

D-275

# DIPLOMSKI RAD

Tatjana Kostić



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
INSTITUT ZA FIZIKU

Природно-математички факултет  
Радна заједница радничких послова

Број: 26-06-1990			
Оп: ЈСА	Орп:	ОПРП	ВРАНИСТ
ЕЗ	16/71		

## DIPLOMSKI RAD

"IZUČAVANJE FLUKSA LINEARNOG AKCELERATORA AKTIVACIONOM TEHNIKOM"

mentor:

Dr Istvan Bikit

kandidat:

Tatjana Kostić

Jun 1990.

Zahvaljujem se osoblju  
laboratorije za nuklearnu fiziku  
Instituta za fiziku u Novom Sadu  
na pomoci koju su mi pružili u  
toku izrade ovog rada.

# SADRŽAJ

1. UVOD .....	1
2. AKCELERATORI .....	3
2.1. LINEARNI AKCELERATORI .....	3
2.2. AKCELERATORI SA TALASOVODIMA .....	3
3. X-ZRACI I ZAKOČNO ZRAČENJE .....	5
3.1. ENERGETSKA DISTRIBUCIJA ZAKOČNOG ZRAČENJA .....	7
3.2. SPEKTRALNA DISTRIBUCIJA DEBELE METE .....	9
3.3. UKUPNA ENERGIJA ZAKOČNOG ZRAČENJA .....	10
4. FOTONUKLEARNE REAKCIJE .....	12
5. EKSPERIMENTALNI RAD .....	14
5.1. ODABIRANJE UZORKA .....	14
5.2. AKCELERATORSKI SISTEM .....	15
5.3. DETEKTORSKI SISTEM .....	17
6. REZULTATI EKSPERIMENTA I NJIHOVA OBRADA .....	19
6.1. ODREĐIVANJE BROJA AKTIVIRANIH JEZGARA U UZORKU .....	20
6.2. ODREĐIVANJE EFIKASNOSTI DETEKTORA .....	21
6.3. ENERGIJE RASPADA ZLATA $^{196}_{79}\text{Au}$ .....	25
6.4. ENERGIJE PRELASKA IZ METASTABILNOG U OSNOVNO STANJE ZLATA $^{196}_{79}\text{Au}$ .....	29
6.5. ODNOS AKTIVNOSTI OSNOVNOG I METASTABILNOG STANJA .....	32
6.6. PROCENA EFIKASNOG PRESEKA $\sigma$ .....	38
6.7. PROCENA FLUKSA ZAKOČNOG ZRAČENJA .....	39
7. ZAKLJUČAK .....	41
LITERATURA .....	43

## 1. U V O D

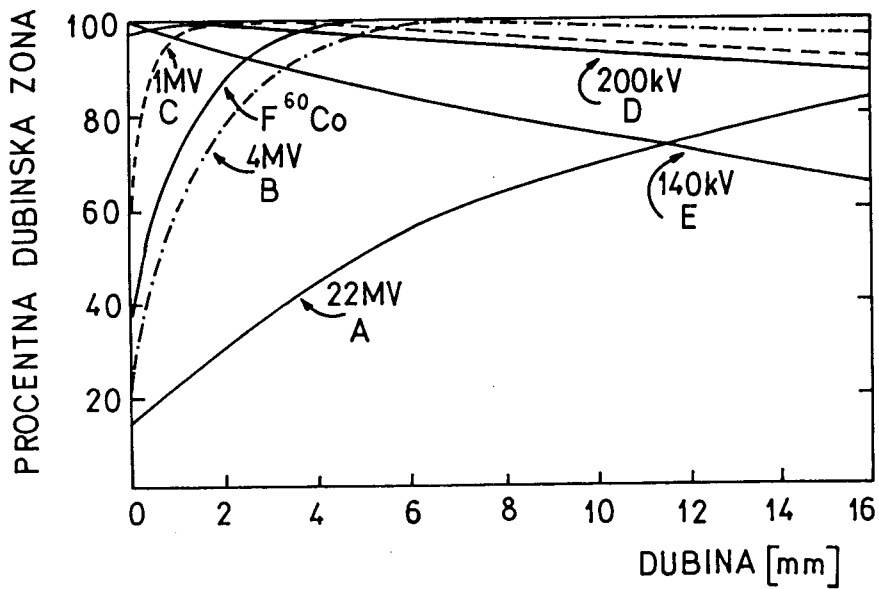
Ovaj rad predstavlja pokušaj da se primenom aktivacione tehnike proceni, ili bar približno izračuna, fluks zračenja linearnog akceleratora.

Naime, snažno zakočno zračenje linearnog akceleratora, kojim je ozračen uzorak, izaziva u uzorku fotonuklearne procese. Ti procesi su fotonuklearne reakcije, koje dovode jezgro u neko stanje manjeg masenog broja od prvobitnog.

U ovom radu je analizirana ( $\gamma, n$ ) fotonuklearna reakcija koja se odigrala na uzorku zlata  $^{197}_{79}\text{Au}$ . Kvant zračenja izbacuje iz jezgra uzorka jedan neutron čime se smanjuje maseni broj uzorka za jedan i stvara se radioaktivno jezgro zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$ . Ovo jezgro se dalje raspada, emitujući  $\gamma$ -zračenje čija je detekcija zabeležena. Odredene energije u dobijenom spektru  $\gamma$ -zračenja, upravo odgovaraju energijama prelaza zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$  u platinu  $^{196}_{78}\text{Pt}$ . Polazeći od tih energija i primenjujući konkretan matematički postupak, koji sledi u radu, izvršena je procena fluksa zračenja linearnog akceleratora.

Tehnika i metoda, koje se primenjuje u ovom eksperimentu, imaju veliki značaj za nuklearne fizičare, jer omogućavaju proizvodnju radioaktivnih izotopa.

Procena fluksa linearnog akceleratora koji se koristi u medicinske svrhe, značajna je radi određivanja procentne dubinske doze kod terapija. Izvesno je da se procentne dubinske doze menjaju sa dubinom različito pri različitim energijama zračenja, što pokazuje slika 1.1. (ref. 15.).



Slika 1.1 Promena procentne dubinske doze sa dubinom za različite energije

## 2 AKCELERATORI

Akceleratori su uređaji pomoću kojih se ubrzavaju naelektrisane čestice. Pomoću ubrzanih čestica pružaju se odgovarajuće mogućnosti za proučavanje strukture jezgra preko nuklearnih reakcija i proučavanje osobina elementarnih čestica.

Akceleratori su podeljeni na one sa kontinualnom strujom i na pulsirajuće (radiofrekventne) akceleratori. Ova druga grupa se može dalje podeliti u linearne i orbitalne akceleratori.

U ovom radu korišćen je linearni akcelerator, pa će dalje biti reći samo o njemu.

### 2.1. LINEARNI AKCELERATORI

Kod ovih akceleratora, naelektrisane čestice se kreću duž vakuumske cevi pod dejstvom električnog polja, koje, ili prati čestice u vidu progresivnog talasa (akcelerator sa talasovodima), ili se javlja u pravilnim razmacima, sa tačno određenim faznim odnosima, u nizu meduelektrodnih otvora (akcelerator sa pogurnim cevima).

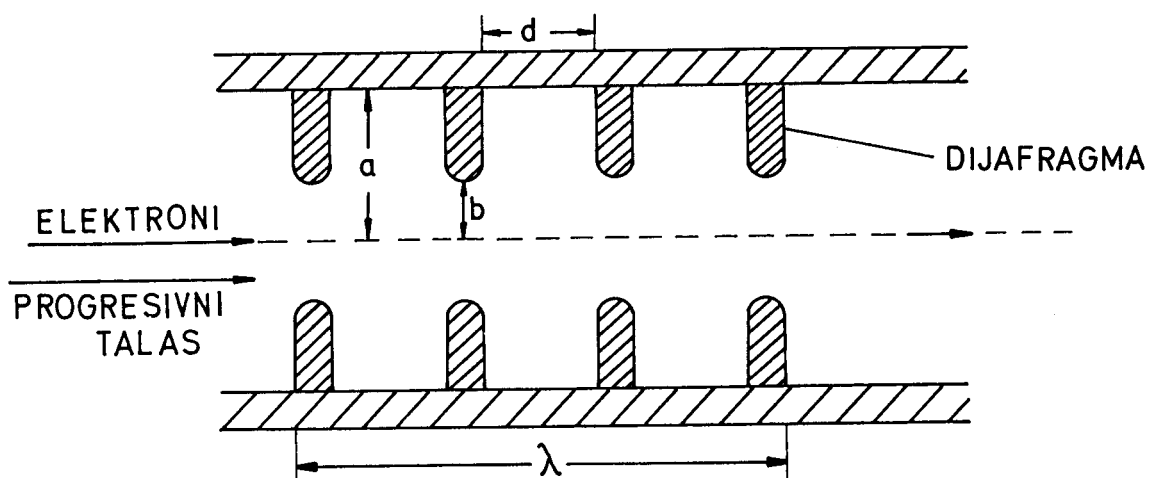
Za elektrone je posebno pogodan akcelerator sa talasovodima, dok se akceleratori sa pogurnim cevima koriste za nerelativističke čestice kao što su protoni i teški joni. Prednosti linearnih akceleratora nad orbitalnim su što postižu velike brzine bez primene visokih napona, te se ne javljaju ozbiljniji problemi sa izolacijom i što daju lako pristupačne spoljne snopove. Mana im je ta, što njihova ubrzavajuća polja, takode, defokusiraju snop.

### 2.2. AKCELERATORI SA TALASOVODIMA

Stojeći talas u šupljini se može posmatrati kao superpozicija dva progresivna talasa, koji se kreću u suprotnim smerovima. Jedan

od tih talasa putuje sa česticama i ubrzava ih. Na ovome se zasniva princip rada ovog akceleratora u kojem se grupe čestica kontinualno ubrzavaju progresivnim talasima. Ovaj tip akceleratora postaje vrlo prost po obliku, utoliko se čestice kreću relativističkim brzinama, zato što je tada talasna dužina ubrzavajućeg polja konstantna. Zato su akceleratori sa talasovodima vrlo pogodni za elektrone.

Kod talasovoda, fazna brzina je uvek veća od brzine svetlosti (ref.5.). Ta brzina se smanjuje tako što se talasovod optereti nizom dijafragmi (3 - 5 dijafragmi po jednoj talasnoj dužini).



Slika 2.1 Kružni talasovod sa prstenastim dijafragmama; dimenzije  $a$ ,  $b$  i  $d$  se biraju tako da fazna brzina progresivnog talasa dobija vrednost brzine svetlosti (ili nizu).

Elektroni se ubacuju tako da putuju u grupama u blizini, ali nešto ranije od maksimalnog polja progresivnog talasa. Energija elektrona kontinualno raste (povećava im se efektivna masa) zahvaljujući talasu. Ako je brzina elektrona manja od brzine svetlosti, javlja se fazna stabilnost, tako da se sekcija talasovoda sa promenjivim dijafragmama može koristiti za ubrzavanje elektrona duž određenog opsega nerelativističkih brzina.

Na istom principu se bazira rad elektronskog linearnog akceleratora koji je korišćen u ovom radu (detaljna objašnjenja su data u poglavlju 5.2.).



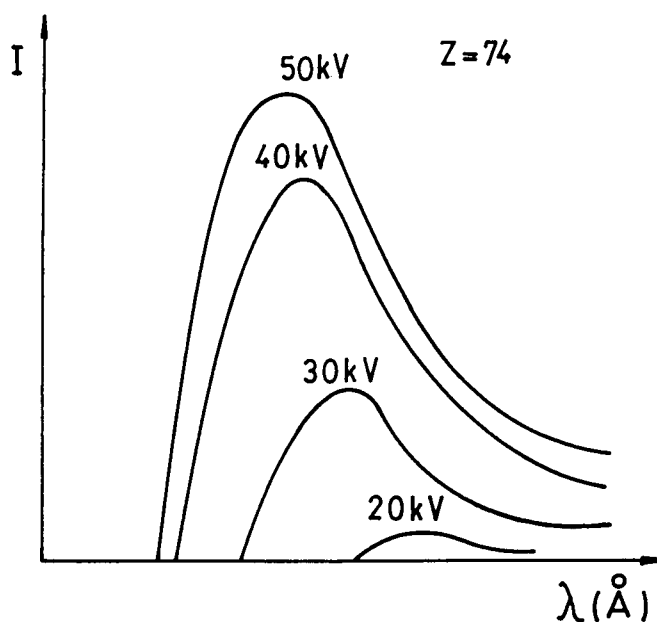
### 3. X - ZRACI I ZAKOČNO ZRAČENJE

X-zračenje nastaje kada se elektroni, koji se kreću velikim brzinama, naglo zaustavljaju sudarom sa čvrstim telom.

