

# UNIVERZITET U NOVOM SADU

## PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

*Institut za fiziku*

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ  
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

ПРИМЉЕНО: 1998	
ОРГАНИЗ ЈЕД	Б Р О Ј
0603	9 / 156

*Varga Ester*

Mogućnosti korišćenja  $^{115}\text{In}$  za merenje karakteristika  
fotonskog snopa linearnih terapijskih akceleratora

- DIPLOMSKI RAD -

Novi Sad, 1998.

## Sadržaj

1. Uvod .....	1
2. Zakočno zračenje .....	5
2.1. Tumačenje pojave zakočnog zračenja .....	6
3. Akceleratori .....	20
3.1. Akceleratori sa talasovodima .....	20
3.2. Akceleratorski sistem .....	25
4. Fotonuklearne reakcije .....	33
4.1. Teorija fotonuklearnih reakcija .....	33
4.1.1. Raspad složenog jezgra .....	38
4.2. Fotoaktivaciono merenje .....	39
5. Merenje i rezultati .....	41
5.1. Neuniformnost spektra zakočnog zračenja duž radijacionog polja .....	41
5.1.1. Izbor izotopa za aktivacioni detektor .....	41
5.1.2. Ozračivanje mete .....	43
5.1.3. Aktivacioni detektor .....	44
5.1.4. Gama-spektrometrijska merenja .....	45
5.1.5. Merenje indukovane aktivnosti .....	46
5.1.6. Reakcija $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$ .....	46
5.1.7. Rezultati gama-spektrometrijskih merenja .....	49
5.1.8. Reakcija $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114m}\text{In}$ .....	54
5.1.9. Detekcija gama-spektra .....	55
5.1.10. Diskusija rezultata .....	58
5.2. Mogućnosti određivanja maksimalne energije spektra zakočnog zračenja aktivacionim detektorom $^{115}\text{In}$ kao monitorom .....	61
5.2.1. Reakcija $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116m}\text{In}$ .....	63

5.2.2. Ozračivanje uzoraka i detekcija $\gamma$ -spektra .....	63
5.2.3. Izračunavanje verovatnoće aktivacije .....	65
5.2.4. Efikasnost detektora .....	66
5.2.5. Određivanje odnosa indukovane aktivnosti proizvoda neutronskeg zahvata i indukovane aktivnosti izomera .....	68
5.2.6. Realne vrednosti maksimalnih energija spektra zakočnog zračenja .....	73
Zaključak .....	77
Literatura .....	78

## 1. Uvod

Ispitivanja energetskeg spektra zakočnog zračenja linearnih terapijskih akceleratora od izuzetnog su značaja u radijacionoj terapiji. Rezultati tih ispitivanja mogu biti korisni pri dizajniranju filtera i ostalih delova akceleratorске glave koje utiču na izlazni snop, za precizno određivanje faktora koji konvertuju rezultate merenja jonizacionom komorom u dozu zračenja i mogu poslužiti kao polazna tačka za proračun raspodele doze u slučaju primene novih trodimenzionalnih metoda za planiranje terapije.

Iz navedenih razloga karakteristike fotonskih snopova terapijskih akceleratora konstantno se istražuju i paralelno se razvijaju razni eksperimentalni metodi za određivanje spektra zakočnog zračenja. Važan rezultat ovih istraživanja je da karakteristike snopa nisu iste duž radijacionog polja. Ta neuniformnost snopa zakočnog zračenja je posledica mehanizma proizvodnje zakočnog zračenja. Intenzitet zračenja pokazuje izrazitu zavisnost od ugla zračenja i da bi se obezbedila ravnomerna doza duž ozračenog polja vrši se modifikovanje snopa filterom kupastog oblika. Kao rezultat prolaska zračenja kroz taj homogenizator, fotonski snop postaje sve "tvrdi" u sredini polja usled filtriranja kroz deblji sloj materijala kupastog filtra i sve "mekši" sa povećanjem udaljenosti od centralne ose snopa i to otežava planiranje terapije.

Do danas su poznate razne eksperimentalne metode za određivanje spektra zakočnog zračenja [1]. Najprimenljivija tehnika je fotoaktivacioni metod [2], koji koristi aktivacione detektore malih dimenzija. Glavna mana ove metode je da je energetski prag za  $(\gamma, n)$  nuklearne reakcije iznad 8 MeV za teške izotope. To dovodi do zaključka da je fotoaktivacioni metod primenljiv samo u onom delu spektra koji je iznad energetskeg praga korišćenog aktivacionog detektora. Dosadašnji eksperimenti pokazali su da je procena neuniformnosti spektra preko  $(\gamma, n)$  fotonuklearne reakcije zadovoljavajuća ako se aktivacioni detektori postave na nekoliko različitih rastojanja od centralne ose snopa. Za ove procene mogu se dati zadovoljavajuća objašnjenja na osnovu dva paralelna efekta: ugaone

zavisnosti intenziteta zakočnog zračenja i atenuacije samog zračenja u filteru za izravnavanje polja. Činjenica je da se atenuacioni koeficijent materijala, od kojeg je načinjen homogenizator, iznad 6 MeV ne menja znatno sa povećanjem energije kao što je prikazano na slici 3.12., što dovodi do zaključka da uticaj homogenizatora na oblik spektra zakočnog zračenja nije značajan u oblasti energije iznad praga  $(\gamma, n)$  reakcije. Neuniformnost spektra duž ozračenog polja u toj oblasti potiče u najvećoj meri od ugaone zavisnosti snopa zakočnog zračenja. Ova zavisnost je relativno dobro opisana Schiffovom formulom, ali samo za tanke mete.

Uticaj homogenizatora je izražen u niskoenergetskom delu spektra i da bi se mogao odrediti potrebno je koristiti takav aktivacioni detektor, koji ima znatno niži energetski prag od 8 MeV. U ove svrhe pogodno bi bilo koristiti izotop indijuma  $^{115}\text{In}$  čiji je energetski prag za fotoaktivaciju izomera oko 1 MeV [3]. Reakcija  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$  pogodna je za ispitivanja u opsegu energija znatno nižim od 8 MeV. Na tim energijama, već iznad 1 MeV, prilikom fotoaktivacije izomernog stanja, upadni fotoni interaguju sa jezgrima putem rezonantnih pobuđivanja pojedinih energetskih nivoa.

Osnovna ideja ovog rada je da se utvrdi da li je reakcija  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$  pogodna za detektovanje neuniformnosti snopa terapijskog akceleratora i da li je ova reakcija dovoljno osetljiva da bude monitor za ispitivanje ove pojave.

U ovom radu su ispitivane karakteristike fotonskog snopa terapijskih linearnih akceleratora energija 6, 10 i 15 MeV aktivacionom analizom.

Snažno zakočno zračenje stvara se u debeloj meti terapijskih linearnih akceleratora i propušta se kroz filtere i homogenizator od različitih materijala da bi se snop prilagodio terapijskim potrebama.

Uzorak od indijuma, tj. aktivacioni detektor, bio je ozračivan zakočnim zračenjem kojom prilikom je došlo do odvijanja fotonuklearnih procesa. Ti procesi su fotonuklearne reakcije, kao rezultat daju nestabilna jezgra, koja radioaktivnim raspadom prelaze u stabilne potomke i pri tome dolazi do emisije  $\gamma$ -zračenja, koje se detektuje.

Razlike u energetskom spektru duž radijacionog, polja za tri različita snopa zakočnog zračenja iz dva linearna akceleratora, posmatrane su putem fotoekscitacije i nuklearnog fotoefekta kojeg je to zračenje izazvalo u uzorcima. Te razlike su određivane merenjem indukovane aktivnosti u cilindričnim uzorcima od prirodnog indijuma ozračivanim na različitim rastojanjima od centralne ose snopa. Detektovana su  $\gamma$ -zračenja koja su

nastala pri raspadu proizvoda dve fotonuklearne reakcije:  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$  i  $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114m}\text{In}$  [4].

Za vreme ozračivanja  $^{115}\text{In}$  pored navedene reakcije dešavaju se i neke druge. Ako je maksimalna energija spektra zakočnog zračenja dovoljno visoka, dolazi do značajne produkcije neutrona u akceleratorskoj glavi. Reakcija  $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116m}\text{In}$  je pogodna za ispitivanje prisustva neutrona u snopu terapijskog akceleratora.

Proizvođači terapijskih linearnih akceleratora obično definišu maksimalnu vrednost energije spektra zakočnog zračenja. Za periodičnu kontrolu kvaliteta snopa zračenja, zbog mogućih promena maksimalne energije fotonškog snopa, preporučuje se određivanje procentualne dubinske doze vodenim fantomom. Ovaj metod je jednostavan, reproducibilan i pogodan u kliničkom okruženju. Glavni problem ovog metoda je nedovoljna senzitivnost. U opsegu energije fotonškog snopa od 9 do 35 MeV vrednost procentualne dubinske doze od 80 % menja se manje od 0.5 cm po 1 MeV (slika 5.15.)

Brojne metode zasnovane na fotoaktivacionim merenjima bile su preporučivane za kontrolu maksimalne energije snopa zakočnog zračenja. Ove metode se zasnivaju na istovremenom ozračivanju dva nuklida. Odnos indukovanih aktivnosti  $(\gamma, n)$  reakcijom zavisi od energije upadnog snopa. Ovaj postupak je ostvariv samo na energijama višim od praga za posmatranu fotonuklearnu reakciju za dati materijal od kojeg je načinjen aktivacioni detektor.

Na nižim energijama može se primeniti jednostavan metod koristeći simultano fotopobuđivanje izomera i zahvat neutrona [5]. Za aktivacioni detektor od indijuma posmatraju se reakcije  $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116m}\text{In}$  i  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$ . Jedna od do sada predlaganih metoda koristi neutrone koji su proizvedeni fotodezintegracijom deuterijuma [3]. Folije indijuma bile su postavljene u male posude napunjene teškom vodom. Odnos indukovane aktivnosti izomera pobuđivanjem izomera i zahvatom neutrona je vrlo osetljiv na maksimalnu energiju snopa zakočnog zračenja u opsegu energija između 4 i 10 MeV. Iznad 10 MeV ovaj metod ima veoma malu senzitivnost.

U drugom delu ovog rada pokazano je da se fotoneutroni, proizvedeni u glavi akceleratora, mogu koristiti za određivanje maksimalne energije fotonškog snopa u znatno širem energetsom opsegu.

U radu je opisan metod za određivanje varijacija maksimalne energije snopa zakočnog zračenja. Za to su se koristili neutroni nastali u glavi

akceleratora kao proizvod  $(\gamma, n)$  fotonuklearnih reakcija. Ti neutroni su izazvali reakciju  $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116m}\text{In}$ , tj. neutronske zahvate na  $^{115}\text{In}$ . Paralelno sa ovom reakcijom na izabranom aktivacionom detektoru odigrala se i  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$  reakcija, tj. fotopobuđivanje izomera. Odnos indukovanih aktivnosti u ove dve reakcije posmatrao se kao indikator maksimalne energije spektra zaključnog zračenja.

Detekcija radioaktivnog zračenja obavljena je u laboratoriji za gama-spektroskopiju niskih aktivnosti.

## 2. Zakočno zračenje

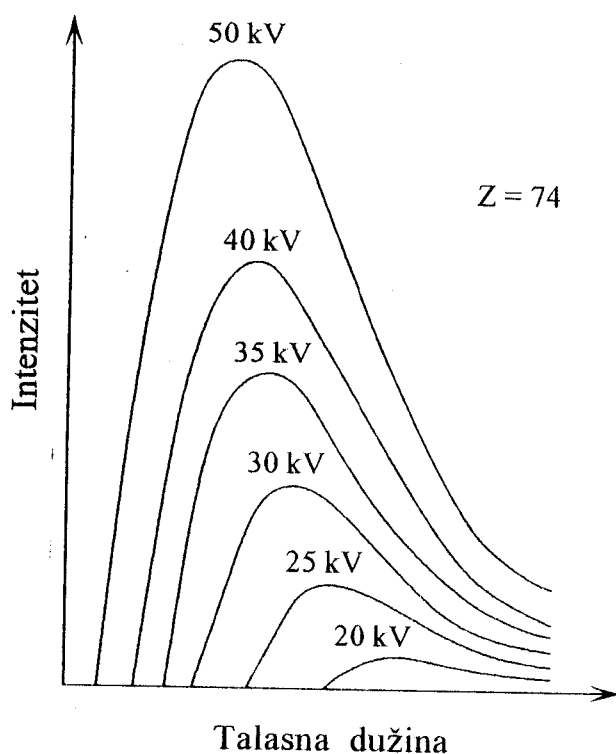
x-zračenje nastaje kada se elektroni koji se kreću velikim brzinama naglo zaustavljaju sudarom sa čvrstim telom. To je prodorno zračenje koje je otkrio Röntgen 1895. godine i nazvao x-zračenjem. Ubrzo nakon otkrića x-zraka otkrivena je i radioaktivnost od strane Becquerela. Ispitivanja x-zraka i radioaktivnosti započinju otprilike istovremeno, razvijaju paralelno i počinju da se primenjuju u medicinske svrhe.

x-zraci su se proizvodili u visokoevakuisanim cevima. Rentgensko zračenje nastaje kada se iz usijane katode oslobađaju elektroni i ubrzavaju prema anodi razlikom potencijala od nekoliko desetina hiljada volti. Izvor zračenja je površina anode. Zračenje nije monoenergetsko i intenzitet zračenja zavisi od energije elektrona, a i od atomskog broja mete (anode). Talasna dužina x-zraka je u intervalu od 0.01 nm do 20 nm.

Spektar x-zračenja se deli na kontinualni i diskretan spektar.

Kontinualni spektar karakterišu sledeće osobine: prostire se na velikom području talasnih dužina i ima kratkotalasnu granicu koja je objašnjena pomoću kvantne teorije (2.2.) i rezultati ispitivanja oblika kontinualnog spektra od strane Duanea i Hunta (1915. godine) za različite vrednosti ubrzavajućeg napona (energije elektrona). Na slici 2.1. prikazan je kontinualni spektar za metu od volframa [6].





Slika 2.1. Kontinualni spektar za različite vrednosti napona

### 2.1. Tumačenje pojave zakočnog zračenja

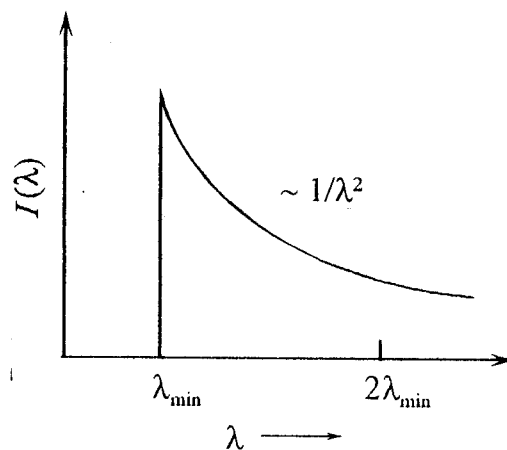
Ubrzavanje ili usporavanje naelektrisanih čestica uvek prati emisija elektromagnetnog zračenja. Intenzitet ovog zračenja proporcionalan je ubrzanju, odnosno usporenju čestice, i odmah nakon otkrića nazvano je zakočno zračenje (Bremsstrahlung). Pri naglom zaustavljanju elektrona, koji se kreću velikim brzinama, sudarom sa čvrstim telima dolazi do konverzije mehaničke energije elektrona u elektromagnetnu. Elektroni se makroskopski posmatrano sudaraju sa čvrstim telom, ali sam mehanizam je sadržan u interakciji elektrona (naelektrisane čestice) i elektromagnetnog polja [7].

Do emitovanja zakočnog zračenja dolazi pri interakciji naelektrisane čestice sa elektromagnetnim poljem jezgra atoma mete (anode). Zakočno zračenje nastaje i pri interakciji ubranog elektrona sa nekim od orbitalnih elektrona atoma mete ali je verovatnoća za takvu interakciju mnogo manja, a intenzitet zračenja koji je nastao na ovaj način je zanemarljiv u odnosu na zračenje koje je stvoreno u polju jezgra.

Sa gledišta kvantne teorije elektroni gube energiju emitovanjem kvanata energije. Nasuprot diskretnosti energetske stanja u atomu, energetska stanja slobodnih elektrona nisu diskretna. Kvanti emitovane energije mogu biti raznih vrednosti koje se neće skokovito razlikovati jedna od druge. Kinetična energija koju je elektron stekao u rentgenskoj cevi prolaskom kroz razliku potencijala  $V$  je:

$$E = \frac{mv^2}{2} \quad (2.1)$$

Pošto se vrednosti kvanta energije kreću u intervalu od nulte do maksimalne vrednosti imamo kontinualni spektar zračenja. Vrednost  $\lambda_{\min} = c/v_{\max}$  je kratkotalasna granica. Za tanke mete Duane-Huntov zakon za kratkotalasnu granicu je prikazan na slici 2.2.



Slika 2.2. Zavisnost intenziteta zračenja od talasne dužine

$I$  je intenzitet zračenja.

Kvantna teorija daje za kratkotalasnu granicu kontinualnog spektra, na osnovu  $h \frac{c}{\lambda_{\min}} = eV$  [9]:

$$\lambda_{\min} = \frac{1.2345}{V [kV]} [nm] \quad (2.2)$$

Karakteristike spektra su određene isključivo razlikom potencijala koja se koristi da bi se ubrzali elektroni. Sa porastom razlike potencijala kriva raspodele intenziteta zračenja postaje sve strmija i biće pomerena prema kraćim talasnim dužinama (slika 2.1.).

Pojedinačna skretanja elektrona na atomskim jezgrima mogu se tretirati kao elastični i neelastični sudari i samo u malom broju slučajeva biće emitovano zračenje. Izračena energija zavisi od kvadrata ubrzanja, koja je u slučaju mase  $m$  naelektrisanja  $ze$  u polju atomskog jezgra rednog broja  $Z$  proporcionalna sa [8]:

$$\frac{dE_B}{dt} \sim \frac{z^2 Z^2}{m^2} \quad (2.3)$$

Količina energije emitovanog zračenja ne zavisi samo od  $z$  i  $Z$ , nego je obrnuto proporcionalan kvadratu mase upadne ubrzane čestice pa je i intenzitet ovog zračenja obrnuto proporcionalan kvadratu mase upadne čestice, stoga je ova pojava prvi put zapažena kod elektrona koji udaraju u metalnu anodu, naglo usporavaju i tako emituju zakočno zračenje. Zbog ove zavisnosti gubitak energije zakočnim zračenjem je skoro neznan za teške čestice (mezoni, protoni,  $\alpha$ -čestice, teški joni itd.), što su potvrdile i eksperimentalne činjenice. Intenzitet emitovanog zračenja od strane protona ili  $\alpha$ -čestice je zbog njihove mase, u odnosu na masu elektrona,  $10^6$  puta manja od vrednosti za elektrone.

S obzirom da je sila kojom jezgro deluje na elektron Coulombova sila dokazuje se da je intenzitet emitovane energije zračenja na osnovu jednačine (2.3) proporcionalan sa:

$$I \sim \frac{z^4 e^6 Z}{m^2} \quad (2.4)$$

Zakočno zračenje se može objasniti pomoću klasične elektrodinamike. Prema ovoj teoriji, čestice naelektrisanja  $ze$  i mase  $m$  koja se kreće ubrzanjem  $x$  u jedinici vremena emituje elektromagnetno zračenje određene energije.

U bilo kom trenutku ubrzanje upadnog elektrona je:

$$x = \frac{Z^2 e^2}{m r^2} \quad (2.5)$$

a intenziteti električnog i magnetnog polja emitovanog elektromagnetnog talasa su:

$$E = H = \frac{e x}{r c^2} \sin \theta \quad (2.6)$$

gde je  $r$  udaljenost od izvora zračenja, a  $\theta$  je ugao između  $r$  i pravca kretanja elektrona.

Emitovano zračenje predstavlja gubitak energije po jedinici vremena pri ubrzanom kretanju:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2e^2}{3c^3} |\ddot{x}|^2 \quad (2.7)$$

Pri zakočnom zračenju izgubljena energija po proračunu klasične elektrodinamike može biti u intervalu od nulte do maksimalne energije. U idealizovanom slučaju totalna energija zakočnog zračenja je integral po kompletnom vremenskom intervalu trajanja interakcije:

$$E_0 = \frac{2e^2}{3c^3} \int |\ddot{x}|^2 dt \quad (2.8)$$

Iz ovog izraza se vidi da je ukupan intenzitet funkcija ubrzanja.

Ugaona raspodela intenziteta zakočnog zračenja može se izračunati pomoću formule Comptona i Allisona [10]:

$$I = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{c}{4\pi} \left( \frac{\ddot{x}e}{rc^2} \right)^2 \frac{\sin^2\theta}{(1 - \beta\sin\theta)^6} \quad (2.9)$$

Ukupna emitovana energija dobija se integracijom po svim uglovima:

$$\int 2\pi r^2 \sin\theta d\theta = \frac{2e^2 |\ddot{x}|^2}{3c^2} \quad (2.10)$$

Treba napomenuti da se glavni deo radijacionih gubitaka energije elektrona dešava na relativno velikim rastojanjima od jezgra. Dominirajući doprinosi efikasnom preseku potiču sa rastojanja reda veličine Comptonove talasne dužine  $\frac{\hbar}{m_e c} = 3.85 \cdot 10^{-13} m$  i većih.

Klasična teorija zakočnog zračenja daje izraze za emisione procese u kojima postoje neki nedostaci, kao na primer velika verovatnoća da svaku promenu kretanja naelektrisane čestice prati emisija fotona. Odgovarajuće predviđanje sa stanovišta kvantne teorije je mala verovatnoća emisije fotona

velike energije, u većem broju slučajeva dešava se elastično rasejanje ili neelastični proces gde se energija predaje nekim drugim neradijacionim mehanizmima.

Po kvantno-mehaničkom formalizmu verovatnoća da dođe do emitovanja fotona za jedan elektron na jednom atomu odgovara efikasnom preseku:

$$d\sigma_B = \frac{137r_e^2}{(2\pi)^4} \frac{p_f E_i E_f}{p_i} \left( \int \Psi_j^*(\lambda\alpha) e^{-ikr} \Psi_i d\tau \right) E dE d\Omega_p d\Omega_k \quad (2.11)$$

$E_i, E_f, p_i$  i  $p_f$  su energije i impulsi elektrona pre i nakon interakcije u jedinicama  $m_0 c^2$  i  $m_0 c$ ,  $r_e$  je klasični elektronski radijus,  $E = h\nu$  je energija emitovanog fotona,  $d\Omega_p$  i  $d\Omega_k$  su diferencijalni prostorni uglovi u pravcu kretanja fotona i elektrona,  $\lambda$  je jedinični polarizacioni vektor fotona,  $d\tau$  element zapremine,  $r$  radijus vektor od centra u jedinicama Comptonove talasne dužine,  $\alpha$  je Diracova matrica, a  $\Psi_i$  i  $\Psi_j$  Diracova talasna funkcija početnog i krajnjeg stanja elektrona.

Za efikasni presek Sommerfeld je prvi dobio nerelativistički izraz. Problem je bio naći odgovarajući oblik talasne funkcije koja na zadovoljavajući način opisuje upadni ubrzani elektron u Coulombovom polju jezgra i okolnih elektrona atomskog omotača. Diracova talasna jednačina za elektron u Coulombovom polju se ne može rešiti tako da sadrži egzaktnu talasnu funkciju. U odsustvu zaklanjanja orbitalnim elektronima za visokoenergetski deo spektra Bethe i Heitler integracijom po uglu su dobili sledeći izraz:

$$d\sigma_B = 4\alpha Z^2 r_e^2 \frac{d(h\nu)}{h\nu} \left[ 1 - \frac{2E_f}{3E_i} + \frac{E_f^2}{E_i^2} \right] \left[ \ln \frac{2E_f E_i}{m_e c^2 h\nu} - \frac{1}{2} \right] \quad (2.12)$$

Za čestice sa brzinama približno jednakim brzini svetlosti Bethe i Heitler su kvantno-mehaničku teoriju razvili koristeći prvu Bornovu aproksimaciju:

$$\frac{Ze^2}{h\nu_0} \ll 1 \quad i \quad \frac{Ze^2}{h\nu_e} \ll 1 \quad (2.13)$$

gde su  $\nu_0$  i  $\nu_e$  brzine upadnih i izlaznih elektrona.

Za nerelativističke brzine elektrona, izimajući u obzir zakone o održanju energije i impulsa, efikasni presek po frekventnom intervalu  $d\nu$  je:

$$\frac{d\sigma_B}{d\nu} \approx \frac{16}{3} \frac{Ze^2}{c} \left( \frac{z^2 e^2}{m_e c^2} \right)^2 \frac{1}{\beta^2} \ln \left[ \frac{p_i + p_f}{p_i - p_f} \right] \quad (2.14)$$

gde je  $\beta = v/c$ .

