



UNIVERZITET U NOVOM SADU

PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

DEPARTMAN ZA FIZIKU



ODREĐIVANJE PERIODA POLURASPADA MIONA

- master rad -

Mentor: dr. Dušan Mrđa

Kandidat: Kristina Bikit

Novi Sad

Septembar 2011.

Sadržaj

1	Uvod.....	2
2	Kosmičko zračenje i produkcija miona	3
3	Osobine miona i interakcija sa materijom.....	8
4	Značaj merenja perioda poluraspada miona	12
5	Pregled metoda merenja perioda poluraspada miona	15
6	Eksperiment.....	20
6.1	Opis mernog sistema.....	20
6.2	Šematski prikaz eksperimentalne postavke	26
6.3	Proces prikupljanja eksperimentalnih podataka.....	29
6.4	Rezultati.....	32
6.5	Diskusija.....	40
7	Zaključak	43
	Literatura.....	45
	Biografija	46

1 Uvod

U ovom radu su prikazani rezultati merenja perioda poluraspada kosmičkih miona pomoću jednog detektora. Dobijeni rezultati se dobro slažu sa rezultatima koje daju eksperimenti sa puno složenijim mernim sistemima koji uključuju više detektoru.

Na osnovu dobijenih rezultata izračunata je i verovatnoća za zaustavljanje miona u korišćenom anularnom NaI detektoru.

U glavi 2 opisana je interakcija kosmičkog zračenja sa atmosferom i produkcija miona. Takođe je ukratko naveden istorijat miona koji podrazumeva njegovo otkriće i velike nesporazume koji su nastajali u vezi sa njegovim nazivom.

U glavi 3 opisano je na koji način mioni mogu interagovati sa materijom, kao i mogući raspadi miona.

U glavi 4 naglašen je značaj koji je merenje perioda poluraspada miona imalo u eksperimentima u kojima je proučavana dilatacija vremena, ali i za otkriće nove vrste neutrina i narušenje zakona održanja parnosti. Savremena precizna merenja perioda poluraspada miona poslužila su za preciznije određivanje Fermijeve konstante.

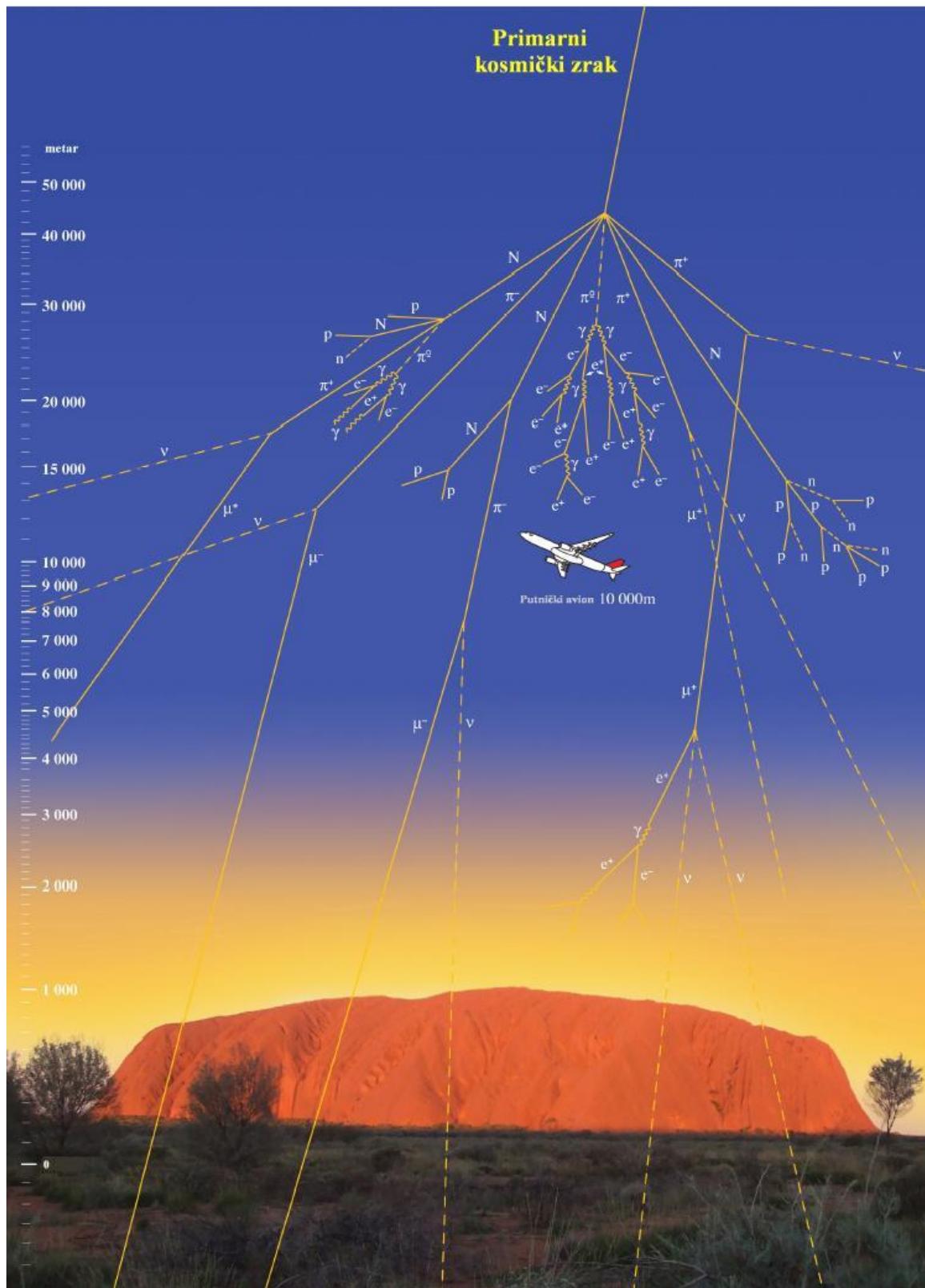
U glavi 5 opisano je do sada najpreciznije izvršeno merenje perioda poluraspada miona koji je izvela MuLan kolaboracija, kao i jedna od eksperimentalnih postavki koja se često sreće u laboratorijama.

U glavi 6 dat je opis mernog sistema korišćenog u eksperimentu i objašnjen je proces prikupljanja eksperimentalnih podataka. Na kraju glave 6 izloženi su dobijeni rezultati i način na koji su izračunati verovatnoća i presek za zaustavljanje miona u materijalu detektora.

2 Kosmičko zračenje i produkcija miona

Međuzvezdani prostor ispunjen je veoma razređenim neutralnim i ionizovanim gasom ($\approx 10^{-3}$ do 10^3 atoma po cm^3), prašinom ($\approx 1\text{-}10\%$ od gasa), fotonima, neutrinima i visoko-energetskim nanelektrisanim česticama u vidu elektrona i „ogoljenih“ jezgara sa energijama po čestici koje dostižu i 10^{21} eV. Ove visoko-energetske nanelektrisane čestice nazivaju se kosmički zraci i sačinjavaju relativistički gas koji prožima galaksiju i značajno utiče na njenu hemijsku i fizičku evoluciju. Većina kosmičkih zraka nastaje u našoj galaksiji, primarno u eksplozijama supernove, i vezani su za galaksiju preko njenog magnetnog polja koje iznosi nekoliko nT.

Kada primarno kosmičko zračenje (koje sačinjava oko 90% protoni i oko 9% jezgra helijuma) pogodi atmosferu, dolazi do interakcije sa jezgrima molekula vazduha, uglavnom na visinama većim od 15 km. Ovakva interakcija pokreće kaskadu visoko-energetskih nuklearnih i elektromagnetskih interakcija koje stvaraju „pljuskove“ čestica koji se sastoje od nukleona, nanelektrisanih i neutralnih piona, kaona, itd. Kako pljusak propagira na dole kroz atmosferu, energija incidentnih i sekundarnih hadrona (nukleona, piona, kaona, itd.) se postepeno prenosi na leptone (slabo interagujuće mione, elektrone i neutrine) i gama zrake (visoko-energetske fotone), tako da oni predstavljaju glavne komponente sekundarnog kosmičkog zračenja na nivou mora.

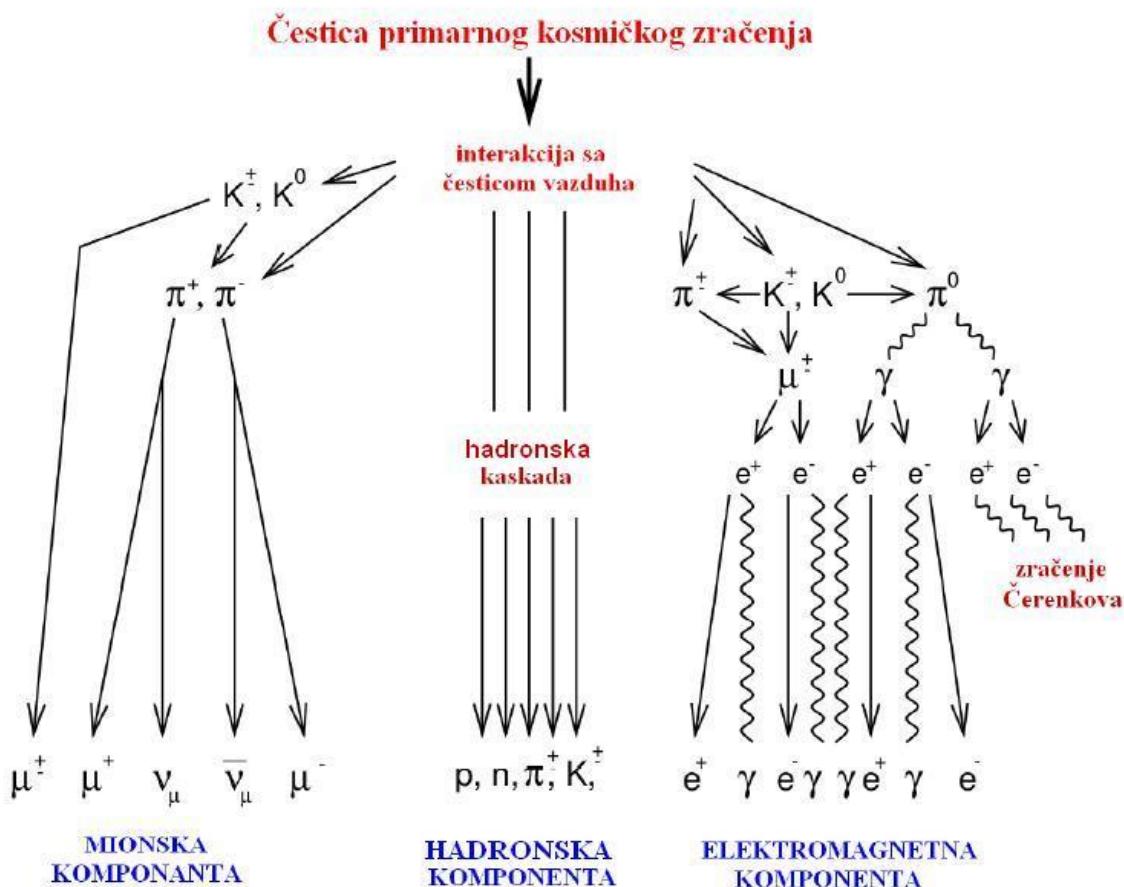


Slika 1 – Prikaz interakcije kosmičkog zračenja sa atmosferom

U ovim kaskadama, od posebnog interesa je sudbina nanelektrisanih piona – neki od njih će interagovati putem jake interakcije sa jezgrima molekula vazduha, dok će se drugi spontano raspadati putem slabe interakcije u mion i neutrino ili antineutrino putem sledeće reakcije:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (1)$$

Posmatranja na velikim visinama pokazuju da većina miona koja stigne do niva mora nastaje iznad 15 km; da bi prešli ovaj put putujući brzinom svetlosti, potrebno im je oko 50 μs .



Slika 2 – Proizvodi interakcije primarnog kosmičkog zračenja sa atmosferom

1932. godine, *Bruno Rossi* otkrio je prisustvo veoma prodornih i ionizujućih (tj. nanelektrisanih) čestica u kosmičkim zracima, pomoću Gajgerovih cevi i njegovog izuma, triodnog koincidentnog kola (prvo AND kolo). 1936. godine *Anderson* i *Nedermeyer* primetili su da ove čestice skreću u magnetnom polju drugačije od elektrona i ostalih poznatih čestica i na osnovu toga zaključili da čestice imaju masu između mase elektrona i protona. *Anderson* je zbog toga prvobitno nazvao novu česticu *mesotron* (grčki prefiks *meso* znači srednje). Ubrzo nakon toga, otkrivenе су dodatne čestice srednjih masa (mase između mase elektrona i protona) i usvojen je opšiji termin *mezon* (*meson*) koji se odnosio na bilo koju ovakvu česticu. Kako bi razlikovali tipove mezona, *mezotron* je 1947. god. preimenovan u μ mezon.

U početku je mion povezivan sa *Yukawa* čestičnim postulatom iz 1935. god. i *Yukawa* mezotronom (kasnije nazvan π mezon), prenosiocem sile za jaku interakciju. Međutim, 1947. godine demonstrirano je da mion (μ mezon) ne interaguje preko jake interakcije i stoga nije mogao biti *Yukawa* π mezon. Takođe, produkti raspada μ mezona uključuju neutrino i antineutrino, umesto samo neutrino ili antineutrino, što je bio slučaj za ostale mezone.

Kasnije je otkriveno da mezoni spadaju u hadrone – čestice sačinjene od kvarkova – tako da interaguju preko jake interakcije. U kvark modelu, mezon se sastoji od dva kvarka (kvarka i antikvarka), za razliku od bariona, koji se sastoje od tri kvarka. Ispostavilo se da μ mezoni predstavljaju fundamentalne čestice (leptone), koji nemaju kvarkovsku strukturu. Stoga, μ mezoni uopšte nisu mezoni (u sadašnjem značenju termina mezon), tako da je termin μ mezon napušten i zamjenjen modernim terminom mion.

