



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO – MATEMATIČKI FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU
ODSEK ASTRONOMIJA



Analiza deponovane energije kosmičkih miona u NaI(Tl) detektoru

- diplomski rad -

Mentor:
dr Dušan Mrđa

Student:
Rade Marjanović

Novi Sad,
2010.

*NEIZMERNU ZAHVALNOST DUGUJEM MENTORU,
PROF. DR MRĐI, NA NEISCRPNOM STRPLJENJU I
PRUŽANJU POMOĆI. ŽELEO BIH DA SE ZAHVALIM
MILICI TEŠIĆ NA PRUŽENOJ PODRŠCI,
KAO I MARJANU, BRANISLAVI I JADRANKI
MARJANOVIĆ KOJI SU BILI
UZ MENE TOKOM CELOG ŠKOLOVANJA.*

Sadržaj:

Analiza deponovane energije kosmičkih miona u NaI(Tl) detektoru	- 1 -
1. UVOD	- 4 -
2. MIONI.....	- 5 -
2.1 Istorijat.....	- 5 -
2.2 Izvori miona.....	- 7 -
2.3 Raspad miona	- 9 -
2.4 Mionski atomi.....	- 10 -
4. EKSPERIMENTALNA POSTAVKA I TOK MERENJA.....	- 13 -
4.1 Singl modovi	Error! Bookmark not defined.
4.2 Koincidentni modovi	- 18 -
5. PRIMER IZRAČUNAVANJA ENERGETSKE DEPOZICIJE MIONA U NaI DETEKTORU.....	- 21 -
6. REZULTATI.....	- 24 -
7. ZAKLJUČAK	- 32 -
8. REFERENCE.....	- 33 -
Biografija:	- 34 -

1. UVOD

Cilj ovog rada jeste analiza deponovane energije kosmičkih miona u određenom tipu detektora, u ovom slučaju NaI(Tl).

Određivani su energetski gubici po jedinici dužine, potom je primenjivana detaljna analiza da bi se odredili najzastupljeniji pravci prostiranja kosmičkih miona kroz detektor.

Mioni predstavljaju dominantnu komponentu kosmičkog zračenja na nivou mora. Nastaju kao proizvod sudara primarnih čestica sa jezgrima atoma atmosfere. Identifikujemo ih na osnovu scintilacija koje prave svojim prolaskom kroz scintilacioni detektor. Scintilacije su uglavnom posledica ionizacije i ekscitacije atoma scintilatora.

2. MIONI

Mion (dobio ime po grčkom slovu μ - "mi" kojim se obeležava) je elementarna, fundamentalna čestica slična elektronu, sa negativnim naelektrisanjem i spinom od $\frac{1}{2}$. Zajedno sa elektronom, tau-česticom i tri neutrina čini grupu leptona. Mion je nestabilna subatomska čestica sa drugim najdužim srednjim vremenom života ($2.2 \mu\text{s}$), od koga duže živi jedino slobodan neutron ($\sim 15 \text{ min}$). Kao i sve elementarne čestice, i mion ima odgovarajuću antičesticu suprotnog naelektrisanja ali iste mase i spina; **antimion** (takođe poznat i kao pozitivni mion). Mioni se obeležavaju sa μ^- , a antimioni sa μ^+ . Mioni su pre nazivani **mi mezoni**, ali ne spadaju u grupu čestica poznatih kao mezoni po modernoj čestičnoj fizici.

Mioni imaju masu od $105.7 \text{ MeV}/c^2$, što je oko 200 puta masivnije od elektrona. Pošto su interakcije miona veoma slične interakcijama elektrona, o mionu se može govoriti kao o dosta masivnijoj verziji elektrona. Usled svoje veće mase mioni se ne ubrzavaju tako naglo pri susretu sa elektromagnetskim poljem, i ne emituju toliko zračenja putem bremsstrahlung-a. Stoga, mioni date energije imaju veću prodornost u materijalu nego elektroni, jer je usporavanje elektrona i miona posledica primarno ovog mehanizma. Međutim, takozvani "sekundarni mioni", nastali od kosmičkih zraka pri sudaru sa atomima atmosfere, mogu prodati sve do površine Zemlje, pa i u duboke rudnike.

Osnovne osobine miona su prikazane u Tabeli 1.

Tabela 1. Osnovne osobine miona

Oznaka	μ^-
Naelektrisanje	-e
Masa	$1.88 \times 10^{-28} \text{ kg (} 105.7 \text{ MeV}/c^2 \text{)}$
Spin	$\frac{1}{2}$
Srednje vreme života	$2.2 \times 10^{-6} \text{ s}$
Interakcija	slaba, elektromagnetna, gravitaciona

Kao što je slučaj i sa ostalim naelektrisanim leptonima, i mion ima svoj neutrino. Mionski neutrino se označava sa ν_μ .

2.1 Istorijat

Do sredine 1930-tih lista poznatih i teorijski predviđenih čestica je bila mala, ali je postepeno proširivana. U to vreme je, proučavajući moguću fundamentalnu silu koja drži jezgro

na okupu, japanski fizičar Jukava (Hideki Yukawa, 1907.-1981.) predložio uvođenje nove čestice, **mezona**. Pošto je jezgro gusto napakovano pozitivno naelektrisanim protonima i neutralnim neutronima, očigledno je da ga na okupu ne može držati elektromagnetna sila; morala je postojati drugačija i veoma jaka sila interakcije koja bi držala protone u takvoj blizini. Ta nova sila je morala biti kratkog dometa, ne većeg od dimenzija jezgra, jer su se dokazi za njeno postojanje pojavili tek sa otkrićem konstituenata jezgra. Teorija je razvijena po analogiji sa elektromagnetskim silama. Za razliku od elektromagnetskih sila, nuklearne sile imaju kratak domet $\sim r^{-7}$. Vođen karakteristikama koje je morala da zadovolji ta nova sila, Jukava predlaže postojanje čestice koju je nazvao mezon i koja je odgovorna za prenošenje nuklearnih sila. On predlaže da protoni i neutroni u jezgru interaguju emitovanjem i apsorbovanjem mezona. Iz tog razloga nova sila je dobila ime **sila razmene**. Jukava je čak bio u stanju da predviđi masu mezona (što znači "srednje-težine"), za koju se ispostavilo da je negde između mase protona i elektrona. Po Jukavi, čestice koje posreduju pri nastanku nuklearnih sila između nukleona u jezgru, imale bi masu 275 puta veću od mase elektrona. Kada bi se sistemu predala energija veća od ekvivalenta mase čestice, očekuje se da se ova virtuelna čestica oslobođi.

Već nakon godinu dana od Jukavinog predviđanja, takva čestica je otkrivena u kosmičkom zračenju. Anderson (Carl D. Anderson, 1905.-1991.) i Nedermajer (Seth Neddermeyer, 1907.-1988.) su, izučavajući domet, moment i ionizaciju kosmičkih zraka u maglenoj komori, pronašli česticu iz prodrorne komponente kosmičkog zračenja istog nanelektrisanja kao i elektroni i mase oko 200 puta veće od mase elektrona. Anderson je uočio čestice koje su skretale drugačije od elektrona i ostalih poznatih čestica kada se propuste kroz magnetno polje. Bile su negativno nanelektrisane, ali su skretale manje naglo od elektrona i više naglo od protona, za čestice iste brzine. Pretpostavljen je da intenzitet njihovog negativnog nanelektrisanja jednak onom od elektrona, te da bi se objasnila razlika u krivini skretanja, pretpostavljen je da im je masa veća od mase elektrona, a manja od mase protona. Tako je Anderson novu česticu nazvao *mezotron*, usvajajući prefiks *mezo-* (između, u sredini) iz grčkog jezika. Nedugo zatim je otkriveno još čestica mase između masa elektrona i protona, te je uveden opštiji termin *mezon*. Da bi se razlikovale pojedine vrste mezona, mezotron je 1947. preimenovan u μ -*mezon* ili *mion*. [1] Usledili su eksperimenti Konversija (Marcello Conversi, 1917.-1988.), Pančinija (Ettore Pancini, 1915.-1981.) i Picionija (Oreste Piccioni, 1915.-2002.) 40-tih godina XX veka. Utvrđili su da se pozitivni mezoni zaustavljaju i u materijalima lakših i u materijalima težih elemenata, dok se negativni mezoni raspadaju samo pri zaustavljanju u lakšim elementima. Zaključili su da mioni ne mogu biti mezoni koje je Jukava predviđao, jer ne reaguju jakom interakcijom sa atomskim jezgrima i po svojim karakteristikama odgovaraju teškim elektronima. Otkriveno je da je mi mezon znatno drugačiji od ostalih mezona: npr., produkti

njegovog raspada uključuju neutrino i antineutrino, a ne samo jedan od njih, kao što je slučaj sa ostalim mezonima. Ostali mezoni su, kako je kasnije zaključeno, hadroni – tačnije, čestice sastavljene od kvarkova – te stoga podložne jakoj interakciji. U modelu kvarkova, *mezon* je sastavljen od tačno dva kvarka (kvarka i antikvarka), dok su barijoni sastavljeni od tri kvarka.

μ – mezoni su, međutim, fundamentalne čestice (leptoni), poput elektrona, bez kvarkova. Stoga, μ mezoni nisu uopšte mezoni, te je termin μ *mezon* napušten u potpunosti. Dakle, mioni se ne sudaraju sa jezgrima u atmosferi, već su proizvedeni u pljuskovima kosmičkog zračenja.

Druga čestica (pion, sa kojim je na početku mion zamjenjen) je predviđena od strane teoretičara Jukave:

"Deluje prirodno modifikovati teoriju Hajzenberga i Fermija na sledeći način. Prelazak teške čestice iz stanja neutrona u stanje protona nije uvek propraćeno emisijom lakih čestica. Prelazak se ponekad odvija pomoću još jedne teške čestice" – H. Jukava, On the Interaction of Elementary Particles 1, Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan (3) 17, 48, pp 139-148 (1935).

Postojanje miona je potvrđeno 1937. godine od strane J. C. Strita (Jabez Curry Street, 1906-1989) i E. C. Stivensona (Edward C. Stevenson), pomoću eksperimenta sa maglenom komorom. Otkriće miona je bilo tako iznenađujuće i neskladno u to vreme da je laureat za Nobelovu nagradu I. I. Rabi dobacio u jednom tenutku: "Ko je to naručio?"

Tokom 1941. godine u eksperimentu na Maunt Vašingtonu u Nju Hemširu, mioni su iskorišteni da se posmatra vremenska dilatacija predviđena specijalnom teorijom relativnosti.

Puel (Powel) je 1947. godine sa grupom naučnika našao vezu ranijih eksperimentalnih rezultata, otkrivši dve vrste mezona u kosmičkom zračenju. Teži, koji se u kratkom vremenskom periodu raspada na lakši i neutralnu česticu, i lakši koji se raspada na elektrone i neutralne čestice. Teži je nazvan π mezon (pion), a lakši μ mezon (mion). Kasnije se ispostavilo da ne spadaju u istu familiju čestica.

2.2 Izvori miona

Pošto je za stvaranje miona potrebna energija od 105.7 MeV, ni uobičajeni radioaktivni raspadi niti događaji nuklearne fisije i fuzije (poput onih koji se dešavaju u reaktorima i prilikom aktiviranja nuklearnog oružja) nemaju dovoljno energije da proizvedu mione. Samo nuklearna fisija proizvodi energije po jednom nuklearnom događaju koje su u ovom domenu, ali tu ne nastaju mioni, jer bi nastanak pojedinačnog miona narušio očuvanje kvantnog broja.

Na Zemlji, većina prirodnih miona je nastala od kosmičkog zračenja, koje se sastoji uglavnom od protona, od kojih većina dolazi iz dalekog svemira sa veoma visokim energijama.

Oko 10 000 miona stigne na svaki kvadratni metar zemljine površine u minuti; ove nanelektrisane čestice nastaju kao proizvod sudara kosmičkih zraka sa molekulima u gornjim slojevima atmosfere. Krećući se relativističkim brzinama, mioni mogu prodreti desetine metara duboko u kamen i druge materijale pre nego atenuiraju kao rezultat apsorpcije i deflekcije od strane drugih atoma.

