



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Simulacije neutrona indukovanih mionima kosmičkog porekla

-Master rad-

Mentor:
Profesor dr Jovana Nikolov
Komentor:
dr Dejan Joković

Kandidat:
Nikolina Lalić 318M/18

Novi Sad, oktobar 2019.

Veliku zahvalnost za izradu master rada dugujem dr. Dejanu Jokoviću na ukazanoj pomoći, podršci, neizmernom strpljenju, posvećenom vremenu i prenesenom znanju tokom čitavog procesa realizacije master rada.

Zahvaljujem se i profesorici Jovani Nikolov na svesrdnoj pomoći i korisnim sugestijama.

Sadržaj

1. Uvod.....	4
2. Kosmičko zračenje.....	5
3. Interakcije kosmičkog zračenja sa materijom.....	9
3.1 Elektromagnetne interakcije.....	9
3.1.1 Kulonovo rasejanje.....	9
3.1.2 Jonizacioni gubici.....	10
3.1.3 Čerenkovljevo zračenje.....	10
3.1.4 Zakočno zračenje.....	11
3.1.5 Fotoefekat.....	12
3.1.6 Komptonovo rasejanje.....	13
3.1.7 Kreiranje para nanelektrisanih čestica i anihilacija pozitrona.....	15
3.2 Neelastične hadronske interakcije.....	16
3.3 Nuklearna spalacija.....	16
4. Kosmičko zračenje u atmosferi, na i ispod površine Zemlje.....	18
4.1 Kosmičko zračenje u atmosferi.....	18
4.2 Kosmičko zračenje na površini Zemlje.....	21
4.2.1 Mioni.....	21
4.3 Kosmičko zračenje ispod površine Zemlje.....	23
4.3.1 Neutroni.....	25
5. Detektori.....	26
5.1 Scintilacioni detektori.....	26
5.2. Poluprovodnički detektori.....	27
6. Niskofonska laboratorijska radionica Institut za fiziku u Beogradu.....	30
7. Cilj rada i simulacije.....	32
7.1 Producija neutrona.....	33
7.2 Simulacije u GEANT4.....	34
7.2.1 Konstrukcija detektora.....	35
7.2.2 Čestice i liste fizičkih procesa.....	36
7.2.3 Primarni generator.....	39
8. Rezultati i diskusija.....	44
9. Zaključak.....	48
Reference.....	49

1. Uvod

1896. godine Anri Bekerel otkriva radioaktivnost. Nakon otkrića radioaktivnosti primećeno je da je vazduh veoma jonizovan. U tom periodu su bili poznati α , β i γ zračenje. Kako α i β imaju kratak domet smatralo se da je za jonizaciju vazduha glavni krivac γ zračenje. Da bi se ova pretpostavka potvrdila vršena su merenja radioaktivnosti na različitim visinama. Rezultat koji je bio očekivan je da sa porastom visine opada radioaktivnost i da se shodno tome odredi domet γ zračenje. 1912. izvršena su merenja čiji rezultati se nisu poklapali sa ovom pretpostavkom. Te godine je Viktor Hes u balonu na visini od 5 km merio jonizaciju vazduha. Njegova merenja su pokazivala da se jonizacija ne smanjuje nego da se povećava sa porastom visine.[1] Jedino moguće objašnjenje za ovakve rezultate je da neko zračenje iz svemira prodire kroz atmosferu. Za otkriće kosmičkog zračenja Hes dobija Nobelovu nagradu 1936. Ime kosmičko zračenje je predložio R.A. Milikan 1925. [2]

Od svog otkrića pa do danas kosmičko zračenje je predmet raznih istraživanja. Da bi se bolje razumela priroda ovog zračenja počinje da se razvija akceleratorska fizika. Laboratorije koje se bave ispitivanjima kosmičkog zračenja se mogu naći na veoma neuobičajnim mestima, kao što su severni i južni pol, pod vodom, zemljom, na satelitima...

Potreba za izučavanjem neutrona indukovanih kosmičkim mionima u materijalu zaštite je što se kao fon ne mogu ukloniti u potpunosti, a predstavljaju smetnju u veoma osetljivim eksperimentima.

Rad se sastoji od 9 poglavlja uključujući uvod i zaključak. U prvim poglavlјima je teorijski uvod. Drugo poglavlje je posvećeno primarnom kosmičkom zračenju, njegovim komponentama i poreklu. Treće poglavlje opisuje interakcijame čestica kosmičkog zračenja sa materijom, sa posebnim akcentom na interakcije u atmosferi. Četvrto poglavlje opisuje interakcije, kako primarnog tako i sekundarnog kosmičkog zračenja u atmosferi. Pored atmosfere obrađeni su i slučajevi na površini Zemlje i ispod površine. Scintilacioni i HPGe detektori čije su karakteristike korišćene u simulacijama su opisani u petoj glavi. Šesta glava je o Niskofonskoj laboratoriji Instituta za fiziku, njihovoj eksperimentalnoj postavci i detektorima koje koriste. Sedma glava opisuje cilj i postavke rada. U eksperimentima ispod površine glavni problem je fon. Mioni zbog svoje prodorne moći lako prodiru duboko ispod površine. Jedan od produkata interakcije miona sa materijalom zaštite su neutroni. Neutroni nastali na ovaj način daju značajan doprinos ukupnom fonu. Da bi se ovaj doprinos odredio, rađena je simulacija bazirana na softverskom programu Geant4, čime su načinjeni prvi koraci u izračunavanju ukupnog doprinosa.

2. Kosmičko zračenje

Naelektrisane čestice koje su interstelarnog porekla i koje dopiru do Zemlje se nazivaju kosmičkim zračenjem. Ovo zračenje je otkriveno pre više od 100 godina.

Novo otkriveno zračenje je u početku smatrano da je elektromagnetne prirode. Vremenom je primećeno da na njega utiče Zemljino magnetno polje, zbog čega mora da bude naelektrisano. Sve do 50 godina 20. veka je kosmičko zračenje bilo jedini izvor visokoenergetskih čestica što je dovelo do otkrića nekih elementarnih čestica, kao što su pozitron, mion i pion.[3] 1936. Hes i Karl Anderson dobijaju Nobelovu nagradu za otkriće pozitrona. [3]

Razvitak eksperimentalnih tehnika detekcije kosmičkog zračenja je dovelo do napretka u otkriću njihove prirode. Počinju sve više da se koriste brojači, slični Gajger-Milerovim. Postavljanjem jednog ispod drugog brojača bi mogla da se odredi prodorna moć ovog zračenja. Javljale su se i čestice čija prodorna moć je toliko velika da su mogle da prođu kroz nekoliko santimetara sloja olova ili zlata između brojača. Sve ovo je pokazalo da je kosmičko zračenje drugačije od γ . Eksperiment u kom su brojači postavljeni na istoj visini ali na različitim udaljenostima jedni od drugih, je pokazao da u atmosferi dolazi do kaskadnog pljuska.[1]

Nakon što je otkriveno da se kosmičko zračenje sastoji od pozitivno nanelektrisanih čestica znalo se da će Zemljino magnetno polje uticati na njegov fluks. Ovo je potvrđeno u eksperimentima koji su se vršili na različitim geografskim širinama.

Veoma je važno da se znaju osobine primarnog kosmičkog zračenja da bi se uspešno opisali fenomeni vezani za njega. Izučavanje primarnog kosmičkog zračenja se može podeliti na tri dela [4]:

- određivanje masenog spektra incidentnih čestica
- energija i ugaona distribucija incidentnih čestica, kao i njihova varijacija na površini Zemlje i na različitim nivoima atmosferskih slojeva
- vremenski promenljive primarne komponente kao posledica Solarnih aktivnosti

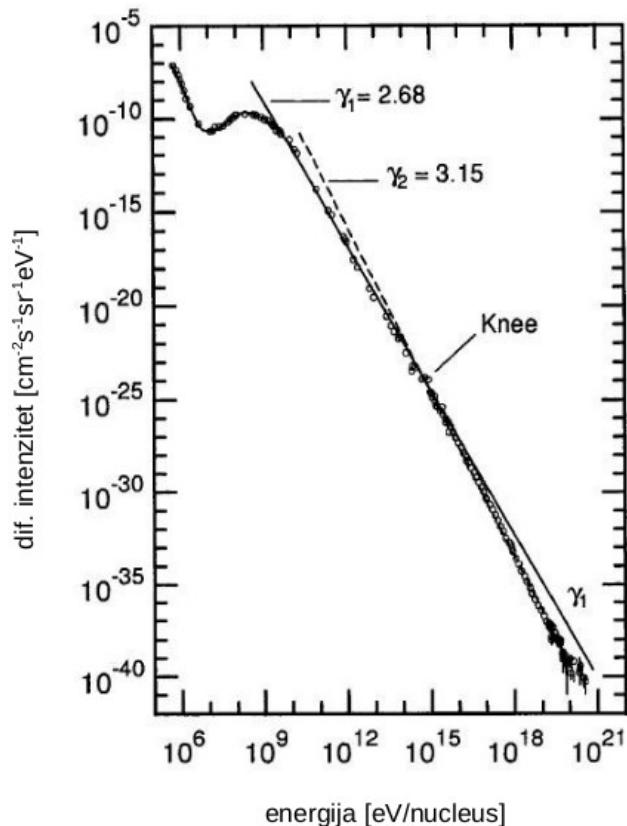
Primarno kosmičko zračenje se sastoji od pozitivno nanelektrisanih čestica kao što su jezgro vodonika, helijuma pa sve do težih jezgara kao što je gvožđe.

Određivanje masene distribucije primarnog kosmičkog zračenja je zahtevan posao. Naime ona je energetski zavisna, što je posledica masenog sastava izvora, propagacije kroz svemir i procesa ubrzanja. Povećanjem energije se povećava udeo težih jezgara. Jedan od problema koji se javlja pri određivanju masene distribucije je što teža jezgra pri sudarima sa molekulima atmosfere mogu da se podele na Li, Be i B, čije je prisustvo u kosmičkom zračenju potvrđeno.[4] Iz ovog razloga količina ovih elemenata je veća nego u Sunčevom sistemu. Ovi elementi predstavljaju sekundarno kosmičko zračenje. Pored ove grupe elemenata, neslaganja u količini elemenata u Sunčevom sistemu i na Zemlji, se javlja i kod Sc, Ti, Cr, V i Mn.[4] Većina elemenata se javlja sa istom količinom i u Sunčevom sistemu i na Zemlji i oni predstavljaju pravo primarno kosmičko zračenje.

Opseg energetskog spektra kosmičkog zračenja je širok i obuhvata energije od 10^6 eV do 10^{20} eV. [3] Intenzitet kosmičkog zračenja u niskoenergetskom delu spektra, do 10 GeV, se stalno menja zbog solarnih modulacija. Na niskim energijama dolazi do prekida (cutoff). Efekti modulacije su zanemarljivi na energijama većim od 10 GeV.[1] Spektar se može opisati funkcijom:

$$j(E) \sim E^{-\gamma}, \quad (1)$$

j intenzitet, E energija i γ spektralni indeks.[3]



Slika 1. Energetski spektar kosmičkog zračenja [3]

Vrednosti spektralnog indeksa se menjaju sa promenom energije, ali te promene su male. Zbog ovih promena nagib krive se takođe menja.

Tabela 1. Vrednosti spektralnog indeksa u zavisnosti od energije [4]

Energetske oblasti po nukleonu	Vrednosti spektralnog indeksa
0.5 i 1 GeV	~ 2
0.35 i 10 - 20 GeV	1.9 – 2.2
5×10^{10} do 10^{12} eV	~ 2.5
10^{13} i 10^{18} eV	2.7 - 3

Oblast kosmičkog zračenja gde dolazi do promene nagiba krive, oblast u kojoj spektralni indeks menja vrednost sa 2.7 na 3, se naziva kolenom.[8] Na energijama koje su veće od 10^{10} GeV

nagib se ponovo menja i ta oblast se naziva člankom. U oblasti energija manjih od oblasti kolena intenzitet se smanjuje za faktor 50 za porast energije od 10, a u oblasti većih energija se smanjuje za 100.

Za bolje razumevanje interakcija ovih čestica korišćeni su akceleratori. 1971. napravljen je ISR akcelerator, u kom su se odigravale interakcije proton-proton, a ne jezgro-jezgro. Energije koje su postignute ovim akceleratoru su reda 10^3 GeV. Trenutno, akcelerator koji dostiže najveću energiju je LHC. Energija koja se postiže u njemu je reda 10^8 GeV. [1]

Takođe, veoma je bitno da se odredi poreklo kosmičkog zračenja. Kosmičkom zračenju energija većih od 10^{10} GeV se još uvek ne zna poreklo. Još uvek se pokušava utvrditi u kojim procesima od mogućih nastaju čestice sa ultravisokim energijama. Prema poreklu kosmičko zračenje može biti:

- međuplanetarno – energije do 100 MeV. To su čestice ubrzane terminalnim udarnim talasima na ivici heliosfere ili u međuplanetarnom prostoru.
- solarno – energije 1 - 10 GeV. Nastaje u Sunčevoj koroni u periodima jake Sunčeve aktivnosti. Najveći deo čestica ima ove energije.
- galaktičko – energije $10 - 10^{10}$ GeV. Nastaje iz eksplozija supernovih, zatim od ostataka supernovih, u magnetosferama pulsara i dvojnih zvezda ili udarnih talasa u međuzvezdanom prostoru.
- vangalaktičko – energije $10^{10} - 10^{15}$ GeV. Nastaje u radiogalaksijama, kvazarima.

Kako se kosmičko zračenje sastoji od nanelektrisanih čestica onda će u Zemljinom magnetnom polju doći do zakrivljenja njihovih trajektorija. Magnetno polje, takođe, sprečava prodiranje niskoenergetskih čestica kroz atmosferu. Prodiranje čestice je uslovljeno intenzitetom i smerom geomagnetskog polja na datoj lokaciji, smerom kretanja čestice i njene čvrstoće ili rigidnosti. Rigidnost predstavlja odupiranje čestice da joj se zakrivi putanja u magnetnom polju. Opisana je relacijom:

$$R = \frac{pC}{Ze}, \quad (2)$$

a izražava se u GV. Da bi čestica dospela do Zemljine površine vrednost njene rigidnosti mora biti veća od granične geomagnetne čvrstoće¹. Ovo za posledicu ima prekid u fluksu primarnog kosmičkog zračenja. Analitičko rešenje za jednačinu kretanja u polju magnetnog dipola je dao Stermer.[3] Jednačina za Stermerovu čvrstoću je:

$$R_s = \frac{M}{2r^2} \frac{\cos^4 \lambda_B}{(1 + (1 - \cos^3 \lambda_B \sin \theta \sin \varphi)^{1/2})^2}, \quad (3)$$

gde je θ polarni ugao, a φ azimutalni ugao izmeren od južnog magnetnog pola u smeru kazaljke na satu. Λ_B data geomagnetna širina. Stermova formula daje procenu geomagnetskih rezova. Za slučaj pozitivne čestice rez je veći ako se kreće od istoka, a za negativne ako se kreće od zapada. Ako se čestica kreće vertikalno ka centru Zemlje minimalna čvrstoća za prodiranje je [3]:

¹ Minimalna vrednost koju nanelektrisana čestica mora da poseduje da bi doprla do Zeljine površine.

$$R_s \geq \frac{M}{2r_C^2} \frac{r_C}{r} \frac{\cos^4 \lambda_B}{4}. \quad (4)$$

Na geomagnetskim polovima je minimalna rigidost, 0, a na ekvatoru je 14.9 GV.

Pre nego što stignu do Zemljinog magnetnog polja na intenzitet zračenja utiče i sam izvor. Sunčeve erupcije i baklje mogu dovesti do promene intenziteta kosmičkog zračenja, ako je ono izvor. Ove Solarne aktivnosti imaju uticaj samo na oblast energija manjih od 10 GeV po nukleonu. [1] Ovi efekti dovode do naglog smanjena intenziteta, Forbuševu smanjenje. Međutim ovaj nagli pad ne mora biti prouzrokovani samo ovim erupcijama ali i obrnuto ove erupcije neće uvek dovesti do naglog pada. Pored erupcija i baklji na intenzitet kosmičkog zračenja Solarnog porekla utiču i sunčeve pege.² Što je veća solarna aktivnost to je manji intenzitet kosmičkog zračenja.

² Mesta jake aktivnosti koje izazivaju promenu u jačini magnetnog polja heliosfere.

3. Interakcije kosmičkog zračenja sa materijom

Prolaskom kroz Zemljinu atmosferu, kosmičko zračenje interaguje sa molekulima u vazduhu i proizvodi sekundarne komponente kosmičkog zračenja. Da bi se znalo koje su detektovane čestice proizvedene, zračenjem kosmičkog porekla, neophodno je da se ispita njegova interakcija sa materijom. Tri tipa interakcija su dominantna:

- elektromagnetna interakcija nanelektrisanih čestica i fotona. Značajna je za transport i detekciju miona, elektrona i fotona.
- neelastične hadronske interakcije – značajne su za proizvodnju sekundarnih čestica
- nuklearne interakcije – kada se teža jezgra podeli na lakša utiču na promenu hemijskog i izotopnog sastava kosmičkih jezgara.

