



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI  
FAKULTET  
DEPARTMAN ZA FIZIKU



# Procena fluksa neutrona nastalih u $^{9}_{4}Be(\gamma, n)2\alpha$ reakciji

-diplomski rad-

Mentor:  
dr Miodrag Krmar

student:  
Blažo Đurnić 398/15

Novi Sad, 2019.

## Predgovor

Fiziku sam zavoleo još prilikom prvog susreta sa njom, koji je bio u osnovnoj školi. Od tada, stekao sam mnoga saznanja i produbio svoje poznavanje pojava koje se dešavaju u prirodi oko mene.

Na osnovnim studijama na Prirodno-matmatičkom fakultetu u Novom Sadu, susreo sam se sa mnogim teorijama, iz različitih oblasti fizike, koje su mi do tada bile nepoznate, a posebno me je zainteresovala nuklearna fizika, zbog čega sam i izabrao da napišem rad iz ove oblasti.

Oduvek sam voleo da eksperimentišem i isporobavam i testiram nove mogućnosti, i to i jeste jedan od razloga zašto sam, na prvom mestu, izabrao da napišem ovakvu vrstu rada. Na ovaj način, mogao sam da zadovoljim svoju želju da se susretнем sa nekim novim pristupom posmatranja eksperimentalnih tehnika nuklearne fizike i obradom podataka.

U nastavku svog života, nadam se da će steći još mnogo znanja iz oblasti fizike, kao i da će imati prilike da se susretнем i sa drugim eksperimentima različitih razmara.

Na kraju, želeo bih da se zahvalim svojoj porodici koja me je podržavala za vreme svih godina mog obrazovanja; profesorici Milici Knežević koja je u osnovnoj školi prepoznala moj talenat za fiziku i maksimalno mi pomogla da u njoj ostvarim što bolje rezultate, kroz pripreme za takmičenja na kojima sam učestvovao; profesoru Imreu Gutu koji me je spremao za takmičenja u nastavku školovanja kroz srednju školu i koji mi je otvorio vidike i pomogao da na fiziku gledam očima kakvim nikad do tada nisam; a za kraj bih posebno želeo da se zahvalim profesoru Miodragu Krmaru za svu nesebičnu pomoć i savete koje mi je davao prilikom izrade ovog rada, kao i zbog vrlo kvalitetnog načina prezentovanja gradiva nuklearne fizike, zbog čega mi se, možda, još i više svidela ova oblast.

## Sadržaj

1	Uvod .....	1
2	Teorijski opis procesa do kojih dolazi prilikom izvođenja eksperimenta .....	2
2.1	Mikrotron .....	2
2.1.1	Osnovne osobine mikrotrona .....	2
2.1.2	Fazna stabilnost .....	4
2.2	Zakočno zračenje .....	6
2.2.1	Klasičan pristup u osnovnim crtama .....	6
2.2.2	Kvantni pristup u osnovnim crtama .....	8
2.2.3	Aproksimacija Schiff-ovom funkcijom .....	10
2.3	Reakcije zahvata neutrona .....	12
2.4	Fotonuklearne reakcije .....	13
2.5	Aktivaciona analiza .....	15
3	Eksperimentalni rezultati .....	17
3.1	Opis eksperimenta .....	17
3.2	Karakteristike elemenata korišćenih u eksperimentu .....	19
3.2.1	Neke karakteristike mete – volfram .....	19
3.2.2	Neke karakteristike berilijuma - <b>9Be</b> .....	20
3.2.3	Neke karakteristike prirodnog indijuma .....	20
3.3	Rezultati i analiza .....	22
3.3.1	Rezultati eksperimenta .....	22
3.3.2	Teorijska predviđanja .....	26
3.3.3	Veza između eksperimentalnih i teorijskih rezultata .....	37
4	Zaključak .....	39
5	Literatura .....	40
	Biografija .....	41

# 1 Uvod

Kao što se to može videti iz samog naslova, u ovom radu će biti predstavljena jedna tehnika za analizu fluksa neutrona nastalih u reakciji  ${}^9Be(\gamma, n)2\alpha$ . Da bi ovo bilo što razumljivije čitaocu, rad će biti podeljen na dva dela. U prvom delu rada (oblast 2), biće predstavljen teorijski opis procesa koji se odigravaju u eksperimentu, koji će biti opisan u drugom delu rada (oblast 3).

Prvo će u radu biti predstavljen proces kojim bi mogao da se dobije snop monoenergetskih elektrona dobro poznatih energija, korišćenjem mikrotrona. Kada padnu na metu, ubrzani elektroni stvaraju zakočno zračenje. U ovom radu će biti predstavljena analiza ovog zračenja, a na kraju će biti prikazana i Schiff-ova funkcija koja ga vrlo lepo opisuje.

Za jako velike flukse zakočnog zračenja, karakteristike zračenja nije moguće odrediti direktnim merenjem, već je potrebno pronaći način za indirektno merenje. Vrednosti ovih flukseva bitno zavise od struje elektrona koji stvaraju zakočno zračenje, a maksimalna energija zakočnog zračenja je ustvari jednak maksimalnoj kinetičkoj energiji elektrona. Fotoni koji nastaju u zakočnom zračenju reaguju sa materijom, a zbog velike energije mogu da izazovu nuklearne interakcije prilikom kojih nastaju čestice, npr.  $(\gamma, n)$ . Zračenje ovakvih čestica takođe može da bude korisno za analizu zakočnog zračenja i određivanje karakteristika ovog zračenja.

Jedan od vrlo pogodnih elemenata za analizu zračenja koje nastaje, predstavlja indijum. Ono po čemu je indijum jako koristan jeste njegova mogućnost da interaguje, kako sa gama fotonima zakočnog zračenja, tako i sa neutronima koji su prateći. Analizom odnosa saturacionih aktivnosti za odvijanje različitih reakcija, mogu se izvlačiti podaci o spektru (videti referencu [\[10\]](#)).

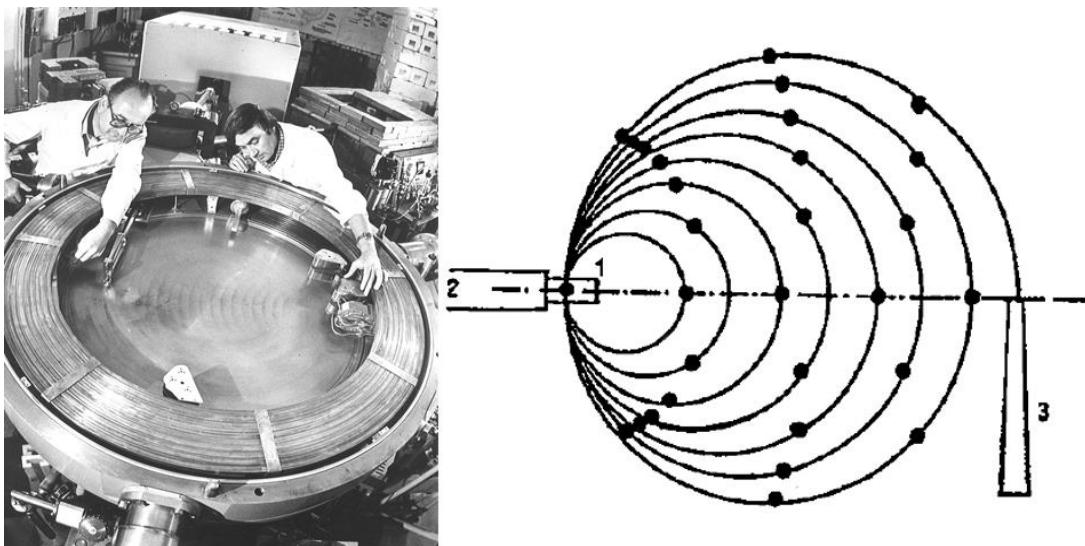
Za indijum postoje različite oblasti energija koje su korisne za razmatranje. Obzirom da se prilikom prelaska praga za odigravanje neke interakcije ona počinje odgravati, u eksperimentu ovog rada su predstavljene tri oblasti energija, a posebno je analizirana oblast najmanjih energija (od 5 do 10 MeV).

Obzirom da je potrebno pratiti odnose različitih saturacionih aktivnosti radi analiziranja zakočnog zračenja (kao i energija upotrebljenih elektrona za njegovo stvaranje), potrebno bi bilo pratiti određene interakcije u svim oblastima energija. Kada je reč o visokim energijama, volframska meta predstavlja glavni izvor neutronska koji nastaju u interakciji zakočnog zračenja sa metom, u kojoj je ono i nastalo. Međutim, kada je reč o oblasti niskih energija (5 – 10 MeV), fotoni zakočnog zračenja nemaju mogućnost da stvore neutrone u meti od volframa i potrebno je koristiti drugi izvor neutronska. Kao drugi izvor se ispostavilo da je pogodno korisiti  ${}^9Be$  zbog njegovog niskog energetskog praga za odigravanje reakcije  ${}^9Be(\gamma, n)2\alpha$  u kojoj nastaju neutroni. U [\[10\]](#) pokazana je analiza dobijanja odnosa saturacionih aktivnosti, međutim nigde nije ispitana fluks nastalih nukleona u reakciji  ${}^9Be(\gamma, n)2\alpha$  i to će biti pokazano u ovom radu. Osim toga, ove vrednosti će biti upoređene sa teorijskim, kako bi se proverilo teorijsko slaganje sa eksperimentalnim i kako bi se u budućnosti mogao proceniti fluks nastalih neutrona u reakciji  ${}^9Be(\gamma, n)2\alpha$  i bez njegovog posebnog merenja i analize.

## 2 Teorijski opis procesa do kojih dolazi prilikom izvođenja eksperimenta

### 2.1 Mikrotron

Mikrotroni predstavljaju ciklične akceleratore čestica (slika 1) (uglavnom je reč o elektronima ili eventualno pozitronima), do energija od maksimalno nekoliko desetina MeV (u cirkularnom mikrotronu koji je prvi razvijen). Čestice se u mikrotrnima ubrzavaju visoko frekventnim električnim poljem koje se nalazi u rezonantnoj šupljini, dok se ciklično kretanje vrši usled magnetnog polja i ova dva polja su vrlo precizno povezana. Samo električno polje se nalazi u radiofrekventnoj oblasti, tj. talasna dužina mu je reda 10 cm, tj. reč je o mikrotalasima, odakle je mikrotron i dobio naziv.



Slika 1 Prikaz realnog mikrotrona i šematski prikaz cikličnog mikrotrona; delovi mikrotrona: 1. akceleratorska šupljina, 2. izvor naizmeničnog napona, 3. kanal za izvođenje elektrona

Ideja o konstrukciji mikrotrona je prvi put objavljena 1944. godine u radu Veksler-a u vidu modifikacije na već postojeći elektronski ciklotron. I pre ovog rada je mikroton bio spominjan, međutim, tek je Veksler prvi ovo objavio. 1946. godine je Schiff predložio i unapređenje cikličnog mikrotrona u tzv. "race-track mikrotron".

#### 2.1.1 Osnovne osobine mikrotrona

Elektron koji se ubrzava mikrotronom se ubrzava tako da opisuje krugove sve većeg i većeg poluprečnika sa zajedničkom tangentom koja prolazi kroz akceleratorsku šupljinu. Ovakav elektron opisuje krugove sa periodom datim izrazom

$$T_n = 2\pi \frac{E_n}{ecB}, \quad (2.1)$$

gde je  $E_n$  ukupna energija elektrona na kružnici  $n$ -tog reda koju opisuje u magnetnom polju indukcije  $B$ . Na osnovu ovoga se lako može zaključiti i da je promena perioda elektrona sa porastom reda kružnice data sa

$$\Delta T = 2\pi \frac{\Delta E}{ecB}. \quad (2.2)$$

Mikrotron se podešava tako da je promena perioda kruženja čestice jednaka celobrojnom umnošku perioda primjenjenog radiofrekventnog polja. Tada se čestice vraćaju u početni položaj sa istom fazom sa kojom su se nalazile na ulazu u radiofrekventno polje pre opisivanja poslednjeg kruga. Samim tim, vreme potrebno da čestica opiše prvi krug treba da bude jednak celobrojnom umnošku perioda napona koji obezbeđuje električno polje za ubrzavanje. Dakle, važe jednačine:

$$\Delta E = \mu E_0; \quad T_1 = \nu T_0, \quad (2.3)$$

gde su  $\mu$  i  $\nu$  celobrojne vrednosti,  $E_0$  je energija mase mirovanja čestice ( $511 keV$  za elektron), a  $T_0$  je period upotrebljenog promenljivog napona za ubrzavanje.

Na osnovu prethodno rečenog, jednačinu (2.2) je moguće sada zapisati kao:

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \nu \frac{B}{B_0} = \nu \Omega, \quad (2.4)$$

gde  $B_0$  može da se predstavi kao  $B_0 = 2\pi \frac{E_0}{e\lambda}$  za odgovarajuću talasnu dužinu  $\lambda$  primjenjenog promenljivog napona za ubrzavanje.

Ako se sada uvede oznaka za relativnu energiju, može se napisati:

$$\Gamma_1 = \frac{E_1}{E_0} = \nu \Omega, \quad (2.5)$$

a za njenu promenu

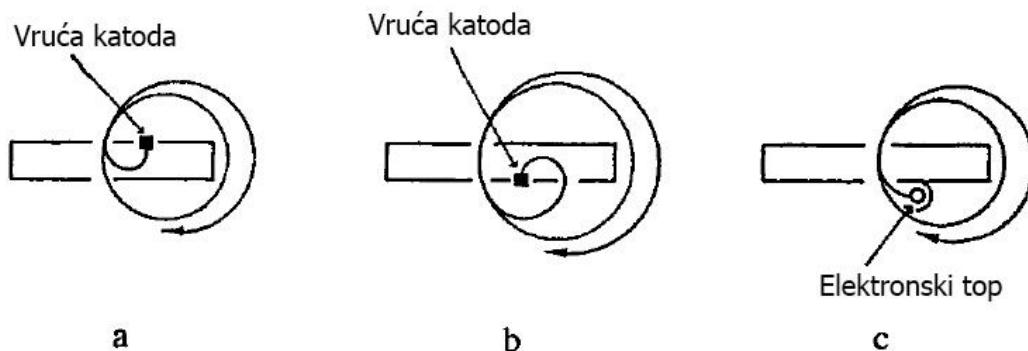
$$\Delta \Gamma = \mu \Omega. \quad (2.6)$$

Nakon  $n$  revolucija, na osnovu prethodnog se dobija

$$\Gamma_n = \Gamma_1 + n\nu \Omega. \quad (2.7)$$

Dakle, vidi se da ukupna energija čestice (elektrona) zavisi samo od broja orbite koju opisuje, kao i intenziteta upotrebljenog magnetnog polja (u članu  $\Omega$ ).

Sama čestica (dalje će biti reči o elektronu) se može ubacivati u mikrotron na različite načine, međutim, postoje dve vrste izvora elektrona koji se drugačije ugrađuju u mikrotron. Prvi predlog za dobijanje elektrona (injekciju) u mikrotronu iz katode ugrađene u zid je dao Melekhin. Za ove elektrone se može reći da se ubrzavaju pre nego što uđu u svoju prvu orbitu kretanja, što je i predstavljeno na slici 2 pod a i b. Baš zbog ove osobine, moguće je ubrzavati elektrone proizvoljno, tj. elektroni mogu dobijati različite iznose energije po jednom opisanom krugu u zavisnosti od primjenjenih polja.



Slika 2 Osnovni načini uvođenja elektrona u mikrotron

Osim korišćenja usijanih katoda kao izvora elektrona, početkom 60-ih je predloženo korišćenje elektronskih topova, što je prikazano na slici 2 c.

Dakle, elektroni su najpre ubrzani u akceleratorskoj šupljini, a zatim nakon što je napuste ulaze u prvu orbitu po kojoj se kreću. Recimo da je porast energije u ovom procesu  $\delta E^{(1)}$ . Tada se može reći da je energija elektrona na prvoj orbiti data sa

$$E_1 = E_0 + \delta E^{(1)}, \quad (2.8)$$

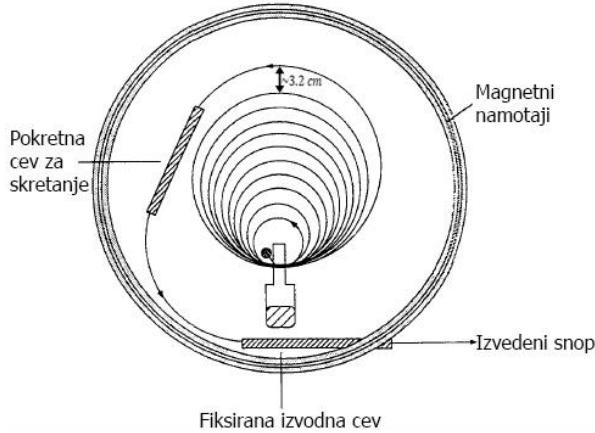
a za  $\nu = 1$  i  $\mu = 2$  iz relacija (2.5) i (2.6) se dobija

$$\frac{1}{\mu} \frac{E_1}{E_0} = \frac{B}{B_0} = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\delta E^{(1)}}{E_0} \right). \quad (2.9)$$

Na osnovu formule (2.9), može se zaključiti da se odgovarajućom promenom magnetnog polja, a samim tim i intenziteta radiofrekventnog napona koji se koristi za ubrzavanje elektrona, može podešavati promena energije elektrona po želji eksperimentatora. Detaljnim računom se može pokazati da je ova promena kontinualna, što potvrđuju i eksperimentalni rezultati.

Izvođenje elektrona iz mikrotrona je jednostavno obzirom da se kružnice po kojima se ovaj kreće sve više i više razilaze sa porastom reda kružnice. Ova veličina u jednom trenutku dostiže vrednost i od  $3.2 \text{ cm}$  (slika 3). Na ovom mestu, uglavnom se postavlja cev koja je zadužena za skretanje snopa. Ovo se postiže tako što je ova cev postavljena tangencijalno na kružnicu po kojoj se kreće elektron i u ovoj cevi se obezbeđuje da se ne oseća nikakvo polje.

U slučaju da mikrotron treba da proizvodi različite energije, koristie se dve već spomenute cevi, s tim da je jedna pokretna, dok je druga fiksirana, kao što je prikazano na slici 3.



Slika 3 Princip izvođenja snopa iz mikrotrona

## 2.1.2 Fazna stabilnost

Fazna stabilnost kretanja elektrona u mikrotronu govori o tome da se proces ubrzanja "sam popravlja" u toku vremena u određenoj faznoj regiji.

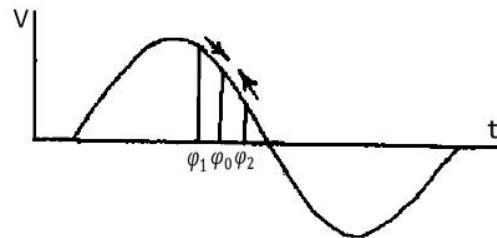
Ovaj princip je prvi put bio istaknut nezavisno od Veksler-a (USSR) i McMillan-a (USA). Prema ovom principu, radio-frekventno polje koje se primenjuje deluje na nanelektrisane čestice koje prolaze kroz njega, bez obzira da li su ove u odgovarajućoj fazi ili su ipak malo fazno pomerene. Baš zbog ove male promene u fazi, moglo bi se pretpostaviti da čestica koja bi došla u šupljinu pri maksimalnoj vrednosti napona  $V_0$ , dobija maksimalnu vrednost energije prilikom prolaska kroz šupljinu za ubrzavanje, tj.  $eV_0$ , a ova energija je potrebna da bi čestice stekle dovoljnu energiju za sinhrono kretanje nakon opisivanja naredne orbite. Međutim, svakako bi se mogao videti problem, jer je broj ovakvih čestica ekstremno mali u odnosu na ukupan broj čestica. Takođe, moglo bi se pretpostaviti i da svaka sledeća čestica koja dolazi u nekom drugom trenutku, prima nešto manju energiju zbog druge faze

polja. Na ovaj način, bilo bi za očekivati da čestice u jednom trenutku ulaze u šupljinu i kada je polje suprotnog smera.

Rešenje ovog problema su predložili Veksler i McMillan uz obezbeđivanje lako ostvarivih zahteva. Ti zahtevi su:

1. Maksimum upotrebljenog napona treba da bude malo viši nego što bi bilo potrebno u idealnom slučaju ( $V_0$ );
2. Orbite čestica imaju osobine da svaka promena energije i momenta kretanja mora biti propaćena promenom perioda ovog kretanja.

Kako bi se ovo malo bolje opisalo i razumelo, prepostavimo da je magnetno polje, kao i promenljivo polje, zaduženo za ubrzanje čestice, podešeno tako da sinhronizovani elektron prolazi kroz akceleratorsku šupljinu u trenutku kada mu faza odgovara vrednosti  $\varphi_0$ . Pretpostavimo sada da sem ovog elektrona, u akceleratorsku šupljinu dolazi još jedan elektron nešto ranije, sa fazom  $\varphi < \varphi_0$ . Taj elektron dobija nešto veću energiju nego sinhronizovani elektron i usled toga period kružnog kretanja ovog elektrona postaje nešto veći od perioda kretanja sinhronizovanog elektrona. Kada ovaj elektron napravi krug, usled ovoga, on će imati nešto "bližu" fazu, fazi sinhronizovanog elektrona. Ovaj postupak se može ponavljati veći broj puta (s tim da je razlika porasta energije dva uzastopna prolaska sve manja i manja), a nakon svakog opisanog kruga, faze ova dva elektrona su sve sličnije. Na isti način se može doći do istog zaključka i za elektron koji kasni za sinhronizovanim elektronom, s tim što u ovom slučaju ovaj prima nešto manju energiju u odnosu na sinhronizovani elektron. Šematski prikaz ovog procesa je prikazan na slici 4.



Slika 4 Šematski prikaz principa fazne stabilnosti

Ipak, ubrzavanje sa stabilnom fazom je moguće samo za fazne uglove koji se nalaze u uskom rasponu oko pika rezonantnog napona. Konkretno, koliki je taj raspon faznih uglova za koje dolazi do stabilne faze, može se dobiti proračunima. Naravno, i u ove proračune se uglavnom uvode odgovarajuće aproksimacije kako bi se analiza što više uprostila. Jedna od takvih aproksimacija je da je rezonantno električno polje homogeno, kao i da je širina šupljine u kojoj dolazi do ubrzavanja zanemarljivo mala. Kao direktna posledica, može se zanemariti doprinos spoljašnjeg magnetskog polja u dатој šupljini.

U realnosti, naravno, ove aproksimacije malo menjaju procene, međutim, mogu se smatrati dovoljno dobrim (u odnosu na eksperimentalne podatke). Ono što se svako dobija jeste da snop elektrona koji napušta mikrotron ima odeđenu širinu energetskog pika, što je naravno normalna stvar za eksperiment. Ono što se iz jednačina koje se dobijaju iz analize faze oscilovanja dobija, jeste da je neodređenost energije snopa koji se dobija proporcionalna prethodno uvedenom bezdimenzionom parametru  $\Omega$ , s tim što ne zavisi od reda orbite, tj. energije čestice (elektrona). Procenjuje se da je oko  $50\text{keV}$  ova neodređenost. Henderson [4] je dobio da je  $50\text{keV}$  neodređenost za energiju izlaznog snopa od  $6.8\text{ MeV}$ , a Wernholm [3] je izmerio odstupanje od 1% za energiju izlaznog snopa od  $5.94\text{MeV}$ . Obe ove vrednosti su dobijene korišćenjem cirkularnog mikrotrona.

## 2.2 Zakočno zračenje

U ovom delu rada, zbog jako obimnog broja podataka i vrlo opširne teorije koja bi opisala ovaj proces, kako klasične, tako i kvantno mehaničke, biće predstavljene samo osnovne činjenice vezane za ovaj proces, kao i osnovne jednačine. Takođe, biće prikazana ideja predstavljanja spektra ovog zračenja pomoću Schiff-ove funkcije.

Za početak, korisno bi bilo spomenuti da se problem gubljenja energije (usporavanja) elektrona može posmatrati na različite načine, tj. mogu se koristiti različite teorije. To su klasična, semiklasična i kvantna, a sve one daju korisne rezultate.

U klasičnoj teoriji, svaka nanelektrisana čestica koja se kreće i na svom putu gubi energiju, takođe i zrači energiju u vidu elektromagnetskih talasa. Za razliku od klasične, u kvantnoj teoriji, koja se vrlo lepo slaže sa eksperimentalnim rezultatima, može se pričati samo o nekoj maloj verovatnoći za emisuju fotona određene energije, međutim ova verovatnoća je svakako konačna.

### 2.2.1 Klasičan pristup u osnovnim crtama

Najpre će biti reči o zračenju koje nastaje kao posledica interakcije elektrona sa jezgrom, kao i efektu ekriranja jezgra (ovaj efekat se korektno opisuje kvantnom mehanikom i samo izvođenje zbog kompleksnosti neće biti izloženo).

