

# Doprinos kosmoloških kosmičkih zraka pozadini gama-zračenja

*(Diplomski master rad)*

Aleksandra Ćiprijanović

Matematički Fakultet  
Univerziteta u Beogradu

*Ovaj rad je rađen na Matematičkom fakultetu Univerziteta u Beogradu, pod rukovodstvom doc. dr Tijane Prodanović. Zahvaljujem se na pomoći prof. dr Dejanu Uroševiću i doc. dr Bojanu Arnutini. Posebno sam zahvalna na Tijaninom strpljenju i detaljnim odgovorima na moja brojna pitanja, bez kojih izrada ovog rada ne bi bila moguća. Takođe se zahvaljujem na pomoći i korisnim savetima svim članovima Katedre za astronomiju.*

*Beograd, 2011.*

# Sadržaj

Uvod	1
<b>1 Kosmički zraci</b>	<b>3</b>
1.1 Sunčevi kosmički zraci i uticaj Sunca	3
1.2 Vansolarni kosmički zraci	3
1.2.1 Sastav	3
1.2.2 Spektar kosmičkog zračenja	6
1.2.3 Izotopi jezgara koji čine kosmičke zrake	7
1.3 Kosmički zraci veoma visokih energija	8
<b>2 Interakcije kosmičkih zraka</b>	<b>11</b>
2.1 Elektroni	11
2.2 Jezgra kao kosmički zraci	11
2.3 Interakcije sa fotonima	13
2.3.1 Proizvodnja parova	14
2.3.2 Foto-proizvodnja hadrona	14
2.3.3 Foto-dezintegracija	15
2.4 Interakcije sa materijom	15
2.4.1 Funkcije izvora	16
2.4.2 Spektar proizvodnje piona	16
2.4.3 Gama-zračenje nastalo raspadom $\pi^0$	17
2.4.4 Sekundarni elektroni, pozitroni i neutritri	18
2.4.5 Gubitak energije prilikom proizvodnje piona	20
2.4.6 Ekscitacija jezgara	21
2.4.7 Fragmentacija jezgara	21
<b>3 Detekcija kosmičkih zraka</b>	<b>23</b>
3.1 Emisija u gama-području	23
<b>4 Pozadina gama-zračenja</b>	<b>27</b>
4.1 Kosmički zraci iz normalnih galaksija	29
4.2 Kosmološki kosmički zraci	31
4.2.1 Formiranje akrecionih udarnih talasa	32
4.2.2 Globalna funkcija izvora SFGR	36
4.3 Dobijanje posmatrane pozadine gama-zračenja	36





# Uvod

Još od otkrića kosmičkih zraka od strane Hess-a 1912. (Hess, 1912) godine intenzivna istraživanja u ovoj oblasti vrše se širom sveta. Kosmički zraci su čestice visokih energija. Proučavanje kosmičkih zraka ima veoma važno mesto u fizici zbog velikih doprinosa fizici čestica. U vreme kada su otkriveni, kosmički zraci bili su jedini izvor čestica visokih energija (preko 1 GeV). S druge strane proučavanje  $\gamma$  zraka energija većih od TeV otkrilo je neke od najburnijih događaja u Kosmosu. Proučavanje kosmičkih zraka pomoći će nam da bolje razumemo fiziku veoma visokih energija, koje višetruko prelaze energije koje možemo da proizvedemo na Zemlji. Proučavanje kosmičkih zraka je još uvek otvorena oblast, a iznenađenja i nova saznanja zasipaju nas skoro svakodnevno.

Ovaj master rad pored davanja nekoliko reči o samim kosmičkim zracima i činjenicama koje su do danas nauci poznate govori o, za sada još uvek hipotetičkim, kosmološkim kosmičkim zracima. Ova populacija kosmičkih zraka, za sada nije detektovana, međutim posmatranjem pozadine  $\gamma$ -zračenja možemo da naučimo više o njima tj. možemo da odredimo koliki je njihov maksimalni doprinos  $\gamma$  pozadini (pa samim tim i koliki je njihov maksimalni fluks). Pretpostavka da kosmološki kosmički zraci imaju udela u pozadini  $\gamma$ -zračenja, kao i izračunavanje njihovog maksimalnog doprinosa razmatrano je i ranije (Prodanović & Fields, 2004). Kako je raspodela kosmoloških kosmičkih zraka po crvenim pomacima bila nepoznata, pretpostavljalo se da oni svi potiču sa istog crvenog pomaka, tako da je njihov doprinos izračunat na nekoliko crvenih pomaka. Kao novina u ovom radu se razmatra evolucija akrecionih udarnih talasa sa crvenim pomakom. Kako se smatra da ovi udarni talasi proizvode kosmološke kosmičke zrake uzeto je da se evolucija akrecionih udarnih talasa direktno preslikava na kosmološke kosmičke zrake. Na ovaj način dobija se evolutivna funkcija izvora ovih kosmičkih zraka, koja nam daje njihov ukupan doprinos sa svih crvenih pomaka i samim tim je realnija za poređenje sa podacima dobijenim *Fermi* LAT-om.



# Glava 1

## Kosmički zraci

### 1.1 Sunčevi kosmički zraci i uticaj Sunca

Priču o kosmičkim zracima počecemo pričom o nama najbližem izvoru kosmičkih zraka - Suncu. Eksplozije na Suncu praćene su izbacivanjem čestica visokih energija (i do nekoliko stotina MeV). Ove čestice predstavljaju solarne kosmičke zrake.

Sunčeva korona emituje čestice brzinom od  $10^{-13} M_{\odot}/\text{god}$ , proizvodeći Sunčev vetar. Srednji intenzitet sunčevog vetra se menja u ciklusima od 11 godina. Za vreme mirnog perioda aktivnosti Sunca broj čestica u Sunčevom vetru u okolini Zemlje je oko  $5 \text{ cm}^{-3}$ , a brzine čestica su  $300 - 500 \text{ km/s}$ . U toku aktivnog perioda ove vrednosti se mogu povećati i za nekoliko redova veličine.

Na mestu gde Sunčev vetar interaguje sa međuzvezdanom materijom dolazi do stvaranja udarnog talasa. Kosmički zraci, koji prelaze udarni talas, mogu da stignu do Zemlje ako im je energija veća od  $1 \text{ GeV}/n^1$ . U slučaju da im je energija niža, oni do nas mogu stići samo difuzijom. Može se reći da sunčev vetar "potiskuje" kosmičke zrake, pa zbog toga spektar kosmičkih zraka naglo opada na energijama nižim od  $100 \text{ MeV}/n$ . Ovaj efekat naziva se solarna modulacija. Na energijama od oko  $1-2 \text{ GeV}/n$  postoji jasna antikorelacija između fluksa kosmičkih zraka i Sunčeve aktivnosti (Forbušov efekat) tj. u toku aktivne faze Sunčeve aktivnosti broj kosmičkih zraka koji uspevaju da dođu do Zemlje se smanjuje (Slika 1.1).

### 1.2 Vansolarni kosmički zraci

#### 1.2.1 Sastav

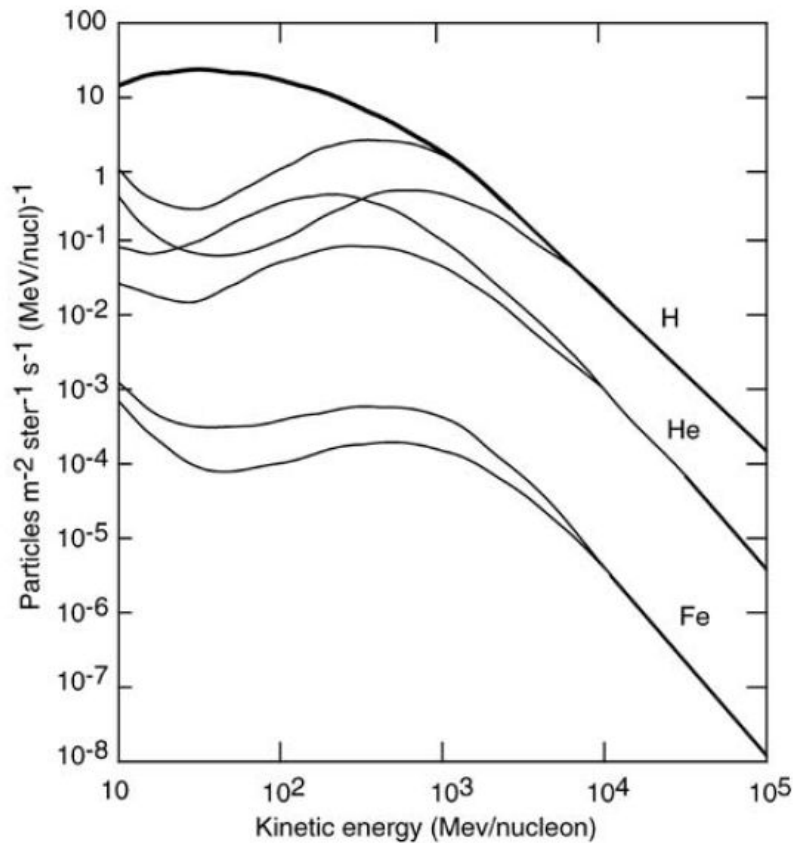
Najveći deo kosmičkih zraka čine protoni ( $\sim 86\%$ ), zatim alfa čestice ( $\sim 11\%$ ), dok jezgara težih elemenata (do uranijuma) ima mnogo manje ( $\sim 1\%$ ). Malo ima i elektrona ( $\sim 2\%$ ), kao i pozitrona i antiprotona<sup>2</sup>.

Gustina energije kosmičkih zraka, izračunata van uticaja magnetnog polja Sunčevog sistema iznosi oko  $1 \text{ eVcm}^{-3}$  što je uporedivo sa gustinom energije koja nam dolazi

---

<sup>1</sup>Energije kosmičkih zraka uglavnom su date po nukleonu.

<sup>2</sup>Neki autori u kosmičke zrake ubrajaju i  $\gamma$  zrake, neutrine i antineutrine.



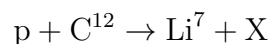
SLIKA 1.1: Posmatrani spektar (Lequeux, 2005) kosmičkih zraka za protone (H),  $\alpha$  čestice (He) i jezgra gvožđa (Fe). Na energijama nižim od  $10^4$  MeV/n postoje dve vrednosti spektra. Viši odgovara minimumu Sunčeve aktivnosti, a niži maksimumu Sunčeve aktivnosti. Ovo je solarna modulacija. Na najnižim energijama porast u fluksu je zbog Sunčevih kosmičkih zraka.

od zračenja zvezda ( $0.6 \text{ eVcm}^{-3}$ ), mikrotalasnog pozadinskog zračenja ( $0.26 \text{ eVcm}^{-3}$ ) ili magnetnog polja od  $3 \mu\text{G}$  ( $0.25 \text{ eVcm}^{-3}$ ). Najveći deo kosmičkih zraka koje detektujemo ima poreklo u našoj galaksiji, međutim kako se spektar kosmičkih zraka proteže do vrlo visokih energija (iznad  $10^{20}$  eV) deo njih mora imati i vangalaktičko poreklo.

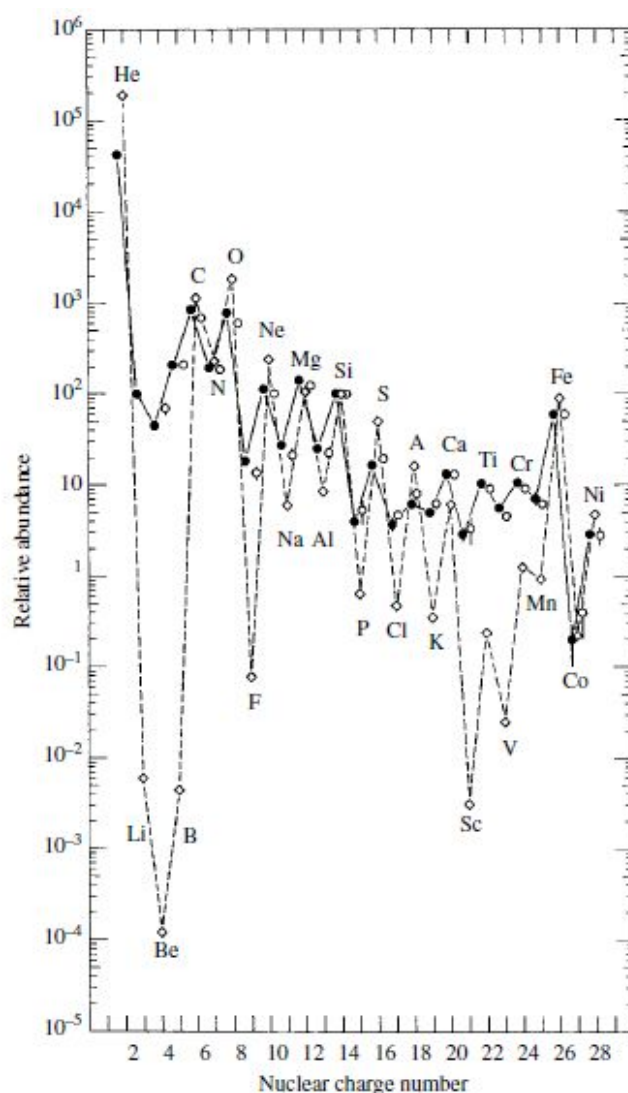
Hemijski sastav jezgara koja čine kosmičke zrake pokazuje velike sličnosti sa zastupljenostima elemenata u Sunčevom sistemu (Slika 1.2). Zastupljenost elemenata u Sunčevom sistemu procenjena je na osnovu apsorpcionih linija u Sunčevoj fotosferi i iz meteorita. Elementi sa parnim atomskim i masenim brojem su jače vezani, pa su zbog toga češći produkti termonuklearnih reakcija u zvezdama. S druge strane zastupljenost elemenata u zvezdama je ista kao i zastupljenost tih elemenata u međuzvezdanoj materiji od koje je zvezda nastala. Sve ovo ukazuje da galaktički kosmički zraci potiču od međuzvezdane materije.

Razlike u zastupljenostima uočavaju se kod tzv. lakih elemenata, tj. kod Li, Be i B. Ovi elementi imaju veoma malu Kulonovu barijeru i zato se vrlo lako uništavaju u zvezdama. Njihova zastupljenost u Sunčevom sistemu je stoga veoma mala. Međutim

ovi elementi su i do nekoliko redova veličine zastupljeniji u kosmičkim zracima. Razlog za ovakve zastupljenosti Li, Be i B je spalacija. Spalacija je proces fragmentacije jezgara C i O u kosmičkim zracima prilikom njihovog sudaranja sa vodonikom u međuzvezdanoj materiji. Tada nastaju jezgra lakih elemenata. Na primer



gde X predstavlja različite moguće dodatne proizvode ove reakcije. Spalacijom jezgara Fe i Ni nastaju Sc, Ti, V, Mn koji su zbog toga takođe zastupljeniji u kosmičkim zracima. Jezgra elemenata koja nastaju fragmentacijom (primarnih) kosmičkih zraka u toku njihove propagacije nazivaju se sekundarni kosmički zraci.



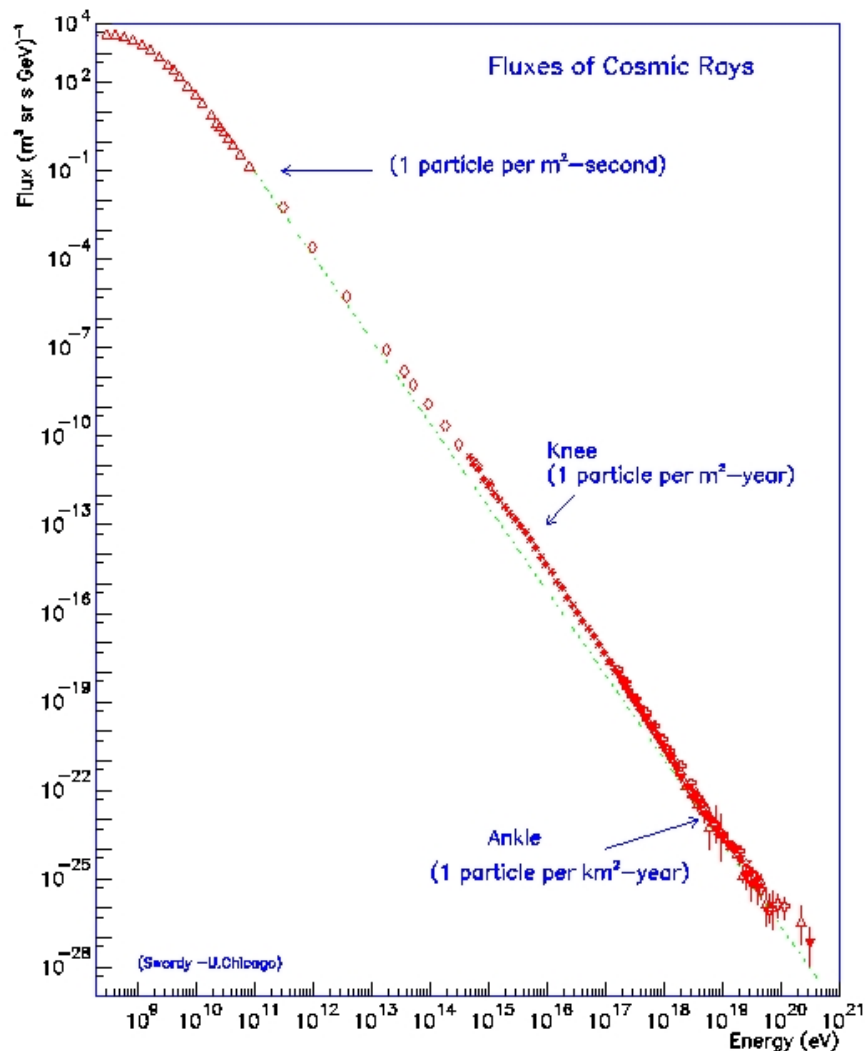
SLIKA 1.2: Hemijski sastav primarnih kosmičkih zraka (puna linija) i zastupljenosti elemenata u Sunčevom sistemu (isprekidana linija) (Perkins, 2009).