1940. godine *Rossi* je pokazao da se ove čestice, koje sada nazivamo mioni, raspadaju na putu kroz atmosferu sa periodom poluraspada u njihovom referentnom sistemu (mirovanja) od oko 2 μ s. U ovom eksperimentu, mioni su korišćeni za posmatranje dilatacije vremena, predviđene u specijalnoj teoriji relativnosti, po prvi put. Tri godine kasnije, koristeći još jedan njegov izum, *time to pulse-height converter* ili *time to amplitude converter* (TAC), izmerio je period poluraspada miona u mirovanju. *Yukawa* česticu, π mezon otkrili su 1947. godine *Lattes*, *Ochianilli* i *Powell* u kosmičkim zracima, pomoću emulzionih tehnika. Godinu dana kasnije,

Lattes je u *Chacaltaya* u Boliviji (na 5200 m iznad nivoa mora) dobio prvi eksperimentalni dokaz o raspadu $\pi \rightarrow \mu$.

Kosmički zraci predstavljaju pogodan izvor čestica za visoko-energetske eksperimente u fizici. Nedostatak kosmičkih zraka je što sadrže nekolicinane čestice raznih vrsta sa malim intenzitetom i veoma širokim opsegom energija. Uprkos ovome, do sada izmerena najveća energija kosmičkih zraka iznosi $\approx 10^{21}$ eV, što u velikoj meri premašuje sposobnosti postojećih ili mogućih akceleratora. Kosmički zraci će, stoga, uvek biti jedini izvor čestica za istraživanja interakcija pri velikim energijama.

3 Osobine miona i interakcija sa materijom

Mioni su prve elementarne čestice za koje je utvrđeno da su nestabilne, tj. da se raspadaju na druge čestice. U vreme pionirskih eksperimenata sa raspadom miona, koje je *Rossi* izvodio, ostale „fundamentalne“ čestice koje su bile poznate su bili fotoni, elektroni i njihove antičestice (pozitroni), protoni, neutroni i neutrini. Od tada je otkriveno na desetine čestica i antičestica, od kojih je većina nestabilna. U suštini, od svih čestica koje su posmatrane kao izolovani objekti, jedine koje žive duže od miona su fotoni, elektroni, protoni, neutroni, neutrini i njihove antičestice. Čak i neutroni, kada su slobodni, doživljavaju β^- raspad sa periodom poluraspada od oko 15 minuta, putem procesa:



Mioni sa materijalom interaguju praktično najviše preko elektromagnetne interakcije. Zbog izuzetno velike energije imaju veliku prodornu moć, tako da mogu prodreti duboko u površinu Zemlje. Fluks miona na nivou mora je oko 1 u minuti po cm^2 sa srednjom energijom od oko 4 GeV. Procesi koji preovlađuju su ionizacija i ekscitacija, ali takođe dolazi i do sudara sa izbijanjem elektrona, i u manjoj meri, do zakočnog zračenja i stvaranja parova. Zaustavljeni negativni mioni upadaju u klopku atomskih orbita, koje su, zbog mnogo veće mase miona, mnogo bliže jezgru nego atomske orbite elektrona u materijalima velikog Z (masa miona je oko 200 puta veća od mase elektrona, pa je zbog toga njihova orbita oko 200 puta manja od atomske orbite elektrona). Pri tome se emituje mionsko X zračenje.

Mioni se raspadaju putem slabe interakcije. Zbog očuvanja leptonskog broja, jedan od neutrina koji predstavljaju produkte raspada miona mora biti mionski neutrino, a drugi elektronski neutrino. Zbog očuvanja naielktrisanja, jedan od produkata raspada miona je uvek elektron, istog naielktrisanja kao mion (u slučaju pozitivnog miona, produkt raspada je pozitron).

Stoga, radioaktivni raspad miona je:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (3)$$

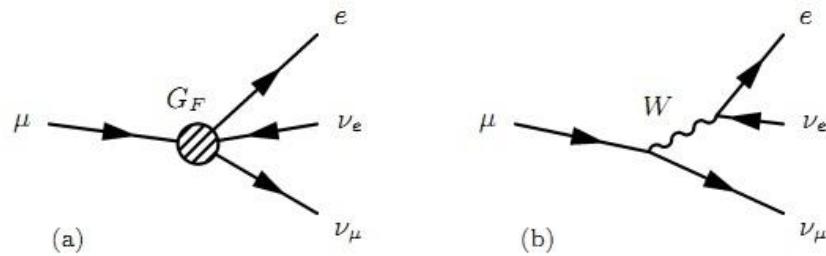
$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (4)$$

U Fermijevoj teoriji β raspada, na osnovu slike 3(a), period poluraspada miona se može izraziti kao:

$$\tau^{-1} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192 \pi^3}, \quad (5)$$

gde je G_F Fermijeva konstanta sprezanja i predstavlja meru jačine slabe interakcije.

Bolje objašnjenje pruža moderna elektroslaba teorija, gde do raspada dolazi posredstvom prenosioca interakcije, W bozona.



Slika 3 – Feynman-ovi dijagrami procesa raspada miona, u kojima je vremenska osa orijentisana na desno. Pod (a) prikazana je Fermijeva originalna teorija interakcije, dok je pod (b) prikazano moderno shvatanje elektroslabe interakcije. Strelica na desno ukazuje da čestica putuje unapred u vremenu, dok strelica na levo ukazuje da antičestica putuje unapred u vremenu.

Radioaktivni raspad miona praćen je i zahvatom miona na protonima:

$$\mu^- + p^+ \rightarrow n + \nu \quad (6)$$

Raspad je verovatniji u materijalima malog rednog broja, dok zahvat preovlađuje u jezgrima visokog rednog broja – verovatnoća za zahvat zaustavljenog negativnog miona je proporcionalna sa Z^4 , gde je Z atomski broj jezgra materijala. Pri zahvatu otpušta se masa mirovanja miona i jezgro ostaje u visoko pobuđenom stanju. Ono se deektscituje emitovanjem jednog ili više neutrona. Broj neutrona emitovanih po jednom mionu zavisi od masenog broja jezgra. Ovi brzi neutroni generišu fotone posredstvom neutron-jezgro reakcija u materijalima sa velikim Z.

Međutim, pozitivni mion, kada se zaustavi, takođe može da veže elektron i formira egzotični atom koji se naziva mionium (Mu) i gde se mion ponaša kao jezgro. U ovom kontekstu, pozitivni mion se može smatrati pseudo-izotopom vodonika sa devetinom mase protona. Ovaj kratkoživeći atom se hemijski ponaša slično kao vodonik, deuterijum i tricijum.

Pri raspadu miona proizvode se pljuskovi elektromagnetskog zračenja. Ovaj proces umnožavanja nastavlja se dok se ne dostigne kritična energija E_c , posle koje elektroni gube više energije ionizacijom nego radijacijom, a fotoni gube više energije Komptonovim rasejanjem nego proizvodnjom parova. Tada umnožavanje u pljusku prestaje. Elektronsko-fotonske kaskade u laboratoriji mogu dolaziti i od spolja i od građevinskih materijala.

Mioni sa $E_\mu < E_c$ u interakciji sa materijom gube svoju energiju, uglavnom putem ionizacije. Srednju vrednost gubitka energije (ili zaustavne moći) miona na ionizaciju daje poznata Betha - Bloch formula:

$$-\frac{dE}{dx} \approx \frac{\rho}{A} \frac{Z}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \frac{\delta}{2} \right], \quad (7)$$

gde je ρ gustina materijala, Z redni broj materijala, A maseni broj materijala, $\beta = v^2/c^2$, v je brzina upadne čestice, W_{max} maksimalni energetski transfer čestice slobodnom elektronu, I minimalni ionizacioni potencijal, δ funkcija gustine koja opisuje zavisnost polarizacije sredine od gustine.

Pri tačnijim proračunima, dodaju se dve korekcije: efekat gustine δ i efekat ljske C .

Srednji ionizacioni potencijal često se procenjuje iz semiempirijskih formula:

$$\frac{I}{Z} = 12 + \frac{7}{Z} \text{ eV} \quad Z < 13 \quad (8)$$

$$\frac{I}{Z} = 9,76 + 58,8 Z^{-1,19} \text{ eV} \quad Z \geq 13 \quad (9)$$

U oblasti malih brzina dE/dx opada sa porastom brzine kao $1/v^2$ do minimalnog ionizacionog potencijala, koji za mione iznosi $2 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$. Preko minimalne energije, dE/dx logaritamski raste.

Na dovoljno visokim energijama, na gubitak energije miona značajnije utiču radijacioni procesi (proizvodnja parova, zakočno zračenje, fotonuklearne reakcije), za razliku od nižih energija gde preovlađuju procesi jonizacije. Radijacioni procesi počinju da dominiraju pri energijama upadnih miona iznad nekoliko stotina GeV.

Uobičajeno je da se prosečna vrednost gubitka energije miona piše u obliku:

$$\frac{dE}{dx} = a(E) + b(E)E , \quad (10)$$

gde je $a(E)$ gubitak energije čestica na jonizaciju dat Betha-Bloch formulom, a $b(E)$ je zbir doprinosu na proizvodnju parova, zakočno zračenje i fotonuklearnu reakciju.

Mionska kritična energija $E_{\mu c}$ može se definisati kao energija gde su radijacioni i ionizacioni gubici jednaki i definiše se kao $E_{\mu c} = a / b$. Ispod kritične energije dominiraju ionizacioni, a iznad radijacioni procesi. Pošto je $a(E) \approx 0,002 \text{ GeV} g^{-1} cm^2$, $b(E)$ dominira kada su energetski gubici iznad nekoliko stotina GeV, gde je $b(E)$ približno konstantno.

4 Značaj merenja perioda poluraspada miona

Mioni mogu služiti kao satovi, pomoću kojih je moguće proučavati vremenske aspekte kinematike pri brzinama veoma bliskim c , gde važe principi relativnosti. Svaki mionski „sat“, nakon nastanka, pruža jedan otkucaj – svoj raspad. Pretpostavimo da određeni mion u mirovanju postoji tokom vremena t_b i unutar svog referentnog sistema se nalazi u istoj poziciji ($x_b = 0$).

Prema specijalnoj teoriji relativnosti, važe jednačine transformacije:

$$\begin{aligned}x_b &= \gamma(x_a - \beta ct_a), \\y_b &= y_a, \\z_b &= z_a, \\ct_b &= \gamma(ct_a - \beta x_a),\end{aligned}\tag{11}$$

i inverzno:

$$\begin{aligned}x_a &= \gamma(x_b + \beta ct_b), \\y_a &= y_b, \\z_a &= z_b, \\ct_a &= \gamma(ct_b + \beta x_b),\end{aligned}\tag{12}$$

gde $\beta = v/c$ i $\gamma = 1/\sqrt{(1 - \beta^2)}$.

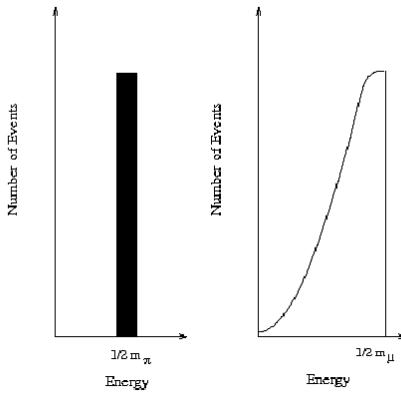
Na osnovu ovih jednačina možemo zaključiti da isti mion u referentnom sistemu u odnosu na koji se kreće brzinom v , postoji tokom vremena γt_b , tj. duže u odnosu na život u svom referentnom sistemu (mirovanju) za *Lorentz-ov faktor* γ . Ovaj efekat se naziva relativistička dilatacija vremena. Prema relativističkoj dinamici, γ je odnos ukupne energije čestice i njene energije mase mirovanja. Upravo se ovim efektom može objasniti kako mioni,

koji imaju period poluraspada oko $2 \mu\text{s}$, uspevaju da pređu rastojanje od oko 10 km od mesta gde su nastali u atmosferi i stignu do površine Zemlje , a da na tom putu ne dožive raspad.

Međutim, na precizna merenja perioda poluraspada miona, utiče i činjenica da na nivou mora odnos μ^+/μ^- iznosi oko 1,2. Zbog toga što raspad negativnih miona zavisi i od verovatnoće zahvata na protonima, period poluraspada je kraći u odnosu na pozitivne mione. U zavisnosti od materijala koji se koristi za detekciju, ova razlika u vrednosti perioda poluraspada može uneti manja neslaganja u rezultate eksperimenta.

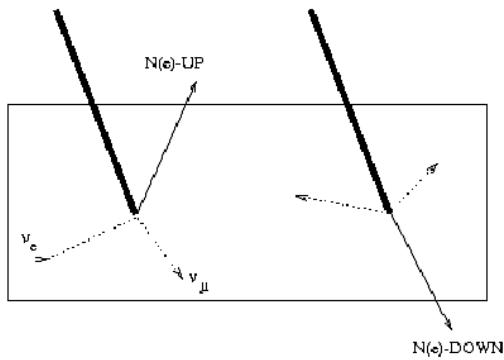
Proučavanje raspada miona dovelo je do nekoliko važnih otkrića:

- Postojanje nove vrste neutrina, ν_μ - Na osnovu razlike u energetskim spektrima raspada piona i miona, zaključeno je da treća čestica u raspodu miona mora imati spin $\frac{1}{2}$. 1988. godine dodeljena je Nobelova nagrada iz fizike za eksperiment u kojem je generisan snop ν_μ iz raspada piona, gde su svi mioni uklonjeni pomoću magnetnog polja.



Slika 4 – Tipični energetski spektar koji se dobija iz raspada u kojima nastaju dve (levo) i tri čestice (desno)

- Narušenje parnosti – Mioni iz raspada piona su polarizovani antiparalelnu smeru kretanja i zadržavaju svoju polarizaciju prilikom zaustavljanja. Broj elektrona nastalih raspadom miona, emitovanih u smeru kretanja se razlikuje od broja emitovanog u suprotnom smeru, što narušava parnost (ogledalsku simetriju).