Primer:

Kinetička energija:

$$K = \alpha mc^2 - mc^2$$

gde je $\alpha = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$ i u je relativna brzina

sređivanjem se dobija:

$$\alpha = \frac{K + mc^2}{mc^2} = \frac{(2 + 0.1) GeV}{0.1 GeV} = 21$$

Koristeći dilataciju vremena:

$$\Delta t = \alpha \Delta t'$$

$$\Delta t = 21 \times 2.2 \times 10^{-6} s = 4.6 \times 10^{-5} s$$

Domet: $x = ct$

$$x = (3.0 \times 10^8 m/s) \times (4.6 \times 10^{-5} s) = 13860 m$$

Kada proton kosmičkog zračenja udari jezgro atoma u gornjim slojevima atmosfere, nastaju pioni. Oni se veoma brzo, posle pređenih svega nekoliko metara raspadaju na mione (preferirani produkti raspada piona), i neutrine. Mioni nastali ovim putem uglavnom nastavljaju u pravcu prvobitnog protona, krećući se veoma velikom brzinom. Iako bi njihovo vreme života bez relativističkih efekata dozvolilo da pređu najviše oko 0.66 km (660 metara) gledano sa Zemlje, efekat dilatacije vremena iz specijalne teorije relativnosti (iz sistema Zemlje) omogućava mionima sekundarnog kosmičkog zračenja da prežive dovoljno dugo da stignu do površine Zemlje, jer u sistemu Zemlje, mioni imaju duže vreme života usled svoje brzine. Iz sistema miona, s druge strane, dolazi do efekta kontrakcije dužine iz specijalne teorije relativnosti, što omogćava toliku prodornost, jer je u sistemu miona njegovo vreme života neizmenjeno, ali su udaljenosti u atmosferi i na Zemlji daleko manje nego u sistemu Zemlje. Oba ova načina su jednakom validna u objašnjavanju mogućnosti da brzi mioni preživljavaju tako velika rastojanja.

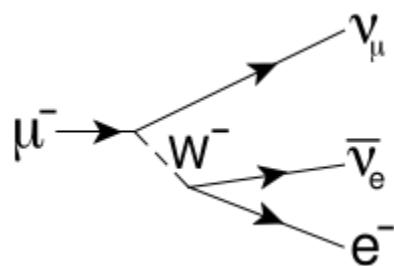
Pošto su mioni neobično prodorni za običnu materiju, poput neutrina, takođe se mogu detektovati i pd površinom Zemlje i vode, gde sačinjavaju zнатан deo prirodnog pozadinskog ionizujućeg zračenja. Sekundarni mioni su, kako je već navedeno, veoma usmereni. Danas se koriste iste nuklearne reakcije poput gore opisanih (sudari hadrona da bi nastali pioni, koji se posle brzo raspadnu u mione) da bi se proizveli mioni u velikim akceleratorima.

2.3 Raspad miona

Mioni su nestabilne elementarne čestice, koje su teže od elektrona i neutrina, ali su lakši od ostalih čestica materije. Raspadaju se pomoću slabe interakcije. Usled neophodnosti očuvanja leptonskog broja, jedan od neutrina nastalih u raspadu mora biti mionski, dok drugi mora biti elektronski antineutrino (rapad antimiona proizvodi odgovarajuće antičestice). Usled potrebe za očuvanjem naelektrisanja, jedan od produkata raspada miona je i elektron istog nanelektrisanja kao i mion (ili pozitron u slučaju pozitivnog miona). Stoga svi mioni se raspadaju na najmanje tri čestice, elektron i dva neutrina. Ponekad, pored ovih neophodnih produkata raspada miona, dodatne čestice, čiji su ukupni spin i nanelektrisanje jednaki nuli, mogu nastati (npr. par fotona, par elektron-pozitron).

Dominantan način raspada miona (ponekad nazivan i Michel-ov raspad, po Louis-u Michel-u) je najjednostavniji mogući: mion se raspada na elektron, elektronski antineutrino i mionski neutrino. Antimioni se, shodno tome, najčešće raspadaju na odgovarajuće antičestice: pozitron, elektronski neutrino i mionski antineutrino. Reakcije za to su:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$$



Slika 1. Fajnmanov (Feynman) dijagram za mione

Tabela 2. Osnovne osobine leptona

Naziv čestice	Simbol	Masa [MeV/c ²]	Naelektrisanje [e]	Srednje vreme života [s]
Elektron	e	0.511	-1	stabilan
Elektronski neutrino	ν_e	$<7 \cdot 10^{-6}$	0	stabilan
Mion	μ	105.7	-1	$2.2 \cdot 10^{-6}$
Mionski neutrino	ν_μ	<0.27	0	stabilan
Tau-lepton	τ	1777.1	-1	$2.96 \cdot 10^{-13}$
Tau neutrino	ν_τ	<31	0	stabilan

Srednje vreme života miona je $\sim 2.2 \mu\text{s}$, dok je jednakost života miona i antimiona je utvrđena do preciznosti na 10 000-ti deo.

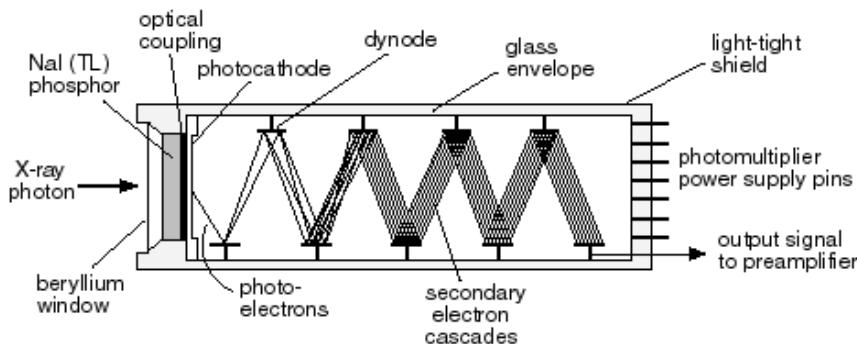
2.4 Mionski atomi

Mion je prva elementarna čestica koja se ne nalazi u običnim mionima. Negativni mioni, međutim, mogu formirati mionske atome (poznate i kao mi-mezične atome), menjajući elektron u običnim atomima. Atomi mionskog vodonika su mnogo manji od tipičnih atoma vodonika, jer mnogo veća masa miona daje mnogo manju početnu talasnu funkciju od talasne funkcije elektrona. U višeelektronskim atomima, gde je samo jedan elektron zamenjen mionom, veličina atoma je i dalje određena ostalim elektronima, te ostaje skoro nepromenjena. Ipak, u tim slučajevima orbita na kojoj je mion je i dalje manja i bliža jezgru nego što bi bila da je u pitanju elektron.

Pozitivni mion, kada se zaustavi u običnoj materiji, takođe može da veže elektron i na taj način formira egzotičnu vrstu atoma poznatu kao mionijum (Mu), gde se mion ponaša kao jezgro. Pozitivni mion, u ovom kontekstu, možemo posmatrati kao pseudo-izotop vodonika, sa jednom devetinom mase protona. Usled redukovane mase mionijuma, i kao posledice toga, njegovog Borovog radijusa, koji je blizu onom od vodonika, ovaj kratkoživeći "atom" se hemijski – do na prvu aproksimaciju – ponaša kao vodonik, deuterijum ili tricijum.

3. SCINTILACIONI DETEKTORI

Rad scintilacionog detektora se zasniva na činjenici da određeni materijali kada su pogodjeni nuklearnim česticama ili zračenjem, emituju slabu svetlost (scintilacije). Takav materijal nazivamo scintilator. Na scintilator nadovezujemo fotomultiplikator pomoću kojeg dobijamo električni impuls koji se pojačava i zatim analizira.



Slika 2. Scintilacioni detektor sa fotomultiplikatorom

Prve primene scintilatora u detekciji čestica su izvršene od strane Kruksa (Crookes) još 1903. godine. Međutim, veliki problem je nastao jer su posmatranja vršena pomoću mikroskopa. Tek 1944. godine Kurian (Curran) i Bejker (Baker) su zamenili mikroskop fotomultiplikatorom i na taj način usavršili detektor. Danas scintilacioni detektori imaju široku primenu u nuklearnoj i fizici elementarnih čestica.

Scintilacioni detektori se sastoje od scintilatora, fotomultiplikatora i elektronskog uređaja za pojačavanje i obradu impulsa. Scintilator i fotomultiplikator su optički spojeni.

Kada čestica ili zračenje prolazi kroz scintilator, pobuđuje njegove atome što dovodi do emitovanja svetlosti. Broj ovih kvanata zavisi od tipa zračenja i materijala scintilatora. Izvestan broj svetlosnih kvanata pada na fotokatodu, a njihov broj zavisi od optičkog kontakta između scintilatora i fotomultiplikatora, kao i od prozračnosti kristala za sopstvenu svetlost. Fotoni iz fotokatode izbijaju elektrone. Mlaz tih elektrona se elektronsko-optički fokusira i dolazi do dinoda gde se pojačava za nekoliko redova veličine. Izlazni impuls se pojačava pomoću pojačavača, zatim odbrojava i analizira.

Opšte karakteristike scintilacionih detektora su sledeće:

- Visoka energetska osetljivost
- Velika brzina i kratko vreme razlaganja
- Diskriminator oblika impulsa

- Velika mogućnost izbora različitih geometrijskih formi, kao i kombinacija u izvođenju eksperimenta.

Postoji šest tipova scintilacionih materijala: organski kristali, organske tečnosti, plastici, neorganski kristali, gasni i stakleni scintilatori.

U našem slučaju je korišćeni su neorganski kristal NaI(Tl) i plastik kao detektori.

NaI(Tl) su monokristali neorganskih jedinjenja, primenjuju se kod γ zračenja, visokoenergetskih elektrona i pozitrona. Danas se pored gore pomenutog najčešće koriste CsI(Tl), CsI(Na), Bi₄Ge₃O₁₂(BGO), ZnS(Ag), itd. Imaju dugo vreme gorenja za razliku od organskih (2-3 reda veličine). Mana nekih kristala je higroskopnost. Prednosti su im velika moć zaustavljanja, koja je uslovljena velikom vrednošću atomskog broja i velikom gustinom. Od svih scintilatora oni poseduju najvišu vrednost izlazne svetlosti što uslovljava bolju energetsku rezoluciju.

Plastični detektor (plastik) koji je korišten u drugoj, koincidentnoj fazi merenja je tipa "SCIONIX". U pitanju je detektor od polistirena (C_6H_6), čija je gustina 1.032 g/cm^3 , dok su mu efektivni redni (atomski) broj 5.28 i efektivni maseni broj 11.146 g/mol . Efektivni redni (atomski) broj je računat pomoću sledećeg obrazca:

$$Z_{\text{eff}} = \frac{N_C \cdot Z(C)}{Z_{\text{uk}}} \cdot Z(C) + \frac{N_H \cdot Z(H)}{Z_{\text{uk}}} \cdot Z(H)$$

Dok je efektivni maseni broj računat po sledećoj formuli:

$$A_{\text{eff}} = \frac{N_C \cdot A(C)}{M} \cdot A(C) + \frac{N_H \cdot A(H)}{M} \cdot A(H)$$

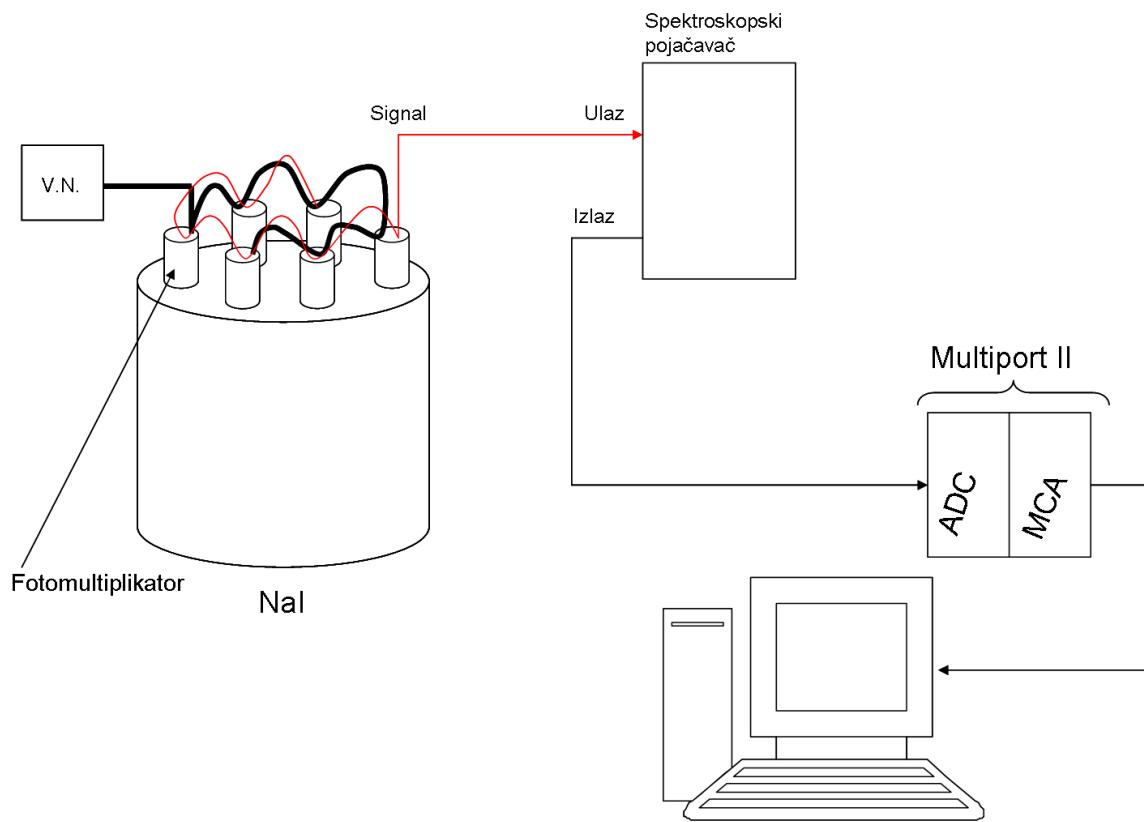
Slika 3. NaI(Tl) detektor



4. EKSPERIMENTALNA POSTAVKA I TOK MERENJA

4.1 Direktni režim rada detektora

Pošto je i sam eksperiment imao više faza, samim time je postojalo i više različitih eksperimentalnih postavki. Prva postavka je obuhvatala upotrebu samo NaI detektora i trebala je da nam pruži uvid u neke referentne (okvirne) vrednosti od interesa za ovaj eksperiment, da bi se posle, u narednim fazama te vrednosti preciznije odredile. Na *Slici 6.* Vidimo shematski prikaz eksperimentalne postavke aparature.