### 1.2.2 Spektar kosmičkog zračenja

Sastav kosmičkih zraka može se posmatrati i u funkciji od energije. Spektri kosmičkih zraka (Slika 1.3) su dobro predstavljeni stepenim zakonom

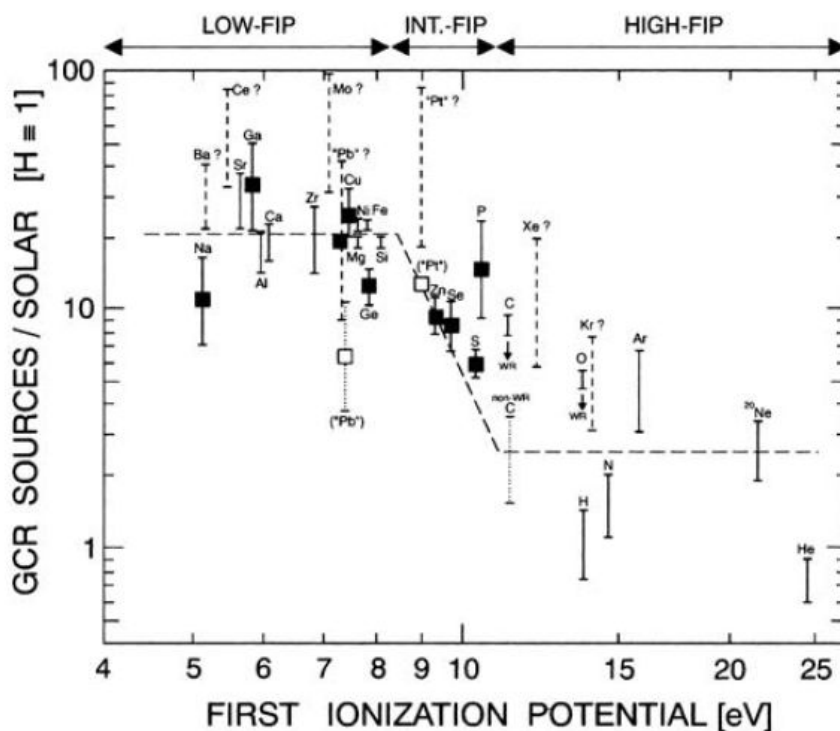
$$N(E) dE = K E^{-\alpha} dE$$

gde je  $K$  fluks kosmičkih zraka, a spektralni indeks  $\alpha$  se razlikuje u zavisnosti od elementa koji predstavlja kosmički zrak. Merenja zastupljenosti jezgara u kosmičkim zracima pokazala su da se zastupljenost jezgara u odnosu na zastupljenost tih jezgara u Sunčevom sistemu, smanjuje sa porastom prvog jonizacionog potencijala (Slika 1.4). Na primer protoni i alfa čestice su oko 10 do 30 puta manje zastupljeni od jezgara težih elemenata. Oдавde se može zaključiti da se elementi koje je lakše jonizovati lakše mogu i ubrzati i tako postati kosmički zraci.



SLIKA 1.3: Spektar kosmičkih zraka koji dolaze do Zemlje (Cronin et al., 1997).

Ovo rezonovanje se ne može primeniti na tzv. refraktorne elemente koji su zarobljeni u zrnima prašine i ne nalaze se u koronama zvezda. Na primer u refraktorne elemente spada Fe, a ono je veoma zastupljeno među kosmičkim zracima. Rešenje se najverovatnije nalazi u mehanizmu ubrzanja ovakvih jezgara. Naime, zrnca prašine su uglavom naelektrisana i kao takva se mogu ubrzati. Zrnca se tom prilikom polako razaraju i oslobađaju atome Fe koji se tada mogu dodatno ubrzati i postati kosmički zraci.



SLIKA 1.4: Zastupljenosti elemenata u galaktičkim kosmičkim zracima (normirane na zastupljenosti elemenata u Sunčevom sistemu) u funkciji prvog potencijala jonizacije. Refraktorni elementi prikazani su punim kvadratima (Lequeux, 2005).

### 1.2.3 Izotopi jezgara koji čine kosmičke zrake

Određivanje koji izotopi elemenata i u kojim količinama su zastupljeni u kosmičkim zracima veoma je važno za bolje razumevanje porekla, mehanizama ubrzanja i kretanja kosmičkih zraka. Naše poznavanje sastava izotopa je do danas prilično ograničeno. Za sada je samo zastupljenost izotopa Ne, Mg i Si u primarnim kosmičkim zracima malo bolje određena, dok su kod sekundarnih kosmičkih zraka najviše proučeni tzv. kosmički satovi, tj. radioaktivna jezgra nekih elemenata. Ova jezgra nastaju spalacijom težih jezgara. Na primer to mogu da budu jezgra  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{36}\text{Cl}$  ili  $^{54}\text{Mn}$ . Merenjem zastupljenosti ovih radioaktivnih elemenata (roditelja) i zastupljenosti elemenata koji se dobijaju njihovim raspadom omogućava nam da izmerimo koliko je vremena prošlo od nastanka tih radioaktivnih jezgara do trenutka našeg merenja. Najčešće se za to ko-

risti  $^{10}\text{Be}$ , koji prilikom  $\beta$  raspada prelazi u  $^{10}\text{B}$  (vreme poluživota  $^{10}\text{Be}$  je  $1.6 \times 10^6$  yr). Takođe često se koristi i manje zastupljen  $^{26}\text{Al}$  (vreme poluživota je  $8.5 \times 10^5$  yr).

### 1.3 Kosmički zraci veoma visokih energija

Energije kosmičkih zraka mogu biti izuzetno visoke (do oko  $10^{20}\text{eV}$ ). Merenja ovako visokih energija vrše se indirektno, detektorima na površini Zemlje. Neki od detektora koji pokrivaju najveće površine su AUGER u Argentini, čijih 1600 detektora Čerenkovljevog zračenja pokriva  $3000\text{ km}^2$  (takođe AUGER ima i 240 detektora fluorescencije); HiRes u SAD, koji ima samo detektore fluorescencije; AGASA u Japanu sa površinom od  $100\text{ km}^2$ .

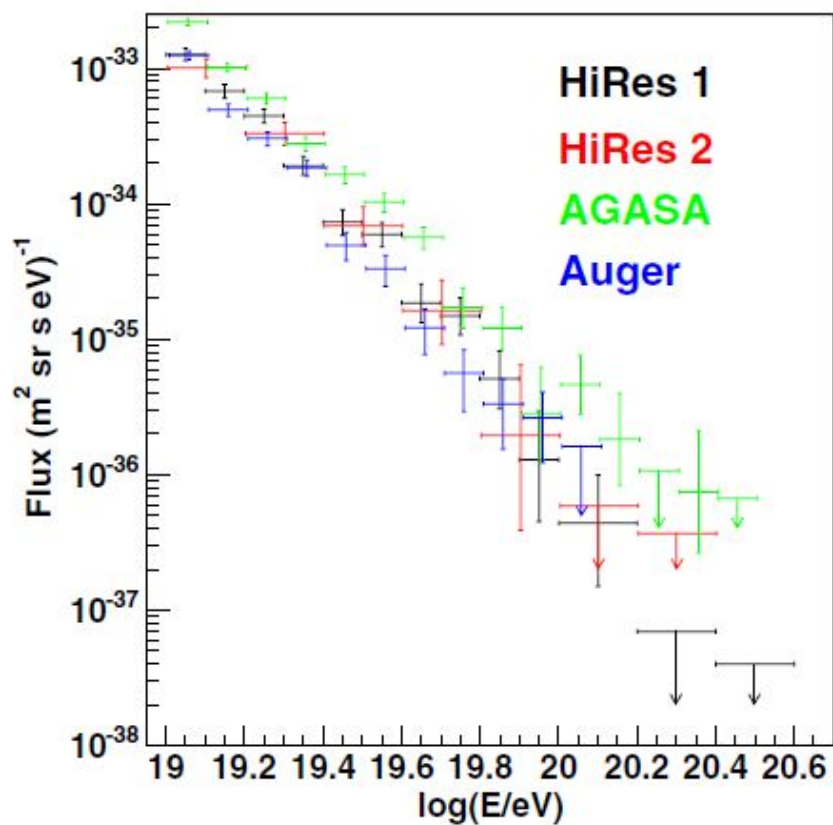
Spektar kosmičkih zraka na ovako visokim energijama (Slika 1.5) ne može se opisati prostim stepenim zakonom u celom rasponu energija. Na energiji od oko  $10^{15}\text{eV}$  javlja se tzv. "koleno" nakon koga nagib spektra dodatno raste. Na energiji  $4 \times 10^{18}\text{eV}$  nalazi se "zglob" nakon koga se spektar ispravlja.

Greisen, Zatsepin i Kuzmin su 1966. godine zaljučili da bi nakon energije od oko  $5 \times 10^{19}\text{eV}$  trebalo da postoji nagli pad u spektru kosmičkih zraka (GZK granica). Objašnjenje za ovo našli su u gubicima energije kosmičkih zraka prilikom sudara sa fotonima mikrotalasnog pozadinskog zračenja. Ako je jezgro koje predstavlja kosmički zrak proton, prilikom sudara sa fotonom dolazi do nekog od sledećih procesa:



Prilikom ovakvog sudara proton gubi oko 15% svoje energije. Ovo ograničava udaljenost sa koje kosmički zraci mogu da stignu na oko 100 Mpc. GZK granica je detektovana pomoću više detektora (npr. HiRes i AUGER). Međutim kosmički zraci energija čak i oko  $10^{20}\text{eV}$  su detektovani u nekoliko navrata. Kosmički zraci ovako visokih energija (Ultra-high-energy cosmic rays - UHECR) imaju veoma mali fluks, oko jedne čestice po  $\text{km}^2$  po veku i najverovatnije su vangalaktičkog porekla. AUGER kolaboracija je na primer uočila korelaciju između pravaca iz kojih su detektovani UHECR sa lokacijama obližnjih aktivnih galaktičkih jezgara (Esteban Roulet for the Pierre Auger Collaboration, 2009).





SLIKA 1.5: Spektri kosmičkih zraka na visokim energijama dobijeni detektorima AGASA, Auger i HiRes (Connolly, 2006).



# Glava 2

## Interakcije kosmičkih zraka

Informacije o kosmičkim zracima dobijaju se merenjem elektromagnetnog zračenja koje nastaje pri interakciji kosmičkih zraka sa magnetnim poljem, međuzvezdanom materijom ili fotonima.

### 2.1 Elektroni

Iako će jezgra u kosmičkim zracima biti glavna tema ovog rada, elektroni su bitan deo kosmičkih zraka. Oni mogu biti uključeni u sledeće interakcije:

- sinhrotronsko zračenje
- inverzno Komptonovo rasejanje
- proizvodnja tripleta
- netermalni bremštralung
- ekscitacija i jonizacija atoma kao i Kulonove interakcije sa jonizovanom plazmom.

Elektroni gube energiju mnogo brže od jezgara, pa zbog toga oni ne mogu da propagiraju toliko dugo i daleko kao jezgra.

### 2.2 Jezgra kao kosmički zraci

Interakcije jezgara težih elemenata u kosmičkim zracima mogu se podeliti u dve grupe:

- interakcije sa fotonima
- interakcije sa materijom.

Energije ovakvih interakcija su barem reda veličine masa mirovanja čestica koje interaguju. Zbog toga prilikom opisa ovih interakcija moramo koristiti specijalnu teoriju relativnosti. To znači da moramo da krenemo od četvoro-vektora  $ds = (cdt, dx, dy, dz)$ .

Kvadrat ovako definisanog četvero-vektora predstavlja invarijantu prilikom Lorencovih transformacija tj. njegova vrednost je jednaka u svim inercijalnim sistemima reference.

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

Ova invarijantnost je posledica činjenice da je vrednost brzine svetlost  $c$  jednaka u svim sistemima reference. Za nas je bitan četvero-vektor impulsa kao i njegov skalarni proizvod sa samim sobom, koji takođe predstavlja invarijantu:

$$P = \left( \frac{\epsilon}{c}, \mathbf{p} \right)$$

$$P^2 = m^2 c^2$$

Razmotrimo sada sudar dve čestice a i b sa četvero-vektorima impulsa  $P_a = \left( \frac{\epsilon_a}{c}, \mathbf{p}_a \right)$  i  $P_b = \left( \frac{\epsilon_b}{c}, \mathbf{p}_b \right)$  i masama  $m_a$  i  $m_b$  (u laboratorijskom sistemu reference). Prilikom sudara ovih čestica nastaju nove čestice c, d. . . Minimalna energija potrebna da bi bile kreirane nove čestice mora biti barem jednaka energiji koja odgovara zbiru masa mirovanja novonastalih čestica u sistemu u kom centar mase svih čestica miruje. U ovom referentnom sistemu važi  $\mathbf{p}'_a + \mathbf{p}'_b = 0$  (vrednosti svih veličina u ovom referentnom sistemu biće obeležene sa ').

Ukupnu energiju  $E'$  u sistemu vezanom za centar mase nalazimo iz:

$$E'^2 \equiv (E'_a + E'_b)^2 = c^2 (P'_a + P'_b)^2 = c^2 (P_a + P_b)^2 = m_a^2 c^4 + m_b^2 c^4 + 2\epsilon_a \epsilon_b - 2\mathbf{p}_a \mathbf{p}_b c^2 \quad (2.2.1)$$

Granična energija za stvaranje novih čestica je:

$$E'_{gr} = m_a c^2 + m_b c^2 + \Delta m c^2 = m_c c^2 + m_d c^2 \dots \quad (2.2.2)$$

gde je  $\Delta m$  razlika u masama ulaznih i izlaznih čestica. Kombinujući relacije (2.2.1) i (2.2.2) dobijamo:

$$\epsilon_a \epsilon_b - \mathbf{p}_a \mathbf{p}_b c^2 = m_a m_b c^4 + \Delta m c^4 \left( m_a + m_b + \frac{\Delta m}{2} \right) \quad (2.2.3)$$

U slučaju da se sudaraju dve čestice koje imaju masu jednačina (2.2.3) se svodi na (Mannheim & Schlickeiser, 1994):

$$\gamma_a \gamma_b - \sqrt{(\gamma_a^2 - 1)(\gamma_b^2 - 1)} \cos \theta = 1 + \Delta m \left( \frac{1}{m_a} + \frac{1}{m_b} + \frac{\Delta m}{2m_a m_b} \right)$$

gde su  $\gamma_a$  i  $\gamma_b$  Lorencovi faktori za ove čestice a  $\theta$  ugao pod kojim se te čestice sudaraju. Ako bi jedna čestica koja ulazi u sudar bila foton (npr.  $m_b = 0$ ) jednačina (2.2.3) se svodi na:

$$\epsilon_b \left( \gamma_a - \sqrt{\gamma_a^2 - 1} \cos \theta \right) = \Delta m c^2 \left( 1 + \frac{\Delta m}{2m_a} \right)$$

Još jedna korisna relacija je energija čestice b viđena iz sistema vezanog za česticu a (Mannheim & Schlickeiser, 1994). Ona iznosi:

$$E_{ba} = m_b c^2 \left( \gamma_a \gamma_b - \sqrt{(\gamma_a^2 - 1)(\gamma_b^2 - 1)} \cos \theta \right) \quad (2.2.4)$$

U slučaju da je čestica b foton relacija (2.2.4) se svodi na:

$$E_{ba} = \epsilon_b \left( \gamma_a - \sqrt{\gamma_a^2 - 1} \cos \theta \right)$$

## 2.3 Interakcije sa fotonima

Jezgra u kosmičkim zracim mogu interagovati sa fotonima na tri načina:

- proizvodnja parova (posebno  $e^-e^+$  parova)  $N + \gamma \rightarrow N + e^- + e^+$
- foto-proizvodnja hadrona (najviše piona)  $p + \gamma \rightarrow p + \pi$
- foto-dezintegracija jezgara  $A + \gamma \rightarrow (A - 1) + N$ , gde je N proton ili neutron.