3.1 Elektromagnetne interakcije

3.1.1 Kulonovo rasejanje

Osnovna interakcija, elektromagnetne prirode, koju čestice mogu da dožive je Kulonovo rasejanje. U Kulonovom polju nanelektrisana čestica menja pravac kretanja, nakon interakcije sa drugom. Ugao rasejanja zavisi od udarnog parametra, brzine i mase čestica i dat je relacijom:

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{ze^2}{Mb\vartheta^2}. \quad (5)$$

Ako se kao projektil koristi elektron, $z=1$, diferencijalni efikasan presek je [1]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{b}{\sin\theta} \frac{db}{d\theta} = \frac{Z^2 r_e^2}{4} \sin^{-4} \frac{\theta}{2}, \quad (6)$$

gde je $r_e = e^2/(mC^2)$ klasičan radijus za elektron, a Z je nanelektrisanje sredine. Pošto elektron menja svoju trajektoriju deo energije je morao da izgubi. Dakle, deo energije je predao drugoj čestici a samim tim i deo svog momentuma. Ovaj transfer impulsa, q , zavisi od inicijalnog impulsa, p , i ugla rasejanja, a izražen je [1]:

$$q = 2\pi \sin \frac{\theta}{2}. \quad (7)$$

Ove formule važe za tačkasta tela koja se ne kreću relativističkim brzinama. Za relativističke čestice, korekciju je izvršio Mot dodajući član $(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2})$ u formulu za efikasan presek. Kako meta nije tačkasta, nego ima odgovarajuću veličinu, neophodno je i to da se uzme u obzir. Ovo se radi dodavajući nuklearni form-faktor, koji opisuje raspodelu nanelektrisanja u jezgru. Zbog efekta

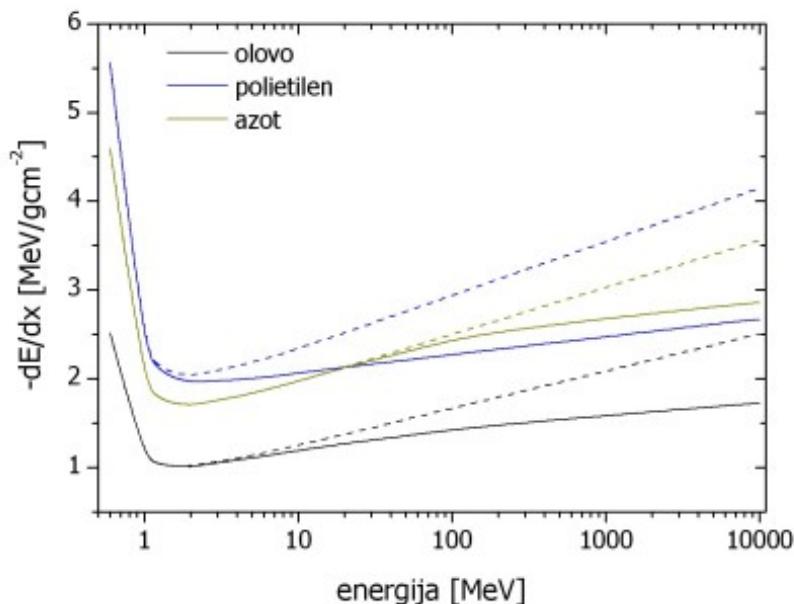
ekraniranja mora se dodati još jedan član, $\left(1 + \frac{1}{aZ}\right)^{-2}$ [1]. a je radius ekraniranja i zavisi od Z. Efekat ekraniranja nastaje kao posledica elektrona u atomskom omotaču.

3.1.2 Jonizacioni gubici

Prolaskom kroz materijalnu sredinu, nanelektrisana čestica vrši jonizaciju te sredine. Energija koju izgubi je opisana Bete-Blohovom relacijom [1]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{-2\pi N_A Z z^2 e^4}{AM \vartheta^2} * \left(\ln\left(\frac{2M\vartheta^2 W \gamma^2}{I^2}\right) - 2\beta^2 \right), \quad (8)$$

gde su Z atomski broj sredine, A njema masa, I srednji jonizacioni potencijal, W upadna energija čestice.



Slika 2. Jonizacioni gubici za elektrone u različitim sredinama [3]

U razređenoj sredini jonizacioni gubici rastu logaritamski sa porastom energije upadne čestice što je sadržano u članu γ . U gušćim sredinama porast je manjeg nagiba, što se postiže uvođenjem člana $-\delta$.

3.1.3 Čerenkovljevo zračenje

Mali deo energije se izgubi i pri emisiji Čerenkovljevog zračenja. Čerenkovljevo zračenje nastaje kada se čestica kreće brzinom većom od fazne brzine svetlosti sredine kroz koju prolazi. Uslov za emitovanje Čerenkovljevog zračenja je $\beta C > C/n$, gde je n indeks prelamanja. Ukoliko je

sredina kroz koju prolazi, npr elektron, vazduh ($n= 1.003$) energetski prag za emisiju je 21 MeV. Zračenje se emituje u konusu oko trajektorije čestice, čiji ugao je određen formulom:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} + q, \quad (9)$$

gde je q kvantni korekcioni faktor. Pri visokim energijama kada je $\beta=1$ ugao je maksimalan. Intenzitet radijacije po dužini puta je [1]:

$$\frac{dN}{dL} = z^2 \frac{\alpha}{C\hbar} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right), \frac{\alpha}{C\hbar} = 370 \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-1}. \quad (10)$$

Talasna dužina Čerenkovljevog zračenja se nalazi u oblasti vidljive i ultraljubičaste svetlosti.

3.1.4 Zakočno zračenje

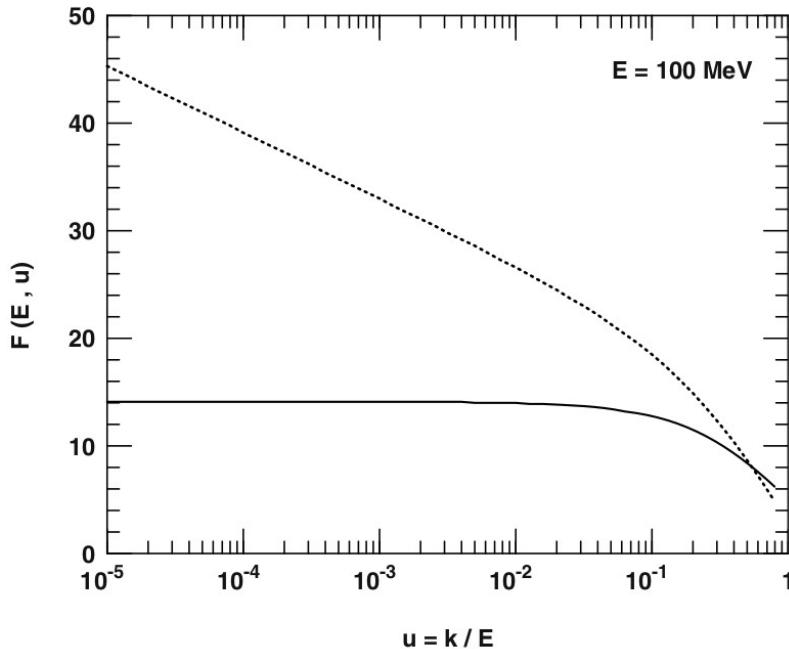
U interakciji nanelektrisane čestice sa atomom dolazi do njenog usporenja, ili naglog skretanja sa prvobitnog pravca, što dovodi do emisije zakočnog zračenja. Energetski gubitak je definisan preko formule [1]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{-N}{A} \int_0^{E-mC^2} \sigma_{br}(E, k) k dk, \quad (11)$$

gde je E energija nanelektrisane čestice, k energija emitovanog fotona. Energetski gubici, putem emisije zakočnog zračenja, su najizraženiji za elektrone, dok su za mione izraženi tek na većim energijama. Efikasan presek emisije zakočnog zračenja elektrona dat je Bete-Hajtlerovom formulom [1]:

$$\sigma_r(E, k) dk = 4 Z^2 \alpha r_e^2 \frac{dk}{k} F(E, k), u = \frac{k}{E}, \quad (12)$$

α – konstanta fine strukture ($\alpha=e^2/(mC^2)$). Funkcija $F(E, k)$ zavisi od parametra ekraniranja, koji je obrnuto proporcionalan energiji upadne čestice, a upravo srazmeran odnosu energije elektrona pre i nakon interakcije. Kada je parametar ekraniranja jednak 1 nema ekraniranje, a kad je 0 onda je potpuno ekraniranje. Na slici 3. je prikazan izgleda funkcije $F(E, k)$ za oba slučaja.



Slika 3. $F(E, k)$ u slučaju potpunog ekraniranja i kad ga nema [1]

Kako je efikasan presek obrnuto srazmeran k u slučaju kada k teži 0, efikasan presek teži beskonačnosti, inrfacrvna katastrofa. Energijski gubitak kada je ekraniranje potpuno je [1]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4NZ}{A} \alpha Er_e^2 (\ln(191Z^{-1/3}) + \frac{1}{18}). \quad (13)$$

Član $1/18$ se javlja zbog interakcije sa poljem elektrona u atomskom omotaču. Ukupan efikasan presek nije srazmeran Z^2 nego $Z(Z+1)$. Na odgovarajućoj energiji gubici pri zakočnom zračenju i ionizaciji su jednaki, kritična energija. Radijaciona jedinica dužine je srednja dužina puta za gubitak energije elektrona [1]:

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4NZ(Z+1)}{A} \alpha Er_e^2 \ln(191Z^{-1/3}). \quad (14)$$

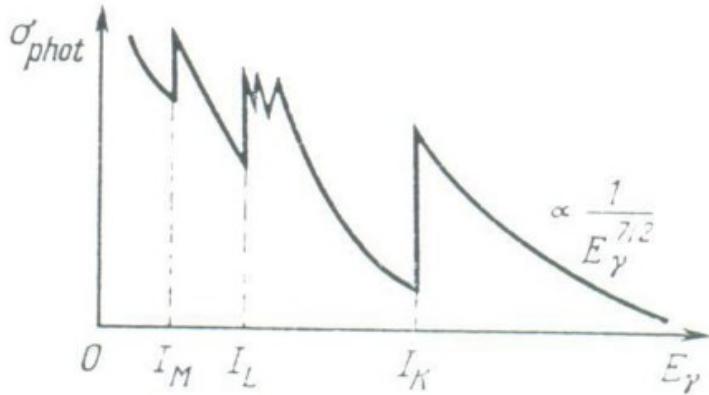
3.1.5 Fotoefekat

Osnovne interakcije fotona sa materijom su fotoefekat, Komptonovo, Tompsonovo, Rejlijevo rasejanje i kreiranje parova. Svi ovi procesi dovode do opadanja intenziteta fotonskog zračenja. Utvrđeno je da intenzitet opada eksponencijalno.[5]

Fotoefekat predstavlja proces izbacivanja elektrona iz atoma apsorpcijom fotona. Energija koju izbačeni elektron poseduje je jednak razlici energije apsorbovanog fotona i izlaznog rada odgovarajuće ljeske $T_e = E_\gamma - I_i$, gde je k oznaka za k ljesku.

Za $E_\gamma < I_k$ elektron sa k ljeske se neće izbaciti, ali je moguće izbaciti elektron sa ljesaka na kojima je elektron slabije vezan. Šupljine koje nastaju pri fotoefektu se popunjavaju elektronima sa

viših orbitala, što je praćeno emisijom x-zraka ili Augerovim elektronim. Da bi se fotoefekat odigrao elektron mora biti vezan. Što je elektron slabije vezan to je efikasan presek za fotoefekat manji.



Slika 4. Zavisnost efikasnog preseka za fotoefekat od energije fotona [5]

Sa grafika se može videti da efikasan presek opada sa povećanjem energije, ali ne monotono.

Opadanjem E_γ efikasan presek raste po zakonu $\frac{1}{E_\gamma}$, a zatim raste brže po zakonu $\frac{1}{E_\gamma^{(7/2)}}$. [5]

Efikasan presek raste sve dok se energija fotona ne izjednači sa jonizacionim potencijalom K ljske, nakon čega naglo opada. Daljim smanjenjem energije efikasan presek ponovo raste do energije koja odgovara ionizacionom potencijalu L ljske, nakon čega opet opada. Kako je elektron na L ljsci slabije vezan nego na K tako je verovatnoća za fotoefekat, za istu energiju fotona, veća za elektron na K ljsci nego na L. Efikasan presek zavisi i od nanelektrisanja atoma iz kog se izbija elektron. Kako je Kulonov potencijal slabiji kod lakših elemenata onda su elektroni slabije vezani, što znači da je verovatnoća fotoefekta manja nego kod težih. Verovatnoća fotoefekta je srazmerna Z^5 . [5]

3.1.6 Komptonovo rasejanje

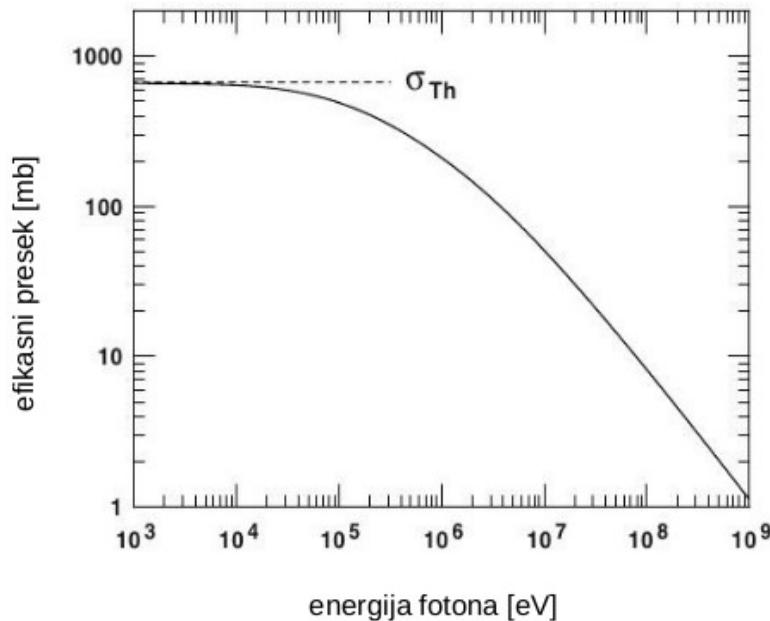
Komptonovo rasejanje se odigrava na slobodnom ili slabo vezanom elektronu. Nakon interakcije energija fotona je umanjena. Diferencijalni efikasan presek za ovu interakciju, fotona energije k_0 , koji se raseje pod uglom θ je [3]:

$$d\sigma_c = \frac{r_e^2 k^2}{2k_0^2} \left(\frac{k_0}{k} + \frac{k}{k_0} - \sin^2 \theta \right) d\Omega. \quad (15)$$

Energija fotona nakon rasejanja je:

$$k = \frac{k_0}{1 + \frac{k_0}{m_e C^2} (1 - \cos \theta)}. \quad (16)$$

Integraljenjem diferencijalnog efikasnog preseka se dobija totalni. Za vrednosti $\frac{k_0}{m_e C^2} \ll 1$ σ_C je približna efikasnom preseku za Tompsonovo rasejanje , $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2$ i opada sa povećanjem energije.



Slika 5. Efikasan presek za Komptonovo rasejanje [1]

Ugao između trajektorije fotona pre i nakon rasejanja se može predstaviti preko njihovih energija kao [1]:

$$\cos \theta = 1 - \frac{mC^2 \left(\frac{k_0}{k} - 1 \right)}{k_0}. \quad (17)$$

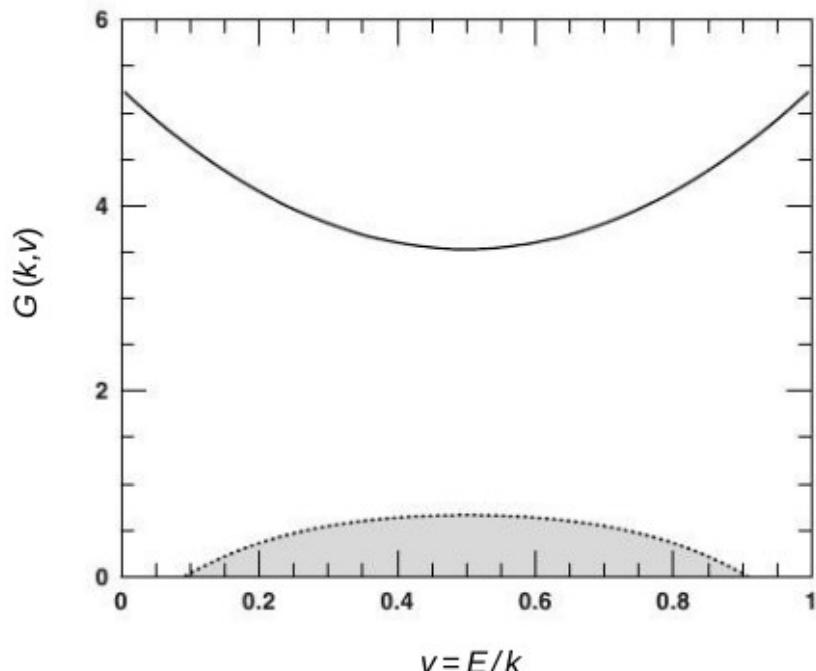
Ukoliko su detektovani i elektron i foton nakon rasejanja, korišćenjem ove formule se može odrediti pravac fotona pre rasejanja.

3.1.7 Kreiranje para nanelektrisanih čestica i anihilacija pozitrona

Kada se gama kvant nađe u polju jezgra, ako mu je energija veća od dvostrukog mirovanja elektrona, može da kreira par elektron-pozitron. Ovaj proces je praktično obrnut procesu emisije zakočnog zračenja. Efikasan presek je dat formulom [1]:

$$\sigma_{par}(k, E) = \sigma_z(E, k) \frac{E^2}{k^2} = \frac{4Z^2 \alpha r_e^2}{k} G(k, E), \quad (18)$$

k je energija fotona, E je energija jedne čestice koja nastaje u ovom procesu, a $G(k, E)$ funkcija zavisi od odnosa $\vartheta = \frac{E}{k}$ i parametra ekraniranja.



Slika 6. Funkcija $G(k, E)$ za slučaj maksimalnog ekraniranja puna linija, a za slučaj kad nema ekraniranja isprekidana za fotone energije 100 MeV [1]

Na slici 10. je prikazana zavisnost funkcije $G(k, E)$ od odnosa $\vartheta = \frac{E}{k}$ za fotone energije 100 MeV. Na ovoj energiji su dva ekstremna slučaja ekraniranja veoma različita. Da se ne bi pravile greške ogromnih razmara mora se obratiti pažnja koji se izraz kada koristi.

Pozitroni visokih energija interaguju slično kao i elektroni. Smanjenjem energije raste verovatnoća da će doživeti anihilaciju. Efikasan presek za anihilaciju pozitrona sa slobodnim elektronom koji miruje je [3]:

$$\sigma_{an} = \pi r_e^2 \frac{1}{\gamma+1} \left(\frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1} \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right). \quad (19)$$

Prodot ove interakcije su dva fotona. Fotoni će se emitovati u suprotnim smerovima za nerelativističke energije pozitrona. U tom slučaju će biti i polarizovani na uzajamno normalnim ravnima.

3.2 Neelastične hadronske interakcije

Kvantna hromodinamika uspešno objašnjava interakcije visokoenergetskih hadrona, međutim njeni predviđanja nisu tako uspešna i za oblasti nižih energija, do nekoliko stotina GeV. Kako još uvek ne postoji teorija koja bi uspešno opisala interakcije hadrona na nižim energijama opis se vrši fenomenološki. [1] Čestica mase M , koja se kreće relativistički je opisana sa četvoro-vektorom \vec{p} koji u sebi sadrži informacije o energiji čestice i impulsu (p_x, p_y, p_z). U fizici velikih energija se obično piše da je $C=1$. Ukupna energija interakcije, u sistemu centra mase je:

$$\sqrt{s} = (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2}, \quad (20)$$

a u slučaju da je jedna od čestica u stanju mirovanja:

$$\sqrt{s} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2m_2 E_1^{lab}}. \quad (21)$$

Kako u neelastičnim sudarima nastaje nova čestica, neophodno je da energija interakcije bude dovoljno velika da pokrije masu mirovanja novonastale čestice.