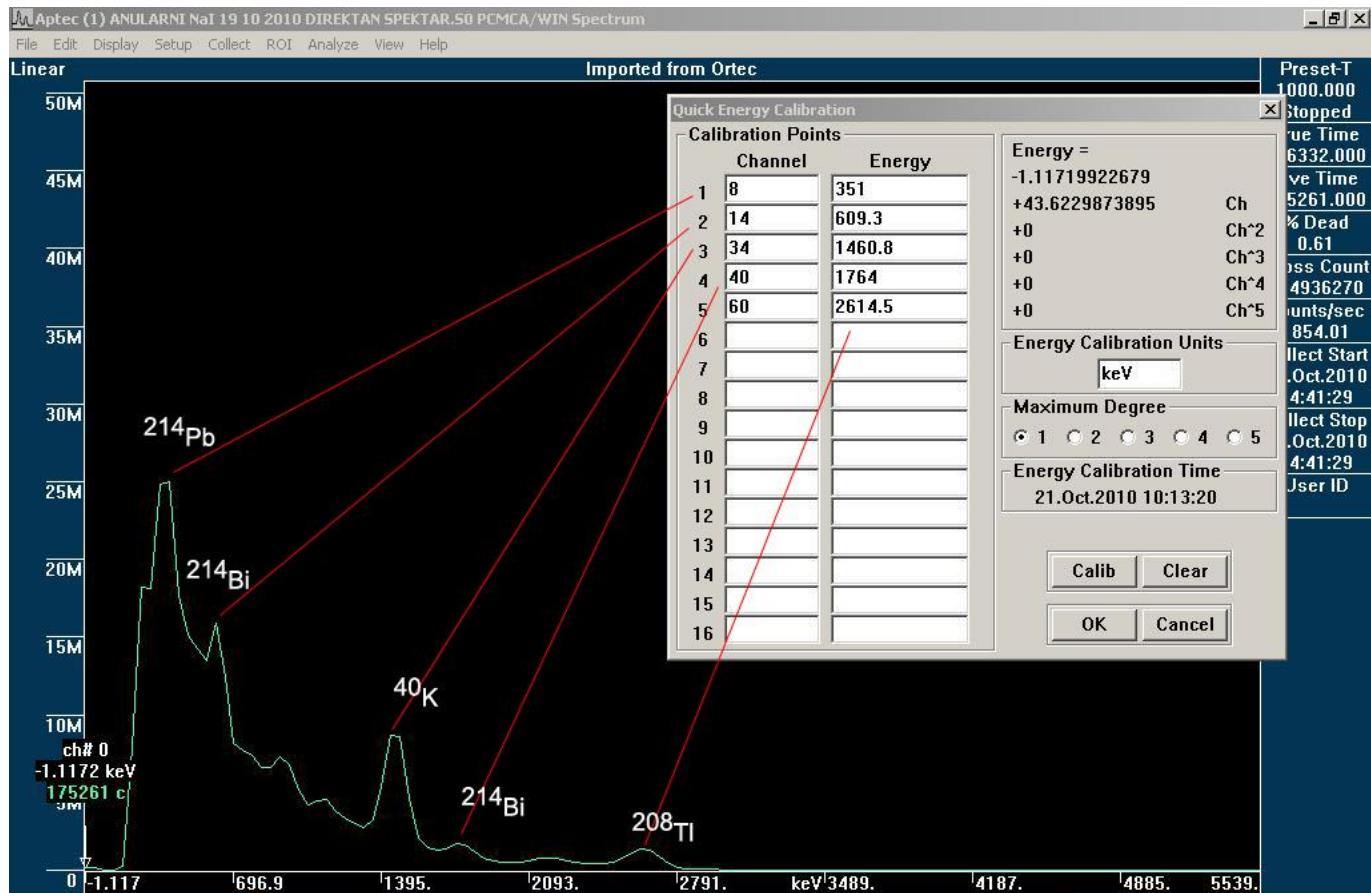


Slika 6. Shematski prikaz eksperimentalne postavke I

Prva stvar koja je morala biti urađena posle povezivanja aparature je kalibracija. Za samu kalibraciju, usled dovoljno velike zapremine samog detektora je korišten prirodni fon, pošto su te prirodne linije imale dovoljno veliki intenzitet da bi se mogle iskoristiti u tu svrhu. Što se tiče konfiguracije za merenje, parametri sistema su bili sledeći:

- 4096 kanala

- napon detektora 750 V (za sve postavke i za svaki detektor)
- pojačanje na pojačavaču - coarse gain 50



Slika 5. Kalibracija izvršena programom APTEC

Za kalibraciju je korišten program APTEC MCA Application 7.00.01. Kao što se može videti sa slike iskorištene su neke dobro poznate linije iz prirodnih nizova.

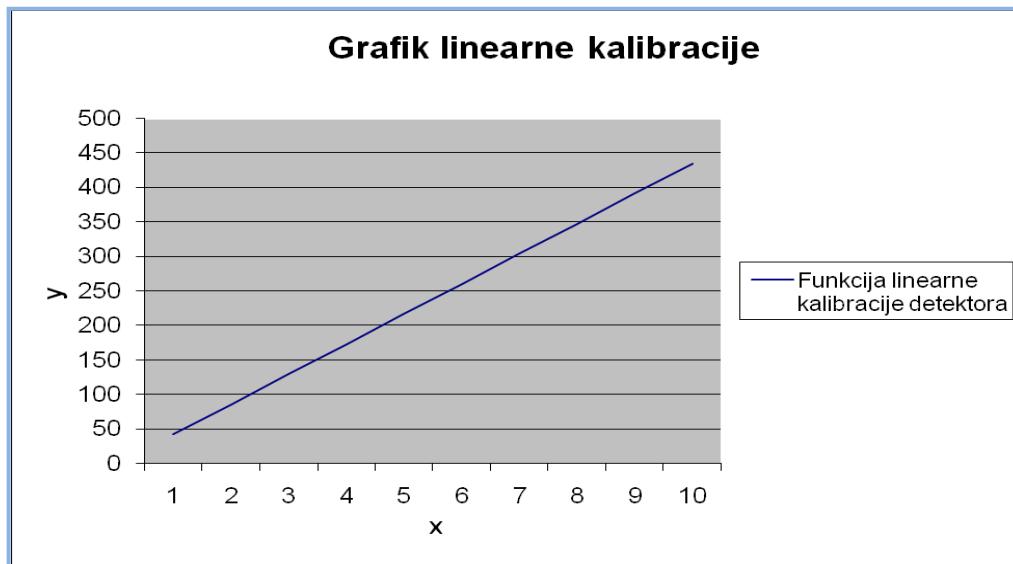
Tabela 3. Vrednosti energija linija korištenih za kalibraciju

chn	E (keV)	Tip linije
8	351	^{214}Pb iz ^{238}U serije
14	609.3	^{214}Bi iz ^{238}U serije
34	1460.8	^{40}K
40	1764	^{214}Bi iz ^{238}U serije
60	2614.5	^{208}Tl iz ^{232}Th serije

Kalibracija je bila linearna i pokazalo se da se veoma dobro očuvala i na visokim energijama (pošto je izvršena samo na niskoenergetskom delu gde se pojavljuju prirodne linije).

Funkcija kalibracije izgleda ovako:

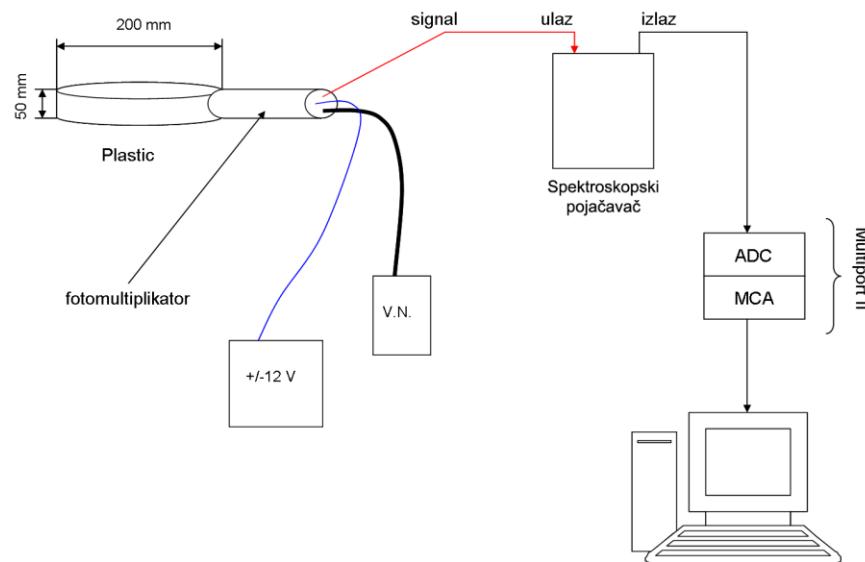
$$E = -1.11719922679 + 43.6229873895 \cdot x$$



Slika 6. Grafik funkcije linearne kalibracije NaI detektora

Posle kalibrisanja i merenja sa NaI detektorom u singl modu, izvršeno je merenje sa plastičnim detektorom takođe u direktnom režimu, radi provere samog detektora i aparature, te podešavanja neophodnih parametara za koincidentni režim.