X-zraci se proizvode u visokoevakuisanim vakuum cevima. Elektroni se oslobađaju žarenjem iz katode i ubrzavaju se prema anodi razlikom potencijala od nekoliko desetina hiljada volti. Izvor zračenja je površina anode. Talasna dužina ovih zraka je od 0,1 Å do 200 Å.

Zračenje smešteno u spektar po talasnim dužinama pokazuje da postoje dva spektra X-zraka: kontinualni i diskretan spektar.

Ako posmatramo kontinualni spektar na slici 3.1 (ref. 2), uočavamo sledeće karakteristike:



Slika 3.1 Kontinualni spektar

- prostire se na velikom području talasnih dužina
- na strani kraćih talasnih dužina ima maksimum i strmo se spušta prema određenoj graničnoj talasnoj dužini.
- prema većim talasnim dužinama to opadanje je postepeno i bliži se nuli.

Karakter spektra je određen isključivo razlikom potencijala, koja se koristi da bi se ubrzali elektroni.

Sa porastom razlike potencijala kriva raspodele intenzivnosti biva strmija i pomerenjena prema kraćim talasnim dužinama. Po procesu kojim nastaje zračenje obuhvaćeno kontinualnim spektrom X-zračenja naziva se zakočno zračenje.

Kako se tumači pojava zakočnog zračenja?

Ulazeći u materiju, brzi elektroni doživljavaju sudare sa elektronima i jezgrima atoma te materije. Naelektrisane čestice supstance deluju svojim električnim poljem na upadajuće elektrone. Posebno jake sile potiču od jezgra čije je naelektrisanje  $Z$  puta veće od naelektrisanja elektrona. U sudaru sa jezgrom elektroni bivaju ubrzani i skrenuti sa svog puta. Zbog mase jezgra, koja je velika u odnosu na masu elektrona, elektroni prilikom sudara praktično ne predaju nikakvu energiju jezgru. Elektroni svoju energiju, praktično, gube zračenjem. Dakle, gubljenje kinetičke energije elektrona u interakciji sa jezgrom je uzrok pojavi zakočnog zračenja.

Sa gledišta kvantne teorije, elektron gubi energiju emitovanjem kvanata energije. Nasuprot diskretnosti energetske stanja u atomu, energetska stanja slobodnog elektrona nisu diskretna, pa će kvanti emitovane energije biti raznih vrednosti, koje se neće skokovito razlikovati jedna od druge.

Kinetička energija koju je elektron stekao u rendgenskoj cevi je

$$T = \frac{m v^2}{2} \quad [\text{eV}].$$

Prema tome, vrednost kvanata emitovane energije kretaće se u intervalu od maksimalne kinetičke energije  $T$  do energije  $T=0$ .

Kvantna teorija na ovaj način, tumači postojanje oštre granice kontinualnog spektra  $\lambda_{\min} = \frac{12,345}{V[\text{kV}]} \text{ (Å)}$ .

Pošto stanja slobodnih elektrona nisu diskretna, pojava zakočnog zračenja se može vrlo dobro objasniti klasičnom elektrodinamikom. Prema ovoj teoriji, čestica naelektrisanja  $ze$  i mase  $m$ , ubrzana ubrzanjem  $a$ , emituje u jedinici vremena energiju elektromagnetne radijacije (ref. 10.):

$$I = \frac{2(ze)^2 a^2}{3c^3} \quad (3.1)$$

S obzirom da je sila kojom jezgro deluje na naelektrisani elektron Coulombova sila, lako se dokazuje da je emitovana energija zračenja proporcionalna sa:

$$I \sim \frac{z^4 e^6 Z^2}{m^2} \quad (3.2)$$

Količina energije emitovane radijacije raste sa drugim stepenom atomskog broja absorpcionog materijala, a opada sa porastom mase čestice koja se ubrzava. Zbog ove izrazite zavisnosti od mase, zakočno zračenje je skoro nezatno za sve čestice, izuzev elektrona. Ovo su potvrdile i eksperimentalne činjenice.

Mnoga pojedinačna skretanja elektrona na atomskim jezgrima su prouzrokovana elastičnim sudarima. Međutim, u samo malom broju slučajeva biće emitovano zračenje. Verovatnoća da dođe do emisije zračenja je opisana efikasnim presekom. Ova veličina je približno ista i u klasičnom i u kvantno-mehaničkom pristupu i iznosi (ref.10):

$$\sigma_{\text{rad}} \sim \frac{z^2}{137} \frac{e^4}{m_0^2 c^4} \text{ cm}^2/\text{jezgro} \quad (3.3)$$

Treba napomenuti da se glavni deo radijacionih gubitaka elektronske energije dešava na relativno velikim rastojanjima od jezgra. Dominirajući doprinosi radioaktivnom efikasnom preseku potiču sa rastojanja reda veličine Comptonove talasne dužine  $\frac{h}{m_0 c}$  ( $=385 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ ) i većih. Za manja rastojanja, broj odgovarajućih rasejanja je mali.

### 3.1. ENERGETSKA DISTRIBUCIJA ZAKOČNOG ZRAČENJA

Energetsku distribuciju kontinualnog spektra je razmatrao Kramers (1923). On je primenio zakone klasične elektrodinamike da bi objasnio i izveo izraz za intenzitet radijacije.

Ubrzanje upadnog elektrona je dato u svakom trenutku kao

$$a = \frac{Z e^2}{m r^2},$$

a polje kao:

$$H = E = \frac{e a}{rc^2 \sin\theta}$$

Intenzitet radijacije integrisan po svim uglovima (ref. 10.)

$$\int I 2\pi r^2 \sin\theta \, d\theta = \frac{2e^2 a^2}{3c^2}$$

daje, u stvari ukupan intenzitet kao funkciju ubrzanja.

Stavljajući visoko-energetsku granicu u tačku u kojoj je  $h\nu = eV$ , i uzevši da je energija elektrona  $eV$  jednaka  $\frac{1}{2}mv^2$ , Kramers je dobio sledeći izraz:

$$I_\nu \, d\nu dx = \frac{16\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{Z^2 e^5 n \, d\nu \, dx}{c^3 mV} \quad (\text{kad je } \nu < \nu_0)$$

(3.4)

$$I_\nu = 0 \quad (\text{kad je } \nu > \nu_0)$$

Ovaj izraz predstavlja intenzitet radijacije u intervalu frekvencije  $d\nu$  emitovan od elektrona ubranog potencijalnom razlikom  $V$  i koji pada na metu u kojoj se nalazi  $n$  atoma po jedinici zapremine.

Osnovne odlike ovog izraza su, direktna proporcionalnost sa  $Z^2$  i obrnuta proporcionalnost sa  $V$ .

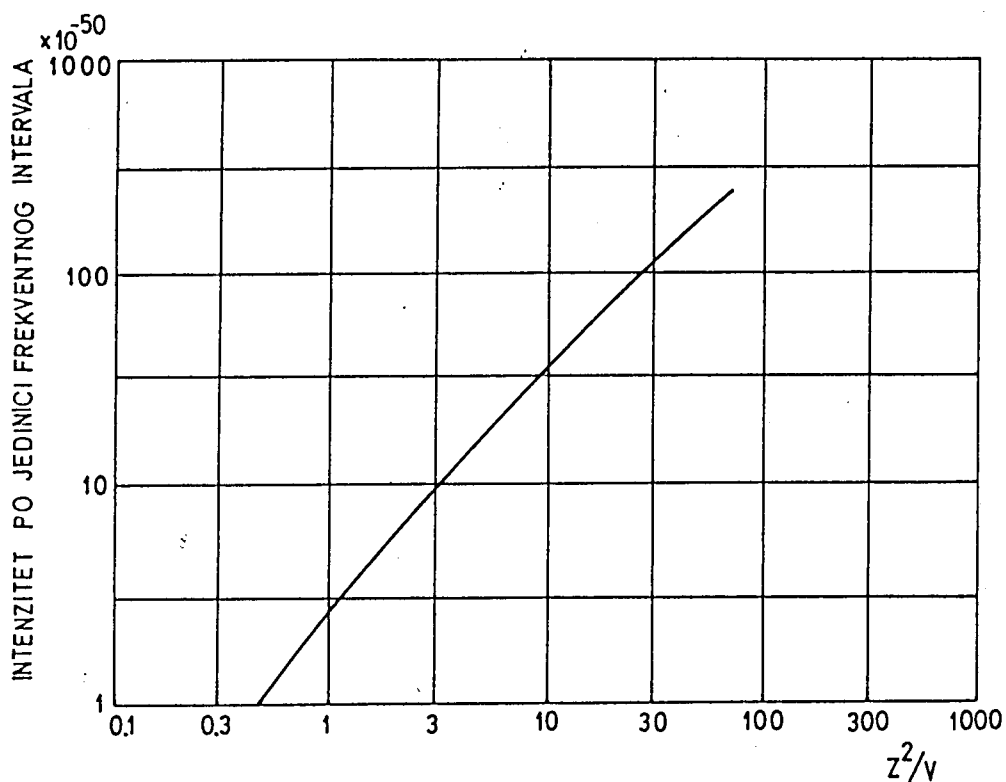
Slika 3.1 prikazuje emitovanu radijaciju u funkciji od  $\frac{Z^2}{V}$  (ref. 10.).

Definitivno, Kramersov izraz za izračenu energiju u intervalu frekvencije, pri kočenju elektrona na antikatodi glasi (ref. 3.):

$$I_\nu \, d\nu = \frac{1}{2\epsilon_0} \frac{5 \hbar Z e^2}{4\pi^2 m c^3} (\nu_0 - \nu) d\nu \quad (3.5)$$

gde je  $\nu_0$  - granična maksimalna frekvencija.

Ovaj rezultat je u vrlo dobroj saglasnosti sa eksperimentom.



Slika 3.1

### 3.2. SPEKTRALNA DISTRIBUCIJA DEBELE METE

Kada govorimo o zakočnom zračenju, slučaj tanke mete uvek uzimamo kao idealni. Kao takav, ovaj slučaj je podrobno teoretski ispitan. Međutim, iako mnogo manje obuhvaćen teorijom, slučaj debele mete je mnogo rasprostranjeniji u laboratorijama (cevi za proizvodnju X-zraka i mnogo drugih slučajeva kada se absorbuju brzi elektroni).

Intenzitet zakočnog zračenja po frekventnom intervalu za debelu metu može biti razmatran kao kompozicija superponiranih slučajeva tanke mete. U ovom slučaju, vrednosti sa  $h\nu_{\max}$  su umanjene zbog pojave usporavanja upadajućih elektrona, usled sudara u gornjim slojevima mete.

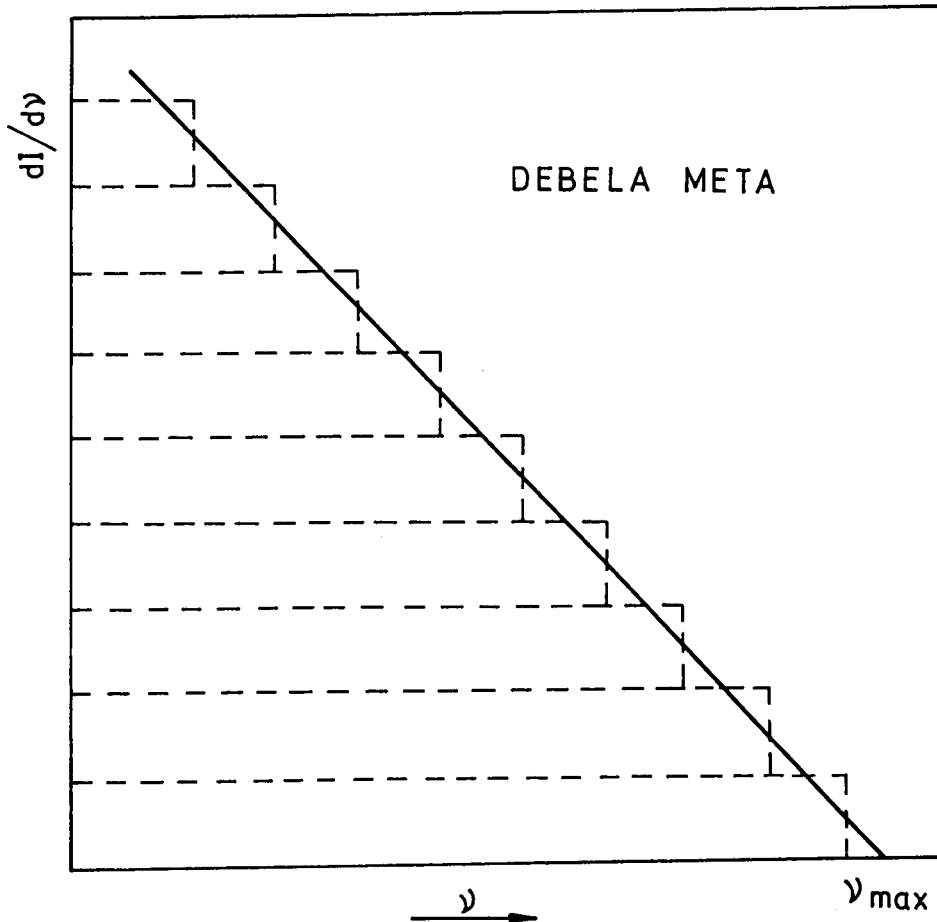


Za spektralnu distribuciju debele mete je dobijeno (ref. 10.):

$$dI = \text{const.} \cdot Z (\nu_{\text{max}} - \nu) d\nu \quad (3.6)$$

Prema ovome, ukupna energija po frekventnom intervalu  $\frac{dI}{d\nu}$  je proporcionalna sa  $Z (\nu_{\text{max}} - \nu)$ .

