.500c$, $\vartheta = 50.81°$), a drugi se ponovno vraća u područje ispred udarnog vala gdje nastavlja svoje gibanje (crvena linija, $v_{0z} = 220\,000$ km s$^{-1} = 0.734c$, $\vartheta = 64.20°$). Preuzeto iz Kirin i dr., 2020. 35

3.7. Promjena x-komponente brzine protona unutar kosog udarnog vala ($B_1 = 5.0$ nT, $B_2/B_1 = 4$ i $\theta = 45°$). Mijenjamo početne uvjete za proton energije 1 GeV i udarni val debljine 1 000 km; a) prikazuje promjenu v_x s udaljenošću od ruba udarnog vala za različite početne vrijednosti v_x i konstantnu početnu vrijednost v_z, konkretno $v_{0z} = 260\,000$ km s$^{-1} = 0.867c$; b) prikazuje promjenu v_x s udaljenošću od ruba udarnog vala za različite početne vrijednosti v_z i konstantnu početnu vrijednost v_x, konkretno $v_{0x} = 10\,000$ km s$^{-1} = 0.033c$. Kada v_x padne na nulu unutar udarnog vala, tj. za $x < 1$, nastavit će se smanjivati, odnosno bit će sve negativnija što znači da je proton reflektiran i giba se u $-x$-smjeru. Preuzeto iz Kirin i dr., 2020. 37

3.8. Promjena x-komponente brzine protona unutar longitudinalnog udarnog vala za proton energije 1 GeV i udarni val debljine 1 000 km ($B_1 = 5$ nT and $B_2/B_1 = 4$). Preuzeto iz Kirin i dr., 2020. 37

4.1. a) Skica magnetskog užeta: zatvorena magnetska struktura lokalno cilindričnog oblika, ukorjenjena u Suncu i bez čestica GCR; b) Skica difuzijsko-ekspanzijskog modela nakon vremena t: magnetsko uže se širi zadržavajući stalan oblik. Čestice ulaze okomitom difuzijom. Slika Sunca prilagođena je iz daljinskih EUV i koronagrafskih opažanja *SOHO*-a. Preuzeto iz Dumbović i dr., 2018. 42

4.2. GCR spektralni intenzitet dobiven korištenjem *'force-field'* aproksimacije (SPECTRUM) te udio čestica određene energije u ukupnom spektru, $\xi(E)$, izračunat iz jednadžbe (4.14) za savršeni detektor (PERFECT) i SOHO/EPHIN (EPHIN). Preuzeto iz Dumbović i dr., 2020. 46
4.3. GEANT 4 Monte Carlo simulacije funkcije odziva detektora F SOHO/EPHIN instrumenta (crne točke) i funkcija dobivena prilagodbom podacima (crtkana linija). Preuzeto iz Dumbović i dr., 2020. 47
4.4. Koeficijent okomite difuzije pored Zemlje dobiven na temelju Potgieter i dr. (2014.) za razdoblje 2006.–2009. godine i Corti i dr. (2019.) za razdoblje 2011.–2016. godine (ekstrapolirano do 2010.) za magnetsko polje jakosti $B = 5$ nT i rigiditet $P = 1$ GV. Preuzeto iz Dumbović i dr., 2020. 50
4.5. Skica tri različite vrste širenja magnetskog užeta: a) relativni porast poprečnog presjeka magnetskog užeta odgovara smanjenju jakosti središnjeg magnetskog polja (magnetski tok je očuvan); b) porast poprečnog presjeka magnetskog užeta je sporiji od smanjenja jakosti središnjeg magnetskog polja (magnetski tok se smanjuje); c) porast poprečnog presjeka magnetskog užeta je brži od smanjenja jakosti središnjeg magnetskog polja (magnetski tok raste). Magnetsko uže prikazano je silnicama polja u poloidalnom smjeru. Žuti križići označavaju mjesto rekonekcije (interakciju s magnetskim poljem u okolnoj plazmi). Preuzeto iz Dumbović i dr., 2018. 51
4.6. a) Shematski prikaz ICME-a s označenim pripadajućim strukturama: crtkana linija predstavlja udarni val, zelenom bojom označeno je područje turbulentnog magnetskog polja iza udarnog vala te crvenom bojom magnetsko uže. b) kvalitativno su prikazane vrijednosti magnetskog polja i parametara Sunčevog vjetra za odgovarajuće dijelove ICME-a sa slike a). Preuzeto iz Dumbović i dr., 2020. 53
4.7. Prikaz vrijednosti magnetskog polja (a) i parametara Sunčevog vjetra (b) za ICME koji je pored Zemlje opažen 3.4.2010. U zadnjem redu nalazi se i prikaz broja čestica kozmičkih zraka detektiran F-detektorom *EPHIN-a*. Na temelju smanjenja njihovog broja (Forbushevo smanjenje) određeni su rubovi magnetskog užeta koji su označeni crtkanim linijama. Crvena linija na prikazu temperature predstavlja polovicu očekivane temperature plazme. 54
4.8. Prikaz konvergencije parametra x sa smanjivanjem koraka energije ΔE. x-os prikazana je u logaritamskom mjerilu. Vrijednosti su dane za prva četiri događaja iz tablica 4.1 i 4.2. Za svaki događaj je za vrijednost magnetskog polja uzeta najveća i prosječna vrijednost polja unutar magnetskog užeta. 57

4.9. Prikaz promjene parametra x s vrijednostima polumjera magnetskog užeta. Slika a) prikazuje vrijednosti dobivene prema Rodari i dr. (2018.) gdje se pretpostavlja da sve čestice imaju isti rigiditet (1 GV). Slika b) prikazuje vrijednosti dobivene uz pretpostavku da čestice imaju energije od 50MeV do 100 GeV. Na x-osi dane su vrijednosti polumjera u rasponu od 80% do 120% izračunate vrijednosti. Na y-osi nalaze vrijednosti parametra x za događaje navedene u tablici 4.3 za dvije vrijednosti magnetskog polja: najveću i prosječnu unutar magnetskog užeta. 58

4.10. Promjena aksijalnog magnetskog toka s vrijednostima polumjera magnetskog užeta. Na x-osi dane su vrijednosti polumjera u rasponu od 80% do 120% izračunate vrijednosti. Na y-osi nalazi se logaritam omjera toka uz $a(t)+\Delta a$ i toka uz početno određeni $a(t)$. Grafovi su nacrtani za prva tri događaja navedene u tablici 4.3 za dvije vrijednosti magnetskog polja: najveću i prosječnu unutar magnetskog užeta. 60

1. a) Prikaz GCS modela s prednje strane; b) Simulirani prikaz Thomsonovog raspršenja u bijeloj svjetlosti GCS modelom. Preuzeto iz Thernisien i dr. (2006.). 64
2. Položaj GCS modela u 3D prostoru, prikaz područja izvora i odgovarajućih parametara: dužine ϕ, i širine θ i kuta nagiba γ. Preuzeto iz Thernisien (2011.). 64

Popis tablica

1.1. Modulacija toka kozmičkih zraka 15

3.1. Kritične vrijednosti v_{0z} za različite v_{0x} za pozitivne (drugi red) i negativne (treći red) v_{0y}. Vrijednosti su dane u km s^{-1}. Parametri polja su $B_1 = 5.0$ nT, $B_2/B_1 = 4$, $\theta = 45^\circ$ i $d = 1\,000$ km. 38
3.2. Kritične vrijednosti v_{0z} za različite v_{0x} i protone različitih energija. Parametri polja su $B_1 = 5.0$ nT, $B_2/B_1 = 4$, $\theta = 45^\circ$ i $d = 1\,000$ km. 38
3.3. Kritične vrijednosti v_{0z} za različite v_{0x} i protone različitih energija. Parametri polja su $B_1 = 5.0$ nT, $B_2/B_1 = 2$, $\theta = 45^\circ$ i $d = 1\,000$ km. 38
3.4. Kritične vrijednosti v_{0z} za različite v_{0x} i protone različitih energija. Parametri polja su $B_1 = 2.5$ nT, $B_2/B_1 = 4$, $\theta = 45^\circ$ and $d = 1\,000$ km. 39
3.5. Kritične vrijednosti v_{0z} za različite v_{0x} i protone različitih energija. Parametri polja su $B_1 = 5.0$ nT, $B_2/B_1 = 4$, $\theta = 45^\circ$ and $d = 10\,000$ km. 39

4.1. Popis CME-ova čija su vremena prvog opažanja navedena u prvom stupcu. U drugom stupcu navedena su vremena GCS rekonstrukcije, zatim udaljenost od Sunca i polumjer magnetskog užeta u trenutku GCS rekonstrukcije te u zadnjem stupcu polumjer magnetskog užeta kada se nalazi pored Zemlje. 52
4.2. Za događaje iz tablice 4.1 navedeno je vrijeme opažanja odgovarajućeg ICME-a kod Zemlje (prvi stupac) te vrijeme proteklo od GCS rekonstrukcije do dolaska do Zemlje (zadnji stupac). U drugom i trećem stupcu navedeni su početak i kraj magnetskog užeta određeni iz Forbushevog smanjenja (kao na slici 4.7), u četvrtom i petom stupcu nalaze se brzine plazme magnetskog užeta na njegovom prednjem i stražnjem kraju, zatim najveća i prosječna vrijednost magnetskog polja unutar magnetskog užeta te u predzadnjem stupcu amplituda Forbushevog smanjenja. 53
4.3. Brzina širenja magnetskog užeta (u km s^{-1}), indeks širenja polumjera, n_a, te vrijednosti parametra x za događaje iz tablica 4.1 i 4.2 izračunata analitički uz pretpostavku da sve čestice imaju rigiditet oko 1 GV prema (Rodari i dr., 2018.) te numerički uzimajući u obzir raspon energija od 50 MeV do 100 GeV. 56

4.4. Aksijalni magnetski tok za događaje iz tablice 4.1. Aksijalni magnetski tok dobiven modelom *ForbMod* dan je za dvije vrijednosti magnetskog polja (najveća i prosječna unutar magnetskog užeta). U zadnjem stupcu nalaze se vrijednosti određene izrazom iz Scolini i dr., 2020. Sve vrijednosti izražene su u jedinicama 10^{21} Mx. 59

Poglavlje 1

Uvod

1.1 Kozmičke zrake

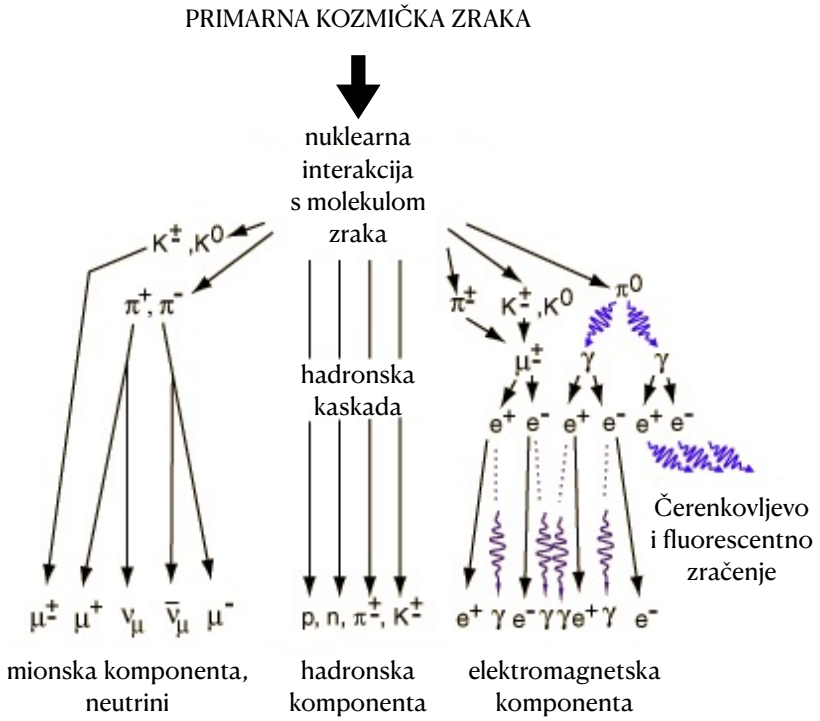
Kozmičkim zrakama (eng. *Cosmic Rays*, CR) naziva se sveukupni tok visokoenergetskih čestica koji dolazi iz svemira i dopire do Zemlje. Naziv potječe iz vremena kad se smatralo da su to γ-zrake, ali danas znamo da su kozmičke zrake većinom nabijene čestice, dok samo mali dio otpada na γ-zrake i neutrine (Carlson i Profumo, 2014.). Na kvadratni metar u jednoj sekundi u Zemljinu atmosferu upada oko 1000 čestica kozmičkih zraka. To su ionizirane jezgre: oko 90% su protoni, 9% alfa čestice, a ostalo su teže jezgre (uključujući i jezgre željeza ili čak i jezgre teže od njih). Većina kozmičkih zraka je relativistička: energije su im reda veličine mase mirovanja ili nešto veće i gibaju se brznim bliskom brzini svjetlosti. Vrlo mali dio njih ima ultrarelativističke energije koje dosežu 10^{20} eV, tj. oko 20 J (Gaisser i dr., 2016.).

Pitanje postanka kozmičkih zraka nije u potpunosti razriješeno. Zna se da većina njih potječe daleko izvan Sunčevog sustava, ali unutar naše galaktike. Mali dio čestica koji potječe sa Sunca povezan je sa silovitim događajima koji se tamo odvijaju i zbog toga jako varira u vremenu. Ostatak kozmičkih zraka pokazuje antikorelaciju sa Sunčevom aktivnošću te mu je u blizini Sunca smanjen tok u periodu kada je Sunčev vjetar najintenzivniji. Larmorov polumjer kozmičkih zraka najviših energija u karakterističnim galaktičkim magnetskim poljima veći je od dimenzija od naše galaktike. Takve kozmičke zrake najvjerojatnije su izvangalaktičkog podrijetla. Dakle, kozmičke zrake mogu nastati u različitim izvorima: Suncu ili drugim zvijezdama, ali i u objektima kao što su supernove ili njihovi ostaci, neutronske zvijezde, crne rupe, aktivne galaktičke jezgre ili radio galaktike.

1.1.1 Podjela kozmičkih zraka

Razlikujemo primarne i sekundarne CR. Primarne CR sastoje se od originalnih čestica koje je emitirao izvor, a sekundarne od čestica koje su nastale u interakciji primarnih s materijom. Produkti tih sudara često imaju dovoljnu energiju za daljnju interakciju pa dolazi do kaskade sudara

i niza novih čestica koji nazivamo atmosferskim pljuskom (slika 1.1). Atmosferski pljusak se sastoji od elektromagnetske, mionske i hadronske komponente.



Slika 1.1: Atmosferski pljusak

Ovisno o izvoru, kozmičke zrake dijelimo na galaktičke (eng. *Galactic Cosmic Rays*, GCR), solarne (eng. *Solar Cosmic Rays*, SCR) i anomalne (eng. *Anomalous Comic Rays*, ACR). GCR potječu izvan Sunčevog sustava i imaju najveće energije, sve do 10^{21} eV (Halzen, 2007.). Tok GCR-a moduliran je Sunčevom aktivnošću tako da pojačana Sunčeva aktivnost štiti Zemlju od GCR-a. Kada GCR ulaze u Sunčev sustav moraju savladati tok Sunčevog vjetra (ionizirana plazma brzine oko 500 km/s) suprotnog smjera. Vjetar ometa i usporava nadolazeće GCR, smanjuje im energiju te onima najniže energije onemogućava da dođu do Zemlje. Taj učinak poznat je kao Sunčeva modulacija toka kozmičkih zraka i odražava 11-godišnji ciklus aktivnosti Sunca. Intenzitet galaktičkih kozmičkih zraka na Zemlji je u antikorelaciji s razinom Sunčeve aktivnosti. Dakle, kada je aktivnost Sunca visoka i postoji puno Sunčevih pjega, GCR intenzitet na Zemlji je nizak i obrnuto. Međutim, čak i za vrijeme mirnih perioda, postoji značajno potiskivanje GCR-a. Za točno predviđanje gustoće energija kozmičkih zraka u međuzvjezdanom mediju koji nije pod utjecajem Sunca, treba uzeti u obzir i modulaciju za vrijeme razdoblja smanjene aktivnosti Sunca (Moraal, 2013.).

Solarne kozmičke zrake potječu uglavnom od Sunčevih bljeskova i koroninih izbačaja (eng. *Coronal Mass Ejection*, CME) te udarnih valova u međuplanetarnom mediju. Energije im tipično iznose oko nekoliko stotina MeV-a po nukleonu. Jaki Sunčevi bljeskovi mogu nekoliko puta povećati tok CR-a kroz period od par dana zbog povećanog toka SCR-a. Anomalne koz-

mičke zrake imaju najmanje energije i potječu iz međuzvjezdanog prostora iza heliopauze.

1.1.2 Intenzitet i sastav GCR-a

Integralni intenzitet $I(>E)$ CR-a definiran je kao broj čestica energije veće od iznosa E koje prolaze kroz jedinčnu površinu u jediničnom vremenu i po jediničnom prostornom kutu ($[I] = cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}$). Integralni intenzitet povezan je s intenzitetom $I(E)$ izrazom

$$I(>E) = \int_E^\infty dE' I(E'). \tag{1.1}$$

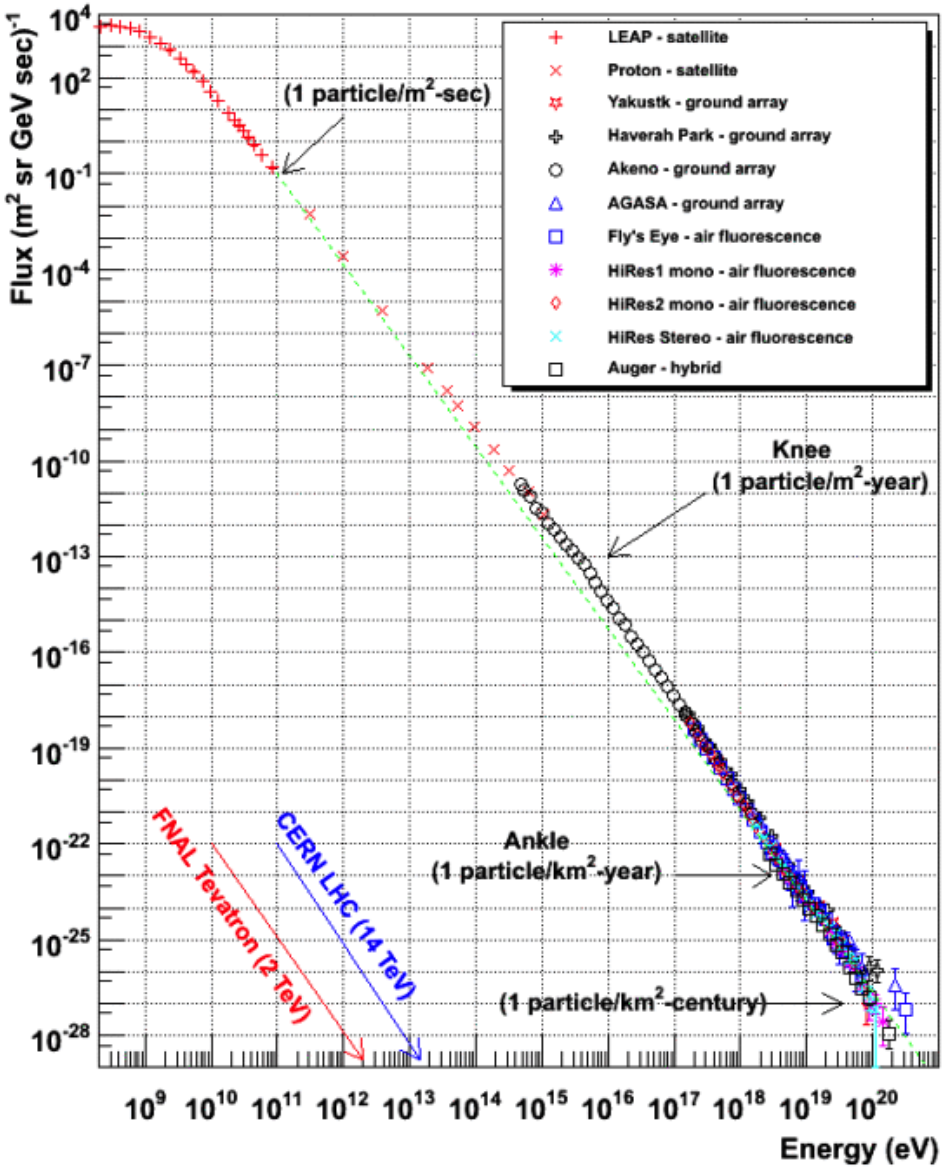
Općenito, na intenzitet I utječe položaj i orijentacija detektora (Kachelriess, 2008.).

Na slici 1.2 prikazan je diferencijalni energetski spektar odnosno tok kozmičkih zraka na pojedinim energijama. Treba naglasiti da se radi o logaritamskom prikazu: ravna linija pokazuje da je broj čestica kozmičkih zraka neke energije proporcionalan energiji na neku potenciju. Zbog toga spektar na energijama većim od nekoliko GeV-a možemo definirati polinomnim izrazom

$$I(E) \sim 1.8E^{-\alpha}\ cm^{-2}\ s^{-1}\ sr^{-1}\ GeV^{-1}, \tag{1.2}$$

gdje je α spektralni indeks. Spektar možemo podijeliti na četiri područja. Čestice energija manjih od 10 GeV su pod utjecajem Sunčeve modulacije pa spektar može lokalno odstupati od gornjeg izraza. Za čestice energija od 10 GeV do 1 PeV diferencijalni spektralni indeks iznosi ≈ 2.7. Od 10 PeV do 1 EeV spektar postaje strmiji, a α iznosi ≈ 3.1. Iznad 10 EeV spektar se ponovno izravnava s $\alpha \approx 2.6$ i zatim završava na oko 10^{20} eV (Gaisser i dr., 2016.). Čestice kozmičkih zraka energija većih od 10^{19} eV dolaze do Zemlje brojnošću od jedne čestice po kilometru kvadratnom po stoljeću. Zbog toga postoji vrlo malo podataka o česticama najviših enegija i njihovo podrijetlo još uvijek nije poznato. Područja na kojim se mijenja vrijednost spektralnog indeksa nazivaju se koljeno (na oko 3 PeV) i gležanj (oko 3 EeV). Na energijama od oko 3 PeV Larmorov polumjer čestica postaje veći od debljine udarnog vala pa su mehanizmi ubrzavanja u udarnim valovima supernova manje učinkoviti na tim energijama. Time se objašnjava postojanje koljena. Pojava gležnja se ponekada povezuje s česticama izvangalaktičkog podrijetla, nastalim u npr. središtima aktivnih galaktičkih jezgri, u jakim radio galaktikama ili kozmičkim strunama. Budući da energetski spektar nije eksponencijalan, CR su proizvedene u netermalnim procesima što ih razlikuje od svih ostalih izvora zračenja (npr. zvijezde ili supernove).

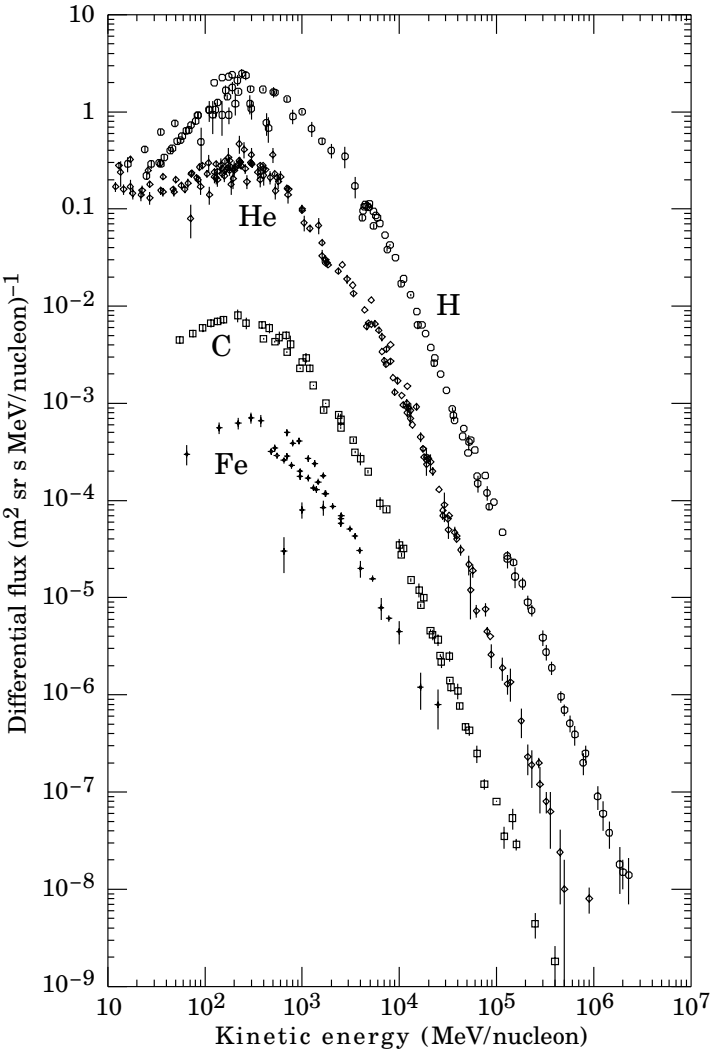
Slika 1.3 prikazuje pojedinačne intenzitete $I(E)$ za najbitnije elemente u sastavu CR-a. Sve kozmičke zrake su potpuno ionizirane jer snažni procesi ubrzavaju nabijene čestice i uklanjanju elektrone iz atoma ostavljajući izolirane jezgre i elektrone. Najprije uočavamo da glavnu komponentu CR-a čine protoni, zatim oko 10% jezgre helija, a ostalo (oko 1%) su male primjese težih elemenata. Možemo uočiti i da postoje male razlike u spektralnim indeksima za pojedine



Slika 1.2: Spektar kozmičkih zraka dobiven iz nekoliko opažanja. Na slici su prikazana 3 područja različitih spektralnih indeksa te "koljeno" na $3 \cdot 10^{15}$ eV i "gležanj" na $3 \cdot 10^{18}$ eV. Preuzeto s `http://www.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html`, originalno objavljeno u Swordy, 2001.

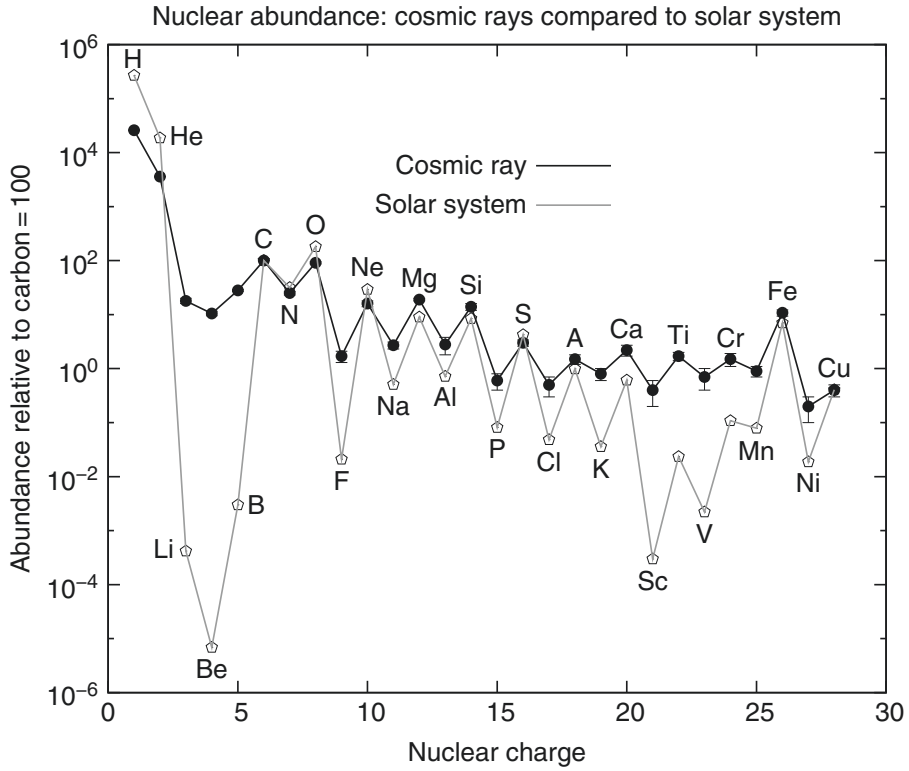
elemenate: relativan doprinos teških elemenata se povećava s energijom. Da bi se mogla mjeriti prisutnost rijetkih elemenata, potrebni su detektori velikih dimenzija. Općenito pouzdanija mjerenja zahtijevaju veće instrumente, no cijena svemirskih instrumenata jako raste s njihovom veličinom odnosno masom. Detektori na Zemlji mogu imati znatno veću površinu i osjetljivost, ali ne mogu mjeriti kemijski sastav kozmičkih zraka zbog utjecaja Zemljine atmosfere.

Na slici 1.4 uspoređujemo relativnu brojnost elemenata izmjerenu u kozmičkim zrakama s brojnošću tih elemenata u Sunčevom sustavu. Obje krivulje pokazuju parno-neparni učinak, tj. da su jezgre s parnim brojem protona i neutrona brojnije. Glavna razlika između njih je u tome da su elementi Li, Be, B (Z=3-5) i Sc, Ti, V, Cr, Mn (Z=21-25) znatno brojniji (za nekoliko



Slika 1.3: Intenzitet kozmičkih zraka za različite elemente. Preuzeto iz Yao i dr., 2006.

redova veličine) u kozmičkim zrakama nego u Sunčevom sustavu. To objašnjavamo učinkom prostiranja: elementi iz grupe Li, B, Be nastaju kao sekundarne čestice u interakcijama CR-a u Galaktici. S druge strane, ti elementi gotovo ne postoje kao konačni produkti zvjezdane nukleosinteze. Također, uočavamo da je brojnosti jezgri sa Z>1 u odnosu na brojnost protona veća u kozmičkim zrakama nego u materiji Sunčevog sustava. To bi moglo biti zbog toga što je vodik relativno teško ionizirati da bi uopće započeo proces ubrzavanja. Drugi mogući uzrok je razlika u sastavu izvora.



Slika 1.4: Usporedba brojnosti elemenata izmjerene u kozmičkim zrakama i brojnosti izmerene u Sunčevom sustavu. Preuzeto iz Gaisser i dr., 2016.

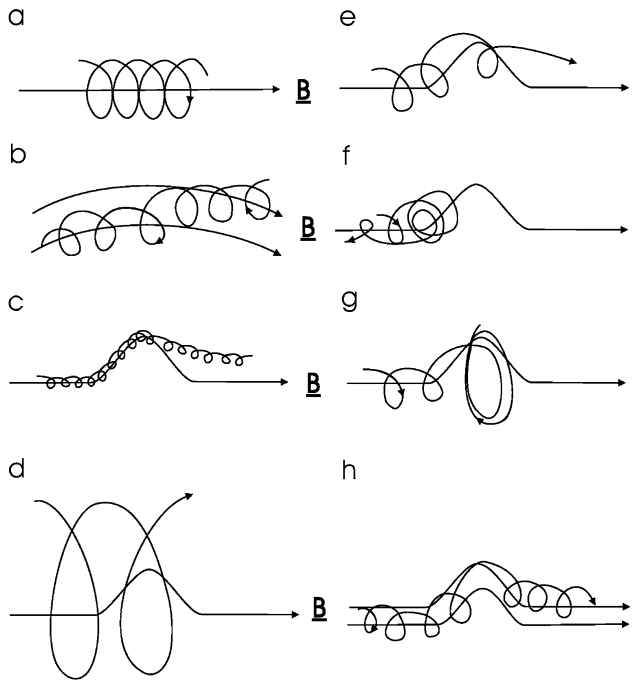
1.1.3 Gibanje kozmičkih zraka u galaktici

Kozmičke zrake za vrijeme svog života prelaze udaljenosti i 1000 puta veće od debljine diska naše galaktike. Količina materije kroz koju čestice prolaze smanjuje se s porastom njihove energije što ukazuje na to da čestice CR viših energija provode manje vremena u galaktici nego čestice nižih energija. Također ukazuje na to da su CR ubrzane na samom početku propagacije. Da se čestice ubrzavaju za vrijeme propagacije imali bismo konstantan omjer sekundarnih i primarnih kozmičkih zraka. Unatoč tome, ubrzavanje i prijenos čestica su blisko povezani, posebno u teoriji ubrzavanja na udarnim valovima nastalih na supernovama. U tom slučaju, difuzivno raspršenje čestica na nepravilnostima magnetskog polja ima ključnu ulogu i u ubrzavanju i u propagaciji. Štoviše, budući da se ubrzavanje dodgađa dok se ostaci supernove šire u međuzvjezdani medij, ne postoji stroga podjela između ubrzavanja i širenja.

Galaktičko magnetsko polje iznosi oko 3 μG i približno je paralelno s lokalnom spiralom, ali uz velike fluktuacije. Magnetsko polje je zamrznuto u ioniziranom dijelu plina. Ionizirani plin i magnetsko polje zajedno čine MHD fluid kroz koji se šire valovi karakterističnom Alfvénovom brzinom v_A. Gustoća energije u galaktičkom magnetskom polju ($\sim 0.4 \cdot 10^{-12}$ erg/cm^3) usporediva je s onom kozmičkih zraka ($\sim 0.8 \cdot 10^{-12}$ erg/cm^3) i usko su povezane. Tok kozmičkih zraka može stvoriti Alfvénove valove koji onda mogu biti izvor raspršenja kozmičkih zraka

(Gaisser i dr., 2016.).

Slika (1.5) prikazuje kako se nabijena čestica giba u magnetskom polju. Dijagram (a) pokazuje helikoidno gibanje čestice u konstantnom, jednolikom magnetskom polju. Dijagram (b) ilustrira helikoidnu trajektoriju koja pokazuje drift u nejednolikom polju. Ostatak prikazuje kako na čestice djeluju nepravilnosti magnetskog polja. U (c) čestica manje energije s Larmorovim polumjerom znatno manjim od veličine nepravilnosti najprije prati poremećaj, ali zatim driftom prelazi na susjednu silnicu. Na česticu visoke energije s Larmorovim polumjerom puno većim od nepravilnosti nepravilnost nema zamjetan učinak (d). Kada je rigiditet čestice takav da je Larmorov polumjer usporediv s veličinom nepravilnosti onda utjecaj ovisi o fazi oscilacije u trenutku nailaska na nepravilnost (e,f,g). Općenito čestica može biti "raspršena" prema naprijed (e), unatrag (f), ili zatočena (uz povećanje energije) (g). U slučaju rezonancije čestica se može raspršiti i na drugoj silnici (h).



Slika 1.5: Gibanje nabijene čestice u magnetskom polju: (a) u homogenom magnetskom polju; (b) u nehomogenom magnetskom polju; (c) u magnetskom polju u kojem postoji nepravilnost dimenzija znatno većih od Larmorovog polumjera čestice; (d) u magnetskom polju u kojem postoji nepravilnost dimenzija znatno manjih od Larmorovog polumjera čestice; (e, f, g) u magnetskom polju u kojem postoji nepravilnost čije dimenzije odgovaraju Larmorovom polumjeru čestice ishod ovisi o fazi čestice u trenutku nailaska na nepravilnost može proći kroz nju (e), reflektirati se (f) ili ostati zatočena (g); (h) uslijed nepravilnosti u magnetskom polju može doći do raspršenja na silnicama magnetskog polja. Preuzeto iz Moraal, 2013.

