

Razvoj konvertera za učinkovitu detekciju termalnih neutrona

Bernat, Robert

Doctoral thesis / Disertacija

2021

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Chemical Engineering and Technology / Sveučilište u Zagrebu, Fakultet kemijskog inženjerstva i tehnologije**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://urn.nsk.hr/urn:nbn:hr:149:298279>

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

Download date / Datum preuzimanja: **2025-03-29**



Repository / Repozitorij:

[Repository of Faculty of Chemical Engineering and Technology University of Zagreb](#)





Sveučilište u Zagrebu

FAKULTET KEMIJSKOG INŽENJERSTVA I TEHNOLOGIJE

Robert Bernat

RAZVOJ KONVERTERA ZA UČINKOVITU DETEKCIJU TERMALNIH NEUTRONA

DOKTORSKI RAD

Zagreb, 2021.



University of Zagreb

FACULTY OF CHEMICAL ENGINEERING AND
TECHNOLOGY

Robert Bernat

**DEVELOPMENT OF CONVERTERS FOR
EFFICIENT DETECTION OF THERMAL
NEUTRONS**

DOCTORAL THESIS

Zagreb, 2021



Sveučilište u Zagrebu

FAKULTET KEMIJSKOG INŽENJERSTVA I TEHNOLOGIJE

Robert Bernat

RAZVOJ KONVERTERA ZA UČINKOVITU DETEKCIJU TERMALNIH NEUTRONA

DOKTORSKI RAD

Mentori:

Izv. prof. dr. sc. Šime Ukić
Dr. sc. Ivana Capan, viši znanstveni suradnik

Zagreb, 2021.



Sveučilište u Zagrebu

FACULTY OF CHEMICAL ENGINEERING AND
TECHNOLOGY

Robert Bernat

**DEVELOPMENT OF CONVERTERS FOR
EFFICIENT DETECTION OF THERMAL
NEUTRONS**

DOCTORAL THESIS

Supervisors:

Šime Ukić, PhD, Associate Professor
Ivana Capan, PhD, Senior Research Associate

Zagreb, 2021

Bibliografski podaci:

- ❖ UDK: 539.1.074.8:621.039.5(043.3)
- ❖ Znanstveno područje: Prirodne znanosti
- ❖ Znanstveno polje: Kemija
- ❖ Znanstvena grana: Primijenjena kemija
- ❖ Institucija: Institut Ruđer Bošković, Laboratorij za poluvodiče
- ❖ Voditelj rada: izv. prof. dr. sc. Šime Ukić, dr. sc. Ivana Capan, viši znanstveni suradnik
- ❖ Broj stranica: 102
- ❖ Broj slika: 42
- ❖ Broj tablica: 10
- ❖ Broj priloga: 0
- ❖ Broj literaturnih referenci: 97
- ❖ Datum obrane:
- ❖ Sastav povjerenstva za obranu: prof. dr. sc. Tomislav Bolanča, izv. prof. dr. sc. Vladimir Dananić, dr. sc. Jasminka Popović. Zamjena izv. prof. dr. sc. Gordan Horvat

- ❖ Rad je pohranjen u:
Nacionalnoj i sveučilišnoj knjižnici u Zagrebu, Hrvatske bratske zajednice bb, i
Knjižnici Fakulteta kemijskog inženjerstva i tehnologije Sveučilišta u Zagrebu, Marulićev trg
20.

Tema rada prihvaćena je na 225. sjednici Fakultetskog vijeća Fakulteta kemijskog inženjerstva i tehnologije u Zagrebu, održanoj dana 29. travnja 2019. te odobrena na 5. sjednici Senata Sveučilišta u Zagrebu, održanoj 15. siječnja 2020.

Informacije o mentorima

Šime Ukić [REDACTED] Nakon djetinjstva provedenog na otoku Prviću, 1997. odlazi u Zagreb gdje upisuje Fakultet kemijskog inženjerstva i tehnologije. Po završetku studija zapošljava se na matičnom fakultetu kao znanstveni novak na Zavodu za analitičku kemiju te 2009. brani svoju disertaciju pod nazivom „Matematički model za simuliranje odziva ionske kromatografske analize“. U nastavno zvanje docenta izabran je 2012., a izvanrednog profesora 2017. godine. Nositelj je više kolegija na dodiplomskim, diplomskim i doktorskom studiju matičnog fakulteta. Znanstveno se bavi problematikom analitičke kemije, kemometrije te kemije okoliša s posebnim naglaskom na kemiju voda i u vodi prisutna prioritetna onečišćivala. Tijekom dosadašnjeg znanstvenog djelovanja sudjelovao je u realizaciji više znanstvenih projekata, a rezultate istraživanja objavio u brojnim znanstvenim radovima (42 objavljena u časopisima citiranim u bazi Current Contents). Član je Hrvatskog društva kemijskih inženjera i tehnologa te predsjednik njegove Sekcije za kromatografiju.

Ivana Capan [REDACTED] [REDACTED] [REDACTED] [REDACTED] Studij fizike na Prirodoslovno-matematičkom fakultetu Sveučilišta u Zagrebu upisuje 1995., a diplomirala je 2001. godine. Tijekom studija, u ak. god. 1998./99., dobila je Rektorovu nagradu za najbolji studentski znanstveni rad. Od 2001. godine do danas zaposlena je na Institutu Ruđer Bošković. Doktorsku disertaciju je obranila 2006. godine. Dobitnica je Državne nagrade za znanost u kategoriji mladih znanstvenika 2007. godine. Trenutno je voditelj Laboratorija za poluvodiče na Zavodu za fiziku materijala Instituta Ruđer Bošković. Koautorica je preko 65 znanstvenih radova, održala je 14 pozvanih seminara i predavanja te sudjelovala u radu i vodila međunarodne znanstvene projekte (UKF, FP7, H2020, NATO SPS).

Zahvale

Hvala svima.

Hvala na nesebičnoj i svesrdnoj pomoći mentorima dr. sc. Ivani Capan i dr. sc. Šimi Ukiću na odabiru teme, vodstvu, savjetima i pomoći za vrijeme izrade ove doktorske disertacije.

Hvala svim ostalim kolegama koji su izravno ili neizravno pomogli u izradi ove doktorske disertacije. Neću ih nabrajati poimence kako nekoga ne bih, nenamjerno, izostavio.

Hvala mami, tati i sestrama. Hvala Mateji.

Najveće hvala planini.

Robert Bernat

Sažetak

Cilj ovog doktorskog rada je razvoj konvertera za učinkovitu detekciju termalnih neutrona. Kao osnovni, aktivni materijal u poluvodičkom detektoru, koristi se širokopojasni 4H-SiC. S obzirom na to da se termalni neutroni ne mogu detektirati direktno s poluvodičkim, čvrstim, detektorom već preko nabijenih čestica koje nastaju interakcijom s drugim jezgrama, potreban je učinkovit konverter.

Fokus istraživanja je na izotopima ${}^6\text{Li}$ te ${}^{10}\text{B}$, koji u interakciji s termalnim neutronima emitiraju alfa-čestice (${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$, ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$). U okviru istraživanja primijenjeno je nekoliko različitih metoda pripreme tankih filmova. Optimalna debljina tankog sloja filma određena je na temelju Monte Carlo simulacija, a očekivane vrijednosti su u granicama od 1 do 30 μm . Morfologija i struktura dobivenih filmova proučavane su mikroskopskim metodama. Učinkovitost dobivenih konvertera testirana je na nuklearnom reaktoru TRIGA Mark II Instituta Jožef Stefan u Ljubljani, Slovenija. Osim odziva detektora na termalne neutrone, obrađen je i odziv silicijeva karbida na druge izvore ionizirajućeg zračenja kao što su alfa-čestice i gama-zračenje.

Ključne riječi: detekcija neutrona, Monte Carlo simulacija, nuklearni reaktor, poluvodički detektor, silicijev karbid, tanki filmovi, termalni neutroni

Abstract

This thesis deals with development of a converter for efficient detection of thermal neutrons. A wide gap 4H-SiC is used here as a basic, active material in the semiconductor detector. It is not possible to detect thermal neutrons directly with solid semiconductor detector, but through charged particles generated by interaction with other cores. Thus, an efficient converter is needed.

The focus of the research is on the isotopes of ${}^6\text{Li}$ and ${}^{10}\text{B}$, which interact with the thermal neutrons emitting alpha particles (${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$, ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$). Within the scope of the research, a range of techniques of thin film preparation was used. Optimal thin film thickness was determined using Monte Carlo simulation. The expected values are within the range of 1 to 30 μm . The morphology and structure of the obtained films was studied by means of microscopy methods. Efficiency of the obtained converters was tested on the TRIGA Mark II nuclear reactor of the Jožef Stefan Institute in Ljubljana, Slovenia. In addition to the detector response to thermal neutrons, this thesis covers the response of silicon carbide to other sources of ionizing radiation such as alpha particles and gamma radiation as well.

Keywords: neutron detection, Monte Carlo simulation, nuclear reactor, semiconductor detector, silicon carbide, thin films, thermal neutrons

SADRŽAJ

| | |
|--|----|
| 1. Uvod | 1 |
| 2. Teorijski dio | 3 |
| 2.1. Detekcija neutrona | 3 |
| 2.1.1. Nuklearne reakcije | 4 |
| 2.1.2. Udarni presjek | 5 |
| 2.1.3. Kinetička energija slobodnih neutrona | 7 |
| 2.1.4. Reakcije na kojima se temelji detekcija termalnih neutrona | 10 |
| 2.1.5. Neutronske detektore | 13 |
| 2.1.6. Osnovne dozimetrijske veličine | 17 |
| 2.1.7. Posebni fisibilni materijali | 18 |
| 2.2. Poluvodički detektore | 19 |
| 2.2.1. Poluvodički materijali | 19 |
| 2.2.2. Silicijev karbid | 25 |
| 3. Eksperimentalni dio | 27 |
| 3.1. Schottkyjeva dioda | 27 |
| 3.2. Električna karakterizacija | 30 |
| 3.3. Detektorski sustav | 32 |
| 3.4. Odziv detektora na alfa-čestice | 36 |
| 3.5. Odziv detektora na gama-zračenje | 40 |
| 3.6. Odziv detektora na termalne neutrone | 41 |
| 3.7. Metode pripreme tankih filmova | 43 |
| 3.7.1. Termičko naparavanje | 44 |
| 3.7.2. Magnetronsko rasprašenje | 45 |
| 3.8. Određivanje debljine tankih filmova | 47 |
| 4. Rezultati i rasprava | 49 |
| 4.1. Monte Carlo simulacije | 49 |
| 4.2. Električna karakterizacija korištenih Schottkyjevih dioda | 56 |
| 4.3. Priprema neutronske konvertere | 59 |
| 4.3.1. Konverteri ${}^6\text{LiF}$ pripremljeni termičkim naparavanjem | 59 |

| | | |
|--------|--|-----|
| 4.3.2. | Konverteri $^{10}\text{B}_4\text{C}$ pripremljeni magnetronskim rasprašenjem | 61 |
| 4.4. | Odziv detektora na alfa-čestice..... | 61 |
| 4.5. | Odziv detektora na termalne neutrone..... | 66 |
| 4.5.1. | Ovisnost Schottkyjeve diode o snazi reaktora..... | 67 |
| 4.5.2. | Testiranja u polju neutrona s ^6LiF konverterom termalnih neutrona | 68 |
| 4.5.3. | Testiranja u polju neutrona s $^{10}\text{B}_4\text{C}$ konverterom termalnih neutrona | 73 |
| 4.6. | Učinkovitost detektora..... | 80 |
| 4.7. | Odziv SiC detektora na gama-zračenje | 82 |
| 5. | Zaključak..... | 87 |
| 6. | Literatura | 90 |
| | Životopis..... | 100 |

1. Uvod

Ova disertacija izrađena je u okviru NATO projekata E-SiCure (*Engineering Silicon Carbide for Border and Port Security*) i E-SiCure2 (*Enhancing security at borders and ports*), a pripada grupi interdisciplinarnih istraživanja iz područja fizike i kemije materijala te zaštite od ionizirajućeg zračenja. Cilj istraživanja bio je razvoj učinkovitog detektora za detekciju specijalnih nuklearnih materijala. Naime, zbog geopolitičkih nestabilnosti te prijetnji terorizmom, uočena je potreba za pojačanom kontrolom ilegalnog prometa nuklearnih materijala [1,2].

