



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
DEPARTMAN ZA FIZIKU



**Istraživanje energetskeg spektra fotoneutrona aktivacijom  $^{115}\text{In}$**   
**- završni rad -**

Mentor: prof. dr Miodrag Krmar

Kandidat: Nikolina Šarčević

Novi Sad, 2014



*Ovom prilikom želim da se zahvalim samoj sebi*

## Sadržaj

1	Uvod.....	1
2	Akceleratori čestica.....	2
2.1	Terapijski akcelerator i radioterapija.....	3
2.2	Istorijski pregled radioterapije.....	5
3	Terapijski linearni akcelerator.....	7
3.1	Princip rada linearnog akceleratora – ubrzavanje čestica.....	9
3.1.1	Linearni akcelerator sa putujućim talasom.....	10
3.1.2	Linearni akcelerator sa stojećim talasom.....	11
3.2	Komponente terapijskog linearnog akceleratora.....	13
3.2.1	Injektorski sistem.....	13
3.2.2	Sistem za generisanje mikrotalasa.....	14
3.2.3	Pomoćni sistem.....	14
3.2.4	Sistem za transport i skretanje snopa.....	15
3.2.4.1	Kalemovi za fokusiranje.....	15
3.2.4.2	Kalemovi za navođenje.....	16
3.2.4.3	Magneti za savijanje snopa.....	17
3.2.5	Akceleratorska glava.....	18
3.2.5.1	Meta.....	19
3.2.5.2	Kolimatorski sistem.....	22
3.2.5.3	Filteri.....	24
3.2.5.4	Detektorski sistem.....	25
3.2.5.5	Sistem za osvetljavanje.....	26
3.2.5.6	Pomoćni sistem terapijske glave.....	27
4	Zakočno zračenje.....	28
5	Fotonuklearne reakcije.....	31
5.1	Mehanizam fotonuklearne reakcije.....	32
5.1.1	Apsorpcija fotona i gigantska rezonanca.....	32
5.1.2	Dezintegracija složenog jezgra.....	35
5.2	Produkcija fotoneutrona u linearnim akceleratorima.....	36
5.2.1	Neutroni proizvedeni u akceleratoru.....	39
5.2.2	Neutroni proizvedeni u pacijentu.....	39
5.3	Neutroni iz visokoenergetskih terapijskih linearnih akceleratora: procena rizika i propisi. ....	40
6	Zahvat neutrona.....	44
7	Materijal i metode.....	47
7.1	Aktivacija $^{197}\text{Au}$ u Bonnerovim sferama.....	48
7.1.1	Monte Carlo simulacija.....	51
7.1.2	Spektar $^{252}\text{Cf}$ .....	52
7.2	Aktivacija $^{115}\text{In}$ .....	56
8	Rezultat i diskusija.....	58
8.1	Analiza aktivacionih merenja.....	58
8.2	Komparacija rezultata.....	64
9	Zaključak.....	66
10	Biografija.....	67

## 1 Uvod

Radijaciona terapija je metoda koja se u onkologiji kombinuje sa hirurgijom i hemoterapijom. Radioterapija predstavlja upotrebu jonizujućeg zračenja pri kliničkom tretmanu raka, sa ciljem kontrole i uništenja malignih (i benignih) ćelija. Izvor jonizujućeg zračenja je linearni terapijski akcelerator. Savremena terapija jonizujućim zračenjem je tehnika koju lekar, u saradnji sa radiologom i medicinskim fizičarom, detaljno planira. To podrazumeva utvrđivanje dijagnoze, imidžing, izradu 3D modela tumora, izradu plana zračenja, određivanje doze, broja tretmana, metode zračenja i slično. Ovako precizno određivanje svakog koraka terapije je potrebno iz više razloga. Pre svega, svaki individualni slučaj je specifičan što, prirodno, zahteva i karakterističnu terapiju. Drugo, neispravnost uređaja, nestručnost osoblja ili neki drugi faktor, može da dovede do neželjenih posledica kako po pacijenta, tako i po osoblje. Takođe, tretman i njegovo planiranje zavisi i od specifikacija uređaja kojim se raspolaže u datom institutu za onkologiju.

Nekakav opšti cilj i svrha savremene terapije jonizujućim zračenjem bi se mogli svesti na ideju da se tumor lokalizuje i modeluje što je preciznije moguće, maligne ćelije unište a zdravo tkivo poštedi. U idealnom slučaju, velika pažnja bi se trebala posvetiti zaštiti od zračenja (kako pacijenta, tako i osoblja), prevenciji pojave sekundarnih tumora, kontroli uređaja i slično. Do ovako formulisanih zahteva savremene radioterapije došlo se dugogodišnjim radom na usavršavanju akceleratora, brojnim eksperimentima i statističkim podacima.

Jonizujuće zračenje kao vrlo efektan vid terapije sa jedne strane, ima i/ili može da ima negativne posledice po pacijenta i po osoblje. Ovo se prvenstveno odnosi na kontaminaciju prostora oko akceleratora. Svaki akcelerator i akceleratora soba su opremljeni detektorima zračenja i zaštitom od zračenja a svaki zaposleni sa sobom nosi dozimetar. Zračenje na koje se po pravilu obraća pažnja su isključivo visokoenergetski fotoni iz akceleratora glave. Osim fotona, u i oko linearnog akceleratora javljaju se i neutroni. Ovi neutroni se nazivaju fotoneutronima i predstavljaju nusprodukt fotonuklearnih reakcija – reakcija u kojima visokoenergetski fotoni izbijaju neutrone iz materijala. Materijal u pitanju je materijal visokog rednog broja od kojeg je napravljen kolimatorski sistem i zaštita od zračenja. Neutroni nisu naelektrisane čestice i samim tim bivaju lako zahvaćeni od strane atoma i prodorniji su u odnosu na alfa i beta zračenje. U nekim slučajevima, mogu biti prodorniji i od gama zračenja. Zahvat neutrona rezultuje emisijom gama zračenja i dalje jonizacijom atoma. Dakle, neutroni sami ne jonizuju atome materijala kroz koji se prostiru, već indirektno utiču na i uzrokuju veliki broj jonizacija. Slobodni neutroni stoga predstavljaju opasnost po čoveka i klasifikuju se kao vid (indirektnog) jonizujućeg zračenja. Međutim, fotoneutronima iz medicinskih akceleratora nije posvećena adekvatna pažnja, odnosno - ne postoji jednoznačno određena preporučena neutronska doza. Pri istraživanju, autor ovog rada je naišao na dosta poteškoća u pronalaženju (bilo kakvih) informacija vezanih za dozu fotoneutrona iz linearnih akceleratora ili propise vezane za njih. Sve prikupljene informacije su izložene u odeljku 5.3. Fotoneutroni su nuspojava radijacione terapije tako da će pacijent uvek biti izložen određenoj dozi. Međutim, potreba za bavljenjem ovom problematikom je više iz razloga što je osoblje izloženo neutronske dozi.

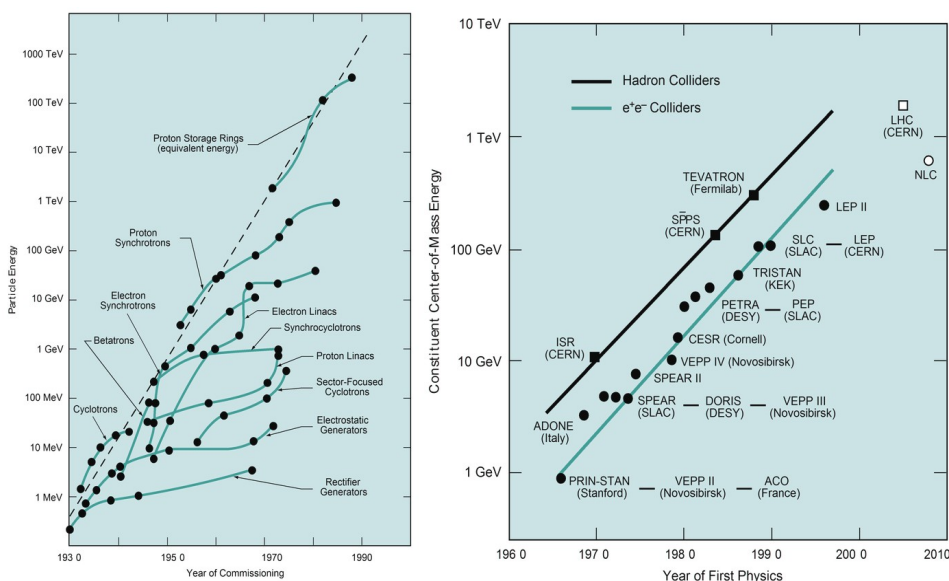
Fotoneutroni se mere nekom od priručnih tehnika i do sada su se kao najbolje pokazale aktivacione metode. U ovom radu su analizirani spektri fotoneutrona iz terapijskih akceleratora iz literature. Ovi spektri su dobijeni aktivacijom zlata metodom Bonnerovih sfera i ono što je krucijalno jeste da su snimani za različite geometrije kolimatora. Za date spektre je izračunata saturaciona aktivnost. Vrednosti tih saturacionih aktivnosti su upoređene sa saturacionim aktivnostima dobijenim aktivacijom indijuma. Ovaj drugi set aktivacionih merenja je takođe sniman za različite postavke kolimatora u akceleratoru. Nakon poređenja je izveden zaključak o uticaju kolimatorskog sistema i geometrije kolimatora na produkciju fotoneutrona u linearnim akceleratorima. Iz rezultata se takođe zaključilo o kvalitetu i tačnosti dvaju aktivacionih tehnika.

## 2 Akceleratori čestica

Akcelerator čestica je uređaj koji služi za ubrzavanje čestica pomoću elektromagnetnih polja i da ih, kao takve, održi u jasno definisanom snopu. Da bi se razumela svrha akceleratora, potrebno je razmotriti nekoliko fizičkih veličina i zakona kao i njihovu povezanost. Uzimajući u obzir de Broglievu hipotezu, po kojoj se svakoj čestici može pripisati talas te Planckovu formulu za energiju ( $E=h\nu$ ), može se izvesti zaključak da ukoliko se želi detektovati i ispitati čestica određene dimenzije, potrebno je uložiti odgovarajuću energiju koja odgovara datoj frekvenciji, odnosno talasnoj dužini. Kako je dimenzija atoma reda veličine  $10^{-10}$  m, dobija se da je energija, potrebna da bi se ispitala materija na atomskom nivou, u rangu keV-a. Dalje, radijus jezgra atoma je reda  $10^{-14} - 10^{-15}$  m što implicira energije reda MeV-a. Ispitivanje konstituenata atomskog jezgra zahteva energije u rangu GeV-a. Dakle, da bi se čestice sondirale na što elementarnijem nivou, potreba za postizanjem izuzetno visokih energija je očigledna. Osim toga, čestice koje su danas od interesa za fiziku je moguće proizvesti samo putem sudara. Jasno je da se sudari izvode baš uz pomoć akceleratora.

Relacija ekvivalencije mase i energije ( $E=mc^2$ ) govori da je za čestice veće mase potrebna i viša energija. Energija, odnosno brzina do koje se može ubrzati čestica, nije jedini faktor pri konstrukciji akceleratora. Parametar koji je od izuzetne važnosti jeste intenzitet snopa, odnosno broj čestica ubrzanih u jedinici vremena. Kada snop udari u metu, čestice snopa se sudaraju sa česticama mete a ukupna verovatnoća interakcije će biti određena intenzitetom snopa, gustinom materijala mete, efikasnim presekom date nuklearne reakcije i debljinom mete. Jedna od bitnih karakteristika jeste i vreme rada, definisano kao vreme tokom kojeg je akcelerator aktivan. Moderni akceleratori ne obezbeđuju kontinuiran tok čestica nego se čestice šalju u pulsevima. Ovakav oblik rada je neophodan zbog uštede električne energije i zagrevanja sistema.

Usavršavanjem akceleratorne tehnike, samo povećanje verovatnoće broja mogućih nuklearnih reakcija i čestica produkata, zahteva i razvoj detektorskih sistema koji će biti u stanju da produkte tih reakcija registruju i daju informaciju o njihovim osnovnim fizičkim osobinama. Jasno je da razvoj nauke, tehnologije i srodnih disciplina direktno diktira dizajn savremenih akceleratora. Na kraju, jedan od presudnih faktora svakako jeste i onaj ekonomski. Za izgradnju kolajdera, na primer, potrebna su značajna finansijska sredstva, zemljište na kojem će ceo sistem biti izgrađen, izvor električne energije i ostalo. Razvoj akceleratora tokom godina najbolje je prikazan na Livingstonovim graficima, prikazanim na slici 2.1. Sa grafika se može zaključiti da se na svakih 6-10 godina, energija čestica u akceleratorima povećava za faktor 10 [44]



Slika 2.1: Livingstonov grafiki za a) akceleratorne i b) kolajdere [11]

Dva osnovna tipa akceleratora su *elektrostatički* i *akceleratori sa oscilujućim poljem*. Elektrostatički akceleratori za ubrzavanje čestica koriste visoke napone i u njih se ubrajaju Cockcroft–Waltonov, Van de Graaffov generator i još neki uređaji bazirani na principu rada ovih dvaju generatora. Iako je njihova izrada dosta jeftinija od akceleratora sa oscilujućim poljem, energije do kojih su u stanju ubrzati čestice su dosta niže i mesto su ustupili savremenijim uređajima.

Akceleratori sa oscilujućim poljem se dele u dve grupe: *circularni (kružni, ciklični)* i *linearni*. Kružni akceleratori su: ciklotron, sinhrociklotron, izohroni ciklotron, sinhrotron, FFAG akceleratori, akumulacioni prstenovi i betatron. Linearni akceleratori bi se, prema nameni, mogli podeliti na akceleratore koji se koriste u raznim istraživanjima (kolajderi na primer) i na medicinske (terapijske) linearne akceleratore. U tabeli 2.1 je prikazan procentualni udeo tipova akceleatora u svetu.

Tabela 2.1: Procentualni udeo tipova akceleratora u svetu

Vrsta akceleratora	Udeo [%]
Terapijski akceleratori	~ 46
Akceleratori za jonsku implantaciju	~ 41
Industrijski i istraživački akceleratori	~ 9
Akceleratori za biomedicinska istraživanja	~ 4

## 2.1 Terapijski akcelerator i radioterapija

Dominantan mehanizam kojim zračenje interaguje sa materijom jeste jonizacija. Način na koji zračenje interaguje sa organskim strukturama je vrlo specifičan i mogao bi se grubo podeliti u tri faze. Prva, fizička faza, jeste faza u kojoj dolazi do jonizacije i eksitacije, i dalje, raskidanja vodoničnih i kovalentnih veza te stvaranja slobodnih radikala i jona. U hemijskoj fazi, stvoreni joni i slobodni radikali stupaju u hemijske reakcije koje dovode do promena organskih makromolekula. Hemijski izmenjene strukture mogu imati posledice po funkcionisanje bioloških struktura (ćelija, tkivo, organ, organizam), odnosno, u biološkoj fazi može doći do prestanka funkcionisanja ćelije kao jedne biološke celine. Dakle, dejstvo zračenja u konačnoj instanci može dovesti do odumiranja ćelije [25].

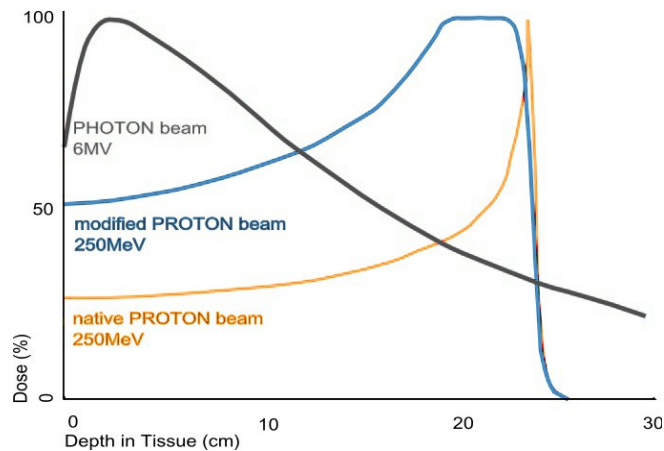
Terapija zračenjem je danas standardna procedura u terapiji tumorskih oboljenja i kombinuje se sa hirurģijom i hemoterapijom. Savremena radioterapija se može podeliti u tri velike grupe u zavisnosti od metoda i izvora zračenja: *brahiterapija*, *terapija radioizotopima* (<sup>60</sup>Co) i *teleterapija*. Teleterapija je najčešći oblik terapije i od interesa je za ovaj rad jer je izvor zračenja upravo linearni akcelerator. Bitno je napomeniti da je osim terapije rentgenskim zracima, generisanim u linearnim akceleratorima, moguće pacijenta tretirati i elektronima. Dakle, linearni akceleratori mogu raditi u *fotonskom* i *elektronskom modu*. Fotonska terapija se koristi u slučaju duboko lociranih tumora, dok se terapija elektronima koristi za tumore koji se nalaze bliže površini kože [44]. U tabeli 2.2 navedene su vrednosti napona kojim pojedini uređaji ubrzavaju čestice (odnosno energija snopa) i kliničke upotrebe dobijenog zračenja.

Tabela 2.2: Ubrzavajući napon (energija snopa), dubina terapije i odgovarajuća upotreba zračenja [2]

Ubrzavajući potencijal	Dubina na kojoj se tretman vrši	Klinička upotreba
50 kV – 160 kV ("površinski")	< 5 mm	Oboljenja na površini kože
160 kV – 300 kV ("orthovoltage")	< 6 cm	Koža, površinska tkiva, rebra ("plitke mete")
> 1 MV ("megavoltage")	< 30 cm	Duboko locirani tumori

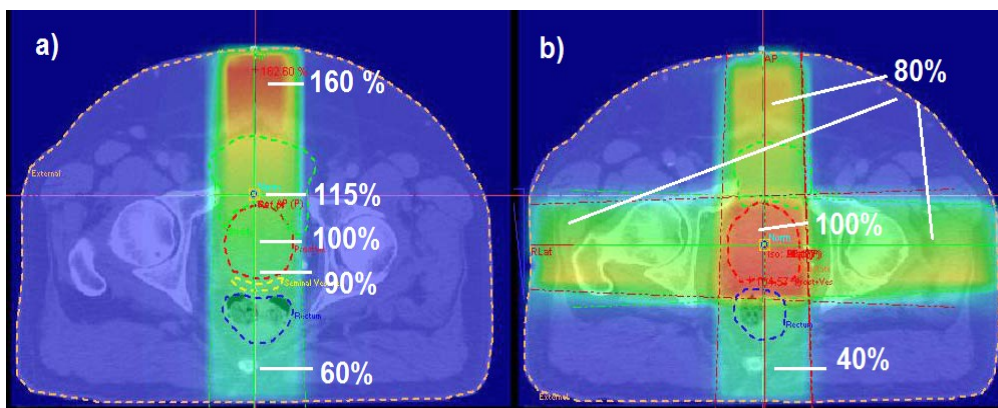
Prednosti linearnih terapijskih akceleratora su mnogobrojne. Pre svega, energije x-zraka i čestica generisanih u linearnim akceleratorima su visoke. Samim tim, doza je viša a snop ima veću prodornost. Ovo je od krucijalnog značaja jer se tako zdravo tkivo i koža štedi a najjača doza predaje tumorskim ćelijama koje su najčešće lokalizovane na određenoj dubini (odnosno

okružene zdravim tkivom i organima). Dalje, snop zračenja je uniforman i jasnih granica, čime se dodatno povećava preciznost. Svaki tip zračenja (fotonski, elektronski ili protonski) se ponaša drugačije propagirajući kroz neku sredinu, odnosno na različite načine gubi energiju tokom prolaska kroz tkivo. Zavisnost predate doze u funkciji dubine tkiva je opisana Braggovim krivama i data je na slici 2.2.



Slika 2.2: Braggove krive za fotonski, protonski i modifikovani protonski snop [12]

U praksi se prilikom jedne terapije kombinuje više snopova jer se time postiže najefikasniji učinak (slika 2.3). Produženje životnog veka obolelih od raka od 39 % na 54 % otkako se linearni akceleratori koriste u terapiji je najbolji pokazatelj prednosti ovih uređaja.



Slika 2.3: Poređenje terapije jednim snopom (a) i kombinacijom više snopova (b) [40]. Sa slike je očigledno da je terapija kombinacijom više snopova efikasnija i najveća doza se preda tumoru.

Uz pomoć medicinskih akceleratora moguće je izvoditi standardne EBRT i IMRT<sup>1</sup> terapijske tehnike kao i savremene metode: SRT, SRS, DART i IGRT<sup>2</sup>. Teleterapija (EBRT) može biti konvencionalna i 3D. Što se tiče konvencionalne terapije, većina tumora se može tretirati sa dva polja (ozračene površine) sa suprotnih strana. Često se kombinuje više polja sa ciljem postizanja što uniformnije doze. 3D metod predstavlja unapređeni oblik konvencionalne a inkorporira trodimenzionalno projektovanje tumora, detaljan plan zračenja i upotrebu savremenih kolimatorskih sistema, kakvi su Woodov metal<sup>3</sup> i MLC<sup>4</sup>. IMRT predstavlja savremeniju i precizniju verziju 3D metode. Moderne terapijske tehnike predstavljaju korak dalje u detaljnom planiranju, modelovanju i procesu radioterapije. Ove metode u obzir uzimaju mnoge faktore, kao što je disanje pacijenta, protok krvi kroz krvne sudove, i slično, te se često navode i kao 4D metode jer se terapija projektuje i obavlja u prostoru i vremenu [44].

<sup>1</sup> EBRT i IMRT su skraćenice za External Beam Radiotherapy i Intensity Modulated Radiotherapy, respektivno.

<sup>2</sup> SRT, SRS, DART i IGRT su skraćenice za Stereotactic Radiotherapy, Stereotactic Radiosurgery, Dynamic Adaptive Radiotherapy i Image Guided Radiotherapy, respektivno.

<sup>3</sup> Woodov metal (Lipowitzova legura, Cerrobend) je legura koja se sastoji od 50 % Bi, 26.7 % Pb, 13.3 % Sn i 10 % Cd.

<sup>4</sup> MLC predstavlja skraćenicu za multi-leaf collimator (eng.) i biće detaljno opisan u odeljku 3.2.5.2.



Savremene terapijske akceleratorne proizvode mnoge kompanije (Siemens<sup>5</sup>, Varian, Elekta) i, osim evolucije osnovnih funkcija, u dizajnu akceleratora nove generacije se obraća pažnja na mnoge faktore kao što su: udobnost pacijenta, jednostavnost za rukovanje, zaštitu od radijacije itd. Izgled jednog savremenog linearnog terapijskog akceleratora prikazan je na slici 2.4.



Slika 2.4: Terapijski akcelerator (Varian Clinac) [15]

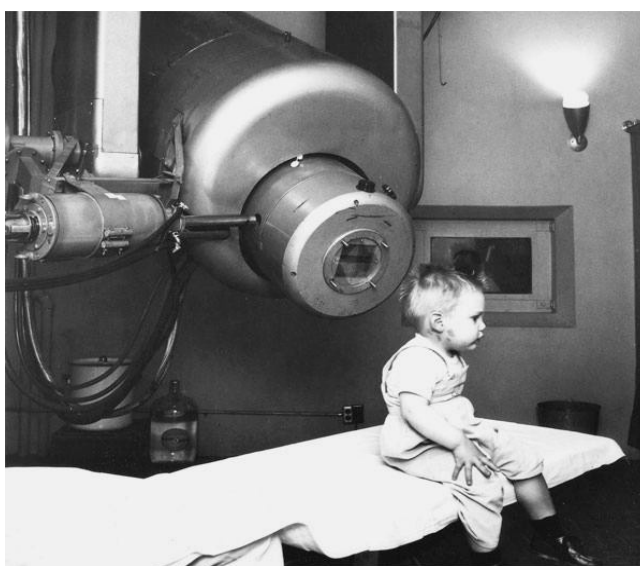
## 2.2 Istorijski pregled radioterapije

Otkriće x-zraka 1895. godine može se smatrati otvaranjem novog poglavlja u nauci. Kako je ono izazvalo veliko interesovanje, veliki broj ljudi se izložio zračenju. Uzimajući u obzir da su tadašnje rendgenske cevi radile na niskim naponima, zračenje bilo relativno niske energije a snop nefiltriran, mnogi su dobili radijacione rane, odnosno, prvi primećeni efekti zračenja na tkivo su bile promene na koži (iritacija, otok, crvenilo, opekotine). Upravo ova činjenica je navela na ideju da se zračenje isproba kao nov metod lečenja kožnih i kancerogenih oboljenja. Godinu dana kasnije Becquerel otkriva prirodnu radioaktivnost a 1898. Curievi izdvajaju radijum iz uranijumove rude. Dakle, počinje se intenzivno raditi na objašnjavanju prirode rentgenskog zračenja i radioaktivnosti, iz čega se rađaju nove naučne discipline. Jedna od njih, interakcija zračenja sa materijom, izučava se iz dva aspekta: prvo, kako se menjaju karakteristike zračenja njegovim prolaskom kroz materiju te kojim mehanizmima zračenje interaguje sa materijom; i drugo, kakav efekat zračenje ima na organsku i neorgansku materiju. Za prikupljanje dovoljnog broja podataka i stvaranje neke generalnije slike bilo je potrebno dosta godina. Povrh svega, brzina napretka je, kao i uvek, diktirana razvojem tehnologije i ostalih grana nauke. Razvoj radioterapije bi se okvirno mogao podeliti na četiri etape.

U prvoj fazi, od 1895. do 1905. godine, započeta su mnoga istraživanja bioloških efekata i uviđen je izuzetan potencijal terapijske i dijagnostičke upotrebe x-zračenja. Radovi Freunda, Schiffa i Finsena imali su značajan uticaj i neka oboljenja na površini kože su uspešno lečena. Do 1915. godine, uporedo se razvijala terapija radijumom te su studije dodatno produbljene. Kako su neke bolesti uspešno lečene radioterapijom, radioaktivni izvori su se počeli koristiti u tretmanu širokog spektra bolesti. Komercijalizacijom i dostupnošću radijuma, započet je vrlo tragičan

<sup>5</sup> Siemens je prestao sa proizvodnjom LINAC-a krajem 2011. godine ali mnogi centri i dalje imaju njihove proizvode.

period (1915-1935). Na tržištu su se pojavili brojni proizvodi poput vode obogaćene radijumom, raznih krema i lekova koji su nudili gotovo magične rezultate u lečenju velikog broja bolesti. Samim tim, veliki broj ljudi je ozračen i kod njih je primećena pojava kancerogenih oboljenja. Nakon što je primećeno da se kod velikog broja žena<sup>6</sup>, zaposlenih u fabrici časovnika, javilo radijaciono trovanje usled njihovog kontakta sa radijumom (koji je nanošen na kazaljke časovnika), počeo se uvoditi standard i određivati dozvoljene doze zračenja. Kraj ove faze je obeležen i radom Henri Coutarda, koji je pokazao da se zračenje može koristiti u lečenju raka bez fatalnih posledica. Četvrti period traje od 1935. godine do danas. Razvojem nuklearne fizike razvijala se i akceleratorna tehnika a princip rada ovih uređaja proistekao je iz radova Livingstona, Lawrencea, Isinga, Szilárda i Widerøea. Iako je tridesetih godina prošlog veka razvoj linearnih akceleratora bio zapostavljen zbog velikog uspeha kružnih akceleratora čestica, u toku Drugog Svetskog rata je razvijena tehnologija u domenu visokih frekvencija (radar, klistron) što je linearne akceleratorne unapredilo u tehničkom smislu i vratilo ih u žižu interesovanja. Konačno, prvi medicinski linearni akcelerator je 1952. godine konstruisao radiolog Henry Kaplan u saradnji sa Edward Ginztonom. 1957. godina je godina u kojoj je po prvi put uspešno izlečen pacijent radioterapijom (slika 2.5).



Slika 2.5: Gordon Isaacs, prvi pacijent tretiran linearnim akceleratorom (1957) [14]

U poslednjih 60 godina, razvoj linearnih akceleratora je prošao kroz pet stadijuma. Osnovne karakteristike svakog stadijuma date su u tabeli 2.3.

Tabela 2.3: Osnovne karakteristike pet generacija linearnih terapijskih akceleratora [44]

Generacija	Vrsta zračenja i karakteristike	Energija [MeV]
1	Niskoenergetski fotoni (direktan snop, fiksirani homogenizator, simetrične čeljusti, izocentrična postavka, "jednotransmisiona" jonizaciona komora, spoljašnji klinovi)	4 - 8
2	Fotoni i elektroni srednjih energija (savijen snop, pokretna meta i homogenizator, folije za rasejanje, "dvo-transmisiona" jonizaciona komora)	10 - 15
3	Fotoni i elektroni visokih energija (dve energije fotona i nekoliko energija elektrona, ahromatični magnet, dvostruke folije za rasejanje, motorizovani klinovi, asimetrične kolimatorske čeljusti)	18 - 25
4	Fotoni i elektroni visokih energija (komputerski kontrolisan rad, dinamički klinovi, MLC)	18 - 25
5	Fotoni i elektroni visokih energija (modulacija intenziteta fotonskog snopa sa MLC)	18 - 25

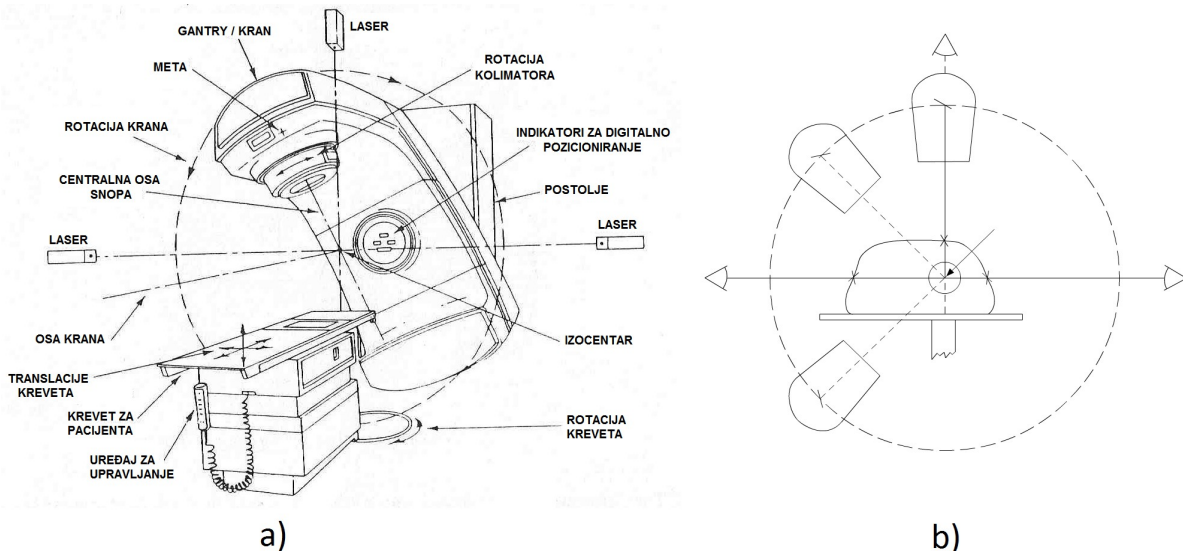
<sup>6</sup> Ceo slučaj je nazvan „radijumske devojke“. Više informacija na [http://en.wikipedia.org/wiki/Radium\\_Girls](http://en.wikipedia.org/wiki/Radium_Girls)

### 3 Terapijski linearni akcelerator

Medicinski akcelerator se u bolnici (institutu, klinici) nalazi u posebno dizajniranoj sobi sa debelim betonskim zidovima koji imaju atenuatorsku funkciju. Ceo akceleratorski sistem se može podeliti na pet operacionih sekcija

- 1) kran<sup>7</sup>
- 2) postolje (stativ) krana
- 3) kućište sa modulatorom
- 4) krevet za pacijenta
- 5) kontrolna konzola

Sam akcelerator i akceleratoraska glava su montirani na kranu. Nasuprot terapijskoj glavi nalazi se atenuator snopa<sup>8</sup>. Kran je pokretan i može se rotirati za 360° oko centralne ose koja se naziva osa krana. Snop iz kolimatora je uvek usmeren i centriran na osi krana, odnosno, centralna osa snopa se seče sa osom krana u tački u prostoru koja se naziva izocentar (slika 3.1 a). Terapijski krevet se može translirati u tri pravca i rotirati oko izocentra. Dakle, terapijski linearni akceleratori su izocentrirani. Izocentrični sistem omogućuje jednostavan i precizan tretman, posebno kada se koristi više polja usmerenih ka tumoru iz različitih uglova akceleratorске glave. Takođe, ovakva postavka obezbeđuje udobnost pacijentu prilikom terapije. Laserski sistem služi za markiranje izocentra i olakšava pozicioniranje pacijenta.



Slika 3.1: Šematski prikaz terapijske jedinice sa geometrijskim odnosima kretanja akceleratora i terapijskog kreveta, b) izocentrični sistem [22]

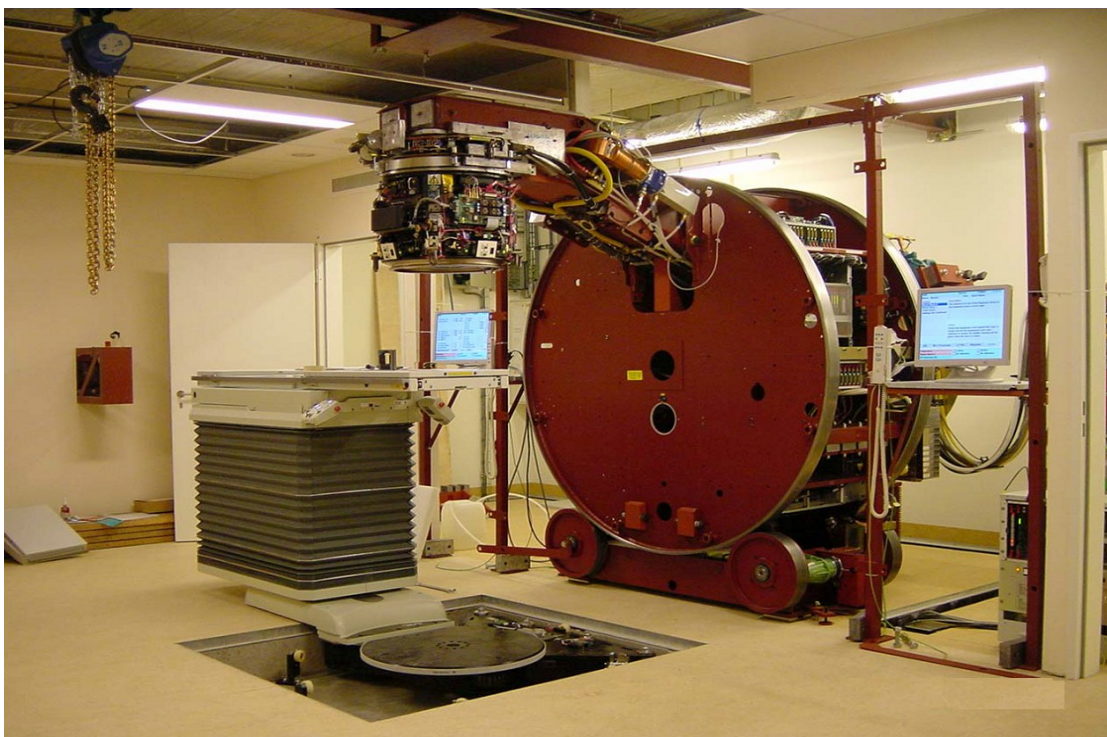
Pacijent se na terapijski krevet postavlja tako da tumor leži baš u izocentru. Rastojanje od kolimatora do površine kože iznosi 100 cm i u literaturi se označava kao SSD<sup>9</sup>. Ilustrativni primer pozicije pacijenta na terapijskom krevetu i postavljanja tumora u izocentar dat je na slici 3.1 b. Sa slike se vidi da je posle pozicioniranja pacijenta na terapijski krevet, vrlo lako izvršiti tretman iz bilo kog ugla. Takođe, ova tehnika omogućava ozračivanje metodom više polja i to bez pomeranja pacijenta. Pozicioniranje pacijenta je od izuzetnog značaja za kvalitet tretmana. Pacijent mora biti postavljen na krevet tako da se tumor ne pomera iz izocentra. Uz to, pacijentu bi se trebala obezbediti i udobnost tokom terapije. U tu svrhu je razvijen veliki broj pomagala kao što su fiksatori za grudi, glavu, ekstremitete, karlični deo i slično. Dakle, za svaki deo tela, odnosno, za svaku lokaciju tumora, postoji odgovarajući fiksator. Izbor materijala od kojeg se izrađuju delovi akceleratora, kao što su krevet za pacijenta, fiksatori itd. je od izuzetne važnosti jer prilikom interakcije zračenja sa materijalom od kojeg su načinjeni može doći do produkcije neutrona i slično.

<sup>7</sup> Gantry (eng.)

<sup>8</sup> Beam stopper (eng.)

<sup>9</sup> SSD je skraćenica od Source-to-Skin-Distance (engl.) rastojanje od izvora do kože .