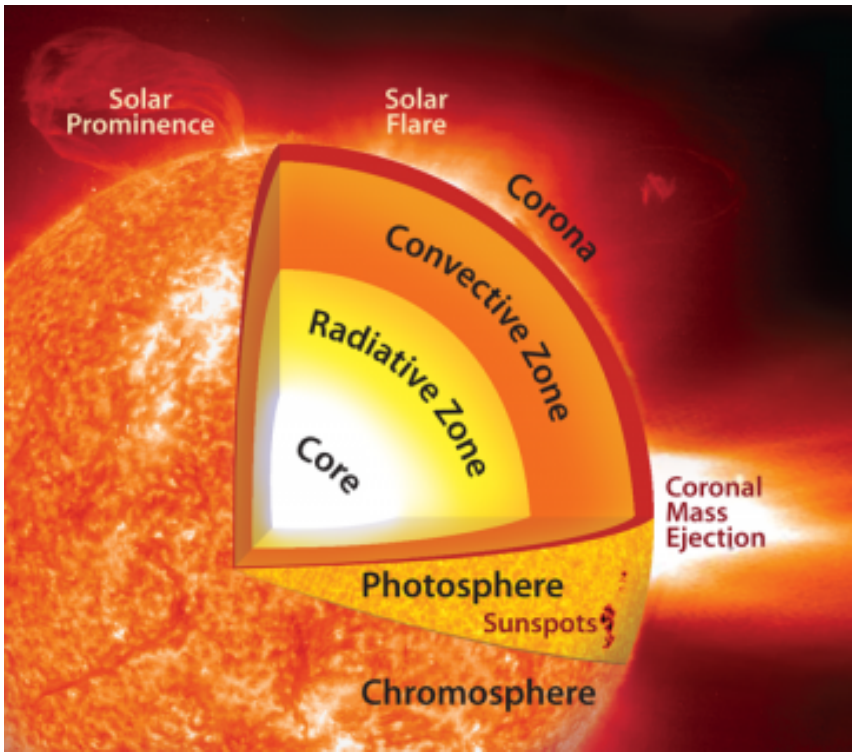
1.2 Sunce

Sunce je jedna od stotina milijardi zvijezda koje tvore našu galaktiku. Zbog blizine Zemlji, ono je jedina zvijezda koju možemo detaljno proučavati. Rezultati tih proučavanja od neprocjenjive su važnosti ne samo radi razumijevanja planeta u Sunčevom sustavu, već i zbog ovisnosti našeg društva o tehnologiji, radio signalima i komunikacijama koji su osjetljivi na poremećaje koji dolaze sa Sunca (npr. Sunčeve energetske čestice, eng. *Solar Energetic Particles*, SEP ili koronini izbačaji, eng. *Coronal Mass Ejection*, CME). Sunce je izvor svih događaja koji mogu interagirati sa Zemljinom magnetosferom i tehnološkim instrumentima koje koristimo u svakodnevnom životu (Feynman i Gabriel, 2000.).

Energija oslobođena na Suncu nastaje u jezgri, termonuklearnom fuzijom vodika u helij. Sunčeva jezgra (shematski prikaz Sunca dan je na slici 1.6) područje je visoke temperature, oko $15.6 \cdot 10^6$ K i prostire se do oko 25% polumjera Sunca. Energija se iz jezgre u više slojeve Sunca prenosi zračenjem sve dok temperaturni gradijent ne naraste dovoljno da uzrokuje nestabilnost. Zbog ovakvog prijenosa energije dio Sunca od 25% do 70% njegovog polumjera naziva se zona zračenja. Temperature u zoni zračenja iznose od $7 \cdot 10^6$ K u unutrašnjosti do $2 \cdot 10^6$ K na vanjskom dijelu. Slijedi konvektivna zona gdje se energija prenosi miješanjem (konvekcijom) sve do fotosfere koja predstavlja površinu Sunca. Konvektivna zona je zadnji sloj unutrašnjeg dijela Sunca. To je optički gusto područje i njegova efektivna temperatura iznosi oko 5800 K (Stix, 2002.).

Sunčeva atmosfera sastoji se od fotosfere, kromosfere, prijelaznog područja i korone. Većina vidljive svjetlosti koju opažamo potječe iz fotosfere. Debljina fotosfere iznosi nekoliko stotina kilometara a temperatura se mijenja od 6600 K na dnu do 4300 K na vrhu. U fotosferi opažamo pojave kao što su Sunčeve pjege, fakule, granule i supergranule. Iznad fotosfere nalazi se kromosfera debljine oko 2500 km. Temperatura u kromosferi raste od 4300 K do 10000 K. Slijedi vrlo tanko prijelazno područje u kojem dolazi do naglog porasta temperature od 10^5 K do 10^6 K (Stix, 2002.). Najgornji sloj Sunčeve atmosfere naziva se korona i predstavlja ogromno područje male gustoće (10^{15} čestica po m^3) i vrlo visoke temperature (reda veličine 10^6 K) koje se prostire u međuplanetarni prostor. Ovaj kontinuirani tok plazme i u njemu zamrznutog magnetskog polja tvori Sunčev vjetar koji se širi radijalno od Sunca (Parker, 1960.). Kada bismo željeli pratiti dio plazme sa Sunca, morali bismo uzeti u obzir diferencijalnu rotaciju Sunca te radijalno gibanje plazme Sunčevog vjetra čime bismo dobili Parkerov spiralu.

Za Sunčev vjetar karakteristične su gustoća i temperatura koje se smanjuju udaljavanjem od Sunca. Možemo ga podijeliti na spori i brzi Sunčev vjetar. Prvi potječe iz zatvorenih magnetskih područja i ima karakterističnu brzinu od oko 300 km/s za vrijeme niske Sunčeve aktivnosti te dostiže oko 500 km/s u periodu maksimalne Sunčeve aktivnosti. Brzi solarni vjetar potječe iz područja otvorenog magnetskog polja na površini Sunca (koronine šupljine) i može dostići



Slika 1.6: Prikaz struktura Sunca. Preuzeto s `https://www.earthmagazine.org/article/here-comes-solar-maximum-what-we-know-and-dont-know-about-solar-storms-and-their-hazards`

brzine od oko 800 km/s (St. Cyr i dr., 2000.; Howard i dr., 1985., Hudson i dr., 2006.).

Sunčevu koronu povezujemo i s fenomenima najviših energija kao što su prominencije ili filamenti, bljeskovi te koronini izbačaji. Sunčevo magnetsko polje odgovorno je za sve energetske događaje. Može se grubo aproksimirati magnetskom dipolarnom strukturom koja ima 11-godišnji ciklus aktivnosti koji se očituje u promjeni broja Sunčevih pjega. Za vrijeme maksimalne aktivnosti moguće je detektirati velik broj Sunčevih pjega na njegovoj površini, dok za vrijeme minimalne aktivnosti pjega gotovo i nema.

1.2.1 Koronini izbačaji

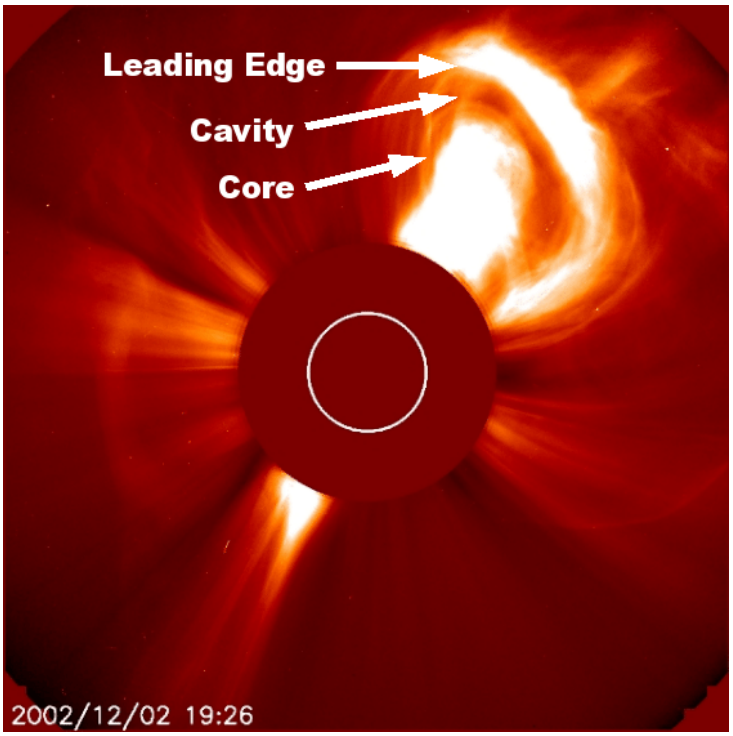
Magnetska struktura Sunčeve atmosfere sastoji se od otvorenih i zatvorenih silnica magnetskog polja. Te dvije vrste magnetskih struktura povezane su s dvije vrste fenomena koje opažamo. Koronine šupljine, tj. područja otvorenih magnetskih silnica, izvori su heliosferskih tokova velike brzine i relativno male gustoće (Krieger i dr., 1973.; Gosling i Pizzo, 1999.) koji kasnije mogu tvoriti tzv. korotirajuća područja interakcije (eng. *Corotating Interaction Region*, CIR). CME-i potječu iz područja zatvorenih silnica magnetskog polja, obično iz aktivnih područja ili područja filamenata. Aktivna područja su strukture u Sunčevoj atmosferi s pojačanim i strukturiranim magnetskim poljem te pojačanom aktivnošću u odnosu na okolinu. Filamenti se sastoje od hladnije i gušće plazme koju u toplijoj i rjeđoj Sunčevoj atmosferi zadržava magnetsko polje te se ona čini tamnijom od okolnog medija.

CME je eruptivni proces najveće energije u Sunčevoj atmosferi. Pokreće ga energija oslobođena iz koroninog magnetskog polja (Vourlidas i dr., 2000.; Subramanian i Vourlidas, 2007.). Erupcije stvaraju masivne oblake plazme sa "zamrznutim" magnetskim poljem koji se udaljavaju od Sunca i prostiru u heliosferu brzinom od 100 do 2000 km/s. Proces koji pokreće nastanak CME-a i koji ubrzava masu od oko 10^{13} kg do brzina od nekoliko stotina km/s mora uključivati učinkovit prijenos energije u kratkom vremenskom razdoblju. Teoretski modeli predviđaju da mora postojati interakcija između eruptirajućeg i okolnog polja, najvjerojatnije u obliku magnetske rekonekcije odnosno preustroja topologije magnetskog polja (Webb i Howard, 2012.).

CME-i se mogu opažati izravno u vidljivom dijelu spektra korištenjem koronagrafa koji daju sliku Sunčeve korone. To su posebni teleskopi koji zaklanjaju svijetlu Sunčevu fotosferu (imitirajući potpunu pomrčinu) i detektiraju fotosfersku svjetlost raspršenu koroninim elektronima. Budući da je Sunčev disk zaklonjen, opažanja CME-a koronagrafom ne pružaju informacije o području izvora CME-a na disku što bi omogućilo određivanje smjera CME-a. Slika 1.7 prikazuje klasični izgled CME-a u koronagrafu. CME je obično predočen kao struktura od 3 dijela: svijetli vodeći rub iza kojeg slijedi tamnija šupljina te iza nje svijetla jezgra (filament) (Illing i Hundhausen, 1985.). Vodeći rub interpretiramo kao komprimirani materijal Sunčevog vjetra koji je posljedica eruptirajućeg magnetskog polja. Tamnoj šupljini obično pridružujemo magnetsko uže (eng. *flux rope*, FR) - cilindričnu plazmenu strukturu s magnetskim poljem namotanim oko središnje osi. Zaostajući svijetli filament je hladnija plazma (Howard, 2014.). U stvarnosti CME-i imaju složeniji oblik i samo oko 30% CME-a pokazuje sve 3 navedene strukture (Webb i Hundhausen, 1987.). Osim opažanja u vidljivom dijelu spektra, moguća je analiza u röntgenskom ili u ekstremno-ultraljubičastom spektralnom području. Takva analiza daje uvid u početne procese izbačaja u niskoj koroni koji su inače zaklonjeni okultacijskim diskom koronagrafa, te daje uvid u trodimenzionalnu kinematiku izbačaja.

Kada CME eruptira na Suncu na njega djeluju 3 sile: Lorentzova sila, gravitacijska sila i magnetohidrodinamički (MHD) otpor (Vršnak, 2006.; Chen, 1996.). Nakon što CME dostigne udaljenosti veću od $15R_{\odot}$, MHD otpor Sunčevog vjetra postaje dominantan (Cargill, 2004.; Vršnak i dr., 2009.). Propagaciju CME-a u međuplanetarnom prostoru, stoga dobro reproduciramo modelom MHD otpora (Vršnak i dr., 2013.; Žic i dr., 2015.).

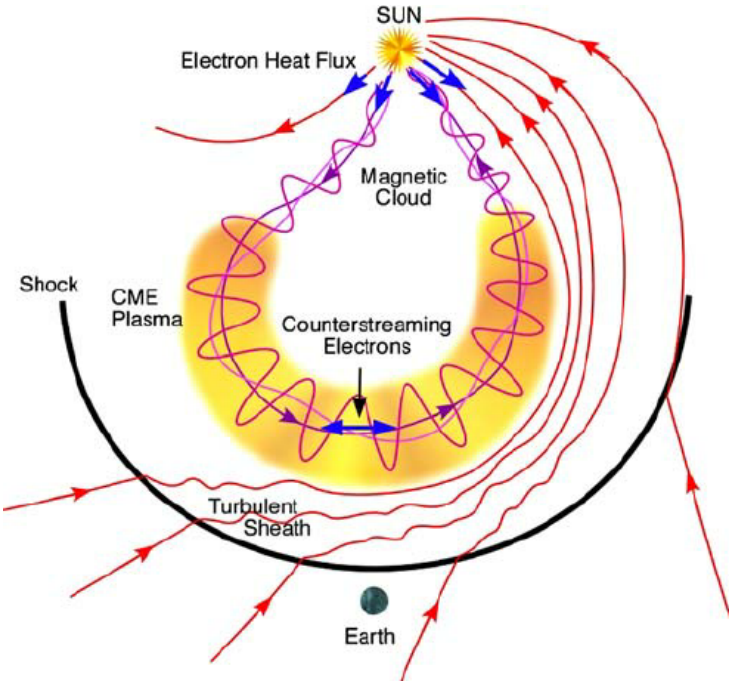
CME nakon odlaska sa Sunca nazivamo međuplanetarnim koroninim izbačajem (eng. *Interplanetary Coronal Mass Ejection*, ICME; npr. Gopalswamy, 2006.; Forsyth i dr., 2006.). Nakon napuštanja Sunca CME-ovi se, zbog neravnoteže tlaka, šire u međuplanetarni prostor pri čemu slabi magnetsko polje, te interagiraju s tokom okolnog Sunčevog vjetra (Cargill i dr., 1996.). Svojstva okolnog Sunčevog vjetra imaju ključnu ulogu u prostiranju ICME-a. Ako se vodeća fronta giba brže od okolnog Sunčevog vjetra, ICME će sažeti i odbiti plazmu na koju nailazi te stvoriti, tzv. *sheath* područje. Interakacija ICME-a i Sunčevog vjetra u međuplanetarnom prostoru može usporiti brze ICME-e ili ubrzati spore (Rollett i dr., 2014.; Savani i dr.,



Slika 1.7: Prikaz trodijelne strukture CME-a. Uključuje vodeći rub (*leading edge*), tamnu šupljinu (*cavity*) i svijetlu jezgru (*core*). Preuzeto iz Colaninno, 2012.

2010.; Temmer i dr., 2011.). Osim interakcija sa Sunčevim vjetrom često se uočavaju međusobne interakcije ICME-a (Temmer i dr., 2014.) posebice kada se njihov broj poveća s 0.3 po danu za vrijeme Sunčevog minimuma na 4-5 po danu za vrijeme Sunčevog maksimuma (Webb i Howard, 1994.; St. Cyr i dr., 1999.; Schwenn i dr., 2006.; Webb i Howard, 2012.). Tada je teško uočiti izravnu vezu između CME-a i ICME-a, pogotovo kada se nekoliko uzastopnih CME-a spoji u jedan složeni ICME.

In situ mjerenja koja se koriste za identifikaciju ICME-a obično pokazuju promjene parametara Sunčevog vjetra i međuplanetarnog polja (eng. *interplanetary magnetic field*, IMF), međutim granice CME-a nisu jednoznačno definirane. Dio autora u definiciju uključuje cijeli poremećaj: udarni val, *sheath* područje i izbačaj (Rouillard, 2011.). Udarni val je diskontinuitet koji se stvara na vodećem rubu CME-a kada je CME brži od okolnog Sunčevog vjetra magnetosonične brzine (Reiner i dr., 2007.). Udarni val može ubrzati energetske čestice sa Sunca. Iza njega slijedi turbulentno i vruće *sheath* područje koje odgovara vodećem rubu i za koje je karakteristična velika gustoća plazme i jako magnetsko polje. Na kraju dolazi sam izbačaj kojeg neki autori samog označavaju kao ICME (Richardson i Cane, 2010.). Izbačaj može imati sva ili samo neka od sljedećih obilježja: pojačano magnetsko polje, rotacija magnetskog polja, male fluktuacije magnetskog polja, niska temperatura protona, mala gustoću protona, nizak plazmeni parametar beta (omjer magnetskog i kinematičkog tlaka), monotoni pad brzine, povećan omjer α-čestica i protona (Zurbuchen i Richardson, 2006.; Rouillard, 2011.). Na slici 1.8 je shematski prikazana 3D struktura ICME-a te pripadnog magnetskog polja i plazme ICME-a.



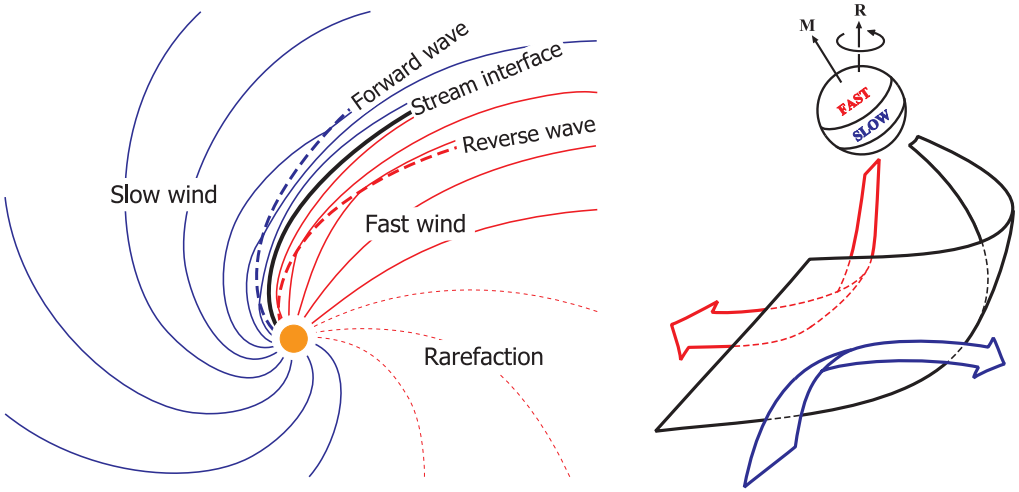
Slika 1.8: Shematski prikaz 3D strukture ICME-a i udarnog vala s pripadnim magnetskim poljem i plazmom. Preuzeto iz Zurbuchen i Richardson, 2006.

Budući da se rijetko istovremeno opažaju sva navedena obilježja (Richardson i Cane, 2010.), teško je dati preciznu definiciju CME-a opaženih koronagrafima u vidljivom dijelu spektra te ICME-a opaženih u *in situ* mjerenjima. Zbog toga se i poremećaji Sunčevog vjetra koji pokazuju samo neke od očekivanih obilježja u literaturi označavaju kao ICME-i (Rouillard, 2011.). Rotirajuće magnetsko polje u središtu jezgre CME-a nazivamo magnetskim oblakom (Burlaga i dr., 1990.; Lynch i dr., 2003.). Magnetskim oblacima pridružena je glatka rotacija magnetskog polja te povećanje magnitude magnetskog polja uz male varijacije polja. Karakterizira ih plazmeni parametar $\beta < 1$ što znači da je magnetski tlak veći od termalnog. Drugim riječima, magnetsko polje određuje ukupnu strukturu izbačaja. Ovisno o trajektoriji letjelice kroz ICME bit će uočena različita područja. Ako letjelica prođe kroz bočni dio, uočit će se samo obilježja udarnog vala. Ako CME ne stvori udarni val, bit će opažena samo obilježja izbačaja. Identifikacija ICME-a dodatno je otežana zbog već spomenute moguće međusobne interakcije 2 CME-a ili zbog interakcije s CIR-om.

Dolaskom ICME-a do Zemlje, može interagirati sa Zemljinom magnetosferom što može uzrokovati geomagnetsku oluju. Uslijed geomagnetske oluje može doći i do štetnih posljedica u satelitskoj komunikaciji. S druge strane, ICME-i mogu djelovati kao štit protiv GCR-a, čestica koje potječu iz supernova ili neutronskih zvijezda. Mjerenje toka GCR-a može pomoći u identifikaciji ICME-a. Pokazano je (Cliver i dr., 2003.) da je Zemlja za vrijeme minimuma Sunčeve aktivnosti oko 10% vremena pod utjecajem ICME-a, a za vrijeme maksimuma 30 - 40% vremena.

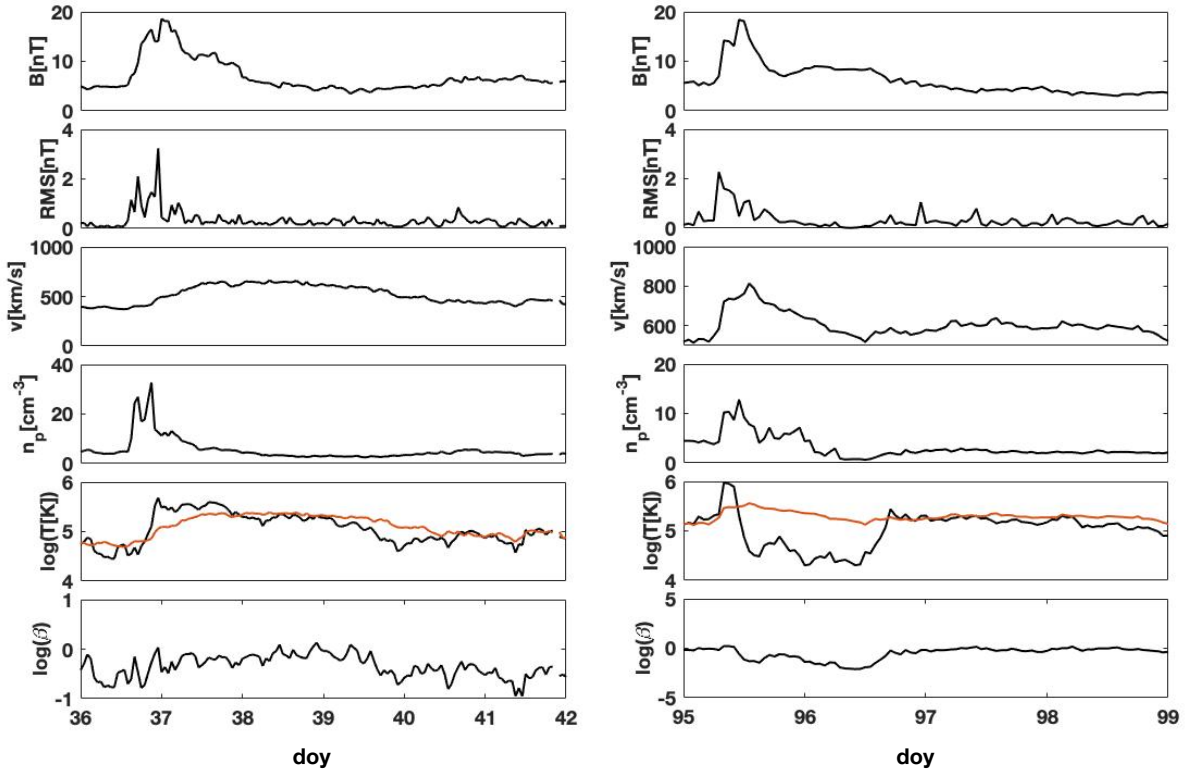
1.2.2 Područja interakcije tokova

Nailaskom brzog Sunčevog vjetra koji potječe iz koroninih šupljina na sporiji Sunčev vjetar u međuplanetarnom prostoru nastaje tzv. strujna ploha (eng. *stream interface*). Karakterirzirana je naglim padom gustoće i porastom temperature te malim povećanjem brzine (Burlaga, 1974.; Crooker i dr., 1999.). Interakcija tokova Sunčevog vjetra na strujnoj plohi uzrokuje s jedne i druge strane savijanje i sažimanje magnetskog polja "zamrznutog" u plazmi. Dio međuplanetarnog prostora koji je pod utjecajem te interakcije naziva se područje interakcije tokova (eng. *Stream Interaction Region*, SIR, slika 1.9). SIR-evi se obično pojavljuju za vrijeme niske Sunčeve aktivnosti. Budući da su koronine šupljine iz kojih potječe Sunčev vjetar dugoživuće strukture, SIR obično postoji kroz nekoliko rotacija Sunca što rezultira korotirajućim područjem interakcije (Gosling i Pizzo, 1999.). CIR-evi, kao i ICME-ovi, mogu stvarati udarne valove i ubrzavati čestice. Osim toga, mogu na Zemlji izazvati slične učinke kao CME-a, ali obično manjeg intenziteta. Zbog toga ih je važno razlučiti u *in situ* mjerenjima. Međutim, ove dvije vrste poremećaja Sunčevog vjetra često su povezane, tj. često ICME prethodi ili slijedi CIR što otežava zasebnu identifikaciju (Belov i dr., 2001.). Na slici 1.10 prikazani su parametri Sunčevog vjetra i magnetskog polja za CIR i CME. Na geomagnetsku aktivnost za vrijeme Sunčevog minimuma najviše utječu CIR-evi (Tsurutani i dr., 2006.).



Slika 1.9: Skica područja interakcije tokova. Lijevo je dan pogled na ravninu ekliptike, tj. sa Sunčevog sjevernog pola. Desno je pogled sa Zemlje. Plavom bojom je označen tok sporog Sunčevog vjetra, a crvenom tok brzog vjetra. Strujna ploha označena je crnom bojom. Preuzeto iz Owens i Forsyth, 2013.

Područja interakcije evoluiraju udaljavenjem od Sunca. Pojavljuju se već u unutarnjoj heliosferi, a na 1 AU imaju prepoznatljivu strukturu povećane su gustoće i povišenog tlaka plazme. Izolirana područja interakcije mogu se povećavati udaljavanjem od Sunca. Susjedna područja mogu srasti u veća područja pojačanog magnetskog polja, zvana spojena područja interakcije (eng. *merged interaction region*, MIR).



(a) (b)

Slika 1.10: Usporedba parametara Sunčevog vjetra i magnetskog polja za CIR i CME dobivenih *Wind* letjelicom. Graf a) prikazuje parametre za CIR koji se dogodio 5.2.2000. Graf b) prikazuje parametre za ICME zabilježen 5.4.2010. koji odgovara CME-u od 3.4.2010. Prikazani parametri su redom: jakost magnetskog polja, fluktuacije magnetskog polja, brzina Sunčevog vjetra, gustoća protona, temperatura protona (crvenom bojom označena je polovina očekivane vrijednosti temperature) te plazmeni parametar beta.

1.3 Promjena toka kozmičkih zraka

Općenito, tok kozmičkog zračenja nije konstantan, već je vremenski promjenjiv. Promjene se mogu događati periodično ili mogu biti sporadične, a uzrok im može biti zemaljskog ili vanzemaljskog porijekla. Periodične promjene toka zemaljskog porijekla su sezonske ili diurnalne, kao posljedica promjena u strukutri atmosferske između zime i ljeta te dana i noći. Ova pojava je značajnija za mionsku komponentu, a manje izražena za neutronsku. Sporadičnim promjenama toka zemaljskog porijekla odgovara porast toka kozmičkih zraka za vrijeme geomagnetske oluje. Vanzemaljski efekti imaju znatno veći utjecaj na tok kozmičkih zraka. Također ih možemo podijeliti na periodične i sporadične. Periodična modulacija može odgovarati ciklusu Sunčevih pjega (11 godina), rotaciji Sunca (27 dana) ili izmjeni dana i noći. Sporadični događaji na Suncu uzrokuju značajnije promjene toka CR, tzv. GLE događaje (eng. *Ground Level Enhancements*), Forbusheva smanjenja ili smanjanja uzrokovana magnetskim oblacima. Pregled promjena toka kozmičkih zraka dan je u tablici 1.1. Sunčevi bljeskovi mogu znatno pojačati

tok CR-a, dok poremećaji u Sunčevom vjetru mogu uzrokovati smanjenja i do 30%. CIR-evi uzrokuju smanjenje toka CR-a simetričnog profila i manje amplitude (Richardson, 2004.).

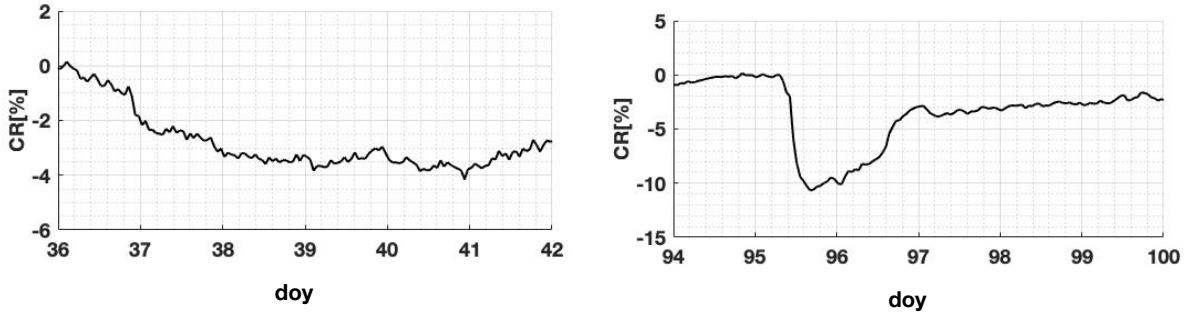
Tablica 1.1: Modulacija toka kozmičkih zraka

Zemaljskog porijekla		**Vanzemaljskog porijekla**	
vrsta	**amplituda**	**vrsta**	**amplituda**
periodične			
sezonske	<1%	11-godišnja	do 30%
diurnalne	<1%	27-dnevna	<2%
		diurnalne	nekoliko %
sporadične			
porast za vrijeme magnetskih oluja	do 10%	GLE	1-300%
		Forbushevo smanjenje	do 30%
		porast prije FD-a	<2%

1.3.1 Forbushevo smanjenje

Smanjenja toka CR-a koja obično traju oko tjedan dana prvi su uočili Forbush (1937.) te Hess i Demmelmair (1937.). Kao što smo prethodno naveli, smanjenja mogu biti sporadična ili periodična. Periodični (eng. *recurrent*, Lockwood, 1971.) imaju postupan nastanak, simetričan profil i povezani su s CIR-evima (Iucci i dr., 1979., slika 1.11a). Imaju manje amplitude (0,5-2%) i zamjetniji su za slabije Sunčeve aktivnosti, kada je smanjen broj CME-a (Čalogović i dr., 2009.). Sporadična smanjenja uzrokuju ICME-i. Nastaju iznenadno, dostižu maksimum smanjenja unutar jednog dana i imaju postupan oporavak (slika 1.11b). Vremenski profil nije simetričan, a neposredno prije samog smanjenja često se može uočiti mali porast toka CR-a do 2%. Do porasta dolazi zbog zrcaljenja čestica na udarnom valu koji je nastao ispred ICME-a. Općenito se mogu značajno razlikovati po amplitudi i obliku što je obično posljedica načina na koji detektor prolazi ICME. Kao što ćemo, ovisno o putanji detektora, dobiti drugačija *in situ* obilježja ICME-a, tako će se razlikovati i amplitde FD-a (Cane, 2000.; Blanco i dr., 2013., slika 1.12). U slučaju prolaska kroz isključivo sam izbačaj, trajanje smanjenja ogranično je trajanjem samog izbačaja. S druge strane, utjecaj udarnog vala traje danima nakon njegovog prolaska što uzrokuje spori oporavak.

Silnice magnetskog polja ispred fronte udarnog vala rjeđe su nego iza fronte pa očekujemo da će se javiti efekt magnetskog zrcala te sažimanje na udranom valu. Magnetsko zrcalo se javlja kada nabijene čestice pri prelasku iz područja slabijeg u područje jačeg polja budu odbijene. Do sažimanja na udarnom valu dolazi zbog toga što su magnetske silnice zamrznute u



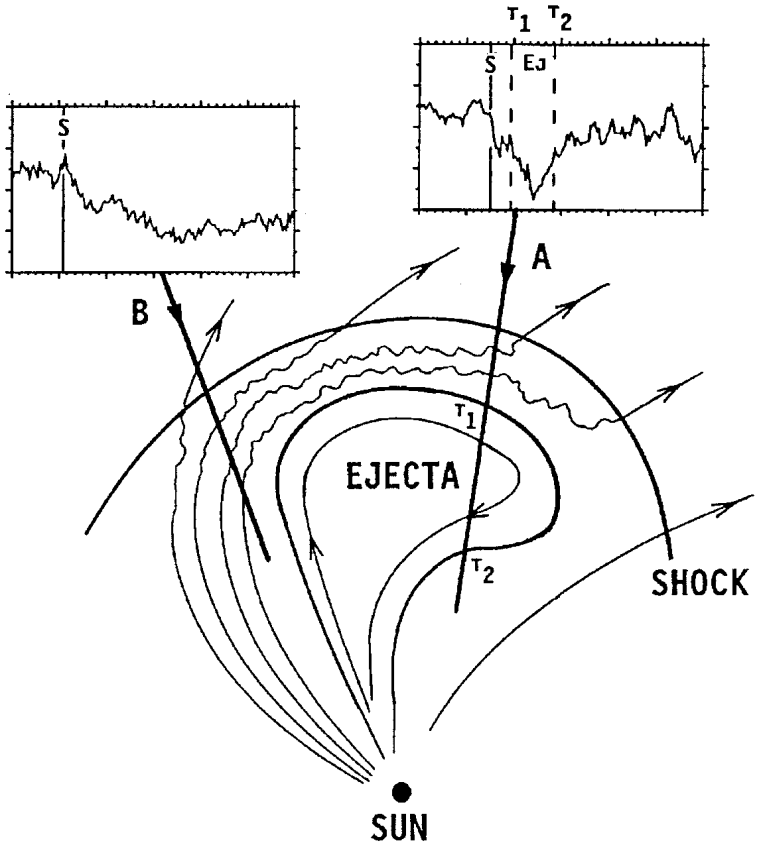
(a) (b)

Slika 1.11: Usporedba Forbushevih smanjenja uzrokovanih CIR-em i CME-om. Događaji koji su uzrokovali ova smanjenja odgovaraju događajima sa slike 1.10. Uočavamo postupno i simetrično smanjenje uzrokovano CIR-em (graf a)) te iznenadni pad i asimetrični profil smanjenja uzrokovanog CME-om (graf b)).

plazmi, a magnetski tok mora biti očuvan pa je gustoća čestica iza valne fronte veća od gustoće čestica ispred valne fronte. Slijedi da ova dva efekta imaju suprotan učinak na tok kozmičkog zračenja: magnetsko zrcalo ga smanjuje, a kompresija povećava. Općenito je modulacija kozmičkog zračenja opisana Fokker-Planckovom transportnom jednadžbom (Parker, 1965.) koja uključuje četiri doprinosa: difuziju zbog fluktuacije magnetskih polja, drift uzrokovan nehomogenostima magnetskog polja, konvekciju Sunčevim vjetrom te gubitak energije zbog ekspanzije magnetskog polja. Isti mehanizmi opisuju i Forbushevo smanjenje.

