

Monte Carlo simulacija transporta čestica emitiranih prilikom raspada ^{123}I : primjena u jednofotonskoj emisijskoj tomografiji

Nađ, Laura

Master's thesis / Diplomski rad

2024

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Rijeka / Sveučilište u Rijeci**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://um.nsk.hr/um:nbn:hr:194:811103>

Rights / Prava: [In copyright](#)/[Zaštićeno autorskim pravom.](#)

Download date / Datum preuzimanja: **2025-03-14**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the University of Rijeka, Faculty of Physics - PHYRI Repository](#)



SVEUČILIŠTE U RIJECI

FAKULTET ZA FIZIKU

Laura Nađ

**Monte Carlo simulacija transporta čestica emitiranih
prilikom raspada ^{123}I : primjena u jednofotonskoj
emisijskoj tomografiji**

DIPLOMSKI RAD

Rijeka, 2024.

SVEUČILIŠTE U RIJECI

FAKULTET ZA FIZIKU

Diplomski studij Fizika

Smjer Fizika i znanost o okolišu

Laura Nađ

**Monte Carlo simulacija transporta čestica emitiranih
prilikom raspada ^{123}I : primjena u jednofotonskoj
emisijskoj tomografiji**

DIPLOMSKI RAD

Mentorica: izv. prof. dr. sc. Ivna Kavre Piltaver

Komentor: Ivan Pribanić, mag. edu. phys et math

Rijeka, 2024.

SAŽETAK

U ovoj radnji analiziran je utjecaj različitih kolimatora na kvalitetu slikovnih podataka prilikom korištenja ^{123}I u jednofotonskoj emisijskoj kompjutoriziranoj tomografiji (SPECT-u). Iako se za ^{123}I najčešće koristi kolimator za snimanje fotona niske energije i visoke razlučivosti (LEHR), takav kolimator nije optimalan za energijski spektar ^{123}I , već za niže energijske spektre. To otvara mogućnost istraživanja utjecaja kolimatora s niskim prodiranjem i visokom razlučivosti (LPHR) te kolimatora za snimanje fotona srednje energije (ME) na kvalitetu slikovnih podataka.

Monte Carlo simulacije, provedene u programu SIMIND, korištene su za izračun slikovnih podataka dobivenih pomoću različitih vrsta kolimatora (LEHR, LPHR, ME). Slikovni podaci dobiveni ovim simulacijama analizirani su pomoću softvera ImageJ kako bi se procijenili neki od sljedećih parametara: planarna i prostorna razlučivost, osjetljivost, šum i kontrast. Rezultati su pokazali da detektor s LPHR kolimatorom pruža najbolju planarnu razlučivost i najveći kontrast, a detektor s ME kolimatorom najveću osjetljivost i najmanji šum. Također, uočeno je da detektor s LEHR kolimatorom proizvodi najizraženiji zvjezdasti artefakt.

U radnji su objašnjeni fizički procesi na kojima se temelji detekcija gama zračenja, opisani su postupci simulacije, analiza rezultata i zaključci koji naglašavaju važnost odabira odgovarajućeg kolimatora za optimizaciju kvalitete slikovnih podataka.

Ključne riječi: Monte Carlo simulacije, SPECT, kolimator, scintilacijski detektor, SIMIND, ^{123}I , planarna razlučivost, prostorna razlučivost, osjetljivost, šum, kontrast

ABSTRACT

This master thesis analyzes the influence of different collimators on the quality of image data when using ^{123}I in single-photon emission computed tomography (SPECT). Although a low energy high resolution (LEHR) collimator is most used for ^{123}I , such a collimator is not optimal for the ^{123}I energy spectrum but for lower energy spectra. This opens the possibility of investigating the impact of a low penetration high resolution (LPHR) collimator and a medium energy (ME) collimator on image data quality.

Monte Carlo simulations were performed using the SIMIND program to calculate image data obtained with different collimators (LEHR, LPHR, ME). The image data obtained from these simulations were analyzed using ImageJ software to assess parameters including planar and spatial resolution, sensitivity, noise and contrast. The results showed that the detector with the LPHR collimator provided the best planar and spatial resolution and highest contrast, while the detector with the ME collimator offered the highest sensitivity and lowest noise. Also, the detector with the LEHR collimator was observed to produce the most visible star artifact.

This master thesis explores the fundamental physical processes underlying gamma radiation detection, detailing simulation methodologies, result analysis and conclusions that underscore the critical role of selecting an optimal collimator to enhance image data quality.

Keywords: Monte Carlo simulations, SPECT, collimator, scintillation detector, SIMIND, ^{123}I , planar resolution, spatial resolution, sensitivity, noise, contrast

Sadržaj

1. UVOD	1
2. MEĐUDJELOVANJE IONIZIRAJUĆEG ZRAČENJA S MATERIJOM.....	3
2.1. Koeficijent prigušenja	4
2.2. Koherentno raspršenje.....	5
2.3. Fotoelektrični učinak.....	6
2.4. Comptonovo raspršenje.....	7
3. DETEKCIJA GAMA ZRAČENJA.....	10
3.1. Kolimator	11
3.1.1. Vrste kolimatora i opis paralelnog kolimatora	11
3.1.2. Osnovna svojstva kolimatora	13
3.2. Scintilator	14
3.3. Fotomultiplikatorska cijev.....	16
3.4. Parametri rada scintilacijskog detektora	18
3.4.1. Prostorna razlučivost	18
3.4.2. Osjetljivost	20
3.4.3. Šum.....	21
3.4.4. Kontrast	22
4. STVARANJE DIGITALNE SLIKE PROSTORNE RASPODJELE RADIOAKTIVNOSTI.....	23
4.1. Mehanizam nastanka slike.....	23
4.2. Rekonstrukcija slikovnih podataka	25
4.2.1. Metoda filtrirane povratne projekcije (FBP).....	25
4.2.2. Iterativna metoda rekonstrukcije	27
4.3. Fizički i instrumentalni čimbenici koji utječu na SPECT slikovne podatke.....	28
5. EKSPERIMENTALNI DIO.....	30
5.1. Motivacija i teorijski uvod	30
5.2. Monte Carlo simulacije	31
5.3. SIMIND.....	33
5.4. Fantomi.....	34
5.5. Materijali i metode	35
6. REZULTATI I RASPRAVA	38
6.1. Zvezdasti artefakt	38
6.2. Planarna i prostorna razlučivost	38

6.3. Osjetljivost	41
6.4. Šum.....	43
6.5. Kontrast	44
7. ZAKLJUČAK	45
LITERATURA.....	47
POPIS SLIKA	50
POPIS TABLICA.....	51

1. UVOD

U dijagnostičkoj nuklearnoj medicini oslikava se prostorna i vremenska raspodjela radioaktivnosti u ljudskom tijelu, omogućujući uvid u različite funkcije organa i tkiva. Za tu svrhu koriste se detektori sa scintilacijskim kristalima i fotomultiplikatorskim cijevima ili poluvodički detektori, koji detektiraju zračenje koje emitiraju radionuklidi unutar tijela. S obzirom na vrstu radionuklida koji se koriste, u nuklearnoj medicini razlikujemo jednofotonsku emisijsku kompjuteriziranu tomografiju (*engl. Single – photon emission computed tomography, SPECT*) i pozitronsku emisijsku tomografiju (*engl. Positron emission tomography, PET*). U SPECT-u se primjenjuju γ – emitirajući radionuklidi kao što su ^{99m}Tc , ^{123}I , ^{67}Ga i ^{111}In , dok PET koristi β^+ – emitirajuće radionuklide poput ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{18}F , ^{68}Ga i ^{82}Rb [1].

U ovoj radnji analiziran je utjecaj različitih kolimatora na kvalitetu slikovnih podataka prilikom korištenja ^{123}I u SPECT-u. Pri snimanju ^{123}I obično se koristi kolimator za snimanje fotona niske energije i visoke razlučivosti (*engl. Low Energy High Resolution, LEHR*), no takav kolimator nije prikladan za energijski spektar ^{123}I . Zbog toga se postavlja pitanje kako bi upotreba kolimatora niskog prodiranja i visoke razlučivosti (*engl. Low Penetration High Resolution, LPHR*) i kolimatora za snimanje fotona srednje energije (*engl. Medium Energy, ME*) mogla utjecati na kvalitetu slikovnih podataka.

Kako bi se istražio utjecaj kolimatora na kvalitetu slikovnih podataka, koristit će se Monte Carlo (MC) simulacije. MC algoritmi su skup naprednih algoritama razvijenih kako bi se simulirao transport ionizirajućeg zračenja kroz materiju. Primjene uključuju optimizaciju instrumentacije, definiranje kliničkih protokola, unapređenje tehnika korekcije slika i preciznu dozimetriju specifičnu za pacijenta. Korištenjem MC simulacija omogućuje se istraživanje utjecaja različitih parametara na učinkovitost sustava na način koji bi inače bio zahtjevan ili čak nemoguć za izmjeriti. Postoji niz različitih MC simulacijskih programa, uključujući SIMIND (Michael Ljungberg, Lund, Švedska), SimSET (Robert Harrison, Sveučilište Washington) i GATE (OpenGATE) [2].

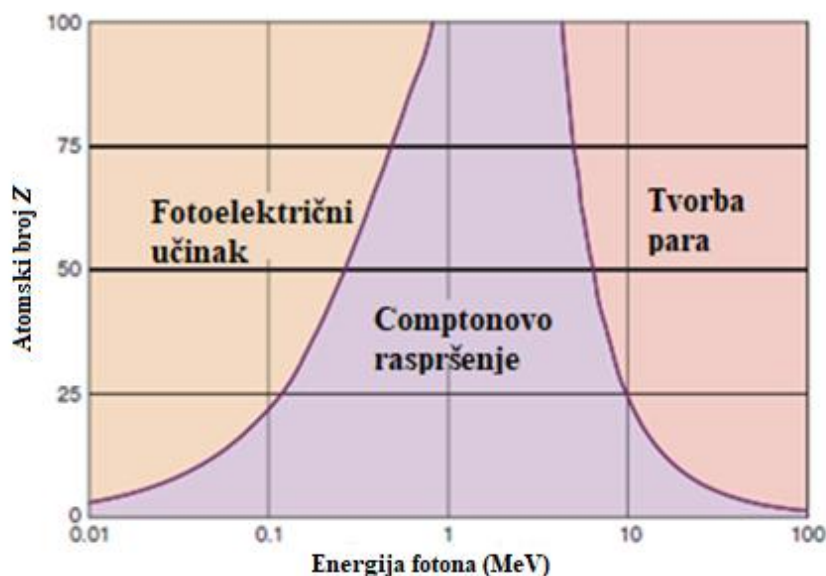
U ovoj radnji korišten je program SIMIND za simulaciju transporta čestica emitiranih prilikom raspada ^{123}I u SPECT-u. Planarna i prostorna razlučivost, osjetljivost, šum i kontrast analizirani su za svaki od kolimatora te je istraženo kako korištenje različitih kolimatora utječe na kvalitetu slike i koji je od njih optimalan za kliničku upotrebu.

Ova radnja podijeljena je u šest poglavlja. Drugo poglavlje opisuje međudjelovanje ionizirajućeg zračenja s materijom, s posebnim naglaskom na koherentno raspršenje, fotoelektrični učinak i Comptonovo raspršenje. U trećem poglavlju objašnjen je način rada scintilacijskog detektora te su detaljno opisane njegove glavne komponente – kolimator, scintilator i fotomultipliktorska cijev. Četvrto poglavlje bavi se mehanizmom nastanka slike i procesom rekonstrukcije slikovnih podataka. Peto poglavlje sadrži eksperimentalni dio rada, uključujući motivaciju i teorijski uvod, objašnjenje Monte Carlo simulacija i programa SIMIND, u kojem su provedene simulacije, objašnjenje fantoma te opis korištenih materijala i metoda. Konačno, u zadnjem poglavlju prikazani su rezultati istraživanja i provedena rasprava o njima.

2. MEĐUDJELOVANJE IONIZIRAJUĆEG ZRAČENJA S MATERIJOM

U dijagnostičkoj nuklearnoj medicini prvenstveno se koriste radionuklidi koji emitiraju gama zračenje, kao što su ^{99m}Tc , ^{123}I , ^{67}Ga , ^{131}I i ^{177}Lu . Električki nabijene čestice, poput alfa i beta čestica, međudjeluju s materijom drugačije nego fotoni. Zbog jakog Coulombovog međudjelovanja između električki nabijene čestice i atoma apsorbera, materija ih može relativno lako zaustaviti. Stoga, u usporedbi s fotonima, one prenose veću energiju na manjim udaljenostima i brže se zaustavljaju. To implicira da ne mogu putovati kroz tijelo do vanjskih detektora bez značajnog prigušenja. Primjerice, srednji put elektrona energije 100 keV je manji od 0,14 μm u mekom tkivu čovjeka, što ga čini neprikladnim za potrebe snimanja [3]. Unatoč tome, u posljednjih se nekoliko godina eksperimentira s korištenjem zakočnog zračenja (*engl. bremsstrahlung*), koje se emitira prilikom usporavanja elektrona zbog međudjelovanja s ljudskim tkivom [4]. S druge strane, fotoni mogu prodrijeti kroz tijelo i doseći vanjske detektore bez značajnog prigušenja te će zbog toga naglasak ove radnje biti na fotonskom zračenju i međudjelovanju fotona s materijom.

Prolazeći kroz materiju, fotoni međudjeluju s atomima na različite načine, pri čemu vrsta međudjelovanja ovisi o energiji fotona i atomskom broju (Z) elementa od kojeg je materija sastavljena. Postoje četiri glavna načina međudjelovanja fotona s materijom: koherentno (Rayleighovo) raspršenje, fotoelektrični učinak, Comptonovo raspršenje i tvorba para. U nuklearnoj medicini koristi se gama zračenje s energijama između 50 i 550 keV. Koherentno (Rayleighovo) raspršenje, koje se događa samo pri niskim energijama (< 40 keV), ima zanemariv utjecaj na stvaranje slike prilikom oslikavanja prostorne raspodjele ^{123}I [1, 3]. Fotoelektrični učinak prevladava u materijalima s većim atomskim brojem, kao što je olovo ($Z = 82$), a Comptonovo raspršenje dominantna je vrsta međudjelovanja u materijalima s manjim atomskim brojem, poput ljudskog tkiva ($Z_{eff} \approx 7,5$). Četvrta vrsta međudjelovanja fotona s materijom, tvorba para, događa se samo pri vrlo visokim energijama fotona (> 1022 keV) te stoga nije značajna pri stvaranju slike prilikom oslikavanja prostorne raspodjele ^{123}I [3]. Slika 2.1. prikazuje dominantne vrste međudjelovanja fotona s materijom u odnosu na energiju fotona i atomski broj apsorbera (Z) [5].



Slika 2.1. Relativna prevlast određene vrste međudjelovanja fotona s materijom [5].

U nastavku ovog poglavlja objasniti će se koeficijent prigušenja te opisati koherentno raspršenje, fotoelektrični učinak i Comptonovo raspršenje, koji su simulirani u programu SIMIND. Tvorba para nije simulirana jer su korišteni fotoni nižih energija, zbog čega je vjerojatnost za tvorbu para zanemariva, a time i utjecaj tog procesa na sliku.

2.1. Koeficijent prigušenja

Linearni koeficijent prigušenja μ ovisi o energiji fotona hf i atomskom broju Z apsorbera te se može definirati kao vjerojatnost da će foton međudjelovati s apsorberom po jedinici duljine puta. Linearni koeficijent prigušenja μ određuje se eksperimentalno usmjerenjem usko kolimiranog monoenergetskog snopa fotona energije hf na odgovarajući detektor zračenja, uz postavljanje apsorbera različite debljine (x) između izvora i detektora [6].