Za relativističke čestice, koje su se koristile i u ovom radu za dobijanje zakočnog zračenja, granice za očuvanja energije se moraju modifikovati (ni momenti fotona se ne mogu zanemariti). Tada je efikasni presek za relativistički slučaj po intervalu frekvencije  $d\nu$ :

$$\frac{d\sigma_B}{d\nu} \approx \frac{16}{3} \frac{Ze^2}{c} \left( \frac{z^2 e^2}{m_e c^2} \right)^2 \left( 1 - \frac{h\nu}{E_i} + \frac{3h^2\nu^2}{4E_i^2} \right) \left[ \ln \frac{2E_i E_f}{m_e c^2 h\nu} - \frac{1}{2} \right] \quad (2.15)$$

Ova formula važi za slučaj vrlo tanke mete u kojoj elektron doživi samo jedan sudar.

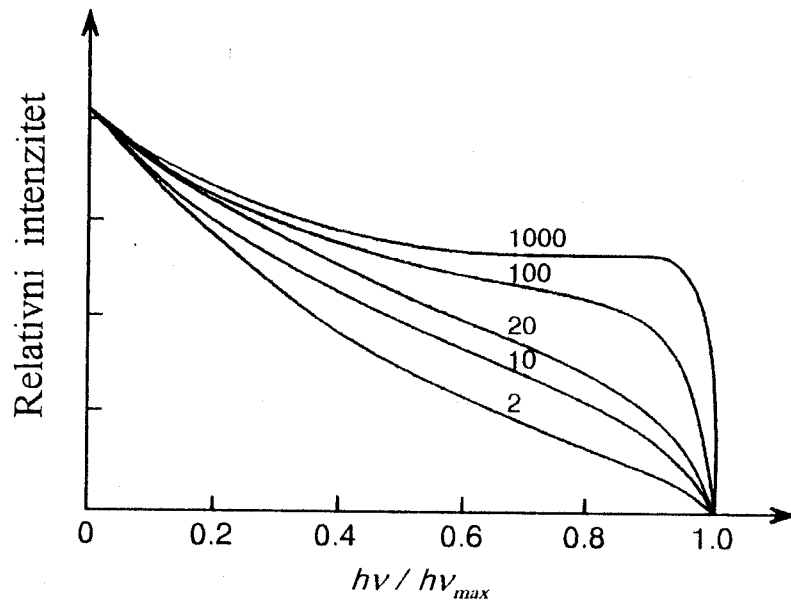
Veza između verovatnoće emitovanja fotona određene energije i intenziteta emitovanog zračenja po jednom upadnom elektronu i po jednom jezgri je:

$$\frac{dI}{dE} = \frac{d\sigma_B}{dE} I \quad (2.16)$$

Verovatnoća da dođe do emisije zračenja opisana je izrazom za efikasni presek. Procena za ovu veličinu po jednom jezgri i jednom upadnom elektronu je približno ista i u klasičnom i u kvantno-mehaničkom pristupu:

$$\sigma_B \sim \alpha Z^2 \frac{e^4}{m_e^2 c^4} \equiv \alpha r_e^2 Z^2 \text{ [cm}^2\text{]} \quad (2.17)$$

gde je  $r_e$  klasični radijus elektrona, a  $\alpha$  je konstanta fine strukture i  $\alpha = 1/137$ . Intenzitet zračenja gubi linearnu zavisnost pri povećanju frekvencije, tj. energije. Energetska zavisnost intenziteta emitovanog zakočnog zračenja za različite vrednosti energija upadnih elektrona data je na slici 2.3.



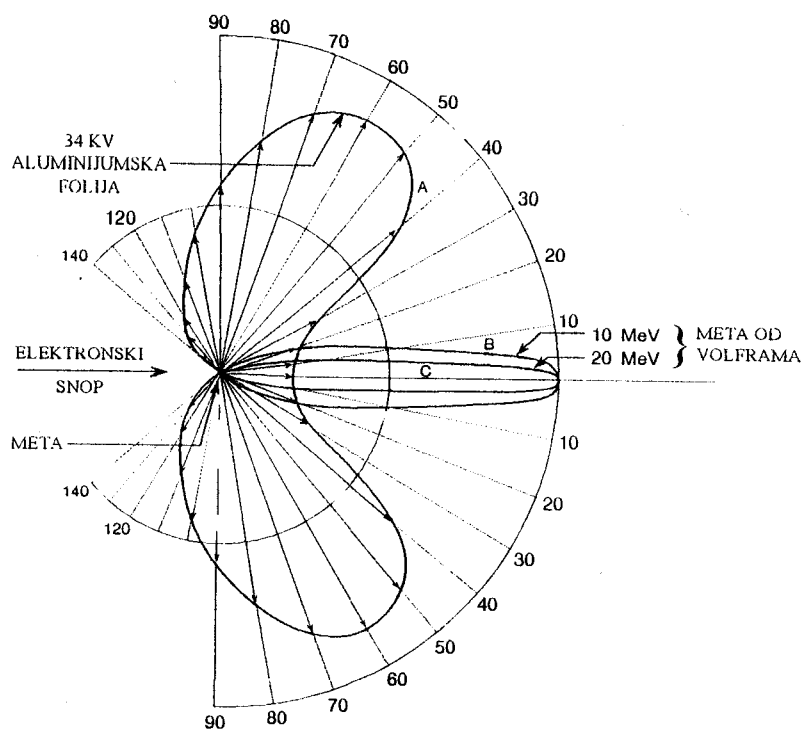
Slika 2.3. Energetska zavisnost intenziteta zakočnog zračenja za različite vrednosti kinetičkih energija upadnih elektrona

Brojevi na krivama predstavljaju kinetičke energije elektrona izražene u jedinicama  $m_e c^2$ .

Pri niskim energijama elektrona intenzitet zračenja je maksimalan pod velikim uglovima od  $80^\circ$  do  $90^\circ$ , ali kako energija raste maksimum intenziteta se dostiže pri manjim uglovima, pa je najveći broj fotona usmeren u pravcu upadnog elektrona. Ne uzimajući u obzir energiju fotona prosečan, ugao emisije je:

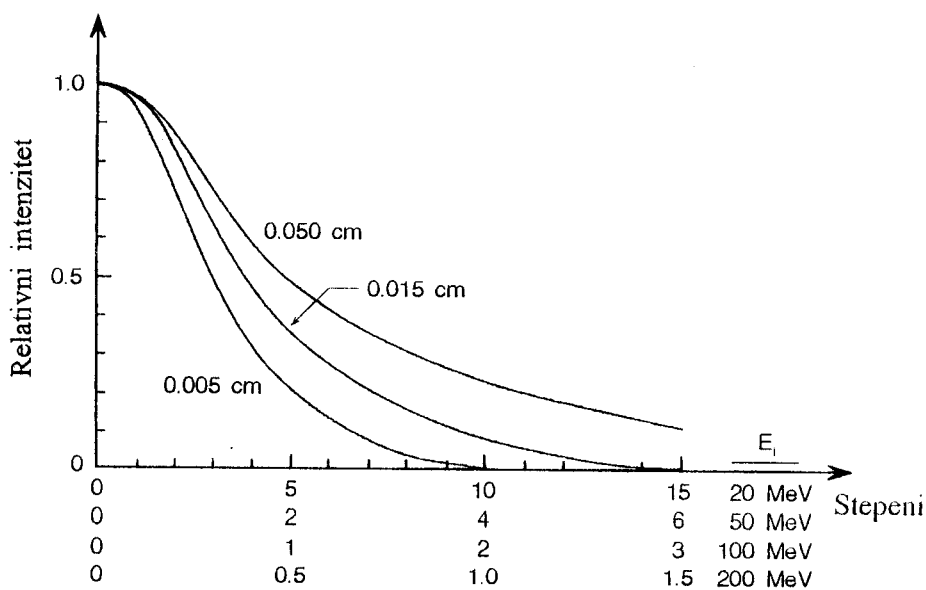
$$\bar{\Theta}_\gamma \cong \frac{m_e c^2}{E_i} \quad (2.18)$$

Na slici 2.4. data je ugaona raspodela intenziteta zakočnog zračenja. U slučaju velikih energija intenzitet zakočnog zračenja je usmeren u pravcu kretanja elektrona i vrlo brzo opada sa povećanjem ugla.



Slika 2.4. Ugaona raspodela intenziteta zakočnog zračenja

Teorijska predviđanja za raspodelu intenziteta zračenja u zavisnosti od ugla za različite debljine mete od volframa i različite energije upadnih elektrona data su na slici 2.5.



Slika 2.5. Zavisnost intenziteta zračenja od ugla emisije



Kada se govori o zakočnom zračenju, slučaj tanke mete se uvek uzima kao idealan. On je teorijski podrobno ispitan. U pojednostavljenom slučaju zakočno zračenje proizvedeno u tankoj meti odvija se u procesu u kome se za svaki upadni elektron (elektroni su paralelni i monoenergetski) pretpostavlja da udara u metu. Pretpostavka je, takođe, da je meta toliko tanka da elektroni pojedinačno ne gube znatnu količinu energije na jonizaciju atoma, nema značajnijih skretanja pri elastičnom rasejanju i da je veoma mala verovatnoća sukcesivnih događaja, tako da se po jednom upadnom elektronu emituje jedan foton.

Za tanku metu mogu se opisati i eksperimentalno dobijeni spektri zakočnog zračenja, jer u takvoj meti upadni monoenergetski elektroni ne doživljavaju radijativne interakcije, a i samoapsorpcija nastalog x-zračenja je zanemarljiva.

Da bi se objasnio primer tanke i debele mete, najbolje je da se koristi pojednostavljeni nerelativistički slučaj, na osnovu klasične elektrodinamike uzevši da je energija elektrona  $e \cdot V$  jednaka kinetičkoj energiji  $\frac{m_e v^2}{2}$  i uzimajući visokoenergetsku granicu u tački  $h\nu = e \cdot V$  kako zahteva kvantna teorija, za intenzitet u frekventnom intervalu  $d\nu$  dobija se sledeći izraz:

$$I_\nu d\nu dx = \frac{32\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{Z^2 e^6 n dx d\nu}{c^3 m_e^2 r^2} \quad (2.19)$$

Za intenzitete u frekventnom intervalu  $d\nu$  emitovane od jednog elektrona čija je brzina  $v$  i koji prolazi kroz tanku metu, koja sadrži  $n$  atoma po jedinici zapremine, Kramers je za male energije dobio, stavljajući da je energija elektrona  $e \cdot V = \frac{m_e v^2}{2}$ :

$$I_\nu d\nu dx = \frac{16\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{Z^2 e^5 n d\nu dx}{c^3 m_e V} \quad \text{kada je } \nu < \nu_0 \text{ i } I_\nu = 0 \text{ kada je } \nu > \nu_0 \quad (2.20)$$

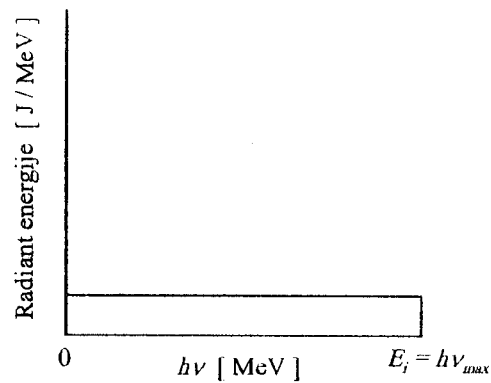
Ovaj izraz predstavlja intenzitet zračenja u zavisnosti od frekvencije emitovane od strane elektrona ubrzanog potencijalnom razlikom  $V$ . Glavna odlika ovog izraza je konstantnost  $I_\nu$  kroz ceo spektar i proporcionalnost sa  $Z^2$ . Integraljenjem kroz ceo spektar dobija se:

$$I dx = \frac{16\pi^2 Z^2 e^6 n dx}{3\sqrt{3} c^3 m_e h} \quad (2.21)$$

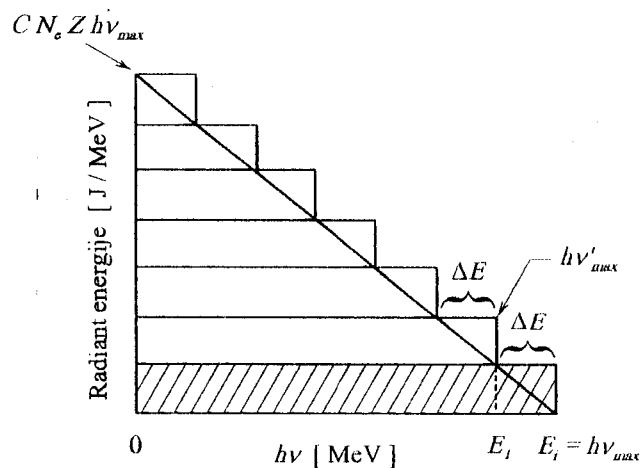
i zavisi od ubrzavajućeg napona.

Ove formule važe za slučaj tanke mete u kojoj elektron doživi samo jednu interakciju.

Na slici 2.6a prikazan je oblik energetskog spektra zakočnog zračenja za tanku metu i za energiju upadnog elektrona od  $E_i \ll m_e c^2$  [10]. Sa slike 2.6a. se vidi da maksimalna energija fotona  $h\nu_{\max}$  odgovara kinetičkoj energiji upadnog elektrona. Spektar izračene energije je konstantan za sve energije, odnosno za  $0 \leq h\nu \leq h\nu_{\max}$ .



(a)



(b)

Slika 2.6. Energetski spektar izračene energije pri zakočnom zračenju za a) tanke mete b) debele mete

Pošto se debela meta može posmatrati kao kompozicija superponiranih slučajeva tankih meta, može se uzeti da su gubici energija u svim slojevima isti kao što je prikazano na slici 2.6b. Elektronski snop pada na prvi sloj sa energijom  $E_i$  i generiše neku količinu x-zračenja i energija mu opadne za  $\Delta E$ . U drugi sloj, znači, ulazi sa energijom  $E_1 = E_i - \Delta E$  i tako dalje za svaki naredni sloj. Vrednosti za energije  $h\nu_{\max}$  su umanjene i zbog usporavanja elektrona usled sudara u gornjim slojevima mete.

Za spektralnu distribuciju debele mete Kramers je dobio:

$$I_\nu d\nu = CN_e Z (h\nu_{\max} - h\nu) d\nu \quad (2.22)$$

gde je  $C$  konstanta, a  $N_e$  je koncentracija elektrona. Ukupna energija zakočnog zračenja se dobija kada se integrali izraz za intenzitet po svim energijama, odnosno frekvencijama  $\nu = 0$  do  $\nu_{\max} = E/h$  i dobija se ukupna energija zakočnog zračenja  $I$  u MeV-ima po elektronu:

$$I = k Z E_i^2 \quad (2.23)$$

Apsolutni intenzitet zakočnog zračenja procenio je Bnechner uzevši da apsolutnom intenzitetu u jednačini (2.23) odgovara konstanta  $k = 0.41 \cdot 10^{-3} [MeV^{-1}]$ .

Krajnji Kramersov izraz za izračenu energiju u intervalu frekvencije  $d\nu$  pri kočenju elektrona na antikatodi glasi:

$$I_\nu d\nu = \frac{1}{2\varepsilon_0} \frac{5\hbar e^2 Z}{4\pi^2 m c^2} (\nu_{\max} - \nu) d\nu \quad (2.24)$$

gde je  $\nu_{\max}$  granična maksimalna frekvencija. Ovaj rezultat je u dobroj saglasnosti sa eksperimentima. Do malih razlika dolazi usled efekata samoapsorpcije zračenja unutar same mete i zbog zavisnosti osetljivosti detekcionog aparata od energije zračenja.

Pri većim energijama intenzitet zračenja nije više strogo linearno zavisna funkcija i treba uzeti u obzir relativističke efekte i efekat zaklanjanja orbitalnim elektronima.

Interakcija pri kojoj dolazi do emitovanja fotona elektromagnetnog zračenja ne mora uvek da se odigra u Coulombovom polju jezgra, jer ono

može biti zaklonjeno orbitalnim elektronima. Ovo zaklanjanje ima uticaja na diferencijalni efikasni presek na energijama manjim od 10 keV i većim od 10 MeV, kada se interakcija može odigrati i na većem rastojanju od atomskog jezgra i u znatno kompleksnijem potencijalu. Schiff je za ekstremno relativistički slučaj izveo izraz za efikasni presek emitovanja zakočnog zračenja uzimajući u obzir i zaklanjanje. Pretpostavka je da je atomski potencijal odgovoran za zaklanjanje i on se može predstaviti izrazom  $\frac{Ze^{-r/a}}{r}$ , gde je  $a$  konstanta inverzno proporcionalna kubnom korenu atomskog broja  $Z$ , a  $r$  je rastojanje od jezgra. Uz ovu aproksimaciju potencijala zaklanjanja dobija se:

$$\frac{d\sigma}{dE} = \alpha \frac{2Z^2 r_e^2}{E} \left\{ \left[ 1 + \left( \frac{E_f}{E_i} \right)^2 - \frac{2E_f}{3E_i} \right] \left[ \ln M(0) + 1 - \frac{2}{b} \operatorname{arctg} b \right] + \right. \\ \left. + \frac{E_f}{E_i} \left[ \frac{2}{b^2} \ln(1+b^2) + \frac{4(2-b^2)}{3b^3} \operatorname{arctg} b - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right] \right\} \quad (2.25)$$

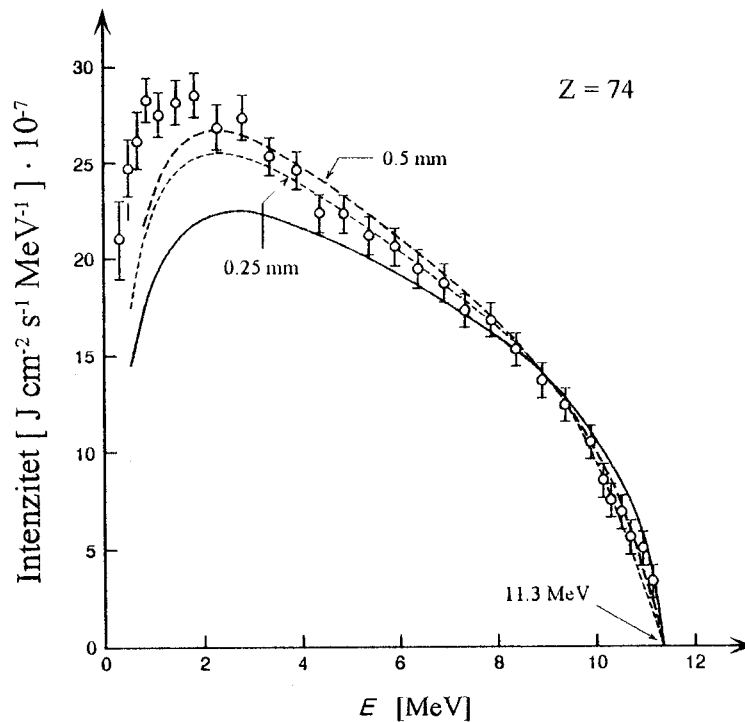
gde je  $b = \frac{2E_f E_i Z^{1/3}}{111E}$ , a  $\frac{1}{M(0)} = \left( \frac{E}{2E_i E_f} \right)^2 + \left( \frac{Z^{1/3}}{111} \right)^2$ . Energija emitovanog fotona je  $E = h\nu$ .

Pošto se u praksi koriste debele mete, treba uzeti u obzir rasejanja i energetske gubitke elektrona, kao i mogućnost za višestruku interakciju elektrona, a time i generisanje zračenja. Svaka naredna interakcija se dešava sa elektronima manje energije (kao što je već opisano), što dovodi do širenja ugaone raspodele emitovanog zračenja. Kod linearnih terapijskih akceleratora pri izboru mete uzima se u obzir i intenzitet i ugaona raspodela zračenja.

Na oblik spektra zakočnog zračenja debele mete deluju dva efekta. Prvi je povećanje intenziteta zračenja na niskim energijama, jer elektroni nakon rasejanja ili radijacionih gubitaka energije dožive još nekoliko interakcija, u koje ulaze sa manjim energijama i u kojima dolazi do emitovanja fotona zakočnog zračenja manjih energija. Drugi efekat je apsorpcija zakočnog zračenja u samoj meti sa visokim rednim brojem i dolazi do smanjenja intenziteta niskoenergetskog zračenja.

Energetska zavisnost intenziteta zakočnog zračenja debele mete od volframa za elektrone energije 11.3 MeV data je na slici 2.7. [10].

Puna linija predstavlja teorijsku krivu po Bethe-Heitlerovom obrascu u Bornovoj aproksimaciji za tanku metu, korigovanom za apsorpciju u meti kroz koju zračenje prolazi. Tanja isprekidana linija predstavlja teorijski spektar za metu debljine 0.25 mm, a deblja isprekidana linija za metu debljine 0.5 mm. Tačke na slici 2.7. su rezultati eksperimentalnih merenja komptonским spektrometrom. Sa slike se jasno vidi znatno opadanje intenziteta zakočnog zračenja na niskim energijama zbog samoapsorpcije. Opaža se dobro slaganje iznad 8 MeV između teorijskih vrednosti spektra tanke mete korigovane za samoapsorpciju i eksperimentalnih vrednosti za debele mete.



Slika 2.7. Energetski spektar zakočnog zračenja debele mete

Specifični gubitak energije elektrona pri zakočnom zračenju su izračunali Bethe i Heitler. Njihova formula se može napisati u obliku:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = nEZ^2\Phi(E) \quad (2.26)$$

gde je veličina  $\Phi(E)$  funkcija od  $\ln E$ . Da bi uporedili gubitke energije elektrona pri ekscitaciji i jonizaciji, sa gornjim gubicima može se napisati dobro poznata Betheova formula u obliku:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{jon} = nZ\Phi'(E) \quad (2.27)$$

$\Phi'(E)$  je, takođe, funkcija od  $\ln E$ . Količnik ova dva izraza je približno:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{jon}} \approx \frac{EZ}{800} \quad (2.28)$$

Energija je u MeV [7].

Iznad određene kritične vrednosti energije u kočenju dominira radijacioni gubitak. Zavisnost  $(dE/dx)_{rad}$  od pređenog puta u slučaju elektrona je približno eksponencijalnog karaktera. Razdaljina na kojoj energija elektrona opadne na 1/e-ti deo, takozvana radijaciona dužina, ima vrednosti, na primer u vodi 36 g/cm<sup>2</sup>, u aluminijumu 24 g/cm<sup>2</sup>, u olovu 6 g/cm<sup>2</sup>.

### 3. Akceleratori

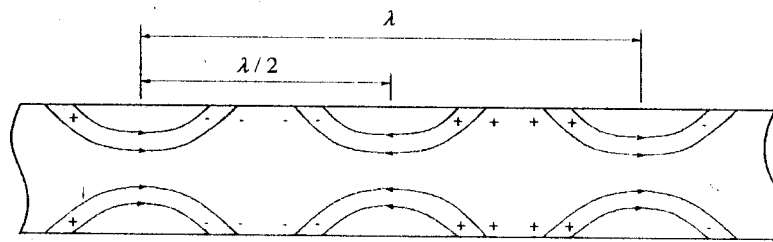
Uredaji pomoću kojih se naelektrisane čestice ubrzavaju nazivaju se akceleratori. Pomoću ubrzanih čestica moguće je proučavanje strukture jezgra putem nuklearnih reakcija, zatim stvaranje i proučavanje osobina elementarnih čestica, koriste se u terapijske svrhe itd. [11]. Akceleratori se dele na one sa kontinualnom strujom i na pulsirajuće (radiofrekventne). Ova druga grupa se može dalje podeliti na linearne i orbitalne akcelerateore. U ovom radu korišćen je linearni akcelerator.

Kod linearnog akceleratora naelektrisane čestice se kreću pod dejstvom električnog polja duž vakuumske cevi, tako da ili čestice prate električno polje u vidu progresivnog talasa, kao kod akceleratora sa talasovodima, ili se električno polje javlja u pravilnim razmacima tačno određenih faznih odnosa sa nizom međuelektrodnih otvora (akcelerator sa pogurnim cevima) [12]. Za ubrzavanje elektrona naročito je pogodan akcelerator sa progresivnim talasom.

#### 3.1. Akceleratori sa talasovodima

Evakuisana cev u kojoj se prostire elektromagnetni talas je centralna komponenta linearnog akceleratora i naziva se talasovod.

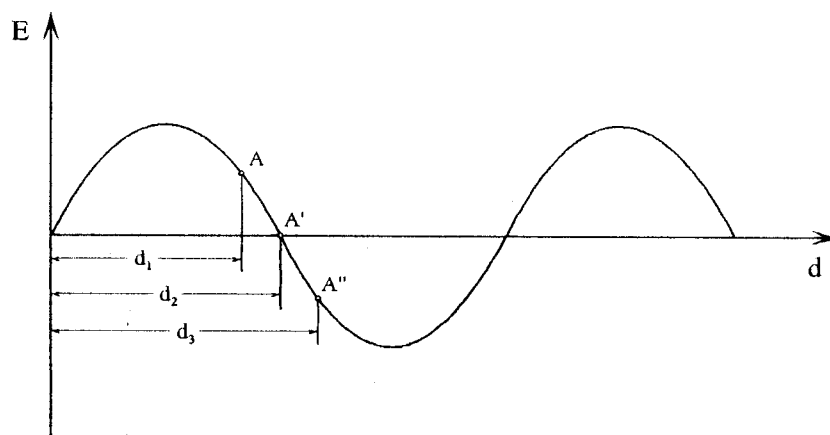
Ukoliko se kroz cev sa provodnim zidovima propusti elektromagnetni talas, on će se prostirati duž njegove ose i prostorna raspodela električnog polja duž talasovoda je prikazana na slici 3.1.[13].