U sistemu vezanom za jezgro kosmičkog zraka  $\mathbf{p}_a = 0$ ,  $\epsilon_a = m_a c^2$  i  $m_b = 0$ . Granična energija ovih procesa se nalazi preko formule (Mannheim & Schlickeiser, 1994):

$$\epsilon'_{\text{gr}} = \Delta m c^2 \left( 1 + \frac{\Delta m}{2m_a} \right) \quad (2.3.1)$$

U slučaju proizvodnje para  $e^-e^+$  ( $\Delta m = 2m_e$ ) jednačina (2.3.1) se svodi na:

$$\epsilon'_{\text{gr},e^-e^+} \simeq 2m_e c^2 \simeq 1 \text{ Mev}$$

Za proizvodnju određenog broja piona (broj piona označen je sa  $K$ ) potrebna je granična energija (Mannheim & Schlickeiser, 1994):

$$\epsilon'_{\text{gr},K\pi} = K m_\pi c^2 \left( 1 + \frac{K m_\pi}{2m_p} \right)$$

U slučaju da se proizvede samo jedan pion granična energija iznosi 145 MeV.

Ako fotoni koji predstavljaju mete imaju izotropnu distribuciju i srednju energiju  $\langle \epsilon \rangle$  u laboratorijskom sistemu reference granični Lorencov faktor koji je potreban da bi se reakcija dogodila (za relativistički kosmički zrak sa  $\gamma_a \gg 1$  i prilikom čeonog sudara tj. ako je  $\cos \theta = -1$ ) je

$$\gamma_{\text{min}} = \frac{\Delta m c^2}{2\langle \epsilon \rangle} \left( 1 + \frac{\Delta m}{2m_a} \right)$$

Najbrojniji fotoni u svemiru su fotoni mikrotalasnog pozadinskog zračenja sa malom srednjom energijom od  $\langle \epsilon \rangle = 4 \times 10^{-4} \text{ eV}$ . Zbog toga se prva dva procesa dešavaju samo kod kosmičkih zraka veoma visokih energija tj.

$$\gamma_{\text{min}}^{(1)} \simeq m_e c^2 / \langle \epsilon \rangle = 7 \times 10^8$$

$$\gamma_{\text{min}}^{(2)} \simeq \frac{K m_\pi c^2}{2\langle \epsilon \rangle} \left( 1 + \frac{K m_\pi}{2m_p} \right) = K \times 10^{11}$$

Foto-dezintegracija jezgara je bitna na graničnim energijama između 15 MeV i 25 MeV.

### 2.3.1 Proizvodnja parova

Prilikom proizvodnje parova jezgro sa naelektrisanjem  $Ze$  koje predstavlja kosmički zrak gubi energiju po formuli (Mannheim & Schlickeiser, 1994)

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{3c\alpha_f\sigma_T}{8\pi} Z^2 (m_e c^2)^2 \int_2^\infty n_\gamma \left( \frac{\xi m_e c^2}{2\gamma} \right) \frac{\phi(\xi)}{\xi^2} d\xi$$

gde je  $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{cm}^2$  Tomsonov presek elektrona,  $\alpha_f = 1/137$  konstanta fine strukture,  $\phi(\xi)$  integral po preseku za proizvodnju parova, a  $n_\gamma(\epsilon)$  linijska gustina fotona.

U specijalnom slučaju, kada fotoni pripadaju mikrotalasnom pozadinskom zračenju, energiju fotona možemo predstaviti preko Štefan-Bolcmanovog zakona  $\omega = \sigma T^4$ , gde je  $\sigma = 7.56 \times 10^{-15} \text{erg cm}^{-3} \text{K}^{-4}$ . Gubitak energije kosmičkog zraka (protona) se u ovom slučaju može predstaviti preko formule (Mannheim & Schlickeiser, 1994)

$$\left( -\frac{dE_p}{dt} \right)_{e^+e^-} = 2.4 \times 10^5 \frac{\omega}{\text{erg cm}^{-3}} \left( \frac{k_B T}{\text{eV}} \right)^{-2} \text{eV s}^{-1}$$

gde je  $k_B = 8.6 \times 10^{-5} \text{eV K}^{-1}$  Bolcmanova konstanta.

### 2.3.2 Foto-proizvodnja hadrona

Dominantan proces ovog tipa je proizvodnja piona  $p + \gamma \rightarrow p + \pi^0$ , dok je na višim energijama dominantan proces  $p + \gamma \rightarrow n + \pi^+$ .

Foto-proizvodnja piona, jezgrom iz kosmičkog zračenja, sa masenim brojem  $A$  ponaša se po Glauberovom pravilu  $\sigma_A \simeq A^{2/3} \sigma_p$ . Međutim, u svemiru teža jezgra se ne mogu efikasno ubrzati iznad granične energije za proizvodnju piona, zbog toga što se ona na mnogo nižim energijama uništavaju u procesu foto-dezintegracije. Foto-dezintegracija ima mnogo nižu graničnu energiju od oko 10 MeV, dok je granična energija za foto-proizvodnju piona bar 145 MeV.

Kosmički zrak (proton) sa Lorencovim faktorom  $\gamma_p$ , koji se kreće kroz izotropno polje fotona sa linijskom gustinom  $n(E, \mathbf{r})$ , gubi energiju po formuli (Mannheim & Schlickeiser, 1994)

$$-\left( \frac{dE_p}{dt} \right)_\pi^{p\gamma} = \frac{c}{2\gamma_p} \int_{\epsilon'_{gr}/(2\gamma_p)}^\infty n(\epsilon, \mathbf{r}) \epsilon^{-2} d\epsilon \int_{\epsilon'_{gr}}^{2\gamma_p \epsilon} \epsilon' \sigma(\epsilon') K_p(\epsilon') d\epsilon'$$

gde su  $\sigma(\epsilon')$  i  $K_p(\epsilon')$  presek za foto-proizvodnju hadrona i neelastičnost, respektivno, u funkciji energije fotona posmatrane iz sistema vezanog za proton.

Ako fotoni imaju termalnu raspodelu gubitak energije pri proizvodnji piona može se predstaviti formulom (Mannheim & Schlickeiser, 1994):

$$-\left( \frac{dE_p}{dt} \right)_\pi^{p\gamma} = 1.8 \times 10^{10} \frac{\omega}{\text{erg cm}^{-3}} \left( \frac{k_B T}{\text{eV}} \right)^{-2} \text{eV s}^{-1}$$

### 2.3.3 Foto-dezintegracija

Stopa foto-dezintegracije jezgra sa masenim brojem  $A$ , pri kojoj se oslobodi  $i$  nukleona, u polju fotona sa linijskom gustinom  $n_\gamma(\epsilon)$  data je izrazom (Mannheim & Schlickeiser, 1994):

$$R_{A,i} = \frac{c}{2} \gamma^{-2} \int_0^\infty n_\gamma(\epsilon) \epsilon^{-2} d\epsilon \int_0^{2\gamma A \epsilon} \epsilon' \sigma_{A,i}(\epsilon') d\epsilon'$$

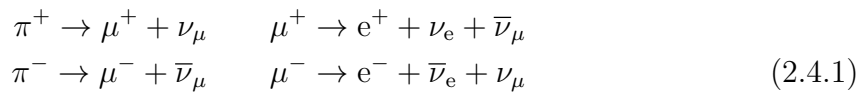
gde je  $\gamma$  Lorencov faktor jezgra kosmičkog zraka, a  $\epsilon$  energija fotona merena u sistemu vezanom za kosmički zrak.

Energija koja je potrebna da bi se prešla granična energija za ovde navedena tri procesa, ne dolazi od niskoenergetskih fotona, koji predstavljaju mete, već od samih kosmičkih zraka, koji zbog toga moraju imati visoke energije. Kosmički zraci ulaze u ove procese na uštrb svoje kinetičke energije (merene u laboratorijskom sistemu). Zbog ovoga se i očekivalo postojanje GZK granice. U slučaju proizvodnje parova i foto-dezintegracije granične energije su male, tako da se Lorencov faktor kosmičkog zraka ne smanjuje značajno pri ovim procesima. Ovo ne važi za foto-proizvodnju hadrona, kod koje je granična energija znatno viša, pa se i Lorencov faktor u ovom slučaju značajno smanjuje.

Takođe je bitno pomenuti kako se gubitak energije kosmičkih zraka menja sa promenom odnosa ( $A/Z$ ). Promena energije prilikom proizvodnje parova menja se kao  $\tau_{pp} \propto AZ^{-2}$ , dok promena energije kod foto-dezintegracije skoro da i ne zavisi od  $A$ . Odavde vidimo da značaj proizvodnje parova (kao procesa u kom kosmički zraci gube energiju) u odnosu na foto-dezintegraciju, opada sa smanjenjem  $Z$ , za jezgra elemenata lakših od gvožđa.

## 2.4 Interakcije sa materijom

Podjednako značajni procesi su neelastični sudari kosmičkih zraka sa atomima i molekulima u međuzvezdanoj i međugalaktičkoj sredini. Prilikom neelastičnih sudara  $p - p$ ,  $\alpha - p$  i  $p - \alpha$  uglavnom se proizvode naelektrisani i neutralni pioni. Naelektrisani pioni  $\pi^+$  i  $\pi^-$  raspadaju se stvarajući mione i mionske (anti)neutrinoe, a zatim se mioni raspadaju stvarajući elektrone (ili pozitrone) i elektronske (anti)neutrinoe.



Ovi raspad i su najznačajni izvori sekundarnih visokoenergetskih elektrona, pozitrona i neutrina. Neutralni pioni  $\pi^0$  raspadaju se nakon  $9 \times 10^{-17}$  s u dva visokoenergetska gama fotona ( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ). Ovaj proces će za nas biti od posebne važnosti.

Pored procesa (2.4.1) prilikom sudara kosmičkih zraka sa materijom može doći i do ekscitacije jezgara atoma i molekula u međuzvezdanoj materiji. Na ovaj način nastaju linije u gama-oblasti. Takođe sekundarni protoni i neutroni mogu se proizvesti prilikom sudara u procesima koji ne uključuju i stvaranje piona. Prilikom prolaska kosmičkih zraka kroz jonizovanu ili neutralnu međuzvezdanu materiju može doći i do Kulonovih interakcija i jonizacije, prilikom kojih kosmički zraci takođe gube energiju.

### 2.4.1 Funkcije izvora

Ako pretpostavimo da su čestice koje se raspadaju izotropno raspoređene u sistemu u kom miruju, energetski spektar proizvoda raspada može se povezati sa energetskim spektrom čestica koje se raspadaju. Diferencijalna funkcija izvora gama-zračenja integraljena po celom prostornom uglu  $q_\gamma(E_\gamma)$  povezana je sa diferencijalnom funkcijom izvora neutralnih piona, koja je za nas najvažnija,  $q_{\pi^0}(E_\pi)$  (Mannheim & Schlickeiser, 1994):

$$q_\gamma(E_\gamma) = \int_{E_\gamma + [(m_\pi c^2)^2 / (4E_\gamma)]}^{\infty} q_{\pi^0}(E_\pi) [E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4]^{-1/2} dE_\pi$$

### 2.4.2 Spektar proizvodnje piona

Snaga piona koji nastaje iz relativističkog protona sa energijom  $E_p = \gamma_p m_p c^2$  je (Mannheim & Schlickeiser, 1994)

$$P(E_\pi, E_p) = 1.3cE_\pi n_H \xi(E_p) \sigma_{pp}^\pi \delta[E_\pi - \langle E_\pi \rangle] H[E_p - E_{gr}] \text{ erg s}^{-1} \text{ eV}^{-1}$$

gde je  $n_H = n_{HI} + n_{HII} + 2n_{H_2}$  gustina vodonika koji predstavlja metu,  $\xi$  multiplicitet piona ( $\xi_{\pi^0} = \frac{1}{2}\xi_{\pi^\pm}$  zbog simetrije izospina),  $\langle E_\pi \rangle$  srednja energija proizvedenog piona,  $H$  funkcija Heaviside-a ( $H(x) = 1$  za  $x \geq 0$ ,  $H(x) = 0$  za  $x < 0$ ). Granična energija za stvaranje piona je  $E_{gr} = \gamma_{gr} m_p c^2$ , a  $\sigma_{pp}^\pi \simeq 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$  je ukupan efikasni presek piona. Faktor 1.3 je uveden zbog hemijskog sastava međuzvezdane materije.

Ukupan presek za dobijanje neutralnog piona iz različitih interakcija (u funkciji kinetičke energije protona ( $T_p = E_p - m_p c^2 = m_p c^2 (\gamma_p - 1)$ )), koji nastaje pri  $p - p$  sudarima je

$$\xi \sigma_{pp}^{\pi^0}(T_p) = \sum_k \int_0^{E_{\pi_{\max}}} \sigma_k(E_\pi, E_p) dE_\pi \text{ cm}^2$$

Ovaj presek odgovara reakcijama tipa  $p + p \rightarrow \pi^0 + X$  gde  $X$  predstavlja različite proizvode sudara. Na sličan način računa se i presek prilikom  $p - \alpha$  sudara  $\xi \sigma_{p\alpha}^{\pi^0}$ . To su interakcije tipa  $p + \alpha \rightarrow \pi^0 + X$ .

Interakcije u kojima nastaju pioni (Schlickeiser, 2002) su ( $a$  i  $b$  su pozitivni celi brojevi):

$p + p \rightarrow$	$p + p$	$+ a(\pi^+ + \pi^-)$	$+ b\pi^0$
$p + p \rightarrow$	$p + p$	$+ a(\pi^+ + \pi^-)$	$+ b\pi^0$
$p + p \rightarrow$	$p + n + \pi^+$	$+ a(\pi^+ + \pi^-)$	$+ b\pi^0$
$p + p \rightarrow$	$n + n + 2\pi^+$	$+ a(\pi^+ + \pi^-)$	$+ b\pi^0$
$p + \alpha \rightarrow$	$p + \alpha$	$+ a(\pi^+ + \pi^-)$	$+ b\pi^0$
$p + \alpha \rightarrow$	$p + n + \text{He}^3$	$+ a(\pi^+ + \pi^-)$	$+ b\pi^0$
$p + \alpha \rightarrow$	$2p + n + \text{H}^2$	$+ a(\pi^+ + \pi^-)$	$+ b\pi^0$
$p + \alpha \rightarrow$	$4p + n + \pi^-$	$+ a(\pi^+ + \pi^-)$	$+ b\pi^0$
$p + \alpha \rightarrow$	$3p + 2n$	$+ a(\pi^+ + \pi^-)$	$+ b\pi^0$
$p + \alpha \rightarrow$	$2p + 3n$	$+ a(\pi^+ + \pi^-)$	$+ b\pi^0$
$p + \alpha \rightarrow$	$p + 4n + 2\pi^+$	$+ a(\pi^+ + \pi^-)$	$+ b\pi^0$



Ukupa presek za stvaranje neutralnih piona u p – p interakcijama pomnožen sa multiplicitetom -  $\xi\sigma_{pp}^{\pi^0}$  (za energije do  $\sim 1500$  GeV) može se dobro prikazati prelomljenim stepenim zakonom za kinetičku energiju (Stecker, 1973):

$$\xi\sigma_{pp}^{\pi^0} = \begin{cases} 6.13 \times 10^{-26}(\gamma_p - 1)^{7.64} \text{ cm}^2, & 1.43 \leq \gamma_p \leq 1.75 \\ 8.12 \times 10^{-27}(\gamma_p - 1)^{0.53} \text{ cm}^2, & \gamma_p \geq 1.75 \end{cases}$$

Kod naelektrisanih piona multiplicitet se ponaša kao  $\xi_{\pi^\pm} \simeq 2E_p^{1/4}$  gde je  $E_p$  u GeV. Laboratorijska merenja su pokazala da i u p – p i u p –  $\alpha$  interakcija oko 30% kinetičke energije upadnog protona odlazi na energiju novonastalog piona. Lorencov faktor piona u laboratorijskom sistemu je  $\bar{\gamma}_\pi \simeq \gamma_p^{3/4}$ , a ukupna energija piona u istom sistemu je  $\bar{E}_\pi \simeq 0.14E_p^{3/4}$ .

Funkcija izvora piona za diferencijalnu raspodelu linijske gustine protona u kosmičkom zračenju  $n_p(E_p)$  je

$$q_{\pi^0, \pi^\pm}(E_\pi) = \frac{1.26}{E_\pi} \int_1^\infty n_p(E_p) P_{\pi^0, \pi^\pm}(E_\pi, E_p) dE_p \quad (2.4.2)$$

gde faktor 1.26 predstavlja doprinos  $\alpha - p$  i  $\alpha - \alpha$  sudara, kao i sudara težih jezgara. Kako se raspodela protona i alfa čestica u kosmičkom zračenju pokorava stepenom zakonu  $n_p(E_p) = n_{p,0}[(E_p - m_p c^2)/\text{GeV}]^{-s}$  jednačina (2.4.2) se svodi na:

$$q_{\pi^0}(E_\pi) = q_{\pi^+}(E_\pi) = q_{\pi^-}(E_\pi) \simeq 13.1cn_{p,0}n_H\sigma_{pp}^\pi [6(E_\pi/\text{GeV})]^{-\frac{4}{3}(s-\frac{1}{2})}$$

U slučaju da je  $s = 2$  nagib spektra piona isti je kao nagib spektra protona koji ih stvaraju. Ako je  $s > 2$  nagib spektra piona raste zbog višestruke proizvodnje piona (do oko  $10^4$  GeV gde se indeks stepenog zakona ponovo približava  $s$ ).