Ako snop fotona početnog intenziteta I_0 prolazi kroz apsorber debljine x , tada je intenzitet transmitiranog snopa fotona I_t opisan relacijom [1]

$$I_t = I_0 e^{-\mu x} \quad (1)$$

gdje negativni predznak označava smanjenje intenziteta transmitiranog snopa fotona I_t povećanjem debljine apsorbera x [7].

Za zadanu energiju fotona hf i apsorber atomskog broja Z , koeficijent prigušenja dan je zbrojem koeficijenata za pojedinačna međudjelovanja fotona s materijom

$$\mu = \tau + \sigma_R + \sigma_C + \kappa \quad (2)$$

gdje je τ koeficijent prigušenja za fotoelektrični učinak, σ_R koeficijent prigušenja za koherentno raspršenje, σ_C koeficijent prigušenja za Comptonovno raspršenje, a κ koeficijent prigušenja za tvorbu para [8].

Osim linearnog koeficijenta prigušenja, razlikujemo maseni koeficijent prigušenja μ_m , atomski koeficijent prigušenja μ_a te elektronski koeficijent prigušenja μ_e . Odnos koeficijenata prigušenja dan je sljedećom jednadžbom

$$\mu = \rho\mu_m = \frac{\rho N_A}{A} \mu_a = \frac{\rho N_A Z}{A} \mu_e \quad (3)$$

gdje je ρ gustoća apsorbera, A nukleonski broj apsorbera, a N_A Avogadrova konstanta [6, 8].

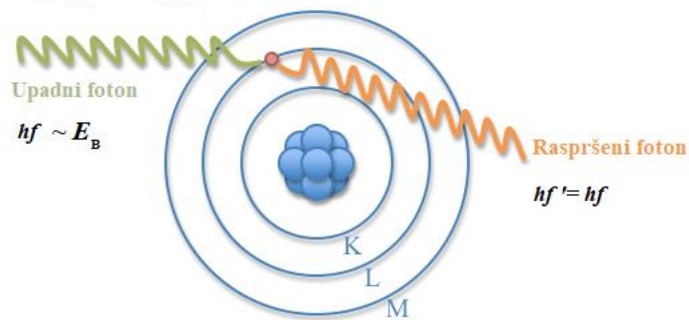
U dozimetriji zračenja definirana su dodatna dva koeficijenta prigušenja: koeficijent prijenosa energije μ_{tr} koji računa srednju energiju prenesenu od fotona do električki nabijenih čestica (elektrona i pozitrona) \bar{E}_{tr} , te koeficijent apsorpcije energije μ_{ab} koji uzima u obzir srednju energiju apsorbiranu u mediju \bar{E}_{ab} . Odnosi koeficijenta prijenosa energije i koeficijenta apsorpcije energije s linearnim koeficijentom prigušenja dani su sljedećim izrazima [8]

$$\mu_{tr} = \mu \frac{\bar{E}_{tr}}{hf} \quad (4)$$

$$\mu_{ab} = \mu \frac{\bar{E}_{ab}}{hf} \quad (5)$$

2.2. Koherentno raspršenje

Koherentno ili Rayleighovo raspršenje je pojava u kojoj foton energije hf međudjeluje s vezanim orbitalnim elektronom. U takvom je procesu energija upadnog fotona hf usporediva s energijom vezanja elektrona E_B ($hf \sim E_B$) [6]. Budući da ne dolazi do gubitka energije i da se foton raspršuje pod malim kutom, pojavu opisujemo kao elastičan sudar [1]. Kako nema prijenosa energije od fotona do električki nabijenih čestica, Rayleighovo raspršenje ne utječe na koeficijent prijenosa energije, ali doprinosi koeficijentu prigušenja [6].



Slika 2.2. Koherentno raspršenje [9].

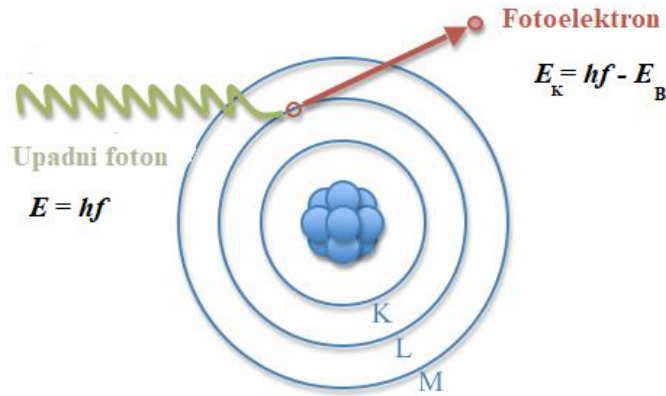
Atomski koeficijent prigušenja za koherentno raspršenje razmjernan je $(Z/hf)^2$, a maseni koeficijent prigušenja razmjernan je $Z/(hf)^2$ [8].

2.3. Fotoelektrični učinak

Prilikom fotoelektričnog učinka, upadni foton prenosi svu svoju energiju na orbitalni elektron atoma apsorbera [1]. Kao rezultat, dolazi do izbacivanja orbitalnog elektrona iz atoma, a takav se elektron onda naziva fotoelektron [7]. Kinetička energija fotoelektrona jednaka je

$$E_K = hf - E_B \quad (6)$$

Fotoelektroni ne mogu biti izbačeni iz elektronske ljuske osim ako energija upadnog fotona nije veća od energije vezanja elektrona ($E_B < hf$). Fotoelektričnim učinkom stvara se šupljina u orbitalnoj elektronskoj ljusci, što dovodi do emisije karakterističnog rendgenskog zračenja ili Augerovog elektrona [1, 5].

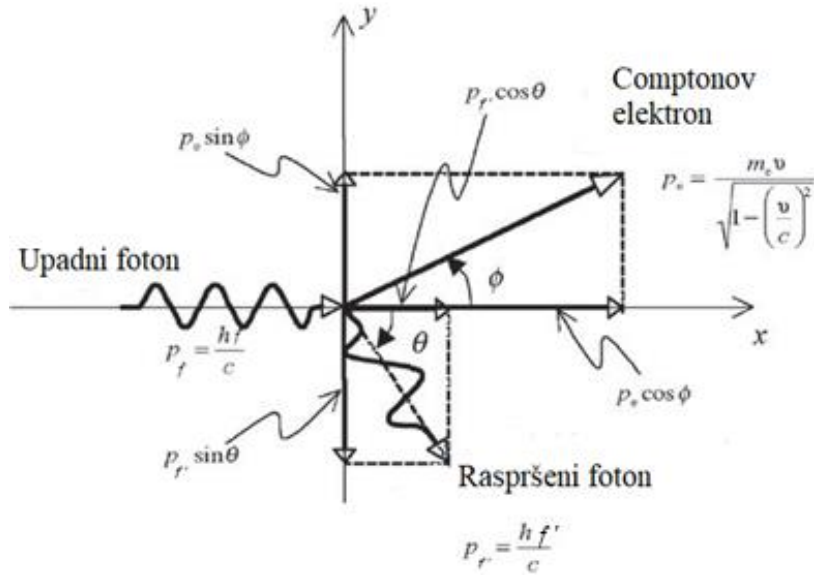


Slika 2.3. Fotoelektrični učinak [9].

Atomski koeficijent prigušenja za fotoelektrični učinak razmjernan je $Z^4/(hf)^3$, a maseni koeficijent prigušenja $(Z/hf)^3$ [8].

2.4. Comptonovo raspršenje

Prilikom Comptonovog raspršenja, upadni foton prenosi dio svoje energije na vanjski elektron, izbacujući ga iz atoma [3]. Budući je energija upadnog fotona hf puno veća od energije vezanja E_B elektrona u atomu ($E_B \ll hf$), međudjelovanje se može razmatrati kao sudar između fotona i "slobodnog" elektrona [5]. Nakon izbacivanja, elektron se naziva Comptonovim elektronom [3]. Foton gubi dio svoje energije i raspršuje se kao foton energije hf' pod kutem raspršenja θ , kako je prikazano na slici 2.4. gdje se elektron, na koji upada foton, nalazi se u ishodištu Kartezijevog koordinatnog sustava, a upadni foton je orijentiran u pozitivnom smjeru x osi. Kut raspršenja θ je kut između smjera raspršenog fotona energije hf' i pozitivnog smjera x osi, dok je kut otkona ϕ kut između smjera gibanja Comptonovog elektrona i pozitivnog smjera x osi [6].



Slika 2.4. Comptonovo raspršenje [6].

Primjenom zakona očuvanja energije, zakona očuvanja količine gibanja u smjeru x osi i zakona očuvanja količine gibanja u smjeru y osi dobivamo sljedeće tri jednačbe za Comptonovo raspršenje

$$hf + m_e c^2 = hf' + \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (7)$$

$$p_f = \frac{hf'}{c} \cos \theta + \frac{m_e v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cos \phi \quad (8)$$

$$0 = -\frac{hf'}{c} \sin \theta + \frac{m_e v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \sin \phi \quad (9)$$

gdje je $m_e c^2$ energija mirovanja elektrona (0,511 MeV), v brzina Comptonovog elektrona, a c brzina svjetlosti u vakuumu.

Iz jednačbi koje opisuje očuvanje energije (7) te zakon očuvanja količine gibanja (8) i (9) može se izvesti osnovna Comptonova jednačba i izraziti na sljedeći način

$$\lambda' - \lambda = \Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) = \lambda_c (1 - \cos \theta) \quad (10)$$

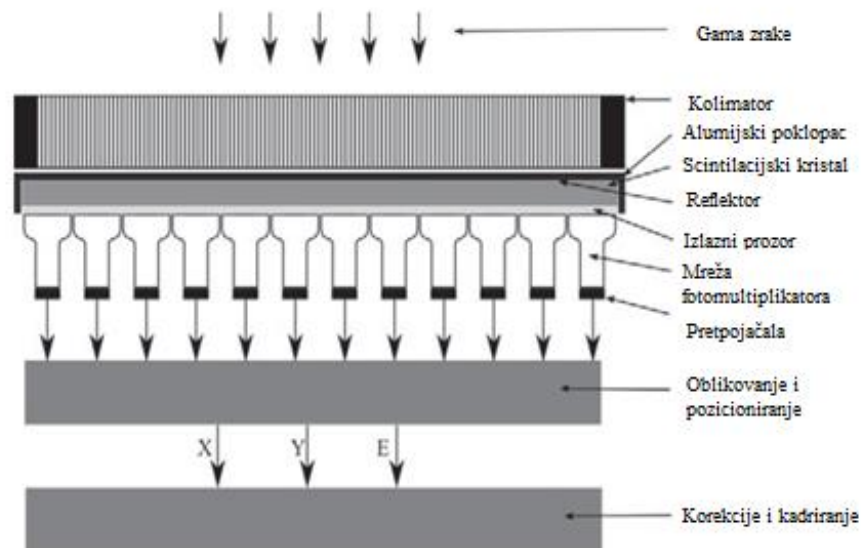
gdje je λ valna duljina upadnog fotona, λ' valna duljina raspršenog fotona, $\Delta\lambda$ promjena valne duljine fotona tijekom Comptonovog raspršenja, a λ_c Comptonova valna duljina elektrona [6].

Atomski koeficijent prigušenja za Comptonovo raspršenje linearno ovisi o atomskom broju apsorbera Z , dok je maseni koeficijent neovisan o Z [8].

3. DETEKCIJA GAMA ZRAČENJA

Kada zračenje međudjeluje s materijom, dolazi do ionizacije ili pobuđenja atoma i molekula. Energija oslobođena tijekom rekombinacije ili relaksacije uglavnom se oslobađa u obliku toplinske energije. Međutim, u nekim materijalima dio te energije oslobađa se u obliku vidljive svjetlosti. Takvi se materijali nazivaju scintilatori, a detektori zračenja izrađeni od njih poznati su kao scintilacijski detektori [5]. Scintilacijski detektori ključni su za detekciju gama zračenja zbog njihove sposobnosti pretvaranja ionizirajućeg zračenja u vidljivu svjetlost, koja se zatim može elektronički detektirati i analizirati.

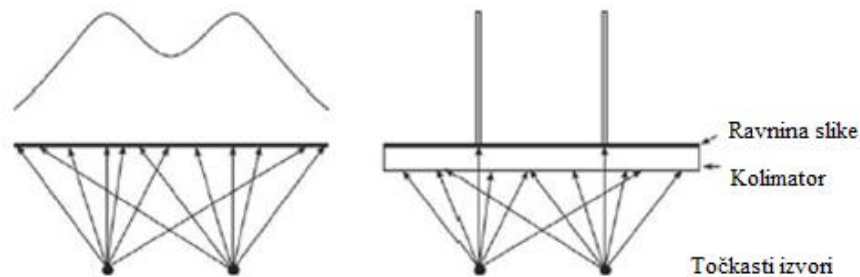
Glavni dijelovi scintilacijskog detektora prikazanog na slici 3.1. su: kolimator, koji propušta pod određenim kutevima upadno zračenje prema scintilatoru, scintilator koji pretvara upadno zračenje u vidljivu svjetlost i fotomultiplikatorske cijevi koje pretvaraju vidljivu svjetlost u električne impulse te ih pojačavaju [10]. U nastavku će se detaljno opisati najvažniji dijelovi tipičnog scintilacijskog detektora.



Slika 3.1. Shematski prikaz tipičnog scintilacijskog detektora [6].

3.1. Kolimator

Kolimator je ključan dio sustava scintilacijskih detektora te je njegova funkcija definiranje linije odgovora (*engl. Line of response, LOR*) – zamišljene linije između izvora i detektora kroz koju prolazi foton. Njegova uloga je prikazana na slici 3.2. Kolimator sprječava γ – zračenje izvan vidnog polja da dopre do detektora, apsorbirajući ga [1, 3, 6]. Lijeva slika prikazuje sliku dva točkasta izvora koja bi nastala bez kolimatora. Dobivena slika pruža vrlo malo informacija o podrijetlu fotona i stoga ne sadrži informaciju o raspodjeli aktivnosti. Desna slika prikazuje ulogu kolimatora i kako on definira linije odgovora. Točke u ravni slike jedinstveno se identificiraju s linijom u prostoru [6].

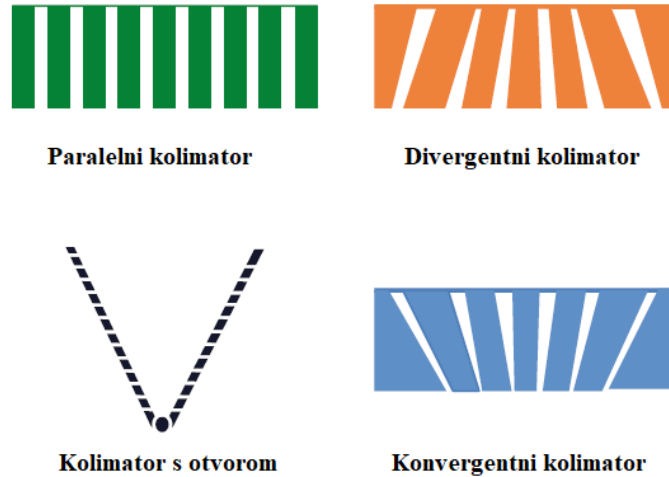


Slika 3.2. Funkcija kolimatora [6].

U nastavku ovog potpoglavlja razmotrit će se vrste kolimatora s obzirom na način fokusiranja, opisać će se paralelni kolimator koji se najčešće koristi u nuklearnoj medicini te dati pregled osnovnih svojstva kolimatora.