Najveća opažena Forbusheva smanjena, vezana uz CME s udarnim valom, odvijaju se u dva "koraka": prvo smanjenje nastaje u području turbulentnog magnetskog polja koje nastaje iza udarnog vala, a drugo smanjenje nastaje u samom izbačaju zbog zatvorenih silnica. Pri tome su amplitude smjanjena u dva područja približno jednaka (Richardson i Cane, 2010.; Cane, 2000.). Forbusheva smanjenja mogu se mjeriti u međuplanetarnom prostoru te detektorima smještenim na Zemlji. Budući da se najčešće radi o vrlo malim iznosima (svega nekoliko posto), potrebna su dovoljno precizna mjerenja, odnosno mjerenja koja će detektirati velik broj čestica. Neutronski monitori smješteni na Zemlji, detektiraju oko 10^4 čestica po satu i imaju dovoljnu osjetljivost. Međutim, oni ne mogu detektirati primarne GCR, a svojstva čestica koje detektiraju ovise o lokaciji uređaja. Konkretno, čestice lakše ulaze u Zemljinu atmosferu na polovima nego na ekvatoru.

Poremećaj Sunčevog vjetra dakle predstavlja štit od kozmičkog zračenja, međutim mehanizam kojim se sprječava prodor nije u potpunosti razjašnjen. Dosadašnjim istraživanjima otkriveno je da Forbushevo smanjenje može ovisiti o smjeru erupcije (Barnden, 1973.; Cane i dr., 1996.), o jakosti magnetskog polja i brzine poremećaja (Belov i dr., 2001.; Chilingarian i Bostanjyan, 2010.) te o širini CME-a (Kumar i Badruddin, 2014.; Belov i dr., 2014.) i njegovoj masi (Belov i dr., 2014.). Vrijeme oporavka ovisi o trajanju prolaska poremećaja (Badruddin i dr., 1986.), a prema novijim istraživanjima, ovisi i o polaritetu Sunčevog magnetskog polja



Slika 1.12: Struktura brzog izbačaja s pripadnim udarnim valom i profili toka kozmičkih zraka dobiveni detektorima koji prolaze različitim putanjama kroz CME.

(Singh i Badruddin, 2006.) te o graničnom rigiditetu (polumjeru zakrivljenosti putanje čestice u magnetskom polju) (Jämsén i dr., 2007.).

1.4 Motivacija i cilj istraživanja

Do izgradnje akceleratora kozmičke zrake i njihove interakcije bile su glavni izvor informacija za fiziku elementranih čestica. Kozmičke zrake najviših energija (ultrarelativističke) imaju energije daleko veće od energija koje je moguće proizvesti u najmodernijim ubrzivačima pa su i dalje vrijedan izvor informacija za fiziku elementarnih čestica. Međutim, kozmičke zrake danas predstavljaju jedan od glavnih izvora informacija u astrofizici. Istraživanja CR su potaknula nekoliko teorijskih ispitivanja: teoriju supernova i magnetohidrodinamiku te druge teorije fizike plazme. Kozmičke zrake predstavljaju i izdašan izvor neutrina (Candia, 2005.).

ICME-i u interakciji sa Zemljinom magnetosferom uzrokuju geomagnetske oluje koje mogu dovesti do štetnih posljedica na ljudsku tehnologiju. Zbog toga ih je važno što ranije predvidjeti. Mjerenje toka GCR-a može pomoći u identifikaciji ICME-a. Dumbović i dr., 2019. su pokazali inhibirano širenje magnetske strukture CME-a na temelju obilježja FD-a na Marsu, a Freiherr von Forstner i dr., 2020. su povezali različita svojstva FD-a na Zemlji i Marsu s mogućim razvo-

jem ICME *sheatha*. Dakle, postoje značajni pokazatelji da FD-i odražavaju razvojna svojstva ICME-a. S druge strane, ICME-i mogu djelovati kao štit protiv visokoenergetskih čestica koje dolaze iz svemira i koje mogu imati negativan utjecaj na elektroničke uređaje na satelitima.

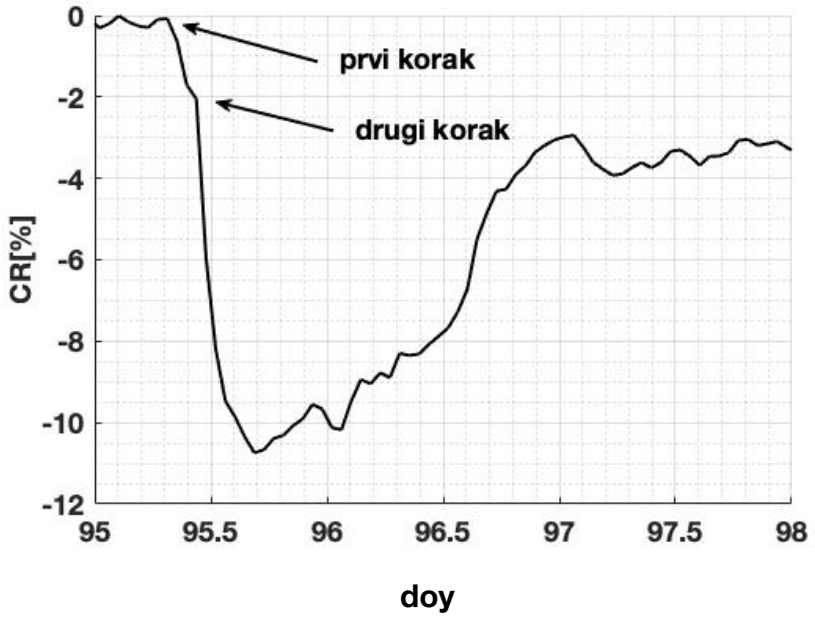
Cilj ovog istraživanja je analizirati utjecaj međuplanetarnog udarnog vala na visokoenergetske čestice galaktičkog kozmičkog zračenja. Važno je napomenuti da se tipičan FD sastoji od doprinosa koji dolazi od udarnog vala, doprinosa koji dolazi od područja turbulentnog magnetskog polja i doprinosa koji dolazi od izbačaja. Da bi se bilo koji od tih doprinosa gledao zasebno, potrebno je razumjeti i odvojiti ostale doprinose. Stoga, da bismo razumjeli učinak udarnog vala, analiziramo i djelovanje same magnetske strukture, koja stvara taj udarni val, na tok čestica. U drugom poglavlju razmatramo može li se udarni val modelirati magnetskim zrcalom pri čemu uzimamo u obzir i sažimanje na udarnom valu. U trećem poglavlju predstavit ćemo model u kojem se magnetsko polje linearno mijenja unutar kosog 2D MHD udarnog vala brzog moda te analizirati njegov utjecaj na putanju testne čestice uz različite parametre udarnog vala i čestice. U četvrtom poglavlju opisat ćemo *ForbMod* model koji povezuje obilježja magnetske strukture ICME-a (polumjer magnetskog užeta i jakost magnetskog polja unutar njega) te amplitudu FD-a. Koristeći predstavljeni model i opažene amplitude FD-a odredit ćemo aksijalni magnetski tok u blizini Sunca. U zadnjem poglavlju navodimo zaključke istraživanja.

Poglavlje 2

Modeliranje udarnog vala magnetskim zrcalom

Brzi ICME-i, koji ispred sebe stvaraju udarni val, uzrokuju FD-e velikih amplituda, ponekad i preko 10 %, a u ekstremnim slučajevima i do 30 %. Smanjenje GCR-a u takvim slučajevima se najčešće odvija u 2 koraka (slika 2.1). Prvi korak se obično pripisuje udarnom valu i turbulentnom području iza njega, a drugi korak se pripisuje zatvorenoj magnetskoj strukturi, tj. izbačaju (Cane, 2000.). Najveći FD-i uzrokovani su CME-ovima s udarnim valom, međutim, opažanja pokazuju da su amplitude prvog i drugog koraka usporedive, tj. jednako doprinose ukupnoj FD amplitudi (Richardson i Cane, 2011.). To pokazuje da su i udarni val s njegovom pozadinom (eng. *sheath*) područjem i magnetska struktura jednako bitni za nastanak FD-a. Većina postojećih modela FD tretira kao jedinstveni događaj kod kojeg smanjenje nastaje zbog raspršenja povezanog s turbulencijama u području udarnog vala i *sheatha* (Le Roux i Potgieter, 1991.; Wawrzynczak i Alania, 2010.) ili zbog karakteristika udarnog vala (Parker, 1961.; Quenby i dr., 2008.; Krymsky i dr., 2009.). Još su Cane, 1993. i Wibberenz i dr., 1998. istaknuli da je važno razlučiti utjecaj tih područja od utjecaja samog izbačaja jer su fizikalno bitno drugačiji. Plazma unutar izbačaja izolirana je od okoline, dok se *sheath* područje sastoji od plazme Sunčevog vjetra. Modeli koji razmatraju utjecaj magnetske strukture odvajaju utjecaj ta dva područja (npr. Cane i dr., 1995.; Munakata i dr., 2006.; Subramanian i dr., 2009.; Dumbović i dr., 2018.). Međutim, postoje indikacije da bi za potpuno razumijevanje FD-a trebalo razdvojiti i utjecaj udarnog vala i *sheath* područja.

Međuplanetarni udarni val na udaljenosti 1 AU od Sunca definiramo kao diskontinuitet čija debljina iznosi otprilike 10^3 km (Pinter, 1980.). To je znatno manje od Larmorovog polumjera primarne čestice GCR (Larmorov polumjer protona energije 1 GeV u polju od 10 nT iznosi otprilike 10^6 km). Sheath područje na toj udaljenosti je znatno veće, tipično oko 10^7 km (prema Russell i Mulligan, 2002.), dakle po veličini blisko Larmorovom polumjeru 1 GeV protona. Zbog toga očekujemo da su mehanizmi koji određuju njihovu interakciju s GCR-om potpuno



Slika 2.1: Primjer Forbushevog smanjenja s dva koraka. Smanjenje je opaženo 5.4.2010. i uzrokovano je CME-om opaženim 3.4.2010.

drugačiji. FD s 2 koraka često pokazuju malo povećanje broja GCR-a neposredno prije nego nastupi smanjenje. Uzrok tome moglo bi biti zrcaljenje čestica na udarnom valu. Vrlo jaki udarni valovi često su povezani sa serijom smanjenja i povećanja intenziteta GCR-a nekoliko sati prije samog FD-a (Belov i dr., 1995.; Papailiou i dr., 2012.; Lingri i dr., 2019.). Uzevši u obzir i povećanja toka, možemo reći da je Forbushevo smanjenje zapravo Forbushev učinak (Belov, 2009.). Faza oporavka FD traje dugo nakon prolaska ICME-a, često se opisuje eksponencijalnom funkcijom (Lockwood i dr., 1986.) i može se dobro objasniti tzv. "učinkom sjene" udarnog vala. U tom modelu, udarni val udaljavanjem od opažača stvara sve manju sjenu (Lockwood i dr., 1986.; Dumbović i dr., 2011., detaljnije objašnjeno u poglavlju 3.4). Ova opažanja su vjerojatno povezana s globalnom geometrijom međuplanetarnog udarnog vala, a ne sa sheath područjem iza njega.

Na temelju tih razmatranja zaključujemo da bi područje udarnog vala trebalo razdvojiti od sheath područja pri analizi FD-a te da je potrebno analizirati interakciju GCR-a s heliosferskim udarnim valovima. Ograničavamo razmatranje na protone visokih energija (1 GeV) iz kojih obično nastaju sekundarni neutroni detektirani neutronskim monitorima na Zemlji.

Kao najjednostavnija mogućnost, nameće se modeliranje udarnog vala magnetskim zrcalom. Ostvarit ćemo taj model te usporediti dobivene amplitude FD-a s amplitudama dobivenim opažanjima. Pritom treba uzeti u obzir i učinak sažimanja na udarnom valu koji se javlja zbog smanjenja površine segmenta okomitog na magnetsko polje, čime se povećava tok GCR-a po jediničnoj površini. Kvantificiramo učinke spomenuta 2 mehanizma na prvi korak FD-a (vezan uz udarni val) uvođenjem pojednostavljene magnetske konfiguracije koja uključuje kosi MHD

udarni val brzog moda. Korištenjem relacija skoka određujemo udio GCR čestica koje se zrcale na udarnom valu te povećanje toka čestica koja su prošle kroz udarni val do kojeg dolazi zbog sažimanja magnetskog polja u području iza udarnog vala. Kombinacija ova dva učinka rezultira smanjenjem ukupnog toka GCR čestica.

2.1 Konfiguracija magnetskog polja

U ovom koraku, proučavamo promjenu GCR toka uzrokovanu kosim udarnim valom pri čemu magnetsko polje sadrži komponente paralelne i okomite na frontu udarnog vala. Na slici 2.2a je skiciran udarni val tako da orijentacija magnetskog polja ispred udarnog vala otprilike odgovara magnetskom polju na udaljenosti 1 AU te odražava segment Parkerove spirale (za Sunčev vjetar brzine $\approx 400\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ polje na 1 AU je odmaknuto otprilike za 45° od radijalnog smjera). Na slici 2.2b prikazana je pojednostavljena situacija sa slike 2.2a, koja će se koristiti prilikom modeliranja.

Na slici 2.3 prikazan je segment udarnog vala s karakterističnim nagibom θ_1 s obzirom na magnetsko polje (Priest, 2000.). Koordinatni sustav je postavljen tako da se giba s frontom udarnog vala (Priest, 2000.) brzinom za koju vrijedi

$$v_{1\mathrm{y}} = v_{1\mathrm{x}} \frac{B_{1\mathrm{y}}}{B_{1\mathrm{x}}}, \tag{2.1}$$

gdje su v_x i v_y komponente brzine plazme okomite i paralelne na frontu udarnog vala, a B_x i B_y komponente magnetskog polja u odgovarajućim smjerovima. Varijable ispred udarnog vala označene su indeksom 1, a iza udarnog vala indeksom 2 (slike 2.2 i 2.3). Gustoća plazme označena je s ρ a tlak s p.

U ovako postavljenom sustavu MHD Rankine–Hugoniot relacije skoka glase:

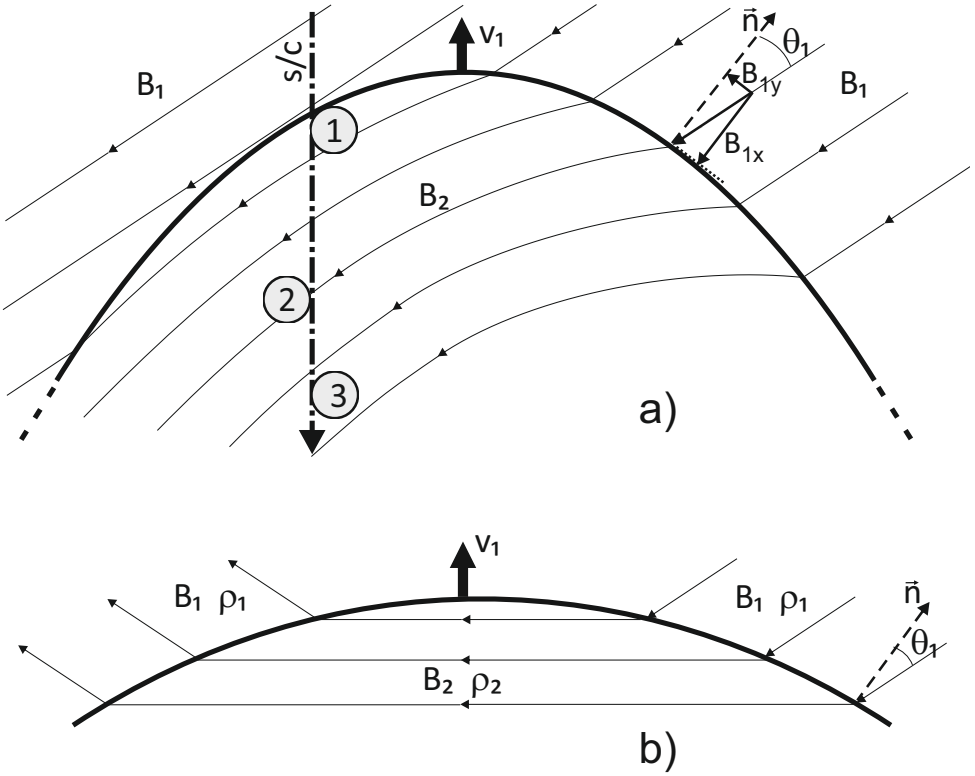
$$\begin{aligned}
&\rho_1 v_{1x} = \rho_2 v_{2x} \\
&\frac{v_{2y}}{v_{1y}} = \frac{v_1^2 - v_{A1}^2}{v_1^2 - X v_{A1}^2} \\
&B_{2x}/B_{1x} = 1 \\
&\frac{B_{2y}}{B_{1y}} = \frac{(v_1^2 - v_{A1}^2)X}{v_1^2 - X v_{A1}^2} \\
&\frac{p_2}{p_1} = X + \frac{(\gamma-1)X v_1^2}{2c_{s1}^2}\left(1 - \frac{v_2^2}{v_1^2}\right),
\end{aligned} \tag{2.2}$$

gdje je γ politropni indeks, a c_{s1} je brzina zvuka ispred udarnog vala (za detalje vidjeti

poglavlje 5. u Priest, 2000.). Omjer sažimanja plazme $X \equiv \rho_2/\rho_1$ je rješenje jednadžbe (Priest, 2000.):

$$\begin{aligned}&\left(v_1^2 - X v_{A1}^2\right)^2 \left\{X c_{s1}^2 + \tfrac{1}{2} v_1^2 \cos^2\theta_1 \left[X(\gamma-1) - (\gamma+1)\right]\right\} + \tfrac{1}{2} v_{A1}^2 v_1^2 \times \\ &\times \sin^2\theta_1 X \left\{\left[\gamma + X(2-\gamma)\right] v_1^2 - X v_{A1}^2 \left[(\gamma+1) - X(\gamma-1)\right]\right\} = 0,\end{aligned} \tag{2.3}$$

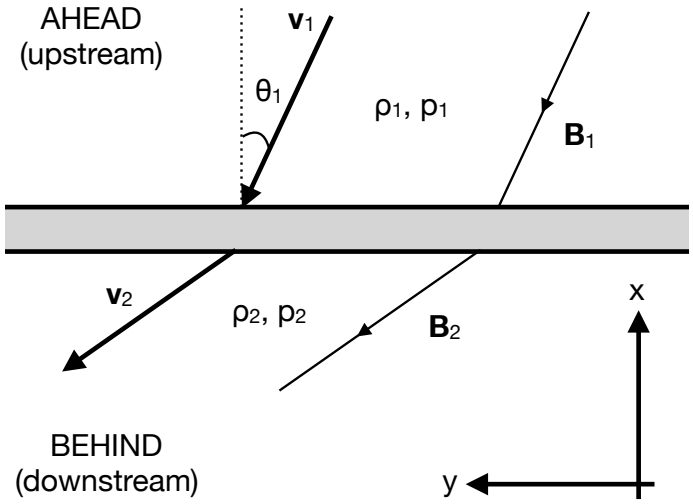
gdje v_{A1} označava Alfvénovu brzinu ispred udarnog vala, a θ_1 nagib magnetskog polja na normalu fronte udarnog vala (slika 2.3).



Slika 2.2: a) Skica udarnog vala uzrokovanog CME-om; b) Pojednostavljena konfiguracija modela prikazanog pod a). Fronta udarnog vala prikazana je debljom crnom linijom, isprekidana strelica predstavlja normalu udarnog vala u odabranoj točki, tanje linije sa strelicama predstavljaju magnetsko polje, a deblja strelica smjer širenja udarnog vala. Veličine ispred udarnog vala označene su indeksom 1, a iza njega indeksom 2. U a) su za područje ispred udarnog vala prikazane komponente magnetskog polja paralelne i okomite na njegovu normalu (B_{1x} i B_{1y}). Trajektorija letjelice u sustavu mirovanja udarnog vala kada letjelica nailazi čeono na udarni val prikazana je točka-crtica linijom; različite faze prolaska letjelice u području iza udarnog vala označene su s 1, 2 i 3.

Iz skupa jednadžbi skoka definiranih izrazima (2.2) te jednadžbe (2.3) možemo izraziti omjer magnetskih polja:

$$\frac{B_2}{B_1} = \sqrt{\cos^2\theta_1 + \left(\frac{X \sin\theta_1 \left(M_{A1}^2 - \cos^2\theta_1\right)}{M_{A1}^2 - X\cos^2\theta_1}\right)^2}, \tag{2.4}$$



Slika 2.3: Notatcija za kosi udarni val u sustavu mirovanja udarnog vala gdje je brzina odabrana tako da je brzina plazme $\boldsymbol{v}$ paralelna magnetskom polju $\boldsymbol{B}$ (za detalje vidjeti Priest, 2000., poglavlje 5).

gdje je M_{A1} Alfvénov Machov broj, $M_{A1} = \frac{v_{1x}}{v_{A1}}$, a $X \equiv \rho_2/\rho_1$ je rješenje jednadžbe:

$$\begin{aligned} &\left(\frac{M_A^2}{\cos^2\theta_1} - X\right)^2 \left\{\tfrac{\gamma}{2}\beta_1 X + \tfrac{1}{2}M_A^2\left[X(\gamma-1) - (\gamma+1)\right]\right\} + \tfrac{1}{2}\frac{M_A^2}{\cos^2\theta_1}\times \\ &\times \sin^2\theta_1 X\left\{\left[\gamma + X(2-\gamma)\right]\frac{M_A^2}{\cos^2\theta_1} - X\left[(\gamma+1) - X(\gamma-1)\right]\right\} = 0, \end{aligned} \tag{2.5}$$

što je samo drugačiji oblik jednadžbe (2.3). Budući da razmatramo samo protone, politropni indeks iznosi $\gamma = 5/3$. S obzirom na fizičko stanje heliosfere, za omjer plazmenog i magnetskog tlaka u području ispred udarnog vala $\beta_1 \equiv \frac{2\mu p_1}{B_1^2} \equiv \frac{2c_{s1}^2}{\gamma v_{A1}^2}$, gdje je μ magnetska permeabilnost, uzimamo da je nula.

2.2 Magnetsko zrcalo i učinak sažimanja

Proučimo sada kako kombinacija učinka magnetskog zrcala na fronti udarnog vala te sažimanje magnetskog polja u području iza udarnog vala utječu na tok GCR. Prvi učinak uzima u obzir refleksiju čestica velikog kuta uspona (eng. *pitch angle*) na fronti zbog povećanja jakosti magnetskog polja s B_1 na B_2 čime ono djeluje kao magnetsko zrcalo (slika 2.4a). Taj učinak smanjuje tok GCR čestica u elementu plazme iza udarnog vala. Učinak sažimanja smanjuje površinu segmenta okomitog na magnetsko polje, povećavajući time tok GCR-a po jediničnoj površini (slika 2.4a).

Kut uspona čestice ϑ definiran je kao:

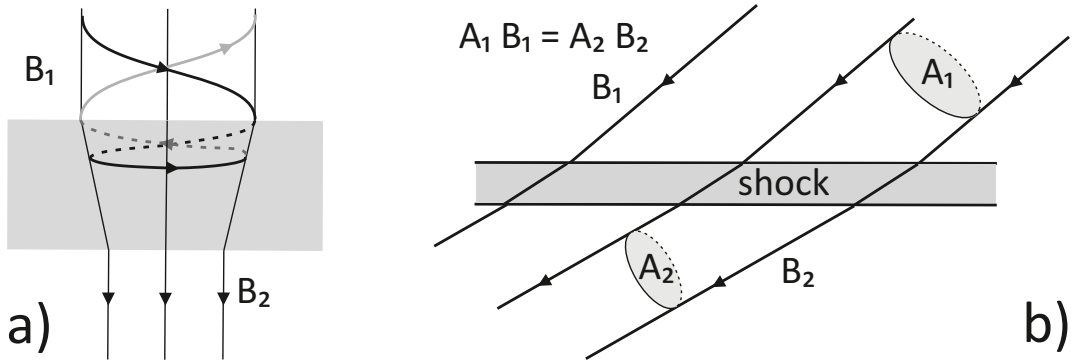
$$\tan\vartheta = \frac{v_\perp}{v_\parallel}, \tag{2.6}$$

gdje su $v_\perp$ i $v_\parallel$ komponente brzine čestice okomite i paralelne na silnice magnetskog polja. Ako čestica ima kut uspona veći od kritičnog kuta uspona α_0, ona se reflektira se na zrcalu, tj. ne može prijeći iza udarnog vala. Čestice s kutom uspona manjim od kritičnog prelaze frontu i doprinose samo toku u području iza udarnog vala. U "standardnom slučaju" koji pretpostavlja cilindričnu geometriju i očuvanje magnetskog momenta, kritični kut određen je omjerom jakosti magnetskog polja ispred i iza udarnog vala

$$\alpha_0 = \arcsin\sqrt{\frac{B_1}{B_2}}, \tag{2.7}$$

(poglavlje 3 u Bellan, 2006.), gdje je omjer B_1/B_2 određen jednadžbama (2.4) i (2.5).

Iako je situacija na fronti udarnog vala složenija nego u slučaju "standardnog" magnetskog zrcala gdje se magnetsko polje mijenja postupno, u nastavku koristimo jednadžbu (2.7) kao aproksimaciju nultog reda. Bez prisutnosti cilindrične geometrije, usporavanje čestice ovisi o smjeru gibanja u odnosu na magnetsko polje. Zbog nagle promjene magnetskog polja, usporavanje traje kraće od jednog perioda rotacije (giracije) čestice. Zbog toga utjecaj zrcala na udarnom valu može biti slabiji nego u slučaju standardnog magnetskog zrcala, tj. kritični kut uspona bi mogao biti veći od iznosa danog jednadžbom (2.7).

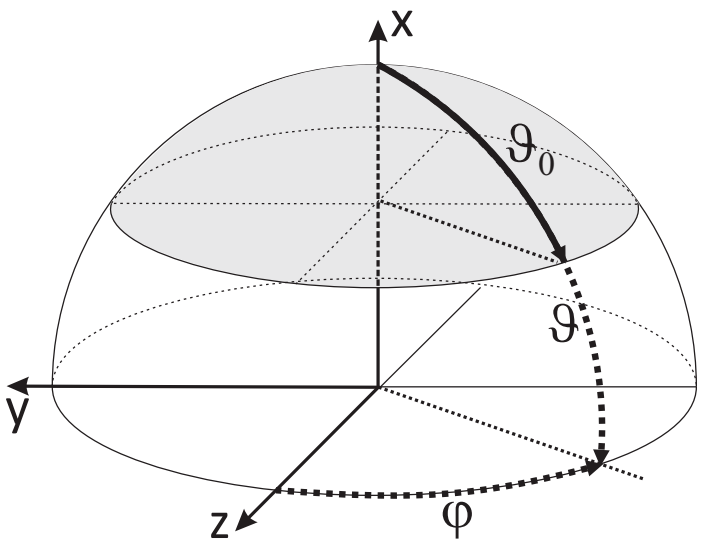


Slika 2.4: a) Refleksija čestice na magnetskom zrcalu (crne i sive krivulje sa strelicom prikazuju trajektorije dolazeće i reflektirane čestice); b) Povećanje jediničnog toka čestica zbog sažimanja u području iza udarnog vala.

Da bismo dobili broj čestica koje nisu reflektirane magnetskim zrcalom na fronti udarnog vala, pretpostavit ćemo izotropnu raspodjelu čestica te integrirati preko prostornog kuta $d\Omega$: $\iint \sin\vartheta d\vartheta d\varphi$, gdje integriramo preko $0 \leq \vartheta \leq \alpha_0$ i $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ (slika 2.5). Budući da α_0 ne ovisi o φ, vrijedi $\int d\varphi = 2\pi$. Dobiveni rezultat dijelimo s integralom preko cijele polu-sfere, $0 \leq \vartheta \leq \pi/2$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$, te određujemo udio čestica koje prelaze frontu udarnog vala:

$$k_m = 1 - \cos\alpha_0\,. \tag{2.8}$$

Na slici 2.6a prikazana je ovisnost omjera polja B_2/B_1 o kutu θ_1 za različite vrijednosti plaz-



Slika 2.5: Skica prostornih kutova čestica koje su reflektirane magnetskim zrcalom na fronti udarnog vala (sjenčana površina): čestice koje dolaze iz proizvoljnog azimutalnog smjera φ reflektiraju se ako im je kut uspona $\vartheta \geq \vartheta_0$.

menog omjera sažimanja X, dok je na slici 2.6b dana ovisnost o X za različite vrijednosti θ_1.

Budući da je omjer B_2/B_1 uvijek manji od 4 (vidjeti poglavlje 5. u Priest, 2000.), parametar k_m mora biti veći od ≈ 0.13, a iznosi približno 1 u slučaju vrlo slabog udarnog vala kada je $B_2 \approx B_1$. Ovisnost k_m o kutu θ_1 prikazana je na slici 2.6c za različite vrijednosti omjera plazmenog sažimanja X, dok je na slici 2.6d prikazan kao funkcija od X za različite vrijednosti θ_1.

Magnetski tok očuvan je duž magnetske cijevi (eng. *flux-tube*) pa vrijedi

$$B_1 A_1 = B_2 A_2 \,, \tag{2.9}$$

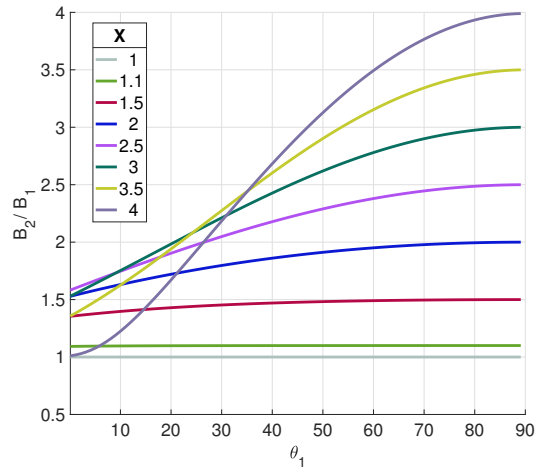
gdje A_1 i A_2 predstavljaju poprečni presjek elementa plazme u magnetskoj cijevi ispred i iza udarnog vala (slika 2.4b). Budući da broj GCR čestica koje prolaze kroz površinu A_1 mora biti jednak broju čestica koje prolaze kroz površinu A_2 (zanemarujemo raspršenje), jednadžba (2.9) definira koliko se tok čestica kroz jediničnu površinu poveća zbog sažimanja magnetskog polja na udarnom valu.

Kombiniranjem učinka sažimanja i učinka magnetskog zrcala dobivamo

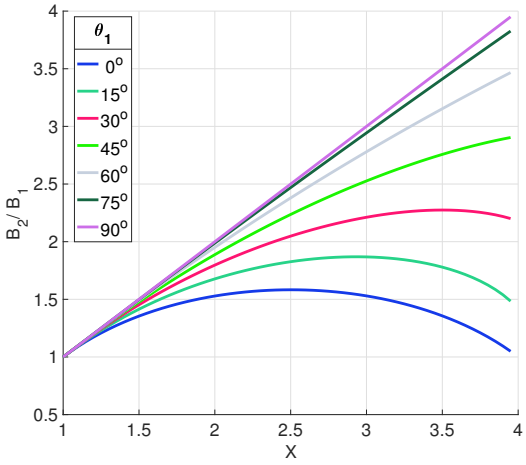
$$\frac{\Phi_2}{\Phi_1} = k_m \frac{B_2}{B_1} \,, \tag{2.10}$$

gdje su Φ_1 i Φ_2 tokovi GCR-a kroz jediničnu površinu ispred i iza udarnog vala. Slike 2.6a-2.6d pružaju uvid u to koliko sažimanje povećava tok, a koliko ga magnetsko zrcalo smanjuje.

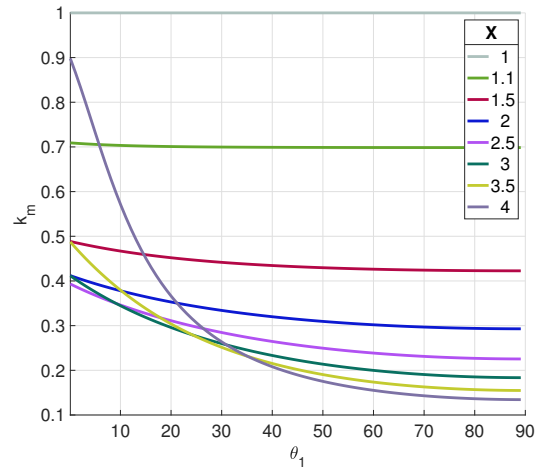
Treba uočiti da uz primijenjene aproksimacije ni jedan učinak ne ovisi o energiji čestice. Ukupni učinak definiran jednadžbom 2.10 je prikazan na slikama 2.6e i 2.6f. Analizom grafova na slikama 2.6e i 2.6f uočavamo da model predviđa najveće FD amplitude za kvazi-okomiti dio



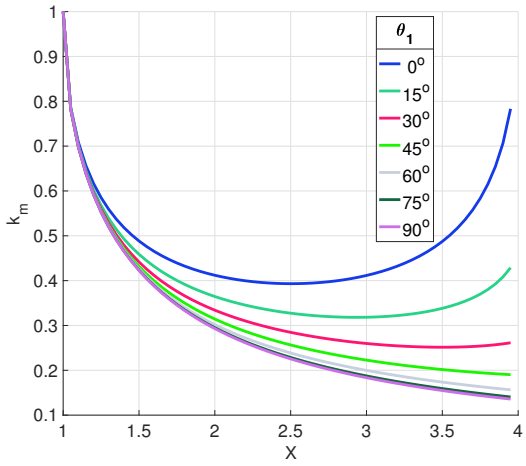
(a)



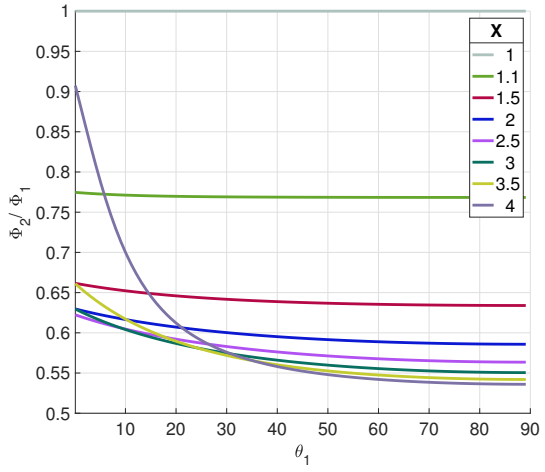
(b)



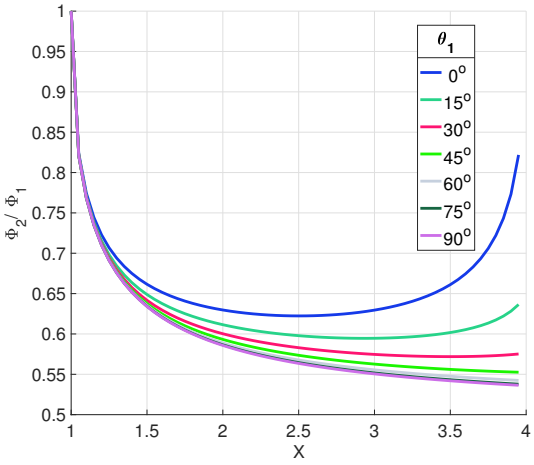
(c)



(d)



(e)



(f)

Slika 2.6: Ovisnost omjera magnetskih polja iza i ispred udarnog vala, B_2/B_1, o: a) kutu nagiba θ_1, b) omjeru sažimanja $X = \rho_2/\rho_1$; Ovisnost parametra magnetskog zrcala k_m o: c) kutu nagiba θ_1, d) omjeru sažimanja X; Ovisnost omjera jediničnih tokova iza i ispred udarnog vala o: e) kutu nagiba θ_1, f) omjeru sažimanja X.

udarnog vala velike jakosti X. Konkretno, za $\theta_1 \approx 90^\circ$ i $X \approx 4$ dobivamo $\Phi_2/\Phi_1 \approx 0.53$, tj. najveće amplitude FD-a iznose oko $A \equiv 1 - \Phi_2/\Phi_1 = 47\,\%$. U slučaju kvazi-longitudinalnog udarnog vala situacija je složenija. U tom slučaju najveće amplitude su u rasponu $2 \lesssim X \lesssim 3$, ali manje nego za kvazi-okomite udarne valove. Za $\theta_1 \approx 0^\circ$, najniža vrijednost $\Phi_2/\Phi_1 \approx 0.62$, koja odgovara FD amplitudi od $A = 38\,\%$, nađena je za $X \approx 2.5$.