Ovo nam ilustruje sledeća slika (ref.10.)



Slika 3.2 Promena ukupne energije sa frekvencijom

### 3.3. UKUPNA ENERGIJA ZAKOČNOG ZRAČENJA

Kada se jednačina (3.6) integrali po svim frekvencijama od  $\nu=0$  do  $\nu_{\text{max}} = \frac{T}{h}$ , dobija se ukupna energija zakočnog zračenja  $I$  u MeV-ima po elektronu (ref. 10.)

$$I = k \cdot Z \cdot E^2 \quad (3.7)$$

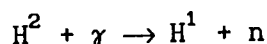
gde je  $E = 0,51 \frac{T}{m_0 c^2}$  početna kinetička energija elektrona, a  $k$  je konstanta sa dimenzijama  $(\frac{1}{\text{MeV}})$ .

Apsolutni intenzitet zakočnog zračenja procenio je Buechner, uzevši da apsolutnom intenzitetu u jednačini (3.7) odgovara konstanta  $k = 0,4 \cdot 10^{-3} \text{MeV}^{-1}$ .

Treba napomenuti, da se apsolutna vrednost intenziteta razlikuje od eksperimentne procene istog, zbog efekata samoapsorpcije mekog kvanta unutar same mete, zavisnosti osetljivosti detekcionog aparata na kvante energije itd.

## 4. FOTONUKLEARNE REAKCIJE

Prva otkrivena fotonuklearna reakcija je bila



Dezintegracija jezgra  $H^2$  se odigrala pomoću fotona energije 2,62 MeV-a (ref. 11.).

Većina jezgara ima vezivnu energiju za proton ili neutron veću od 5 MeV-a. Ovo nam govori da  $\gamma$ -zranci emitovani prirodnim radiaktivnim izotopima nemaju dovoljnu energiju da pobude  $(\gamma, n)$  ili  $(\gamma, p)$  nuklearnu reakciju.

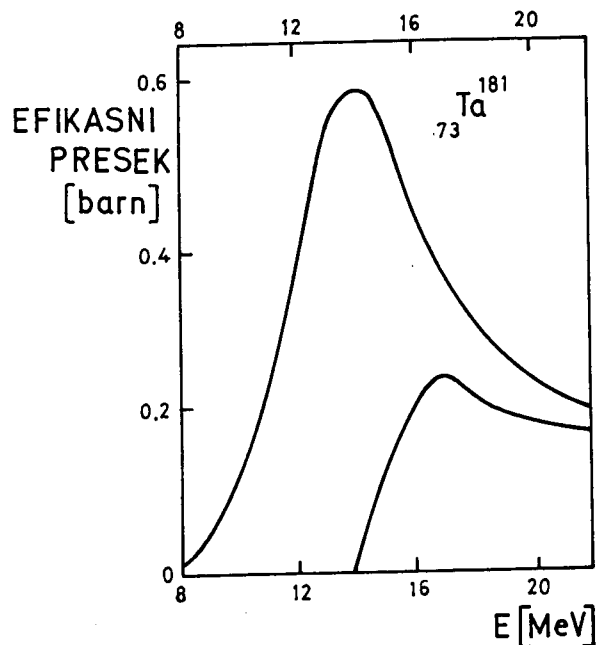
Fotonuklearni efikasni preseki su male veličine (u mnogim slučajevima iznose nekoliko stotina milibarna), pa je stoga veoma teško izmeriti ih precizno.

Ukoliko bi, na primer,  $(\gamma, n)$  reakcija proizvela radioaktivno jezgro, ukupna aktivnost pobudena snopom zakočnog zračenja, bila bi proporcionalna sa (ref. 11.)

$$\int_0^{E_0} N(E, E_0) \sigma(E) dE \quad (4.1)$$

- $N(E, E_0)dE$  je broj fotona koji ozračava metu u energetsom intervalu  $(E, E + dE)$
- $E_0$  je maksimalna energija fotona

Slika 4.1 prikazuje zavisnost efikasnog preseka od energije fotona (ref. 11.).



Slika 4.1 Efikasni presek fotodezintegracije  ${}_{73}\text{Ta}^{181}$  kao funkcija energije fotona, kojima se izaziva reakcija

Energija  $E_m$ , koja odgovara piku krive efikasnog preseka  $(\gamma, n)$  fotonuklearne reakcije, opada sa porastom masenog broja jezgra mete, i to na sledeći način (ref. 11.):

$$E_m = \frac{80}{A^{1/3}} \text{ [MeV]} \quad (4.2)$$

Sa slike 4.1 se zapaža da se prag  $(\gamma, 2n)$  reakcije nalazi na energiji bliskoj energetskom vrhu  $(\gamma, n)$  eksitacione krive ( $\sim 14$  MeV). Energija praga  $(\gamma, 3n)$  reakcije je veća od 20 MeV-a.

## 5. EKSPERIMENTALNI RAD

Eksperimentalni deo ovog rada čine dve operacije:

1) Ozračivanje uzorka zlata  $^{197}_{79}\text{Au}$  snažnim zakočnim zračenjem energije do 15 MeV-a, proizvedenim u elektronskom linearnom akceleratoru.

2) Detektovanje  $\gamma$ -zračenja koje emituje radioaktivno jezgro zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$ , i odgovarajuća obrada spektra zračenja.

Operacija ozračivanja izvedena je na Institutu za onkologiju u Sremskoj Kamenici, a detekcija  $\gamma$ -zračenja pod niskim uslovima izvedena je na Institutu za fiziku.

Ove operacije su tehnički izvedene pomoću akceleratorskog sistema i sistema za detekciju.

### 5.1. ODABIRANJE UZORKA

Za izvođenje ovakvog eksperimenta veoma je važno bilo odabrati adekvatan uzorak. Izbor aktivacionog uzorka mora biti određen sledećim uslovima (ref. 7.):

- 1) Moramo imati dovoljnu količinu izotopa od interesa.
- 2) Materijal mora biti hemijski stabilan i postojan na sobnoj temperaturi.
- 3) Poluzivot jezgra potomka mora odgovarati uslovima pod kojima se izvodi eksperiment.
- 4) Jezgro potomka mora emitovati  $\gamma$ -zrake poznate energije.
- 5) Spektar  $\gamma$ -zraka ne sme biti suviše složen.

Zlato, kao element, u potpunosti ispunjava navedene kriterijume. Monoizotop je, kao materijal je hemijski postojano, poluzivot jezgra potomka iznosi 6.18 dana. U spektru zlata dobijen je dovoljan broj



linija koji je neophodan za statističku obradu istih. Raspodela efikasnog preseka po energijama za fotonuklearnu ( $\gamma, n$ ) reakciju prelaska zlata  $^{197}_{79}\text{Au}$  u zlato  $^{196}_{79}\text{Au}$ , u energetskom intervalu od 8 do 15 MeV-a, je poznata, što za ovaj rad ima posebnu važnost.

## 5.2. AKCELERATORSKI SISTEM

Korišćeni akcelerator je elektronski linearni akcelerator sa talasovodom marke "SIMENS" od 15 MeV-a.

Talasovodna struktura ovog akceleratora koristi mikrotalasna polja, kako bi ubrzala elektrone niske energije do željene energije. Akcelerator je konstruisan tako da je mikrotalasno električno polje veoma jako unutar dijafragme talasovoda, a da ima vrednost nula između dijafragmi. Jačina polja u talasovodu se menja sinusoidalno. Prema tome, polje bilo koje dijafragme varira u vremenu, i to od maksimalne vrednosti u jednom pravcu pa do nule, da bi se dalje pojačavalo do iste maksimalne vrednosti u suprotnom pravcu, itd.

Proces akceleracije u talasovodu se sastoji od tri dela:

- 1) Snabdevanje akceleratorne strukture elektronima iz elektronskog topa, pri čemu su ulazna energija i elektroska struja strogo kontrolisane veličine.
- 2) "Hvatanje" raspoloživih elektrona od strane talasovoda.
- 3) Ovo "hvatanje" elektrona mora biti ubrzano do željene vrednosti kinetičke energije istih.

Elektroni su injektovani u strukturu talasovoda iz elektronskog topa. Elektroni koji su injektovani kada je mikrotalasno polje u poziciji da obezbeđuje pozitivnu snagu elektronu, biće ubrzani. S druge strane, elektroni injektovani kada je polje u poziciji da daje negativnu snagu, biće usporeni, ili će promeniti pravac kretanja. Ovakvim "jahanjem po vrhu" elektroni upravo stižu visoke energije.

Injektovani elektroni se, u početku, kreću brzinom koja iznosi 24 % brzine svetlosti (ref. 12.). S povećanjem kinetičke energije, raste im brzina, približavajući se brzini svetlosti. Kako relativna brzina elektrona raste sa porastom kinetičke energije? Ako posmatramo elektrone energije 0.5 MeV-a i 5 MeV-a, prvi će povećati relativnu brzinu na 86 %, a drugi na 99.6 % brzine svetlosti. Jasno

je, da se sa promenom kinetičke energije za faktor 10, relativna brzina promeni za oko 15 %.

Pravilno funkcionisanje talasovodne strukture omogućava radio-frekventni (RF) sistem, kojeg sačinjavaju (ref. 12.):

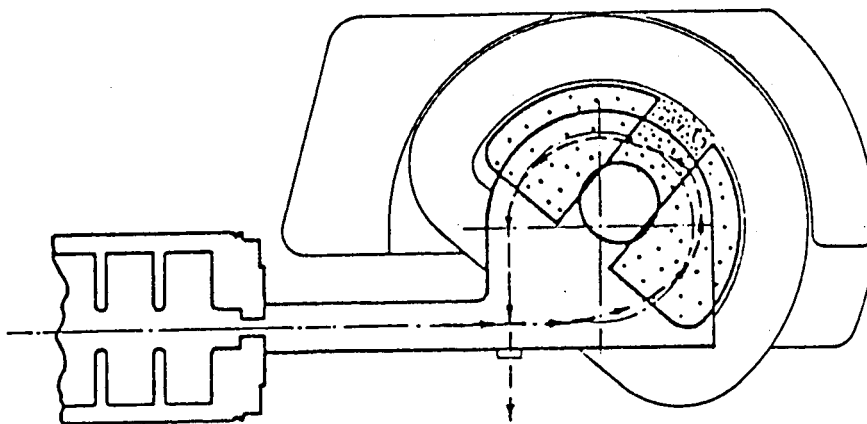
- RF OSCILATOR visoke stabilnosti, koji oslobada impulsni RF signal snage 100 W, s vrhom na 2998 MHz (radna frekvencija talasovoda).

- KLISTRON-POJAČAVAC "THOMSON" CSF MODEL TH2066, supersnažni impulsni pojačavač koji oslobada RF snagu do 7 MW i RF frekvenciju od 2998 MHz.

- TRANSMISIONI SISTEM čini transmisioni talasovod koji transportuje visokosnažne RF impulse proizvedene u klustron-pojačavaču.

- AUTOMATSKI SISTEM ZA KONTROLU FREKVENCIJE (AFC), koji se koristi da prilagodi frekvenciju klustron-pojačavača radnoj frekvenciji akceleratorskog talasovoda.