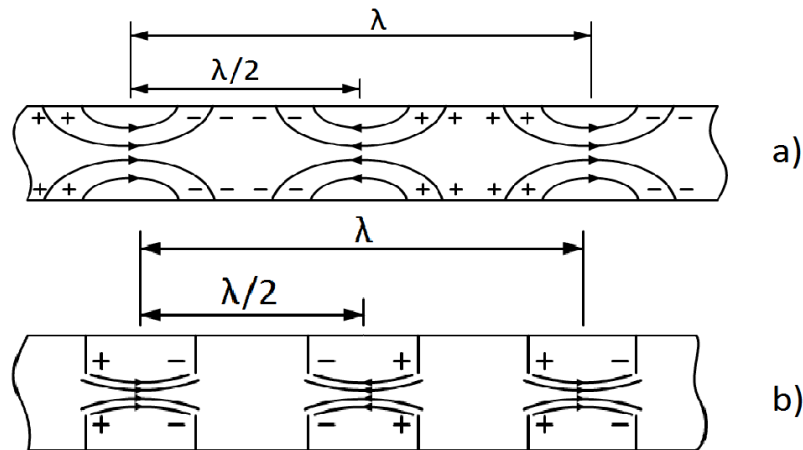
Postolje kрана, osim što predstavlja potporu kranu, sadrži i neke elektronske komponente neophodne za funkcionisanje celog sistema. U kućištu sa modulatorom se nalaze pomoćne komponente koje će biti opisane u odeljku 3.2.3. Kontrolna konzola je operacioni centar linearnog akceleratora i u njoj se vrši nadzor toka terapije. Na kraju, akcelerator mora biti dizajna jednostavnog za rukovanje. Na slici 3.2 je prikazana montaža terapijskog linearnog akceleratora.



Slika 3.2: Montaža medicinskog linearnog akceleratora [40]

### 3.1 Princip rada linearnog akceleratora – ubrzavanje čestica

Ubrzavanje čestica se odvija u delu akceleratora koji se naziva talasovod. Talasovod je šuplja, cilindrična i evakuisana cev<sup>10</sup>, kroz koju se prostire elektromagnetni talas. Dužina talasovoda zavisi od vrste akceleratora – kod terapijskih akceleratora se kreće od ~ 0.3 m (za 4 MeV) do ~1.5 m (za 25 MeV). Akceleratori koji služe za razna istraživanja imaju talasovode dužine i do nekoliko kilometara. Talasovodi zamenjuju konvencionalne provodnike i kablove jer pokazuju mnogo bolje provodne osobine na visokim frekvencijama koje su od interesa za ubrzavanje čestica. U talasovod se sa jednog kraja uvode elektroni i ubrzavaju elektromagnetnim talasom, dok se na drugom kraju nalazi glava akceleratora. Većina modernih terapijskih akceleratora rade na frekvencijama od oko 3 GHz, što daje dužinu talasa od 10 cm. Prostorna raspodela električnog polja i distribucija naelektrisanja unutar talasovoda prikazana je na slici 3.3 a.



Slika 3.3: a) Distribucija električnog polja i naelektrisanja duž talasovoda, b) Prostorna raspodela električnog polja i naelektrisanja duž talasovoda izdijeljenog blendama [24]

Kao što se vidi sa slike, električno polje se prostire duž ose talasovoda a magnetno polje se prostire kužno i normalno na osu talasovoda, te kao takvo, ne utiče direktno na sam proces akceleracije. Elektroni u ovakvom polju su ubrzavani samo električnom komponentom. Međutim, uzimajući u obzir da je fazna brzina prostiranja ovog talasa veća od brzine svetlosti, kontinuirano ubrzavanje elektrona nije moguće. Iz tog razloga, talasovod se deli serijom diskova (blendi) na segmente dužine od 2 do 5 cm i prečnika oko 10 cm. U ovako izdijeljenom talasovodu moguće je kontrolisati brzinu prostiranja talasa, odnosno, ubrzavanje elektrona je moguće jer se brzina talasa može podesiti da odgovara brzini elektrona. Dakle, šupljine imaju dvojak uлогу: da povežu i distribuiraju polje između susednih šupljina, ergo duž talasovoda, te da obezbede prostornu raspodelu električnog polja koja je pogodna za ubrzavanje elektrona (slika 3.3 b).

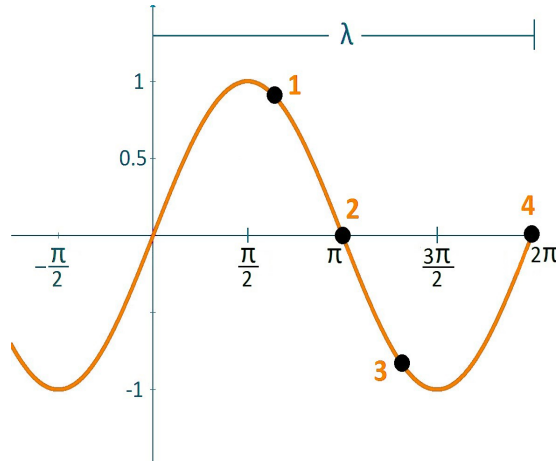
Da bi ubrzavanje elektrona bilo što efikasnije, potrebno je kontinuum ubrizganih elektrona skoncentrisati u diskretne grupe. Tehničko rešenje se ogleda u variranju dimenzija šupljina unutar talasovoda (dimenzija radijusa, širine i rastojanja između šupljina) i tako neuniformno izdijeljeni deo talasovoda se naziva usnopljivač<sup>11</sup>. Usnopljivači ranijih akceleratora su imali dosta šupljina, dok je danas broj šupljina sveden na minimum. Razvoj tehnologije usnopljivača omogućio je redukciju napona pri ubrizgavanju elektrona sa 100-200 kV na 1-30 kV. Šupljine ostatka talasovoda su uniformne jer elektroni po prolasku kroz usnopljivač dostižu brzinu blisku brzini svetlosti. Elektroni se unutar talasovoda mogu ubrzavati *putujućim* ili *stojećim talasom*, te se na osnovu toga akceleratori i dele u dve grupe.

<sup>10</sup> Talasovod ne mora uvek biti evakuisana cev, nego se često u njemu nalazi neki gas pod pritiskom. U upotrebi su najčešće freon ili SF<sub>6</sub>.

<sup>11</sup> *Buncher* (engl.). Usnopljivač u principu prima elektrone iz elektronskog topa i grupiše ih.

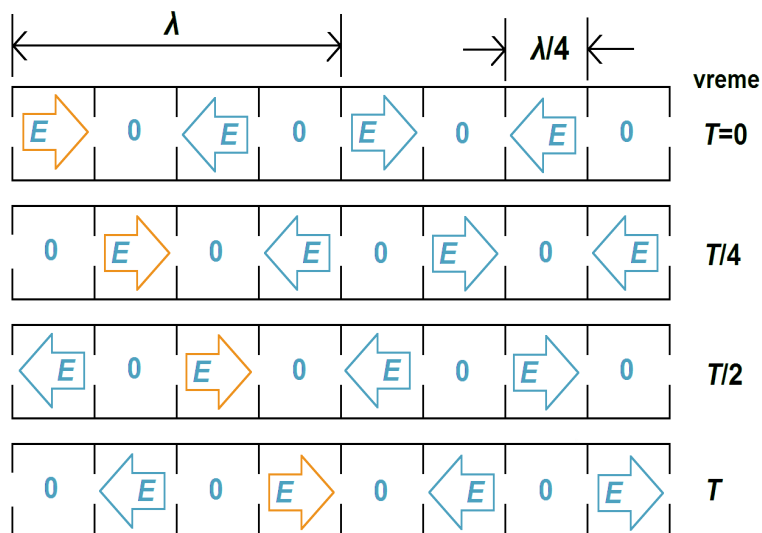
### 3.1.1 Linearni akcelerator sa putujućim talasom

Na slici 3.4, prikazana je distribucija električnog polja duž pravca x-ose. Ako bi se naelektrisana čestica u trenutku  $t_1$  nalazila na poziciji 1, na nju bi delovala sila  $e \cdot E$  i ubrzala bi je udesno (pod uslovom da brzina prostiranja talasa odgovara brzini čestice). U trenutku  $t_2$  (pozicija 2), sila ne deluje na česticu jer je jačina električnog polja u toj tački jednaka nuli. Na naelektrisanu česticu u tački 3, u trenutku  $t_3$ , deluje sila ali je očigledno ubrzava u suprotnom smeru. Konačno, u tački 4  $E=0$  te je situacija ista kao i u slučaju kada se čestica nalazi na poziciji 2.



Slika 3.4: Električno polje duž pravca x-ose [10]

Uzimajući u obzir gore navedenu interakciju elektromagnetnog zračenja i naelektrisane čestice, može se shvatiti i ubrzavanje elektrona u talasovodu. Na slici 3.5 je prikazan talasovod u četiri različita vremenska trenutka. Neka se elektromagnetni talas frekvencije 3000 MHz prostire kroz talasovod i neka je talasovod izdelfjen na šupljine tako da svaka šupljina odgovara četvrtini talasne dužine (2.5 cm). Duž ose talasovoda u trenutku  $T=0$ , električno polje u prvoj šupljini će biti usmereno udesno; u drugoj šupljini će biti jednako nuli; u trećoj šupljini će biti usmereno ulevo; u četvrtoj jednako nuli i nakon toga se obrazac ponavlja.  $T/4$  posle, ceo uzorak će biti pomeren  $\lambda/4$  udesno, kao što se i vidi sa šeme. Nakon još jedne četvrtine perioda, električno polje će biti ponovo pomeren niz talasovod za četvrtinu talasne dužine, itd. Dakle, smer električnog polja se menja i u vremenu i na svakih  $\lambda/2$  a brzina vremenske promene smera polja je određena frekvencijom talasa.



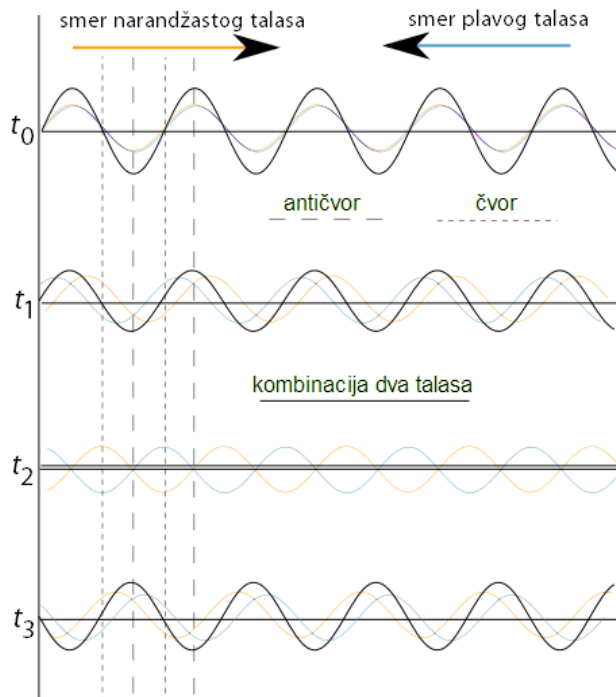
Slika 3.5: Šematski prikaz talasovoda sa serijom jednako izdelfjenih šupljina i smer električnog polja u svakoj, u datom vremenskom trenutku, za slučaj putujućeg talasa

Ako se elektron uvede u talasovod u kojem deluje električno polje kao na slici 3.5, električno polje ga na taj način kontinualno ubrzava duž pravca. Proces je analogan surfovanju na vrhu (ivici) talasa. Kao što je navedeno u prethodnom paragrafu, jedino što preostaje jeste da se brzina prostiranja talasa podesi tako da odgovara brzini elektrona (što se postiže usnopljiivačem). Usnopljiivač može biti deo talasovoda ili biti fizički odeljen od njega.

Takođe, da bi ovakav sistem funkcionisao, potrebno je apsorbovati talas na levoj strani talasovoda kako bi se sprečila refleksija. Linearni akceleratori koji elektrone ubrzavaju pomoću putujućeg talasa i kojima četiri šupljine odgovaraju talasnoj dužini, odnosno kod kojih u svakom trenutku jedna šupljina od četiri sadrži elektrone, unapređeni su u verziju sa tri šupljine. Kod te verzije, u svakom vremenskom trenutku, jedna od tri šupljine sadržava elektrone. Danas su ovi akceleratori prevaziđeni, odnosno ne proizvode se, no to ne znači da se i dalje ne nalaze u medicinskim centrima.

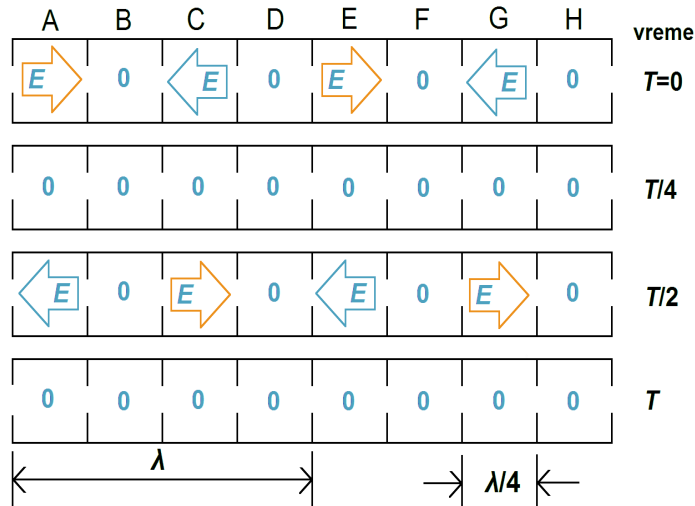
### 3.1.2 Linearni akcelerator sa stojećim talasom

Elektroni u talasovodu mogu biti ubrzani i stojećim talasom. Stojeći talas se u talasovodu formira tako što se elektromagnetni talas reflektuje bez gubitka sa oba kraja talasovoda, čime dolazi do slaganja (interferencije) ta dva koherentna talasa (dolazećeg i odbijenog), kao što je prikazano na slici 3.6. Ilustrativni primer stojećeg talasa jeste vibriranje žice na violini.



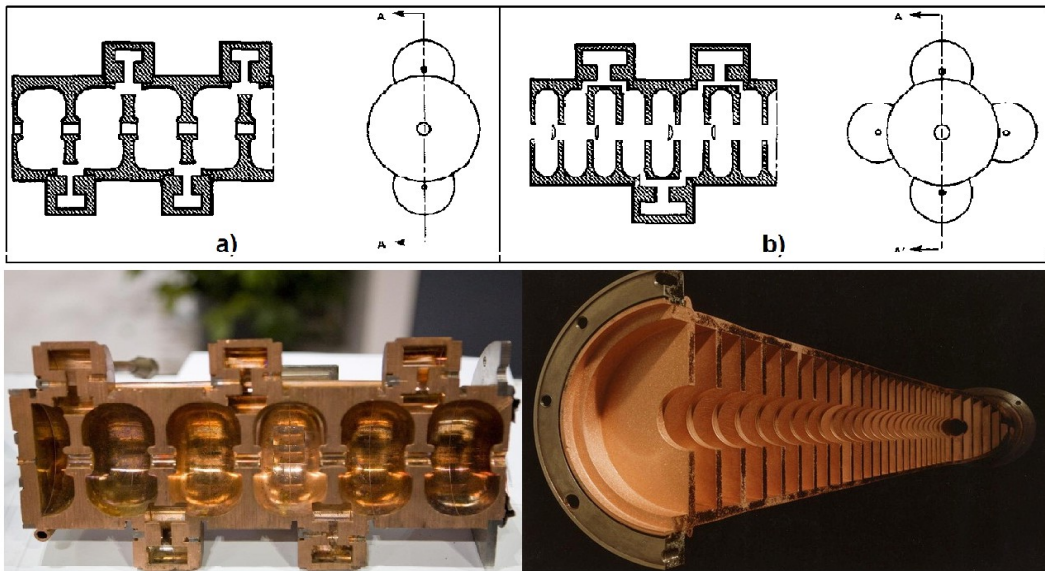
Slika 3.6: Formiranje stojećeg talasa [13]

Smer električnog polja u šupljinama talasovoda u datim vremenskim trenucima je naveden na slici 3.7. Može se videti da je u trenutku  $T=0$ , smer električnog polja u šupljinama A i E udesno. U šupljinama C i G smer električnog polja je ulevo, dok je električno polje u B, D, F i H jednako nuli. Uzimajući u obzir slaganje talasa, jasno je da je nakon čvrtine perioda električno polje u svim šupljinama jednako nuli. Dalje, u trenutku  $T/2$ , električno polje u šupljinama A i E je usmereno u levo, u C i G u desno, dok je u B, D, F i H električno polje jednako nuli. U trenutku  $T$ , električno polje je jednako nuli u svim šupljinama i uzorak se ponovo ponavlja.



Slika 3.7: Šematski prikaz talasovoda sa serijom jednako izdijeljenih šupljina i smer električnog polja u svakoj u datom vremenskom trenutku za slučaj stojećeg talasa

Dakle, iako šupljine B, D, F i H sprežu (vezuju) šupljine u kojima se elektroni ubrzavaju, one same ne utiču na ubrzavanje čestica. Iz toga razloga se one izvlače van ose talasovoda čime se postiže kontinualno ubrzavanje elektrona kao i dodatno skraćivanje dužine cevi talasovoda. Prednost je i što ove šupljine mogu biti i manjih dimenzija od šupljina u kojima se elektroni ubrzavaju. Osim navedenih konfiguracija, postoje i tzv. *two-pass* linearni akceleratori koji višu energiju čestica postižu tako što se jednom ubrzan snop magnetnim sistemom ponovo vrati u talasovod i na taj način dodatno ubrza. U zavisnosti od željenih karakteristika kojima se odlikuju, talasovodi mogu imati različit dizajn. Na slici 3.8 dati su šematski prikazi poprečnih preseka talasovoda Los Alamos i Varian dizajna, kao i izgledi talasovoda.



Slika 3.8: Šematski prikazi talasovoda Los Alamos a) i Varian dizajna b), kao i izgled talasovoda c) i d) [21] [0]

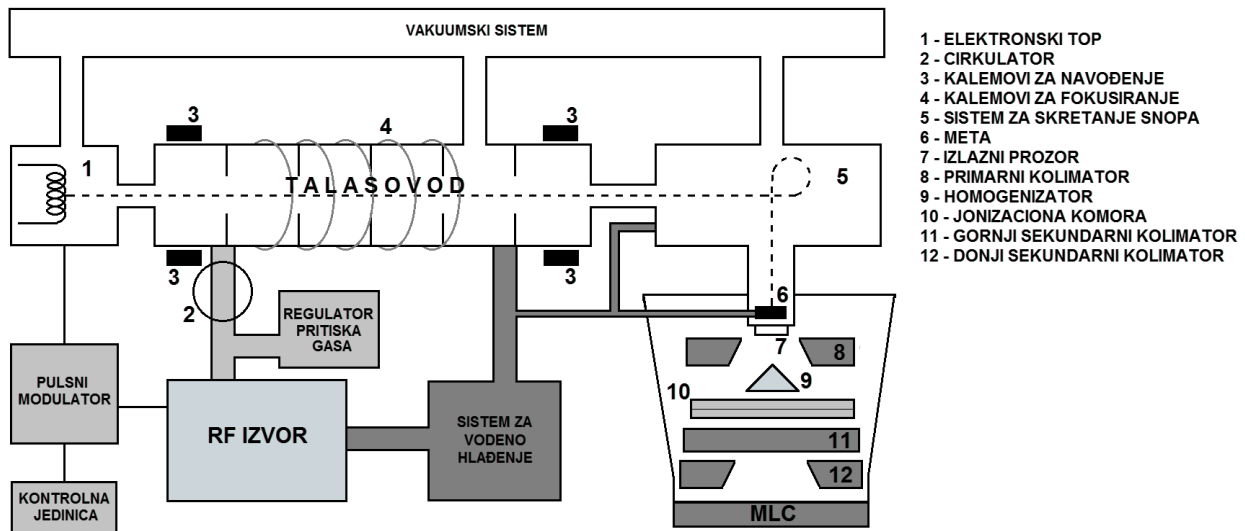


## 3.2 Komponente terapijskog linearnog akceleratora

Delovi medicinskih akceleratora se mogu grupisati na osnovu načina na koji učestvuju u formiranju snopa. Tako se sve komponente mogu podeliti u šest klasa:

- |                                       |  |
|---------------------------------------|--|
| 1) injektorski sistem                 | 4) pomoćni sistem                        |
| 2) sistem za generisanje mikrostalasa | 5) sistem za transport i skretanje snopa |
| 3) talasovod                          | 6) akceleratora glava                    |

Funkcija i izgled talasovoda su obrađeni u odeljku 3.1. Pošto neki sistemi imaju više tehnički značaj za funkcionisanje akceleratora, njihova uloga će biti opisana u najkraćim crtama dok će komponente koje direktno učestvuju u ubrzavanju čestica biti detaljnije obrađene. Šematski prikaz komponenata terapijskog akceleratora dat je na slici 3.9.



Slika 3.9: Šematski prikaz komponenata terapijskog linearnog akceleratora

### 3.2.1 Injektorski sistem

Injektorski sistem terapijskog akceleratora snabdeva talasovod elektronima. Uređaj koji se u tu svrhu koristi je elektronski top. U upotrebi su dve vrste elektronskih topova: diodni i triodni tip. Oba tipa imaju termokatodu, dok je anoda perforirana (diodni tip) ili rešetkasta (triodni tip). Termokatoda zagrevanjem emituje elektrone, koji se dalje fokusiraju i ubrzavaju ka perforiranoj anodi. Ova dva tipa se razlikuju i po načinu na koji se elektroni ubrzavaju od katode ka anodi. Primer jednog elektronskog topa (triodni tip) dat je na slici 3.10.



Slika 3.10: Elektronski top triodnog tipa [33]

### 3.2.2 Sistem za generisanje mikrotalasa

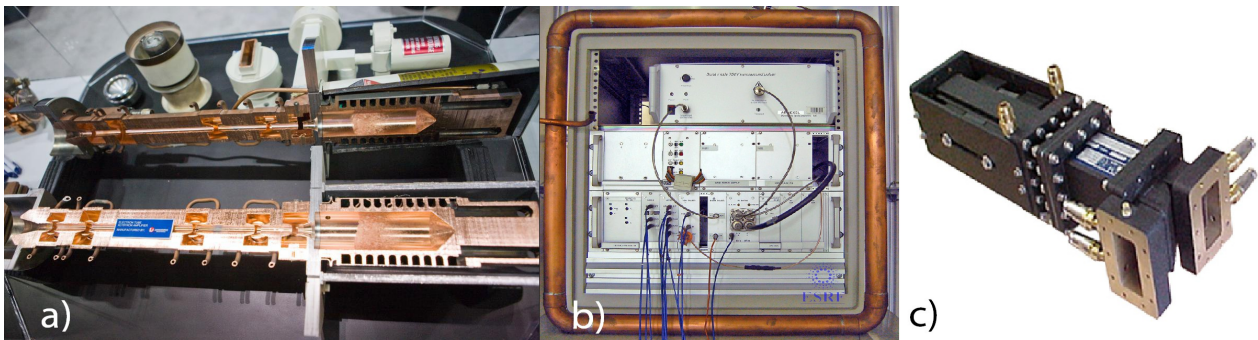
Elektromagnetni talas (u mikrotalasnom opsegu) koji se u talasovodu koristi za ubrzanje elektrona, generiše se u sistemu za generisanje mikrotalasa<sup>12</sup>. Komponente koje čine ovaj sistem su:

1) *klistron (ili magnetron)*

3) *cirkulator*

2) *pulsni modulator*

Savremenim akceleratorima kao mikrotalasni generator uglavnom služi *klistron*<sup>13</sup> jer se pokazao kao stabilnija i preciznija komponenta od magnetrona, a povrh svega služi i kao pojačavač. I klistron i magnetron elektromagnetni talas generišu ubrzavanjem (ili usporavanjem) elektrona u vakuumu. Oba uređaja, iako se principijelno razlikuju po dizajnu, imaju termokatodu koja elektrone emituje zagrevanjem. Elektroni se dalje ka anodi ubrzavaju elektrostatičkim poljem (pulsevima). Poprečni presek klistrona prikazan je na slici 3.11 a).



Slika 3.11: Sistem za generisanje mikrotalasa a) klistron b) pulsni modulator i c) cirkulator [33] [7]

*Pulsni modulator* služi da napaja klistron (magnetron) i elektronski top sinhronizovanim naponskim impulsima ( $\sim 100$  kV,  $\sim 100$  A,  $\sim 1$   $\mu$ s) jer elektroni moraju biti emitovani u cev u tačno određenom vremenskom trenutku da bi bili prihvaćeni i ubrzani od strane polja. Modulator (slika 3.11 b) se nalazi u modulatorskom kućištu i, u zavisnosti od dizajna akceleratora, kućište može biti smešteno u terapijskoj, kontrolnoj ili u sobi sa ostalim uređajima.

Vrlo bitna komponenta ovog sistema, locirana između talasovoda i klistrona, jeste *cirkulator*. U literaturi se često može naći pod imenom izolator. Njegova svrha je da sprovede elektromagnetni talas od klistrona (magnetrona) do talasovoda i da u isto vreme spreči refleksiju talasa nazad u klistron. Dakle, cirkulator (slika 3.11 c) omogućava protok talasa u jednom smeru.

### 3.2.3 Pomoćni sistem

Pomoćni sistem se sastoji od uređaja kojim se omogućuje rad linearnog akceleratora, kao i monitoring i kontrola procesa (rada akceleratora). Komponente ovog sistema ne učestvuju direktno u samom procesu ubrzavanja čestica ali ga svakako omogućuju. Ovaj sistem se može podeliti na nekoliko podсистema:

- *Vakuumski sistem* obezbeđuje veoma nizak pritisak, neophodan za rad elektronskog topa, talasovoda i sistema za savijanje snopa. Bez niskog pritiska, katoda elektronskog topa bi "izgorela" (kao što bi vlakno sijalice izgorelo ukoliko bi bilo izloženo vazduhu). Takođe, ukoliko sistem ne bi bio pod vakuumom, elektroni bi se sudarali sa molekulima vazduha, usled čega bi došlo do redukcije njihove energije i difuzije snopa elektrona. Uređaj odgovoran za održavanje pritiska je jonska pumpa. Jonska pumpa je, pored klistrona, komponenta koja je unapredila linearne akceleratore.

<sup>12</sup> U literaturi se ovaj sistem često naziva *RF source* (engl.) radiofrekventni izvor.

<sup>13</sup> Interesantan podatak je da su klistron razvili braća Sigurd i Russell Varian te ga unapredili za komercijalnu proizvodnju i primenu u akceleratorskoj tehnici. Kompanija Varian Associates je danas jedna od vodećih u proizvodnji poluprovodnika, medicinske i istraživačke tehnike.

- *Sistem za kontrolu pritiska* održava talasovod pod pritiskom gasa koji služi kao izolator i sprečava električno pražnjenje. Gas izolator je najčešće sumpor-heksafluorid ili freon. U ovaj sistem se ponekad ubrajaju i pneumatske komponente pomoću kojih se pokreću meta i neki delovi sistema za formiranje snopa (MLC na primer).
- Akcelerator ima i *sistem za hlađenje* koji služi da reguliše temperaturu pojedinih komponenti. Na primer, talasovod mora biti termoregulisan (hlađen) jer šupljine talasovoda usled zagrevanja menjaju dimenzije što nepovoljno utiče na kvalitet snopa.
- *AFC*<sup>14</sup> sistem optimizuje frekvenciju sa ciljem što boljeg izlaznog signala (radijacije u ovom slučaju).
- *Sistem za nadzor i kontrolu* vrši monitoring rada akceleratora i samog procesa terapije. Svi ostali sistemi i komponente akceleratora su povezane sa kontrolnom konzolom. Parametri koji se prate su: mod zračenja, doza (propisana terapijska doza i primljena doza), status svih komponenti akceleratora i slično. Ukoliko sistem detektuje bilo kakvu nepravilnost, terapija se automatski prekida.
- *Sistem za zaštitu od zračenja* predstavljaju svi materijali koji se koriste kao atenuatori, kako u samom uređaju, tako i u terapijskoj sobi. Izbor materijala je vrlo bitan jer materijal mora zadovoljavati određene kriterijume. Prvo, materijal mora imati dobre atenuatorske karakteristike. Takođe, materijal bi trebao biti biran tako da, prilikom interakcije zračenja sa istim, ne dolazi do produkcije fotoneutrona. Zatim bi trebao zauzimati što je manje moguće prostora, biti jednostavan za ugradnju i ne bi trebao biti skup. Kako se akceleratori razlikuju u zavisnosti od proizvođača i modela (a samim tim i energije izlaznog snopa), razumljivo je da se materijali biraju u najoptimalnijoj kombinaciji. U upotrebi su najčešće beton, olovo, čelik, zemlja i polietilen. Beton se, logično, koristi za zidove, plafon i podove terapijske sobe. Vrlo je zahvalan materijal jer pokazuje dobre atenuatorske osobine, kako za x-zračenje, tako i za fotoneutrone (do određene granice). Prednost je i ta što se u beton, prilikom izgradnje, može dodati olovo, gvožđe (neki materijal visokog Z) ili smese koje povećavaju gustinu betona. Mana je ta što vrata, ventilacioni ili otvori za kablove i slično, predstavljaju slabu tačku. Olovo se često koristi kao atenuator zbog gustine od  $11.35 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$  i visokog rednog broja. Zbog ovih karakteristika, ugrađuje se u zidove i plafon u obliku ploča. No, kako produkcija fotoneutrona pokazuje zavisnost od (visokog) rednog broja, potrebno je obratiti pažnju na ovu činjenicu ukoliko se kao atenuator bira baš olovo. Čelik se može koristiti na mestima gde je problem manjak prostora. Prednost je u tome što je produkcija fotoneutrona manja u odnosu na olovo. Zemlja je vrlo jeftin materijal koji se najčešće koristi u otvorima u obliku pakovanih blokova. Polietilen se koristi kao atenuator za neutrone [1].

### 3.2.4 Sistem za transport i skretanje snopa

Uzimajući u obzir da je akcelerator linearan i ima izocentričnu postavku, snop je potrebno držati na jednom pravcu, kontrolisati njegov oblik i usmeriti ga na metu. Kako su čestice koje se ubrzavaju u talasovodu elektroni, relativno ih je lako usmeravati i fokusirati. U ovaj sistem se ubrajaju *kalemovi za fokusiranje*, *kalemovi za navođenje* i *magneti za savijanje snopa*.

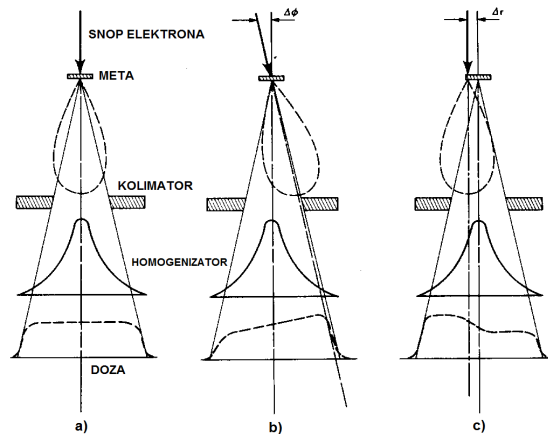
#### 3.2.4.1 Kalemovi za fokusiranje

Električno polje unutar talasovoda, osim aksijalne, poseduje i radialnu komponentu koja rasejava elektrone. Pored ovog faktora, na divergenciju snopa utiče i međusobno odbijanje elektrona. Divergencija je najizraženija u delu talasovoda bliže elektronskom topu. Fokusiranje snopa, odnosno sprečavanje njegove divergencije, vrši se kalemom koji se postavlja oko talasovoda. Kako se linije sila magnetnog polja ovog kalema pružaju duž talasovoda, elektroni ostaju u snopu [24] [2].

<sup>14</sup> Automatic frequency control (eng.)

## 3.2.4.2 Kalemovi za navođenje

Za optimalne karakteristike jednog linearnog akceleratora od velike je važnosti prilagoditi dizajn sistema za navođenje tako da snop ima optimalne karakteristike. Razni faktori (promene frekvencije elektromagnetnog talasa, pomeranja postolja, temperaturne razlike, nesavršenosti unutar talasovoda, Zemljino magnetno polje i slično) mogu bitno da izmene kvalitet snopa, dovode do devijacije i nepovoljne lokacije elektrona unutar talasovoda. Kako je homogena doza izuzetno bitna, na homogenost, a samim tim i kvalitet terapije, utiču stabilnost i simetrija snopa. Navedene promene dovode do asimetrije i nestabilnosti, najviše usled nepovoljnog ugla pod kojim snop udara u metu (a dalje i ugla pod kojim x-zračenje udara u homogenizator) ili ako snop elektrona ne udara u centar mete. Primer kako ugao i pozicija upadnog snopa utiču na homogenost doze data je na slici 3.12. Elektronski snop pre udara u metu se naziva *pencil beam*.



Slika 3.12: Distribucija doze x-zračenja: a) homogena doza, b) nesimetrično polje usled nepovoljnog ugla pod kojim elektronski snop udara u metu, c) nehomogena doza usled decentriranog upadnog snopa [21]

Po ubrzavanju, elektrone je potrebno razdvajati po energijama i u isto vreme saviti snop. Elektroni nižih energija se usmeravaju na apsorber i mehaničkim putem uklanjaju iz snopa. Savijanje snopa i separaciju je moguće izvršiti uvođenjem naelektrisanih čestica u magnetno ili električno polje. Ako se naelektrisana čestica mase  $m$ , naelektrisanja  $q$  i brzine  $v$  nalazi u električnom polju jačine  $\vec{E}$  i magnetnom polju indukcije  $\vec{B}$ , na nju će delovati ukupna sila

$$\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B} \quad (3.1)$$

gde drugi član relacije predstavlja Lorentzovu silu koja se javlja pod dejstvom magnetnog polja. Ako je magnetno polje homogeno, Lorentzova sila će imati stalan intenzitet. Ukoliko je vektor brzine čestice normalan na linije sila magnetnog polja, jasno je da će intenzitet Lorentzove sile biti jednak baš  $F_L = qvB$ . Pošto Lorentzova sila uvek deluje normalno na pravac brzine čestice, jasno je da će putanja čestice biti kružna, čime je jedan od zadataka ispunjen. Dakle, Lorentzova sila će biti jednaka centripetalnoj sili, odnosno

$$qvB = \frac{mv^2}{r} \quad (3.2)$$

gde je  $r$  poluprečnik putanje čestice. Izjednačavanjem centripetalne i Lorentzove sile se dobija izraz za poluprečnik putanje čestice kao

$$r = \frac{mv}{qB} \quad (3.3)$$

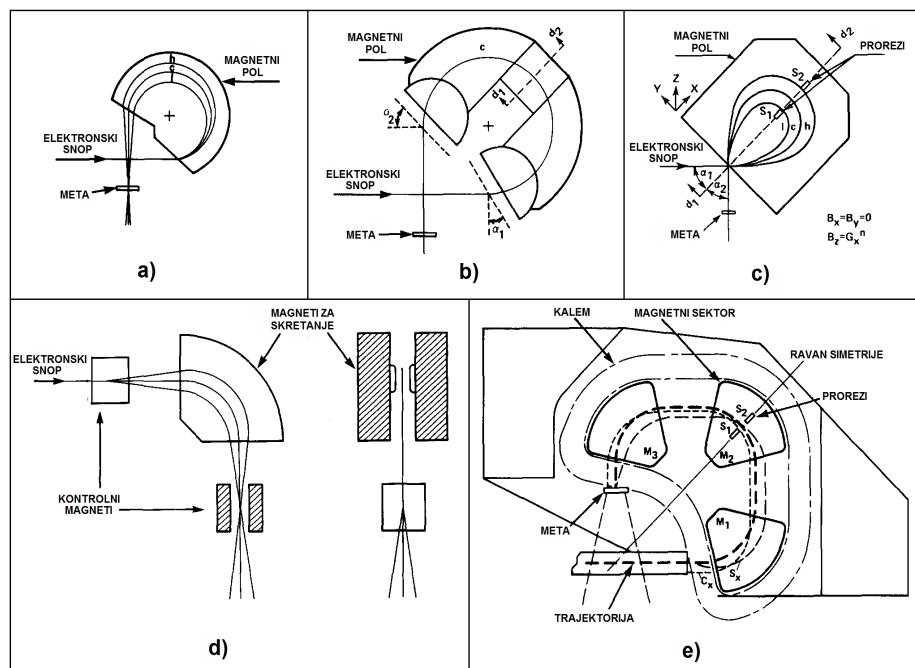
Iz relacije 3.3 se vidi da će separacija čestica biti izvršena po impulsima. Ako je umesto magnetnog u pitanju električno polje, razdvajanje se vrši po energijama. Kalemovi za navođenje se postavljaju na krajeve talasovoda (slika 3.9).

### 3.2.4.3 Magneti za savijanje snopa

Karakteristike snopa veoma zavise i od sistema za skretanje. Svaki tip magneta skreće snop na specifičan način za određeni ugao te ga fokusira i usmerava na metu. Iz tog razloga, razvijen je veliki broj magnetnih sistema i svaki od njih daje određene osobine snopu elektrona. Izvedena veličina, kao što je proizvod  $rB$ , određuje koliki će radijus trajektorije biti za datu energiju čestica. Dalje, zakretanjem magnetnih polova moguće je dodatno fokusirati snop. Pored ovih, postoje mnogi faktori koji utiču na fokusiranje, razdvajanje čestica i njihovu prostornu raspodelu i razne osobine snopa, a njima odgovaraju određene izvedene veličine. Ovih parametara ima mnogo i na ovom mestu neće biti pomenute jer se više tiču specifikacije samog akceleratora i tehničke izvedbe.