Slika 5 – Šema raspada polarizovanih miona koja demonstrira narušavanje parnosti tj. $N(e)_{UP} \neq N(e)_{DOWN}$

3. Raspad miona se može tačno izračunati – *Fermi* je objasnio β raspade (slabu interakciju) kao raspad neutrona različito vezanih u jezgru. Slobodni neutroni se sporo raspadaju (period poluraspada oko 886 s) u proton, elektron i elektronski neutrino. Kako se β raspad ostvaruje putem slabe interakcije, karakteriše ih Fermijeva konstanta sprezanja koja iznosi:

$$G_F = 1,16 \times 10^{-5} (\hbar c)^3 / GeV^2 \quad (13)$$

Ova teorija zamenjena je elektroslabom teorijom ujedinjenja (za koju je 1979. godine dodeljena Nobelova nagrada), u kojoj je objašnjeno da se interakcija odvija posredstvom 81 GeV W mezona. Ovo je veoma velika energija, i usled ove činjenice se veoma retko pojavljuje - zbog toga pri niskim energijama ($\ll M_W$) deluje slabo. Ukoliko Fermijevu konstantu izrazimo kao:

$$G_F = \frac{\sqrt{2}}{8} \left(\frac{g_W}{M_W c^2} \right)^2 (\hbar c)^3 , \quad (14)$$

i uporedimo konstante sprezanja, $g_W = 1/29 \gg \alpha = 1/137$, možemo zaključiti da je slaba interakcija jača od elektromagnetne pri visokim energijama. Koristeći poslednje dve jednačine, možemo dobiti izraz za izračunavanje perioda poluraspada miona:

$$\tau = \frac{192 \pi^3 \hbar^7}{G_F^2 m_\mu^5 c^4} \quad (15)$$

Poslednja jednačina ne uključuje radijacione korekcije, ali predstavlja veoma dobru aproksimaciju. Stoga, kako nam je vrednost G_F poznata iz β raspada, merenjem τ takođe možemo odrediti i m_μ .

5 Pregled metoda merenja perioda poluraspada miona

Najpreciznije merenje perioda poluraspada izvršila je MuLan kolaboracija 2007. godine. Na osnovu rezultata ovog eksperimenta, preciznije je određena Fermijeva konstanta. Najpreciznije određivanje G_F zasnovano je upravo na periodu poluraspada pozitivnih miona. U Fermijevoj teoriji, QED radijacione korekcije su konačne do prvog reda G_F i do svih redova elektromagnetne konstante sprezanja α . Ukoliko uračunamo ove korekcije, dobijamo izraz:

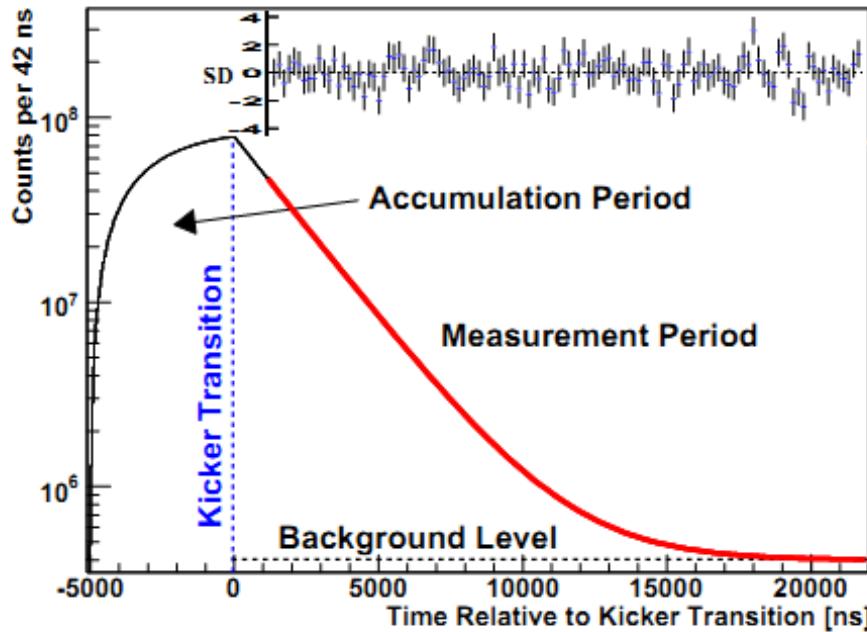
$$\frac{1}{\tau} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192 \pi^3} (1 + \Delta q), \quad (16)$$

gde je Δq suma faznog prostora i QED i hadronskih radijacionih korekcija, koje su poznate u nižim redovima od 1950-tih godina.

Do skoro, neodređenost u određivanju G_F iz τ bila je ograničena na neodređenost u višim redovima QED korekcija, umesto merenjem. 1999. godine *van Ritbergen* i *Stuart* izračunali su QED korekcije drugog reda i time smanjili relativnu teorijsku neodređenost u određivanju G_F na manje od 0,3 ppm. Dominantna neodređenost trenutno potiče od τ . Eksperimentom koji je izvršila MuLan kolaboracija, postignuta je preciznost od 11 ppm – 2,5 puta bolja od bilo kog ranijeg merenja.

U eksperimentu koji je MuLan kolaboracija izvela u *Paul Scherrer* institutu posmatrani su longitudinalno polarizovani mioni iz $\pi E3$ snopa, koji su zaustavljeni u tankoj feromagnetnoj meti. Brzo promenljivi „kicker“ ostvaruje ciklus na kontinualnom snopu, koji se sastoji od 5 μ s

kada je snop „uključen“ i u tom periodu dolazi do akumuliranja (prikljupljanja) zaustavljenih miona – T_A , nakon čega sledi period merenja od 22 μs kada je snop „isključen“ – T_M . Pozitroni koji nastaju raspadom pozitivnih miona detektovani su pomoću niza scintilatora, koji okružuje metu. Spektar vremena raspada za grupu detektora, prikazan je na slici 6.



Slika 6 – Podaci dobijeni pomoću grupe MuLan detektora, gde su prikazani akumulacioni period i period merenja, kao i fon u glavnom uzrokovani nepotpunim gašenjem snopa. Region fitovanja koji je korišćen za kompletan set podataka označen je crvenom linijom. Reziduali podeljeni sa njihovom nesigurnošću (tj. standardna devijacija) prikazani su na gornjem delu slike.

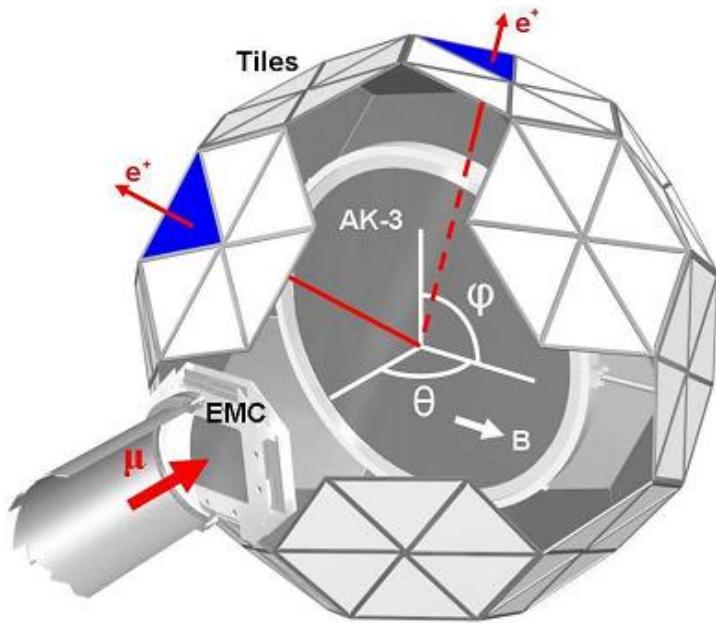
Snop je podešen tako da prenosi 28,8 MeV/c mione iz piona koji doživljavaju raspod blizu površine mete stvaranja (*production target*). Mioni se kreću bez skretanja kroz (nenaelektrisan) „kicker“ i fokusiraju na otvor visine 1,2 cm i širine 6,5 cm. Aktivirani (naelektrisani) „kicker“ stvara 36 mrad vertikalno skretanje, što dovodi do blokiranja snopa na otvoru. Na ovaj način je akumulirano 10 miona po ciklusu, od čega 4 nije doživelo raspod kada je T_M počelo.

„Kicker“ se sastoji od dva para elektroda koje stvaraju potencijalnu razliku od $V_K = 25$ kV. Modulatori, koji koriste serijski povezane MOSFET-ove, omogućavaju punjenje i pražnjenje elektroda. Tokom T_M , V_K se menja za manje od 0,25 V. Vremenska zavisnost V_K , zajedno sa

ekstinkcijom snopa zavisnom od napona, stvara sistematsku grešku od 3,5 ppm na period poluraspada miona.

Korelacija narušenja parnosti između orientacije spina miona i pravca emisije pozitrona koji nastaje njegovim raspadom, može dovesti do sistematskog pomaka u dobijenom periodu poluraspada. Prepostavimo da detektor A na poziciji (θ, ϕ) broji pozitrone brzinom $N_A(\vec{P}_\mu) \exp(-t/\tau_\mu)$, gde je \vec{P}_μ polarizacija zaustavljenih miona. Ukoliko \vec{P}_μ varira sa vremenom usled relaksacije ili rotacije spina uzrokovanim magnetnim poljem, variraće i $N_A(\vec{P}_\mu)$. Vremenska varijacija koja je duga u poređenju sa τ_μ , manifestovaće se kao neopažena greška na dobijeni period poluraspada. Ova sistematska neodređenost τ_μ umanjena je pomoću simetrije detektora i odabirom odgovarajuće mete : detektori pozitrona su poređani u loptu koja pokriva veliki ugao, a svaki detektor A na poziciji (θ, ϕ) ima postavljen nasuprot sebe (kao lik u ogledalu) drugi detektor \bar{A} na poziciji $(\pi - \theta, \phi + \pi)$. Detektorski parovi imaju istu geometrijsku prihvatljivost i efikasnost $N_{A+\bar{A}} \equiv N_A(\vec{P}_\mu) + N_{\bar{A}}(\vec{P}_\mu)$, koja je nezavisna od vrednosti \vec{P}_μ , a time i od njene vremenske varijacije. Meta koja ima jako magnetno polje se koristi kako bi period precesije spina miona bio $\ll \tau_\mu$.

Kao što je prikazano na slici 7, snop miona napušta vakuumsku cev kroz *Mylar* prozor dijametra 9,3 cm, debljine 76 μm , nakon čega prolazi kroz tanku ulaznu mionsku komoru (*entrance muon chamber – EMC*), koja snima vreme i poziciju miona koji ulaze u detektor. Otprilike 1 u 10^4 miona se zaustavi u EMC. Njihovi spinovi precesiraju u polju niza permanentnih magneta, koji ima srednju vrednost transverzalnog polja od 11 mT u centru EMC. Orientacija polja je redovno okretana tokom prikupljanja podataka. U regionu između izlaza EMC i mete nalazi se balon ispunjen helijumom (umesto vazduhom) kako bi se umanjilo zaustavljanje i rasejavanje miona.



Slika 7 – Dijagram eksperimenta sa nekoliko uklonjenih detektorskih elemenata. Kao primer, prikazane su dve putanje raspada.

Meta za zaustavljanje (*stopping target*) je disk dijametra 50 cm, debljine 0,5 mm načinjen od *Arnokrome III* (AK-3), koji poseduje magnetno polje od oko 0,4 T, orijentisano transverzalno na osu spina miona. Smer polja je okretan u redovnim intervalima.

Pozitroni koji nastaju raspadom pozitivnih miona snimaju se pomoću 170 detektorskih elemenata, od kojih se svaki sastoji iz unutrašnjeg i spoljašnjeg sloja BC-404 plastičnog scintilatora debljine 3 mm. Svaki scintilator oblika trougla očitava se pomoću svetlovoda (*lightguide*), montiranog na 90°, koji je povezan sa 29 mm fotomultiplikatorskom cevi.

Funkcija koja je korišćena za fitovanje spektra vremena raspada je:

$$N(t') = \mathfrak{I}(t') \cdot [N_0 \exp(-t'/\tau_\mu) + B] \quad (17)$$

Konačni rezultat je baziran na fitovanju koristeći poslednju jednačinu na $1,8 \times 10^{10}$ događaja u sumiranom AK-3 spektru, što daje:

$$\tau_\mu (\text{MuLan}) = 2,197013(21)(11)\mu\text{s} \quad (11,0 \text{ ppm}) \quad (18)$$

Ovaj rezultat se odlično slaže sa svetskim prosekom, $2,19703(4) \mu\text{s}$, koji je zasnovan na četiri prethodna merenja.