2.3 Razmatranja vrijednosti amplitude FD-a

S porastom kuta nagiba, θ_1, rastu i parametar magnetskog zrcala k_m i omjer polja B_2/B_1, tj. povećava se i utjecaj magnetskog zrcala i učinak sažimanja. Međutim, tok u području iza udarnog vala Φ_2 uvijek je manji od toka ispred udarnog vala Φ_1 jer je promjena parametra k_m veća od promjene omjera polja B_2/B_1.

Ukupno gledano, omjer Φ_2/Φ_1 smanjuje se povećanjem θ_1, što odgovara porastu FD amplitude $A = 1 - \Phi_2/\Phi_1$. Varijacije $A(\theta_1)$ su veće za veći X, posebno za kutove nagiba manje od približno 45° (Slika 2.6e). Iznad te vrijednosti omjer Φ_2/Φ_1 postaje gotovo konstantan, tj. ne ovisi značajno o vrijednosti θ_1.

Omjer Φ_2/Φ_1 se znatno smanjuje, tj. FD amplituda A znatno raste, s povećanjem omjera sažimanja X do vrijednosti od $X \approx 2$. Za kvazi-okomiti udarni val ($\theta_1 \gtrsim 60^\circ$), A se nastavlja povećavati i za veće X, ali sporije. Za kvazi-longitudinalni udarni val ($\theta_1 \lesssim 30^\circ$), za $X \gtrsim 2.5$, omjer Φ_2/Φ_1 postaje približno konstantan ili se čak povećava (tj. A se smanjuje) ako je $\theta_1 \lesssim 15^\circ$. To je uzrokovano ponašanjem omjera B_2/B_1, koji se počinje smanjivati za velike vrijednosti X. Kada $X \to 1$ (a s time i Alfvénov Machov broj $M_{A1} \to 1$), neovisno o kutu nagiba θ_1, oba učinka su zanemariva, tj. $\Phi_2/\Phi_1 \to 1$ i $A \to 0$.

Iz gornjeg razmatranja proizlazi da se najveće amplitude očekuju za kvazi-okomiti udarni val ($\theta \approx 90^\circ$), gdje je za najjače udarne valove ($X \lesssim 4$) FD amplituda $A = 1 - \Phi_2/\Phi_1 \lesssim 1 - 0.53 = 47\,\%$. Za slabije udarne valove za koje je $X \lesssim 1.5$, amplituda bi bila ispod $35\,\%$. U slučaju kvazi-longitudinalnog vala, najveća amplituda se očekuje za udarne valove s $X \approx 2 - 3$, i tada iznosis $A \approx 40\,\%$.

Dakle, najveće FD amplitude dobivene ovim modelom značajno su veće od opaženih. Osim spomenutih mehanizama obuhvaćenih modelom postoje i drugi, npr. raspršenje ili difuzija te ubrzanje čestice na udarnom valu, koji također imaju utjecaj na ukupnu amplitudu, a ovdje nisu uzeti u obzir. Međutim, učinak magnetskog zrcala definiran jednadžbom (2.8) daje samo kvalitativne procjene jer je prava situacija na fronti udarnog vala puno složenija od "standardnog" prikaza magnetskog zrcala koji se temelji na očuvanju magnetskog momenta u cilindričnoj geometriji. Budući da je fronta udarnog vala znatno tanja od Larmorovog polumjera GCR čestice, očuvanje magnetskog momenta je narušeno. Zbog toga, te zbog činjenice da model daje amplitude koje su višestruko veće od opaženih, možemo zaključiti da ne možemo modelirati utjecaj

udarnog vala na tok GCR čestica magnetskim zrcalom.

Poglavlje 3

Interakcija GCR-a s udarnim valom

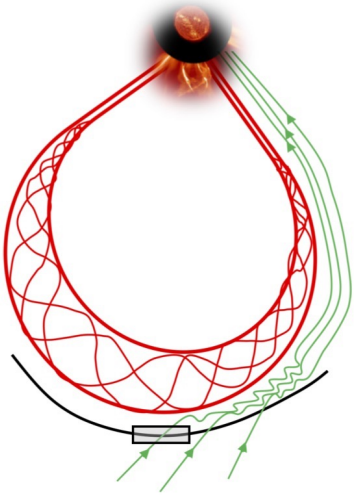
Budući da se magnetsko zrcalo pokazalo kao neprihvatljiv model, analizirat ćemo interakciju udarnog vala i GCR čestica u ovisnosti o ključnim svojstvima udarnog vala (debljina udarnog vala, jakost polja ispred udarnog vala B_1, omjer jakosti polja iza i ispred udarvnog vala B_2/B_1 te kut nagiba $\tan\theta = B_{1y}/B_{1x}$) te svojstvima čestica (energija, komponente početne brzine). Ovo istraživanje objavljeno je u recenziranom časopisu *Solar Physics*, a ovdje prenosimo sadržaj članka Kirin i dr., 2020.

Koristimo testnu česticu, konkretno proton od 1 GeV. Pretpostavljamo da je struktura udarnog vala laminarna i glatka jer najveće fluktuacije mogu biti otprilike njegove veličine što je znatno manje od tipičnog Larmorovog polumjera GCR čestice pa one neće imati utjecaj na česticu. Ovakav pristup primjeren je samo za protone visokih energija koji interagiraju s udarnim valovima opaženim na 1 AU. Ne može se primijeniti na razmatranja Sunčevih energetskih čestica (SEP) koje zahtijevaju drugačiji način modeliranja (Desai i Giacalone, 2016.). Za izgradnju potpunog modela potrebno je provesti integraciju po svim smjerovima za protone različitih energija što je izvan opsega ovog rada.

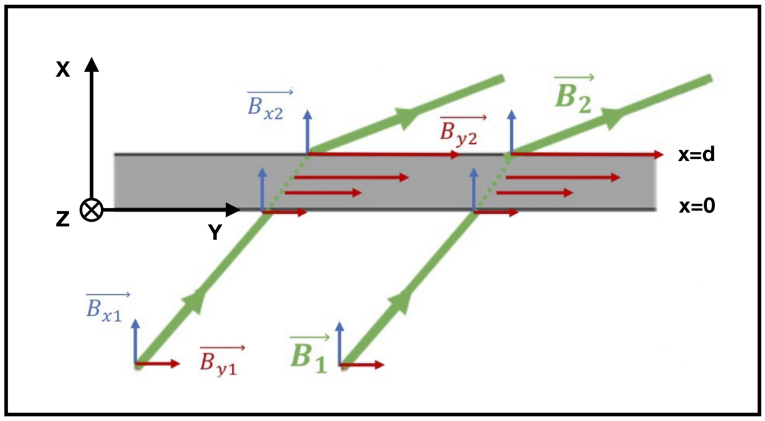
3.1 Model

Opaženo je da međuplanetarni udarni valovi povezani s ICME-ima nalikuju MHD udarnim valovima brzog moda jer je magnetsko polje iza vala jače od magnetskog polja ispred vala (Kilpua i dr., 2017.). Stoga promatramo 2D MHD udarni val brzog moda u interakciji s GCR protonima. Magnetsko polje vala definiramo tako da sadrži komponente paralelne i okomite na frontu udarnog vala (slika 3.1). Pri modeliranju ponašanja protona visokih energija vodimo se pretpostavkama koje navodimo u nastavku.

- Debljina vala znatno je manja od Larmorovog polumjera protona pa ne možemo primijeniti standardnu aproksimaciju magnetskog zrcala. Ponašanje protona će zbog toga ovisiti ne samo o omjeru jakosti polja ispred i iza udarnog vala ili kutu nagiba, već i o debljini



(a)



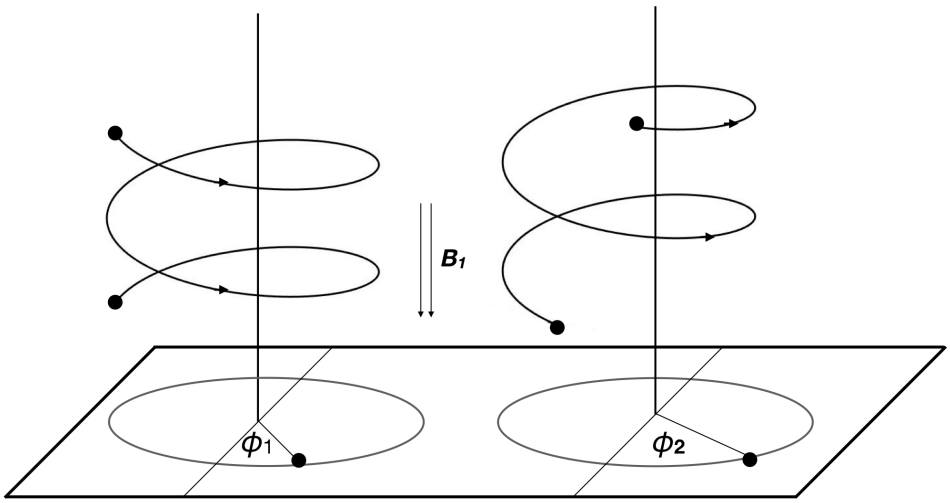
(b)

Slika 3.1: a) Shematski prikaz ICME-a koji ispred sebe stvara udarni val; b) Uvećano područje udarnog vala: promjena konfiguracije magnetskog polja unutar kosog MHD udarnog vala brzog moda. Magnetsko polje u području ispred udarnog vala ($x < 0$) je slabije od magnetskog polja iza udarnog vala ($x > d$). Preuzeto iz Kirin i dr., 2020.

udarnog vala što kod magnetskog zrcala nije slučaj.

- Pretpostavljamo da je tok GCR čestica izotropan pa testna čestica može imati proizvoljan smjer u odnosu na frontu udarnog vala.
- Smjer čestice u odnosu na frontu udarnog vala ne ovisi samo o kutu nagiba već i o njenoj energiji te azimutalnom kutu ϕ (slika 3.2). Dakle, ovisi o kutu upada u odnosu na magnetsko polje i površinu vala.
- Budući da sam kut nagiba ne definira smjer dolazeće čestice, za opis trajektorije protona koristit ćemo, radi jednostavnosti, Kartezijev koordinatni sustav.

Koordinatni sustav posatavljamo tako da je x-os paralelna normali udarnog vala, a y-os okomita na nju. Prema zakonu očuvanja magnetskog toka x-komponenta magnetskog polja se ne mijenja. Uzimamo da je z-komponenta magnetskog polja nula. y-komponenta se mijenja od



Slika 3.2: Azimutalni kut ϕ. Čestice različitih azimutalnih kutova imaju različite vrijednosti komponenti brzine u trenutku ulaska u udarni val pa se zbog toga različito ponašaju unutar njega. Preuzeto iz Kirin i dr., 2020.

vrijednosti B_{1y} ispred udarnog vala na vrijednost B_{2y} iza udarnog vala. Budući da je magnetsko polje iza MHD udarnog vala jače nego ispred njega, a x-komponenta ostaje nepromijenjena, mora vrijediti $B_{2y} > B_{1y}$. Pretpostavljamo najjednostavniji slučaj gdje se y-komponenta unutar udarnog vala mijenja linearno

$$B_y(x) = B_{1y} + (B_{2y} - B_{1y})\frac{x}{d}. \tag{3.1}$$

Ovdje $B_y(x)$ predstavlja y-komponentu magnetskog polja unutar udarnog vala, d je njegova debljina, a x je udaljenost od prednjeg ruba udarnog vala, pri čemu mora vrijediti $B_y(0) = B_{1y}$ i $B_y(d) = B_{2y}$

Radi jednostavnosti modela pretpostavljamo da je magnetsko polje ispred i iza udarnog vala homogeno i protoni se gibaju po helikoidnoj putanji duž silnica polja. Međutim, polje unutar vala nije homogeno pa putanja protona više nije helikoidna. S druge strane, brzina protona se ne mijenja jer stacionarno magnetsko polje ne može promijeniti energiju protona.

Jednadžba gibanja

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \tag{3.2}$$

napisana po komponentama daje

$$a_x = -\frac{q}{m}v_z B_{1y} - \frac{q}{m}v_z \frac{\Delta B_y}{d}x, \tag{3.3}$$

$$a_y = \frac{q}{m}v_z B_x, \tag{3.4}$$

$$a_z = \frac{q}{m} v_x B_{1y} - \frac{q}{m} v_y B_x + \frac{q}{m} v_x \frac{\Delta B_y}{d} x, \tag{3.5}$$

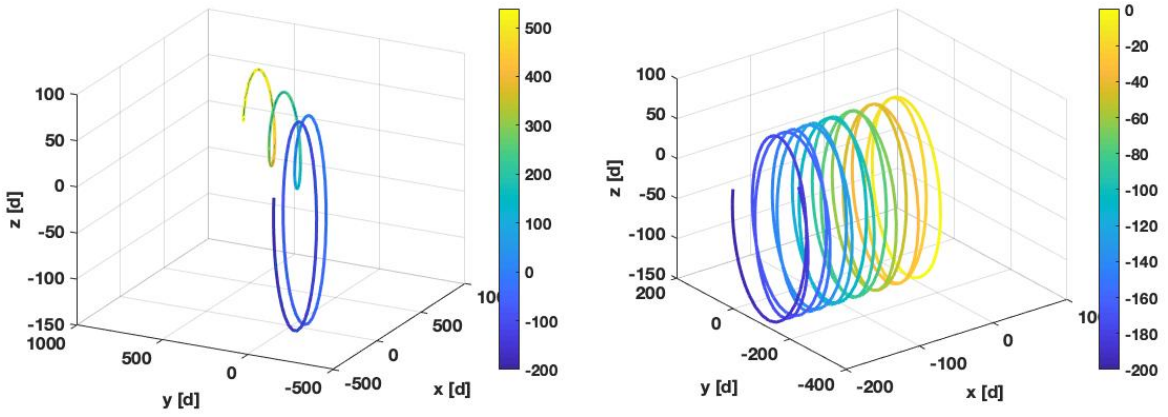
gdje je $\Delta B_y = B_{2y} - B_{1y}$, $m = m_0 \cdot \gamma$, a $\gamma = \sqrt{\frac{1}{1-(\frac{v}{c})^2}}$ je Lorentzov faktor za proton brzine v i c je brzina svjetlosti.

Da bismo dobili trajektorije protona numerički rješavamo gornje jednadžbe, korištenjem programskog paketa MATLAB. Prilikom određivanja trajektorija mijenjamo vrijednosti komponenata početne brzine (početna vrijednost se odnosi na vrijednost u trenutku kada se čestica nalazi na prednjem rubu udarnog vala), tj. v_{0x}, v_{0y} i v_{0z}, energiju protona te parametre udarnog vala (njegovu debljinu, jakost polja ispred vala, B_1, omjer polja iza i ispred udarnog vala B_2/B_1, te kut nagiba $\tan\theta = B_{1y}/B_{1x}$). Korištena numerička metoda je stabilna i ne unosi numeričko povećanje energije. Naglašavamo da numeričko povećanje energije ne bi utjecalo na dobivene rezultate jer je to učinak koji se javlja sa svakom rotacijom čestice, a u simulacijama je Larmorov polumjer znatno veći od debljine udarnog vala. Početni uvjeti definirani su komponentama početne brzine. Budući da proton određene energije ima određenu ukupnu brzinu, dvije komponente brzine određuju treću. Zbog toga u nastavku definiramo samo energiju protona i dvije od tri komponente brzine, a treću možemo jednostavno izračunati. Odabiremo komponente v_{0x} i v_{0z} jer se u slučaju povratka protona prema prednjem rubu udarnog vala v_{0x} mora smanjivati te poprimiti negativne vrijednosti, a akceleracija u x-smjeru eksplicitno ovisi samo o v_{0z}, ali ne i o v_{0y}. Trajektorije za dane parametre udarnog vala daju nam uvid u njegov utjecaj na protone različitih energija, kutova nagiba i upadnih smjerova. Na svim slikama, udaljenost u x-smjeru je skalirana na debljinu vala d, tako da je njegova debljina uvijek 1, a udaljenost iznosa npr. 10 u x-smjeru predstavlja duljinu $10d$. Negativne vrijednosti x predstavljaju područje ispred udarnog vala, tj. udaljenost od njegovog ruba na $x = 0$.

3.2 Testni primjeri za proton

Ispred udarnog vala proton se giba po helikoidnoj putanji duž silnica homogenog magnetskog polja. Nakon ulaska u udarni val polje više nije homogeno pa se putanja protona počinje mijenjati. Iako je debljina udarnog vala vrlo mala u usporedbi s polumjerom helikoide, udarni val može imati značajan utjecaj na putanju protona. Utjecaj udarnog vala je očit ako pogledamo trajektorije protona prije i poslije (slika 3.3) njihove interakcije. Vidimo da ovisno o početnim uvjetima, odnosno parametrima udarnog vala, proton može biti reflektiran ispred udarnog vala, u područje iz kojeg je došao, ili može prijeći iza udarnog vala, ali s bitno drugačijim polumjerom helikoide po kojoj se nastavlja gibati. Iako se iza udarnog vala nalazi turbulentno područje u kojem magnetsko polje nije homogeno, ovdje nam je bitan isključivo učinak udarnog vala pa u tu svrhu polje iza vala definiramo kao homogeno. Promjenu putanje najjednostavnije je

pokazati na primjeru longitudinalnog udarnog vala kod kojeg je polje ispred njega paralelno s normalom, tj. komponenta B_y je nula. U tom slučaju ispred udarnog vala ne postoji ubrzanje u x-smjeru i x-komponenta brzine se ne mijenja, $v_x = konst.$, (slika 3.4). Promjena započinje unutar samog udarnog vala. Proton može biti reflektiran, pri čemu se v_x najprije smanjuje, a zatim poprima negativne vrijednosti ili može prijeći u područje iza udarnog vala. Reflektirani proton se udaljava od vala i, budući da je polje homogeno i paralaleno s normalom, više se nikad ne može vratiti. U slučaju prolaska iza udarnog vala, gdje silnice polja više nisu paralelne s normalom (B_y više nije nula) proton može uslijed gibanja po helikoidi ponovno ući u udarni val i nakon toga se ponovno vratiti ispred vala (slika 3.5, plava linija). Napominjemo da ubrzavanje u x-smjeru ne znači povećanje energije jer se istovremeno usporava u y-smjeru, a pretpostavljamo da ne postoji električno polje. Također je moguće i da proton nastavni gibanje iza udarnog vala bez da se vrati u udarni val ili ispred njega (slika 3.4, crvena isprekidana linija). Parametri protona i polja u ovim primjerima odabrani su proizvoljno kako bi rezultati što jasnije predočili moguće situacije. Vrijednosti parametara dane su u opisima slika.



(a) (b)

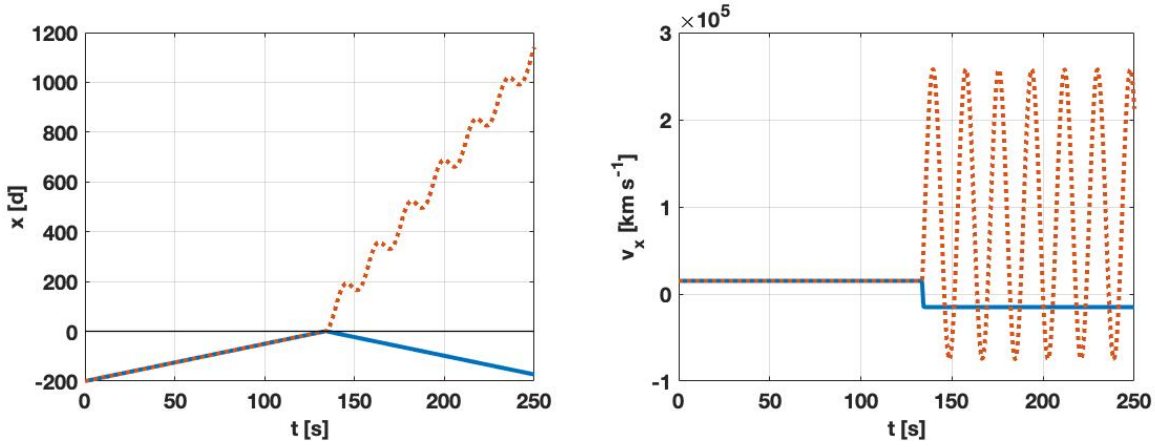
Slika 3.3: Učinak longitudinalnog udarnog vala na gibanje protona energije 1 GeV. Početna brzina iznosi $v_0 = 0.875c$ i u oba slučaja vrijedi $v_{0z} = -250\,000$ km s$^{-1} = -0.834c$. Parametri udarnog vala su: $B_1 = 5$ nT, $B_2/B_1 = 1.5$, $d = 10\,000$ km; a) Proton prolazi kroz udarni val i nastavlja gibanje iza njega s manjim Larmorovim polumjerom jer se nalazi u jačem magnetskom polju. x-komponenta početne brzine je: $v_{0x} = 40\,000$ km s$^{-1} = 0.133c$ a kut nagiba $\vartheta = 81.25°$; b) Proton se reflektira unutar udarnog vala i vraća se u područje ispred njega. x-komponenta početne brzine iznosi: $v_{0x} = 10\,000$ km s$^{-1} = 0.033c$ a kut nagiba je $\vartheta = 87.84°$. Preuzeto iz Kirin i dr., 2020.

U općenitom slučaju kosog udarnog vala imamo slične, ali malo složenije scenarije. U svakom od njih proton nailazi na udarni val što znači da ima pozitivnu vrijednost x-komponente brzine, $v_{0x} > 0$, (negativna vrijednost bi značila da se udaljava od udarnog vala, a budući da je brzina protona veća od brzine vala, u tom slučaju nikada ne bi došlo do interakcije). Moguća su tri scenarija:

- x-komponenta brzine protona se smanjuje i postaje negativna te je proton reflektiran u područje ispred udarnog vala. Nakon refleksije proton se nastavlja udaljavati od vala i

nikad ne dolazi do područja iza vala.

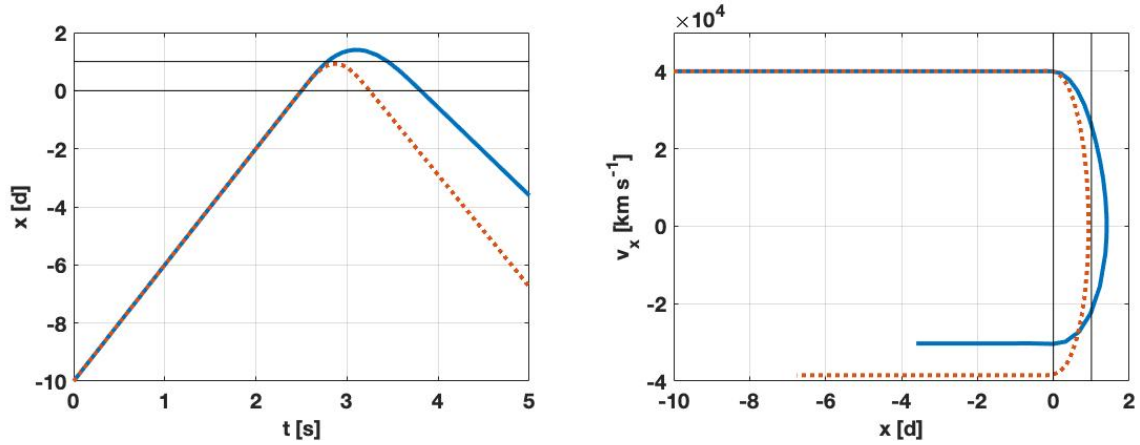
- Proton je prošao udarni val, i nastavlja helikoidno gibanje u području iza vala. Ova i prethodna mogućnost su istovjetne onima kod longitudinalnog vala.
- Zadnja mogućnost je nešto složenija. Proton je najprije ili reflektiran u područje ispred udarnog vala ili je prošao iza njega. Nakon bilo koje od te dvije opcije proton, zbog helikoidnog gibanja, može ponovno ući u udarni val i izaći na bilo koju stranu te ponavljati cijeli proces nekoliko puta (slika 3.6). To ponašanje je moguće sve dok se proton ne udalji od udarnog vala na udaljenost veću ili jednaku Larmorovom radijusu.



(a) (b)

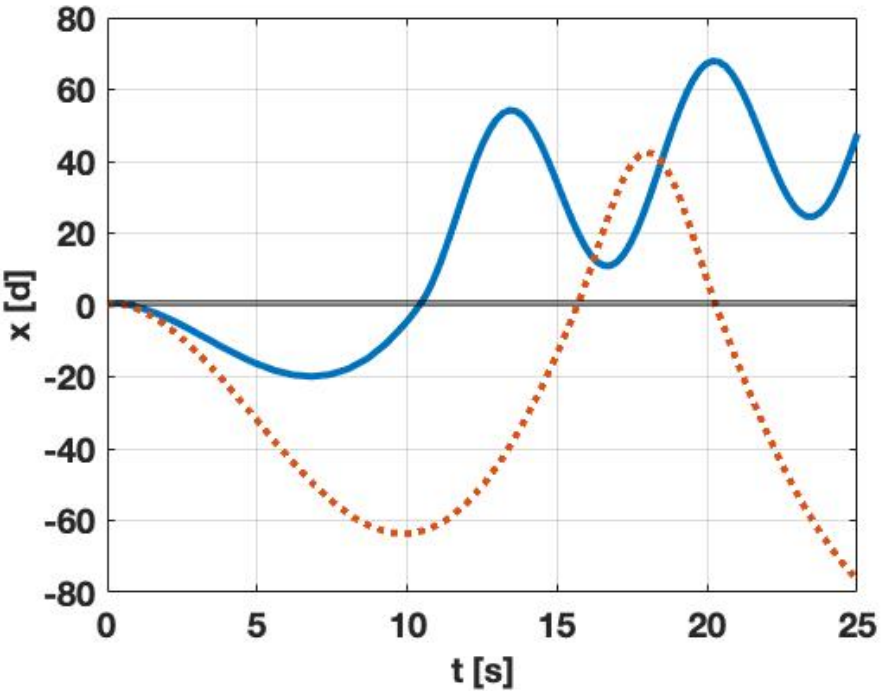
Slika 3.4: a) Gibanje dva protona različitih vrijednosti komponente početne brzine v_{0z} u x-smjeru. Isprekidana crvena linija predstavlja proton koji je prošao kroz udarni val ($v_{0z} = -250\ 000$ km s$^{-1} = -0.834c$), a plava puna linija reflektirani proton koji se vratio u područje ispred udarnog vala ($v_{0z} = 250\ 000$ km s$^{-1} = 0.834c$). b) Promjena x-komponente brzine, v_x, za protone sa slike a). Početna vrijednost brzine u x-smjeru, v_{0x}, je ista u oba slučaja, tj. $v_{0x} = 15\ 000$ km s$^{-1} = 0.050c$ pa je kut nagiba $\vartheta = 86.72°$. Budući da se radi o longitudinalnom udarnom valu, x-komponenta brzine je konstanta u području ispred udarnog vala. Parametri udarnog vala su: $B_1 = 5$ nT, $B_2/B_1 = 1.5$, $d = 10\ 000$ km. Preuzeto iz Kirin i dr., 2020.

Neovisno o tome hoće li proton na kraju završiti ispred ili iza udarnog vala, bitno je napomenuti da kad jednom uđe u područje iza vala, može biti detektiran kao čestica koja je prošla kroz udarni val, tj. doprinosi broju čestica u tom području. Pri tome će protoni prodrijeti do različitih dubina u području iza udarnog vala što će rezultirati sa sve manjim brojem protona na većoj udaljenosti od udarnog vala. Iz toga slijedi da je Forbushevo smanjenje najmanje uz sam udarni val, a njegov iznos je određen česticama koje su reflektirane na udarnom valu i nikada ne dođu iza njega. Najveći iznos amplitude FD-a određen je česticama koje prođu u područje iza udarnog vala i nikad se ne vrate u područje ispred njega.



(a) (b)

Slika 3.5: Usporedba a) trajektorija i b) x-komponenti brzine, v_x, za proton reflektiran unutar samog longitudinalnog udarnog vala (crvena isprekidana linija) i za proton vraćen iz područja iza udarnog vala (plava puna linija). Oba protona imaju istu početnu vrijednost v_x, $v_{0x} = 40\ 000$ km s$^{-1} = 0.133c$ i kut nagiba $\vartheta = 81.25°$, ali proton koji je reflektiran unutar udarnog vala ima veću početnu vrijednost v_z, tj. $v_{0z} = 259\ 000$ km s$^{-1} = 0.864c$, a proton vraćen iz područja iza udarnog vala ima $v_{0z} = 220\ 000$ km s$^{-1} = 0.734c$. Parametri udarnog vala su: $B_1 = 5$ nT, $B_2/B_1 = 4$, $d = 10\ 000$ km. Preuzeto iz Kirin i dr., 2020.



Slika 3.6: Trajektorije protona energije 1 GeV nakon reflektiranja unutar udarnog vala s prametrima $B_2/B_1 = 4$, $B_1 = 5$ nT, kutom nagiba $\theta = 45°$ i debljine $d = 10\ 000$ km. Oba protona ($v_{0x} = 20\ 000$ km s$^{-1} = 0.067c$) su reflektirana unutar udarnog vala i vraćena u područje ispred njega. Nakon toga oba ponovno ulaze u udarni val i ovog puta uspijevaju proći u područje iza njega. Jedan proton nastavlja gibanje u tom području (plava linija, $v_{0z} = 150\ 000$ km s$^{-1} = 0.500c$, $\vartheta = 50.81°$), a drugi se ponovno vraća u područje ispred udarnog vala gdje nastavlja svoje gibanje (crvena linija, $v_{0z} = 220\ 000$ km s$^{-1} = 0.734c$, $\vartheta = 64.20°$). Preuzeto iz Kirin i dr., 2020.

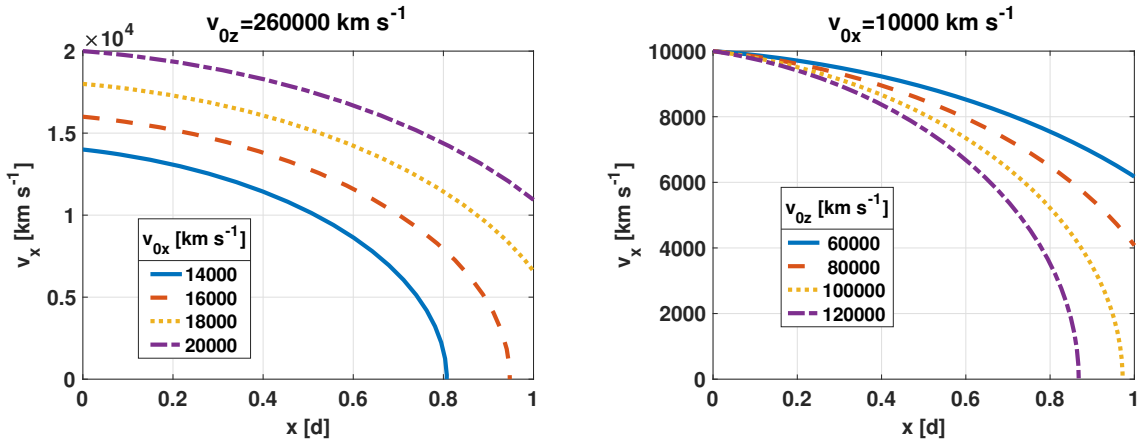
3.3 Analiza parametarskog prostora

Istražit ćemo kako udarni val sa zadanim parametrima (debljina udarnog vala d, magnetsko polje ispred njega B_1, kut nagiba θ i omjer polja iza i ispred vala B_2/B_1) utječu na ponašanje protona. Uzet ćemo u obzir protone različitih energija što znači da će imati različite brzine u trenutku nailaska na udarni val. Za referentnu točku uzimamo proton energije 1 GeV, $B_1 = 5$ nT i omjer polja $B_2/B_1 = 4$ što je gornja granica za okomiti udarni val. Uobičajen raspon vrijednosti za debljinu udarnog vala iznosi između 40 km i 120 000 km (Pinter, 1980.). Uzet ćemo da je debljina udarnog vala $d = 1\,000$ km što je približno vrijednost dana u Tablici 3 u Pinter(1980.). Veća debljina udarnog vala daje čestici više vremena da se reflektira, tj. više vremena da v_x padne na nulu što rezultira većim brojem reflektiranih čestica. Ovo je bitna razlika u odnosu na magnetsko zrcalo gdje uvjet zrcaljenja ne ovisi o debljini samog magnetskog zrcala. No kao što smo već naglasili, ne koristimo model magnetskog zrcala jer je debljina udarnog vala manja od Larmorovog polumjera protona.

Slika 3.7 prikazuje promjenu x-komponente brzine protona unutar udarnog vala za različite početne uvjete. Na slici 3.7a mijenjamo početne vrijednosti v_x dok početna vrijednost v_z ostaje ista. Za proton energije 1 GeV i početnu vrijednost $v_{0z} = 260\,000$ km s$^{-1} = 0.867c$, iznos v_{0x} mora biti manji od približno 17 000 km s$^{-1} = 0.057c$ (što je više nego 10 puta manje od v_{0z}) da bi se proton mogao reflektirati. S druge strane, ako zadržimo konstantnu početnu vrijednost $v_{0x} = 10\,000$ km s$^{-1} = 0.033c$ i mijenjamo početnu vrijednost v_z (Slika 3.7b), vidimo da početna vrijednost v_{0z} mora biti veća od 100 000 km s$^{-1} = 0.333c$ da bi se proton reflektirao. Da bi se proton reflektirao neovisno o početnoj vrijednosti v_{0x}, v_{0z} mora iznositi najmanje 261 918 km s$^{-1} = 0.874c$, što znači 99.80% ukupne brzine protona energije 1 GeV.