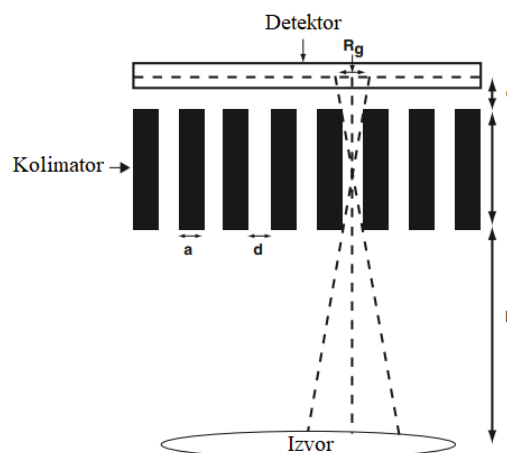
3.1.1. Vrste kolimatora i opis paralelnog kolimatora

Ovisno o načinu fokusiranja, razlikujemo 4 vrste kolimatora: paralelni kolimator, kolimator s otvorom (*engl. pinhole*), konvergentni i divergentni kolimator (slika 3.3.).



Slika 3.3. Glavne vrste kolimatora ovisno o načinu fokusiranja [1].

U nuklearnoj medicini najčešće se koriste paralelni kolimatori – kolimatori s paralelno izbušenim ili lijevanim rupama na nekoliko centimetara debeloj ploči (npr. olovnoj). Na slici 3.4. prikazan je tipičan paralelni kolimator duljine rupe t , promjera rupe d , debljine septe (pregrade između rupa) a i udaljenosti izvora od kolimatora b . Kolimator je pričvršćen na detektor čija je srednja ravnina udaljena c od stražnje površine kolimatora.



Slika 3.4. Paralelni kolimator [1].

Budući da se za snimanje koriste radionuklidi s energijama u širokom rasponu, dostupni su paralelni kolimatori koji su prikladni za nekoliko raspona energije. Kolimatori za snimanje

fotona niske energije dizajnirani su za izotope koji emitiraju fotone s energijama nižima od približno 160 keV, kolimatori za snimanje fotona srednje energije za fotone energije do približno 250 keV, a kolimatori za snimanje fotona više energije za fotone energija viših od 250 keV. Treba napomenuti da je pri odabiru odgovarajućeg kolimatora važno uzeti u obzir ne samo energije fotona uključene u sliku, već i fotone viših energija koji možda nisu uključeni u sliku. Na primjer, pri raspadu ^{123}I postoji niz visokoenergetskih fotona niske zastupljenosti koji mogu prodrijeti kroz septe ili se raspršiti u njima i narušiti kvalitetu slikovnih podataka. Kao rezultat toga, ponekad se koriste kolimatori za snimanje fotona srednje energije, unatoč glavnom spektralnom maksimumu na 159 keV [1].

3.1.2. Osnovna svojstva kolimatora

Kolimator se sastoji od niza rupa u materijalu visoke gustoće i visokog atomskog broja (obično olova). Rupe kolimatora paralelne su s linijama odgovora, a idealno bi svaka točka u objektu doprinijela samo jednoj liniji odgovora. To zahtijeva korištenje rupa koje su vrlo dugačke i uske, međutim, takve rupe dopuštaju prolazak i detekciju vrlo malog broja fotona. Suprotno tome, povećanje promjera ili smanjenje duljine rupa omogućuje prolazak većeg broja fotona. Promjena promjera rupe kolimatora ima direktan utjecaj na razlučivost slike, kao i na broj fotona koji prolaze kroz kolimator. Smanjenje promjera rupe uzrokuje povećanje razlučivosti, smanjenje broja detektiranih fotona (time i osjetljivosti) i povećanje šuma na slikovnim podacima.

Šum na planarnim ili SPECT slikovnim podacima nastaje zbog statističkih varijacija u broju fotona izbrojanih u određenom vremenskom intervalu, što je posljedica nasumične prirode raspada radionuklida i međudjelovanja zračenja s materijom i detektorom. Ove varijacije opisane su Poissonovom statistikom, gdje je koeficijent varijacije (*engl. coefficient of variation, CV*) obrnuto proporcionalan kvadratnom korijenu broja događaja (N)

$$CV \propto \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (11)$$

Stoga povećanje broja događaja rezultira slikama s manje šuma. Kao rezultat toga, postoji obrnuto proporcionalni odnos između šuma i prostorne razlučivosti za kolimatore R_g : poboljšanje razlučivosti rezultira većim šumom slike i obrnuto.

$$R_g \propto \frac{1}{CV} \quad (12)$$

Druga važna karakteristika kolimatora je neprozirnost septe za zračenje koje ne upada pod određenim kutem. U idealnom kolimatoru, septa bi propustila upadno zračenje pod samo određenim kutevima, dok bi zračenje koje dolazi pod ostalim kutevima trebala zaustaviti. Međutim, u realnim kolimatorima može doći do prodiranja septe, odnosno prolaska dijela zračenja kroz septu ili do njegovog raspršenja. Prodiranje septe i raspršenje ovise o energiji upadnog fotona, debljini i sastavu septe te omjeru širine i visine rupe kolimatora [6].

Također, bitna karakteristika kolimatora koja ima značajan utjecaj na osjetljivost scintilacijskog detektora je geometrijska učinkovitost. Učinkovitost kolimatora ili geometrijska učinkovitost (E_g) definirana je kao broj fotona koji prolaze kroz rupe kolimatora po jedinici aktivnosti prisutnoj u izvoru. Za paralelne kolimatore dana je izrazom

$$E_g = K^2 \cdot \frac{d^4}{t_e^2 (d + a)^2} \quad (13)$$

gdje je konstanta K koja je funkcija oblika i rasporeda rupa u kolimatoru i varira između 0,24 (za okrugle rupe u šesterokutnom nizu) i 0,28 (za kvadratne rupe u kvadratnom nizu), a t_e efektivna duljina rupe kolimatora [1].

Efektivna duljina rupe kolimatora t_e empirijski je dana izrazom

$$t_e = t - 2\mu^{-1} \quad (14)$$

gdje je μ linearni koeficijent prigušenja fotona u materijalu kolimatora, a t duljina rupe kolimatora kao što je prikazano na slici 3.4. [1].

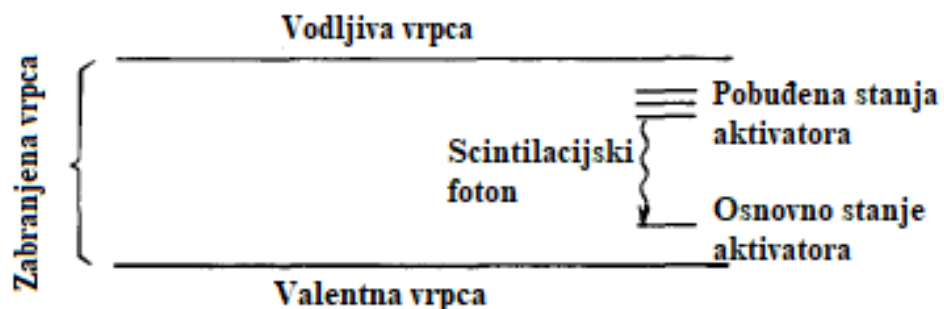
3.2. Scintilator

Uobičajeno je razlikovati nekoliko procesa koji mogu dovesti do emisije vidljive svjetlosti. Fluorescencija je emisija vidljivog zračenja koja se pojavljuje za vrijeme trajanja pobude ili najviše 10^{-8} s nakon pobude. Nasuprot tome, fosforescencija je emisija svjetlosti veće valne duljine od fluorescencije, koja se opaža nakon što pobuda prestane [11, 12]. Odgođena fluorescencija rezultira istim spektrom emisije kao brza fluorescencija, ali s puno duljim vremenom emisije nakon pobuđivanja. Za dobar scintilator, materijal bi trebao pretvoriti

što veći dio energije upadnog zračenja u brzu fluorescenciju, istovremeno minimizirajući općenito nepoželjne doprinose fosforescencije i odgođene fluorescencije [11].

Scintilacijski materijali koji se koriste u detektorima nuklearne medicine dijele se u dvije glavne kategorije: anorganske tvari u obliku čvrstih kristala i organske tvari otopljene u tekućim otopinama [5]. U ovoj radnji naglasak je na anorganskim ionskim kristalima jer se oni koriste za detekciju fotona, uključujući rendgensko i gama zračenje [6].

Mehanizam scintilacije u anorganskim materijalima ovisi o energijskim stanjima određenima kristalnom rešetkom materijala. U izolatorima, poluvodičima i metalima, elektroni se mogu nalaziti samo u diskretnim energijskim vrpčama (slika 3.5.). Valentna vrpca predstavlja elektrone vezane za kristalnu rešetku, dok vodljiva vrpca predstavlja one elektrone koji imaju dovoljno energije da se mogu slobodno kretati kroz kristal. Između vodljive i valentne vrpce nalazi se tzv. zabranjena vrpca, područje energije u kojem elektroni ne mogu postojati u čistom kristalu. Kod metala, valentna i vodljiva vrpca se preklapaju, omogućavajući slobodno kretanje elektrona [11].



Slika 3.5. Struktura energijskih vrpki scintilatorskog kristala [11].

Čisti anorganski kristali emitiraju zračenje visoke energije (ultraljubičasto zračenje) tijekom relaksacije, koje fotomultiplikatorske cijevi ne mogu učinkovito detektirati. Kako bi se povećala vjerojatnost emisije fotona u vidljivom dijelu spektra, anorganskim scintilatorima dodaju se male količine (0,01 do 0,1 molarnog postotka) nečistoća, poznate kao aktivatori. Dodavanjem aktivatora uvode se nova energijska stanja unutar zabranjene vrpce, nazvana luminiscentni centri, koja omogućuju relaksaciju elektrona i emisiju fotona u vidljivom dijelu spektra, kao što je prikazano na slici 3.5. [11]. Primjerice, čisti kristali NaI su scintilatori samo

na temperaturama tekućeg dušika, a postaju učinkoviti na sobnim temperaturama tek uz dodatak male količine (0,1 – 0,4 molarnog postotka) talija [5].

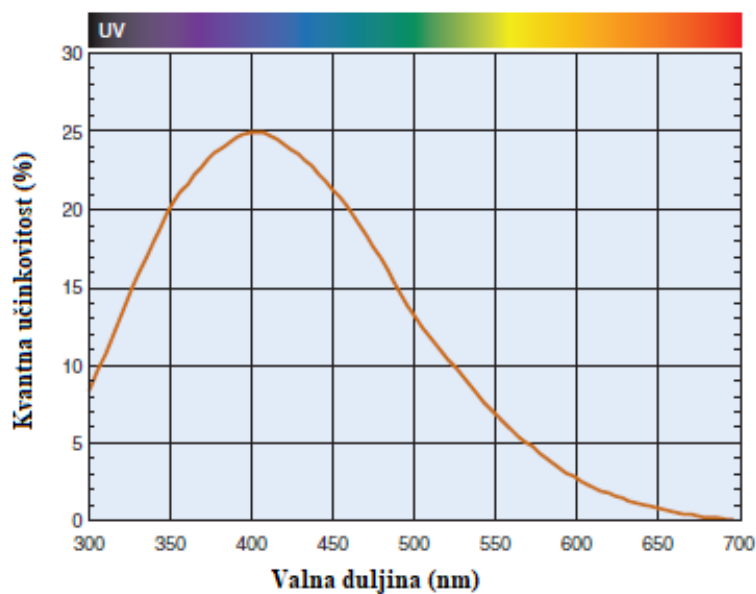
Električki nabijena čestica koja prolazi kroz medij detekcije formirat će veliki broj parova elektron-šupljina pobuđenjem elektrona iz valentne u vodljivu vrpcu. Šupljina može ionizirati aktivator, a elektron se slobodno kreće kroz kristal dok ne naiđe na ionizirani aktivator. Tada se elektron veže za aktivator, stvarajući neutralnu konfiguraciju koja može imati vlastita pobuđena stanja. Ako je formirano aktivatorsko stanje pobuđena konfiguracija s dopuštenim prijelazom u osnovno stanje, doći će do brze relaksacije i emisije odgovarajućeg fotona. Ako je aktivator pravilno odabran, ovaj prijelaz može biti u vidljivom dijelu spektra [11].

NaI(Tl) kristali uobičajeni su scintilatori koji se koriste pri detekciji gama zračenja. Odabir kristala NaI(Tl) za detekciju γ -zraka prvenstveno je posljedica visoke gustoće ($3,67 \text{ g/cm}^3$) kristala i visokog atomskog broja joda ($Z = 53$), u usporedbi s organskim scintilatorima. Debljina kristala može varirati od 0,63 do 1,84 cm, a tanji kristali (0,6 – 1,25 cm) dovoljni su za radionuklide niske energije kao što su ^{201}Tl , $^{99\text{m}}\text{Tc}$ i ^{123}I [1, 5]. NaI(Tl) kristali su higroskopni, odnosno upijaju i zadržavaju vodu iz svoje okoline, pa apsorbirana voda uzrokuje promjene boje koje smanjuju prijenos svjetlosti do fotomultiplikatora [1, 13]. Zbog toga su ovi kristali hermetički zatvoreni u aluminijskim posudama. Također, ulaz i stranice kristala obloženi su reflektirajućom tvari (npr. magnezijev oksid) tako da se fotoni odbijaju prema fotokatodi fotomultiplikatorske cijevi. Povećanje debljine kristala povećava vjerojatnost potpune apsorpcije γ -zraka, a time i osjetljivost detektora. Međutim, vjerojatnost višestrukog Comptonovog raspršenja također se povećava u debljim kristalima, pa stoga X, Y koordinate točke međudjelovanja fotona mogu biti pogrešno postavljene. To rezultira lošom razlučivosti slike područja interesa [1].

3.3. Fotomultiplikatorska cijev

Fotomultiplikatorske cijevi su elektroničke cijevi koje proizvode impuls električne struje kada su stimulirane vidljivim fotonima niskog intenziteta. One su vakuumske cijevi zatvorene u staklu, a unutarnja prednja površina staklenog ulaznog prozora presvučena je fotoemisijском tvari, obično cezijevim antimonom (CsSb) ili drugim bialkalijskim spojevima – spojevima sačinjenim od dva alkalna metala [5, 11, 14]. Fotoemisijсka površina, poznata kao

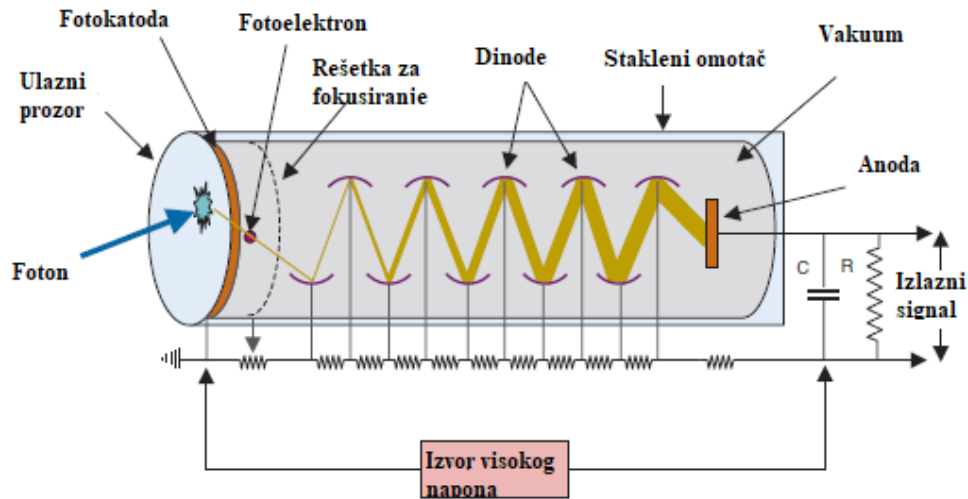
fotokatoda, izbacuje elektrone (tzv. fotoelektrone) kada je izložena svjetlosti. Kvantna učinkovitost fotokatode, koja predstavlja omjer između broja izbačenih elektrona i broja upadnih fotona, obično iznosi između 10% i 30%, odnosno 1 do 3 fotoelektrona na svakih 10 fotona vidljive svjetlosti koji pogode fotokatodu. Ovisnost kvantne učinkovitosti o valnoj duljini svjetlosti za konvencionalnu bialkalnu fotokatodu prikazana je na slici 3.6. Maksimum kvantne učinkovitosti javlja se na približno 400 nm, što je dobro usklađeno s valnom duljinom emisije mnogih scintilatora [5].



