



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Kvantni prinos prelaza od 521keV iz raspada ^{196}Au
-diplomski rad-

Mentor:
dr Miodrag Krmar

student:
Viktor Saiti 237/15

Novi Sad, 2022.

Predgovor

Fiziku sam zavoleo prilikom prvog susreta sa njom, u šestom razredu osnovne škole. Radoznalost koju posedujem oduvek me je vukla da eksperimentišem, isprobavam, testiram, otkrivam, zaključujem. Već tada sam znao da će fizika biti moje životno opredeljenje i nikada nisam imao dilemu da li da se usmeravam u nekom drugom pravcu. Kroz celo moje školovanje nastavnici i profesori su prepoznali moje afinitete ka fizici, bodrili me, pripremali za takmičenja, savetovali i usmeravali kako bi u ovoj oblasti bio što uspešniji. Zato sam se i u Zrenjaninskoj gimnaziji i na Prirodno –matematičkom fakultetu u Novom Sadu uvek osećao kao da sam na terenu koji je stvoren za mene. Uporedo sa svojim obrazovanjem ostvarivao sam se i na drugim poljima koja su me interesovala.

Tokom daljeg obrazovanja planiram da usavršavam svoja znanja iz oblasti fizike. Od svih oblasti sa kojima sam se na fakultetu susreo najviše mi je interesovanje privukla nuklearna fizika, pa sam se iz tog razloga opredelio da diplomski rad pišem iz ove oblasti.

Na kraju, želeo bih da se zahvalim svojim roditeljima koji su imali dovoljno strpljenja i poverenja u mene, dopustili mi da razvijam sve sfere svojih interesovanja i naučili da možeš biti srećan i uspešan samo kada radiš ono što voliš i što te interesuje. Zahvaljujem se nastavniku Ivici Ziroviću na zanimljivom i duhovitom pristupu ovoj nauci, profesorima Petrov Nikušoru i Nikoli Tankosiću koji su me usmerili ka Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu. Posebnu zahvalnost dugujem svom mentoru, profesoru Miodragu Krmaru na nezaboravnim predavanjima na kojima je uvek bio spreman da studentima prenese znanja iz, po njegovim rečima, istorije rokenrola, ruske književnosti i „nešto malo” iz nuklearne fizike, kao i na nesebičnim savetima i pomoći tokom studija i prilikom izrade ovog rada.

Sadržaj

1 Uvod	4
2 Beta raspad.....	5
2.1 β^- raspad	6
2.2 β^+ raspad.....	9
2.3 Elektronski zahvat	10
3 Interakcija zračenja sa materijom.....	12
3.1 γ -zračenje	12
3.2 Atenuacija γ -zračenja.....	15
4 Opšta podela i osnovne osobine detektorskih sistema	16
4.1 HPGe detektor	18
5 Karakteristike i izgled γ -spektra.....	20
5.1 Komponente gama spektra.....	21
6 Bremštalung.....	22
7 Fotonuklearne reakcije	23
7.1 Aaktivaciona analiza.....	26
8 Mikrotron.....	28
8.1 Osnovne osobine i princip rada mikrotrona	29
9 Eksperiment	31
9.1 Raspad ^{196}Au	32
9.2 Izračunavanje kvantnog prinosa prelaza od 521.4 keV.....	36
9.3 Apsolutna efikasnost detektora.....	37
9.4 Rezultati proračuna	38
10 Zaključak	41
Literatura	42

Biografija 43

1 Uvod

Atomsko jezgro je kompleksan sistem koji se sastoji od protona i neutrona, čiji ukupan broj premašuje 200, kod najtežih elemenata koji se u prirodi mogu naći. Jezgro srednje mase sadrži oko 100 nukleona, što predstavlja veliki broj tela da bi se jedan ovakav sistem u potpunosti mogao matematički opisati. Nukleaoni spadaju u mikroskopske objekte čije se ponašanje jedino može objasniti formalizmom kvantne mehanike. Tome treba još dodati i činjenicu da procesi koji deluju unutar jezgra i koji drže nukleone na okupu još uvek nisu u potpunosti objašnjeni, što dodatno otežava celovit opis jezgra. Iz tog razloga se u nuklearnoj fizici pošlo paralelnim putem – da se sakupi što je moguće veći broj eksperimentalnih činjenica o velikom broju jezgara. Eksperimentalni rezultati su korišćeni u kreiranju empirijske slike o jezgru kao celini, ali i za testiranje rezultata teorijskih istraživanja, zasnovanih na postojećim modelima jezgra.

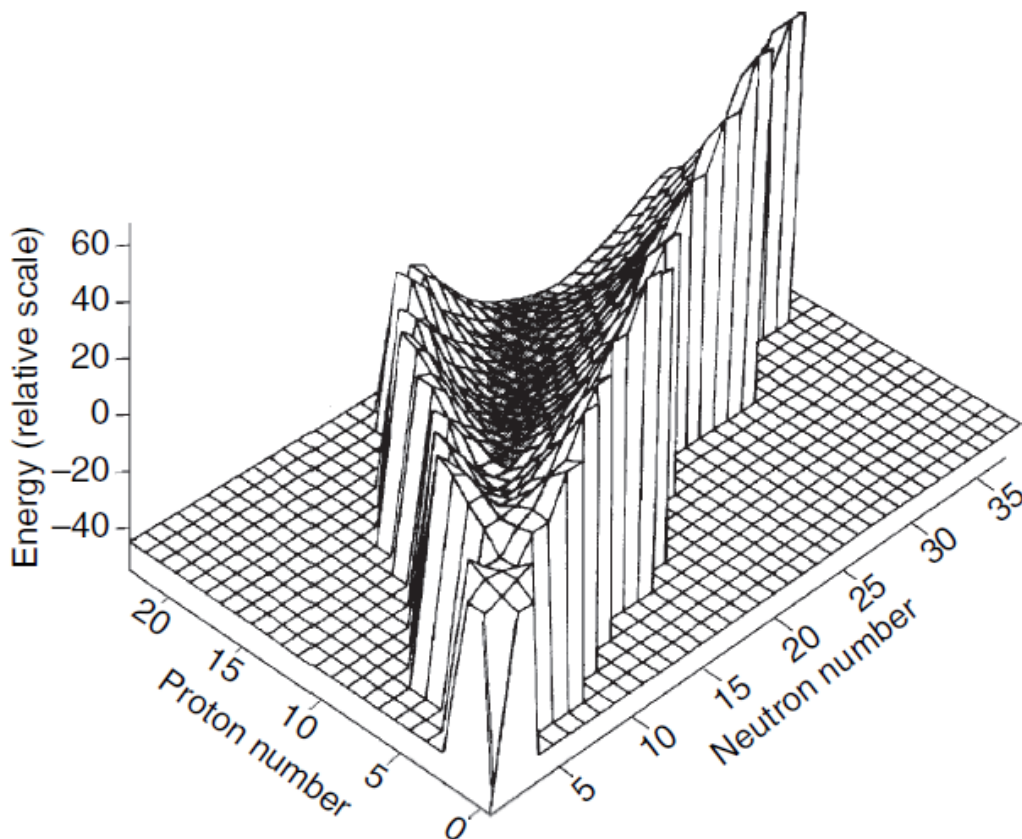
Prvi eksperimentalni podaci su dobijani isključivo iz raspada prirodnih radioaktivnih jezgara, da bi se razvojem tehnike, posebno reaktora i akceleratora došlo do mogućnosti da se proizvedu i veštački radionuklidi. Svaki od njih je bio predmet pažljivih merenja tako da je vremenom rastao obim dobijenih podataka. Za svako dobijeno jezgro su prvo merene energije zračenja koje se emituje, da bi se u sledećem koraku mogla dobiti slika o energijama pobuđenih stanja jezgra potomka. Za ova pobuđena stanja je neophodno osim energije pobude odrediti i druga svojstva, kao što su to verovatnoća stvaranja i radioaktivnom raspadu ili nekoj nuklearnoj reakciji, spin i parnost, električni i magnetni momenti, vreme poluživota, načini deekscitacije, multipolnosti emitovane elektromagnetne radijacije itd. Vremenom se došlo do toga da se saznanja o nekom jezgru sabere na jednom metu i za te svrhe je osnovana baza podataka, koja se za korisnike prezentovala u časopisu Nuclear Data Sheets. Običaj je da se jedno izdanje ovog časopisa posveti jednom izobarnom nizu, tj. svim onim nuklidima koji imaju jednak broj nukleona u svom sastavu. Kada se prikupi dovoljan broj novih eksperimentalnih činjenica o jezgrima iz jednog izobarnog lanca, posveti mu se novo izdanje ovog časopisa.

Podaci koji se nalaze u Nuclear data Sheets predstavljaju dragocen izvor informacija za sve istraživače u oblasti nuklearne fizike. Za planiranje novih eksperimenata kao i za tumačenje dobijenih rezultata gotovo je obavezno da se konsultuje ovaj časopis pošto je propisan za standard u ovoj oblasti. Ukoliko se dođe do nekog novog ili bolje određenog rezultata, on se obavezno pojavi u novom izdanju za posmatrani izobarni niz.

Tema ovog diplomskog rada je posvećen proceni valjanosti nekolicine podataka koji se trenutno mogu naći u Nuclear Data Sheets. Naime u jednoj upotrebi radioaktivnog zlata ^{196}Au je primećeno da neke merene vrednosti ne odgovaraju onima koji se u literaturi mogu pronaći. Radi se o intenzitetu ili kvantnom prinosu jednog gama prelaza sa pobuđenog stanja izotopa platine ^{196}Pt , koji nastaje raspadom pomenutog izotopa zlata. Iz gama spektara ^{196}Au je na osnovu ustanovljenih intenziteta nekolicine gama linija procenjen kvantni prinos gama prelaza za koga se sumnja da mu kvantni prinos nije dobro određen. Osim toga korigovan je i intenzitet beta prelaza putem koga se formira pobuđeno stanje jezgra ^{196}Pt , sa koga se emituje gama zračenje posmatrane energije.

2 Beta raspad

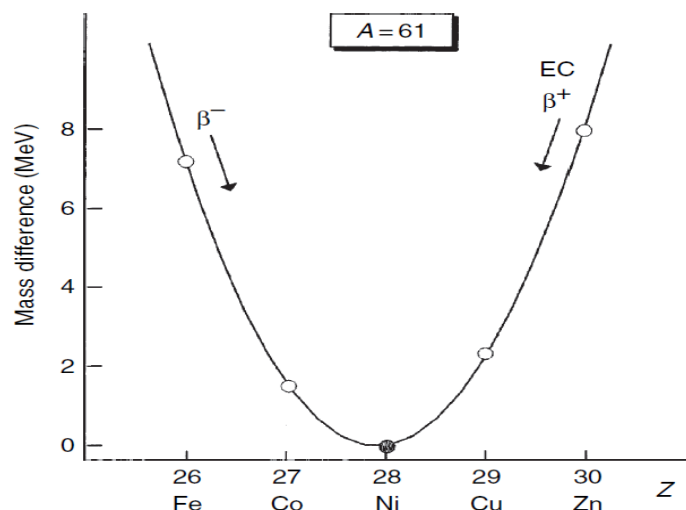
Na slici 1 je dat trodimenzionalni Seržov grafik sa energijom/masom na z osi. Stabilna jezgra možemo posmatrati kao jezgra koja se nalaze u dnu „uvale” na grafiku koja se kreće od vodonika do bizmuta. Jezgra van dna su nestabilna i možemo ih zamisliti kao da stoje na strani uvale na visini koja odgovara njihovoj masi.



Slika 1- Seržov grafik

Dominantna forma radioaktivnog raspada je upravo ta koja se kreće direktno ka dnu uvale. Ovaj tip raspada je najčešće beta raspad. On je ekvivalentan kretanju po izobari (liniji sa konstantnim masenim brojem, A). Ono što se dešava je da se neutroni menjaju u protone (β^- raspad) ili da se sa druge strane protoni menjaju u neutrone (β^+ raspad ili zahvat elektrona).

Uzimajući primer izobare za $A = 61$, ^{61}Ni je stabilan i beta raspad se može odvijati u oba smera. ^{61}Ni ima najmanju masu i zbog toga se svaki beta raspad koji se kreće ka njemu ispoljava kroz oslobađanje energije. Teorijski osnovi putem kojih se opisuje ova pojava slede iz modela tečne kapi, iz kog upravo dobijamo oblik parabole.

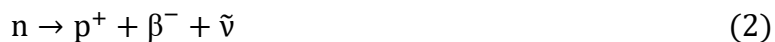
Slika 2-Izobarni niz za A=61 do stabilnog ^{61}Ni

2.1 β^- raspad

Radioaktivni raspad ^{60}Co je klasičan primer β^- raspada. Jednačina kojom opisujemo ovaj raspad je:



β^- čestica je zapravo elektron. Posmatrajući mase u ovoj jednačini, ukupna masa članova sa desne strane manja je od mase ^{60}Co pa nam je samim tim jasno u kom će se smeru reakcija kretati. Ono što se dešava u samom β^- raspadu je da se jedan neutron transformiše u proton i elektron (β^- čestica), prateći zakon održanja naelektrisanja. Zbog zakona održanja leptonskog broja se pored elektrona emituje i elektronski antineutrino. Celu reakciju β^- raspada možemo zapisati kao:



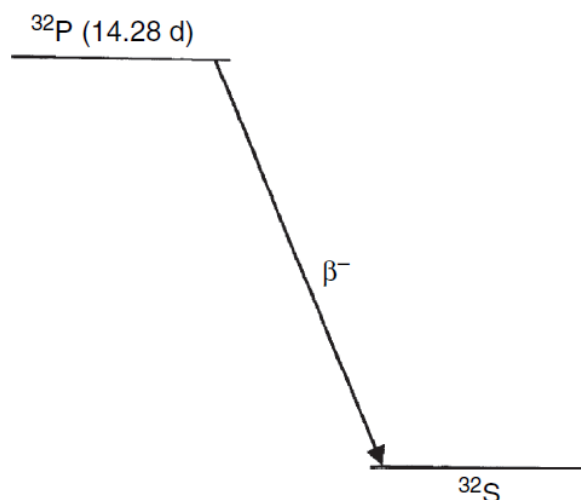
Energija raspada je podeljena između čestica i obrnuto zavisno od njihovih masa, tako da bi se očuvao ukupan impuls. Masa ^{60}Ni je veoma velika u poređenju sa masom beta čestice i antineutrina pa se skoro celokupna energija raspoređuje samo na njih dvoje. Beta zračenje upravo zbog ovog razloga nije monoenergetsko već energija beta čestice ima statistički karakter. Energija se prema statističkoj raspodeli raspoređuje na beta česticu i antineutrino. Termin beta čestica koristimo da bi razlikovali elektron koji se emituje u beta raspadu od elektrona koji se emituju u drugim procesima, pošto tako emitovani elektroni veoma često imaju tačno određene energije. Sam antineutrino nas ne interesuje što se tiče detektovanja jer ga je moguće detektovati samo u specijalnim eksperimentima. Značaj antineutrina (i neutrina kod β^+ raspada) je u globalnom zakonu očuvanja energije i momenta impulsa.

Najniže energetske stanje svakog jezgra se naziva osnovno stanje. Prelasci sa osnovnog na osnovno stanje bi se teorijski dešavali sa zanemarljivo malom verovatnoćom, ali se ipak

dešavaju. Beta emitere koji na ovaj način emituju energiju nazivamo čistim beta emiterima i njihov značaj nalazimo u korišćenju radioaktivnih markera (^3H , ^{14}C , ^{35}S) ili imaju značajan doprinos u reakcijama fisije ($^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$, ^{99}Tc , ^{147}Pm). U tabeli 1 su dati najčešći primeri, a šema raspada na slici 3.