Specijalni nuklearni materijali su materijali koji mogu izazvati fisiju. Karakteriziraju ih niske energije gama-zračenja te je samim tim otežana njihova detekcija radiološkim gama-detektorima. S obzirom da su specijalni nuklearni materijali istovremeno emitiraju gama-zračenje i neutrone, moguće ih je detektirati neutronske detektorima. Neutroni se ne mogu detektirati direktno već preko nabijenih čestica koje nastaju interakcijom neutrona s materijom. Neutroni se prema kinetičkoj energiji mogu podijeliti na brze i spore (termalne). Osnovni procesi na kojima je razvijena detekcija neutrona su: inducirana transmutacija ((n,α) , (n,p) , (n,γ)) i $(n,fisija)$, inducirana radioaktivnost (aktivacija) te elastični sudari neutrona s jezgrama, prvenstveno vodika (protonima). Poseban izazov u detekciji neutrona predstavlja razlikovanje zračenja neutrona od gama-zračenja koja redovito prati procese u kojima sudjeluju neutroni [3]. Najvažniji tipovi neutronske detektora su: plinski proporcionalni detektori, scintilacijski detektori, poluvodički detektori, detektori na principu aktivacije neutrona te detektori brzih neutrona. Trenutno najučinkovitiji detektori termalnih neutrona su plinski proporcionalni detektori punjeni izotopom ^3He , odnosno borovim fluoridom, litijevo silikatno staklo aktivirano cerijem te poluvodički detektori na bazi silicijevog karbida (SiC).

Kako je borov trifluorid toksičan, trenutno su najčešće korišteni neutronske detektori ispunjeni izotopom ^3He , a baziraju se na reakciji $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$. Zbog nestašice izotopa ^3He [2], veličine samih detektora te nemogućnosti masovne proizvodnje detektora na bazi ^3He , poluvodički detektori na SiC-bazi postali su predmet mnogih istraživanja [4]–[6]. Široki energijski procijep, dobra čvrstoća, dobra toplinska vodljivost, otpornost na zračenje i mala struja curenja samo su neka od svojstava koja politipni oblik 4H-SiC čine odličnim materijalom za detekciju neutrona [7,8]. S obzirom na to da se neutroni ne mogu detektirati direktno, između detektora i izvora neutronske zračenja potrebno je postaviti konverter koji će, kao produkte

nuklearnih reakcija transmutacija, davati nabijene čestice. Pri izboru konverterskog materijala, glavni uvjet je veliki udarni presjek za termalne neutrone. Uz već spomenuti ^3He , izotopi s velikim udarnim presjekom za termalne neutrone su: ^6Li , ^{10}B , ^{155}Gd , ^{157}Gd , ^{235}U i ^{239}Pu .

Iako je detekcija termalnih neutrona primarni cilj ove disertacije, u disertaciji je detaljno obrađena i detekcija alfa-čestica širokog raspona energija koje pokrivaju cijelu debljinu aktivnog sloja u ovom poluvodičkom detektoru. Također, došlo je do novih spoznaja vezanih uz detekciju gama-zračenja ovim detektorom. Iako se općenito smatra da SiC nije pogodan materijal za detekciju gama-zračenja, ovdje je pokazano kako se Schottkyjevom diodom temeljenoj na 4H-SiC materijalu mogu detektirati ne samo alfa-čestice i termalni neutroni, već i duboko prodorno gama-zračenje.

2. Teorijski dio

2.1. Detekcija neutrona

Neutron je čestica koja nema električni naboj. Masa mirovanja neutrona iznosi $1,6749 \cdot 10^{-27}$ kg. S obzirom da je električki neutralan, neutron lako penetrira u atomske jezgre čime dolazi do nuklearnih reakcija. Slobodni neutron izvan jezgre nije stabilna čestica te se s vremenom poluraspada od 886 s [9] raspada na proton, elektron i elektronski antineutrino ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$). Novija istraživanja pokazuju da masa neutrina iznosi manje od 120 meV, odnosno manje od $2,14 \cdot 10^{-37}$ kg [10]. Neutron je, kao i proton, fermion što znači da ima spin $\frac{1}{2}$. Iako neutralan, magnetski moment mu nije nula već $-1,93$ nuklearnih magnetona [11]. Neutron je građen od jednog gornjeg kvarka (naboja $+\frac{2}{3} e$) i dvaju donjih kvarkova (naboja $-\frac{1}{3} e$) [12]. U stabilnim atomskim jezgrama, neutron je čvrsto vezan u jezgri, ali ne i u jezgrama s viškom neutrona (beta-emiteri).

Neutroni se stvaraju s energijama u rasponu od meV do MeV, ovisno o izvoru. Obično nastaju djelovanjem kozmičkih zraka, spontanom fisijom, nuklearnom fisijom, nuklearnom fuzijom, (n,2n) ili (n,3n) reakcijama, djelovanjem akceleratora čestica, kao fotoneutroni nastali iz reakcije (γ, n) te iz radioizotopa koji se obično oslanjaju na (α, n) reakcije. Opisi izvora neutrona dani su u literaturi [12–14].

Zbog činjenice da je električki neutralan, detekcija neutrona nije jednostavna jer nema Coulombovih interakcija s okolnim medijem. Osnovna međudjelovanja neutrona s materijom su raspršenje na jezgrama atoma i apsorpcija u jezgri. Pri raspršenju, dio energije neutrona predaje se jezgri. Ukoliko je energija koju je neutron predao materiji dovoljno velika, elektromagnetskom interakcijom jezgra materijala ionizira okolinu. Do nuklearne reakcije dolazi zbog apsorpcije neutrona od strane materije te se reakcijski produkti (protoni, alfa-čestice, fotoni ili fisioni fragmenti) dalje detektiraju, a vrsta detektirane čestice određuje vrstu nuklearne reakcije.

2.1.1. Nuklearne reakcije

Zbog međudjelovanja različitih atomskih jezgri dolazi do njihovih transformacija, odnosno nuklearnih reakcija. Jezgre koje sudjeluju u reakcijama, ovisno o mehanizmu reakcije, mogu se i ne moraju promijeniti.

Vanjski utjecaji na jezgru izazivaju njezinu transformaciju. Takvu transformaciju smatramo nuklearnom reakcijom. To može biti interakcija dvaju nuklida, nuklida i nukleona ili nuklida i γ -zrake. Nuklearnim reakcijama mogu nastati novi atomi, subatomske čestice ili fotoni. Energija koja se izmjenjuje s okolinom je energija reakcije, Q . Ukoliko je $Q > 0$, reakcija je egzotermna, tj. u njoj se oslobađa energija. Ako je $Q < 0$, reakcija je endotermna; budući dolazi do apsorpcije energije, za uspješnu reakciju potreban je vanjski izvor energije. Za tipičnu nuklearnu reakciju $A + a \rightarrow B + b$, odnosno $A(a,b)B$. Energija reakcije jednaka je razlici ukupnih kinetičkih energija čestica reaktanata i produkata:

$$Q = (M_A + M_a - M_B - M_b)c^2 \quad (2.1)$$

gdje su M_A , M_a , M_B i M_b mase mirovanja jezgre A, jezgre koja nastaje u reakciji B, projektila a i emitirane čestice b.

Većina je nuklearnih reakcija izazvana bombardiranjem atomskih jezgara elementarnim česticama (protoni - p, neutroni - n, gama-čestice - γ) ili lakim jezgrama (${}^2_1\text{H}$ - d, ${}^4_2\text{He}$ - α). Iz nuklearnih reakcija većinom proizlaze transformirana atomska jezgra te elementarne čestice.

U ovoj disertaciji od bitnog su značaja nuklearne reakcije izazvane neutronima, a dijele se na sudare i reakcije apsorpcije (uhvata).

Elastični sudari su reakcije tipa (n,n), dakle one u kojima je neutron i reaktant i produkt reakcije. Kinetička energija je sačuvana, ali se njen smjer širenja mijenja.

Neelastični sudari su reakcije (n, $n\gamma$). Nakon reakcije, jezgra atoma emitira neutron i gama-zraku. Za razliku od elastičnih sudara, ovdje kinetička energija nije sačuvana. Dio energije reaktanata se gubi, tako da je energija neutrona nastalog u reakciji manja nego kod elastičnog sudara. Ova vrsta nuklearnih reakcija karakteristična je za sudare neutrona s teškim atomskim jezgrama.

Osim što se neutron može sudariti s drugim jezgrama, on može biti apsorbiran ili uhvaćen od strane druge atomske jezgre. Reakcije uhvata razlikuju se po reakcijskim produktima. Mogu biti elektromagnetske (n,γ) , nabijene $((n,p), (n,\alpha), (n,d))$, neutralne $((n,2n), (n,3n), (n,4n))$ ili reakcije fisije. Reakcijom fisije nastaju dva ili više fisijskih fragmenata i jedan ili više neutrona. Fisijski fragmenti su jezgre drugih atoma, najčešće srednje atomske težine.

2.1.2. Udarni presjek

Mikroskopski udarni presjek, σ , koristi se za kvantifikaciju vjerojatnosti reakcije između neutrona i jezgre. U kombinaciji s brzinom toka neutrona, omogućuje izračun brzine neke nuklearne reakcije. Jedinica udarnog presjeka je barn, a definirana je presjekom nukleona od $1 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$. Mikroskopski udarni presjek je suma udarnih presjeka za sve interakcije. Uz oznaku udarnog presjeka, za svaku nuklearnu reakciju uvedeni su karakteristični indeksi [16]: s za elastični sudar, ie za neelastični sudar, c za uхват neutrona, a f za fisiju.