Slika 3.1. Električno polje duž talasovoda

Smer električnog polja se menja za svaku polovinu talasne dužine i na svaku polovinu vremenskog ciklusa, tj. polovinu periode.

U terapijskim linearnim akceleratorima, ubrzavaju se elektroni i taj proces se može objasniti poznavanjem interakcije elektromagnetnog zračenja i naelektrisanih čestica. Na slici 3.2. [14] prikazano je električno polje elektromagnetnog talasa duž pravca  $i$  u nekom vremenskom trenutku  $t_0$ . Ako je elektron u tom trenutku bio na rastojanju  $d_1$  i ako je  $E$  jačina električnog polja, na elektron će delovati sila  $eE$ . Ova sila će saopštiti neko ubrzanje elektronu i ako se postigne da se elektromagnetni talas u svakom trenutku kreće istom brzinom kao i elektron, električno polje će uvek delovati istom silom na njega i konstantno će ga ubrzavati duž pravca  $d$ . Na elektron koji se u trenutku  $t_0$  zatekao na rastojanju  $d_2$  neće delovati nikakva sila, jer je jačina električnog polja u tački  $A'$  jednaka nuli, dok će elektron koji se nalazi na rastojanju  $d_3$  biti ubrzavan u suprotnom smeru u odnosu na elektron na mestu  $d_1$ , pošto u tački  $A''$  električno polje ima suprotan smer. Ovo je princip rada akceleratora sa putujućim talasom.



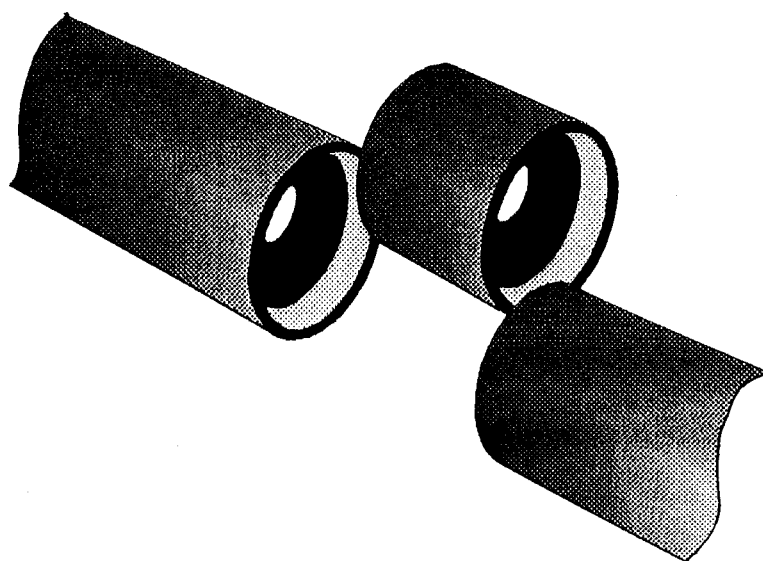
Slika 3.2. Distribucija električnog polja duž pravca  $d$



Magnetno polje elektromagnetnog talasa prostire se kružno i normalno u odnosu na osu, tako da ne utiče direktno na proces ubrzavanja elektrona. Ako bi se duž ose talasovoda sa glatkim i provodnim zidovima ubrizgavali elektroni, oni bi se ubrzavali samo pod dejstvom električnog polja, čija je brzina prostiranja, tj. fazna brzina, u ovom slučaju veća od brzine svetlosti, pa je na ovaj način nemoguće kontinuirano ubrzavati elektrone.

Ubacivanje elektrona se obično vrši pomoću elektronskog topa koji se nalazi na jednom kraju talasovoda. Elektronska struja i ulazna energija su kontrolisane veličine. Linije sile ubrzavajućeg električnog polja su paralelne pravcu prostiranja elektrona.

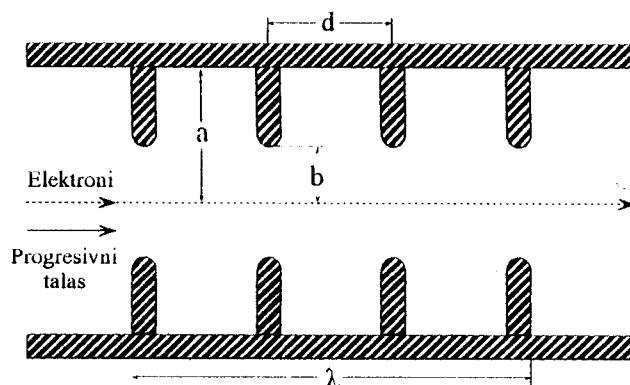
Da bi se mogla kontrolisati brzina kojom se energija talasa prenosi duž željenog pravca talasovod se opterećuje nizom dijafragmi određenih dimenzija. Na taj način se menjanjem kapacitivnosti po jedinici dužine puta može podešavati brzina prostiranja električnog polja i može se postići da ona u svakom trenutku bude jednaka brzini elektrona. Na slici 3.3. prikazan je poprečni presek jedne ćelije talasovoda sa dijafragmama [14].



*Slika 3.3. Izgled jedne ćelije talasovoda*

Ove dijafragme su diskovi sa otvorom u sredini kroz koje prolaze ubrzavane čestice i talasovod dele na seriju cilindričnih ćelija prečnika oko 10 cm i dužine od 2 do 5 cm. Postavlja se 3-5 dijafragmi po jednoj talasnoj dužini.

Na slici 3.4. prikazan je talasovod sa prstenstim dijafragmama [12]. Dimenzije  $a$  i  $b$  se mogu izabrati tako da fazna brzina progresivnog talasa ima potrebnu vrednost.

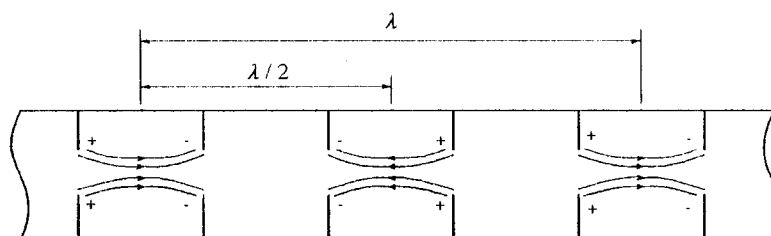


Slika 3.4. Talasovod sa prstenastim dijafragmama

Elektroni se ubacuju tako da putuju u grupama veoma blizu, ali ipak nešto ranije od maksimalne vrednosti polja progresivnog talasa. Pošto energija elektrona kontinualno raste, povećava im se efektivna masa. Kako je brzina elektrona manja od brzine svetlosti javlja se fazna stabilnost, tako da se sekcija talasovoda sa promenljivim dijafragmama može koristiti za ubrzavanje elektrona duž određenog opsega nerelativističkih brzina pre nego što se elektroni uvedu u standardne sekcije talasovoda.

Pošto elektroni putuju u grupama ispred maksimalne vrednosti polja progresivnog talasa, njihova brzina je, kao i fazna brzina, manja od brzine svetlosti i javlja se fazna stabilnost koju karakteriše pojava da elektroni koji su uleteli u talasovod sa fazom  $\phi_s$  u odnosu na električno polje zadržavaju tu fazu, dok čestice koje su uletele sa većom fazom (većom energijom) brže stižu do sledećeg vrha, tako da nastaje grupisanje čestica oko one sa stabilnom fazom.

Prostorni raspored putujućeg električnog polja u jednom trenutku duž ose talasovoda izdeljen je dijafragmama, što je prikazano na slici 3.5.[13].



Slika 3.5. Električno polje duž talasovoda izdeljenog dijafragmama

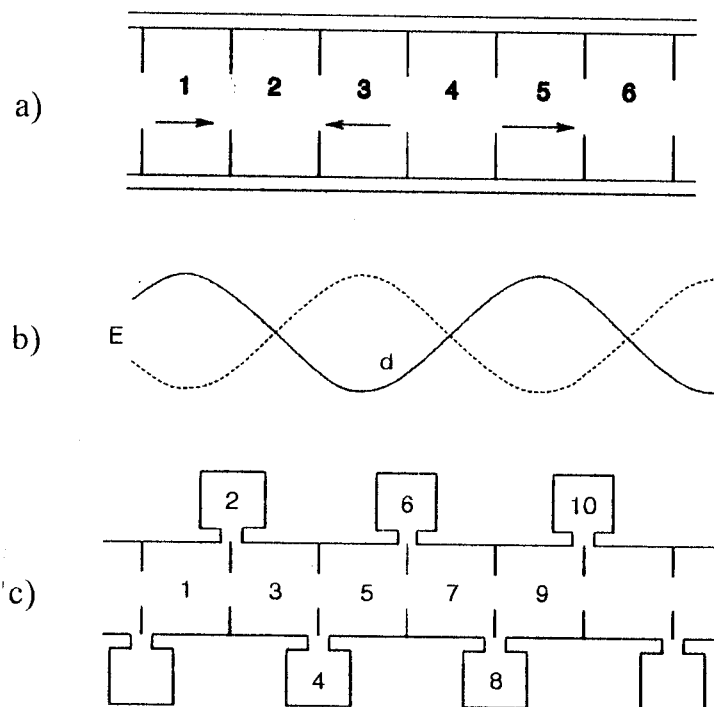
Postavlja se malo aksijalno magnetno polje oko talasovoda, koje potiče iz spoljašnjeg solenoida, da bi se kompenzovalo radijalno defokusiranje snopa elektrona koje prati aksijalnu stabilnost.

Kada se brzina čestice približava brzini svetlosti, defokusirajuća sila nestaje i nisu više potrebna fokusirajuća polja. Pošto ne postoji određena aksijalna stabilnost, potrebna je vrlo precizna mehanička konstrukcija talasovoda da bi se postiglo da fazna brzina talasa ne odstupa mnogo od brzine svetlosti.

Stojeći talas se u talasovodu može posmatrati kao superpozicija dva progresivna talasa koji se kreću u suprotnim smerovima. Jedan od tih talasa putuje sa česticama (u našem slučaju elektronima) i ubrzava ih. Na ovome se zasniva princip rada ovog akceleratora, u kojem se grupe čestica kontinualno ubrzavaju progresivnim talasima.

Akceleratori sa talasovodima su konstruisani za elektrone energije od 4 do 20 MeV. Na slici 3.6. [14] prikazan je šematski izgled talasovoda sa stojećim talasom. U talasovodu koji je izdelfen dijafragmama elektromagnetni talas se odbija sa jednog kraja talasovoda, pri čemu dolazi do fazne promene za  $\pi/2$  i u sistemu će, kao rezultat slaganja upadnog i odbijenog talasa, nastati stojeći talas, slika 3.6b. Na slici 3.6a. prikazan je smer električnog polja u pojedinim ćelijama talasovoda. U ćelijama 2, 4 i 6 su čvorovi u kojima električno polje ima vrednost 0, pa u njima elektroni ne dobijaju energiju. U ćelijama 1 i 3 elektroni će biti ubrzani u istom smeru ako je vreme potrebno da pređu put od 1. do 3. ćelije jednako polovini perioda elektromagnetnog talasa.

One ćelije u kojima je električno polje  $E=0$  izvlače se van ose talasovoda na stranu, te se može dobiti potrebna energija elektrona sa mnogo kraćim talasovodom. Čelije koje su pomerene van ose talasovoda (slika 3.6c.) provode elektromagnetne talase i imaju ulogu da povežu po dve ćelije u kojima dolazi do ubrzanja elektrona.



Slika 3.6. Šematski izgled talasovoda sa stojećim talasom

E je jačina električnog polja, a d je rastojanje duž ose talasovoda.

Akcelerator sa stojećim talasom je visoko rezonantni sistem i radi samo na određenim frekvencijama. Energija ubrzanih elektrona uglavnom zavisi od frekvencije elektromagnetnog talasa u talasovodu i od faze elektronskog snopa u odnosu na stojeće talase.

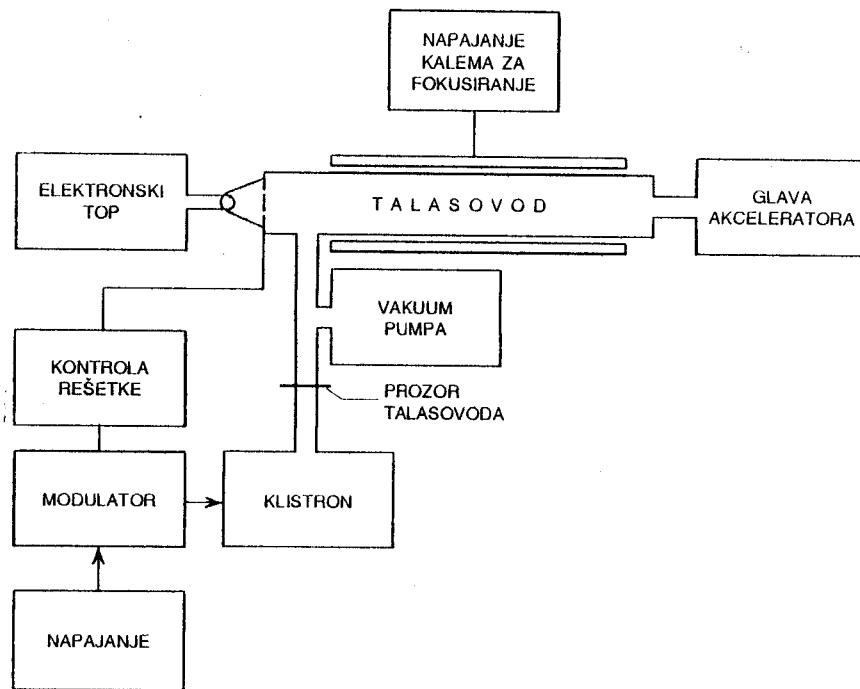
Faza talasa se može menjati promenom energije elektrona koji ulaze u sistem iz elektronskog topa. Intenzitet snopa ubrzanih elektrona takode zavisi od jačine struje, tj. broja ubrzanih elektrona.

### 3.2. Akceleratorski sistem

Šema akceleratora sa talasovodima data je na slici 3.7.[14].

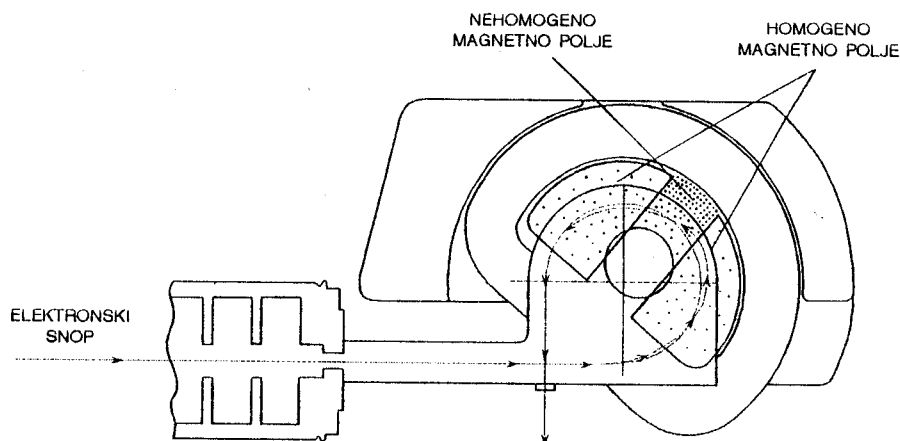
Modulator napaja klistronski pojačavač i elektronski top sinhronizovanim naponskim impulsima, da bi elektroni bili ubrizgani u cev u tačno određenom trenutku tako da budu zahvaćeni u tačno određenoj fazi i da bi bili ubrzani od strane polja. Linearni akceleratori rade sa elektromagnetnim talasima frekvencije od 1000-10000 MHz (najčešće oko

3000 MHz). Kliztron je mikrotalasni generator, a kliztronski pojačavač je veoma snažni impulsni pojačavač.



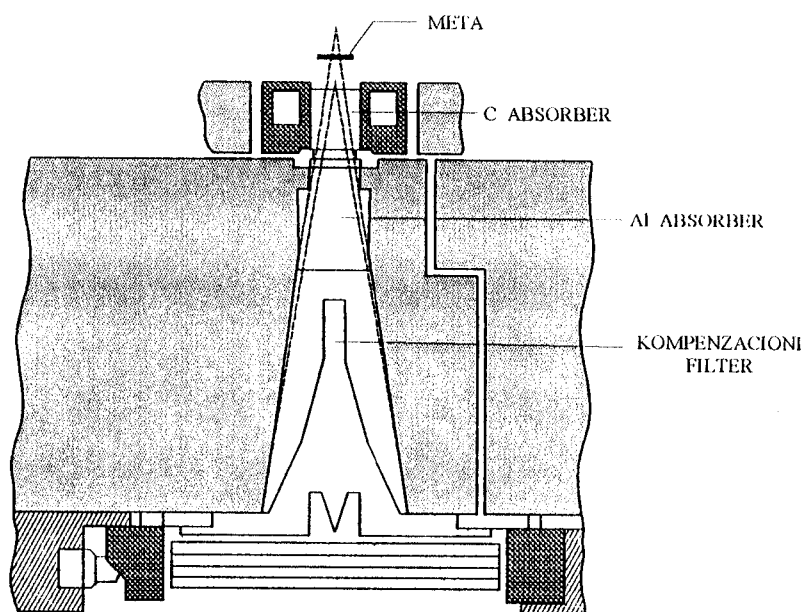
Slika 3.7. Šematski prikaz akceleratorskog uređaja

Impulse velike snage proizvedene u kliztronskom pojačavaču transportuje transmisioni sistem, koji čini transmisioni talasovod. Glava akceleratora prima ubrzane elektrone, koji se usmeravaju na metu gde se naglo zaustavljaju i tako se proizvodi x-zračenje. Nakon ubrzavanja elektronski snop, pre nego što padne na metu u kojoj treba da bude zaustavljen, ulazi u sistem za skretanje u kojem se skreće za  $90^{\circ}$  ili  $270^{\circ}$ . U akceleratorima, koji elektrone skreću za  $90^{\circ}$  dolazi do njihovog razdvajanja po energijama i izlazni snop je strogo monohromatski. Uređaji koji su se koristili u ovom radu skreću elektrone za  $270^{\circ}$ . Sistem za skretanje se sastoji od tri magnetna polja, od kojih je jedno nehomogeno, tako da intenzitet polja raste ka periferiji u odnosu na centar zakrivljene putanje po kojoj se kreću elektroni. Ovo centralno magnetno polje je okruženo sa još dva homogena magnetna polja. Na slici 3.8. [15] prikazano je skretanje elektronskog snopa u glavi akceleratora za  $270^{\circ}$ .



Slika 3.8. Skretanje elektronskog snopa za  $270^\circ$  u glavi akceleratora

Elektroni, čija je energija malo veća ili malo manja od potrebne, skreću pod dejstvom nehomogenog magnetnog polja, tako da im se izlazni pravac u potpunosti poklapa sa pravcem snopa elektrona sa potrebnom energijom. Na ovaj način se dobija na intenzitetu elektronskog snopa, tj. zakočnog zračenja. Oni elektroni čija je energija mnogo manja ili mnogo veća od potrebne uklanjaju se mehanički iz snopa. Talasovod i sistem za skretanje su evakuisani, pa elektroni, pre nego što padnu na metu, prolaze kroz tanak prozor od titanijuma. Deo akceleratorске glave, za akcelerator od 15MeV, u kojem dolazi do proizvodnje zakočnog zračenja prikazan je na slici 3.9. [15].



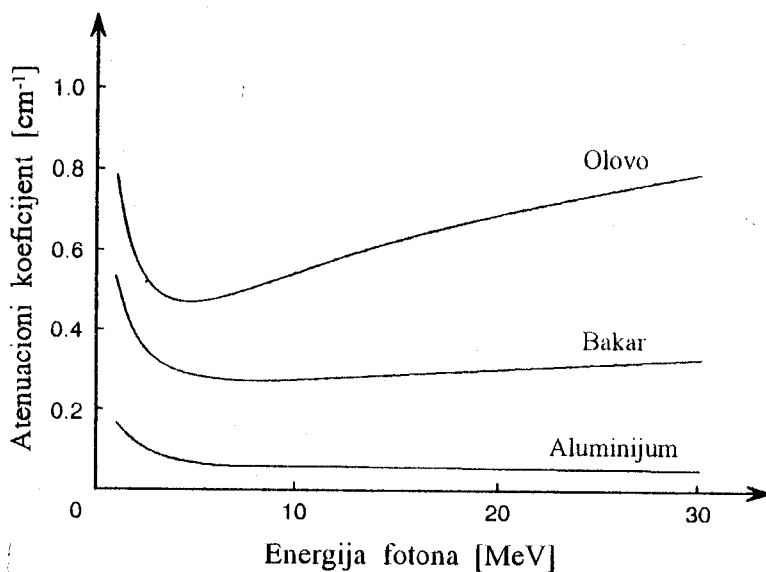
Slika 3.9. Deo akceleratorске glave, gde dolazi do proizvodnje zakočnog zračenja

Elektronski snop pada na transmisionu metu. Fotoni koji nastaju u meti imaju veliku energiju i upravljani su, uglavnom, u istom pravcu kao i upadni snop elektrona. Za elektrone određene energije intenzitet generisanog fotonskog spektra zavisi od atomskog broja materijala mete i od njene debljine. Ta debljina se određuje na taj način da omogući optimalan odnos između intenziteta i ugaone raspodele nastalog x-zračenja. Kod debele mete elektron može da doživi više interakcija, da skrene sa prvobitnog pravca, pa se time i emituju fotoni pod većim uglovima i kao posledica dobija se veća ugaona distribucija emitovanog zakočnog zračenja. Prosečna energija elektrona, koji interaguju u procesu generisanja x-zračenja, veća je u tankoj nego u debeloj meti, ali primenom tanke mete biće manji intenzitet izlaznog snopa. U slučaju tanke mete, sa izlazne strane se pojavljuje fluks elektrona koji je nepoželjan i koji je potrebno apsorbovati u materijalu sa malim atomskim brojem, kao što je ugljenik, jer je pojava zakočnog zračenja u njemu zanemarljiva.

U snopu x-zračenja, koji se koristi u radioterapiji, ne sme biti mekih komponenti, jer meka komponenta nije prodorna i velikom dozom opterećuje kožu i meka tkiva na površini, što znači da je potrebno ukloniti fotone malih energija iz snopa. Eksperimentalna istraživanja su pokazala da su najpogodniji materijali sa niskim atomskim brojevima, pa se aluminijum pokazao kao idealan. Aluminijum apsorbuje zračenja niskih energija, a apsorpcioni koeficijent mu se ne povećava sa porastom energije zračenja, tako da ne utiče na intenzitet visokoenergetskog dela spektra.

Dokazano je da se primenom filtera od aluminijuma dostiže maksimalna dubinska doza u vodi i ne dolazi do energetske degradacije spektra. Na slici 3.10. [14] prikazan je apsorpcioni koeficijent u zavisnosti od energije za olovo, bakar i aluminijum.

U eksperimentalnim ispitivanjima kvaliteta proizvedenog x-zračenja u metama od različitih materijala zaključeno je da je za elektrone sa energijama do 10 MeV pogodna meta od volframa ili zlata, a za veće energije trebalo bi koristiti metu od aluminijuma, ali zračenje proizvedeno u materijalu sa malim rednim brojem je malog intenziteta i ne primenjuje se u praksi.



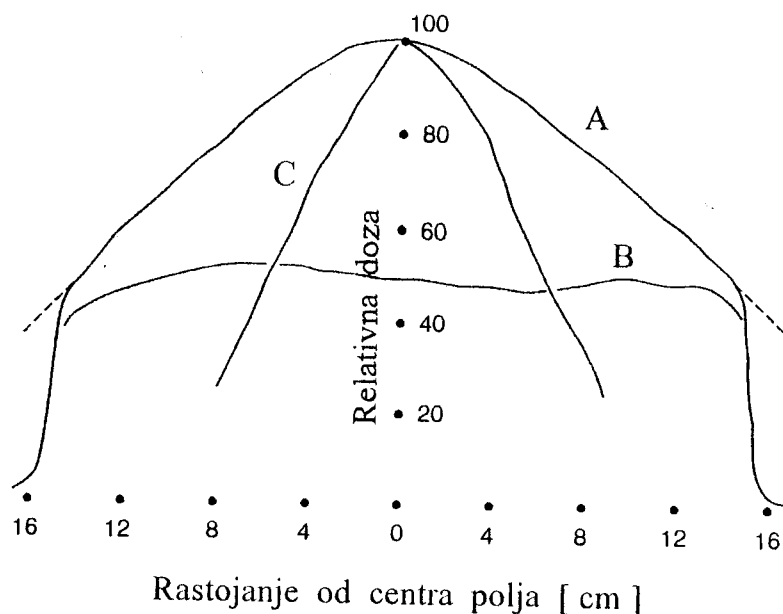
Slika 3.10. Zavisnost atenuacionog koeficijenta od energije upadnog snopa

Intenzitet zračenja, kao i raspodela doze u pravcu normalnom na centralnu osu snopa, ima oštro definisan maksimum u sredini. U idealnim uslovima raspodela upadnih elektrona na meti je ravnomerna i kad svi elektroni stižu u pravcu normalnom u odnosu na metu kriva raspodele je potpuno simetrična. Ivice ove krive su definisane primarnim kolimatorom koji se nalazi u unutrašnjosti glave akceleratora. Ovaj kolimator je obično od olova ili volframa i definiše najveću moguću veličinu polja.

