



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI  
FAKULTET  
DEPARTMAN ZA FIZIKU



# **Moguća upotreba karakterističnog rendgenskog zračenja u fotoaktivacionoj analizi**

**- diplomski rad -**

Mentor: prof. dr Miodrag Krmar

Kandidat: Brankica Andelić

Novi Sad, 2014.

*Ovom prilikom želim da se zahvalim svom mentoru, prof. dr Miodragu Krmaru, na predloženoj temi i pomoći tokom izrade diplomskega rada. Za pomoć u eksperimentalnom delu kao i prilikom obrade podataka zahvalnost dugujem Janu Hansmanu.*

*Prijateljici i koleginici Agoti Kosoruš se zahvaljujem na saradnji, u nadi da će se ta saradnja nastaviti i u budućnosti.*

*Ipak, bez podrške najbližih ovaj rad ne bi bio ostvarljiv. Zato se najiskrenije zahvaljujem svojoj porodici, prijateljicama i Veliboru.*

## 1 SADRŽAJ RADA

2	UVOD .....	3
3	FOTOAKTIVACIJA.....	4
3.1	Izvor fotona.....	5
3.2	Zakočno zračenje .....	5
3.3	Držač uzorka.....	6
3.4	Neke moguće primene fotoaktivacije .....	6
4	FOTONUKLEARNE REAKCIJE .....	7
4.1	Mehanizam odvijanja fotonuklearnih reakcija .....	8
4.2	Apsorpcija kvanta elektromagnetskog zračenja.....	9
4.3	Dezintegracija složenog jezgra .....	11
4.4	Fotoaktivaciona merenja.....	12
5	OSNOVNE KARAKTERISTIKE DETEKTORA ZRAČENJA .....	15
5.1	Efikasnost detektora .....	15
5.2	Osetljivost detektora .....	16
5.3	Energetska rezolucija detektora.....	16
5.4	Vremenska rezolucija detektora .....	17
5.5	Efikasna zapremina detektora.....	17
6	POLUPROVODNIČKI DETEKTORI.....	18
6.1	Germanijumski detktori.....	18
6.2	Princip rada poluprovodničkih detektora .....	19
6.3	Spektri.....	19
7	EKSPERIMENT .....	20
7.1	Realizacija eksperimenta .....	21
7.2	Energetska kalibracija.....	22
7.3	Kalibracija oblika linija u spektru .....	23
7.4	Određivanje efikasnosti .....	24
7.5	Identifikacija linija za spektar indijuma In i zlata Au.....	25
7.6	Izbor linija i određivanje efikasnosti za date linije .....	27
7.7	Rezultati dobijeni za indijum In .....	28
7.8	Rezultati dobijeni za zlato Au .....	30
8	ZAKLJUČAK .....	32
9	LITERATURA .....	33
10	KRATKA BIOGRAFIJA .....	34
11	KLJUČNA DOKUMENTACIJA INFORMACIJA .....	35

## 2 UVOD

Aktivaciona analiza je jedna od metoda sa kojom može da se vrši kvalitativna i kvantitativna hemijska analiza elementarnih sastojaka uzorka. Pod pojmom aktivacije se podrazumeva nukelarna reakcija koja kao produkt ostavlja radioaktivno jezgro pa se detekcijom zračenja koje ono emituje (najčešće gama zračenja) dobijaju potrebne informacije. Osnovna odlika metode je da se ona bazira na principu aktivacije jezgara atoma koji su prisutni u uzorku. Postoje različite tehnike pomoću kojih se može izvršiti aktivacija. Neke od njih su neutronska aktivacija, fotoaktivacija, aktivacija nanelektrisanim česticama i druge. Pošto sama aktivacija ne dovodi do narušavanja strukture jezgra može da se zaključi da je aktivaciona analiza potpuno nedestruktivan metod pomoću kog može da se određuje koncentracija elemenata u nekom uzorku.

U ovom radu je razmotrena jedna od metoda aktivacije – fotoaktivacija. Aktivaciju u ovom slučaju izaziva foton. Da bi se mogla vršiti analiza potrebno je prvo da se sa fotonima aktivira uzorak, a potom sledi merenje.

Za merenja su potrebni pouzdani detektori kao što je na primer germanijumski detektor koji ima vrlo dobru energetsку rezoluciju. Nedostatak ovog detektora je što je velik, zahteva posebno hlađene sa tečnim azotom, a uz to su i dosta skupi. Ovaj problem bi mogao da se prevaziđe sa detektorima novije generacije. To su poluprovodnički CdTe detektori koji su dosta mali, jeftini i jednostavnvi za rukovanje. Kod njih se hlađenje ostvaruje preko Peltjeovog efekta. Međutim, nedostatak ovih detektora je slaba efikasnost na visokim energijama, što znači da je on pogodan samo za detekciju x-zračenja.

Zadatak ovog rada je da se ispita mogućnost dobijanja istih rezultata analiziranjem karakterističnog rendgenskog zračenja kao i u slučaju analiziranja gama zračenja u fotoaktivacionoj analizi. Ukoliko bi ovo dalo pozitivne rezultate, to bi značilo da se analiziranjem karakterističnog rendgenskog zračenja može doći do svih potrebnih informacija o uzorku kao i u slučaju standardne aktivacije. Za merenje bi mogao da posluži i CdTe detektor jer se sada radi o niskim energijama na kojima on ima dobru efikasnost. Ovo bi svakako doprinelo lakšoj realizaciji eksperimenata i u laboratorijama gde ne postoji mogućnost korištenja germanijumskog detektora.

Fotoaktivacija je dobar izbor jer nakon što jezgro doživi aktivaciju od strane fotona, ono će da izgubi najčešće neutron i nastaje novo jezgro koje je nestabilno. Ovo jezgro je neutron deficitarno i može da se raspadne preko elektronskog zahvata. Elektronski zahvat je uvek propraćen emisijom x-zračenja, što je i potrebno za ovu metodu.

U ovom radu je po prvi put upoređena fotoaktivaciona analiza pomoću gama zračenja i x-zračenja. Cilj rada je bio da se dobiju rezultati i uporedi, kako bi se razmotrila mogućnost primene.

### 3 FOTOAKTIVACIJA

Fotoaktivaciona analiza je jedna od nuklearnih aktivacionih tehnika koja se koristi pri merenju velikog broja elemenata. Prvi put počela je da se primjenjuje krajem prve polovine dvadesetog veka. Sa razvojem nuklearnih reaktora u kojima postoji visok fluks neutrona, više se pažnje posvetilo neutronskoj aktivacionoj analizi pa je fotonuklearna analiza bila zapostavljena sve dok se nije pojavio problem analize kiseonika neutronskom aktivacijom. Mogućnost korištenja elektrona ubrzanih akceleratorom je ovde dala pozitivne rezultate. Ova metoda se dosta razvijala šezdesetih godina, a korišteni su fotoni različitih energija, od 1.33MeV pa do 70MeV. Uprkos tome što je metoda dala dobre rezultate u različite analitičke svrhe, druge metode su u prednosti pri analizi, posebno neutronska aktivacija. Razlog tome je mali efikasni presek za fotonuklearne reakcije, pa samim tim i slabija aktivacija. Međutim, postoje jasne situacije gde se vidi prednost fotoaktivacione analize u odnosu na neutronsку aktivacionu analizu. Neki od razloga zbog kojih se koristi fotoaktivacija su sledeći:

- kada imamo uzorak koji sadrži elemente kao što su kiseonik, ugljenik, azot ili fluor. Oni ne mogu da se analiziraju neutronskom aktivacijom zbog toga što produkti neutronskih reakcija imaju nepogodne nuklearne parametre.
- kada uzorak sadrži znatnu količinu elemenata sa velikim efikasnim presekom za zahvat termalnih neutrona (bor i kadmijum) pa dolazi do atenuacije fluksa neutrona u uzorku (samoapsorpcija).
- kada uzorak sadrži različite elemente koji su aktivirani fluksom neutrona da bi proizvodili radionuklide sa gama linijama koje su identične ili se preklapaju. Tada postaje teško ili čak nemoguće analiziranje uzorka bez hemijskog odvajanja, pa se radi fotoaktivacija umesto neutronske aktivacije.
- kada uzorak sadrži dosta elemenata sa velikom vrednošću za efikasni presek ( $n, \gamma$ ) reakcije. Uzorak tada postaje jako radioaktivan pa je u tom slučaju opet fotoaktivaciona analiza pogodnija.

Da bi se vršili eksperimenti u oblasti fotoaktivacione analize potrebno je obezvestiti neke osnovne elemente, a to su:

- visokoenergetski izvor fotona
- držač uzorka
- sistem za pomeranje uzorka iz polja u kom postoji zračenje do detektora
- detektorski sistem

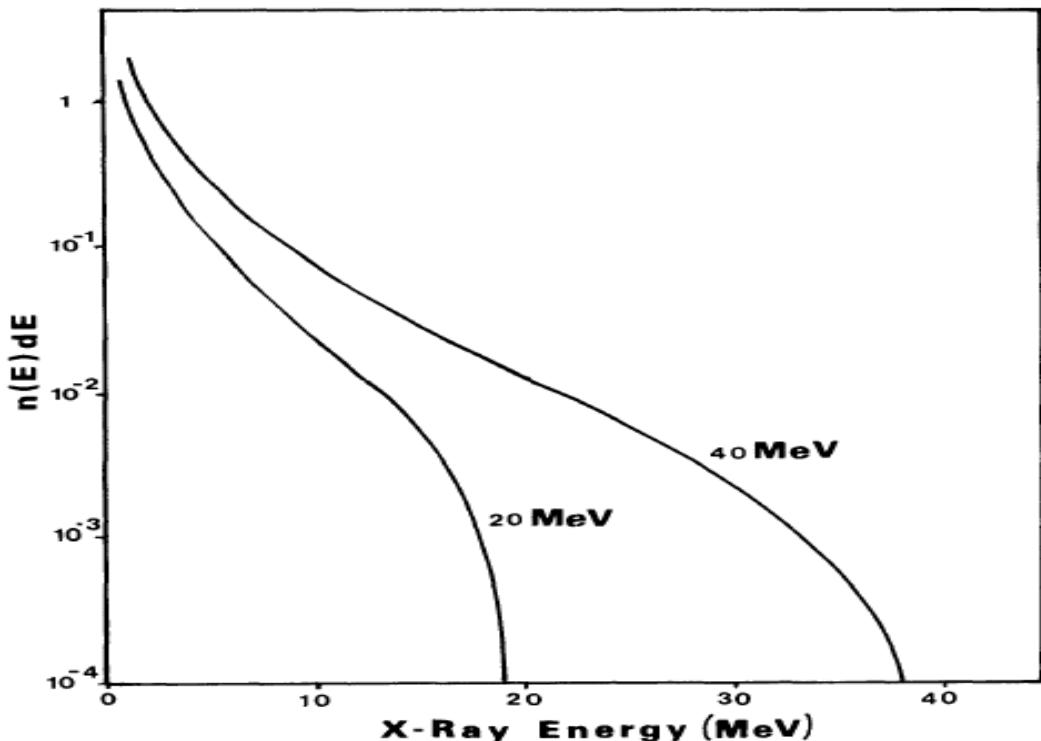
Sada ćemo posebno da razmotrimo kako se dobijaju fotoni, oblik njihovog spektra kao i uslove u kojima mora da se nalazi uzorak.

### 3.1 Izvor fotona

Pošto su zbog odvijanja fotonuklearnih reakcija potrebni visokoenergetski fotoni kao i veliki intenzitet fotonskog snopa, to nas dovodi do akceleratora koji su u stanju da ubrzaju elektrone do visokih energija. Kada elektroni dostignu određenu brzinu oni udaraju u metu pri čemu dolazi do njihovog naglog usporovanja i izbijanja elektrona iz unutrašnjih ljudskih atoma mete. Usporavanjem se stvara kontinuirani spektar zakočnog zračenja. Tako se stvara veliki fluks fotona zahvaljujući visokoenergetskim elektronima koji mogu da imaju energije od 15MeV pa do 60MeV. Za ubrzavanje elektrona najčešće se koriste linearni akceleratori, a meta je obično od materijala koji ima atome sa velikim masenim brojem.

### 3.2 Zakočno zračenje

Oblik spektra zakočnog zračenja prouzrokovano elektronima energije od 20MeV i 40MeV prikazan je na slici 2.1. Vidimo da je spektar kontinualan sve do maksimalne energije. Najviše je proizvedeno x-zraka sa niskom energijom, a relativno mali broj zraka je proizведен sa energijom bliskom maksimalnoj kao i sa maksimalnom energijom. Što je energija elektrona veća to će biti i veći broj fotona sa visokim energijama. Na oblik ovog spektra takođe utiče debljina mete kao i materijal od kog je meta.