Magnetni sistem je fizički smešten u akceleratorskoj glavi, ali će biti opisan u ovom odeljku zbog tematskog sadržaja. Svaki uređaj ima specifičan magnetni sistem, odgovoran za skretanje snopa elektrona na metu. Izbor određenog sistema magneta zavisi od vrste akceleratora (tipa, energije, proizvođača, itd.). Kod najranijih akceleratora, akceleratora je glava bila postavljena tako da snop elektrona iz talasovoda direktno udara u metu, bez skretanja. Dakle, ovim uređajima nisu bili potrebni sistemi za skretanje. Ovakva montaža je brzo prevaziđena jer je uvođenjem magnetnog sistema akcelerator unapređen i to u smislu poboljšanja karakteristika snopa, rukovanja, veličine i slično.

Magneti koji skreću snop za  $90^\circ$  su najjednostavniji. Oni daju monohromatski snop<sup>15</sup> jer elektrone razdvajaju po energijama. Osim toga, postoje razne varijante magneta koji vrše skretanje za  $270^\circ$ . Kao veoma dobar se pokazao trosektorski magnet koji elektrone skreće za  $270^\circ$ . Kod njega su magneti podeljeni u tri segmenta od kojih središnji ima nehomogeno polje. Ova dva tipa ( $90^\circ$  i  $270^\circ$ ) su najčešći kod akceleratora sa izocentričnom postavkom. Takođe, postoje i magnetni sistemi koji kombinuju magnete tako da, na primer, prvo dolazi do skretanja za  $45^\circ$  a potom i za  $135^\circ$ , kao i takozvani *slalom* magneti (skretanje za  $112.5^\circ$ ). Kod *two-pass*<sup>16</sup> akceleratora u upotrebi su magneti koji snop skreću za  $180^\circ$ . Snop je moguće kontrolisati i menjati njegove karakteristike dodatno ga uvodeći u magnetna polja. Neki od nabrojanih magneta su prikazani na slici 3.13.

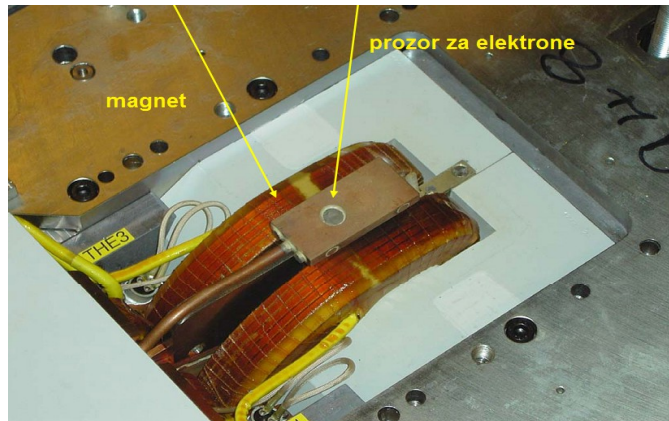


Slika 3.13: Neki tipovi magnetnih sistema: a)  $270^\circ$ ; b)  $270^\circ$ ; c)  $270^\circ$  sa prorezima; d)  $90^\circ$  sa kontrolnim magnetima; e) trosektorski  $270^\circ$  [21]

<sup>15</sup> Snop nije strogo monohromatski; energetski opseg je  $\pm 10\%$ .

<sup>16</sup> *Two-pass* akceleratori ubrzavaju elektrone tako što se oni dva puta propuštaju kroz talasovod.

Svi magnetni sistemi, pogotovu oni koji imaju proreze ili su multisektorski, dodatno su obloženi atenuatorima sa ciljem sprečavanja kontaminacije radijacijom. Na slici 3.14 je prikazan izgled magneta terapijskog linearnog akceleratora.



Slika 3.14: Magnet za savijanje snopa terapijskog linearnog akceleratora [40]

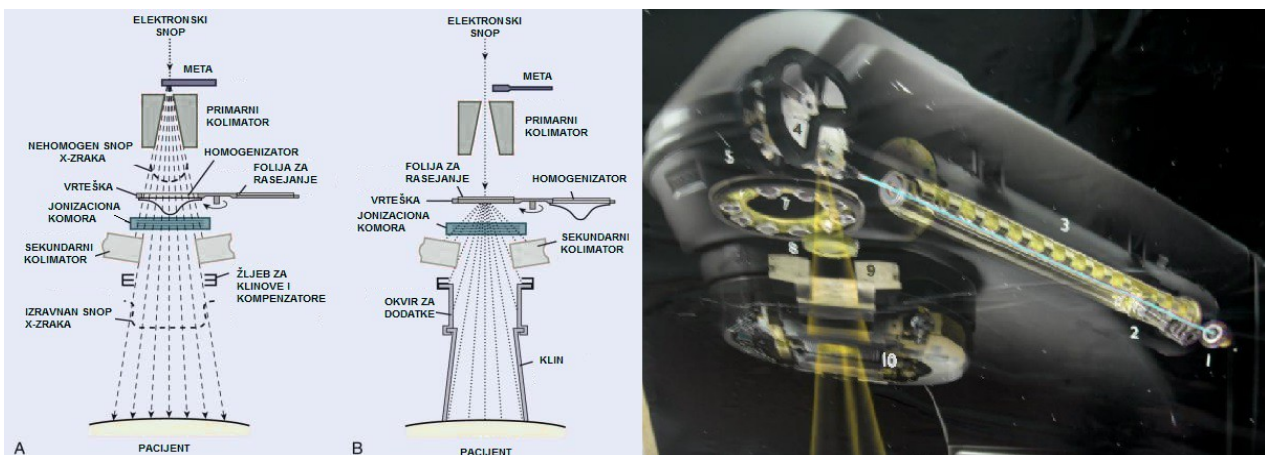
### 3.2.5 Akceleratoraska glava

Akceleratoraska glava se nalazi na jednom kraju talasovoda (nasuprot elektronskom toku). U ovom delu akceleratora smeštene su komponente koje učestvuju u produkciji, modelovanju oblika, lociranju i monitoringu kliničkih fotonskih i elektronskih snopova. Elektroni, ubrzani u talasovodu do željenih energija, dovode se sistemom za navođenje u terapijsku glavu gde se generišu fotonski ili elektronski snop. Dakle, osobine spektra x-zračenja (ili elektrona) strogo zavise od dizajna ovog dela akceleratora.

Komponente akceleratorске glave se grupišu u šest funkcionalnih kategorija:

- |                        |                       |                            |
|------------------------|-----------------------|----------------------------|
| 1) meta                | 3) filteri            | 5) sistem za osvetljavanje |
| 2) kolimatorski sistem | 4) detektorski sistem | 6) pomoćni sistem          |

Na slici 3.15 je data šema akceleratorске glave. Sa šeme se vidi konfiguracija komponentata u slučaju fotonskog i elektronskog režima (slika 3.15 a i b, respektivno). Položaj nekih komponenti linearnog akceleratora takođe je prikazan na slici 3.15. U narednim sekcijama će ukratko biti objašnjena funkcija svake od komponentata.



Slika 3.15: Šematski prikaz terapijske glave: a) konfiguracija za fotonski režim, b) konfiguracija za elektronski režim i položaj nekih komponenti unutar kranu [44] [0]

## 3.2.5.1 Meta

Meta, smeštena u terapijskoj glavi, može se smatrati ključnom komponentom sa aspekta produkcije x-zračenja. Udarom brzih elektrona u metu nastaje zakočno zračenje a osobine spektra zavise od izbora materijala od kojeg je meta napravljena.

Ako bi se u razmatranje uzeo elektron, kinetičke energije  $E_k$ , i njegov domet  $R_e$  u meti, mete bi se mogle podeliti u dve grupe: *tanke* i *debele*. U literaturi se često tanke i debele mete nazivaju *transmisiona* i *refleksiona*, respektivno. Domet elektrona kod tankih meta je veći od debljine same mete, dok je domet elektrona u slučaju deblje mete manji od debljine same mete. Lako se dolazi do zaključka da bi idealna meta morala biti dovoljno debela da što veći broj elektrona interaguje sa metom a, sa druge strane, dovoljno tanka da ne bi došlo do atenuacije generisanog x-zračenja u samoj meti. Debljina mete je najčešće jedna petina dometa elektrona od 15 MeV-a u tom materijalu jer se time omogućuje optimalan odnos intenziteta i ugaone raspodele nastalog x-zračenja [24].

Energija zračenja će biti proporcionalna proizvodu kinetičke energije elektrona i rednog broja atoma materijala mete, odnosno:

$$E_{x_r} \sim Z E_k \quad (3.4)$$

Spektar x-zračenja je konstantan u rangu od  $0 - E_k$ , a za sve energije više od kinetičke energije elektrona, intenzitet zračenja je jednak nuli.

Refleksiona meta se može posmatrati kao superpozicija velikog broja tankih meta. Intenzitet spektra refleksione mete  $I_R$  se stoga može izraziti kao:

$$I_R = C Z (E_k - h\nu) \quad (3.5)$$

gde je  $C$  konstanta proporcionalnosti a  $h\nu$  energija fotona [33] [2].

U ranom periodu razvoja kliničke upotrebe x-zraka, postojala su dva osnovna zahteva pri izboru materijala mete, i to:

- 1) meta bi trebala biti napravljena od materijala visokog rednog broja
- 2) materijal mete bi trebao imati visoku tačku topljenja.

Prvi uslov je postavljen sa ciljem što efikasnije produkcije x-zraka a drugi uslov postoji sa ciljem minimiziranja oštećenja. Volfram u velikoj meri zadovoljava gore navedene uslove, te se kao takav najčešće koristi u rentgenskim uređajima. Pojavom MeV-skih linearnih akceleratora došlo se do ideje da bi se i kod njih meta mogla praviti od volframa, što se i pokazalo tačnim. Međutim, materijal visokog atomskog broja je bio dobar izbor sve do 15 MeV.

Naime, 70ih godina prošlog veka, bolnica u Torontu<sup>17</sup> naručila je prvi 25 MeV-ovski klinički akcelerator. Do tada su za terapiju koristili betatron koji je davao fotonski zrak od takođe 25 MeV. Novi linearni akcelerator je imao deblju volframsku metu i volframski homogenizator te se smatralo da će novi uređaj pokazivati bolje performanse u odnosu na betatron. Tokom testiranja je utvrđeno da je snop, generisan u ovom uređaju, imao dosta manju prodornost, odnosno, prodornost dobijenog x-zračenja je odgovarala prodornosti fotona dobijenih u 16 MeV-skome betatronu. Ubrzo je utvrđeno da je uzrok ovog neočekivanog rezultata baš kombinacija mete i filtera visokog rednog broja. Naime, kod 25 MeV-skog betatrona je u upotrebi bila volframska meta dok je homogenizator bio aluminijumski (nizak redni broj). Stoga je betatronski fotonski snop bio prodorniji a homogenizator je apsorbovao meku komponentu zračenja.

Esencijalna razlika između betatrona i linearnog akceleratora jeste ta što kod betatrona meta stoji u jakom magnetnom polju, čime se olakšava eliminacija elektrona niske energije iz snopa pre nego što udare u metu. Kako to nije slučaj kod linearnog akceleratora, meta mora biti deblja da bi se sprečio prolazak elektrona bez interakcije (u tom slučaju bi elektron interagovao sa homogenizatorom što bi rezultovalo ekstrasfokalnim zakočnim zračenjem). Daljim studiranjem nefiltriranog fotonskog snopa linearnih akceleratora iznad 15 MeV, ustanovljeno je da mete

<sup>17</sup> Princess Margaret Hospital, Toronto, Canada

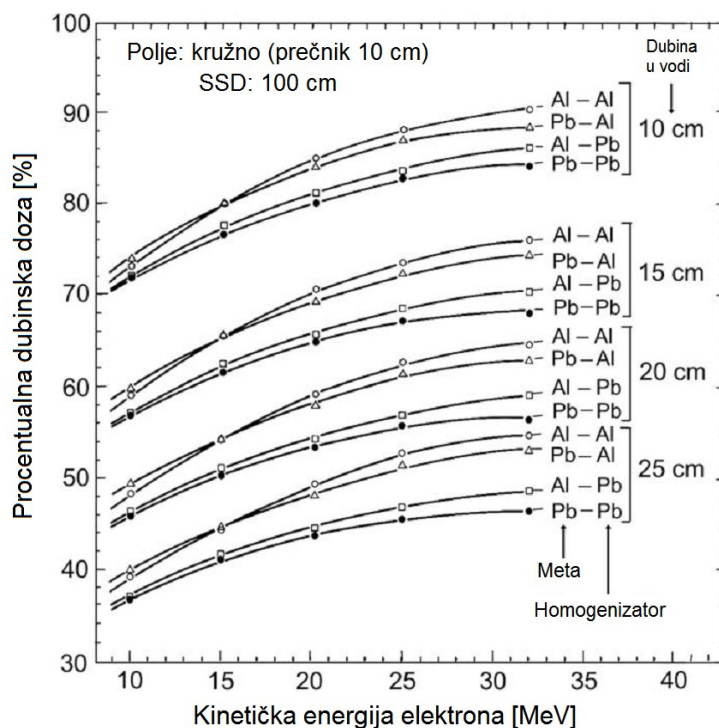
niskog  $Z$  a veće gustine generišu zračenje istog kvaliteta kao i tanka meta kod betatrona. Dakle, izveden je opšti zaključak da bi se mete, u ovom energetskom rangu, trebale praviti od materijala niskog atomskog broja a velike gustine. U praksi je to teže izvesti jer je teško naći materijal koji ispunjava oba uslova: nizak  $Z$  i velika gustina. U tabeli 3.1 su date vrednosti parametara nekih materijala od kojih se izrađuju mete terapijskih akceleratora.

Tabela 3.1: Karakteristike materijala od kojih se izrađuju mete [2]

Meta	Zahtevana debljina mete [cm]	$Z$	$\rho$ [ $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ ]
Pb	1	82	11.3
W	0.5 ili 0.75	74	19.25
Al	4	13	2.7

Iz tabele 3.1 se vidi da sa aspekta rednog broja, aluminijum zadovoljava gore navedeni uslov ali mu je gustina suviše mala za praktičnu upotrebu. Kompromis je postignut kod bakra jer je njegov redni broj 29 dok mu je gustina  $8.9 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ . Što se tiče zahteva za visokom tačkom topljenja materijala mete, on nije toliko striktan kao kod standardnih rentgenskih dijagnostičkih aparata. Razlog tome je viši nivo efikasnosti produkcije x-zraka kod visokoenergetskih terapijskih akceleratora (kod rentgenskih cevi je manji od 1 % dok je kod linearnih akceleratora 10 %-20 %). Dakle, mete linearnih akceleratora se manje greju<sup>18</sup> (u odnosu na mete rentgen aparata).

Studija tima iz bolnice u Torontu je ustanovila da se dubinske doze 25 MeV-skog akceleratora, onaj kao u 25 MeV-skog betatrona, može dobiti kombinacijom debele aluminijumske mete i aluminijumskog homogenizatora. Rezultati testiranja procentualne dubinske doze u rangu kinetičkih energija elektrona od 10 - 32 MeV za različite dubine u vodi za četiri kombinacije meta/homogenizator, prikazane su na slici 3.16. Sa slike je evidentno da je najveća prodornost za energije elektrona iznad 15 MeV postignuta u slučaju kada su i meta i homogenizator niskog rednog broja. Za energije elektrona ispod 15 MeV, optimalna kombinacija jeste meta visokog rednog broja i filter niskog rednog broja.



Slika 3.16: Procentualna dubinska doza u funkciji kinetičke energije elektrona za različite kombinacije meta/filter kod MeV-ovskih terapijskih linearnih akceleratora [34]

<sup>18</sup> Ovo treba shvatiti samo u smislu poređenja; akceleratorne mete se svakako greju i potrebno im je hlađenje, o čemu će biti reči u jednom od narednih paragrafa.



Rezultat istraživanja u Torontu sumiran je u tabeli 3.2.

Tabela 3.2: Najbolje i najlošije kombinacije meta/filter za MeV-ske linearne akceleratora [34]

$E_k$ [MeV]	Najbolja kombinacija meta/homogenizator		Najlošija kombinacija meta/homogenizator	
	Meta	Homogenizator	Meta	Homogenizator
<15	Visok Z	Nizak Z	Visok Z	Visok Z
=15	Visok ili nizak Z	Nizak Z	Visok Z	Visok Z
>15	Nizak Z	Nizak Z	Visok Z	Visok Z

Iz tabele 3.2 se može videti da je za energije elektrona ispod 15 MeV najbolja kombinacija gde je meta visokog a filter niskog rednog broja. Za energije elektrona iznad 15 MeV, najoptimalnija varijanta jeste ta gde i meta i homogenizator imaju nizak atomski broj. U energetskom rangu oko 15 MeV, najefikasnije bi bilo koristiti filter niskog rednog broja dok meta može biti bilo visokog ili niskog Z. U praksi je kompromis napravljen izradom mete i homogenizatora materijalima srednjeg rednog broja. Kako cena akceleratora raste sa energijom elektronskog snopa, vrlo je bitno optimizovati dizajn komponenata koje formiraju snop zračenja tako da se za dati energetski potencijal uređaja dobije što je moguće bolji rezultat, odnosno, najvišu moguću energiju zakočnog zračenja.

Mete se najčešće izrađuju od volframa, tantala, zlata, platine ili legura. Postoje i takozvane kompozitne mete u kojima se, pored nekog od navedenih materijala visokog rednog broja, dodaje sloj materijala koji služi da kompenzuje ili poboljša neke osobine zračenja. Na slici 3.17 je prikazana meta sa pomoćnim sistemom za hlađenje i mehom pomoću kojeg se meta pomera (u zavisnosti od režima rada). U najvećem broju slučajeva, meta se sastoji iz dve paralelne ploče, razdvojene komorom i mehom koji povezuje obe ploče. Komora je ispunjena tečnim medijumom visokog rednog broja (najčešće živa).

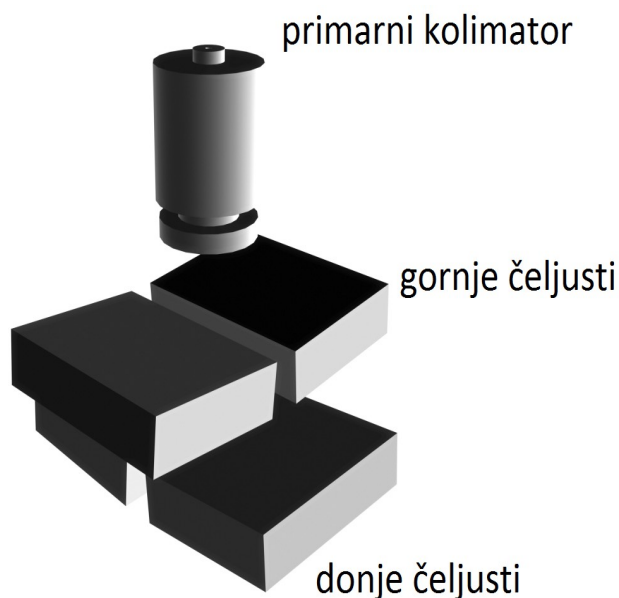


Slika 3.17: Meta (Varian Clinac) [33]

Pored gore navedene problematike, postoji još jedan faktor koji utiče na izbor metala od kog će meta biti napravljena. U pitanju je činjenica da se produkcija fotoneutrona povećava sa rednim brojem materijala mete, kao i energijom elektrona. U paragrafu 5.2 će biti više reči o produkciji fotoneutrona u debelim metama visokog rednog broja.

### 3.2.5.2 Kolimatorski sistem

Kolimacija snopa kod linearnih akceleratora iziskuje posebnu pažnju i tokom godina je kolimatorski sistem usavršavan tako da se oblik snopa što bolje poklopi sa oblikom tumora. Savremeni terapijski akceleratori (uglavnom) imaju tri seta kolimatora: primarni, sekundarni i MLC. U slučaju elektronske terapije, mogući su dodatni kolimatori koji se nazivaju elektronski aplikatori. Sama tehnička izvedba i postavka kolimatora se razlikuje u zavisnosti od modela i proizvođača. Na slici 3.18 dat je šematski prikaz primarnog i sekundarnog kolimatora i njihov tipičan položaj u glavi linearnog terapijskog akceleratora.



Slika 3.18: Raspored kolimatora kod LINAC-a

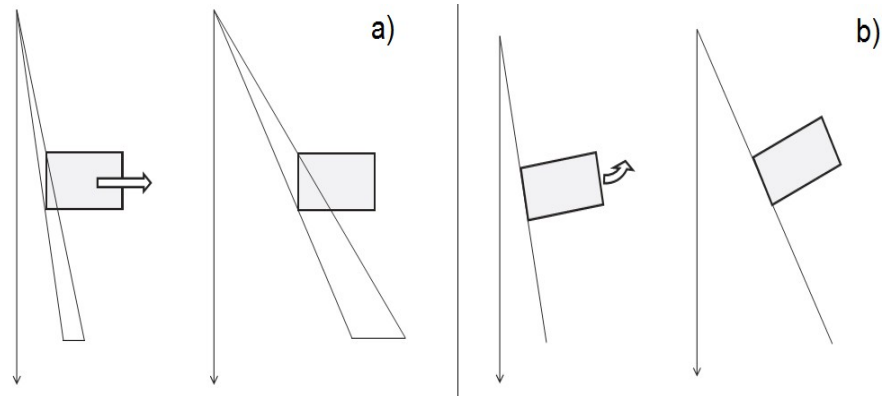
Primarni kolimator je cilindričnog oblika i nalazi se odmah posle mete. Njime se definiše najveće moguće kružno polje. Ovaj kolimator je fiksiran. Dizajn primarnog kolimatora dat je na slici 3.19.



Slika 3.19: Primarni volframski kolimatori (više varijanti) [17]

Sekundarni kolimator (vilice, čeljusti) se sastoji iz dva para podesivih blokova, u literaturi često nazivanih *čeljustima*<sup>19</sup>. Pomeranjem, čeljusti obrazuju kvadratno ili pravougaono polje površine od 4×4 cm<sup>2</sup> do maksimalno 40×40 cm<sup>2</sup> (na 100 cm SSD). Čeljusti mogu biti simetrične ili asimetrične u zavisnosti od načina na koji se pomeraju oko centralne ose snopa. Kako se često javlja problem stvaranja tzv. transmisione polusenke (u slučaju kada zračenje prolazi samo kroz deo kolimatora), sekundarni kolimator se dizajnira tako da se kreće u luku, kao što je prikazano na slici 3.20.

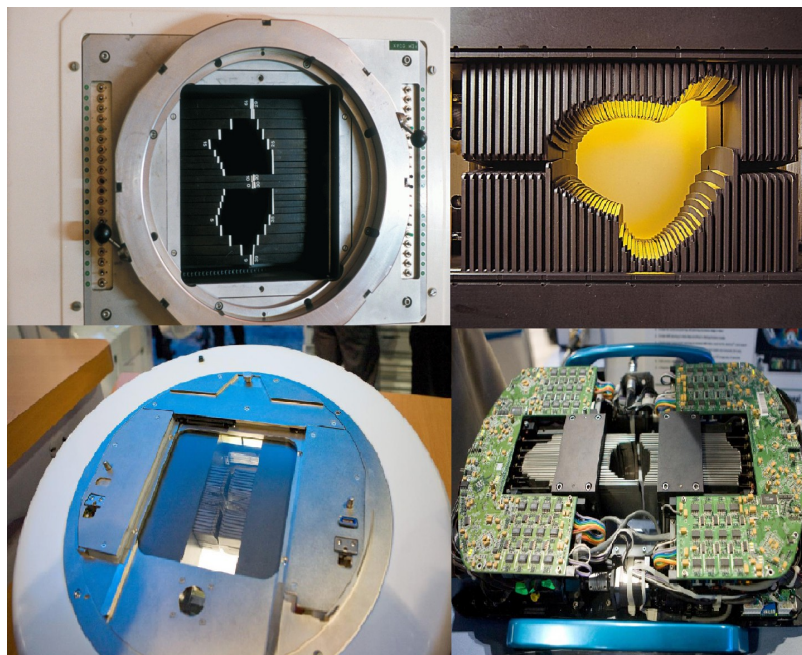
<sup>19</sup> Jaws (eng.) - čeljusti, vilice.



Slika 3.20: Geometrijski prikaz problema transmisiona senke u zavisnosti od kretanja sekundarnog kolimatora a) transmisiona polusenka postoji u slučaju kada se kolimator kreće normalno na osu snopa b) polusenka nema jer se kolimator kreće po luku

Kako je u praksi slučaj da tumori nemaju pravilan oblik (kružni, kvadratni), poželjno je snop kolimisati tako da se polje u najboljoj mogućoj meri poklapa sa oblikom tumora (sa ciljem poštede zdravog tkiva). U tu svrhu je razvijen MLC i on je danas standardni (tercijarni) kolimator modernih terapijskih akceleratora. MLC se sastoji iz dva seta od 60 listića koji se pokreću nezavisno jedni od drugih. Pomeranjem ovih listića se dobija željeni nepravilan oblik.

MLC se izgrađuju u dve varijante: kao standardni ili kao mikroMLC (slika 3.21). Razlike između ovih dvaju MLC-ova jeste debljina listića. Kod standardnih MLC-a, jedan listić pokriva polje od 1 cm dok kod mikro MLC-a debljina listića se kreće od 1.5 mm do 5 mm. Iako ovi kolimatori predstavljaju napredak u dizajnu savremenih terapijskih mašina, postoji i nekoliko nedostataka.



Slika 3.21: MLC [9]

Prvo, ukoliko se listići prave tako da stoje paralelno jedan drugom, velika je šansa da dođe do curenja zračenja između njih. Povrh svega, to utiče na homogenost doze. Stoga se često modeluju tako da listići preklapaju jedan drugog a ne da stoje paralelno. Drugo, mikroMLC-om se preciznije modeluje nepravilno polje ali postoji ograničenje u smislu maksimalnih dimenzija polja (i uglavnom se koriste za radiohirurgiju). Treći problem je pojava transmisiona senke (kao i kod sekundarnog kolimatora). Tehničko rešenje kojim se ovaj problem može do neke mere umanjiti jeste da se MLC postavi između gornje i donje čeljusti sekundarnog kolimatora.

Međutim, kako će kolimatori biti postavljeni zavisi od proizvođača. Četvrti problem jeste svakako taj što se MLC (a i primarni i sekundarni kolimatori) uglavnom prave od olova, čelika, volframa i sličnih materijala visokog rednog broja (najčešće volframa), čime se povećava verovatnoća produkcije fotoneutrona.

Na ovom mestu bi valjalo navesti različite modifikacije dizajna primenjene od strane tri najveća proizvođača medicinskih akceleratora: Elekta North America, Siemens Medical Solutions USA i Varian Medical Systems. Kod Elekta akceleratora, gornje čeljusti su zamenjene MLC-om (donje čeljusti su prisutne), Siemens je donje čeljusti zamenio MLC-om a kod Varian uređaja je samo dodat MLC, bez modifikovanja čeljusti [6].

*Elektronski aplikatori* se koriste kod elektronske terapije za dodatnu kolimaciju. Osnovna svrha im je da održavaju jasnu i oštru granicu snopa. Mnogo su tanji u odnosu na standardne kolimatore (~ 1 cm) i postavljaju se u žljebove prikazane na slici 3.15 a). Prave se od olova i sežu sve do površine kože pacijenta. Dimenzije polja su maksimalno 25×25 cm<sup>2</sup>. Ako LINAC nije opremljen MLC-om, koriste se *olovni blokovi*<sup>20</sup> kojima se snop kolimiše u željeni (nepravilan) oblik.

### 3.2.5.3 Filteri

Pored kolimacije snopa zračenja, vrlo je bitno kontrolisati i modifikovati parametre od kojih zavisi kvalitet terapije. Zračenje, proizvedeno udarom ubrzanih elektrona u metu terapijskih akceleratora, mora zadovoljavati određene kriterijume zadate propisanom terapijom, dozimetrijskim standardima i fizičkim karakteristikama. Ovi se faktori kontrolišu upotrebom elemenata smeštenih u glavi akceleratora koji imaju funkciju filtriranja snopa ili atenuacije (apsorpcije) nepoželjnih komponenata zračenja. Dakle, ovi elementi predstavljaju filtere. Koji će se filteri koristiti i kako će biti postavljeni, zavisi od toga da li je u pitanju fotonska ili elektronska terapija, kao i od modela akceleratora. Filteri u upotrebi su: *aluminijumski* i *ugljenični apsorberi*, *homogenizator*, *kompensatori* i *fliteri za elektrone*.

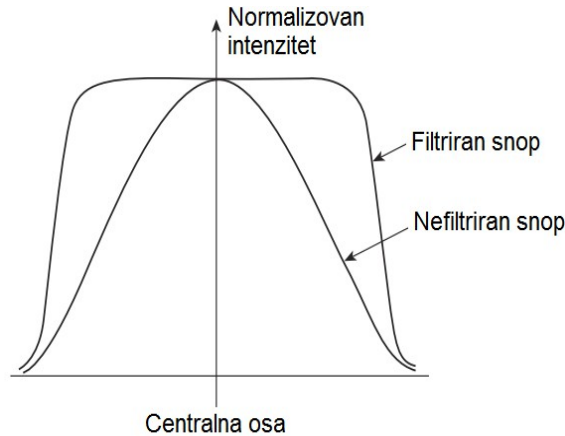
*C-apsorber* se nalazi direktno ispod mete. Njegova uloga je da apsorbuje elektrone koji su prošli kroz metu bez interakcije. Ugljenik ima mali redni broj te je zakočno zračenje nastalo u njemu zanemarljivo. Uzimajući u obzir da je prag za fotonuklearne reakcije iznad 15 MeV-a, unutar njega neće doći do stvaranja fotoneutrona. Kako u snopu zakočnog zračenja koji se koristi u radioterapiji ne sme biti meke komponente koja nije prodorna i velikom dozom opterećuje kožu i površinska tkiva, potrebno je na neki način ukloniti fotone niske energije. *Aluminijum* se pokazao posebno pogodnim jer apsorbuje zračenje niskih energija a apsorpcioni koeficijent mu ne pokazuje porast sa energijom te stoga ne utiče na intenzitet visokoenergetskog dela spektra [24].

Sledeći parametar izlaznog snopa koji se mora korigovati jeste intenzitet zračenja. Slučaj je da je intenzitet zračenja najveći oko sredine polja, odnosno oko centralne ose snopa. Jasno je da se doza mora homogenizovati, odnosno polje se mora "izravnati". Ovo se postiže *filterom za izravnavanje polja*<sup>21</sup> (*homogenizatorom*). U suprotnom, izlazni snop bi bio neprikladan za terapiju jer se nikako ne bi mogla postići homogena doza na bilo kojoj dubini. Dakle, homogenizator mora redukovati intenzitet zračenja tako da je atenuacija najveća oko centralne ose i da postepeno opada kako se ide ka periferiji polja. Iz tog razloga se homogenizatori prave u obliku kupe. Poređenje snopa nefiltriranog homogenizatorom i snopa zračenja koje je prošlo kroz homogenizator prikazano je na slici 3.22. Bitno je naglasiti da kod akceleratora koji elektrone mogu ubrzavati na dve vrednosti energija mora postojati dva homogenizatora (odnosno, za svaku energiju elektrona mora postojati poseban homogenizator). Što se tiče izbora materijala od kojih se homogenizatori prave, studija iz Toronta (pomenuta u paragrafu 3.2.5.1) je pokazala da je u rangu iznad 15 MeV pogodnije koristiti materijal niskog rednog broja jer kod njih, zbog nižeg efikasnog preseka za stvaranje parova, ne dolazi do smanjenja intenziteta zračenja. Međutim, isto kao i kod meta, javlja se problem nedovoljno velikog prostora koji zahteva homogenizator niskog atomskog broja. Ukoliko bi se koristio materijal visokog rednog broja,

<sup>20</sup> *Custom block* (eng.)

<sup>21</sup> *Flattening filter* (eng.)

filter bi bio manji ali bi vršio energetsku degradaciju spektra. U praksi je kompromis napravljen tako što se filteri za izravnavanje polja izrađuju od čelika, olova ili mesinga [34]. Postoji mnogo patenata koji preporučuju upotrebu nekih drugih materijala za homogenizatore kako bi se poboljšale određene karakteristike spektra (berilijum oksid, aluminijum oksid i slično) [36]. Takođe, kao u slučaju interakcije visokoenergetskog x-zračenja sa mnogim komponentama terapijske glave, i interakcija zakočnog zračenja sa homogenizatorom ima za posledicu produkciju neutrona nastalih u fotonuklearnoj reakciji.



Slika 3.22: Poređenje nefiltriranog izlaznog snopa i izlaznog snopa filtriranog homogenizatorom [34]

Ako je neophodno modifikovati izodozu, potrebno je koristiti dodatne filtere. Ovi filteri<sup>22</sup> su klinastog oblika, izrađeni su od olova ili čelika i mogu biti manuelni, univerzalni i dinamički. Raniji manuelni klinasti filteri su se ručno postavljali u posebne žljebove u terapijskoj glavi (slika 3.15 a) i pravili su se sa raznim vrednostima uglova (tipično 15°, 30°, 45°, 60°). Manuelni filteri su ubrzo zamenjeni univerzalnim klinastim filterima jer su manuelni imali brojne nedostatke (problem postavljanja, čuvanja, blokiranja svetla unutar glave akceleratora, itd.). Univerzalni klinasti filteri predstavljaju napredak u dizajnu jer se pokreću automatski, ali im je kretanje ograničeno na samo jednu osu i javlja se problem pri kombinaciji sa MLC-om. Kod savremenih akceleratora (Varian, Elekta), sekundarni kolimatori igraju ulogu klinastog filtera te se stoga nazivaju virtuelnim ili dinamičkim. Klinasti filteri takođe mogu biti odgovorni za fotoneutronske reakcije jer se izrađuju od materijala visokog rednog broja [38].

Elektronska terapija zahteva upotrebu posebnih filtera za rasejanje. Oni se izrađuju u vidu tankih folija od materijala visokog atomskog broja, najčešće bakra ili olova. Postavljaju se na mesto filtera za izravnavanje polja. Alternativno se mogu koristiti i magneti.

### 3.2.5.4 Detektorski sistem

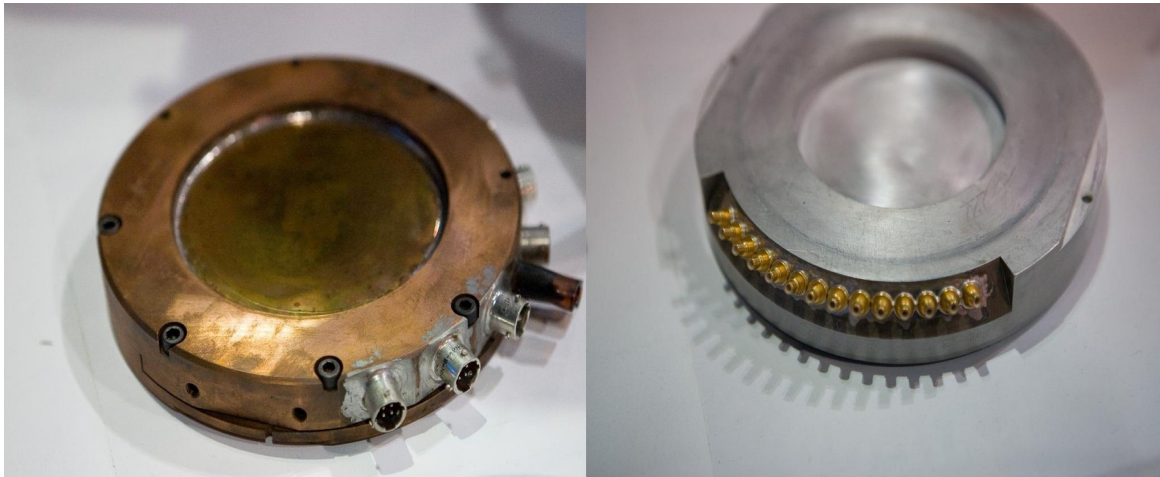
Tačno i precizno merenje doze isporučene pacijentu je od najveće važnosti. U ovu svrhu se koriste jonizacione komore a njihov zadatak je:

- a) dozimetrija fotonskog i elektronskog snopa
- b) kontrola distribucije intenziteta radijacionog polja (homogenost)
- c) kontrola energije i simetrije snopa.

Kako bi se osigurala što bolja bezbednost pri radu, kod medicinskih linearnih akceleratora postoje dve jonizacione komore. Svaka od njih ima zasebno napajanje i sopstveni sistem tako da u slučaju kvara jedne, druga jonizaciona komora obavi funkciju. Osim jonizacionih komora postoji i tajmer koji isključuje akcelerator ukoliko nijedna komora ne vrši svoju funkciju (što svakako znači da će određena doza biti isporučena). Ovi detektori su smešteni u terapijskoj glavi između homogenizatora i sekundarnog kolimatora. Bitno je reći da same komore i tajmer ne isključuju akcelerator nego se njihov signal šalje u sistem za nadzor i kontrolu (ovaj je sistem, između ostalog, odgovoran za isključivanje uređaja).

