

UNIVERZITET U BEOGRADU
MATEMATIČKI FAKULTET

Aleksandra Ćiprijanović

**DOPRINOS ZRAČENJA GALAKSIJA I
GALAKTIČKIH JATA POZADINSKOM
GAMA ZRAČENJU**

Doktorska disertacija

Beograd, 2016

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF MATHEMATICS

Aleksandra Ćiprijanović

**CONTRIBUTION OF GALAXIES AND
GALAXY CLUSTERS TO THE DIFFUSE
GAMMA-RAY BACKGROUND**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2016

Mentor:

dr Tijana Prodanović,

viši naučni saradnik

Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno-matematički fakultet

članovi komisije:

dr Tijana Prodanović

viši naučni saradnik

Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno-matematički fakultet

dr Dejan Urošević

redovni profesor

Univerzitet u Beogradu, Matematički fakultet

dr Bojan Arbutina,

docent

Univerzitet u Beogradu, Matematički fakultet

Datum odbrane: _____

Želela bih da se zahvalim prof. dr Tijani Prodanović na pomoći pri uvođenju u ovu zanimljivu oblast, kao i na odgovorima na moja brojna pitanja i nedoumice. Takođe, želim da se zahvalim prof. dr Dejanu Uroševiću i doc. dr Bojanu Arbutini, kao i kolegama Milici Vučetić, Jovani Petrović, Marku Pavloviću i Vladimiri Zečkoviću na konstruktivnim komentarima i kritikama, bez kojih ova disertacija ne bi bila potpuna. Zahvaljujem se i svim ostalim kolegama sa Katedre za astronomiju. Takođe ova doktorska disertacija ne bi nastala bez velike podrške i razumevanja, porodice i najbližih prijatelja.

U Beogradu, decembar 2016.

A.Ć.

DOPRINOS ZRAČENJA GALAKSIJA I GALAKTIČKIH JATA POZADINSKOM GAMA ZRAČENJU

Sažetak

Izučavanje kosmičkog zračenja, veoma je bitno za razumevanje fizičkih procesa na visokim energijama, a energije do kojih čestice mogu da se ubrzaju u svemiru mnogo su više od energija koje čovek trenutno može da postigne u akceleratorima na Zemlji. Procesi u kojima nastaje kosmičko zračenje su još uvek nedovoljno objašnjeni, a modeli koji se predlažu čekaju na eksperimentalnu potvrdu. Prisustvo kosmičkog zračenja može da se meri kroz detekciju različitih produkata interakcija ovih visokoenergijskih čestica sa međuzvezdanom materijom kroz koju se kreću. Ova doktorska disertacija bavi se akrecionim udarnim talasima kao izvorom kosmičkog zračenja u jatima galaksija, ali i kosmičkim zracima ubrzanim u ostacima supernovih u samim galaksijama. Bez obzira koji od ovih mehanizama se razmatra, kosmičko zračenje u sudaru sa atomima i jonima međuzvezdane materije, između ostalog, proizvodi gama zračenje, neutrine, kao i lake elemente, od kojih se posebno razmatra litijum.

U disertaciji se pre svega razvijaju modeli koji opisuju gama zračenje proizvedeno od strane kosmičkog zračenja ubrzanog na udarnim talasim nastalih u različitim procesima. Prvo se razmatra akrecije gasa na već virijalizovane strukture na najvećim skalama (na primer u jatima galaksija). U modelima prvi put je implementirana vremenska promena proizvodnje gama zračenja u toku istorije svemira, koja nastaje zbog evolucije akrecionih udarnih talasa u toku formiranja velikih struktura. Zbog toga modeli razvijeni u ovoj disertaciji realnije opisuju gama zračenje na velikim skalama, u odnosu na modele koji su ranije razvijani i u kojima se pretpostavljalo da gama zračenje potiče sa jednog crvenog pomaka. Modeli se koriste za predviđanje ukupnog gama zračenja nerazlučenih jata galaksija. Ovo modelirano gama zračenje

se zatim poredi sa posmatranim izotropnim difuznim pozadinskim gama zračenjem, koje je izmerio teleskop *Fermi*-LAT, iz čega se zaključuje da ovaj tip kosmičkog zračenja ima nezanemarliv doprinos pozadinskom gama zračenju (u zavisnosti od normalizacije modela, moguće je objasniti i skoro celu gama pozadinu) i da bi trebalo da se uzima u razmatranje pored drugih komponenti za koje se pretpostavlja da imaju veliki doprinos, kao što su na primer normalne nerazlučene galaksije ili blazari.

Modeli za gama zračenje akrecionih udarnih talasa se u okviru disertacije takođe poredi i sa merenjima visokoenergijskih neutrina detektovanih od strane detektora *IceCube*. Neutrini se koriste za normiranje modela, iz čega se zaključilo da ako su akrecioni udarni talasi pretežno jaki, neutrina pozadina jače ograničava moguću gama emisivnost ovakvih objekata, u odnosu na pozadinsko gama zračenje koje smo pre toga koristili. Izučavanje neutrina kao produkata interakcija kosmičkog zračenja je od posebne važnosti, zbog toga što neutrimi slabo interaguju sa drugim česticama, pa zbog toga u sebi kriju nepromenjenu informaciju o trenutku kada su nastali, tj. o kosmičkim zracima koji ih proizvode.

Jedan deo disertacije se bavi i proizvodnjom kosmičkog zračenja u ostacima supernovih, konkretno u slučaju Malog Magelanovog oblaka, koji je inače detektovan u gama oblasti. U ovoj galaksiji prvi put je izmerena zastupljenost litijuma u međuzvezdanom gasu, izvan Mlečnog puta. S obzirom na to da i gama zračenje i litijum nastaju kroz interakcije kosmičkog zračenja sa međuzvezdanom materijom, njihovo zajedničko poreklo se može iskoristiti za procenu moguće proizvodnje litijuma i gama zračenja od strane bilo koje populacije kosmičkog zračenja. Pokazano je da galaktičko kosmičko zračenje, za koje se smatra da je dominantno u okviru Malog Magelanovog oblaka, može da objasni tek delić posmatrane zastupljenosti litijuma, ako se pretpostavi da je ukupna gama emisivnost ove galaksije koja se danas meri takođe potekla od interakcija galaktičkog kosmičkog zračenja sa gasom unutar galaksije. Ovaj zaključak je zanimljiv, jer navodi na mogućnost postojanja drugog izvora litijuma u okviru Malog Magelanovog oblaka. Takođe, koristeći zajedničko poreklo litijuma i gama zračenja procenjeno je i koliko nepravilne patuljaste galaksije mogu da doprinesu difuznoj gama pozadini.

Razmatranja nekoliko različitih produkata interakcija kosmičkog zračenja sa međuzvezdanom materijom (gama zračenja, neutrina i litijuma), na manjim skalama (u okviru galaksija) kao i na veoma velikim skalama (jata galaksija), pokazala su da pored galaktičkog kosmičkog zračenja nastalog u ostacima supernovih i drugo, još uvek hipotetičko, kosmičko zračenje (nastalo npr. prilikom akrecije gasa na velikim skalama ili plimskih interakcija galaksija), takođe može imati nezanemarliv doprinos merenjima.

Ključne reči: gama zračenje, kosmičko zračenje, akrecioni udarni talasi, jata galaksija, strukture velikih skala, neutrina, litijum

Naučna oblast: Astronomija

Uža naučna oblast: Astrofizika

UDK broj: 524.1:52-732(043.3)

CONTRIBUTION OF GALAXIES AND GALAXY CLUSTERS TO THE DIFFUSE GAMMA-RAY BACKGROUND

Abstract

Studying cosmic rays is very important for better understanding of high energy physical processes, since particles accelerated in space can reach energies far above what we can produce in accelerators on Earth, at the moment. Processes that produce cosmic rays are still unexplained to some extent, and models that have been proposed are awaiting confirmation. Presence of cosmic rays can be measured by detecting different products of interactions of these high energy particles with the interstellar medium through which they propagate. This thesis deals with the accretion shock as sources of cosmic rays in clusters of galaxies, as well as cosmic rays accelerated in supernova remnants inside galaxies. No matter which of these mechanisms is being considered, cosmic rays will collide with atoms and ions in the interstellar medium, and produce, among other things, gamma rays, neutrinos, as well as light elements, of which we will discuss lithium.

In the thesis we primarily develop models that describe gamma rays produced by cosmic rays accelerated in shocks that can appear in different processes. We first examine accretion of new gas onto already virialized structures (for example in galaxy clusters). For the first time, we include the change of gamma-ray production with time, through the history of the universe, that reflects the evolution of accretion shocks which appear during large scale structure formation. Therefore, the models developed in this thesis describe the gamma rays from large scale structures more realistically, compared to models which have previously been developed and which use single redshift approximation for the gamma-ray origin. Models are used to derive the gamma-ray flux of all unresolved galaxy clusters. These modeled gamma rays are then compared to the isotropic diffuse gamma-ray background,

measured by telescope *Fermi*-LAT. This leads to the conclusion that these cosmic rays have non-negligible contribution to the isotropic diffuse gamma-ray background (depending on the normalization, they can even explain the whole isotropic diffuse gamma-ray background) and that this population of cosmic rays has to be taken into consideration in addition to other components that are thought to be major contributors, like for example, unresolved normal galaxies or blazars.

In the thesis, models of gamma-ray production in accretion shocks are also compared to observations of high-energy neutrinos detected by *IceCube* detector. Neutrinos are used to normalize gamma-ray models, from which we conclude that if the accretion shocks are predominantly strong, neutrino background is more limiting to the possible gamma-ray emissivity of these objects, compared to the gamma-ray background we first used. Study of neutrinos as products of cosmic-ray interactions is very important, since neutrinos interact weakly with other particles, and therefore keep all of the information about the time they were produced and about cosmic rays that produced them.

One part of the thesis deals with the production of cosmic rays in supernova remnants, in particular, the case of the Small Magellanic Cloud, which was detected in gamma rays. In this galaxy we also have the first measurements of the lithium abundances in the interstellar gas outside of the Milky Way. Since gamma rays and lithium are produced through interactions of cosmic rays with the interstellar medium, their same origin can be used to estimate the production of lithium and gamma rays by any cosmic-ray population. We show that galactic cosmic rays, which are considered to be dominant population of cosmic rays in the Small Magellanic Cloud, can only explain a very small part of the observed abundance of lithium, if we assume that the entire present gamma-ray emissivity that we observe also originates from the interaction of galactic cosmic rays with gas within the galaxy. This conclusion is interesting, because it leads to the possible existence of other sources of lithium in the Small Magellanic Cloud. Also, using the fact that gamma rays and lithium share the same origin, we estimate how much can irregular dwarf galaxies contribute to the diffuse gamma-ray background.

Study of several different products of cosmic-ray interactions with the interstellar

medium (gamma rays, neutrinos and lithium) on smaller scales (within the galaxy), as well as on the largest scales (galaxy clusters), showed that in addition to the galactic cosmic rays accelerated in supernova remnants, other still hypothetical cosmic rays (produced for example during accretion of gas on largest scales, or tidal interactions of galaxies) can have a non-negligible contribution to the measurements.

Keywords: gamma rays, cosmic rays, accretion shocks, galaxy clusters, large scale structures, neutrinos, lithium

Scientific area: Astronomy

Scientific field: Astrophysics

UDC number: 524.1:52-732(043.3)

Sadržaj

1	Uvod	1
2	Kosmičko zračenje	4
2.1	Sastav i spektar kosmičkog zračenja	4
2.2	Ubrzavanje kosmičkih zraka	8
2.2.1	Fermijev mehanizam ubrzavanja čestica	8
2.2.2	Difuzno ubrzavanje čestica na jakim udarnim talasima	9
2.3	Interakcije kosmičkih zraka - opšte napomene	12
2.4	Interakcije kosmičkih zraka sa fotonima	13
2.5	Interakcije kosmičkih zraka sa materijom	14
2.5.1	Ekscitacija i fragmentacija jezgara	15
2.6	Proizvodnja piona	18
2.6.1	Granična energija i efikasni presek za proizvodnju piona	18
2.6.2	Pionski spektar	21
2.6.3	Gama zračenje nastalo raspadom piona	23
2.6.4	Neutrini nastali raspadom piona	24
2.7	Kosmički zraci i proizvodnja litijuma	25
2.7.1	Merenja litijuma u Mlečnom putu i problem litijuma	27
2.7.2	Merenja litijuma van Mlečnog puta	31
3	Vangalaktička gama i neutrinska pozadina	32
3.1	Gama zračenje Galaksije	32
3.2	Pozadinsko gama zračenje	34
3.3	Neutrinska pozadina	40
4	Strukture na velikim skalama i kosmološki kosmički zraci	46
4.1	Udarni talasi nastali prilikom formiranja struktura na velikim skalama	46
4.2	Analitički modeli za akrecione udarne talase	48
4.3	Osobine akrecionih udarnih talasa	49
4.4	Gama zračenje proizvedeno od strane čestica ubrzanih na akrecionim udarnim talasima	50

4.5	Normalizacija modela	56
4.5.1	Nalaženje najpogodnijeg jata za normalizaciju	57
4.6	Atenuacija gama zračenja	58
4.7	Poređenje rezultata sa gama pozadinom dobijenom na osnovu merenja teleskopom <i>Fermi</i>	60
5	Veza između gama zračenja i neutrina	68
5.1	Normiranje modela SFCR uz pomoć neutrina	69
5.2	Procena gama fluksa i efikasnosti ubrzavanja	73
6	Veza između gama zračenja i litijuma	77
6.1	Proizvodnja litijuma u procesima spalacije	80
6.2	Mali Magelanov oblak	81
6.2.1	Zavisnost proizvodnje litijuma od oblika spektra kosmičkog zračenja	83
6.2.2	Povezivanje detektovanog litijuma i gama zračenja	86
6.2.3	Procena gama fluksa na osnovu detektovanog litijuma	92
6.2.4	Test i diskusija	93
6.3	Mlečni put	96
7	Zaključak i budući rad	100
	Literatura	103
	Biografija autora	111

1 Uvod

Kosmičko zračenje čine čestice veoma visokih energija (iznad 1 keV^1), koje u Svesmiru mogu biti ubrzane u različitim procesima. U sastav kosmičkog zračenja ulaze elektroni, pozitroni i naelektrisana jezgra, mahom protoni (veoma malo antiprotoni) i alfa čestica, ali i teža jezgra². Otkriveno je od strane Viktora Franca Hesa 1912. godine (Hess 1912) i od tada se proučavanje ovih visokoenergijskih čestica vrši širom sveta. U vreme kada je otkriveno, kosmičko zračenje je bilo jedini izvor čestica visokih energija (preko 1 GeV). Izučavanje kosmičkog zračenja je još uvek aktuelna oblast istraživanja, koja nam pomaže da bolje razumemo procese u kojima visokoenergijske čestice nastaju, kao i same fizičke procese na veoma visokim energijama, koje višetruko prelaze energije koje možemo da proizvedemo na Zemlji.

S druge strane, proučavanjem gama zraka visokih energija (gama fotoni imaju energije $> 100 \text{ keV}$, pa sve do nekoliko desetina TeV) otkriveni su neki od najburlijavijih događaja u kosmosu, kao što su na primer gama bljeskovi, pulsari, kvazari i aktivne galaksije (Schönfelder 2001). Međutim, gama astronomija bitna je, između ostalog, i za izučavanje kosmičkog zračenja. Najveći doprinos difuznoj komponenti gama zračenja daju interakcije galaktičkog kosmičkog zračenja sa međuzvezdanom materijom unutar Galaksije, proizvodeći tzv. difuznu galaktičku emisiju. Slična, ali mnogo slabija, komponenta difuznog gama zračenja je vangalaktičko pozadinsko gama zračenje, koje se dobija nakon oduzimanja galaktičkog doprinosa, kao i mnogobrojnih tačkastih objekata koji se mogu videti u ovoj oblasti. Vangalaktičko pozadinsko gama zračenje prvo je detektovano satelitom SAS-2 (Fichtel *et al.* 1978; Thompson & Fichtel 1982), a najskorije od strane satelita *Fermi*-LAT (Abdo *et al.* 2010a). Izučavanje ove pozadine i objekata koji joj doprinose je veoma aktuelna istraživačka tema.

Gama zraci se s druge strane mogu povezati i sa proizvodnjom neutrina, s obzirom da i jedni i drugi mogu voditi poreklo od istih izvora i procesa (Margolis *et al.* 1978; Stecker 1979; Michalak *et al.* 1990). Neutrini su čestice koje slabo intera-

¹ $1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$

²U najširem smislu reči kosmičko zračenje pored naelektrisanih čestica koje ćemo mi razmatrati, može da obuhvata i visokoenergijske (gama) fotone, kao i neutrine i antineutrine.

guju, pa je njihova detekcija uvek bila veoma teška. Broj detektovanih neutrina se iz dana u dan povećava, pa je detektor *IceCube* uspeo da identifikuje i difuznu neutrinu komponentu, koja bi mogla da predstavlja vangalaktičku neutrinu pozadinu (Aartsen *et al.* 2014; 2015).

Još jedna od posledica interakcija kosmičkih zraka za međuzvezdanom materijom je proizvodnja lakih elemenata Li, Be i B. Merenje zastupljenosti ovih elemenata može nam pomoći da bolje razumemo protok kosmičkog zračenja u različitim sredinama.

U okviru ove disertacije govoriće se o samom kosmičkom zračenju i njegovoj vezi sa gama, ali i neutrinom astronomijom. Kosmičko zračenje će se takođe povezati i sa proizvodnjom litijuma u Malom Magelanovom oblaku. Mali Magelanov oblak je zanimljiva galaksija, s obzirom da je u njoj prvi put detektovan litijum izvan Mlečnog puta. Detektovani litijum ćemo povezati sa posmatranim gama fluksom ove galaksije radi procene koliki deo posmatranog litijuma kosmički zraci ubrzani u ostacima supernovih mogu da proizvedu (Ćiprijanović 2016). Takođe će biti procenjeno koliko male galaksije slične Malom Magelanovom oblaku mogu da doprinesu pozadinskom gama zračenju izmerenom teleskopom *Fermi*.

Pored kosmičkih zraka ubrzanih u ostacima supernovih biće reči i o kosmičkom zračenju nastalom na kosmološkim udaljenostima. Ovo kosmičko zračenje nije do sada direktno detektovano, međutim posmatranjem pozadinskog gama zračenja možemo posredno da ga izučavamo. Pretpostavka da kosmološki kosmički zraci imaju udela u stvaranju pozadinskog gama zračenja, i modelovanje njihovog doprinosa razmatrani su i ranije. Kako je raspodela kosmološkog kosmičkog zračenja po crvenim pomacima nepoznata, posezalo se za aproksimacijom da ono potiče sa jednog crvenog pomaka, tako da je njegov doprinos izračunat na nekoliko crvenih pomaka (Prodanović & Fields 2004). Kao novina u ovoj disertaciji, i člancima koji su nastalu u toku rada na ovoj temi, razmatra se evolucija gama zračenja sa crvenim pomakom (Dobardžić & Prodanović 2014). Ako se pretpostavi da akrecioni udarni talasi, koji nastaju pri formiranju struktura na velikim skalama, proizvode kosmološko kosmičko zračenje, možemo da pretpostavimo da se evolucija akrecionih udarnih talasa direktno preslikava na ove kosmičke zrake. Na ovaj način dobija se evolutivna funk-

cija izvora ovog kosmičkog zračenja, koja nam daje njihov ukupan doprinos u gama oblasti, sa svih crvenih pomaka, i samim tim je realnija za poređenje sa podacima dobijenim teleskopom *Fermi*-LAT (Dobardžić & Prodanović 2014). Dobijena evolutivna funkcija izvora povezuje se zatim i sa neutrinima, kako bi se bolje normirala i dobila realnija procena mogućeg doprinosa ovih izvora, kako pozadinskom gama zračenju, tako i visokoenergijskim neutrinima (Dobardžić & Prodanović 2015).

2 Kosmičko zračenje

Kosmičko zračenje sastoji se od visokoenergijskih čestica (primarni kosmički zraci), kao i od sekundarnih visokoenergijskih čestica koje primarno kosmičko zračenje proizvodi u toku svog kretanja. Proučavanje kosmičkog zračenja odigralo je bitnu ulogu, između ostalog, i u izučavanju elementarnih čestica i njihovih interakcija. Sve do polovine XX veka kosmički zraci bili su jedini izvor čestica visokih energija. Otkriće antimaterije u formi e^-e^+ parova u kosmičkom zračenju 1932. godine, kao i piona nakon 1940. godine, podstakli su istraživanja u oblasti fizike čestica, kao i izgradnju velikih akceleratora čestica.

2.1 Sastav i spektar kosmičkog zračenja

Najveći deo kosmičkog zračenja 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 (Perkins 2003)³.

Gustina energije kosmičkog zračenja iznad 1GeV iznosi 1MeVm^{-3} (Wdowczyk & Wolfendale 1989), što je uporedivo sa gustinom energije koja nam dolazi od zračenja zvezda (0.3MeVm^{-3}), mikrotalasnog pozadinskog zračenja (0.3MeVm^{-3}) ili međuzvezdanog magnetnog polja (0.2MeVm^{-3} ; Longair 2011). Najveći deo kosmičkog zračenja koje detektujemo ima poreklo u našoj galaksiji, međutim kako kosmičko zračenje može da ima i veoma visoke energije (iznad 10^{20}eV) deo ovih čestica na najvišim energijama verovatno ima vangalaktičko poreklo.

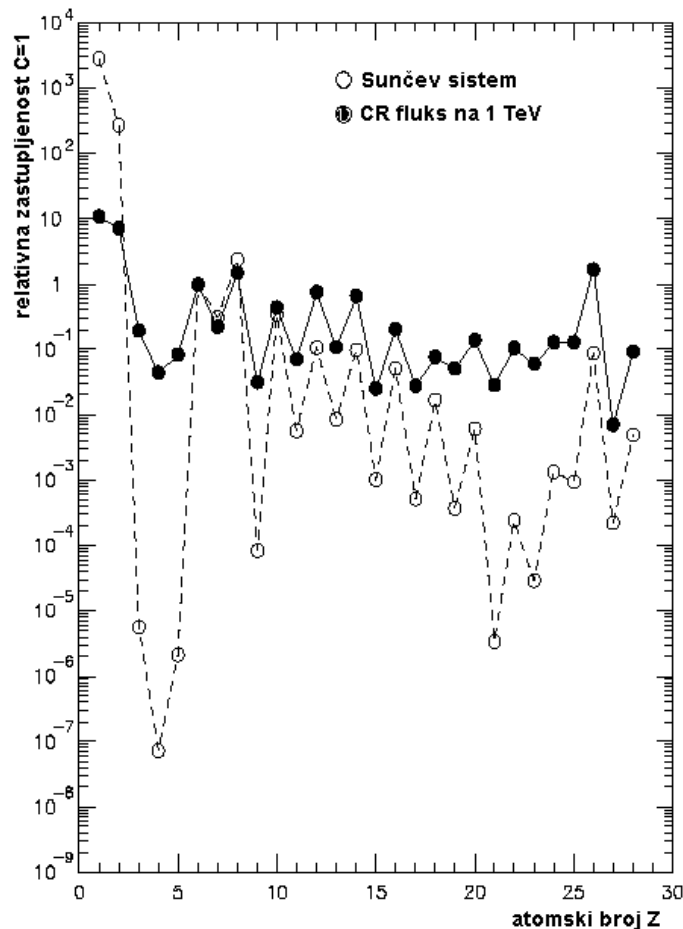
Hemijski sastav jezgara koja čine kosmičko zračenje pokazuje određene sličnosti sa zastupljenostima elemenata u Sunčevom sistemu (slika 1). Zastupljenost elemenata u Sunčevom sistemu procenjena je na osnovu apsorpcionih linija u Sunčevoj fotosferi i iz meteorita. Zastupljenost elemenata u kosmičkom zračenju kao i u međuzvezdanoj materiji zavisi od atomskog broja i pokazuje cik-cak trend, koji je posledica činjenice da su elementi sa parnim atomskim brojevima stabilniji, pa su i češći produkti termonuklearnih reakcija u zvezdama. Ovo ukazuje da veliki deo kosmičkog zračenja potiče od međuzvezdane materije i zvezda. Velika razlika u za-

³Neki autori u kosmičko zračenje ubrajaju i gama zračenje, neutrine i antineutrine.

stupljenostima uočava se kod „lakih“ elemenata tj. Li, Be i B. Ovo su elementi koji su manje stabilni, i zbog toga se lako uništavaju u zvezdama. Međutim njihova zastupljenost u kosmičkom zračenju je znatno veća, nego u međuzvezdanoj materiji, zbog toga što nastaju u procesu spalacije težih elemenata kao što su C, N i O. Na sličan način spalacijom Fe i Ni povećane su i zastupljenosti Sc, Ti, V i Mn u kosmičkom zračenju. Spalacija je proces fragmentacije težeg jezgra prilikom sudaranja sa vodikom ili helijumom. Tada nastaju jezgra lakših elemenata. Na primer:



gde X predstavlja različite moguće dodatne proizvode ove reakcije.



Slika 1: Hemijski sastav primarnog kosmičkog zračenja - puna linija, i zastupljenosti elemenata u Sunčevom sistemu - isprekidana linija (Izvor: Simpson 1983).

Naše poznavanje zastupljenosti izotopa različitih elemenata je do danas prilično

ograničeno. Za sada je samo zastupljenost izotopa Ne, Mg i Si u primarnom kosmičkom zračenju malo bolje određena, dok su kod sekundarnog kosmičkog zračenja najviše proučeni tzv. kosmički satovi, tj. radioaktivna jezgra nekih elemenata, koja nastaju spalacijom. To mogu da budu jezgra ^{10}Be , ^{26}Al , ^{14}C , ^{36}Cl ili ^{54}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 koristi ^{10}Be , koji prilikom β raspada prelazi u ^{10}B (vreme poluživota ^{10}Be je 1.6×10^6 yr). Takođe često se koristi i manje zastupljen ^{26}Al (vreme poluživota je 8.5×10^5 yr).

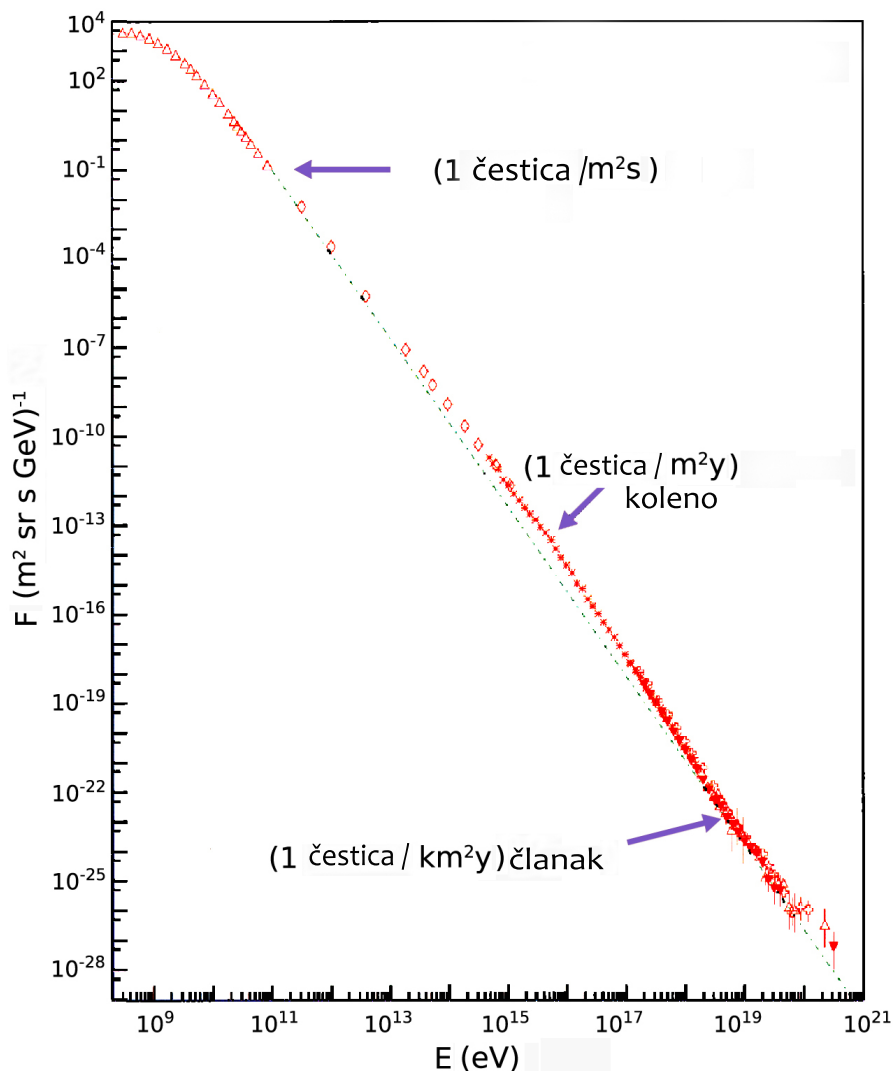
Merenja zastupljenosti jezgara u kosmičkom zračenju pokazala su da su protoni i alfa čestice oko 10 do 30 puta više zastupljeni od jezgara težih elemenata. Oдавde se može zaključiti da se elementi sa nižim jonizacionim potencijalom lakše ubrzavaju i postaju kosmički zraci. Ovo rezonovanje se ne može primeniti na tzv. refraktorne elemente koji su zarobljeni u zrcima 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 ubrzavanja 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.

Sastav kosmičkog zračenja može se posmatrati i u funkciji od energije. Spektri kosmičkog zračenja su dobro predstavljeni stepenim zakonom

$$N(E) dE = CE^{-\alpha}dE, \quad (2.2)$$

gde je C konstanta normiranja i zavisi od toga koje čestice u kosmičkom zračenju posmatramo, a spektralni indeks α se razlikuje u zavisnosti od uslova pod kojima se čestice ubrzavaju. Slika 2 prikazuje mereni energetski spektar protona iz kosmičkog zračenja. Nagib spektra odgovara spektralnom indeksu $\alpha = 2.7$ koji važi do energija od oko 10^{16} eV (10^4 TeV) gde se nalazi tzv. „koleno”. Nakon ovog preloma nagib spektra se povećava na 3, sve do drugog preloma koji se naziva „članak” i koji se nalazi na energiji od oko 4×10^{18} eV. Iza njega spektar ponovo postaje tvrđi i ima

spektralni indeks oko 2.69.



Slika 2: Spektar protona iz kosmičkog zračenja, koji dolaze do Zemlje. Na slici su obeleženi položaji dva preloma u nagibu spektra – „koleno” i „članak” (Izvor: Cronin 1999).

Energije čestica u kosmičkom zračenju mogu biti izuzetno visoke (do oko 10^{20} eV). Merenja ovako visokih energija vrše se indirektno, detektorima na površini Zemlje. Neki od najvećih detektora su AUGER u Argentini, HiRes u SAD, AGASA u Japanu itd. Grejsen, Zacepin i Kuzmin (Greisen 1966; Zatsepin & Kuzmin 1966) su zaključili da bi nakon energije od oko $5 \times 10^{19} \text{ eV}$ trebalo da postoji nagli pad u spektru kosmičkih zraka (GZK granica). Razlog za ovo su gubici energije kosmičkog zračenja prilikom interakcija sa fotonima mikrotalasnog pozadinskog zračenja, kroz procese proizvodnje piona. Ako je jezgro koje predstavlja kosmički zrak proton, prilikom

interakcije sa fotonom dolazi do neke od sledećih interakcija:

$$\begin{aligned}\gamma + p &\rightarrow p + \pi^0, \\ \gamma + p &\rightarrow n + \pi^+, \end{aligned} \tag{2.3}$$

u kojima se proizvode naelektrisani π^+ i neutralni π^0 pioni. Prilikom ovakvog sudara proton gubi oko 15% svoje energije. Ovo ograničava udaljenost sa koje kosmički zraci mogu da stignu do nas na oko 100 Mpc. GZK granica je detektovana pomoću više detektora (npr. HiRes i AUGER). Međutim kosmički zraci energija čak i oko 10^{20} 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 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 (Roulet 2009).

2.2 Ubrzavanje kosmičkih zraka

Energijski spektar kosmičkog zračenja se može opisati stepenim zakonom datim u jednačini (2.2) gde eksponent tj. spektralni indeks α zavisi od procesa ubrzavanja i tipa čestica koje se ubrzavaju. Na primer, kod protona i težih jezgara spektralni indeks α obično ima vrednosti između 2 i 3. Detektovano kosmičko zračenje ima energije i do $\sim 10^{21}$ GeV, gde je poreklo čestica sa najvišim energijama nepoznato, dok predloženi mehanizmi ubrzavanja mogu da objasne energije do oko $\sim 10^{18}$ GeV. Zastupljenost elemenata u kosmičkom zračenju slična je kao zastupljenost u međuzvezdanoj materiji. Proces koji je zaslužan za ubrzavanje čestica, trebalo bi da objasni sve ove osobine kosmičkog zračenja.

2.2.1 Fermijev mehanizam ubrzavanja čestica

Fermijev mehanizam predložen je 1949. godine (Fermi 1949) i on objašnjava kako se čestice mogu ubrzati prilikom besudarnih interakcija sa oblacima međuzvezdane materije. U ovoj, originalnoj verziji Fermijeve teorije naelektrisane čestice odbijaju

se od „magnetnih ogledala”, koja su posledica nehomogenosti u magnetnom polju. Fermi je pokazao da prilikom odbijanja čestice dobijaju energiju i da se nakon određenog vremena može postići raspodela čestica u kojoj broj čestica po jedinici energije ima zavisnost od energije u obliku stepenog zakona. Prilikom svake interakcije čestice sa oblakom međuzvezdane materije prosečna relativna promena kinetičke energije čestice u sistemu vezanom za posmatrača je:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{8}{3} \left(\frac{U}{c} \right)^2, \quad (2.4)$$

ako je c brzina čestice koja je bliska brzini svetlosti, a U brzina magnetnog ogledala (Longair 2011). Kako je porast energije čestice $\propto (U/c)^2$ ovaj mehanizam naziva se Fermijev mehanizam drugog reda. Ovakav porast energije dovodi do spektra koji ima oblik stepenog zakona (jednačina (2.2)). Takođe čestice koje ulaze u proces ubrzavanja neminovno i gube energiju prilikom interakcije za međuzvezdanom materijom, između svake interakcije sa magnetnim ogledalom, pa je za efikasno ubrzavanje čestica ovim mehanizmom potrebno da u sistemu već postoje čestice visokih energija (supratermalne).

2.2.2 Difuzno ubrzavanje čestica na jakim udarnim talasima

Od druge polovine sedamdesetih godina prošlog veka mehanizam ubrzavanja čestica kojem se pridavao najveći značaj bio je difuzno ubrzavanje na jakim udarnim talasima. Ovaj tip ubrzavanja zove se Fermijevo ubrzanje prvog reda, gde je $\langle \Delta E/E \rangle \propto U/c$ (Axford *et al.* 1977; Krymsky 1977; Bell 1978; Blandford & Ostriker 1978). Pristup ovom problemu je zasnovan na jakom udarnom talasu (sa Mahovim brojem $\mathcal{M} \equiv U/c_s \gg 1$, gde je U brzina udarnog talasa, a c_s brzina zvuka u fluidu kroz koji se prostire udarni talas) koji prolazi kroz okolnu materiju. Kako je $\mathcal{M} \gg 1$ udarni talas se kreće supersoničnom brzinom $U \gg c_s$. Ako pređemo u sistem vezan za udarni talas, u njemu će talasni front mirovati, a fluid ispred udarnog talasa nailaziće brzinom v_1 , dok će brzina fluida iza udarnog talasa biti v_2 . Kod udarnih talasa važe zakoni održanja mase, impulsa i energije i iz njih se mogu dobiti poznate

Rankin-Igonoove jednačine (Rankine 1870):

$$\rho_1 v_1 = \rho_1 U = \rho_2 v_2, \quad (2.5)$$

$$\rho_1 v_1^2 + P_1 = \rho_2 v_2^2 + P_2, \quad (2.6)$$

$$\frac{1}{2}v_1^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P_1}{\rho_1} = \frac{1}{2}v_2^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P_2}{\rho_2}, \quad (2.7)$$

gde su ρ_1 i ρ_2 gustine medijuma ispred i iza udarnog talasa respektivno, P_1 i P_2 pritisci, a $\gamma = C_P/C_V$ je odnos specifičnih toplota. Iz Rankin-Igonoovih jednačina dobija se da je skok gustine r , nakon prolaska udarnog talasa:

$$r \equiv \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma+1)\mathcal{M}^2}{2 + (\gamma-1)\mathcal{M}^2}. \quad (2.8)$$

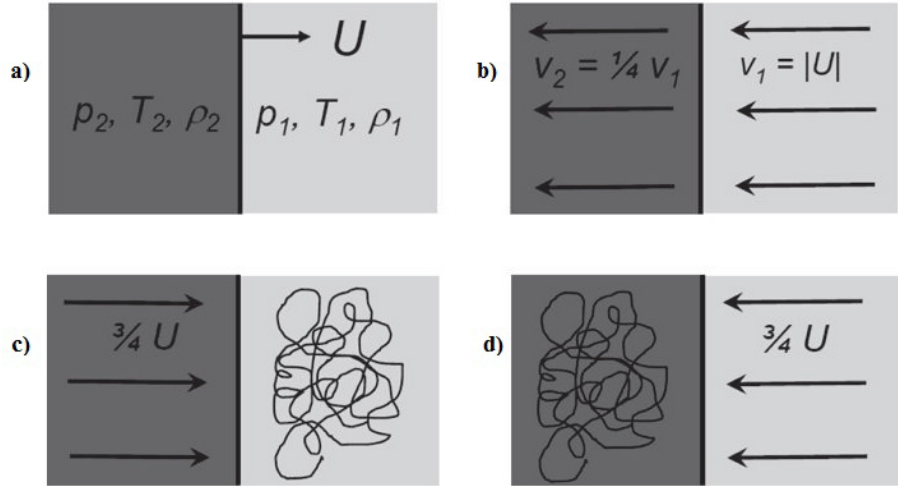
Ako uzmemo da je gas jednoatomski ili potpuno jonizovan tada je $\gamma = 5/3$, i da je udarni talas jak ($\mathcal{M} \rightarrow \infty$), dobijamo skok u gustini $\rho_2/\rho_1 \rightarrow 4$ tj. $v_2 = v_1/4$ (u sistemu vezanom za udarni talas). Ovo je prikazano na slici 3 pod a) i b).

Ako udarni talas posmatramo iz sistema reference vezanog za gas ispred udarnog talasa (u kome su brzine čestica izotropne), gas ispred udarnog talasa videće gas iza udarnog talasa koji mu dolazi u susret brzinom $v_1 - v_2 = (3/4)U$ (slika 3c). Na isti način ako se vežemo za gas iza udarnog talasa (u kome su brzine gasa ponovo izotropno raspoređene) ovaj gas vidi gas ispred udarnog talasa kako mu se približava brzinom $(3/4)U$ (slika 3d). Vidimo da čestica bez obzira u kom pravcu prolazi udarni talas, vidi gas koji joj se približava istom brzinom (kao i nepravilnosti u njemu koje mogu da je raseju, kako bi ponovo prešla udarni talas), pa čestica u oba smera dobija istu količinu kinetičke energije prilikom prolaska kroz udarni talas (Longair 2011):

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{2}{3} \left(\frac{U}{c} \right), \quad (2.9)$$

što čini ovaj mehanizam ubrzavanja mnogo efikasnijim od Fermijevog ubrzavanja drugog reda.

Ovaj tip ubrzavanja čestica daje spektar čestica (Krymsky 1976; Axford *et al.*



Slika 3: Kretanje visokoenergijskih čestica u blizini udarnog talasa. a) Udarni talas koji se kreće brzinom U kroz gas koji miruje sa gustinom, pritiskom i temperaturom ρ_1, P_1, T_1 . Gas iza udarnog talasa ima gustinu, pritisak i temperaturu ρ_2, P_2, T_2 . b) Brzine gasa ispred i iza udarnog talasa u sistemu reference vezanom za sam udarni talas. c) Gas iza udarnog talasa posmatran u sistemu reference vezanom za gas ispred udarnog talasa koji miruje. Gas iza udarnog talasa ima izotropnu raspodelu brzina i kreće se brzinom $(3/4)U$. d) Gas ispred udarnog talasa posmatran u sistemu reference vezanom za gas iza udarnog talasa. Sada se gas ispred udarnog talasa kreće ponovo brzinom $(3/4)U$ (Izvor: Longair 2011).

1977; Bell 1978; Blandford & Ostriker 1978):

$$N(E)dE = 4\pi p^2 f(p)dp \propto p^{-\frac{3r}{r-1}+2}dp, \quad (2.10)$$

gde je p impuls čestica, a $f(p) \propto p^{-3r/(r-1)}$ raspodela impulsa u faznom prostoru. U slučaju jakih udarnih talasa kod kojih je Mahov broj $\mathcal{M} \gg 1$ i kompresija $r \rightarrow 4$ funkcija raspodele je $f(p) \propto p^{-4}$. Ako su čestice relativističke ($E \propto p$), očekivani energetski spektar je $N(E) \propto E^{-2}$. Nakon predstavljanja ovog mehanizma ubrzavanja mnogo se radilo na modifikaciji ovog modela i numeričkim simulacijama, kako bi on postao realniji i kako bi u njega bio uključen i uticaj magnetnog polja, činjenice da udarni talasi ne moraju biti samo jaki, već i slabi ili relativistički, ali i mnogi nelinearni efekti. Takođe, udarni front može imati i različite nagibe u odnosu na linije magnetnog polja što takođe dovodi do drugačijeg spektra kosmičkih zraka. Iz jednačine (2.10) vidi se da se kod slabijih udarnih talasa ($r < 4$) dobijaju spektri sa većim nagibima (Longair 2011).

Ovaj tip ubrzavanja zainteresovao je naučnu javnost zato što je dao dobro fizičko objašnjenje kako se u različitim astrofizičkim sredinama (ostaci supernovih, aktivna galaktička jezgra, akrecioni udarni talasi, itd.) proizvode raspodele visokoenergijskih čestica sa spektralnim indeksom $\alpha \approx 2$. Sve što je potrebno za ubrzavanje čestica ovim mehanizmom je prisustvo jakih udarnih talasa i postojanja suprathermalnih čestica čija je raspodela vektora brzina sa obe strane tog udarnog talasa izotropna, kako bi se čestice rasejavale i prelazile udarni talas više puta.

2.3 Interakcije kosmičkih zraka - opšte napomene

Direktno merenje fluksa galaktičkog kosmičkog zračenja (*Galactic Cosmic Rays* - GCR) unutar Sunčevog sistema otežano je zbog interakcije kosmičkog zračenja sa magnetnim poljem Sunca i efekta solarne modulacije. Međutim, informacije o različitim populacijama kosmičkih zraka, pa i onim sa vangalaktičkim poreklom, možemo da dobijemo posmatranjem elektromagnetnog zračenja koje nastaje kao posledica interakcija kosmičkih zraka sa drugim konstituentima svemira. Tip interakcije zavisi od toga koja čestica čini kosmički zrak, ali i kroz kakvu okolinu se ona kreće. Prilikom interakcija kosmičko zračenje gubi energiju, što se odražava na oblik spektra kao i prostiranje ovih čestica kroz svemir. Takođe, kada se utvrde veze između elektromagnetnog zračenja i visokoenergijskih čestica koje ga proizvode moguće je, na osnovu posmatranja izvora od gama do radio oblasti, rekonstruisati osobine primarnog kosmičkog zračenja.

