



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET



Tot Arpad

Karakterizacija fotona i neutrona megavoltažnih terapijskih akceleratora

-doktorska disertacija-

Novi Sad, 2017.

Sadržaj

Predgovor.....	6
Uvod.....	7
1. Medicinski linearni akceleratori	9
1.1. Izvor elektrona.....	9
1.2. RF generator.....	9
1.3. Ubrzavajući talasovod	10
1.4. Pomoćni sistemi	14
1.5. Sistem za prenos snopa elektrona.....	14
1.6. Glava akceleratora.....	15
1.6.1. Meta	16
1.6.2. Primarni kolimator	17
1.6.3. Homogenizacioni filter	17
1.6.4. Jonizaciona komora	18
1.6.5. Sekundarni kolimator.....	18
1.6.6. Tercijalni kolimator (MLC)	19
1.7. Zakočno zračenje	20
1.8. Dizajn bunkera i zaštite.....	25
1.8.1. Fotonska doza na ulaznim vratima	26
1.8.2. Ekvivalentna doza gama zraka nastalih zahvatom neutrona.....	30
1.8.3. Ekvivalentna doza neutrona	31
1.8.4. Ukupna ekvivalentna doza na ulaznim vratima	32
1.8.5. Ekvivalentna doza neutrona u bunkeru sa dve krivine	32

1.8.6. Izvod iz pravilnika o granicama izlaganja jonizujućem zračenju	34
2. Neutroni kod medicinskog linearnog akceleratora	35
2.1. Fotonuklearne reakcije.....	36
2.2. Interakcije neutrona	38
2.2.1. Zahvat neutrona	39
2.2.2. Rasejanje neutrona	40
2.2.3. Rezonantni procesi.....	42
2.2.4. Zavisnost efikasnog preseka od kinetičke energije neutrona.....	43
3. Metode merenja fotona i neutrona kod medicinskog akceleratora	46
3.1. Aktivaciona merenja	46
3.1.1. Fotoaktivaciona merenja.....	46
3.1.2. Detekcija neutrona aktivacijom	47
3.1.3. Izbor izotopa za aktivaciju	49
3.2. HPGe detektorski sistem.....	51
3.3. Merenje fotonske doze	54
3.4. Merenje neutronske doze	56
3.5. Atenuaciona analiza	57
4. Prikaz i diskusija eksperimentalnih merenja.....	62
4.1. Merenje ekvivalentne doze neutrona	62
4.1.1. Opis merenja	63
4.1.2. Rezultati i diskusija.....	67
4.2 Aktivaciona merenja	75
4.2.1. Opis eksperimenta i osnovni parametri FF i FFF fotonskog snopa	76
4.2.2. Merenja	79

4.2.3 Rezultati i diskusija.....	81
4.3. Atenuaciona merenja	84
4.3.1. Opis merenja	85
4.3.1 Rezultati i diskusija.....	90
4.4. Merenja doze rasejanog fotonskog zračenja na ulazu u lavirint	99
4.4.1. Merenje	100
4.4.2. Rezultati i diskusija.....	101
Zaključak.....	106
Literatura.....	110
Biografija	115
Ključna dokumentacijska informacija.....	116

Mojoj porodici: majci, ocu i Elviri.

Predgovor

Želeo bih da se zahvalim mentoru, profesoru Miodragu Krmaru na pruženoj mogućnosti da se bavim problematikom iz koje je proistekao ovaj rad. Zahvaljujući njegovom zalaganju i trudu, stekao sam veštine ne samo iz oblasti nauke već i mnogo šire. Iskreno se zahvaljujem za pomoć oko eksperimentalnog rada kao i na korisnim savetima i sugestijama tokom pisanja ovog rada.

Takođe, ogromnu zahvalnost dugujem profesorici Oliveri Klisurić, koja je od prvog dana upisa na studije, bila uz mene i svojim trudom, zalaganjem i savetima pomogla ne samo oko izrade ove disertacije već i oko mog usavršavanja kao istraživača i kao predavača.

Zahvalio bih se Borislavi Petrović sa Instituta za onkologiju u Sremskoj Kamenici, Neveni Ignjatov i Luki Dragojlović sa Instituta za plućne bolesti u Sremskoj Kamenici, kao i Szil Elemiru sa Klinike za onkoterapiju, Segedin, Mađarska na pruženoj mogućnosti da kod njih uradim eksperimentalna merenja potrebna za disertaciju.

Zahvaljujem se Mirajni Mikalački, sa Departmana za matematiku i informatiku za pomoć oko programiranja. Njena pomoć pri obradi ekperimentalnih podataka mi je bila izuzetno dragocena.

Veliku zahvalnost dugujem i ostalim kolegama sa Departmana za Fiziku, koji su pomogli oko izrade disertacije.

Ipak, najveću zahvalnost dugujem svojoj porodici: mojoj majci, mom ocu i mojoj Elviri, koji su bili uz mene u svakom momentu izrade ove disertacije. Bez vaše podrške ne bi bilo ni ovog rada. Hvala vam!

Uvod

Od samog otkrića 1895. x-zračenje je svoju najširu primenu našlo u medicini i to u oblastima medicinskog imidžinga i radijacione terapije. Tema ovog rada je karakterizacija fotona i neutrona megavoltažnih terapijskih akceleratora.

Poznavanje spektra x-zračenja kao i drugih osobina je od izuzetnog značaja kako za planiranje radijacione terapije tako i sa aspekta zaštite pacijenta i osoblja. Takođe, poznavanje svojstava neutrona nastalih u interakciji fotona sa materijalima oko akceleratora, je od izuzetnog značaja sa dozimetrijskog aspekta.

Na osnovu kvantne elektrodinamike nađen je teorijski izraz za spektar zakočnog zračenja koji nastaje u tankoj meti. Međutim, x-zračenje kod terapijskih akceleratora nastaje u debeloj meti, a zatim prolazi kroz filtere kako bi se eliminisali elektroni i meka komponenta zračenja. U poslednjih nekoliko godina su u upotrebi i akceleratori bez homogenizacionog filtera. Sve komponente u glavi akceleratora značajno utiču na konačan spektar fotona akceleratora.

Direktno merenje samog spektra nekim od detektora (NaI ili HPGe) nije moguće zbog visokih intenziteta te je stoga razvijeno nekoliko indirektnih metoda za karakterizaciju fotonskog spektra, kao što su atenuaciona analiza, fotoaktivaciona analiza, analiza komptonski rasejanog zračenja i dr. Ipak danas je najzastupljenije karakterizacija spektra x zračenja, kao i neutrona Monte Carlo metodama. Stoga smo u ovom radu koristili isključivo eksperimentalne metode.

Neutroni nastali u fotonuklearnim reakcijama tokom rada terapijskog akceleratora doprinose dodatnoj dozi pacijentima, ali mogu predstavljati realnu opasnost za osoblje radioterapijskog centra. Iz tog razloga se posebna pažnja posvećuje dizajnu radioterapijskih prostora. No detekcija neutrona unutar terapijskog prostora nije jednostavan tehnički problem pošto se oni stvaraju i interaguju u veoma intenzivnom polju fotona. U ovom radu će biti prikazani neki rezultati dozimetrijskih merenja neutrona u okolini visokoenergetskog terapijskog akceleratora.

Ceo rad je podeljen u četiri poglavlja: u glavi 1 je objašnjen osnovni princip rada linearnog akceleratora i osnovni dozimetrijski principi. U drugoj glavi je opisan nastanak neutrona kao i njihova interakcija. U glavi 3 opisani su metode merenja fotona i neutrona i to aktivaciona merenja, dozimetrijske metode kao i atenuaciona merenja. U glavi 4 dat je detaljan opis eksperimentalnih merenja ekvivalentne doze neutrona, aktivacionih merenja, atenuaciona merenja i dozimetrijska merenja fotonske doze. Takođe, četvrta glava je posvećena prikazu dobijenih rezultata opisanim metodama kao i diskusiji istih.

1. Medicinski linearni akceleratori

Medicinski linearni akcelerator (Linac) je uređaj koji koristi elektromagnetne talase u mikrotalasnom opsegu za ubrzavanje naelektrisanih čestica, najčešće elektrona [1]. Kinetička energija elektrona kreće se u opsegu od 4 MeV do 25 MeV. U linearnom akceleratoru elektroni se ubrzavaju duž prave putanje u specijalnim evakuisanim strukturama koji se nazivaju talasovodi [2]. U terapijske svrhe mogu se koristiti ubrzani elektroni ili X-zraci visoke energije koji se dobijaju sudarom ubrzanih elektrona sa metom visokog atomskog broja.

Različiti proizvođači nude različita tehnička rešenja i različiti dizajn uređaja ali je kod svih osnovni princip rada jednak. Osnovne komponente uređaja za dobijanje snopa su sledeće: izvor elektrona, RF generator, ubrzavajući talasovod, pomoćni sistemi, sistem za prenos snopa elektrona, sistemi za kolimaciju i monitoring snopa.

1.1. Izvor elektrona

Izvor elektrona ili injektorski sistem je u principu jednostavan elektrostatički akcelerator koji se naziva elektronski top (slika 1.1). Postoje dve vrste izvora elektrona diodnog ili triodnog tipa. Elektroni se dobijaju termoelektronskom emisijom sa katode. Elektroni se fokusiraju i ubrzavaju uz pomoć elektrode prema anodi kroz koju prolaze i ulaze ubrzavajući talasovod. Kod triodnog topa postoji dodatna mrežica, koja kontroliše ubrizgavanje elektrona u talasovod [1-3].

1.2. RF generator

Mikrotalasna radijacija, koja se koristi u talasovodu za ubrzavanje elektrona do željene kinetičke energije dobija se iz RF generatora čije su dve osnovne komponente RF izvor i pulsni modulator.

RF izvor je magnetron ili klistron. Oba uređaja koriste ubrzavanje i usporenje elektrona u vakuumu za proizvodnju RF polja visoke snage. Visok napon (~ 100 kV), visoka struja (~ 100 A) i kratki pulsevi (~ 1 μ s) dobijaju se iz pulsno modulatora [2], prema tome osnovna funkcija modulatora je da napaja mikrotalasni generator i elektronski top sinhronizovanim naponskim impulsima kako bi elektroni mogli biti ubrizgani u akceleratoru cev u određenom trenutku a zatim ubrzani od strane polja [3].



Slika 1.1. Poprečni presek elektronskog topa. Gore: Diodna konfiguracija. Dole: triodna konfiguracija. 1. Grejač, 2. Katoda. 3. Veneltov (Wehneltov) cilindar, 4. Mrežica, 5. Anoda

1.3. Ubrzavajući talasovod

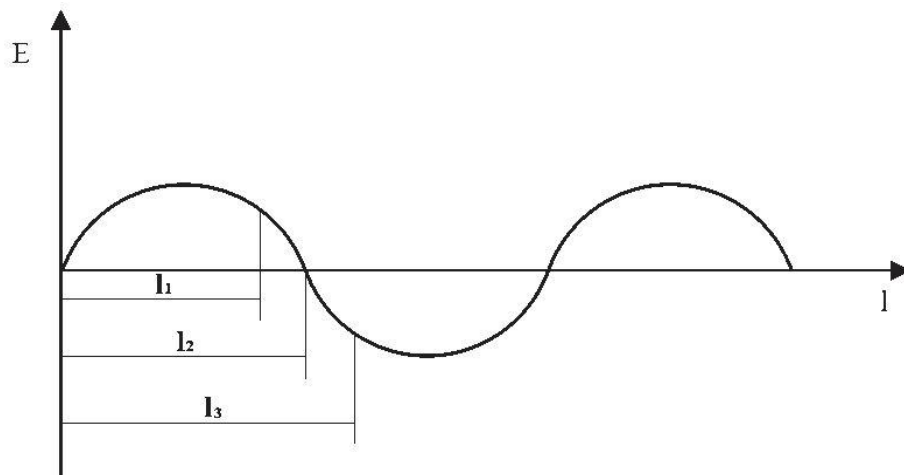
Na slici 1.2 prikazana je distribucija električnog polja elektromagnetnog talasa duž pravca l u vremenskom trenutku t_0 . Na elektron na distanci l_1 deluje sila $e \cdot E$ gde je E jačina električnog polja na datom rastojanju. Usred dejstva ove sile elektron će dobiti određeno ubrzanje i u slučaju kada se postigne da se elektromagnetni talas kreće, u svakom trenutku, istom brzinom kao i elektron, polje će delovati istom silom na njega i konstantno ga ubrzavati duž pravca l . Ovo je princip rada akceleratora sa putujućim talasom. Na elektron na udaljenosti l_2 neće delovati nikakva sila kako je jačina električnog polja na datoj udaljenosti jednaka nuli. Elektron koji se

nalazi na udaljenosti l_3 biće ubrzan u suprotnom smeru u odnosu na elektron na udaljenosti l_1 pošto na datoj udaljenosti električno polje ima suprotan smer.

Da bi ubrzavanje elektrona bilo što efikasnije ovaj proces se odvija u evakuisanoj cevi kroz koju se prostire elektromagnetni talas. Ova evakuisana cev je centralna komponenta linearnog akceleratora i naziva se talasovod.

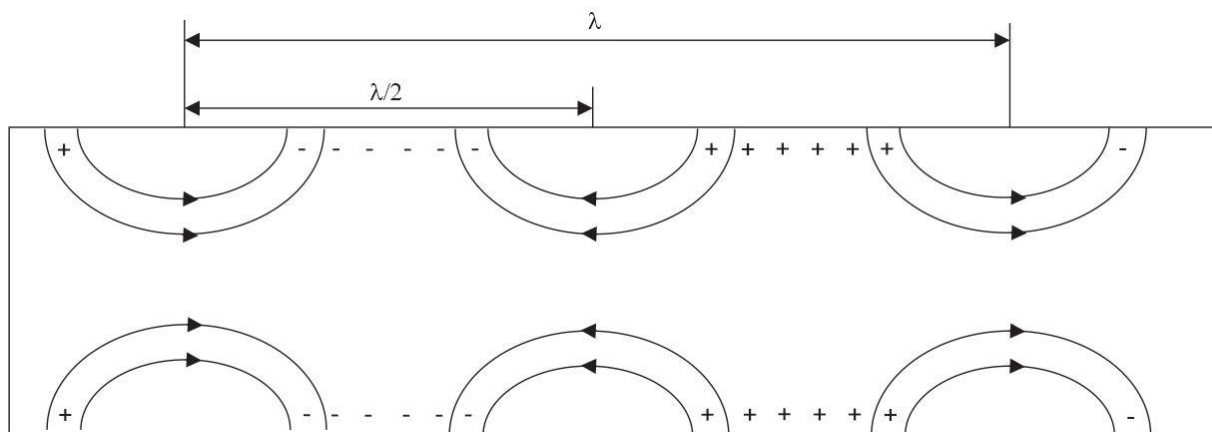
Elektromagnetni talasi se prostiru duž ose kroz takvu cev sa provodnim zidovima. Na slici 1.3 prikazana je prostorna raspodela električnog polja duž talasovoda kao i distribucija naelektrisanja od koga bi ovo polje poticalo.

U ovom slučaju magnetno polje elektromagnetnog talasa prostire se kružno i normalno u odnosu na osu i stoga ne doprinosi ubrzanju elektrona. Elektroni ubrizgani duž ose talasovoda bi se ubrzavali samo pod dejstvom električnog polja a brzina prostiranja (fazna brzina v_f) je veća od brzine svetlosti pa je nemoguće na ovaj način ubrzavati čestice.



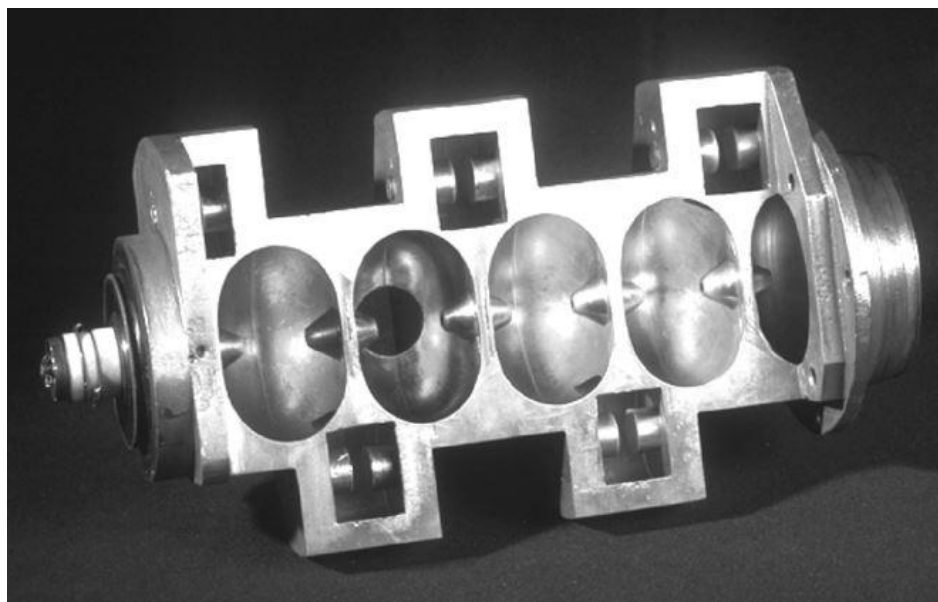
Slika 1.2. Distribucija električnog polja duž pravca l [4].

Radi kontrole brzine prenosa energije talasa duž željenog pravca, talasovod se serijom blendi izdela na segmente. Menjanjem kapacitivnosti po jedinici dužine puta može se podešavati brzina prostiranja električnog polja tako da se može postići da ona u svakom trenutku bude jednaka brzini elektrona. Na ovaj način je talasovod podeljen na seriju šupljina prečnika oko 10 cm i dužine od 2 do 5 cm (slika 1.4).



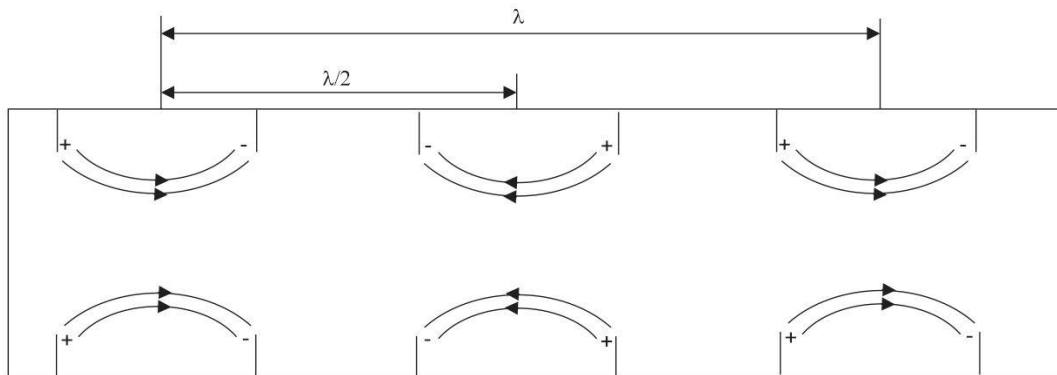
Slika 1.3. Električno polje duž talasovoda [5].

Na slici 1.5 prikazan je raspored putujućeg električnog polja E i distribucija naelektrisanja duž ose talasovoda izdeljenog diskovima.



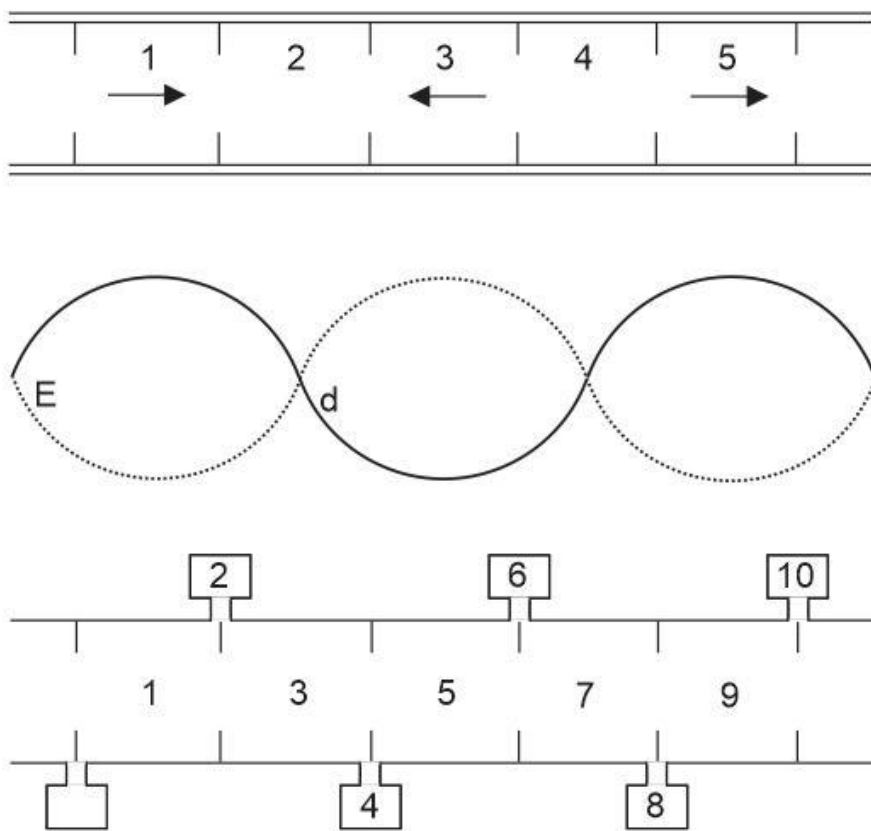
Slika 1.4. Poprečni presek ubrzavajućeg talasovoda linearnog akceleratora. Ubrzavajuće šupljine se nalaze na centralnoj osi, elektronski top se nalazi sa leve strane a meta sa desne [2].

Smer električnog polja se menja na svakih $\lambda/2$ i za jednu punu talasnu dužinu su potrebne četiri šupljine. Polje takođe menja smer u vremenu na svakih pola ciklusa. Brzina promene smera polja određena je frekvencijom elektromagnetnog talasa. Na ovaj način je postignuto da se elektromagnetni talas progresivno pomera duž cevi brzinom koju je moguće kontrolisati frekvencijom i raspodelom blendi i koja je u svakom trenutku jednaka brzini ubrzanih elektrona.



Slika 1.5. Električno polje duž akceleratora izdeljenog blendama (5).

Ukoliko se elektromagnetni talas reflektuje sa kraja talasovoda, dolazi do slaganja dolazećeg i odbijenog talasa. Kako prilikom refleksije dolazi do fazne promene od $\pi/2$ te kao rezultat nastaje stojeći talas. Na slici 1.6 prikazan je smer električnog polja u pojedinim šupljinama akceleratora u prvoj polovini vremenskog ciklusa. Nakon $T/2$ dolazi do promene smera električnog polja (isprekidana linija). Na slici 1.6 prikazan je stojeći talas koji odgovara ovim promenama električnog polja.



Slika 1.6. Šematski izgled talasovoda sa stojećim talasom [4].

Možemo videti kako u šupljinama 2, 4, 6 itd. električno polje uvek ima vrednost nulu stoga elektroni u njima ne primaju energiju. Ove šupljine se mogu izvući van ose u stranu i funkcija im je da provode elektromagnetni talas i na taj način povežu dve susedne šupljine u kojima dolazi do ubrzavanja elektrona.

Ako je vreme potrebno elektronu da pređe put od prve do treće šupljine jednako polovini perioda elektromagnetnog talasa on će biti ubrzan u istom smeru obe šupljine.

Kako je kod akceleratora sa stojećim talasom svaka druga šupljina pomerena van ose to se uz pomoć njih može dobiti željena energija sa znatno kraćim talasovodom nego kod akceleratora sa putujućim talasom.

Kako električno polje unutar talasovoda osim aksijalne ima i radijalnu komponentu koja rasejava elektrone, akceleratora cev je obavijena kalemom čije magnetno polje fokusira i sprečava divergenciju elektronskog snopa [3].

1.4. Pomoćni sistemi

Pomoćni sistemi akceleratora nisu direktno uključeni u ubrzavanje elektrona, ipak bez njih rad akceleratora u kliničkim uslovima ne bi bio moguć. Najbitniji su sledeći pomoćni sistemi: vakuum pumpa koja stvara vakuum u ubrzavajućem talasovu i RF generatoru, sistem za hlađenje koji hladi vodove, metu i RF generator, sistem za pneumatsko pomeranje mete i drugih komponenti koje služe za oblikovanje snopa, zaštita od cureće radijacije [2].

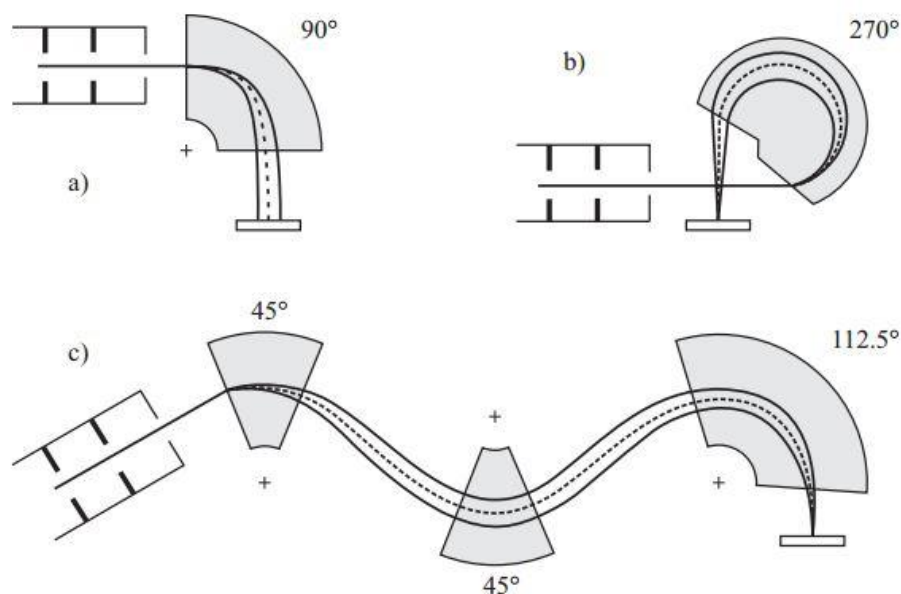
1.5. Sistem za prenos snopa elektrona

Za proizvodnju X zračenja potrebno je da ubrzani elektroni udare u metu pod pravim uglom, što se postiže uz pomoć magnetnog polja. U zavisnosti od proizvođača postoji različite konfiguracije magnetna za skretanje (slika 1.7).

Kod akceleratora kod kojih elektroni skreću za 90° dolazi do njihovog razdvajanja po energijama tako da je izlazni snop monohromatski. Nedostatak ovog sistema je što dolazi do disperzije elektronskog mlaza.

Sistem za skretanje elektrona pod uglom od 270° je fokusirajući i naziva se ahromat, a tačka fokusa ne zavisi od upadne energije. U sistemu za skretanje jedno od magnetnih polja je nehomogeno na taj način da mu intenzitet raste ka periferiji polja u odnosu na centar zakrivljene putanje po kojoj se kreću elektroni. Elektroni čija je energija malo veća ili manja od nominalnih bivaju nehomogenim poljem skrenuti na taj način da im se izlazni pravac u potpunosti poklapa sa pravcem snopa elektrona prave energije. Elektroni čija je energija znatno manja ili veća od nominalne bivaju mehanički uklonjene iz snopa [3].

Sistem za skretanje elektrona pod uglom od $112,5^\circ$ takođe je fokusirajući o naziva se serpentina ili slalom.



Slika 1.7. Šematski prikaz skretanja elektronskog mlaza magnetnim poljem. Magnetno polje je normalno usmereno na ravan crteža.

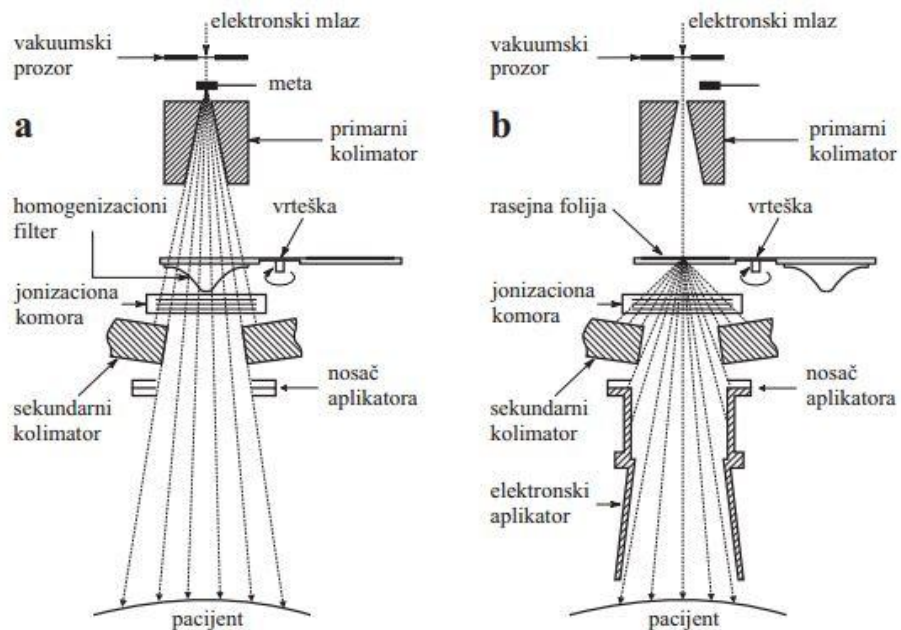
1.6. Glava akceleratora

Glava akceleratora (slika 1.8) sadrži nekoliko komponenti koje direktno utiču na proizvodnju, oblikovanje, lokalizaciju i monitoring snopa fotona i elektrona. Najvažnije komponente tipične

glave akceleratora su: meta za proizvodnju X-zračenja, homogenizacioni filter (*Flattening filter*) i folije za rasejanje elektrona, primarni i sekundarni kolimatori, transmisione jonizacione komore, svetlo za definisanje polja, klinasti filteri (opciono) i *multileaf* kolimatori (MLC) [2].

1.6.1. Meta

Meta kod akceleratora montirana je na nosač koji se može postaviti i ili ukloniti sa putanje primarnog elektronskog snopa. Proizvodnja fotona se događa u meti i to zakočnim zračenjem. Ubrzani elektroni padaju na metu od materijala sa visokim atomskim brojem (npr. volfram). Tipična debljina mete je jedna petina dometa elektrona određene energije u datom materijalu. Ova debljina omogućava optimalan odnos intenziteta i ugaone distribucije dobijenog X-zračenja. Debljom metom bi dobili zračenje višeg intenziteta ali bi zbog višestruke elektronske interakcije zračenje bilo emitovano u znatno većem prostornom uglu od onog ograničenog primarnim kolimatorima. U zavisnosti od energije primarnog snopa elektrona vrši se optimizacija debljine i sastava mete [6].



Slika 1.8. Šematski prikaz glave medicinskog linearnog akceleratora. a) Glava u konfiguraciji za fotonsku terapiju. b) Glava u konfiguraciju za terapiju elektronima.

1.6.2. Primarni kolimator

Primarni kolimator definiše najveće moguće kružno polje, tj. ograničava prostorni ugao u kojem je moguća propagacija fotona nastalih u meti. Materijal od kojeg se izrađuje najčešće je volfram. Debljina zaštitnog bloka je obično takva da atenuira primarni snop na manje od 0.1% od početne vrednosti što iznosi tri TVL-a (*Tenth value layer TVL*). Konusni otvor kolimatora postavljen je tako da se osa konusa poklapa sa glavnom osom akceleratora dok se teme konusa poklapa sa položajem tačkastog izvora [2,6].

1.6.3. Homogenizacioni filter

Zakočno zračenje fotona u MeV-skomben energetskom opsegu preferentno se emituje unapred a intenzitet i energija primarnih fotona zavisi od ugla emisije. U tradicionalnoj teleterapiji ovaj efekat je nepoželjan jer se teži postizanju što ravnomernije distribucije fotona. Da bi se kompenzovao ovaj efekat u glavu medicinskog linearnog akceleratora postavlja se filter za homogenizaciju (*Flattening Filter-FF*), što rezultuje skoro uniformnom dozom na određenoj dubini [6,7].

Homogenizacioni filter poseduje rotacionu simetriju. Profil filtera je tako proračunat da njegova atenuacija kompenzuje opadanje intenziteta fotonskog snopa sa uglom otklona.

Kako atenuacija zavisi od energije fotona, za svaku terapijsku energiju potrebno je postaviti odgovarajući filter čiji je profil optimizovan za datu energiju. U tu svrhu montira se set filtera na tzv. *carousell*, a izbor filtera vrši se rotiranjem istog [6].

90-ih godina prošlog veka počela su istraživanja fotonskog snopa bez homogenizacionog filtera (*Flattening Filter Free FFF*). Istraživanja su počela zbog potrebe radiohirurgije za velikim brzinama doze koje se nisu mogle dobiti sa akceleratorom koji koristi homogenizacioni filter. Nove tehnike radioterapije kao što su *stereotactic radiotherapy (SRT)* i *intensity modulated radiotherapy (IMRT)* u kojima se koristi nehomogeni snop, podstakli su razvoj razvoj linearnih akceleratora bez homogeniozacionog filtera [8]. Danas je u upotrebi veliki broj FFF medicisnkih akceleratora.

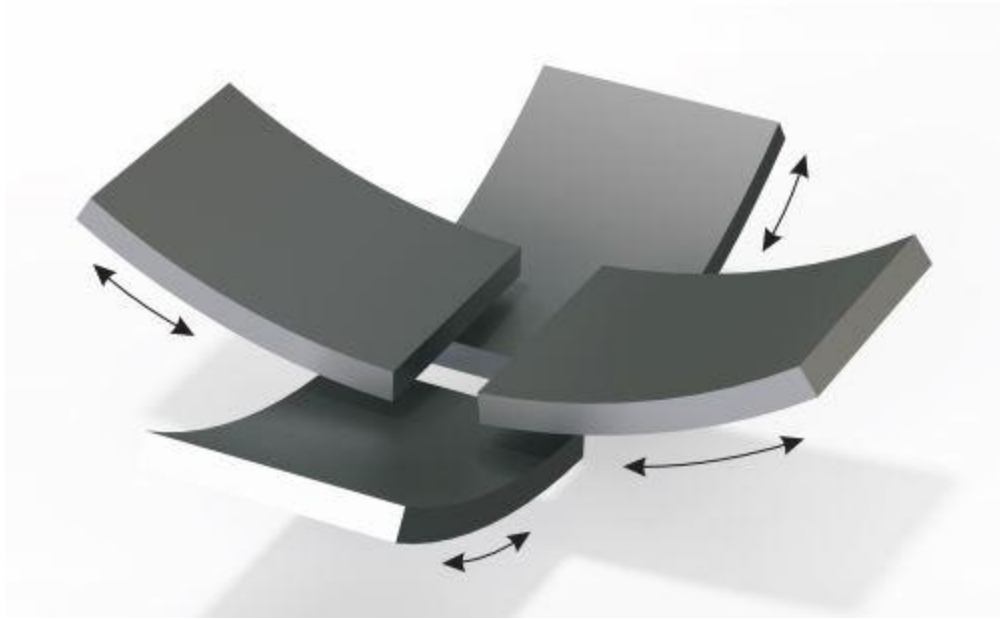
1.6.4. Jonizaciona komora

Prilikom terapije potrebno je kvantifikovati dozu koja se isporuči pacijentu. U tu svrhu koristi se planparalelna jonizaciona komora. Isporučena doza proporcionalna je količini naelektrisanja koja se sakupi u komori tokom jednog ozračivanja. Pored kvantifikovanja doze jonizaciona komora služi i za monitoring radijalne i transverzalne homogenosti snopa.

Količina naelektrisanja koja se registruje jonizacionom komorom izražava se tzv. monitorskim jedinicama (*MU*) (*monitor unit*). Za određeni akcelerator, modalitet i energiju vrednost jedne monitorske jedinice utvrđuje se prilikom kalibracije akceleratora [2,6].

1.6.5. Sekundarni kolimator

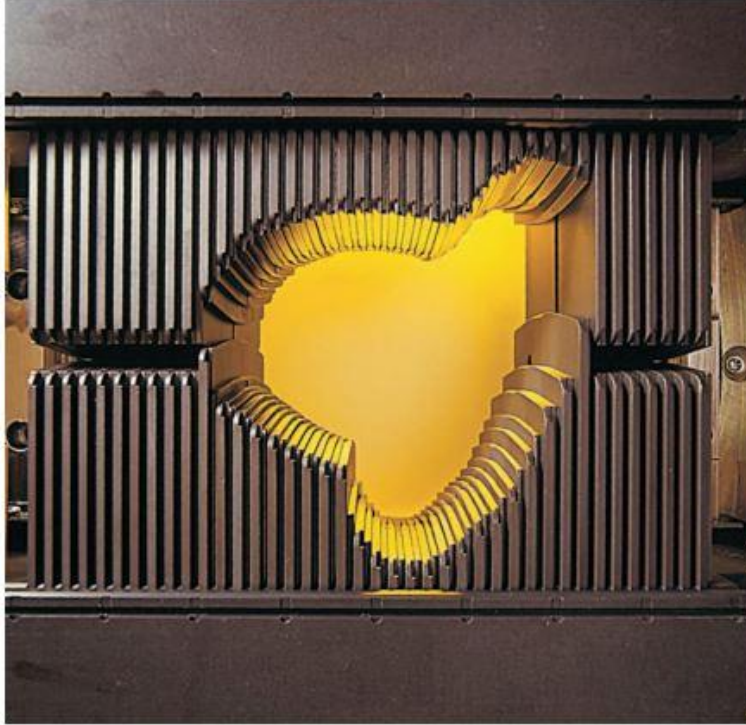
Nakon prolaska kroz primarni kolimator radijacioni snop je konusnog oblika a pravougano polje se dobije sekundarnim kolimatorima (slika 1.9). Kolimator se sastoji od dva para međusobno normalnih čeljusti (*jaws*). Svaku čeljust je moguće rotirati oko ose koja prolazi kroz tačku izvora i usmereno paralelno ivici čeljusti. Ovom geometrijom rotacije postiže se da su zraci koji se kreću iz izvora uvek paralelni sa ivicom čeljusti. Ipak ivice radijacionog polja nisu savršeno oštre već su definisane širinom polusenke, koja je posledica neidealnosti tačkastog izvora, tj. njegove konačne dimenzije. Strogo govoreći konačne dimezije izvora odgovorne su samo za jednu komponentu širine polusenke, a rasejanje na homogenizacionom filteru, transmisija i rasejanje unutar čeljusti doprinose dodatnom širenju polusenke [6].