Shema eksperimentalne postavke II izgleda ovako:

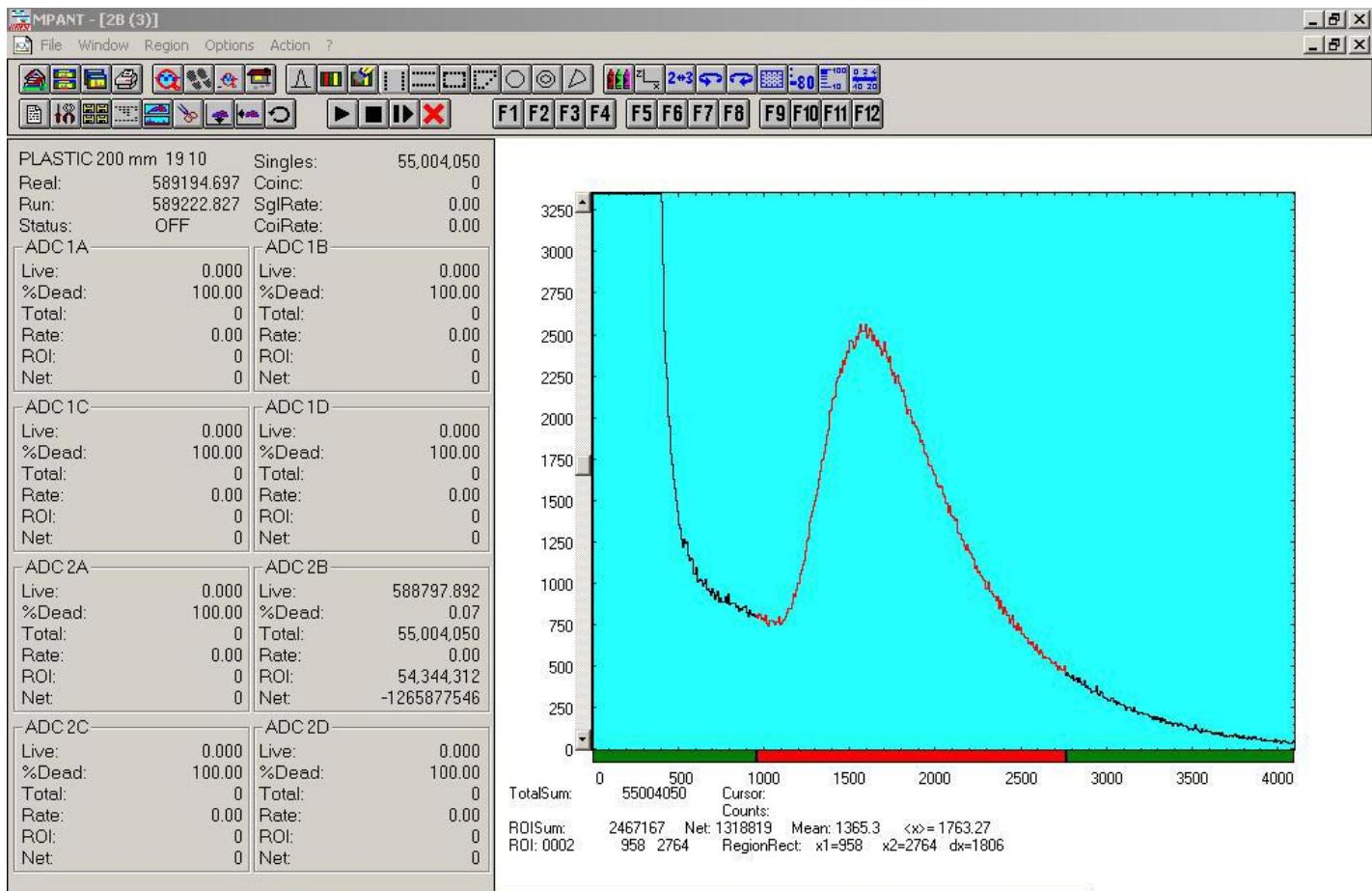


Slika 7. Shema eksperimentalne postavke II

Samo merenje u ovom modu je iskorišćeno da se izračuna integralni fluks miona, što je opet omogućeno zнатно jednostavnijom geometrijom samog detektora. Za taj račun je korišćen sledeći obrazac:

$$\Phi_{\mu} = \frac{N_{\mu}}{S \cdot t}$$

i dobijena je vrednost od $44 \text{ s}^{-1}\text{m}^{-2}$. Podaci koji su iskorišteni pri izračunavanju integralnog fluksa su dobijeni pomoću softvera MPANT 1.63 koji dolazi uz MPA-3 sistem (*Multiparameter Data Acquisition System*).



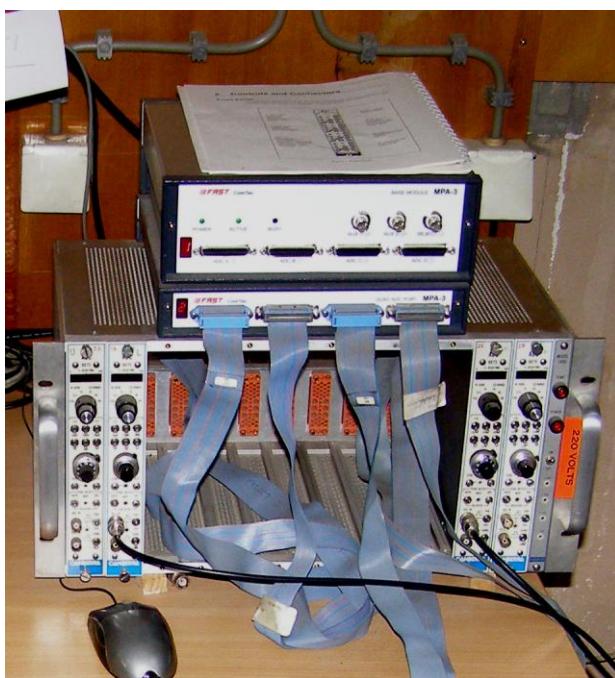
Slika 8. Spektar dobijen plastičnim detektorom u programu MPANT

Sam MPA-3 sistem je projektovan za rad sa najviše 16 spoljašnjih ADC pretvarača, skalera. Bazni modul MPA-3 sistema je prikazan na *Slici 11*. Ovaj sistem ima dva režima rada – pojedinačni i koincidentni. Koincidentni režim rada omogućava bilo koju kombinaciju 16 ADC ulaza. U ovom eksperimentu su korištena dva ADC ulaza. Dakle, koincidentni događaji se prikazuju u dvodimenzionim koincidentnim spektrima (jedna osa odgovara jednom, a druga

drugom detektoru; ili bilo kojoj drugoj kombinaciji ADC ulaza), koji omogućavaju dobijanje spektra jednog detektora prouzrokovanih spektrom drugog detektora. Multiparametarskim programom MPANT korisnik ima potpunu kontrolu nad MPA-3 sistemom. MPANT je server program za merenje i čuvanje podataka, može de pikazuje podatke direktno (dok se vrši merenje).



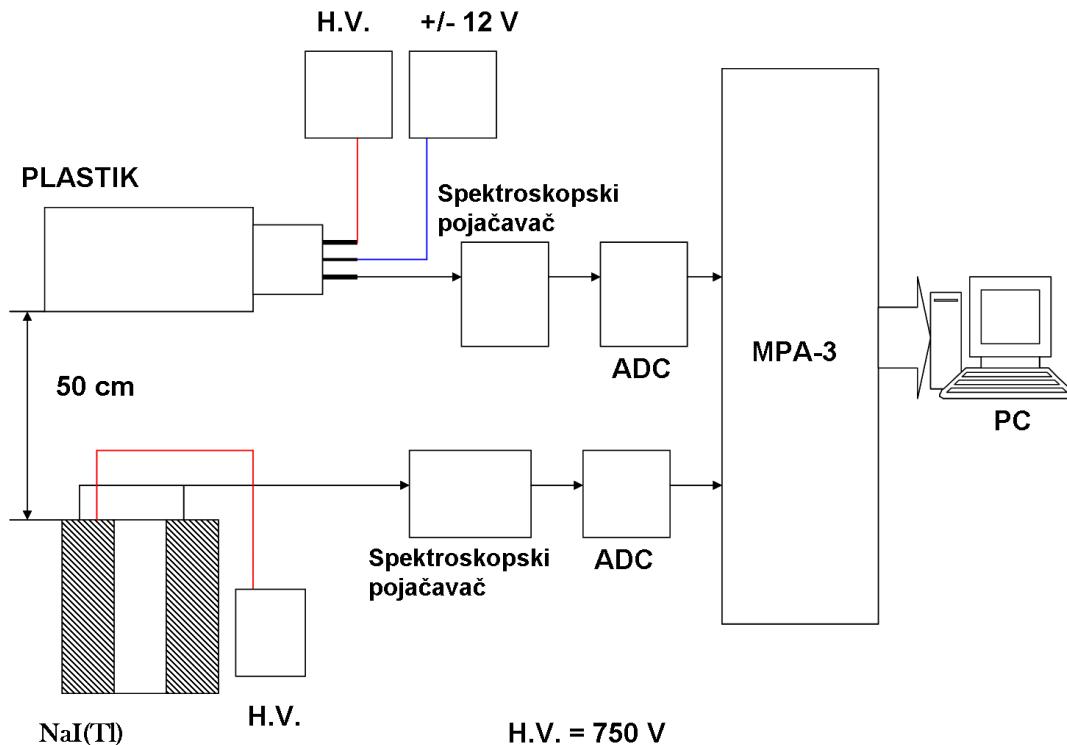
Slika 9., 10. Fotografije detektora u direktnom režimu



Slika 11. Bazni modul MPA-3 na kućištu ADC pretvarača

4.2 Koincidentni modovi

Potom su ova dva detektora (posle direktnog režima plastičnog detektora) spojena u koincidentni režim, gde je snimanje spektra izvršeno u tri odabrana položaja da bismo uočili neke od prostornih parametara vezanih za spektar miona. Detektori su povezani prema sledećoj shemi:

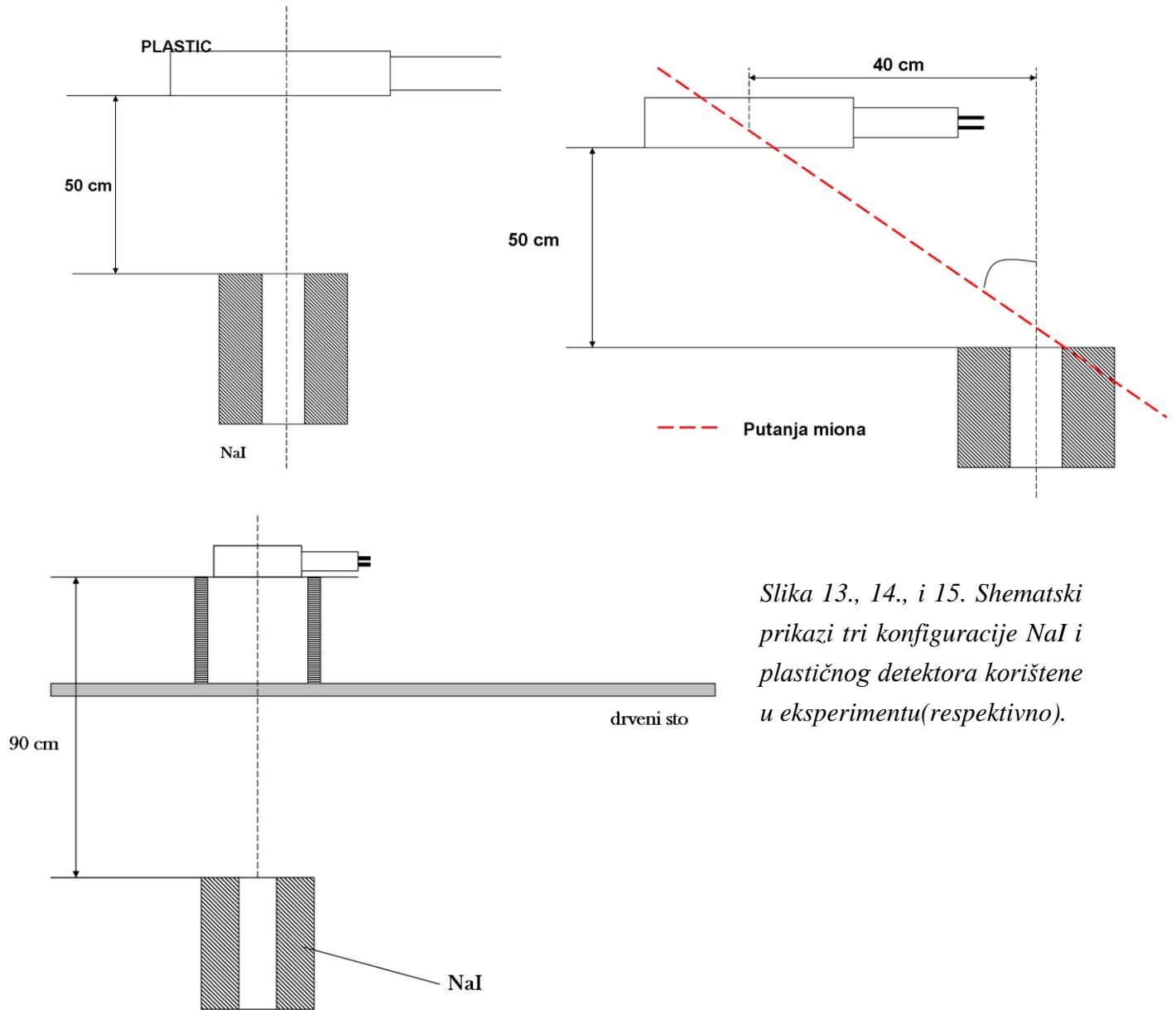


Slika 12. Shema koincidentne povezanosti NaI i plastičnog detektora

Parametri sistema pri svim koincidentnim konfiguracijama korištenim u eksperimentu su:

- napon na detektorima 750 V
- plastični detektor povezan na ADC2B
- NaI detektor povezan na ADC2C
- podešavanja spektroskopskog pojačavača za plastični detektor su: coarse gain=300, fine gain=3.00
- podešavanja spektroskopskog pojačavača za NaI detektor su: coarse gain=20, fine gain=2.30

Jedine razlike u različitim konfiguracijama koincidentnog režima merenja u ovom eksperimentu su različiti položaji plastičnog detektora u odnosu na NaI detektor, što možemo videti sa sledećih shematskih prikaza.