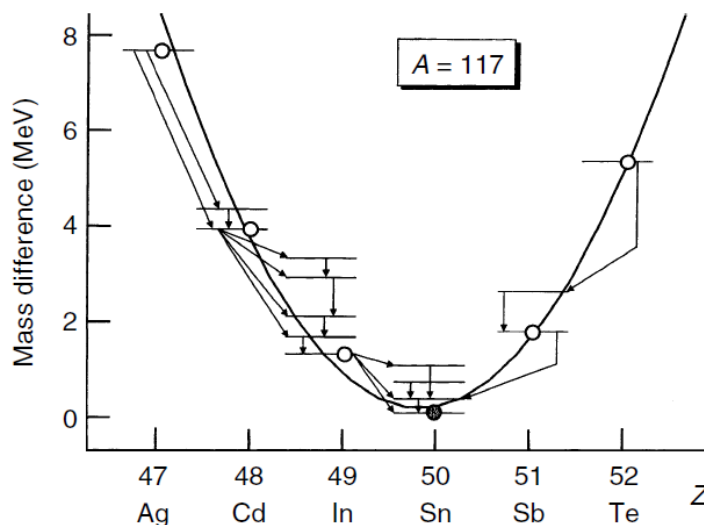
Tabela 1-Primeri čistih β emitera

Nuclide	Half-life ^{bc}	Maximum beta energy (keV)
^3H	12.312 (25) year	19
^{14}C	5700 (30) year	156
^{32}P	14.284 (36) d	1711
^{35}S	87.32 (16) d	167
^{36}Cl	$3.01 (2) \times 10^5$ year	1142
^{45}Ca	162.6 1(9) d ^b	257
^{63}Ni	98.7 (24) year	66
^{90}Sr	28.80 (7) year	546
^{90}Y	2.6684 (13) d	2282
^{99}Tc	$2.111 (12) \times 10^5$ year ^b	294
^{147}Pm	2.6234 (2) year ^b	225
^{204}Tl	3.788 (15) year	763

Slika 3-Šema raspada čistog β emitera ^{32}P

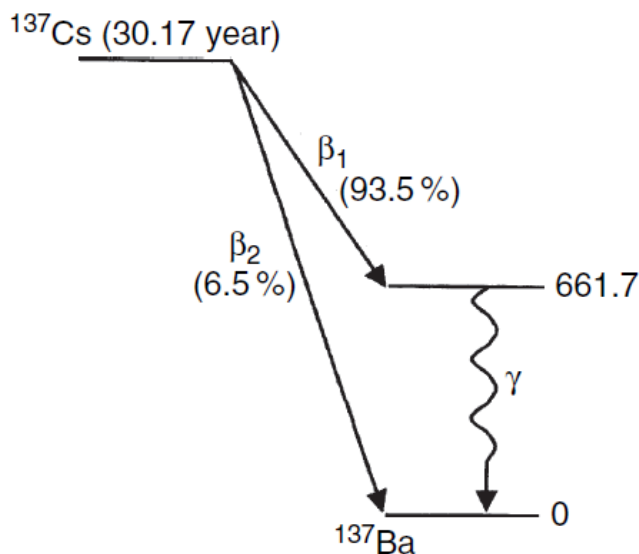
Problem ovih raspada je u tome što u gama spektrometriji nema gama zraka koje bi mogli detektovati. Da bi odredili udeo čistih beta emitera u uzorku, moramo izvršiti neki oblik hemijske separacije.

Na našu sreću, dosta veći broj beta emitera ostavlja jezgro potomak u pobuđenom stanju. Primer možemo videti na slici 4. Pobuđena stanja su prikazana i za radioaktivna i za stabilna jezgra.



Slika 4-Izobarni niz $A=117$ sa pojedinačnim šemama raspada do stabilnog ^{117}Sn

Šema raspada za beta raspad sastoji se samo od jezgra pretka i jezgra potomka. Slika 5 nam pokazuje jednostavan primer raspada ^{137}Cs . Ovde oko 6.5% raspada vodi direktno u osnovno stanje dok 93.5% vodi u pobuđeno stanje ^{137}Ba .

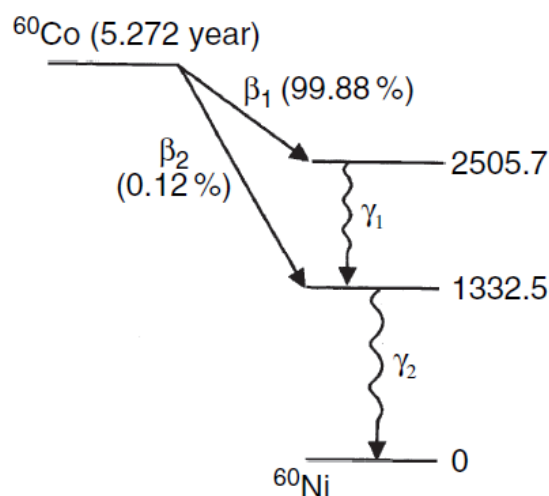


Slika 5. Šematski prikaz raspada ^{137}Cs

U ovom procesu deekscitacije emituje se gama zrak od 661.7 keV, koji je striktno gledajući energija koju emituje barijum, ali pošto je on ostao u tom pobuđenom stanju kao posledica beta raspada cezijuma, konvencionalno se uzima kao „zračenje ^{137}Cs “ i u tabelama se tako označava.

Važno je napomenuti da kada pričamo o energijama jezgra, morali bi ga gledati kao gama zrak ^{137}Ba .

U ovom specijalnom slučaju, ovo je bio jedini gama zrak koji se emituje, dok je u realnosti mnogo češći slučaj da se dešava više gama raspada. Jedan od takvih primera je ^{60}Co čija je šema raspada data na slici 6. Velika većina beta raspada, označenih sa β_1 , ostavljaju jezgro u pobuđenom stanju sa energijom od 2505.7 keV, a pobuđeno jezgro se te energije oslobađa sa dva gama raspada. Za ova dva gama zraka se kaže da su u kaskadi i pošto se javljaju bez značajne vremenske razlike, dodatno kažemo da su koincidentni.



Slika 6-Šema raspada ^{60}Co

2.2 β^+ raspad

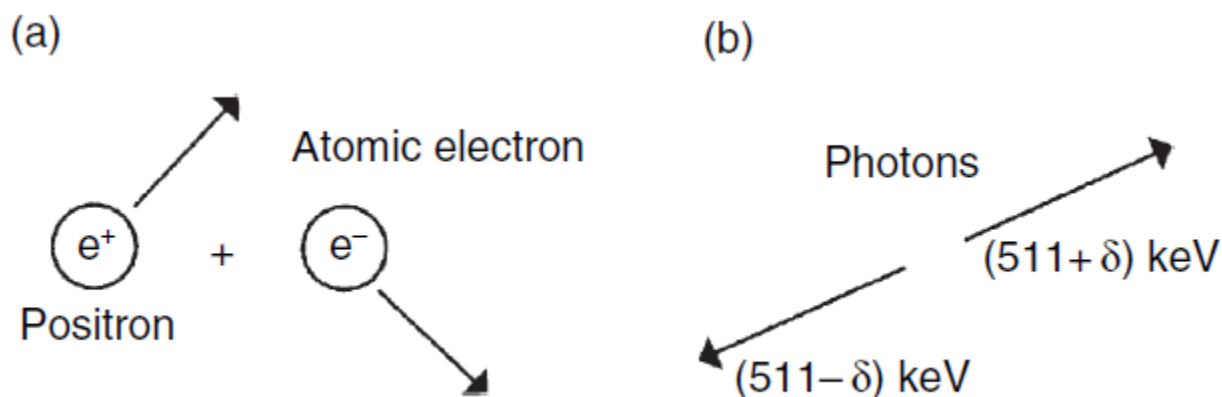
Baš kao što jezgra koja se raspadaju β^- raspadom imaju višak neutrona, tako jezgra koja se raspadaju β^+ (pozitronskim) raspadom imaju višak protona u odnosu na neku stabilnu konfiguraciju. Smisao pozitronskog raspada je isto vođen razlikom u masi jezgara na izobari i u njemu se jedan proton prevodi u neutron i pozitron, uz dodatnu emisiju elektronskog neutrina. Primer reakcije pozitronskog raspada za ^{64}Cu dat je kao:



Tokom ovog raspada emituje se pozitron, antičestica elektronu, zajedno sa elektronskim neutrinom. Ovaj proces analogan je obrnutom beta raspadu neutrona. Važno je napomenuti da je emisija pozitrona moguća samo za velike energetske razlike između energija nestabilnih jezgara. Minimalna energija je 1.022 MeV što zapravo predstavlja zajedničku energiju mirovanja elektrona i pozitrona. Isto kao i kod β^- raspada, energija pozitrona ima statistički karakter i pozitron deli energiju sa elektronskim neutrinom.

Pozitron je kratkoživeća čestica. Kako je pozitron antičestica za elektron, nakon što izgubi dovoljno kinetičke energije, naići će na elektron i doći će do anihilacije. I pozitron i elektron

nestaju i emituju se dva fotona energija 511 keV, pod uglom od 180 stepeni, prikazanim na slici 7. Ovako emitovane fotone nazivamo anihilacionim fotonima i njihovo prisustvo u spektru je veoma naglašeno kada imamo prisutne β^+ emitere. Treba dodatno naglasiti da je ovaj pik na 511 keV nešto širi nego što bi teoretski očekivali. To je zato što do anihilacije često dolazi kada pozitron ili elektron ne miruju u potpunosti, pozitron može i dalje imati mali deo svoje inicijalne kinetičke energije ili elektron, posmatrajući ga kao česticu koja rotira oko jezgra, može posedovati orbitalni moment. Ovo povećava statističku neodređenost pika, mada ako prosumiramo energiju para nastalih fotona ona će i dalje biti tačno 1.022 MeV.



Slika 7-Proces anihilacije

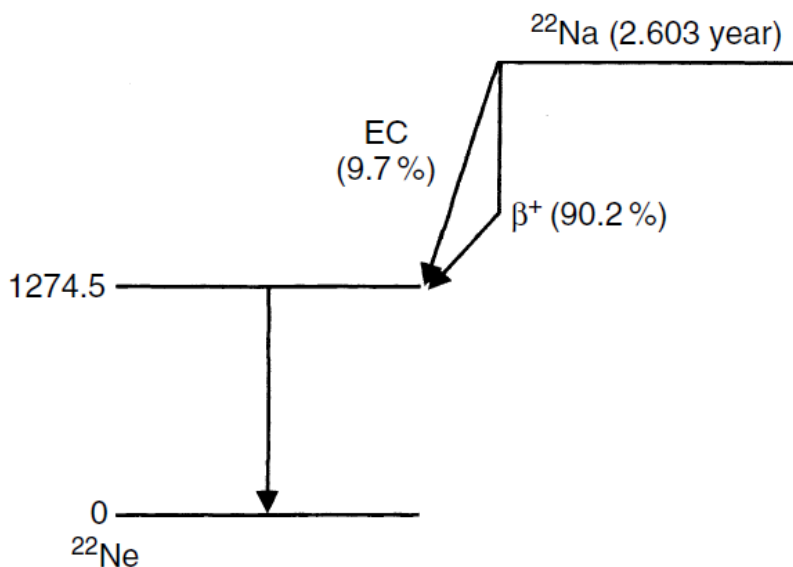
2.3 Elektronski zahvat

Kao što smo već naveli za β^+ raspad, on se može dogoditi samo sa raspoloživim energijama jezgra preko 1.022 MeV. Za jezgra sa manjkom neutrona postoji i drugi način beta raspada. Kako jezgro nema dovoljno energije da stvori elektronsko-pozitronski par, elektron potreban za reakciju sa protonom može biti „zahvaćen“ od strane jezgra iz ljuske bliske jezgru. Ovaj raspad se naziva raspad elektronskim zahvatom. Kako je K-ljuska najbliža jezgru, zahvat K-elektrona je najverovatniji pa proces nekad nazivamo i K-zahvat. Verovatnoća da je zahvaćen elektron sa neke više ljuske raste sa energijom raspada.

Gubitak elektrona na K-ljusci ostavlja šupljinu u njoj, energetske povoljnu da se elektron sa više, slabije vezane ljuske, spusti u nju. Spuštanjem u nju elektron gubi energiju u vidu X-zraka, što nazivamo fluorescencijom. Jedan X-zrak može biti praćen sa više X-zraka druge energije, ako elektron kaskadno prelazi sa ka stabilnijoj ljusci.

Nekada se energija ne javlja u vidu X-zraka već se ispoljava kroz oslobađanje elektrona iz atoma. Ovo se naziva Augerov efekat, a ovako emitovani elektroni Augerovi elektroni. Verovatnoća za emisiju ovakvih elektrona primarno zavisi od Z , što je veće Z to je veća verovatnoća da će se emitovati X-zraci a manja za Augerove elektrone, često se kaže da je fluorescentni doprinos veći. Augerovi elektroni su monoenergetski, obično malih energija, i najčešće su emitovani sa L ili M atomskih orbitala gde je vezivna energija elektrona manja. Postoji i mala verovatnoća da će biti emitovani i Augerovi elektroni i X-zraci što se naziva radijacionim Augerovim efektom. Takođe treba napomenuti da su karakteristični X-zraci koji se emituju na ovaj način karakteristični za jezgro potomak.

Za jezgra energije veće od 1.022 MeV odigravaće se i β^+ raspad i zahvat elektrona, čije će verovatnoće statistički zavisiti od energije raspada. Na Slici 9 nam je dat primer ^{22}Na gde se dešavaju oba procesa. Možemo očekivati da će nam karakterističan gama pik u spektru biti na 1274.5 keV, anihilacioni pik na 511 keV i da ćemo takođe imati pikove X-zraka zbog preraspodele elektrona nakon elektronskog zahvata.

Slika 8-Šema raspada ^{22}Na

3 Interakcija zračenja sa materijom

Zračenje prilikom prolaska kroz materiju interaguje sa njom u glavnom na nivou atomskog omotača. Glavni mehanizmi interakcije su jonizacija i ekscitacija. Da bi došlo do interakcije između zračenja i samog jezgra, upadno zračenje mora biti visoke energije kao što mora biti usmereno direktno ka samom jezgru, tako da je ovakav proces manje verovatan nego interakcija sa atomskim omotačem srazmerno tome koliko je jezgro manje od atoma. Takođe pozitivno naelektrisane čestice moraju savladati i Kulonvu barijeru što još dodatno smanjuje verovatnoću interakcije jezgra sa zračenjem. Fotoni, odnosno γ i x zračenje sa jezgrom može interagovati u slučaju da je energija dovoljno visoka, da talasna dužina fotona bude reda veličine dimenzija jezgra. Kako je već naglašeno da u glavni mehanizmi interakcije zračenja sa materijom jonizacija i ekscitacija, a neutroni kao neutralne čestice ne vrše jonizaciju, interakcija neutrona sa materijom neće biti detaljnije razrađena u okviru ovog poglavlja.

Interakcija zračenja sa materijom (putem fotona i naelektrisanih čestica) može se opisati dejstvom elektromagnetnih sila. Ako se uzme u obzir da se ova interakcija odvija putem Kulonove sile, čiji je domet nuporedivo veći od dometa nuklearnih sila, opet se dolazi do objašnjenja zašto se većina interakcija odvija sa elektronskim omotačem, a ne sa samim jezgrom. Priroda ove sile dosta je dobro poznata i opisana što uz dodatne aproksimacije omogućava korektan opis procesa prolaska zračenja kroz materiju.

Načini na koje sa materijom interaguju naelektrisane čestice i fotoni potpuno su različiti. Fotoni odnosno čestice γ i x zračenja pri interakciji sa materijom mogu doživeti rasejanje, izazvati fotoelektrični efekat ili dovesti do kreacije elektron-pozitronskog para. Naelektrisane čestice putem električnog polja jonizuju materiju, a može doći i do Kulonovog rasejanja koje može biti elastično i neelastično. Drugi način na koji naelektrisane čestice mogu predati sredini kroz koju prolaze svoju energiju jeste putem Čerenkovljevog efekta, tom prilikom ne dolazi do jonizacije.

Treba naglasiti da i jedne i druge pomenute čestice mogu dovesti i do interakcije sa jezgrom u koliko poseduju dovoljno visoku energiju. Takođe, primećene su značajne razlike prilikom interakcija teških i lakih naelektrisanih čestica sa materijom te se one moraju detaljno odvojeno proučavati. Treba naglasiti i da kada se govori o interakciji zračenja sa materijom razmatra se šta se događa sa upadnim česticama pre i posle reakcije, međutim u slučaju interakcije sa organskim strukturama mnogo je bitnije obratiti pažnju na to šta se dešava sa ćelijama i tkivima kroz koja zračenje prolazi.

Teške naelektrisane čestice, lake naelektrisane čestice i fotoni su tri grupe čestica koje se potpuno odvojeno proučavaju. U ovom radu se kao osnovna metoda za analizu eksperimentalnih rezultata koristi γ -spektroskopija, tako da će o tome i o samom γ -zračenju biti više rečeno u nastavku rada.

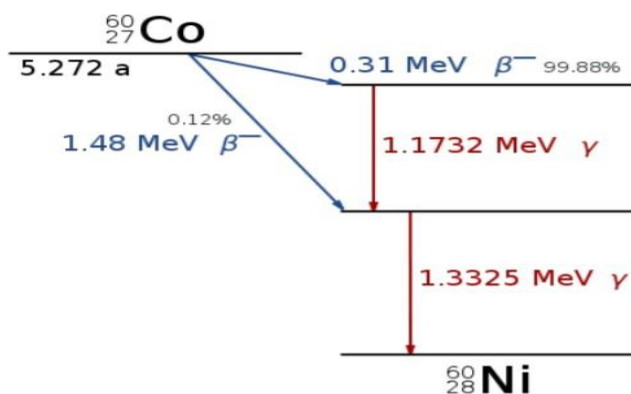
3.1 γ -zračenje

Energije gama zračenja nalaze se negde između desetak keV-a i 5MeV-a. Ovo zračenje je elektromagnetnog tipa i ima talasnu dužinu u posegu od 10^{-8}cm do 10^{-10}cm . Ako se razmotre ove karakteristike jasno je da će se u spektru elektromagnetnog zračenja γ -zračenje nalaziti u

visokoenergetskom delu, između kosmičkog i X-zračenja. Na ovim energijama zraci reko ispoljavaju talasna svojstva.