Slika 1.9. Prikaz čeljusti sekundarnog kolimatora.

1.6.6. Tercijalni kolimator (MLC)

Tercijalni kolimator ili višelisni kolimator (*multileaf collimator MLC*) služi za oblikovanje profila fotonskih snopova. List predstavlja tanku volframsku pločicu postavljenu u radijaciono polje tako da joj je najuži profil normalan na pravac radijacije (slika 1.10). Listovi MLC-a ne rotiraju oko tačke izvora. Profil radijacionog polja formira se translacijom pojedinačnih listova elektromotornim pokretačima u pravcu dužine lista (normalno na glavu osu akceleratora glave). Da bi se postigla konzistentnost širine polusenke (vrhovi listova su zaobljeni). Curenje radijacije između susednih listova se sprečava sistemom pero-utor. Širina lista nije konstantna, već se postepeno smanjuje duž visine lista u pravcu izvora, kako bi se smanjila polusenka za deo polja definisan krajnjim listovima [6].



Slika 1.10. MLC kolimatori. Pravac radijacije je normalan na ravan papira [6].

1.7. Zakočno zračenje

Kada se lakoj naelektrisanjoj čestici promeni brzina pod dejstvom Coulombovog polja jezgra ili elektrona iz elektronskog omotača atoma, ona zrači elektromagnetno zračenje. Ovo zračenje se naziva zakočno zračenje. Prema zakonima klasične elektromagnetne teorije energija koju izrači naelektrisana čestica proporcionalna je kvadratu ubrzanja:

$$\left(-\frac{dE}{dt}\right) = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{c^3} \cdot a^2 \quad (1)$$

a kako je $a = \frac{Z e^2}{m_e \rho^2}$ sledi:

$$\left(-\frac{dE}{dt}\right) = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{c^3} \cdot \frac{Z^2 e^4}{m_e^2 \rho^4} \quad (2)$$

Prema klasičnoj elektromagnetnoj teoriji izračena energija proporcionalna je kvadratu rednog broja Z^2 medijumu kroz koji naelektrisana čestica prolazi, a obrnuto je proporcionalna kvadratu mase čestice. Iz tog razloga protoni i α -čestice proizvode 10^6 puta manje zračenja od elektrona.

Zbog toga je ova pojava prvi put primećena na elektronima koji ubrzani električnim poljem udaraju u metalnu anodu, usporavaju se i emituju zakočno zračenje. Verovatnoća za interakciju ubrzanog elektrona sa orbitalnim elektronima atoma mete je veoma mala, stoga se intenzitet ovako nastalog zračenja može zanemariti u odnosu na ono stvoreno u polju jezgra [3,10].

Pri pojedinačnoj interakciji sa električnim poljem jezgra upadna čestica može emitovati bilo koji deo svoje energije od nulte do maksimalne koliko je njena kinetička energija. Maksimalna energija emitovanog kvanta na kratkotalasnoj granici data je Duan-Hundtovim zakonom:

$$h\nu_{max} = E_0 \quad (3)$$

Prema kvantno-mehaničkoj teoriji upadni elektron se predstavlja ravnim talasom koji ulazi u polje jezgra, rasejava se i postoji mala ali konačna verovatnoća da dođe do emisije fotona, tj. do nastanka zakočnog zračenja. Efikasni presek, koji predstavlja verovatnoću da se desi ova pojava za jedan elektron na jednom atomu data je jednačinom:

$$d\sigma = \frac{137r_0^2}{(2\pi)^4} \cdot \frac{p_e E_0 E_e}{p_0} |\psi_j(\lambda \cdot \alpha) e^{-ikr} \psi_i d\tau | E dE d\Omega_k d\Omega_p \quad (4)$$

gde su E_0 , E_e , p_0 i p_e energije i impulsi elektrona pre i nakon interakcije u m_0c^2 i m_0c jedinicama. r_0 je klasični radijus elektrona, $E = h\nu$ energija emitovanog fotona, $d\Omega_p$ i $d\Omega_k$ diferencijalni prostorni uglovi u pravcu kretanja fotona i elektrona, λ jedinični polarizacioni vektor fotona, $d\tau$ element zapremine, r radijus vektor od centra u jedinicama Komptonove talasne dužine, α Dirakova matrica i ψ_i i ψ_j Dirakove talasne funkcije početnog i krajnjeg stanja elektrona. Problem određivanja efikasnosg preseka svodi se na određivanje odgovarajuće talasne funkcije koja na zadovoljavajući način opisuje upadni elektron u Kulonovom polju jezgra i okolnih elektrona atomskog omotača.

Integraljenjem po prostornim uglovima $d\Omega_p$ i $d\Omega_k$ dobija se izraz za diferencijalni efikasni presek po energijama. Uz aproksimaciju da je energija elektrona nerelativistička iz jednačine 5 se dobija:

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{16}{3} \cdot \frac{Z^2 r_0^2}{137} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \frac{1}{E} \cdot \ln \left(\frac{(\sqrt{E_0} - \sqrt{E_0 - E})}{E} \right) \quad (5)$$

gde je $\beta = v/c$ a v je brzina upadnog elektrona.

Za relativističke elektrone koji imaju energiju reda veličine nekoliko MeV-a i više diferencijalni efikasni presek dat je sledećim izrazom:

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{4Z^2r_0^2}{137} \cdot \frac{1}{E} \cdot \left[1 + \left(\frac{E_e}{E_0}\right)^2 - \frac{2E_e}{3E_0} \right] \left(\ln \frac{2E_0E_e}{E} - \frac{1}{2} \right) \quad (6)$$

Orbitalni elektroni zaklanjaju Kulonovo polje jezgra emitovanje fotona može se odigrati na znatno većim distancama od samog atomskog jezgra i u znatno kompleksnijem potencijalu. Zaklanjanje ima uticaj na diferencijalni efikasni presek naročito na energijama manjim od 10 keV i većim od 10 MeV. Uzimajući u obzir zaklanjanje efikasni presek za emitovanje zakočnog zračenja za ekstremno relativistički slučaj dat je Schiff-ovom funkcijom, u kojoj je zaklanjajući potencijal dat izrazom:

$$\frac{Z \cdot e}{r} \cdot e^{-r/a} \quad (7)$$

gde je a konstanta inverzno proporcionalna kubnom korenu atomskog broja Z , a r udaljenost od jezgra. Uz ovu aproksimaciju efikasni presek dat je izrazom:

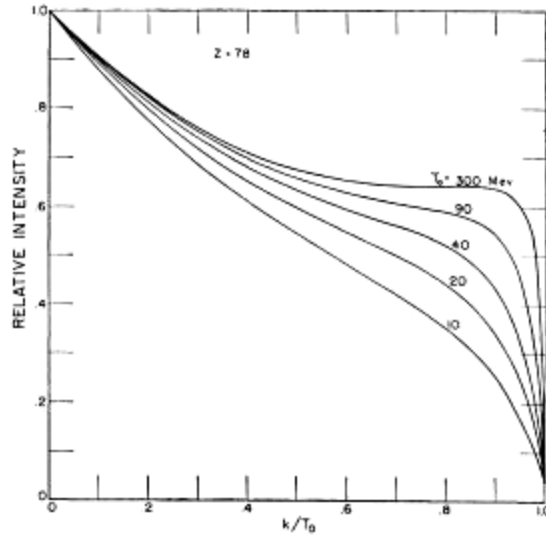
$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{2Z^2r_0^2}{137} \cdot \frac{1}{E} \cdot \left\{ \left[1 + \left(\frac{E_e}{E_0}\right)^2 - \frac{2E_e}{3E_0} \right] \left[\ln M(0) + 1 - \frac{2}{b} \operatorname{arctg} b \right] + \frac{E}{E_0} \left[\frac{2}{b^2} \ln(1 + b^2) + \frac{4(2-b^2)}{3b^3} \operatorname{arctg} b - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right] \right\} \quad (8)$$

gde je $b = \frac{2E_0E_eZ^{1/3}}{111E}$ i $\frac{1}{M(0)} = \left(\frac{E}{2E_0E_e}\right)^2 + \left(\frac{Z^{1/3}}{111}\right)^2$.

Iz jednačina 5, 6, i 7 može se dobiti energetska zavisnost intenziteta emitovanog zračenja:

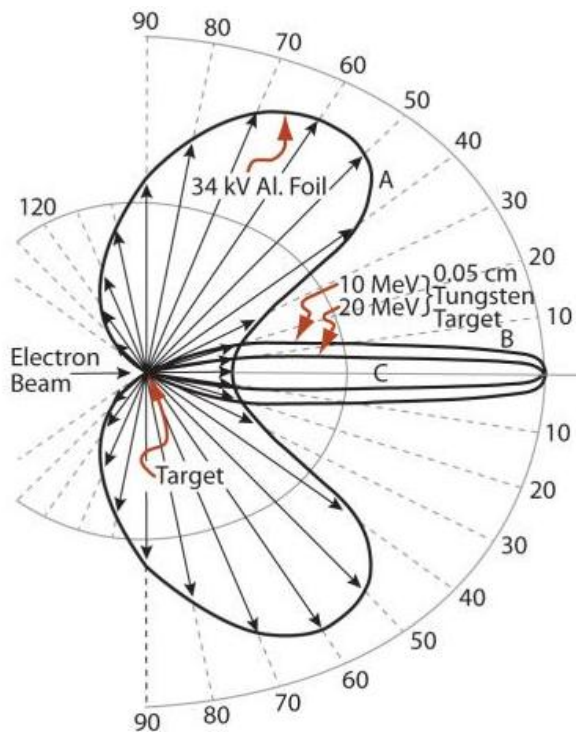
$$\frac{di}{dE} = \frac{d\sigma}{dE} E \quad (10)$$

Na slici 1.11 prikazana je intenzitet emitovanog zračenja u zavisnosti od kinetičke energije upadnih elektrona.



Slika 1.11. Zavisnost spektra intenziteta zakočnog zračenja od kinetičke energije upadnih elektrona za metu od platine ($Z=78$) [10].

Emitovani fotoni pokazuju izrazitu ugaonu distribuciju u zavisnosti od energije. Na malim energijama emituju se fotoni pod velikim uglom od 80° do 90° . Kako se povećava energija tako se smanjuje ugao emisije, da bi se na MeV-skim energijama najveći broj fotona bio emitovan u pravcu upadnog elektrona (slika 1.12).

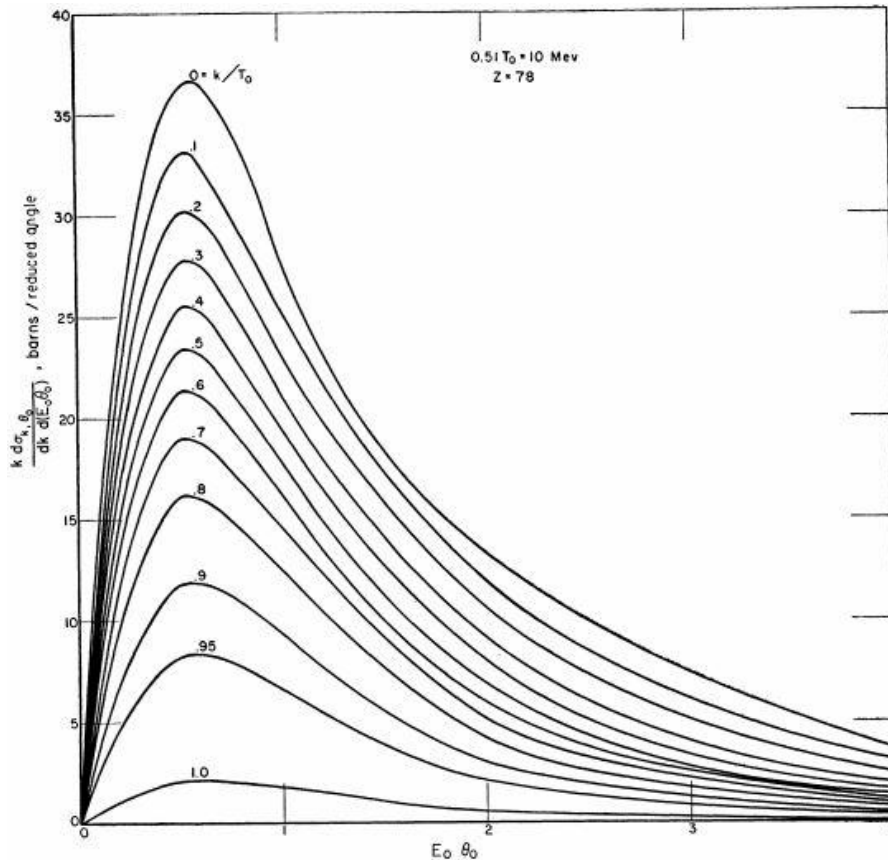


Slika 1.12. Ugaona distribucija zakočnog zračenja [11].

Schiff-ova jednačina za diferencijalni efikasni presek u kojoj se uzima obzir pored energetske i ugaona zavisnost data je izrazom (slika 1.13):

$$d\sigma_{E,\theta_0} = \frac{2Z^2 r_0^2}{137} \cdot \frac{dE}{E} \cdot y dy \left\{ \frac{16y^2 E_e}{(y^2+1)^4 E_0} - \frac{(E_0+E_e)^2}{(y^2+1)^2 E_0^2} + \left[\frac{E_0^2+E_e^2}{(y^2+1)^2 E_0^2} - \frac{4y^2 E_e}{(y^2+1)^4 E_0} \right] \ln M(y) \right\} \quad (9)$$

gde je $y = E_0 \theta_0$ i $\frac{1}{M(y)} = \left(\frac{E}{2E_0 E_e} \right)^2 + \left(\frac{Z^{1/3}}{111(y^2+1)} \right)^2$ [3,10].



Slika 1.13. Ugaona zavisnost Schiff-ovog efikasnog preseka na razlicitim energijama fotona i energiju elektrona od 10 MeV.

Gore navedene jednačine (5-9) daju verovanoću za emitovanje jednog fotona prilikom interakcije jednog elektrona sa atomom. U realnosti veliki broj elektrona udara u metu i tom prilikom dolazi do velikog broja interakcija koja se svaka može na zadovoljavajući način opisati navedenim jednačinama stoga se energetski spektar emitovanog zračenja može predstaviti funkcijom veoma sličnog oblika.

1.8. Dizajn bunkera i zaštite

Medicinski linearni akceleratori se postavljaju u specijalno dizajnere bunkere radi zaštite od radijacije pacijenata i zaposlenog osoblja. U daljem tekstu biće prikazan osnovni koncept i princip zaštite kao i dizajn bunkera u kojima su vršena eksperimentalna merenja.

Preporučena veličina za proračune dizajna zaštite, koja se mora svesti na zakonom propisane granice, kada su prisutni neutroni kao i fotoni je ekvivalentna doza (H). Ekvivalentna doza je definisana kao proizvod faktora kvaliteta za određeni tip jonizujućeg zračenja i absorbovane doze D u [Gy] u tački tkiva. Merna jedinica ekvivalentne doze je Jkg^{-1} sa posebnim imenom sievert Sv .

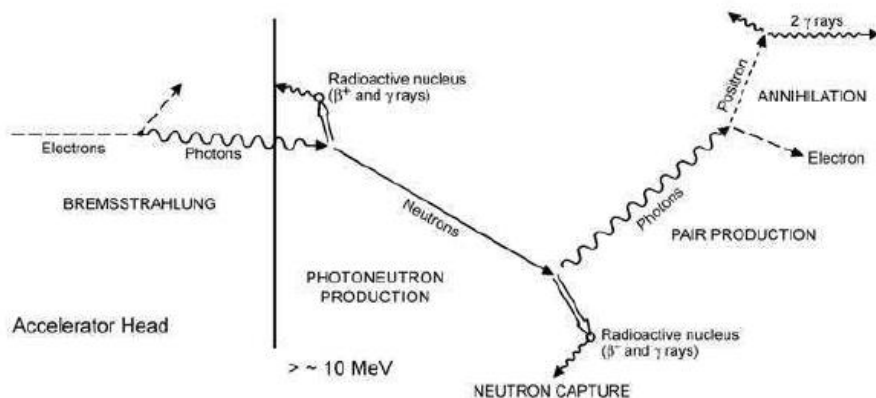
Preporučena fizička veličina za ograničavanje izlaganja ljudi izvoru radijacije je efektivna doza (E), definisana kao suma otežanih ekvivalentnih doza za određene organe ili tkiva (npr. svaka ekvivalentna doza je otežana sa odgovarajućim tkivno težinskim faktorom za organ ili tkivo). Ekvivalentna doza za specifični organ je dobijena otežavanjem srednje absorovane doze u tkivu ili organu težinskim faktorom za radijaciju.

Kontrolisano područje je područje ograničenog pristupa u kojem je okupaciona ekspozicija osoblja radijaciji ili radioaktivnom materijalu pod nadzorom individue zadužene za zaštitu od radijacije. U ustanovama za radioterapiju, to su područja gde se koristi radijacija, kao što su sobe za terapiju i kontrolne sobe, ili druga područja koja zahtevaju kontrolisani pristup, i radne uslove radi zaštite od zračenja. Radnici u ovim područjima su lica koja su posebno obučena za upotrebu jonizujućeg zračenja i čija se ekspozicija individualno meri. Nekontrolisana područja za zaštitu od radijacije su sva druga područja u bolnici ili klinici i okolina.

Cilj projektovanja zaštite je da se svede ekvivalentna doza na zakonski dozvoljeni nivo za pacijente i za zaposleno osoblje. Ekspozicija pojedinaca primarnom i sekundarnom zračenju može se redukovati jednim ili kombinacijom sledećih metoda: povećanjem udaljenosti između osobe i izvora radijacije, ograničavanjem vremena ekspozicije i postavljanjem zaštitne barijere između osobe i izvora radijacije. Izvod iz zakonske regulative dat je u daljem tekstu.

Radijacija koju razmatramo su zakočno zračenje iz linearnog akceleratora i sekundarno radijacija proizvedena fotonima (vidi sliku 1.14). Proces stvaranja zakočnog zračenja ograničen je na metu akceleratora dok se proces (γ, n) stvaranja fotoneutrona dešava i u glavi akceleratora i u zaštitnoj

barijeri. Neutroni bivaju proizvedeni u slučaju kada je energija primarnih fotona iznad vezivne energije neutrona (oko 8 MeV za većinu nuklida). Dokazano je da doprinos neutrona nije značajan sve dok incidentna energija ne pređe 10 MeV . Stvaranje gama zračenja neutronske zahvatom ograničeno je na zaštitnu barijeru sobe i rezultat je zahvata fotoneutrona u svim materijalima i objektima koji se nalaze u prostoru gde je terapijski akcelerator postavljen. Neutroni su detaljno opisani u glavi 2.



Slika 1.14. Proizvodnja različitih vrsta zračenja kod medicinskog linearnog akceleratora.

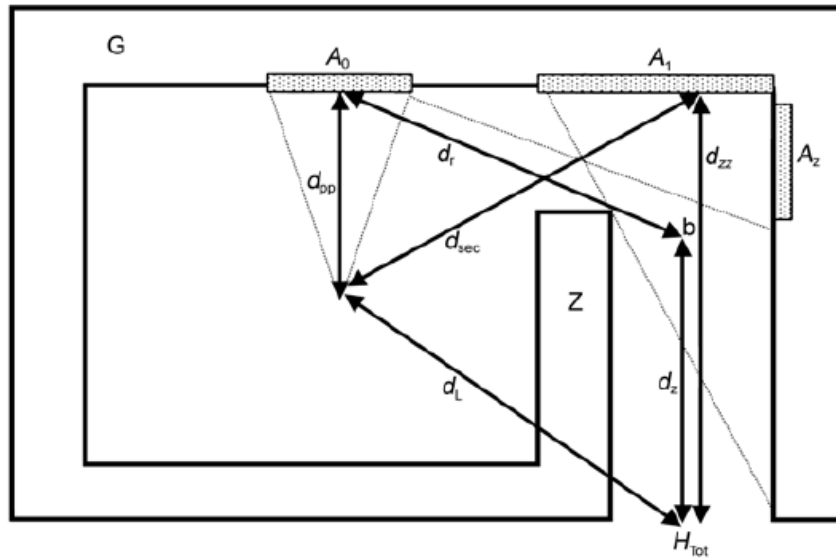
Zaštitne barijere se dele na dva tipa: primarnu i sekundarnu. Primarna barijera se može ozračiti direktno fotonima iz izvora radijacije, dok sekundarna barijera prima sekundarno zračenje koje je rezultat rasejanja primarnog zračenja sa pacijenta i površina sobe za terapiju, pored curećeg zračenja. Sekundarno zračenje se emituje u svim pravcima i pokriva celokupnu površinu sobe. Primarna radijacija, je ograničena pravcem postavljanja akceleratora i maksimalnom veličinom snopa. Adekvatno projektovana primarna barijera biće i dovoljna zaštita za sve izvore sekundarnog zračenja [12].

1.8.1. Fotonska doza na ulaznim vratima

Soba (bunker) sa linernim akceleratorom poseduju specifičan dizajn hodnika (sa jednim zaokretom hodnika koji se najčešće naziva lavirint) kako bi se smanjila doza na ulaznim vratima. Sa smanjenjem doze nema potrebe za upotrebu teških i skupih ulaznih vrata. Ovo je posebno bitno za akceleratore energije iznad 10 MeV zbog rasejanih neutrona koji mogu interagovati sa zidovima i ulaznim vratima i njihovim zahvatom dolazi do emisije gama fotona. Glavne komponente koje doprinose dozi na ulaznim vratima su: rasejani i cureći fotoni, fotoni iz zahvata

i neutroni. Za energije ispod 10 MeV glavni doprinos dozi daju rasejani i cureći fotoni dok iznad 10 MeV najveći doprinos dozi daju fotoni iz zahvata neutrona kao i sami neutroni [13].

Izgled bunkera sa tipičnim dizajnom lavirinta kako bi se redukovala doza na ulaznim vratima akceleratorne sobe prikazan je na slici 1.15. Na ulaznim vratim potrebno je proceniti dozu. Ovde opisanoj metodi, ekvivalentna doza na vratima procenjena je za slučaj kada je snop usmeren normalno na zid G, kao što je to prikazano na slici 1.15. Radijacija koja dospeva do vrata nastaje usled rasejanja fotona sa površina sobe i pacijenta kao i usled direktne penetracije curećeg zračenja kroz unutrašnji zid Z lavirinta. Iz tog razloga definišemo sledeće veličine: H_S ekvivalentna nedeljna doza usled rasejanja primarnog snopa sa površine sobe, H_{LS} ekvivalentna nedeljna doza usled curećih fotona rasejanih sa površine sobe, H_{pS} ekvivalentna nedeljna doza usled rasejanja primarnog zračenja sa pacijenta, H_{LT} ekvivalentna nedeljna doza usled transmitovanog curećeg zračenja kroz unutrašnji zid lavirinta.



Slika 1.15. Tipičan dizajn bunkera sa jednim lavirintom.

Sledeća jednačina se koristi da se odredi doza rasejanog zračenja koja dospeva do ulaznih vrata lavirinta kad primarno zračenje udari u zid G:

$$H_S = \frac{W U_G \alpha_0 A_0 \alpha_Z A_Z}{(d_h d_r d_z)^2} \quad (10)$$

Gde je: W radno opterećenje, U_G faktor iskorišćenosti za zid G tj. deo od ukupnog vremena rada akceleratora kada je snop usmeren na tu stranu), α_0 koeficijent refleksije na prvoj rasejavajućoj

površini A_0 tj. površini snopa na prvoj rasejavajućoj površini (ova i sve ostale veličine koje se ovde pominju su prikazane na slici 1.15), α_z koeficijent refleksije za drugu refleksiju sa površine lavirinta A_z (obično se energija aproksimuje na 0.5 MeV), A_z poprečni presek unutrašnjeg ulaza lavirinta projektovan na zid lavirinta iz perspektive ozračene primarne barijere A_0 , d_h normalna udaljenost od mete do prve refleksione površine (ekvivalentno d_{pp} , normalna udaljenost od izocentra do zida, slika 1.15. plus 1 m), d_r udaljenost od centra snopa na prvoj refleksiji iza ivice unutrašnjeg zida lavirinta do tačke b na sredini lavirinta, d_z centralna udaljenost u lavirintu od tačke b do ulaznih vrata.

Vrednosti koeficijenta refleksije α za ugao od 90 i 45 stepeni za beton, olovo i čelik određeni su pomoću Monte Carlo metode mogu se pronaći u NCRP Report No. 151 [12].

Cureće zračenje može pogoditi zid G na površini A_1 i podleže jednom rasejanju pre stizanja do ulaznih vrata. Jednačina 11 se koristi da se proceni ekvivalentna doza na vratima:

$$H_{LS} = \frac{L_f W_L U_G \alpha_1 A_1}{(d_{sec} d_{zz})^2} \quad (11)$$

Gde je: L_f cureće zračenje na jednom metru od mete ($1/1000$ ili 0.1% deo korisnog snopa po IEC(2002) zahtevu), W_L radno opterećenje za cureće zračenje koje se može razlikovati od primarnog radnog opterećenja, U_G faktor iskorišćenosti za zid G, α_G koeficijent refleksije za rasejanje curećeg zračenja sa zida G, A_1 površina zida G koji se može videti sa ulaznih vrata, d_{sec} udaljenost od mete do sredine lavirinta na zidu G, d_{zz} centralna udaljenost duž lavirinta.

Rasejano zračenje sa pacijenta do ulaznih vrata u lavirint se računa uz pomoć jednačine 12.

$$H_{ps} = \frac{a(\theta) W U_G \left(\frac{F}{400}\right) \alpha_1 A_1}{(d_{sca} d_{sec} d_{zz})^2} \quad (12)$$

Gde su: $a(\theta)$ deo rasejanja sa pacijenta na uglu θ , W radno opterećenje primarnog snopa, U_G faktor iskorišćenosti zida G, F veličina polja na srednjoj dubini pacijenta na fokusnoj distanci od 1 m, α_1 koeficijent refleksije za zid G za rasejano zračenje sa pacijenta, A_1 površina zida G koja se može videti sa spoljašnjeg ulaza u lavirint, d_{sca} distanca od mete do pacijenta, d_{sec} udaljenost od pacijenta do sredine lavirinta na zidu G, d_{zz} centralna udaljenost duž lavirinta od rasejavajuće površin A_1 do vrata.

Koeficijent refleksije α_1 može se dobiti za srednju energiju fotona rasejanih pod različitim uglovima na pacijentu, ali siguran rezultat se dobija ako se uzme energija od 0.5 MeV . Kada je

krajnja energija akceleratora $> 10 \text{ MeV}$, rasejanje sa pacijenta se zanemaruje budući da je veoma malo u poređenju sa ekvivalentnom dozom koju proizvode cureće zračenje i gama zraci stvoreni neutronske zahvatom u lavirintu.

Transmitovano cureće zračenje kroz zid lavirinta Z do vrata sobe za terapiju određuje se pomoću jednačine 13:

$$H_{LT} = \frac{L_f W_L U_G B}{d_L^2} \quad (13)$$

Gde je: L_f doza koju proizvodi cureće zračenje, za koju je uzeto da je 10^{-3} deo korisnog snopa, W_L radno opterećenje za cureće zračenje, U_G faktor iskorišćenosti za orijentaciju gentryja G , B transmisioni faktor za zid Z duž kose putanje označene sa d_L , d_L udaljenost od mete do centra ulaznih vrata lavirinta kroz unutrašnji zid lavirinta.

Nakon što se izračuna svaka od komponenti, ukupna ekvivalentna doza H_G na ulaznim vratima, sa snopom usmerenim na zid G (slika 1.14) se dobija sabiranjem svih ekvivalentnih doza:

$$H_G = f H_S + H_{LS} + H_{ps} + H_{LT} \quad (14)$$

Primetimo da se koristi radno opterećenje sa snopom usmerenim na zid G (npr. WU_G) za računanje H_G i da se deo primarnog snopa transmitovanog kroz pacijenta predstavlja sa f u jednačini.

Konačno, kada su uzeti faktor iskorišćenosti za svaki glavni pravac primarnog snopa (0, 90, 180 i 270 stepeni) kao jedna četvrtina, ukupna ekvivalentna doza H_{tot} na ulaznim vratima lavirinta nije jednostavno samo $4 H_G$, već je procenjeno na $2.64 H_G$, gde jedinični faktor kvaliteta pripisan fotonima sa energijom $\leq 10 \text{ MeV}$.

$$H_{tot} = 2.64 H_G \quad (15)$$

Jednačina 15 treba pažljivo da se upotrebljava kad se dizajn sobe razlikuje od one prikazane na slici 1.15.

1.8.2. Ekvivalentna doza gama zraka nastalih zahvatom neutrona

Kada je energija akceleratora iznad 10 MeV-a gore opisana metoda je i dalje validna, međutim, mora se uzeti u obzir i prisustvo fotoneutrona i gama zraka nastalih zahvatom neutrona. Prosečna energija gama zraka nastalih zahvatom neutrona u betonu 3.6 MeV, lavirint i vrata koja obezbeđuju dovoljnu zaštitu od gama zraka nastalih neutronske zahvatom pružiće adekvatnu zaštitu od rasejanih fotona.

Ekvivalentna doza h_φ od gama zraka nastalih zahvatom neutrona izvan ulaza u lavirint, po jedinici absorbovane doze x-zraka u izocentru, data je jednačinom:

$$h_\varphi = K\varphi_A 10^{-\left(\frac{d_2}{TVD}\right)} \quad (16)$$

Gde je: K odnos ekvivalentne doze gama zraka nastalih zahvatom neutrona i ukupnog fluksa neutrona na mestu A na slici 1.16 (prosečna vrednost K od $6.9 \times 10^{-16} Sv m^2$ po jedinici fluksa neutrona), φ_A ukupan fluks neutrona na mestu A po jedinici absorbovane doze x-zračenja u izocentru, d_2 udaljenost od mesta A do vrata, TVD debljina za koju intenzitet snopa opadne deset puta (*tenth-value distance*).

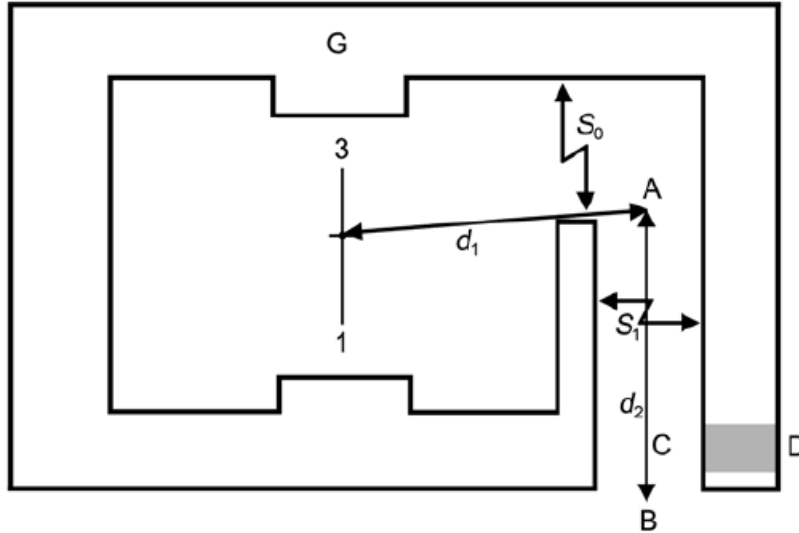
Ukupan fluks neutrona sa unutrašnje strane ulaza u lavirint (mesto A na slici 1.16) po jedinici absorbovane doze x zračenja u izocentru može se proceniti korišćenjem jednačine 17.

$$\varphi_A = \frac{\beta Q_n}{4\pi d_1^2} + \frac{5.4 \beta Q_n}{2\pi S_r} + \frac{1.3 Q_n}{2\pi S_r} \quad (17)$$

U jednačini 17 tri člana predstavljaju direktne, rasejane i termalne neutrone respektivno i β faktor transmisije neutrona koji prođu kroz zaštitu glave akceleratora (uzima se da ovaj faktor iznosi 1 za olovnu a 0.85 za zaštitu od volframa), d_1 udaljenost od izocentra do mesta A na slici 1.15, Q_n jačina izvora neutrona emitovanih sa glave akceleratora po greju absorbovane doze x zračenja u izocentru, S_r ukupna površina sobe za terapiju. $1/(2\pi)$ u članovima za rasejane i termalne neutrone uzima se zbog dela neutrona koji ulaze u lavirint.

Nedeljna ekvivalentna doza u vratima usled gama zraka nastalih zahvatom neutrona (H_{cg}), u sivertima po nedelji, je proizvod radnog opterećenja curećeg zračenja (W_L) i (h_φ):

$$H_{cg} = W_L h_\varphi \quad (18)$$



Slika 1.16. Šema sobe za računanje ekvivalentne doze neutrona i gama zraka nastalih zahvatom neutrona.

1.8.3. Ekvivalentna doza neutrona

Medicinski akceleratori koji rade na energijama iznad 10 MeV zahtevaju i zaštitu od neutrona. Postoje dve metode za izračunavanje ekvivalentne doze neutrona na ulaznim vratima.

Kersey-eva metoda. Ova metoda je jedna od najstarijih tehnika za procenu fluksa neutrona na ulazu u lavirint. U ovoj formulaciji, uzeto je da je efektivni izvor neutrona izocentar akceleratora, i ekvivalentna doza neutrona ($H_{n,D}$) sa spoljašnje stane ulaza u lavirint po jedinici absorbovane doze x zračenja u izocentru data je jednačinom 19.

$$H_{n,D} = (H_0) \left(\frac{S_0}{S_1} \right) \left(\frac{d_0}{d_1} \right)^2 10^{-\left(\frac{d_2}{5}\right)} \quad (19)$$

Gde je H_0 je ukupna (direktna, rasejana i termalna) ekvivalentna doza neutrona na udaljenosti d_0 (1.41 m) od mete po jedinici absorbovane doze x zračenja u izocentru, S_0/S_1 je odnos površine poprečnog preseka unutrašnjeg ulaza i površine poprečnog preseka duž lavirinta (slika 1.16), d_1 udaljenost od izocentra do poslednje tačke na sredini lavirinta koja je izocentar još uvek vidljiva (A), za lavirint sa jednim zaokretom kao što je prikazano a slici 1.16, d_2 je udaljenost u metrima od A do B [12,13].

Modifikovana Kersey-eva metoda. Radi bolje reprezentacije ekvivalentne doze neutrona McGinley i Hoffman [14] su modifikovali Kersey-evu metodu. Nađeno je da se ekvivalentna doza neutrona po jedinici absorbovane doze x zračenja u izocentru u funkcija udaljenosti d_2 duž centralne linije lavirinta može rastaviti na sumu dve eksponencijalne funkcije.

$$H_{n,D} = 2.4 \times 10^{-15} \varphi_A \sqrt{\frac{S_0}{S_1}} \left[1.64 \times 10^{-\left(\frac{d_2}{1.9}\right)} + 10^{-\left(\frac{d_2}{TVD}\right)} \right] \quad (20)$$

Gde je: φ_A fluks neutrona po jedinici absorbovane doze fotona u izocentru dat jednačinom 17, S_0/S_1 odnos površine poprečnog preseka ulaza lavirinta i površine poprečnog preseka duž lavirinta, TVD – *tenth value distance* koja varira sa korenom poprečnog preseka lavirinta S_1 :

$$TVD = 2.06 \sqrt{S_1} \quad (21)$$

Nedeljna ekvivalentna doza neutrona (H_n) u vratima data je:

$$H_n = W_L H_{n,D} \quad (22)$$

gde je W_L je nedeljno radno opterećenje za cureće zračenje [12,14].

1.8.4. Ukupna ekvivalentna doza na ulaznim vratima

Ukupna nedeljna ekvivalentna doza na spoljašnjem ulazu lavirinta (H_W) je suma svih komponenata curećeg i rasejanog zračenja (jednačina 15), gama zraka iz neutronskog zahvata (jednačina 18) i neutrona (jednačina 22):

$$H_W = H_{Tot} + H_{cg} + H_n \quad (23)$$

Za većinu lavirinata, gde se koriste energije iznad 10 MeV, H_{Tot} je za red veličine manji od sume H_{cg} i H_n i zbog toga se zanemaruje.