Slika 2.1. Spektar x zračenja

### 3.3 Držač uzorka

Da bi fluks fotona koji dospevaju do uzorka bio maksimalan, potrebno je uzorak postaviti što je moguće bliže meti. Međutim, potrebno je uzeti u obzir da neki od elektrona mogu da prođu kroz metu i stignu do uzorka. Takođe, moguće je da se desi neuniformna aktivacija uzorka zbog značajnog transverzalnog i longitudinalnog gradijenta fluksa fotona u blizini mete. Prvi problem je rešen korištenjem tankog materijala koji se stavlja posle mete kako bi apsorbovao sve elektrone iz snopa. Drugi problem se rešava korištenjem malog tankog uzorka kako bi se efekti gradijenta fluksa sveli na minimum. Druga opcija je rotiranje uzorka u snopu kako bi svи delovi uzorka bili izloženi zračenju pod identičnim uslovima.

### 3.4 Neke moguće primene fotoaktivacije

Fotoaktivacija se primenjuje u mnogim oblastima nauke i tehnologije za analizu elemenata. Neki primeri primene su analiza sadržaja proteina u povrću i žitaricama, kontinualni monitoring prisustva selena u hrani za životnije. Zatim tu su i elementarna merenja zemljišta, atmosferske prašine, stena, fisionih elemenata sadržanih u nuklearnom gorivu, lakih elemenata u metalima visoke čistoće i u poluprovodnicima, kao i analiza širokog spektra uzorka biološkog porekla koja uključuju tkiva i tečnosti.

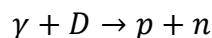
## 4 FOTONUKLEARNE REAKCIJE

Postoji veliki broj do sada poznatih nuklearnih reakcija. Radi lakšeg izučavanja one su podeljene u određene grupe i to prema nekim karakterističnim osobinama. Jednu grupu tih reakcija čine i fotonuklearne reakcije. Pod pojmom fotonuklearnih reakcija podrazumevaju se procesi u atomskom jezgru prilikom njegovog izlaganja gama ili x-zračenju energije veće od energije izdvajanja konstutuenata jezgra, kao što su na primer neutron, proton, alfa čestica i slično. Kada se ozrači jezgro meta, dolazi do apsorpcije kvanata zračenja i jezgro radijativnim prelazom dospeva na pobuđeno stanje a zatim se raspada uz emisiju čestice. Ovaj proces podseća na fotoefekat u atomske fizici, pa se iz tog razloga u literaturi može naći i pod nazivom nuklearni fotoefekat ili unutrašnji fotoefekat. Znači, da bi uopšte došlo do fotonuklearne reakcije osnovni uslov koji mora da bude ispunjen je:

$$E_\gamma > E_n, E_\gamma > E_p, E_\gamma > E_\alpha$$

gde su  $E_n$ ,  $E_p$  i  $E_\alpha$  vezivne energije neutrona, protona i alfa čestice redom. Ove reakcije možemo da zapišemo na sledeći način  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$  i  $(\gamma, \alpha)$ .

Prvi put fotonuklearna reakcija je izvedena prilikom proučavanja energije veze deuterona. Ovo su izveli 1934. godine Chadwick i Goldhaber, a reakcija je bila sledećeg oblika:



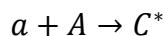
Ova reakcija se još naziva i reakcija fotodisocijacije. Na osnovu energije koju je gama foton morao da ima da bi došlo do dezintegracije deuterona dobijena je energija veze za deuteron koja iznosi 2.22MeV.

Kao i za ostale nuklearne reakcije, i ovde važe zakoni održanja nakelektrisanja, broja nukleona, impulsa, momenta impulsa, te zajedno zakon održanja energije i mase.

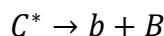
Kada je reč o mehanizmu odvijanja nuklearne reakcije razlikujemo dva pristupa. Prvi se bazira na Bohr-ovom modelu kapi i predstavlja teoriju složenog jezgra. Obično je ova teorija zadovoljavajuća kada je reč o nuklearnim reakcijama na niskim i srednjim energijama. Na visokim energijama ova teorija nije dala dobre rezultate pa je tako stvorena nova teorija – teorija direktnih nuklearnih reakcija. Ova teorija je bazirana na modelu ljsaka. Fotonuklearne reakcije se opisuju teorijom složenog jezgra.

## 4.1 Mehanizam odvijanja fotonuklearnih reakcija

Teoriju složenog jezgra je još 1936. godine predložio Niels Bohr. Po ovoj teoriji, jezgro predstavlja skup nukleona koji veoma jako interaguju međusobno. Ukoliko se neka upadna čestica uspe probiti do samog jezgra, ona biva zahvaćena od strane jakih nuklearnih sila. Zbog izuzetno jakih interakcija čestica vrlo brzo predaje svu svoju energiju do te mere da više ne može da napusti jezgro. Stvara se nova tvorevina nukleona koja se sastoji od upadne čestice i jezgra mete. Ovaj skup zajedno čini složeno jezgro  $C^*$ .



Unutar složenog jezgra nukleoni razmenjuju energiju sve dok jedan od njih ili čak skup nukleona, ne dobiju dovoljnu količinu energije da mogu da ga napuste. Složeno jezgro se raspada po nekom od mogućih kanala raspada u zavisnosti od energije pobude ali sasvim nezavisno od načina na koji je nastalo.



Na isti način se objašnjavaju i fotonuklearne reakcije. Ceo proces se odvija iz dva dela:

- apsorpcija kvanta zračenja kojom prilikom se stvara složeno jezgro
- raspad složenog jezgra kroz različite kanale

Efikasni presek za fotonuklearnu reakciju može da se predstavi kao:

$$\sigma(\gamma, b) = \sigma_C(\gamma)G_b$$

gde je:

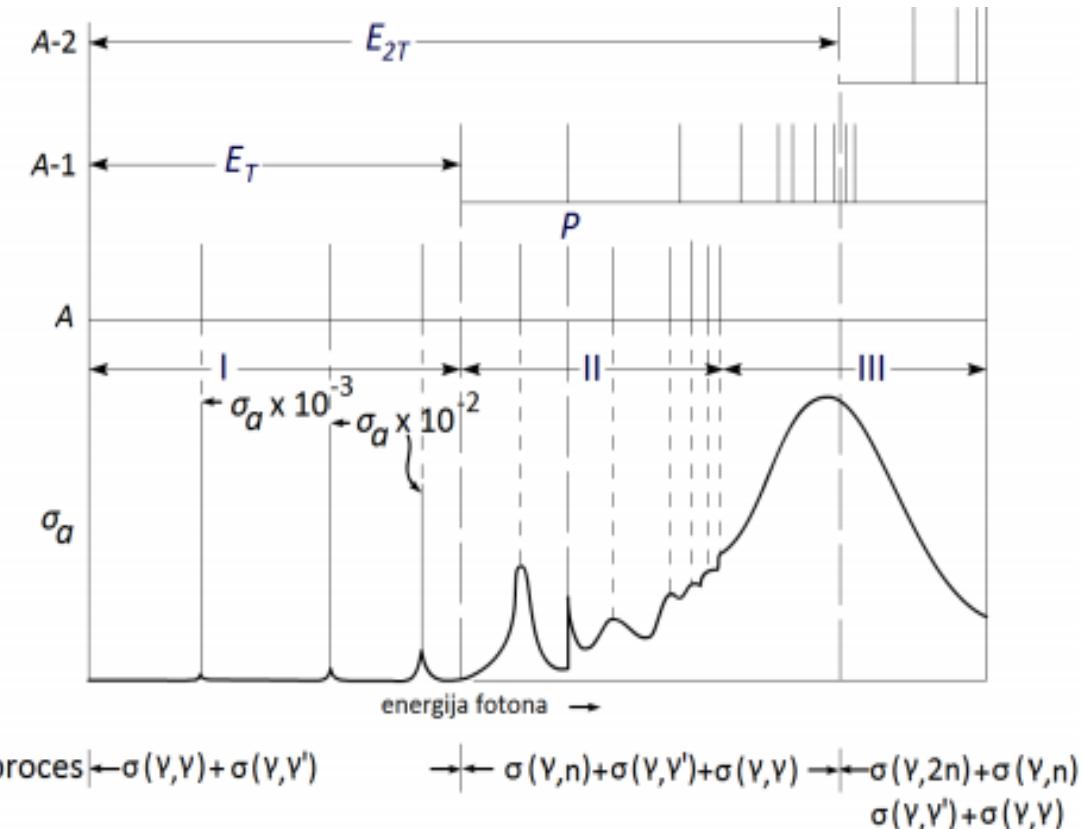
$\sigma_C(\gamma)$  – efikasni presek za apsorpciju fotona date energije, odnosno verovatnoća stvaranja složenog jezgra

$G_b$  - verovatnoća raspada složenog jezgra po kanalu u kom će biti emitovana čestica  $b$

Najveća je verovatnoća da će doći do emitovanja neutrona, odnosno do  $(\gamma, n)$  nuklearne reakcije. Verovatnoća za emisiju protona je znatno manja zbog Coulomb-ove barijere. Složeno jezgro može da se raspadne i emitovanjem alfa čestice, a za više energije pobude, odprilike 20MeV, moguće je uočiti i sledeće nuklearne reakcije  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, np)$ ,  $(\gamma, 2p)$ ,  $(\gamma, 3n)$ . Kod teških jezgara se na ovaj način može izazvati i fisija. Složeno jezgro se može raspasti i emitovanjem radijacije ali je za ovaj proces znatno manja verovatnoća nego za emitovanje čestice.

## 4.2 Apsorpcija kvanta elektromagnetskog zračenja

Efikasni presek za apsorpciju gama zračenja od strane jezgra veoma zavisi od energije zračenja i osobina jezgra na kome se interakcija odvija. Na slici 4.1 je prikazan apsorpcioni efikasni presek u zavisnosti od energije fotona.



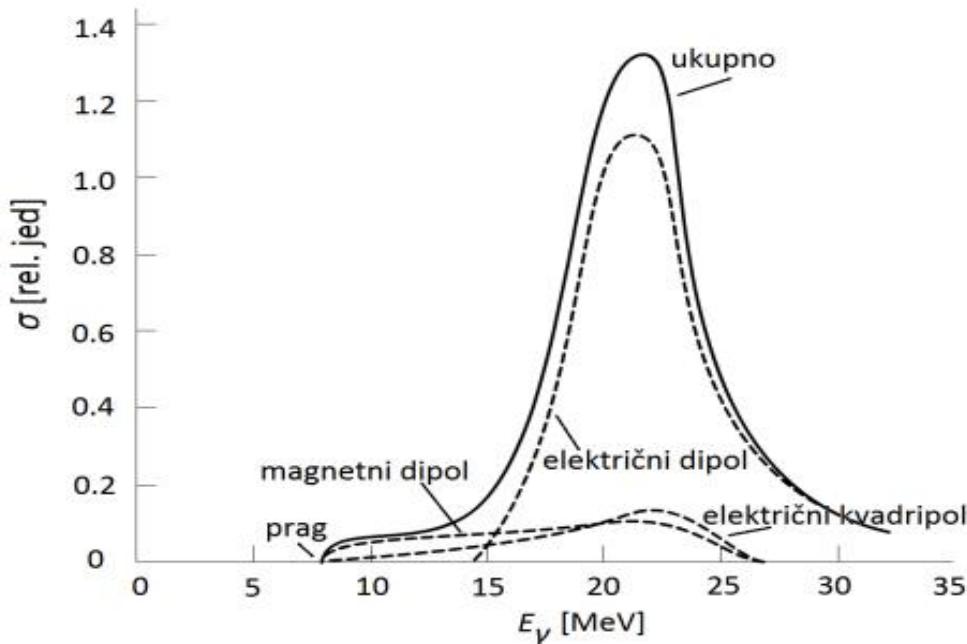
Slika 4.1. Apsorpcioni efikasni presek za idealizovano jezgro

Na slici su jasno naznačene tri oblasti (I, II i III). Prva oblast se odnosi na niske energije i u ovom području je moguće samo Thompson-ovo rasejanje ili pobuđivanje jezgra do nekog od njegovih nivoa što dovodi do apsorpcije u diskretnim energetskim nivoima. U oblasti II, iznad vezivne energije nukleona, moguće je uočiti apsorpcione pikove koji potiču od pobuđivanja nekog od viših energetskih nivoa jezgra, dok se u oblasti III efikasni presek za apsorpciju može predstaviti u obliku glatke krive. Maksimum apsorpcije se javlja na energijama od 20MeV i zavisi od masenog broja A. Pojava ovako širokog pika u energetskoj zavisnosti apsorpcionog preseka naziva se gigantska rezonanca. Položaj pika može da se odredi pomoću poluempirijske formule:

$$E_{MAX} = \frac{80}{\frac{1}{A^3}}$$

gde je A atomski broj jezgra na kome se dešava apsorpcija.