Relativistički elektroni su bitan konstituent kosmičkih zraka. Elektroni prilikom interakcija brže gube energiju nego masivnija jezgra, pa su shodno tome i rastojanja koja oni prelaze, od mesta na kojim su nastali, kraća. Prilikom kretanja elektrona u magnetnom polju dolazi do sinhrotronskog zračenja. S druge strane kroz inverzno Komptonovo rasejanje na visokoenergijskim elektronima (koji tada gube energiju), niskoenergijski fotoni (zračenje zvezda ili mikrotalasno pozadinsko zračenje) iz međuzvezdane i međugalaktičke materije, dobijaju energiju i prelaze u gama područje. Takođe, moguća je i proizvodnja tripleta tj. procesa u kojem prilikom sudara ultrarelativističkog elektrona sa fotonom elektron gubi energiju, ali se pored toga proizvede i jedan elektronsko pozitronski par. Pri interakciji elektrona sa

česticama međuzvezdane materije dolazi i do netermalnog zakočnog zračenja, ekscitacije i jonizacije atoma i molekula međuzvezdane materije. Kako elektroni i njihove interakcije nisu direktno vezani za tematiku ove disertacije, ovde se neće detaljnije razmatrati interakcije elektrona, već će se pažnja posvetiti pozitivnim česticama iz kosmičkog zračenja.

Za nas su najbitnije hadronske interakcije jezgara u kosmičkom zračenju i one se mogu podeliti u dve kategorije: interakcije sa fotonima i interakcije sa materijom. U daljem tekstu pomenućemo nekoliko interakcija kosmičkih zraka, dok će se detaljnije razmotriti samo interakcije koje su bitne za temu kojom se bavi ova disertacija.

2.4 Interakcije kosmičkih zraka sa fotonima

Jezgra iz kosmičkog zračenja mogu interagovati sa fotonima na tri načina (Puget *et al.* 1976):

- proizvodnja parova (posebno parova e^-e^+) $N + \gamma \rightarrow N + e^- + e^+$;
- foto-proizvodnja hadrona (najčešće piona) $p + \gamma \rightarrow p + \zeta_\pi\pi$, gde je sa ζ_π označen broj proizvedenih piona;
- foto-dezintegracija jezgara $A + \gamma \rightarrow (A - 1) + N$, gde je N jezgro iz kosmičkog zračenja.

Granična energija fotona u sistemu vezanom za kosmički zrak potrebna da bi se proizveo par e^-e^+ je $E_{gr} \simeq 1 \text{ MeV}$. Kod foto-proizvodnje piona dominantni su procesi proizvodnje piona kroz kanale $p + \gamma \rightarrow p + \pi^0$ i $p + \gamma \rightarrow n + \pi^+$, dok je na višim energijama dominantan proces proizvodnje većeg broja piona (Stecker 1968; Mannheim & Biermann 1989; Begelman *et al.* 1990). U slučaju proizvodnje samo jednog piona potrebna je granična energija fotona (u sistemu vezanom za kosmički zrak) od 145 MeV (Puget *et al.* 1976). Foto-proizvodnja piona jezgrom iz kosmičkog zračenja sa masenim brojem A ponaša se po Glauberovom pravilu $\sigma_A \simeq A^{2/3}\sigma_p$, gde je su σ_A i σ_p efikasni preseki za nastanak date čestice i protona u ovom tipu interakcija. 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, između 15 MeV i 25 MeV (Puget *et al.* 1976).

Kako su najbrojniji fotoni u svemiru fotoni mikrotalasnog pozadinskog zračenja koji imaju veoma malu srednju energiju od $\langle \epsilon \rangle = 7 \times 10^{-4} \text{ eV}$, 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. Kosmičko zračenje troši svoju kinetičku energiju u prethodno navedenim procesima. U slučaju proizvodnje parova i foto-dezintegracije energije praga reakcija su male, tako da kosmički zraci u ovim procesima gube malo kinetičke energije. S druge strane kod foto-proizvodnje hadrona, granična energija je znatno viša, pa će se s vremenom kinetička energija kosmičkog zraka značajno smanjiti.

2.5 Interakcije kosmičkih zraka sa materijom

Za tematiku ove disertacije još veći značaj imaju 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 π^+ i π^- raspadaju se stvarajući mione i mionske (anti)neutrinoe, a zatim se mioni raspadaju stvarajući elektrone (ili pozitrone) i elektronske (anti)neutrinoe:

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, & \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, & \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Ovi raspadu su veoma značajan izvori visokoenergijskih elektrona, pozitrona i neutrina. Neutralni pioni π^0 raspadaju se nakon $9 \times 10^{-17} \text{ s}$ u dva visokoenergijskih gama fotona ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$). Upravo ovaj proces će za nas biti od posebne važnosti i zato će biti detaljnije razmotren u poglavlju 2.6.

Pored interakcija (2.11), koje se odigravaju prilikom sudara kosmičkih zraka sa materijom, može doći i do sledećih interakcija:

- Ekscitacija i fragmentacija jezgara atoma i molekula u međuzvezdanoj materiji

(na ovaj način nastaju linije u gama oblasti);

- Proizvodnja sekundarnih protona i neutrona prilikom sudara u procesima koji ne uključuju i stvaranje piona. Na primer, ovi procesi se odigravaju na Suncu (Murphy *et al.* 1987);
- Prilikom prolaska kosmičkih zraka kroz jonizovanu ili neutralnu međuzvezdanu materiju može doći i do Kulonovih interakcija (elektrostatičke interakcije, koje rezultuju u rasejanju i gubicima energije kosmičkih zraka) i jonizacije, prilikom kojih kosmički zraci takođe gube energiju.

2.5.1 Ekscitacija i fragmentacija jezgara

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

- prilikom sudara brzih jezgara kosmičkog zračenja sa protonima i α -česticama međuzvezdane materije;
- prilikom sudara protona i α -čestica kosmičkog zračenja sa težim jezgrima međuzvezdane materije.

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 (Meneguzzi & Reeves 1975). Neke od čestih reakcija koje dovode do emisije gama linija su date u tabeli 1 (kao i energije na kojoj se te linije javljaju). Ovaj tip procesa malo doprinosi gubitku energije kosmičkih zraka, posebno u odnosu na Kulonove i jonizacione procese.

Prilikom neelastičnih sudara protona i α -čestica sa težim jezgrima dolazi i do fragmentacije jezgara u reakcijama tipa $A + (p, \alpha) \rightarrow (A - k) + X$, gde je $k = 1, 2, \dots (A - 1)$, dok 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 kinetičke energije (dT/dt), koja je pogodna za opisivanje interakcija kod kojih se broj čestica održava i dolazi

Tabela 1: Reakcije koje dovode do emisije gama linija i energije na kojima se one nalaze (Meneguzzi & Reeves 1975).

Reakcija	E_γ (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

samo do preraspodele energije. U ovom slučaju koristi se tzv. vreme gubitka energije koje se direktno dobija iz ukupnog efikasnog preseka za neelastični sudar σ_{tot} . Po empirijskoj formuli (Letaw *et al.* 1983), efikasni presek za fragmentaciju σ_{tot} i vreme gubitka energije τ_f na visokim energijama ($> 2 \text{ GeV}$) ne zavise od energije i rastu sa masenim brojem jezgra A :

$$\sigma_{\text{tot}}(T \geq 2 \text{ GeV}) = 45A^{0.7}[1 + 0.016 \sin(5.3 - 2.63 \ln A)] \text{ mb}, \quad (2.12)$$

$$\tau_f(T > 2 \text{ GeV}) \simeq 2 \times 10^7 A^{-0.7} [n_{\text{HI}} + 2n_{\text{H}_2}]^{-1} \text{ yr}, \quad (2.13)$$

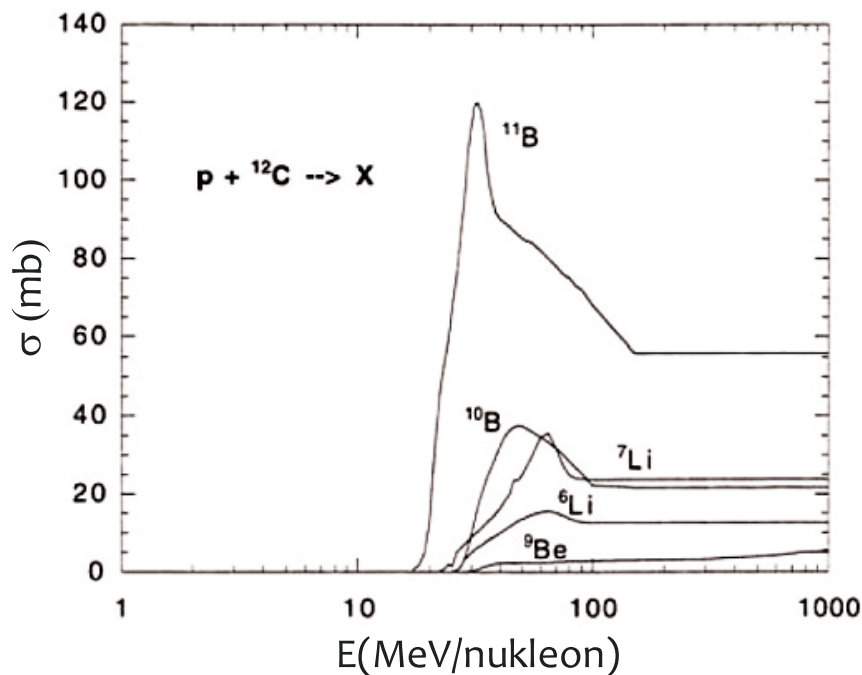
gde milibarn iznosi $1 \text{ mb} = 10^{-27} \text{ cm}^2$, n_{HI} i n_{H_2} su koncentracije atomskog i molekularnog vodonika, respektivno. S druge strane na energijama nižim od 2 GeV , vrednost efikasnog preseka za fragmentaciju opada sa energijom do minimuma na 200 MeV (koji iznosi $\approx 15\%$ visokoenergijske vrednosti efikasnog preseka). Na još nižim energijama efikasni presek interakcije veoma fluktuiira.

U slučaju da prilikom neelastičnog sudara nastane neka nestabilna čestica, kao što su ^{10}Be i ^{26}Al , ukupno vreme gubitka energije τ definiše se kao

$$\tau^{-1} = \tau_f^{-1} + (\gamma T_d^0)^{-1}, \quad (2.14)$$

gde je T_d^0 vreme poluživota radioaktivnog jezgra u mirovanju.

Kao što je i ranije pomenuto, fragmentacija je jedan od razloga za velike zastupljenosti lakih elemenata Li, Be i B u kosmičkim zracima (nastaju fragmentacijom ^{12}C , ali i fragmentacijom B, N, O, Ne, Mg itd). Na slici 4 prikazani su presezi za proizvodnju lakih elemenata fragmentacijom težih jezgara. Naravno, pored lakih elemenata fragmentacijom nastaju i različiti izotopi mnogih drugih elemenata kao na primer C, N, O, F, Ne, Na, Mg i Al.



Slika 4: Presezi za proizvodnju Li, Be i B fragmentacijom (spalacijom) ^{12}C . Presezi za nastanak ovih elemenata iz ^{14}N i ^{16}O su veoma slični (Izvor: Read & Viola 1984).

2.6 Proizvodnja piona

2.6.1 Granična energija i efikasni presek za proizvodnju piona

Prilikom sudara protona i alfa čestica sa česticama međuzvezdane materije može doći i do nastanka neutralnih ili naelektrisanih piona. Na slici 5 prikazan je sudar dva protona prilikom kog nastaje neutralni pion. Svaka od čestica može se opisati četvorovektorom impulsa $P = (E, \mathbf{p}c)$, gde je E ukupna energija čestice, a \mathbf{p} njen impuls. Ako sudar posmatramo iz referentnog sistema vezanog za jedan proton, onda će u njemu taj proton (meta) imati samo energiju mirovanja $E_0 = m_p c^2$, odnosno biće opisan četvorovektorom $P_{\text{meta}} = (E_0, 0) = (m_p c^2, 0)$, dok će proton koji predstavlja projektil imati ukupnu energiju $E = E_0 + T = \gamma_p m_p c^2$, gde je T kinetička energija projektila (ako je $\gamma_p = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ Lorencov faktor, a v brzina projektila). Projektil se može opisati četvorovektorom impulsa $P_{\text{projektil}} = (E, \mathbf{p}c) = (\gamma_p m_p c^2, \mathbf{p}c)$. Kvadrat ukupnog četvorovektora sistema $s = (P_{\text{projektil}} + P_{\text{meta}})^2$ je invarijantan na Lorencove transformacije i jednak je u svakom referentnom sistemu. Ukupna energija sistema \sqrt{s} takođe ne zavisi od referentnog sistema. Da bi nakon sudara protona nastao pion ukupna energija u sistemu vezanom za centar mase mora biti jednaka barem zbiru energija mirovanja čestica nakon sudara tj:

$$\sqrt{s_{\text{gr}}} = 2m_p c^2 + m_{\pi^0} c^2. \quad (2.15)$$

S druge strane, u sistemu vezanom za metu ukupna energija sistema može se napisati kao:

$$\sqrt{s} = \sqrt{(\gamma_p m_p c^2 + m_p c^2)^2 - |\mathbf{p}|^2 c^2}. \quad (2.16)$$

Iskoristivši činjenicu da za proton-projektil važi $E^2 - |\mathbf{p}|^2 c^2 = m_p^2 c^4$ u izrazu (2.16) dobijamo na kraju:

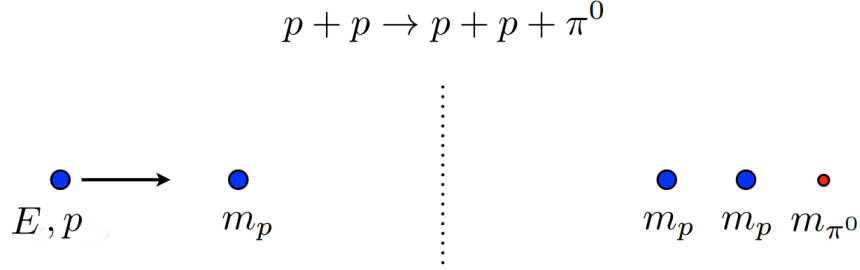
$$\sqrt{s} = \sqrt{2m_p^2 c^4 (\gamma_p + 1)} = \sqrt{2m_p c^2 (T + 2m_p c^2)}, \quad (2.17)$$

(pošto je $T = m_p c^2 (\gamma_p - 1)$). Izjednačavanjem izraza (2.15) i (2.17) dobija se da je granična kinetička energija protona (u slučaju da drugi proton miruje) potrebna za

nastanak jednog neutralnog piona:

$$T_{\text{gr}} = 2m_{\pi^0}c^2 \left(1 + \frac{m_{\pi^0}}{4m_p}\right) \approx 280\text{MeV}. \quad (2.18)$$

Pored $p - p$ sudara pioni na isti način nastaju i u drugim reakcijama (Schlickeiser 2002), koje su date u tabeli 2.



Slika 5: Sudar dva protona i nastanak neutralnog piona, posmatrani iz sistema vezanog za jedan proton koji onda ima samo energiju mirovanja, dok drugi proton ima i kinetičku energiju. Razmatra se granični slučaj u kom nakon sudara sve čestice imaju samo energije mirovanja i ne kreću se. Sa leve strane nalaze se čestice pre sudara, dok su sa desne strane čestice nakon sudara.

Tabela 2: Reakcije koje dovode do proizvodnje piona (Schlickeiser 2002). Broj proizvedenih piona u svakoj reakciji je obeležen celim brojevima a i b . Ovi brojevi zavise od energija čestica koje se sudaraju, tako da će čestice viših energija moći da proizvedu veći broj piona prilikom jednog sudara.

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

Ukupan efikasni presek (efikasni presek pomnožen sa multiplicitetom ζ_π , tj. efikasni presek koji uključuje sve procese u kojima prilikom $p - p$ sudara pioni mogu da nastanu) za dobijanje neutralnog piona u $p - p$ sudarima u funkciji kinetičke

energije protona kosmičkog zračenja je:

$$\zeta_{\pi}\sigma_{\pi^0}^{\text{pp}}(T_{\text{p}}) = \sum_k \int_{E_{\text{gr}}}^{\infty} \sigma_k(E_{\pi}, E_{\text{p}}) dE_{\pi} \text{ cm}^2, \quad (2.19)$$

gde je $\sigma_k(E_{\pi}, E_{\text{p}})$ diferencijalni efikasni presek za proces k u kome se sudara proton kosmičkog zračenja sa kinetičkom energijom T_{p} , odnosno ukupnom energijom E_{p} i proizvodi se pion sa ukupnom energijom E_{π} . Ukupan efikasni presek dobije se integraljenjem od energije praga reakcije E_{gr} . Ovaj efikasni presek odgovara reakcijama tipa $p + p \rightarrow \pi^0 + X$ gde X predstavlja različite proizvode sudara. Na sličan način računa se i efikasni presek prilikom $p - \alpha$ sudara tipa $p + \alpha \rightarrow \pi^0 + X$ tj. $\zeta_{\pi}\sigma_{\text{p}\alpha}^{\pi^0}$ (Mannheim & Schlickeiser 1994). Iz simetrije izospina odnos multipliciteta neutralnih i naelektrisanih piona je $\zeta_{\pi} = \frac{1}{2}\zeta_{\pi^{\pm}}$, što se slaže sa Fermijevom teorijom (Fermi 1950).

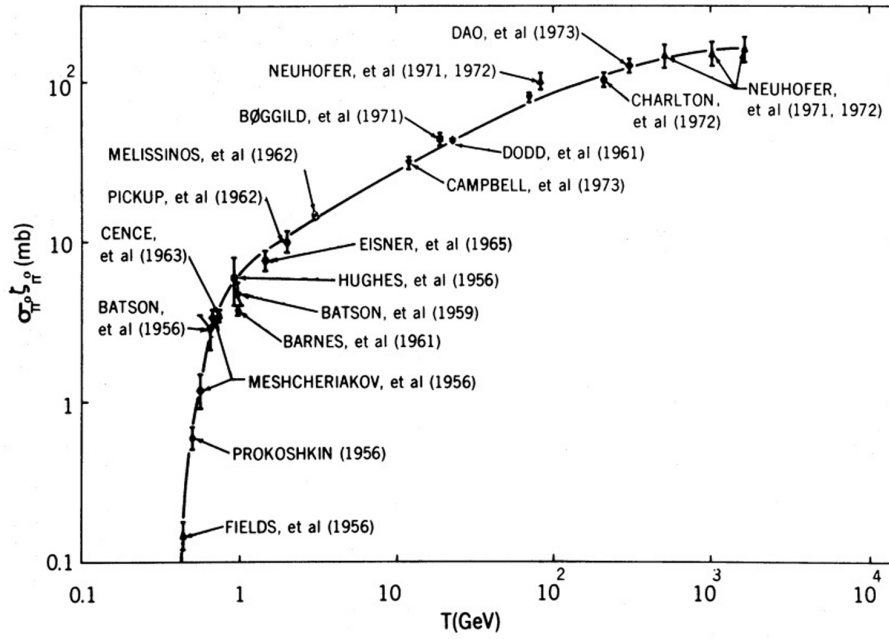
Na slici 6 prikazani su podaci za ukupan efikasni presek za stvaranje neutralnih piona u $p - p$ interakcijama (za energije do ~ 1500 GeV). Dobar fit ovih podataka dat je prelomljenim stepenim zakonom po kinetičkoj energiji T_{p} (Stecker 1973):

$$\zeta_{\pi}\sigma_{\pi^0}^{\text{pp}} = \begin{cases} 10^{-25}T_{\text{p}}^{7.64} \text{ cm}^2, & 0.4 \leq T_{\text{p}} \leq 0.7 \\ 8.4 \times 10^{-27}T_{\text{p}}^{0.53} \text{ cm}^2, & T_{\text{p}} \geq 0.7 \end{cases}. \quad (2.20)$$

Novija laboratorijska merenja daju tačnije parametrizovane ukupne efikasne preseke (u funkciji kinetičke energije projektila tj. protona T_{p} u laboratorijskom sistemu) za proizvodnju naelektrisanih i neutralnih piona (Norbury 2009), koje ćemo mi i koristiti u glavi 6:

$$\begin{aligned} \zeta_{\pi^+}\sigma_{\pi^+}^{\text{pp}} &= \left(0.00717 + 0.0652 \frac{\log T_{\text{p}}}{T_{\text{p}}} + \frac{0.162}{T_{\text{p}}^2} \right)^{-1}, \\ \zeta_{\pi^-}\sigma_{\pi^-}^{\text{pp}} &= \left(0.00456 + \frac{0.0846}{T_{\text{p}}^{0.5}} + \frac{0.577}{T_{\text{p}}^{1.5}} \right)^{-1}, \\ \zeta_{\pi}\sigma_{\pi^0}^{\text{pp}} &= \left(0.007 + 0.1 \frac{\log T_{\text{p}}}{T_{\text{p}}} + \frac{0.3}{T_{\text{p}}^2} \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Ovi preseki prikazani su na slici 7. Na slici se takođe lepo vidi da važi da je $\zeta_{\pi}\sigma_{\pi^0}^{\text{pp}} \approx \frac{1}{2}(\zeta_{\pi^+}\sigma_{\pi^+}^{\text{pp}} + \zeta_{\pi^-}\sigma_{\pi^-}^{\text{pp}})$.



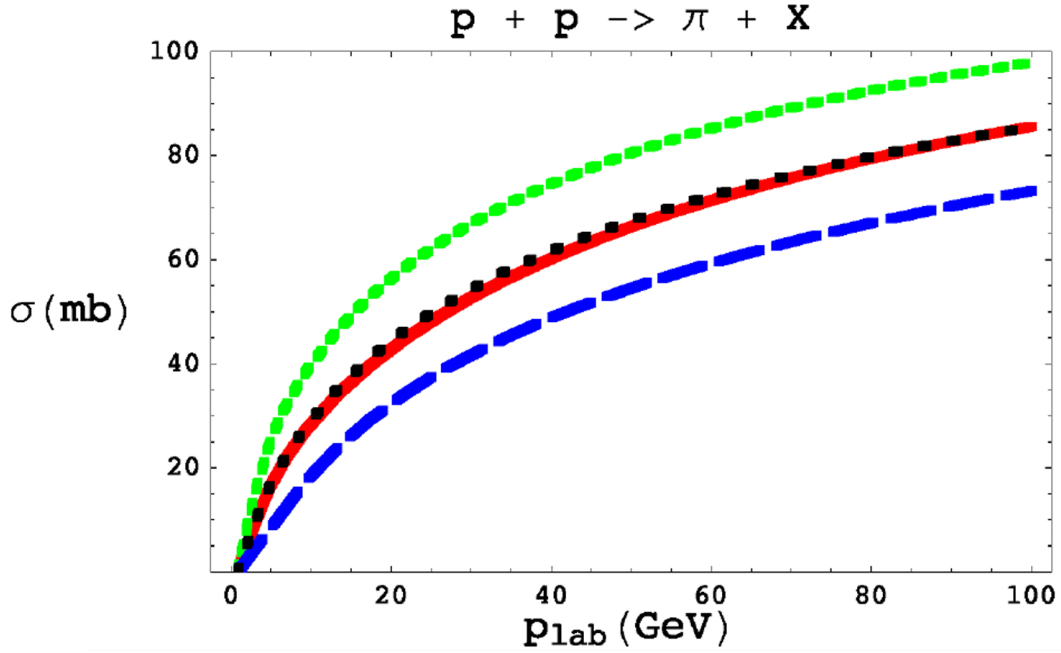
Slika 6: Mereni podaci za ukupan efikasni presek za proizvodnju neutralnih piona u p - p sudarima, mereni od strane više autora (Batson & Riddiford 1956; Cence *et al.* 1963; Pickup *et al.* 1962; Melissinos *et al.* 1962; Bøggild *et al.* 1971; Neuhofer *et al.* 1971,1972; Dao *et al.* 1973; Charlton *et al.* 1972; Dodd *et al.* 1961; Campbell *et al.* 1973; Eisner *et al.* 1965; Hughes *et al.* 1956; Batson *et al.* 1959; Barnes *et al.* 1961; Meshcheriakov *et al.* 1956; Prokoshkin 1956; Fields *et al.* 1956). Podaci se dobro fituju prelomljenim stepenim zakonom po kinetičkoj energiji protona T_p (Izvor: Stecker 1973).

2.6.2 Pionski spektar

Spektar proizvodnje piona u sudarima kosmičkog zračenja sa međuzvezdanom materijom može se predstaviti kao (Stephens & Badhwar 1981):

$$F_{\pi^0}(T_{\pi^0}) = \sum_{ik} 4\pi \int_{T_{i,gr}}^{\infty} dT_i \phi(T_i) n_k \frac{d\sigma_{\pi^0}^{ik}(T_{\pi^0}, T_i)}{dT_{\pi^0}} [\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}], \quad (2.22)$$

gde je n_k koncentracija jezgara tipa k u međuzvezdanoj materiji, $\phi(T_i)$ spektar jezgara tipa i kosmičkog zračenja, koji imaju kinetičku energiju T_i u laboratorijskom sistemu koji se ne kreće i vezan je za čestice međuzvezdane materije. Diferencijalni efikasni presek $d\sigma_{\pi^0}^{ik}(T_{\pi^0}, T_p)/dT_{\pi^0}$ odnosi se na proizvodnju neutralnih piona prilikom sudara kosmičkog zraka tipa i sa kinetičkom energijom T_i , sa jezgrom tipa k u međuzvezdanoj materiji, pri čemu se dobija pion sa kinetičkom energijom T_{π^0} . Različite reakcije koje mogu da proizvedu neutralne pione date su u tabeli 2. Radi



Slika 7: Parametrizovani inkluzivni preseki za proizvodnju naelektrisanih i neutralnih piona u p - p sudarima. Zelena tačkasta linija predstavlja $\zeta_{\pi^+}\sigma_{\pi^+}^{\text{pp}}$, plava isprekidana linija $\zeta_{\pi^-}\sigma_{\pi^-}^{\text{pp}}$, a puna crvena linija $\zeta_{\pi}\sigma_{\pi^0}^{\text{pp}}$. Crna tačkasta linija dobijena je kao $\frac{1}{2}(\zeta_{\pi^+}\sigma_{\pi^+}^{\text{pp}} + \zeta_{\pi^-}\sigma_{\pi^-}^{\text{pp}})$. Preseci su dati u funkciji od impulsa projektila tj. impulsa protona u laboratorijskom sistemu reference p_{lab} (Izvor: Norbury 2009).

lakšeg dobijanja spektra proizvedenih piona, može se pretpostaviti da sva jezgra u kosmičkom zračenju imaju spektar sličan protonskom, kao i da proizvodnja piona u svim reakcijama teče na sličan način kao u p - p sudarima. Oдавде, ubacivanjem nekog faktora skaliranja ξ uz spektar piona dobijenih kroz p - p interakcije, dobijamo ukupan spektar proizvodnje piona u svim procesima tj. $F_{\pi^0}(T_{\pi^0}) = \xi F_{\pi^0}^{\text{pp}}(T_{\pi^0})$. Ovaj faktor skaliranja ima vrednosti od 1.39, koji obuhvata samo protone i alfa čestice u kosmičkom zračenju i međuzvezdanoj materiji, pa do 1.45 koji uključuje i teža jezgra (Dermer 1986). Na ovaj nači spektar proizvodnje piona u svim reakcijama dobija se iz spektra p - p sudara (Dermer 1986):

$$F_{\pi^0}(T_{\pi^0}) = \xi F_{\pi^0}^{\text{pp}}(T_{\pi^0}) = 4\pi\xi n_{\text{H}} \int_{T_{\text{p,gr}}}^{\infty} dT_{\text{p}} \phi(T_{\text{p}}) \frac{d\sigma_{\pi^0}^{\text{pp}}(T_{\pi^0}, T_{\text{p}})}{dT_{\pi^0}} \quad [\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}\text{GeV}] , \quad (2.23)$$

gde je n_{H} koncentracija atoma vodonika međuzvezdane materije tj. protona koji predstavljaju mete, $d\sigma_{\pi^0}^{\text{pp}}(T_{\pi^0}, T_{\text{p}})/dT_{\pi^0}$ diferencijalni efikasni presek za proizvodnju piona sa kinetičkom energijom T_{π^0} od strane protona kosmičkog zračenja sa ki-

netičkom energijom T_p koji udara u proton međuzvezdane materije koji miruje (vrednosti energija date su u laboratorijskom sistemu koji miruje i vezan je za proton koji predstavlja metu). Spektar protona kosmičkog zračenja $\phi(T_p)$ [broj protona $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}\text{sr}^{-1}$] ima oblik stepenog zakona sa spektralnim indeksom α , npr. spektar $\phi(T_p) \propto (T_p + m_p c^2)^{-2.75}$ (Dermer 1986). Diferencijalni efikasni presek za proizvodnju piona može se povezati sa srednjim ukupnim efikasnim presekom $\zeta_\pi \sigma_{\pi^0}^{\text{PP}}$ koji se meri (vrednosti date u (2.21)) kao:

$$\frac{d\sigma_{\pi^0}^{\text{PP}}(T_{\pi^0}, T_p)}{dT_{\pi^0}} = \zeta_{\pi^0} \sigma_{\pi^0}^{\text{PP}} d\phi_{\pi^0}(T_{\pi^0}, T_p), \quad (2.24)$$

gde važi da je $\int_0^\infty dT_{\pi^0} (d\phi_{\pi^0}(T_{\pi^0}, T_p)/dT_{\pi^0}) = 1$, a $d\phi_{\pi^0}(T_{\pi^0}, T_p)/dT_{\pi^0}$ je diferencijalni fluks piona u laboratorijskom sistemu. Korišćenjem ukupnog efikasnog preseka za proizvodnju piona dobija se ukupna stopa proizvodnje (broj proizvedenih čestica u jedinici zapremine i jedinici vremena) neutralnih piona (Dermer 1986):

$$r_{\pi^0} = \xi r_{\pi^0}^{\text{PP}} = 4\pi \xi n_H \int_0^\infty dT_p \zeta_{\pi^0} \sigma_{\pi^0}^{\text{PP}} \phi(T_p) \quad [\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}]. \quad (2.25)$$

U slučaju da je spektar kosmičkog zračenja stepeni zakon sa spektralnim indeksom $\alpha = 2$, spektralni indeks spektra piona na visokim energijama biće isti kao kod spektra protona koji ih stvaraju. Ako je $\alpha > 2$ nagib spektra piona na nižim energijama biće veći u odnosu na spektar kosmičkog zračenja ($\alpha_\pi > \alpha$) zbog višestruke proizvodnje piona. Ipak i kod ovakvih spektara na visokim energijama (iznad 10^4 GeV) nagib stepenog zakona pionskog spektra izjednačiće se sa nagibom spektra kosmičkog zračenja (Dermer 1986; Mannheim & Schlickeiser 1994).

2.6.3 Gama zračenje nastalo raspadom piona

Kako su neutralni pioni nestabilne čestice, oni se raspadaju proizvodeći dva gama kvanta. Ako pretpostavimo da su pioni izotropno raspoređeni u sistemu u kom miruju, spektar proizvoda raspada može se povezati sa spektrom čestica koje se

raspadaju. Rezultujući gama spektar biće onda (Stecker 1971; Dermer 1986):

$$F_\gamma(E_\gamma) = 2 \int_{E_\gamma + (m_{\pi^0}^2/4E_\gamma)}^{\infty} dE_{\pi^0} \frac{F_{\pi^0}(E_{\pi^0})}{(E_{\pi^0}^2 - m_{\pi^0}^2)^{1/2}} [\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}], \quad (2.26)$$

gde je E_{π^0} ukupna energija piona, a m_{π^0} njegova masa. S druge strane, raspad naelektrisanih piona $\pi^\pm \rightarrow \gamma^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ je malo komplikovaniji (Scanlon & Milford 1965).

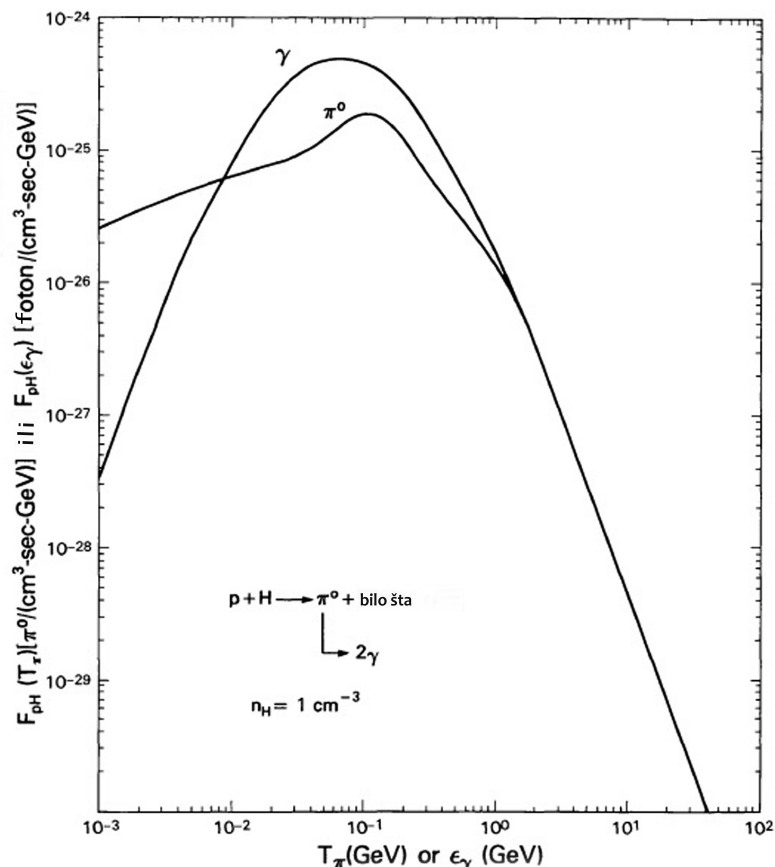
Spektar gama zračenja je simetričan oko $\frac{1}{2}m_{\pi^0}c^2 = 67.5 \text{ MeV}$ (u logaritamskoj skali). Spektralni indeks gama spektra α_γ jednak je po apsolutnoj vrednosti spektralnom indeksu spektra kosmičkog zračenja α :

$$\alpha_\gamma = \begin{cases} -\alpha, & E_\gamma \ll m_{\pi^0}c^2 \\ \alpha, & E_\gamma \gg m_{\pi^0}c^2 \end{cases} \quad (2.27)$$

Na slici 8 prikazani su spektri piona i gama zraka nastalih u sudarima kosmičkog zračenja sa međuzvezdanom materijom. Na slici se vidi da je spektar gama zračenja simetričan oko energije jednake polovini mase mirovanja piona, kao i da se nagib pionskog spektra na velikim energijama poklapa sa nagibom gama spektra (a takođe i sa nagibom spektra kosmičkog zračenja koje ih proizvodi). Zbog toga, proučavanje gama zraka koji nastaju raspadom π^0 , omogućava nam da saznamo više o samom kosmičkom zračenju koje ih proizvodi.

2.6.4 Neutrini nastali raspadom piona

Raspalom naelektrisanih piona proizvode se neutrini. Pioni nastaju u hadronskim interakcijama kosmičkih zraka sa jezgrima u međuzvezdanoj materiji (ali i u foto-hadronskim interakcijama pomenutim u poglavlju 2.4). Spektre neutrina, nastalih raspadom naelektrisanih piona smo već pominjali u poglavlju 2.5, reakcije (2.11) (Berezinsky & Zatsepin 1977; Stecker 1979). Pokazano je (Stecker 1979) da ako pioni imaju spektar stepenog tipa, rezultujući neutrini (na energijama $E_\nu \gg m_\pi c^2$) imaće spektar sa istim spektralnim indeksom kao i pioni čijim raspadom nastaju tj. $\alpha_\nu = \alpha_\pi$ (slika 9). Ova prosta veza između spektara gama zraka i neutrina može se iskoristiti za povezivanje ova dva tipa zračenja za bilo koji objekat. Detalj-

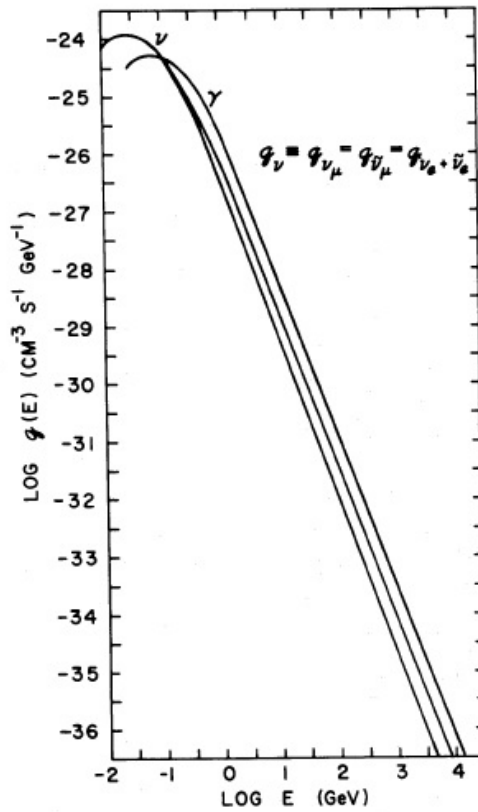


Slika 8: Spektri neutralnih piona i gama zraka nastalih u sudarima kosmičkog zračenja sa međuzvezdanom materijom (Izvor: Dermer 1986).

nije o ovoj vezi i njenoj primeni biće reči u glavi 5.

2.7 Kosmički zraci i proizvodnja litijuma

U poglavlju 2.1 u kome se govori o sastavu kosmičkih zraka pomenuto je da je zastupljenost lakih elemenata (Li, Be, B) u kosmičkom zračenju veća nego zastupljenost istih elemenata u Sunčevom sistemu i međuzvezdanoj materiji (slika 1). Jedan od procesa koji je odgovoran za proizvodnju lakih elemenata u kosmičkom zračenju je tada i pomenut, a to je spalacija tj. fragmentacija jezgara C, N, O iz kosmičkog zračenja prilikom njihovog sudara sa protonima međuzvezdane materije. Isti proces dešava se i prilikom sudara protona i alfa čestica iz kosmičkog zračenja sa C,N,O iz međuzvezdane materije. Na ovaj način povećava se zastupljenost lakih elemenata u međuzvezdanoj materiji. U ovoj disertaciji posebno ćemo se koncentrisati na proizvodnju litijuma u međuzvezdanoj materiji. Pored spalacije, za proizvodnju



Slika 9: Diferencijalne funkcija izvora neutrina i gama zraka nastale raspadom piona, koji su nastali u interakcijama kosmičkog zračenja sa međuzvezdanom materijom. Kriva koja odgovara gama zracima, kao i gornja kriva za neutrine dobijene su od strane kosmičkog zračenja sa spektralnim indeksom 2.67, pa i same imaju isti spektralni indeks. Donja kriva za neutrine dobijena je za spektralni indeks 2.75 (Izvor: Stecker 1979).

litijuma veoma je bitan još jedan proces koji uključuje kosmičke zrake i koji je efikasan i u sredinama sa niskom metaličnošću - fuzija α -čestica kosmičkog zračenja i međuzvezdane materije:



U ovu vrstu reakcije ulazi kosmičko zračenje sa nižom kinetičkom energijom $\approx 10 - 70 \text{ MeV}$ po nukleonu⁴. Kosmičko zračenje sa većom kinetičkom energijom ($> 280 \text{ MeV}$ po nukleonu) s druge strane dominantno ulazi u već pomenutu reakciju proizvodnje piona (ovaj proces dešava se zapravo kroz više p - p i p - α reakcija,

⁴Enegrije praga date su po nukleonu, s obzirom da u ove reakcije ulaze i protoni i α -čestice, kako bi bilo očiglednije u koje reakcije ulaze čestice viših, a u koje nižih energija.

koje su nabrojane u tabeli 2), koji zatim raspadom proizvode gama zrake:



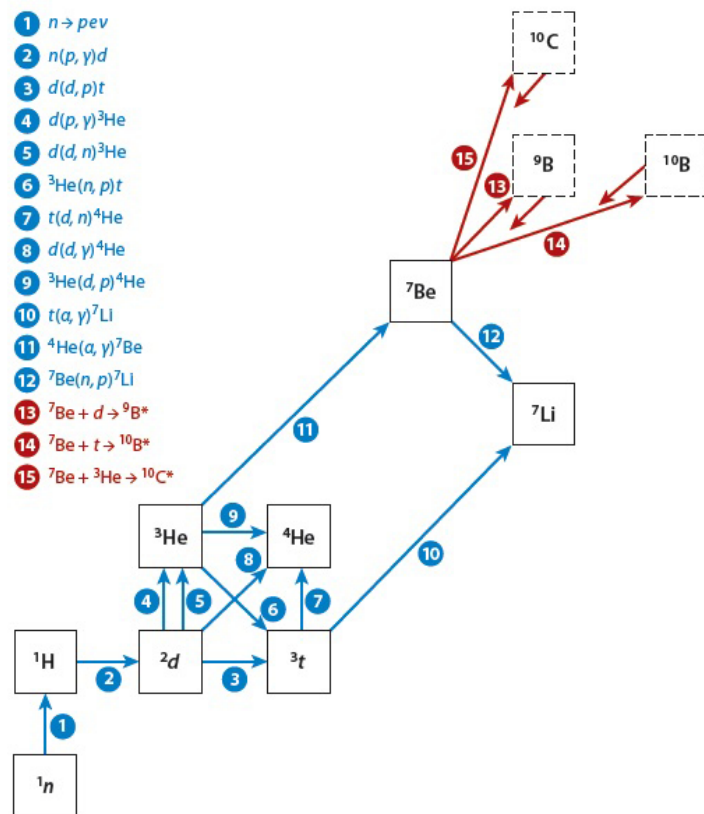
U glavi 6 biće reči o tome kako se ova dva procesa u kojima učestvuju kosmički zraci mogu povezati i v sto će zatim biti primenjeno na slučaj Malog Magelanovog oblaka.

2.7.1 Merenja litijuma u Mlečnom putu i problem litijuma

Nukleosinteza prilikom Velikog praska (*Big Bang Nucleosynthesis* - BBN) daje nam određene primordijalne zastupljenosti⁵ D, ³He, ⁴He, ⁷Li koje su nastale u periodu od oko 3 – 20 min nakon Velikog praska. Na slici 10 prikazan je uprošćen niz reakcija koje su odgovorne za proizvodnju lakih elemenata za vreme nukleosinteze u Velikom prasku. Za većinu elemenata koji su ovom prilikom nastali teorijska predviđanja slažu se i sa posmatranjima zastupljenosti tih elemenata u svemiru danas (slika 11). Međutim merenja zastupljenosti ⁷Li u zvezdama haloa u Mlečnom putu (Cyburt 2003) ne poklapaju se sa predviđenim vrednostima za faktor 3 do 5.