Relacija u klasičnoj teoriji koja bi mogla da opiše kretanje čestice u spoljašnjem polju se dobija iz Maxwell-ovih jednačina. U tom slučaju, moglo bi se reći da je izračena snaga čestice nanelektrisanja  $e$  i brzine  $v \ll c$  data Larmor-ovom formulom

$$I = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2e^2}{3c^3} a^2, \quad (2.10)$$

gde je  $a$  ubrzanje (tj. usporenje) čestice, a  $\epsilon_0$  je dielektrična permitivnost vakuuma.

U slučaju da je reč o dipolu, izračena snaga se dobija traženjem drugog vremenskog izvoda dipolnog momenta  $p$ , tj.

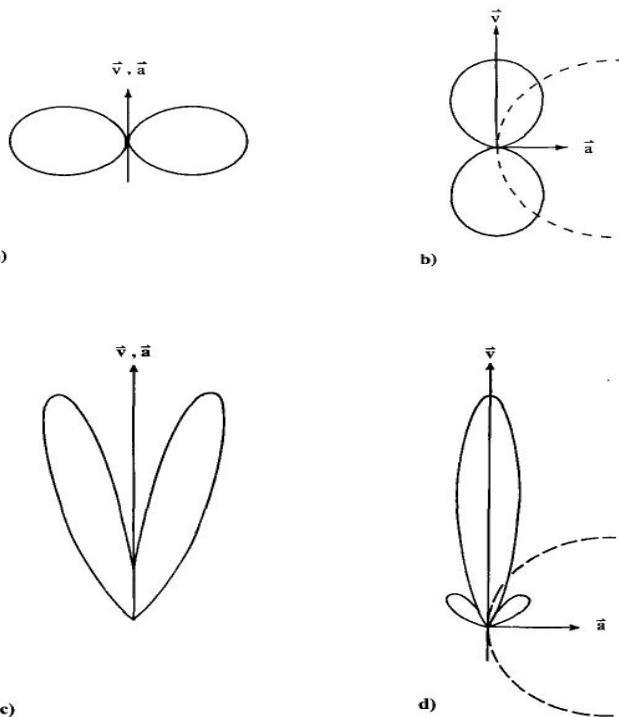
$$I = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{3c^3} \ddot{p}^2, \quad (2.11)$$

a ugaona distribucija dipola bi se mogla predstaviti dobro poznatim izrazom

$$\frac{dI}{d\Omega} \sim \sin^2 \theta, \quad (2.12)$$

gde je  $\theta$  ugao emisije zračenja u odnosu na osu dipola.

Prethodno istaknute formule važe samo za male brzine kretanja čestice, tj. kada važi gore dat uslov  $v \ll c$ , međutim, ako ovaj uslov nije ispunjen, tj. ako je reč o relativističkim brzinama, dobija se nešto drugačija ugaona distribucija



Slika 5 Princip zračenja elektrona koji usporava za slučajeve kada su brzina i ubrzanje paralelni i normalni, kao i prikaz razlike distribucije zračenja za nerelativističke i relativističke brzine

zračenja (zračenje je pomereno u smeru kretanja elektrona). Sve ove ugaone distribucije su predstavljene na slici 5 u zavisnosti od toga kako je usmenreno ubrzanje čestice u odnosu na brzinu.

Ono što svakako treba istaći kao nedostatak klasičnog posmatranja, jeste prepostavka da prilikom javljanja bilo kakvog ubrzanja elektrona dolazi do emisije zračenja. Ovaj nedostatak je prevaziđen uvođenjem kvantne mehanike u račun i analizu zračenja. Po ovoj teoriji, ispostavlja se da je verovatnoća da dođe do emisije fotona prilikom ubrzanja elektrona mala. Prema ovoj teoriji dolazi do kuplovanja elektrona i elektromagnetskog polja emitovanog fotona, a usled toga se smatra da rasejni elektron ima verovatnoću emisije fotona reda konstante fine strukture  $\alpha \approx \frac{1}{137}$ . Zato je efikasni presek emisije zakočnog zračenja proporcionalan proizvodu konstante  $\alpha$  i efikasnog preseka za elastično rasejanje.

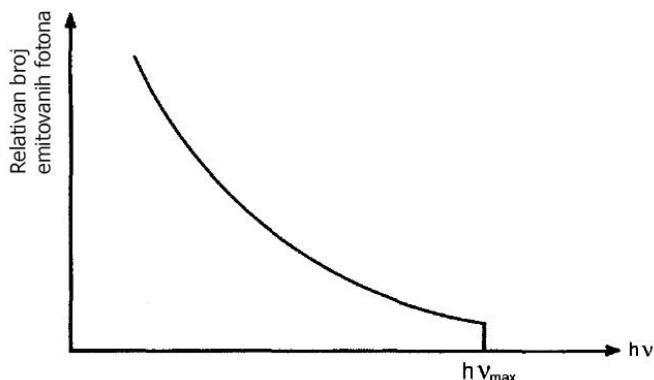
Još jedan od velikih problema klasične teorije je nepostojanje kratkotalasne granice zračenja. Po ovoj teoriji, trebalo bi da dolazi i do emisije fotona mnogo većih energija nego što je u realnosti slučaj, tako da bi se spektar proširio do beskonačnosti. Ovaj problem je rešen uvođenjem relacije

$$E_e = E_0 + h\nu, \quad (2.13)$$

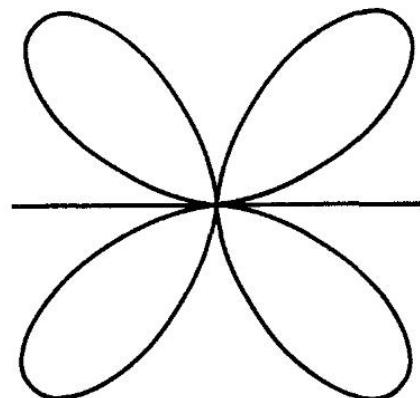
gde je  $E_e$  energija upadnog elektrona, a  $E_0$  je energija mirovanja. Dakle,  $h\nu$  (energija fotona) može uzeti bilo koju vrednost sve do maksimalne kinetičke energije elektrona. Spektar zakočnog zračenja koje je posledica interakcije elektrona i jezgra je predstavljen na slici 6.

Kako je do sada bilo reči samo o zakočnom zračenju koje nastaje kao posledica interakcije elektrona sa jezgrom, potrebno je istaći još jedan efekat koji bitno utiče na efikasni presek za nastanak zračenja. Reč je o efektu ekraniranja. Ovaj efekat je posledica kruženja elektrona oko jezgara mete koja se bombarduje. Smanjenje efikasnog preseka je naravno najveće u oblastima gde je udarni parametar najveći, jer je tada jezgro u potpunosti zaklonjeno orbitalnim elektronima i u ovoj oblasti se može osetiti najmanji potencijal koji stvara jezgro. Takođe, kada je udarni parametar mali, dolazi do malog smanjenja efikasnog preseka usled ekraniranja.

Sada bi bilo još potrebno reći nešto i o zakočnom zračenju koje nastaje kao posledica reakcije elektron-elektron (njihovog sudara). Ono što bi se svakako prvo, a i najbitnije, moglo primetiti jeste da su u ovoj interakciji nanelektrisane čestice istog predznaka nanelektrisanja. Baš usled toga, zračenje koje nastaje usled ove interakcije, ne može se posmatrati kao posledica dipolne interakcije. Dakle, obzirom da dve isto nanelektrisane čestice ne čine dipol, smatra se da je radijacija ove interakcije kvadrupolne prirode. U ovoj interakciji se pretpostavlja da se ugaona distribucija poklapa sa onom sa slike 7.



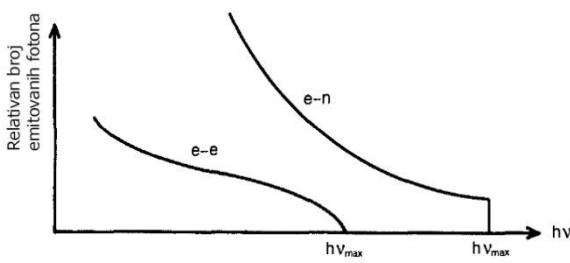
Slika 6 Spektar zakočnog zračenja reakcije elektrona sa jezgrom



Slika 7 Ugaona raspodela zračenja koje nastaje u elektron-elektron interakciji

Obzirom da je reč o zračenju koje je kvadrupolne prirode, ovo zračenje je mnogo manjeg intenziteta u odnosu na zračenje koje nastaje usled interakcije elektrona sa jezgrom, koje je dipolne prirode. Takođe, procenjuje se da je i maksimum energije ovog zračenja pomeren ka nižim energijama, a ovo je predstavljeno na slici 8. Još je potrebno naglasiti da je rezultat sa slike 8

predstavljen na osnovu teorijskih procena. Do sada je bio veći broj pokušaja da se eksperimentalno razdvoje ova dva zračenja i da se dobije određen spektar elektron-elektron interakcije, međutim, svi ovi pokušaji su bili bezuspešni.



Slika 8 Zajednički prikaz zračenja elektron-elektron i elektron-jezgro reakcija

### 2.2.2 Kvantni pristup u osnovnim crtama

U ovoj glavi će biti govora samo o nekim osnovnim postavkama kvantne mehanike, vezanim za zakočno zračenje koje se javlja u interakciji elektrona sa jezgrom.

Za početak, bilo bi korisno odmah aproksimirati moment kretanja jezgra nulom. U posmatranoj interakciji, obzirom da jezgro sa atomskim brojem  $A$  ima mnogo veću energiju mirovanja u odnosu na elektron, može se smatrati da je ova aproksimacija potpuno opravdana. Takođe, jezgro se uglavnom ne nalazi slobodno, već je vezano, a samim tim se može reći da mu masa koju "oseća" elektron još više raste. Obzirom da se jezgro može smatrati nepokretnim, ponovo se može napisati jednostavna jednačina za održanje energije u procesu:

$$E_e = E_0 + h\nu. \quad (2.14)$$

Interakcija koja prevodi elektron iz početnog u krajnje stanje kretanja se može podeliti na dva dela:

- interakcija elektrona sa radijacionim poljem koje dovodi do nastanka zakočnog zračenja;
- interakcija elektrona sa električnim poljem jezgra.

U kvantnoj elektrodinamici, interakcija elektrona sa radijacionim poljem može da se smatra kao mala perturbacija. Najčešće se koristi faktor  $\alpha \approx \frac{1}{137}$  kako bi se ova interakcija uračunala (ili čak kvadrat elementarnog naielektisanja,  $e^2$ ). Sa druge strane, interakcija elektrona sa poljem jezgra je nešto komplikovanija i potrebno je koristiti i neperturbovani hamiltonijan. Da bi to bilo moguće, potrebno bi bilo rešiti Dirac-ovu relativističku jednačinu kretanja, što nije moguće bez aproksimacija ili je ovo eventualno moguće numeričkim metodama.

Na osnovu rečenog, očigledno je da je potrebno posmatrati interakciju elektrona sa poljem koje se predstavlja pomoću skalarnog,  $\varphi$ , i vektorskog,  $A$ , potencijala. Tada se Dirac-ova jednačina može zapisati kao

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H}\psi = \{\vec{\alpha} \cdot (\vec{p} - e\vec{A})c + \beta mc^2 + e\varphi\}\psi = 0, \quad (2.15)$$

gde je  $\vec{p} = -i\hbar\nabla$  operator momenta kretanja,  $e$  je elementarno naielektisanje, a  $\vec{\alpha}$  i  $\beta$  su odgovarajuće Dirac-ove matrice. Obzirom da je reč o stacionarnim rešenjima, funkcija stanja se može rastaviti na deo koji zavisi od vektora položaja i deo koji zavisi od vremena kao

$$\psi(r, t) = \psi(r)e^{-iEt/\hbar}, \quad (2.16)$$

što direktno daje Dirac-ovu jednačinu u obliku

$$\{-\vec{\alpha} \cdot (i\hbar\nabla + eA)c + \beta mc^2 + e\varphi\}\psi(r) = E\psi(r), \quad (2.17)$$

što bi bio svojstveni problem hamiltonijana.

Kako Dirac-ova jednačina ima linearu formu, hamiltonian koji opisuje interakciju elektrona se može predstaviti pomoću zbiru dva hamiltonijana: hamiltonijana koji opisuje elektron bez radijacionog polja i hamiltonijana koji opisuje interakciju elektrona sa radijacionim poljem. Dakle, može se napisati sledeće:

$$H = H_{el} + H_{int}, \quad (2.18)$$

a kada se u obzir uzme samo drugi deo, može se napisati

$$H_{int} = -ec(\vec{\alpha} \cdot A). \quad (2.19)$$

Sada bi bilo potrebno izraziti matrični element koji bi prevodio elektron iz početnog stanja u krajnje stanje, tj.

$$M_{i \rightarrow f} = -\frac{e\hbar c}{\sqrt{2\varepsilon_0 h\nu L^3}} \int \psi_f^\dagger(r)(\vec{\alpha} \cdot \mathbf{e})e^{-ikr/\hbar}\psi_i(r)d^3r, \quad (2.20)$$

gde je  $\varepsilon_0$  permitivnost vakuma,  $\psi_i$  i  $\psi_f$  predstavljaju početnu i krajnju funkciju stanja,  $k$  moment kretanja (impulsa) emitovanog fotona energije  $h\nu$ ,  $\mathbf{e}$  jedinični vektor koji određuje pravac polarizacije i ovaj vektor je uvek normalan na moment  $k$  ( $\mathbf{e} \cdot k = 0$ ).

Po teoriji nestacionarnih perturbacija, verovatnoća da dođe do procesa se može izraziti pomoću Fermi-jevog zlatnog pravila, tj. kao

$$W_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | V | i \rangle|^2 \rho_f, \quad (2.21)$$

gde  $|i\rangle$  i  $|f\rangle$  predstavljaju početno i krajnje stanje sistema po Dirac-ovoј notaciji,  $V$  je perturbacija koja prevodi sistem iz početnog u krajnje stanje, a  $\rho_f$  je gustina konačnih stanja (broj mogućih stanja po energiji  $dE_f$ ). Kako kao krajnje stanje nastaju dve čestice (elektron sa promjenjom energijom i foton),  $\rho_f$  se može izraziti kao proizvod gustina krajnjih stanja za elektron i foton i tada se dobija

$$\rho_f = \frac{p_2(E_2 + mc^2)d\Omega_{p2}k^2dkd\Omega_k}{(2\pi m)^6 c^8}, \quad (2.22)$$

gde su  $d\Omega_{p2}$  i  $d\Omega_k$  određeni elementi prostornih uglova za elektron (nakon što je izgubio energiju) i nastali foton u pravcima  $p_2$  i  $k$  redom, a  $p_2$  i  $E_2$  su moment kretanja i energija za taj elektron.

Po definiciji, efikasni presek predstavlja broj interakcija po jedinici vremena po jedinici fluksa. Dakle, deljenjem izraza (2.21) sa fluksom upadnih elektrona (impulsa  $p_1$  i energije  $E_1$ ) i uvrštavanjem odgovarajućih izraza, može se dobiti izraz za diferencijalni efikasni presek i to kao

$$\frac{d^3\sigma}{dkd\Omega_kd\Omega_{p2}} = (2\pi)^{-4} \frac{e^2\hbar}{4\pi\varepsilon_0} \frac{p_2(E_1 + mc^2)(E_2 + mc^2)k^2}{p_1hvm^6c^8} |M|^2, \quad (2.23)$$

gde je

$$M = \int \psi_f^\dagger(r)(\vec{\alpha} \cdot \vec{e})e^{-ikr/\hbar}\psi_i(r)d^3r, \quad (2.24)$$

što je matrični element (2.20) bez konstanti ispred integrala.

Izraz (2.23) može da se transformiše u

$$\frac{d^3\sigma}{dkd\Omega_k d\Omega_{p2}} = \frac{\alpha}{(2\pi)^2} \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 \frac{p_2(E_1 + mc^2)(E_2 + mc^2)k^2}{p_1 hvm^4 c^5} |M|^2, \quad (2.25)$$

gde je ubaćena konstanta fine strukture  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$ .

Na osnovu prethodno izvedenog, vidi se da se problem traženja diferencijalnog efikasnog preseka svodi na traženje izraza za matrični element. U teoriji se to obično radi tzv. Born-ovom aproksimacijom i u ovom radu ovaj postupak neće biti iznesen.

### 2.2.3 Aproksimacija Schiff-ovom funkcijom

Do sada, u glavi 2.2.2 je predstavljen kvantomehanički formalizam kojim bi se mogao dobiti diferencijalni efikasni presek. Naravno, da bi izraz koji se dobija na ovaj način što bolje uspeo da opiše realnu verovatnoću da dođe do emisije fotona zakočnog zračenja (efikasni presek), bilo bi potrebno u računu uvrstiti mnogobrojne efekte, poput spomenutog ekraniranja jezgra u delu 2.2.1. Schiff-ova funkcija o kojoj će biti reči u ovoj glavi, najbolje opisuje spektar zakočnog zračenja (u odnosu na druge predložene funkcije), a to je verovatno baš posledica najbolje prepostavljenog oblika ekraniranog potencijala.

Još bi takođe bilo korisno spomenuti da je u eksperimentu uglavnom najkorisnija informacija koju eksperimentator može imati, diferencijalni efikasni presek po energiji upadnog elektrona i uglu emitovanog zračenja u odnosu na pravac upadnih elektrona.

Nakon sakupljanja informacija o spektru zakočnog zračenja, potrebno bi bilo pronaći neku funkciju koja na odgovarajući način opisuje dobijene rezultate, kako bi se u budućnosti i bez merenja mogao prepostaviti spektar zakočnog zračenja i koristiti za teorijsko predviđenje rezultata.

Ispostavlja se da Schiff-ova funkcija može lepo da opiše spektar zakočnog zračenja ako je reč o tankoj meti. Schiff-ova funkcija predviđa da se diferencijalni efikasni presek zakočnog zračenja relativističkih elektrona može izraziti kao

$$\frac{d^2\sigma(k, x)}{dkdx} = \frac{4Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 x \left\{ \frac{16x^2 E}{(x^2 + 1)^4 E_0} - \frac{(E_0 + E)^2}{(x^2 + 1)^2 E_0^2} + \left( \frac{E_0^2 + E^2}{(x^2 + 1)^2 E_0^2} - \frac{4x^2 E}{(x^2 + 1)^4 E_0} \right) \ln M(x) \right\}, \quad (2.26)$$

gde je potrebno naglasiti da u ovom izrazu za razliku od oznake koja je korišćena u prethodnoj glavi (2.2.2),  $k$  predstavlja energiju fotona zakočnog zračenja u jedinici energije mirovanja elektrona ( $m_e c^2$ ).  $E_0$  i  $E$  predstavljaju upadnu energiju elektrona i energiju elektrona nakon emitovanja zakočnog zračenja (u jedinici energije mirovanja elektrona), redom, a  $Z$  predstavlja redni broj elementa na kom se vrši rasejanje elektrona. Vrednost  $x$  predstavlja redukovani ugao i data je izrazom  $x = \frac{E_0 \theta}{m_e c^2}$ , gde je  $\theta$  ugao između pravca kretanja stvorenog fotona i upadnog pravca kretanja elektrona, a poslednja veličina iz izraza ( $M(x)$ ) je data izrazom

$$M(x) = \left( \left( \frac{m_e c^2 k}{2 E_0 E} \right)^2 + \left( \frac{Z^{1/3}}{111(x^2 + 1)} \right)^2 \right)^{-1}. \quad (2.27)$$

Prilikom izvođenja eksperimenata, uglavnom je geometrija eksperimenta poznata i u tom slučaju, formula za Schiff-ovu funkciju se može uprostiti za određeni ugao. U sledećoj formuli, predstavljena je Schiff-ova funkcija koja se dobija nakon transformisanja formule (2.26) za ugao  $\theta = 0$

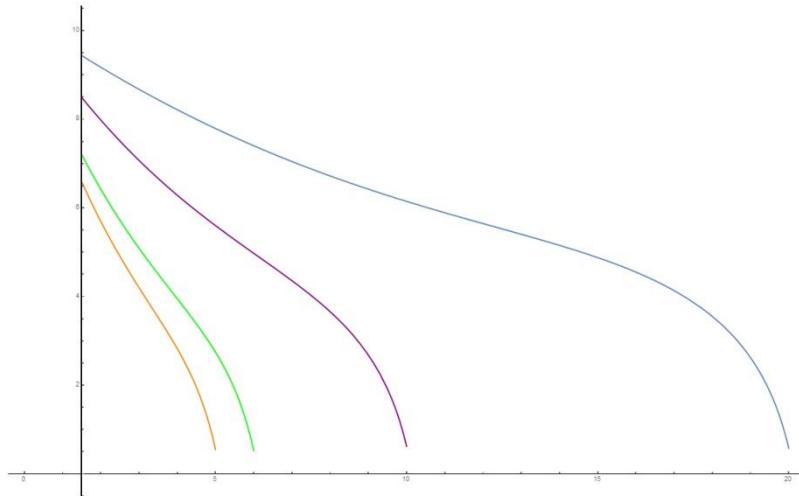
$$\frac{d\sigma_k}{dk} = \frac{2Z^2 r_0}{137} \frac{1}{k} \left\{ \left( 1 + \left( \frac{E}{E_0} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E}{E_0} \right) \left( \ln M(0) + 1 - \frac{2 \operatorname{arctg}(b)}{b} \right) + \frac{E}{E_0} \left[ \frac{2 \ln(1+b^2)}{b^2} + \frac{4(2-b^2)}{3b^3} \operatorname{arctg}(b) - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right] \right\}, \quad (2.28)$$

gde su

$$M(0) = \left( \left( \frac{m_e c^2 k}{2E_0 E} \right)^2 + \left( \frac{Z^{1/3}}{111} \right)^2 \right)^{-1} \text{ i } b = \frac{2E_0 E Z^{1/3}}{111}, \quad (2.29)$$

gde se pojavljuje nova veličina, tj.  $r_0 = 2.82 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$  i naziva se klasični poluprečnik elektrona.

Na slici 9 je prikazan oblik Schiff-ove funkcije izrađen po modelu formule (2.28) za kinetičke energije upadnih elektrona od 5, 6, 10 i 20 MeV. Na datoј sclici je na  $y$  osi predstavljen proizvod  $\frac{d\sigma_k}{dk} \cdot k$ , a na  $x$  osi je prikazana energija dobijenih fotona.



Slika 9 Grafik zavisnosti Schiff-ove funkcije od energije nastalih fotona

Za kraj bi trebalo reći da se na osnovu Schiff-ove funkcije određuje fluks dobijenih fotona u zakočnom zračenju. Naravno, da bi ovo bilo moguće, potrebno je normirati Schiff-ovu funkciju na neku vrednost koja bi se slagala sa eksperimentom. Dakle, moguće je definisati fluks fotona kao

$$\Phi_{fotona} = K \cdot \frac{d\sigma_k}{dk}. \quad (2.30)$$

Kao što je već napomenuto, ovakva analiza bi se mogla koristiti isključivo za vrlo tanke mete, na kojima nastaje zakočno zračenje. U realnosti, mete se uglavnom ne mogu smatrati dovoljno tankim, a tada je potrebno uračunati i atenuaciju zračenja koje nastaje u meti. Tada ova metu bitno utiče na fluks nastalih fotona male energije. Jednačina koja bi ovo pikazala je

$$\Phi_{fotona} = K \cdot \frac{d\sigma_k}{dk} \cdot e^{-\mu x}, \quad (2.31)$$

gde je  $\mu$  koeficijent atenuacije za datu metu, a  $x$  je debljina mete.

## 2.3 Reakcije zahvata neutrona

U teoriji interakcije neutrona sa jezgrom, mogu se razlikovati 3 tipa reakcija: reakcije stvaranja složenog jezgra, reakcije rasejanja u potencijalu jezgra i direktne reakcije. U ovoj glavi, biće reči samo o reakciji stvaranja složenog jezgra.

Obzirom da su reakcije složenog jezgra tip reakcija koje se analiziraju na osnovnim kursevnima fizike, ovde neće biti detaljno obrađene, već će biti spomenute samo neke osobine ovih reakcija kao podsetnik.

Teoriju složenog jezgra je predstavio Niels Bohr i ova teorija je bazirana na njegovom modelu jezgra (model kapi). Može se smatrati da složeno jezgro nastaje u reakciji samo ako je stabilno bar  $10^{-14}$ s. U ovim reakcijama, veća je verovatnoća da dođe do emisije neutrona nego protona nakon raspada složenog jezgra, a razlog je postojanje Coulomb-ove barijere. Nukleoni nakon raspada ovog jezgra imaju maksvelovsku raspodelu po brzinama, a u sistemu centra mase, zračenje koje nastaje raspadom ovog jezgra je izotropno. Efikasni presek za odigravanje reakcije preko nastajanja složenog jezgra je dat formulom

$$\sigma(a, b) \rightarrow \sigma(a) \cdot W_b, \quad (2.32)$$

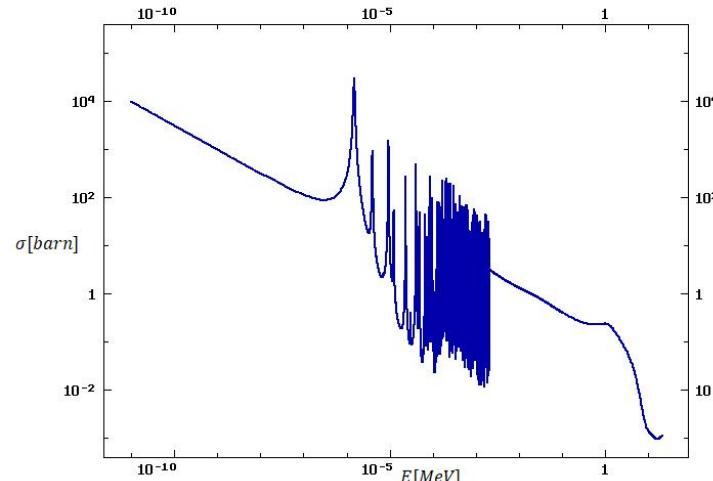
gde je  $\sigma(a)$  efikasni presek za zahvat čestice  $a$ , a  $W_b$  je verovatnoća da dođe do emisije čestice  $b$  nakon raspada složenog jezgra.