3.3 Nuklearna spalacija

Jezgra su sistemi izgrađeni od protona i neutrona između kojih deluje nuklerna sila koja ih drži na okupu. Detaljna merenja su pokazala da ukupna masa jezgra zapravo nije jednaka zbiru masa svih protona i neutrona. Ova razlika je nazvana defektom mase. Na osnovu defekta mase može se izračunati energija veze jezgra³. Korišćenjem zakona održanja energije može se odrediti kolika bi bila potrebna energija da se fragment F, od N_F neutrona i Z_F protona, odvoji od nekog jezgra. Ova separaciona energija je jednaka razlici energije veze originalnog jezgra i energije veze fragmenata. Takođe da bi se fragmenti izvukli iz jezgra neophodno je da savladaju Kulonovu potencijalnu barijeru. Ukupna energija koja treba da se uloži da bi se izdvojio taj fragment je:

$$E_s^{tot} = E_s - E_s^C. \quad (22)$$

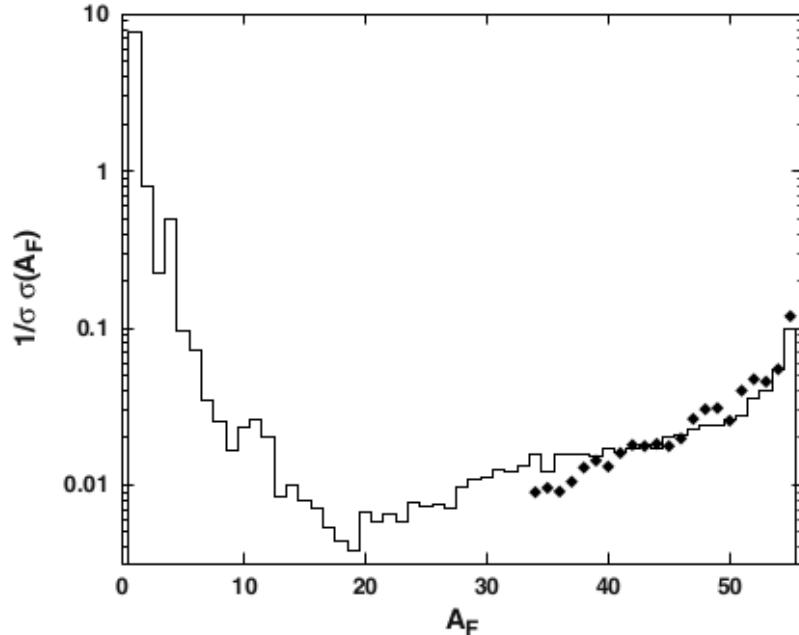
Verovatnoća za odigravanje ovog procesa najviše zavisi od E_s^C . E_s se dobija preko energija veze koje se mogu izračunati korišćenjem Vasjcekerove formule.

Neki nukleoni u jezgru direktno interaguju sa nukleonima iz drugog jezgra pri sudaru jezgara, ali neki ne. Međutim i nukleoni koji ne interagiju direktno će takođe biti pobuđeni, jer će interagovati sa nukleonima koji su direktno interagovali. Pobuđeno jezgro se oslobađa viška energije emitovanjem manjih fragmenata. Distribucija mase fragmenata je određena formulom [1] :

³ Minimalna energija koja treba da se uloži da bi se jezgro rastavilo na sastavne delove.

$$P(x) \propto \frac{0.1}{x^{2.5}} + e^{(3.7x)}, \quad (23)$$

x je odnos mase fragmenta i originalnog jezgra. Minimum se javlja za vrednost x=1/3. [1] Leva strana od minimuma predstavlja multifragmentaciju, jer se jezgro roditelj deli na više lakših fragmenata uključujući i brojne konstituente jezgra. Desna strana opisuje procese nuklearne spalacije u kojoj nastaju veliki fragmenti uz konstituente nukleusa.



Slika 7. Masena distribucija fragmenata nastalih u sudaru gvožđa i ugljenika [1]

Silberberg i saradnici su definisali parametre ukupnog efikasnog preseka za promenu mase jezgra [1]:

$$\sigma = 45 A^{0.7} (1 + 0.016 \sin(5.3 - 263 \ln A)) \text{mb}. \quad (24)$$

Energetska zavisnost efikasnog preseka je data izrazom:

$$\sigma(E_k) = \sigma_{HE} \left(1 - 0.62 e^{\left(\frac{-E_k}{200 \text{MeV}} \right)} \sin \left(10.9 \left(\frac{E_k}{200 \text{MeV}} \right)^{-0.28} \right) \right). \quad (25)$$

Na energijama većim od 5GeV/nukleonu efikasan presek saturira i postaje skoro konstantan. [1]

4. Kosmičko zračenje u atmosferi, na i ispod površine Zemlje

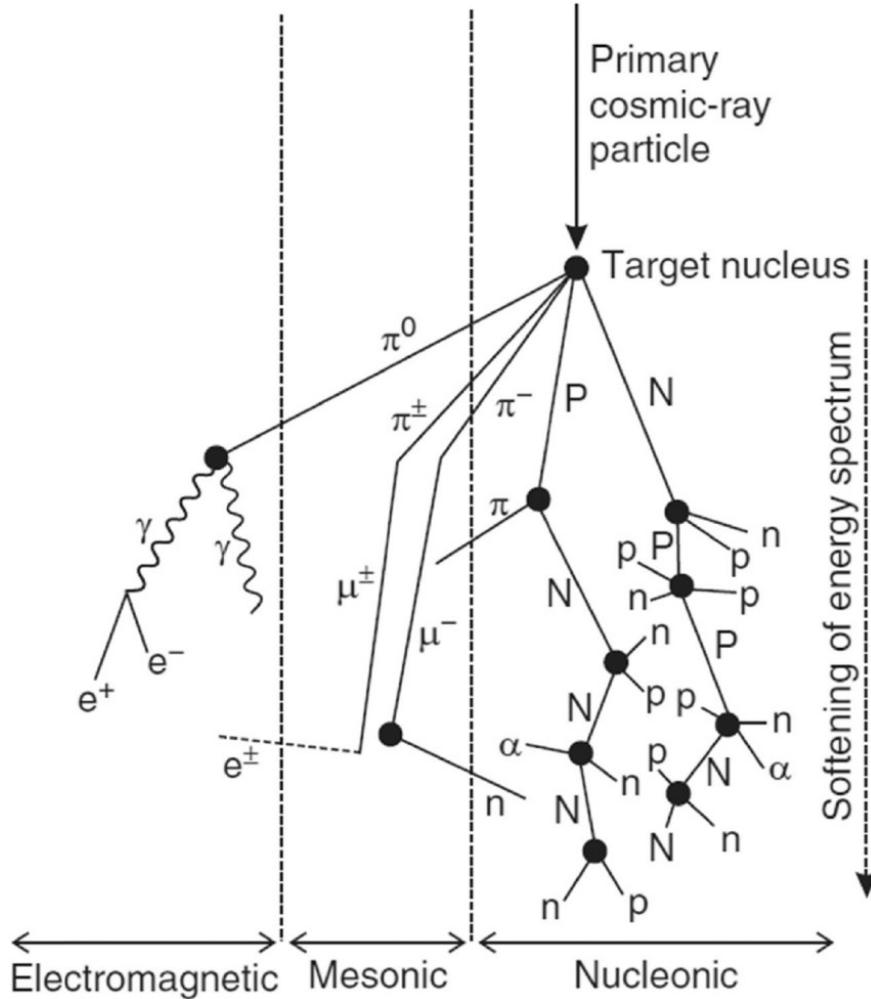
Karakterističan proizvod prolaska primarnog kosmičkog zračenja kroz atmosferu je kaskadni pljusak. On nastaje kao posledica interakcije kosmičkog zračenja sa jezgrima atoma iz gornjih slojeva atmosfere. Sve čestice koje nastaju u ovim interakcijama su sekundarne čestice i u tu grupu spadaju pioni, kaoni, drugi mezoni i hadroni.

Pri sudaru primarne čestice sa jezgrom metom, primarna čestica doživljava transformaciju pod dejstvom jake interakcije. Ovo dovodi do cepanja jezgra na nukleone. U ovim procesima nastaju pioni (sa većom verovatnoćom) i kaoni. Samo protoni i elektroni u višim slojevima atmosfere ne nastaju u ovim procesima. Mioni i neutrina su produkti raspada nanelektrisanih mezona, piona i kaona, a elektroni i visokoenergetski fotoni potiču od neutralnih mezona, piona. Količina sekundarnih čestica zavisi od energije primarnih i to tako da raste sa porastom energije, prvo prema eksponencijalnom zakonu (do $E=20 \text{ GeV}$), a potom po logaritamskom (od $10^{10}-10^{13} \text{ eV}$). [20]

Fluks visokoenergetskog kosmičkog zračenja je mali. Za čestice energije 10^{19} eV fluks je jedna čestica po kvadratnom kilometru u toku godine. [19] Direktna merenja energije primarnog kosmičkog zračenja nisu izvodljiva. Merenja se vrše pomoću kaskadnog pljuska. Na osnovu ovih merenja moguće je odrediti trajektoriju, energiju, sa tačnošću od 10% i masenu distribuciju primarnog kosmičkog zračenja. [19] Za ovakva merenja neophodni su detektori ogromnih dimenzija.

4.1 Kosmičko zračenje u atmosferi

Klasifikacija sekundarnog kosmičkog zračenja se može izvršiti na više načina. Jedna od mogućih podela se vrši na osnovu njihove prodornosti. Prema prodornosti sekundarno kosmičko zračenje se deli na tvrdo i meko. Mioni predstavljaju tvrdnu komponentu jer su veoma prodorni. Prolaskom kroz atmosferu vrše ionizaciju i gube energiju, ali kako se kreću brzinom približno brzini svetlosti slabije interaguju sa materijom. Jedan deo njih se raspadne u atmosferi, dok drugi dostigne površinu Zemlje. Proizvodi raspada miona i njihovih interakcija sa fotonima su elektroni i pozitroni. Meka komponentna je sačinjena od elektrona, pozitrona i fotona i ona se može lako zaustaviti. Prema tipu interakcije sa materijom sekundarno kosmičko zračenje poseduje nukleonsku i elektromagnetnu komponentu.



Slika 8. Kaskada kosmičkog zračenja [6]

Početkom elektromagnetske kaskade se može smatrati raspad neutralnog piona na par visokoenergetskih fotona koji dalje započinju stvaranje lavine elektrona, pozitrona i novih gama.

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (26)$$

Proces započinje prolaskom fotona blizu jezgra. Visokoenergetski foton u elektromagnetskom polju jezgra ima mogućnost da interaguje sa materijom putem proizvodnje para elektron-pozitron. Za samu proizvodnju je neophodna energija jednaka dvostrukoj energiji mirovanja elektrona, a ostatak se raspoređuje na kinetičke energije novonastalih čestica. Pozitroni koji bi prošli blizu jezgra bi zbog dejstva pozitivno nanelektrisanih protona bili ubrzani i emitovali bi elektromagnetsko zračenje. Dalje, novonastali fotoni imaju dovoljno energije za produkciju novog para elektron-pozitrona i onda se način interakcija ponavlja sve dok ne nastane ogroman broj čestica.

Radijacija je dominatan način gubitka energije za elektrone sve dok im je energija iznad kritične nakon koje dominatno interaguju putem jonizacije. Kritična energija za elektrone u olovu je 7.6 MeV, [20] a u vazduhu je 81 MeV. [6]

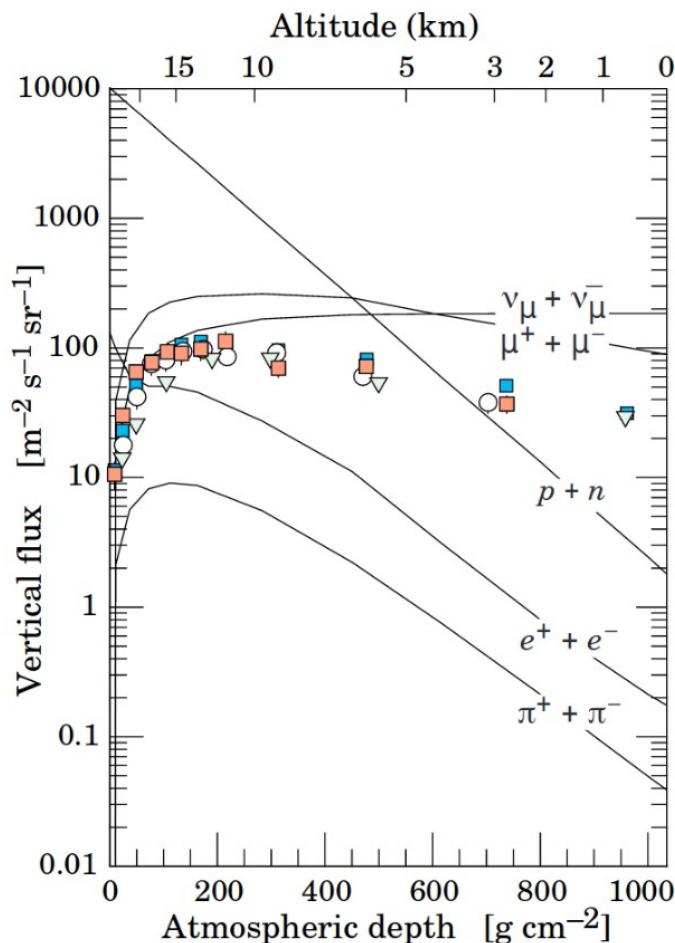
Hadroni, pretežno protoni i neutroni, čine nukleonsku komponentu. Visokoenergetski protoni intezivno interaguju sa jezgrima u vazduhu i dovode do njihovog cepanja. Na ovaj način gube energiju sve do 100 MeV, [19] kada više nisu u stanju da interaguju putem nuklearne interakcije. Pioni, nastali ovim putem, pre raspada interaguju sa jezgrima i kreiraju nove hadrone.

Mezonska komponenta kaskadnog pljuska se dobija od nanelektrisanih piona. Nanelektrisani pion se raspada na pozitivan ili negativan mion i neutrino.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (27)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu. \quad (28)$$

Mion je takođe nestabilan i raspada se na pozitron (elektron), neutrino i antineutrino. Kako je mion čestica koja se kreće brzinom približno brzini svetlosti, on se pokorava specijalnoj teoriji relativnosti. Vreme života miona je 2.2×10^{-6} s, ali zbog dilatacije vremena mioni dostižu površinu Zemlje. Najveća količina miona, oko 90% ukupnog broja miona, nastaje na visini od 10 km, a na visini od 15 km se započinje njihovo stvaranje. [21] Slabo interaguju sa materijom, zbog čega su veoma prodorni, a najčešće gube energiju putem ionizacije. 20% miona sa energijom od 1 GeV stignu do Zemljine površine, dok čak 80% njih ima energiju od oko 10 GeV. [21] Mioni energije 10 GeV mogu da prođu ne samo kroz celu Zemljinu atmosferu, nego mogu da prođu i do 20 m duboko u zemljište. Maksimalna dubina do koje mogu da prođu je 8600 m. [19] Zbog velike prodornosti fluks miona slabije opada od fluksa njihovih predaka, protona.

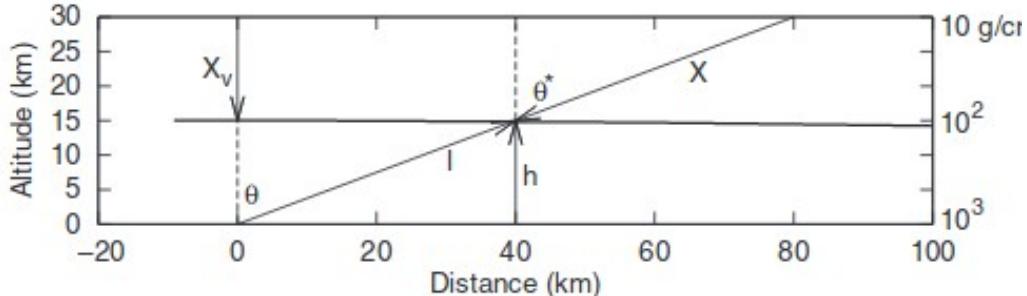


Slika 9. Fluks kosmičkih čestica u atmosferi [15]

Povećanje broja čestica u kaskadnom pljusku je opisan jednačinom [1]:

$$\frac{dN_i(E_i, X)}{dX} = -\frac{N_i(E_i, X)}{\lambda_i} - \frac{N_i(E_i, X)}{d_i} + \sum_{j=i}^J \int_E^\infty \left(\frac{F_{ji}(E_i, E_j)}{E_i} \frac{N_j(E_j, X)}{\lambda_j} \right) dE_j, \quad (29)$$

gde je N_i (E_i , X) fluks čestica tipa i na atmosferskoj dubini X , sa energijama u energetskom intervalu E do $E+dE$, λ_i srednji slobodni put za interakciju i-te čestice u vazduhu, d_i je put koji i-ta čestica pređe pre nego što se raspade, funkcija F_{ji} je bezdimenziona. Atmosferska dubina se meri od vrha atmosfere duž putanje čestice koja je inicirala kaskadu. Jonizacija nije uključena u jednačinu jer nije izražena kod hadrona niti visokoenergetskih elektrona.



Slika 10. Atmosferska dubina – X , θ^* zenitni ugao⁴[15]

4.2 Kosmičko zračenje na površini Zemlje

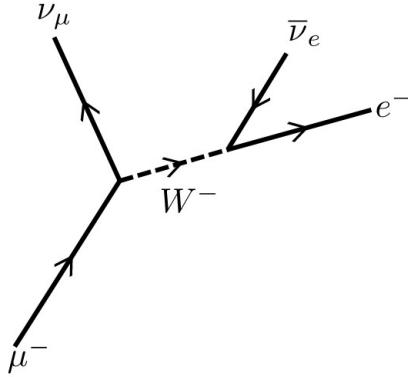
Elektromagnetne komponente koje se mogu naći na površini Zemlje su elektroni, pozitroni i fotoni nastali u kaskadama indukovanim raspadom mezona. Niskoenergetski elektroni koji se mogu naći na niskim nadmorskim visinama su pretežno nastali raspadom miona. Iako u malim količinama, na nivou mora se mogu naći i nukleoni koji su ostaci primarnog kosmičkog zračenja. [21]

Fluks protona i piona opada eksponencijalno sa povećanjem atmosferske dubine zbog čega su na nivou mora najbrojniji mioni. Pored njih znatni su i fotonii neutrini, ali se najviše informacije može dobiti od miona. Na osnovu miona se mogu dobiti informacije o visokoenergetskim procesima u atmosferi, kao i informacije o spektru i komponentama primarnog kosmičkog zračenja.