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_s + \sigma_{ie} + \sigma_c + \sigma_f \quad (2.2)$$

Prolaskom neutrona kroz materijal, na određenoj udaljenosti od jezgre, očekuje se neutronska uхват. Udarne presjek za ovu reakciju ovisan je o energiji ulaznih neutrona te o materijalu u kojemu se događa nuklearna reakcija. Udarne presjek ovisi o vrsti jezgre, tipu nuklearne reakcije i energiji neutrona koji je izaziva.

Makroskopski udarni presjek definiran je s:

$$\Sigma = N\sigma \quad (2.3)$$

Σ je makroskopski udarni presjek odnosno suma udarnih presjeka svih jezgara u danom volumenu mete, a N broj jezgara po jedinici volumena mete [17]. Broj nuklearnih reakcija, R , koje izazivaju neutroni u materijalu po jedinici volumena i jedinici vremena određen je s $n \cdot v \cdot \Sigma$, gdje je n broj neutrona, a v brzina neutrona. Broj nuklearnih reakcija, R , u materijalu debljine dx jednak je

$$R dx = N \sigma n v dx = -\Sigma I dx \quad (2.4)$$

odnosno:

$$dI = -I\Sigma dx \quad (2.5)$$

gdje je I struja neutrona (vektorska veličina). U konačnici dobivamo zakon promjene intenziteta struje neutrona u ovisnosti o debljini materijala i makroskopskog udarnog presjeka:

$$I = I_0 e^{-\Sigma x} \quad (2.6)$$

gdje je I_0 , neatenuirana struja neutrona.

Srednji slobodni put neutrona, λ , dan je s $1/\Sigma$. U materijalima čvrstog stanja, λ termalnih neutrona može biti reda veličine centimetra ili manji, dok za brze neutrone iznosi nekoliko desetaka centimetara.

U većini slučajeva neutroni nisu usko kolimirani tako da, koristeći standardne metode zaštite (kao što je to slučaj s gama-zrakama), dobivamo široki neutronske snop ili lošu geometriju polja. Stoga, eksponencijalna atenuacija snopa (jednadžba 2.6) nije moguća zbog raspršenih neutrona. Potrebno je složenije računanje prijenosa neutrona da bi se predvidio broj prenesenih neutrona i njihova raspodjela u ukupnoj energiji.

Promatramo li neutrone s jednom energijom ili fiksnom brzinom v , frekvencija interakcije procesa makroskopskog presjeka Σ definirana je kao $v \cdot \Sigma$. Tok neutrona, φ , dan je jednadžbom

$$\varphi(r) = n(r)v \quad (2.7)$$

gdje je $n(r)$ gustoća broja neutrona u položaju vektora r .

Gustoća brzine reakcije, R' , dana je s:

$$R' = \varphi(r)\Sigma \quad (2.8)$$

Uvođenjem toka po energijskom intervalu, $\varphi(r, E)$, takvog da vrijedi

$$\varphi(r) = \int_0^{\infty} \varphi(r, E) dE \quad (2.9)$$

i udarnog presjeka, $\Sigma(E)$, dobiva se:

$$R' = \int_0^{\infty} \varphi(r, E)\Sigma(E) dE \quad (2.10)$$

U tablici 1 dan je pregled nekih izotopa s velikim ukupnim udarnim presjekom za termalne neutrone.

Tablica 1. Izotopi s velikim udarnim presjekom za termalne neutrone. [17,18]

| Izotop | σ_{tot} / barn | Upotreba | Zastupljenost | Napomena |
|-------------------|------------------------------|----------------------------------|------------------------|-------------------------------|
| ^3He | 5330 | plinski proporcionalni detektori | $1,4 \cdot 10^{-4} \%$ | učinkovitost \approx 90% |
| ^6Li | 940 | scintilacijski detektori | 7,4 % | stabilan |
| ^{10}B | 3840 | scintilacijski detektori | 20 % | stabilan |
| ^{152}Gd | 735 | - | 0,2 % | toksičan, γ zrake |
| ^{155}Gd | 61100 | scintilacijski detektori | 14,8 % | γ zrake |
| ^{157}Gd | $2,54 \cdot 10^6$ | scintilacijski detektori | 15,7 % | γ zrake |
| ^{235}U | 681 | nuklearne reakcije | 0,72% | opasan |

2.1.3. Kinetička energija slobodnih neutrona

Slobodni neutroni mogu se podijeliti prema kinetičkoj energiji. Kvalitativno, što je viša temperatura, veća je kinetička energija slobodnih neutrona. Podjela slobodnih neutrona prema kinetičkog energiji dana je u tablici 2.

Tablica 2. Podjela slobodnih neutrona prema kinetičkog energiji [20].

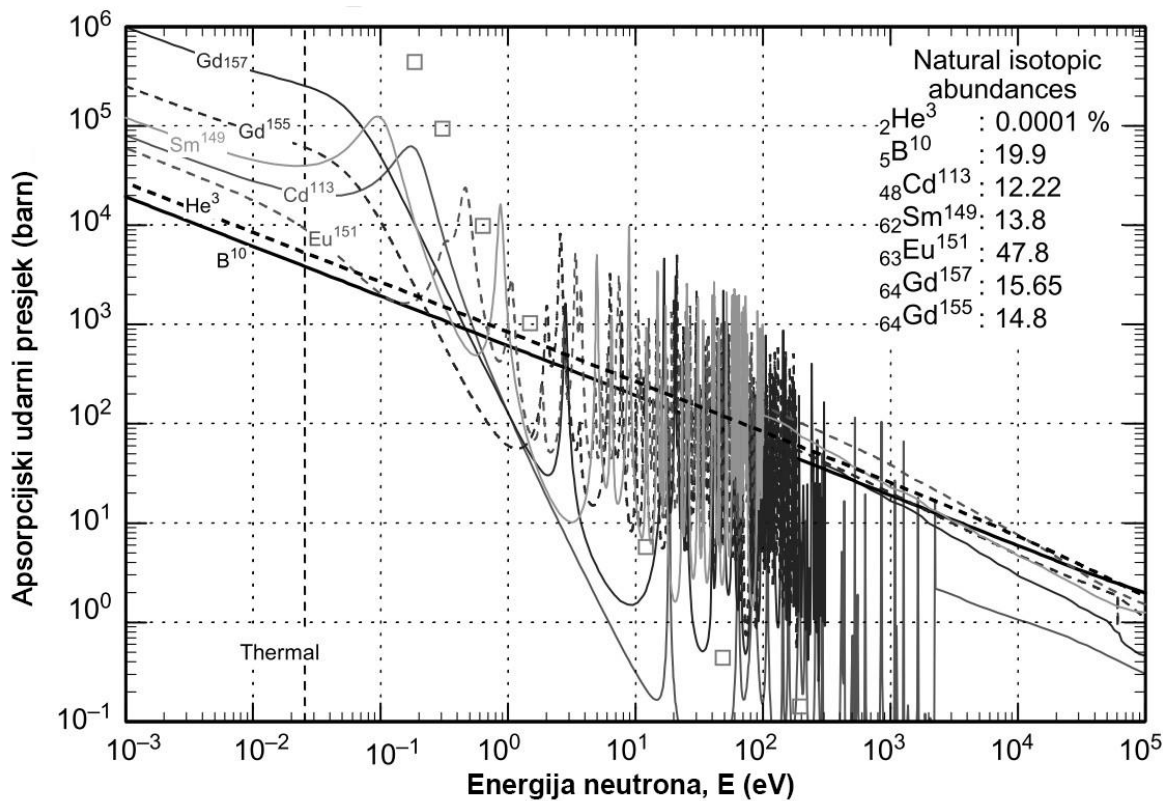
| Raspon energija | Naziv |
|-----------------|----------------|
| 0 – 0,025 eV | Hladni |
| 0,025 eV | Termalni |
| 0,025 – 0,4 eV | Epitermalni |
| 0,4 – 0,6 eV | Kadmijski |
| 0,6 – 1 eV | Epikadmijski |
| 1 – 10 eV | Spori |
| 10 – 300 eV | Rezonantni |
| 300 eV – 1 MeV | Srednji |
| 1 – 20 MeV | Brzi |
| > 20 MeV | Relativistički |

Neutroni u toplinskoj ravnoteži s okolinom temperature T , prema Maxwell-Boltzmannovoj raspodjeli, imaju srednju energiju kT , odnosno brzinu, v :

$$v = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (2.11)$$

gdje je k Boltzmannova konstanta, a m masa neutrona. Pri sobnoj temperaturi energija neutrona iznosi 0,025 eV te se takvi slobodni neutroni zovu termalni neutroni. Neutroni s energijama manjim od termalnih nazivaju se hladnima. Hladni neutroni mogu se u velikom broju proizvesti u neutronske reaktore (fisijski spektar) na način da se propuštaju kroz cijev ohlađenu tekućim dušikom, vodikom ili helijem. Takvim hlađenjem dolazi do toplinske ravnoteže hladnih neutrona i okoline. Spektar energija hladnih neutrona koristi za eksperimente pri kojima dolazi do elastičnih i neelastičnih sudara.

Energija epitermalnih neutrona (0,4 eV) definirana je uхватom neutrona u ^{113}Cd . Epitermalni neutroni nisu u toplinskoj ravnoteži s atomima materijala kroz koji se kreću. Udarni presjek za termalne neutrone tog izotopa je vrlo velik ispod 0,55 eV i oštro pada s porastom energije. Energija od 0,55 eV zove se kadmijev rez i ona dijeli termalni i epitermalni dio neutronske spektra. Kadmij se koristi kao selektivni apsorber zbog velikog niskoenergijskog presjeka i relativne odsutnosti rezonancija (do 18 eV) sprječavajući apsorpciju neutrona viših energija. Raspon energije od 0,4 do 0,6 eV naziva se rasponom kadmija. Na slici 1 prikazan je udarni presjek apsorpcije neutrona ^{113}Cd kao funkcija energije zajedno s udarnim presjecima drugih dobrih apsorbera.



Slika 1. Udarni presjeci za ^{113}Cd i karakteristične apsorberne. [20]

Neutroni energija do 1,0 eV zovu se epikadmijem jer mogu proći kroz tanki sloj kadmija od 0,5 mm (za razliku od termalnih koje tanki sloj kadmija apsorbera). Neutroni energija od 1 do 10 eV zovu se sporim neutronima. Rezonantni neutroni odlikuju se jakim rezonancijama u teškim jezgrama.

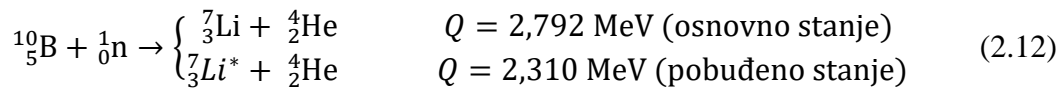
Brzi neutroni kreću se minimalno brzinom od 14000 km/s. Nastaju u procesima nuklearne fisije, spontane fisije i fuzije. U nuklearnom reaktoru brzi neutroni moderiraju (usporavaju, termaliziraju) se moderatorima (H_2O , D_2O , C – grafit) do termalnih neutrona jer fisibilni materijali imaju veće iskorištenje s termalnim neutronima. Što je lakša jezgra moderatora, moderator je bolji, odnosno izaziva veće smanjenje brzine neutrona.