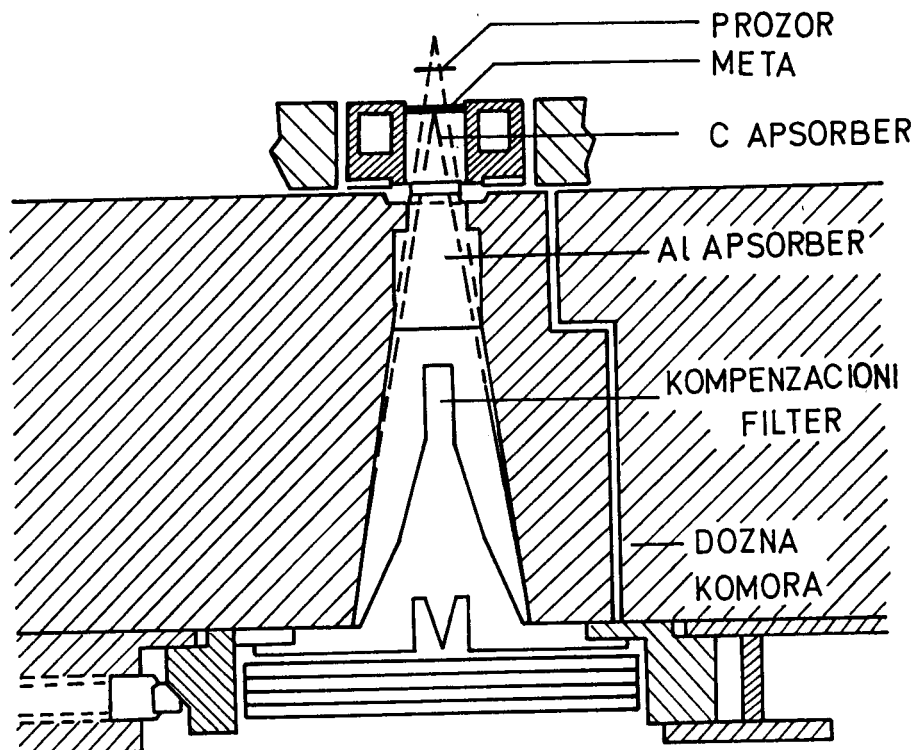
Nakon akceleracije, elektronski snop ulazi u SISTEM ZA SKRETANJE (sl. 5.1) u kojem skreće za  $270^\circ$  prema izocentru. Ovaj sistem se sastoji od centralnog magnetnog polja okruženog sa još dva homogena magnetna polja.



Slika 5.1 Sistem za skretanje elektrona

Elektroni malo više ili niže energije od nominalne (15 MeV-a), skreću tako da im je pravac izlaza korigovan unutar dozvoljenih granica. Elektroni, pak, mnogo više ili niže energije od nominalne, propuštaju se pomoću filtra van snopa.

KOLIMACIJA SNOPA X-ZRAKA NA IZLAZU prikazana je na slici 5.2 (ref. 12.).



Slika 5.2 Izlaz X-zraka

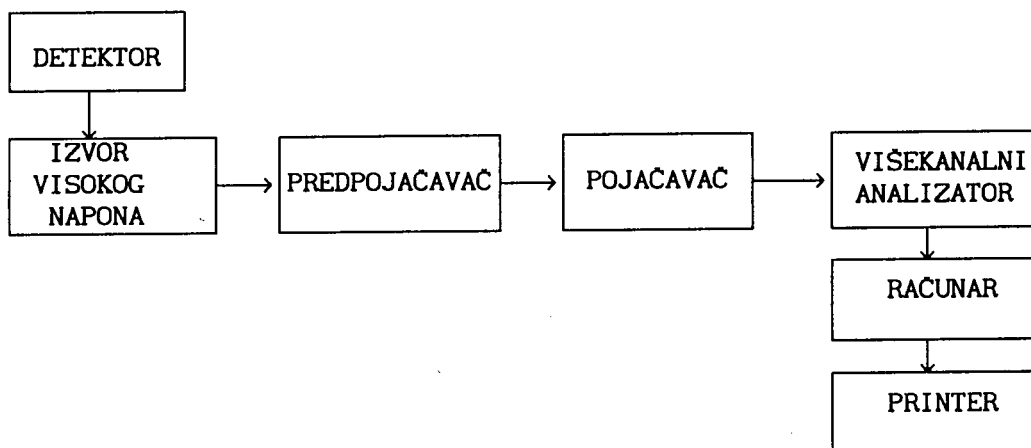
Zakočno zračenje je proizvedeno na tankoj meti od teškog metala (zato što intenzitet zakočnog zračenja raste sa porastom atomskog broja materijala mete). Nakon prolaska kroz metu, elektroni su apsorbovani u ugljenikovom i aluminijumskom apsorberu. Odabrani su materijali malih masenih brojeva, kako bi apsorbovali elektrone koji su prošli kroz metu i kako ovi elektroni ne bi izazvali novo zakočno zračenje. Kompensacioni filter je napravljen od nerđajućeg čelika i ima zadatak da "poravna" distribuciju intenziteta.

### 5.3. DETEKTORSKI SISTEM

Sistem za detekciju  $\gamma$ -zračenja (sl. 5.3) se sastoji od: detektora, izvora visokog napona, pojačavačkog sistema, višekanalnog analizatora, računara i printera.

Detektor koji je korišćen je koaksijalni Ge-detektor čije su osnovne karakteristike: efikasnost 25 % i rezolucija 1.83 keV-a.

Obrada spektra je izvršena programom MICRO SAMPO na IBM PC.

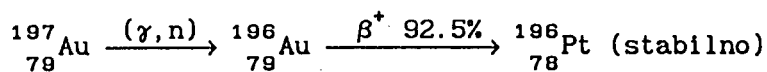


Slika 5.3 Šema detektorskog sistema

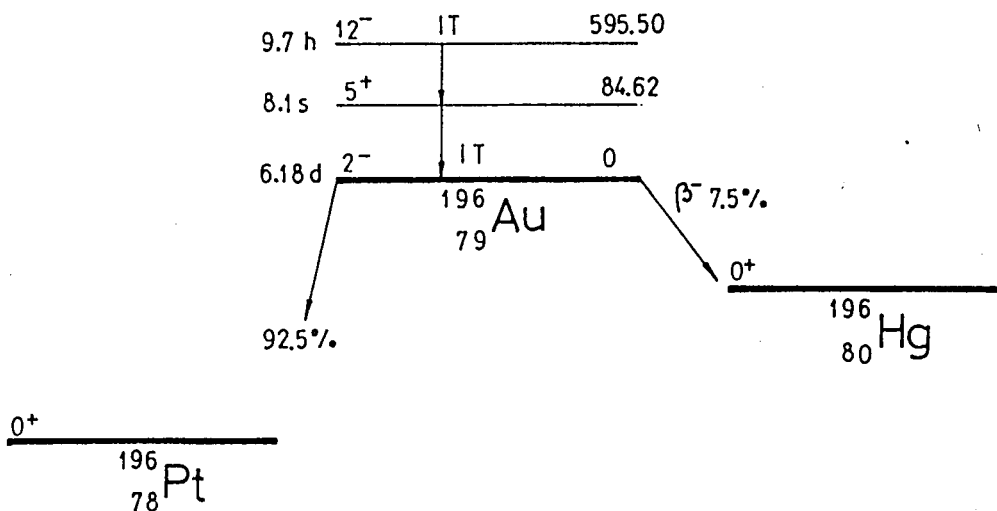
## 6. REZULTATI EKSPERIMENTA I NJIHOVA OBRADA

Uzorak zlata, mase  $m=34$  g, je ozračen zakočnim zračenjem linearnog akceleratora energije do 15 MeV-a, u trajanju od  $t_{zr} = 424$  s. Vreme, proteklo od završetka zračenja do početka merenja na detektoru, je iznosilo  $\Delta t = 4800$  s. Vreme merenja iznosilo je  $t_m = 5000$  s.

Analiza pojedinih energija iz dobijenog spektra je ukazivala na to, da se u jezgru uzorka zlata  $^{197}_{79}\text{Au}$  odigrala fotonuklearna ( $\gamma, n$ ) reakcija, čiji je produkt radioaktivno jezgro zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$  :

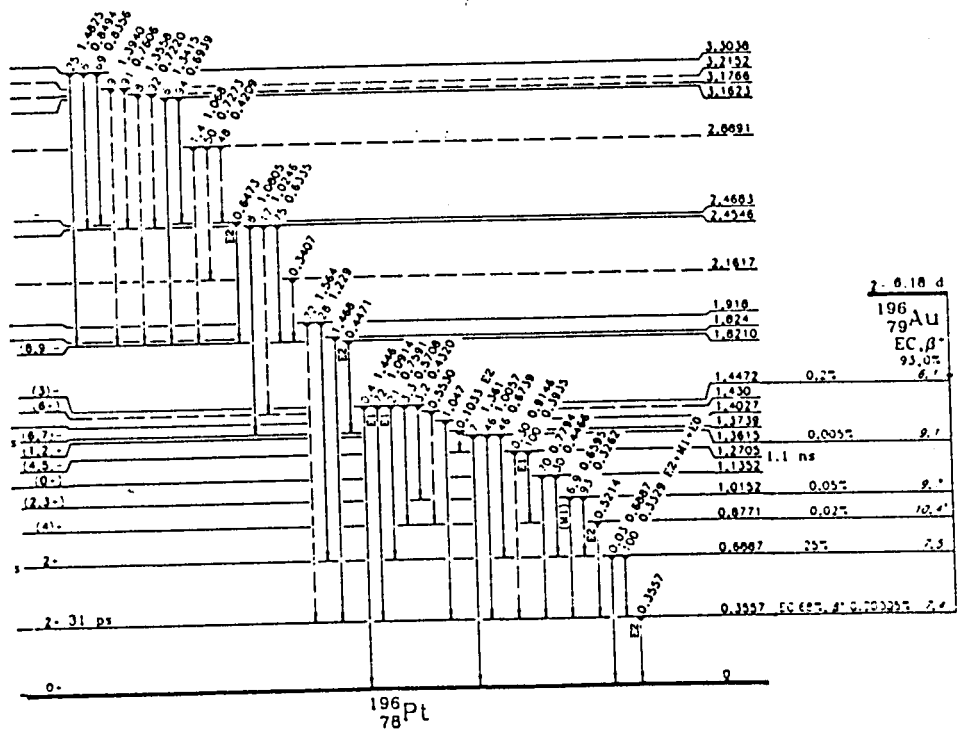


Razmatrane energije su odgovarale energijama prelaza iz metastabilnog u osnovno stanje zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$  i energijama raspada zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$  u platinu  $^{196}_{78}\text{Pt}$ . Šeme raspada su prikazane slikama 6.1, 6.2 i 6.5 (ref. 9.).



Slika 6.1 Šema stanja zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$





Slika 6.2 Šema raspada zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$

### 6.1. ODREĐIVANJE BROJA AKTIVIRANIH JEZGARA U UZORKU

Broj detektovanih prelaza  $N_\gamma$  može se izraziti na sledeći način:

$$N_\gamma = N_{\text{akt}} \cdot e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_m}) \cdot \epsilon \cdot p_\gamma \quad (6.1)$$

- gde je  $N_{\text{akt}}$  broj aktiviranih jezgara za vreme zračenja  
 $\Delta t$  vreme hladenja, proteklo od kraja ozračivanja do početka merenja  
 $t_m$  vreme merenja  
 $\epsilon$  efikasnost detektora  
 $p_\gamma$  kvantni prinos (mera verovatnoće za neki prelaz)  
 $\lambda$  konstanta radioaktivnog raspada

Iz izraza (6.1) direktno sledi da je broj aktiviranih jezgara u uzorku

$$N_{akt} = \frac{N_{\gamma}}{e^{-\lambda\Delta t} (1 - e^{-\lambda t_m}) \cdot \epsilon \cdot p_{\gamma}} \quad (6.2)$$