Sa slike je jasno da do emitovanja čestice nakon apsorpcije dolazi samo u oblasti II i III. U oblasti I foton ima manju energiju od energije veze nukleona. U oblastima II i III za srednja i teška jezgra širine energetskih nivoa su veće od njihovih međusobnih rastojanja tako da dolazi do njihovog međusobnog prekrivanja. Zakočno zračenje kojim se reakcija može izazvati je kontinuirano. Gama zračenje takođe nije strogo monohromatsko nego ima neki interval  $\Delta E$  velik u odnosu na energetska rastojanja nivoa složenog jezgra. Zbog toga kod energija pobude većih od vezivne energije nukleona, apsorpcija zračenja u ovoj oblasti neće pokazivati pojedinačne rezonantne efekte pošto je ona u stvari usrednjena preko velikog broja malih rezonantnih pikova. Iz tog razloga se efikasni presek za apsorpciju fotona u ovoj oblasti može predstaviti glatkom krivom čiji oblik zavisi od jezgra na kome se ovaj proces dešava. Mehanizam predaje energije elektromagnetskog zračenja jezgru su po prvi put objasnili, nezavisno, Migdal i Goldhaber i Teller [1]. Po njihovoj predpostavci usled dejstva elektromagnetskog zračenja u jezgru dolazi do kolektivnog kretanja svih protona u odnosu na neutrone i usled toga stvara se električni dipolni moment. Frekvenciju oscilovanja do kojeg nakon toga dolazi u jezgru izračunali su Steinwedel i Jensen [1], na modelu po kome se protoni i neutroni kreću u fiksiranoj sferi tako da se na taj način nuklearna materija menja po stastavu od tačke do tačke dok gustina celog jezgra ostaje konstantna. Po klasičnom hidrodinamičkom modelu jezgra moguće je protone i neutrone posmatrati kao dva nestišljiva fluida koji su međusobno izmešani i na osnovu hidrodinamičkih zakona moguće je dobiti frekvenciju oscilovanja ova dva fluida kao i porast potencijalne energije do koje dolazi zbog promene kompozicije jezgra. U svojim proračunima navedeni autori su posmatrali samo najdominantniju E1 interakciju. Kod većine jezgara to i jeste slučaj, najveći doprinos apsorpciji daje električna dipolna apsorpcija.



Slika 4.2. Uticaj E1, E2 i M1 radijacije na apsorpcioni presek

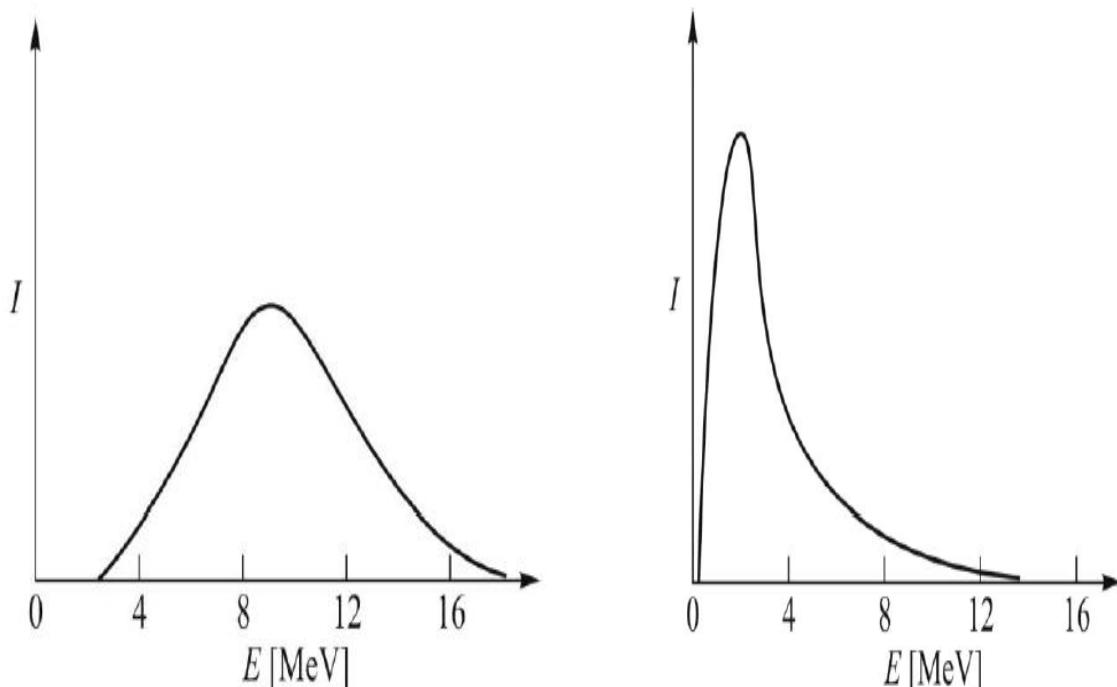
Na slici 4.2 prikazano je teorijsko predviđanje izgleda energetske zavisnosti apsorpcionog preseka kao i koliki je doprinos električne dipolne E1, električne kvadropolne E2 i magnetne

dipolne M1 radijacije u ukupnom preseku. Slika je dobijena na osnovu teorijskih predviđanja i statistike tako da su moguće razne fluktuacije od jezgra do jezgra.

### 4.3 Dezintegracija složenog jezgra

Prema teoriji složenog jezgra, ono se raspada za vreme od  $10^{-14}$ s. Vreme potrebno fotonu da pređe dijametar jezgra je reda veličine  $10^{-22}$ s, a to bi bilo karakteristično vreme za procese interakcije između nukleona. Znači, od momenta kada je složeno jezgro nastalo pa do momenta njegove dezintegracije ima dovoljno vremena da se odigra  $10^8$  procesa. Od toliko procesa postoji šansa da se kroz statističku razmenu energije pobude među nukleonima, steknu uslovi da jedan ili nekoliko njih u jednom trenutku dobiju dovoljno energije da napuste jezgro.

Po Bohr-ovoj predpostavci, način dezintegracije složenog jezgra zavisi od njegove energije ali ne i od načina na koji je nastalo. Sva selekciona pravila za angularne momente i parnost važe i u slučaju dezintegracije složenog jezgra sa nekog od njegovih pobuđenih nivoa. To je provereno na primerima fotodezintegracije lakih jezgara gde je na visokim energijama moguće uočiti razdvojene energetske nivoe. Kod težih jezgara dolazi do preklapanja energetskih nivoa i uz neodređenost energije upadnog fotona nemoguće je utvrditi koja su pojedinačna stanja složenog jezgra pobuđena tako da se može izvršiti samo usrednjavanje preko svih stanja pobuđenog jezgra i produkata reakcije i govoriti samo o verovatnoći da se neki proces odigra. Usrednjavanjem preko puno stanja moguće je teoretski dobiti samo uniformnu ugaonu distribuciju emitovanih čestica, što je i eksperimentalno potvrđeno. Ustanovljeno je da emitovani neutroni imaju Maxwell-ovu raspodelu po energijama, veoma sličnu raspodeli kakvu molekuli imaju prilikom isparavanja sa površine tečnosti. Na slici 4.3.



Slika 4.3. Energetski spektar protona i neutrona

prikazani su karakteristični energetski spektri neutrona i protona emitovanih u fotonuklearnoj reakciji. Može se uočiti da obe vrste čestica imaju statističku raspodelu energija. Jedina razlika je u tome što je maksimum distribucije protona pomeren ka višim energijama. Verovatnoća emitovanja protona je znatno manja zbog potencijalne barijere koju nanelektrisani proton mora savladati. Maksimum distribucije protona je između 1MeV i 2MeV.

#### 4.4 Fotoaktivaciona merenja

Da bi se postigla fotoaktivacija, potrebno je da jezgro bude pobuđeno kvantima elektromagnetskog zračenja. Iz pobuđenog u osnovno stanje jezgro prelazi emisijom različitih čestica pri čemu na kraju reakcije može nastati novi izotop.

Predpostavimo sada da imamo metu X u kojoj ima  $N_X$  atoma. Ako se ova meta ozrači fluksom fotona  $\Phi(E)$  određene energije u njoj može da se izazove neka fotonuklearna reakcija čiji produkt ćemo označiti sa Y. Da bi se uopšte ova reakcija odigrala neophodno je da energija upadnog fotona bude veća od energije praga za reakciju. Verovatnoća dešavanja ovog procesa data je sa efikasnim presekom  $\sigma_X(E)$  koji zavisi od energije. Ukupan broj stvorenih jezgara Y u fotonuklearnim reakcijama na meti X, u jedinici vremena biće:

$$\frac{dN_Y}{dt} = \sigma_X(E)\Phi(E)N_X \quad (1)$$

Nastali izotop Y može da bude nestabilan. Zato treba da se uzme u obzir da istovremeno, kako se stvaraju jezgra Y, dolazi i do njihovog raspadanja. Promena broja radioaktivnih jezgara izotopa Y u toku vremena opisuje se sledećom relacijom:

$$\frac{dN_Y}{dt} = \sigma_X(E)\Phi(E)N_X - \lambda_Y N_Y \quad (2)$$

gde je  $\lambda_Y$  konstanta raspada nestabilnog izotopa Y.

Rešavanjem ove diferencijalne jednačine (2), uz korištenje aproksimacije da je  $\sigma_X\Phi \ll \lambda_Y$  dobija se broj jezgara Y nakon vremena ozračivanja  $t_{ZR}$ :

$$N_Y = \frac{N_X}{\lambda_Y} \sigma_X(E)\Phi(E)(1 - e^{-\lambda_Y t_{ZR}}) \quad (3)$$

Ovaj izraz je odgovarajući u slučaju kada fotoni imaju tačno određenu energiju E. Međutim, zamislimo da imamo situaciju da su u snopu prisutni fotoni sa različitim energijama. U tom slučaju treba da izvršiti integraciju izraza  $\sigma_X(E)\Phi(E)dE$  po svim mogućim energijama, od minimalne, koja odgovara energiji praga nuklearne reakcije  $E_0$ , pa do neke maksimalne  $E_{MAX}$ .

Uzimajući ovo u obzir dobija se relacija:

$$N_Y = \frac{N_X}{\lambda_Y} (1 - e^{-\lambda_Y t_{ZR}}) \int_{E_0}^{E_{MAX}} \sigma_X(E) \Phi(E) dE \quad (4)$$

U ovom slučaju  $\Phi(E)$  predstavlja diferencijalni fluks fotona koji izazivaju datu nuklearnu reakciju. Ako se pozovemo na prethodni rezultat (4), lako se može naći izraz za indukovani aktivnost  $A_Y$ :

$$A_Y = N_Y \lambda_Y = N_X (1 - e^{-\lambda_Y t_{ZR}}) \int_{E_0}^{E_{MAX}} \sigma_X(E) \Phi(E) dE \quad (5)$$

gde je veličina:

$$R = \int_{E_0}^{E_{MAX}} \sigma_X(E) \Phi(E) dE \quad (6)$$

saturaciona aktivnost ili verovatnoća dešavanja nuklearne reakcije u jedinici vremena i po jednom atomu mete izložene zračenju. Jedinica je  $[s]^{-1}$ . Ova veličina može da se shvati i kao brzina odvijanja reakcije po jednom atomu posmatranog izotopa.

Aktivnost stvorena u meti tokom ozračivanja može se meriti na razne načine, a jedan od njih bi bio putem merenja intenziteta gama zračenja emitovanog od strane produkata reakcije. Pošto pojedinačne linije gama spektra odgovaraju prelazima u jezgru, potrebno je snimiti gama spektar kako bi se odredio broj detektovanih fotona, a za to su naravno potrebni detektori. Ako se sa nekim od uređaja za detekciju gama spektra vrši merenje tokom perioda  $t_{MER}$ , broj jezgara produkata reakcije  $N_R$ , koji će se u tom intervalu vremena ( $t_{MER} + \Delta t$ ) raspasti je:

$$N_R = \frac{N_X}{\lambda_Y} e^{-\lambda_Y \Delta t} (1 - e^{-\lambda_Y t_{MER}}) (1 - e^{-\lambda_Y t_{ZR}}) \int_{E_0}^{E_{MAX}} \sigma_X(E) \Phi(E) dE \quad (7)$$

Odnosno, uzimajući u obzir relaciju (6) sledi:

$$N_R = \frac{N_X}{\lambda_Y} e^{-\lambda_Y \Delta t} (1 - e^{-\lambda_Y t_{MER}}) (1 - e^{-\lambda_Y t_{ZR}}) \cdot R \quad (8)$$

gde je  $\Delta t$  vreme hlađenja, tj. period protekao od kraja ozračivanja do početka merenja.