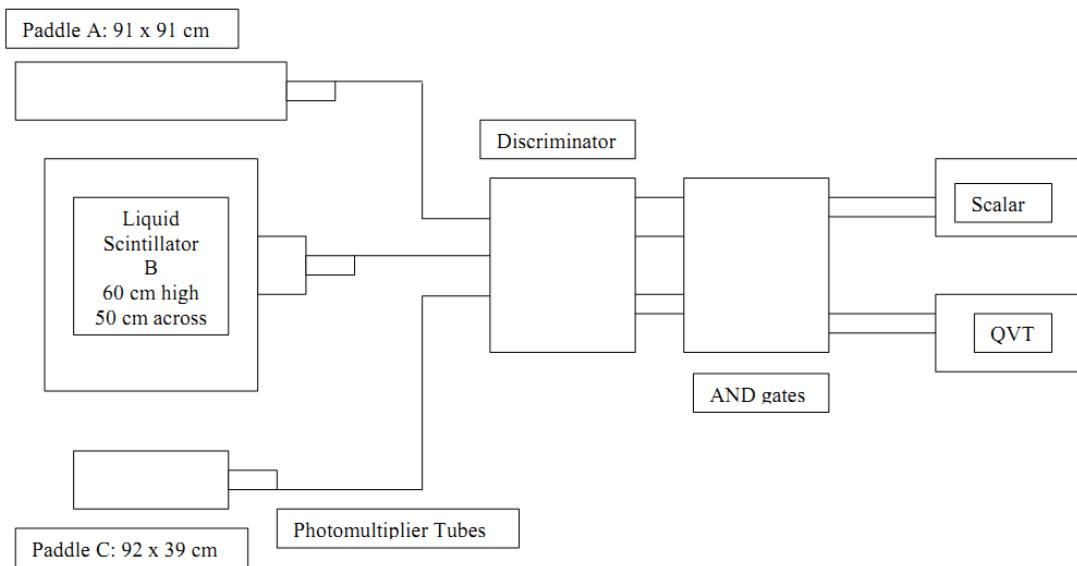
Poboljšani svetski prosek iznosi:

$$\tau_\mu(W.A.) = 2,197019(21) \mu s \quad (9,6 \text{ ppm}) \quad (19)$$

Ukoliko se ova vrednost upotrebi za izračunavanje Fermijeve konstante, dobija se:

$$G_F = 1,166371(6) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \quad (5 \text{ ppm}) \quad (20)$$

Osim ovog veoma preciznog eksperimenta, period poluraspada miona je moguće meriti i pomoću tečnog scintilatora kojeg sa donje i gornje strane okružuju pločice plastičnog scintilatora, kao što je prikazano na slici 8:



Slika 8 – Šematski prikaz aparature za merenje perioda poluraspada miona koja se najčešće sreće u laboratorijama

U ovakvoj konfiguraciji, gornji plastični scintilator služi kao okidač, tečni scintilator služi za detekciju raspada, dok donji plastični scintilator predstavlja meru anti-koincidencije. Svetlosni signal iz scintilatora se pretvara u pojačani naponski signal pomoću fotomultiplikatorske cevi. Ovi naponski signali se dalje prenose do diskriminatora na kojem je prag podešen tako da propušta željene impulse, a eliminiše šum. Diskriminator stvara čiste logičke impulse koji se mogu prosleđivati različitim logičkim kolima. Odatle impulsi idu do QVT impulsnog analizatora, koji prima start i stop signalne impulse i snima vremena između impulsa.

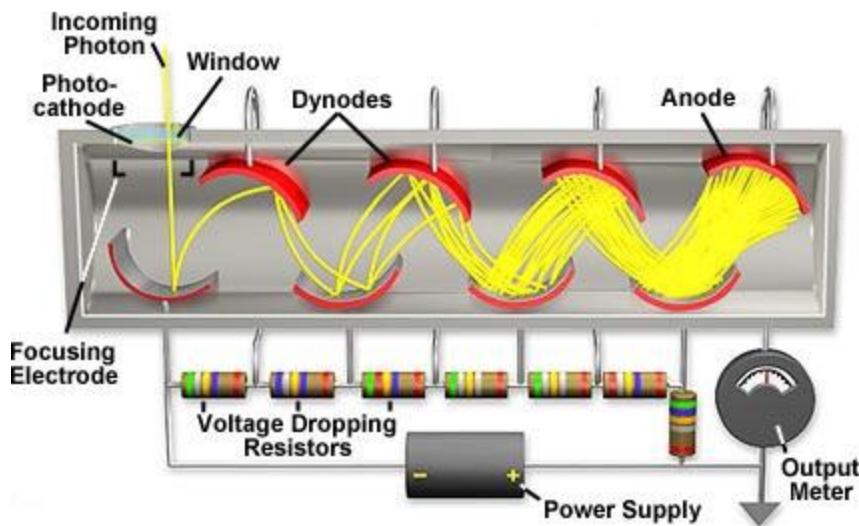
6 Eksperiment

6.1 Opis mernog sistema

Scintilacioni detektori su najčešće korišćeni uređaji za detekciju čestica u nuklearnoj fizici danas. Oni koriste činjenicu da određeni materijali, kada su pogodjeni česticama ili zračenjem, emituju kratki bljesak svetlosti, tj. scintilaciju. Kada se povežu sa pojačavačkim uređajem kao što je fotomultiplikator, ove scintilacije se mogu pretvoriti u električne impulse koji se potom mogu analizirati i prebrojavati, kako bi se dobila informacija u vezi sa incidentnim zračenjem.

Scintilacioni detektor sastoji se od scintilujućeg materijala koji je optički povezan sa fotomultiplikatorom ili direktno ili pomoću svetlovoda. Kako zračenje prolazi kroz scintilator, dolazi do ekscitovanja atoma i molekula detektorskog materijala, usled čega se emituje svetlost. Potom se ova svetlost prenosi do fotomultiplikatora, na čijem se jednom kraju nalazi prozor transparentan za svetlost koju emituje scintilator. Ispod prozora se nalazi fotokatoda načinjena od metala koji ima mali izlazni rad za emisiju elektrona. Svetlost koju scintilator emituje pada na fotokatodu i izbija iz nje elektrone. Oni putem električnog polja bivaju ubrzani i usmereni ka prvoj od 10 do 20 dinoda koje su poređane od prozora ka suprotnom kraju fotomultiplikatora.

Dinode su elektrode načinjene od materijala koji takođe ima mali izlazni rad za emisiju elektrona. Svaka od dinoda se nalazi na višem potencijalu od prethodne, što se postiže razdelnikom napona – nizom redno vezanih otpornika. Elektroni koji padnu na prvu dinodu, ubrzani električnim poljem, poseduju energiju dovoljnu da sa njene površine izbiju od 3 do 10 novih elektrona. Ovi elektroni putem rastućeg električnog polja bivaju ubrzani i fokusirani ka drugoj dinodi, odakle izbijaju nove elektrone. Proces se nastavlja do poslednje dinode, pri čemu se ukupan broj elektrona umnožava za nekoliko reda veličine, čak do 10^8 puta. Iza poslednje dinode se nalazi anoda koja ima najviši potencijal i konačno prikuplja sve elektrone. Rezultujući signal se potom analizira pomoću elektronskih sistema.



Slika 9 – Šematski prikaz fotomultiplikatorske cevi

Signal koji se dobija pomoću scintilacionog detektora može da pruži dosta informacija.

Neke od najvažnijih osobina su:

1. Energetska osetljivost – Iznad određenog minimuma energije, većina scintilatora se ponaša linearno u odnosu na deponovanu energiju, tj. svetlosni izlaz scintilatora je direktno proporcionalan energiji pobuđivanja. Kako i fotomultiplikator predstavlja linearni uređaj, amplituda rezultujućeg električnog signala je takođe proporcionalna ovoj energiji. Ova činjenica čini scintilator pogodnim u svojstvu energetskog spektrometra, iako ne predstavlja idealan instrument za ovu namenu.
2. Brzi vremenski odgovor – Scintilacioni detektori su brzi instrumenti u smislu da je njihov odgovor i vreme oporavka kraće u poređenju sa drugim tipovima detektora. Ovaj brži odgovor pruža informacije o tajmingu, odnosno omogućava da se dobije vremenska razlika između dva događaja sa većom preciznosti. Zajedno sa kratkim vremenom oporavka, ovo dozvoljava scintilacionim detektorima da registriraju veće brzine brojanja, pošto je redukovano mrtvo vreme tj. vreme koje je izgubljeno na čekanje da se scintilator oporavi.

3. Razlikovanje oblika impulsa – Kod određenih scintilatora, moguće je razlikovati vrste čestica na osnovu analize oblika impulsa koje stvara emitovana svetlost. Do razlike u obliku impulsa dolazi usled ekscitacije različitih mehanizama fluorescencije od strane čestica različite ionizujuće moći.

Scintilacioni materijali imaju svojstvo koje se naziva luminescencija. Luminescentni materijali, kada se izlože određenim oblicima energije, na primer svetlu, topotu, zračenju, itd., apsorbuju i reemituju energiju u obliku vidljive svetlosti. Ukoliko se reemisija desi odmah nakon apsorbacije, odnosno tačnije unutar 10^{-8} s (vreme potrebno za prelaze u atomu iznosi oko 10^{-8} s), proces se naziva fluorescencija. Međutim, ukoliko je reemisija odložena zbog toga što je pobuđeno stanje metastabilno, proces se naziva fosforescencija. U tom slučaju, vreme između apsorbacije i reemisije može trajati od nekoliko μ s do nekoliko sati, u zavisnosti od materijala.

Iako postoji mnogo scintilacionih materijala, nisu svi pogodni kao detektori. Dobar scintilacioni detektor mora zadovoljavati određene uslove:

- a) velika efikasnost za konverziju energije pobuđivanja u svetlost
- b) prozirnost za svetlost koju emituju, kako bi se omogućilo prenošenje svetlosti
- c) emisija u spektralnom opsegu koji je u skladu sa spektralnim odgovorom postojećih fotomultiplikatora

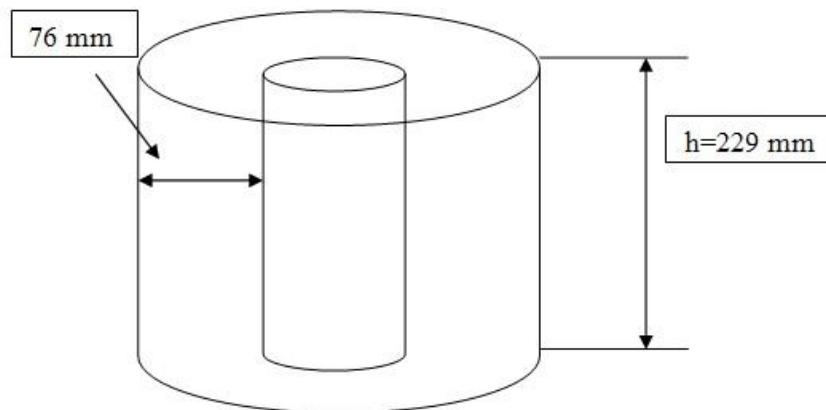
Postoji šest tipova scintilacionih detektora : organski kristalni, organski tečni, plastični, neorganski kristalni, gasni i stakleni.

Neorganski scintilatori su kristali alkalnih halida koji sadrže u malim količinama primese, tzv. aktivatore koji stvaraju luminescentne centre. Najčešće korišćen materijal je NaI(Tl), gde se kao aktivator upotrebljava Tl. Često se koristi i CsI(Tl), kod koga je takođe Tl aktivator. Ostali kristali koji se koriste su: CsF₂, CsI(Na), KI(Tl), LiI(Eu). Od nealkalnih materijala se koriste: Bi₄Ge₃O₁₂, BaF₂, ZnS(Ag), ZnO(Ga), CaWO₄, CdWO₄.

Velika mana određenih neorganskih kristala je higroskopnost. Glavni primer je NaI – kako bi se zaštitio od vlage u vazduhu, mora biti smešten u zaštitno kućište koje ne propušta vazduh.

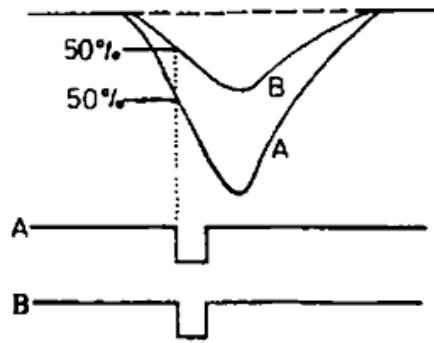
Prednost neorganskih kristala leži u njihovoj većoj zaustavnoj moći usled veće gustine i višeg atomskog broja. Od svih scintilatora, oni takođe imaju neke od najvećih svetlosnih izlaza, što rezultuje boljom energetskom rezolucijom. Ovo ih čini veoma pogodnim za detekciju γ zraka i visokoenergetskih čestica.

U ovom eksperimentu korišćen je anularni NaI(Tl) detektor, dimenzija 22,9 cm x 22,9 cm, sa šupljinom prečnika 7,6 cm.



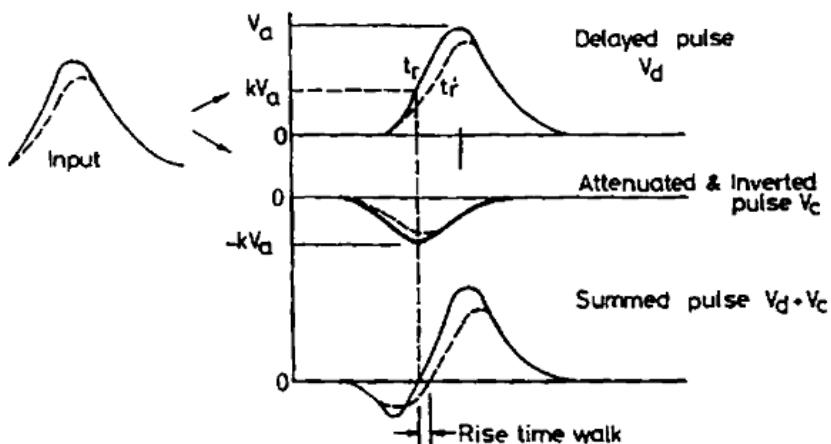
Slika 10 – Šematski prikaz geometrije detektora korišćenog u eksperimentu

U eksperimentu je korišćena tehnika okidanja na konstantnu frakciju signala pomoću uređaja koji se naziva CFD (*constant fraction discriminator*). U ovoj metodi, logički signal se generiše pri konstantnom delu visine pika, kako bi nastao signal u kojem ne dolazi do *walk* efekta (*walk* efekat je uzrokovani varijacijama u amplitudi dolazećih signala). Osnova za ovu ideju proistekla je iz empirijskih testova koji su pokazali postojanje optimalnog nivoa za okidanje, kako bi se dobila najbolja vremenska rezolucija. U zavisnosti od tipa signala, ovaj nivo se javlja pri određenom delu visine impulsa, nezavisno od amplitude. Slika 11 pokazuje kako ovo funkcioniše pri konstantom delu od 50%.