2.1.4. Reakcije na kojima se temelji detekcija termalnih neutrona

Kao što je ranije spomenuto, termalni neutroni ne mogu se detektirati direktno, već preko nabijenih čestica koje nastaju nakon sudara neutrona s određenim materijalima. Ovdje će biti prikazane najvažnije reakcije na kojima se temelji detekcija termalnih neutrona.

2.1.4.1. Reakcija $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$

Najčešće korištena reakcija za konverziju termalnih neutrona u jezgre/čestice koje se mogu detektirati prikazana je jednadžbom (2.12).



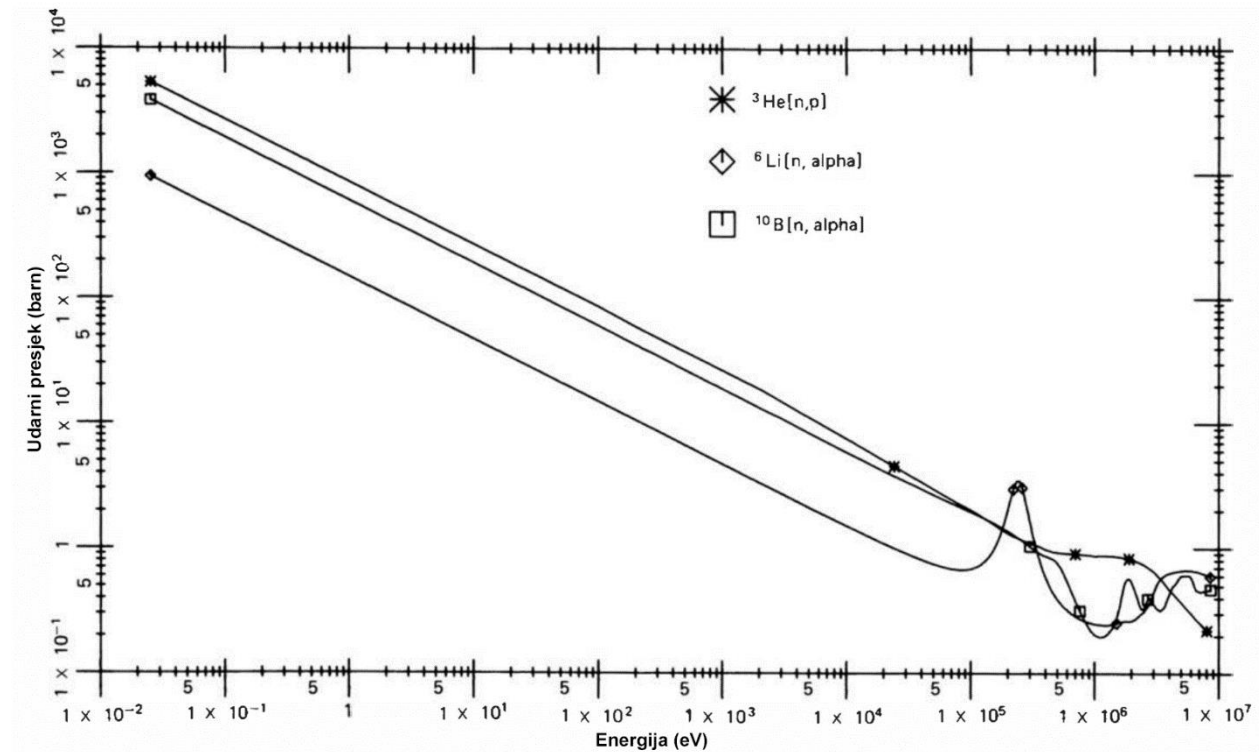
Reakcija ide u dva smjera, ovisno o tome nastaje li ^7Li u osnovnom (6% zastupljenosti) ili pobuđenom stanju (94% zastupljenosti). U oba slučaja Q vrijednost (reakcijska energija, oslobođena ili apsorbirana energija tokom nuklearne reakcije) je vrlo visoka uspoređujući ju s energijama reaktanata – termalnih neutrona, tako da je energija reakcijskih produkata približno jednaka Q vrijednosti reakcije. Dakle, ulazna kinetička energija neutrona je zanemariva u odnosu na energiju reakcije. S obzirom da je ulazna količina gibanja vrlo mala, reakcijski produkti moraju imati ukupnu količinu gibanja približno jednaku nuli. Nastavno, reakcijski produkti moraju se projicirati u suprotnim smjerovima, a energija reakcije će se uvijek rasporediti na isti način. Pojedinačne energije alfa-čestice i ^7Li mogu se izračunati iz zakona očuvanja energije i zakona očuvanja količine gibanja.

$$E_{\text{Li}} + E_{\alpha} = Q = 2,31 \text{ MeV} \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} m_{\text{Li}}v_{\text{Li}} &= m_{\alpha}v_{\alpha} \\ \sqrt{2m_{\text{Li}}E_{\text{Li}}} &= \sqrt{2m_{\alpha}E_{\alpha}} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Tada imamo $E_{\text{Li}^*}=0,84 \text{ MeV}$ i $E_{\alpha^*}=1,47 \text{ MeV}$ za reakciju u pobuđenom stanju te $E_{\text{Li}}=1,02 \text{ MeV}$ i $E_{\alpha}=1,78 \text{ MeV}$ za reakciju u osnovnom stanju. Udarni presjek za ovu reakciju iznosi 3840 barn. Vrijednost udarnog presjeka pada s povećanjem energije neutrona i obrnuto je proporcionalna brzini neutrona. Prirodna zastupljenost izotopa ^{10}B iznosi 19,8% [13] i komercijalno je dostupan.

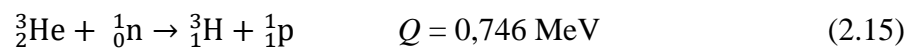
Na slici 2 prikazana je ovisnost udarnog presjeka o energiji za reakcije $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$, $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ i $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$. $^{10}\text{BF}_3$ se koristi kao medij u plinskim proporcionalnim detektorima. Otrovan je i to mu je glavni nedostatak u komercijalnoj primjeni.



Slika 2. Ovisnost udarnog presjeka o energiji za tri karakteristične reakcije koje se koriste u detekciji neutrona. [13]

2.1.4.2. Reakcija $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$

Plinoviti ^3He koristi se kao medij za detekciju neutrona kroz reakciju:

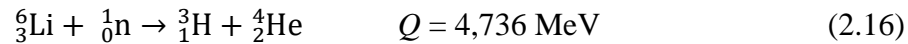


Za reakcije izazvane termalnim neutronima, reakcijski produkti emitiraju se u suprotnim smjerovima s energijama, $E(p) = 0,573 \text{ MeV}$ i $E(^3\text{H}) = 0,191 \text{ MeV}$. Udarni presjek za ovu reakciju iznosi 5330 barn. Iako je ^3He komercijalno dostupan, potražnja za njime je višestruko veća od količine koja se proizvede tako da se može smatrati da ga nema dovoljno. Osim

nestašice, problem je i njegova cijena te se zbog navedenih činjenica traže drugi izotopi koji bi ga zamijenili.

2.1.4.3. Reakcija ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$

Jedna od reakcija koja se često koriste za detekciju termalnih neutrona jest:



Reakcijski produkti se također emitiraju u suprotnim smjerovima s energijama $E({}^3\text{H})=2,73 \text{ MeV}$ i $E(\alpha) = 2,05 \text{ MeV}$. Udarni presjek za ovu reakciju iznosi 940 barn. Prirodna zastupljenost izotopa ${}^6\text{Li}$ iznosi 7,4 % i komercijalno je dostupan u izoliranom obliku. Najčešće korišteni molekularni oblici su ${}^6\text{LiF}$ i ${}^6\text{LiI}$.

2.1.4.4. Reakcija ${}^{157}\text{Gd}(n,\gamma){}^{158}\text{Gd}$

Udarni presjek za uhvat termalnih neutrona u ${}^{157}\text{Gd}$ iznosi $2,54 \cdot 10^6$ barn i najveći je presjek među stabilnim elementima periodnog sustava. U reakciji opisanoj jednadžbom (2.17) pobuđena jezgra ${}^{158}\text{Gd}^*$ oslobađa energiju kroz emisiju gama-zraka, energijske raspodjele u rasponu od 0,1 – 7,94 MeV [21].



U reakciji također nastaju i konverzijski elektroni energije 72 keV. Upravo konverzijski elektroni su čestice koje se detektiraju. Sloj ${}^{157}\text{Gd}$ najčešće je debljine oko 20 μm [13] te se koristi kao konverter upadnih neutrona u brze elektrone koji se onda detektiraju. Učinkovitost takvog konvertera iznosi najviše 30%, no znatno je veća od učinkovitosti za ${}^6\text{Li}$ i ${}^{10}\text{B}$ koja iznosi do 5%. Ova se reakcija često primjenjuje u medicinskoj dijagnostici, gdje pretvorbeni elektron služi za snimanje položaja interakcije neutrona u susjednom fotografskom filmu ili drugom detektoru osjetljivom na položaj. Tekući scintilatori također mogu sadržavati ${}^{157}\text{Gd}$ u otopini, obično u koncentraciji od 0,5 do 1,5%, kako bi bili vrlo osjetljivi na neutrone. U slučaju detektora u kojima se koriste tehnike brojanja (kao što je slučaj kod poluvodičkog detektora), gama-zrake i brzi elektroni predstavljaju problem zbog stvaranja šuma u spektru. To je razlog zbog čega se detekcija temelji na teškim nabijenim česticama.