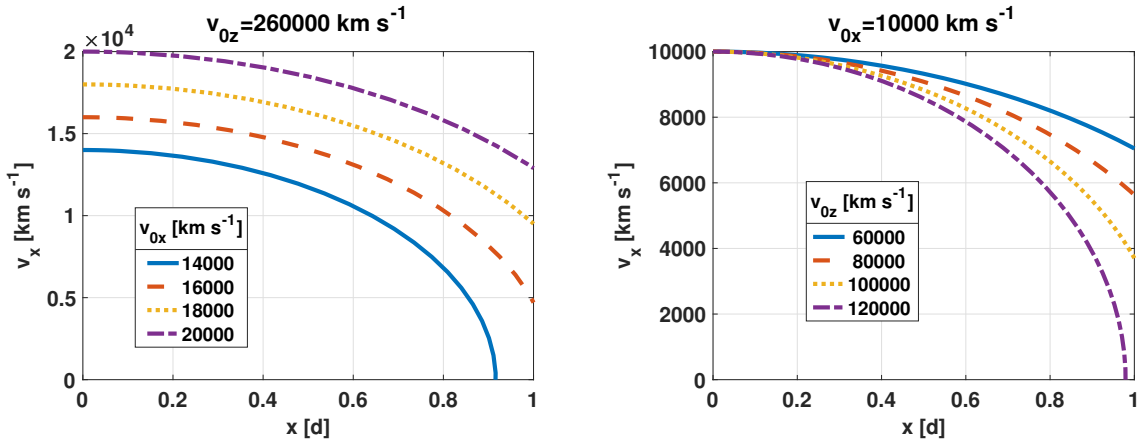
Slika 3.8 pokazuje da je situacija za longitudinalni udarni val kvalitativno ista i kvantitativno vrlo slična. Ukupno polje je isto kao u prethodnom primjeru, ali se kut nagiba udarnog vala razlikuje, a zbog toga i komponente polja. Kao što se može vidjeti na grafovima, u polju sa slabijom y-komponentom (npr. longitudinalni udarni val) v_x će se uspjeti smanjiti na nulu za nešto veće vrijednosti v_{0z}. To je u skladu s jednadžbom (3.3) gdje jače polje B_{1y} rezultira većom akceleracijom a_x. Do istog bismo zaključka došli promatranjem utjecaja kvazi-okomitog vala.

U sljedećem koraku određujemo kritične vrijednosti v_{0x} i v_{0z} za koje se proton reflektira na rubu udarnog vala ($x \approx d$). Za sve v_{0x} manje, ili v_{0z} veće od tih kritičnih vrijednosti, proton će se reflektirati unutar udarnog vala. To nam daje raspon vrijednosti unutar kojih možemo integrirati da bismo dobili postotak reflektiranih protona. Budući da je ukupna brzina protona konstantna, vrijednost v_{0y} određena je odabirom v_{0x} i v_{0z}. Međutim, predznak v_{0z} ima važnu ulogu, pogotovo pri malim v_{0x} i v_{0z} kada je v_{0y} velik. Negativna i velika vrijednost v_{0y} daje veliku i pozitivnu vrijednost a_z koja naglo povećava v_{0z} što pak smanjuje v_{0x}. To je prikazano u tablici 3.1 gdje su za određeni v_{0x}, dane kritične vrijednosti v_{0z} za pozitivne i negative vrijednosti



(a) (b)

Slika 3.7: Promjena x-komponente brzine protona unutar kosog udarnog vala ($B_1 = 5.0$ nT, $B_2/B_1 = 4$ i $\theta = 45°$). Mijenjamo početne uvjete za proton energije 1 GeV i udarni val debljine 1 000 km; a) prikazuje promjenu v_x s udaljenošću od ruba udarnog vala za različite početne vrijednosti v_x i konstantnu početnu vrijednost v_z, konkretno $v_{0z} = 260\,000$ km s$^{-1} = 0.867c$; b) prikazuje promjenu v_x s udaljenošću od ruba udarnog vala za različite početne vrijednosti v_z i konstantnu početnu vrijednost v_x, konkretno $v_{0x} = 10\,000$ km s$^{-1} = 0.033c$. Kada v_x padne na nulu unutar udarnog vala, tj. za $x < 1$, nastavit će se smanjivati, odnosno bit će sve negativnija što znači da je proton reflektiran i giba se u $-x$-smjeru. Preuzeto iz Kirin i dr., 2020.



(a) (b)

Slika 3.8: Promjena x-komponente brzine protona unutar longitudinalnog udarnog vala za proton energije 1 GeV i udarni val debljine 1 000 km ($B_1 = 5$ nT and $B_2/B_1 = 4$). Preuzeto iz Kirin i dr., 2020.

v_{0y}. Ako je v_{0x} veći od približno 16 800 km s$^{-1} = 0.056c$ proton se neće reflektirati bez obzira na vrijednost v_{0z}. Za v_{0x} koji su blizu toj vrijednosti, kritična vrijednost v_{0z} je približno ista za pozitivne i negativne v_{0y}. Međutim, za male v_{0x} kritične vrijednosti v_{0z} se značajno razlikuju za pozitivne i negativne v_{0y}.

Za protone energije 1 GeV, $v_{0x} = 16\,800$ km s$^{-1} = 0.056c$ je najveća vrijednost x-komponente početne brzine koja omogućava refleksiju protona. U tom slučaju, v_{0z} mora iznositi barem

Tablica 3.1: Kritične vrijednosti v_{0z} za različite v_{0x} za pozitivne (drugi red) i negativne (treći red) v_{0y}. Vrijednosti su dane u km s^{-1}. Parametri polja su $B_1 = 5.0$ nT, $B_2/B_1 = 4$, $\theta = 45^\circ$ i $d = 1\,000$ km.

v_{0x}	1 000	2 000	4 000	8 000	12 000	16 000	16 800
$v_{0z}(v_{0y} > 0)$	19 100	22 400	24 200	63 000	135 400	237 900	261 900
$v_{0z}(v_{0y} < 0)$	0	0	6 900	55 000	130 800	236 000	261 500

Tablica 3.2: Kritične vrijednosti v_{0z} za različite v_{0x} i protone različitih energija. Parametri polja su $B_1 = 5.0$ nT, $B_2/B_1 = 4$, $\theta = 45^\circ$ i $d = 1\,000$ km.

E [GeV]	v_{0x} [km s^{-1}]	v_{0z} [km s^{-1}]	v_{0z}/v_0
1	16 800	261 800	0.9974
10	7 550	298 400	0.9983
100	2 490	299 500	0.9983

261 900 km s$^{-1} = 0.874c$. Ako povećamo energiju protona na 10 GeV, dobivamo da najveća vrijednost v_{0x} iznosi 7 550 km s$^{-1} = 0.025c$. Za još veće energije, npr. 100 GeV, najveća vrijednost v_{0x} uz koju je moguća refleksija je još manja i iznosi 2 480 km s$^{-1} = 0.008c$. Istovremeno, početna vrijednost v_{0z} u odnosu na v_0 ostaje gotovo ista (tablica 3.2). To pokazuje da će sve manji postotak čestica biti reflektiran s povećanjem energije, tj. Forbushevo smanjenje će biti jače za čestice nižih energija. To je u skladu s opažanjima koja pokazuju da postoji ovisnost amplitude FD-a o rigiditetu (npr. Lockwood, 1971.; Cane, 2000.).

Smanjivanje omjera polja B_2/B_1 rezultira slabijim magnetskim poljem iza udarnog vala, B_2, ali i slabijim magnetskim poljem unutar njega. To bi trebalo uzrokovati manji FD u skladu s opažanjima prema kojima je FD amplituda veća u slučaju jačih polja (*e.g.* Belov i dr., 2001.; Dumbović i dr., 2011., 2012.; Richardson i Cane, 2011.). Ako pogledamo najveće moguće početne vrijednosti v_x (tablica 3.3) vidimo da su zaista manje nego u prethodnim slučajevima, dok odgovarajući v_{0z} ostaje gotovo isti.

Sličan, ali jači učinak nastaje kada smanjimo vrijednost magnetskog polja ispred udarnog vala, B_1. Ako mu postavimo vrijednost na $B_1 = 2.5$ nT i $B_2/B_1 = 4$, što daje istu vrijednost B_2

Tablica 3.3: Kritične vrijednosti v_{0z} za različite v_{0x} i protone različitih energija. Parametri polja su $B_1 = 5.0$ nT, $B_2/B_1 = 2$, $\theta = 45^\circ$ i $d = 1\,000$ km.

E [GeV]	v_{0x} [km s^{-1}]	v_{0z} [km s^{-1}]	v_{0z}/v_0
1	12 500	261 300	0.9956
10	5 600	298 700	0.9993
100	1 855	299 500	0.9983

Tablica 3.4: Kritične vrijednosti v_{0z} za različite v_{0x} i protone različitih energija. Parametri polja su $B_1 = 2.5$ nT, $B_2/B_1 = 4$, $\theta = 45°$ and $d = 1\,000$ km.

E [GeV]	v_{0x} [km s^{-1}]	v_{0z} [km s^{-1}]	v_{0z}/v_0
1	11 800	261 900	0.9979
10	5 340	298 600	0.9990
100	1 760	299 300	0.9977

Tablica 3.5: Kritične vrijednosti v_{0z} za različite v_{0x} i protone različitih energija. Parametri polja su $B_1 = 5.0$ nT, $B_2/B_1 = 4$, $\theta = 45°$ and $d = 10\,000$ km.

E [GeV]	v_{0x} [km s^{-1}]	v_{0z} [km s^{-1}]	v_{0z}/v_0
1	52 800	256 600	0.9976
10	23 800	296 400	0.9916
100	780	294 000	0.9800

kao u prethodnim slučajevima, dobit ćemo još manju maksimalnu vrijednost v_{0x} (tablica 3.4). U ovom slučaju je manja vrijednost komponente B_{1y} pa je i manja x-komponenta akceleracije u jednadžbi (3.3) te je potrebno više vremena da v_x postane nula.

Konačno, Tablica 3.5 dokazuje početnu tvrdnju: za deblje udarne valove, tj. za veće vrijednosti d u jednadžbi (3.3), dopuštene su veće vrijednosti v_{0x} jer, iako je deceleracija a_x manja, čestica ima više vremena za refleksiju.

3.4 Učinak sjene udarnog vala

Forbusheva smanjenja imaju postupan oporavak koji traje nekoliko dana. Postoje jake indikacije da je produljena faza oporavka posljedica udaljavanja udarnog vala od opažača. Širenjem u međuplanetarnom prostoru, udarni val reflektira čestice koje nailaze na njegovu frontu što ostavlja dojam "bacanja sjene" na opažača. Njegovim udaljavanjem, sjena postaje sve manja što znači da je utjecaj sve slabiji. To rezultira oporavakom broja čestica GCR koji odgovara eksponencijalnoj funkciji (Lockwood i dr., 1986., Dumbović i dr., 2011.). Iako je faza oporavka u više studija uspješno modelirana eksponencijalnom funkcijom (Penna i Quillen, 2005.; Jämsén i dr., 2007.;Usoskin i dr., 2008.; Zhao i Zhang, 2016.; Munini i dr., 2018.), nije uvijek primjenjiva (Dumbović i dr., 2011.). To može biti zbog neke druge međuplanetarne strukture ili zbog definicije faze oporavka. Faza oporavka počinje u minimumu smanjenja, tj. u središtu magnetske strukture. Zbog toga je prvi dio faze oporavka određen interakcijom s magnetskim izbačajem dok eksponencijalna faza oporavka, povezana s udaljavanjem udarnog vala, započinje nakon prolaska samog izbačaja. Uzevši u obzir navedeno, amplitudu broja GCR čestica,

$A(r)$, u ovoj fazi oporavka možemo izraziti kao modificiranu eksponencijalnu funkciju

$$A(r) = A_0(r)\mathrm{e}^{-\frac{r-r_0}{\lambda}}, \tag{3.6}$$

gdje je r radijalna udaljenost, r_0 udaljenost na kojoj započinje oporavak, $A_0(r)$ je funkcija koja određuje amplitudu oporavka, a λ je konstanta. Postoji radijalni gradijent GCR-a koji iznosi oko 3% (Webber i Lockwood, 1999.; Gieseler i Heber, 2016.; Lawrence i dr., 2016.). U Dumbović i dr. (2018.) pokazano je da je taj gradijent premali da bi imao utjecaj na FD uzrokovan usukanom magnetskom cijevi. Iako u slučaju oporavka može imati značajniji utjecaj, radi jednostavnosti ćemo uzeti da je gustoća čestica GCR konstantna. $A_0(r)$ ne može biti konstanta jer $A(r)$ mora zadovoljavati rubni uvjet $A(r_{\mathrm{end}}) = 0$, što znači da se broj GCR čestica mora potpuno oporaviti na nekoj udaljenosti r_{end}. Transformacija jednadžbe 3.6 u vremensku domenu moguća je uz zamjenu $r \to v_{\mathrm{shock}}t$ (pretpostavljamo da je brzina udarnog vala konstantna) što daje relaciju

$$A(t) = A_0(t)\mathrm{e}^{-\frac{t-t_0}{\tau}}, \qquad A_0(t) = A' + (t-t_0)/\tau, \tag{3.7}$$

gdje je $A(t)$ relativna amplituda broja GCR čestica i najveća vrijednosti joj je jednaka amplitudi FD-a uzrokovanoj turbulentnim područjem iza udarnog vala, A', $A_0(t)$ je funkcija koja određuje amplitudu oporavka, t_0 označava vrijeme početka oporavka, a τ je karakteristično vrijeme oporavka definirano konstantom λ, tj. $\tau = \lambda/v$. Funkcija $A_0(t)$ odabrana je proizvoljno kao najjednostavniji oblik koji zadovoljava uvjete početnog i konačnog stanja ($A(t_0) = A'$ i $A(t_{\mathrm{end}}) = 0$). Karakteristično vrijeme oporavka, τ, može se tretirati kao slobodni parametar, ali treba biti povezan s brzinom i prostornim opsegom udarnog vala.

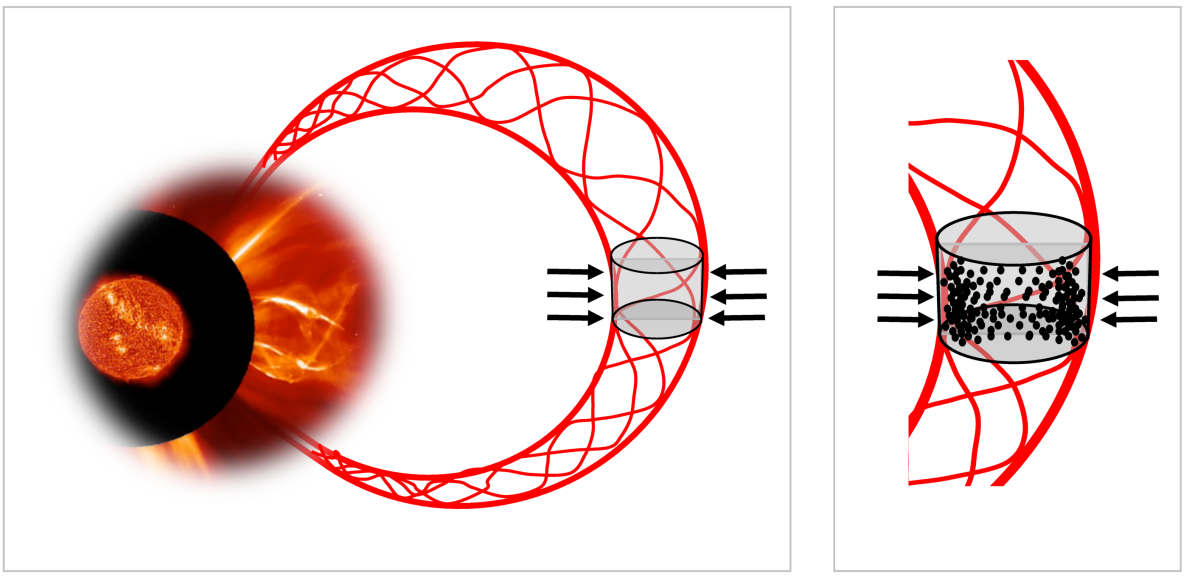
Poglavlje 4

Interakcija galaktičkih kozmičkih zraka s magnetskom strukturom ICME-a

Budući da se ICME sastoji od udarnog vala i turbulentnog područja iza njega te magnetske strukture, svaki od tih dijelova utjecat će na tok kozmičkih zraka i zajedno stvoriti Forbushevo smanjenje. Prva faza FD-a započinje dolaskom udarnog vala i ograničena je na područje turbulentnog magnetskog polja iza udarnog vala. Amplituda smanjenja u tom području dostiže maksimum na njegovom kraju. Smanjenje je posljedica djelovanja turbulentnog magnetskog polja i može se modelirati propagirajućom difuzivnom barijerom (Wibberenz i dr., 1997.; Wibberenz i dr., 1998.). Druga faza FD-a odgovara magnetskoj strukturi CME-a i osim drugog koraka FD-a, uključuje i prvi dio oporavka. Prostorno je ograničena na područje CME magnetske strukture. Treća i zadnja faza obuhvaća eksponencijalni oporavak povezan sa smanjenjem utjecaja sjene udarnog vala i započinje na kraju CME magnetske strukture.

Budući da je ovako opisana promjena amplitude dana u prostoru, potrebno ju je transformirati u vremensku domenu. U tu svrhu koristimo profil brzine. Brzina se linearno smanjuje zbog ekspanzije što rezultira asimetrijom vremenski ovisnog FD-a. Asimetrija donekle izglađuje prijelaze između opisanih područja. Zbog toga FD često djeluje kao jedinstveni fenomen, pogotovo jer postoji i niz drugih aspekata koji mogu utjecati na izmjereni GCR tok (vremenska rezolucija, raspon energija, vanjski utjecaji ili čak karakteristike strukture - brži ICME-i stvaraju veću asimetriju).

U ovom poglavlju koristit ćemo analitički difuzijsko-ekspanzijski model Forbushevog smanjenja, *ForbMod*, koji se temelji na okomitoj difuziji čestica u magnetsko uže (Dumbović i dr., 2018.). Model je objavljen u recenziranom časopisu *The Astrophysical Journal*, a ovdje prenosimo dijelove članka Dumbović i dr., 2018. Prilagodba modela na ovisnost o energiji objavljena je u časopisu *Solar Physics* te ovdje prenosimo dijelove članka Dumbović i dr., 2020. Proširit ćemo model uključivanjem čestica svih energija te na temelju FD amplituda dobivenih opažanjima odrediti parametre širenja CME magnetske strukture. Iz dobivenih parametara odredit



(a) (b)

Slika 4.1: a) Skica magnetskog užeta: zatvorena magnetska struktura lokalno cilindričnog oblika, ukorjenjena u Suncu i bez čestica GCR; b) Skica difuzijsko-ekspanzijskog modela nakon vremena t: magnetsko uže se širi zadržavajući stalan oblik. Čestice ulaze okomitom difuzijom. Slika Sunca prilagođena je iz daljinskih EUV i koronagrafskih opažanja *SOHO*-a. Preuzeto iz Dumbović i dr., 2018.

ćemo aksijalni magnetski tok pored Sunca i usporediti ga s magnetskim tokom dobivenim različitim metodama, slično kao Scolini i dr., 2020.

4.1 Difuzijsko-ekspanzijski model

U difuzijsko-ekspanzijskom modelu magnetsko uže je zatvorena magnetska struktura ukorjenjena u Suncu. Cilindričnog je oblika (u ostatku rada aproksimiramo ga dugačkim cilindrom) i u početnom trenutku ne sadrži čestice GCR (slika 4.1a). Magnetsko uže giba se konstantnom brzinom u međuplanetarnom prostoru i pritom se širi što znači da mu je polumjer funkcija vremena. Širi se zadržavajući stalan oblik i pritom se polako puni česticama koje ulaze isključivo okomitom difuzijom (Cane i dr., 1995., slika 4.1b).

Pretpostavka konstantne brzine nije u potpunosti točna jer je pokazano da CME brži od okolnog Sunčevog vjetra usporavaju, a sporiji ubrzavaju (npr. Sheeley i dr., 1999.; Gopalswamy i dr., 2000.) što se pripisuje magnetohidrodinamičkom otporu (npr. Vršnak i dr., 2013.; Hess i Zhang, 2014.; Sachdeva i dr., 2015.). Međutim, budući da akceleracija ovisi o razlici između brzina CME-a i Sunčevog vjetra, za velik skup CME-a (posebice sporijih) aproksimacija konstantom brzinom je zadovoljavajuća. Oblik magnetskog užeta također se može promijeniti prilikom širenja (npr. Cargill i dr., 1994.; Liu i dr., 2006.), međutim, to je kinematički učinak pa je pretpostavka konstantnog oblika vezana za pretpostavku konstante brzine. Pretpostavka da se magnetsko uže puni česticama isključivo okomitom difuzijom valjana je kada je Larmorov

polumjer čestica GCR puno manji od polumjera magnetskog užeta (Subramanian i dr., 2009.). Drugi mogući mehanizmi punjenja su drift i giracija čestica, međutim, istraživanja pokazuju da na taj način čestice mogu doći samo u područja blizu rubova magnetskog užeta, a zatim ubrzo izlaze van (Krittinatham i Ruffolo, 2009.; Kubo i Shimazu, 2010.).

Pretpostavit ćemo, također, da je gustoća GCR u međuplanetarnom prostoru konstantna iako je pokazano da postoji radijalni gradijent GCR-a od oko 3%/AU (npr. Webber i Lockwood, 1999.; Gieseler i Heber, 2016.; Lawrence i dr., 2016.). Međutim, radi jednostavnosti, uzimamo da iznos od 3% prilikom evolucije magnetskog užeta do udaljenosti 1 AU neće imati značajniji utjecaj na brzinu kojom će se puniti česticama.

Da bismo dobili gustoću čestica u magnetskom užetu, koristimo pristup iz Crank (1975.) gdje je za magnetsko uže cilindričnog oblika koje se ne širi, već ima konstantan polumjer, definirana radijalna difuzijska jednadžba Crank (1975.)

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{1}{r}\left(\frac{\partial}{\partial r}\left(rD\frac{\partial}{\partial r}U\right)\right), \tag{4.1}$$

pri čemu $U \equiv U(r,P,t)$ predstavlja gustoću faznog prostora GCR, D je koeficijent okomite difuzije, t je vrijeme, a r radijalna udaljenost od središta FR-a koja se ne mijenja u vremenu. Koeficijent difuzije D ne ovisi o radijalnoj udaljenosti r, ali ovisi o rigiditetu čestice P i o jakosti magnetskog polja B (Potgieter, 2013.). Ova jednadžba može se riješiti metodom separacije varijabli. U difuzijsko-ekspanzijskom modelu, *ForbMod*, magnetsko polje se mijenja udaljavanjem od Sunca, tj. mijenja se u vremenu (Démoulin i dr., 2008.) pa i koeficijent difuzije mora biti funkcija vremena. Budući da zbog širenja i r postaje funkcija vremena, radijalna i vremenska ovisnost više nisu nezavisne. Da bismo riješili gornju jednadžbu zamijenit ćemo radijalnu udaljenost r s normaliziranom radijalnom udaljenosti $\hat{r}$. Jednadžba (4.1) tada postaje

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{D(t)}{a(t)^2}\frac{1}{\hat{r}}\left(\frac{\partial}{\partial \hat{r}}\left(\hat{r}\frac{\partial}{\partial \hat{r}}U\right)\right), \tag{4.2}$$

gdje je $D(t)$ vremenski ovisan koeficijent difuzije i $a(t)$ vremenski ovisan polumjer magnetskog užeta. Normalizirana radijalna udaljenost $\hat{r}$ definirana je kao omjer radijalne udaljenosti i polumjera magnetskog užeta, $\hat{r} = r(t)/a(t)$. Pretpostavljamo da se magnetsko uže širi tako da zadržava stalan oblik (tzv. *self-similarly*). U tom slučaju normalizirana radijalna udaljenost je konstanta u vremenu pa možemo koristiti metodu separacije varijabli za rješavanje gornje jednadžbe. Rješenje vremenski ovisnog dijela dano je izrazom (npr. Crank, 1975.; Butkov, 1968.)

$$T(t) = \mathrm{e}^{-\lambda^2 \int \frac{D(t)}{a(t)^2} dt}, \tag{4.3}$$

gdje je λ konstanta određena početnim i rubnim uvjetima. Jednadžba za radijalni dio može se

napisati u obliku

$$\hat{r}^2 R(\hat{r})'' + \hat{r} R(\hat{r})' + \lambda^2 \hat{r}^2 R(\hat{r}) = 0\,, \tag{4.4}$$

a rješenje je Besselova funkcija nultog reda. Rješenje se općenito može zapisati kao linearna kombinacija Besselovih i Neumannovih funkcija, $J_0(\lambda\hat{r})$ i $N_0(\lambda\hat{r})$. Međutim, rješenje mora biti konačno u centru magnetskog užeta, tj. $R(\lambda\hat{r})$ mora biti konačno u $\hat{r} = 0$ pa je $J_0(\lambda\hat{r})$ jedino prihvatljivo (rješenje $N_0(\lambda\hat{r})$ nije konačno u $\hat{r} = 0$). Stoga je opće rješenje jednadžbe 4.2

$$U(\hat{r},t) = CJ_0(\lambda\hat{r})\mathrm{e}^{-\lambda^2 \int \frac{D(t)}{a(t)^2} dt}\,, \tag{4.5}$$

gdje su C i λ konstante određene početnim i rubnim uvjetima koji se mogu napisati u obliku

$$U(\hat{r},t) = \begin{cases} 0, & 0 < \hat{r} < 1, t = 0 \\ U_0, & \hat{r} = 1, t \geq 0 \end{cases} \tag{4.6}$$

gdje je U_0 gustoća faznog prostora GCR na površini magentskog užeta. S ovim početnim i rubnim uvjetima rješenje jednadžbe za gustoću čestica određenog rigiditeta P unutar magnetskog užeta glasi (analogno jednadžbi 5.22 u Crank, 1975.)

$$U(\hat{r},t) = U_0 \left(1 - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(\lambda_n \hat{r})}{\lambda_n J_1(\lambda_n)} \mathrm{e}^{-\lambda_n^2 \int \frac{D(t)}{a(t)^2} dt} \right), \tag{4.7}$$

gdje su J_0 i J_1 Besselove funkcije (prve vrste) reda 0 i 1, a λ_n su pozitivni korijeni izraza $J_0(\lambda_n) = 0$ ($\lambda_n = \alpha_n$, α_n su pozitivni korijeni J_0), navedeni u tablici Besselovih funkcija. Budući da Besselove funkcije J_0 imaju oscilatorni karakter, a eksponencijalna funkcija brzo opada s α_n^2, možemo uzeti samo prvi član reda u izrazu (4.7)i aproksimirati rješenje s

$$U(\hat{r},t) = U_0 \left(1 - C \frac{2}{\alpha_1} \frac{J_0(\alpha_1 \hat{r})}{J_1(\alpha_1)} \mathrm{e}^{-\alpha_1^2 \int \frac{D(t)}{a(t)^2} dt} \right), \tag{4.8}$$

gdje smo konstantu C uveli da bi aproksimativno rješenje zadovoljilo uvjet $U(\hat{r},t) = 0$ u $\hat{r} = 0$ i $t = 0$. Konačno rješenje dano je izrazom

$$U(\hat{r},t) = U_0 \left(1 - J_0(\alpha_1 \hat{r}) \mathrm{e}^{-\alpha_1^2 f(t)} \right), \tag{4.9}$$

gdje je $\alpha_1 = 2.4048$ (prvi pozitivni korijen od J_0), a $f(t)$ je funkcija koja ovisi o koeficijentu difuzije čestica u magnetsko uže te o polumjeru magnetskog užeta

$$f(t) = \int \frac{D(t)}{a^2(t)} dt. \tag{4.10}$$

Iz toga slijedi da je relativna amplituda smanjenja gustoće GCR za čestice određenog rigiditeta

$$A(\hat{r},t,P) = \frac{U(\hat{r},t) - U_0}{U_0} = -J_0(\alpha_1 \hat{r})\mathrm{e}^{-\alpha_1^2 f(t)}. \tag{4.11}$$

Za preciznu kvantitativnu analizu model mora sadržavati i ovisnost o energiji. To je nužno jer postoje određena ograničenja prilikom detekcije FD-a, ali i dodatne modulacije npr. planetarnim magnetskim poljima, atmosferom ili samim detektorom. FD amplituda obično iznosi svega nekoliko posto pa je potreban velik statistički uzorak da bismo ju mogli izmjeriti. Njega je lako ostvariti instrumentima koji broje čestice iz svih smjerova, neovisno o njihovim energijama, npr. neutronskim monitorima smještenim na Zemlji ili brojačima na svemirskim letjelicama.

Detektori koji detektiraju samo čestice određene energije (ili čestice čija je energija unutar nekog uskog intervala) obično mogu izbrojati manje događaja (imaju manji *count rate*) pa im je potrebno smanjiti vremensku rezoluciju da bi se mogao uočiti učinak od svega nekoliko posto promjene. U detektorima koji broje i čestice niskih energija učinak je često prikriven povećanim tokom energetskih čestica sa Sunca koje također imaju niske energije.

FD se obično mjeri instrumentima koji broje čestice određene vrste na svim energijama iznad neke granične energije ili iznad graničnog rigiditeta (energija i rigiditet povezani su izrazom $P(E) = \sqrt{E(E+2m_0)}$). Zbog toga svaka kvantitativna usporedba modeliranog i opaženog FD-a mora uzeti u obzir ovisnost o energiji. Ovisnost o energiji uvodimo kroz koeficijent difuzije koji je funkcija rigiditeta i vremena. Može se pokazati da ovisnost o energiji ne utječe na radijalnu ovisnost u *ForbModu* jer se koeficijent difuzije javlja samo u vremenski ovisnom dijelu.

Izraz 4.11 daje amplitudu smanjenja gustoće GCR za čestice određenog rigiditeta odnosno određene energije. Da bismo dobili amplitudu koja u obzir uzima čestice svih rigiditeta, potrebno je provesti integraciju po svim rigiditetima. Tu amplitudu onda možemo usporediti s amplitudom dobivenom iz mjerenja. S obzirom na to da detektori obično bilježe čestice iznad nekog graničnog rigiditeta P_{gr}, ukupnu amplitudu možemo definirati izrazom

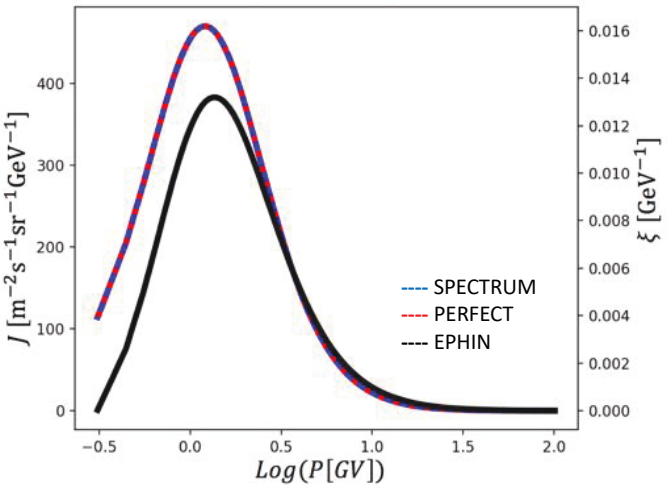
$$A(\hat{r},t) = \int_{P>P_{\mathrm{gr}}} \chi(P) \cdot A(P)\mathrm{d}P\,, \qquad \chi(P) = \frac{U_0(P)}{U_{0,TOT}}\,, \tag{4.12}$$

gdje je $\chi(P)$ doprinos čestica određenog rigiditeta ukupnom smanjenju.

Za svaki detektor, broj detektiranih GCR čestica, C, ovisi o intenzitetu čestica, tj. GCR spektru te o funkciji doprinosa detektora (Sullivan, 1971.; Clem i Dorman, 2000.)

$$C = \int J(E) \cdot Y(E)\mathrm{d}E, \tag{4.13}$$

gdje je $J(E)$ spektralni intenzitet GCR (plava crtkana linija na slici 4.2), a $Y(E)$ funkcija koja



Slika 4.2: GCR spektralni intenzitet dobiven korištenjem *'force-field'* aproksimacije (SPECTRUM) te udio čestica određene energije u ukupnom spektru, $\xi(E)$, izračunat iz jednadžbe (4.14) za savršeni detektor (PERFECT) i SOHO/EPHIN (EPHIN). Preuzeto iz Dumbović i dr., 2020.

opisuje odziv detektora, ali i bilo koji drugi utjecaj, npr. utjecaj atmosfere. Radi jednostavnosti proučavamo samo jednu vrstu čestica, protone. Budući da je GCR spektar izražen kao funkcija energije ekvivalentan GCR spektru izraženom kao funkcija rigiditeta, jednadžbu 4.12 možemo zapisati u obliku

$$A(\hat{r},t) = \int_{E>E_{\mathrm{gr}}} \xi(E)\cdot A(E)\mathrm{d}E\,, \qquad \xi(E) = \frac{J(E)\cdot Y(E)}{\int_{E>E_{\mathrm{gr}}} J(E)\cdot Y(E)\mathrm{d}E} \tag{4.14}$$

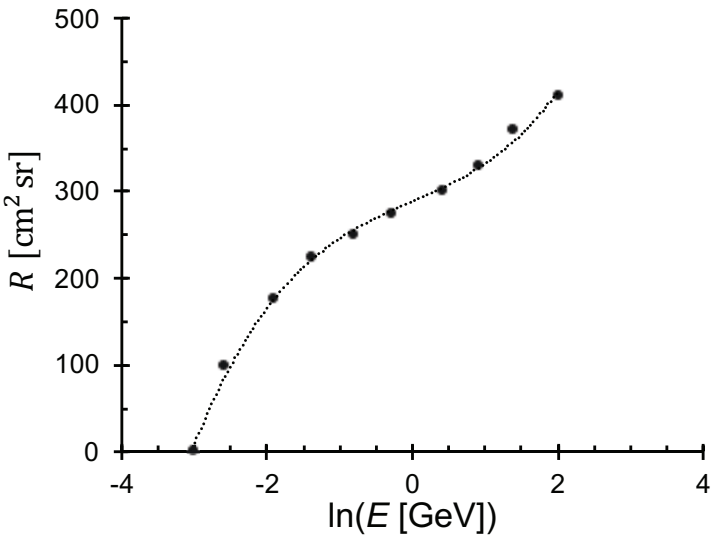
gdje je $\xi(E)$ doprinos čestica određene energije ukupnom smanjenju.

Spektralni intenzitet GCR-a dobivamo iz tzv. *'force-field'* aproksimacije. Ova aproksimacija obično opisuje modulaciju GCR spektra u periodu smanjene aktivnosti Sunca, međutim, Usoskin i dr. (2015.) su pokazali da se može koristiti i za spektar GCR-a za vrijeme FD-a. Svi mehanizmi modulacije objedinjeni su u jednom parametru koji nazivamo modulacijski potencijal, Φ. Modulacijski potencijal mijenja lokalni međuzvjezdani spektar J_{LMS} i daje vremenski ovisan diferencijalni energetski spektar GCR koji opažamo pored Zemlje

$$J(E,\Phi) = J_{\mathrm{LMS}}(E+\Phi)\frac{(E)(E+2m_0)}{(E+\Phi)(E+\Phi+2m_0)}\,, \tag{4.15}$$

$$J_{\mathrm{LMS}}(E) = \frac{1.9\cdot 10^4\cdot P(E)^{-2.78}}{1+0.4866\cdot P(E)^{-2.51}}\,, \tag{4.16}$$

gdje pretpostavljamo da su sve čestice porotoni, E je njihova kinetička energija, m_0 masa mirovanja, a $P(E)$ rigiditet. Vremenska ovisnost uvedena je preko modulacijskog potencijala, Φ, koji je funkcija vremena i može se dobiti empirijski, mjerenjima GCR (Usoskin i dr., 2011.;



Slika 4.3: GEANT 4 Monte Carlo simulacije funkcije odziva detektora F SOHO/EPHIN instrumenta (crne točke) i funkcija dobivena prilagodbom podacima (crtkana linija). Preuzeto iz Dumbović i dr., 2020.