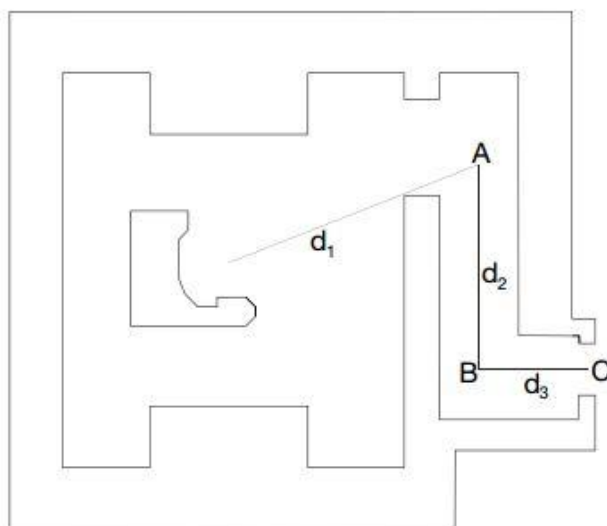
1.8.5. Ekvivalentna doza neutrona u bunkeru sa dve krivine

Kako bi se dodatno smanjila ekvivalentna doza na ulaznim vratima dodaje se još jedan zaokret lavirintu kao na slici 1.17. U tom slučaju doza na ulaznim vratima data je jednačinom:

$$H_{n,D} = H_1 \cdot 10^{-3} \cdot \left(\frac{S_0}{S_1}\right) \cdot \left(\frac{1}{d_2}\right)^2 \cdot (10^{-d_2/5}) \cdot 10^{-d_3/5} \cdot \left(\frac{1}{3}\right) \quad (24)$$

gde je: H_1 ekvivalentna doza neutrona na udaljenosti od 1 m od mete (izvora) čije su vrednosti date u tabeli 10 u [13], S_0/S_1 je odnos površine poprečnog preseka unutrašnjeg ulaza i površine poprečnog preseka duž lavirinta, d_2 udaljenost od tačke A do B1 (slika 1.17), d_3 udaljenost od tačke B do ulaznih vrata.

Dizajn bunkera sa dva zaokreta krivine se ređe sreće. U literaturi se veoma retko može naći preporuka za računanje ekvivalentne doze neutrona i jednačina 24 je praktično jedina koja je data u IAEA protokolu. U literaturi se do sad nije diskutovalo o tome koliko dobro ova jednačina procenjuje ekvivalentnu dozu neutrona na ulaznim vratima, te je u ovom radu napravljen prvi pokušaj da se to proveriti.



Slika 1.17. Šema bunkera sa dve krivine sa pikazanim udaljenostima koje se koriste za određivanje ekvivalentne doze.

Iz ove jednačine je evidentno da bi dodatna krivina mogla smanjiti dozu na ulaznim vratima za faktor tri, kao što bi to učinio i hodnik lavirinta sa jednim zaokretom koji bi imao dužinu jednaku zbiru dužina oba hodnika lavirinta sa dvotrustim zaokretom. Glavni razlog tome jeste da neutroni podležu većem broju interakcija sa zidovima lavirinta pre nego što stignu do ulaza. Ovo smanjenje ne važi u slučaju da je jedan od hodnika lavirinta suviše kratak ili poprečni presek lavirinta suviše velik. Iz jednačine (24) se takođe može videti da je za oba hodnika lavirinta pretpostavljeno da TWD vrednost za propagaciju neutron iznosi 5 m, shodno originalnom Kersey-evom metodu.

1.8.6. Izvod iz pravilnika o granicama izlaganja jonizujućem zračenju

Navešćemo najbitnije članove za naš rad iz pravilnika o granicama izlaganja jonizujućem zračenju [15].

Član 27

Profesionalno izložena lica klasifikuju se prema uslovima rada i nivoima izlaganja jonizujućim zračenjima u dve kategorije:

1. kategorija A: lica koja profesionalno rade u kontrolisanoj zoni i ona koja mogu da prime efektivne doze veće od 6 mSv godišnje ili ekvivalentne doze veće od 3/10 propisanih granica doza za pojedine organe kod profesionalno izloženih lica;
2. kategorija B: lica koja profesionalno ili povremeno rade u nadgledanoj zoni ili povremeno u kontrolisanoj zoni i za koja je efektivna doza koju primaju ispod 6 mSv godišnje.

Član 28

Granica efektivne doze za profesionalno izložena lica iznosi 100 mSv za pet uzastopnih godina (prosečna vrednost 20 mSv godišnje), uz dodatno ograničenje da ni u jednoj godini efektivna doza ne pređe vrednost od 50 mSv.

Granica efektivne doze iz stava 1. ovog člana odnosi se na zbir doze spoljašnjeg izlaganja u definisanom vremenskom periodu i očekivane efektivne doze unutrašnjeg izlaganja od radionuklida unetih u organizam u istom vremenskom periodu.

Član 29

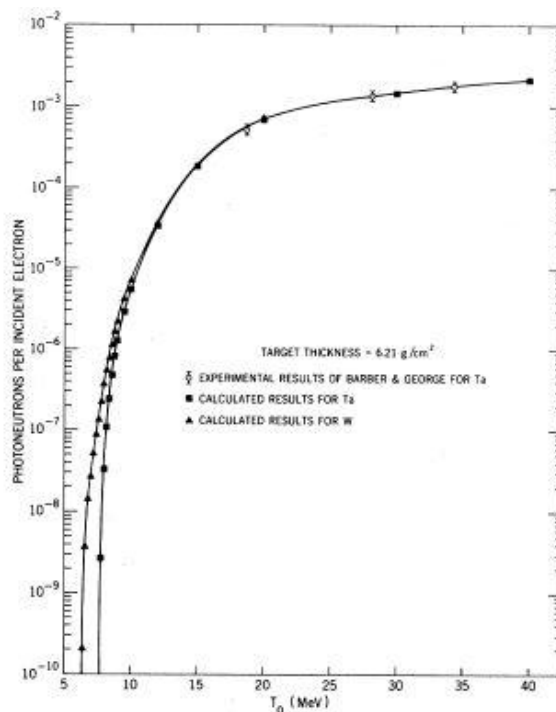
Granice ekvivalenata doze za ograničavanje izlaganja pojedinih organa profesionalno izloženih lica su:

1. za očno sočivo 150 mSv/god; 2. za kožu 500 mSv/god (odnosi se na ekvivalent doze usrednjen po površini bilo kog dela kože veličine 1 cm² koji je izložen jonizujućim zračenjima);
3. za delove ekstremiteta (šake, podlaktice, stopala i gležnjeve) 500 mSv/god.

2. Neutroni kod medicinskog linearnog akceleratora

Kod medicinskih linearnih akceleratora koji rade na energijama većim od 6 MeV dolazi do proizvodnje neutrona. Neutroni najčešće nastaju u fotonuklearnim reakcijama (γ, n), ($\gamma, 2n$), (γ, pn) i elektronuklearnim reakcijama ($e, e'n$), ali fotoni imaju 100 veći efikasni presek od elektrona [16]. Oni najčešće nastaju u fotonuklearnim reakcijama sa elementima glave akceleratora koji su načinjeni od materijala visokog atomskog broja. Najniži prag fotonuklearne reakcije je kod izotopa ^{183}W (14.28% zastupljenost u prirodnom volframu) i iznosi 6.19 MeV i kod izotopa ^{208}Pb (52,4 % zastupljenost u prirodnom olovu) i iznosi 6.7 MeV. Međutim, do proizvodnje neutrona može doći i u direktnim reakcijama elektrona u meti i fotonuklearnim reakcijama sa ostalim elementima akceleratora i bunkera.

Da bi došlo do proizvodnje neutrona energija fotona treba da je veća od praga za odvijanje reakcije. Kao što se može videti sa slike 2.1 energija fotona treba da je veća od 6 MeV da bi došlo do reakcije, a sa povećanjem energije fotona vema brzo raste i broj proizvedenih neutrona u energetskom opsegu koji se najčešće koristi za radioterapiju.



Slika 2.1. Prinos fotoneutrons za tantal i volfram u funkciji energije elektrona [17].

Neutroni su nepoželjni produkti nuklearnih reakcija koji nemaju terapijsku upotrebu. Oni povećavaju dozu koju prime pacijenti i zaposleno osoblje. Kako imaju faktor kvaliteta dvadeset puta veći od fotona oni predstavljaju izuzetnu opasnost za zdravlje pacijenata i osoblja. Da bi se smanjili ovi nepoželjni efekti posebna se pažnja posvećuje dizajnu opreme i bunkera. U samoj prostoriji koriste se materijali koji sadrže bor ili vodonik koji su dobri moderatori i apsorberi neutrona. U cilju zaštite od neutrona njihova karakterizacija je od velike važnosti.

2.1. Fotonuklearne reakcije

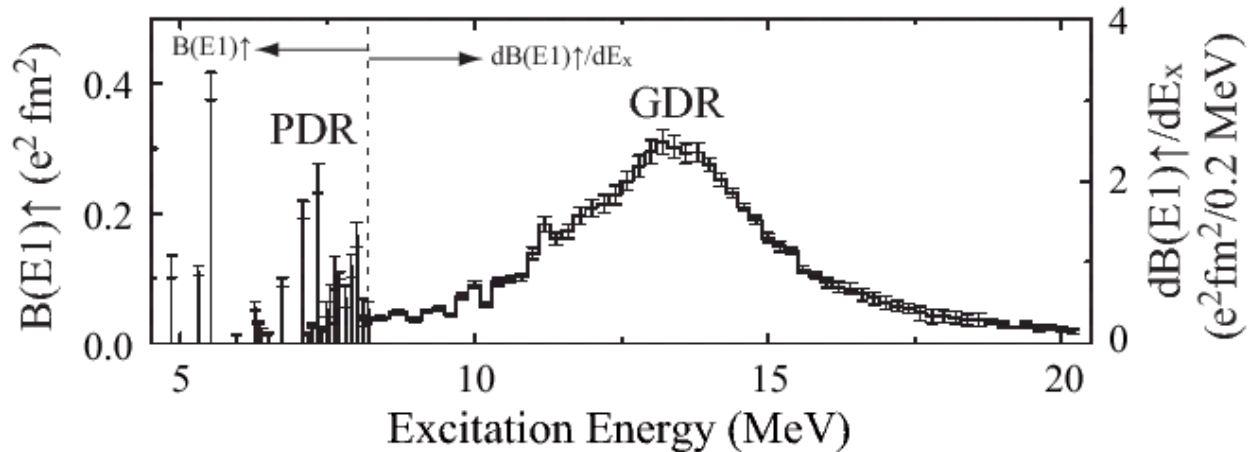
Fotonuklearne reakcije su reakcije koje se odvijaju u atomskom jezgru prilikom izlaganja gama ili x-zračenju čija je energija veća od energije veze konstituenata jezgra. U fotonuklearnim reakcijama dolazi do apsorpcije kvanta zračenja, jezgro radijativnim prelazom dospeva u pobuđeno stanje a zatim se raspada emisijom čestice.

Fotonuklearne reakcije mogu se objasniti teorijom složenog jezgra koja se zasniva na Borovom modelu kapi. Prema tom modelu jezgro predstavlja skup nukleona koji veoma jako interaguju međusobno. U tom slučaju efikasni presek σ_{ab} za reakciju $A(a, b)B$ može se predstaviti kao:

$$\sigma_{ab} = \sigma(C^*) \cdot W_b \quad (25)$$

gde je $\sigma(C^*)$ verovatnoća formiranja složenog jezgra C^* , dok je W_b verovatnoća raspada jezgra po kanalu u kome se emituje čestica b [3,18].

Efikasni presek za apsorpciju gama zračenja veoma zavisi od osobine jezgra na kome se odvija interakcija i od energije zračenja (slika 2.2). Na niskim energijama moguće je samo Thompsonovo rasejanje ili pobuđivanje jezgra do nekog od njegovih nivoa. Iznad energije veze nukleona vide se apsorpcioni pikovi koji potiču od pobuđivanja nekog od viših energetskih nivoa jezgra, dok se na još većim energijama efikasni presek može predstaviti glatkom krivom. Maksimalna apsorpcija se javlja na oko 20 MeV i zavisi od masenog broja A ($\sim A^{-1/3}$). Ova pojava širokog apsorpcionog preseka naziva se gigantska rezonanca [3].

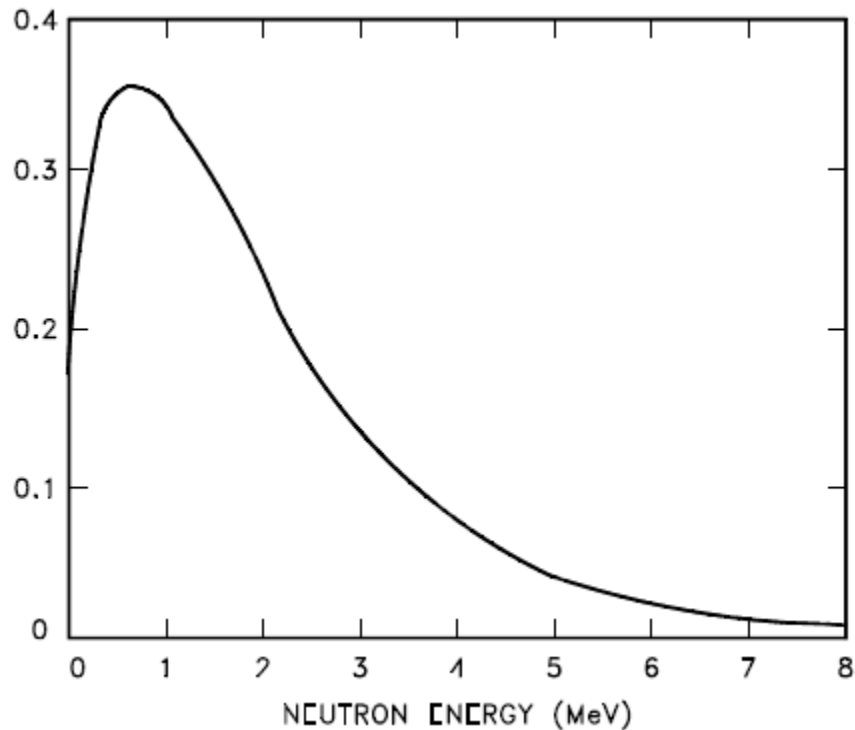


Slika 2.2. Apsorpcioni efikasni presek [19]

Mehanizam predaje energije elektromagnetnog zračenja jezgru može se objasniti na sledeći način. Usled dejstva elektromagnetnog zračenja u jezgru dolazi do kolektivnog kretanja svih protona u odnosu na neutrone i do stvaranje električnog dipolnog momenta. Frekvencija oscilovanja do kojeg dolazi može se izračunati na osnovu modela po kome se protoni i neutroni kreću u fiksiranoj sferi tako da se na taj način nuklearna materija menja po sastavu od tačke do tačke dok gustina celog jezgra ostaje konstantna. Na osnovu klasičnog hidrodinamičkog modela protone i neutrone moguće je posmatrati kao dva nestišljiva fluida koji su međusobno izmešani i na osnovu hidrodinamičkih zakona moguće je dobiti frekvenciju oscilovanja ova dva fluida kao i porast potencijalne energije do koje dolazi zbog promene kompozicije jezgra.

Pod pretpostavkom da je nuklearna materija sastavljena od čestica koje jako interaguju i u mogućnosti su da veoma brzo razmenjuju energiju kao čestice u kapi nekog kvantno-mehaničkog fluida raspad složenog jezgra je moguće objasniti na sledeći način: apsorpcijom fotona određene energije stvara se pobuđeno jezgro, kompletna energija upadne čestice raspoređuje se na sve nukleone a složeno jezgro koje je pobuđeno teži da oslobodi svoju energiju na bilo koji mogući način. Unutar samog jezgra nukleoni međusobno razmenjuju energiju sve dok jedan od njih ne dobije dovoljnu količinu da ga napusti. Složeno jezgro se raspada po nekim mogućim kanalima raspada u zavisnosti od energije pobude i potpuno nezavisno od načina na koji je nastalo. Ugaona distribucija čestica emitovanih u nekoj nuklearnoj reakciji, koja se odvija preko formiranja složenog jezgra, je izotropna u sistemu centra masa tj. svaki pravac emitovanja čestice je jednako verovatan [3,18].

Najveća je verovatnoća emitovanja neutrona (γ, n) nuklearne reakcije pošto ne moraju da savladaju potencijalnu barijeru, kao naelektrisani protoni. Emitovani neutroni imaju Maxwellovu distribuciju energije (slika 2.3) kao i molekuli koji su isparili iz kapi tečnosti. Makimum distribucije je na 1 do 2 MeV-a što zavisi od nuklearne temperature. Verovatnoća emisije protona je znatno manja zbog Kulonove barijere. Jezgro se može raspasti i emisijom radijacije ali je verovatnoća za ovaj proces znatno manja nego za emisiju čestica [3].



Slika 2.3. Energetski spektar emitovanih neutrona [20].

2.2. Interakcije neutrona

Poznavanje načina interakcije neutrona je izuzetno bitno za adekvatno projektovanje zaštite u prostorijama za radioterapiju. Specifičnost procesa u kome učestvuju neutroni potiču od glavnih osobina neutrona: masa $939, 565560(51) \text{ MeV}/c^2$, magnetni moment $-1,913042(5) \mu_n$, slobodni neutron je nestabilna čestica sa vremenom života $885,7(8) \text{ s}$. Kako je neutron neutralna čestica smatra se da prilikom prolaska kroz materiju interaguju isključivo sa jezgrom atoma a da se

interakcija sa elektronima može zanemariti zbog malog efikasnog preseka i velike razlike u masi elektrona i neutrona [21].

Reakcije neutrona mogu se podeliti na procese apsorpcije i rasejanja. Rasejanja mogu biti elastična i neelastična. Elastična rasejanja mogu biti potencijalna i rezonantna. Prilikom apsorpcije neutrona može doći zahvata neutrona i fisije. Tabela 2.1 prikazuje najbitnije reakcije neutrona [21].

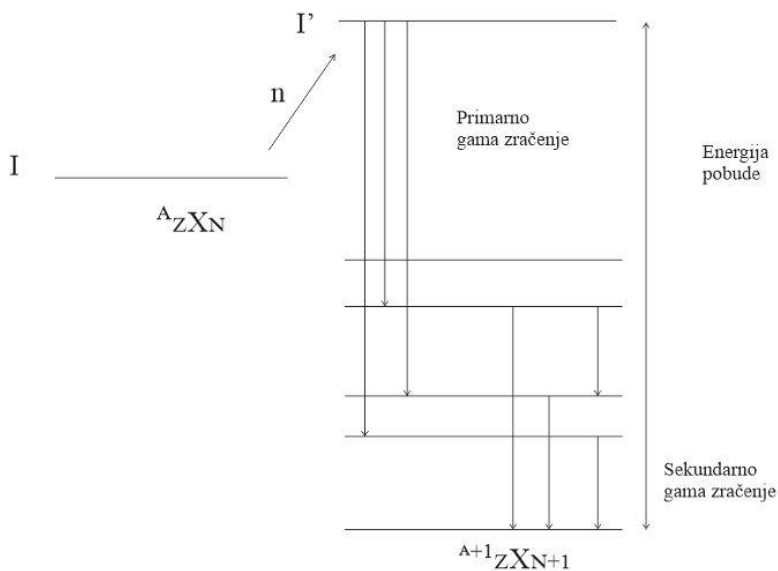
Tabela 2.1 Reakcije neutrona

Proces	
Potencijalno rasejanje	$n + A \rightarrow n + A$
Elastično rezonantno rasejanje	$n + A \rightarrow n + A$
Neelastično rezonantno rasejanje	$n + A \rightarrow n + A^*$
	$A^* \rightarrow A + \gamma$
Zahvat	$n + A \rightarrow \gamma + (A + 1)$
	$n + A \rightarrow n + n + (A - 1)$
	$n + A \rightarrow p + B$
	$n + A \rightarrow \alpha + C$
Fisija	$n + A \rightarrow PF_1 + PF_2 + \text{neutroni}$

2.2.1. Zahvat neutrona

Prilikom neutronskeg zahvata jezgro apsorbuje neutron i on ostaje trajno vezan u jezgru. Nakon zahvata dolazi do stvaranja složenog jezgra koje se najčešće nalazi u nekom od pobuđenih stanja a energija pobude jezgra jednaka je sumi vezivne i kinetičke energije neutrona. Složeno jezgro se može osloboditi energije pobude emisijom gama fotona (slika 2.4) ili emisijom čestica (npr. p, n, α). Kao što je već rečeno proces raspada ne zavisi od načina na koji je došlo do formiranja složenog jezgra [21].

Zahvat neutrona je od velike važnosti prilikom projektovanja zaštite prostorije za radioterapiju. Zaštita od neutrona se dizajnira tako da sadrži materijale koji ih usporavaju i apsorbuju. To su boron, kadmijum i gadolinijum a karakteriše ih veliki efikasni presek za zahvat neutrona [21].



Slika 2.4. Šematski prikaz zahvata neutrona

2.2.2. Rasejanje neutrona

Rasejanje neutrona može biti potencijalno i pravo. Potencijalno rasejanje se odvija putem interakcije neutrona sa poljem jezgra i pri tome nema direktnog kontakta neutrona i jezgra. Realne reakcije se odvijaju na taj način što neutron prodire u jezgro i mogu se opisati preko formiranja složenog jezgra [21].

2.2.2.1. Elastično rasejanje

Prilikom elastičnog rasejanja neutrona na jezgru atoma ne dolazi do promene strukture jezgra mete ($n+{}^AX = n+{}^AX$). U ovom procesu dolazi do promene brzine i pravca kretanja neutrona, a jezgro mete dobije deo energiju. Ukupna kinetička energija procesa je očuvana, sa tim što jezgro dobije deo energije neutrona u vidu uzmaka.

Elastično rasejanje je bitno za prostiranje neutrona kroz materijale koji sadrže laka jezgra. Tom prilikom neutroni predaju veliki procenat svoje energije jezgru i na taj način bivaju efikasno usporeni. Ovi materijali se nazivju moderatorima.

Klasična mehanika nam daje izraze za energiju neutrona nakon rasejanja kao i ugao pod kojim će se kretati neutroni nakon rasejanja [22]:

$$\frac{E_{nf}}{E_{ni}} = \frac{A^2+1+2A \cos \theta}{(A+1)^2} = \frac{1}{2} [1 + \alpha + (1 - \alpha) \cos \theta] \quad (2.1)$$

$$\cos \psi = \frac{1+A \cos \theta}{\sqrt{A^2+1+2A \cos \theta}} \quad (2.2)$$

gde je $\alpha = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}$, E_{ni} i E_{nf} su energije neutrona pre i posle rasejanja, A je atomski broj jezgra mete, ψ je ugao rasejanja u laboratorijskom sistemu a θ ugao rasejanja u sistemu centra mase.

2.2.2.2. Neelastično rasejanje

Prilikom neelastičnog rasejanja neutrona na jezgru atoma, jezgro ostaje u nekom od svojih pobuđenih energetska stanja. Nakon rasejanja, pobuđeno jezgro se raspada na osnovno stanje emisijom gama fotona. Ukupna kinetička energija neutrona pre neelastičnog rasejanja jednaka je sumi kinetičke energije neutrona nakon rasejanja, energije uzmaca jezgra i energije pobuđenog stanja jezgra.

Neelastično rasejanje se može dogoditi samo ako je energija upadnog neutrona veća od energije prvog pobuđenog stanja jezgra, tj. postoji prag za ovu reakciju.

Klasični zakoni održanja energije i momenta impulsa daju izraze za energiju neutrona nakon neelastičnog rasejanja i ugao pod kojim se neutron kreće nakon rasejanja [22]:

$$\frac{E_{nf}}{E_{ni}} = \frac{\gamma^2+1+2\gamma \cos \theta}{(A+1)^2} \quad (2.3)$$

$$\cos \psi = \frac{1+\gamma \cos \theta}{\sqrt{\gamma^2+1+2\gamma \cos \theta}} \quad (2.4)$$

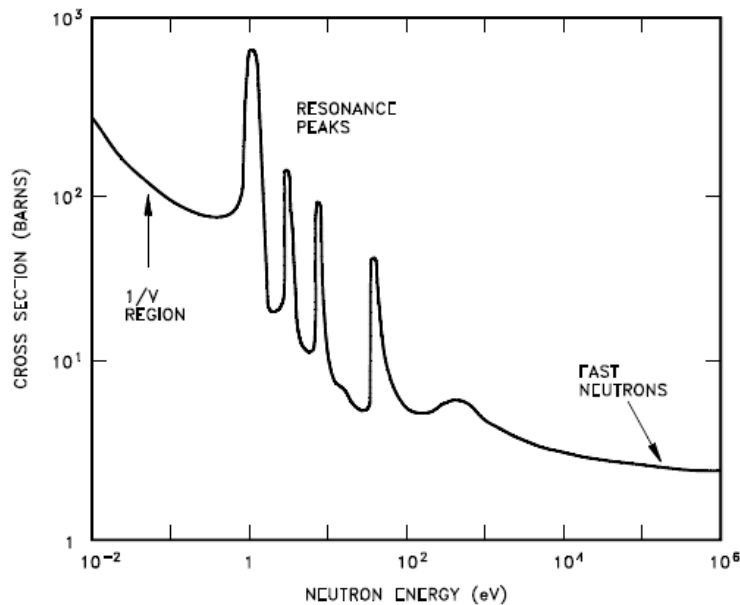
$$\gamma = A\sqrt{1 - [(A + 1)/A]Q/E_{ni}} \quad (2.5)$$

gde su E_{ni} i E_{nf} su energije neutrona pre i posle rasejanja, A je atomski broj jezgra mete, ψ je ugao rasejanja u laboratorijskom sistemu a θ ugao rasejanja u sistemu centra mase i Q energija pobude jezgra mete. Prag neelastičnog rasejanja neutrona može se izračunati [23]:

$$E_0 = \frac{A+1}{A} Q \quad (2.6)$$

2.2.3. Rezonantni procesi

U slučaju interakcije neutrona sa jezgrom može doći do rezonantnih procesa. Pojava ovih procesa uslovljena je strukturom energetske nivoa složenog jezgra koje nastaje nakon interakcije neutrona i energije koju neutron predaje jezgru nakon interakcije. Ako je energija ekscitacije koju neutron preda jezgru jednaka energetskej razlici između osnovnog i nekog pobuđenog stanja složenog jezgra, efikasni presek za interakciju neutrona i jezgra pri toj vrednosti energije neutrona ima znatno veću vrednost od efikasnog preseka za interakcije pri drugim energijama. Aposrpcija neutrona sa energijom koja odgovara energiji nekog pobuđenog stanja stanja složenog jezgra naziva se rezonantnim procesom. Ako se energija pobude razlikuje od energije nivoa složenog jezgra presek za interakciju ima znatno manju vrednost. Zbog rezonantnih procesa efikasni presek može imati velike promene u malom energetske opsegu što se može videti na slici 2.5 na kojem se mogu videti rezonantni pikovi [21].



Slika 2.5. Zavisnost efikasnog preseka interakcije neutrona od energije [20].

Rezonantni pik efikasnog preseka ima određenu širinu koja zavisi od širine energetskog stanja složenog jezgra. Ova širina se može opisati parametrom Γ koji predstavlja širinu date rezonancije. Prilikom formiranja složenog jezgra neutroni se ne apsorbuju rezonantno samo na određenoj energiji nivoa jezgra E_0 , već se apsorbuju u energetskom opsegu od $E_0 - \Gamma/2$ do $E_0 + \Gamma/2$ [25].

Primenom zakonom kvantne mehanike dolazi se do funkcije koja opisuje efikasni presek prilikom rezonancije [26]. Efikasni presek zahvata neutrona prilikom rezonancije se opisuje funkcijom [26,27]:

$$\sigma_i = \pi\lambda^2 g \frac{\Gamma_n \Gamma_i}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4} \quad (2.7)$$

Efikasni presek za rasejanje neutrona u slučaju rezonancije može se opisati sledećom funkcijom:

$$\sigma_s = \pi\lambda g \frac{\Gamma_n^2}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4} + 2\sqrt{\pi\lambda^2 gp} \frac{\Gamma_n(E-E_0)}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4} + p \quad (2.8)$$

A ukupni efikasni presek je:

$$\sigma = \pi\lambda^2 g \frac{\Gamma_n \Gamma}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4} + 2\sqrt{\pi\lambda^2 gp} \frac{\Gamma_n(E-E_0)}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4} + p \quad (2.9)$$

gde je Γ širina rezonancije, Γ_i parcijalna širina koja odgovara različitim načinima raspada formiranog složenog jezgra (emisija neutrona $i = n$, emisija fotona $i = \gamma$, fisija $i = f$), p je efikasni presek za potencijalno rasejanje, E_0 je energija rezonantnog pika.

Širina rezonantnog pika zavisi od temperature. Minimalnu vrednost ima na nultoj temperaturi $h/2\pi\tau$ koja odgovara prirodnoj širini rezonancije a uslovljena je širinom energetskog nivoa na koji biva pobuđeno jezgro (τ vreme života pobuđenog stanja). Sa povećanjem temperature dolazi do termalnog kretanja jezgra zbog čega dolazi do Doplerovog širenja rezonantnog pika [25].

2.2.4. Zavisnost efikasnog preseka od kinetičke energije neutrona

Efikasni presek za interakciju neutrona pokazuje zavisnost od kinetičke energije neutrona. Neutroni se mogu podeliti u nekoliko grupa u zavisnosti od kinetičke energije koju poseduju: hladni (<1 meV), termalni (<0.5 eV), epitermalni (0.5-50 keV), brzi (>50 keV), neutroni sa

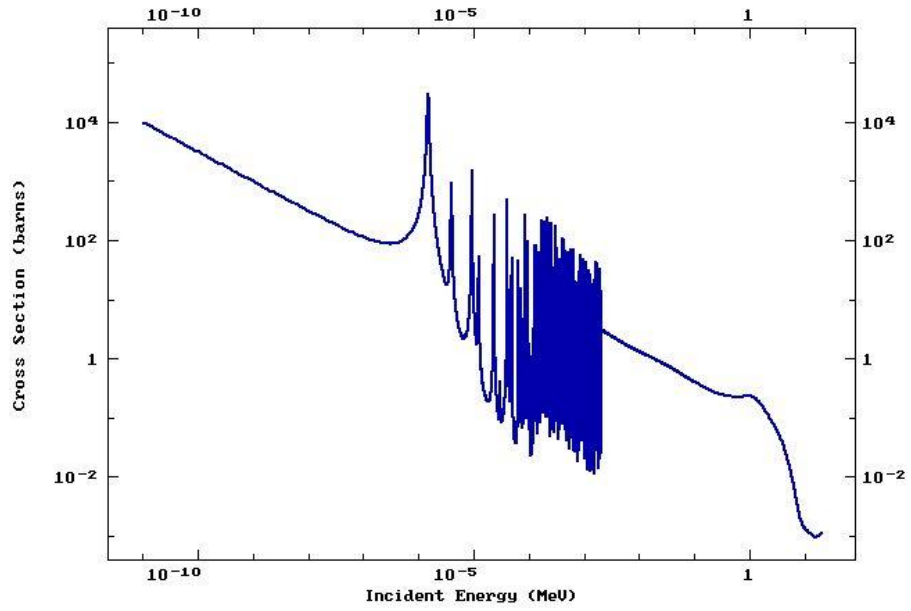
srednjom energijom ($> 1\text{MeV}$) i neutroni sa visokom energijom ($>10\text{ MeV}$). Za svaku grupu neutrona karakteristične su određene reakcije. Elastično rasejanje je moguće za sve energije neutrona. Za hladne neutrone karakteristična je difrakcija, jer je njihova talasna dužina, određena na osnovu de Broglie-ve teorije, istog reda veličine kao rastojanja u kristalnoj rešetci. Fisija je karakteristična za termalne, epitermalne i brze neutrone. Zahvat je karakterističan za hladne, termalne, epitermalne i brze neutrone. Neutrone srednje i visoke energije karakteriše neelastično rasejanje [21].

Slika 2.5 prikazuje zavisnost efikasnog preseka interakcije neutrona od energije za jezgro ^{115}In . Na slici se mogu zapaziti tri regiona: oblast na nižim energijama, oblast gde dominiraju rezonantni procesi i oblast na visokim energijama. U svakoj od ovih oblasti efikasni presek za interakciju ima različite vrednosti stoga možemo i spektar neutrona podeliti na niskoenergetski, rezonantni i visokoenergetski. Visokoenergetski region se naziva oblast kontinuuma pošto se u njemu ne zapažaju rezonantni pikovi. Ovo je posledica toga da se na višim energijama stanja složenog jezgra veoma bliskih energija i praktično čine energetski kontinuum [21].

U niskoenergetskom delu spektra karakteristična je obrnuta proporcionalnost zavisnost efikasnog preseka od brzine neutrona ($1/v$). Ova zavisnost dobijena je eksperimentalnim merenjima, a može se dobiti i teorijskim računom, aproksimacijom u formuli 2.7 da je $E \ll E_0$ uz uslov $\Gamma \propto v$. U ovom regionu vide se i pojedini rezonantni procesi. Efikasni presek zahvata termalnih neutrona može znatno varirati za različita jezgra [21].

Za energije iznad nekoliko desetina keV javlja se kontinualno energetsko stanje složenog jezgra tako da u ovom regionu nema naglih promena vrednosti efikasnog preseka za interakciju neutrona kao u rezonantnom regionu. Poseban slučaj predstavlja potencijalno rasejanje neutrona za koje je efikasni presek praktično konstantan i ne zavisi od energije neutrona, a uslovljen je jedino geometrijskom vrednošću slike mete koju vidi upadni neutron [21].

Na slici 2.5 prikazan je realan slučaj zavisnosti efikasnog preseka interakcije neutrona od energije za jezgro ^{115}In . Kao što se može videti realna situacija je znatno kompleksnija od idealne prikazane na slici 2.5. Kompleksnost se posebno zapaža u rezonantnom delu, dok se na niskim i visokim energijama efikasni presek može predstaviti glatkim funkcijama.



Slika 2.6. Efikasni presek za (n, γ) reakciju ^{115}In na kome se jasno vide rezonantni pikovi [24].

3. Metode merenja fotona i neutrona kod medicinskog akceleratora

Određivanje različitih karakteristika fotonskog odnosno neutronske snopa je od izuzetne važnosti kako kod planiranja radioterapije tako i sa aspekta zaštite od zračenja. Nove tehnike ozračivanja zasnivaju se na spektru fotona. Na žalost zbog izuzetnog intenziteta snopa fotonski spektar je veoma teško meriti u kliničkim uslovima, stoga se većina spektara dobijena Monte Carlo simulacijama. Fotonski snop je moguće okarakterisati indirektnim tehnikama kao što su fotoaktivaciona merenja i atenuaciona analiza.

Radi zaštite pacijenata i osoblja veoma je bitno izmeriti doze neutrona i fotona na različitim mestima u sobi za terapiju, kao i van nje pri različitim uslovima. Za merenje doza koriste se različiti tipovi dozimetara.

3.1. Aktivaciona merenja

Jedna od najrasprostranjenijih indirektnih metoda za detekciju fotona i neutrona jeste putem indukovane radioaktivnosti u materijalu koji je ozračen. Materijal se izlaže fluksu zračenja određeni period vremena a zatim se indukovana radioaktivnost meri nekim od konvencionalnih metoda kao što su scintilacioni ili poluprovodnički detektori. Izmerena radijacija može dati informacije o broju fotona i neutrona kao i o energetske svojstvima fotona i neutrona zračnog polja. Materijali koji se koriste u ove svrhe nazivaju se aktivacioni detektori [28].

3.1.1. Fotoaktivaciona merenja

Ozračivanjem fluksom fotona $\Phi(E)$ aktivacionog detektora koji sadrži N_m dolazi do fotonuklearnih reakcija tj. do indukcije radioaktivnosti. Nakon vremena ozračivanja t_{zr} u detektoru se indukuje aktivnost:

$$A = N \cdot \lambda = N_m (1 - e^{-\lambda t_{zr}}) \int_{E_0}^{E_{max}} \sigma(E) \cdot \Phi(E) \cdot dE \quad (3.1)$$

gde je λ konstanta raspada a N broj jezgara stvorenih u reakciji, E_0 je energetski prag nuklearne reakcije, E_{max} je maksimalna energija fotona u snopu zračenja, a $\sigma(E)$ efikasni presek za datu nuklearnu reakciju. Saturaciona aktivnost

$$R = \int_{E_0}^{E_{max}} \sigma(E) \cdot \Phi(E) \cdot dE \quad (3.2)$$

predstavlja verovatnoću da se nuklearna reakcija desi u jedinici vremena po jednom atomu izotopa na kome se odvija nuklearna reakcija, odnosno predstavlja brzinu reakcije po jednom atomu izotopa.

Indukovana radioaktivnost u aktivacionom detektoru najčešće se određuje merenjem intenziteta emitovanog γ zračenja. Ako se spektar γ zračenja meri tokom t_{mer} broj jezgara koji se u tom vremenskom intervalu raspadnu je:

$$N_R = \frac{N_m}{\lambda} e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_{mer}}) (1 - e^{-\lambda t_{zr}}) \int_{E_0}^{E_{max}} \sigma(E) \cdot \Phi(E) \cdot dE \quad (3.3)$$

gde je Δt vreme hlađenja, tj. period koji je protekao od kraja ozračivanja do početka merenja. Broj fotona koje registruje detektor je:

$$N_\gamma = N_R \cdot \varepsilon \cdot p_\gamma \quad (3.4)$$

gde je ε apsolutna efikasnost detektora u piknu totalne apsorpcije za određenu energiju, a p_γ je broj fotona određene energije emitovane po jednom raspadu.

Verovatnoća odigravanja nuklearne reakcije može se izraziti uz pomoć merljivih veličina na sledeći način:

$$R = \frac{N_\gamma \cdot \lambda}{N_M \cdot \varepsilon \cdot p_\gamma \cdot e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_{mer}}) (1 - e^{-\lambda t_{zr}})} \quad (3.5)$$

Fotonski spektar $\Phi(E)$ može se dobiti aktiviranjem nekoliko različitih meta poznatog efikasnog preseka za određenu fotonuklearnu reakciju [3].

3.1.2. Detekcija neutrona aktivacijom

Da bi se postigla dovoljna osetljivost merenja odnosno indukovala merljiva količina radioaktivnosti, za aktivacione detektore se biraju materijali koji imaju veliki efikasni presek za reakcije indukovane neutronima. Aktivacioni detektori su najčešće u obliku folija ili tanke žice. Brzina R kojom se događa interakcija u foliji data je sa:

$$R = \varphi \cdot \sigma_{act} \cdot V \quad (3.6)$$

gde je φ srednji flux neutrona, σ_{act} efikasni presek usrednjen po spektru neutrona i V zapremina folije. Stoga je brzina aktivacije po jedinici mase direktni indikator amplitude fluksa neutrona.