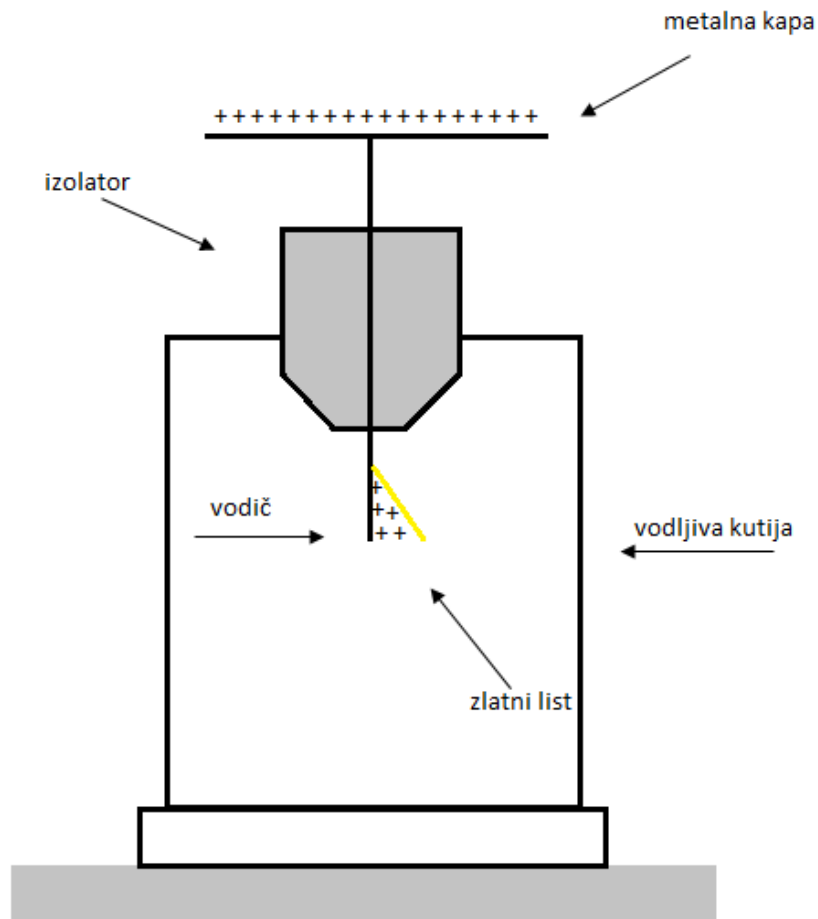
2.1.4.5. Inducirana fisija

Fisijski udarni presjeci za ^{233}U , ^{235}U i ^{239}Pu relativno su veliki pri niskoj neutronske energiji pa se ti izotopi mogu koristiti kao osnova detektora termalnih neutrona. Reakcije fisije imaju veliku Q vrijednost (oko 200 MeV) u usporedbi s prethodno spomenutim reakcijama. Kao rezultat, detektori temeljeni na reakciji fisije često mogu dati izlazne impulse većeg intenziteta od onih koje dolaze iz drugih reakcija te se može postići vrlo veliko razlučivanje. Skoro svi fisibilni radionuklidi su alfa-emiteri i, posljedično, svaki detektor baziran na induciranoj fisiji će također pokazati spontani izlazni signal zbog raspadanja alfa-čestica. Energija alfa-čestica, uvijek je višestruko manja od energije koja se emitira u reakciji fisije, pa se ti događaji obično mogu lako razlikovati po amplitudi impulsa.

2.1.5. Neutronske detektori

2.1.5.1. Princip rada radiološkog detektora

Svi radiološki detektori, neovisno o tome radi li se o neutronske, alfa-, beta- ili gama-detektoru, temelje se na istom fundamentalnom principu: prijenosu dijela ili sveukupne energije zračenja u detektor gdje se pretvara u neki drugi oblik koji se može detektirati (tzv. princip elektroskopa; slika 3). Vodič elektroskopa je nabijen (pretpostavimo pozitivnim nabojem). Zlatni list otklanja se od svog ravnotežnog položaja zbog odbojne sile između pozitivnih naboja zlatnog lista i vodiča. Ako je zrak u kutiji ioniziran zračenjem, zlatni list se vraća u ravnotežni položaj zbog stvaranja parova naboja u kutiji. Negativni naboji privlače vodič i zlatni list te dolazi do manjeg odklona zlatnog lista. Elektroskop je tada osjetljiv na ukupan broj naboja stvorenih u kutiji. Radiološki detektori rade na istom principu, direktno ili indirektno mjere broj ionizacija pobuđenih ionizirajućim zračenjem u nevodljivom mediju te ga pretvaraju u električne impulse. Sve vrste detektora se temelje na detekciji nabijenih čestica (direktna detekcija). Neutralne čestice prije detekcije moraju doći u interakciju s drugim materijalom (indirektna detekcija).



Slika 3. Shematski prikaz elektroskopa.

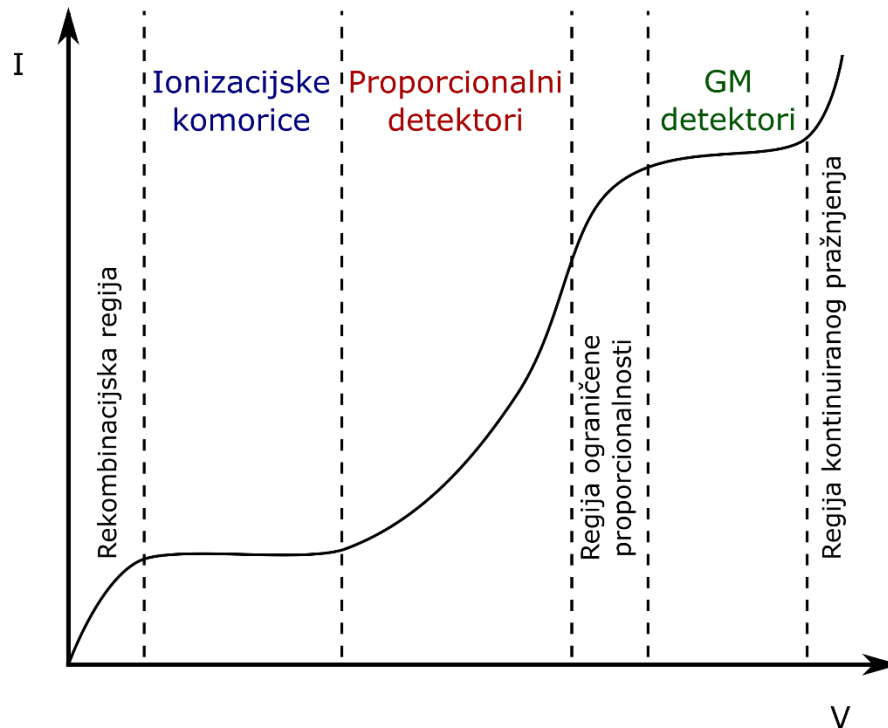
2.1.5.2. Vrste detektora termalnih neutrona

U ovom poglavlju opisat će se dvije vrste detektora termalnih neutrona: plinski i scintilacijski. Poluvodički detektori obradit će se u poglavlju 2.2.

Plinski proporcionalni detektori

Interakcijama ionizirajućeg zračenja s plinom koji se nalazi u cijevi plinskog proporcionalnog detektora nastaju elektroni i pozitivno nabijeni ioni. Navedene nabijene čestice privlače se na elektrode unutar detektorske cijevi. Razlikujemo tri osnovna tipa plinskih

detektora: ionizacijska komorica, proporcionalni detektor i Geiger–Müllerov detektor. Razlika potencijala na kojemu radi detektor određuje vrstu detektora (slika 4).



Slika 4. Područja rada plinskih detektora definirana su ovisnošću visine impulsa u funkciji jakosti električnog polja.

Neutronske plinske detektore često se koriste za detekciju termalnih neutrona, u kojem plin funkcionira kao: 1) neutronske konvertere i proporcionalni plin (npr. ^3He ili $^{10}\text{BF}_3$) ili 2) proporcionalni plin kombiniran s čvrstim neutronske konverterom (npr. cijev obložena ^{10}B). Obje vrste proporcionalnih plinskih brojača detektora često imaju anodnu žicu malog promjera (obično promjera 25 – 100 μm) centriranu u cilindričnom kućištu. Da bi se izbjeglo električno pražnjenje na točki pričvršćenja žice s cilindričnim kućištem, koriste se cijevi s jednim otvorenim krajem koje rezultiraju neaktivnim, tzv. „mrtvim“ regijama u blizini krajeva anodne žice [22]. Takve cijevi smanjuju električno polje ispod praga potrebnog za Townsendovu lavinu (postupak ionizacije plina u kojemu se slobodni elektroni ubrzavaju električnim poljem, sudaraju s molekulama plina i posljedično oslobađaju dodatne elektrone). Stoga proporcionalni brojači ispunjeni plinom imaju dva područja električnog polja: nisko područje električnog polja javlja se oko cijevi, a područje visokog električnog polja unutar volumena detektora gdje nisu prisutne

cijevi. Konačno, zbog anodne žice centrirane unutar kućišta, plinski proporcionalni neutronske detektori osjetljivi su na mikrofonske učinke [23].

Neutronske plinske detektori imaju zadovoljavajuću sposobnost razlikovanja gama-zraka jer je gustoća plina niska u odnosu na čvrste materijale. Međutim, kada međudjelovanjem gama-zraka unutar neutronske detektora punjenog plinom, dolazi do Comptonovog raspršenja bilo u plinu, bilo u stjenici katode, a rezultirajući Comptonov elektron može proizvesti mjerljivi puls. Ako se tijekom vremena oblikovanja pulsa u pojačalu pojave višestruke interakcije gama-zraka, javlja se nakupljanje impulsa što rezultira pulsom velike amplitude u odnosu na amplitudu pulsa koji nastaje iz interakcija pojedinačnih gama-zraka. U ovom scenariju, rezultirajuća amplituda impulsa može izgledati slično impulsu induciranom neutronom i dati lažno pozitivan rezultat.

Faktor učinkovitosti detekcije termalnih neutrona, ε_{th} , koristi se kao kriterij za usporedbu različitih neutronske detektora i definiran je kao [13]:

$$\varepsilon_{th} = \frac{\text{ukupan broj upadnih termalnih neutrona}}{\text{broj termalnih neutrona izbrojanih detektorom}} \quad (2.18)$$

Broj upadnih neutrona koji se broje ovisi o broju neutrona koje je detektor apsorbirao, broju produkata reakcije ionizacije u osjetljivom volumenu detektora i broju nositelja naboja koji doprinose stvaranju impulsa unutar detektora. Na isti način definira se i faktor učinkovitosti alfa-čestica. Tada se uspoređuju upadne i izbrojane alfa-čestice.

Proporcionalni plinski detektori punjeni izotopom ^3He imaju visok ε_{th} i nisku osjetljivost na gama-zrake, a jedan su od najčešće korištenih detektora termalnih neutrona. Plinski proporcionalni detektori punjeni s ^3He mogu imati ε_{th} iznad 80% [24] (ovisno o jačini detektora i tlaku plina), djelomično zbog kombinacije udarnog presjeka ^3He i plina koji djeluje dvojako: kao apsorber neutrona i kao detektorski plin. Produkti reakcije emitiraju se u suprotnim smjerovima nakon apsorpcije termalnih neutrona plinom ^3He . Ovisno o mjestu $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ reakcije unutar volumena detektora, energija jednog ili oba produkta reakcije deponira se u ^3He . Kako produkti reakcije ioniziraju ^3He , oslobađaju se nositelji naboja koji putuju prema svojim napunjenim elektrodama zbog razlike potencijala između anodne žice i katodne stjenke. Međutim, cijena uređaja punjenih s ^3He prilično je velika zbog rijetkosti izotopa i nestašice istog.

