



**UNIVERZITET U NOVOM
SADU
PRIRODNO MATEMATIČKI
FAKULTET**



- Milomir Milaković –

ODREĐIVANJE SPEKTRA ZAKOČNOG ZRAČENJA TEHNIKAMA DEKONVOLUCIJE

- DOKTORSKA DISERTACIJA -

Novi Sad, 2025.



**UNIVERZITET U NOVOM
SADU
PRIRODNOMATEMATIČKI
FAKULTET**



ODREĐIVANJE SPEKTRA ZAKOČNOG ZRAČENJA TEHNIKAMA DEKONVOLUCIJE

- DOKTORSKA DISERTACIJA-

Mentor: Dr. Nikola Jovančević

Kandidat: Milomir Milaković

Novi Sad, 2025.



UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCES
DEPARTMENT OF PHYSICS



DETERMINATION OF BREMSSTRAHLUNG SPECTRUM USING UNFOLDING TECHNIQUES

- DOCTORAL DISSERTATION-

Mentor: Dr. Nikola Jovančević

Candidate: Milomir Milaković

Novi Sad, 2025.

НАВЕСТИ НАЗИВ ФАКУЛТЕТА ИЛИ ЦЕНТРА

КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА¹

Врста рада:	Докторска дисертација
Име и презиме аутора:	Миломир Милаковић
Ментор (титула, име, презиме, звање, институција):	Др. Никола Јованчевић, Ванредни професор, Природно-математички факултет, Универзитет у Новом Саду
Наслов рада:	Одређивање спектра закочног зрачења техникама деконволуције
Језик и писмо рада:	Српски, латиница
Физички опис рада:	Унети број: Страница_122_____ Поглавља_5_____ Референци_81_____ Табела__5_____ Слика__45_____ Графикона__/______ Прилога__/______
Научна област:	Физика

¹ Аутор докторске дисертације потписао је и приложио следеће Обрасце:

5б – Изјава о ауторству;

5в – Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада и дозвола за објављивање личних података;

5г – Изјава о коришћењу.

Ове Изјаве се чувају у институцији у штампаном и електронском облику и не корице се са радом.

Ужа научна област (научна дисциплина):	Нуклеарна физика
Кључне речи / предметна одредница:	Спектар закочног зрачења, технике деконволуције, фотонуклеарне реакције, метода трансмисије
Апстракт на језику рада:	Овај рад истражује и описује могућност процене високоенергетског спектра закочног зрачења, коришћењем технике мерења засноване на методи деконволуције. Да би се израчунао коначни енергетски спектар линеарног акцелератора почев из подразумеваног спектра, примењене су две експерименталне технике које омогућавају независну и комплементарну процену спектра: техника неутронске активације различитих изотопа Bi, и техника трансмисије фотонског снопа кроз различите материјале као што су вода, олово, гвожђе и бакар. Обадвије технике анализиране су коришћењем напредних алгоритама деконволуције SAND-II, GRAVEL и MAXED који омогућавају реконструкцију енергетског спектра из експерименталних података. Резултати добијени су упоређени са резултатима добијеним Монте Карло симулацијом у Geant4. Анализа открива да је високоенергетски спектар закочног зрачења добијен методом деконволуције у складу са Монте Карло симулацијом.
Датум прихватања теме од стране надлежног већа:	12.10.2023.
Датум одбране: (Попуњава накнадно институција)	
Чланови комисије: (титула, име, презиме, звање, институција)	Председник: Члан: Члан: Члан:
Напомена:	

UNIVERSITY OF NOVI SAD

FACULTY OR CENTER

KEY WORD DOCUMENTATION²

Document type:	Doctoral dissertation
Author:	Milomir Milaković
Supervisor (title, first name, last name, position, institution)	PhD Nikola Jovančević, Associate Professor, Faculty of Sciences, University of Novi Sad
Thesis title in English:	Determination of bremsstrahlung spectrum using unfolding techniques
Language and script:	Serbian language, Latin script
Physical description:	Number of: Pages__122_____ Chapters__5_____ References__81_____ Tables__5_____ Illustrations__45_____ Graphs___/_____ Appendices___/_____
Scientific field:	Physics
Scientific subfield (scientific discipline):	Nuclear Physics

² The author of the doctoral dissertation has signed the following Statements:

56 – Statement on the authorship,

5B – Statement that the printed and e-version of the doctoral dissertation are identical and authorization to use personal data,

5r – Copyright statement.

The paper and e-versions of Statements are held at the institution and are not included into the printed thesis.

Subject, Key words:	Bremsstrahlung spectra, unfolding techniques, photonuclear reactions, transmission method
Abstract in English:	This paper investigates and describes the possibility of estimating the high-energy spectrum of bremsstrahlung, using a measurement technique based on the unfolding method. In order to calculate the final energy spectrum of the linear accelerator starting from the default spectrum, two experimental techniques were applied that enable an independent and complementary assessment of the spectrum: the technique of neutron activation of different isotopes of Bi, and the technique of photon beam transmission through different materials such as water, aluminum, lead, iron and copper. Both techniques were analyzed using advanced unfolding algorithms SAND-II, GRAVEL and MAXED, which enable the reconstruction of the energy spectrum from experimental data. The results obtained were compared with the results obtained by Monte Carlo simulation in Geant4. The analysis reveals that the high-energy bremsstrahlung spectrum obtained by the unfolding method is consistent with the Monte Carlo simulation.
Date of endorsement by the scientific board:	12.10.2023.
Date of defence: (Filled in by the institution)	
Thesis defence board: (title, first name, last name, position, institution)	Chair: Member: Member: Member:
Note:	

Apstrakt

Ovaj rad istražuje i opisuje mogućnost procene visokoenergetskog spektra zakočnog zračenja, korišćenjem tehnike merenja zasnovane na metodi dekonvolucije. Da bi se izračunao konačni enrgetski spektar linearnog akceleratora počev iz podrazumevanog spektra, primijenjene su dvije eksperimentalne tehnike koje omogućavaju nezavisnu i komplementarnu procjenu spektra: tehnika neutronske aktivacije različitih izotopa Bi, i tehnika transmisije fotonskog snopa kroz različite materijale kao što su voda, aluminijum, olovo, gvožđe i bakar. Obadvije tehnike analizirane su korišćenjem naprednih algoritama dekonvolucije SAND-II, GRAVEL i MAXED koji omogućavaju rekonstrukciju enrgetskog spektra iz eksperimentalnih podataka. Rezultati dobijeni su upoređeni sa rezultatima dobijenim Monte Karlo simulacijom u Geant4. Analiza otkriva da je visokoenergtski spektar zakočnog zračenja dobijen metodom dekonvolucije u skladu sa Monte Carlo simulacijom.

Ključne reči: spektar zakočnog zračenja, tehnike dekonvolucije, fotonuklearne reakcije, metoda transmisije

Abstract

This paper investigates and describes the possibility of estimating the high-energy spectrum of bremsstrahlung, using a measurement technique based on the unfolding method. In order to calculate the final energy spectrum of the linear accelerator starting from the default spectrum, two experimental techniques were applied that enable an independent and complementary assessment of the spectrum: the technique of neutron activation of different isotopes of Bi, and the technique of photon beam transmission through different materials such as water, aluminum, lead, iron and copper. Both techniques were analyzed using advanced unfolding algorithms SAND-II, GRAVEL and MAXED, which enable the reconstruction of the energy spectrum from experimental data. The results obtained were compared with the results obtained by Monte Carlo simulation in Geant4. The analysis reveals that the high-energy bremsstrahlung spectrum obtained by the unfolding method is consistent with the Monte Carlo simulation.

Key Words: bremsstrahlung spectra, unfolding techniques, photonuclear reactions, transmission method

Sadržaj

Uvod	1
1. Zakočno zračenje	5
2. Linearni akceleratori	21
2.1. Kokroft-Valtonov akcelerator	22
2.2. Van de Graaff-ov akcelerator.....	23
2.3. Akceleratori sa pogurnim cijevima	25
2.4. Terapijski linearni akcelerator.....	26
2.4.1. Princip rada talasovoda	30
3. Tehnike dekonvolucije (unfolding)	35
4. Određivanje spektra zakočnog zračenja tehnikom dekonvolucije zasnovanom na $^{209}\text{Bi}(\gamma, \text{xn})$ reakcijama	49
4.1. Metoda	49
4.1.1. Podrazumevani (<i>a priori</i>) fotonski spektar	50
4.1.2. Podaci o efikasnim presecima	52
4.2. Merenje i rezultati	55
4.2.1. Ozračivanje	56
4.2.2. Gama spektroskopska merenja i normalizovana saturacija aktivnosti	57
4.2.3. Funkcije efikasnih preseka.....	62
4.2.4. Određivanje fotonskog spectra dekonvolucijom	65
4.2.5. Geant4 simulacija spektra zakočnog zračenja.....	68
4.3. Diskusija.....	71
4.3.1. Analiza nesigurnosti	71
4.3.2. Poređenje sa Geant4 simulacijom	74
5. Određivanje energetskog spektra fotonskog snopa terapijskog linearnog akceleratora tehnikom dekonvolucije atenuacionom metodom	80
5.1. Metoda	80
5.2. Merenja	84

5.2.1. Materijali	84
5.2.2. Merenje doze	86
5.3. Oblik energetskog spektra atenuiranog snopa terapijskog akceleratora.....	92
5.3.1. Geant4 simulacija spektra zakočnog zračenja.....	97
5.4. Eksperimentalni rezultati	103
5.4.1. Rezultati dekonvolucije.....	103
5.5. Diskusija.....	109
Zaključak	113

Uvod

Energetski spektar fotonskog snopa je jedan od najvažnijih karakteristika linearnih akceleratora koji se koriste kako u fundamentalnim istraživanjima tako i u medicini. Pošto su intenziteti fotonskih snopova linearnih akceleratora veoma visoki, u literaturi se može naći samo nekoliko rezultata direktne spektroskopije [1]. Jedan od načina da se okarakteriše fotonski snop je kroz Monte Karlo simulacije koje uzimaju u obzir sve interakcije unutar glave akceleratora [2]. Iako tehnike simulacije mogu dati dobre procene energetskih spektara, neophodno je da se obezbedi eksperimentalna verifikacija. Nekoliko indirektnih tehnika za rekonstrukciju oblika energetskog spektra fotonskih snopova linearnih akceleratora je razvijeno [3]. Cilj ovog rada je bio uspostavljanje nove eksperimentalne tehnike za rekonstruisanje oblika visokoenergetskog spektra zakočnog zračenja koristeći tehnike dekonvolucije (*unfolding*). Bile su razvijane dvije mjerne tehnike.

Prva tehnika se zasniva na merenju gama aktivnosti fotonima indukovanim nuklearnim reakcijama. One predstavljaju veoma zanimljive i izazovne oblasti nuklearne fizike. Sa obzirom da je karakter fotonuklearnih reakcija čisto elektromagnetni, mogu se primeniti i na istraživanje različitih parametara nuklearne strukture da bi se razumela različita nuklearna svojstva. Fotoni potrebni za ove reakcije su obično proizvedeni kao zakočno zračenje pomoću akceleratora elektrona. Da bi se pravilno protumačili rezultati dobijeni fotonuklearnim reakcijama, veoma je važno znati oblik spektra zakočnog zračenja. Najčešći slučaj je da su intenziteti i energije fotona u snopu toliko visoki da direktno merenje energetskog spektra zakočnog zračenja nije moguće. Izuzetno visok fotonski fluks snopa x-zraka izaziva nagomilavanje signala, i saturacijom izazvana mrtva vremena u najčešće korištenim spektroskopskim sistemima. Energetski depozit visokoenergetskih fotona uobičajenim detektorskim materijalima je mali, pa je verovatnoća detektovanja pune energije fotona veoma niska. Pošto su verovatnoće interakcija upadnih elektrona dobro poznate, moguće je proceniti najvažnije parametre snopa zakočnog zračenja numeričkim simulacijama kao što su one koje se mogu dobiti u Geant4 [4]. Eksperimentalno, energetski spektar fotonskog zračenja se može dobiti iz rezultata neke odabrane fotonuklearne reakcije za koje su energetski diferencijalni

efikasni preseki dobro poznati. Ako je energija fotona u snopu dovoljno velika, mogu se stvoriti različite čestice (protoni, neutroni, alfa čestice itd.) kao rezultat fotonuklearnih reakcija. U ovom radu fokus je postavljen na (γ, xn) reakcije. S obzirom da nema kulonove barijere za neutrone, ove reakcije imaju mnogo veću verovatnoću odvijanja od reakcija emitovanja naelektrisanih čestica. Efikasni preseki za (γ, n) reakcije na velikom broju stabilnih jezgara već su dobro poznati u energetsom regionu velike gigantske rezonance (do 30 MeV). U ovom energetsom opsegu, energetski spektar korištenih fotona može se numerički rekonstruisati, koristeći izmerene aktivnosti proizvoda nekoliko nuklearnih reakcija koje imaju dobro poznate efikasne preseke. Rezultati merenja efikasnog preseka za emisiju jednog ili više neutrona u višem energetsom opsegu nisu mnogo opisivani u literaturi [5, 6]. Zbog veoma lošeg skupa eksperimentalnih podataka, većina potrebnih informacija je trenutno pribavljeno kroz teorijske proračune. U ovom radu, za proračune je korišten kod TALYS 1.9 [7]. U ovoj studiji bavimo se problemom da se rekonstruiše oblik funkcije opisivanjem energetskih spektara zakočnog zračenja koristeći skup aktivacionih podataka. Za rešavanje ovog problema, potrebno je znati efikasne preseke fotonuklearnih reakcija kreiranja produkata čija je aktivnost merena u eksperimentu. Prirodni monoizotop ^{209}Bi je odabran za aktivaciju u ovom eksperimentu koristeći 100 MeV snop zakočnog zračenja. Do devet neutrona mogu se emitovati u (γ, xn) reakcijama pri ovoj fotonskoj energiji. Podaci za efikasne preseke za (γ, n) i $(\gamma, 2n)$ reakcije izvedena na ^{209}Bi može se naći u literaturi [8, 9]. Za veću multiplicitnost neutrona, postoji nekoliko radova koji predstavljaju analizu izlaza reakcije $^{209}\text{Bi}(\gamma, kn)$ [5, 6, 10–12], ali bez izmerenih efikasnih preseka. Najvažniji cilj ove studije je da proveriti da li je moguće rekonstruisati oblik visokoenergetskog spektra zakočnog zračenja koristeći nekoliko postojećih kodova dekonvolucije. Da bi se to postiglo, potrebno je izmeriti aktivnosti produkata nekoliko fotonuklearnih reakcija dobijenih izlaganjem mete od Bi snopu visokoenergetskih fotona, ali je takođe potrebno imati energetske diferencijalne efikasne preseke za ove reakcije. Ova studija testira mogućnost da koristeći rezultate TALYS proračuna kao izvor pouzdanih podataka o efikasnom preseku u proceduri dekonvolucije. Pored toga, dobijeni rezultati energetskog spektra zakočnog zračenja zatim se porede sa rezultatima Geant4 proračuna.

Druga tehnika je transmisionalna analiza [13]. To je metoda u kojoj se koliminisani snop fotona iz linearnog akceleratora prolazi kroz atenuatore različite debljine, a doza se meri na izabranoj tački. Rezultat ovih merenja je atenuaciona kriva, odnosno zavisnost doze od debljine atenuatora. Da bi se dobila transmisionalna kriva, potrebno je normalizovati detektovane vrednosti doze sa dozom izmerenom kada nije bilo atenuatora u snopu. Na osnovu podataka o transmisiji, moguće je da se rekonstruiše oblik spektra fotona pomoću raznih tehnika. Najčešće korišćene tehnike uključuju Laplasove parove, inverzne matrice ili iterativna dekonvolucija (*unfolding*). U nekim od ovih metoda poželjno je da se funkcija koja opisuje energetske zavisnosti atenuacije od materijala monotono smanjuje. Minimum ove funkcije mora biti na energiji većoj od energija krajnje tačke fotonskog snopa; dakle, u ovim eksperimentima, birani su uglavnom laki materijali, od grafita do bakra, za prikupljanje transmisionalnih podataka. Ovaj rad će se fokusirati na transmisionalnu tehniku i korišćenje postupka dekonvolucije za rekonstrukciju energetskog spektra fotonskog snopa, ali na blago drugačiji način. Standardna metoda koristi dekonvoluciju za procenu oblika spektra iz određenog broja merenja doze sa različitim debljinama jednog materijala atenuatora (ili kombinacija dva različita atenuatora). U ovom radu se istražuje mogućnost rekonstrukcije energetskog spektra snopa koji koriste skup transmisionalnih podataka prikupljenih identičnim eksperimentalnim postupkom ali koristeći nekoliko različitih materijala. U ovom radu doza zračenja je mjerena nakon transmisije kroz vodu, aluminijum, bakar, gvožđe i olovo. Umesto da koristimo nekoliko debljina istog materijala, moguće je izvršiti merenja sa više različitih materijala i dobiti skup transmisionalnih podataka. Izmerene doze se mogu izračunati kao integral funkcije koja takođe sadrži nepoznati energetski spektar. Matematički, ovaj problem se svodi na Fredholmovu jednačinu prve vrste. Ovaj problem se često susreće u nuklearnim reakcijama sa neutronima i fotonima [14-20], pa nekoliko visoko efikasnih kodova za dekonvoluciju razvijeni su u fizici reaktora. Neki od njih će se koristiti za procenu energetskog spektra fotonskog snopa terapijskog akceleratora iz skupa transmisionalnih podataka dobijenih sa nekoliko različitih atenuatora.

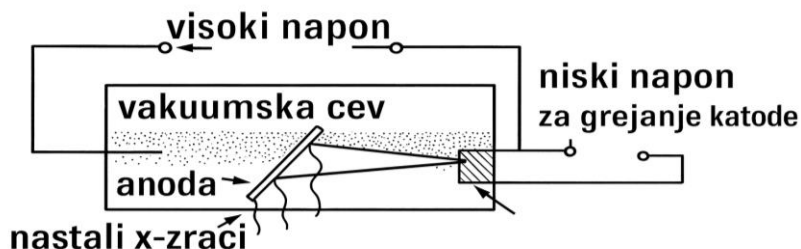
Očekivani rezultati obadviije tehnike treba da pokažu dobro slaganje sa rezultatima dobijenim teorijskim proračunima pomoću Schiff-ove funkcije i Monte Carlo simulacijom u Geant4.

Pored uvoda i zaključka ovaj rad ima pet poglavlja: 1. Zakočno zračenja, 2. Linearni akceleratori, 3. Tehnike dekonvolucije, 4. Određivanje spektra zakočnog zračenja tehnikom dekonvolucije zasnovanom na $^{209}\text{Bi}(\gamma, \text{xn})$ reakcijama i 5. Određivanje energetskog spektra fotonskog snopa terapijskog linearnog akceleratora atenuacionom metodom postupkom dekonvolucije.

Detaljan opis nastanka zakočnog zračenja objašnjen je poglavljju 1. U poglavljju 2 dat je hronološki razvoj i princip rada linearnih akceleratora. Tehnike dekonvolucije sa algoritmima SAND-II, GRAVEL i MAXED objašnjene su u poglavljju 3. Ovde je takođe objašnjen princip rada programa WinDona koji inkorporira ova tri algoritma kao i način unošenja dozimetrijskih podataka. U 4. poglavljju opisana je metoda određivanja spektra zakočnog zračenja pomoću neutronske aktivacije ^{209}Bi . Dat je podrazumevani oblik fotonskog spektra i predstavljeni su podaci o efikasnim preseccima za reakcije $^{209}\text{Bi}(\gamma, \text{xn})$, dobijeni uz pomoć TALYS koda za različite nuklearne modele, što služi kao ulaz u algoritme dekonvolucije. Takođe, predstavljena su sprovedena mjerenja, a dobijeni rezultati pomoću kojih je urađena rekonstrukcija spektra poređeni su sa Monte Carlo simulacijom u Geant4 programu za isti snop zakočnog zračenja. U poglavljju 5. opisane su primenjene metode za rekonstrukciju spektra na osnovu mernih podataka dobijenih transmisijom fotonskog snopa terapijskog linearnog akceleratora kroz nekoliko različitih materijala i detaljno su navedeni uslovi eksperimenta i korišćena oprema. Pomoću dobijenih rezultata rekonstruisan je spektar postupkom dekonvolucije, a dobijeni rezultati su takođe, poređeni su sa Monte Carlo simulacijom u Geant4 programu za isti snop zakočnog zračenja.

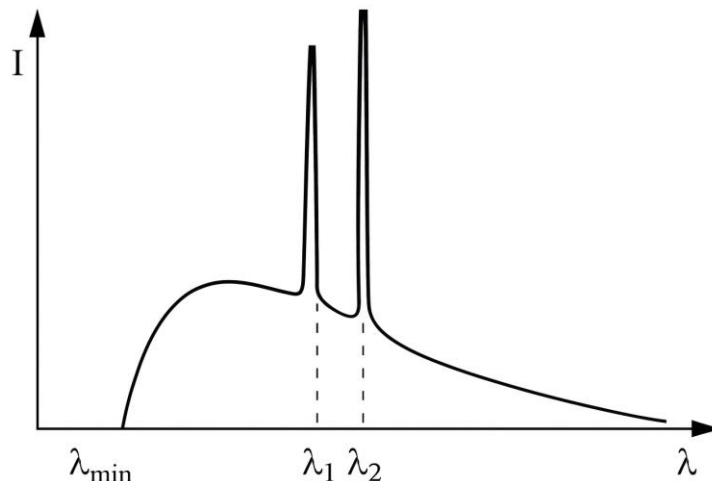
1. Zakočno zračenje

X-zračenje je elektromagnetno zračenje talasnih dužina od 0.01 nm do 20 nm. Ovo zračenje ima veliku prodornu moć i u supstanci može izazvati efekte jonizacije i florescencije. X-zračenje je otkrio Röntgen 8. Novembra 1895. godine u Würzburg-u (Bavarska).



Slika 1.1. Uređaj za dobijanje x-zraka

X-zračenje može nastati pri interakciji brzih čestica sa atomima, pa je jedan od mogućih načina njegovog dobijanja pomoću visoko evakuisanih elektronskih cevi. (Slika 1.1.). U vakuumskim cijevima elektroni koje emituje zagrijana katoda bivaju ubrzani razlikom potencijala od nekoliko desetina kilovolti, a zatim udaraju u anodu pri čemu nastaje emisija zračenja. Data površina anode koja se obično izrađuje od volframa predstavlja izvor x-zračenja. Dobijeno zračenje nije monoenergetsko a intezitet mu zavisi od energije elektrona kao i od atomskog broja materijala mete tj. anode [21]. Za dobijanje x-zračenja danas se koriste i akceleratori (betatron, linearni) pomoću kojih se ubrzavaju elektroni a onda se usmeravaju ka meti na kojoj bivaju zakočeni i pri tome dolazi do emisije zračenja [22, 23].



Slika 1.2. Kontinualni i karakteristični spektar x-zračenja

Spektar x-zračenja se sastoji iz kontinualnog dela koji potiče od zakočnog zračenja i od diskretnog dela koji nastaje karakterističnim zračenjem (Slika 1.2). Kontinualni dio spektra poseduje osobine da se prostire na velikom području talasnih dužina, na strani kraćih talasnih dužina ima maksimum i strmo se spušta prema određenoj graničnoj talasnoj dužini, na strani većih talasnih dužina opadanje je postepeno i bliži se nuli.

U skladu sa klasičnom teorijom svaka naelektrisana čestica koja doživi ubrzanje bi trebala da emituje zračenje. Zbog toga bi i upadna naelektrisana čestica prilikom skretanja sa svoje putanje ili pri promeni brzine kretanja, takođe trebalo da emituje elektromagnetno zračenje čiji je intenzitet proporcionalan ubrzanju, odnosno usporenju čestice. Usled pojave usporenja zračenje je nazvano zakočnim zračenjem [24].

Ubrzani elektroni interaguju sa Coulomb-vim poljem jezgra ili orbitalnih elektrona. Verovatnoća za interakciju elektrona sa nekim od orbitalnih elektrona atoma mete je znatno manja od verovatnoće za interakciju na jezgru te je i intenzitet zračenja koji je nastao na ovaj način zanemarljiv u odnosu na zračenje stvoreno u polju jezgra. Zbog velike mase jezgra elektroni prilikom sudara praktično mu ne predaju nikakvu energiju. Interakcije elektrona sa atomskim jezgrima mogu se posmatrati kao elastični i neelastični sudari gde će

samo u malom broju slučajeva doći do emisije fotona. Emitovana energija zračenja zavisi od kvadrata ubrzanja i naelektrisanja ze upadne čestice, rednog broja Z , atomskog jezgra i obrnuto proporcionalno kvadratu mase upadne čestice (jednačina 1.1). Stoga je ova pojava prvi put zapažena kod elektrona [5].

$$\frac{dE}{dt} \sim \frac{z^2 Z^2}{m^2} \quad (1.1)$$

Kreirani fotonom može imati energiju u intervalu od nulte do totalne kinetičke energije upadnog elektrona.

Prilikom elastičnog sudara elektrona sa atomskim jezgrom, Coulomb-va sila jezgra deluje na ubranu naelektrisanu česticu pri čemu ona koči i emituje zakočno zračenje intenziteta I duž nekog pravca u prostoru.

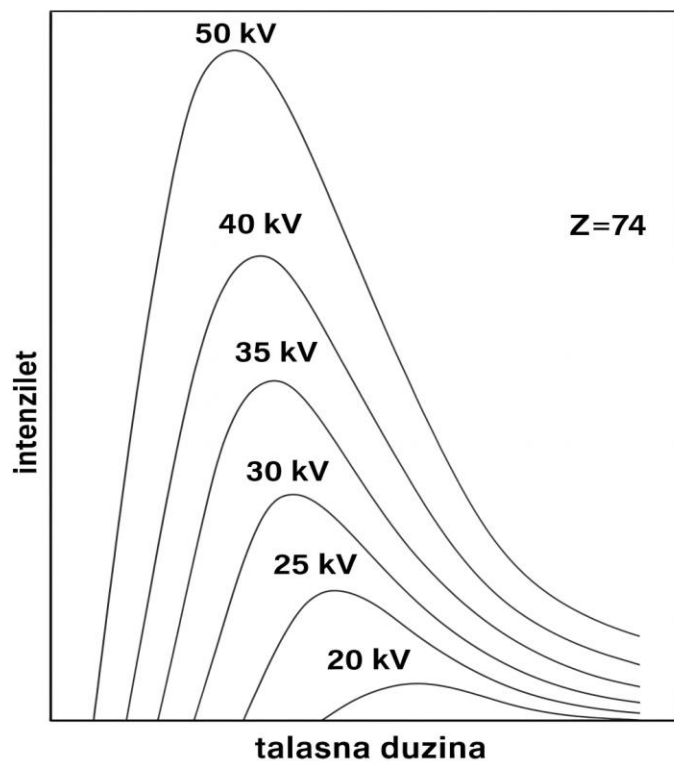
Ukupan intenzitet radijacije dobija se integracijom intenziteta po svim uglovima.

$$\int I 2\pi r^2 \sin\theta d\theta = \frac{2e^2 |a|^2}{3c^3} \quad (1.2)$$

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

Sa stanovišta kvantne teorije elektroni gube energiju emisijom fotona odnosno kvanta energije. S obzirom da energetska stanja slobodnih elektrona nisu diskretna, kvanti emitovane energije mogu uzimati razne vrednosti koje se kontinuirano menjaju [24].

Kontinualan spektar x-zraka pokazuje jasno određenu granicu na strani malih talasnih dužina - kratkotalasna granica, a taj minimum je određen maksimalnom energijom elektrona koji proizvode zračenje [21].



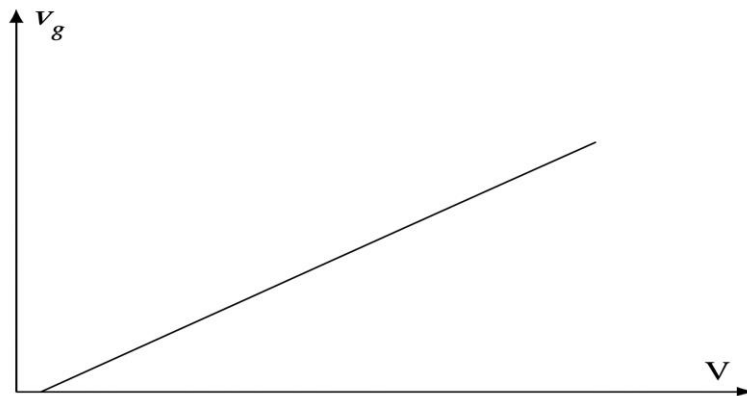
Slika 1.3 Kontinualni spektar x-zračenja

Kinetička energija koju stiče elektron zavisi od napona na elektrodama cevi za proizvodnju x-zraka, odnosno Rentgenske cevi. Ako taj napon označimo sa V , onda je kinetička energija elektrona kojom oni udaraju u anodu, data proizvodom eV , gde je e naelektrisanje elektrona. Minimalnu talasnu dužinu obilježavamo sa λ_{min} , a sa $\nu_g = \frac{hc}{\lambda_{min}}$ graničnu maksimalnu frekvenciju.

Na osnovu prethodnog izlaganja sledi

$$E_{K_m} = \frac{mv_{max}^2}{2} = eV = h\nu_g = \frac{hc}{\lambda_{min}} \quad (1.3)$$

Duane i Hunt su 1915. ustanovili linearnu zavisnost izmedu granične frekvencije ν_g i napona V , kao što je dato na Slici 1.4.



Slika 1.4. Linearna zavisnost izmedu granične frekvencije ν_g i napona V

Interakcija elektrona i atoma mete je složena i nije dovoljno poznata, ali je izvesno da elektron posrednim putem može da razmeni energiju sa više atoma i pritom izvrši ekscitaciju atoma. Zbog toga najveći broj fotona ima manju energiju od energije upadnog elektrona. Na osnovu zakona o održanju energije jasno je da foton ne može imati energiju veću od energije elektrona te odatle i pojam granične frekvencije. Pri takvoj graničnoj frekvenciji celokupna energija elektrona prelazi u energiju kvanta x-zraka.

Kvantna teorija daje izraz za kratkotalasnu granicu kontinualnog spektra na osnovu $\frac{hc}{\lambda_{min}} = eV$.

Ako se uzme u obzir vrijednost Planck-ove konstante h i naelektrisanje elektrona e , dobija se praktična relacija za izračunavanje minimalne talasne dužine x-zraka ako je poznat napon V na elektrodama Rentgentske cevi.

$$\lambda_{min} = \frac{1,2345}{V[kV]} [nm] \quad (1.4)$$

Relacija je poznata kao Duane-Hunt-ov zakon.

Talasne dužine emitovanih x-zraka u kontinualnom spektru ne zavise od matrijala anode, ali je efikasnost emisije veća ako se upotrebljavaju elementi veće atomske mase. Sa stanovišta kvantne mehanike verovatnoća da dođe do emitovanja fotona za individualan slučaj interakcije jednog elektrona na jednom atomu predstavljena je izrazom za efikasni presek:

$$d\sigma = \frac{137r_e^2}{(2\pi)^4} \frac{p_e E_0 E_e}{p_0} \left| \int \Psi_j^*(\lambda \cdot \alpha) e^{-ikr} \Psi_i d\tau \right|^2 E dE d\Omega_k d\Omega_p \quad (1.5)$$

gdje su E_0 i E_e energije elektrona pre i posle interakcije u jedinicama $m_0 c^2$, p_0 i p_e impulsi elektrona pre i posle interakcije u jedinicama $m_0 c$, r_e klasični elektronski radijus, $E = h\nu$ energija emitovanog fotona, $d\Omega_k d\Omega_p$ diferencijalni prostorni uglovi u pravcu kretanja fotona i elektrona, λ jedinični polarizacioni vektor fotona, $d\tau$ element zapremine, r radijus vektor u jedinicama Compton-ove talasne dužine, α Dirac-ova matrica i Ψ_i i Ψ_j Dirac-ove talasne funkcije početnog i krajnjeg stanja elektrona.

Razlika između kvantno-mehaničkog i klasičnog pristupa u objašnjenju pojave zakročnog zračenja je u tome što klasična elektrodinamička tvrdnja da će čestica uvek emitovati zračenje kada ima ubrzanje, dok kvantna teorija predviđa samo određenu verovatnoću da dođe do emisije zračenja. Ova verovatnoća je uglavnom toliko mala da u najvećem broju slučajeva i ne dolazi do nastanka fotona već se samo odigrava elastično rasijanje. Pri određivanju izraza za efikasni presek metodama kvantne mehanike potrebno je pronaći odgovarajući oblik talasne funkcije koja će dobro opisati upadni ubrzani elektron u Coulomb-vom polju jezgra, tj. mora se voditi računa o efektu zaklanjanja polja jezgra orbitalnim elektronima, a za više energije treba uzeti u obzir i relativističke efekte.

Prvi nerelativistički izraz za efektivni presjek dobio je Sommerfeld, a poslije su ga dopunili Bethe i Heitler korišćenjem Born-ove aproksimacije $\left(\frac{Ze^2}{h\nu} \ll 1\right)$. Pri dobijanju ovih izraza za

brzine čestica koje su još nerelativističke sa $\frac{Ze^2}{h\nu} < 1$, neophodno je voditi računa o zakonima održanja energije i impulse

$$E_0 = E + h\nu \quad (1.6)$$

$$Q^2 \approx (p - p')^2 \quad (1.7)$$

gde su E_0 i p – energija i impuls upadnog elektrona, E i p' – energija i impuls izlaznog elektrona, a Q je moment centra rasejanja. Integracijom po svim prostornim uglovima Bethe i Heitler dobili su

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{16}{3} \frac{Z^2 r_0^2}{137} \frac{1}{\beta^2} \frac{1}{E} \ln \left(\frac{(\sqrt{E_0} - \sqrt{E_0 - E})^2}{E} \right) \quad (1.8)$$

gde je $\beta = \frac{v}{c}$, a v je brzina upadnog elektrona.

Za relativistički slučaj do izraza za efikasni presek su došli Bethe i Heitler korišćenjem Sommerfeld–Maue-ove relativističke talasne funkcije Born-ove aproksimacije i Dirack-ove relativističke teorije. Za ekstremni relativistički slučaj kada upadni elektroni imaju energiju reda veličine nekoliko MeV-a ili čak nekoliko desetina MeV-a Bethe i Heitler su dobili

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{4Z^2 r_0^2}{137} \frac{1}{E} \left[1 + \left(\frac{E_e}{E_0} \right) - \frac{2}{3} \frac{E_e}{E_0} \right] \left(\ln \frac{2E_e E_0}{E} - \frac{1}{2} \right) \quad (1.9)$$

Prilikom izvođenja formule (1.9) vodilo se računa da granice očuvanja energije moraju biti modifikovane. $E_{\max}$ ne može više biti kinematička, nego $E_{\max} = mc^2$, dok se momenti fotona u ovom slučaju ne smeju zanemariti.

U izrazima (1.8) i (1.9) zaklanjanje jezgra orbitalnim elektronima nije uzeto u obzir. Međutim, ova pojava ima uticaj na diferencijalni efikasni presek i to pogotovo na energijama manjim od 10 keV i većim od 10 MeV. Tada može doći i do emitovanja fotona elektomagnetnog zračenja i na većoj distanci od atomskog jezgra, jer je ono okruženo orbitalnim elektronima pa se stvara znatno komplikovaniji potencijal.

Za ekstremno relativistički slučaj Schiff je izveo izraz za diferencijalni efikasni presek emitovanja zakočnog zračenja uzimajući u obzir i zaklanjanje. On je pretpostavio da bi se atomski potencijal odgovoran za zaklanjanje mogao predstaviti izrazom [25]:

$$\frac{Ze}{r} e^{-\frac{r}{a}} \quad (1.10)$$

gde je a konstanta inverzno proporcionalna kubnom korenu atomskog broja Z , a r distanca od jezgra.

Uzimajući aproksimaciju potencijala u obliku izraza (1.10) dobijeno je:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dE} = \frac{2Z^2 r_0^2}{137} \frac{1}{E} \left\{ \left[1 + \left(\frac{E_e}{E_0} \right) - \frac{2}{3} \frac{E_e}{E_0} \right] \left[\ln M(0) + 1 - \frac{2}{b} \arctg(b) \right] \right. \\ \left. + \frac{E_e}{E_0} \left[\frac{2}{b^2} \ln(1 + b^2) + \frac{4(2 - b^2)}{3b^3} \arctg(b) - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right] \right\} \quad (1.11) \end{aligned}$$

gde je

$$b = \frac{2E_0E_eZ^{\frac{1}{3}}}{111E}, \quad \frac{1}{M(0)} = \left(\frac{E}{2E_0E_e}\right)^2 + \left(\frac{Z^{\frac{1}{3}}}{111}\right)^2 \quad (1.12)$$

Z redni broj materijala mete, $E=h\nu$ energija emitovanog fotona, E_e energija elektrona posle emisije fotona energije E i E_0 je maksimalna ukupna energija upadnog elektrona.

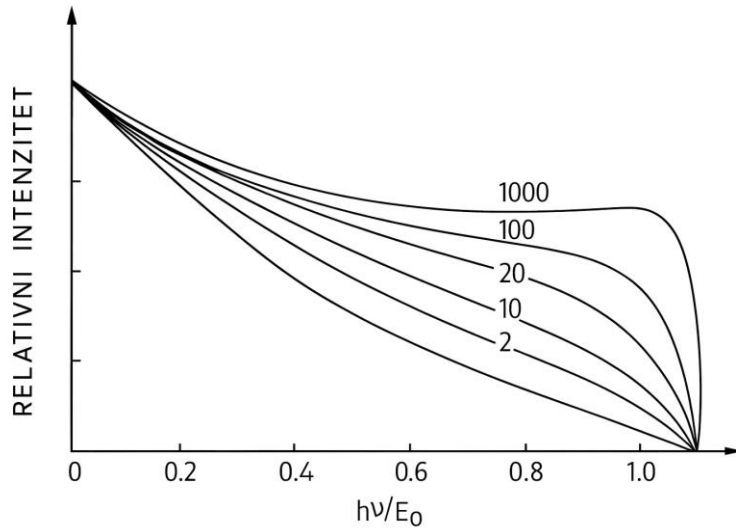
Energetska zavisnost intenziteta emitovanog zračenja može se izraziti

$$\frac{dI}{dE} = \frac{d\sigma}{dE} E \quad (1.13)$$

što predstavlja vezu između verovatnoće emitovanja fotona određene energije i intenziteta emitovanog zračenja po jednom upadnom elektronu i jednom jezgru.

Energetska zavisnost intenziteta emitovanog zakročnog zračenja za nekoliko različitih vrednosti energija upadnih elektrona datih u MeV-ima (na osnovu jedn. 1.8) je prikazana je na Slici 1.5. Vrednosti predstavljene na krivama predstavljaju kinetičke energije elektrona izražene u MeV-ima.

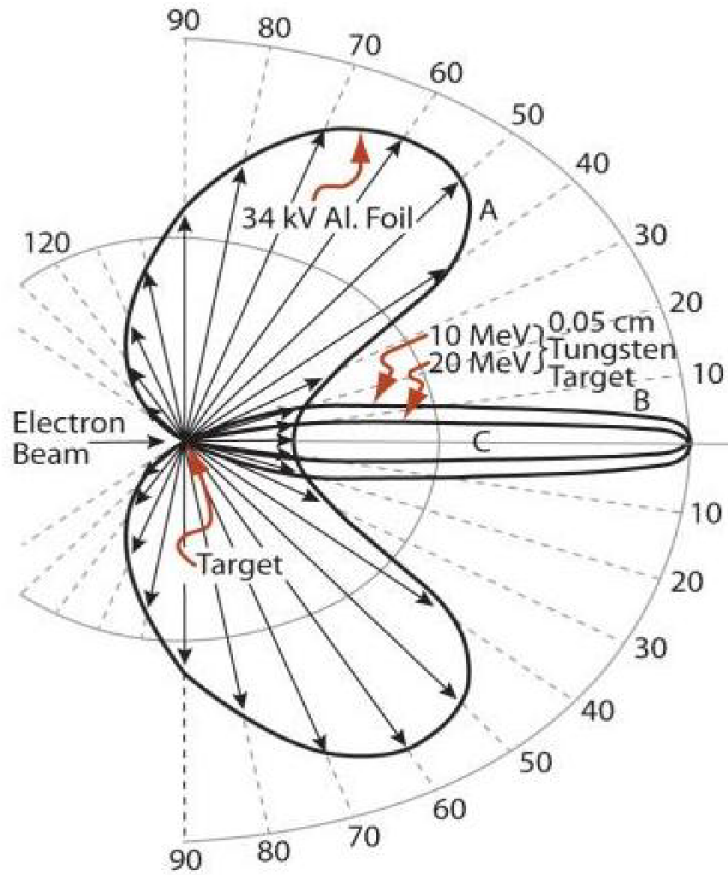
U ovom izlaganju je takođe bitno naznačiti zavisnost raspodele intenziteta zračenja od ugla. U radijativnim sudarima početni moment upadnog elektrona se deli na momente tri tela: rezidulanog elektrona, atomskog jezgra i emitovanog fotona. Zato foton može imati bilo koji moment i odgovarajuću energiju $E = h\nu$. Moment $\frac{h\nu}{c}$ fotona je generalno veoma mali u poređenju sa momentom elektrona iste energije. Samo na ekstremno relativističkim energijama ovi momenti se izjednačavaju.