Slika 3.6. Kvantna učinkovitost kao funkcija valne duljine za tipičnu bialkalnu fotokatodu [5].

Na maloj udaljenosti od fotokatode nalazi se metalna ploča koja se naziva dinoda. Razlika potencijala dinode i fotokatode je pozitivna i obično između 200 – 400 V, zbog čega dinoda privlači izbačene fotoelektrone. Rešetka za fokusiranje usmjerava fotoelektrone prema dinodi, koja je obložena materijalom s visokim karakteristikama sekundarne emisije, kao što su CsSb i ostali bialkalni spojevi. Kada fotoelektron velike brzine udari u površinu dinode, izbacuje nekoliko sekundarnih elektrona. Faktor umnažanja elektrona ovisi o energiji fotoelektrona, koja je određena razlikom napona između dinode i fotokatode. Sekundarni elektroni izbačeni iz prve dinode privlače se prema drugoj dinodi, koja je na višem potencijalu od prve obično za 50 – 150 V, i proces umnažanja elektrona se ponavlja. Taj se proces nastavlja kroz niz dodatnih dinoda, obično ukupno između 9 i 12, sve dok se na kraju ne skupi velika količina elektrona na anodi. Ovaj mehanizam omogućava značajno pojačanje početnog signala,

što čini fotomultiplikatorsku cijev izuzetno osjetljivim instrumentom za detekciju niskih intenziteta svjetlosti [5]. Na slici 3.7. prikazana je fotomultiplikatorska cijev i njezini dijelovi.



Slika 3.7. Fotomultiplikatorska cijev [5].

Izlaz svake fotomultiplikatorske cijevi koristi se za definiranje X, Y koordinata točke međudjelovanja γ -zraka u detektoru korištenjem kruga za X-, Y-pozicioniranje, a također se sažima pomoću kruga zbrajanja za formiranje impulsa poznatog kao Z-vrijednost. Z-vrijednost se prihvaća ako je njena vrijednost u intervalu odabranih energija [1].

3.4. Parametri rada scintilacijskog detektora

Na kvalitetu slikovnih podataka dobivenim detektorom utječe nekoliko parametara vezanih uz rad samog uređaja. Neki od parametara su prostorna razlučivost, osjetljivost, šum i kontrast [1]. U nastavku ovog potpoglavlja dan je sažet opis navedenih parametara.

3.4.1. Prostorna razlučivost

Prostorna razlučivost je mjera koja opisuje minimalnu udaljenost na kojoj moraju biti dva objekta kako bi ih uređaj razlučio kao zasebne objekte ili uopće mogao detektirati. Ukupna

prostorna razlučivost R_O sastoji se od tri komponente: intrinzične razlučivosti R_i , razlučivosti kolimatora R_g i razlučivosti raspršenja R_s te je dana izrazom

$$R_O = \sqrt{R_i^2 + R_g^2 + R_s^2} \quad (15)$$

Intrinzična razlučivost R_i je komponenta prostorne razlučivosti koju vežemo uz detektor i povezanu elektroniku, a definira se kao mjera koja ukazuje koliko dobro uređaj može lokalizirati događaj na slici. Ona je prvenstveno vezana uz statističke fluktuacije u formiranju impulsa. Intrinzična razlučivost veća je za γ -zrake viših energija, a manja za γ -zrake nižih energija jer se veće statističke fluktuacije pojavljuju u stvaranju γ -zraka nižih energija.

Razlučivost kolimatora ili geometrijska razlučivost R_g čini glavni dio ukupne prostorne razlučivosti i proizlazi prvenstveno iz dizajna kolimatora. Prostorna razlučivost paralelnog kolimatora dana je geometrijskom razlučivosti R_g

$$R_g = \frac{d(t_e + b + c)}{t_e} \quad (16)$$

gdje je d promjer rupe kolimatora, b udaljenost između prednje strane kolimatora i izvora zračenja, c udaljenost između stražnje strane kolimatora i središnje ravnine detektora, a t_e efektivna duljina rupe kolimatora.

Kao što se vidi iz jednadžbi (14) i (16) razlučivost kolimatora poboljšava se povećanjem duljine rupe kolimatora t ili smanjenjem promjera rupe kolimatora d . Stoga, duge uske rupe daju bolju prostornu razlučivost. Također, razlučivost kolimatora se smanjuje povećanjem udaljenosti od izvora do kolimatora b . Iz tog razloga, u dijagnostičkim procedurama u kojima se koriste SPECT uređaji, pacijente treba smjestiti što bliže kolimatoru kako bi se osigurala najbolja razlučivost.

Prilikom međudjelovanja zračenja s tkivom i detektorom dolazi do raspršenja. Moguće je da se zračenje rasprši bez velikog gubitka energije i bez značajne promjene smjera gibanja te bude detektirano, što rezultira impulsima prihvatljive amplitude unutar prostora postavljenog analizatorom visine impulsa (*engl. pulse-height analyzer, PHA*). Time dolazi do smanjenja ukupne prostorne razlučivosti. Ta se komponenta razlučivosti naziva razlučivost raspršenja R_s i ovisi o sastavu medija raspršenja, konfiguraciji izvora i postavkama PHA.

Očekuje se da bi detektor trebao dati ujednačen odgovor u cijelom vidnom polju. Međutim, čak i ispravno postavljeni detektori proizvode nejednolike slike s varijacijama

gustoće broja događaja (*engl. counts*) od čak 5%. Takva neujednačenost doprinosi smanjenju prostorne razlučivosti [1].

3.4.2. Osjetljivost

Osjetljivost se definira kao broj događaja detektiranih u jedinici vremena po jedinici aktivnosti (cps/ μ Ci ili cps/MBq). Ona ovisi o učinkovitosti kolimatora, intrinzičnoj učinkovitosti detektora, postavkama PHA diskriminatora i mrtvom vremenu sustava (*engl. dead time*).

Intrinzična učinkovitost detektora smanjuje se s povećanjem energije fotona i udaljenosti od izvora do detektora te se povećava s debljinom detektora. Postavka uskog prozora na PHA smanjuje broj detektiranih događaja, čime se smanjuje učinkovitost detekcije. Pri brojanju visokoaktivnog uzorka pomoću uređaja s dugim mrtvim vremenom, događaji se „gube“, što dodatno smanjuje učinkovitost detekcije [1].

U tablici 1 dan je pregled različitih paralelnih kolimatora te njihove značajke i svojstva.

Tablica 1 Razni paralelni kolimatori i njihove značajke i svojstva [1].

Vrsta kolimatora	Promjer rupe (mm)	Duljina rupe (mm)	Debljina septe (mm)	Geometrijska razlučivost (mm)	Osjetljivost (cps/ μ Ci)	Optimalna energija (keV)
Kolimator za snimanje fotona niske energije i za sve namjene (LEAP)	1,43	23,6	0,2	9,1	360	~140
Kolimator za snimanje fotona niske energije i visoke razlučivosti (LEHR)	1,11	23,6	0,3	7,5	230	~140
Kolimator za snimanje fotona	3,02	40,6	1,1–1,4	12,1	288	~280

srednje energije (ME)						
Kolimator za snimanje fotona visoke energije (HE)	4,32	62,8	1,3–3,0	13,8	176	~360
Kolimator za snimanje fotona ultra – visoke energije (UHE)	3,4	75,0	3,0–4,0	10,4	60	~511

Iz tablice 1 može se primjetiti kako je predviđena najveća osjetljivost za kolimator za snimanje fotona niske energije i za sve namjene (LEAP), a najmanja za kolimator za snimanje fotona ultra-visoke energije (UHE). Nadalje, najveća geometrijska razlučivost predviđena je za kolimator za snimanje fotona niske energije i visoke razlučivosti (LEHR), a najmanja za kolimator za snimanje fotona visoke energije (HE).

3.4.3. Šum

Šum se definira kao koeficijent varijacije broja događaja po pikselu koji je element uniformnog područja od interesa (*engl. region of interest, ROI*) te se javlja u dva oblika: sistematskom i slučajnom. Sistematski šum može biti uzrokovan sustavnim artefaktima ili može nastati zbog raspodjele radioaktivnosti u različitim organima koji se preklapaju. Također, neuniformnosti detektora i tomografska rekonstrukcija slikovnih podataka doprinose većim šumom.

Slučajni šum definira se kao

$$Noise = \sqrt{B} \quad (17)$$

gdje je B broj detektiranih pozadinskih događaja, odnosno srednja vrijednost piksela unutar određenog uniformnog područja od interesa.

Šum predstavlja veći izazov u SPECT snimanju nego u planarnom snimanju. U SPECT-u, broj događaja po pikselu je obično manji nego u planarnom snimanju, što doprinosi većoj

varijabilnosti podataka i većem šumu. Također, rekonstrukcija u SPECT-u često povećava šum zbog složenijih matematičkih procesa koji se koriste za formiranje trodimenzionalne slike [1].

3.4.4. Kontrast

Kontrast je relativna razlika u gustoći događaja između susjednih područja na slici te odgovara raspodjeli aktivnosti u objektu. Kontrast C_0 daje mjeru detektabilnosti područja, npr. područja od interesa iznad hladnog/vrućeg područja ROI_A u odnosu na ROI_B područje od interesa iznad uniformnog područja u neposrednoj blizini ROI_A i izražava se kao

$$C_0 = \frac{ROI_A - ROI_B}{ROI_B} \quad (18)$$

Nekoliko čimbenika utječe na kontrast slike, uključujući gustoću događaja, šum slike zbog pozadinske aktivnosti, veličinu lezije i kretanje pacijenta [1].

Osim toga, učinak djelomičnog obujma (*engl. partial volume effect*, PVE) značajno utječe na kontrast slike. SPECT sustav ima karakterističan "obujam razlučivosti" koji je određen kombinacijom njegove razlučivosti u ravnini (x - y) i aksijalne razlučivosti (z). Za sustave koji proizvode niz susjednih 2D slikovnih podataka, ovaj obujam ima približno cilindrični oblik s visinom jednakom $2 \cdot \text{FWHM}$ aksijalne razlučivosti i promjerom jednakim $2 \cdot \text{FWHM}$ razlučivosti u ravnini, gdje je FWHM oznaka za punu širinu na polovici maksimuma (*engl. full width at half maximum*). Događaji se mogu „preljevati“ izvan objekta ili u objekt zbog odnosa između dimenzija objekta kojeg se oslikava i prostorne razlučivosti SPECT sustava.

Konačni rezultat učinka djelomičnog obujma u svim je slučajevima smanjenje kontrasta između područja visokog unosa i područja s niskim unosom radioaktivnosti što dovodi do podcjenjivanja ili precjenjivanja koncentracija radioaktivnosti. Ovaj učinak može biti značajan izvor pogreške u kvantitativnim SPECT studijama malih struktura i stoga ga je potrebno pažljivo razmotriti kada se uspoređuju slike objekata različitih veličina ili sekvencijalne slike objekata koji mijenjaju veličinu (npr. smanjenje tumora uzrokovano terapijom) [5].

4. STVARANJE DIGITALNE SLIKE PROSTORNE RASPODJELE RADIOAKTIVNOSTI

Konvencionalne metode snimanja pomoću gama zračenja u nuklearnoj medicini pružaju dvodimenzionalne planarne slike trodimenzionalnih objekata. Iako snimanje objekta u različitim projekcijama - stražnjoj, prednjoj, bočnoj i kosoj daje određene podatke o dubini strukture, preciznu procjenu dubine strukture u objektu može se dobiti pomoću tomografskog oslikavanja [1].

Jednofotonska emisijska kompjutorizirana tomografija je slikovna dijagnostička metoda koja se temelji na metodama konvencionalne detekcije raspodjele radioaktivnih izotopa koji emitiraju gama zračenje i tomografske rekonstrukcije. Za razliku od rendgenske kompjutorizirane tomografije (*engl. Computed Tomography*, CT), prilikom SPECT snimanja izvor zračenja nalazi se unutar pacijenta. Cilj SPECT snimanja je precizno odrediti trodimenzionalnu raspodjelu radioaktivnosti koja proizlazi iz unosa radiofarmaka, koji sadrži kemijski spoj, obično neki koji sudjeluje u metaboličkim procesima ljudskog organizma, a koji je označen radioizotopom [15, 16].

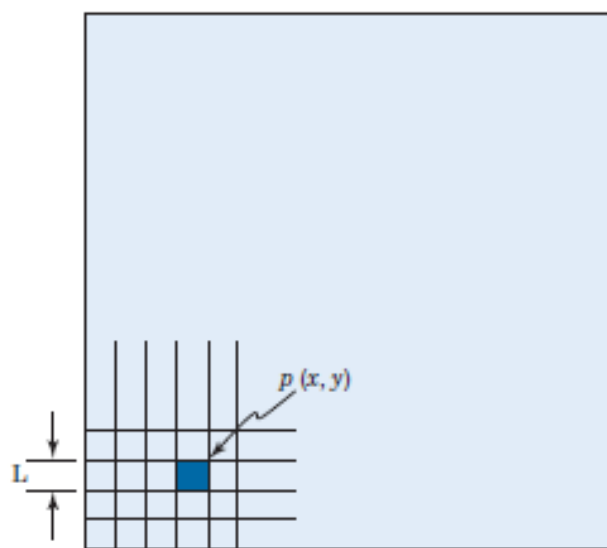
Najjednostavniji dizajn SPECT uređaja sličan je dizajnu uređaja za planarno snimanje, ali s dvije dodatne značajke. Prvo, SPECT uređaj je konstruiran tako da se detektori mogu okretati oko pacijenta u malim koracima (od 1° do 10°), prikupljajući podatke iz različitih kutova kako bi se dobilo više projekcijskih slikovnih podataka. Drugo, prikupljeni slikovni podaci moraju se rekonstruirati kako bi se dobile 3D matrice, koje na svojim 2D podmatricama prikazuju presjeke raspodjele radioaktivnosti u određenoj ravnini [1, 3].

U ovome poglavlju razmotrit će se mehanizam nastanka slike, postupak rekonstrukcije slikovnih podataka te fizički i instrumentalni čimbenici koji utječu na SPECT slikovne podatke.