4.2.1 Mioni

Mioni su elementarne čestice koje spadaju u grupu leptona. Pripadaju fermionima zbog polucelog spina i imaju negativno nanelektrisanje. Masa miona je 207 puta veća od mase elektrona i iznosi 105.66 MeV. Takođe, mion ima i svoju antičesticu, antimion sa istim osobinama kao i mion ali sa pozitivnim nanelektrisanjem. Nestabilan je i pri njegovom raspodu nastaju pozitron (elektron), neutrino i antineutrino. [10]

⁴ Zenitni ugao detektoru je veći od θ^* zbog Zemljine zakrivljenosti



Slika 11. Fajmanov dijagram raspada miona

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad (30)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu. \quad (31)$$

Većina miona je proizvedena na velikim visinama i pre nego što dostignu površinu izgube oko 2 MeV. Srednja kinetička energija miona koji su dostigli površinu je 4 GeV. [16] Kako mogu da nastanu raspadom ili piona ili kaona pri određivanju njihovog intenziteta moraju se uzeti oba slučaja u obzir. Spektar miona sa energijom E i na atmosferskoj dubini X je dat [3]:

$$P_\mu(E, X) = \int_{E_{min, \pi}}^{E_{max, \pi}} \left(\frac{dn_{\mu, \pi}(E, E')}{dE} \right) D_\pi(E', X) dE' + \int_{E_{min, K}}^{E_{max, K}} \left(\frac{dn_{\mu, K}(E, E')}{dE} \right) D_K(E', X) dE', \quad (32)$$

gde su $dn_{\mu\pi}/dE$ diferencijalni spektri miona iz raspada mezona sa energijom E' . Za visoke energije intenzitet miona kada je X mnogo veće od srednjeg slobodnog puta mezona nakon raznih aproksimacija se može izraziti kao [3]:

$$\frac{dN_\mu(E)}{dE} = 0.14 E^{-2.7} \left(\frac{1}{1+1.1 \frac{E \cos(\theta)}{115 \text{ GeV}}} + \frac{0.054}{1+1.1 \frac{E \cos(\theta)}{850 \text{ GeV}}} \right) \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1}. \quad (33)$$

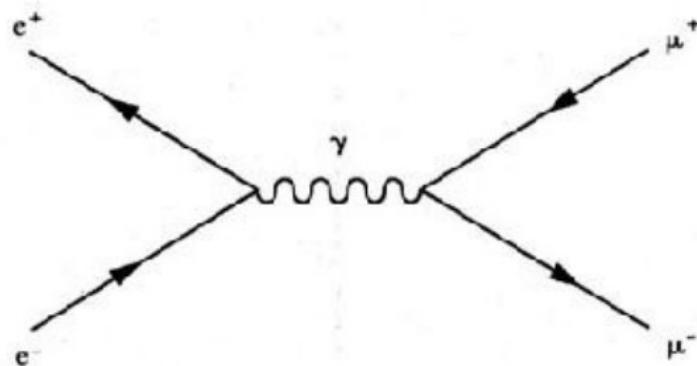
Pri energijama mnogo manjim od 115 GeV diferencijalni spektar ima oblik stepene funkcije, sličan spektru primarnog kosmičkog zračenja. Spektar je proporcionalan $E^{-2.7}$ i ne zavisi od zenitnog ugla. Sve ovo je posledica činjenice da će se pioni, sa tolikom energijom, samo raspasti na mione. Na energijama većim od 115 GeV funkcija postaje strmija zbog povećanja negativnog stepena, što je posledica interakcije piona sa materijom pre raspada. Intenzitet miona je veći što je veći zenitni ugao za datu energiju. Na nivou mora intenzitet miona zavisi i od geomagnetne širine, lokacije na kojoj se vrše merenja i solarne aktivnosti. [20]

4.3 Kosmičko zračenje ispod površine Zemlje

Primarno kosmičko zračenje skoro nikad ne dospe ispod površine, ali sekundarno se može naći tamo. Hadroni, elektroni i fotoni interaguju sa stenama i bivaju apsorbovani. Jedino neutrina i mioni se mogu naći na većim dubinama ispod površine. Neutrino prodire duboko u zemlju zbog malog efikasnog preseka za interakciju, a mioni ukoliko imaju veliku energiju, $E > 500 \text{ GeV}$ [1].

Niskoenergetski neutrini mogu lako da prođu kroz celu Zemlju, dok oni sa višom energijom će pri prolasku i interagovati sa materijom. Zbog ovih osobina ih je veoma teško detektovati. Iako je efikasan presek veći za neutrina sa energijom reda GeV kako je njihov fluks mali za detekciju je neophodan ogroman detektor.

Prilikom prolaska kroz atmosferu mionu gube energiju samo putem ionizacije, ali to nije slučaj i pri prolasku kroz zemljiste. Prolaskom kroz stene mionu gube energiju ne samo putem ionizacije (uključujući i stvaranje δ elektrona⁵) nego i putem zakočnog zračenja, fotonuklearnih interakcija i direktnе kreacije para. Direktna kreacija para je proces u kom mion emituje virtualni foton koji proizvede par elektron-pozitron. Kada bi se ovaj proces predstavio Fajmanovim dijagramom, slika 16., mogu se primetiti dva verteksa zbog čega je efikasan presek srazmeran α^2 pa je zbog toga ovaj proces manje verovatan nego zakočno zračenje koje je srazmerno samo α .



Slike 12. Fajmanov dijagram za direktnu kreaciju para [1]

Kod fotoprodukcije se takođe stvara virtualni foton koji interaguje sa materijom tako da kao proizvod te interakcije nastanu hadroni. Za ovakav proces je neophodna ogromna količina energije tako da je efikasan presek za ovaj proces za mione energije reda GeV veoma mali. Energijski gubitak putem ionizacije slabo zavisi od energije miona i u prvoj aproksimaciji je konstantan i iznosi 2 MeV. [10] Radijativni gubici su srazmerni energiji miona, tako da je izraz za ukupan energetske gubitak dat [1]:

$$\frac{dE_\mu}{dx} = -a - b E_\mu, \quad (34)$$

gde je $b = b_{par} + b_r + b_{tot}$ suma frakcionalih energijskih gubitaka svih procesa. Kritična energija za mione je oko 500 GeV, tako da za energije veće od kritične je dominatna radijacija, a za manje

⁵ Nastaju prolaskom ionizujućeg zračenja kroz sredinu, pri čemu imaju dovoljnu energiju da i sami vrše sekundarnu ionizaciju

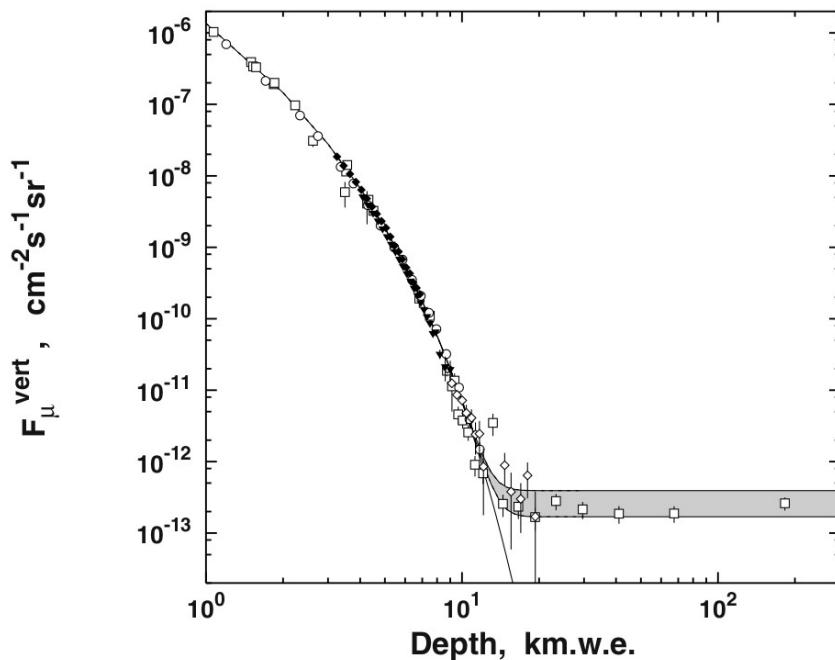
jonizacija. [9] Ako se zna inicijalna energija miona srednja će, nakon prolaska kroz stene debljine X, biti [1]:

$$E_\mu = ((E_\mu^0) + \varepsilon) \times e^{-bx} - \varepsilon, \quad (35)$$

gde je $\varepsilon = \frac{a}{b} \approx 500 \text{ GeV}$. Minimalna energija koju bi mion trebao da ima da bi prošao kroz sloj debljine X je [1]:

$$E_\mu^{\min} = \varepsilon(e^{bx} - 1), \quad (36)$$

Na malim dubinama, $X \ll \frac{1}{b}, \frac{g}{cm^2}$ mioni gube energiju dominatno putem jonizacije i $E_\mu^{\min} \approx aX$. U tom slučaju spektar miona je sličan spektru u atmosferi. Na većim dubinama spektar je skoro konstantnog oblika. Spektar miona ispod površine se najčešće predstavlja kao zavisnost intenziteta od dubine.



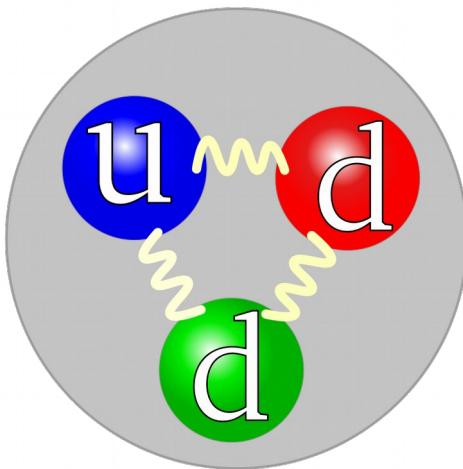
Slika 13. Zavisnost intenziteta miona od dubine [1]

Rezultati prikazani na slici 17. su dobijeni pri različitim eksperimentima vršenim na različitim mestima. Merenja su takođe vršena na različitim dubinama i ispod stena sa različitim konstituentima. Kako bi se svi rezultati mogli poređiti različite dubine su zamenjene standardnom stenom, čiji je atomski broj 11, atomska masa 22 a gustina 2.65 g/cm^3 . Osenčena oblast predviđa mione nastale u interakcijama mionskog neutrina.

Kao dodatan fon u eksperimentima ispod površine se mogu javiti i neutronu indukovani mionima.

4.3.1 Neutroni ispod površine zemlje

Neutroni su neutralne subatomske čestice. Kako su izgrađeni od tri kvarka, udd, pripadaju grupi hadrona i to barionima. Spin im ima polucelobrojnu vrednost pa pripadaju fermionima. Masa im je 939.56 MeV. Zajedno sa protonima se nalaze u jezgru i jednim imenom se nazivaju nukleonima. Mogu da učestvuju u svim tipovima interakcije, jake, slabe, elektromagnetne i gravitacione.



Slika 14. Neutron je izgrađen od tri kvarka, up, down i down

Ukoliko je eksperiment vršen na većim dubinama izvori neutra mogu biti [7]:

- fisija, koja se odigrava u okolnim stenama - nastaju niskoenergetski neutroni (< 10 MeV)
- fisija u zaštiti – nastaju niskoenergetski neutroni
- interakcija miona i okolnih stena – nastaju visokoenergetski neutroni
- interakcije miona i zaštitnog materijala – nastaju visokoenergetski neutroni

Na dubinama od oko 3600 m fluks visokoenergetskih miona je za tri reda veličine manji od niskoenergetskih [7] ali su i dalje veoma važan faktor koji se mora uzeti u obzir pri veoma osetljivim eksperimentima. U reakciji sa jezgrima visokoenergetski neutroni predaju veliku količinu energije tako da produkti reakcije imaju energiju veću od praga zbog čega će biti detektovani, dok oni indukovani niskoenergetskim neće. Takođe, zaštitni materijali koji su bogati vodonikom se mogu koristiti za zaštitu od niskoenergetskih neutrona, ali ne i visokoenergetskih. Visokoenergetski neutroni u reakciji sa takvim materijalima mogu da indukuju dodatne neutrone koji će biti detektovani. Kasnije će biti rečeno više o neutronima indukovanim mionima.

5. Detektori

Detektori su uređaji koji registruju ionizujuće zračenje. Najvažniji deo detektora je radna zapremina u kojoj se odigrava interakcija zračenja sa materijom. Nakon interakcije se dobija odgovarajući signal na osnovu kojeg se mogu dobiti neke informacije o zračenju, kao što je na primer tip zračenja, njegova energija, intenzitet, srednji život... Prema režimu rada svi detektori se mogu svrstati u dve grupe:

- integralni – mere ukupan efekat prolaska zračenja
- diferencijalni – mogu da registruju pojedinačne čestice

U zavisnosti kakav signal se proizvede, detektori se mogu podeliti na:

- električne – daju električni signal, najčešće naponski signal
- optičke – prikazuju putanju kretanja neke čestice

U slučaju detektora električnog tipa nakon interakcije zračenja sa materijom se formira nanelektrisanje koje proizvode kratak naponski ili strujni signal koji se vodi do elektronike za analizu. Scintilacioni detektori pripadaju detektorima električnog tipa, ali kod njih se signal generiše drugačije. Naime kod dolazi do transformacije svetlosnog u električni signal. Ovi detektori mogu da daju informacije o tipu, nanelektrisanju, energiji, masi čestica. Optički detektori su detektori vizuelnog tipa. Daju informacije o pravcu kretanja čestice, njenim interakcijama, raspodu.

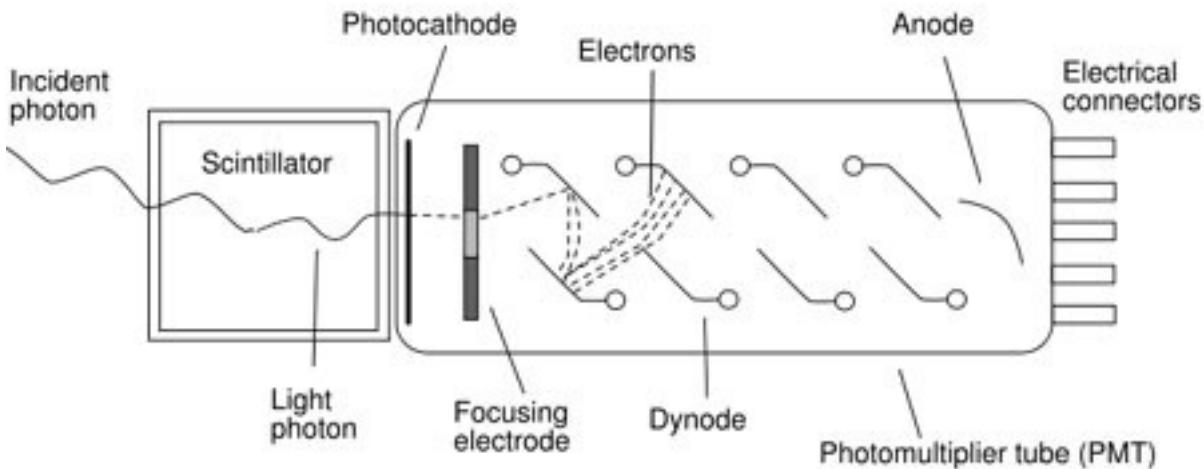
Osnovne osobine svakog detektora su njegova efikasnost, energetska rezolucija, vremenska rezolucija, osetljivost, masena ili električna rezolucija.

5.1 Scintilacioni detektori

Scintilacioni detektori rade na principu scintilacija. Foton, bilo koje energije, ekscituje elektrone u atomu. Pri deeksitaciji zbog rotacionih i osculatornih energetskih stanja energija emitovanog fotona neće biti ista kao onog što je pobudio atom. Ovo za posledicu ima scintilaciju, tj javlja se vidljiva svetlost kao signal. Signal koji se dobija je proporcionalan deponovanoj energiji. Na ovom principu se detektuje zračenje. Da bi se napravili scintilacioni detektori neophodno je bilo da se pronađu materijali prozirni za sopstvenu svetlost. Ovi detektori se mogu koristiti za detekciju alfa, beta i gama zračenja. U zavisnosti od materijala od kog su napravljeni scintilatori mogu biti organski, neorganski, plastični i tečni.

Mrvlo vreme scintilacionih detektora zavisi od materijala od kog je detektor napravljen. Za NaI mrvlo vreme je 10^{-7} s, za organske je 10^{-8} s, a plastične je 10^{-9} s. [5] Deo energije detektovane čestice koji se pretvori u svetlost je konverziona efikasnost. Za neorganske scintilatore je oko 5 – 10%, [5] a najbolju ima NaI sa talijumom kao aktivatorom.

Za analizu signala neophodno je da se svetlosni signal transformiše u električni. Da bi se scintilator koristio kao detektor neophodno je da mu se doda sistem za konverziju svetlosnog signala u električni. Ovu ulogu konvertora ima fotomultiplikator (PMT). PMT je elektronska cev na čijem se jednom kraju nalazi prozor transparentan za svetlost emitovanu iz scintilatora. Fotokatoda, koju poseduje, je napravljena od materijala sa malim izlaznim radom. Nakon što svetlost padne na fotokatodu elektron biva izbijen i ubrzan ka sistemu dinoda. Kada elektron udari u prvu dinodu nekoliko elektrona se izbjije sa dinode. Svaka sledeća dinoda se nalazi na većem potencijalu od prethodne tako da se elektroni ubrzavaju i njihov broj se znatno povećava. Signal koji stigne do anode je dovoljno velik za analizu tako da nije potreban pojačavač.



Slika 15. Prikaz formiranja scintilacije u scintilatoru i konverzije svetlosnog signala u električni u fotomultiplikatoru [24]

Scintilacioni detektori su mnogo brži od gasnih. Kako se nanelektrisanje ne stvara u aktivnoj zapremini detektora i kako ne moraju da se sakupljaju elektroni i spori pozitivni joni stvaranje signala traje mnogo kraće. Visina naponskog signala je proporcionalna količini nanelektrisanja sakupljene na anodi a ona je porportionalna energiji koju je čestica ostavila u scintilatoru. Neorganski detektori se koriste u gama spektroskopiji. Za određivanje energije fotona se koriste pikovi karakteristični za fotoefekat, kada foton preda svoju celokupnu energiju. Foto pik, kod neorganskih detektora, ima oblik Gausijane čija širina određuje energetsku rezoluciju detektora.