Obično može da odgovara vremenu potrebnom za transport uzorka od mesta zračenja do mesta merenja.

U relaciji (8) sve veličine osim saturacione aktivnosti  $R$  i broja jezgara produkata reakcije  $N_R$  su direktno merljive veličine. Vrednost veličine  $N_R$  se određuje na osnovu snimljenog spektra pomoću gama linija.

Broj fotona registrovanih detektorom je:

$$N_\gamma = N_R \varepsilon p_\gamma \quad (9)$$

gde je  $\varepsilon$  totalna aktivnost detektora u piku totalne apsorpcije za posmatranu energiju, a  $p_\gamma$  je kvantni prinos, odnosno broj fotona posmatrane energije emitovanih po jednom raspadu.

Iz predhodne relacije (9) dobija se da je:

$$N_R = \frac{N_\gamma}{\varepsilon p_\gamma} \quad (10)$$

Iz izraza za  $N_R$ , relacija (8), sledi da je R:

$$R = \frac{N_R \lambda_Y}{N_X e^{-\lambda_Y \Delta t} (1 - e^{-\lambda_Y t_{MER}}) (1 - e^{-\lambda_Y t_{ZR}})} \quad (11)$$

Uvrštavanjem relacije (10) u prethodnu relaciju (11) dobija se izraz za saturacionu aktivnost u sledećem obliku:

$$R = \frac{N_\gamma \lambda_Y}{N_X \varepsilon p_\gamma e^{-\lambda_Y \Delta t} (1 - e^{-\lambda_Y t_{MER}}) (1 - e^{-\lambda_Y t_{ZR}})} \quad (12)$$

Kako su sve veličine u prethodnoj jednačini merljive to se pomoću nje može odrediti verovatnoća odigravanja nuklearne reakcije. Ukoliko je period poluraspada produkta reakcije mnogo veći od vremena merenja i ozračivanja, tj. članovi  $\lambda_Y t_{MER}$  i  $\lambda_Y t_{ZR}$  su mnogo manji od jedinice, to se gornja jednačina može predstaviti u jednostavnijem obliku:

$$R = \frac{N_\gamma}{N_X \varepsilon p_\gamma e^{-\lambda_Y \Delta t} \lambda_Y t_{MER} t_{ZR}} \quad (13)$$

Izjednačavanjem relacija (6) i (13) dobija se jednačina:

$$\int_{E_0}^{E_{MAX}} \sigma_X(E) \Phi(E) dE = \frac{N_\gamma}{N_X \varepsilon p_\gamma e^{-\lambda_Y \Delta t} \lambda_Y t_{MER} t_{ZR}} \quad (14)$$

Pošto su veličine sa desne strane merljive, ukoliko se aktivira meta poznatog efikasnog preseka za neku od fotonuklearnih reakcija, mogao bi se izračunati fotonski spektar  $\Phi(E)$ .

## 5 OSNOVNE KARAKTERISTIKE DETEKTORA ZRAČENJA

Detektori su uređaji koji vrše registrovanje ionizujućeg ili neutronskog zračenja. U njihovoj aktivnoj zapremini se odvija interakcija zračenja sa materijom, a kao rezultat te interakcije dobija se signal ili slika. Obradom signala ili slike dolazimo do informacija o osobinama zračenja. Tako možemo da odredimo intenzitet zračenja, energiju fotona, brzinu i enegriju čestica, njihovu masu, naielktrisanje, magnetni moment, spin i druge osobine. Materija u kojoj se odvija interakcija sa zračenjem može biti običan gas, poluprovodnik, scintilator, filmska emulzija, pregrevana tečnost, podhlađena para i slično. Razlikujemo dva tipa detektora, a to su integralni i diferencijalni. Integralni detektori mere ukupan efekat prolaska zračenja kroz materiju dok diferencijalni detektori imaju mogućnost da registruju pojedinačne čestice zračenja. Još jedna podela bi bila u zavisnosti koji tip informacija o zračenju dobijamo. Električni signal dobijamo pomoću električnih detektora, dok se slika dobija pomoću optičkih detektora.

Zahvaljujući detektorskoj tehnici danas imamo obilje informacija koje se odnose na strukturu jezgra i neke procese koji se odvijaju u jezgru, kao i informacije o elementarnim česticama. Realizovani su detektori različitog tipa i dizajna koji se dalje prilagođavaju potrebama istraživanja. Jasno je da napredak nuklearne fizike i fizike elementarnih čestica u velikoj meri zavisi od mogućnosti detektora, pa je zato jako bitno da se radi na poboljšanju osnovnih karakteristika detektora kao što su na primer:

- efikasnost
- osetljivost
- energetska rezolucija
- vremenska rezolucija
- efikasna zapremina

### 5.1 Efikasnost detektora

Pod ovim pojmom podrazumeva se verovatnoća da čestica zračenja bude detektovana. Od detektora se zahteva da registruje što je moguće veći broj čestica koje su na njega pale. Apsolutna ili totalna efikasnost definiše se kao odnos broja registrovanih događaja i broja događaja emitovanih iz izvora:

$$\varepsilon = \frac{N_R}{N_E}$$

gde je:

$N_R$  - ukupan broj registrovanih događaja

$N_E$  – ukupan broj emitovanih događaja

Ovako definisana efikasnost zavisi od geometrijske efikasnosti i sopstvene efikasnosti detektora. Geometrijska efikasnost zavisi od geometrijskih uslova eksperimenta i može se definisati kao odnos broja čestica koje padnu na detektor i ukupnog broja čestica emitovanih

iz izvora. U slučaju kada je emisija izotropna, geometrijska efikasnost bi predstavljala odnos prostornog ugla  $\Omega$  pod kojim čestice iz izvora padaju na detektor i ukupnog prostornog ugla od  $4\pi$  steradijana.

$$\varepsilon_g = \frac{\Omega}{4\pi}$$

Verovatnoća da čestica koja je dospela do detektora bude i registrovana pod pikom totalne apsorpcije predstavlja sopstvenu ili unutrašnju efikasnost detektora. Ona zavisi od energije upadnog zračenja i od atenuacionih svojstava detektora. Računamo je kao odnos broja registrovanih čestica  $N_R$  i broja čestica koje padnu na detektor  $N_u$ .

$$\varepsilon_s = \frac{N_R}{N_u}$$

Prema tome, totalna efikasnost je data kao:

$$\varepsilon = \varepsilon_s \varepsilon_g$$

Sve ovo se odnosi na efikasnost tačkastih izvora. Kod voluminoznih uzoraka ovo izgleda malo komplikovanije.

## 5.2 Osetljivost detektora

Osetljivost detektora predstavlja sposobnost detektora da registruje i male intenzitete nekog zračenja. Obično se detektori konstruišu tako da budu osetljivi u određenom energetskom opsegu i za određeni tip zračenja, te se u skladu sa tim i koriste. Osetljivost zavisi od :

- presek za jonizaciju – što je veći presek to je veća verovatnoća da će zračenje ostaviti deo ili celokupnu energiju u procesu jonizacije
- zapremine detektora – što je veća zapremina i gustina detektora to je veća verovatnoća za interakciju, a to je posebno bitno za slučaj neutralnih čestica
- šuma detektora - fluktuacije napona i struje su uvek prisutne, čak i kad nema upadnog zračenja, pa je bitno da jonizacioni signal bude veći od srednjeg nivoa šuma
- zaštitnog materijala koji okružuje detektor

## 5.3 Energetska rezolucija detektora

Energetska rezolucija se odnosi na sposobnost detektora koji radi u diferencijalnom režimu da razlikuje dve čestice bliskih energija. Ako bismo poslali monoenergetski snop zračenja u detektor, očekivali bismo da dobijemo oštar pik (delta funkciju). Međutim, ono što se u stvarnosti dobija je gausijana. Fotopik ima određenu širinu koja je posledica fluktuacija u ionizacionim i ekscitacionim procesima. Kako su sve bitne informacije sadržane pod ovim

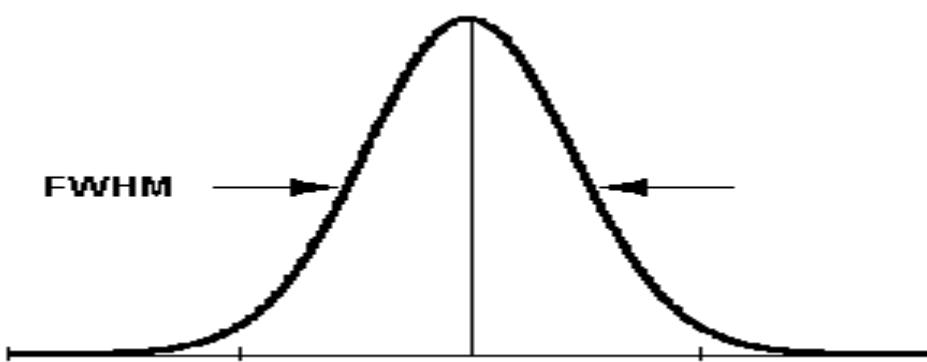
pikom, kao meru za rezoluciju uzimamo širinu na polovini visine fotopika. Dve energije koje su u ovom intervalu ne mogu da se razlože. Ako rezoluciju određujemo u energijskoj skali i izražavamo u procentima onda je možemo predstaviti na sledeći način:

$$R = \frac{\Delta E}{E_\gamma} \cdot 100[\%]$$

gde je:

$\Delta E$  - širina fotopika na polovini visine (FWHM – full width at half maximum)

$E_\gamma$  - energija upadnog  $\gamma$  zraka



Rezolucija zavisi od energije koja se deponuje u detektoru i bolja je kada se radi o višim energijama. Poznato je da germanijumski detektori imaju najbolju energetsku rezoluciju.

#### 5.4 Vremenska rezolucija detektora

Kada detektor registruje jednu česticu potrebno je da prođe određeno vreme pa da bi bio u stanju da registruje i sledeću koju bi tretirao kao nezavisan događaj. Ovo vreme, tokom kog detektor nije u mogućnosti da detektuje sledeću česticu, naziva se mrtvo vreme detektora. U aktivnoj zapremini detektora zračenje će da vrši ionizaciju. Prikupljanjem nastalog nanelektrisanja u detektoru električnog tipa stvara se naponski signal. Vreme potrebno da se nastalo nanelektrisanje sakupi određuje vremenku rezoluciju. Ako bi za to vreme naišla druga čestica, nanelektrisanje koje ona stvori bi se pridodalo prethodnom i izgledalo bi kao da je registrovana samo jedna čestica, a ne dve.

#### 5.5 Efikasna zapremina detektora

Pod ovim pojmom podrazumeva se zapremina onog dela prostora koji nakon interakcije sa zračenjem može da proizvede neki signal ili da za slučaj optičkih detektora, pokaže trag kojim su se čestice zračenja kretale. Često je potrebno da ova zapremina bude što je moguće veća. Iz tog razloga danas imamo detektore velikih dimenzija.

## 6 POLUPROVODNIČKI DETEKTORI

Rad poluprovodičkih detektora se bazira na interakciji zračenja sa kristalom poluprovodnika. Dva uslova koja su bila neophodna da zadovolje detektori sa medijumom u čvrstom stanju ispunili su poluprovodnici. Prvi uslov je da zračenje ima mogućnost lakog razdvajanja nanelektrisanja putem izbacivanja elektrona iz atoma, a drugi je da se električno polje u koje se jedan takav materijal postavi ne pokreće nikakvo drugo nanelektrisanje osim onog koje je stvorilo zračenje. Efikasnost detekcije zaračenja i velika energetska rezolucija ih je učinila nenadmašnim u spektroskopiji.

Kod njih se deketcija zasniva na efektu ionizacije. Pluprovodnici su materijali koji se po svojim provodničkim osobinama nalaze između izolatora i provodnika. U ovu klasu materijala spadaju elementi IV grupe periodnog sistema elemenata, a od njih su najzanačajniji Ge i Si ( $Z_{Si}=14$ ,  $Z_{Ge}=32$ ). Princip rada ovih detektora je analogan radu gasnih detektora. Zračenje se detektuje tako što se pomoću električnog polja prikupljaju nanelektrisanja koja nastaju nakon njegove interakcije sa materijom. Energija koja je potrebna da se stvori jedan par elektron-šupljuna je oko deset puta manja nego u gasnim detekorima. Međutim, upravo je zbog ove osobine rad nekih poluprovodničkih detektora moguć samo na niskim temperaturama. Veliki redni broj poluprovodničkih elemenata i gustina osetljive zapremine daju veliku zaustavnu moć i povećavaju efikasnot detekcije.