Slika 1.5. Energetska zavisnost intenziteta emitovanog zakočnog zračenja za nekoliko različitih vrednosti energija upadnih elektrona [25]

Foton nosi relativno mali moment i može biti emitovan u svakom pravcu. Na ekstremno relativističkim energijama i foton i rezidualni elektron imaju tendenciju daljeg kretanja u pravcu upadnog elektrona (Slika 1.6). Prosečan ugao između pravca upadnog elektrona i emitovanog kvanta je reda $\frac{m_e c^2}{E_0}$ [3].

Kada se govori o zakočnom zračenju elektrona, slučaj tanke mete se uvijek uzima kao idealan i on je teorijski detaljnije objašnjen. Pod pojmom tanke mete podrazumeva se sloj materijala velikog atomskog broja i dovoljno male debljine tako da rasejanja i gubici energije upadnih elektrona budu zanemarljivi, kao i da prilikom prolaska kroz metu elektron doživi samo jednu interakciju (u kojoj dolazi do emitovanja fotona), a samoapsorpcija nastalog x-zračenja je zanemarljiva.

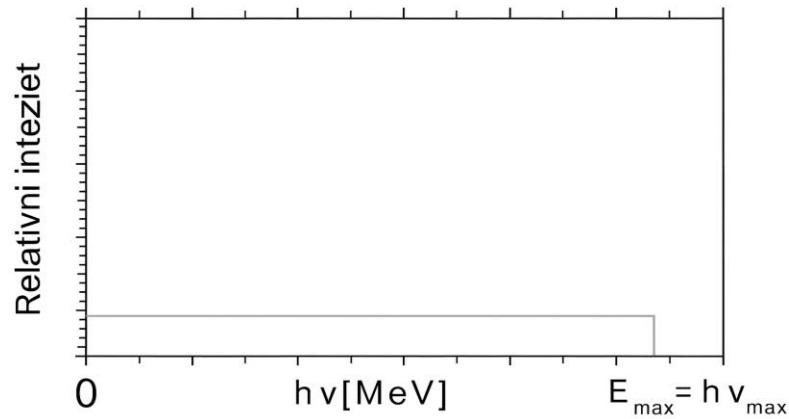


Slika 1.6 Ugaona raspodela zakočnog zračenja [26]

S obzirom da se kvantna teorija nije dalje bavila problemom debele mete moramo se vratiti objašnjenjima klasične elektrodinamike. Uzimamo da je energija elektrona eV jednaka kinetičkoj energiji $m_e \frac{v^2}{2}$ i daje visokoenergetska granica u tački $h\nu = eV$ kako zahteva kvantna teorija. Kramers je dalje izveo izraz za intenzitet zračenja u frekventnom intervalu $d\nu$ emitovan od strane jednog elektrona ubrzanog potencijalnom razlikom V koji prolazi kroz tanku metu sa n atoma po jedinici zapremine. Daljim integraljenjem po frekventnom intervalu dolazimo do izraza

$$I dx = \frac{16\pi^2 Z^2 e^6 n dx}{3\sqrt{3} c^3 m V} \quad (1.14)$$

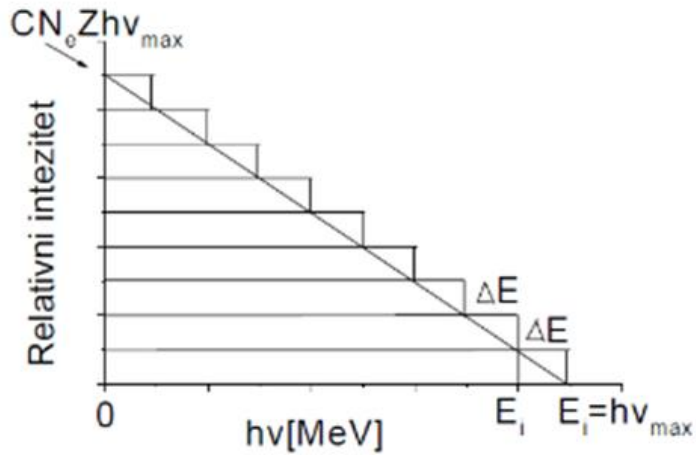
Iz ovog izraza je očigledno da je intenzitet zračenja konstantan kroz cijeli spektar, da je direktno proporcionalan sa Z^2 , a obrnuto proporcionalan naponu ubrzanja. Na Slici 1.7 vidi se da je intenzitet zračenja konstantan duž celog intervala $0 \leq h\nu \leq h\nu_{max}$ za tanku metu pri energiji upadnog elektrona od $E_0 \ll m_e c^2$ [26].



Slika 1.7 Spektar intenziteta zračenja

Pošto se debela meta može smatrati kompozicijom naslaganih tankih meta uzimamo da su gubici energija u svim slučajevima isti. Snop elektrona pada na prvi sloj mete sa upadnom energijom E i generiše određenu količinu x-zračenja pri čemu mu energija opadne za ΔE . Prema tome, u drugi sloj ulazi sa energijom $E_0 = E - \Delta E$ što se dalje ponavlja u svakom sledećem sloju mete (Slika 2.8). Za spektralnu distribuciju debele mete imamo

$$dI = \text{const} Z (\nu_{max} - \nu) d\nu \quad (1.15.)$$



Slika 1.8. Raspodela intenziteta zračenja u slučaju debele mete

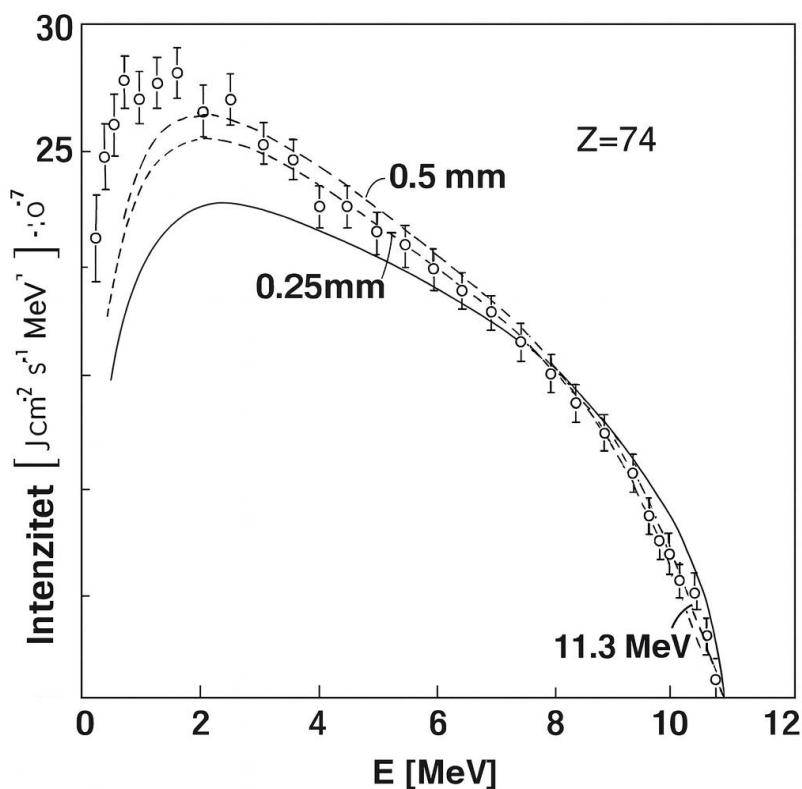
Ukupna energija zakočnog zračenja se dobija integracijom izraza (1.15) za intenzitet po svim frekvencijama. Granice integracije su $\nu = 0$ do $\nu_{max} = \frac{E}{h}$, te se dobija ukupna energija zakočnog zračenja I u MeV-ima po upadnom elektronu

$$I = kZE_0^2 \quad (1.16.)$$

S obzirom da se slučaj debele mete češće sreće u eksperimentu i u praksi moramo uzeti u obzir efekat apsorpcije zakočnog zračenja u samoj meti sa visokim rednim brojem. Na ovaj način dolazi do smanjenja intenziteta niskoenergetskog zračenja [22, 27]. Energetska zavisnost intenziteta zakočnog zračenja debele mete od volframa za elektrone energije 11.3 MeV data je na slici 1.9.

Puna linija predstavlja teorijsku krivu po Bete-Heitlerovom obrascu i 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. Date tačke na grafiku predstavljaju rezultate eksperimentalnih merenja

Komptonским spektrometrom. Sa slike 1.9. se vidi da teorijski proračuni, kako za tanku, tako i za dvije mete poznate debljine pokazuju znatnu razliku u odnosu na izmerene vrednosti intenziteta zakočnog zračenja. Evidentno je da je niskoenergetska komponenta zračenja znatno viša od one koju teorija predviđa. Teorijski proračuni ne uzimaju u potpunosti u obzir gubitak energije elektrona do momenta kada doživi radijativnu interakciju. Može se očekivati da će elektroni, koji su izgubili dio svoje energije prilikom radijativne interakcije emitovati zakočno zračenje nešto niže energije. Takođe se zapaža dobro slaganje za energije iznad 8 MeV između teorijskih vrednosti spektra za tanke mete i eksperimentalnih vrednosti za debele mete. Teorijski izrazi za efikasne preseke zakočnog zračenja nastalog na debeloj meti dobijeni su i polazeći od Schiff-ove formule koja je korigovana za atenuaciju u sloju materijala od koga je sačinjena meta debelom kao i sama meta [28].



Slika 1.9. Energrijski spektar intenziteta zakočnog zračenja debele mete [29]

Heitler je primenom kvantne elektrodinamike izračunao gubitak energije koji odnosi zakočno zračenje. Vrednost izgubljene energije na radijaciju, po dužini puta data je izrazom

$$-\left[\frac{dE}{dx}\right]_{rad} = NE_0 Z^2 \phi(E) \quad (1.17)$$

gde je N broj atoma po jedinici zapremine (cm^3), $\phi(E)$ je funkcija od energije, grubo je proporcionalna sa $\frac{1}{v}$ i predstavlja funkciju od $\ln E$. Da bi uporedili gubitke energije elektrona pri ekscitaciji i jonizaciji sa radijativnim gubicima, može se napisati poznata Bethe-ova formula

$$-\left[\frac{dE}{dx}\right]_{ion} = NZ\phi'(E) \quad (1.18)$$

gde je $\phi'(E)$ takođe funkcija $\ln E$.

Oдавде sledi odnos radijacionih i jonizacionih gubitaka dat u sledećoj formuli

$$\frac{(dE/dx)_{rad}}{(dE/dx)_{ion}} \approx \frac{E_i Z}{800} \quad (1.19)$$

Na višim energijama elektrona gubici na zakočno zračenje po jedinici dužine puta su veći, a na nižim energijama elektrona preovlađuju gubici na jonizaciju i eksitaciju atoma. Prema tome, postoji neka kritična energija na kojoj su ove dve vrste gubitaka energije elektrona međusobno jednake. Bethe i Heitler su dali aproksimativni izraz za kritičnu energiju

$$E_{Kr} = \frac{800}{Z} [MeV] \quad (1.20)$$

Iznad ove kritične vrijednosti energije dominiraju radijativni gubici te je lako odrediti gubitak energije radijacije u odnosu na upadnu energiju elektrona.

$$-\frac{dE}{E_0} = \frac{dx}{x_0} \quad (1.21)$$

Integracijom ovog izraza dobija se

$$E = E_0 e^{-\frac{x}{x_0}} \quad (1.22)$$

Veličina x_0 naziva se radijaciona dužina koja zavisi od rednog broja Z i gustine medijuma. Radijaciona dužina predstavlja udaljenost na kojoj energija elektrona opadne na $1/e$ -ti dio i ima različite vrednosti za različite medijume. Koristeći klasični i kvantnomehanički model dolazimo do zaključka da je procena verovatnoće, odnosno ukupnog efikasnog preseka za interakciju približno ista u oba slučaja.

$$\sigma \sim \alpha Z^2 \frac{e^4}{m_e^2 c^4} = \alpha r_0^2 Z^2 [cm^2] \quad (1.23)$$

gde je r_0 klasični radijus elektrona, a α je konstanta fine strukture i iznosi $1/137$.

2. Linearni akceleratori

Linearni akcelerator je uređaj koji služi za ubrzavanje naelektrisanih čestica pomoću električnog polja duž vakuumske cevi [30]. Postoji veliki broj tehničkih rešenja putem kojih je ostvareno ovo ubrzanje, no u upotrebu su u najvećoj meri ušli akceleratori sa talasovodom i sa pogurnim cevima. Kod akceleratora sa talasovodom električno polje prati čestice u vidu progresivnih talasa. Kod akceleratora sa pogurnim cevima, polje se javlja u pravilnim razmacima sa tačno određenim faznim odnosima, u nizu međuelektrodnih otvora. Akcelerator sa talasovodom je pogodan za ubrzavanje elektrona, a akcelerator sa pogurnim cevima služi za ubrzavanje težih čestica kao np. protona [31].

Prvi linearni akceleratori, poput Kokroft-Valtonov-og i Van de Graaff-ovog akceleratora predstavljaju pionirske korake u razvoju tehnologije ubrzavanja čestica, postavljajući temelje za savremene linearne i kružne akceleratora koji omogućavaju istraživanje najdubljih tajni prirode.

Danas su linearni akceleratori tehnološki napredniji, sa sofisticiranim dizajnom koji omogućava postizanje visokih energija i relativističkih brzina. Ovi akceleratori sastoje se od vakuumske cevi u kojoj su raspoređene cilindrične elektrode povezane na visoko frekventni izvor naizmeničnog napona. Na jednom kraju cevi nalazi se izvor čestica, dok je meta smeštena na suprotnom kraju.

Naelektrisane čestice, poput pozitivnih jona, ubrzavaju se zahvaljujući preciznoj sinhronizaciji polarizacije elektroda i njihovog kretanja. Prva elektroda privlači česticu svojim negativnim nabojem, ubrzavajući je prema sebi. Kada čestica uđe u elektrodu, ubrzanje privremeno prestaje, ali se nastavlja odmah nakon izlaska, kada polarizacija elektroda menja smer. Ovaj ciklus se ponavlja duž akceleratora, dok se razmak i dužina elektroda progresivno povećavaju kako bi pratili rastuću brzinu čestica. Energija koju čestice postižu direktno zavisi od dužine akceleratora – duži akceleratori omogućavaju veće energije.

Primjer takvog uređaja je SLAC (Stanford Linear Accelerator Center), jedan od najpoznatijih linearnih akceleratora na svetu, koji je sa svojom dužinom od 3,2 kilometra sposoban da ubrzava čestice do energije od 20 GeV [31].

Iako su linearni akceleratori dugo igrali ključnu ulogu u fizici čestica, njihov značaj postepeno je opadao s razvojem kružnih akceleratora, koji omogućavaju postizanje još većih energija na kompaktnijem prostoru. Danas se istraživači fokusiraju na unapređenje kružnih akceleratora, jer pružaju dosad neviđene mogućnosti za razumevanje fundamentalnih zakona prirode i istraživanje čestica na najvišim energetske nivoima.

Linearni akceleratori, iako su tokom vremena bili u senci kružnih akceleratora, poslednjih godina ponovo dobijaju na značaju. Jedan od najambicioznijih projekata u ovoj oblasti je izgradnja TESLA akceleratora, koji bi, prema trenutnim planovima, trebalo da bude dugačak oko 30 kilometara i predstavlja najsnažniji linearni akcelerator do sada [32].

Glavna prednost linearnih akceleratora leži u minimalnim gubicima energije tokom ubrzavanja čestica, što ih čini izuzetno efikasnim. Međutim, njihov najveći izazov ostaju velike fizičke dimenzije potrebne za postizanje visokih energija. Fizika čestica se neprestano suočava sa izazovom pronalaženja balansa između ovih prednosti i nedostataka, nastojeći da optimizuje dizajn akceleratora za buduće naučne proboje [31].

2.1. Kokroft-Valtonov akcelerator

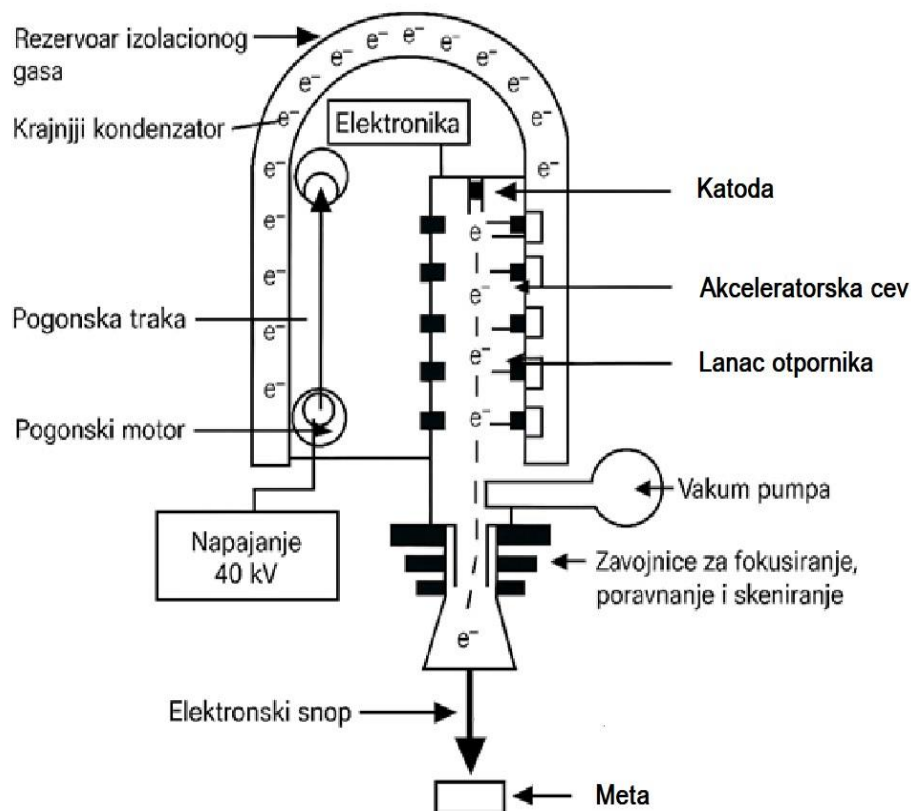
Hronološki gledano, prvi tip akceleratora koji je razvijen je Kokroft-Valtonov akcelerator [30]. Ovaj uređaj, zasnovan na jednostavnom principu generisanja i primene visokog napona, a funkcioniše slično povezivanju baterija kako bi se postiglo postepeno povećanje električnog potencijala [24]. Njegove osnovne komponente uključuju izvor jona, akceleratorску cev za ubrzavanje, generator visokog napona povezan sa sistemom akceleratorskih elektroda i detektore za registrovanje ubrzanih čestica [30].

Generator visokog napona u ovom akceleratoru sastoji se od dioda i kondenzatora raspoređenih na poseban način, omogućavajući sukcesivno povećanje napona na elektrodama unutar akceleratorne cevi [24]. Iako je konstrukcija Kokroft-Valtonovog akceleratora jednostavna i pristupačna, njegov tehnološki limit je energija od svega 3 MeV, što ga čini zastarelim za savremena istraživanja u fizici čestica [30].

Kokroft-Valtonov akcelerator, nazvan po svojim izumiteljima Johnu Cockcroftu i Ernestu Waltonu, odigrao je ključnu ulogu u razvoju nuklearne fizike. Godine 1932. upravo su pomoću ovog akceleratora ova dva naučnika uspjela postići prvu umetno izazvanu nuklearnu reakciju, što im je donelo Nobelovu nagradu za fiziku [24].

2.2. Van de Graaff-ov akcelerator

Drugi značajan tip akceleratora iz ranog perioda je Van de Graaff-ov akcelerator, koji pripada grupi elektrostatičkih akceleratora. Njegov princip rada zasniva se na definiciji potencijala provodnika, gde potencijal predstavlja rad potreban za prenošenje jedinice naelektrisanja iz provodnika u beskonačnost. U ovom akceleratoru, naelektrisanje se generiše pomoću izvora i prenosi pokretnom izolacionom trakom do sabirne elektrode, gde se akumulira i dalje koristi za stvaranje visokog napona [30, 24, 32].



Slika 2.1 Šematski prikaz Van de Graaff-ovog akceleratora [33].

Posebna varijanta ovog uređaja, poznata kao tandem Van de Graaff-ov akcelerator, kombinuje dva Van de Graaff-ova akceleratora kako bi se postigle više energije. Za razliku od standardnih akceleratora koji ubrzavaju pozitivne jone, tandem akcelerator započinje proces ubrzavanjem negativnih jona. Kada ti joni u centralnom delu izgube elektrone sudarom sa gasom ili prolaskom kroz tanak ugljeni sloj, postaju pozitivni i dalje se ubrzavaju u drugom delu uređaja. Na ovaj način, tandem akceleratori dostižu energije do 14 MeV, što ih čini značajnim za primene u nuklearnoj fizici i eksperimentalnim istraživanjima [24].

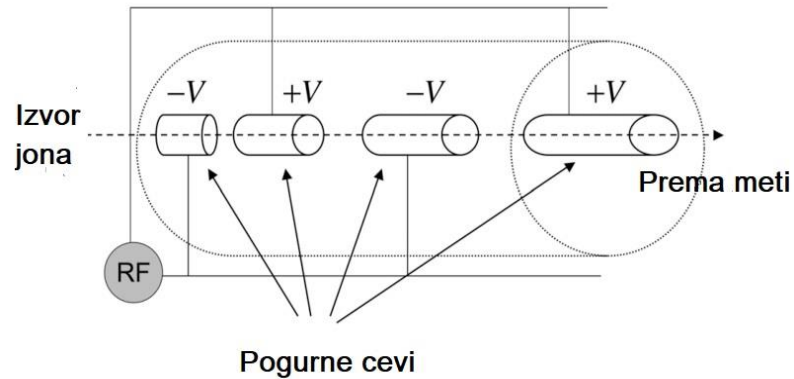
2.3. Akceleratori sa pogurnim cijevima

Akceleratori sa pogurnim cijevima (engl. *Drift Tube Linac*, DTL) koriste seriju šupljih cilindričnih elektroda, tzv. pogurnih cijevi, postavljenih duž vakuumske akceleratorске cijevi, kroz koje se naizmjenično dovodi visokofrekventno elektromagnetno polje. Na taj način, čestice se ubrzavaju u međuprostorima između elektroda, dok unutar samih cijevi „driftuju“ bez gubitka energije [34].

Princip rada zasniva se na sinhronizaciji oscilacija ubrzavajućeg polja sa prolazom čestica. Kada je čestica u međuprostoru između elektroda, električno polje ubrzava česticu, dok unutar pogurne cijevi nema komponente električnog polja u pravcu kretanja, pa se čestica kreće konstantnom brzinom. Dužina svake cijevi mora biti podešena tako da odgovara putu koji čestica pređe u jednoj polovini perioda oscilacije radiofrekventnog polja [35]. Kako energija čestice raste, raste i brzina, pa se dužine pogurnih cijevi sukcesivno povećavaju duž akceleratora (Slika 2.2). Dužina n -te pogurne cijevi određuje se iz relacije:

$$L_n = \frac{\beta_n \lambda}{2} \quad (2.1)$$

gde je L_n dužina n -te cevi, $\beta_n = \frac{v_n}{c}$ relativna brzina čestice na ulazu u cev n , a $\lambda = \frac{c}{f}$ talasna dužina RF polja, a f njegova frekvencija [35, 36]. U praksi se uvodi korekcija zbog konačne dužine gap-a g , sinhronne faze ϕ_s i tranzitnog faktora T ; tipično se efektivna dužina uzima nešto manja od $\beta\lambda/2$ (inženjersko pravilo: $L_n \approx (\beta n \lambda / 2 - g / 2L)$, uz fino ugađanje tokom RF podešavanja [35]. Ova sinhronizacija osigurava da čestica uvijek „izlazi“ iz pogurne cijevi u trenutku kada polje ponovo ubrzava. Ako bi čestica izašla u pogrešnoj fazi, bila bi usporena.



Slika 2.2 DTL akcelerator; cijevi i gapovi su raspoređeni uzduž ose snopa, uz označene promjene potencijala ($\pm V$) koje omogućavaju ubrzanje čestica [37]

Tipične radne frekvencije DTL struktura su reda stotina MHz (npr. 100–400 MHz), sa aksijalnim gradijentima od nekoliko MV/m, što ih čini pogodnim za medicinske, industrijske i istraživačke primjene. Najpoznatija primjena je u hadronskoj terapiji, gdje DTL sekcija često predstavlja početni dio ubrzavanja prije daljeg transporta u sinhrontron ili ciklotron [38].

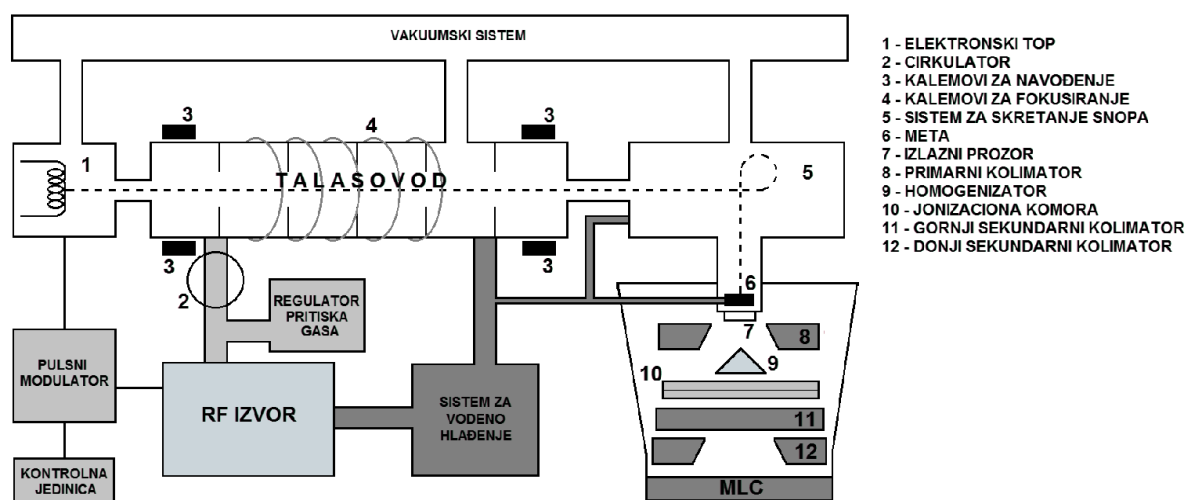
Prednost akceleratora sa pogurnim cijevima je mogućnost postizanja relativno visokih gradijenata ubrzanja uz kompaktnu konstrukciju, dok je nedostatak složenost u održavanju fazne stabilnosti i disipacija energije u zidovima rezonantnih šupljina [36].

2.4. Terapijski linearni akcelerator

Glavni deo terapijskog linearnog akceleratora sa stojećim talasom je talasovod u kome se ubrzavaju naelektrisane čestice. Talasovodna struktura koristi elektromagnetne talase frekvencije od 1000 do 10000 MHz. Ovi talasi se dobijaju pomoću mikrotalasnog generatora. Kao generator najčešće se upotrebljava magnetron ili klistron. Cev talasovoda mora biti dobro evakuisana, a to se postiže vakuum pumpom.

Električno polje unutar talasovoda pored aksijalne ima i radijalnu komponentu koja rasejava snop. Zbog toga je akcelatorska cev obavijena kalemom čije magnetno polje sprečava divergenciju naelektrisanih čestica i tako bolje fokusira snop. Ovi kalemovi se napajaju posebnim uređajem.

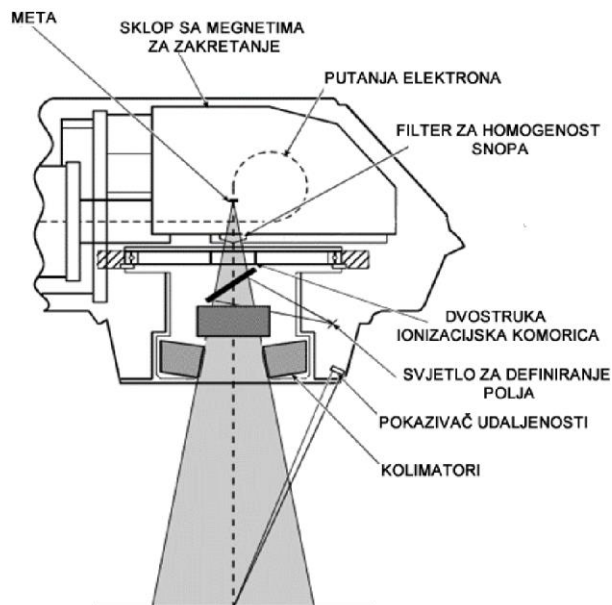
Akcelatorska struktura se snabdeva elektronima iz elektronskog topa. Ulazna energija elektrona i elektronska struja su strogo kontrolisane veličine. Elektroni koji su ubačeni u talasovod kad je mikrotalasno polje u poziciji da obezbeđuje pozitivno ubrzanje elektrona, biće prihvaćeni od strane polja. S druge strane, elektroni injektovani kada je polje usmereno u suprotnom smeru biće usporeni ili će promeniti pravac kretanja. Pravovremeno prihvatanje i ubrzavanje elektrona od strane polja postiže se upotrebom modulatora koji napaja elektronski top i mikrotalasni generator talasovoda sinhronizovanim naponskim impulsima.



Slika 2.3. Terapijski linearni akcelerator sa talasovodom [21]

Poslije procesa ubrzavanja elektroni dolaze do dela akceleratora koji se naziva akcelatorska glava (Slika 2.4.) u kome se generiše x-zračenje. Akcelatorska glava se sastoji iz dva dela. Prvi deo je sistem za skretanje u kome se elektroni razdvajaju po energijama, a drugi deo je

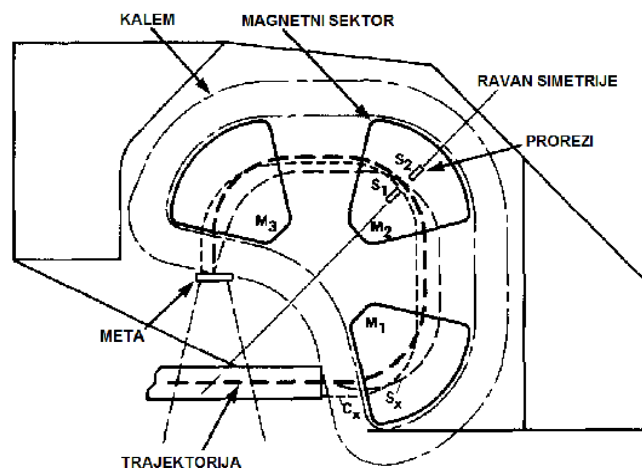
meta u koju udaraju elektroni pri čemu nastaje x-zračenje. Takođe, akceleratoru glavu čini i sistem kolimatora kojima se određuju karakteristike zračenja.



Slika 2.4. Akceleratorna glava

Nakon ubrzavanja elektroni ulaze u sistem za skretanje u kojem skreću za 90° ili 270° od prvobitnog pravca. U akceleratoru korišćenom pri ovom eksperimentu elektroni se skreću za 270° , a to se ostvaruje pomoću elektromagnetnih polja. Ovaj sistem se sastoji od centralnog nehomogenog magnetnog polja okruženog sa još dva homogena magnetna polja (Slika 2.5.). Elektron čija je energija malo veća ili malo manja od zadane nominalne vrednosti bivaju ovim nehomogenim magnetnim poljem skrenute tako da im se pravac kretanja na izlazu u potpunosti poklapa sa pravcem snopa elektrona potrebne energije, dok elektroni sa energijom koja se znatno razlikuje od tražene bivaju mehaničkim putem uklonjeni iz snopa. Drugi dio akceleratorne glave u kojem se generiše zakočno zračenje na tankoj meti je od teškog metala, zato što intezitet zakočnog zračenja raste sa porastom atomskog broja. Kod tankih meta dolazi do pojave neželjenog prolaska elektrona. Ovi elektroni mogu biti apsorbovani u materijalu

malog atomskog broja kao na primer ugljenik, pri čemu je proizvedeno zakočno zračenje zanemarljivo.



Slika 2.5. Sistem za skretanje elektronskog snopa

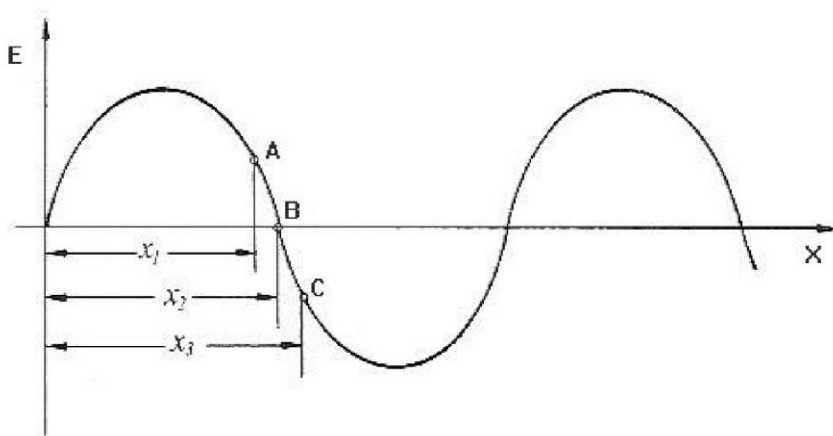
U snopu x-zračenja koji se koristi u radioterapiji ne treba da bude prisutna meka komponenta zračenja koja nije pogodna i velikom dozom opterećuje kožu i površinska tkiva. Zato se niskoenergetska komponenta x-zračenja eliminiše primjenom filtera koji dobro apsorbiraju ovo neželjeno zračenje, a ne utiče na intezitet visokoenergetskog dela spektra. U akceleratorskoj glavi se nalazi i kolimator od legure olova kojim se postiže ograničenje zračenja na željene dimenzije.

Ugaona zavisnost inteziteta x-zračenja je takva da je zračenje usmereno napred i brzo opada sa uglom. Zbog ovakve raspodele zračenja, doza na određenoj površini ne bi bila ravnomerna. Da bi ozračivanje određene površine bilo homogeno potrebno je izvršiti atenuaciju zračenja i to na taj način da slabljenje bude sve veće što se više prilazi sredini polja i osi snopa. To se postiže kupastim atenuatorom koji se pravi od materijala sa dovoljno velikim apsorpcionim koeficijentom. Najčešće se ovi filteri za izravnjavanje polja prave od čelika, bakra i olova. Sve komponente akceleratorskog sistema, koji se koristi u medicinske svrhe, su međusobno povezane tako da je u zavisnosti od potreba terapije moguće zakretanje akceleratorске glave,

definisanje otvora kolimtora za dobijanje polja odgovarajuće veličine i podešavanje rastojanja između mete i terapijskog stola.

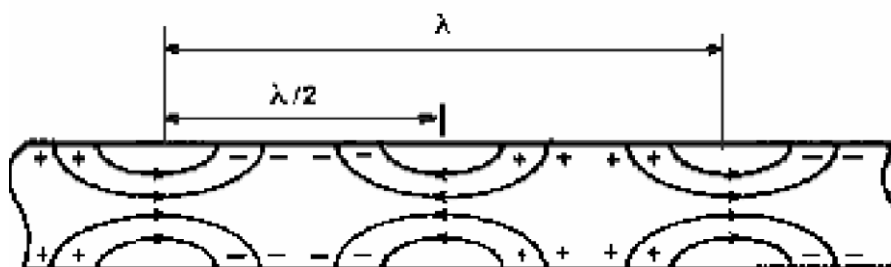
2.4.1. Princip rada talasovoda

Na Slici 2.6. je prikazana distribucija električnog polja elektromagnetnog talasa duž pravca x u nekom trenutku t_0 . Na elektron koji se u momentu t_0 našao na rastojanju x će delovati sila $F=eE$, gdje je E jačina električnog polja na rastojanju x_1 . Ova sila će saopštiti elektronu neko ubrzanje i ukoliko se elektromagnetni talas u svakom trenutku kreće istom brzinom kao i elektron, polje će delovati uvek istom silom na njega i konstantno ga ubrzavati duž pravca prostiranja talasa. U slučaju da se neki elektron zatekne u tom trenutku na rastojanju x_2 , na njega neće delovati sila pošto je polje u toj tački (B) jednako nuli. Elektron na rastojanju x_3 (C) će biti ubrzan u suprotnom smeru u odnosu na onaj u tački (A). Ovo je zapravo princip rada akceleratora sa progsivnim talasom.



Slika 2.6. Distribucija električnog polja elektromagnetnog talasa duž pravca u nekom trenutku [40]

Da bi se ubrzavanje elektrona što efikasnije izvodilo, ovaj proces bi trebao da se odvija u dobro evakuisanoj cevi kroz koju bi se prostirao elektromagnetni talas. Ova cev je centralna komponenta linearnog akceleratora i naziva se talasovod. Ako se kroz jednu takvu cev sa provodnim zidovima propusti elektromagnetni talas, doći će do njegovog prostiranja duž ose. Prostorna raspodjela nekog efektivnog naelektrisanja, koje bi stvaralo električno polje duž talasovoda, kakvo je prikazano na Slici 2.6 šematski je predstavljeno na Slici 2.7.

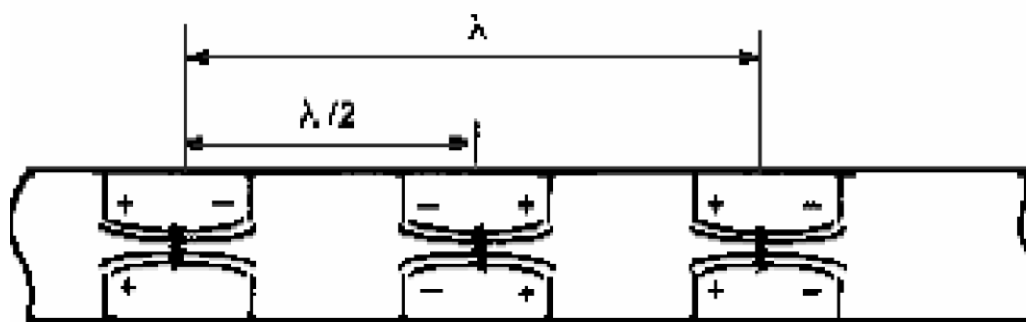


Slika 2.7. Raspodjela električnog polja duž talasovoda [41]

Što se tiče komponente magnetnog polja ovog progresivnog elektromagnetnog talasa, ono se prostire kružno i normalno u odnosu na osu tako da ne utiče direktno na proces ubrzavanja elektrona.

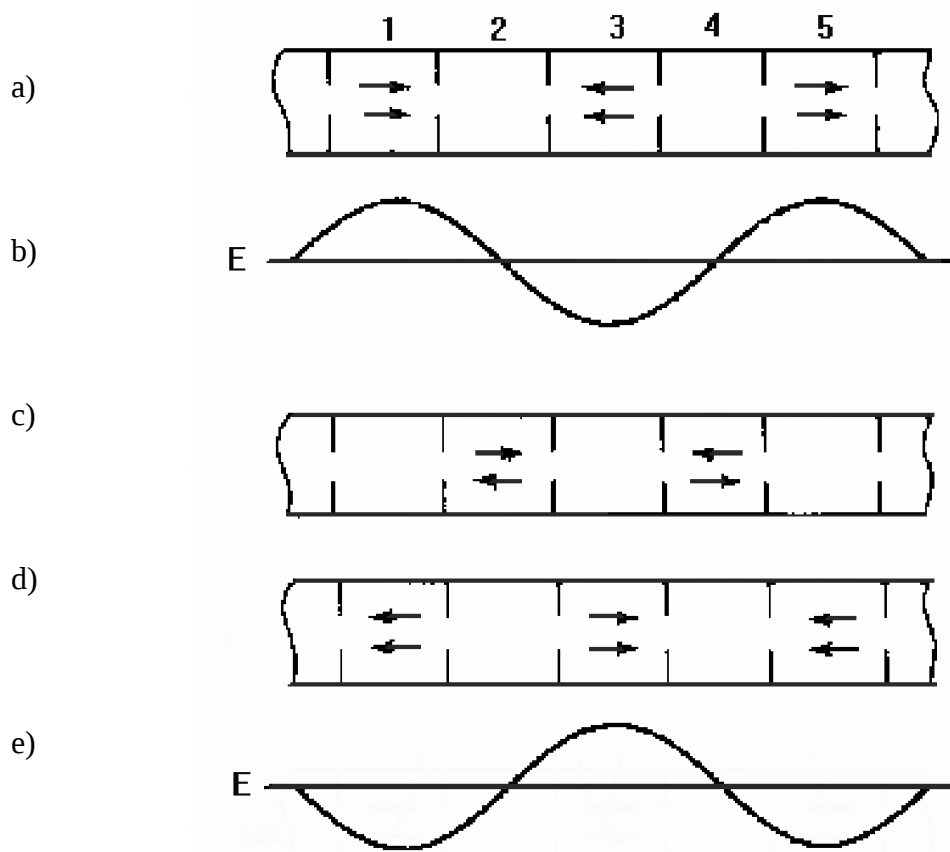
Elektroni bi se tako ubrzavali samo pod dejstvom električnog polja, a brzina prostiranja tj. fazna brzina u ovom slučaju je veća od brzine svetlosti pa je tako nemoguće kontinuirano ubrzavati elektrone. U cilju kontrolisanja brzine prenosa energije talasa duž željenog pravca, talasovod se serijom blendi izdela na segmente; na taj način menjanjem kapacitivnosti se po jedinici dužine puta može podešavati brzina prostiranja električnog polja, pa se tako može postići da ta brzina u svakom trenutku bude jednaka brzini elektrona. Prostorni raspored putujućeg električnog polja i

raspored naelektrisanja od koga bi jedno takvo polje poticalo u jednom trenutku duž ose talasovoda izdjeljenog diskovima je prikazan na Slici 2.8.