Sa porastom energije upadnog snopa elektrona neuniformnost krive raspodele doze je još više izražena, a pošto je cilj da intenzitet zračenja bude ravnomeran na ozračenoj površini, a samim tim i doza, koristi se filter za izravnavanje polja. Taj filter je u obliku kupe, jer je ta geometrijska konfiguracija pogodna za diferencijalnu apsorpciju zračenja u zavisnosti od rastojanja od centra polja ka njegovim ivicama.

Nakon aluminijumskog filtera zračenje prolazi kroz kupasti čelični filter, tzv. homogenizator, koji služi za izravnavanje polja i koji zbog apsorpcije znatno utiče na konačan oblik spektra zračenja. Raspodela doze za različite energije elektrona sa i bez filtera za izravnavanje je prikazana na slici 3.11. [14].



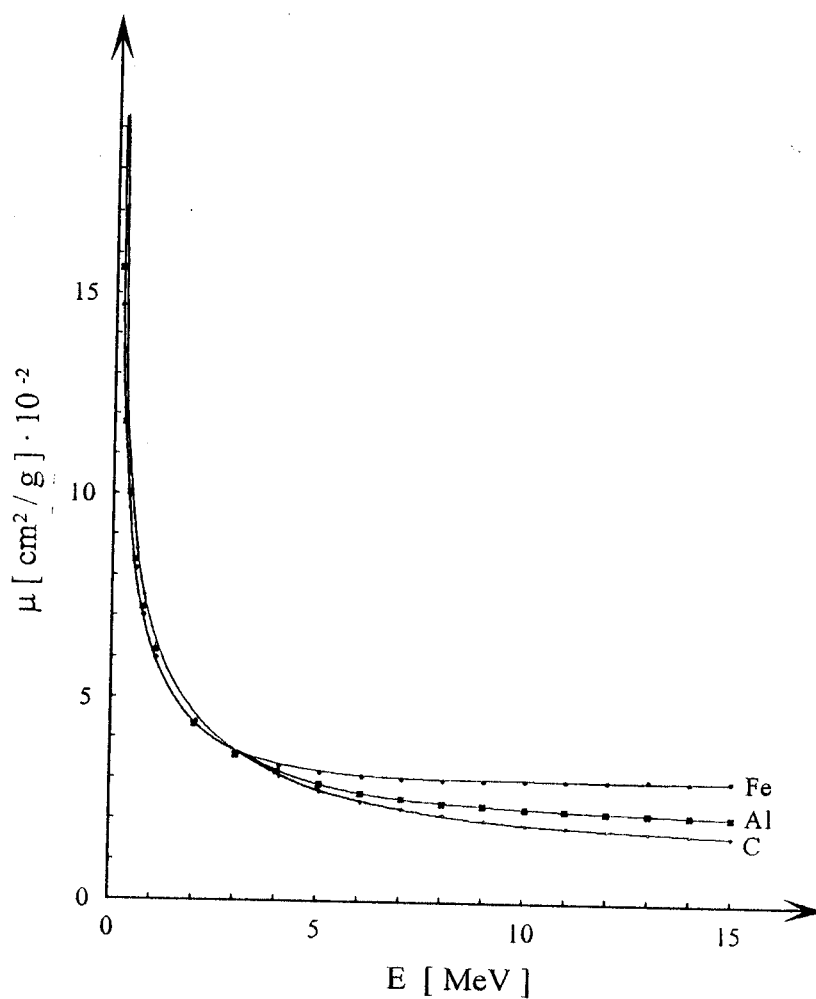


Slika 3.11. Raspodela doze x-zračenja u pravcu normalnom na centralnu osu izlaznog snopa zračenja, na rastojanju 1 m od mete bez (A) i sa (B) filterom za energiju x-zračenja od 8 MeV i bez filtera za zračenje od 20 MeV (C)

Upadno zračenje prolazi kroz različite debljine kupastog kompenzacionog filtera, što dovodi do razlika u spektru x-zračenja. Na sredini polja, zbog veće debljine, iz snopa su u većoj mjeri uklonjene neprodorne niskoenergetske komponente nego što je to slučaj na rubovima polja. Na slici 3.12. [16] prikazana je energetska zavisnost atenuacionih koeficijenata za ugljenik, aluminijum i gvožđe. Atenuaciona moć ovih materijala je najveća na malim energijama, brzo opada, ali već na energijama od nekoliko MeV se malo menja sa povećanjem energije.

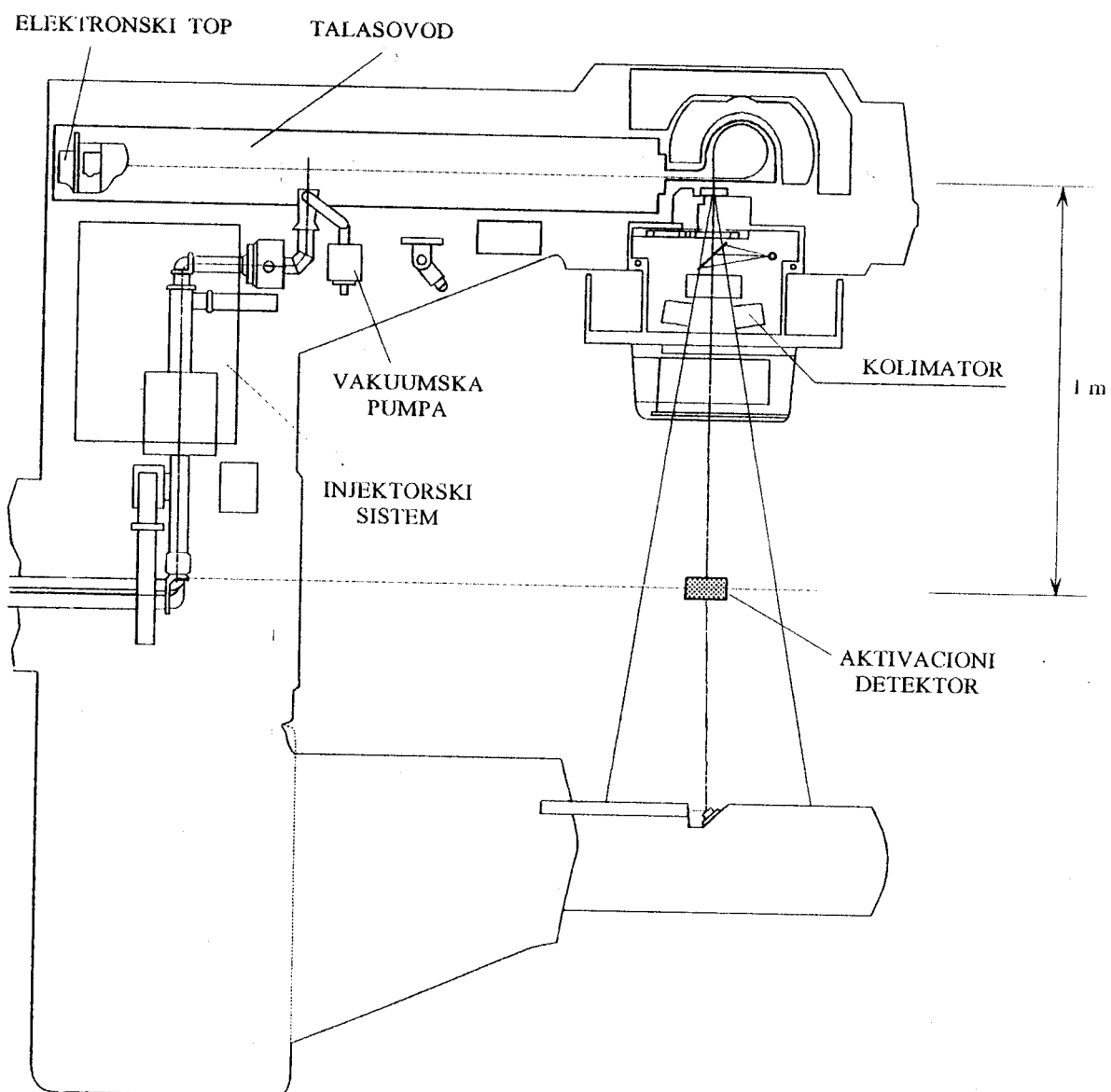
Sekundarni kolimator, takodje utiče na kvalitet izlaznog snopa. On se podešava tako da ograničava snop zračenja na željene dimenzije. Najčešće je načinjen od legure olova ili volframa i u njemu dolazi do rasejavanja x-zračenja.

Cela akceleratoraska glava je povezana sa optičkim sistemom i tu su i odgovarajuće skale pomoću kojih se podešava i očitava ugao pod kojim se zakreće glava, definiše se otvor kolimatora za dobijanje polja odgovarajuće veličine, određuje se rastojanje između mete i terapijskog ležaja itd.



Slika 3.12. Atenuaciona svojstva ugljenika, aluminijuma i gvožđa

Eksperimentalna postavka akceleratorskog uređaja sa terapijskim ležajem, na koji su bili postavljeni fotoaktivacioni detektori, prikazan je na slici 3.13.



Slika 3.13. Eksperimentalna postavka

## 4. Fotonuklearne reakcije

Prilikom interakcije atomskog jezgra i visokoenergetskih fotona mogu se izazvati nuklearne reakcije. Ove reakcije se u literaturi nazivaju i nuklearnim fotoefektom. Apsorpcija fotona u jezgrima se, u najvećem delu, odigrava u električnim dipolnim interakcijama, odnosno u inverznom procesu  $E1$  emisije. Pri dipolnoj apsorpciji moment impulsa novonastalog stanja jezgra razlikuje se za jednu jedinicu od početnog stanja, a parnost je suprotnog predznaka. Efikasni presek u funkciji energije fotona pokazuje široki maksimum, tzv. gigantsku rezonancu, koja zavisi od masenog broja i energije [7].

### 4.1. Teorija fotonuklearnih reakcija

Nuklearni fotoefekat je proces koji nastaje u atomskom jezgru kada apsorpcijom fotona iz gama ili x-zračenja dolazi do izdvajanja sastavnih delova jezgra, kao što su proton, neutron, alfa čestica itd. Ovi procesi se obeležavaju na sledeći način:  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, \alpha)$  itd.

Fotonuklearne reakcije nastaju pri vrednostima energija upadnih fotona koje su više, od energije veze nukleona u jezgru. Ova energija se naziva energetskim pragom reakcije. Većina jezgara ima vezivnu enregiju za proton ili neutron veću od 6 MeV. Gama zraci koje emituju prirodni radioaktivni izotopi, nemaju dovoljnu energiju da izazovu neku fotonuklearnu reakciju. Fotonuklearni efikasni preseki su male veličine i uglavnom iznose od nekoliko desetina do nekoliko stotina milibarna.

Najjednostavniji primer nuklearnog fotoefekta je fotodezintegracija deuterona:



Apsorpcijom kvanta elektromagnetnog zračenja (x-zračenja) dolazi do prelaza iz osnovnog, tj. početnog u pobudeno stanje. Nuklearni fotoefekat

se najjednostavnije može objasniti Bohrovom teorijom složenog jezgra, kada se radi o procesima u srednjim i teškim atomskim jezgrima [17]. Nuklearni fotoefekat po Bohrovoj teoriji se može podeliti na dva dela: prvi je apsorpcija fotona, pri kojoj dolazi do stvaranja složenog jezgra sa energijom ekscitacije jednakoj energiji upadnog fotona, a drugi proces je raspad složenog jezgra različitim kanalima. Za ovaj proces efikasni presek se može napisati kao:

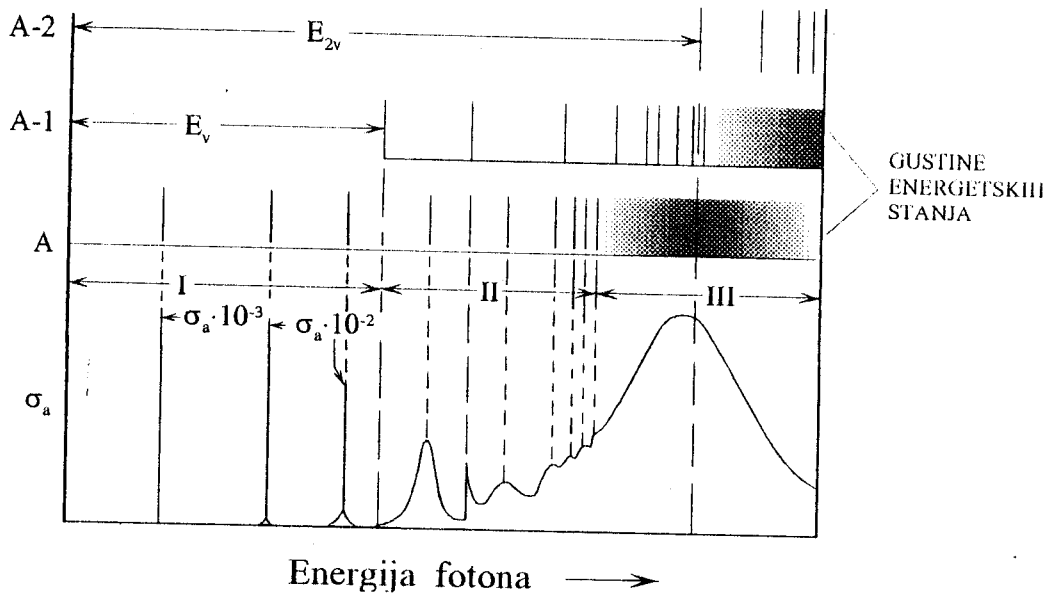
$$\sigma(\gamma, b) = \sigma_a(\gamma) G_b \quad (4.2)$$

gde je  $\sigma_a(\gamma)$  efikasni presek za apsorpciju kvanta zračenja određene frekvencije, a  $G_b$  je verovatnoća da se složeno jezgro raspadne emisijom čestice  $b$ .  $G_b$  je bezdimenzionalan broj. Pobudeno složeno jezgro se deekscitira emitovanjem  $\gamma$ -zračenja, na energijama nižim od energije veze nukleona, ali je verovatnoća za ovaj proces, mnogo manja od one sa pobudama iznad vezivne energije za emitovanje čestice. Kod fotonuklearnih reakcija kada je energija pobude iznad vezivne energije jednog ili više nukleona dolazi do raspada visoko pobudenog složenog jezgra i koristi se statistička teorija za određivanje  $G_b$ . Najverovatniji proces pri raspadu jezgra je emisija neutrona, tj. najveća je verovatnoća da će doći do  $(\gamma, n)$  reakcije. Ukoliko je jezgro dovoljno pobudeno može doći i do emitivanja dva i više neutrona, protona, protona i neutrona zajedno,  $\alpha$ -čestice, itd. Kod teških jezgara na ovaj način moguće je izazvati i fisiju. Zbog Coulombove barijere je verovatnoća emitovanja pozitivno naelektrisane čestice mnogo manja.

Efikasni presek za apsorpciju kvanta zračenja od strane jezgra zavisi od energije zračenja, od osobine jezgra koje apsorbuje to zračenje a na kojem će se odigrati fotonuklearna reakcija, što je prikazano na slici 4.1. [18].

Za energije manje od energije veze (oblast I) moguće je Thompsonovo rasejanje ili pobuđivanje jezgra apsorpcijom do diskretnih energetskih nivoa. U idealizovanom jezgru iznad energije veze nukleona u oblasti II na slici 4.1. pikovi potiču od usrednjavanja apsorpcionih efikasnih preseka po bliskim energetskim stanjima jezgra. U oblasti III apsorpcioni efikasni presek se može predstaviti glatkom krivom, što je, u stvari, usrednjavanje preko više rezonantnih pikova gusto raspoređenih energetskih nivoa. Kada je energija ekscitacije veća od energije veze nukleona apsorpcija zračenja se

ne ispoljava kao pojedinačni rezonantni efekat. Sa povećanjem energije upadnih fotona povećava se gustina pobuđenih energetskih stanja.



Slika 4.1. Apsorpcioni efikasni presek za idealizovano jezgro

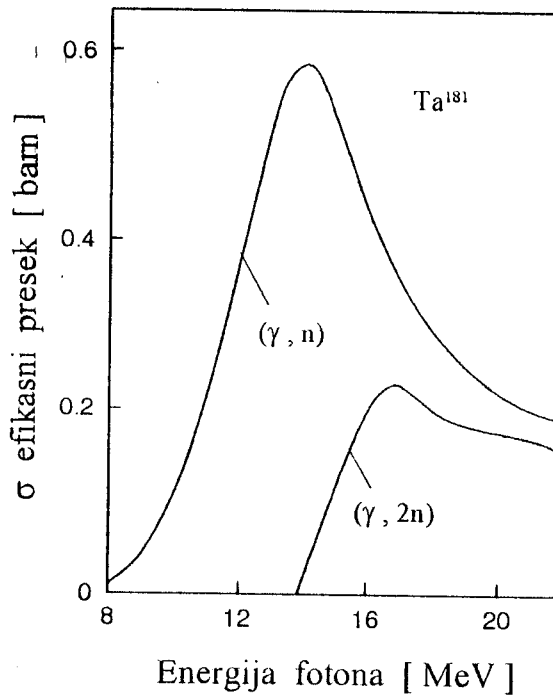
Na energiji oko 20 MeV javlja se apsorpcioni maksimum koji opada sa porastom masenog broja jezgra, što je dato poluempirijskom formulom:

$$E_m = \frac{80}{A^{1/3}} \quad (4.3)$$

Za konkretan primer zavisnosti efikasnog preseka za apsorpciju od energije fotona, na slici 4.2. predstavljen je efikasni presek fotodezintegracije  $^{181}\text{Ta}$  u funkciji energije koja izaziva reakciju.

Sa slike 4.2. se zapaža da se prag reakcije  $(\gamma, 2n)$  nalazi na energiji bliskoj energetskom vrhu  $(\gamma, n)$  ekscitacione krive ( $\sim 14$  MeV), a energija praga  $(\gamma, 3n)$  reakcije veća je od 20 MeV.

Maksimum apsorpcije je na graficima predstavljen širokim pikom i naziva se gigantska rezonanca.



Slika 4.2. Zavisnost efikasnog preseka fotodezintegracije od energije fotona

Za srednje teška jezgra za fotone energije manjih od 15 MeV [17] glavni doprinos daje magnetno-dipolna i električno-kvadrupolna apsorpcija:

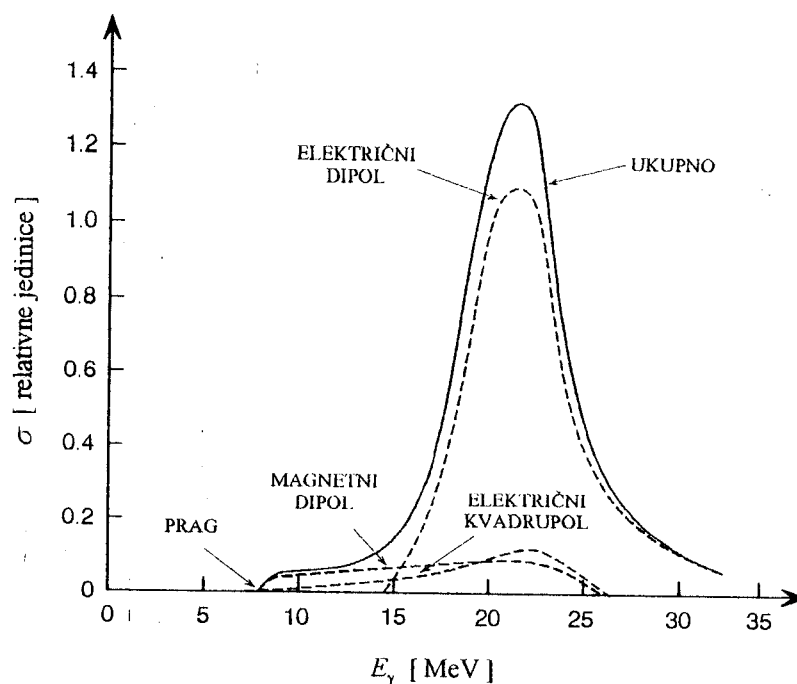
- Efikasni presek za magnetno-dipolnu apsorpciju:  $\sigma_a(\gamma) \approx 4.8 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$
- Efikasni presek za električno-kvadrupolnu apsorpciju:  $\sigma_a(\gamma) \approx 1.2 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$

Na višim energijama (iznad 15 MeV za srednje teška jezgra) vrednost apsorpcionog efikasnog preseka naglo raste zbog električne dipolne interakcije.

Izraz za ukupni doprinos električno-dipolnog prelaza je:

$$\int \sigma_{a, \text{El}}(\gamma) d(\hbar\omega) = 2\pi^2 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{NZ}{A} \frac{\hbar^2}{M} \sim 6 \frac{NZ}{A} \cdot 10^{-26} [\text{MeV cm}^2] \quad (4.4)$$

Na slici 4.3. prikazano je teorijsko predviđanje očekivanih vrednosti apsorpcionih efikasnih preseka za formiranje pobuđenog jezgra pri električno-dipolnoj, magnetno-dipolnoj i električno-kvadrupolnoj interakciji, kao i ukupni efikasni presek iznad energetskog praga [17].



Slika 4.3. Uticaj  $E1$ ,  $E2$  i  $M1$  zračenja na apsorpcioni efikasni presek

Eksperimenti nisu bili dovoljno precizni da detaljno potvrde teorijska predviđanja. Shodno tome teorija fotonuklearnih reakcija se razvijala na kvalitativnim činjenicama statističke prirode, tako da je logično očekivati manje promene u zavisnosti od masenog broja jezgra. Teorijske procene je najbolje tumačiti kao glavne pokazatelje za određivanje apsorpcionog efikasnog preseka.

Mehanizam predaje energije elektromagnetnog zračenja jezgru može se objasniti dejstvom elektromagnetnog zračenja na jezgro, u kojem dolazi do zajedničkog kretanja svih protona u odnosu na neutrone i stvara se električni dipolni moment.

Po klasičnom hidrodinamičkom modelu jezgra moguće je posmatrati protone i neutrone kao dva nestišljiva fluida koji su međusobno izmešani i na osnovu hidrodinamičkih zakona može se izračunati frekvencija oscilovanja ova dva fluida kao i porast potencijalne energije, koji nastaje usled promene strukture jezgra. Vrednosti frekvencije oscilovanja nakon stvaranja električnog dipolnog momenta mogu se dobiti i na osnovu modela po kome se protoni i neutroni kreću u fiksiranoj sferi, što znači da se nuklearna materija menja po sastavu od tačke do tačke, a gustina jezgra ostaje stalna [19].

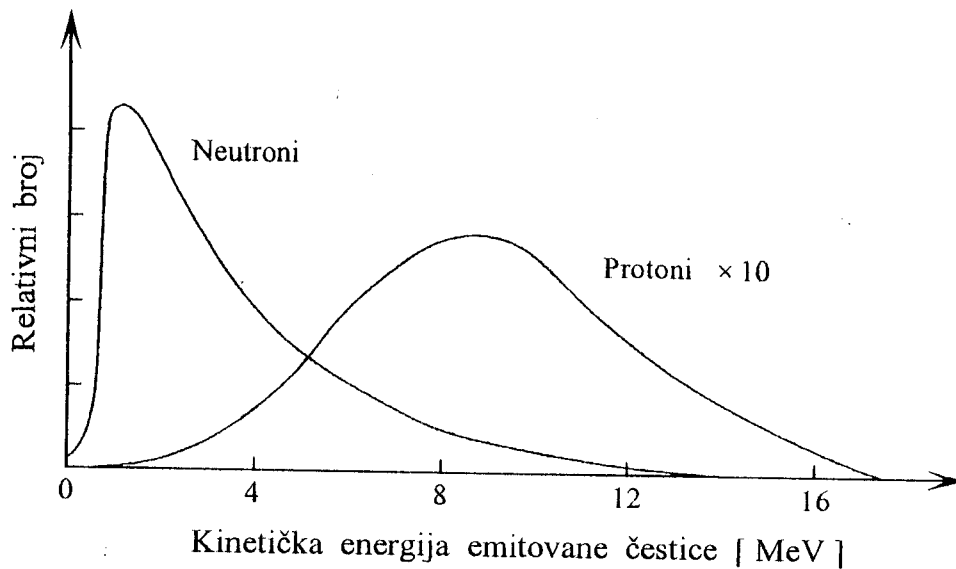


#### 4.1.1. Raspad složenog jezgra

Pri ispitivanju produkata nuklearnog fotoefekta treba uzeti u obzir drugi deo Bohrove pretpostavke da se jednom formirano složeno jezgro raspada preko raznih kanala nezavisno od načina nastanka. U slučaju dezintegracije složenog jezgra sa nekog od njegovih pobuđenih nivoa važe sva selekciona pravila za angularne momente i parnost, što se eksperimentalno može proveriti pri fotodezintegraciji lakih jezgara, kod kojih je moguće uočiti razdvojene energetske nivoe. Kod težih jezgara dolazi do preklapanja energetskih nivoa (slika 4.1.) i uz neodređenost energije upadnog fotona nije moguće odrediti koja pojedinačna stanja složenog jezgra su pobuđena i zato se vrši usrednjavanje preko svih stanja pobuđenog jezgra i produkata reakcije. Stoga se može razmatrati samo verovatnoća da se neki proces odigra. Očekuje se da emitovani neutroni imaju Maxwellovu raspodelu po energijama. Maksimum raspodele zavisi od nuklearne temperature. Verovatnoća emitovanja protona je mnogo manja zbog Coulomb-ove barijere koju naelektrisani proton mora savladati. Uprkos ovoj činjenici, količina emitovanih protona je veća od očekivane, a rezultat se može objasniti pretpostavkom da postoje alternativni mehanizmi interakcije fotona i jezgra.