4.1. Mehanizam nastanka slike

Slika se može definirati kao funkcija dvije varijable, $f(x, y)$, gdje su x i y prostorne koordinate, a amplituda f za par koordinata (x, y) predstavlja intenzitet u toj točki. Kada su x , y i vrijednosti intenziteta f konačne i diskretne veličine, sliku nazivamo digitalnom slikom. Digitalna slika sastoji se od matrice ograničenog broja elemenata, od kojih svaki ima određeno

mjesto i vrijednost. Ti elementi nazivaju se slikovni elementi ili pikseli (slika 4.1.) [17]. Digitalnu sliku karakteriziraju veličina matrice i dubina piksela. Veličina matrice odnosi se na broj diskretnih elemenata slike u matrici, te time utječe na stupanj prostornih detalja koji se mogu prikazati, pri čemu veće matrice općenito daju više detalja. Veličine matrica koje se koriste za slike u nuklearnoj medicini obično variraju od 64×64 do 512×512 piksela. Dubina piksela odnosi se na najveći broj događaja koji se mogu zabilježiti po pikselu, a većina sustava ima dubinu piksela u rasponu od 8 do 16 bita. Na slici 4.1. prikazana je struktura digitalne slike koja se sastoji od matrice piksela, svaki veličine $L \times L$. Svaki piksel određen je koordinatama x i y te vrijednošću piksela $f(x, y)$ [5].



Slika 4.1. Digitalna slika [5].

U kontekstu SPECT snimanja s paralelnim kolimatorom, slika predstavlja matricu gdje brojevi unutar matrice koreliraju s aktivnošću, odnosno brojem emitiranih fotona koji su upali okomito na detektor i koji su detektirani. Podaci se prikupljaju rotiranjem detektora oko osi duž pacijenta, pokrivajući luk od 180° ili 360° . Takvi sekvencijalni planarni prikazi dobiveni tijekom tomografskog snimanja nazivaju se projekcijama. Za većinu organa redovito se koristi luk rotacije detektora od 360° . Uobičajeno se za puni luk od 360° prikupi 64 ili 128 tomografskih projekcija, dok se za luk od 180° prikupi upola manji broj projekcija. [3].

Slikovna matrica se radi lakše vizualne analize prikazuje obično u nijansama sive (*engl. gray level*) ili drugim bojama vidljivog spektra. Nijanse sive su postavljene tako da su pikseli s najmanjom vrijednošću prikazani crnom bojom, a pikseli s najvećom vrijednošću bijelom

bojom. Ostali pikseli su prikazani nijansama sive boje, pri čemu je nijansa svjetlija što je vrijednost piksela bliža maksimumu. Ovisno o slučaju, ova shema bojanja piksela može se invertirati ili se pikseli mogu označavati drugim nijansama ili kombinacijama kromatskih boja unutar vidljivog spektra.

4.2. Rekonstrukcija slikovnih podataka

Cilj rekonstrukcije SPECT slikovnih podataka je određivanje trodimenzionalne raspodjele primijenjenog radiofarmaka u pacijentu. Dvije uobičajene metode rekonstrukcije slikovnih podataka su metoda filtrirane povratne projekcije (*engl. Filtered Backprojection*, FBP) i iterativna metoda rekonstrukcije [15]. U ovoj radnji provedena je iterativna rekonstrukcija u programu Castor [18].

4.2.1. Metoda filtrirane povratne projekcije (FBP)

Pretpostavimo idealnu situaciju u kojoj nema raspršenja i prigušenja emisijskih fotona u ljudskom tijelu, a scintilacijski detektor ima savršenu prostornu razlučivost bez učinaka zamućenja u izmjerenim slikovnim podacima. Jednostavan pristup rekonstrukciji je razmatranje projekcija $p(t, \theta)$ prostorne raspodjele aktivnosti kao jednostavne Radonove transformacije, koja je za trodimenzionalnu raspodjelu $f(x, y)$ dana s

$$p(t, \theta) = c \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) ds \quad (19)$$

gdje je t položaj u ravnini projiciranja, θ je određeni kut projekcije, a c koeficijent koji prevodi koncentraciju radioaktivnosti u detektirane signale. Problem koji se javlja u SPECT rekonstrukciji razlikuje se od klasičnog problema rekonstrukcije slikovnih podataka iz projekcija snimljenih transmisijskim tomografskim modalitetom (CT) jer je veliki broj fotona (otprilike 98 – 99 %) prigušen i raspršen materijalom između njegovog izvora i detektora.

Kada se prigušenje uzme u obzir, dvodimenzionalna prigušena Radonova transformacija može se napisati kao

$$p(t, \theta) = c \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) e^{-[\int_{(x,y)}^{+\infty} a(u,v) ds']} ds \quad (20)$$

gdje je $a(u, v)$ dvodimenzionalna raspodjela koeficijenta prigušenja i $\int_{(x,y)}^{+\infty} a(u, v) ds'$ faktor prigušenja za fotone koji potječu iz (x, y) , putuju u smjeru okomitom na niz detektora i koji zatim budu detektirani.

Međutim, u realnim situacijama, projekcijski podaci u SPECT-u često se mjere u dvije dimenzije i na njih utječu trodimenzionalni učinci prigušenja i raspršenja fotona u tijelu pacijenta i trodimenzionalni odziv prostorne razlučivosti detektora. Kada se trodimenzionalni učinci uzmu u obzir, izmjereni podaci projekcije dani su prigušenom Radonovom transformacijom

$$p(t, \theta) = c \int_{\Omega} h(s, \omega; r) \int_{-\infty}^{+\infty} f(r) e^{-[\int_r^{+\infty} a(u) ds']} ds d\omega \quad (21)$$

gdje je $t = (x, y)$ točka na dvodimenzionalnoj projekcijskoj slici $p(t, \theta)$ pod kutom gledanja θ , te $f(r)$ i $a(u)$ trodimenzionalna radioaktivnost i raspodjela prigušenja u pacijentu. U svakoj točki na projekciji detektiraju se neprigušeni i raspršeni fotoni koji padnu unutar vidnog polja detektora. Unutarnji integral jednadžbe (21) uključuje prigušenje fotona s trodimenzionalnom raspodjelom prigušenja $a(u)$. Kombinirani geometrijski odziv detektora s kolimatorom i odziv raspršenja predstavljeni su trodimenzionalnom funkcijom odgovora, $h(s, \omega; r)$, koja je funkcija položaja r na kojem foton nastaje u pacijentu i njegove udaljenosti od detektora. Funkcija je različita od nule unutar prostornog kuta definiranog s Ω .

Problem rekonstrukcije SPECT slikovnih podataka bez prigušenja izražen u jednadžbi (19) procjenjuje $f(x, y)$ korištenjem konvencionalnih tehnika za rekonstrukciju slika iz projekcija. Najčešće korištene tehnike temelje se na Fourierovom projekcijskom teoremu. Ove tehnike primjenjuju filter u obliku rampe na Fourierovu transformaciju projekcija iz jednadžbe (21), a zatim projiciraju inverznu transformaciju [15]. Filter najviše propušta u području visokih frekvencija, sve do Nyquistove frekvencije koja je dana relacijom

$$F_N = \frac{1}{2 \cdot D} \quad (22)$$

gdje je D veličina piksela [19].

Takve metode su općenito poznate kao filtrirana povratna projekcija. Oblik filtra ovisi o željenoj razini smanjenja šuma [15].

4.2.2. Iterativna metoda rekonstrukcije

Osnovno načelo metode iterativne rekonstrukcije uključuje usporedbu između snimljenje slike $f(x,y)$ i procijenjene slike $f^*(x,y)$ koja se ponavlja dok se ne postigne zadovoljavajuće slaganje [1, 5]. Početna procjena je uglavnom jednostavna, odnosno prazna ili uniformna slika. Sljedeći korak je izračunavanje projekcija koje bi bile snimljene za procijenjenu sliku, korištenjem procesa koji se naziva „projekcija naprijed“ (*engl. forward projection*). Ovaj se proces izvodi zbrajanjem intenziteta duž potencijalnih putanja zraka za sve projekcije procijenjene slike. Proizvedeni skupovi projekcija procijenjene slike uspoređuju se sa stvarnim snimljenim projekcijama te se postupak ponavlja sve dok se ne postigne zadovoljavajuće slaganje između procijenjenih i stvarnih slika. Najpoznatiji algoritmi koji se koriste u ovoj metodi rekonstrukcije su maksimizacija očekivanja vjerojatnosti (*engl. Maximum Likelihood – Expectation Maximization*, MLEM) i maksimizacija očekivanja uređenih podskupova (*engl. Ordered Subset Expectation Maximization*, OSEM).

Algoritam maksimiziranja očekivanja (*engl. Expectation-Maximization*, EM) uključuje statistički izračun najvjerojatnije izvorne raspodjele (*engl. Maximum-likelihood*, ML) koja bi, prilikom oslikavanja, uzrokovala onakve projekcije kakve su snimljene. U EM algoritmu, proces rekonstrukcije dan je na sljedeći način

$$p_j = \sum_i M_{i,j} f_i \quad (23)$$

gdje je f_i intenzitet (ili aktivnost) u i -tom pikselu, p_j izmjereni intenzitet u j -tom elementu projekcije i $M_{i,j}$ vjerojatnost da će zračenje emitirano iz i -tog piksela biti detektirano u j -tom elementu projekcije.

Nakon što se odredi matrica M i zabilježe profili projekcije, jednadžba za izračunavanje procijenjene vrijednosti intenziteta f i -tog piksela u $(k + 1)$ -toj iteraciji EM algoritma je sljedeća

$$f_i^{k+1} = \frac{f_i^k}{\sum_j M_{i,j}} \times \sum_j M_{i,j} \frac{p_j}{(\sum_l M_{l,j} f_l^k)} \quad (24)$$

gdje je k broj iteracija. Dio izraza iz jednadžbe (24) $(\sum_l M_{l,j} f_l^k)$ je zbroj vrijednosti (intenziteta) po svim pikselima slike. U teoriji, sa savršeno izmjerenim podacima bez šuma i točno određenom matricom M , algoritam bi konvergirao, odnosno procijenjeni podaci $\sum_l M_{l,j} f_l^k$ tada bi bili jednaki izmjerenim podacima projekcije p_j za svaki profil. U tom trenutku nema daljnjih promjena u procijenjenoj slici i procijenjena slika aktivnosti identična je stvarnoj raspodjeli aktivnosti. U praksi se to ne može dogoditi zbog netočnosti ili pojednostavljenja matrice M i statističkog šuma. Stoga se mora postaviti neka praktična granica za prihvatljivu razliku koja će se koristiti za prekid procesa rekonstrukcije [5].

Kako bi se smanjilo vrijeme obrade, projekcije se raščlanjuju na podskupove i obrađuju na razini podskupova, odnosno provodi se maksimizacija očekivanja uređenih podskupova (OSEM). Primjerice, ako se dobije 128 projekcija, one se mogu podijeliti u 8 podskupova, a svaki podskup sadrži 16 projekcija. Svaki procijenjeni podskup se zatim uspoređuje sa svojim izmjerenim podskupom te se iz pogrešaka izračunaju projekcije novog procijenjenog podskupa. Svaki podskup prolazi kroz više iteracija, a obično se ne provodi više od 10 ponavljanja sa svakim podskupom [19].

4.3. Fizički i instrumentalni čimbenici koji utječu na SPECT slikovne podatke

Zanimanje za metode obrade digitalne slike dolazi iz dva glavna razloga: prvo, poboljšanje kvalitete s ciljem olakšanja i unaprijeđenja analize i interpretacije i drugo, obrada slikovnih podataka za potrebe kao što su pohrana, prijenos i izdvajanje informacija iz slika, primjerice u radiomici¹. SPECT proces snimanja nameće jedinstvene poteškoće i izazove u obradi slike. Primjerice, prije izlaska iz pacijenta, mnogi fotoni međudjeluju putem fotoelektričnog učinka što uzrokuje apsorpciju fotona, dok drugi međudjeluju putem Comptonovog raspršenja, koje mijenja smjer i energiju upadnih fotona.

¹Radiomika je područje medicinskog istraživanja koje uključuje izdvajanje kvantitativnih podataka iz medicinskih slika pomoću matematičkih algoritama. Ona može poboljšati dijagnostičku točnost medicinskog snimanja, osobito u onkologiji, pružajući detaljnije i specifične informacije o tumoru i njegovim karakteristikama. [20]

Prigušenje zbog fotoelektričnog učinka i Comptonovog raspršenja glavni je čimbenik koji utječe na kvantitativnu točnost i kvalitetu SPECT slikovnih podataka. Stupanj prigušenja određen je duljinom puta između izvora i ruba prigušujućeg medija te linearnim koeficijentom prigušenja, koji je funkcija energije fotona te količine i vrste materijala sadržanih u prigušujućem mediju. Na učinak prigušenja dodatno utječe činjenica da različiti dijelovi tijela imaju različite koeficijente prigušenja. Konkretno, nejednolika raspodjela koeficijenata prigušenja u prsnom košu te u masnom tkivu iznad srca (primjerice, kod pretilih pacijenata ili u dojčkama) glavni je problem u analizi SPECT slikovnih podataka miokarda.

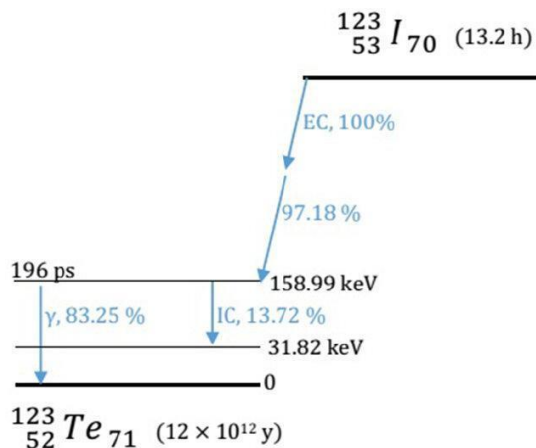
Fotoni koji su raspršeni prije dolaska do detektora pružaju netočne prostorne informacije o lokaciji radioaktivnog izvora. U SPECT slikovnim podacima značajan dio detektiranih fotona je raspršen: omjer raspršenih prema neraspšenim fotonima iznosi oko 20 – 30 % u SPECT studijama mozga te oko 30 – 40 % u studijama srca i tijela za fotone energije od 140 keV. Sveukupno, razlučivost suvremenih SPECT sustava iznosi oko 7 mm. Budući je ova razlučivost slična debljini mnogih dijelova organa (poput mozga, dojki, bubrega ili kostiju), rezultirajuće slike su značajno zamućene. Ova relativno niska razlučivost negativno utječe na kvalitetu slike i kvantitativnu točnost [15]. Zbog toga, SPECT se nikada ne koristi za proučavanje morfologije organa i tkiva, ali se pokazao izuzetno korisnim u proučavanju njihove funkcije.

5. EKSPERIMENTALNI DIO

U ovom poglavlju najprije će biti predstavljene motivacija i teorijska pozadina eksperimentalnog dijela radnje. Zatim će se detaljno opisati Monte Carlo simulacije i program SIMIND, u kojem su provedene simulacije. Nakon toga, bit će predstavljen Jaszczakov fantom koji je korišten u simulacijama te pregled korištenih materijala i metoda.

5.1. Motivacija i teorijski uvod

Radioizotop ^{123}I se elektronskim uхватom raspada u ^{123}Te , emitirajući gama zračenje s pretežnom energijom od 159 keV kao što je prikazano na slici 5.1. Nakon raspada, višak energije jezgre ^{123}Te emitira se u obliku gama zračenja (82,25 %) ili se prenosi na elektrone kroz proces poznat kao unutarnja pretvorba (*engl. Internal Conversion, IC*) (13,72%). Iako se za snimanje ^{123}I najčešće koristi kolimator za snimanje fotona niske energije i visoke razlučivosti (LEHR), takav kolimator nije optimalan za energijski spektar ^{123}I , već za niže energijske spektre. ^{123}I prilikom raspada emitira mali postotak visokoenergetskih fotona koji uzrokuju značajan proboj septi LEHR kolimatora, što dovodi do zvjezdastih artefakata, smanjenja razlučivosti i kontrasta slike [1].