Naime, reakcija zahvata neutrona na jezgru bi se mogla predstaviti kao

$${}_Z^AX + n \rightarrow {}^{(A+1)}_ZX^*, \quad (2.33)$$

gde \* govori o tome da je reč o pobuđenom stanju. Jezgro koje na ovaj način nastaje se uvek nalazi u pobuđenom stanju, bez obzira na kinetičku energiju upadnog neutrona, a razlog tome je vezivna energija nukleona koja se javlja u jezgru. Dakle, neutroni koji stupe u interakciju pobuđuju jezgro za energiju koja je jednaka zbiru kinetičke energije neutrona i vezivne energije istog. Složeno jezgro se može raspadati različitim kanalima raspada, koji svakako zavise od jezgra na kome se zahvat izvršio.

Za kraj ove glave bi bilo ipak korisno još malo nadograditi teoriju složenog jezgra i spomenuti da neki neutroni imaju veću verovatnoću da budu zahvaćeni od drugih. Razlog ovome je da u nuklearnim reakcijama bitnu ulogu igra i rezonancija. Sa stanovišta kvantne mehanike, jezgro može da se nađe isključivo u određenom energetskom stanju koje ima svoju prirodnu širinu, koja je određena Heisenberg-ovim principom neodređenosti. U slučaju da je energija pobude koja nastaje nakon zahvata neutrona upravo jednak energiji nekog od pobudućih nivoa nastalog jezgra, efikasni presek za zahvat neutrona naglo skače. Na slici 10 je prikazana zavisnost efikasnog preseka za odigravanje interakcije zahvata neutrona jezgrima  ${}^{115}In$  od energije pobude (reč je o efikasnom preseku reakcije  ${}^{115}In(n, \gamma){}^{116m}In$ ). Bilo bi još potrebno primetiti da smanjenjem energije pobude,



Slika 10 Prikaz efikasnog preseka za zahvat neutrona jezгром  ${}^{115}In$  kao prikaz rečenog

raste i efikasni presek (efikasni presek je obrnuto proporcionalan brzini neutrona), tj. može se zaključiti da je efikasni presek za zahvat termalnih neutrona najveći, a upravo ovi stupaju u interakciju koja je opisana u eksperimentu u oblasti 3.

## 2.4 Fotonuklearne reakcije

U ovoj glavi bi bilo korisno razmotriti i neke osnovne principe kojima bi elektromagnetno zračenje reagovalo sa jezgrom. Naime, foton malih energija nemaju mogućnost da dovedu do pobude jezgra i može doći samo do Rutherford-ovog rasejanja. Na nešto višim energijama, najpre, foton nose dovoljno energije da izazovu pobuđivanje jezgra, a kada ovi foton dostignu energiju veću od energije veze nukleona u jezgru, može da dođe i do emisije čestice iz jezgra. Ove reakcije emisije čestica se nazivaju fotonuklearne reakcije ili, po analogiji sa reakcijama fotona sa elektronskim omotačem, nuklearni fotoelektrični efekat.

Dakle, za odvijanje fotonuklearnih reakcija, mora da bude ispunjen uslov da je energija fotona veća od vezivne energije nukleona u jezgru, tj.

$$E_\gamma > E_V, \quad (2.34)$$

gde je  $E_V$  energija veze nukleona.

Istorijski gledano, prva fotonuklearna reakcija koja je izvedena u eksperimentu je



U eksperimentu je korišćen gama kvant energije  $2.62 \text{ MeV}$ , a registrovani proton je bio energije  $0.2 \text{ MeV}$ . Obzirom da se približno može smatrati da su proton i neutron istih masa, ispravno je zaključiti da je i neutron dobio ovoliku energiju, a na osnovu toga, može se izračunati i kolika je energija veze u deuteronu,  $(2.62 - 2 \cdot 0.2) \text{ MeV} = 2.22 \text{ MeV}$ . Ova interakcija je ujedno najprostija interakcija ovog tipa koja se može izvesti, a u isto vreme nastaju obe osnovne reakcije:  $(\gamma, p)$  i  $(\gamma, n)$ .

Način na koji bi moglo da se pristupi opisivanju interakcije visokoenergetskih fotona sa jezgrom, bitno zavisi od toga o kom je jezgru reč, kao i od energije upadnog fotona. Osim ovoga, istorijski gledano, prilikom analiziranja fotonuklearnih interakcija, bitnu prekretnicu predstavlja početak korišćenja akceleratorske tehnike. Naime, u početku su korišćene samo gama linije, koje naravno imaju određenu prirodnu širinu, međutim na ovaj način se ne može posmatrati reakcija šireg spektra zračenja sa jezgrima, koja je neophodna za izvlačenje novih zaključaka. Kada je došlo do razvoja akceleratorskih tehnika, počelo je i korišćenje spektra zakočnog zračenja koje je dalo bitne eksperimentalne rezultate.

Sledeći problem fotonuklearnih reakcija koji bi trebalo predstaviti, jeste analiza eksperimentalnih podataka, kao i teorijsko objašnjavanje ovih podataka. Do kraja ove glave, biće razmatrane samo energije do maksimalnih  $25 - 30 \text{ MeV}$ . Do ovih energija se smatra da jedan od modela koji može opisati fotonuklearne reakcije, jeste model gigantske dipolne rezonance. Postoji veliki broj modela, osim ovog, koji bi mogli da opišu različite rezultate i efekte koji se javljaju pri interakciji visokoenergetskih fotona sa jezgrom (videti referencu [8], u kojoj su neki i predstavljeni), a u ovoj glavi će biti spomenuti samo osnovni.

Osnovni model koji bi mogao da opiše neke od eksperimentalnih rezultata na niskim energijama je, naravno, model složenog jezgra o kom je nešto rečeno u prethodnom poglavljiju i ovde neće biti više reči o njemu.

Prilikom razvoja akceleratorske tehnike, došlo se do mogućnosti proizvodnje dovoljne energije zakočnog zračenja da bi ono stupilo u interakcije sa jezgrom. Dakle, tada se pojavila i mogućnost analiziranja fotonuklearnih reakcija u širokom delu spektra. Ako se

zanemari prvi deo spektra u kom dolazi do elastičnog rasejanja gama zračenja ili pobuđivanja jezgra, tako da ne važi uslov iz jednačine (2.34), preostaje deo spektra u kom može da dođe do fotonuklearne reakcije. Kada se posmatra apsorpcioni spektar ovog zračenja, najpre mogu da se primete linije koju su malo razdvojene, a sa povećanjem energije, one se sve više zgušnjavaju, da bi na kraju činile kontinualan spektar. Kako bi se ovo moglo objasniti, potrebno je obratiti pažnju na raspodelu energetskih nivoa unutar jezgra. Naime, sa porastom energije pobuđenosti, energetski nivoi postaju sve gušći, a posebno kod masivnih jezgara. Kada se uz to uračuna i prirodna širina linija (koja je svakako prisutna obzirom da ovo nisu stacionarni nivoi, tj. imaju vreme života), ispostavlja se da linije u jednom trenutku počinju da se preklapaju.

Upravo zbog prethodno opisanog preklapanja energetskih linija, apsorpcioni spektar koji se dobija postaje kontinualan na većim energijama, kao što je rečeno u prethodnom pasusu. Kada se pogleda na energetskoj skali, poluširine ovog kontinualnog spektra dostižu vrednosti i od nekoliko  $MeV$  (čak i  $6.5 MeV$  u reakciji  ${}^{31}_{15}P(\gamma, n){}^{30}_{15}P$ ). Ova pojava je zato nazvana gigantska rezonancija, a rezonantna energija u ovom “piku” se kreće u oblasti oko  $20 \pm 5 MeV$  i smatra se da može da se opiše proporcionalnošću

$$(E_\gamma)_{rez} \propto A^{-1/3}, \quad (2.36)$$

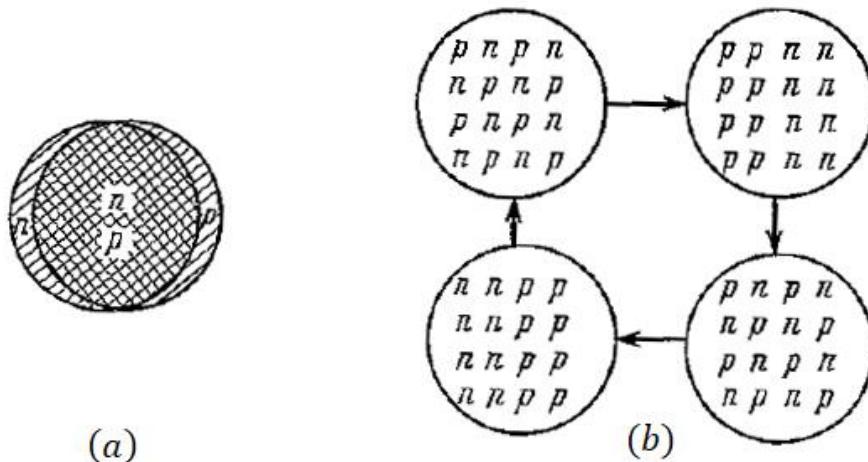
gde  $A$  predstavlja maseni broj jezgra.

Do sada je bilo reči samo o opisivanju pojave gigantske rezonancije sa stanovišta energija. Sada se postavlja pitanje, kako bi ovo moglo da se opiše nekim modelom jezgra, tj. kako bi trebalo da se ponašaju i interaguju nukleoni da bi se dobili ovakvi rezultati. Model koji je već spomenut u ovom radu i koji će ujedno i biti jedini opisan od modela, jeste model gigantske dipolne rezonance.

Ako se za energije od  $10$  do  $20 MeV$  izračuna talasna dužina zračenja, ispostavlja se da važi  $\lambda \gg R_j$ , gde je  $R_j$  prečnik jezgra. Obzirom da ovo važi, ispostavlja se da svi protoni osećaju istu fazu električnog polja fotona, a usled toga, svi oni se kreću u istom smeru, zajedno. Posotje dva mehanizma koji su slični, a to su sledeći:

- 1) po prvom mehanizmu, svi protoni se zajedno kreću relativno u odnosu na neutrone i usled toga dolazi do polarizacije jezgra. Kada se protoni nalaze u datom položaju, na njih deluje restituciona sila koja ih vraća u prvobitni položaj, a zatim prelaze u onaj suprotan. Dakle, može se analizirati jedno oscilovanje unutar jezgra (slika 11 (a));
- 2) po drugom mehanizmu, gigantska dipolna rezonanca može biti opisana kao zajedničko oscilovanje protona i neutrona, kom prilikom se i jedni i drugi preraspoređuju u jezgru, tako da se na kraju preraspodele nađu na suprotnim stranama jezgra, što dovodi do nastajanja polarizacije jezgra. Za vreme ovih oscilacija, potrebno je naglasiti da se pretpostavlja da gustina jezgra ostaje nepromenjena (slika 11 (b)).

Na slici 11 su predstavljena dva prethodno opisana mehanizma.



Slika 11 Prikaz dva mehanizma gigantske dipolne rezonance

## 2.5 Aktivaciona analiza

Na početku ove glave, korisno bi bilo reći da radioaktivni uzorak koji ima konstantu raspada  $\lambda$  podleže klasičnom zakonu radioaktivnog raspada, tj. važi

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N = A, \quad (2.37)$$

gde  $A$  predstavlja aktivnost uzorka. Dakle, ovaj uzorak gubi broj svojih čestica eksponencijalno.

Sada bi bilo potrebno posmatrati jedno stabilno jezgo. U eksperimentima je često slučaj da se stabilna jezgra izlažu zračenju koje može da ih pobudi i tom prilikom postaju radioaktivna. Tada, ova jezgra u jednačini radioaktivnog raspada, osim klasičnog člana koji govori o broju raspadnutih jezgara po jedinici vremena, imaju još jedan član koji govori o verovatnoći pobuđivanja ovog jezgra u radioaktivno. Član koji bi mogao da predstavi ovo pobuđivanje je dat sa

$$R = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma(E) \Phi(E) dE, \quad (2.38)$$

naziva se saturaciona aktivnost, i predstavlja verovatnoću da dođe do posmatranog pobuđivanja jezgra. U jednačini,  $E_{min}$  predstavlja minimalnu energiju posmatranog upadnog zračenja, dok  $E_{max}$  predstavlja maksimalnu,  $\sigma(E)$  predstavlja efikasni presek za odigravanje posmatrane interakcije na odgovarajućoj energiji, a  $\Phi(E)$  predstavlja fluks posmatranog zračenja, takođe na odgovarajućoj energiji.

Rešavanjem ovako dobijene jednačine radioaktivnog raspada, aktivnost pobuđenog jezgra može da se izrazi kao

$$A = N_u (1 - e^{-\lambda t_{zr}}) \int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma(E) \Phi(E) dE, \quad (2.39)$$

gde  $N_u$  predstavlja broj atoma uzorka, a  $t_{zr}$  vreme ozračivanja uzorka.

Dalje se postavlja pitanje, kako se može meriti na odgovarajući način ova aktivnost koja je dobijena ozračivanjem. Pobuđeno jezgro nije stabilno i ono se raspada. Ovaj raspad

može da bude različit, međutim, skoro svaki je propraćen emisijom gama fotona. Ovi gama fotoni mogu da nastanu direktno u jezgru koje se raspada ili u jezgru iz niza narednih jezgara, koja nastaju nakon raspada jezgra uzorka. Dakle, gama spektroskopijom koja predstavlja vrlo moćno sredstvo za analizu radioaktivnih jezgara, može da se dođe do vrednosti aktivnosti mete.

U ovoj glavi neće biti predstavljeno detaljno izvođenje formula karakterističnih za gama spektroskopiju, već će biti data samo krajnja formula kojom može da se odredi saturaciona aktivnost reakcije. Ova veličina je određena izrazom

$$R = \frac{N_\gamma \cdot \lambda}{N_u \varepsilon p_\gamma e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_{zr}}) (1 - e^{\lambda t_m})}, \quad (2.40)$$

gde je  $N_\gamma$  površina pika ispod posmatrane linije,  $\varepsilon$  je efikasnost detektorskog sistema na posmatranim energijama (energiji na kojoj se nalazi gama pik),  $p_\gamma$  je kvantni prinos,  $\Delta t$  je vreme koje je prošlo od prestanka ozračivanja do početka merenja, a  $t_m$  vreme merenja. Ovaj izraz se uglavnom još transformiše, pošto nije praktično u formuli imati broj jezgara uzorka, i tada nastaje

$$R = \frac{N_\gamma \cdot \lambda \cdot M}{m I_a N_{av} \varepsilon p_\gamma e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_{zr}}) (1 - e^{\lambda t_m})}, \quad (2.41)$$

gde se vidi da je u poslednju jednačinu ubačeno  $N_u = \frac{m I_a N_{av}}{M}$ , gde je  $m$  masa uzorka,  $I_a$  je zastupljenost datog jezgra u prirodnom uzorku elementa,  $N_{av}$  je Avogadro-va konstanta, a  $M$  je molarna masa jezgra uzorka čija se pobuda prati. Sve ove veličine su eksperimentalno dostupne, tj. može se odrediti saturaciona aktivnost.

### 3 Eksperimentalni rezultati

Do sada, u glavi 2 ovog rada, bilo je reči o procesima koji su od značaja za izvođenje eksperimenta o kom će biti reči u ovoj glavi. Obzirom da predstavljeni procesi i procene predstavljaju teorijska predviđanja, očigledno je da će biti pozivanja na prethodno predstavljene formule, radi uspostavljanja veze između teorije i eksperimenta.

Dakle, glavni zadatak ove glave je predstavljanje rezultata koje daje eksperiment, kao i poređenje tih rezultata sa teorijski predviđenim. U zavisnosti od poklapanja teorijskih i eksperimentalnih podataka, potrebno bi bilo potvrditi teoriju ili eventualno dati objašnjenje zašto dolazi do odstupanja, što će biti predstavljeno u nastavku ove glave.

Radi što boljeg razumevanja same ideje eksperimenta, kao i dobijenih rezultata, nakon opisivanja eksperimentalne postavke, biće nešto više rečeno o elementima korišćenim za izvođenje eksperimenta, kao i o tome šta ih čini posebno pogodnim za ovaj eksperiment.

#### 3.1 Opis eksperimenta

Merenja koja će biti predstavljena u ovom radu su vršena u Dubni, Rusija, u „Joint Institute for Nuclear Research (JINR)“ u laboratoriji „Flerov“ (Flerov Laboratory of Nuclear Reactions (FLNR)).

Za proizvodnju snopa elektrona je korišćen mikrotron (osnovni princip rada je opisan u glavi 2.1) pomoću kog su mogle da se postignu energije elektrona od 5 do 23 MeV i struje od maksimalno 20  $\mu A$ . Pomoću ovog mikrotrona su dobijani snopovi monoenergetskih elektrona željenih energija, takvih da im je odstupanje bilo manje od 1% (širina linije koja bi se dobila određivanjem energije monoenergetskih elektrona bi bila oko 50 keV). Na slici 12 je predstavljen mikrotron korišćen prilikom izvođenja eksperimenta.



Slika 12 Prikaz mikrotrona korišćenog u eksperimentu

Monoenergetski snop elektrona, proizveden u mikrotronu se usmerava na metu koja se koristi za proizvodnju zakočnog zračenja. U eksperimentu, meta koja je korišćena je od volframa ( $W$ ), debljine  $3.3\text{ mm}$ . Iako je u meti nastao određeni fluks zakočnog zračenja, određeni procenat elektrona još uvek uspeva da prođe kroz metu. Zato se iza mete od volframa postavlja sloj aluminijuma ( $Al$ ) debljine  $20\text{ mm}$ , kako bi i ovi elektroni bili zaustavljeni. Ispred volframa i aluminijuma se postavlja kolimitor od bakra u obliku diska, sa izrezom u sredini od  $12\text{ mm}$  u prečniku, kako bi najveći deo snopa elektrona iz mikrotrona mogao da nesmetano dođe do sloja volframa. Manje od  $10\%$  elektrona ubrzanih mikrotronom je bilo zaustavljeno ovim kolimatom.

Eksperiment koji je bio izvođen je bio prvenstveno namenjen za proveru nove, jednostavnije tehnike za određivanje energije i kalibraciju (kontrolu rada) radioterapijskih uređaja bez potrebe za simuliranjem tkiva pomoću vodenih fantoma nepraktičnih dimenzija. Sam princip dobijanja zakočnog zračenja koje se dobija ovim uređajima je uglavnom isti kao i do sada opisani, međutim, ovo zračenje je isuviše intenzivno da bi se direktno merilo. Usled toga, ideja bi bila da se ovo zračenje analizira pomoću fotopobuđivanja jezgra, a zatim da se merenjem aktivnosti pobuđenog jezgra dolazi do podataka o intenzitetu zakočnog zračenja, kao i o tačnoj vrednosti ubrzavajućeg potencijala. Velika prednost eksperimenta koji je predstavljen u ovom radu je da se proizvedeni snop zakočnog zračenja na prvom mestu ne šalje na filter za „poravnanje“ intenziteta snopa, kao ni na pokretne kolimatore koji su prisutni u radioterapijskim uređajima.

U eksperimentu koji je ovde opisan, koristi se indijum kao element koji bi služio za detektovanje zračenja. Indijum koji je korišćen (prirodni indijum) je bio u obliku diska prečnika  $20\text{ mm}$  i debljine  $0.215 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$  (uglavnom se debljina izražava kao proizvod stvarne debljine i gustine) i bio je potopljen u vodu koja je služila kao moderator za neutrone (sem vode mogu se koristiti različiti moderatori kao što su parafin i polietilen). Ova voda se nalazila u plastičnom cilindru prečnika  $12.7\text{ cm}$  (5 inča), a sam disk od indijuma se nalazio na sredini ovog cilindra. Procenjuje se da su usled ove količine vode, neutroni koji dolaze u reakciju sa indijumom isključivo termalnih energija. Dakle, broj registrovanih termalnih neutrona bi trebalo da bude proporcionalan broju neutrona koji su ušli u ovaj plastični cilindar. Ovi neutroni se sudaraju sa atomima moderatora i u ovim sudarima gube energiju dok ne ostanu samo termalni neutroni. Svi neutroni se kreću uglavnom haotično u moderatoru dok ne stupe u reakciju sa indijumom ili ne napuste moderator.

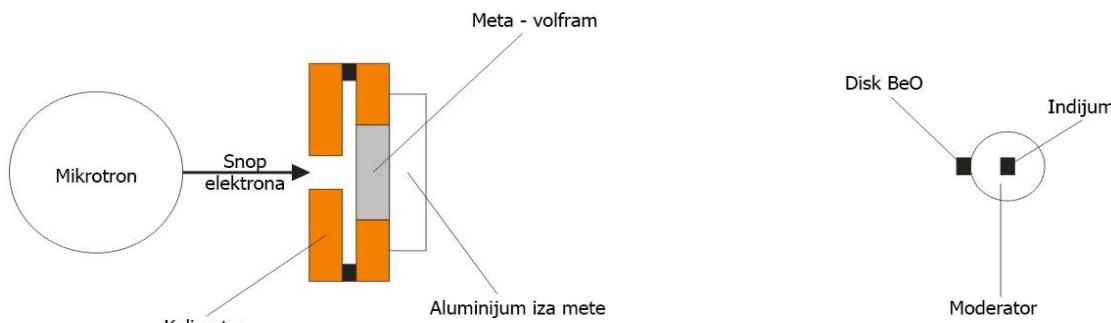
Na osnovu do sada rečenog, očigledno je da je indijum vrlo pogodan za analizu jer može da učestvuje u fotonuklearnim reakcijama, kao i u reakcijama zahvata neutrona (u ovom radu se ove analiziraju). Reakcije koje su praćene u originalnom eksperimentu su  ${}^{115}\text{In}(\gamma, \gamma'){}^{115m}\text{In}$ ,  ${}^{115}\text{In}(\gamma, 2n){}^{113m}\text{In}$  i  ${}^{115}\text{In}(n, \gamma){}^{116m}\text{In}$ . Nešto više govora o svojstvima izotopa indijuma će biti u narednoj glavi (3.2.3).

U zavisnosti od energije upadnih elektrona, nastaje zakočno zračenje različitih energija, gde je naravno maksimalna energija fotona jednaka celokupnoj kinetičkoj energiji elektrona. U eksperimentima koji su izvedeni, veoma je bilo značajno i prisustvo neutrona, koje se najlakše moglo analizirati praćenjem prinosa nuklearnih reakcija zahvata neutrona na jezgrima indijuma. Kako su verovatnoće za odvijanje fotonuklearnih reakcija različite za razna jezgra, moguće je odvojeno posmatrati tri oblasti energija nastalog zakočnog zračenja, koje bi bile karakteristične za eksperimentalnu analizu:

1. oblast energija od  $9$  do  $23\text{ MeV}$ : ova je oblast značajna za posmatranje reakcije  ${}^{115}\text{In}(\gamma, n){}^{114m}\text{In}$  obzirom da je energetski parg za njeno odigravanje  $8\text{ MeV}$ ;

2. oblast energija od 17 do 23 MeV: ova je oblast značajna za posmatranje reakcije  ${}^{115}In(\gamma, 2n){}^{113m}In$  obzirom da je energetski parg za njeno odigravanje 17 MeV;
3. oblast energija od 5 do 10 MeV: eksperimentalni rezultati i sama analiza predstavljeni u ovom radu se nalaze u ovoj oblasti. Obzirom da je u ovom radu posebna pažnja usmerena na reakciju  ${}^{115}In(n, \gamma){}^{116m}In$ , bilo bi korisno istaći da se u ovoj oblasti energija, način proizvodnje neutrona bitno razlikuje u odnosu na prethodne dve oblasti. U prethodnim oblastima, obzirom da meta od volframa ne može da se smatra tankom (3.3 mm), prinos neutrona koji nastaju je iskuljčivo od volframa (usled interakcije nastalog zakočnog zračenja, putem  $(\gamma, n)$  reakcije u meti nastaju i neutroni). Međutim, u oblasti energija o kojima je ovde reč, fluks neutrona koji nastaju u volframu (pogledati oblast 3.2.1), nije dovoljan da bi se vršila analiza reakcije zahvata neutrona na atomima indijuma. Usled toga, potrebno je koristiti neki drugi element (ne volfram), koji bi mogao da interaguje sa zakočnim zračenjem i dâ odgovarajući broj neutrona. U ovu svrhu, jedna od mogućnosti bi bila da se koristi teška voda ( $D_2O$ ), ili recimo berilijum ( ${}^9Be$ ), dok je konkretno zbog dostupnosti u eksperimentu bio korišćen oksid berilijuma ( ${}^9BeO$ ) u obliku diska prečnika 8 cm i debljine 0.8 cm. Ovaj disk je bio u eksperimentu lociran na plastičnom cilindru, tj. 2.5 inča od indijuma.