Na slici 4.4. je predstavljen energetski spektar emitovanih neutrona i protona pri dezintegraciji složenog jezgra [18].

Objašnjenje za emitovanje čestice se može naći pretpostavkom da je atomsko jezgro sastavljeno od čestica koje su međusobno u jakoj interakciji i veoma brzo razmenjuju energiju, kao čestice u kapi nekog kvantno-mehaničkog fluida. Pri interakciji upadnog fotona sa jezgrom, foton predaje svoju energiju, tako da svaki od nukleona dobije deo te energije koji nije dovoljan da neki od nukleona napusti jezgro. Zbog međusobne interakcije nukleona postoji mogućnost da jedna čestica dobije dovoljnu energiju da napusti jezgro i time se smanjuje energija ekscitacije jezgra.



Slika 4.4. Energetski spektar emitovanih nukleona

#### 4.2. Fotoaktivaciono merenje

Kada se atomi odabranog uzorka pobude kvantima elektromagnetnog zračenja, koji imaju veću energiju od energije veze nukleona u atomskom jezgri, jezgro će preći u niže energetske stanje emitovanjem čestice (n, p, 2n, 2p,  $\alpha$ , itd.). Za svaki od navedenih procesa postoji energetski prag.

Verovatnoća za reakciju je data energetske zavisnim efikasnim presekom. Ako meta sadrži  $N_m$  atoma nekog odabranog izotopa (broj atoma u uzorku koji je izložen fluksu) i ako je fluks visokoenergetskih fotona zakočnog zračenja koji vrše pobuđivanja  $\Phi(E)$ , prvo dolazi do stvaranja tzv. indukovane aktivnosti u meti. Ako se pri određenoj nuklearnoj reakciji stvori nestabilno jezgro čija je konstanta raspada  $\lambda$ , za vreme ozračivanja  $t_{zr}$  stvoriće se aktivnost u uzorku [1]:

$$A = N \lambda = (1 - e^{-\lambda t_{zr}}) N_m \cdot \int_{E_0}^{E_{\max}} \sigma(E) \Phi(E) dE \quad (4.5)$$

gde je  $N$  broj radioaktivnih atoma stvorenih u uzorku,  $E_0$  je energetski prag reakcije,  $E_{\max}$  je maksimalna energija fotona u snopu zračenja, a  $\sigma(E)$  energetski zavisni efikasni presek po atomu za posmatranu reakciju.

Aktivnost stvorena u uzorku tokom ozračivanja za vreme  $t_{zr}$  se može meriti na razne načine. U ovom radu se intenzitet  $\gamma$ -zračenja, koje emituju produkti fotonuklearne reakcije, mere tokom vremena  $t_m$  pomoću uređaja za detekciju  $\gamma$ -zračenja. Broj raspadnutih jezgara produkata reakcije u tom vremenskom intervalu je:

$$N_R = \frac{N_m}{\lambda} e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_m}) (1 - e^{-\lambda t_{zr}}) \int_{E_0}^{E_{\max}} \sigma(E) \Phi(E) dE \quad (4.6)$$

gde je  $\Delta t$  vreme proteklo od kraja ozračivanja do početka merenja, tzv. vreme hlađenja.

Verovatnoća da se nuklearna reakcija desi u jedinici vremena i po jednom atomu izotopa na kome se očekuje odvijanje željene fotonuklearne reakcije je [2]:

$$R = \int_{E_0}^{E_{\max}} \sigma(E) \Phi(E) dE \quad (4.7)$$

Dimenzija ove veličine je  $[s^{-1}]$ .  $R$  se može tumačiti kao brzina odvijanja reakcije po jednom atomu posmatranog izotopa.

Broj  $\gamma$ -fotona određene energije detektovanih u detektoru je:

$$N_\gamma = N_R \cdot \varepsilon \cdot p_\gamma \quad (4.8)$$

gde je  $\varepsilon$  apsolutna efikasnost detektora u piku ukupne apsorpcije za posmatranu energiju,  $p_\gamma$  je broj fotona posmatrane energije emitovanih po jednom raspadu produkata reakcije. Izraz za verovatnoću nuklearne reakcije je

$$R = \frac{N_\gamma \lambda}{N_m \varepsilon p_\gamma e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_m}) (1 - e^{-\lambda t_{zr}})} \quad (4.9)$$

Sve veličine koje figurišu u ovom izrazu se mogu jednostavno sa dosta velikom tačnošću odrediti.

## 5. Merenja i rezultati

### 5.1. Neuniformnost spektra zakočnog zračenja duž radijacionog polja

#### 5.1.1. Izbor izotopa za aktivacioni detektor

Za određivanje karakteristika fotonskog snopa linearnih terapijskih akceleratora prvo je potrebno ozračiti odabranu metu, tzv. aktivacioni detektor (u ovom radu je korišćen  $^{115}\text{In}$ ). Aktivacioni detektor je izotop na kojem treba da se odigra neka od fotonuklearnih reakcija, pa je stoga njegov izbor ograničen sledećim uslovima [2]:

1. Procentualno učešće izotopa koji se pobuđuje fotoaktivacijom u prirodnom uzorku elementa treba da bude veće od 10 %, da bi se dobio zadovoljavajući prinos reakcije. Prirodni indijum je pogodan, jer sadrži 95.6 % izotopa  $^{115}\text{In}$  i 4.4 %  $^{113}\text{In}$ .

2. Potrebno je da materijal, koji se izlaže zračenju, bude hemijski stabilan i u čvrstom stanju, tj. postojan na sobnoj temperaturi. Indijum ispunjava i ovaj uslov, pošto je tačka topljenja indijuma na 156.61 °C (429.76 K). Gustina indijuma je 7.28 g/cm<sup>3</sup>.

3. Period poluraspada produkata fotonuklearne reakcije  $T_{1/2}$  (poluživot jezgra potomka) treba da bude duže od 5-10 minuta. Ograničenje za donju granicu perioda poluraspada uslovljena je činjenicom da se meta prenosi od mesta eksponiranja do mesta merenja. U našem slučaju to je period od 10-20 minuta, koliko je najmanje potrebno da posle zračenja počne detekcija. Aktivnost koja je indukovana fotonuklearnom reakcijom zavisi od vremena ozračivanja mete i vremena poluživota produkata kao  $I - 2^{-\frac{t_z}{T_{1/2}}} = I - e^{-\lambda t_z}$ .  $T_{1/2}$  ne sme biti duže od jedne godine, jer je vreme zračenja  $t_z$  malo, pa član u zagradi izraza (4.5) za aktivnost ima veliki uticaj i aktivnost može biti

nedovoljna za detekciju. Periodi poluraspada za produkte reakcija u meti od prirodnog indijuma dati su u tabeli 5.1.[3]:

Tabela 5.1.

Izotop	Reakcija	$T_{1/2}$
$^{115m}\text{In}$	$^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$	4.486 h
$^{114m}\text{In}$	$^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114m}\text{In}$	49.51 dan
$^{116m}\text{In}$	$^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116m}\text{In}$	54.15 min

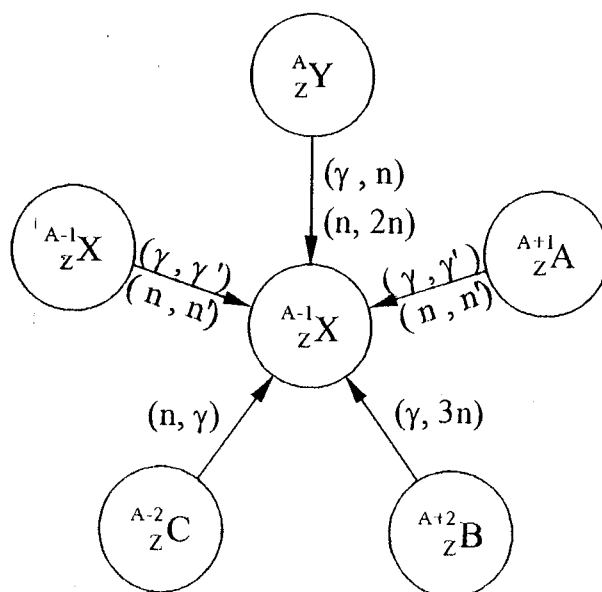
4. Produkt fotonuklearne reakcije treba da emituje  $\gamma$ -zračenje poznate energije i kvantnog prinosa. Kvantni prinos trebada je dovoljno velik, iako se kod kratkoživećih izotopa, čiji je period poluraspada reda veličine jednog sata, mogu identifikovati i linije čiji je kvantni prinos manji od 1 %. Za izotope sa velikim  $T_{1/2}$ , za posmatrane  $\gamma$ -linije, potrebno je da se emituje što veći broj fotona.

5. Spektar  $\gamma$ -zračenja ne sme biti previše složen zbog rezolucije spektrometrijskog uređaja koji je korišćen za detekciju, kako bi se mogla odrediti aktivnost iz intenziteta  $\gamma$ -linije. To znači da treba izbegavati korišćenje i posmatranje onih produkta fotonuklearne reakcije, koji u svom spektru sadrže bliske  $\gamma$ -linije koje spektrometar ne može da razloži.

6. U glavi akceleratora, koji rade na energijama višim od 7 MeV, u svim materijalima koji su zahvaćeni snopom zračenja, dolazi do stvaranja fotoneutrona kao rezultat fotonuklearnih reakcija. To znači da je moguće da u meti dođe i do nekih neutronske nuklearne reakcija. Pošto meta sadrži različite izotope u prirodnom sastavu, moguće je proizvesti isti izotop putem nekoliko različitih reakcija, kao što se vidi sa slike 5.1.

Od svih mogućih fotonuklearnih reakcija, najniži prag i najveću verovatnoću imaju  $(\gamma, n)$  nuklearne reakcije.

U slučaju prisustva neutrona dolazi do neutronske reakcije i najčešće se javlja zahvat neutrona, odnosno  $(n, \gamma)$  reakcija. Zbog toga prilikom izbora mete treba obratiti posebnu pažnju na činjenicu da izotopi  $^A_Z X$  i  $^{A-2}_Z X$  prilikom  $(\gamma, n)$  i  $(n, \gamma)$  reakcija daju isti produkt:  $^{A-1}_Z X$ .



Slika 5.1. Nekoliko mogućih nuklearnih reakcija koje daju isti izotop

7. Efikasni preseći posmatranih fotonuklearnih reakcija moraju biti poznati.

Odabrani element ( $^{115}\text{In}$ ) je pogodan, jer zadovoljava sve navedene kriterijume.

### 5.1.2. Ozračivanje mete

Ozračivanje aktivacionog detektora (mete od indijuma) je izvršeno sa tri različita snopa x-zračenja (snažnim zakočnim zračenjem) iz dva akceleratora na Institutu za onkologiju u Sremskoj Kamenici; na linearnom elektronskom akceleratoru Siemens Mevatron MD 7445 sa energijama snopa od 6 i 10 MeV i na linearnom elektronskom akceleratoru Siemens Mevatron 77 sa snopom zakočnog zračenja energije 15 MeV.

Pri ozračivanju uzorka elektromagnetno zračenje interaguje sa jezgrom i dešavaju se reakcije  $(\gamma, \gamma')$  i  $(\gamma, n)$  (kod indijuma  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$  i  $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114m}\text{In}$ ), ili u slučaju prisustva neutrona dolazi do interakcije neutrona sa jezgrom i dešavaju se reakcije  $(n, \gamma)$  (kod indijuma  $^{113}\text{In}(n, \gamma)^{114}\text{In}$  i  $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116m}\text{In}$ ).

Rastojanje između mete i izocentra ozračenog polja je bilo 100 cm, a površina sva tri snopa na rastojanju od 1m je  $26 \times 26 \text{ cm}^2$ .

Meta je bila položena na terapijski ležaj na ploču od pleksiglasa.

Ukupno vreme zračenja za snop od 6 MeV je bilo 585.6 s (2000 monitorskih jedinica), za snop od 10 MeV 483 s (2500 monitorskih jedinica) i za snop od 15 MeV 381.6 s (2000 monitorskih jedinica). Zbog zagrevanja akceleratori nisu u mogućnosti da rade kontinuirano duže od 3-4 minuta, pa je eksponiranje meta izvedeno u nekoliko navrata sa pauzama od 30 s do 2 min. Ozračivanje je trajalo 4 puta po 2.44 minuta za snop od 6 MeV, 5 puta po 1.61 minut za snop od 10 MeV i 4 puta po 1.59 minut za snop od 15 MeV. Pošto je aktivnost, koja je indukovana u meti tokom pauza između dva ozračivanja, veoma malo opadala zbog relativno velikog perioda poluraspada nastalih izotopa, može se uzeti da je meta ozračivana neprekidno u vremenskom intervalu koji je jednak zbiru odgovarajućih frakcija ozračivanja.

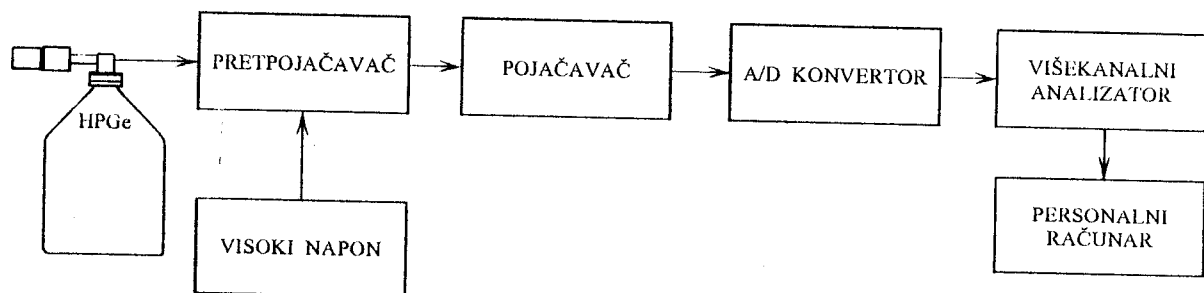
Sve četiri mete su istovremeno izlagane fotonskom snopu. Jedna meta je bila postavljena u centar polja, a ostale tri mete su bile postavljene radijalno na 4, 8 i 12 cm, što odgovara uglovima od  $0^\circ$ ,  $2.29^\circ$ ,  $4.59^\circ$  i  $6.89^\circ$  merenih od centralne ose izlaznog snopa.

### 5.1.3. Aktivacioni detektor

Prirodni indijum koji je korišćen kao aktivacioni detektor sadrži dva izotopa:  $^{115}\text{In}$  (95.6 %) i  $^{113}\text{In}$  (4.4 %). Uzorci su u obliku cilindra prečnika 20 mm i visine 1.3 mm. Mase tih uzoraka su 3.08 g, 3.16 g, 3.18 g i 3.24 g i ovim redom su bili radijalno poredani u polje, na već navedenim rastojanjima od centralne ose izlaznog snopa na terapijskom ležaju. Uzorci su bili obeleženi brojevima 1, 2, 3 i 4, respektivno.

#### 5.1.4. Gama – spektrometrijska merenja

Posle aktivacije uzoraka, jezgra se raspadaju i dolazi do emisije  $\gamma$ -zračenja. Određivanje  $\gamma$ -spektara produkata fotonuklearnih i neutronske reakcije, odnosno merenje indukovane aktivnosti, vršeno je na detektorskom sistemu Instituta za fiziku. Detektorski sistem je šematski prikazan na slici 5.2.



Slika 5.2. Šema detektorskog sistema

Komponente detektorskog sistema su:

1. Koaksijalni HPGe detektor, aktivne zapremine  $80 \text{ cm}^3$ , relativne efikasnosti 25 %, rezolucije 1.8 keV na 1.332 MeV, proizvodnje CANBERRA model GC 2520-7600 s1S.
2. Izvor visokog napona proizvodnje CANBERRA model 2000.
3. Pretpojačavač proizvodnje CANBERRA model 2002/C/CSL.
4. Pojačavač proizvodnje CANBERRA model 2021.
5. Analogno-digitalni konvertor proizvodnje CANBERRA model 8075.
6. Višekanalni analizator proizvodnje CANBERRA, serija 35 Plus. Spektri su beleženi na 4096 kanala.
7. Višekanalni analizator je povezan sa računarom, koji izračunava intenzitete  $\gamma$ -linija pomoću odgovarajućeg softvera za obradu podataka.

Uzorci su postavljeni direktno na nos detektora u reproducibilnoj geometriji.

Na Institutu za fiziku kao zaštita za HPGe detektor koristi se gvozdена komora kod koje su zidovi debljine 0.25 m. Komora je načinjena od gvožđa koje potiče iz perioda pre II svetskog rata, jer zaštitni materijal ne sme da sadrži veštačke radioaktivne elemente.



### 5.1.5. Merenje indukovane aktivnosti

Indukovane aktivnosti u uzorcima od indijuma merene su nakon izvesnog vremena od ozračivanja, tj. nakon vremena hlađenja (vreme potrebno za transport) i odgovarajuće vrednosti su date u tabelama kao i vremena merenja i ozračivanja [3].

Uzimajući u obzir da je prag za  $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114m}\text{In}$  reakciju oko 9 MeV za očekivati je da će se merljive količine indukovane aktivnosti za  $^{114m}\text{In}$  pojaviti pri ozračivanju sa 15 MeV-skim snopom. Period poluraspada  $^{114m}\text{In}$  je 49.51 dana, pa je indukovana aktivnost ovog izotopa veoma niska i pri prvim merenjima su  $\gamma$ -linije bile prekrivene Comptonovim kontinuumom  $\gamma$ -zraka koji potiču od drugih kratkoživećih izotopa. Zbog toga su merenja ponovljena narednog dana kada je aktivnost  $^{116m}\text{In}$  praktično potpuno nestala, a ostala je samo mala količina  $^{115m}\text{In}$ .

### 5.1.6. Reakcija $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$

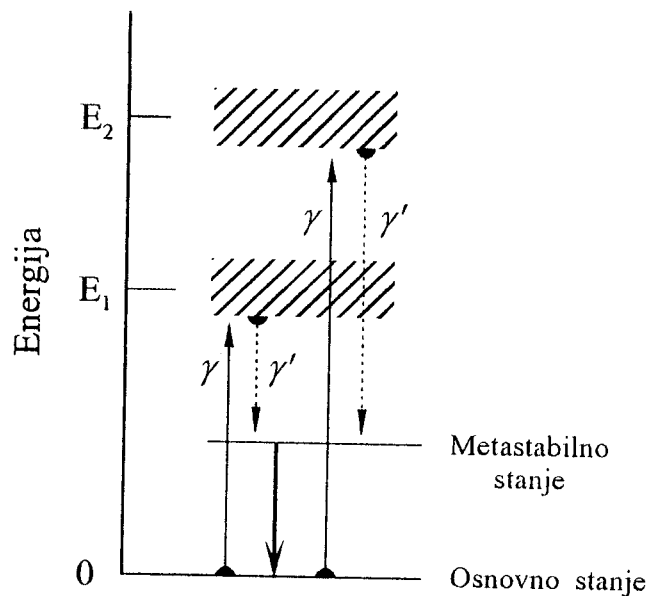
Fotonski snop zakočnog zračenja koji potiče iz linearnog akceleratora duž ozračenog polja pokazuje spektralne promene. Te promene je nemoguće direktno meriti. Jedan od ciljeva ovog rada je da se ustanovi da li je reakcija  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$  izazvana snopom iz terapijskog akceleratora odgovarajuća za kvantitativnu detekciju, tj. da li je reakcija dovoljno senzitivna da bi se koristila kao monitor za utvrđivanje neuniformnosti spektra zakočnog zračenja duž polja. Fotoaktivacioni detektori od indijuma su se postavljala na različita rastojanja od centralne ose snopa, tj. sredine polja. Zakočno zračenje u aktivacionom detektoru izaziva fotonuklearne reakcije koje indukuju određenu aktivnosti, a koja se detektuje HPGe detektorom. Spektralne promene duž ozračenog polja ispitivala su se kod tri snopa x-zračenja od 6, 10 i 15 MeV iz dva akceleratora.

Posmatrana fotonuklearna reakcija je  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$ .

Tabela 5.2. Podaci za  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$  reakciju

Reakcija	Potomak	$T_{1/2}$	Prag reakcije
$^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$	$^{115m}\text{In}$	4.486 h	$\sim 1\text{MeV}$

Šematski prikaz  $(\gamma, \gamma')$  reakcije koja naseljava izomerna stanja pri fotoaktivaciji je dat na slici 5.3. [20].

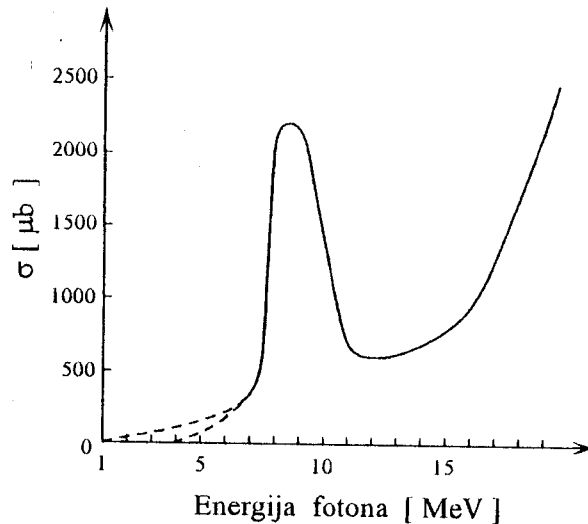
Slika 5.3. Šematski prikaz  $(\gamma, \gamma')$  reakcije

Na slici 5.3. isprekidanim linijama su prikazani prelazi koji popunjavaju metastabilni nivo. Podebljanom strelicom prikazan je prelaz sa metastabilnog na osnovno stanje koji se detektuje.

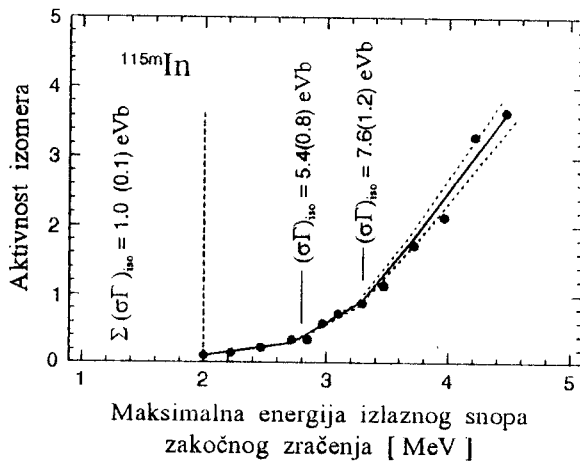
Efikasni presek u zavisnosti od energije za  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$  nuklearnu reakciju dat je na slici 5.4. Deo krive sa isprekidanim linijama daju dve mogućnosti za izgled zavisnosti efikasnog preseka od energije [3].

U oblasti električno-dipolne interakcije upadnog fotona sa jezgrom za vrednosti energija iznad 6 MeV poznata je energetska zavisnost efikasnog preseka za pobuđivanje metastabilnog nivoa. Na nižim energijama, na kojima se javljaju interakcije upadnih fotona sa jezgrima, kroz rezonantno pobuđivanje određenih diskretnih energetskih nivoa, energetska zavisnost efikasnog preseka još nije izmerena. Utvrđeno je da se nivoi pobuđuju već iznad 1 MeV [21,22], ali jača interakcija se dešava sa fotonima energije 2.8,

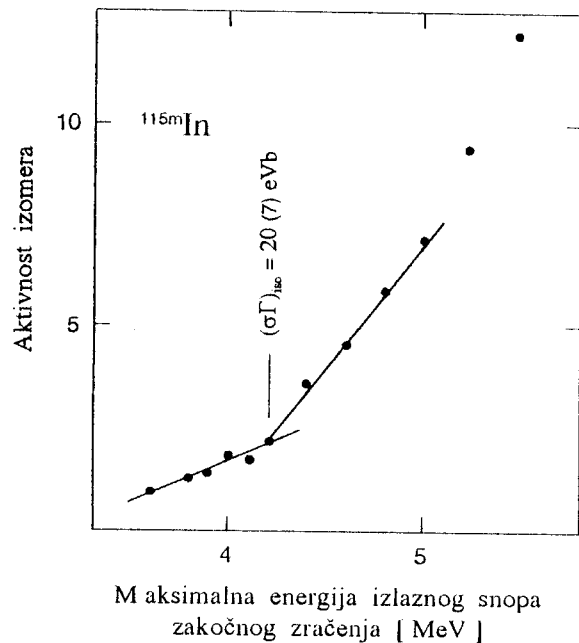
3.3 i 4.15 MeV i u tim oblastima se može očekivati povećanje efikasnog preseka. Na slikama 5.5 i 5.6. su prikazane indukovane aktivnosti u zavisnosti od energije izlaznog snopa zakočnog zračenja za interval od 1 MeV do 4.5 MeV i za interval od 3.5 MeV do 5.5 MeV.