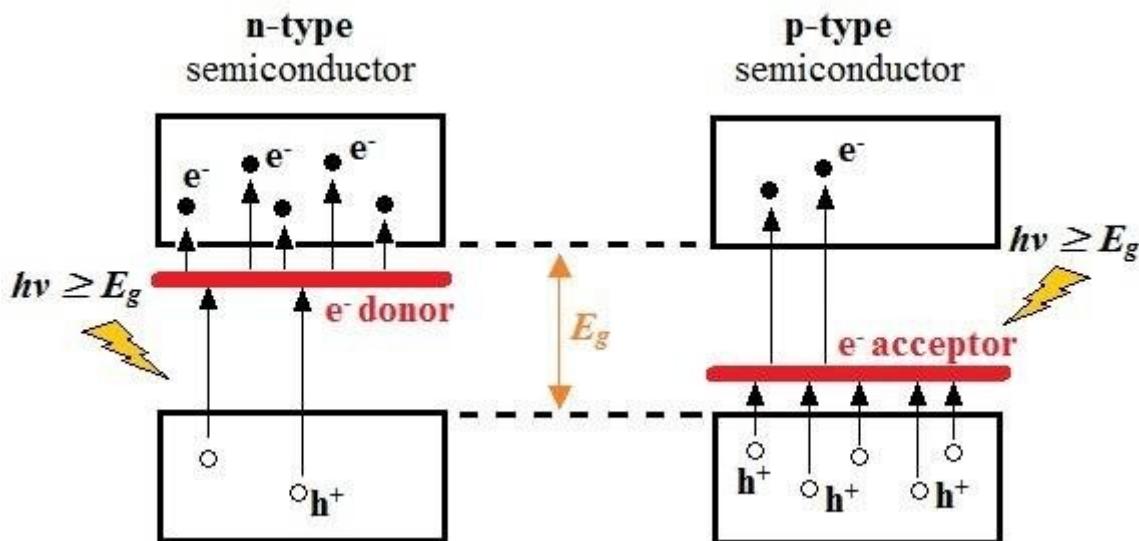
5.2. Poluprovodnički detektori

Kristali germanijuma i silicijuma se najčešće koriste kao materijali od kojih je napravljena efektivna zapremina poluprovodničkih detektora. Germanijum i silicijum su četvorovalentni elementi, čija je širina zabranjene zone reda 1 eV. Ovaj red veličine širine zabranjene zone je karakterističan za sve poluprovodnike. Sva četiri valentna elektrona formiraju kovalentne veze. Jedan na svakih 10^9 elektrona, na sobnoj temperaturi, može da raskine kovalentnu vezu i pređe iz valentne zone u provodnu. Mesto na kom se nalazio elektron pre nego što se raskinula kovalentna veza je bilo elektroneutralno, a nakon raskida veze postaje pozitivno. Ovo pozitivno nanelektrisanje se naziva šupljinom. Pri termalnom kretanju elektroni će težiti da popune tu rupu ostavljući jednu

za sobom. Na ovaj način će se rupa pomerati unutar valentne zone. Kada bi se poluprovodnik stavio u neko električno polje ovo kretanje nanelektrisanja bi bilo usmereno i to tako da se kreće suprotno od kretanja elektrona.

Da bi im se poboljšale provodničke sposobnosti poluprovodnici su dopirani primesama. Ukoliko su poluprovodnici dopirani elementom iz pete grupe, na primer P ili As, nastaju poluprovodnici n-tipa. Peti valentni elektron primeša ne gradi kovalentnu vezu pa je zbog toga potrebna znatno manja energija da bi se on odvojio i prešao u provodnu zonu. Teorija je ovakvo ponašanje objasnila uvođenjem nivoa u blizini provodne zone, koji se naziva donorskim nivoom. Ovaj nivo je pomeren za 0.01 ili 0.05 eV [5] od provodne zone.

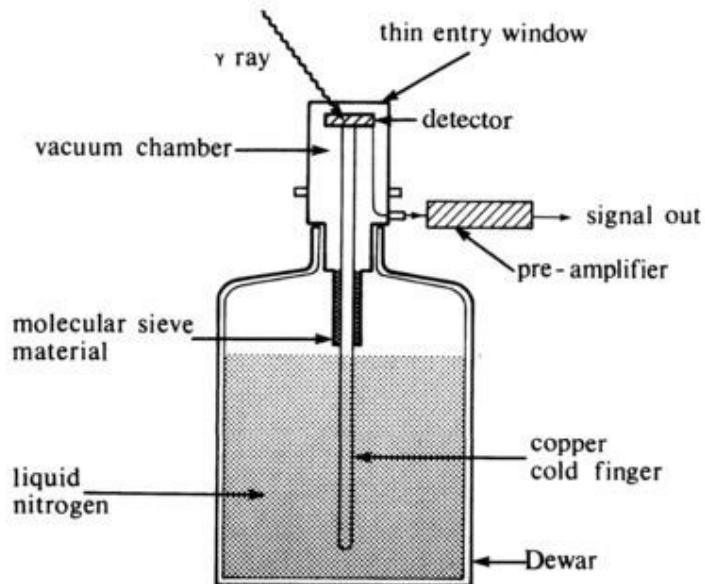
Kao primeša mogu se koristiti i elementi iz treće grupe, kao B. Poluprovodnici sa trovalentnom primesom su poluprovodnici p-tipa. U ovom slučaju tri valentna elektrona grade kovalentne veze, dok je četvrta nepotpunjena. Elektroni iz okoline će težiti da popune tu šupljinu. Energija koja im je neophodna da bi ovo izvršili je oko 0.01 ili 0.05 eV. [5] Ovo je objašnjeno uvođenjem novog energetskog nivoa u zabranjenoj zoni u blizini valentne zone. Taj nivo se naziva akceptorskim. Na ovaj način se povećava broj šupljina u valentnoj zoni, tako da su šupljine dominantni nosioci nanelektrisanja kod p poluprovodnika.



Slika 16. p i n poluprovodnici sa odgovarajućim energetske nivoima [25]

Kada bi se poluprovodnici p i n tipa čeonu spojili došlo bi do difuzije elektrona iz n u p deo i šupljina iz p u n. Posledica ovih difuzionih procesa su višak negativnog nanelektrisanja u p delu i višak pozitivnog u n. Proces difuzije traje sve dok se ne stvori električno polje na spoju, dovoljno jako da spreči dalji prolazak elektrona u p deo i šupljina u n deo. Ovako se stvara kontaktni potencijal, a oblast oko spoja je oblast prostornog nanelektrisanja. Prolaskom ionizujućeg zračenja kroz oblast prostornog nanelektrisanja bi nastali elektroni i šupljine koje bi se pod dejstvom električnog polja usmerile na različite krajeve. Ukoliko se na krajeve dovede napon, tako da je p na nižem potencijalu, a n na višem oblast prostornog nanelektrisanja će se povećati a električno polje pojačati.

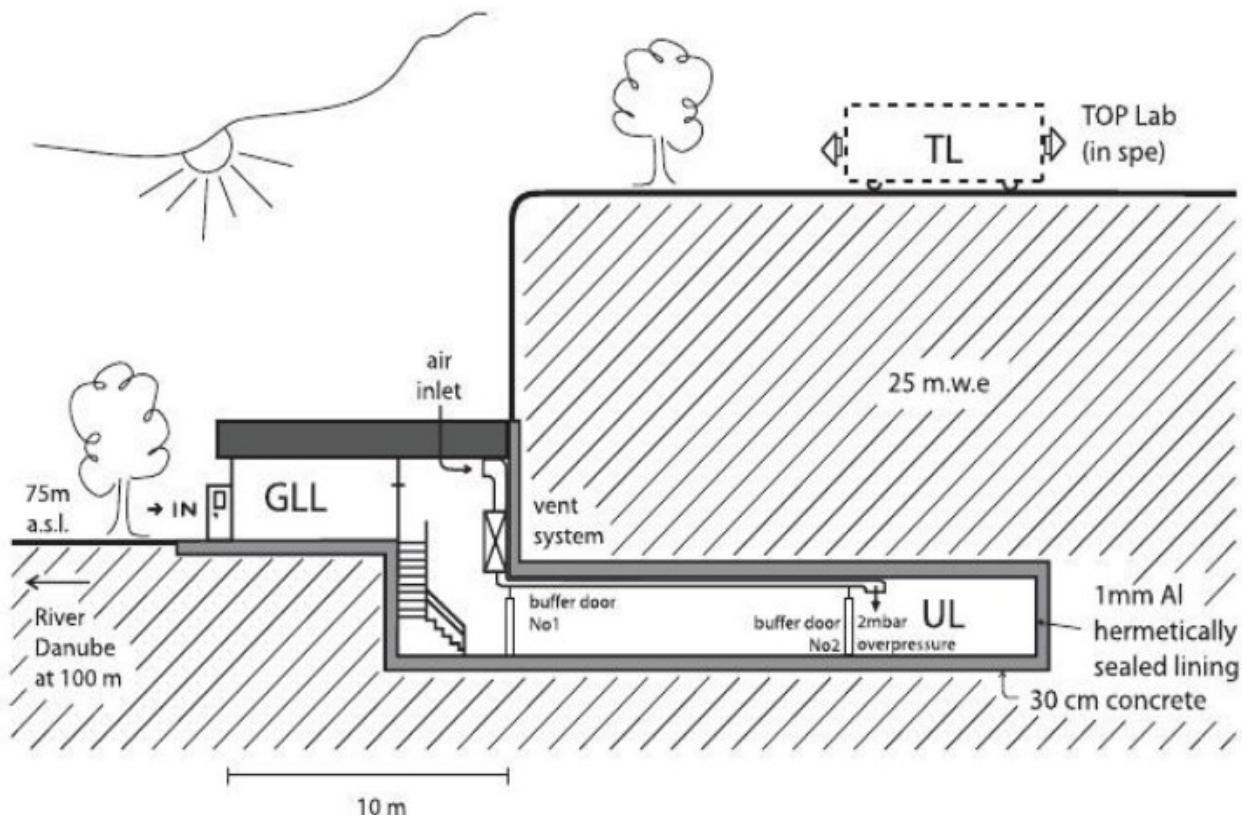
Najveća prednost poluprovodničkih detektora je odlična energetska rezolucija. Ovi detektori mogu lako da razdvoje dva pika bliskih energija, zbog čega je nenadmašan u gama spektrometriji. Glavna manja ovih detektora je što se stalno moraju hladiti.



Slika 17. Germanijumski detektor sa djuarom za hlađenje [25]

6. Niskofonska laboratorija Instituta za fiziku u Beogradu

Niskofonska laboratorija je smeštena na obali reke Dunav u Beogradu na $45^{\circ} 51'$ severne geografske širine, $20^{\circ} 23'$ istočne geografske dužine. Pozicionirana je na 78 m nadmorske visine sa geomagnetskom širinom od $39^{\circ} 32'$ severno. Sastoji se od dva dela, nadzemnog i podzemnog. Nadzemna laboratorija je na visini od 75 m na lesu, a podzemna je 12 m ispod površine, što je ekvivalentno dubini od 25 m. [14] Laboratorija je predviđena za niskofonska merenja.



Slika 18. Niskofonska laboratorija Instituta za fiziku u Beogradu [14]

Osnovni problem podzemne laboratorije je radon. Da bi se koncentracija radona održavala na 10 Bq/m^3 laboratorija je zaštićena slojem aluminijuma od 1 mm, a ventilacioni sistem održava pritisak na 2 mbar. Merenja su vršena korišćenjem para pravougaonih scintilacionih detektora dimenzija $50 \text{ cm} \times 23 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$, mali scintilator, i $100 \text{ cm} \times 100 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$, veliki scintilator. [14] Na krajevima velikog scintilatora su 4 PMT, dok je mali povezan sa samo jednim. Manji detektor može da posluži za proveru stabilnosti mionskog fluksa u toku vremena što je značajno za dugotrajna merenja, a može i da se koristi za koincidentna merenja.

Pored scintilacionih detektora podzemna laboratorija ima i HPGe (High Purity Germanium) detektor, p – tipa. Ovaj detektor poseduje pasivnu olovnu zaštitu cilindričnog oblika i debeljine 12 cm. Efikasnost detektora je 35%, a zapremina 149 cm^3 . [14] Signal iz PMT-a ide u elektroniku, dva AD konvertora. Podaci su se tada analizirali offline.



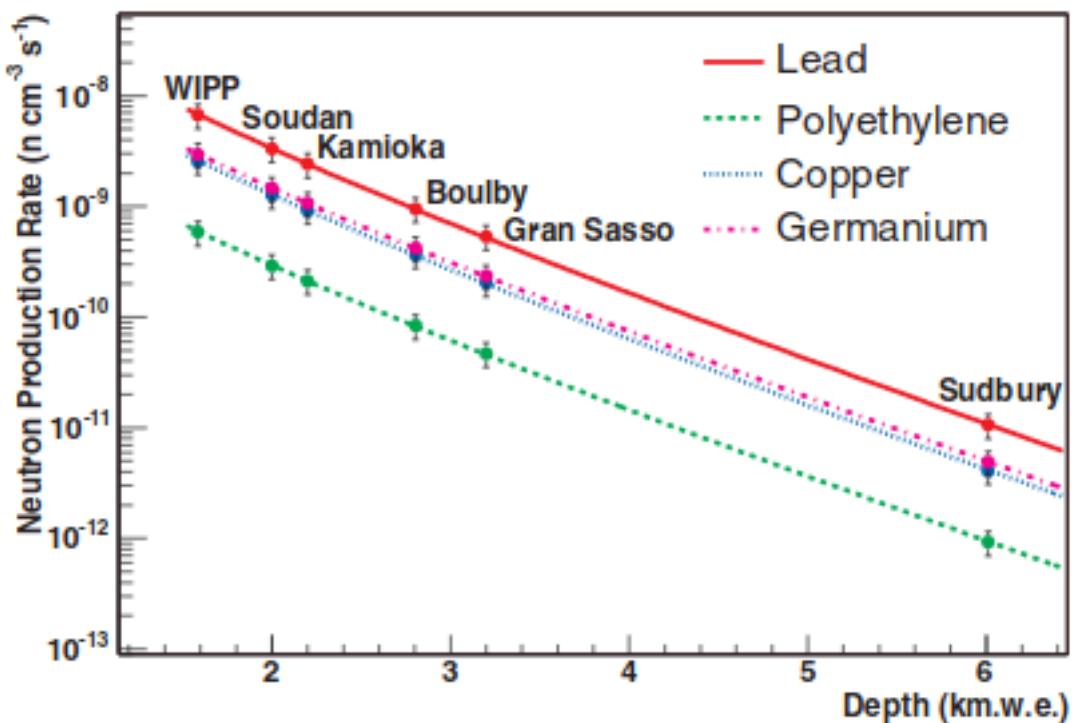
Slika 19. Podzemna laboratorija [14]

Od 2008. laboratorija ima novi set-up. Počinju da se koriste četvorokanalni AD konvertori sa vremenskom rezolucijom od 10 ns i 2^{14} kanala.

U podzemnoj laboratoriji HPGe je postavljen ispod centra velikog scintilacionog detektora. Scintilacioni detektor može da bude postavljen tako da je u antikoincidenciji sa HPGe-om kako bi mogao da se koristi kao veto detektor za mione kosmičkog porekla. Ako su postavljeni u koincidentnom modu onda se mogu proučavati efekti u gama spektroskopiji prouzrokovani kosmičkim zračenjem.

7. Cilj rada i simulacije

Eksperimenti u kojima se traže retki događaji imaju fon kao glavni problem pri merenjima. Iz ovog razloga eksperimenti se vrše na velikim dubinama. Vršenjem eksperimenta na velikim dubinama će se znatno smanjiti fon ali se neće u potpunosti odstraniti. Mioni koji uspevaju da prođu do velikih dubina se mogu ukloniti korišćenjem antikoincidentnog režima rada detektora, ali problem su hadroni koji nastaju u blizini ili unutar detektora. Neki od eksperimenata u kojima su neutroni uzrok problema su raspad protona, pri detekciji solarnih neutrina, WIMP čestice, dvostrukog beta raspada bez emisije neutrina...



Slika 20. Proizvodnja neutrona u tipičnim zaštitnim materijalima u zavisnosti od dubine [13]

Kosmički mioni koji ne pogode veto detektor sami daju doprinos fonu, ali i indukuju čestice koje su takođe fon. Neke od čestica koje indukuju su brzi neutroni. Brzi neutroni mogu nastati ili u interakciji miona sa stenama ili sa samim detektorom.

Kako brzi neutroni mogu da zahvate neutrine i proizvedu inverzni beta raspad predstavljaju smetnju u eksperimentima u kojima se pokušavaju detektovati neutrinske oscilacije. Sa druge strane neutroni predstavljaju smetnju i pri detekciji WIMP čestica jer na sličan način interaguju sa jezgrom.

7.1 Producija neutrona

Neutroni koji nastaju pri fisiji, (α, n) reakciji imaju energije reda veličine MeV. Sa druge strane oni koji su nastali pri interakciji miona i jezgra imaju energije reda GeV. [17] Problem oko neutrona sa energijama MeV-a se može lako rešiti korišćenjem odgovarajuće zaštite, mnogo veći problem predstavljaju oni sa energijama GeV-a. [18] Najbolje rešenje za ovaj problem je da su laboratorije smeštene duboko ispod površine kako bi se smanjio intenzitet miona.

Materijal koji se često koristi za zaštitu detektora je oovo. Oovo je odlična zaštita od nepoželjnog zračenja, ali u ovom slučaju pravi dodatan problem jer se efikasan presek za interakciju miona sa materijom povećava sa povećanjem atomske mase. Zbog ovoga je neophodno da se zna što tačnija stopa indukovana neutrona kosmičkim mionima. Mioni mogu indukovati neutrone na četiri načina [18]:

- spalacija mionom – interakcija mion-jezgro u kojoj se razmeni virtuelni foton što rezultira raspadom
- zahvat miona – značajan samo na dubinama do 100 m
- interakcija jezgra i fotona, nastalog u elektromagnetnoj komponenti kaskade indukovane mionom
- proizvodnja hadrona – nukleonskom komponetom kaskade indukovane mionom

Proces spalacije mionom je proces u kom mion se direktno sudara sa jezgrom. Proizvod ove interakcije su brojni nukleoni, među njima i neutroni. U modelu koji opisuje ovaj proces verovatnoća njegovog odigravanja je jednak efikasnom preseku za $\gamma - N$ interakciju za realan foton. Ovaj model se ne može primeniti i za niske energije jer bi tada energija virtuelnog fotona bila približna energiji miona.