U eksperimentu se disk indijuma nalazio na rastojanju 132 cm od mete volframa. Za detektovanje zračenja indijuma se koristio HPG (high purity germanium) poluprovodnički detektor koji je bio zaklonjen sa 5 cm olova radi zaštite od fonskog zračenja.



Slika 13 Šematski prikaz rasporeda komponenti korišćenih u eksperimentu

Na slici 13 je predstavljena šema cele aparature, gde je potrebno naglasiti da se detektor sa zaštitom nalazi iznad indijuma.

### 3.2 Karakteristike elemenata korišćenih u eksperimentu

U ovoj glavi je ideja predstaviti što veći broj karakteristika koje su pogodne za korišćenje datih elemenata u eksperimentu. Na osnovu prethodnog teksta, može se zaključiti da svakako najbitniji značaj u eksperimentu predstavljaju meta (volfram), izvor neutrona (jedinjenje  $BeO$ , međutim, obzirom da je energija veze jedinjenja zanemarljiva u odnosu na one koje vladaju u jezgru, od značaja je samo  ${}^9Be$ ) i naravno direktni detektor (indijum).

#### 3.2.1 Neke karakteristike mete - volfram

Volfram je element u periodnom sistemu elemenata sa rednim brojem 74 ( $Z = 74$ ). Prirodni uzorak volframa sadrži 5 različitih izotopa i to:  ${}^{180}W$ ,  ${}^{182}W$ ,  ${}^{183}W$ ,  ${}^{184}W$  i  ${}^{186}W$ .

Zastupljenost ovih izotopa volframa u prirodnom uzorku je (u postocima): 0.1, 26.3, 14.3, 30.7 i 28.6, redom.

Prilikom izvođenja eksperimenta, visokoenergetski elektroni udaraju u metu od volframa usled čega nastaju visokoenergetski fotoni. Ovi fotoni nakon nastanka moraju da prođu kroz metu da bi došli do indijuma, a prilikom tog prolaska, sa određenom verovatnoćom interaguju sa atomima mete. Dakle, postoji određena verovatnoća da nastane neutron, a kada se predstavi grafički efikasni presek (predstavljen na [slici 14](#) u glavi 3.2.3) očigledno je da sa porastom energije raste i broj proizvedenih neutrona.

Obzirom da je u ovom radu posmatrana niskoenergetska oblast upadnih elektrona, sa [slike 14](#) se može videti da bi tek u obasti energija viših od 8 – 9 MeV mogli da se registruju neutroni koji nastaju u meti (volframu) i eventualno dovedu do odstupanja podataka dobijenih u eksperimentu, od onih koje predviđa teorija (posmatra se reakcija  ${}^9Be(\gamma, n)2\alpha$ ), što će biti analizirano u nastavku ove glave. Međutim, obzirom da je broj fotona sa maksimalnom energijom koji nastaju u zakočnom zračenju relativno mali, za očekivati je da se energija na kojoj nastupa razlika eksperimenta i teorije potencijalno može pomeriti i na nešto veće vrednosti, što će biti ispitano.

Za kraj ove glave, interesantno je spomenuti da je za izotop volframa sa atomskim brojem  $A = 183$ , najmanja energija pobude na kojoj može da nastane neutron 6,2 MeV, ali treba takođe imati u vidu da ovog izotopa ima samo 14.3% u prirodnom uzorku.

### 3.2.2 Neke karakteristike berilijuma - ${}^9Be$

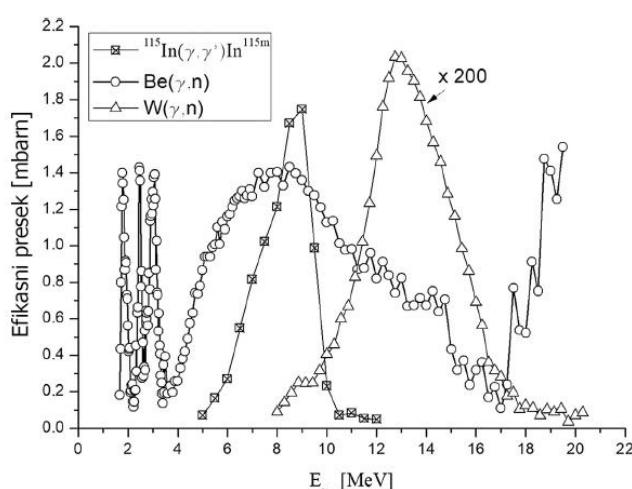
${}^9Be$  je karakterističan po svojoj strukturi, koja može da se posmatra kao neutron koji uspostavlja vezu između dve alfa čestice. Međutim, baš zbog ove veze, ispostavlja se da  ${}^9Be$  u interakciji sa fotonom može da se raspade na neutron i dve alfa čestice, već na energijama fotona nešto višim od 1.5 MeV.

Dakle, ono što bi moglo da se zaključi jeste, da je  ${}^9Be$  svakako pogodan element za proizvodnju neutrona koji bi stupili u interakciju sa indijumom, čak i na energijama koje su analizirane u ovom radu. Efikasni presek za reakciju  ${}^9Be(\gamma, n)2\alpha$  je predstavljen na [slici 14](#) (u glavi 3.2.3).

### 3.2.3 Neke karakteristike prirodnog indijuma

Indijum je element u periodnom sistemu elemenata sa rednim brojem 49 ( $Z = 49$ ). Prirodni uzorak indijuma sadrži samo dva izotopa i to:  ${}^{115}In$  i  ${}^{113}In$ . Zastupljenost ova dva izotopa indijuma u prirodnom uzorku je (u postocima) 95.72 i 4.28, redom.

Sem ova dva izotopa, u reakcijama mogu nastati i izotopi  ${}^{111}In$ ,  ${}^{114m}In$  i  ${}^{116m}In$ . Naravno, postoji odgovarajuća verovatnoća za nastajenje ovih izotopa, a na slici 14 je predstavljen efikasni presek fotopobude izotopa  ${}^{115}In$ .



Slika 14 Karakteristični efikasni preseci za predstavljene interakcije na atomima  $In$ ,  $Be$  i  $W$

Za svaki od gore navedenih izotopa, mogli bi se posmatrati kanali raspada i analizirati vremena poluživota. Međutim, za tim nema potrebe, obzirom da se u eksperimentu koji je analiziran javljaju reakcije  ${}^{115}In(n, \gamma){}^{116m}In$ ,  ${}^{115}In(\gamma, \gamma'){}^{115m}In$  i  ${}^{113}In(\gamma, \gamma'){}^{113m}In$ . Zbog toga, ovde će samo biti predstavljene karakteristične linije u spektru, koje bi se javile prilikom gama raspada nastalih pobuđenih izotopa, u vidu tabele (tabela 1).

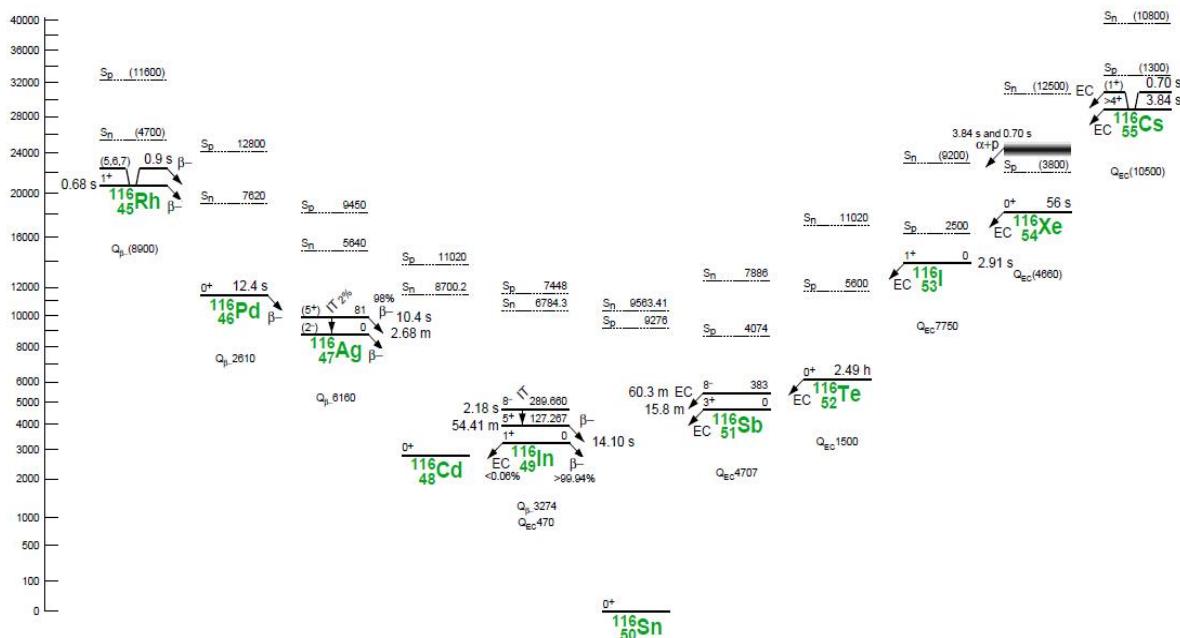
reakcija	period poluraspada produkta	energija linije u spektru [keV] ( $p_\gamma$ )
${}^{115}In(\gamma, \gamma'){}^{115m}In$	4.486 h	336.26 (0.458)
${}^{115}In(n, \gamma){}^{114m}In$	49.51 d	190.29 (0.156)
${}^{115}In(\gamma, 2n){}^{113m}In$	1.658 h	391.69 (0.642)
${}^{113}In(\gamma, 2n){}^{111}In$	2.81 d	245.4 (0.94) 416.86(0.289)
${}^{115}In(n, \gamma){}^{116m}In$	54.41 min	1097.3 (0.562) 1293.54 (84.4)

Tabela 1 Prikaz karakterističnih energija koje se javljaju u gama spektru prilikom raspada produkata predstavljenih reakcija, kao i njihovi periodi poluraspada

Dakle, do kraja ovog poglavlja ostaje još zadatak predstaviti neke karakteristične crte za izotop  ${}^{116m}In$ . Ono što se prvo nameće, jeste razmatranje efikasnog preseka, tj. verovatnoće da dođe do stvaranja ovog jezgra. Olakšavajuća okolnost pri analizi efikasnog preseka je svakako ta, da se indijum nalazi u moderatoru prilikom izvođenja eksperimenta, tj. nema potrebe analizirati efikasni presek za zahvat neutrona po različitim energijama, već je potrebno samo posmatrati verovatnoću za zahvat termalnih neutrona, a ova za reakciju  ${}^{115}In(n, \gamma){}^{116m}In$  iznosi 81.3 barn.

Za kraj, potrebno bi bilo još istaći neke karakteristike izotopa koji nastaje,  ${}^{116m}In$ , tj. obratiti pažnju na nivoe na kojima nastaje pobuđeni izotop i periode poluraspada sa tih nivoa.

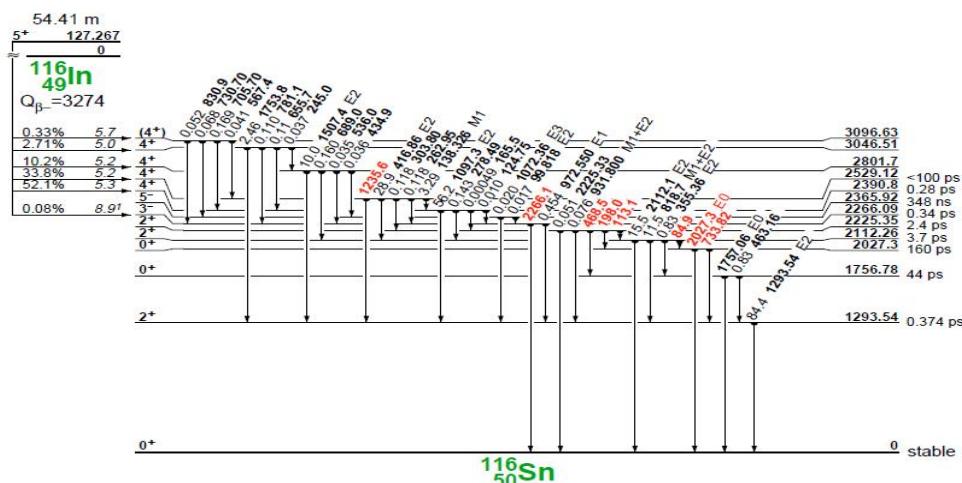
Izotop  ${}^{116m}In$  je element izobarnog lanca, i skoro se u potpunosti raspada  $\beta^-$  raspadom na najstabilniji element ovog lanca, što je predstavljeno na slici 15.



Slika 15 Izobarni lanac elemenata sa atomskim brojem 116

Prilikom zahvata termalnog neutrona, ovaj izotop nastaje u pobuđenom stanju. Ako je ovo stanje više od prvog pobuđenog, emisijom gama fotona, izotop prelazi u prvo pobuđeno stanje. Jedan od ovih raspada je predstavljen na slici 16. Sa slike se takođe vide i vremena poluraspada određenih pobuđenih nivoa, a na osnovu njihovih vrednosti, očigledno je da se već posle nekoliko minuta nakon ozračivanja indijuma, može smatrati da indijum ostaje isključivo u stanju  $5^+$ .

Kada se indijum nađe u stanju  $5^+$ , on se raspada  $\beta^-$  raspadom sa periodom poluraspada  $54.41 \text{ min}$ , a na ovaj način nastaje najstabilnije jezgro u izobarnom lancu (slika 15). U gama spektru, linije koje se registruju (predstavljene u tabeli 1) su intenzivne gama linije prelaska nastalog kalaja iz pobuđenog stanja u neko od nižih pobuđenih ili osnovno stanje. Energije ovih linija, kao i kvantni prinosi istih su predstavljene na slici 17.



Slika 17 Raspad  ${}^{116}\text{In}$  na pobuđeni kalaj i karakteristični prelazi ovog kalaja do osnovnog stanja

### 3.3 Rezultati i analiza

Do sada je bilo reči o samoj postavci eksperimenta, kao i procesima koji se odigravaju u istom. Takođe, spomenute su i neke karakteristike jezgara koja nastaju, kao i reakcija koje se odigravaju. Dakle, za kraj ovog poglavlja, ostaje da se kaže nešto više o eksperimentalnim podacima. Kao što je rečeno, biće predstavljen i teorijski proračun onoga što daje eksperiment, a odatle će se izvući zaključak.

#### 3.3.1 Rezultati eksperimenta

Na osnovu opisanog, može se zaključiti da se kao rezultat eksperimenta dobija prost gama spektar sa kog je potrebno očitati vrednosti odbroja ispod odgovarajućih linija. Osim ovoga, u eksperimentu je potrebno voditi računa o vremenima, kako zračenja, tako i hlađenja (vreme proteklo od završetka ozračivanja do početka merenja) i merenja. Kako bi bilo moguće izračunati saturacionu aktivnost (formula (2.41)), potrebno je voditi računa i o masi uzorka koji se

$k [\text{keV}]$	$\varepsilon$	$\sigma\varepsilon$
416.86	$6.99 \cdot 10^{-2}$	$4.63 \cdot 10^{-4}$
1097.3	$3.13 \cdot 10^{-2}$	$2.34 \cdot 10^{-4}$
1293.54	$2.46 \cdot 10^{-2}$	$3.71 \cdot 10^{-4}$

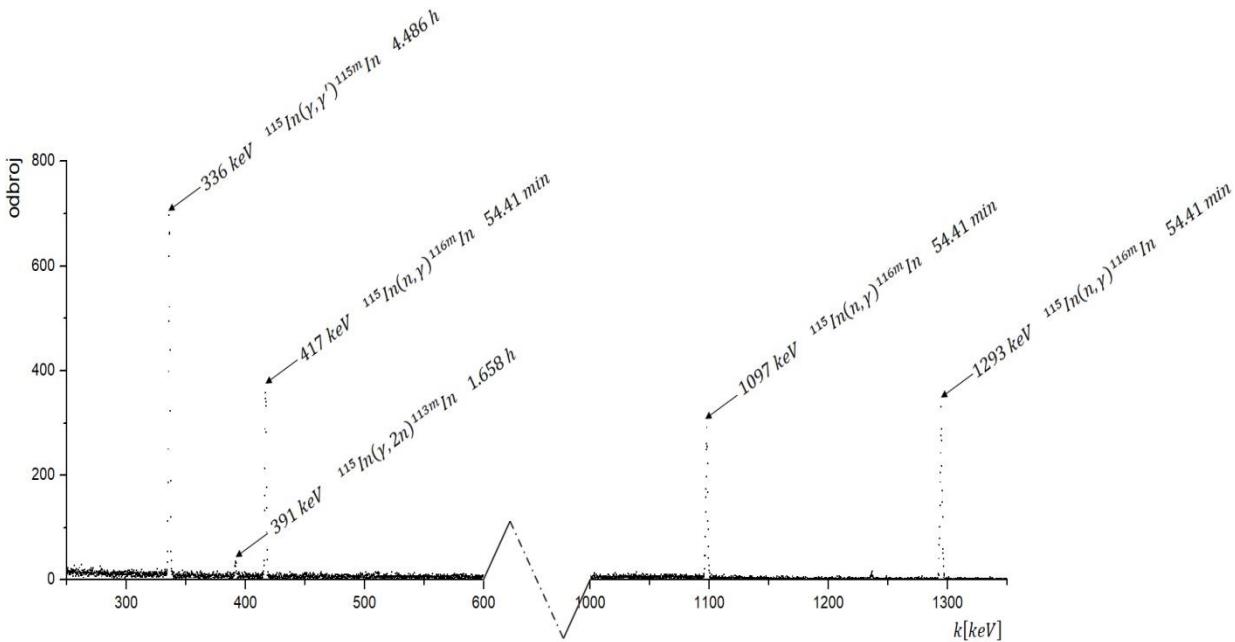
Tabela 2 Efikasnosti za odgovarajuće energije fotona

koristi, kao i o efikasnosti detektora na analiziranim energijama. U tabeli 3 su predstavljeni svi podaci za različite energije upadnih elektrona, osim efikasnosti detektora, koja zavisi samo od energije gama zraka koji pada na detektor i predstavljena je u tabeli 2. Ove vrednosti su poznate za datu geometriju eksperimenta, oblik i veličinu uzorka i nisu posebno kontrolisane i merene u predstavljenom eksperimentu. Na slici 18 je predstavljen izgled jednog gama spektra koji je dobijen u eksperimentu, a konkretno je reč o energiji upadnih elektrona od  $9 MeV$ . Odbroj koji je predstavljen u tabeli 3 je očitan ispod odgovarajućih pikova.

$E_0 [MeV]$	$N_{\gamma 1}$	$\sigma N_{\gamma 1}$	$N_{\gamma 2}$	$\sigma N_{\gamma 2}$	$N_{\gamma 3}$	$\sigma N_{\gamma 3}$	$m[g]$	$\Delta t[min]$	$t_{zr}[min]$	$t_m[min]$
10	14286	148	13411	145	16902	142	0.3961	96	14	30
9	2970	66	2840	65	3400	66	0.7479	212	17	30
8.2	8265	38	7850	110	9500	106	0.7748	93	28	30
7	36087	226	34371	230	41060	227	0.7643	16	29	30
6	18672	169	17882	162	21618	164	0.7	6	22	30
5	666	34	655	32	772	30	0.7	257	98	30

Tabela 3 Podaci dobijeni u eksperimentu

Pre nastavka analize, potrebno bi bilo još razjasniti značenja podataka iz tabele 3.  $E_0$  predstavlja energiju elektrona koji se dobijaju mikrotronom i padaju na metu od volframa,  $N_{\gamma 1}$ ,  $N_{\gamma 2}$  i  $N_{\gamma 3}$  predstavljaju odbroj, tj. površinu ispod odgovarajućeg pika energija  $416.86 keV$ ,  $1097.3 keV$  i  $1293.54 keV$ , redom, dok iste oznake koje imaju još i  $\sigma$  predstavljaju greške merenja,  $m$  predstavlja masu diska indijuma koji se koristi,  $\Delta t$  je vreme hlađenja,  $t_{zr}$  je vreme za koje je indijum bio ozračen, tj. vreme rada mikrotrona, a  $t_m$  je vreme merenja detektorom (nakon čekanja  $\Delta t$ ).



Slika 18 Karakteristične linije koje se javljaju u spektru pri energiji upadnih elektrona od  $9 MeV$  i periodi poluraspadanja produkata predstavljenih reakcija

Na osnovu podataka predstavljenih u tabelama 2 i 3, kao i na osnovu podataka koji su predstavljeni kroz prethodne delove ove oblasti (3.1 i 3.2), korišćenjem formule (2.41) može se odrediti saturaciona aktivnost indijuma, a zatim se može naći i srednja vrednost iste ( $R_{sr} = \frac{R_1 + R_2 + R_3}{3}$ ). U tabeli 4 su ove vrednosti i predstavljene.

U tabeli 4 su, osim vrednosti dobijenih za saturacione aktivnosti, predstavljene i greške za iste, koje su računate po formuli

$$\sigma R_i = \sqrt{\left( \frac{\partial R_i}{\partial N_{\gamma i}} \cdot \sigma N_{\gamma i} \right)^2 + \left( \frac{\partial R_i}{\partial \varepsilon_i} \sigma \varepsilon_i \right)^2}, \quad (3.1)$$

gde  $i$  uzima vrednosti 1, 2 i 3.

$E_0[MeV]$	$R_1[s^{-1}]$	$\sigma R_1[s^{-1}]$	$R_2[s^{-1}]$	$\sigma R_2[s^{-1}]$	$R_3[s^{-1}]$	$\sigma R_3[s^{-1}]$	$R_{sr}[s^{-1}]$	$\sigma R_{sr}[s^{-1}]$
10	$2.97 \cdot 10^{-16}$	$3.65 \cdot 10^{-18}$	$3.20 \cdot 10^{-16}$	$4.21 \cdot 10^{-18}$	$3.42 \cdot 10^{-16}$	$5.90431E-18$	$3.20 \cdot 10^{-16}$	$2.71 \cdot 10^{-18}$
9	$1.20 \cdot 10^{-16}$	$2.79 \cdot 10^{-18}$	$1.32 \cdot 10^{-16}$	$3.18 \cdot 10^{-18}$	$1.34 \cdot 10^{-16}$	$3.2934E-18$	$1.29 \cdot 10^{-16}$	$1.79 \cdot 10^{-18}$
8.2	$4.60 \cdot 10^{-17}$	$3.71 \cdot 10^{-19}$	$5.02 \cdot 10^{-17}$	$7.98 \cdot 10^{-19}$	$5.15 \cdot 10^{-17}$	$9.66171E-19$	$4.93 \cdot 10^{-17}$	$4.36 \cdot 10^{-19}$
7	$7.42 \cdot 10^{-17}$	$6.77 \cdot 10^{-19}$	$8.12 \cdot 10^{-17}$	$8.15 \cdot 10^{-19}$	$8.22 \cdot 10^{-17}$	$1.32009E-18$	$7.92 \cdot 10^{-17}$	$5.64 \cdot 10^{-19}$
6	$4.67 \cdot 10^{-17}$	$5.23 \cdot 10^{-19}$	$5.13 \cdot 10^{-17}$	$6.03 \cdot 10^{-19}$	$5.26 \cdot 10^{-17}$	$8.87359E-19$	$5.02 \cdot 10^{-17}$	$3.98 \cdot 10^{-19}$
5	$1.40 \cdot 10^{-17}$	$7.19 \cdot 10^{-19}$	$1.58 \cdot 10^{-17}$	$7.79 \cdot 10^{-19}$	$1.57 \cdot 10^{-17}$	$6.56369E-19$	$1.52 \cdot 10^{-17}$	$4.16 \cdot 10^{-19}$

Tabela 4 Saturacione aktivnosti za različite emisije gama kvanta

U tabeli 4, analogno sa tabelom 3 su korišćene oznake 1, 2 i 3, a oznaka  $sr$  je za srednju vrednost.

Po definiciji, saturaciona aktivnost se može predstaviti formulom (2.38) na osnovu koje se može dobiti fluks termalnih neutrona kao

$$\Phi_T = \frac{R_{sr}}{\sigma_T}, \quad (3.2)$$

gde  $\sigma_T$  predstavlja efikasni presek  ${}^{115}In$ , tj. verovatnoću da zahvati termalni neutron, i ova vrednost je data u oblasti 3.2.3. Formulu (3.2) je moguće na ovaj način izraziti obzirom da se snop neutrona koji su termalni može smatrati monoenergetskim, a samim tim možemo i ukinuti integral u izrazu (2.38). U tabeli 5 je predstavljena vrednost ovog fluksa.