Slika 2.8. Distribucija električnog polja duž talasovoda izdeljenog blendama [41]

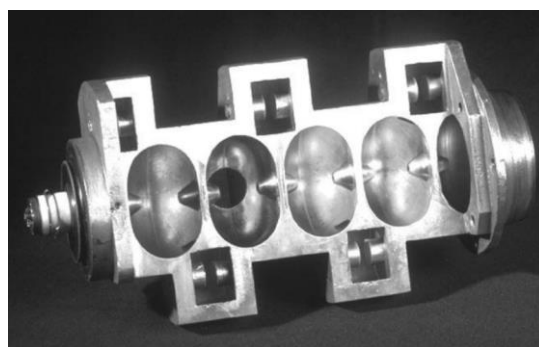
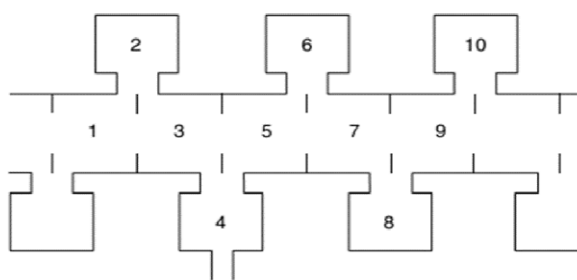
Smer električnog polja se mijenja na svakih $\lambda/2$ i za jednu punu talasnu dužinu su potrebne četiri šupljine. Brzina vremenske promjene polja je određena frekvencijom elektromagnetnog talasa. Ovako je postignuto da se elektromagnetni talas progresivno pomera duž cevi brzinom koju je moguće kontrolisati frekvencijom i raspodelom blendi i koja je u svakom trenutku jednaka brzini ubrzavanih elektrona. U slučaju da se elektromagnetni talas bez gubitaka reflektuje sa kraja talasovoda, doći će do slaganja dolazećeg i odbijenog talasa. Kao rezultat slaganja stvoriće se stojeći talas pošto prilikom refleksije dolazi do fazne promjene od $\pi/2$. Na Slici 2.9b. je prikazan smer električnog polja u pojedinim šupljinama akceleratora u prvoj polovini vremenskog ciklusa. Nakon $T/2$ dolazi do promjene smeru električnog polja.



Slika 2.9. a) Prikaz jačine električnog polja u šupljinama 1,3 i 5 u toku prve polovineperioda. b) Disribucija jačine električnog polja elektromagnetnog talasa tokom prve polovine perioda. c) Prikaz jačine električnog polja ušupljinama 2 i 4. d) Jačina električno polja u šupljinama 1,3 i 5 tokomdruge polovine perioda. e) Distribucija jačine električnog poljaelektromagnetnog talasa tokom druge polovine perioda.

Za to vreme smer električnog polja u određenim šupljinama biće kao na Slici 2.9a. Vidimo da je u šupljinama 2, 4 i 6 jačina polja E jednaka nuli (Slika 2.9d). U šupljinama 1 i 5 električno polje ima smer koji je suprotan u odnosu na smjer polja u šupljini 3. Nakon polovine perioda doći će do promjene smeru električnog polja elektromagnetnog talasa što je prikazano na Slici

2.9d pa će smer električnog polja u šupljinama 1, 3 i 5 biti kao na Slici 2.9c dok je u šupljinama 2, 4 i 6 jačina polja ostala jednaka nuli. Zbog toga ako elektron za polovinu perioda elektromagnetnog talasa stigne iz 1. u 3. šupljinu on će nastaviti kontinuirano da se ubrzava u istom smeru. Kako je u šupljinama 2, 4 i 6 jačina polja uvek jednaka nuli u njima elektroni ne primaju energiju. Ove šupljine se mogu izvući van ose u stranu (Slika 2.10.), čime se postiže znatno kraća dužina talasovoda. Funkcija šupljina u kojima je polje uvek jednako nula je da provode elektromagnetni talas i na taj način povežu dvije susedne šupljine u kojima dolazi do ubrzanja elektrona.



Slika 2.10. Izgled talasovoda, u šupljinama 2, 4 i 6 jačina polja uvek jednaka nuli u njima elektroni ne primaju energiju. Ove šupljine se mogu izvući van ose, u stranu, čime se postiže znatno kraća dužina talasovoda. [21]

3. Tehnike dekonvolucije (unfolding)

Standardni zadatak u eksperimentima fizike visokih energija je merenje raspodele $f(x)$ neke kinematičke veličine x . Sa idealnim detektorom mogla bi se izmeriti veličina x u svakom događaju i mogla bi se dobiti $f(x)$ jednostavnim histogramom veličine x . Sa stvarnim detektorima određivanje $f(x)$ je komplikovano zbog tri efekta:

- Ograničeno prihvatanje: Verovatnoća da se posmatra dati događaj, prihvatanje detektora, je manja od 1. Prihvatanje zavisi od kinematičke promenljive x .
- Transformacija: Umesto veličine x meri se druga, ali povezana veličina y . Transformacija iz x u y može biti uzrokovana nelinearnim odzivom komponente detektora.
- Konačna rezolucija: Izmerena veličina y je razmazana zbog konačne rezolucije (ili ograničene tačnosti merenja) detektora. Stoga postoji samo statistička veza između prave kinematičke promenljive x i izmerene veličine y .

Zaista težak efekat u korekciji podataka za eksperimentalne efekte, ili transformaciji podataka od y do x je konačna rezolucija, što uzrokuje razmazivanje izmerenih veličina. Matematički, relacija između raspodele $f(x)$ prave promenljive x , koja se određuje u eksperimentu, i izmerene raspodele $g(y)$ izmerene veličine y data je integralnom jednačinom:

$$g(y) = \int A(y, x) f(x) dx \quad (3.1)$$

koja se naziva Fredholmova integralna jednačina prve vrste. U praksi se često poznati (mereni ili simulirani) doprinos pozadine $b(y)$ mora dodati desnoj strani jednačine (3.1); ovaj doprinos se zanemaruje u ovom radu. Funkcija rezolucije $A(y, x)$ predstavlja efekat detektora. Za datu

vrednost $x = x_0$, funkcija $A(y, x_0)$ opisuje odziv detektora u promenljivoj y za tu fiksnu vrednost x_0 . Problem određivanja raspodele $f(x)$ iz izmerenih raspodela $g(y)$ naziva se *dekonvolucija* ili inverzni problem. Dekonvolucija, naravno, zahteva poznavanje funkcije rezolucije $A(y, x)$, tj. svih efekata ograničenog prihvatanja, transformacije i konačne rezolucije [42].

Ukoliko imamo neko merenje čiji se račun može predstaviti kao

$$M_k = \sum_i^N R_{ik} * f_i(E) \quad (3.2)$$

Gde je M veličina koja se dobija merenjem, R je odzivna funkcija, a $f(E)$ funkcija raspodele, dekonvoluciju možemo koristiti za dobijanje najbolje vrednosti funkcije $f(E)$. Parametar po kojem se vrši suma i , predstavlja broj energetskih binova koji se koriste prilikom računanja suma, a parametar k prebrojava koliko vrednosti se računa.

Da bi se izračunao konačni enrgetski spektar fotona linearnog akceleratora, primenjene su dvije eksperimentalne tehnike koje omogućavaju nezavisnu i komplementarnu procjenu spektra:

1. Tehnika neutronske aktivacije, i
2. Tehnika transmisije fotonskog snopa kroz različite materijale.

Do sada je razvijeno više algoritma za dekonvoluciju, a u ovom radu obadvije tehnike analizirane su korišćenjem naprednih algoritama za dekonvoluciju; SAND-II, GRAVEL i MAXED [43-45] koji omogućavaju rekonstrukciju enrgetskog spektra iz eksperimentalnih podataka. GRAVEL algoritam je izmenjen SAND-II algoritam [44], i oba su iterativni algoritmi koji uzimaju početnu pretpostavku o obliku spektra i, kroz niz iterativnih koraka,

dolazi do konačnog oblika spektra. Treći algoritam MAXED, koristi princip maksimalne entropije da se izračuna unfolding funkcija [45] i on se koristio samo u drugoj tehnici.

Kod prve tehnike, vrednosti efikasnih preseka i eksperimentalno dobijene aktivnosti, SAND-II i GRAVEL algoritmi su korišćeni u metodi dekonvolucije. Iz J-tog iteracionog koraka, brzina protoka neutrona (Φ_i^J , za energiju veze E_i), sledeća iteracija, Φ^{J+1}_i , izračunava se prema:

$$\Phi_i^{J+1} = \Phi_i^J \cdot f(A_k, \epsilon_k, \sigma_{ki}, \Phi_i^J) \quad (3.3)$$

Funkcija f je definisana kao:

$$f = \exp \left(\frac{\sum_{ik} W_{ik}^J \log \left(\frac{A_k}{\sum_i \sigma_{ki} \Phi_i^J} \right)}{\sum_k W_{ik}^J} \right) \quad (3.4)$$

Razlika između SAND-II i GRAVEL-a algoritama su u definiciji W_{ik}^J . U SAND-II algoritmu je definisan kao:

$$W_{ik}^J = \frac{\sigma_{ki} \Phi_i^J}{\sum_i \sigma_{ki} \Phi_i^J} \quad (3.5)$$

dok je u Gravel-u definisan kao:

$$W_{ik}^J = \frac{\sigma_{ki} \Phi_i^J}{\sum_i \sigma_{ki} \Phi_i^J} \frac{A_k^2}{\epsilon_k^2} \quad (3.6)$$

gde W_{ik}^J je faktor težine, A_k je izmerena aktivnost, ϵ_k je merna nesigurnost, a σ_{ki} je efikasni presek za proizvodnju k-tog izotopa Bi u energetskej vezi E_i .

Kod druge tehnike, merenja nekoliko doza D_k korišćenjem nekoliko različitih materijala k , kao atenuatora (nepoznati fluens fotona $E \cdot \Phi_i(E)$) dolazi do sličnog postupka kao u analizi neutronske aktivacije gde su izmerene aktivnosti nekoliko ozračenih detektora aktivacije. Nepoznati fluens fotona $E \cdot \Phi_i(E)$ može se odrediti korišćenjem standardnih metoda dekonvolucije isto kao kod prve tehnike samo umesto izmjerene aktivnosti $\square_\square$ koristimo izmerenu dozu D_k , tako da jednačina (3.3) je

$$\Phi_i^{J*1} = \Phi_i^J \cdot f(D_k, \epsilon_k, \sigma_{ki}, \Phi_i^J) \quad (3.7)$$

Funkcija f je definisana kao:

$$f = \exp \left(\frac{\sum_{ik} W_{ik}^J \log \left(\frac{D_k}{\sum_i \sigma_{ki} \Phi_i^J} \right)}{\sum_k W_{ik}^J} \right) \quad (3.8)$$

U SAND-II algoritam, W_{ik}^J je definisan na sledeći način:

$$W_{ik}^J = \frac{\sigma_{ki} \Phi_i^J}{\sum_i \sigma_{ki} \Phi_i^J} \quad (3.9)$$

dok je u GRAVEL definisan kao:

$$W_{ik}^J = \frac{\sigma_{ki} \Phi_i^J D_k^2}{\sum_i \sigma_{ki} \Phi_i^J \epsilon_k^2} \quad (3.10)$$

gde W_{ik}^J je faktor težine, D_k je izmerena doza, ϵ_k je merna nesigurnost, a σ_{ki} je funkcija odziva (uključujući koeficijent slabljenja) k -tog atenuatora u energetsom snopu E_i . Za razliku od algoritama SAND-II i GRAVEL, MAXED algoritam izračunava spektre fotona prilagođavanjem ulaznih podataka (izmerena doza D_k) u funkciji $\Phi(E)$ koji maksimizira relativnu entropiju:

$$S = - \int \left(\Phi(E) \ln \left(\frac{\Phi(E)}{\Phi_{def}(E)} \right) + \Phi_{def}(E) - \Phi(E) \right) dE \quad (3.11)$$

gde je $\Phi_{def}(E)$ podrazumevana funkcija spektra.

SAND-II algoritam je jednostavan za implementaciju i dugogodišnje je korišćen u nuklearnoj i reaktorskoj fizici za rešavanje spektralnih problema. Njegova prednost je što konverguje i sa relativno grubim početnim uslovima, ali može trpeti od sporije konvergencije ili oscilacije ukoliko su mereni podaci opterećeni šumom ili ako početna pretpostavka znatno odstupa od pravog rešenja. GRAVEL, kao modifikacija SAND-II, uvodi težinske faktore na osnovu

nesigurnosti merenja čime se smanjuje uticaj netačnijih podataka i ubrzava konvergenciju ka statistički bolje prilagođenom rešenju. U praksi, GRAVEL i SAND-II daju vrlo slične rezultate kada su ulazni podaci visokog kvaliteta, ali GRAVEL je robusniji u prisustvu odstupanja i omogućava brže postizanje stabilnog rešenja. Oba iterativna algoritma zahtevaju pažnju da se obezbedi fizička realnost rešenja, potrebno je nametnuti da $\Phi(E)$ ostane pozitivna u svim binovima (što je inherentno zadovoljeno u ovim formulama, jer se negativne vrednosti ne mogu pojaviti ako se krene od pozitivnog spektra i faktora f definisanog kao pozitivna eksponencijalna funkcija). Ipak, mogu se javiti oscilatorna rešenja (naizmenično veće i manje vrednosti u susednim binovima) ako su podaci nedovoljno informativni ili ako je razmak binova suviše sitan. U takvim slučajevima često se pribegava uvođenju blagog izgladivanja (npr. spajanjem susednih binova). MAXED algoritam, sa druge strane, ima prednost što prirodno uvodi regularizaciju kroz podrazumevani (*a priori*) spektar i preferira najglatkije rešenje koje je u skladu s podacima. Time se efikasno izbegavaju nerealne oscilacije koje mogu nastati usled eksperimentalnih grešaka ili nedovoljne rezolucije podataka. Takođe, MAXED garantuje pozitivnost rešenja i omogućava kvantifikovanje nesigurnosti spektra, što iterativni algoritmi u osnovnoj verziji ne daju direktno. Ograničenje MAXED metode je da rezultat može biti pristrasan ka podrazumevanom spektru, ako su eksperimentalni podaci oskudni ili netačni, dobijeni spektar će ostati blizak početnoj pretpostavci. Stoga je neophodno pažljivo odabrati podrazumevani spektar $\Phi_{def}(E)$, koristeći sve raspoložive informacije (teorijske modele, prethodna merenja, Monte Karlo simulacije). Takođe, rešavanje sistema jednačina sa maksimalnom entropijom može biti računski zahtevnije od jednostavne iteracije, ali sa modernim računarima i relativno malim brojem mernih tačaka (kao u našem slučaju) vreme računanja je zanemarljivo (reda sekundi) [46].

Na kraju, važno je istaći da je problem rekonstrukcije spektra inherentno nelinearan i višerešenjski. Različiti spektri mogu dati vrlo slične transmisije kroz date materijale, posebno zbog relativno slabe zavisnosti koeficijenata atenuacije od energije u višem MeV opsegu. Zato rešenje dekonvolucije nikada nije jedinstveno, potrebno je oslanjati se i na fizička očekivanja (npr. poznati oblik Bremsstrahlung spektra) i na više algoritama. U ovom radu smo uporedili rezultate tri algoritma upravo da bismo procenili robustnost rešenja. Kao što će biti prikazano,

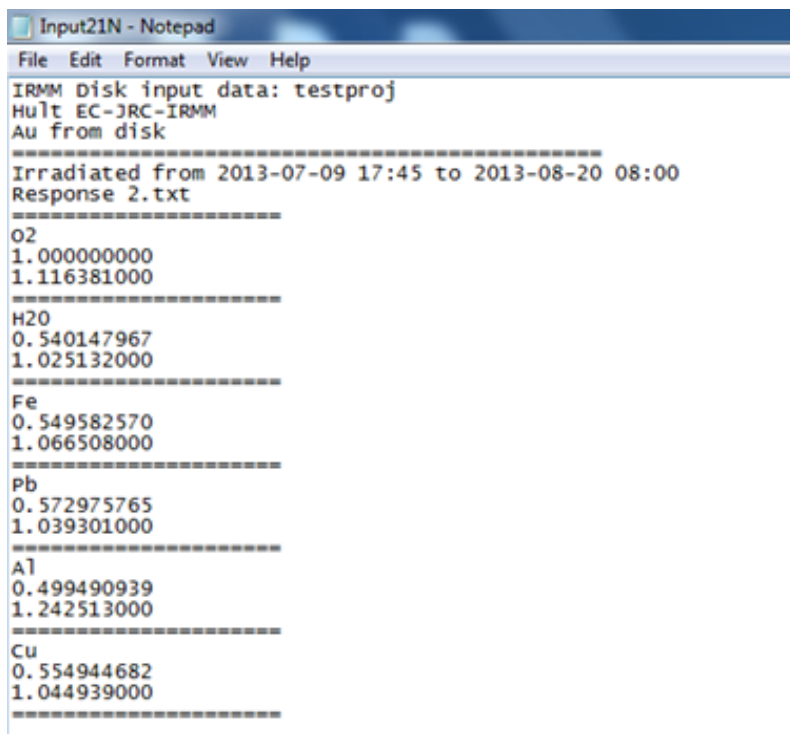
sva tri pristupa dovode do sličnog spektra, te smo u konačnoj analizi koristili prosečan spektar zasnovan na sva tri rezultata da bismo dobili što pouzdaniju procenu.

Dekonvolucija je rađena u programu WinDona koji u sebi inkorporira sva tri algoritma. Da bismo iskoristili WinDonu za računanje funkcije $f(E)$ potrebno je da napravimo tri fajla koji će windona koristiti za račun.

Prvi fajl je INPUT fajl čija je struktura prikazana na Slici 3.1. U ovom fajlu se unose vrednosti R koje su dobijene eksperimentalnim putem. Prvih pet redova može da se ostavi iz bilo kojeg fajla. Međutim, u šestom redu (u prikazanom fajlu u šestom redu se nalazi Response 2.txt) se nalazi ime fajla odakle će windona za naš input fajl da izvlači podatke o odzivnoj funkciji R . Ostali redovi predstavljaju:

1. Naziv reakcije
2. Izmerena vrednost veličine M
3. Relativna greška merene veličine M

Ovi redovi se, zajedno sa graničnim redom koji je napravljen od nekoliko znakova =, ponavljaju za sve reakcije koje su korišćene. Naziv reakcije je neophodno izabrati tako da ga je lako identifikovati, jer će nam biti potreban prilikom pravljenja fajla koji će da učitava vrednosti odzivne funkcije R .

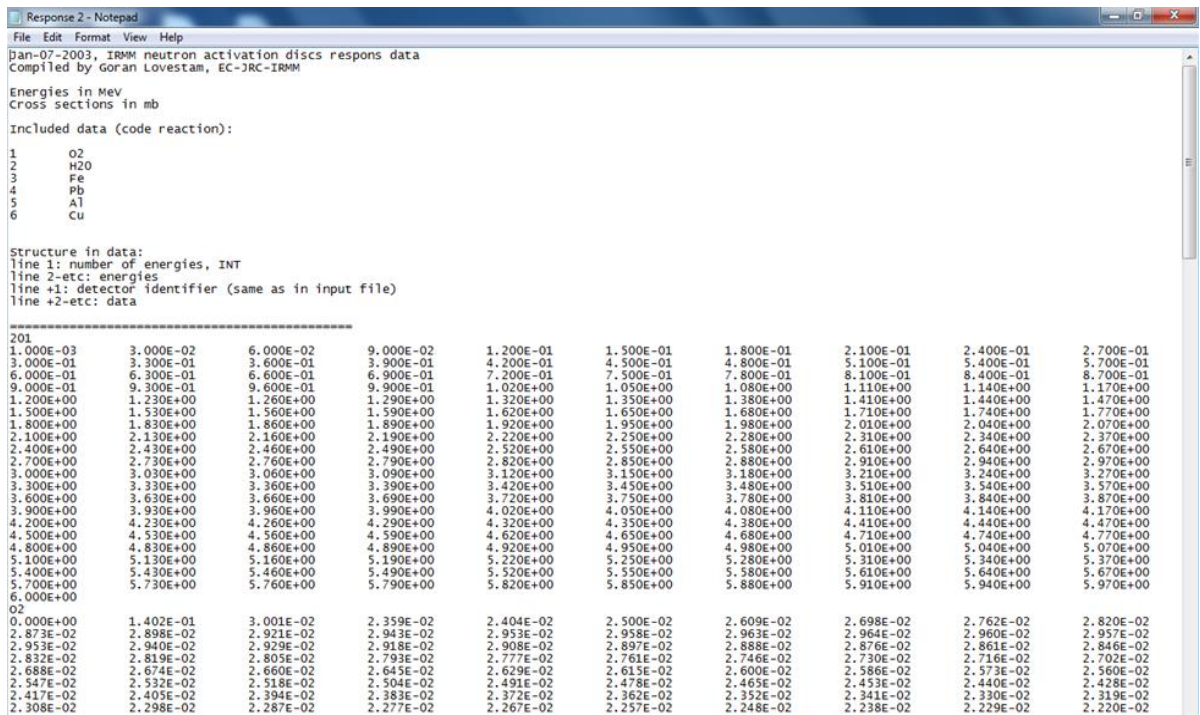


```
Input21N - Notepad
File Edit Format View Help
IRMM Disk input data: testproj
HULT EC-JRC-IRMM
Au from disk
=====
Irradiated from 2013-07-09 17:45 to 2013-08-20 08:00
Response 2.txt
=====
O2
1.000000000
1.116381000
=====
H2O
0.540147967
1.025132000
=====
Fe
0.549582570
1.066508000
=====
Pb
0.572975765
1.039301000
=====
Al
0.499490939
1.242513000
=====
Cu
0.554944682
1.044939000
=====
```

Slika 3.1 Izgled Input fajla

Sledeći fajl koji pravimo je RESPONSE fajl čije ime mora da se podudara sa imenom u INPUT fajlu (u ovom primeru Response 2.txt). Struktura ovog fajla je prikazana na Slici 3.2. Prvi deo teksta sadrži jedinice u kojima su iskazane vrednosti, jedinice za odzivnu funkciju (u ovom slučaju doze zračenja), dok se ispod teksta *Included data* nalazi bitan deo ovog fajla. Naime, ovde treba navesti sve reakcije koje su korišćene u INPUT fajlu, pri čemu ime reakcije u RESPONSE fajlu treba da se poklapa sa imenom datim u INPUT fajlu. Nakon toga objašnjena je struktura podataka. Prvi red predstavlja broj energetskih tačaka koje će biti korišćene za račun, drugi red predstavlja pobrojane energije za koje će se vršiti račun. Recimo, ako je prvi red 201, kao u primeru, sledeći red mora da sadrži 201 vrednost energije za koju će se vršiti račun. Nakon prva dva reda, slede redovi koji se odnose na odzivnu funkciju. Za svaku nabrojanu reakciju potrebno je staviti u jedan red ime reakcije, a u naredni red vrednosti odzivne funkcije za energije koje su navedene u drugom redu. Ovaj postupak se ponavlja za sve reakcije dok se ne dođe do kraja. Dakle

1. Broj energija
2. Vrednosti energija
3. Ime reakcije
4. Vrednosti odzivne funkcije za energije iz 2.
5. Ime reakcije
6. Vrednosti odzivne funkcije za energije iz 2
7.



Response 2 - Notepad

File Edit Format View Help

Jan-07-2003, IRMM neutron activation discs respons data
Compiled by Goran Lovestam, EC-JRC-IRMM

Energies in Mev
Cross sections in mb

Included data (code reaction):

1	O2
2	H2O
3	Fe
4	Pb
5	Al
6	Cu

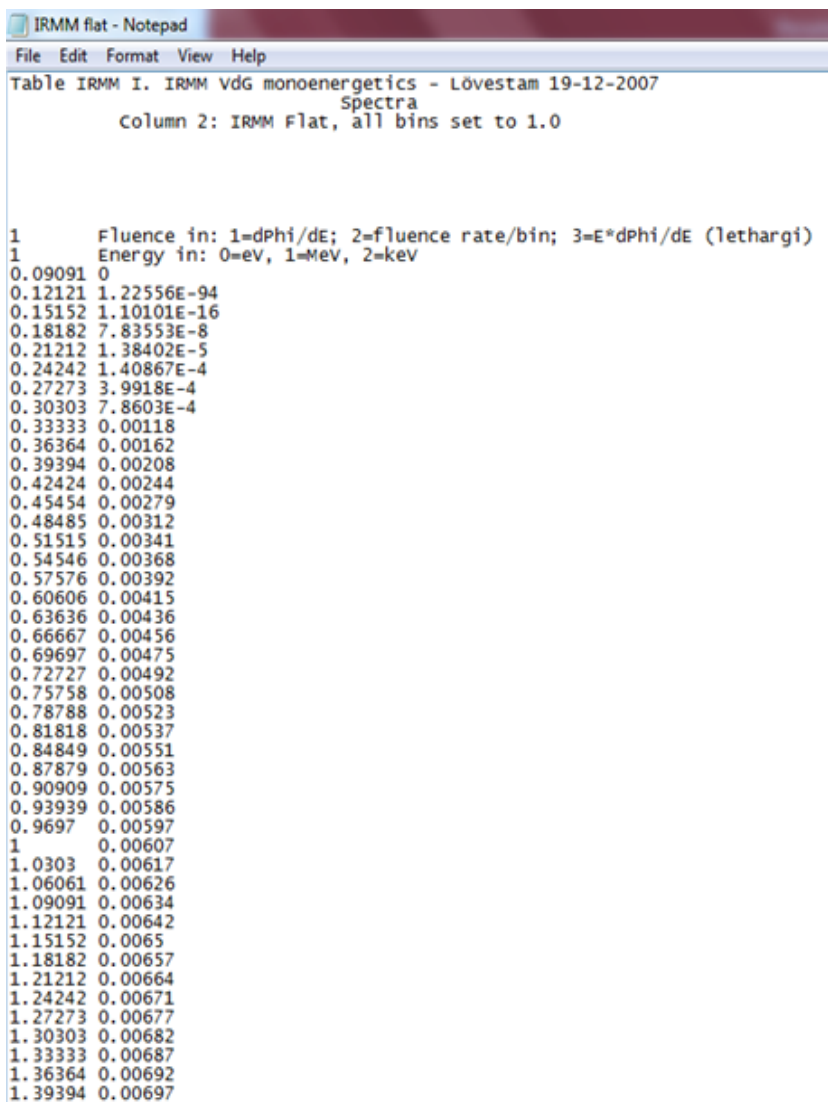
Structure in data:
line 1: number of energies, INT
line 2-etc: energies
line +1: detector identifier (same as in input file)
line +2-etc: data

201										
1.000E-03	3.000E-02	6.000E-02	9.000E-02	1.200E-01	1.500E-01	1.800E-01	2.100E-01	2.400E-01	2.700E-01	
3.000E-01	3.300E-01	3.600E-01	3.900E-01	4.200E-01	4.500E-01	4.800E-01	5.100E-01	5.400E-01	5.700E-01	
6.000E-01	6.300E-01	6.600E-01	6.900E-01	7.200E-01	7.500E-01	7.800E-01	8.100E-01	8.400E-01	8.700E-01	
9.000E-01	9.300E-01	9.600E-01	9.900E-01	1.020E+00	1.050E+00	1.080E+00	1.110E+00	1.140E+00	1.170E+00	
1.200E+00	1.230E+00	1.260E+00	1.290E+00	1.320E+00	1.350E+00	1.380E+00	1.410E+00	1.440E+00	1.470E+00	
1.500E+00	1.530E+00	1.560E+00	1.590E+00	1.620E+00	1.650E+00	1.680E+00	1.710E+00	1.740E+00	1.770E+00	
1.800E+00	1.830E+00	1.860E+00	1.890E+00	1.920E+00	1.950E+00	1.980E+00	2.010E+00	2.040E+00	2.070E+00	
2.100E+00	2.130E+00	2.160E+00	2.190E+00	2.220E+00	2.250E+00	2.280E+00	2.310E+00	2.340E+00	2.370E+00	
2.400E+00	2.430E+00	2.460E+00	2.490E+00	2.520E+00	2.550E+00	2.580E+00	2.610E+00	2.640E+00	2.670E+00	
2.700E+00	2.730E+00	2.760E+00	2.790E+00	2.820E+00	2.850E+00	2.880E+00	2.910E+00	2.940E+00	2.970E+00	
3.000E+00	3.030E+00	3.060E+00	3.090E+00	3.120E+00	3.150E+00	3.180E+00	3.210E+00	3.240E+00	3.270E+00	
3.300E+00	3.330E+00	3.360E+00	3.390E+00	3.420E+00	3.450E+00	3.480E+00	3.510E+00	3.540E+00	3.570E+00	
3.600E+00	3.630E+00	3.660E+00	3.690E+00	3.720E+00	3.750E+00	3.780E+00	3.810E+00	3.840E+00	3.870E+00	
3.900E+00	3.930E+00	3.960E+00	3.990E+00	4.020E+00	4.050E+00	4.080E+00	4.110E+00	4.140E+00	4.170E+00	
4.200E+00	4.230E+00	4.260E+00	4.290E+00	4.320E+00	4.350E+00	4.380E+00	4.410E+00	4.440E+00	4.470E+00	
4.500E+00	4.530E+00	4.560E+00	4.590E+00	4.620E+00	4.650E+00	4.680E+00	4.710E+00	4.740E+00	4.770E+00	
4.800E+00	4.830E+00	4.860E+00	4.890E+00	4.920E+00	4.950E+00	4.980E+00	5.010E+00	5.040E+00	5.070E+00	
5.100E+00	5.130E+00	5.160E+00	5.190E+00	5.220E+00	5.250E+00	5.280E+00	5.310E+00	5.340E+00	5.370E+00	
5.400E+00	5.430E+00	5.460E+00	5.490E+00	5.520E+00	5.550E+00	5.580E+00	5.610E+00	5.640E+00	5.670E+00	
5.700E+00	5.730E+00	5.760E+00	5.790E+00	5.820E+00	5.850E+00	5.880E+00	5.910E+00	5.940E+00	5.970E+00	
6.000E+00										
O2										
0.000E+00	1.402E-01	3.001E-02	2.359E-02	2.404E-02	2.500E-02	2.609E-02	2.698E-02	2.762E-02	2.820E-02	
2.873E-02	2.898E-02	2.921E-02	2.943E-02	2.958E-02	2.958E-02	2.963E-02	2.964E-02	2.960E-02	2.957E-02	
2.953E-02	2.940E-02	2.929E-02	2.918E-02	2.908E-02	2.897E-02	2.888E-02	2.876E-02	2.861E-02	2.846E-02	
2.832E-02	2.819E-02	2.803E-02	2.793E-02	2.777E-02	2.761E-02	2.746E-02	2.730E-02	2.716E-02	2.702E-02	
2.688E-02	2.674E-02	2.660E-02	2.645E-02	2.629E-02	2.615E-02	2.600E-02	2.586E-02	2.573E-02	2.560E-02	
2.547E-02	2.532E-02	2.518E-02	2.504E-02	2.491E-02	2.478E-02	2.465E-02	2.453E-02	2.440E-02	2.428E-02	
2.417E-02	2.405E-02	2.394E-02	2.383E-02	2.372E-02	2.362E-02	2.352E-02	2.341E-02	2.330E-02	2.319E-02	
2.308E-02	2.298E-02	2.287E-02	2.277E-02	2.267E-02	2.257E-02	2.248E-02	2.238E-02	2.229E-02	2.220E-02	

Slika 3.2 Izgled Response fajla

Poslednji fajl koji se pravi je DEFAULT fajl. Struktura ovog fajla je prikazana na Slici 3.3. Ovaj fajl sadrži ono što se u metodama dekonvolucije zove podrazumevana „*a priori ili best guess*“ funkcija i odnosi se na najbolju moguću pretpostavku za vrednosti funkcije koju želimo

da dobijemo (teorijski model, poznavanje opštih trendova...). Na osnovu ove početne funkcije i podataka iz RESPONSE i INPUT fajlova, WinDona će ovu funkciju modifikovati tako da što bolje reprodukuje eksperimentalno dobijene podatke. U svakom redu fajla sa brojevnim vrednostima se nalazi vrednost energije i vrednost podrazumevane funkcije za tu energiju. Dobro je da se ove vrednosti poklapaju sa vrednostima koje su unete u RRESPONSE fajl, iako to nije obavezno.



```

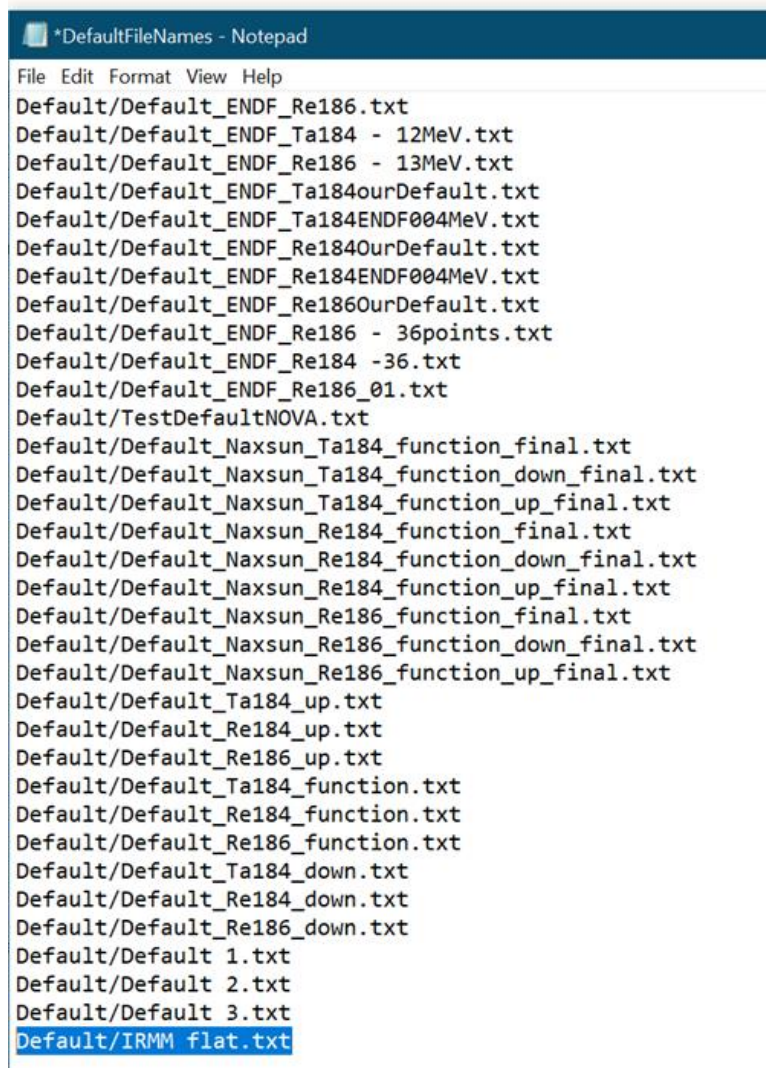
IRMM flat - Notepad
File Edit Format View Help
Table IRMM I. IRMM VdG monoenergetics - Lövestam 19-12-2007
Spectra
Column 2: IRMM Flat, all bins set to 1.0

1      Fluence in: 1=dPhi/dE; 2=fluence rate/bin; 3=E*dPhi/dE (lethargi)
1      Energy in: 0=eV, 1=MeV, 2=keV
0.09091 0
0.12121 1.22556E-94
0.15152 1.10101E-16
0.18182 7.83553E-8
0.21212 1.38402E-5
0.24242 1.40867E-4
0.27273 3.9918E-4
0.30303 7.8603E-4
0.33333 0.00118
0.36364 0.00162
0.39394 0.00208
0.42424 0.00244
0.45454 0.00279
0.48485 0.00312
0.51515 0.00341
0.54546 0.00368
0.57576 0.00392
0.60606 0.00415
0.63636 0.00436
0.66667 0.00456
0.69697 0.00475
0.72727 0.00492
0.75758 0.00508
0.78788 0.00523
0.81818 0.00537
0.84849 0.00551
0.87879 0.00563
0.90909 0.00575
0.93939 0.00586
0.9697 0.00597
1 0.00607
1.0303 0.00617
1.06061 0.00626
1.09091 0.00634
1.12121 0.00642
1.15152 0.0065
1.18182 0.00657
1.21212 0.00664
1.24242 0.00671
1.27273 0.00677
1.30303 0.00682
1.33333 0.00687
1.36364 0.00692
1.39394 0.00697

```

Slika 3.3 Izgled Default fajla

Kada kreiramo INPUT i RESPONSE fajlove, možemo ih ubaciti u folder DONAcom v3 i ne moramo više da brinemo o njima. DEFAULT fajl, međutim moramo ubaciti u folder DEFAULT koji se nalazi u DONAcom v3 folderu. Druga stvar koju moramo da uradimo kako bi naš DEFAULT fajl bio učitao u softver je da ubacimo ime našeg DEFAULT fajla (u primeru sa slike Default IRMM flat) u fajl u folderu DONAcom v3 koji se zove DefaultFileNames. Primer ubacivanja našeg DEFAULT fajla iz primera prikazan je na Slici 3.4.