Posmatranja satelita WMAP i teorija BBN predviđaju primordijalne količine litijuma od $(^7\text{Li}/\text{H})_{\text{BBN}} = 5.24_{-0.67}^{+0.71} \times 10^{-10}$ (Cyburt *et al.* 2008). Novija vrednost od $(^7\text{Li}/\text{H})_{\text{BBN}} = (4.56 - 5.34)_{-0.39}^{+0.41} \times 10^{-10}$ (Coc *et al.* 2014) koja je teorijski predviđena je dobijena uz korišćenje posmatranja teleskopom *Planck* koji je naslednik satelita WMAP. Ova najnovija vrednost viša je oko 3 – 5 puta od merenja u Mlečnom putu, gde je litijum izmeren u zvezdama niske metaličnosti koje se nalaze u halou. Merenja daju slične vrednosti bez obzira na metaličnost samih zveda u halou i ova pojava naziva se plato Spitovih (Spite & Spite 1982). Plato je u početku izmeren na $(^7\text{Li}/\text{H})_{\text{plato}} = 1.23_{-0.16}^{+0.34} \times 10^{-10}$ (Ryan *et al.* 2000), dok je najnovija vrednost $(^7\text{Li}/\text{H})_{\text{plato}} = 1.58 \pm 0.31 \times 10^{-10}$ (Sbordone *et al.* 2010). Ovo neslaganje izmerenih i teorijskih vrednosti naziva se kosmički problem litijuma (Fields 2011; i reference koje se u ovom članku nalaze). Činjenica da postoji ovakav plato koji nije u korelaciji sa metaličnošću zvezda haloa u kojima je litijum meren i koja se

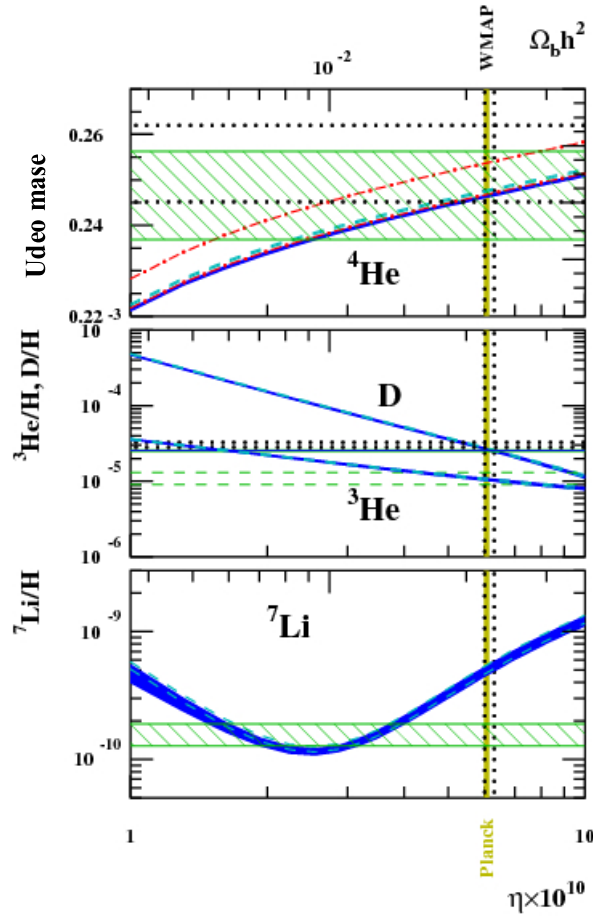
⁵U disertaciji zastupljenosti elemenata koje će se najčešće navoditi zapravo predstavljaju zastupljenosti u odnosu na zastupljenost atoma vodonika, na primer $(^7\text{Li}/\text{H})$, ali će skraćeno nekada biti zapisane i samo kao ⁷Li.



Slika 10: Uprošćen lanac najvažnijih reakcija kojima su proizvedeni laki elementi za vreme BBN. Plavom bojom prikazane su potvrđne reakcije, dok su crvenom bojom prikazane nove predložene reakcije, kao dodatak standardnoj teoriji BBN (Izvor: Fields 2011).

s vremenom povećava u našoj Galaksiji, doprinosi tome da se smatra da je izmeren litijum zapravo primordijalan (iako postoji i mali doprinos od procesa fuzije kosmičkog zračenja sa međuzvezdanom materijom i procesa u ostacima supernovih koji uključuju neutrine; Ryan *et al.* 2000).

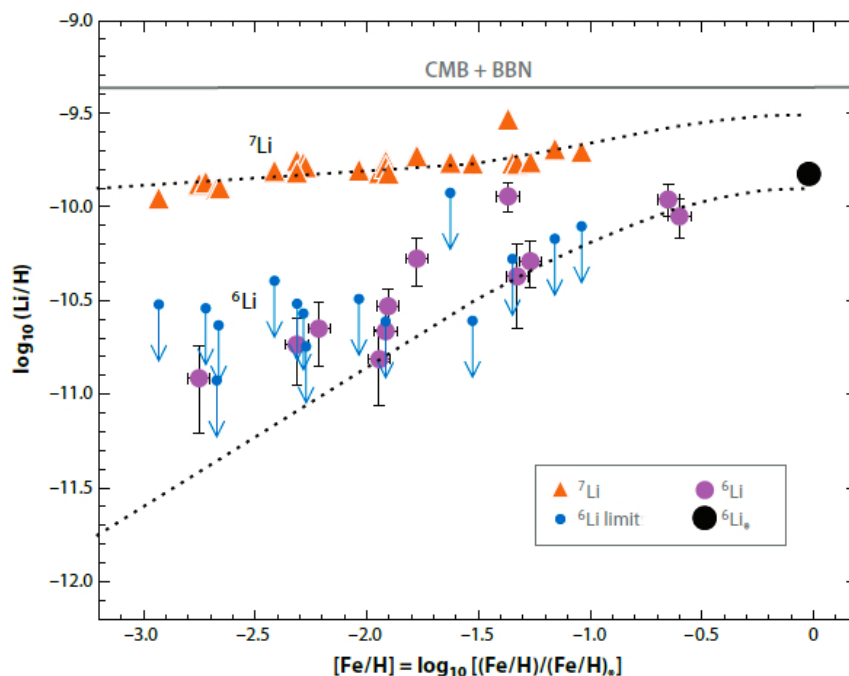
Drugi izotop litijuma ^6Li proizvodi se isključivo (bar koliko je do sada poznato) u interakcijama kosmičkih zraka sa međuzvezdanom sredinom (Reeves *et al.* 1970; Meneguzzi *et al.* 1971; Suzuki & Inoue 2002), pa je zbog toga ovaj izotop odličan za merenje aktivnosti kosmičkog zračenja. Naravno, predloženi su i različiti modeli koji bi mogli da proizvedu ovaj izotop i kasnije, kao što je na primer proizvodnja pokrenuta raspadom supersimetrične tamne materije u veoma ranom svemiru (Dimopoulos *et al.* 1988; Kawasaki *et al.* 2005), ili proizvodnja u objektima na velikim skalama, koji akrecijom gasa mogu da proizvedu kosmološko kosmičko zračenje (Suzuki & Inoue



Slika 11: Predviđene teorijske zastupljenosti D , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$ dobijene u standardnom modelu BBN (Coc *et al.* 2014). Uspravna traka predstavlja odnos bariona i fotona η dobijen na osnovu posmatranja teleskopa WMAP (crna tačkasta traka; Spergel *et al.* 2003; Jarosik *et al.* 2011) i teleskopa *Planck* (puna žuta traka; Ade *et al.* 2015). Plave krive predstavljaju teorijske zastupljenosti koje se dobijaju kao funkcije η . Zelena horizontalna polja predstavljaju merene vrednosti zastupljenosti elemenata. Sve posmatrane zastupljenosti osim zastupljenosti litijuma dobro se poklapaju sa očekivanim teorijskim zastupljenostima (Izvor: Fields 2011).

2002; Dobardžić & Prodanović 2014). Treba imati u vidu da je skorije predloženo da akrecija materije na torus oko crnih rupa može da proizvede i ovaj izotop (Iocco & Pato 2012), pre svega kroz $\alpha - \alpha$ reakcije, ali i kroz reakcije spalacije. Merenja ${}^6\text{Li}$ u zvezdama su međutim ostala do danas prilično kontroverzna, s obzirom da su ova dva izotopa spektroskopski teško razdvojiva zbog veoma bliskih linija. Na primer, Cayrel *et al.* (2007) napominju da konvekcija u zvezdama može da promeni oblik linija litijuma i stvori lažnu sliku o detekciji izotopa ${}^6\text{Li}$. Merenja ovog izotopa litijuma ukazivala su na postojanje platoa $({}^6\text{Li}/\text{H})_{\text{plato}} = 6 \times 10^{12}$ (Asplund *et al.* 2006),

koji je mnogo iznad male vrednosti predviđene po modelu BBN $({}^6\text{Li}/\text{H})_{\text{BBN}} \simeq 10^{-14}$ (Vangioni-Flam *et al.* 1999; Thomas *et al.* 1993), međutim noviji modeli formiranja apsorpcionih linija i analize izmerenih linija litijuma odbacile su mogućnost da je ${}^6\text{Li}$ uopšte detektovan u datim zvezdama niske metaličnosti (Cayrel *et al.* 2007; Lind *et al.* 2012; Prantzos 2012; Steffen *et al.* 2008; 2012). Merenja zastupljenosti oba izotopa litijuma u zvezdama haloa prikazana je na slici 12. Na slici se vidi da su merenja niža od očekivanih teorijskih vrednosti, tako da je potrebno naći mehanizam koji bi deo primordijalnog litijuma uništio do nivoa posmatranog u zvezdama niske metaličnosti.



Slika 12: Izmerene zastupljenosti litijuma (kružići i trouglovi) u zvezdama haloa sa niskom metaličnošću. Zastupljenosti su date u funkciji metaličnosti zvezde $[\text{Fe}/\text{H}]$. Puna siva linija predstavlja teorijski predviđeni nivo litijuma nastalog pri BBN. Tačkaste crne linije predstavljaju zastupljenosti litijuma koje se očekuju da budu napravljene usled dejstva Galaktičkog kosmičkog zračenja. Velika crna tačka predstavlja solarnu zastupljenost ${}^6\text{Li}$ (Izvor: Fields 2011).

Za rešenje problema litijuma ima više mogućnosti. Prva mogućnost su bolja merenja primordijalnih količina litijuma i otkrivanje neke sistematske greške prilikom detekcije litijuma u zvezdama. Takođe, možda je moguće da je deo litijuma u zvezdama haloa uništen i da izmerene vrednosti ne odgovaraju početnim vredno-

stima u tim zvezdama. S druge strane, moguće je uvesti nove reakcije ili izmene u postojećim reakcijama kojima se litijum proizvodi u toku BBN. Na kraju uvek je moguće uvesti i novu fiziku izvan standardnog modela, na primer koristeći tamnu materiju, nestandardne kosmologije, ili menjanje fundamentalnih konstanti (Fields 2011).

2.7.2 Merenja litijuma van Mlečnog puta

Prve detekcije litijuma izvan Mlečnog puta (*Milky Way* - MW) izvršene su u gasu niske metaličnosti u Malom Magelanovom oblaku (*Small Magellanic Cloud* - SMC) od strane Hoka sa saradnicima (Hawk *et al.* 2012). Ova galaksija ima oko 4 puta nižu metaličnost od naše galaksije, pa je gas u njoj sličniji gasu koji je nastao u Velikom prasku i manje je obogaćen težim elementima nastalim u zvezdama. Za razliku od litijuma merenog u zvezdama haloa Mlečnog puta, merenja u Malom Magelanovom oblaku od $({}^7\text{Li}/\text{H})_{\text{SMC}} = (4.8 \pm 1.8) \times 10^{-10}$ (Hawk *et al.* 2012) zapravo odgovaraju očekivanoj zastupljenosti proizvedenoj u BBN $({}^7\text{Li}/\text{H})_{\text{BBN}} = (4.56 - 5.34)_{-0.39}^{+0.41} \times 10^{-10}$ (Coc *et al.* 2014). Ovo s druge strane veoma ograničava količinu litijuma koja može biti proizvedena nakon BBN u interakcijama kosmičkog zračenja sa međuzvezdanom materijom. U odeljku 6.2 detaljnije će biti reči o litijumu detektovanom u Malom Magelanovom oblaku, a takođe će biti i procenjeno koliko litijuma u ovoj galaksiji mogu da proizvedu kosmički zraci ubrzani u ostacima supernovih. Ovako proizvedeni kosmički zraci bi trebalo da budu dominantni u galaksijama koje formiraju zvezde. Ako bi nezanemariva količina litijuma u ovoj galaksiji mogla da bude proizvedena od strane ovog ili na drugi način proizvedenog kosmičkog zračenja, ostatak litijuma predstavljao bi primordijalnu zastupljenost, koja bi ponovo bila niža od očekivane primordijalne zastupljenosti, a problem litijuma bi i dalje bio bez rešenja.

3 Vangalaktička gama i neutrinska pozadina

Merenjem spektra elektromagnetnog zračenja na raznim talasnim dužinama na indirektan način dobijamo informacije o kosmičkim zracima. U ovoj glavi posebnu pažnju ćemo posvetiti gama oblasti i neutrinima. Merenja u gama oblasti 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 kosmičkih zraka i njihovih sudara sa atomima u atmosferi. S druge strane neutrinski detektori nalaze se jedino na površini Zemlje, jer zahtevaju velike količine vode ili neke druge supstance koja će predstavljati mete za slabo interagujuće neutrine. I kod njih se detekcija neutrina zasniva na detekciji sekundarnih čestica koje u detektorima nastaju prilikom sudara neutrina sa atomima koji predstavljaju mete.

3.1 Gama zračenje Galaksije

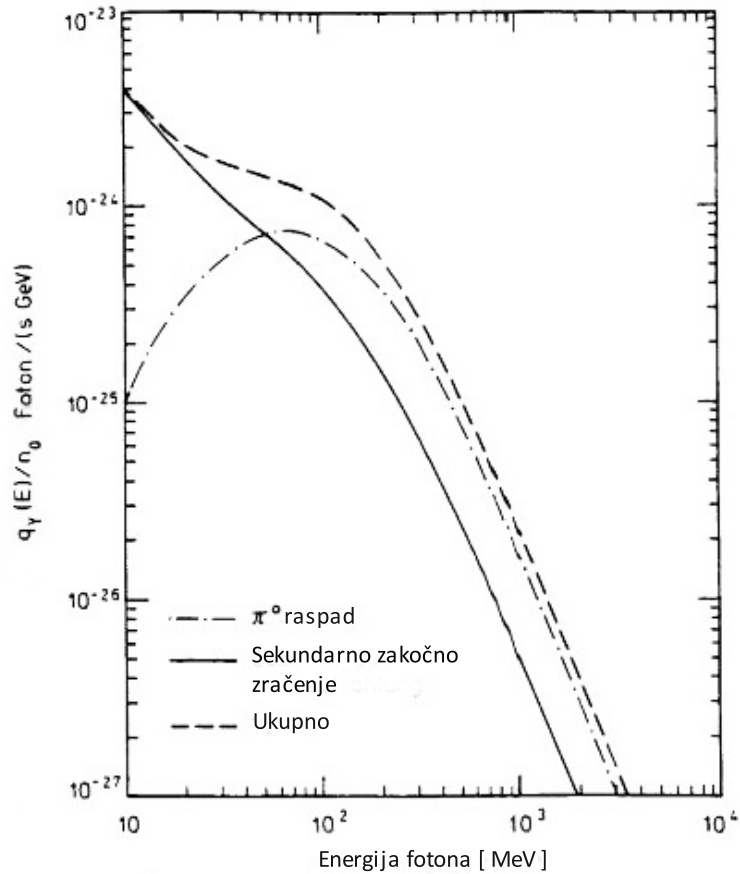
Difuznim gama zračenjem dominira emisija Galaktičkog diska, međutim kako difuzno zračenje postoji i daleko od diska, pa čak i u pravcu galaktičkih polova, vrlo je verovatno da deo tog zračenja ima i vangalaktičko poreklo. Ova komponenta predstavlja pozadinsko gama zračenje. Za dobijanje dobrog spektra ove izotropne difuzne gama pozadine (*Isotropic Diffuse Gamma-Ray Background* - u daljem tekstu IGRB) veoma je bitno dobro oduzimanje doprinosa Galaksije. Posmatranja svemirskim teleskopom *Fermi* su pokazala da je najbitniji mehanizam za stvaranje gama zračenja zapravo sudar kosmičkih zraka sa međuzvezdanim gasom prilikom kojeg nastaju neutralni pioni, koji se zatim raspadaju i stvaraju gama fotone:

$$p_{cr} + p_{ism} \rightarrow p + p + \pi^0, \quad (3.1)$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (3.2)$$

Spektar gama zračenja nastalog na ovaj način trebalo bi da je simetričan oko $m_\pi/2$. Ovaj „pionski maksimum” u posmatranom spektru Galaksije je delom maskiran.

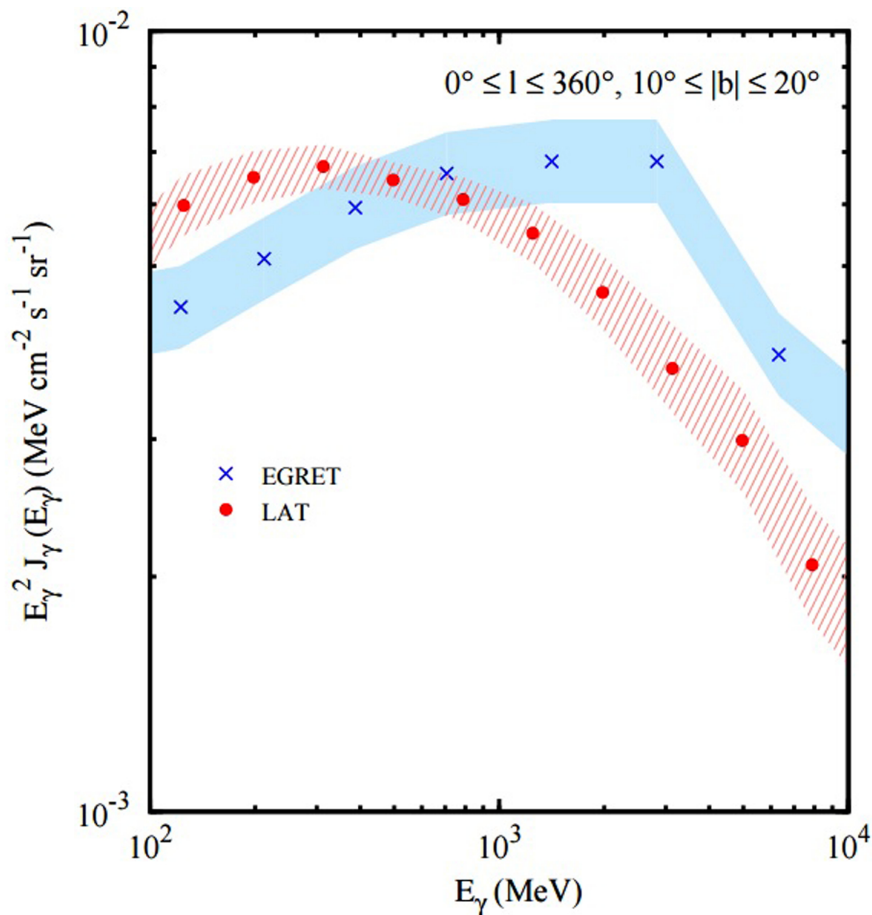
Neki autori ovo objašnjavaju stvaranjem π^+ i π^- , koji pri raspadu između ostalog proizvode i e^- i e^+ koji netermalnim zakočnim zračenjem proizvode gama zrake koji maskiraju pionski maksimum (slika 13).



Slika 13: Diferencijalna funkcija izvora gama zraka (po atomu međuzvezdane materije) nastalih pri raspadu π^0 kao i od zakočnog zračenja sekundarnih e^- i e^+ (Izvor: Schlickeiser 1982).

Spektar gama zračenja Galaksije se dobro opisuje stepenim zakonom. U vreme eksperimenta EGRET mislilo se da u spektru galaksije postoji prelom na ~ 0.77 GeV (Hunter *et al.* 1997). Nakon ove energije nagib spektra se smanjivao, a 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) ili anihilacije tamne materije. Međutim, lansiranjem teleskopa *Fermi* problem je konačno rešen. Na novom spektru, koji je mnogo mekši, „GeV višak” nije postojao tako da se shvatilo da je problem zapravo ležao u lošoj kalibraciji detektora EGRET, čiji je artefakt bio ovaj višak. Slika 14

prikazuje spektre Galaksije merene detektorom EGRET i njegovim naslednikom teleskopom *Fermi*. Integralni intenzitet spektra dobijenog na osnovu merenja detektorom EGRET bio je $I_{\text{EGRET}}(\geq 1 \text{ GeV}) = 3.16 \pm 0.05 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ (Hunter *et al.* 1997), dok je u slučaju merenja teleskopom *Fermi-LAT* to $I_{\text{LAT}}(\geq 1 \text{ GeV}) = 2.35 \pm 0.01 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ (Abdo *et al.* 2009a).



Slika 14: Gama spektar Galaksije na osnovu posmatranja instrumentom EGRET - plavo (Hunter *et al.* 1997) i satelita *Fermi* - crveno (Abdo *et al.* 2009a). Ova difuzna emisija obuhvata sve Galaktičke longitudo i latitudo $10^\circ \leq b \leq 20^\circ$ (Izvor: Abdo *et al.* 2009a).

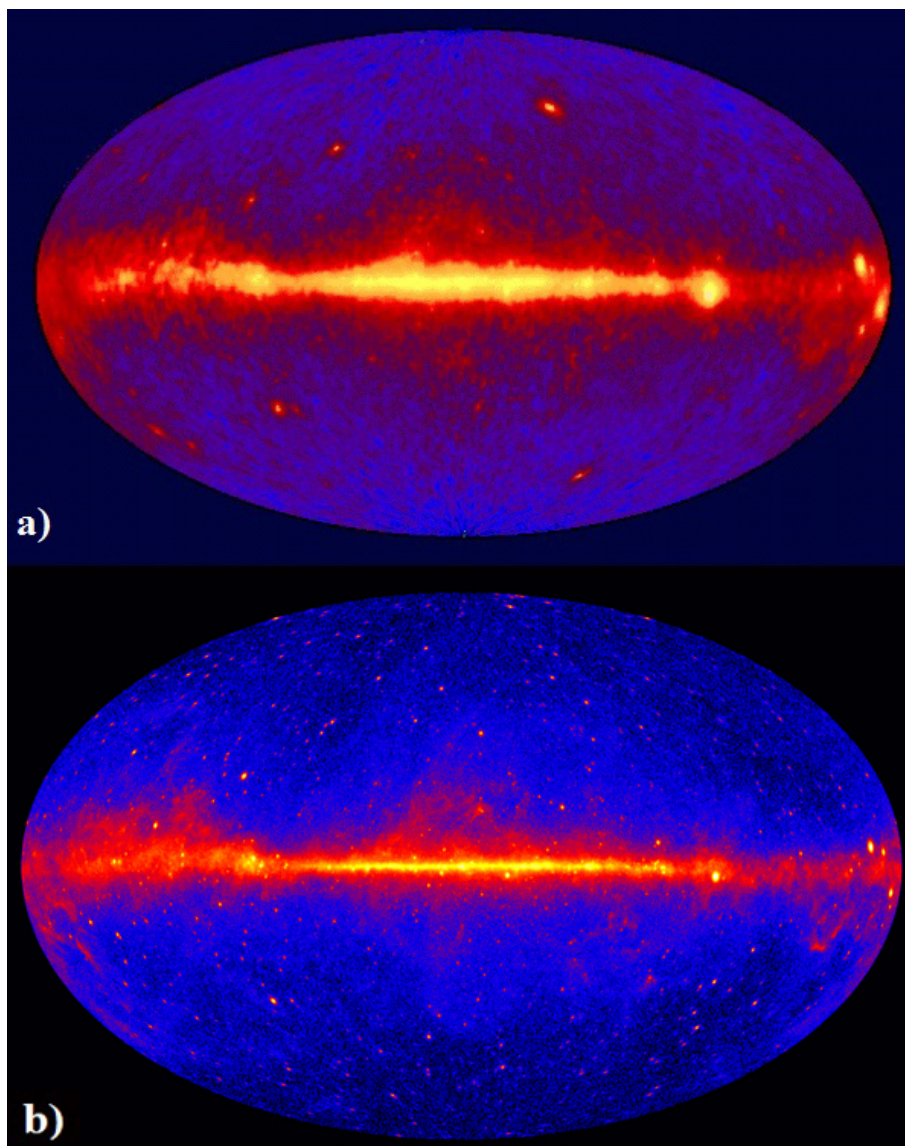
3.2 Pozadinsko gama zračenje

Prilikom interakcija kosmičkog zračenja sa česticama međuzvezdane materije mogu da nastanu gama linije kao i kontinuum. Gama 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 kosmičkog zračenja. Na ovim energijama merenja su vršena uz pomoć npr. detektora OSSE (Milne *et al.* 1999) i COMPTEL (Strong *et al.* 1999), koji se takođe nalaze na Komptonovoj opservatoriji za gama zračenje.

Nebo u gama području iznad 10 MeV čine tačkasti izvori (ostaci supernovih, pulsari ili neki vangalaktički objekti, npr. aktivna galaktička jezgra) i difuzna emisija. Difuzna emisija može imati Galaktičko i vangalaktičko poreklo. Što se tiče elektrona, za njih se pretpostavlja da su uglavnom Galaktičkog porekla (zbog velikih gubitaka energije tokom svog prostiranja), međutim, kada su u pitanju jezgra (sporije gube energiju pri interakcijama od elektrona) ovo ne mora nužno biti slučaj. Najvidljiviji je, naravno, Galaktički disk, gde se gama zračenje dominantno stvara prilikom interakcije kosmičkog zračenja sa materijom u disku. Mehanizam kojim se proizvodi gama zračenje je putem stvaranja π^0 mezona koji pri raspadu proizvode gama zračenje, i putem inverznog Komptonovog rasejanja. Na većim latitudama povećava se doprinos inverznog Komptonovog rasejanja fotona, poreklom sa zvezda ili iz mikrotalasnog pozadinskog zračenja, na visokoenergijskim elektronima kosmičkog zračenja.

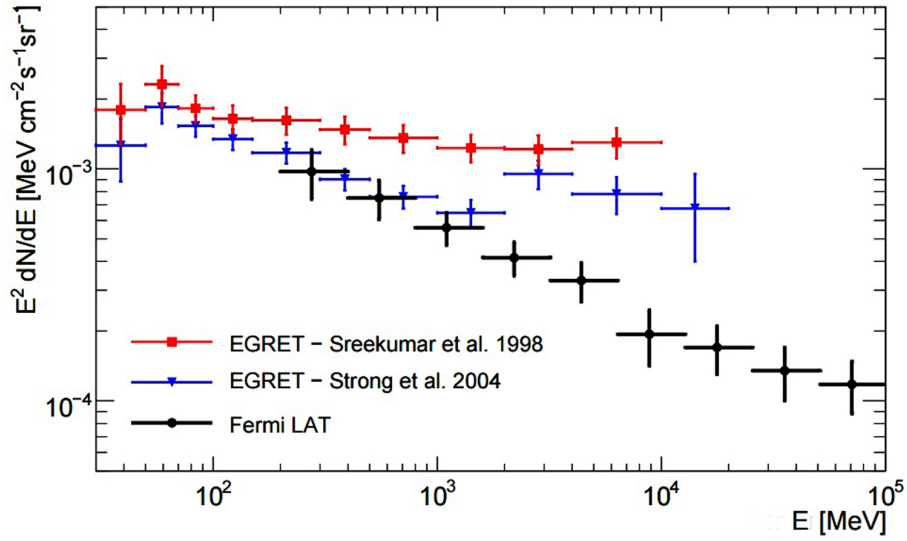
Fluks gama zračenja meren je satelitima OSO-3 (Kraushaar *et al.* 1972), SAS-2 (Fichtel *et al.* 1978; Thompson & Fichtel 1982), COS-B (Bignami & Hermsen 1983), a zatim sa Komptonovom opservatorijom za gama zračenje, koja je na sebi u svemir ponela aparaturu za četiri instrumenta, od kojih je za nas najznačajniji instrument EGRET (slika 15a). EGRET je detekciju gama zraka vršio putem elektronsko-pozitronskih parova, koji nastaju prilikom uletanja gama zraka u varničnu komoru instrumenta (Sreekumar *et al.* 1998; Strong *et al.* 2000, 2004). Naslednik teleskopa EGRET je Fermijev svemirski gama teleskop (slika 15b) i njegov instrument LAT (*The Large Area Telescope*; Abdo *et al.* 2010a). Pored instrumenta LAT teleskop *Fermi* na sebi nosi još jedan instrument GBM (*The Gamma-Ray Burst Monitor*). Instrument LAT napravljen je od slojeva volframa i silicijuma. Prilikom prolaska gama zračenja kroz sloj volframa dolazi do proizvodnje elektronsko-pozitronskih parova. Silicijumski slojevi služe za detekciju parova dok se kreću kroz detektor iz čega se određuje pravac dolaska gama zraka. Na kraju parovi dolaze i do kalorimetra koji im meri energiju iz čega se dobija i energija upadnog gama zraka.



Slika 15: a) Pregled neba uz pomoć teleskopa EGRET na energijama većim od 100 MeV (Izvor: <https://heasarc.gsfc.nasa.gov>). b) Pregled neba nakon pet godina posmatranja teleskopom *Fermi*-LAT na energijama većim od 1 GeV (Izvor: <http://fermi.gsfc.nasa.gov>).

Slika 16 prikazuje IGRB merenu od strane teleskopa EGRET i najnovija merenja od strane satelita *Fermi*. Intenzitet zračenja dobijen na osnovu merenja teleskopa EGRET, ekstrapoliranih do 100 MeV i fitovanih stepenim zakonom sa spektralnim indeksom $\alpha = 2.13 \pm 0.03$ je $I_{\text{EGRET}}(> 100 \text{ MeV}) = (1.45 \pm 0.05) \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ (Sreekumar *et al.* 1998). Najnoviji podaci sa satelita *Fermi* pokazuju da je spektar zračenja IGRB ipak mekši i ima spektralni indeks $\alpha = 2.41 \pm 0.05$. Intenzitet na osnovu ovog spektra je niži i iznosi $I_{\text{LAT}}(> 100 \text{ MeV}) = (1.03 \pm 0.17) \times$

$10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ (Abdo *et al.* 2010a).



Slika 16: Spektri vangalaktičke gama pozadine na osnovu posmatranja teleskopa EGRET i teleskopa *Fermi* (Izvor: Abdo *et al.* 2010a).

Podaci sa satelita *Fermi* za IGRB koje ćemo koristiti u okviru ove disertacije dobijeni su na osnovu posmatranja od avgusta 2008. godine do sredine juna 2009. godine. Razmatrane su samo galaktičke latitute $|b| > 10^\circ$, gde je difuzna emisija više od reda veličine slabija nego u ravni Galaksije. U tabeli 3 date su dobijene vrednosti intenziteta IGRB (kao i njihove neodređenosti koje su u najvećoj meri sistematske prirode) za devet opsega energije od 200 MeV do 102.4 GeV.

Takođe korišćeni su i noviji podaci koji su dobijeni na osnovu posmatranja u toku 50 meseci od lansiranja satelita (zaključno sa oktobrom 2012. godine). Noviji podaci obuhvataju opseg energija od 100 MeV do 820 GeV i dobijeni su na osnovu bolje statistike (Ackermann *et al.* 2015). U tabeli 4 dati su novi podaci koji obuhvataju 26 tačaka u ovom novom proširenom energetsom opsegu, a na slici 17 su ova nova gama posmatranja i prikazana.

Koji vangalaktički objekti i koji procesi stvaraju IGRB je važno pitanje u današnjoj astrofizici. Mnogi smatraju da IGRB nastaje superpozicijom doprinosa različitih nerazlučenih vangalaktičkih objekata, kao što su aktivna galaktička jezgra, blazari, pulsari, normalne galaksije, zvezdorodne galaksije, bljeskovi (erupcije) gama zračenja, gama kaskade, ali i zaista difuzni procesi. Difuznim procesima doprinosi na primer gama zračenje koje proizvode kosmički zraci ubrzani prilikom

Tabela 3: Podaci za intenzitet IGRB izmereni teleskopom *Fermi* u jedinicama $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Podaci su dobijeni na osnovu posmatranja galaktičkih latituda $|b| > 10^\circ$, a za dobijanje podataka integracija je vršena u devet opsega energije, koji ukupno obuhvataju oblast $0.2 - 102.4 \text{ GeV}$ (Abdo *et al.* 2010a). Neodređenosti su sistematske prirode.

Energija [GeV]	IGRB intenzitet [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$]	Faktor skaliranja intenziteta
0.2 – 0.4	2.4 ± 0.6	$\times 10^{-6}$
0.4 – 0.8	9.3 ± 1.8	$\times 10^{-7}$
0.8 – 1.6	3.5 ± 0.6	$\times 10^{-7}$
1.6 – 3.2	12.7 ± 2.1	$\times 10^{-8}$
3.2 – 6.4	5.0 ± 1.0	$\times 10^{-8}$
6.4 – 12.8	14.3 ± 4.0	$\times 10^{-9}$
12.8 – 25.6	6.3 ± 1.5	$\times 10^{-9}$
25.6 – 51.2	2.6 ± 0.7	$\times 10^{-9}$
51.2 – 102.4	11.1 ± 2.9	$\times 10^{-10}$

formiranja 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 fotona na elektronima u haloima galaksija takođe možda doprinosi IGRB u slučaju veoma velikih haloa ($\sim 25 \text{ kpc}$).

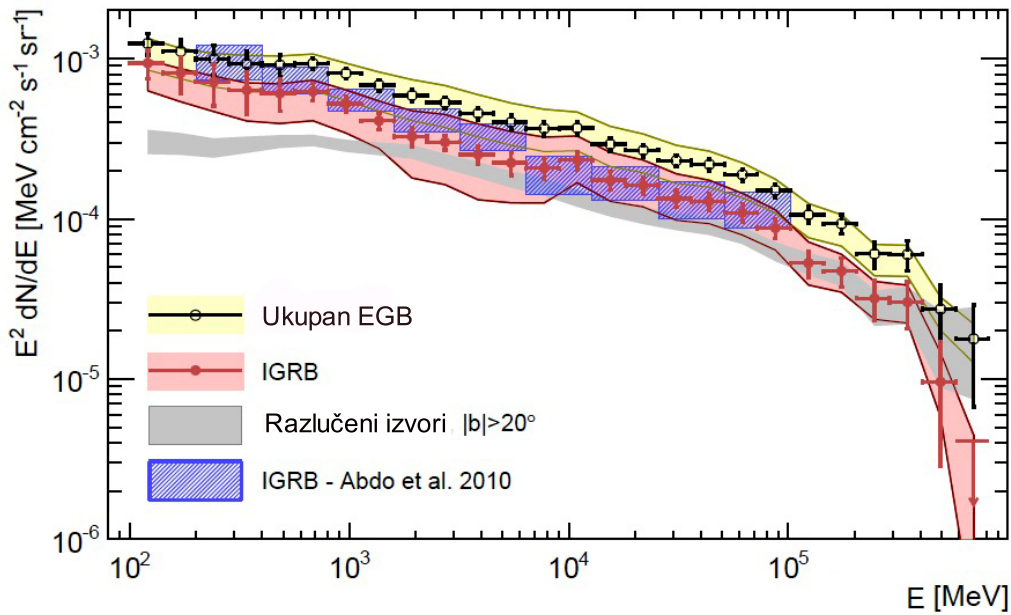
Ubrzavanje kosmičkog zračenja u ostacima supernovih u nerazlučenim normalnim galaksijama, i interakcije kosmičkog zračenja koje dovode do proizvodnje gama zračenja, bi trebalo da daju veliki doprinos pozadinskom gama zračenju (Strong *et al.* 1976; Pavlidou & Fields 2002; Prodanović & Fields 2006; Makiya *et al.* 2011). Doprinos nerazlučenih normalnih galaksija razmatrao je 2010. godine Fields sa saradnicima (Fields *et al.* 2010). U njihovim modelima gama zračenje u galaksijama vodi poreklo od interakcija galaktičkog kosmičkog zračenja nastalog u ostacima supernovih, sa međuzvezdanom materijom. Modeli su normirani na Mlečni put, za koji se pretpostavlja da je tipična normalna galaksija. Na slici 18 prikazane su krive koje su rezultat njihovog modela. Vidimo da doprinos normalnih galaksija može biti veoma veliki (i do $\approx 50\%$), posebno na nižim energijama, dok je na visokim energijama očigledno potrebno uvođenje dodatnih izvora gama zračenja, kako bi se objasnilo posmatrano pozadinsko gama zračenje.

Kako se visokoenergijske čestice mogu proizvesti bilo gde gde imamo udarne

Tabela 4: Novi podaci za intenzitet IGRB izmereni teleskopom *Fermi* u jedinicama $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Integracija je vršena u 26 opsega energije, koji ukupno obuhvataju oblast od 0.1 – 820 GeV (Ackermann *et al.* 2015).

Energijija [GeV]	IGRB intenzitet [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$]	Faktor skaliranja intenziteta
0.10 – 0.14	2.8 ± 0.6	$\times 10^{-6}$
0.14 – 0.20	1.7 ± 0.4	$\times 10^{-6}$
0.20 – 0.28	1.1 ± 0.3	$\times 10^{-6}$
0.28 – 0.40	6.7 ± 2.0	$\times 10^{-7}$
0.40 – 0.57	4.5 ± 1.0	$\times 10^{-7}$
0.57 – 0.80	3.3 ± 0.4	$\times 10^{-7}$
0.80 – 1.1	1.9 ± 0.2	$\times 10^{-7}$
1.1 – 1.6	1.1 ± 0.1	$\times 10^{-7}$
1.6 – 2.3	6.0 ± 0.8	$\times 10^{-8}$
2.3 – 3.2	3.9 ± 0.4	$\times 10^{-8}$
3.2 – 4.5	2.3 ± 0.3	$\times 10^{-8}$
4.5 – 6.4	1.5 ± 0.2	$\times 10^{-8}$
6.4 – 9.1	9.6 ± 1.5	$\times 10^{-9}$
9.1 – 13	7.6 ± 1.0	$\times 10^{-9}$
13 – 18	4.0 ± 0.5	$\times 10^{-9}$
18 – 26	2.6 ± 0.3	$\times 10^{-9}$
26 – 36	1.6 ± 0.2	$\times 10^{-9}$
36 – 51	1.1 ± 0.1	$\times 10^{-9}$
51 – 72	6.3 ± 0.8	$\times 10^{-10}$
72 – 100	3.6 ± 0.5	$\times 10^{-10}$
100 – 140	1.5 ± 0.3	$\times 10^{-10}$
140 – 200	9.8 ± 2.0	$\times 10^{-11}$
200 – 290	$4.7^{+1.4}_{-1.3}$	$\times 10^{-11}$
210 – 410	$3.2^{+1.1}_{-1.0}$	$\times 10^{-11}$
410 – 580	$7.3^{+5.7}_{-5.1}$	$\times 10^{-12}$
580 – 820	< 2.3	$\times 10^{-12}$

talase i magnetno polje, mnogi drugi posmatrani ili hipotetički izvori mogu takođe da doprinesu gama pozadini. Na primer, mnogi autori (Narumoto & Totani 2006; Dermer 2007; Kneiske & Mannheim 2007; Inoue & Totani 2009) razmatrali su i doprinose različitih tipova aktivnih galaksija, a doprinos ide ponovo i do $\approx 50\%$ (Ajello *et al.* 2015). U radu Di Maura sa saradnicima iz 2014. godine (Di Mauro *et al.* 2014) pokazano je da bi blazari (kao jedan od tipova aktivnih galaksija, sa mlazevima visokoenergijskih čestica uperenih ka posmatraču) mogli da imaju značajan doprinos pozadinskom gama zračenju na visokim energijama (slika 19).

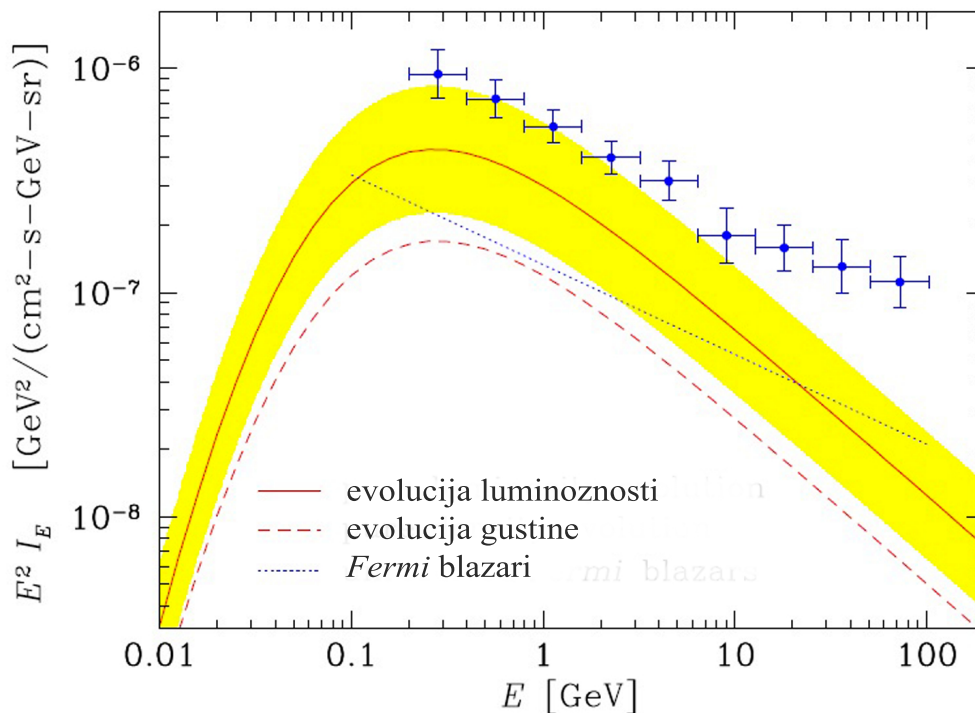


Slika 17: Najnoviji spektri difuzne gama pozadine dobijene na osnovu posmatranja satelita *Fermi* u toku 50 meseci od lansiranja satelita. Plavi pojas predstavlja staru IGRB (Abdo *et al.* 2010a). Na slici difuzno pozadinsko gama zračenje označeno je malo drugačije nego u disertaciji, sa IGRB (*Isotropic Diffuse Gamma-Ray Background*). Crnim tačkama sa žutim pojasom neodređenosti prikazan je zbir svih tačkastih i difuznih vangalaktičkih izvora (EGB - *Extragalactic Gamma-Ray Background*). Ovoj krivoj doprinose razlučeni tačkasti izvori koji su odvojeno prikazani sivim pojasom. Takođe doprinosi i sama difuzna gama pozadina (obeležena sa IGRB) koja nas najviše i zanima i koja je prikazana crvenim tačkama sa roze pojasom neodređenosti (Izvor: Ackermann *et al.* 2015).