$E_0[MeV]$	$R_{sr}[s^{-1}]$	$\sigma R_{sr}[s^{-1}]$	$\Phi_T[cm^{-2}s^{-1}]$	$\sigma \Phi_T[cm^{-2}s^{-1}]$
10	$3.20 \cdot 10^{-16}$	$2.71 \cdot 10^{-18}$	$3.93 \cdot 10^6$	$3.89 \cdot 10^5$
9	$1.29 \cdot 10^{-16}$	$1.79 \cdot 10^{-18}$	$1.58 \cdot 10^6$	$1.57 \cdot 10^5$
8.2	$4.93 \cdot 10^{-17}$	$4.36 \cdot 10^{-19}$	$6.06 \cdot 10^5$	$5.99 \cdot 10^4$
7	$7.92 \cdot 10^{-17}$	$5.64 \cdot 10^{-19}$	$9.74 \cdot 10^5$	$9.61 \cdot 10^4$
6	$5.02 \cdot 10^{-17}$	$3.98 \cdot 10^{-19}$	$6.17 \cdot 10^5$	$6.09 \cdot 10^4$
5	$1.52 \cdot 10^{-17}$	$4.16 \cdot 10^{-19}$	$1.86 \cdot 10^5$	$1.90 \cdot 10^4$

Tabela 5 Vrednost fluksa termalnih neutrona

Ovde bi bilo korisno naglasiti da je u tabeli 5 dat fluks neutrona i da je on reda  $10^6$ , kako ne bi došlo do zabune u nastavku analize. U tabeli 5 je takođe predstavljena greška za fluks termalnih neutrona koja je dobijena na osnovu formule

$$\sigma \Phi_T = \sqrt{\left( \frac{\sigma R_{sr}}{\sigma_T} \right)^2 + \left( -\frac{R_{sr}}{\sigma_T^2} \cdot \sigma(\sigma_T) \right)^2}, \quad (3.3)$$

gde je  $\sigma(\sigma_T)$  greška za efikasni presek zahvata termalnih neutrona i u tabelama se može naći da iznosi 8 barn.

Za kraj analize eksperimentalnih rezultata, bilo bi korisno još jednom obratiti pažnju na formulu (2.38). U ovoj formuli, fluks koji se javlja bi bio ukupan fluks termalnih neutrona.

Taj fluks bi mogao da se izrazi kao proizvod broja upadnih elektrona (dobijenih na izlazu iz mikrotrona) i srednjeg fluksa neutrona koji nastaje usled jednog upadnog elektrona (u meti se stvara gama kvant koji u reakciji  ${}^9Be(\gamma, n)2\alpha$  daje posmatrani fluks neutrona). Ovde je reč o upadnom fluksu neutrona (ne termalnih) i ovaj fluks se može analizirati, obzirom da je fluks termalnih neutrona proporcionalan fluksu dobijenih neutrona u reakciji  ${}^9Be(\gamma, n)2\alpha$ . Dakle, važi jednačina

$$R_{sr} = \sigma_T \cdot I \cdot K \cdot \Phi, \quad (3.4)$$

gde je sa  $I$  predstavljena eksperimentalno dostupna činjenica (struja elektrona koja se dobija mikrotronom u jedinicama  $A \cdot s$ , tj. nanelektrisanje koje nose elektroni), a  $K$  predstavlja konstantu normiranja. Očigledno je da je u izrazu (3.4) upotrebljena zavisnost  $\Phi_T = I \cdot K \cdot \Phi$ , tj. može se doći do zaključka da važi jednačina

$$\frac{R_{sr}}{\sigma_T \cdot I} = K \cdot \Phi, \quad (3.5)$$

a ako se uvede nova oznaka  $\Phi_t$ , dobija se

$$\Phi_t = K \cdot \Phi. \quad (3.6)$$

Ako bi se sada ovo predstavilo tabelarno, slično onome kako je urađeno u tabeli 5, dobijaju se vrednosti predstavljene u tabeli 6.

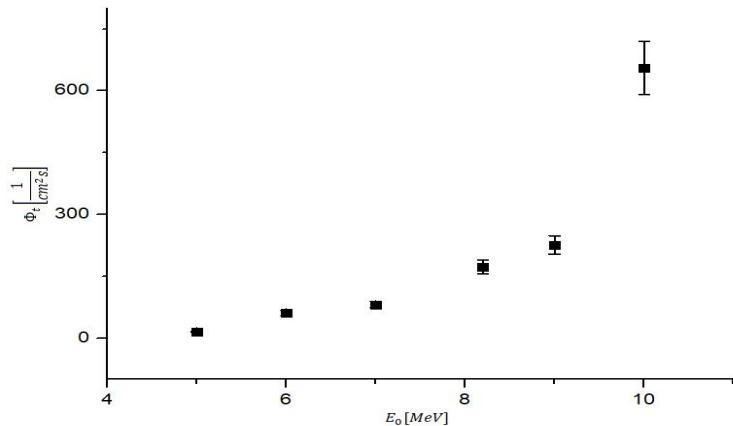
$E_0 [MeV]$	$I$	$R_{sr} [s^{-1}]$	$\sigma R_{sr} [s^{-1}]$	$\Phi_t [cm^{-2}s^{-1}]$	$\sigma \Phi_t [cm^{-2}s^{-1}]$
10	6000	$3.20 \cdot 10^{-16}$	$2.71 \cdot 10^{-18}$	$6.56 \cdot 10^2$	$6.48 \cdot 10^1$
9	7000	$1.29 \cdot 10^{-16}$	$1.79 \cdot 10^{-18}$	$2.26 \cdot 10^2$	$2.25 \cdot 10^1$
8.2	3500	$4.93 \cdot 10^{-17}$	$4.36 \cdot 10^{-19}$	$1.73 \cdot 10^2$	$1.71 \cdot 10^1$
7	12000	$7.92 \cdot 10^{-17}$	$5.64 \cdot 10^{-19}$	$8.12 \cdot 10^1$	$8.01 \cdot 10^0$
6	10000	$5.02 \cdot 10^{-17}$	$3.98 \cdot 10^{-19}$	$6.17 \cdot 10^1$	$6.09 \cdot 10^0$
5	12000	$1.52 \cdot 10^{-17}$	$4.16 \cdot 10^{-19}$	$1.55 \cdot 10^1$	$1.59 \cdot 10^0$

Tabela 6 Predstavljanje veličine  $\Phi_t$  u zavisnosti od energije upadnih elektrona

Na osnovu podataka datih u tabeli 6, na slici 19 je predstavljena zavisnost veličine  $\Phi_t$  od energije upadnih neutrona. Takođe, prikazana je greška za vrednost  $\Phi_t$  koja je dobijena korišćenjem formule slične formuli (3.3):

$$\sigma \Phi_T = \sqrt{\left( \frac{\sigma R_{sr}}{I \cdot \sigma_T} \right)^2 + \left( -\frac{R_{sr}}{I \cdot \sigma_T^2} \cdot \sigma(\sigma_T) \right)^2}, \quad (3.7)$$

a predstavljena je u poslednjoj koloni tabele 6.



Slika 19 Zavisnost faktora  $\Phi_t$  od energije upadnih elektrona

### 3.3.2 Teorijska predviđanja

U ovoj glavi, potrebno bi bilo prići problemu pronalaženja fluksa neutrona u potpunosti, sa druge strane. Najpre, potrebno je posmatrati mikrotron koji proizvodi elektrone. Ovi elektroni se mogu smatrati monoenergetskim, i kao takvi udaraju u metu od volframa. U ovoj meti dolazi do stvaranja zakočnog zračenja, koje se može opisati Schiff-ovom funkcijom. Zbog same geometrije eksperimenta, funkcija koja se može koristiti za opis zakočnog zračenja je data izrazom (2.28). Obzirom da nije reč o tankoj meti, potrebno je uračunati i atenuaciju zračenja u samoj meti. Tada se na osnovu formule (2.31) može izraziti fluks zakočnog zračenja iza mete. Često je ovu formulu potrebno malo modifikovati, obzirom da je podatak koji je uglavnom dostupan, maseni atenuacioni koeficijent. Nakon modifikovanja, formula (2.31) dobija oblik

$$\Phi = K \cdot \frac{d\sigma_k}{dk} \cdot e^{-\mu_m \rho x}, \quad (3.8)$$

gde je  $\mu_m$  maseni atenuacioni koeficijent, a  $\rho$  gustina mete ( $19.3 \text{ g/cm}^2$  za volfram).

Ovako nastalo zračenje pada na metu od  ${}^9Be$  i uzrokuje njegov raspad koji se može predstaviti reakcijom  ${}^9Be(\gamma, n)2\alpha$ , kao što je već više puta rečeno. Dakle, potrebno bi bilo odrediti saturacionu aktivnost berilijuma (jednačinom (2.38)), koja je proporcionalna fluksu nastalih neutrona. Dakle, pod pretpostavkom da svi nastali neutroni potiču od reakcije  ${}^9Be(\gamma, n)2\alpha$ , jednačina (3.6) bi se sada mogla predstaviti kao

$$\Phi_t = C \cdot R_{Be}. \quad (3.9)$$

Formulom (3.9) je dakle povezana teorija sa eksperimentom, a zadatok ovog rada je proveriti slaganje ova dva, a u slučaju neslaganja objasniti uzrok koji dovodi do dobijenog neslaganja.

Saturaciona aktivnost berilijuma se, kao što je rečeno, može predstaviti formulom (2.38). Međutim, podaci o efikasnom preseku za posmatranu interakciju u zavisnosti od energije fotona zakočnog zračenja, koji su dobro poznati, kao i podaci za maseni atenuacioni koeficijent (zavisi od energije nastalog fotona zakočnog zračenja), koji su takođe poznati, se ne mogu predstaviti glatkim funkcijama. Dakle, javlja se problem računanja integrala datog jednačinom (2.38). Ovaj problem bi mogao biti rešen tako što bi se obe ove posmatrane funkcije delile na veći broj funkcija, koje bi pokrivale samo određene energetske intervale, međutim ovo nije tako praktičan postupak i ponovo se dovodi u pitanje mogućnost dobijanja eksplisitne forme ovih funkcija bez većih aproksimacija. Svakako, mnogo bi bio praktičniji postupak rešavanja posmatranog integrala numerički, tj. prelazak sa integrala na sumu. Dakle, može se napisati sledeće

$$R_{Be} = \int_0^{k_{max}} \sigma(k) \Phi(k) dk = \sum_{i=1}^N \sigma_i \Phi_i, \quad (3.10)$$

gde je  $\Phi(k)$  dato formulom (3.8), a sam interval je podeljen na  $N$  ekvidistantnih delova (znači da postoji  $N + 1$  karakterističnih energija). Ako se obrati pažnja na standardni postupak prelaska sa integrala na sumu, čitalac bi mogao primetiti da u sumi izraza (3.10) nedostaje član  $\Delta k$ , međutim, ovaj deo izraza je izostavljen zbog konstante normiranja koja se javlja u izrazu (3.8). Ovaj član je dozvoljeno izostaviti na prikazan način samo u slučaju da je integral podeljen tako da su razlike energija  $k_{i+1} - k_i$  jednake sa razlikom  $k_{j+1} - k_j$  za bilo kakav izbor vrednosti za članove  $i$  i  $j$  iz skupa brojeva  $\{1, 2, \dots, N\}$ . U slučaju da ovaj uslov nije

ispunjeno, kao što se ispostavilo da je slučaj u ovom radu, jednačina (3.10) se predstavlja u obliku

$$R_{Be} = \sum_{i=1}^N \sigma_i \Phi_i \Delta k_i = K \cdot \sum_{i=1}^N \sigma_i \cdot \frac{d\sigma_k}{dk_i} \cdot e^{-\mu_{mi}\rho x} \Delta k_i, \quad (3.11)$$

gde je  $\Delta k_i$  dato sa  $\Delta k_i = k_{i+1} - k_i$ , a umesto  $\Phi_i$  je uvršten izraz (3.8). Drugim rečima, integral koji će se rešavati u ovom radu, biće rešavan pomoću numeričke metode levih pravougaonika.

Za kraj analize u ovoj glavi, potrebno je predstaviti teorijska predviđanja za dobijanje fluksa nastalih neutrona u reakciji  ${}^9Be(\gamma, n)2\alpha$ , koji je srazmeran sa  $R_{Be}$ . Kako bi ovo bilo moguće, najpre treba pronaći potrebne vrednosti za  $\sigma_i$  i  $\mu_{mi}$  iz izraza (3.11), za odgovarajuće energije fotona zakočnog zračenja  $k_i$ , a zatim upotrebiti do sada predstavljene formule, kako bi se došlo do odgovarajuće vrednosti za  $R_{Be}$ .

Podaci za efikasne preseke željenih nuklearnih reakcija se mogu pronaći na sajtu [National Nuclear Data Center](#), a podaci o masenom atenuacionom koeficijentu za željene energije se mogu pronaći na sajtu [NIST XCOM](#) (NIST - National Institute of Standards and Technology).

U narednim tabelama (7, 8, 9, 10, 11, i 12) predstavljeni su podaci za energije elektrona dobijenih u mikrotronu (5, 6, 7, 8.2, 9 i 10 MeV). Posle prve tabele će biti predstavljeno značenje odgovarajućih podataka.

$k[MeV]$	$\sigma_i[barn]$	$\mu_{mi} \left[ \frac{cm^2}{g} \right]$	M[0]	b	$\frac{d\sigma_k}{dk_i}$	$R_{Bei}$
1.5731	0	4.88E-02	5.64E+02	2.04E+00	4.10E-06	0
1.67	3.07E-04	4.75E-02	5.44E+02	1.88E+00	3.75E-06	1.15E-05
1.68	1.12E-03	4.73E-02	5.42E+02	1.86E+00	3.72E-06	4.17E-05
1.69	1.41E-03	4.72E-02	5.40E+02	1.84E+00	3.69E-06	5.21E-05
1.7	1.41E-03	4.71E-02	5.38E+02	1.83E+00	3.66E-06	5.17E-05
1.71	1.33E-03	4.70E-02	5.36E+02	1.81E+00	3.62E-06	4.84E-05
1.72	1.24E-03	4.69E-02	5.34E+02	1.80E+00	3.59E-06	4.47E-05
1.73	1.16E-03	4.67E-02	5.32E+02	1.78E+00	3.56E-06	4.12E-05
1.74	1.08E-03	4.66E-02	5.30E+02	1.77E+00	3.53E-06	3.83E-05
1.75	1.02E-03	4.65E-02	5.27E+02	1.75E+00	3.50E-06	3.56E-05
1.76	9.62E-04	4.64E-02	5.25E+02	1.74E+00	3.47E-06	3.34E-05
1.77	9.12E-04	4.63E-02	5.23E+02	1.72E+00	3.44E-06	3.14E-05
1.78	8.68E-04	4.62E-02	5.21E+02	1.71E+00	3.41E-06	2.96E-05
1.79	8.29E-04	4.61E-02	5.19E+02	1.70E+00	3.38E-06	2.80E-05
1.8	7.94E-04	4.60E-02	5.16E+02	1.68E+00	3.35E-06	2.66E-05
1.81	7.63E-04	4.59E-02	5.14E+02	1.67E+00	3.33E-06	2.54E-05
1.82	7.35E-04	4.58E-02	5.12E+02	1.65E+00	3.30E-06	2.42E-05
1.83	7.09E-04	4.57E-02	5.10E+02	1.64E+00	3.27E-06	2.32E-05
1.84	6.85E-04	4.56E-02	5.07E+02	1.63E+00	3.24E-06	2.22E-05
1.85	6.64E-04	4.55E-02	5.05E+02	1.61E+00	3.22E-06	2.13E-05
1.86	6.44E-04	4.54E-02	5.03E+02	1.60E+00	3.19E-06	4.11E-05
1.88	6.08E-04	4.53E-02	4.98E+02	1.58E+00	3.14E-06	3.81E-05
1.9	5.77E-04	4.51E-02	4.94E+02	1.55E+00	3.09E-06	3.56E-05
1.92	5.49E-04	4.49E-02	4.89E+02	1.53E+00	3.04E-06	3.34E-05
1.94	5.25E-04	4.48E-02	4.84E+02	1.50E+00	2.99E-06	3.14E-05
1.96	5.04E-04	4.46E-02	4.80E+02	1.48E+00	2.94E-06	2.96E-05
1.98	4.85E-04	4.45E-02	4.75E+02	1.45E+00	2.89E-06	2.80E-05
2	4.68E-04	4.43E-02	4.70E+02	1.43E+00	2.85E-06	3.99E-05
2.03	4.46E-04	4.41E-02	4.63E+02	1.40E+00	2.78E-06	3.72E-05
2.06	4.27E-04	4.39E-02	4.55E+02	1.37E+00	2.72E-06	3.48E-05
2.09	4.12E-04	4.38E-02	4.48E+02	1.34E+00	2.65E-06	3.28E-05
2.12	4.00E-04	4.36E-02	4.40E+02	1.30E+00	2.59E-06	2.07E-05
2.14	3.94E-04	4.35E-02	4.35E+02	1.29E+00	2.55E-06	2.01E-05
2.16	3.89E-04	4.34E-02	4.30E+02	1.27E+00	2.51E-06	1.96E-05
2.18	3.86E-04	4.32E-02	4.25E+02	1.25E+00	2.48E-06	9.57E-06
2.19	3.86E-04	4.32E-02	4.23E+02	1.24E+00	2.46E-06	1.90E-05

$k [MeV]$	$\sigma_i [barn]$	$\mu_{mi} \left[ \frac{cm^2}{g} \right]$	M[0]	b	$\frac{d\sigma_k}{dk_i}$	$R_{Bei}$
2.21	3.87E-04	4.31E-02	4.18E+02	1.22E+00	2.42E-06	9.37E-06
2.22	3.89E-04	4.30E-02	4.15E+02	1.21E+00	2.40E-06	9.34E-06
2.23	3.91E-04	4.30E-02	4.13E+02	1.20E+00	2.39E-06	9.33E-06
2.24	3.95E-04	4.29E-02	4.10E+02	1.19E+00	2.37E-06	9.35E-06
2.25	4.00E-04	4.29E-02	4.08E+02	1.18E+00	2.35E-06	9.39E-06
2.26	4.06E-04	4.28E-02	4.05E+02	1.17E+00	2.33E-06	9.48E-06
2.27	4.14E-04	4.28E-02	4.02E+02	1.16E+00	2.32E-06	9.60E-06
2.28	4.25E-04	4.28E-02	4.00E+02	1.16E+00	2.30E-06	9.76E-06
2.29	4.38E-04	4.27E-02	3.97E+02	1.15E+00	2.28E-06	9.99E-06
2.3	4.54E-04	4.27E-02	3.95E+02	1.14E+00	2.27E-06	1.03E-05
2.31	4.75E-04	4.26E-02	3.92E+02	1.13E+00	2.25E-06	1.07E-05
2.32	5.01E-04	4.26E-02	3.90E+02	1.12E+00	2.23E-06	1.12E-05
2.33	5.34E-04	4.25E-02	3.87E+02	1.11E+00	2.22E-06	1.18E-05
2.34	5.77E-04	4.25E-02	3.84E+02	1.11E+00	2.20E-06	1.27E-05
2.35	6.31E-04	4.24E-02	3.82E+02	1.10E+00	2.18E-06	1.38E-05
2.36	7.01E-04	4.24E-02	3.79E+02	1.09E+00	2.17E-06	1.52E-05
2.37	7.91E-04	4.24E-02	3.77E+02	1.08E+00	2.15E-06	1.70E-05
2.38	9.05E-04	4.23E-02	3.74E+02	1.07E+00	2.14E-06	1.93E-05
2.39	1.04E-03	4.23E-02	3.72E+02	1.07E+00	2.12E-06	4.43E-05
2.41	1.37E-03	4.22E-02	3.66E+02	1.05E+00	2.09E-06	2.86E-05
2.42	1.49E-03	4.22E-02	3.64E+02	1.04E+00	2.08E-06	3.10E-05
2.43	1.54E-03	4.21E-02	3.61E+02	1.03E+00	2.06E-06	3.17E-05
2.44	1.49E-03	4.21E-02	3.59E+02	1.03E+00	2.05E-06	3.05E-05
2.45	1.37E-03	4.21E-02	3.56E+02	1.02E+00	2.03E-06	5.55E-05
2.47	1.06E-03	4.20E-02	3.51E+02	1.00E+00	2.00E-06	2.13E-05
2.48	9.28E-04	4.20E-02	3.48E+02	9.97E-01	1.99E-06	1.85E-05
2.49	8.19E-04	4.19E-02	3.46E+02	9.90E-01	1.98E-06	1.62E-05
2.5	7.32E-04	4.19E-02	3.43E+02	9.83E-01	1.96E-06	1.44E-05
2.51	6.62E-04	4.19E-02	3.41E+02	9.75E-01	1.95E-06	1.29E-05
2.52	6.08E-04	4.18E-02	3.38E+02	9.68E-01	1.94E-06	1.18E-05
2.53	5.64E-04	4.18E-02	3.36E+02	9.61E-01	1.92E-06	1.08E-05
2.54	5.29E-04	4.18E-02	3.33E+02	9.54E-01	1.91E-06	1.01E-05
2.55	5.01E-04	4.17E-02	3.31E+02	9.47E-01	1.90E-06	9.50E-06
2.56	4.79E-04	4.17E-02	3.28E+02	9.40E-01	1.88E-06	9.01E-06
2.57	4.61E-04	4.17E-02	3.26E+02	9.34E-01	1.87E-06	8.61E-06
2.58	4.46E-04	4.16E-02	3.23E+02	9.27E-01	1.86E-06	8.28E-06
2.59	4.34E-04	4.16E-02	3.20E+02	9.20E-01	1.84E-06	8.00E-06
2.6	4.25E-04	4.16E-02	3.18E+02	9.13E-01	1.83E-06	3.89E-05
2.65	4.05E-04	4.14E-02	3.05E+02	8.81E-01	1.77E-06	3.58E-05
2.7	4.15E-04	4.13E-02	2.93E+02	8.49E-01	1.71E-06	3.54E-05
2.75	4.52E-04	4.12E-02	2.81E+02	8.19E-01	1.65E-06	3.74E-05
2.8	5.25E-04	4.11E-02	2.69E+02	7.90E-01	1.60E-06	4.19E-05
2.85	6.49E-04	4.10E-02	2.57E+02	7.62E-01	1.55E-06	5.01E-05
2.9	8.49E-04	4.09E-02	2.45E+02	7.35E-01	1.50E-06	6.34E-05
2.95	1.14E-03	4.08E-02	2.34E+02	7.08E-01	1.45E-06	8.22E-05
3	1.43E-03	4.08E-02	2.22E+02	6.83E-01	1.40E-06	1.00E-04
3.05	1.50E-03	4.07E-02	2.11E+02	6.58E-01	1.35E-06	1.02E-04
3.1	1.30E-03	4.06E-02	2.01E+02	6.34E-01	1.31E-06	8.49E-05
3.15	1.01E-03	4.06E-02	1.90E+02	6.11E-01	1.27E-06	6.40E-05
3.2	7.79E-04	4.05E-02	1.80E+02	5.89E-01	1.23E-06	4.78E-05
3.25	6.20E-04	4.05E-02	1.70E+02	5.68E-01	1.19E-06	3.69E-05
3.3	5.14E-04	4.05E-02	1.61E+02	5.47E-01	1.15E-06	2.95E-05
3.35	4.41E-04	4.04E-02	1.52E+02	5.26E-01	1.11E-06	2.45E-05
3.4	3.91E-04	4.04E-02	1.43E+02	5.07E-01	1.08E-06	2.10E-05
3.45	3.55E-04	4.04E-02	1.34E+02	4.87E-01	1.04E-06	1.85E-05
3.5	3.29E-04	4.04E-02	1.26E+02	4.69E-01	1.01E-06	1.66E-04
4	2.83E-04	4.04E-02	6.06E+01	3.08E-01	7.06E-07	9.98E-05
4.5	4.35E-04	4.06E-02	2.27E+01	1.83E-01	4.34E-07	9.46E-05
5	9.10E-04	4.10E-02	4.83E+00	8.34E-02	1.10E-07	2.96E-03

Tabela 7 Proračun teorijskog predviđanja za upadnu energiju elektrona od 5 MeV

Sada bi bilo potrebno reći još nesto o podacima koji su predstavljeni u tabeli 7. U prvoj koloni,  $k$  predstavlja energiju fotona koji nastaju u zakočnom zračenju. Energije fotona su birane tako da se poklapaju sa efikasnim presecima (u tabeli kolona  $\sigma_i$ ) za odigravanje

reakcije  ${}^9Be(\gamma, n)2\alpha$  koji su uzeti sa prethodno navedenog sajta. U trećoj koloni,  $\mu_{mi}$  predstavlja maseni atenuacioni koeficijent volframa za odgovarajuću energiju fotona zakočnog zračenja (podaci su preuzeti sa prethodno navedenog sajta). Vrednosti  $M[0]$  i  $b$  su dobijene korišćenjem odgovarajućih energija fotona iz prve kolone i jednačina predstavljenih u izrazu (2.29), a korišćenjem ovih vrednosti i formule (2.28) dobijene su predstavljene vrednosti za  $\frac{d\sigma_k}{dk_i}$ . U poslednjoj koloni tabele, predstavljeni su posebno članovi zbiru iz formule (3.11), koji kada se svi zajedno sumiraju daju vrednost  $R_{Be} = 2.96 \cdot 10^{-3}$ . Ako se obrati pažnja, u tabeli nisu date sve jedinice mera, obzirom da se dobijene vrednosti množe sa normalizacionom konstantom koja nosi deo jedinice. Nakon ovog proizvoda, dobijaju se standardne jedinice.