## 6.2. ODREĐIVANJE EFIKASNOSTI DETEKTORA

Efikasnost detektora, za zlato, određuje se indirektno preko već određene efikasnosti za fosfat, i to na sledeći način (ref. 16.):

$$\epsilon_{Au} = \epsilon_F \frac{e^{-\mu_{Au} l_n}}{e^{-\mu_F l_n}} \quad (6.3)$$

gde je  $\mu_{Au}$  apsorpcioni koeficijent zlata

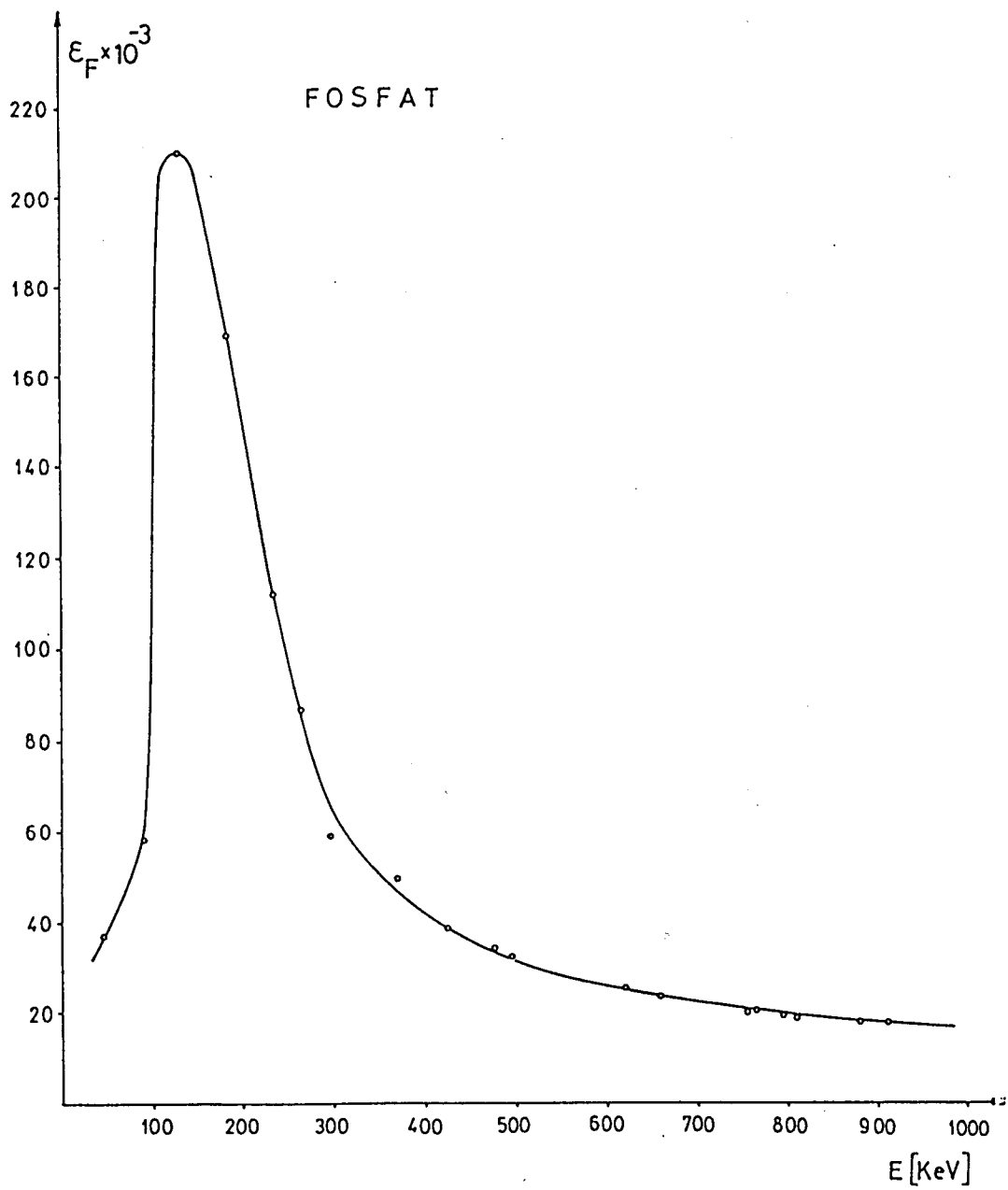
$\mu_F$  apsorpcioni koeficijent fosfata

$l_n$  srednji slobodni put  $\gamma$ -kvanata i iznosi 0.35 cm.

Vrednosti efikasnosti fosfata za neke energije, su bile priložene. Ove vrednosti su se odnosile na debljinu uzorka ( $d$ ) od 2 mm i 5 mm. Interpolacijom prave  $\epsilon_F(d)$ , izračunata je efikasnost  $\epsilon_F$  za debljinu od 2.5 mm, koliko je debeo naš uzorak. Rezultati su prikazani u tabeli 6.1 i na slici 6.3.

$E_{\gamma}$ [keV]	$\epsilon_F \cdot 10^{-3}$		
	$d = 2$ mm	$d = 5$ mm	$d = 2.5$ mm
46.5	39	32	37.84
92.6	60	50	58.34
133	220	176	212.7
136	220	176	212.7
186	176	136	169.4
238.6	116	94	112.3
265	90	80	86.7
295	60	50	58.3
352	50	43	48.8
428	39	35	38.3
478	35	30	34.2
497	33	28.8	32.3
622	25.2	22.0	24.7
662	23.4	20.6	22.9
757	20.4	17.6	19.9
766	20.0	19.4	19.9
796	19.2	16.8	18.8
810	19.0	16.4	18.6
844	18.4	15.0	17.8
911	18.2	14.4	17.6

Tabela 6.1



Slika 6.3 Zavisnost efikasnosti za fosfat od energije

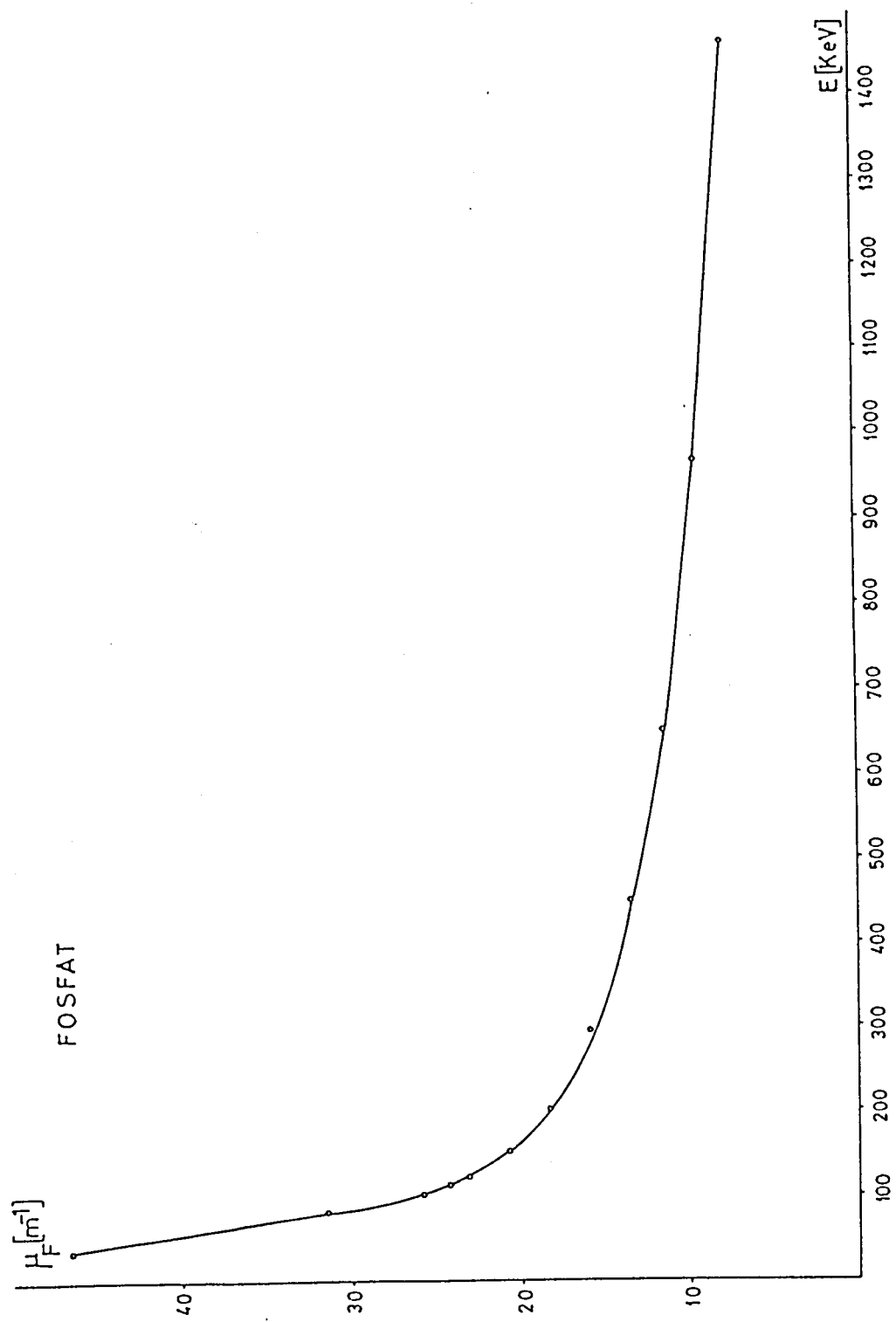
Sa grafika 6.3 očitavane su vrednosti za efikasnosti fosfata, koje su odgovarale energijama u spektru.

Priložena zavisnost apsorpcionog koeficijenta fosfata od nekih energija (tabela 6.2) prikazana je grafički na slici 6.4. Sa grafika 6.4. nadene su vrednosti apsorpcionog koeficijenta fosfata za energije iz spektra.

Apsorpcioni koeficijenti zlata, za razmatrane energije, bili su priloženi tokom rada.

E [keV]	$\mu_F (m^{-1})$
60	46.51
80	31.54
100	25.85
110	24.22
120	22.99
150	20.59
200	18.37
295	15.93
450	13.52
650	11.56
969	9.558
1461	7.697
2000	6.426
3000	4.993

Tabela 6.2



Slika 6.4 Zavisnost apsorpcionog koeficijenta fosfata od energije



### 6.3. ENERGIJE RASPADA ZLATA $^{196}_{79}\text{Au}$

Period poluraspada osnovnog stanja zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$  iznosi  $t_{1/2} = 6.18$  dana.

Konstanta radioaktivnog raspada izračunava se kao

$$\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}}$$

i za prelaze iz osnovnog stanja zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$  u platinu  $^{196}_{78}\text{Pt}$ , dobijeno je  $\lambda = 1297 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ .

Sva merenja i izračunavanja vezana za ove prelaze, smeštena su u tabelama 6.4 i 6.5.

Photons ( $^{196}\text{Au}$ )  
( $\gamma$ ) = 471.62 keV

$\gamma_{\text{mode}}$	$\gamma(\text{keV})$	$\gamma(\%)^{\dagger}$
Pt $L_{\gamma}$	8.266	0.51 $\mu$
Hg $L_{\gamma}$	8.722	0.00169 $\mu$
Pt $L_{\alpha}$	9.435	11.0 $\mu$
Pt $L_{\beta}$	9.975	0.140 $\mu$
Hg $L_{\alpha}$	9.980	0.035 $\mu$
Hg $L_{\beta}$	10.647	0.00056 $\mu$
Pt $L_{\beta}$	11.189	10.4 $\mu$
Hg $L_{\beta}$	11.918	0.037 $\mu$
Pt $L_{\gamma}$	13.056	1.84 $\mu$
Hg $L_{\gamma}$	13.924	0.0068 $\mu$
Pt $K_{\alpha 2}$	65.122	20.5 $\mu$
Pt $K_{\alpha 1}$	66.831	35.0 $\mu$
Hg $K_{\alpha 2}$	68.893	0.056 $\mu$
Hg $K_{\alpha 1}$	70.818	0.095 $\mu$
Pt $K_{\beta 1}$	75.634	12.3 $\mu$
Pt $K_{\beta 2}$	78.123	3.19 $\mu$
Hg $K_{\beta 1}$	80.124	0.0334 $\mu$
Hg $K_{\beta 2}$	82.780	0.0091 $\mu$
$\gamma(M1)$	326.43 $\mu$	0.050 $\mu$
$\gamma(M1 + 3.7\%E2 + E0)$	332.87 $\mu$	22.9 $\mu$
$\gamma(E2)$	355.58 $\mu$	87
$\gamma(E1)$	393.32 $\mu$	0.0101 $\mu$
$\gamma(E2)$	425.64 $\mu$	7.2
$\gamma_1$	432.03 $\mu$	0.0067 $\mu$
$\gamma(E2)$	521.14 $\mu$	0.389 $\mu$
$\gamma_1(E1 + M2)$	570.19 $\mu$	0.0069 $\mu$
$\gamma_1(M1)$	659.3 $\mu$	0.0037 $\mu$
$\gamma_1(E2)$	672.8 $\mu$	0.0027 $\mu$
$\gamma_1(E2)$	688.45 $\mu$	0.0061 $\mu$
$\gamma_1(E1)$	758.46 $\mu$	0.0443 $\mu$
$\gamma_1$	914.46 $\mu$	$3.0 \times 10^{-5}$
$\gamma_1(M1 + E2)$	1005.6 $\mu$	0.0027 $\mu$
$\gamma_1(E1)$	1091.33 $\mu$	0.149 $\mu$

Photons ( $^{196}\text{Au}$ )  
(continued)

$\gamma_{\text{mode}}$	$\gamma(\text{keV})$	$\gamma(\%)^{\dagger}$
Au $K_{\alpha 1}$	68.806	39 $\mu$
Au $K_{\beta 1}$	77.859	13.7 $\mu$
Au $K_{\beta 2}$	80.428	3.6 $\mu$
$\gamma E3$	84.624 $\mu$	0.298 $\mu$
$\gamma M1$	137.669 $\mu$	1.2 $\mu$
$\gamma E2$	147.780 $\mu$	47.2 $\mu$
$\gamma M1$	168.340 $\mu$	7.0 $\mu$
$\gamma M4$	174.874 $\mu$	0.42 $\mu$
$\gamma M1 + 30\%E2$	188.221 $\mu$	34.4 $\mu$
$\gamma(E2)$	285.448 $\mu$	4.0 $\mu$
$\gamma E2 + < 10\%M1$	316.119 $\mu$	2.66 $\mu$

Tabela 6.3 Kvantni prinosi

\* Traženjem podatka za kvantni prinos  $p_{\gamma} [\%]$  koji odgovara energiji 521.14 keV-a u tablicama (V.S. Shirley, C.M. Lederer - "TABLES OF ISOTOPES") na strani 196-2, ustanovljena je greška: umesto 0.389  $\mu$ , treba da stoji 0.039  $\mu$ .