Iako je pokazano da mnogi izvori mogu da imaju veliki doprinos pozadinskom gama zračenju, njihov zbirni doprinos ne može u potpunosti da objasni izmerenu IGRB. U ovoj disertaciji biće razmatran maksimalan doprinos IGRB od strane zračenja nastalog pri interakciji kosmičkog zračenja, ubrzanog pri formiranju velikih struktura. Kosmički zraci prilikom svog prostiranja interaguju sa materijom i stvaraju π^0 mezone, koji pri raspadu daju gama zrake.

3.3 Neutrinska pozadina

Raspad piona nastalih u sudarima kosmičkih zraka i međuzvezdane materije dovodi do proizvodnje gama zračenja, ali i do proizvodnje neutrina, čiji se fluksevi lako mogu povezati. Neutrini su čestice koje slabo interaguju sa materijom, pa je njihovo detektovanje prilično teško. S druge strane upravo zbog te osobine neutrina

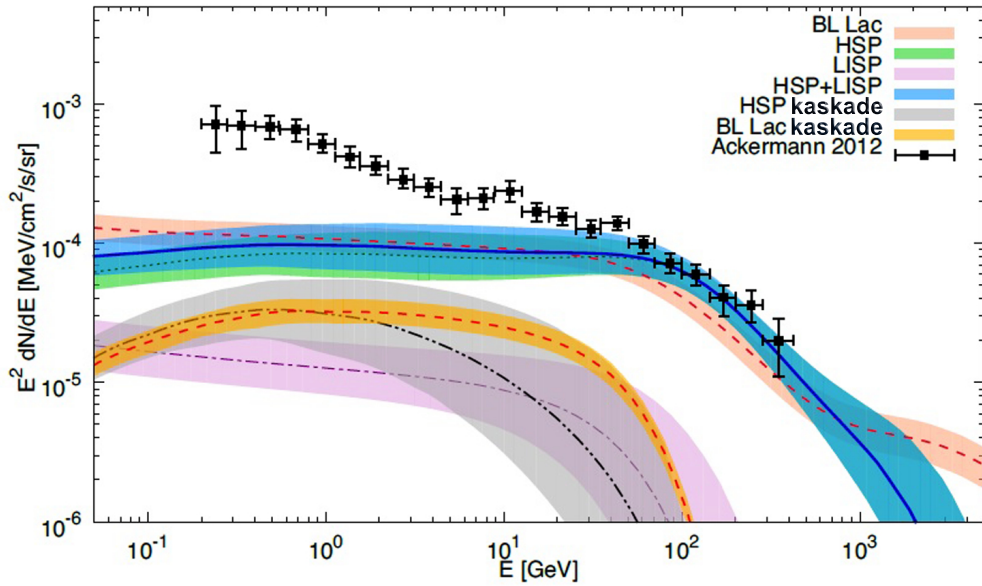


Slika 18: Doprinos nerazlučenih normanih galaksija pozadinskom gama zračenju (Fields *et al.* 2010). Puna i isprekidana crvena linija predstavljaju dva granična slučaja koji se razmatraju u okviru modela. Žuti pojas označava procenjeni pojas neodređenosti oko više krive od $10^{\pm 0.3}$ (a isti je i kod niže krive), koji se dobija zbog neodređenosti pri normalizaciji krivih. Tačke predstavljaju gama pozadinu izmerenu teleskopom *Fermi* (Abdo *et al.* 2010a). Radi poređenja tačkastom linijom prikazan je i doprinos blazara (Abdo *et al.* 2010c), koji je kao što vidimo takođe prilično veliki (Izvor: Fields *et al.* 2010).

informacije koje oni nose o izvoru su najčistije. Neutrini u toku svog prostiranja ne skreću pod uticajem magnetnog polja, i minimlno interaguju sa drugim česticama, koje im se nađu na putanji.

Zbog slabe interakcije neutrina sa okolnim česticama, neutrinški detektori moraju biti veoma veliki. Često se grade i pod zemljom, kako bi se detektori što bolje izolovali od pozadinskog šuma. Prilikom sudara neutrina sa česticom u detektoru može doći do dva tipa interakcija:

- *Reakcije sa naelektrisanim strujama* - Reakcije koje se odvijaju preko naelektrisanih bozana W^\pm . U njima neutrino prelazi u odgovarajući lepton, pa nam zato ovaj tip interakcija može otkriti tačan tip neutrina koji je uleteo u detektor ($\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ ili $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ i slično za preostale dve vrste



Slika 19: Doprinos nerazlučenih blazara izotropnoj difuznoj gama pozadini, koja je na slici prikazana crnim tačkama (Ackermann 2012). Ljubičastom linijom crta-tačka predstavljen je doprinos objekata sa maksimumom sinhrotronske emisije na niskim frekvencijama, a sa zelenom tačkastom linijom objekti sa maksimumom na visokim frekvencijama, dok je njihov zbir prikazan punom plavom linijom. Crvena isprekidana linija označava doprinos svih blazara posmatranih kao da su jedna populacija. Crna linija crta-tačka označava doprinos kaskada koje vode poreklo od blazara sa maksimumom sinhrotronske emisije na visokim frekvencijama, dok su kaskade koje vode poreklo od cele populacije blazara predstavljene isprekidanom crvenom linijom sa žutim pojasom neodređenosti. Kaskadna emisija nastaje prilikom sudara fotona visokih energija (u ovom slučaju poreklom sa blazara) sa pozadinskim niskoenergijskim fotonima, prilikom čega nastaju e^-e^+ parovi (više o ovom procesu u poglavlju 4.6). Ovi elektroni mogu da gube energiju kroz proces inverznog Komptonovog rajesanja, pri čemu deo njihove energije prelazi na niskoenergijske fotone mikrotalasnog pozadinskog zračenja koji zatim prelaze na energije reda GeVa i predstavljaju dodatno zračenje na energijama koje su za nas bitne. Svi pojasevi neodređenosti su širine 1σ (Izvor: Di Mauro *et al.* 2014).

neutrina). Solarni i neutrina nastali u reaktorima imaju dovoljnu energiju da se transformišu u elektrone, dok tek po neki neutrino iz reaktora uspe da se transformiše u τ lepton. Ovom tipu reakcija pripadaju i reakcije razaranja deuterijuma $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$, ili inverzni beta raspad $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. Elektron, kao najlakša rezultujuća čestica, dobija najveći deo energije i impulsa neutrina. Ako se elektron na ovaj način ubrza do relativističkih brzina on će emitovati Čerenkovljevo zračenje koje je moguće detektovati.

- *Reakcije sa neutralnim strujama* - Reakcije se odvijaju preko neutralnih Z^0 bozona. U njima neutrino ostaje neutrino, ali energiju i impuls prenosi čestici sa kojom interaguje. Detektuje se promenjena putanja čestice, kao u slučaju rasejanja elektrona na neutrinu $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$ (gde x označava da se reakcija može desiti sa bilo kojom vrstom neutrina), gde nakon interakcije elektron emituje Čerenkovljeno zračenje. Takođe, čestica koja interaguje sa neutrinom može i da se raspadne, npr. $d + \nu_x \rightarrow p + n + \nu_x$. Ako se ova reakcija odvija u teškoj vodi rezultujući neutron se termalizuje zahvatanjem od strane težih jezgara i tada opet može doći do proizvodnje Čerenkovljevog zračenja.

Postoji nekoliko tipova detektora neutrina:

- *Scintilatori* - Koriste rastvor kadmijum hlorida u vodi. Prilikom sudara anti-neutrina i protona dolazi do inverznog beta raspada, prilikom kojeg nastaju pozitroni i neutroni. Pozitroni se zatim anihiliraju sa elektronima i proizvode par fotona sa energijama po 511keV, koji se detektuju scintilatorima. Neutrino takođe zahvataju atomi kadmijuma, što rezultuje u proizvodnji gama zraka sa energijom oko 8MeV, koji se detektuju nekoliko milisekundi nakon fotona nastalih anihilacijom. Ovom tipu detektora pripada npr. detektor KamLAND (Eguchi *et al.* 2003).
- *Radiohemijske metode* - Ovi detektori koriste bazene ispunjene jedinjenjem baziranim na hluru ili galijumu. Sudar neutrina dovodi do prelaska $^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{37}\text{Ar}$ ili $^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}$. Novonastali atomi se ekstraktuju i njihovim brojanjem moguće je dobiti broj neutrina koji su interagovali, međutim ne i njihovu tačnu energiju i pravac iz kog su došli. Po ovom principu detekcije rade detektori GALLEX (Anselmann *et al.* 1992) i SAGE (Abazov *et al.* 1991).
- *Čerenkovljevi detektori* - Najrasprostranjeniji tip detektora. Sastoji se od velike količine providnog medijuma kao što su voda ili led okruženog fotomultiplikatorima. Prilikom interakcija neutrina sa atomima u detektoru (nabrojanih iznad) jedan od produkata su i leptoni, koji mogu imati brzine više od brzine svetlosti u datom medijumu. U tom slučaju oni će proizvoditi Čerenkovljevo

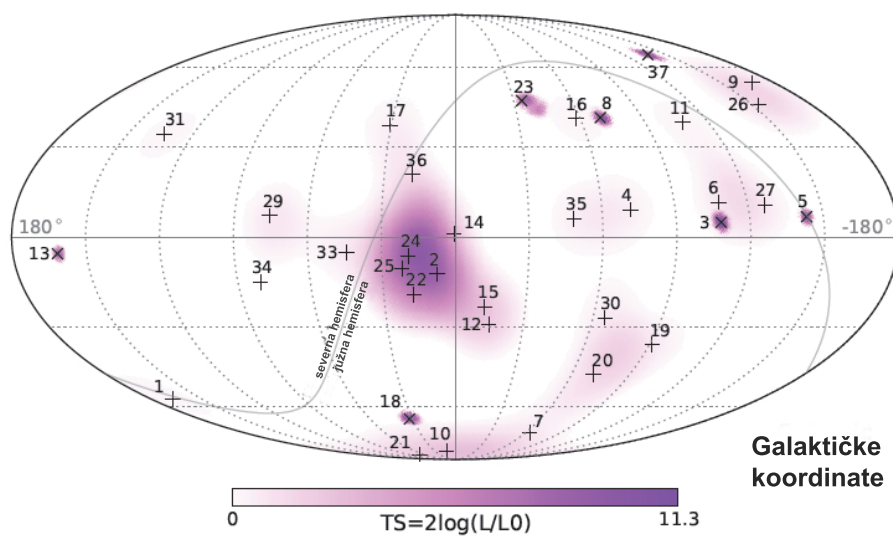
zračenje koje se detektuje fotomultiplikatorima. Ovaj tip detektora ima tu prednost da je moguće rekonstruisati energiju ulaznog neutrina kao i njegov pravac. Detektore Čerenkovljevog zračenja koriste na primer Super Kamio-kande (Inoue 1997) i *IceCube* (Achterberg *et al.* 2006).

- *Kalorimetri koji mere putanju* - Ovi detektori (npr. MINOS; Adamson *et al.* 2006) sastoje se od naizmenično poređanih ploča detektora i meta i koriste se samo kod neutrina sa najvišim energijama (GeV) koji prilikom interakcija sa detektorima poizode uočljive hadrone ili npr. mione čije su putanje jasno vidljive.
- *Radio-detektori* - Koriste antene da detektuju Čerenkovljevog zračenje u radio domenu. Na primer, ovakav detektor je ANITA (Gorham 2006) koji se nalazi u balonu iznad Južnog pola i detektuje zračenje slično Čerenkovljevom, a koje se proizvodi kada se čestica kreće brže od brzine svetlosti u gustom dielektriku, kao što su so ili led (Askarijanovo zračenje).

IceCube je jedan od najvećih detektora koji je trenutno operativan i nalazi se na Južnom polu, a izgradnja je u potpunosti završena 2010. godine. Sastoji se od mnoštva fotomultiplikatora koji se nalaze u ledu do dubine od skoro 3000 m i koji detektuju Čerenkovljevo zračenje nastalo u ledu prilikom interakcija neutrina. Najosetljiviji je na mionske neutrine, međutim, moguća je detekcija i elektronskih i tau neutrina.

Nakon tri godine rada *IceCube* je detektovao 37 događaja sa energijama i do nekoliko PeV. Najbolji fit za fluks jedne vrste neutrina, na osnovu ovih posmatranja iznosi $I_{\nu_i}(E_{\nu_i}) = 2.6_{-0.3}^{+0.4} \times 10^{-18} (E_{\nu_i}/10^5 \text{ GeV})^{-2.46 \pm 0.12} \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ (Aartsen *et al.* 2015). Dobijen je za opseg energija 25 TeV – 1.4 PeV i stepenog je tipa sa spektralnim indeksom $\alpha = 2.46$. Pravci iz kojih su neutriini detektovani čine se izotropnima što ide u prilog njihovom vangalaktičkom poreklu (slika 20). Međutim, pravo poreklo svih detektovanih neutrina nije u potpunosti jasno, s obzirom da je dosta neutrina uočeno u pravcu Galaktičke ravni i Galaktičkog centra (Aartsen *et al.* 2014; 2015).

Ako pretpostavimo da su detektovani neutriini zaista vangalaktički i predstavljaju



Slika 20: Dolazni pravci neutrina u galaktičkim koordinatama. Događaji kod kojih je bilo moguće rekonstruisati putanju miona nastalog nakon interakcije neutrina sa detektorom su obeleženi sa \times (9 događaja), dok su preostalih 28 događaja kod kojih to nije bilo moguće i koji su proizveli pljuskeve čestica, obeleženi sa $+$ (Izvor: Aartsen *et al.* 2014).

neutrinsku pozadinu dobijeni neutrinski spektar može se iskoristiti za dobijanje odgovarajućeg gama spektra, kao što je već pomenuto u odeljku 2.6.4. U glavi 5 biće više reči o povezivanju neutrinske i gama pozadine i primeni ove veze.

4 Strukture na velikim skalama i kosmološki kosmički zraci

U prethodnim poglavljima videli smo da se kosmičko zračenje stvara na udarnim talasima. Pored poznatih vrsta kosmičkog zračenja, kao što je na primer ono ubrzano u ostacima supernovih, očekivano je i postojanje različitih, nekih još uvek hipotetičkih mehanizama stvaranja kosmičkog zračenja. Prilikom formiranja struktura na velikim skalama moguće je proizvesti čak i veoma jake udarne talasa, koji lako mogu da ubrzaju čestice iz okoline do veoma visokih energija. Ovi kosmički zraci nazivaju se kosmološki kosmički zraci (*Structure-Formation Cosmic Rays* - u daljem tekstu SF-CR) i za sada nisu još uvek detektovani. U daljem tekstu detaljnije će se razmotriti tipovi udarnih talasa koji se mogu javiti prilikom formiranja struktura na velikim skalama, kao i modeli po kojima je moguće proceniti kako i koliko ovi udarni talasi ubrzavaju čestice, i na kraju naravno kakav spektar gama zračenja je moguće očekivati od strane ove populacije kosmičkih zraka.

4.1 Udarni talasi nastali prilikom formiranja struktura na velikim skalama

Udarni talasi koji nastaju prilikom formiranja struktura na velikim skalama mogu se kategorizovati na dva načina na osnovu fizičkih procesa koji ih stvaraju i na osnovu medijuma u kojem nastaju. Procesi koji mogu proizvesti udarne talase prilikom formiranja velikih struktura su:

- Akrecija međugalaktičkog gasa od strane virijalizovanih struktura. Tada se zbog gravitacionog privlačenja okolnog gasa stvaraju udarni talasi na prelazu između virijalizovanog i difuznog gasa (Bertschinger 1985a; Miniati *et al.* 2000) - akrecioni udarni talasi (*accretion shocks*). Akretovan gas se tada zagreva na temperaturu virijalizovane strukture.
- Spajanje dve virijalizovane strukture. Ovom prilikom javlja se udarni talas (Miniati *et al.* 2000; Gabici & Blasi 2003a; 2003b) na mestu gde interaguju

gasovi iz ova dva objekta (*merger shocks*). Udarni talas pokreće gravitaciono privlačenje dva već formirana objekta.

- Akrecija međugalaktičkog gasa na filamente prilikom širenja okolnih praznina. Razlika u odnosu na akreciju gasa na virijalizovane strukture je u tome što se ovi objekti, iako su gušći od okoline, i dalje šire. Udarni talasi formiraju se na kontaktu ovih objekata i okolnog gasa, zbog razlika u brzinama širenja ove dve gasne strukture (Bertschinger 2005b). Takođe može doći i do stvaranja udarnih talasa unutar samih filamenata zbog gravitacionog privlačenja od strane formiranih struktura koje se nalaze u filamentu.

Komentar u okviru prethodne rečenice navodi nas na neophodnost podele udarnih talasa i prema vrsti gasa koji se akretuje (Miniati *et al.* 2000; Ryu *et al.* 2003):

- Spoljašnji udarni talasi koji akretuju gas koji do tad nije prolazio kroz udarne talase. U ovaj tip udarnih talasa uglavnom spadaju udarni talasi na filamentima, pošto se ostali udarni talasi u kojima nastaju virijalizovane strukture često odvijaju unutar filamenata.
- Unutrašnji udarni talasi (akrecioni udarni talasi i talasi koji nastaju pri spajanju virijalizovanih struktura) akretuju gas koji je barem jednom već prošao kroz neki od udarnih talasa i pri tome se zagrejao i zgusnuo. Zbog ovoga je brzina zvuka kroz ovakav materijal viša nego u slučaju hladnijeg gasa koji akretuju spoljašnji udarni talasi. Sve ovo rezultuje u nižim Mahovim brojevima kod ovog tipa udarnih talasa. Međutim, kako je okolni gas gušći, kroz ovaj tip udarnih talasa prolazi dosta više mase, pa su i kinetičke energije veće.

Kako bismo mogli da pristupimo računanju gama spektara koji nastaju od strane kosmičkog zračenja ubrzanog na udarnim talasima vezanim za strukture velikih skala, fokusiraćemo se na akrecione udarne talase i pretpostaviti da su oni zapravo najodgovorniji za stvaranje kosmoloških kosmičkih zraka koji su za nas bitni. Analitički modeli koji opisuju akrecione udarne talase i njihovu evoluciju obrađeni su 2006. godine u radu Pavlidu i Fields (Pavlidou & Fields 2006; u daljem tekstu PF06).

4.2 Analitički modeli za akrecione udarne talase

Analitički modeli za energetiku i evoluciju akrecionih udarnih talasa iz PF06 urađeni su za vasionu sa $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$, gde su Ω_m i Ω_Λ parametri koji u ranom univerzumu daju procenat gutine materije (uključujući tamnu materiju) i gustine energije vakuma, respektivno. Takođe, u modelima se pretpostavlja adijabatska jednačina stanja, kao i da su svi udarni talasi neradijativni i sfernosimetrični (kao i virijalizovani objekti oko kojih nastaju). Modeli obuhvataju i efekte okoline u kojoj nastaju, tj. varijacije u gustini i temperaturi gasa u kom se nalaze strukture koje vrše akreciju, kao i činjenicu da u slučaju da se objekat nalazi unutar filameta, gas koji se akretuje je unapred zagrejan i kompresovan (u odnosu na gas van filameta). Da bi se uočile razlike koje mogu da proizvedu različiti efekti okoline u PF06 predstavljena su tri modela:

- Model 1: svi objekti se nalaze u homogenom gasu, a efekti okoline ne postoje. U ovom modelu osobine udarnih talasa zavise isključivo od mase objekta koji vrši akreciju. Raspodela akretora po masi u ovom modelu data je Press-Šehterovom funkcijom mase (Press & Schechter 1974; Lacey & Cole 1993). U ovom modelu ne postoji objekat oko kojeg je gustina različita u odnosu na srednju gustinu pa je parametar varijacije gustine $\delta_s = 0$ (parametar varijacije gustine u odnosu na srednju gustinu cele vasion). Svi objekti sa jednakom masom u datoj epohi u jedinici vremena akretovaće jednaku količinu gasa i imaće jednake Mahove brojeve. U ovom modelu uzima se da je brzina zvuka $c_{s1} = 15$ km/s.
- Model 2: uključuje i varijacije u okolini oko akretora, koje su parametrizovane lokalnim fluktuacijama gustine $\delta_l = (\rho_{local} - \rho_m)/\rho_m$, gde je ρ_{local} gustina oko akretora, a ρ_m srednja gustina materije u svemiru. Fluktuacije u gustini gasa u kojima se nalaze akretori posledica su evolucije primordijalnih fluktuacija gustine. Brzina zvuka za svaku okolinu dobija se kao $c_s = c_{s,avg}(\delta_l + 1)^{1/3}$, gde je $c_{s,avg} = 15$ km/s prosečna brzina zvuka, i važi $\delta_s = \delta_l$. Ovako predstavljeni modeli važe za gas sa odnosom specifičnih toplota $\gamma = 5/3$. U ovom modelu uvodi se raspodela objekata po masi i po lokalnoj varijaciji gustine

u odnosu na srednju gustinu svemira (Pavlidou & Fields 2005) - „dvostruka raspodela” (*double distribution* - DD).

- Model 3: obuhvata Model 2 sa dodatkom efekata filamenata, kao što je postojanje unapred zagrejanog i kompresovanog gasa koji se akretuje na neki objekat. Efekti filamenata inkorporirani su putem aproksimacije da je u slučaju objekta koji se nalazi u filamentu $\delta_l > 0$. Kako je gas u filamentu unapred zagrejan prosečna brzina zvuka u filamentu je $c_{s,\text{fil}} = 45$ km/s. Faktor kompresije $1 + \delta_l$ sada će se odnositi na srednju gustinu u filamentu koja se računa kao $\rho_{\text{fil}} = \rho_b(1 + \delta_{\text{fil}})$, gde je ρ_b gustina bariona, a $1 + \delta_{\text{fil}} \approx 10$. Treba napomenuti da njihov model ne obuhvata evoluciju filamenata sa vremenom. S druge strane ako se objekat koji vrši akreciju nalazi van filamena, faktor kompresije je $\delta_l \leq 0$, a srednja brzina zvuka je ponovo $c_{s,\text{fil}} = 15$ km/s. Radi lakše preglednosti u tabeli 5 napravljen je pregled parametara za sva tri modela.

Tabela 5: Parametri u analitičkim modelima za energetiku i evoluciju akrecionih udarnih talasa prilikom formiranja struktura na velikim skalama iz PF06. Vrednosti brzine zvuka koje se koriste u tabeli su: $c_{s,\text{avg}} = 15$ km/s, $c_{s,\text{fil}} = 45$ km/s.

	Faktor kompresije	Srednja brzina zvuka
Model 1	$\delta_s = 0$	$c_s = 15$ km/s
Model 2	$\delta_l = (\rho_{\text{local}} - \rho_m)/\rho_m$ $1 + \delta_s = 1 + \delta_l$	$c_s = c_{s,\text{avg}}(1 + \delta_l)^{1/3}$
Model 3	$1 + \delta_s = \begin{cases} 1 + \delta_l, & \delta_l \leq 0 \\ (1 + \delta_{\text{fil}})(1 + \delta_l), & \delta_l > 0 \end{cases}$	$c_s = \begin{cases} c_{s,\text{avg}}(1 + \delta_l)^{1/3}, & \delta_l \leq 0 \\ c_{s,\text{fil}}(1 + \delta_l)^{1/3}, & \delta_l > 0 \end{cases}$

4.3 Osobine akrecionih udarnih talasa

Osobine udarnih talasa dobijaju se iz skoka u temperaturi na udarnom talasu (Landau & Lifshitz 1999):

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{[2\gamma\mathcal{M}^2 - \gamma + 1][(\gamma - 1)\mathcal{M}^2 + 2]}{(\gamma + 1)^2\mathcal{M}^2}, \quad (4.1)$$

gde su T_1 i T_2 temperature ispred i iza udarnog talasa, γ je odnos specifičnih toplota, a \mathcal{M} Mahov broj ($\mathcal{M} = U/c_s$, gde je U brzina udarnog talasa, a c_s brzina zvuka u

okolnom medijumu). Za nas će najbitnija osobina jednog akrecionog udarnog talasa biti protok mase (u jedinicama $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) tj. stopa kojom materija prelazi preko jednog udarnog talasa koji se nalazi oko objekta mase m i na crvenom pomaku z (Pavlidou 2005; PF06):

$$J_1(z_0) = \frac{dm}{dt} = 4\pi r_v^2(m) \Omega_b \rho_{c,0} (1+z)^3 (1+\delta_s) \mathcal{M} c_{s,1}, \quad (4.2)$$

gde je procenat barionske materije $\Omega_b = 0.04$, $\rho_{c,0} = 9.47 \times 10^{-27} \text{ kg m}^{-3} = 1.399 \times 10^{11} M_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}$ kritična gustina danas, $c_{s,1} = 15 \text{ km s}^{-1}$ brzina zvuka iz prvog modela, parametar varijacije gustine δ_s , a virijalni radijus objekta r_v . Virijalni radijus se definiše kao:

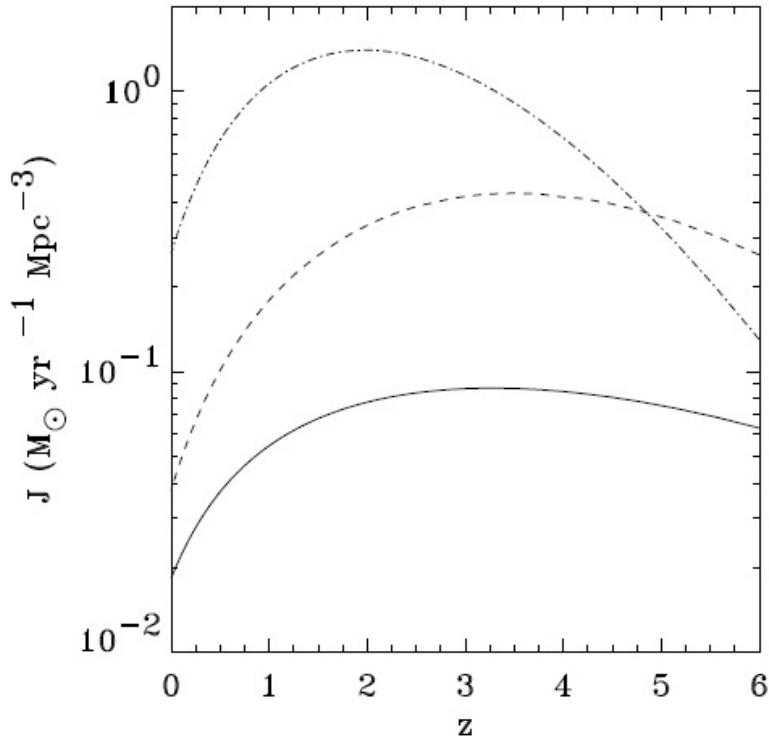
$$r_v = 1.4h^{-1} \left(\frac{m}{m_8} \right)^{1/3} \left(\frac{f_c}{18\pi^2} \right)^{-1/3} (1+z)^{-1} \text{ Mpc}, \quad (4.3)$$

gde je h bezdimenzioni Hablov parametar, m masa objekta, $f_c = \rho_{\text{vir}}/\rho_m$ faktor kompresije virijalizovanog objekta (ρ_{vir} gustina u virijalizovanom objektu), a $m_8 = 5.96 \times 10^{14} h^{-1} \Omega_m M_{\odot}$ je masa u okviru sfere radijusa $r_8 = 8h^{-1} \text{ Mpc}$ (uz pretpostavku da je srednja gustina unutar sfere jednaka srednjoj gustini svemira).

Populacije akrecionih udarnih talasa se s druge strane mogu opisati integralnim protokom mase J [$M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$] koji predstavlja kopokretnu gustinu protoka mase, tj. protok mase integraljen preko svih Mahovih brojeva. Integralni protok mase opisuje ukupan protok mase kroz sve udarne talase bilo kog Mahovog broja u datoj epohi (slika 21). Raspodela protoka mase u odnosu na Mahove brojeve definisana je u PF06 kao $\frac{dJ}{d \ln \mathcal{M}} = \mathcal{M} \frac{dJ}{d\mathcal{M}}$.

4.4 Gama zračenje proizvedeno od strane čestica ubrzanih na akrecionim udarnim talasima

Akrecioni udarni talasi opisani u prethodnom poglavlju mogu da ubrzaju čestice do vrlo visokih energija, a one se zatim sudaraju sa protonima u međuzvezdanoj materiji, proizvodeći neutralne pione. Kako se pioni ubrzo raspadaju na dva gama zraka, proizvedeno gama zračenje moguće je povezati sa akrecionim udarnim ta-



Slika 21: Integralni protok mase J (kroz udarne talase svih Mahovih brojeva) u funkciji posmatrane epohe tj. crvenog pomaka z izračunat za tri modela akrecionih udarnih talasa iz PF06. Puna linija dobijena je na osnovu Modela 1, isprekidana na osnovu Modela 2, a crta tačka na osnovu Model 3 (Izvor: Pavlidou & Fields 2006).

lasima. Diferencijalni intenzitet gama zračenja $dI_E/d\Omega$ ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}\text{sr}^{-1}$) je veličina koja opisuje vangalaktičku gama pozadinu koju posmatramo, i može se definisati kao (Pavlidou & Fields 2002; Prodanović & Fields 2004):

$$\frac{dI_E}{d\Omega} = \frac{c}{4\pi H_0} \int \frac{\dot{n}_{\gamma,\text{com}}[z, (1+z)E]}{\sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m(1+z)^3}} dz, \quad (4.4)$$

gde je H_0 Hablova konstanta, c brzina svetlosti, $\dot{n}_{\gamma,\text{com}}$ je kopokretna gustina gama emisivnosti, a Ω_Λ i Ω_m su parametri gustine energije vakuuma i materije u svemiru, respektivno. Povucimo paralelu sa gama zračenjem normalnih galaksija kod kojih zračenje potiče od kosmičkih zraka ubrzanih u ostatacima supernovih gde je $\dot{n}_{\gamma,\text{com}}$ funkcija broja galaksija u jedinici zapremine n_{gal} i njihove pojedinačne luminoznosti L_γ . Gama zračenje normalnih glaksija može povezati sa kosmičkom stopom rađanja zvezda $\dot{\rho}_*(z)$ [$M_\odot \text{yr}^{-1} \text{Mpc}^{-3}$] s obzirom na to da od nje zavisi i broj supernovih koje će eksplodirati u datoj galaksiji tj. $\dot{n}_{\gamma,\text{com}} = L_\gamma n_{\text{gal}} \propto \dot{\rho}_*(z)$ (Pavlidou &

Fields 2002). U slučaju akrecionih udarnih talasa $\dot{n}_{\gamma,\text{com}}$ se može povezati sa sličnom veličinom koju ćemo nazvati kosmička stopa akrecije $\dot{\rho}_{\text{sf}}(z) = \int d\mathcal{M} d\rho_{\text{sf}}(z, \mathcal{M})/d\mathcal{M}$. Kosmička stopa akrecije zapravo predstavlja kopokretnu gustinu protoka mase koja prelazi udarne talase bilo kog Mahovog broja u datoj epohi i takođe ima jedinice $M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$ tj. jednaka je integralnom protoku mase iz PF06 $\dot{\rho}_{\text{sf}}(z) \equiv J(z)$, pomenutom u prethodnom poglavlju.

Kopokretnu gama emisivnost možemo da izrazimo preko luminoznosti objekata $L_{\gamma}(\mathcal{M}, z)$ sa akrecionim udarnim talasima sa Mahovim brojevima \mathcal{M} i na crvenim pomacima z kao:

$$\dot{n}_{\gamma,\text{com}}(z, E) = \int L_{\gamma}(\mathcal{M}, z) \frac{dn_c}{d\mathcal{M}} d\mathcal{M} = \langle L_{\gamma}(z) \rangle \int \frac{dn_c}{d\mathcal{M}} d\mathcal{M}, \quad (4.5)$$

gde $\frac{dn_c}{d\mathcal{M}}$ je raspodela broja objekata po Mahovim brojevima, a $\langle L_{\gamma}(z) \rangle$ srednja luminoznost usrednjena po raspodeli $\frac{dn_c}{d\mathcal{M}}$. Takođe možemo da napišemo i sledeći odnos:

$$L_{\gamma}(\mathcal{M}, z) = \frac{J_1(\mathcal{M}, z)}{J_1(\mathcal{M}, z_0)} \frac{M_g(\mathcal{M}, z)}{M_g(\mathcal{M}, z_0)} L_{\gamma}(\mathcal{M}, z_0), \quad (4.6)$$

gde poredimo vrednosti luminoznosti L_{γ} , toka mase J_1 i mase gasa M_g nekog objekta koji se nalazi na crvenom pomaku z sa vrednostima istih promenljivih za objekat istog tipa na koji normiramo i koji se nalazi na z_0 . Srednja luminoznost dobija se usrednjavanjem luminoznosti po raspodeli $dn_c/d\mathcal{M}$, a zatim ubacivanjem formule (4.6):

$$\langle L_{\gamma}(z) \rangle = \frac{\int L_{\gamma}(\mathcal{M}, z) \frac{dn_c}{d\mathcal{M}} d\mathcal{M}}{\int \frac{dn_c}{d\mathcal{M}} d\mathcal{M}} = \frac{L_{\gamma,0}}{J_{1,0} M_{g,0}} \frac{\int J_1(\mathcal{M}, z) M_g(\mathcal{M}, z) \frac{dn_c}{d\mathcal{M}} d\mathcal{M}}{\int \frac{dn_c}{d\mathcal{M}} d\mathcal{M}}, \quad (4.7)$$

gde su, radi kraćeg zapisa, indeksom 0 obeležene vrednosti promenljivih danas tj. na $z = z_0$ (vrednosti za objekat koji koristimo za normalizaciju).

Srednju masu gasa objekta na određenom crvenom pomaku dobijamo na sledeći način:

$$\langle M_g(z) \rangle = \frac{\int M_g(\mathcal{M}, z) J_1(\mathcal{M}, z) \frac{dn_c}{d\mathcal{M}} d\mathcal{M}}{\int J_1(\mathcal{M}, z) \frac{dn_c}{d\mathcal{M}} d\mathcal{M}} = \frac{\int M_g(\mathcal{M}, z) J_1(\mathcal{M}, z) \frac{dn_c}{d\mathcal{M}} d\mathcal{M}}{\dot{\rho}_{\text{sf}}}, \quad (4.8)$$

gde je uzeto u obzir da važi $\dot{\rho}_{\text{sf}} \equiv J = \int J_1(\mathcal{M}, z) \frac{dn_c}{d\mathcal{M}} d\mathcal{M}$. Kombinujući jednačine (4.7) i (4.8) dobijamo:

$$\langle L_\gamma(z) \rangle = \frac{L_{\gamma,0}}{J_{1,0} M_{g,0}} \frac{\langle M_g(z) \rangle \dot{\rho}_{\text{sf}}}{\int \frac{dn_c}{d\mathcal{M}} d\mathcal{M}}. \quad (4.9)$$

Zamenom u jednačinu (4.5) za kopokretnu gama emisivnost dobijamo:

$$\dot{n}_{\gamma,\text{com}}(z, E) = \frac{L_{\gamma,0}}{J_{1,0} M_{g,0}} \frac{\langle M_g(z) \rangle \dot{\rho}_{\text{sf}}}{\int \frac{dn_c}{d\mathcal{M}} d\mathcal{M}} \int \frac{dn_c}{d\mathcal{M}} d\mathcal{M}. \quad (4.10)$$

Sada iz jednačine (4.8) zamenimo $\langle M_g(z) \rangle$:

$$\dot{n}_{\gamma,\text{com}}(z, E) = \frac{L_{\gamma,0} \dot{\rho}_{\text{sf}}}{J_{1,0} M_{g,0}} \frac{\int J_1(\mathcal{M}, z) M_g(\mathcal{M}, z) \frac{dn_c}{d\mathcal{M}} d\mathcal{M}}{\dot{\rho}_{\text{sf}}}. \quad (4.11)$$

Masa gasa nekog objekta M_g sa vremenom se povećava zbog akrecije novog materijala na objekat. Potrebno nam je da nađemo odnos masa gasa objekta na nekom crvenom pomaku i danas tj. $M_g(z)/M_g(z_0) \equiv M_g(z)/M_{g,0}$. Masa gasa objekta na bilo kom crvenom pomaku jednaka je zbiru neke inicijalne mase gasa koju je objekat imao prilikom virijalizacije $M_{\text{gas},i}$ i akretovane mase gasa do datog trenutka $M_{\text{gas,acc}}(z)$. Takođe, ako inicijalnu količinu gasa $M_{\text{gas},i}$ zapišemo na nama odgovarajući način kao $M_{\text{gas},i} = \epsilon M_{\text{gas,acc}}(z_0)$, tj. predstavimo je kao ϵ deo ukupne akretovane mase gasa do danas (do crvenog pomaka z_0) dobijamo sledeću relaciju:

$$\begin{aligned} \frac{M_g(z)}{M_g(z_0)} &= \frac{M_{\text{gas},i} + M_{\text{gas,acc}}(z)}{M_{\text{gas},i} + M_{\text{gas,acc}}(z_0)} = \frac{\epsilon M_{\text{gas,acc}}(z_0) + M_{\text{gas,acc}}(z)}{\epsilon M_{\text{gas,acc}}(z_0) + M_{\text{gas,acc}}(z_0)} \\ &= \frac{\epsilon \cancel{M_{\text{gas,acc}}(z_0)} + \cancel{M_{\text{gas,acc}}(z_0)} \frac{M_{\text{gas,acc}}(z)}{M_{\text{gas,acc}}(z_0)}}{\cancel{M_{\text{gas,acc}}(z_0)} (\epsilon + 1)} \end{aligned} \quad (4.12)$$

Dakle, masu gasa $M_g(\mathcal{M}, z)$ objekta sa udarnim talasom koji ima Mahov broj \mathcal{M} moguće je izraziti preko mase gasa tog objekta danas kao:

$$M_g(\mathcal{M}, z) = M_g(\mathcal{M}, z_0) \frac{\epsilon + \frac{M_{\text{gas,acc}}(z)}{M_{\text{gas,acc}}(z_0)}}{1 + \epsilon}. \quad (4.13)$$

Kombinovanjem jednačina (4.11) i (4.13) dobijamo:

$$\dot{n}_{\gamma,\text{com}}(z, E) = \frac{L_{\gamma,0}}{J_{1,0}M_{g,0}} \int J_1(\mathcal{M}, z) M_g(\mathcal{M}, z_0) \frac{\epsilon + \frac{M_{\text{gas,acc}}(z)}{M_{\text{gas,acc}}(z_0)}}{1 + \epsilon} \frac{dn_c}{d\mathcal{M}} d\mathcal{M}, \quad (4.14)$$

gde je akretovana masa gasa od momenta virijalizacije objekta pa do neke epohe z zapravo $M_{\text{gas,acc}}(z) = \int_{z_{\text{vir}}}^z \dot{\rho}_{\text{sf}} \frac{dt}{dz} dz$ i ako uvidimo da je $J_1(\mathcal{M}, z) \frac{dn_c}{d\mathcal{M}} d\mathcal{M} = \frac{d\dot{\rho}_{\text{sf}}}{d\mathcal{M}} d\mathcal{M}$ dobićemo:

$$\dot{n}_{\gamma,\text{com}}(z, E) = \frac{L_{\gamma,0}}{J_{1,0}M_{g,0}} \int M_g(\mathcal{M}, z_0) \frac{\epsilon + \frac{\int_{z_{\text{vir}}}^z \dot{\rho}_{\text{sf}} \frac{dt}{dz} dz}{\int_{z_{\text{vir}}}^{z_0} \dot{\rho}_{\text{sf}} \frac{dt}{dz} dz}}{1 + \epsilon} \frac{d\dot{\rho}_{\text{sf}}}{d\mathcal{M}} d\mathcal{M}. \quad (4.15)$$

Konačno ovo ubacujemo u formulu (4.4) i dobijamo diferencijalni gama fluks koji nam je potreban:

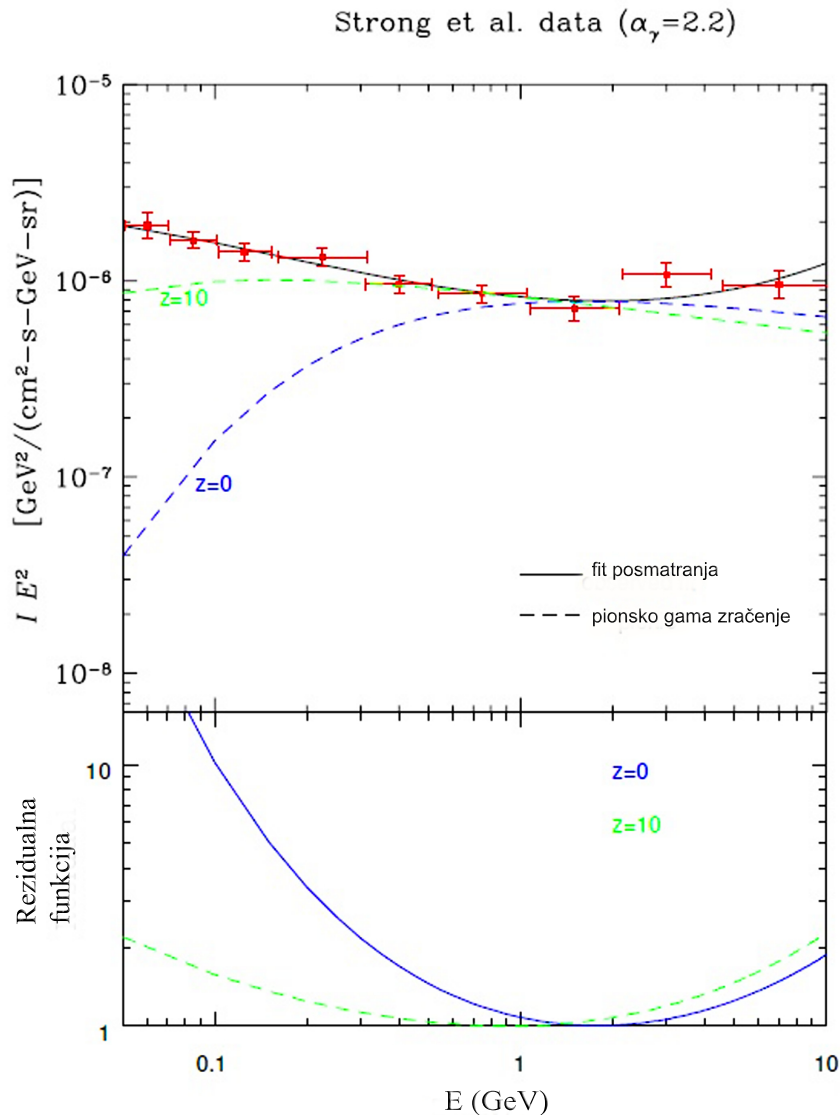
$$\frac{dI_E}{d\Omega} = \frac{c}{4\pi H_0} \int_{z_0}^{z_{\text{vir}}} \frac{\frac{L_{\gamma,0}}{J_{1,0}M_{g,0}} \int M_g(\mathcal{M}, z_0) \frac{\epsilon + \frac{\int_{z_{\text{vir}}}^z \dot{\rho}_{\text{sf}} \frac{dt}{dz} dz}{\int_{z_{\text{vir}}}^{z_0} \dot{\rho}_{\text{sf}} \frac{dt}{dz} dz}}{1 + \epsilon} \frac{d\dot{\rho}_{\text{sf}}}{d\mathcal{M}} d\mathcal{M}}{\sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m(1+z)^3}} dz. \quad (4.16)$$

Dolazimo do glavne formule, koja je korišćena u radu Dobardžić i Prodanović iz 2014. godine (Dobardžić & Prodanović 2014):

$$\begin{aligned} \frac{dI_E}{d\Omega} &= \frac{c}{4\pi H_0 J_{1,0}} \int_{z_0}^{z_{\text{vir}}} dz \frac{\dot{\rho}_{\text{sf}}(z) L_{\gamma,0} [(1+z)E]}{\sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m(1+z)^3}} \\ &\times \left[\frac{\epsilon}{\epsilon + 1} + (\epsilon + 1)^{-1} \frac{\int_{z_{\text{vir}}}^z dz (dt/dz) \dot{\rho}_{\text{sf}}(z)}{\int_{z_{\text{vir}}}^{z_0} dz (dt/dz) \dot{\rho}_{\text{sf}}(z)} \right]. \end{aligned} \quad (4.17)$$

Na ovaj način dobili smo model koji po prvi put uzima u obzir vremensku evoluciju gama zračenja, nastalog prilikom interakcija kosmičkog zračenja ubrzanog u akrecionim udarnim talasima. Evolucija gama zračenja potiče od evolucije samih akrecionih udarnih talasa - od akrecije gasa na prve virijalizovane strukture, pa sve do veoma velikih struktura koje posmatramo danas, kao što su jata galaksija ili filamenti i zidovi na najvećim skalama. Modeli za gama zračenje nastalo zbog prisustva akrecionih udarnih talasa razmatrani su i ranije (Prodanović & Fields 2004; Prodanović & Fields 2005b), međutim, oni u sebi nisu sadržali vremensku evoluciju izvora, već je aproksimirano da celo gama zračenje nastaje na jednom crvenom pomaku.