U narednim tabelama su korišćene iste oznake, sa razlikom u energiji upadnih elektrona, a samim tim i maksimalne energije koju nose fotoni zakočnog zračenja.

$k [MeV]$	$\sigma_i [barn]$	$\mu_{mi} \left[ \frac{cm^2}{g} \right]$	$M[0]$	$b$	$\frac{d\sigma_k}{dk_i}$	$R_{Bei}$
1.5731	0	4.88E-02	6.30E+02	3.03E+00	4.50E-06	0
1.67	3.07E-04	4.75E-02	6.20E+02	2.79E+00	4.15E-06	1.27E-05
1.68	1.12E-03	4.73E-02	6.19E+02	2.77E+00	4.11E-06	4.61E-05
1.69	1.41E-03	4.72E-02	6.17E+02	2.75E+00	4.08E-06	5.77E-05
1.7	1.41E-03	4.71E-02	6.16E+02	2.73E+00	4.05E-06	5.72E-05
1.71	1.33E-03	4.70E-02	6.15E+02	2.71E+00	4.01E-06	5.36E-05
1.72	1.24E-03	4.69E-02	6.14E+02	2.68E+00	3.98E-06	4.95E-05
1.73	1.16E-03	4.67E-02	6.13E+02	2.66E+00	3.95E-06	4.57E-05
1.74	1.08E-03	4.66E-02	6.11E+02	2.64E+00	3.92E-06	4.24E-05
1.75	1.02E-03	4.65E-02	6.10E+02	2.62E+00	3.89E-06	3.96E-05
1.76	9.62E-04	4.64E-02	6.09E+02	2.60E+00	3.85E-06	3.71E-05
1.77	9.12E-04	4.63E-02	6.08E+02	2.58E+00	3.82E-06	3.49E-05
1.78	8.68E-04	4.62E-02	6.07E+02	2.56E+00	3.79E-06	3.29E-05
1.79	8.29E-04	4.61E-02	6.05E+02	2.54E+00	3.76E-06	3.12E-05
1.8	7.94E-04	4.60E-02	6.04E+02	2.52E+00	3.73E-06	2.97E-05
1.81	7.63E-04	4.59E-02	6.03E+02	2.50E+00	3.71E-06	2.83E-05
1.82	7.35E-04	4.58E-02	6.02E+02	2.48E+00	3.68E-06	2.70E-05
1.83	7.09E-04	4.57E-02	6.00E+02	2.47E+00	3.65E-06	2.59E-05
1.84	6.85E-04	4.56E-02	5.99E+02	2.45E+00	3.62E-06	2.48E-05
1.85	6.64E-04	4.55E-02	5.98E+02	2.43E+00	3.59E-06	2.38E-05
1.86	6.44E-04	4.54E-02	5.96E+02	2.41E+00	3.56E-06	4.59E-05
1.88	6.08E-04	4.53E-02	5.94E+02	2.37E+00	3.51E-06	4.27E-05
1.9	5.77E-04	4.51E-02	5.91E+02	2.34E+00	3.46E-06	3.99E-05
1.92	5.49E-04	4.49E-02	5.88E+02	2.30E+00	3.41E-06	3.74E-05
1.94	5.25E-04	4.48E-02	5.85E+02	2.27E+00	3.35E-06	3.52E-05
1.96	5.04E-04	4.46E-02	5.83E+02	2.24E+00	3.31E-06	3.33E-05
1.98	4.85E-04	4.45E-02	5.80E+02	2.21E+00	3.26E-06	3.16E-05
2	4.68E-04	4.43E-02	5.77E+02	2.17E+00	3.21E-06	4.50E-05
2.03	4.46E-04	4.41E-02	5.73E+02	2.13E+00	3.14E-06	4.20E-05
2.06	4.27E-04	4.39E-02	5.68E+02	2.08E+00	3.07E-06	3.94E-05
2.09	4.12E-04	4.38E-02	5.63E+02	2.04E+00	3.01E-06	3.72E-05
2.12	4.00E-04	4.36E-02	5.59E+02	2.00E+00	2.95E-06	2.35E-05
2.14	3.94E-04	4.35E-02	5.56E+02	1.97E+00	2.90E-06	2.29E-05
2.16	3.89E-04	4.34E-02	5.52E+02	1.94E+00	2.86E-06	2.23E-05
2.18	3.86E-04	4.32E-02	5.49E+02	1.91E+00	2.82E-06	1.09E-05
2.19	3.86E-04	4.32E-02	5.48E+02	1.90E+00	2.81E-06	2.17E-05
2.21	3.87E-04	4.31E-02	5.44E+02	1.88E+00	2.77E-06	1.07E-05
2.22	3.89E-04	4.30E-02	5.43E+02	1.86E+00	2.75E-06	1.07E-05
2.23	3.91E-04	4.30E-02	5.41E+02	1.85E+00	2.73E-06	1.07E-05
2.24	3.95E-04	4.29E-02	5.39E+02	1.84E+00	2.71E-06	1.07E-05
2.25	4.00E-04	4.29E-02	5.38E+02	1.83E+00	2.69E-06	1.08E-05
2.26	4.06E-04	4.28E-02	5.36E+02	1.81E+00	2.67E-06	1.09E-05
2.27	4.14E-04	4.28E-02	5.34E+02	1.80E+00	2.66E-06	1.10E-05
2.28	4.25E-04	4.28E-02	5.33E+02	1.79E+00	2.64E-06	1.12E-05
2.29	4.38E-04	4.27E-02	5.31E+02	1.78E+00	2.62E-06	1.15E-05
2.3	4.54E-04	4.27E-02	5.29E+02	1.76E+00	2.60E-06	1.18E-05
2.31	4.75E-04	4.26E-02	5.27E+02	1.75E+00	2.59E-06	1.23E-05
2.32	5.01E-04	4.26E-02	5.26E+02	1.74E+00	2.57E-06	1.29E-05

$k [MeV]$	$\sigma_i [barn]$	$\mu_{mi} \left[ \frac{cm^2}{g} \right]$	M[0]	b	$\frac{d\sigma_k}{dk_i}$	$R_{Bei}$
2.33	5.34E-04	4.25E-02	5.24E+02	1.73E+00	2.55E-06	1.36E-05
2.34	5.77E-04	4.25E-02	5.22E+02	1.72E+00	2.54E-06	1.46E-05
2.35	6.31E-04	4.24E-02	5.20E+02	1.71E+00	2.52E-06	1.59E-05
2.36	7.01E-04	4.24E-02	5.19E+02	1.70E+00	2.50E-06	1.75E-05
2.37	7.91E-04	4.24E-02	5.17E+02	1.68E+00	2.49E-06	1.97E-05
2.38	9.05E-04	4.23E-02	5.15E+02	1.67E+00	2.47E-06	2.24E-05
2.39	1.04E-03	4.23E-02	5.13E+02	1.66E+00	2.45E-06	5.13E-05
2.41	1.37E-03	4.22E-02	5.10E+02	1.64E+00	2.42E-06	3.31E-05
2.42	1.49E-03	4.22E-02	5.08E+02	1.63E+00	2.41E-06	3.59E-05
2.43	1.54E-03	4.21E-02	5.06E+02	1.62E+00	2.39E-06	3.68E-05
2.44	1.49E-03	4.21E-02	5.04E+02	1.61E+00	2.38E-06	3.54E-05
2.45	1.37E-03	4.21E-02	5.02E+02	1.60E+00	2.36E-06	6.45E-05
2.47	1.06E-03	4.20E-02	4.99E+02	1.58E+00	2.33E-06	2.47E-05
2.48	9.28E-04	4.20E-02	4.97E+02	1.57E+00	2.32E-06	2.15E-05
2.49	8.19E-04	4.19E-02	4.95E+02	1.56E+00	2.30E-06	1.89E-05
2.5	7.32E-04	4.19E-02	4.93E+02	1.55E+00	2.29E-06	1.67E-05
2.51	6.62E-04	4.19E-02	4.91E+02	1.54E+00	2.27E-06	1.51E-05
2.52	6.08E-04	4.18E-02	4.89E+02	1.53E+00	2.26E-06	1.37E-05
2.53	5.64E-04	4.18E-02	4.87E+02	1.52E+00	2.24E-06	1.27E-05
2.54	5.29E-04	4.18E-02	4.85E+02	1.51E+00	2.23E-06	1.18E-05
2.55	5.01E-04	4.17E-02	4.83E+02	1.50E+00	2.22E-06	1.11E-05
2.56	4.79E-04	4.17E-02	4.81E+02	1.49E+00	2.20E-06	1.05E-05
2.57	4.61E-04	4.17E-02	4.80E+02	1.48E+00	2.19E-06	1.01E-05
2.58	4.46E-04	4.16E-02	4.78E+02	1.47E+00	2.18E-06	9.70E-06
2.59	4.34E-04	4.16E-02	4.76E+02	1.46E+00	2.16E-06	9.39E-06
2.6	4.25E-04	4.16E-02	4.74E+02	1.45E+00	2.15E-06	4.57E-05
2.65	4.05E-04	4.14E-02	4.64E+02	1.40E+00	2.08E-06	4.22E-05
2.7	4.15E-04	4.13E-02	4.54E+02	1.36E+00	2.02E-06	4.19E-05
2.75	4.52E-04	4.12E-02	4.44E+02	1.32E+00	1.96E-06	4.44E-05
2.8	5.25E-04	4.11E-02	4.33E+02	1.28E+00	1.90E-06	5.00E-05
2.85	6.49E-04	4.10E-02	4.23E+02	1.24E+00	1.85E-06	6.00E-05
2.9	8.49E-04	4.09E-02	4.13E+02	1.20E+00	1.80E-06	7.62E-05
2.95	1.14E-03	4.08E-02	4.02E+02	1.16E+00	1.75E-06	9.92E-05
3	1.43E-03	4.08E-02	3.91E+02	1.13E+00	1.70E-06	1.21E-04
3.05	1.50E-03	4.07E-02	3.81E+02	1.09E+00	1.65E-06	1.24E-04
3.1	1.30E-03	4.06E-02	3.70E+02	1.06E+00	1.60E-06	1.04E-04
3.15	1.01E-03	4.06E-02	3.59E+02	1.03E+00	1.56E-06	7.86E-05
3.2	7.79E-04	4.05E-02	3.49E+02	9.97E-01	1.52E-06	5.90E-05
3.25	6.20E-04	4.05E-02	3.38E+02	9.67E-01	1.47E-06	4.57E-05
3.3	5.14E-04	4.05E-02	3.27E+02	9.38E-01	1.43E-06	3.69E-05
3.35	4.41E-04	4.04E-02	3.16E+02	9.09E-01	1.40E-06	3.08E-05
3.4	3.91E-04	4.04E-02	3.06E+02	8.82E-01	1.36E-06	2.66E-05
3.45	3.55E-04	4.04E-02	2.95E+02	8.55E-01	1.32E-06	2.35E-05
3.5	3.29E-04	4.04E-02	2.85E+02	8.29E-01	1.29E-06	2.12E-04
4	2.83E-04	4.04E-02	1.87E+02	6.05E-01	9.88E-07	1.40E-04
4.5	4.35E-04	4.06E-02	1.09E+02	4.31E-01	7.52E-07	1.64E-04
5	9.10E-04	4.10E-02	5.47E+01	2.91E-01	5.49E-07	2.50E-04
5.5	9.80E-04	4.15E-02	2.13E+01	1.77E-01	3.48E-07	1.70E-04
6	1.03E-03	4.21E-02	4.68E+00	8.21E-02	8.70E-08	
					$R_{Be}$	3.96E-03

Tabela 8 Proračun teorijskog predviđanja za upadnu energiju elektrona od 6 MeV

Dakle, za energiju elektrona od 6 MeV, dobija se  $R_{Be} = 3.96 \cdot 10^{-3}$ .

$k [MeV]$	$\sigma_i [barn]$	$\mu_{mi} \left[ \frac{cm^2}{g} \right]$	M[0]	b	$\frac{d\sigma_k}{dk_i}$	$R_{Bei}$
1.5731	0	4.88E-02	6.61E+02	4.20E+00	4.80E-06	0
1.67	3.07E-04	4.75E-02	6.56E+02	3.89E+00	4.44E-06	1.36E-05
1.68	1.12E-03	4.73E-02	6.55E+02	3.86E+00	4.40E-06	4.93E-05
1.69	1.41E-03	4.72E-02	6.54E+02	3.83E+00	4.37E-06	6.17E-05
1.7	1.41E-03	4.71E-02	6.54E+02	3.80E+00	4.33E-06	6.13E-05
1.71	1.33E-03	4.70E-02	6.53E+02	3.77E+00	4.30E-06	5.74E-05
1.72	1.24E-03	4.69E-02	6.52E+02	3.74E+00	4.27E-06	5.31E-05
1.73	1.16E-03	4.67E-02	6.52E+02	3.72E+00	4.24E-06	4.91E-05
1.74	1.08E-03	4.66E-02	6.51E+02	3.69E+00	4.20E-06	4.55E-05
1.75	1.02E-03	4.65E-02	6.50E+02	3.66E+00	4.17E-06	4.25E-05

$k [MeV]$	$\sigma_i [barn]$	$\mu_{mi} \left[ \frac{cm^2}{g} \right]$	M[0]	b	$\frac{d\sigma_k}{dk_i}$	$R_{Bei}$
1.76	9.62E-04	4.64E-02	6.50E+02	3.63E+00	4.14E-06	3.98E-05
1.77	9.12E-04	4.63E-02	6.49E+02	3.61E+00	4.11E-06	3.75E-05
1.78	8.68E-04	4.62E-02	6.48E+02	3.58E+00	4.08E-06	3.54E-05
1.79	8.29E-04	4.61E-02	6.48E+02	3.55E+00	4.05E-06	3.36E-05
1.8	7.94E-04	4.60E-02	6.47E+02	3.53E+00	4.02E-06	3.19E-05
1.81	7.63E-04	4.59E-02	6.46E+02	3.50E+00	3.99E-06	3.04E-05
1.82	7.35E-04	4.58E-02	6.46E+02	3.48E+00	3.96E-06	2.91E-05
1.83	7.09E-04	4.57E-02	6.45E+02	3.45E+00	3.93E-06	2.78E-05
1.84	6.85E-04	4.56E-02	6.44E+02	3.43E+00	3.90E-06	2.67E-05
1.85	6.64E-04	4.55E-02	6.43E+02	3.40E+00	3.87E-06	2.57E-05
1.86	6.44E-04	4.54E-02	6.43E+02	3.38E+00	3.84E-06	4.95E-05
1.88	6.08E-04	4.53E-02	6.41E+02	3.33E+00	3.79E-06	4.61E-05
1.9	5.77E-04	4.51E-02	6.40E+02	3.28E+00	3.73E-06	4.31E-05
1.92	5.49E-04	4.49E-02	6.38E+02	3.24E+00	3.68E-06	4.04E-05
1.94	5.25E-04	4.48E-02	6.37E+02	3.19E+00	3.63E-06	3.81E-05
1.96	5.04E-04	4.46E-02	6.35E+02	3.15E+00	3.58E-06	3.61E-05
1.98	4.85E-04	4.45E-02	6.33E+02	3.11E+00	3.53E-06	3.42E-05
2	4.68E-04	4.43E-02	6.32E+02	3.06E+00	3.48E-06	4.88E-05
2.03	4.46E-04	4.41E-02	6.29E+02	3.00E+00	3.41E-06	4.56E-05
2.06	4.27E-04	4.39E-02	6.27E+02	2.94E+00	3.34E-06	4.28E-05
2.09	4.12E-04	4.38E-02	6.24E+02	2.88E+00	3.27E-06	4.05E-05
2.12	4.00E-04	4.36E-02	6.21E+02	2.83E+00	3.21E-06	2.57E-05
2.14	3.94E-04	4.35E-02	6.19E+02	2.79E+00	3.17E-06	2.49E-05
2.16	3.89E-04	4.34E-02	6.18E+02	2.75E+00	3.13E-06	2.43E-05
2.18	3.86E-04	4.32E-02	6.16E+02	2.72E+00	3.09E-06	1.19E-05
2.19	3.86E-04	4.32E-02	6.15E+02	2.70E+00	3.07E-06	2.37E-05
2.21	3.87E-04	4.31E-02	6.13E+02	2.67E+00	3.03E-06	1.17E-05
2.22	3.89E-04	4.30E-02	6.12E+02	2.65E+00	3.01E-06	1.17E-05
2.23	3.91E-04	4.30E-02	6.11E+02	2.63E+00	2.99E-06	1.17E-05
2.24	3.95E-04	4.29E-02	6.10E+02	2.62E+00	2.97E-06	1.17E-05
2.25	4.00E-04	4.29E-02	6.09E+02	2.60E+00	2.95E-06	1.18E-05
2.26	4.06E-04	4.28E-02	6.08E+02	2.58E+00	2.93E-06	1.19E-05
2.27	4.14E-04	4.28E-02	6.07E+02	2.57E+00	2.91E-06	1.21E-05
2.28	4.25E-04	4.28E-02	6.06E+02	2.55E+00	2.90E-06	1.23E-05
2.29	4.38E-04	4.27E-02	6.05E+02	2.54E+00	2.88E-06	1.26E-05
2.3	4.54E-04	4.27E-02	6.04E+02	2.52E+00	2.86E-06	1.30E-05
2.31	4.75E-04	4.26E-02	6.03E+02	2.50E+00	2.84E-06	1.35E-05
2.32	5.01E-04	4.26E-02	6.02E+02	2.49E+00	2.82E-06	1.41E-05
2.33	5.34E-04	4.25E-02	6.01E+02	2.47E+00	2.81E-06	1.50E-05
2.34	5.77E-04	4.25E-02	6.00E+02	2.46E+00	2.79E-06	1.61E-05
2.35	6.31E-04	4.24E-02	5.99E+02	2.44E+00	2.77E-06	1.75E-05
2.36	7.01E-04	4.24E-02	5.98E+02	2.43E+00	2.76E-06	1.93E-05
2.37	7.91E-04	4.24E-02	5.96E+02	2.41E+00	2.74E-06	2.17E-05
2.38	9.05E-04	4.23E-02	5.95E+02	2.40E+00	2.72E-06	2.46E-05
2.39	1.04E-03	4.23E-02	5.94E+02	2.38E+00	2.71E-06	5.65E-05
2.41	1.37E-03	4.22E-02	5.92E+02	2.35E+00	2.67E-06	3.65E-05
2.42	1.49E-03	4.22E-02	5.91E+02	2.34E+00	2.66E-06	3.96E-05
2.43	1.54E-03	4.21E-02	5.90E+02	2.32E+00	2.64E-06	4.06E-05
2.44	1.49E-03	4.21E-02	5.89E+02	2.31E+00	2.63E-06	3.90E-05
2.45	1.37E-03	4.21E-02	5.88E+02	2.30E+00	2.61E-06	7.12E-05
2.47	1.06E-03	4.20E-02	5.85E+02	2.27E+00	2.58E-06	2.73E-05
2.48	9.28E-04	4.20E-02	5.84E+02	2.26E+00	2.56E-06	2.38E-05
2.49	8.19E-04	4.19E-02	5.83E+02	2.24E+00	2.55E-06	2.09E-05
2.5	7.32E-04	4.19E-02	5.82E+02	2.23E+00	2.53E-06	1.85E-05
2.51	6.62E-04	4.19E-02	5.81E+02	2.22E+00	2.52E-06	1.67E-05
2.52	6.08E-04	4.18E-02	5.80E+02	2.20E+00	2.50E-06	1.52E-05
2.53	5.64E-04	4.18E-02	5.78E+02	2.19E+00	2.49E-06	1.40E-05
2.54	5.29E-04	4.18E-02	5.77E+02	2.18E+00	2.47E-06	1.31E-05
2.55	5.01E-04	4.17E-02	5.76E+02	2.16E+00	2.46E-06	1.23E-05
2.56	4.79E-04	4.17E-02	5.75E+02	2.15E+00	2.45E-06	1.17E-05
2.57	4.61E-04	4.17E-02	5.74E+02	2.14E+00	2.43E-06	1.12E-05
2.58	4.46E-04	4.16E-02	5.72E+02	2.13E+00	2.42E-06	1.08E-05
2.59	4.34E-04	4.16E-02	5.71E+02	2.11E+00	2.40E-06	1.04E-05
2.6	4.25E-04	4.16E-02	5.70E+02	2.10E+00	2.39E-06	5.08E-05
2.65	4.05E-04	4.14E-02	5.64E+02	2.04E+00	2.32E-06	4.70E-05
2.7	4.15E-04	4.13E-02	5.57E+02	1.98E+00	2.26E-06	4.68E-05
2.75	4.52E-04	4.12E-02	5.50E+02	1.92E+00	2.20E-06	4.97E-05

$k [MeV]$	$\sigma_i [barn]$	$\mu_{mi} \left[ \frac{cm^2}{g} \right]$	M[0]	b	$\frac{d\sigma_k}{dk_i}$	$R_{Bei}$
2.8	5.25E-04	4.11E-02	5.44E+02	1.87E+00	2.14E-06	5.61E-05
2.85	6.49E-04	4.10E-02	5.37E+02	1.82E+00	2.08E-06	6.75E-05
2.9	8.49E-04	4.09E-02	5.30E+02	1.77E+00	2.03E-06	8.59E-05
2.95	1.14E-03	4.08E-02	5.22E+02	1.72E+00	1.97E-06	1.12E-04
3	1.43E-03	4.08E-02	5.15E+02	1.67E+00	1.92E-06	1.37E-04
3.05	1.50E-03	4.07E-02	5.07E+02	1.63E+00	1.87E-06	1.41E-04
3.1	1.30E-03	4.06E-02	4.99E+02	1.58E+00	1.82E-06	1.18E-04
3.15	1.01E-03	4.06E-02	4.92E+02	1.54E+00	1.78E-06	8.97E-05
3.2	7.79E-04	4.05E-02	4.84E+02	1.50E+00	1.73E-06	6.76E-05
3.25	6.20E-04	4.05E-02	4.75E+02	1.46E+00	1.69E-06	5.25E-05
3.3	5.14E-04	4.05E-02	4.67E+02	1.42E+00	1.65E-06	4.24E-05
3.35	4.41E-04	4.04E-02	4.59E+02	1.38E+00	1.61E-06	3.55E-05
3.4	3.91E-04	4.04E-02	4.50E+02	1.34E+00	1.57E-06	3.07E-05
3.45	3.55E-04	4.04E-02	4.41E+02	1.31E+00	1.53E-06	2.72E-05
3.5	3.29E-04	4.04E-02	4.33E+02	1.27E+00	1.50E-06	2.46E-04
4	2.83E-04	4.04E-02	3.41E+02	9.76E-01	1.19E-06	1.68E-04
4.5	4.35E-04	4.06E-02	2.49E+02	7.44E-01	9.52E-07	2.07E-04
5	9.10E-04	4.10E-02	1.66E+02	5.58E-01	7.62E-07	3.47E-04
5.5	9.80E-04	4.15E-02	9.91E+01	4.07E-01	6.00E-07	2.94E-04
6	1.03E-03	4.21E-02	5.08E+01	2.80E-01	4.50E-07	2.32E-04
6.5	1.27E-03	4.27E-02	2.03E+01	1.73E-01	2.90E-07	1.84E-04
7	1.32E-03	4.34E-02	4.58E+00	8.12E-02	7.19E-08	
					$R_{Be}$	5.02E-03

Tabela 9 Proračun teorijskog predviđanja za upadnu energiju elektrona od 7 MeV

Dakle, za energiju elektrona od 7 MeV, dobija se  $R_{Be} = 5.02 \cdot 10^{-3}$ .