Scintilacijski detektori

Postoji više vrsta scintilacijskih neutronske detektora za detekciju termalnih neutrona, a najčešće se koriste: kristalni (LiI: Eu [2], CLYC i CLLB [25]), dopirani litijem ili borom (plastični, stakleni ili tekući scintilatori) ili presvučeni Li i LiF [12,25,26]. Kombinacija ZnS (Ag) s nekim litijevim spojem također je uobičajena za detekciju termalnih neutrona na bazi scintilatora. U scintilacijskom mediju nastaju nabijene čestice nakon čega slijedi apsorpcija neutrona bilo izotopa ^{10}B , bilo izotopa ^6Li koji se nalaze u scintilatoru. Nositelji naboja, koji se oslobađaju kako reakcijski produkti ioniziraju scintilacijski medij nakon čega slijedi tipičan proces scintilacije. Posljedično, nemogućnost razlikovanja između neutronske induciranih događaja iz interakcija s gama-zrakama je nedostatak ove vrste detektora. Kao i kod većine scintilacijskih detektora, fotomultiplikatorska cijev ili fotomultiplikator (PMT) obično je povezana s nekoliko gore spomenutih scintilacijskih neutronske detektora. Fotomultiplikatori su osjetljivi na magnetska polja, oscilacije i tamnu struju proizvedenu iz termionske emisije te zahtijevaju veliku snagu. Fotodiode su robustna alternativa PMT-u male snage koja je praktički neosjetljiva na magnetske polja. Međutim, fotodiode su osjetljive samo na izravnu ionizaciju, što im ograničava upotrebu, a istovremeno imaju loš omjer signala i šuma zbog struje curenja te izlaznih signala male amplitude [13]. Druga alternativa PMT-ima su silicijski fotomultiplikatori (SiPM) koji su kompaktni, zahtijevaju nizak radni napon i znatno su manje osjetljivi na magnetska polja [28]. Međutim, SiPM-ovi su podložni fluktuacijama performansi zbog promjena u temperaturi i naponu [29]. Također, skloni su transferu signala između pojedinih ćelija, a dolazi i do toka tamne struje unutar SiPM-ova [27,28].

2.1.6. Osnovne dozimetrijske veličine

Dozimetrijske veličine opisuju međudjelovanje zračenja s materijom. Fundamentalne dozimetrijske veličine opisuju polje ionizirajućeg zračenja te njegovu interakciju s materijom. Operativne dozimetrijske veličine koriste se u zaštiti od ionizirajućeg zračenja. Temeljna dozimetrijska nestohastička veličina je kerma, K , a opisuje promjenu srednje kinetičke energije (E_{tr}) koja je predana nabijenim česticama izraženu po jedinici mase (jednadžba (2.19)). Grej, Gy, je jedinica za kermu i istoznačna je J/kg.

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (2.19)$$

Čestice bez naboja predaju energiju nabijenim česticama. Potom nabijene čestice međudjelovanjem s materijom gube energiju jer ju materija apsorbira. Time definiramo apsorbiranu dozu, D . Iako su kerma i apsorbirana doza veličine koje koriste iste jedinice, razlika leži u tome kako su definirane. Energija koja se prenosi na masu nije nužno ista kao energija apsorbirana u masi te navedena činjenica čini razliku između ove dvije veličine za zadane uvjete zračenja. Ako pretpostavimo volumen V , tada je u slučaju kerme on mjesto gdje su nenabijene čestice predale energiju nabijenim česticama. U slučaju apsorbirane doze, V je mjesto gdje je kinetička energija nabijenih čestica potrošena.

Dozni ekvivalent definiran je umnoškom apsorbirane doze i težinskih faktora za pojedinu vrstu zračenja. Mjerna jedinica za dozni ekvivalent je sivert, Sv (J/kg). Razlikujemo osobni dozni ekvivalent ($H_p(10)$) te ambijentalni dozni ekvivalent ($H^*(10)$). Brzinom ambijentalnog doznog ekvivalenta ($H^*(10)/t$) opisuju se doze u okolišu.

2.1.7. Posebni fisibilni materijali

Fisibilni materijali su oni koji mogu izazvati fisiju. Posebni fisibilni materijali su: ^{239}Pu , ^{233}U , uranij obogaćen izotopom ^{235}U ili ^{233}U te svaki drugi materijal koji sadržava jedan ili više navedenih radionuklida. Detektor na bazi Schottkyjeve diode koji se razvija u okviru ove disertacije namjerava se koristiti kao detektor posebnih fisibilnih materija.

Na graničnim prijelazima između država postoje portalni detektori ionizirajućeg zračenja, prvenstveno fotona, ali i neutrona. Zbog nestašice ^3He koji se koristi kao aktivni materijal u plinskim proporcionalnim detektorima, postoji potreba za alternativnim detektorom. U slučaju pokušaja krijumčarenja posebnih fisibilnih materijala, navedeni materijal biti će atenuiran olovnim štitom. Portalnim detektorima se mogu detektirati gama-zrake energija većih od 100 keV. Gama-zrake nižih energija nisu dovoljno prodorne ($^{233}\text{U} - \gamma$ (114 keV) < 1%, $^{239}\text{Pu} - \gamma$ (129 keV) < 1%). Zbog niskih energija gama-zračenja koje emitiraju posebni fisibilni materijali, otežana je detekcija portalnim detektorima. Zbog štita korištenog za vrijeme transporta posebnih fisibilnih materijala dolazi do smanjenja brzine neutrona te se očekuje da će se na površini vozila

kojim se materijal krijumčari većina neutrona termalizirati. Nakon toga Schottkyjevom diodom mogu se detektirati termalni neutroni.

2.2. Poluvodički detektori

Za razliku od plinskih detektora, gdje su nosioci naboja elektroni i pozitivno nabijeni ioni, u poluvodičkim detektorima nosioci naboja su elektroni i šupljine. U ovom poglavlju opisan će se princip detekcije neutrona poluvodičkim detektorima te će se usporediti poluvodički materijali koji se trenutno koriste za detekciju neutrona ili imaju dobra fizikalna svojstva. Poluvodički detektori bi se u budućnosti mogli koristiti za detekciju neutrona, a s posebnim naglaskom na silicijev karbid i njegove politipove.

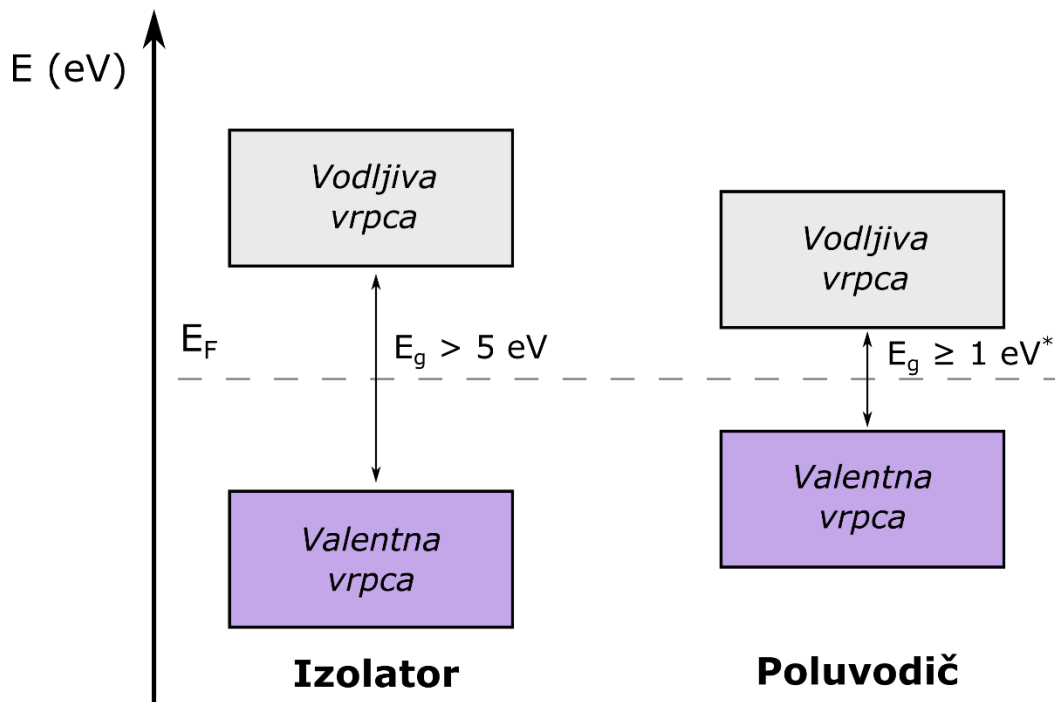
2.2.1. Poluvodički materijali

Električna vodljivost poluvodiča manja je od vodiča, a veća od izolatora. Poluvodiči u čijoj kristalnoj strukturi nema nečistoća, zovu se intrinzičnim poluvodičima. Ekstrinzični poluvodiči su materijali kojima se u kontroliranim uvjetima dodaju male količine primjesa kako bi postali vodljivi [12,26].

U izolatoru ili poluvodiču elektroni se pobuđuju prelaskom iz valentne u vodljivu vrpcu. Kod izolatora je energijski procijep (zabranjeni pojas) veći nego kod poluvodiča: ≥ 5 eV naspram ≥ 1 eV kod poluvodiča. Stoga je potrebno više energije da pobudi valentne elektrone za prelazak u vodljivu vrpcu (slika 5) [13]. Za stvaranje para elektron-šupljina potrebna je energija od nekoliko eV. Zbog niže energije stvaranja para naboja, poluvodički detektor ima bolju energijsku rezoluciju od ranije spomenutih neutronske detektora (scintilacijski i plinski detektori).

Dodavanje primjesa poluvodičima naziva se i dopiranje. Koncentracija primjesa (dopiranja) direktno utječe na vodljiva svojstva poluvodiča jer se njihovim dodatkom uvode dodatne energetske razine u energijski procijep. Primjese mogu biti donorske i akceptorske [27]. Donorske primjese su nečistoće koje povećavaju vodljivost doniranjem električnog naboja dok akceptorske nečistoće na sebe vežu naboj i tako povećavaju vodljivost poluvodiča. Donori imaju pet elektrona u vanjskoj ljusci i to su elementi 5. skupine periodnog sustava. Zovu se i

peterovalentnim nečistoćama. Zbog činjenice da donira elektron, tj. višak negativnog naboja, nečistoća u poluvodiču stvara područje n-tipa. Stoga se poluvodiči s donorskim primjesama nazivaju poluvodičima n-tipa. Akceptori su elementi iz 3. skupine periodnog sustava: imaju tri elektrona u vanjskoj ljusci te mogu prihvatiti elektron iz susjednog atoma. Zbog viška pozitivnog naboja poluvodiči s takvim primjesama nazivaju se poluvodičima p-tipa. Dakle, ukoliko su većinski nosioci naboja elektroni, poluvodič je n-tipa, a ukoliko su nosioci naboja šupljine, poluvodič je p-tipa. Osim donorskih i akceptorskih nivoa, primjese mogu stvarati i nove energijske razine koje djeluju kao zamke i rekombinacijski centri. Rekombinacijski centri su mjesto gdje se elektroni i šupljine međusobno poništavaju, tj. rekombiniraju.