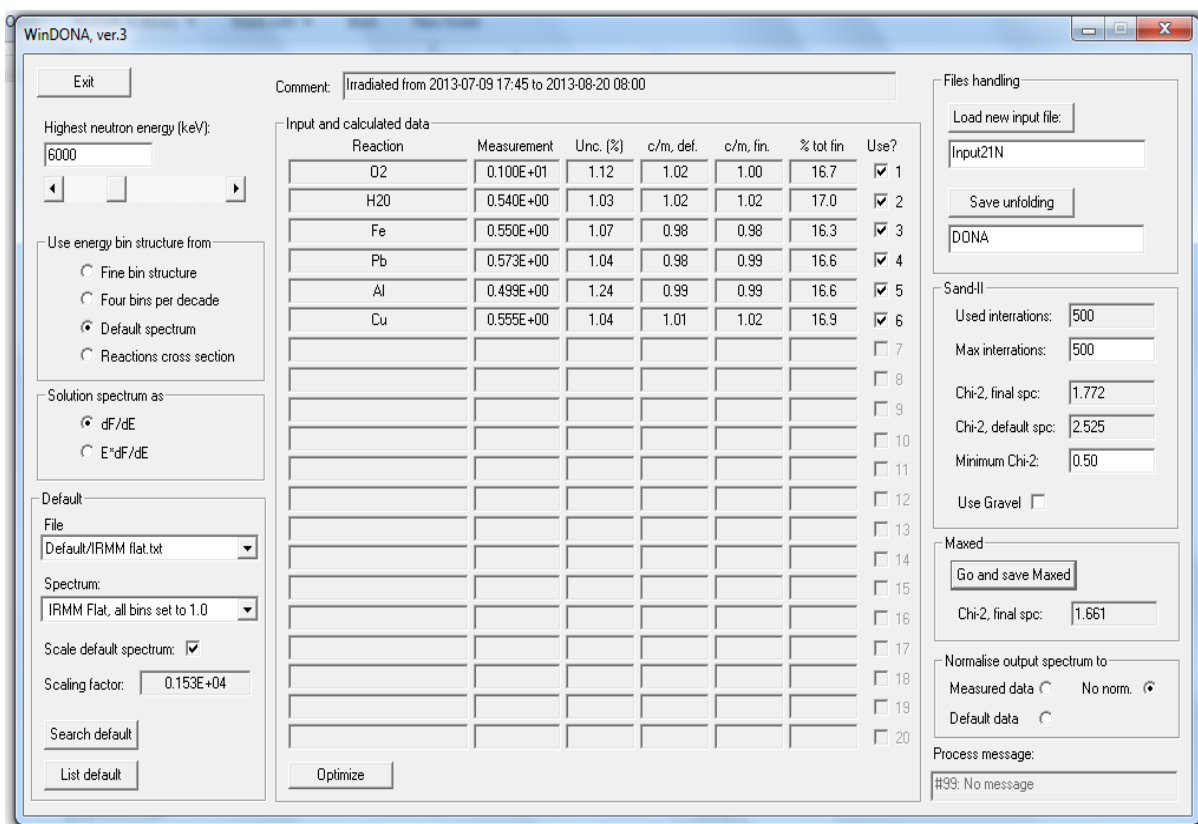


```
*DefaultFileNames - Notepad
File Edit Format View Help
Default/Default_ENDF_Re186.txt
Default/Default_ENDF_Ta184 - 12MeV.txt
Default/Default_ENDF_Re186 - 13MeV.txt
Default/Default_ENDF_Ta184ourDefault.txt
Default/Default_ENDF_Ta184ENDF004MeV.txt
Default/Default_ENDF_Re184OurDefault.txt
Default/Default_ENDF_Re184ENDF004MeV.txt
Default/Default_ENDF_Re186OurDefault.txt
Default/Default_ENDF_Re186 - 36points.txt
Default/Default_ENDF_Re184 -36.txt
Default/Default_ENDF_Re186_01.txt
Default/TestDefaultNOVA.txt
Default/Default_Naxsun_Ta184_function_final.txt
Default/Default_Naxsun_Ta184_function_down_final.txt
Default/Default_Naxsun_Ta184_function_up_final.txt
Default/Default_Naxsun_Re184_function_final.txt
Default/Default_Naxsun_Re184_function_down_final.txt
Default/Default_Naxsun_Re184_function_up_final.txt
Default/Default_Naxsun_Re186_function_final.txt
Default/Default_Naxsun_Re186_function_down_final.txt
Default/Default_Naxsun_Re186_function_up_final.txt
Default/Default_Ta184_up.txt
Default/Default_Re184_up.txt
Default/Default_Re186_up.txt
Default/Default_Ta184_function.txt
Default/Default_Re184_function.txt
Default/Default_Re186_function.txt
Default/Default_Ta184_down.txt
Default/Default_Re184_down.txt
Default/Default_Re186_down.txt
Default/Default 1.txt
Default/Default 2.txt
Default/Default 3.txt
Default/IRMM flat.txt
```

Slika 3.4 Izgled DefaultFileNames fajla

Grafičko okruženje programa WinDona prikazano je na Slici 3.5. Može se izabrati energetski opseg u kojem će se vršiti dekonvolucija, kao i koraci energije u datom opsegu, odabir početne funkcije, MAXED, GRAVEL ili SAND-II algoritama kojima se vrši dekonvolucija. Brojevima su označeni najbitniji delovi softvera koji se koriste:

1. Slider pomoću kojeg se definiše opseg energija unutar kojeg će se vršiti dekonvolucija.
2. Prozor u kojem možemo da izaberemo DEFAULT funkciju koja će se koristiti u računu. Ako smo dobro uneli naše DEFAULT fajlove, trebali bi da ih pronađemo u ovoj listi.
3. U polje se upiše naziv INPUT fajla koji želimo da pokrenemo, nakon čega se klikom na „load new input file” učitavaju podaci.
4. Taster za pokretanje i snimanje podataka dekonvolucije za GRAVEL i SAND-II algoritam dekonvolucije.
5. Odabir da li će se koristiti GRAVEL ili SAND-II metoda dekonvolucije.
6. Druga opcija za dekonvoluciju je MAXED algoritam i ovde je moguće sačuvati podatke dobijene njegovom upotrebom.
7. Kada se podaci učitaju, u glavnom delu prozora možemo da vidimo razne informacije o našim učitanim podacima. „c/m def”, je slaganje između merenja i računatih podataka sa DEFAULT funkcijom, dok je „c/m fin” slaganje nakon izvršene dekonvolucije.



Slika 3.5 Grafičko okruženje programa WinDona za Windows operativni sistem.

Nakon pokretanja WinDone, podaci o urađenoj dekonvoluciji se snimaju na lokaciju prikaznu na Slici 3.6. _flu fajlovi sadrže finalnu funkciju dobijenu nakon dekonvolucije različitim algoritmima, dok _inf i _Unc fajlovi sadrže dodatne informacije o samom procesu dekonvolucije.

Name	Date modified	Type	Size
Online	02-Jul-15 11:49 AM	MICROSOFT EXCEL WORK...	27 KB
InputDONA2015	15-Jul-15 12:50 PM	Text Document	1 KB
Response DONA2015	15-Jul-15 2:50 PM	Text Document	19 KB
Input1	14-Feb-20 11:11 AM	Text Document	1 KB
Input2	14-Feb-20 11:11 AM	Text Document	1 KB
Input3	14-Feb-20 11:11 AM	Text Document	1 KB
ListDefaultOut	19-Feb-20 12:59 PM	Text Document	88 KB
DONA_sll_flu	04-Nov-20 12:32 PM	Text Document	5 KB
DONA_sll_inf	04-Nov-20 12:32 PM	Text Document	4 KB
optimize	05-Nov-20 2:27 PM	Text Document	1 KB
searchdefaultout	05-Nov-20 2:30 PM	Text Document	44 KB
Response 1	10-Nov-20 12:14 PM	Text Document	15 KB
Response 2	10-Nov-20 12:14 PM	Text Document	15 KB
DONA_grv_flu	10-Nov-20 12:48 PM	Text Document	5 KB
DONA_grv_inf	10-Nov-20 12:48 PM	Text Document	3 KB
DONA_mxd_flu	10-Nov-20 12:49 PM	Text Document	5 KB
DONA_mxd_inf	10-Nov-20 12:49 PM	Text Document	3 KB
DONA_Mxd_Unc	10-Nov-20 12:49 PM	Text Document	55 KB
fort.3	17-Nov-20 10:02 AM	3 File	1 KB
qplot	17-Nov-20 10:02 AM	Text Document	7 KB
Response 3	17-Nov-20 11:04 AM	Text Document	15 KB

Slika 3.6 Podaci o urađenoj dekonvoluciji, _flu fajlovi sadrže finalnu funkciju dobijenu nakon unfoldinga različitim algoritmima, dok _inf i _Unc fajlovi sadrže dodatne informacije o samom procesu dekonvolucije.

4. Određivanje spektra zakočnog zračenja tehnikom dekonvolucije zasnovanom na $^{209}\text{Bi}(\gamma, xn)$ reakcijama

4.1. Metoda

Saturaciona aktivnost proizvoda neke fotonuklearne reakcije izvedene u snopu zakočnog zračenja zavisi od efikasnog preseka $\sigma(E)$ i fluksa upadnih čestica $\Phi(E)$:

$$A = \int_{E_T}^{E_{max}} \sigma(E) \phi(E) d(E) \quad (4.1)$$

gde je E_T energetski prag za nuklearnu reakcija i E_{max} je energija krajnje tačke (energija od upadnih elektrona). Ako se dobija više različitih proizvoda nuklearnih reakcija tokom izlaganja na odabranu metu, ponekad je zgodnije koristiti normalizovanu saturaciju aktivnosti:

$$A_n = \frac{A_k}{A_{nor}} = \frac{\int_{E_{T,x}}^{E_{max}} \sigma_x(E) \phi(E) d(E)}{\int_{E_{T,n}}^{E_{max}} \sigma_n(E) \phi(E) d(E)} \quad (4.2)$$

gde indeksi x i n označavaju veličine povezane sa istraživanim proizvodom neke fotonuklearne reakcije i količine koje se odnose na proizvod izabran da bude normalizacija jedan, respektivno. Drugim rečima, A_n predstavlja odnos saturacije aktivnosti reakcije od interesa i referentne reakcije. Ako vrednosti normalizovanih saturacija aktivnosti za nekoliko proizvoda fotonuklearnih reakcija u fotonskom snopu odabrane energije su eksperimentalno određena,

jednačine (4.1) i (4.2) mogu biti uzeti kao osnov postupka dekonvolucije. Rešenje integralnih jednačina u jednačini (4.1) treba da obezbedi vrednosti spektra zaključnog zračenja $\Phi(E)$ koje pogađa metu. Da bi se iskoristila metoda dekonvolucije, potrebno je transformisati integralne jednačine u sistem diskretnih jednačina. Diskretizacijom energetskog spektra na c energetskih intervala (binarnih širina ΔE_i), i uzimajući da se aktivnosti merenih proizvoda odnose na m različitih reakcija, jednačina (4.1) prelazi u oblik:

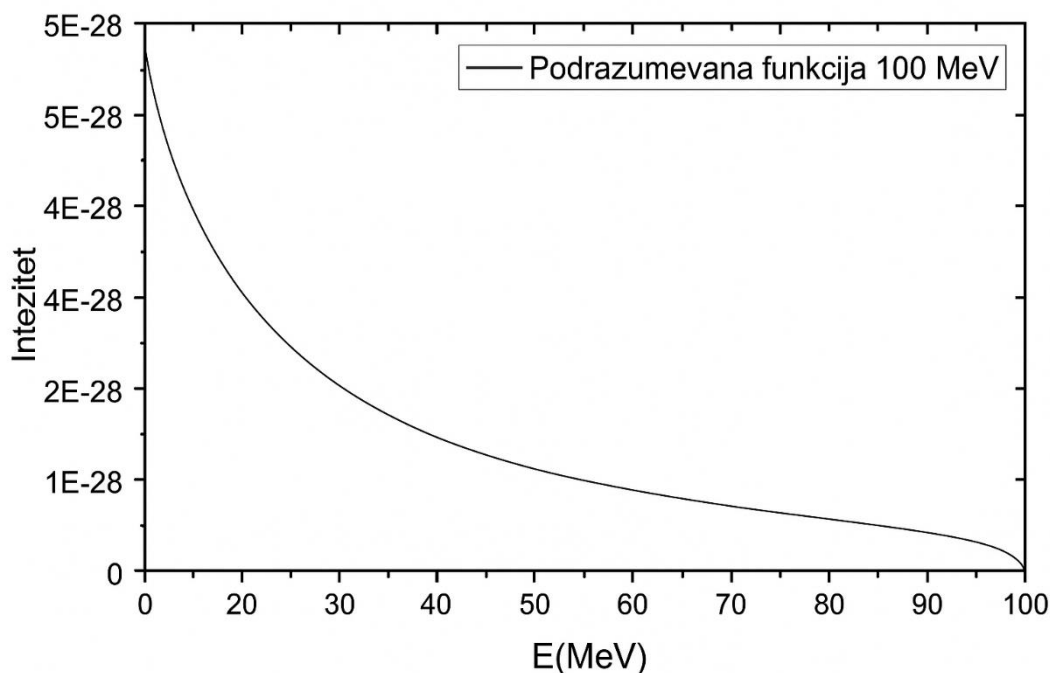
$$A_k = \sum_i^c \Phi_i \cdot \sigma_{ik} \cdot \Delta E_i ; k = 1, 2, \dots, m \quad (4.3)$$

gde je A_k izmerena saturacija aktivnosti svakog izotopa k proizvedenog zračenjem, sa ukupno m izotopa ukupno, (u ovom slučaju $m = 7$). Efikasni presek za određenu energiju snopa, E_i , i za stvaranje izotopa k , opisuje se sa σ_{ik} . Vrednost ΔE_i predstavlja širinu energije veze i , c ukupna energija vezivanja, dok Φ_i predstavlja fluks fotona koji treba odrediti. Pošto je broj vezivanja, c , tipično mnogo veći od broja merenih izotopa, m , ovaj skup jednačina je nedeterminisan. To znači da bez ikakvih pretpostavki o obliku fotonskog spektra, postoji beskonačan broj spektara koji bi zadovoljili jednačine (4.3). Postupak dekonvolucije prevazilazi ovaj problem tako što uvodi dodatne informacije počevši od nagađanja ili podrazumevanog (*a priori*) spektra fotona [19].

4.1.1. Podrazumevani (*a priori*) fotonski spektar

Metoda dekonvolucije zahteva tzv. podrazumevani (*default*), ili početni spektar. Ovaj spektar sadrži neke od dostupnih prioriternih informacija o obliku konačnog spektra. Kao što je napomenuto, obično se konstruiše na osnovu teorijskih modela ili prethodnih merenja. U dosadašnjem radu sa metodama dekonvolucije, ovaj spektar je konstruisan na osnovu teorijskih

predviđanja [47] (npr. poznatog oblika zakočnog zračenja za dati akcelerator), a takođe i usrednjavanjem vrednosti eksperimentalnog spektra unutar određenog broja energetskih intervala [48]. Robusnost numeričke procedure je proverena sa kombinacijom rastuće linearne funkcije (pri niskim energijama) i jedne opadajuće (u visokoenergetskom delu) i dobijeni spektri bili su uporedivi sa GEANT4 [4] simulacijom. Za potrebe ove studije odlučeno je da teorijska tanka meta Šifove funkcije [49] može se koristiti u svojstvu podrazumevanog spektra za metod dekonvolucije. Ova funkcija (Šifova formula) daje spektar zakočnog zračenja za tanke mete, i služi kao razumna polazna pretpostavka pre bilo kakve iteracije algoritma dekonvolucije. Drugim rečima, pretpostavljamo da početni oblik fotonskog spektra prati približno $1/E$ opadajući trend sa vršnom energijom na $E_{\max}=100$ MeV, što je karakteristično za zakočno zračenje. Ovaj spektar predstavlja očekivanu raspodelu fotona pre uzimanja u obzir efekta samoapsorpcije i višestrukog rasejanja u debeloj volframovoj meti, i inicijalno se koristi kao $\Phi(E)$ u iterativnom postupku.



Slika 4.1 Schiff-ova funkcija zakočnog zračenja za energiju krajnje tačke od 100 MeV. Ova funkcija je korišćena kao podrazumevani spektar za proceduru unfoldinga.

Napominjemo da kvalitet inicijalnog spektra utiče na brzinu konvergencije i stabilnost algoritma dekonvolucije, ali ne određuje konačni rezultat ako algoritam funkcioniše ispravno. Idealno, podrazumevani spektar treba da bude što bliži realnom, kako bi iterativne korekcije bile manje i rešenje se brže stabilizovalo. Međutim, algoritmi dekonvolucije poput SAND-II i GRAVEL su razvijeni da budu relativno robustni na razlike u početnoj pretpostavci, čak i ako se pođe od jednostavne funkcije (npr. linearno opadajuće), iteracije će kroz upoređivanje proračunatih i merenih aktivnosti prilagoditi spektar ka realnom obliku [50, 51]. Ipak, u nekim slučajevima veoma loš izbor inicijalnog spektra može dovesti do lokalnog minimuma ili sporije konvergencije. U ovoj studiji, Šifova funkcija se pokazala kao dobar izbor jer već u startu približno opisuje bremsstrahlung spektar 100 MeV elektrona (koji, bez efekta debele mete, ima približno $1/E$ oblik sa blagim porastom ka nižim energijama). Kasnije ćemo videti da je konačni dekonvolutivni spektar zaista znatno izmenjen u odnosu na početni (zbog efekata debele mete), što potvrđuje neophodnost iterativne korekcije a priori pretpostavke [8].

4.1.2. Podaci o efikasnim presecima

U ovom radu za određivanje efikasnih presjeka je korišćen TALYS 1.9 kod. Detaljan opis TALYS 1.9 se može naći u [7]. TALYS je sveobuhvatan nuklearni modelski kod koji omogućava proračune različitih reakcija (neutronske, protonske, fotonske itd.) u opsegu energija od keV do ~ 200 MeV [52]. U našem slučaju korišćen je modul za fotonuklearne reakcije. Podaci efikasnih preseka koji su korišćeni za $(\gamma, 2n)$ do $(\gamma, 8n)$ reakcije izračunati su sa podrazumevanim parametrima TALYS 1.9. Fokus smo stavili na ispitivanje uticaja modela gustine nivoa (Level Density, LD) na predviđene preseke, dok je model funkcije snage fotona inicijalno fiksiran. Korišćeni su modeli gustine nivoa iz šest različitih pristupa [53–61]:

1. LD model 1 - Fermi gas, konstantna temperatura (CT) – klasični gasni model jezgra sa konstantnom efektivnom temperaturom;

2. LD model 2 - Fermi gas sa *back-shifted* korekcijom (pomak unazad jezgra, tzv. Back-Shifted Fermi Gas, BSFG model);

3. LD model 3 - 1. generalizovani superfluidni model (Generalized Superfluid Model) – uzima u obzir fazni prelaz supravodljivosti u jezgru;

4. LD model 4 - 1. mikroskopske Gustine nivoa na osnovu Goriely-jevih tabela (razrađeni mikroskopski model iz računanja HFB + Combinatorial metoda);

5. LD model 5 - 1. kombinatorne Hilaire-ove tabele (mikroskopski proračuni gustine uzimajući u obzir pobuđena stanja prema Hilaireu i saradnicima);

6. LD model 6 - temperaturno zavisni Hartree-Fock-Bogoljubov model (HFB) sa Gognyjevom silom (HFB model sa Gogny D1S ili slično).

Pored modela gustine nivoa, u TALYS-u postoji i više modela za *funkcija jačine prelaza* (Photon Strength Function, PSF), koja opisuje verovatnoću emisije apsorpcije gamma-zraka različitih energija u jezgru. Razmatrali smo devet različitih PSF modela, uključujući:

1. PSF 1. — Kopecki–Uhl generalizovan Lorencijan (koji uključuje temperaturnu i širinsku korekciju GDR);

2. PSF 2. — Brink–Axel klasični Lorencijan,

3. PSF 3. — Hartree–Fock BCS tabele,

4. PSF 4. — Hartree–Fock–Bogoliubov tabele,

5. PSF 5. — Gorielijev hibridni model,

6. PSF 6. — Gorieli temperaturno zavisni HFB,

7. PSF 7. — T-zavisni RMF,

8. PSF 8. — Gogni D1M HFB+QRPA i

9. PSF 9. — SMLO.

U nedavno objavljenom radu [62] prikazano je na primeru fotonuklearnih reakcija na ^{181}Ta da rezultati TALYS-a nisu uvek u dobroj saglasnosti sa eksperimentalnim vrednostima prosečnih efikasnih presjeka i da nije moguće birati samo jedan optimalan model koji bi zadovoljavajuće opisane sve (γ, xn) reakcije. Drugim rečima, određeni model gustine nivoa ili funkcija jačine prelaza može dobro predvideti preseke za jednu reakciju, ali podbaciti za drugu. Međutim, rezultati (Naika et al. (2011), Belishev et al. (2015) pokazuju da je TALYS 1.96 (razvojna verzija TALYS-a, bliska v1.9) uspešno reprodukovala srednje efikasne preseke i prinose reakcija na bizmutu, u poređenju s eksperimentalnim rezultatima dobijenim fotoaktivacijom bizmuta. Treba da bude pomenuto da TALYS 1.96 efikasni preseki za nekoliko ^{209}Bi (γ, kn) reakcija prilično dobro se slažu sa rezultatima merenja (Gheorghe et al., 2017, 2019). Ovo je bila čvrsta osnova za pretpostavku da je TALYS 1.96 efikasni presjeci bi se mogli koristiti u ovoj studiji. Zbog toga je odlučeno da se preseki dobijeni pomoću svih šest modela gustine nivoa i različitih modela funkcija jačine prelaza iskoriste kao skup kandidata za funkcije odgovora (efikasni preseki σ_{ik}) u algoritmu dekonvolucije, a rezultati do kojih su svi oni doveli biće prikazani.

TALYS je savremeni modularni kod koji implementira statističku Hauser-Feshbach teoriju nuklearnih reakcija u kombinaciji sa modelima direktnih i predekvilibrijumskih reakcija [63]. U TALYS-u se, za date ulazne parametre (optički potencijal, gustina nivoa, funkcija jačine gamma-zračenja, nivoa energije...), automatski izračunavaju sve relevantne reakcije (poprečni preseki, energetske distribucije produkata, itd.). U slučaju fotonuklearnih reakcija, TALYS koristi ekvivalentnu Hauser-Feshbach formalizaciju: foton se tretira kao *projektil*, a proces apsorpcije i deekscitacije jezgra prati iste modele kao i za neutronske ili druge reakcije. Pored TALYS-a, postoje i drugi kodovi za proračune fotonuklearnih reakcija koji su razvijani tokom godina. Jedan od njih je EMPIRE (razvijan pri IAEA i BNL) [64], koji takođe sadrži bogat skup modela (direktni, preekvilibrijumski, statistički) i služi evaluaciji nuklearnih podataka. Drugi primer je GNASH kod (razvijan u Los Alamos Nacionalnoj Laboratoriji), koji je jedan od ranijih sveobuhvatnih kodova ove vrste [65]. Svi ovi kodovi, TALYS, EMPIRE, GNASH, kao i japanski CCONE, imaju sličan cilj da što potpunije opišu nuklearne reakcije u širokom energetsom opsegu, uz mogućnost da korisnik podešava modele i parametre kako bi

prilagodio rezultate. U praksi, predikcije ovih kodova mogu da se razlikuju [66]. Razlike proizilaze iz različitih implementacija modela gustine nivoa ili različitih optičkih potencijala. Upravo zbog toga smo u ovoj studiji i primenili više modela unutar TALYS-a, da bismo obuhvatili teorijsku nesigurnost. Pored toga, uporedili smo dobijene prelazne preseke sa podacima iz literature i drugim kodovima gde je to moguće [64]. U okviru ove studije fokusirali smo se na TALYS zbog dostupnosti i fleksibilnosti, ali bi svakako bilo korisno u budućnosti uporediti naše rezultate i sa predikcijama EMPIRE-a ili GNASH-a radi procene modelskih nesigurnosti.

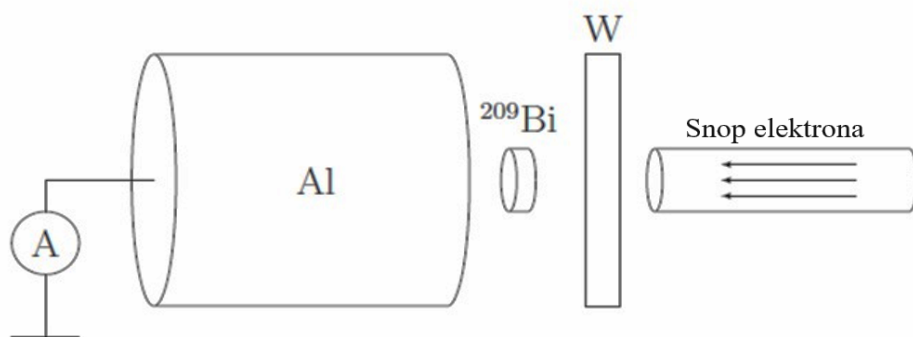
Preseci za fotonuklearne reakcije $^{209}\text{Bi}(\gamma, \text{xn})$ koje smo koristili predstavljaju energetske diferencijalne (ili spektralne) preseke, zavisnost $\sigma(E)$ po energiji fotona, a ne samo integrisane vrednosti po nekom energetskom opsegu. TALYS omogućava dobijanje takvih spektralnih preseka uz dovoljno fine korake energije (tipično 0,1 MeV u našim proračunima). Ove krive $\sigma(E)$ su iskorišćene u diskretizovanom obliku kao ulaz u jednačine 4.3.

4.2. Merenje i rezultati

Čista meta od prirodnog bizmuta (^{209}Bi) izabrana je jer je prirodni monoizotop i ima niz neutron-deficitnih izotopa sa dovoljno dugim poluživotom za *off-line* analize (analize nakon ozračivanja). Pošto ovi izotopi takođe imaju značajan broj jakih gama tranzicija, aktivnost od svih stvorenih izotopa može se odrediti pomoću gama-spektroskopije. Za zračenje u 100 MeV snopu zakočnog zračenja, korišteno je zrno od 1,5 g visoke čistoće bizmuta. Kao što je ranije pomenuto, ^{209}Bi u interakciji sa snopom zakočnog zračenja od 100 MeV može emitovati do 9 neutrona u (γ, xn) reakcijama [19].

4.2.1. Ozračivanje

Ozračivanje je obavljeno na LINAC 200, koji nalazi se u Laboratoriji za nuklearne probleme, JINR, Dubna [67]. Urađeno je ozračivanje prirodnog bizmuta zakočnog zračenja produkovanog u meti od volframa elektronskim snopom od 100 MeV. Šema eksperimentalne postavke prikazana je na Slici 4.1 (ilustracija rasporeda mete i detektora). Praktično monoenergetski snop elektrona od 100 MeV sa frekvencijom od 25 Hz i trajanjem impulsa od 2 μ s fokusiran je na volframovu metu debljine 5,65 mm, čime je generisano zakočno zračenje za aktiviranje ^{209}Bi . Uzorak ^{209}Bi nalazio se odmah iza volframove mete i bio je izložen emitovanim fotonima (kolimator ili dodatno oklapanje između mete i uzorka nije navedeno, što implicira da je uzorak hvatao gotovo ceo prednji stožac bremsstrahlunga). Aluminijski cilindar (Faradejeva šolja) je povezan sa ampermetrom Keithlei 6485 za praćenje struje snopa (integralnog naelektrisanja). Vreme ekspozicije bilo je 15 min, a struja elektronskog zraka varirala je između $1 \cdot 10^{-7}$ A i $3 \cdot 10^{-7}$ A. Kratkoročne nestabilnosti u intenzitetu elektronskog snopa nisu uzete u proračun pri izračunavanju aktivnosti zasićenja, uglavnom zbog mnogo dužeg perioda poluraspada posmatranih izotopa.



Slika 4.2 Šema eksperimentalne postavke (nije u razmeri).

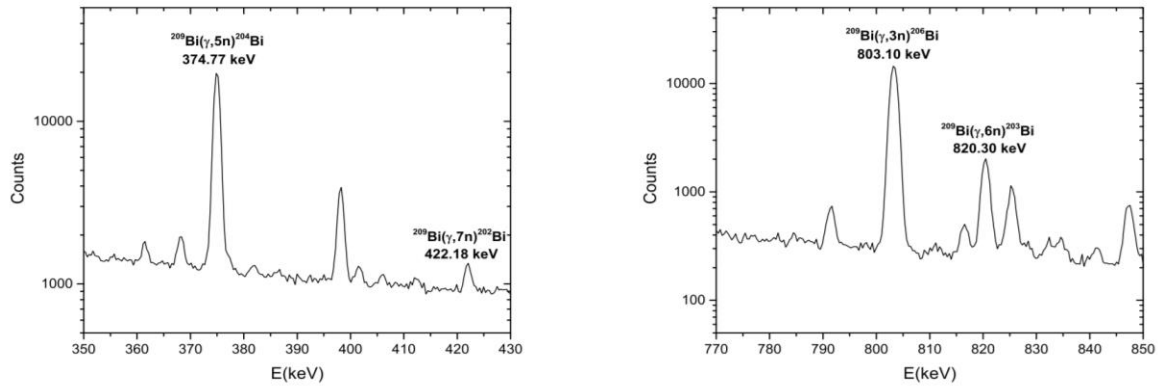
Bizmutna meta je imala mnogo manje dimenzije od korišćenog volframovog zakočnog pretvarača (5,65 mm W pločica), te je zanemarljiv broj elektrona smanjene energije probio volfram i stigao do Al Faradejeve šolje (koja je služila za merenje ukupne struje). Iz tog razloga se može očekivati da je proizvodnja zakočnog zračenja u samom bizmutu (usled eventualnog usporavanja elektrona unutar uzorka) i povezana aktivacija značajno niža od one generisane u volframu. Drugim rečima, bizmutni uzorak je bio dovoljno tanak i male površine da ne utiče bitno na spektralnu raspodelu fotona (samo minorna sekundarna x-zračenja mogu nastati u bizmutu, ali zanemarljiva u poređenju sa primarnim bremsstrahlungom volframa). Ovaj detalj je bitan za interpretaciju: pretpostavljamo da svi detektovani radionuklidi potiču od interakcije fotona generisanih u volframovoj meti, a ne od eventualnih dodatnih fotona stvorenih kočenjem elektrona direktno u bizmutu.

Napominjemo da je integrisana doza isporučena bizmutnoj meti bila dovoljno visoka da prouzrokuje merljive aktivnosti, ali ne toliko ekstremna da zagreje ili ošteti uzorak. Na osnovu struje ($\sim 10^{-7}$ - 10^{-7} A) i vremena ozračivanja (900 s), ukupno naelektrisanje koje je pogodilo metu iznosi reda 10^{-4} C, što odgovara oko 6×10^{14} elektrona. Simulacijom (vidi odeljak 4.2.5) je utvrđeno da takav broj elektrona generiše oko $10^{12} - 10^{13}$ fotona preko 1 MeV u 4π solidnom uglu, od kojih značajan deo (nekoliko procenata) prolazi kroz uzorak. Očekivane aktivnosti su bile u opsegu da se mogu detektovati standardnom HPGe spektrometrijom već nakon nekoliko minuta ili sati, kako je i planirano.

4.2.2. Gama spektroskopska merenja i normalizovana saturacija aktivnosti

Nakon zračenja, uzorak Bi je prebačen na HPGe detektor u cilju merenja indukovane gama-aktivnosti. Dužina zračenja bila je 900 s (15 min), a vremenska razlika između kraja zračenja i početka gama merenja bila je ~ 10 min. Snimljena su dva gama spektra: prvi je trajao 3600 s (1

h) odmah nakon završetka ozračivanja, a sledeći je započeo odmah po isteku prvog i trajao 16200 s (~4.5 h). Prvi spektar korišćen je za određivanje saturacione aktivnosti kratkoživećih izotopa Bi, počevši od ^{202}Bi i lakših (dakle onih sa poluživotom reda minuta do sat, koji bi značajno raspali tokom dužeg čekanja). U drugom spektru, zabeleženi su gamma vrhovi dugoživećih izotopa sa dovoljno malom statističkom nesigurnošću intenziteta (ovaj duži spektar omogućio je da se sakupi dovoljno impulsa za linije niskih aktivnosti, ali dugog poluživota). Procena saturacije aktivnosti izvršena je korišćenjem intenziteta karakterističnih gamma linija iz proizvoda nuklearnih reakcija. Neki delovi prikupljenih gamma spektra prikazani su na Slici 4.3, gde su označene linije korišćene za proračun saturacije aktivnosti.



Slika 4.3 Deo spektra γ -zraka prikupljen nakon ozračivanja ^{209}Bi sa nekim od linija koje su korišćene za proračun saturacije aktivnosti.

Saturacija aktivnosti A pojedinog produkta može se izračunati na sledeći način (potiče od klasične jednačine za aktivnosti ozračenih uzoraka):

$$A = \frac{N_{\gamma} \cdot M \cdot \lambda}{m \cdot N_A \cdot \epsilon \cdot \eta \cdot p_{\gamma} \cdot e^{-\lambda \Delta t}} \cdot \frac{1}{(1 - e^{\lambda t_{irr}}) \cdot (1 - e^{\lambda t_m})} \quad (4.8)$$

gde je N_γ broj detektovanih γ -fotona odabrane energije (površina ispod fotopeak-a), λ je konstanta raspada ($\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$), M i m su maseni broj i masa ozračene mete ($M = 209$ za Bi, a masa mete ~ 1.5 g), N_A je Avogadrov broj, ε je ukupna (apsolutna) efikasnost detektora na posmatranoj energiji, η je prirodna zastupljenost aktiviranog izotopa (ovde 100% za Bi-209 jer je mononuklidni element), p_γ je kvantni prinos (verovatnoća emisije posmatrane gama linije po raspadu datog izotopa), Δt je vreme hlađenja (interval od kraja ozračivanja do početka merenja), t_{irr} je vreme ozračivanja, a t_m je vreme merenja. Ovaj izraz je standardna formula za aktivaciju u uslovima približnog saturacionog režima, korigujući se za raspad tokom ozračivanja i tokom merenja.

Za praktične proračune, zgodno je raditi sa normalizovanom saturacijom aktivnosti definisanom slično kao u jednačini (4.2). Iz eksperimentalnih veličina formula (4.8) prelazi u odnos (4.9) za odnos aktivnosti dve reakcije (k i referentna "nor"):

$$A_n = \frac{A_k}{A_{nor}} = \frac{N_{\gamma x} \cdot \lambda_x \cdot \epsilon_n \cdot p_{\gamma n} \cdot e^{-\lambda_n \Delta t}}{N_{\gamma n} \cdot \lambda_n \cdot \epsilon_x \cdot p_{\gamma x} \cdot e^{-\lambda_x \Delta t}} \cdot \frac{(1 - e^{-\lambda_n t_{irr}}) \cdot (1 - e^{-\lambda_n t_m})}{(1 - e^{-\lambda_x t_{irr}}) \cdot (1 - e^{-\lambda_x t_m})} \quad (4.9)$$

gde indeks *nor* predstavlja vrednosti koje se odnose na proizvod reakcije korištene za normalizaciju i indeks k označava sve veličine koje se odnose na druge Bi izotope dobijene u fotonuklearnim reakcijama. U poslednjem izrazu došlo je do pojednostavljenja jer se veličine M , m , N_A i vreme hlađenja Δt međusobno skraćuju u odnosu, tako da nisu potrebne za račun.

Korišćenje odnosa saturacije aktivnosti ima prednost jer nije potrebno znati apsolutnu efikasnost detektora za energije analizirane gama-tranzicije. Naime, pri računanju odnosa (4.9), efikasnost detektora na energiji referentne linije i posmatrane linije se pojavljuje u količniku ϵ_n/ϵ_x . Ako se odabere referentna linija bliska po energiji posmatranoj liniji, ovaj odnos je blizak 1 i relativna greška u poznavanju efikasnosti se minimizuje. U našem slučaju, najbolji

izotop za normalizaciju je ^{206}Bi , jer njegov poluživot (6,243 dana) je dovoljno dug da omogući *off-line* gama spektroskopska merenja nakon ozračivanja, a istovremeno je dovoljno kratak da se generiše zasićenje tokom 15 min ozračivanja. Pored toga, ^{206}Bi ima veliki broj intenzivnih gamma linija u snimljenim spektrima, što omogućava pouzdano određivanje njegove aktivnosti. Konkretno, izabrali smo gama-liniju od 803,1 keV (jednu od karakterističnih linija ^{206}Bi) kao referentnu, jer je u spektru jasno izdvojena i sa dobrim statistikama.

Relativna efikasnost detektora je određena pomoću 15 pojedinačnih gama linija od ^{206}Bi , u energetsom intervalu od 183,98 keV do 1878,65 keV. Kombinacija eksponencijalne funkcije i polinoma trećeg reda je korišćen za opisivanje relativne efikasnosti. Procenjeno je da se na ovaj način u pomenutom energetsom intervalu relativna efikasnost može dobiti sa nesigurnošću do 3%. Mogući efekti samoapsorpcije gama zračenja u samoj meti (iako je njegova debljina u sredini bila oko 1 mm) se smanjuju za korišćenje relativne efikasnosti na odnos slabljenja zračenja od različite energije koje prolaze identičan put kroz apsorpciju medijuma. Procenjuje se da se najveća razlika može očekivati u slučaj ^{207}Bi , čija je aktivnost saturacije izračunata sa najnižom energijom od 569,7 keV (Tabela 4.1). Može se očekivati da će razlika u samoapsorpciji pri ovoj energiji i samoapsorpciji na 803,1 keV (^{206}Bi gama zračenje koje se koristi za normalizaciju) iznosi nekoliko procenata [19].

Normalizovana saturacija aktivnosti Bi izotopa izmerena su za sedam izotopa poreklom iz $(\gamma, 2n)$ do $(\gamma, 8n)$ reakcija. Dakle, uključeni su izotopi bismuta: ^{207}Bi ($\gamma, 2n$), ^{206}Bi ($\gamma, 3n$), ^{205}Bi ($\gamma, 4n$), ^{204}Bi ($\gamma, 5n$), ^{203}Bi ($\gamma, 6n$), ^{202}Bi ($\gamma, 7n$) i ^{201}Bi ($\gamma, 8n$). Izbor gamma-linija za svaki pojedinačni izotop bio je urađen veoma pažljivo i ne u svim slučajevima najintenzivniji gamma prelazi su izabrani. U nekim slučajevima morali smo odabrati nešto manje intenzivne linije koje su izolovanije, da bismo izbegli preklapanje pikova ili nedefinisane dublete (dve linije vrlo blizu jedna drugoj). Značajno je bilo da nema bliskih gamma linija drugih izotopa u okolini odabrane linije, kako bi integracija pikova bila pouzdana. Pored toga, bilo je važno da sve korišćene gamma linije bile su energetski bliske izabranoj gamma liniji ^{206}Bi (803,1 keV) koja je služila kao izotop za normalizaciju. Na ovaj način, potencijalna neizvesnost koja bi nastala iz relativne efikasnosti ili različite samoapsorpcije u samom bizmutu svedena je na minimum.

Dobijene vrednosti normalizovanih aktivnosti (odnos saturacija aktivnosti, A_n), kao i statističke greške merenja, prikazane su u Tabeli 4.1 (koja sadrži i karakteristike korišćenih gamma prelaza: energiju E_γ i prinos p_γ). Nesigurnosti saturacionih aktivnosti navedene u Tabeli 4.1 potiču isključivo od statističkih nesigurnosti integrala odabranih gamma linija, kao i nesigurnosti sa kojom je izračunata relativna efikasnost detektora. Iako je efikasni presek za $^{209}\text{Bi}(\gamma, n)$ reakciju najveći (dakle izotop ^{208}Bi bi imao najveću očekivanu aktivnost), gamma-linija ^{208}Bi od 2614,5 keV nije korišćena u analizi. Za to ima nekoliko razloga: (i), vreme poluraspada ovog izotopa bismuta je 3.68×10^5 godina [68], što znači da se praktično nije generisala merljiva aktivnost (^{208}Bi je ekstremno dugovečan, njegov radioaktivni raspad je prespor da bi doprinosio signalu); (ii), ista gamma-linija od 2614,5 keV potiče od prirodnog raspada ^{208}Tl (ćerka ^{232}Th), te je veoma intenzivna u pozadinskom spektru; nažalost, naš detektor (i oklop) nije mogao u potpunosti eliminisati tu okolnu pozadinu prirodnog zračenja. Zbog svega toga, ^{208}Bi nije bilo moguće kvantitativno detektovati ovom metodom, i njegov doprinos spektru (γ, n kanal) nije eksplicitno uključen u dekonvoluciju (očekuje se da to ne uvodi grešku jer ^{208}Bi praktično ne raspada u relevantnom vremenu, pa ne utiče na naše merenje).

U nedavnoj publikaciji [11] primećeno je da doprinos ($\gamma, p5n$) reakcija može imati značajan učinak u poređenju sa ($\gamma, 6n$) kanalima [56]. U ovoj studiji, aktivnosti svih izotopa bizmuta su merene (uključujući ^{203}Bi nastao ($\gamma, 6n$)), ali potencijalno je ^{203}Bi mogao nastati i putem ($\gamma, p5n$) reakcije (jer ($\gamma, 5n+p$) na ^{209}Bi takođe dovodi do ^{203}Bi). Međutim, izotop olova ^{203}Pb , kao ćerka raspada jezgra ^{203}Bi , takođe može biti formiran u reakcijama sa emisijom protona pored neutrona [58]. Ako ^{203}Pb nastane direktno fotonuklearnom reakcijom ($\gamma, p5n$), on je kratkoživeći ($T_{1/2} \approx 51$ h) i prelazi u ^{203}Bi putem beta-raspada. Važno je istaći da u takvoj situaciji ^{203}Pb može biti formiran u pobuđenim stanjima, ali se vrlo brzo (γ -emisijom unutar pikosekundi) relaksira u osnovno stanje, te ti brzi prelazi ne ometaju gama prelaze koji potiču od raspada ^{203}Bi , koje smo detektovali u off-line merenju [57]. Stoga, naše merenje ^{203}Bi ukupno obuhvata proizvodnju ^{203}Bi bilo preko čistog ($\gamma, 6n$) ili kombinovanog ($\gamma, p5n$) kanala. U analizi dekonvolucije, to nije problem jer nas zanima ukupna proizvodnja datog izotopa bez

obzira na to da li je nastao isključivo emisijom neutrona ili i protona. TALYS proračuni su dali preseke za $(\gamma,6n)$ i $(\gamma,p5n)$ odvojeno; međutim, ovo je relativno mali doprinos (očekuje se $<10\%$ relativno na $(\gamma,6n)$ za bismut u ovom opsegu energija [56]). U našim prelaznim presecima (koristeći TALYS 1.9), ignorisali smo eksplicitno $(\gamma,p5n)$ jer se ono delimično preliva u (γ,xn) kanale, to uvodi malu aproksimaciju, ali nemamo podatke da razlučimo ta dva doprinosa eksperimentalno.

Normalizovani odnosi saturacije aktivnosti, A_n , za sedam radionuklida bismuta, određeni su i navedeni u Tabeli 4.1. Oni predstavljaju osnovni eksperimentalni ulaz za postupak dekonvolucije: naime, A_n u jednačini (4.2) su upravo te izmerene vrednosti (sa 3–5% greške). Tabela 4.1 sadrži i informacije o energiji korišćene gamma-linije E_γ i njenom prinosu p_γ , preuzete iz standardnih baza (NNDC, 2023) [69]. Ovi podaci su neophodni za apsolutni proračun (4.8) i (4.9). Vredi napomenuti da je opseg poluživota dobijenih izotopa veoma širok, od nekoliko minuta (^{201}Bi) do nekoliko decenija (^{207}Bi), što je diktiralo i strategiju merenja (dvostepeno merenje kako bismo uhvatili i kratkoživeće i dugoživeće produkte). To implicira i mogućnost optimizacije u budućim eksperimentima (npr. drugim rasporedom merenja za još pouzdanije razdvajanje komponenata), ali za pilot-studiju kakva je ova, dati pristup se pokazao uspešnim.