Slika 11 – Princip rada CFD-a

Tehnika pomoću koje se postiže okidanje na konstantnu frakciju signala prikazana je na slici 12. Dolazeći impuls V_a se prvo deli na dva dela, od kojih se jedan deo (V_d) kasni za vreme t_d koje je jednako vremenu potrebnom da se impuls poveća od određenog nivoa (konstantnog dela impulsa) do pika impulsa. Drugi deo se invertuje i atenuira za faktor k , tako da se dobija impuls $V_c = -kV_a$. Ova dva impulsa se potom sumiraju kako bi nastao bipolarni impuls V_{out} . Tačka u kojoj se signali poništavaju (*zero-crossing point*) je tada pri konstantnom delu k visine originalnog signala.

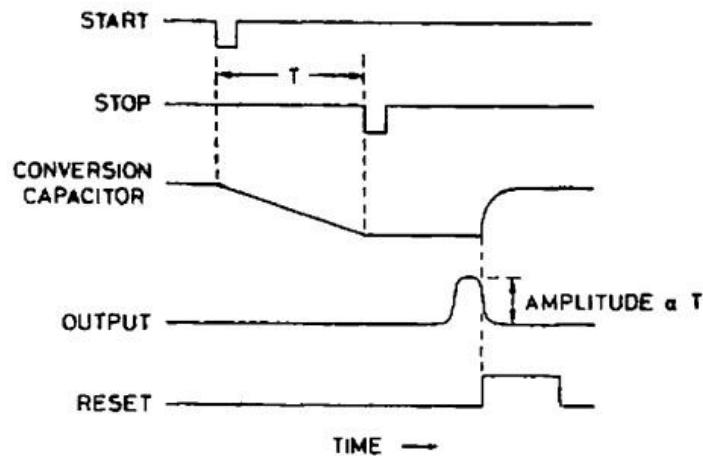


Slika 12 – Tehnika okidanja na konstantnu frakciju signala

Za merenje perioda poluraspada miona, osim adekvatne tehnike okidanja, bio je potreban i uređaj koji omogućava veoma precizno merenje vremenskog intervala između dva događaja u detektoru. Ovo je ostvareno korišćenjem uređaja koji se naziva TAC (*time to*

amplitude converter). Ovaj uređaj pretvara vremenski period između dva logička impulsa u izlazni impuls čija visina je proporcionalna ovom vremenu.

Merenje vremena pomoću TAC – a okida se START impulsom i zaustavlja STOP signalom. Jednostavan metod koji koriste TAC uređaji je da počnu sa konstantnim pražnjenjem kondenzatora pri stizanju START signala i da prekinu ovo pražnjenje kada se pojavi STOP signal. Posle stizanja START signala, TAC ne prima novi START signal do generisanja STOP signala. Ukupno nanelektrisanje koje je sakupljeno je tada proporcionalno vremenskoj razlici između START i STOP signala.

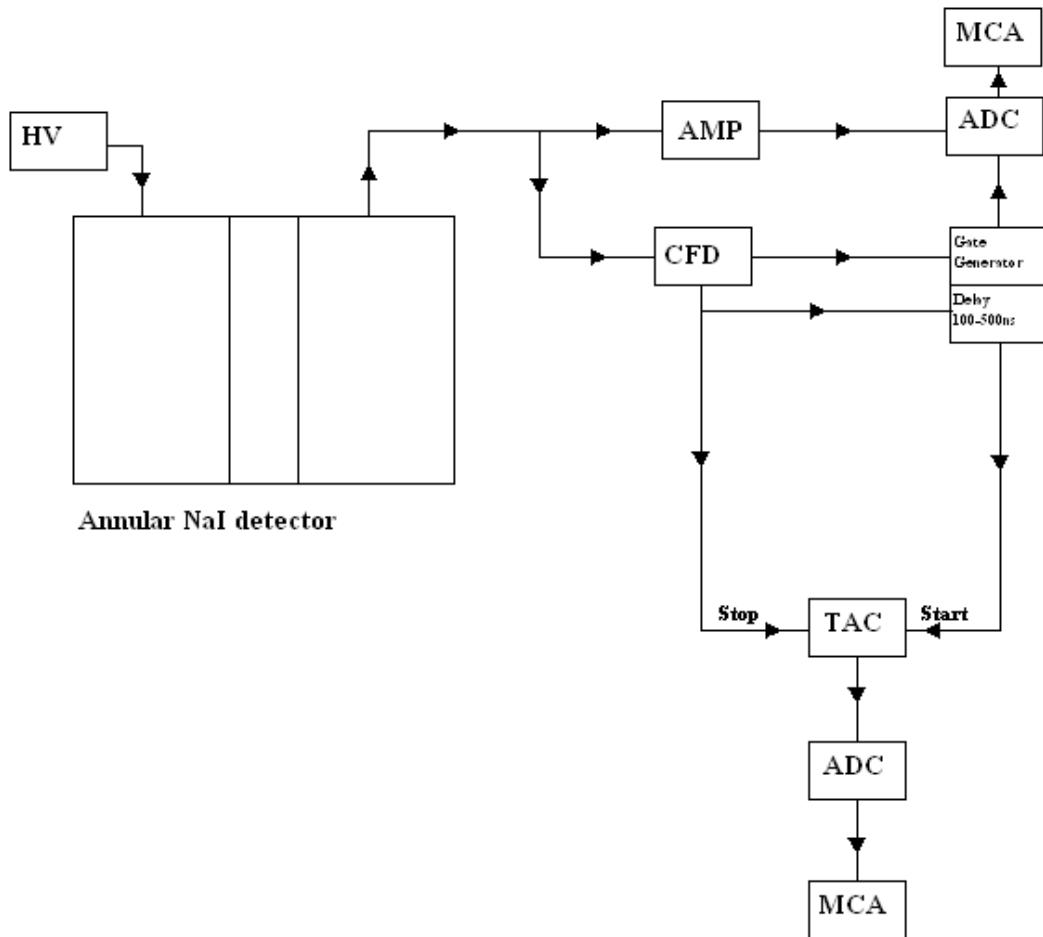


Slika 13 – Princip rada TAC-a

Nakon TAC-a stavlja se analogno-digitalni konvertor (ADC) kako bi se digitalizovao izlazni impuls. Ovaj impuls se tada može analizirati pomoću multikanalnog analizatora (MCA) kako bi se izvršilo sortiranje impulsa u zavisnosti od njihove visine. MCA takođe prebrojava impulse pri svakoj visini i ove informacije prebacuje u multikanalnu memoriju. Sadržaj svakog kanala se potom može prikazati na ekranu kako bi se dobio spektar visine impulsa u funkciji vremenskog intervala.

6.2 Šematski prikaz eksperimentalne postavke

Scintilacioni detektor je spojen sa odgovarajućim elektronskim komponentama kao što je prikazano na slici 14.

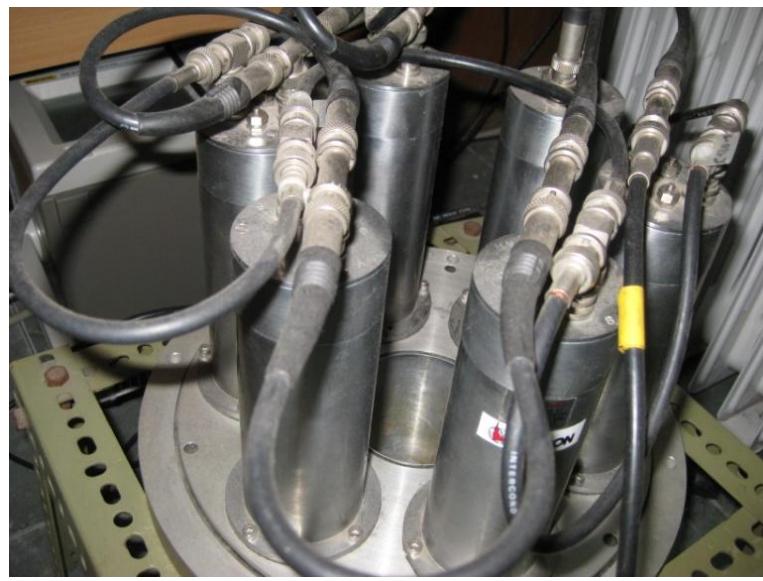


Slika 14 – Šematski prikaz eksperimentalne postavke

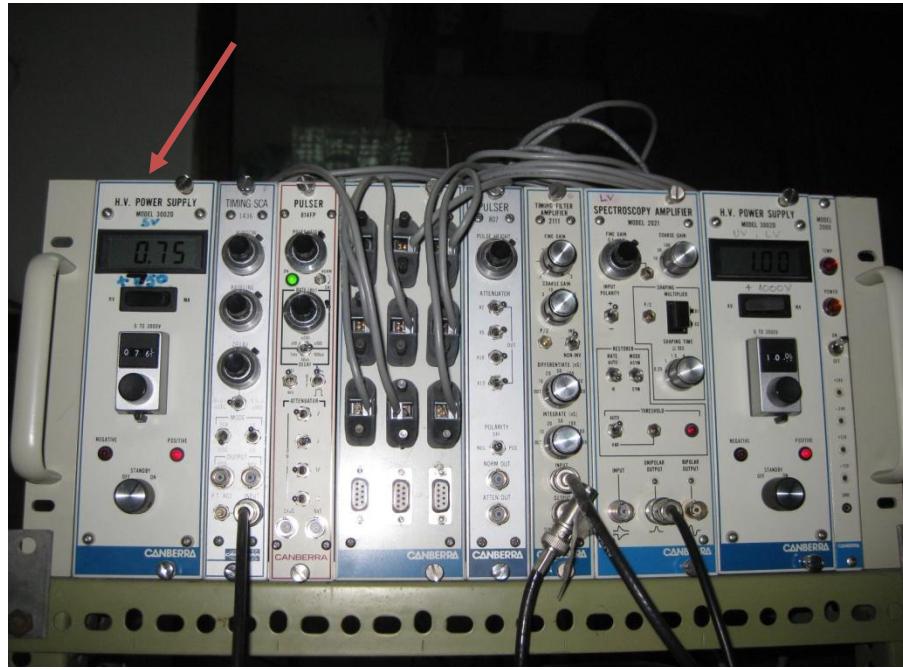
Na slikama 15–18 prikazan je realan izgled korišćenog detektora i nuklearne elektronike.



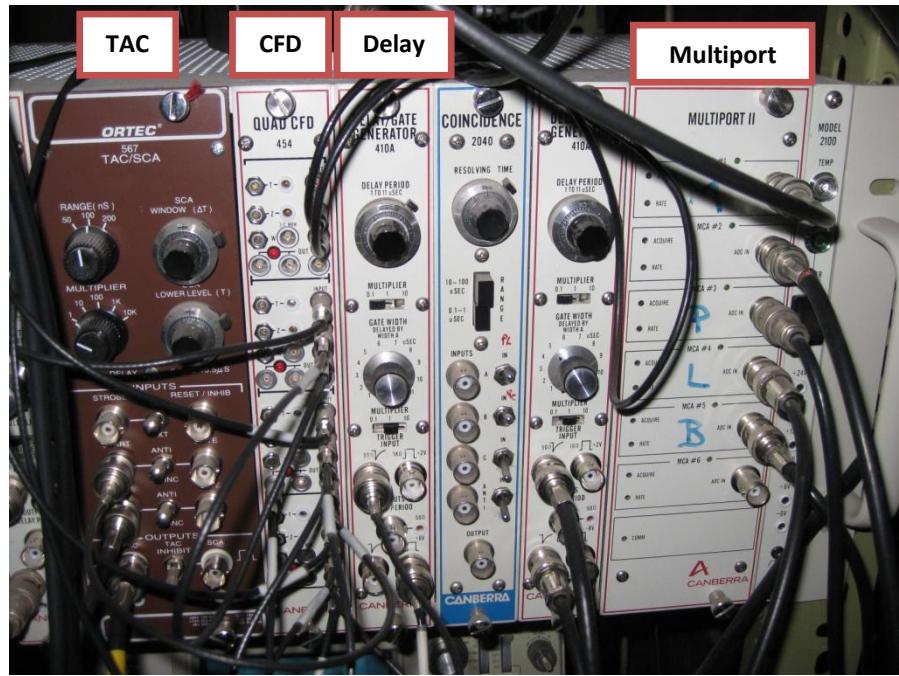
Slika 15 – Izgled anularnog NaI detektora



Slika 16 – Izgled fotomultiplikatorskih cevi anularnog NaI detektora



Slika 17 – Napajanje za NaI detektor



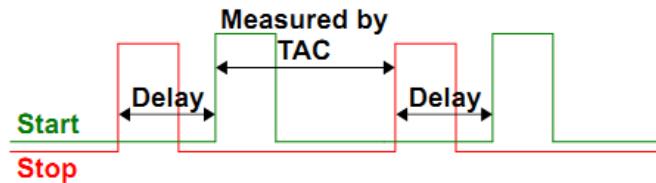
Slika 18 – Elektronske komponente korišćene u eksperimentu: TAC, CFD, Delay generator i Multiport (ADC, MCA)

6.3 Proces prikupljanja eksperimentalnih podataka

Kada mion prolazi kroz detektor, dolazi do depozicije njegove energije u materijalu detektora, usled čega se atomi scintilatora pobuđuju i stvara se signal. Ukoliko se taj određeni mion zaustavi u detektoru i doživi raspad, doći će do stvaranja drugog signala od strane produkata raspada.