Nakon ozračivanja, produkti nuklearne reakcije podležu radioaktivnom raspadu. Brzina raspada je data sa λN , gde je λ konstanta raspada i N je ukupan broj prisutnih radioaktivnih jezgara. Brzina promene N data je razlikom brzine formiranja i raspada jezgara

$$\frac{dN}{dt} = R - \lambda N \quad (3.7)$$

Pretpostavljamo da je R konstantno, što implicira da se fluks neutrona ne menja tokom ozračivanja i zanemarujemo opadanje broja jezgara mete tokom merenja. Za $N = 0$ i $t = 0$ rešenje jednačine 3.7 je

$$N(t) = \frac{R}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (3.8)$$

Aktivnost A folije je data sa λN ili

$$A(t) = R(1 - e^{-\lambda t}) \quad (3.9)$$

Indukovana aktivnost se nagomilava sa vremenom kao što je prikazano na slici 3.1 i asimptomatski se približava saturacionoj aktivnosti za beskonačno dugo vreme ozračivanja

$$A_{\infty} = R = \varphi \cdot \sigma_{act} \cdot V \quad (3.10)$$

Pretpostavimo da je ozračivanje trajalo t_0 i da je u trenutku prekida ozračivanja aktivnost folije A_0 :

$$A_0 = A_{\infty}(1 - e^{-\lambda t_0}) \quad (3.11)$$

Nakon ozračivanja fluksom neutrona, meri se aktivnost aktivacionog detektora. Tokom merenja aktivnost mete konstantno opada, tako da se mora uzeti u obzir. Ako se merenje vrši u intervalu vremena t_1 i t_2 , broje detektovanih čestica će biti (slika 3.1)

$$C = \varepsilon \int_{t_1}^{t_2} A_0 e^{-\lambda(t-t_0)} dt + B = \varepsilon \frac{A_0}{\lambda} e^{\lambda t_0} (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}) + B \quad (3.12)$$

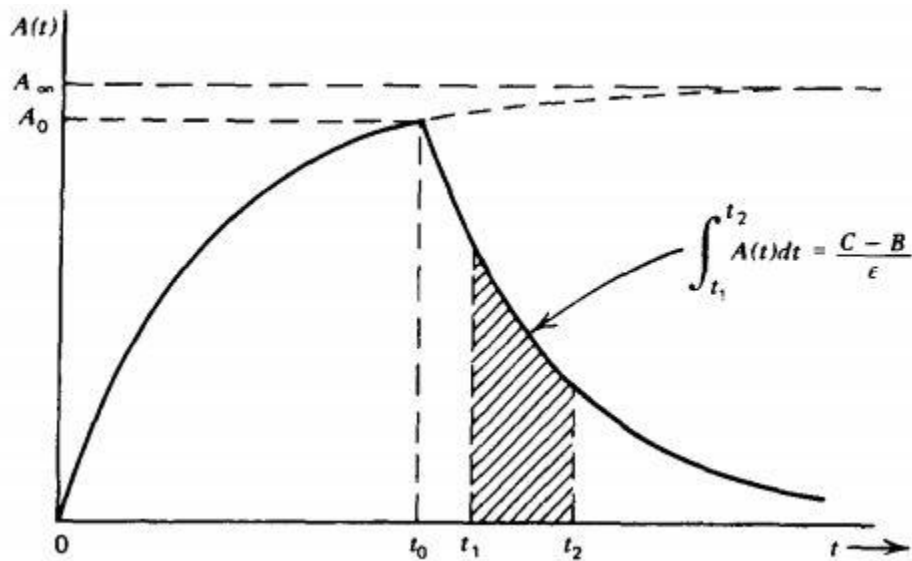
gde je ε apsolutna efikasnost detektora a B je šum u vremensko mintervalu t_1 i t_2 .

Uz pomoć jednačina 3.11 i 3.12 saturaciona aktivnost se može izraziti

$$A_{\infty} = \frac{\lambda(C-B)}{\varepsilon (1-e^{-\lambda t_0})e^{\lambda t_0}(e^{-\lambda t_1}-e^{-\lambda t_2})} \quad (3.13)$$

Kombinovanjem jednačina 3.10 i 3.13 može se izračunati amplituda fluksa neutrona.

Aktivacione folije su detektori integralnog tipa te stoga ne mogu pružiti informaciju o vremenskoj promeni fluksa neutrona. Njihova prednost je mala veličina, neosetljivost na gamma zračenje i cena. Oni takođe mogu biti eksponirani u veoma ekstremnim uslovima.



Slika 3.1. Aktivnost aktivacionog detektora nakon ozračivanja konstantnim fluksom neutrona za vremenski interval od $t = 0$ do t_0 . Izmereni odbroj je proporcionalan površini ispod krive između t_1 i t_2 .

3.1.3. Izbor izotopa za aktivaciju

Prilikom izbora materijala tj. aktivacionog detektora treba uzeti u obzir niz nuklearnih i fizičkih osobina:

U slučaju da ne postoji mogućnost izotopskog obogaćivanja mete, procentualno učešće izotopa u prirodnom uzorku treba da je veće od 10%.

Meta treba da je hemijski stabilna na sobnoj temperaturi, a ukoliko je u obliku soli ili nekog drugog jedinjenja ne bi trebalo da je higroskopno.

Vreme poluživota produkata nuklearne reakcije treba da je duže od vremena koje je potrebno da se meta transportuje od mesta ozračivanja do mesta merenja, a kraće od godinu dana. Stvorena radioaktivnost zavisi od odnosa vremena zračenja i perioda poluraspada $t_{rr}/T_{1/2}$.

$$A = N_u \left(1 - e^{-\frac{\ln 2 t_{rr}}{T_{1/2}}} \right) \int_0^{E_{max}} \sigma(E) \cdot \Phi(E) \cdot dE \quad (3.14)$$

Produkt nuklearne reakcije treba da je radioaktivan i da emituje γ zračenje poznatih energija i prinosa. Kod kratkoživećih izotopa (period poluraspada oko 1h) moguće je identifikovati i linije sa prinosom manjim od jednog procenta. Za dugoživeće izotope prinos za određenu gama liniju treba da je što veći.

Spektar ne sme biti suviše kompleksan, odnosno treba izbegavati produkte sa velikim brojem bliskih gama linija, kako bi se mogla odrediti aktivnost mete iz intenziteta gama linije.

Moguće su i neutronske reakcije usled fotoneutrona koji mogu nastati u glavi akceleratora. U slučaju da meta sadrži nekoliko različitih izotopa, mogu se proizvesti isti izotopi putem nekoliko različitih nuklearnih reakcija. Od fotonuklearnih reakcija najniži prag i najveću verovatnoću imaju (γ, n) reakcije. Neutron najčešće interaguje putem zahvata (n, γ) . Iz tog razloga treba voditi računa da prilikom izbora mete u prirodnom sastavu nemamo izotope ${}^A_Z X$ i ${}^{A-2}_Z X$ pošto oni prilikom (γ, n) i (n, γ) reakcije daju isti produkt ${}^{A-1}_Z X$. Na ovo posebno treba obratiti pažnju u slučaju kada određujemo nepoznati fluks neutrona.

Za odabrane izotope moraju se znati efikasni preseki za fotonuklearne reakcije. Za izotope velikog atomskog broja prag (γ, n) reakcije je niži i proporcionalan je sa $A^{-1/3}$ stoga je poželjno njihova upotreba.

Ukoliko se kao aktivacioni detektor koristi neko jedinjenje poželjno ga je izabrati tako da ima što veći procentualni sastav odabranog elementa, i da u hemijskoj vezi učestvuje neki lakši elementi koji ima visok prag za fotonuklearne reakcije i te stoga ne doprinose ukupnom spektru.

Poželjno je da produkt nuklearne reakcije jezgro ${}^{A-1}_Z X$ nema dugoživećih izomernih nivoa. Iz intenziteta gama linije raspada ovog jezgra može se izračunati broj atoma produkata reakcije a nakon toga i energetski spektar akceleratora [3].

3.1.3.1. Indijum 115

Za aktivaciona merenja u ovom radu, uzimajući u obzir gore navedene činjenice prilikom izbora izotopa za aktivaciju, korišćeni su novčići indijuma. Indijum se u prirodi nalazi u obliku dva izotopa i to ^{115}In prirodna zastupljenost 95.72 % i ^{113}In prirodna zastupljenost 4.28 %. Indijum predstavlja jedan od najboljih aktivacionih materijala za merenje termalnih neutrona zbog svog velikog efikasnog preseka (slika 2.6) za reakciju $^{115}\text{In} (n_{\text{th}}, \gamma) ^{116\text{m}}\text{In}$. Brzi neutroni sa energijama iznad 0.5 MeV se takođe mogu odrediti kroz drugu nuklearnu reakciju $^{115}\text{In} (n, n') ^{115\text{m}}\text{In}$. Indijum ima relativno nizak efikasni presek za fotoaktivaciju u poređenju sa drugim aktivacionim detektorima [29].

Moguće nuklearne reakcije, najvažniji podaci o produktima tih reakcija kao i linije u gama spektru i verovatnoća pojavljivanja pojedinih linija dat je u tabeli 3.1.

Tabela 3.1. Nuklearne reakcije indijuma

Nuklearna reakcija	Zastupljenost (%)	Period poluraspada ($t_{1/2}$)	E(I) (keV)
Aktivacija neutronima			
$^{115}\text{In} (n_{\text{th}}, \gamma) ^{116\text{m}}\text{In}$	95.7	54.15 m	417(29.2 %), 819 (11.5 %), 1097(56.2 %), 1294(84.4 %), 1507(10 %)
$^{113}\text{In} (n_{\text{th}}, \gamma) ^{114\text{m}}\text{In}$	4.3	49.5 d	192 (16 %), 558(3.4 %), 725(3.4 %)
$^{115}\text{In} (n, n') ^{115\text{m}}\text{In}$	95.7	4.49 h	336 (45.8 %)
$^{113}\text{In} (n, n') ^{113\text{m}}\text{In}$	4.3	1.66 h	392(64.2%)
Fotoaktivacija			
$^{115}\text{In} (\gamma, \gamma') ^{115\text{m}}\text{In}$	95.7	4.49 h	336(45.8 %)
$^{113}\text{In} (\gamma, \gamma') ^{113\text{m}}\text{In}$	4.3	1.66 h	392 (64.2 %)

3.2. HPGe detektorski sistem

Za merenje gama spektara aktivacionih detektora korišćen je detektorski sistem koji se nalazi u Laboratoriji za gama spektroskopiju, Katedre za nuklearnu fiziku, Departmana za fizika,

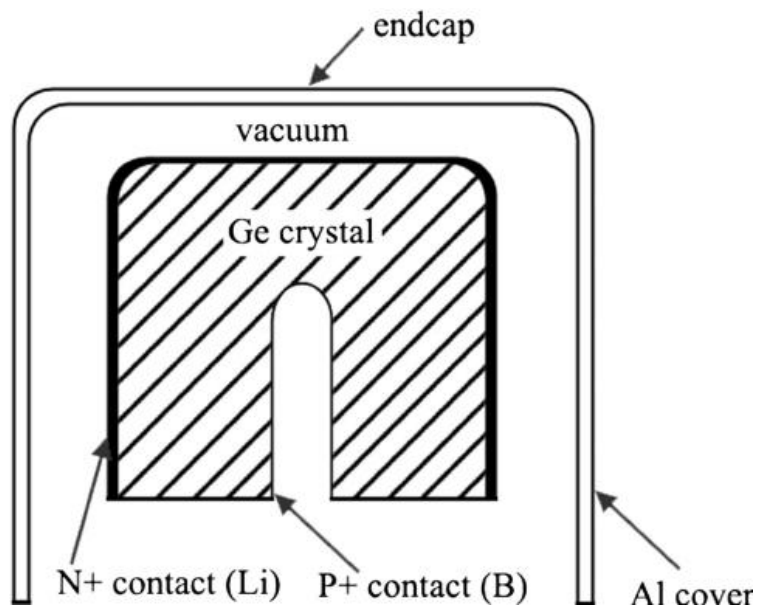
Prirodno matematičkog fakulteta, Univerziteta u Novom Sadu. Laboratorija poseduje četiri HPGe detektora.

U radu je korišćen germanijumski spektrometar proizvođača Canberra, model GC3518, serijski broj b 05110 (slika 3.2). Detektor je koaksijalni p-tipa, a kriostat je U tipa. Relativna efikasnost detektora je 35 %, a aktivna zapremina je oko 152 cm². Merni opseg detektora je 40 keV- >10 MeV. Rezolucija detektora na energiji 1.33 MeV je FWHM = 1.80keV, na 122 keV FWHM = 0.925 keV. Odnos pik/Kompton je 60:1. U tabeli 3.2 dati su paramteri detektora [30].

Tabela 3.2. Specifikacije HPGe detektora Canberra GC3518

Radna temperatura	77K
Radni napon	4.5 kV
Spoljašnji kontakt	0.5 mm
Unutrašnji kontakt	0.3 μm
Ulazni prozor	1.5 mm (Al)
Prečnik kristala	61 mm
Visina kristala	52 mm
Poluprečnik jezgra	4.5 mm
Visina jezgra	34 mm
Debljina kućišta	0.53 mm

Pasivni masivni štít je izgrađen od olova u obliku cilindra sa šupljinom u obliku cilindra u sredini u kojoj je smešten detektor. Masa olovnog štita je oko 600 kg. Spoljašnji poluprečnik zaštite je 20 cm, a poluprečnik šupljine je 8 cm, visina cilindra je 48 cm, a šupljine 36 cm. Prema tome detektor je zaštićen sa strane i odozgo sa 12 cm olova.



Slika 3.2. HPGe detektor sa pasivnom olovnom zaštitom Laboratorije za gama spektrometriju (gore), šematski prikaz HPGe detektora p-tipa (dole).

3.3. Merenje fotonske doze

Za merenje fotonske doze korišćen je prenosni dozimetar proizvođača Berthold LB 123 DH-10 koji se sastoji od osnovne jedinice LB 1230 UMo i sonde LB 1236-H10 (slika 3.3). Sonda je naročito pogodna za merenje niskog nivoa doze uz prisustvo šuma do 10 mSv/h . Sonda se sastoji od proporcionalnog brojača, pojačivača sa diskriminatorom i visokonaponske jedinice [31].

Osnovna jedinica LB 1230 UMo može da radi kao remetar ili kao brojač, stoga se za jedinicu brzine doze može odabrati $\mu\text{Sv/h}$ ili cps . Za kalibraciju i proveru odgovora detektora korišćen je radioaktivni izvor LB 7452 sa 0.185 MBq Cs-137 . Jedinica može raditi stacionarno, kontinualno kao lokalni monitor doze ili kao prenosni instrument ako se koriste punjive baterije. Osnovna jedinica može čuvati podatke i uz pomoć serijskog priključka podaci se mogu direktno štampati uz pomoć štampača ili prebaciti na računar [31]. Osnovni parametri osnovne jedinice, sonde i izvora za kalibraciju dati su u tabelama 3.3, 3.4 i 3.5 respektivno.



Slika 3.3. Prenosni dozimetar Berthold LB 123 DH-10 [31]

Tabela 3.3. Osnovni parametri osnovne jedinice LB 1230 UMo [31]

Displej	Matrični visokog kontrasta sa pozadinskim osvetljenjem 32 x 84 piksela
Spoljašnje dimenzije	145 mm x 170 mm x 45 mm (V x D x Š)
Težina	0.8 kg (sa baterijama)
Napajanje	3 x IEC LR14 (Babycell) baterije ili NiMH baterije 1.2V/4.5Ah
Maksimalno vreme rada	> 150 h sa LR14
Opseg temperature	-15 °C do +50 °C (rad) max +60 °C (skladištenje)
Relativna vlažnost	30 % do 75 %
Zaštita	IP 65

Tabela 3.4. Osnovni parametri sonde LB 1236-H10 [31]

Merni opseg	50 nSv/h – 10 mSv/h
Energetski opseg	30 keV – 1.3 MeV
Sopstveni šum	< 0.1 cps
Kalibracioni faktor	0.214 μ Sv/h po cps
Spoljašnje dimenzije	50 mm \varnothing x 275 mm
Težina	0.46 kg
Opseg temperature	-20 °C do +60 °C (rad) max +60 °C (skladištenje)
Relativna vlažnost	30 % do 90 %
Zaštita	IP 65

3.4. Osnovni parametri radioaktivnog izvora LB 7452 [31]

Nuklid	^{137}Cs
Nominalna aktivnost	0.185 MBq
Spoljašnje dimenzije	58 mm x 95 mm x 160 mm (V x D x Š)
Težina	2 kg

3.4. Merenje neutronske doze

Za merenje doze neutrona u ovom radu korišćen je prenosni neutrosnki dozimetar Meridian 5085 (Far West Technology). Meridian 5085 može raditi u širokom energetsom opsegu i energetski odgovor je u skladu sa ICRU REM krivom. Displej je postavljen na moderator (slika 3.4), što olakšava očitavanje kada se instrument nosi. Displej se može rotirati oko dve ose kao i skinuti sa moderatora radi očitavanja na daljinu [32].

Moderator je klasičnog Anderson Brauni dizajna obogaćen borom. Jedan kraj moderatora je zaobljen kako bi dao bolji odgovor na pravac. U samom moderatoru kabl detektora prolazi kroz lavirint kako bi se eliminisalo strujanje. Detektor je He-3proporcionalni brojač dužine 5 cm. osnovni parametri neutronske detektora dati su u tabeli 3.5 [32].

Tabela 3.5. Osnovni parametri neutronske detektora Meridian 5085 [32]

Dimenzije	22 cm x 24 cm x 45 cm (Š x D x V)
Težina	9.3 kg (sa baterijama)
Detektor	He3
Osetljivost detektora	~50Kc/mrem (^{252}Cf)
Napon	podesiv od 300 V do 1800 V
Baterije	6 AA (100 h rada)
Način rada	Brzina doze ili integralno
Jedinice	Konvecionalne ili Si sistem

Brzina doze	Prikazuje numeričku vrednost, osvežavanje svake sekunde, ograničen na tri značajne cifre, automatsko podešavanje opsega
Integralna doza	Prikazuje integralnu dozu i vreme integracije
Opseg	0.01 do 10000 mrem/h
Tačnost	do 1 % ili dve cifre za brzine doze nezavisne od detektora, do 15 % za detektor, vremenska baza se kontroliše uz pomoć kristala
Vremenska konstanta	Dinamički se podešava u zavisnosti od brzine odbroja
Korekcija na mrtvo vreme	Ispravlja do četiri puta stvarnu brzinu
Odgovor na gama zračenje	Nema odgovora do 500 R/h ¹³⁷ Cs
Opseg temperature	-20 °C do +50 °C (rad)
Opseg vlažnosti vazduha	0 do 95 %

3.5. Atenuaciona analiza

Direktno merenje ili simulacija fotonskog fluks u kliničkim uslovima je izuzetno nepraktično [33], stoga je atenuaciona analiza kao indirektna metoda određivanja fotonskog fluksa od izuzetnog značaja. Ovu metodu je predložio Silberstein [34], a kasnije su je razvili Bell [35] i Jones [36], a zasniva se na činjenici da atenuacioni koeficijent materijala zavisi od energije.

Neka je $N(E)$ diferencijalni fluks fotona energije E snopa X-zračenja koje se prostire kroz vazduh. Fotoni interaguju sa vazduhom (ili bilo kojim drugim materijalom) kroz koji prolaze i tom prilikom jedinici mase vazduha u jedinici vremena predaju energiju

$$\mu_v(E) \cdot E \cdot N(E) \quad (3.15)$$

gde je $\mu_v(E)$ maseni apsorpcioni koeficijent vazduha. Jonizacionom komorom možemo izmeriti ovu predatu količinu energije, što predstavlja brzinu doze fotona energije E :

$$D_v(E) = R(E) \cdot \mu_v(E) \cdot E \cdot N(E) \quad (3.16)$$

gde je $R(E)$ funkcija koja opisuje energetski odgovor komore za datu energiju.

U snopu zračenja mogu se naći sve energije od nule do maksimalne energije E_{max} , koja je jednaka energiji maksimalnoj energiji elektrona koji padnu na metu. Ukupnu dozu možemo dobiti integraljenjem $D_v(E)$ po energijama:

$$D_u = \int_0^{E_{max}} D_v(E) dE = \int_0^{E_{max}} R(E) \cdot \mu_v(E) \cdot E \cdot N(E) dE \quad (3.17)$$

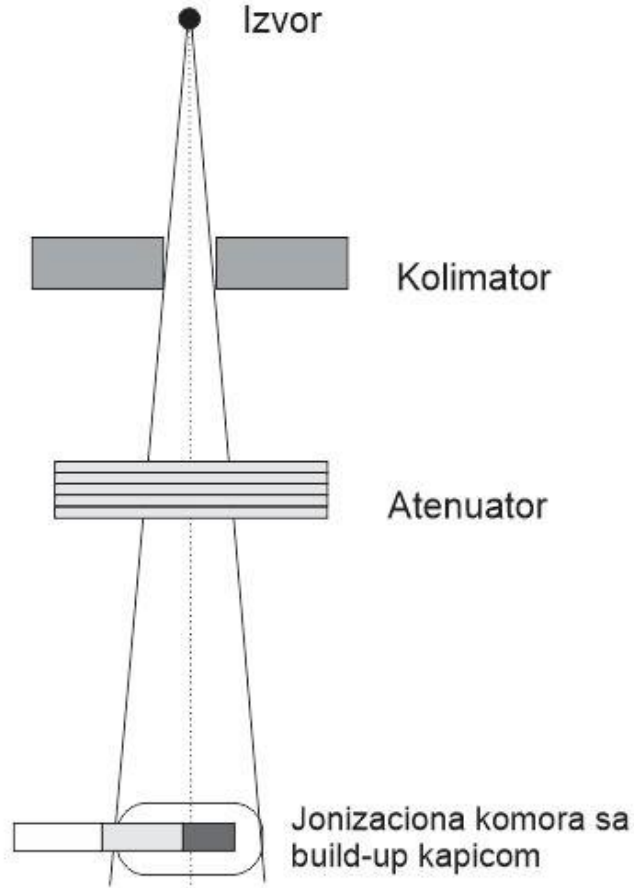
Ako između izvora zračenja i dozimetra postavimo atenuator određene debljine t i poznatog apsorpcionog koeficijenta $\mu_A(E)$, doza je data jednačinom:

$$D(t) = \int_0^{E_{max}} D_v(E) e^{-\mu_A(E) t} dE \quad (3.18)$$

Merenjem doze za različite debljine atenuatora dobija se atenuaciona kriva. Eksperimentalna postavka za merenje artenuacione krive data je na slici 3.4. Relativna transmisiona kriva se dobija normiranjem na vrednost doze bez atenuatora:

$$T(t) = \frac{1}{D(0)} \int_0^{E_{max}} D_v(E) e^{-\mu_A(E) t} dE \quad (3.19)$$

Za merenje se koristi jonizaciona komora sa buildup kapicom ispred koje se postavljaju atenuatori poznate debljine i za svaki od njih se meri brzina doze. Brzina doze se opisuje eksponencijalnom funkcijom, koja na semi logaritamskom grafiku predstavlja pravu. Kod terapijskih akceleratora zastupljen je širok spektar energija, a kako atenuacioni koeficijent zavisi od energije dolazi do selektivne atenuacije. Stoga povećanjem debljine atenuatora dolazi do pojačane apsorpcije zračenja koje ima veći atenuacioni koeficijent, a atenuaciona kriva odstupa od prave linije.



Slika 3.4. Eksperimentalna postavka za snimanje transmisione krive

Iz eksperimentalno određene transmisione krive može se dobiti diferencijalni fotonski fluks $N(E)$ uz pomoć Laplaceovog transformata ili numeričkim putem [3].

Metoda Laplaceovog transformata. Kada se detektor ozrači snopom visokoenergetskih fotona, fluks Φ uzrokuje pojavu signala S . Spektar fotonskog fluksa je $\Phi_E = d\Phi/dE$, a signal

$$S = \int_0^{\infty} \Phi_E R(E) dE \quad (3.20)$$

gde je $R(E)$ signal proizveden jedinicom fluksa fotona energije E . Kad se u snop postavi atenuator debljine x , energetski spektar fluksa fotona se promeni na

$$\Phi_E(x) = \Phi_E(0) e^{-\mu(E)x} \quad (3.21)$$

a S postaje

$$S(x) = \int_0^{\infty} \Phi_E(0) e^{-\mu(E)x} R(E) dE \quad (3.22)$$

gde je $\mu(E)$ atenuacioni koeficijent za fotone energije E .

Relativna transmisija $T(x)$ se definiše kao odnos signala $S(x)$, koji je meren sa atenuatorom debljine x , i signala $S(0)$, koji je meren u istom snopu bez atenuatora

$$T(x) = \frac{S(x)}{S(0)} \quad (3.23)$$

Relativna transmisija se uz pomoć jednačine 3.22 može napisati u eksplicitnijoj formi. Definišimo prvo veličinu $F(E)$

$$F(E) = \frac{\Phi_E(0)R(E)}{S(0)} \quad (3.24)$$

koja definiše odnos ukupnog signala u detektoru nastalog fotonima u opsegu energije između E i $E + dE$. Relativna transmisiona kriva se može napisati kao

$$T(x) = \int_0^{E_{max}} F(E)e^{-\mu(E)x} dE \quad (3.25)$$

gde je E_{max} maksimalna energija u snopu fotona. Budući da snop ne sadrži fotone sa energijom većom od E_{max} , gornja granica integracije se može promeniti na ∞ . Promenom varijable na $\mu(E)$ i uvođenjem veličine, $P(\mu)$, koja se naziva prespektrum

$$P(\mu) = -F(E) \frac{dE}{d\mu} \quad (3.26)$$

Jednačina 3.25 postaje

$$T(x) = \int_0^{\infty} P(\mu)e^{-\mu(E)x} dE \quad (3.27)$$

Jednačina 3.26 je Laplaceov transform funkcije $P(\mu)$,

$$T(x) = \mathcal{L}[P(\mu)] \quad (3.28)$$

a $T(x)$ i $P(\mu)$ predstavljaju parove Laplaceove transformacije. Ako se iz eksperimentalnih merenja može odrediti funkcija $T(x)$, onda se može naći i $P(\mu)$ kao

$$P(\mu) = \mathcal{L}^{-1}[T(x)] \quad (3.29)$$

iz jednačine 3.26 i 3.27 može se odrediti spektralna distribucija Φ_E

$$\Phi_E = \frac{1}{ER(E)\mu(E)} \left(-\frac{dE}{d\mu} \right) \mathcal{L}^{-1}[T(x)] \quad (3.30)$$

Laplaceov transform za rekonstrukciju spektra iz atenuacionih merenja korišćen je u radovima [37,38].

Numerička metoda. Jednačina 3.25 može se aproksimovati Simpsonovim pravilom. Uz pomoć aproksimacije dobijamo

$$T = \left(\frac{\Delta E}{3}\right) \sum_{j=1}^n A_{ij} F_j \quad (3.31)$$

gde je

$$\Delta E = \frac{(E_n - E_1)}{(n-1)} \quad (3.32)$$

i

$$A = \alpha e^{-\mu_j x_i}, \alpha = \begin{cases} 1 & \text{za } j = 1 \text{ i } n, \\ 4 & \text{za } j = 2, 4, \dots, n-1, \\ 2 & \text{za } j = 3, 5, \dots, n-2. \end{cases} \quad (3.33)$$

Rešenje sistema jednačine 3.31 može se dobiti iterativnom tehnikom metode najmanjih kvadrata. Odabiraju se vrednosti T takve da se minimizira veličina

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^m [(c_i - T)/(r_i T)]^2 \quad (3.34)$$

gde je r_i relativna greška načinjena prilikom merenja pojedinačnih T , a c_i transmisionne vrednosti sračunate od pretpostavljenog seta vrednosti F_j , a zatim u svakom narednom koraku korigovanog seta F_j [3, 33].

Numerička metoda za rekonstrukciju spektra iz atenuacionih merenja korišćen je u radovima [39-42].

4. Prikaz i diskusija eksperimentalnih merenja

4.1. Merenje ekvivalentne doze neutrona

Medicinski akceleratori koji rade na energijama iznad praga (γ, n) nuklearne reakcije određenih materijala koji su ozračeni fotonskim snopom, proizvode merljiv broj neutrona. Jedan od materijala koji se najviše koristi u akceleratorskoj glavi je olovo. Prag za (γ, n) reakciju ^{208}Pb (52.4% u prirodnom olovu) je 6.7 MeV. Kako bi se zaštitilo osoblje koje radi na departmanima za radioterapiju, bunkeru imaju specijalno dizajnirane debele zidove koje služe kao primarne i sekundarne barijere, masivna vrata i zidove pokrivene materijalom koji je dobar moderator neutrona (plastika, parafin). Uobičajan dizajn sobe za radioterapiju podrazumeva jedan zaokret hodnika i o ovoj konfiguraciji se može naći veliki broj naučnih radova [14,44-47]. Ređe se javlja dizajn sobe sa dva zaokreta, te je stoga i broj radova na raspolaganju mali [48,49].

Preporuka za dizajn ulaznih vrata koja pruža dovoljnu zaštitu od fotona i neutrona mogu se pronaći u NCRP protokolu [12]. Generalno, prihvaćene su dve metode za procenu ekvivalentne doze neutrona na ulaznim vratima: Kersey-eva i Wu i McGinley [12, 50]. Obe metode služe za procenu doze za standardnu sobu sa jednim zaokretom hodnika. Procena ekvivalentne doze neutrona sobe sa dva zaokreta hodnika data je u IAEA protokolu [13]. Prema ovoj publikaciji, doza neutrona u drugom hodniku opada eksponencijalno sa udaljenošću. Za adekvatnu procenu doze na vratima prihvatljivo je da se koristi ukupna dužina koridora (suma dužine oba hodnika) i da se ovaj broj umanji za faktor 1/3.

U ovom delu rada predstavljeno je detaljno merenje ekvivalentne doze neutrona u sobi za radioterapiju sa dva zaokreta hodnika. Iz ovih merenja može se odrediti vrednost TVD-a u prvom delu hodnika uporediti ga sa teorijskim modelima [50]. TVD u drugom hodniku se može značajno razlikovati od TVD-a u prvom hodniku, budući da je srednja energija neutrona znatno manja usled velikog broja rasejanja. Jedan od ciljeva merenja je određivanje TVD-a u oba hodnika.

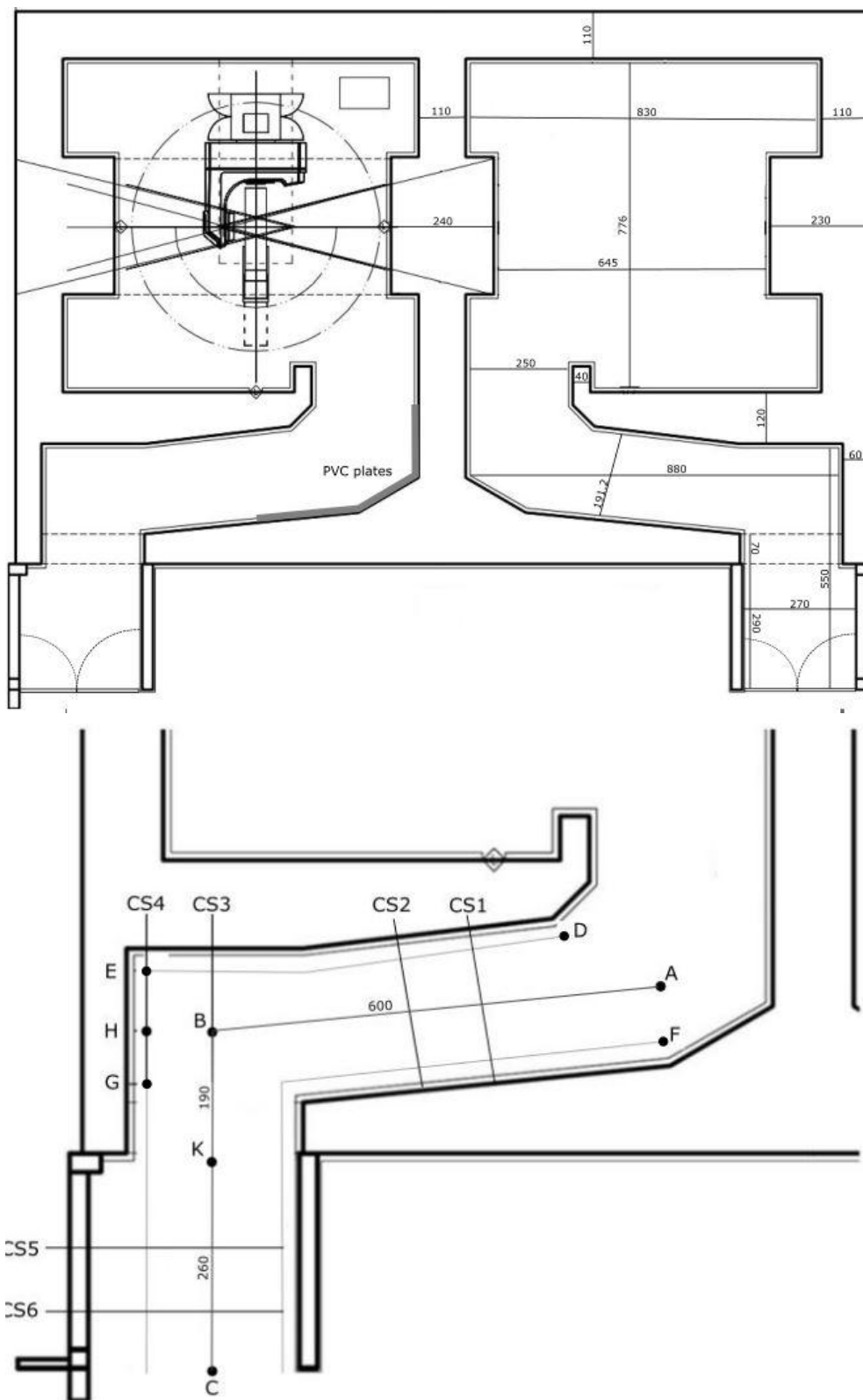
Jačina izvora neutrona ili ekvivalentna doza neutrona u referentnoj tački ne može se naći u literaturi (niti je proizvođač bio toliko ljubazan da nam pošalje potrebne podatke) za Elektin akcelerator Versa HD. U literaturi se jedino može naći jačina izvora neutrona u slučaju da se

koristi elektronski snop [51]. Da bi odredili jačinu izvora neutrona u referentnoj tački za Elekta Versa HD akcelerator, koristili smo aktivacionu tehniku [52]. Jednostavnim poređenjem indukovane aktivnosti detektora od prirodnog indijuma, koji su ozračeni pod istim uslovima u blizini Versa HD i Varian 2100 C akceleratora, može se odrediti jačina izvora neutrona.

Znajući jačinu izvora neutrona, možemo uporediti izmerene vrednosti ekvivalentne doze neutrona sa onim koje predviđaju teorijski modeli. Jedan od glavnih ciljeva ovog merenja je određivanje opadanja ekvivalentne doze neutrona duž oba hodnika. Posebnu smo obratili pažnju na poređenje izmerene ekvivalentne doze neutrona u drugom zaokretu hodnika sa rezultatima koje predviđa model predložen IAEA protokolom [13].

4.1.1. Opis merenja

Ekvivalentna doza neutrona je merena u sobi za radioterapiju (bunkeru) Instituta za onkologiju vojvodine u Sremskoj Kamenici. U sobi se nalazi akcelerator proizvođača Elekta model Versa HD, koji može proizvoditi fotone energije 6 MeV, 10 MeV i 15 MeV. Šematski prikaz bunkera u kom se nalazi akcelerator predstavljen je na slici 4.1. Na institutu se nalaze dva identična bunkera postavljena u ogledalskoj simetriji. Na slici 4.1a prikazana je pozicija akceleratora u jednoj sobi, dok su dimenzije označene na šemi druge sobe. Visina bunkera je 3.95 m. Sa šeme se vidi da je dizajn bunkera sa dva zaokreta hodnika. Deo zida koji je direktno ozračen neutronima iz glave akceleratora, prekriven je sa 2 cm PVC (polyvinyl chloride), koji služi za moderaciju neutrona koji stižu u hodnik. Pozicije PVC ploče prikazane su na slici 4.1a. PVC ploče su montirane između betonskog zida i ukrasne lamperije. Ukupna površina PVC ploča je $\sim 20.3 \text{ m}^2$. Na slici 4.1b prikazan je deo hodnika, sa karakterističnim tačkama u kojima su vršena merenja i linijama koje označavaju udaljenosti između najznačajnijih tačaka u hodniku.



Slika 4.1. a) Šematski prikaz sobe za radioterapiju-bunkera. b) Uvećan hodnik, sa karakterističnim tačkama merjenja.

Sva merenja ekvivalentne doze neutrona vršena su na energiji od 15 MeV fotonskog snopa. Ugao gentrinja je 0° . Veličina polja zračenja na udaljenosti od jednog metra (izocentar) iznosila je $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Za simulaciju terapijskih uslova korišćen je vodeni fantom. Za svako merenje neutrona, isporučena je doza od 3 Gy u buildup-u. Uzimajući u obzir da je brzina doze akceleratora Versa HD na 15 MeV 6 Gy/min (Elekta Versa HD automatic dose rate), merenja u svakoj od 32 tačke trajalo je 30 sekundi.