4.2.3. Funkcije efikasnih preseka

Kao što je navedeno u odeljku 4.1.3, efikasni preseki za (γ,xn) nuklearne reakcije su izračunati korišćenjem koda TALYS 1.96 (verzija vrlo bliska 1.9, korišćena radi upotrebe najnovijih modela). Rezultujuće “funkcije” efikasnog preseka ($\sigma(E)$ zavisnosti) ispostavile su se različite u zavisnosti od modela gustine nivoa i modela funkcija jačine prelaza fotona korišćenih u proračunu. U zbiru smo dobili 54 različite procene efikasnih preseka, što predstavlja sve kombinacije šest modela gustine nivoa i devet modela funkcija jačine prelaza. Vrednosti

funkcija efikasnog preseka za različite funkcije gustine nivoa (LD modele) uz isti model funkcije jačine prelaza imaju vrlo sličan oblik. Ovo sugerše da izbor modela gustine nivoa ne menja drastično specifične karakteristike preseka (energetske pragove i opšti trend), iako može pomeriti apsolutne vrednosti preseka za određeni faktor [19].

Nasuprot tome, promene funkcije jačine prelaza (PSF) za fiksiran model gustine nivoa mogu dati izraženije razlike u obliku preseka. Primer za ovo prikazan je na Slici 4.4, tri različita PSF modela (3, 5 i 7) za isti LD model (LD1) proizvode očigledne razlike u opštem obliku $\sigma(E)$, njihovim amplitudama, energetske pragovima itd. Konkretno, neki PSF modeli predviđaju izraženiji sekundarni maksimum preseka na višim energijama (npr. oko 70–90 MeV), dok drugi daju monotono opadajući presek nakon GDR regiona. Ove razlike su posledica različitih pretpostavki o E1 gama-snage, prisustvu eventualnih E2 komponenti, i ponašanju nivoa prema visokoj energiji.

Da bismo sistematski uključili sve ove neizvesnosti, postupak dekonvolucije obavljen je posebno za svaku od 54 funkcije preseka. To znači da smo 54 puta izvršili SAND-II i 54 puta GRAVEL, svaki put hraneći algoritam drugačijim skupom σ_{ik} (funkcija reakcija $k=1\dots7$). Takav pristup generiše veliku količinu rezultata, ali je neophodan za analizu osetljivosti rešenja na teorijske pretpostavke.

Pre izvođenja dekonvolucije, bilo je potrebno izvršiti interpolaciju ili rekonfiguraciju TALYS rezultata kako bi se uskladili energetske koraci sa onima koje smo želeli da koristimo u iterativnoj proceduri (vrednosti E_i). Odabrali smo diskretizaciju energetskog spektra na $c = 343$ koraka, širine 0,29 MeV (što pokriva opseg od 14,5 MeV do 100 MeV). Razlog za početak od ~14,5 MeV jeste što je to nešto ispod praga za $(\gamma, 2n)$ reakcije, ispod te energije samo (γ, n) i (γ, γ') kanali su otvoreni, od čega (γ, n) nismo detektovali (^{208}Bi , kao što je objašnjeno, nije meren), pa je stoga presek i intenzitet u tom delu manje značajan za naše merenje. Maksimalna energija 100 MeV odgovara energiji ubrzanih elektrona i predstavlja kraj spektra. Ova rezolucija (0,29 MeV bin) je kompromis da bi se sa jedne strane dovoljno precizno opisale promene preseka, a sa druge strane da broj koraka ne bude prevelik u odnosu na broj podataka

(4.7). Napominjemo da je $c = 343$ i $m = 7$, dakle, problem je matematički nedoređen ($c > m$), ali se rešenje postiže zahvaljujući nametnutoj glatkoći spektra i iterativnoj proceduri.

Postupak dekonvolucije je ponovljen korišćenjem oba koda, GRAVEL kao i SAND-II, za svaku od 54 različitih procena efikasnog preseka kako bi se dobio oblik fotonskog spektra. Dakle, ukupno je generisano 108 rekonstruisanih spektara. Rezultati dekonvolucije za različite opcije nivoa gustine u TALYS-u prikazani su na Slikama 4.5 i 4.6. Slika 4.5 sadrži rezultate sa GRAVEL algoritmom, a Slika 4.6 sa SAND-II algoritmom. Za lakši pregled rezultata, svi rezultati dobijeni za različite modele gustine nivoa sa istim modelom funkcije snage fotona predstavljeni su istom bojom na tim slikama. Time se može vizuelno uočiti diverzitet usled promene PSF modela (različite boje) i manji razlike usled LD modela (nijanse iste boje, često preklopljene jer se poklapaju).

TABELA 4.1 Saturacione aktivnosti, A_n , aktiviranih Bi izotopa. Aktivnosti su izračunate u odnosu na izotop ^{206}Bi . Prelazi gama zraka koji se koriste za određivanje aktivnosti izotopa od interesa su predstavljeni u četvrtoj koloni. (Demichev, 2022). E_γ - energija gama zraka i p_γ – intenzitet gama zraka [69].

Reakcija	Radionuklid	$T_{1/2}$	E_γ [keV]	A_n
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 2n)$	^{207}Bi	31.55 y	569.7	6.7 (3)
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 3n)$	^{206}Bi	6.243 d	803.1	1.00 (3)
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)$	^{205}Bi	15.31 d	703.44	0.45 (2)
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 5n)$	^{204}Bi	11.22 h	374.77	0.177 (5)
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 6n)$	^{203}Bi	11.76 h	820.3	0.097 (4)
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 7n)$	^{202}Bi	1.71 h	422.18	0.046 (2)
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 8n)$	^{201}Bi	103 min	786.4	0.020 (1)

Pre nego predemo na same spektralne rezultate, vredi istaći nekoliko zapažanja iz tih 54 skupa preseka. U GDR regionu (10–30 MeV), sve kombinacije modela daju slične rezultate za (γ, n) i $(\gamma, 2n)$, gde dominira veliki vrh oko ~ 14 MeV za (γ, n) sa presecima reda stotina milibarna, i

manji prateći vrh za $(\gamma, 2n)$ oko ~ 22 MeV. Međutim, u višem energetsom opsegu (npr. 50–90 MeV), neki modeli gustine nivoa i PSF predviđaju gotovo nulti presek za kanale visokog multipliciteta, dok drugi predviđaju sekundarne rezonanse ili blago opadajući kontinuum preseka do 100 MeV. Posebno, uočeno je da PSF model 4 (Hartree–Fock–Bogoliubov tabele) i PSF model 8 (Gogny HFB+QRPA) daju nešto veće preseke vrednosti u opsegu 40–80 MeV u poređenju s drugim modelima, što će se kasnije ispostaviti značajnim za slaganje sa eksperimentom. Ovi modeli su istaknuti jer se sa njima postiglo najbolje poklapanje sa simulacijom (Slika 4.9).

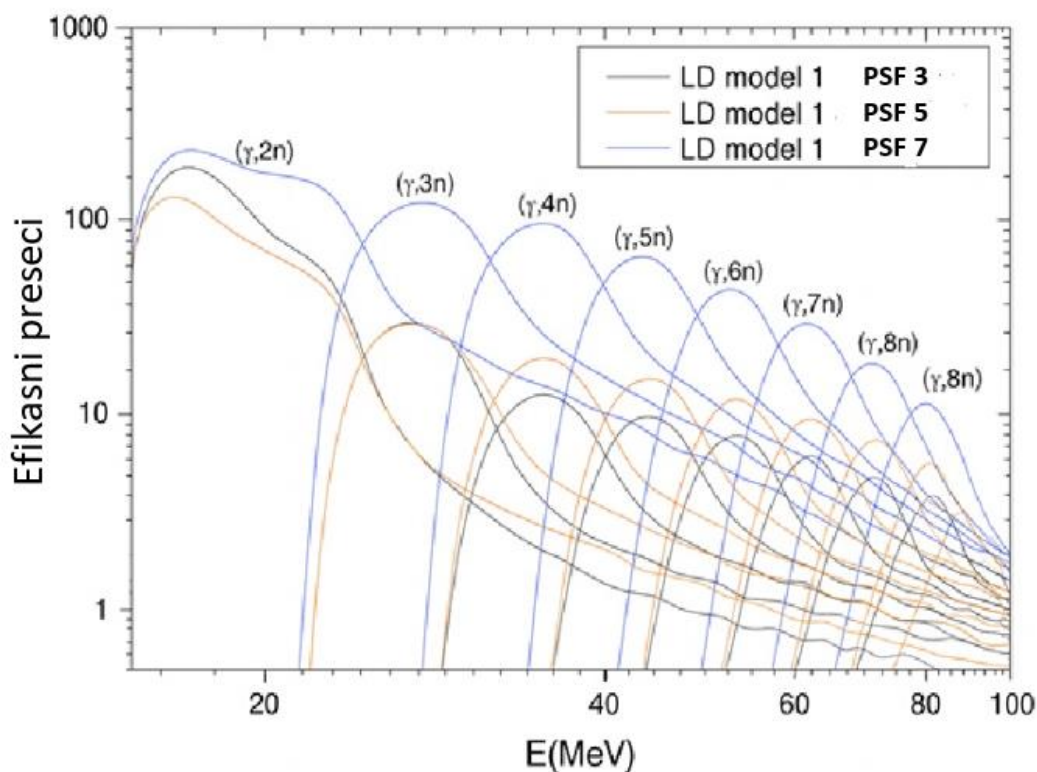
4.2.4. Određivanje fotonskog spectra dekonvolucijom

Za svaku od posmatranih fotonuklearnih reakcija dobijene su (kao što je rečeno) 54 različite procene efikasnih preseka, kao kombinacija svih modela gustine nivoa i funkcije jačine prelaza fotona. Postupak dekonvolucije obavljen je posebno za svaku od njih. Identničan postupak je ponovljen korišćenjem oba koda GRAVEL i SAND-II i za svaku od 54 različitih procena efikasnog preseka, kako bi se dobio oblik fotonskog spektra. Na ovaj način generisali smo 108 spektralnih raspodela (kao što je opisano). Dobijeni rezultati dekonvolucije za različite modele predstavljeni su grafički na Slikama 4.5 i 4.6 (za GRAVEL i SAND-II redom) [19]. Kao što je ranije spomenuto, grupe krivih istih boja prikazuju rezultate za fiksni PSF model a varirajući LD modele. Vidi se da unutar svake grupe boja nema drastičnih razlika (osim eventualno blagog rasejanja u visokoenergetskom delu), dok se između različitih boja (PSF modela) uočavaju sistematske razlike. To reflektuje uticaj koji su različite $\sigma(E)$ imale na rekonstruisane spektre.

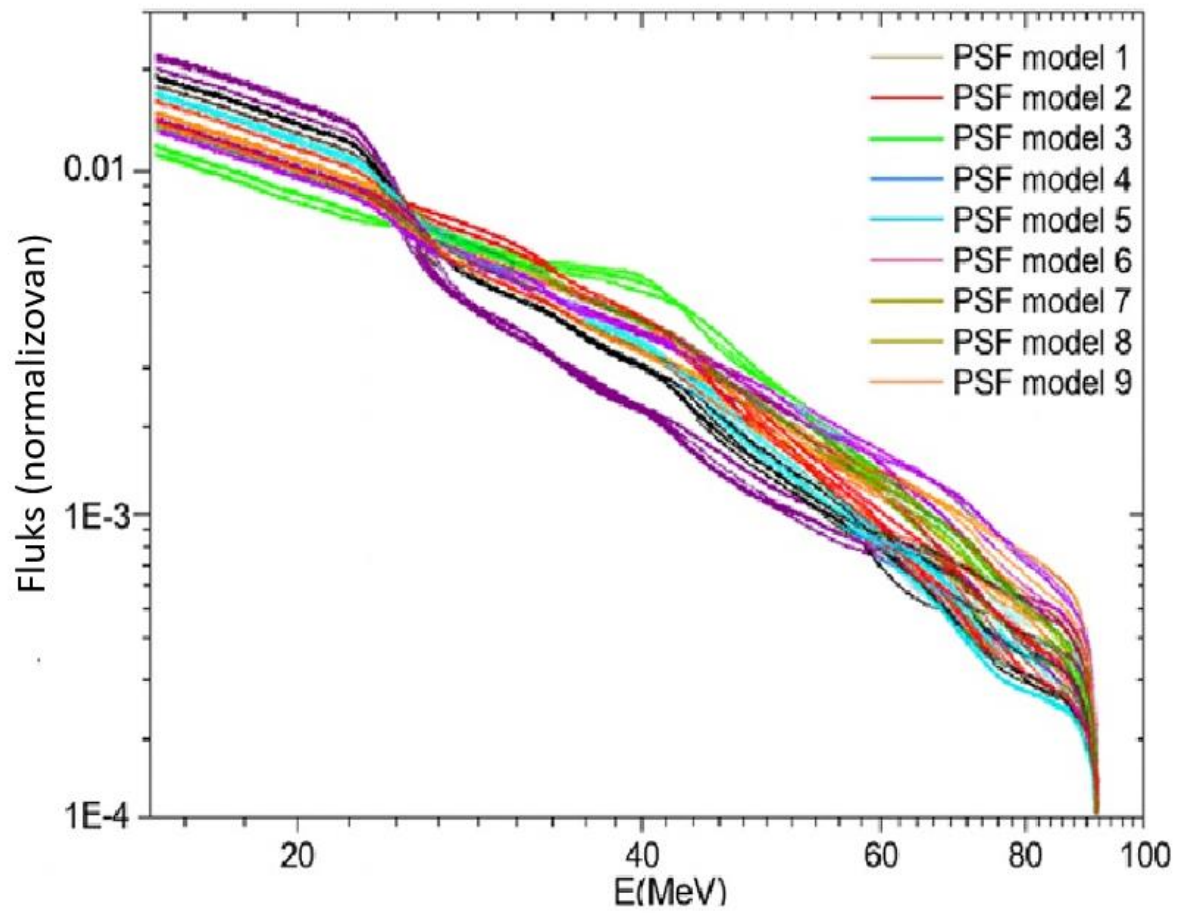
Neki od ključnih nalaza su: svi rekonstruisani spektri pokazuju monotono opadajući oblik sa energijom, bez nefizičkih oscilacija (što je važno istaknuti, algoritmi dekonvolucije su uspešno konvergirali ka glatkim rešenjima). U nisko, do srednje-energetskom delu (15–60 MeV), spektri dobijeni različitim modelima ne razlikuju se značajno (grafički se grupe krivih skoro poklapaju do ~ 50 –60 MeV). Međutim, u visokoenergetskom delu spektra (>60 MeV) postoje primetne razlike: određeni PSF modeli dovode do spektra koji brže opada i imaju niži intenzitet

iznad 80 MeV, dok drugi daju nešto ravniji nastavak. Ove razlike su direktna posledica toga koliko su predviđeni preseki za reakcije višeg reda (npr. $(\gamma,6n)$, $(\gamma,7n)$...). Ako je model predvideo značajan presek do 100 MeV, dekonvolucija će rekonstruisati da postoji određen fluks fotona čak i pri tim energijama da bi objasnio merenja.

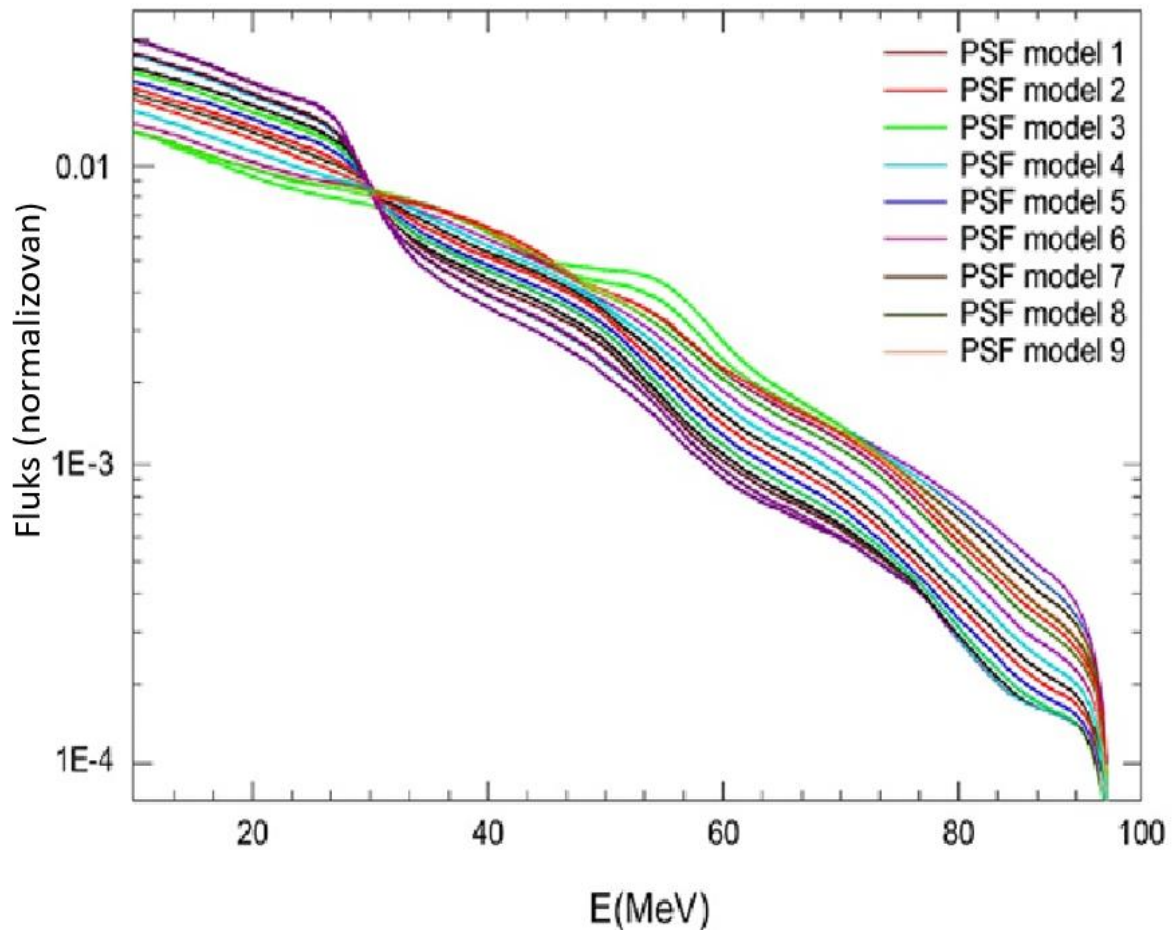
Generalno, i SAND-II i GRAVEL dali su vrlo slične rezultate. Slike 4.5 i 4.6 pokazuju da se spektri dobijeni različitim kodovima dekonvolucije ne razlikuju značajno u čitavom energetsom regionu od interesa. To je važna provera konzistentnosti, činjenica da dve nezavisne implementacije algoritma (sa različitim definicijama težine) vode do gotovo poklopljenih krivih sugerše da je rešenje stabilno i ne artefakt određenog koda.



Slika 4.4 Deo efikasnih preseka za korišćene γ, xn reakcije izvedene iz različitih TALIS 1.96 modela funkcija jačine prelaza (3, 5 i 7) i fiksna gustina nivoa model (1).



Slika 4.5 Rezultati dekonvolucije dobijenih sa GRAVEL algoritmom za različite efikasne preseke dobijene variranjem gustine nivoa i modela funkcija jačine prelaza u TALIS 1.96.



Slika 4.6 Rezultati dekonvolucije dobijeni sa SAND-II algoritmom za različite efikasne preseke dobijene variranjem gustine nivoa i modela funkcija jačine prelaza u TALIS 1.96.

4.2.5. Geant4 simulacija spektra zakočnog zračenja

Jedini način da se proveri energetski spektar dobijen postupkom dekonvolucije (s obzirom da direktno merenje nije moguće) jeste poređenje sa rezultatima simulacije. Teorijski izraz za

oblik energetskog spektra zakočnog zračenja, koji je korišćen kao polazna tačka dekonvolucije, dobijen je korišćenjem Šifove funkcije za tanku metu (kao što je opisano u 4.1.2). Međutim, u našem eksperimentu koristi se debela meta, te se može očekivati da oblik spektra zakočnog zračenja značajno odudara od te teorijske procene. U ovom slučaju, procena oblika fotonskog spektra dobijena simulacijom je jedini mogući način provere valjanosti rezultata dekonvolucije.

Da bismo dobili Monte Karlo (MC) simulirani spektar zakočnog zračenja na mestu uzorka Bi, simulirali smo upadni elektronski snop koji pogađa W metu debljine 5,65 mm, i beležili (*tracked*) fotone na udaljenosti od 1 cm od W mete (na mestu gde je bio uzorak). Simulacija je urađena koristeći Geant4 verziju 4.10.05.p01. Simulirali smo upadni snop elektrona sa energijom definisanom Gausovom raspodelom $E_k = 100.0 \pm 0.1$ MeV (sigma 0,1 MeV, radi približavanja realne male energetske širine akceleratorskog snopa), i pozicijom udara sa gausovim slučajnim širenjem u x i y (sigma 0,1 mm), ali bez ikakvog usmerenja širenja (snop se smatra paralelnim). Korišćena lista fizike bila je QBBC, koja koristi *Standard EM* opciju za elektromagnetke procese (što znači da su korišćeni standardni Geant4 modeli za Bremsstrahlung, jonizaciju, rasejanje itd.). Ova lista fizike takođe uključuje relevantne hadronske procese, ali za generisanje fotona od elektrona to nije ključno (fotoprodukcija neutrona u volframu je uključena, ali zanemarljiv doprinos spektru fotona). Kao izlaz iz G4 simulacije beleženi su energija i položaj svakog generisanog γ -kvanta na širokom području (praktično celom poluprostoru) na udaljenosti od 1 cm od W mete. To nam je omogućilo da kreiramo različite gamma snopove naknadnom selekcijom samo onih gamma fotona koji pogađaju specifične delove šireg područja, bez potrebe da ponavljamo Geant4 simulaciju od početka za različite geometrije [19].

Ovakvim načinom, prvo, mogli su se dobiti gamma spektri sa dovoljnom statistikom zbog rotacione simetrije oko ose upadnog snopa elektrona, sakupljali smo fotone u prstenu na 1 cm udaljenosti, a potom to iskoristili kao da rotiramo oko ose, povećavajući efektivnu statistiku. Drugo, možemo izabrati određenu oblast gde bi Bi uzorak mogao biti pozicioniran, i konačno, Bi uzorak može imati određene udaljenosti od ose upadnog snopa elektrona (npr. ako nije bio potpuno centriran). Dobijeni gamma spektar se zatim može uporediti sa rezultatima

dekonvolucije. Ovaj pristup dao nam je slobodu da ispitamo uticaj eventualnog decentiranja uzorka (što je u diskusiji pokazano kao važan faktor).

Standardna elektromagnetna fizika u Geant4 (QBBC sa Standard EM) koristi kompilaciju dobro verifikovanih modela. Za bremsstrahlung proces upotrebljen je model prema parametrizacijama Seltzer-Berger i dodatak za visok energije (Bethe-Heitler formulacija sa odgovarajućim korekcijama). Volframova meta je dovoljno debela da više proces generisanja fotona dolazi od elektrona koji gube energiju postupno, Geant4 interno prati i višestruko rasejanje elektrona (model Urban), što dovodi do rasejanja elektrona pod uglovima. Većina tako generisanih fotona izlazi u uskom konusu duž pravca snopa. Simulacija je to potvrdila, ugaona distribucija fotona pokazuje maksimum za uglove $< \sim 5^\circ$ u odnosu na osu, i jako opadanje za veće uglove. Ovi podaci su korišćeni kasnije da se razmotri šta se dešava ako uzorak nije tačno na osi (2 mm van ose već drastično menja fluks visokih energija). Što se tiče energija, simulirani spektar na osi ima karakterističan kontinuum od 0 do 100 MeV sa maksimumom oko 2–3 MeV i monotono opadajućim repom ka 100 MeV, ali ne jako strmo, čak na 90 MeV postoji primetan broj fotona, zahvaljujući tome što neki elektroni ne isijaju svu energiju pre nego što izađu iz mete (tj. prelaze volfram i, i dalje imaju energiju da generišu visokoenergetske fotone na izlazu).

U simulaciji je uključeno i sekundarno zračenje (npr. x-zraci nastali fluorescencijom volframa, fotoni od anihilacije parova itd.), ali njihovi doprinosi su minimalni za naš region interesa (> 1 MeV). Napominjemo i da Standard EM fizika ne uključuje nuklearne interakcije fotona (npr. fotonuklearni efekat u volframu) osim ako se eksplicitno ne uključi modul. Mi smo se fokusirali na primarni bremsstrahlung, tako da eventualno emitovani fotoni iz volframovih (γ, n) reakcija nisu razmatrani, što je opravdano jer je prag za volfram (γ, n) $\sim 7\text{--}8$ MeV, pa to može dodati malo neutronske polje, ali ne menja fotonski spektar bitno.

Ukratko, Monte Karlo simulacija pružila je referentni spektar bremsstrahlunga za datu geometriju eksperimenta, koji će biti iskorišćen u diskusiji za upoređenje sa rekonstruisanim (dekonvolucijskim) spektrom.

4.3. Diskusija

Može se primetiti da se spektri dobijeni različitim kodovima dekonvolucije ne razlikuju značajno u čitavom energetsom regionu od interesa. Ovo je svakako ohrabrujuće, jer implicira da su i SAND-II i GRAVEL konvergirali preme istom rešenju, bez sistematskog pomeranja. Slike 4.5 i 4.6 pokazuju da se dobijene procene spektra fotona koristeći različite modele gustine nivoa ne razlikuju značajno u energetsom regionu do ~ 60 MeV. Značajne razlike, unutar nekih modela funkcije snage fotona, se javljaju u visokoenergetskom delu spektra (iznad ~ 60 MeV). Sa druge strane, vidi se da različiti modeli funkcija jačine prelaza proizvode značajno različite procene spektra fotona (grupe krivih različitih boja na slikama). Ovo je direktna posledica toga što su neke PSF krive predvidele veće preseke za (γ, xn) reakcije višeg reda pri visokim energijama, što je zahtevalo veći fotonski fluks u tom opsegu da se objasne mereni odnosi aktivnosti.

Pošto algoritmi SAND-II i GRAVEL nemaju rutinu za standardnu analizu osetljivosti i nesigurnosti propagacije, potrebno je analizirati sve moguće izvore nesigurnosti “manuelno”. U tu svrhu sproveli smo detaljnu analizu nesigurnosti u nekoliko koraka [19].

4.3.1. Analiza nesigurnosti

Nesigurnosti odnosa saturacije aktivnosti (A_n) izračunate su, kao što je opisano, uključivanjem nesigurnosti svih elemenata koji doprinose jednačini (4.9). Glavni izvor nesigurnosti dolazi iz statističke greške izmerenog intenziteta gamma-zraka (brojanja u pikovima) [70], i od relativne efikasnosti u mnogo manjoj meri (cca 3 % sistematski, svuda). Međutim, tačan uticaj ovih nesigurnosti na konačne rezultate ne može se direktno utvrditi u algoritmu dekonvolucije, iako nesumnjivo utiču na konačne rezultate. Drugim rečima, *rasejanje* u ulaznim A_n vrednostima od $\sim 5\%$ verovatno će proizvesti sličano *rasejanje* u rekonstruisanom fluksu, ali distributivno

posmatrano, nije trivijalno prikazati “grešku” svakom binu. Za ovu studiju, fokusirali smo se na teorijski doprinos nesigurnosti, koji je, ispostavilo se, znatno veći od eksperimentalne greške.

Efikasni preseki su izračunati korišćenjem TALYS 1.96, i ne postoji direktna procena nesigurnosti efikasnog preseka koju bismo mogli uvesti u grešku propagacije. Međutim, Slike 4.5 i 4.6 pokazuju da proračun dekonvolucije koristeći različite modele gustine nivoa i funkcije jačine prelaza daje različite spektre fotona. Ovo smo interpretirali kao *region mogućih rešenja* usled teorijske neizvesnosti.

Da bismo dobili procenu opsega u kome se fluks fotona može nalaziti za svaku od posmatranih energija, odlučeno je sledeće: (i) nakon postupka dekonvolucije korišćenjem svih kombinacija GRAVEL i SAND-II algoritama, svi rezultati dekonvolucije treba da budu usrednjeni (računski, za svaku energiju uzimamo srednju vrednost $\Phi(E)$ od svih 108 dobijenih spektara); (ii) najviša i najniža vrednost fotonskog fluksa, izabrana među svim 12 dobijenim spektrima za određenu energiju, koristi se za konstruisanje svojevrsnog koridora nesigurnosti.

Rezultat usrednjavanja i selekcije maksimalne i minimalne procenjene vrednosti fluksa, su prikazane na Slici 4.7. Dakle, svaka tačka na Slici 4.7, puna linija, ima prosečnu vrednost svih rezultata dekonvolucije (njih 108, za obe metode dekonvolucije). Isprekidane linije su određene minimalnim i maksimalnim vrednostima odabranim u 108 procenjenih spektara koji predstavljaju koridor greške u ovom slučaju.

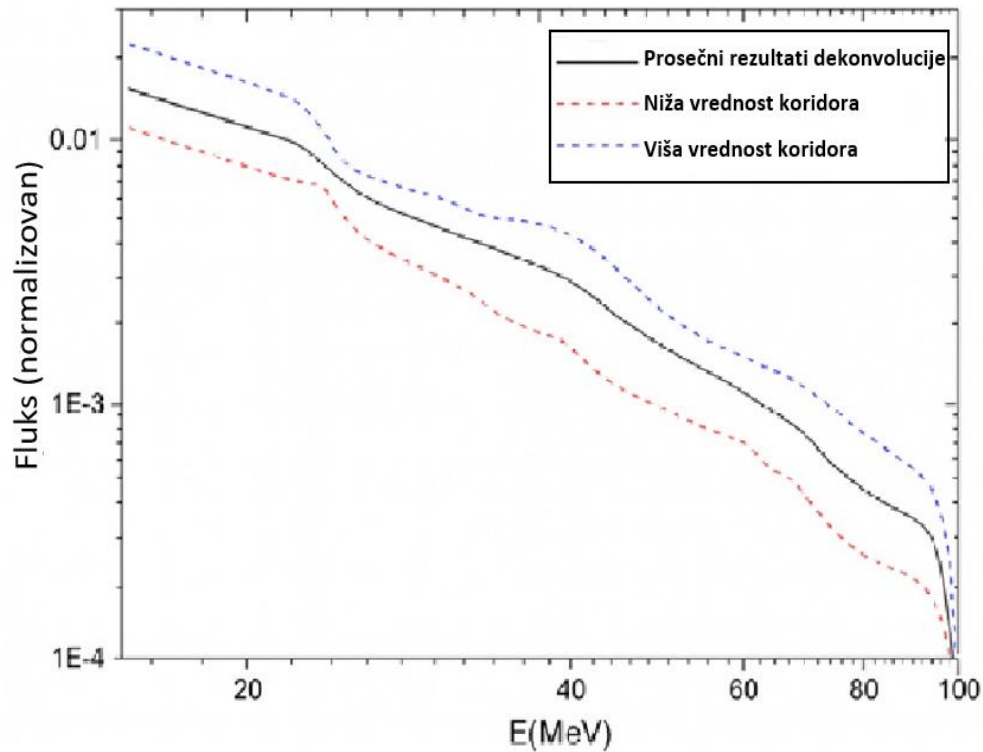
Iz Slike 4.7 (koja nije ovde explicitno data tekstualno, ali je opisana) vidi se da je relativna širina tog koridora prilično mala na nižim energijama (npr. do ~ 40 MeV, region je uzak, što znači da svi modeli daju sličan fluks), dok ka višim energijama (80–100 MeV) region postaje širi, odražavajući razlike među modelima. Konkretno, oko 100 MeV gornja granica fluksa je otprilike dvostruko veća od donje granice (što implicira nesigurnost od $\sim \pm 20$ –30% na srednju vrednost, to je i očekivano jer neki modeli su predlagali gotovo nulti fluks tu, a drugi nezanemarljiv).

Postoji još jedan način da se potvrde dobijeni rezultati. Kada postoji 54 procenata (skupova) za efikasne preseke za sve posmatrane fotonuklearne reakcije i odgovarajući fotonski spektar dobijen putem postupka dekonvolucije, moguće je izračunati unazad aktivnosti saturacije za svaki efikasni presek, fotonski spektar par. Ista procedura može se ponoviti za oba algoritma dekonvolucije. Ove vrednosti se mogu uporediti sa eksperimentalno utvrđenim rezultatima, prikazanim u Tabeli 4.2. Poređenje izračunatog odnosa aktivnosti zasićenja R_{Ac} na eksperimentalno dobijene vrednosti R_{As} , uzimajući u račun greške eksperimentalnih vrednosti, ϵ_{As} , može se uraditi preko parametra χ^2 , čija se vrednost može izračunati kao:

$$\chi^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{(R_{Aci} - R_{Asi})^2}{\epsilon_{Asi}^2} \quad (4.10)$$

gde se indeks i odnosi na pojedinačne uočene reakcije, a n predstavlja broj reakcija korišćenih za dekonvoluciju, sedam u ovom slučaju [19].

Ova vrednost se može koristiti kao mera za kvalitet postupka dekonvolucije za pojedinačni skup funkcije gustine nivoa i funkcija jačine prelaza. Tabela 4.2 pokazuje χ^2 za sve kombinacije korišćenih modela, uključujući i vrednost za podrazumevanu funkciju (Schiff) pre dekonvolucije, i posle dekonvolucije za SAND-II i GRAVEL algoritam. Suštinski, ovim smo kvantitativno ocenili koji model daje najbolju slaganje sa eksperimentom. Pokazalo se da podrazumevana funkcija (Šifov spektar bez dekonvolucije) ima prilično visok χ^2 (loše slaganje), dok za sve kombinacije posle dekonvolucije χ^2 znatno opada. Najniže χ^2 vrednosti dobijene su za modele PSF4 i PSF8 (različiti LD varijante, ali oni su generalno imali bolje slaganje). To je navelo na zaključak da su PSF4 i PSF8 (koji su gore pomenuti HFB+QRPA tip modeli) verovatno realističniji za opis fotonuklearnih preseka bizmuta, jer su dali rezultate u boljoj saglasnosti sa eksperimentom.



Slika 4.7 Prosečni rezultati dekonvolucije iz algoritama Sand-II i Gravel za različite preseke dobijene promenljivim modelom gustine nivoa u TALIS 1.96. Najniže i najviše vrednosti koridora određene su najnižim i najvišim vrednostima među svim od nesavijenih spektra zakočnog zračenja za svaki energetski bin.

4.3.2. Poređenje sa Geant4 simulacijom

Rezultati dekonvolucije u poređenju sa podrazumevanim spektrom, a takođe i sa Geant4 Monte Karlo simulacijom, predstavljeni su na Slici 4.8. Može se videti da je postupak dekonvolucije značajno modifikovao podrazumevanu Šifovu funkciju (tanku metu). Postignut je dobar dogovor između Geant4 Monte Karlo simulacije i rezultata dekonvolucije, unutar izvesnih granica.

Konkretno, Geant4 Monte Karlo simulacija je rađena za približne dimenzije Bi mete (krug prečnika 1 mm), i u početku se pretpostavilo da je uzorak centriran na osu snopa. Slika 4.8 pokazuje da se simulirani fotonski spektar značajno razlikuje od Šifove procene nakon što je Geant4 uzeo u obzir efekte debele mete [71], debela meta emituje više fotona niskih energija nego što predviđa Šifov model, dok u visokoenergetskom delu emituje manje (što smo već diskutovali). Uporedimo li sada dekonvolucijski spektar i simulirani (za centriran uzorak), vidimo da dekonvolucijski spektar predviđa nešto veće vrednosti fluksa u poređenju sa Geant4 procenom spektra debele mete u energetskom opsegu do ~26 MeV. Od ~26 MeV do ~44 MeV, dekonvolucijski spektar se relativno dobro slaže sa Geant4 (krive se preklapaju unutar greške), nakon čega (iznad 45 MeV) dekonvolucija predviđa niže vrednosti za veći deo spektra do 100 MeV (tj. fluks opada brže nego u simulaciji).

Tabela 4.2. Vrednosti χ^2 za svaku od korišćenih reakcija. Vrednosti su predstavljene za podrazumevanu funkciju (pre dekonvolucije) i nakon dekonvolucije za Sand-II i Gravel algoritam.

1. Podrazumevana funkcija						
χ^2						
Reakcija	LD 1	LD 2	LD 3	LD 4	LD 5	LD 6
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 2n)^{207}\text{Bi}$	274.84	275.69	281.39	265.08	235.64	262.31
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 3n)^{206}\text{Bi}$	494.41	501.38	500.36	455.78	389.06	461.01
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$	169.16	162.09	165.78	151.40	123.11	152.00
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 5n)^{204}\text{Bi}$	129.09	148.43	175.10	120.39	83.11	147.43
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 6n)^{203}\text{Bi}$	13.63	18.68	8.21	3.35	1.96	12.87
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 7n)^{202}\text{Bi}$	18.25	31.98	22.77	4.54	35.56	3.05
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 8n)^{201}\text{Bi}$	333.12	315.94	324.3	357.29	271.49	395.21

3. SAND-II rezultati

χ^2						
Reakcija	LD 1	LD 2	LD 3	LD 4	LD 5	LD 6
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 2n)^{207}\text{Bi}$	0.0013	0.0017	0.00065	0.000086	0.0013	0.00010
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 3n)^{206}\text{Bi}$	0.045	0.012	0.018	0.019	0.076	0.022
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$	0.27	0.11	0.055	0.037	0.34	0.055
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 5n)^{204}\text{Bi}$	0.47	0.21	0.047	0.028	0.26	0.22
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 6n)^{203}\text{Bi}$	0.43	0.73	0.00033	0.41	0.41	0.19
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 7n)^{202}\text{Bi}$	1.11	0.29	1.09	3.06	1.12	3.33
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 8n)^{201}\text{Bi}$	2.32	1.46	1.56	1.24	2.65	1.49

3. GRAVEL rezultati

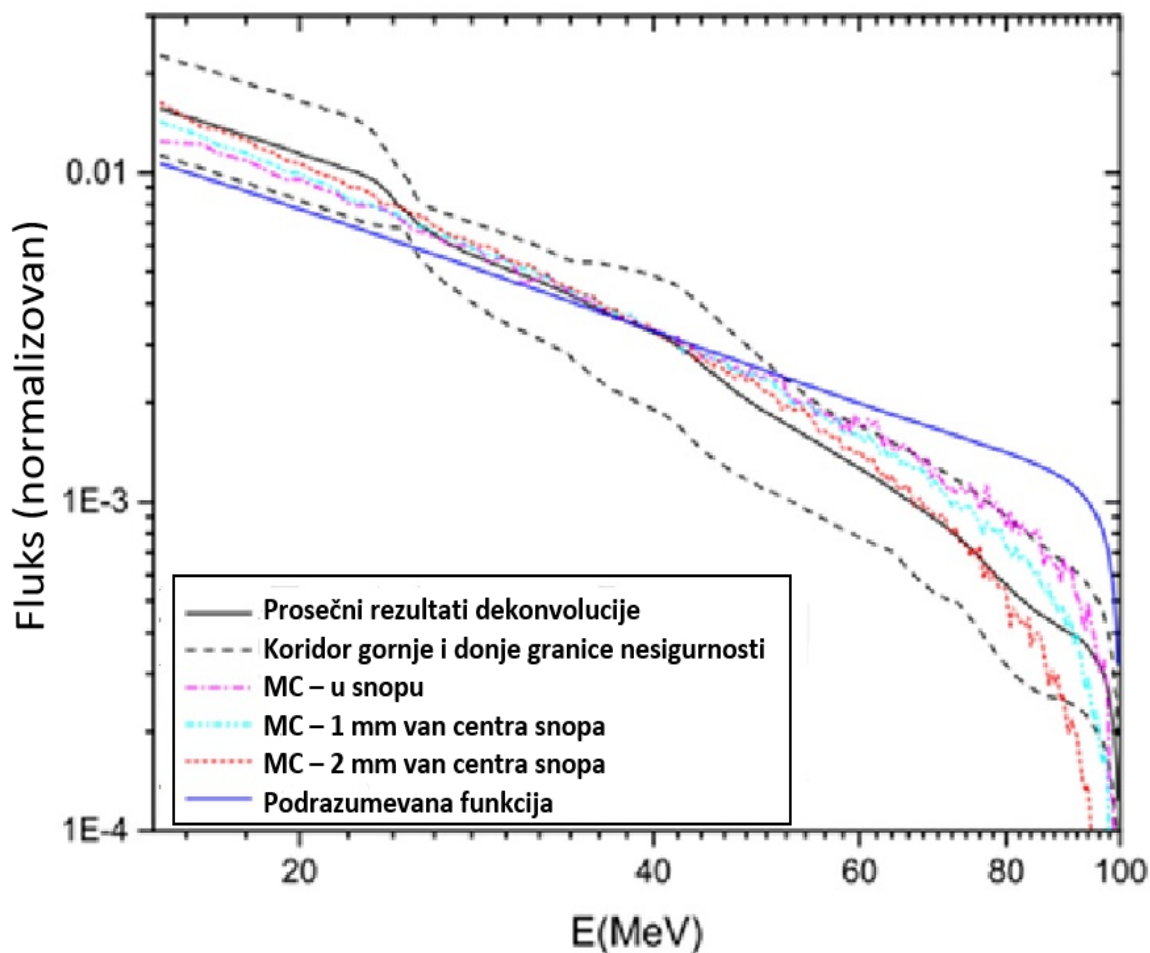
χ^2						
Reakcija	LD 1	LD 2	LD 3	LD 4	LD 5	LD 6
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 2n)^{207}\text{Bi}$	7.3E-8	0.0024	0.0010	0.000055	0.0000081	0.000086
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 3n)^{206}\text{Bi}$	0.029	0.0076	0.0097	0.0062	0.048	0.0082
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$	0.15	0.16	0.084	0.029	0.27	0.052
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 5n)^{204}\text{Bi}$	0.0017	0.15	0.54	0.0087	0.00018	0.0067
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 6n)^{203}\text{Bi}$	0.12	0.60	0.092	0.61	0.11	0.26
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 7n)^{202}\text{Bi}$	0.75	0.033	0.75	2.87	0.75	2.96
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 8n)^{201}\text{Bi}$	2.66	5.59	5.48	1.94	3.00	2.22

Ovo početno odstupanje (više fotona ispod 25 MeV i manje iznad 50 MeV kod dekonvolucije u poređenju sa simulacijom) bilo je intrigantno. Pretpostavili smo moguće objašnjenje da Bi meta možda nije bila pozicionirana tačno u centru fotonskog snopa. Poznato je da je ugaona raspodela zakročnog zračenja visoke energije veoma oštra i usmerena napred (u pravcu upadnih elektrona). Ako je uzorak pomeren sa ose, on će “videti” manje visokoenergetskih fotona (koji

su usmereni uz osu) i više niskoenergetskih (koji se emituju pod većim uglom). Zbog toga je urađena simulacija za nekoliko različitih pozicija uzorka Bi: na osi snopa, udaljen 1 mm od ose i 2 mm od ose, pri istoj udaljenosti od volframa (1 cm).