γ -zračenje nastaje prilikom prelaska jezgra iz pobuđenog u neko niže ili čak osnovno stanje. Emisijom γ -zračenja jezgro se oslobađa energije. Ako bi se izmerena energija uporedila sa teorijskom energetsom razlikom između pobuđenih stanja jezgra, dobila bi se mala razlika. Ta razlika potiče od toga što se deo energije troši na uzmak jezgra, međim kako je energija uzmarka reda veličine nekoliko eV, spram energije γ -zračenja ona se gotovo uvek zanemaruje.

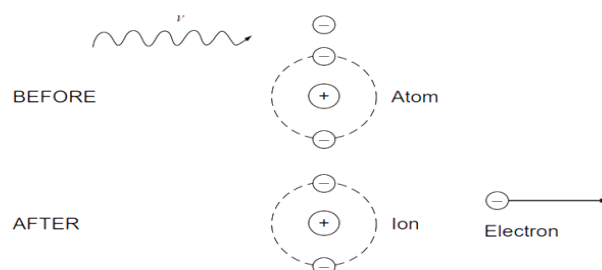
Kako su energetska stanja jezgara jasno definisana tako i energije koje se oslobode prilikom prelaska jezgra iz višeg u niže stanje, tj. energije γ -zračenja moraju imati diskretan karakter. Iako do emisije γ -zračenja može doći na razne načine u radu će akcenat biti na γ -zračenju emitovanom nakon radioaktivnog raspada.



Slika 9-Šema raspada ^{60}Co

Prilikom interakcije γ -zračenja sa materijom tri mehanizma reakcije su dominantna, to su fotoefekat, Komptonov efekat i kreacija elektron-pozitronskog para.

Fotoelektrični efekat, odnosno fotoefekat je proces u kojem jedan od vezanih elektrona u atomskom omotaču biva pogođen γ -zračenjem i usled toga biva izbijen, a na njegovo mesto dolazi elektron sa više orbitale uz emisiju X-zračenja. Izbijeni elektron dobija energiju koja je u suštini energija γ -zraka umanjena za energiju veze tog elektrona. Ovaj efekat se uvek dešava na nivou atoma, nikada na slobodnom elektronu.



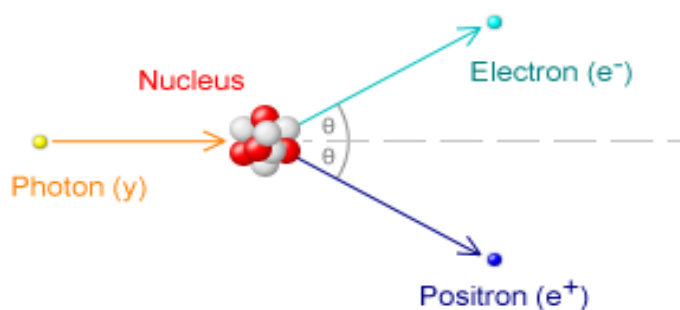
Slika 10-Šematski prikaz fotoelektričnog efekta

Komptonov efekat, odnosno Komptonovo rasejanje je naziv za proces u kome dolazi do promene i energije i pravca upadnog zračenja, ovaj proces dešava se kada je energija fotona mnogo veća od vezivne energije orbitalnih atoma materijala kroz koji zračenje prolazi. Ovakvo rasejanje je nekoherentno. Prilikom rasejanja, foton elektronu predaje deo svoje energije i nastavlja kretanje sa promenjenim pravcem, koliko će energije predati zavisi od ugla pod kojim se rasejava.



Slika 11-Šematski prikaz Komptonovog rasejanja

Stvaranje parova elektron-pozitron dešava se u slučaju da upadni foton ima energiju koja je najmanje jednaka dvostrukoj energiji mirovanja elektrona, odnosno 1022keV. Višak energije raspoređuje se ravnopravno na elektron i pozitron u vidu njihove kinetičke energije. Pozitron je antičestica elektronu, ima sve iste karakteristike ako elektron, samo je pozitivno naelektrisan. Pozitron je pre eksperimentalnog otkrića predvideo Dirak. Treba naglasiti da se kreacija ne dešava u samom jezgru, ali se dešava u polju jezgra, na udaljenosti koja je jednaka Komptonovoj talasnoj dužini elektrona.



Slika 12-Šematski prikaz kreacije para elektron-pozitron

Osim ova tri osnovna mehanizma vrlo je bitan onaj u kome usled γ -zračenja dolazi do nuklearnih reakcija, to su takozvane fotonuklearne reakcije i njima će biti posvećeno zasebno poglavlje.

3.2 Atenuacija γ -zračenja

O verovatnoći dešavanja neke reakcije govori nam njen fikasni presek. Od ukupnog fluksa zračenja koje pada na neku površinu, deo prođe bez ikakve interakcije, a deo ostvari inerakciju sa datom materijom. Jasno je da će ukupni efikasni presek za interakciju γ -zračenja sa materijom biti jednak zbiru efikasnih preseka za sve mehanizme reakcije, odnosno za fotoefekat, Komptonovo rasejanje i kreaciju parova. To se matematički zapisuje na sledeći način:

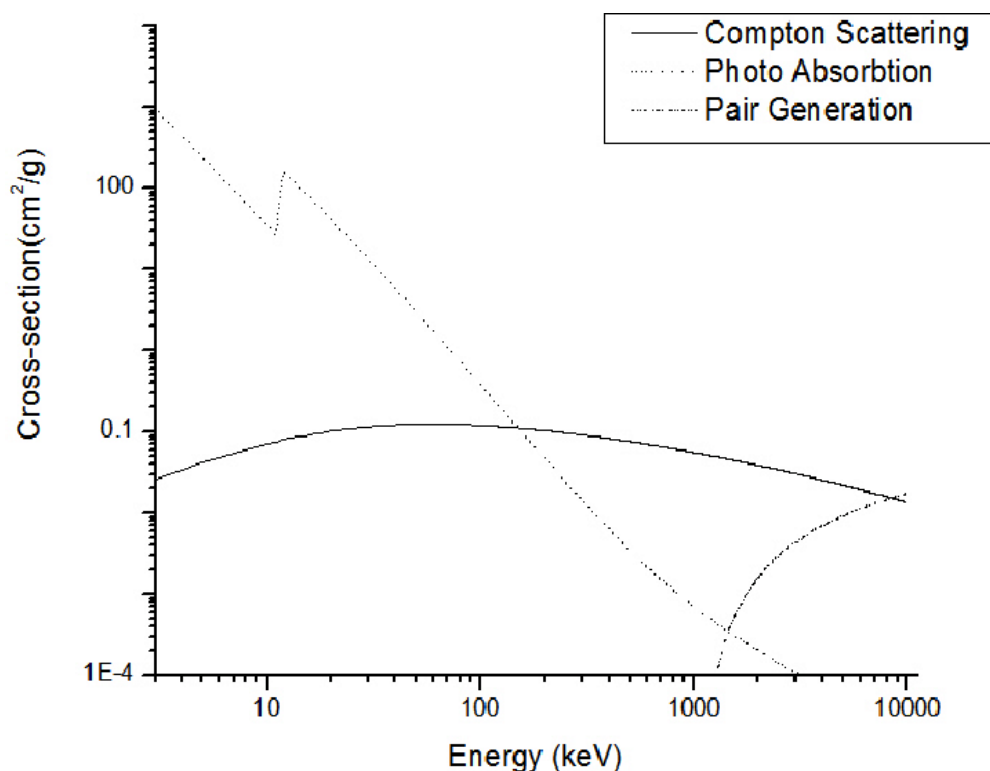
$$\sigma = \sigma_{FE} + \sigma_{Komp} + \sigma_{par} \quad (4)$$

Pomoću efikasnog preseka moguće je definisati linearni atenuacioni koeficijent kao:

$$\mu = \sigma \rho \frac{N_a}{M} \quad (5)$$

gde sa ρ označena gustina materijala mete, sa M molarna masa materijala mete, a sa N_a Avogadrov broj.

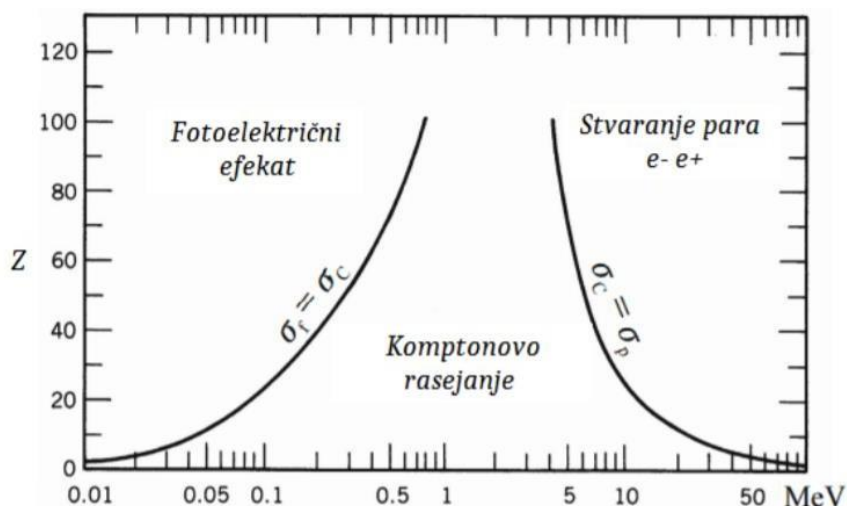
Ako se grafički predstavi zavisnost atenuacionog koeficijenta od energije upadnog zračenja dolazi se do zaključka koji efekat je verovatniji da se odigra.



Slika 13-Atenuacioni koeficijenti za sva tri efekta

Na ovom grafiku se i slikovito može videti da na energijama manjim od 1022 keV ne može doći do kreacije parova.

Takođe značajan i veoma koristan grafik je onaj koji u zavisnosti od energije upadnog zračenja i atomskog broja jezgra mete prikazuje koji će se proces verovatnije odigrati.



Slika14-Prikaz oblasti u kojima su dominantni pojedinačni efekti u funkciji energije i rednog broja

4 Opšta podela i osnovne osobine detektorskih sistema

Kako postoji veliki broj različitih detektora po konstrukciji i nameni u ovom poglavlju biće opisane samo osnovne podele detektora kao i njihove najznačajnije karakteristike .

Prva podela bila bi na integralne i diferencijalne detektore.

Već po samom nazivu moguće je zaključiti osobine ovih detektora. Integralni detektori koriste se kada je potrebno izmeriti nekakav sumirani, ukupni uticaj koje zračenje ostavlja prilikom prolaska kroz aktivnu zapreminu sistema. Zbog ovih svojih osobina ispostavili su se kao dobar izbor za dozimetre.

Diferencijalni sistemi imaju mogućnost detekcije pojedinačnih čestica zračenja. Soisticiraniji difrencijalni detektori mogu dati i informacije o energiji ili nekoj drugoj osobini detektovane čestice, dok oni jednostavniji mogu prosto prebrojavati detektovane čestice. Klasični primer diferencijalnog detektora jeste Gajger-Milerov brojač.

Druga osnovna podela bila bi na optičke i električne detektorske sisteme

Optički ili kako se drugačije nazivaju vizuelni detektori omogućavaju da se direktno vidi put kojim je jonizaciona čestica prošla, kako prilikom prolaska interaguje sa drugim česticama i kako one nakon interakcije reaguju, kako se ponaša u električnom ili magnetnom polju i razne druge korisne informacije. Postoje brojni optički detektori od koji su najpoznatiji maglena ili Wilson-ova komora, mehurasta komora i nuklearna emulzija.

Električni detektorski sistemi kao izlaznu informaciju daju kratkotrajni naponski signal. Ovaj signal može biti posledica nakupljanja naelektrisanja prilikom prolaska zračenja kroz aktivnu

zapeminu detektora ili kao posledica pretvaranja svetlosne energije u elektručnu usled Čerenkovljevog zračenja ili scintilacija. Ovi detektori su se pokazali učinkoviti za brzo skupljanje i prikaz podataka, kao i za jednostavno i precizno određivanje geometrije sistema. Nisu pogodni za komplikovane procese u kojima se očekuje veliki broj dolazećih čestica u malom vremenskom periodu. Električnim detektorima mogu se prikupiti informacije o vrsti detektovane čestice, njenom energiji, masi, brzini i naelektrisanju.

Najbitnije karakteristike svakog detektorskog sistema

Bez obzira na konstrukcijske razlike, tip i namenu detektorskih sistema, svaki detektor mora biti opisan određenim opštim parametrima kako bi mogao da se koristi u svrhu za koju je namenjen i kako bi se dobijeni podaci mogli dalje obrađivati i na osnovu njih izvesti zaključci i opisati zakonitosti.

Svi detektorski sistemi određeni su sledećim opštim karakteristikama:

- Efikasnost
- Osetljivost
- Energetska rezolucija
- Mrtvo vreme
- Efikasna zapremina
- Masena ili električna rezolucija
- Odziv, vreme odziva i funkcija odziva

U daljem tekstu biće iznesene najosnovnije informacije o svakoj od osobina detektora.

Osetljivost detektora govori o sposobnosti detektora da nakon interakcije zračenja sa aktivnom zapreminom detektora on proizvede upotrebljiv signal. Očigledno je da jedan detektor neće imati istu osetljivost na sve tipove zračenja kao ni na svim energijama. Iz tog razloga konstruišu se namenski detektori i prilikom svakog eksperimenta treba shodno uslovima i željenim rezultatima odabrati odgovarajući detektor.

Odziv detektora opisuje povezanost energije zračenja i visine izlaznog signala detektora. Vreme odziva je vreme koje protekne od detekcije zračenja do generisanja izlaznog signala. Dok jedan signal traje drugi se ne može detektovati, jasno je da je detektor bolji što mu je vreme odziva kraće. Funkciju odziva najpostije je objasniti na primeru električnih detektora. Naime, količina jonizacije morala bi biti proporcionalna izgubljenom energiji upadnog zračenja prilikom prolaska kroz aktivnu zapreminu detektora. U kontinualnom režimu i signal bi trebalo biti kontinualna promena napona ili struje sa vremenom. U tom slučaju količina jonizacije bila bi površina odnosno integral ispod dobijene krive.

Energetska rezolucija kao i za svaki drugi uređaj predstavlja "vrednost najmanjeg podeoka", odnosno u ovom slučaju mogućnost detektora da dve bliske linije prikaže razdvojeno. Nepotrebno je naglašavati da je što bolja energetska rezolucija poželjna i pozitivna karakteristika bilo kog detektora.

Mrtvo vreme detektora jeste najmanje vreme između detekcije dva uzastopna signala, u slučaju da dva signala dođu do detektora u vremenu kraćem od mrtvog vremena on će ili biti sabran sa prethodnim signalom ili neće biti ni detektovan.

Efikasna zapremina detektora jeste onaj deo detektora koji proizvodi signal,odnosno trag, nakon interakcije sa zračenjem. Za razliku od predodnih parametara koji su u glavnom bili bolji ako su manji, eikasna zapremina detektora je poželjno da bude što veća moguća.

Efikasnost detektora

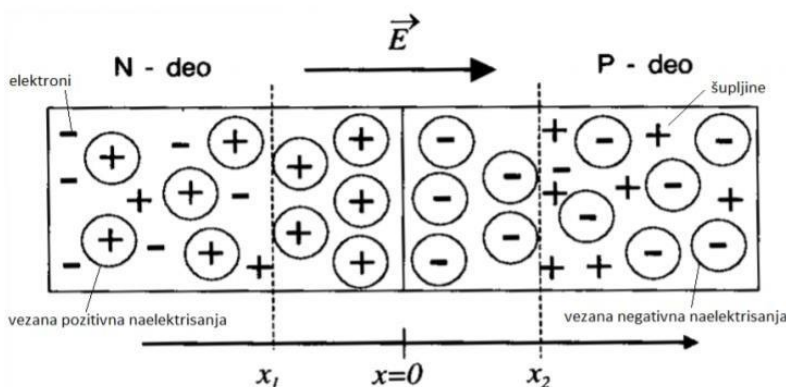
Ako se posmatra jedan realan eksperiment vrlo je jasno da neće svi zraci nastali od izvora dospeti do detektora,kao i da od onih koji dospeju neće svaki interagovati sa aktivnom zapreminom detektora iz brojnih razloga. Kada se sagleda takva situacija, jasno je da je potrebno izračunati koji deo od ukunog zračenja će biti detektovan u tom eksperimentu,što bi mogla biti i najopštija definicija eikasnosti detektora.

Kako je u eksperimentu koji je tema ovog rada korišćen HPGe detektor on će biti detaljnije opisan.