Slika 5.1. Shema radioaktivnog raspada ^{123}I [25].

S druge strane, kolimator niskog prodiranja i visoke razlučivosti (LPHR) i kolimator za snimanje fotona srednje energije (ME) dizajnirani su s debljim stijenkama septi, što smanjuje proboj visokoenergetskih fotona. Međutim, deblje stijenke septi smanjuju osjetljivost kolimatora, što zahtijeva dulje vrijeme snimanja kako bi se dobila slika odgovarajuće kvalitete.

Kako bi se odgovorilo na pitanje koji je kolimator najoptimalniji pri upotrebi ^{123}I , provedene su Monte Carlo simulacije transporta čestica emitiranih prilikom njegova raspada u programu SIMIND.

5.2. Monte Carlo simulacije

Monte Carlo (MC) metode obuhvaćaju širok spektar statističkih tehnika primijenjenih putem računalnih algoritama koji se oslanjaju na ponovljeno slučajno uzorkovanje. Ove metode se koriste za izvođenje simulacija s ciljem dobivanja numeričkih rješenja problema, posebno onih koji nemaju analitičko rješenje ili čije je analitičko ili numeričko rješenje teško izračunati. MC simulacije imaju važnu ulogu u nuklearnoj medicini te su postale nezaobilazna metoda za optimizaciju instrumentacije, definiranje kliničkih protokola, unapređenje tehnika korekcije slika i dozimetrije specifične za pacijenta te za dizajn novih uređaja. Postoji niz različitih MC simulacijskih programa, uključujući SIMIND (Michael Ljungberg, Lund, Švedska), SimSET (Robert Harrison, Sveučilište Washington) i GATE (OpenGATE) [2].

Temeljni dio svakog Monte Carlo izračuna je generator slučajnih brojeva (*engl. Random Number Generator*, RNG), tj. dio koda koji pruža niz nekoreliranih slučajnih brojeva, kako bi se oponašala stohastička priroda procesa koji se simulira. Važno je naglasiti da je pravo generiranje potpuno slučajnih brojeva nemoguće, jer oni po definiciji moraju biti nasumično raspoređeni i nepredvidivi. Kodovi za generiranje slučajnih brojeva oslanjaju se na determinističke i ponovljive algoritme, pa zapravo radimo s "pseudo-slučajnim" brojevima. Ovi brojevi izgledaju nasumično zbog uniformne raspodjele, ali u stvarnosti slijede specifičan, ponovljiv obrazac [21, 22].

Primjer jednostavnog generatora slučajnih brojeva je linearni kongruentalni algoritam koji računa niz slučajnih brojeva I_n iz početne vrijednosti I_0 prema jednadžbi

$$I_{n+1} = (aI_n + b) \bmod(m) \quad (25)$$

gdje je a multiplikator, b inkrement, a m modulo generatora.

U svim Monte Carlo izračunima, potrebne su *a priori* informacije o procesu koji se simulira. Te se informacije obično izražavaju kao funkcije raspodjele vjerojatnosti (*engl. Probability Distribution Function*, PDF). Na primjer, kada se simuliraju međudjelovanja fotona, podaci o udarnom presjeku predstavljaju takve informacije te se koriste za izračunavanje duljine puta i vrste međudjelovanja.

Za dobivanje stohastičke varijable koja slijedi određenu funkciju raspodjele vjerojatnosti, mogu se koristiti dvije različite metode: metoda funkcije raspodjele (*engl. Distribution Function Method*) i metoda „odbacivanja“ (*engl. „Rejection“ Method*).

U metodi funkcije raspodjele, kumulativna funkcija raspodjele $CDF(x)$ dobiva se integriranjem $PDF(x)$ preko intervala $[a, x]$

$$CDF(x) = \int_a^x PDF(x') dx' \quad (26)$$

Slučajni uzorak x zatim se dobiva zamjenom $CDF(x)$ u jednadžbi (26) s uniformno raspodijeljenim slučajnim brojem u rasponu od $[0,1]$ i rješavanjem oblika x .

U nekim situacijama, korištenje metode funkcije raspodjele je otežano zbog matematičkih poteškoća u izračunu inverzne vrijednosti kumulativne funkcije raspodjele te se tada koristi metoda „odbacivanja“ koja se u osnovi može napisati u 3 koraka. U prvom koraku, pretpostavi se da je funkcija raspodjela vjerojatnosti $PDF(x)$ ograničena u rasponu $[a, b]$ te se $PDF(x)$ normalizira tako da je najveća vrijednost $PDF(x)$ jednaka jedinici

$$PDF^*(x) = \frac{PDF(x)}{\max [PDF(x)]} \quad (27)$$

U drugom koraku, uzorkuje se uniformno raspodijeljena vrijednost x unutar raspona $[a, b]$ koristeći relaciju

$$x = a + R_1(b - a) \quad (28)$$

gdje je R_1 slučajni broj. U trećem koraku, odlučuje se može li se x prihvatiti izračunavanjem vrijednosti funkcije $PDF^*(x)$ iz uzorkovane vrijednost x i provjeravanjem je li $R_2 < PDF(x)$, gdje je R_2 drugi slučajni broj iz uniformne raspodjele u rasponu $[0, 1]$. Ako je

ovaj uvjet ispunjen, x se prihvaća kao ispravno raspodijeljena stohastička vrijednost. U suprotnom, ponavlja se uzorkovanje nove vrijednosti x kao u drugom koraku.

Postoji i kombinirana metoda koja se može koristiti za prevladavanje potencijalnih problema u razvoju algoritama temeljenih samo na jednoj od dvije metode. U ovom pristupu, $PDF(x)$ je produkt dviju funkcija raspodjele vjerojatnosti $PDF_1(x)$ i $PDF_2(x)$ [23].

5.3. SIMIND

U ovoj radnji korišten je program SIMIND (Michael Ljungberg, Lund, Švedska) za izvođenje Monte Carlo simulacija. SIMIND simulira međudjelovanje fotona s različitim materijalima i može se lako prilagoditi za gotovo bilo koji izračun ili mjerenje u SPECT snimanju. Kod je napisan u programskom jeziku FORTRAN i dostupan je u verzijama za Linux (x86), macOS i Windows (x86) sustave. Struktura glavnog koda uglavnom je slična za sve operativne sustave, no postoje specifične prilagodbe za pojedine sustave.

Sustav SIMIND sastoji se od dva glavna programa: CHANGE i SIMIND. Program CHANGE omogućuje definiranje simulacijskog sustava i pohranu podataka u vanjske podatkovne datoteke. Program SIMIND provodi stvarnu Monte Carlo simulaciju, čitajući ulazne datoteke stvorene pomoću programa CHANGE te prikazuje rezultate na ekranu ili ih pohranjuje u različite podatkovne datoteke [24]. Sučelje programa CHANGE prikazano je na slici 5.2.

```
-----  
C H A N G E: Main page for SIMIND version V7.0.3  
-----  
1 - Comment sentence.....: An example of a point source s  
2 - Change general data .....:  
3 - Change simulation flags.....:  
4 - SMC file export .....: lehr_point.smc  
5 - SMC file import.....:  
6 - Transfer changes to SMC files..:  
7 - Phantom soft tissue.....: h2o  
8 - Phantom bone tissue.....: bone  
9 - Cover material.....: al  
10 - Crystal material.....: nai  
11 - Image file - phantom .....: vox_man  
12 - Image file - source .....: vox_man  
13 - Backscatter material.....: pmt  
14 - Energy-resolution file.....: none  
  
Option number....:
```

Slika 5.2. Sučelje programa CHANGE.

Odabirom opcije „Change general data“ korisnik može pregledati izbornik i mijenjati pojedinačne parametre, kao što su energija fotona, dimenzije izvora, scintilacijskog kristala i slično. Na slici 5.3. prikazana je prva stranica izbornika dobivena odabirom opcije „Change general data“ u sučelju programa CHANGE.

```

-----
C H A N G E: Scintillation camera parameters
-----
 1 - Photon energy.....keV:          159.0000
 2 - Source: half-length .....cm:      0.5000
 3 - Source: half-width .....cm:       0.5000
 4 - Source: half-height .....cm:      0.5000
 5 - Phantom: half-length .....cm:     10.0000
 6 - Phantom: half-width .....cm:      11.0000
 7 - Phantom: half-height .....cm:     11.0000
 8 - Crystal: half-length/Radius.....cm: 20.0000
 9 - Crystal: thickness.....cm:        0.9520
10 - Crystal: half-width..[θ=circular].....cm: 27.0000
11 - Backscattering material: thickness.....cm: 5.0000
12 - Height to detector surface.....cm:  12.0830
13 - Cover: thickness.....cm:          0.2000
14 - Phantom type.....:                4.0000
15 - Source type.....:                 4.0000

```

Slika 5.3 Prva stranica izbornika odabirom „Change general data“ u sučelju programa CHANGE.

5.4. Fantomi

Fantomi se koriste u svim područjima medicinske fizike, za dozimetriju i mjerenje parametara kvalitete slike. Fizički fantom predstavlja objekt koji uključuje jedan ili više nadomjestaka tkiva, a u simulacijskim kodovima to su matematički modeli koji simuliraju lezije i njihovu pozadinu. Razlikujemo geometrijske (npr. Jaszczakov fantom, NEMA IEC fantom, bar-fantom), semi-antropomorfne (npr. fantom štitnjače) i antropomorfne (npr. DSA toraks fantom, Kyoto toraks fantom i sl.) fantome.

Jaszczakov fantom, koji je simuliran u ovoj radnji, sastoji se od šupljeg valjka- ili spremnika izrađenog od pleksiglasa sa šest različitih sfera i šest grupa cjevčica (slika 5.4.). Sfere se koriste za mjerenje kontrasta i šuma slike, dok se cjevčice koriste za ispitivanje razlučivosti slike u SPECT sustavima [6].



Slika 5.4. Jaszczakov fantom [6].

5.5. Materijali i metode

U ovoj radnji korišten je program SIMIND za provođenje devet različitih simulacija. Simuliran je scintilacijski detektor s NaI(Tl) kristalom debljine 0,952 cm i konvencionalnim paralelnim kolimatorima (LEHR, LPHR i ME). Dvije varijable korištene u simulacijama bile su vrsta kolimatora i geometrija izvora (tablica 2).

Tablica 2 Varijable korištene u simulacijama.

Geometrija izvora	Vrsta kolimatora
Točkasti izvor	LEHR kolimator
Valjak	LPHR kolimator
Jaszczakov fantom	ME kolimator

Provedene su simulacije s točkastim izvorom dimenzija $0,2 \times 0,2 \times 0,2$ cm, aktivnosti 1 MBq, koji je od detektora bio udaljen 12,083 cm. Ostale simulacije uključivale su izvor u obliku valjka i Jaszczakov fantom. Izvor u obliku valjka bio je visine 1 cm i promjera 10 cm te 12,083 cm udaljen od detektora. Jaszczakov fantom sastojao se od šest grupa cjevčica promjera:

4,8 mm, 6,4 mm, 7,9 mm, 9,5 mm, 11,1 mm te 12,7 mm i šest sfera promjera: 9,5 mm, 12,7 mm, 15,9 mm, 19,1 mm, 25,4 mm te 31,8 mm.

U sljedećoj tablici dan je pregled kolimatora korištenih u simulacijama te njihovi parametri.

Tablica 3 Parametri kolimatora u simulacijama.

Parametri	LEHR kolimator	LPHR kolimator	ME kolimator
Oblik rupe	Heksagonalni	Heksagonalni	Heksagonalni
Promjer rupe u x smjeru (mm)	0,111	0,150	0,294
Promjer rupe u y smjeru (mm)	0,128	0,173	0,339
Duljina rupe (mm)	2,405	3,500	4,064
Udaljenost između rupa u x smjeru (mm)	0,016	0,020	0,114
Udaljenost između rupa u y smjeru (mm)	0,092	0,104	0,268

U simulacijama je korištena energija fotona 159 keV, s emisijom od 0,8325 fotona po bekerelu. U svakoj projekciji emitirano je 10^6 fotona, pri čemu je detektor imao energetska razlučivost od 10%. Duljina kristala bila je 20 cm, širina 27 cm i debljina 0,952 cm. Širina energetskog prozora bila je 20% energije fotona. Slike su snimljene u matrici veličine 256×256 s veličinom piksela 0,239 cm.

Analiza slikovnih podataka provedena je korištenjem softvera ImageJ, koji omogućuje detaljnu obradu i kvantitativnu analizu medicinskih slika. Slikovni podaci točkastih izvora korišteni su za mjerenje FWHM kao mjere planarne razlučivosti uređaja. Gaussova prilagodba korištena je za modeliranje raspodjele intenziteta točkastog izvora, a FWHM je određen pomoću standardne devijacije σ iz Gaussove funkcije prema relaciji

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{\ln 2}\sigma \approx 2,355\sigma \quad (29)$$

Nadalje, simulacijom izvora u obliku valjka mjerena je osjetljivost detektora. Za određivanje osjetljivosti korišteno je područje od interesa postavljeno preko cijele površine baze valjka. Osjetljivost je izračunata pomoću jednadžbe

$$S = \frac{N}{t \cdot A} \quad (30)$$

gdje je N broj detektiranih događaja, t vrijeme i A aktivnost izvora. Aktivnost izvora bila je 1 MBq, vrijeme 1 s te je u softveru ImageJ određen broj detektiranih događaja pomoću sirove integrirane gustoće intenziteta piksela (*engl. Raw integrated density, RawIntDen*).

Projekcijski podaci dobiveni simulacijom Jaszczakovog fantoma rekonstruirani su u Castor programu koristeći OSEM algoritam. Slikovni podaci podijeljeni su u osam podpodskupova, a rekonstrukcija je provedena kroz šest iteracija. Korištenjem Jaszczakovog fantoma, određena je prostorna razlučivost, šum i kontrast. Prostorna razlučivost vizualno je određena pregledom rekonstruiranih slojeva koji sadrže grupe vrućih cjevčica. Najmanja udaljenost na kojoj su cjevčice jasno razlučive koristi se kao mjera prostorne razlučivosti.

Šum se obično analizira u sredini uniformnog dijela Jaszczakovog fantoma kada je fantom ispunjen smjesom vode i radioaktivnosti, dok su sfere i cjevčice hladni. Međutim, u ovoj radnji korišten je fantom u kojem su sfere i cjevčice ispunjene aktivnošću, dok je sam fantom bio hladan. Zbog toga je odlučeno da se šum analizira za najveće sfere kako bi se smanjio učinak djelomičnog obujma. Analiza šuma provedena je odabirom područja od interesa koje obuhvaća površine tri najveće sfere, koristeći omjer standardne devijacije i prosječne vrijednosti intenziteta unutar tih područja. Ovaj omjer, poznat kao koeficijent varijacije, pruža uvid u relativnu razinu šuma na slici i omogućava procjenu kvalitete slike.