Slika 13., 14., i 15. Shematski prikazi tri konfiguracije NaI i plastičnog detektora korištene u eksperimentu(respektivno).

Kao što je već rečeno, ovakva postavka je urađena sa namerom da se utvrde neki prostorni parametri miona koji dolaze do NaI detektora, a koji su bitni za kasniju analizu.



Slika 16., 17. Fotografije detektora u koincidentnom modu, konfiguracije 1 i 3

5. PRIMER IZRAČUNAVANJA ENERGETSKE DEPOZICIJE MIONA U NaI DETEKTORU

Za ovaj primer je odabrana kinetička energija kosmičkih miona od 2 GeV, jer su upravo ti mioni najzastupljeniji (najbrojniji) u fluksu miona na nivou mora.

Praktičan oblik Bete-Blobove formule za srednju procenu gubitka energije miona na ionizaciju ima dve korekcije:

- **efekat gustine δ i efekat ljkastih struktura C.**

Taj praktičan oblik izgleda ovako:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] [1]$$

Proizvod konstanti na početku desne strane izraza je:

$$2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeV cm}^2 / \text{g}$$

pri čemu te konstante imaju sledeće vrednosti:

$\pi = 3.14$	
$N_a = 6.022 \cdot 10^{-23} \text{ mol}^{-1}$	→ Avogadrovo broj
$r_e = 2.817 \cdot 10^{-13} \text{ m}$	→ klasični elektronski radijus
$m_e = 9.11 \cdot 10^{-31} \text{ kg} = 0.511 \text{ MeV}/c^2$	→ masa elektrona
$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$	→ brzina svetlosti

Vrednosti koje su nam potrebne za rešavanje Bete-Blobove formule, a koje karakterišu materijal (apsorber), u našem slučaju NaI(Tl), su:

$Z = 64$	→ atomski broj (efektivni)
$A = 149.89$	→ maseni broj (efektivni)-molekulska masa
$\rho = 3.67 \text{ g/cm}^3$	→ gustina
$I = 452 \text{ eV}$	→ srednji ekscitacioni potencijal

$$\delta = \begin{cases} 0 & , X < X_0 \\ 4.6052X + C_0 + a(X_1 - X)^m, & X_0 < X < X_1 [2] \\ 4.6052X + C_0 & , X_1 < X \end{cases}$$

$$C(I, \eta) = (0.422377 \cdot \eta^{-2} + 0.0304043 \cdot \eta^{-4} - 0.00038166 \cdot \eta^{-6}) \cdot I^2 \cdot 10^{-6} + [3] \\ + (3.85019 \cdot \eta^{-2} - 0.1667989 \cdot \eta^{-4} + 0.00157955 \cdot \eta^{-6}) \cdot I^3 \cdot 10^{-9}$$

Karakteristike upadne čestice (u našem slučaju, miona) su:

$$z = -1 \cdot e$$

$$\beta = v/c$$

→ pri čemu je v brzina upadne čestice

$$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$$

$$W_{\max} \approx 2m_e c^2 \eta^2$$

→ maksimalni iznos transfera energije, pri

čemu je uzeto u obzir da je $m_\mu \ll m_e$, te stoga možemo koristiti ovaj uprošćeni oblik.

$$T = 2 \text{GeV}$$

Brzina, odnosno parametar β je računat prema sledećoj formuli:

$$E_k = m_\mu c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \Rightarrow \beta^2 = 1 - \left(\frac{1}{\frac{E_k}{m_\mu c^2} + 1} \right)^2 [4]$$

odakle je:

$$\beta = 0.99873758 .$$

Zatim, iz izraza $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ imamo: $\gamma = 19.90768409$

a potom i η iz izraza $\eta = \beta \cdot \gamma$:

$$\eta = 19.88255223 .$$

Pomoću dobijenih vrednosti možemo izračunati maksimalni energetski transfer pomoću prethodno date formule:

$$W_{\max} \approx 2m_e c^2 \eta^2 [5]$$

odakle dobijamo:

$$W_{\max} = 404.01283261 \text{MeV} .$$

Vrednost korekcije na efekat gustine na osnovu formule [2] se može izračunati znajući odgovarajuće parametre za NaI:

$$X_0 = 0.1203$$

$$X_1 = 3.59$$

$$m = 3.04$$

$$a = 0.1252$$

$$-C_0 = 6.06$$

gde je: $X = \log_{10} \eta = 1.29847213$,

pa pošto je $X_0 < X < X_1$, za izračunavanje δ koristimo sledeći obrazac:

$$\delta = 4.6052X + C_0 + a(X_1 - X)^m$$

i dobijamo da je: $\delta = 1.47706861$.

Vrednost korekcije na ljuskastu strukturu računamo pomoću formule [3], što je poluempirijska formula i važi za slučaj kada je I dato u elektronvoltima. Iz nje dobijamo:

$$C(I, \eta) = 0.0011176314$$

Još preostaje da se izračuna vrednost pod logaritmom, tačnije ceo taj izraz:

$$\ln\left(\frac{2m_e\gamma^2v^2W_{\max}}{I^2}\right) = \ln\left(\frac{4m_e^2c^4\beta^4\gamma^4}{I^2}\right) = 27.40655004$$

Konačno, kada smo dobili sve potrebne elemente ostaje da ih uvrstimo u Bete-Blobovu formulu [1]. Dobijeni podaci su:

$$2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeV cm}^2/g$$

$$\rho = 3.67 \text{ g/cm}^3$$

$$\frac{Z}{A} = 0.42697979$$

$$z^2 = 1$$

$$\beta^2 = 0.99747675$$

$$\ln\left(\frac{2m_e\gamma^2v^2W_{\max}}{I^2}\right) = 27.40655004$$

$$\delta = 1.47706861$$

$$C(I, \eta) = 0.0011176314$$

Kada se posle uvrštavanja izračuna konačan rezultat, dobijamo:

$$\frac{dE}{dx} = 5.77169313 \text{ MeV/cm}$$

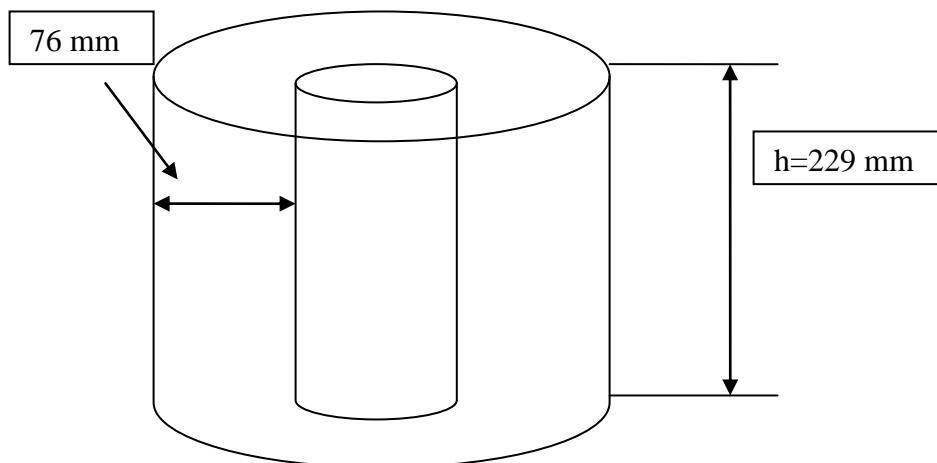
što bi za najdužu putanju miona kroz detektor dalo:

$$dE_{uk} = 132.17177268 \text{ MeV} (za 22.9 \text{ cm})$$

depozicije. Sa time bi završili ovaj primer izračunavanja, gde su naravno izostavljeni aritmetički koraci, ali su navedene sve relevantne formule korišćene u procesu izračunavanja.

6. REZULTATI

Pošto se ovaj deo odnosi na rezultate eksperimenta, pre svega treba ponovo istaći da se kalibracija, koja je urađena samo na niskoenergetskom delu, veoma dobro slaže sa računski dobijenim vrednostima za deponovane energije miona u materijalu NaI detektora. Šematski prikaz detektora je prikazan na sledećoj slici.



Slika 18. Šematski prikaz geometrije detektora

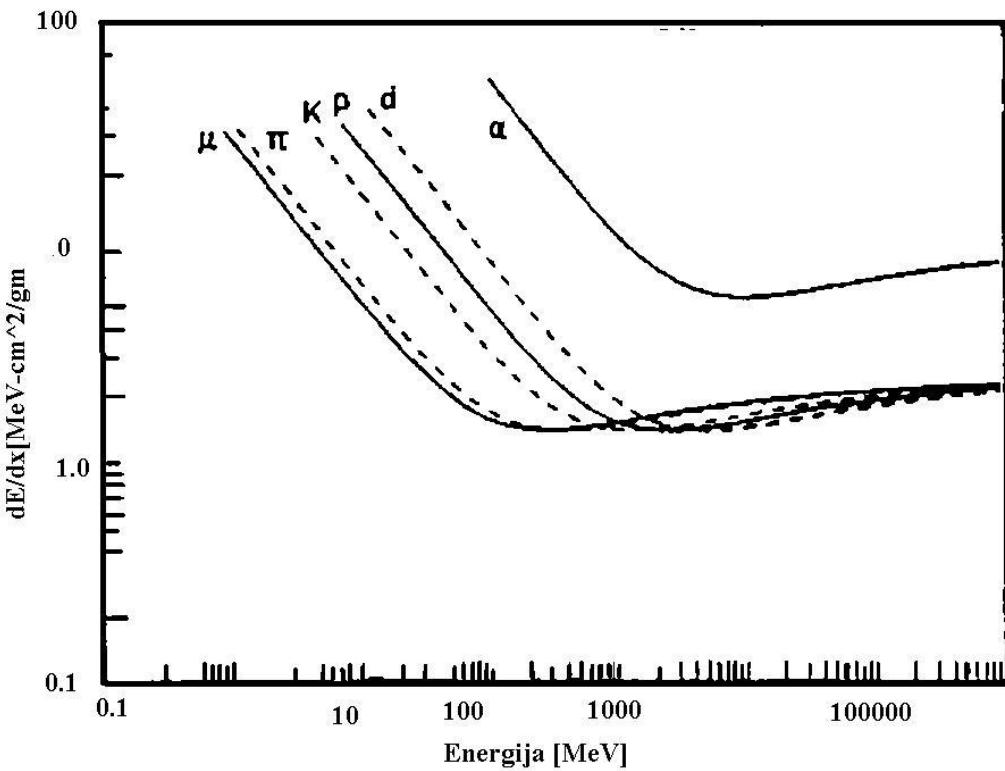
Pod pretpostavkom da je mionski fluks dominantno vertikalno može se izračunati koliki je ukupni gubitak za sve slučajeve.

Dobijeni rezultati izgledaju ovako:

Tabela 4. Ukupni gubitak po jedinici dužine i ukupni gubitak energije upadnih miona

Kinetička energija upadnih miona [MeV]	Gubitak energije po jedinici dužine -dE/dX [MeV/cm]	Ukupni gubitak energije -dE [MeV]
100	5.24	120.05
500	4.97	113.86
1000	5.34	112.28
1500	5.59	128.001
2000	5.77	132.17
3000	5.81	132.82
4000	6.21	142.18
5000	6.35	145.32
10000	6.76	154.76

Kao što se iz tabele može videti dolazi prvo do pada iznosa deponovane energije u slučaju niskoenergetskih miona, a potom do porasta. Na grafiku ispod vidimo zavisnost dE/dx (računate Bete-Blohovom formulom) od kinetičke energije za različite vrste čestica u niskoenergetskom delu. Pri nerelativističkim energijama, dE/dx je dominantno određeno faktorom $1/\beta^2$ i opada sa povećanjem brzine do oko $v=0.96c$, gde dostiže minimum. Čestice u tim uslovima su *minimalno jonizujuće*. Može se primetiti da je minimalna vrednost dE/dx skoro ista za sve čestice istog nanelektrisanja. Kako energija raste preko ove vrednosti, član $1/\beta^2$ postaje skoro konstantan i dE/dx ponovo raste usled logaritamske zavisnosti koja postoji u [1]. Ovaj *relativistički porast* je, međutim, poništen popravkom (korekcijom) na gustinu, što možemo videti sa grafika na *Slici 20*.