4.1 HPGe detektor

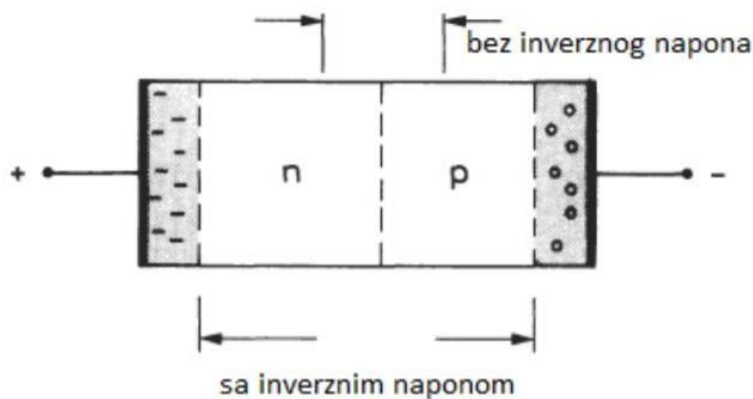
HPGe detektor spada u klasu poluprovodničkih detektora,tako da će za početak biti dato par reči o njima.

Poluprovodnički detektori kao što im ime kaže zasnivaju svoj rad na osobinama polupovodnika. Poluprovodnici su materijali čije osobine ih svrstavaju negde između provodnika i izolatora,što samo po sebi nema neki veliki značaj.Međutim ovi materijali pod određenim uslovima dobijaju neke izvanredne osobine i od početka njihovog razvoja do dana današnjeg neprestano otvaraju nova vrata i omogućavaju nova otkrića kako u oblasti elektronike tako i u svim drugim oblastima nauke i tehnike. Na sobnoj temperaturi su u čvrstom,kristalnom,stanju i slabo struju. Imaju četiri valentna elektrona koji grade kovalentne veze sa susednim atomima. Provodljivost se povećava doavanjem primesa odnosno dopiranjem,usled čega se između provodne i valentne zone formiraju novi nivoi. U koliko se poluprovodnik dopira atomima sa tri valentna elektrona to omogućava nastanak šupljina-pozitivnih nosilaca naelektrisanja i takav poluprovodnik se naziva poluprovodnik P-tipa, dok pluprovodnik dopiran atomima sa pet valentnih elektrona ima višak negativnih nosilaca naelektrisanja i nosi naziv poluprovodnik N-tipa.Spajanjem dva tipa poluprovodnika nastaje takozvani PN spoj, koji je osnova za svu poluprovodničku tehniku.



Slika 15-Ilustracija PN spoja u ravnoteži

Za potrebe ovog rada bitno je još reći da su kristali od kojih se prave poluprovodnici silicijum i germanijum i da će fokus biti na germanijumskim poluprovodnicima. Ono šta je bitno za poluprvodničke detektore jeste sloj prostornog naelektrisanja, odnosno središnji sloj na gornjoj slici. On je u suštini kondenzator i ponaša se kao aktivna zapremina detektora, prilikom prolaska zračenja kroz ovaj sloj dolazi do kreiranja parova elektron-šupljina, koji bivaju povučeni električnim poljem i završavaju na elektrodama što se na kraju detektuje kao izlazni signal. Ovaj sloj se može osetno povećati tako što se PN –spoj inverzno polarizuje, odnosno na N deo se dovede viši potencijal nego na P deo.

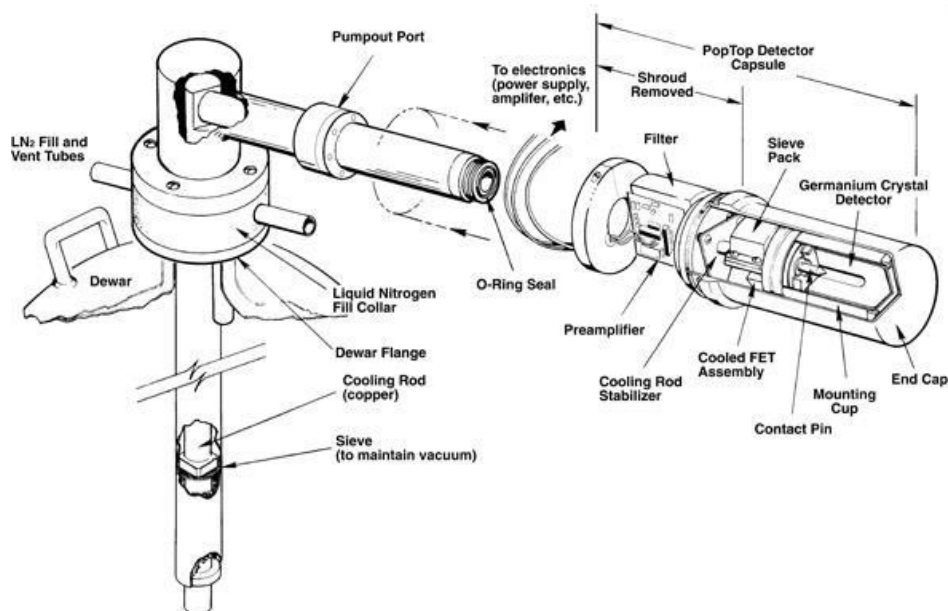


Slika 16-Razlika u širini sloja prostornog naelektrisanja u prisustvu inverznog napona i bez njega

U koliko se uporedi sa na primer gasnim detektorom HPGe detektor ima jasne prednosti u vidu toga da je gustina aktevne zapremine veća pa je samim tim veća i verovatnoća interakcije zračenja sa njom, takođe imaju bolju energetska rezoluciju. U γ spektrometriji su se germanijumski detektori pokazali boljim od silicijumskih. Ono šta im je mana u odnosu na silicijumske detektore jeste manja širina zabranjene zone i njena zavisnost od temperature što uzrokuje pojavu prelaza koji ne potiču od zračenja i samo doprinose fonu zračenja. Na ovo se jedino može uticati hlađenjem germanijumskih poluprovodničkih detektora što smanjuje termalno kretanje unutar kristala. Hlađenje se u glavnom izvodi tečnim azotom.

Još jedna pojava koju valja razmotiti jeste efekat klopke. Nosilac naelektrisanja biva zavaćen na nekoj nečistoći unutar kristala. Kao takav više ne učestvuje u transportnom procesu. Problem je što on nakon nekog vremena može biti otpišten i detektovan. U koliko je to vreme dugo u spektru će se pojaviti repovi, što smanjuje energetska rezoluciju i pravi probleme pri analizi podataka. Na vreme provedeno u klopki ponovo utiče temperatura.

Logičan zaključak koji se nameće jeste da ako bi se smanjio procenat nečistoća u poluprovodniku, smanjilo bi se i pojavljivanje efekta klopke. Upravo to je i urađeno i tako je nastao HPGe detektor, odnosno germanijumski detektor visoke čistoće. Princip rada ostaje isti, samo je između P i N sloja ubačen takozvani i-sloj, od germanijuma visoke čistoće, koji dotano pvećava širinu sloja prostornog naelektrisanja. Germanijum od koga je napravljen taj sloj u sebi sadrži jednu česticu nečistoće na 10^{10} atoma germanijuma. Dobijen je višestrukim ponavljanjem procesa zonskog prečišćavanja u kvarcnom kupatilu prilikom kojeg sve nečistoće ostaju u tečnoj fazi. Besprimesni sloj takođe je jako osetljiv na γ i x zrake.



Slika 17-Šematski prikaz HPGe detektorskog sistema

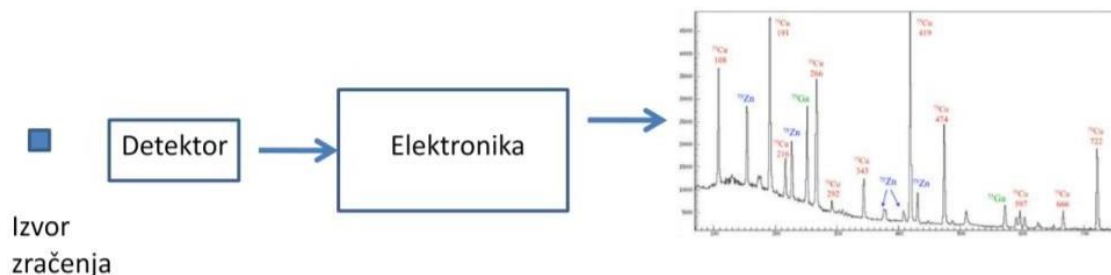
5 Karakteristike i izgled γ -spektra

Bilo da se posmatra radionuklid koji se prirodno raspada, ili da se prati raspad usled nuklearne reakcije izazvane bombardovanjem nekog elementa česticama, praćenjem aktivnosti može se doći do podataka o izvoru ili o prirodi reakcije koja se odvija. Sistem se registruje detektorom i putem prapratne elektronike obrađuje i šalje dalje na kompjutersku obradu i analizu. Kako je taj detektovani signal jedina informacija sa kojom se rasplaže, obavezno je izabrati što pogodniji tip detektora i odrediti geometriju sistema tako da učinak bude maksimalan, jer se u opštem slučaju radi sa oskudnim ulaznim informacijama.

Kao što je spomenuto u ranijem tekstu, gama zračenje ima diskretan spektar, što govori da ako je poznata energija detektovanog zraka, može se odrediti izvor odakle dolazi, a poznavanjem intenziteta neke linije spektra može se utvrditi vrednost aktivnosti izvora. Iako ovo možda zvuči jednostavno, problem pravi to što se osim željenog signala uvek detektuje još mnogo drugih, koji čine šum i otežavaju obradu i izvlačenje zaključaka. Poznaato je da postoje prirodni radioaktivni

izvori sa ogromnim vremenom poluživota, kao i veštači izvori nastali namernou u laboratoriji ili veštački usled korišćenja nuklearne energije u industrijske, ali i vojne svrhe. Kao posledica svega toga, u svakom spektru koji se snima registruju se i linije poreklom od ovih elemenata, što otežava i u nekim slučajevima onemogućava analizu.

Ako se izanalizira detaljnije prethodno poglavlje postaje jasno da je najpoželjnije detektovati fotoefekat, jer tada foton svu svoju energiju predaje i ostavlja je unutar aktivne zapremine detektora. Naravno samo mali deo reakcije se odvija tim putem, a sve ostalo stvara šum, smetnju, i ulazi u takozvani spektralni kontinuum. Od odabranog detektorskog sistema, sistema za prenos i obradu signala i same geometrije sistema mnogo zavisi učinkovitost merenja.



Slika 18-Idejni način dobijanja \(\gamma\) spektra

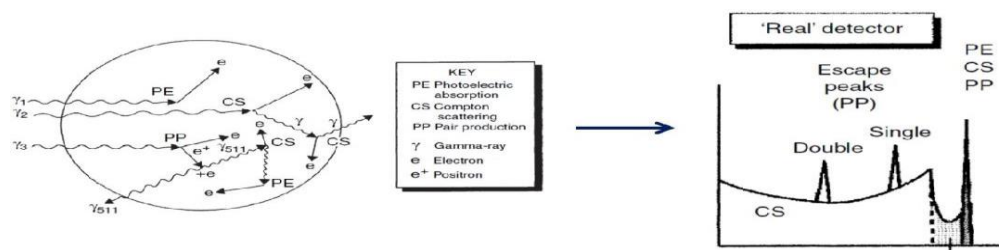
5.1 Komponente gama spektra

Koje će se komponente \(\gamma\)-spektra pojaviti u velikoj meri zavisi od osobina detektorskog sistema koji se koristi. Jedna od bitnih osobina detektora jeste i veličina njegove aktivne zapremine. Sada će biti razmotrena dva krajnja i jedan realan slučaj detektora u funkciji aktivne zapremine.

Ako se zamisli detektor beskonačno velike aktivne zapremine na koji je usmeren snop monoenergetskog gama zračenja snimljeni spektar sastojao bi se od samo jedne veoma izražene linije. Takav pik se naziva pik pune apsorpcije jer su se svi efekti koji se mogu desiti desili unutar aktivne zapremine detektora (koja je beskonačna). Mogao se desiti direktno fotoefekat, foton se mogao komptonovski rasejati jednom ili više puta i na kraju da se desi fotoefekat, isto tako ako bi došlo do proizvodnje para, anihilacioni fotoni bi direktno ili indirektno izvršili fotoefekat i to sve u aktivnoj zapremini.

Suprotan slučaj bio bi detektor ekstremno male aktivne zapremine. U ovakvom slučaju, od snopa monoenergetskog gama zračenja dobio bi se sledeći spektar. Postojao bi kontinualni deo koji potiče od komptonovski rasejanih fotona koji su nakon rasejanja napustili detektor, odnosno nisu svu svoju energiju ostavili u detektoru. Iz tog kontinua izvira bi jedan manji pik poreklom od kreacije parova nakon koga oba anihilaciona gama kvanta napuštaju detektor bez interakcije. Na kraju postojao bi i pik pune apsorpcije poreklom od fotofekta u kome je energija fotona potpuno apsorbovana.

Kako su prethodna dva slučaja ekstremi, realan slučaj nalazi se negde između ova dva. Spektar sniman realnim detektorom izgledao bi kao:



Slika 19-Interakcija zračenja sa detektorom i izgled spektra u slučaju detektora realne zapremine

Na slici 19 se jasno mogu primetiti različite oblasti. Oblast komptonovskog kontinuuma, nakon koje sledi manja oblast nastala usled višestrukog uzastopnog komptonovskog rasejanja. Ova oblast u prethodnom slučaju nije postojala jer je aktivna zapremina detektora bila suviše mala da bi se odigrala uzastopna rasejanja. Osim ovih oblasti postoji i pik pune apsorpcije koji se mogao dobiti Komptonovim rasejanjem, fotoefektom ili proizvodnjom para. Takođe javljaju se i „pik jednostrukog i pik dvostrukog izbegavanja” poreklom od efekta stvaranja parova.

Postoji još efekata koji doprinose konačnom izgledu spektra. Pre svega zračenje usmereno ka detektoru, sigurno će interagovati i sa njegovom zaštitom, tj. materijalom koji okružuje detektor. Kao posledica toga mnogi fotonin će se prvo rasejati na nekom atomu zaštite pa tako promenjene energije ući u samu aktivnu zapreminu detektora, a samim tim uticati i na krajnji izgled spektra. Osim ovog neizbežnog efekta, nemoguće je izbeći radioaktivno zračenje poreklom od prirodnih (U, Th, K) i veštačkih (Cs, Sr) izvora zračenja, kao ni kozmičko zračenje. Sve ovo utiče na krajnji izgled merenog spektra.

6 Bremštalung

Bremštalung (zakočno zračenje) je ime za zračenje koje nastaje pri interakciji brzih elektrona sa Kulonovim poljem jezgra. Gubitak energije elektrona manifestuje se kao kontinualan spektar fotona, najviše očigledan u oblasti X-zraka, iako u principu najviša energija je energija beta čestice. Iako druge visokoenergetske čestice gube energiju na sličan način, bremštalung je značajan samo kod lakih čestica (poput beta čestica), dok je sam efekat obrnuto proporcionalan kvadratu naelektrisanja čestice. Efekat koji ovo zračenje ima na detektovani spektar je da poveća fon (background) što može predstavljati problem u detekciji gama zraka sličnih energija. Efekat zakočnog zračenja na spektar smanjuje se pri većim energijama.

Veća bremštalung interakcija karakteristična je za veće atomske brojeve apsorbera i veće energije beta čestice. U praksi, efekat za beta česticu energije 1000 keV i olovni apsorber ($Z = 82$) je veoma značajan, dok je za aluminijumski apsorber ($Z = 13$) efekat zanemarljiv. To nam znači da nam svaki deo blizu detektora mora biti napravljen od materijala sa malim atomskim brojem. Gledajući potpuno suprotan slučaj, efekat možemo iskoristiti i na pozitivan način kada nam je potreban izvor visoko intenzivnog „X-zračenja“ za fotoaktivacionu analizu i u medicinske svrhe. S vremena na vreme se javljaju ideje kako smanjiti efekat ovog zračenja postavljanjem jakog elektromagnetnog polja u blizini detektora sa ciljem da se odbiju beta čestice. No, ovakva metoda se u praksi pokazala veoma teška za izvođenje i našla je veoma ograničenu upotrebu.

7 Fotonuklearne reakcije

Fotonuklearne reakcije predstavljaju posebnu klasu nuklearni reakcija u kojima su upadne čestice fotoni. Mehanizmi interakcije fotona sa jezgrom mogu biti različiti, a kako fotoni mogu imati energije u širokom opsegu jasno je da će se u zavisnosti od njihove energije dešavati i različite interakcije.

U koliko su upadni fotoni niskoenergetski, oni ne mogu dovesti jezgro u pobuđeno stanje, već se jedino mogu elastično rasejati na jezgrom. Tom prilikom menjaju pravac, ali zadržavaju svoju početnu energiju, odnosno dolazi do Thomson-ovog rasejanja.