Na primer, u Prodanović i Filds (2005b) gama spektri nastali prilikom formiranja velikih struktura računati su uz aproksimaciju da celo zračenje nastaje na jednom od crvenih pomaka u opsegu $z = 1 - 10$ (slika 22).



Slika 22: Maksimalni gama spektri akrecionih udarnih talasa, ako svo gama zračenje potiče sa $z = 0$ (plava isprekidana linija) ili sa $z = 10$ (zeleno isprekidana linija). Krive se porede sa posmatranim pozadinskim gama zračenjem od strane teleskopa EGRET - crvene tačke (Strong *et al.* 2004). Puna crna linija predstavlja fit podataka za gama pozadinu. U donjem delu grafika prikazane su rezidualne funkcije $\log[(I E^2)_{\text{obs}} / (I E^2)_\pi] = \log(I_{\text{obs}} / I_\pi)$ za oba gama spektra. Boja i tip linije rezidualne funkcije poklapa se sa linijom odgovarajućeg gama spektra (Izvor: Prodanović i Filds 2005b).

4.5 Normalizacija modela

Objekti kod kojih očekujemo postojanje akrecionih udarnih talasa i koji se mogu koristiti za normalizaciju naših modela su jata galaksija. Raspodela luminoznosti po energijama $\mathcal{L}_{\gamma,0}(E)$ [fotona $s^{-1}\text{GeV}^{-1}$] za neki objekat (ukupna luminoznost datog objekta po svim energijama je $L_{\gamma,0}$ [fotona s^{-1}] = $\int dE \mathcal{L}_{\gamma,0}(E)$) povezana je sa oblikom spektra gama zračenja kao $\mathcal{L}_{\gamma,0}(E) = C\Gamma_{\gamma,0}(E)$, gde C predstavlja konstantu normalizacije, a $\Gamma_{\gamma,0}(E)$ oblik spektra pionskog gama zračenja. Konstanta normalizacije C se dobija iz fluksa $F_{\gamma,0}$ jata galaksija na koje normiramo kao:

$$F_{\gamma,0} = \int dE \frac{\mathcal{L}_{\gamma,0}(E)}{4(1+z)d_c^2(z)\pi} = C \int dE \frac{\Gamma_{\gamma,0}(E)}{4(1+z)d_c^2(z)\pi}, \quad (4.18)$$

$$C = \frac{F_{\gamma,0}4(1+z)d_c^2(z)\pi}{\int \Gamma_{\gamma,0}(E)dE}, \quad (4.19)$$

gde je d_c kopokretna udaljenost jata koja se standardno definiše kao:

$$d_c(z) = (c/H_0) \int_0^z dz' / \sqrt{\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_\Lambda}. \quad (4.20)$$

Oblik spektra pionskog gama zračenja $\Gamma_{\gamma,0}$ (Pfrommer & Enßlin 2003), koji ćemo mi koristiti, i koji predstavlja reprezentaciju Dermerovog modela (Dermer 1986) je:

$$\Gamma_{\gamma,0}(E) = \left\{ \left[\frac{2E}{m_{\pi^0}}(1+z) \right]^\delta + \left[\frac{2E}{m_{\pi^0}}(1+z) \right]^{-\delta} \right\}^{-\alpha_\gamma/\delta}, \quad (4.21)$$

gde je $m_{\pi^0} = 134.98$ MeV masa mirovanja piona, α_γ spektralni indeks gama zračenja, a $\delta = 0.14\alpha_\gamma^{-6} + 0.44$. Spektar je u logaritamskom prostoru simetričan oko polovine mase mirovanja piona, a spektralni indeks na visokim energija poklapa se sa spektralnim indeksom α_γ kosmičkog zračenja koje je proizvelo to gama zračenje. Spektralni indeks će u našim modelima ostati slobodan parametar.

Odabir jata galaksija pogodnog za normalizaciju nosi sa sobom određene poteškoće. Sa lansiranjem teleskopa *Fermi*-LAT očekivale su se detekcije jata galaksija u gama području od strane ovog teleskopa (Pinzke & Pfrommer 2010). Međutim, od posmatranih 33 jata ni jedno nije detektovano do danas, a na osnovu ovoga

dobijene su samo gornje granice za flukseve ovih jata galaksija (Ackermann *et al.* 2010). U nedostatku pravih detekcija pomenute gornje granice za flukseve mogu se iskoristiti za normalizaciju naših modela, čime će i oni predstavljati gornje granice mogućeg gama zračenja proizvedenog od strane svih akrecionih udarnih talasa nastalih prilikom formiranja velikih struktura.

4.5.1 Nalaženje najpogodnijeg jata za normalizaciju

Nalaženje najpogodnijeg jata za normalizaciju naših modela od velikog je značaja. U zavisnosti od toga koje jato odaberemo, visina rezultujućeg spektra menja se i do dva reda veličine u zavisnosti od veličine odabranog jata, njegove udaljenosti, mase i najviše date gornje granice za fluks. Takođe, masa jata bi trebalo da bude što bliže kosmičkom proseku (može se proceniti iz Pres-Šehterove raspodele), ali i da se za dato jato očekuje da je najveći deo gama zračenja pionskog porekla (a ne na primer da potiče od tamne materije), kako bi korišćenje datih gornjih granica fluksa bilo opravdano u slučaju naših modela.

Nakon razmatranja nekoliko jata, kao što su NGC 5813, Persej (*Perseus*) i Fornaks (*Formax*), za normalizaciju odabrano je jato Koma (*Coma*). Iako je ovo jato bogatije od očekivanog prosečnog jata, njegova veličina, masa, pa i gornja granica fluksa od $F_{\gamma,0} = 4.58 \times 10^{-9}$ fotona $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ blizu su proseka, a njegova očekivana pionska gama emisija blizu je granici fluksa koji nam je na raspolaganju za normalizaciju naših modela (Brunetti *et al.* 2012). S druge strane, kod ovog jata se ne očekuje postojanje velikog udela gama zračenja tamne materije.

Persej je jato koje je malo manje od jata Koma, pa bi zbog toga moglo da bude bolji izbor za normalizaciju. Međutim, njegova granica za gama fluks je mnogo viša zato što na osetljivost teleskopa *Fermi* za ovo jato veoma utiče zračenje Galaktičkog diska kao i nekih drugih sjajnih izvora (Ackermann *et al.* 2010). Jato NGC 5813 ima masu reda veličine $\sim 10^{13} M_{\odot}$ (Chen *et al.* 2007) što je blisko očekivanom proseku, međutim granica fluksa za ovo jato je manja nego za Komu, pa bi i rezultujući spektri bili ≈ 1.5 puta niži nego u slučaju Kome. Fornaks ima masu 8 puta manju od Kome (Chen *et al.* 2007), međutim, kod ovog jata očekuje se da gama zračenjem dominira anihilacija tamne materije, pa zbog toga ovo jato ne bi bilo pogodno u

našem slučaju.

Za normalizaciju na jato galaksija Koma potrebno nam je nekoliko informacija o samom jatu. Potrebne veličine date su u tabeli 6. Na osnovu jednačine (4.19) dobijamo konstantu normalizacije (koja zavisi od izbora spektralnog indeksa α_γ koji je kod nas slobodan parametar).

Tabela 6: Potrebni podaci za jato Koma. Virijalni radijus $r_v \equiv r_{500}$ (Chen *et al.* 2007) predstavlja udaljenost od centra jata u okviru koje je srednja gustina $500\rho_c$, gde ρ_c predstavlja kritičnu gustinu svemira na crvenom pomaku datog jata. Masa gasa, kao i virijalna masa jata (ovu masu smatramo ukupnom masom jata) takođe se odnose na oblast ograničenu ovim radijusom tj. $M_{\text{gas}} \equiv M_{\text{gas},500}$ i $M_{\text{vir}} \equiv M_{500}$, respektivno. Limit za gama fluks jata Koma dat u tabeli dobijen je integracijom u opsegu energija 0.2 – 100 GeV.

Veličina	Vrednost	Objašnjenje	Referenca
z_0	0.0232	crveni pomak	Chen <i>et al.</i> (2007)
z_{vir}	1.5	crveni pomak virijalizacije	Brodwin <i>et al.</i> (2011)
$M_{\text{gas},500}$	$19 \times 10^{13} M_\odot$	masa gasa	Chen <i>et al.</i> (2007)
M_{500}	$9.95 \times 10^{14} M_\odot$	virijalna masa jata	Chen <i>et al.</i> (2007)
r_{500}	1.86 Mpc	virijalni radijus	Chen <i>et al.</i> (2007)
$F_{\gamma,0}$	4.58×10^{-9} fotona $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	gornja granica fluksa	Ackermann <i>et al.</i> (2010)

4.6 Atenuacija gama zračenja

Bez obzira koje je poreklo nekog gama zračenja, deo tog zračenja biće izgubljen pre nego što bude detektovan od strane naših detektora. Razlog za to je atenuacija (slabljenje) gama zračenja pri interakciji sa vangalaktičkim pozadinskim zračenjem (*Extragalactic Background Light* - u daljem tekstu EBL; Salamon & Stecker 1998; Stecker *et al.* 2006; Kneiske *et al.* 2004; Gilmore *et al.* 2009, 2012; Razzaque *et al.* 2009; Finke *et al.* 2010; Abramowski *et al.* 2013). Gama fotoni visokih energija ($\gtrsim 10$ GeV) interaguju sa EBL fotonima i tom prilikom proizvode elektronsko-pozitronske parove (pa je granična energija za ovaj proces jednaka dve mase mirovanja elektrona u sistemu centra mase para čestica). U sastav EBL ulaze fotona sa talasnim dužinama od ultraljubičastog (UV) do infracrvenog dela spektra (IC), koji potiču ili direktno od zvezda ili su apsorbovani od strane prašine u međuzvezdanoj

materiji i zatim ponovo izračeni. Gama fotoni visokih energija, iznad 1 TeV, atenuiraju se bliskim i srednjim IC fotonima, dok su fotoni sa energijama 300 GeV – 1 TeV atenuirani od strane bliske IC i optičke svetlosti. EBL atenuacija gama fotona sa energijama ispod 200 GeV mahom se vrši pomoću UV fotona. Gama fotoni najnižih energija, ispod ≈ 20 GeV, vrlo se malo atenuiraju i mogu biti atenuirani jedino od strane pozadinskih fotona sa energijama iznad Lajmanove granice od 13.6 eV (Gilmore *et al.* 2009).

Tačna merenja EBL nose sa sobom dosta problema. Direktna merenja u optičkom i bliskom infracrvenom delu spektra su problematična zbog vrlo jakog zračenja međuplanetarne prašine tj. zodijske svetlosti (Hauser & Dwek 2001). S druge strane, ukupan broj galaksija neke magnitude u određenom delu neba pruža dobru donju granicu za EBL (Madau & Pozzetti 2000; Totani *et al.* 2001; Keenan *et al.* 2010). Indirektno posmatranje EBL vrši se kroz posmatranja gama zračenja visokih energija vangalaktičkih objekata kao što su blazari i gama bljeskovi (Gould & Schröder 1966; Jelley 1966; Stecker *et al.* 1992; Mazin & Raue 2007, Abdo *et al.* 2009b; 2010b; Abramowski *et al.* 2013). Donje i gornje granice EBL određene su pomoću ovih metoda, međutim EBL na velikim crvenim pomacima je i dalje prilično nepoznato.

Spektar objekta $\frac{dI_E}{d\Omega}$, koji se nalazi na crvenom pomaku z_0 , na svakoj izmerenoj energiji E menja se zbog EBL atenuacije i dobija se posmatrani spektar $\frac{dI_E}{d\Omega}_{\text{obs}}$:

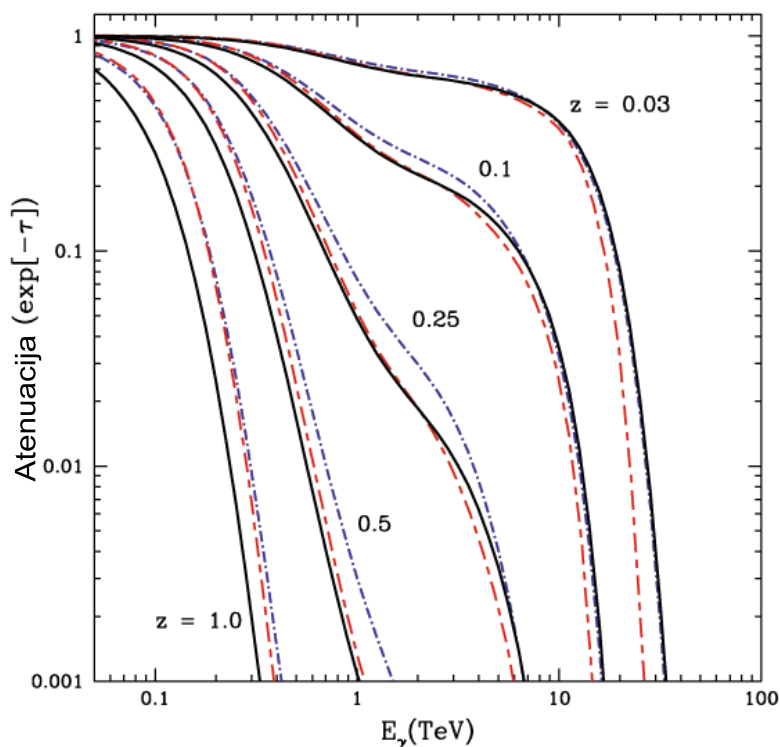
$$\frac{dI_E}{d\Omega}_{\text{obs}} = \frac{dI_E}{d\Omega} e^{-\tau_{\gamma\gamma}(E, z_0)}, \quad (4.22)$$

gde je $\tau_{\gamma\gamma}$ optička dubina posmatranog gama fotona. Model za EBL koji ćemo koristiti da bismo našli kolika je atenuacija naših spektara uzet je iz rada Gilmore sa saradnicima iz 2012. godine (Gilmore *et al.* 2012). Ovaj semi-analitički model dobijen je pomoću standardne Λ CDM kosmologije, sa zvezdanom početnom funkcijom mase (Chabrier 2003), koja ne evoluirala sa crvenim pomakom. Zasnovan je na modelima Somervila i Primacka iz 1999. godine i Somervila sa saradnicima iz 2001. godine (Somerville & Primack 1999; Somerville *et al.* 2001). Na osnovu ovog modela za EBL, naši spektri počinju da opadaju nakon $E \approx 100$ GeV. Ovaj trend postaje

još izraženiji nakon $E \approx 1$ TeV, dok na energijama $E \gtrsim 10$ TeV fotoni više ne mogu da stignu do nas. Zapravo, dobija se da svemir postaje optički debeo ($e^{-\tau_{\gamma\gamma}} = 1$) za fotone od 100 GeV na crvenim pomacima većim od $z = 0.9$, dok je kod fotona od 50 GeV to slučaj na crvenim pomacima većim od $z = 1.6$ (Gilmora *et al.* 2012). Na slici 23 prikazana je zavisnost atenuacije $e^{-\tau_{\gamma\gamma}}$ od energije fotona, na nekoliko različitih crvenih pomaka, za EBL modele iz rada Gilmora sa saradnicima iz 2012. godine (Gilmora *et al.* 2012). Ova slika daje nam atenuaciju samo za nekoliko crvenih pomaka, pa je potrebno interpolirati i dobiti kako se atenuacija ponaša i na svim ostalim crvenim pomacima od 0 – 1.5 (zanimaju nas crveni pomaci do 1.5 jer tu vrednost uzimamo kao crveni pomak virijalizacije jata Koma na koje normiramo naše modele). Na slici 23 vidimo da kako posmatramo veće crvene pomake, tako imamo sve manje gama fotona visokih energija. Na osnovu EBL modela (Gilmora *et al.* 2009; 2012) i slike 23 dobija se da nam gama fotoni bilo kojih energija najdalje mogu stići sa crvenog pomaka oko 1.5 dok se svi fotoni koji potiču sa daljih z atenuiraju u potpunosti.

4.7 Poređenje rezultata sa gama pozadinom dobijenom na osnovu merenja teleskopom *Fermi*

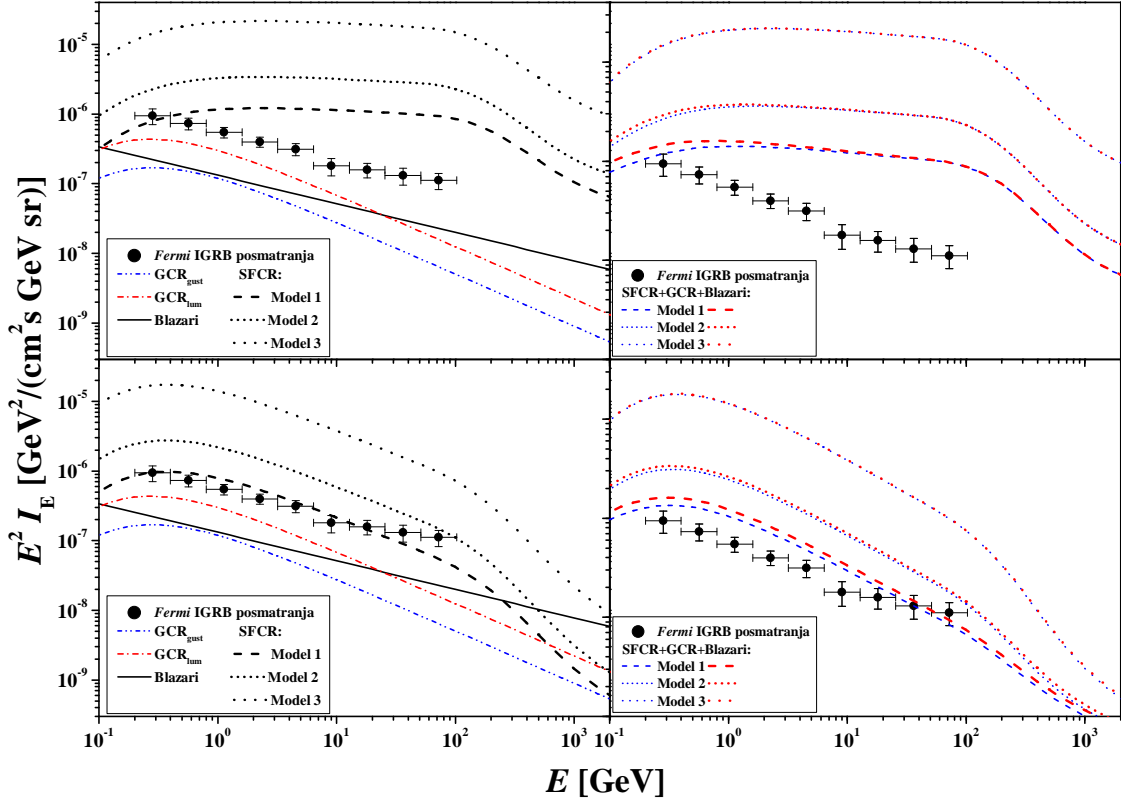
Diferencijalni gama fluks koji proizvode strukture na najvećim skalama dobijamo na osnovu jednačine (4.17) i nakon ubacivanja efekata EBL atenuacije, dobijamo spektre koje možemo da poredimo sa posmatranom difuznom gama pozadinom koju je detektovao teleskop *Fermi*. Ovi rezultati predstavljeni su u članku Dobardžić i Prodanović iz 2014. godine (Dobardžić & Prodanović 2014). Spektralni indeks α_γ u našim modelima je slobodni parametar. Na slici 24 prikazani su spektri dobijeni iz naših modela sa uzetim spektralnim indeksom $\alpha_\gamma = 2.1$ (gore) i $\alpha_\gamma = 2.7$ (dole). Krive se porede sa pozadinom dobijenom teleskopom *Fermi* (Abdo *et al.* 2010a). Radi poređenja, na slikama levo su prikazi i spektri koji odgovaraju doprinosu normalnih galaksija i kosmičkim zracima koji su u njima ubrzani u ostacima supernovih tj. u procesima vezanim za zvezde (Fields *et al.* 2010). Takođe prikazana je i kriva koja predstavlja model doprinosa nerazlučenih blazara (Abdo *et al.* 2010c). Slike



Slika 23: Zavisnost atenuacije od energije fotona, za izvore na crvenim pomacima $z = 0.03, 0.1, 0.25, 0.5, 1$. Crna puna linija označava njihov osnovni model koji smo mi iskoristili i koji je zasnovan na kosmološkim parametrima dobijenim uz pomoć satelita WMAP. Plava crta tačka linija predstavlja njihov osnovni model sa popravljenim modelom za apsorpciju od strane prašine, koji je ubačen kako bi se napravilo poređenje sa ranijim modelima ovih autora. Crvena linija crta-tačka predstavlja modele (Domínguez 2011) date u radu Domingeza sa saradnicima iz 2011. godine (Izvor: Gilmore *et al.* 2012).

sa desne strane prikazuju zajednički doprinos ove tri komponente - kosmoloških kosmičkih zraka, normalnih galaksija i blazara.

Ako su akrecioni udarni talasi jaki, spektralni indeks gama zračenja biće oko $\alpha = 2.1$. S druge strane, prikazani su i spektri koji odgovaraju slabijim udarnim talasima i spektralnom indeksu 2.7 koji se za naše modele najbolje poklapa sa posmatranom pozadinom. Takođe, ovaj spektralni indeks bliži je vrednosti od ≈ 2.6 koja se očekuje za jato Koma (Brunetti *et al.* 2012) koje koristimo za normalizaciju. Naši modeli čak i za ovaj spektralni indeks u nekim slučajevima prelaze iznad tačaka izmerenih teleskopom *Fermi*, međutim očekujemo da će se krive spustiti kada jato Koma bude konačno detektovano, s obzirom da će fluks Kome tada biti niži od gornje granice



Slika 24: Doprinos različitih izvora kosmičkih zraka difuznoj gama pozadini merenoj od strane teleskopa *Fermi* (Abdo et al. 2010a). Levo: sve komponente prikazane odvojeno - blazari (crna puna linija; Abdo *et al.* 2010c), normalne galaksije kod kojih su krive dobijene na osnovu dva granična slučaja (Fields *et al.* 2010; crvena linija crta-tačka dobijena je na osnovu evolucije luminoznosi galaksija sa vremenom, a plava linija crta-tačka-tačka odgovara evoluciji gustine tj. broja normalnih galaksija s vremenom), kosmološki kosmički zraci dobijeni u ovoj disertaciji (Dobardžić & Prodanović 2014) nakon normiranja na jato Koma i za sva tri modela za integralni protok mase J iz PF06 (isprekidana linija, Model 1; kratka isprekidana, Model 2; tačkasta linija, Model 3). Gornji paneli prikazuju spektre dobijene korišćenjem spektralnog indeksa $\alpha_\gamma = 2.1$, a donji korišćenjem $\alpha_\gamma = 2.7$. Desno: kombinovani doprinos sve tri komponente gde se tipovi linija poklapaju sa tipovima linija koji odgovaraju različitim modelima za integralni protok mase, a boje linija prikazuju koji model je uzet za normalne galaksije (debele crvene linije - evolucija luminoznosti; tanke plave linije - evolucija gustine). Inicijalni parametar mase gasa kod ovih krivih uzimamo da je $\epsilon = 0$ (Izvor: Dobardžić & Prodanović 2014).

detekcije fluksa koji u ovoj disertaciji koristimo za normiranje. S druge strane, jato Koma je bogato jato, veće od tipičnog jata, pa je i očekivano da naši modeli budu viši nego kada bismo zaista normirali na neko prosečno jato.

Slika 25 prikazuje osetljivost naših modela na odabir spektralnog indeksa gama zračenja. Uticaj spektralnog indeksa posebno je značajan na višim energijama i

može da promeni visinu krive oko jedan red veličine. Na slici uzimamo $\alpha_\gamma = 2 - 3$. Krive su dobijene za sva tri modela za integralni protok mase iz PF06 - Model 1 (gore), Model 2 (sredina), Model 3 (dole).

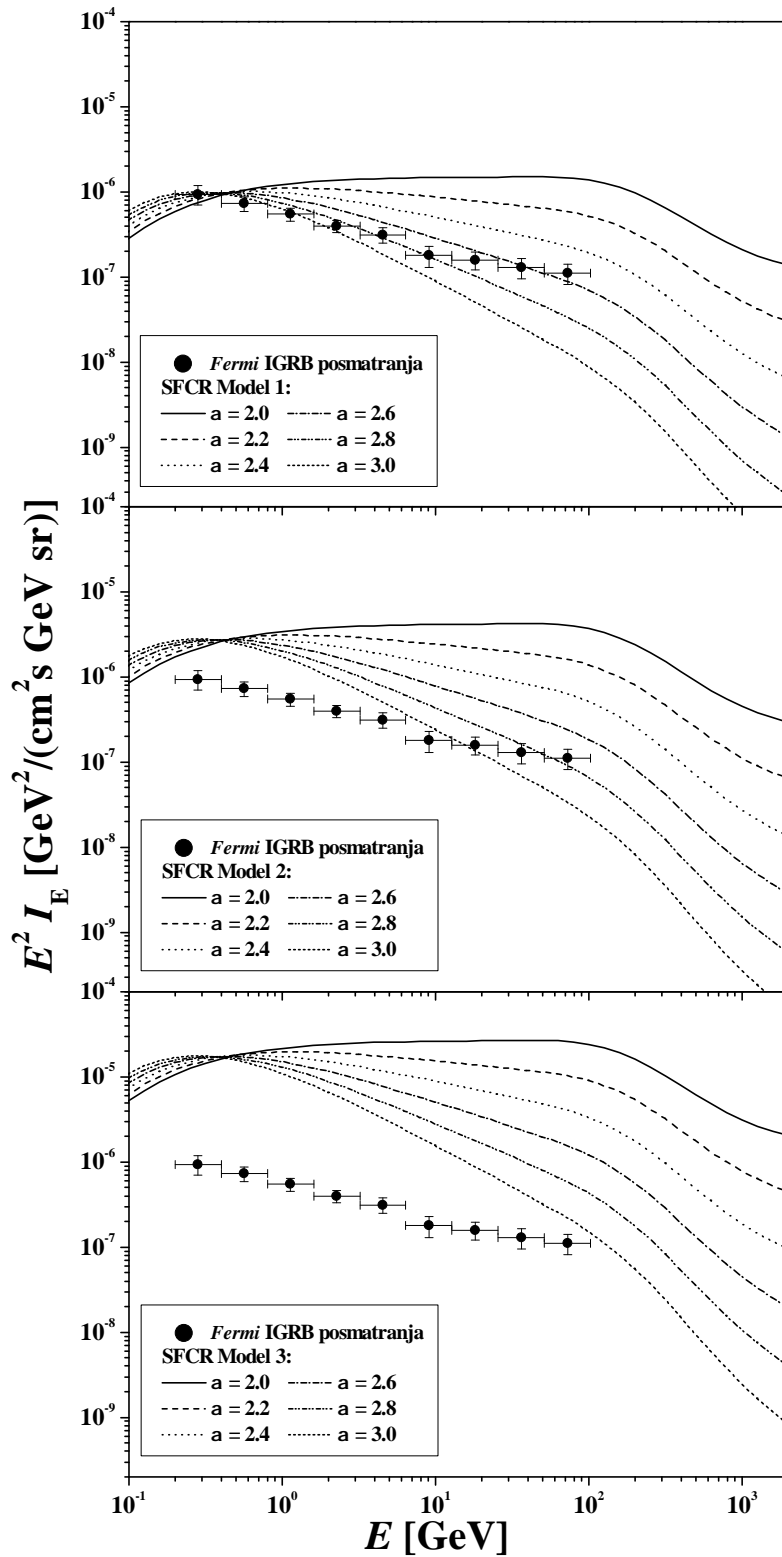
Krive na slici 24 i slici 25 dobijene su sa inicijalnim parametrom mase gasa $\epsilon = 0$. Međutim, naši modeli su blago osetljivi na ovaj parametar i na slici 26 prikazane su krive sa spektralnim indeksom 2.7 dobijene za $\epsilon = 0, 1, 10$ (isprekidana, kratka isprekidana i tačkasta linija, respektivno).

Ako pretpostavimo da je Koma tipično jato, nakon normiranja na njega, dobijamo da akrecioni udarni talasi na najvećim skalama mogu da proizvedu veoma veliki deo difuzne gama pozadine, posebno na energijama $> 10 \text{ GeV}$, i da na tim energijama budu i dominantniji od gama zraka proizvedenih u normalnim galaksijama ubrzavanjem kod ostataka supernovih. Naravno, krive koje smo ovde dobili predstavljaju samo gornju granicu doprinosa akrecionih udarnih talasa posmatranoj IGRB, ali kada neko od jata galaksija bude detektovano u gama oblasti moći ćemo da damo i tačne predikcije. Na primer, po procenama Brunetija sa saradnicima iz 2012. godine (Brunetti *et al.* 2012) jato Koma bi trebalo da bude uskoro detektovano, s obzirom da je njihova procena fluksa za ovo jato samo malo ispod gornje granice za fluks koja se u ovoj disertaciji koristi.

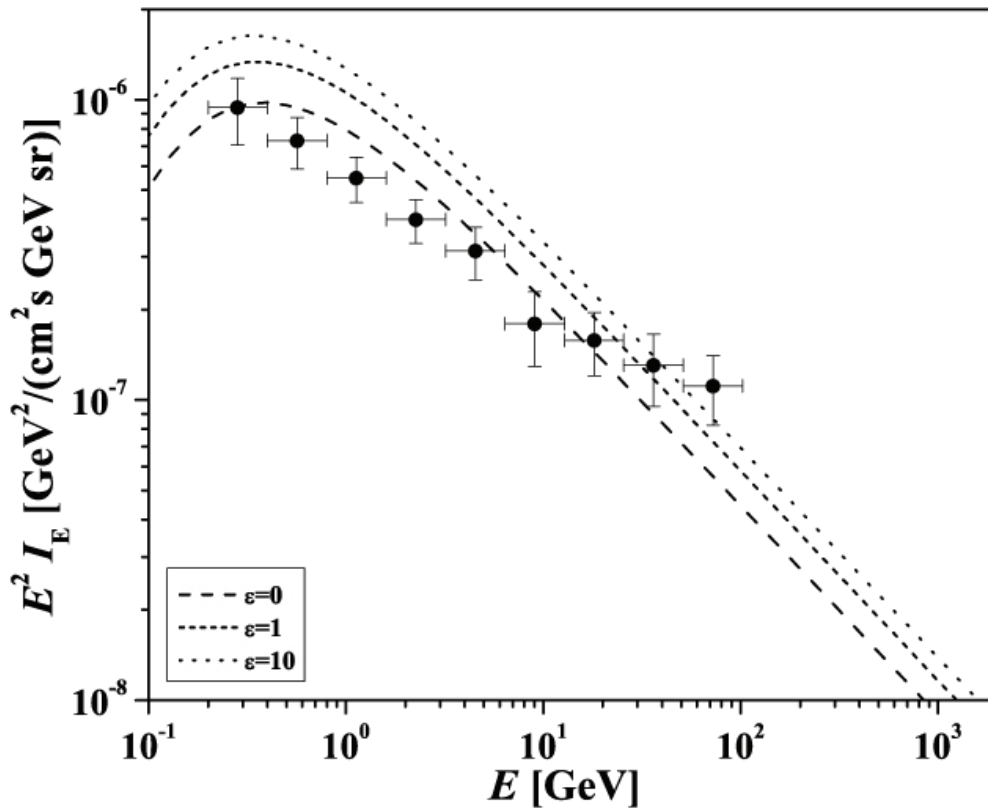
Nakon objavljivanja rada Dobardžić i Prodanović iz 2014. godine (Dobardžić & Prodanović 2014) u kome je normiranje na jato Koma izvršeno korišćenjem podatka datih u tabeli 6, objavljena je i nova gornja granica za fluks jata Koma, dobijena nakon 6 godina rada teleskopa *Fermi*. Nova granica za fluks ovog jata u oblasti $100 \text{ MeV} - 10 \text{ GeV}$ je $F_{\gamma,0} = 1.7 \times 10^{-9} \text{ fotona cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Ackermann *et al.* 2016), što je skoro 3 puta niže od fluksa koji smo mi koristili. Korišćenjem nove vrednosti za fluks jata Koma rezultujuće krive bi bile niže, i slaganje sa izmerenim pozadinskim gama zračenjem bolje. Na slici 27 upoređene su rezultujuće krive normirane na staru (isprekidane linije) i novu (pune linije) granicu za fluks jata Koma. Prikazane krive dobijene su za spektralni indeks $\alpha = 2.7$. Vidimo da u slučaju novog fluksa za normalizaciju čak i kriva dobijena po Modelu 2 ne prekoračuje bitno posmatranu gama pozadinu, dok je do sada jedino Model 1 bio konzistentan sa gama pozadinom. Naravno, kada jato Koma bude zapravo detektovano u gama oblasti njegov fluks će

možda biti još niži, pa bi se tada naši modeli još bolje slagali sa gama pozadinom detektovanom od strane teleskopa *Fermi*.

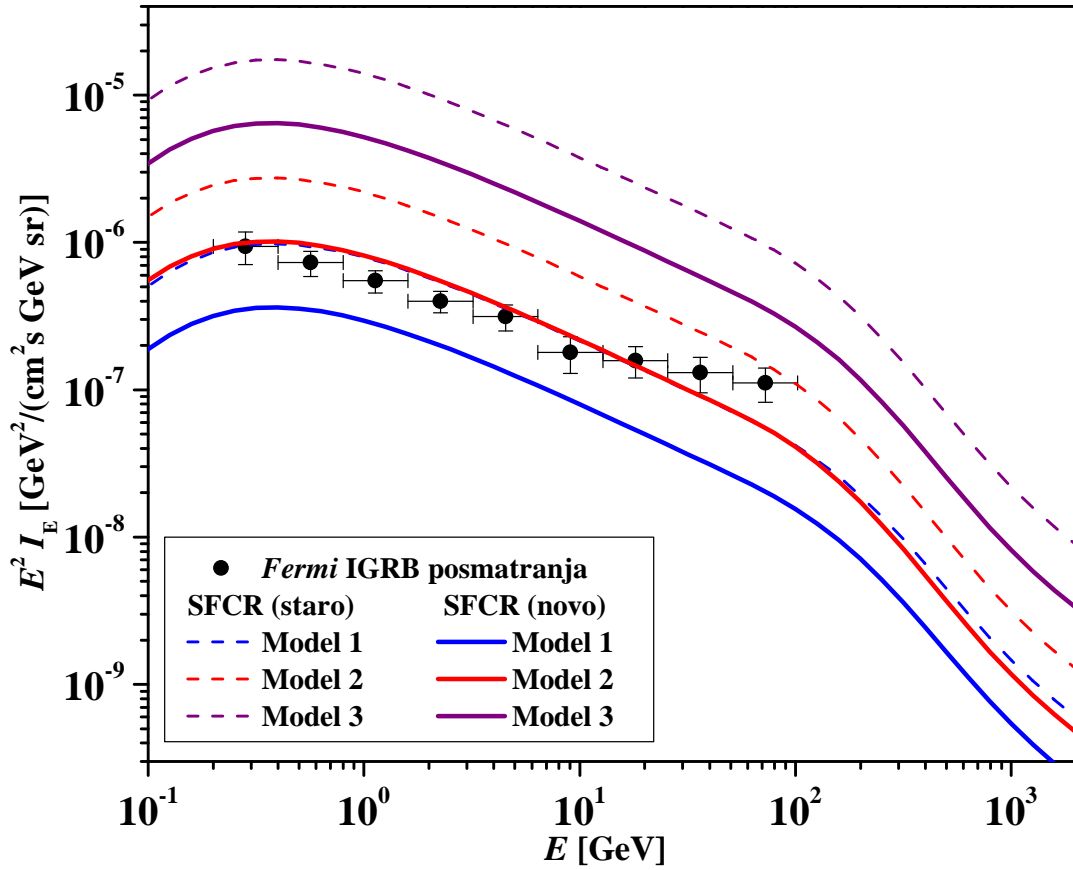
Modeli predstavljeni u ovom poglavlju blago su osetljivi i na izbor crvenog pomaka virijalizacije jata na koje normiramo, gde će naravno veći crveni pomak odgovarati i malo višim rezultujućim krivama. Ipak, nema smisla posmatrati mnogo veće crvene pomake, s obzirom da su se u daljoj prošlosti virijalizovali objekti koji su manjih masa od jata Koma. Ako bismo razmatrali manje objekte i rezultujuće gama krive za njih bi bile niže. Odabir okoline u kojoj se nalazi akretor tj. da li je ona homogena ili ne (u zavisnosti koji od modela za J koristimo) takođe može da promeni rezultate za oko jedan red veličine, što je vidljivo na slici 24. Naravno, modeli su svakako najosetljiviji na odabir samog jata na koje se normira, tako da su dobijene visoke krive rezultat pre svega odabira jata Koma kao jata za normalizaciju. Zbog toga pogodno bi bilo naći i drugi način normiranja. U sledećem poglavlju biće predstavljen način za povezivanje gama pozadine sa detektovanom neutrinomskom pozadinom kao i dato objašnjenje kako da neutrine iskoristimo za normalizaciju.



Slika 25: Doprinos kosmoloških kosmičkih zraka pozadini gama zračenja (Abdo *et al.* 2010a) za različite spektralne indekse $\alpha_\gamma = 2 - 3$ i za različite modele za J iz PF06: Model 1 (gore), Model 2 (sredina), Model 3 (dole). Krive su ponovo dobijene za inicijalni parametar mase gasa $\epsilon = 0$ (Izvor: Dobardžić & Prodanović 2014).



Slika 26: Spektri kosmološkog kosmičkog zračenja dobijenih na osnovu Modela 1 za J iz PF06 i sa spektralnim indeksom $\alpha_\gamma = 2.7$. Isprekidana linija dobijena je korišćenjem inicijalnog parametra mase gasa $\epsilon = 0$, kratka isprekidana sa $\epsilon = 1$, a tačkasta linija sa $\epsilon = 10$ (Izvor: Dobardžić & Prodanović 2014).



Slika 27: Spektri kosmološkog kosmičkog zračenja dobijeni po Modelu 1 (plavo), Modelu 2 (crveno) i Modelu 3 (ljubičasto) i za spektralni indeks $\alpha = 2.7$. Krive nacrtane isprekidanom linijom normirane su na staru granicu za gama fluks jata Koma (Dobardžić & Prodanović 2014), dok su punom linijom obeležene krive dobijene sa novom nižom granicom za gama fluks ovog jata. Na slici su takođe prikazane i tačke koje predstavljaju gama pozadinu detektovanu teleskopom *Fermi* (Abdo *et al.* 2010a).

5 Veza između gama zračenja i neutrina

Kako gama zračenje (Stecker 1970; Stecker 1971) i neutriini (Margolis *et al.* 1978; Stecker 1979; Michalak *et al.* 1990) mogu imati zajedničko poreklo tj. nastati u sudarima kosmičkog zračenja sa međuzvezdanom materijom, moguće je povezati ove dve populacije čestica. Jedan od velikih naučnih projekata koji se bavi detekcijom neutrina je *IceCube*. Njim je detektovano 37 događaja sa energijama između 60 TeV – 3 PeV (Aartsen *et al.* 2014). Ove visokoenerijske čestice najbolje se fituju tvrdim spektrom E_ν^{-2} , a najbolji fit za fluks jedne vrste neutrina odnosno antineutrina ($\nu_i + \bar{\nu}_i$, gde je $i = e, \mu, \tau$) u ovom opsegu energija je prvo bio dat kao $E_{\nu_i}^2 I_{\nu_i}(E_{\nu_i}) = 0.95 \pm 0.3 \times 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ (Aartsen *et al.* 2014). Projekat *IceCube* je zatim objavio noviji neutrinski spektar za opseg energija 25 TeV – 1.4 PeV, gde je najbolji fit fluksa pojedinačnih vrsta neutrina $I_{\nu_i}(E_{\nu_i}) = 2.6_{-0.3}^{+0.4} \times 10^{-18} (E_{\nu_i}/10^5 \text{ GeV})^{-2.46 \pm 0.12} \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, tj. (u slučaju da neutriini potiču iz interakcija kosmičkog zračenja sa međuzvezdanom materijom) spektralni indeks sada odgovara spektralnom indeksu karakterističnom za malo slabije udarne talasa $\alpha_\nu = 2.46$ (Aartsen *et al.* 2015). Neutriini su detektovani iz svih pravaca, što ide u prilog činjenici da njihovo poreklo može biti od neke vrste izotropno raspoređenih ili potpuno difuznih izvora.