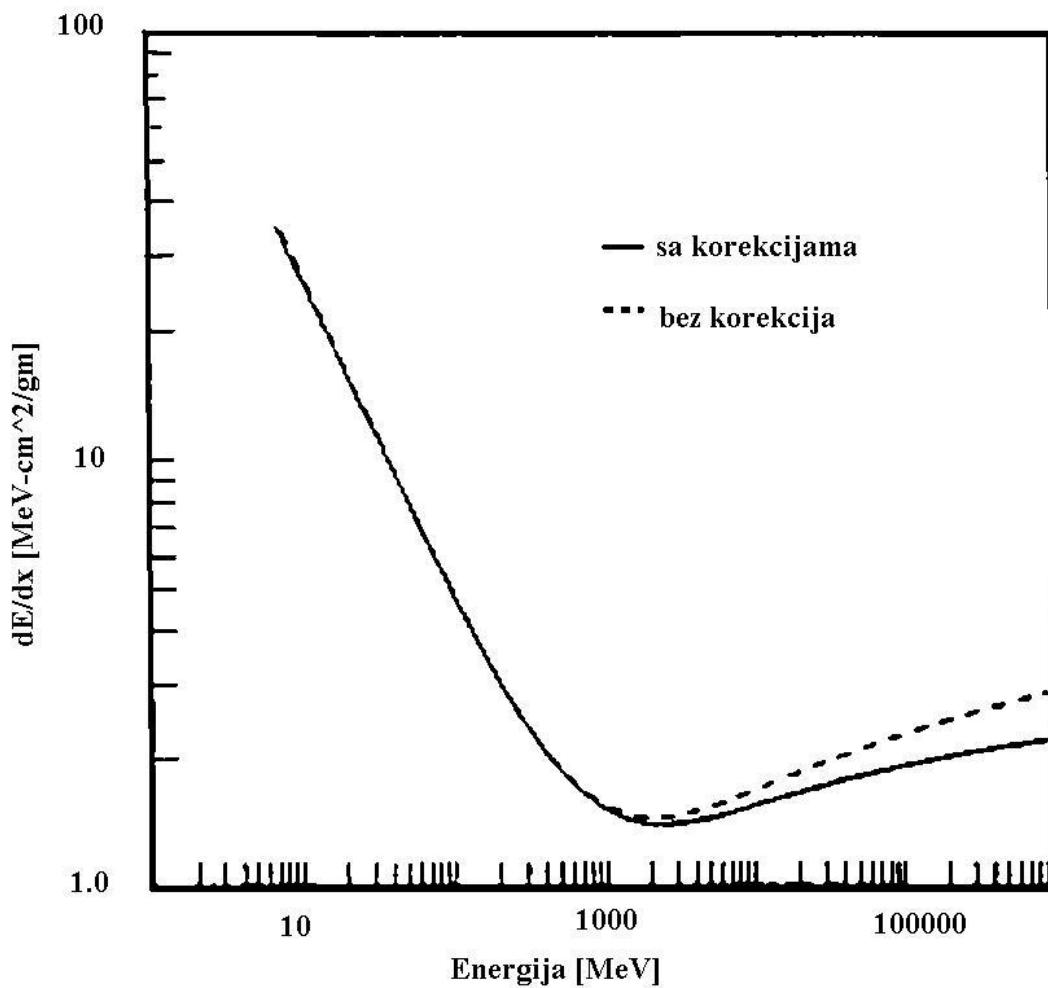


Slika 19. Zaustavna moć (deponovana energija) kao funkcija energije za različite čestice

Za energije ispod minimalne jonizujuće vrednosti, svaka čestica ispoljava dE/dx krivu koja je, u većini slučajeva, jedinstvena za datu česticu. Ova karakteristika se vrlo često koristi u čestičnoj fizici kao sredstvo identifikacije čestica u tom energetskom opsegu.

Ono što nije prikazano na *Slici 19.* je region veoma niskih energija, gde Bete-Blohova formula ne važi. Pri niskim brzinama, uporedivim sa brzinom orbitalnih elektrona materijala, dE/dx , zapravo, dostiže maksimum i onda opet naglo pada. Ovde brojni komplikovani efekti

dolaze do izražaja. Najvažniji od njih je svakako tendencija čestice da veže elektron tokom određenog vremenskog perioda. To umanjuje efektivno naelektrisanje čestice, a time i njenu zaustavnu moć. Izračunavanje efektivnog naelektrisanja može biti težak problem, pogotovo za teške jone.



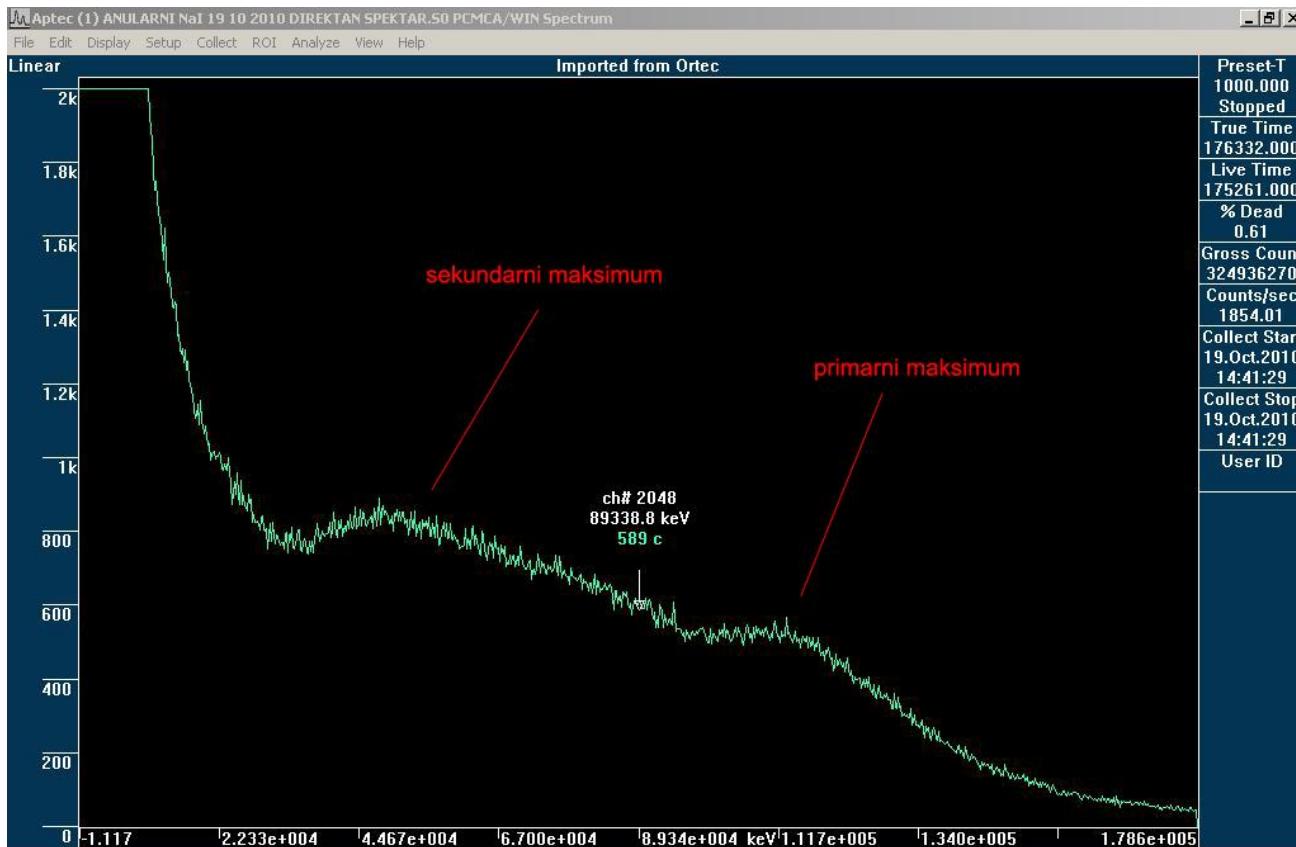
Slika 20. Uporedni grafik deponovane energije dobijene Bete-Blobovom formulom sa i bez korekcija na gustinu i ljuskastu strukturu. Prikazane su vrednosti za bakar.

Kao što se može videti sa *Slike 20.* korekcije na gustinu i ljuskastu strukturu, umanjuju porast u iznosu deponovane energije koji se javlja u relativističkom slučaju. Naime, ove dve korekcije su veoma bitne i u niskoenergetskom i u visokoenergetskom delu.

Efekat gustine je posledica činjenice da električno polje čestice takođe ima tendenciju da polarizuje atome duž svoje putanje. Zbog ove polarizacije, elektroni koji su daleko od putanje čestice će biti zaštićeni punog intenziteta njenog električnog polja. Sudari sa ovakvim spoljašnjim elektronima će usled toga doprinositi ukupnom energetskom gubitku manje nego je

predviđeno Bete-Blobovom formulom. Ovaj efekat postaje značajniji sa porastom energije čestice, samim time udaljeniji sudari daju sve značajniji doprinos ukupnom gubitku energije. Štaviše, očigledno je da ovaj efekat zavisi od gustine materijala (otuda i naziv), jer će indukovana polarizacija biti veća u gušćim materijalima nego u, npr., gasovima.

Efekat ljuškaste strukture je zapravo skup efekata koji se javljaju u slučajevima kada je brzina upadne čestice uporediva ili manja od orbitalne brzine vezanih elektrona. Na tim energijama pretpostavka da je elektron stacionaran u odnosu na upadnu česticu više ne važi i samim time Bete-Blobova formula bez korekcije više nije validna. Mada je, generalno, ova korekcija mala, što možemo videti i na gornjem grafiku (*Slika 20.*)



Slika 21. Deo spektra koji se odnosi na energije miona korištene u radu

Na gornjoj slici je prikazan deo spektra od interesa za ovaj rad. Pod primarnim maksimumom na gornjoj slici podrazumevam deo spektra koji se odnosi na mione koji imaju vertikalni pravac, a pod sekundarnim sve ostale pravce.

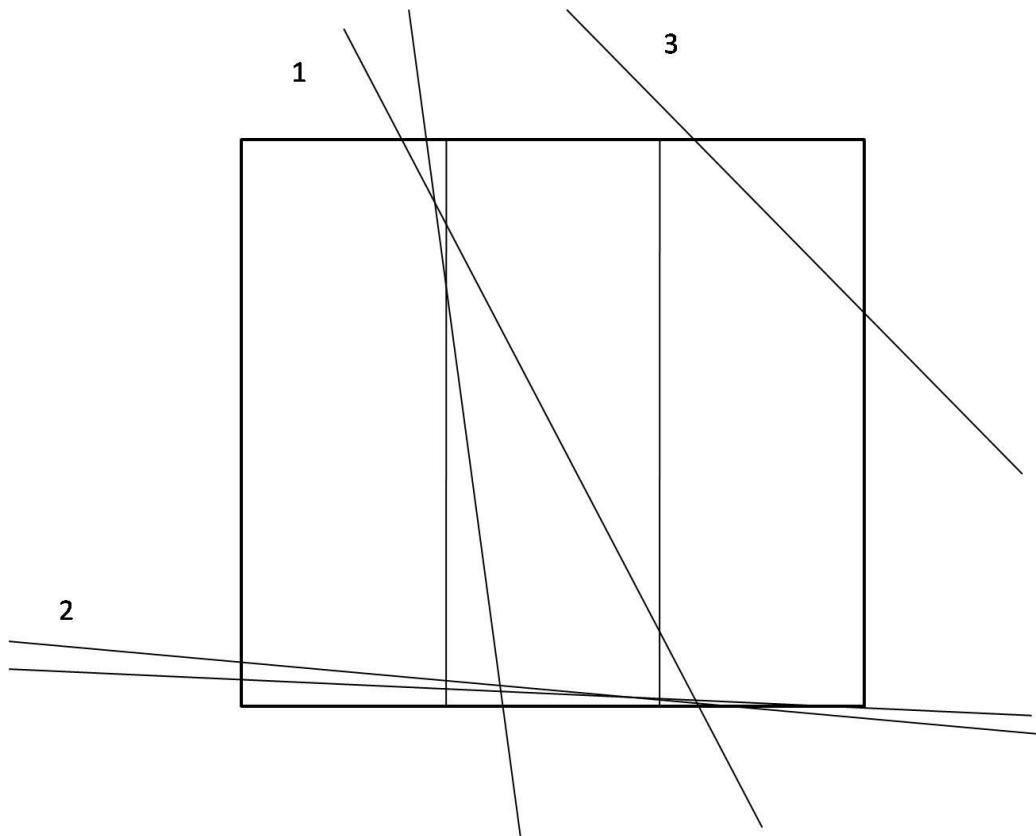
Uvezši totalni gubitak koji se najbolje poklapa sa spektrom (što je ujedno i dominantna energija u tom delu spektra) i poredeći ga sa prethodnim sekundarnim maksimumom procenjuje se srednja dužina puta potrebna za formiranje tog sekundarnog maksimuma. Potom se na osnovu

geometrije detektorskog sistema određuje najverovatniji pravac upadanja miona u sistem za detekciju.