U ovom radu će biti predstavljeni rezultati koji su dobijeni snimanjem spektara u germanijumskom detektoru, stoga će rad ovih detektora biti detaljnije opisan.

### 6.1 Germanijumski detektori

Germanijumski detektori kao što i samo ime kaže su bazirani na kristalu germanijuma. Veliki redni broj Ge ( $Z=32$ ) obezbeđuje bolju detekciju fotona od silicijumskog detektora. Germanijumski datektor ima oko 60 puta veći efikasni presek za fotoefekat od silicijumskog detektora. Zbog male širine zabranjene zone elektroni lako prelaze u provodnu zonu čak i pri temperaturi od 300K (tabela 6.1), što je nepoželjno u detektorskim sistemima jer se u tom slučaju i ta nanelektrisanja prikupljaju, a ne samo ona koja su nastala u interkciji zarčenja sa detektorom. Zbog toga rad ovog detektora zahteva hlađenje do temperature tečnog azota.

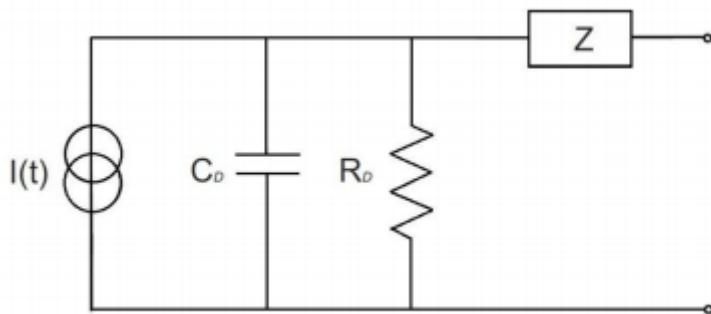
Tabela 6.1.

T(K)	Si	Ge
300	3.62 eV	-
77	3.81 eV	2.96 Ev

## 6.2 Princip rada poluprovodničkih detektora

### Stvaranje para elektron – šupljina i proces sakupljanja naelektrisanja

U sastavu ovog detektora je kristal germanijuma kod kojeg je ostvaren p-n spoj. Ovaj spoj predstavlja poluprovodničku diodu. PN spoj je inverzno polarizovan, što zanči da je neprovodan. Eletrično polje unutar oblasti prostornog naelektrisanja je snažnije nego u slučaju kada potiče samo od kontaktnog potencijala, što olakšava prikupljanje naelektrisanja. Kada kroz oblast prostornog naelektrisanja prolazi zračenje, ono gubi svoju energiju u interakciji sa poluprovodničkim kristalom i na svom putu stvara parove elektron-šupljina koji se prikupljaju pomoću opisanog električnog polja. Sakupljeno naelektrisanje može da stvori naponski signal. Ekvivalentno kolo germanijumskog detektora je predstavljeno na slici 6.1.



Slika 6.1. Ekvivalentno kolo germanijumskog detektora

Veličine  $C_D$  i  $R_D$  predstavljaju kapacitivnost kola i otpornost u oblasti u kojoj zračenje gubi svoju energiju.  $Z$  je impedansa kola, a sa  $I(t)$  je označen strujni generator. Signal se sa izlaza detektora vodi na predpojačavač pa dalje an pojačavač.

## 6.3 Spektri

Količina naelektrisanja koje stvori neka čestica zračenja ili foton prilikom svog potpunog zaustavljanja u aktovnoj zapremini detektora direktno je proporcionalna njenoj energiji. Neodređenost sa kojom se meri energija uglavnom potiče od mogućih fluktuacija u količini naelektrisanja koje detektor prikupi prilikom detekcije. Pošto su ove fluktuacije statističkog pirekla, njihova vrednost se smanji ako se poveća količina naelektrisanja. Dakle, što se više čestica prikupi to je energija tačnije određena. Prilikom praska zaračenja kroz poluprovodnički materijal stvara se više naelektrisanja nego u slučaju drugih detektora, a to znači da u slučaju detekcije zračenja iste energije, germanijumski detektor je u stanju da tačnije odredi energiju upadnog fotona ili čestice. Energetska rezolucija germanijumskih detektora je mnogo bolja nego bilo kojih drugih detektora.

## 7 EKSPERIMENT

Cilj eksperimenta jeste da se odredi odnos saturacionih aktivnosti dobijenih u slučaju analize gama i rendgenskog zračenja i na osnovu tog razmotri moguća upotreba karakterističnog rendgenskog zračenja u fotoaktivacionoj analizi. Ukoliko ovaj odnos bude jednak jedinici to znači da su vrednosti za saturacionu aktivnost dobijene na dva različita načina jednake. Fotoaktivaciona analiza bi se mogla realizovati posmatranjem x zraka što bi bilo znatno jednostavnije jer ne bi morali da se koriste germanijumski detektori koji imaju određene nedostatke u pogledu veličine, načina održavanja (hlađenje tečnim azotom) ali i cene. U ovom slučaju, korištenje CdTe detektora bi dalo dobre rezultate jer ima vrlo dobru efikasnost na niskim energijama, a za razliku od germanijumskog detektora, mnogo je praktičniji. Dodatna prednost je mogućnost analiziranja x zračenja kod onih uzoraka koji nemaju dovoljno dobar gama spektar.

Izraz za saturacionu aktivnost u slučaju gama zračenja je dat u poglavlju 4.4 preko relacije (13) kao:

$$R_\gamma = \frac{N_\gamma}{N_X \varepsilon_\gamma p_\gamma e^{-\lambda_Y \Delta t} \lambda_Y t_{MER} t_{ZR}} \quad (15)$$

gdje je:

$R_\gamma$ -satuarciona aktivnost dobijena preko gama zračenja

$N_\gamma$ -broj registrovanih gama fotona u piku totalne apsorpcije

$N_X$ -broj jezgara mete (uzorka)

$\varepsilon_\gamma$ -efikasnost detektora za određenu vrednost energije gama linije

$p_\gamma$ -kvantni prinos za gama liniju

$t_{MER}$ -vreme merenja, odnosno vreme snimanja uzorka u detektoru

$t_{ZR}$  - vreme zračenja

$\Delta t$  - vreme hlađenja

$\lambda_Y$  - konstanta raspada

Za rendgensko zračenje ovaj izraz bi imao sledeću formu:

$$R_x = \frac{N_x}{N_X \varepsilon_x p_x e^{-\lambda_Y \Delta t} \lambda_Y t_{MER} t_{ZR}} \quad (16)$$

ovde je:

$R_x$ -saturaciona aktivnost dobijena preko x zračenja

$N_x$ -broj registrovanih x fotona u piku totalne apsorpcije

$\varepsilon_x$ -efikasnost detektora za određenu vrednost x linije

$p_x$ -kvantni prinos za x liniju

Svi faktori sa leve strane u relacijama (15) i (16) su merljive veličine tako da je eksperimentom moguće doći do njihovih vrednosti. Ukoliko se podeli izraz (16) sa izrazom (15) dobija se odnos saturacionih aktivnosti a uz to dolazi i do skraćivanja određenih veličina koje su iste u oba izraza.

Odnos saturacionih aktivnosti je prema tome:

$$\frac{R_x}{R_\gamma} = \frac{N_x \epsilon_\gamma p_\gamma}{N_\gamma \epsilon_x p_x} \quad (17)$$

Dakle, za određivanje odnosa potrebno je pronaći odgovarajuće linije u spektru, odrediti njihove odbroje, kvantne prinose i naravno efikasnosti na datim energijama.

## 7.1 Realizacija eksperimenta

U eksperimentu su korištena dva uzorka. Uzorak zlata Au je imao masu 3,2g a uzorak indijuma In 2,22g. Oba uzorka su bila u obliku diska debljine 1mm i prečnika 3cm. Producija visokoenergetskih fotona je vršena pomoću medicionskog 15MeV-skog linearног akceleratora VARIAN 2100C koji se nalazi na Institutu za onkologiju u Sremskoj Kamenici. Uzorci su bili izloženi zračenju 1min i 36s.

Nakon toga su aktivirani uzorci odneseni u Laboratoriju za nuklearnu fiziku, na Departmanu za fiziku u Novom Sadu, i tamo je snimljen njihov spektar pomoću HPGe detektora. Relativna efikasnost ovog detektora je 36%. Detektor ima 18cm olovne zaštite i 1,5cm zaštite od bakra. Snimanje spektara za indijum je trajalo 1500s, a za zlato 3600s. Spektri su snimljeni u 16.384 kanala. Korišten je višekanalni analizator proizvođača CANBERA.

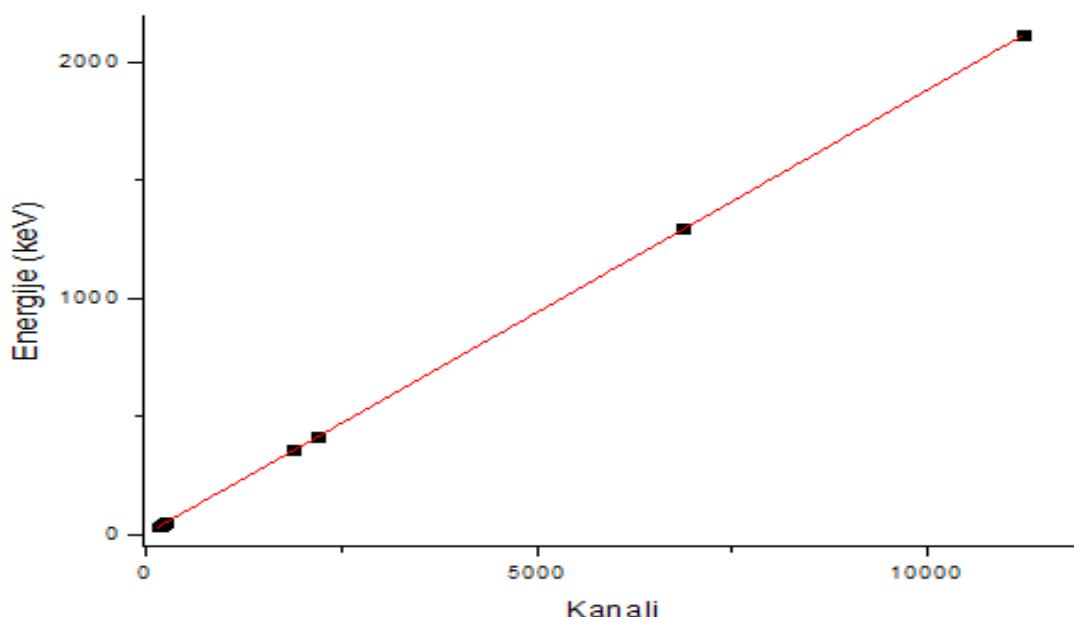
## 7.2 Energetska kalibracija

Da bi spektri mogli da se obrade i da bi se došlo do potrebnih informacija o karakterističnim linijama, neophodno je pre svega da se izvrši energetska kalibracija, odnosno da svakom kanalu dodeli odgovarajuća energija. U tu svrhu korišteni su prethodno snimljeni spektri Ba i Tb za koje su poznati karakteristični niskoenergetski pikovi. Ba i Tb su snimljeni upotrebom fluorescentnog izvora, dok su Au i In dobijeni aktivacijom. Iz spektra In i Au uzete su linije za koje su sa sigurnošću mogle da se odrede energije. U tabeli 7.1. su prikazani izvori zračenja, kanali i tablične vrednosti energije na osnovu kojih je program Aptec odradio energetsku kalibraciju spektara In i Au.

Tabela 7.1

Spektar	Kanal	Energija (keV)
Ba	140	32.06
Ba	167	36.55
Tb	213	44.23
Tb	248	50.65
Au	1885	355.58
Au	2184	411.80
In	6871	1293.5
In	11219	2112.32

Grafički predstavljeni rezultati iz prethodne tabele izgledaju kao što je prikazano na slici 7.1, a parametri za jednačinu oblika  $y = A + B_1x + B_2x^2$  su dati u tabeli 7.2.