Redni broj	E [keV]	$N_{\gamma} \cdot 10^4$	$P_{\gamma}$	$\epsilon_{Au} \cdot N_{akt} \cdot 10^4$	$\epsilon_F \cdot 10^{-3}$	$\mu_F [cm^{-1}]$	$\mu_{Au} [cm^{-1}]$	$\epsilon_{Au} \cdot 10^{-3}$	$(N_{akt} \pm \Delta N_{akt}) \cdot 10^7$
1	326.20	0.3456	$5 \cdot 10^{-4}$	107646.78	56.5	0.150	5.65	8.25	$13048 \pm 3902$
2	332.87	75.69	$229 \cdot 10^{-3}$	51475.47	55	0.148	5.42	8.68	$5930 \pm 1116$
3	355.58	301.3	$87 \cdot 10^{-2}$	53935.80	49.5	0.145	4.79	9.74	$5537 \pm 1000$
4	521.14	0.1006	$39 \cdot 10^{-5}$	4027.60	29.5	0.125	2.59	12.45	$3235 \pm 464$
5	570.30	0.0267	$69 \cdot 10^{-6}$	60264.20	26.5	0.120	2.29	12.40	$4860 \pm 1246$
6	758.47	0.0779	$44 \cdot 10^{-5}$	27572.80	20	0.105	1.66	11.61	$2375 \pm 292$
7	1091.27	0.2585	$149 \cdot 10^{-5}$	27019.10	13	1.20	8.81	8.81	$3067 \pm 344$

Tabela 6.4

Redni broj	E [keV]	$\Delta\varepsilon_F \cdot 10^{-3}$	$\Delta\mu_F [\text{cm}^{-1}]$	$\Delta\mu_{Au} [\text{cm}^{-1}]$	$\Delta N_\gamma \cdot 10^4$	$\Delta\varepsilon_{Au} \cdot 10^{-3}$
1	326.20	5.6	0.015	0.056	0.022	1.59
2	332.87	5.5	0.015	0.542	0.119	1.62
3	355.58	4.9	0.014	0.479	0.351	1.67
4	521.14	2.9	0.012	0.259	0.007	1.55
5	570.30	2.6	0.012	0.229	0.005	1.48
6	758.47	2.0	0.010	0.166	0.003	1.28
7	1091.27	1.3	0.009	0.120	0.005	0.93

Tabela 6.5

Greška za kvantni prinos  $\Delta p_\gamma$  je tablična vrednost. Za grešku efikasnosti za fosfat  $\Delta\varepsilon_F$  i za greške apsorpcionih koeficijenata  $\Delta\mu_F$  i  $\Delta\mu_{Au}$  je uzeto 10 %. Greška za srednji slobodni put  $\gamma$ -kvanata je  $\Delta l_n = 0.03$  cm.

Izraz za grešku efikasnosti detektora za zlato  $\Delta\varepsilon_{Au}$  traži se standardnim postupkom. Obzirom na izraz (6.3),

$$\Delta\varepsilon_{Au} = \left[ \left( \frac{\partial\varepsilon_{Au}}{\partial\varepsilon_F} \right)^2 (\Delta\varepsilon_F)^2 + \left( \frac{\partial\varepsilon_{Au}}{\partial\mu_{Au}} \right)^2 (\Delta\mu_{Au})^2 + \left( \frac{\partial\varepsilon_{Au}}{\partial\mu_F} \right)^2 (\Delta\mu_F)^2 + \left( \frac{\partial\varepsilon_{Au}}{\partial l_n} \right)^2 (\Delta l_n)^2 \right]^{1/2} \quad (6.4)$$

Zamenom odgovarajućih parcijalnih izvoda u izraz (6.4) dobija se izraz za izračunavanje greške  $\Delta\varepsilon_{Au}$ , koji glasi:

$$\Delta\varepsilon_{Au} = \left[ \left[ e^{l_n(\mu_F - \mu_{Au})} \right]^2 \cdot (\Delta\varepsilon_F)^2 + \left[ -l_n \varepsilon_F \cdot e^{l_n(\mu_F - \mu_{Au})} \right]^2 \cdot (\Delta\mu_{Au})^2 + \right. \\ \left. + \left[ l_n \varepsilon_F \cdot e^{l_n(\mu_F - \mu_{Au})} \right]^2 \cdot (\Delta\mu_F)^2 + \left[ \varepsilon_F (\mu_F - \mu_{Al}) e^{l_n(\mu_F - \mu_{Al})} \right]^2 (\Delta l_n)^2 \right]^{1/2} \quad (6.5)$$

Analogno ovome, nadena je i greška za izračunati broj aktiviranih jezgara,  $\Delta N_{akt}$ .

Obzirom na formulu (6.2),  $\Delta N_{akt}$  se traži standardno kao

$$\Delta N_{akt} = \left[ \left( \frac{\partial N_{akt}}{\partial N_{\gamma}} \right)^2 (\Delta N_{\gamma})^2 + \left( \frac{\partial N_{akt}}{\partial \epsilon_{Au}} \right)^2 (\Delta \epsilon_{Au})^2 + \left( \frac{\partial N_{akt}}{\partial p_{\gamma}} \right)^2 (\Delta p_{\gamma})^2 \right]^{1/2} \quad (6.6)$$

Zamenom odgovarajućih vrednosti parcijalnih izvoda u izraz (6.6), dobijen je izraz

$$\Delta N_{akt} = \left[ \left[ \frac{1}{e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_m}) \epsilon_{Au} \cdot p_{\gamma}} \right]^2 (\Delta N_{\gamma})^2 + \left[ - \frac{N_{\gamma}}{\epsilon_{Au}^2 \cdot p_{\gamma} e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_m})} \right]^2 (\Delta \epsilon_{Au})^2 + \left[ - \frac{N_{\gamma}}{\epsilon_{Au} \cdot p_{\gamma}^2 e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_m})} \right]^2 (\Delta p_{\gamma})^2 \right]^{1/2} \quad (6.7)$$

Sve greške su smeštene u tabeli 6.5.

Radi daljih proučavanja, neophodno je bilo odrediti otežanu srednju vrednost broja aktiviranih jezgara ( $\bar{N}_{akt}$ ) i njenu grešku ( $\Delta \bar{N}_{akt}$ ).

Ove veličine se određuju, po standardno utvrđenim formulama, na sledeći način:

$$\bar{N}_{akt} = \frac{\sum_{i=1}^7 w_i \cdot (N_{akt})_i}{\sum_{i=1}^7 w_i} \quad (6.8)$$

$$\Delta(\bar{N}_{akt}) = \left[ \frac{1}{\sum_{i=1}^7 w_i} \right]^{1/2} \quad (6.9)$$

gde je:

$$w_i = \frac{1}{(\Delta N_{akt})^2}$$

Korišćenjem podataka za  $N_{akt}$  i  $\Delta N_{akt}$  iz tabela 6.4 i 6.5, dobijeni su sledeći rezultati:

$$\sum_{i=1}^7 w_i = 2,73 \cdot 10^{-19}$$

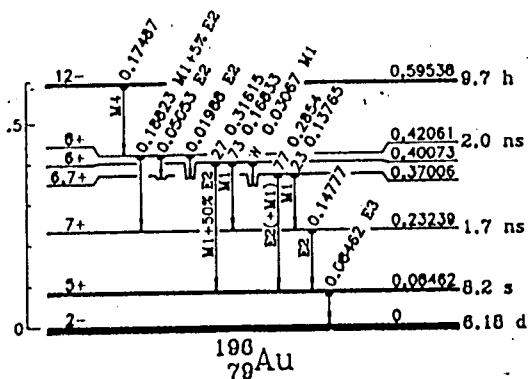
$$\sum_{i=1}^7 w_i (N_{akt})_i = 8,3 \cdot 10^{-9}$$

Zamenom ovih vrednosti u izraze (6.8) i (6.9), dobijena je otežana srednja vrednost broja aktiviranih jezgara i njena greška:

$$\bar{N}_{akt} = (3042 \pm 191,4) \cdot 10^7$$

#### 6.4. ENERGIJE PRELASKA IZ METASTABILNOG U OSNOVNO STANJE ZLATA $^{196}_{79}\text{Au}$

U spektru su, pored energija raspada zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$ , uočene energije koje su odgovarale prelazima sa metastabilnog stanja zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$  u osnovno. Šema ovih prelaza prikazana je na slici 6.5 (ref. 9.).



Slika 6.5 Šema prelaza iz metastabilnog u osnovno stanje zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$

Period poluraspada ovog metastabilnog stanja iznosi  $t_{1/2} = 9.7$  h, a konstanta radioaktivnog raspada za ove prelaze je  $\lambda = 19845 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ .

Statistička obrada ovih linija, po identičnom postupku kao i u poglavlju 6.3., dala je rezultate sumirane u tabelama 6.6 i 6.7.

Analiza dobijenih rezultata jasno pokazuje da za prve tri linije postoji velika greška za izračunat broj aktiviranih jezgara ( $\Delta N_{\text{akt}}$ ). Efikasnost za zlato za ove energije je izrazito mala, što se može objasniti na sledeći način; radi se o prelazima relativno niskih energija i pošto naš uzorak predstavlja debelu metu ( $d=2.5$  mm) od relativno teškog metala ( $z=79$ ), samoapsorpcija je ovde daleko intenzivnija od transparentije. Mala efikasnost odbroja za ove prelaze donosi ogromnu grešku broja aktiviranih jezgara (čak i do 100 %) i rezultat, kao takav, nije prihvatljiv.

Četvrta linija ima najveću energiju (316.3022 keV-a), pa je i uzorak u tom slučaju transparentniji. Greška  $\Delta N_{\text{akt}}$ , dobijena za ovu energiju, kreće se u granicama prihvatljivog ( $\approx 28$  %).

Nakon ovakvog razmatranja, rezultate za prve tri linije jednostavno odbacujemo, uzevši za dobijeni broj aktiviranih jezgara u metastabilnom stanju zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$

$$N_{\text{akt}}^{\text{m}} = (4.8 \pm 1.38) \cdot 10^7.$$

Redni broj	E [keV]	$N_{\gamma} \cdot 10^4$	$P_{\gamma}$	$\epsilon_{Au} \cdot N_{akt} \cdot 10^4$	$\epsilon_F \cdot 10^{-3}$	$\mu_F [cm^{-1}]$	$\mu_{Au} [cm^{-1}]$	$\epsilon_{Au} \cdot 10^{-3}$	$(N_{akt} \pm \Delta N_{akt}) \cdot 10^7$
1	147.7077	0.1457	0.472	3.61	207	0	35.3	0.00096	3760 ± 3900
2	188.1375	0.2972	0.344	10.1	161	0.18	19.3	0.199	50.5 ± 29
3	174.6215	0.104	0.0042	289.8	180	0.19	23.16	0.058	5000 ± 3600
4	316.3022	0.0834	0.0266	36.7	59	0.15	6.02	7.56	4.8 ± 1.38

Tabela 6.6

Redni broj	E [keV]	$\Delta \epsilon_F \cdot 10^{-3}$	$\Delta \mu_F [cm^{-1}]$	$\Delta \mu_{Au} [cm^{-1}]$	$\Delta N_{\gamma} \cdot 10^4$	$\Delta \epsilon_{Au} \cdot 10^{-3}$
1	147.7077	20	0.02	3.5	0.036	0.001
2	188.1375	16	0.02	1.9	0.034	0.011
3	174.6215	18	0.02	2.3	0.017	0.04
4	316.3022	6	0.01	0.6	0.015	1.53

Tabela 6.7

## 6.5. ODNOS AKTIVNOSTI OSNOVNOG I METASTABILNOG STANJA ZLATA $^{196}_{79}\text{Au}$

Pojava energija prelaska iz metastabilnog u osnovno stanje zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$ , navodi na potrebu da se ispita odnos aktivnosti ovih stanja, tj. učešće prelaza iz metastabilnog stanja u sveukupnom raspadu zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$ , za date uslove zračenja i merenja. U tom cilju, sledi detaljan matematički postupak.