Usoskin i dr., 2017.). Međutim, 2017. godine Gieseler i dr. su pokazali da jedan parametar ovisan o rigiditetu nije dovoljan za definiciju GCR intenziteta kod Zemlje. Zbog toga koristimo njihov modificirani pristup prema kojem je

$$\Phi(P) = \begin{cases} \frac{\Phi_{\mathrm{USO11}} - \Phi_{\mathrm{PP}}}{P_{\mathrm{USO11}} - P_{\mathrm{PP}}} \cdot (P - P_{\mathrm{PP}}) + \Phi_{\mathrm{PP}}, P < P_{\mathrm{USO11}} \\ \Phi_{\mathrm{USO11}}, P \geq P_{\mathrm{USO11}} \end{cases} \tag{4.17}$$

gdje je P_{USO11} modulacijski potencijal koji su Usoskin i dr. (2011.) dobili empirijski iz mjerenja neutronskih monitora, Φ_{PP} je modulacijski potencijal definiran u Gieseler i dr. (2017.), a $P_{\mathrm{USO11}} = 13.83 \pm 4.39$ GV i $P_{\mathrm{PP}} = 1.28 \pm 0.01$ GV su odgovarajući srednji rigiditeti.

U ovom radu koristit ćemo mjerenja dobivena instrumentom *Electron Proton Helium Instrument* (EPHIN, Müller-Mellin i dr., 1995.) na letjelici *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO). Blanco i dr. su 2013. pokazali da tipični rigiditet GCR čestica čiji polumjer giracije odgovara veličini magnetskih užeta detektiranih letjelicom Helios iznosi oko 100 GV dok srednje energije čestica detektiranih EPHIN-om iznose oko 1 GV (Kühl i dr., 2015.). Prema tome, čestice koje detektira EPHIN imaju takve energije da je zadovoljen uvjet za difuziju. Da bismo dobili analitički oblik odzivne funkcije detektora F instrumenta EPHIN, koristimo GEANT 4 Monte Carlo simulacije instrumenta koje su proveli Kühl i dr. (2015.). Slika 4.3 prikazuje točke dobivene simulacijom i funkciju dobivenu prilagodbom podacima koja je aproksimirana izrazom

$$Y(E) = 6.4 \ln^3(E) - 0.42 \ln^2(E) + 36.8 \ln(E) + 288.8. \tag{4.18}$$

Savršeni detektor jednako detektira čestice svih energija pa je spektralni intenzitet detektira-

nih GCR skalirana verzija ukupnog spektralnog intenziteta GCR-a (crna linija na slici 4.2). SOHO/EPHIN ima bolji odziv na čestice visokih energija (crvena crtkana linija na slici 4.2). U oba slučaja, glavni doprinos dolazi od uskog pojasa energija (za više detalja pogledati Dumbović i dr., 2020.).

4.2 Evolucija magnetskog užeta

Omjer $r(t)/a(t)$ je vremenski konstantan kada se magnetsko uže širi na način da je u svakom trenutku skalirana verzija početnog oblika. Tada vremensku ovisnost polumjera možemo izraziti s

$$a(t) = a_0 \left(\frac{R(t)}{R_0} \right)^{n_a}, \tag{4.19}$$

gdje je $R(t)$ udaljenost od Sunca u trenutku t, R_0 je početna udaljenost od Sunca, a_0 je početni polumjer magnetskog užeta (na udaljenosti R_0), a n_a je eksponent, indeks ekspanzije polumjera koji je opažanjima ograničen na raspon vrijednosti $0.45 < n_a < 1.14$ (Bothmer i Schwenn, 1998.; Leitner i dr., 2007.; Démoulin i dr., 2008.; Gulisano i dr., 2012.).

Magnetsko polje unutar ICME-a mijenja se po sličnom zakonu

$$B(t) = B_0 \left(\frac{R(t)}{R_0} \right)^{-n_B}, \tag{4.20}$$

gdje je $B(t)$ vrijednost središnjeg magnetskog polja CME-a pored Zemlje, B_0 je početna vrijednost središnjega magnetskog polja (na udaljenosti R_0 od Sunca), a n_B je indeks koji je opažanjima ograničen na raspon vrijednosti $0.88 < n_B < 1.89$ (Gulisano i dr., 2012.).

Koeficijent difuzije obrnuto je proporcionalan magnetskom polju $D \sim 1/B$ pa, koristeći izraz za vremensku ovisnost magnetskg polja (4.20), možemo napisati ekvivalentan izraz za promjenu koeficijenta difuzije s vremenom

$$D(t) = D_0 \left(\frac{R(t)}{R_0} \right)^{n_B}. \tag{4.21}$$

Ako pretpostavimo da se magnetsko uže giba konstantnom bzinom, $v = R(t)/t$, koristeći jednadžbe (4.19)i (4.21), možemo preoblikovati izraz 4.10 za funkciju $f(t)$

$$f(t) = \frac{D_0}{a_0^2} \cdot \left(\frac{v}{R_0} \right)^x \cdot \int t^x \mathrm{d}t\,, \tag{4.22}$$

gdje je D_0 iznos koeficijenta difuzije u početnom trenutku (na udaljenosti R_0 od Sunca), a

$x = n_B - 2n_a$. Nakon integriranja dobivamo

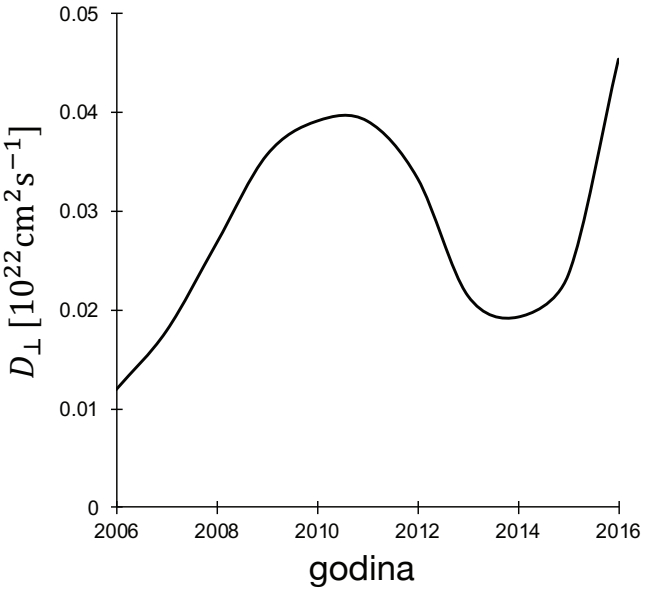
$$f(t) = \frac{D(t)}{a^2(t)} \cdot \frac{t}{(x+1)}. \tag{4.23}$$

Budući da je koeficijent difuzije vremenski ovisan, njegova vrijednost će se mijenjati s heliografskom udaljenošću. Iznos koeficijenta difuzije za čestice rigiditeta P na udaljenosti 1 AU određujemo iz empirijskog izraza danog u Potgieter (2013.)

$$D_Z = 0.02 \cdot K_{||,0} \cdot \beta \frac{B_n}{B_m} \left(\frac{P}{P_0}\right)^a \left[\frac{\left(\frac{P}{P_0}\right)^c + \left(\frac{P_k}{P_0}\right)^c}{1 + \left(\frac{P_k}{P_0}\right)^c}\right]^{\left(\frac{b-a}{c}\right)}, \tag{4.24}$$

gdje je $K_{||,0}$ konstanta u jedinicama 10^{22} cm^2 s^{-1}, a ostatak jednadžbe napisan tako da je koeficijent D_Z također izražen u cm^2 s^{-1}. Pri tome je P_0 = 1 GV, a B_n = 1 nT. Rigiditet čestica P izražen je u GV, B_m je međuplanetarno magnetsko polje u nT, a $K_{||,0}$, a, b, c i P_k su parameteri dobiveni empirijski iz opažanja spektra GCR korištenjem instrumenata kao što su *Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics* (PAMELA, Adriani i dr., 2011.) na ruskom satelitu Resurs-DK1 (Potgieter i dr., 2014.) ili *Alpha Magnetic Spectrometer* (AMS-02, Aguilar i dr., 2013.) eksperiment na Međunarodnoj svemirskoj postaja (*International Space Station*, ISS, Corti i dr., 2019.). Razumno je pretpostaviti da se koeficijent okomite difuzije mijenja periodički u vremenu (tj. sa Sunčevom aktivnošću) zbog promjena jakosti, orijentacije i kompleksnosti međuplanetarnog magnetskog polja. Ove promjene blisko su povezane s vremenski promjenjivim brzinama i gustoćama Sunčevog vjetra što se odražava u promjenama parametara gornje jednadžbe. Navedene studije provedene su u različitim vremenskim periodima pa se parametri koje su dobili Potgieter i dr. (2014.) odnose na razdoblje 2006.-2009. godine što odgovara periodu minimuma Sunčeve aktivnosti. Corti i dr. (2019.) odredili su parametre za razdoblje 2011.-2017. godine što odgovara periodu nakon maksimalne Sunčeve aktivnosti. Na slici 4.4 prikazan koeficijent difuzije pored Zemlje, D_Z, dobiven kombinacijom Potgieter (2013.) i Corti i dr. (2019.) za magnetsko polje jakosti $B = 5$ nT i rigiditeta $P = 1$ GV. Iz grafa proizlazi da se D_Z mijenja periodički u gruboj antikorelaciji sa Sunčevom aktivnošću i da se dvije empirijske formule, koje odgovaraju različitim vremenskim periodima, mogu kombinirati.

Odnos između indeksa n_B i n_a određuje vrstu ekspanzije magnetskog užeta s obzirom na aksijalni magnetski tok. Aksijalni magnetski tok dan je izrazom $\Phi = B_\phi S$ gdje je je B_ϕ aksijalno magnetsko polje određeno magnetskim poljem u središtu magnetskog užeta (Lundquist, 1951.), a S je površina poprečnog presjeka magnetskog užeta. Ako je poprečni presjek kružnog oblika, vrijedit će $\Phi \sim B_\phi a^2$. Budući da se udaljavanjem od Sunca jakost magnetskog polja smanjuje, a polumjer povećava, da bi aksijalni magnetski tok bio očuvan mora vrijediti $n_B = 2n_a$ odnosno



Slika 4.4: Koeficijent okomite difuzije pored Zemlje dobiven na temelju Potgieter i dr. (2014.) za razdoblje 2006.–2009. godine i Corti i dr. (2019.) za razdoblje 2011.–2016. godine (ekstrapolirano do 2010.) za magnetsko polje jakosti $B = 5$ nT i rigiditet $P = 1$ GV. Preuzeto iz Dumbović i dr., 2020.

$x = n_B - 2n_a = 0$. Međutim, opažanju su pokazala da ne vrijedi uvijek $n_B = 2n_a$ (Gulisano i dr., 2012.) što znači da aksijalni magnetski tok ne mora uvijek biti očuvan. Ovisno o odnosu između indeksa n_B i n_a, tj. o vrijednosti varijable x postoje 3 slučaja:

- $x = 0$ i aksijalni magnetski tok je očuvan (slika 4.5a)
- $x > 0$, tj. $n_B > 2n_a$ što znači da se jakost magnetskog polja opada brže nego što raste poprečni presjek magnetskog užeta i aksijalni magnetski tok se smanjuje (slika 4.5b)
- $x < 0$, tj. $n_B < 2n_a$ što znači da poprečni presjek magnetskog užeta raste brže nego što se jakost magnetskog polja smanjuje pa aksijalni magnetski tok raste (slika 4.5c).

Smanjenje aksijalnog magnetskog toka potvrđeno je opažanjima Dasso i dr. (2007.) i Ruffenach i dr. (2015.), a porast opažanjima Manchester i dr. (2014.).

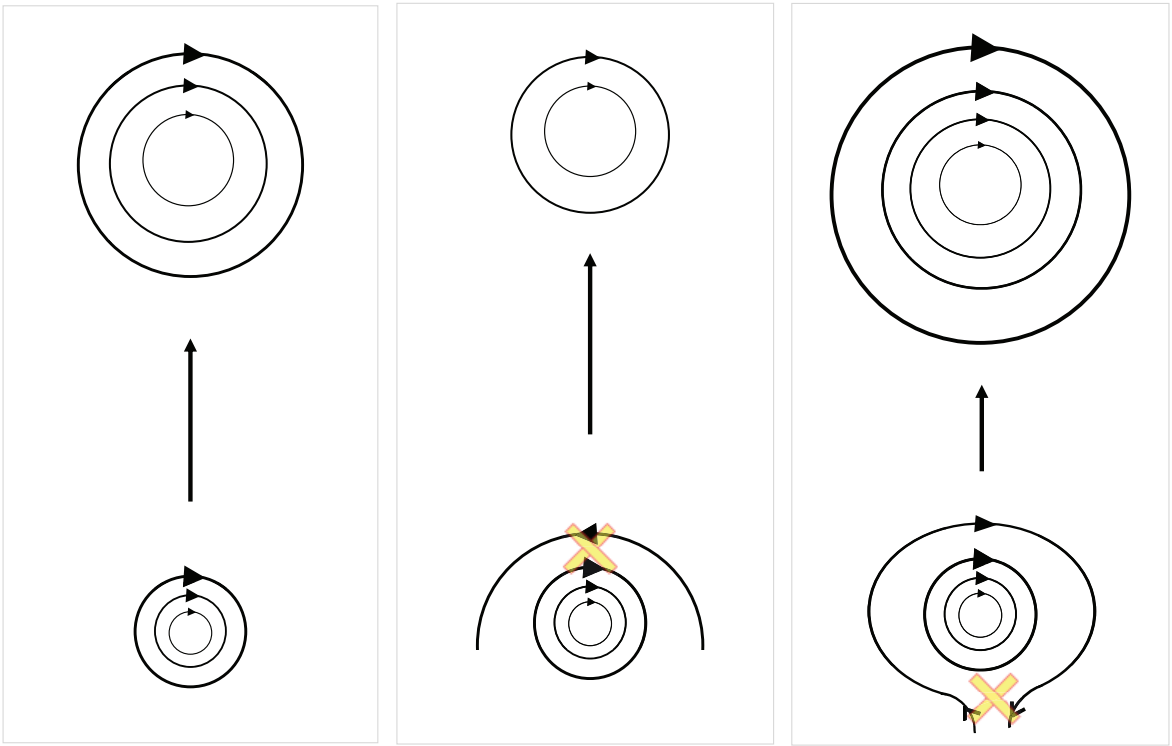
Aksijalni magnetski tok za magnetsko uže kružnog presjeka na udaljenosti R_0 od Sunca dan je izrazom

$$\Phi_0 = B_0 a_0^2 \pi, \tag{4.25}$$

gdje su B_0 i a_0 jakost magnetskog polja i polumjer magnetskog užeta na toj udaljenosti. Koristeći izraze 4.19 i 4.20, aksijalni magnetski tok možemo izraziti preko vrijednosti polja i polumjera magnetskog užeta pored Zemlje

$$\Phi_0 = B(tt) a^2(tt) \left(\frac{R(tt)}{R_0} \right)^x \pi \tag{4.26}$$

gdje je tt vrijeme potrebno da magnetsko uže dođe od R_0 do Zemlje (eng. *transit time*), a $R(tt) = 1$ AU.



(a) (b) (c)

Slika 4.5: Skica tri različite vrste širenja magnetskog užeta: a) relativni porast poprečnog presjeka magnetskog užeta odgovara smanjenju jakosti središnjeg magnetskog polja (magnetski tok je očuvan); b) porast poprečnog presjeka magnetskog užeta je sporiji od smanjenja jakosti središnjeg magnetskog polja (magnetski tok se smanjuje); c) porast poprečnog presjeka magnetskog užeta je brži od smanjenja jakosti središnjeg magnetskog polja (magnetski tok raste). Magnetsko uže prikazano je silnicama polja u poloidalnom smjeru. Žuti križići označavaju mjesto rekonekcije (interakciju s magnetskim poljem u okolnoj plazmi). Preuzeto iz Dumbović i dr., 2018.

4.3 Određivanje parametara magnetskog užeta

Analiziramo devet događaja u periodu od travnja 2010. godine do svibnja 2014. godine. Događaji su navedeni u tablici 4.1. Prvi stupac označava vrijeme prvog opažanja CME-a, a drugi stupac vrijeme kada je provedena rekonstrukcija 3D strukture CME-a koristeći *Graduated Cylindrical Shell* model (GCS, vidjeti Dodatak A). U sljedeća dva stupca tablice navedeni su podaci dobiveni GCS rekonstrukcijom: udaljenost magnetskog užeta od Sunca te njegov polumjer u trenutku rekonstrukcije. U zadnjem stupcu nalazi se polumjer magnetskog užeta u trenutku kada se CME nalazi pored Zemlje. Ovaj podatak određen je iz trajanja prolaska detektora kroz magnetsko uže te prosječne brzine magnetskom užeta u tom periodu

$$a(t) = \frac{v_{avg} \cdot t_{det}}{2}, \tag{4.27}$$

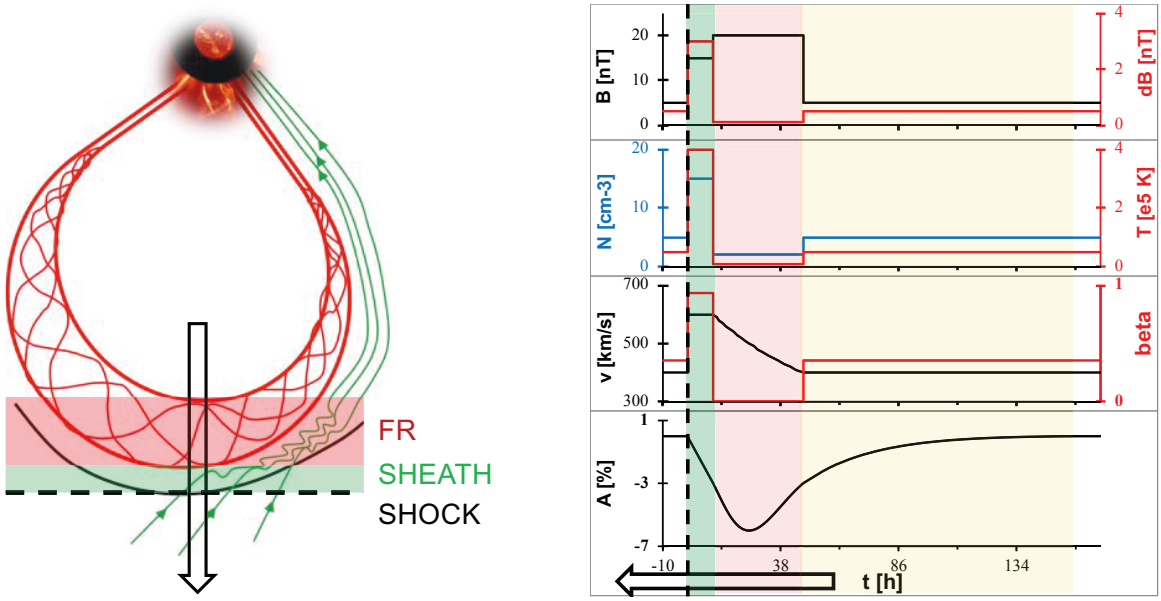
gdje je v_{avg} prosječna brzina magnetskog užeta dobivena kao $(v_{lead} + v_{trail})/2$ (vrijednosti brzina v_{lead} i v_{trail} dani u tablici 4.2), a t_{det} vrijeme prolaska magnetskog užeta kroz detektor,

Tablica 4.1: Popis CME-ova čija su vremena prvog opažanja navedena u prvom stupcu. U drugom stupcu navedena su vremena GCS rekonstrukcije, zatim udaljenost od Sunca i polumjer magnetskog užeta u trenutku GCS rekonstrukcije te u zadnjem stupcu polumjer magnetskog užeta kada se nalazi pored Zemlje.

Vrijeme opažanja CME-a	**Vrijeme GCS rekonstrukcije**	$R_0\ [R_\odot]$	$a_0\ [R_\odot]$	$a\ [R_\odot]$
2010-04-03 10:33	2010-04-03 12:24	15,6	3,1	57,4
2013-07-09 15:12	2013-07-09 21:30	20,0	3,6	27,3
2014-05-25 10:00	2014-05-25 20:39	18,2	3,5	36,9
2014-02-12 6:00	2014-02-12 9:54	17,0	4,0	14,7
2010-06-16 14:54	2010-06-16 21:08	14,0	2,9	12,3
2010-12-23 5:00	2010-12-23 12:08	13,4	4,2	10,9
2011-01-30 12:36	2011-01-30 20:08	17,0	3,5	9,4
2011-03-25 14:36	2011-03-25 16:39	11,9	2.2	18,96
2013-06-02 20:00	2013-06-02 21:39	10,0	1.9	24,31

$t_{det} = FR_{end} - FR_{start}$ (vrijednosti FR_{end} i FR_{start} dani su u tablici 4.2). Odabrani su oni događaji za koje je moguće odrediti granice CME-a i zasebno magnetskog užeta na temelju detektiranog smanjenja broja čestica kozmičkih zraka. Kao što je već istaknuto u uvodnom dijelu, u području magnetskog užeta očekujemo pojačano magnetsko polje, smanjenje fluktuacija, linearno opadanje brzine Sunčevog vjetra, smanjenje gustoće i temperature protona te nizak plazmeni parametar β. Slika 4.6b kvalitativno opisuje vrijednost navedenih parametara u pojedinim područjima CME-a označenim na slici 4.6a. Na slici 4.7 dan je primjer određivanja parametra za jedan od razmatranih događaja. Prikazani podaci za magnetsko polje i Sunčev vjetar imaju rezuluciju od jednog sata i preuzeti su iz OMNI baze (https://omniweb.gsfc.nasa.gov; King i Papitashvili, 2005.), a podaci za CR također imaju rezoluciju od 1 sata i dobiveni su F detektorom instrumenta EPHIN koji bilježi vodikove i helijeve jezgre energija iznad 53 MeV (Müller-Mellin i dr., 1995.). Crtkanim pravokutnicima označena su područja magnetskog užeta.

Početak i kraj magnetskog užeta za svaki događaj navedni su u tablici 4.2 kao FR_{start} i FR_{end} kao redni broj dana u godini (eng. *day of year*, doy) i odgovaraju crtkanim vertikalnim stranicama pravokutnika na slici 4.7. U prvom stupcu tablice navedena su vremena koja odgovaraju dolasku ICME-a do Zemlje. U preostalim stupcima nalaze se podaci određeni iz grafova. To su: brzina vodećeg ruba (eng. *leading edge*) magnetskog užeta, v_{lead}; brzina stražnjeg ruba (eng. *trailing edge*) magnetskog užeta, v_{trail}; najveća vrijednost magnetskog polja unutar magnetskog užeta, B_{max}; prosječna vrijednost magnetskog polja unutar magnetskog užeta, B_{avg}; amplituda Forbushevog smanjenja normirana na gustoću čestica na samom rubu magnetskog užeta; vrijeme proteklo od GCS rekonstrukcije do dolaska ICME-a do Zemlje izraženo u satima.

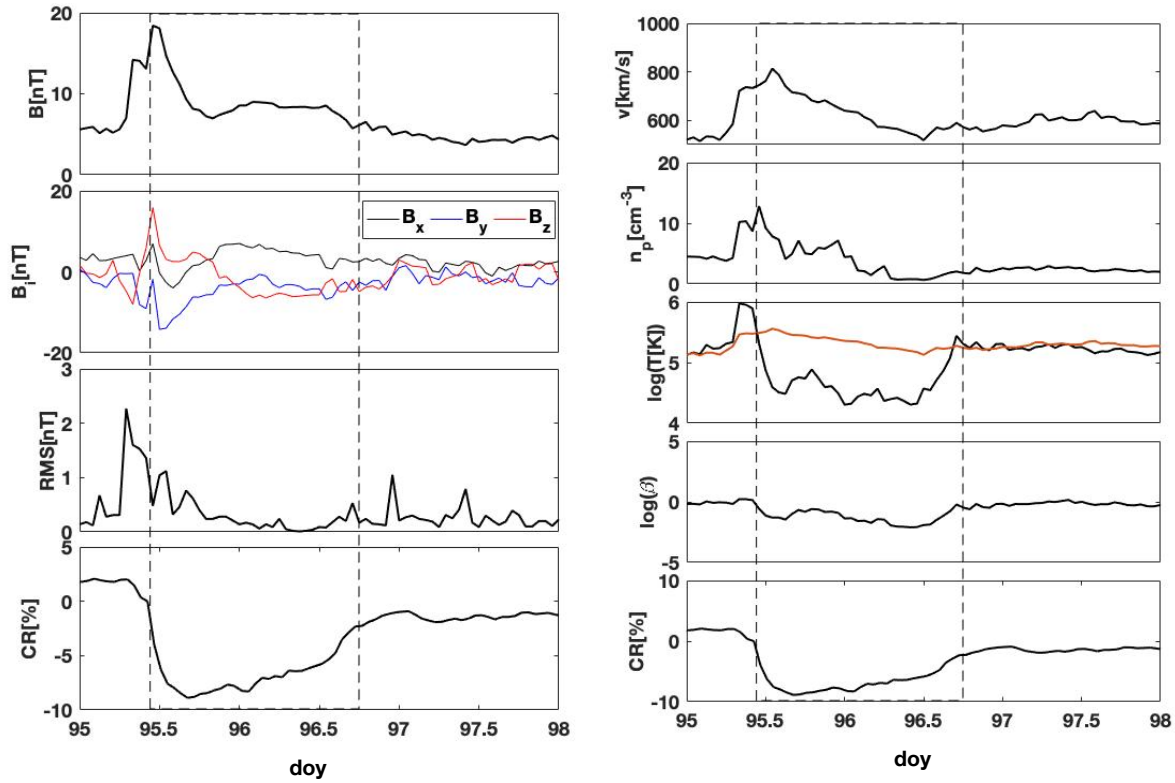


(a) (b)

Slika 4.6: a) Shematski prikaz ICME-a s označenim pripadajućim strukturama: crtkana linija predstavlja udarni val, zelenom bojom označeno je područje turbulentnog magnetskog polja iza udarnog vala te crvenom bojom magnetsko uže. b) kvalitativno su prikazane vrijednosti magnetskog polja i parametara Sunčevog vjetra za odgovarajuće dijelove ICME-a sa slike a). Preuzeto iz Dumbović i dr., 2020.

Tablica 4.2: Za događaje iz tablice 4.1 navedeno je vrijeme opažanja odgovarajućeg ICME-a kod Zemlje (prvi stupac) te vrijeme proteklo od GCS rekonstrukcije do dolaska do Zemlje (zadnji stupac). U drugom i trećem stupcu navedeni su početak i kraj magnetskog užeta određeni iz Forbushevog smanjenja (kao na slici 4.7), u četvrtom i petom stupcu nalaze se brzine plazme magnetskog užeta na njegovom prednjem i stražnjem kraju, zatim najveća i prosječna vrijednost magnetskog polja unutar magnetskog užeta te u predzadnjem stupcu amplituda Forbushevog smanjenja.

Dolazak ICME-a	FR_{start} [doy]	FR_{end} [doy]	v_{lead} [km/s]	v_{trail} [km/s]	B_{max} [nT]	B_{avg} [nT]	CR [%]	tt [h]
2010-04-05 7:55	95,4	96,8	750	570	18,4	9,1	8,9	43,5
2013-07-12 16:43	194,1	195,1	480	400	16,3	13,4	4,9	67,2
2014-05-30 12:00	150,5	152,3	350	310	11,4	9,3	3,1	111,3
2014-02-15 12:46	46,9	47,5	420	370	16,5	13,9	1,8	74,9
2010-06-20 20:00	172,3	172,7	390	370	7,5	6,5	1,9	94,9
2010-12-28 3:00	362,1	362,6	340	360	13,2	8,8	2,7	110,9
2011-02-04 13:00	35,4	35,8	380	420	15,3	11,2	1,3	112,9
2011-03-29 15:12	89,1	90	370	340	13,45	12,76	2,8	95,5
2013-06-06 2:09	157,6	158,5	460	410	13,39	11,57	4,8	76,5



(a) (b)

Slika 4.7: Prikaz vrijednosti magnetskog polja (a) i parametara Sunčevog vjetra (b) za ICME koji je pored Zemlje opažen 3.4.2010. U zadnjem redu nalazi se i prikaz broja čestica kozmičkih zraka detektiran F-detektorom *EPHIN-a*. Na temelju smanjenja njihovog broja (Forbushevo smanjenje) određeni su rubovi magnetskog užeta koji su označeni crtkanim linijama. Crvena linija na prikazu temperature predstavlja polovicu očekivane temperature plazme.

4.4 Određivanje aksijalnog magnetskog toka

Iz vrijednosti navedenih u tablici 4.2 možemo odrediti vrijednost parametra x potrebnog za izračun aksijalnog magnetskog toka prema izrazu 4.26. Za određivanje parametra x koristimo izraze 4.14 i 4.23 u središtu magnetskog užeta gdje je $A(0,t) = -CR$. Budući da u obzir uzimamo čestice svih energija, ne možemo napisati analitički izraz za parametar x već ga određujemo numerički koristeći programski paket MATLAB i njegovu ugrađenu funkciju *solve* pri čemu integraciju iz izraza 4.14 zamjenjujemo sumom. Jednadžba iz koje određujemo x tada glasi

$$CR = \sum_E \xi(E) \exp\left(-\alpha_1^2 \frac{D(E,t)}{a^2(t)} \frac{t}{x+1}\right) \tag{4.28}$$

gdje je t vrijeme potrebno da ICME dođe do Zemlje i dano u zadnjem stupcu tablice 4.2. Da bismo dobili prethodni izraz, koristili smo svojstvo da je Besselova funkcija u ishodištu jednaka nuli pa je za česticu određenog rigiditeta ili energije

$$A(0,t) = -J_0(0)\mathrm{e}^{-\alpha_1^2 f(t)} = -\mathrm{e}^{-\alpha_1^2 f(t)}. \tag{4.29}$$

Ovako dobivene vrijednosti parametra x usporedit ćemo s vrijednostima koje se mogu dobiti analitički prema izrazu (1) u Rodari i dr. (2018.)

$$x = -1 - \frac{\alpha_1^2}{\ln|CR|} \frac{D(t)}{a^2(t)} t. \tag{4.30}$$

Ovaj izraz dobiven je iz istog modela, ali uz pretpostavku da sve čestice imaju istu energiju (rigiditet) koja odgovara najzastupljenijoj energiji u spektru kozmičkih zraka i iznosi oko 0.43 GeV što odgovara rigiditetu od 1 GV.

Vrijednosti parametra x za događaje iz tablica 4.1 i 4.2 prikazani su u tablici 4.3. Dobivene vrijednosti ovise o koeficijentu difuzije, D_Z, koji ovisi o magnetskom polju pa su u tablici dane vrijednosti x za dvije vrijednosti magnetskog polja: najveću, B_{max}, i prosječnu, B_{avg}, vrijednost unutar magnetskog užeta. U tablici 4.3 također je navedena brzina širenja magnetskog užeta, izražena u km s^{-1} te indeks širenja polumjera magnetskog užeta n_a. Indeks n_a određen je prema izrazu (4.19) gdje su za početni polumjer, a_0, početnu udaljenost od Sunca, R_0, i polumjer magnetskog užeta pored Zemlje, $a(t)$, uzete vrijednosti navedene u tablici 4.1, a $R(t)$ iznosi 1 AU. Iz rezultata je vidljivo da uzimanjem u obzir raspona energija čestica dobivamo veće vrijednosti parametra x nego u slučaju da sve čestice imaju istu energiju. U oba slučaja za veću vrijednost magnetskog polja (manji koeficijent difuzije) dobivamo manje vrijednosti parametra x. Za raspon energija su uzete energije od 50 MeV do 100 GeV s korakom od 10 MeV. Slika 4.8 prikazuje konvergenciju dobivenih vrijednosti sa smanjenjem koraka, pri čemu je x-os prikazana u logaritamskom mjerilu. Iz grafa je vidljivo da se dodatnim smanjivanjem koraka ispod 10 MeV

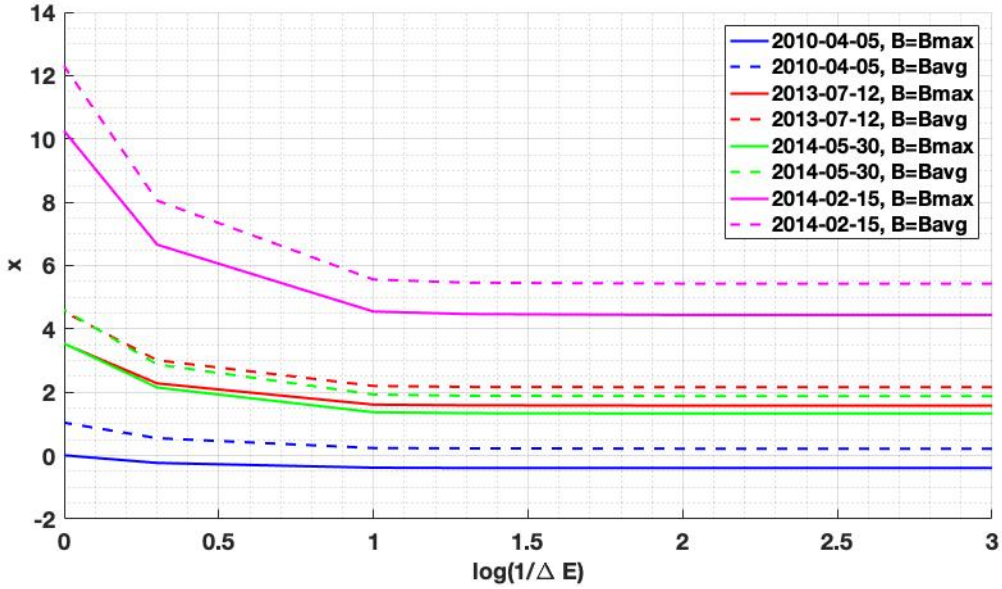
Tablica 4.3: Brzina širenja magnetskog užeta (u km s^{-1}), indeks širenja polumjera, n_a, te vrijednosti parametra x za događaje iz tablica 4.1 i 4.2 izračunata analitički uz pretpostavku da sve čestice imaju rigiditet oko 1 GV prema (Rodari i dr., 2018.) te numerički uzimajući u obzir raspon energija od 50 MeV do 100 GeV.

			$x(B = B_{max})$		$x(B = B_{avg})$	
	$v_{\exp}$	n_a	Rodari i dr., 2018.	(4.28)	Rodari i dr., 2018.	(4.28)
2010-04-05	90	1.10	-0.63	-0.39	-0.27	0.22
2013-07-12	40	0.85	0.23	1.58	0.50	2.16
2014-05-30	20	0.95	0.25	1.33	0.54	1.88
2014-02-15	25	0.51	2.18	4.44	2.76	5.43
2010-06-20	10	0.53	25.25	29.92	29.04	34.52
2010-12-28	-10	0.34	23.15	30.45	35.32	46.30
2011-02-04	-20	0.39	22.39	25.42	31.12	35.28
2011-03-29	15	0.74	5.78	8.40	6.16	8.91
2013-06-06	25	0.83	1.14	3.53	1.48	4.24

dobivene vrijednosti više ne mijenjaju.