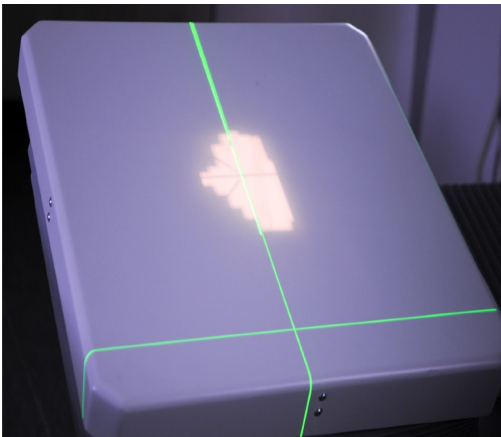
<sup>22</sup> *Wedges* (eng.) - u nedostatku zvaničnog prevoda ovog termina, autor je samoinicijativno reč preveo kao "klinasti filter".

Primarna jonizaciona komora meri MU<sup>23</sup>. Sistem je kalibrisan tako da 1 MU odgovara apsorbovanoj dozi od 1 cGy na dubini maksimalne doze ( $D_{max}$ ) na centralnoj osi snopa u fantomu<sup>24</sup> za polje dimenzija 10×10 cm<sup>2</sup> na 100 cm SSD. Kad se u toku terapije dostigne unapred podešena vrednost MU, akcelerator prekida rad. Jonizacione komore, mere i homogenost polja kao i simetriju snopa. Iz tog razloga su izdvojene na sektore tako da se izlazni signal svakog sektora šalje elektronskim uređajima odgovornim za upravljanje sistemima za navođenje i magnetima. Dizajn jonizacionih komora zavisi od proizvođača. Pored ovog, jonizacione komore moraju imati minimalan uticaj na klinički fotonski i elektronski snop, na njihov rad ne smeju uticati temperatura i pritisak, treba da rade pod saturacionim uslovima itd. Jonizacione komore su stoga zatopljene i izgledaju kao što je prikazano na slici 3.23.



Slika 3.23: Jonizaciona komora [8]

### 3.2.5.5 Sistem za osvetljavanje



Slika 3.24: Laserski indikator i svetlo za osvetljavanje polja [18]

Pravilno pozicioniranje pacijenta je već navedeno kao izuzetno bitan korak terapije i ono omogućuje kvalitet izračene doze. Komponente kojima se pacijent postavlja su: *svetlo za osvetljavanje polja, tražilac dometa i laserski indikator*<sup>25</sup>. Laserski indikator nisu deo terapijske glave nego se nalaze na zidovima i plafonu terapijske sobe ali su opisani u ovom paragrafu. Svetlo za osvetljavanje polja osvetljava oblast/površinu koja odgovara radijacionom polju na pacijentu. Tražilac dometa se koristi za postavljanje pacijenta na odgovarajuće rastojanje tako što se na površini kože projektuje centimetarska skala. Ova skala pokazuje vertikalno rastojanje od izocentra. Laserski indikator su u upotrebi kao praktični i pouzdani indikator izocentra. Na slici 3.24 je prikazan laserski indikator i izgled polja simuliran svetlom.

<sup>23</sup> *Monitor unit* (eng.) - monitorska jedinica

<sup>24</sup> Fantom je model ljudskog tela koji služi za testiranje, analizu i podešavanje performanse nekog medicinskog aparata. Najčešće je to plastična posuda ispunjena vodom.

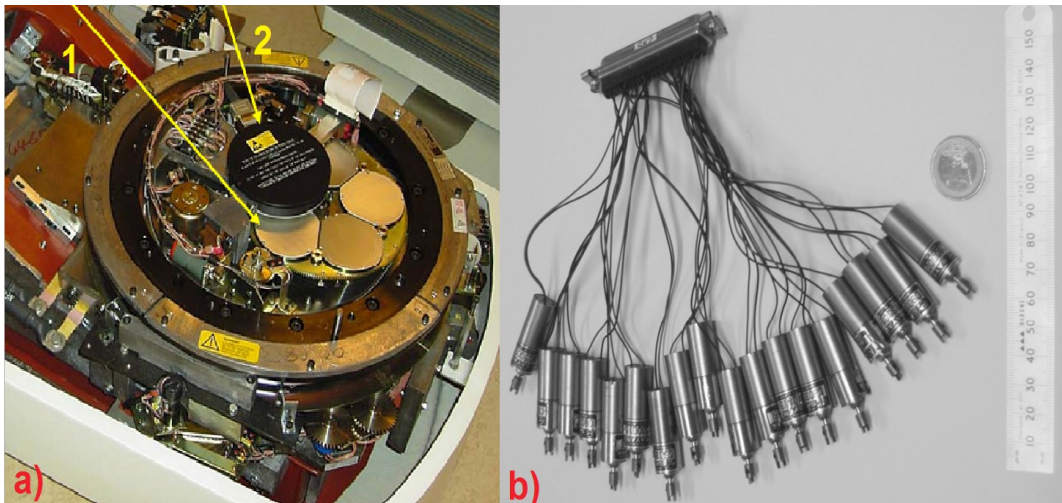
<sup>25</sup> *Field defining light, range finder, laser positioning indicators* (eng.) - respektivno.

### 3.2.5.6 Pomoćni sistem terapijske glave

U pomoćni sistem glave medicinskog linearnog akceleratora ubrajaju se *motori za pokretanje mete, MLC-a i filtera, sistem za hlađenje i prateća elektronika.*

Uzimajući u obzir da većina savremenih akceleratora može raditi u fotonskom i elektronskom režimu, komponente odgovorne za svaki režim se mogu postavljati/izvlačiti sa putanje snopa. Svaka operacija se obavlja automatski, odnosno, meta, filteri i MLC su motorizovani. Filteri su postavljeni na vrtešci<sup>26</sup> (slika 3.25 a). Motori koji pokreću MLC dati su na slici 3.25 b.

Kao što je rečeno u odeljku u kojem je opisana meta, prilikom produkcije bremštralunga dolazi do zagrevanja. Iz tog razloga mora postojati sistem koji hladi metu. U upotrebi je najčešće vodeno hlađenje sistemom cevi. Meta je takođe pokretna i po potrebi se preciznom automatizovanom mehanikom (takozvanim meh) postavlja na pravac putanje elektrona. Meh i sistem cevi za hlađenje mete prikazani su na slici 3.17.



Slika 3.25: Unutrašnji izgled terapijske glave: a) vrteška sa filterima (1) i jonizaciona komora (2), b) Motori za pokretanje MLC-a [40]

<sup>26</sup> Carousel (eng.)

## 4 Zakočno zračenje

Naelektrisana čestica koja trpi ubrzanje (skrene sa putanje ili joj se brzina promeni), obavezno emituje elektromagnetno zračenje, u skladu sa zakonima klasične mehanike. Ovo dejstvo se naziva zakočno zračenje ili bremštralung. Brzina se čestici može promeniti usled Coulombovog polja jezgra ili elektronskog omotača atoma. Najčešći je slučaj da se ovaj fenomen dešava pod uticajem polja jezgra a naelektrisana čestica je najčešće elektron. Elektromagnetno zračenje linearnih akceleratora se generiše na principu ovog fenomena - elektroni se ubrzavaju u talasovodu i usmeravaju na metu visokog atomskog broja sa kojom se sudaraju, pri čemu dolazi do emisije zakočnog zračenja.

Uslov koji mora biti zadovoljen da bi elektron emitovao zakočno zračenje je da mu kinetička energija mora biti viša od mase mirovanja elektrona ( $m_e c^2$ ). Ako je energija elektrona niža od  $m_e c^2$ , gubici energije elektrona će biti mnogo manji u odnosu na jonizacione gubitke. Intenzitet, odnosno energija elektromagnetnog zračenja koja se emituje u jedinici vremena, kada čestica naelektrisanja  $ze$  bude izložena ubrzanju  $a$  je

$$\left[ \frac{dE}{dt} \right]_{\text{rad}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{3} \frac{z^2 e^2}{c^3} a^2 \quad (4.1)$$

gde leva strana jednačine predstavlja gubitak energije po vremenu. Veličine na desnoj strani jednačine su redom:  $\epsilon_0$  je dielektrična konstanta vakuuma,  $z$  je valentni broj,  $e$  je naelektrisanje elektrona a  $c$  je brzina svetlosti.

Pošto se ubrzanje dešava u polju jezgra atoma koji ulaze u sastav materijala kroz koji se čestica (elektron) kreće i ako je naelektrisanje jezgra  $Ze$  a masa posmatranog elektrona  $m_e$ , dobija se zavisnost

$$\left[ -\frac{dE}{dt} \right]_{\text{rad}} \sim \frac{Z^2 z^2}{m_e^2} \quad (4.2)$$

Relacija 4.2 pokazuje da je izračena energija proporcionalna kvadratu rednog broja medijuma  $Z^2$  što znači da će emitovana energija biti najviša za materijale visokog rednog broja (zbog čega se mete i prave od materijala visokog rednog broja). Sa druge strane, intenzitet zakočnog zračenja je obrnuto proporcionalan kvadratu mase upadne čestice. Jasno je da lake čestice, kao što je to elektron, proizvode  $10^6$  puta više zračenja od teških čestica (pod uslovom da imaju jednako ubrzanje) i zbog toga je ova pojava prvi put primećena baš kod elektrona. Znak minus u izrazu 4.2 pokazuje da čestica gubi energiju u toku vremena.

U svakoj pojedinačnoj interakciji sa električnim poljem jezgra, upadna čestica može emitovati bilo koji deo svoje energije – od nulte do maksimalne (koja iznosi koliko i njena kinetička energija). Zbog toga je maksimalna energija emitovanog kvanta na kratkotalasnoj granici, po Duan-Huntovom zakonu, jednaka

$$h\nu_{\text{max}} = eV = E_0 \quad (4.3)$$

odnosno

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{hc}{eU} = \frac{1.239}{U[\text{kV}]} [\text{nm}] \quad (4.4)$$

Jasno je da je energetski spektar ovog zračenja kontinualan a na njega je superponiran i diskretan spektar koji potiče od atoma mete.



Na slici 4.1 je prikazan neprekidni spektar zakočnog zračenja za volframsku metu. Ukupan intenzitet raste sa porastom primenjenog ubrzavajućeg potencijala a maksimum i kratkotalasna granica se kreću ka nižim talasnim dužinama (odnosno višim frekvencijama).

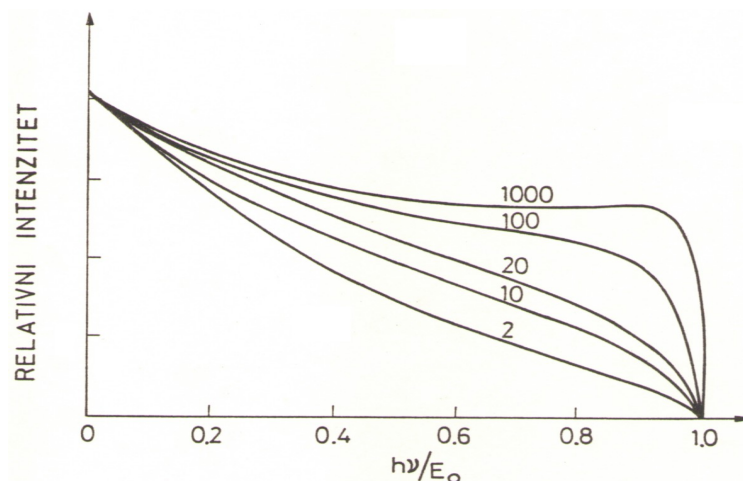


Slika 4.1: Kontinualni spektar zakočnog zračenja za različite vrednosti napona za slučaj kada je meta sačinjena od volframa [35]

Radijacioni gubitak energije po jedinici puta je dat kao

$$\left[ -\frac{dE}{dx} \right]_{\text{rad}} = n \int_0^{E_0} E \Phi(E_0, E) dE \quad (4.5)$$

gde je  $n$  broj atoma po jedinici zapremine mete a  $\Phi(E_0, E)$  predstavlja verovatnoću za emisiju fotona zakočnog zračenja energije  $E$  ako je energija upadne čestice bila  $E_0$ . Iznaženje rešenja relacije 4.5 nije jednostavno jer je određivanje  $\Phi(E_0, E)$  vrlo komplikovano. Verovatnoća emisije fotona određene energije jako zavisi od ubrzanja koje doživi elektron. Kako će se menjati vektor brzine upadnog elektrona prilikom interakcije u kojoj dolazi do emisije zakočnog zračenja, prvenstveno zavisi od intenziteta električnog polja na mestu odigravanja interakcije. Orbitalni elektroni ekraniraju jezgro i time efektivno smanjuju jačinu električnog polja. U literaturi se može pronaći mnoštvo oblika funkcije  $\Phi(E_0, E)$ , no svima je zajedničko da verovatnoća emisije zakočnog zračenja jako zavisi od energije upadnog elektrona, kao što se i može videti sa slike 4.2 (navedene energije su date u MeV-ima).



Slika 4.2: Zavisnost intenziteta zakočnog zračenja od energije upadnih beta čestica [24]

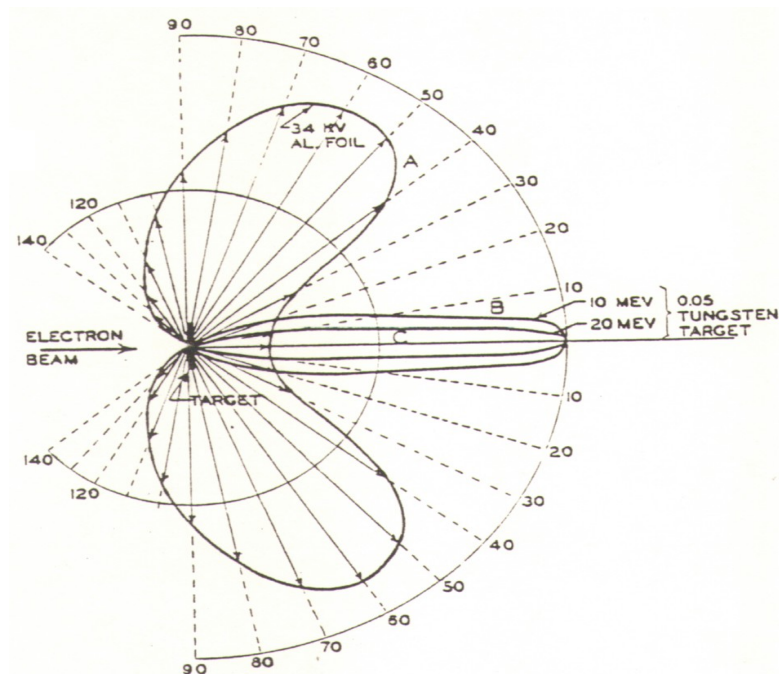
Na kraju, svi izrazi za gubitak energije radijacijom po jedinici puta se mogu predstaviti kao

$$\left[ -\frac{dE}{dx} \right]_{\text{rad}} \sim nZ^2E_0 \quad (4.6)$$

Gde  $E_0$  predstavlja početnu energiju čestice. Iz izraza 4.6 se vidi da pored energije upadnog elektrona, radijacioni gubici po jedinici puta jako zavise i od broja atoma po jedinici zapremine i rastu sa kvadratom rednog broja materijala mete. Jasno je da su radijacioni gubici elektrona dominantni na višim energijama a jonizacioni na nižim.

Kvantna mehanika daje veliki broj izraza za efikasni presek zakočnog zračenja, no na ovom mestu nije potrebno ulaziti u problematiku određivanja istog. Bitno je samo reći da oba pristupa (i klasični i kvantno-mehanički formalizam) daju približno jednak intenzitet zračenja koji se poklapa sa eksperimentalnim rezultatima.

Na kraju, za ovaj rad je bitno pomeniti da je ugaona raspodela emitovanog zračenja jako zavisna od energije. Za energije reda eV-a, maksimalni intenzitet emitovanog zračenja je pod velikim uglom – oko  $90^\circ$ . Ugao se smanjuje povećavanjem energije i kod zračenja reda MeV-a najveći broj fotona biva usko usmeren u pravcu upadnog elektrona, kao što se i može videti na slici 4.3.



Slika 4.3: Ugaona distribucija zakočnog zračenja [24]

## 5 Fotonuklearne reakcije

Pod fotonuklearnim reakcijama se podrazumevaju procesi u jezgri atoma prilikom njegovog izlaganja gama ili x-zračenju energije veće od energije izdvajanja konstituentata jezgra (neutron, proton, alfa-čestica). U ovim reakcijama dolazi do apsorpcije kvantata zračenja, jezgro radijativnim prelazom prelazi u pobuđeno stanje a zatim se raspada emisijom čestice. Kako je proces analogan atomskim fotoefektom, ovaj proces se često naziva i nuklearni ili unutrašnji fotoefekt [24]. Dakle, kao što je rečeno, uslov za odigravanje ovakve reakcije jeste taj da energija gama kvanta mora biti veća od energije izdvajanja nukleona, odnosno:

$$E_\gamma > E_n, E_\gamma > E_p, E_\gamma > E_\alpha \quad (5.1)$$

gde je  $E_\gamma$  energija kvanta elektromagnetnog zračenja, a  $E_n$ ,  $E_p$  i  $E_\alpha$  predstavljaju energije izdvajanja neutrona, protona i alfa-čestice, respektivno. Uzimajući u obzir notaciju nuklearnih reakcija, fotonuklearni procesi se obeležavaju kao  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$  i slično.

Unutrašnji fotoefekt je prvi put primećen 1934. godine od strane Chadwicka i Goldhabera prilikom istraživanja dezintegracije deuterona. U toj reakciji simultano dolazi i do emisije neutrona i do emisije protona. Reakcija je sledeća:



U ovom eksperimentu je upotrebljavano gama zračenje emitovano iz radioaktivnog preparata  $\text{ThC}''$  ( $^{208}\text{Tl}$ ,  $E_\gamma = 2.62 \text{ MeV}$ ). Detektovani su protoni energije 0.2 MeV a kako je u to vreme bilo poznato da je masa neutrona približna masi protona, zaključeno je da kinetička energija koju odnosi neutron iznosi takođe 0.2 MeV. Stoga bi vezivna energija deuterona iznosila:

$$\Delta E_\nu(\text{H}) = 2.62 \text{ MeV} - 2 \cdot 0.2 \text{ MeV} = 2.22 \text{ MeV} \quad (5.3)$$

Nešto kasnije je posmatrana još jedna reakcija izazvana gama kvantima prirodnog radioaktivnog elementa. U pitanju je bila dezintegracija jezgra  $^9\text{Be}$  od strane gama kvanta  $\text{RaC}$  ( $^{214}\text{Bi}$ ,  $E_\gamma = 1.78 \text{ MeV}$ ):



Ovime se iscrpljuje lista nuklearnih reakcija indukovanih gama zračenjem iz prirodnih radioaktivnih elemenata. Za sva ostala jezgra, energija izdvajanja nukleona je veća od energije gama kvanta emitovanog iz radioaktivnog jezgra.

Gama zračenje viših energija se dobija interakcijama protona sa jezgrom. Jedna takva reakcija jeste



koja rezultuje emisijom gama fotona energije 11.67 MeV [29].

Razvojem nauke i tehnologije se drastično povećao broj načina dobijanja visokoenergetskog gama zračenja čime je omogućeno dalje istraživanje fotonuklearnih reakcija. Kako se kod terapijskih linearnih akceleratora dobijaju fotoni visokih energija, jasno je da je produkcija fotoneutrona nuspojava terapije.

## 5.1 Mehanizam fotonuklearne reakcije

Fotonuklearne reakcije se mogu objasniti Bohrovom teorijom složenog jezgra. Teorija složenog jezgra pretpostavlja jaku interakciju skupa nukleona. Ako se čestica uspe probiti do jezgra, biva zahvaćena jakim nuklearnim silama. Čestica gubi energiju do te mere da više ne može napustiti jezgro. Tvorevina koja nastaje naziva se složeno jezgro a reakcija se predstavlja kao:



Prema Bohrovom modelu, upadna čestica (foton) rasporedi svoju energiju na nukleone. Ukoliko je upadni projektil bio neutron ili proton (ili nekoliko nukleona), on postaje deo jezgra (gubi individualnost) a njegova energija se razmenjuje unutar jezgra. Viška energije se pobuđeno složeno jezgro rešava emisijom čestica, grupe čestica ili radijacije. Složeno jezgro se raspada po nekim od mogućih kanala u zavisnosti od energije pobude i potpuno nezavisno od načina nastanka:



Iz navedenog se može zaključiti da će efikasni presek za fotonuklearnu reakciju biti oblika:

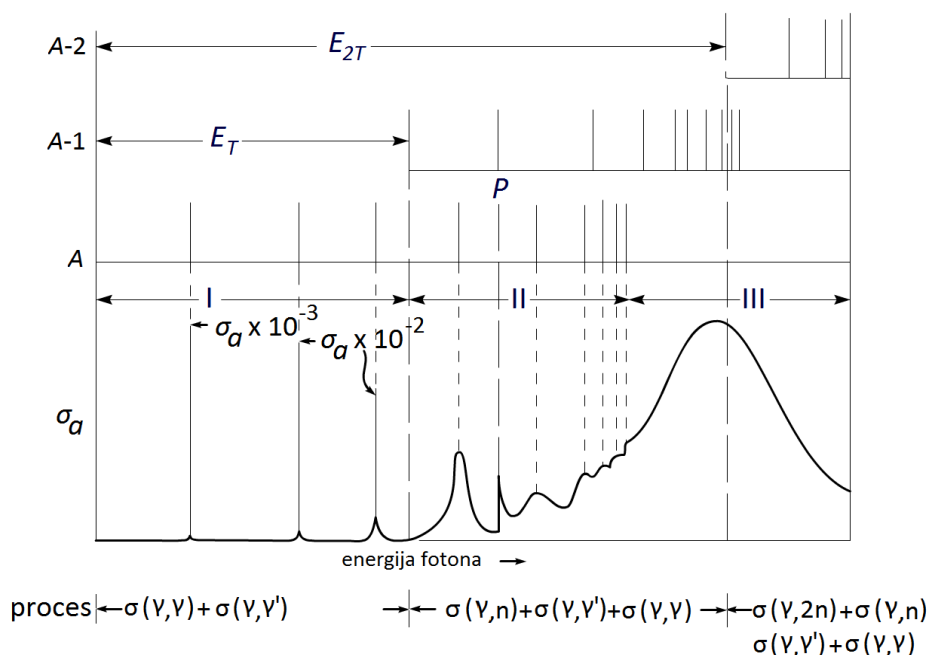
$$\sigma(\gamma, b) = \sigma_c(\gamma) \cdot G_b \quad (5.8)$$

gde je  $\sigma_c(\gamma)$  efikasni presek za apsorpciju fotona date energije, odnosno verovatnoća stvaranja pobuđenog jezgra  $G_b$  predstavlja verovatnoću da se složeno jezgro raspadne emisijom čestice  $b$  [25]. Ova veličina nema dimenziju. Dakle, prema Bohrovoj teoriji, fotonuklearne reakcije predstavljaju proces koji se odigrava u dva koraka:

- a) apsorpcija kvanta elektromagnetnog zračenja i stvaranje složenog jezgra
- b) dezintegracija složenog jezgra.

### 5.1.1 Apsorpcija fotona i gigantska rezonanca

Efikasni presek apsorpcije kvanta elektromagnetnog zračenja od strane jezgra zavisi od energije zračenja i od karakteristika jezgra na kojem se apsorpcija odvija. Sa ciljem boljeg razumevanja samog procesa, na slici 5.1 je predstavljen apsorpcioni efikasni presek u funkciji energije fotona. Sa grafika zavisnosti se mogu uočiti tri oblasti, obeležene sa I, II i III. U oblasti I, energije fotona su niske te je moguće ili Thompsonovo rasejanje ili pobuđivanje jezgra koje dalje dovodi do apsorpcije u diskretnim energetskim nivoima. Na srednjim energijama (oblast II), iznad vezivne



Slika 5.1: Apsorpcioni efikasni presek u funkciji energije fotona za idealizovano jezgro [24]

energije nukleona uočavaju se apsorpcioni pikovi. Ovi pikovi potiču od eksitacije nekog od viših nivoa jezgra. Efikasni presek u trećoj oblasti je oblika glatke krive a maksimum se javlja na energijama oko 20 MeV i zavisi od masenog broja  $A$ . Pojava ovako širokog pika u energetskoj zavisnosti efikasnog preseka za apsorpciju naziva se gigantska dipolna rezonanca. Jasno je da će samo u oblastima II i III doći do emisije čestice jer energija fotona u tim oblastima prevazilazi energiju nukleona. Kod srednjih i teških jezgara su širine energetskih nivoa veće od njihovih međusobnih rastojanja zbog čega dolazi do njihovog međusobnog preklapanja što objašnjava oblik glatke krive apsorpcionog efikasnog preseka (u ovom energetskom opsegu).

U tabeli 5.1 date su vrednosti energije praga  $(E_\gamma)_{\min}$  nekih reakcija, kao i vrednost rezonantnih energija  $E_{\text{rez}}$  i poluširine  $\Gamma$ .

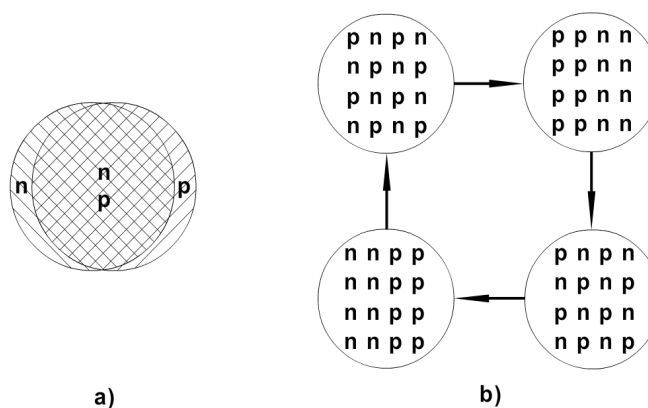
Tabela 5.1: Vrednosti energija praga reakcije, rezonantne energije i poluširine za neke fotonuklearne reakcije [42]

Reakcija	$(E_\gamma)_{\min}$ [MeV]	$(E_\gamma)_{\text{rez}}$ [MeV]	$\Gamma$ [MeV]
$^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$	18.7	22.4	2.8
$^{27}\text{Al}(\gamma, n)^{26}\text{Al}$	14.0	19.2	4.7
$^{27}\text{Al}_{13}(\gamma, p)^{26}\text{Al}_{12}$	7.4	21.2	5.4
$^{31}\text{P}(\gamma, n)^{30}\text{P}$	12.4	19.5	6.5
$^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$	10.9	17.5	6.0
$^{109}\text{Ag}(\gamma, n)^{108}\text{Ag}$	9.3	16.0	4.8
$^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$	8.0	13.5	5.5

Objašnjenje gigantske dipolne rezonance dali su Migdal, Goldhaber i Teller posmatrajući nuklearne oscilacije indukovane elektromagnetnim poljem gama kvanta. Gama kvant energije  $E_\gamma$  ima talasnu dužinu jednaku

$$\lambda [\text{cm}] = \frac{hc}{E_\gamma [\text{MeV}]} = \frac{1.2 \times 10^{-10}}{E_\gamma} \quad (5.9)$$

Za energije gama kvanta u intervalu 10-20 MeV, talasna dužina će biti dosta veća od radijusa jezgra  $R_j$ , odnosno  $\lambda \geq R_j$ . Ovo implicira da se protoni u jezgru nalaze u istoj fazi elektromagnetnog polja gama fotona i električni vektor  $\vec{E}$  ih mora premestiti u istom smeru. Mehanizam se može protumačiti na dva načina. Prema prvom mehanizmu, svi se protoni u jezgru kolektivno premeštaju u odnosu na neutrone što dovodi do polarizacije jezgra (slika 5.2 a).



Slika 5.2: Ilustrativni prikaz dvaju mehanizama pomoću kojih se objašnjava gigantska dipolna rezonanca

Pod uticajem elastične sile, jezgro prolazi kroz faze čime se dobijaju dipolne oscilacije unutar jezgra. Frekvencija ovih oscilacija se može proceniti iz relacije

$$\omega = \left( \frac{k}{m_j} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.10)$$

gde je  $k$  modul elastičnosti a  $m_j$  masa jezgra. Elastična sila se može shvatiti kao interakcija

nukleona koji nisu na svom "mestu" (pokreću se) i ostatka jezgra. Kako je broj takvih nukleona proporcionalan površini jezgra, odnosno  $k \propto r_j^2$ , frekvencija (prema Goldhaberu i Telleru) iznosi:

$$(E_\gamma)_{\text{rez}} [\text{MeV}] = 35 A^{-\frac{1}{6}} \quad (5.11)$$

Gigantska se dipolna rezonanca, prema drugom tumačenju, može shvatiti kao naizmenično uzajamno premeštanje protona i neutrona na suprotne strane jezgra, pri čemu se očuvava gustina jezgra (slika 5.2 b). U ovom slučaju sila koja jezgro "vraća" u prvobitan položaj je proporcionalna rastojanju koje nukleon mora preći sa jednog na drugi kraj jezgra, odnosno  $k \propto r_j \propto A^{\frac{1}{3}}$ . Frekvencija će u ovom slučaju iznositi:

$$\nu = \left( \frac{k}{m_j} \right)^{\frac{1}{2}} \propto \frac{1}{r_j} \propto A^{-\frac{1}{3}} \quad (5.12)$$

Migdal je za rezonantnu energiju u ovom slučaju dobio relaciju oblika:

$$(E_\gamma)_{\text{rez}} [\text{MeV}] = 60 A^{-\frac{1}{3}} \quad (5.13)$$

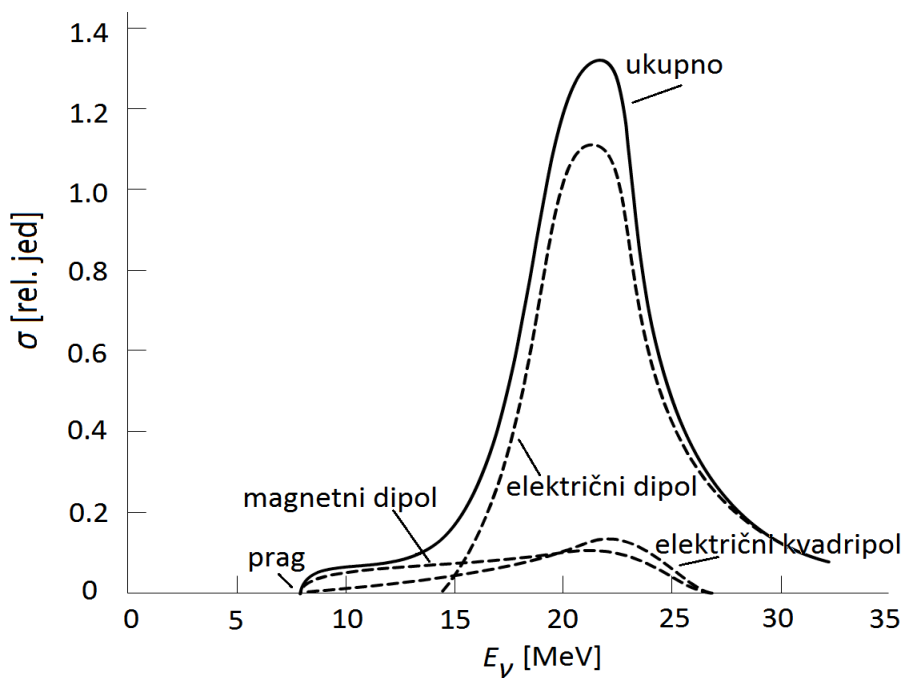
Poređenje dobijenih rezultata sa eksperimentalnim pokazuje da se zavisnost energije eksitacije od masenog broja može tačno opisati linearnom superpozicijom ova dva mehanizma:

$$E_{\text{eks}} [\text{MeV}] = 31.2 A^{-\frac{1}{3}} + 20.6 A^{-\frac{1}{6}} \quad (5.14)$$

Prema ovoj aproksimaciji, pozicija gigantske dipolne rezonance (na skali energije eksitacije) se kreće od 25.5 MeV do 13.5 MeV za masene brojeve između 16 i 250. U slučaju teških jezgara često se koristi jednostavniji oblik:

$$E_{\text{eks}} [\text{MeV}] = 78 A^{-\frac{1}{3}} \quad (5.15)$$

Za gornje izraze, posmatrana je samo dominantna električna dipolna interakcija E1. Za većinu jezgara je ispravno pretpostaviti električnu dipolnu interakciju jer je njen doprinos najveći. Na slici 5.3 je prikazana energetska zavisnost apsorpcionog preseka i doprinos pojedinačnih električnih i magnetnih dipolnih radijacija u ukupnom preseku. Sa grafika zavisnosti je jasno da je E1 dominantna interakcija, čime je opravdano teorijsko stanovište.



Slika 5.3: Uticaj električne dipolne (E1), električne kvadripolne (E2) i magnetne dipolne (M1) multipolnosti na apsorpcioni presek [24]

Razvojem tehnologije i naučnih metoda, omogućeno je posmatranje fine strukture gigantske dipolne rezonance lakih jezgara. U slučaju energetske zavisnosti apsorpcionog efikasnog preseka kod  $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}$  reakcije, umesto širokog pika na 22 MeV, primećena su tri uska pika na energijama od 17 MeV, 22 MeV i 25 MeV. Kasnije, povećanjem rezolucije, utvrđeno je postojanje čak 18 pikova. Do danas ne postoji adekvatno objašnjenje postojanja fine strukture gigantske rezonance [24] [29].

### 5.1.2 Dezintegracija složenog jezgra

Mehanizam dezintegracije složenog jezgra se može objasniti ako se u obzir uzme Bohrov model kapi koji pretpostavlja jaku interakciju čestica nuklearne materije i mogućnost brze razmene energije. Dakle, nakon interakcije upadne čestice, u ovom slučaju fotona, dolazi do predaje energije tako da svaki od nukleona dobije deo energije. Takvi nukleoni i dalje nemaju mogućnost da napuste jezgro jer se energija rasporedila jednako na sve nukleone. Kako model pretpostavlja jaku interakciju između nukleona, postoji mogućnost da jedan nukleon, usled interakcija sa ostalim, dobije dovoljno energije za napuštanje jezgra. U hidrodinamičkom smislu, ovo bi bilo analogno isparavanju.

Prema Bohru, način dezintegracije složenog jezgra nikako ne zavisi od načina na koji je nastalo nego isključivo od njegove energije. Najveća je verovatnoća da će emitovana čestica biti neutron, odnosno da će doći do  $(\gamma, n)$  reakcije. Emisija protona je manje verovatna zbog Coulombove barijere. Moguć je i raspad složenog jezgra uz emisiju  $\alpha$ -čestice dok su za više energije eksitacije (oko 20 MeV-a) moguće  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 2p)$ ,  $(\gamma, np)$ ,  $(\gamma, 3n)$  reakcije. Kod težih jezgara moguće izazvati fisiju. Emitovanje radijacije je takođe moguće ali je efikasni presek ove reakcije vrlo mali.

Ugaona distribucija produkata  $(\gamma, n)$  i  $(\gamma, p)$  za teška jezgra ( $A > 100$ ) je, na osnovu istraživanja, izotropna za neutrone i spore protone. Anizotropija se javlja u slučaju brzih protona i to u smeru  $\theta = 90^\circ$ . Odnos doprinosa  $Y(\gamma, n)$  i  $(\gamma, p)$  reakcija je eksperimentalno izračunat i iznosi [29]:

$$\frac{Y(\gamma, p)}{Y(\gamma, n)} \approx 10^{-2} \quad (5.16)$$

Ovi rezultati (pojava anizotropije i doprinosa) protivureče Bohrovoj teoriji složenog jezgra. Teorijsko predviđanje ovog odnosa je: [29]

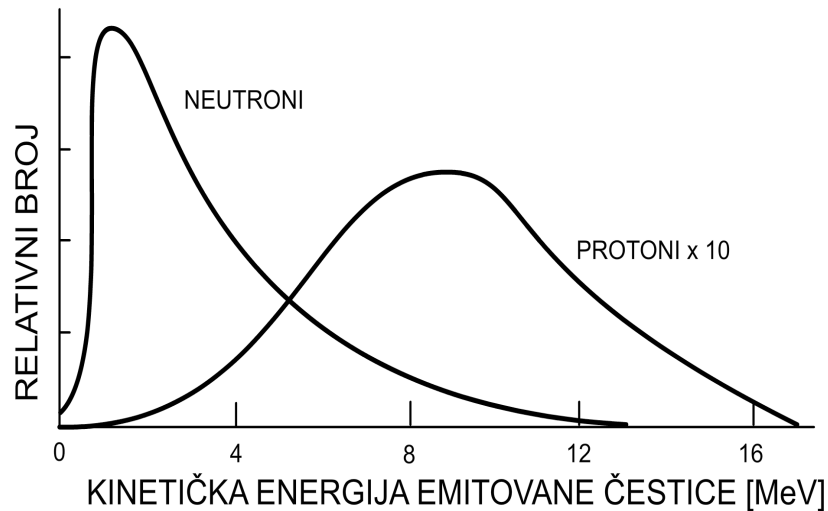
$$\frac{Y(\gamma, p)}{Y(\gamma, n)} \approx 10^{-3} - 10^{-4} \quad (5.17)$$

Da bi se objasnilo neslaganje eksperimentalnih rezultata i teorijskih predviđanja, uveden je mehanizam nazvan direktna emisija protona. Prema ovoj teoriji, foton biva apsorbovan od strane protona na površini jezgra. Proton potom predaje energiju ostatku nukleona. Stoga će maksimalna energija protona u ovom slučaju iznositi:

$$(E_p)_{\max} = E_\gamma - (E_v)_p \quad (5.18)$$

gde  $(E_v)_p$  predstavlja energiju veze protona. Bohrova teorija svakako važi u slučaju nižih energija i lakših jezgara.