Sa povećanjem energije fotona povećava se i njihova šansa za interakciju sa samim jezgrom. U koliko fotoni poseduju energiju koja je upravo jednaka energiji nekog od pobuđenih stanja jezgra može doći do apsorpcije fotona od strane jezgra. Usled apsorpcije jezgro preuzima na sebe energiju fotona i prelazi u pobuđeno stanje. Ovaj proces se detektuje prisustvom rezonantnih pikova. Iako ostvaruju interakciju sa jezgrom, fotoni na ovim energijama ne mogu izbiti nukleon iz jezgra.

Ako se razmotri vrednost srednje energije veze po nukleonu koja kao što je dobro poznato iznosi za većinu jezgara između 7MeV i 8MeV, izuzetak su najlakša jezgra, jasno je da fotoni moraju imati enegiju veće od energije veze kako bi jezgro emitovalo nukleon prilikom oslobađanja energije pobude. Takav proces naziva se nuklearni fotoefekat, po analogiji sa klasičnim fotoefektom prilikom koga fotoni reaguju sa elektronskim omotačem uz emisiju elektrona. Reakcije u kojima dolazi do nuklearnog fotoefekta nazivaju se fotonuklearne reakcije. Uslov za dešavanje fotonuklearne reakcije jeste da energija upadnog fotona bude veća od energije veze nukleona u jezgrom, odnosno:

$$E_{\gamma} > E_{\nu}. \quad (6)$$

Prvu fotonuklearnu reakciju izveli su Chadwick i Goldhaber tridesetih godina prošlog veka. Oni su uspeli da pomoću gama zračenja dobijenog raspadom teških jezgara odrede energiju veze deuteronu. Upadni gama kvant bio je energije 2.62 MeV, a registrovani proton ima je energiju od 0.2 MeV. Zbog približno jednaki masa protona i neutrona može se smatrati da je i neutron dobio istu tu energiju. Kada te dve energije oduzmemo od energije upadnog gama kvanta dobija se razlika od 2.22MeV, što predstavlja energiju veze deuteronu, što je u dobroj saglasnosti sa predviđanjima. Ova reakcija i sebi sadrži dva osnovna tipa fotonuklearnih reakcija, (γ, p) i (γ, n) . Konkretna reakcija može se predstaviti kao:

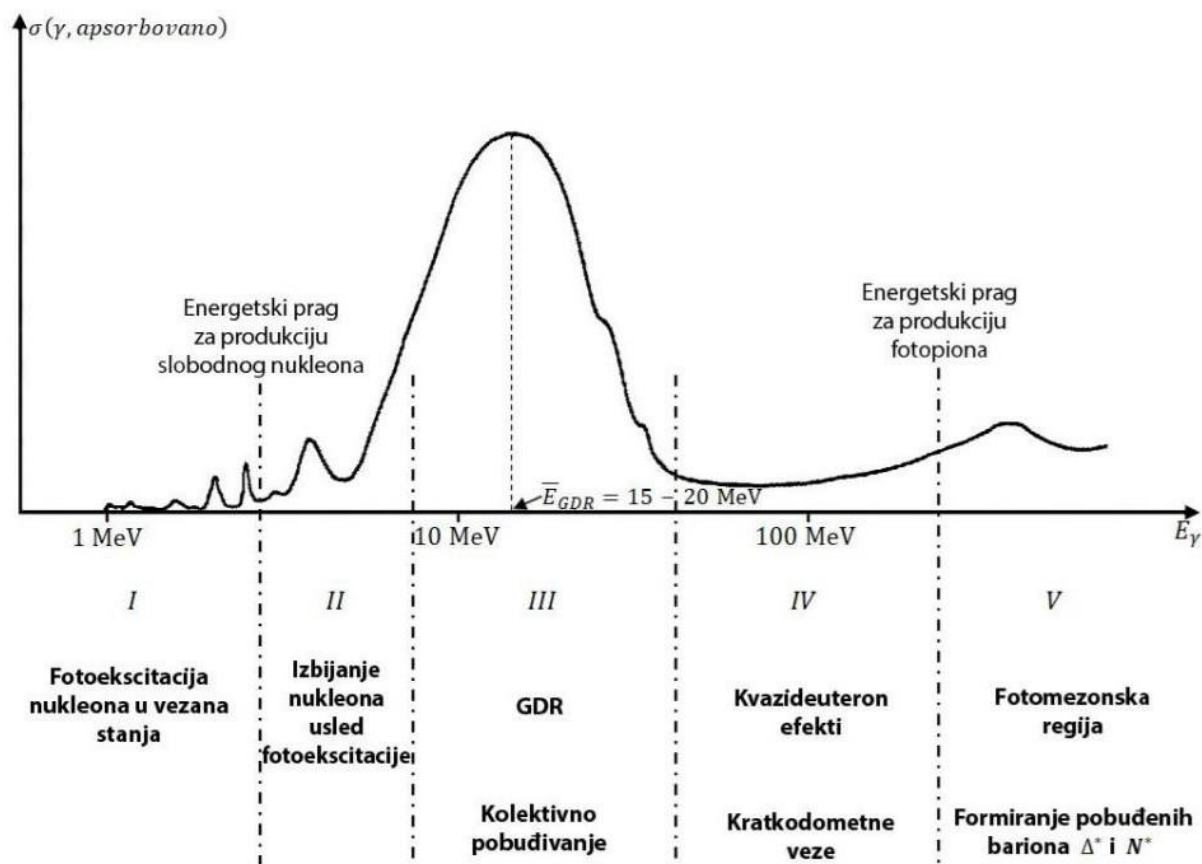


Daljim povećanjem energije fotona, pa samim tim i smanjenjem njihove talasne dužine, interakcije se sa nivoa jezgra prenose na nivo pojedinačnih nukleona. Kako u tom slučaju nema preraspodele energije na celokupno jezgro, emisija nukleona postaje vrlo verovatna. Treba naglasiti da je u početku dominantna emisija neutrona, jer se energija ne troši na savladavanje Coloumb-ove barijere, ali sa daljim povećanjem upadne enrgije fotona i taj problem se prevazilazi.

U ranim istraživanjima fotonuklearnih reakcija korišćeno je samo gama zračenje dobijeno raspadom jezgara. Takva istraživanja davala su naravno nekakve prve rezultate, međutim nailazi

se vrlo brzo na problem, istraživanje je ograničeno na energije gama zračenja koje se u tim reakcijama dobijaju.

Napredak se ostvaruje razvojem akceleratorne tehnike. Akceleratori omogućavaju dobijanje zračenja veće energije i počinje se koristiti spektar zakočnog zračenja, što daje značajne eksperimentalne rezultate. Pre svega treba odrediti verovatnoću da do apsorpcije zakočnog zračenja dođe na posmatranom jezgrou, odnosno efikasni presek, a potom opisati mehanizme reakcije u zavisnosti od energije upadnog fotonskog snopa.



Slika 20-Efikasni presek za fotoapsorpciju u jezgrou u zavisnosti od energije

Na gore priloženom grafiku jasno se uočavaju različite oblasti, kao i mehanizmi koji su uzroci njihovog nastajanja. U prve dve oblasti prikazani su elastično rasejanje i rezonantni mehanizmi interakcije upadnog zračenja sa jezgrou koji su opisani ranije u poglavlju. Naredna oblast, koja se proteže od 10 MeV do 25-30 MeV, označena je sa GDR, odnosno gigantska dipolna rezonanca. Ovaj deo spektra kao i sam model gigantske dipolne rezonance biće detaljnije opisan. Praktično gledano tek na ovim energijama može doći do fotonuklearni reakcija. Prilikom posmatranja apsorpcionog spektra ovog zračenja prvo primećujemo razdvojene linije, ali sa povećanjem energije one se sve više približavaju, počinju da se prekapaju i spektar postaje kontinualan. Ovu pojavu možemo objasniti ako obratimo pažnju na energetska strukturu unutar jezgrou. Ispostavlja se da sa porastom energije pobude, energetska nivoi postaju gušći, što je naročito izraženo kod teških jezgara. Ako se u obzir uzme i prirodna širina linije, koja ne može biti zanemarena jer

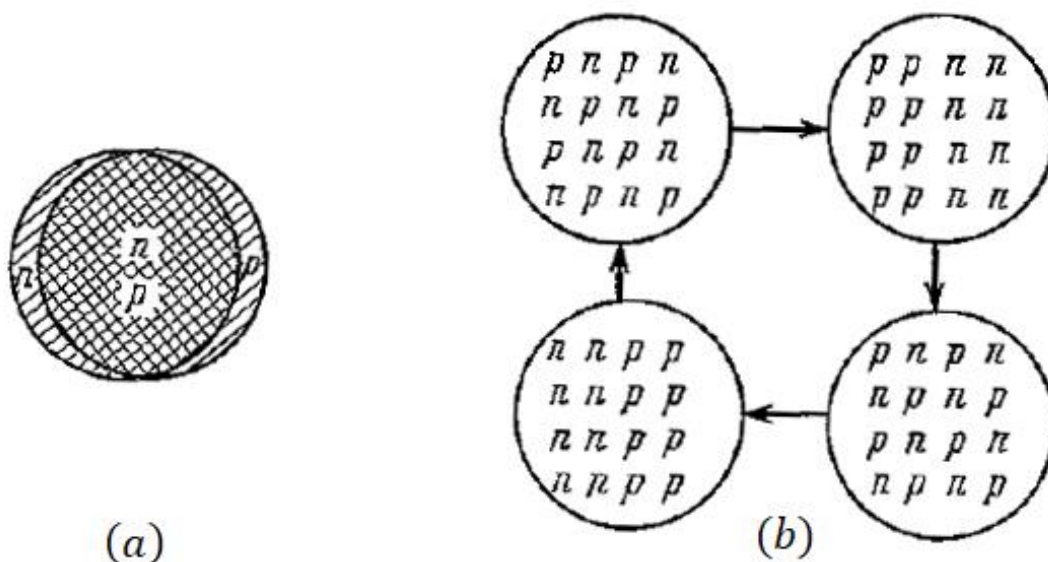
se ne radi o stacionarnim nivoima, jasno je da u jednom trenutku linije moraju početi da se preklapaju. Zbog tog preklapanja spektar na većim energijama postaje kontinualan. Ako se razmotri energetska skala, poluširine ovog kontinualnog spektra su reda veličine nekoliko MeV-a, odati i potiče naziv gigantska dipolna rezonanca. Maksimum krive u ovoj oblasti, što predstavlja rezonantnu energiju nalazi se na oko $20\text{MeV} \pm 5\text{MeV}$ i može se opisati proporcionalnošću:

$$(E_{\gamma})_{\text{rez}} \propto A^{-1/3}, \quad (8)$$

gde A predstavlja maseni broj jezgra.

Ako bi se za fotone od 10MeV do 20MeV izračunale talasne dužine, dobilo bi se da su one mnogo veće od dimenzija jezgra. To znači da će prilikom kretanja fotona svi protoni u jezgu osetiti istu fazu njegovog električnog polja. Kao posledica toga, svi protoni će se zajedno kretati u istom smeru. Postoje dva mehanizma gigantske dipolne rezonance:

- 1) dolazi do polarizacije jezgra usled relativnog kretanja protona u odnosu na neutrone, ipak na njih deluje restituciona sila koja teži da ih vrati u početno stanje, ali onda oni po inerciji nastavljaju kretanje na suprotnu stranu, što sveukupno za posledicu daje oscilovanje unutar jezgra.
- 2) drugi mehanizam nastanka gigantske dipolne rezonance predstavlja zajedničko oscilovanje protona i neutrona što dovodi do toga da se protoni i neutroni nađu na suprotnim krajevima jezgra, odnosno jezgro postaje polarisano. Gustina jezgra tokom ovih oscilacija ostaje konstantna.



Slika 21-Ilustracije dva mehanizma gigantske dipolne rezonance

7.1 Aaktivaciona analiza

Klasični zakon radioaktivnog raspada opisuje promenu, odnosno smanjenje, broja čestica radioaktivnog uzorka sa vremenom. Ta promena, tj. brzina opadanja broja čestica naziva se aktivnost i označava slovom A . Ona je takođe povezana i sa konstantom radioaktivnog raspada λ na sledeći način:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N = A. \quad (9)$$

ispostavlja se da broj čestica radioaktivnog uzorka opada eksponencijalno sa vremenom.

U koliko se neko stabilno jezgro izloži zračenju to može dovesti do pbude jezgra usled čega i ono samo postaje radioaktivno. Kako je to proces koji se dešava sa određenom verovatnoćom, nije dovoljno aktivnost uzorka računati na klasičan, gore prikazani način, već se taj statistički faktor koji govori o verovatnoći pobuđivanja datog jezgra u radioaktivno mora uzeti u obzir prilikom računanja aktivnosti ovakvog uzorka. Taj član biće označen sa R i računat na sledeći način:

$$R = \int_{E_0}^{E_{\max}} \sigma(E)\Phi(E)dE. \quad (10)$$

Ova veličina naziva se saturaciona aktivnost, ima jedinicu [s^{-1}] i predstavlja verovatnoću da se nuklearna reakcija desi u jedinici vremena i po jednom atomu izotopa na kome se očekuje odvijanje željene fotonuklearne reakcije. To se može interpretirati i kao brzina ovijanja reakcije po jednom atomu posmatranog izotopa.

U jednačini E_0 predstavlja minimalnu energiju upadnog zračenja, odnosno energiju praga, dok E_{\max} predstavlja maksimalnu energiju, $\Phi(E)$ predstavlja fluks upadnog zračenja dok $\sigma(E)$ predstavlja efikasni presek za dešavanje date reakcije na posmatranoj energiji.

Kada se saturaciona aktivnost uzme u obzir, ukupan broj atoma uzorka označi sa N_u , a vreme ozračivanja sa t_{zr} , ukupna aktivnost uzorka može se izračunati kao:

$$A = N_M(1 - e^{-\lambda t_{zr}}) \int_{E_0}^{E_{\max}} \sigma(E)\Phi(E)dE. \quad (11)$$

Ovako dobijena aktivnost, stvorena u meti tokom ozračivanja, može se meriti na razne načine. Kao vrlo efikasan način nameće se merenje emitovanog γ -zračenja, nastalog kako prilikom raspada samog jezgra tako i prilikom raspada jezgara potomaka. U koliko se detekcija γ -zračenja vrši u nekom vremenskom periodu t_{mer} , broj raspadnutih jezgara produkata reakcije u tom vremenskom intervalu je:

$$N_R = \frac{N_M}{\lambda} e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_{mer}}) (1 - e^{-\lambda t_{zr}}) \int_{E_0}^{E_{\max}} \sigma(E)\Phi(E)dE \quad (12)$$

gde Δt predstavlja period protekao od kraja ozračivanja do početka merenja, tj. period hlađenja. Broj detektovanih γ -fotona je:

$$N_\gamma = N_R \epsilon p_\gamma \quad (13)$$

gde je ϵ apsolutna efikasnost detektora u piku totalne apsorpcije za posmatranu energiju, a p_γ broj fotona posmatrane energije emitovanih po jednom raspadu odnosno kvantni prinos.

Sada se saturaciona aktivnost reakcije može izraziti kao:

$$R = \frac{N_{\gamma} \cdot \lambda}{N_M \epsilon p_{\gamma} e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_{zr}}) (1 - e^{-\lambda t_m})}. \quad (14)$$

Sve veličine u izrazu za saturacionu aktivnost su eksperimentalno dostupne, te je moguće je odrediti vjerovatnoću odigravanja nuklearne reakcije.

Ako se N_M definiše kao

$$N_M = \frac{m I_a N_{av}}{M} \quad (15)$$

gde je m masa uzorka, M molarna masa posmatranog jezgra, I_a zastupljenost datog izotopa u prirodnom uzorku elementa i N_{av} Avogadrov broj, izraz poprima sledeći oblik.

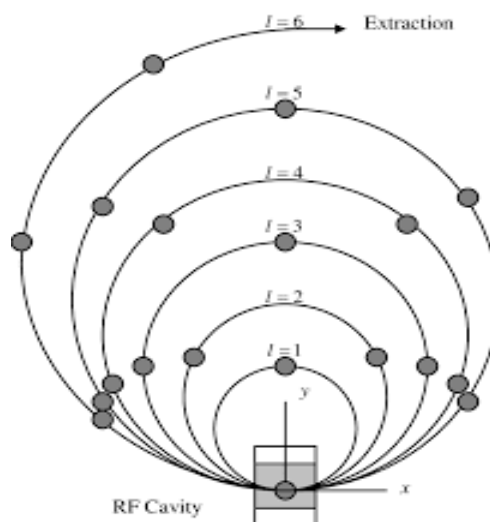
$$R = \frac{N_{\gamma} \cdot \lambda \cdot M}{m I_a N_{av} \epsilon p_{\gamma} e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_{zr}}) (1 - e^{-\lambda t_m})}. \quad (16)$$

Ovaj izraz dodatno se može uprostiti u koliko je period pluraspada produkta reakcije mnogo veći od vremena merenja i vremena ozračivanja, odnosno članovi λt_{zr} i λt_{mer} su mnogo manji od jedinice. U tom slučaju gornja jednačina može se zapisati kao:

$$R = \frac{N_{\gamma} \cdot \lambda \cdot M}{m I_a N_{av} \epsilon p_{\gamma} e^{-\lambda \Delta t} \lambda t_{zr} \lambda t_{mer}}. \quad (17)$$

8 Mikrotron

Mikrotron je akceleratorski uređaj, koji spada u klasu cikličnih akceleratora i služi prvensveno za ubrzavanje lakih naelektrisanih čestica, najčeće su to elektroni a nešto ređe pozitroni. Energije koje se dobijaju su reda veličine nekoliko desetna MeV-a. Kretanjem čestica diriguju dva međusobno usaglašena polja. Visoko frekventno električno polje ubzava čestice. Ovo polje nalazi se u radio-frekventnoj oblasti u kojoj su talasne dužine reda veličine 10cm, odnosno reč je o mikrotalasima pa odatle potiče i sam naziv uređaja, mikrotron. Dok je ovo polje odgovorno za ubrzavanje čestica, za ciklično kretanje odgovorno je magnetno polje.