Totalni gubitak koji se najbolje poklapa sa spektrom je za kinetičku energiju miona od 2000 MeV-a i iznosi 132.17 MeV-a za ukupnu visinu detektora od 229 mm, odnosno 5.77 MeV/cm.

Pošto je maksimum energije u razmazanom delu spektra 49.86 MeV-a, odatle zaključujemo da su mioni koji su odgovorni za taj maksimum prošli kroz oko 86 mm detektora. Ugao, odnosno upadni pravac definišemo u odnosu na vertikalni pravac.

Geometrijskim putem je određeno nekoliko uglova koji zadovoljavaju uslov da mioni prođu kroz debljinu detektora od 86 mm i ti uglovi su: $8^\circ, 30^\circ, 46^\circ, 133^\circ, 150^\circ, 172^\circ$.



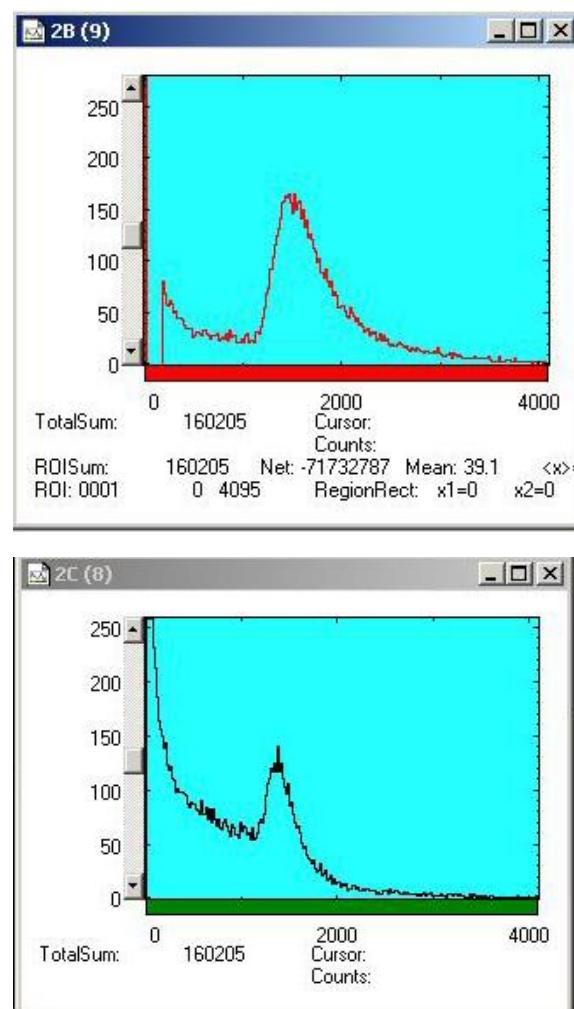
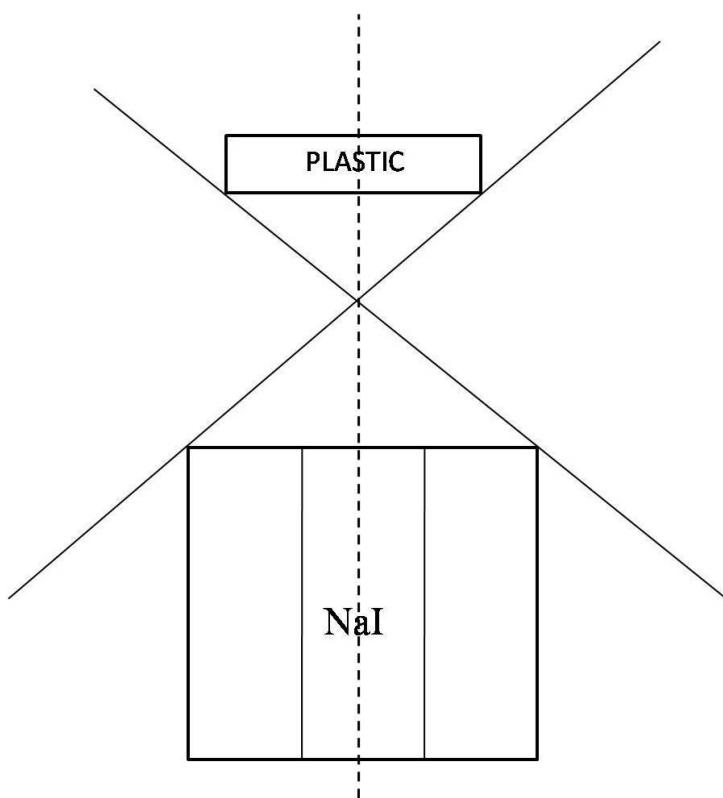
Slika 22. Neke od mogućih putanja miona za sekundarni maksimum

Da bismo ustanovili koji od ovih uglova su zastupljeni u najverovatnijim prvcima, koristili smo koincidentni režim. Pošto su oba detektora radila u sprezi (simultano) u koincidentnom sistemu (beleže se samo događaji koji su izazvani u oba detektora), na taj način je izdvojen određeni snop (skup upadnih uglova), za razliku od direktnog moda, kada su zastupljeni svi pravci. Kasnije su ti snopovi (za različite konfiguracije koincidentnog sistema) analizirani u

smislu određivanja najverovatnijih putanja odgovornih za depoziciju energije u sekundarnom maksimumu.

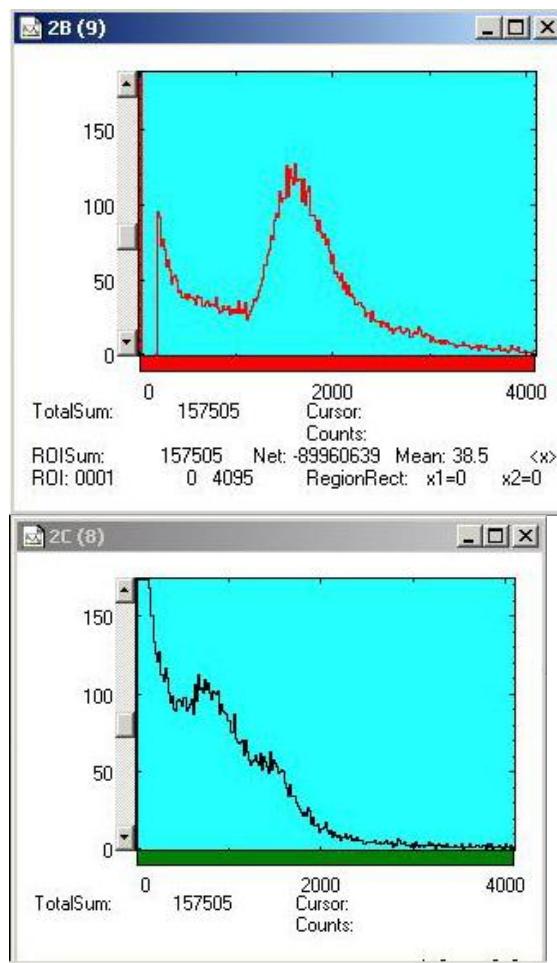
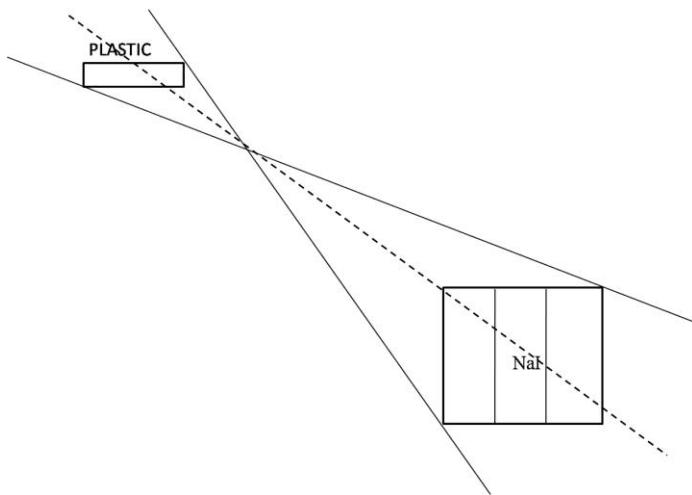
Pri prvoj konfiguraciji plastični detektor se nalazio na visini od 50 cm iznad NaI detektora. Znajući taj podatak kao i dimenzije samih detektora vrlo lako se primenom trigonometrije može odrediti otvor konusa upadnih miona u vertikalnoj ravni oko vertikalnog (nultog) pravca, takozvani zenitni ugao. Jedini uslov koji mora biti zadovoljen je da mioni moraju proći kroz oba detektora. Izračunavanjem je dobijena vrednost otklona u odnosu na vertikalni pravac od $\pm 23^\circ$, što daje ukupan otvor konusa od 46° .

Shematski prikaz i rezultujući spektar prve konfiguracije možemo videti na sledeće dve slike.



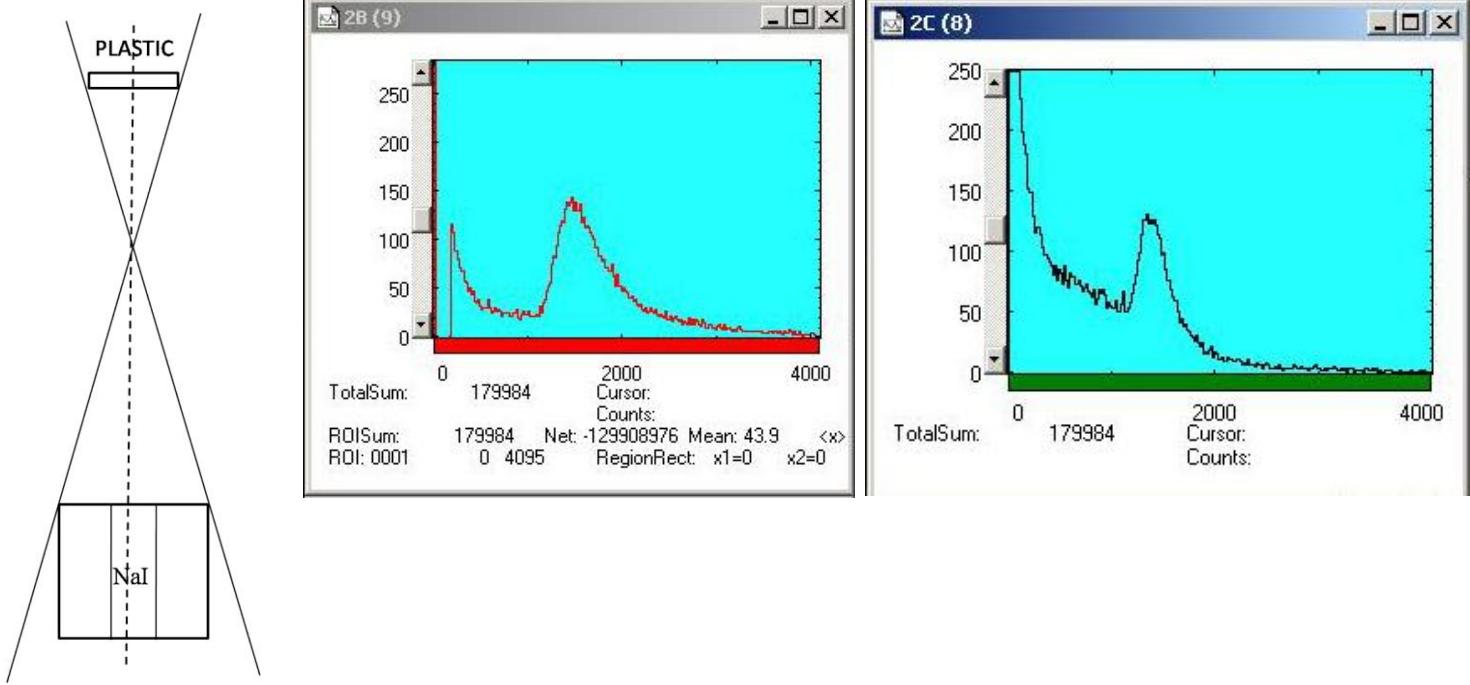
Slika 23., 24. Shematski prikaz prve konfiguracije i izgled koincidentnih spektara na plastičnom i NaI detektoru, respektivno

Pri drugoj konfiguraciji plastični detektor je ostao na istoj visini ali je pomeren 40 cm u stranu, da bi smo ustanovili da li zaista bočni mioni doprinose i u kolikoj meri sekundarnom maksimumu koji se vidi u spektru kada se koristi samo NaI detektor. Opet poznavajući dimenzije detektora i njihova rastojanja pomoću proste trigonometrije se može izračunati zenitni ugao, odnosno konusni otvor. Usled nesimetričnosti ove konfiguracije u odnosu na vertikalni pravac imaćemo dva ekstremna slučaja za upadni ugao miona. Njihova razlika će nam dati konusni prozor. Vrednosti ta dva ekstremna upadna ugla su 10° i 45° , te je konusni otvor 35° . Ovde treba istaći da je sam konus nagnut pod određenim uglom u odnosu na vetikalni pravac i taj ugao iznosi 31° . Na naredne dve slike možemo videti izgled sheme i spektara dobijenih u toj konfiguraciji.