Neutriini se mogu povezati sa bilo kojom populacijom kosmičkih zraka, s obzirom da će kosmičko zračenje proizvoditi i gama zračenje ali i neutrine. Samim tim moguće je povezati modele za kosmološke kosmičke zrake, koje smo predstavili u prethodnim poglavljima, sa posmatranjima neutrina tj. moguće je iskoristiti fluks neutrina za normiranje naših modela SFCR kao što je urađeno u radu Dobardžić i Prodanović iz 2015. godine (Dobardžić & Prodanović 2015).

U p-p interakcijama, nastaju naelektrisani i neutralni pioni, a njihov odnos je $K = \frac{N_{\pi^\pm}}{N_{\pi^0}} = 2$. Prilikom raspada piona, zbog zakona održanja energije, nastali gama fotoni imaju pola energije piona, a neutriini četvrtinu tj. dobija se da je $E_\gamma = 2E_\nu$. Takođe, odnos neutrina pri nastanku je $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 2 : 0$, ali zbog oscilacija u toku prostiranja neutrina do posmatrača taj odnos postaje $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 1 : 1$. Odnos diferencijalnih flukseva gama fotona $I_\gamma \equiv \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}$ i svih vrsta neutrina $I_\nu \equiv \frac{dN_\nu}{dE_\nu}$

koji nastaju je (Halzen 2014):

$$E_\gamma \frac{dN_\gamma(E_\gamma)}{dE_\gamma} \simeq e^{-\tau_{\gamma\gamma}} \frac{2}{3K} E_\nu \frac{dN_\nu(E_\nu)}{dE_\nu}, \quad (5.1)$$

gde ćemo za sada da zanemarimo EBL atenuaciju tj. uzimamo da je $e^{-\tau_{\gamma\gamma}} \approx 1$. Ako uzmemo u obzir da je $E_\gamma = 2E_\nu$ dobija se:

$$I_\nu(E_\nu) = 6I_\gamma(E_\gamma). \quad (5.2)$$

Spektri neutrina i gama zračenja su stepenog tipa $I_\nu(E_\nu) = C_\nu E_\nu^{-\alpha}$ i $I_\gamma(E_\gamma) = C_\gamma E_\gamma^{-\alpha}$, gde su C_ν i C_γ konstante normiranja. Koristeći jednačinu (5.2) na energiji $E_0 = E_\gamma = 2E_\nu$ važiće:

$$C_\gamma E_0^{-\alpha} = \frac{1}{6} C_\nu \left(\frac{E_0}{2} \right)^{-\alpha} = \frac{2^\alpha}{6} C_\nu E_0^{-\alpha}, \quad (5.3)$$

$$I_\gamma(E_0) = \frac{2^\alpha}{6} I_\nu(E_0), \quad (5.4)$$

odakle vidimo da je veza između diferencijalnog gama fluksa I_γ i ukupnog diferencijalnog fluksa neutrina (sve tri vrste) I_ν na istoj energiji, veoma prosta i zavisi od spektralnog indeksa α kosmičkog zračenja koje ih proizvodi. U slučaju jakih udarnih talasa ($\alpha = 2$), na svakoj energiji E , važi:

$$E^2 I_\gamma(E) = \frac{2}{3} E^2 I_\nu(E) = 2E^2 I_{\nu_i}(E), \quad (5.5)$$

gde je I_{ν_i} diferencijalni fluks po jednoj vrsti neutrina i važi $I_\nu = 3I_{\nu_i}$.

5.1 Normiranje modela SFCR uz pomoć neutrina

Kako je spektralni indeks u našim modelima za gama zračenje akrecionih udarnih talasa slobodan parametar, odlučili smo se da gama spektre normiramo na visinu neutrinog spektra u njegovoj najvećoj merenoj energiji (zbog toga što je novi neutrinški spektar najniži na 1.4 PeV; Aartsen *et al.* 2015). Dakle, normiranje gama spektara rađeno je uz pretpostavku da na najvišoj energiji izmerenog neutrinog spektra svi neutriini potiču od strane SFCR. Dalje, možemo da odredimo koliki bi na toj

energiji bio odgovarajući fluks gama zračenja. Ako uključimo sve tipove neutrina i zanemarimo apsorpciju neutrina i gama zraka, uz korišćenje merenog fluksa neutrina (Aartsen *et al.* 2014) $E_{\nu_i}^2 I_{\nu_i}(E_{\nu_i}) = 0.95 \pm 0.3 \times 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ dobija se odgovarajući fluks gama zraka (za spektar sa spektralnim indeksom $\alpha = 2$) koji iznosi $E_\gamma^2 I_\gamma(E_\gamma)|_{E_\gamma=3 \text{ PeV}} = 1.9 \times 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Ako bismo, s druge strane, koristili novi neutrinški spektar (Aartsen *et al.* 2015) sa $\alpha_\nu = 2.46$, odgovarajući gama spektar bi trebalo da ima visinu od $E_\gamma^2 I_\gamma(E_\gamma)|_{E_\gamma=1.4 \text{ PeV}} = 1.22 \times 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Bez obzira koji spektar neutrina koristimo, u slučaju da posmatramo spektralne indekse $\alpha > 2$ gama fluks koji odgovara neutrinima biće malo veći, s obzirom da veza gama i neutrinškog fluksa zavisi od samog spektralnog indeksa α , što se vidi u jednačini (5.4).

Dakle, naše modele SFCR iz jednačine (4.17) sada renormiramo tako da se na najvišoj energiji neutrinškog spektra (3 PeV ili 1.4 PeV) SFCR kriva poklopi sa gama fluksom dobijenim iz neutrina na toj energiji:

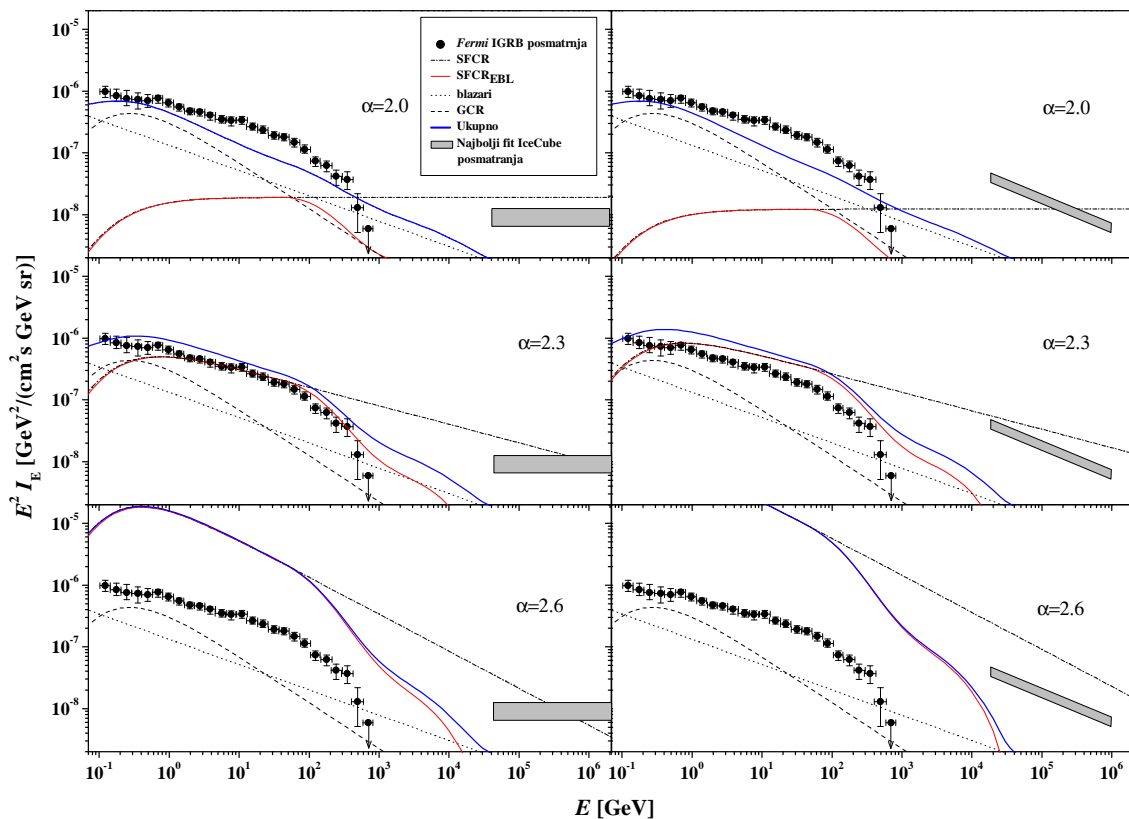
S druge strane, korisno je u konstantu normiranja ubaciti i promenljivu J_1 koja opisuje pojedinačno jato, tako da nam izraz više ne zavisi od osobina samog jata:

$$\begin{aligned} \frac{dI_E}{d\Omega} &= C E^2 \frac{c}{4\pi H_0} \int_0^{z_{\text{vir}}} dz \frac{\dot{\rho}_{\text{sf}}(z) \Gamma[(1+z)E]}{\sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m(1+z)^3}} \\ &\times \left[\frac{\epsilon}{\epsilon+1} + (\epsilon+1)^{-1} \frac{\int_{z_{\text{vir}}}^z dz (dt/dz) \dot{\rho}_{\text{sf}}(z)}{\int_{z_{\text{vir}}}^{z_0} dz (dt/dz) \dot{\rho}_{\text{sf}}(z)} \right]. \end{aligned} \quad (5.6)$$

gde je C sada konstanta normiranja u jedinicama M_\odot^{-1} , tj. $C = C'/J_1$.

Na slici 28 prikazane su SFCR krive dobijene po najrealnijem Modelu 3 za akreacione udarne talase nakon normalizacije na neutrinški spektar dobijen na osnovu podataka detektora *IceCube* (s tim da zbog normiranja na neutrine svi modeli sada daju skoro potpuno identične krive i među njima ne postoji razlika). Sa leve strane prikazani su spektri nakon normiranja na stari neutrinški spektar sa $\alpha_\nu = 2$ (Aartsen *et al.* 2014), a sa desne strane nakon normiranja na nov spektar sa $\alpha_\nu = 2.46$ (Aartsen *et al.* 2015). Grafici na vrhu prikazuju SFCR spektre za jake udarne talase sa spektralnim indeksom $\alpha = 2.0$ (linija crta-tačka). Grafici u sredini odgovaraju spektralnom indeksu $\alpha = 2.3$, dok donji grafici odgovaraju $\alpha = 2.6$. Takođe, na

slici su prikazani isti spektri nakon što je uključena i EBL atenuacija gama zračenja (tanka puna crvena linija). Na slici su radi poređenja prikazani i spektri normalnih galaksija (isprekidana linija; Fields *et al.* 2010) kao i blazara (tačkasta linija; Abdo *et al.* 2010c), ali bez uključene EBL atenuacije. Prikazane su i zbirne krive sva tri gama spektra - SFCR sa uključenom EBL atenuacijom, normalnih galaksija i blazara (debela puna plava linija).



Slika 28: SFCR spektri (linija crta-tačka) nakon normiranja na stari ravan neutrinski spektar sa $\alpha = 2.0$ (Aartsen *et al.* 2014) - levo, i na novi spektar sa $\alpha_\nu = 2.46$ (Aartsen *et al.* 2015) - desno. Krive su dobijene za spektralne indekse $\alpha = 2$ (gore), $\alpha = 2.3$ (sredina) i $\alpha = 2.6$ (dole). Tačkama su prikazana i najnovija posmatranja IGRB od strane teleskopa *Fermi* (Ackermann *et al.* 2015). Neutrinski spektri prikazani su sivim poljima (gde širina polja odgovara statističkim greškama neutrinskih spektara). Isti spektri nakon uključivanja EBL atenuacija prikazani su tankim punim crvenim linijama. Takođe, prikazani su i spektri normalnih galaksija (isprekidana linija; Fields *et al.* 2010) kao i blazara (tačkasta linija; Abdo *et al.* 2010c), ali bez uključene EBL atenuacije. Zbirna kriva sva tri gama spektra - SFCR sa uključenom EBL atenuacijom, normalnih galaksija i blazara, prikazana je debelim punim plavim linijama (Izvor: Dobardžić & Prodanović 2015).

Normiranje na neutrine omogućava nam da (uz pretpostavku da posmatrani

neutrini potiču od strane kosmoloških kosmičkih zraka) dobijemo ograničenja za spektre SFCR nezavisno od pojedinačnih modela samih akrecionih udarnih talasa. Ono što takođe sada možemo da procenimo je koliki je maksimalan doprinos gama pozadini od strane ovako normiranih SFCR. Ako pretpostavimo da se ovi kosmički zraci ubrzavaju na jakim udarnim talasima tj. ($\alpha = \alpha_\nu = 2$), nakon normiranja na stari spektar neutrina (Aartsen *et al.* 2014), SFCR mogu da doprinesu najviše $\approx 46\%$ ukupnoj integralnoj gama pozadini izmerenoj teleskopom *Fermi*. Naravno, ako uključimo i EBL atenuaciju (Gilmore *et al.* 2012) doprinos se smanjuje na $\lesssim 18\%$. U slučaju normiranja na noviji neutrinški spektar (Aartsen *et al.* 2015), SFCR mogu maksimalno da doprinesu $\approx 29\%$, dok sa uključenom EBL atenuacijom doprinos pada na $\lesssim 12\%$. Dobijeni doprinos SFCR sličan je kao i očekivani doprinosi drugih nerazlučenih izvora kao što su normalne galaksije ($\lesssim 50\%$; Fields *et al.* 2010), ili blazari ($\approx 50\%$; Ajello *et al.* 2015). Iz ove analize vidimo da ako bi SFCR proizvodili neutrine sa spektrom koji odgovara jakim udarnim talasima, ovaj izvor kosmičkih zraka ne bi bio dovoljan da sam objasni celu gama pozadinu.

Ako bismo s druge strane pretpostavili da SFCR proizvode neutrine sa spektralnim indeksom $\alpha_\nu > 2$ rezultujući gama fluksevi brzo bi premašili posmatranja teleskopa *Fermi*, što se vidi na slici 28. U slučaju normiranja na stariji neutrinški spektar (Aartsen *et al.* 2014), neutrinški spektar za slabije udarne talase ne bi mogao da objasni celu neutrinšku pozadinu zbog razlike u spektralnim indeksima. Međutim, i pored toga što bilo koji od ovih neutrinških SFCR spektara odgovara *IceCube* posmatranjima, za sve spektralne indekse $\alpha \gtrsim 2.3$ odgovarajući gama spektri premašuju posmatranja teleskopom *Fermi*. Dakle, kada je reč o SFCR ubrzanim na malo slabijim udarnim talasima sa $\alpha \approx 2.3$, obe pozadine, gama i neutrinška, mogu se iskoristiti da se modelira gama zračenje ove populacije kosmičkog zračenja. U slučaju normalizacije na noviji neutrinški spektar (Aartsen *et al.* 2015) spektar, spektralni indeks na kome obe pozadine mogu da ograniče naše spektre je $\alpha \approx 2.2$. Za bilo koji drugi spektralni indeks jedna od ovih pozadina biće više ograničavajuća. Korišćenje difuznog gama zračenja i neutrina može biti posebno korisno ako želimo da ograničimo spektar koji je proizvod više različitih tipova izvora, pa će pozadinsko gama zračenje ograničavati izvore sa većim spektralnim indeksom, dok će izvori sa

manjim spektralnim indeksom biti ograničeni od strane neutrina.

5.2 Procena gama fluksa i efikasnosti ubrzavanja

Nakon što smo iskoristili podatke detektora *IceCube* za normiranje modela SFCR, oni se sada mogu iskoristiti za procenu gama emisije nekog tipičnog jata galaksija sa masom oko $10^{14}M_{\odot}$ (taj tip jata ima dominantan doprinos gama pozadini od strane SFCR). Ako pretpostavimo da SFCR nastaju u jakim udarnim talasima, pa su spektralni indeksi $\alpha = \alpha_{\nu} = 2$, kao i da je tipično jato slične veličine kao npr. NGC1550, koje ima ukupnu masu $M = 0.68 \times 10^{14} M_{\odot}$, virijalni radijus $r = 0.77 \text{ Mpc}$ i nalazi se na crvenom pomaku $z = 0.0123$ (Chen *et al.* 2007), moguće je modelovati fluks gama zračenja ovog jata koji bi bio očekivan usled interakcija SFCR. U opsegu energija na kojima imamo posmatranja teleskopom *Fermi*, pomoću naših modela dobijamo integralni fluks od $F_{\gamma}(0.1 - 820 \text{ GeV}) = (0.2 - 3.6) \times 10^{-12} \text{ fotona cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (dve vrednosti odgovaraju normiranju na novi i stari neutrinški fluks, respektivno).

U različitim radovima prisutne su procene gama flukseva većeg broja jata galaksija u različitim enegetskim opsezima. Na primer, u radu Akermana sa saradnicima iz 2014. godine (Ackermann *et al.* 2014) izračunali su gornje granice za gama flukseve 50 jata galaksija koristeći analizu verovatnoća primenjenu na podatke prikupljene u toku 4 godine rada teleskopa *Fermi*. Ovde se navode i modeli za kosmičko zračenje ubrzano prilikom formiranja velikih struktura (Pinzke & Pfrommer 2010). NGC1550 je jedno od najmanjih jata u uzorku pomenutih autora i za njega se procenjuje fluks od $F_{\gamma>(> 500 \text{ MeV}) = 0.49 \times 10^{-12} \text{ fotona cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (pionsko gama zračenje je dominantno, ali uključeno je i inverzno Komptonovo zračenje elektrona). U istom opsegu energija mi dobijamo fluks ovog jata od $F_{\gamma>(> 500 \text{ MeV}) = (0.09 - 1.4) \times 10^{-12} \text{ fotona cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (uključujemo samo pionsko gama zračenje).

Jedna od najnovijih procena gornjih granica gama fluksa većeg uzorka jata galaksija data je u radu Grifina sa saradnicima iz 2014. godine (Griffin *et al.* 2014). Oni procenjuju da je maksimalan fluks bilo kog jata iz uzorka $F_{\gamma}(0.8 - 100 \text{ GeV}) = 2.3 \times 10^{-11} \text{ fotona cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Ovi rezultati dobijeni su metodom slaganja pojedinačnih posmatranja teleskopom *Fermi* za 78 bliskih bogatih jata iz *Two Micron All-Sky Survey* (2MASS) kataloga. U ovom opsegu energija mi dobijamo fluks jata NGC1550

(koji potiče samo od raspada piona proizvedenih od strane SFCR ubrzanih na akrecionim udarnim talasima, bez uključivanja drugih populacija protona iz kosmičkog zračenja, kao i elektrona tj. gama zračenja nastalog inverznim Komptonovim rasejanjem na elektronima) od $F_\gamma(0.8 - 100 \text{ GeV}) = (0.6 - 9.9) \times 10^{-13} \text{ fotona cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, koji je u najboljem slučaju preko jednog reda veličine ispod procena fluksa iz rada Griffina sa saradnicima iz 2014. godine (Griffin *et al.* 2014). Niža vrednost fluksa jata u našem slučaju odgovara najrealnijim modelima SFCR (Model 3), a viša vrednost najuprošćenijem Modelu 1.

Na sličan način možemo proceniti i pionski gama fluks nekog većeg jata, naravno uz pretpostavku da je ono zapravo tipično jato. Na primer, moguće je proceniti fluks jata Koma, koje smo u glavi 4 koristili za normiranje modela SFCR. Ako pretpostavimo da neutrini detektovani eksperimentom *IceCube* potiču od SFCR ubrzanih na objektima tipa Koma jata, onda iz odgovarajućeg pratećeg gama fluksa svih takvih izvora možemo modelovati emisiju koju očekujemo od samog jata Koma usled ovog procesa. Ako se jato Koma nalazi na crvenom pomaku $z_{\text{Coma}} = 0.0232$ i ima ukupnu masu i virijalni radijus $M_{\text{Coma}} = 9.95 \times 10^{14} M_\odot$ i $r_{500} \equiv r_{\text{Coma}} = 1.86 \text{ Mpc}$, respektivno (Chen *et al.* 2007) na osnovu naših modela SFCR normiranih na neutrine iz eksperimenta *IceCube*, dobija se da je maksimalni fluks jata Koma oko $F_\gamma(0.8 - 100 \text{ GeV}) = (0.09 - 1.5) \times 10^{-11} \text{ fotona cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Ova vrednost fluksa malo je niža, ali i dalje u skladu sa rezultatom Griffina sa saradnicima iz 2014. godine (Griffin *et al.* 2014). Gama emisija ovog jata se ne očekuje da dominantno potiče od raspada tamne materije, pa je zato i očekivano da pionski gama fluks koji mi dobijamo iz naših modela SFCR bude blizu očekivane gornje granice gama fluksa za ovo jato galaksija.

Nakon normiranja modela SFCR na neutrine moguće je proceniti još neke osobine tipičnih jata. Na primer, moguće je proceniti kolika bi bila energetska efikasnost ubrzavanja čestica (koliki procenat kinetičke energije udarnog talasa biva prenet na kosmičke zrake) na akrecionim udarnim talasima, koja bi bila potrebna da bi se proizveo gama spektar SFCR koji se dobija iz naših modela na osnovu jednačine (5.6). Snaga akrecije P_1 na nekom udarnom talasu koji proizvodi tipičan objekat lako se procenjuje iz modela PF06, koje smo koristili kao polaznu tačku za naše modele

SFCR:

$$P_1 = \frac{1}{2} J_1 \mathcal{M}^2 c_{s,1}^2 = 2\pi r_v^2(m) \Omega_b \rho_{c,0} (1+z)^3 (1+\delta_s) \mathcal{M}^3 c_{s,1}^3, \quad (5.7)$$

gde je P_1 u jedinicama erg s^{-1} . Uz pomoć P_1 možemo da procenimo energiju koja ulazi u udarni talas pri datom objektu. Energija koja se našla u ubrzanim česticama može se proceniti na osnovu luminoznosti dobijene iz spektre SFCR kao:

$$L_{\text{SFCR}} = C J_1 \int E \Gamma(E) dE, \quad (5.8)$$

gde je L_{SFCR} u jedinicama GeV s^{-1} , a C je konstanta normiranja na neutrine u jedinicama M_\odot^{-1} . Energetska efikasnost ubrzavanja može se naći kao $\eta_{\text{en}} = L_{\text{SFCR}}/P_1$ (nakon što su naravno L_{SFCR} i P_1 prevedeni u iste jedinice). Ako ovaj izraz raspišemo dobijamo:

$$\eta_{\text{en}} = \frac{C \mathcal{J}_1 \int E \Gamma(E) dE}{0.5 \mathcal{J}_1 \mathcal{M}^2 c_{s,1}^2}, \quad (5.9)$$

odakle vidimo da energetska efikasnost može da se prikaže samo kao funkcija Mahovog broja \mathcal{M} . Kao i do sada, $\Gamma(E)$ je oblik SFCR spektra, a $c_{s,1} = 15 \text{ km s}^{-1}$. Ako krive SFCR normiramo na najnoviji neutrinski spektar (Aartsen *et al.* 2015), dobijamo da je potrebna energetska efikasnost u opsegu energija $1\text{GeV} - 1\text{TeV}$ za proizvodnju naših spektara SFCR na jakim udarnim talasima ($\alpha = 2$, $\mathcal{M} \approx 10$) oko $< 1\%$, tj. svega 1% energije udarnog talasa nastalog usled akrecije se prenosi na ubrzane cestica. Iz ovoga zaključujemo da bi i vrlo mala efikasnost ubrzavanja čestica bila dovoljna da proizvede krive SFCR dobijene po modelima opisanim u ovoj disertaciji. Međutim, ova vrednost za efikasnot mnogo je niža od vrednosti očekivane kod jakih udarnih talasa koja je blize $\approx 10\%$ (Caprioli & Spitkovsky 2014). Na osnovu simulacija (Kang & Ruy 2013) ubrzavanja čestica na udarnim talasima prilikom formiranja velikih struktura dobijeno je da bi udarni talasi ove jačine mogli da imaju efikasnost ubrzavanja i do $\lesssim 20\%$. S druge strane ako razmatramo slabije udarne talase ($\alpha = 2.2$, $\mathcal{M} \approx 5$) u istom opsegu energija dobijamo efikasnost od $\approx 40\%$. Ovaj put dobijena efikasnost je viša od očekivane za udarne talase slične jačine ($\lesssim 10\%$; Kang & Ruy 2013). Ovako velike razlike u dobijenoj efikasnosti su posledica normiranja na visokim energijama uz pomoć neutrina, dok

se većina energije u kosmičkom zračenju ipak nalazi na nižim energijama, s obzirom da se spektar kosmičkog zračenja ima stepeni oblik koji opada kako idemo ka višim energijama.

U prethodnim poglavljima bavili smo se ubrzavanjem čestica prilikom stvaranja struktura na velikim skalama. Razmotrili smo doprinos gama zračenja proizvedenog u ovim procesima, tj. od strane SFGR u jatima galaksija. Međutim, u svakoj od galaksija unutar jata dominiraju kosmički zraci ubrzani u ostacima supernovih. Ovako nastali kosmički zraci takođe proizvode gama zračenje kroz isti proces proizvodnje piona. U sledećoj glavi, bavićemo se problemom pionskog gama zračenja, proizvedenog od strane galaktičkog kosmičkog zračenja.

6 Veza između gama zračenja i litijuma

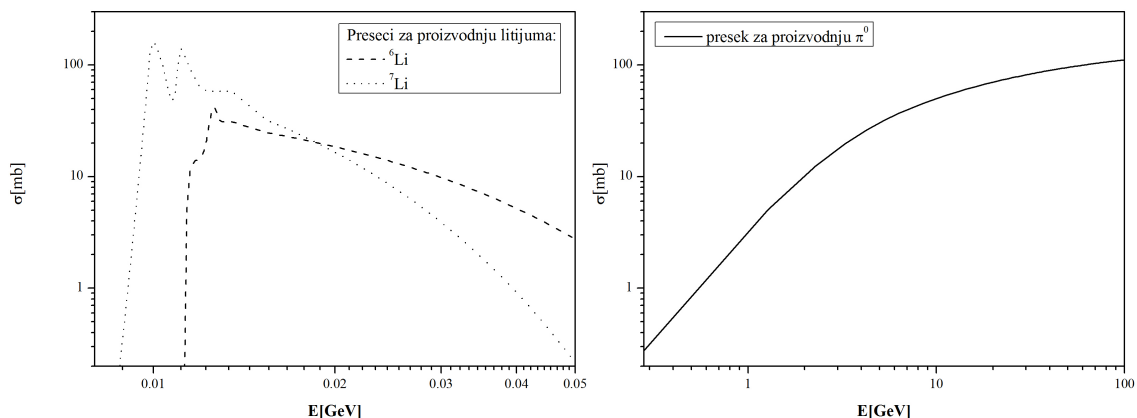
Veza između gama zračenja i litijuma zasniva se na činjenici da oboje mogu da nastanu kao produkti interakcija kosmičkog zračenja sa međuzvezdanom materijom. Veza je detaljno izvedena u članku Filds i Prodanović iz 2005. godine (Fields & Prodanović 2005). Kao što je već pomenuto kosmički zraci sa malim kinetičkim energijama u laboratorijskom sistemu reference (10 – 70 MeV po nukleonu) proizvode litijum $\alpha\alpha \rightarrow {}^6,7\text{Li} + \dots$, dok čestice viših kinetičkih energija (> 280 MeV po nukleonu) proizvode gama zrake $pp \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Veza između pionskog intenziteta gama zračenja nekog objekta $I_{\gamma\pi}$ (integraljena preko celog opsega energija) i zastupljenosti ${}^6,7\text{Li}$ tj. njegovog molskog udela ${}^6,7\text{Li} \equiv Y_{6,7} \equiv \frac{n_{6,7}}{n_b}$ (gde je $n_{6,7}$ broj ${}^6,7\text{Li}$ u jedinici zapremine, a n_b kopokretan broj bariona u jedinici zapremine) je (Fields & Prodanović 2005):

$$\frac{I_{\gamma\pi}(E > 0, t)}{{}^6,7\text{Li}(\mathbf{x}, t)} = \frac{n_b c}{4\pi y_\alpha^{\text{CR}} y_\alpha^{\text{ISM}}} \frac{\sigma_\gamma F_{\text{p,avg}}(t)}{\sigma_{6,7}^{\alpha\alpha} F_{\text{p}}(\mathbf{x}, t)}, \quad (6.1)$$

gde je kopokretan broj bariona po jedinici zapremine $n_b = 2.52 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3}$. Zastupljenost helijuma u kosmičkim zracima i međuzvezdanoj materiji je $y_\alpha^{\text{CR}} = y_\alpha^{\text{ISM}}$ gde je $y_\alpha \equiv n_\alpha/n_{\text{H}}$. Srednji efikasni presek za proizvodnju gama zraka iz piona nastalih u interakcijama kosmičkih zraka je $\sigma_\gamma \equiv 2\xi_\alpha \zeta_\pi \sigma_{\pi^0}$, gde faktor 2 postoji zbog broja gama fotona koji nastaju po jednom raspadu piona, σ_{π^0} je srednji efikasni presek za reakciju raspada piona, ζ_π je multiplicitet piona, a faktor $\xi_\alpha = 1.45$ je uveden da bi se uzele u obzir obe vrste reakcija $p\alpha$ i $\alpha\alpha$ (Dermer 1986). Srednji efikasni presek za proizvodnju litijuma je $\sigma_{6,7}^{\alpha\alpha}$ (Mercer *et al.* 2001). U ovom radu dat je efikasni presek za energije više od 61.5 MeV, dok se za niže energije koriste podaci iz članka Rida i Viole iz 1984. godine (Read & Viola 1984). Usrednjeni ukupan efikasni presek $\zeta_\pi \sigma_{\pi^0}$ za proizvodnju piona uzimamo iz članka Norburija iz 2009. godine (Norbury 2009). Oba efikasna preseka data su na slici 29, i to efikasni presek za proizvodnju litijuma u procesima fuzije α -čestica - levo, i efikasni presek za proizvodnju piona - desno.

Proizvodnja litijuma je niskoenergetski proces, dok su za proizvodnju piona potrebne više energije. Zato su ovi procesi osetljivi na izbor spektra kosmičkih zraka. U daljem razmatranju korišćićemo srednje ukupne efikasne preseke za datu reakciju,



Slika 29: Na levoj slici dati su preseki za proizvodnju litijuma u procesima fuzije (Mercer *et al.* 2001). Ispekidana linija odgovara efikasnom preseku za proizvodnju ${}^6\text{Li}$, a tačkasta linija za proizvodnju ${}^7\text{Li}$. Na desnoj slici prikazan je efikasni presek za proizvodnju piona (Norbury 2009).

koje dobijamo usrednjavanjem po spektru kosmičkog zračenja $\phi(E)$ kao:

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\int_{E_{\text{th}}}^{\infty} \sigma \phi(E) dE}{\int_{E_{\text{th}}}^{\infty} \phi(E) dE}. \quad (6.2)$$

U slučaju da posmatramo spektar kosmičkog zračenja na izvoru i u slučaju jakih udarnih talasa, po teoriji difuznog ubrzanja na udarnim talasima kosmički zraci imaju spektar koji je oblika stepenog zakona po impulsu p sa spektralnim indeksom $\alpha = 2$ tj. $\phi(T) \sim p^{-2} = \left(\sqrt{(NT)^2 + 2(NT)(Nm_p)} \right)^{-2}$ (Prantzos *et al.* 1993; Fields *et al.* 1994), gde je T kinetička energija po nukleonu, $m_p = 0.938$ GeV masa mirovanja protona, N broj nukleona u datoj vrsti kosmičkog zračenja tj. ako posmatramo protone je $N = 1$, u slučaju α -čestica $N = 4$, itd.

Ako nas zanima spektar kosmičkog zračenja dalje od izvora moramo uključiti prostiranje i gubitke energije koje čestice pretrpe tokom vremena. Na primer, u slučaju Mlečnog puta spektar se modeluje po modelu „propusnog rezervoara” (*Leaky Box Model*), prema kojem čestice viših energija mogu da pobegnu iz galaksije. Posledica ovog procesa je spektar čiji se spektralni indeks menja od spektra izvora do ravnotežnog spektra sa indeksom $\alpha = 2.75$. Ovaj spektar se u relativističkom domenu može aproksimirati i stepenim zakonom po ukupnoj energiji čestice E tj. $\phi(T) \sim E^{-2.75} = (NT + Nm_p)^{-2.75}$. Sa T obeležena je kinetička energija po nukleonu. U slučaju da čestice ne napuštaju galaksiju, spektar se modeluje na sličan

način (samo bez uključenog curenja čestica najv iših energija) i ovakvi modeli nazivaju se modeli „zatvorenog rezervoara“ (*Closed Box Model*). U ovom slučaju na visokim energijama nagib spektra se ne menja, tako da će gubici tokom prostiranja kosmičkog zračenja imati efekat samo na niskim energijama. Dobijanje spektara daleko od izvora (Prodanović 2016, privatna komunikacija) vrši se po ugledu na rad Fields *et al.* (1994), polazeći od spektra po impulsu oblika $p^{-\alpha}$ i zatim koristeći jednačinu koja opisuje gubitke tokom prostiranja:

$$\frac{\partial N_A}{\partial t} = J_A + \frac{\partial(b_A N_A)}{\partial T} - \frac{1}{\tau_{\text{eff}}} N_A, \quad (6.3)$$

gde je $N_A = N_A(t, T)$ broj čestica neke vrste A u kosmičkim zracima, koji u trenutku t imaju kinetičku energiju između T i $T + dT$. Prvi član u jednačini (6.3) odnosi se na sve izvore kosmičkih zraka:

$$J_A(T) = Q_A(T) + \sum_{ij} n_j \int_{E_{\text{th}}}^{\infty} dT' \phi_i(T') \frac{d\sigma_{ij}^A}{dT}(T, T'), \quad (6.4)$$

gde je Q_A neki direktan galaktički izvor kosmičkih zraka vrste A , dok se drugi sabirak u jednačini (6.4) odnosi na proizvodnju sekundarnih jezgara A putem procesa spalacije $i + j \rightarrow A + \dots$ gde su σ_{ij}^A preseki za nastanak jezgra A prilikom sudara jezgara $i + j$, a ϕ_i je fluks jezgara i u kosmičkim zracima.

Drugi sabirak u jednačini (6.3) opisuje gubitke energije čestica prilikom interakcija sa međuzvezdanom materijom gde $b_A = -(\partial T / \partial t)_A$ opisuje gubitke energije usled jonizacija. Treći član jednačine (6.3) koja opisuje gubitke tokom prostiranja ima oblik:

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \sum_i \sigma_{iA}^{\text{inel}} v_A n_i + \frac{1}{\tau_{\text{esc}}}. \quad (6.5)$$

Prvi sabirak ovog člana opisuje gubitke energije kosmičkih zraka A (koji imaju brzinu v_A) prilikom sudara sa česticama tipa i (koje predstavljaju mete i kojih ima n_i) u procesu spalacije sa efikasnim presekom σ_{iA} . Drugi sabirak u jednačini (6.5) opisuje gubitke usled odliva čestica iz galaksije (ovaj član se ne uključuje kada se galaksija modeluje kao „zatvoren rezervoar“) i $\tau_{\text{esc}}(T)$ predstavlja vreme koje čestica

sa kinetičkom energijom T može da provede u galaksiji pre nego što pobegne. Kada se jednačina (6.3) rešava za ravnotežni slučaj, tj. za $\partial N/\partial t = 0$, gde je proizvodnja kosmičkih zraka u ravnoteži sa gubicima, dolazi se do spektra kosmičkih zraka daleko od izvora.

Količnik $F_{p,\text{avg}}(t)/F_p(\mathbf{x}, t)$, koji se nalazi u jednačini (6.1) predstavlja odnos srednjeg kumulativnog protoka kosmičkih zraka (fluks kosmičkog zračenja integraljen po vremenu) u nekom pravcu do trenutka t i lokalnog kumulativnog protoka kosmičkih zraka u pravcu \mathbf{x} do trenutka t (Fields & Prodanović 2005):

$$\frac{F_{p,\text{avg}}(t)}{F_p(\mathbf{x}, t)} = \frac{\int_0^t dt' \mu(\mathbf{s}) \frac{n_b^{\text{com}}(\mathbf{s})}{n_{b,0}} \Phi_p(\mathbf{s})}{\int_0^t dt' \mu(\mathbf{x}, t') \Phi_p(\mathbf{x}, t')}, \quad (6.6)$$

gde se srednji protok $F_{p,\text{avg}}(t)$ dobija iz fluksa protona kosmičkog zračenja $\Phi_p(\mathbf{s})$ u pravcu \mathbf{s} , koji se otežini udalom gasa $\mu(\mathbf{s})$ na datom pravcu i odnosom $n_b^{\text{com}}(\mathbf{s})/n_{b,0}$, koji predstavlja odnos koncentracije bariona u datom pravcu i srednje koncentracije bariona u svemiru. S druge strane, lokalni protok $F_p(\mathbf{x}, t)$ dobija se iz fluksa protona $\Phi_p(\mathbf{x}, t')$ u pravcu \mathbf{x} i trenutku t' otežinjenog udalom gasa $\mu(\mathbf{x}, t')$ u istom trenutku i pravcu. Ovaj odnos zapravo poredi prosečan kumulativni protok kosmičkog zračenja, sa kumulativnom aktivnošću kosmičkog zračenja u pojedinačnom objektu (Fields & Prodanović 2005). Na primer, ako posmatramo grupu galaksija sličnih Mlečnom putu i pretpostavimo da je Mlečni put prosečna galaksija ovog tipa onda će važiti $F_{p,\text{avg}}(t)/F_{p,\text{MW}}(\mathbf{x}, t) \approx 1$.

6.1 Proizvodnja litijuma u procesima spalacije

U prethodnom poglavlju opisana je proizvodnja litijuma u procesima fuzije dve α -čestice. Međutim kosmički zraci mogu da proizvedu litijum i prilikom sudara sa težim jezgrima C,N,O koji se nalaze u međuzvezdanoj materiji tj. $p, \alpha + \text{CNO} \rightarrow \text{LiBeB} + \dots$. Takođe, iste reakcije dešavaju se i u obrnutim procesima, tj. prilikom sudara C,N,O iz kosmičkog zračenja sa p i α u međuzvezdanoj materiji. U slučaju procesa fuzije molski udeo litijuma koji se proizvede je $Y_{6,7}^{\alpha\alpha} \sim y_\alpha^{\text{cr}} Y_\alpha^{\text{ism}} \sigma_{6,7}^{\alpha\alpha} \Phi_p t_0$, odakle se vidi da proizvedeni litijum zavisi od količine α -čestica u međuzvezdanoj materiji Y_α^{ism} , fluksa α -čestica u kosmičkim zracima, koji se može izraziti preko fluksa protona

u kosmičkim zracima kao $y_\alpha^{\text{cr}}\Phi_p$. Osim toga, proizvodnja zavisi i od efikasnog preseka za ovu reakciju $\sigma_{6,7}^{\alpha\alpha}$, kao i starosti objekta t_0 za koji proizvodnju procenjujemo (tj. vremena akumulacije litijuma). Sličan odnos može se napisati i za reakcije spalacije. Ako uključimo oba smera reakcije - kada su p i α i kada su C,N,O u kosmičkim zracima dobijamo:

$$\frac{Y_{6,7}^{\text{spall}}}{Y_{6,7}^{\alpha\alpha}} \sim \frac{\sum_{i=p,\alpha} \left(y_i^{\text{cr}} \sum_{j=C,N,O} \sigma_{6,7}^{ij} Y_j^{\text{ism}} + Y_i^{\text{ism}} \sum_{j=C,N,O} \sigma_{6,7}^{ji} y_j^{\text{cr}} \right)}{y_\alpha^{\text{cr}} Y_\alpha^{\text{ism}} \sigma_{6,7}^{\alpha\alpha}}, \quad (6.7)$$

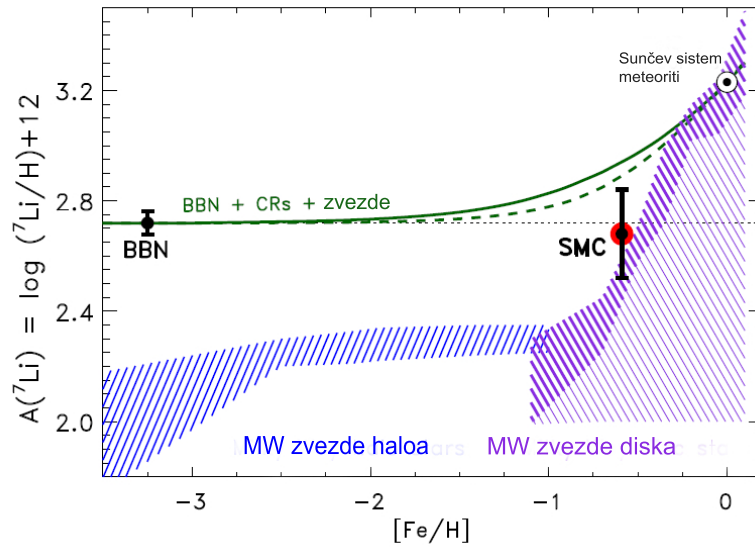
gde indeks i sumira p i α -čestice u kosmičkom zračenju i međuzvezdanoj materiji, a indeks j sumira po težim jezgrima C,N,O. Srednji preseki za interakciju su $\sigma_{6,7}^{ij}$ (usrednjen preko p i α spektara) a $\sigma_{6,7}^{ji}$ (usrednjen preko C,N,O spektara).

6.2 Mali Magelanov oblak

Merenja litijuma izvan Mlečnog puta prvi put su dobijena za Mali Magelanov oblak. Ova merenja su veoma bitna pošto su to prva merenja zastupljenosti ${}^7\text{Li}$ u međuzvezdanom gasu niske metaličnosti (četvrtina Sunčeve metaličnosti). Ovaj litijum nije izložen uništavanju do kojeg dolazi u zvezdama, pa je dobar kandidat za poređenje sa primordijalnim zastupljenostima. Izmerena vrednost litijuma u Malom Magelanovom oblaku je $({}^7\text{Li}/\text{H})_{\text{SMC}} = (4.8 \pm 1.8) \times 10^{-10}$ (Hawk *et al.* 2012; slika 30) i prilično se dobro poklapa sa očekivanim vrednostima nastalim u BBN (Coc *et al.* 2014), što bi trebalo da ograniči naknadnu proizvodnju litijuma u interakcijama kosmičkih zraka na vrlo nisku vrednost.