Slika 22-Šematski prikaz mikrotrona



Slika 23-Realan izgled mikrotrona

Mikrotron je suštinski nastao kao modifikacija već postojećeg ciklotrona, na tu ideju došao je Veksler 1944. godine, dok već 1946. godine Schiff predlaže unapređenje cikičnog mikrotrona u racetrack mikrotron.

8.1 Osnovne osobine i princip rada mikrotrona

Elektroni se u mikrotronu ubrzavaju tako da u svakom prolazu opisuju krugove sa sve većim i većim poluprečnikom. Svi ti krugovi imaju zajedničku tangentu koja prolazi kroz akceleratorску šupljinu. Period sa kojim elektron opisuje ovakve krugove računa se kao:

$$T_n = 2\pi \frac{E_n}{ecB}, \quad (18)$$

indukcija magnetnog molja označena je sa B dok je sa E_n označena energija koju poseduje elektron na kružnici n-tog reda. Na osnovu ovih informacija jednostavno se može izračunati promena perioda kruženja sa porastom reda kružnice, preko promene energije, kao:

$$\Delta T = 2\pi \frac{\Delta E}{ecB}. \quad (19)$$

Pogodno je mikrotron podesiti tako da se čestice vraćaju u početni položaj u istoj fazi u kojoj su se nalazile na ulazu u radiofrekventno polje pre završetka poslednjeg kruga. To se postiže u slučaju kada promena perioda kruženja čestice jednaka celobrojnom umnošku perioda korišćenog radiofrekventnog polja. Takođe, vreme koje je čestici potrebno za opisivanje početnog kruga mora biti jednako celobrojnom umnošku perioda napona koji obezbeđuje postojanje električnog polja koje ubrzava elektrone. U matematičkom obliku to se može zapisati kao:

$$\Delta E = \mu E_0; \quad T_1 = \nu T_0, \quad (20) (21)$$

sa μ i ν su označeni gore pomenuti celi brojevi, T_0 je period napona, a E_0 masa mirovanja čestice (za elektron iznosi 511keV).

Ako se uvede veličina B_0 , koja je definisana pomoću izraza:

$$B_0 = 2\pi \frac{E_0}{e\lambda}, \quad (22)$$

gde je sa λ označena talasna dužina korišćenog napona, svi prethodni izrazi mogu se objediniti u jedan ko izgleda:

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \nu \frac{B}{B_0} = \nu \Omega, \quad (23)$$

Sada treba uvesti oznaku za relativnu energiju:

$$\Gamma_1 = \frac{E_1}{E_0} = \nu \Omega, \quad (24)$$

kao i za promenu relativne energije:

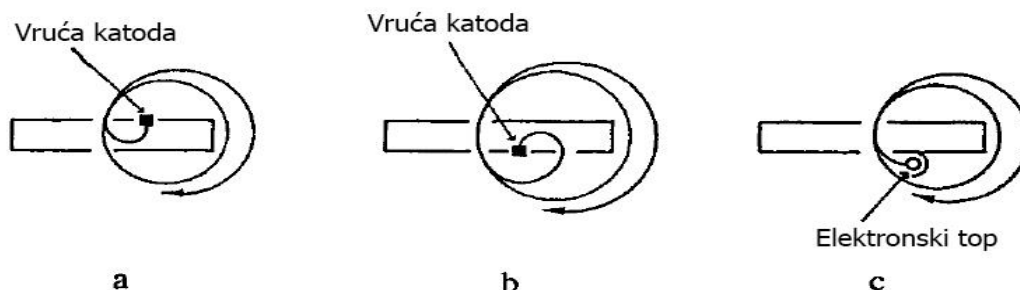
$$\Delta \Gamma = \mu \Omega. \quad (25)$$

Konačno,može se izvesti izraz za ukupnu energiju nakon n obrtaja:

$$\Gamma_n = \Gamma_1 + nv\Omega. \quad (26)$$

Sada je očito da ukupna energija čestice zavisi samo od reda kružnice i od intenziteta korišćenog magnetnog polja,koji je sadržan u članu Ω .

Kada je poznato kako se čestica ponaša unutar mikrotrona postavlja se pitanje kako tu česticu uopšte dovesti na željeno mesto. Nameću se dva rešenja za taj provlem. Pvo rešenje jeste da se u sam zid mikrotrona ugradi katoda linim zagreanjem bi došlo do elektronske emisije. Ovakvi elektroni ubrzavaju se i pre ulaska u svoju prvu orbitu u mikrotronu. Ova ideja pripada Melekhin-u. Kao drugi način početkom šezdesetih godina predloženo je korišćenje elektronskih topova.

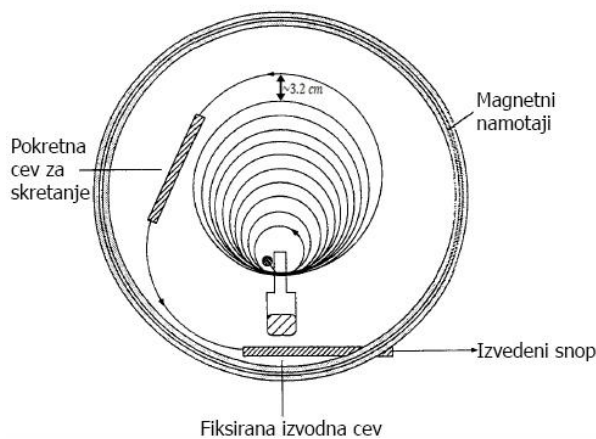


Slika 24-Šeme uvođenja elektrona u mikrotron

Na kraju zaključuje se da se pažljivim odabirom intenziteta magnetnog polja i intenziteta radiofrekventnog napona,može se precizno podešavati promena energije elektrona. Eksperimentalni rezultati pokazuju da je ta promena kontinualna.

Naravno kao što je bilo potrebno elektrone uvesti u mikrotron,potrebno ih je i izvesti iz istog. To se postiže postavljanjem cevi zadužene za skretanje snopa tangencijalno u odnosu na kretanje elektrona,tako da se unutar cevi ne oseća nikakvo polje.

U koliko je potrebno u mikrotronu proizvesti više različitih energija postavljaju se dve cevi,od kojih je jedna fiksirana,a druga pokretna.



Slika 25-Šema izvođenja snopa iz mikrotrona

9 Eksperiment

Zlato se veoma često koristi u različitim merenjima u nuklearnoj fizici. Lako se može izvlačiti u tanke folije za potrebe eksperimenta, hemiski je postojano i što je veoma značajno, u prirodi se pojavljuje kao monoizotop, tj. u prirodi postoji samo izotop zlata ^{197}Au . Zlato ima relativno visok efikasni presek za zahvat temeljnog neutrona (98.7 barna) pa se zbog toga često koristi kao monitor neutronskog fluksa. Efikasni presek za nuklearni fotoefekat, ili (γ,n) reakciju je takođe relativno visok i na piku distribucije gigantske dipolne rezonance iznosi 550 mbarna. Efikasni presek za ovu reakciju je dobro ustanovljen pa se iz tog razloga zlato koristi kao monitor fotonskog fluksa u fotonuklearnim reakcijama. Iz tog razloga bi se moglo očekivati da su eksperimentalne činjenice koje se tiču svojstava izotopa ^{196}Au dobro poznate.

U nedavno izvedenom eksperimentu kao komparator za fotonuklearne reakcije korišćena je zlatna folija, prilikom čega su izmereni spektri ^{196}Au , nastalog (γ,n) nuklearnom reakcijom. Eksperiment je izveden u Laboratoriji za nuklearne reakcije Objedinjenog instituta za nuklearna istraživanja u Dubni. Kao izvor zračenja je korišćen Mikrotron 25 koji je za potrebe eksperimenta proizvodio fotonske snopove u energetskom interval od 9 MeV do 23 MeV. Mikrotron 25 je prikazan na slici 26.



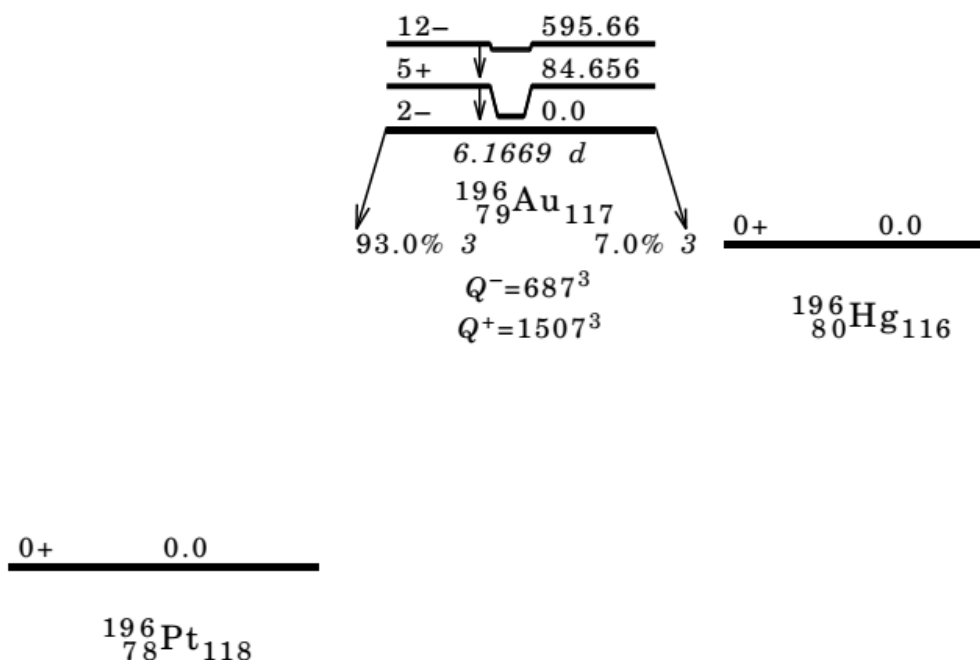
Slika 26- Mikrotron 25, korišćen u eksperimentu

Zlatne folije prečnika 2cm i mase 60mg aktivirane su snopom zakočnog zračenja energije o 14MeV do 23MeV. Osnovna funkcija ovih folija bila je praćenje intenziteta zračenja putem (γ, n) reakcije. U spektru merenom na 3600s ,HPG-e detektorom sa 10cm olovne zaštite identifikovane su najintenzivnije poznate gama linije nastale raspadom ^{196}Au . Osim linija poreklom od ^{196}Au pojavile su se i neke linije poreklom od ^{198}Au , koje je nastalo zahvatom neutrona na ^{196}Au u toku ozračivanja pod uticajem visokoenergetskog zakočnog zračenja. Naime, fotoni visokih energija su izbijali neutron iz mete u kojoj se ubrzani elektroni konvertuju u zakočno zračenje. U okolini svih izvora fotona energija preko 10 MeV orijentaciono, pojavljuju se neutroni. Zlatna folije upotrebljene u ovom eksperimentu su konstantno bile izložene i neutronima, što je dovelo do njihovog zahvata.

Prilikom analize gama spektara ^{196}Au , primećeno je jedno malo odstupanje. Naime, ako se uporede usvojene vrednosti kvantnih prinosa i izmerene vrednosti γ -pikova, pojavljuje se određena neusaglašenost. Za jednu gama liniju vrednost usvojenog kvantnog prinosa je deset puta veća od one koja bi trebala biti, što lako može biti potvrđeno na osnovu izmerenih intenziteta γ -linija u spektru ^{196}Au .

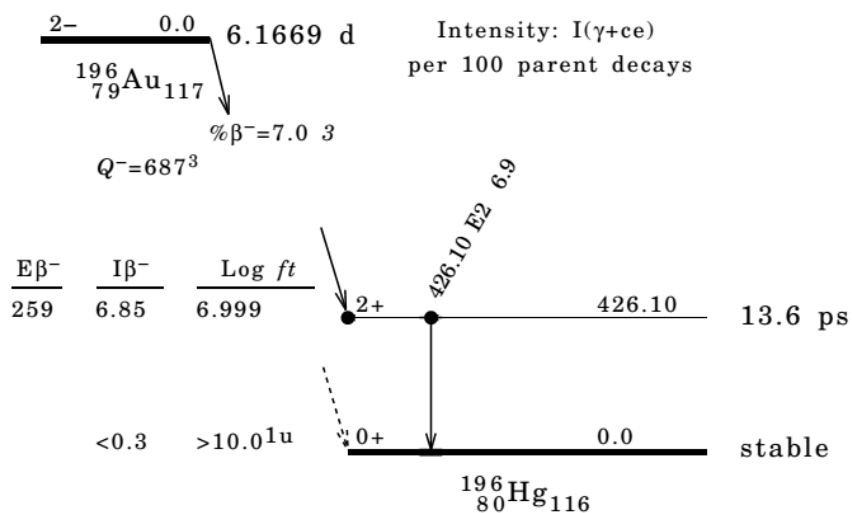
9.1 Raspad ^{196}Au

Osnovno stanje ^{196}Au ima vreme poluživota od 6,1669 dana. Velika većina (93%) raspada se putem zahvata elektrona u ^{196}Pt , a preostalih 7% raspada se emisijom β -čestice kojim prilikom nastaje ^{196}Hg . Šema raspada ^{196}Au je prikazana na slici 27



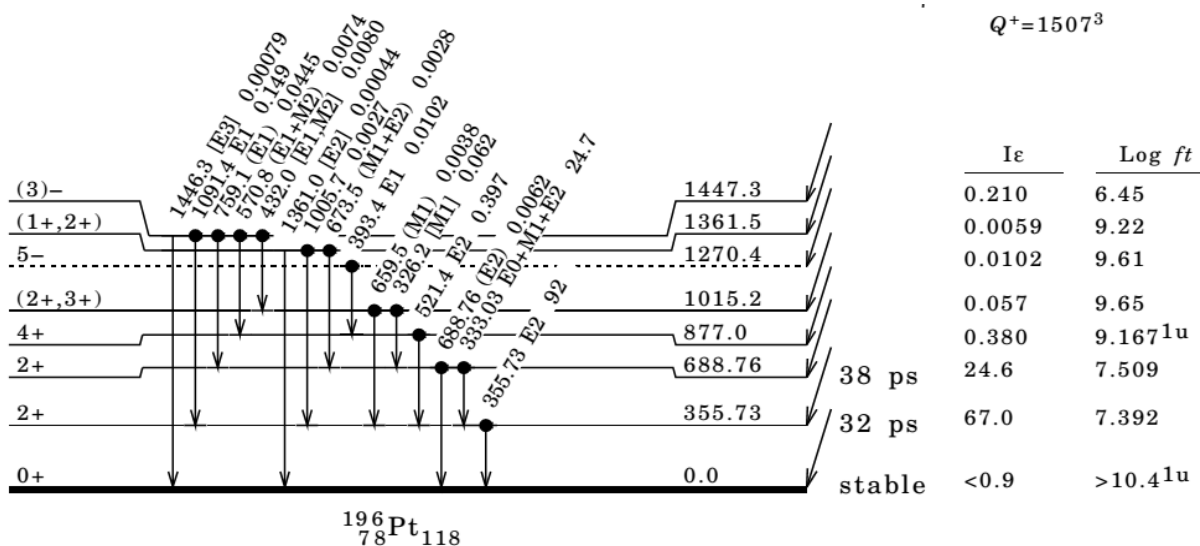
Slika 27- Šema raspada ^{196}Au

Grana raspada emisijom negativne beta čestice dovodi do stvaranja ¹⁹⁶Hg. Šema pobuđenih nivoa ¹⁹⁶Hg je veoma prosta i prikazana je na slici 28. Može se videti da se prilikom elektronskog raspada ¹⁹⁶Au popunjava samo jedno pobuđeno stanje ¹⁹⁶Hg sa koga se emituje gama zračenje energije od 426.1 keV. Intenzitet, ili kvantni prinos ovog prelaza procenjuje se na 7%.