Prije samog izračuna magnetskog toka pokazat ćemo koliko odstupanje od procijenjenog polumjera magnetskog užeta pored Zemlje (izraz 4.27) utječe na vrijednosti parametra x, a onda i na sam magnetski tok. Naime, vrijednost polumjera ovisi o vrijednosti brzine magnetskog užeta i njegovog trajanja što su veličine određene izborom granica magnetskog užeta. Uzimamo da se vrijednost polumjera može razlikovati do $\pm 20\%$ od procijenjene vrijednosti. Za događaje kod kojih magnetsko uže prolazi kroz detektor oko 24 sata to znači pogrešku od oko 2.5 sata na svakom rubu. Ako tome dodamo i pogrešku pri određivanju brzine, koja također ovisi o izboru granica, $\pm 20\%$ predstavlja konzervativnu procjenu pogreške. Promjena parametra x s promjenom polumjera za prva četiri događaja iz prethodnih tablica prikazana je na slikama 4.9. Slika 4.9a prikazuje vrijednosti dobivene prema Rodari i dr. (2018.) gdje se pretpostavlja da sve čestice imaju isti rigiditet (1 GV). Slika 4.9b prikazuje vrijednosti dobivene uz pretpostavku da čestice imaju energije od 50MeV do 100 GeV. Na sredini x-osi ($\Delta a = 0$) dane su vrijednosti parametra x za polumjer određen izrazom (4.27), na lijevoj strani se polumjer smanjuje do 80% početne vrijednosti, a na desnoj strani raste do 120% početne vrijednosti. Kvalitativno su grafovi vrlo slični: porastom polumjera magnetskog užeta, parametar x se smanjuje, a veće vrijednosti magnetskog polja daju manji x. Vrijednosti parametra x dobivene prema Rodari i dr. (2018.) uvijek su manje od onih dobivenih prema izrazu (4.28).

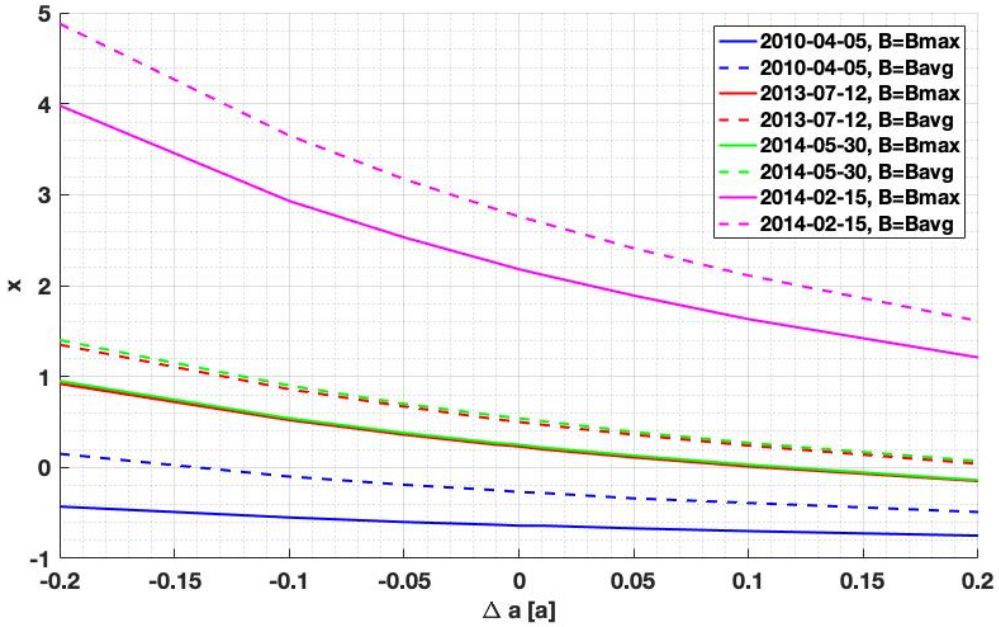
S obzirom na to da su vrijednosti indeksa n_a i n_B, koji određuju vrijednost parametra x, opažanjima ograničene na raspone $0.45 < n_a < 1.14$ i $0.88 < n_B < 1.89$, očekujemo da bi za x



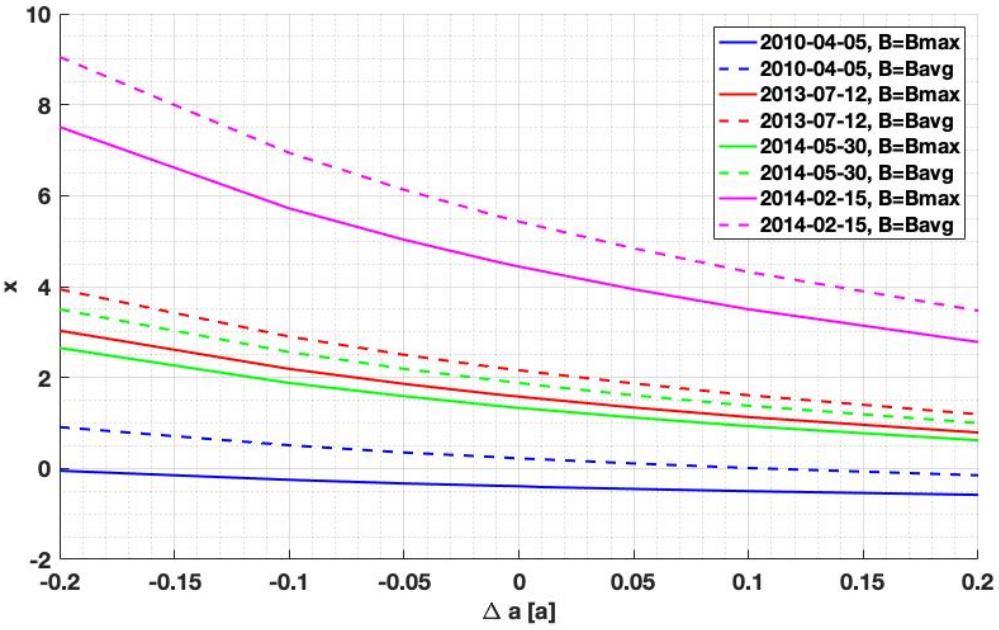
Slika 4.8: Prikaz konvergencije parametra x sa smanjivanjem koraka energije ΔE. x-os prikazana je u logaritamskom mjerilu. Vrijednosti su dane za prva četiri događaja iz tablica 4.1 i 4.2. Za svaki događaj je za vrijednost magnetskog polja uzeta najveća i prosječna vrijednost polja unutar magnetskog užeta.

trebalo vrijediti $-1.4 < x < 0.99$. Prošireni model koji u obzir uzima sve energije čestica daje veće vrijednosti parametra x. Za prvi događaj (označen plavom linijom na slici 4.9b) koji ima najveću brzinu širenja i najveći indeks širenja, n_a, za sve vrijednosti polumjera $a(t)$ dobivamo parametar x unutar očekivanih vrijednosti. Za sljedeća dva događaja, prošireni model daje rezultate unutar očekivanih vrijednosti uz veće vrijednosti polumjera $a(t)$. Za četvrti događaj (označen ružičastom linijom) koji ima znatno manju brzinu i indeks širenja rezultati u oba slučaja (i za sve vrijednosti polumjera) premašuju očekivane vrijednosti. Rezultati za preostale događaje iz tablice 4.1 i 4.2 imaju još veća, nefizikalna odstupanja od očekivanih vrijednosti koja se ne mogu objasniti greškama u mjerenju i stoga ukazuju na neprimjenjivost modela. Njihovu ovisnost o polumjeru stoga ne prikazujemo. Razlog tome može se objasniti kontradiktornim mjerenjem indeksa n_a i brizne širenja magnetskog užeta, v_{exp}, koja je za svaki događaj navedena u tablici 4.3. Indeks $n_a > 0$ ukazuje na postojanje ekspanzije dok s druge strane $v_{\text{exp}} < 0$ ili blizak nuli pokazuje da nema ekspanzije pa za takve događaje model nije primjenjiv.

Dobivene vrijednosti parametra x uvrštavamo u izraz 4.26 da bismo odredili aksijalni magnetski tok u blizini Sunca. Koristimo vrijednosti dobivene za najveće i prosječno magnetsko polje unutar magnetskog užeta. Rezultati su navedeni u tablici 4.4. U tablici su navedene i vrijednosti toka dobivenog neovisnom metodom koja se bazira na vezi kinematike/brzine CME-a i magnetskog prespajanja pri i neposredno nakon erupcije prema izrazu (6) u Scolini i dr., 2020. Sve vrijednosti toka izražene su u jedinicama 10^{21} Mx. Događaji za koje je brzina širenja negativna ili vrlo blizu nule ne zadovoljavaju početne postavke modela i za takve događaje ne navodimo magnetski tok dobiven iz modela *ForbMod*. Za događaj s najvećom brzinom širenja



(a)



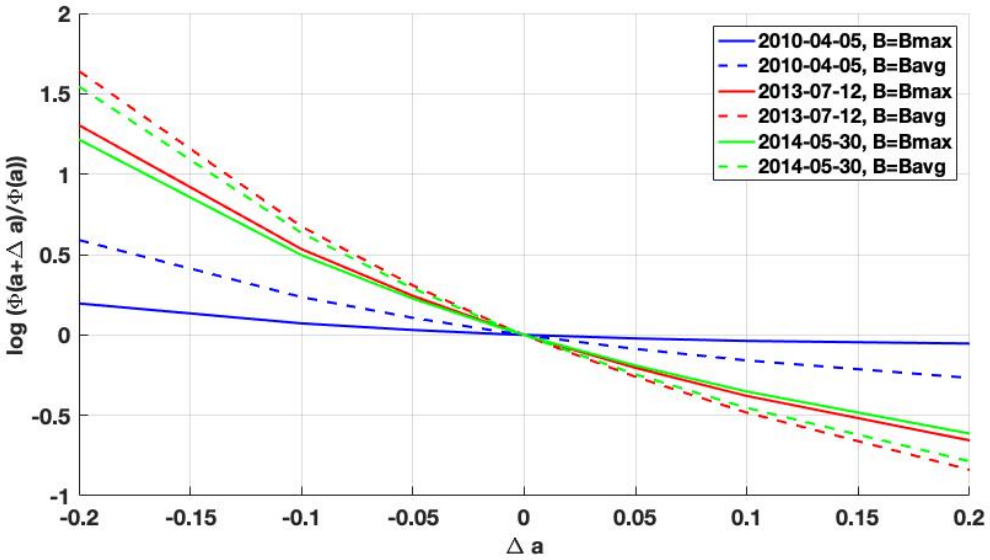
(b)

Slika 4.9: Prikaz promjene parametra x s vrijednostima polumjera magnetskog užeta. Slika a) prikazuje vrijednosti dobivene prema Rodari i dr. (2018.) gdje se pretpostavlja da sve čestice imaju isti rigiditet (1 GV). Slika b) prikazuje vrijednosti dobivene uz pretpostavku da čestice imaju energije od 50MeV do 100 GeV. Na x-osi dane su vrijednosti polumjera u rasponu od 80% do 120% izračunate vrijednosti. Na y-osi nalaze vrijednosti parametra x za događaje navedene u tablici 4.3 za dvije vrijednosti magnetskog polja: najveću i prosječnu unutar magnetskog užeta.

Tablica 4.4: Aksijalni magnetski tok za događaje iz tablice 4.1. Aksijalni magnetski tok dobiven modelom *ForbMod* dan je za dvije vrijednosti magnetskog polja (najveća i prosječna unutar magnetskog užeta). U zadnjem stupcu nalaze se vrijednosti određene izrazom iz Scolini i dr., 2020. Sve vrijednosti izražene su u jedinicama 10^{21} Mx.

	Rodari i dr., 2018.		(4.28)		Scolini i dr., 2020.
Dolazak ICME-a	$(B = B_{max})$	$(B = B_{avg})$	$(B = B_{max})$	$(B = B_{avg})$	
2010-04-05 7:55	1.74	2.27	3,3	8,3	4,5
2013-07-12 16:43	3.18	5.00	80,8	262	2,2
2014-05-30 12:00	4.34	7.23	65,3	205,2	1,1
2014-02-15 12:46	138.95	511.99	4605	$4{,}8 \cdot 10^5$	3,7
2010-06-20 20:00	/	/	/	/	0,6
2010-12-28 3:00	/	/	/	/	0,8
2011-02-04 13:00	/	/	/	/	0,2
2011-03-29 15:12	/	/	/	/	0,2
2013-06-06 2:09	40.26	97.89	$6{,}4 \cdot 10^5$	$5{,}0 \cdot 10^5$	0,6

(i najvećim indeksom širenja n_a) svi dobiveni tokovi su istog reda veličine. Smanjenjem brzine širenja, tok dobiven modelom *ForbMod* raste i za nekoliko redova veličine. Međutim, kako je prikazano na slici 4.10, taj tok će se mijenjati za nekoliko redova veličine i uslijed promjene polumjera magnetskog užeta. Porast izračunate vrijednosti polumjera za 20 % može smanjiti tok i do 10 puta.



Slika 4.10: Promjena aksijalnog magnetskog toka s vrijednostima polumjera magnetskog užeta. Na x-osi dane su vrijednosti polumjera u rasponu od 80% do 120% izračunate vrijednosti. Na y-osi nalazi se logaritam omjera toka uz $a(t) + \Delta a$ i toka uz početno određeni $a(t)$. Grafovi su nacrtani za prva tri događaja navedene u tablici 4.3 za dvije vrijednosti magnetskog polja: najveću i prosječnu unutar magnetskog užeta.

Poglavlje 5

Zaključak

U radu smo proučavali utjecaj udarnog vala, kojeg ispred sebe stvara brzi CME, na smanjenja toka galaktičkih kozmičkih zraka (Forbusheva smanjenja). Najprije smo modelirali udarni val magnetskim zrcalom, uzimajući pritom u obzir i sažimanje magnetskog polja na udarnom valu. Dobivene amplitude znatno su veće od izmjerenih. To potvrđuje pretpostavku da magnetsko zrcalo nije dobra aproksimacija udarnog vala jer je fronta udarnog vala znatno manja od polumjera rotacije čestice GCR-a. Zbog toga u ovom slučaju ne postoji očuvanje magnetskog momenta koje bi kod magnetskog zrcala trebalo biti zadovoljeno.

Budući da magnetsko zrcalo nije neprihvatljiv model, u sljedećem koraku analizirali smo interakciju udarnog vala i GCR čestica u ovisnosti o ključnim svojstvima udarnog vala (debljina udarnog vala, jakost polja ispred udarnog vala B_1, omjer jakosti polja iza i ispred udarvnog vala B_2/B_1 te kut nagiba $\tan\theta = B_{1y}/B_{1x}$) te svojstvima čestica (energija, komponente početne brzine). Predstavili smo model u kojem se magnetsko polje linearno mijenja unutar kosog 2D MHD udarnog vala brzog moda te pomoću modela odredili hoće li se proton određene energije reflektirati na udarnom valu. Mijenjali smo početne uvjete i numerički rješavali skup od tri diferencijalne jednadžbe (po jednu za svaku komponentu brzine). Cilj je bio pronaći početne uvjete za koje se proton reflektira na samom rubu udarnog vala (trenutak prije nego bi prošao kroz udarni val u područje turbulentnog magnetskog polja iza njega). Odgovarajuće početne vrijednosti v_x i v_z nazivamo kritičnim vrijednostima. Sve v_{0x} manje od kritične vrijednosti v_{0x} i sve v_{0z} veće od kritične vrijednosti v_{0z} također će omogućiti reflektiranje protona na tom udarnom valu. Određivanje kritičnih vrijednosti važan je korak za izračun amplitude Forbushevog smanjenja za protone određenih energija. Budući da "pogađamo" početne uvjete koji daju traženi ishod, kritične vrijednosti brzina su približne. Njihova točnost je unutar 100 km s^{-1} što je manje od 0.04% brzine protona pa je nesigurnost premala da bi utjecala na krajnji ishod. Rezultati ukazuja da se protoni viših energija manje reflektiraju. Deblji udarni valovi, te oni kod kojih je y-komponenta magnetskog polja veća, reflektiraju više protona. Ovi rezultati omogućuju proračun amplitude Forbushevog smanjenja za različite konfiguracije polja i čestice

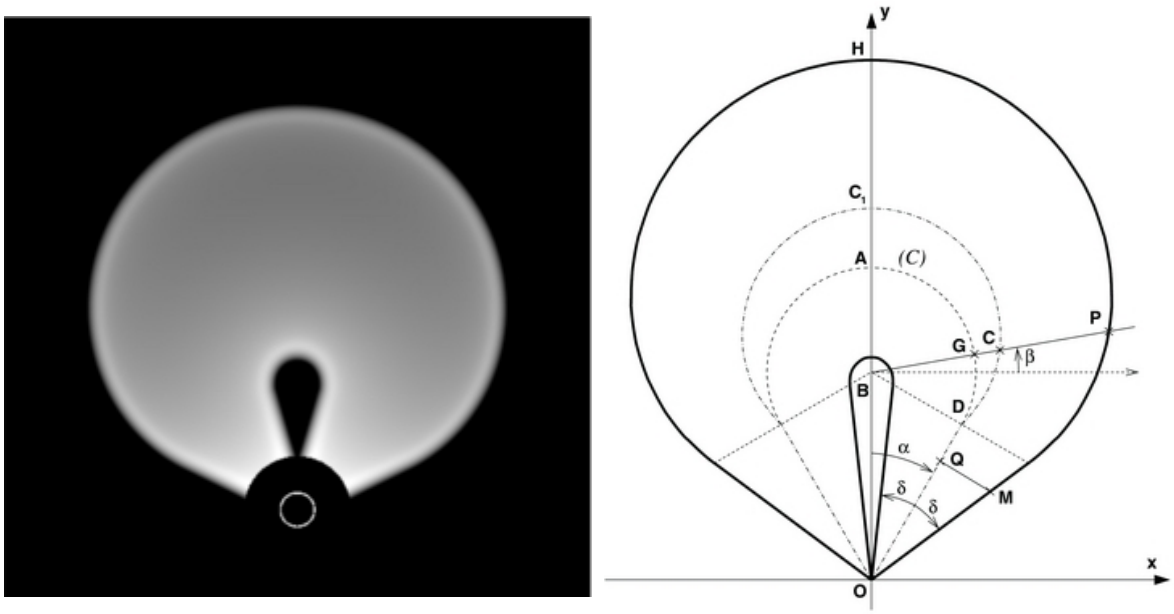
različitih energija.

Smanjenja toka GCR uzrokovana CME-om obično imaju i drugi korak koji je posljedica magnetske strukture CME-a. U drugom dijelu rada, pomoću amplitude Forbushevog smanjenja dobivene opažanjima, određujemo parametre širenja magnetskog užeta, koristeći difuzijsko-ekspanzijski model, *ForbMod*. Ovaj model se temelji na pretpostavci da je magnetsko uže dugački cilindar koji se širi i pritom puni česticama galaktičkih kozmičkih zraka okomitom difuzijom. U proširenom modelu pretpostavljamo da čestice imaju raspon energija od 50 MeV do 100 GeV s pripadnim vjerojatnosima posjedovanja određenih energija. Iz vrijednosti dobivenih iz jednostavnog i proširenog modela određujemo aksijalni magnetski tok u blizini Sunca. Magnetski tok dobiven iz amplituda Forbushevog smanjenja uspoređujemo s vrijednostima dobivenima prema neovisnoj metodi koja koristi 3D brzinu CME-a u koroni . Rezultati pokazuju da *ForbMod* model nije primjenjiv za događaje kod kojih je brzina širenja magnetskog užeta mala ili čak negativna (što pokazuje da zapravo ne postoji širenje). Kod takvih događaja dobiveni magnetski tokovi bili su nekoliko redova veličine veći od očekivanih. Najmanje razlike između rezultata dviju metoda nalazimo za dogadjaje sa velikim faktorima ekspanzije.

Dodatak A: GCS rekonstrukcija

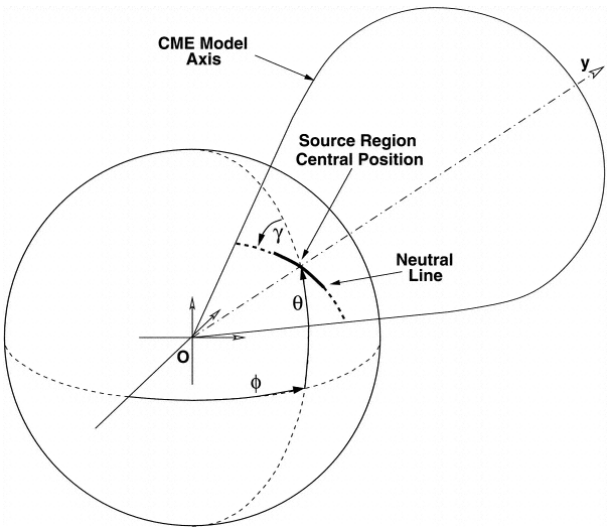
Da bismo odredili parametre CME-a koristimo *Graduated Cylindrical Shell* (GCS) model. To je geometrijski model koji su razvili Thernisien i dr. (2006.) te Thernisien i dr. (2009.). On omogućava analizu 3D morofologije, položaja i kinematike CME-a korištenjem daljinskih opažanja u bijeloj svjetlosti. U modelu je magnetsko uže CME-a predočeno cjevastom strukturom koja čini glavni dio tijela i koja je spojena na dva konusa koji čine "noge" CME-a. Ovaj oblik podsjeća na šuplji kroasan. Ishodište magnetskog užeta je fiksirano u središtu Sunca. Geometrija empirijskog modela magnetskog užeta prikazana je na slici 1a, a na slici 1b dan je simulirani prikaz CME-a u bijeloj svjetlosti dobiven iz modela. Crtkana linija predstavlja os modela, a puna linija vanjski rub ljuske. Pretpostavka je da magnetsko uže ekspandira na način da je u svakom trenutku skalirana verzija početne strukture (*self similarly*, Chen i dr., 2000., Cremades i Bothmer, 2004.). U tom slučaju CME se može opisati sa samo tri parametra: omjer $\kappa = \sin\delta$ (parametar vezan uz promjenjivi polumjer poprečnog presjeka duž osi kroasana), gdje je δ polukut konusa; zatim polukut α koji predstavlja kut između osi noge i vertikalne osi modela; visina fronte CME-a $h = \overline{OH}$. Parametri koji definiraju položaj i orijentaciju CME-a su dužina ϕ, i širina θ područja izvora te kut nagiba γ u odnosu na Sunčev ekvator (slika 2).

Rekonstrukcija magnetskog užeta provodi se vizualnom usporedbom koronagrafskih slika CME-a dobivenih s različitih gledišta i modeliranog magnetskog užeta. Namještamo 3 parametara položaja i 3 geometrijska parametra modela dok se ne postigne najbolje poklapanja sa šupljinom magnetskog užeta.



(a) (b)

Slika 1: a) Prikaz GCS modela s prednje strane; b) Simulirani prikaz Thomsonovog raspršenja u bijeloj svjetlosti GCS modelom. Preuzeto iz Thernisien i dr. (2006.).



Slika 2: Položaj GCS modela u 3D prostoru, prikaz područja izvora i odgovarajućih parametara: dužine ϕ, i širine θ i kuta nagiba γ. Preuzeto iz Thernisien (2011.).

Literatura

[1] Adriani, O., Barbarino, G.C., Bazilevskaya, G.A., Bellotti, R., Boezio, M., Bogomolov, E.A., Bonechi, L., Bongi, M., Bonvicini, V., Borisov, S., Bottai, S., Bruno, A., Cafagna, F., Campana, D., Carbone, R., Carlson, P., Casolino, M., Castellini, G., Consiglio, L., De Pascale, M.P., De Santis, C., De Simone, N., Di Felice, V., Galper, A.M., Gillard, W., Grishantseva, L., Jerse, G., Karelin, A.V., Koldashov, S.V., Krutkov, S.Y., Kvashnin, A.N., Leonov, A., Malakhov, V., Malvezzi, V., Marcelli, L., Mayorov, A.G., Menn, W., Mikhailov, V.V., Mocchiutti, E., Monaco, A., Mori, N., Nikonov, N., Osteria, G., Palma, F., Papini, P., Pearce, M., Picozza, P., Pizzolotto, C., Ricci, M., Ricciarini, S.B., Rossetto, L., Sarkar, R., Simon, M., Sparvoli, R., Spillantini, P., Stozhkov, Y.I., Vacchi, A., Vannuccini, E., Vasilyev, G., Voronov, S.A., Yurkin, Y.T., Wu, J., Zampa, G., Zampa, N., Zverev, V.G.: 2011., PAMELA Measurements of Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra. *Science* **332**(6025), 69. DOI. ADS.

[2] Aguilar, M., Alberti, G., Alpat, B., Alvino, A., Ambrosi, G., Andeen, K., Anderhub, H., Arruda, L., Azzarello, P., Bachlechner, A., Barao, F., Baret, B., Barrau, A., Barrin, L., Bartoloni, A., Basara, L., Basili, A., Batalha, L., Bates, J., Battiston, R., Bazo, J., Becker, R., Becker, U., Behlmann, M., Beischer, B., Berdugo, J., Berges, P., Bertucci, B., Bigongiari, G., Biland, A., Bindi, V., Bizzaglia, S., Boella, G., de Boer, W., Bollweg, K., Bolmont, J., Borgia, B., Borsini, S., Boschini, M.J., Boudoul, G., Bourquin, M., Brun, P., Buénerd, M., Burger, J., Burger, W., Cadoux, F., Cai, X.D., Capell, M., Casadei, D., Casaus, J., Cascioli, V., Castellini, G., Cernuda, I., Cervelli, F., Chae, M.J., Chang, Y.H., Chen, A.I., Chen, C.R., Chen, H., Cheng, G.M., Chen, H.S., Cheng, L., Chernoplyiokov, N., Chikanian, A., Choumilov, E., Choutko, V., Chung, C.H., Clark, C., Clavero, R., Coignet, G., Commichau, V., Consolandi, C., Contin, A., Corti, C., Costado Dios, M.T., Coste, B., Crespo, D., Cui, Z., Dai, M., Delgado, C., Della Torre, S., Demirkoz, B., Dennett, P., Derome, L., Di Falco, S., Diao, X.H., Diago, A., Djambazov, L., Díaz, C., von Doetinchem, P., Du, W.J., Dubois, J.M., Duperay, R., Duranti, M., D'Urso, D., Egorov, A., Eline, A., Eppling, F.J., Eronen, T., van Es, J., Esser, H., Falvard, A., Fiandrini, E., Fiasson, A., Finch, E., Fisher, P., Flood, K., Foglio, R., Fohey, M., Fopp, S., Fouque, N., Galaktionov, Y., Gallilee, M., Gallin-Martel, L., Gallucci, G., García,

B., García, J., García-López, R., García-Tabares, L., Gargiulo, C., Gast, H., Gebauer, I., Gentile, S., Gervasi, M., Gillard, W., Giovacchini, F., Girard, L., Goglov, P., Gong, J., Goy-Henningsen, C., Grandi, D., Graziani, M., Grechko, A., Gross, A., Guerri, I., de la Guía, C., Guo, K.H., Habiby, M., Haino, S., Hauler, F., He, Z.H., Heil, M., Heilig, J., Hermel, R., Hofer, H., Huang, Z.C., Hungerford, W., Incagli, M., Ionica, M., Jacholkowska, A., Jang, W.Y., Jinchi, H., Jongmanns, M., Journet, L., Jungermann, L., Karpinski, W., Kim, G.N., Kim, K.S., Kirn, T., Kossakowski, R., Koulemzine, A., Kounina, O., Kounine, A., Koutsenko, V., Krafczyk, M.S., Laudi, E., Laurenti, G., Lauritzen, C., Lebedev, A., Lee, M.W., Lee, S.C., Leluc, C., León Vargas, H., Lepareur, V., Li, J.Q., Li, Q., Li, T.X., Li, W., Li, Z.H., Lipari, P., Lin, C.H., Liu, D., Liu, H., Lomtadze, T., Lu, Y.S., Lucidi, S., Lübelsmeyer, K., Luo, J.Z., Lustermann, W., Lv, S., Madsen, J., Majka, R., Malinin, A., Mañá, C., Marín, J., Martin, T., Martínez, G., Masciocchi, F., Masi, N., Maurin, D., McInturff, A., McIntyre, P., Menchaca-Rocha, A., Meng, Q., Menichelli, M., Mereu, I., Millinger, M., Mo, D.C., Molina, M., Mott, P., Mujunen, A., Natale, S., Nemeth, P., Ni, J.Q., Nikonov, N., Nozzoli, F., Nunes, P., Obermeier, A., Oh, S., Oliva, A., Palmonari, F., Palomares, C., Paniccia, M., Papi, A., Park, W.H., Pauluzzi, M., Pauss, F., Pauw, A., Pedreschi, E., Pensotti, S., Pereira, R., Perrin, E., Pessina, G., Pierschel, G., Pilo, F., Piluso, A., Pizzolotto, C., Plyaskin, V., Pochon, J., Pohl, M., Poireau, V., Porter, S., Pouxe, J., Putze, A., Quadrani, L., Qi, X.N., Rancoita, P.G., Rapin, D., Ren, Z.L., Ricol, J.S., Riihonen, E., Rodríguez, I., Roeser, U., Rosier-Lees, S., Rossi, L., Rozhkov, A., Rozza, D., Sabellek, A., Sagdeev, R., Sandweiss, J., Santos, B., Saouter, P., Sarchioni, M., Schael, S., Schinzel, D., Schmanau, M., Schwering, G., Schulz von Dratzig, A., Scolieri, G., Seo, E.S., Shan, B.S., Shi, J.Y., Shi, Y.M., Siedenburg, T., Siedling, R., Son, D., Spada, F., Spinella, F., Steuer, M., Stiff, K., Sun, W., Sun, W.H., Sun, X.H., Tacconi, M., Tang, C.P., Tang, X.W., Tang, Z.C., Tao, L., Tassan-Viol, J., Ting, S.C.C., Ting, S.M., Titus, C., Tomassetti, N., Toral, F., Torsti, J., Tsai, J.R., Tutt, J.C., Ulbricht, J., Urban, T., Vagelli, V., Valente, E., Vannini, C., Valtonen, E., Vargas Trevino, M., Vaurynovich, S., Vecchi, M., Vergain, M., Verlaat, B., Vescovi, C., Vialle, J.P., Viertel, G., Volpini, G., Wang, D., Wang, N.H., Wang, Q.L., Wang, R.S., Wang, X., Wang, Z.X., Wallraff, W., Weng, Z.L., Willenbrock, M., Wlochal, M., Wu, H., Wu, K.Y., Wu, Z.S., Xiao, W.J., Xie, S., Xiong, R.Q., Xin, G.M., Xu, N.S., Xu, W., Yan, Q., Yang, J., Yang, M., Ye, Q.H., Yi, H., Yu, Y.J., Yu, Z.Q., Zeissler, S., Zhang, J.G., Zhang, Z., Zhang, M.M., Zheng, Z.M., Zhuang, H.L., Zhukov, V., Zichichi, A., Zuccon, P., Zurbach, C.: 2013., First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-350 GeV. *Phys. Rev. Lett.* **110**(14), 141102. DOI. ADS.

[3] Badruddin, Yadav, R.S., Yadav, N.R.: 1986., Influence of Magnetic Clouds on Cosmic-

Ray Intensity Variation. *Solar Phys.* **105**(2), 413. DOI. ADS.

[4] Barnden, L.R.: 1973., The Large-Scale Magnetic Field Configuration Associated With Forbush Decreases. In: *International Cosmic Ray Conference*, *International Cosmic Ray Conference* **2**, 1277. ADS.

[5] Bellan, P.M.: 2006., *Fundamentals of plasma physics*, Cambridge University Press, Cambridge, UK. ADS.

[6] Belov, A.V.: 2009., Forbush effects and their connection with solar, interplanetary and geomagnetic phenomena. In: Gopalswamy, N., Webb, D.F. (eds.) *Universal Heliophysical Processes*, *IAU Symposium* **257**, 439. DOI. ADS.

[7] Belov, A.V., Dorman, L.I., Eroshenko, E.A., Iucci, N., Villoresi, G., Yanke, V.G.: 1995., Search for Predictors of Forbush Decreases. In: *International Cosmic Ray Conference*, *International Cosmic Ray Conference* **4**, 888. ADS.

[8] Belov, A.V., Eroshenko, E.A., Oleneva, V.A., Struminsky, A.B., Yanke, V.G.: 2001., What determines the magnitude of forbush decreases? *Advances in Space Research* **27**, 625. DOI. ADS.

[9] Belov, A., Abunin, A., Abunina, M., Eroshenko, E., Oleneva, V., Yanke, V., Papaioannou, A., Mavromichalaki, H., Gopalswamy, N., Yashiro, S.: 2014., Coronal Mass Ejections and Non-recurrent Forbush Decreases. *Solar Phys.* **289**(10), 3949. DOI. ADS.

[10] Blanco, J.J., Catalán, E., Hidalgo, M.A., Medina, J., García, O., Rodríguez-Pacheco, J.: 2013., Observable Effects of Interplanetary Coronal Mass Ejections on Ground Level Neutron Monitor Count Rates. *Solar Phys.* **284**(1), 167. DOI. ADS.

[11] Bothmer, V., Schwenn, R.: 1998., The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind. *Annales Geophysicae* **16**(1), 1. DOI. ADS.

[12] Burlaga, L.F.: 1974., Interplanetary stream interfaces. *J. Geophys. Res.* **79**(25), 3717. DOI. ADS.

[13] Burlaga, L.F., Lepping, R.P., Jones, J.A.: 1990., Global configuration of a magnetic cloud. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series* **58**, 373. DOI. ADS.

[14] Butkov, E.: 1968., *Mathematical physics*, *A-W series in advanced physics*, Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts. https://books.google.hr/books?id=aGwNIA_i3pkC.

[15] Candia, J.: 2005., Detectable neutrino fluxes due to enhanced cosmic ray densities in the Galactic Centre region. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2005**(11), 002. DOI. ADS.

[16] Cane, H.V.: 1993., Cosmic ray decreases and magnetic clouds. **98**, 3509. DOI. ADS.

[17] Cane, H.V.: 2000., Coronal Mass Ejections and Forbush Decreases. *Space Sci. Rev.* **93**, 55. DOI. ADS.

[18] Cane, H.V., Richardson, I.G., von Rosenvinge, T.T.: 1996., Cosmic ray decreases: 1964-1994. *J. Geophys. Res.* **101**(A10), 21561. DOI. ADS.

[19] Cane, H.V., Richardson, I.G., Wibberenz, G.: 1995., The Response of Energetic Particles to the Presence of Ejecta Material. *International Cosmic Ray Conference* **4**, 377. ADS.

[20] Cargill, P.J.: 2004., On the Aerodynamic Drag Force Acting on Interplanetary Coronal Mass Ejections. *Solar Phys.* **221**(1), 135. DOI. ADS.

[21] Cargill, P.J., Chen, J., Spicer, D.S., Zalesak, S.T.: 1994., The deformation of flux tubes in the solar wind with applications to the structure of magnetic clouds and CMEs. In: Hunt, J.J. (ed.) *Solar Dynamic Phenomena and Solar Wind Consequences, the Third SOHO Workshop*, *ESA Special Publication* **373**, 291. ADS.