Slika 5.4. Efikasni presek za  $^{115}\text{In}(\gamma,\gamma')^{115\text{m}}\text{In}$  reakciju



Slika 5.5. Zavisnost indukovane aktivnosti izomera od energije u opsegu od 1 MeV do 4 MeV



Slika 5.6. Zavisnost indukovane aktivnosti od energije od 3.5 MeV do 5.5 MeV

### 5.1.7. Rezultati gama-spektrometrijskih merenja

Detektovana je  $\gamma$ -linija produkta reakcije  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ . Energija fotona emitovanih u raspadu  $^{115\text{m}}\text{In}$  i njihov kvantni prinos dat je u tabeli 5.3. [23].

Tabela 5.3. Energija i kvantni prinos

$E_\gamma$ [keV]	$p_\gamma$ [%]
$\sim 336.2$	45.8

Kao rezultat obrade detektovanih spektara dobijeni su intenziteti gama linija izraženi u broju detektovanih impulsa pod vrhom totalne apsorpcije. Verovatnoća dešavanja fotonuklearne reakcije data je izrazom (4.9) koji se za ovaj slučaj stavljaajući da je  $N_m = \frac{\eta m N_{AV}}{A}$  može napisati:

$$R = \frac{N_\gamma \lambda A}{m N_{AV} \epsilon \eta p_\gamma e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_m}) (1 - e^{-\lambda t_a})} \quad (5.1)$$

gde je  $A$  atomska masa  $A=114.82$  g/mol i  $\eta$  je postotak posmatranog izotopa u prirodnom sastavu,  $m$  je masa uzorka, a  $\lambda$  je konstanta radioaktivnog raspada i  $\lambda=4.292(4) \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ .

Verovatnoća fotoaktivacije se računa na različitim rastojanjima od centra polja i nije potrebno posebno odredjivati efikasnost detektorskog sistema, jer se pri izračunavanjima relativnih odnosa verovatnoća vrednosti za efikasnost se skrate.

Stoga se dalje može pisati da je:

$$\epsilon R = \epsilon \int_{E_0}^{E_{\max}} \sigma(E) \Phi(E) dE = \frac{N_\gamma \lambda A}{\eta N_{AV} m p_\gamma e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_m}) (1 - e^{-\lambda t_a})} \quad (5.2)$$

Nakon raspada metastabilnog stanja  $^{115}\text{In}$  bilo je moguće detektovati gore pomenutu, jedinu, gama liniju i uzimajući njen intenzitet izračunata je relativna brzina fotoaktivacije po jedinici jezgra uzorka za sve četiri pozicije u ozračenom polju pomnožene sa  $\epsilon$  što je prikazano u tabeli 5.4.

Greške za  $R$  se računaju pomoću izraza:

$$\Delta(\varepsilon R) = \varepsilon R \frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma} \quad (5.3)$$

pošto uzimamo u obzir samo neodređenost pri odbroju detektovanih gama fotona za određenu energiju. Greške za ostale veličine su zanemarene.

U tabeli 5.4. prikazani su rezultati dobijeni na osnovu jednačine (5.2) za uzorke koji su bili istovremeno ozračivani redom snopovima od 6, 10 i 15 MeV.

Iz tabele 5.4. vidi se da je verovatnoća aktivacije sa snopovima energije od 10 i 15 MeV za red veličine veći od verovatnoće za snop energije od 6 MeV.

Sa slike 5.4. se vidi da je ovo posledica činjenice da se vrednosti apsorpcionog efikasnog preseka naglo povećavaju za energije iznad 6 MeV, što dovodi do zaključka da najveća količina indukovane aktivnosti u snopovima od 10 i 15 MeV potiče od pobuđivanja zakočnim zračenjem, čija je energija veća od 6 MeV.

Pri merenju indukovane aktivnosti atenuacija u samom uzorku je zanemarljiva i može se smatrati da je bio homogeno ozračen po celoj debljini.

Zadatak ovog eksperimenta bio je da utvrdi nehomogenosti energetskog spektra, zakočnog zračenja. Rezultati merenja, tj. verovatnoće fotoaktivacije, normirane su na onu vrednost koja je dobijena u centru polja. Ta vrednost je obeležena sa  $R(\varphi_0)$  [4].

Tabela 5.4. Verovatnoća fotoaktivacije

d[cm]	m[g]	$N_\gamma$ [c/ks]	$\Delta t$ [s]	$t_m$ [s]	$t_{zr}$ [s]	$\epsilon R$ [s <sup>-1</sup> ]
6 MeV						
0	3.08	682(16)	2580	4062	585.6	$4.73(11) \cdot 10^{18}$
4	3.16	578(14)	6960	4100	585.6	$4.72(11) \cdot 10^{18}$
8	3.18	421(11)	11400	6020	585.6	$4.30(11) \cdot 10^{18}$
12	3.24	294(8)	17760	7651	585.6	$4.00(11) \cdot 10^{18}$
10 MeV						
0	3.08	$7.47(12) \cdot 10^3$	1440	2000	483	$5.71(9) \cdot 10^{17}$
4	3.16	$5.51(8) \cdot 10^3$	7500	6000	483	$5.79(8) \cdot 10^{17}$
8	3.18	$3.76(6) \cdot 10^3$	13800	9400	483	$5.51(9) \cdot 10^{17}$
12	3.24	$6.17(9) \cdot 10^3$	3660	3600	483	$5.10(7) \cdot 10^{17}$
15 MeV						
0	3.08	$6.16(9) \cdot 10^3$	1800	4660	381.6	$6.39(9) \cdot 10^{17}$
4	3.16	$2.81(5) \cdot 10^3$	18360	7200	381.6	$6.09(11) \cdot 10^{17}$
8	3.18	$3.47(5) \cdot 10^3$	12660	5300	381.6	$5.63(8) \cdot 10^{17}$
12	3.24	$4.25(6) \cdot 10^3$	7020	5331	381.6	$5.32(8) \cdot 10^{17}$

Izračunavanje odnosa aktivacije za različite položaje uzoraka u polju vrši se na osnovu jednačine:

$$\frac{R(\varphi_n)}{R(\varphi_0)} = \frac{N_\gamma(\varphi_n)m(\varphi_n)e^{-\lambda\Delta t(\varphi_0)}(1-e^{-\lambda t_m})(1-e^{-\lambda t_{zr}})}{N_\gamma(\varphi_0)m(\varphi_n)e^{-\lambda\Delta t_r(\varphi_n)}(1-e^{-\lambda t_m})(1-e^{-\lambda t_{zr}})} \quad (5.4)$$

gde je  $R(\varphi_0)$  vrednost za centar polja, tj. za centralnu osu snopa ( $\varphi = 0$ ), a

$\varphi_n$  uzima vrednosti  $2.29^\circ$ ,  $4.59^\circ$  i  $6.89^\circ$  za uzorke 2, 3 i 4 na rastojanjima od centra za 4, 8 i 12 cm. Rezultati su dati u tabeli 5.5.

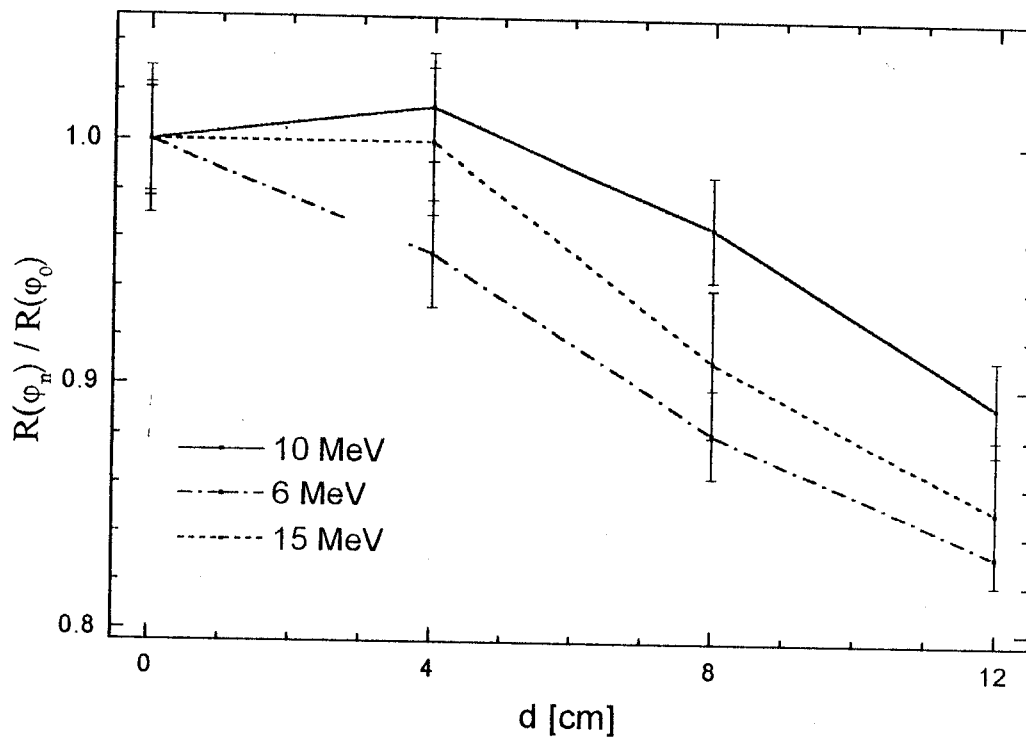
Za greške za relativne odnose  $R(\varphi_n)/R(\varphi_0)$  uzimalo se da zavise samo od grešaka intenziteta linije energije 336.3 keV i mogu se izračunati na osnovu formule:

$$\Delta \left( \frac{R(\varphi_n)}{R(\varphi_0)} \right) = \frac{R(\varphi_n)}{R(\varphi_0)} \sqrt{\left( \frac{\Delta N_\gamma(\varphi_0)}{N_\gamma(\varphi_0)} \right)^2 + \left( \frac{\Delta N_\gamma(\varphi_n)}{N_\gamma(\varphi_n)} \right)^2} \quad (5.5)$$

Tabela 5.5. Relativni odnosi verovatnoće aktivacije

$R(\varphi_0)/R(\varphi_0)$	$R(\varphi_{2.29})/R(\varphi_0)$	$R(\varphi_{4.59})/R(\varphi_0)$	$R(\varphi_{6.89})/R(\varphi_0)$	
1.00(3)	1.00(3)	0.91(3)	0.85(3)	6 MeV
1.000(23)	1.014(22)	0.965(22)	0.893(19)	10 MeV
1.000(21)	0.954(22)	0.881(18)	0.832(17)	15 MeV

Na slici 5.7. su prikazani relativni odnosi verovatnoća dešavanja  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma)^{115\text{m}}\text{In}$  reakcija u zavisnosti od rastojanja od centralne ose za tri različita energetska snopa.



Slika 5.7. Relativni odnosi verovatnoće aktivacije u zavisnosti od rastojanja



### 5.1.8. Reakcija $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114m}\text{In}$

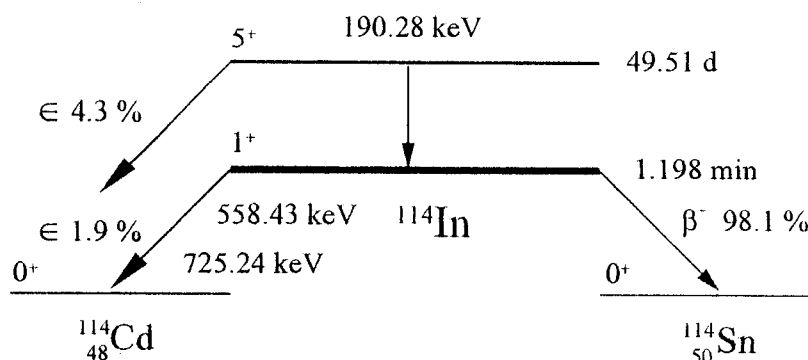
Energetski prag za reakciju  $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114m}\text{In}$  je oko 9 MeV, pa je za dobijanje dovoljne količine produkata ove reakcije uzorak aktiviran snopom x-zračenja energije 15 MeV. Zbog relativno velikog perioda poluraspada aktivnost ovog izotopa je relativno niska i merenja su vršena kao što je već opisano u 5.1.5.

Podaci za  $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114m}\text{In}$  su dati u tabeli 5.6.[3].

Tabela 5.6.

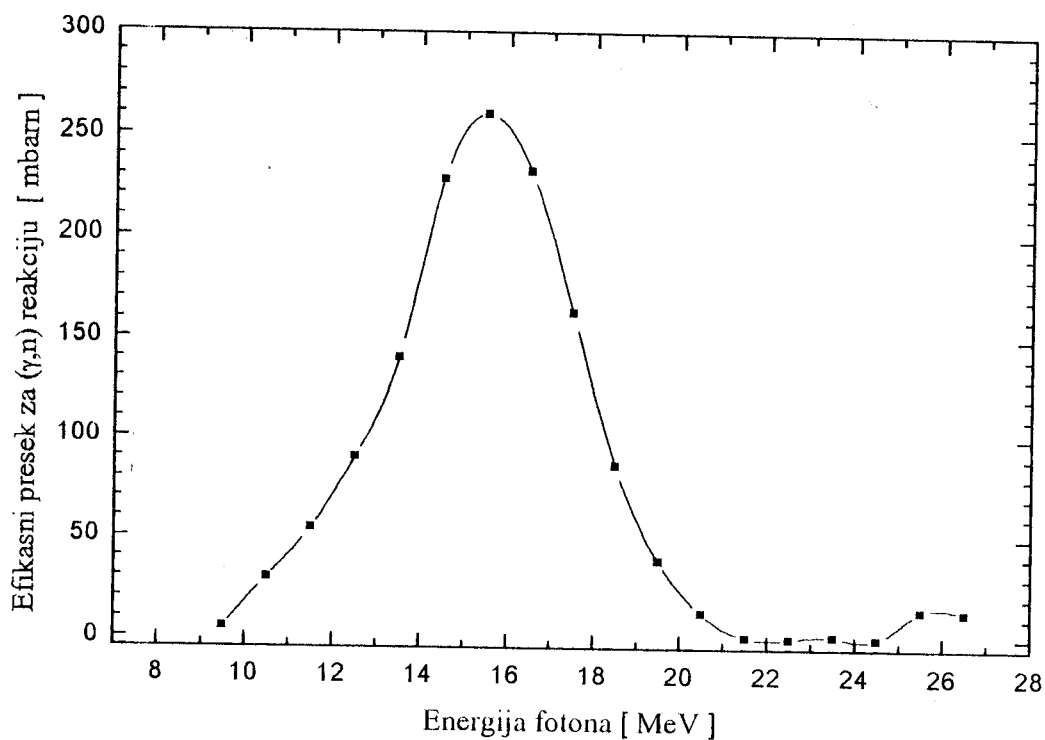
Reakcija	Potomak	$T_{1/2}$	Prag reakcije
$^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114m}\text{In}$	$^{114m}\text{In}$	49.51 d	~ 9 MeV

Šema raspada za  $^{114m}\text{In}$  je data na slici 5.8.[19].



Slika 5.8. Šema raspada  $^{114m}\text{In}$

Efikasni presek za reakciju  $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114m}\text{In}$  u zavisnosti od energije upadnog snopa dat je na slici 5.9. [2].



Slika 5.9. Efikasni presek za  $(\gamma, n)$  reakciju

### 5.1.9. Detekcija gama spektra

Nakon ozračivanja su merene aktivnosti uzoraka. Izmerene vrednosti su date u tabeli 5.8.

Dobijen je  $\gamma$ -spektar za  $^{114m}\text{In}$  koji je relativno jednostavan. Tri  $\gamma$ -linije i njihovi energetske prinosi su dati u tabeli 5.7. [24].

Tabela 5.7.

$E_\gamma$ [ keV ]	$p_\gamma$ [ % ]
190.28	15.4
558.43	4.4
725.24	4.3

Za detektovane  $\gamma$ -linije iz spektra posmatranog izotopa izračunata je verovatnoća pobuđivanja na osnovu jednačine (5.2). Konstanta radioaktivnog raspada za period poluraspada je  $\lambda=1.6204 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ . U tabeli 5.8. su date veličine koje su se direktno merile. Izračunate vrednosti verovatnoća pobuđivanja fotoaktivacijom pomnožene sa  $\varepsilon$ , tj.  $\varepsilon R$  su date u tabeli 5.9. Vidi se da je verovatnoća za reakciju reda veličine  $10^{-18}$ .

Zadatak ovog istraživanja je bio da utvrdi nehomogenost polja na energijama iznad 9 MeV. Rezultati merenja su kao i u 5.1.6. normirani na vrednost verovatnoće dešavanja fotonuklearne reakcije u sredini polja, tj. na centralnoj osi snopa. Ta vrednost je obeležena sa  $R(\varphi_0)$ . Izračunavanje relativnog odnosa verovatnoće aktivacije za različite položaje uzoraka u polju vrši se pomoću formule (5.4) i u ovom slučaju se greška za odnos  $R(\varphi_n)/R(\varphi_0)$  može se izračunati na osnovu jednačine (5.5).

U tabeli 5.10. dati su rezultati za relativan odnos indukovane aktivnosti za sve tri detektovane energije i izračunata je otežana srednja vrednost za njih. Na slici 5.10. prikazan je relativan odnos verovatnoća dešavanja  $^{115}\text{In}(\gamma, n) ^{114m}\text{In}$  u zavisnosti od rastojanja od centralne ose.

U prirodnom sastavu indijuma ima i 4.4 %  $^{113}\text{In}$ , što znači da  $^{114m}\text{In}$  može nastati zahvatom neutrona, tj. kao proizvod reakcije  $^{113}\text{In}(n, \gamma) ^{114m}\text{In}$ . Potrebno je proceniti količinu  $^{114m}\text{In}$ , koja je stvorena u ovoj reakciji [4]. Na spektru je detektovan i veliki broj  $\gamma$ -linija, koji potiču iz raspada  $^{116m}\text{In}$ , koji je proizvod neutronske reakcije, tj. reakcije  $^{115}\text{In}(n, \gamma) ^{116m}\text{In}$ . Verovatnoće za reakciju  $^{115}\text{In}(n, \gamma) ^{116m}\text{In}$  date su tabelama 5.15. Uzimajući u obzir da u prirodnom sastavu indijuma ima otprilike 30 puta manje  $^{113}\text{In}$  nego  $^{115}\text{In}$  i da je efikasni presek za zahvat neutrona kod  $^{113}\text{In}$  za red veličine manji od efikasnog preseka za neutronske zahvat kod  $^{115}\text{In}$ , može se izračunati da je verovatnoća stvaranja  $^{114m}\text{In}$  neutronske zahvatom reda veličine  $10^{-20}$ . Ovo znači da se doprinos  $^{114m}\text{In}$  u ukupnoj aktivnosti stvorenoj u reakciji  $^{113}\text{In}(n, \gamma) ^{114m}\text{In}$  može zanemariti u odnosu na aktivnost indukovanu u fotonuklearnoj reakciji  $^{115}\text{In}(\gamma, n) ^{114m}\text{In}$ , jer je verovatnoća za tu reakciju za dva reda veličine manja nego za reakciju  $^{115}\text{In}(\gamma, n) ^{114m}\text{In}$  ( $10^{-18} \text{ s}^{-1}$ ).

Tabela 5.8.

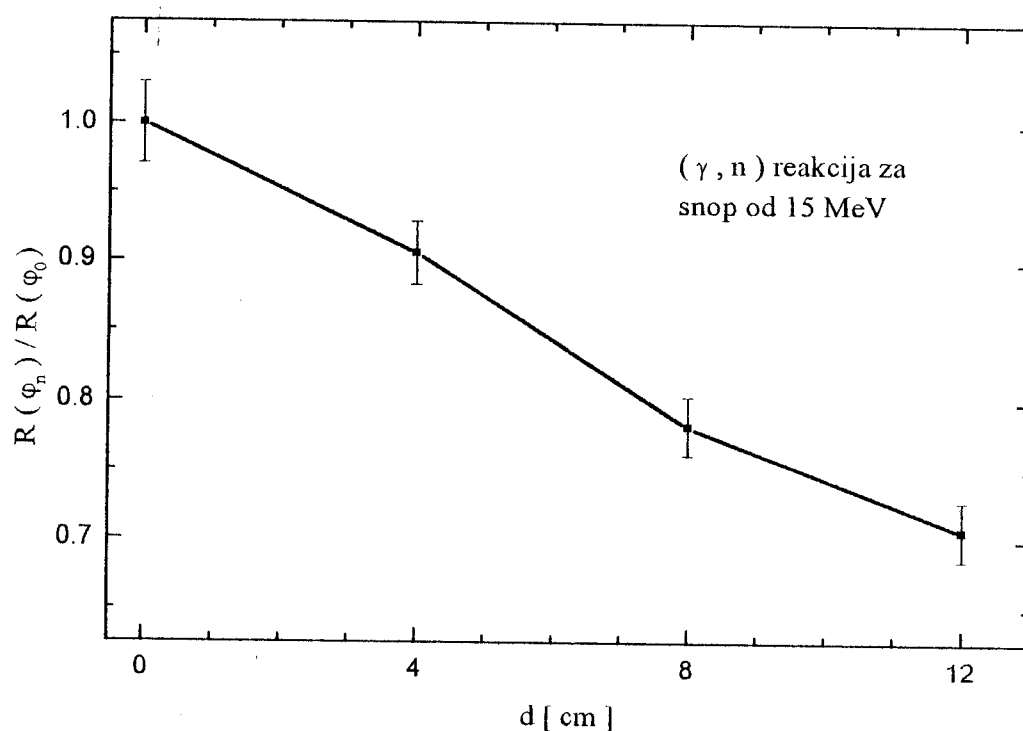
d [cm]	m [g]	$\Delta t$ [s]	$t_m$ [s]	$t_{zr}$ [s]
0	3.08	25860	43000	381.6
4	3.16	150060	40501	381.6
8	3.18	110160	46520	381.6
12	3.24	69300	41160	381.6

Tabela 5.9.

Uzorak	$E_\gamma$ [keV]	$p_\gamma$ [%]	$N_\gamma$ [c/ks]	$\epsilon R$ [ $s^{-1}$ ]
1	190.29(6)	15.4	341(9)	$2.34(6) \cdot 10^{-18}$
1	558.42(6)	4.4	30.6(14)	$0.73(3) \cdot 10^{-18}$
1	725.26(11)	4.3	24.8(9)	$0.609(22) \cdot 10^{-18}$
2	190.17(10)	15.4	309(8)	$2.11(5) \cdot 10^{-18}$
2	558.31(8)	4.4	29.5(10)	$0.703(24) \cdot 10^{-18}$
2	725.15(12)	4.3	21.6(8)	$0.527(20) \cdot 10^{-18}$
3	190.15(10)	15.4	263(7)	$1.81(5) \cdot 10^{-18}$
3	558.31(8)	4.4	24.9(14)	$0.59(3) \cdot 10^{-18}$
3	725.18(11)	4.3	19.6(7)	$0.472(17) \cdot 10^{-18}$
4	190.28(10)	15.4	252(8)	$1.65(5) \cdot 10^{-18}$
4	558.42(8)	4.4	24.1(11)	$0.553(25) \cdot 10^{-18}$
4	725.24(11)	4.3	17.6(7)	$0.413(16) \cdot 10^{-18}$

Tabela 5.10.

$E_\gamma$ [keV]	$R(\varphi_0)/R(\varphi_0)$	$R(\varphi_{2.29})/R(\varphi_0)$	$R(\varphi_{4.59})/R(\varphi_0)$	$R(\varphi_{6.89})/R(\varphi_0)$
190.28	1.00(4)	0.90(3)	0.774(29)	0.705(28)
558.43	1.00(6)	0.96(5)	0.81(5)	0.76(5)
725.24	1.00(5)	0.87(5)	0.78(4)	0.68(4)
OSV:	1.00(3)	0.906(23)	0.782(21)	0.707(21)



Slika 5.10. Zavisnost odnosa verovatnoća aktivacija od rastojanja

### 5.1.10. Diskusija rezultata

Na oblik spektra duž radijacionog polja i na neuniformnost aktivacije uzoraka na različitim rastojanjima od centra polja dominantan uticaj imaju dva efekta: ugaona zavisnost intenziteta zakočnog zračenja i slabljenje snopa u filterima koji su smešteni u glavu akceleratora. U zavisnosti od ugla, zračenje prolazi kroz različite debljine kompenzacionog filtera, pa se zbog toga i različito filtrira. Sa porastom maksimalne energije snopa

zakočnog zračenja, ugaona zavisnost postaje sve više izražena, na energijama nešto iznad 5 MeV maseni atenuacioni koeficijenti za materijale od kojih su načinjeni filteri ne menjaju se znatno sa porastom energije, što je prikazano na slici 3.12.