$k [MeV]$	$\sigma_i [barn]$	$\mu_{mi} \left[ \frac{cm^2}{g} \right]$	M[0]	b	$\frac{d\sigma_k}{dk_i}$	$R_{Bei}$
1.5731	0	4.88E-02	6.79E+02	5.85E+00	5.06E-06	0
1.67	3.07E-04	4.75E-02	6.76E+02	5.44E+00	4.70E-06	1.44E-05
1.68	1.12E-03	4.73E-02	6.76E+02	5.40E+00	4.66E-06	5.22E-05
1.69	1.41E-03	4.72E-02	6.75E+02	5.36E+00	4.63E-06	6.54E-05
1.7	1.41E-03	4.71E-02	6.75E+02	5.32E+00	4.59E-06	6.49E-05
1.71	1.33E-03	4.70E-02	6.75E+02	5.28E+00	4.56E-06	6.08E-05
1.72	1.24E-03	4.69E-02	6.74E+02	5.24E+00	4.52E-06	5.62E-05
1.73	1.16E-03	4.67E-02	6.74E+02	5.20E+00	4.49E-06	5.20E-05
1.74	1.08E-03	4.66E-02	6.74E+02	5.17E+00	4.46E-06	4.83E-05
1.75	1.02E-03	4.65E-02	6.73E+02	5.13E+00	4.43E-06	4.51E-05
1.76	9.62E-04	4.64E-02	6.73E+02	5.09E+00	4.39E-06	4.23E-05
1.77	9.12E-04	4.63E-02	6.73E+02	5.06E+00	4.36E-06	3.98E-05
1.78	8.68E-04	4.62E-02	6.72E+02	5.02E+00	4.33E-06	3.76E-05
1.79	8.29E-04	4.61E-02	6.72E+02	4.99E+00	4.30E-06	3.57E-05
1.8	7.94E-04	4.60E-02	6.72E+02	4.95E+00	4.27E-06	3.39E-05
1.81	7.63E-04	4.59E-02	6.71E+02	4.92E+00	4.24E-06	3.23E-05
1.82	7.35E-04	4.58E-02	6.71E+02	4.88E+00	4.21E-06	3.09E-05
1.83	7.09E-04	4.57E-02	6.71E+02	4.85E+00	4.18E-06	2.96E-05
1.84	6.85E-04	4.56E-02	6.70E+02	4.82E+00	4.15E-06	2.85E-05
1.85	6.64E-04	4.55E-02	6.70E+02	4.78E+00	4.12E-06	2.74E-05
1.86	6.44E-04	4.54E-02	6.69E+02	4.75E+00	4.09E-06	5.27E-05
1.88	6.08E-04	4.53E-02	6.69E+02	4.69E+00	4.04E-06	4.91E-05
1.9	5.77E-04	4.51E-02	6.68E+02	4.62E+00	3.98E-06	4.59E-05
1.92	5.49E-04	4.49E-02	6.67E+02	4.56E+00	3.93E-06	4.32E-05
1.94	5.25E-04	4.48E-02	6.66E+02	4.50E+00	3.88E-06	4.07E-05
1.96	5.04E-04	4.46E-02	6.65E+02	4.44E+00	3.82E-06	3.85E-05
1.98	4.85E-04	4.45E-02	6.64E+02	4.38E+00	3.77E-06	3.66E-05
2	4.68E-04	4.43E-02	6.64E+02	4.33E+00	3.72E-06	5.23E-05
2.03	4.46E-04	4.41E-02	6.62E+02	4.24E+00	3.65E-06	4.88E-05
2.06	4.27E-04	4.39E-02	6.61E+02	4.16E+00	3.58E-06	4.59E-05
2.09	4.12E-04	4.38E-02	6.60E+02	4.09E+00	3.51E-06	4.34E-05
2.12	4.00E-04	4.36E-02	6.58E+02	4.01E+00	3.45E-06	2.76E-05
2.14	3.94E-04	4.35E-02	6.57E+02	3.96E+00	3.41E-06	2.68E-05
2.16	3.89E-04	4.34E-02	6.56E+02	3.91E+00	3.36E-06	2.62E-05
2.18	3.86E-04	4.32E-02	6.55E+02	3.86E+00	3.32E-06	1.28E-05
2.19	3.86E-04	4.32E-02	6.55E+02	3.84E+00	3.30E-06	2.55E-05
2.21	3.87E-04	4.31E-02	6.54E+02	3.79E+00	3.26E-06	1.26E-05

$k [MeV]$	$\sigma_i [barn]$	$\mu_{mi} \left[ \frac{cm^2}{g} \right]$	M[0]	b	$\frac{d\sigma_k}{dk_i}$	$R_{Bei}$
2.22	3.89E-04	4.30E-02	6.53E+02	3.77E+00	3.24E-06	1.26E-05
2.23	3.91E-04	4.30E-02	6.53E+02	3.75E+00	3.22E-06	1.26E-05
2.24	3.95E-04	4.29E-02	6.52E+02	3.73E+00	3.20E-06	1.26E-05
2.25	4.00E-04	4.29E-02	6.52E+02	3.70E+00	3.18E-06	1.27E-05
2.26	4.06E-04	4.28E-02	6.51E+02	3.68E+00	3.16E-06	1.29E-05
2.27	4.14E-04	4.28E-02	6.50E+02	3.66E+00	3.15E-06	1.30E-05
2.28	4.25E-04	4.28E-02	6.50E+02	3.64E+00	3.13E-06	1.33E-05
2.29	4.38E-04	4.27E-02	6.49E+02	3.62E+00	3.11E-06	1.36E-05
2.3	4.54E-04	4.27E-02	6.49E+02	3.59E+00	3.09E-06	1.40E-05
2.31	4.75E-04	4.26E-02	6.48E+02	3.57E+00	3.07E-06	1.46E-05
2.32	5.01E-04	4.26E-02	6.48E+02	3.55E+00	3.05E-06	1.53E-05
2.33	5.34E-04	4.25E-02	6.47E+02	3.53E+00	3.04E-06	1.62E-05
2.34	5.77E-04	4.25E-02	6.47E+02	3.51E+00	3.02E-06	1.74E-05
2.35	6.31E-04	4.24E-02	6.46E+02	3.49E+00	3.00E-06	1.89E-05
2.36	7.01E-04	4.24E-02	6.45E+02	3.47E+00	2.98E-06	2.09E-05
2.37	7.91E-04	4.24E-02	6.45E+02	3.45E+00	2.97E-06	2.35E-05
2.38	9.05E-04	4.23E-02	6.44E+02	3.43E+00	2.95E-06	2.67E-05
2.39	1.04E-03	4.23E-02	6.44E+02	3.41E+00	2.93E-06	6.13E-05
2.41	1.37E-03	4.22E-02	6.42E+02	3.37E+00	2.90E-06	3.96E-05
2.42	1.49E-03	4.22E-02	6.42E+02	3.35E+00	2.88E-06	4.30E-05
2.43	1.54E-03	4.21E-02	6.41E+02	3.33E+00	2.87E-06	4.41E-05
2.44	1.49E-03	4.21E-02	6.41E+02	3.31E+00	2.85E-06	4.24E-05
2.45	1.37E-03	4.21E-02	6.40E+02	3.30E+00	2.83E-06	7.74E-05
2.47	1.06E-03	4.20E-02	6.39E+02	3.26E+00	2.80E-06	2.97E-05
2.48	9.28E-04	4.20E-02	6.38E+02	3.24E+00	2.79E-06	2.59E-05
2.49	8.19E-04	4.19E-02	6.38E+02	3.22E+00	2.77E-06	2.27E-05
2.5	7.32E-04	4.19E-02	6.37E+02	3.20E+00	2.76E-06	2.02E-05
2.51	6.62E-04	4.19E-02	6.36E+02	3.19E+00	2.74E-06	1.82E-05
2.52	6.08E-04	4.18E-02	6.36E+02	3.17E+00	2.73E-06	1.66E-05
2.53	5.64E-04	4.18E-02	6.35E+02	3.15E+00	2.71E-06	1.53E-05
2.54	5.29E-04	4.18E-02	6.34E+02	3.13E+00	2.70E-06	1.43E-05
2.55	5.01E-04	4.17E-02	6.34E+02	3.12E+00	2.68E-06	1.34E-05
2.56	4.79E-04	4.17E-02	6.33E+02	3.10E+00	2.67E-06	1.28E-05
2.57	4.61E-04	4.17E-02	6.32E+02	3.08E+00	2.65E-06	1.22E-05
2.58	4.46E-04	4.16E-02	6.32E+02	3.06E+00	2.64E-06	1.18E-05
2.59	4.34E-04	4.16E-02	6.31E+02	3.05E+00	2.62E-06	1.14E-05
2.6	4.25E-04	4.16E-02	6.30E+02	3.03E+00	2.61E-06	5.54E-05
2.65	4.05E-04	4.14E-02	6.27E+02	2.95E+00	2.54E-06	5.14E-05
2.7	4.15E-04	4.13E-02	6.23E+02	2.87E+00	2.48E-06	5.13E-05
2.75	4.52E-04	4.12E-02	6.20E+02	2.80E+00	2.41E-06	5.45E-05
2.8	5.25E-04	4.11E-02	6.16E+02	2.72E+00	2.35E-06	6.17E-05
2.85	6.49E-04	4.10E-02	6.12E+02	2.65E+00	2.29E-06	7.43E-05
2.9	8.49E-04	4.09E-02	6.08E+02	2.58E+00	2.23E-06	9.48E-05
2.95	1.14E-03	4.08E-02	6.04E+02	2.52E+00	2.18E-06	1.24E-04
3	1.43E-03	4.08E-02	6.00E+02	2.45E+00	2.13E-06	1.52E-04
3.05	1.50E-03	4.07E-02	5.95E+02	2.39E+00	2.08E-06	1.56E-04
3.1	1.30E-03	4.06E-02	5.91E+02	2.33E+00	2.03E-06	1.31E-04
3.15	1.01E-03	4.06E-02	5.86E+02	2.28E+00	1.98E-06	9.99E-05
3.2	7.79E-04	4.05E-02	5.81E+02	2.22E+00	1.93E-06	7.54E-05
3.25	6.20E-04	4.05E-02	5.76E+02	2.17E+00	1.89E-06	5.86E-05
3.3	5.14E-04	4.05E-02	5.71E+02	2.11E+00	1.85E-06	4.75E-05
3.35	4.41E-04	4.04E-02	5.66E+02	2.06E+00	1.81E-06	3.98E-05
3.4	3.91E-04	4.04E-02	5.61E+02	2.01E+00	1.77E-06	3.45E-05
3.45	3.55E-04	4.04E-02	5.55E+02	1.97E+00	1.73E-06	3.07E-05
3.5	3.29E-04	4.04E-02	5.50E+02	1.92E+00	1.69E-06	2.78E-04
4	2.83E-04	4.04E-02	4.88E+02	1.52E+00	1.37E-06	1.94E-04
4.5	4.35E-04	4.06E-02	4.14E+02	1.21E+00	1.13E-06	2.45E-04
5	9.10E-04	4.10E-02	3.34E+02	9.57E-01	9.35E-07	4.26E-04
5.5	9.80E-04	4.15E-02	2.53E+02	7.53E-01	7.79E-07	3.82E-04
6	1.03E-03	4.21E-02	1.77E+02	5.83E-01	6.47E-07	3.33E-04
6.5	1.27E-03	4.27E-02	1.13E+02	4.39E-01	5.29E-07	3.36E-04
7	1.32E-03	4.34E-02	6.32E+01	3.15E-01	4.16E-07	2.74E-04
7.5	1.31E-03	4.40E-02	2.90E+01	2.08E-01	2.96E-07	1.93E-04
8	1.35E-03	4.47E-02	9.06E+00	1.15E-01	1.44E-07	3.90E-05
8.2	1.40E-03	4.54E-02	4.49E+00	8.04E-02	5.94E-08	
					$R_{Be}$	6.28E-03

Tabela 10 Proračun teorijskog predviđanja za upadnu energiju elektrona od 8.2 MeV

Dakle, za energiju elektrona od  $8.2 MeV$ , dobija se  $R_{Be} = 6.28 \cdot 10^{-3}$ .

$k[MeV]$	$\sigma_i[barn]$	$\mu_{mi} \left[ \frac{cm^2}{g} \right]$	M[0]	b	$\frac{d\sigma_k}{dk_i}$	$R_{Bei}$
1.5731	0	4.88E-02	6.85E+02	7.10E+00	5.20E-06	0
1.67	3.07E-04	4.75E-02	6.83E+02	6.61E+00	4.83E-06	1.48E-05
1.68	1.12E-03	4.73E-02	6.83E+02	6.56E+00	4.80E-06	5.37E-05
1.69	1.41E-03	4.72E-02	6.83E+02	6.52E+00	4.76E-06	6.73E-05
1.7	1.41E-03	4.71E-02	6.83E+02	6.47E+00	4.73E-06	6.68E-05
1.71	1.33E-03	4.70E-02	6.82E+02	6.42E+00	4.69E-06	6.26E-05
1.72	1.24E-03	4.69E-02	6.82E+02	6.38E+00	4.66E-06	5.79E-05
1.73	1.16E-03	4.67E-02	6.82E+02	6.33E+00	4.63E-06	5.36E-05
1.74	1.08E-03	4.66E-02	6.82E+02	6.29E+00	4.59E-06	4.98E-05
1.75	1.02E-03	4.65E-02	6.82E+02	6.24E+00	4.56E-06	4.64E-05
1.76	9.62E-04	4.64E-02	6.81E+02	6.20E+00	4.53E-06	4.35E-05
1.77	9.12E-04	4.63E-02	6.81E+02	6.16E+00	4.50E-06	4.10E-05
1.78	8.68E-04	4.62E-02	6.81E+02	6.12E+00	4.46E-06	3.88E-05
1.79	8.29E-04	4.61E-02	6.81E+02	6.07E+00	4.43E-06	3.68E-05
1.8	7.94E-04	4.60E-02	6.80E+02	6.03E+00	4.40E-06	3.50E-05
1.81	7.63E-04	4.59E-02	6.80E+02	5.99E+00	4.37E-06	3.34E-05
1.82	7.35E-04	4.58E-02	6.80E+02	5.95E+00	4.34E-06	3.19E-05
1.83	7.09E-04	4.57E-02	6.80E+02	5.91E+00	4.31E-06	3.06E-05
1.84	6.85E-04	4.56E-02	6.79E+02	5.87E+00	4.28E-06	2.94E-05
1.85	6.64E-04	4.55E-02	6.79E+02	5.83E+00	4.25E-06	2.82E-05
1.86	6.44E-04	4.54E-02	6.79E+02	5.79E+00	4.22E-06	5.44E-05
1.88	6.08E-04	4.53E-02	6.78E+02	5.71E+00	4.17E-06	5.07E-05
1.9	5.77E-04	4.51E-02	6.78E+02	5.64E+00	4.11E-06	4.74E-05
1.92	5.49E-04	4.49E-02	6.77E+02	5.57E+00	4.06E-06	4.46E-05
1.94	5.25E-04	4.48E-02	6.77E+02	5.49E+00	4.01E-06	4.21E-05
1.96	5.04E-04	4.46E-02	6.76E+02	5.42E+00	3.95E-06	3.98E-05
1.98	4.85E-04	4.45E-02	6.75E+02	5.36E+00	3.90E-06	3.78E-05
2	4.68E-04	4.43E-02	6.75E+02	5.29E+00	3.85E-06	5.41E-05
2.03	4.46E-04	4.41E-02	6.74E+02	5.19E+00	3.78E-06	5.05E-05
2.06	4.27E-04	4.39E-02	6.73E+02	5.09E+00	3.71E-06	4.75E-05
2.09	4.12E-04	4.38E-02	6.72E+02	5.00E+00	3.64E-06	4.50E-05
2.12	4.00E-04	4.36E-02	6.71E+02	4.91E+00	3.57E-06	2.86E-05
2.14	3.94E-04	4.35E-02	6.71E+02	4.85E+00	3.53E-06	2.78E-05
2.16	3.89E-04	4.34E-02	6.70E+02	4.79E+00	3.49E-06	2.71E-05
2.18	3.86E-04	4.32E-02	6.69E+02	4.73E+00	3.45E-06	1.33E-05
2.19	3.86E-04	4.32E-02	6.69E+02	4.71E+00	3.43E-06	2.64E-05
2.21	3.87E-04	4.31E-02	6.68E+02	4.65E+00	3.39E-06	1.31E-05
2.22	3.89E-04	4.30E-02	6.68E+02	4.62E+00	3.37E-06	1.31E-05
2.23	3.91E-04	4.30E-02	6.67E+02	4.60E+00	3.35E-06	1.31E-05
2.24	3.95E-04	4.29E-02	6.67E+02	4.57E+00	3.33E-06	1.31E-05
2.25	4.00E-04	4.29E-02	6.67E+02	4.54E+00	3.31E-06	1.32E-05
2.26	4.06E-04	4.28E-02	6.66E+02	4.52E+00	3.29E-06	1.34E-05
2.27	4.14E-04	4.28E-02	6.66E+02	4.49E+00	3.27E-06	1.35E-05
2.28	4.25E-04	4.28E-02	6.66E+02	4.47E+00	3.25E-06	1.38E-05
2.29	4.38E-04	4.27E-02	6.65E+02	4.44E+00	3.23E-06	1.41E-05
2.3	4.54E-04	4.27E-02	6.65E+02	4.41E+00	3.21E-06	1.46E-05
2.31	4.75E-04	4.26E-02	6.65E+02	4.39E+00	3.19E-06	1.52E-05
2.32	5.01E-04	4.26E-02	6.64E+02	4.36E+00	3.18E-06	1.59E-05
2.33	5.34E-04	4.25E-02	6.64E+02	4.34E+00	3.16E-06	1.69E-05
2.34	5.77E-04	4.25E-02	6.63E+02	4.31E+00	3.14E-06	1.81E-05
2.35	6.31E-04	4.24E-02	6.63E+02	4.29E+00	3.12E-06	1.97E-05
2.36	7.01E-04	4.24E-02	6.63E+02	4.27E+00	3.11E-06	2.18E-05
2.37	7.91E-04	4.24E-02	6.62E+02	4.24E+00	3.09E-06	2.44E-05
2.38	9.05E-04	4.23E-02	6.62E+02	4.22E+00	3.07E-06	2.78E-05
2.39	1.04E-03	4.23E-02	6.61E+02	4.20E+00	3.05E-06	6.38E-05
2.41	1.37E-03	4.22E-02	6.61E+02	4.15E+00	3.02E-06	4.13E-05
2.42	1.49E-03	4.22E-02	6.60E+02	4.13E+00	3.00E-06	4.48E-05
2.43	1.54E-03	4.21E-02	6.60E+02	4.10E+00	2.99E-06	4.59E-05
2.44	1.49E-03	4.21E-02	6.59E+02	4.08E+00	2.97E-06	4.42E-05
2.45	1.37E-03	4.21E-02	6.59E+02	4.06E+00	2.95E-06	8.07E-05
2.47	1.06E-03	4.20E-02	6.58E+02	4.01E+00	2.92E-06	3.10E-05
2.48	9.28E-04	4.20E-02	6.58E+02	3.99E+00	2.91E-06	2.70E-05
2.49	8.19E-04	4.19E-02	6.57E+02	3.97E+00	2.89E-06	2.37E-05
2.5	7.32E-04	4.19E-02	6.57E+02	3.95E+00	2.88E-06	2.10E-05
2.51	6.62E-04	4.19E-02	6.56E+02	3.93E+00	2.86E-06	1.89E-05

$k[MeV]$	$\sigma_i[barn]$	$\mu_{mi} \left[ \frac{cm^2}{g} \right]$	M[0]	b	$\frac{d\sigma_k}{dk_i}$	$R_{Bei}$
2.52	6.08E-04	4.18E-02	6.56E+02	3.91E+00	2.84E-06	1.73E-05
2.53	5.64E-04	4.18E-02	6.56E+02	3.88E+00	2.83E-06	1.60E-05
2.54	5.29E-04	4.18E-02	6.55E+02	3.86E+00	2.81E-06	1.49E-05
2.55	5.01E-04	4.17E-02	6.55E+02	3.84E+00	2.80E-06	1.40E-05
2.56	4.79E-04	4.17E-02	6.54E+02	3.82E+00	2.78E-06	1.33E-05
2.57	4.61E-04	4.17E-02	6.54E+02	3.80E+00	2.77E-06	1.28E-05
2.58	4.46E-04	4.16E-02	6.53E+02	3.78E+00	2.76E-06	1.23E-05
2.59	4.34E-04	4.16E-02	6.53E+02	3.76E+00	2.74E-06	1.19E-05
2.6	4.25E-04	4.16E-02	6.52E+02	3.74E+00	2.73E-06	5.79E-05
2.65	4.05E-04	4.14E-02	6.50E+02	3.65E+00	2.66E-06	5.37E-05
2.7	4.15E-04	4.13E-02	6.48E+02	3.55E+00	2.59E-06	5.37E-05
2.75	4.52E-04	4.12E-02	6.45E+02	3.46E+00	2.53E-06	5.71E-05
2.8	5.25E-04	4.11E-02	6.43E+02	3.37E+00	2.46E-06	6.46E-05
2.85	6.49E-04	4.10E-02	6.40E+02	3.29E+00	2.40E-06	7.80E-05
2.9	8.49E-04	4.09E-02	6.37E+02	3.21E+00	2.35E-06	9.96E-05
2.95	1.14E-03	4.08E-02	6.34E+02	3.13E+00	2.29E-06	1.30E-04
3	1.43E-03	4.08E-02	6.31E+02	3.06E+00	2.24E-06	1.60E-04
3.05	1.50E-03	4.07E-02	6.28E+02	2.98E+00	2.19E-06	1.64E-04
3.1	1.30E-03	4.06E-02	6.25E+02	2.91E+00	2.14E-06	1.38E-04
3.15	1.01E-03	4.06E-02	6.22E+02	2.84E+00	2.09E-06	1.05E-04
3.2	7.79E-04	4.05E-02	6.19E+02	2.78E+00	2.04E-06	7.95E-05
3.25	6.20E-04	4.05E-02	6.15E+02	2.71E+00	2.00E-06	6.19E-05
3.3	5.14E-04	4.05E-02	6.12E+02	2.65E+00	1.95E-06	5.02E-05
3.35	4.41E-04	4.04E-02	6.08E+02	2.59E+00	1.91E-06	4.22E-05
3.4	3.91E-04	4.04E-02	6.05E+02	2.53E+00	1.87E-06	3.65E-05
3.45	3.55E-04	4.04E-02	6.01E+02	2.47E+00	1.83E-06	3.25E-05
3.5	3.29E-04	4.04E-02	5.97E+02	2.42E+00	1.79E-06	2.95E-04
4	2.83E-04	4.04E-02	5.52E+02	1.94E+00	1.47E-06	2.07E-04
4.5	4.35E-04	4.06E-02	4.97E+02	1.57E+00	1.22E-06	2.65E-04
5	9.10E-04	4.10E-02	4.32E+02	1.27E+00	1.02E-06	4.66E-04
5.5	9.80E-04	4.15E-02	3.59E+02	1.03E+00	8.68E-07	4.25E-04
6	1.03E-03	4.21E-02	2.83E+02	8.24E-01	7.37E-07	3.80E-04
6.5	1.27E-03	4.27E-02	2.09E+02	6.52E-01	6.25E-07	3.97E-04
7	1.32E-03	4.34E-02	1.42E+02	5.05E-01	5.24E-07	3.45E-04
7.5	1.31E-03	4.40E-02	8.72E+01	3.78E-01	4.28E-07	2.80E-04
8	1.35E-03	4.47E-02	4.62E+01	2.66E-01	3.31E-07	2.24E-04
8.5	1.40E-03	4.54E-02	1.91E+01	1.67E-01	2.18E-07	1.52E-04
9	1.39E-03	4.61E-02	4.44E+00	7.99E-02	5.31E-08	
					$R_{Be}$	7.21E-03

Tabela 11 Proračun teorijskog predviđanja za upadnu energiju elektrona od 9 MeV

Dakle, za energiju elektrona od 9 MeV, dobija se  $R_{Be} = 7.21 \cdot 10^{-3}$ .