### 2.4.3 Gama-zračenje nastalo raspadom $\pi^0$

Na osnovu funkcije izvora neutralnih piona dobijamo diferencijalnu funkciju izvora gama-zračenja koje nastaje raspadom neutralnih piona. Funkcija izvora gama-zračenja je simetrična oko  $\frac{1}{2}m_{\pi^0}c^2 = 70$  MeV (u logaritamskoj skali). Takođe funkcija izvora za velike i male energije gama zraka ima isti spektralni indeks (po apsolutnoj vrednosti).

$$q_{\pi^0}(E_\gamma \ll m_{\pi^0}c^2; \mathbf{r}) = \frac{2K_\pi}{s_\pi} (m_{\pi^0}c^2)^{-s_\pi} E_\gamma^{s_\pi}$$

$$q_{\pi^0}(E_\gamma \gg m_{\pi^0}c^2; \mathbf{r}) = \frac{2K_\pi}{s_\pi} (m_{\pi^0}c^2)^{s_\pi} E_\gamma^{-s_\pi}$$

Odgovarajuća integralna funkcija (Slika 2.1) izvora je:

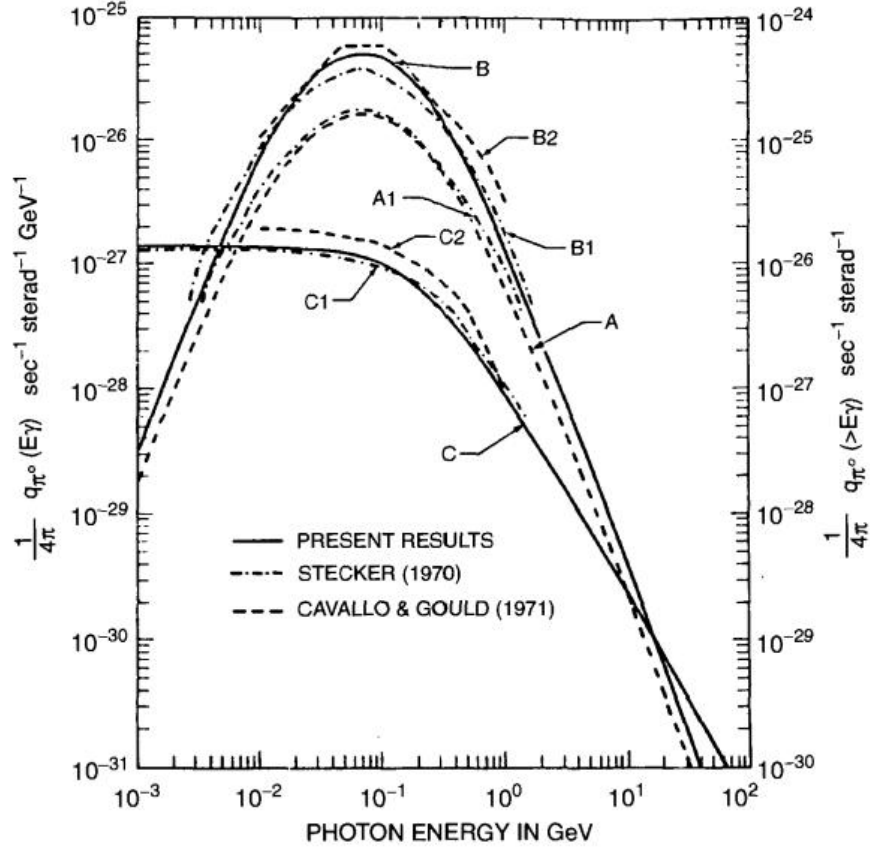
$$q_{\text{int}, \pi^0}(> E_\gamma; \mathbf{r}) = \int_{E_\gamma}^\infty q_{\pi^0}(E'_\gamma; \mathbf{r}) dE'_\gamma$$

Funkcije izvora potrebne su nam da bismo izračunali fluks gama zraka, koji nastaju raspadom  $\pi^0$ . Diferencijalni fluks iz pravca  $(l, b)$  je:

$$\frac{dN_\gamma(E_\gamma; l, b)}{dE_\gamma d\Omega dt} = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty q_{\pi^0}(E_\gamma; \mathbf{r}) dr \quad \text{foton cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ eV}^{-1}$$

Integralni fluks za fotone iznad neke energije je:

$$\frac{dN_\gamma(\geq E_\gamma; l, b)}{d\Omega dt} = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty q_{\text{int } \pi^0}(\geq E_\gamma; \mathbf{r}) dr \quad \text{foton cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$



SLIKA 2.1: Integralne i diferencijalne funkcije izvora gama-zračenja nastalog pri raspadu neutralnih piona, izračunata od strane više autora (Badhwar & Stephens, 1977).

Takođe ako pretpostavimo da se oblik spektra gama zraka ne menja sa pozicijom u svemiru  $\mathbf{r}$  važi

$$N(\gamma; \mathbf{r}) = \frac{N_0(\mathbf{r})}{N_{0,l}} \gamma^{-s}$$

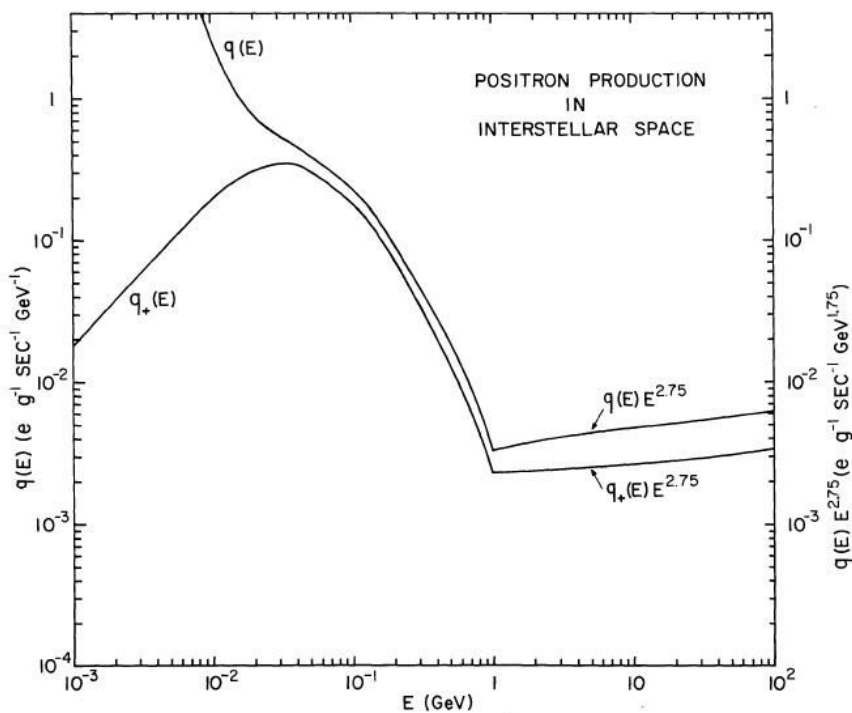
gde  $l$  u indeksu označava poziciju Sunčevog sistema. Proučavanje  $\gamma$  zraka koji nastaju raspadom  $\pi^0$ , omogućava nam da proučavamo raspodelu kosmičkih zraka u svemiru, pod uslovom da znamo raspodelu međuzvezdane materije, koja predstavlja metu za kosmičke zrake.

#### 2.4.4 Sekundarni elektroni, pozitroni i neutrimi

Sekundarni elektroni, pozitroni i neutrimi nastaju prilikom raspada naelektrisanih piona  $\pi^+$  i  $\pi^-$ . Takođe sekundarni elektroni i pozitroni mogu nastati kada se atomi i

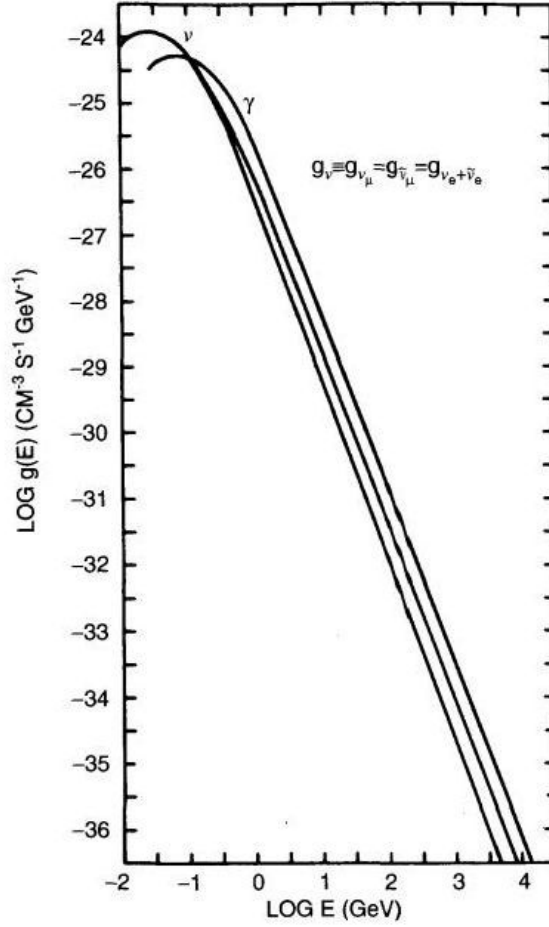
elektroni iz međuzvezdane materije, prilikom sudara sa kosmičkim zracima, ubrzaju do relativističkih brzina. Međutim ova funkcija izvora elektrona dominira samo na malim energijama. Drugi izvori sekundarnih elektrona i pozitrona, kao što su neki radioaktivni emiteri pozitrona, mogu se zanemariti već na energijama od nekoliko MeV. Diferencijalna stopa proizvodnje sekundarnih elektrona i pozitrona (Slika 2.2) na energijama višim od 100 MeV dobro se aproksimira sa

$$q(E > 100 \text{ GeV}) = 6.4 \times 10^{-3} (E/\text{GeV})^{-2.75} \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$$



SLIKA 2.2: Funkcija izvora sekundarnih pozitrona  $q_+(E)$  i sekundarnih elektrona i pozitrona  $q(E)$  koji nastaju raspadom naelektrisanih piona i sudara pri kojima se čestice međuzvezdane materije ubrzavaju do relativističkih brzina. Iznad energije 1 GeV ove funkcije su pomnožene sa  $E^{2.75}$  (Ramaty & Westergaard, 1976).

Raspad svakog naelektrisanog piona (i raspad miona koji sledi) proizvodi  $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  i  $\nu_e$  (ili  $\bar{\nu}_e$  u zavisnosti koji pion se raspada). Zbog ovoga je ukupan broj proizvedenih neutrina (četiri vrste neutrina) za faktor 3 viši od broja mionskih neutrina prikazanih na slici ispod (Slika 2.3). Funkcija izvora proizvodnje neutrina je takođe stepeni zakon  $q_\nu(E_\nu) \propto E_\nu^{-s_\nu}$  sa istim spektralnim indeksom kao kod funkcije izvora gama-zračenja prilikom raspada neutralnih piona  $s_\nu = s_\pi$ . Na veoma visokim energijama neutriini se takođe proizvode foto-hadronskom proizvodnjom piona.



SLIKA 2.3: Diferencijalne funkcije izvora neutrina i gama zraka (nastalih pri raspadu neutralnih piona) u našoj galaktičkoj okolini (po vodonikovom atomu). Kriva za gama-zračenje kao i gornji deo krive za neutrine (između  $10$  i  $3 \times 10^6$  GeV) računane su za energetske indeks kosmičkih zraka od  $2.67$ , dok je donji deo krive neutrina računat za energetske indeks  $2.75$  (Stecker, 1979).

### 2.4.5 Gubitak energije prilikom proizvodnje piona

Ako integralimo energiju piona  $E_\pi$  po svim energijama dobijamo ukupan gubitak energije nukleona sa masom  $m$  prilikom proizvodnje piona

$$\begin{aligned}
 - \left( \frac{dE_N}{dt} \right) &= -mc^2 \left( \frac{d\gamma_N}{dt} \right)_\pi = 3 \int_0^{E_{\pi, \max}} P(E_\pi, E_N) dE_\pi = \\
 &= 4.9cm_\pi c^2 [n_{\text{HI}}(\mathbf{r}) + 2n_{\text{H}_2}(\mathbf{r})] H[\gamma_N - 1.30] \sigma_{\text{pp}}^\pi(\gamma_N) \gamma_N
 \end{aligned}$$

gde faktor 3 označava tri vrste piona koje mogu da nastanu:  $\pi^0$ ,  $\pi^+$  i  $\pi^-$ .

### 2.4.6 Ekscitacija jezgara

Prilikom sudara veoma brzih čestica može doći do ekscitacije jezgara elemenata koji se sudaraju. Prilikom deekscitacije ovih jezgara dolazi do stvaranja emisionih linija u gama oblasti. Do ekscitacije može doći na 2 načina:

- prilikom sudara brzih jezgara iz kosmičkog zračenja sa p i  $\alpha$  česticama iz međuzvezdane materije
- prilikom sudara p i  $\alpha$  čestica iz kosmičkog zračenja sa težim jezgrima u međuzvezdanoj materiji.

Naravno, gama linije koje se najviše izučavaju su linije elemenata koji su najzastupljeniji u međuzvezdanoj materiji, kao što su C, N, O, Ne, Mg, Si i S. Neke od čestih reakcija koje dovode do emisije  $\gamma$  linija su (kao i energije na kojoj se te linije javljaju):

Reakcija	$E_\gamma$ (MeV)
$^{12}\text{C} (p, p) ^{12}\text{C}$	4.44
$^{12}\text{C} (p, 2p) ^{11}\text{B}$	4.44
$^{14}\text{N} (p, p) ^{14}\text{N}$	2.31
$^{14}\text{N} (p, p) ^{14}\text{N}$	3.94
$^{16}\text{O} (p, p\alpha) ^{12}\text{C}$	4.44
$^{16}\text{O} (p, pn) ^{15}\text{O}$	5.18
$^{16}\text{O} (p, 2p) ^{15}\text{N}$	5.27
$^{16}\text{O} (p, p) ^{16}\text{O}$	6.13
$^{16}\text{O} (p, p) ^{16}\text{O}$	7.12
$^{20}\text{Ne} (p, p) ^{20}\text{Ne}$	1.63
$^{24}\text{Mg} (p, p) ^{24}\text{Mg}$	1.37
$^{28}\text{Si} (p, p) ^{28}\text{Si}$	1.78
$^{56}\text{Fe} (p, p) ^{56}\text{Fe}$	0.845
$^{56}\text{Fe} (p, p) ^{56}\text{Fe}$	1.24

### 2.4.7 Fragmentacija jezgara

Prilikom neelastičnih sudara p i  $\alpha$  čestica sa težim jezgrima dolazi do fragmentacije jezgara u reakcijama tipa  $A + (p, \alpha) \rightarrow (A - k) + X$  gde je  $k = 1, 2, \dots (A - 1)$ , a  $X$  predstavlja razne proizvode reakcije. Prilikom fragmentacije ukupan broj čestica koje ulaze u sudar ne mora da se održi. Zbog ovoga ukupni gubici od strane kosmičkih zraka ne opisuju se gubitkom energije  $\frac{dT}{dt}$ , koja je pogodna za opisivanje prilikom interakcija kod kojih se broj čestica održava i dolazi samo do redistribucije energije. U ovom slučaju koristi se tzv. vreme gubitka koje se direktno dobija iz ukupnog preseka za neelastični sudar  $\sigma_{\text{tot}}$ :

$$\tau_f(T) = [1.3(n_{\text{HI}} + 2n_{\text{H}_2})c\beta\sigma_{\text{tot}}(T)]^{-1} \text{ yr} \quad (2.4.3)$$

gde je  $\beta = \frac{v}{c}$ . Na relativističkim energijama  $\tau_f$  ne zavisi od energije, pa jednačina (2.4.3) prelazi u:

$$\tau_f(T > 2\text{GeV}) \simeq 2 \times 10^7 A^{-0.7} [n_{\text{HI}} + 2n_{\text{H}_2}]^{-1} \text{ yr}$$

Na ovim energijama totalni presek za neelastični sudar iznosi:

$$\sigma_{\text{tot}}(T \geq 2 \text{ GeV}) = 45A^{0.7}[1 + 0.016 \sin(5.3 - 2.63 \ln A)] \times 10^{-27} \text{ mb}$$

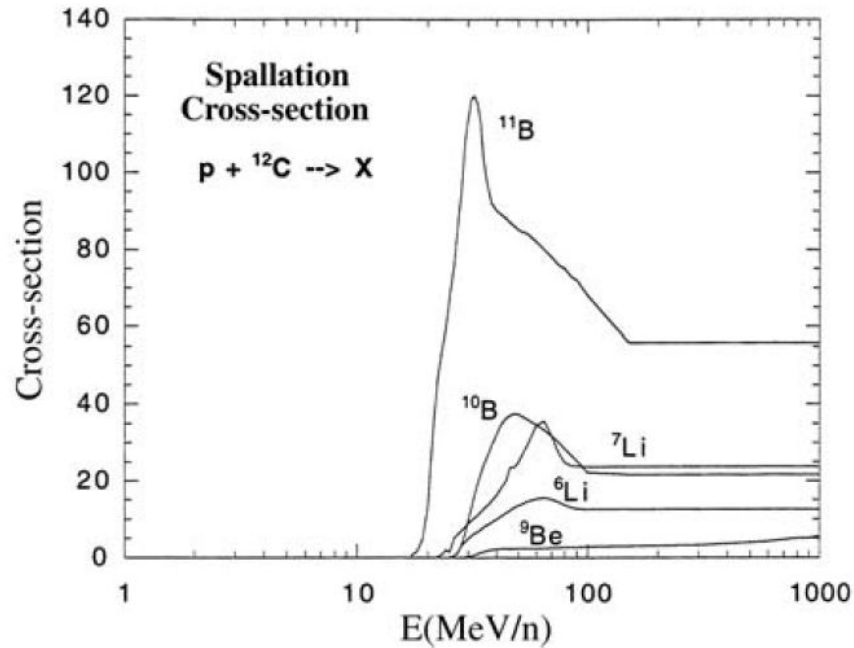
gde milibarn iznosi:  $1 \text{ mb} = 10^{-27} \text{ cm}^2$ .