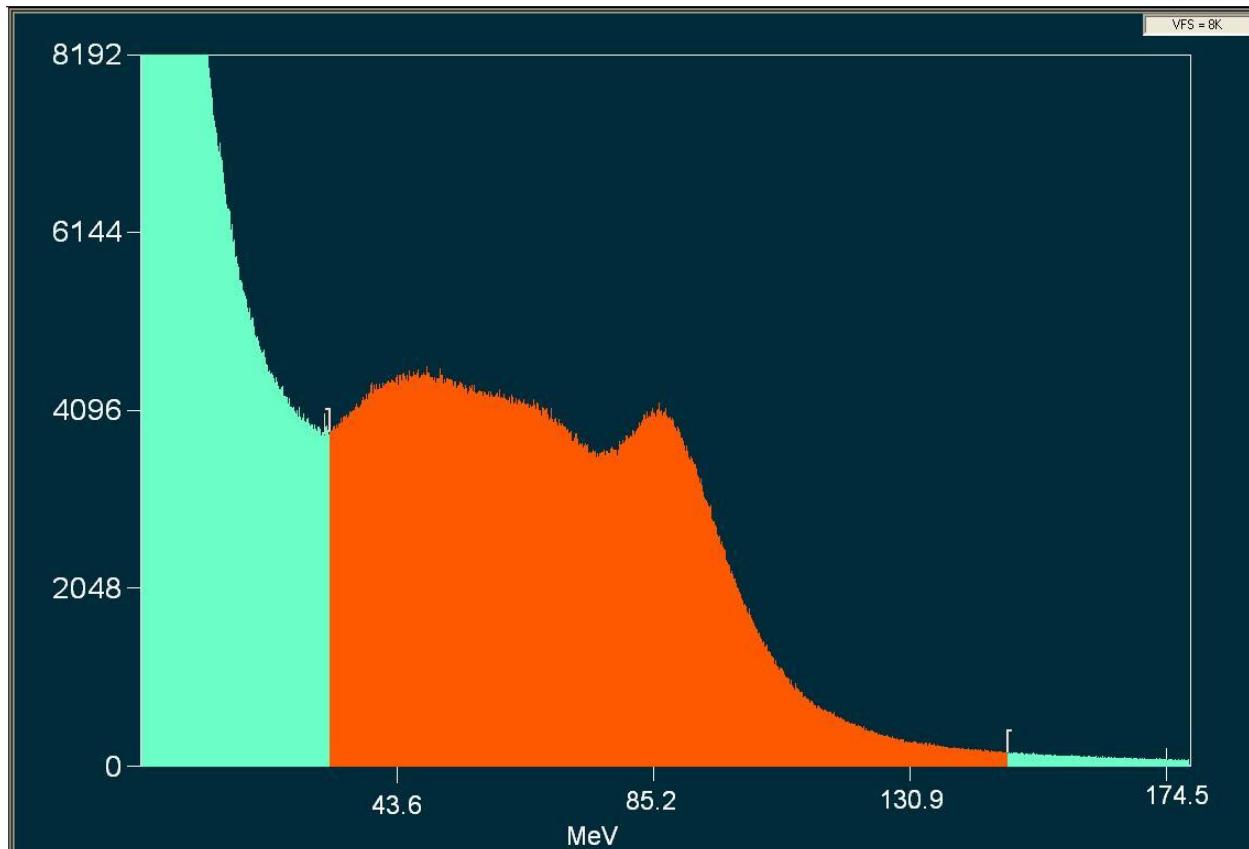
Veoma je važno postići da impulsi od istog događaja ne dovedu do okidanja i početka i kraja vremenske sekvene na TAC-u.

Ukoliko se kasni impuls od jednog događaja na START ulazu, omogućeno je da identični impuls na STOP ulazu ne utiče na vremensku sekvencu pokrenutu istim tim događajem. Na ovaj način se prvi STOP impuls ignoriše, dok odgovarajući kašnjeni START impuls započinje vremensku sekvencu na TAC-u. Sledeći impuls na STOP ulazu (koji potiče od različitog događaja, tj. raspada miona) zaustavlja TAC, ukoliko on nastane unutar vremenskog opsega podešenog na TAC-u.



Slika 19 – Vreme pristizanja impulsa na STOP ulaz (crveno) i START ulaz (zeleno) TAC-a

Prvo je posmatran energetski spektar sa detektora. Izvršena je kalibracija spektra pomoću anihilacionog pika na 511 keV i ^{40}K pika na 1460 keV. Na slici je označen deo spektra koji potiče od depozicije energije miona u materijalu detektora.



Slika 20 – Energetski spektar sa označenim delom koji potiče od depozicije energije miona u materijalu detektora

Uspešnost merenja veoma zavisi od pravilnog izbora visokog napona koji se dovodi na detektor i podešavanja CFD uređaja. CFD je podešen tako da eliminiše signale nižih energija, pošto oni dominantno potiču od fonskog γ zračenja. Napon na detektoru bio je podešen na 1 000 V, tako da se signali stvorenji od strane visokoenergetskih miona nalaze unutar opsega koji može da primi CFD.

U početku je kašnjenje START signala bilo podešeno na 100 ns. Međutim, kasnije je kašnjenje povećano na 500 ns i izvršena su merenja.

Nakon drugog merenja, pretpostavljalo se da šum koji se javlja prilikom merenja potiče od elektronike. „Timing filter“ pojačavač je podešen analizom signala pomoću osciloskopa, kako bi se poboljšao oblik signala.

Time se došlo do sledećih podešavanja:

- *Gain*: 6
- *Fine gain*: 2
- *Integrate*: 20 ns
- *Differentiate*: out

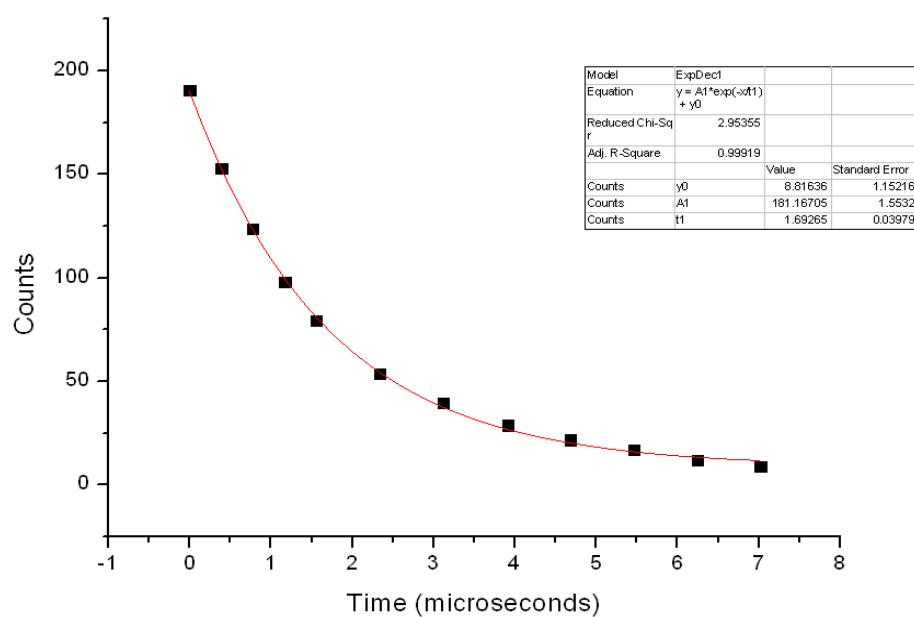
Utvrđeno je da je postojao kabl koji je bio previše dugačak i loše oklopljen, pa je zbog toga izbačen u nadi da će šum biti smanjen. Nakon toga je izvršeno treće merenje.

6.4 Rezultati

Opseg na TAC-u je bio podešen na $10 \mu\text{s}$ i 256 kanala je dodeljeno unutar ovog opsega, što znači da je vreme po kanalu $39,1 \text{ ns}$. Kašnjenje na START je bilo podešeno na 100 ns . Pri kraćim vremenima se javljalo dosta šuma, tako da je ovaj region ignorisan. Očitavanje odbroja je vršeno na sledećim kanalima:

Broj kanala	Vreme (μs)	Odbroj
50	0	190.6
60	0.39	152.7
70	0.78	123.75
80	1.17	97.8
90	1.56	79.35
110	2.34	53.85
130	3.12	39.6
150	3.91	28.75
170	4.68	21.7
190	5.46	16.95
210	6.24	12
230	7.02	9.05

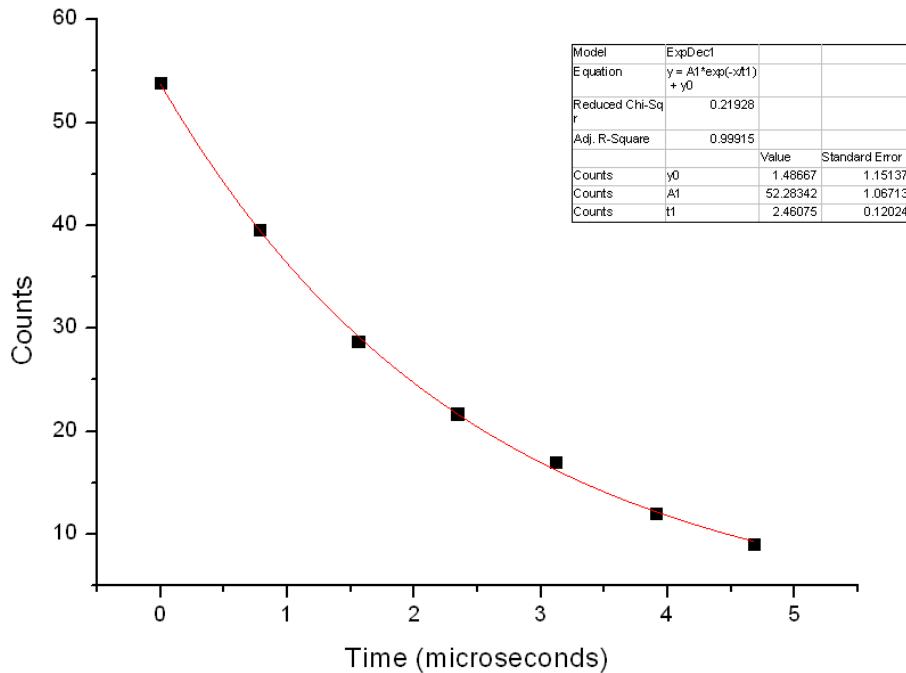
Ovi podaci su predstavljeni na grafiku:



Nakon fitovanja podataka eksponencijalnom funkcijom $N(t) = N_0 \exp(-t/\tau) + B$, za period poluraspada se dobija:

$$\tau = 1,69 (4) \mu s \quad (21)$$

Ovakvo odstupanje od očekivane vrednosti potiče od šuma koji se javlja u merenjima kraćih vremena, tako da ukoliko se ova merenja izostave, dolazi do velike promene vrednosti perioda poluraspada.



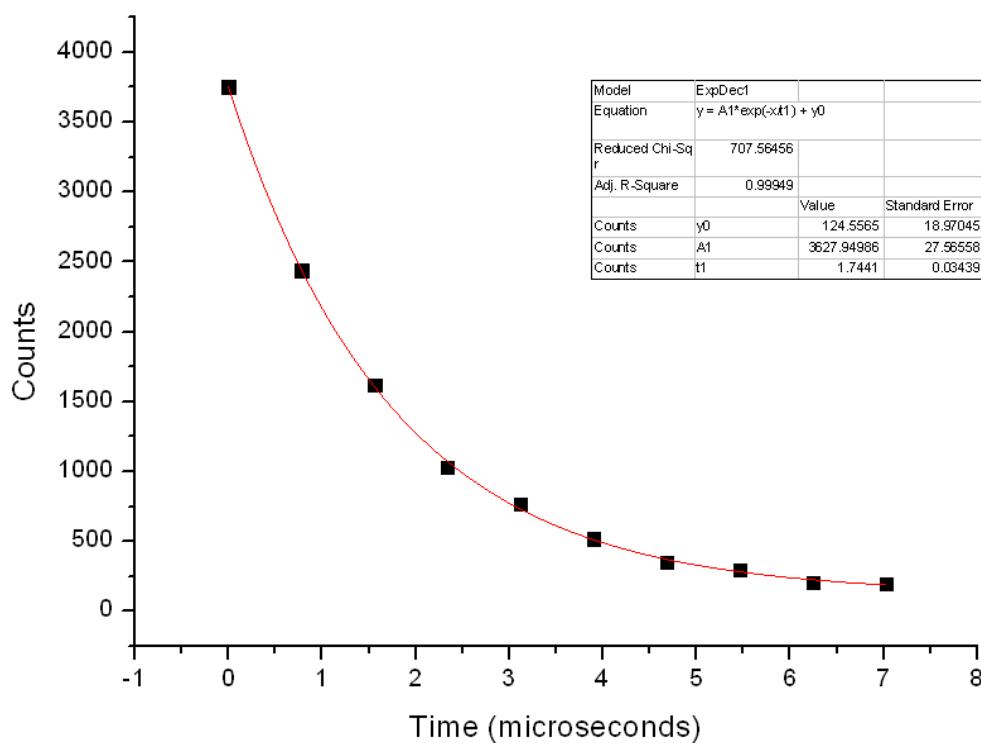
Pomoću eliminacije merenja u kojima se javlja dosta šuma, dobija se vrednost koja se veoma dobro poklapa sa očekivanom i iznosi:

$$\tau = 2,46 (12) \mu s \quad (22)$$

Potom je kašnjenje na START povećano na 500 ns, ali je ovo imalo veoma malo efekta na dobijenu vrednost perioda poluraspada:

Broj kanala	Vreme (μ s)	Odbroj
960	7.0272	199
880	6.2464	208
800	5.4656	295
720	4.6848	349
640	3.904	519
560	3.1232	771
480	2.3424	1028
400	1.5616	1621
320	0.7808	2441
240	0	3753

Ovo merenje je trajalo preko 511 878 s. Unutar opsega TAC-a dodeljeno je 1024 kanala, a vrednosti odbroja dobijane su integracijom po 80 kanala.