Slika 7.1 Energetska kalibracija

Tabela 7.2

parametar	vrednost	Greška
A	4,71387	0,53462
B1	0,18658	3,81339E-4
B2	1,15517E-7	3,32132E-8

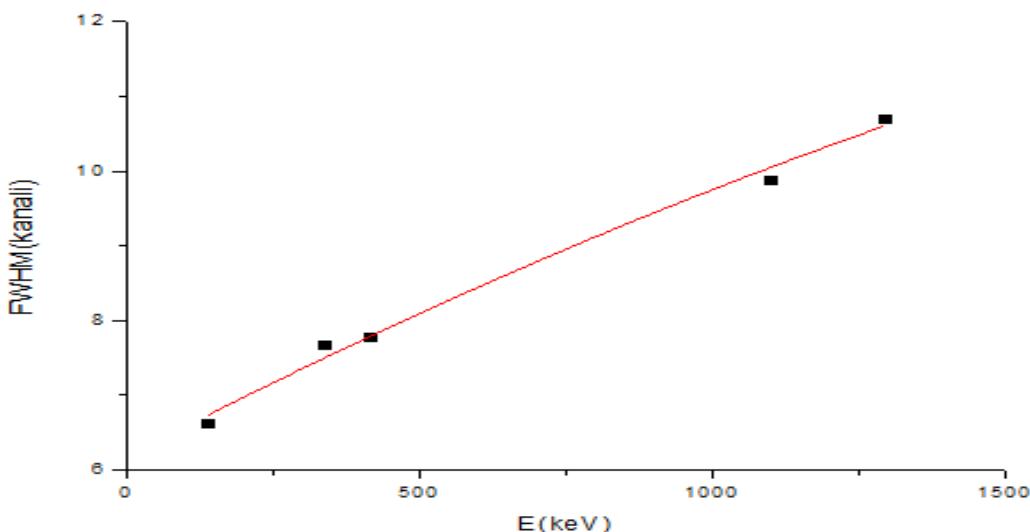
### 7.3 Kalibracija oblika linija u spektru

Širina linije je energetski zavisna veličina i uz poznavanje ove zavisnosti moguće je izvršiti kalibraciju spektra na širinu linije ili kalibraciju na oblik. Ova kalibracija je od izuzetnog značaja za razdvajanje dubleta i može da se odradi pomoću programa Aptec. Kalibracija je izvršena tako što su za određene kanale i energije, za koje se zna pouzdano da nisu dubleti, unesene izmerene vrednosti širine na polovini visine pika (FWHM u kanalima), a na osnovu njih program je odradio kalibraciju za sve pikove u odnosu na ove vrednosti. Podaci su prikazani u tabeli 7.3.

Tabela 7.3

redni broj pika	uneseni podaci (mereni sa spektra)			Odstupanje merene od računate vrednosti za FWHMM %
	Kanal	energija(kev)	FWHM	
1.	726	139,574	6,625	1,65
2.	1782	336,195	7,673	2,34
3.	2211	416,362	7,774	0,21
4.	5828	1096,65	9,878	1,62
5.	6871	1293,50	10,706	0,99

Na sledećem grafiku (slika 7.2) prikazan je FWHM u zavisnosti od energije. Parametri za jednačinu oblika  $y = A + B_1x + B_2x^2$  su dati u tabeli 7.4. Srednje odstupanje je 1,36 %.



Slika 7.2 Kalibracija oblika

Tabela 7.4

Parametar	vrednost	Greška
A	6,17433	0,33225
B1	0,0041	0,00132
B2	-5,2143E-7	8,90479E-7

#### 7.4 Određivanje efikasnosti

Poznato je da efikasnost detekcije ima energetsku zavisnost. Za većinu detektora efikasnost veoma brzo raste sa porastom energije, sve do neke maksimalne vrednosti koja se nalazi u širokoj energetskoj oblasti, negde oko 100 keV. Na kojoj energiji će se nalaziti maksimum efikasnosti veoma zavisi od unutrašnje strukture detektora. Nakon maksimuma, efikasnost detektora eksponencijalno opada sa porastom energije.

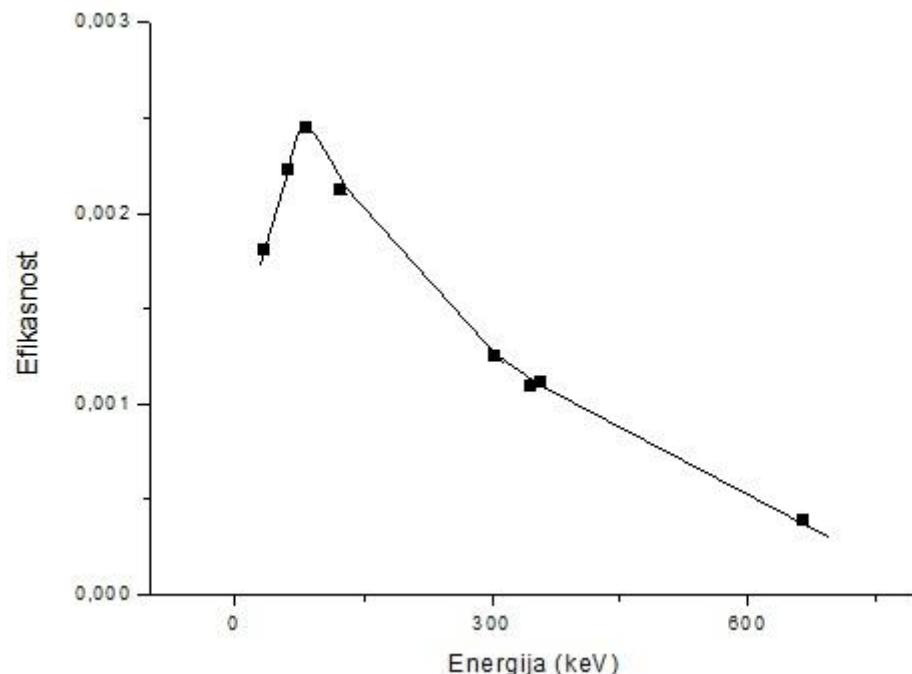
Da bi se došlo do energetske zavisnosti za dati detektor, snimljeni su spektri tačkastih izvora američijuma Am-241, barijuma Ba-133, cezijuma Cs-137 i europijuma Eu-152. Svi spektri su snimani 1000s, a nalazili su se na rastojanju 20cm od detektora.

Nakon kalibracije, identifikovani su pikovi, a za najintenzivnije pikove izračunata je efikasnost detekcije, uzimajući u obzir pozнату aktivnost svakog izvora na dan merenja. Dobijeni rezultati su prikazani u tabeli 7.5.

Tabela 7.5

Efikasnost tačkastog izvora	Energija (keV)
0,00182	32
0,00223	59,5
0,00246	81
0,00213	121,78
0,00126	302
0,00110	344,28
0,00112	356
0,00040	661,7

Grafik zavisnosti efikasnosti od energije u slučaju tačkastog izvora na visini 20cm prikazan je na slici 7.3.

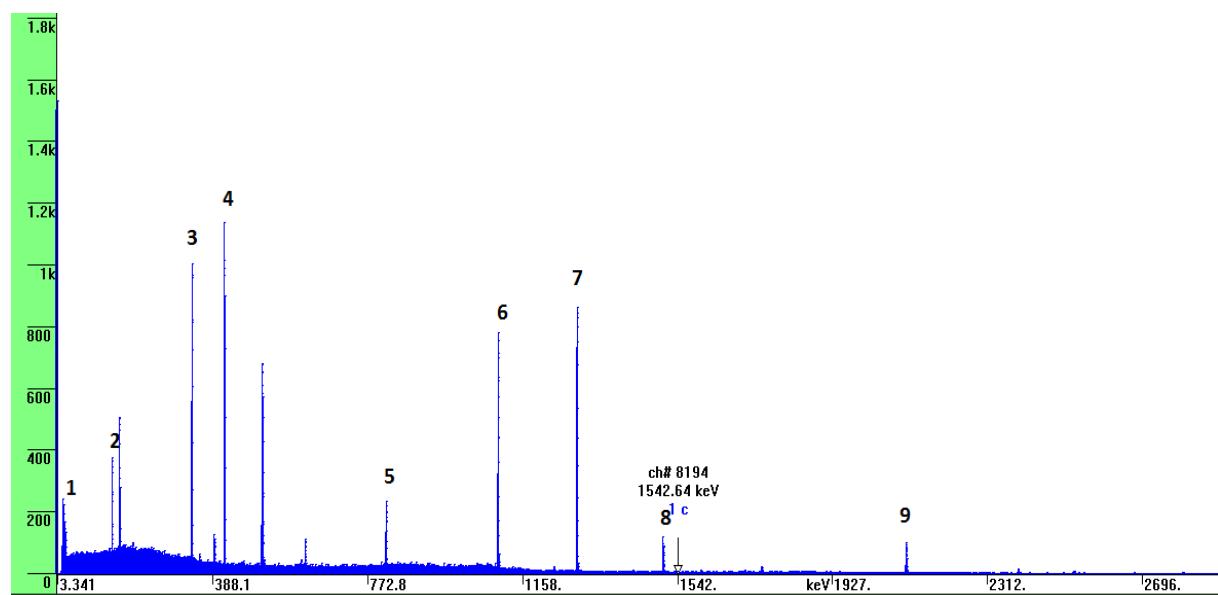


Slika 7.3. Zavisnost efikasnosti od energije za tačkasti uzorak na visini 20cm

## 7.5 Identifikacija linija za spektar indijuma In i zlata Au

Kada se ustanovi energetska kalibracija i kalibracija oblika, onda može da se pristupi identifikaciji linija u spektru.

Prvo ćemo razmotriti spektar indijuma. Na slici 7.4 je prikazan izgled spektra sa označenim pikovima. U tabeli 7.6 su prikazane vrednosti za kanale, energije i prinose odgovarajućih linija, kao i odakle potiču.



Slika 7.4 Spektar indijuma

Tabela 7.6

redni broj pika	kanal	energija (keV)	prinos (%)	Poreklo
1.	106	23,2542	18,4	In <sup>m</sup> -115, $K_{\alpha 1}$
2.	726	138,372	3,29	In-116
3.	1782	336,258	45,8	In <sup>m</sup> -115
4.	2211	416,92	29,2	In-116
5.	4347	818,74	11,5	In-116
6.	5828	1097,29	56,2	In-116
7.	6871	1293,59	84,4	In-116
8.	8007	1507,68	10,0	In-116
9.	11219	2112,32	15,6	In-116

Pikovi označeni sa rednim brojem 1 i 3 su nastali kao posledica pobuđivanja sa fotonima. Nakon pobuđivanja stvoren je izomer In<sup>m</sup>-115 koji emituje dve linije prikazane u spektru. Dakle, ove linije su posledica detekcije gama zračenja od strane pobuđenog atoma indujuma nastalog u fotonuklearnoj reakciji. Prva linija odgovara x zračenju, a druga je gama linija. Sve ostale linije vode poreklo od In-116 koji je nastao zahvatom neutrona. In-114 koji bi nastao fotonuklearnom reakcijom nije ni primećen u spektru.

U tabeli 7.7 su prikazani podaci vezani za linije iz spektra zlata Au, a na slici 7.5 je dat izgled njegovog spektra.