Slike 25., 26. Shema prve konfiguracije i izgled koincidentnih spektara na plastičnom i NaI detektoru, respektivno

Pri trećoj konfiguraciji detektori su враћeni jedan iznad drugog, samo što je plastični detektor podignut na visinu od 90 cm (umesto 50 cm, koliko je bilo u prvom slučaju). Na ovaj način je postignuto skupljanje (smanjenje) konusnog otvora. Ponovo koristeći trigonometriju za vrednosti zenitnog ugla dobijamo $\pm 13.5^\circ$, tačnije konusni otvor od 27° , i to je najmanji konusni otvor tokom eksperimenta. Kako to izgleda shematski i u spektrima može se videti na sledeće dve slike.

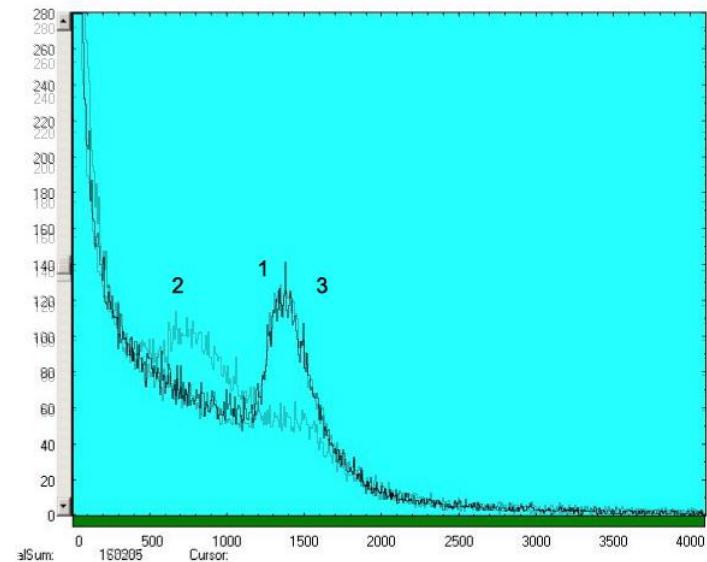
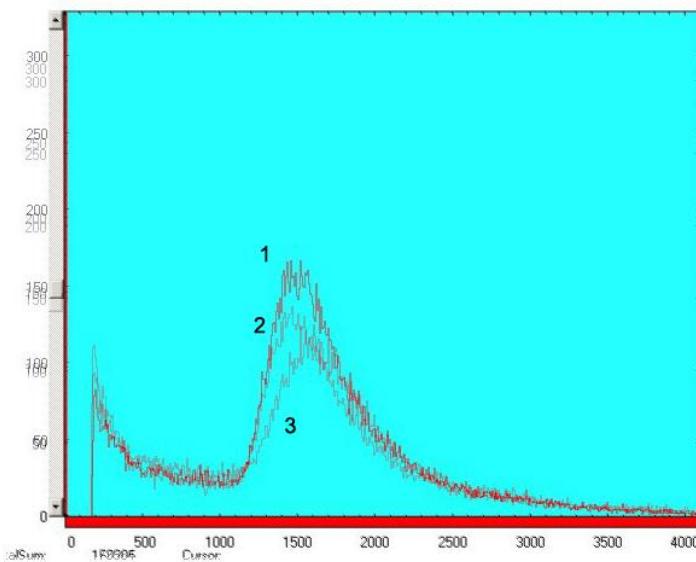


Slika 27., 28. Shema prve konfiguracije i izgled koincidentnih spektara na plastičnom i NaI detektoru, respektivno

7. ZAKLJUČAK

Jedan od najbitnijih rezultata do kojih smo došli ovim eksperimentom je uspešno određivanje energije miona na nivou mora, pomoću ovakvog detektora. Drugi bitan rezultat je određivanje dominantnih pravaca miona kao komponente sekundarnih kosmičkih zraka. Treći bitan rezultat je određivanje uzroka za složen izgled spektra u detektoru složene geometrije (u ovom slučaju detektoru sa šupljinom, NaI).

Dominantni pravci miona su oni koji imaju manji zenitni ugao (manje odstupaju od vertikalnog pravca). Dokaz za ovu tvrdnju možemo videti na sledeće dve slike.



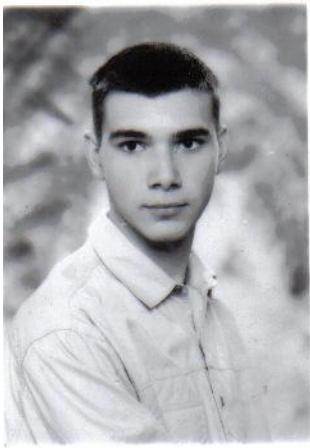
Slika 29., 30. Prekopljeni spektri za sve tri konfiguracije u slučaju plastičnog, odnosno NaI detektora, respektivno

Kao što se vidi na prvoj slici dolazi do smanjenja nivoa maksimuma u plastičnom detektoru, jer je vezan u koincidentni mod i zenitni ugao upadnih miona se smanjuje kako idemo od kombinacije 1 ka kombinaciji 3, i na isti način opada i nivo maksimuma. U slučaju NaI detektora imamo gotovo poklapanje nivoa maksimuma između položaja 1 i 3 (jer su obe kombinacije sa vertikalnom postavkom plastika iznad NaI) dok za drugi položaj vidimo jasno da tog primarnog maksimuma koji potiče od vertikalnih miona gotovo da i nema, već do izražaja dolazi samo sekundarni maksimum koji potiče od miona koji upadaju u detektor sa strane. Na taj način su opravdani zaključci koji su izvedeni prilikom korišćenja samo NaI detektora u singl modu, a to je da sekundarni maksimum nastaje uglavnom usled miona koji dolaze do detektora sa strane.

8. REFERENCE

- [1] Leo, W.R. "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments – A How-To Approach" (2nd revised ed.), Springer-Verlag, 1994.,
- [2] <http://www.reference.com/browse/muon> autor: Columbia Electronic Encyclopedia,
- [3] <http://physics.about.com/od/physicsmtop/g/muon.htm> autor: Andrew Zimmerman Jones,
- [4] Conversi, M., Piccioni, O."On the Mean Life of Slow Mesons" Physical Review, Vol.70, (1946.) 859-873,
- [5] Conversi, M., Piccioni, O. "On the Disintegration of Slow Mesons" Physical Review, Vol. 70, (1946) 874-881,
- [6] Piccioni, O. "On the Capture of Negative Mesons" Physical Review, Vol. 73, (1948) 411-411,
- [7] Piccioni, O. "Search for Photons from Meson-Capture" Physical Review, Vol. 74 (1948) 1754-1758,
- [8] Neddermeyer, Seth H., Anderson, Carl D. "Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles" Physical Review, Vol. 51 (1937) 884-886,
- [9] Street, J.C., Stevenson, E.C. "New Evidence for the Existence of a Particle of Mass Intermediate Between the Proton and Electron" Physical Review, Vol. 52 (1937) 1003-1004,
- [10] Gilboy, W.B et al. "Muon radiography of large industrial structures" Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, Vol. 263 (2007) 317-319

Biografija:



Rade Marjanović, rođen 26.05.1983. u Splitu, osnovnu školu završio u Alekса Šantiću, selu nadomak Sombora, a gimnaziju u Novom Sadu. Trenutno živi u Novom Sadu.

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

*Redni broj:***RBR***Identifikacioni broj:***IBR***Tip dokumentacije:***TD***Tip zapisa:***TZ***Vrsta rada:***VR***Autor:***AU***Mentor:***MN***Naslov rada:***NR***Jezik publikacije:***JP***Jezik izvoda:***JI***Zemlja publikovanja:***ZP***Uže geografsko područje:***UGP***Godina:***GO***Izdavač:***IZ***Mesto i adresa:***MA***Fizički opis rada:***FO***Naučna oblast:***NO***Naučna disciplina:***4.2.1.1 ND***Predmetna odrednica/ ključne reči:***PO****UDK***Čuva se:***ČU***Važna napomena:***VN***Izvod:***IZ**

Monografska dokumentacija

Tekstualni štampani materijal

Diplomski rad

Rade Marjanović

docent dr. Dušan Mrđa

Analiza deponovane energije kosmičkih miona u NaI(Tl) detektoru

srpski (latinica)

srpski/engleski

Srbija

Vojvodina

2010

Autorski reprint

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

Poglavlja 8; strana 36; slika 30

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

nema

Svrha ovog projekta je analiza deponovane energije kosmičkih miona u određenom tipu detektora, u ovom slučaju NaI(Tl).

Određuju se energetski gubici po jedinici dužine, potom se primenjuje detaljna analiza da bi se odredile najverovatnije putanje kosmičkih miona kroz detektor.

Mioni predstavljaju dominantnu komponentu kosmičkog zračenja

na nivou mora. Nastaju kao produkt sudara čestica primarnog kosmičkog zračenja i atomskih jezgara u atmosferi. Identifikacija miona je zasnovana na scintilacijama koje nastaju kada mioni prođu kroz scintilacioni detektor. Scintilacije su, generalno, posledica ionizacije i ekscitacije atoma scintilatora.

Jedan od najbitnijih rezultata dobijenih ovim eksperimentom je da smo uspeli da odredimo energiju kosmičkih miona na nivou mora pomoću ovog detektora. Drugi bitan rezultat je određivanje najverovatnijih putanja kosmičkih miona kao komponente sekundarnog kosmičkog zračenja.

Datum prihvatanja teme od NN veća:

DP

Datum odbrane:

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik:

Dr. Milan Pantić, redovni profesor

član:

Dr. Dušan Mrđa, docent, mentor

član:

Dr. Tijana Prodanović, docent

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type:

DT

Type of record:

TR

Content code:

CC

Author:

AU

Mentor/comentor:

MN

Title:

TI

Language of text:

LT

Language of abstract:

LA

Country of publication:

CP

Locality of publication:

LP

Publication year:

PY

Publisher:

PU

Publication place:

PP

4.2.1.1 Physical description:

4.2.1.1.2 PD

Scientific field:

SF

Scientific discipline:

SD

Subject/ Key words:

SKW

UC

Holding data:

HD

Note:

N

Abstract:

AB

Monograph publication

Textual printed material

Final paper

Rade Marjanović

docent PhD. Dušan Mrđa, assistant prof.

Analysis of deposited energy of cosmic-ray muons in NaI(Tl) detector

Serbian (Latin)

English

Serbia

Vojvodina

2010

Author's reprint

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

Chapters 8; pages 36; pictures 30

The main goal of this paper is analysis of deposited energy of cosmic muons in the certain type of detector, in this case NaI(Tl) scintillation detector.

Energetic losses per unit of lenght were determined, afterwards the detailed analysis was applied in order to determine the most common paths of cosmic muons through the detector.

Muons represent most dominant component of cosmic rays at the sea level. They are generated as a product of collision between primary cosmic-ray particles and nuclei of atmospheric atoms. They are identified based on scintillations they create by passing through the scintillation detector. Scintillations are mainly the consequence of ionization and excitation of scintillator atoms.

One of the most significant results obtained by this experiment is successful determination of muon energy with this detector at sea level. Second important result is determination of dominant directions of muon infall, as a secondary component of cosmic rays.

Accepted by the Scientific Board:

ASB

Defended on:

DE

Thesis defend board:

DB

President:

PhD. Milan Pantić, full prof.

Member:

PhD. Dušan Mrđa, assistant prof., mentor

Member:

PhD. Tijana Prodanović, assistant prof.