Ekvivalentna doza neutrona je merena uz pomoć dozimetra Meridian model 5085. Detektor je baziran na standardnom Anderson Braun dizajnu, unutar polietilenskog cilindra (dijametra 22 cm i 24 cm dužine) nalazi se He-3 proporcionalni brojač (dužine 5 cm) koji radi na naponu od 1250 V. Pri svakom merenju dozimetar je postavljen 1 m iznad poda sa osom He-3 proporcionalnog brojača orijentisanom normalno na AB i BC pravac. Prethodno je utvrđeno da u ovoj orijentaciji dobijena maksimalna neutronska doza. Relativno visoka brzina odbroja 50000 po mrem-u obezbeđuje veoma veliku osetljivost od 0.2 nSv po odbroju. Prirodni fon neutrona unutar terapijske sobe je značajno niži od praga instrumenta te se stoga može zanemariti. Proizvođač Health Physics Instruments, Goleta, CA deklarirao je tačnost instrumenta do 15%.

Merenja su vršena duž centralne linije hodnika (ABC pravac) i 30 cm od zida prateći strukturu hodnika. Udaljnost između dve tačke merenja je 1 m. Najbitniji rezultat svih merenja duž tri linije je prostorna distribucija ekvivalentne doze neutrona u oba hodnika.

Postoje dve opšte prihvaćene metode za procenu ekvivalentne doze neutrona za terapijske sobe sa jednim zaokretom hodnika. To su Kersey-eva metoda data jednačinom 1.20 (glava 1) i Modifikovana Kersey-eva metoda (Wu i McGinley) data jednačinom 1.21 koje procenjuje dozu u tački H na slici 4.1. Na osnovu ovih jednačina dobijena je jednačina 1.25 za procenu doze na vratima terapijske sobe sa dve krivine hodnika (tačka C na slici 4.1). Pored ovih jednačina Monte Carlo metoda je korišćena za potvrdu eksperimentalnih metoda [53-54]. Iz jednačina 1.20 i 1.25 se može videti da se ekvivalentna doza neutrona za sobu sa dva zaokreta hodnika može proceniti kao doza na kraju ukupne dužine oba hodnika (distance AB+BC) redukovana za faktor 1/3. Slični rezultati se mogu pronaći u [56]. U ovoj studiji je zaključeno da prisustvo drugog hodnika daje za faktor 2.5 niže doze u odnosu na one procenjene Kersey-evom metodom. Prema [13,55] redukcija od 1/3 se može primeniti u slučaju da su oba hodnika dovoljno duga i da poprečni presek hodnika nije suviše velik. Uzimajući u obzir navedene činjenice jednačinu 1.25. možemo koristiti za procenu ekvivalentne doze neutrona za naš hodnik (slika 4.1).

Potrebno je naglasiti da je kod Kersey-eve metode za procenu doze pretpostavljena vrednost TVD=5 m. Vrednost TVD je ista za oba hodnika. Kao jedan od zadataka u ovom radu je eksperimentalna provera da li je vrednost TVD=5 m dobra aproksimacija i da li je moguće koristiti tu vrednost u oba hodnika.

S obzirom da jačina izvora neutrona ili ekvivalentna doza neutrona u referentnoj tački ne može da se pronade u literaturi, izvršili smo jednostavno merenje kako bi procenili vrednost gore navedenih parametara. Institut za Onkologiju Sremska Kamenica poseduje akcelerator Varian 2100 C i Elekta Versa HD. Oba imaju mogućnost rada na 15 MeV. Oba akceleratora se nalaze u standardnim sobama za terapiju sa jednim zaokretom hodnika i obe prostorije imaju isti dizajn. Šema hodnika može se videti u [57]. Jedina razlika između dva bunkera je da je unutrašnji zid bunkera u kojem se nalazi Varian-ov akcelerator prekriven lamperijom dok je unutrašnji zid bunkera u kome se nalazi Elekta akcelerator prekriven PVC-om. Zidovi su obloženi materijalima malog rednog broja da bi se uspešnije izvršila termalizacija brzih neutrona u cilju bolje zaštite. Mala razlika u uslovima aktivacije odabranog aktivacionog detektora bi se mogla ogledati samo u drugačijem broju termalnih neutrona u ove dve prostorije, ukoliko drvena lamperija i PVC obloga imaju znatno drugačija termalizaciona svojstva. Iz tog razloga su aktivacioni detektori od prirodnog indijuma u oba slučaja bili obloženi slojem kadmijuma debljine 1 mm. Na ovaj način su apsorbovani termalni neutron čime je otklonjena moguća razlika u uslovima ozračivanja aktivacionih detektora u dve prostorije. Jednostavna procena prisustva neutrona u blizini Elekta akceleratora može se dobiti poređenjem indukovane aktivnosti fotoneutronima kod oba akceleratora. Sličan pristup je korišćen u [52]. U našem eksperimentu poznati izvor neutrona je Varian akcelerator pošto su parametri ovog uređaja poznati [12].

Odnos jačine izvora neutrona jednak je odnosu saturacionih aktivnosti:

$$\frac{Q_n^V}{Q_n^E} = \frac{\int_{E_{Cd}}^{E_{max}} \sigma(E) \Phi_V(E) dE}{\int_{E_{Cd}}^{E_{max}} \sigma(E) \Phi_E(E) dE} \quad (4.1)$$

Q_n^V i Q_n^E označavaju saturacione aktivnosti Varian i Elekta akceleratora respektivno, $\sigma(E)$ je efikasni presek za zahvat neutrona. $\Phi_V(E)$ i $\Phi_E(E)$ su označene fluksevi neutrona za Varian i Elekta akcelerator, respektivno. Kao što se iz jednačine 4.1 može videti, integracija se odvija od energije kadmijuvog cut-of-a.

Standardni način za određivanje saturacione aktivnosti je izlaganje aktivacionih detektora neutronsom fluksu a zatim izmeri emitovani gama spektar produkata nastalih zahvatom neutrona. Izmereni intenziteti detektovanih gama linija može se iskoristiti za računanje saturacione aktivnosti.

$$\frac{\int_{E_{Cd}}^{E_{max}} \sigma(E) \phi_V(E) dE}{\int_{E_{Cd}}^{E_{max}} \sigma(E) \phi_E(E) dE} = \frac{N_d^V e^{-\lambda \Delta t^E} (1 - e^{-\lambda t_{irr}^E}) (1 - e^{-\lambda t_m^E})}{N_d^E e^{-\lambda \Delta t^V} (1 - e^{-\lambda t_{irr}^V}) (1 - e^{-\lambda t_m^E})} \quad (4.2)$$

N_d^V i N_d^E su ukupne površine ispod pikova određene energije u gama spektru aktiviranih detektora. Indeksi V i E označavaju pikove koji pripadaju spektrima In novčića izloženih u bunkerima u kojima se nalaze Varijan i Elekta akceleratori, respektivno. Vremena hlađenja su označena sa Δt^V i Δt^E . Vremena ozračivanja su t_{irr}^V i t_{irr}^E , a vremena merenja t_m^V i t_m^E .

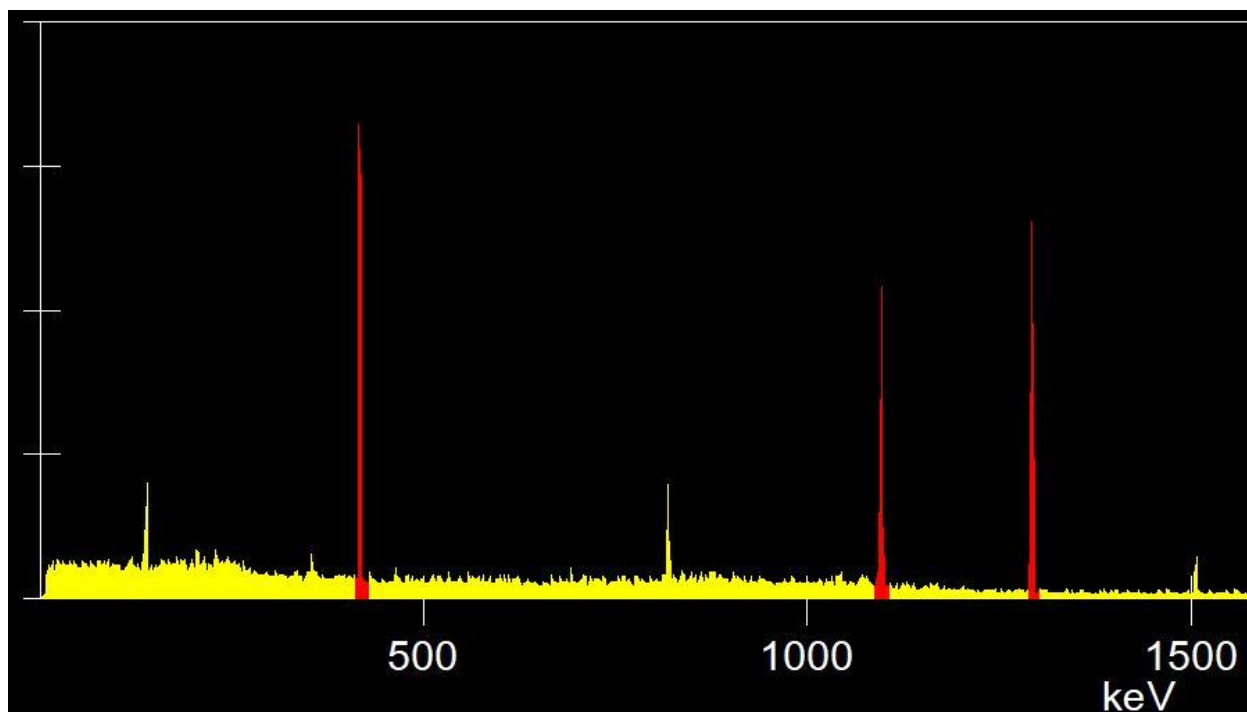
4.1.2. Rezultati i diskusija

U cilju da odredimo jačinu izvora neutrona akceleratora Elekta Versa HD, ozračili smo dva novčića od prirodanog indijuma (dijametar 2 cm, 8.71 g). Novčići su obloženi kadmijumskim filterom debljine 1 mm. Jedan detektor je ozračen u blizini Elektinog a drugi u blizini Varijanovog akceleratora. Aktivacioni detektori su postavljeni na terapijski sto na udaljenosti od 141 cm od fokusa (udaljenost fokusa od stola je 100 cm i udaljenost između ose snopa i detektora je 100 cm). U oba slučaja veličina polja je $10 \times 10 \text{ cm}^2$, fotonska doza u build-up-u 4Gy. To znači da je vreme ozračivanja za Varian (t_{irr}^V) 60 s, a za Elektu t_{irr}^E 40 s. Gama zračenje ^{116}In koji je proizveden zahvatom neutrona ^{115}In mereno je HPGe detektorom. Detektor se nalazi u pasivnoj gvozdenoj zaštiti debljine 25 cm. Relativna efikasnost detektora je 32%.

Vremena hlađenja (vreme između ekspozicije i početka merenja) je $\Delta t^V = 31$ minuta i $\Delta t^E = 42$ minuta. Za analizu smo koristili tri najintenzivnija pika ^{116}In na energijama od 417 keV, 1097 keV i 1293 keV (Slika 5.1.). Vremena merenja (t_m^V i t_m^E) određena su tako da se dobije statistička greška ispod pikova u gama spektru ^{116}In bude manja od 2%. Za prvi novčić vreme merenja t_m^V bilo je 1000 s a za drugi t_m^E 2500s. Odnos saturacionih aktivnosti, data jednačinom 4.2, izračunata je za sve tri energije, a zatim je nađena srednja vrednost. Dobijeno je da je jačina izvora neutrona akceleratora Elekta Versa HD:

$$Q_n^E = 0.55(1)Q_n^V$$

Ovo znači da je jačina izvora neutrona Elektinog akcelratora $0.418 \cdot 10^{12}$ n/Gy [58]. Ako uporedimo poznate vrednosti jačine izvora neutrona za različite tipove Varian-ovih i Elektinih akcelratora na istim energijama [12,51], možemo videti da Elektini akceleratori proizvode oko dva puta manje neutrona od Varijanovih modela, za istu nominalnu energiju fotona. Stoga je naša procena u dobroj korelaciji sa postojećim vrednostima Q_n za Varianove i Elektine akcelratore. Možemo smatrati da je ekvivalentna doza neutrona H_0 za akcelerator Elekta Versa HD 15 MeV 55% od ekvivalentne doze neutrona Varianovog 2100C akcelratora. To znači da je ekvivalentna doza neutrona Versa HD akcelratora $H_0 = 0.715$ mSv/Gy. Kako su poznate vrednosti potrebnih parametara, možemo napraviti procenu ekvivalentne doze neutrona na kraju prvog hodnika uz pomoć obe predložene metode [12].



Slika 4.2. Snipljeni spektar In ¹¹⁶In. Najintenzivniji pikovi označeni su crvenom bojom.

Ako se fokusiram samo na prvi hodnik, možemo uporediti procenjene izračunate vrednosti ekvivalentne doze neutrona uz pomoć obe metode (jednačine 1.20 i i.21) sa izmerenim vrednostima. Rezultati su dati u tabeli 4.1.

Tabela 4.1. Izmerene i izračunate vrednosti ekvivalentne doze neutrona.

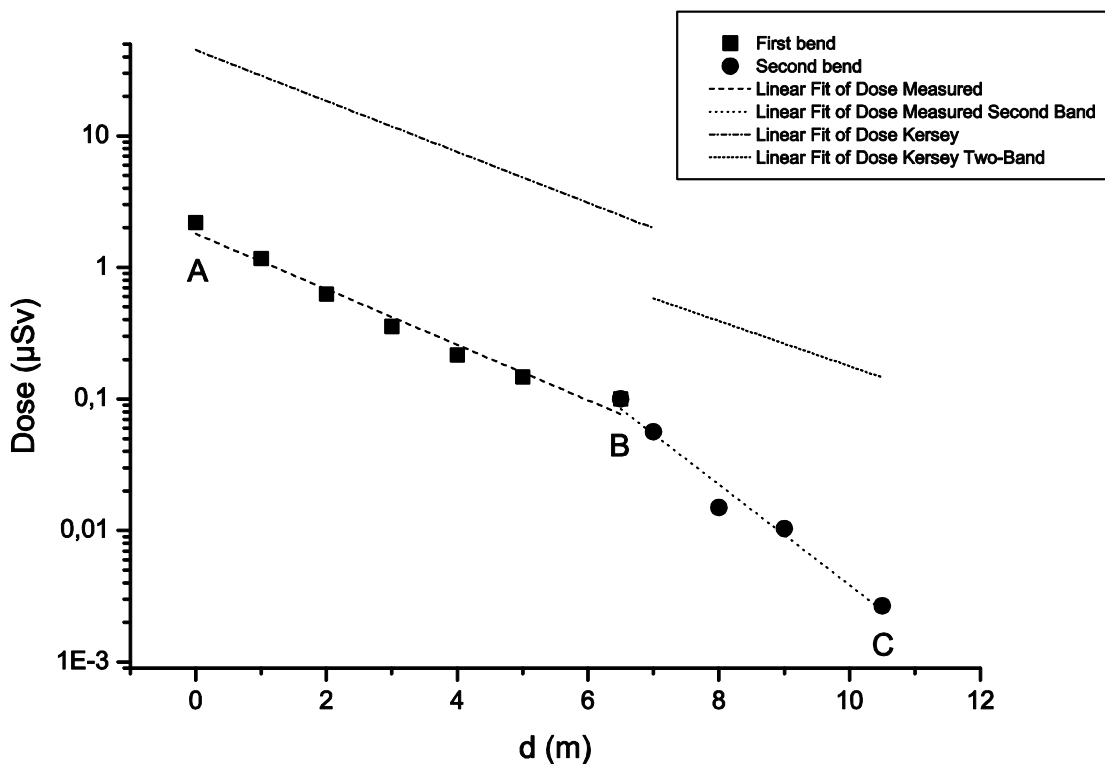
Ekvivalentna doza neutrona D(μ Sv)	Tačka B	Tačka H	Tačka C
Kersey	2.91	1.84	0.153
Modifikovani Kersey	0.67	0.42	-
Izmereno	0.1	0.077	0.0027

Tačka H se nalazi na kraju prvog hodnika, na mestu gde bi se nalazila ulazna vrata u terapijsku sobu. Može se videti da konzervativna Kersey-eva metoda (jednačina 1.20) daje četiri puta veću procenu od drugog modela datog jednačinom 1.21. Izmerena vrednost je 24 puta manja od procenjene vrednosti Kersey-evom metodom a 5.5 puta manja od procene modifikovanom Kersey-evom metodom. Oba modela su namenjena za procenu ekvivalentne doze neutrona u terapijskim sobama sa golim betonskim zidovima. Terapijska soba našem slučaju poseduje prilično veliku površinu (više od 20 m²), na koju padaju neutroni direktno iz glave akcelratora, pokrivenu sa PVC-om debljine 2 cm. Pored toga svi zidovi su pokriveni lamperijom. Ovo može biti razlog za prilično veliko neslaganje izmerenih i izračunatih vrednosti ekvivalentne doze neutrona u tački H. Može se videti u [50] da sloj polietilena obogaćen borom (*borated polyethylene*) koji prekriva samo deo hodnika može smanjiti ekvivalentnu dozu neutrona dva puta. Slična merenja [57] su pokazala za Varian 2100C akcelerator da se izmerene vrednosti ekvivalentne doze neutrona razlikuju od izračunatih vrednosti 11 puta (Kersey-eva metoda) odnosno 3.2 puta (modifikovana Kersey-eva metoda). Terapijska soba koja je analizirana u [57] pokrivena je lamperijom, ali nije obložena plastičnim moderatorom kao u našem slučaju.

Merenja pokazuju da ekvivalentna doza neutrona duž hodnika varira u širokom opsegu. U tački A vrednost je 2.17 μ Sv po 1 Gy fotonske doze u izocentru, dok je tački C izmerena vrednost od 2.7 nSv po 1 Gy fotonske doze u izocentru. Najbitnija funkcija drugog zaokreta hodnika je smanjenje doze neutrona na ulaznim vratima kako bi se izbegla upotreba standarnih, teških (skupih) vrata. Kako je potvrđeno našim merenjima, ova funkcija je i te kako ostvarena. Izmerena vrednost ekvivalentne doze neutrona u tačkama E, H i G su 73 nSv, 77 nSv i 78 nSv po 1 Gy fotonske doze u izocentru, respektivno. Ovo je mesto gde bi se ulazna vrata nalazila kod

standardne sobe sa jednim zaokretom hodnika. Doza neutrona u tački H je smanjena za faktor 28 u odnosu na tačku A. Kod modela datog u [13] tačka B je početak drugog hodnika. Izmerena ekvivalentna doza neutrona u tački B je 0.10 μSv po 1 Gy fotonske doze u izocentru, a izmerena doza neutrona u tački C je 2.7 nSv po 1 Gy fotonske doze u izocentru. Prema tome, dodatnih 4.5 m drugog hodnika redukuje ekvivalentnu dozu neutrona za faktor 37.

Prema predlogu IAEA, u računu drugi hodnik treba tretirati kao nastavak prvog hodnika. To znači da i u drugom hodniku doza neutrona treba eksponencijalno da opada. Merenje ekvivalentne doze neutrona duž centralne linije (A-B-C) predstavljene su na slici 4.1, kao i procena doze neutrona dobijen uz pomoć jednačina 1.20 i 1.25. Može se videti da konzervativni Kersey-ev model predviđa višu dozu neutrona, međutim evidentno je da i izmerena i izračunata ekvivalentna doza u prvom hodniku sledi eksponencijalni pad. Na slici 4.3. se vidi da izmerena doza u drugom zaokretu hodnika takođe sledi eksponencijalni pad, ipak nagib pada u dva segmenta (A-B i B-C) je različit. Šta više, nagibi kriva izmerenih i izračunatih vrednosti neutronske doze u drugom hodniku se veoma razlikuju.



Slika 4.3. Ekvivalentna doza neutrona duž A-B-C. Zadnje četiri tačke pripadaju drugom hodniku.

Lako se može izračunati da je u prvom hodniku TVD 4.85 m, a da je u drugom hodniku TVD 2.83 m. Kod Kersey-evog modela TVD je 5 m što je relativno dobra aproksimacija za prvi hodnik. Prema [50] procena ($TVD = 2.06\sqrt{S_l}$) za našu terapijsku sobu je 6.47 m. Evidentno je da je izmerena vrednost niža od izračunate. Budući da su unutrašnji zidovi sobe prekriveni lamperijom debljine 2 cm, njihov uticaj na usporavanje i apsorpciju neutrona ne može se zanemariti. Ako je atenuaciono svojstvo 2 cm drveta ekvivalentno 0.5 cm polietilena [12], možemo očekivati vrednost TVD-a u našem slučaju nižu od one predviđene modelom. Međutim, očigledno ekvivalentna doza neutrona u drugom hodniku opada znatno brže u drugom hodniku. Ovaj rezultat je očekivan, budući da neutroni koji ulaze u drugi hodnik imaju znatno smanjenu energiju nakon velikog broja interakcija u prvom delu hodnika.

Ekvivalentna doza neutrona ($D_n(B)$) u tački B (jednačina 1.20) treba da se razlikuje od doze ($D_n(C)$) u tački C za faktor

$$\frac{D_n(B)}{D_n(C)} = \frac{1}{(10^{-d_3/5}) \cdot (1/3)} \quad (4.3)$$

Udaljenost d_3 između tačaka B i C je 4.5 m i može se izračunati da bi doza u tački C trebala biti 24 puta manja u odnosu na ekvivalentnu dozu neutrona u tački B. Međutim, izmerena ekvivalentna doza neutrona u tački C je 37 puta manja od izmerene doze u tački B. Razlog za tako veliku razliku izmerenih i izračunatih odnosa, je aproksimacija $TVD=5$ m u drugom hodniku. Predstavljeni izmereni rezultati ukazuju da se vrednosti TVD značajno razlikuje za dva hodnika. Tačniji pristup procene doze neutrona može se dobiti ako modifikujemo jednačinu 1.25:

$$D_n = H_1 \cdot 10^{-3} \cdot (A_r/S_l) \cdot (1/d_2)^2 \cdot (10^{-d_2/TVD_1}) \cdot (10^{-d_3/TVD_2}) \quad (4.4)$$

gde TVD_1 i TVD_2 predstavljaju vrednosti TVD -a za prvi i drugi zaokret hodnika, respektivno. Vrednosti TVD -a nisu poznate u fazi projektovanja terapijske sobe i one se mogu proceniti iz jednačine $D = 2.06\sqrt{S_l}$, kao što je predloženo u [50]. U ovom slučaju procena $TVD \sim 5$ m, prema Kerseyevoj metodi je prihvatljiva. Ako se koriste dve različite vrednosti TVD -a za procenu doze neutrona, kao što je predloženo jednačinom 4.4, tada jednačina 4.3 postaje:

$$\frac{D_n(B)}{D_n(C)} = \frac{1}{(10^{-d_3/TVD_2})} \quad (4.5)$$

Koristeći $TVD_2 = 2.83$ m, može se izračunati da je doza u tački C 39 puta manja od ekvivalentne doze neutrona u tački B. Ova procena je bliže odnosu izmerenih doza u tačkama B i

C u odnosu na onu dobijenu korišćenjem vrednosti TVD -a od 5 m. Budući da vrednost TVD_2 nije poznata u inicijalnoj fazi projektovanja, može se upotrebiti sledeća aproksimacija:

$$TVD_2 \approx \frac{TVD_1}{2} \quad (4.6)$$

Analizom jednačine 1.25 možemo potvrditi da se TVD u drugom hodniku značajno razlikuje od TVD -a u prvom hodniku. Model opisan jednačinom 1.25 pretpostavlja istu vrednost TVD -a u oba hodnika, međutim dodat je faktor 1/3 kako bi uzeli u obzir dodatne krivine. Prema ovom modelu doza na ulaznim vratima bi trebala biti za 1/3 manja od ekvivalentne doze na kraju hodnika sa jednim zaokretom čija je dužina jednaka zbiru dužina oba hodnika sobe sa dva zaokreta hodnika.

U slučaju da koristimo dve različite vrednosti TVD -a ekvivalentnu dozu neutrona možemo izračunati uz pomoć jednačine 4.4. Iz jednačine se vidi da je u ovom pristupu izostavljen faktor 1/3. Možemo proveriti kada jednačine 1.25 i 4.4 daju istu procenu ekvivalentne doze neutrona. Nakon sređivanja jednačina dobijamo:

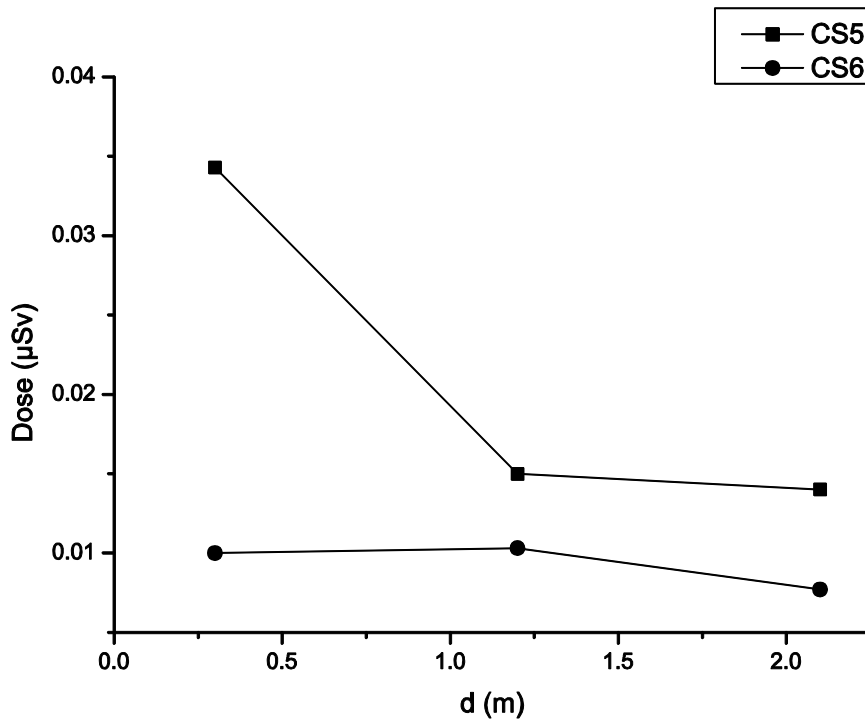
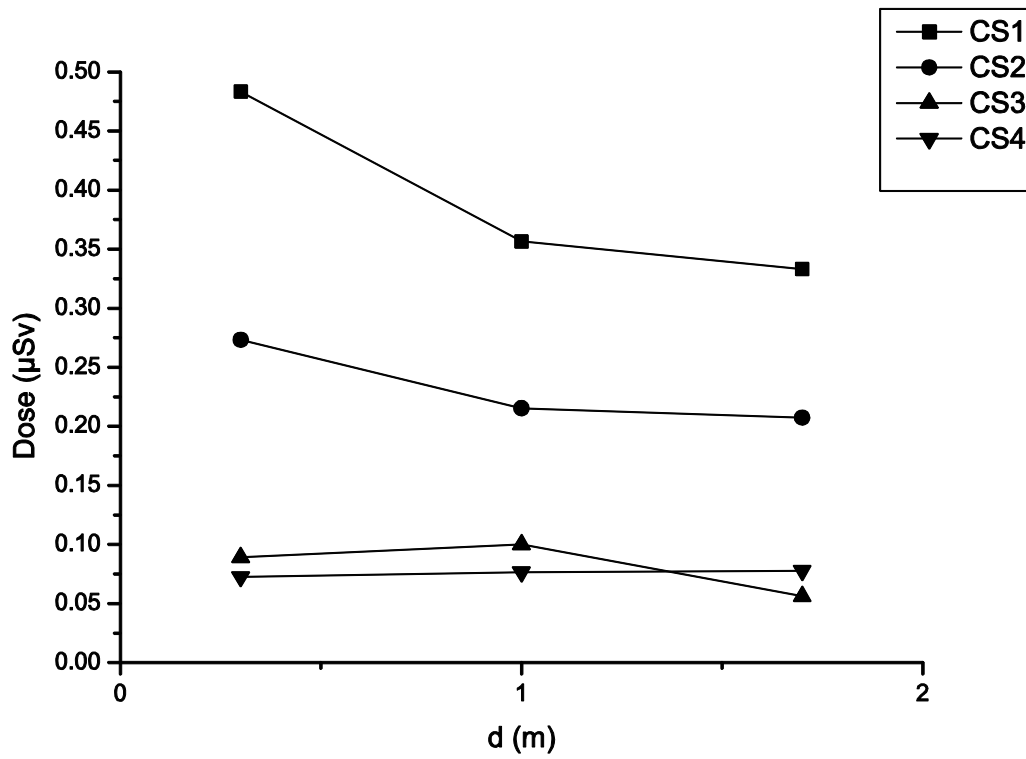
$$(10^{-d_2/5}) \cdot (10^{-d_3/5}) \cdot (1/3) = (10^{-d_2/TVD_1}) \cdot (10^{-d_3/TVD_2}) \quad (4.7)$$

U pojednostavljenom pristupu možemo pretpostaviti da je TVD_1 5 m a TVD_2 polovina vrednosti TVD_1 , što znači 2.5 m. Iz jednačine 4.7 sledi da će oba pristupa dati istu ekvivalentnu dozu neutrona ako je dužina drugog hodnika 2.4 m. Kod terapijskih soba opisanim u [48-50,55] dužina drugog hodnika je znatno kraća od dužine prvog. Dužina drugog hodnika je jednaka polovini širine prvog hodnika (udaljenost KC na slici 4.1b). Veoma je velika verovatnoća da u ovoj geometriji jednačina 1.25 dobro procenjuje ekvivalentnu dozu neutrona na ulaznim vratima hodnika. Međutim, u našem slučaju dužina drugog hodnika je znatno duža. Udaljenost između tačke K i tačke C (slika 4.1b) jednaka je 4.5 m. Ovo može biti jedan od razloga zašto se naša procena ekvivalentne doze neutrona značajno razlikuje od one dobijene jednačinom 1.25.

Zanimljivo je uporediti ekvivalentne doze neutrona u poprečnom preseku hodnika. U odabranom poprečnom preseku, ekvivalentna doza neutrona je merena u tri tačke, 30 cm od zidova i na sredini hodnika. Dobijeni rezultati za četiri odabrana poprečna preseka (kao što je prikazano na slici 4.1) predstavljeni su na slici 4.4. Možemo videti da je izmerena ekvivalentna doza neutrona pored zida sobe je veća od druge dve tačke. Razlika je znatno veća za poprečne preseke koji su bliže unutrašnjem ulazu.

Izmerene doze na poprečnom preseku koja sadrži tačku D, na kraju hodnika (nije prikazana na slici 4.4.) su $1.31 \mu\text{Sv}$, $0.63 \mu\text{Sv}$ i $0.55 \mu\text{Sv}$ po jedinici doze u izocentru. Ovo znači da je izmerena doza u tački D blizu zida skoro 2.4 puta veća od izmerene doze na suprotnom zidu hodnika. Ova činjenica se može objasniti refleksijom neutrona sa površine direktno ozračene neutronima iz glave akcelratora. Geometrija hodnika dozvoljava da veći broj neutrona bude rasejan prema tački D a manji ka suprotnom zidu. Sa slike 5.3. se može videti da se razlika izmerenih doza do zida i druge dve tačke u istom poprečnom preseku smanjuje sa udaljavanjem od unutrašnjeg ulaza u terapijsku sobu i da je na kraju prvog hodnika (poprečni presek 4) doza u svim tačkama ista. Veliki broj rasejanja učinila je distribuciju neutrona uniformnijom na kraju hodnika. Veoma je zanimljivo zapaziti da je na trećem poprečnom preseku primećeno opadanje ekvivalentne doze neutrona u tački naspram zidova sobe. Takav pad doze neutrona nije zabeležen na drugim poprečnim presecima duž hodnika. Moguće je da drugi hodnik otvara veliki prostor za ekspanziju neutrona. Ne postoji zid koji bi omogućio višestruku rasejanje neutrona. Ekspanzijom neutrona u drugi hodnik, doza postaje niža.

Ista analiza je urađena i za dva poprečna preseka u drugom hodniku. Na žalost, nije bilo moguće izmeriti ekvivalentnu dozu neutrona do zida neposredno na ulazu, zbog načina na koji se otvaraju vrata (slika 4.1.a). Sa slike 4.4b, možemo videti, da je izmerena ekvivalentna doza neutrona na levom zidu viša od doza izmerenih u drugim tačkama istog poprečnog preseka. Velika je verovatnoća da je veliki broj neutrona iz prvog hodnika rasejano na levi zid drugog hodnika. Prema kraju drugog hodnika ta razlika se gubi, kao i u slučaju prvog hodnika. Nakon višestrukog rasejanja, broj neutrona na kraju hodnika postaje uniforman.



Slika 4.4. Izmerena ekvivalentna doza na različitim poprečnim presjecima a) prvi hodnik i b) drugi hodnik.

4.2 Aktivaciona merenja

Zakočno zračenje fotona u MeV-skomben energetskom opsegu preferentno se emituje unapred a intenzitet i energija primarnih fotona zavisi od ugla emisije. Da bi se kompenzovao ovaj efekat u glavu medicinskog linearnog akceleratora postavlja se homogenizacioni filter (*Flattening Filter-FF*), što rezultuje skoro uniformnom dozom preko zračnog polja na određenoj dubini. FF je lociran između primarnog kolimatora i mete mada konfiguracija zavisi od proizvođača. Moderni FF su obično koničnog oblika, sastavljeni su od materijala srednjeg ili visokog rednog broja i debljina u sredini im je nekoliko centimetara kako bi proizveli ravan profil snopa [8,59].

FF je jedan od glavnih uzročnika rasejanog zračenja u glavi akceleratora. Doprinos ovog rasejanog zračenja u velikoj meri zavisi od veličine polja [60-62], i kreće se u opsegu od 3% do 10% ukupnom fluksu fotona u izocentru. Kod FFF glavni uzročnik rasejanih fotona je uklonjen što rezultuje smanjenom zavisnošću rasejanog zračenja od veličine polja za bilo koj tip FFF akceleratora. Uvođenjem FF u fotonski snop, dolazi do pojave rasejanja i van samog terapijskog snopa tako da su ovi filteri glavni izvor rasejanog zračenja glave akceleratora. Dobro je poznato da distribucija doze u build-up regionu zavisi i od sekundarnih (rasejanih, parazitskih) elektrona, a u nekim slučajevima i od pozitrona. Kod FFF glavni uzročnik sekundarnih elektrona je uklonjen. Kao posledica smanjene kontaminacije elektronima, dubina maksimalne doze varira manje od veličine polja za FFF.

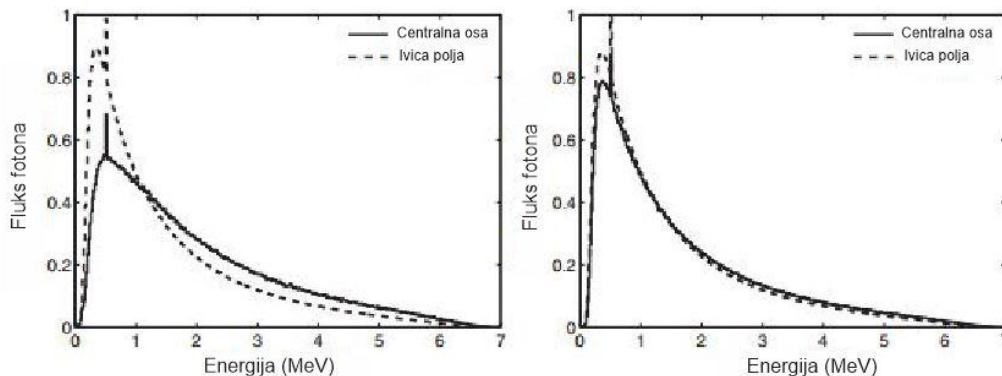
Manja filtracija kod FFF akceleratora kao konačan rezultat ima mekši snop zračenja (prisutna niskoenergetska komponenta). Najznačajniji efekat mekšeg snopa je povećanje površinske doze, mada su eliminisani rasejano zračenje i parazitski elektroni. Efekat je manja varijacija površinske doze od veličine polja u poređenju sa FF snopom. Uopšteno nefiltrirani snopovi proizvode veću površinsku dozu za male veličine polja u poređenju sa FF snopovima i slične ili čak manje površinske doze za velika polja [63-65]. Površinska doza zavisi od energije snopa i spektra, ali uopšteno je veća za niže energije.

Povećanje brzine doze je jedan od najočiglednijih efekata uklanjanja FF-a. Zabeleženo je povećanje jačine doze na 800 MU/min a u nekim slučajevima i više od dva puta u odnosu na FF snop.

Spektar fotonskog zračenja terapijskog snopa, predstavlja veličinu koja se ne može direktno meriti. Zbog toga, nije praksa da se određuje spektar zračenja u ustanovama za radioterapiju, iako postoje različite metode, npr. rekonstrukcija spektra iz transmisionih merenja, fotoaktivacija i dr. Većina do sada objavljenih radova o spektru nefiltriranog snopa zasnovane su na Monte Carlo metodama [66-70]. Osnovna ideja ovog rada je da se proveri da li je moguće jednostavnim fotoaktivacionim merenjima dobiti neku informaciju o razlikama fotonskog spektra FF i FFF terapijskih snopova. Kao aktivacioni detektor upotrebljen je prirodni indijum. Konkretno je posmatrana nuklearna reakcija $^{115}\text{In}(\gamma,\gamma')^{115\text{m}}\text{In}$, ili pobuđivanje izomernog stanja $^{115\text{m}}\text{In}$. Period poluraspada izomernog stanja $^{115\text{m}}\text{In}$ je 4.486 časova.

4.2.1. Opis eksperimenta i osnovni parametri FF i FFF fotonskog snopa

S obzirom da FF vrši selektivnu atenuaciju fotonskog snopa, znatno više na niskim nego na visokim energijama, njegovo uvođenje u izvesnoj meri uklanja niskoenergetsku komponentu, ili kako se to obično kaže kao rezultat daje trvdi snop. Spektar nefiltriranog snopa sadrži veći udeo niskoenergetskog zračenja tako da je znatno mekši (Slika 4.5). Sa slike 4.5, vidimo još jedan efekat. Energetski fluks fotona za FFF je povećan što rezultuje povećanom dozom po pulsu.