S druge strane ${}^6\text{Li}$ je izotop koji se (pored veoma male primordijalne količine) proizvodi samo u interakcijama kosmičkih zraka i mnogo je bolji, u odnosu na ${}^7\text{Li}$, da se koristi kao dozimetar kosmičkog zračenja u datoj sredini. Ipak merenje zastupljenosti ovog izotopa dosta je teže, posebno u atmosferama zvezda u kojima su linije u spektru proširene više nego što je udaljenost linija dva izotopa litijuma. U Malom Magelanovom oblaku merenja su vršena u međuzvezdanom gasu gde su linije mnogo manje proširene⁶, pa je lakše razdvojiti linije ${}^6\text{Li}$ od mnogo lakše uočljivog

⁶Zastupljenost litijuma u SMC je dobijena iz odnosa $[\text{Li}/\text{K}]_{\text{SMC}}$. Prelazak sa ovog odnosa zastupljenosti na čistu zastupljenost litijuma je problematično jer zavisi od više faktora, od kojih



Slika 30: Zastupljenosti litijuma u međuzvezdanom gasu u Malom Magelanovom oblaku - tačka obeležena sa SMC. Radi poređenja prikazana je i očekivana primordijalna zastupljenost (tačka obeležena sa BBN), kao i zastupljenosti u zvezdama haloa (plava šrafirana oblast) i diska (ljubičasta šrafirana oblast) Mlečnog puta. Takođe, prikazana je i tačka koja predstavlja izmerene zastupljenosti u meteoritima iz Sunčevog sistema. Zelene krive su modeli (Prantzos 2012) koji predstavljaju rast zastupljenosti litijuma s vremenom unutar Galaksije (Izvor: Hawk *et al.* 2012).

${}^7\text{Li}$. Uvećan odnos ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ za datu metaličnost Malog Magelanovog oblaka ukazivao bi na dodatnu proizvodnju ${}^6\text{Li}$ u nekim nestandardnim procesima. Hok sa saradnicima (Hawk *et al.* 2012) daje posmatrani odnos od ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} = 0.13$, sa neodređenošću 3σ od ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} < 0.28$, dobijen fitovanjem apsorpcionih linija hiperfine strukture za oba izotopa od jednom. Odavde se dobija da je zastupljenost ovog izotopa $({}^6\text{Li}/\text{H})_{\text{SMC}} = 6.24 \times 10^{-11}$. Ova vrednost poklapa se sa vrednostima merenim u gasu u Mlečnom putu. Na primer, za srednju vrednost odnosa izotopa litijuma u međuzvezdanoj materiji Mlečnog puta može se uzeti $\langle {}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} \rangle_{\text{MW}} = 0.13 \pm 0.04$ (Kawanomoto *et al.* 2009). Kako se ${}^6\text{Li}$ proizvodi samo u interakcijama kosmičkih zraka sa međuzvezdanom materijom očekivalo bi se da je odnos izotopa litijuma u Malom Magelanovom oblaku niži nego u Mlečnom putu, s obzirom na to da je metaličnost u ovoj galaksiji niža nego u našoj. Pored toga, očekivani fluks kosmičkih zraka u Malom Magelanovom oblaku bi trebalo da je niži nego u našoj galaksiji. Posmatranja Malog Magelanovog oblaka u gama oblasti zaista daju da je fluks kosmičkih zraka npr. odnost zastupljenosti K/Fe nije direktno ni izmeren u SMC (Hawk *et al.* 2012).

u ovoj galaksiji oko 15% vrednosti u Mlečnom putu (Abdo *et al.* 2010). Izmereni odnos izotopa takođe može da se iskoristi za određivanje koliki deo zastupljenosti ${}^7\text{Li}$ može biti dobijen u interakcijama kosmičkih zraka. Hok sa saradnicima (Hawk *et al.* 2012) dobija da je to 19%. Samim tim, tek preostale 4/5 detektovane zastupljenosti ${}^7\text{Li}$ možemo da uporedimo sa očekivanim primordijalnim vrednostima, a u tom slučaju detektovani litijum ponovo pada ispod teorijske vrednosti iz BBN.

Proizvodnja litijuma nakon BBN je u svakom slučaju prisutna u nekoj meri i potrebno je da se oduzme od izmerenih vrednosti kako bismo mogli da procenimo koliki deo izmerenog litijuma je zapravo primordijalnog porekla. Na primer, kosmički zraci ubrzani u ostacima supernovih tj. glaktički kosmički zraci (GCR) moraju proizvesti određenu količinu litijuma (Fields & Prodanović, 2005), ali tu su takođe i drugi procesi koji proizvode kosmičke zrake kao što je akrecija gasa na strukture na najvećim skalama (Fields & Prodanović, 2005) ili plimski udarni talasi koji nastaju prilikom bliskih prolaza dve galaksije npr. Mlečnog puta i Malog Magelanovog oblaka (Prodanović *et al.* 2013).

Dodatni razlog zašto je Mali Magelanov oblak zanimljiv je i činjenica da je on detektovan i u gama oblasti teleskopom *Fermi*. Mereni spektar Malog Magelanovog oblaka najbolje se fituje stepenim zakonom sa nagibom $\alpha = 2.23$. Fluks gama zračenja Malog Magelanovog oblaka za opseg energija > 100 MeV je $F_{\gamma, \text{SMC}} = (3.7 \pm 0.7) \times 10^{-8}$ fotona $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (Abdo *et al.* 2010). Ovaj fluks iskoristićemo za procenu moguće proizvodnje litijuma u interakcijama GCR u Malom Magelanovom oblaku. Veza između gama zračenja i litijuma koju koristimo (Fields & Prodanović 2005, Prodanović & Fields 2005a) data je u jednačini (6.1). S druge strane modeli za evoluciju gama zračenja dobijenog od strane GCR koje ćemo koristiti razvijeni su u radovima Pavlidu i Filds (Pavlidou & Fields 2001; 2002) i Filds sa saradnicima (Fields *et al.* 2010).

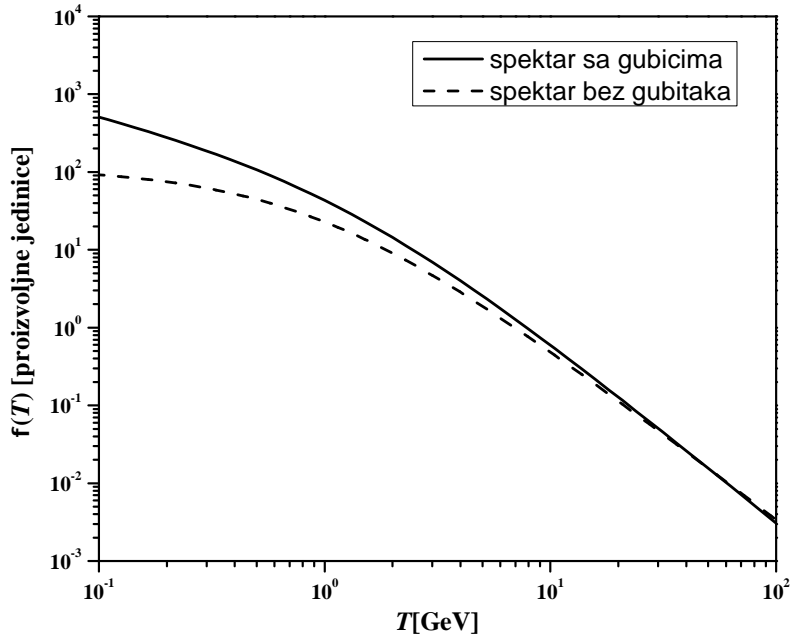
6.2.1 Zavisnost proizvodnje litijuma od oblika spektra kosmičkog zračenja

Kao prvo, potrebno je naći srednje efikasne preseke za sve interakcije GCR sa međuzvezdanom materijom u kojima litijum može da nastane. Usrednjavanje efi-

kasnih preseka vrši se preko spektra kosmičkih zraka. Kao što smo već spomenuli, spektar koji uključuje gubitke tokom prostiranja viši je na malim energijama (koje su u slučaju proizvodnje litijuma bitne) od običnog spektra koji aproksimiramo stepenim zakonom po energiji. Da bismo pokazali koliko se količina proizvedenog litijuma menja u zavisnosti od spektra kosmičkog zračenja u slučaju Malog Magelanovog oblaka, koristićemo dva tipa spektra. Prvi, prostiji spektar, biće stepenog tipa po ukupnoj energiji sa spektralnim indeksom koji odgovara posmatranom za Mali Magelanov oblak tj. $\phi(E) \sim E^{-2.23}$. Drugi spektar uključuje gubitke tokom prostiranja kosmičkog zračenja, i njega ćemo modelovati po modelu „zatvorenog rezervoara”, s obzirom na to da je posmatran nagib spektra veoma blizak nagibu koji bi trebalo da ima spektar na izvoru u slučaju da se čestice ubrzavaju na jakim udarnim talasima. Zbog toga, kada uključujemo gubitke tokom prostiranja uzmamo da je spektar kosmičkih zraka na izvoru stepeni zakon po impulsima tj. $\phi(p) \sim p^{-2.23}$ i zatim se on na niskim energijama menja zbog interakcija u toku prostiranja. Na slici 34 prikazana su oba spektra i vidi se da je spektar koji uključuje gubitke tokom prostiranja (puna linija) viši na niskim energijama od spektra koji ove gubitke ne uključuje (isprekidana linija), zbog toga što u toku prostiranja kosmički zraci gube energiju, pa raste broj čestica na nižim energijama. S druge strane, kako u modelu „zatvorenog rezervoara” nema bežanja visokoenergijskih čestica iz sistema, na visokim energijama ova dva spektra su jednaka. U tabeli 7 dati su odnosi srednjih efikasnih preseka $\sigma_{6,7}^{\alpha\alpha}/\sigma_{\pi^0}$ usrednjeni po oba spektra kosmičkog zračenja. Takođe, dati su i odnosi efikasnih preseka za proizvodnju dva izotopa litijuma $\sigma_{\alpha\alpha}^7/\sigma_{\alpha\alpha}^6$, za ista dva slučaja. Svi spektri usrednjavaju se od granične energije $E_{th} = 3 \text{ MeV}$ po nukleonu, koja predstavlja minimalnu energiju po nukleonu za sve reakcije koje se u ovom odeljku uzimaju u obzir - proizvodnja piona, proizvodnja litijuma u reakcijama fuzije i u reakcijama spalacije težih jezgara⁷.

U slučaju spektara bez gubitaka tokom prostiranja, svi spektri, bez obzira o kojim jezgrima je reč, su isti i jedino se razlikuju po visini. Pri usrednjavanju efikasnih preseka za interakcije jedinu ulogu ima oblik spektra kosmičkih zraka, dok

⁷Granična energija u slučaju proizvodnje piona je 280 MeV po nukleonu (Norbury 2009), kod procesa fuzije je 8.75 MeV po nukleonu (Mercer *et al.* 2001) i najmanja od 3 MeV po nukleonu je kod reakcija spalacije (Read & Viola 1984) tačnije u reakciji $\alpha + N \rightarrow {}^6\text{Li} + \dots$



Slika 31: Dve vrste spektra koje koristimo. Punom linijom prikazan je spektar koji uključuje gubitke tokom prostiranja, koji je predstavljen stepenim zakonom po impulsu ($\phi(p) \sim p^{-2.23}$) na koji su zatim dodati gubiti tokom prostiranja po modelu „zatvorenog rezervoara”. Isprekidana linija predstavlja spektar koji ne uključuje gubitke, i predstavljen je stepenim zakonom po ukupnoj energiji ($\phi(T) \sim (T + m_p)^{-2.23}$) i koji je na nižim energijama ispod spektra sa uključenim gubicima.

Tabela 7: Odnos efikasnih preseka za proizvodnju litijuma i proizvodnju neutralnih piona, kao i odnos efikasnih preseka za proizvodnju ${}^6\text{Li}$ i ${}^7\text{Li}$. Integracija je vršena od 3 MeV po nukleonu do beskonačnosti.

Spektar	$\frac{\sigma_{\alpha\alpha}^6}{\sigma_{\pi^0}}$	$\frac{\sigma_{\alpha\alpha}^7}{\sigma_{\pi^0}}$	$\frac{\sigma_{\alpha\alpha}^7}{\sigma_{\alpha\alpha}^6}$
$E^{-2.23}$	0.06	0.08	1.29
$p^{-2.23} + \text{gubici}$	0.72	1.28	1.78

normalizacija ne menja konačan srednji efikasni presek. S druge strane, prilikom prostiranja, lakša i teža jezgra ponašaće se različito, pa će i konačni spektri sa uključenim gubicima tokom prostiranja biti različitog oblika (na niskim energijama). Zbog toga će npr. u slučaju spalacije biti $\sigma_{6,7}^{\text{pC}} \neq \sigma_{6,7}^{\text{Cp}}$ gde je $\sigma_{6,7}^{\text{pC}}$ srednji efikasni presek za reakciju spalacije sa protonom iz kosmičkog zračenja, a C iz međuzvezdane materije, a $\sigma_{6,7}^{\text{Cp}}$ srednji efikasni presek za spalaciju gde je C u kosmičkim zracima i proton u međuzvezdanoj materiji. Ipak, ovaj efekat je mnogo očigledniji u modelima koji dopuštaju curenje čestica iz galaksije, dok kod modela „zatvorenog rezervoara”,

koji mi koristimo, to nije slučaj.

6.2.2 Povezivanje detektovanog litijuma i gama zračenja

Izmerene vrednosti litijuma u Malom Magelanovom oblaku povezane su sa kumulativnim fluksom kosmičkih zraka u ovoj galaksiji, tj. rezultat su aktivnosti kosmičkih zraka od trenutka nastanka ove galaksije do danas. S druge strane, izmeren fluks gama zračenja u ovoj galaksiji oslikava trenutni fluks kosmičkog zračenja, koji ne mora biti konstantan kroz istoriju ove galaksije. Da bismo iskoristili jednačinu (6.1), potrebno je da dobijemo kumulativni intenzitet gama zračenja svih nerazlučenih galaksija tipa SMC koje doprinose IGRB. Ovak kumulativni intenzitet je rezultat ukupne aktivnosti kosmičkog zračenja kroz istoriju ovih galaksija i može se koristiti kao indikator proizvedenog litijuma u galaksijama tog tipa. To ćemo uraditi koristeći modele evolucije fluksa GCR u normalnim galaksijama, koji ćemo normirati na izmeren gama fluks Malog Magelanovog oblaka danas.

Pavlidu i Filds su 2002. godine (Pavlidou & Fields 2002) razvili modele koji daju očekivani diferencijalni intenzitet gama zračenja danas, a koji proizvodi neka populacija galaksija (u kojima se odvija rađanje zvezda) kroz celu istoriju svemira. U njihovom radu, modeli su razvijeni za tipične normalne galaksije, za čijeg predstavnika su uzeli Mlečni put koji služi za normiranje modela. Po njihovim modelima, diferencijalni intenzitet gama zračenja galaksija sličnih Malom Magelanovom oblaku $\frac{dI_\gamma}{d\Omega}_{\text{SMC}}$ [fotona $\text{GeV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$] je⁸:

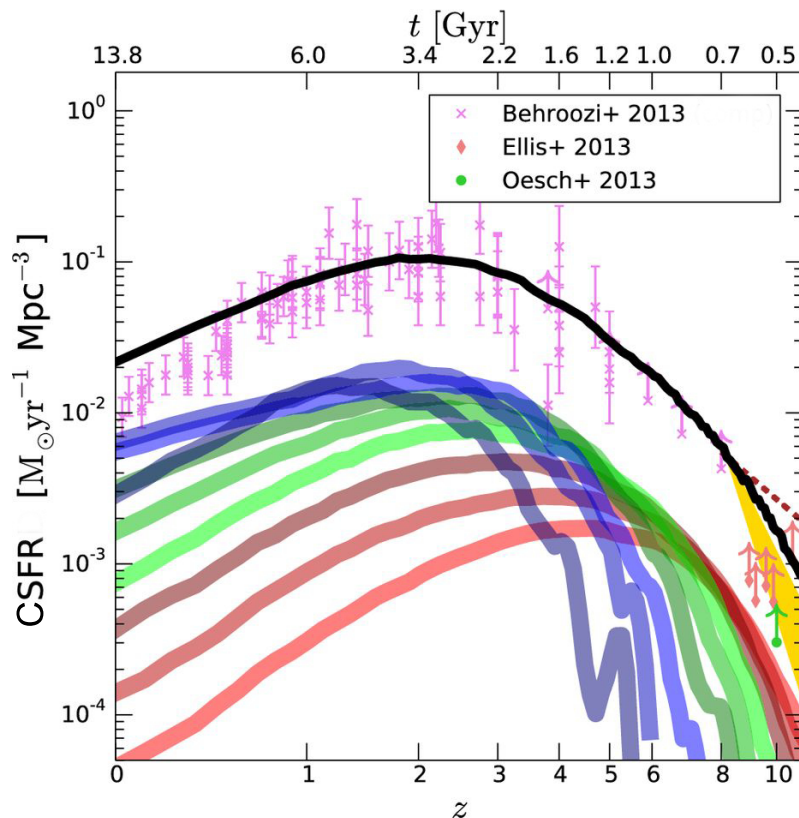
⁸Da se primetiti sličnost jednačine (6.8) koja opisuje gama zračenje koje potiče of GCR interakcija tokom cele istorije svemira, sa našom glavnom jednačinom (4.17) koja opisuje gama zračenje koje potice od SFCR interakcija tokom cele istorije svemira. To je upravo zbog toga što su naši modeli za očekivanu gama emisiju SFCR nastali po ugledu na modele iz Pavlidu i Filds (Pavlidou & Fields 2002) koji opisuju gama emisiju GCR, s tom razlikom što umesto evolucije GCR izvora koja opisuje i evoluciju broja ostataka supernovih koje ubrzavaju GCR, u jednačini (4.17) koristi se evolucija kosmičke stope akrecije $\dot{\rho}_{\text{sf}}(z)$. Naravno, razlika je i u objektu koji služi za normalizaciju, jer su kod SFCR tipični objekti na kojima nastaju udarni talasi jata galaksija.

$$\frac{dI_{\gamma\pi}}{d\Omega}_{\text{SMC}} = \frac{c}{4\pi H_0 \psi} \int_0^{z_*} dz \left[\dot{\rho}_*(z) \frac{C\Gamma(E(1+z), z)}{\sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m(1+z)^3}} \right. \\ \left. \left(\frac{1}{\mu_0} - \left(\frac{1}{\mu_0} - 1 \right) \right) \frac{\int_{z_*}^z dz \frac{dt}{dz} \dot{\rho}_*(z)}{\int_{z_*}^0 dz \frac{dt}{dz} \dot{\rho}_*(z)} \right], \quad (6.8)$$

gde je c brzina svetlosti, $H_0 = 67.81 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ Hablova konstanta, a $\Omega_\Lambda = 0.692$ i $\Omega_m = 0.308$ kosmološki parametri dobijeni na osnovu najnovijih merenja teleskopa *Planck* (Ade *et al.* 2016). Udeo gasa u masi galaksije je $\mu_0 = M_{\text{gas,SMC}}/M_{\text{tot,SMC}} = 0.11$ i dobija se iz $M_{\text{tot,SMC}} \approx 4 \times 10^9 M_\odot$ (dobijena iz kinematike galaksije, pa uključuje i tamnu materiju; Harris & Zaritsky 2006) i $M_{\text{gas,SMC}} = 4.5 \times 10^8 M_\odot$ (Abdo *et al.* 2010d). Evolucija fluksa kosmičkih zraka s vremenom zavisi od evolucije stope formiranja zvezda u datoj galaksiji (*Star Formation Rate* - SFR) $\psi(z) [M_\odot \text{ yr}^{-1}]$. Za trenutnu stopu formiranja zvezda u Malom Magelanovom oblaku uzimamo $\psi_{\text{SMC}} = 0.3 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (Rezaeikh *et al.* 2014). Oblik spektra pionskog gama zračenja $\Gamma(E)$ uzimamo da je ponovo dat semi-analitičkom formulom (Pfrommer & Enßlin 2003), koju smo koristili i u prethodnim poglavljima.

Evolucija srednjeg fluksa GCR za sve galaksije rezultat je evolucije kosmičke stope formiranja zvezda (*Cosmic Star Formation Rate*, u daljem tekstu CSFR) $\dot{\rho}_*(z) [M_\odot \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}]$ (Cole *et al.* (2001); Kistler *et al.* 2009; Ishida *et al.* 2011; Vincoletto *et al.* 2012). U skorije vreme krive za CSFR dobijene su i na osnovu simulacija formiranja i evolucije galaksija i velikih struktura. Konkretno, simulacija *Illustris* (Vogelsberger *et al.* 2014), između ostalog, ima za rezultat i kosmičku stopu formiranja zvezda. Njihova ukupna modelovana CSFR, koja obuhvata galaksije svih veličina, dobro se slaže sa posmatranjima. Takođe, pored krive za ukupnu CSFR u istom članku date su krive za galaksije različitih masa u oblasti od $10^7 - 10^{11} M_\odot$, što čini ovu simulaciju posebno pogodnom za naše potrebe (slika 32). U slučaju Malog Magelanovog oblaka koji ima ukupnu masu zvezda oko $M_{*,\text{SMC}} = 4 \times 10^8 M_\odot$ (Rezaeikh *et al.* 2014) usvojicemo krivu za CSFR koja odgovara objektima sa masom zvezda od $10^{8.5} M_\odot$. Na ovaj način moći ćemo da opišemo evoluciju stope formira-

nja zvezda samo u galaksijama sličnim Malom Magelanovom oblaku. Male galaksije imaju mnogo značajniji doprinos ukupnoj CSFR na velikim crvenim pomacima, s obzirom da se one formiraju pre masivnijih galaksija. Iz simulacije *Illustris* vidimo da je ovakve galaksije potrebno razmatrati već od $z_* = 10$. S druge strane, veće galaksije kao što je Mlečni put, počinju da doprinose ukupnoj CSFR tek od oko $z_* = 5$ i dominiraju proizvodnjom zvezda na manjim crvenim pomacima.



Slika 32: Kosmička stopa formiranja zvezda (CSFR) upoređena sa posmatranjima (Behroozi *et al.* 2013; Ellis *et al.* 2013; Oesch *et al.* 2013). Crna puna linija prikazuje ukupnu CSFR, a obojene linije prikazuju doprinose galaksija u različitim opsezima zvezdanih masa. Crvene linije prikazuju galaksije malih masa ($M_* = 10^{7,7.5,8} M_\odot$), zelene srednjih ($M_* = 10^{8,8.5,9} M_\odot$), a najmasivniji sistemi obeleženi su plavim linijama ($M_* = 10^{10,10.5,11} M_\odot$). U okviru jedne boje najsvetlije linije prikazuju najmanje objekte, a kako se ide ka tamnijim linijama predstavljeni su sve masivniji sistemi. Na velikim crvenim pomacima dominantni su manji sistemi - crvene krive, dok su na manjim crvenim pomacima dominantni najmasivniji sistemi - plave linije (Izvor: Vogelsberger *et al.* 2014).

Na kraju, konstanta normiranja C dobija se iz izmerenog gama fluksa za galaksiju na koju normiramo. Mi normiramo na Mali Magelanov oblak, pa je u našem slučaju konstanta normiranja $C = (4\pi d^2 F_{\gamma, \text{SMC}}(> 100 \text{ MeV})) / (\int_{> 100 \text{ MeV}} \Gamma(E) dE)$. Kako u

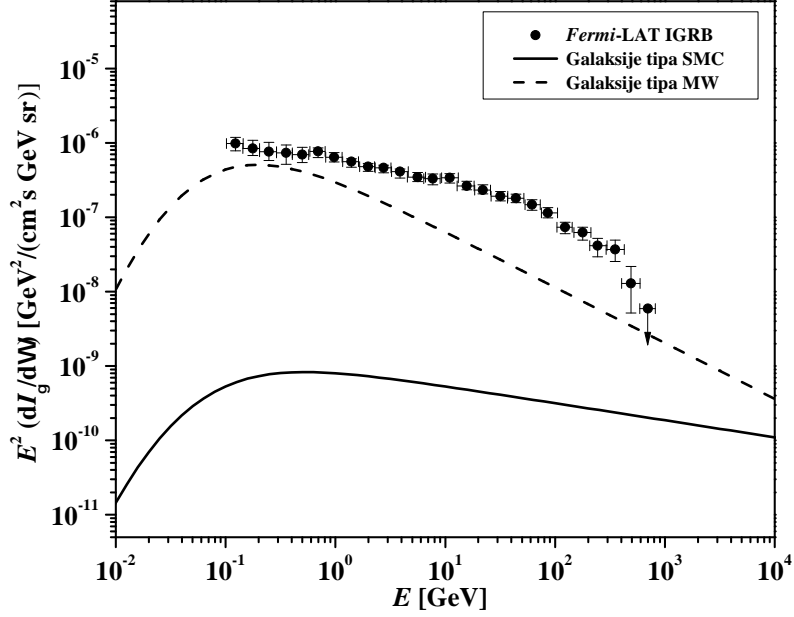
jednačini (6.8) ima više parametra koji zavise od objekta za normiranje, svi su oni radi preglednosti još jednom navedeni u tabeli 8.

Tabela 8: Potrebni podaci za normiranje na Mali Magelanov oblak.

Veličina	Vrednost	Objašnjenje	Referenca
z_*	10	crveni pomak virijalizacije	Vogelsberger <i>et al.</i> (2014)
$M_{\text{tot,SMC}}$	$4 \times 10^9 M_\odot$	ukupna masa	Harris & Zaritsky (2006)
$M_{\text{gas,SMC}}$	$4.5 \times 10^8 M_\odot$	masa gasa	Abdo <i>et al.</i> (2010)
d_{SMC}	61kpc	udaljenost	Hilditch <i>et al.</i> (2005)
ψ_{SMC}	$0.3 M_\odot \text{ yr}^{-1}$	stopa formiranja zvezda	Rezaei <i>et al.</i> (2014)
$F_{\gamma,\text{SMC}}$ ($> 100\text{MeV}$)	$(3.7 \pm 0.7) \times 10^{-8}$ fotona $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	izmereni gama fluks	Abdo <i>et al.</i> (2010)

Koristeći jednačinu (6.8) dobijamo krive koje nam opisuju ukupan intenzitet gama zračenja koji galaksije tipa Malog Magelanovog oblaka mogu da naprave tokom cele svoje evolucije od nastanka do danas. Na slici 33 prikazana je rezultujuća kriva dobijena na osnovu krive CSFR iz simulacije *Illustris*, koja odgovara galaksijama veličine Malog Magelanovog oblaka. Na slici su radi poređenja prikazane i nove IGRB tačke dobijene teleskopom *Fermi* (Ackermann *et al.* 2015). Dobijena kriva može se uporediti sa posmatranom gama pozadinom da bi se procenilo koliki doprinos nerazlučene male galaksije tipa Malog Magelanovog oblaka mogu da daju pozadinskom gama zračenju, zbog interakcija čestica ubrzanih u ostacima supernovih. Na osnovu krive prikazane na slici 33, vidi se da je taj doprinos vrlo mali i nakon integraljenja u oblasti 0.1 – 820 GeV u kojem imamo posmatranja teleskopom *Fermi* dobija se da male galaksije mogu da objasne samo $\lesssim 0.15\%$ posmatranog pozadinskog gama zračenja. Takođe, na slici 33 radi poređenja prikazan je i diferencijalni gama intenzitet koji odgovara normalnim galaksijama, gde je za tipičnog predstavnika ovakvih galaksija uzet Mlečni put. Detaljnije o parametrima korišćenim za dobijanje ove krive u poglavlju 6.3.

Integraljenjem krive za diferencijalni gama intenzitet dobijen iz jednačine (6.8) u celom energetskom opsegu, dobijamo $I_{\gamma,\text{SMC}}(> 0) = 3.08 \times 10^{-8} \text{fotona cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$, koji opisuje kumulativnu aktivnost objekata tipa Malog Magelanovog oblaka od



Slika 33: Na slici je punom linijom prikazan model doprinosa malih galaksija veličine Malog Magelanovog oblaka najnovijim merenjima (označenih tačkama) difuzne gama pozadine izmerene od strane teleskopa *Fermi* (Ackermann *et al.* 2015). S druge strane, prikazana je i kriva (dobijena na isti način) doprinosa tipičnih normalnih galaksija, za čijeg predstavnika je uzet Mlečni put - isprekidana linija (Izvor: Čiprijanović 2016).

njihovog nastanka do danas. Ovo sada možemo iskoristiti u jednačini (6.1).

Za procenu zastupljenosti litijuma u Malom Magelanovom oblaku na osnovu jednačine (6.1) potrebno je proceniti i odnos $F_{p,avg}(t)/F_{p,SMC}(\mathbf{x}, t)$ (jednačina (6.6)) koji u našem konkretnom slučaju poredi kumulativni protok kosmičkih zraka u prosečnoj maloj galaksiji i protok u samom Malom Magelanovom oblaku. Kako smo uz pomoć krive za CSFR iz simulacije *Illustris* dobili $\frac{dL_{\gamma}}{d\Omega}$ koji opisuje samo male galaksije (a ne sve tipove galaksija) i kako pretpostavljamo da je Mali Magelanov oblak tipičan predstavnik ove grupe galaksija, odnos će nam biti $F_{p,avg}(t)/F_{p,SMC}(\mathbf{x}, t) \approx 1$. Da smo koristili ukupnu CSFR koja opisuje doprinos svih galaksija, onda Mali Magelanov oblak ne bi bio tipičan predstavnik ovih galaksija, pa ni odnos protoka kosmičkih zraka ne bismo mogli da aproksimiramo jedinicom.

Konačno, koristeći sve gore navedeno na osnovu jednačine (6.1) možemo da dobijemo koliko litijuma mogu GCR da naprave u Malom Magelanovom oblaku (za sada samo kroz procese fuzije). Koristeći realnije spektre, koji uključuju gubitke tokom prostiranja, kosmičkog zračenja dobijamo da mogu da naprave GCR

$({}^6\text{Li}/\text{H})_{\text{SMC}} = 1.19 \times 10^{-14}$, što predstavlja 0.14% izmerene zastupljenosti ovog izotopa u Malom Magelanovom oblaku. Ovaj izotop litijuma za nas je najbitniji, pošto se on skoro u potpunosti proizvodi u interakcijama kosmičkih zraka. Ipak, radi poređenja, u tabeli 9 date su proizvedene zastupljenosti oba izotopa litijuma, za oba tipa spektra, sa i bez gubitaka tokom prostiranja.

Tabela 9: Dobijene zastupljenosti oba izotopa litijuma, koje GCR u Malom Magelanovom oblaku mogu da proizvedu samo u procesima fuzije. Takođe, prikazano je i koliki procenat od posmatranih zastupljenosti predstavlja ovako proizveden litijum.

	$({}^6\text{Li}/\text{H})_{\text{SMC}}$	$({}^7\text{Li}/\text{H})_{\text{SMC}}$
$E^{-2.23}$	7.58×10^{-15}	9.76×10^{-15}
$(\text{Li}/\text{Li}_{\text{obs}})_{\text{SMC}} [\%]$	0.012%	0.002%
$p^{-2.23} + \text{gubici}$	8.69×10^{-14}	1.54×10^{-13}
$(\text{Li}/\text{Li}_{\text{obs}})_{\text{SMC}} [\%]$	0.139%	0.032%

Vidimo da GCR ne mogu da naprave veliki deo izmerenog ${}^6\text{Li}$ u ovoj galaksiji. Međutim $\alpha - \alpha$ reakcije nisu jedini proces putem kojeg kosmički zraci mogu da proizvedu litijum. Za uključivanje procesa spalacije potrebne su nam zastupljenosti C,N,O u Malom Magelanovom oblaku. Ovde ćemo koristiti vrednosti $\{y_{\text{C}}, y_{\text{N}}, y_{\text{O}}\} = \{7.92 \times 10^{-6}, 2.28 \times 10^{-6}, 8.49 \times 10^{-5}\}$ (Rolleston *et al.* 2003), koje važe za zvezde glavnog niza i HII regione. Po ugledu na Prodanović i Fields (Prodanović & Fields 2006) pretpostavićemo da se zastupljenost ovih elemenata nije menjala sa vremenom i da je sve vreme bila jednaka polovini izmerenih vrednosti danas, koje smo gore naveli. U slučaju ovakvih zastupljenosti težih elemenata, odnos proizvedenog ${}^6\text{Li}$ u procesima fuzije i spalacije težih jezgara (u slučaju spektra kosmičkog zračenja koji uključuje gubitke tokom prostiranja) je $Y_6^{\text{spall}} = 0.16Y_6^{\alpha\alpha}$. Radi poređenja, u tabeli 10 prikazan je isti odnos za oba izotopa litijuma, kao i za oba spektra kosmičkog zračenja.

Na kraju, nakon uključivanja procesa spalacije dolazimo do ukupne količine litijuma koji je mogao biti proizveden u Malom Magelanovom oblaku od strane GCR je (u slučaju spektara koji uključuju gubitke):

$$({}^6\text{Li}/\text{H})_{\text{SMC}}^{\text{tot}} = 1.0 \times 10^{-13}, \quad (6.9)$$

Tabela 10: Odnosi mogućih proizvedenih zastupljenosti litijuma u procesima fuzije i spalacije u Malom Magelanovom oblaku, izračunati za oba tipa spektara, sa i bez uključenih gubitaka u toku prostiranja. Zastupljenosti C,N,O uzeti su iz rada Rolstona sa saradnicima (Rolleston *et al.* 2003).

	$Y_6^{\text{spall}}/Y_6^{\alpha\alpha}$	$Y_7^{\text{spall}}/Y_7^{\alpha\alpha}$
$E^{-2.23}$	0.84	1.02
$p^{-2.23}$ + gubici	0.16	0.14

što predstavlja 0.16% posmatrane vrednosti ovog izotopa. Kao što vidimo, u slučaju ove galaksije i realnih spektara sa uključenim gubicima, spalacija ne igra veliku ulogu, tako da proizvedena količina litijum i dalje ostaje na vrlo niskom nivou. Rezultati vezani za proizvodnju ${}^6\text{Li}$ u Malom Magelanovom oblaku predstavljeni su u radu Ćiprijanović iz 2016. godine (Ćiprijanović 2016). Poređenja radi, u tabeli 11 date su ukupne vrednosti moguće proizvodnje oba izotopa litijuma, za slučaj dva spektra kosmičkih zraka koje koristimo.

Tabela 11: Dobijene ukupne zastupljenosti (fuzija + spalacija) oba izotopa litijuma, koje GCR u Malom Magelanovom oblaku mogu da proizvedu. Takođe prikazano je i koliki procenat od posmatranih zastupljenosti predstavlja ovako proizveden litijum.

	$({}^6\text{Li}/\text{H})_{\text{SMC}}$	$({}^7\text{Li}/\text{H})_{\text{SMC}}$
$E^{-2.23}$	1.39×10^{-14}	1.97×10^{-14}
$(\text{Li}/\text{Li}_{\text{obs}})_{\text{SMC}}$ [%]	0.022%	0.004%
$p^{-2.23}$ + gubici	1.00×10^{-13}	1.75×10^{-13}
$(\text{Li}/\text{Li}_{\text{obs}})_{\text{SMC}}$ [%]	0.161%	0.036%

6.2.3 Procena gama fluksa na osnovu detektovanog litijuma

Problem litijuma u SMC moguće je posmatrati i sa druge strane. Pretpostavimo da je sva količina litijuma izmerena u Malom Magelanovom oblaku proizveden od strane GCR. Ako uključimo procese spalacije i njih oduzmemo od ukupne izmerene količine litijuma ostatak predstavlja litijum proizveden samo kroz procese fuzije. Udeo litijuma koji dobijamo zatim možemo povezati sa gama zračenjem, na osnovu jednačine (6.1), i proceniti koliki bi onda trebalo da bude integralni gama fluks malih

galaksija sličnih Malom Magelanovom oblaku danas, kao i koliki bi bio doprinos ovakvih galaksija pozadinskom gama zračenju. Na osnovu jednačine (6.1), nakon ubacivanja detektovane zastupljenosti ${}^6\text{Li}$ (ali samo deo proizveden u procesima fuzije), dobijamo da je gama intenzitet $I_{\gamma\pi}(> 0) = 1.91 \times 10^{-5}$ fotona $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ u celom energetsom opsegu. Ako pretpostavimo da gama zračenje ima oblik spektra $\Gamma(E)$ koji smo i do sada koristili (Pfrommer & Enßlin 2003), prateći rad Fields i Prodanović iz 2005. godine (Fields & Prodanović 2005), moguće je preći na gama intenzitet u energetsom opsegu u kom je Mali Magelanov oblak i posmatran (0.1 – 500 MeV):

$$I_{\gamma,\text{IGRB}}(E > E_0) = I_{\gamma,\text{IGRB}}(E > 0) \frac{\int_{E_0}^{\infty} dE' \Gamma(E'(1+z))}{\int_0^{\infty} dE' \Gamma(E'(1+z))}, \quad (6.10)$$

gde prelazak na ceo opseg zavisi samo od oblika spektra $\Gamma(E)$. Odavde možemo da nađemo koliki bi morao da bude današnji gama fluks Malog Magelanovog oblaka. Ako bi se ovim fluksom normirao naš model gama zračenja malih galaksija, nakon integracije u energetsom opsegu u kom je Mali Magelanov oblak posmatran, dobila bi se ista vrednost gama intenziteta. Dobijamo da bi fluks Malog Magelanovog oblaka trebalo da bude $F_{\gamma,\text{SMC}} = 4.56 \times 10^{-5}$ fotona $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ što je za 3 reda veličine veći fluks od izmerenog. Ovako normirana kriva doprinosa malih galaksija pozadinskom gama zračenju prelazi samu posmatranu IGRB, pa bi u oblasti 0.1 – 820 GeV u kojoj imamo posmatranja IGRB, integralni gama intenzitet bio 1.8 puta veći od posmatranog.

6.2.4 Test i diskusija

Kako smo dobili da GCR ne mogu mnogo da doprinesu proizvodnji litijuma u Malom Magelanovom oblaku, kao ekstremni test primer možemo da pretpostavimo da male galaksije slične Malom Magelanovom oblaku proizvode celu posmatranu gama pozadinu izmerenu od strane teleskopa *Fermi*. Ukupan intenzitet koji se dobija integraljenjem diferencijalnog intenziteta u oblasti u kojoj je posmatrano je $I_{\gamma,\text{IGRB}}(0.1 - 820\text{GeV}) = 8.09 \times 10^{-6}$ fotona $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$. Iako uzimamo da integralno male galaksije proizvode jednaku količinu zračenja kao i cela gama po-

zadina, oblici ovih spektara neće biti isti. Zato u ovom slučaju nije opravdano integraljenje spektra IGRB u celom opsegu energija. Za prelazak na ceo energetski opseg ponovo ćemo pretpostaviti da je oblik spektra malih galaksija dat semi-analitičkom formulom (Pfrommer & Enßlin 2003), koju smo koristili i do sad, a zatim, prateći rad Fields i Prodanović iz 2005. godine (Fields & Prodanović 2005) i jednačinu (6.10) dobijamo intenzitet u celom energetskom opsegu od $I_{\gamma, \text{IGRB}}(> 0) = 1.06 \times 10^{-5} \text{fotona cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Ovaj intenzitet može se upotrebiti u jednačini (6.1) da se dobije odgovarajuća količina ${}^6\text{Li}$. Nakon uključivanja i procesa spalacije težih jezgara, dobijamo da u slučaju realnijih spektara koji uključuju gubitke tokom prostiranja u Malom Magelanovom oblaku može biti proizvedeno najviše $({}^6\text{Li}/\text{H})_{\text{IGRB}} = 3.46 \times 10^{-11}$ i $({}^7\text{Li}/\text{H})_{\text{IGRB}} = 6.04 \times 10^{-11}$. Vidimo da čak i prilikom ove ekstremne pretpostavke Mali Magelanov oblak uspeva da proizvede vrlo malo litijuma putem GCR, tj. dobijena vrednost predstavlja $\approx 55\%$ posmatrane zastupljenosti u slučaju ${}^6\text{Li}$ koji se proizvodi samo u interakcijama kosmičkih zraka, dok je u slučaju ${}^7\text{Li}$ dobijena vrednost $\approx 12\%$ posmatrane zastupljenosti.

U okviru ovog ekstremnog slučaja, koristeći ${}^6\text{Li}$ čija količina bolje korelira sa kosmičkim zračenjem, možemo da procenimo koliki bi gama fluks trebalo da dolazi iz Malog Magelanovog oblaka danas (pod pretpostavkom da je gama fluks ove galaksije konstantan tokom vremena). Koristeći spektar koji uključuje gubitke tokom prostiranja dobijamo da bi integralni gama fluks Malog Magelanovog oblaka danas (u istom opsegu kao i mereni) trebalo da bude $F_{\gamma, \text{SMC}}(> 100 \text{ MeV}) = 2.53 \times 10^{-5} \text{fotona cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Ova vrednost je skoro za 3 reda veličine veća od izmerene vrednosti. Jedan od mogućih razloga mogao bi biti izbor krive iz simulacije *Illustris* za evoluciju CSFR za male galaksije. Ipak, ukupna kriva za CSFR (koja opisuje objekte svih masa) se dobro poklapa sa merenjima, osim na najmanjim crvenim pomacima (zbog nedovoljno efikasnog suzbijanja proizvodnje zvezda od strane aktivnih galaktičkih jezgara u ovoj simulaciji; Vogelsberger *et al.* 2014). Kako je na manjim crvenim pomacima dominantna proizvodnja zvezda u masivnijim galaksijama, ovo odstupanje ukupne krive CSFR od posmatranja, nema značajan uticaj na krivu za CSFR malih galaksija, koju mi koristimo u slučaju Malog Magelanovog oblaka. S druge strane, problem se može javiti i ako Mali Magelanov oblak nije tipična mala

galaksija koja odgovara izabranoj krivi iz simulacije *Illustris* koju koristimo.

Koji god proces proizvodnje litijuma nakon Velikog praska postoji, bio on galaktičke ili vangalaktičke prirode, on se mora oduzeti od posmatranih zastupljenosti kako bismo dobili stvarni udeo primordijalnog litijuma u objektima niske metaličnosti u kojima se litijum meri. Mali Magelanov oblak je zanimljiv upravo zbog toga što su kod njega izmerene vrednosti veoma bliske očekivanim teorijskim primordijalnim vrednostima. Međutim, ovo s druge strane veoma ograničava moguću proizvodnju litijuma nakon Velikog praska.

Odnos merenih zastupljenosti dva izotopa litijuma poklapa se sa vrednostima u Mlečnom putu (Kawanomoto *et. al.* 2009). Kako je Mali Magelanov oblak galaksija sa manjom metaličnosti i nižim fluksom kosmičkog zračenja, ako su GCR dominantna populacija kosmičkih zraka u ovoj galaksiji, očekivano bi bilo da je odnos ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ u ovoj galaksiji niži nego u slučaju Mlečnog puta. Posmatrane zastupljenosti ${}^6\text{Li}$ kao i izmerena veća vrednost ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ bi mogli da se objasne dodatnim stvaranjem kosmičkog zračenja koje ima drugačiju istoriju od GCR i koja ima nezanemarljivi doprinos. Ovi kosmički zraci bi mogli da proizvedu dodatni litijum u toku istorije ove galaksije, a da danas više nemaju veliki uticaj i ne prave dodatno gama zračenje.