Diferencijalne jednačine koje se odnose na vreme zračenja, tj. od  $t=0$  do  $t=t_{zr}$ , su:

$$\frac{dN_m}{dt} = N\sigma_m\phi - \lambda_m N_m \quad (6.10)$$

i

$$\frac{dN_o}{dt} = N\sigma\phi + \lambda_m N_m - \lambda_o N_o \quad (6.11)$$

gde su  $\lambda_m N_m$  aktivnost metastabilnog stanja

$\lambda_o N_o$  aktivnost osnovnog stanja

$\sigma$  efikasni presek stvaranja jezgra zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$  u osnovnom stanju

$\sigma_m$  efikasni presek stvaranja jezgra zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$  u metastabilnom stanju

Jednačina (6.10) govori da je promena broja jezgara u metastabilnom stanju sa vremenom jednaka broju stvorenih jezgara zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$  u metastabilnom stanju, umanjenom za aktivnost metastabilnog stanja.

Jednačina (6.11) govori da je promena broja jezgara u osnovnom stanju sa vremenom jednaka broju stvorenih jezgara zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$  u osnovnom stanju, uvećanom za aktivnost metastabilnog stanja i umanjenom za aktivnost osnovnog stanja.

Množenjem jednačine (6.10) sa  $e^{\lambda_m t}$ , i njenim integraljenjem, dobija se

$$N_m e^{\lambda_m t} = \frac{N\sigma_m\phi}{\lambda_m} e^{\lambda_m t} + C$$



Uzevši u obzir početne uslove

$$t=0$$

$$N_m = 0$$

i integracionu konstantu

$$C = - \frac{N \sigma_m \phi}{\lambda_m},$$

dobijen je broj stvorenih jezgara zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$  u metastabilnom stanju nakon vremena  $t=t_{zr}$  :

$$N_m = \frac{N \sigma_m \phi}{\lambda_m} \left( 1 - e^{-\lambda_m t} \right) \quad (6.12)$$

Množenjem jednačine (6.11) sa  $e^{-\lambda_o t}$ , i daljom integracijom dobijen je izraz:

$$N_o = \frac{N \sigma \phi}{\lambda_o} + N \sigma_m \phi \left[ \frac{1}{\lambda_o} - \frac{1}{\lambda_o - \lambda_m} e^{-\lambda_m t} \right] + C \cdot e^{-\lambda_o t}$$

Korišćenjem početnih uslova

$$t=0$$

$$N_o = 0,$$

i dobijene integracione konstante

$$C = - \frac{N \sigma \phi}{\lambda_o} - N \sigma_m \phi \left[ \frac{1}{\lambda_o} - \frac{1}{\lambda_o - \lambda_m} \right],$$

dobijen je broj stvorenih jezgara zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$  u osnovnom stanju, nakon vremena  $t=t_{zr}$  :

$$N_o = \frac{N \sigma \phi}{\lambda_o} \left( 1 - e^{-\lambda_o t} \right) + \frac{N \sigma_m \phi}{\lambda_o} \left( 1 - \frac{\lambda_o e^{-\lambda_m t} - \lambda_m e^{-\lambda_o t}}{\lambda_o - \lambda_m} \right) \quad (6.13)$$

Diferencijalne jednačine hlađenja, koje se odnose na vreme od završetka zračenja do početka merenja, postavljaju se na sledeći način:

$$\frac{dN_m}{dt} = -\lambda_m N_m \quad (6.14)$$

$$\frac{dN_o}{dt} = \lambda_m N_m - \lambda_o N_o \quad (6.15)$$

Početni uslovi za jednačine (6.14) i (6.15) se dobijaju, kada se u rešenja jednačina zračenja (6.12) i (6.13), zameni vreme zračenja  $t_{zr}$  i odgovarajuće vrednosti konstanti radioaktivnog raspada  $\lambda_m$  i  $\lambda_o$ . Nakon izvršene zamene, dobijeno je:

$$(N_m)_0 = 422,4 \cdot N \sigma_m \cdot \phi \quad [s^{-1}] \quad (6.16)$$

$$(N_o)_0 = 424,1 \cdot N \sigma \phi + 1,8 N \sigma_m \phi \quad [s^{-1}] \quad (6.17)$$

- $(N_m)_0$  je broj stvorenih jezgara zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$  u metastabilnom stanju, u trenutku završenog zračenja
- $(N_o)_0$  je broj stvorenih jezgara zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$  u osnovnom stanju, u trenutku završenog zračenja

Množenjem jednačine (6.14) sa  $e^{\lambda_m t}$ , i daljom integracijom, se dobija:

$$N_m = C \cdot e^{-\lambda_m t}$$

Koristeći početni uslov (6.16) i dobijenu integracionu konstantu

$$C = 422,4 N \sigma_m \phi ,$$

dobijen je broj jezgara zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$  u metastabilnom stanju, nakon isteka vremena hlađenja:

$$N_m = 422,4 N \sigma_m \phi e^{-\lambda_m t} \quad (6.18)$$

Množenjem jednačine (6.15) sa  $e^{\lambda_0 t}$  i daljom integracijom, dobija se

$$N_0 = \frac{422,4 N \sigma_m \phi \lambda_m}{\lambda_0 - \lambda_m} e^{-\lambda_m t} + C \cdot e^{-\lambda_0 t}$$

Zamenom početnog uslova (6.19) i dobijene integracione konstante

$$C = 424,1 N \sigma \phi + \left[ 1,8 - \frac{422,4 \lambda_m}{\lambda_0 - \lambda_m} \right] N \sigma_m \phi,$$

dobijen je broj stvorenih jezgara zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$  u osnovnom stanju, u trenutku završenog hladenja:

$$N_0 = 424,1 \cdot e^{-\lambda_0 t} N \sigma \phi + \left[ \frac{422,4 \lambda_m e^{-\lambda_m t}}{\lambda_0 - \lambda_m} + 1,8 \cdot e^{-\lambda_0 t} - \frac{422,4 \lambda_m}{\lambda_0 - \lambda_m} \right] N \sigma_m \phi \quad (6.19)$$

Ako se u rešenja (6.18) i (6.19) zamene vreme hladenja  $\Delta t$  i odgovarajuće vrednosti konstanti radioaktivnog raspada  $\lambda_m$  i  $\lambda_0$ , dobija se da je

$$N_m = 384 N \sigma_m \phi \quad [\text{s}^{-1}] \quad (6.20)$$

i

$$N_0 = 421,5 N \sigma \phi + 40 N \sigma_m \phi \quad [\text{s}^{-1}] \quad (6.21)$$

Rešenja (6.20) i (6.21) se direktno koriste u određivanju odnosa aktivnosti osnovnog i metastabilnog stanja na sledeći način:

$$\frac{N_0}{N_m} = \frac{421,5 N \sigma \phi + 40 N \sigma_m \phi}{384 N \sigma_m \phi}$$

Množenjem ovog izraza sa  $\frac{\lambda_o}{\lambda_m}$ , dobija se izraz koji upravo predstavlja odnos aktivnosti, tj.

$$\frac{N_o \lambda_o}{N_m \lambda_m} = 0,071739 \frac{\sigma}{\sigma_m} + 0,006808 \quad (6.22)$$

Aktivnosti za osnovno i metastabilno stanje ( $A_o$  i  $A_m$ ) mogu se izračunati i na osnovu eksperimentalnih podataka na sledeći način:

$$A_o = \frac{N_o^\circ}{\epsilon \cdot p_\gamma \cdot t_m}; \quad A_m = \frac{N_\gamma^m}{\epsilon \cdot p_\gamma \cdot t_m}$$

Kod računanja aktivnosti osnovnog stanja, uzeti su podaci za liniju od  $E = 355,58$  keV-a, a kod aktivnosti metastabilnog stanja za liniju od  $E = 316,3022$  keV-a.

Greške za aktivnosti  $A_o$  i  $A_m$  su izračunate standardnim postupkom:

$$\Delta A = \left[ \left( \frac{\partial A}{\partial N_\gamma} \right)^2 (\Delta N_\gamma)^2 + \left( \frac{\partial A}{\partial \epsilon} \right)^2 (\Delta \epsilon)^2 + \left( \frac{\partial A}{\partial p_\gamma} \right)^2 (\Delta p_\gamma)^2 \right]^{1/2}$$

$$\Delta A = \left[ \left( \frac{1}{\epsilon \cdot p_\gamma \cdot t_m} \right)^2 (\Delta N_\gamma)^2 + \left( \frac{N_\gamma}{\epsilon^2 \cdot p_\gamma \cdot t_m} \right)^2 (\Delta \epsilon)^2 + \left( \frac{N_\gamma}{\epsilon \cdot p_\gamma^2 \cdot t_m} \right)^2 (\Delta p_\gamma)^2 \right]^{1/2}$$

Dobijene greške su:

$$\Delta A_o = 12864,7 \quad (\approx 18\%)$$

$$\Delta A_m = 235,7 \quad (\approx 28\%)$$

Greška za odnos  $\frac{A_o}{A_m}$ , dobijena je na sledeći način:

$$\Delta \left( \frac{A_o}{A_n} \right) = \left[ \left[ \frac{1}{A_m} \right]^2 (\Delta A_o)^2 + \left[ -\frac{A_o}{A_m^2} \right]^2 \cdot (\Delta A_m)^2 \right]^{1/2}$$

$$\Delta \left( \frac{A_o}{A_n} \right) = 28,9$$

Dakle, za odnos aktivnosti je dobijeno

$$\frac{A_o}{A_m} = 85,7 \pm 28,9$$

Ako se ovaj rezultat izjednači sa izrazom (6.22), direktno je omogućeno ocenjivanje odnosa efikasnih preseka  $\sigma$  i  $\sigma_m$ .

Naime, račun je pokazao da je

$$\frac{\sigma}{\sigma_m} = 1194,5 \pm 28,9$$

tj.

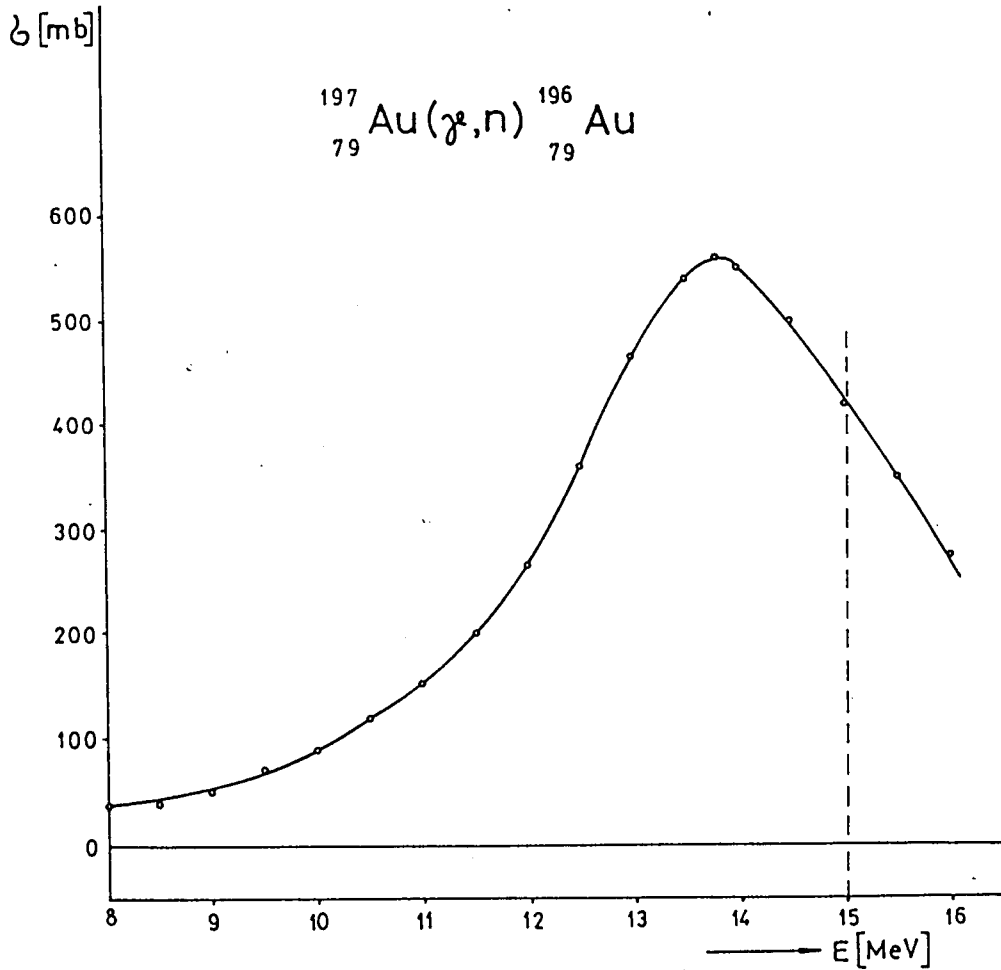
$$\sigma = (1194,5 \pm 28,9) \cdot \sigma_m$$

sto znači da je efikasni presek za produkciju jezgra  $^{196}_{79}\text{Au}$  u osnovnom stanju približno  $10^3$  puta veći od efikasnog preseka za produkciju jezgra  $^{196}_{79}\text{Au}$  u metastabilnom stanju.