Slika 4.5. Normirani spektar fotona u vazduhu dobijen MC simulacijama sa (levo) i bez homogenizacionim filterom (desno) za akcelerator nominalne energije 6 MeV (Dalaryd et al. [71])

Merena doza fotonskog zračenja D , kao i prinos fotonuklearne reakcije R zavise od oblika energetskog spektra fotona Φ :

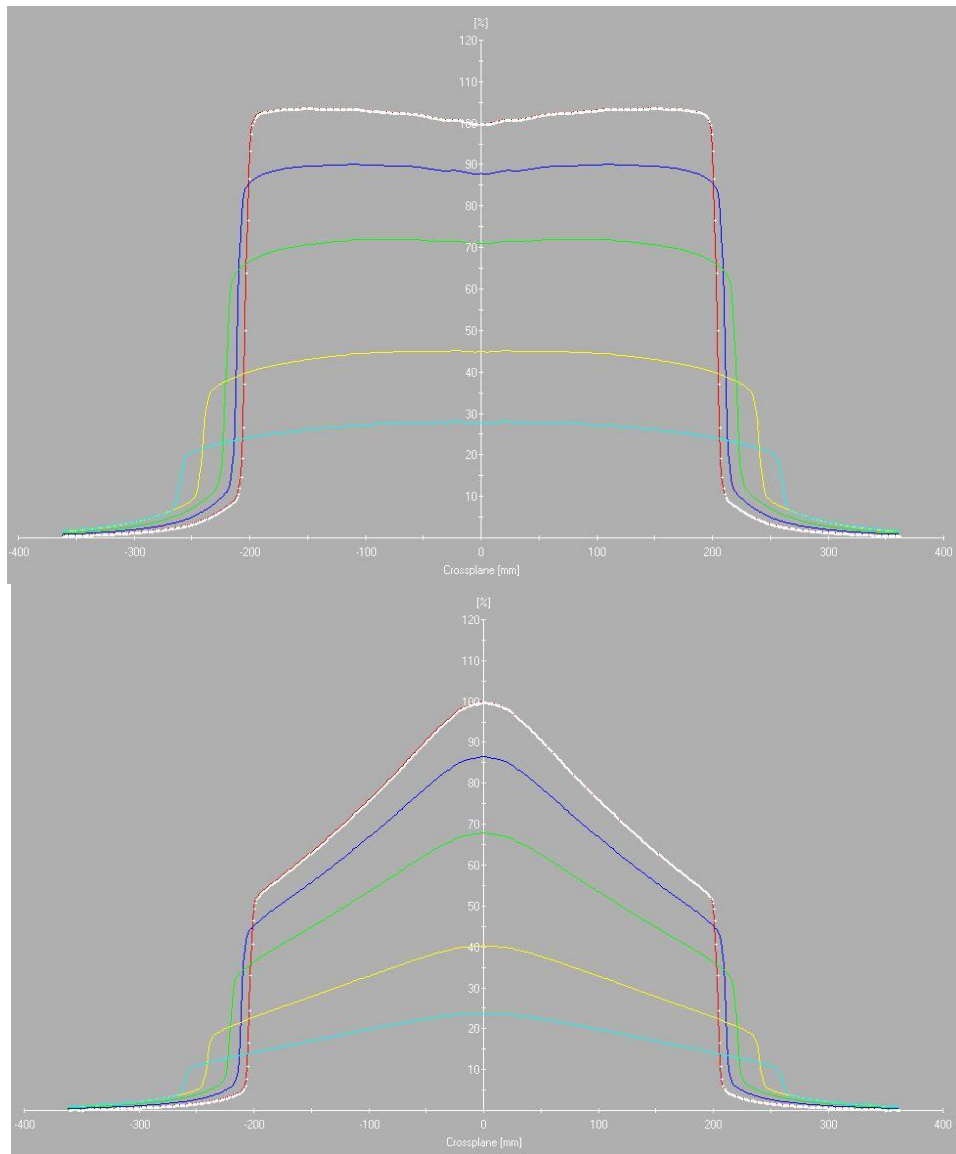
$$D = \int_0^{E_{max}} \mu_{en}(E) E \Phi(E) dE \quad (4.8)$$

$$R = \int_{E_{th}}^{E_{max}} \sigma(E) \Phi(E) dE \quad (4.9)$$

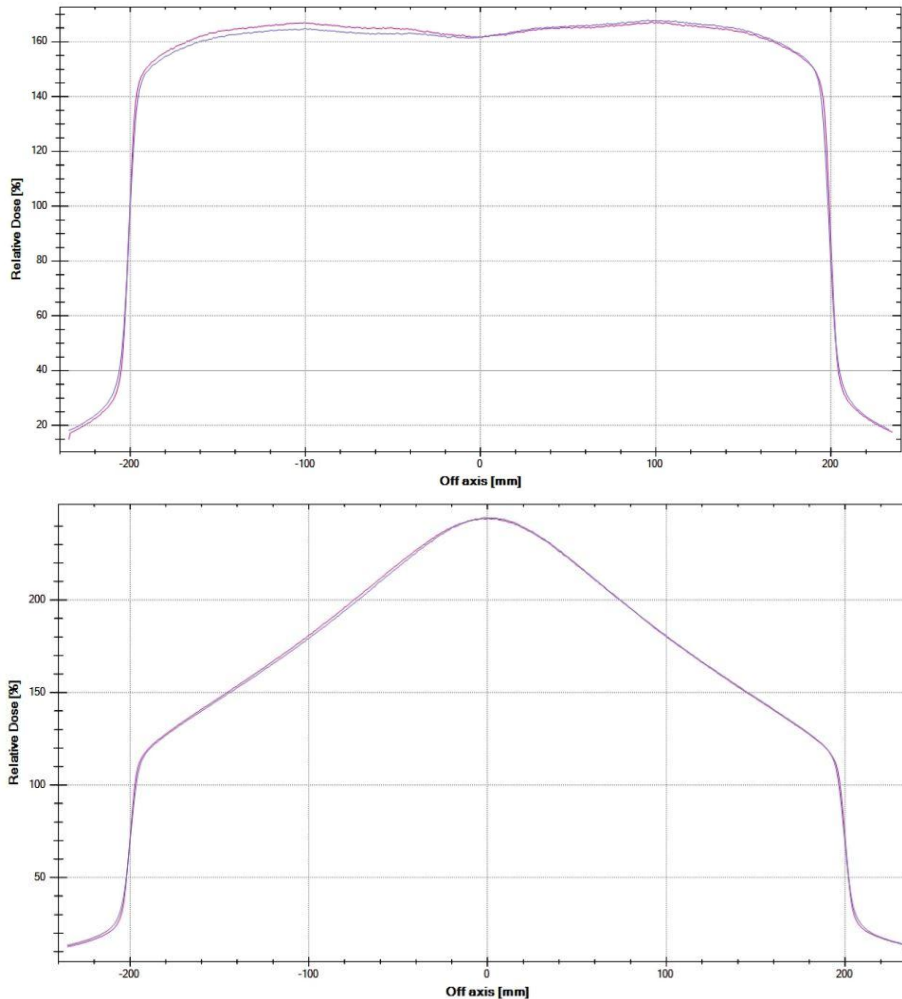
Doza zavisi od apsorpcionih svojstava materijala, tj. od masenog apsorpcionog koeficienta $\mu_{en}(E)$ u kome se fotoni kreću, a prinos fotoaktivacije zavisi od efikasnog preseka $\sigma(E)$ za posmatranu nuklearnu reakciju. Ove se dve veličine veoma razlikuju. Maseni apsorpcioni koeficijent koji određuje dozu veoma brzo opada sa energijom, dok efikasni presek za fotoaktivaciju ima prag na niskim energijama (E_{th}) i najviše vrednosti su mu baš na visokim energijama, do 10 MeV. To znači da je doza osetljiva na promene spektra fotona u niskoenergetskoj oblasti, dok fotoaktivacije mogu da uoče promene spektra fotona u visokoenergetskom delu spektra.

Različiti spektar i srednja energija nefiltriranog snopa ogleda se u distribuciji dubinske doze. Krive dubinske doze nefiltriranog snopa pokazuju strmije opadanje u eksponencijalnom regionu u poređenju sa dubinskom dozom snopa sa FF slične nominalne energije. Distribucija dubinske doze nefiltriranog 6 MeV snopa odgovara standardnom 4-5 MeV snopu i 18 MeV FFF odgovara standardnom 15 MeV [63-64].

Kada se definišu referentni parametri profila fotonskog snopa, dubina je bitan parametar budući da raspodela doze zavisi od lateralne varijacije kvaliteta snopa. Bez FF, lateralni profil doze se značajno razlikuje od tipičnog ravnog profila snopa sa FF. Sa povećanjem energije sve je izraženiji pik, što se može objasniti manjim uglovima rasejanja na većim energijama (slike 4.6 i 4.7).



Slika 4.6. Profila snopa Varian TrueBeam akceleratora određenog na različitim dubinama 14 mm, 50 mm, 100 mm, 200 mm i 300 mm u vodi za FF (gore) i FFF(dole) za polje 40x40 cm.



Slika 4.7. Profila snopa Elekta VersaHD akceleratora određenog na dubini od 100 mm, u vodi za FF (gore) i FFF(dole) za polje 40x40 cm.

4.2.2. Merenja

Za merenje određenih spektralnih karakteristika fotonskog snopa medicinskog linearnog akceleratora koristi se fotoaktivaciona tehnika. Prilikom izlaganja neke odabrane mete snopu fotona, dolazi do stvaranja izvesne količine radioaktivnog produkta neke od fotonuklearnih reakcija. Nakon ozračivanja mete, meri se spektar gama zračenja kojeg emituje produkt fotonuklearne reakcije koristeći neki gama spektroskopski uređaj. Na osnovu intenziteta odabrane gama linije u spektru, moguće je izračunati saturacionu aktivnost R . Ova veličina predstavlja verovatnoću da se nuklearna reakcija desi u jedinici vremena po jednom atomu

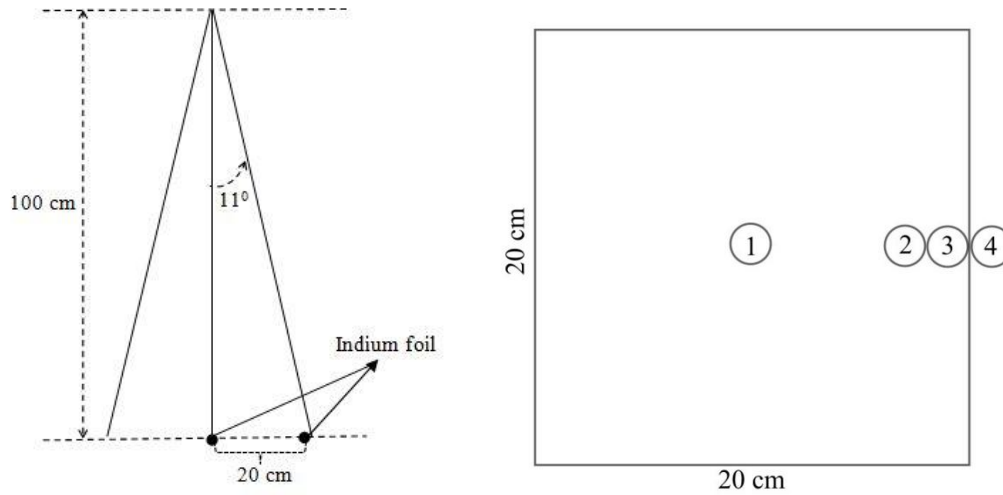
izotopa. Na osnovu merenja intenziteta gama linije u spektru, R se može izračunati na sledeći način:

$$R = \frac{N_\gamma \lambda A}{m N_A \epsilon \eta e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_m})(1 - e^{-\lambda t_{irr}})} \quad (4.10)$$

gde je N_γ broj registrovanih gama kvantata određene energije, λ konstanta radioaktivnog raspada, A maseni broj ozračenog izotopa, m masa aktivacionog detektora, N_A Avogadrov broj, ϵ efikasnost detektora za određenu energiju, η prirodna zastupljenost aktiviranog izotopa, Δt vreme hlađenja, t_m vreme merenja, t_{irr} vreme ozračivanja. Merenja su vršena na dva medicinska akceleratora, Varian TrueBeam (Klinika za onkoterapiju, Segedin) i Elekta VersaHD (Institut za plućne bolesti Vojvodine, Sremska Kamenica) koji imaju mogućnost rada u FF i FFF modu. Kod oba akceleratora korišćeni su sledeći parametri: nominalna energija 6 MeV, SSD 100 cm, veličina polja 40x40 cm, jačina doze 1400 MU/min za FFF mod rada, 600 MU/min sa FF u snopu, vreme ozračivanja 4 min. Kao fotoaktivacioni detektor korišćeni su novčići ^{115}In , diametra 2 cm i mase oko 12 g. Spektar gama zračenja indijuma meren je poluprovodničkim germanijumskim HPGe detektorom proizvođača Canberra. Detektovana je gama linija od 336.2 keV, koja se emituje prilikom deekscitacije izomernog stanja ^{115m}In . Ova reakcija odabrana iz prostog razloga što od svih fotonuklearnih reakcija na jezgru indijuma ima najniži energetski prag. Energetski prag za $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114}\text{In}$ nuklearnu reakciju je 9.0 MeV [72]. Budući da su energetski pragovi za sve ostale fotonuklearne reakcije tipa (γ, n) i na svim ostalim materijalima iznad nominalne energije akceleratorskog snopa, jedina mogućnost je bila da se upotrebi aktivacija izomernog nivoa nekog prirodnog elementa. Izbor je pao na indijum zbog nekoliko pogodnosti od kojih su najvažnije relativno dug period poluraspada izomernog stanja, dostupnost indijuma kao metrijala itd. Merenje indijumskog detektora na HPGe spektrometru vršeno je dovoljno duga da statistička neodređenost intenziteta posmatrane gama linije od 336.2 keV bude manja od 2%.

Kako bi se ispitale spektralne karakteristike fotonskog snopa, ozračivanje indijumskih detektora vršeno je u dve konfiguracije. U prvoj konfiguraciji (slika 4.8) jedan indijumski detektor postavljen je u centar snopa, a drugi na ivicu snopa. Ozračivanje je vršeno u FF i FFF modu. U

drugoj konfiguraciji (slika 4.8) merenje je vršeno samo u FFF modu i to tako da je jedan indijumski detektor postavljen u sredinu snopa, drugi i treći na ivicu snopa, četvrti van snopa.



Slika 4.8. Šematski prikaz konfiguracije indijumskih detektora kod ozračivanja.

Kako bi ispitali ugaonu zavisnost emisije gama zračenja, uporedili smo saturacione aktivnosti na različitim pozicijama snopa. Prilikom poređenja na osnovu jednačine 4.10 dobijamo:

$$\frac{R(\theta)}{R(0^\circ)} = \frac{N_\gamma(\theta)m(0^\circ)e^{-\lambda\Delta t(0^\circ)}(1 - e^{-\lambda t_m(0^\circ)})}{N_\gamma(0^\circ)m(\theta)e^{-\lambda\Delta t(\theta)}(1 - e^{-\lambda t_m(\theta)})} \quad (4.11)$$

Sve veličine u gornjoj jednačini koje se odnose na sredinu polja su označene sa (0°) , dok su veličine koje se odnose na neki položaj van ose snopa, tj. Posmatrane su u nekoj tački pod određenim uglom, označene su sa (θ°) .

4.2.3 Rezultati i diskusija

Kao rezultat aktivacionih merenja, iz gama spektra indukovane aktivnosti se dobija saturaciona aktivnost upotrebom jednačine 4.10. Sama saturaciona aktivnost je definisana jednačinom 4.9 odakle se vidi da ona zavisi od fotonskog fluksa (u slučaju kada se aktivacija obavlja fotonima) i efikasnog preseka za fotoaktivaciju. U ovom slučaju se posmatra reakcija $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$, tj. Pobuđivanje izomernog stanja $^{115\text{m}}\text{In}$. Energetska zavisnost efikasnog preseka za ovu reakciju nije poznata, ali za daljnju analizu je s početka dovoljno znati da efikasni presek na nižim energijama, reda veličine 1 MeV ima skoro zanemarljivu vrednost, da bi nakon toga počeo da

raste. Funkcija koja opisuje $\sigma(E)$ dostiže maksimum, da bi zatim naglo pala na energiji praga za (γ, n) nuklearnu reakciju. Na ovoj energiji se pobuđenom jezgru otvara novi kanal za ekscitaciju, tako da ono sa mnogo većom verovatnoćom emituje neutron i time prelazi na niže energetske stanje. Uglavnom za sada možemo računati da je u opsegu do 6 MeV efikasni presek za fotopobuđenje izomera indijuma rastuća funkcija, počev od 4 MeV do 5 MeV orijentaciono.

Podimo ovde od najjednostavnijeg slučaja – da uporedimo rezultate aktivacionih merenja za FF snopove kod oba tipa akceleratora. U prvoj konfiguraciji prikazanoj na slici 4.8 uporedili smo saturacione aktivnosti u centru polja i na ivici za FF moda rada oba akceleratora. Kod akceleratora proizvođača Varian saturaciona aktivnost u centru polja u FF modu je 1,28 puta veća nego na ivici. Kod akceleratora proizvođača Elekta zabeležen je isti odnos (1.00) u centru u odnosu na ivicu u FF modu. Odavde vidimo da je kod Varijanovog akceleratora u FF modu rada snop nešto malo tvrđi u centru nego na ivici polja, dok kod Elektinog akceleratora ta razlika ne postoji. Ukoliko pogledamo kako izgledaju energetske spektri fotona za FF snopove, dobijeni putem MC simulacije, sa slike 4.5 b) se lako može uočiti da na visokoenergetskom delu razlika između sredine i ruba polja gotovo da i ne postoji. Upravo to su i potvrdila naša fotoaktivaciona merenja. Kod Elektinog akceleratora kada radi u FF režimu, odnos saturacione aktivnosti dva In novčića, postavljena na sredinu i uz ivicu polja su potpuno jednake. Mala razlika od 28% se pojavljuje kod Varianovog akceleratora, što govori u prilog pretpostavke da je nakon filtriranja snop u sredini polja nešto malo bogatiji visokoenergetskom komponentom.

Sledeći korak je bio da se uporede saturacione aktivnosti indijumskih novčića u sredini i na ivici polja kada se koriste fotonski snopovi bez flattening filtera. Budući da se fotonska doza kod FFF snopa smanjuje prema ivici polja, da bi se napravio bolji uvid u karakteristike snopa na samoj ivici, postavljena su tri aktivaciona detektora, kako je to pokazano na slici 4.8. Ono što je kod oba akceleratora uočeno je da ni kod jednog od njih nije zabeležena merljiva aktivnost indijumskog novčića van polja, tj. u poziciji 4 indijumskog detektora. Ovo veoma očigledno govori u prilog činjenici da u dimenzije zračnog polja veoma oštrem, bez obzira što se intenzitet fotonskog snopa kod FFF akceleratora smanjuje od periferije ka krajevima. Rezultati poređenja saturacionih aktivnosti na različitim pozicijama indijumskih detektora za oba akceleratora u FFF modu dati su u tabeli 4.2.

Tabela 4.2. Poređenje saturacionih aktivnosti u različitim delovima polja u FFF modu akceleratora (indeksi odgovaraju pozicijama detektora na slici 4.8).

	Varian TrueBeam	ElektaVersaHD
R_1/R_2	2.305313	2.558442
R_1/R_3	2.008007	2.490731
R_2/R_3	0.871034	0.973535

Iz gornje tabele možemo videti da je u FFF režimu rada saturaciona aktivnost preko dva puta veća u sredini polja nego na njegovoj ivici. Ova se tendencija jasno uočava kod oba proizvođača sa nekim malim razlikama. Evidentno je da bez flattening filtera fotonski snop u sredini polja kod oba akceleratora ima veći sadržaj visokoenergetskih fotona što dovodi do većeg nivoa fotoaktivacije izomernog stanja ^{115m}In preko dva puta. Ukoliko pogledamo sliku 4.5 a) gde su prikazani rezultati MC rekonstrukcije energetskog spectra fotona akceleratora koji radi u FFF režimu, jasno se vidi da je spektar u sredini polja bogatiji fotonima visoke energije nego što je to slučaj sa spektrom na ivici polja. Rezultat kojeg smo dobili se mogao i očekivati u nekom kalitativnom smislu.

Za daljnju analizu svojstava energetskog spectra fotona u FFF režimu rada, upotrebom fotoaktivacije indijuma neophodno je imati pouzdanu procenu energetske zavisnosti efikasnog preseka za $^{115}\text{In}(\gamma,\gamma')^{115m}\text{In}$. Poznavanje ove veličine bi omogućilo i kvantitativnu analizu fotonskih spektara putem fotoaktivacije izomera ^{115m}In . U ovom momentu, u literature se ne može naći oblik energetske zavisnosti efikanog preseka za pobudu izomera ^{115}In , što ovu analizu ostavlja samo na kvalitativnom nivou.

Dodatna informacija, koja takođe otvara prostor za daljnju analizu može biti i ta da se kvalitet fotonskog spectra na ivici polja ne menja značajno na distancama reda veličine novčića od indijuma (2 cm) pošto je odnos saturacionih aktivnosti aktivacionog detektora 2 i 3 skoro jednak jedinici. Kod FFF snopa Elekting akceleratora je taj odnos nešto malo manji, što može da ukazuje na oštriju prostornu zavisnost spektralnih karakteristika snopa.

I konačno, pogledajmo kako izgledaju saturacione aktivnosti aktivacionih detektora od prirodnog indijuma kada su eksponirane pod istim uslovima sa dva različita akceleratora. Uporedili smo saturacione aktivnosti u FF modu i zabeležili da odnos (Elekta/Varian) u sredini polja iznosi 1.39, a na ivici polja 1.78. Ove vrednosti ukazuju da je razlika u obliku spektra manja u sredini polja nego na njegovoj ivici. Ova razlika, koja u sredini polja iznosi 39% bi mogla da potiče od same filtracije. Moguće je da Elektin accelerator sadrži nešto malo bogatiju visokoenergetsku komponentu fotona nego što je to slučaj u snopu Varijanovog akceleratora. Na ivici polja je ta razlika i veća. Ne treba odbaciti ni mogućnost da se nominanle energije dva snopa unekoliko razlikuju. Kako je aktivacija veoma zavisna od maksimalne energije, koju je inače veoma teško proveriti i čest je slučaj da se razlikuje od one koju je proizvođač specificirao, moguće je da Elektin accelerator radi na nešto malo višim energijama.

Mnogo interesantniji podatak se dobije kada se uporede saturacione aktivnosti kod dva tipa akceleratora kada rade u FFF režimu. Kod Elektinog akceleratora u FFF modu u sredini polja zabeležena je 3.38 puta veća saturaciona aktivnost u odnosu na Varian, a na ivici polja taj odnos je 2.05. Evidentno je da se za istu dozu fotonskog zračenja dobija veoma različita saturaciona aktivnost. Ova vrednost i ukazuje da je snop Elektinog akceleratora znatno tvrđi od Varijanovog, tj. sadrži znatno više fotona visoke energije što dovodi do znatno većeg broja fotoaktivacija. Na ivici polja je ta razlika nešto malo manja, ali još uvek Elektin akcelerator ima znatno tvrđe zračenje, ili mu je maksimalna energija viša od deklariranih 6 MeV, što je kao što je već napomenuto, veoma teško proveriti.

4.3. Atenuaciona merenja

Direktno merenje spektra x-zračenja terapijskih linearnih akceleratora uz pomoć scintilacionog ili poluprovodničkog detektora nije moguće zbog visokog intenziteta zračenja, kao i zbog poteškoća sa određivanjem efikasnosti detektora [73]. Postoji veći broj indirektnih merenja kao što su aktivaciona analiza, rekonstrukcija spektra na osnovu komptonski rasejanih fotona, atenuaciona analiza i dr. Međutim, pokazalo se za većinu od indirektnih metoda da su prilično i komplikovane da bi se rutinski izvodile u kliničkim uslovima. Atenuaciona analiza se pokazala kao najpraktičnija od svih gore navedenih metoda, pošto osim atenuatora ne zahteva posebnu

dodatnu opremu. Jonizaciona komora, koja se koristi za standardna dozimetrijska merenja, može poslužiti i za merenje doze prilikom atenuacione analize.

U velikom broju publikacija korišćena je Monte Carlo metoda za određivanje spektra i dubinske doze FFF linearnih akceleratora a u pojedinim radovima rezultati su verifikovani i eksperimentalnim merenjima [63,64,69,70,74-78].

Jedna od metoda za karakterizaciju fotonskog spektra medicinskog akceleratora je da se pretpostavi da se energetski spektar fotona može opisti nekom funkcijom sa nekoliko slobodnih parametara. Svaki spektar bi u tom slučaju bio potpuno okarakterisan jednoznačnim setom tih parametara. Slobodni parametri za određeni spektar se mogu naći iz eksperimentalnih merenja npr. atenuaciona merenja. Funkcionalna forma bi trebala da zadovolji sledeće uslove: (1) da je relativno jednostavna i to tako da se njeno ponašanje može lako razumeti; (2) da funkcija poseduje razumno mali broj slobodnih parametara kako bi njihovo određivanje bilo relativno lako; (3) da je bazirano na fizičkim procesima kako bi izbegli oblik spektra koji ne podleže zakonima fizike; (4) da bude dovoljno fleksibilna kako bi se prilagodila spektrima akceleratora koji su trenutno u kliničkoj upotrebi (različiti proizvođači, različite energije, različita filtracija i dr.); (5) da može jednoznačno razlikovati spektre sa mali varijacijama energije; (6) da jasno karakteriše krajnju energiju spektra; (7) da ne zahteva *a priori* znanje spektra medicinskog akceleratora [79].

Cilj merenja je da se uz pomoć atenuacione analize odredi spektar medicinskog akceleratora kako u FF tako i u FFF modu rada i da se utvrdi da li je ova metoda dovoljno osetljiva da napravi razliku između spektara u ova dva moda rada.

4.3.1. Opis merenja

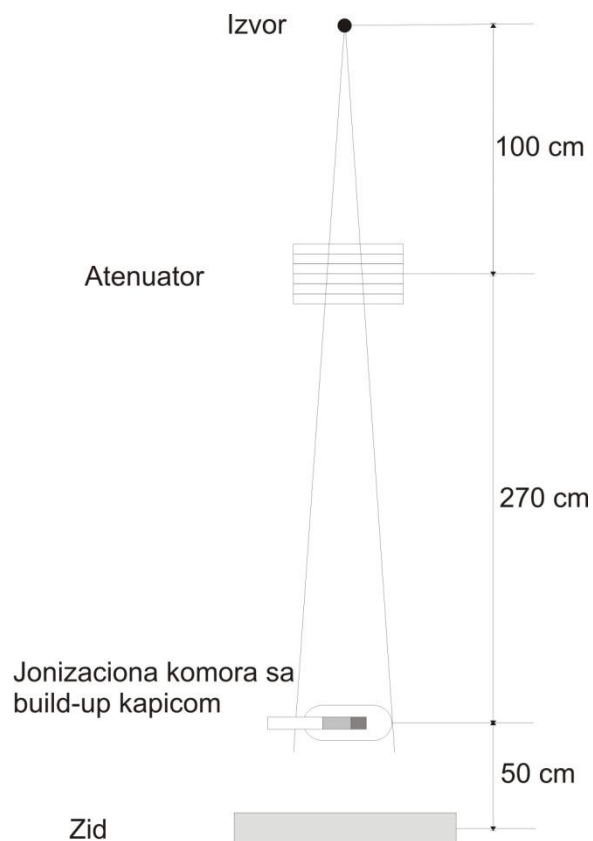
Atenuaciona merenja izvedena su u sobi za radioterapiju Instituta za plućne bolesti Vojvodine u Sremskoj Kamenici. U terapijskoj sobi je instaliran linearni akcelerator proizvođača Elekta model Versa HD. Akcelerator može raditi na nominalnoj energiji fotona od 6 MeV, 10 MeV i 15 MeV. Sva atenuaciona merenja su vršena na nominalnoj energiji fotona od 6 MeV. Na ovoj energiji akcelerator može raditi sa homogenizacionim filterom (FF) ili bez njega (FFF). Izvršena su dva seta merenja (atenuaciona analiza je opisana u poglavlju 3.4.) jedan u standardnom FF

modu ozračivanja a drugo u FFF modu. Postavka merenja prikazana je na slici 4.9. Kao attenuator korišćene su bakarne ploče čistoće 99.99% i gustine 8.920 g/cm^2 . Maksimalna debljina apsorbera je 4.8 cm. Udaljenost detektora od izvora iznosila je 3.7 m a udaljenost apsorbera od izvora iznosila je 100 cm. Za svako merenje veličina polja u izocentru iznosila je $2 \times 2 \text{ cm}^2$ a isporučna doza je 500 MU. Kako Elekta Versa HD u FF modu isporučuje brzinu doze od 6 Gy/min (600 MU/min) (Elekta Versa HD automatic dose rate) a u FFF modu 14 Gy/min (1400 MU/min), vremena merenja su 0.8 min i 0.35 min respektivno.

Za merenje je korišćena jonizaciona komora IBA Dosimetry CC-04 serijskog broja S/N 14152 CC04. Aktivna zapremina jonizacione komore je 0.03 cm^3 . Korišćena je Nickel-Silver build-up kapica dijametra 13.6 mm. Uz pomoć elektrometra IBA Dose 1 merena je količina naelektrisanja koja se formira tokom eksponiranja. Za svaku debljinu apsorbera merenje je vršeno tri puta i izračunata je srednja vrednost. Jačina apsorbovane doze u vazduhu može se izračunati uz pomoć jednačine:

$$D = Q \cdot N_{D,W} \cdot f_{p,t} \quad (4.12)$$

gde je Q količina naelektrisanja u 10^{-10} C , $N_{D,W}$ je kalibracioni faktor komore i iznosi $9.474 \cdot 10^8 \text{ Gy/C}$, a $f_{p,t}$ je korekcija na temperaturu i pritisak. Na dan merenja temperatura u prostoriji je iznosila $20 \text{ }^\circ\text{C}$ a pritisak 101.325 kPa .



Slika 4.9. Eksperimentalna postavka atenuacionih merenja.

Šema sa dimenzijama data je na gornjoj slici.

Ukupna apsorbovana doza u posmatranoj tački u slučaju da se u snop fotona postavi apsorber debljine x može se izračunati uz pomoć sledeće jednačine:

$$D = \int_0^{E_{max}} \mu_v(E) \cdot E \cdot \phi(E) \cdot e^{-\mu_{cu}(E) \cdot x} \cdot dE \quad (4.13)$$

gde je $\mu_v(E)$ apsorpcioni koeficijent vazduha prikazan na slici 4.10 [80], E je energija fotona, $\phi(E)$ je fluks fotona, $\mu_{cu}(E)$ je atenuacioni koeficijent atenuatora (bakra u našem slučaju, slika 4.11 [81]) i E_{max} je maksimalna energija fotona u snopu. Fotonski spektar medicinskog akceleratora $\phi(E)$ možemo predstaviti kao proizvod Šifove funkcije i korekzione funkcije sa parametrima a, b, c, d :

$$\phi(E) = F_S(E) \cdot F_k(E, a, b, c, n, k, t, u) \quad (4.14)$$

Šifova funkcija, koja predstavlja verovatnoću za emitvanje zakočnog zračenja, data je sledećom jednačinom [82]:

$$F_S = \frac{2Z^2 r_0^2}{137} \cdot \frac{1}{E} \cdot \left\{ \left[1 + \left(\frac{E_e}{E_0} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E_e}{E_0} \right] \cdot \left[\ln M(0) + 1 - \frac{2}{b} \operatorname{arctg} b \right] + \frac{E_e}{E_0} \left[\frac{2}{b^2} \ln(1 + b^2) + \frac{4(2-b^2)}{3b^2} \cdot \operatorname{arctg} b - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right] \right\} \quad (4.15)$$

$$b = \frac{2E_0 E_e Z^{1/3}}{111E}$$

$$\frac{1}{M(0)} = \left(\frac{E}{2E_0 E_e} \right)^2 + \left(\frac{Z^{1/3}}{111} \right)^2$$

gde je Z atomski broj mete (u našem slučaju iznosi 79), $r_0 = 2.82 \cdot 10^{-15} m$ je klasični radijus elektrona, E je energija emitovanog fotona, E_0 je inicijalna energija elektrona koji pada na debelu metu i E_e je finalna energija elektrona nakon sudara.

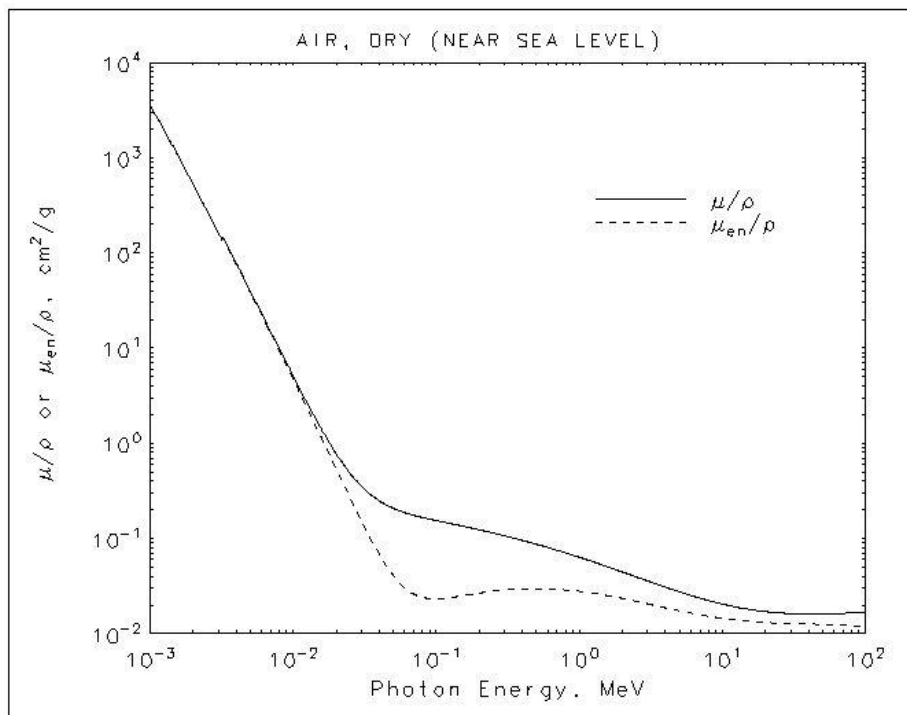
Funkcija koja koriguje atenuaciju u glavi akceleratora (tanki filteri, kolimatori, homogenizacioni filter u FF modu, jonizacione komore) i atenuaciju u samom atenuatoru data je funkcijom:

$$F_k(E, a, b, c, n, k, t, u) = u \cdot e^{-t(\frac{a}{E^n} + \frac{b}{E^k} + c)} \quad (4.16)$$

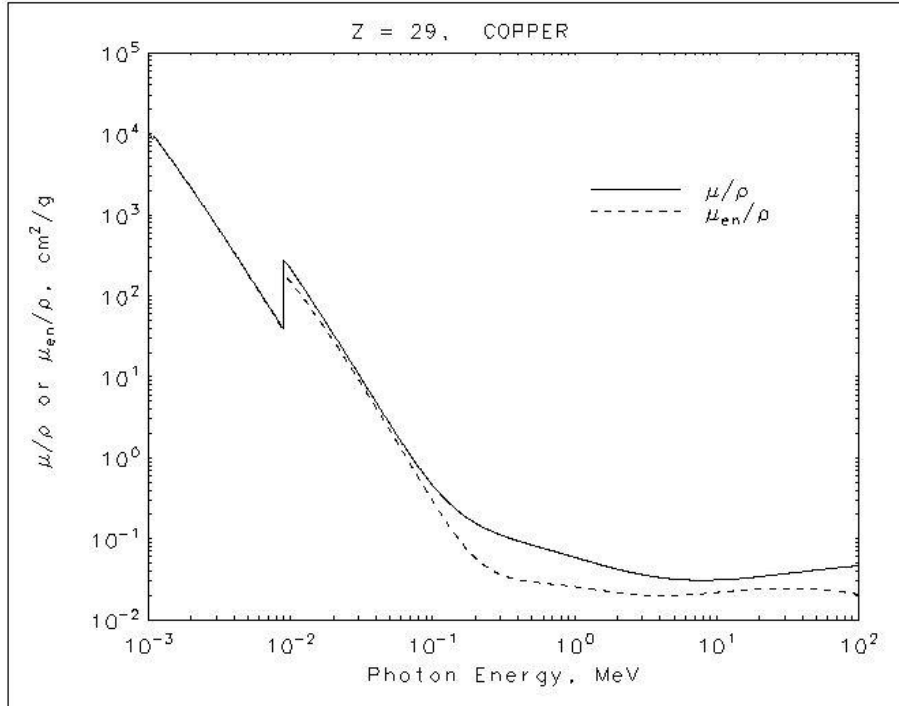
Kako u FFF modu nemamo homogenizacioni filter u snopu, a $F_k(E, a, b, c, n, k, t, u)$ vrši korekciju na sve atenuacije, stoga bi ona trebala da napravi razliku između spektrara u FF i FFF modu.

Energetski spektar x-zračenja medicinskog linearnog akcelratora može se dobiti iz sledeće jednačine:

$$\psi(E) = \phi(E) \cdot E \quad (4.17)$$



Slika 4.10. Maseni apsorpcioni koeficijent vazduha [80].