U slučaju da prilikom neelastičnog sudara nastane neka nestabilna čestica, kao što su  $^{10}\text{Be}$  i  $^{26}\text{Al}$  ukupno vreme gubitaka  $\tau$  definiše se kao

$$\tau^{-1} = \tau_f^{-1} + (\gamma T_{\text{raspad}}^0)^{-1}$$

gde je  $T_{\text{raspad}}^0$  vreme poluživota radioaktivnog jezgra u mirovanju.

Kao što je i ranije pomenuto fragmentacija je odgovorna za velike zastupljenosti lakih elemenata (Slika 2.4) Li, Be i B u kosmičkim zracima (nastaju fragmentacijom  $^{12}\text{C}$ , ali i fragmentacijom B, N, O, Ne, Mg itd.). Naravno pored lakih elemenata fragmentacijom nastaju i različiti izotopi mnogih drugih elemenata. Na primer mogu nastati C, N, O, F, Ne, Na, Mg, Al.



SLIKA 2.4: Preseci za proizvodnju Li, Be i B fragmentacijom (spalacijom)  $^{12}\text{C}$ . Preseci za nastanak ovih elemenata iz  $^{14}\text{N}$  i  $^{16}\text{O}$  su veoma slični (Read & Viola, 1984).

# Glava 3

## Detekcija kosmičkih zraka

Merenjem spektra elektromagnetnog zračenja na raznim talasnim dužinama na indirektan način dobijamo informacije o kosmičkim zracima. Merenja se vrše uz pomoć satelita ili sa površine Zemlje. Na Zemlji merenja se obavljaju pomoću balona ili uz pomoć detektora fluorescencije i detektora Čerenkovljevog zračenja. Ovi detektori zapravo mere lavinu sekundarnih čestica (i efekte koje one proizvode), koje nastaju u Zemljinoj atmosferi prilikom uletanja kosmičkog zraka i njegovog sudara sa atomom u atmosferi.

Merenja u radio-oblasti (sa Zemlje ili uz pomoć satelita) su veoma bitna za izučavanje kosmičkih zraka. Na primer, u radio-oblasti zrače ultrarelativistički elektroni prilikom spiralnog kretanja oko linija sile magnetnog polja - sinhrotronsko zračenje.

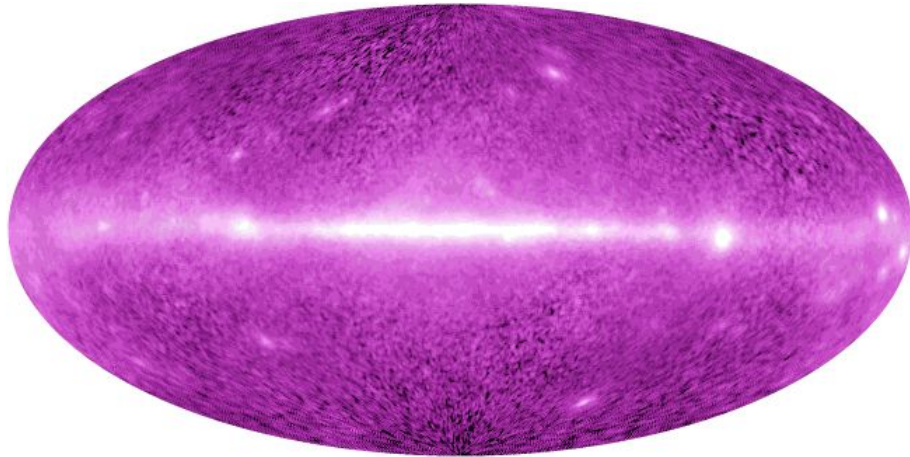
U ovoj glavi posebnu pažnju ćemo posvetiti  $\gamma$  zračenju. Gama linije kao i kontinuum proizvode se prilikom sudara kosmičkog zračenja sa česticama međuzvezdane materije. Zbog toga nam merenja u ovoj oblasti pomažu da stvorimo sliku o raspodeli izvora kosmičkog zračenja, pod uslovom da znamo raspodelu međuzvezdane materije. Merenja u radio-oblasti su iskorišćena za dobijanje spektra elektrona iz kosmičkog zračenja, dok je  $\gamma$  astronomija odgovorna za dobijanje zastupljenosti jezgara u kosmičkom zračenju. Međutim, mora se napomenuti da elektroni nisu ograničeni samo na zračenje u radio-oblasti, već njihov uticaj postoji i u  $\gamma$  oblasti i zbog toga oni otežavaju dobro određivanje zastupljenosti jezgara u kosmičkim zracima.

Raspodela  $\gamma$ -zračenja merena je satelitima OSO-3, SAS-2, COS-B, a zatim sa "The Compton Gamma Ray Observatory", koji je na sebi u svemir poneo četiri eksperimenta, od kojih je za nas najznačajniji eksperiment EGRET (Slika 3.1), koji je detekciju  $\gamma$  zraka vršio detekcijom elektron-pozitron parova, koji nastaju prilikom uletanja  $\gamma$  zraka u varničnu komoru EGRET-a. Naslednik EGRET-a je The Fermi Gamma-ray Space Telescope (Slika 3.2) i njegov instrument LAT (the Large Area Telescope). Pored LAT-a Fermi na sebi nosi i još jedan instrument GBM (the Gamma-ray Burst Monitor).

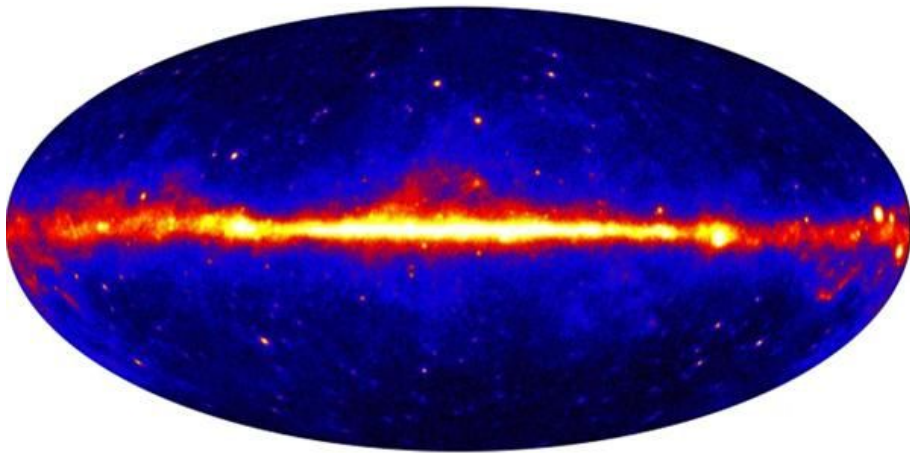
### 3.1 Emisija u gama-području

Nebo u gama-području iznad 10 MeV čine tačkasti izvori (pulsari ili neki vangalaktički objekti, npr. aktivna galaktička jezgra) i difuzna emisija. Najvidljiviji je naravno

galaktički disk, gde se  $\gamma$ -zračenje stvara prilikom interakcije kosmičkih zraka sa materijom u disku. Tada dolazi do netermalnog bremštralunga kao i stvaranja  $\pi^0$  mezona koji pri raspadaju proizvode  $\gamma$ -zračenje. Na većim latitudama povećava se doprinos inverznog Komptonovog rasejanja fotona iz međuzvezdane sredine na visoko energetskim elektronima iz kosmičkog zračenja.



SLIKA 3.1: Pregled neba uz pomoć EGRET-a na energijama većim od 100 MeV.



SLIKA 3.2: Pregled neba uz pomoć Fermi LAT-a na energijama većim od 200 MeV.

Poreklo kosmičkih zraka je otvoreno pitanje. I dalje nije u potpunosti utvrđeno koliki je udeo vangalaktičkih kosmičkih zraka. Što se tiče elektrona, za njih se pretpostavlja da su uglavnom galaktičkog porekla (zbog malog dometa), međutim kada su u pitanju jezgra (sporije gube energiju pri interakcijama od elektrona) ovo ne mora nužno biti slučaj.

Objekti detektovani u  $\gamma$  oblasti su na primer ostaci supernovih, u kojima dolazi do ubrzavanja čestica i stvaranja kosmičkih zraka. Što se tiče objekata vangalaktičkog porekla bitna su aktivna galaktička jezgra. U njima se prilikom akrecije materije na



centralnu supermasivnu crnu rupu stvaraju mlazevi, koji kroz više mehanizama stvaraju  $\gamma$ -zračenje.

$\gamma$ -zračenje ispod 10 MeV sačinjeno je od kontinuuma koji stvaraju elektroni, linija koje nastaju anihilacijom elektrona i pozitrona, kao i radioaktivnih raspada i deekscitacije jezgara iz međuzvezdane materije ili iz kosmičkih zraka. Na ovim energijama merenja su vršena uz pomoć npr. OSSE i COMPTEL-a (na The Compton Gamma Ray Observatory).



# Glava 4

## Pozadina gama-zračenja

Difuznim  $\gamma$ -zračenjem dominira Galaktički disk, međutim kako difuzno zračenje postoji i daleko od diska, pa čak i u pravcu galaktičkih polova, očigledno je i postojanje vangalaktičke komponente difuznog  $\gamma$ -zračenja. Ova komponenta predstavlja pozadinu  $\gamma$ -zračenja (extragalactic gamma-ray background - u daljem tekstu EGRB). EGRB je prvi put detektovana uz pomoć SAS-2 satelita, a zatim je ponovo proučavana pomoću EGRET-a i *Fermi* LAT-a (Abdo, 2010). Najnoviji podaci pokazuju da spektar zračenja EGRB-a ima spektralni indeks  $\gamma = 2.41 \pm 0.05$  i intenzitet  $I(> 100 \text{ MeV}) = (1.03 \pm 0.17) \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ .

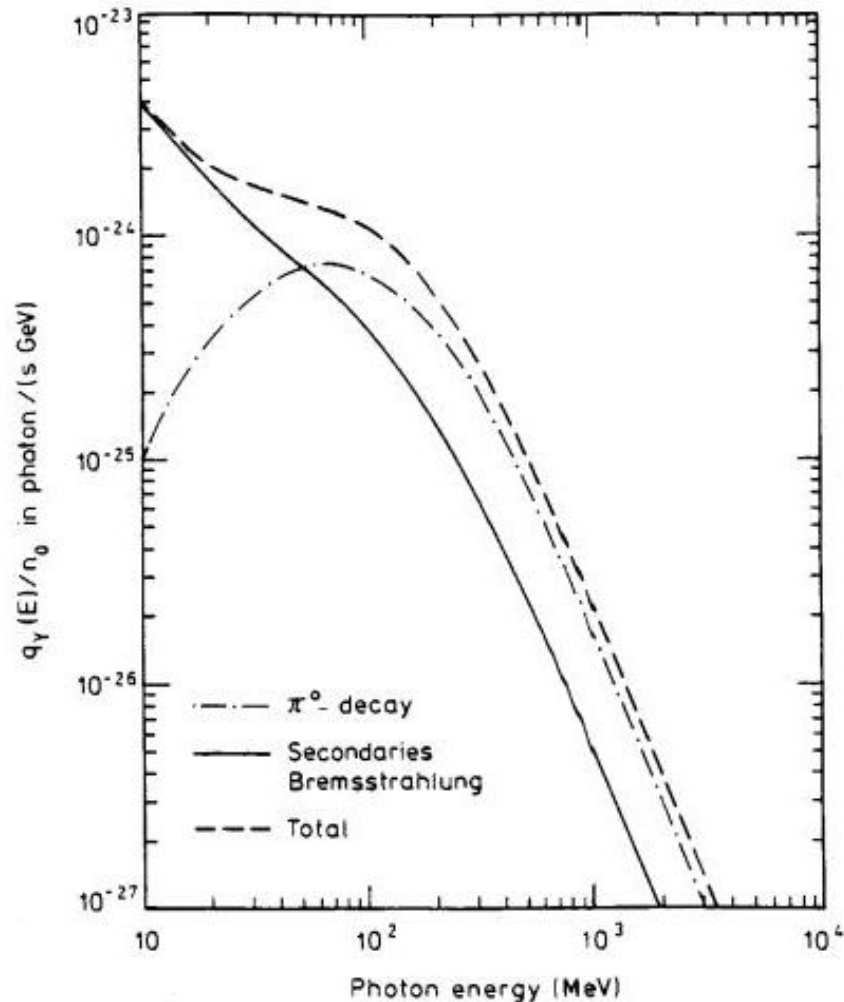
Koji vangalaktički objekti i koji procesi stvaraju EGRB je važno pitanje u današnjoj astrofizici. Mnogi smatraju da EGRB nastaje superpozicijom doprinosa različitih vangalaktičkih objekata, kao što su AGN-ovi, zvezdorodne galaksije, bljeskovi (erupcije) gama-zračenja, ali i zaista difuzni procesi. Difuznim procesima doprinosi na primer formiranje struktura na velikim skalama, emisija koja se proizvodi pri interakciji kosmičkih zraka sa mikrotalasnim pozadinskim zračenjem ili čak anihilacija i raspad tamne materije. Inverzno Komptonovo rasejanje od strane elektrona u haloima galaksija takođe možda doprinosi EGRB-u u slučaju veoma velikih haloa ( $\sim 25 \text{ kpc}$ ). U ovom master radu biće razmatran maksimalan doprinos EGRB-u zračenja nastalog pri interakciji kosmičkih zraka, nastalih pri formiranju velikih struktura (structure-forming cosmic rays - u daljem tekstu SFCR), sa materijom. Prilikom formiranja velikih struktura u dalekoj prošlosti svemira, došlo je do stvaranja udarnih talasa u barionskom gasu u kojima su se čestice ubrzavale i stvarale kosmološke kosmičke zrake, koji u daljoj interakciji sa materijom stvaraju  $\pi^0$  mezone, koji pri raspadu daju  $\gamma$  zrake. Takođe razmatra se i doprinos kosmičkih zraka nastalih u nerazlučenim normalnim galaksijama (galactic cosmic rays - u daljem tekstu GCR).