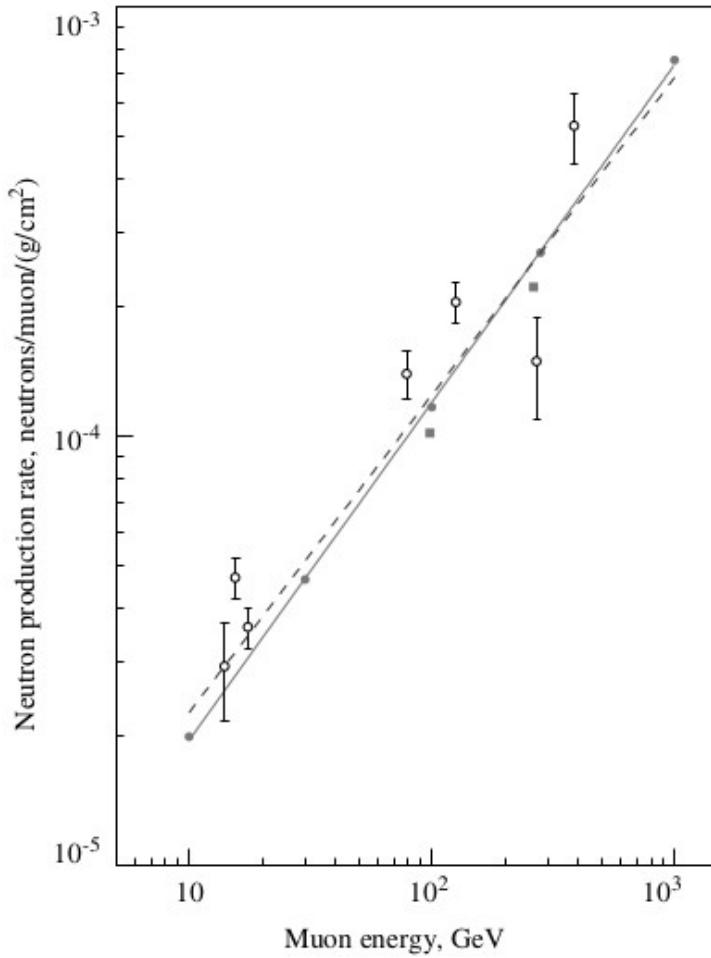
Zahvat miona se odigrava putem slabe interakcije:

$$\mu + p \rightarrow n + \nu_\mu. \quad (37)$$

Mion biva usporen, potom zahvaćen i smešten na K lusci. Brojni elektromagnetični procesi se odigravaju na ovoj lusci, kao što je zakočno zračenje nakon kog mion može da se raspade ili bude zahvaćen od strane jezgra. Zahvat miona je dominantan proces za materijale čiji je $Z < 11$, a kad je $Z = 11$ raspad i zahvat su jednako verovatni, da bi za $Z > 11$ zahvat ponovo bio dominantan. Nakon zahvata jezgro prelazi na niže energetsko stanje emitovanjem neutrona i neutrina. Kao konačan rezultat dobija se mionski atom. Verovatnoća za ovaj proces je srazmerna Z^4 za materijale sa velikim Z . [9]

Najveća količina neutrona nastaje od sekundarnih komponenata kaskada iniciranih mionima pogotovo od elektromagnete. Količina neutrona indukovanih direktno od miona je daleko manja nego od komponenata kaskada. [18]

Količina proizvedenih neutrona zavisi i od energije miona.



Slika 21. Prosečan broj neutrona proizvedenih mionima kao funkcija energije miona [12]

Rad se bazira na proučavanju neutrona nastalih u interakciji miona sa jezgrom olova od kog je napravljena zaštita detektora.

7.2 Simulacije u GEANT4

Jedan od ciljeva rada je bilo da se proveri da li se softverski paket GEANT4 može primeniti za pravljenje simulacija neutrona indukovanih kosmičkim mionima zbog složenosti procesa. Ukoliko simulacije nisu moguće to bi značilo da ovaj softverski paket mora da se poboljša i uvedu nove mogućnosti. Ako su simulacije moguće rezultati bi mogli da se koriste za proveru raznih teorijskih modela. Simulacije su mogle uspešno da se sprovedu i dobijeni su neutroni.

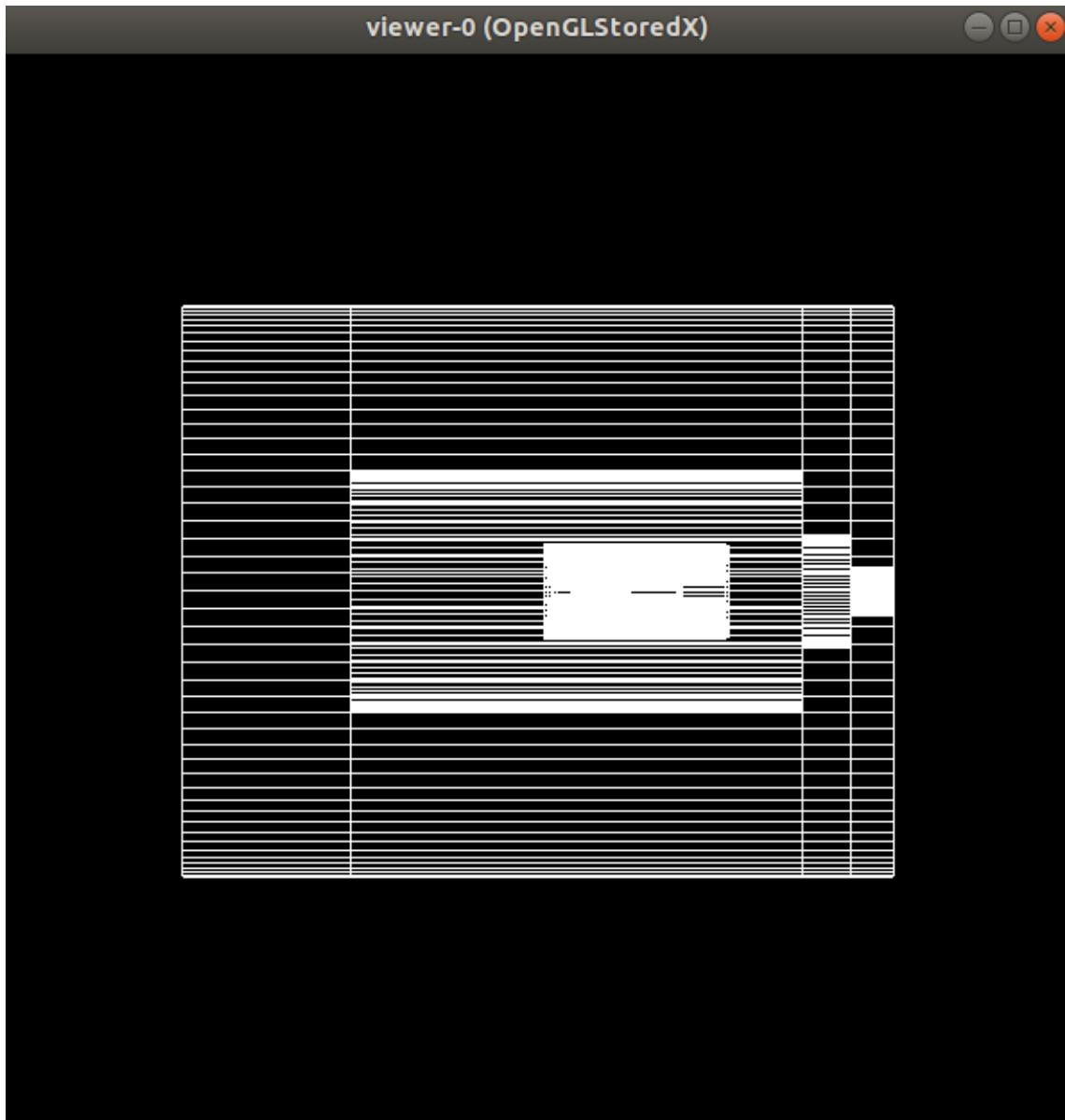
Geant4 je CERN-ov programski paket zasnovan na C++ programskom jeziku. Paket služi za pravljenje Monte Karlo simulacija. One predstavljaju numerički metod baziran na rešavanju problema slučajnim izborom uzorka. Koristi se pri rešavanju matematičkih i fizičkih problema. Veoma je koristan kad druge metode ne mogu da se primene.

Program koji se koristio pre njega je bio Geant koji je isto razvio CERN. Našao je primenu u fizici čestica, nuklearnoj fizici, medicini, akceleratorima i astronomiji. Poseduje raznovrstan skup klasa i metoda koje se mogu primeniti. Sadrži sve što je neophodno da se modeluje interakcija, kretanje čestice u sredini. Takođe poseduje i biblioteke sa efikasnim presecima za razne interakcije. Najlakši način da se napravi simulacija je da se naprave posebni makroi od kojih će neki nositi informacije o konstrukciji detektora, neki o primarnom generatoru, listi fizičkih procesa, praćenju trajektorije, vizuelizaciji...

7.2.1 Konstrukcija detektora

Jedan od glavnih makroa bez kog ne bi postojala simulacija je onaj u kom se definišu karakteristike detektora, kao što su njegova geometrija, zapremina, materijal od kog je napravljen... G4UserDetectorConstruction je klasa koja se koristi za konstrukciju detektora. Pri definisanju geometrije posebna pažnja mora da se posveti hijerarhiji zapremina, world, physical i logical [22]. Zapremina koja sadrži sve objekte se naziva World. Najjednostavniji način da se definiše World je da se uzme da je oblika kutije. Ukoliko se detektor sastoji od više delova moraju se definisati prostorne koordinate svih elemenata i kako su postavljeni jedan u odnosu na drugi. “Logical” zapremina se koristi da bi se definisale osobine materijala od kog je izgrađen element, a “physical” da bi se definisala njegova pozicija u prostoru. Oblici im se definišu korišćenjem geometrijskih figura. Bilo koji složeni detektor se uvek može predstaviti kao kombinacija prostih figura. Materijali su definisani kao elementi, izotopi, hemijsko jedinjenje, smeša... Osobine svih elemenata (atomski i maseni broj, molarna masa) su već definisane i da bi se iskoristili treba ih samo pozvati. Isto važi i za većinu jedinjenja i smeša, a ako nisu već u listi definisanih jedinjenja onda se definišu njihove komponente pojedinačno i njihov odnos u jedinjenju.

Za potrebe rada definisana je HPGe sa olovnom zaštitom. HPGe je složenijeg oblika, ali se može aproksimirati cilindrom, visine 56 mm i radijusa 29 mm. Olovna zaštita je isto tako složenijeg oblika ali se može izvršiti slična aproksimacija kao i u slučaju HPGe-a. Jedina razlika je što je zaštitni cilindar šupalj. Visina zaštite je 51 cm, poluprečnik 20.5 cm, a debљina zida 12 cm. [14] U realnim slučajevima olovo nije jedina zaštita. Pored njega uvek se dodaju dodatni slojevi za pasivnu zaštitu od mogućeg x- zračenja. Dodatni slojevi su napravljeni od bakra i magnezijuma. Ovako nešto je takođe moguće definisati u Geant4. Izgled HPGe sa olovnom zaštitom je prikazan na slici 24.



Slika 21. Vizuelizacija olovne zaštite sa HPGe-om u Geant4

7.2.2 Čestice i liste fizičkih procesa

Još jedan od makroa koji treba da se definiše je onaj koji nosi informacije o osobinama čestica i svim mogućim fizičkim procesima koje čestica može da doživi u odgovarajućem materijalu. Za svaku česticu postoji odgovarajuća klasa koja sadrži sve informacije o njoj, spin, masa, nanelektrisanje i one se mogu pročitati, ali ne i promeniti... Tipovi čestica koje su opisane su leptoni, barioni, mezoni, joni, bozoni i kratkoživeće čestice... Geant4 takođe poseduje virtuelnu česticu, geantino, koja ne interaguje sa sredinom i čija je uloga da se proveri geometrija detektora. [22] Nakon što se definije čestica moraju se definisati i čestice koje se očekuju da će nastati u interakcijama.

Lista fizičkih procesa se može ugraditi na dva načina. U okviru Geant4 postoje već definisane fizičke liste sa procesima, a drugi način je da korisnik sam definiše svoju fizičku listu. Svaki od

procesa ima odgovarajući efikasni presek, koji je već ubačen u odgovarajuće biblioteke. Svi fizički procesi su grupisani u sedam glavnih kategorija:

- elektromagnetna
- hadronska
- raspadi
- optička
- transport kroz sredinu
- parametrizacija
- lepton-hadronska

Kako mioni učestvuju i u elektromagnetnim i nuklearnim interakcijama fizička lista je morala da obuhvati oba tipa interakcija. Od elektromagnetnih mioni interaguju putem fotoefekta, Komptonovog rasejanja, ionizacije, radijacije, anihilacije pozitrona, kreiranje para fotona, a od nuklearnih su od interesa neelastični sudari sa jezgrom.

Liste fizičkih porcesa koje su iskorišćene u radu su: Shielding, QGSP_BERT_HP i FTFP_BERT_HP. U okviru liste QGSP_BERT_HP uključene klase su [23]:

- elektromagnetni - G4EmStandardPhysics
- sinhrotrona radijacija – G4EmExtraPhysics
- raspadi – G4DecayPhysics
- elastična rasejanja hadrona – G4HadronElasticPhysicsHP
- fizika hadrona – G4HadronPhysicsQGSP_BERT_HP
- fizika jona – G4IonPhysics
- fizika transporta kroz sredinu (zaustavljanje) – G4StoppingPhysics

QGSP_BERT_HP lista omogućava simulacije sa velikom preciznošću, tj omogućava praćenje neutrona ispod 20 MeV do termalnih energija. G4EmExtraPhysics definiše interakcije miona sa jezgrom što može biti jedan od izvora neutrona. G4DecayPhysics daje informacije o raspadima jezgara emitovanjem α , β^- i β^+ čestica ili elektronskim zahvatom.

Tabela 2. Elektromagnetni modeli i procesi sa energetskim opsezima u fizičkoj listi QGSP_BERT_HP

Čestica	Ime procesa	Proces	Model	E _{min} [keV]	E _{max} [Gev]
Mion	muIon	Jonizacija	Bragg	0	2*10 ⁻⁴
			BetheBloch	2*10 ⁻⁴	1
			MuBetheBloch	10 ⁶	10 ⁵
	muBrems	Zakočno zračenje	MuBrems	0	10 ⁵
		Kreiranje parova	MuPairProd	0	10 ⁵
	CoulombScat	Kulonovo rasejanje	eCoulombScattering	0	10 ⁵

Tabela 3. Hadronski modeli i procesi sa energetskim opsezima u fizičkoj listi QGSP_BERT_HP

Čestice	Ime procesa	Proces	Model	E _{min} [MeV]	E _{max} [GeV]
Mion	muonNuclear	Nuklearna interakcija	G4MuonVDNUclearModel	0	10 ⁶
	muMinusCaptureAtRest	Zahvat miona	/	/	/
Neutron	hadElastic	Elastično rasejanje	hElasticCHIPS	19.5	10 ⁵
			NeutronHPElastic	0	2*10 ⁻²
		Neelastično rasejanje	QGSP	12*10 ³	10 ⁵
			FTFP	9.5*10 ³	25
	neutronInelastic	Neelastično rasejanje	BertiniCascade	19.9	5
			NeutronHPInelastic	0	2*10 ⁻²
		Zahvat neutrona	NeutronHPCapture	0	2*10 ⁻²
			nRadCapture	19.9	10 ⁵
	nFission	Fisija	NeutronHPFission	0	2*10 ⁻²
			G4LFission	19.9	10 ⁵

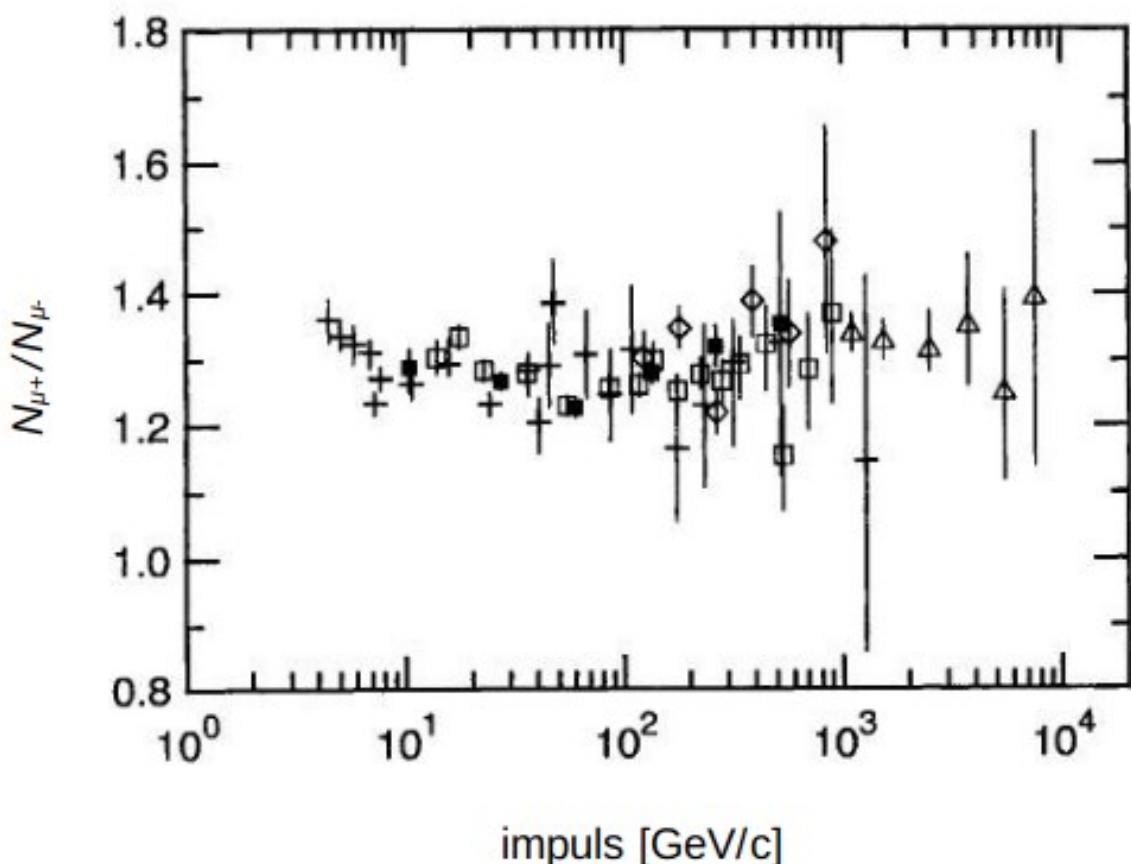
Po konstrukciji, fizička list FTFP_BERT_HP je slična QGSP_BERT_HP, jedina razlika je u definisanju hadronskih procesa, zbog čega se krajnji rezultati razlikuju, ali ne mnogo. Shielding lista je posebno napravljena za simulacije višeenergetskih interakcija u zaštitnom materijalu. U osnovi ove liste je FTFP_BERT_HP, ali se razlikuju po efikasnom preseku za neutronе. Takođe su

dodata i termalna rasejanja neutrona, energija manjih od 4 eV, na vezanim atomima, što je značajno pri pravljenju modela termalizacije plastične.