Na slici 5.4 prikazana je raspodela protona i neutrona iz složenog jezgra. Sa spektra se vidi da neutroni imaju Maxellovu raspodelu (što je u saglasnosti sa Bohrovom teorijom). Maksimum distribucije se nalazi na  $\sim 1$  MeV i on zavisi od nuklearne temperature. Bitno je primetiti da je energetski spektar neutrona kvalitativno sličan spektru fisionih neutrona srednje energije oko 1 MeV-a. Maksimum energije emitovanih protona je pomeren ka višim energijama zbog Coulombove barijere [24] [25].



Slika 5.4: Energetski spektar nukleona emitovanih iz složenog jezgra [24]

## 5.2 Produkcija fotoneutrona u linearnim akceleratorima

Terapijskim linearnim akceleratorima se proizvode fotoni čije su energije do 20 MeV. Esencijalni delovi tih uređaja (meta, kolimatori, zaštita od zračenja) izrađeni su od materijala visokog rednog broja (Au, W, Ta, Pb) kojima je prag za fotonuklearnu reakciju oko 7 MeV a fotonuklearni efikasni presek je najviši za energije oko 15 MeV [37]. Jasno je da je produkcija fotoneutrona u ovom slučaju neizbežna. Kako neutroni predstavljaju rizik po pacijenta, razumljivo je da su fotonuklearne reakcije proučavane sa posebnom pažnjom.

Pored neutrona iz  $(\gamma, n)$  reakcije, postoje teorijski i eksperimentalni podaci za direktnu produkciju neutrona od strane elektrona. Odnos efikasnog preseka direktne reakcije elektron-neutron i fotonuklearnog preseka iznosi  $1/137$  [37]. Dakle, doprinos ovog efekta je mali ali ipak postoji.

Teorijskim i eksperimentalnim putem su dobijene vrednosti efikasnog preseka (praga) ovih nuklearnih reakcija. Neke vrednosti energije praga za fotonuklearnu reakciju tipičnih materijala od kojih su napravljeni delovi akceleratora date su u tabeli 5.2.

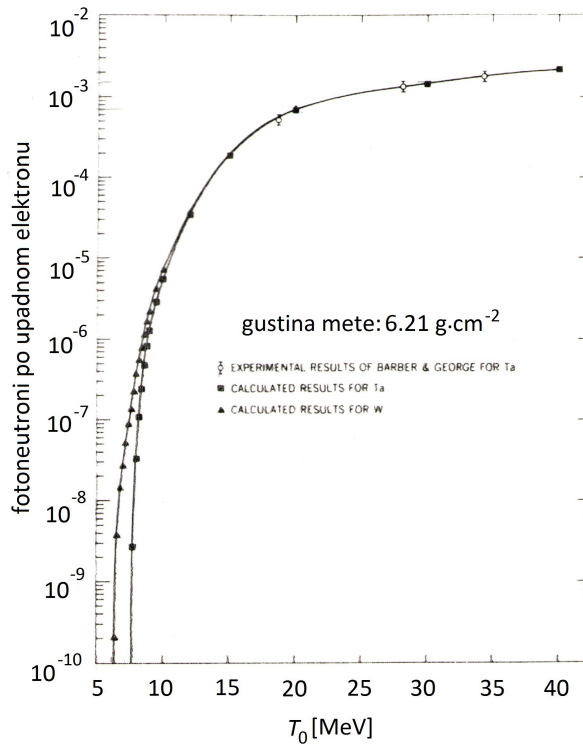
Tabela 5.2: Energije praga za fotoneutronska reakciju nekih elemenata [37]

Element	A	Učešće izotopa u prirodnom uzorku elementa [%]	Energija praga za $(\gamma, n)$ reakciju [MeV]
Al	27	100	13.1
Fe	54	5.8	13.4
W	183	14.3	6.2
Au	197	100	8.1
Pb	207	22.1	6.7

Iz gornje tabele se vidi da su energije praga za fotonuklearne reakcije vrlo niske u odnosu na energije fotona iz linearnih akceleratora.

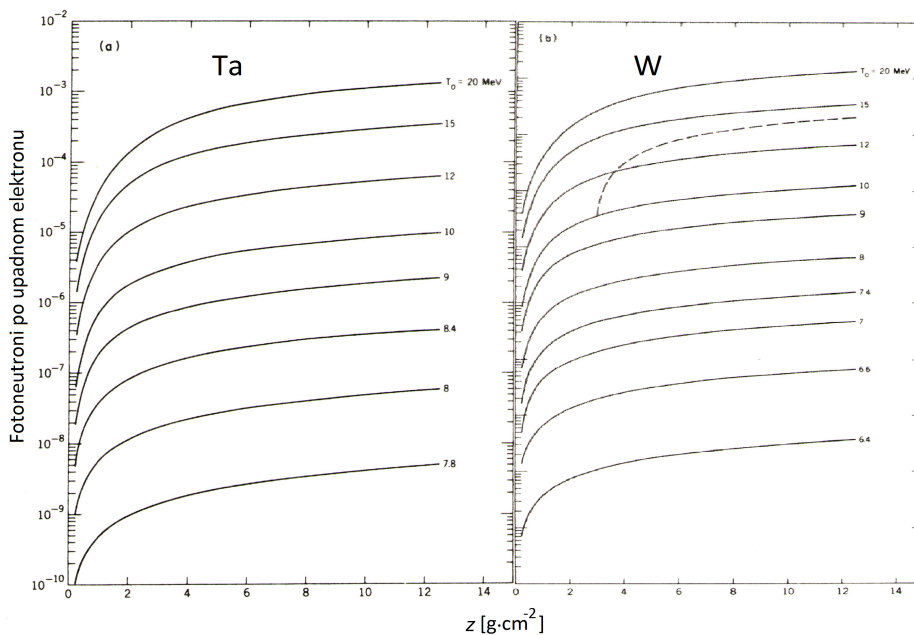


Na slici 5.5 su prikazani doprinosi fotoneutronske aktivacije za tantal i volfram kao funkcije energije upadnog elektrona. Sa slike je očigledno da za vrednosti energija malo iznad praga, produkcija fotoneutronske aktivacije jako zavisi od energije upadnog elektrona dok se na energijama od 30 MeV može smatrati konstantnom.



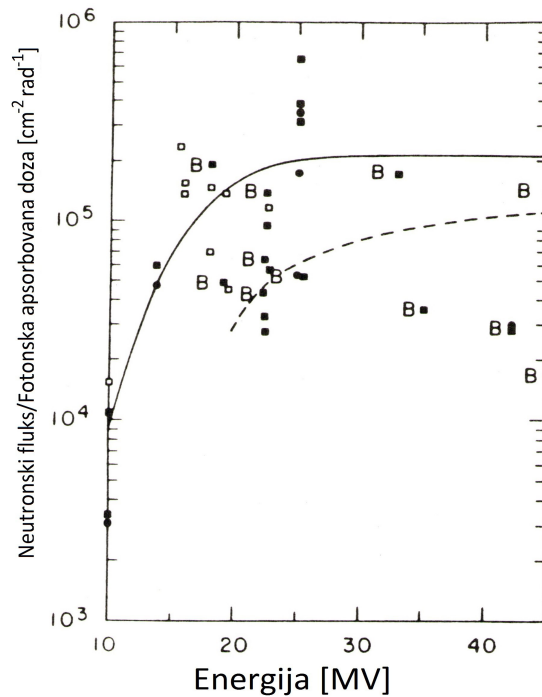
Slika 5.5: Zastupljenost fotoneutronske aktivacije Ta i W u funkciji energije upadnog elektrona [37]

Kako se menja produkcija fotoneutronske aktivacije po upadnom elektronu u zavisnosti od debljine mete, prikazano je na slici 5.6. Pod a) je data zavisnost za tantal a pod b) zavisnost za volfram, gde je dodata i varijanta za kompozitnu metu od 3 g $\cdot$ cm $^{-2}$  volframa sa berilijumom.



Slika 5.6: Zastupljenost fotoneutronske aktivacije po upadnom elektronu u funkciji debljine mete za Ta i W [37]

Slika 5.7 prikazuje fluks neutrona terapijske doze u funkciji energije terapijskog snopa (odnosno napona ubrzanja). Punom linijom je označen slučaj u kojem su svi delovi odgovorni za produkciju neutrona načinjeni od volframa ili od kombinacije volframa i olova. On predstavlja najveći mogući fluks ukoliko elektronski snop udara u neki od ovih materijala. Isprekidana linija označava slučaj kada su delovi odgovorni za produkciju fotoneutrona načinjeni od bakra. Sa slike se vidi da je vrednost u slučaju bakra manja za faktor 2-4 od vrednosti za slučaj volframa. Vrednosti su primenljive na više tipova akceleratora. Očigledno je da fluks neutrona brzo raste od 10 do 15 MV, u rangu od 15 do 20 MV nagib je dosta blaži a posle 20 MV trend postaje konstantan, odnosno nezavisan od energije ubrzanja. Dakle, produkcija fotoneutrona je najbrža baš u intervalu energija od 10 do 20 MeV.



Slika 5.7: Fluks neutrona terapijske doze u funkciji ubrzavajućeg potencijala (odnosno energije izlaznog fotona). Prazni kvadrati predstavljaju vrednosti merene unutar snopa, tamni unutar snopa, pune tačkice su teorijske vrednosti a B su rezultati za betatron [31]

U tabeli 5.3 su navedeni tipični radionuklidi, proizvedeni fotonuklearnim reakcijama u linearnim akceleratorima. Može se primetiti da neki radionuklidi imaju dugo vreme poluraspada.

Tabela 5.3: Radionuklidi proizvedeni u medicinskim akceleratorima fotonuklearnom reakcijom [42]

Element	Reakcija	Radionuklid	Period poluraspada [min]	Energija [MeV]
$^{12}\text{C}$	$(\gamma, n)$	$^{11}\text{C}$	20	18.6
$^{14}\text{N}$	$(\gamma, n)$	$^{13}\text{N}$	10	10.5
$^{16}\text{O}$	$(\gamma, n)$	$^{15}\text{O}$	2	15.6
$^{63}\text{Cu}$	$(\gamma, n)$	$^{62}\text{Cu}$	10	10.9
$^{65}\text{Cu}$	$(\gamma, n)$	$^{64}\text{Cu}$	780	9.8
$^{54}\text{Fe}$	$(\gamma, n)$	$^{53}\text{Fe}$	8.5	13.6
$^{204}\text{Pb}$	$(\gamma, n)$	$^{203}\text{Pb}$	3120	8.2

Izvori neutrona kojima je pacijent tokom terapije izložen se mogu podeliti na sledeći način:

- 1) neutroni proizvedeni u akceleratoru
- 2) neutroni proizvedeni u pacijentu.

Svaka kategorija će biti detaljnije objašnjena u sledeća dva odeljka.

## 5.2.1 Neutroni proizvedeni u akceleratoru

Neutroni proizvedeni u akceleratoru se dele u tri podgrupe:

- 1) nefiltrirani neutroni (direktno iz izvora)
- 2) filtrirani neutroni (filtrirani kroz zaštitu od zračenja u glavi LINAC-a)
- 3) neutroni rasejani u terapijskoj sobi.

Ovi neutroni se odlikuju vrlo brzom atenuacijom u tkivu (u poređenju sa fotonima terapijskog snopa). Stoga, duboka tkiva su zaštićena atenuacijom u prvih par centimetara.

Spektar prvog tipa neutrona – *neutronska koja je poreklo direktno sa mete*, ima oblik kao i spektar fisionih neutrona srednje energije oko 1 MeV. Oblik spektra koji stiže do pacijentove kože je ili uopšte nemodifikovan ili vrlo malo spektralno modifikovan i relativno nezavisan od energije upadnih elektrona (elektrona koji udaraju u metu). Debljina poluapsorpcije<sup>27</sup> im u mekom tkivu iznosi 5.8 cm a atenuacioni koeficijent doze iznosi 0.12 cm<sup>-1</sup>. Neutronska doza fotonskog snopa na ulazu je tipično oko 0.0004 neutron cGy po cGy tretmana (na 1 cGy tretmana, 0.0004 cGy potiče od neutrona) a dubinska tkiva dobijaju mnogo manju dozu jer su zaštićena gornjim slojevima tkiva. Na primer, ako terapijska doza iznosi 1000 cGy, vrednost ulazne doze neutrona će biti 0.4 cGy, dok će tkivo na dubini od 10 cm primiti 0.12 cGy. Iz ovih podataka je lako odrediti distribuciju doze ovog tipa neutrona – oni stvaraju integralnu dozu koja je proporcionalna terapijskoj površini i (otprilike) jedna polovina se deponuje u prvih 5.8 cm tkiva. Integralna doza se može odrediti tako što se ulazna doza pomnoži sa površinom tela na/oko izvora zračenja i podeli sa atenuacionim koeficijentom doze.

Površina tela okrenuta ka terapijskoj glavi dobija i dozu fotoneutronska koji se uspeju probiti kroz volframsku i/ili olovnu zaštitu. Zbog čestih sudara sa ovim materijalima visokog rednog broja spektar im je prilično izmenjen – srednja energija neutrona, koji je prošao kroz 10 cm volframske zaštite, smanjena je za faktor od 0.4 a rezultujuća vrednost debljine poluapsorpcije iznosi 3.5 cm. Upadna doza je oko 0.00025 cGy po cGy tretmana a okolna tkiva dobijaju dozu jednog reda veličine manju. Na primer, u slučaju da je terapijska doza 1000 cGy, upadna doza će iznositi 0.25 cGy a doza na dubini od 10 cm će biti 0.03 cGy. Jednostavnim računom se dobija da integralna doza (podeljena sa terapijskom dozom) iznosi  $3.75 \frac{\text{neutron cGy}}{\text{terapijski cGy}}$  za površinu tela od 3000 cm<sup>2</sup>. Ova integralna doza se odnosi na filtrirane neutrone van polja ozračivanja i stoga je relativno nezavisna od veličine polja. Takođe bi trebala bi u maloj meri zavisiti od energije ubrzavanja za energije veće od 20-40 MV a jako zavisiti u rangu ispod 15-20 MV (slika 5.7).

Pored ova dva tipa fotoneutronska, pacijent biva izložen i velikim brojem *neutronska rasejanih o zidove terapijske sobe*. Ovi neutroni ozračuju pacijenta uniformno sa svih strana a energija im je prilično redukovana i zanemarljive dubinske doze. Za 25 MeV-ske fotone, neutroni rasejani u terapijskoj sobi povećavaju integralnu dozu za 20 %. Doza im pokazuje karakter isti kao i kod neutrona opisanih u prethodnom pasusu [31].

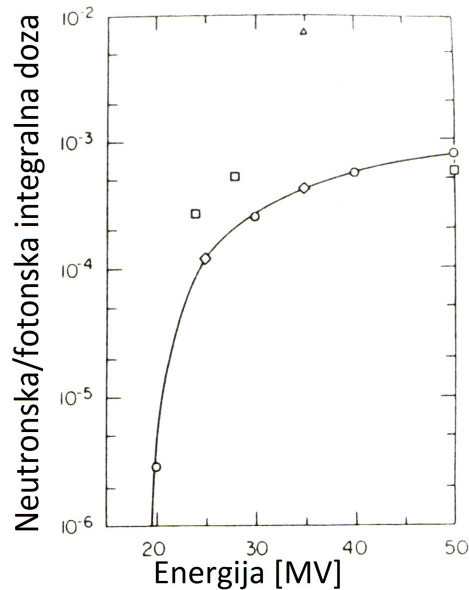
## 5.2.2 Neutroni proizvedeni u pacijentu

Teorijski gledano, distribucija ovog tipa neutrona "ulazi" u distribuciju fotona unutar ozračene zapremine (preklapaju se). U praksi se pokazalo da je raspodela neutrona šira od raspodele koju pokrivaju fotoni. Iz toga razloga se javlja polusenka od oko 10 cm. Ova polusenka je kod jako velikih polja ozračivanja sadržana unutar ozračene zapremine, ali je kod malih polja (~100 cm<sup>2</sup>) deponovana van polja. Bitno je naglasiti da se i polusenka smanjuje proporcionalno sa veličinom polja.

Horsley et al. su procenili da je za 24 MeV-ski tretman oko 0.3 % terapijske doze deponovano baš preko fotonuklearnih reakcija u tkivu. Od toga, procenjuje se da 0.03 % otpada na neutronska integralnu dozu. Detaljna studija od strane Laughlina, Frosta, Horsleya i Inga je data na slici 5.8. Sa grafika se može videti zavisnost odnosa neutronske integralne doze i fotonske integralne doze od energije ubrzavanja. Kružićima su obeleženi rezultati Laughlina, trouglovima rezultati

<sup>27</sup> Half-value layer (HVL) (eng.) - debljina poluapsorpcije

Frosta, kvadratima podaci Horsleya a rombovima Ingova merenja<sup>28</sup>. Krajnje vrednosti integralne doze neutrona proizvedenih u pacijentu iznose  $0.2 \frac{\text{g cGy}}{\text{terapijski cGy}}$  za polje  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  i  $1.9 \frac{\text{g cGy}}{\text{terapijski cGy}}$  za polje od  $30 \times 30 \text{ cm}^2$  [31].



Slika 5.8: Procena integralne doze neutrona proizvedenih u pacijentu [31]

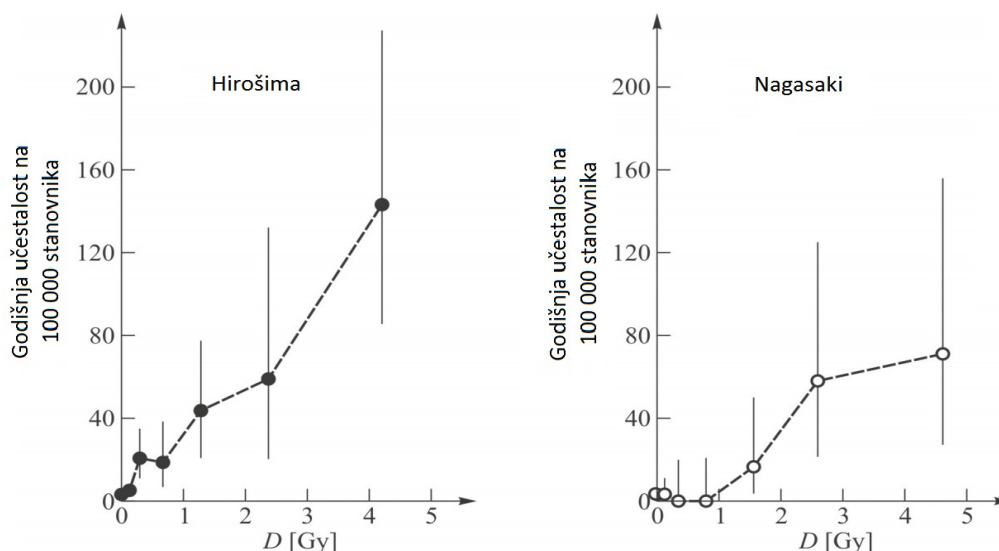
### 5.3 Neutroni iz visokoenergetskih terapijskih linearnih akceleratora: procena rizika i propisi

Slobodni neutroni oko akceleratora predstavljaju rizik po pacijenta. Najveći potencijalni rizik je svakako rizik od karcinogeneze. Da bi se mogla sastaviti dobra teorija i na osnovu nje mogla postaviti regulativa, potrebno je imati dobru statistiku. Procenu rizika pojave karcinogenih oboljenja u slučaju izlaganja niskim dozama zračenja je vrlo teško tačno odrediti. No, u praksi se uzima da ne postoji neki donji prag doze koji može izazvati tumor – i najmanje doze jonizujućeg zračenja mogu imati neku malu verovatnoću izazivanja nastanka raka. Sa druge strane, dosta je lakše porediti pojavu karcinoma u slučaju kada je veliki deo populacije ozračen visokim dozama. Jedina dobra epidemiološka statistika koja je dostupna jeste statistika preživelih eksplozije atomskih bombi u Hirošimi i Nagasakiju<sup>29</sup>. Beležen je broj raznih kancerogenih oboljenja: leukemije, raka pluća, dojke i štitne žlezde kod preživelih. Nedvosmislena korelacija između doze neutrona i broja obolelih je evidentna, kao što se može videti na slici 5.9. Sa slike se vidi da je u Hirošimi zabeležen dosta veći broj ljudi kod kojih se javila leukemija. Ovo se može objasniti činjenicom da je atomska bomba bačena na Nagasaki proizvela znatno manje neutrona. Iz rečenog, jasno je da neutroni predstavljaju ozbiljnu opasnost po čoveka.

Pored očiglednog rizika od karcinogeneze, postoje i drugi somatski efekti in utero koji mogu biti uzrokovani izlaganjem neutronima. Pod tim somatskim efektima se podrazumevaju poremećaji u razvoju fetusa, smanjenje plodnosti i mogućnosti reprodukcije, te pojave katarakte. Uticaj zračenja na plodnost je privremena samo za niske doze (trajni sterilitet nastupa ako su doze isporučene reproduktivnim organima veće od 300-400 cGy).

<sup>28</sup> Velika razlika merenja Horsley i Frosta, na primer, može se objasniti preciznijim vrednostima efikasnih preseka sa kojima je radio Horsley.

<sup>29</sup> Moguće je koristiti se podacima iz rudnika (rudari koji su izloženi zračenju), no ti podaci u ovom slučaju nisu značajni jer je samo u Hirošima i Nagasaki slučaju veliki deo populacije bio izložen neutronima. Pored navedene, postoji i statistika iz Černobila, slučaj radijumskih devojaka i slično.



Slika 5.9: Učestalost pojavljivanja leukemije u ozračenju populaciji Hirošime i Nagasakija u funkciji primljene doze [25]

Internacionalna komisija za zaštitu od zračenja<sup>30</sup> je usvojila vrednosti faktora kvaliteta za različite vrste zračenja i oni su dati u tabeli 5.4. Kako faktor kvaliteta zavisi od specifične jonizacije i linearnog energetskog transfera (LET), jasno je da neutronsko zračenje čiji je faktor kvaliteta 20, pravi veći broj jonskih parova, odnosno proizvodi 20 puta veće biološke efekte [25].

Tabela 5.4: Usvojene brojne vrednosti faktora kvaliteta za različite vrste zračenja [25]

Vrsta zračenja	Faktor kvaliteta Q
Rendgensko, gama, beta	1
Termalni neutroni	5
Neutroni i protoni	20
Alfa čestice	20
Teška jezgra	20

Podaci iz prethodna dva odeljka (5.2.1 i 5.2.2) mogu se sumirati u obliku tabele (tabela 5.5).

Tabela 5.5: Procene doze za 25 MV fotonski tretman doze 1000 cGy

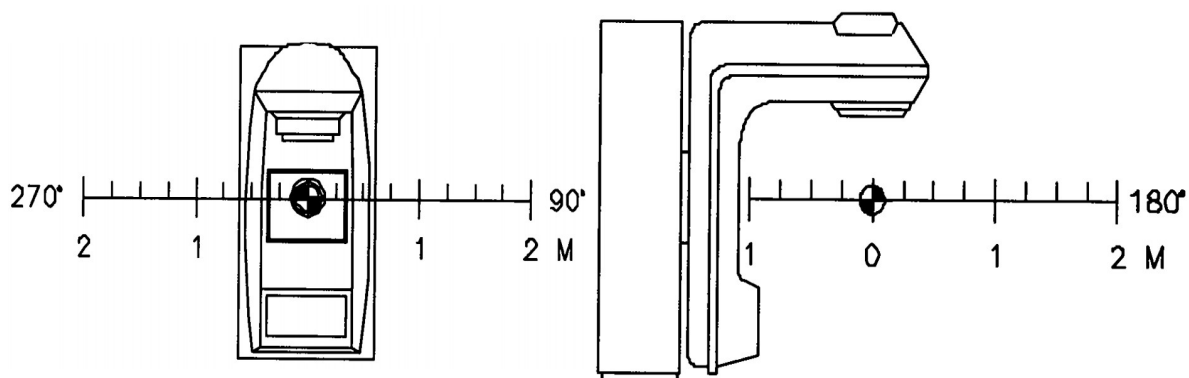
Veličina polja [cm <sup>2</sup> ]	(Integralna doza u kg cGy za terapijsku dozu od 1000 cGy)		
	Unutar terapijske zapremine		Van terapijske zapremine
	Neutroni iz akceleratora	Neutroni proizvedeni u pacijentu	Curenje neutrona
10×10	0.5	0.2	3.6
30×30	4.1	1.9	2.6

Pored ovih podataka, Varian Oncology Systems [43] daje rezultate merenja neutronskog zračenja u i van terapijskog snopa za različite položaje i za različite vrednosti ubrzavajućeg potencijala. Sve vrednosti su date kao procenat Gy neutrona po Gy fotona izručenih na dubini maksimalne doze  $D_{\text{max}}$ . Tabela 5.6 daje rezultate merenja u ravni pacijenta van terapijskog snopa (ravan pacijenta je prikazana na slici 5.10).

<sup>30</sup> International Commission on Radiological Protection (ICRP)

Tabela 5.6: Varian Oncology Systems neutronska merenja u ravni pacijenta za različite vrednosti energije fotona [43]

Energija [MeV]	Ugao [°]	Udaljenost od izocentra [m]		Energija [MeV]	Ugao [°]	Udaljenost od izocentra [m]	
		0.4	1.0			0.4	1.0
		[% Gy po Gy na $D_{\max}$ ]				[% Gy po Gy na $D_{\max}$ ]	
10	0	0.00045	0.00030	15	0	0.00065	0.00048
	90	0.00033	0.00022		90	0.00061	0.00041
	180	0.00039	0.00023		180	0.00061	0.00042
	270	0.00034	0.00022		270	0.00062	0.00046
Energija [MeV]	Ugao [°]	Udaljenost od izocentra [m]		Energija [MeV]	Ugao [°]	Udaljenost od izocentra [m]	
		0.4	1.0			0.4	1.0
		[% Gy po Gy na $D_{\max}$ ]				[% Gy po Gy na $D_{\max}$ ]	
18	0	0.016	0.011	20	0	0.017	0.014
	90	0.014	0.0096		90	0.013	0.0098
	180	0.015	0.0094		180	0.016	0.010
	270	0.015	0.0097		270	0.014	0.0098



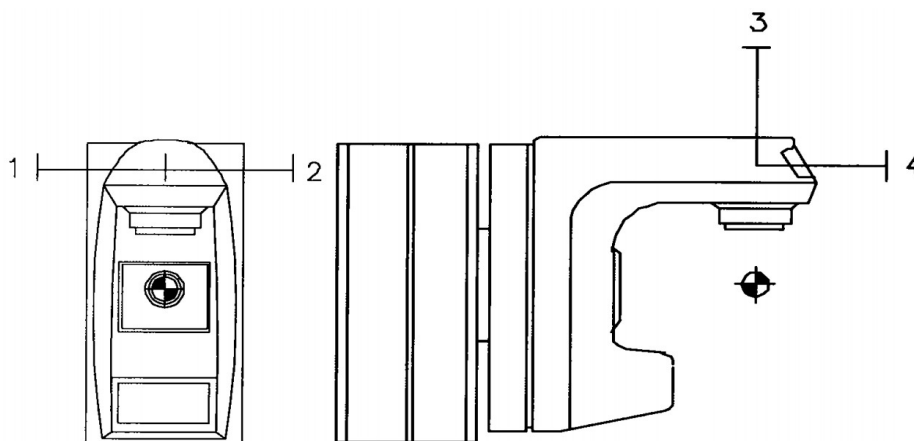
Slika 5.10: Lokacije merenja u ravni pacijenta [43]

U tabeli 5.7 su date vrednosti u slučaju kada je merenje vršeno u izocentru, odnosno unutar terapijskog snopa.

Tabela 5.7: Varian Oncology Systems neutronska merenja unutar terapijskog snopa u izocentru [43]

Energija fotona [MeV]	Srednja energija neutrona [MeV]	Apsorbovana doza [%]
10	1.0	0.0013
15	1.1	0.020
18	1.1	0.039
20	1.2	0.043

Merenja u pozicijama 1 m od mete (slika 5.11), date su u tabeli 5.8.



Slika 5.11: Lokacije merenja na 1 m od mete [43]

Tabela 5.8: Varian Oncology Systems neutronska merenja na 1 m od mete [43]

Energija [MeV]	Pozicija			
	1	2	3	4
	[% Gy po Gy na $D_{max}$ ]			
10	0.00053	0.0049	0.00032	0.00030
15	0.0090	0.0084	0.0055	0.0047
18	0.020	0.018	0.013	0.010
20	0.023	0.023	0.016	0.014

Varian je radio dosta merenja za curenje x-zračenja na više lokacija (na udaljenosti od 1 m od talasovoda, na primer), ali to za neutrone nije učinjeno.

Standardi vezani za neutrone iz visokoenergetskih akceleratora, preporučeni od strane internacionalnih i američkih organizacija, vrlo su nejasno i neusaglašeno određeni. Gotovo je nemoguće pronaći vrednosti preporučenih neutronske doze. Podaci nekolicine organizacija prikazani su tabelarno (tabela 5.9).

Tabela 5.9: Standardi za curenje neutrona unutar i van terapijskog snopa. Srednje i maksimalne dozvoljene doze su propisane samo od strane nekolicine organizacija [31]

Organizacija	Ravan pacijenta		1 m od putanje elektrona	
	% $\bar{D}$ [rad]	% $D_{max}$ [rad]	% $\bar{D}$ [rad]	% $D_{max}$ [rad]
NCRP <sup>31</sup>	-	0.1	-	0.1
ICRP <sup>32</sup>	-	0.1	-	0.1
CSG <sup>33</sup>	-	0.1	-	0.5
IEC <sup>34</sup>	0.02	0.05	-	0.05
SSRCR <sup>35</sup>	-	0.1	-	0.05

Iz gornje tabele se vidi da u većini slučajeva neutroni uopšte nisu ni razmatrani. Povrh svega, ako su i dati propisi neutronske doze, često su dati zajedno sa x-zračenjem. Poređenjem vrednosti datih u tabeli 5.9 sa vrednostima iz tabela 5.5, 5.6, 5.7 i 5.8, jasno je da postoji dosta neslaganja i da mnoge vrednosti izlaze van preporučenih. Jedina regulativa koja postoji jeste regulativa o dozama koje osoblje zaposleno oko akceleratora može primiti i ona iznosi maksimalno 100  $\mu$ Sv nedeljno (ova doza je ukupna doza koja potiče od elektromagnetnog zračenja).

<sup>31</sup> NCRP – National Council on Radiation Protection & Measurements

<sup>32</sup> ICRP – International Commission on Radiological Protection

<sup>33</sup> CSG – Council of State Governments

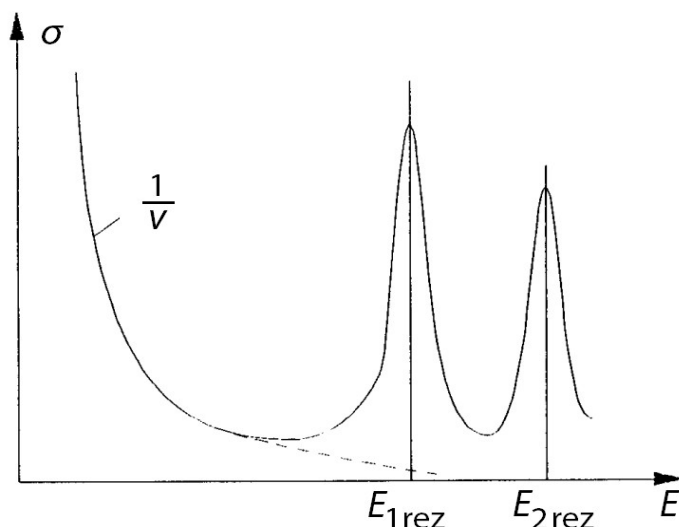
<sup>34</sup> IEC – International Electrotechnical Commission

<sup>35</sup> SSRCR – Suggested State Regulations for Control of Radiation

## 6 Zahvat neutrona

Neutroni su elektroneutralne čestice i iz tog razloga se njihova interakcija sa atomima elemenata može svesti na njihovu interakciju sa jezgrom tih elemenata. Postoje dve vrste interakcija neutrona sa atomima jezgara – bez i sa prodorom neutrona u jezgro. U prvom slučaju, takozvanim potencijalnim rasejanjem, neutron samo razmeni energiju sa jezgrom i menja smer kretanja. Ovaj se oblik interakcije može smatrati elastičnim sudarom. Ukoliko neutron uspe ući u polje delovanja nuklearnih sila (odnosno u jezgro  $^A X$ ) nastaje složeno jezgro – pobuđeno energijom pobude koja je jednaka vezivnoj energiji neutrona i kinetičkoj energiji koju je neutron uneo u jezgro. Sistem složenog jezgra,  $^{A+1}X$ , kratko egzistira ( $10^{-13}$  s) i dalje se raspada raznim mehanizmima. Mehanizam koji je od interesa za ovaj rad jeste proces radijativnog zahvata (apsorpcije) neutrona, odnosno (n,  $\gamma$ ) proces [35].

Produkti fotonuklearnih reakcija lako pobuđuju atome elemenata akceleratorskog sistema (i pacijenta) u smislu da lako dolazi do zahvata neutrona. Pobuđena, složena jezgra se viška energije oslobađaju emisijom jednog ili više  $\gamma$  kvanata kojom prilikom prelaze u osnovno stanje. Efikasni presek ove reakcije ima konačnu vrednost, bez obzira na kinetičku energiju neutrona. U slučaju kada je energija pobude jednaka jednom od energetskih nivoa složenog jezgra, dolazi do pojave nuklearnih rezonanci (slika 6.1).



Slika 6.1: Efikasni presek zahvata neutrona u funkciji energije [35]

Sa slike se može primetiti da je verovatnoća odigravanja (n,  $\gamma$ ) procesa obrnuto proporcionalna brzini neutrona i stoga je vrednost efikasnog preseka najveća za termalne neutrone (neutroni čija je energija reda veličine energija molekula sredine kroz koju se kreću, tabela 6.1).

Tabela 6.1: Klasifikacija neutrona po energijama [41]

Neutroni	Energija
Ultra hladni	$< 2 \cdot 10^{-7}$ eV
Veoma hladni	$2 \cdot 10^{-7}$ eV - $5 \cdot 10^{-5}$ eV
Hladni	$5 \cdot 10^{-5}$ eV – 0.025 eV
Termalni	~ 0.025 eV
Epitermalni	0.025 eV – 1 eV
Rezonantni	1 – 100 eV
Srednje energije	1 – 500 keV
Brzi	0.5 – 10 MeV
Veoma brzi	10 – 200 MeV
Ultra brzi	> 200 MeV



Iz tabele i podataka iz prethodnog poglavlja, jasno je da su svi fotoneutroni ili termalni ili epitermalni. Fluks termalnih i epitermalnih neutrona je moguće odrediti detekcijom kvanata zračenja emitovanih raspadom jezgra produkta, nastalog kao posledica zahvata neutrona na elementima akceleratorskog sistema. Najbolji način razdvajanja epitermalnih od termalnih neutrona jeste upotrebom kadmijumskog apsorbera, čiji efikasni presek za apsorpciju termalnih neutrona iznosi oko 19500 barna.

Verovatnoća aktivacije detektora izazvane epitermalnim neutronima data je kao

$$R_{\text{ep}} = I \Phi_{\text{ep}} \quad (6.1)$$

gde je  $\Phi$  fluks epitermalnih neutrona a  $I$  rezonantni integral po jediničnom  $\ln E$  intervalu. Verovatnoća aktivacije detektora izazvane termalnim i epitermalnim neutronima će biti

$$R_{\text{tot}} = I \Phi_{\text{ep}} + \sigma_{\text{term}} \Phi_{\text{term}} \quad (6.2)$$

gde  $\sigma_{\text{term}}$  predstavlja efikasni presek za zahvat termalnih neutrona a  $\Phi_{\text{term}}$  je fluks termalnih neutrona. Iz gornje dve relacije se može izraziti fluks termalnih i epitermalnih neutrona kao

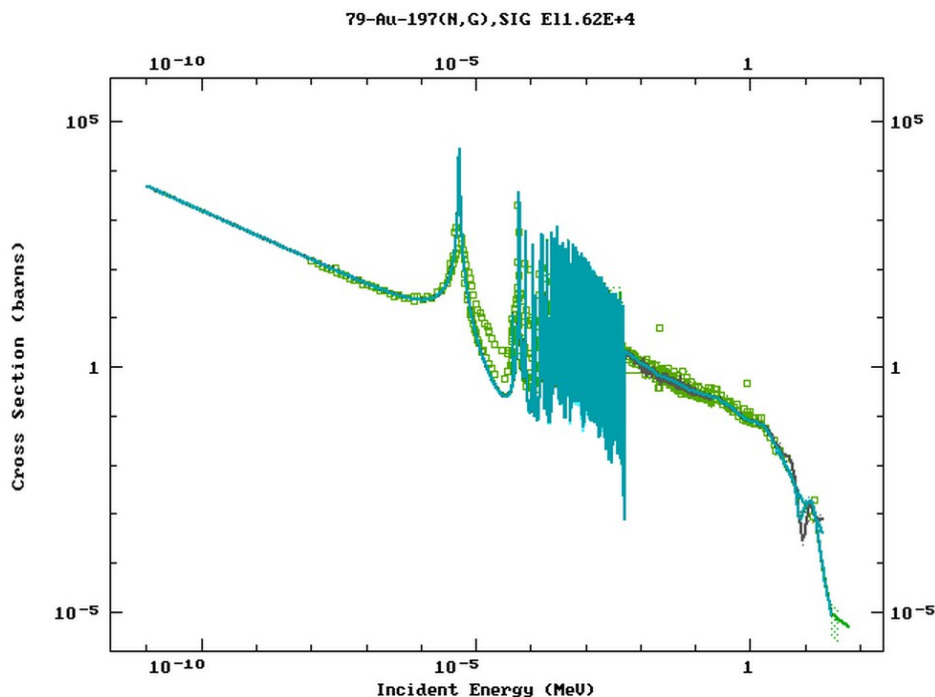
$$\Phi_{\text{term}} = \frac{R_{\text{tot}} - R_{\text{ep}}}{\sigma_{\text{term}}} \quad (6.3)$$

$$\Phi_{\text{ep}} = \frac{R_{\text{ep}}}{I} \ln E_{\text{max}} \quad (6.4)$$

gde  $E_{\text{max}}$  predstavlja maksimalnu energiju neutrona a  $\Phi_{\text{ep}}$  je fluks epitermalnih neutrona [35].