Za dobijanje dobrog EGRB spektra veoma je bitno dobro oduzimanje doprinosa Galaksije. *Fermi* posmatranja pokazala su da je najbitniji mehanizam za stvaranje  $\gamma$ -zračenja zapravo sudar kosmičkih zraka sa međuzvezdanim gasom prilikom kojeg nastaju neutralni pioni, koji se zatim raspadaju i stvaraju gama-zračenje.

$$p_{\text{cr}} + p_{\text{ism}} \rightarrow p + p + \pi^0$$

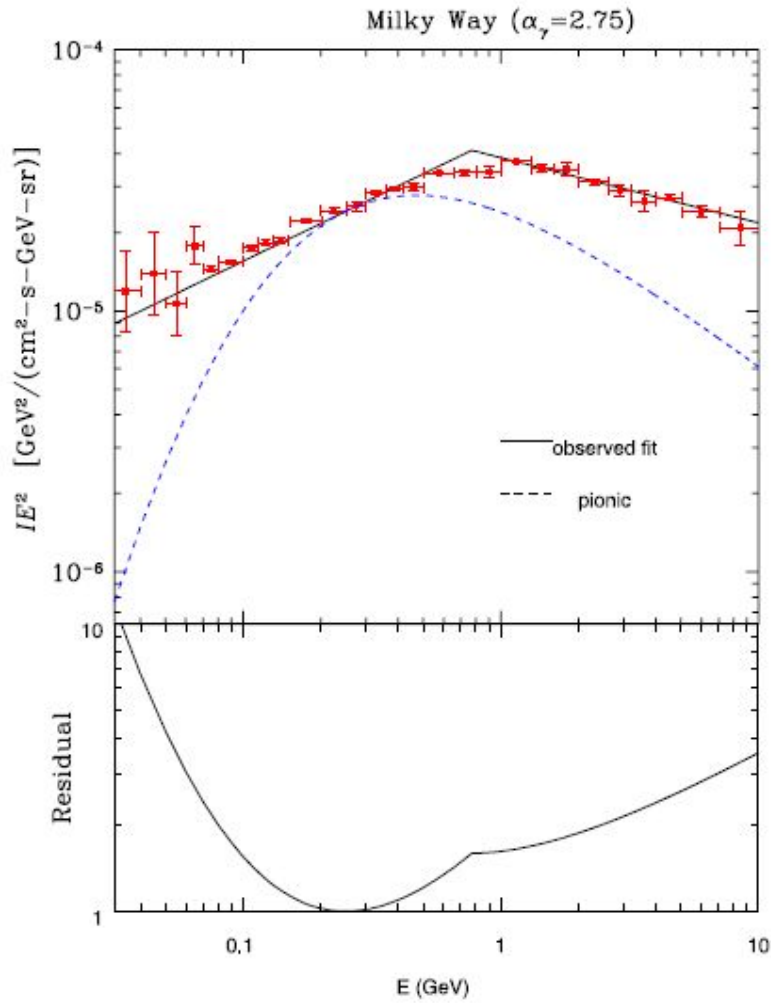
$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

Spektar  $\gamma$ -zračenja nastalog na ovaj način trebalo bi da je simetričan sa osom simetrije na  $\sim m_\pi/2$ . Ova "pionska grba" nije uočena na posmatranom spektru Galaksije. Neki autori ovaj problem su objašnjavali stvaranjem  $\pi^+$  i  $\pi^-$ , koji pri raspadu između ostalog proizvode i  $e^-$  i  $e^+$  koji netermalnim bremštralungom proizvode  $\gamma$  zrake koji maskiraju pionsku grbu (Slika 4.1).



SLIKA 4.1: Diferencijalna funkcija izvora  $\gamma$  zraka (po atomu međuzvezdane materije) nastalih pri raspadu  $\pi^0$  kao i od bremštralinga sekundarnih  $e^-$  i  $e^+$  (Schlickeiser, 1982).

Spektar  $\gamma$ -zračenja Galaksije se dobro opisuje stepenim zakonom (Slika 4.2), koji ima prelom na  $\sim 0.77$  GeV. Do lansiranja *Fermi*-ja postojao je problem sa spektrom Galaksije nakon preloma, gde se nagib spektra smanjivao. Ovaj tzv. "GeV višak" je bio jedan od nerazrešenih problema. Predlozi za njegovo rešavanje su bili modifikacija pionskog spektra ili dodatno zračenje od strane elektrona u halou (inverznim Komptonovim rasejanjem). Međutim, lansiranjem *Fermi*-ja problem je konačno rešen. Na novom spektru "GeV višak" nije postojao tako da se shvatilo da je problem zapravo ležao u lošoj kalibraciji EGRET-a, čiji je artefakt bio ovaj višak.



SLIKA 4.2: Gama spektar Galaksije (podaci sa EGRET-a) i maksimalni doprinos pionskog gama-zračenja spektru. Donji grafik predstavlja odnos ova dva spektra tj.  $\log[(IE^2)_{\text{obs}}/(IE^2)_{\pi^0}] = \log[I_{\text{obs}}/I_{\pi^0}]$  (Prodanović & Fields, 2004).

## 4.1 Kosmički zraci iz normalnih galaksija

Nekada se smatralo da najveći doprinos EGRB-u imaju objekti kao što su zvezdorodne galaksije i AGN-ovi. Danas postoje relacije koje daju doprinos običnih galaksija kakav je i Mlečni put (Prodanović et al., 2010). Iz njih se vidi da doprinos nerazlučenih normalnih galaksija ne sme nikako da se zanemari.

Ako se uzme da je proces prilikom kojeg nastaje  $\gamma$ -zračenje u normalnim galaksijama zapravo raspad piona,  $\gamma$  luminoznost (Prodanović et al., 2010) povezana je sa fluksom kosmičkog zračenja (broj projektila) u toj galaksiji kao i sa količinom međuzvezdane materije (broj meta)

$$L_{\gamma} \propto \Phi_p M_{\text{gas}}$$

gde je  $\Phi_p$  fluks protona iz kosmičkog zračenja usrednjen po zapremini galaksije, a  $M_{\text{gas}}$

je ukupna masa međuzvezdane materije.

Kako se ubrzavanje kosmičkih zraka u galaksijama povezuje sa ostacima supernovih, jakim zvezdanim vetrovima i na primer pulsarima, fluks kosmičkih zraka zavisi od stepena formiranja zvezda u nekoj galaksiji. Zbog toga je  $\gamma$  luminoznost neke galaksije

$$L_\gamma \propto M_{\text{gas}}\psi$$

gde je  $\psi$  stopa formiranja zvezda u datoj galaksiji. Pored ove pretpostavke, radi lakšeg izračunavanja usvojen je i univerzalni spektralni indeks za kosmičko zračenje  $\alpha_{\text{cr}} = 2.75$  (Prodanović et al., 2010).

Luminoznosti galaksija zavise od crvenog pomaka (Prodanović et al., 2010) kao:

$$L_\gamma(\psi, z) \propto (1+z)^{-\beta} \left( \frac{\psi}{M_\odot \text{ yr}^{-1}} \right)^{\omega+1}$$

gde je  $\beta = 0.571$  i  $\omega = 0.714$ .

Stopa formiranja zvezda u nekoj galaksiji određuje se iz luminoznosti galaksije u  $H_\alpha$  liniji. Relacija koja se za ovo koristi je (Hopkins, 2004):

$$\frac{L_{H_\alpha}}{1.26 \times 10^{34} \text{ W}} = \frac{\psi}{1 M_\odot \text{ yr}^{-1}}$$

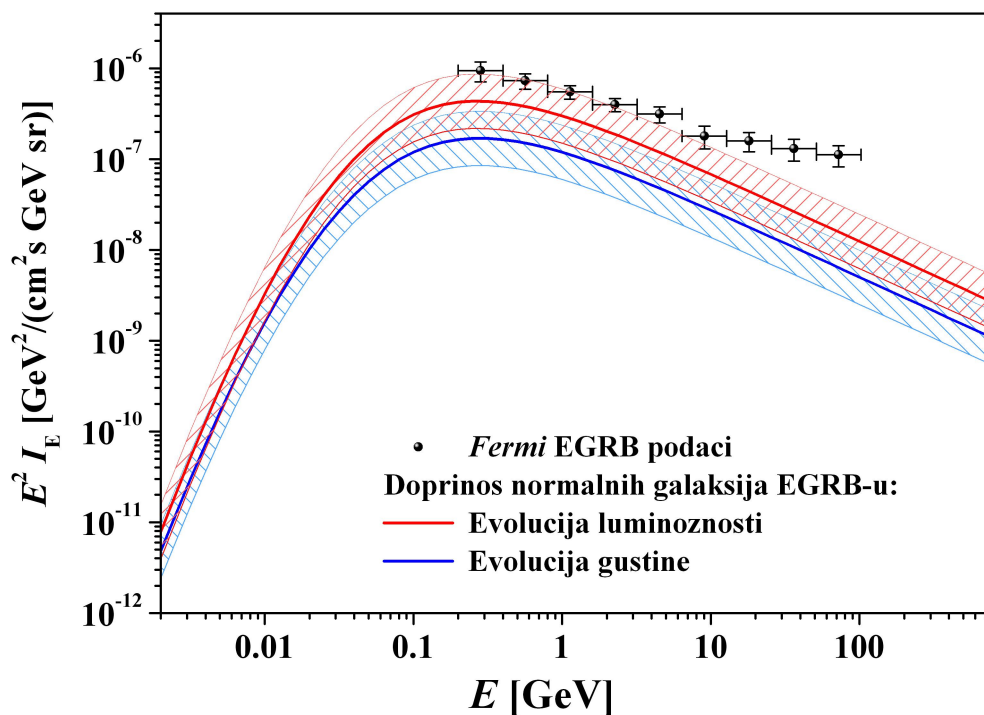
Podaci iz  $H_\alpha$  linije fituju se funkcijom

$$n(L, z) dL = n_* \left( \frac{L}{L_*} \right)^{-\alpha} e^{-L/L_*} \frac{dL}{L_*}$$

gde je  $L = L_{H_\alpha}$ ,  $\alpha = 1.43$  i ono važi za sve crvene pomake. Međutim posmatranja ne daju jednu vrednost ko-pokretne gustine galaksija  $n_*$  i njihovih  $H_\alpha$  luminoznosti  $L_*$ . Zbog toga se posmatraju dva granična slučaja (Prodanović et al., 2010). U slučaju čiste evolucije luminoznosti ko-pokretna gustina galaksija ostaje nepromenljiva sa vremenom  $n_* = \text{const}$ , a evolucija s crvenim pomakom leži u  $L_* = L_*(z)$ . Drugi slučaj je čista evolucija gustine u kom je  $L_* = \text{const}$ , a  $n_* = n_*(z)$ . Ova dva granična slučaja daju procene EGRB-a iz normalnih galaksija koje se razlikuju za faktor 4.

Neodređenosti u modelu pojavljuju se zbog neodređenosti u emisivnosti piona (Abdo, 2009b), normalizaciji galaktičke stope formiranja zvezda (Robitaille & Whitney, 2010), kosmičke stope formiranja zvezda (Horiuchi et al., 2009), skaliranja luminoznosti (Prodanović et al., 2010). Takođe moguće su i sistematske greške zbog univerzalnog spektra kosmičkog zračenja, kao i zarobljenosti kosmičkih zraka u galaksiji (Prodanović et al., 2010). Kao posledica ovih neodređenosti procenjuje se neodređenost dobijenih krivih od  $10^{\pm 0.3}$  (Slika 4.3).

Kada se dobijene krive normalnih galaksija uporede sa podacima za EGRB dobijenim pomoću *Fermi* LAT-a vidi se da se poslednje četiri tačke ne fituju dobro dobijenim krivama. Posmatrani spektar EGRB-a se lomi. Ovo se može objasniti na primer time da neki drugi izvor  $\gamma$ -zračenja izbija na većim energijama. U narednom poglavlju razmatraće se mogućnost da taj dodatni izvor  $\gamma$ -zračenja zapravo predstavljaju kosmološki kosmički zraci.



SLIKA 4.3: Gama-zračenje od strane normalnih galaksija, dobijeno iz dva granična slučaja - čiste evolucije luminoznosti i čiste evolucije gustine. Pojasi oko krivih predstavljaju neodređenost pri normalizaciji od  $10^{\pm 0.3}$ . Spektralni indeks kod normalnih galaksija je  $\alpha_{cr} = 2.75$ .

## 4.2 Kosmološki kosmički zraci

Kosmološki kosmički zraci su nastali prilikom formiranja velikih struktura u davnoj prošlosti svemira. Oni su za sada i dalje hipotetički i nisu detektovani, ali se smatra vrlo verovatnim da postoje. Prilikom sudara ovih kosmičkih zraka sa međuzvezdanom materijom stvaraju se neutralni pioni, koji prilikom raspada proizvode  $\gamma$ -zračenje. Intenzitet  $\gamma$ -zračenja na energiji  $\epsilon$  u nekom pravcu (Prodanović & Fields, 2004), dobija se pomoću integrala duž tog pravca:

$$I(\epsilon) = \frac{1}{4\pi} \int \Gamma(\epsilon) n_H(\mathbf{r}) ds$$

gde je  $\Gamma(\epsilon)$  stopa proizvodnje  $\gamma$  fotona po H atomu, a  $n_H$  lokalna gustina H atoma. U ovoj jednačini zanemareni su apsorpcija i rasejanje, koji su veoma mali na energijama  $\epsilon \lesssim 20$  GeV.  $\Gamma(\epsilon)$  zapravo predstavlja funkciju izvora  $\gamma$ -zračenja. Pogodno ju je predstaviti pomoću semi-analičke formule (Pfrommer & Enßlin, 2003)

$$\Gamma(\epsilon) = \xi^{2-\alpha_\gamma} \frac{n(r)_{p,CR}}{\text{GeV}} \frac{4}{3\alpha_\gamma} \left( \frac{m_{\pi^0}}{\text{GeV}} \right)^{-\alpha_\gamma} \sigma_{pp} \left[ \left( \frac{2\epsilon}{m_{\pi^0}} \right)^{\delta_\gamma} + \left( \frac{2\epsilon}{m_{\pi^0}} \right)^{-\delta_\gamma} \right]^{-\alpha_\gamma/\delta_\gamma} \quad (4.2.1)$$

gde je spektralni indeks  $\gamma$ -zraka jednak spektralnom indeksu kosmoloških kosmičkih zraka. Prateći radove Fields & Prodanovic (2005) i Suzuki & Inoue (2002) za vrednost spektralnog indeksa uzeto je  $\alpha_\gamma = \alpha_p = 2.2^1$ . Ovako usvojena vrednost spektralnog indeksa slaže se sa očekivanom vrednošću spektralnog indeksa (dobijenom iz simulacija) kod nekih SFCR populacija. Iako noviji modeli ukazuju da su ovi udarni talasi slabiji nego što je ranije očekivano, izborom ove vrednosti spektralnog indeksa zadržavamo se na najoptimističnijem scenariju u kome SFCR potiču iz jakih udarnih talasa ( $\alpha_p \approx 2.2$ ) i na taj način procenjujemo njihov maksimalan doprinos EGRB-u. Spektralni indeks određuje parametar oblika funkcije izvora  $\delta_\gamma = 0.14 \alpha_\gamma^{-1.6} + 0.44$ . Efektivni presek računa se kao  $\sigma_{pp} = 32(0.96 + e^{4.4-2.4\alpha_\gamma})$  mbarn. Multiplicitet piona je  $\xi = 2$ . Linijska gustina projektila iz kosmičkog zračenja je  $n_{p,CR}$ .

U slučaju vangalaktičke emisije zračenje dolazi sa različitih crvenih pomaka tako da intenzitet postaje:

$$I(\epsilon) = \frac{1}{H_0} \int \frac{n_{H,com}(z) \Gamma[(1+z)\epsilon, z]}{(1+z)\mathcal{H}(z)} dz$$

gde je  $\mathcal{H}$  bezdimenzioni stepen širenja svemira i ako pretpostavimo da je svemir ravan on ima oblik  $\mathcal{H} = H(z)/H_0 = \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}$ . Oblik funkcije izvora na svakom  $z$  ostaje isti jedino energija  $\epsilon$  prelazi u  $E_\gamma(1+z)$  gde je  $E_\gamma$  energija  $\gamma$ -zračenja koju detektujemo danas. Dakle, radi nalaženja funkcije izvora kosmoloških kosmičkih zraka (SFCR) na nekom crvenom pomaku (Slike 4.4, 4.5), jednačina (4.2.1) postaje:

$$\Gamma(z) = C \left[ \left( \frac{2E_\gamma(1+z)}{m_{\pi^0}} \right)^{\delta_\gamma} + \left( \frac{2E_\gamma(1+z)}{m_{\pi^0}} \right)^{-\delta_\gamma} \right]^{-\alpha_\gamma/\delta_\gamma} \quad (4.2.2)$$

gde je  $C$  konstanta normiranja koja obezbeđuje da se dobijeni spektar poklapa sa podacima sa *Fermi* LAT-a. Na ovaj način smo maksimizovali doprinos SFCR pozadini  $\gamma$ -zračenja. Kako bi se dobio doprinos *Fermi* tačkama samo od strane SFCR od tačaka su oduzete vrednosti GCR krivih na tim energijama, a zatim su nađene konstante normiranja. Treba imati u vidu da zbog greški u *Fermi* LAT tačkama dolazi do iste tolike neodređenosti u konstanti normiranja  $C$  (neodređenost od  $\pm 9 \times 10^{-8}$ ).