Ovim merenjem je dobijena vrednost perioda poluraspada:

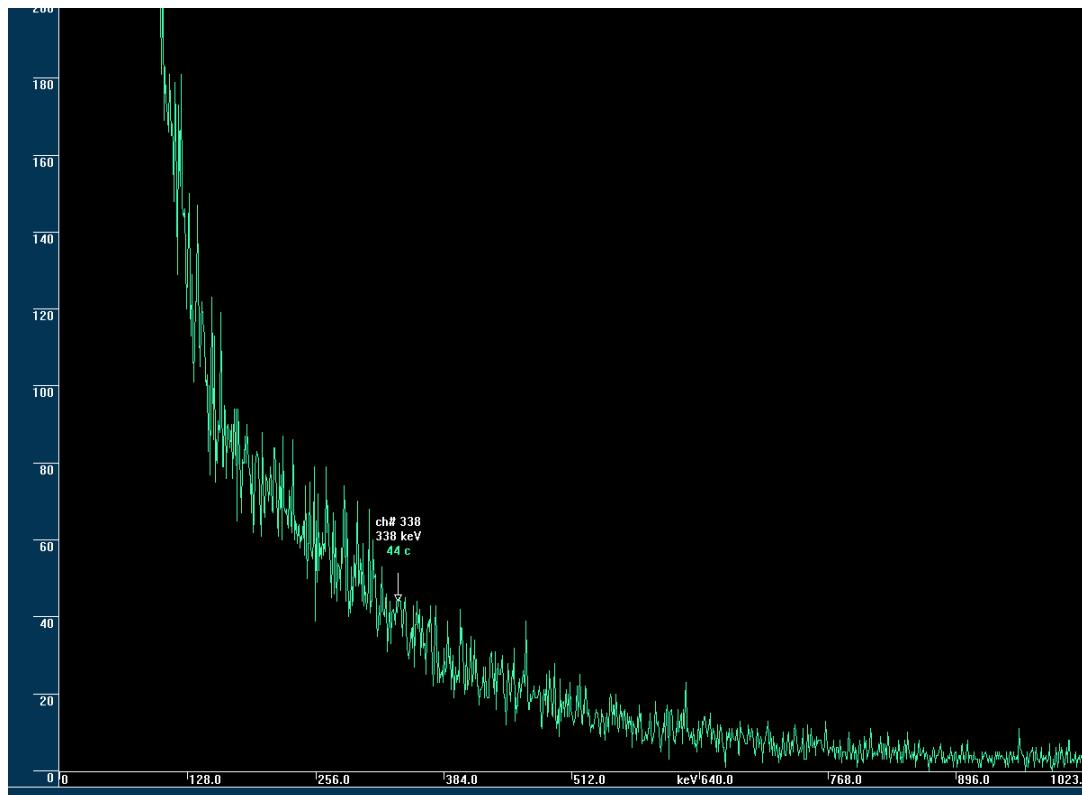
$$\tau = 1,74 (3) \mu s \quad (23)$$

Nakon što je poboljšan oblik signala, izvršeno je sledeće merenje:

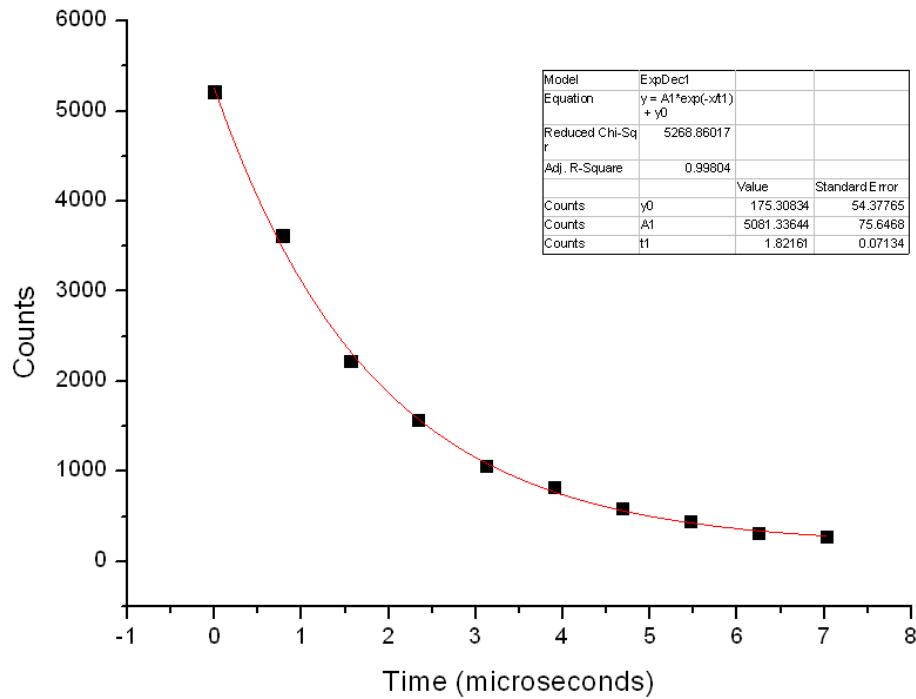
Broj kanala	Vreme (μs)	Odbroj
960	7.0272	274
880	6.2464	319
800	5.4656	443
720	4.6848	586
640	3.904	822
560	3.1232	1058
480	2.3424	1569
400	1.5616	2221
320	0.7808	3620
240	0	5217

Vreme merenja je bilo 599 227 s.

Ovde se takođe javljalo dosta šuma i sa spektra se jasno vidi da početni deo krive nema eksponencijalni oblik:

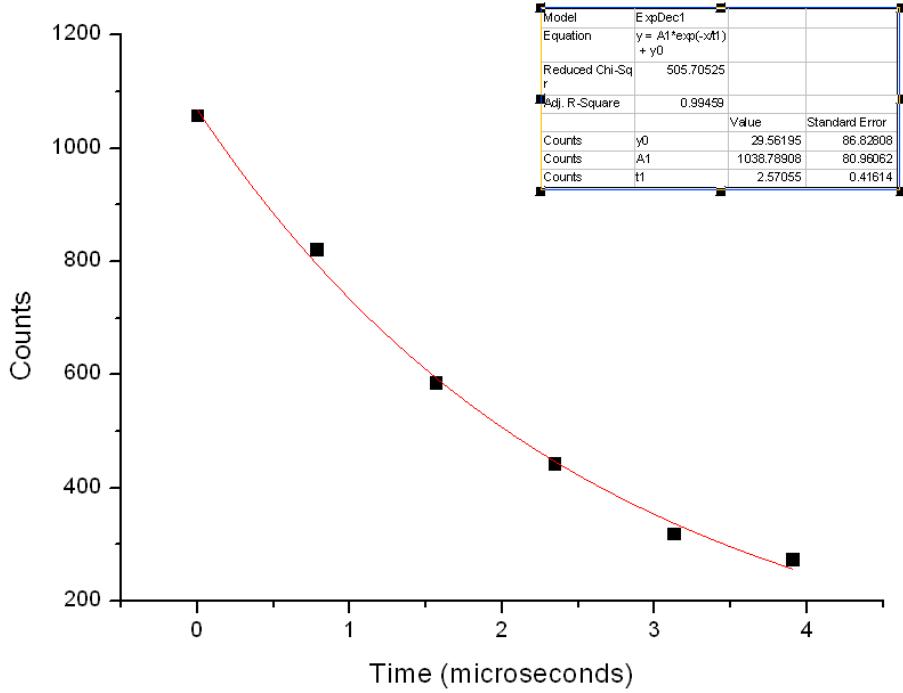


Ukoliko se podaci sa početka krive uključe u izračunavanje, dobija se slična vrednost kao i pre:



$$\tau = 1,82 (7) \mu s \quad (24)$$

Ukoliko opet zanemarimo podatke sa početka krive, dobijamo vrednost koja je veoma blizu očekivane:



$$\tau = 2,57 (41) \mu s \quad (25)$$

Na osnovu dobijenih rezultata moguće je izračunati verovatnoću i presek za zaustavljanje, a time i raspad miona u detektoru.

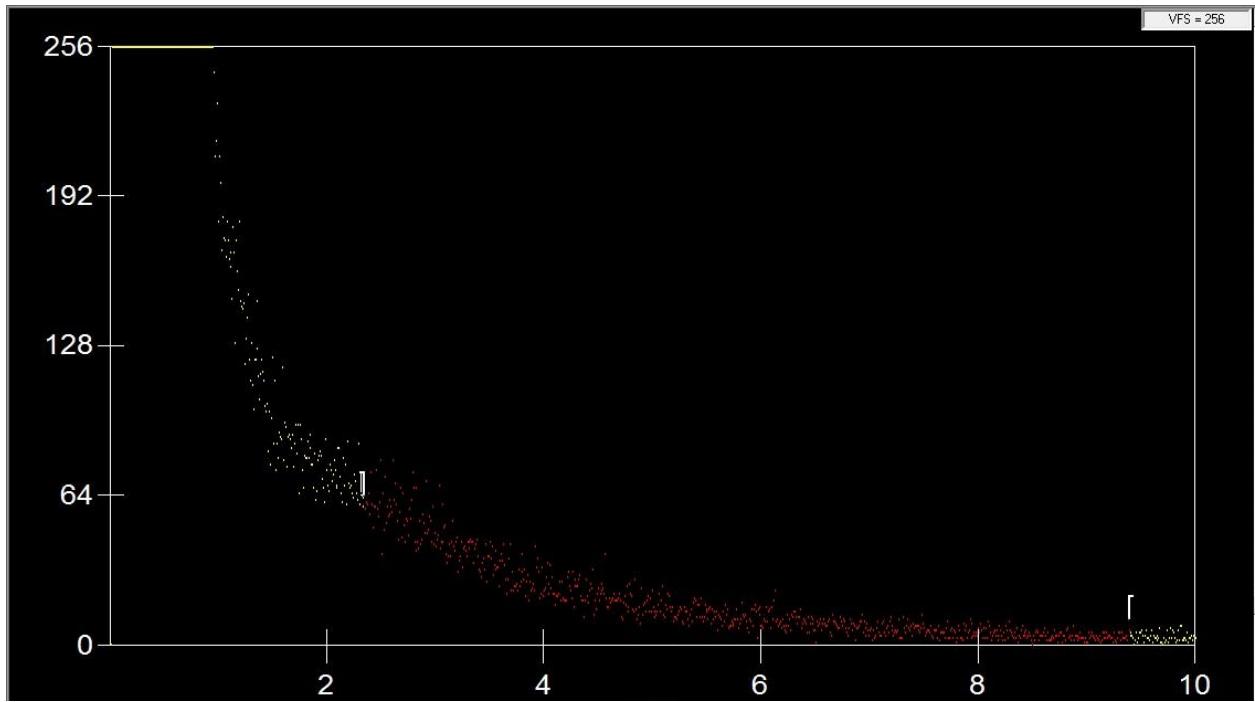
Ukoliko se integrali deo energetskog spektra koji potiče od depozicije energije miona u materijalu detektora, dobija se ukupan odbroj, odnosno podatak o ukupnom broju miona koji padaju na detektor. Sa spektra je očitana vrednost o ukupnom odbroju i vremenu merenja:

$$N_u = 26\ 747\ 860 , t = 3\ 067\ 829,55 s \quad (26)$$

na osnovu čega možemo dobiti brzinu brojanja koja iznosi $R_u = 8,72$ odbroja/s.

Ukoliko sa vremenskog spektra, tj. spektra dobijenog pomoću TAC-a, očitamo vrednost ukupnog odbroja na intervalu od 240 do 960 kanala, dobijamo:

$$N_r = 13\ 086 , t = 599\ 227,68 s \quad (27)$$



Slika 22 – Vremenski spektar na kojem je označen region sa kojeg je očitan ukupan odbroj i time dobijen ukupan broj miona koji se zaustavio u materijalu detektor-a

Na ovaj način smo dobili podatak o ukupnom broju miona koji se zaustavio, a time i raspao, u materijalu detektor-a, tokom vremena merenja. Brzina brojanja u ovom slučaju iznosi $R = 0,022 \text{ odbroja/s}$.

Verovatnoća za zaustavljanje miona u detektoru može se dobiti ukoliko posmatramo broj miona koji se raspao u detektoru u odnosu na broj miona koji je pao na detektor, i iz odnosa ove dve brzine brojanja dobijamo:

$$\frac{R}{R_u} = 2,5 \cdot 10^{-3} \quad (28)$$

Na osnovu ovoga možemo zaključiti da od 1 000 miona koji padnu na detektor, 2 miona će se zaustaviti u detektoru i doživeti raspad.

Presek za ovaj događaj možemo odrediti pomoću jednačine:

$$R = N \sigma \Phi , \quad (29)$$

gde je R – brzina reakcije, N – broj jezgara materijala detektora, Φ – fluks upadnih miona, σ – presek.

Fluks upadnih miona možemo izračunati pomoću izraza:

$$\Phi = \frac{N_u}{t S} , \quad (30)$$

gde je N_u - broj upadnih miona, t – vreme merenja, S – površina detektora.

Kao što je rečeno, anularni Nal detektor ima dimenzije 22,9 cm x 22,9 cm, sa šupljinom prečnika 7,6 cm, na osnovu čega možemo izračunati njegovu površinu ($r_1 = 11,4 \text{ cm}$, $r_2 = 3,8$):

$$S = r_1^2 \pi - r_2^2 \pi = 364,83 \text{ cm}^2 \quad (31)$$

Zatim se za vrednost fluksa upadnih miona dobija:

$$\Phi = 238,9 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-2} \quad (32)$$

Dobijena je veća vrednost fluksa, zbog toga što je efektivna površina detektora koju upadni mioni „vide“ veća od vrednosti koja je izračunata oduzimanjem površine dva kruga. Efektivna površina je veća od izračunate usled odstupanja putanje miona od vertikalne. Broj miona čija putanja odstupa za mali ugao od vertikalnog pravca je veliki, što ima značajne posledice za određivanje efektivne površine, a time i fluksa upadnih miona.

Broj jezgara materijala detektora možemo izračunati na sledeći način:

$$N = \frac{m}{M} N_A , \quad (33)$$

gde je m – masa, M -molarna masa, N_A – Avogadroov broj ($N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$).