7.2.3 Primarni generator

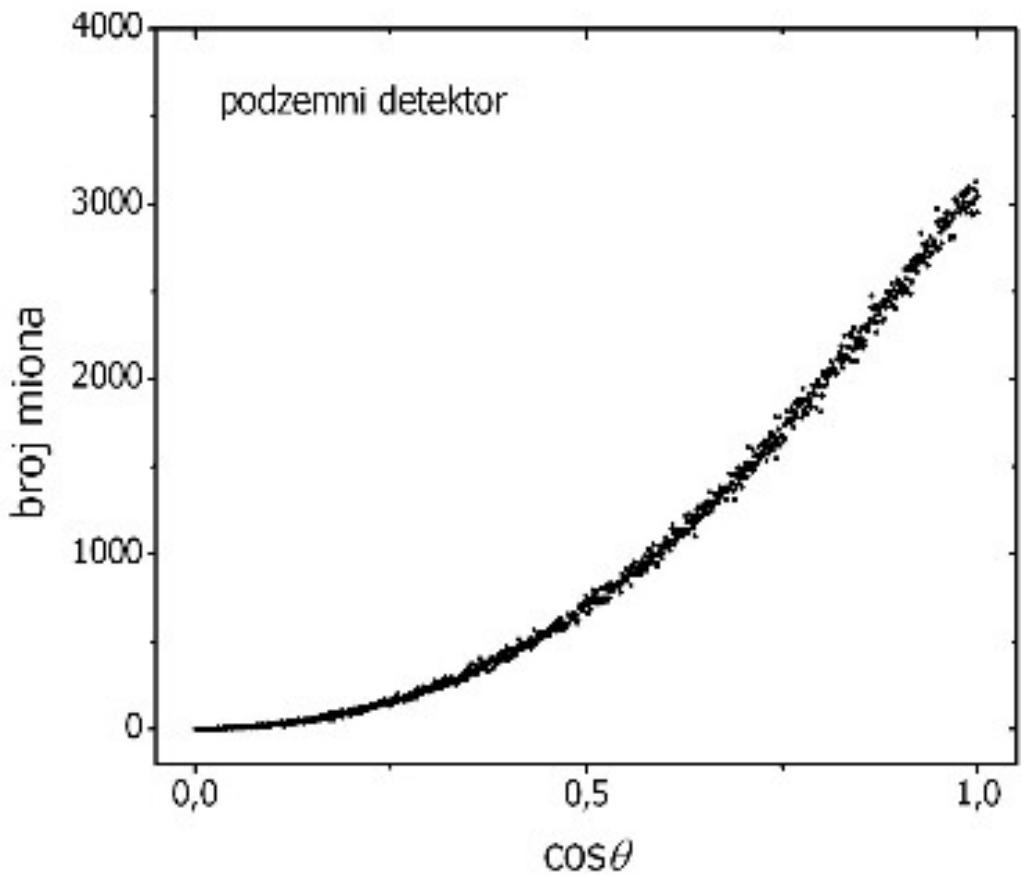
Generisanje čestica se vrši klasom G4ParticleGun. Ova klasa definiše incidentnu česticu, njen tip, impuls, pravac, energiju, poziciju i koliko ih ima u zraku. Može se definisati i geometrija izvora zračenja.

Pozitivni i negativni mionu su u ovom slučaju bili od interesa. Na nivou mora odnos pozitivnih i negativnih miona je 1.3. [3]



Slika 22. Odnos broja negativnih i pozitivnih miona na nivou mora [3]

Pošto ih nema jednako nije sve jednako koji tip miona se ispituje. U skladu sa verovatnoćom, koja zavisi od odnosa, bira se uzorak iz uniformne raspodele. Nakon što je izabran tip miona treba da se definise početna pozicija njihovog generisanja, a to je neka tačka na površini detektor-a. Mioni mogu da dođu do detektor-a ili sa gornje strane ili sa bočnih strana. Ovi slučajevi se bitno razlikuju jer su površine nejednakе, a nejednaki su i fluksevi miona u ova dva slučaja.



Slika 23. Ugaona distribucija miona [3]

Pre nego što se odredi intenzitet i njegova ugaona distribucija treba da se definiše početni položaj čestice. Jedna od koordinata se drži kao fiksna, a druge dve se menjaju. Kordinate na horizontalnoj površi se dobijaju iz formule [3]:

$$x_{pos} = r \cos f, \quad (38)$$

$$y_{pos} = r \sin f, \quad (39)$$

a fiksna koordinata je z:

$$z_{pos} = z_0. \quad (40)$$

Ovim je z jednaka visini detektora. f predstavlja ugao koji zaklapa vertikalna ravan sa y osom. r i f su rastojanje i ugao definisani:

$$r = r_0 u_1^{0.5}, \quad (41)$$

$$f = 2\pi u_2, \quad (42)$$

gde su u_1 i u_2 slučajni brojevi u intervalu (0,1), a r_0 poluprečnik detektora.

Slično kao za horizontalnu, moraju se definisati i koordinate i za vertikalnu površinu. U ovom slučaju x i y koordinate će zavisiti samo od ugla, z nije fiksna:

$$x_{pos} = r_0 \cos \theta, \quad (43)$$

$$y_{pos} = r_0 \sin \theta, \quad (44)$$

$$z_{pos} = z_0 u_1. \quad (45)$$

Intenzitet miona se menja po uglownom zakonu:

$$j(\theta, \varphi) = j_v \cos^n \theta, \quad (46)$$

gde su θ i φ zenitni i azimutalni uglovi respektivno. Vrednost stepena n zavisi od nadmorske visine. Za nivo mora ima vrednost 1.85, a na visini 25 mnv je 1.55 (jokovic).

Za jediničnu horizontalnu površinu intenzitet miona je:

$$j_H = \int_S j(\theta, \varphi) \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\varphi. \quad (47)$$

Primenom sfernih koordinata se dobije:

$$j_H = j_v \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \cos^{n+1}(\theta) \sin(\theta) d\theta d\varphi. \quad (48)$$

Za slučaj vertikalne površine:

$$j_V = \int_S j(\theta, \varphi) \sin^2(\theta) \cos(\varphi) d\theta d\varphi, \quad (49)$$

$$j_V = j_v \int_0^{\pi/2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos^n(\theta) \sin^2(\theta) \cos(\varphi) d\theta d\varphi. \quad (50)$$

Rešavanjem integrala za podzemnu laboratoriju dobija se da je intenzitet miona koji padne na horizontalnu površinu $1.77 j_v$, a na vertikalnu $0.49 j_v$. Iz ovih rezultata se vidi da je intenzitet na horizontalnoj površini 3.637 puta veći od onog na vertikalnoj. Verovatnoća da će mion pasti na horizontalnu površinu pod zenitnim uglom θ i azimutalnim φ je određena formulom:

$$p_H = \frac{j_v}{j_H} \cos^{n+1}(\theta) \sin \theta, \quad (51)$$

odnos $\frac{j_v}{j_H}$ je normalizacioni faktor. Ukoliko se gornji izraz ponmoži i podeli sa 2π dobija se gustina raspodele za distribuciju po θ , $2\pi \cos^{n+1}(\theta) \sin \theta$ i gustina raspodele za distribuciju po φ , $\frac{1}{2\pi}$. Cela problematika se svodi na rešavanje ovih distribucija. Njihovim integriranjem se dobijaju raspodele miona po pravcima:

$$\cos \theta = u_1^{\frac{2+1}{n}}, \quad (52)$$

$$\varphi = 2\pi u_2, \quad (53)$$

u_1 i u_2 su slučajni brojevi u intervalu od 0 do 1.

Određivanje vertikalne verovatnoće je malo teže i vrši se metodom odbacivanja. Gustina raspodele za ovaj slučaj je:

$$p_V = \frac{j_v}{j_V} \cos^n(\theta) \sin^2(\theta) \cos(\varphi - f), \quad (54)$$

$\frac{j_v}{j_V}$ je normalizacioni faktor. φ uzima vrednosti od $f - \frac{\pi}{2}$ do $f + \frac{\pi}{2}$. Metodom inverzne funkcije može se dobiti raspodela po φ kao:

$$\varphi = \arcsin(2u - 1) + f. \quad (55)$$

Sa druge strane raspodela po θ $\cos^n(\theta) \sin^2(\theta)$ ima maksimalnu vrednost za $\tan(\theta) = (\frac{2}{n})^{\frac{-1}{2}}$, što je za slučaj podzemne laboratorije 0.296 (joković). Da bi se dobio zenitni ugao generišu se u_1 i u_2 , pa se u_1 ubaci u formulu $\theta = u_1 \frac{\pi}{2}$. Potom se proverava uslov $u_2 > 3.378 \cos^n(\theta) \sin^2(\theta)$ i ako je ispunjen, postupak se ponavlja sve dok ne bude prekršen kada se uzima ta vrednost θ za validnu.

Nakon što su uzorkovane vrednosti zenitnog i angularnog ugla, može da se definiše pravac vektora impulsa miona:

$$x_{dir} = -\sin \theta \cos \varphi, \quad (56)$$

$$y_{dir} = -\sin \theta \sin \varphi, \quad (57)$$

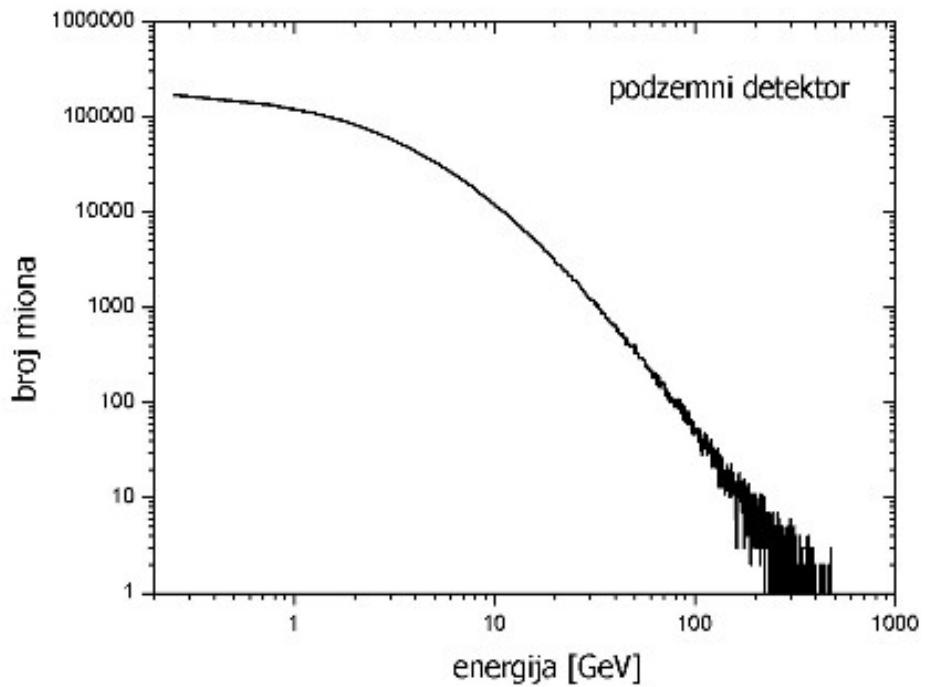
$$z_{dir} = -\cos \theta. \quad (58)$$

Energetska distribucija miona na površini Zemlje se može dobiti iz formule (33) primenom metode odbacivanja Monte Karlo simulacijama u energetskom intervalu $E_{min} = 0.5 \text{ GeV}$ i $E_{max} = 500 \text{ GeV}$. Prvo treba da se odrede u_1 i u_2 tako da se izračuna izraz za $E = E_{min}$ korišćenjem formule [3]:

$$-(\frac{dE}{dX}) = 1.84 + 4.65 * 10^{-6} E + 0.076 \ln\left(\frac{E'_{max}}{m_\mu C^2}\right) \text{ MeVg}^{-1} \text{ cm}^{-2}, \quad (59)$$

gde je $E'_{max} = \frac{E^2}{E + (\frac{m_\mu^2 C^2}{2m_e})}$ maksimalna prenesiva energija. Potom se definiše E_{trial} kao

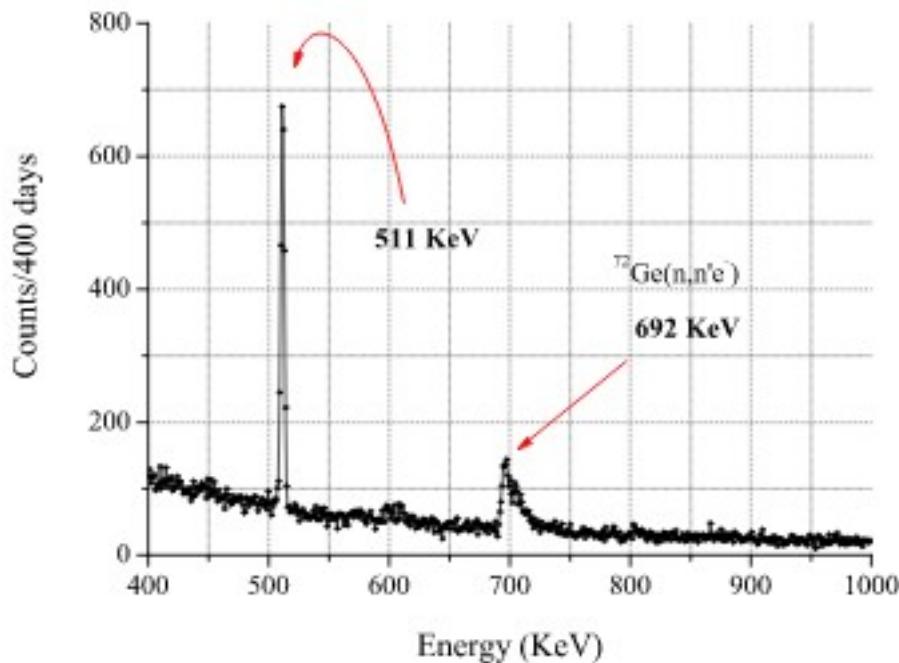
$E_{trial} = E_{min} + (E_{max} - E_{min})$ i izračuna po istoj formuli za slučaj $E = E_{trial}$. Neka su P_1 i P_2 vrednosti dobijene za E_{min} i E_{trial} , ako važi uslov $u_2 > \frac{P_1}{P_2}$ ponavlja se postupak, a ako ne, vrednost koja se uzima za energiju miona je E_{trial} .



Slika 24. Distribucija broja miona u zavisnosti energija [3]

8. Rezultati i diskusija

Kao što je već spomenuto cilj rada je bio da se ispita interakcija miona sa zaštitnim materijalom. Glavni deo rada je vezan za produkciju i određivanje prinosa neutrona u tim interakcijama. Eksperimentalna merenja u podzemnoj laboratoriji Instituta za fiziku u Beogradu su vršena duži vremenski period, 400 dana. [11] U eksperimentalnim podacima neutroni se mogu prepoznati po liniji 692 keV. Ova linija nastaje kao posledica neelastičnog rasejanja neutrona na germanijumskom izotopu, Ge-72, koji se tada ekscituje. Energetsko stanje 692 keV je izomerno stanje sa poluživotom 444ns.



Slika 25. Energetski spektar fona u HPGe. 511 keV odgovara anihilaciji, 692 keV neelastičnom rasejanju neutrona na Ge-72 [11]

Kako je raslo interesovanje istraživanja neutrona u podzemnim laboratorijama bilo je neophodno da se napravi model koji bi objasnio od čega sve zavisi prinos neutrona. Ono što je primećeno u eksperimentima je da on zavisi i od srednje energije miona i od atomske mase materijala. Trenutno eksplisitna formula koja povezuje sve ove veličine još uvek ne postoji. Pri računu prinosa neutrona koriste se aproksimativni empirijski zakoni, kao što su [16]:

$$Y_n = p_E x E_\mu^\alpha, \quad (60)$$

za fiksno A i

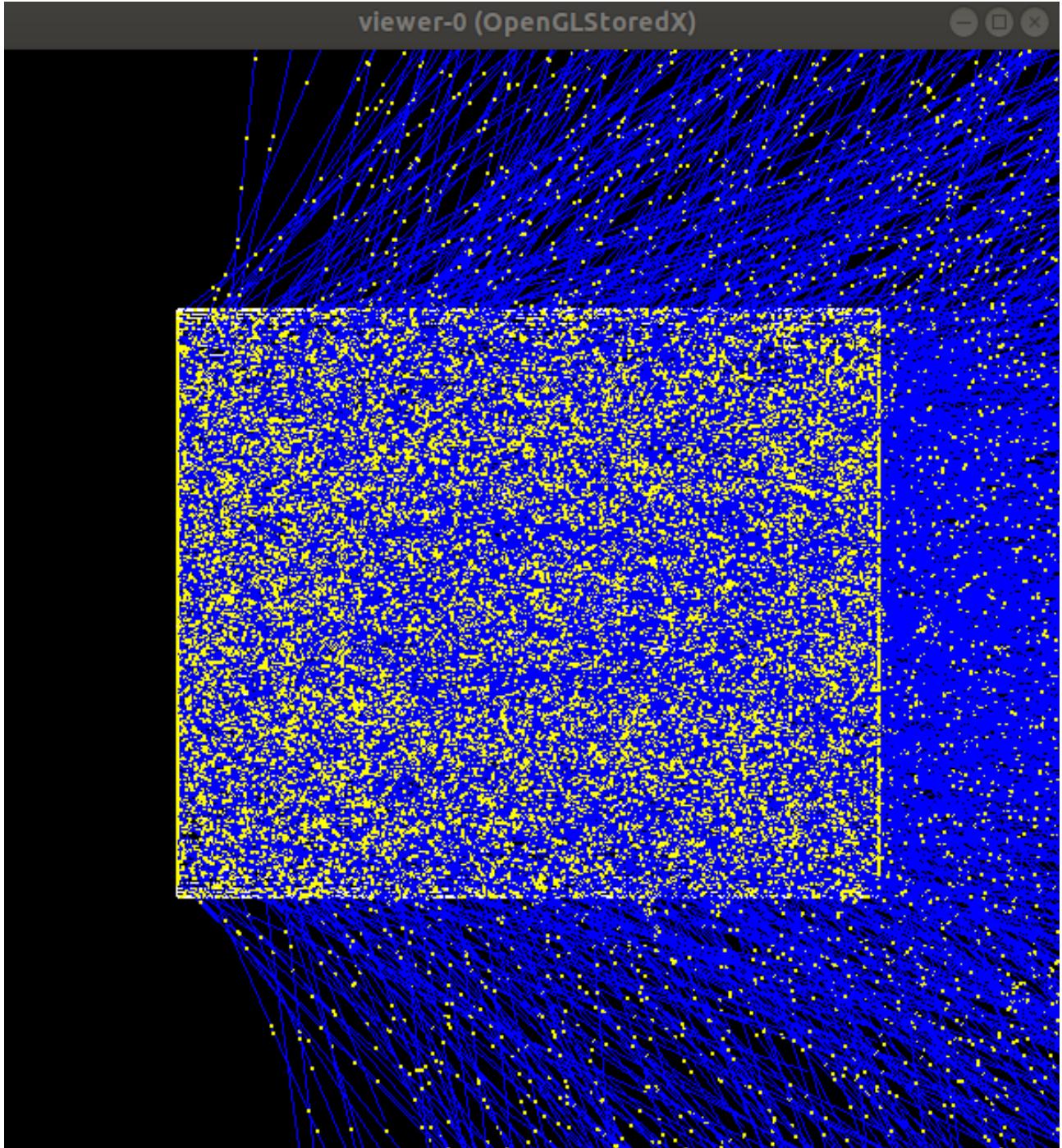
$$Y_n = p_A x A^\beta, \quad (61)$$

za fiksnu energiju. Konstante α i β se definišu na osnovu rezultata. U eksperimentima za izračunavanje prinosa neutrona se koristi formula:

$$Y_n = \frac{N_n}{l_\mu \rho} (n/g/cm^2). \quad (62)$$

N_n je broj neutrona proizvedenih mionima na dužini puta l_μ u materijalu gustine ρ .