Rezultati su pokazali da, u obe geometrije van ose, Geant4 simulacija se sasvim dobro slaže sa rezultatom dekonvolucije u niskoenergetskoj polovini spektra, a razlika u visokoenergetskoj polovini se smanjuje u odnosu na onaj slučaj kada je uzorak bio na osi. Konkretno, pomeranje mete 1–2 mm od ose dovelo je do blagog pada simuliranog fluksa iznad ~ 60 MeV, što se približilo unfolding krivi. Još uvek postoji izvesna razlika u visokoenergetskoj polovini spektra, ali manja nego u slučaju kad je uzorak bio navodno na osi snopa. Bolja saglasnost između simulacije i rezultata dekonvolucije za položaj van ose Bi mete sugerise da meta verovatno nije bila idealno centrirana tokom eksperimenta (možda pomeren za ~ 1 mm). To nije neočekivano, jer u postavci eksperimenta uzorak može lako da se montira malo van centra, ovaj rezultat ukazuje koliko je metod osetljiv, čak i milimetarsko decentiranje ima merljiv efekat na visok energetski deo spektra.

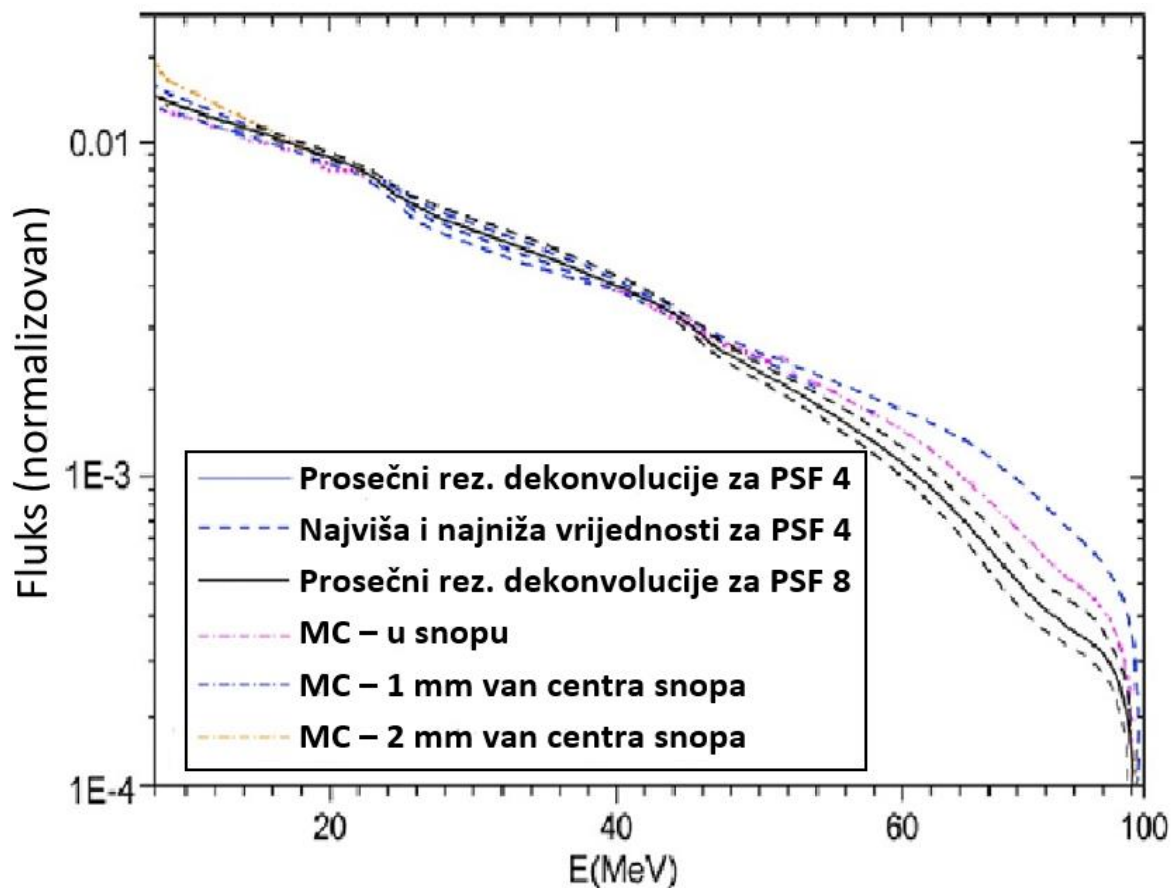
Uzevši simulaciju za 1 mm van ose kao verovatno najrealističniju, možemo reći da je saglasnost sa dekonvolucijskim spektrom prilično dobra kroz čitav opseg: sve razlike su unutar recimo 15–20%. Veoma je važno naglasiti da se nijedna informacija iz simulacije nije koristila u dekonvoluciji, radi se o nezavisnoj potvrdi. S tim u vezi, dobar sporazum je potvrda valjanosti pristupa. Postojeći kodovi dekonvolucije (SAND-II i GRAVEL) u kombinaciji sa teorijskim presecima iz TALYS-a uspešno su rekonstruisali stvarni (simulirani) spektar zakonog zračenja.



Slika 4.8 Poređenje podrazumevane funkcije, simulacije i dekonvolucijskog spektra. Rezultati dekonvolucije su usrednjeni na osnovu rezultata za različite LD modele korišćene u TALIS-u 1,96, a izračunate su najniže i najviše vrednosti koridora. Simulacija je urađena za kružnu metu poluprečnika 1 mm udaljenu 1 cm od volframa u 3 različita položaja od ose glavnog snopa: u snopu, 1 mm od snopa i 2 mm od snopa.

Da bi se izdvojile dodatne informacije iz procedure dekonvolucije, za svaki model funkcije snage fotona, svi rezultati dekonvolucije za različite modele gustine nivoa su prosečne, i koridor najviše i najniže vrednosti je izgrađen. Prosečni rezultati na ovaj način su zatim upoređeni sa Geant4 Monte Karlo simulacijama. Modeli funkcija jačine prelaza 4 i 8 pokazali

su najbolje saglasnosti sa Geant4 Monte Karlo simulacijama, i ovi rezultati predstavljeni su na Slici 4.9.



Slika 4.9 Poređenje simulacije i dekonvolucijskog spektra dobijenih usrednjavanjem otkrivajući rezultate za sve gustine nivoa u okviru PSF modela 4 i PSF modela 8, sa izračunatim najnižim i najvišim vrednosti koridora. Simulacija je urađena za kružnu metu poluprečnika 1 mm udaljena 1 cm od volframa u 3 različita položaja od ose glavnog snopa: u snopu, 1 mm od snopa i 2 mm od snopa.

5. Određivanje energetskeg spektra fotonskog snopa terapijskog linearnog akceleratora tehnikom dekonvolucije atenuacionom metodom

5.1. Metoda

Apsorbovana doza x-zračenja definiše se kao srednja apsorbovana energija dE jonizujućeg zračenja u delu mase dm koji vrši apsorpciju

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (5.1)$$

Izvedena jedinica za dozu u Internacionalnom sistemu jedinica je Grey (apsorbovana doza u materiji mase 1 kg kojom je jonizujućim zračenjem predata energija od 1J

$$Gy = \frac{J}{kg} \quad (5.2)$$

Dejstvo zračenja se povećava kako sa intenzitetom zračenja tako i sa vremenom ozračivanja te se uvodi pojam jačine doze

$$\frac{dD}{dt} \quad (5.3)$$

gde je dD priraštaj doze koju određeni objekat prima tokom vremena dt . Integracijom izraza (5.3) dobija se ukupna doza zračenja.

Ukoliko je poznat energetski spektar fotonskog zračenja koji pada na dozimetar, apsorbovana doza bi se mogla izračunati na sledeći način:

$$D = \int_0^{E_0} \mu_{en}(E) \cdot E \cdot \Phi(E) \cdot R(E) \cdot dE \quad (5.4)$$

gdje je $\mu_{en}(E)$ maseni koeficijent apsorpcije energije vazduha, $\Phi(E)$ diferencijalna funkcija koja opisuje fotonski fluks energije E , $R(E)$ funkcija energetskog odgovora jonozone komore za koju možemo uzeti da je približno jednaka 1 i E_0 je maksimalna energija fotona u spektru.

Doza D_k dobro kolimisanog snopa rendgenskih zraka visoke energije u vazduhu nakon transmisije kroz izabrani material debljine x može se izraziti kao:

$$D_k = \int_0^{E_{max}} \mu_{en}(E) \cdot E \cdot \Phi(E) \cdot R(E) \cdot e^{-\mu(E)x} dE \quad (5.5)$$

gde je $\mu(E)$ linearni atenuacioni koeficijent atenuatora. Podaci za maseni koeficijent apsorpcije energije vazduha i linearni atenuacioni koeficijent atenuatora se mogu preuzeti iz dostupnih tablica.

Vidimo da je na ovaj način, jednostavnom korekcijom oblika funkcije energetskog spektra fotonskog snopa moguće vršiti njegove značajne izmjene, upotrebom materijala u širokom opsegu atenuacionih svojstava. Korekcija se vrši funkcijom $e^{-\mu(E)x}$ (Slika 5.1). Kako se

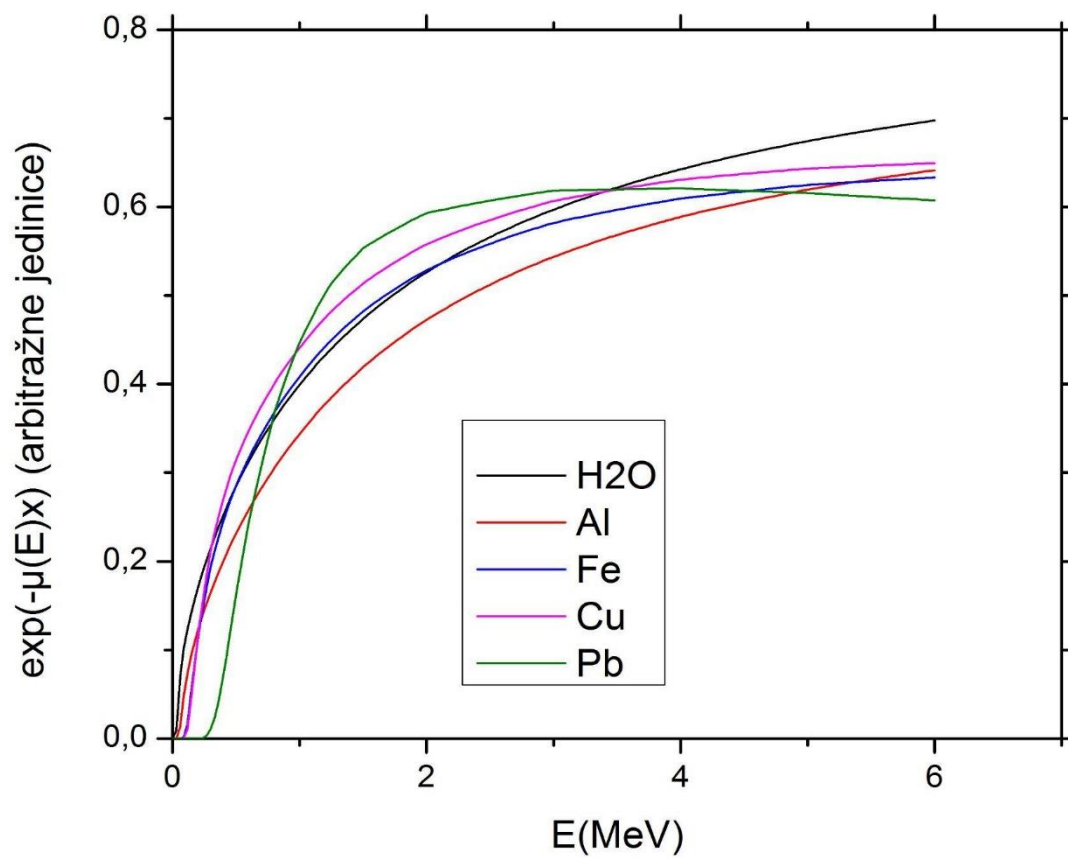
linearni atenuacioni koeficijent $\mu(E)$ znatno razlikuje za materijale raznih gustina i srednjih rednih brojeva, jednostavnom atenuacijom je moguće dobiti fotnske snopove koji će se u velikoj meri razlikovati jedan od drugog. Izraz (5.5) se može napisati kao:

$$D_k = \int_0^{E_{max}} E \cdot F_i \cdot \sigma_{ik} \cdot dE \quad (5.6)$$

To znači da je doza za atenuacioni materijal k , proporcionalan proizvodu $\sigma_{ik} = \mu_{en}(E) \cdot R(E) \cdot e^{-\mu_k(E) \cdot x}$ za određeni materijal (jednačina 5.5), i fluksu fotona, $E \cdot \Phi_i$. Da bi se primenio postupak dekonvolucije, neophodno je integralnu jednačinu zameniti skupom diskretnih jednačina za određene energetske korake E_i . Tako dobijamo sistem jednačina oblika:

$$D_k = \sum_i^c \Phi_i \cdot \sigma_{ik} \cdot \Delta E_i; \quad k = 1, 2, \dots, m \quad (5.7)$$

gde je Φ_i zapravo $E_i \cdot F_i(E)$ prema prethodnoj notaciji. Merenja nekoliko doza D_k (m u jednačini 5.5) korišćenjem nekoliko različitih materijala, k , kao atenuatora (nepoznati fluks fotona $E \cdot \Phi_i(E)$) dolazi do sličnog postupka u analizi neutronske aktivacije gde su izmjerene aktivnosti nekoliko ozračenih detektora aktivacije [15]. Nepoznati fluks fotona $E \cdot \Phi_i(E)$ može se odrediti korišćenjem neke od standardnih procedura dekonvolucije. Izmerene vrednosti doza se mogu normalizovati na jedan od atenuatora, što je bio slučaj i u ovom radu.

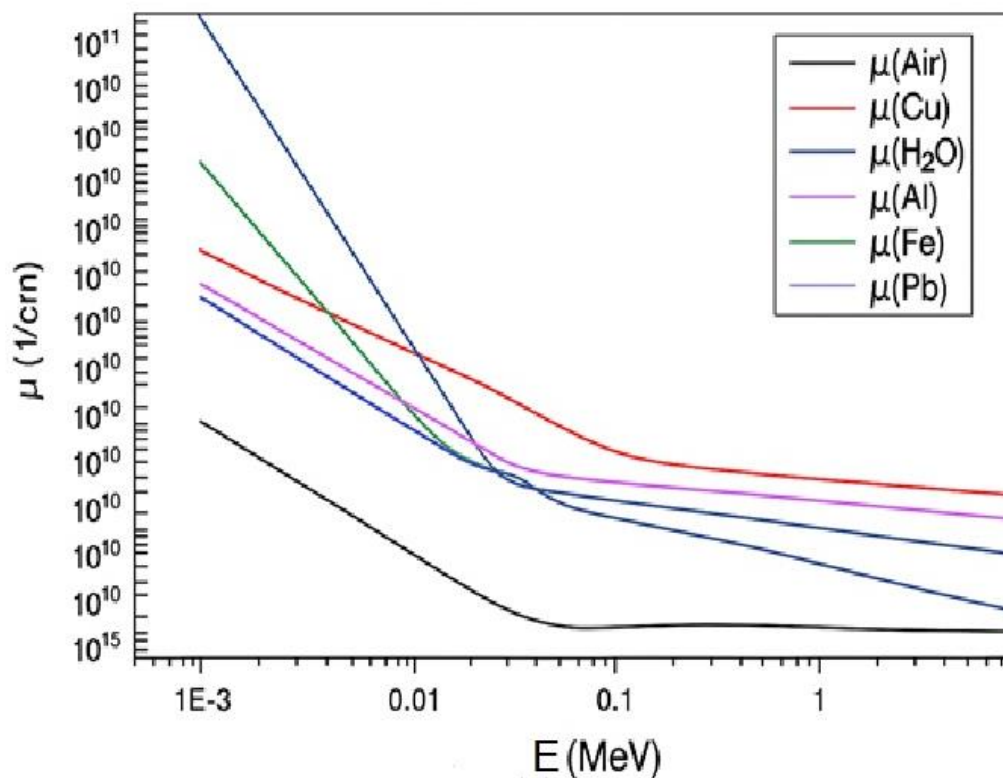


Slika 5.1 Zavisnost funkcije $e^{-\mu(E)x}$ od energije za upotrebene atenuatore

5.2. Merenja

5.2.1. Materijali

Atenuatori (ploče apsorbera) korišćeni u eksperimentu izrađeni su od pet različitih materijala: olova, bakra, gvožđa, aluminijuma, vode (mali vodeni fantom) i vazduh (mjerenje bez atenuatora). Debljina svake ploče odabrana je tako da se upadni snop iz linearnog akceleratora sa energijom krajnje tačke 6 MeV pri prolasku kroz ploču oslabi otprilike na 50% početnog intenziteta. Zbog različite elektronske gustine ovih materijala, za svaki su bile potrebne različite debljine da postignu približno istu frakciju prenosa. Korišćene debljine bile su sledeće: 1 cm za olovo, 1,55 cm za bakar, 1,9 cm za gvožđe, 6,1 cm za aluminijum i 13 cm za vodu. Ove vrednosti su određene na osnovu poznatih koeficijenata linearnog prigušenja (oslabljenja) za relevantne energije fotona, tako da za najvišu energiju snopa (oko 6 MeV) transmisija kroz svaki materijal bude približno 0,5. Karakteristični koeficijenti atenuacije za odabrane materijale prikazani su na Slici 5.2 [72]. Ti koeficijenti pokazuju monotono opadanje sa energijom u posmatranom rasponu (od nekoliko stotina keV do nekoliko MeV), bez naglih diskontinuiteta, što opravdava primenu metoda dekonvolucije koje pretpostavljaju glatku zavisnost slabljenja od energije.



Slika 5.2. Linearni atenuacioni koeficijent odabranih materijala u funkciji energije fotona [50] (u log-log skali). Materijali visokog atomskog broja (npr. olovo) imaju znatno veće koeficijente pri nižim energijama zbog fotoelektričnog efekta, dok pri višim energijama dominira Komptonovo raspršenje te se razlike između materijala smanjuju [72].

Izborom ovih pet različitih materijala obezbeđeno je da svaka energija u spektru fotonskog snopa doprinosi u različitoj meri dozi iza različitih atenuatora. Na primer, fotoni nižih energija će biti jako prigušeni u olovu, ali znatno manje u aluminijumu ili vodi; nasuprot tome, fotoni bliski maksimalnoj energiji prolaze kroz sve materijale u značajnom procentu. Tako smo efektivno dobili skup linearno nezavisnih jednačina (5.7) koje bolje uslovljavaju problem rekonstrukcije spektra. Ovakav pristup korišćenja više različitih atenuatora umesto više debljina jednog materijala predstavlja proširenje ranijih metoda [1].

TABELA 5.1. Karakteristike korišćenih materijala: ρ [g/cm³] - gustina; A/M - Relativna atomska/molekulska masa; Z -Atomski broj; d[mm]- debljina atenuatora; D[nC] - izmerena doza;

Atenuator	ρ [g/cm ³]	A/M	Z	d [mm]	D [nC]
Air	$1.225 \cdot 10^{-3}$	28.96	7.5	4050/00(5)	2.947(3)
H₂O	1	18.0148	3.4	1.5916(4)	1.5916(4)
Al	2.669	25.982	13	1.472(4)	1.472(4)
Fe	7.874	55.845	16	1.1694(11)	1.1694(11)
Cu	8.96	93.546	29	1.6352(7)	1.6352(7)
Pb	11.35	207.21	82	1.6878(7)	1.6878(7)

5.2.2. Merenje doze

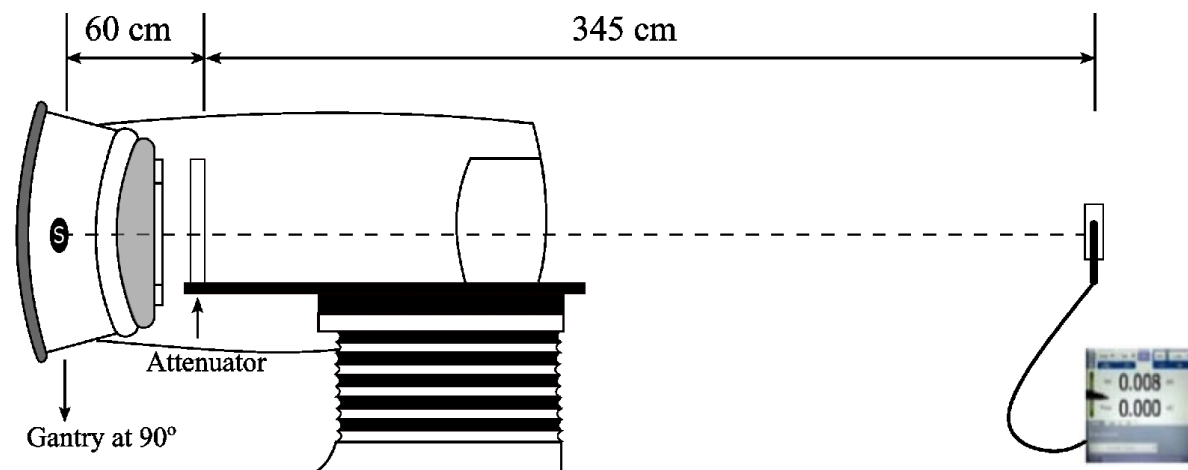
Merenja abosbovane doze zračenja obavljena korišćenjem kliničkog multienergetskog terapijskog linearnog akceleratora Clinac DHX (Varian Medical Systems) [73] koji se nalazi u radioterapijskom centru IMC Banja Luka (*Affidea group*) [74], sa nominalnom energijom fotonskog snopa od 6 MeV (energija krajnje tačke oko 6 MeV). Ovaj linearni akcelerator je kalibrisan prema IAEA protokolu TRS-398 [75], što znači da je njegovo doziranje (1 MU, *monitor unit*) podešeno da odgovara standardnoj apsorbovanoj dozi od 1 cGy u vodi pri referentnim uslovima. Aparat je licenciran od strane Državne regulatorne agencije za radijacionu sigurnost Bosne i Hercegovine [76]. Pored toga, apsolutna isporuka doze ovog akceleratora verifikovana je uporednim merenjima u Laboratoriji za dozimetriju IAEA, što garantuje tražene dozne performanse uređaja.

Za potrebe naših merenja snopa sa različitim atenuatorima, koristili smo stabilan režim akceleratora sa doznoj stopom od 300 MU/min. Da bi se postigli pouzdaniji rezultati i smanjio

relativni šum u očitavanjima, za svako merenje isporučeno je 300 MU (što odgovara približno 3 Gy na referentnoj dubini u vodi bez atenuatora). Takva relativno visoka doza po merenju omogućava da signal u jonizacionoj komori bude dovoljno jak za precizno očitavanje, a odnos signal/šum visok.

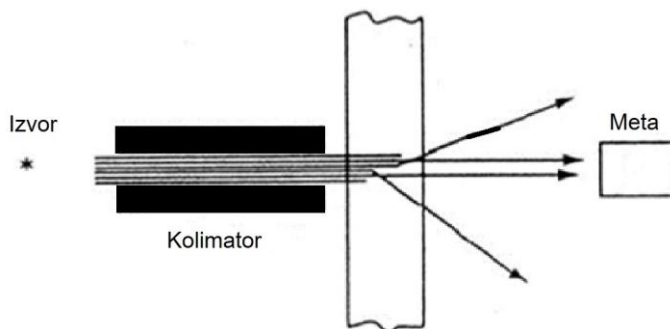
Geometrija eksperimentalne postavke odabrana je tako da minimizira uticaj rasutog zračenja i drugih sistematskih efekata na merenja. Razdaljina od izvora (tačke žarišta u liniaku) do atenuatora (SSD – *source-to-surface distance* do prednje strane ploče) bila je 60 cm, što je znatno manje od tipičnog kliničkog SSD-a (100 cm). Ploče atenuatora su postavljene što bliže izvoru zračenja koliko je to dozvoljavala glava akceleratora. Ideja ovako male SSD je da primarni snop pokrije što manju površinu atenuatora, čime se smanjuje ukupan broj rasejanih fotona unutar materijala. Drugim rečima, eksponirana je samo centralna zona ploče, dok veći deo materijala ostaje van snopa, pa fotoni rasuti pod većim uglovima u samoj ploči ne dolaze do detektora.

Jonizaciona komora je postavljena na znatno većoj udaljenosti iza atenuatora oko 345 cm od atenuatora (ukupno približno 405 cm od izvora). Ovu veliku udaljenost omogućio je prostor bunker sale za radijaciju, i ona je iskorišćena da se dodatno redukuje uticaj rasejanih fotona. Naime, fotoni koji se raseju u atenuatoru pod većim uglovima do trenutka kada stignu do ravni detektora divergirali su i promašuju malu zapreminu komore, ili gube energiju sudarima sa zidovima sale. Samo fotoni rasejani pod vrlo malim uglovima (blizu pravca primarnog snopa) mogu stići do komore. Takvi fotoni praktično imaju energiju sličnu primarnim (jer su rasuti pod malim uglom) te se njih ne može lako razlikovati od primarnih zračenjem prosto na osnovu doze. Međutim, njihov intenzitet je mali zahvaljujući opisanim merama geometrije (Slika 5.3).



Slika 5.3 Postavka eksperimenta

Otvor kolimatora akceleratora podešen je tako da na lokaciji detektora širina polja bude približno jednaka prečniku same aktivne zapremine detektora (uključujući *build-up* kapu). Koristili smo kvadratno polje dimenzija oko 1x1 cm na udaljenosti 100 cm od izvora, što se na daljini od 345 cm razilazi do oko 3,5x3,5 cm (približno kružne projekcije prečnika ~3,5 cm, jer polje na tolikoj udaljenosti više nije oštro oivičeno). Farmer jonizaciona komora sa *build-up* kapom ima efektivni prečnik oko 2,5–3 cm, tako da je ovim podešavanjem praktično ceo aktivni volumen komore jednoliko ozračen, bez značajnog preliva zračenja van komore. Ovakva uska geometrija snopa osigurala je da je minimalna neophodna zapremina atenuatora izložena primarnom snopu, čime je smanjen uticaj rasejanog zračenja na ukupno izmerenu dozu (Slika 5.4). Drugim rečima, detektor "vidi" samo mali prozor kroz atenuator oko centralne ose snopa.



Slika 5.4 Dobro koliminisan snop, uska geometrija

Velika razdaljina između atenuatora i detektora dodatno je smanjila udeo rasejanog zračenja, samo mali deo fotona rasejanih pod veoma malim uglovima uspeva da dosegne mesto detektora, a i ti fotoni stižu sa malim kašnjenjem i uglavnom su energijski degradirani. Testirali smo uticaj rasutog zračenja tako što smo postavili dodatne kolimacione otvore (blende) oko atenuatora i u blizini komore, razlike u očitanoj dozi bile su neznatne, što potvrđuje da je aranžman uspešno minimizovao sporedno zračenje.

Za merenje doza korišćena je precizna dozimetrsjka oprema. Upotrebljena je cilindrična jonizaciona komora Farmer tipa ($0,6 \text{ cm}^3$ zapremine) sa pripadajućom *build-up* kapom (Exradin A19, Standard Imaging) [77]. *Build-up* kapa (navlaka od plastike određene debljine) stvara elektronsku ravnotežu za merenja u vazduhu, bez nje, visoko energetski fotoni bi izbacivali elektrone u vazduhu koji ne bi bili potpuno zaustavljeni unutar malog volumena komore, pa doza ne bi bila pravilno izmerena. Sa kapom, komora meri ekvivalentnu dozu koju bi fotoni odložili u tkivu (ili vodi) na mestu detektora. Elektrometar (SuperMAX 1000, Standard Imaging) [77] korišćen je za integraciju naelektrisanja tokom svakog ozračivanja. Sistem je prethodno kalibrisan i testiran za linearitet, dobijeni naboji su proporcionalni broju MU (merenjem 100, 200, 300 MU ponovljivo) u granicama $<0,2\%$ odstupanja. Polaritetni i rekombinacioni efekti u komori korigovani su na osnovu standardnih procedura (polarna asimetrija ispod $0,3\%$, gubitak zbog rekombinacije zanemarljiv na 300 MU/min). Ova visoka preciznost je neophodna jer su razlike između doza iza različitih materijala reda desetak

procenata, pa je relativna greška u svakoj tački poželjno da bude ispod 1%. Stoga je svako merenje ponovljeno pet puta, a zatim je uzeta srednja vrednost doze. Standardna devijacija ponovljenih merenja kretala se od 0,2% do 0,6% (najveća za olovo zbog najmanjeg signala), što smo uzeli kao $\sigma_{\square}$ nesigurnosti u jednačinama (3.9) i (3.10) za algoritme dekonvolucije.

Obzirom da je pomoću elektrometra izmjerena količina naelektrisanja formirana u komori, potrebno je objasniti vezu između izmjerene veličine i jačine doze.

Jačina apsorbovane doze u vazduhu, u cGy-ima

$$D = Q \cdot C \cdot t_{cap} \cdot k_{T,P} \quad (5.8)$$

gdje je Q izmjerena količina naelektrisanja u nC, C je konstanta korekcije na dimenzije i kvalitet materijala u build-up kapici, t_{cap} je kalibracioni faktor komore, a $k_{T,P}$ je korekcionni faktor za pritisak i temperaturu prostorije u kojoj se vrši mjerenje. U svrhu pojednostavljivanja proračuna određivana je doza pri čemu se eksperimentalna greška bitno smanjuje jer u proračun ne ulaze korekcionni i kalibracioni faktori čija je vrijednost određena sa greškom reda veličine procenta. Dobijene izmerene doze za svaki attenuator (Tabela 5.1) poslužile su kao ulazni podaci za računanje spektra metodom dekonvolucije.

Tabela 5.1 prikazuje gustine i debljine korišćenih ploča, kao i doze izmerene iza svake od njih. Doze su izražene u nanokulonima izmerene na elektrometru, a sve vrednosti su normalizovane tako da odgovaraju prenosu u odnosu na dozu bez attenuatora (odnosno, D_{Air}). U praksi, za normalizaciju smo odabrali dozu u vazduhu kao referentnu, a ostale doze izražene su relativno prema njemu. Na ovaj način eliminiše se uticaj apsolutne kalibracije doze i svi proračuni dekonvolucije zavise samo od relativnih odnosa $\frac{D_k}{D_{Air}}$.

Vredi primetiti da se za olovo, čak i na maloj debljini od 1 cm, meri približno 50 % transmisije doze. To ukazuje da značajan deo zračenja čine fotoni viših energija (iznad 1 MeV), jer fotoni

reda stotina keV bi bili gotovo potpuno apsorbovani u tako debelom olovu. Nasuprot tome, voda od 13 cm daje oko 50 % transmisije jer voda slabije apsorbuje fotone (dominira Komptonov efekat na protonima vodonika i kiseonika). Ovi podaci već kvalitativno potvrđuju širok energetski spektar snopa od 6 MeV, prisustvo i nižih i viših energija.

Nakon prikupljanja podataka, izvršena je i dodatna korekcija na merenja: *pozadinska doza* (od razlučenog zračenja u prostoriji i eventualnog curenja kroz kolimator) određena je merenjem sa zatvorenim snopom (0 MU, samo detekcija pozadinske radijacije) i oduzeta od svih rezultata. Ta pozadinska struja bila je vrlo mala (reda 10^{-3} nC) i zanemarljiva u odnosu na korisne signale (reda nekoliko nC), ali smo je ipak korigovali radi potpune tačnosti. Takođe, proverena je stabilnost akceleratora tokom celog niza merenja, eventualne promene izlazne doze akceleratora između merenja mogu uticati na relativne odnose. Kontrolni snimci snopa bez atenuatora pre i posle svih merenja pokazali su konzistentnost unutar 0,5%, što znači da nije bilo značajnog *drifta* u izlazu mašine.

Nakon završetka merenja, formiran je sistem jednačina (5.7) za naš slučaj pet atenuatora ($m=5$). Za rešavanje tog sistema korišćenjem algoritama dekonvolucije, neophodno je definisati diskretizaciju energetskog spektra (koračni intervali) i početnu aproksimaciju spektra. Spektar fotona smo razmatrali u rasponu od 0 MeV do 6 MeV (što pokriva ceo relevantan opseg energija generisanih 6 MeV akceleratorom). Ovaj interval podeljen je u 200 diskretnih energetskih *koraka* jednake širine (0,03 MeV po koraku). Tako fina podela (200 tačaka) značajno prevazilazi broj merenja (5), što naglašava pod-određenost problema i potrebu za regularizacijom (zato i koristimo tri različite metode dekonvolucije da dobijemo stabilno rešenje). Inicijalni spektar $\Phi_{def}(E)$ odabran je na osnovu teorijskih razmatranja. Korišćena je Šifova analitička funkcija [49] koja opisuje spektralnu raspodelu zakočnog zračenja (Bremsstrahlung) proizvedenog elektronima maksimalne energije od 6 MeV u tankom meta-materijalu. Šifova formula je često polazna osnova za 6 MeV snopove, jer daje kontinualni spektar koji opada sa energijom i ima maksimum na nižim energijama, u skladu sa opštim oblikom spektra zakočnog zračenja. U našem slučaju, Šifov spektar je dodatno korigovan da bi uzeo u obzir uticaj mete akceleratora i ostalih komponenti glave (filtracija primarnog snopa).

Ta korekcija je urađena množenjem Šifove funkcije faktorom $\exp(-\mu_{target}(E) \cdot x_{target})$ za volfram (materijal mete) i sličnim faktorima za procenjenu debljinu ravnajućeg filtera, kako bi se modelovalo smanjenje niskih energija. Tako izmenjen spektar poslužio je kao $\Phi_{def}(E)$. Ovakav izbor smatra se vrlo dobrom početnom pretpostavkom, jer obuhvata poznatu teorijsku formu i inženjerske karakteristike akceleratora, konačni rezultati dekonvolucije ne bi trebalo značajno da odstupaju od početnog spektra ako su podaci konzistentni.

5.3. Oblik energetskeg spektra atenuiranog snopa terapijskog akceleratora

Da bi se pomoću formule (5.5) izračunala vrednost apsorbirane doze potrebno je prije svega dobro poznavati fluks fotona $\Phi(E)$. Međutim, kao što je objašnjeno u prethodnom poglavlju x-zračenje nastalo prilikom zaustavljanja elektrona na debeloj meti akceleratorskog sistema prolazi kroz niz kolimatora i filtera koji znatno menjaju oblik spektra zračenja. Zbog toga se za opisivanje fluksa x-zračenja moraju koristiti aproksimativne formule, jer su precizni teorijski proračuni dobijeni samo za zračenje nastalo u tankoj meti čiji spektar nije promjenjen uticajem različitih apsorbera.

$\Phi(E)$ ćemo aproksimirati Schiff-ovom formulom (1.11), a budući da nam energija elektrona nakon interakcije nije od značaja, izvršena je sledeća izmena:

$$E_e = E_0 - E \quad (5.9)$$

Za rešavanje integrala (5.5) a i za eliminaciju vrednosti energije elektrona iz Schiff-ove formule (5.9) potrebno je znati maksimalnu energiju fotona u spektru zakočnog zračenja E_0 koja određuje gornju granicu integracije. Ovu vrednost nije moguće odrediti direktnim merenjem

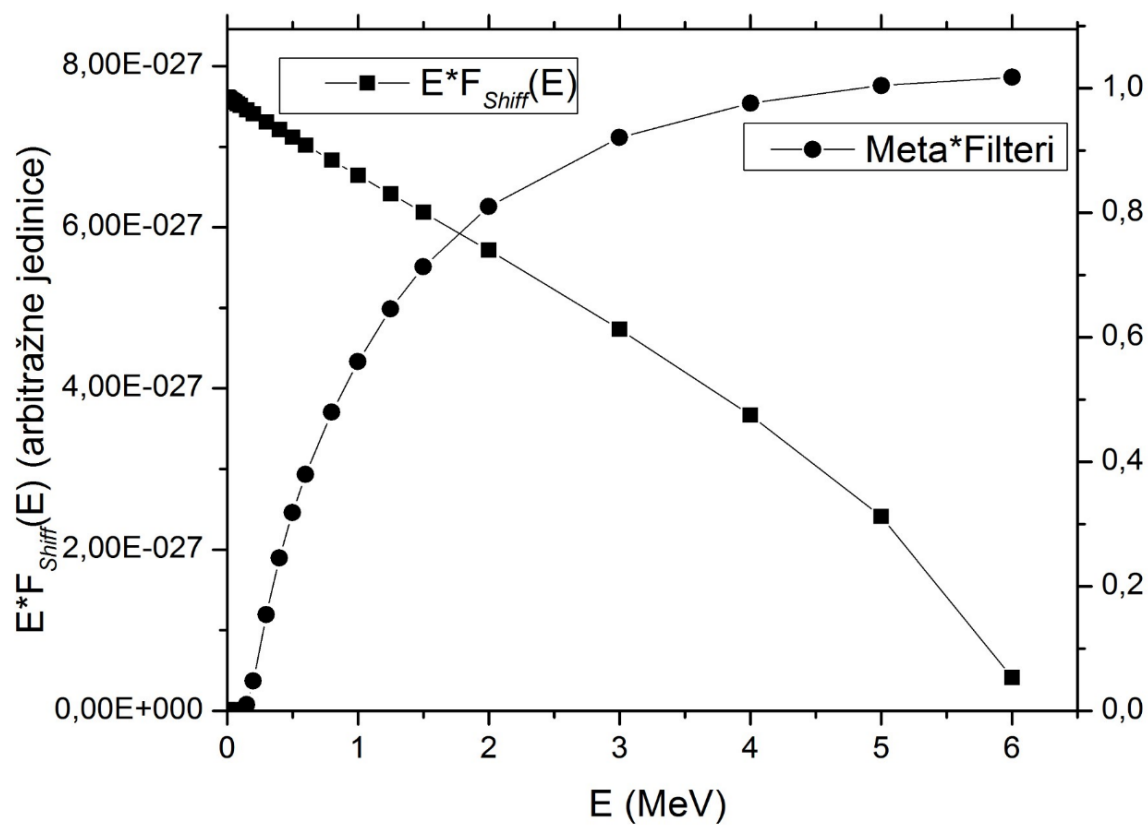
te je razvijeno nekoliko indirektnih metoda metoda za određivanje E_0 . Jedna od metoda se zasniva na mjerenju procentne dubinske doze koje se najčešće standardno primenjuje u praksi. Za potrebe ovog rada odlučeno je da se nominalna vrednost maksimalne energije od 6 MeV, kako je specificirano od strane proizvođača, uzme za maksimalnu vrijednost energije.