Slika 28 - Šema pobuđenih nivoa ¹⁹⁶Hg

Šema pobuđenih stanja ¹⁹⁶Pt koja nastaje nakon elektronskog zahvata na jezgrima ¹⁹⁶Au je znatno kompleksnija. Prikazana je na slici 29.



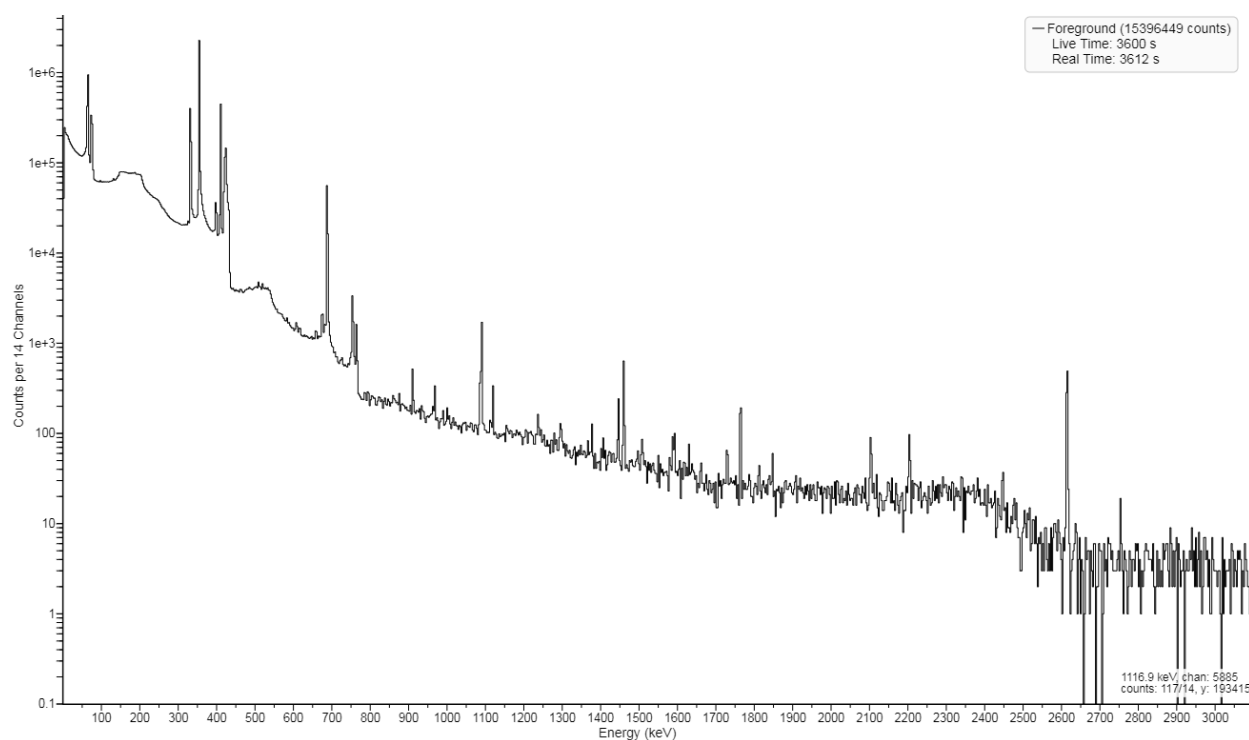
Slika 29- Šema pobuđenih stanja ¹⁹⁶Pt nastalih uled elektronskog zahvata na jezgrima ¹⁹⁶Au

Na osnovu podataka koji se mogu pronaći u literaturi (Nuclear Data Sheets for A=196, 108 (2007)) se može videti da se nakon elektronskog zahvata na ^{196}Au u najvećoj meri popunjava pobuđeno stanje ^{196}Pt od 355.75 keV. Izmereno je da 67% svih raspada ^{196}Au stvara ovo pobuđeno stanje platine. Osim ovog, postoji još jedno pobuđeno stanje koje se intenzivno popunjava raspadom ^{196}Au . To je energetska stanje od 688.76 keV, na koga prelazi 24.6% raspada ^{196}Au . U gama spektrima ^{196}Au su primećene dve veoma intenzivne gama linije sa energijama od 355.73 keV i 333.03 keV. Ove dve gama linije odgovaraju gama prelazima sa ova dva pomenuta nivoa koja se u najvećoj meri popunjavaju prilikom beta raspada.

Utvrđeno je da prvo pobuđeno stanje, osnovne rotacione trake (spin 2+) ima energiju 355,73keV. Treći energetski nivo ^{196}Pt ima energiju 877.0 keV i spin +4. To je drugi pobuđeni nivo rotacione trake osnovnog stanja jezgra ^{196}Pt . Naseljenost ovog nivoa nakon raspada ^{196}Au zahvatom elektrona je procenjeno da iznosi 0.380%. Sa slike 29 se može videti da se deeksitacija ovog nivoa obavlja γ -prelazom sa drugog na prvi pobuđeni nivo osnovne rotacione trake $4^+ \rightarrow 2^+$. Oslobođena energija iznosi 521.4keV, a kvantni prinos ovog prelaza je procenjen da iznosi 0.397%, kao što se to može videti u NDS.

Od svih ostalih prelaza jedini vredan razmatranja jeste onaj sa energijom od 1091.4 keV, koji nastaje prelazom sa energije 1447.3 keV na 355.73keV. Njegov kvantni prinos je 0.149keV.

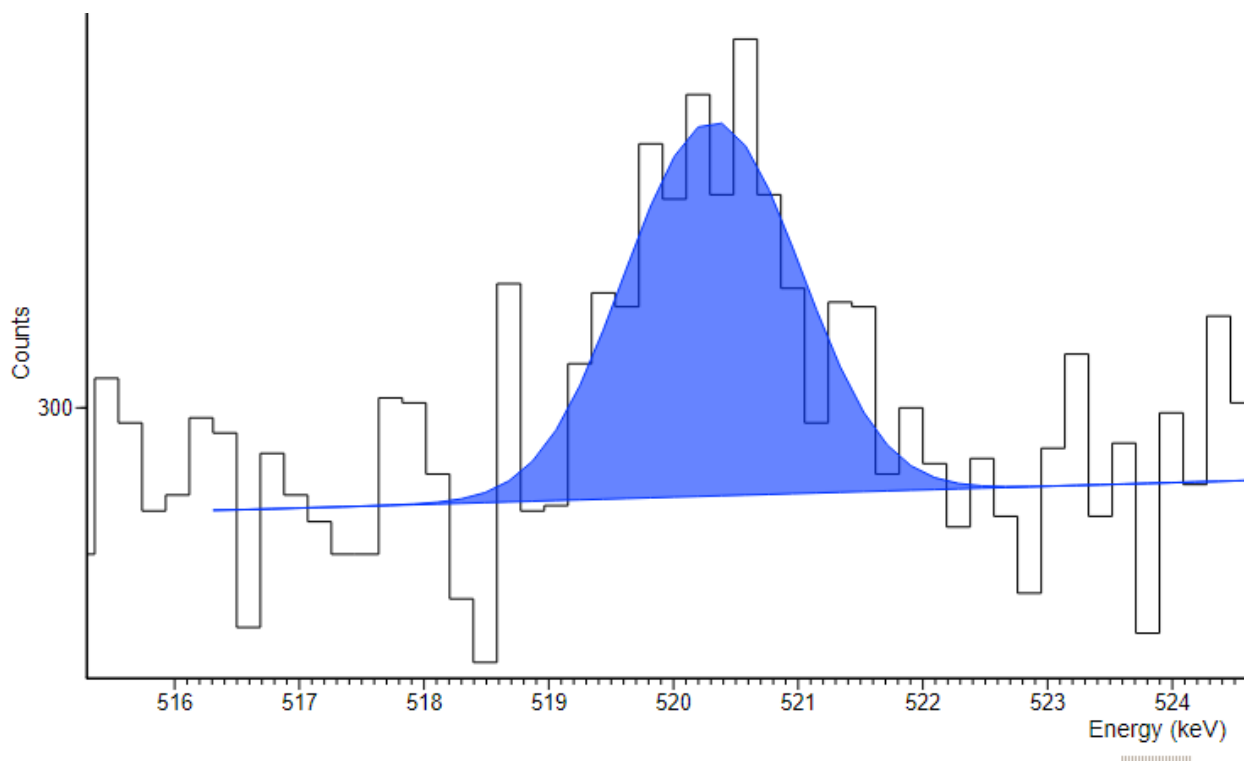
U γ -spektu ^{196}Au , prikazanom na slici 30 se dobro uočavaju dve linije, 333.03 keV (24.7 %) i 355,73 keV (92 %). Ove linije nastaju deeksitacijom dva najniža pobuđena stanja ^{196}Pt : 355,73 keV i 688,76 keV. Ta dva nivoa se najviše napajaju elektronskim zavatom na ^{196}Au , sa kvantnim prinosima od 67% i 24,6% respektivno.



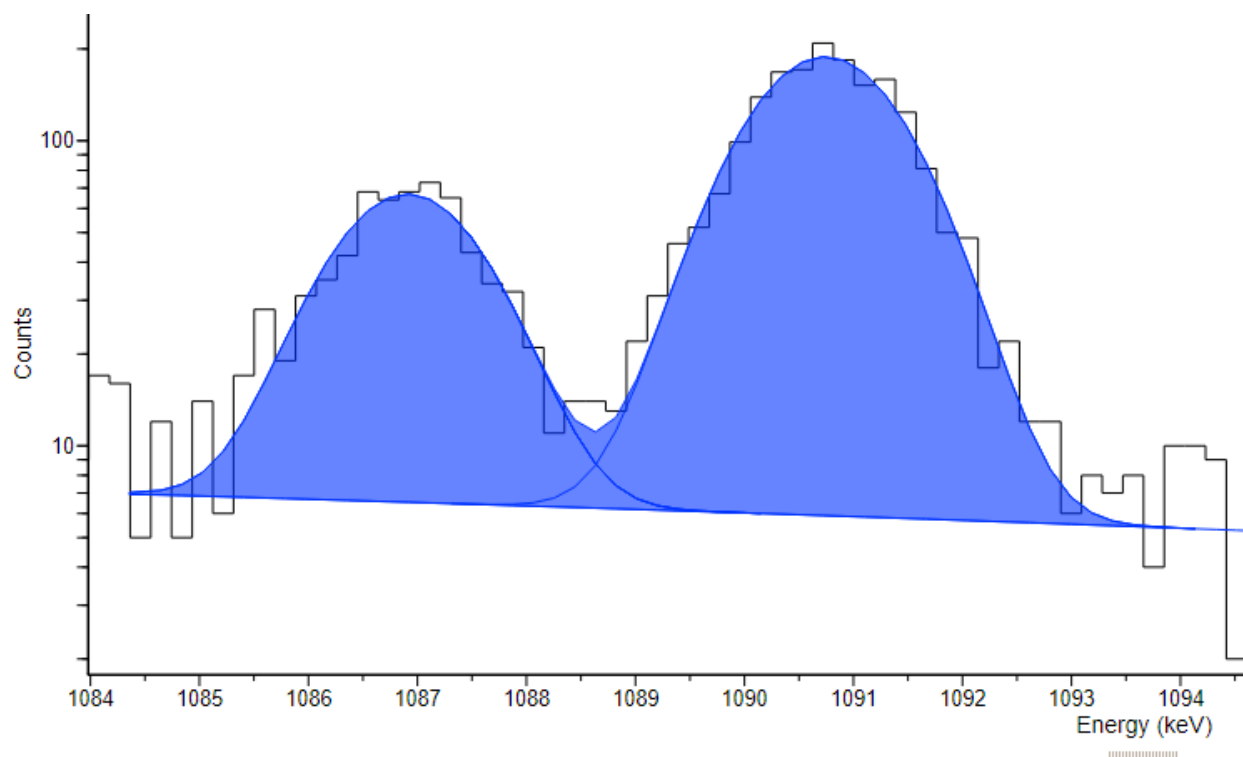
Slika 30- γ -spektar ^{196}Au

Ipak u spektru merenom na 3600s, suprotno očekivanju nije bilo jasno vidljive linije u energetske oblasti od 521.4keV, dok je linija od 1091.4 bila uvek jasno uočljiva u svim spektrima. Ovo je bilo u suprotnosti sa predviđanjima, jer je kvantni prinos od 521.4keV trebao biti 2.66 puta veći nego onaj od 1091.4keV. Da situacija bude gora, poznato je da je apsolutna efikasnost detekcije HPGe detektora znatno niža na visokim energijama nego na nižim. Apsolutna efikasnost detektora za zadatu geometriju merenja, određena pomoću radioaktivnog izvora ^{152}Eu , na energiji od 1091.4keV bila je 1.92 puta manja nego na energiji od 521.4keV. U svakom slučaju, da je kvantni prinos prelaza od 521.4 keV pravilno određen, ova bi linija morala biti vidljiva čak i u spektru snimanom 3600 s.

Za potrebe provere kvantnog prinosa prelaza od 521.4 keV objedinjeno je deset spektara, što je dalo desetočasovno merenje sa vrlo jasno definisanim gama linijama. Konkretno ispod linije od 355.73keV detektovano je $2.25 \cdot 10^6$ odbroja. U ovom spektru pojavila se vrlo slaba linija na energiji 521.4keV. Ako se samo vizuelno uporedi veličina ove gama linije sa veličinom linije na energiji od 1091.4keV postaje jasno da je prilikom izračunavanja kvantnog prinosa prelaza od 521.4keV napravljena greška u proračunu. Na slici 31 i slici 32 prikazane su odeljeno samo ove dve gama linije iz sumarnog spektra.



Slika 31-Gama linija od 521.4keV



Slika 32-Gama linija od 1091.4keV

9.2 Izračunavanje kvantnog prinosa prelaza od 521.4 keV

Uobičajeno je da se intenzitet neke gama linije u spektru izražava preko ukupnog odbroja u piku totalne apsorpcije. Ukoliko je meren neki radioaktivni uzorak aktivnosti A , intenzitet gama linije će biti

$$N = A \cdot t \cdot p_{\gamma} \cdot \epsilon \quad (27)$$

Gde je t vreme merenja a ϵ apsolutna efikasnost detektora na posmateanoj energiji. Ukoliko u gama spektru postoji jasno izražena linija koja potiče od prelaza kome se kvantni prinos treba ustanoviti, to se najlakše može izvesti relativno, uz pomoć gama linije dobro poznatog prelaza. Intenziteti ove dve gama linije se mogu izraziti kao što je to pokazano u gornjoj jednačini. Prostim deobom dve jednačine dobija se da se nepoznati kvantni prinos može odrediti kao:

$$p_{\gamma}^x = \frac{N_x \epsilon_0}{N_0 \epsilon_x} p_{\gamma}^0 \quad (28)$$

sa N je označen odbroj ispod pikova γ -linija, sa ϵ efikasnost detekcije dok je p_{γ} kvantni prinos. Indeksom x označene su veličine koje se odnose na veličine vezane za prelaz čiji kvantni prinos se želi odrediti, dok su veličine koje se odnose na γ -liniju poznatog kvantnog prinosa označene indeksom 0. U našem slučaju sa indeksom x ćemo obeležiti sve one veličine koje se odnose na gama liniju od 521.4 keV dok će se sa indeksom 0 obelježiti veličine nekolicine gama prelaza za koje smatramo da su im kvantni prinosi dobro određeni.

9.3 Apsolutna efikasnost detektora

Za potrebe ovog eksperimenta efikasnost upotrebljenog HPGe detektora je određena uz pomoć kalibracionog izvora ^{152}Eu u identičnoj geometriji merenja kao što je to bilo izvršeno prilikom detekcije gama spektara zlatnih folija. Na osnovu izmerenih intenziteta odabranih gama linija, apsolutne efikasnosti detekcije za datu geometriju je izračunata kao

$$\varepsilon(E) = \frac{N}{A \cdot t \cdot p_\gamma} \quad (29)$$

Aktivnost kalibracionog izvora je dobro poznata, vreme merenja je bilo 3600 s, a kvantni prinosi ^{152}Eu su pouzdano utvrđeni. Ostalo je samo da se iz izmerenog spektra odrede vrednosti intenziteta odabranih gama linija.