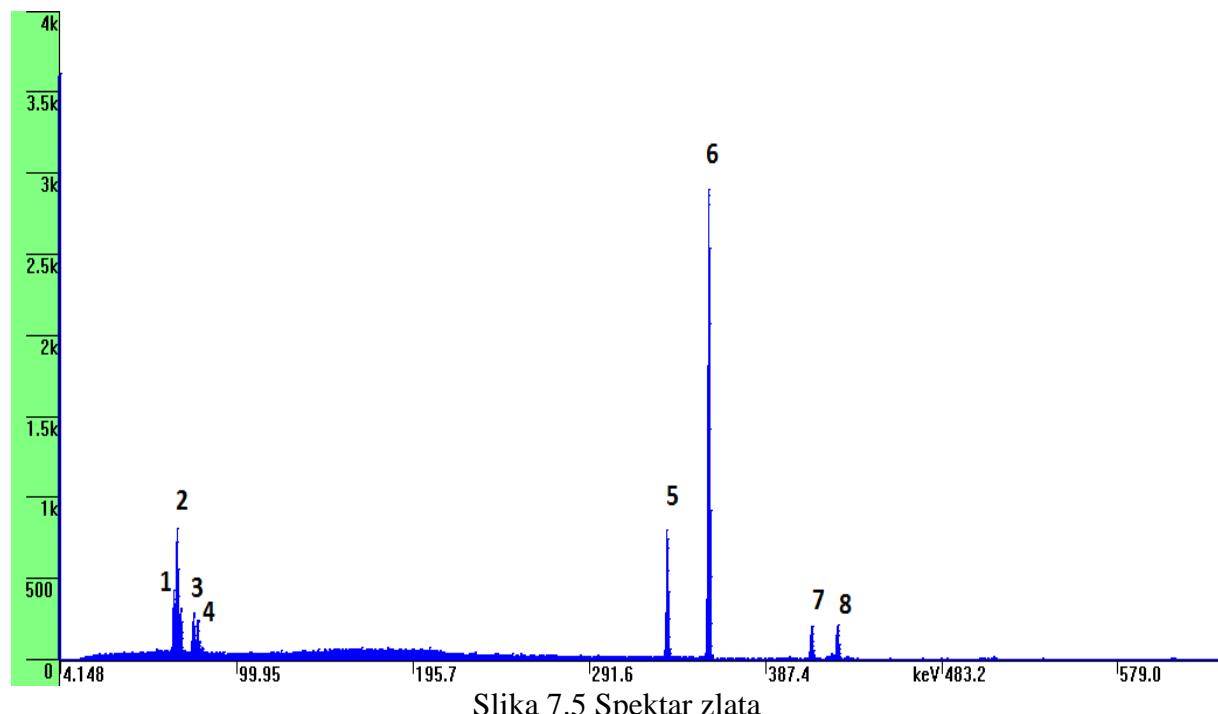


Tabela 7.7

redni broj pika	kanal	energija (keV)	prinos (%)	Poreklo
1.	331	65,122	21,6	Au-196, Pt $K_{\alpha 2}$
2.	340	66,831	37	Au-196, Pt $K_{\alpha 1}$
3.	388	75,634	12,3	Au-196, Pt $K_{\beta 1}$
4.	400	78,123	3,19	Au-196, Pt $K_{\beta 2}$
5.	1764	332,87	22,9	Au-196
6.	1885	355,58	87	Au-196
7.	2184	411,81	95,5	Au-198
8.	2259	425,64	7,2	Au-196

Linija pod rednim brojem 7 je nastala zahvatmom neutrona. Sve ostale linije pripadaju zlatu Au-196 koje je nastalo kao posledica fotonuklearne reakcije.

## 7.6 Izbor linija i određivanje efikasnosti za date linije

Kada je izvršena identifikacija pikova može i da se pristupi odabiru odgovarajućih linija za dalju analizu. U spektru indijuma treba da se odaberu linije koje su nastale kao posledica fotopobuđenja, odnosno linije koje pripadaju izomeru. Postoje takve dve linije, jedna je gama linija, a druga je u oblasti rendgenskog zračenja. U spektru zlata situacija je malo drugačija jer je većina linija nastala fotonuklearnom reakcijom što pruža veći izbor. Pri izboru ovih linija osnovni kriterijum kojim se treba voditi pored poznavanja porekla linije je veći intenzitet i što je moguće bolja definisanost radi preciznijeg određivanja odbroja. Dakle, bitno je da se izaberu „lepe“ linije koje mogu precizno da se analiziraju. Za x zračenje odabrana je prva linija u dubletu zbog poznavanja porekla. Linije iz tripleta nisu uzete u razmatranje jer poreklo treće linije nije poznato. Za gama liniju je odabrana linija koja ima najveći intenzitet kao i dobru definisanost.

Uzimajući u obzir navedene činjenice, iz spektra indijuma odabrane su linije energije  $E_1 = 23,2542 \text{ keV}$  i  $E_2 = 336,258 \text{ keV}$ , a iz spektra zlata linije energije  $E_1 = 75,634 \text{ keV}$  i  $E_2 = 355,58 \text{ keV}$ .

U poglavljiju 7.4 određena je efikasnost za tačkasti uzorak koji se nalazi na visini 20cm. Pomoću grafika zavisnosti efikasnosti od energije, prikazanog na slici 7.3, određene su efikasnosti za odabrane energije koje će da se koriste u analizi rendgenskog i gama zračenja, a rezultati su dati u tabeli 7.8.

Tabela 7.8

Efikasnost tačkastog izvora	Energija (keV)
0,00162	23,2542
0,00238	75,634
0,00112	336,258
0,00104	355,58

Znajući efikasnosti za tačkaste izvore na datim energijama može se relativno brzo da doći do vrednosti za efikasnosti u slučaju kada se dimenzije uzorka ne mogu zanemariti. Ovde posao znatno olakšava program Angle. Program zahteva unošenje podataka koji se odnose na konfiguraciju detektora, geometriju detektora, kontejnere za uzorke, izvor, energijski deo od interesa, dimenzije, itd. Na osnovu unesenih podataka program koriguje efikasnost i za efekat samoapsorpcije koji je znatno više izražen kod x zraka. Dakle, ovaj program je u mogućnosti da za date energije i položaj tačkastog uzorka izračuna prostorne uglove pod kojima zračenje pada u detektor. Ovi uglovi su označeni sa  $\Omega_t$ . Takođe, određeni su i prostorni uglovi za uzorak indijuma In koji ima oblik diska prečnika 3cm i bio je smešten na visini 6cm, kao i za uzorak zlata Au istog oblika ali je bio na kapi detektora. Uzimajući u obzir proporciju, efikasnost uzorka je određena na sledeći način:

$$\varepsilon_u = \frac{\varepsilon_t \Omega_u}{\Omega_t}$$

Dobijeni rezultati su prikazani u tabeli 7.9.

Tabela 7.9

Energija (keV)		Efikasnost tačkastog izvora $\varepsilon_t$	Prostorni ugao tačkastog izvora $\Omega_t$	Prostorni ugao uzorka $\Omega_u$	Efikasnost uzorka
In	23,2542	0,00162	0,04443779	0,01739057	0,000634
Au	75,634	0,00238	0,04753034	0,3368301	0,01687
In	336,258	0,00112	0,04298342	0,2750977	0,00072
Au	355,58	0,00104	0,04273899	1,050409	0,02556

## 7.7 Rezultati dobijeni za indijum In

Detaljno analizirajući spektar indijuma odabrane su linije energije  $E_1 = 23,2542 \text{ keV}$  i  $E_2 = 336,258 \text{ keV}$ , koje nastaju usled pobuđivanja jezgra fotonom. Za ove linije pomoću fita je određen odbroj N i efikasnost detekcije  $\varepsilon$ . Na slici 7.6 je prikazan dublet iz kog je odabrana druga linija jer se prva nalazi na početku spektra i delom dolazi do odsecanja te

linije. Na slici 7.7 je prikazan izgled gama linije od  $E=336,258\text{keV}$ . Svi dobijeni rezultati su dati u tabeli 7.10.

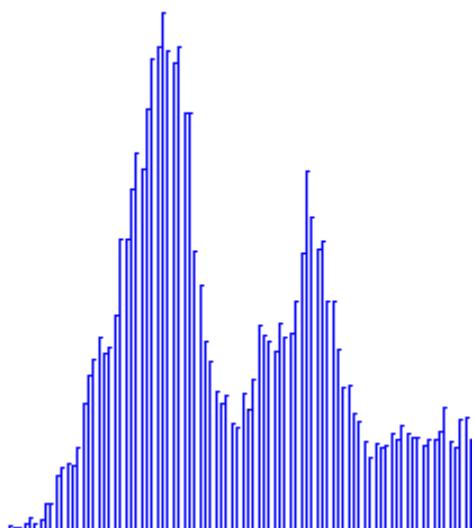
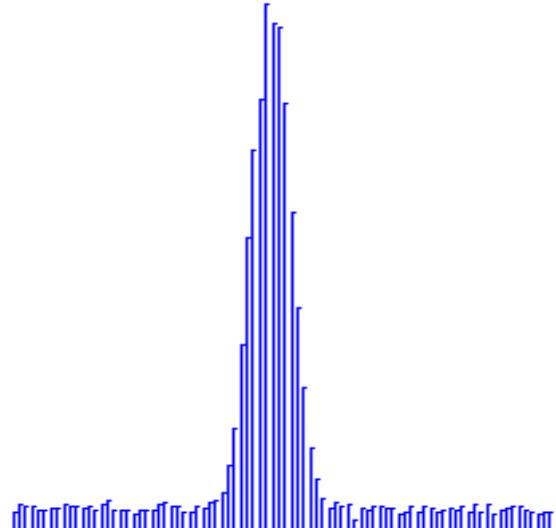
Slika 7.6  $E=23,2542\text{keV}$ Slika 7.7  $E=336,258\text{keV}$ 

Tabela 7.10

	$E_1 = 23,2542\text{keV}$	$E_2 = 336,258 \text{ keV}$
N	1148	7658
p	18,4 %	45,8 %
$\varepsilon$	0,000634	0,00072

Odnos saturacionih aktivnosti se prema relaciji (17) određuje na sledeći način:

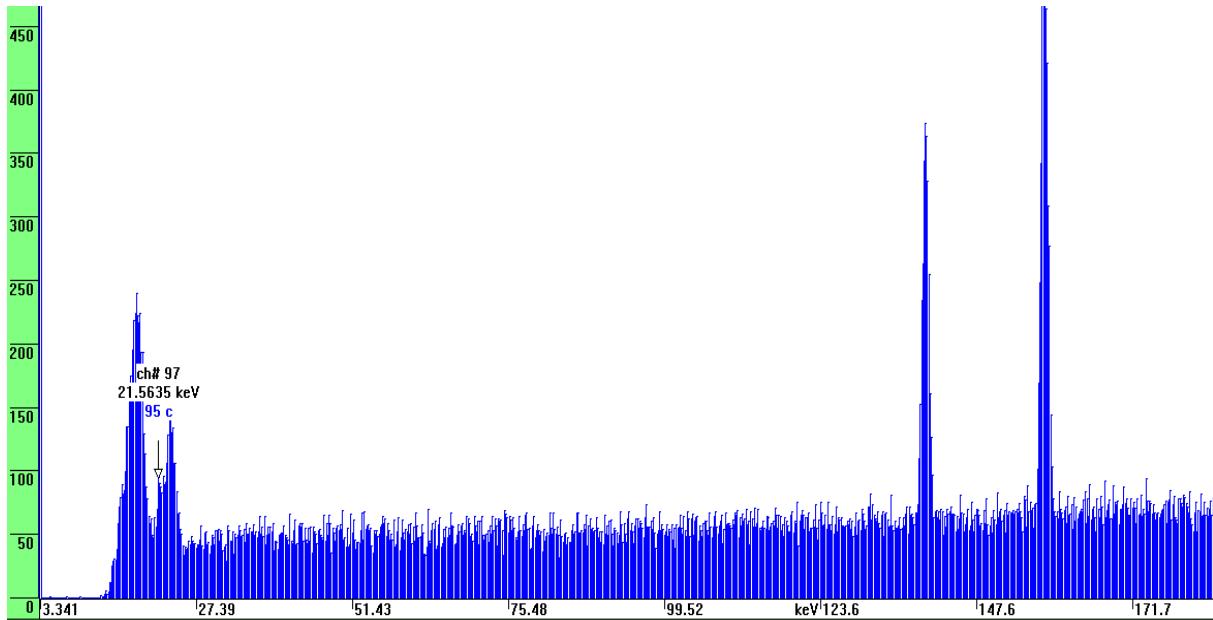
$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{N_1 \varepsilon_2 p_2}{N_2 \varepsilon_1 p_1} = \frac{1148 \cdot 45,8 \cdot 0,000634}{7658 \cdot 18,4 \cdot 0,00072} = 0,33$$

gde je:

$R_1$ -saturaciona aktivnost dobijena preko x zračenja

$R_2$  - saturaciona aktivnost dobijena preko  $\gamma$  zračenja

Saturaciona aktivnost koja bi se dobila preko x zračenja bi bila tri puta manja od dobijene pomoću gama zračenja. Ovaj odnos bi trebao da bude jednak jedinici, međutim, postoje određeni razlozi zbog kojih to nije tako. Energije indijuma su suviše niske za detektor pa je na početku spektra došlo do odsecanja linije što unosi odgovarajuću grešku. Na slici 7.8 predstavljen je taj deo spektra.



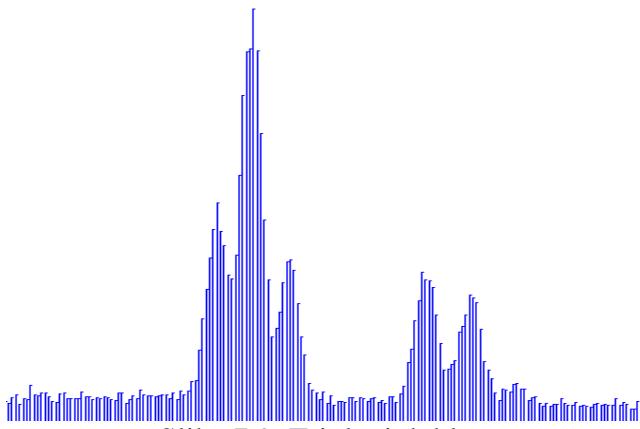
Slika 7.8. Spektar indijuma

Jedna linija u spektru je ostala neidentifikovana. Na slici 7.8 se nalazi poslednja. Ova linija ima energiju 157,8keV i veliki intenzitet, stoga je opravdانا sumnja da uzorak nije čist i da se unutar njega nalazi još nešto što doprinosi dobijenom rezultatu.