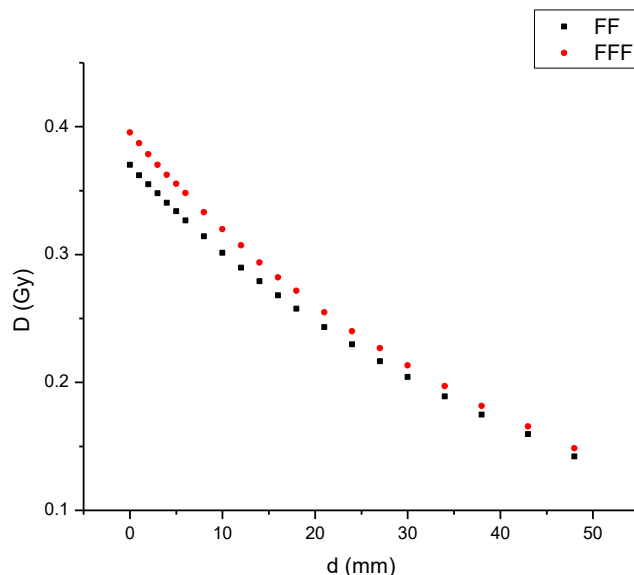
Slika 4.11. Maseni atenuacioni koeficijent za bakar [81].

4.3.1 Rezultati i diskusija

Detaljan opis samog atenuacionog merenja može se pronaći u poglavlju 3.5. Izmerene doze za različite debljine apsorbera date su u tabeli 4.3 i na slici 4.12 za FF i FFF mod rada. Sa slike 4.12. možemo videti da je izmerena apsorbovana doza u FFF modu rada akceleratora veća za vremenske intervale ekspozicije koji su odabrani. Posebno se ta razlika uočava u slučaju kada apsorber nije postavljen u snop. Sa porastom debljine apsorbera ta razlika se smanjuje da bi za maksimalnu debljinu apsorbera dobila praktično ista vrednost doze u oba slučaja. Ovaj podatak evidentno ukazuje da kod FF snopa doza nešto malo sporije opada sa debljinom atenuatora.

Tabela 4.3. Izmerene doze za različite debljine apsorbera za FF i FFF mod rada akceleratora.

d (mm)	FF	FF	FFF	FFF
	Q (Cx10 ⁻¹⁰)	D (Gy)	Q (Cx10 ⁻¹⁰)	D (Gy)
0	3.908	0.370244	4.174	0.395445
1	3.821	0.362002	4.086	0.387108
2	3.746	0.354896	3.993	0.378297
3	3.672	0.347885	3.908	0.370244
4	3.594	0.340496	3.825	0.362381
5	3.524	0.333864	3.751	0.35537
6	3.448	0.326664	3.674	0.348075
8	3.316	0.314158	3.516	0.333106
10	3.182	0.301463	3.376	0.319842
12	3.058	0.289715	3.242	0.307147
14	2.947	0.279199	3.101	0.293789
16	2.829	0.268019	2.977	0.282041
18	2.72	0.257693	2.868	0.271714
21	2.568	0.243292	2.69	0.254851
24	2.426	0.229839	2.533	0.239976
27	2.285	0.216481	2.393	0.226713
30	2.156	0.204259	2.251	0.21326
34	1.995	0.189006	2.081	0.197154
38	1.845	0.174795	1.917	0.181617
43	1.684	0.159542	1.747	0.165511
48	1.5	0.14211	1.568	0.148552



Slika 4.12. Zavisnost izmerene doze od debljine apsorbera za FF i FFF mod rada akceleratora.

Na slici 4.12. je prikazana transmisiona kriva kroz bakar za FF i FFF modove rada akceleratora. Kako se doza za određenu debljinu apsorbera može izračunati iz jednačine 4.13 u kojoj figuriše fluks fotona, eksperimentalno određena kriva nam može poslužiti kako bi se odredili parametri korekcionne funkcije. Parametri se obično određuju fitovanjem. Fitovanje je metoda u kome se menjaju parametri funkcije sve dok se ne postigne dobro slaganje između izmerenih i izračunatih vrednosti. Obično se kreće od nekih početnih vrednosti parametara i sa njima se izračuna funkcija za sve vrednosti nezavisne promenljive a zatim se to upoređi sa eksperimentalnim vrednostima i izračuna χ^2 . Zatim se parametri koriguju i upoređuju se nove izračunate vrednost sa eksperimentalnima i postupak se ponavlja sve dok se ne dobije minimalna vrednost χ^2 . U našem slučaju se funkcija čije parametre treba odrediti nalazi ispod integrala, tako da je u postupak fitovanja potrebno dodatnu modifikaciju. Za odabrani set podatka se numeričkom metodom izračuna vrednost integrala pa se tako dobijena vrednost upoređuje sa eksperimentalno određenim vrednostima i izračuna se χ^2 . Postupak se ponavlja dok se ne dobije najmanja vrednost χ^2 . Program za fitovanje pisan je u MATLAB programu. U našem slučaju korišćena je trapezno pravilo za rešavanja integrala.

Parametri korekcionne funkcije dobijene fitovanjem za FF mod rada akceleratora su sledeći:

$$a = 0.015$$

$$b = 2.104$$

$$c = -0.050$$

$$n = 0.127$$

$$k = 1.114$$

$$t = 0.999$$

$$u = 10^{31}$$

Korekciona funkcija za ove parametre prikazana je na slici 4.13. Parametri korekcionne funkcije dobijene fitovanjem za FFF mod rada akceleratora su sledeći:

$$a = -0.034$$

$$b = 1.934$$

$$c = -0.050$$

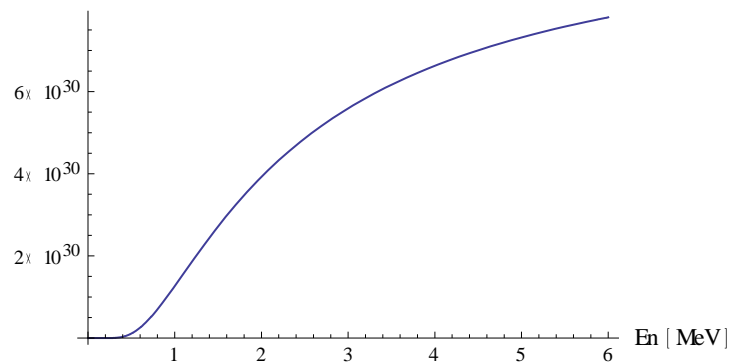
$$n = -0.172$$

$$k = 1.014$$

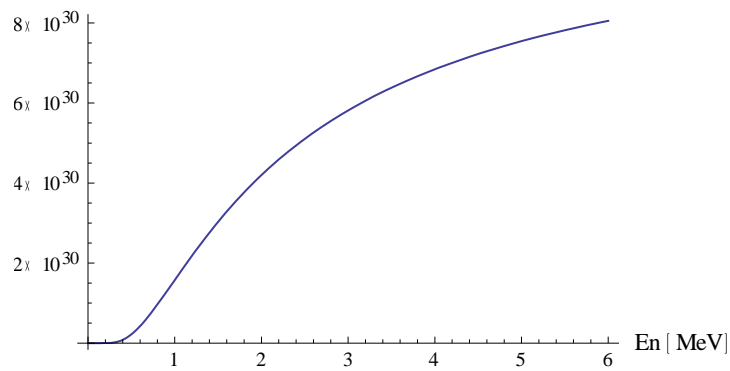
$$t = 0.999$$

$$u = 10^{31}$$

Korekciona funkcija za ove parametre data je na slici 4.14.

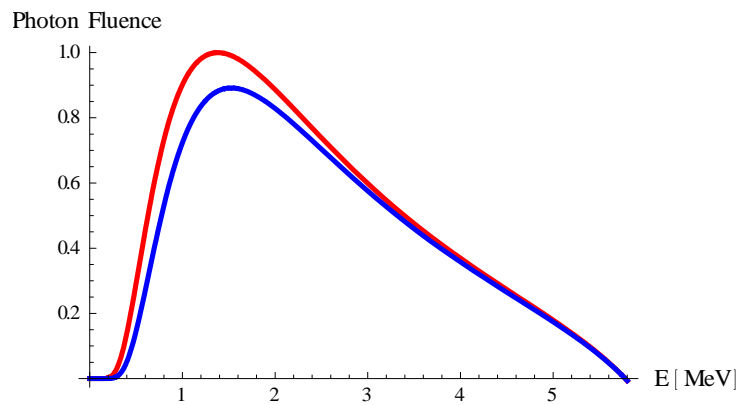


Slika 4.13. Korekciona funkcija dobijena fitovanjem za FF mod rada akcelratora.



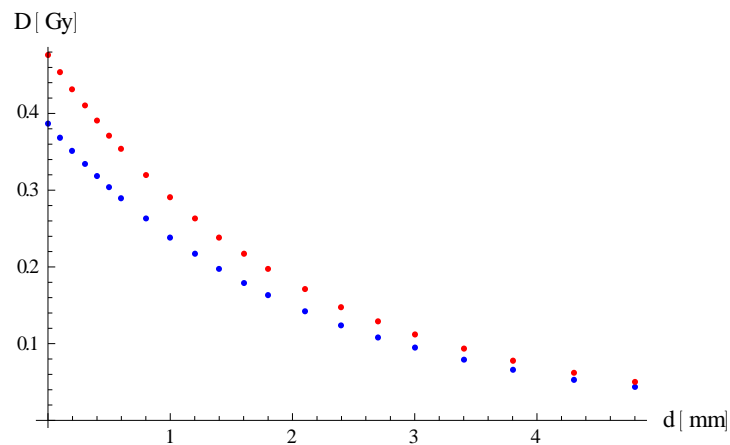
Slika 4.14. Korekciona funkcija dobijena fitovanjem za FFF mod rada akceleratora.

Korišćenjem dobijenih korekcionih funkcija dobijeni su spektri za FF i FFF mod rada akceleratora. Normirani spektri prikazani su na slici 4.15.



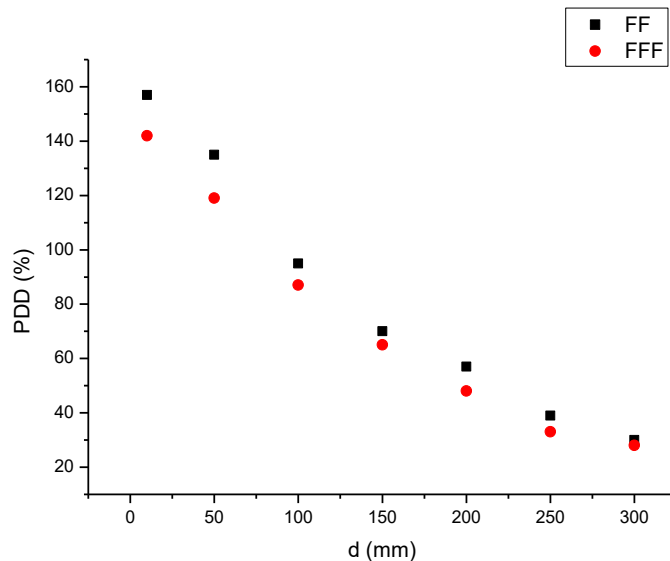
Slika 4.15. Normirani fluks fotona za FF (plavo) i FFF (crveno) mod rada akceleratora.

Izračunate doze na osnovu dobijenog spektra prikazane su na slici 4.16.



Slika 4.16. Izračunate doze na osnovu dobijenih spektara za FF (plavo) i FFF (crveno) mod rada akceleratora.

Kriva procentualne dubinske doze za rad akceleratora sa i bez homogenizacionog filtera prikazana je na slici 4.17.



Slika 4.17. Kriva procentualne dubinske doze za fotonski snop energije 6 MeV i veličinu polja 30x30 cm² sa (FF) i bez homogenizacionog filtera (FFF).

Metoda Laplaceovog transformata opisana je u poglavlju 3.5. Relativna transmisiona kriva dobijena je iz tabele 4.3 tako što se našao odnos doze $D(x)$, koji je meren sa atenuatorom debljine x , i doze $D(0)$, koji je meren u istom snopu bez atenuatora. Relativna transmisiona funkcija može se aproksimovati funkcijom:

$$T(x) = \frac{a}{(x+b)^c} \cdot e^{-d \cdot x} \quad (4.18)$$

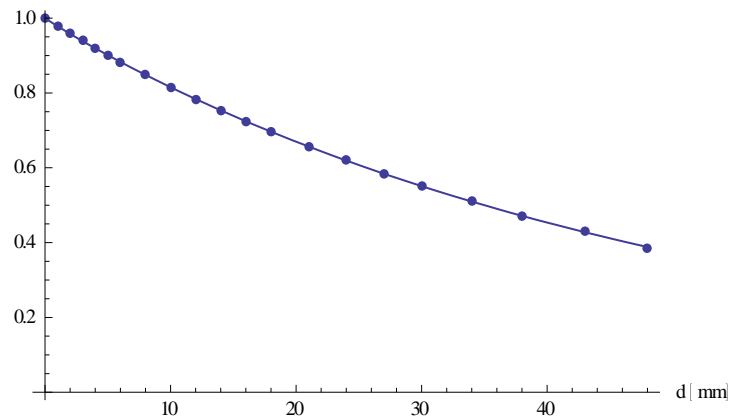
gde je x debljina atenuatora a a, b, c, d parametrim koji se dobijaju fitovanjem na izmerene podatke. Parametri su određeni metodom nelinearnog fita. Za FF način rada dobijene su sledeće vrednosti (slika 4.18):

$$a = 2.031$$

$$b = 1.0045$$

$$c = 0.00629$$

$$d \rightarrow 0.019$$



Slika 4.18. Relativna transmisiona kriva određena fitovanjem za FF način rada.

Izmereni podaci prikazani su tačkama.

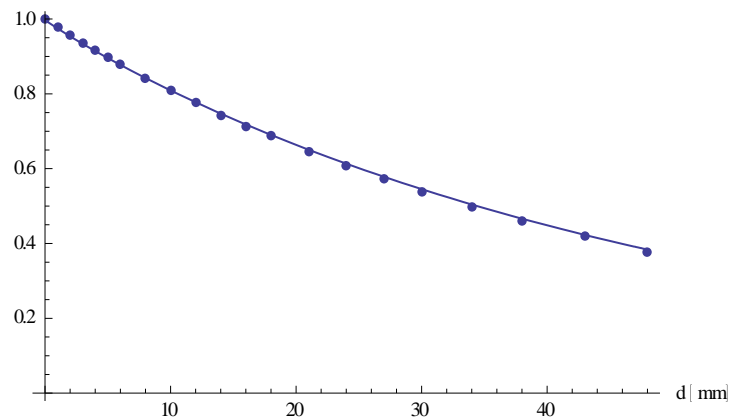
Za FFF način rada dobijene su sledeće vrednosti (slika 4.19):

$$a = 2.223$$

$$b = 1.0045$$

$$c = 0.00929$$

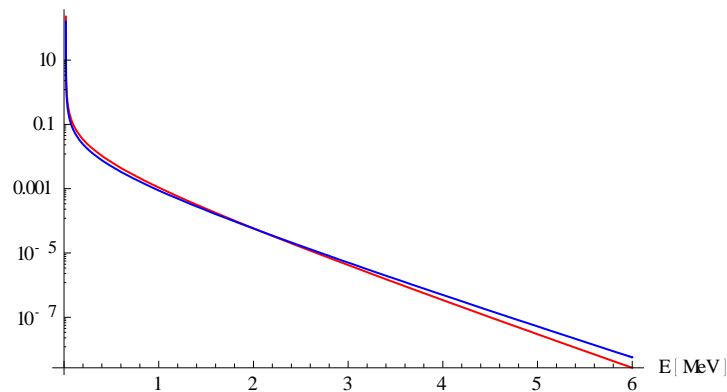
$$d = 0.019$$



Slika 4.19. Relativna transmisiona kriva određena fitovanjem za FFF način rada.

Izmereni podaci prikazani su tačkama.

Da bi dobili fotonski spektar određeni su $\mathcal{L}^{-1}[T(x)]$ za gore dobijene parametre. Inverzni Laplaceovi transformi za FF i FFF način rada akceleratora prikazani su na slici 4.20.

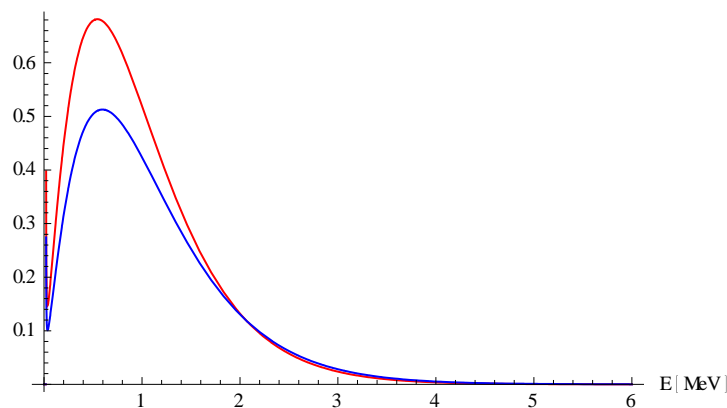


Slika 4.20. Inverzni Laplaceovi transformi relativne transmisione krive za FF (plavo) i FFF (crveno) način rada akceleratora.

Ideja ovog merenja jeste da se vidi da li je metoda atenuacione analize osetljiva na razlike koje se javljaju u spektrima u dva načina rada akceleratora. Ako pogledamo jednačinu 3.30. vidimo da su svi članovi jednaki za FF i FFF način rada osim $\mathcal{L}^{-1}[T(x)]$. Stoga da bi odredili da li se vidi razika kada se metodom Laplaceovog transformata određuje spektar modifikovali smo jednačinu 3.30. :

$$\Phi_E = \frac{1}{\mu(E)} \mathcal{L}^{-1}[T(x)] \quad (4.29)$$

Upotrebom gornje jednačine dobijamo samo relativne oblike spektra (slika 4.21).



Slika 4.21. Relativni spektri dobijeni metodom Laplaceovog transformata. FF (plavo) i FFF (crveno).

Ako pogledamo sliku 4.17. zapažamo da je procentulna dubinska doza merena u vodi nešto viša u slučaju kada akcelerator radi sa homogenizacionim filterom. Očekuje se da akceleratori koji

rade bez homogenizacionog filtera imaju znatno mekši spektar tj. da imaju veću niskoenergetsku komponentu u odnosu na spektar akceleratora sa homogenizacionim filterom. Ako pogledamo sliku 4.15. vidimo da je spektar u FFF načinu rada akceleratora mekši tj. da korekzione funkcije prave razliku među načinima rada akceleratora. Međutim, ta razlika je veoma mala što otvara prostor za dalja istraživanja ove metode. Standardnom metodom određivanja spektra Laplaceovim transformacijama (slika 4.21), takođe dobijamo izvesnu razliku u oblicima spektara, međutim ona je i u ovom slučaju veoma mala.

Ukoliko uporedimo rezultate prikazane na slikama 4.15 i 4.21, može se videti da i jedan i drugi metod predviđaju da se u visokenergetskom delu, recimo od 3 MeV naviše, energetski spektri FF i FFF fotonskih snopova gotovo ni ne razlikuju. To se moglo i očekivati pošto kompenzacioni filter vrši atenuaciju u niskoenergetskom delu spektra dok je njegov uticaj na višim energijama znatno manji, zbog veće prodorne moći zračenja. Kao što se i moglo očekivati, oba metoda daju razlike u niskoenergetskom delu spektra, mada dva metoda daju malo drugačiju procenu za taj energetski opseg. Energetski spektar za slučaj kada je akcelerator radio u FFF režimu rada je nešto malo bogatiji na slici 4.15, tj. uključuje i postojanje fotonske komponente na nešto malo nižim energijama. Metod Laplasovih parova takođe kao rezultat daje povišeno prisustvo niskoenergetske komponente, ali je na osnovu slike 4.21 vidno da se dva spektra, rekonstruisana za FF i FFF način rada razlikuju samo po amplitudama. Ovaj metod, ili tačnije rečeno prezentovani izbor funkcije koja je u Laplasovom transformu iskorišćena da bi opisala atenuaciju snopa u bakarnim pločicama, ne predviđa mogućnost postojanja fotona nešto nižih energija u odnosu na one koji se pojavljuju u spektru FF akceleratora.

Dodatno pitanje koje se ovde otvara je sledeće: da li je atenuaciona tehnika dovoljno senzitivna da se putem nje mogu primetiti male razlike u obliku spektra akceleratora koji rade sa i bez homogenizacionog filtera. U prilog ovoj sumnji ide i činjenica da se dubinske krive u vodenom fantomu ne razlikuju mnogo za dva načina rada akceleratora, kao i da se atenuacione krive snimljene bakarnim pločicama takođe veoma malo razlikuju. Evidentno je da se sa oba metoda koji su ovde prikazani može dobiti neka razlika između FF i FFF energetskih spektara fotonskog snopa, no pitanje je da li su te razlike zadovoljavajuće i do koje mere opisuju realno stanje.

Postoji mogućnost da se boljim izborom funkcija koje su korišćene u fitovanju može dobiti realnija slika, što bi bila jedna od budućih aktivnosti čiju je opravdanost potvrdio i materijal prikazan u ovim eksperimentima.

4.4. Merenja doze rasejanog fotonskog zračenja na ulazu u lavirint

Linearni terapijski akceleratori koji rade bez homogenizacionog filtera u široj su upotrebi u poslednjih nekoliko godina [8, 83,84]. U standardnim protokolima za dizajniranje terapijskih soba [12, 13], procedura za računanje zaštite data je samo za akceleratora koji poseduju homogenizacioni filter (FF). Postoji nekoliko novih osobina fotonskog snopa koji su intresantni sa aspekta zaštite. Odsustvo homogenizacionog filtera u glavi akceleratora čini fotonsku dozu neuniformnom duž snopa, što omogućava brže isporučivanje fotonske doze u zapreminu mete i smanjeno vreme izlaganja. Dobro je poznato da je homogenizacioni filter jedan od najbitnijih izvora rasejanog zračenja koje se mora uzeti u obzir prilikom projektovanja zaštite. Uklanjanje homogenizacionog filtera može smanjiti rasejanu radijaciju iz akceleratorne glave i fotonsku dozu na ulaznim vratima. Smanjenje doze nastaje zbog značajne redukcije curećeg zračenja iz glave akceleratora koji mogu biti rasejani sa površine sobe ili transmitovani kroz unutrašnji zid lavirinta. Međutim, FFF fotonski snop poseduje značajno veće prisustvo niskoenergetske komponente spektra. Fotoni niske energije se na različit način rasejavaju od fotona visokih energija. U tabelama B.4 [12] i B.8a [12] se može videti da povećanje energije fotona smanjuje rasejanu frakciju sa fantoma i diferencijalni dozni albedo (koeficijent refleksije zida) za određene uglove. Npr. koeficijent refleksije zida za 75° i 0.25 MeV upadne radijacije je više od četiri puta veći od onog za upadnu radijaciju energije 4 MeV. Ovo ukazuje da više fotona može ući u lavirint ako je u spektru prisutno više fotona niske energije.

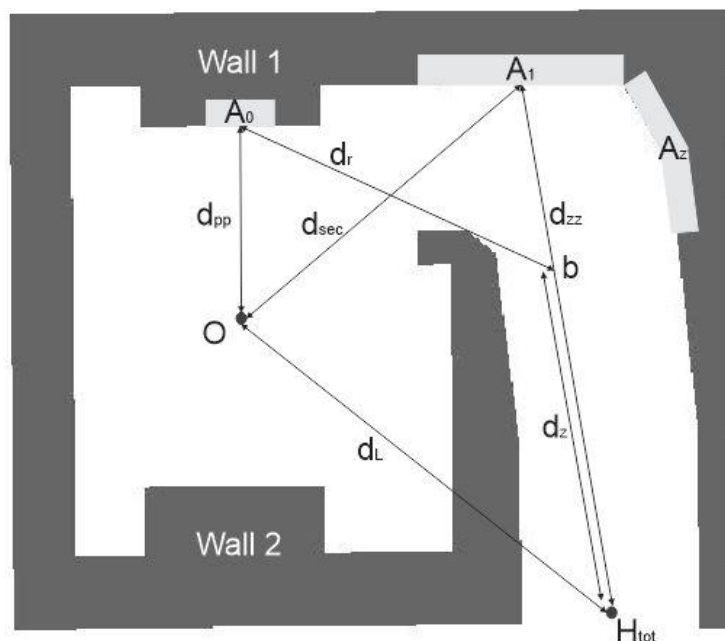
U većem broju publikacija istraživani su FFF akceleratori putem MC simulacija ili na neki drugi teorijski način, međutim veoma je malo publikacija koji se bave eksperimentalnim merenjima [70-71, 85-87]. U ovom radu izvedena je serija dozimetrijskih merenja na ulaznim vratima akceleratorne sobe u dva različita režima rada akceleratora: sa homogenizacionim filterom (FF) i bez homogenizacionog filtera (FFF) na istoj nominalnoj energiji.

4.4.1. Merenje

Ekvivalentna doza fotona merene je u sobi za radioterapiju Instituta za plućne bolesti Vojvodine u Sremskoj Kamenici. U terapijskoj sobi je instaliran linearni akcelerator proizvođača Elekta model Versa HD. Akcelerator može raditi na nominalnoj energiji fotona od 6 MeV, 10 MeV i 15 MeV. Šematski prikaz sobe za radioterapiju prikazan je na slici 4.22. Visina sobe je 3,95 m. Označene vrednosti na slici 4.22. su: $A_1=7.9 \text{ m}^2$, $A_z=9.1 \text{ m}^2$, $d_{pp}=3 \text{ m}$, $d_r=6.3 \text{ m}$, $d_z=5.8 \text{ m}$, $d_{sec}=6.1 \text{ m}$, $d_{zz}=8.5 \text{ m}$, $d_L=8 \text{ m}$. Prema predloženoj proceduri (NCRP 151), uzimajući u obzir nedeljno radno opterećenje, procenjena je fotonska doza na ulaznim vratim i iznosi $H_{tot}=283 \text{ } \mu\text{Sv/week}$. Na osnovu ove procene projektovana su zaštitna vrata terapijske sobe. Proračun je rađen pod pretpostavkom da će akcelerator raditi celo vreme u FF modu.

Sva merenja fotonske doze na ulaznim vratima bunkera (tačka H_{tot} na slici 4.22.) vršena su na nominalnoj energiji fotona od 6 MeV. Na ovoj energiji akcelerator može raditi sa homogenizacionim filterom (FF mod) ili bez njega (FFF mod). Izvršena su dva seta merenja: jedan u standardnom FF modu ozračivanja i drugi u FFF modu. Oba seta merenja rađena su za dva ugla gentrija: 90° (prema primarnoj barijeri obeležene kao Wall 1 na slici 4.18.) i 270° (prema primarnoj barijeri obeležene kao Wall 2 na slici 4.22.). Radi provere zavisnosti fotonske doze od veličine polja, izvršena su merenja sa povećanjem veličine polja od $5 \times 5 \text{ cm}^2$ do $30 \times 30 \text{ cm}^2$ sa korakom od 5 cm, za oba moda rada i obe orijentacije gentrija. Sva merenja su izvršena sa i bez kanistera napunjenog vodom koji simulira pacijenta postavljenog u izocentar (na 1m udaljenosti od izvora). Debljina vode u pravcu prostiranja snopa je 20 cm. U svim merenjima isporučena doza bila je 1000 MU. Kako Elekta Versa HD u FF modu isporučuje brzinu doze od 6 Gy/min (600 MU/min) (Elekta Versa HD automatic dose rate) a u FFF modu 14 Gy/min (1400 MU/min), vremena merenja su 1,6 min i 0,7 min respektivno.

Fotonska doza je merena uz pomoć prenosnog dozimetra LB 123 D-H10 (Berthold Technologies). Detektor se sastoji od osnovne jedinice LB 1230 UMo i sonde LB 1236-H10. Sonda predstavlja proporcionalni brojač dijametra 50 mm i dužine 275 mm. Prilikom merenja sonda je postavljena 1.5 m iznad zemlje i udaljena 30 cm od ulaznih vrata. Izmereni prirodni fon u terapijskoj sobi iznosio je $0.01 \text{ } \mu\text{Sv/h}$. Dozimetar je kalibrisan nedelju dana pre merenja u referentnoj laboratoriji Instituta za nuklearne nauke Vinča, Beograd.



Slika 4.22. Šema terapijske sobe sa obeleženim udaljenostima potrebnim za računanje fotonske doze.

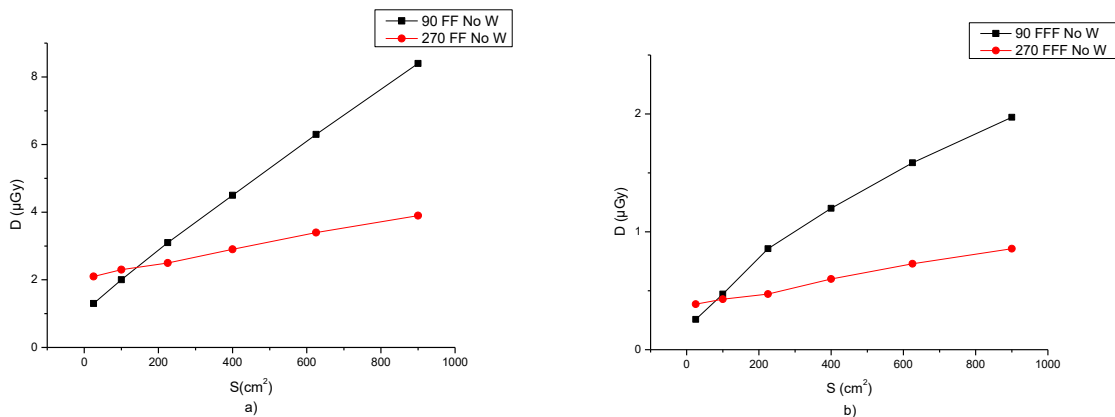
4.4.2. Rezultati i diskusija

Dobijeni rezultati omogućavaju poređenje fotonske doze na ulaznim vratima za oba režima rada akceleratora (FF i FFF). Svi prikazani rezultati su normirani na jedinicu fotonske doze u izocentru tj. prikazuju kolika je fotonska doza izmerena na ulaznim vratima hodnika lavirinta za 1 Gy fotonske doze u izocentru.

Posmatraćemo prvo rezultate merenja bez kanistera sa vodom koji simulira pacijenta. Izmerene doze za standardni FF mod rada za dva različita ugla gentryja prikazane su na slici 4.23 a. Slična merenja u FFF modu rada prikazana su na slici 4.23 b.

Sa slike 4.23 a. se može videti da su izmerene doze na ulaznim vratima za ugao gentryja od 270° za manje veličine polja ($5 \times 5 \text{ cm}^2$ i $10 \times 10 \text{ cm}^2$) nešto viša od izmerene doze u istoj tački za ugao gentryja od 90° . Ovo se može objasniti činjenicom da je pri uglu gentryja od 270° glava akceleratora znatno bliže ulaznim vratima. U ovoj geometriji cureće zračenje iz glave akceleratora koje je rasejano sa površine zidova najviše doprinosi fotonskoj dozi na ulaznim vratima. Za $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ili veće veličine polja veća površina zida postaje izložena snopu fotona. U ovom slučaju najveći doprinos dozi na ulaznim vratima čine rasejani fotoni sa zida 1, pri

poziciji gentryja od 90° . U ovoj geometriji izmerena doza za $30 \times 30 \text{ cm}^2$ veličinu polja je 6.5 puta veća od izmerene doze za polje veličine $5 \times 5 \text{ cm}^2$. Rasejano zračenje sa zida 2 pri uglu gentryja od 270° ne doprinosi značajno dozi na ulaznim vratima. U opsegu veličina polja od $5 \times 5 \text{ cm}^2$ do $30 \times 30 \text{ cm}^2$ doza na ulaznim vratima se razlikuje samo za faktor 1.9. Ovo je potpuno razumljivo s obzirom da je distanca između zida 2 i zaokreta lavirinta značajna da mali deo zračenja rasejanog sa primarne barijere 2 stigne do hodnika lavirinta.



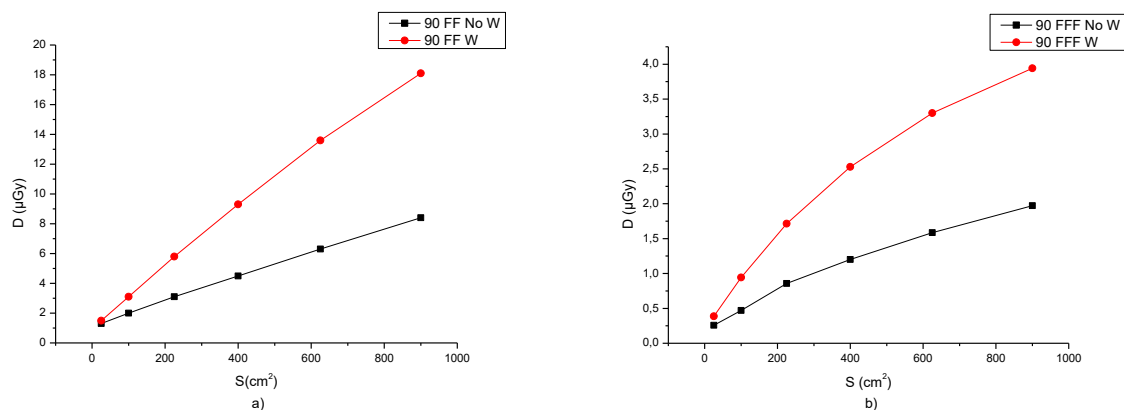
Slika 4.23. a) Izmerene doze za dva ugla gentryja u FF modu rada. b) Izmerene doze za dva ugla gentryja u FFF modu rada.

Sličan trend se zapaža i u radu akcelratora bez homogenizacionog filtera. Izmerena doza na ulaznim vratima je nešto veća za ugao gentryja od 270° u odnosu na ugao od 90° , u slučaju da je veličina polja manja od $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Ovo se može objasniti na isti način kao i u slučaju rada sa homogenizacionim filterom: curećim zračenjem iz glave akceleratora koje je rasejano sa zidova. U FFF modu rada, kada nema homogenizacionog filtera, najbitniji izvor curećeg zračenja iz glave akceleratora su kolimatori. Zanimljivo je zapaziti da je odnos doze $(30 \times 30 \text{ cm}^2)/(5 \times 5 \text{ cm}^2)$ za ugao gentryja od 90° jednak 7.7 a za 270° je 2.2, što je veoma slično odnosu kao u FF režimu rada.

Postoji jedna značajna razlika u izmerenim dozama u FF i FFF modu. Kao što se može videti sa slike 4.24 a) izmerena doza na ulaznim vratima u FF modu rada za oba ugla gentryja je skoro linearna funkcija veličine polja. To se može objasniti činjenicom da je doza uniformna duž veličine polja. Ako je zid uniformno ozračen fotonima, porast veličine polja rezultuje proporcionalnim porastom doznog albeda. Doza izmerena na ulaznim vratima u FFF modu rada nije linearna funkcija veličine polja, što se očiglednije vidi u slučaju kada je ugao gentryja bio

90°. Uzimajući u obzir da profil snopa bez homogenizacionog filtera nije uniforman, zidovi primarne barijere nisu uniformno izloženi fotonskom zračenju. Fotonska doza je veća u centru ozračene površine zida, a opada ka ivicama polja. To znači da ivice ozračene površine nisu tako intenzivni izvori rasejanog zračenja kao što je sredina polja, što predstavlja razlog zašto se sa povećanjem površine zračnog polja ne povećava linearno i doza rasejanog zračenja na ulaznim vratima već se rast brzine merene doze na vratima lavirinta lagano usporava sa porastom veličine polja.

Doze koje su izmerene u uslovima koji su znatno realniji kliničkim, tj. u prisustvu kanistera napunjenog vodom koji simulira pacijenta, predstavljene su na slici 4.24. Dobijeni rezultati za poziciju gentrija od 90° sa vodenim kanisterom prikazani su na istom grafiku sa izmerenim rezultatima bez prisustva vodenog kanistera, kako bi se video uticaj tela koje je smesteno u snop na intenzitet rasejanog zračenja. Izmereni rezultati za oba načina rada akceleratora, sa i bez homogenizacionog filtera, prikazani su na slici 4.24.

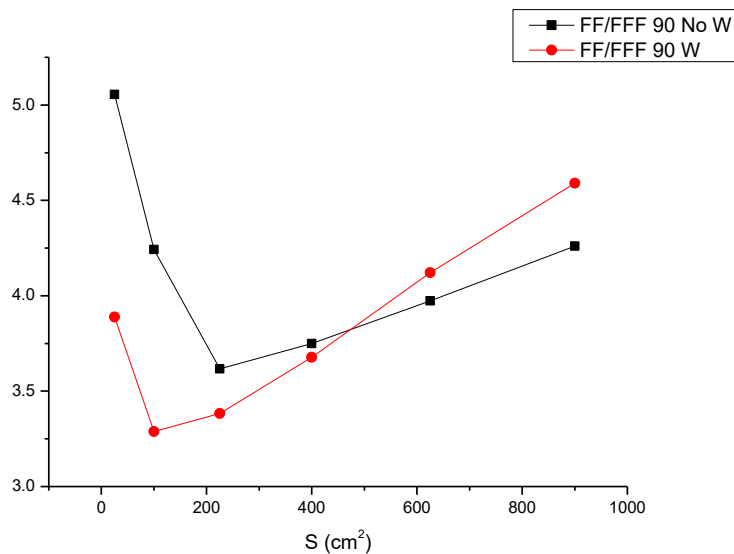


Slika 4.24. a) izmerena doza na ulaznim vratima u FF modu za ugao gentrija od 90° sa (W) i bez (No W) kanistera napunjenog vodom smeštenog u snop. b) izmerena doza na ulaznim vratima u FFF modu za ugao gentrija od 90° sa (W) i bez (No W) kanistera napunjenog vodom smeštenog u snop.