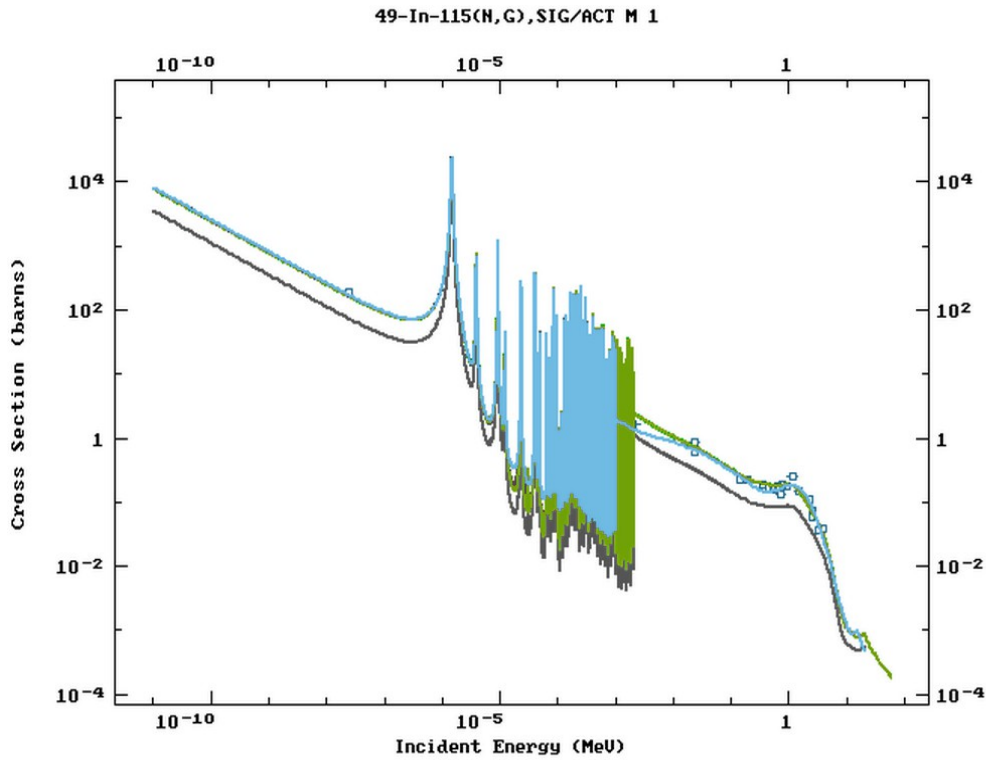
Zahvat neutrona je od posebne važnosti za ovaj rad jer se detekcija fotoneutrona iz terapijskih linearnih akceleratora vrši aktivacionim metodama koje se koriste zahvatom neutrona u nekom materijalu. Na ovom mestu će biti priloženi efikasni preseki za zahvat neutrona izotopa koji se aktiviraju u datim aktivacionim merenjima.

Prva aktivaciona metoda koja se analizira je aktivacija zlata ( $^{197}\text{Au}$ ) u Bonnerovim sferama. Bonnerove sfere su napravljene od polietilena koji služi kao moderator termalnih i epitermalnih neutrona. Efikasni presek za zahvat neutrona u funkciji energije upadnog neutrona za  $^{197}\text{Au}$  dat je na slici 6.2 [3].



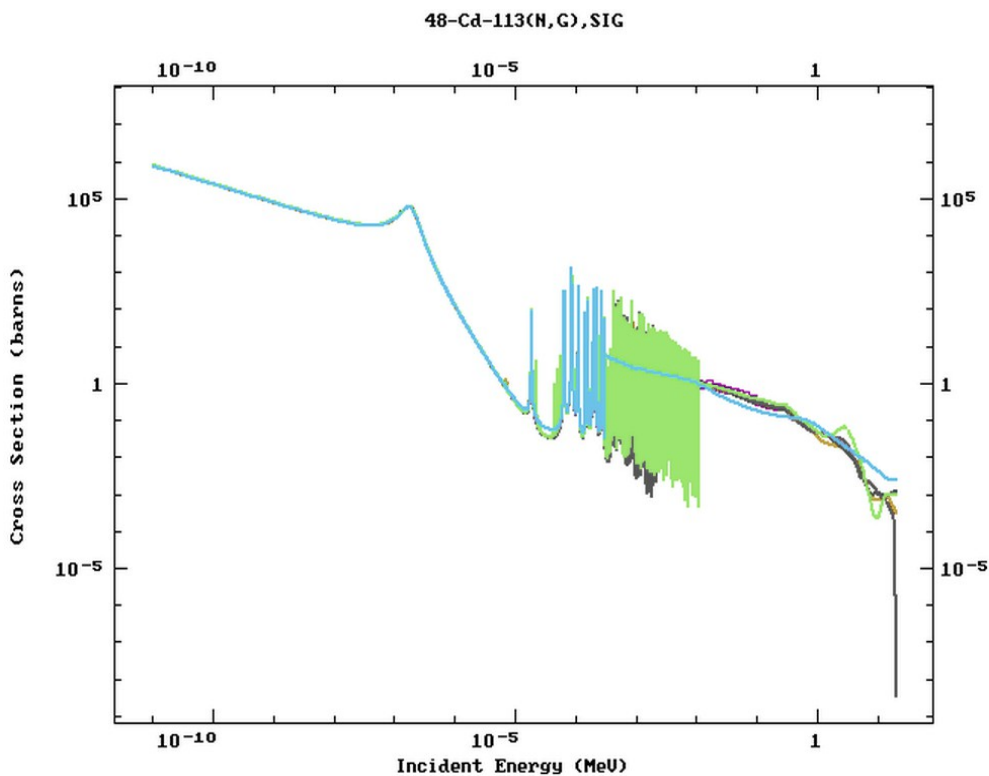
Slika 6.2: Efikasni presek za zahvat neutron u funkciji energije upadnog neutrona za  $^{197}\text{Au}$  [3]

Druga aktivaciona metoda koja se analizira u ovom radu jeste aktiviranje indijuma. Detektori u ovom slučaju su u obliku novčića a izotop je  $^{115}\text{In}$ . Efikasni presek za zahvat neutrona indijuma-115 dat je na slici 6.3 [28].



Slika 6.3: Efikasni presek za zahvat neutrona u zavisnosti od energije upadnog neutrona za  $^{115}\text{In}$  [28]

Filter termalnih neutrona u ovoj aktivacionoj metodi je kadmijum ( $^{113}\text{Cd}$ ) a njegov efikasni presek za zahvat neutrona je dat na slici 6.4 [30].



Slika 6.4: Efikasni presek za (n,  $\gamma$ ) reakciju za  $^{113}\text{Cd}$  [30]

Sva tri grafika ukazuju na postojanje rezonantnih pikova u sličnim energetskim opsezima. Detaljno objašnjenje svake aktivacione metode je datu u odeljku 7.

## 7 Materijal i metode

Od svih poznatih eksperimentalnih metoda određivanja karakteristika energetskog spektra zračnog zračenja, fotoaktivacione metode koje koriste detektore malih zapremina su najzgodnije za određivanje varijacija spektra radijacionog polja [27]. Fotoaktivacione metode su metode u kojima se neutronima aktivira neki materijal koji ima visok efikasni presek za zahvat neutrona. Po aktivaciji, materijal se po pravilu viška energije (koju je uneo neutron) oslobađa emisijom fotona. Karakteristike tog fotona će biti srazmerne karakteristikama neutrona kojima je materijal aktiviran.

U ovom diplomskom radu urađeno je sledeće:

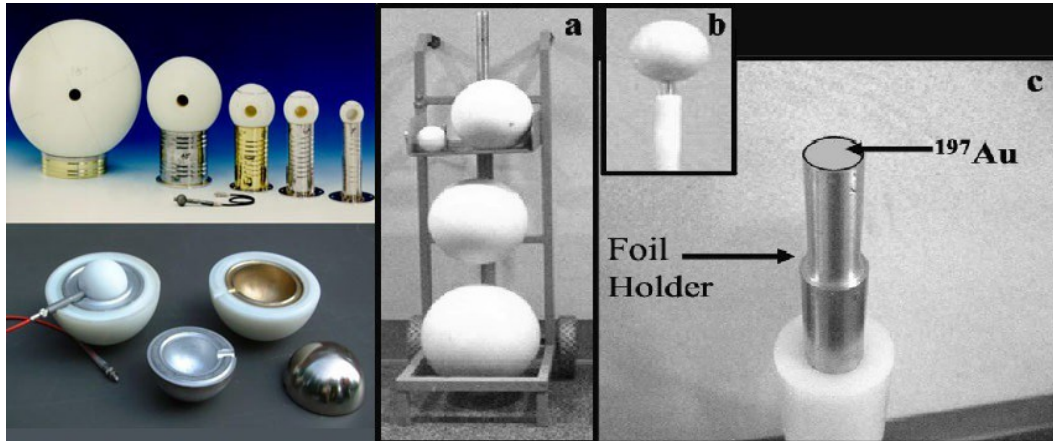
1. Analiza postojećih rezultata merenja energetskih spektara fotoneutronske aktivacije iz linearnih akceleratora
  - i. u okviru ovoga, pronađeni su najkonzistentniji radovi iz oblasti. Akcenat je bio na radovima R. Howell i saradnika koji se bave istraživanjima energetskih spektara fotoneutronske aktivacije za različite konfiguracije sekundarnog i tercijarnog kolimatora linearnog akceleratora. Bitno je naglasiti da je eksperimentalna tehnika u istraživanjima Howellove i saradnika bila aktivaciona metoda zlata u Bonnerovim sferama
  - ii. svaki od energetskih spektara fotoneutronske aktivacije koji je bio dat u logaritamskoj skali u datim radovima je prebačen u linearnu skalu radi lakšeg očitavanja rezultata i analize
  - iii. spektar fisionih neutrona  $^{252}\text{Cf}$ , koji su R. Howell i saradnici koristili za testiranje i proveru konzistentnosti metode Bonnerovih sfera [4], upoređen je sa tabličnim vrednostima
2. Računskim putem su dobijene vrednosti saturacionih aktivnosti (brzina produkcije fotoneutronske aktivacije) na osnovu podataka iz [5] za različite konfiguracije kolimatora linearnog akceleratora pomoću formule

$$R = \int \sigma(E) \Phi(E) dE$$

- i. energetski spektri fotoneutronske aktivacije različitih geometrija kolimatora iz [5] su prebačeni u linearnu skalu i fitovani optimalnim funkcijama koje predstavljaju zavisnost  $\Phi(E)$  iz gornje jednačine
  - ii. u literaturi su pronađene vrednosti efikasnih preseka za zahvat neutrona  $\sigma(E)$  i, na osnovu ovih vrednosti i onih iz prethodnog koraka, numeričkom integracijom se došlo do saturacionih aktivnosti koje odogovaraju svakoj od konfiguracija kolimatora
  - iii. saturacione aktivnosti, dobijene kao što je opisano u ii., upoređene su sa saturacionim aktivnostima koje je dobio Krmar sa saradnicima [26] koristeći metodu aktivacije indijuma
3. Na kraju, analizirani su rezultati dobijeni u prethodnim koracima i na osnovu njih je izveden zaključak ne samo o uticaju konfiguracije kolimatora linearnih akceleratora na produkciju fotoneutronske aktivacije, nego i o konzistentnosti samih fotoaktivacionih metoda

## 7.1 Aktivacija $^{197}\text{Au}$ u Bonnerovim sferama

Aktivacija zlata u Bonnerovim sferama je izvršena od strane R. Howell i saradnika. Bonnerove sfere (slika 7.1) čini serija od šest sfera prečnika od 5 do 30 cm u čijem se centru nalazi detektor termalnih neutrona. Sfere su izrađene od polietilena visoke gustine koji služi kao moderatork. Unutar polietilenskih sfera nalazi se  $^{197}\text{Au}$  u obliku listića. Ovaj nuklid ima visok efikasni presek za zahvat termalnih neutrona, ima rezonantni pik na 4.89 eV kao i nekolicinu manjih pikova u rangu od 10 eV do 10 keV. Detektorski sistem je bio postavljen na 100 cm SAD<sup>36</sup>, 40 cm od izocentra. Ovaj metod je [6] izabran jer Bonnerove sfere omogućuju širok izlazni energetski opseg. Akcelerator korišten u ovom eksperimentu je Varian 21EX a energija fotona je iznosila 18 MeV. Sva merenja su urađena za vertikalni snop (ugao kрана 0°).



Slika 7.1: Bonnerove sfere [16] [4]

Nakon ozračivanja,  $^{197}\text{Au}$  zahvata neutron i nastaje  $^{198}\text{Au}$  koji dalje beta i gama kaskadom emituje zračenje na 411 keV ( $T_{1/2}=2.7$  dana). Gama zračenje se detektuje HPG<sup>37</sup> detektorom sa zadatom statistikom. Međutim, uzimajući u obzir da je broj Bonnerovih sfera konačan, kao i da detektorske folije daju integralne vrednosti, ovakav sistem ne daje kontinualan spektar neutrona. Da bi se dobio neprekidan spektar, mora se izvršiti dekonvolucija dobijenih podataka koristeći se nekim od algoritama.

Izlazna funkcija detektora  $\sigma_j(E)$ , odnosno efikasni presek za zahvat neutrona (u ovom slučaju), i spektar zračenja  $\Phi(E)$  vezani su degenerisanom Fredholmovom integralnom jednačinom prve vrste

$$R_j = \int \sigma_j(E) \Phi(E) dE, \quad j=1,2,\dots,M \quad (7.1)$$

Za slučaj Bonnerovih sfera, gornja jednačina se može aproksimirati oblikom

$$R_j = \sum_{i=1}^N \sigma_{ij} \Phi_i, \quad j=1,2,\dots,M \quad (7.2)$$

gde  $R_j$  predstavlja odbroj  $j$ -tog detektora (sfere) u vremenu,  $\sigma_{ij}$  je odziv  $j$ -tog detektora u  $i$ -tom energetskom intervalu,  $N$  je ukupan broj energetskih grupa<sup>38</sup> a  $M$  je broj detektora (sfere). Kako je  $N$  veće od  $M$ , ne postoji jedinstveno rešenje nego se ono traži odgovarajućim algoritmima. Nakon primene algoritma na izlazni signal, dobija se energetski spektar neutrona i to uvek u logaritamskoj skali jer se ovom metodom pokriva širok energetski opseg [6].

<sup>36</sup> Source-to-Axis-Distance (eng.) - udaljenost od izvora zračenja do površine terapijskog stola

<sup>37</sup> High purity germanium detector (eng.) - vrsta poluprovodničkog detektora

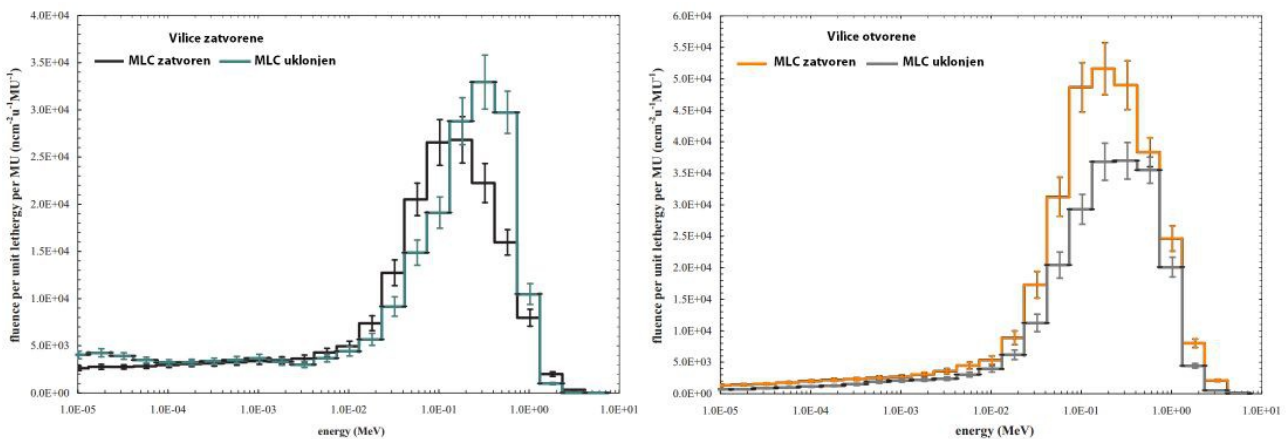
<sup>38</sup> Ova metoda ne daje kontinualan spektar nego samo delove spektra. Razlog je sama eksperimentalna postavka.

U radu "Effects of tertiary MLC configuration on secondary neutron spectra from 18 MV x-ray beams for the Varian 21EX linear accelerator" [5], prikazani su snimljeni spektri fotoneutronske aktivacije iz terapijskih akceleratora za četiri konfiguracije kolimatora aktivacijom zlata u Bonnerovim sferama. Cilj ovog istraživanja<sup>39</sup> je određivanje uticaja sekundarnog kolimatora i MLC-a na spektar fotoneutronske aktivacije. Sva merenja su vršena na Varian Clinac 21EX akceleratoru koji radi na 18 MeV i koji je opremljen 120-lisnim volframskim MLC-om. Četiri konfiguracije sekundarnog kolimatora i MLC-a date su u tabeli 7.1.

Tabela 7.1: Konfiguracije kolimatora za koje je meren spektar fotoneutronske aktivacije [5]

	Konfiguracija			
	1	2	3	4
Sekundarni kolimator	Zatvoren	Otvoren	Zatvoren	Otvoren
MLC	Zatvoren	Zatvoren	Uklonjen	Uklonjen

U poziciji 1 i 3, sekundarni kolimator je zatvoren, dajući polje  $0.4 \times 0.4 \text{ cm}^2$ . MLC je u konfiguraciji 1 zatvoren a u konfiguraciji 3 fizički uklonjen sa puta zračenja. Kolimatori u poziciji 2 i 4 su kombinovani tako da je sekundarni kolimator otvoren, dajući maksimalno polje  $40 \times 40 \text{ cm}^2$ , a MLC je u opciji 2 zatvoren dok je u konfiguraciji 4 uklonjen. Spektri fotoneutronske aktivacije za sve četiri varijante dati su na slici 7.2.



Slika 7.2: Energetski spektar fotoneutronske aktivacije iz Varian Clinac 21EX (18 MeV) za četiri konfiguracije kolimatora [5]

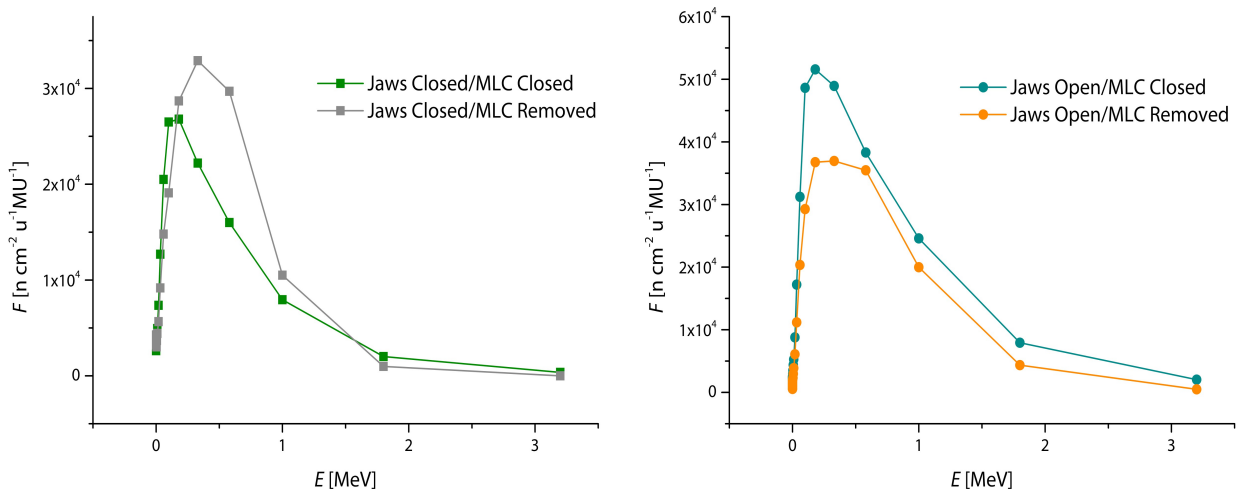
Na prvom grafiku slike 7.2 su dati spektri fotoneutronske aktivacije u konfiguracijama kada je sekundarni kolimator zatvoren. Sivom linijom je označen slučaj kada je MLC zatvoren a plavom linijom kada je MLC otvoren. Kada su i sekundarni i tercijarni kolimatori zatvoreni (kombinacija 1), detektovano je 6 % manje neutrona nego u slučaju kada je MLC uklonjen (konfiguracija 3). Pored ovoga, primetno je i pomeranje spektra ka višim energijama u slučaju kada je MLC uklonjen (sa 0.24 MeV za konfiguraciju 1 na 0.29 MeV za kombinaciju 3). Ovi rezultati ukazuju da MLC ne utiče značajno na fluks neutronske aktivacije kada su sekundarni kolimatori zatvoreni ali u manjoj meri smanjuje srednju energiju neutronske aktivacije (kroz elastične sudare) [5].

Spektar neutronske aktivacije za konfiguracije 2 i 4 (tabela 7.1) dat je na drugom delu slike 7.2. Kada je MLC zatvoren a sekundarni kolimator otvoren, primećuje se znatan porast broja neutronske aktivacije – čak za 40 % više nego u konfiguraciji 4 (kada je MLC fizički uklonjen). Stoga, kada su vilice otvorene, MLC predstavlja značajan izvor fotoneutronske aktivacije. Potrebno je naglasiti i to da je logično da je fluks neutronske aktivacije znatno veći za MLC merenja jer je ovaj kolimator dosta bliži ravni pacijenta nego drugi izvori neutronske aktivacije (kao što su sekundarni kolimatori).

Spektri za sve geometrije kolimatora u linearnoj skali dati su na slici 7.3. Razlog predstavljanja rezultata u linearnoj skali je što će tačne vrednosti fluksa biti potrebne u daljem radu a povrhu svega, lakše je sagledati i interpretirati rezultate kada su predstavljeni linearno. Podaci na slici 7.3 su, kao i na slici 7.2, prikazani u parovima – za kombinacije u kojima su sekundarni kolimatori zatvoreni i otvoreni. Sa grafika se sada dosta jasnije vidi sve što je navedeno u prethodnim

<sup>39</sup> Misli se na istraživanje [5].

paragrafima. Najveći broj neutrona se dobija u slučaju kada je sekundarni kolimator otvoren a MLC zatvoren (označeno tirkiznom linijom na slici). Za konfiguraciju u kojoj su vilice otvorene a MLC uklonjen (označeno zelenom bojom), jasno se dobija najmanje neutrona jer u ovom slučaju kolimatori ne stoje na putu visokoenergetskim fotonima.



Slika 7.3: Poređenje spektara fotoneutrona za četiri konfiguracije sekundarnog (jaws) i tercijarnog (MLC) kolimatora u linearnoj skali. Podaci su dobijeni na osnovu merenja i normirani [5]

Najveća razlika izmerenih spektara je za slučaj kada je tercijarni kolimator zatvoren a sekundarni zatvoren (konfiguracija 1) ili otvoren (konfiguracija 2). Fluks neutrona za kombinaciju 2 iznosi  $1.91 \times 10^5 \text{ n cm}^{-2} \text{ MU}^{-1}$  i dosta je veći u odnosu na fluks od  $1.18 \times 10^5 \text{ n cm}^{-2} \text{ MU}^{-1}$ , izmeren za konfiguraciju 1. Ovi podaci impliciraju da baš MLC ima najveći uticaj na produkciju fotoneutrona. Pored ovog, primećeno je i povećanje srednje energije (sa 0.24 na 0.39 MeV) kada su sekundarni kolimatori bili otvoreni (konfiguracija 2) u odnosu na slučaj kada su bili zatvoreni (konfiguracija 1). U konfiguraciji 1, kada sekundarni kolimatori presecaju put fotona, proizvodi se više neutrona u terapijskoj glavi. Energija ovih neutrona, kojima je poreklo sa sekundarnih kolimatora, opada kroz neelastično rasejanje u MLC-u. Sa druge strane, neutroni koji su generisani u MLC-u imaju više energije jer nakon produkcije imaju manju verovatnoću da se raseju u materijalu (visokog rednog broja), odnosno nemaju nikakvu prepreku na putu [5].

### 7.1.1 Monte Carlo simulacija

Spektri su, radi provere, simulirani i Monte Carlo metodom [5] i ti podaci su kvantitativno upoređeni sa rezultatima dobijenim aktivacijom zlata. U tabeli 7.2 su dati eksperimentalni i teorijski podaci fluksa neutrona po monitorskoj jedinici (MU) i srednja energija merenog spektra kao i odnosi i razlike eksperimentalnih i teorijskih podataka.

Tabela 7.2: Kvantitativno poređenje izmerenih i izračunatih vrednosti za četiri konfiguracije kolimatora [5]

Konfiguracija kolimatora	$\Phi/\text{MU}$ [ $\text{n cm}^{-2} \text{MU}^{-1}$ ]		Odnos (zmereno/izračunato)	Srednja energija [MeV]		Razlika (izračunato-izmereno) [MeV]
	Izmereno	Izračunato		Izmereno	Izračunato	
(1)	$1.18 \times 10^5$	$1.02 \times 10^5$	1.16	0.24	0.21	0.03
(2)	$1.91 \times 10^5$	$1.35 \times 10^5$	1.41	0.39	0.34	0.05
(3)	$1.26 \times 10^5$	$1.19 \times 10^5$	1.06	0.29	0.24	0.05
(4)	$1.36 \times 10^5$	$9.36 \times 10^4$	1.45	0.40	0.28	0.12

Iz podataka datih u tabeli 7.2 se može videti da je srednje slaganje eksperimentalnih i teorijskih podataka za sve četiri konfiguracije zajedno 27 %. Najbolje slaganje merenih i izračunatih podataka je za konfiguracije 1 i 3 i iznosi 6 % i 16 %, respektivno. Kod konfiguracija 2 i 4 razlika je velika i iznosi 41 % i 45 %, respektivno. Što se srednje energije tiče, pokazalo se da se snimljeni i teorijski podaci slažu i da je greška  $0.06 \pm 0.03$  MeV. Povrh svega, srednje energije eksperimentalnih i teorijskih podataka prate isti trend: najveću srednju energiju ima konfiguracija 4, zatim konfiguracije 2 i 3, dok konfiguracije 1 ima najmanju srednju energiju [5].

Monte Carlo metod [5] je iskorišten i za izračunavanje doprinosa svake komponente terapijske glave ukupnoj produkciji neutrona. Tabela 7.3 prikazuje procentualni udeo u produkciji fotoneutrona svake komponente linearnog akceleratora. Za sve konfiguracije, dominantan izvor fotoneutrona je, logično, primarni kolimator. Ukupni doprinos sekundarnog kolimatora, pogotovu gornjih vilica, je приметно veći od doprinosa MLC-a. Međutim, kada su vilice zatvorene, minimalno utiču na broj neutrona. MLC značajno utiče na produkciju neutrona samo kada se nalazi na putanji fotona. U slučaju kada su vilice zatvorene iznad MLC-a, MLC smanjuje energiju neutrona kojima je poreklo iz neke od komponentata koje se nalaze iznad ovog kolimatora. Rezultati Monte Carlo simulacija su u saglasnosti sa trendom koji je merenje pokazalo. Ključni zaključak je da MLC znatno doprinosi produkciji fotoneutrona kada preseca fotonski snop.

Tabela 7.3: Procentualni udeo u produkciji neutrona svake od komponentata terapijske glave. Podaci su dobijeni Monte Carlo simulacijom [5]

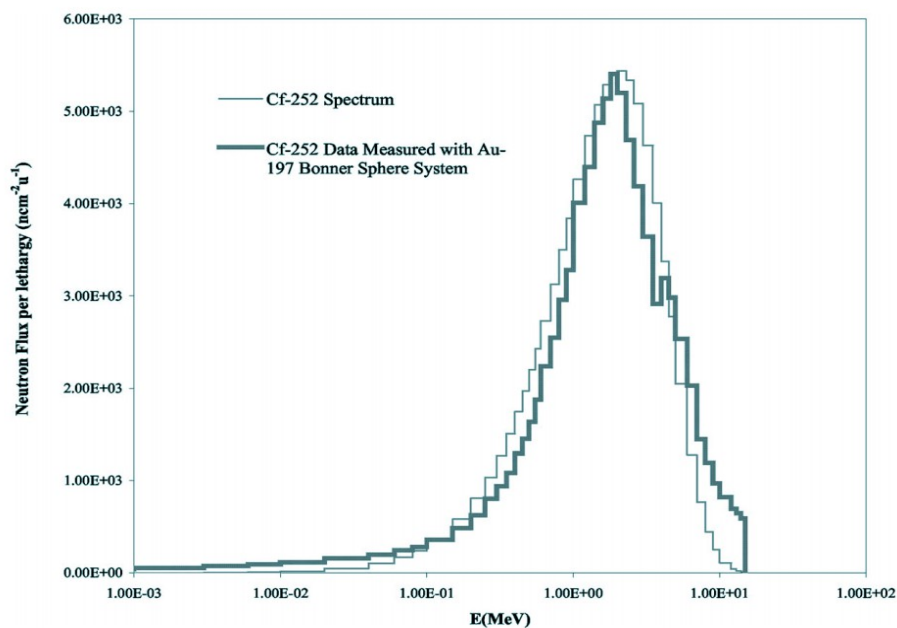
Komponenta	Vilice zatvorene MLC zatvoren [%]	Vilice otvorene MLC zatvoren [%]	Vilice zatvorene MLC uklonjen [%]	Vilice otvorene MLC uklonjen [%]
Meta	14.8	15.0	14.8	17.9
Primarni kolimator	52.2	52.8	52.2	63.0
Homogenizator	12.7	12.8	12.7	15.3
Gornje vilice	20.0	1.1	20.1	1.6
Donje vilice	-0.8	1.0	-0.7	1.7
MLC	-0.3	16.9	0.0	0.0

Zaključak koji je donet (na osnovu gore navedenih podataka) je sledeći: poznato je da je produkcija fotoneutrona u glavi terapijskog akceleratora određena snagom primarnog fotonskog snopa koji presreće materijal visokog rednog broja. Primarni kolimator, lociran na najvišoj tački u glavi LINAC-a (u odnosu na ostale kolimatore), predstavlja najveći izvor sekundarnih neutrona jer se nalazi na putu terapijskog snopa. Kako je ovaj kolimator fiksiran i njegovo pomeranje nije moguće, jasno je da će uvek doprinositi produkciji fotoneutrona i da se na to ne može uticati. Stoga, konfiguracije sekundarnog i tercijarnog kolimatora određuju spektralne karakteristike fotoneutrona. U slučaju kada je sekundarni kolimator zatvoren, fotonski snop će značajno uticati na broj fotoneutrona (povećavati ih). Ako je sekundarni kolimator otvoren a MLC je u takvoj konfiguraciji da preprečuje snop, onda će on (MLC) takođe igrati

značajnu ulogu u produkciji neutrona nastalih u ( $\gamma$ , n) reakciji. Dodavanjem i uklanjanjem kolimatora, odnosno menjanjem konfiguracija kolimatora, primećuje se značajno variranje u fluksu neutrona. Maksimalne razlike u fluksu neutrona su ograničene i određene ekstremnim kombinacijama kolimatora. Te razlike nisu toliko drastične u kliničkom slučaju (kada kolimatori nisu u ekstremnim pozicijama) [5].

### 7.1.2 Spektar $^{252}\text{Cf}$

Da bi se konzistentnost ove aktivacione metode ispitala, sistem je testiran snimanjem spektra neutrona iz poznatog izvora. Neutronski emiter korišten za testiranje je  $^{252}\text{Cf}$  jer je njegov spektar neutrona vrlo dobro poznat i istražen a povrh svega zato što su fotoneutroni iz LINAC-a spektralno slični fisionim. Kalifornijum neutrone emituje kroz spontanu fisiju. Na slici 7.4 su, radi poređenja i verifikacije, dati spektri  $^{252}\text{Cf}$  [4]. Spektar kalifornijuma je dat svetlijom linijom, dok tamnija linija predstavlja spektar neutrona  $^{252}\text{Cf}$  dobijen aktivacijom  $^{197}\text{Au}$  metodom Bonnerovih sfera. Poklapanje je, sudeći po rezultatima, dobro na niskim energijama dok se na višim energijama javlja malo odstupanje. Ovaj je rezultat uzet kao dovoljno dobar.

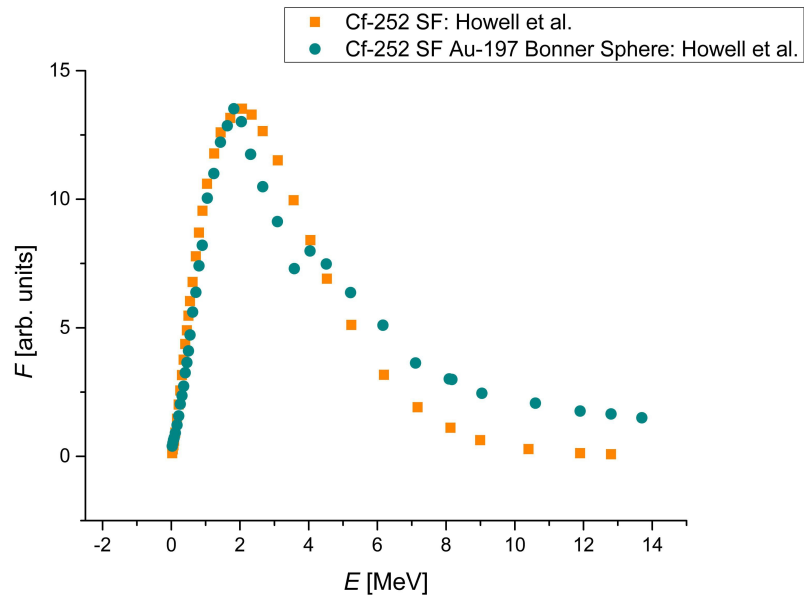


Slika 7.4: Poređenje poznatog spektra  $^{252}\text{Cf}$  i spektra dobijenog metodom aktivacije zlata u Bonnerovim sferama [4]

Prva faza ovog diplomskog rada je poređenje spektra fotoneutrona sa spektrom fisionih neutrona na osnovu merenja [4]. Kako su sva merenja rađena tehnikom Bonnerovih sfera koja daje logaritamski spektar, neophodno je bilo prevesti vrednosti u linearnu skalu. Spektar kalifornijumovog izotopa  $^{252}\text{Cf}$ , prikazanim na slici 7.4, preveden u linearne vrednosti, dat je na slici 7.5.