Ova činjenica navodi na zaključak da se broj stvorenih radioaktivnih jezgara zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$  u metastabilnom stanju može slobodno zanemariti u odnosu na broj onih u osnovnom. Samim tim, učešće raspada jezgara iz metastabilnog u osnovno stanje je neznatno u konačnom raspadu jezgara iz osnovnog stanja zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$ . Iz tog razloga dalja izračunavanja će uzimati u obzir samo raspad osnovnog stanja zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$ .

### 6.6. PROCENA EFIKASNOG PRESEKA $\sigma$

Kriva raspodele efikasnog preseka nad intervalom energija od 8 do 15 MeV-a, prikazana je na slici 6.6. (ref. 13.).



Slika 6.6 Efikasni presek za reakciju  ${}_{79}^{197}\text{Au}(\gamma, n){}_{79}^{196}\text{Au}$

Površina ispod date krive predstavlja integral

$$\int_{E_1}^{E_2} \sigma(E) dE \quad ,$$

gde su  $E_1 = 8$  MeV-a (energija praga za datu reakciju)  
 $E_2 = 15$  MeV-a (maksimalna energija pobudivačkog fluksa)

Vrednost ovog integrala određena je trapeznom kvadraturnom formulom, koja spada u metode numeričke integracije. Naime, površina ispod krive podeljena je na 14 trapeza (svaki visine 0.5 MeV-a), i njena vrednost je dobijena sumiranjem površina trapeza

$$P = \sum_{i=1}^{14} p_i = 1813 \text{ MeV} \cdot \text{mb} .$$

Ukoliko se data raspodela efikasnog preseka aproksimira nekom uniformnom raspodelom, tada  $\frac{1813 \text{ MeV} \cdot \text{mb}}{7 \text{ MeV}} = 259 \text{ mb}$  predstavlja aproksimativno određen usrednjeni efikasni presek po jednom MeV-u, definisan nad intervalom energije od 8 do 15 MeV-a.

Obzirom na metodu koja je korišćena za procenu efikasnog preseka, greška istog se traži kao ostatak kvadrature formule, po obrascu:

$$R_n[\sigma; a, b] = - \frac{(b-a)h^2}{12} \cdot \sigma''(c) \quad c \in [a, b] \quad (6.23)$$

gde su  $[a, b]$  interval integracije

$h$  korak interpolacije

$\sigma''(c)$  drugi izvod funkcije  $\sigma$  u nekoj tački iz  $[a, b]$ .

Veličina  $\sigma''(c)$  se određuje numeričkim diferenciranjem tj. preko konačnih razlika funkcije  $\sigma$ .

Za konačan rezultat je dobijeno:

$$\sigma = 259 \pm 4 \text{ mb} .$$

Ovaj broj predstavlja aproksimativno određen usrednjeni efikasni presek po jednom MeV-u, definisan nad energetske intervalom od 8 do 15 MeV-a.

## 6.7. PROCENA FLUKSA ZAKOČNOG ZRAČENJA

Površina ispod krive raspodele proizvoda  $\sigma \cdot \phi$  nad intervalom energija od  $E_1 = 8 \text{ MeV}$ -a do  $E_2 = 15 \text{ MeV}$ -a, opisana je integralom

$$\int_{E_1}^{E_2} \sigma(E) \phi(E) dE .$$

Obzirom da efikasnom preseku, procenjenom i definisanom na način opisan u poglavlju 6.6., odgovara fluks definisan na analogan način, proizvod  $\sigma(E) \phi(E)$  se aproksimira proizvodom  $\sigma \cdot \phi$ .

Rešavanjem jednačina zračenja (poglavlje 6.5.) dobijen je izraz (6.17) za izračunavanje broja aktiviranih jezgara u osnovnom stanju zlata  $^{198}_{79}\text{Au}$ . Ovaj broj je i eksperimentalno određen kao  $\bar{N}_{\text{akt}}$ . Prema ovome, uzima se da je

$$\bar{N}_{\text{akt}} = 424.1 N \sigma \phi$$

odakle direktno sledi izraz za izračunavanje fluksa zakočnog zračenja:

$$\phi = \frac{\bar{N}_{\text{akt}}}{424.1 N \sigma}; \quad N = \frac{m}{M} N_A \quad (6.24)$$

gde je  $m = 34 \text{ g}$

$$M = 196.967 \text{ g}$$

$$N_A = 6.023 \cdot 10^{23}$$

$$\bar{N}_{\text{akt}} = (3042 \pm 191.4) \cdot 10^7$$

$$\sigma = (259 \pm 4) \text{ mb.}$$

Greška za fluks je izračunata standardnim postupkom:

$$\Delta \phi = \left[ \left( \frac{\partial \phi}{\partial \bar{N}_{\text{akt}}} \right)^2 (\Delta \bar{N}_{\text{akt}})^2 + \left( \frac{\partial \phi}{\partial \sigma} \right)^2 (\Delta \sigma)^2 \right]^{1/2}$$

Zamenom odgovarajućih parcijalnih izvoda, dobijeno je

$$\Delta \phi = \left[ \left( \frac{1}{424.1 N \sigma} \right)^2 (\Delta \bar{N}_{\text{akt}})^2 + \left[ - \frac{\bar{N}_{\text{akt}}}{424.1 N \sigma^2} \right]^2 (\Delta \sigma)^2 \right]^{1/2}$$

Nakon izvršene zamene, dobijeno je:

$$\phi = (2.66 \pm 0.17) \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Ovaj broj predstavlja vrednost aproksimativno procenjenog usrednjenog fluksa fotona zakočnog zračenja po jednom MeV-u, po  $\text{cm}^2$  površine i u jedinici vremena, nad intervalom energije od 8 do 15 MeV-a.



## 7. ZAKLJUČAK

Analizom dobijenog  $\gamma$ -spektra zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$ , utvrđeno je da se u jezgrima uzorka zlata  $^{197}_{79}\text{Au}$ , ozračenog zakočnim zračenjem linearnog akceleratora energije do 15 MeV-a, desila fotonuklearna reakcija  $^{197}_{79}\text{Au}(\gamma, n)^{196}_{79}\text{Au}$ , koja je direktno proizvela radioaktivno jezgro zlata.

Jedna grupa linija iz  $\gamma$ -spektra je odgovarala radioaktivnom raspadu osnovnog stanja zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$  (tabela 6.4), dok je druga grupa linija odgovarala prelasku jezgra iz metastabilnog u osnovno stanje zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$  (tabela 6.6). Određenim matematičkim putem, pokazano je da je efikasni presek stvaranja jezgara u metastabilnom stanju, oko  $10^3$  puta manji od efikasnog preseka stvaranja jezgara u osnovnom stanju zlata  $^{196}_{79}\text{Au}$ . Na osnovu ovoga, u sveukupnom izračunavanju broja aktiviranih jezgara za vreme ozračivanja, potpuno su zanemareni prelazi sa metastabilnog stanja.

Određivanje efikasnog preseka za fotonuklearnu reakciju koja se odigrala, nad intervalom energija od 8 do 15 MeV-a, u ovom radu zapravo predstavlja aproksimativnu procenu usrednjenog efikasnog preseka po jedinici energije, pod uslovom da se raspodela efikasnog preseka po energijama aproksimira nekom uniformnom raspodelom. Na taj način, efikasni presek prestaje da bude funkcija energije,  $\sigma(E)$ , i dobija konstantnu vrednost  $\sigma$ , nad celim intervalom energije.

$$\sigma = 259 \pm 4 \text{ mb}$$

Nakon ovakve procene efikasnog preseka, i fluks zakočnog zračenja morao je biti razmatran na isti način, tj. raspodela fluksa zračenja po energijama morala je biti aproksimirana nekom uniformnom raspodelom.

Na osnovu izvedene veze između broja aktiviranih jezgara u uzorku zlata  $\bar{N}_{\text{AKT}}$ , efikasnog preseka  $\sigma$  i fluksa zakočnog zračenja  $\phi$ , dobijen je konačan rezultat:

$$\phi = (2,66 \pm 0,17) \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

koji predstavlja aproksimativnu procenu usrednjenog fluksa zračnog zračenja po jednom MeV-u, po  $\text{cm}^2$  površine i u jedinici vremena, nad intervalom energija od 8 do 15 MeV-a.

Greška procenjene vrednosti fluksa od oko 6,5% je najvećim delom prouzrokovana greškom koja se čini prilikom određivanja efikasnosti detektora. Greške za efikasnost razmatranih linija (tabela 6.5) se kreću od 10% do 30%, što je direktna posledica metode određivanja efikasnosti. Zato se uvek pribegava analizi velikih energija prelaza i intenzivnijih linija, jer je tada samoapsorpcija u uzorku manja. Treba napomenuti da je efikasnost za zlato određena indirektno tj. u odnosu na već određenu efikasnost za fosfat. Nalaženje pogodnije metode određivanja efikasnosti, dalo bi bolje rezultate.

## L I T E R A T U R A

1. L. Marinkov - *Osnovi nuklearne fizike* - PMF, (1976), Novi Sad
2. Mira K. Jurić - *Atomska fizika* - Naučna knjiga (1976), Beograd
3. J.M. Purić, S.I. Denize - *Zbirka rešenih zadataka iz atomske fizike* - Naučna knjiga (1979), Beograd
4. D.K. Krpić, I. Aničin, I.M. Savić - *Zbirka rešenih zadataka iz opšte nuklearne fizike* - Naučna knjiga (1977), Beograd
5. W.E. Burcham - *Nuklearna fizika, Uvod (sa fizikom čestica)* - Naučna knjiga (1974), Beograd
6. N.A. Dyson - *X-rays in atomic and nuclear physics* - Longman Group Limited (1973), London
7. A. Ljubičić, K. Pisk, B.A. Logan - *Photoactivation investigation with  $^{115}\text{In}$*  - Phys. Rev. C 23 (1981)
8. F. Rösel, H.M. Fries, K. Alder, H.C. Paul - *Atomic data and nuclear data tables* - Vol. 21 N<sup>o</sup> 2-3 (1978) - Academic Press, New York
9. V.S. Shirley, C.M. Lederer - *Tables of isotopes*, VII-th edition, J. Wiley & Sons, New York
10. R.D. Evans - *The Atomic Nucleus* - Mc Graw Hill Book, 1955.
11. C.M.H. Smith - *A textbook of nuclear physics* - Oxford (1965)
12. Tehnička dokumentacija linearnog akceleratora (od 15 MeV-a) firme "Simens"
13. *Handbook on Nuclear Activation Data* - International Atomic Energy Agency, Viena, 1987.
14. E. Browne, R.B. Firestone - *Table of Radioactive Isotopes* - John Willey & Sons, (1986)
15. H.E. Johns and J.R. Cunningham - *Physics of radiology* - Thomas, Springfield, Illinois (1978)
16. I. Bikit, M. Vesković - *Determination of the optimal length of cylindrical sources for specific gamma activity measurements* - Nucl. Instr. and Meth. A 243 (1986) 227