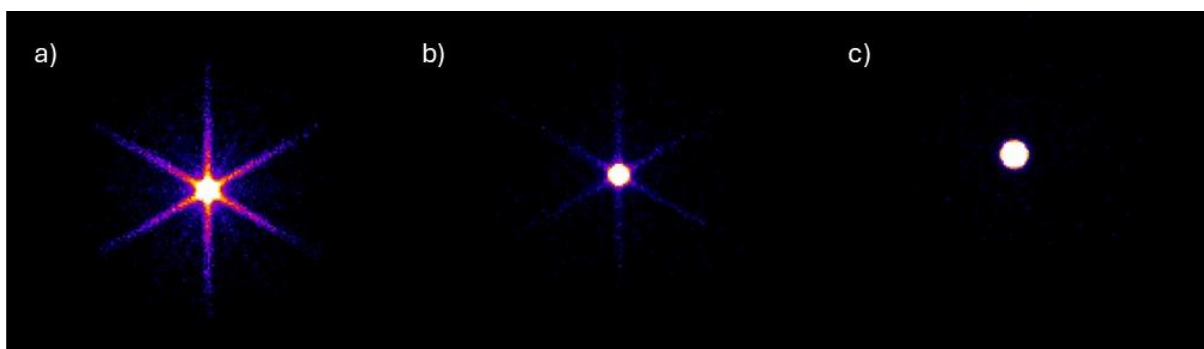
Kontrast je određen na način da je prvo identificiran sloj na kojem je promjer sfera najveći. Za svaku sferu odabrano je područje od interesa kako bi se obuhvatila cijela površina svake sfere, bez zahvaćanja pozadinskih događaja. Nakon toga, izračunata je srednja vrijednost broja događaja za svaku sferu i srednja vrijednost broja događaja područja od interesa u središtu fantoma na istom sloju, koji predstavlja pozadinske događaje. Konačno, kontrast je izračunat kao omjer srednje vrijednosti broja događaja za svaku sferu i srednje vrijednosti broja događaja odabranog područja od interesa u središtu fantoma za svaki od analiziranih kolimatora.

6. REZULTATI I RASPRAVA

U ovom poglavlju dan je pregled rezultata i rasprava za svaki od kolimatora (LEHR, LPHR i ME) pri upotrebi radioizotopa ^{123}I . Priložene su slike i usporedba zvjezdastih artefakata nastalih prodiranjem septe kolimatora. Nadalje, prostorna razlučivost, osjetljivost, šum i kontrast analizirani su za svaki od kolimatora koristeći metode opisane u prethodnom poglavlju.

6.1. Zvjezdasti artefakt

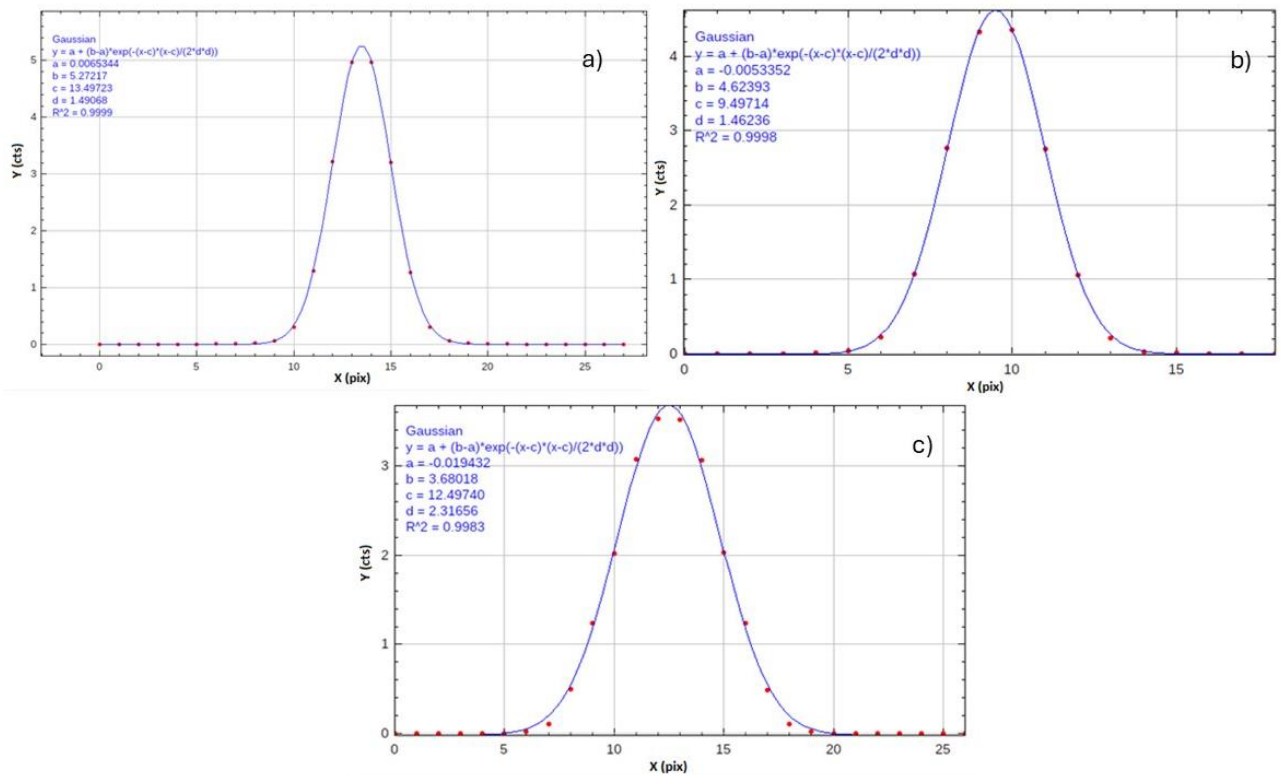
Na slici 6.1. prikazana je usporedba slika simuliranog točkastog izvora s obzirom na vrstu kolimatora. Najvidljiviji zvjezdasti artefakt proizlazi od LEHR kolimatora, koji ima najmanju debljinu septe. S druge strane, ME kolimator koji ima najveću debljinu septe ne pokazuje zvjezdasti artefakt. Artefakt je u obliku zvijezde sa šest krakova jer su rupe kolimatora šesterokutnog oblika, a proboj fotona događa se najčešće tamo gdje je debljina septe najmanja.



Slika 6.1. Zvjezdasti artefakt za detektor s a) LEHR kolimatorom, b) LPHR kolimatorom i c) ME kolimatorom.

6.2. Planarna i prostorna razlučivost

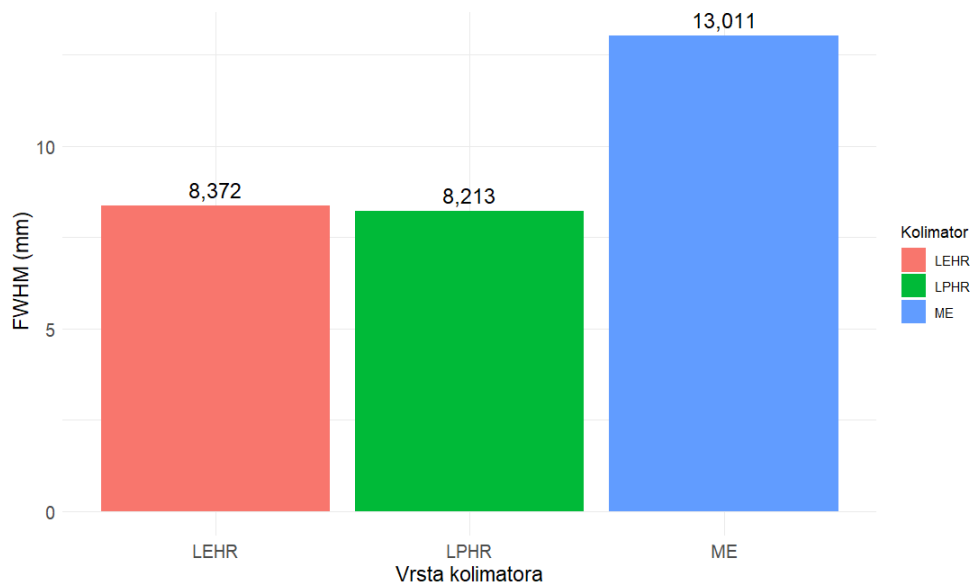
Rezultati Gaussove prilagodbe za slike dobivene simulacijom točkastog izvora prikazani su na slici 6.2.



Slika 6.2. Gaussova prilagodba za detektor s a) LEHR kolimatorom, b) LPHR kolimatorom, c) ME kolimatorom.

Standardna devijacija d u slučaju detektora s LEHR kolimatorom iznosi 1,491 pix, za detektor s LPHR kolimatorom iznosi 1,462 pix te za detektor s ME kolimatorom 2,317 pix.

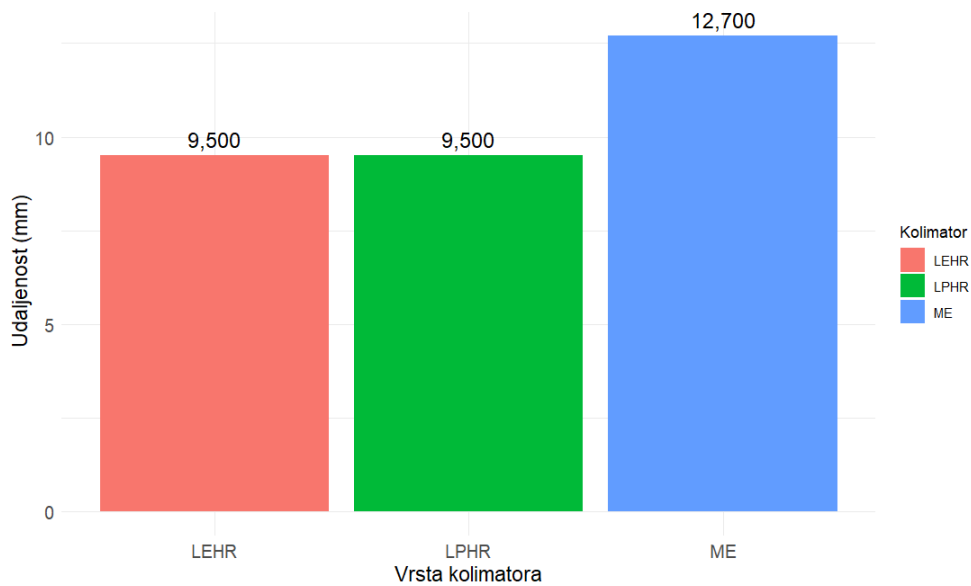
Rezultati planarne razlučivosti (FWHM) za slike dobivene simulacijom točkastog izvora prikazani su na slici 6.3.



Slika 6.3. Rezultati planarne razlučivosti za točkasti izvor.

Kao što je prikazano na slici 6.3., uočena je jasna razlika između planarne razlučivosti detektora s LPHR (FWHM = 8,213 mm) i detektora s ME kolimatorom (FWHM = 13,011 mm). Geometrijska svojstva kolimatora (tablica 3) značajno utječu na razlučivost detektora. LEHR kolimator ima najmanji promjer rupa u x smjeru (0,111 mm), promjer rupa u y smjeru (0,128 mm) i duljinu rupa (2,405 mm) te FWHM iznosi 8,372 mm. LPHR kolimator, s većom duljinom rupa (3,500 mm) i većim promjerom rupa u x i y smjeru (0,150 i 0,173 mm), ima veći FWHM (8,213 mm), što znači manju planarnu razlučivost. ME kolimator, s najvećim promjerom rupa u x i y smjeru (0,294 i 0,339 mm) i najvećom duljinom rupa (4,064 mm) pokazuje najmanju planarnu razlučivost (FWHM = 13,011 mm). Ipak, ME kolimator može biti koristan u specifičnim situacijama gdje su važniji drugi čimbenici, poput osjetljivosti ili kontrasta. Rezultati su u skladu s teorijskim predviđanjima (jednadžbe (14) i (16)).

Nadalje, rezultati prostorne razlučivosti za slike dobivene simulacijom Jaszczakovog fantoma prikazani su na slici 6.4.

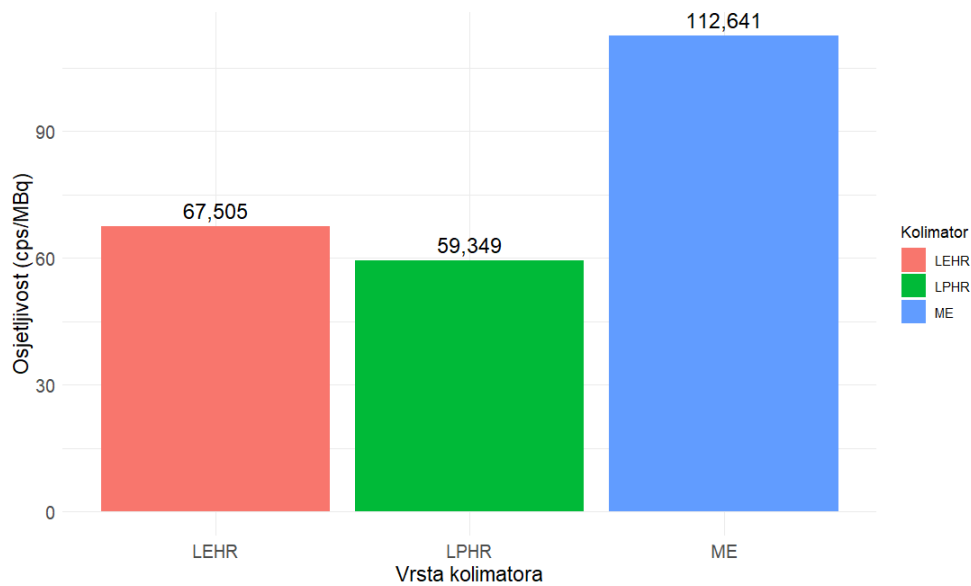


Slika 6.4. Rezultati prostorne razlučivosti za Jaszczakov fantom.

Analiza rezultata pokazuje da detektor s ME kolimatorom ima najmanju prostornu razlučivost (udaljenost = 12,700 mm), dok detektori s LEHR i LPHR kolimatorima imaju podjednaku prostornu razlučivost (udaljenost = 9,500 mm).

6.3. Osjetljivost

Rezultati osjetljivosti prikazani na slici 6.5. dobiveni su analizom simulirane slike kojoj je izvor u obliku valjka.

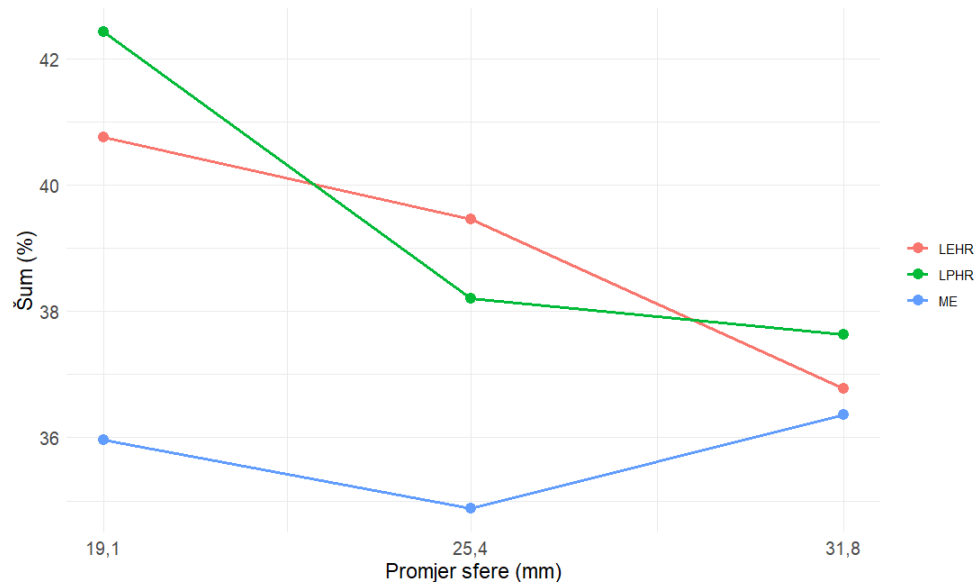


Slika 6.5. Rezultati osjetljivosti za izvor u obliku valjka.