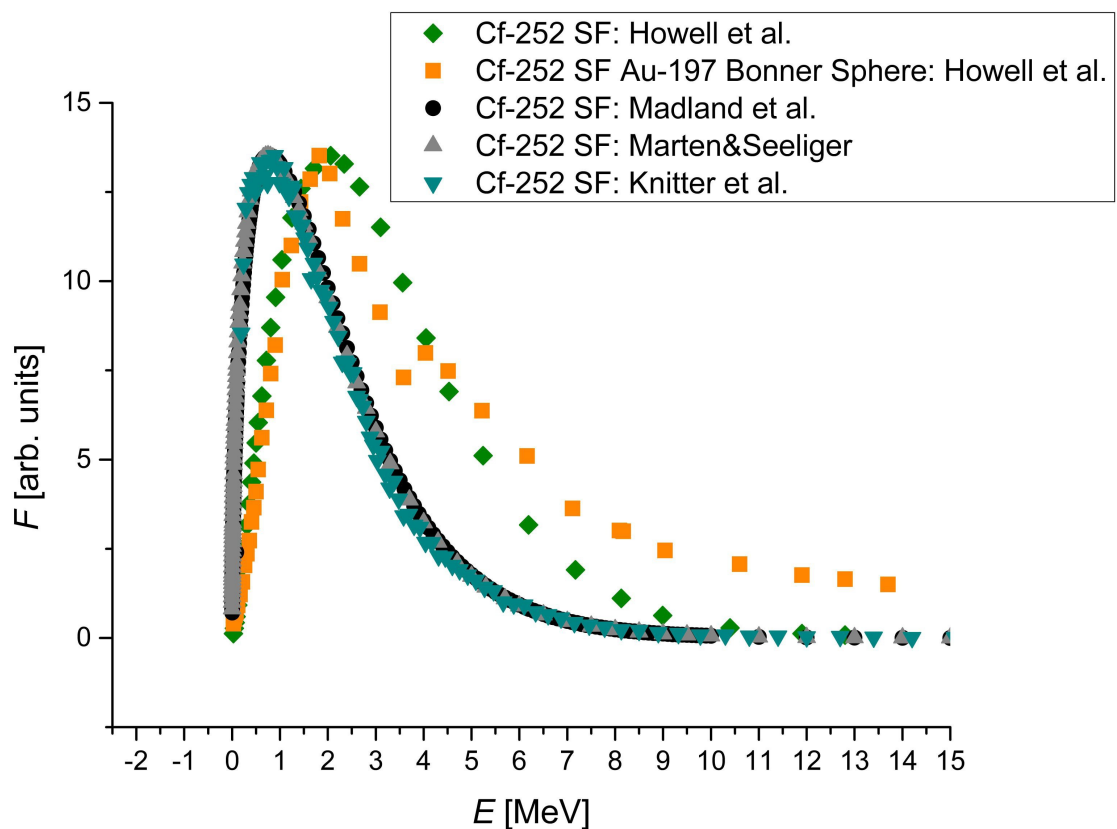
Sa slike se naočigled može zaključiti da se spektri  $^{252}\text{Cf}$ , jedan iz poznatog izvora (na slici označen narandžastom bojom) a drugi dobijen aktivacijom zlata u Bonnerovim sferama (na slici označeno tirkiznom bojom), poklapaju. Poklapanje je donekle zadovoljavajuće u niskoenergetskom opsegu, sve do maksimuma koji se nalazi na oko 2 MeV. Od maksimalnog fluksa pa ka višim energijama, uočava se vidno odstupanje. To odstupanje nije uočljivo ukoliko se energija predstavi u logaritamskoj skali. U radu [4] nije jasno naznačeno odakle potiču podaci za poznati spektar kalifornijuma. Sa slike se može učiti maksimum na oko 2 MeV. Odstupanje dvaju spektara na slici 7.5 je prilično veliko, odnosno, funkcije se ne ponašaju isto od maksimuma - „repovi“ spektara opadaju drugačijom zavisnošću. Kod spektra fisionih neutrona koji je dobijen u Bonnerovim sferama, javlja se i drugi maksimum na oko 4 MeV i uzrok ovoga nije objašnjen. Sa druge strane, spektar kalifornijuma (i fisionih neutrona uopšte) je dobro istražen. Poznato je da je raspodela neutrona po energijama maksvelovska i da je maksimalna energija oko 1 MeV.





Slika 7.5: Spektar  $^{252}\text{Cf}$  iz poznatog izvora (označeno narandžastom bojom) i spektra snimljenog metodom Bonnerovih sfera (označeno tirkiznom bojom)

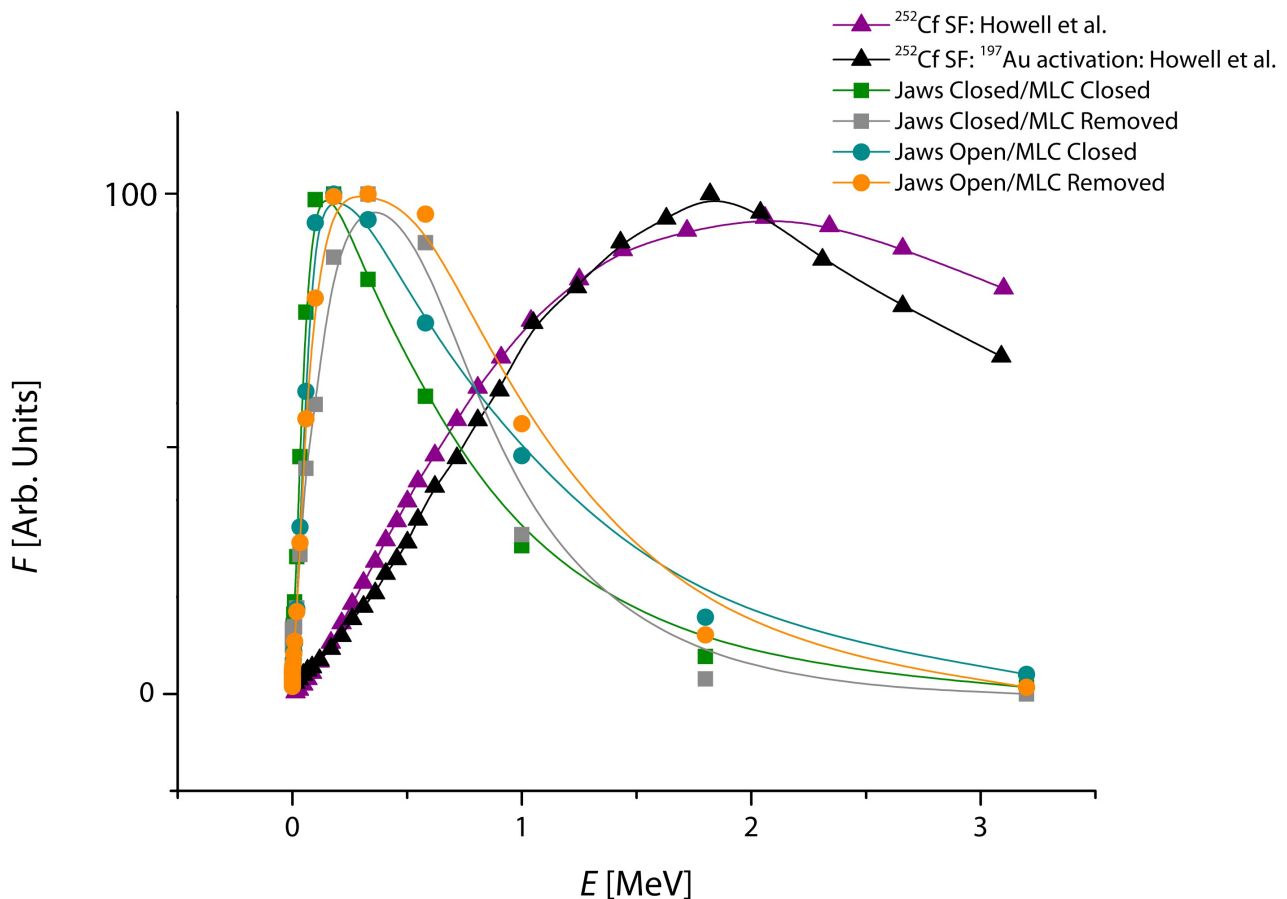
Na osnovu svega rečenog, bilo je potrebno pronaći podatke iz drugih izvora. Verifikacija je u ovom slučaju od krucijalnog značaja jer, ukoliko se pokaže da je spektar fisionih neutrona sličan fotoneutronsom spektru, u budućnosti bi se fisioni neutroni mogli iskoristiti da podražavaju akceleratorne. Iz tog razloga, pronađeni su podaci o energijama neutrona koji potiču od spontane fisije  $^{252}\text{Cf}$  iz tri različita izvora ([20], [23] i [39]) i na slici 7.6 su prikazani zajedno sa merenjima u Bonnerovim sferama [4].



Slika 7.6: Poređenje spektra fisionih neutrona  $^{252}\text{Cf}$  iz različitih izvora i podataka objavljenih od strane R. Howell i saradnika

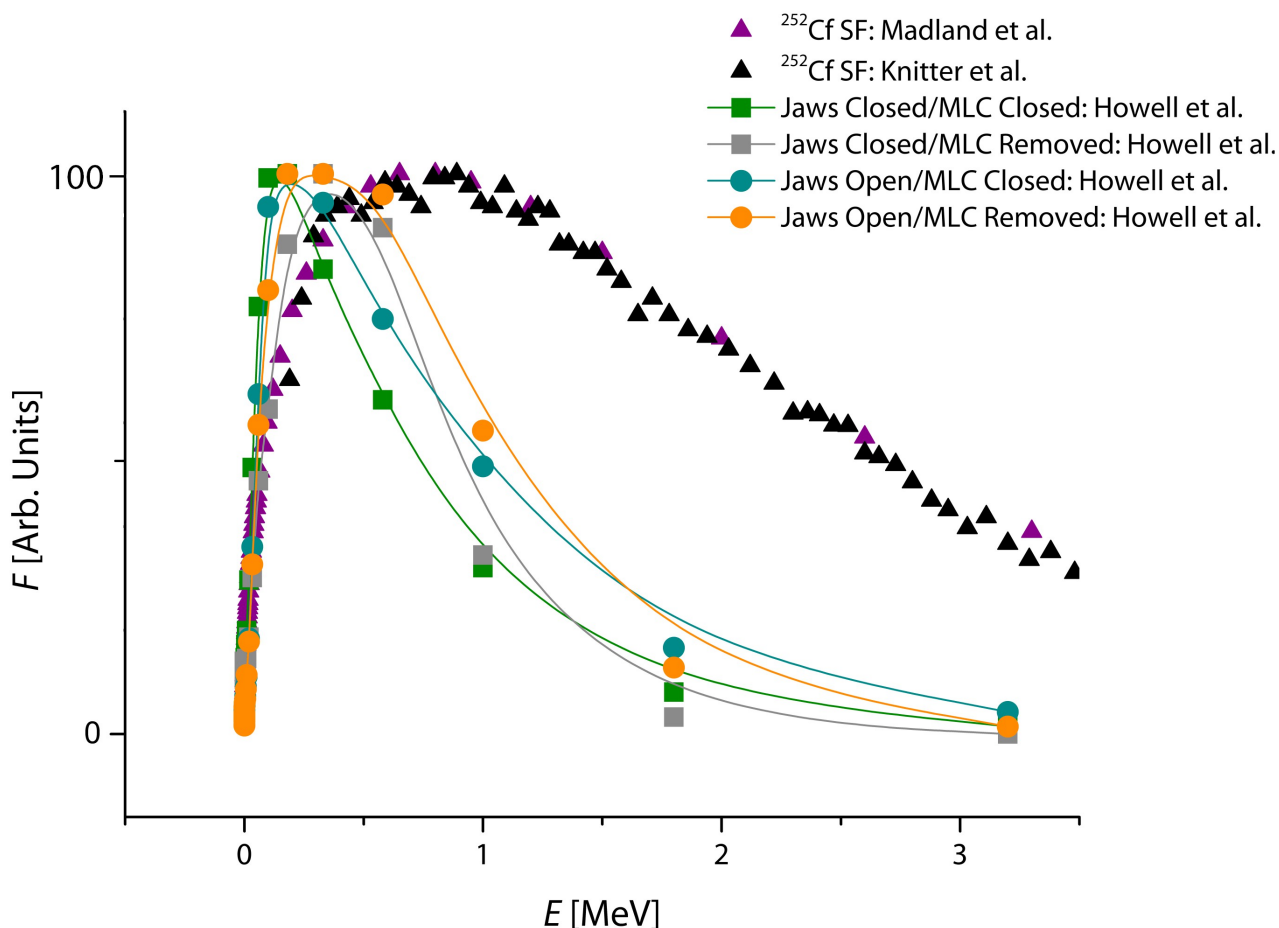
Podaci prikazani na slici 7.6 nedvosmisleno ukazuju da se merenja kalifornijumskog spektra u Bonnerovim sferama apsolutno ne poklapaju sa podacima preuzetim iz tri nezavisna izvora. Spektri kalifornijuma mereni nezavisno od strane Maldlanda, Martena i Knittera a prikazani sivim i plavim trouglovima i crnim tačkama na slici 7.6, pokazuju očigledno podudaranje. Sva tri seta merenja daju maksimalne energije na oko 1 MeV i od maksimuma se istovetno ponašaju. Sa druge strane, spektri koje je merila Howellova, ne samo što daju maksimum neutrona na oko 2-3 MeV, nego se oblik spektara ne poklapa ni međusobno niti sa opšte poznatim vrednostima [20], [23] i [39].

Uprkos neslaganju podataka, izveden je pokušaj da se svi podaci probaju iskoristiti. Prvo su očitane vrednosti sa spektara fotoneutrona za različite konfiguracije kolimatora dobijene aktivacijom zlata u Bonnerovim sferama [5] i upoređene sa kalifornijumskim spektrom, snimljenim takođe u Bonnerovim sferama. Poređenje je dato na slici 7.7. Poznati i spektar fisionih neutrona kalifornijuma meren aktivacijom  $^{197}\text{Au}$  su na slici prikazani ljubičastim i crnim trouglovima, respektivno. Konfiguracije u kojima je sekundarni kolimator zatvoren a MLC zatvoren i uklonjen su prikazani zelenim i sivim kvadratićima, respektivno. Podaci za konfiguracije kod kojih su sekundarni kolimatori otvoreni a tercijarni zatvoreni i uklonjeni dati su plavim i narandžastim kružićima, respektivno. Bitno je naglasiti da na slici 7.7 nisu date vrednosti za ceo spektar fisionih neutrona nego samo do ranga energija koje se poklapaju sa energijama akceleratorских i da su svi intenziteti normirani na proizvoljni maksimum (radi lakšeg poređenja). Sudeći po podacima koji su predstavljeni grafički, za spektre akceleratorских fotoneutrona se nikako ne može reći da imaju karakteristike fisionih neutrona.



Slika 7.7: Poređenje spektra fisionih neutrona kalifornijuma [4] sa spektrima akceleratorских fotoneutrona za različite konfiguracije kolimatora [5]. Oba seta podataka su dobijena aktivacijom u Bonnerovim sferama.

Uzimajući u obzir da je u radu utvrđeno da se spektri kalifornijuma mereni tehnikom Bonnerovih sfera ne poklapaju (nemaju isti oblik), sledeći korak je proba poređenja akceleratorских neutrona sa spektrima kalifornijumskih iz poznatih i proverениh izvora [20] [23] [39], što je prikazano na slici 7.8. Kalifornijumski spektri iz literature su na slici 7.8 označeni ljubičastim i crnim trouglovima. Spektri akceleratorских neutrona za različite konfiguracije kolimatora su, kao i na slici 7.8, označeni kružićima i kvadratićima. Konfiguracije 1 i 3 su predstavljene zelenim i sivim kvadratićima, respektivno, a kombinacije 2 i 4 su označene plavim i narandžastim kružićima, respektivno. Sa slike je jasno da se ni u ovom slučaju nikako ne može reći da su spektralne karakteristike fotoneutrona iz LINAC-a i fisionih neutrona isti.



Slika 7.8: Poređenje spektara akceleratorских fotoneutrona za različite konfiguracije kolimatora [5] sa spektrima  $^{252}\text{Cf}$  iz poznatih izvora [20] [23]

Na osnovu poređenja, ilustrativno prikazanih na slikama 7.7 i 7.8, može se izvesti zaključak da se spektar fisionih neutrona ni pod kojim uslovima ne poklapa sa spektrima fotoneutrona datim u radu [5]. Međutim, na umu treba imati i činjenicu da su spektri fotoneutrona snimani baš tehnikom Bonnerovih sfera. Konačan zaključak će biti dat u poglavlju 9.

## 7.2 Aktivacija $^{115}\text{In}$

Drugi metod dobijanja podataka o fotoneutronima iz terapijskih akceleratora jeste metod aktivacije indijuma. Ova tehnika je jednostavnija za izvođenje i direktnija od metode Bonnerovih sfera. Detaljno je analizirana i verifikovana od strane M. Krmara i saradnika. U radu „ *$^{115}\text{In}$  as a probe for the characterization of therapy bremsstrahlung beams and the detection of photoneutrons*“ [27] su detaljno ispitane tehnike aktivacije nekolicine indijumovih izotopa i zaključili da se najkvalitetniji rezultati dobijaju zahvatom neutrona na  $^{115}\text{In}$ . Ova reakcija je oblika



a karakteristike datog izotopa su date u tabeli 7.4. Efikasni presek ove reakcije (odnosno efikasni presek za zahvat neutron u funkciji upadnog neutrona) je već pomenut i dat na slici 6.3.

Tabela 7.4: Osobine detektovanog izotopa indijuma [27]

Izotop	Jezgro predak i zastupljenost	Reakcija	$T_{1/2}$	Energije [keV] i intenziteti [%]
$^{116\text{m}}\text{In}$	$^{115}\text{In}$ (95.7 %)	(n, $\gamma$ )	54.2 min	416.9 (29.2), 818.7 (11.5), 1097.3 (56.2), 1293.6 (84.4)

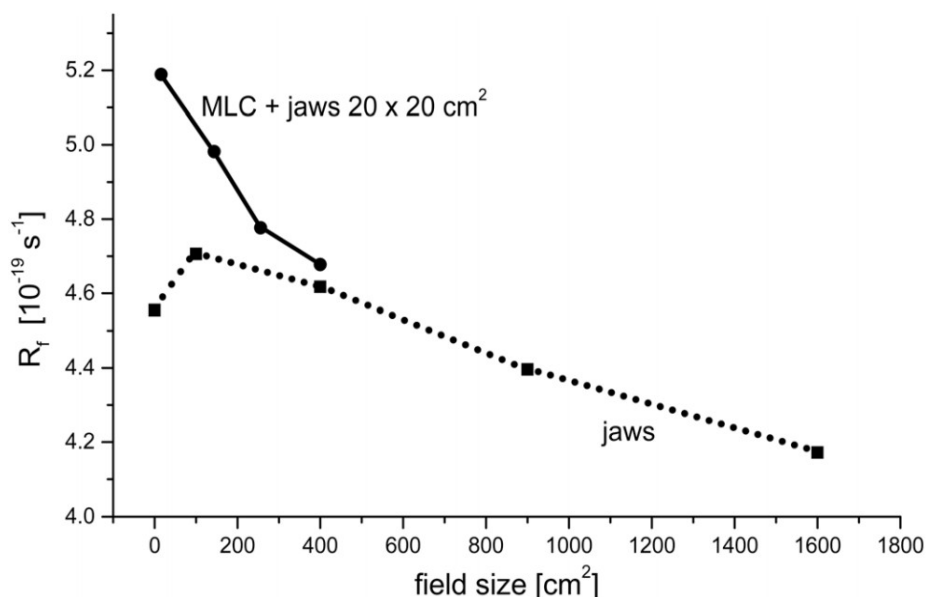
Nakon što je ustanovljeno da je reakcija (7.3) dovoljno osetljiva za dalja istraživanja, izmerene su vrednosti saturacionih aktivnosti (odnosno brzine reakcije produkcije fotoneutrona) i neutronske doze iz medicinskog akceleratora a rezultati su objavljeni u radu „*Neutron dose measurements at the maze door with various openings for the jaws and MLC*“ [26]. Fotoaktivacija je izvedena 15 MeV-skim fotonima iz akceleratora Varian 2100C, opremljenim volframskim MLC-om. Detektori su, dakle, bili indijumski i to u obliku diskova prečnika 2 cm i mase oko 4 g. Indijumski novčići su obloženi slojem kadmijuma (1 mm). Kadmijum služi kao filter odnosno omogućava separaciju termalnih i epitermalnih neutrona. Ceo detektorski sistem je postavljen standardno: 40 cm lateralno od centralne ose a u ravni terapijskog kauča, 100 cm SAD. Nakon izlaganja zračenju i zahvata neutrona, fotoni su detektovani NaI detektorom tokom 600 sekundi. Pomoću izmerenih intenziteta gama linija na 416.9 keV, 1097.3 keV i 1293.6 keV su izračunate saturacione aktivnosti  $R_f$  odnosno brzine reakcije brzih neutrona po jedinici jezgra mete indijuma.

Za procenu uticaja geometrije kolimatorskog sistema, izvršena su dva seta merenja:

- fluks neutrona u funkciji polja koje je određeno isključivo sekundarnim kolimatorima. Dimenzije polja su varirale od potpuno zatvorenog ( $0 \times 0 \text{ cm}^2$ ) do maksimalnog polja ( $40 \times 40 \text{ cm}^2$ ).
- sličan skup podataka je dobijen u konfiguraciji sa MLC-om. Na ovaj način, kvadratno polje je definisano i vilicama i MLC-om sa tim što su vilice fiksirane da oblikuju polje dimenzija  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  a MLC je obrazovao polje različitih dimenzija (od  $0 \times 0 \text{ cm}^2$  do  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ ).

Bitno je naglasiti da je, osim fluksa fotoneutrona merena i neutronska doza. No kako doza nije od značaja za ovaj rad, ovaj deo eksperimenta je izostavljen (osim detalja koji se direktno tiču rada). Aktivnost  $^{116}\text{In}$  je testirana u nekoliko navrata sa po 20 merenja. Listići MLC-a su u tom slučaju bili skroz uvučeni tako da je polje od  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  bilo formirano samo od strane sekundarnih kolimatora. Za izračunavanje greške merenja koristilo se dvadeset različitih indijumskih novčića od 1 g bez kadmijumskog filtera [26]. Rezultati su prikazani grafički (slika 7.9) i pokazuju kako se saturaciona aktivnost menja u funkciji dimenzija polja. Brzina reakcije je najmanja u slučaju kada su vilice u potpunosti otvorene ( $40 \times 40 \text{ cm}^2$ ), što je i očekivano (u ovom slučaju MLC je fizički uklonjen iz snopa). Ono što je interesantno je da su merenja pokazala da je produkcija neutrona veća u slučaju kada vilice obrazuju polja dimenzija  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  i  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  nego kada su u potpunosti zatvorene ( $0 \times 0 \text{ cm}^2$ ). Izmerena saturaciona aktivnost  $R$  za polje  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  je oko 11 % veća od brzine reakcije brzih neutrona kada su vilice u potpunosti otvorene. U drugoj grupi merenja, kad je sekundarni kolimator fiksiran na  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  a MLC postavljen na put snopu zračenja, može se uočiti da je saturaciona aktivnost najviša za potpuno zatvoren MLC i da opada sa povećanjem dimenzija polja. Doprinos MLC-a ukupnom fluksu je vrlo teško odrediti jer je reda veličine eksperimentalne greške.

Ako se uporedi saturaciona aktivnost polja površine  $400 \text{ cm}^2$  za obe konfiguracije (sa i bez MLC-



Slika 7.9: Saturaciona aktivnost u funkciji dimenzija polja definisanog samo sekundarnim kolimatorom (tačkasta linija) i polja definisanog MLC-om sa vilicama fiksiranim u konfiguraciji 20x20 cm<sup>2</sup> (puna linija) [26]

a), vidi se da je razlika mala i reda veličine eksperimentalne greške (1.2 %). U slučaju manjih polja, primećuje se znatniji porast produkcije fotoneutrona u slučaju kada je u geometriju uključen MLC. Ovo može biti posledica toga što je MLC kod Varian akceleratora pozicioniran ispod sekundarnog kolimatora odnosno da je ovaj kolimator bliži detektorskom sistemu. Osim ovog objašnjenja, može se reći da i drugi efekti utiču na povećanje saturacione aktivnosti za polja dimenzija manjih od 400 cm<sup>2</sup>, kao što su povećanje broja neutrona i/ili smanjenje srednje energije neutrona.

Konačno, ova merenja govore da saturaciona aktivnost  $R$  pokazuje blagi opadajući trend sa povećanjem dimenzija polja. Ako polje obrazuju samo sekundarni kolimatori, razlike između najveće i najmanje vrednosti saturacione aktivnosti je oko 11 %. Ako je polje definisano MLC-om umesto sekundarnim kolimatorom, primećuje se porast brzine reakcije.

Pored saturacione aktivnosti, izmerena je i ekvivalentna doza neutrona u lavirintu kod vrata terapijske sobe. Ta merenja su pokazala da se vrednost doze ne menja značajno u slučaju kada je polje definisano samo vilicama i kada ga obrazuju i sekundarni i tercijarni kolimator. Dakle, konačni zaključak jeste da se broj neutrona ne menja značajno i ne zavisi od načina na koji se obrazuje oblik snopa: bilo vilicama ili MLC-om [26].

## 8 Rezultat i diskusija

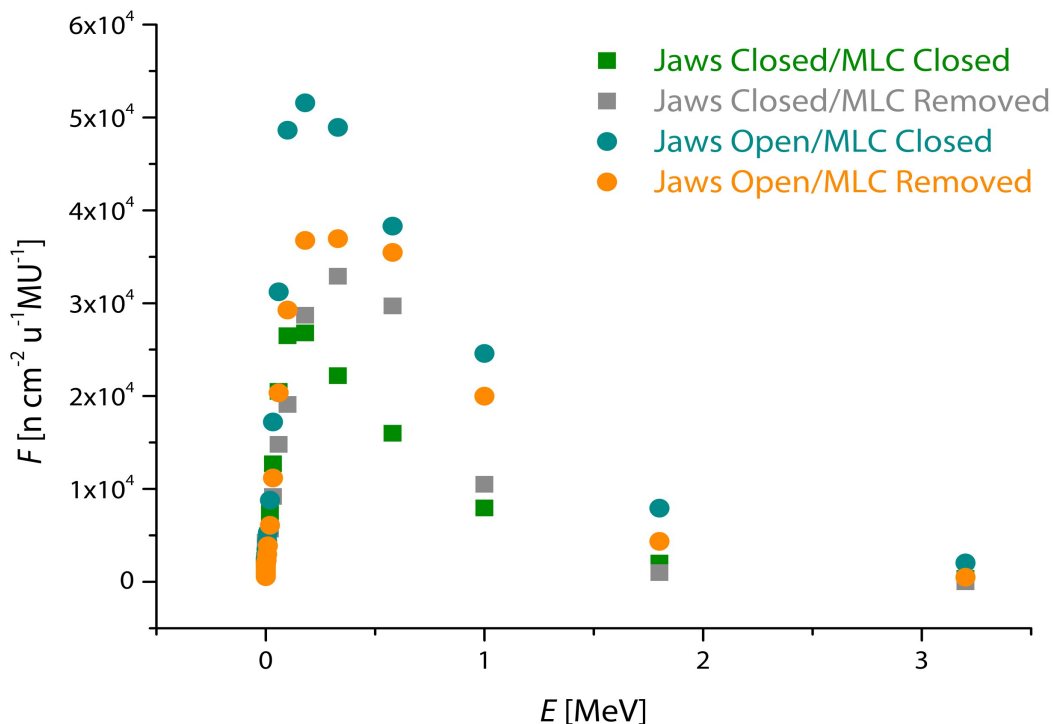
### 8.1 Analiza aktivacionih merenja

Analiza aktivacionih merenja u ovom radu se svodi na poređenje dve različite metode merenja akceleratorskih fotoneutrona – spektri fotoneutrona dobijeni metodom Bonnerovih sfera i aktivacija indijuma kojim su dobijene integralne vrednosti saturacionih aktivnosti. Razlog poređenja jeste taj što su rezultati istraživanja neusaglašeni, kako je i pokazano u odeljcima 7.1 i 7.2. Pošto tehnika aktivacije  $^{115}\text{In}$  daje vrednosti brzine reakcija  $R$ , odnosno saturacione aktivnosti, ideja je da se za aktivaciju  $^{197}\text{Au}$  izračuna kolika bi bila saturaciona aktivnost za sve spektre fotoneutrona i te vrednosti uporede. Drugim rečima – za date spektre fotoneutrona dobijene aktivacijom zlata, izračunata je saturaciona aktivnost u slučaju da je tim neutronima aktiviran  $^{115}\text{In}$ . Na osnovu dobijenih podataka, mogu se izvesti razni zaključci koji se tiču ne samo zavisnosti broja fotoneutrona od geometrije kolimatora nego i samih aktivacionih metoda.

Prvi korak jeste dobiti vrednosti saturacionih aktivnosti iz aktivacionih merenja u Bonnerovim sferama za različite konfiguracije kolimatora. Brzina reakcija se dobija numeričkom integracijom poznatih vrednosti efikasnog preseka za zahvat neutrona  $^{115}\text{In}$  za date vrednosti energija spektra iz aktivacionih merenja zlata, koristeći se već pomenutom relacijom

$$R = \int \sigma(E)\Phi(E)dE \quad (8.1)$$

gde  $\sigma(E)$  predstavlja efikasni presek za zahvat neutrona u funkciji energije neutrona a  $\Phi(E)$  je fluks neutrona. Dakle, relacija (8.1) omogućava izračunavanje saturacione aktivnosti ako su poznati efikasni presek za zahvat neutrona i fluks neutrona. Potrebno je, stoga, odrediti funkciju  $\Phi(E)$  za svaku pojedinačnu konfiguraciju kolimatora, kao i pronaći vrednosti efikasnog preseka za zahvat neutrona željenog izotopa u literaturi. Određivanje oblika  $\Phi(E)$  za četiri pozicije kolimatora se svodi na fitovanje datih podataka funkcijom koja najbolje odgovara eksperimentalnim tačkama. Softver kojim se vršilo fitovanje funkcija je OriginPro 9.0 a eksperimentalni podaci za sve četiri geometrije kolimatora su dati na slici 8.1.



Slika 8.1: Eksperimentalne tačke fluksa fotoneutrona za četiri konfiguracije kolimatora

Kao što je već navedeno i kod slike 7.7, zelenim kvadratićima su označene eksperimentalne vrednosti spektra fotoneutrona za konfiguraciju 1 (tabela 7.1), u kojoj su i sekundarni i tercijarni kolimatori zatvoreni. Sivim kvadratićima su date tačke za slučaj kada je sekundarni kolimator zatvoren a MLC uklonjen. Plavi kružići predstavljaju merene vrednosti za geometriju u kojoj je sekundarni kolimator otvoren a MLC zatvoren, dok je narandžastim kružićima označena konfiguracija kod koje su vilice otvorene a MLC uklonjen.

Najoptimalniji fit konfiguracije 1 – konfiguracije u kojoj su i sekundarni i tercijarni kolimatori zatvoreni, je oblika

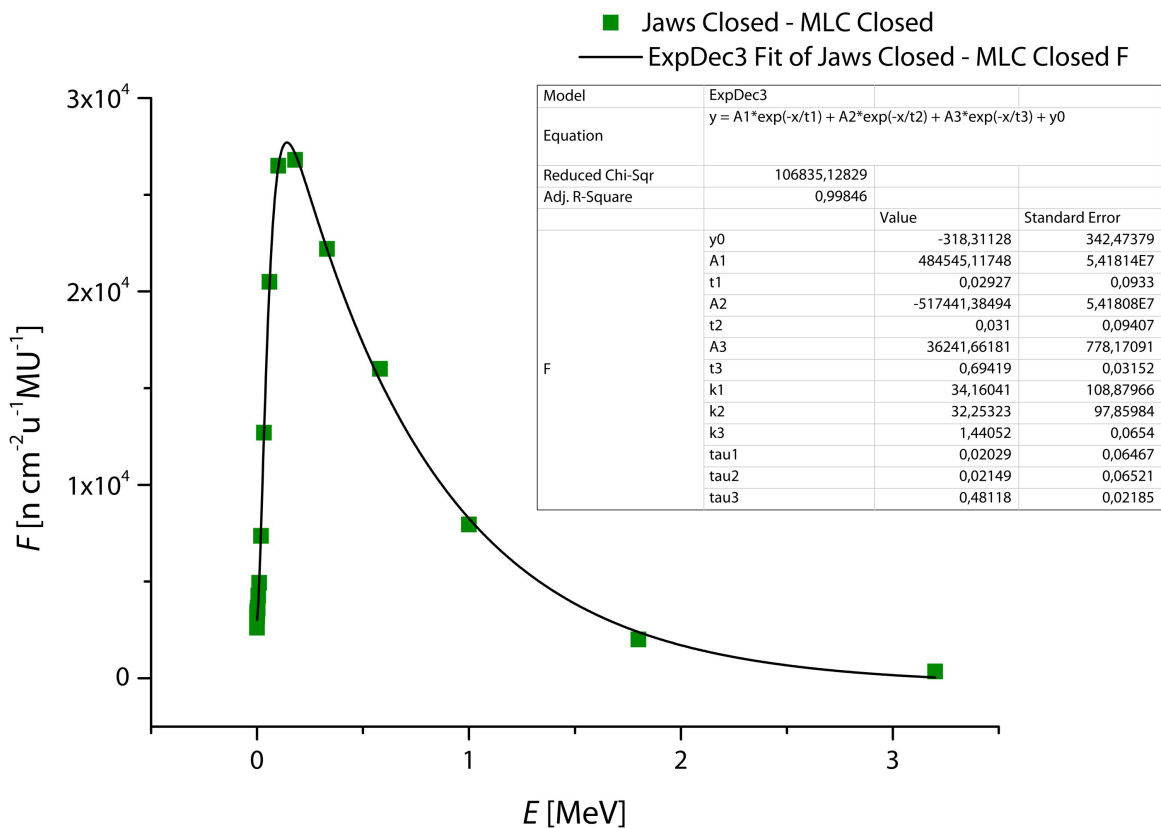
$$\Phi = A_1 \exp\left(-\frac{E}{t_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{E}{t_2}\right) + A_3 \exp\left(-\frac{E}{t_3}\right) + \Phi_0 \quad (8.2)$$

gde je, kao što je rečeno,  $\Phi$  fluks a  $E$  energija. Vrednosti koeficijenata u jednačini (8.2) su date u tabeli 8.1:

Tabela 8.1: Vrednosti koeficijenta iz relacije (8.2)

	$\Phi_0$	-381.31		
$A_1$	484545.12	$t_1$	0.029	
$A_2$	-517441.38	$t_2$	0.03	
$A_3$	36241.66	$t_3$	0.69	

Izgled fitovane funkcije je dat na slici 8.2.



Slika 8.2: Izgled fitovane funkcije za konfiguraciju 1

U slučaju kada je sekundarni kolimator otvoren a MLC zatvoren, zavisnost fluksa od energije je najbolje opisana funkcijom

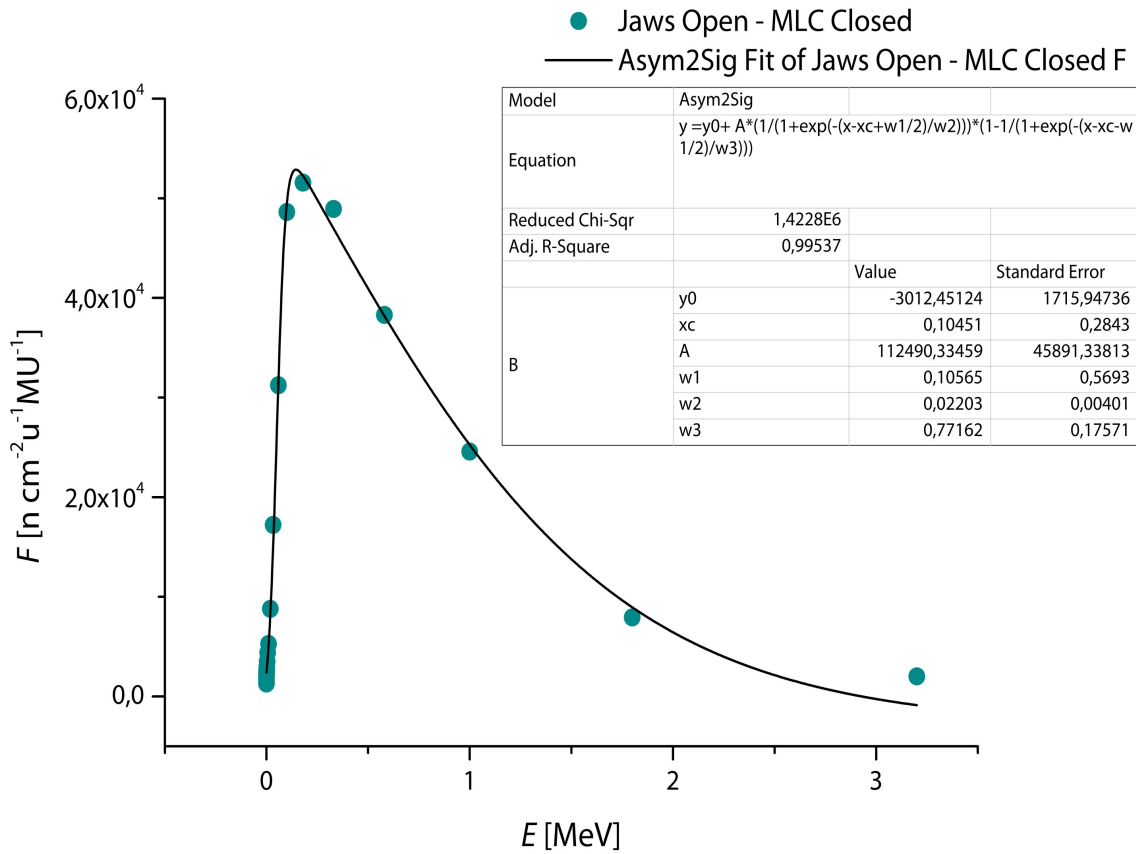
$$\Phi = \Phi_0 + A \left[ 1 + \exp\left(-\frac{E - B + \frac{w_1}{2}}{w_2}\right) \right]^{-1} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{E - B + \frac{w_1}{2}}{w_3}\right) \right]^{-1} \quad (8.3)$$

Koeficijenti u gornjoj jednačini dati su u tabeli (8.5):

Tabela 8.2: Koeficijenti iz jednačine (8.3)

$\Phi_0$	-3012.45	$w_1$	0.11
A	112490.33	$w_2$	0.02
B	0.105	$w_3$	0.77

Fitovana funkcija za konfiguraciju 2 je prikazana na slici 8.3.