Kako nam Schiff-ova funkcija opisuje idealan slučaj tanke mete potrebno ju je izmnožiti sa korekcionim faktorima za slučaj debele mete kao i funkcijom koja opisuje atenuaciju snopa prilikom prolaska kroz sve materijale u glavi akceleratora $F(E)$, te imamo

$$\Phi(E) = [F_{Schiff}(E)e^{-\mu_t(E)t_t}] \times e^{-\sum_i \mu_i(E)t_i} = F_{Schiff}(E)F(E) \quad (5.10)$$

gde je $F_{Schiff}(E)$ Schiff-ova formula, $\mu_t(E)$ linearni atenuacioni koeficijenti materijala mete, t_t debljina mete, $\mu_i(E)$ i t_i su linearni atenuacioni koeficijenti i debljine svih filtera unutar glave akceleratora.

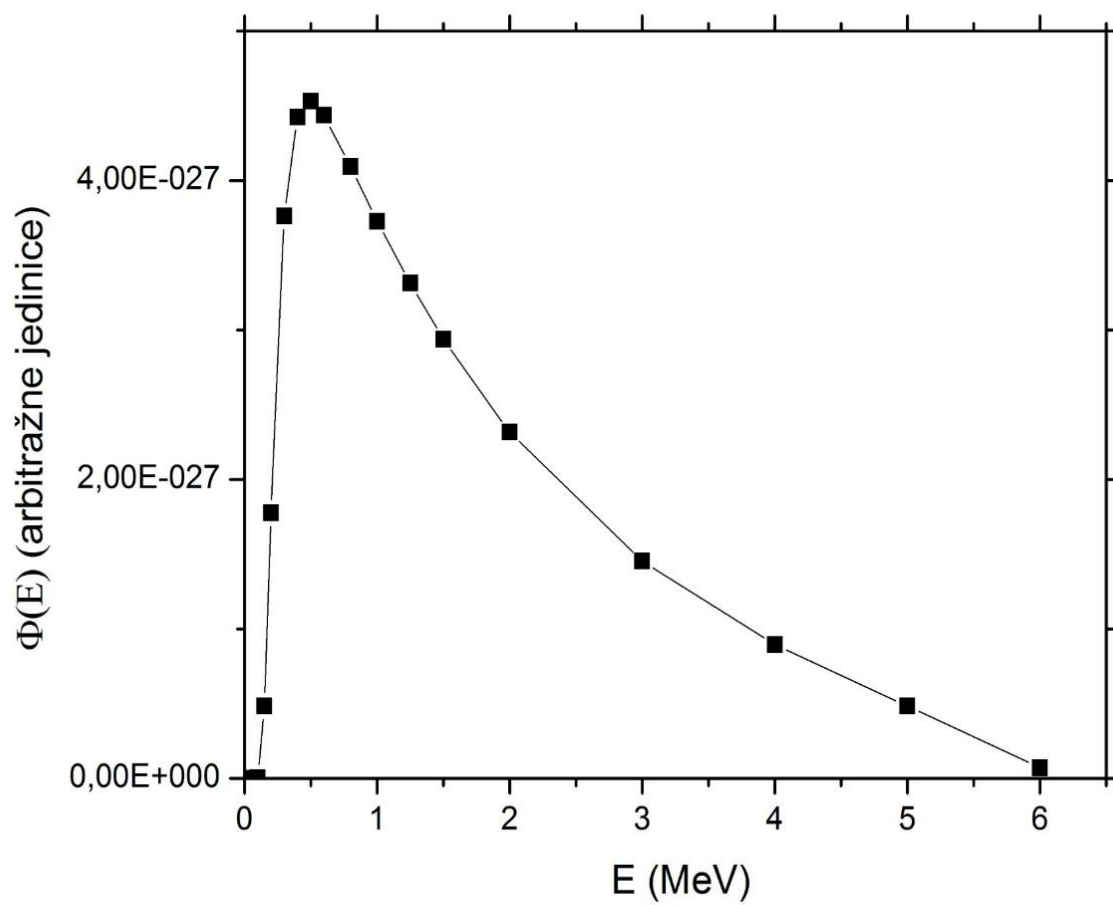
Meta terapijskog akceleratora Varian DHX, na kojem su vršena merenja, je izrađena od volframa i bakra dok se dalje na putu snopa nalaze beriliumski prozor, zatim svetlosno ogledalo, jonizaciona komora i kupasti filter od bakra. Gustine pomenutih materijala kao i njihove debljine date su u tabeli (5.2).



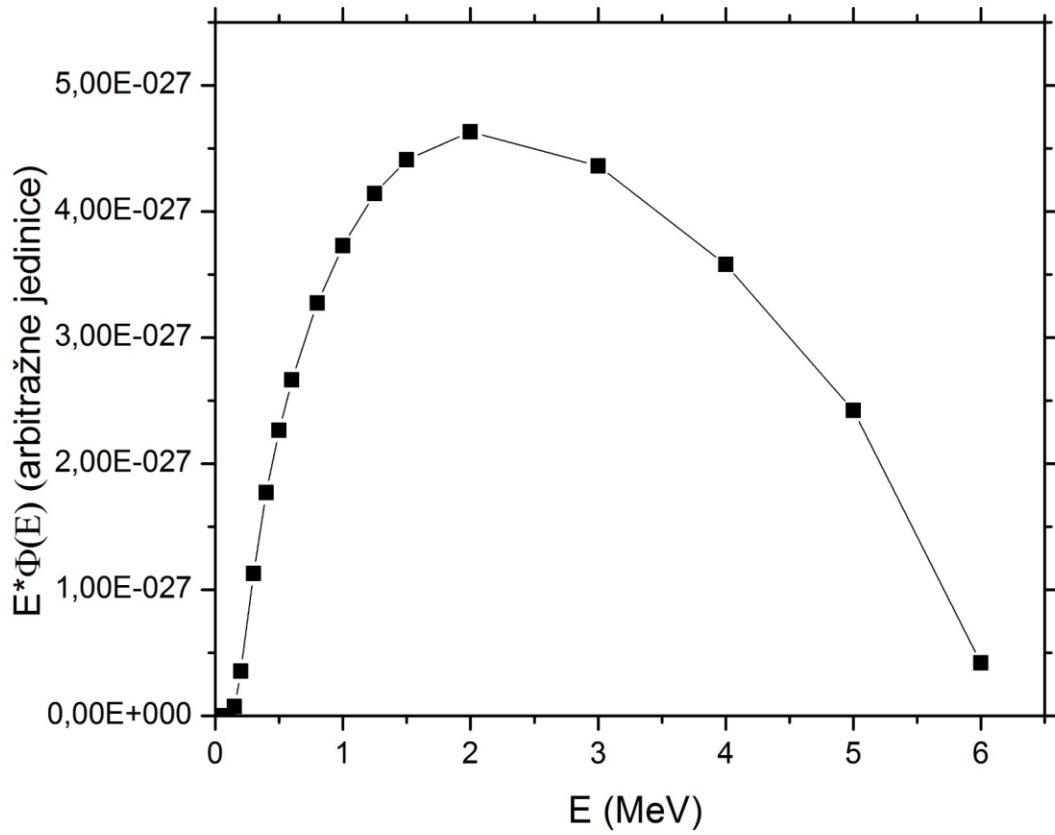
Slika 5.4 Spektar zračenja dobijen neatenuiranom Schiff-ovom funkcijom (kriva sa kvadratima) i uticaj mete i filtera koji se nalaze u glavi akceleratora (kriva sa krugovima).

TABELA 5.2 Materijali koji se nalaze na putu snopa u glavi akceleratora

Materijal	ρ [g/cm ³]	x [cm]
W (meta)	16.9	0.0889
Cu (meta)	8.9	0.1575
Be (prozor)	1.85	0.00254
Mylar (ogledalo)	1.38	0.006201
Cu (kupasti filter)	8.92	2.21742



Slika 5.5 Spektar zračenja po energijama dobijen korigovanom Schiff-ovom funkcijom



Slika 5.6 Spektar zračenja po energijama dobijen korigovanom Schiff-ovom funkcijom pomnoženom sa energijom E.

Dakle, nakon uvrštavanja vrednosti gustina, debljina i atenuacionih koeficijenata za materijale iz tabele (5.2) u funkciju koja opisuje atenuaciju snopa (5.10) imaćemo

$$F(E) = \left(e^{-\frac{\mu}{\rho_W} \rho_W x_W} + e^{-\frac{\mu}{\rho_{Cu}} \rho_{Cu} x_{Cu}} \right) e^{-\frac{\mu}{\rho_{Be}} \rho_{Be} x_{Be}} e^{-\frac{\mu}{\rho_{Mylar}} \rho_{Mylar} x_{Mylar}} e^{-\frac{\mu}{\rho_{Cu}} \rho_{Cu} x_{Cu}} \quad (5.11)$$

Atenuacioni koeficijenti materijala koji su uvršteni u formuli (5.11) su energetske funkcije koje su preuzete iz XCOM tabela [72]. Na taj način se dobiju rešenja funkcije koja opisuju atenuaciju snopa, odnosno atenuacioni faktori, za određeni korak energije koji u ovom slučaju nije jednak nego je na nižim energijama manji, a kako se energija povećava tako se povećava i korak. Time je dobijen doprinos atenuacije za opseg energije od 0 do 6 MeV. Ove atenuacione faktore je potrebno izmnožiti sa Schiff-ovom funkcijom (1.11) za tanku metu koja je takođe izračunata za iste korake energije i na taj način je dobijen izgled Schiff-ove funkcije nakon korekcije.

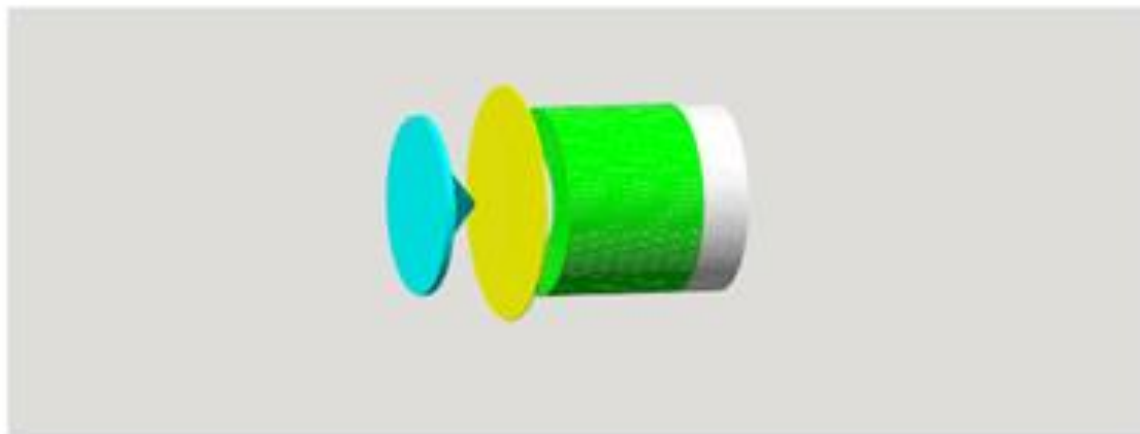
Na Slici (5.4) prikazan je spektar zračenja debele mete dobijen pomoću neatenuirane Schiff-ove formule (kriva na lijevoj strani grafika) u zavisnosti od energije i kriva koja opisuje uticaj filtera koji se nalaze u glavi akceleratora (kriva na desnoj strani grafika) takođe u zavisnosti od energije. Odavde se vidi da je najveći uticaj filtera na nižim energijama fotonskog zračenja. Time je skoro u potpunosti otklonjena “meka” komponenta fotonskog zračenja koja nije poželjna kod terapijskih akceleratora jer ima malu dubinu prodiranja. Na ovaj način je dobijen atenuirani spektar fotonskog zračenja dobijen pomoću Schiff-ove formule u zavisnosti od energije predstavljenom na Slici (5.5) i isto taj spektar pomnožen sa energijom predstavljenom na Slici (5.6).

5.3.1. Geant4 simulacija spektra zakočnog zračenja

Radi procene spektra nezavisnim putem i za dublje razumevanje transporta čestica u glavi akceleratora, sprovedene su Monte Karlo simulacije korišćenjem paketa Geant4 [78]. Simulacije su osmišljene tako da što vernije oponašaju uslove realnog akceleratora Varian Clinac DHX (6 MeV) i eksperimentalnu geometriju merenja. To je podrazumevalo definisanje detaljne geometrije glave akceleratora, odabir adekvatnih fizičkih modela interakcije i sakupljanje rezultujućeg energetskog spektra fotona.

U Geant4 modelu implementirali smo sve glavne komponente glave akceleratora: izvor elektrona, metu, primarni kolimator, ravnajući filter, monitor komoru, sekundarne kolimatore (čeljusti) i vazdušni prostor do fantoma. Kao ulazni primarni događaji generisani su elektroni energije 6 MeV koji udaraju u volframovu metu. Preciznije, da bismo reprodukovali realne uslove, elektroni su simulirani sa malom energetsom raspodelom oko nominalne energije, korišćen je Gaussov spektar elektrona sa srednjom energijom $E_e \approx 5,7$ MeV i standardnom devijacijom od 0,2 MeV, tako da se dobiju PDD (percentage depth dose) krive u vodi saglasne sa merenim [77]. Ova kalibracija ulaznog snopa izvršena je iterativno: simulirane dubinske dozne krive upoređene su sa referentnim izmerenim krivama (za 6 MeV snop po TRS-398 protokolu), i parametri ulaznog elektronskog snopa podešavani su dok se nije postiglo slaganje unutar 1%/1mm (kriterijum gamma indeksa). Utvrđeno je da efekti rasejanja elektronskog snopa (divergencija i poluprečnik flastera elektrona na meti) imaju zanemarljiv uticaj na spektar na centralnoj osi, te smo za jednostavnost uzeli paralelni snop elektrona prečnika 1 mm. Volframova meta modelovana je kao disk debljine 2 mm i prečnika 3 cm (tipične vrednosti za Varian 6 MeV metu), sa bakarnim nosačem na zadnjem delu (radi hvatanja ostatka energije elektrona). Neposredno ispod mete nalazi se primarni kolimator (od volframske legure) koji ograničava ugao rasejanja, uzeli smo otvor kolimatora tako da definiše polje od 40 x 40 cm na 100 cm udaljenosti, što je više nego dovoljno da obuhvati naš uski snop od 1x1 cm. Sledeća važna komponenta je ravnajući filter za 6 MeV snop je konusni bakarni disk maksimalne debljine ~1 cm u centru i širine ~5 cm, postavljen na osi snopa. Ovaj filter prigušuje centralni deo snopa (koji ima najveći intenzitet) više nego periferiju, čime izjednačava (ravna) prostornu raspodelu doze. U simulaciji smo fino podesili debljinu i materijal filtera tako da simulirane lateralne raspodele doze na 10 cm dubine u vodi odgovaraju tipičnim profilima za izravnati snop (unutar 2% razlike). Iza filtera uključeni su modeli monitor komore (dve tanke kružne obloge od materijala sličnog Mylar-u sa tragovima aluminijuma), ogledala za svetlosno polje (koje je toliko tanko da zanemarljivo utiče na snop) i na kraju par pomičnih čeljusti kolimatora od olova koje definišu polje. U našoj simulaciji, čeljusti su postavljene tako da formiraju polje 1x1 cm na 100 cm udaljenosti (što odgovara eksperimentalnom postavu). Ovo znači da su čeljusti vrlo blizu centralne ose (skoro zatvorene), pa je većina generisanih fotona blokirana.

To smo uzeli u obzir radi realističnog prostornog rasporeda zračenja, iako za definisanje samog spektra na centralnoj osi oni nemaju direktan uticaj (fotoni koji prođu kroz čeljusti su uglavnom van centralnog malog polja, osim eventualno nekih rasejanih) Slika 5.7.



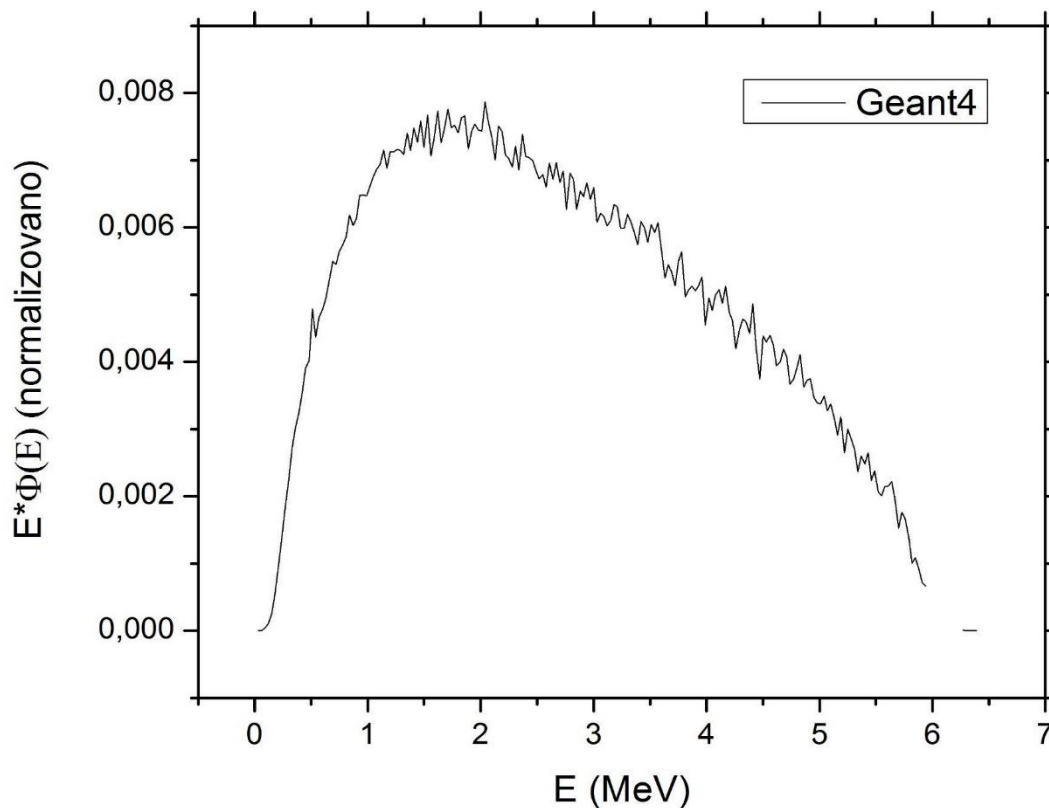
Slika 5.7 Geant4 simulirana geometrija glave medicinskog linearnog akceleratora.

Nakon definisanja glave akceleratora, simulirana je i detektorska postavka. S obzirom da u eksperimentu komora stoji na 405 cm od izvora, a ploče atenuatora na 60 cm, radi poređenja sa eksperimentom razvili smo dva pristupa: (1) Simulacija *spektra na izlazu iz glave* (na ravni odmah ispod čeljusti, ~50 cm od izvora) i zatim posebna simulacija prenosa tog spektra kroz naše atenuatore uz registrovanje fluksa iza njih; (2) Direktna simulacija kompletnog postava sa atenuatorom na 60 cm i "virtuelnim detektorom" na 405 cm. Pristup (1) je efikasniji i omogućava izolovano dobijanje spektra snopa bez interakcija sa materijalima, dok pristup (2) eksplicitno reprodukuje uslove merenja. Mi smo primarno koristili pristup (1): generisan je tzv. *phase-space* fajl na 50 cm od izvora koji sadrži sve fotone (i ostale čestice) izlazne iz glave akceleratora u polje od 1x1 cm. Iz tog *phase-space* fajla izdvojili smo fotone unutar radijusa 1,75 cm oko ose (što odgovara poluprečniku polja na 50 cm), zapravo svi fotoni jer je polje malo. Taj skup fotona čini simulirani primarni spektar snopa u uslovima bez atenuatora. Dalje, da bismo ga uporedili sa eksperimentalnim rekonstruisanim spektrom (koji implicitno važi na 405 cm od izvora, posle prolaska kroz vazduh), proverili smo uticaj prigušenja vazduha na spektar. Za razdaljinu od ~3-4 m u vazduhu, fotonski spektar od nekoliko MeV ne trpi primetnu

promenu (slabljenje je ispod 1% za sve energije $>0,1$ MeV), tako da smo zanemarili uticaj apsorpcije u vazduhu na oblik spektra.

Koristili smo ugrađeni *Geant4 Physics List* specijalizovan za medicinsku fiziku: *QGSP_BIC_HP* sa uključenim *emstandard_opt3* elektromagnetskim modulom. Ovaj modul obezbeđuje detaljno modeliranje fotoefekta, Komptonovog rasejanja i stvaranja parova za fotone, kao i precizan transport elektrona sa svim relevantnim procesima (uključujući bremsstrahlung sekundarno zračenje i usporavanje). U simulacijama spektra ključno je pravilno opisati niskoprobabilističke događaje kao što je stvaranje parova u volframu (koji za fotone >2 MeV doprinosi), kao i prigušenje najnižih energija fotoefektom. *Opt3* nivo *Geant4* modela koristi Livermore podatke za niskoenergetske procese, što obezbeđuje tačnost ispod 1% u proračunu koeficijenata atenuacije za sve materijale [78]. Takođe smo aktivirali opciju *production cut* na 100 keV za fotone i elektrone, što znači da su svi sekundarni fotoni ispod 100 keV lokalno apsorbovani (umesto praćenja). Ova granica nema uticaj na naše rezultate jer je 100 keV jer se foton praktično ne detektuje u dozi (jonizacija u vazduhu od tako niske energije je zanemarljiva), ali značajno skraćuje vreme simulacije filtrirajući ogromne količine niskoenergetskih fluorescencija (npr. x-zračenje iz olova kolimatora).

Simulacijom smo dobili energetski spektar fotona na izlazu glave akceleratora. Taj spektar je prikazan na Slici 5.8. Ovde ističemo kvantitativno: simulirani spektar ima srednju energiju oko 1,6 MeV, maksimalnu vrednost gustoće fluksa oko 1,3 MeV, zatim blagi pad i praktično nulira se iznad 6 MeV (maksimalna generisana energija $\sim 5,9$ MeV što odgovara maksimalnoj energiji incidentnog elektrona minus gubici). Relativni udeli fotona po opsezima su: $\sim 10\%$ fotona ispod 0,5 MeV, $\sim 65\%$ u opsegu 0,5–3 MeV, i $\sim 25\%$ iznad 3 MeV. Ovi brojevi su u skladu sa opštim poznatim karakteristikama 6 MeV kliničkih snopova [79].



Slika 5.8 Spektar dobijen Monte Carlo simulacijom (Gaent4)

Pre upotrebe simuliranog spektra za poređenje sa eksperimentom, izvršili smo nekoliko provera da potvrdimo da naš Geant4 model verno predstavlja realni akcelerator. Kao prvo, uporedili smo simulirane osnovne dozne karakteristike sa dostupnim eksperimentalnim podacima. Već smo pomenuli da smo podešavali energiju elektrona da se dubinska doza slaže za konačni izbor (5.7 MeV srednje energije, 0.2 MeV sigma) dobijena simulirana PDD kriva (u vodenom fantomu 40x40x40 cm) ima d_{max} na 1,5 cm i PDD(10 cm) oko 67%, što se poklapa sa tipičnim merama za 6 MeV (67% na 10 cm za polje 10x10 cm, i nešto više za manje polje). Takođe, proverili smo *out-of-field* dozu: simulirani profil na 10 cm dubine za polje 1x1

cm pokazao je nagli pad doze van ose i izuzetno mali profil dalje od 2 cm od centra, što ukazuje da curenje i rasipanje kolimatora u modelu odgovara realnosti (mereni podaci iz literature za zatvorena polja pokazuju sličan nivo curenja reda 0,1% na udaljenosti >5 cm od ose [79]). Pored toga, učestvovali smo u interkalendarsnoj proveru (intercomparison) radne grupe EURADOS WG6 za simulacije linaka [79], gde se naš simulacioni rezultat slagao sa drugim ustanovama unutar statističke greške. Ove provere daju nam sigurnost da je generisani Geant4 spektar pouzdan.

Za potrebe direktnog poređenja sa našim eksperimentalnim merenjima transmisije, iskoristili smo simulaciju da predvidimo transmisije kroz svaki atenuator. Uzeli smo izlazni spektar fotona iz simulacije (phase-space) i propustili ga kroz modele naših atenuatora identičnih debljina, brojeći fotone koji prođu. Izračunali smo odnos fluksa iza atenuatora i inicijalnog fluksa za svaku energiju, a zatim i integrisanu dozu iza atenuatora uzimajući u obzir μ_{vazduh} za vazduh i energetski odziv komore (što je urađeno isto kao kod eksperimentalnih proračuna doze). Dobijeni simulirani faktori transmisije bili su: za vodu ~0,54, aluminijum ~ 0,50, gvožđe ~0,52, bakar ~ 0,50, olovo ~ 0,49. Uporedimo li to sa eksperimentalnim vrednostima (koje su sve normalizovane na vazduh = 1. Vidimo da simulacija predviđa vrlo slične relative odnose: prenos kroz olovo je najmanji (~0,49 naspram vode 0,54, odnos 0,91), kroz bakar ~0,50 (0,93 relativno), kroz gvožđe ~0,52 (0,96), aluminijum ~0,50 (0,93). Eksperimentalno smo dobili: olovo ~0,525 (relativno 0,97), bakar ~0,535 (0,99), gvožđe ~0,545 (1,01), aluminijum ~0,495 (0,92). Podudarnost je u okviru nekoliko procenata, što je odlično s obzirom na merni šum i simulacione aproksimacije. Najveća razlika je kod olova, gde eksperiment daje nešto veću transmisiju nego simulacija. To bi moglo biti posledica dodatnog doprinosa 511 keV fotona iz stvaranja parova u olovu (u eksperimentu ti fotoni doprinose dozi, dok u simulaciji su svakako uračunati, pa verovatno razlika dolazi od statistike). Ipak, sve u svemu simulacija potvrđuje trendove i apsolutne vrednosti prenosa. Ovo služi kao još jedna verifikacija da je rekonstruisani spektar realan, kada se on koristi za proračun prenosa, slaganje sa nezavisno simuliranim prenosima je vrlo dobro.

5.4. Eksperimentalni rezultati

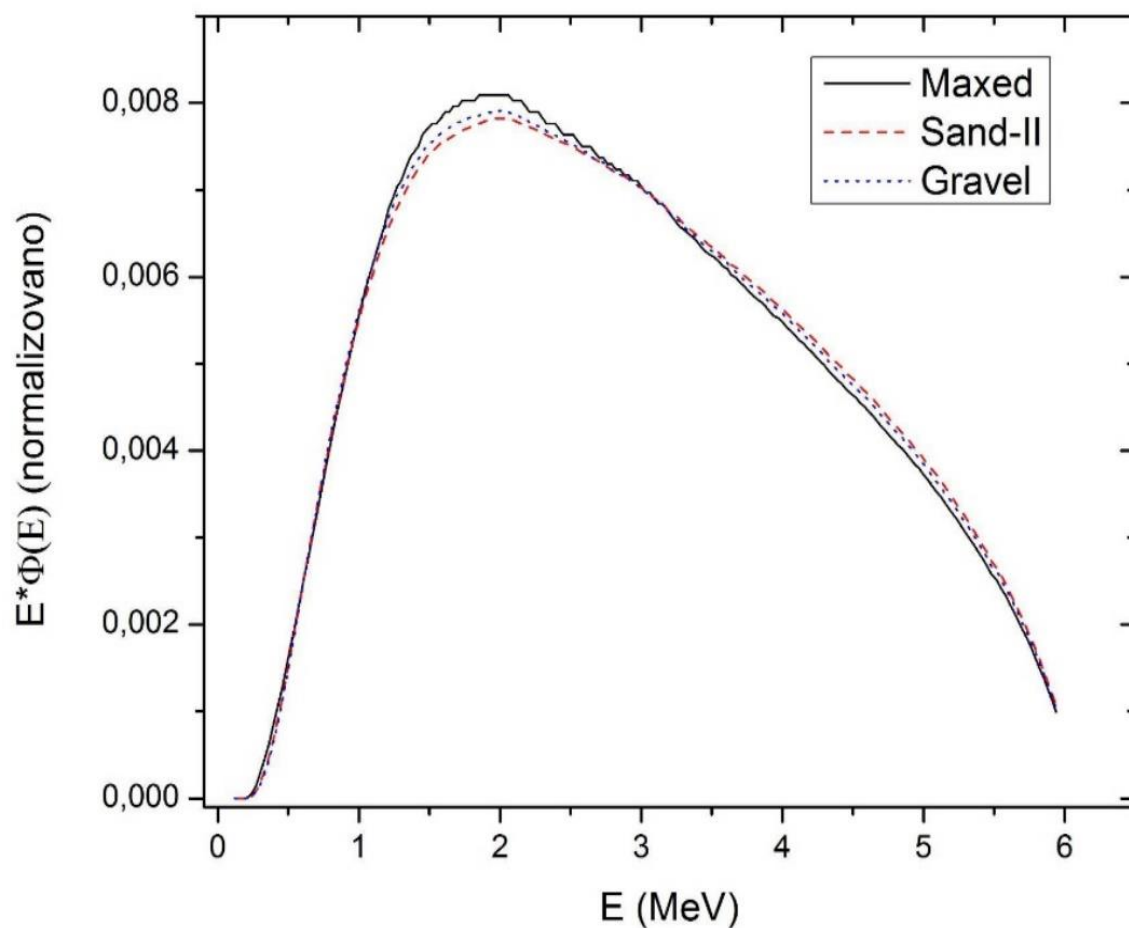
5.4.1. Rezultati dekonvolucije

Procedura dekonvolucije sprovedena je nad skupom od pet dobijenih transmisionih podataka za olovo, bakar, gvožđe, aluminijum i vodu) u energetsom intervalu 0–6 MeV podeljenom u 200 koraka, koristeći algoritme SAND-II, GRAVEL i MAXED opisane ranije. Kao što je navedeno, sve metode dekonvolucije zahtevaju početni ili podrazumevani spektar da bi se pokrenule iteracije ili optimizacija. U ovom radu teorijska Šifova funkcija (korigovana za slabljenje u komponentama glave akceleratora) bila je izabrana kao podrazumevani spektar [49]. Smatrali smo da ova pretpostavka pokriva sve relevantne energije i daje realističan oblik. Očekuje se da stvarni spektar ima nešto veći udeo viših energija (usled ravnajućeg filtera), što algoritmi treba da isprave na osnovu podataka.

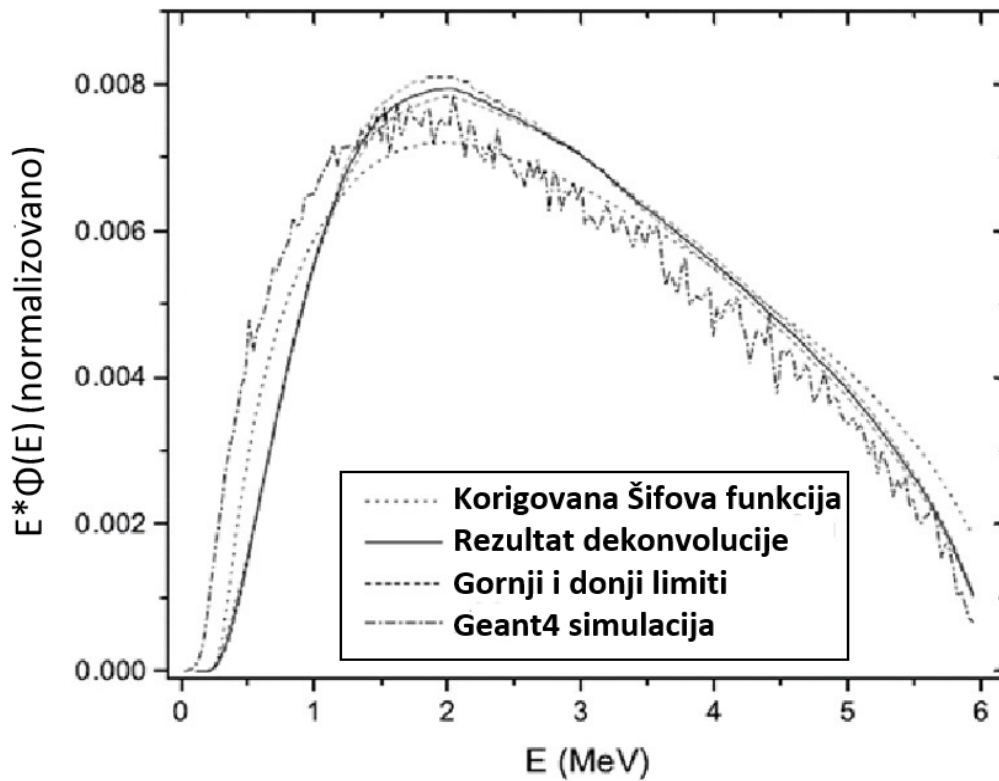
Rezultujući spektri fotona dobijeni algoritmima SAND-II, GRAVEL i MAXED prikazani su na Slici 5.9. Krive predstavljaju normalizovan fotonski spektar $\Phi(E)$ (integral spektra je normalizovan na jedinicu zbog lakšeg poređenja oblika). Uočićemo da su tri rekonstruisana spektra praktično poklopljena unutar jedne linije, a razlike između algoritama vide se tek prilikom uvećanja određenih delova spektra i iznose najviše nekoliko procenata u pojedinim energetske koracima. SAND-II i GRAVEL, oba iterativna, daju gotovo indentične rezultate (GRAVEL blago ispravlja SAND-II u regionu oko 1 MeV, gde je SAND-II prvobitno dao nešto viši fluks, verovatno zbog neuključivanja mernih nesigurnosti). MAXED spektar je takođe vrlo blizak, nešto glađi i pozicioniran između SAND-II i GRAVEL sa minimalnim razlikama, što je i očekivano jer MAXED uvodi jaču regularizaciju (glatkoću). Ovakva podudarnost daje nam sigurnost da je rekonstruisani oblik spektra jedinstveno i stabilno rešenje datih podataka.

Posmatrani rekonstruisani spektar (Slika 5.9) ima sledeće karakteristike: najveća verovatnoća po jedinici energije je u opsegu približno 1–2 MeV (blagi maksimum, što odgovara očekivanoj

prosečnoj energiji 6 MeV snopa). Ispod 1 MeV, spektar blago opada ka nižim energijama, što je rezultat filtracije niskih energija u glavi akceleratora na samom izlazu iz mete i ravnajućeg filtera. Fotoni od, recimo, 0,2–0,5 MeV značajno su prigušeni. Između 2 i 4 MeV, spektar ravnomerno opada, a iznad 4 MeV do 6 MeV primećuje se produžetak visokoenergetskog dela spektra: postoji određeni, mada mali, udeo fotona vrlo bliskih maksimalnoj energiji. Taj visokoenergetski deo spektra je važan jer upravo ti najenergetskiji fotoni najviše doprinose transmisiji kroz olovo i ostale atenuatore. Merenja sa olovom su bila posebno osetljiva na postojanje ovog visokoenergetskog dela spektra, da spektar nije imao fotone iznad 4–5 MeV, transmisija kroz 1 cm olova bila bi znatno manja od 50 % koliko smo izmerili. Stoga je algoritam dekonvolucije povećao fluks u višim koracima u odnosu na inicijalni Šifov spektar, kako bi reprodukovao posmatrane doze iza olova. U isto vreme, transmisije kroz vodu i aluminijum zahtevale su prisustvo dovoljnog broja fotona srednjih energija (oko 1–3 MeV), što je spektru dalo naglašenu komponentu u tom opsegu. Niže energije (<0.5 MeV) su, očekivano, minimalno zastupljene jer gotovo u potpunosti bivaju apsorbirane u čak i najlakšem korišćenom materijalu (aluminijumu debljine 6,1 cm), pa takvi fotoni malo doprinose izmerenim dozama. Upravo zato rekonstruisani spektar pokazuje mali pad prema 0 MeV i praktično zanemariv intenzitet ispod, recimo, 0.2 MeV. Ova osobina takođe je posledica i toga što algoritmi preferiraju glatka rešenja i neće ubaciti "višak" fotona u oblasti gde ih podaci ne zahtevaju.



Slika 5.9 Rekonstruisani fotonski spektri dobijeni primenom algoritama MAXED, GRAVEL i SANDII na izmerene transmisije kroz pet atenuatora. Integrali svih prikazanih spektra normalizovani su na 1 radi uporedivosti oblika. Uočava se da se sve tri krive praktičn preklapaju, pokazujući robustnost rešenja dekonvolucije. Spektri imaju tipičan oblik zakonog zračenja: monoton opadaju sa energijom, sa blagim maksimumom u oblasti 1–2 MeV i dugim repom koji se prostire do oko 6 MeV.



Slika 5.10 Poređenje rekonstruisanog spektra (prosečan rezultat postupka dekonvolucije), spektra dobijenog Monte Karlo simulacijom (Geant4) i teorijskog Šifovog spektra korigovanog za sopstveno slabljenje u glavi akceleratora. Svi spektri su normalizovani. Uočava se da rezultat dekonvolucije i simulacija pokazuju dobro slaganje, dok se teorijski spektar razlikuje u detaljima (posebno u niskim energijama).

Kao krajnji ishod našeg postupka dekonvolucije, odlučili smo da predstavimo prosečni fotonski spektar dobijen spajanjem (srednjom vrednošću) sva tri algoritamska rešenja za svaki korak energije. S obzirom da su razlike male, ova prosečna kriva dodatno smanjuje eventualni uticaj specifičnosti pojedinog algoritma. Prosečni spektar je prikazan na Slici 5.10 punom linijom (označen kao "Rezultat dekonvolucije – prosečan spektar"). Slika 5.10 takođe sadrži uporedno

i rezultat Monte Karlo simulacije snopa (označen isprekidanom linijom) i teorijski Šifov spektar korigovan za glavu akceleratora (tačkasta linija) koji je inicijalno korišćen. Svi spektri na Slici 5.10 su normalizovani, radi lakšeg poređenja oblika (apsolutna normiranja nisu bitna u kontekstu oblika spektra, a razlike u normi se reflektuju u apsolutnim vrednostima doze koje smo već diskutovali).

Iz uporednog prikaza na Slici 5.10 vidi se da postoji dobro slaganje između rekonstruisanog (merenjem dobijenog) spektra i spektra dobijenog simulacijom, uz izvesna odstupanja u pojedinim energetskim opsezima. Teorijski Šifov spektar (korigovan) ima dosta drugačiji oblik: on precenjuje udeo niskoenergetskih fotona i pokazuje oštriji pad na visokim energijama. Naši rezultati pokazuju da u oblasti nižih energija (<0,5 MeV) rekonstruisane vrednosti spektra su manje od teorijskih i simuliranih, i merenja i simulacija ukazuju da glava akceleratora efikasno uklanja veliki deo fotona ispod 0,3–0,4 MeV, što je teorijski model možda potcenio. Nasuprot tome, pri višim energijama (>4 MeV) naš rekonstruisan spektar bliži je simuliranom nego teorijskom. Teorijski spektar potcenjuje udeo ovih najenergetskijih fotona (verovatno zbog zanemarivanja efekta ravnjajućeg filtera na srednje energije). Zanimljivo je primetiti da rekonstruisani spektar pokazuje maksimum distribucije na nešto većoj energiji nego simulacija i teorija, oko ~1,8 MeV naspram ~1,5 MeV. Ovaj blagi pomak ka višim energijama u eksperimentalnom rezultatu mogao bi ukazivati na minimalne razlike u stvarnoj konfiguraciji akceleratora (npr. debljina filtera nešto manja nego pretpostavljena, ili nešto viša srednja energija elektronskog snopa) što dovodi do malo "tvrđeg" snopa u stvarnosti.

Generalno, slaganje između eksperimentalno rekonstruisanog, simuliranog i teorijskog spektra je zadovoljavajuće. Sve tri krive pokazuju isti opšti trend i raspodelu energije, uz maksimalne razlike od nekoliko procenata u određenim intervalima. To govori da je naša eksperimentalna tehnika uspešno uhvatila ključne karakteristike spektra fotonskog zračenja linearnih medicinskih akceleratora.

Nakon dobijanja rešenja, izvršena je validacija rezultata dekonvolucije izračunavanjem doze $D_k^c = \sum \sigma(E_i) \cdot \Phi(E_i) \cdot \Delta(E_i)$ i naknadno upoređivanje sa n izmerenim podacima (D_k^m , Tabela 5.3). Ovi proračuni su izvršeni za podrazumevanu funkciju i za sva tri dobijena rešenja iz

algoritama SAND-II, GRAVEL i MAXED. Kao merilo odstupanja koristili smo relativnu srednju kvadratnu devijaciju definisanu kao:

$$S = \frac{1}{n-1} \sum_1^n \left(\frac{D_k^c - D_k^m}{D_k^m} \right)^2 \quad (5.12)$$

gde je $n=5$ broj atenuatora (merenja). Vrednosti parametra S za različite spektre date su u Tabeli 5.3: (1) za podrazumevani spektar pre dekonvolucije, (2) za SAND-II rezultat, (3) za GRAVEL rezultat i (4) za MAXED rezultat [13].

TABELA 5.3 Vrednosti S koji kvantifikuju srednje kvadratno odstupanje proračunatih doza od izmerenih, za: (1) početni (podrazumevani) spektar pre postupka dekonvolucije, zatim za rekonstruisane spektre dobijene (2) SANDII, (3) GRAVEL i (4) MAXED algoritmom.