Analiza rezultata pokazuje da je osjetljivost detektora s ME kolimatorom najveća (112,641 cps/MBq), dok detektor s LPHR kolimatorom pokazuje najmanju osjetljivost (59,349 cps/MBq). Detektor s LEHR kolimatorom ima osjetljivost od 67,505 cps/MBq, zahvaljujući manjem promjeru rupa u x i y smjeru (0,111 i 0,128 mm), što smanjuje broj fotona koji prolaze kroz kolimator, ali manja duljina rupa (2,405 mm) omogućuje relativno dobru osjetljivost. LPHR kolimator s promjerom rupa u x smjeru od 0,150 mm i promjerom rupa u y smjeru od 0,173 mm pokazuje najmanju osjetljivost (59,349 cps/MBq) zbog veće duljine rupa kolimatora (3,500 mm). Iako detektor s ME kolimatorom ima najveću duljinu rupa (4,064 mm), on pokazuje najveću osjetljivost (112,641 cps/MBq). To se može pripisati većem promjeru rupa u x (0,294 mm) i y smjeru (0,339 mm) u odnosu na preostala dva kolimatora. Analiza osjetljivosti jasno pokazuje prednost detektora s ME kolimatorom u postizanju najveće osjetljivosti. Ovi rezultati su u skladu s teorijskim predviđanjima (jednadžbe (13) i (14)).

6.4. Šum

Rezultati za šum prikazani na slici 6.6. dobiveni su analizom rekonstruiranih slikovnih podataka Jaszczakovog fantoma.

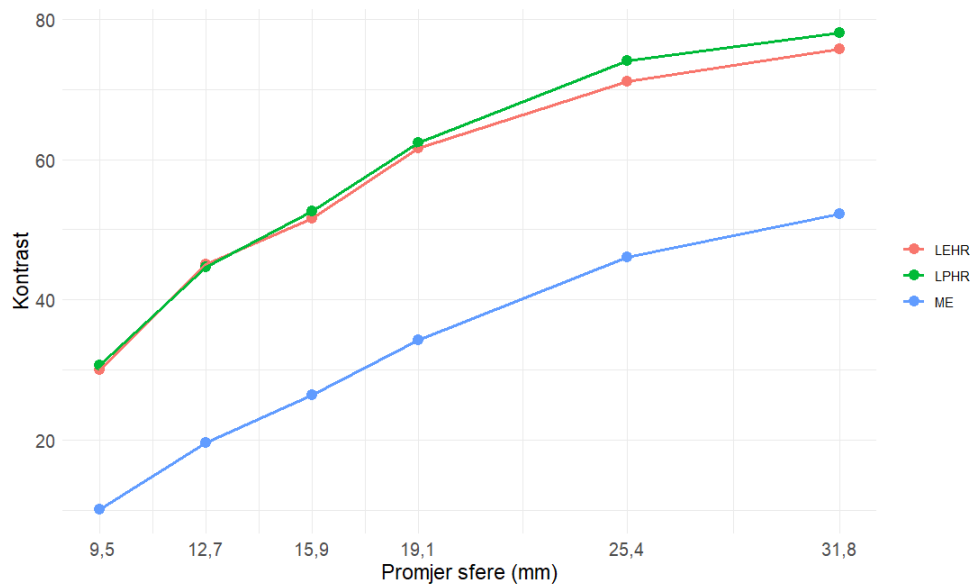


Slika 6.6. Rezultati za šum za Jaszczakov fantom.

Analizom rezultata može se zaključiti da detektor s ME kolimatorom pokazuje najmanji šum. Šum koji pokazuju detektori s LEHR i LPHR kolimatorom je veći jer je njihova prostorna razlučivost veća. Detektor s ME kolimatorom, čija je prostorna razlučivost najmanja, daje i najmanji šum, što ga čini pogodnim za specifične situacije gdje je smanjena razina šuma važnija od veće razlučivosti. Ovi rezultati ukazuju na obrnuto proporcionalan odnos između razlučivosti i šuma (relacija (12)).

6.5. Kontrast

Rezultati kontrasta s obzirom na promjere sfera Jaszczakovog fantoma prikazani su na slici 6.7.



Slika 6.7. Rezultati kontrasta za Jaszczakov fantom.

Analiza rezultata prostorne razlučivosti (slika 6.4.) pokazala je da detektor s ME kolimatorom ima manju prostornu razlučivost u usporedbi s detektorima s LPHR i LEHR kolimatorima. Zbog učinka djelomičnog obujma, koji uzrokuje smanjenje kontrasta, očekuje se da će kontrast za manje sfere biti manji za detektor s ME kolimatorom. S druge strane, očekuje se da će detektor s ME kolimatorom imati veći kontrast za velike strukture (dvije najveće sfere) jer je manji proboj septi u slučaju ^{123}I i veća osjetljivost.

LPHR kolimator ima manji proboj septi i jednaku prostornu razlučivost kao LEHR kolimator. Stoga se očekuje da će detektor s LPHR kolimatorom pružiti nešto veći kontrast za sve sfere, što je u skladu s rezultatima. Također, usporedba rezultata detektora s LPHR i ME kolimatorima pokazuje da detektor s LPHR kolimatorom pruža veći kontrast za sve sfere, što se može objasniti većom prostornom razlučivosti. S obzirom na dobivene rezultate, može se zaključiti da detektor s LPHR kolimatorom pruža najveći kontrast.

7. ZAKLJUČAK

Dijagnostička nuklearna medicina omogućava vizualizaciju prostorne i vremenske raspodjele radioaktivnosti unutar ljudskog tijela, što je ključno za dijagnostiku raznih medicinskih stanja. Pritom se koriste scintilacijski ili poluvodički detektori. Glavni dijelovi scintilacijskih detektora uključuju kolimator, scintilacijski kristal (najčešće NaI(Tl)) i fotomultiplikatorske cijevi. Kolimator propušta fotone na temelju njihovog upadnog kuta, dok scintilacijski kristal, nakon međudjelovanja s propuštenim fotonima, emitira fotone vidljive svjetlosti. Fotomultiplikatorska cijev potom pretvara fotone vidljive svjetlosti u elektrone, omogućujući stvaranje električnih signala koji se analiziraju kako bi se dobila slika prostorne raspodjele radioaktivnog izvora.

Iako 2D slika pruža korisne informacije, problemi kao što su prigušenje i potreba za određivanjem dubine izvora zahtijevaju tomografski pristup. Kako bi se dobila prostorna raspodjela radioaktivnosti, potrebno je prikupiti više 2D projekcija koje se zatim obrađuju matematičkim algoritmima, kao što su filtrirana povratna projekcija i iterativna rekonstrukcija. Korištenjem ovih algoritama moguće je generirati 3D raspodjelu radioaktivnosti.

Geometrijski parametri kolimatora te udarni presjek karakterističan za materijal od kojeg je kolimator izrađen značajno utječu na kvalitetu SPECT slikovnih podataka. U ovoj radnji istražena je primjena različitih paralelnih kolimatora (LEHR, LPHR i ME) u SPECT snimanju s radioizotopom ^{123}I , koristeći Monte Carlo simulacije provedene u programu SIMIND i analizu slikovnih podataka pomoću softvera ImageJ. Analizirani parametri uključuju planarnu i prostornu razlučivost, osjetljivost, šum te kontrast za svaki od kolimatora.

Detektor s LPHR kolimatorom pokazao je najbolju planarnu razlučivost, što ukazuje na njegovu sposobnost preciznog određivanja lokacije radioaktivnog izvora unutar tijela. Također, najveći kontrast, bitan za jasno razlučivanje granica između tkiva, postignut je detektorom s LPHR kolimatorom. Detektor s ME kolimatorom pokazao je najveću osjetljivost i najmanji šum, što ga čini prikladnim u situacijama koje zahtijevaju brzo prikupljanje podataka ili u situacijama gdje je poželjno smanjiti aktivnost koja se aplicira pacijentu. Također, uočeno je da detektor s LEHR kolimatorom pokazuje najizraženiji zvjezdasti artefakt, zbog najmanje debljine septi.

Stoga, pri odabiru kolimatora bitno je uzeti u obzir specifične zahtjeve dijagnostičke procedure pri snimanju ^{123}I . U nekim slučajevima, kao što su postupci koji zahtijevaju brzo

prikupljanje podataka, prioritet je na osjetljivosti kolimatora radi efikasnog korištenja dostupnih radioizotopa, pa je ME kolimator najbolji odabir. S druge strane, u situacijama gdje je potrebna visoka razlučivost i kontrast za preciznu dijagnostiku, preferira se LPHR kolimator.

LITERATURA

1. Saha, G. B.: Physics and Radiobiology of Nuclear Medicine, Springer, Fourth Edition, 2013.
2. Morphis, M.; van Staden, J. A.; du Raan, H; Ljungberg, M.: Validation of a SIMIND Monte Carlo modelled gamma camera for Iodine - 123 and Iodine -131 imaging, Heliyon, **6** (2021).
3. Powsner, R. A.; Matthew, R. P.; Powsner, E. R.: Essentials of Nuclear Medicine Physics and Instrumentation, John Wiley & Sons, Ltd, Third Edition, 2013.
4. Minarik, D.; Ljungberg, M.; Segars, P.; Gleisner, K. S.: Evaluation of quantitative planar 90Y bremsstrahlung whole-body imaging, Physics In Medicine And Biology, **54** (2009), 5873 – 5883.
5. Cherry, S. R.; Sorenson, J. A.; Phelps; M. E.: Physics in Nuclear Medicine, Elsevier Saunders, Fourth Edition, Philadelphia, 2012.
6. Bailey, D.L.; Humm, J.L.; Todd-Pokropek, A.; van Aswegen A.: Nuclear Medicine Physics, A Handbook for Teachers and Students, International atomic energy agency, Vienna, 2014.
7. Khan, F. M.; Gibbons, J. P.: The physics of radiation therapy, Lippincott Williams & Wilkins: Philadelphia, Fifth Edition, 2014.
8. Podgoršak, E. B.: Radiation Oncology Physics: A Handbook For Teachers And Students, International Atomic Energy Agency: Vienna, 2005.
9. Stan, N.: Étude et construction d'un tomographe TEP/TDM pour petits animaux, combinant modules phoswich à scintillateur et détecteur à pixels hybride, Université de la Méditerranée, Aix-Marseille II, Faculté Des Sciences De Lumin, 2010.
10. Enderle, J. D.; Blanchard, S. M.; Bronzino J. D.: Introduction to biomedical engineering, Elsevier Academic Press, Second Edition, 2005.
11. Knoll, G. F.: Radiation Detection and Measurement, Third Edition, John Wiley & Sons, Inc., 2000.
12. Stranica Hrvatske enciklopedije sa informacijama o fluorescenciji i fosforescenciji.
URL: <https://www.enciklopedija.hr/clanak/luminiscencija>
Izvor citiran 29.6. 2024.
13. Stranica Hrvatske enciklopedije s informacijama o higroskopnim tvarima.
URL: <https://www.enciklopedija.hr/clanak/higroskopne-tvari>

Izvor citiran 24.6.2024.

14. Hamamatsu Photonics, Photomultiplier tubes, Basics and Applications, Fourth Edition, 2017.

15. National Research Council: Mathematics and Physics of Emerging Biomedical Imaging, National Academy Press, Washington, D.C., 1996.

16. Stranica Međunarodne agencije za atomsku energiju (IAEA) s informacijama o radiofarmacima.

URL: <https://www.iaea.org/newscenter/news/what-are-radiopharmaceuticals>

Izvor citiran 20.6.2024.

17. Gonzalez, R. C.; Woods R. E.: Digital Image Processing, Pearson, Fourth Edition, 2018.

18. Merlin, T.; Stute, S.; Benoit, D.; Bert, J.; Carlier, T.; Comtat, C.; Filipovic, M.; Lamare, F.; Visvikis, D.: CASToR: a generic data organization and processing code framework for multi-modal and multi-dimensional tomographic reconstruction, Physics in Medicine & Biology, 63, **18** (2018), 5505.

19. Internetski priručnik CLRS 322 Nuclear Medicine Physics And Instrumentation II s informacijama o iterativnoj metodi rekonstrukcije.

URL:

<https://www.people.vcu.edu/~mhcrosthwait/clrs322/Iterativereconstructionrev.html>

Izvor citiran 28.6.2024.

20. Nolzco, J. I.; Soerensen, S. J. C.; Chung, B. I.: Biomarkers for the Detection and Surveillance of Renal Cancer, Urologic Clinics of North America, 50, **2** (2023), 191-204.

21. Agrawal, S.: Random Number Generators `a la Boltzmann, Engineering Mechanics Unit, Jawaharlal Nehru Centre for Advanced Scientific Research, 2018.

22. Shields, J.: A Review of Monte Carlo Methods and Their Application in Medical Physics for Simulating Radiation Transport, University of New Hampshire, 2022.

23. Ljungberg, M.; Strand, S. E.; King, M. A.: Monte Carlo Calculations in Nuclear Medicine, Applications in Diagnostic Imaging, CRC Press, Taylor & Francis Group, Second Edition, 2013.

24. Ljungberg, M.: The SIMIND Monte-Carlo program, Version 7.0., Manual, Medical Radiation Physics, Lund, Lund University, 2023.

25. Stranica Research Gate s informacijama o radioaktivnom raspadu ^{123}I .

URL: https://www.researchgate.net/figure/Decay-scheme-of-the-I-radionuclide_fig1_274318172.

Izvor citiran 2.6.2024.

POPIS SLIKA

Slika 2.1. Relativna prevlast određene vrste međudjelovanja fotona s materijom [5].	4
Slika 2.2. Koherentno raspršenje [9].	6
Slika 2.3. Fotoelektrični učinak [9].	7
Slika 2.4. Comptonovo raspršenje [6].	8
Slika 3.1. Shematski prikaz tipičnog scintilacijskog detektora [6].	10
Slika 3.2. Funkcija kolimatora [6].	11
Slika 3.3. Glavne vrste kolimatora ovisno o načinu fokusiranja [1].	12
Slika 3.4. Paralelni kolimator [1].	12
Slika 3.5. Struktura energijskih vrpca scintilatorskog kristala [11].	15
Slika 3.6. Kvantna učinkovitost kao funkcija valne duljine za tipičnu bialkalnu fotokatodu [5].	17
Slika 3.7. Fotomultiplikatorska cijev [5].	18
Slika 4.1. Digitalna slika [5].	24
Slika 5.1. Shema radioaktivnog raspada ^{123}I [25].	30
Slika 5.2. Sučelje programa CHANGE.	33
Slika 5.3 Prva stranica izbornika odabirom „Change general data“ u sučelju programa CHANGE.	34
Slika 5.4. Jaszczakov fantom [6].	35
Slika 6.1. Zvezdasti artefakt za detektor s a) LEHR kolimatorom, b) LPHR kolimatorom i c) ME kolimatorom.	38
Slika 6.2. Gaussova prilagodba za detektor s a) LEHR kolimatorom, b) LPHR kolimatorom, c) ME kolimatorom.	39
Slika 6.3. Rezultati planarne razlučivosti za točkasti izvor.	40
Slika 6.4. Rezultati prostorne razlučivosti za Jaszczakov fantom.	41
Slika 6.5. Rezultati osjetljivosti za izvor u obliku valjka.	42
Slika 6.6. Rezultati za šum za Jaszczakov fantom.	43
Slika 6.7. Rezultati kontrasta za Jaszczakov fantom.	44

POPIS TABLICA

Tablica 1 Razni paralelni kolimatori i njihove značajke i svojstva [1].	20
Tablica 2 Varijable korištene u simulacijama.	35
Tablica 3 Parametri kolimatora u simulacijama.	36