Slika 5. Struktura elektronskih vrpca u poluvodiču i izolatoru. E_g je visina energijskog procijepa, a E_F Fermijev nivo.

Visina energijske barijere kod poluvodiča u pravilu je veća od 1 eV, ali postoje i poluvodiči s energijskim procijepom manjim od 1 eV, npr. Ge, Sn, Te i Sb.

Pobuda elektrona u vodljivoj vrpici stvara slobodno mjesto u valentnoj vrpici te nastaje par elektron-šupljina koji stvaraju mjerljivi električni signal. Vjerojatnost za stvaranje para elektron-šupljina, po jedinici vremena, dana je s [13]:

$$P(T) = CT^{3/2}e^{\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)} \quad (2.20)$$

gdje je T apsolutna temperatura, E_g energijski procijep između valentne i vodljive vrpce, k je Boltzmannova konstanta i C konstantna proporcionalnosti ovisna o materijalu.

Toplinska pobuda u poluvodičkim materijalima izrazito je ovisna o temperaturi. Čisti poluvodič je izolator na apsolutnoj nuli. Kako se temperatura povećava, elektroni se mogu toplinski pobuditi iz valentne u vodljivu vrpcu. Idealni detektori ne bi trebali biti nabijeni u odsutnosti zračenja, dok bi snopu ionizirajućeg zračenja trebali moći registrirati veliku količinu naboja po jedinici vremena. To je i razlog zašto se neki poluvodički detektori hlade tekućim dušikom (≈ 77 K). Hlađenje smanjuje broj parova elektron-šupljina u kristalu [30]. Ukoliko je potrebno postići još niže temperature, poluvodič se može hladiti tekućim helijem (≈ 5 K) ili laserom. Hlađenjem laserom moguće postići temperature blizu apsolutne nule (1 mK i niže).

Dvije su vrste poluvodičkih neutronske detektora: poluvodički materijali koji omogućuju direktnu konverziju neutrona i poluvodiči koji neutrone detektiraju indirektno, pomoću tankog filma (konvertera).

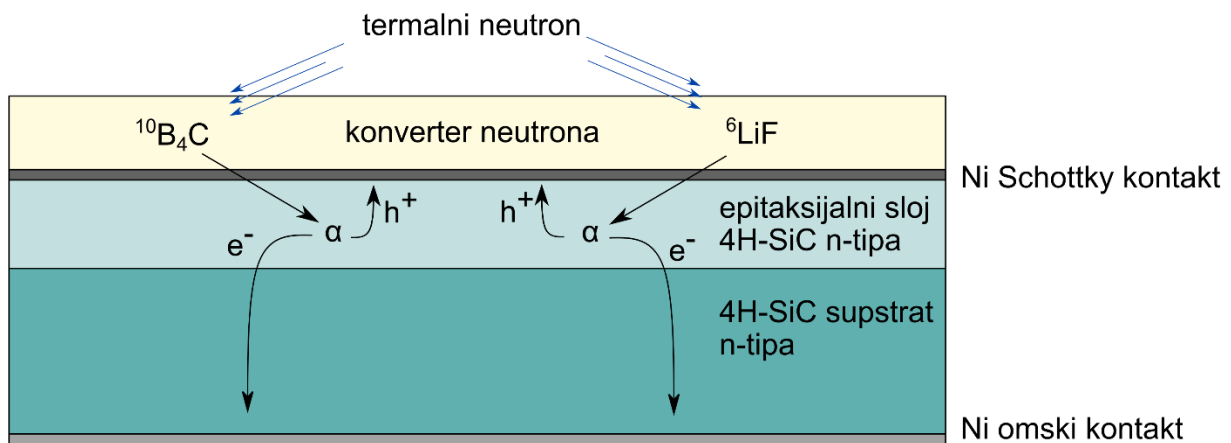
Interakcijom poluvodičkih detektora koji omogućuju direktnu detekciju neutrona sa samim neutronima, osim elektrona i šupljina nastaju i primarni produkti reakcije uhvata ili raspršenja neutrona [31]. Nositelji naboja, pod utjecajem električnog polja nastalog zbog razlike potencijala između elektroda, odlaze prema elektrodama. Tri podvrste takvih detektora temelje se na:

- poluvodičima s niskim mikroskopskim udarnim presjecima tj. heterostrukture niskog makroskopskog udarnog presjeka, kao što su Si i Ge,
- poluvodičima koji sadrže elemente s visokim mikroskopskim udarnim presjekom u malim koncentracijama, kao što je Si dopiran s ^{10}B ,
- poluvodičima koji sadrže elemente s visokim mikroskopskim udarnim presjekom neutrona, a koji dominiraju stehiometrijom, tj. heterostrukture visokog

makroskopskog udarnog presjeka: neki od primjera ovih poluvodičkih materijala su LiInSe_2 , LiInS_2 , LiZnP , Li_8MgSi_6 i $\text{LiInP}_2\text{Se}_6$ [30,31].

Ova vrsta neutronske detekcije ima visoku učinkovitost detekcije termalnih neutrona jer je apsorpcijski medij ujedno i detekcijski medij. Međutim, izrada takvih detektora u praksi je vrlo teška [33]. Uz to, prisutno je znatnije zarobljavanje nosioca naboja, zbog čega je učinkovitost takvih detektora niska [33].

Indirektna detekcija neutrona poluvodičkim materijalima tema je ove doktorske disertacije. Tankim filmom obloženi poluvodički neutronske detektori sastoje se od tankog sloja materijala unutar kojeg se pri interakciji s neutronima odvijaju reakcije navedene u poglavlju 2.1.4. Reakcijski produkti tada dolaze na površinu poluvodičke diode, kao što je prikazano na slici 6. Produkti reakcije emitiraju se u suprotnim smjerovima nakon apsorpcije termalnog neutrona u konverterskom sloju. Zbog geometrijskih ograničenja, samo jedan reakcijski produkt može ući u poluvodičku diodu (područje detekcije uređaja), ograničavajući tako detektore koji se temelje na indirektnoj detekciji na maksimalnu učinkovitost od približno 4,5% [33–35].



Slika 6. Detekcija neutrona poluvodičkim 4H-SiC detektorom pomoću tankog neutronske konvertera $^{10}\text{B}_4\text{C}$ ili ^6LiF .

Zbog veće gustoće poluvodičkih materijala, detektori su manjeg volumena što je vrlo često od velike važnosti jer su kompaktniji. Zbog svoje manje gustoće, nije potrebna velika debljina osjetljivog područja (epitaksijalnog sloja) da se čestica potpuno zaustavi, tj. deponira svoju kinetičku energiju u epitaksijalnom sloju. Epitaksijalni sloj se koristi kao aktivno područje u elektroničkim komponentama zbog visoke kvalitete kristala.

Za izradu detektora koriste se Schottkyjeva dioda (engl. *Schottky barrier diode*, SBD), P-N dioda i PIN dioda i MOS (engl. *metal oxide semiconductor*). P-N dioda je poluvodička dioda koja se temelji na p-n spoju. Dioda provodi struju u samo jednom smjeru, a izrađuje se spajanjem poluvodiča p-tipa i poluvodiča n-tipa. Kod PIN diode između poluvodiča p-tipa i poluvodiča n-tipa nalazi se široki sloj nedopiranog, intrinzičnog poluvodiča čime se stvara jako električno polje između poluvodiča p- i n- tipa [13]. Schottkyjeva dioda izrađena je od spoja metal-poluvodič. Schottkyjeve diode mogu izdržati jake struje s malim gubicima zbog malog pada napona. Pad napona za Schottkyjevu diodu iznosi između 200 i 400 mV. Moguće je primijeniti visok napon na detektor pri čemu ne dolazi do bitnog porasta struje curenja čime se postiže homogenost električnog polja te posredno ujednačen odziv detektora bez obzira na mjesto stvaranja elektron-šupljina parova [37].

Zbog smanjenja šuma, potrebno je smanjiti struju curenja u poluvodiču na najmanju moguću mjeru. Struja curenja izrazito je ovisna o temperaturi, pa se veća efikasnost detektora postiže na nižim temperaturama. Struja curenja raste proporcionalno primijenjenom reverznom naponu. Reverzni napon može se povećavati do granice lavinskog proboja. Lavinski proboj, odnosno lavinski učinak označava pojavu u kojoj proizvodi određene reakcije ili procesa pojačavaju samu reakciju ili proces. Zbog postizanja većeg područja osiromašenja, koriste se visoko otporni materijali [13]. Zbog povećanja osjetljivosti, moguće je spojiti nekoliko detektora u seriju.

Otpornost na zračenje i robusnost, važne su karakteristika dobrog neutronske detektora jer zračenje unosi defekte u poluvodičku strukturu detektora. Tako uneseni defekti mijenjaju transportna svojstva i smanjuju učinkovitost detektora. U sljedećem poglavlju obradit će se vrste poluvodičkih materijala koji se koriste za detekciju zračenja.

2.2.1.1. Usporedba poluvodičkih materijala

Poluvodički materijali koji se najviše koriste za izradu radioloških detektora su silicij, germanij, silicijev karbid i galijev nitrid. Germanijevi detektori su poluvodičke diode koje imaju PIN strukturu u kojoj je intrinzično područje osjetljivo na ionizirajuće zračenje, posebno X-zrake i gama-zrake. Budući da germanij ima relativno nizak energijski procijep od 0,67 eV [38], ovi

detektori moraju se hladiti kako bi se smanjila toplinska proizvodnja nositelja naboja (dakle obrnuta struja curenja) na prihvatljivu razinu.

Silicij je najčešće korišteni poluvodički materijal u poluvodičkim detektorima jer, zbog širine energijskog procijepa, može raditi na sobnoj temperaturi te je, do određene mjere, otporan na zračenje[38,39]. Silicijske fotodiode se koriste kao detektori u fizici visokih energija, u CCD detektorima rendgenskog zračenja (engl. *Charge Coupled Devices*) kao i PMT cijevima [41]. Detektori koji kao aktivni materijal koriste galijev nitrid, koriste se za detekciju alfa-čestica, elektrona, neutrona i rendgenskog zračenja[42–45]. Nuklearna reakcija ^{14}N (n, p) ^{14}C i slične reakcije ukazuje na to da je GaN osjetljiv i na neutrone. U tablici 3 dana su svojstva poluvodičkih materijala, odnosno njihovih politipova, koji se koriste u poluvodičkim detektorima.