Na primer, kosmički zraci se mogu ubrzavati i prilikom akrecije gasa i formiranja velikih struktura (Miniati *et al.* 2000; Furlanetto & Loeb, 2004; Fields & Prodanović, 2005, Dobardžić & Prodanović 2014), oko pulsara (Ostriker & Gunn, 1969; Abdo *et al.* 2010d), u pulsarskim maglinama (Bednarek, 2007), dvojnim sistemima (Romero *et al.* 2005; Dubus 2013), prilikom bliskih prolaza Malog Magelanovog oblaka pored Mlečnog puta (Prodanović *et al.* 2013). Posebno je zanimljiva poslednja mogućnost, s obzirom da bi efekti bliskih prolaza bili mnogo drastičniji u Malom Magelanovom oblaku nego u Mlečnom putu. U radu Prodanović sa saradnicima iz 2013. godine (Prodanović *et al.* 2013) pokazano je da bi ovaj proces mogao da napravi značajne količine litijuma već nakon samo dva bliska prolaza. Mali Magelanov oblak je takođe možda imao periode veoma pojačanog rađanja zvezda, tako da je kriva CSFR koju koristimo možda neadekvatna u slučaju ove galaksije. Na primer, ovo može takođe biti posledica plimskih interakcija Mlečnog puta i Malog Magelanovog oblaka prilikom bliskih prolaza, koje zatim pokreću epizode pojačanog formiranja zvezda.

Kako god bilo, ako želimo da objasnimo posmatrane zastupljenosti litijuma u Malom Magelanovom oblaku, kao i njegov posmatrani gama fluks, i da razumemo kako se fluks kosmičkih zraka menjao s vremenom u ovoj galaksiji, potrebno je uvesti barem kratkotrajno prisustvo drugih nestandardnih načina proizvodnje kosmičkog zračenja, ili pretpostaviti zanimljiviju istoriju Malog Magelanovog oblaka.

6.3 Mlečni put

Kao što smo u prethodnim poglavljima videli GCR ne mogu da proizvedu veliku količinu litijuma u Malom Magelanovom oblaku, a da to bude konzistentno sa posmatranim gama fluksom ove galaksije. Zbog toga ćemo sada radi poređenja na isti način proceniti koliko bi, na isti način stvoreni, kosmički zraci mogli da proizvedu litijuma u Mlečnom putu, s obzirom da je ova galaksija veća i ima veću stopu formiranja zvezda. Parametri potrebni za procenu količine litijuma u MW dati su u tabeli 12. Iz nje se vidi da je udeo gasa u masi Mlečnog puta $\mu_{0,MW} = 0.12$. Luminoznost Mlečnog puta na koju normiramo model je $L_{MW}(> 100\text{MeV}) = 2.86 \times 10^{42}$ fotona s^{-1} (Pavlidou & Fields 2002). U slučaju MW pretpostavićemo da je naša Galaksija tipična galaksija, a kako veće galaksije slične MW na manjim crvenim pomacima daju najveći doprinos CSFR u slučaju MW korišćićemo ukupnu krivu za CSFR iz simulacije *Illustris*, i takođe pretpostaviti da je $F_{p,avg}(t)/F_{p,MW}(\mathbf{x}, t) \approx 1$.

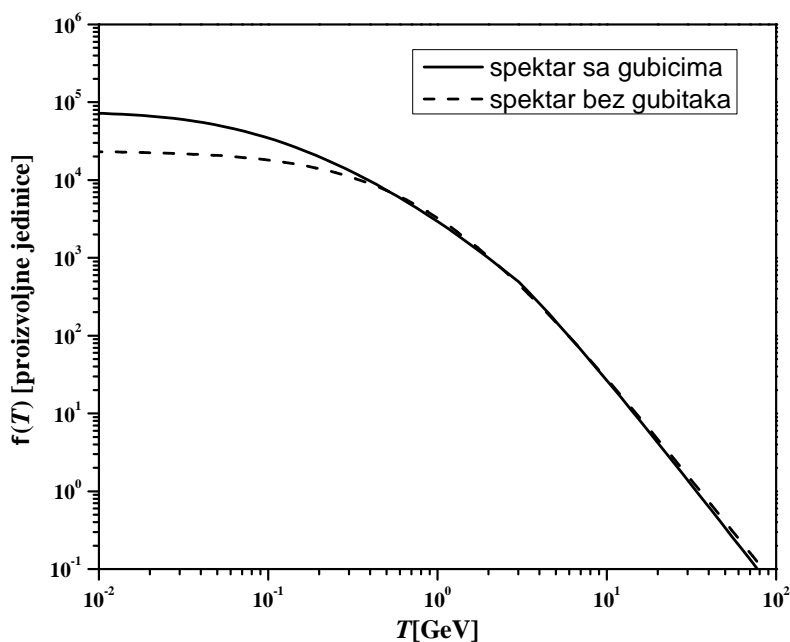
Rezultujući diferencijalni gama intenzitet nakon normiranja na Mlečni put takođe je prikazan na slici 33, na kojoj se nalazi ista kriva normirana na SMC. Vidimo da veće galaksije u koje spada i Mlečni put, mogu mnogo više da doprinesu pozadinskom gama zračenju. Konkretno, u oblasti u kojoj je posmatrao teleskop *Fermi* (0.1 – 820 GeV), na osnovu naših rezultata, normalne galaksije kao što je MW mogu da proizvedu 52% detektovane IGRB, što je u skladu sa rezultatima Fildsa sa saradnicima (Fields *et al.* 2010).

Kod Mlečnog puta ponovo ćemo koristiti dva tipa spektra. Za spektar koji ne uključuje gubitke tokom prostiranja uzimamo $\phi(E) \sim E^{-2.75}$. Ako želimo da ubacimo gubitke tokom prostiranja Mlečni put za razliku od Malog Magelanovog oblaka, moramo da modelujemo korišćenjem modela „propusnog rezervoara” tj. moramo da dozvolimo da čestice najviših energija mogu da pobegnu iz galaksije. Spektar na

Tabela 12: Potrebni podaci za normiranje na Mlečni put.

Veličina	Vrednost	Objašnjenje	Referenca
z_*	5	crveni pomak virijalizacije	Vogelsberger <i>et al.</i> (2014)
$M_{\text{tot,MW}}$	$8 \times 10^{10} M_{\odot}$	ukupna masa	Pavlidou & Fields (2002)
$M_{\text{gas,MW}}$	$1 \times 10^{10} M_{\odot}$	masa gasa	Pavlidou & Fields (2002)
ψ_{MW}	$1.9 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$	stopa formiranja zvezda	Chomiuk & Povich (2011)
L_{MW}	2.86×10^{42}	luminoznost	Pavlidou & Fields (2002)
(> 100MeV)	phot s ⁻¹		

izvoru uzećemo da je isti kao i u slučaju Malog Magelanovog oblaka tj. $\phi(p) \sim p^{-2.23}$. Zbog curenja čestica sa visokim energijama ovaj spektar će dalje od izvora dobiti nagib $\alpha \approx 2.75$.



Slika 34: Dve vrste spektra koje koristimo u slučaju Mlečnog puta. Isprekidana linija predstavlja spektar koji ne uključuje gubitke tokom prostiranja i koji je stepenog tipa po ukupnoj energiji ($\phi(T) \sim (T + m_p)^{-2.75}$). Punom linijom prikazan je spektar koji uključuje gubitke. Ovaj spektar je stepenog tipa po impulsu ($\phi(p) \sim p^{-2.23}$), sa dodatkom gubitaka tokom prostiranja implementiranih po modelu „propusnog rezervoara”. Zbog curenja visokoenergijskih čestica i ovaj spektar će na visokim energijama imati nagib blizak $\alpha = 2.75$.

U slučaju ovako odabrana dva spektra kosmičkih zraka dobijaju se i drugačiji srednji efikasni preseki za proizvodnju litijuma i gama zraka u procesima fuzije. U

tabeli 13 dati su odnosi srednjih efikasnih preseka za dva izotopa litijuma kao i odnosi efikasnih preseka za proizvodnju litijuma i neutralnih piona.

Tabela 13: Odnos efikasnih preseka za proizvodnju litijuma i proizvodnju neutralnih piona, kao i odnos efikasnih preseka za proizvodnju ${}^6\text{Li}$ i ${}^7\text{Li}$. Integracija je vršena od 3 MeV po nukleonu, pa do beskonačnosti.

Spektar	$\frac{\sigma_{\alpha\alpha}^6}{\sigma_{\pi^0}}$	$\frac{\sigma_{\alpha\alpha}^7}{\sigma_{\pi^0}}$	$\frac{\sigma_{\alpha\alpha}^7}{\sigma_{\alpha\alpha}^6}$
$E^{-2.75}$	0.17	0.22	1.3
$p^{-2.23} + \text{gubici}$	0.50	0.68	1.38

Za uključivanje procesa spalacije potrebne su nam zastupljenosti C,N,O (Anders & Grevesse 1989) i one u slučaju Mlečnog puta iznose $\{y_C, y_N, y_O\} = \{3.6 \times 10^{-4}, 1.11 \times 10^{-4}, 8.5 \times 10^{-4}\}$. Kao i kod Malog Magelanovog oblaka uzećemo da su ove zastupljenosti konstantene i da su jednake polovini ovde navedenih trenutnih vrednosti. U slučaju Mlečnog puta dobijamo da je proizvedeni litijum u procesima spalacije jednak $Y_7^{\text{spall}} = 2.75Y_7^{\alpha\alpha}$ (za spektre koji ne uključuju gubitke), tj. $Y_7^{\text{spall}} = 1.22Y_7^{\alpha\alpha}$ (za spektre sa gubicima tokom prostiranja po modelu „propusnog rezervoara”). Vidimo da je u slučaju Mlečnog puta koji ima višu metaličnost od SMC spalacija efikasniji proces u odnosu na proces fuzije.

Nakon ubacivanja svih parametara za MW u jednačinu (6.1), a zatim i ubacivanja procesa spalacije težih jezgara, dobijamo koliko litijuma mogu da proizvedu GCR u Mlečnom putu. Ako prilikom uključivanja procesa spalacije koristimo spektar koji ne uključuje gubitke tokom prostiranja kosmičkog zračenja, dobijamo $({}^6\text{Li}/\text{H})_{\text{IGRB}} = 6.25 \times 10^{-11}$, dok je kod spektra sa uključenim gubicima to $({}^6\text{Li}/\text{H})_{\text{IGRB}} = 1.12 \times 10^{-10}$. Na osnovu ovih rezultata vidimo da bi galaktički kosmički zraci u Mlečnom putu mogli da proizvedu oko 41 – 73% izmerene solarne zastupljenosti $({}^6\text{Li}/\text{H})_{\odot} = 1.53 \times 10^{-10}$ (Anders & Grevesse 1989). Procena litijuma u Mlečnom putu data je i u radu Prodanvić i Filds (Prodanović & Fields 2006) i njihovi zaključci slažu se sa vrednostima koje smo i mi dobili za našu galaksiju. Oni su dobili da galaktički kosmički zraci (kroz reakcije fuzije i spalacije) u Mlečnom putu mogu da objasne 59% solarne zastupljenosti ${}^6\text{Li}$. Pomenuti autori takođe dobijaju da bi u slučaju da je ceo izmeren litijum u MW proizveden od strane GCR, odgovarajuće gama

zračenje nerazlučenih galaksija sličnih MW premašilo posmatrano pozadinsko gama zračenje.

7 Zaključak i budući rad

Ova disertacija kao i radovi koji su objavljeni u okviru nje imaju nekoliko glavnih naučnih rezultata koji daju doprinos izučavanju kosmičkih zraka i njihovih interakcija, gama i neutrinskoj astronomiji, kao i astrofizici čestica. Proučavane su dve mogućnosti nastanka kosmičkog zračenja, ubrzanog u ostacima supernovih i ubrzanog u akrecionim udarnim talasima na velikim strukturama.

Razvijen je model koji opisuje gama emisiju kosmičkog zračenja ubrzanog na akrecionim udarnim talasima koji nastaju prilikom formiranja najvećih struktura u svemiru. Model je primenjen na jata galaksija i izvršena je procena ukupnog gama zračenja nerazlučenih jata galaksija. Značaj ovog modela je u tome što omogućava procenu doprinosa ovih objekata difuznom pozadinskom gama zračenju (koje nije u potpunosti objašnjeno). Takođe, model prikazan u ovoj disertaciji, po prvi put sadrži i evoluciju gama zračenja sa vremenom, koja nastaje zbog evolucije samih akrecionih udarnih talasa. Pokazano je da čestice ubrzane prilikom akrecije gasa u jatima galaksija mogu da doprinesu pozadinskom gama zračenju izmerenom od strane teleskopa *Fermi*. Veoma je bitno dobro razumeti poreklo gama pozadine i razložiti izmereni fluks na sve komponente koje mogu da mu doprinesu. Ako svi očekivani izvori (nerazlučene normalne galaksije, blazari, strukture na velikim skalama, itd.) u zbiru ne bi mogli da objasne posmatranja u potpunosti, ostatak zračenja mogao bi da vodi poreklo i od tamne materije, i na taj način proučavanjem pozadinskog gama zračenja moglo bi više da se sazna i o česticama koje čine tamnu materiju, kao i procesima u kojima one učestvuju.

Model je povezan i sa visokoenergijskim neutrinima detektovanim pomoću detektora *IceCube*. Svi kosmički zraci u interakcijama sa međuzvezdanom materijom proizvode i gama zrake i neutrine. Ova osobina je iskorišćena za povezivanje rezultujućeg fluksa oba tipa čestica proizvedenih od strane kosmičkog zračenja ubrzanog na akrecionim udarnim talasima u jatima galaksija. Pokazano je da u slučaju jakih akrecionih udarnih talasa, neutrimi više ograničavaju rezultujući gama fluks nerazlučenih jata galaksija, nego izmerena gama pozadina. S druge strane, ako su akrecioni udarni talasi slabiji, pozadinsko gama zračenje pruža snažnije ograničenje gama

spektara na ovaj način nastalog kosmičkog zračenja. Kao dalji rad u okviru ove teme planira se testiranje Galaktičkog u odnosu na vangalaktičko poreklo detektovanih neutrina. Modelovanjem fluksa neutrina iz različitih Galaktičkih i vangalaktičkih izvora moglo bi se pratiti koja kombinacija izvora daje konzistentnu sliku.

U disertaciji smo se bavili i proizvodnjom kosmičkog zračenja u ostacima supernovih u samim galaksijama. Preciznije, bavili smo se povezivanjem proizvedenog gama zračenja od strane ovakvog galaktičkog kosmičkog zračenja i proizvodnje litijuma, koji takođe nastaje prilikom interakcija kosmičkog zračenja sa međuzvezdanom materijom. Ova veza je testirana na slučaju Malog Magelanovog oblaka, koji je detektovan u gama oblasti, a u kome je takođe izmerena i zastupljenost litijuma. Očekuje se da je nastanak kosmičkog zračenja u ostacima supernovih (galaktičko kosmičko zračenje) dominantan proces stvaranja kosmičkog zračenja u normalnim galaksijama koje proizvode zvezde. Međutim, u slučaju Malog Magelanovo oblaka primetili smo da na ovaj način nastalo kosmičko zračenje zapravo ne može da objasni detektovanu zastupljenost ${}^6\text{Li}$, što ostavlja dosta mesta za uvođenje dodatnih mogućnosti za proizvodnju kosmičkog zračenja (ili uvođenje burnije istorije ove galaksije) kako bi se u isto vreme mogla objasniti posmatranja litijuma i detektovan gama fluks ove galaksije. Kao nastavak rada na ovoj temi mogla bi se razmatrati drugačija evolucija kosmičke stope formiranja zvezda za ovaj tip galaksija, koja na primer uključuje neke periode pojačanog formiranja zvezda. Takođe, moguće je razmatrati i interakcije ove galaksije sa Mlečnim putem. One bi mogle da proizvedu dodatne količine kosmičkog zračenja koje će biti prisutno kratko u odnosu na životni vek same galaksije. Ovako proizvedeno kosmičko zračenje moglo bi da proizvede litijum u toku istorije galaksije, a ne bi uticalo na trenutni fluks gama zraka koji dolazi iz Malog Magelanovog oblaka. Takođe, deo posmatranog litijuma može imati poreklo i iz vremena pre nastanka galaksije. Preostala primordijalna zastupljenost litijuma u Malom Magelanovom oblaku, bila bi niža od očekivane teorijske vrednosti, pa bi kao i do sad „problem litijuma” mogao biti rešen, na primer izmenama u teoriji primordijalne nukleosinteze, ili u nekom ranom uništavanju litijuma, pre nastanka galaksija.

Informacije o kosmičkim zracima dolaze nam od strane produkata koje ove čestice

proizvode u toku svog prostiranja kroz međuzvezdanu materiju. Proučavanjem detektovanog gama zračenja, neutrina i litijuma u ovoj disertaciji pokušalo je da se sazna više o dva načina proizvodnje kosmičkog zračenja koji su prisutni u galaksijama i jatima galaksija - ubrzavanjem u ostacima supernovih i u procesu akrecije gasa u objektima na velikim skalama. Zaključak koji se može doneti iz ovih analiza je da, iako je kosmičko zračenje ubrzano u ostacima supernovih očekivano, a u mnogim galaksijama i dominantno, kosmičko zračenje ubrzano u drugim procesima ne može se zanemariti, a u nekim sredinama može čak biti i vrlo zastupljeno. Dalje izučavanje produkata interakcija kosmičkog zračenja sa međuzvezdanim gasom najbolji je put za formiranje bolje slike o poreklu i načinu proizvodnje kosmičkog zračenja i njegovog značaja u različitim visokoenergijskim astrofizičkim procesima.

Literatura

- Aartsen, M. G., Ackermann, M., Adams, J. *et al.*, 2014, *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 101101
- Aartsen, M. G., Ackermann, M., Adams, J. *et al.*, 2015, *Phys. Rev. D*, **91**, 022001
- Abazov, A. I., Anosov, O. L., Faizov, E. L. *et al.*, 1991, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3332
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. *et al.*, 2009a, *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 251101
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Arimoto, M. *et al.*, 2009b, *Science*, **323**, 1688
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. *et al.*, 2010a, *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 101101
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. *et al.*, 2010b, *Astrophys. J.*, **723**, 1082
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. *et al.*, 2010c, *Astrophys. J.*, **720**, 435
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. *et al.* 2010d, *Astron. Astrophys.*, **523**, A46
- Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F. *et al.*, 2013, *Astron. Astrophys.*, **550**, A4
- Achterberg, A., Ackermann, M., Adams, J. *et al.*, 2006, *Astropart. Phys.*, **26**, 155
- Ackermann, M. 2012, *4th Fermi Symposium*, <http://galprop.stanford.edu/resources.php>
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A. *et al.*, 2010, *Astrophys. J. Lett.*, **717**, L71
- Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A. *et al.* 2014, *Astrophys. J.*, **787**, 18
- Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A. *et al.* 2015, *Astrophys. J.*, **799**, 86
- Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A. *et al.* 2016, *Astrophys. J.*, **819**, 149
- Adamson, P., Alexopoulos, T., Allison, W. W. M. *et al.*, 2006, *Phys. Rev. D*, **73**, 072002
- Ade, P. A. R., Aghanim, N., Arnaud, M. *et al.*, 2015, *Astron. Astrophys.*, **580**, A22
- Ade, P. A. R., Aghanim, N., Arnaud, M., *et al.*, 2016, *Astron. Astrophys.*, **594** 13
- Ahlers, M., Murase, K., 2014, *Phys. Rev. D*, **90**, 023010
- Ajello, M., Gasparrini, D., Sánchez-Conde, M., *et al.*, 2015, *Astrophys. J. Lett.*, **800**, 27
- Anders, E., Grevesse, N., 1989, *Geochimica et Cosmochemica Acta*, **53**, 197
- Anselmann, P., Hampel, W., Heusser, G., *et al.*, *Phys. Lett. B*, **285**, 376
- Asplund, M., Lambert, D. L., Nissen, P. E. *et al.*, 2006, *Astrophys. J.*, **644**, 229
- Axford, W. I., Leer, E., Skadron, G., 1977, *Proceedings the 15th International Co-*

- smic Ray Conference*, **11**, 132
- Badhwar, G. D., Stephens, S. A., 1977, *Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf. Ploudiv*, **1**, 198
- Barnes, V. E., Bugg, D. V., Dodd, W. K. *et al.*, 1961, *Phys. Rev. Lett.*, **7**, 288
- Batson, A. P., Culwick, B. B., Hill, J. G. *et al.*, 1959, *Proc. Roy. Soc. London A*, **251**, 232
- Batson, A. P., Riddiford, L., 1956, *Proc. Roy. Soc. London A*, **237**, 175
- Bednarek, W., 2007, *Astrophys. Space Sci.*, **309**, 179
- Begelman, M. C., Rudak, B., Sikora, M., 1990, *Astrophys. J.*, **362**, 38
- Bell, A. R., 1978, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **182**, 147
- Berezinsky, V. S., Zatsepin, G. T., 1977, *Soviet Phys. Uspekhi*, **20**, 361
- Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., Conroy, C., 2013, *Astrophys. J.*, **770**, 57
- Bertschinger, E., 1985a, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **58**, 39
- Bertschinger, E., 1985b, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **58**, 1
- Bignami, G. F., Hermsen, W., 1983, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **21**, 67
- Blandford, R. D., Ostriker, J. P., 1978, *Astrophys. J.*, **221**, L29
- Bøggild, H., Dahl-Jensen, E., Hansen, K.H. *et al.*, 1971, *Nuc. Phys.*, **B27**, 285
- Boissier, S., Prantzos, N., 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **307**, 857
- Brodwin, M., Stern, D., Vikhlinin, A. *et al.*, 2011, *Astrophys. J.*, **732**, 33
- Brunetti, G., Blasi, P., Reimer, O. *et al.*, 2012, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **426**, 956
- Burger, J. J., Swanenburg, B. N., 1971, *Proc. 12th Int. Cosmic Ray Conf. Hobart*, **5**, 1858
- Campbell, J. H., Charlton, G., Engelmann, R. *et al.*, 1973, *Argonne National Lab.*, preprint ANL/HEP 7311
- Caprioli, D., Spitkovsky, A. 2014, *Astrophys. J.*, **783**, 91
- Cayrel R, Steffen, M., Chand, H. *et al.*, 2007, *Astron. Astrophys.*, **473**, L37
- Cence, R. J., Lind, D. L., Mead, G. D., Moyer, B. J., 1963, *Phys. Rev.*, **131**, 2713
- Chabrier G., 2003, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **115**, 763
- Charlotn, G., Cho, Y., Derrick, M. *et al.*, 1972, *Phys. Rev. Lett.*, **29**, 1759
- Chen, Y., Reiprich, T. H., Böhringer, H., Ikebe, Y., Zhang, Y. Y., 2007, *Astron.*

Astrophys., **466**, 805

Chomiuk, L., Povich, M. S., 2011, *Astron. J.*, **142**, 197

Coc, A., Uzan, J.-P., Vangioni, E., 2014, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, **10**, 050

Cole, S., Norberg, P., Baugh, C. M. *et al.*, 2001, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **326**, 255

Cronin, J. W., 1999, *Rev. Mod. Phys.*, **71**, S165

Cyburt, R. H., Fields, B. D., Olive, K. A., 2003, *Phys. Lett. B*, **567**, 227

Ćiprijanović, A., 2016, *Astropart. Phys.*, **85**, 24

Dao, F. T., Gordon, D., Lach, J. *et al.*, 1973, *Phys. Rev. Lett.*, **30**, 1151

Dermer, C. D., 1986, *Astron. Astrophys.*, **157**, 223

Dermer, C. D., 2007, *Astrophys. J.*, **659**, 958

Di Mauro, M., Donato, F., Lamanna, G. *et al.*, 2014, *Astrophys. J.*, **786**, 129

Dimopoulos, S., Esmailzadeh, R., Starkman, G. D. *et al.*, 1988, *Astrophys. J.*, **330**, 545

Dobardžić, A., Prodanović, T., 2014, *Astrophys. J.*, **782**, 109 [Erratum-ibid. (2014) 787, 95]

Dobardžić, A., Prodanović, T., 2015, *Astrophys. J.*, **806**, 184

Dodd, P., Jokes, M., Kinson, J. *et al.*, 1961, *Aix-en-Provence Conference on High Energy Physics* (Centre d'Etudes Nuclearies de Saclay, Seine et Oise), **1**, 433

Domínguez, A., Primack, J. R., Rosario, D. J. *et al.*, 2011, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **410**, 2556

Dubus, G., 2013, *Astron. Astrophys. Rev.*, **21**, 64

Eguchi, K., Enomoto, S., Furuno, K. *et al.*, 2003, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 021802

Eisner, A. M., Hart, E. L., Louttit, R. I. *et al.*, 1965, *Phys. Rev.*, **138B**, 670

Ellis, R. S., McLure, R. J., Dunlop, J. S. *et al.*, 2013, *Astrophys. J. Lett.*, **763**, L7

Fermi, E., 1949, *Phys. Rev.*, **75**, 1169

Fermi, E., 1950, *Prog. Theo. Phys.*, **5**, 570

Fichtel, C. E., Simpson, G. A., Thompson, D. J. 1978, *Astrophys. J.*, **222**, 833

Fields, B. D. 2011, *Annu. Rev. Nucl. Part. S.*, **61**, 47

Fields, T. H., Fox, J. G., Kane, J. A. *et al.*, 1956, *CERN Symposium Proceedings* (Geneva: CERN), **2**, 339

- Fields, B. D., Olive, K. A., Schramm, D. N. 1994, *Astrophys. J.*, **435**, 185
- Fields, B. D., Pavlidou, V., Prodanović, T. 2010, *Astrophys. J.*, **722**, 199
- Fields, B. D., Prodanović, T., 2005, *Astrophys. J.*, **623**, 877
- Finke, J. D., Razzaque, S., Dermer, C. D., 2010, *Astrophys. J.*, **712**, 238
- Furlanetto, S. R., Loeb, A. 2004, *Astrophys. J.*, **611**, 642
- Gabici, S., Blasi, P., 2003a, *Astrophys. J.*, **583**, 695
- Gabici, S., Blasi, P., 2003b, *Astropart. Phys.*, **19**, 679
- Gilmore, R. C., Madau, P., Primack, J. R. *et al.*, 2009, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **399**, 1694
- Gilmore, R. C., Somerville, R. S., Primack, J. R. *et al.*, 2012, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **422**, 3189
- Gorham, P. W., 2006, *Int. J. Mod. Phys. A*, **21**, 158
- Gould, R. J., Schröder, G., 1966, *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 252
- Greisen, K., 1966, *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 748
- Griffin, R. D., Dai, X., Kochanek, C. S. 2014, *Astrophys. J. Lett.*, **795**, L21
- Halzen, F., 2014, *Astron. Nachr.*, **335**, 507
- Harris, J., Zaritsky, D. 2006, *Astron. J.* **131**, 2514
- Hauser, M. G., Dwek, E., 2001, *Ann. Rev. Astron. Astroph.*, **39**, 249
- Hawk, J. C., Lehner, N., Fields, B. D. *et al.*, 2012, *Nature*, **489**, 121
- Hess, F. V., 1912, *Physikalische Zeitschrift*, **13**, 1084
- Hilditch, R. W., Howarth, I. D., Harries, T. J., 2005, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **357**, 304
- Hinshaw, G., Larson, D., Komatsu, E. *et al.* 2013, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **208**, 19
- Hughes, I. S., March, P. V., Muirhead, H. *et al.*, 1956, *CERN Symposium Proceedings* (Geneva: CERN), **2**, 339
- Hunter, S. T., Bertsch, D. L., Catelli, J. R. *et al.*, 1997, *Astrophys. J.*, **481**, 205
- Inoue, K., 1997, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, **59**, 267
- Inoue, Y., Totani, T., 2009, *Astrophys. J.*, **702**, 523
- Iocco, F., Pato, M., 2012, *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 021102
- Ishida, E. E. O., de Souza, R. S., Ferrara, A., 2011, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*,

418, 500

Jarosik, N., Bennett, C. L., Dunkley, J. *et al.*, 2011, *Astrophys. J. Supp. Ser.*, **192**, 14

Jelley, J. V., 1966, *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 479

Kang, H., Ryu, D. 2013, *Astrophys. J.*, **764**, 95

Kawanomoto, S., Kajino, T., Aoki, W. *et al.*, 2009, *Astrophys. J.*, **701**, 1506

Kawasaki, M., Kohri, K., Moroi, T., 2005, *Phys. Lett. B*, **625**, 7

Keenan, R. C., Barger, A. J., Cowie, L. L., Wang, W.-H., 2010, *Astrophys. J.*, **723**, 40

Kistler, M. D., Yüksel, H., Beacom, J. F. *et al.*, 2009, *Astrophys. J. Lett.*, **705**, 104

Kneiske, T. M., Bretz, T., Mannheim, K., Hartmann, D. H., 2004, *Astron. Astrophys.*, **413**, 807

Kneiske, T. M., Mannheim, K., 2007, *Astron. Astrophys.*, **479**, 41

Kraushaar, W. L., Clark, G. W., Garmire, G. P. *et al.*, 1972, *Astrophys. J.*, **177**, 341

Krymsky, G. F., 1977, *Doklady Akademiyi Nauk SSSR*, **234**, 1306

Landau L., Lifshitz, E., 1999, *Fluid Mechanics* (Butterworth-Heinemann, Boston)

Lacey, C, Cole, S., 1993, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **262**, 627

Letaw, J. R., Silberberg, R., Tsao, C. H., 1983, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **51**, 271

Lind, K., Asplund, M., Collet R. *et al.*, 2012, *Mem. S.A.It.*, **22**, 142

Longair, M. S., 2011, *High Energy Astrophysics* (Cambridge University Press)

Madau, P., Pozzetti, L., 2000, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **312**, L9

Makiya, R., Totani, T., Kobayashi, M. A. R., 2011, *Astrophys. J.*, **728**, 158

Margolis, S. H., Schramm, D. N., Silberberg, R. 1978, *Astrophys. J.*, **221**, 990

Mazin, D., Raue, M., 2007, *Astron. Astrophys.*, **471**, 439

Mannheim, K., Biermann, P., 1989, *Astron. Astrophys.*, **221**, 211

Mannheim, K., Schlickeiser, R., 1994, *Astron. Astrophys.*, **286**, 983

Melissinos, A. C., Yamanouchi, T., Fazio, G. G. *et al.*, 1962, *Phys. Rev.*, **128**, 2373

Meneguzzi, M., Audouze, J., Reeves, H. 1971, *Astron. Astrophys.*, **15**, 337

Meneguzzi, M., Reeves, H. 1975, *Astron. Astrophys.*, **40**, 91

Meshcheriakov, M. G., Znelov, V. P., Neganov, B. S. *et al.*, 1956, *CERN Symposium*

- Proceedings* (Geneva: CERN), **2**, 347
- Michalak, W., Wdowczyk, J., Wolfendale, A. W. 1990, *Journal of Physics G Nuclear Physics*, **16**, 1917
- Milne, P. A., Dixon, D. D., Leising, M. D. *et al.*, 1999, *Astrophysical Letters and Communications*, **31**, 488
- Miniati, F., Ryu, D., Kang, H., Jones, T. W., Cen, R., Ostriker, J. P., 2000, *Astrophys. J.*, **542**, 608
- Morfill, G. E., Volk, H. J., Lee, M. A., 1971, *J. Geophys. Res.*, **81**, 5841
- Murphy, R. J., Dermer, C. D., Ramaty, R. 1987, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **63**, 721
- Narumoto, T., Totani, T., 2006, *Astrophys. J.*, **643**, 81
- Neuhöfer, G., Niebergall, F., Penzias, J. *et al.*, 1971, *Phys. Letters*, **37B**, 438
- Neuhöfer, G., Niebergall, F., Penzias, J. *et al.*, 1972, *Phys. Letters*, **38B**, 51
- Norbury, J. W. 2009, *NIMPB*, **267**, 1209
- Oesch, P. A., Bouwens, R. J., Illingworth, G. D. *et al.*, 2014, *Astrophys. J.*, **786**, 108
- Ostriker, J. P., Gunn, J. E., 1969, *Astrophys. J.*, **157**, 1395
- Pavlidou, V., 2005, *PhD Thesis*, (University of Illinois at Urbana-Champaign, United States), Publication Number: AAT 3199113.DAI-B 66/12, ISBN: 0542447649
- Pavlidou, V., Fields, B. D., 2001, *Astrophys. J.*, **558**, 63
- Pavlidou, V., Fields, B. D., 2002, *Astrophys. J.*, **575**, L5
- Pavlidou, V., Fields, B. D., 2005, *Phys. Rev. D*, **71**, 043510
- Pavlidou, V., Fields, B. D., 2006, *Astrophys. J.*, **642**, 734
- Perkins, D. H., 2003, *Particle Astrophysics* (Oxford University Press)
- Pfrommer, C., Enßlin, T. A., 2003, *Astron. Astrophys.*, **407**, 73
- Pickup, E., Robinson, D. K., Salant, E. O., 1962, *Phys. Rev.*, **125**, 2091
- Pinzke, A., Pfrommer, C., 2010, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **409**, 449
- Prantzos, N., 2012, *Astron. Astrophys.*, **542**, A67
- Prantzos, N., Casse, M., Vangioni-Flam, E., 1993, *Astrophys. J.*, **403**, 630
- Press, W., Schechter, P., 1974, *Astrophys. J.* **187**, 425
- Prodanović, T., Bogdanović, T., Urošević, D., 2013, *Phys. Rev. D*, **87**, 103014
- Prodanović, T., Fields, B. D., 2004, *Astropart. Phys.*, **21**, 627

- Prodanović, T., Fields, B. D., 2005a, *Nuc. Phys. A*, **758**, 799
- Prodanović, T., Fields, B. D., 2005b, *Serb. Astron. J.*, **170**, 33
- Prodanović, T., Fields, B. D., 2006, *Astrophys. J. Lett.*, **645**, 125
- Prokoshkin, Iu. D., 1956, *CERN Symposium Proceedings* (Geneva: CERN), **2**, 385
- Puget, J. L., Stecker, F. W., Bredekamp, J. H., 1976, *Astrophys. J.*, **205**, 638
- Rankine, W. J. M., 1870, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, **160**, 277
- Razzaque, S., Dermer, C. D., Finke, J. D., 2009, *Astrophys. J.*, **697**, 483
- Reeves, H., Fowler, W. A., Hoyle, F., 1970, *Nature*, **226**, 727
- Rezaeikh, S., Javadi, A., Khosroshahi, H. van L. *et al.*, 2014, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **445**, 2214
- Read, S. M., Viola, V. E. J., 1984, *At. Data Nucl. Tables*, **31**, 359
- Rolleston, W. R. J., Venn, K., Tolstoy, E. *et al.*, 2003, *Astron. Astrophys.*, **400**, 21
- Romero, G. E., Christiansen, H. R., Orellana, M., 2005, *Astrophys. J.*, **632**, 1093
- Roulet, E., 2009, *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, **190**, 169
- Ryan, S. G., Beers, T. C., Olive, K. A. *et al.*, 2000, *Astrophys. J.*, **530**, L57
- Ryu, D., Kang, H., Hallman E., Jones, T. W., 2003, *Astrophys. J.*, **593**, 599
- Salamon, M. H., Stecker, F. W., 1998, *Astrophys. J.*, **493**, 547
- Sbordone, L., Bonifacio, P., Caffau, E. *et al.*, 2010, *Astron. Astrophys.*, **522**, A26
- Scanlon, J. H., Milford, S. N., 1965, *Astrophys. J.*, **141**, 718
- Schlickeiser, R., 1982, *Astron. Astrophys.*, **106**, L5
- Schlickeiser, R., 2002, *Cosmic Ray Astrophysics*, (Springer, Berlin)
- Schönfelder, V., 2001 *The Universe in Gamma-Rays*, (Springer, Berlin)
- Simpson, J. A., 1983, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **33**, 323
- Somerville R. S., Primack J. R., 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **310**, 1087
- Somerville R. S., Primack J. R., Faber S. M., 2001, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **320**, 504
- Sreekumar, P., Bertsch, D. L., Dingus, B. L. *et al.*, 1998, *Astrophys. J.*, **494**, 523
- Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V. *et al.*, 2003, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **148**, 175
- Spite F., Spite, M., 1982, *Astron. Astrophys.*, **115**, 357
- Stecker, F. W., 1968, *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 1016

- Stecker, F. W., 1970, *Astrophys. Space Sci.*, **6**, 377
- Stecker, F. W. 1971, *NASA Special Publication - Cosmic Gamma Rays*, **249**, (Baltimore: Mono Book Corp.)
- Stecker, F. W., 1973, *Astrophys. J.*, **185**, 499
- Stecker, F. W. 1979, *Astrophys. J.*, **228**, 919
- Stecker, F. W., de Jager, O. C., Salamon, M. H. 1992, *Astrophys. J.*, **390**, L49
- Stecker, F. W., Malkan, M. A., Scully, S. T., 2006, *Astrophys. J.*, **648**, 774
- Steffen, M., Cayrel, R., Caffau, E. *et al.*, 2008, *Mem. S.A.It.*, **75**, 282
- Steffen, M., Cayrel, R., Caffau, E. *et al.*, 2012, *Mem. S.A.It.*, **22**, 152
- Stephens, S. A, Badhwar, G. D., 1981, *Astrophys. Space Sci.*, **76**, 213
- Strong, A. W., Bloemen, H., Diehl, R., Hermsen, W., Schönfelder, V., 1999., *Astrophysical Letters and Communications*, **39**, 209
- Strong, A. W., Moskalenko, I. V., Reimer, O. 2000, *Astrophys. J.*, **537**, 763
- Strong, A. W., Moskalenko, I. V., Reimer, O., 2004, *Astrophys. J.*, **613**, 956
- Strong, A. W., Wolfendale, A. W., Worrall, D. M., 1976, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **175**, 23
- Suzuki, T. K., Inoue, S., 2002, *Astrophys. J.*, **573**, 168
- Thompson, D. J., Fichtel, C. E. 1982, *Astron. Astrophys.*, **109**, 352
- Thomas D., Schramm D. N., Olive K. A. *et al.*, 1993, *Astrophys. J.*, **406**, 569
- Totani, T., Yoshii, Y., Iwamuro, F. *et al.*, 2001, *Astrophys. J.*, **550**, L137
- Vangioni-Flam, E., Casse, M., Cayrel, R. *et al.*, 1999, *New Astron.*, **4**, 245
- Vincoletto, L., Matteucci, F., Calura, F. *et al.*, 2012, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **421**, 3116
- Vogelsberger, M., Genel, S., Springel, V. *et al.*, 2014, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **444**, 1518
- Wdowczyk, J., Wolfendale, A. W., 1989, *Ann. Rev. Nuc. Part. Sci.*, **39**, 43
- Zatsepin, G. T., Kuz'min, V. A., 1966, *JETP*, **4**, 78

Biografija autora

Aleksandra Ćiprijanović⁹ rođena je 28. oktobra 1987. godine u Beogradu. Matematički Fakultet, smer Astrofizika, upisuje 2006. godine, nakon završene Treće beogradske gimnazije. Nakon završenih redovnih studija 2010. godine, upisuje master studije na programu Astronomija i astrofizika, modul Astrofizika. Master studije završava odbranom master rada „Doprinos kosmoloških kosmičkih zraka pozadini gama-zračenja”. Doktorske studije na programu Astronomija i astrofizika upisuje 2011. godine. Od januara 2011. godine zaposlena je kao istraživač-pripravnik na Matematičkom Fakultetu u Beogradu u okviru naučno istraživačkog projekta Ministarstva obrazovanja, nauke i tehnološkog razvoja Republike Srbije pod nazivom „Emisione magline: struktura i evolucija” (br. 176005). Zvanje istraživač-saradnik dobija u aprilu 2014. godine.

Kao student master i doktorskih studija učestvovala je na nekoliko škola i radionica: Treća internacionalna škola astronomije: Astroinformatika - virtuelna opservatorija, Beograd, 2010. (kratko izlaganje); Simpozijum „Matematika i primene”, Beograd, 2010, 2011. (kratko izlaganje); Regionalna radionica o atomskim i molekularnim podacima, Beograd, 2012. (kratko izlaganje); Radionica o budućnosti astročestične fizike tamne materije: uvid i perspektive, Trst, 2013. (poster); Radionica o perspektivama vangalaktičkih granica: od astrofizike do fundamentalne fizike, Trst, 2016. (kratko izlaganje). Učestvovala je i na pet međunarodnih konferencija: 16. nacionalna konferencija astronoma Srbije, Beograd, 2011. (kratko izlaganje); 28. Kongres Međunarodne astronomske unije, Peking, 2012. (poster); 8. srpsko-bugarska astronomska konferencija, Leskovac, 2012. (poster); 17. nacionalna konferencija astronoma Srbije, Beograd, 2014. (poster); 10. srpsko-bugarska astronomska konferencija, Beograd, 2016. (poster).

Koautor je sedam naučnih radova objavljenih u međunarodnim časopisima sa tzv. SCI liste (*Astrophysical Journal*, *Astroparticle Physics*, *International Journal of Modern Physics A*, *Serbian Astronomical Journal*). Prvi autor je na dva rada, kao i samostalni autor jednog rada, koji su direktno vezani za ovu disertaciju i koji su

⁹Za vreme doktorskih studija određeno vreme sa venčanim prezimenom Dobardžić pod kojim su nekoliko ključnih radova za ovu tezu i objavljeni.

objavljeni u vodećim međunarodnim časopisima (*Astrophysical Journal*, *Astroparticle Physics*). Autor je jednog recenziranog rada sa naučne konferencije objavljenog u *Publications of the Astronomical Observatory of Belgrade* i koautor još jednog objavljenog u *Highlights of Astronomy*.

Nekoliko puta boravila je na Nacionalnoj astronomskoj opservatoriji Rožen, Bugarska, i jednom na Nacionalnoj astronomskoj opservatoriji Tübitak, Turska, u cilju posmatranja galaksija kroz uskopojasne filtere $H\alpha$ i SII filtere. Takođe bila je i član lokalnog organizacionog komiteta 17. nacionalne konferencije astronoma Srbije, 2014. godine.

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани-а: Александра (Миодраг) Ћипријановић

број уписа: 2003/2011

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

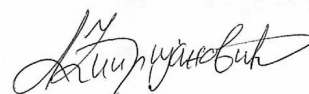
Допринос зрачења галаксија и галактичких јата позадинском

гама зрачењу

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис докторанда

У Београду, 17.10.2016.



Прилог 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора: Александра (Миодраг) Ћипријановић

Број уписа: 2003/2011

Студијски програм: Астрономија и астрофизика

Наслов рада: Допринос зрачења галаксија и галактичких јата позадинском гама зрачењу

Ментор: др Тијана Продановић

Потписани: Александра Ћипријановић

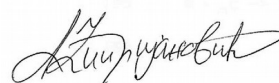
изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис докторанда

У Београду, 17.10.2016.



Прилог 3.

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

Допринос зрачења галаксија и галактичких јата позадинском
гама зрачењу

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

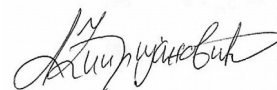
Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство
2. Ауторство - некомерцијално
3. Ауторство – некомерцијално – без прераде
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима
5. Ауторство – без прераде
6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

Потпис докторанда

У Београду, 17.10.2016.



1. Ауторство - Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.

2. Ауторство – некомерцијално. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.

3. Ауторство - некомерцијално – без прераде. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.

4. Ауторство - некомерцијално – делити под истим условима. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.

5. Ауторство – без прераде. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.

6. Ауторство - делити под истим условима. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.