$k[MeV]$	$\sigma_i[barn]$	$\mu_{mi} \left[ \frac{cm^2}{g} \right]$	M[0]	b	$\frac{d\sigma_k}{dk_i}$	$R_{Bei}$
1.5731	0	4.88E-02	6.90E+02	8.84E+00	5.34E-06	0
1.67	3.07E-04	4.75E-02	6.89E+02	8.24E+00	4.97E-06	1.53E-05
1.68	1.12E-03	4.73E-02	6.89E+02	8.18E+00	4.94E-06	5.53E-05
1.69	1.41E-03	4.72E-02	6.89E+02	8.12E+00	4.90E-06	6.93E-05
1.7	1.41E-03	4.71E-02	6.88E+02	8.06E+00	4.87E-06	6.88E-05
1.71	1.33E-03	4.70E-02	6.88E+02	8.01E+00	4.83E-06	6.45E-05
1.72	1.24E-03	4.69E-02	6.88E+02	7.95E+00	4.80E-06	5.96E-05
1.73	1.16E-03	4.67E-02	6.88E+02	7.90E+00	4.76E-06	5.52E-05
1.74	1.08E-03	4.66E-02	6.88E+02	7.84E+00	4.73E-06	5.13E-05
1.75	1.02E-03	4.65E-02	6.88E+02	7.79E+00	4.70E-06	4.78E-05
1.76	9.62E-04	4.64E-02	6.88E+02	7.74E+00	4.67E-06	4.49E-05
1.77	9.12E-04	4.63E-02	6.87E+02	7.68E+00	4.63E-06	4.22E-05
1.78	8.68E-04	4.62E-02	6.87E+02	7.63E+00	4.60E-06	3.99E-05
1.79	8.29E-04	4.61E-02	6.87E+02	7.58E+00	4.57E-06	3.79E-05
1.8	7.94E-04	4.60E-02	6.87E+02	7.53E+00	4.54E-06	3.61E-05
1.81	7.63E-04	4.59E-02	6.87E+02	7.48E+00	4.51E-06	3.44E-05
1.82	7.35E-04	4.58E-02	6.87E+02	7.43E+00	4.48E-06	3.29E-05
1.83	7.09E-04	4.57E-02	6.86E+02	7.38E+00	4.45E-06	3.15E-05
1.84	6.85E-04	4.56E-02	6.86E+02	7.33E+00	4.42E-06	3.03E-05
1.85	6.64E-04	4.55E-02	6.86E+02	7.28E+00	4.39E-06	2.91E-05
1.86	6.44E-04	4.54E-02	6.86E+02	7.24E+00	4.36E-06	5.62E-05

$k [MeV]$	$\sigma_i [barn]$	$\mu_{mi} \left[ \frac{cm^2}{g} \right]$	M[0]	b	$\frac{d\sigma_k}{dk_i}$	$R_{Bei}$
1.88	6.08E-04	4.53E-02	6.86E+02	7.14E+00	4.30E-06	5.23E-05
1.9	5.77E-04	4.51E-02	6.85E+02	7.05E+00	4.25E-06	4.90E-05
1.92	5.49E-04	4.49E-02	6.85E+02	6.96E+00	4.19E-06	4.61E-05
1.94	5.25E-04	4.48E-02	6.85E+02	6.87E+00	4.14E-06	4.35E-05
1.96	5.04E-04	4.46E-02	6.84E+02	6.79E+00	4.09E-06	4.12E-05
1.98	4.85E-04	4.45E-02	6.84E+02	6.70E+00	4.04E-06	3.91E-05
2	4.68E-04	4.43E-02	6.83E+02	6.62E+00	3.99E-06	5.59E-05
2.03	4.46E-04	4.41E-02	6.83E+02	6.50E+00	3.91E-06	5.23E-05
2.06	4.27E-04	4.39E-02	6.82E+02	6.38E+00	3.84E-06	4.92E-05
2.09	4.12E-04	4.38E-02	6.82E+02	6.27E+00	3.77E-06	4.66E-05
2.12	4.00E-04	4.36E-02	6.81E+02	6.16E+00	3.70E-06	2.96E-05
2.14	3.94E-04	4.35E-02	6.81E+02	6.09E+00	3.66E-06	2.88E-05
2.16	3.89E-04	4.34E-02	6.80E+02	6.02E+00	3.62E-06	2.82E-05
2.18	3.86E-04	4.32E-02	6.80E+02	5.95E+00	3.58E-06	1.38E-05
2.19	3.86E-04	4.32E-02	6.80E+02	5.91E+00	3.56E-06	2.74E-05
2.21	3.87E-04	4.31E-02	6.79E+02	5.84E+00	3.51E-06	1.36E-05
2.22	3.89E-04	4.30E-02	6.79E+02	5.81E+00	3.49E-06	1.36E-05
2.23	3.91E-04	4.30E-02	6.79E+02	5.78E+00	3.47E-06	1.36E-05
2.24	3.95E-04	4.29E-02	6.78E+02	5.75E+00	3.45E-06	1.36E-05
2.25	4.00E-04	4.29E-02	6.78E+02	5.71E+00	3.43E-06	1.37E-05
2.26	4.06E-04	4.28E-02	6.78E+02	5.68E+00	3.42E-06	1.39E-05
2.27	4.14E-04	4.28E-02	6.78E+02	5.65E+00	3.40E-06	1.41E-05
2.28	4.25E-04	4.28E-02	6.78E+02	5.62E+00	3.38E-06	1.43E-05
2.29	4.38E-04	4.27E-02	6.77E+02	5.59E+00	3.36E-06	1.47E-05
2.3	4.54E-04	4.27E-02	6.77E+02	5.55E+00	3.34E-06	1.52E-05
2.31	4.75E-04	4.26E-02	6.77E+02	5.52E+00	3.32E-06	1.58E-05
2.32	5.01E-04	4.26E-02	6.77E+02	5.49E+00	3.30E-06	1.65E-05
2.33	5.34E-04	4.25E-02	6.76E+02	5.46E+00	3.28E-06	1.75E-05
2.34	5.77E-04	4.25E-02	6.76E+02	5.43E+00	3.27E-06	1.88E-05
2.35	6.31E-04	4.24E-02	6.76E+02	5.40E+00	3.25E-06	2.05E-05
2.36	7.01E-04	4.24E-02	6.76E+02	5.37E+00	3.23E-06	2.27E-05
2.37	7.91E-04	4.24E-02	6.75E+02	5.34E+00	3.21E-06	2.54E-05
2.38	9.05E-04	4.23E-02	6.75E+02	5.32E+00	3.20E-06	2.89E-05
2.39	1.04E-03	4.23E-02	6.75E+02	5.29E+00	3.18E-06	6.64E-05
2.41	1.37E-03	4.22E-02	6.74E+02	5.23E+00	3.14E-06	4.30E-05
2.42	1.49E-03	4.22E-02	6.74E+02	5.20E+00	3.13E-06	4.66E-05
2.43	1.54E-03	4.21E-02	6.74E+02	5.17E+00	3.11E-06	4.78E-05
2.44	1.49E-03	4.21E-02	6.74E+02	5.15E+00	3.09E-06	4.60E-05
2.45	1.37E-03	4.21E-02	6.73E+02	5.12E+00	3.08E-06	8.40E-05
2.47	1.06E-03	4.20E-02	6.73E+02	5.07E+00	3.05E-06	3.23E-05
2.48	9.28E-04	4.20E-02	6.73E+02	5.04E+00	3.03E-06	2.81E-05
2.49	8.19E-04	4.19E-02	6.72E+02	5.01E+00	3.01E-06	2.47E-05
2.5	7.32E-04	4.19E-02	6.72E+02	4.99E+00	3.00E-06	2.19E-05
2.51	6.62E-04	4.19E-02	6.72E+02	4.96E+00	2.98E-06	1.98E-05
2.52	6.08E-04	4.18E-02	6.71E+02	4.93E+00	2.97E-06	1.80E-05
2.53	5.64E-04	4.18E-02	6.71E+02	4.91E+00	2.95E-06	1.66E-05
2.54	5.29E-04	4.18E-02	6.71E+02	4.88E+00	2.94E-06	1.55E-05
2.55	5.01E-04	4.17E-02	6.71E+02	4.86E+00	2.92E-06	1.46E-05
2.56	4.79E-04	4.17E-02	6.70E+02	4.83E+00	2.91E-06	1.39E-05
2.57	4.61E-04	4.17E-02	6.70E+02	4.81E+00	2.89E-06	1.33E-05
2.58	4.46E-04	4.16E-02	6.70E+02	4.78E+00	2.88E-06	1.28E-05
2.59	4.34E-04	4.16E-02	6.69E+02	4.76E+00	2.86E-06	1.24E-05
2.6	4.25E-04	4.16E-02	6.69E+02	4.73E+00	2.85E-06	6.05E-05
2.65	4.05E-04	4.14E-02	6.68E+02	4.62E+00	2.78E-06	5.62E-05
2.7	4.15E-04	4.13E-02	6.66E+02	4.50E+00	2.71E-06	5.62E-05
2.75	4.52E-04	4.12E-02	6.65E+02	4.39E+00	2.64E-06	5.98E-05
2.8	5.25E-04	4.11E-02	6.63E+02	4.29E+00	2.58E-06	6.77E-05
2.85	6.49E-04	4.10E-02	6.61E+02	4.18E+00	2.52E-06	8.18E-05
2.9	8.49E-04	4.09E-02	6.59E+02	4.08E+00	2.46E-06	1.04E-04
2.95	1.14E-03	4.08E-02	6.58E+02	3.99E+00	2.41E-06	1.37E-04
3	1.43E-03	4.08E-02	6.56E+02	3.90E+00	2.35E-06	1.68E-04
3.05	1.50E-03	4.07E-02	6.54E+02	3.81E+00	2.30E-06	1.73E-04
3.1	1.30E-03	4.06E-02	6.52E+02	3.72E+00	2.25E-06	1.46E-04
3.15	1.01E-03	4.06E-02	6.50E+02	3.64E+00	2.20E-06	1.11E-04
3.2	7.79E-04	4.05E-02	6.48E+02	3.55E+00	2.15E-06	8.39E-05
3.25	6.20E-04	4.05E-02	6.46E+02	3.48E+00	2.11E-06	6.54E-05
3.3	5.14E-04	4.05E-02	6.43E+02	3.40E+00	2.06E-06	5.30E-05

$k [MeV]$	$\sigma_i [barn]$	$\mu_{mi} \left[ \frac{cm^2}{g} \right]$	M[0]	b	$\frac{d\sigma_k}{dk_i}$	$R_{Bei}$
3.35	4.41E-04	4.04E-02	6.41E+02	3.33E+00	2.02E-06	4.46E-05
3.4	3.91E-04	4.04E-02	6.39E+02	3.25E+00	1.98E-06	3.87E-05
3.45	3.55E-04	4.04E-02	6.36E+02	3.18E+00	1.94E-06	3.44E-05
3.5	3.29E-04	4.04E-02	6.34E+02	3.12E+00	1.90E-06	3.13E-04
4	2.83E-04	4.04E-02	6.05E+02	2.53E+00	1.57E-06	2.22E-04
4.5	4.35E-04	4.06E-02	5.68E+02	2.08E+00	1.32E-06	2.86E-04
5	9.10E-04	4.10E-02	5.22E+02	1.72E+00	1.12E-06	5.08E-04
5.5	9.80E-04	4.15E-02	4.67E+02	1.42E+00	9.57E-07	4.69E-04
6	1.03E-03	4.21E-02	4.04E+02	1.17E+00	8.26E-07	4.26E-04
6.5	1.27E-03	4.27E-02	3.35E+02	9.60E-01	7.15E-07	4.55E-04
7	1.32E-03	4.34E-02	2.65E+02	7.80E-01	6.19E-07	4.08E-04
7.5	1.31E-03	4.40E-02	1.96E+02	6.25E-01	5.33E-07	3.48E-04
8	1.35E-03	4.47E-02	1.35E+02	4.88E-01	4.53E-07	3.07E-04
8.5	1.40E-03	4.54E-02	8.34E+01	3.68E-01	3.75E-07	2.62E-04
9	1.39E-03	4.61E-02	4.47E+01	2.61E-01	2.92E-07	2.03E-04
9.5	1.31E-03	4.68E-02	1.87E+01	1.66E-01	1.93E-07	1.26E-04
10	1.18E-03	4.75E-02	4.39E+00	7.95E-02	4.69E-08	
					$R_{Be}$	8.26E-03

Tabela 12 Proračun teorijskog predviđanja za upadnu energiju elektrona od  $10 MeV$ 

Dakle, za energiju elektrona od  $10 MeV$ , dobija se  $R_{Be} = 8.26 \cdot 10^{-3}$ .

### 3.3.3 Veza između eksperimentalnih i teorijskih rezultata

U dosadašnjem delu oblasti 3, predstavljen je veliki broj podataka koji su karakteristični za posmatrani eksperiment. Zadatak ovog poglavlja, koje je ujedno i poslednje, jeste da ukratko ponovi neke zaključke do kojih se došlo i na osnovu njih izvuče krajnji rezultat i objašnjenje.

Iz dosadašnjeg izlaganja u oblasti 3, zaključeno je da bi jednačina (3.9) trebalo uspešno da poveže eksperimentalne rezultate (izložene u glavi 3.3.1) sa teorijskim predviđanjem (izloženo u glavi 3.3.2). Direktno iz eksperimentalnih rezultata, došlo se do vrednosti izraza  $\Phi_t$  (aveden na osnovu jednačine (3.5)), dok se na osnovu teorijskog računa došlo do vrednosti  $R_{Be}$ . Dakle, kao poslednji zadatak, na osnovu jednačine (3.9), ostaje da se odredi konstanta normiranja kao veza između ove dve veličine. Međutim, postavlja se pitanje, za koju energiju upadnih elektrona bi se moglo očekivati da dođe do najboljeg poklapanja eksperimentalnih i teorijskih rezultata. Kako bi se dao odgovor na ovo pitanje, bilo bi korisno podsetiti se nekih detalja u analizi eksperimenta.

U eksperimentu koji je analiziran u ovom radu, elektroni su u mikrotronu ubrzavani do vrednosti energija između 5 i  $10 MeV$ . Kao što je rečeno u oblasti 3.1, u originalnom eksperimentu, osim ove oblasti energija elektrona, analizirane su još dve (od 9 do 23, kao i od 17 do 23  $MeV$ ). U ove dve oblasti energija, izvor neutronske potrebe za ostvarivanje nuklearnih reakcija predstavlja isključivo meta od volframa i uopšte nema potrebe za korišćenjem  ${}^9Be$  koji bi dao još veći broj neutrona. Zatim je u oblasti 3.2.1, zaključeno da volfram počinje da stvara neutrone već na energijama nešto većim od  $6 MeV$ , a sam efikasni presek za reakciju  $W(\gamma, n)$  je vrlo lepo predstavljen na [slici 14](#).

Na osnovu navedenog, nameće se potreba da se konstanta iz izraza (3.9) odredi normiranjem vrednosti  $R_{Be}$  na eksperimentalno dobijenu vrednost  $\Phi_t$  u oblasti što nižih energija. Dakle, energije upadnih elektrona na kojima bi se vršilo normiranje, bilo bi poželjno da budu 5 ili  $6 MeV$ . Konkretno, u ovom radu, normiranje je izvršeno na energiji  $6 MeV$ .

Na osnovu formule (3.9), dobija se

$$C = \frac{R_{Be}}{\Phi_t} \quad (3.12)$$

odakle se konačno dobija normalizaciona konstanta

$$C = 1.56 \cdot 10^4 [Si]. \quad (3.13)$$

gde se pod [Si] podrazumeva odgovarajuća jedinica u Si sistemu jedinica.

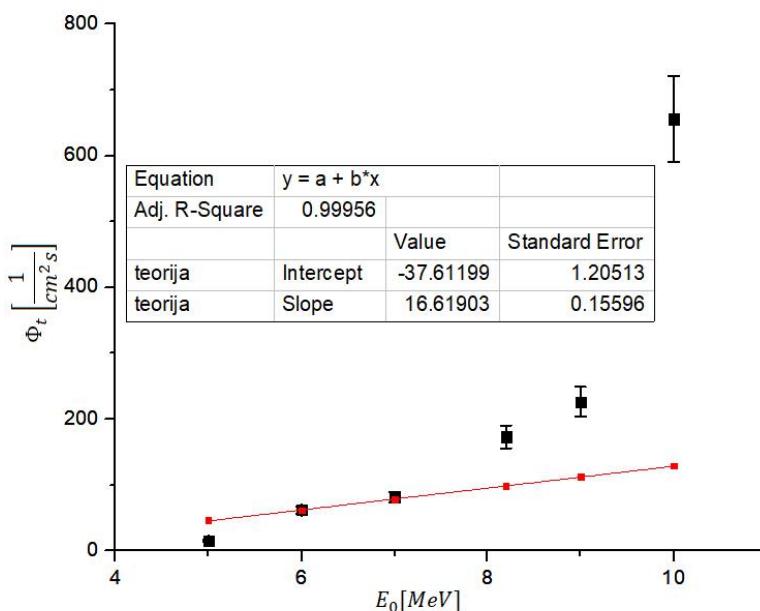
Sada, kada je dobijena vrednost normalizacione konstante, potrebno bi bilo da se izračunaju i ostale vrednosti  $C \cdot R_{Be}$ , što je predstavljeno u tabeli 13.

$E_0 [MeV]$	$\Phi_t [cm^{-2}s^{-1}]$	$\sigma\Phi_t [cm^{-2}s^{-1}]$	$\Phi_{tteor} [cm^{-2}s^{-1}]$
10	$6.56 \cdot 10^2$	$6.48 \cdot 10^1$	$1.29 \cdot 10^2$
9	$2.26 \cdot 10^2$	$2.25 \cdot 10^1$	$1.12 \cdot 10^2$
8.2	$1.73 \cdot 10^2$	$1.71 \cdot 10^1$	$9.80 \cdot 10^1$
7	$8.12 \cdot 10^1$	$8.01 \cdot 10^0$	$7.82 \cdot 10^1$
6	$6.17 \cdot 10^1$	$6.09 \cdot 10^0$	$6.17 \cdot 10^1$
5	$1.55 \cdot 10^1$	$1.59 \cdot 10^0$	$4.62 \cdot 10^1$

Tabela 13 Prikaz  $\Phi_t$  dobijenog eksperimentom i teorijom

Naravno, mnogo praktičniji prikaz dobijenih podataka bi bio grafički, što je i učinjeno na slici 20. Na grafiku su crnom bojom predstavljene tačke koje se dobijaju u eksperimentu, dok su crvenom bojom predstavljene tačke koje se dobijaju normiranjem teorijskih podataka. Takođe, kao što se može videti, teorija predviđa približno linearan rast fluksa koji nastaje u reakciji  ${}^9Be(\gamma, n)2\alpha$ .

Sa grafika se vrlo lepo vidi da je prepostavka da funkcija treba da se normira na što manjim energijama ispravna. Dakle, na niskim energijama se javlja lepo poklapanje teorije i eksperimenta. Na ovim energijama se može smatrati da neutroni nastaju isključivo u reakciji  ${}^9Be(\gamma, n)2\alpha$ , dok se već na energijama 8.2 i 9 MeV javlja odstupanje. Ovo odstupanje nastaje jer ukupni fluks neutrona koji se registruju, više nije isključivo od berilijuma, već mu doprinose i neutroni nastali u volframu. Između energija 9 i 10 MeV upadnih elektrona, može se zaključiti da volfram postaje dominantni izvor neutrona.



Slika 20 Grafički prikaz eksperimentalnih (crna boja) i teorijskih (crvena boja) podataka

## 4 Zaključak

U praksi je vrlo čest slučaj, korišćenje zračenja prevelikih intenziteta, takvih da se ne mogu meriti direktno i zato je potrebno koristiti neki indirektni metod, kako bi se ovaj intenzitet odredio. Najpraktičniji metod za dobijanje ovih velikih intenziteta je korišćenjem zakočnog zračenja elektrona ubrazanih na energije reda nekoliko MeV. Zakočno zračenje se proizvodi u metama određene debljine. Usled debljine mete, nastalo zakočno zračenje, pod uslovom da je dovoljno velike energije, može da stupi u interakciju sa jezgrima mete i dâ propratno zračenje nekih česitica kao što su neutroni.

Indijum je vrlo koristan element za detekciju zračenja zbog njegove mogućnosti da interaguje i sa fotonima i sa neutronima. Na različitim energijama, javljaju se različite nuklearne reakcije, a analizom saturacionih aktivnosti ovih interakcija dolazi se do informacija o zračenju koje se analizira. Saturacione aktivnosti indijuma se određuju gama spektroskopskim merenjima, tj. određivanjem površina ispod pikova koji nastaju u spektru.

Kada je reč o visokim energijama, neutroni primarno nastaju u meti, a njihov broj je više nego dovoljan da bi se u odgovarajućoj meri pobudila jezgra detektora (indijuma) u zadovoljavajućem broju.

Kada je reč o niskim energijama, nastaje problem proizvodnje neutrona koji su svakako potrebni u analizi, kako bi pobudili jezgro indijuma. Jedan od načina za dobijanje neutrona na niskim energijama je korišćenjem izotopa berilijuma  ${}^9Be$ . Ovaj izotop je jako pogodan za odigravanje reakcije  ${}^9Be(\gamma, n)2\alpha$ , zbog njegovog efikasnog preseka, jer se javljaju tri pika relativno velikih efikasnih preseka, već na energijama od nekoliko MeV ([slika 14](#)).

Dakle, prilikom korišćenja ovog izotopa, potrebno je voditi računa o kojim energijama zračenja je reč. Ovo je vrlo bitno, obzirom da prelaskom na više energije, meta od volframa ipak brzo postaje dominantni izvor neutrona, i samo korišćenje berilijuma gubi smisao.

U teoriji koja je predstavljena, spektar zakočnog zračenja se aproksimira Schiff-ovom funkcijom, a pomoću dobro poznatih podataka za efikasne preseke reakcije  ${}^9Be(\gamma, n)2\alpha$ , koji se mogu pronaći u dostupnim bazama podataka, izračunate su relativne saturacione aktivnosti  ${}^9Be$ . Ova saturaciona aktivnost je srazmerna sa fluksom stvorenih neutrona u posmatranoj reakciji.

Poređenjem ovako dobijenih teorijskih rezultata sa eksperimentalnim rezultatima ovog rada, pokazano je da se za niske energije, teorija slaže sa eksperimentom, dok sa porastom energije nastaje sve veće odstupanje zbog neutrona koji nastaju u meti. Gama spektroskopijom pobuđenog izotopa  ${}^{116}In$  došlo se do zaključka da su fluksevi neutrona koji su dobijani u interakciji  ${}^9Be(\gamma, n)2\alpha$  reda  $10^5 - 10^6 \frac{1}{cm^2 s}$ . Ipak, broj ovako nastalih neutrona je bitno povezan sa strujom elektrona koja se koristi u eksperimentu, tako da o tome treba voditi računa.

Na osnovu rezultata rada, može se zaključiti da se u eksperimentima za dovoljno male maksimalne energije zakočnog zračenja, korektno mogu proceniti vrednosti fluksa neutrona koji nastaju u reakciji  ${}^9Be(\gamma, n)2\alpha$ , pomoću teorije. Usled ovoga, ako eksperimentator ima konstantu normiranja za datu struju elektrona, on bi bio u mogućnosti da proceni dobijene flukseve neutrona u ovoj interakciji, bez bilo kakvog merenja.

## 5 Literatura

1. Per Lidbjörk; *Microtrons*, Scanditronix AB, Upsala, Sweden
2. Yuri M. Tsipenyuk; *The Microtron, development and applications*; P. L. Kapitza Institute for Phzsical Problems, RAS, Moscow, Russia, (2002)
3. Wernholm O., Ark. Fzs. 26 (1964) 527
4. Henderson C., Hezmann F. F., and Jenningd R. S. *Proc. Roy. Soc.* **B66** (1953) 654
5. Eberhard Haug, Warner Nakel; *The Elementary Process of Bremsstrahlung*; World Scientific Lecture Notes in Phzsics – Vol. 73 (2004)
6. M. Krmar, D. Nikolić, P. Krstonošić, S. Cora, P. Francescon, P. Chiovati, A Rudić. A simple method for bremsstrahlung spectra reconstructioin from transmission measurements, *ResearchGate*, 2002
7. Muminov T. M., Safarov A. A., Safarov A. N., Suleymanov R. D., *Modelling of electron bremsstrahlung* 2012
8. *Handbook on photonuclear data for applications. Cross-sections and spectra* IAEA, 2000
9. M. Krmar, Y. Teterev, A.G. Belov, S. Mitrofanov, S. Abou El-Azm, M. Gostkin, V. Kobets, U. Krunchonak, A. Nozdrin, S. Porokhovoy, M. Demichev. Beam energz measurement on LINAC-200 accelerator and energz calibration of scintillation detectors bz electrons in range from 1 MeV to 25 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. No 935, 2019: 83-88
10. M. Krmar, Y. Teterev, A.G. Belov, S. Mitrofanov. The qualitz of megavoltage photon beams measured bz ratio of photoactivation and neutron capture yields. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. No 901, 2018: 133-139
11. *Handbook on Nuclear Activation Data*; IAEA, 1987
12. Richard B. Firestone, Virginia S. Shirley, S.Y. Frank Chu, Coral M. Baglin, Jean Zipkin; *Table of Isotopes*; version 1.0; 1996
13. K.N. Mukhin; *Experimental Nuclear Physics*; vol 1; Moscow; 1983

## Biografija

Blažo Đurnić, rođen je 15.08.1996. u Novom Sadu, gde i danas živi u kući sa roditeljima i bratom, u ulici Alberta Ajnštajna 13. Osnovnu školu „Dositej Obradović“ je završio sa odličnim uspehom 2011. godine. Proglašen je za đaka generacije zbog odličnog uspeha postignutog kroz sve godine školovanja, kao i uspeha koje je tokom školovanja ostvarivao iz nastave fizike, kroz učešće na takmičenjima. Iste godine je upisao Gimnaziju „Jovan Jovanović Zmaj“, prirodno matematički smer.

Rezultati koje je postizao na državnim takmičenjima iz fizike su sledeći:

1. Šesti razred: pohvala;
2. Sedmi razred: druga nagrada;
3. Osmi razred:
  - a. druga nagrada - državno takmičenje;
  - b. pohvala – srpska fizička olimpijada;
4. prvi razred srednje škole: druga nagrada;
5. drugi razred srednje škole: pohvala;
6. treći razred srednje škole: druga nagrada;
7. četvrti razred srednje škole:
  - a. treća nagrada – državno takmičenje;
  - b. pohvala – srpska fizička olimpijada.

Gimnaziju „Jovan Jovanović Zmaj“, završio je 2015. godine, kada je i upisao Prirodno-matematički fakultet u Novom Sadu, Departman za fiziku, istraživački smer. U toku osnovnih studija, ostvario je prosek 9.74 i bio korisnik stipendije za izuzetno nadarene studente.

U slobodno vreme uživa u sportskim aktivnostima: vožnji biciklom, basketu, plivanju, trčanju, itd. Učestvovao je na brojnim šahovskim turnirima u pojedinačnoj i ekipnoj konkurenciji i osvajao nagrade.