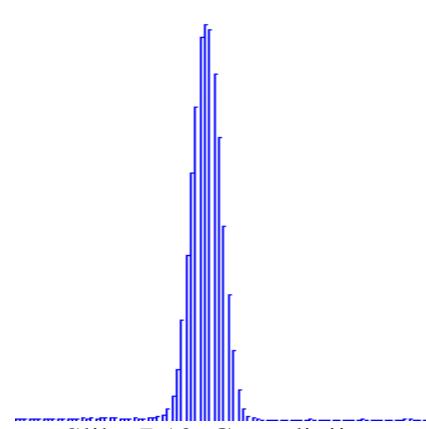
Takođe, određivanje efikasnosti na ovako niskim energijama unosi grešku jer najmanja vrednost energije na osnovu koje je nacrtan grafik prikazan na slici 7.3 iznosi 32keV.

## 7.8 Rezultati dobijeni za zlato Au

U spektru zlata linije energije  $E_1 = 75,634\text{keV}$  i  $E_2 = 355,58\text{keV}$  su se pokazale kao najbolji kandidati za dalje razmatranje. Za njih je takođe pomoću fita određen odbroj N kao i efikasnost  $\varepsilon$ . Na slici 7.9 je prikazan triplet i dublet. Linije iz dubleta su uzete u razmatranje jer se svakoj, za razliku od tripleta, poznaje poreklo. Zbog većeg intenziteta odabrana je prva linija iz dubleta. Za gama liniju je odabrana linija sa najvećim prinosim. Sa slike 7.10. se vidi da je ova linija dobro definisana.



Slika 7.9. Triplet i dublet



Slika 7.10. Gama linija

Potrebni podaci su prikazani u tabeli 7.11.

Tabela 7.11.

	$E_1 = 75,634 \text{ keV}$	$E_2 = 355,58 \text{ keV}$
N	1410	22975
p	12,3%	87 %
$\varepsilon$	0,01687	0,02556

Slično kao i u prethodnom slučaju važi da je:

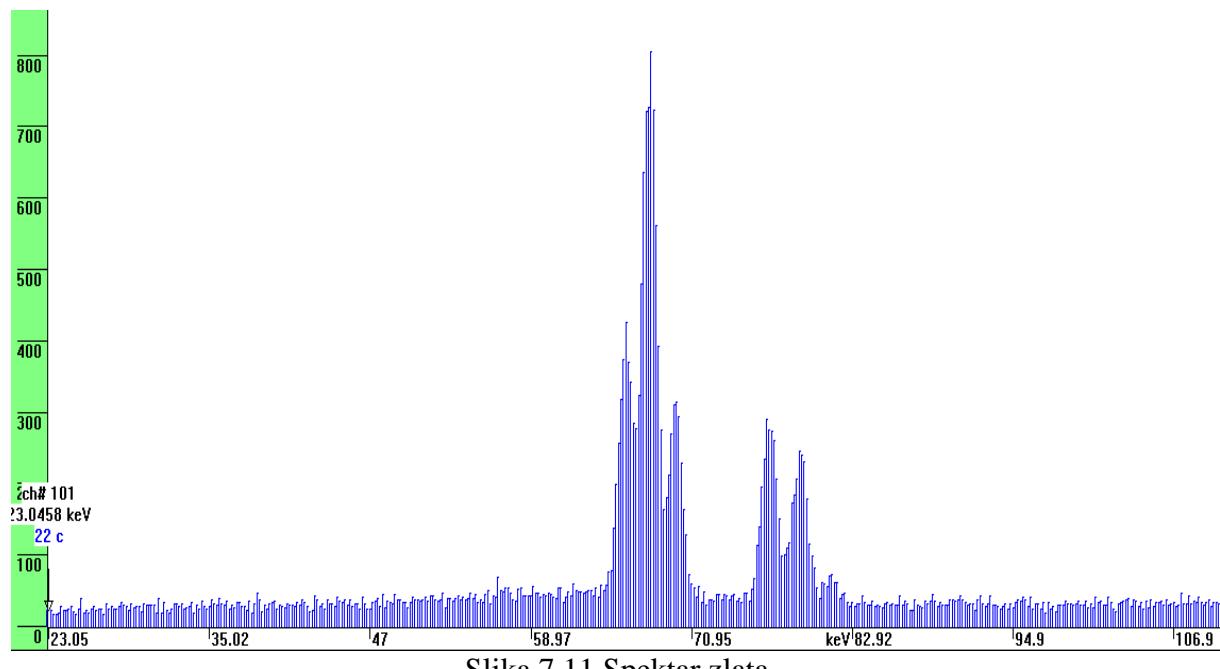
$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{N_1 \varepsilon_2 p_2}{N_2 \varepsilon_1 p_1} = \frac{1410 \cdot 87 \cdot 0,02556}{22975 \cdot 12,3 \cdot 0,01687} = 0,66$$

gde je:

$R_1$  - saturaciona aktivnost dobijena preko x zračenja

$R_2$  - saturaciona aktivnost dobijena preko  $\gamma$  zračenja

Vrednost za saturacionu aktivnost dobijenu preko  $\gamma$  zračenja je oko 1,5 puta veća od vrednosti dobijene pomoću x zračenja. Pogledajmo sada uvećan izgled spektra na niskim energijama prikazan na slici 7.11.



Slika 7.11 Spektar zlata

Pošto je jedna linija od 69,8keV koja pripada tripletu na početku spektra ostala neidentifikovana to daje razlog za sumnju u čistoću uzorka zlata. Ovome u prilog ide i činjenica da je tablična vrednost kvantnog prinosa za prvu liniju iz dubleta četiri puta veća u odnosu na drugu, a to dobijeni spektar prikazani na slici 7.6 ne potvrđuje. Prva linija je upotrebljena za analizu, tako da greška mora da bude posledica toga. Vidi se da se i ovde odnos razlikuje u odnosu na očekivanu jediničnu vrednost. Ipak, rezultat je nešto bolji od rezultata dobijenog za indijum.

## 8 ZAKLJUČAK

Da bi se uporedili rezultati fotoaktivacije analiziranjem gama zračenja i karakterističnog rendgenskog zračenja izvršen je eksperiment u kom su aktivirani su uzorci zlata Au i indijuma In, a zatim su snimljeni njihovi spektri pomoću germanijumskog detektora. Analiza rezultata je pokazala da je odnos saturacionih aktivnosti kod indijuma 0,33 dok je kod zlata taj rezultat malo bolji i iznosi 0,66. Rezultati pokazuju da je upotreba karakterističnog zračenja u fotoaktivacionoj analizi moguća iako se ovi rezultati razlikuju od vrednosti koja je trebala da se dobije. Za preliminarno merenje, gde je zadatak bio samo da se ustanovi mogućnost upotrebe, bez ulaženja u tehničke detalje, rezultat je veoma ohrabrujući.

Razlog za odstupanje od željenog rezultata je više.

Moguće je da uzorci nisu bili čisti, što se moglo zaključiti i tokom identifikacije linija. Neke linije su ostale neidentifikovane, a kod drugih intenziteti nisu bili odgovarajući, a to bi mogla da bude posledica prisustva primesa.

Uzorak indijuma ima karakteristično x zračenje na niskim energijama, pa jedan od problema je odbijanje signala na niskim energijama zbog eliminacije šuma. Takođe, efikasnost na niskim energijama kod datog detektora bi trebala da se preciznije odredi.

Svi navedeni razlozi bi mogli da se razmotre u nekim narednim etapama eksperimenta.

## 9 LITERATURA

1. Krmar, Miodrag "Određivanje energetskog spektra fotona u snopu 15 MeV-skog x zračenja fotoaktivacionom i atenuacionom analizom", Beograd (1993)
2. Krmar, Miodrag "Uvod u Nuklearnu Fiziku" Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno-Matematički Fakultet, Departman za Fiziku, Novi Sad (2013)
3. Krane, Kenneth „Introductory Nuclear Physics“ Wiley (1987)
4. Alfassi, Zeev „Activation Analysis, Volume I“ Ben Gurion University of the Negev Beer Sheva, Israel (1990)
5. Alfassi, Zeev „Activation Analysis, Volume II“ Ben Gurion University of the Negev Beer Sheva, Israel (1990)
6. Hansman, Jan „Kratki vodič za određivanje efikasnosti detektora“ Seminarski rad, Departman za fiziku, Novi Sad (2012)
7. Pivnički, Tatjana „Određivanje efikasnosti HPGe detektora u niskoenergetskom opsegu“, Diplomski rad, Departman za fiziku, Novi Sad (2012)
8. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>
9. <http://www.amptek.com/>
10. [http://en.wikipedia.org/wiki/Neutron\\_activation\\_analysis](http://en.wikipedia.org/wiki/Neutron_activation_analysis)

## 10 KRATKA BIOGRAFIJA



Brankica Andelić je rođena 29. avgusta 1991. godine u Mrkonjić Gradu, Republika Srpska, Bosna i Hercegovina. Osnovnu školu „Petar Kočić“ kao i Gimnaziju opšteg smera završila je u Mrkonjić Gradu. Odmah po završetku srednje škole, 2010. godine upisala je studije fizike na Departmanu za fiziku Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu i polaže sve ispite u roku.

## 11 KLJUČNA DOKUMENTACIJA INFORMACIJA

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:*

Brankica Anđelić

**AU**

*Mentor:*

Prof. dr. Miodrag Krmar

**MIN**

*Naslov rada:*

Moguća upotreba karakterističnog rendgenskog zračenja u

**NR**

*Jezik publikacije:*

srpski (latinica)

**JP**

*Jezik izvoda:*

srpski/engleski

**JI**

*Zemlja publikovanja:*

Republika Srbija

**ZP**

*Uže geografsko područje:*

Vojvodina

**UGP**

*Godina:*

2014

**GO**

*Izdavač:*

Autorski reprint

**IZ**

*Mesto i adresa:*

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

**MA**

*Fizički opis rada:*

**FO**

*Naučna oblast:*

Fizika

**NO**

*Naučna disciplina:*

Nuklearna fizika

**11.1.1.1 ND**

*Predmetna odrednica/ ključne reči:* Fotoaktivacija, gama zračenje, rendgensko zračenje, detekcija, merenje

**PO**

**UDK**

*Čuva se:*

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

**ČU**

Diplomski rad

Važna napomena:

Nema

**VN**

Izvod:

Cilj ovog rada je da se eksperimentalno proveri mogućnost upotrebe x zraka u fotoaktivacionoj analizi. U radu je opisan način aktivacije, merenje i obrada podataka. Na kraju je data diskusija rezultata.

Datum prihvatanja teme od NN veća:

**DP**

Datum odbrane:

**DO**

Članovi komisije:

**KO**

Predsednik:

Prof. Dr. Stevica Đurović

član:

Prof. Dr. Miodrag Krmar

član:

Prof. Dr. Nataša Todorović

UNIVERSITY OF NOVI SAD  
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

*Accession number:*

**ANO**

*Identification number:*

**INO**

*Document type:*

**DT**

*Type of record:*

**TR**

*Content code:*

**CC**

*Author:*

**AU**

*Mentor/comentor:*

**MIN**

*Title:*

**TI**

*Language of text:*

**LT**

*Language of abstract:*

**LA**

*Country of publication:*

**CP**

*Locality of publication:*

**LP**

*Publication year:*

**PY**

*Publisher:*

**PU**

*Publication place:*

**PP**

*11.1.1.1 Physical description:*

**11.1.1.2 PD**

*Scientific field:*

**SF**

*Scientific discipline:*

**SD**

*Subject/ Key words:*

**SKW**

**UC**

*Holding data:*

**HD**

*Note:*

**N**

*Abstract:*

**AB**

The aim of this paper was to experimentally verify the possible use of x-radiation in photoactivation analysis. This paper describes a method of activation, measurement and data processing. Results are discussed at the end.

*Accepted by the Scientific Board:*

**ASB**

*Defended on:*

**DE**

Diplomski rad

*Thesis defend board:*

**DB**

*President:* :

Ph.D, Stevica Đurović

*Member:*

Ph.D, Miodrag Krmar

*Member:*

Ph.D, Nataša Todorović