[22] Cargill, P.J., Chen, J., Spicer, D.S., Zalesak, S.T.: 1996., Magnetohydrodynamic simulations of the motion of magnetic flux tubes through a magnetized plasma. *J. Geophys. Res.* **101**(A3), 4855. DOI. ADS.

[23] Carlson, E., Profumo, S.: 2014., Cosmic ray protons in the inner Galaxy and the Galactic Center gamma-ray excess. *Phys.Rev.D* **90**(2), 023015. DOI. ADS.

[24] Chen, J.: 1996., Theory of prominence eruption and propagation: Interplanetary consequences. *J. Geophys. Res.* **101**(A12), 27499. DOI. ADS.

[25] Chen, J., Santoro, R.A., Krall, J., Howard, R.A., Duffin, R., Moses, J.D., Brueckner, G.E., Darnell, J.A., Burkepile, J.T.: 2000., Magnetic Geometry and Dynamics of the Fast Coronal Mass Ejection of 1997 September 9. *Astrophys. J.* **533**(1), 481. DOI. ADS.

[26] Chilingarian, A., Bostanjyan, N.: 2010., On the relation of the Forbush decreases detected by ASEC monitors during the 23rd solar activity cycle with ICME parameters. *Advances in Space Research* **45**(5), 614. DOI. ADS.

[27] Clem, J.M., Dorman, L.I.: 2000., Neutron monitor response functions. *Cosmic Rays and Earth*, 335–359. 9789401711876. DOI. `http://dx.doi.org/10.1007/978-94-017-1187-6_16`.

[28] Cliver, E.W., Ling, A.G., Richardson, I.G.: 2003., Coronal Mass Ejections, the Tail of the Solar Wind Magnetic Field Distribution, and 11 Year Cosmic-Ray Modulation at 1 AU. *Astrophys. J.* **592**(1), 574. DOI. ADS.

[29] Colaninno, R.: 2012., Investigation of the forces that govern the three-dimensional propagation and expansion of coronal mass ejections from sun to earth.

[30] Corti, C., Potgieter, M.S., Bindi, V., Consolandi, C., Light, C., Palermo, M., Popkow, A.: 2019., Numerical Modeling of Galactic Cosmic-Ray Proton and Helium Observed by AMS-02 during the Solar Maximum of Solar Cycle 24. *Astrophys. J.* **871**(2), 253. DOI. ADS.

[31] Crank, J.: 1975., *The mathematics of diffusion / by j. crank*, 2nd ed. edn. Clarendon Press Oxford, England, viii, 414 p. :. ISBN 0198533446 0198534116.

[32] Cremades, H., Bothmer, V.: 2004., On the three-dimensional configuration of coronal mass ejections. *Astron. Astrophys.* **422**, 307. DOI. ADS.

[33] Crooker, N.U., Gosling, J.T., Bothmer, V., Forsyth, R.J., Gazis, P.R., Hewish, A., Horbury, T.S., Intriligator, D.S., Jokipii, J.R., Kóta, J., Lazarus, A.J., Lee, M.A., Lucek, E., Marsch, E., Posner, A., Richardson, I.G., Roelof, E.C., Schmidt, J.M., Siscoe, G.L., Tsurutani, B.T., Wimmer-Schweingruber, R.F.: 1999., CIR Morphology, Turbulence, Discontinuities, and Energetic Particles. *Space Sci. Rev.* **89**, 179. DOI. ADS.

[34] Dasso, S., Nakwacki, M.S., Démoulin, P., Mand rini, C.H.: 2007., Progressive Transformation of a Flux Rope to an ICME. Comparative Analysis Using the Direct and Fitted Expansion Methods. *Solar Phys.* **244**(1-2), 115. DOI. ADS.

[35] Démoulin, P., Nakwacki, M.S., Dasso, S., Mand rini, C.H.: 2008., Expected in Situ Velocities from a Hierarchical Model for Expanding Interplanetary Coronal Mass Ejections. *Solar Phys.* **250**(2), 347. DOI. ADS.

[36] Desai, M., Giacalone, J.: 2016., Large gradual solar energetic particle events. *Living Reviews in Solar Physics* **13**(1), 3. DOI. ADS.

[37] Dumbović, M., Vršnak, B., Čalogović, J., Karlica, M.: 2011., Cosmic ray modulation by solar wind disturbances. *Astron. Astrophys.* **531**, A91. DOI. ADS.

[38] Dumbović, M., Vršnak, B., Čalogović, J., Župan, R.: 2012., Cosmic ray modulation by different types of solar wind disturbances. *Astron. Astrophys.* **538**, A28. DOI. ADS.

[39] Dumbović, M., Heber, B., Vršnak, B., Temmer, M., Kirin, A.: 2018., An Analytical Diffusion-Expansion Model for Forbush Decreases Caused by Flux Ropes. *Astrophys. J.* **860**, 71. DOI. ADS.

[40] Dumbović, M., Guo, J., Temmer, M., Mays, M.L., Veronig, A., Heinemann, S.G., Dissauer, K., Hofmeister, S., Halekas, J., Möstl, C., Amerstorfer, T., Hinterreiter, J., Banjac, S., Herbst, K., Wang, Y., Holzknecht, L., Leitner, M., Wimmer-Schweingruber, R.F.: 2019., Unusual Plasma and Particle Signatures at Mars and STEREO-A Related to CME-CME Interaction. *Astrophys. J.* **880**(1), 18. DOI. ADS.

[41] Dumbović, M., Vršnak, B., Guo, J., Heber, B., Dissauer, K., Carcaboso, F., Temmer, M., Veronig, A., Podladchikova, T., Möstl, C., Amerstorfer, T., Kirin, A.: 2020., Evolution of Coronal Mass Ejections and the Corresponding Forbush Decreases: Modeling vs. Multi-Spacecraft Observations. *Solar Phys.* **295**(7), 104. DOI. ADS.

[42] Feynman, J., Gabriel, S.B.: 2000., On space weather consequences and predictions. *J. Geophys. Res.* **105**(A5), 10543. DOI. ADS.

[43] Forbush, S.E.: 1937., On the Effects in Cosmic-Ray Intensity Observed During the Recent Magnetic Storm. *Physical Review* **51**, 1108. DOI. ADS.

[44] Forsyth, R.J., Bothmer, V., Cid, C., Crooker, N.U., Horbury, T.S., Kecskemety, K., Klecker, B., Linker, J.A., Odstrcil, D., Reiner, M.J., Richardson, I.G., Rodriguez-Pacheco, J., Schmidt, J.M., Wimmer-Schweingruber, R.F.: 2006., *ICMEs in the Inner Heliosphere: Origin, Evolution and Propagation Effects* **21**, 383. DOI. ADS.

[45] Freiherr von Forstner, J.L., Guo, J., Wimmer-Schweingruber, R.F., Dumbović, M., Janvier, M., Démoulin, P., Veronig, A., Temmer, M., Papaioannou, A., Dasso, S., Hassler, D.M., Zeitlin, C.J.: 2020., Comparing the Properties of ICME-Induced Forbush Decreases at Earth and Mars. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **125**(3), e27662. DOI. ADS.

[46] Gaisser, T.K., Engel, R., Resconi, E.: 2016., *Cosmic Rays and Particle Physics*. ADS.

[47] Gieseler, J., Heber, B.: 2016., Spatial gradients of GCR protons in the inner heliosphere derived fromUlyssesCOSPIN/KET and PAMELA measurements. *Astron. Astrophys.* **589**, A32. DOI. http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201527972.

[48] Gieseler, J., Heber, B., Herbst, K.: 2017., An empirical modification of the force field approach to describe the modulation of galactic cosmic rays close to earth in a broad range of rigidities. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* **122**(11), 10,964–10,979. DOI. http://dx.doi.org/10.1002/2017JA024763.

[49] Gopalswamy, N.: 2006., Properties of Interplanetary Coronal Mass Ejections. *Space Sci. Rev.* **124**(1-4), 145. DOI. ADS.

[50] Gopalswamy, N., Lara, A., Lepping, R.P., Kaiser, M.L., Berdichevsky, D., St. Cyr, O.C.: 2000., Interplanetary acceleration of coronal mass ejections. *Geophys. Res. Lett.* **27**(2), 145. DOI. ADS.

[51] Gosling, J.T., Pizzo, V.J.: 1999., Formation and Evolution of Corotating Interaction Regions and their Three Dimensional Structure. *Space Sci. Rev.* **89**, 21. DOI. ADS.

[52] Gulisano, A.M., Démoulin, P., Dasso, S., Rodriguez, L.: 2012., Expansion of magnetic clouds in the outer heliosphere. *Astron. Astrophys.* **543**, A107. DOI. ADS.

[53] Halzen, F.: 2007., Cosmic neutrinos from the sources of galactic and extragalactic cosmic rays. *Astrophys. Space Sci.* **309**(1-4), 407. DOI. ADS.

[54] Hess, P., Zhang, J.: 2014., Stereoscopic Study of the Kinematic Evolution of a Coronal Mass Ejection and Its Driven Shock from the Sun to the Earth and the Prediction of Their Arrival Times. *Astrophys. J.* **792**(1), 49. DOI. ADS.

[55] Hess, V.F., Demmelmair, A.: 1937., World-wide Effect in Cosmic Ray Intensity, as Observed during a Recent Magnetic Storm. *Nature* **140**, 316. DOI. ADS.

[56] Howard, R.A., Sheeley, J. N. R., Michels, D.J., Koomen, M.J.: 1985., Coronal mass ejections: 1979-1981. *J. Geophys. Res.* **90**(A9), 8173. DOI. ADS.

[57] Howard, T.: 2014., *Space Weather and Coronal Mass Ejections*. DOI. ADS.

[58] Hudson, H.S., Bougeret, J.-L., Burkepile, J.: 2006., Coronal Mass Ejections: Overview of Observations. *Space Sci. Rev.* **123**(1-3), 13. DOI. ADS.

[59] Illing, R.M.E., Hundhausen, A.J.: 1985., Observation of a coronal transient from 1.2 to 6 solar radii. *J. Geophys. Res.* **90**(A1), 275. DOI. ADS.

[60] Iucci, N., Parisi, M., Storini, M., Villoresi, G.: 1979., Forbush decreases: origin and development in the interplanetary space. *Nuovo Cimento C Geophysics Space Physics C* **2C**, 1. DOI. ADS.

[61] Jämsén, T., Usoskin, I.G., Räihä, T., Sarkamo, J., Kovaltsov, G.A.: 2007., Case study of Forbush decreases: Energy dependence of the recovery. *Advances in Space Research* **40**(3), 342. DOI. ADS.

[62] Kachelriess, M.: 2008., Lecture notes on high energy cosmic rays. *arXiv e-prints*, arXiv:0801.4376. ADS.

[63] Kilpua, E., Koskinen, H.E.J., Pulkkinen, T.I.: 2017., Coronal mass ejections and their sheath regions in interplanetary space. *Living Reviews in Solar Physics* **14**(1), 5. DOI. ADS.

[64] King, J.H., Papitashvili, N.E.: 2005., Solar wind spatial scales in and comparisons of hourly Wind and ACE plasma and magnetic field data. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **110**(A2), A02104. DOI. ADS.

[65] Kirin, A., Vršnak, B., Dumbović, M., Heber, B.: 2020., On the Interaction of Galactic Cosmic Rays with Heliospheric Shocks During Forbush Decreases. *Solar Phys.* **295**(2), 28. DOI. ADS.

[66] Krieger, A.S., Timothy, A.F., Roelof, E.C.: 1973., A Coronal Hole and Its Identification as the Source of a High Velocity Solar Wind Stream. *Solar Phys.* **29**(2), 505. DOI. ADS.

[67] Krittinatham, W., Ruffolo, D.: 2009., Drift Orbits of Energetic Particles in an Interplanetary Magnetic Flux Rope. *Astrophys. J.* **704**(1), 831. DOI. ADS.

[68] Krymsky, G.F., Krivoshapkin, P.A., Mamrukova, V.P., Gerasimova, S.K.: 2009., Piston shock and Forbush effect. *Astronomy Letters* **35**, 696. DOI. ADS.

[69] Kubo, Y., Shimazu, H.: 2010., Effect of Finite Larmor Radius on Cosmic-ray Penetration into an Interplanetary Magnetic Flux Rope. *Astrophys. J.* **720**(1), 853. DOI. ADS.

[70] Kühl, P., Banjac, S., Heber, B., Labrenz, J., Müller-Mellin, R., Terasa, C.: 2015., Extended Measurement Capabilities of the Electron Proton Helium INstrument aboard SOHO - Understanding single detector count rates. *Central European Astrophysical Bulletin* **39**, 119. ADS.

[71] Kumar, A., Badruddin: 2014., Interplanetary Coronal Mass Ejections, Associated Features, and Transient Modulation of Galactic Cosmic Rays. *Solar Phys.* **289**(6), 2177. DOI. ADS.

[72] Lawrence, D.J., Peplowski, P.N., Feldman, W.C., Schwadron, N.A., Spence, H.E.: 2016., Galactic cosmic ray variations in the inner heliosphere from solar distances less than 0.5 au: Measurements from the messenger neutron spectrometer. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* **121**(8), 7398–7406. DOI. http://dx.doi.org/10.1002/2016JA022962.

[73] Le Roux, J.A., Potgieter, M.S.: 1991., The simulation of Forbush decreases with time-dependent cosmic-ray modulation models of varying complexity. *Astron. Astrophys.* **243**, 531. ADS.

[74] Leitner, M., Farrugia, C.J., Möstl, C., Ogilvie, K.W., Galvin, A.B., Schwenn, R., Biernat, H.K.: 2007., Consequences of the force-free model of magnetic clouds for their heliospheric evolution. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **112**(A6), A06113. DOI. ADS.

[75] Lingri, D., Mavromichalaki, H., Belov, A., Abunina, M., Eroshenko, E., Abunin, A.: 2019., An Extended Study of the Precursory Signs of Forbush Decreases: New Findings over the Years 2008 - 2016. **294**(6), 70. DOI. ADS.

[76] Liu, Y., Richardson, J.D., Belcher, J.W., Wang, C., Hu, Q., Kasper, J.C.: 2006., Constraints on the global structure of magnetic clouds: Transverse size and curvature. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **111**(A12), A12S03. DOI. ADS.

[77] Lockwood, J.A.: 1971., Forbush Decreases in the Cosmic Radiation. *Space Sci. Rev.* **12**(5), 658. DOI. ADS.

[78] Lockwood, J.A., Webber, W.R., Jokipii, J.R.: 1986., Characteristic recovery times of Forbush-type decreases in the cosmic radiation. I - Observations at earth at different energies. **91**, 2851. DOI. ADS.

[79] Lundquist, S.: 1951., On the stability of magneto-hydrostatic fields. *Phys. Rev.* **83**, 307. DOI. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.83.307.

[80] Lynch, B.J., Zurbuchen, T.H., Fisk, L.A., Antiochos, S.K.: 2003., Internal structure of magnetic clouds: Plasma and composition. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **108**(A6), 1239. DOI. ADS.

[81] Manchester, I. W. B., van der Holst, B., Lavraud, B.: 2014., Flux rope evolution in interplanetary coronal mass ejections: the 13 May 2005 event. *Plasma Physics and Controlled Fusion* **56**(6), 064006. DOI. ADS.

[82] Moraal, H.: 2013., Cosmic-Ray Modulation Equations. *Space Sci. Rev.* **176**(1-4), 299. DOI. ADS.

[83] Müller-Mellin, R., Kunow, H., Fleißner, V., Pehlke, E., Rode, E., Röschmann, N., Scharmberg, C., Sierks, H., Rusznyak, P., McKenna-Lawlor, S., Elendt, I., Sequeiros, J., Meziat, D., Sanchez, S., Medina, J., Del Peral, L., Witte, M., Marsden, R., Henrion, J.: 1995., COSTEP - Comprehensive Suprathermal and Energetic Particle Analyser. *Solar Phys.* **162**(1-2), 483. DOI. ADS.

[84] Munakata, K., Yasue, S., Kato, C., Kota, J., Tokumaru, M., Kojima, M., Darwish, A.A., Kuwabara, T., Bieber, J.W.: 2006., On the Cross-Field Diffusion of Galactic Cosmic

Rays into an ICME. *Advances in Geosciences, Volume 2: Solar Terrestrial (ST)* **2**, 115. DOI. ADS.

[85] Munini, R., Boezio, M., Bruno, A., Christian, E.C., Nolfo, G.A.d., Felice, V.D., Martucci, M., Merge', M., Richardson, I.G., Ryan, J.M., et al.: 2018., Evidence of energy and charge sign dependence of the recovery time for the 2006 december forbush event measured by the pamela experiment. *The Astrophysical Journal* **853**(1), 76. DOI. http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aaa0c8.

[86] Owens, M.J., Forsyth, R.J.: 2013., The Heliospheric Magnetic Field. *Living Reviews in Solar Physics* **10**(1), 5. DOI. ADS.

[87] Papailiou, M., Mavromichalaki, H., Belov, A., Eroshenko, E., Yanke, V.: 2012., Precursor Effects in Different Cases of Forbush Decreases. **276**(1-2), 337. DOI. ADS.

[88] Parker, E.N.: 1960., The Hydrodynamic Theory of Solar Corpuscular Radiation and Stellar Winds. *Astrophys. J.* **132**, 821. DOI. ADS.

[89] Parker, E.N.: 1961., Sudden Expansion of the Corona Following a Large Solar Flare and the Attendant Magnetic Field and Cosmic-Ray Effects. *Astrophys. J.* **133**, 1014. DOI. ADS.

[90] Parker, E.N.: 1965., The passage of energetic charged particles through interplanetary space. *Planet. Space Sci.* **13**(1), 9. DOI. ADS.

[91] Penna, R.F., Quillen, A.C.: 2005., Decay of interplanetary coronal mass ejections and forbush decrease recovery times. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* **110**(A9). DOI. http://dx.doi.org/10.1029/2004JA010912.

[92] Pinter, S.: 1980., The thickness of interplanetary collisionless shock waves. *Astronomical Institutes of Czechoslovakia* **31**, 368. DOI. ADS.

[93] Potgieter, M.S.: 2013., Solar Modulation of Cosmic Rays. *Living Reviews in Solar Physics* **10**(1), 3. DOI. ADS.

[94] Potgieter, M.S., Vos, E.E., Boezio, M., De Simone, N., Di Felice, V., Formato, V.: 2014., Modulation of Galactic Protons in the Heliosphere During the Unusual Solar Minimum of 2006 to 2009. *Solar Phys.* **289**(1), 391. DOI. ADS.

[95] Priest, E.R.: 2000., *Solar magneto-hydrodynamics*, Kluwer Academic Publishers, Norwell, Massachusetts.

[96] Quenby, J.J., Mulligan, T., Blake, J.B., Mazur, J.E., Shaul, D.: 2008., Local and nonlocal geometry of interplanetary coronal mass ejections: Galactic cosmic ray (GCR) short-period variations and magnetic field modeling. *J. Geophys. Res.* **113**, A10102. DOI. ADS.

[97] Reiner, M.J., Kaiser, M.L., Bougeret, J.-L.: 2007., Coronal and Interplanetary Propagation of CME/Shocks from Radio, In Situ and White-Light Observations. *Astrophys. J.* **663**(2), 1369. DOI. ADS.

[98] Richardson, I.G.: 2004., Energetic Particles and Corotating Interaction Regions in the Solar Wind. *Space Sci. Rev.* **111**(3), 267. DOI. ADS.

[99] Richardson, I.G., Cane, H.V.: 2010., Near-Earth Interplanetary Coronal Mass Ejections During Solar Cycle 23 (1996 - 2009): Catalog and Summary of Properties. *Solar Phys.* **264**(1), 189. DOI. ADS.

[100] Richardson, I.G., Cane, H.V.: 2011., Galactic Cosmic Ray Intensity Response to Interplanetary Coronal Mass Ejections/Magnetic Clouds in 1995 - 2009. *Solar Phys.* **270**(2), 609. DOI. ADS.

[101] Rodari, M., Dumbović, M., Temmer, M., Holzknecht, L., Veronig, A.: 2018., 3D reconstruction and interplanetary expansion of the 2010 April 3^{rd}*CME*.*Central European Astrophysical Bulletin***42**, 11.ADS.

[102] Rollett, T., Möstl, C., Temmer, M., Frahm, R.A., Davies, J.A., Veronig, A.M., Vršnak, B., Amerstorfer, U.V., Farrugia, C.J., Žic, T., Zhang, T.L.: 2014., Combined Multipoint Remote and in situ Observations of the Asymmetric Evolution of a Fast Solar Coronal Mass Ejection. *Astrophys. J. Lett.* **790**(1), L6. DOI. ADS.

[103] Rouillard, A.P.: 2011., Relating white light and in situ observations of coronal mass ejections: A review. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **73**(10), 1201. DOI. ADS.

[104] Ruffenach, A., Lavraud, B., Farrugia, C.J., Démoulin, P., Dasso, S., Owens, M.J., Sauvaud, J.-A., Rouillard, A.P., Lynnyk, A., Foullon, C., Savani, N.P., Luhmann, J.G., Galvin, A.B.: 2015., Statistical study of magnetic cloud erosion by magnetic reconnection. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **120**(1), 43. DOI. ADS.

[105] Russell, C.T., Mulligan, T.: 2002., On the magnetosheath thicknesses of interplanetary coronal mass ejections. **50**, 527. DOI. ADS.

[106] Sachdeva, N., Subramanian, P., Colaninno, R., Vourlidas, A.: 2015., CME Propagation: Where does Aerodynamic Drag 'Take Over'? *Astrophys. J.* **809**(2), 158. DOI. ADS.

[107] Savani, N.P., Owens, M.J., Rouillard, A.P., Forsyth, R.J., Davies, J.A.: 2010., Observational evidence of a CME distortion directly attributable to a structured solar wind. In: *EGU General Assembly Conference Abstracts*, *EGU General Assembly Conference Abstracts*, 1088. ADS.

[108] Schwenn, R., Raymond, J.C., Alexander, D., Ciaravella, A., Gopalswamy, N., Howard, R., Hudson, H., Kaufmann, P., Klassen, A., Maia, D., Munoz-Martinez, G., Pick, M., Reiner, M., Srivastava, N., Tripathi, D., Vourlidas, A., Wang, Y.-M., Zhang, J.: 2006., *Coronal Observations of CMEs* **21**, 127. DOI. ADS.

[109] Scolini, C., Chané, E., Temmer, M., Kilpua, E.K.J., Dissauer, K., Veronig, A.M., Palmerio, E., Pomoell, J., Dumbović, M., Guo, J., Rodriguez, L., Poedts, S.: 2020., CME-CME Interactions as Sources of CME Geoeffectiveness: The Formation of the Complex Ejecta and Intense Geomagnetic Storm in 2017 Early September. *The Astrophysical Journal Supplement Series* **247**(1), 21. DOI. ADS.

[110] Sheeley, N.R., Walters, J.H., Wang, Y.-M., Howard, R.A.: 1999., Continuous tracking of coronal outflows: Two kinds of coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.* **104**(A11), 24739. DOI. ADS.

[111] Singh, Y.P., Badruddin: 2006., Effects of the Polarity States of the Heliospheric Magnetic Field and Particle Drifts in Cosmic Radiation. *Solar Phys.* **234**(2), 339. DOI. ADS.

[112] St. Cyr, O.C., Burkepile, J.T., Hundhausen, A.J., Lecinski, A.R.: 1999., A comparison of ground-based and spacecraft observations of coronal mass ejections from 1980-1989. *J. Geophys. Res.* **104**(A6), 12493. DOI. ADS.

[113] St. Cyr, O.C., Plunkett, S.P., Michels, D.J., Paswaters, S.E., Koomen, M.J., Simnett, G.M., Thompson, B.J., Gurman, J.B., Schwenn, R., Webb, D.F., Hildner, E., Lamy, P.L.: 2000., Properties of coronal mass ejections: SOHO LASCO observations from January 1996 to June 1998. *J. Geophys. Res.* **105**(A8), 18169. DOI. ADS.

[114] Stix, M.: 2002., *The sun: An introduction*, *Astronomy and astrophysics library*, Springer, Berlin, Germany. ISBN 9783540537960. https://books.google.hr/books?id=4-Y1AQAAIAAJ.

[115] Subramanian, P., Vourlidas, A.: 2007., Energetics of solar coronal mass ejections. *Astron. Astrophys.* **467**(2), 685. DOI. ADS.

[116] Subramanian, P., Antia, H.M., Dugad, S.R., Goswami, U.D., Gupta, S.K., Hayashi, Y., Ito, N., Kawakami, S., Kojima, H., Mohanty, P.K., Nayak, P.K., Nonaka, T., Oshima, A., Sivaprasad, K., Tanaka, H., Tonwar, S.C., The Grapes-3 Collaboration: 2009., Forbush

decreases and turbulence levels at coronal mass ejection fronts. *Astron. Astrophys.* **494**, 1107. DOI. ADS.

[117] Sullivan, J.D.: 1971., Geometric factor and directional response of single and multi-element particle telescopes. *Nuclear Instruments and Methods* **95**(1), 5–11. DOI. http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(71)90033-4.

[118] Swordy, S.P.: 2001., The Energy Spectra and Anisotropies of Cosmic Rays. *Space Sci. Rev.* **99**, 85. ADS.

[119] Temmer, M., Rollett, T., Möstl, C., Veronig, A.M., Vršnak, B., Odstrčil, D.: 2011., Influence of the Ambient Solar Wind Flow on the Propagation Behavior of Interplanetary Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.* **743**(2), 101. DOI. ADS.

[120] Temmer, M., Veronig, A.M., Peinhart, V., Vršnak, B.: 2014., Asymmetry in the CME-CME Interaction Process for the Events from 2011 February 14-15. *Astrophys. J.* **785**(2), 85. DOI. ADS.

[121] Thernisien, A.: 2011., Implementation of the Graduated Cylindrical Shell Model for the Three-dimensional Reconstruction of Coronal Mass Ejections. *The Astrophysical Journal Supplement Series* **194**(2), 33. DOI. ADS.

[122] Thernisien, A., Vourlidas, A., Howard, R.A.: 2009., Forward Modeling of Coronal Mass Ejections Using STEREO/SECCHI Data. *Solar Phys.* **256**(1-2), 111. DOI. ADS.

[123] Thernisien, A.F.R., Howard, R.A., Vourlidas, A.: 2006., Modeling of Flux Rope Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.* **652**(1), 763. DOI. ADS.

[124] Tsurutani, B.T., Gonzalez, W.D., Gonzalez, A.L.C., Guarnieri, F.L., Gopalswamy, N., Grande, M., Kamide, Y., Kasahara, Y., Lu, G., Mann, I., McPherron, R., Soraas, F., Vasyliunas, V.: 2006., Corotating solar wind streams and recurrent geomagnetic activity: A review. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **111**(A7), A07S01. DOI. ADS.

[125] Usoskin, I.G., Bazilevskaya, G.A., Kovaltsov, G.A.: 2011., Solar modulation parameter for cosmic rays since 1936 reconstructed from ground-based neutron monitors and ionization chambers. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* **116**(A2). DOI. http://dx.doi.org/10.1029/2010JA016105.

[126] Usoskin, I.G., Braun, I., Gladysheva, O.G., Hörandel, J.R., Jämsén, T., Kovaltsov, G.A., Starodubtsev, S.A.: 2008., Forbush decreases of cosmic rays: Energy dependence of the recovery phase. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* **113**(A7). DOI. http://dx.doi.org/10.1029/2007JA012955.

[127] Usoskin, I.G., Kovaltsov, G.A., Adriani, O., Barbarino, G.C., Bazilevskaya, G.A., Bellotti, R., Boezio, M., Bogomolov, E.A., Bongi, M., Bonvicini, V., Bottai, S., Bruno, A., Cafagna, F., Campana, D., Carbone, R., Carlson, P., Casolino, M., Castellini, G., De Donato, C., De Santis, C., De Simone, N., Di Felice, V., Formato, V., Galper, A.M., Karelin, A.V., Koldashov, S.V., Koldobskiy, S., Krutkov, S.Y., Kvashnin, A.N., Leonov, A., Malakhov, V., Marcelli, L., Martucci, M., Mayorov, A.G., Menn, W., Mergé, M., Mikhailov, V.V., Mocchiutti, E., Monaco, A., Mori, N., Munini, R., Osteria, G., Palma, F., Panico, B., Papini, P., Pearce, M., Picozza, P., Pizzolotto, C., Ricci, M., Ricciarini, S.B., Rossetto, L., Sarkar, R., Scotti, V., Simon, M., Sparvoli, R., Spillantini, P., Stozhkov, Y.I., Vacchi, A., Vannuccini, E., Vasilyev, G.I., Voronov, S.A., Yurkin, Y.T., Zampa, G., Zampa, N., Zverev, V.G.: 2015., Force-field parameterization of the galactic cosmic ray spectrum: Validation for Forbush decreases. *Advances in Space Research* **55**(12), 2940. DOI. ADS.

[128] Usoskin, I.G., Gil, A., Kovaltsov, G.A., Mishev, A.L., Mikhailov, V.V.: 2017., Heliospheric modulation of cosmic rays during the neutron monitor era: Calibration using pamela data for 2006-2010. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* **122**(4), 3875–3887. DOI. http://dx.doi.org/10.1002/2016JA023819.

[129] Čalogović, J., Vršnak, B., Temmer, M., Veronig, A.M.: 2009., Cosmic ray modulation by corotating interaction regions. In: Gopalswamy, N., Webb, D.F. (eds.) *Universal Heliophysical Processes*, *IAU Symposium* **257**, 425. DOI. ADS.

[130] Vourlidas, A., Subramanian, P., Dere, K.P., Howard, R.A.: 2000., Large-Angle Spectrometric Coronagraph Measurements of the Energetics of Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.* **534**(1), 456. DOI. ADS.

[131] Vršnak, B.: 2006., Forces governing coronal mass ejections. *Advances in Space Research* **38**(3), 431. DOI. ADS.

[132] Vršnak, B., Vrbanec, D., Čalogović, J., Žic, T.: 2009., The role of aerodynamic drag in dynamics of coronal mass ejections. In: Gopalswamy, N., Webb, D.F. (eds.) *Universal Heliophysical Processes*, *IAU Symposium* **257**, 271. DOI. ADS.

[133] Vršnak, B., Žic, T., Vrbanec, D., Temmer, M., Rollett, T., Möstl, C., Veronig, A., Čalogović, J., Dumbović, M., Lulić, S., Moon, Y.-J., Shanmugaraju, A.: 2013., Propagation of Interplanetary Coronal Mass Ejections: The Drag-Based Model. *Solar Phys.* **285**(1-2), 295. DOI. ADS.

[134] Žic, T., Vršnak, B., Temmer, M.: 2015., Heliospheric Propagation of Coronal Mass Ejections: Drag-based Model Fitting. *The Astrophysical Journal Supplement Series* **218**(2), 32. DOI. ADS.

[135] Wawrzynczak, A., Alania, M.V.: 2010., Modeling and data analysis of a Forbush decrease. *Advances in Space Research* **45**, 622. DOI. ADS.

[136] Webb, D.F., Howard, R.A.: 1994., The solar cycle variation of coronal mass ejections and the solar wind mass flux. *J. Geophys. Res.* **99**(A3), 4201. DOI. ADS.

[137] Webb, D.F., Howard, T.A.: 2012., Coronal Mass Ejections: Observations. *Living Reviews in Solar Physics* **9**(1), 3. DOI. ADS.

[138] Webb, D.F., Hundhausen, A.J.: 1987., Activity Associated with the Solar Origin of Coronal Mass Ejections. *Solar Phys.* **108**(2), 383. DOI. ADS.

[139] Webber, W.R., Lockwood, J.A.: 1999., A new look at the >70 mev cosmic ray radial gradients in the heliosphere measured by spacecraft. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* **104**(A2), 2487–2498. DOI. http://dx.doi.org/10.1029/1998JA900058.

[140] Wibberenz, G., Cane, H.V., Richardson, I.G.: 1997., Two-step Forbush Decreases in thecInner Solar System and their Relevance for Models of Transient Disturbances. In: *International Cosmic Ray Conference*, *International Cosmic Ray Conference* **1**, 397. ADS.

[141] Wibberenz, G., Le Roux, J.A., Potgieter, M.S., Bieber, J.W.: 1998., Transient Effects and Disturbed Conditions. *Space Sci. Rev.* **83**, 309. ADS.

[142] Yao, W.-M., dr.: 2006., Review of particle physics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **33**(1), 1. DOI. https://doi.org/10.1088%2F0954-3899%2F33%2F1%2F001.

[143] Zhao, L.-L., Zhang, H.: 2016., Transient galactic cosmic-ray modulation during solar cycle 24: A comparative study of two prominent forbush decrease events. *The Astrophysical Journal* **827**(1), 13. DOI. http://dx.doi.org/10.3847/0004-637X/827/1/13.

[144] Zurbuchen, T., Richardson, I.: 2006., In-situ solar wind and magnetic field signatures of interplanetary coronal mass ejections. *Space Science Reviews* **123**. DOI.

Životopis

Anamarija Kirin rođena je 1988. godine u Karlovcu gdje je završila osnovnu i srednju školu. Nakon završetka srednje škole 2007. godine ostvaruje pravo izravnog upisa na Fakultet elektrotehnike i računarstva Sveučilišta u Zagrebu gdje je 2012. godine diplomirala. Iste godine upisuje poslijediplomski studij fizike na Prirodoslovno-matematičkom fakultetu Sveučilišta u Zagrebu. U akademskoj godini 2012./2013. kao stipendist FER-a održava vježbe iz kolegija iz područja fizike. 2015. godine zapošljava se na Veleučilištu u Karlovcu gdje danas radi kao predavač. Objavila je 6 znanstvenih publikacija u međunarodnim časopisima indeksiranim u „Current Contents“. Sudjelovala je na osam međunarodnih konferencija i škola. Područje istraživanja usmjereno je na utjecaj koroninih izbačaja na tok galaktičkih kozmičkih zraka.

Popis objavljenih djela

Radovi u časopisima

1. Horvat, D., Ilijić, S., Kirin, A., Narančić, Z.,“Formation of photon spheres in boson stars with a nonminimally coupled field”, Classical and Quantum Gravity, Vol. 30, No. 9, svibanj 2013., 095014
2. Horvat, D., Ilijić, S., Kirin, A., Narančić, Z.,“Nonminimally coupled scalar field in teleparallel gravity: boson stars”, Classical and Quantum Gravity, Vol. 32, No. 3, veljača 2015., 035023
3. Horvat, D., Ilijić, S., Kirin, A., Narančić, Z.,“Note on the charged boson stars with torsion-coupled field”, Physical Review D, Vol. 92, No. 2, srpanj 2015., 024045
4. Dumbović, M., Heber, B., Vršnak, B., Temmer, M., Kirin, A., “An Analytical Diffusion-Expansion Model for Forbush Decreases Caused by Flux Ropes”, The Astrophysical journal, Vol. 860, No. 1, lipanj 2018., 71
5. Kirin, A., Vršnak, B., Dumbović, M., Heber, B., “On the Interaction of Galactic Cosmic Rays with Heliospheric Shocks During Forbush Decreases ”, Solar Physics, Vol. 295, No. 2, veljača 2020., 28
6. Dumbović, M., Vršnak, B., Guo, J., Heber, B., Dissauer, K., Carcaboso, F., Temmer,

M., Veronig, A., Podladchikova, T., Möstl, C., Amerstorfer, T., Kirin, A., “Evolution of Coronal Mass Ejections and the Corresponding Forbush Decreases: Modeling vs. Multi-Spacecraft Observations ”, Solar Physics, Vol. 295, No. 7, srpanj 2020., 104