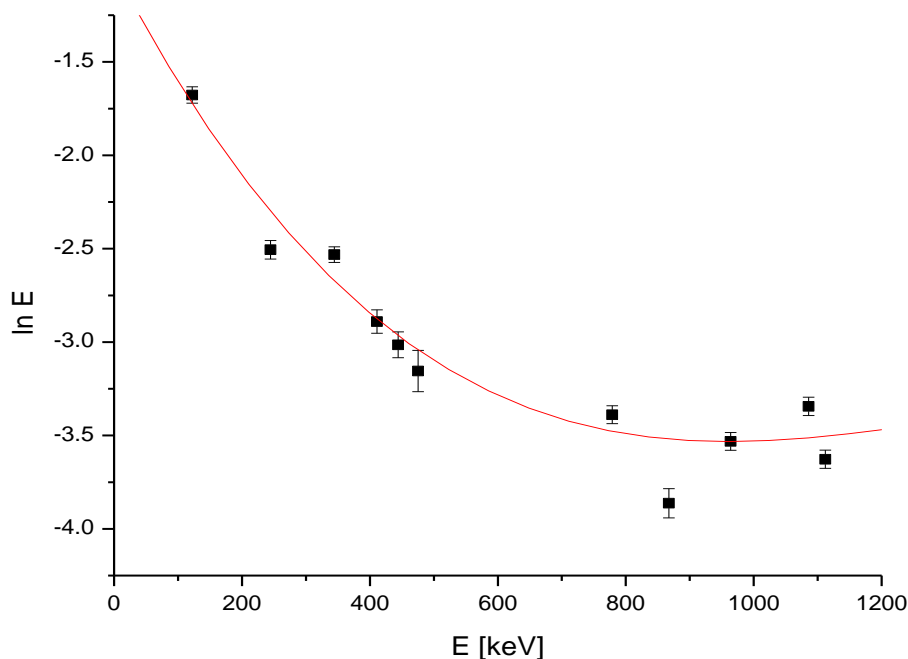
Za energetski interval od interesa, dovoljno je pretpostaviti da se energetska zavisnost efikasnosti može oredstaviti pomoću kombinacije eksponencijalne funkcije i polinoma trećeg reda.

$$\varepsilon(E) = \exp(a + b \cdot E + c \cdot E^2 + d \cdot E^3) \quad (29)$$

Mnogo je pogodnije prikazati energetska zavisnost logaritma efikasnosti. Ovaj logaritam se u tom slučaju može predstaviti jednostavnim polinomom.

$$\ln \varepsilon(E) = (a + b \cdot E + c \cdot E^2 + d \cdot E^3) \quad (30)$$

Kako izgledaju eksperimentalne tačke logaritma izračunate apsolutne efikasnosti detektora je prikazano na slici 33.



Slika 33-Zavisnost logaritma eifikasnosti od energije, eksperimentalne tačke i fitovana funkcija

Sa eksperimentalnim vrednostima logaritma efikasnosti prikazanim na slici XX izvršena je standardna fit procedura, gde su određene vrednosti parametara polinoma trećeg reda na sledeći način:

Polynomial Regression for Data1_A:

$$Y = A + B1 * X + B2 * X^2 + B3 * X^3$$

Weight given by Data1_F error bars.

Parameter Value Error

Parameter	Value	Error
A	-1.00315	0.09628
B1	-0.00654	6.32738E-4
B2	5.39484E-6	1.15968E-6
B3	-1.3796E-9	6.23745E-10

Sa vrednostima parametara polinoma je jednoznačno određena funkcija kojom se opisuje energetska zavisnost apsolutne efikasnosti detektora za datu geometriju merenja. Ova je funkcija upotrebljena za izračunavanje efikasnosti detekcije za sve energije koje su upotrebljene za procenu kvantnog prinosa prelaza od 521.4 keV.

9.4 Rezultati proračuna

Prelaz čiji kvantni prinos se želi odrediti je prelaz od 521.4keV. Njegov intenzitet,odnosno odbroj i efikasnost njegove detekcije dati su u tabeli 2.

Tabela 2-Eikasnst merenja i odbroj na energiji 521.4keV

E [keV]	ϵ_x	N_x
521.4	0.04323	683

U poglavlju 9.2 opisana korišćena nomenklatura tako da se to u ovom delu rada neće ponovo objašnjavati.

U tabeli 3 prikazani su intenziteti referentnih linija,efikasnost njihovog merenja izračunata je postupkom opisanim u prethodnom poglavlju,a za njihve kvantne prinose uzete su vrednosti po NDS-u.

Tabela 3-Efikasnost,odbroj i kvantni prinos referentnih prelaza

E [keV]	ϵ_0	N_0	p_V^0
332.983	0.07181	561417	22.9
355.684	0.06676	2341896	87
426.000	0.05411	181305	7
778.89	0.03135	653	0.0444
1091.331	0.02994	2274	0.149

Linije od 332.983keV i 355.684keV pokazale su se kao komplikovane za analizu. Jedan od razloga za to jeste što se one u spektru pojavljuju sa repom. Fit koji program Interspec uradi ne uzima taj rep u razmatranje prilikom izračunavanja njihovih intenziteta. Ispostavlja se da je ta razlika prevelika da bi bila zanemarena. Kako bi se izbegla tolika greška, metoda koju sam koristio za određivanje intenziteta ta dva pika je sledeća. Uvećao sam prikaz spektra tako da se vide jasno posebni kanali i sabirao odbroj svakog kanala u željenoj oblasti. Kako bi se rešio fona isti metod sam primenio na oblasti pre i posle pika u kojima je samo fon i prisutan i to u energetskom rasponu kakav sam uzeo i za širinu linije. Ovaj postupak ponovio sam više puta, za više različitih dužina repova kako bi procenio koja najbolje odgovara stvarnoj situaciji i taj rezultat koristio u daljem računu. Problem sa ova dva prelaza još može biti i koincidentno sumiranje, međutim taj efekat nije uzet u razmatranje u okviru ovog rada.

Kvantni prinos prelaza od 521.4keV izračunat je pomoću formule (28). Dobijene su sledeće vrednosti:

Tabela 4-Dobijene vrednosti kvantnog prinosa prelaza od 521.4keV

E [keV]	p_{γ}^x
332.983	0.046280
355.684	0.039182
426.000	0.033004
778.89	0.033683
1091.331	0.030996

Ekperimentalna greška određivanja ovog kvantnog prinosa je računata po formuli:

$$\Delta p_{\gamma}^x = \frac{N_x \varepsilon_0}{N_0 \varepsilon_x} p_{\gamma}^0 \sqrt{\left(\frac{\Delta N_x}{N_x}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_0}{N_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon_x}{\varepsilon_x}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon_0}{\varepsilon_0}\right)^2} \quad (31)$$

Greške referentnog odbroja i odbroja usled posmatranog prelaza računata su kao koren iz odbroja. Za greške obe efikasnosti uzeto je 8% ,dok greška referentnog kvantnog prinosa nije korišćena u računu. Rezultati dobijeni na ovaj način predstavljeni su u tabelama 5 i 6.

Tabela 5-Apsolutne greške korišćenih veličina

$\Delta(N_0)$	$\Delta(N_x)$	$\Delta(\varepsilon_0)$	$\Delta(\varepsilon_x)$
749.27765	26.13427	0.005745	0.003458
1530.3255		0.005341	
425.79925		0.004328	
25.553865		0.002508	
47.686476		0.002395	

Tabela 6-Dobijene vrednosti kvantnih prinosa i njihove apsolutne i relativne greške

E [keV]	p_{γ^x}	$\Delta(p_{\gamma^x})$	Relativna greška(p_{γ^x})
332.983	0.046280	0.0055	0.11944
355.684	0.039182	0.0047	0.11943
426.000	0.033004	0.0039	0.11946
778.89	0.033683	0.0042	0.12568
1091.331	0.030996	0.0038	0.12126

Može se reći da je relativna greška ovako dobijenih rezultata oko 12%.

Razmotrimo sada i β prelaz koji popunjava pobuđeno stanje od 877keV. Njegov intenzitet, prema trenutnoj proceni je dosta visok ako se uzme u obzir da bi ovaj prelaz trebao biti jednostruko ili čak dvostruko zabranjen. Pretpostavka je da je zbog loše procene kvantnog prinosa prelaza od 521.4keV-a i ovaj intenzitet loše procenjen.

Izračunaćemo intenzitet ovog β prelaza pomoću prethodno dobijenih rezultata. Intenzitet bilo kog prelaza može se računati pomoću formule:

$$I_p = I_{\gamma}(1 + \alpha_k), \quad (32)$$

gde je sa α_k označen konverzioni koeficijent.

Logično je da sve ono što je došlo na određeni nivo mora sa njega i otići. Na osnovu ovog zaključka možemo pisati sledeće:

$$I_p(521.4keV) = I_p(393.4keV) + I_p(570.8keV) + I_{\beta}. \quad (33)$$

Odatle intenzitet posmatranog β prelaza, jednostavnim računom možemo izraziti kao:

$$I_{\beta} = I_p(521.4keV) - I_p(393.4keV) - I_p(570.8keV) \quad (34)$$

Informacije o konverzionim koeficijentima i intenzitetima prelaza od 393.4keV-a i 570.8keV-a uzeti su prema NDS-u, a za prelaz od 521.4keV uzeta je prethodno dobijena eksperimentalna vrednost.

Tabela 7-Intenziteti prelaza, konverzioni koeficijent i izračunati ukupni intenziteti prelaza

E[keV]	I_{γ}	α_k	I_p
393.4	0.0102	0.01396	0.01034
570.8	0.0074	0.08	0.008
521.4	0.033	0.0224	0.03374

Upotrebom vrednosti iz tabele 6 i formule (34) dobijena vrednost intenziteta posmatranog β prelaza iznosi:

$$I_{\beta} = 0.0154. \quad (35)$$

10 Zaključak

U ovom radu je određen kvantni prinos gama prelaza od 521.4 keV sa pobuđenog stanja od 877.0 keV jezgra ¹⁹⁶Pt. Ovo jezgro nastaje iz raspada ¹⁹⁶Au. U spektrima ¹⁹⁶Au koji su dobijeni merenjem uzoraka ozračivanim u fotonskom snopu Mikrotrona 25, primećeno je da se gama linija sa ovolikom energijom ne uočava mada bi trebala imati primetan intenzitet na osnovu kvantnog prinosa koji se može pronaći u literaturi.

Deset spektara koji su snimani 3600 s su sabrani da bi se dobila bolja statistika brojanja. U tom zbirnom spektru je uočena veoma slaba gama linija na 521,4 keV ali joj je intenzitet bio dovoljan da se odredi ukupan odbroj ispod pika totalne apsorpcije.

Sa vrednostima intenziteta nekolicine gama linija je procenjen kvantni prinos prelaza od 521.4 keV i u svim slučajevima je ustanovljeno da bi on trebao biti deset puta manji od onoga što je navedeno u literaturi.

Loša procena kvantnog prinosa posmatranog prelaza je dovela do toga da se i intenzitet beta prelaza koji popunjava pobuđeno stanje od 877.0 keV pogrešno odredi. Iz balansa intenziteta svih prelaza koji popunjavaju posmatrano pobuđeno stanje I prelaza putem koga se vrši njegova deekscitacija, procenjen je intenzitet beta prelaza. Dobijeno je da je i on deset puta manji nego što je to u literature navedeno. Ova znatno manja intenzivnost beta prelaza se mnogo bolje slaže sa pretpostavkom da bi posmatrani beta prelaz trebao biti jedanput ili dvaput zabranjen.

Literatura

1. G. R. Gilmore, *Practical gamma-ray spectrometry* – 2nd edition, John Wiley & Sons, ISBN: 978-0-470-86196-7 (2008)
2. M. Krmar, *Uvod u nuklearnu fiziku*, Univerzitet u Novom Sadu, ISBN: 978-86-7031-250-0 (2013)
3. Miodrag Krmar. Skripta iz Nuklearne fizike (knjiga u pripremi)
4. Miodrag Krmar, *Određivanje energetskog spektra fotona u snopu 15MeV-skog X-zračenja fotoaktivacionom i atenuacionom analizom*, magistarska teza, Univerzitet u Beogradu(1993)
5. JINR – Joint Institute for Nuclear Research <http://www.jinr.ru/experiments/>
6. Huang Xiaolong, *Nuclear Data Sheets for A = 196**, China Nuclear Data Center, Beijing 102413 (2007)

Biografija

Viktor Saiti, rođen 02.01.1996. u Zrenjaninu. Mesto prebivališta Perlez, ulica „Ruže Zivanovic“ br.29. Osnovnu skolu „Đura Jakšić“ u Perlezu završio 2011. godine sa odličnim uspehom uz specijalne diplome iz pet predmeta. Iste godine je upisao, Zrenjaninsku gimnaziju „prirodno matematički smer.“

U višim razredima bio je učesnik opštinskih i okružnih takmičenja iz fizike, matematike i biologije i osvajao mesta i pohvale na istim. U srednjoj školi najveća dostignuća na takmičenjima su mu učešće na republičkom takmičenju u prvoj i četvrtoj godini, nakon prvog i drugog mesta na okružnim takmičenjima respektivno.

Tokom celog školovanja bio je redovan učesnik svih manifestacija, svečanosti, priredbi i proslava iz različitih oblasti.

„Zrenjaninsku gimnaziju“ završava 2015. godine kao nosilac diplome „Vuk Karadžić“, kada je i upisao Prirodno-matematički fakultet u Novom Sadu, Departman za fiziku, istraživački smer. U toku osnovnih studija ostvario je prosek 8,39. Bio je korisnik Republičke stipendije u drugoj i trećoj godini studija.

Pored studentskih obaveza u poslednje tri godine radio je kao nastavnik fizike u osnovnoj školi u Perlezu.

U slobodno vreme bavi se muzikom, aktivno svira gitaru i kontru u kulturno-umetničkom društvu, tamburaškim sastavima i ličnom akustičnom bendu, takođe je iz hobija pecaroš, stolar, golubar i kuvar.

Posедуje DSD potvrdu znanja nemačkog jezika na nivou B1 ima znanje engleskog jezika na višem nivou, bez diplome.



UNIVERZITET U NOVOM SADU

PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije:

Monografska dokumentacija

TD

Tip zapisa:

Tekstualni štampani materijal

TZ

Vrsta rada:

Diplomski rad

VR

Autor:

Viktor Saiti

AU

Mentor:

dr Miodrag Krmar

MN

Naslov rada:

Kvantni prinos prelaza od 521keV iz raspada ¹⁹⁶Au

NR

Jezik publikacije:

srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda:

srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja:

Srbija

ZP

Uže geografsko područje:

Vojvodina

UGP

Godina: 2022.

GO

Izdavač: Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa: Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

MA

Fizički opis rada: broj poglavlja/strana/tabela/slika/referenci:

FO

10/49/7/33/6

Naučna oblast:

Fizika

NO

Naučna disciplina:

Nuklearna fizika

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči:

Radioaktivni raspad, sukcesivne transformacije; zakočno zračenje; fotonuklearne reakcije; kvantni prinos; izotopi ^{198}Au , ^{198}Pt , ^{198}Hg

PO**UDK**

Čuva se:

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

ČU

Važna napomena:

Nema

VN

Izvod:

U ovom diplomskom radu proverena je valjanost procene kvantnog prinosa prelaza od 521.4keV iz raspada ^{196}Au i intenziteta beta prelaza koji popunjava pobuđeno stanje od 877.0 keV prema važećim podacima NDS-a, na osnovu podataka dobijenih iz eksperimenta rađenog u Laboratoriji za nuklearne reakcije Objedinjenog instituta za nuklearna istraživanja u Dubni.

IZ

Datum odbrane:

17.10.2022.

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik:

dr Nataša Todorović

član:

dr Miodrag Krmar

član:

dr Srđan Rakić

UNIVERSITY OF NOVI SAD

FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type: Monograph publication

DT

Type of record: Textual printed material

TR

Content code: Graduation thesis

CC

Author: Viktor Saiti

AU

Mentor/comentor: dr Miodrag Krmar

MN

Title: Quantum yield of the 521keV transition from the decay of ¹⁹⁶Au

TI

Language of text: Serbian (Latin)

LT

Language of abstract: Serbian/English

LA

Country of publication: Serbia

CP

<i>Locality of publication:</i>	Vojvodina
<i>LP</i>	
<i>Publication year:</i>	2022.
<i>PY</i>	
<i>Publisher:</i>	Author's reprint
<i>PU</i>	
<i>Publication place:</i>	Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
<i>PP</i>	
<i>Physical description:</i>	Number of chapters/pages/tables/pictures/references:
<i>PD</i>	10/49/7/33/6
<i>Scientific field:</i>	Physics
<i>SF</i>	
<i>Scientific discipline:</i>	Nuclear physics
<i>SD</i>	
<i>Subject/ Key words:</i>	Radioactive decay, successive transformations; Bremsstrahlung;
<i>SKW UC</i>	Photonuclear reactions; quantum yield isotopes ^{196}Au , ^{196}Pt , ^{196}Hg
<i>Holding data:</i>	Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4
<i>HD</i>	
<i>Note:</i>	None
<i>N</i>	
<i>Abstract:</i>	In this thesis, the validity of the estimation of the quantum yield of the transition of 521.4keV from the decay of ^{196}Au and the intensity of the beta transition that fills the excited state of 877.0 keV according to the valid data of the NDS was checked, based on the data obtained from the experiment performed in the Laboratory for Nuclear Reactions of the United Institute for nuclear research in Dubna.
<i>AB</i>	
<i>Accepted by the Scientific Board:</i>	
<i>ASB</i>	

Defended on: 17.10.2022.

DE

Thesis defend board:

DB

President: dr Nataša Todorović

Member: dr Miodrag Krmar

Member: dr Srđan Rakić