U intervalu energije iznad 6 MeV dominantan uticaj na neuniformnost spektra ima ugaona zavisnost zakočnog zračenja, što potvrđuju i rezultati prikazani u tabeli 5.4.

Upoređivanjem vrednosti iz tabele 5.4. za  $\varepsilon_R$  za fotonski snop od 10 i 15 MeV može se zaključiti da je za više energije neuniformnost aktivacije duž ozračenog polja mnogo više izražena. Ovo potiče samo od ugaone raspodele zakočnog zračenja, jer u materijalu homogenizatora atenuacija nije izražena sa povećanjem energija.

Ako se pretpostavi da je uticaj filtera smeštenih u glavi akceleratora mnogo veći za niže energije fotonskog snopa zakočnog zračenja, moguće je dati prihvatljivo objašnjenje za dobijanje rezultata.

Na osnovu rezultata datih u tabeli 5.4. može se pretpostaviti da će nehomogenost indukovane aktivnosti za niže energije biti manje izražena u uzorcima postavljenim od centra ka ivicama ozračenog polja, ali na osnovu datih rezultata u tabeli 5.4. i na osnovu slike 5.7. se vidi da se ova pretpostavka može odbaciti.

Za fotonske snopove od 10 i 15 MeV, sa slike 5.7. vidi se da se relativan odnos verovatnoće aktivacije menja za 11 i 17 %, respektivno. Na osnovu energetske zavisnosti efikasnog preseka za reakciju  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$ , koja je prikazana na slici 5.4. može se dati objašnjenje za ovu promenu i na kojoj se vidi da apsorpcioni efikasni presek dostiže neku maksimalnu vrednost oko 8 MeV. Na slici 5.4. se takodje vidi da se može očekivati povećanje indukovane aktivnosti u uzorcima, za snopove koji imaju maksimalnu energiju veću od 15 MeV, jer apsorpcioni efikasni presek pokazuje nagli porast za energije veće od 15 MeV.

Sa slike 5.10. se vidi da za rastojanja od centralne ose za 12 cm postoji razlika od 30 % u indukovanoj aktivnosti.

U glavi linearnog akceleratora Siemens Mevatron 77, kao što je već opisano u glavi 3, postoji filter za izravnavanje polja koji je od čelika. Energetska zavisnost masenog atenuacionog koeficijenta gvožđa je data na slici 3.12. U intervalu energije od 9 do 15 MeV, tj. od energetskog praga za reakciju  $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114m}\text{In}$  pa na više, atenuacioni koeficijent se menja u intervalu  $0.0299 \text{ cm}^2/\text{g}$  do  $0.0309 \text{ cm}^2/\text{g}$  i može se smatrati konstantnim.

Uzimajući u obzir sve ovo, relativni odnos aktivacija može se napisati kao [4]:

$$\frac{R(\varphi_n)}{R(\varphi_0)} = \frac{\int \sigma(E) \Phi_n(E) dE}{\int \sigma(E) \Phi_0(E) dE} e^{-\mu \rho x} \quad (5.6)$$

gde su  $\Phi_n(E)$  i  $\Phi_0(E)$  fotonski fluksevi za opseg energija od energetskog praga fotonuklearne reakcije do maksimalne energije spektra zakočnog zračenja posmatrane za dva krajnja položaja uzoraka u polju, u centru polja (na 0 cm) i pod uglom od  $6.89^\circ$  (na 12 cm) od centra ose,  $\mu$  je srednja vrednost masenog atenuacionog koeficijenta za gvožđa, a  $x$  je razlika u debljini kupastog filtera od čelika na centralnoj osi i u pravcu pod uglom  $6.89^\circ$ . Maksimalna debljina čeličnog filtera je 6 cm i procenjeno je da je  $x=4$  cm.

Izračunati odnos za verovatnoće reakcije za ova dva položaja je približno:

$$\frac{\int \sigma(E) \Phi_n(E) dE}{\int \sigma(E) \Phi_0(E) dE} \approx 0.2 \quad (5.7)$$

Koristeći poznate vrednosti za apsorpcioni efikasni presek za ovu fotonuklearnu reakciju i Schiffove formule za ugaonu zavisnost zakočnog zračenja, procenjeno je da je odnos (5.7) za red veličine manji. Ova velika razlika najverovatnije potiče zbog prisustva mete od zlata u akceleratorskoj glavi, čija je debljina otprilike 1 mm. Ova debljina je procenjena na osnovu navedenih podataka proizvođača akceleratora i činjenice da debljina mete treba da bude jednaka jednoj petini dometa elektrona od 15 MeV u tom materijalu.

## 5.2. Mogućnosti određivanja maksimalne energije spektra zakočnog zračenja aktivacionim detektorom $^{115}\text{In}$ kao monitorom

Do sada su predlagane brojne metode zasnovane na fotoaktivacionim merenjima za određivanje i kontrolu maksimalne energije spektra zakočnog zračenja i za ispitivanje kvaliteta izlaznog snopa zakočnog zračenja. Metod aktivacione analize je opisan u 1. poglavlju.

Fotonskim snopom se istovremeno ozračuju dva nuklida i u njima se indukuje aktivnost. Verovatnoća aktivacije zavisi od maksimalne energije x-zraka, a fotonuklearna reakcija se odigrava na energijama višim od energetskog praga za posmatrani nuklearni fotoefekat za odabrani uzorak, tj. aktivacioni detektor. Za većinu materijala taj energetski prag je iznad 10 MeV.

Za određivanje maksimalne energije spektra zakočnog zračenja koristi se istovremeno fotopobuđivanje i neutronske zahvat na  $^{115}\text{In}$ .

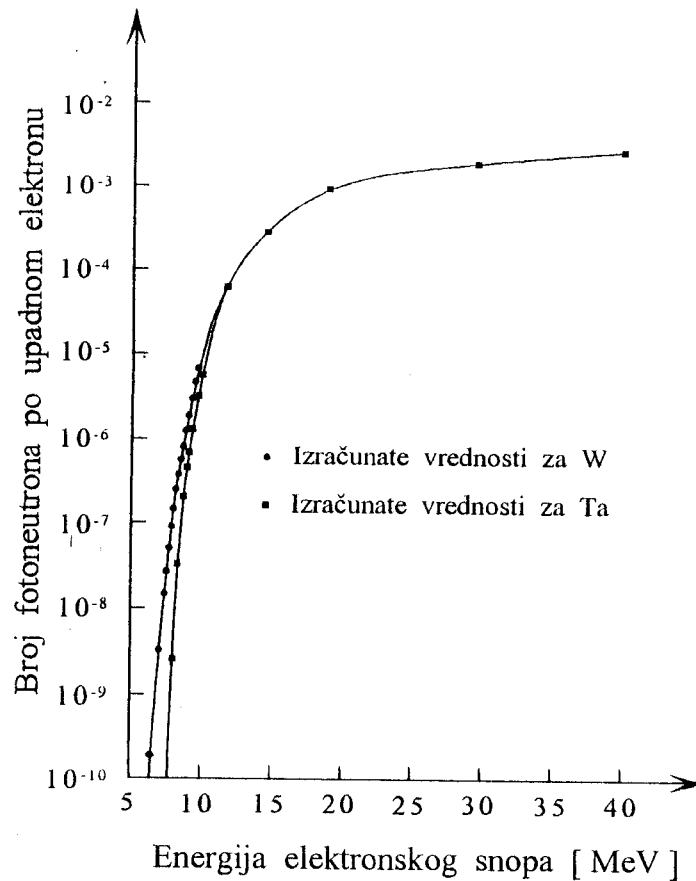
U ovom delu rada je opisan metod primenjivanja  $^{115}\text{In}$  kao monitora za određivanje maksimalne energije spektra zakočnog zračenja u širokom energetskom opsegu.

Energije fotonskih snopova zakočnog zračenja, proizvedenih u linearnim terapijskim akceleratorima, u velikom broju slučajeva, više su od energije praga za  $(\gamma, n)$  fotonuklearnu reakciju. U materijalima, koji su upotrebljeni za filtere, kolimatore itd. u glavi akceleratora, pri  $(\gamma, n)$  fotonuklearnoj reakciji proizvode se neutroni. Ti neutroni su se koristili u ovom eksperimentu za određivanje maksimalne energije spektra zakočnog zračenja. Najniži prag za  $(\gamma, n)$  reakciju imaju  $^{183}\text{W}$  koji čini 13.4 % prirodnog volframa i olova, kojeg ima u prirodnom sastavu olova 22.1 %. U glavi akceleratora meta je od volframa, a kolimatori su od volframa i olova, što je već detaljno opisano u poglavlju 3. Energetski prag za  $^{183}\text{W}$  je 6.2 MeV, a za  $^{207}\text{Pb}$  je 6.7 MeV.

Količina proizvedenih neutrona zavisi od maksimalne energije elektrona koji udaraju u metu izazivajući zakočno zračenje odgovarajuće energije. Na slici 5.11. data je zavisnost broja proizvedenih neutrona od energije snopa zakočnog zračenja za tantal i volfram [24]. Sa slike se vidi da se u energetskom opsegu od 7 do 25 MeV broj nastalih neutrona



povećava za 5 redova veličine, a u opsegu od 25 do 40 MeV broj stvorenih fotoneutrona se samo udvostručuje, što znači da je gornja granica primenljivosti ove metode oko 25 MeV.



Slika 5.11. Broj proizvedenih fotoneutrona u zavisnosti od energije snopa

Na osnovu ovoga se može zaključiti da se u uzorku koji je izložen snopu fotoneutrona indukuje aktivnost, koja zavisi od maksimalne energije zakočnog zračenja.

Fluks neutrona zavisi i od promene elektronske struje akceleratora. U slučaju kada se određuje odnos verovatnoća aktivacije koja je indukovana neutronske zahvatom i verovatnoća aktivacije pobuđivanjem izomera, zavisnost neutronske fluksa od elektronske struje ne treba uzimati u obzir.

Odnos indukovane aktivnosti izomera i aktivnosti proizvoda neutronske zahvata pokazuje izrazitu zavisnost od maksimalne energije spektra zakočnog zračenja.

### 5.2.1. Reakcija $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116m}\text{In}$

Podaci za  $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116m}\text{In}$  reakciju dati su u tabeli 5.11.[23].

Tabela 5.11.

Reakcija	Potomak	$T_{1/2}$
$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116m}\text{In}$	$^{116m}\text{In}$	54.15(6) min

Šema raspada  $^{116m}\text{In}$  je data na slici 5.12.[25].

### 5.2.2. Ozračivanje uzoraka i detekcija $\gamma$ -spektra

Merenjem indukovane aktivnosti dobijen je  $\gamma$ -spektar  $^{116m}\text{In}$  koji je dosta složen, što se i vidi sa slike 5.12. Četiri najintenzivnije  $\gamma$ -linije i njihove vrednosti energija sa odgovarajućim energetskim prinosima date su u tabeli 5.12.[23].

Tabela 5.12.

$E_\gamma$ [ keV ]	$p_\gamma$ [ % ]
416.86	29.2(14)
818.70	11.5(4)
1097.30	56.2(11)
1293.54	84.4(17)

Vremenski intervali ozračivanja, hlađenja i merenja indukovane aktivnosti za sva tri snopa prikazani su u tabeli 5.14.



### 5.2.3. Izračunavanje verovatnoće aktivacije

Verovatnoća aktivacije može se izračunati pomoću formule 5.2. Vrednost konstante radioaktivnog raspada  $^{116m}\text{In}$   $\lambda = 2.1334(24) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ , vrednosti za  $p_\gamma$  su date u tabeli 5.12. Izračunate vrednosti pobuđivanja fotoaktivacijom za određene energije  $\gamma$ -linije pomnožene sa  $\varepsilon$ , tj.  $\varepsilon R$  su date u tabeli 5.15.

Pošto su u [23] date greške za kvantne prinose i za broj detektovanih  $\gamma$ -fotona za određene energije, greška za  $\varepsilon R$  dobija se kao:

$$\Delta(\varepsilon R) = \varepsilon R \sqrt{\left(\frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta p_\gamma}{p_\gamma}\right)^2} \quad (5.8)$$

Za određivanje odnosa indukovane aktivnosti izomera i aktivnosti proizvoda neutronskog zahvata, odabrana je  $\gamma$ -linija energije 1293.54 keV iz spektra za neutronski zahvat i  $\gamma$ -linija energije 336.3 keV iz spektra za raspad izomera. Odnosi su izračunati za sve tri energije upadnog snopa zakočnog zračenja.

Postignuta aktivnost  $^{116m}\text{In}$  u reakciji  $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116m}\text{In}$  potiče od zahvata termalnih i brzih (epitermalnih) neutrona, pa se verovatnoća aktivacije može predstaviti sledećim izrazom [5]:

$$R_n = \Phi_{th} \sigma_{th} + \Phi_{epi} I \quad (5.9)$$

gde su  $\sigma_{th}$  i  $I$  efikasni preseki za subkadmijumske i epikadmijumske neutrone, a  $\Phi_{th}$  i  $\Phi_{epi}$  su fluksevi termalnih i brzih neutrona. Količina termalnih neutrona u određenom slučaju zavisi od broja proizvedenih neutrona, što dovodi do zaključka da je indukovana aktivnost proporcionalna ukupnom broju neutrona proizvedenih u glavi akceleratora.

Termalizacija brzih neutrona, koji su proizvedeni u glavi akceleratora, zavisi od geometrije prostorije. U ovom eksperimentu ovaj efekat se ne može uzeti u obzir, zbog činjenice da su se ozračivanja vršila pomoću tri snopa iz dva ekceleratora, koji se nalaze u različitim prostorijama.

Karakteristike detektovanih izotopa  $^{115m}\text{In}$  i  $^{116m}\text{In}$  su date u tabeli 5.13.[5].

Tabela 5.13.

Izotop	Reakcija	Efikasni presek	$T_{1/2}$	Energije i odgovarajući prinosi
$^{116m}\text{In}$	$^{115}\text{In}(n, \gamma) ^{116m}\text{In}$	$\sigma_{\text{th}} = 162.3 [\text{barn}]$ $I = 2605 [\text{barn}]$	54.2 min	416.86, 29.2% 818.70, 11.5% 1097.30, 56.2% 1293.54, 84.4%
$^{115m}\text{In}$	$^{115}\text{In}(\gamma, \gamma') ^{115m}\text{In}$	$\sigma E = 9.3 [\text{mbarn MeV}]$	4.486 h	336.3, 45.8%

Posmatrana  $\gamma$ -linija u spektru raspada  $^{115m}\text{In}$  je linija na energiji 336.3 keV, a linija u spektru raspada  $^{116m}\text{In}$ , za koju se posmatra verovatnoća aktivacije, je linija na energiji 1293.54 keV.

Verovatnoće aktivacije za sve tri nominalne energije snopa zakočnog zračenja za pobuđivanje izomera su date u tabeli 5.4., za uzorak postavljen u sredinu radijacionog polja.

#### 5.2.4. Efikasnost detektora

Pod efikasnošću detektora podrazumeva se verovatnoća da će čestica biti detektovana. Totalna fotopik efikasnost se definiše kao odnos broja fotona određene energije koji su detektovani u liniji totalne apsorpcije u određenom vremenskom intervalu i ukupnog broja fotona iste energije što ih je u istom vremenskom intervalu radioaktivni izvor emitovao:

$$\varepsilon = \frac{N}{N_e} \quad (5.10)$$

gde je  $N$  broj fotona detektovanih u fotopiku, a  $N_e$  je broj emitovanih fotona. Ovako definisana efikasnost zavisi od geometrijskih uslova detektovanja i samog detektora. U zavisnosti od prostornog ugla pada više ili manje čestica. Geometrijska efikasnost se može definisati kao odnos fluksa koji pada na detektor i ukupnog fluksa čestica emitovanog od strane izvora. Ukoliko se zračenje emituje izotropno, geometrijska efikasnost se

može predstaviti kao odnos prostornog ugla pod kojim čestice iz izvora padaju na detektor i ukupnog prostornog ugla. Pod sopstvenom efikasnošću detektora podrazumeva se verovatnoća da se čestica, koja je pala na detektor, registruje pod pikom totalne apsorpcije. Ova efikasnost zavisi od atenuacionih svojstava samoga detektora i energije upadnog zračenja i računa se kao:

$$\varepsilon_d = \frac{N}{N_u} \quad (5.11)$$

gde je  $N_u$  broj čestica koje su stigle do detektora. Ukupna fotopik efikasnost može se računati kao:

$$\varepsilon = \varepsilon_d \cdot \varepsilon_g = \varepsilon_d \frac{\Omega}{4\pi} \quad (5.12)$$

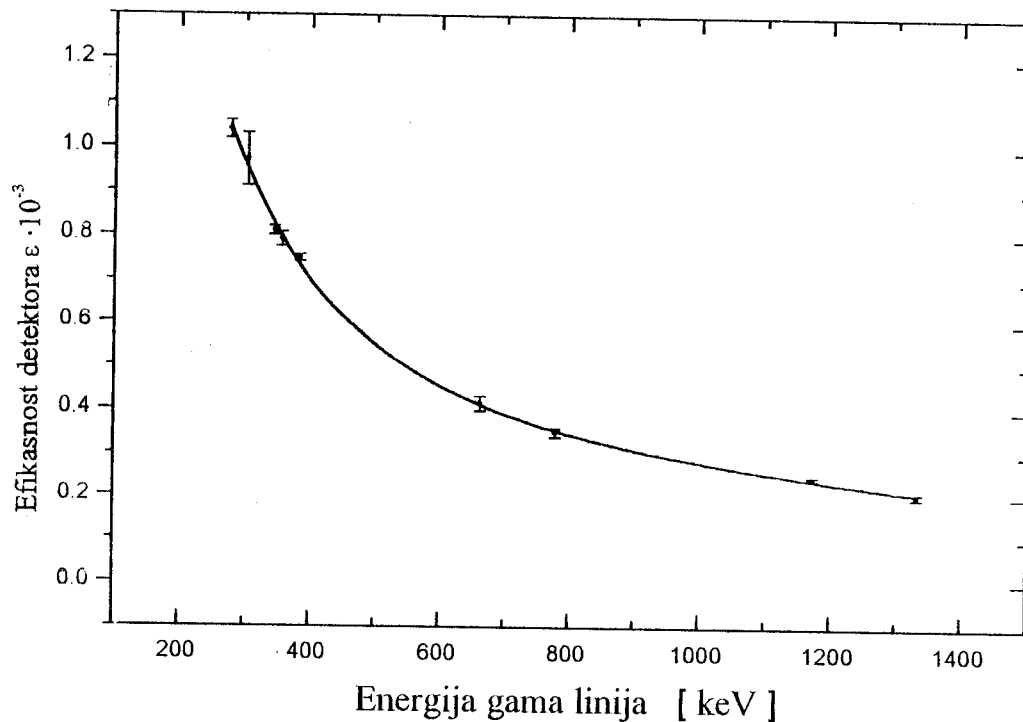
gde je  $\varepsilon_g$  geometrijska efikasnost,  $\Omega$  prostorni ugao pod kojim zračenje pada na detektor, a  $4\pi$  je ukupan prostorni ugao.

Sve navedeno važi bez ograničenja za tačkaste izvore, dok je za izvore konačnih dimenzija, kod kojih dolazi i do samoapsorpcije, proračunavanje efikasnosti znatno složenije. Da bi se odredila nepoznata efikasnost nekog izvora potrebno je poznavati sopstvenu efikasnost detektora za energiju emitovanog gama zračenja, geometrijske uslove u kojima se merenje izvodi i  $\varepsilon_g$ , tj. geometrijsku efikasnost. U ovom eksperimentu se uzimalo da je ona približno ista i za merenja pri pobuđivanju izomera i pri neutronsom zahvatu.

Standardni postupak je da se u identičnim geometrijskim uslovima osim izvora nepoznate aktivnosti snime i  $\gamma$ -spektri nekih kalibracionih izvora, tako odabranih da se u energetske oblasti od interesa dobije dovoljan broj vrednosti za  $\varepsilon$ , na osnovu kojih bi se mogla konstruisati kriva zavisnosti efikasnosti od energije. Kalibracionim izvorima je u trenutku proizvodnje precizno utvđena aktivnost, tako da se veoma jednostavno može utvrditi broj emitovanih gama fotona određene energije u svakom narednom trenutku. Ako se iz snimljenih spektara odredi intenzitet odgovarajuće  $\gamma$ -linije, totalna fotopik efikasnost za datu energiju može se izračunati kao:

$$\varepsilon = \frac{N}{A_0 e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} p_\gamma} = \frac{N}{A_0 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}} p_\gamma} \quad (5.13)$$

gde je  $N$  broj fotona detektovanih u fotopiku,  $A_0$  je početna aktivnost kalibracionog izvora,  $t$  je vreme proteklo od trenutka merenja te aktivnosti,  $T_{1/2}$  je period poluraspada kalibracionog izvora i  $p_\gamma$  je kvantni prinos za fotone posmatrane energije. Za određivanje  $\varepsilon(E)$  potrebno je u potpuno identičnim geometrijskim uslovima snimiti  $\gamma$ -spektre nekoliko kalibracionih izvora. Dobijeni rezultati su prikazani na slici 5.13.



Slika 5.13. Zavisnost efikasnosti detektora od energije upadnog fotona

#### 5.2.5. Određivanje odnosa indukovane aktivnosti proizvoda neutronskeg zahvata i indukovane aktivnosti izomera

Izraz za verovatnoću aktivacije zahvatom neutrona može da se napiše u obliku:

$$R_n = \frac{\lambda_n A N_{\gamma(n)} t_m}{\varepsilon_n p_{\gamma(n)} \eta m e^{-\lambda_n \Delta t} (1 - e^{-\lambda_n t_m}) (1 - e^{-\lambda_n t_x})} \quad (5.14)$$

a izraz za verovatnoću aktivacije pobuđivanjem izomera u obliku:

$$R_\gamma = \frac{\lambda_\gamma A N_{\gamma(\gamma)} t_m}{\varepsilon_\gamma p_{\gamma(\gamma)} \eta m e^{-\lambda_\gamma \Delta t} (1 - e^{-\lambda_\gamma t_m})(1 - e^{-\lambda_\gamma t_z})} \quad (5.15)$$

Za odnos ove dve veličine dobija se:

$$\frac{R_n}{R_\gamma} = \frac{\lambda_n N_{\gamma(n)} \varepsilon_\gamma p_{\gamma(\gamma)} e^{-\lambda_\gamma \Delta t} (1 - e^{-\lambda_\gamma t_m})(1 - e^{-\lambda_\gamma t_z})}{\lambda_\gamma N_{\gamma(\gamma)} \varepsilon_n p_{\gamma(n)} e^{-\lambda_n \Delta t} (1 - e^{-\lambda_n t_m})(1 - e^{-\lambda_n t_z})} \quad (5.16)$$

Iz tabela 5.4., 5.15. i na osnovu slike 5.13. može se odrediti vrednost za  $R_n/R_\gamma$ .

Za odnos efikasnosti za energiju  $\gamma$ -linije dobijena je vrednost  $\varepsilon_\gamma/\varepsilon_n=3.99$  ( $\varepsilon_\gamma/\varepsilon_n$  za energiju  $\gamma$ -linije od 416.86 keV je 1.06, za  $\gamma$ -liniju od 818.7 keV je 2.6, a za  $\gamma$ -liniju od 1097.3 keV je 3.31).

Greške se mogu odrediti pomoću formule :

$$\Delta \left( \frac{R_n}{R_\gamma} \right) = \frac{R_n}{R_\gamma} \sqrt{\left( \frac{\Delta R_n}{R_n} \right)^2 + \left( \frac{\Delta R_\gamma}{R_\gamma} \right)^2 + \left( \frac{\Delta p_{\gamma(n)}}{p_{\gamma(n)}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta p_{\gamma(\gamma)}}{p_{\gamma(\gamma)}} \right)^2} \quad (5.17)$$

U [23]  $p_\gamma$  za energiju 336.3 keV data je sa greškom na drugoj decimali, pa se zbog toga ne uzima u obzir. Odnos efikasnosti određen je greškom manjom od 3 %.

Dobijene vrednosti su predstavljene u tabeli 5.15.

U tabeli 5.14. date su veličine koje su direktno merene.

Tabela 5.14.