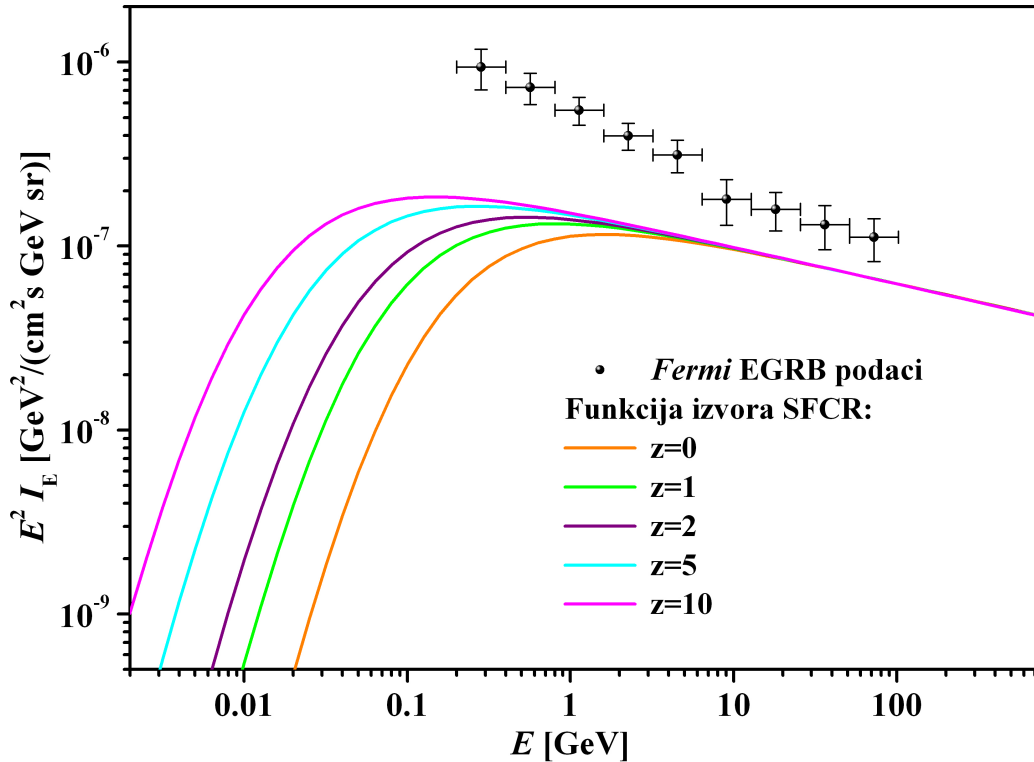
Očigledan problem sa ovom relacijom je to što nam ona daje funkciju izvora na određenom crvenom pomaku, dok vrednosti koje dobijamo posmatranjem predstavljaju zbirni doprinos SFCR na svim crvenim pomacima. S obzirom da je doprinos SFCR na različitim  $z$  različit, problem dobijanja ukupne funkcije za sve crvene pomake nije ni najmanje trivijalan. Da bismo dobili izraz za funkciju izvora koja ne zavisi od  $z$ , potrebno je pretpostaviti kako formiranje velikih struktura koje stvaraju SFCR evoluira s vremenom i tu evoluciju inkorporirati u izraz za funkciju izvora.

### 4.2.1 Formiranje akrecionih udarnih talasa

Prilikom formiranja velikih struktura u kosmosu dolazi do stvaranja udarnih talasa veoma velikih dimenzija. Smatra se da postoje tri glavna procesa koja dovode do ovih

<sup>1</sup>Različite simulacije daju različite vrednosti spektralnog indeksa, pa treba imati u vidu da je usvajanjem bilo koje vrednosti spektralnog indeksa izvršena određena generalizacija. Na primer izborom spektralnog indeksa  $\alpha_\gamma = 2.2$  uzima se da su svi udarni talasi jaki.

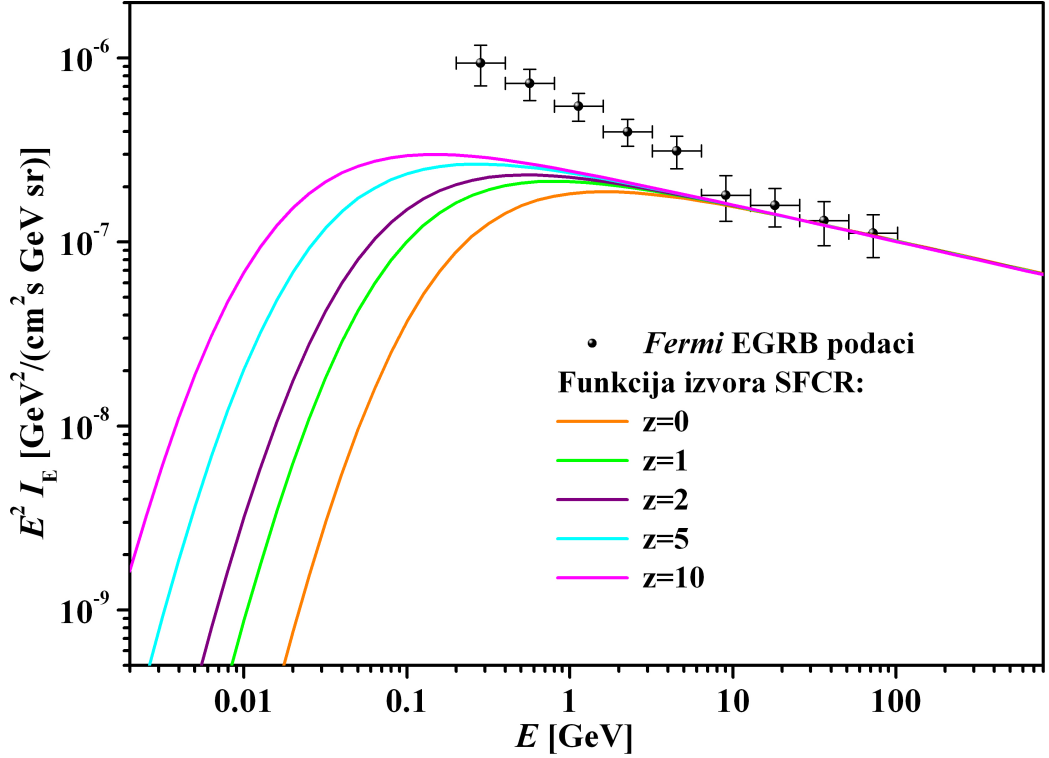




SLIKA 4.4: Funkcije izvora kosmoloških kosmičkih zraka (SFCR) na crvenim pomacima od 0, 1, 2, 5 i 10. Za njihovo dobijanje korišćen je spektralni indeks  $\alpha_\gamma = 2.2$  (uzima se da je doprinos GCR dat čistom evolucijom luminoznosti). Takođe funkcije su normirane kako bi se doprinos SFCR pozadini  $\gamma$ -zračenja maksimizovao.

udarnih talasa. Jedan od procesa je akrecija difuznog gasa od strane materije koja je već pod dejstvom gravitacije izvršila kolaps. Ovi udarni talasi nazivaju se akrecioni udarni talasi. Pored njih postoje i udarni talasi koji nastaju pri spajanju dva objekta velikih dimenzija. Takođe filamenti kada se formiraju nisu stacionarne strukture, oni nastavljaju da se šire, a na granici između filameta i okolne ređe praznine stvara se udarni talas. Međutim smatra se da energetikom jakih udarnih talasa dominiraju akrecioni udarni talasi, pa se zbog toga samo oni razmatraju prilikom dobijanja nama potrebnih relacija.

Veličina koja je za nas bitna je integralna gustina protoka mase  $J$  (posmatrana u koordinatnom sistemu koji miruje u svemiru koji se širi - ko-pokretni koordinatni sistem), koja zapravo predstavlja gustinu protoka mase koja prelazi udarni talas bilo kog Mahovog broja na nekom crvenom pomaku (u jedinicama  $M_\odot \text{yr}^{-1} \text{Mpc}^{-3}$ ). Pretpostavke pod kojima su dobijeni modeli (Pavlidou & Fields, 2006) na osnovu kojih je dobijena relacija za  $J$  su da je svemir ravan i ispunjen energijom vakuuma i materijom. Vrednosti parametara koji ulaze u jednačine su usvojene vrednosti dobijene iz podataka sa WMAP-a tj.  $\Omega_{\text{mat}} = 0.27$ ,  $\Omega_{\text{bar}} = 0.04$  i  $h = 0.71$ . Takođe relacije se odnose samo na vreme posle rejonizacije, tako da su dobijene za srednju brzinu zvuka u svemiru od  $15 \text{ km/s}$  koja odgovara temperaturi od  $\sim 10^4 \text{ K}$ , za potpuno jonizovanu plazmu sa



SLIKA 4.5: Funkcije izvora kosmoloških kosmičkih zraka (SFCR) na crvenim pomacima od 0, 1, 2, 5 i 10. Za njihovo dobijanje korišćen je spektralni indeks  $\alpha_\gamma = 2.2$  (uzima se da je doprinos GCR dat čistom evolucijom gustine). Takođe funkcije su normirane kako bi se doprinos SFCR pozadini  $\gamma$ -zračenja maksimizovao.

$\mu = 0.59$  tj. sa 25% He u ukupnoj masi. Dalje, pretpostavlja se da nijedan udarni talas nije u radijativnoj fazi, kao i da su svi udarni talasi kao i objekti koji ih stvaraju sferno-simetrični.

Barionski protok mase definiše se kao stepen protoka materije kroz jedan udarni talas koji se nalazi oko objekta mase  $m$  na crvenom pomaku  $z$ :

$$J_1 = \frac{\Omega_{\text{mat}}}{\Omega_{\text{bar}}} \frac{dm}{dt} = 4\pi r_v^2(m) \Omega_{\text{bar}} \rho_{c,0} (1+z)^3 (1+\delta_s) \mathcal{M} c_{s1}$$

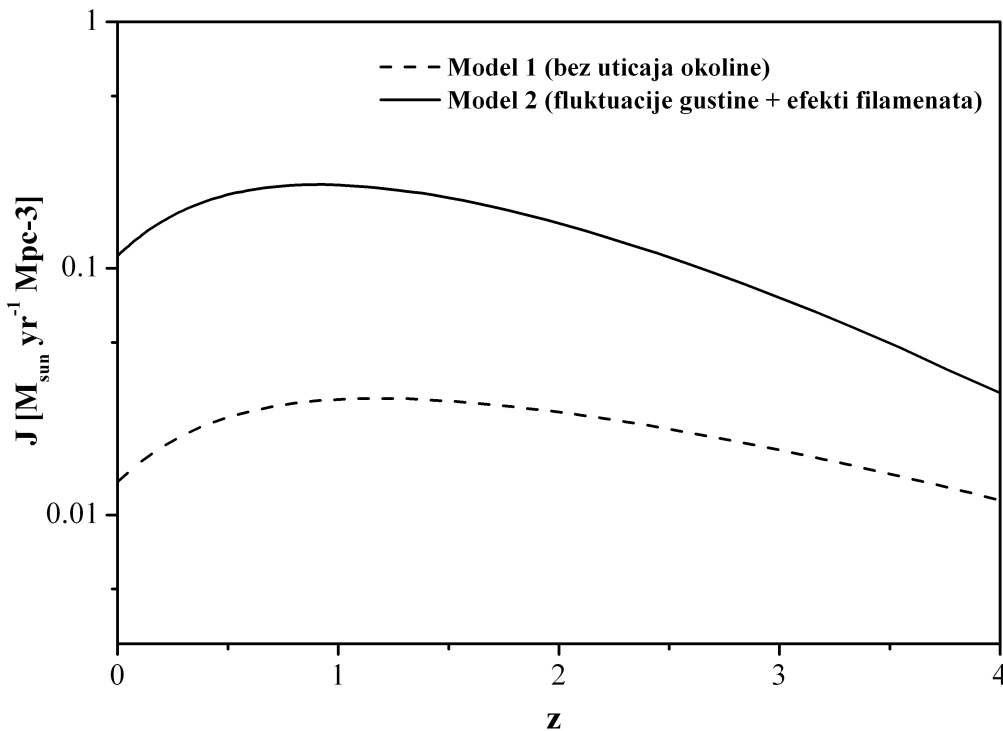
gde je  $\mathcal{M}$  Mahov broj za taj udarni talas,  $r_v$  virijalni radijus stukture koja stvara udarni talas,  $\rho_{c,0}$  kritična gustina danas,  $\Omega_{\text{bar}} \rho_{c,0} (1+z)^3$  je gustina bariona u epohi koja nas zanima (na nekom  $z$ ),  $(1+\delta_s)$  je pojačanje gustine (neposredno izvan udarnog talasa) u odnosu na srednju vrednost u svemiru. Mahov broj  $\mathcal{M}$  koji se pridružuje nekom udarnom talasu predstavlja odnos brzine materijala koji se prikuplja akrecijom (u sistemu vezanom za udarni talas) i adijabatske brzine zvuka tog materijala. Virijalni radijus se definiše kao:

$$r_v = 1.4 h^{-1} \left( \frac{m}{m_8} \right)^{1/3} \left( \frac{f_c}{18\pi^2} \right)^{-1/3} (1+z)^{-1} \text{Mpc}$$

gde je  $f_c$  faktor kompresije virijalizovanog objekta, a  $m_8 = 5.96 \times 10^{14} h^{-1} \Omega_m M_\odot$  je masa koja se nalazi u sferi ko-pokretnog radijusa  $r_8 = 8h^{-1}$  Mpc.

Ko-pokretna integralna gustina protoka mase  $J$  dobijena je na osnovu dva modela (Pavlidou & Fields, 2006) (Slika 4.6). U prvom modelu se pretpostavlja da svi objekti prilikom akrecije privlače barione uniformne gustine i temperature. Dakle na određenom crvenom pomaku  $z$  svi objekti sa istom masom će imati isti Mahov broj i kroz udarne talase takvih objekata prolaziće ista količina materije u jedinici vremena. Kod ovog modela  $c_{s1} = 15$  km/s, a  $\delta_s = 0$ , jer se posmatra samo period posle rejonizacije.

Drugi model u sebi sadrži efekte okoline na filamente, tačnije okolina u kojoj se filamenti nalaze imaće različite gustine. Ove varijacije u gustini takođe izazivaju i varijacije u temperaturi materije koja još nije prošla kroz udarni talas. Pored ovog efekta u drugom modelu uzima se u obzir da se mnoge od virijalizovanih struktura, koje stvaraju udarne talase, već nalaze u okviru nekog filameta, tako da je materija koja akrecijom pada na ove objekte već jednom prošla kroz udarni talas i pri tome se kompresovala i zagrejala. Pretpostavka je da se svi objekti sa gušćom okolinom ( $\delta_s > 0$ ) nalaze u filamentim. Ovi objekti akrecijom privlače gas sa većom adijabatskom brzinom zvuka  $c_{s, \text{fil}} \approx 45$  km/s, koja odgovara srednjoj temperaturi filamenata od  $T_{\text{fil}} \approx 10^5$  K.



SLIKA 4.6: Ko-pokretna integralna gustina protoka mase  $J$  dobijena na osnovu dva modela (Pavlidou & Fields, 2006).

### 4.2.2 Globalna funkcija izvora SFCR

Integralni protok materije  $J$ , dobijen iz gore navedenih modela, može se pomnožiti sa izrazom za funkciju izvora  $\gamma$ -zračenja nastalog iz SFCR, datim u jednačini (4.2.2). Kada tako dobijene izraze integralimo po  $z$  dobijamo izraz za evoluiranu funkciju izvora koja važi za sve crvene pomake (Slika 4.7) i samim tim predstavlja realniji rezultat, koji je opravdanije porediti sa podacima sa *Fermi* LAT-a. Takođe prikazan je i grafik koji prikazuje kako izgledaju ove dve krive u odnosu na ranije dobijene funkcije izvora SFCR na određenim crvenim pomacima (Slika 4.8, 4.9).

Dobijene evoluirane funkcije izvora za SFCR normirane su tako da predstavljaju maksimalan mogući udeo u EGRB-u. Ako integralimo dobijene krive za SFCR kao i posmatranu EGRB možemo da odredimo koliki (maksimalan) udeo kosmološki kosmički zraci mogu da imaju u proizvedenoj pozadini  $\gamma$ -zračenja.

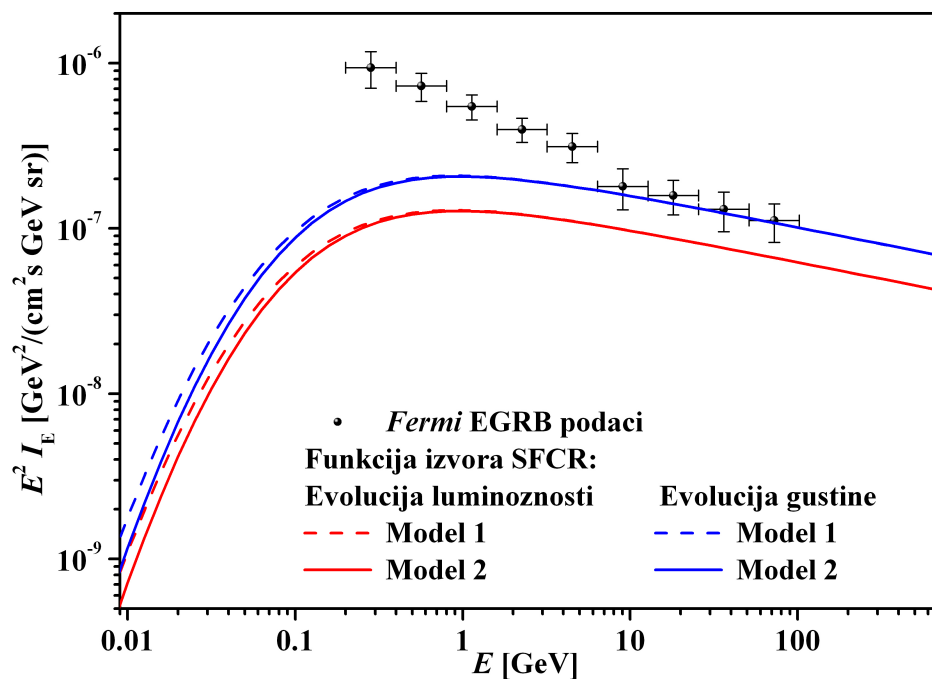
$$f_{\pi^0, \text{SFCR}} = \frac{\int I_{\pi^0, \text{SFCR}}(E) dE}{\int I_{\pi^0, \text{EGRB}}(E) dE}$$

Za opseg energija u kojima imamo posmatranu EGRB dobijeno je da SFCR predstavljaju maksimalno  $f_{\pi^0, \text{SFCR}}(0.2 - 102.4 \text{ GeV}) = 54 - 88\%$ . Sa grafika se vidi da najveći doprinos SFCR imaju na većim energijama npr. u delu spektra EGRB-a posle preloma najviše mogu da doprinesu  $f_{\pi^0, \text{SFCR}}(6.4 - 102.4 \text{ GeV}) = 59 - 96\%$ , dok za deo spektra pre preloma SFCR predstavljaju maksimalno  $f_{\pi^0, \text{SFCR}}(0.2 - 6.4 \text{ GeV}) = 29 - 46\%$ .