Masu detektora možemo izraziti kao $m = \rho V$ i nakon zamene u poslednju jednačinu dobijamo:

$$N = \frac{\rho V}{M} N_A . \quad (34)$$

Za brzinu reakcije se sada dobija:

$$R = \frac{\rho V}{M} N_A \sigma \Phi , \quad (35)$$

odakle možemo izraziti presek kao:

$$\sigma = \frac{R M}{\rho V N_A \Phi} , \quad (36)$$

i ukoliko zapreminu izrazimo preko površine i visine detektora koje su nam poznate ($V = S h$), dobijamo:

$$\sigma = \frac{R M}{\rho S h N_A \Phi} . \quad (37)$$

Nakon što u jednačinu uvrstimo poznate vrednosti ($\rho(NaI) = 3,67 \text{ g/cm}^3$, $M(NaI) = 149,8942 \text{ g/mol}$) i izračunatu vrednost fluksa, dobijamo da presek za zaustavljanje miona u materijalu detektora iznosi:

$$\sigma = 7,43 \cdot 10^{-31} \text{ m}^2 = 7,43 \text{ mb} . \quad (38)$$

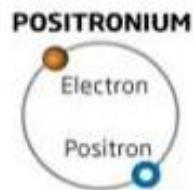
6.5 Diskusija

Prilikom obrade podataka veliki problem je predstavljao početni deo krive, koji nema eksponencijalni oblik. Nakon povećanog kašnjenja signala i promenjenih podešavanja na „timing filter“ pojačavaču, početni deo krive zadržava oblik i šum u regionu kraćih vremena ostaje istog reda veličine.

Moguće objašnjenje za ovaj početni deo krive je da se u detektoru registruje raspad pozitrona, koji potiču od visokoenergetskih fotona. Ukoliko visokoenergetski fotoni deponuju deo energije materijalu detektora, dolazi do stvaranja pozitrona i TAC registruje trenutak upada visoko-energetskih fotona i stvaranja pozitrona kao jedan događaj, koji okida START. Zatim se pozitroni kreću kroz materijal detektora i doživljavaju gubitak kinetičke energije preko Kulonove interakcije sa orbitalnim elektronima i jezgrima materijala detektora usled sudara i zračenja.

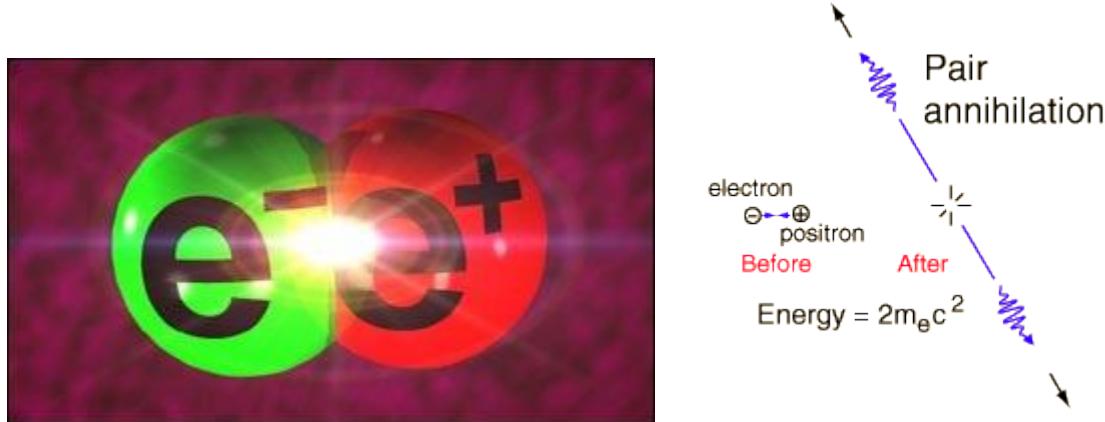
Konačno, pozitron se sudara sa elektronom i dolazi do direktnе anihilacije ili anihiliraju tako što formiraju metastabilnu strukturu koja je slična vodoniku i naziva se *pozitronium (PS)*.

Pozitron i elektron pozitroniuma rotiraju oko zajedničkog centra mase. Ova tvorevina može da živi od 10^{-10} do 10^{-7} sekunde, u zavisnosti da li su spinovi elektrona i pozitrona paralelni ili antiparalelni.



Slika 23 - Pozitronium

Pozitron-elektron anihilacija rezultuje sa dva fotona, svaki sa energijom od $m_e c^2 = 0.511$ MeV koji se kreću u suprotnom smeru (180 stepeni jedan u odnosu na drugi) obezbeđujući održanje ukupnog nanelektrisanja (nula), ukupne energije ($2 m_e c^2 = 1.02$ MeV) i ukupnog momenta (nula). Raspad pozitroniuma, odnosno pozitron-elektron anihilacija dovodi do stvaranja drugog signala u detektoru, koji okida STOP na TAC-u.



Slika 24 – Pozitron – elektron anihilacija

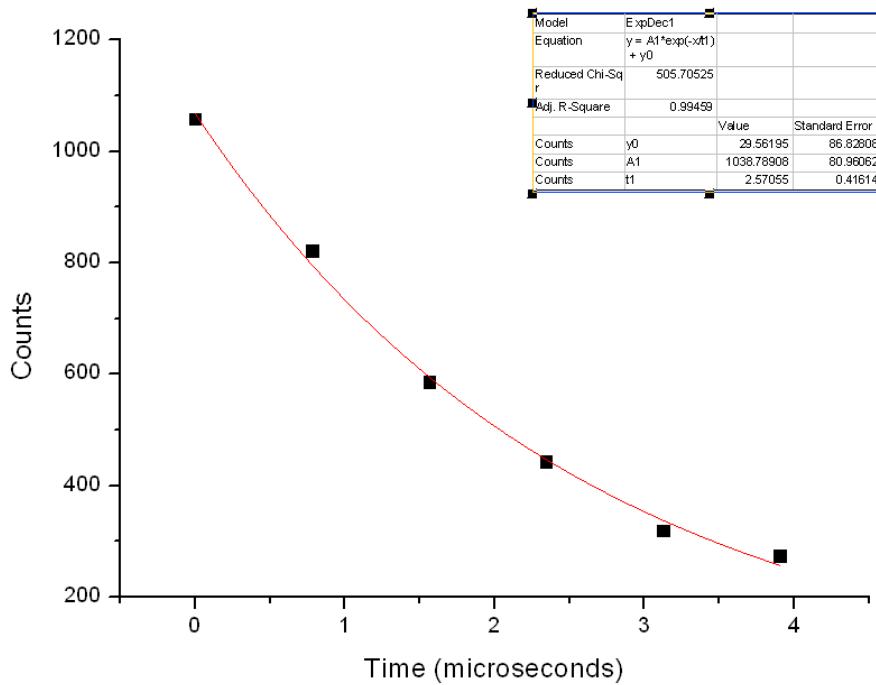
Proces koji daje moguće objašnjenje za početni deo krive veoma liči na raspad miona, usled stvaranja dva događaja u detektoru, a takođe se odigrava u veoma kratkom vremenskom intervalu, pa bi se zbog toga registrovao na početku krive. Ovaj vremenski interval je dosta kraći od perioda poluraspada miona, tako da se u spektru dobija izdvojeno, na samom početku.

Ukoliko uzmemo u obzir da pozitronium može da živi najviše 10^{-7} s, vidimo da se ova vrednost razlikuje za red veličine u odnosu na izmereni period poluraspada miona, što daje dobro slaganje sa početnim delom krive.

7 Zaključak

U ovom radu opisan je eksperiment koji je mnogo jednostavniji od eksperimenta koji je izvršila MuLan kolaboracija i sličnih koji služe za određivanje perioda poluraspada miona. Ovi ostali eksperimenti zahtevaju više detektora i komplikovaniju obradu. Pomoću samo jednog detektora, merenja su mnogo jednostavnija, međutim, eksperimentalna kriva (slika 21) sem mionskog raspada sadrži i jednu mnogo bržu komponentu, najverovatnije od raspada pozitroniuma. Ove dve komponente se ne mogu na jednostavan način razdvojiti, te se najrealističnije vrednosti za period poluraspada miona dobijaju sa delom krive sa velikim kašnjenjem, gde je doprinos brze komponente zanemarljiv. Ovim izborom se dobija vrednost:

$$\tau = 2,57 \text{ (41)} \mu\text{s} \quad (39)$$



Uprkos jednostavnosti eksperimenta, dobijeni rezultat se dobro slaže sa svetskim prosekom vrednosti perioda poluraspada miona:

$$\tau_\mu(W.A.) = 2,197019(21) \mu\text{s} \quad (40)$$

U ovom radu je demonstrirana mogućnost merenja perioda poluraspada μ^+ i μ^- miona sa jednim Nal detektorom velike zapremine. Dobijeni preliminarni rezultati merenja ukazuju na potencijale ove metode za dalji naučno-istraživački rad.

Literatura

1. W. R. Leo - *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*, Berlin, 1987.
2. MuLan Colaboration – *Improved Measurement of the Positive Muon Lifetime and Determination of the Fermi Constant*, 2007.
3. MIT Department of Physics – *The Speed and Decay of Cosmic-Ray Muons: Experiments in Relativistic Kinematics – The Universal Speed Limit and Time Dilation*, Massachusetts, 2010.
4. N. Žikić-Todorović, S. Forkapić, T. Jovin, Lj. Čonkić, M. Krmar: *Spektroskopija antimionskog plastičnog detektora*, Budva, 2005
5. Advanced Laboratory, Physics: *Measurement of the Muon Lifetime*, University of Wisconsin, 2003.
6. F. I. G. Da Silva, C. R. A. Augusto, C.E. Navia, M.B. Robba: *Muon Lifetime Measurement From Muon Nuclear Capture Process*, Brazil, 2008.
7. J. H. Taylor: *Lifetime Of The Muon*, New York, 1996.
8. A. Hansen: *Measurement of Muon Lifetime and Mass Using Cosmic Ray Showers*, University of Minnesota, 2001.

Biografija



Rođena 22. 06. 1987. u Novom Sadu.

Završila osnovnu školu *Jovan Popović* u Novom Sadu sa prosekom 5,00 i Vukovom diplomom.

Završila gimnaziju *Isidora Sekulić* 2006. godine sa prosekom 4,95.

Upisala Prirodno-matematički fakultet u Novom Sadu 2006. godine, na Departmanu za fiziku, smer Medicinska fizika. Dobitnik je nagrade i izuzetne nagrade Univerziteta u Novom Sadu za postignut uspeh. Takođe je bila stipendista Ministarstva prosvete i nauke Republike Srbije školske 2007/2008. godine i Fonda za stipendiranje darovitih studenata Univerziteta u Novom Sadu školske 2008/2009. godine.

Završila visoko obrazovanje prvog stepena osnovnih akademskih studija 2009. godine sa prosečnom ocenom 9,78.

Master studije upisuje 2009. godine na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu, na Departmanu za fiziku, smer Medicinska fizika. Postaje stipendista Fonda za mlade talente Republike Srbije, Ministarstva omladine i sporta, školske 2010/2011. godine.

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:

Monografska dokumentacija

Tekstualni štampani materijal

Master rad

Kristina Bikit

dr. Dušan Mrđa

Određivanje perioda poluraspada miona

srpski (latinica)

srpski/engleski

Srbija

Vojvodina

2011

Autorski reprint

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

Poglavlja 7; strana 45; slika 24

Predmetna odrednica/ ključne reči:

PO

UDK

Čuva se:

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

ČU

Važna napomena:

nema

VN

Izvod:

IZ

U ovom radu su prikazani rezultati merenja perioda poluraspada kosmičkih miona pomoću jednog detektora. Dobijeni rezultati se dobro slažu sa rezultatima koje daju eksperimenti sa puno složenijim mernim sistemima koji uključuju više detektora.

Na osnovu dobijenih rezultata izračunata je i verovatnoća za

zaustavljanje miona u korišćenom anularnom NaI detektoru.

Eksperiment koji je izveden mnogo je jednostavniji od eksperimenta koji je izvršila MuLan kolaboracija i sličnih koji služe za određivanje perioda poluraspada miona. Ovi ostali eksperimenti zahtevaju više detektora i komplikovaniju obradu.

U ovom radu je demonstrirana mogućnost merenja perioda poluraspada μ^+ i μ^- miona sa jednim NaI detektorom velike zapremine. Dobijeni preliminarni rezultati merenja ukazuju na potencijale ove metode za dalji naučno-istraživački rad.

Datum prihvatanja teme od NN veća:

DP

Datum odbrane:

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik:

dr. Radomir Kobilarov

član:

dr. Dušan Mrđa, mentor

član:

dr. Nataša Todorović

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

<i>Accession number:</i>	
ANO	
<i>Identification number:</i>	
INO	
<i>Document type:</i>	Monograph publication
DT	
<i>Type of record:</i>	Textual printed material
TR	
<i>Content code:</i>	Final paper for master degree
CC	
<i>Author:</i>	Kristina Bikit
AU	
<i>Mentor/comentor:</i>	PhD. Dušan Mrda
MN	
<i>Title:</i>	Muon half-life measurement
TI	
<i>Language of text:</i>	Serbian (Latin)
LT	
<i>Language of abstract:</i>	English
LA	
<i>Country of publication:</i>	Serbia
CP	
<i>Locality of publication:</i>	Vojvodina
LP	
<i>Publication year:</i>	2011
PY	
<i>Publisher:</i>	Author's reprint
PU	
<i>Publication place:</i>	Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
PP	
	Chapters 7; pages 45; pictures 24
<i>Scientific field:</i>	
SF	
<i>Scientific discipline:</i>	
SD	
<i>Subject/ Key words:</i>	
SKW	
UC	
<i>Holding data:</i>	Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4
HD	
<i>Note:</i>	none
N	
<i>Abstract:</i>	
AB	In this paper results of cosmic muon half-life measurement using a single detector are shown. Obtained results are in good agreement with results provided by experiments with more complex equipment that include multiple detectors.

Based on the obtained results, the probability for muon stopping in given annular NaI detector is calculated.

This experiment is much simpler than the experiment performed by MuLan collaboration and similar experiments used in muon half-life measurements. The other experiments demand multiple detectors and more compound data processing.

In this paper the possibility of μ^+ and μ^- muon half-life measurement using single high volume NaI detector is demonstrated. Obtained preliminary measurement results point to potentials of this method for future scientific research.

Accepted by the Scientific Board:

ASB

Defended on:

DE

Thesis defend board:

DB

President:

PhD. Radomir Kobilarov

Member:

PhD. Dušan Mrđa, mentor

Member:

PhD. Nataša Todorović