$E$ [MeV]	$m$ [g]	$\Delta t$ [s]	$t_m$ [s]	$t_{zr}$ [s]
6	3.08	2580	4062	585.6
10	3.08	1440	2000	483
15	3.08	1800	4660	381.6



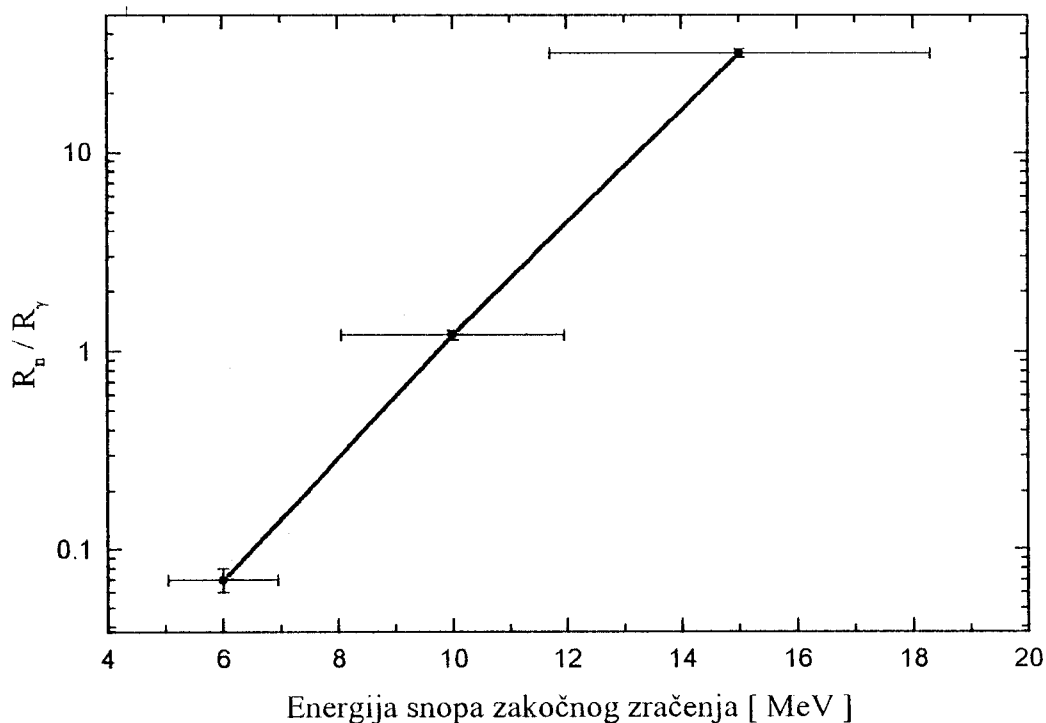
Tabela 5.15.

E [MeV]	$E_\gamma$ [keV]	$p_\gamma$ [%]	$N_\gamma$ [c/ks]	$\varepsilon R$ [ $s^{-1}$ ]
6	416.75(11)	29.2(14)	16.9(23)	$8.3(12) \cdot 10^{-20}$
	818.57(17)	11.5(4)	1.0(8)	$1.2(10) \cdot 10^{-20}$
	1097.40(21)	56.2(11)	12.6(20)	$3.2(5) \cdot 10^{-20}$
	1293.47(21)	84.4(17)	16.5(21)	$2.8(4) \cdot 10^{-20}$
10	416.91(5)	29.2(14)	$4.61(7) \cdot 10^3$	$1.74(9) \cdot 10^{-17}$
	818.71(10)	11.5(4)	$1.00(3) \cdot 10^3$	$0.96(4) \cdot 10^{-17}$
	1097.28(10)	56.2(11)	$4.31(8) \cdot 10^3$	$0.847(23) \cdot 10^{-17}$
	1293.62(11)	84.4(17)	$5.22(8) \cdot 10^3$	$0.682(17) \cdot 10^{-17}$
15	416.91(4)	29.2(14)	$77.5(10) \cdot 10^3$	$5.09(25) \cdot 10^{-16}$
	818.68(7)	11.5(4)	$16.98(21) \cdot 10^3$	$2.83(10) \cdot 10^{-16}$
	1097.28(6)	56.2(11)	$73.0(8) \cdot 10^3$	$2.49(6) \cdot 10^{-16}$
	1293.59(7)	84.4(17)	$89.0(13) \cdot 10^3$	$2.02(5) \cdot 10^{-16}$

Tabela 5.16.

E[MeV]	$N_\gamma(\gamma')$ [c/ks]	$N_\gamma(n)$ [c/ks]	$p_\gamma(\gamma')$ [%]	$p_\gamma(n)$ [%]	$\Delta t$ [s]	$t_m$ [s]	$t_{zr}$ [s]	$R_n / R_\gamma$
6	682(16)	16.5(21)	45.8	84.4(17)	2580	4062	585.6	0.070(10)
10	$7.47(12) \cdot 10^3$	$5.22(8) \cdot 10^3$	45.8	84.4(17)	1440	2000	483	1.22(6)
15	$6.16(9) \cdot 10^3$	$89.0(13) \cdot 10^3$	45.8	84.4(17)	1800	4660	381.6	31.8(16)

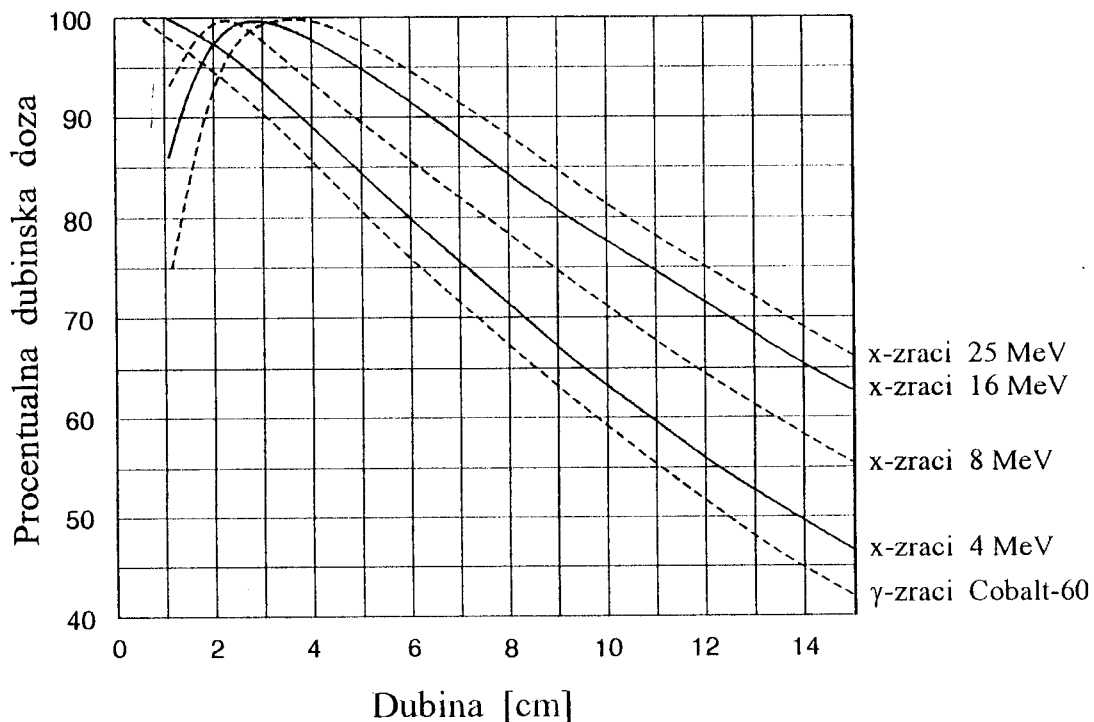
Na slici 5.14. prikazan je odnos  $R_n/R_\gamma$  u zavisnosti od energije upadnog snopa. Vidi se da je  $R_n/R_\gamma$  izrazito oštra funkcija energije u posmatranom energetsom opsegu. Odnos  $R_n/R_\gamma$  menja se za tri reda veličine u posmatranom intervalu. Na osnovu nagiba krive moguće je grubo proceniti da se odnos  $R_n/R_\gamma$  menja za 5 % na svakih 100 keV maksimalne energije spektra zakočnog zračenja.



Slika 5.14. Zavisnost odnosa indukovanih aktivnosti od energije snopa zakočnog zračenja

### 5.2.6. Realne vrednosti maksimalnih energija spektra zakočnog zračenja

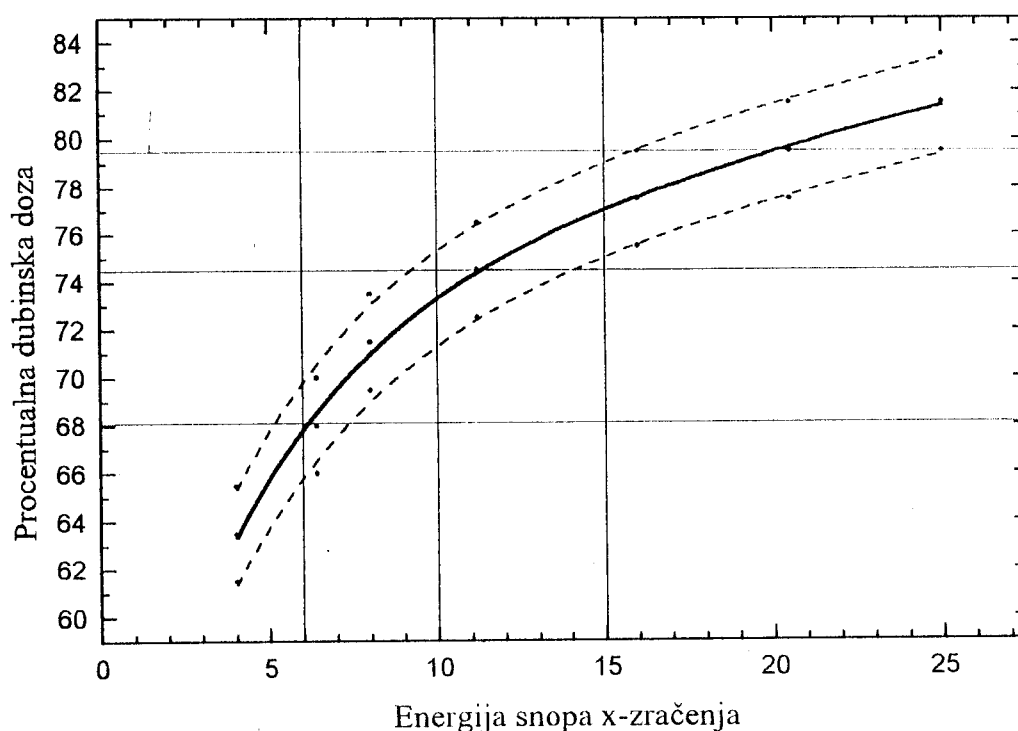
Na slici 5.15. prikazana je procentualna dubinska doza u vodenom fantomu u zavisnosti od dubine, za različite energije izlaznog snopa akceleratora [26].



Slika 5.15. Zavisnost procentualne dubinske doze od dubine vode u fantomu

Informacije o karakteristikama akceleratorskog snopa se dobijaju snimanjem krive procentualne dubinske doze u vodenom fantomu. Procentualna dubinska doza predstavlja odnos izražen u procentima doze izmerene na nekoj dubini u medijumu i doze u referentnoj tački, obe merene na centralnoj osi snopa. Za zračenje visokih energija referentna tačka se nalazi na dubini gde se postiže maksimalna doza. Najjednostavniji način da se konstruiše kriva procentualne dubinske doze je da se upoređuju signali iz dva identična detektora. Jedan od detektora se postavlja u referentnu tačku, a drugi se kontinuirano pomera po željenim dubinama. Maksimalna doza za vodu je karakteristična veličina za svaku upotrebijenu energiju što se vidi na slici 5.15. Na osnovu krive za procentualnu dubinsku dozu može se dobiti vrednost doze za svaku pojedinačnu dubinu u vodenom fantomu.

Na Institutu za onkologiju u Sremskoj Kamenici izmerene su procentualne dubinske doze za sva tri snopa od 6, 10 i 15 MeV i dobijene vrednosti su 68 %, 74.5% i 79.5%. Protokol u [26] dozvoljava 2 % greške na svaku od ovih kriva na slici 5.15. Na slici 5.6. prikazana je zavisnost procentualne dubinske doze od energije upadnog snopa za dubinu vode od 10 cm uzimanjem u obzir ovu neodređenost.



*Slika 5.16. Zavisnost procentualne dubinske doze u vodenom fantomu od energije snopa x-zračenja na 10 cm dubine*

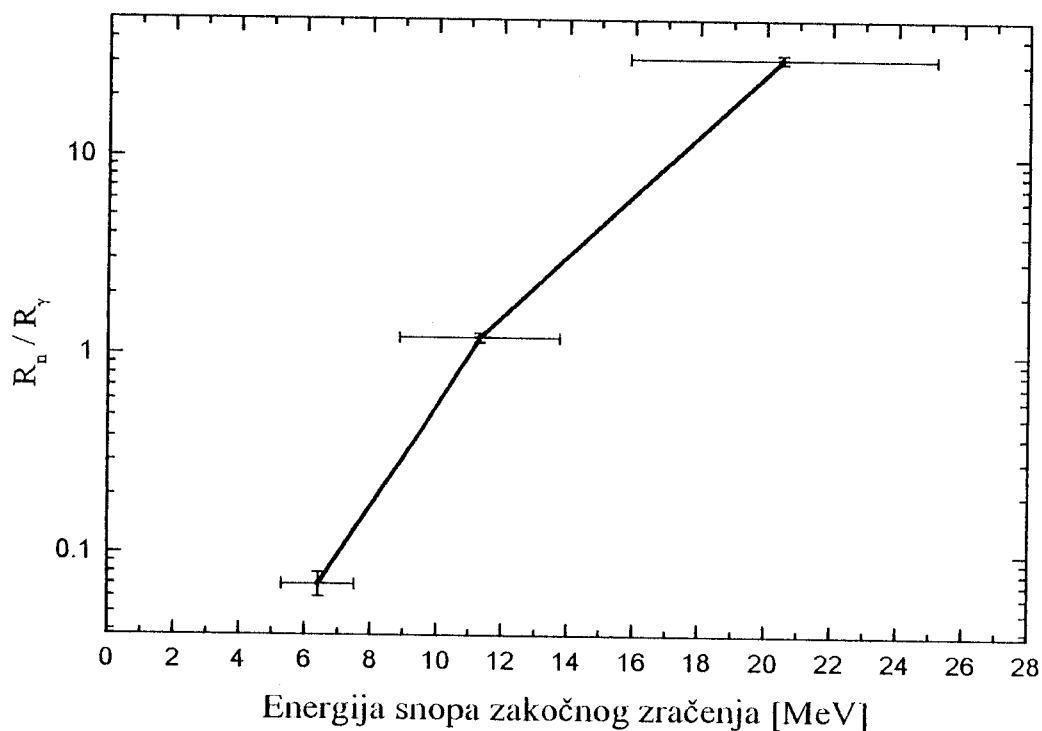
Sa slike 5.16. se vidi da su vrednosti za procentualnu dubinsku dozu date sa relativno velikom neodređenošću za nominalne energije snopova zračenja iz akceleratora.

Ako se posmatra neodređenost energije snopa za određenu vrednost procentualne dubinske doze, vidi se da je ta neodređenost mnogo veća: za 6 MeV je oko 1 MeV, za 10 MeV je oko 2 MeV, a za 15 MeV neodređenost je oko 4 MeV. U tabeli 5.17. date su realne vrednosti maksimalne energije spektra zakočnog zračenja za sva tri akceleratora.

Tabela 5.17.

Nominalna energija [MeV]	Realna energija [MeV]
6	-1.2
	6.4
10	+1.0
	11.3
15	-2.1
	+2.8
	-4.7
	+4.6

Na slici 5.17. prikazana je zavisnost  $R_n/R_\gamma$  od realnih energija snopova.



Slika 5.17. Zavisnost odnosa indukovanih aktivnosti od realnih energija snopova zakočnog zračenja

Kako se i za snop od 6 MeV dobija količina  $^{116m}\text{In}$  koja se može detektovati, na osnovu navedenih podataka za energetske pragove za volfram i olovo za  $(\gamma, n)$  reakciju moguće je zaključiti da je ta energija viša od 6 MeV. Poznato je da je za izlazni snop nominalne energije od 15 MeV, zbog raznih intervencija, stvarna vrednost iznad 20 MeV.

Zbog činjenice da energije izlaznih snopova nisu tačno poznate, zavisnost  $R_n/R_\gamma$  od energije (slika 5.17.) samo ilustruje da je ovaj metod za određivanje maksimalne energije spektra zakočnog zračenja dovoljno osetljiv.

Energetski prag za fotopobuđivanje  $^{115}\text{In}$  je oko 1 MeV, a pošto su poznate i neke vrednosti za fotoekscitaciju preko dipolne rezonance, što je prikazano na slikama 5.5 i 5.6, donja granica za primenu ove metode nije određena fotopobuđivanjem izomera već pragom za  $(\gamma, n)$  reakciju na meti u glavi akceleratora, koja je oko 7 MeV, na kojoj počinje stvaranje fotoneutrona.

## Zaključak

Na osnovu izvršenih merenja i dobijenih rezultata, dokazano je da su  $(\gamma, \gamma')$  i  $(\gamma, n)$  fotonuklearne reakcije na  $^{115}\text{In}$  dovoljno osetljive za utvrđivanje neuniformnosti spektra zakočnog zračenja duž radijacionog polja. Za snop energije od 10 MeV za reakciju  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$  zapaža se da odnos verovatnoća aktivacija opada za 10 % od vrednosti u centralnoj tački polja i na rastojanju 12 cm od centra, a za snopove energija od 6 i 15 MeV brojne vrednosti odnosa verovatnoća aktivacija opadaju za oko 15 %.

Visokoenergetski deo spektra, iznad 9 MeV, ispitivan je fotonuklearnom reakcijom  $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114m}\text{In}$ . Razlika u odnosima verovatnoća aktivacija za centralnu i krajnju tačku, koje su međusobno udaljene za 12 cm, iznosi oko 30 % [4].

U drugom delu ovog rada putem reakcija  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$  i  $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116m}\text{In}$  dokazano je, na osnovu merenja indukovane aktivnosti, da je odnos verovatnoća aktivacija ( $R_n/R_\gamma$ ), koje su nastale neutronske zahvatom na  $^{115}\text{In}$  i pobuđivanjem izomera  $^{115}\text{In}$ , dovoljno osetljiv indikator za utvrđivanje maksimalne energije spektra zakočnog zračenja [5].

Neke druge metode, kao što je zahvat neutrona koji nastaje fotodezintegracijom deuterijuma, koriste se za ispitivanja u nižim energetskim opsezima i manje su osetljivi od metoda predloženog u ovom radu.

Pojednostavljanjem načina detekcije  $\gamma$ -spektara, tj. pronalaženjem načina detekcije  $\gamma$ -spektara u kliničkim uslovima, sa nekim jednostavnijim a savršenijim detektorskim sistemom, još više bi se doprinelo efikasnosti ove metode.

Uz kalibraciju akceleratora pomoću precizno određenih vrednosti energija više izlaznih snopova, u ovom radu predloženi metod bi bio prihvatljiv za apsolutna merenja maksimalnih energija spektra zakočnog zračenja. Trenutno, navedeni postupak se može predložiti kao dodatni metod za povremenu proveru rada akceleratora.



## Literatura

1. Lucian Wielopolski and Xuemin Ren: High-energy x-ray beam characterization using photonuclear reaction, *Medical Physics*, 19(6), 1992.
2. Ravinder Nath and R. J. Schulz: Determination of high-energy x-ray spectra by photoactivation, *Medical Physics*, 3(3), 1976.
3. R. J. Schulz and Ravinder Nath: Photoactivation ratios for specification of high-energy x-ray quality: Part II, 4-15-MV x-rays, *Medical Physics*, 4(1), 1977.
4. M. Krmar, J. Slivka, I. Bikit, L.J. Čonkić, A. Rudić:  $^{115}\text{In}$  as a Probe for the Characterization of Therapy Bremsstrahlung Beams and the Detection of Photoneutrons, *primljeno u štampu u Medical Physics*
5. M. Krmar, J. Slivka, I. Bikit, L.J. Čonkić, A. Rudić: Bremsstrahlung endpoint energy monitoring by  $^{115}\text{In}$  activation detector, *primljeno u štampu u NUCLEAR INSTRUMENTS & METHODS IN PHYSICS RESEARCH (Section A)*
6. R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands: *Mai fizika 3*, MŰSZAKI KÖNYVKIADÓ, BUDAPEST 1985.
7. *Fizikai kézikönyv műszakiaknak II. kötet*, MŰSZAKI KÖNYVKIADÓ, BUDAPEST 1980.
8. P. Marmier and E. Sheldon: *Physics of Nuclei and Particles*, Academic Press, New York 1969. and 1970.
9. Keszthelyi Lajos: *Atomok és atomi részecskék*, Szegedi Nyomda Vállalat, 1959.
10. Norman A. Dyson: *x-rays in atomic and nuclear physics*, Longman Group London, 1973.
11. L. Marinkov: *Osnovi nuklearne fizike*, PMF, NOVI SAD 1976.

12. W. E. Burcham: NUKLEARNA FIZIKA Uvod (sa fizikom čestica), Naučna knjiga Beograd, 1974.
13. C. J. Karzmark: Advances in linear accelerator design for radiotherapy, *Medical Physics* 11 (105-128), 1984.
14. D. Greene: Linear Accelerators for Radiation Therapy, Adam Hilger Ltd, Bristol and Boston in collaboration with the Hospital Physicists' Association, 1989.
15. Tehnička dokumentacija linearnog akceleratora (15 MeV) firme "Siemens"
16. H. E. Johns, J. R. Cunningham: The Measurement of Absorbed Dose in The Physics of Radiology, (272-311) Thomas Springfield IL, 1978.
17. J. M. Blatt, V. F. Weisskopf: Theoretical Nuclear Physics, *John Wiley, New York, 1955.*
18. E. Segre: Nuclei and Particles, *W. A. Benjamin inc., New York, 1965.*
19. M. D. Krmar: Određivanje energetskog spektra atoma u snopu 15 MeV-skog x-zračenja fotoaktivacionom i atenuacionom analizom, *Magistarska teza, Beograd, 1993.*
20. J. J. Carroll et al: Photoexcitation of nuclear isomers by  $(\gamma, \gamma')$  reactions, *The American Physical Society* 43(3), 1991.
21. P. von Neumann-Cosel, A. Richter, C. Spieler, W. Ziegler: Resonant photoexcitation of isomers.  $^{115m}\text{In}$  as a test case, *Physics Letters B* 266, 1991.
22. А. П. Дубенский, В. П. Дубенский, Е. А. Бойкова: Исследование фотовозбуждения изомера  $^{115m}\text{In}$  при энергии 3.5-5.5 МэВ, *Известия Академии Наук, 1995.*
23. E. Browne, R. V. Firestor: Table of Radioactive Isotopes
24. S. M. Seltzer and M. J. Berger, *Physical Review C*, 7, 858, 1973.
25. C. M. Lederer and V. S. Shirley: Table of Isotopes, VII th edition, *J. Willey and Sons New York, 1978.*
26. British Journal of radiology, Depth dose tables for use in radiotherapy, Supplement, 17, 1983.

UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

- Redni broj:  
RBR
- Identifikacioni broj:  
IBR
- Tip dokumentacije: *Monografska dokumentacija*  
TD
- Tip zapisa: *Tekstualni štampani materijal*  
TZ
- Vrsta rada: *Diplomski rad*  
VR
- Autor: *Varga Ester, br. dos. 278/89*  
AU
- Mentor: *Dr Miodrag Krmar, docent PMF Novi Sad*  
MN
- Naslov rada: *Mogućnosti korišćenja <sup>115</sup>In za merenje karakteristika fotonskog snopa linearnih terapijskih akceleratora*  
NR
- Jezik publikacije: *Srpski (latinica)*  
JP
- Jezik izvoda: *Srpski*  
JI
- Zemlja publikovanja: *Jugoslavija*  
ZP
- Uže geografsko područje: *Vojvodina*  
UGP
- Godina: *1998.*  
GO
- Izdavač: *Autorski reprint*  
IZ
- Mesto i adresa: *Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, 21000 Novi Sad*  
MA
- Fizički opis rada: *(5/79/26/17/35/6/0)*  
FO
- Naučna oblast: *Fizika*  
NO
- Naučna disciplina: *Nuklearna fizika*  
ND
- Predmetna odrednica/ključne reči: *Linearni terapijski akcelerator, spektar zakočnog zračenja, fotonuklearne reakcije, aktivaciona analiza*  
PO
- Čuva se: *Biblioteka Instituta za fiziku, PMF Novi Sad*  
ČU
- Važna napomena: *Nema*  
VN
- Izvod: *U radu je prikazano određivanje neuniformnosti spektra zakočnog zračenja duž radijacionog polja i mogućnost određivanja maksimalne energije spektra zakočnog zračenja aktivacionim detektorom*  
<sup>115</sup>In kao monitorom
- IZ
- Datum prihvatanja teme od strane Veća: *10.06.1998.*  
DP
- Datum odbrane: *24.06.1998.*  
DO
- Članovi komisije:  
*Predsednik:*  
*Dr. Ištvan Bikit, redovni profesor, PMF, Novi Sad*  
*Članovi:*  
*Dr. Miodrag Krmar, docent, PMF, Novi Sad*  
*Dr. Jaroslav Slivka, vanredni profesor, PMF, Novi Sad*  
*Dr. Radomir Kobilarov, vanredni profesor PMF, Novi sad*  
KO