Slika 8.3: Izgled fitovane funkcije za konfiguraciju 2



Najoptimalnija zavisnost  $\Phi(E)$  za geometriju u kojoj je sekundarni kolimator zatvoren a tercijarni kolimator otvoren je oblika

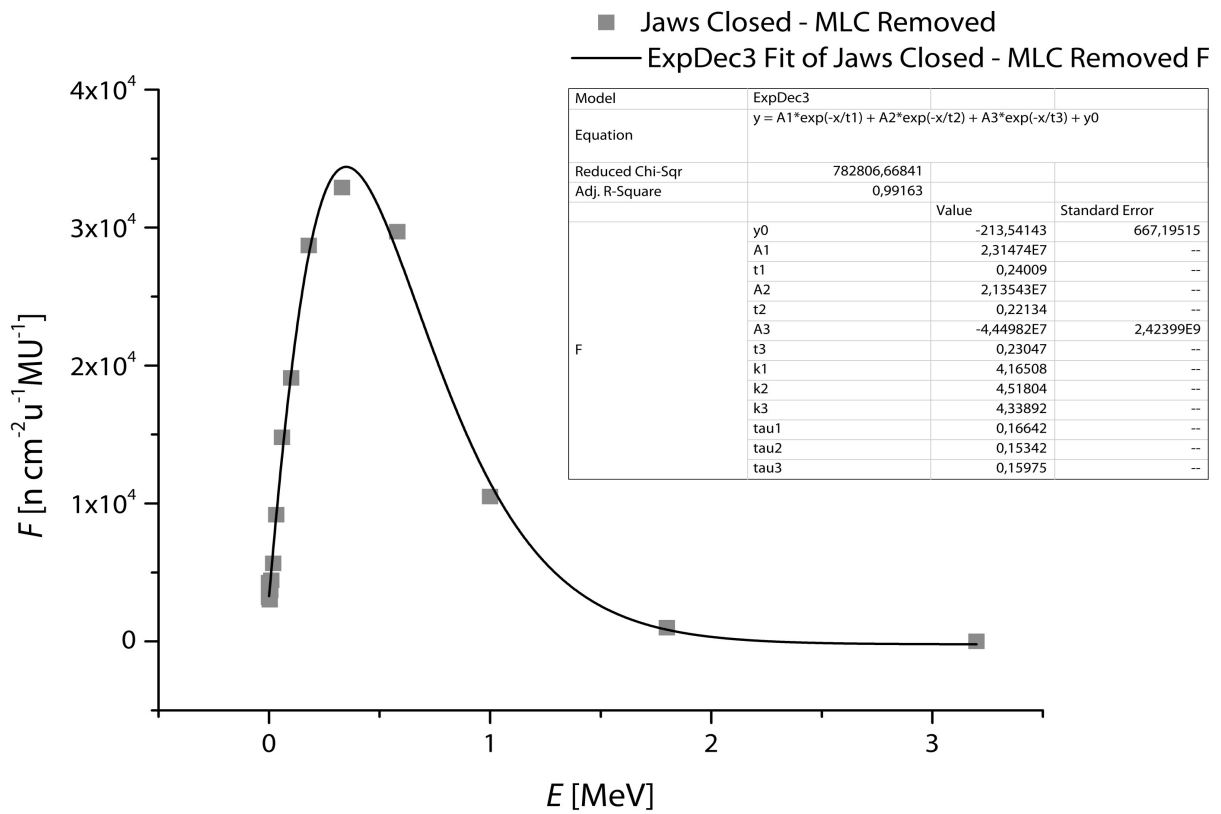
$$\Phi = A_1 \exp\left(-\frac{E}{t_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{E}{t_2}\right) + A_3 \exp\left(-\frac{E}{t_3}\right) + \Phi_0 \quad (8.4)$$

Vrednosti koeficijenata u ovom slučaju su predstavljeni tabelarno u tabeli 8.3:

Tabela 8.3: Vrednosti koeficijenata iz jednačine (8.4)

$\Phi_0$	-213.54
$A_1$	2.31E7
$t_1$	0.24
$A_2$	2.14E7
$t_2$	0.22
$A_3$	-4.45E7
$t_3$	0.23

Grafički prikaz konfiguracije 3 sa fitovanom funkcijom dat je na slici 8.4.



Slika 8.4: Izgled fitovane funkcije za konfiguraciju 3

Za četvrtu konfiguraciju kolimatora, gde su sekundarni kolimatori otvoreni a tercijarni zatvoreni, formula koja najbolje opisuje zavisnost fluksa neutrona od energije je data kao

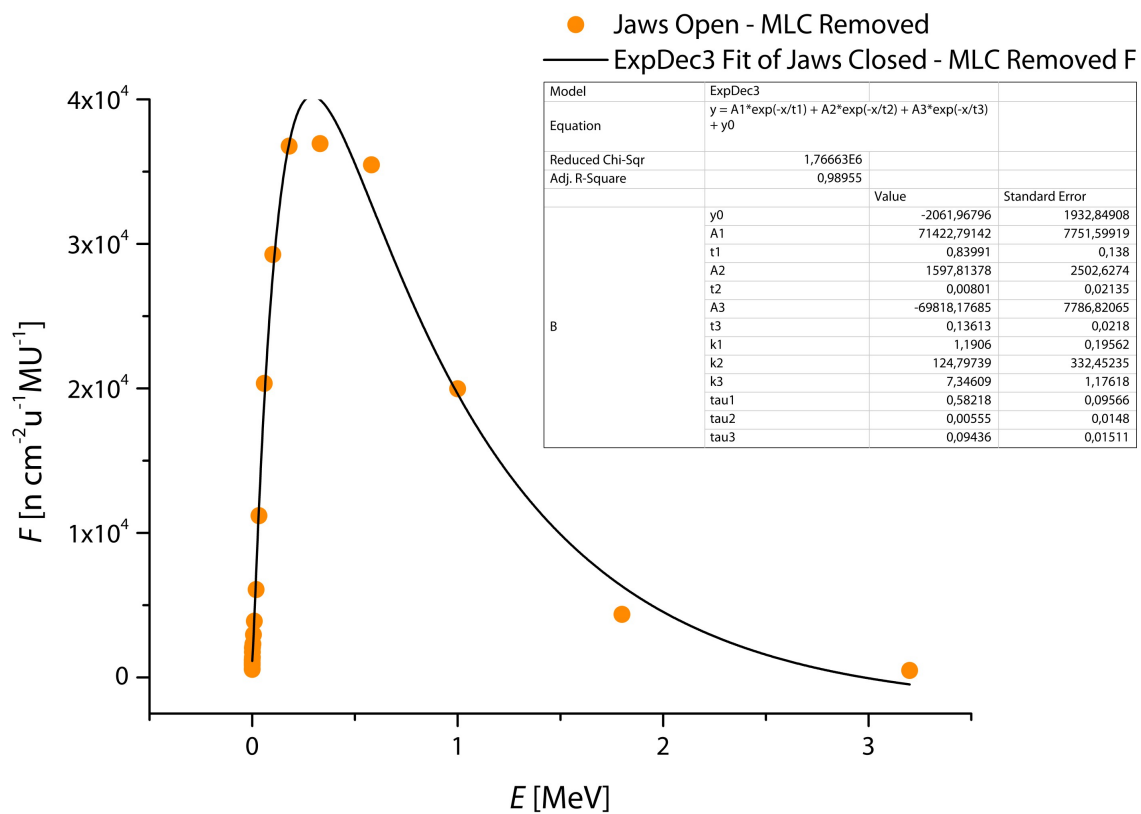
$$\Phi = A_1 \exp\left(-\frac{E}{t_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{E}{t_2}\right) + A_3 \exp\left(-\frac{E}{t_3}\right) + \Phi_0 \quad (8.5)$$

a vrednosti koeficijenata su prikazani u tabeli 8.4:

Tabela 8.4: Vrednosti koeficijenata iz relacije (8.5)

$\Phi_0$	-2061.97		
$A_1$	71422.79	$t_1$	0.84
$A_2$	1597.81	$t_2$	0.008
$A_3$	-69818.18	$t_3$	0.14

Funkcija fitovana na eksperimentalne tačke za ovu geometriju kolimatora dana je na slici 8.5.



Slika 8.5: Izgled fitovane funkcije za konfiguraciju 4

Može se primetiti da je najoptimalniji fit jednak za konfiguracije 1, 3 i 4 dok je konfiguracija 2 fitovana drugačijom funkcijom. Konfiguracija 2, u kojoj su sekundarni kolimatori otvoreni a MLC zatvoren, daje i najveći broj fotoneutrona (što je detaljno opisano u odeljku 7.1).

Nakon što su pronađene funkcije kojima se najbolje fituju eksperimentalne vrednosti flukseva neutrona za svaku od konfiguracija kolimatora, potrebno je bilo pronaći podatke za efikasni presek za zahvat neutrona izotopa indijuma ( $\sigma(E)$  iz jednačine (8.1)). Vrednosti efikasnog preseka za zahvat neutrona  $^{115}\text{In}$  su preuzeti iz National Nuclear Data Center [32] baze podataka [20] i prikazani su u tabeli 8.5.

Tabela 8.5: Vrednosti efikasnog preseka za zahvat neutrona indijumovog izotopa  $^{115}\text{In}$  [20]

$^{115}\text{In}$							
$E$ [MeV]	$\sigma$ [barn]	$E$ [MeV]	$\sigma$ [barn]	$E$ [MeV]	$\sigma$ [barn]	$E$ [MeV]	$\sigma$ [barn]
0.150	0.240	0.445	0.165	0.840	0.190	2.620	0.093
0.210	0.210	0.518	0.160	1.040	0.217	2.650	0.105
0.255	0.197	0.540	0.175	1.220	0.221	3.400	0.060
0.305	0.185	0.565	0.163	1.450	0.192	4.100	0.041
0.350	0.185	0.620	0.169	1.460	0.214	4.750	0.032
0.370	0.180	0.620	0.176	1.850	0.154	5.500	0.026
0.410	0.175	0.620	0.185	2.250	0.140	6.250	0.014

Podaci dati u tabeli 8.5 su, zajedno sa funkcijama  $\Phi(E)$ , iskorišteni za računanje saturacionih aktivnosti. Izračunavanje saturacione aktivnosti iz formule (8.1) se svodi na numeričku integraciju. U praksi se ovo izvodi tako što se svaka vrednost efikasnog preseka iz tabele 8.5 pomnoži sa funkcijom  $\Phi(E)$  za odgovarajuću energiju i onda ti umnošci saberu. Funkcije  $\Phi(E)$  su funkcije dobijene fitovanjem podataka iz reference [5] i date su relacijama 8.2, 8.3, 8.4 i 8.5. Dakle, teorijskim (numeričkim) putem su dobijene vrednosti saturacionih aktivnosti kada se datim fotoneutronima, snimljenim aktivacijom zlata, aktivira indijum. Rezultat je prikazan u tabeli 8.6.

Tabela 8.6: Saturacione aktivnosti za četiri konfiguracije kolimatora (izračunate za podatke preuzete iz reference [5])

Konfiguracija kolimatora		Saturaciona aktivnost $R$ [Arb. Units]
Sekundarni kolimator	MLC	
Zatvoren	Zatvoren	$5.86 \times 10^4$
Otvoren	Zatvoren	$1.12 \times 10^5$
Zatvoren	Uklonjen	$8.66 \times 10^4$
Otvoren	Uklonjen	$1.10 \times 10^5$

Sledeća faza je očitavanje saturacionih aktivnosti sa slike 7.9 dobijenih aktivacijom indijuma. Bitno je naglasiti da se konfiguracije u koje je bio uključen tercijarni kolimator kod ove aktivacione metode [26] ne poklapaju u potpunosti sa konfiguracijama kod tehnike Bonnerovih sfera [5]. Međutim, iako se geometrije neznatno razlikuju, sasvim je validno pronaći najslabije i iskoristiti ih u ovom istraživanju. Očitane vrednosti saturacionih aktivnosti date su u tabeli 8.7.

Tabela 8.7: Saturacione aktivnosti za četiri konfiguracije kolimatora (dobijene aktivacijom  $^{115}\text{In}$  [26])

Konfiguracija kolimatora		Saturaciona aktivnost $R$ [ $\text{s}^{-1}$ ]
Sekundarni kolimator	MLC	
Zatvoren	Zatvoren	$1.11 \times 10^{-19}$
Otvoren	Zatvoren	$1.00 \times 10^{-19}$
Zatvoren	Uklonjen	$4.55 \times 10^{-19}$
Otvoren	Uklonjen	$4.18 \times 10^{-19}$

## 8.2 Komparacija rezultata

Brzine reakcija u tabelama 8.6 i 8.7 su računane na različite načine pa stoga imaju potpuno drugačiji red veličine. Kako je cilj ovog rada baš upoređivanje saturacionih aktivnosti, najelegantnije rešenje je proizvoljno izabrati jednu od konfiguracija kolimatora i na nju normirati ostale. To je urađeno a rezultati su dati u tabeli 8.8

Tabela 8.8: Poređenje saturacionih aktivnosti fotoneutrona iz LINAC-a za dve aktivacione metode

#	Konfiguracija kolimatora		Saturaciona aktivnost $R_f$	
	Sekundarni kolimator	MLC	$^{115}\text{In}$ (Krmr et al.) [26]	$^{197}\text{Au}$ (Howell et al.)
(1)	Zatvoren	Zatvoren	1.24	0.54
(2)	Otvoren	Zatvoren	1.09	0.79
(3)	Zatvoren	Uklonjen	1.12	1.23
(4)	Otvoren	Uklonjen	1.00	1.00

Iz tabele 8.8 se vidi da su sve vrednosti saturacionih aktivnosti normirane na saturacionu aktivnost konfiguracije 4 – konfiguracije u kojoj su oba kolimatora otvorena. Kao što se u odeljcima u kojima su opisane aktivacione metode moglo videti, i saturacione aktivnosti odgovaraju rezultatima merenja. Kod aktivacije  $^{197}\text{Au}$ , najveća saturaciona aktivnost je za konfiguraciju u kojoj je sekundarni kolimator zatvoren a MLC otvoren a najmanja za situaciju u kojoj su oba kolimatora zatvorena. Razlika između maksimalne i minimalne brzine reakcije je čak 69 %. Sa druge strane, aktivacija  $^{115}\text{In}$  pokazuje da je brzina reakcije najveća kada su oba kolimatora zatvorena a najniža kada su oba kolimatora otvorena. Drugim rečima, aktivacija indijuma nalaže da je produkcija fotoneutrona najveća kada su oba kolimatora zatvorena i broj fotoneutrona ne zavisi od toga da li je polje oblikovano sekundarnim kolimatorom ili MLC-om. Saturacione aktivnosti se u ovom slučaju razlikuju do maksimalno 24 %. Metoda Bonnerovih sfera eksplicitno pokazuje da se najviše fotoneutrona proizvede zbog interakcije fotona sa MLC-om. Kako rezultati ovih dvaju metoda protivureče jedni drugim, potrebno je utvrditi koje je merenje validno. Stoga, neophodno je ući u problematiku i analizirati faktore koje bi mogli uticati na ovako drastične rezultate te na osnovu njih rezonovati.

Prvi faktor koji je potrebno analizirati u oba eksperimenta jeste materijal od kojeg su kolimatori napravljeni. Kako su u oba slučaja kolimatori volframski, nije logično da se MLC više doprinosi produkciji fotoneutrona.

Drugo, terapijski akcelerator kod metoda Bonnerovih sfera je radio na 18 MeV a kod aktivacije indijuma fotoni su imali 15 MeV. Slika 5.7 pokazuje evidentan porast u broju fotoneutrona sa porastom energije upadnog fotona. Međutim, energije upadnih fotona mogu objasniti ukupan fluks ili dozu zračenja ali ne i međusobne razlike u vrednosti saturacionih aktivnosti za svaku metodu ponaosob. Na kraju, za ovaj rad je od interesa geometrija kolimatora tako da bi bilo logično da su međusobni odnosi brzina reakcija srazmerni za obe metode.

Treće, razlika u eksperimentalnoj postavci u smislu da metod aktivacije indijuma nije imao istovetne konfiguracije kolimatora kao kod metode Bonnerovih sfera bi se isprava mogla učiniti kao odgovorna. Obe metode imaju dve istovetne konfiguracije a to su konfiguracije u kojima je tercijarni kolimator uklonjen. Saturaciona aktivnost u slučaju kada je sekundarni kolimator otvoren a MLC zatvoren se kod aktivacije zlata razlikuje za samo 9 % od slučaja kada je MLC otvoren. Razlika saturacionih aktivnosti za ove konfiguracije (2 i 4) kod metode Bonnerovih sfera iznosi 21 %. Važno je primetiti da se saturaciona aktivnost za konfiguraciju u kojoj su oba kolimatora zatvorena u slučaju metode Bonnerovih sfera razlikuje za čak 46 % u odnosu na konfiguraciju 4. Ta razlika iznosi 24 % u slučaju metode aktivacije indijuma. Kako produkcija fotoneutrona zavisi od dimenzija polja, odnosno koliko se materijala visokog rednog broja nalazi na putu fotonima, nije logično da se najmanje fotoneutrona proizvede za slučaj kada su oba kolimatora zatvorena, kao što to pokazuje metod Bonnerovih sfera. Takođe, za metod aktivacije

indijuma je merena saturaciona aktivnost za mnogo više kolimatorskih konfiguracija nego za metod Bonnerovih sfera i njihove međusobne razlike nisu drastične kao kod aktivacije  $^{197}\text{Au}$ .

Četvrto, svaka od aktivacionih metoda je testirana (od strane samih istraživača). Metod Bonnerovih sfera je testiran snimanjem kalifornijumskog spektra (opisano u sekciji 7.1.2). U ovom radu je izvršena analiza tog testiranja i pokazalo se da se metodom Bonnerovih ne dobija spektar fisijonih neutrona  $^{252}\text{Cf}$ . Aktivaciona metoda u kojoj se aktivira  $^{115}\text{In}$  je testirana i rezultat objavljen u [27]. Osim toga, u radu [26] se merila i doza neutrona na dva mesta: kod same terapijske glave i kod ulaznih vrata terapijskog bunkera. Kao što je navedeno u odeljku 7.2, neutronska doza se ne menja značajno kada je polje obrazovano sekundarnim ili tercijarnim kolimatorima. Neizostavno je pomenuti da metod Bonnerovih sfera zahteva komplikovaniju eksperimentalnu izvedbu i obradu podataka dok je metod aktivacije indijuma jednostavniji i direktniji.

## 9 Zaključak

U ovom radu se vršila komparacija različitih merenja brzina reakcije za različite konfiguracije kolimatora linearnog akceleratora dobijenih na osnovu dvaju fotoaktivacionih metoda. Prva metoda, izvedena od strane R. Howell i saradnika [5], je metoda aktivacije  $^{197}\text{Au}$  u Bonnerovim sferama. Druga tehnika je aktivacija indijumovog izotopa  $^{115}\text{In}$ , izvedena od strane M. Krmara i saradnika [26]. Prvi metod daje spektre fotoneutrona za različite konfiguracije sekundarnog i tercijarnog kolimatora. Metoda aktivacije  $^{115}\text{In}$  kao konačan rezultat daje vrednosti brzina reakcija, odnosno saturacionih aktivnosti i ekvivalentnih doza neutrona, takođe za različite konfiguracije kolimatora. Glavna ideja rada jeste bila izračunati koliko bi iznosile saturacione aktivnosti u slučaju kada bi se neutronima (sa spektara 7.2, [5]) aktivirao  $^{115}\text{In}$ . Te dobijene vrednosti saturacionih aktivnosti su potom upoređene sa onima dobijenim metodom aktivacije indijuma [26].

Brzine reakcija su računane uz pomoć relacije 8.1. Vrednosti efikasnih preseka za zahvat neutrona  $^{115}\text{In}$  su preuzete iz literature [20] a funkcionalna zavisnost fluksa od energije je dobijena fitovanjem podataka preuzetih iz Howellovih merenja [5]. Nakon ovog koraka, metodom numeričke integracije dobijene su vrednosti saturacionih aktivnosti za svaku konfiguraciju kolimatora. Te vrednosti su normirane i upoređene sa vrednostima saturacionih aktivnosti za različite konfiguracije kolimatora koje su dobili Krmar i saradnici u radu " *Neutron dose equivalent measured at the maze door with various openings for the jaws and MLC*" [26] (i ove vrednosti su normirane zbog lakšeg tumačenja rezultata).

Po poređenju rezultata, može se videti da tehnika Bonnerovih sfera daje izuzetno velike razlike u produkciji fotoneutrona za različite konfiguracije sekundarnog i tercijarnog kolimatora. Te razlike se kreću i do 69 % i za njih je, na osnovu rezultata ove metode, najviše zaslužan MLC. Metod aktivacije indijuma za različite geometrije kolimatora pokazuje povećanje brzine reakcije do maksimalno 24 % ali u slučaju kada su oba kolimatora u potpunosti zatvorena. Dakle, metoda Bonnerovih sfera nalaže da se najviše fotoneutrona proizvede kada je sekundarni kolimator otvoren a MLC zatvoren. Sa druge strane, metoda aktivacije indijuma pokazuje da je saturaciona aktivnost najveća baš za konfiguraciju u kojoj su oba kolimatora zatvorena.

Kako ove dve aktivacione metoda daju neusaglašene rezultate, proučena je i tačnost obaju tehnika. Tehnika Bonnerovih sfera je testirana snimanjem spektra  $^{252}\text{Cf}$  od strane Howellove i saradnika [4]. No, proverom od strane autora ovog rada je pokazano da se ti rezultati ne poklapaju sa podacima o spektru kalifornijumskih neutrona preuzetih iz literature – slika 7.6. Metod aktivacije indijuma je testiran u radu "  *$^{115}\text{In}$  as a probe for the characterization of therapy bremsstrahlung beams and the detection of photoneutrons*" [27] i pokazalo se da se može uzeti kao pouzdan. Pored toga, u radu [26] je greška eksperimenta bila u zadovoljavajućim granicama a merena je i doza neutrona pored akceleratorске glave i pored vrata bunkera. Kako neutronska doza nije pokazala velike varijacije za različite konfiguracije kolimatora, može se reći da je ova metoda pouzdanija od metode Bonnerovih sfera.

Na osnovu detaljne analize izvršene u odeljku 8.2 i gore rečenog, može se izvesti konačan zaključak da se broj fotoneutrona kod medicinskog akceleratora ne menja značajno kada je snop fotona kolimisan bilo sekundarnim ili tercijarnim kolimatorom. Fotoneutroni će uvek biti nusprodukt radijacione terapije ali najviše zbog mete, primarnog kolimatora i filtera za izravnavanje polja (tabela 7.3). Ova tvrdnja je potvrđena i u radu " *Neutron Measurements for Intensity Modulated Radiation Therapy*" [19].

Za kraj bi valjalo naglasiti da bi se fotoneutronima iz linearnih terapijskih akceleratora trebala posvetiti veća pažnja, detaljnije i dublje ispitati problematika i uvesti standard za neutronske zračenje. Kako je u prethodnom paragrafu navedeno – fotoneutroni neizbežno prate radioterapiju te bi se stoga zvaničnom regulativom osigurala bezbednost stručnog osoblja. Time se podiže nivo kvaliteta radijacione terapije i zaštite od zračenja, što je i jedan od zadataka moderne radioterapije.

## 10 Biografija



Nikolina Šarčević je rođena 23. avgusta 1985 u Osijeku, Hrvatska. Osnovnu školu je pohađala u Tenju, Hrvatska i Šapcu, Srbija. Po završetku Srednje medicinske škole u Šapcu upisuje astrofiziku na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu. Detaljnije na <https://www.linkedin.com/in/nikolinasarcevic>.

U slobodno vreme voli restaurirati stari nameštaj i čitati.

## Bibliografija

- [1] Biggs, Peter J. "Radiation shielding for megavoltage photon therapy machines" , Philadelphia, {PA}, {USA}, , 72 (2010) ISBN
- [2] Cherry, Pam and Duxbury, Angela M. "Practical Radiotherapy: Physics and Equipment" Wiley-Blackwell, Singapore, 2, (2009) ISBN 978-4051-8426-7
- [3] Czirr, J. B., Stelts, M. L. "Measurement of the Neutron Capture Cross Section of Holmium-165 and Gold-197" Nuclear Science and Engineering 52 (), 299 (1973)
- [4] Howell, Rebecca M. and Hertel, Nolan E. and Wang, Zhonglu and Hutchinson, Jesson and Fullerton, Gary D. "Calculation of effective dose from measurements of secondary neutron spectra and scattered photon dose from dynamic MLC IMRT for 6 MV, 15 MV, and 18 MV beam energies" Med. Phys. 33 (2), 360--368 (2006)
- [5] Howell, Rebecca M. and Kry, Stephen F. and Burgett, Eric and Followill, David S. and Hertel, Nolan E. "Effects of tertiary MLC configuration on secondary neutron spectra from 18 MV x-ray beams for the Varian 21EX linear accelerator" Med. Phys. 36 (9), 4039--4046 (2009)
- [6] Howell, Rebecca M. and Kry, Stephen F. and Burgett, Eric and Hertel, Nolan E. and Followill, David S. "Secondary neutron spectra from modern Varian, Siemens, and Elekta linacs with multileaf collimators" Med. Phys. 36 (9), 4027--4038 (2009)
- [7] [http://eecue.com/i/6MeV-Klystron-eecue\\_29716\\_5vpl\\_1.jpg](http://eecue.com/i/6MeV-Klystron-eecue_29716_5vpl_1.jpg) <http://www.em-design.com/images/circulator1.jpg> "" (), ()
- [8] [http://eecue.com/i/Ion-Chamber-eecue\\_29721\\_63h5\\_1.jpg](http://eecue.com/i/Ion-Chamber-eecue_29721_63h5_1.jpg) <http://eecue.com/p/29720/Ion-Chamber.html> "" (), ()
- [9] <http://eecue.com/p/29715/Multi-Leaf-Collimator.html> "" (), ()
- [0] <http://eecue.com/p/29717/Linear-Accelerator.html> "" (), ()
- [0] <http://health-7.com/imgs/20/7507.jpg> "" (), ()
- [9] <http://richbeveridge.files.wordpress.com/2010/01/sinusoid1.jpg> "" (), ()
- [10] <http://tesla.desy.de/~rasmus/media/Accelerator%20physics/Livingston%20Plot%201.png> <http://tesla.desy.de/~rasmus/media/Accelerator%20physics/Livingston%20Plot%202.png> "" (), ()
- [11] <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/1/12/BraggPeak.png> "" (), ()
- [12] <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/4/4b/Standingwaves.svg> "" (), ()
- [13] [http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/5/59/External\\_beam\\_radiotherapy\\_retinoblastoma\\_nci-vol-1924-300.jpg](http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/5/59/External_beam_radiotherapy_retinoblastoma_nci-vol-1924-300.jpg) "" (), ()
- [14] [http://www.hoacny.com/data/Unsorted/clinac\\_ix-63114-1.jpg](http://www.hoacny.com/data/Unsorted/clinac_ix-63114-1.jpg) "" (), ()
- [16] [http://www.measureworks.co.jp/image/products/products\\_image\\_bonnerephere\\_02.jpg](http://www.measureworks.co.jp/image/products/products_image_bonnerephere_02.jpg) "" , , , () ISBN
- [17] [http://www.precisis.de/en/radiosurgery/products/assets/images/Strahlenchirurgie/kollimatoren\\_round\\_collis\\_gross.jpg](http://www.precisis.de/en/radiosurgery/products/assets/images/Strahlenchirurgie/kollimatoren_round_collis_gross.jpg) "" (), ()
- [18] <https://www.flickr.com/photos/vincentriemersma/5042124399/> "" (), ()
- [ ] Ipe, N. E. and Roesler, S. and Jiang, S. B. and Ma, C. M. "Neutron Measurements for Intensity Modulated Radiation Therapy" {SLAC-PUB-8443}, Chicago, {IL}, {USA}, , (2000) ISBN <http://www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-pub-8443.pdf>
- [ ] Johnsrud, A. E. and Silbert, M. G. and Barschall, H. H. "Energy Dependence of Fast-Neutron Activation Cross Sections" Phys. Rev. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.116.927> 116 (4), 927--936 (1959)
- [20] Karzmark, C. J. "Advances in linear accelerator design for radiotherapy" Med. Phys. 11 (2), 105--128 (1984)
- [21] Karzmark, C. J. and Morton, Robert J. "A Primer on Theory and Operation of Linear Accelerators in Radiation Therapy" Medical Physics Publishing, Madison, Wisconsin, {USA}, 2, (1998) ISBN 0-944838-66-9
- [ ] Knitter, H. H. and Paulsen, A. and Liskien, H and Islam, M. M. "Measurements of the neutron energy spectrum of the spontaneous fission of Cf-252" Atomkernenergie <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/servlet/X4sShowData?>



db=x4&op=get\_x4plus&req=19222&ii=1&File=X4R19222\_x4.txt.htm 22 (), 84 (1973)

- [23] Krmar, Miodrag "Određivanje energetskog spektra fotona u snopu 15 MeV-skog x-zračenja fotoaktivacionom i atenuacionom analizom", , Beograd, Serbia (1993)
- [24] Krmar, Miodrag "Uvod u Nuklearnu Fiziku" Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno-Matematički Fakultet, Departman za Fiziku, Novi Sad, Serbia, 1, (2013) ISBN 978-86-7031-250-0
- [26] Krmar, Miodrag and Baucal, M. and Božić, N. and Jovančević, N. and Ciraj-Bjelac, O. "Neutron dose equivalent measured at the maze door with various openings for the jaws and MLC" Med. Phys. 39 (3), 1278--1281 (2012)
- [27] Krmar, Miodrag and Slivka, Jaroslav and Bikit, Ištvan and Čonkić, Lj. and Rudić, A. "  $^{115}\text{In}$  as a probe for the characterization of therapy bremsstrahlung beams and the detection of photoneutrons" Med. Phys. 26 (4), 564--569 (1999)
- [28] Leipunskiy, A. I., Kazachkovskiy, O. D., Artyukhov, G. Ja., Baryshnikov, A. I., Belanova, T. S., Galkov, V. I., Stavisskiy, Yu. Ja., Stumbur, E. A., Sherman, L. E. "Radiative capture cross-section measurements for fast neutrons " 15 (2219), 50 (1957)
- [29] Mukhin, K. N. "Experimental nuclear physics Volume I: Physics of atomic nucleus" Mir Publishers, Moscow, {USSR}, , (1987) ISBN
- [30] Musgrove, L., Allen, B. J., Boldeman, J. W., Macklin, R. L. "Radiative neutron capture of Cd-11 and Cd-113" Nuclear Science and Engineering 82 (2), 230 (1982)
- [31] Nath, Ravinder and Epp, Edward R. and Laughlin, John S. and Swanson, William P. and Bond, Victor P. "Neutrons from high-energy x-ray medical accelerators: An estimate risk to the radiotherapy patient" Med. Phys. 11 (3), 231--241 (1984)
- [ ] National Nuclear Data Center "" <http://www.nndc.bnl.gov/>
- [32] Podgoršak, Ervin B. "Review of Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students" International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria, , (2003) ISBN
- [34] Podgoršak, Ervin B. "Radiation Physics for Medical Students" Springer, Berlin, Germany, 2, (2010) ISBN 978-3-642-00874-0
- [35] Rokvić, Tatjana "Fotoneutroni u okolini linearnih terapijskih akceleratora, neke mogućnosti njihove primene i procena neutronske doze", , Novi Sad, Serbia (1999)
- [36] Schriber, Stanley O. "X-ray Beam Flattener" ()
- [37] Seltzer, S. M. and Berger, M. J. "Photoneutron production in thick targets" Phys. Rev. C 7 (2), 858--861 (1973)
- [38] Sibtain, Amen and Morgan, Andrew and MacDougall, Niall "Physics for Clinical Oncology" Oxford University Press, New York, {NY}, {USA}, , (2012) ISBN 978-0-19-957335-6
- [ ] Tuli, J. K. and Body, Z. and Drosge, M. and Schwerer, O. and Mannhart, W. and Lorentz, A. and Gryntakis, E. and Cullen, D. E. and Mundy, G. and Csikai, J. "Handbook on Nuclear Activation Data" International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria, , (1987) ISBN 92-0-135087-2
- [39] van't Veld, A. A. and Hoveijn, I. "Intensity Modulated RadioTherapy: A clinical application of a small accelerator" (2005)
- [41] Wikipedia "Neutron temperature" [http://en.wikipedia.org/wiki/Neutron\\_temperature](http://en.wikipedia.org/wiki/Neutron_temperature)
- [42] "Report No. 151 - Structural Shielding Design and Evaluation for Megavoltage X- and Gamma-Ray Radiotherapy Facilities (2005)" , Washington DC, USA, , (2005) ISBN 978-0-929600-87-1
- [43] "Clinac 2100C/D, 2300 C/D, 21EX, 23EX, iX, Novalis Tx, Trilogy & Silhouette Edition Radiation Leakage Data" () [https://www.varian.com/media/oncology/services\\_and\\_support/pdf/12000.pdf](https://www.varian.com/media/oncology/services_and_support/pdf/12000.pdf)
- [43] "LINAC-3: Advances in medical linear accelerator technology" () <http://www.ampi-nc.org/essayresult/linac-3.pdf>

UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

## KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

*Redni broj:*

**RBR**

*Identifikacioni broj:*

**IBR**

*Tip dokumentacije:*

Monografska dokumentacija

**TD**

*Tip zapisa:*

Tekstualni štampani materijal

**TZ**

*Vrsta rada:*

Diplomski rad

**VR**

*Autor:*

Nikolina Šarčević

**AU**

*Mentor:*

Dr Miodrag Krmar

**MN**

*Naslov rada:*

Istraživanje energetskog spektra fotoneutrona aktivacijom  $^{115}\text{In}$

**NR**

*Jezik publikacije:*

Srpski (latinica)

**JP**

*Jezik izvoda:*

Srpski/engleski

**JI**

*Zemlja publikovanja:*

Srbija i Crna Gora

**ZP**

*Uže geografsko područje:*

Vojvodina

**UGP**

*Godina:*

2014

**GO**

*Izdavač:*

Autorski reprint

**IZ**

*Mesto i adresa:*

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

**MA**

*Fizički opis rada:*

(Broj poglavlja/broj strana/broj tabela/broj slika) (10/75/23/62)

**FO**

*Naučna oblast:*

Fizika

**NO**

*Naučna disciplina:*

Nuklearna fizika, medicinska fizika

**ND**

*Predmetna odrednica/ ključne reči:*

Linearni akcelerator, fotoneutroni, kolimator, spektar, fotoni

**PO**

**UDK**

*Čuva se:*

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

**ČU**

*Važna napomena:*

Nema

**VN**

*Izvod:*

**IZ**

Tema završnog rada su fotoneutroni kreirani u glavi linearnog akceleratora. Urađena je detaljna analiza postojećih podataka o energetskom spektru neutrona u blizini akceleratora i ti podaci su upoređeni sa energetskim spektrom fisionih neutrona. Ovo je važno kao provera da li se neutroni  $^{252}\text{Cf}$  mogu iskoristiti da podražavaju akceleratorne neutrone. U sledećoj fazi analiziran je zahvat neutrona na  $^{115}\text{In}$  u terapijskoj sobi i poređen sa aktivacijom od strane brzih neutrona. Konačan cilj rada je testiranje metode procene fluksa brzih neutrona u ravni pacijenta tokom radijacione terapije. Ovaj metod se može iskoristiti za određivanje neutronske doze.

*Datum prihvatanja teme od NN veća:*

5.11.2013

**DP**

*Datum odbrane:*  
**DO** 5.9.2014

*Članovi komisije:*  
**KO**

*Predsednik:* Željka Cvejić  
*član:* Miodrag Krmar  
*član:* Tijana Prodanović

UNIVERSITY OF NOVI SAD  
 FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

#### KEY WORDS DOCUMENTATION

*Accession number:*  
**ANO**

*Identification number:*  
**INO**

*Document type:* Monograph publication  
**DT**

*Type of record:* Textual printed material  
**TR**

*Content code:* Final paper  
**CC**

*Author:* Nikolina Šarčević  
**AU**

*Mentor/comentor:* Miodrag Krmar, PhD  
**MN**

*Title:* Research of photoneutron energy spectra by  $^{115}\text{In}$  activation  
**TI**

*Language of text:* Serbian (Latin)  
**LT**

*Language of abstract:* Serbian and English  
**LA**

*Country of publication:* Serbia and Montenegro  
**CP**

*Locality of publication:* Vojvodina  
**LP**

*Publication year:* 2014  
**PY**

*Publisher:* Author's reprint  
**PU**

*Publication place:* Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad  
**PP**

*Physical description:* (Chapters/pages/tables/figures) (10/75/23/62)  
**PD**

*Scientific field:* Physics  
**SF**

*Scientific discipline:* Nuclear physics, medical physics  
**SD**

*Subject/ Key words:* Linear accelerator, photoneutrons, collimator, spectra, photons  
**SKW**

*UC*

*Holding data:* Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4  
**HD**

*Note:* none  
**N**

*Abstract:*

**AB**

The subject of this graduate work are photoneutrons created in the head of therapy linear accelerators. Detailed analysis of existing data concerning energy spectra of neutrons in accelerator vicinity is done and compared with energy spectra of fission neutrons. It is important to get evidence if it is possible to use Cf neutrons to mimic accelerator ones. In the next phase, neutron capture of  $^{115}\text{In}$  in accelerator room is analyzed and compared to activation by fast fission neutrons. The final goal of this work is a possible method for estimation of fast neutron flux at the place of the patient during radiation therapy. It can be used for neutron dose estimation.

*Accepted by the Scientific Board:*

5.11.2013

**ASB**

*Defended on:*

5.9.2014

**DE**

*Thesis defend board:*

**DB**

*President:*

Željka Cvejić

*Member:*

Miodrag Krmar

*Member:*

Tijana Prodanović