Nakon dugotrajnog merenja i analize podataka dobijeno je da je fluks neutrona sa energijama većim od 1 MeV $3.1(5) \times 10^{-4}$ n/cm². [11] Eksperimentalni rezultati su trebali da se potvrde i simulacijom. Pri pokretanju simulacije je uzeto da je broj miona 10^8 .



Slika 26. Simulacija prolaska i interakcije miona u olovnoj zaštiti i HPGe-u

Da se ne bi registrovali neutroni proizvedeni nekim drugim putem postavljen je uslov da je "roditelj" u interakciji mion. Takođe dodatni problem može da se stvori kad dođe do rasejanja neutrona. Nakon rasejanja u sledećoj interakciji neutron bi mogao da bude "roditelj". Ovaj problem je rešen postavljanjem dodatnog uslova.

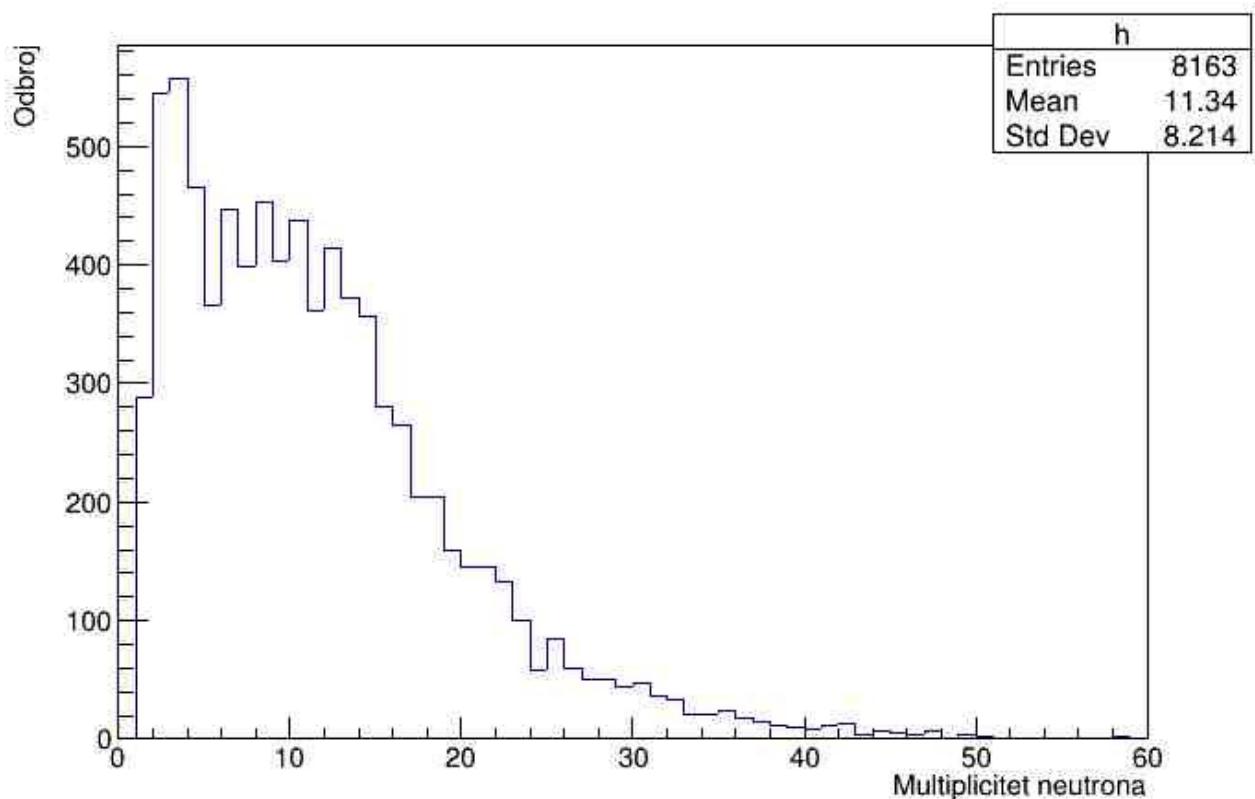
Broj neutrona dobijenih iz simulacije za dati broj miona je 934 000. Znajući tip materijala poznata je i gustina. Srednja dužina puta miona kroz olovu je 26.6 cm. Proizvod gustine i te dužine puta se dobija prosečna dužina puta miona. Korišćenjem ovih podataka i uvrštavanjem u prethodno pomenutoj formuli se dobija:

$$Y_n = \frac{934000}{302 \text{ g/cm}^2} = 3.1(3) * 10^{-5} \frac{1}{\text{g cm}^{-2}}. \quad (63)$$

Merna nesigurnost je procenjena variranjem parametara u simulaciji (geometrija, raspodela miona, modeli fizičkih procesa).

Dodata simlacija je pokrenuta da se utvrdi da li se geometrija detektora može aproksimirati sa prostim cilindrom. U simulacija sa 10^7 događaja u oba slučaja je dobijen isti rezultat.

Još jedna od stvari koja je bila ispitana je multiplicitet neutrona. Dobijeni rezultati u slučaju sa 10^7 događaja su prikazani na slici 30. Sa slike se može videti da je srednji multiplicitet neutrona 11.34. U događajima u kojima su nastajali neutroni najviše je bilo onih u kojima nastaje oko 11 neutrona u proseku. Kada je pokrenuta simlacija sa 10^8 događaja dobijeni rezultat je bio 11.54. Relativno odstupanje za ova dva rezultata je 1.73%.



Slika 27. Multiplicitet neutrona

Cela dosadašnja analiza je vršena korišćenjem fizičke liste QGSP_BERT_HP. Pokrenute su simulacije i za FTFP_BERT_HP i Shielding. Dobijeni rezultati nisu mnogo odstupali jedni od drugih. Korišćenjem fizičke liste QGSP_BERT_HP u slučaju 10^7 miona indukovano je 8217 neutrona, a korišćenjem FTFP_BERT_HP za isti broj miona je indukovano 8186 neutrona. Poređenjem ove dve fizičke liste dobijeno odstupanje je 0.4%, što doprinosi ukupnoj mernoj nesigurnosti dobijenog rezultata. Potom je pokrenuta i simulacija sa fizičkom listom Shielding. Rezultat je bio iznenađujuć jer za 10^7 miona je indukovano 8217 neutrona. Rezultat je iznenađujuć jer u odnosu na fizičku listu QGSP_BERT_HP nema odstupanja, a Shielding je napravljen po uzoru na FTFP_BERT_HP.

9. Zaključak

Neki od trenutno aktuelnih eksperimenta su potraga za tamnom materijom, WIMP česticama, dvostrukog beta raspada bez emisije neutrina, raspad protona... Svi ovi eksperimenti su veoma osjetljivi i zbog toga se mora ukloniti bilo kakva smetnja, fon. Glavni problem su prodorni mioni koji indukuju neutrone u zaštitnom materijalu.

U radu su prikazani rezultati simulacija produkcije neutrona mionima iz kosmičkog zračenja. Simulacije su bazirane na programskom paketu Geant4. Potreba za ovim simulacijama se javila da bi se ispitale osobine i interakcije neutrona u olovnoj zaštiti HPGe detektora.

Osnovni rezultat rada je izračunat prinos neutrona po jedinici puta po jednom mionu. Ukupan broj proizvedenih neutrona je 934 000 za 10^8 incidentnih miona, na osnovu čega je dobijen prinos neutrona od $3.1(3) * 10^{-5} \frac{1}{g cm^{-2}}$. Srednji multiplicitet neutrona indukovanih mionima u olovu je 11.34, za 10^7 miona. Na kraju je određeno i relativno odstupanje za različite modele fizičkih procesa.

Dobijeni rezultat predstavlja prvi korak u određivanju ukupnog doprinsa fonu HPGe detektora od neutrona indukovanih kosmičkim mionima. U daljem radu biće urađene simulacije za koincidentni režim rada plastičnog scintilacionog detektora i HPGe detektora u podzemnoj laboratoriji Instituta za fiziku u Beogradu. Uporedo sa tim uradiće se analiza eksperimentalnih podataka.

Reference

- [1] T. Stanev, High Energy Cosmic Rays, Springer, Berlin (2009)
- [2] R.A. Millikan and G. H. Cameron, The Origin of the Cosmic Rays, California, 1928.
- [3] D. Joković, Detekcija i spektroskopija miona iz kosmičkog zračenja plastičnim scintilacionim detektorima, doktorska disertacija, Beograd, 2011.
- [4] A. Ramakrishnan, Elementary Particles and Cosmic Rays, The Macmillan company, New York, 1962.
- [5] M. Krmar, Uvod u nuklearnu fiziku, Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno-matematički fakultet, Novi Sad, 2013.
- [6] P. K. F. Grieder, Cosmic Rays at Earth: Researchers Reference Manual and Data Book, Elsevier, Amsterdam 2001.
- [7] V.A. Kudryavtsev, N.J.C. Spooner, J.E. McMillan, Simulations of muon-induced neutron flux at large depths underground, Elsevier, 2002.
- [8] A. Dimitrijevska, Vremenska spektroskopija nuklearnih reakcija kosmičkih miona, Diplomski rad, Novi Sad, 2010.
- [9] S. Turnbull, Muon interaction with lead shielding producing activation: implications for gamma-ray spectrometry, master thesis, Melbourne, 2011.
- [10] S. Popadić, Multiparametarsko istraživanje kosmičkih miona, diplomski rad, Novi Sad, 2006.
- [11] A. Dragić, I. Aničin, R. Banjanac, V. Udovičić, D. Joković, D. Maletić, M. Savić, N. Veselinović and J. Puzović, Neutrons produced by muons at 25 mwe, IOPscience, 2013.
- [12] A. Lindote, H. M. Araújob, V. A. Kudryavtsev, M. Robinson, Simulation of neutrons produced by high-energy muons underground, Elsevier, 2009.
- [13] D-M. Mei and A. Hime, Muon-induced background study for underground laboratories, PHYSICAL REVIEW D Vol. 73, 2006.

- [14] A. Dragić, THE NEW SET-UP IN THE BELGRADE LOW-LEVEL ANDCOSMIC-RAY LABORATORY, Nuclear & Technology Radiation Protection, Vol. 26, No. 3, pp.181-192, 2011.
- [15] R. Bellotti, New Measurement of the Flux of Atmosheric Muons, PHYSICAL REVIEW D Vol. 53, 1996.
- [16] N. Yu. Agafonova and A. S. Malgin, Universal formula for the muon-induced neutron yield, 2013.
- [17] F. Boehm, J. Busenitz, B. Cook, G. Gratta, H. Henrikson, J. Kornis, D. Lawrence, K. B. Lee, K. McKinnay, L. Miller, V. Novikov, A. Piepke, B. Ritchie, D. Tracy, P. Vogel, Y-F. Wang and J. Wolf, Neutron production by cosmic-ray muons at shallow depth, PHYSICAL REVIEW D Vol. 62, 2000.
- [18] L. Reichhart, A. Lindote, D.Yu. Akimov, H. M. Araujo, E. J. Barnes, V.A. Belov, A. Bewick, A. A. Burenkov, V. Chepel, A. Currie, L. DeViveiros, B. Edwards, V. Francis, C. Ghag, A. Hollingsworth, M. Horn, G. E. Kalmus, A. S. Kobyakin, A. G. Kovalenko, V. A. Kudryavtsev, V. N. Lebedenko, M. I. Lopes, R. Luscher, P. Majewski, A. St J. Murphy, F. Neves, S. M. Paling, J. Pinto da Cunha, R. Preece, J. J. Quenby, P. R. Scovell, C. Silva, V. N. Solovov, N. J. T. Smith, P. F. Smith, V. N. Stekhanov, T. J. Sumner, C. Thorne, R. J. Walker, Measurement and simulation of the muon-induced neutron yield in lead, Elsevier, 2013.
- [19] P. Sommers, Experimental aspects of cosmic rays, ResearchGate, 2006.
- [20] Cosmic Rays:
<https://encyclopedia2.thefreedictionary.com/cosmic+rays> (Poslednji pristup avgust 2019)
- [21] Cosmic Rays Electromagnetic Cascade:
<http://physicsopenlab.org/2016/04/12/cosmic-rays-cascade> (Poslednji pristup avgust 2019)
- [22] Geant4 Collaboration, Book For Application Developers, 2017.
- [23] Geant4 Collaboration, Physics Reference Manual, 2019.
- [24] Scintillator Materials Group:
<https://web.stanford.edu/group/scintillators/scintillators.html> (Poslednji pristup septembar 2019)

[25] O. Monfort and G. Plesch, Bismuth vanadate-based semiconductor photocatalysts: a short critical review on the efficiency and the mechanism of photodegradation of organic pollutants, ResearchGate, 2018.

Biografija



Rođena sam 20.09.1995. godine u Sremskoj Mitrovici. Pohađala sam osnovnu školu „Triva Vitasovic Lebarnik“. 2014. sam završila "Mitrovačku Gimnaziju" u Sremskoj Mitrovici i iste godine upisujem fiziku na Prirodno-matematičkom fakultetu Univerziteta u Novom Sadu i opredeljujem se za istraživački modul. U toku osnovnih studija bila sam učesnik festivala nauke i obrazovanja u Novom Sadu. Prisustvovala sam na konferenciji namenjenoj studentima fizike u CERN-u Diplomirala sam oktobra 2018. godine stekavši titulu diplomiranog fizičara. Iste, 2018. godine upisujem master studije takođe na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu. Tokom master studija sam učestvovala u letnjoj školi GSI u Darmstadt-u koja je trajala dva meseca.

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije:

Monografska dokumentacija

TD

Tip zapisa:

Tekstualni štampani materijal

TZ

Vrsta rada:

Master rad

VR

Autor:

Nikolina Lalić

AU

Mentor:

Prof. dr Jovana Nikolov, vanredni profesor

Komentor:

dr Dejan Joković, viši naučni saradnik

MN

Naslov rada:

Simulacije neutrona indukovanih mionima kosmičkog porekla

NR

Jezik publikacije:

srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda:

srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja:

Srbija

ZP

Uže geografsko područje:

Vojvodina

UGP

Godina:

2019

GO

Izdavač:

Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa:

Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

MA

Fizički opis rada:

9 poglavlja/51 strana/ 25 referenci/27 slike/ 3 tabele/

FO

Naučna oblast:

Fizika

NO

Naučna disciplina:

Nuklearna fizika

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči:

Kosmičko zračenje, mioni, neutroni indukovani mionima kosmičkog porekla, simulacije, Geant4

Čuva se:

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

ČU

Važna napomena:

VN

nema

Izvod:

IZ

U radu su prikazani rezultati simulacija produkcije neutrona mionima iz kosmičkog zračenja. Simulacije su bazirane na programskom paketu Geant4. Potreba za ovim simulacijama se javila da bi se ispitale osobine i interakcije neutrona u olovnoj zaštiti HPGe detektora.

Datum prihvatanja teme od NN veća:

25. 9. 2019.

DP

Datum odbrane:

1. 10. 2019.

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik:

Prof. dr Dušan Mrđa, redovni profesor, PMF u Novom Sadu

član:

Prof. dr Milan Pantić, redovni profesor, PMF u Novom Sadu

član:

dr Dejan Joković, viši naučni saradnik, Institut za fiziku u Beogradu

član:

Prof dr Jovana Nikolov, vanredni profesor, PMF u Novom Sadu

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type:

Monograph publication

DT

Type of record:

Textual printed material

TR

Content code:

Final paper

CC

Author:

Nikolina Lalić

AU

Mentor/

Prof. dr Jovana Nikolov, associate professor

Comentor:

Dr Dejan Joković, senior research associate

MN

Title:

Simulations of neutrons induced by cosmic muons

TI

Language of text:

Serbian (Latin)

LT

Language of abstract:

English

LA

Country of publication:

Serbia

CP

Locality of publication:

Vojvodina

LP

Publication year:

2019

PY

Publisher:

Author's reprint

PU

Publication place:

Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

PP

Physical description:

9 chapters/51 pages/25 references/27 pictures/3 tables

PD

Scientific field:

Physics

SF

Scientific discipline:

Nuclear physics

SD

Subject/ Key words:

Cosmic radiation, muons, neutrons induced by cosmic muons, simulations,

SKW

Geant4

UC

Holding data:

Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

HD

Note:

none

N

Abstract:

AB

Accepted by the Scientific Board:

ASB

Defended on:

DE

Thesis defend board:

DB

President:

Member:

Member:

Member:

In thesis are shown results from simulation of neutrons produced by cosmic muons. Simulations are based on packet Geant4. In order to investigate properties and interactions neutrons with lead these simulation are made.

25. 9. 2019.

1. 10. 2019.

Prof. dr Dušan Mrđa, full professor, Faculty of Sciences, Novi Sad
Prof. dr Milan Pantić, full professor, Faculty of Sciences, Novi Sad

dr Dejan Joković, senior research associate, Institute of Physics,
Belgrade

Prof dr Jovana Nikolov, associate professor, Faculty of Sciences, Novi
Sad