Kao što se i moglo očekivati, u oba moda rada izmerena doza na ulaznim vratima je viša u slučaju kada je izvor rasejanog zračenja (kanister sa vodom) smešten u snop. Može se videti da je uticaj kanistera sa vodom izraženiji na većim poljima. U FF modu rada za veličinu polja od 5

$\times 5 \text{ cm}^2$, izmerena doza u prisustvu kanistera sa vodom je samo 15% veća od doze bez njega, dok je za najveće polje ($30 \times 30 \text{ cm}^2$), doza sa kanisterom sa vodom 2.1 puta veća od doze bez njega. Kao što se može videti sa slike 3 b) sličan trend je dobijen u FFF modu rada uz malopre pomenutu razliku da zavisnost doze od veličine polja nije linearna.

I konačno, na slici 4.25. je prikazan odnos izmerenih doza na ulaznim vratima za dva moda rada u zavisnosti od veličine polja. Ovaj odnos FF/FFF doza je dat za oba merenja: sa i bez kanistera sa vodom.



Slika 4.25. Odnos doza FF/FFF za merenja sa kanisterom sa vodom (W) i bez kanistera sa vodom (No W).

Veoma je zanimljivo zapaziti da odnos doze FF/FFF opada na malim poljima i nakon dostizanja minimuma, počinje da raste. Sa slike 4.25. se može videti da doza u FFF modu raste brže u odnosu na doze u FF modu za veličine polja do dimenzija $10 \times 10 \text{ cm}^2$ u slučaju kada je u snop postavljen kanister sa vodom. U tom opsegu se uočava opadajući trend odnosa doze FF/FFF sa porastom veličine polja. Ova tendencija da je rast doze na ulaznim vratima nešto malo izraženiji kod FFF režima rada u slučaju kada u snopu ne postoji rasejivač se može primetiti do polja veličine $15 \times 15 \text{ cm}^2$ odprilike. Ovo je potpuno razumljivo pošto je intenzitet FFF snopa veći u

sredini polja u odnosu na njegovu ivicu što dovodi do laganog usporenja rasta doze sa povećanjem polja, o čemu je malopre bilo reči.

Mnogo je značajnije da pogledamo kakav je odnos veličina izmerenih doza za dva načina upotrebe terapijskog akceleratora. Evidentno je da je izmerena doza na ulaznim vratima u FF modu rada uvek veća od izmerene doze kada akcelerator radi bez homogenizacionog filtera. Ako posmatramo merenja sa vodenim kanisterom kao relevantija i realnija, možemo videti da je doza na ulaznim vratima u FF modu rada više od tri puta veća od izmeren doze pod istim uslovima u FFF modu rada, za jediničnu fotonsku dozu u izocentru. Ovo bi trebao biti najvažniji rezultat ovih merenja pošto direktno potvrđuje da se u slučaju upotrebe FFF režima rada akceleratora ne moraju dodatno ojačavati vrata ulaza u lavirint. Evidentno je za jednaku fotonsku dozu u izocentru, doza rasejanih fotona na ulaznim vratima uvek veća u FF režimu rada. Ova razlika je još veća kada kanister sa vodom nije smešten u izocentar.

Zaključak

U ovom radu su prikazani rezultati nekoliko različitih vrsta merenja putem kojih bi se izvršila karakterizacija nekih parametara fotonskog snopa medicinskog linearnog akceleratora kao i neutrona koji se stvaraju prilikom rada akceleratora na višim energijama.

Urađena su detaljna dozimetrijska merenja ekvivalentne doze neutrona u terapijskoj sobi sa dva zaokreta hodnika i na osnovu rezultata predložena je korekcija metode za izračunavanje neutronske doze na ulaznim vratima. Čest je slučaj da se prilikom dizajniranja prostorija u kojima se koristi terapijski akcelerator u praksu uvode lavirinti sa dva zaokreta, a za tu geometriju ne postoji nikakva preporuka o optimalnoj zaštiti osoblja na radioterapijskom odeljenju klinike. S obzirom da za Elektine akceleratorne ne postoje javni podaci iz kojih bi se moglo ustanoviti koliko neutron proizvode, urađena su aktivaciona merenja na dva različita akceleratora (Elektinom i Varijanovom) i na osnovu dobijenih rezultata procenjeno je koliko se neutron može očekivati prilikom rada akceleratora proizvođača Elekta. To nam je omogućilo da dozimetrijska merenja, gde su direktno merene ekvivalentne doze neutron na većem broju mesta duž hodnika lavirinta uporedimo sa postojećim teorijskim modelima. Jedan od najvažniji rezultat dozimetrijskih istraživanja je da drugi zaokret značajno smanjuje ekvivalentnu dozu neutrona. Merenja su potvrdila da druga krivina hodnika, dužine 4.5 m, redukuje ekvivalentnu dozu neutrona za faktor veći od 30. Uzimajući u obzir da je slično smanjenje doze izmereno i u prvoj krivini, ukupna redukcija ekvivalentne doze neutrona je skoro tri reda veličine.

Koristeći procenjenu vrednost jačine izvora neutrona bili smo u mogućnosti da uradimo evaluaciju ekvivalentne doze neutrona na kraju prvog hodnika procenjene uz pomoć oba predložena modela. Kersey-ev metod, poznat kao konzervativan, daje 20 puta veću vrednost doze od izmerene na mestu gde bi se nalazila vrata u slučaju da imamo samo jednu krivinu. Modifikovani Kersey-ev metod precenjuje dozu više od 5 puta. Uzimajući u obzir da su oba modela predviđena za bunkere sa golim betonskim zidovima, moguće je da dodatni plastični moderator i lameperija značajno smanjuje energiju neutrona i pravi veliku razliku između merene i računane vrednosti ekvivalentne doze neutrona.

Naša merenja su pokazala da inicijalna procena $TVD=5$ m, koji se koristi u Kersey-evoj metodi, relativno dobro slaže sa izmerenom vrednosti $TVD_I=4.45$ m u prvom hodniku. TVD u drugom

hodniku je, kao što je potvrđeno merenjima, znatno manje. Merenjima je dobijeno da je $TVD_2=2.83$ m. Jedini predloženi metod za procenu ekvivalentne doze neutrona za bunker sa dve krivine hodnika predlaže da se koristi ista vrednost TVD -a za obe krivine, uz korišćenje korekcionog paramatera $1/3$. Prema izmerenoj ekvivalentnoj dozi neutrona, možemo pretpostaviti da je TVD u drugom delu hodnika približno jednak polovni vrednosti TVD -a u prvom hodniku.

Takođe, merenjima je utvrđeno da ekvivalentna doza neutrona može biti veća na jednoj strani hodnika. Na poprečnom preseku bliže unutrašnjem zidu izmerena je dva puta veća doza u odnosu na suprotnu stranu poprečnog preseka. Sa priližavanjem izlaznim vratima ova razlika se smanjuje, i ako je hodnik dovoljno dugačak, doza neutrona postaje uniformna.

Budući da svojstva terapijskog snopa u režemu rada bez homogenizacionog filtera još uvek nisu sasvim poznata, izvršena su fotoaktivaciona merenja, gde su se u oba načina rada terapijskog akceleratora pratile aktivnosti izomera ^{115m}In , kao jedan od mogućih pokazatelja kvaliteta fotonskog snopa. Cilj rada je bio da se putem fotoaktivacije izomernog stanja ^{115m}In uoče razlike u obliku spektra zakočnog zračenja terapijskih linearnih akceleratora i to za isti tip akceleratora kada radi u dva režima, sa i bez homogenizacionih filtera, kao i za dva akceleratora različitih proizvođača. Sama dozimetrijska merenja u snopu su u velikoj meri osetljiva na razlike u niskoenergetskom delu fotonskog spektra, dok saturaciona aktivnost kao mera efekta fotaktivacije zavisi od broja fotona u visokoenergetskom delu spektra. Osnovna ideja ovog rada se sastojala u tome da se ustanovi da li fotoaktivacije daju različite rezultate za snopove koji razvijaju jednaku dozu u izocentru. Testirana su dva akceleratora različitih proizvođača, Varijan i Elekta. Oba su akceleratora opremljena da rade u standardnom modu rada sa flatenning filterom (FF) kao i bez njega (FFF). Merenja su pokazala da za istu dozu fotonskog zračenja u izocentru Elektin akcelerator proizvodi preko tri puta više aktivnosti izomera ^{115m}In u sredini polja, a preko dva puta više na ivici polja veličine $40 \times 40 \text{ cm}^2$. Nakon filtracije, ta razlika nije toliko velika i aktivnosti indijumske mete se razlikuju za oko 30%. Kada se uporede saturacione aktivnosti jednog istog akceleratora, ali ovoga puta u sredini polja i na njegovoj ivici, za dva proizvođača se dobijaju slični odnosi, s tim da je u sredini polja saturaciona aktivnost preko dva puta veća nego na ivici. Svi ovi rezultati ukazuju da se kod dva tipa akceleratora oblik spektra u visokoenergetskom delu znatno razlikuje, kao i da postoji razlika u obliku spektra na ivici polja i u njegovoj sredini. Moguće objašnjenje velike razlike između dva tipa akceleratora može da

bude i u razlici između njihovih nominalnih energija, što se standardnim dozimetrijskim tehnikama ne može otkriti i uvodi potrebu za uvođenjem fotoaktivacionih metoda u kontrolu parametara terapijskih snopova fotona.

Urađena su atenuaciona merenja fotonskog snopa sa ciljem da se odredi razlika u energetsom spektru u dva načina rada akceleratora: sa i bez homogenizacionog filtera. U rutinskim kontrolama osnovnih parametara akceleratora primećeno je da se procentne dubinske doze merane u vodi za snopove sa i bez kompenzacionog filtra ne razlikuju mnogo, mada su brzina doze u izocentru i profil polja veoma različiti. Može se očekivati da akceleratori koji nemaju homogenizacioni filter imaju znatno veću niskoenergetsku komponentu fotonskog spektra od akceleratora koji rade sa homogenizacionim filterom. To su pokazali rezultati Monte Karlo simulacija, a do sada ne postoji ni jedan eksperimentalni rezultat koji poredi energetske spektre fotona akceleratora koji funkcionišu u ova dva režima rada. Budući da je atenuaciona analiza najjednostavniji metod za rekonstrukciju fotonskog spektra terapijskog akceleratora, izvršena su merenja sa bakarnim atenuatorima za Elektrin accelerator u oba režima rada. Na osnovu standardnog metoda rekonstrukcije fotonskog spektra putem Laplasovih transformi, dobijene su izvesne razlike u oblicima spektara za dva režima rada, ali to se još uvek ne može smatrati zadovoljavajućim. Rekonstrukcija spektra je obavljena i putem odabira parametara korekcije funkcije koja bi teorijski oblik spektra (Šifova funkcija) trebao da prevede u realan spektar za oba režima rada i ponovo je dobijena dobra naznaka, ali ne i sasvim zadovoljavajući rezultati. Kasnija istraživanja bi trebala da potvrde da li je atenuaciona analiza uopšte dovoljno dobar metod putem kojeg bi se mogle uočiti razlike u obliku spektra fotona sa i bez homogenizacionog filtera.

Takođe, urađena su detaljna dozimetrijska merenja fotonske doze na ulaznim vratima terapijske sobe sa jednim zaokretom, sa i bez homogenizacionog filtera za različite veličine polja i sa i bez vodenog kanistera koji simulira pacijenta u snopu. Cilj ovih merenja je bio da se ustanovi da li su potrebne dodatne mere zaštite u slučaju kada terapijski accelerator funkcioniše bez kompenzacionog filtera.

U oba moda rada linearnog akcelratora FF i FFF, za male vrednosti polja, do $10 \times 10 \text{ cm}^2$ izmerena doza na ulaznim vratima je nešto veća za ugao gentryja od 270° . U ovoj poziciji glava akceleratora je bliže ulaznim vratima te cureće zračenje iz glave rasejano sa površina A_0 , A_1 i A_2 daje najveći doprinos fotonskoj dozi na ulazu u terapijsku sobu. Fotoni su primarno rasejani u

homogenizacionom filteru (u FF modu rada), primarnim kolimatorima i čeljusti. Za veća polja, u oba moda rada, dominantan doprinos izmerenoj dozi daje rasejano zračenje sa površne sobe. To je razlog zašto je izmerena doza veća za ugao gentryja od 90° tj. kada je zid 1 ozračen.

Videli smo da je porast doze na ulaznim vratima skoro linearna funkcija veličine polja za FF mod rada akceleratora. Uzimajući u obzir da profil doze u polju za FFF modu rada nije uniforman, izmerena doza na ulaznim vratima nije linearna funkcija veličine polja.

Dobijeni rezultati su pokazali da je izmerena doza na ulaznim vratima u FFF modu rada uvek niža od izmerene doze u slučaju da se koristi homogenizacioni filter. Za jednostavnu geometriju u kojoj je kanister sa vodom debljine 20 cm smešten u izocentar, doza u FFF modu je više od tri puta niža u odnosu na onu u FF modu rada. Ovo znači da u slučaju da se započiju FFF terapije u nekoj do postojećih terapijskih soba, nema potrebe za dodatnu zaštitu odnosno da je već postojeća dovoljna.

Prezentovani rezultati u ovom radu pokazali su značaj poznavanja karaktera fotonskog snopa i neutrona megavoltažnih medicinskih linearnih akcelratora. Otvorena pitanja iz ove oblasti nameću potrebu za daljim istraživanjem fotona i neutrona medicinskog akceleratora, posebnu u radu bez homogenizacionog filtera. Posebno je značajno primetiti da upotreba fotoaktivacionih reakcija može da ponudi komplementarne informacije koje bi svakako mogle biti korisne za merenje nekih od svojstava terapijskih snopova fotona.

Literatura:

1. Samy Hanna. RF Linear Accelerators for medical and industrial applications. Artech House, Norwood (2012).
2. Ervin B. Podgorsak. Review of Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students. International Atomic Energy Agency, Vienna (2003).
3. Miodrag Krmar. Određivanje energetskog spektra fotona u snopu 15 MeV-skog X-zračenja fotoaktivacionom i atenuacionom analizom. Magistarska teza. Univerzitet u Beogradu, Beograd (1993).
4. D. Green. Linear accelerators for radiation therapy. Adam Hiliger Ltd. Bristol (1986).
5. C.J. Karzmark. Advances in linear accelerator design for radiotherapy. Med. Phys. 11 (105-128) 1984.
6. M. Vičić. Osnovi fizike radijacione terapije-teleterapija. Manuskript za specijalističke studije medicinske fizike. Beograd (2014).
7. Á. Tóth, A.M. Efendi, E. Szil, N. Ignjatov, N. Jovančević, J. Hansman, M. Krmar. Spektralne karakteristike FFF terapijskih fotonskih snopova merene fotoaktivacijom ^{115}In . XXIX Simpozijum Društva za Zaštitu od Zračenja Srbije i Crne Gore. Srebrno jezero 27-29. septembar 2017.
8. D. Georg, T. Knoos, B. McClean. Current status and future perspective of flattening filter free photon beams. Med. Phys. 38, 2011, 1280-1293.
9. L. Marinkov. Osnovi nuklearne fizike. Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno Matematički Fakultet, Departman za Fiziku. Novi Sad (2010).
10. H.W. Koch, J.W. Motz. Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related data. Reviews of Modern Physics 31(4),1959, 920-955.
11. www.itnonline.com/article/planning-dosimetry-near-vascular-ports
12. National Council on Radiation Protection and Measurements. Structural shielding design and evaluation for megavoltage X- and Gamma-ray radiotherapy facilities. Bethesda: NCRP Report 151. 2005.
13. International Atomic Energy Agency. Radiation protection in the design of radiotherapy facilities. Vienna: IAEA (Safety Reports Series No. 47). 2006.
14. P.H. McGinley, K.E. Huffman. Photon and neutron dose equivalent in the maze of high-energy medical accelerator facility. Rad. Prot. Manage. 17 (43-46) 2000.
15. Pravilnik o granicama izlaganja jonizujućim zračenjem i merenjima radi procene nivoa izlaganja jonizujućim zračenjima, Sl.glasnik RS“, br. 86/2011
16. R. Bedogni. Neutron spectrometry and dosimetry for radiation protection around high energy electron/positron collider. Thesis doctoral. University Autonoma de Barcelona. Barcelona (2006).
17. S. M. Seltzer, M.J. Berger. Photoneutron Production in Thick Targets. Phys. Rev. C. 7 (858-861) 1973.
18. M. Krmar. Uvod u nuklearnu fiziku. Univerzitet u Novom Sadu. Novi Sad (2013).
19. <http://inspirehep.net/record/1242152/files/BE1.png>
20. http://knowledgepublications.com/doi/doi_nuclear_physics_detail.htm
21. N. Jovančević. Analiza neutronima generisane aktivnosti u niskofonskim gama spektroskopskim sistemima. Doktorska disertacija. Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno Matematički Fakultet, Departman za Fiziku. Novi Sad (2010).

22. P. Reuss. Neutron Physics. Les Ulis Cedex. France. EDP Sciences (2008).
23. S.K. Krene. Introductory nuclear physics. John Wiley and Sons. New York (1988).
24. <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/servlet/E4sMakeE4>
25. D. Bodansky. Nuclear Energy. Springer New York (2004).
26. G. Breit, E. Wigner. Capture of slow neutrons. Phys. Rev. 49 (1936).
27. E. Segre. Nuclei and Particles 2nd edition. Reading (1977).
28. G.F. Knoll. Radiation detection and measurement. John Wiley and Sons. New York (2000).
29. J.H. Chao, A.C. Chiang. Activation detection using indium foils for simultaneous monitoring neutron and photon intensities in a reactor core. Radiation Measurements 45 (1024-1033) 2010.
30. <http://www.canberra.com/products/detectors/pdf/SEGe-detectors-C49317.pdf>
31. <https://www.berthold.com/en/rp/lb-123-d-h10-dose-rate-monitor>
32. http://www.fwt.com/hpi/hpi_5085ds.htm
33. W.H. Hinson, J.D. Bourland. Spectral reconstruction of high energy photon beams for kernel based dose calculations. Med. Phys. 29 (8) (1789-1796) 2002.
34. L. Silberstein. Determination of spectral composition of X-ray radiation from filtration data. Journal of the Optical Society of America. (265-280) 1932.
35. G.E. Bell. The photographic action of X rays. Brit. J. Radiol. (578-605) 1936.
36. D.E.A. Jones. The determination from absorption data of the distribution of X-ray intensity in the continuous X-ray spectrum. Brit. J. Radiol. (95-101) 1940.
37. B.J. Archer, P.R. Almond, L.K. Wagner, Application of Laplace transform pair model for high-energy x-ray spectral reconstruction. Med. Phys. (630-633) 1985.
38. S.D. Ahuja, P.G. Steward, R.S. Tapankumar, E.D. Slessinger. Estimated spectrum of a 4 MeV therapeutic beam. Med. Phys. (368-373) 1986.
39. P.H. Huang, T.S. Chen, K.R. Kase. Reconstruction of diagnostic x-ray spectra by numerical analysis of transmission data. Med. Phys. (707-710) 1986.
40. P.H. Huang, K.R. Kase, B.E. Bjangard. Reconstruction of 4-MV bremsstrahlung spectra from measured transmission data. Med. Phys. (778-785) 1983.
41. A. Catala, P. Francois, J. Bonnet, Ch. Scouarnec. Reconstruction of 12 MV bremsstrahlung spectra from measured transmission data by direct resolution of the numeric system AF=T. Med. Phys. (3-10) 1995.
42. M. Krmar, J. Slivka, I. Bikit, M. Veskovc, Lj. Čonkić. Evaluation of bremsstrahlung spectra generated by a 4-MeV linear accelerator (651-654) 1996.
43. M. Krmar, D. Nikolić, P. Krstonošić, S. Cora, P. Francescon, P. Chiovati, A. Rudić. A simple method for bremsstrahlung spectra reconstruction from transmission measurements. Med. Phys. (932-938) 2002.
44. Kim HS, Jang KW, Park YH, Kwon JW, Choi HS, Lee JK, Kim JK. New empirical formula for neutron dose level at the maze entrance of 15 MeV medical accelerator facilities. Med. Phys. 36(5) (1512-1520) 2009.
45. Kersey RW. Estimation of neutron and gamma radiation doses in the entrance maze of SL75-20 linear accelerator treatment rooms. Med. Mundi. 24 (151-155) 1979.
46. Krmar M, Nikolić D, Kuzmanović A, Kuzmanović Z, Ganezer K. The effect of paraffin screen on the neutron dose at the maze door of 15 MeV linear accelerator. Med. Phys. 40 (0833902) 2013.

47. Christ D, Ding G. SU-F-T-657: In room neutron dose from high energy photon beams. *Med. Phys.* 43 (3615) 2016.
48. Dawson DJ, Wissing WWFM, Tonks RE. A doorless entry system for high-energy radiation therapy rooms. *Med. Phys.* 25 (199-201) 1998.
49. Bichay T, Rogow R, Meadows J, Chen C. Dosimetric characterization of a compact doorless high energy linear accelerator vault. *IFMBE Procc* 14/3 (1980-1983) 2006.
50. Wu RK, McGinley PH. Neutron and capture gamma along the mazes of linear accelerator vaults. *J. Appl. Clin. Med. Phys.* 4(2) (162-172) 2003.
51. Cardenas CE, Nitsch PL, Kudchadker RJ, Howell RM, Kry SF. *J. Appl. Clin. Med. Phys.* 4 (442-455) 2016.
52. Followill DS, Stovall MS, Kry SF, Ibbott GS. Neutron source strength measurements for Varian, Siemens, Elekta, and General Electric linear accelerators. *J. Appl. Clin. Med. Phys.* 3(4) (189-194) 2003.
53. McGinley PH, Dhaba'an AH, Reft CS. Evaluation of the contribution of capture gamma rays, x-ray leakage, and scatter to the photon dose at the maze door for a high energy medical electron accelerator using a Monte Carlo particle transport code. *Med. Phys.* 27 (225-230) 2000.
54. Silva HR, Rebello WF, Silva AX, Silva MG. Evaluation using Monte Carlo simulations, of the effect of a shielding, called external shielding, for fotoneutrons generated in linear accelerators, using the computational model of Varian accelerator 2300 C/D operating in eight rotation angles of the GA. *INAC* 2011.
55. McGinley PH. *Shielding Techniques for Radiation Oncology Facilities*. Madison: Medical Physics Publishing; 2002.
56. McGinley P.H, Butker E.K. Evaluation of neutron dose equivalent levels at the maze entrance of medical accelerator treatments rooms *Med. Phys.* 18 (279-281) 1991.
57. Krmar M, Baucal M, Božić N, Jovančević N, 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.
58. Á. Á.Tóth, B. Petrović, N. Jovančević, M. Krmar, L. Rutonjski, O. Čudić, The evaluation of the neutron dose equivalent in the two-band maze, *Phys. Med.* 36 (119-125) 2017.
59. J. Izewska, Shaping of photon beams from electron linear accelerators in radiation therapy. *Med. Phys.* 20 (171-177) 1993.
60. D. Sheikh-Bagheri, D.W.O. Rogers, Monte Carlo calculation of nine megavoltage photon beam spectra using BEAM code, *Med. Phys.* 29 (391-402) 2002.
61. E. L. Chaney, T. J. Cullip, T.A. Gabriel. A Monte Carlo study of accelerator head scattering. *Med. Phys.* 21 (1383-1390) 1994.
62. X. R. Zhu, Y. Kang, M.T. Gillin. Measurement of in-air output ratios for a linear accelerator with and without the flattening filter. *Med. Phys.* 33 (3723-3733) 2006.
63. J. Cashmore. The characterization of unflattened photon beams from a 6 MV linear accelerator. *Phys. Med. Biol.* 53 (1933-1946) 2008.
64. O. N. Vassiliev, U. Titt, F. Ponisch, S.F. Kry, R. Mohan, M. T. Gillin. Dosimetric properties of photon beams from a flattening filter free clinical accelerator. *Phys. Med. Biol.* 51 (1907-1917) 2006.

65. G. Kragl, S. af Wetterstedt, B. Knausl, M. Lind, P. McCavan, T. Knoos, B. McClean, D. Georg. Dosimetric characteristic of 6 and 10 MV unflattened photon beams. *Radiother. Oncol.* 93 (141-146) 2009.
66. K.E. Sixel, B.A. Faddegon. Calculation of x-ray spectra for radiosurgical beams. *Med. Phys.* 22 (1657-1661) 1995.
67. F. Araki. Monte Carlo study of a Cyberknife stereotactic radiosurgery system. *Med. Phys.* 33 (2955-2963) 2006.
68. R. Jeraj, T.R. Mackie, J. Balog, G. Olivera, D. Pearson, J. Kapatoes, K. Ruchala, P. Reckwerdt. Radiation characteristics of helical tomotherapy. *Med. Phys.* 31 (396-404) 2004.
69. U. Titt, O. N. Vassiliev, F. Ponisch, L. Dong, H. Liu, R. Mohan. A flattening filter free photon treatment concept evaluation with Monte Carlo. *Med. Phys.* 33 (1595-1602) 2006.
70. A. Mesbahi, F.S. Nejad. Monte Carlo study on flattening filter-free 18-MeV photon beam of medical linear accelerator. *Radiat. Med.* 26 (331-336) 2008.
71. M. Dalaryd, G. Kragl, C. Ceberg, D. Georg, B. McClean, S. Wetterstedt, E. Wieslander, T. Knoos. A Monte Carlo study of a flattening filter-free linear accelerator verified with measurements. *Phys.Med.Biol.* 55 (7333-7344) 2010.
72. International Atomic Energy Agency. Handbook on Nuclear Activation Data. Vienna: IAEA (Technical Reports Series No. 273). 1987.
73. M. Krmar, J. Slivka, I. Bikit, M. Vesković, Lj. Čonkić, M. Bistrović, A. Rudić. A new method for the measurement of bremsstrahlung spectra. *Phys. Med. Biol.* 38 (533-544) 1993.
74. J. Cashmore, S. Golubev, J.L. Dumont, M. Sikora, M. Alber, M. Ramtohul. Validation of a virtual source model for Monte Carlo dose calculations of a flattening filter free linac. *Med. Phys.* 39 (3262-3269) 2012.
75. A. Mesbahi. Dosimetric characteristics of unflattened 6 MeV photon beams of clinical linear accelerator: a Monte Carlo study. *Appl. Radiat. Isot.* 65 (1029-1036) 2007.
76. A. Mesbahi, P. Mehnati, A. Keshtkar, A. Farajollahi. Dosimetric properties of flattening filter-free 6-MV photon beam: A Monte Carlo study. *Radiat. Med.* 25 (315-324) 2007.
77. E.I. Parsai, D. Pearson, T. Kvale. Consequences of removing the flattening filter from linear accelerators in generating high dose rate photon beams for clinical application: A Monte Carlo study verified by measurement. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B.* 261 (755-759) 2007.
78. T. Shimozato, K. Tabushi, S. Kitoh, Y. Shiota, C. Hirayama, S. Suzuki. Calculation of 10 MV x-ray spectra emitted by a medical linear accelerator using the BFGS quasi-Newton method. *Phys. Med. Biol.* 52 (515-523) 2007.
79. E.S.M. Ali, D.W.O. Rogers. Functional forms for photon spectra of clinical linacs. *Phys. Med. Biol.* 57 (31-50) 2012.
80. <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ComTab/air.html>
81. <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ElemTab/z29.html>
82. H.W. Koch, J.W. Motz. Bremsstrahlung cross-section formulas and related data. *Rev. Mod. Phys.* 31(4) (920-955) 1959.
83. Prendergast BM, Fiveash JB, Popple RA, et al. Flattening filter-free linac improves treatment delivery efficiency in stereotactic body radiation therapy. *J Appl Clin Med Phys.* 14(3) (64-71) 2013.

84. Kretschmer M, Sabatino M, Blechschmidt A, Heyden S, Grunberg B, Wurschmidt. The Impact of flattening-filter-free beam technology on 3D conformal RT. *Radiation Oncology*. 8:133 (1-11) 2013.
85. Jank J, Kragl G, Georg D. Impact of a flattening filter free linear accelerator on structural shielding design. *Z Med Phys*. 24 (38-48) 2014.
86. Cho W, Bush K, Mok E, Xing L, Suh TS. Development of a fast and feasible spectrum modeling technic for flattening filter free beams. *Med Phys*. 40(4) (1-15) 2013.
87. Georg D, Kragl G, Wetterstedt S, McCavan P, McClean B, Knoos T. Photon beam quality variations of a flattening filter free accelerator. *Med Phys*. 37(1) (49-53) 2010.

Biografija



Tot A. Arpad rođen je 16. 01. 1989. u Zrenjaninu. Završio je osnovnu školu „Braća Stefanović“ u Neuzini. Nakon toga pohađa Zrenjaninsku gimnaziju prirodno-matematički smer, gde maturira 2008. godine. Iste godine upisuje osnovne studije fizike na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu. 2012. godine završava osnovne studije i na istom fakultetu upisuje master studije iz oblasti medicinske fizike. Master studije završava 2013. godine i upisuje doktorske studije nuklearne fizike na Prirodno-Matematičkom Fakultetu u Novom Sadu.

Tot Arpad je boravio na prestižim univerzitetima i istraživačkim centrima i to : dva meseca u okviru ACRU stipendije na Univerzitetu „ Babes-Bolyai“ Cluj-Napoca, Rumunija, gde je radio istraživanje na temu Computer-Aided Design and Computational Fluid Dynamics simulations of Abdominal Aortic Aneurysm rupture; tri meseca u Frank laboratoriji za neutronske fiziku- „Joint Institute for Nuclear Research“ Dubna, Rusija, gde je radio istraživanje na temu ExoMars project Portable Neutron Detector development for water detection in Martian soil; tri meseca u okviru ERASMUS+ stipendije na univerzitetu La Sapienza, Rim, Italija gde je radi istraživanja na temu GEANT4 simulations for detector development for radio-guided surgery.

Tot Arpad je pohađao i nekoliko letnjih škola: Student Practice in JINR Fields of Research, Dubna, Rusija 2014. godine; Euroschool on exotic beams, Dubrovnik, Hrvatska 2015. godine; 8th international Student Summer School NUCPHYS-SC&APPL, Brašov, Rumunija 2017. godine, FIAS GIS Summer School on Heavy Ion Physics – From Fundamentals to Application, Frankfurt, Nemačka 2017. godine.

Trenutno je stipendista Ministarstva prosvete, nauke i tehnološkog razvoja Republike Srbije. Takođe je u zvanju istraživača pripravnika na Prirodno-matematičkom fakultetu. Istovremeno, uključen je i u nastavni proces na Departmanu za fiziku kao asistent na eksperimentalnim i računskim vežbama iz pet predmeta.

Koautor je nekoliko naučnih radova objavljenih u prestižnim međunarodnim časopisima sa SCI liste, kao i nekoliko saopštenja na značajnim međunarodnim konferencijama.

Novi Sad, Decembar 2017.

Tot Arpad

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:

Doktorska disertacija

VR

Autor:

Tot Arpad, br.dos. 28d/13

AU

Mentor:

Dr Miodrag Krmar, redovni profesor, PMF, Novi Sad

MN

Naslov rada:

Karakterizacija fotona i neutrona megavoltažnih terapijskih akceleratora

NR

Jezik publikacije:

srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda:

srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja:

Republika Srbija

ZP

Uže geografsko područje:

Vojvodina

UGP

Godina:

2017

GO

Izdavač:

Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa:

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

MA*Fizički opis rada:*

4 poglavlja/ 115 stranica/ 52 slika i grafikona/ 9 tabela/ 87 referenci

FO*Naučna oblast:*

Fizika

NO*Naučna disciplina:*

Nuklearna fizika

ND*Predmetna odrednica/ ključne reči:*

linearni akceleratori, fotni, neutroni, dozimetrija, aktivaciona analiza, atenuaciona analiza

PO**UDK***Čuva se:*

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

ČU*Važna napomena:*

nema

VN*Izvod:***IZ**

Poznavanje spektra x-zračenja kao i drugih osobina je od izuzetnog značaja kako za planiranje radijacione terapije tako i sa aspekta zaštite pacijenta i osoblja. Takođe, poznavanje svojstava neutrona nastalih u interakciji fotona sa materijalima oko akceleratora, je od izuzetnog značaja sa dozimetrijskog aspekta. Poslednjih godina sve se više upotrebljavaju linearni akceleratori bez homogenizacionog filtera tzv. FFF (*Flatteninig Filter Free*), a kako su karakteristike snopa u toma načinu rada akceleratora još uvek nedovoljno ispitane, njima smo posvetili posebnu pažnju. Urađena su i detaljna dozimetrijska merenja fotona kako u radu sa homogenizacionim filterom (FF) tako i bez njega (FFF), kao i dozimetrijsko merenje neutrona. Direktno merenje samog spektra nekim od detektora (NaI ili HPGe) nije moguće zbog visokih intenziteta stoga smo u radu koristili indirektno metode i to aktivacionu analizu i atenuacionu analizu.

Urađena su detaljna dozimetrijska merenja ekvivalentne doze neutrona u terapijskoj sobi sa dva zaokreta hodnika i na osnovu rezultata predložena je korekcija metode za izračunavanje neutronske doze na ulaznim vratima. Fotoaktivacionim

merenjima, gde su se u oba načina rada terapijskog akceleratora pratile aktivnosti izomera ^{115m}In , ustanovljeno je da se kod dva tipa akceleratora (Elekta Versa HD, Varian TrueBeam) oblik spektra u visokoenergetskom delu znatno razlikuje, kao i da postoji razlika u obliku spektra na ivici polja i u njegovoj sredini. Atenuacionom analizom na osnovu standardnog metoda rekonstrukcije fotonskog spektra putem Laplasovih transformacija, dobijene su izvesne razlike u oblicima spektara za dva režima rada. Takođe, rekonstrukcijom spektra putem odabira parametara korekcije funkcije koja bi teorijski oblik spektra (Šifova funkcija) trebao da prevede u realan spektar za oba režima rada dobijene su izvesne razlike u oblicima spektra. Dozimetrijska merenja fotonske doze na ulaznim vratima terapijske sobe sa jednim zaokretom, sa i bez homogenizacionog filtera za različite veličine polja i sa i bez vodenog kanistera koji simulira pacijenta u snopu, pokazuju da je izmerena doza na ulaznim vratima u FFF modu rada uvek niža od izmerene doze u slučaju da se koristi homogenizacioni filter.

Datum prihvatanja teme od NN veća:

DP

23.02.2017.

Datum odbrane:

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik:

dr Borislava Petrović, docent, PMF, Novi Sad

član:

dr Miodrag Krmar, redovni profesor, PMF, Novi Sad

član:

dr Olivera Klisurić, redovni profesor, PMF, Novi Sad

član:

dr Jovana Nikolov, docent, PMF, Novi Sad

član:

dr Vladimir Udovičić, viši naučni saradnik, Instituta za fiziku, Zemun

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:

Doctor of sciences, Thesis

CC

Author:

Tot Arpad, number: 28d/13

AU

Mentor/comentor:

Miodrag Krmar, PhD, full profesor, Faculty of sciences, Novi Sad

MN

Title:

Characterization of photons and neutrons of megavoltage therapeutic accelerators

TI

Language of text:

Serbian (Latin)

LT

Language of abstract:

English

LA

Country of publication:

Republic of Serbia

CP

Locality of publication:

Vojvodina

LP

Publication year:

2017

PY

Publisher:

Author's reprint

PU

Publication place:

Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

PP

Physical description: 4 chapters/ 115 pages/ 52 figures/ 9 tables/ 87 references
 PD
 Scientific field: Physics
 SF
 Scientific discipline: Nuclear physics
 SD
 Subject/ Key words: linear accelerators, photons, neutrons, dosimetry, activation analysis, attenuation analysis
 SKW
 UC
 Holding data: Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4
 HD
 Note: none
 N
 Abstract:
 AB

Knowledge of the x-ray spectrum as well as other characteristics of the beam is of great importance both for the planning of radiotherapy as well as for the protection of patients and staff. Also, the knowledge of the neutron properties generated in the interaction of photons with materials around the accelerator is of great importance from the dosimetric aspect. In recent years, linear accelerators are increasingly used without a flattening filter, so-called FFF (Flattening Filter Free), and as the characteristics of the beam in this mode of operation of the accelerator are still insufficiently investigated, we paid special attention to them. Detailed dosimetric measurements of photons were performed both with (FFF) and without the flattening filter (FF), as well as the dosimetric measurement of the neutron. Direct measurement of the spectrum itself by detectors (NaI or HPGe) is not possible due to high intensities, therefore, we used indirect methods in this work, both activation analysis and attenuation analysis.

Detailed dosimetric measurements of the neutron equivalent dose in the therapeutic room with two band maze were made and based on the results, correction of the method for calculating the neutron dose at the entrance door was proposed. It was found by photoactivation measurements, where the activities of the isomer ^{115m}In were investigated, that in the two types of accelerators (Elekta Versa HD, Varian TrueBeam) the spectrum shape in the high-energy part is significantly

different, and that there is a spectrum difference in the edge of the field and in the middle of the field. Attenuation analysis, based on the standard method of reconstructing the photon spectrum through Laplace transforms, showed some differences in the spectra of the two working modes of accelerators. Also, by reconstructing the spectrum by correction function that should transform the theoretical spectrum form (the Schiff function) into a real spectrum for both modes of operation, certain differences in spectrum shapes were obtained. Dosimetric measurements of the photon dose at the entrance door of treatment room with a single maze with and without a homogenizing filter for different field sizes and with and without a water canister which simulates the patient in a beam showed that the measured dose at the entrance door in the FFF mode is always lower than the measured doses in FF mode.

Accepted by the Scientific Board:

23. February 2017.

ASB

Defended on:

DE

Thesis defend board:

DB

President:

Borislava Petrović, PhD, associate profesor, Faculty of sciences, Novi Sad

Member:

Miodrag Krmar, PhD, full profesor, Faculty of sciences, Novi Sad

Member:

Olivera Klisurić, PhD, full profesor, Faculty of sciences, Novi Sad

Member:

Jovana Nikolov, PhD, associate profesor, Faculty of sciences, Novi Sad

Member:

Vladimir Udovičić, PhD, higher scientific associate, Institute of physics, Zemun