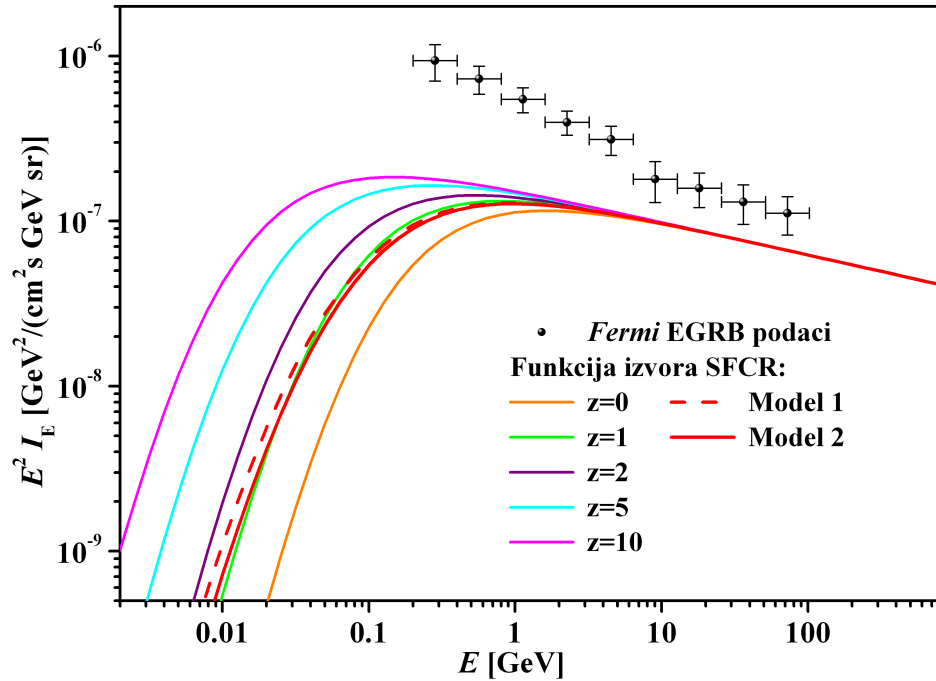
## 4.3 Dobijanje posmatrane pozadine gama-zračenja

Kada je dobijen doprinos nerazlučenih normalnih galaksija EGRB-u videlo se da krive na većim energijama ne prate dobro posmatranja. Razlog za to može biti to da na višim energijama zapravo izbija doprinos nekog drugog izvora  $\gamma$ -zračenja. Ovde je pretpostavljeno da taj izvor zapravo predstavljaju kosmološki kosmički zraci, koji nastaju u akrecionim udarnim talasima prilikom nastanka velikih struktura u svemiru. Sabiranjem doprinosa SFCR i doprinosa normalnih galaksija (Slika 4.10), dobijene krive veoma dobro prate *Fermi* Lat tačke. Kako su krive za SFCR, dobijene na osnovu dva modela, veoma bliske (posebno na većim energijama, tako da se ovde podjednako dobro mogu koristiti oba modela), na dalje će se uglavnom posmatrati kriva dobijena po drugom modelu, koji svakako predstavlja realniji slučaj (model sa uticajem okoline i efektima filamenata).

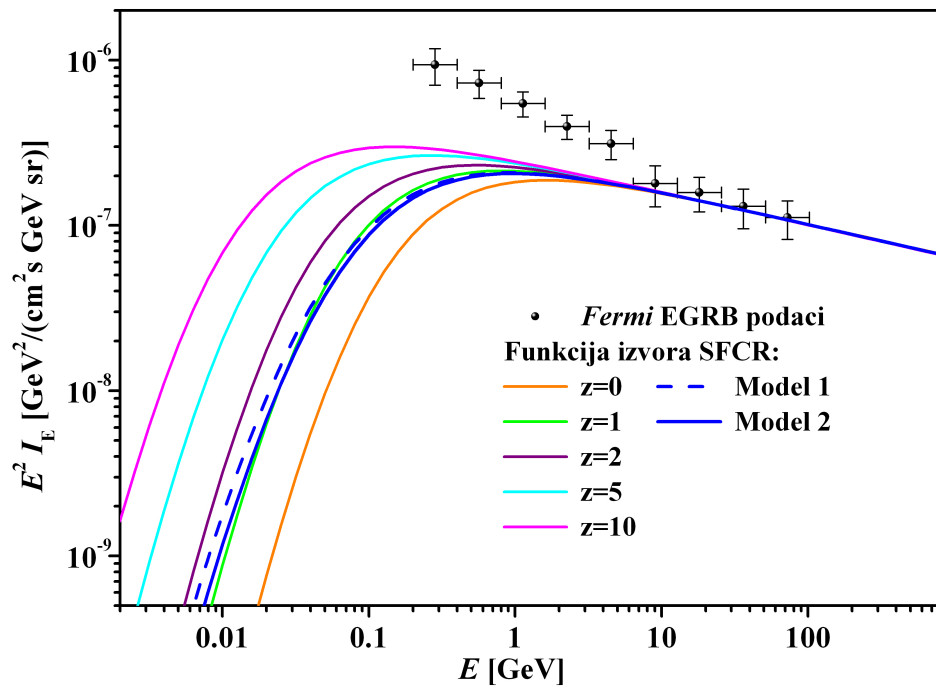
Takođe dat je i grafik na kom su zajedno prikazane krive normalnih galaksija, krive za SFCR, kao i najverovatnija kriva koja se dobija njihovim sabiranjem (Slika 4.11). Ovde se lako može uočiti da kriva koja se dobija sabiranjem bolje odgovara posmatranoj pozadini  $\gamma$ -zračenja od krivih koje odgovaraju pojedinačnim doprinosima SFCR i GCR.



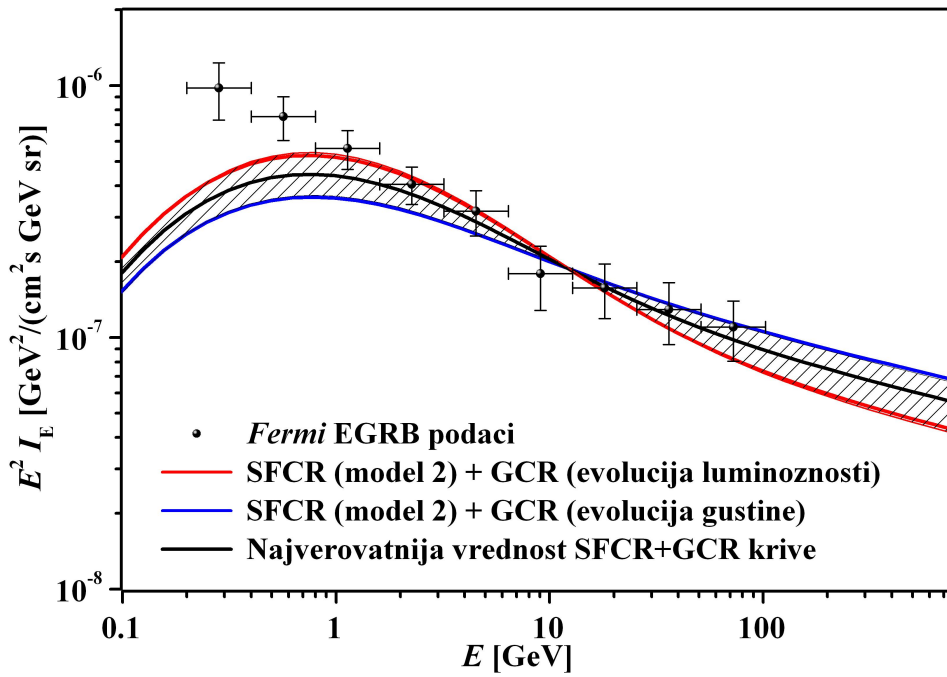
SLIKA 4.7: Funkcije izvora kosmoloških kosmičkih zraka (SFCR), koje nisu funkcije crvenog pomaka, dobijene iz dva modela. U jednom slučaju uzeto je da je GCR doprinos dat krivom dobijenom čistom evolucijom luminoznosti, a u drugom, čistom evolucijom gustine.



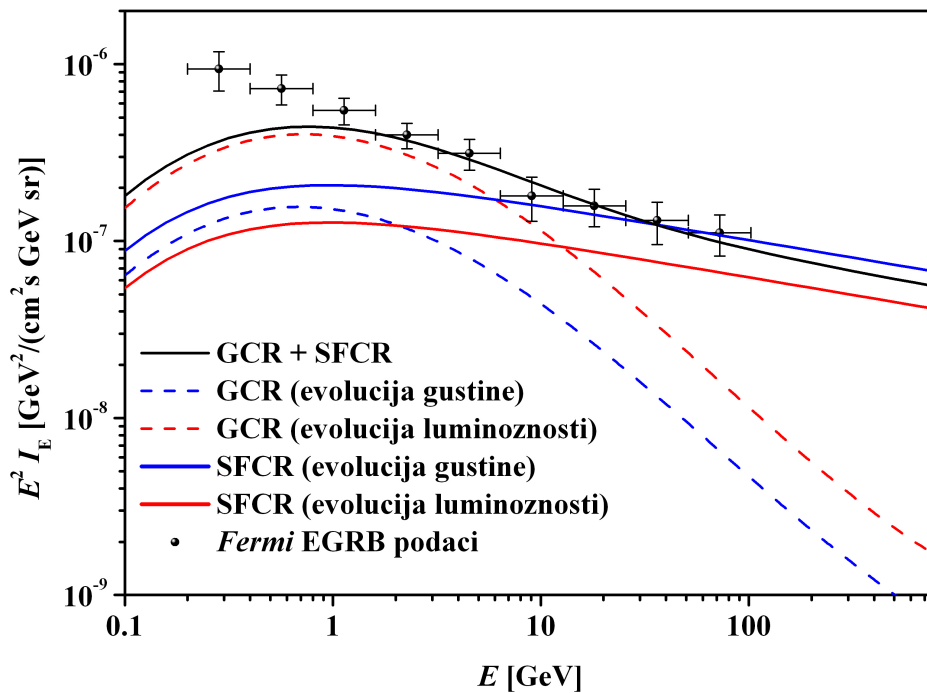
SLIKA 4.8: Funkcije izvora kosmoloških kosmičkih zraka (SFCR) na određenim  $z$  upoređene sa funkcijama izvora, koje nisu funkcije  $z$  (GCR doprinos EGRB-u je dat krivom dobijenom čistom evolucijom luminoznosti).



SLIKA 4.9: Funkcije izvora kosmoloških kosmičkih zraka (SFCR) na određenim  $z$  upoređene sa funkcijama izvora, koje nisu funkcije  $z$  (GCR doprinos EGRB-u je dat krivom dobijenom čistom evolucijom gustine).



SLIKA 4.10: Ukupan doprinos kosmoloških kosmičkih zraka i kosmičkih zraka koji vode poreklo iz normalnih galaksija.



SLIKA 4.11: Doprinosi normalnih galaksija, kosmoloških kosmičkih zraka, kao i njihov najverovatniji zbirni doprinos EGRB-u.





# Zaključak

Ovaj master rad govori o kosmičkim zracima, njihovom sastavu, poreklu i interakciji. Glavni deo rada predstavlja pokušaj da se objasne posmatrački podaci dobijeni *Fermi* LAT-om. Zahvaljujući sve boljim posmatračkim podacima, postojanje pozadine  $\gamma$ -zračenja danas je neosporno, a predlozi za objašnjenje njenog nastanka su brojni.

U ovom radu počelo se od već postojeće ideje da udeo u EGRB-u moraju imati nerazlučene normalne galaksije. Međutim kako se funkcija izvora normalnih galaksija na većim energijama nalazi ispod posmatranog EGRB-a razmatra se pretpostavka da na većim energijama zapravo izbija spektar kosmološkog kosmičkog zračenja.  $\gamma$ -zranci se dobijaju raspadom piona, koji nastaju prilikom sudara kosmoloških kosmičkih zraka sa međuzvezdanom materijom. Kako je funkcija izvora SFCR na određenim crvenim pomacima već postojala, a kako je bila očigledna potreba dobijanja funkcije izvora koja važi za sve crvene pomake, predstavljen je pokušaj dobijanja ove relacije. Za njeno dobijanje iskorišćena je relacija za evoluciju stvaranja akrecionih udarnih talasa. Nakon što je ova relacija iskorišćena dobijena je relacija za funkciju izvora SFCR, koja važi za sve crvene pomake i koja je bila realnija za poređenje sa posmatranjima. Na kraju je upoređen zbirni doprinos GCR i SFCR sa posmatranim EGRB-om i dobijeno je dobro slaganje sa podacima sa *Fermi* LAT-a.

U ovom radu razmatran je samo mogući doprinos protona iz kosmičkog zračenja. Mora se napomenuti da nesumnjivo postoji i leptonski doprinos EGRB-u (kroz inverzno Komptonovo rasejanje fotona na elektronima iz kosmičkog zračenja). Iako se za sada posmatrani EGRB može prilično dobro opisati samo doprinosom protona iz GCR i SFCR (dobijen je maksimalan zbirni doprinos ova dva izvora između 88 – 100%), u planu je i razmatranje leptonske komponente kosmičkog zračenja, kako bi se stekla još bolja slika nastanka EGRB-a.



# Literatura

- Abdo, A. A. *et. al.* 2009b, *Astrophys. J.*, 703, 1249
- . 2010, *Phys. Rev. Lett.*, 104, 101101
- Badhwar, G. D., & Stephens, S. A. 1977, *Proc. 15th Internal. Cosmic Ray Conf. (Plovdiv, Bulgaria)*, 1, 198
- Connolly, M. B. *et. al.* 2006, *Phys. Rev. D*, 74, 043001
- Cronin, J. W., Gaisser, T. K., & Swordy, S. P. 1997, *Scientific American*, 276, 44
- Esteban Roulet for the Pierre Auger Collaboration. 2009, *Nuclear Physics B- Proceedings Supplements*, 190, 169
- Fields, D. B., & Prodanovic, T. 2005, *Astrophys. J.*, 623, 877
- Hess, F. V. 1912, *Physikalische Zeitschrift*, 13, 10841091
- Hopkins, M. A. 2004, *Astrophys. J.*, 615, 209
- Horiuchi, S., Beacom, J. F., & Dwek, E. 2009, *Phys. Rev. D*, 79, 083013
- Lequeux, J. 2005, *Interstellar Medium (Springer)*
- Mannheim, K., & Schlickeiser, R. 1994, *Astron.Astrophys.*, 286, 983
- Pavlidou, V., & Fields, D. B. 2006, *Astrophys. J.*, 642, 734
- Perkins, D. H. 2009, *Particle Astrophysics (Oxford University Press)*
- Pfrommer, C., & Enßlin, T. A. 2003, *Astron. Astrophys.*, 407, 73
- Prodanović, T., & Fields, D. B. 2004, *Astropart. Phys.*, 21, 627
- Prodanović, T., Pavlidou, V., & Fields, D. B. 2010, *Astrophys. J. Lett.*, 722, 199
- Ramaty, R., & Westergaard, N. J. 1976, *Astrophys. Space Sci.*, 45, 143
- Read, S. M., & Viola, V. E. J. 1984, *At. Data Nc. Tables*, 31, 359
- Robitaille, T. P., & Whitney, B. A. 2010, *Astrophys. J. Lett.*, 710, L11

- Schlickeiser, R. 1982, *Astron. Astrophys.*, 106, L5
- . 2002, *Cosmic ray astrophysics* (Springer)
- Stecker, F. W. 1973, *Astrophys. J.*, 185, 499
- . 1979, *Astrophys. J.*, 228, 919
- Suzuki, K. T., & Inoue, S. 2002, *Astrophys. J.*, 573, 168