S			
Podrazumevana funkcija	SAND-II	GRAVEL	MAXED
0.00034	0.00023	0.00023	0.00023

Ovi rezultati sugerišu da procedure dekonvolucije poboljšavaju preciznost reprodukcije izmerene doze D_k u odnosu na bilo kakvu *a priori* pretpostavku spektra. Male razlike među algoritmima praktično su zanemarljive. Sve tri rekonstruisane krive vrlo verno rekonstruišu transmisije kroz sve materijale. Ovi rezultati potvrđuju konzistentnost podataka i uspešnost odabranih algoritama.

5.5. Diskusija

Rezultati koje smo dobili u ovoj studiji pokazuju da kombinacija eksperimentalne transmisione tehnike merenja i postupka dekonvolucije uspešno određuje energetski spektar fotonskog snopa medicinskog linearnog akceleratora. Naša rekonstrukcija spektra (Slika 5.10) je u dobroj saglasnosti sa spektrom dobijenim nezavisno putem Monte Karlo simulacije, što pruža snažnu međusobnu validaciju ova dva pristupa. Istovremeno, uočena su izvesna odstupanja, posebno pri niskim energijama ($<0,5$ MeV), gde eksperimentalno rekonstruisan spektar ima manji intenzitet nego simulirani i teorijski. Ova razlika može se pripisati nekoliko faktora. Kao prvo, detektor (jonizaciona komora sa *build-up* kapom) ima smanjenu osetljivost na fotone vrlo niskih energija, elektroni koje oni generišu u vazduhu imaju mali domet i možda ne doprinose potpuno očitanoj dozi. Međutim, u našoj analizi taj efekat je uračunat kroz $\mu_{en}(E)$ za vazduh, tako da je glavni uzrok ipak realno odsustvo tih fotona u snopu. Zaista, glava akceleratora (meta + filter) funkcioniše kao visokoprolazni filter za fotone, niskoenergetski fotoni nastali u meti uglavnom bivaju apsorbirani u samoj meti ili u ravnanjućem filteru. Stoga i simulacija i merenje potvrđuju da je udio fotona ispod 0,3 MeV zanemarljiv. Teorijski Šifov spektar, iako korigovan, očigledno je precenio tu komponentu, što objašnjava zašto teorijska kriva na Slici 5.9 odskaka u tom domenu. Ovaj nalaz se slaže sa literaturom, precizna merenja transmisije i Monte Karlo studije su ranije takođe pokazale da modeli bez detaljne filtracije niskih energija precenjuju tu komponentu [3].

Pri višim energijama (>4 MeV), naš eksperimentalni spektar se bolje slaže sa simulacijom nego sa teorijom. To znači da su merenja dekonvolucije uspešno "uhvatila" postojanje relativno značajnog broja fotona blizu maksimalne energije. Ovi fotoni najvećih energija potiču od elektrona koji prolaze kroz tanje delove mete i filtera uz minimalno gubljenje energije. U planiranju radioterapije, prisustvo čak i malog udela ovako prodirućih fotona može biti bitno u doznoj raspodeli iza vrlo gustih struktura u telu (npr. iza kostiju ili proteza). Naš rezultat ukazuje da standardni teorijski modeli (poput klasičnog Šifovog) mogu podceniti ovaj udeo, što bi potencijalno dovelo do malog potcenjivanja doze u dubini ili iza gušćeg materijala ako

bi se takav spektar koristio u proračunu. Srećom, moderni sistemi za planiranje tretmana uglavnom ne koriste prost analitički spektar već složene modele ili Monte Karlo generisane spektre, tako da su preciznija. Ipak, naša studija pruža eksperimentalnu potvrdu da je stvarni spektar "tvrđi" nego što bi jednostavna formula sugerisala. Ovo opažanje je u skladu sa nalazima Ali i Rogers-a [1], koji su detaljnim merenjima i simulacijama takođe uočili nešto veći udeo viših energija u kliničkim snopovima nego u idealizovanim proračunima.

Važan aspekt naših rezultata je demonstracija da korišćenje dekonvolucijskog spektra za proračun doza daje bolje slaganje sa merenjima nego korišćenje proizvoljno pretpostavljenog spektra. To ima direktnu implikaciju u poznavanju stvarnog spektra može poboljšati tačnost dozimetrijskih proračuna u kliničkoj praksi. U našoj validaciji, doze izračunate Šifovim spektrom odstupale su $\sim 5\%$ od izmerenih, dok su doze izračunate rekonstruisanim spektrom odstupale $< 0,5\%$. Slično tome, u studiji Suda i sar. (2021) pokazano je da PDD kriva izračunata korišćenjem direktno izmerenog spektra pokazuje bolje slaganje sa stvarnom PDD od one dobijene iz simuliranog spektra, uprkos tome što su spektri vrlo slični [80]. Drugim rečima, čak i male razlike u spektru mogu se odraziti na razlike u dozi od par procenata na klinički relevantnim dubinama, što može biti značajno u kontekstu precizne terapije. Posebno u heterogenim uslovima na granici tkivo/metal (implant) ili kost/pluća, tvrdoća snopa utiče na kontrast doze. Ako bi sistem za planiranje koristio nešto mekši spektar nego što je realan, preceniće atenuaciju u gustim strukturama, i obrnuto. Stoga, eksperimentalno potvrđen spektar mogao bi da bude iskorišćen za kalibraciju ili proveru algoritama za izračunavanje doze. Mogu se uporediti doze proračunate sa standardnim spektrom sistema za planiranje i doze proračunate sa ovde dobijenim spektrom; razlike, ako postoje, ukazale bi na potencijalne sistematske greške u modelu snopa u sistemu za planiranje.

Naša metoda transmisije koristi jednostavan dozimetrijski detektor (jonizacionu komoru) u standardnim uslovima rada akceleratora, bez potrebe za ekstremnim prigušivanjem snopa. Složenost je prebačena na matematičku obradu podataka (*dekonvolucija*), koja se, kao što smo pokazali, može rutinski i automatski izvesti. Prednost naše metode je dakle u njenoj

praktičnosti u kliničkom okruženju, ne zahteva specijalnu opremu osim nekoliko jeftinih ploča apsorbera i standardne dozimetrijske opreme koju svaki odjel za radioterapiju poseduje.

Naša studija takođe demonstrira jedan novi pristup, korišćenje više različitih materijala atenuatora koji se u literaturi do sada retko pojavljivao. Tradicionalno su korišćene serije debljina jednog materijala (često Al ili Cu) za dobijanje transmisionih krivih i potom primenjivan Laplasov transformacioni metod za rekonstrukciju spektra. Međutim, problem sa jednim materijalom je što koeficijent atenuacije ne varira drastično sa energijom u MeV opsegu, npr. linearni koeficijent za Al opada glatko i sporo sa energijom, što rezultuje time da transmisije kroz različite debljine nisu dovoljno *linearne nezavisne* jednačine. Uvođenjem različitih materijala, efektivno smo učinili matriks σ_{ik} iz jednačine (3.3) raznovrsnijim po kolonama i redovima, što popravljajući uslovljenost. Konkretno, olovo ima snažnu zavisnost od energije u području <1 MeV (zbog fotoefekta i granice stvaranja parova), dok vodeni fantom ima gotovo linearnu (Komptonovu) zavisnost. Kombinovanjem tih uticaja, algoritam dekonvolucije može jedinstvenije da "zaključiti" koliki je udeo fotona u tom spektru. Naši rezultati podržavaju efikasnost ovog pristupa, i pored samo pet mernih tačaka, rekonstruisani spektar je vrlo gladak i stabilan (Slika 5.7), što sugerise da je problem invertovan sa dovoljno informacija.

Iz perspektive medicinske fizike u radioterapiji, rezultati ovog rada imaju nekoliko praktičnih implikacija. Prvo, pokazali smo izvedivost rutinskog određivanja spektra snopa na terapijskom linearnom akceleratoru. Trenutno, uobičajena praksa tokom komisioniranja akceleratora jeste da se izlazna distribucija zračenja modeluje (podešava) preko proračunskog softvera uz pomoć merenih PDD i profila, a spektar se posredno uklapa tom prilikom. Međutim, nikakav direktan eksperimentalni dokaz "tačnosti" tog spektra se ne pribavlja. Naš metod može omogućiti fizičaru da nezavisno proveriti da li spektar koji sistem za planiranje koristi (bilo interno, bilo kao tablicu koju isporučuje proizvođač) zaista odgovara realnosti. U budućnosti, ovakva provera mogla bi postati deo kontrole kvaliteta akceleratora. Za razliku od klasičnih merenja (output, energija elektrona proverena penumbrom itd.), ovde bismo za pola sata mogli utvrditi kompletan spektar i uočiti, recimo, ako se pojave neobične karakteristike (što bi moglo ukazati

na habanje mete ili pomeranje filtera). Jedna potencijalna rutina mogla bi biti da se jednom godišnje izmeri spektar i uporedi sa referentnim. Značajna promena spektra (npr. smanjenje visokih energija) mogla bi značiti da je meta oštećena ili da je napon ubrzanja pao. U kliničkoj literaturi postoje izveštaji da degradacija mete može dovesti do smanjenja vršnih energija fotona i povećanja izlaza mekih x-zraka, što softver za planiranje možda ne prepozna odmah ako se kalibracija i PDD nisu mnogo promenili. Tako nešto bi bilo detektabilno spektrometrijskim merenjem.

S druge strane, treba napomenuti da je kod modernih akceleratora (poput Varian TrueBeam serije) postoje i tzv. *FFF (flattening filter free)* snopovi, gde uopšte nema ravnajućeg filtera. Spektri takvih snopova su značajno različiti (tvrđi centralno, sa više visokih energija, i mekši prema periferiji polja) [75]. Naš metod bi se mogao primeniti i na FFF snop, ali interpretacija bi bila složenija jer spektar tada više nije jednoznačan na celo polje, spektri van osa se razlikuju. U tom slučaju, jedino smisleno je meriti usko polje na centralnoj osi (što smo mi svakako radili), pa bi rezultat bio spektar na osi. Kod FFF snopova, definicija "6 MeV" takođe ne znači isto kao kod filtriranih, energetski vrh je zaista bliži 6 MeV i ima veću relativnu visinu. Bilo bi interesantno sprovesti ovakva merenja i za FFF snopove i uporediti sa filtriranim. To bi dalo eksperimentalnu kvantifikaciju efekta ravnajućeg filtera na spektar, što do sada uglavnom znamo iz simulacija.

Na kraju, osvrnimo se na ograničenja našeg pristupa i potencijalna poboljšanja. Iako je eksperimentalni postupak jasan i vremenski efikasan (kao što smo diskutovali, ukupno merenje se može obaviti za manje od 30 min), i proces dekonvolucije se može automatizovati, potrebno je standardizovati ceo protokol pre šire upotrebe. To podrazumeva optimalan izbor materijala atenuatora. Moguće je da bi nešto drugačija kombinacija poboljšala kondicioniranje problema.

Zaključak

Ovaj rad istražuje i opisuje mogućnost procene visokoenergetskog spektra zakočnog zračenja, korišćenjem tehnike merenja zasnovane na metodi dekonvolucije. Primenjene su dve eksperimentalne tehnike koje omogućavaju nezavisnu i komplementarnu procenu spektra.

Prva tehnika opisuje utvrđivanje energetskog oblika zakočnog zračenja od 100 MeV spektra korišćenjem postojećih kodova dekonvolucije. Od eksperimentalnih podataka, bilo je neophodno za ove studije da imamo saturacije aktivnosti za nekoliko Bi izotopa proizvedenih (γ, xn) nuklearnom reakcijom.

Aktivaciona merenja uzorka Bi izvedena su pomoću snopa fotona od 100 MeV zakočnog zračenja. Na osnovu izmerenog gama spektra, utvrđeni su normalizovani odnosi saturacije aktivnosti (A_n). Oni su služili kao ulaz za proračune dekonvolucije. Dva koda razvijena za primenu u polju neutronske aktivacije, GRAVEL i SAND-II, korišćeni su za rekonstrukciju spektra. Pored podataka o aktivaciji, diferencijalni energetski efikasni preseki su takođe bili potrebni za uočene fotonuklearne reakcije. Rezultati dobijeni korišćenjem TALYS 1.96 koda korišćeni su, u odsustvu eksperimentalnih podataka, kao preseka iz literature. Geant4 simulacija spektra je rađena za izabranu geometriju proizvodnje zakočnog zračenja, i dekonvolucijski spektri su upoređeni sa njom.

Rezultati dekonvolucije se slažu sa oblikom spektra zakočnog zračenja dobijenim simulacijom, sa nekim razlikama u visokoenergetskom delu spektra. Ovo je dobar pokazatelj da se postojeći kodovi dekonvolucije u kombinaciji sa efikasnim presecima izračunatim korišćenjem TALYS 1.96 koda mogu koristiti i u oblasti fotonuklearnih reakcija. Pokazali smo da čak i minimalni skup podataka (7 reakcija) može omogućiti rekonstrukciju spektra u opsegu 15–100 MeV sa zadovoljavajućom tačnošću.

Treba napomenuti da je u jednoj od već uspostavljenih metoda [81], grupa autora rekonstruisala oblik spektra visokoenergetskog zakočnog zračenja merenjem energije protona nakon fotodezintegracije deuterijuma. Pozitivna motivacija za razvoj metode opisane u ovom radu

leži u činjenici da ona zahteva mnogo jednostavniju mernu opremu nego slučaj opisan u [81]. U našem pristupu koriste se standardne laboratorijske tehnike (aktivacione folije, HPGe detektor), umesto specifičnih uređaja za detekciju protona visoke energije, što ga čini pristupačnijim i potencijalno primenljivim u širem krugu akceleratorских centara.

Opisana preliminarna merenja i proračuni su dovoljno ohrabrujući da se nastavi u istom pravcu. Prve mogućnosti za poboljšanje metodologije prepoznati su u pažljivije izvedenom eksperimentu, gde je pozicioniranje samog aktiviranog uzorka je prvenstveno preferirano. Periodi poluraspada dobijenih proizvoda fotonuklearnih reakcija su veoma širokog spektra, kao što se vidi iz Tabele 4.1, pa tamo postoji prostor za optimizaciju vremena gama spektroskopskih merenja. TALYS 1.96 kod sam po sebi pruža mnogo više mogućnosti za procenu efikasnih preseka fotonuklearnih reakcija nego što je urađeno u ovoj studiji. Verovatno i pored toga na gustinu pobuđenih stanja, neke druge efekte, poput funkcija jačine prelaza, može biti uključena da bi se dobila realnija procena efikasnog preseka.

I na kraju, pogledajmo koje mogućnosti otvaraju rezultati ove studije. Opisana metoda se može koristiti za kalibracije visokoenergetskih fotonskih snopova, u kombinaciji sa rezultatima simulacije. Jedna mogućnost je ovde posebno zanimljiva. Ako je energetski spektar fotona tačno određen, moguće je dobiti energetski diferencijalni efikasni presek za jednu odabranu fotonuklearnu reakciju pomoću iste tehnike fotoaktivacionih merenja i dekonvolucije. Na Slici 4.4 se može videti da rezultati proračuna TALYS 1.96 mogu se razlikovati tako da bi eksperimentalna verifikacija bila veoma dobrodošla.

U drugoj tehnici uspešno je određivan energetski spektar 6 MeV fotonskog snopa terapijskog linearnog akceleratora primenom postupka dekonvolucije na osnovu merenja transmisije kroz različite materijale. Proširivanjem standardne transmisione metode korišćenjem pet atenuatora raznovrsnih atomskih brojeva i primenom tri nezavisna algoritma za rekonstrukciju spektra (SAND-II, GRAVEL i MAXED), dobili smo pouzdan i stabilan spektar koji je verifikovan nezavisno Monte Karlo simulacijom. Reprodukcijska izmerenih doza pomoću rekonstruisanog spektra pokazala je izuzetno dobro slaganje, znatno bolje od polaznih teorijskih modela, čime je demonstrirana prednost pristupa dekonvolucije. Spektralna analiza ukazuje da klinički 6

MeV snop sadrži fotone u rasponu od oko 0,2 MeV do 6 MeV, sa maksimumom verovatnoće na oko 1,5–2 MeV i značajnim udelom fotona viših od 4 MeV. Udeo niskoenergetskih fotona ($<0,5$ MeV) je vrlo mali zahvaljujući filtraciji u glavi akceleratora.

Poređenje sa relevantnom literaturom i drugim tehnikama merenja spektra pokazuje konzistentnost, naša metoda, iako indirektna, daje rezultate uporedive sa kompleksnijim direktnim spektrometrijskim merenjima, ali na znatno jednostavniji način. Ovo istraživanje ističe važnost eksperimentalne potvrde spektra, korišćenje tačno određenog spektra potencijalno poboljšava preciznost računanja doze u heterogenim uslovima i može poslužiti za proveru rada akceleratora kroz vreme.

Predložena tehnika ima veliki potencijal za primenu u rutinskoj kliničkoj praksi. Relativno je jednostavna za izvođenje, a uz razvoj posebnih višematerijalnih fantoma ili automatskih uređaja mogla bi postati standardni deo godišnje kontrole kvaliteta linearnih akceleratora, pružajući medicinskim fizičarima još jedan alat za obezbeđenje ispravnog i stabilnog rada terapijske opreme. Dodatno, ovakva merenja spektra mogu doprineti boljem razumevanju razlika između različitih modela akceleratora, kalibraciji Monte Karlo simulacija i razvoju naprednih algoritama u planiranju terapije koji eksplicitno uzimaju u obzir energetski spektar.

Na kraju, proširenje ovog rada moglo bi uključiti ispitivanje drugih nominalnih energija (npr. 10 MV, 15 MV), kao i *FFF* snopova, gde bi se na sličan način mogao rekonstruisati spektar i analizirati uticaj izostanka ravnajućeg filtera. Takođe, integracija metoda mašinskog učenja za bržu obradu podataka, kao i uključivanje procene nesigurnosti rekonstruisanog spektra, predstavlja prirodan naredni korak.

Ova studija postavila je temelje, pokazavši da postupak dekonvolucije u fotonskoj dozimetriji može pružiti bogatstvo informacija koje su do sada uglavnom bile prepuštene teorijskim proračunima.

Reference:

- [1] E. S. M. Ali, M. R. McEwen, and D. W. O. Rogers, *Med. Phys.* 39 (2012).
- [2] D. Sheikh-Bagheri and D. W. O. Rogers, *Med. Phys.* 29 (2002).
- [3] E. S. M. Ali and D. W. O. Rogers, *Med. Phys.* 39 (2012).
- [4] Agostinelli, S., Allison, J., Amako, K.a., Apostolakis, J., Araujo, H., Arce, P., Asai, M., Axen, D., Banerjee, S., Barrand, G., et al.: Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506(3), 250–303 (2003)
- [5] Soppera, N., Bossant, M., Dupont, E.: Janis 4: An improved version of the nea java-based nuclear data information system. *Nuclear Data Sheets* 120, 294–296 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.nds.2014.07.071>
- [6] Otuka, N., Dupont, E., Semkova, V., Pritychenko, B., Blokhin, A.I., Aikawa, M., Babykina, S., Bossant, M., Chen, G., Dunaeva, S., Forrest, R.A., Fukahori, T., Furutachi, N., Ganesan, S., Ge, Z., Gritzay, O.O., Herman, M., Hlavač, S., Katō, K., Lalremruata, B., Lee, Y.O., Makinaga, A., Matsumoto, K., Mikhaylyukova, M., Pikulina, G., Pronyaev, V.G., Saxena, A., Schwerer, O., Simakov, S.P., Soppera, N., Suzuki, R., Takács, S., Tao, X., Taova, S., Tárkányi, F., Varlamov, V.V., Wang, J., Yang, S.C., Zerkov, V., Zhuang, Y.: Towards a more complete and accurate experimental nuclear reaction data library (EXFOR): International collaboration between nuclear reaction data centres (NRDC). *Nuclear Data Sheets* 120, 272–276 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.nds.2014.07.065>
- [7] Koning, A.J., Rochman, D.: Modern nuclear data evaluation with the talys code system. *Nuclear Data Sheets* 113(12), 2841–2934 (2012). <https://doi.org/10.1016/j.nds.2012.11.002>. Special Issue on Nuclear Reaction Data
- [8] Harvey, R., Caldwell, J., Bramblett, R., Fultz, S.: Photoneutron cross sections of pb 206, pb 207, pb 208, and bi 209. *Physical Review* 136(1B), 126 (1964)
- [9] Forkman, B., Petersson, R.: Photonuclear cross-sections. In: *Handbook on Nuclear Activation Data*, (1987)

- [10] Naik, H., Singh, S., Reddy, A., Manchanda, V., Ganesan, S., Raj, D., Rahman, S., Kim, K., Lee, M., Kim, G., et al.: Measurement of photo-fission yields and photoneutron cross-sections in ^{209}Bi with 50 and 65 MeV bremsstrahlung. *The European Physical Journal A* 41(3), 323–334 (2009)
- [11] Belyshev, S., Filipescu, D., Gheoghe, I., Ishkhanov, B., Khankin, V., Kurilik, A., Kuznetsov, A., Orlin, V., Peskov, N., Stopani, K., et al.: Multinucleon photonuclear reactions on ^{209}Bi : Experiment and evaluation. *The European Physical Journal A* 51(6), 1–9 (2015)
- [12] Ermakov, A., Ishkhanov, B., Kapitonov, I., Makarenko, I., Orlin, V.: Photodisintegration of heavy nuclei in the energy region above the giant dipole resonance. *Physics of Atomic Nuclei* 73(5), 737–745 (2010)
- [13] M. Milaković, N. Jovančević, D. Maletić, M. Krmar, D. Knežević, S. Ilić, Ž. Medić, J. Bardak, B. Bles, *Radiation Physics and Chemistry* 232 (2025) 112670
- [14] N. Jovancevic, L. Daraban, and S. Oberstedt, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 739, 68 (2014).
- [15] N. Jovancevic, L. Daraban, H. Stroh, S. Oberstedt, M. Hult, C. Bonaldi, W. Geerts, F.-J. Hambsch, G. Lutter, G. Marissens, et al., *The European Physical Journal A* 52, 148 (2016).
- [16] N. Jovancevic, L. Daraban, H. Stroh, S. Oberstedt, M. Hult, C. Bonaldi, W. Geerts, F.-J. Hambsch, G. Lutter, G. Marissens, et al., in *EPJ Web of Conferences*, Vol. 146 (EDP Sciences, 2017) p. 11025.
- [17] S. Ilic, N. Jovancevic, L. Daraban, H. Stroh, S. Oberstedt, M. Hult, C. Bonaldi, W. Geerts, F.-J. Hambsch, G. Lutter, G. Marissens, M. Vidali, and D. Knežević, *The European Physical Journal A* 56, 202 (2020).
- [18] Medic, Z., Jovancevic, N., Maletic, D., Teterev, Y., Mitrofanov, S., Belov, A., Krmar, M., Hult, M., and Oberstedt, S., *Eur. Phys. J. A* 57, 258 (2021).
- [19] N. Jovancevic, D. Knežević, M. Krmar, D. Maletic, A. Zhemchugov, and M. Milakovic, *Radiation Physics and Chemistry* 215, 111330 (2024).
- [20] Z. Medic, M. Krmar, N. Jovancevic, D. Maletic, Y. Teterev, and S. Mitrofanov, *Phys. Rev. C* 109, 034607 (2024).

- [21] E. B. Podgorsak, Review of Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students, International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria, 2003.
- [22] М. Крмар, Одређивање енергетског спектра фотона у снопу 15 MeV-ског X-зрачења фотоактивационом и атенуационом методом, магистарска теза, Београд, 1993.
- [23] C. J. Karzmark, Advances in Linear Accelerator Design for Radiotherapy, Department of Radiology, Stanford University School of Medicine, Stanford, California, 1983.
- [24] Лазар Маринков, Основи нуклеарне физике, Природно-математички факултет, Нови Сад, 1976.
- [25] H. W. Koch, J. W. Motz, Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data, National Bureau of Standards, Washington D.C., 1959.
- [26] www.itnonline.com/article/planning-dosimetry-near-vascular-ports
- [27] P. H. McGinley, A. F. Bader, A quality control method for detecting energy changes of medical accelerators, Treasure Coast Cancer Center, Port Saint Lucie, USA, 1999.
- [28] М. Крмар, К. Ganezer, Г. Пантелић, П. Крстоношић, Endpoint energy of linear medical accelerators, Physics Department, California State University, Dominguez Hills, Carson, CA, USA, 2004.
- [29] O. Norman A. Dyson: X-rays in Atomic and Nuclear Physics, Longman Group London, 1973.
- [30] W. E. Burcham, "Nuklearna fizika, uvod sa fizikom cestica", Naučna knjiga, Beograd, 1974.
- [31] http://www.mmilan.com/2007/06/10/kako_rade_akceleratori
- [32] <http://www.desy.de/>
- [33] https://www.researchgate.net/figure/A_schematic_representation_of_the_Van_de_Graaff_accelerator_fig7_27348678
- [34] Wideröe, R., "Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen", *Archiv für Elektrotechnik*, 1928.
- [35] Wangler, T. P., *RF Linear Accelerators*, Wiley-VCH, 2008.
- [36] Knapp, E., *Rev. Mod. Phys.*, 1979.

- [37] www.sciencedirect.com/topics/physics-and-astronomy/linear-accelerator?utm_source=chatgpt.com
- [38] Smith, A. R., *Medical Physics*, 2006.
- [39] Podobedov, B., BNL Lecture Notes, 2012.
- [40] D. Green. Linear accelerators for radiation therapy. Adam Hilger Ltd. Bristol (1986)
- [41] C.J. Karzmark. Advances in linear accelerator design for radiotherapy. Med. Phys. 11 (105-128) 1984.
- [42] V. Blobel, arXiv:hep-ex/0208022v1 (2002)
- [43] Matzke, M., 1994. Unfolding of Pulse Height Spectra: The Hepro Program System, Vol. I-IV. Report PTB-N-19, Physikalisch-Technische Bundesanstalt.
- [44] McElroy, W.N., Berg, S., Crockett, T., 1967. A Computer-Automated Iterative Method for Neutron Flux-Spectra Determined by Foil Activation, Vol. I-IV. AFWL-TR-67-41, Los Alamos National Laboratory report.
- [45] Reginatto, M., Goldhagen, P., 1999. Maxed, a computer code for maximum entropy deconvolution of multisphere neutron spectrometer data. Health Phys. 77 (5), 579–583.
- [46] M. Matzke, *PTB Report* PTB-N-19, I–IV (1994).
- [47] Knežević, D., Jovančević, N., Krmar, M., Petrović, J.: Modeling of neutron spectrum in the gamma spectroscopy measurements with ge-detectors. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 833, 23–26 (2016)
- [48] Ilić, S., Jovančević, N., Daraban, L., Stroh, H., Oberstedt, S., Hult, M., Bonaldi, C., Geerts, W., Hambsch, F.-J., Lutter, G., et al.: The cross-sections for the $^{187}\text{Re}(n,p)^{187}\text{W}$ and $^{185}\text{Re}(n,3n)^{183}\text{Re}$ reactions in the energy range between 13.08 MeV and 19.50 MeV. The European Physical Journal A 56(8), 1–11 (2020)
- [49] Schiff, L.: Energy-angle distribution of thin target bremsstrahlung. Physical review 83(2), 252 (1951)
- [50] www.oecd-neo.org/tools/abstract/detail/nea-1665/#i5
- [51] www.oecd-neo.org/tools/abstract/detail/nea-1665/#i11
- [52] <https://nds.iaea.org/talys/tutorials/talys.pdf>

- [53] Koning, A., Delaroche, J.: Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV. *Nuclear Physics A* 713(3-4), 231–310 (2003)
- [54] Hauser, W., Feshbach, H.: The inelastic scattering of neutrons. *Physical Review* 87(2), 366 (1952)
- [55] Kalbach, C.: Two-component exciton model: basic formalism away from shell closures. *Physical Review C* 33(3), 818 (1986)
- [56] Gilbert, A., Cameron, A.: A composite nuclear-level density formula with shell corrections. *Canadian Journal of Physics* 43(8), 1446–1496 (1965)
- [57] Dilg, W., Schantl, W., Vonach, H., Uhl, M.: Level density parameters for the back-shifted Fermi gas model in the mass range 40 ≤ A ≤ 250. *Nuclear Physics A* 217(2), 269–298 (1973)
- [58] Zubov, A., Adamian, G., Antonenko, N.: Application of statistical methods for analysis of heavy-ion reactions in the framework of a dinuclear system model. *Physics of Particles and Nuclei* 40(6), 847–889 (2009)
- [59] Ignatyuk, A., Weil, J., Raman, S., Kahane, S.: Density of discrete levels in ¹¹⁶Sn. *Physical Review C* 47(4), 1504 (1993)
- [60] Goriely, S., Hilaire, S., Koning, A.J.: Improved microscopic nuclear level densities within the Hartree-Fock-Bogoliubov plus combinatorial method. *Physical Review C* 78(6), 064307 (2008)
- [61] Hilaire, S., Girod, M., Goriely, S., Koning, A.J.: Temperature-dependent combinatorial level densities with the D1M Gogny force. *Physical Review C* 86(6), 064317 (2012)
- [62] Deiev, O., Timchenko, I., Olejnik, S., Kushnir, V., Mytrochenko, V., Perezhogin, S.: Cross sections of photoneutron reactions on ¹⁸¹Ta at E_{γ} max up to 95 MeV. *Physical Review C* 106(2), 024617 (2022)
- [63] Mahdi Bakhtiari, Nam-Suk Jung, Hee-Seock Lee, Contribution of compound, preequilibrium and direct reactions to photoneutron emission spectrum from various targets induced by 16.6-MeV monoenergetic photons, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Volume 521, 15 June 2022, Pages 38-46

- [64] M. Herman 1, R. Capote 2, B.V. Carlson 3, P. Obložinský 1, M. Sin 4, A. Trkov 5, H. Wienke 6, V. Zerkin 2, EMPIRE: Nuclear Reaction Model Code System for Data Evaluation, Nuclear Data Sheets, Volume 108, Issue 12, December 2007, Pages 2655-2715
- [65] M.B. Chadwick, S.C. Frankle, R.C. Little, P.G. Young, Nuclear Data Libraries for Incident Neutrons and Protons to 150 MeV in ENDF-6 Format, Los Alamos National Laboratory
- [66] A. Aydin, H.A. Yalim, E. Tel, B. Şarer, R. Ünal, İ.H. Sarpün, A. Kaplan, M. Dağ, Level density parameter dependence of the fission cross sections of some subactinide nuclei induced by protons with the incident energy up to 250 MeV, Annals of Nuclear Energy Volume 36, Issue 9, September 2009, Pages 1307-1312
- [67] Nozdrin, M., Gostkin, M., Kobets, V., Samofalova, Y., Shirkov, G., Trifonov, A., Yunenko, K., Zhemchugov, A., et al.: Linac- 200: A new electron test beam facility at jinr (2021)
- [68] scientificvariablesontology.org/svo/matter/index.html
- [69] www.nndc.bnl.gov
- [70] Gilmore, G.: Practical Gamma-ray Spectroscopy. John Wiley & Sons, (2008)
- [71] Wood, W.M.: Shot-by-shot spectrum model for rod-pinch, pulsed radiography machines. AIP Advances 8(2), 025105 (2018)
- [72] “Xcom: Photon cross sections database,” <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>.
- [73] <https://www.varian.com>.
- [74] <https://affidea.ba/>
- [75] T. R. Seriesa, IAEA Vienna 398 (2004).
- [76] “State regulatory agency for radiation safety of bosnia and herzegovina,” www.darns.gov.ba/ ru/LegislationAndDocuments/Pravilnici.
- [77] www.standardimaging.com
- [78] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, and G. Barrand, Nucl Instrum Methods Phys Res 506, 250 (2003).
- [79] B. Caccia, V. Blideanu, M. L. Roy, H. Rabus, and R. Tanner, EURADOS Report 2020, 05 (2020).

- [80] E. M. Ali, D. W. O. Rogers, An improved physics-based approach for unfolding megavoltage bremsstrahlung spectra using transmission analysis, *Medical Physics*, 39(3):1663-75, (2012).
- [81] Schwengner, R., Beyer, R., D'onauf, F., Grosse, E., Hartmann, A., Junghans, A., Mallion, S., Rusev, G., Schilling, K., Schulze, W., et al.: The photon-scattering facility at the superconducting electron accelerator elbe. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 555(1-2), 211–219 (2005)

Biografija



Milomir Milaković

Rođen sam Banja Luci 18. Maja 1975. godine gde sam pohađao osnovnu školu „Filip Macura” i srednju elektrotehničku školu „Nikola Tesla”. Po završetku srednje škole upisao sam se na studijima fizike na Prirodno-matematičkom fakultetu takođe u Banjoj Luci i koji je sam završio 2005. godine. Poslije završetka studija radio sam u srednjoj elektrotehničkoj školi „Nikola Tesla“, u Klinici za radiologiju Univerzitetskog kliničkog centra Banja Luka i u Centru za zaštitu od zračenja Instituta za javno zdravstvo Republike Srpske. Od 2010. godine radim IMC Banja Luka, centar za radioterapiju. 2013. godine sam se upisao na Master studije, Istraživanje, Nuklearna fizika na Departmanu za fiziku Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu koji sam završio 2016. godine, a zatim upisujem doktorske studije, takođe na Departmanu za fiziku Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu.

План третмана података

Назив пројекта/истраживања
Одређивање спектра закочног зрачења техникама деконволуције
Назив институције/институција у оквиру којих се спроводи истраживање
а) Природно-математички факултет, Универзитет у Новом Саду, Трг Доситеја Обрадовића 3, Нови Сад
б) Laboratorija za nuklearne probleme, JINR, Dubna
в) ИМЦ Бања Лука, Дванаест беба бб, 78000 Бања Лука
Назив програма у оквиру ког се реализује истраживање
1. Опис података
1.1 Врста студије <i>Укратко описати тип студије у оквиру које се подаци прикупљају</i> Овај рад истражује и описује могућност процене високоенергетског спектра закочног зрачења, коришћењем технике мерења засноване на методи деконволуције. Да би се израчунао коначни енергетски спектар линеарног акцелератора почев из подразумеваног спектра, примењене су две експерименталне технике које омогућавају независну и комплементарну процену спектра: техника неутронске активације различитих изотопа Bi, и техника трансмисије фотонског снопа кроз различите материјале као што су вода, олово, гвожђе и бакар. Обадвије технике анализиране су коришћењем напредних алгоритама деконволуције SAND-II, GRAVEL и MAXED који омогућавају реконструкцију енергетског спектра из експерименталних података. Резултати добијени су упоређени са резултатима добијеним Монте Карло симулацијом у Geant4. Анализа открива да је високоенергетски спектар закочног зрачења добијен методом деконволуције у складу са Монте Карло симулацијом. 1.2 Врсте података a) квантитативни

б) квалитативни

1.3. Начин прикупљања података

а) анкете, упитници, тестови

б) клиничке процене, медицински записи, електронски здравствени записи

в) генотипови: навести врсту _____

г) административни подаци: навести врсту _____

д) узорци ткива: навести врсту _____

ђ) снимци, фотографије: навести врсту _____

е) текст, навести врсту _____

ж) мапа, навести врсту _____

з) остало: Мерење дозе помоћу јонизационе коморе, гама спектроскопска мерења

1.3 Формат података, употребљене скале, количина података

1.3.1 Употребљени софтвер и формат датотеке:

а) Excel фајл, Подаци о измјереним дозама

б) SPSS фајл, датотека _____

с) PDF фајл, датотека _____

д) Текст фајл, датотека _____

е) JPG фајл, датотека _____

ф) Остало, датотека _____

1.3.2. Број записа (код квантитативних података)

а) број варијабли _____

б) број мерења (испитаника, процена, снимака и сл.) _____

1.3.3. Поновљена мерења

а) да

☒ б) не

Уколико је одговор да, одговорити на следећа питања:

- а) временски размак измедју поновљених мера је _____
- б) варијабле које се више пута мере односе се на _____
- в) нове верзије фајлова који садрже поновљена мерења су именоване као _____

Напомене: _____

Да ли формати и софтвер омогућавају дељење и дугорочну валидност података?

☒ а) Да

б) Не

Ако је одговор не, образложити _____

2. Прикупљање података

2.1 Методологија за прикупљање/генерисање података

2.1.1. У оквиру ког истраживачког нацрта су подаци прикупљени?

☒ а) експеримент, озрачавање јонизационе коморе и узорака закочним зрачењем и гама спектроскопска мерења

б) корелационо истраживање, навести тип _____

ц) анализа текста, навести тип _____

д) остало, навести шта _____

2.1.2 Навести врсте мерних инструмената или стандарде података специфичних за одређену научну дисциплину (ако постоје).

Јонизациона комора са припадајућим електрометром, HPGe детектори за гама спектроскопска мерења

2.2 Квалитет података и стандарди

2.2.1. Третман недостајућих података

а) Да ли матрица садржи недостајуће податке? Да **Не**

Ако је одговор да, одговорити на следећа питања:

- а) Колики је број недостајућих података? _____
 - б) Да ли се кориснику матрице препоручује замена недостајућих података? Да **Не**
 - в) Ако је одговор да, навести сугестије за третман замене недостајућих података
-

2.2.2. На који начин је контролисан квалитет података? Описати

Квалитет података је контролисан мониторингом током озрачавања детектора и узорак закочним зрачењем, анализом измјерених доза и снимљених гама спектра и поређењем са доступним подацима.

2.2.3. На који начин је извршена контрола уноса података у матрицу?

Контрола уноса је извршена вишестурким паралелним уносом и провером са постојећим стандардима.

3. Третман података и пратећа документација

3.1. Третман и чување података

3.1.1. Подаци ће бити депоновани у Природно-математиком факултету у Новом Саду, ИМЦ Бања Лука репозиторијум.

3.1.2. URL адреса _____

3.1.3. DOI _____

3.1.4. Да ли ће подаци бити у отвореном приступу?

а) Да

☒ б) Да, али после ембарга који ће трајати до 5 година након завршене обраде података

в) Не

Ако је одговор не, навести разлог _____

3.1.5. Подаци неће бити депоновани у репозиторијум, али ће бити чувани.

Образложење

Подаци ће бити чувани на локалним компјутерским дисковима на Природно-математиком факултету у Новом Саду, ИМЦ Бања Лука

3.2 Метаподаци и документација података

3.2.1. Који стандард за метаподатке ће бити примењен? Стандардне дозе детектора и гама спектра.

3.2.1. Навести метаподатке на основу којих су подаци депоновани у репозиторијум.

Назив и време мерења, назив и време снимљеног спектра.

Ако је потребно, навести методе које се користе за преузимање података, аналитичке и процедуралне информације, њихово кодирање, детаљне описе варијабли, записа итд.

3.3 Стратегија и стандарди за чување података

3.3.1. До ког периода ће подаци бити чувани у репозиторијуму? Без ограничења

3.3.2. Да ли ће подаци бити депоновани под шифром? Да ☒ Не

3.3.3. Да ли ће шифра бити доступна одређеном кругу истраживача? Да ☒ Не

3.3.4. Да ли се подаци морају уклонити из отвореног приступа после извесног времена?

Да ☒ Не

Образложити

4. Безбедност података и заштита поверљивих информација

Овај одељак МОРА бити попуњен ако ваши подаци укључују личне податке који се односе на учеснике у истраживању. За друга истраживања треба такође размотрити заштиту и сигурност података.

4.1 Формални стандарди за сигурност информација/података

Истраживачи који спроводе испитивања с људима морају да се придржавају Закона о заштити података о личности (https://www.paragraf.rs/propisi/zakon_o_zastiti_podataka_o_licnosti.html) и одговарајућег институционалног кодекса о академском интегритету.

4.1.2. Да ли је истраживање одобрено од стране етичке комисије? Да ☒ Не

Ако је одговор Да, навести датум и назив етичке комисије која је одобрила истраживање

4.1.2. Да ли подаци укључују личне податке учесника у истраживању? Да **Не**

Ако је одговор да, наведите на који начин сте осигурали поверљивост и сигурност информација везаних за испитанике:

- а) Подаци нису у отвореном приступу
- б) Подаци су анонимизирани
- ц) Остало, навести шта

5. Доступност података

5.1. Подаци ће бити

- а) јавно доступни
- б) доступни само уском кругу истраживача у одређеној научној области**
- ц) затворени

Ако су подаци доступни само уском кругу истраживача, навести под којим условима могу да их користе:

Подаци ће бити доступни под условом успостављања сарадње на заједничкој обради података и коауторству на објављеним научним радовима.

Ако су подаци доступни само уском кругу истраживача, навести на који начин могу приступити подацима:

Подаци ће на захтев бити достављени заинтересованим истраживачима у електронској форми.

5.4. Навести лиценцу под којом ће прикупљени подаци бити архивирани.

Ауторство - некомерцијално

6. Улоге и одговорност

6.1. Навести име и презиме и мејл адресу власника (аутора) података

Миломир Милаковић, milomir.milakovic@outlook.com

6.2. Навести име и презиме и мејл адресу особе која одржава матрицу с подацима

Миломир Милаковић, milomir.milakovic@outlook.com

6.3. Навести име и презиме и мејл адресу особе која омогућује приступ подацима другим истраживачима

Миломир Милаковић, milomir.milakovic@outlook.com