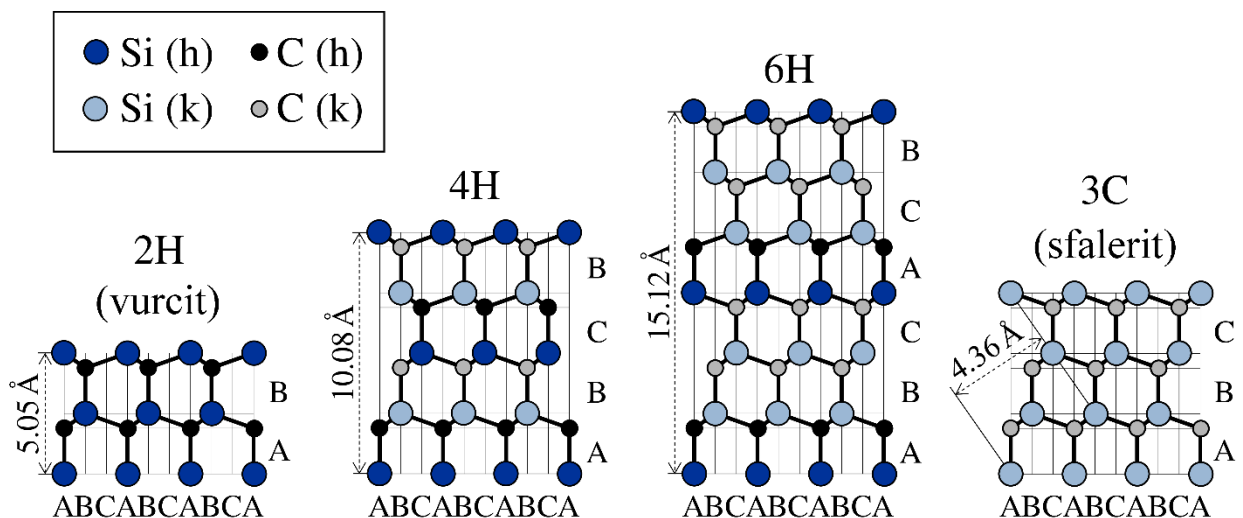
Tablica 3. Svojstva poluvodiča koji se koriste u poluvodičkim detektorima [46–49].

| Parametar (pri 25°C) | Si | GaN | 4H-SiC | 6H-SiC | 3C-SiC |
|---|------------------|-------------------|----------------|------------------|---------------|
| Širina energijskog procijepa, E_g [eV] | 1,12 | 3,40 | 3,26 | 3,02 | 2,36 |
| Intrinzična gustoća naboja, n_i [cm^{-3}] | $9,7 \cdot 10^9$ | $1 \cdot 10^{10}$ | $5 \cdot 10^9$ | $1,6 \cdot 10^6$ | 0,10 |
| Mobilnost elektrona [$\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$] | 1500 | 1800 | 1000 – 1200 | 100 – 500 | 1000 |
| Probojno električno polje [MV cm^{-1}] | 0,3 | 3,0 | 2,2 – 2,8 | 1,7 – 3,0 | 1,4 |
| Dielektrična konstanta, ϵ_r | 11,90 | 8,90 | 9,76 | 9,66 | 9,72 |
| Toplinska vodljivost, κ [$\text{W cm}^{-1} \text{K}^{-1}$] | 1,31 | 1,30 | 3,3 – 4,9 | 3,3 – 4,9 | 3,3 – 4,9 |
| Talište [°C] | 1415 | 2500 | 2810 | 2810 | 2810 |
| Gustoća, ρ [g cm^{-3}] | 2,33 | 6,15 | 3,21 | 3,21 | 3,21 |

2.2.2. Silicijev karbid

Silicijev karbid, SiC, je tetraedarska struktura atoma ugljika i silicija s jakim vezama u kristalnoj rešetki. Oba su elementa prisutna u jednakim množinskim koncentracijama, pri čemu je svaki atom silicija čvrsto kovalentno vezan na četiri najbliža atoma ugljika. Međutim, SiC može postojati u mnogo različitih kristalnih struktura, od kojih svaka ima drukčija električna svojstva, a koje se mogu opisati slažući slojeve Si-C parova atoma okomitih na c kristalnu os. Postoje tri različite pozicije slojeva A, B i C. Oznaka politipova SiC u Ramsdellovoj notaciji [50] sadrži broj slojeva parova atoma Si-C koji se periodično ponavljaju i oznaku jedinične ćelije (H za heksagonsku, C za kubičnu ili R za romboedarsku jediničnu ćeliju). Redosljedi ponavljanja Si-C slojeva kod najvažnijih politipova 3C, 4H i 6H su redom ABC, ABCB i ABCACB [51].

Poznato je više od 250 politipova silicijeva karbida [52]. Većina njih je usko povezana i međusobno se razlikuje samo s obzirom na slaganje heksagonalnih ravnina duž kristalne c-osi, tj. smjera [0001]. Strukture najzastupljenijih polimorfa silicijeva karbida, 2H-SiC, 3C-SiC, 4H-SiC i 6H-SiC, gledano iz smjera [11 $\bar{2}$ 0] prikazane su na slici 7.



Slika 7. Strukture najzastupljenijih politipova silicijeva karbida. Tamnijom nijansom plave, odnosno crne boje označeni su atomi s heksagonalnom simetrijom, a svjetlijom nijansom atomi s kubičnom simetrijom.

U kristalnoj rešetki 4H-SiC postoje dva položaja silicijevog i ugljikovog atoma koji se razlikuju po svojoj okolini, s lokalnom (h) heksagonalnom i (k) kubičnom simetrijom. Na slici 13

je prema položaju susjednih slojeva vidljivo kako se mjesta s kubičnom lokalnom simetrijom nalaze unutar slojeva silicija i ugljika na poziciji B, a heksagonska mjesta u slojevima na pozicijama A i C. Zbog većeg energijskog procijepa te veće i izotropnije mobilnosti nosioca naboja (tablica 3), H politip je najčešće korišteni materijal među osnovnim politipovima SiC za elektroničke komponente. Široki energijski procijep 4H-SiC omogućuje rad komponenti na visokim temperaturama i neosjetljivost detektora na vidljivu svjetlost. Visoko električno probojno polje i visoka termalna vodljivost rezultiraju većom učinkovitosti komponenata napajanja. Visoko električno probojno polje omogućuje proizvodnju visokonaponskih uređaja velike snage, kao što su diode, prijenosnici snage, tiristori i prigušivači prenapona. Velika otpornost na oštećenja pri ozračivanju omogućuje dug životni vijek 4H-SiC komponenti u području izloženosti ionizirajućem zračenju. Energija potrebna za pomak atoma ugljika iz položaja u kristalnoj rešetci iznosi oko 20 eV, dok energija potrebna za pomak Si atoma iznosi oko 35 eV [50,51]. SiC ima veću toplinsku vodljivost od bilo kojeg metala što omogućuje da uređaji sa silicijevim karbidom kao aktivnim elementom rade na visokoj snazi te dalje odvede višak proizvedene topline. Silicijev karbid također može emitirati i detektirati svjetlost kratkih valnih duljina, što omogućava izradu dioda koje emitiraju plavu svjetlost i gotovo na svjetlo neosjetljivih UV fotodetektora.

Zbog svega navedenog, silicijev karbid koristi se za detekciju neutrona i nabijenih čestica, za visokotemperaturne premaze, biomedicinske senzore, UV-senzore, elektroničke komponente otporne na zračenje, ali i za druge primjene [53–56].

Kristal SiC može se proizvesti modificiranom Lely metodom (fizičkom depozicijom iz plinovitog stanja) ili kemijskim nanošenjem iz parne faze (CVD, engl. *chemical vapor deposition*). Za proizvodnju 4H-SiC kristala s niskom koncentracijom defekata, nužno je koristiti epitaksijalni rast CVD procesom na 4H-SiC supstratu [4,50]. Epitaksijalni sloj se koristi kao aktivno područje u elektroničkim komponentama jer je značajno bolje kvalitete od supstrata. Dobro pripremljen SiC epitaksijalni sloj ima superiorna električna svojstva, rast se može bolje kontrolirati, a metoda pripreme 4H-SiC supstrata je reproducibilna.

U daljnjem tekstu pod silicijev karbid ili SiC, pretpostavlja se politip 4H-SiC.

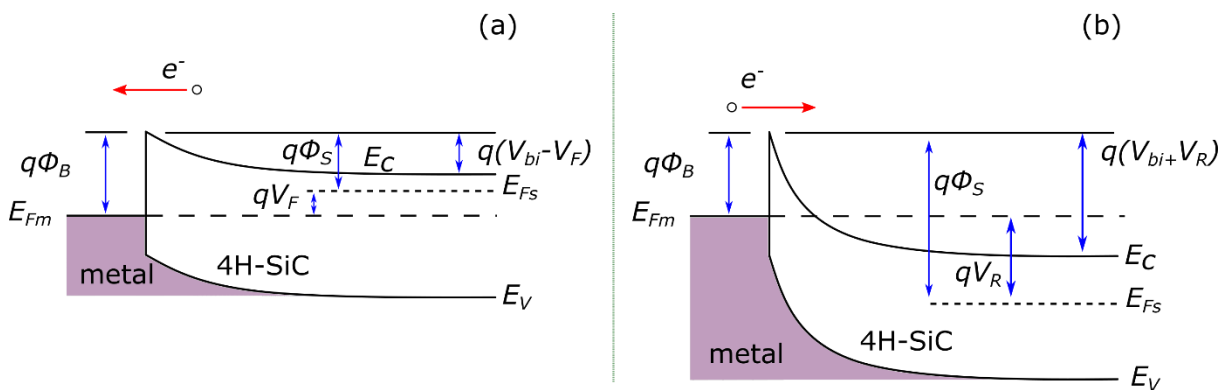
3. Eksperimentalni dio

Ovo poglavlje opisuje eksperimentalne metode izrade poluvodičkog detektora, njegovu električnu karakterizaciju, opis detektorskog sustava i odziv samog detektora na nabijene čestice.

Za korištenje poluvodičkog materijala kao detektora ionizirajućeg zračenja, potrebno ga je dopirati donorima (n-tip poluvodiča; dopiran elementima 15. grupe periodnog sustava) ili akceptorima (p-tip poluvodiča; dopiran elementima 13. grupe periodnog sustava). Zatim se od tako dopiranog poluvodiča izrađuju elektroničke komponente poput P-N i Schottkyjeve diode [57].

3.1. Schottkyjeva dioda

Schottkyjeva dioda (SBD) je elektronička komponenta koja se temelji na spoju metala i poluvodiča, prilikom čega se stvara potencijalna barijera i područje osiromašenja. Dioda ima ispravljačka svojstva što znači da struju propušta samo u jednom smjeru. Visina energijske barijere može se mijenjati ako se na krajeve diode postavi razlika potencijala, odnosno napon koji olakšava ili otežava prijelaz elektrona. Idealni kontakt metala i poluvodiča podrazumijeva neposredni doticaj na atomskoj skali, nepostojanje difuzije ili preklapanja metala i poluvodiča, te nepostojanje nečistoća na kontaktnim površinama metala i poluvodiča [58]. Na slici 8 prikazan je shematski prikaz energijskog dijagrama polarizirane i reverzno polarizirane Schottkyjeve diode.



Slika 8. Shematski prikaz energijskog dijagrama n-tipa 4H-SiC Schottkyjeve diode, spoja metal-poluvodič, Oznakom E_V je označena energija valentne vrpce, E_C je energija vodljive vrpce, E_{Fm} i

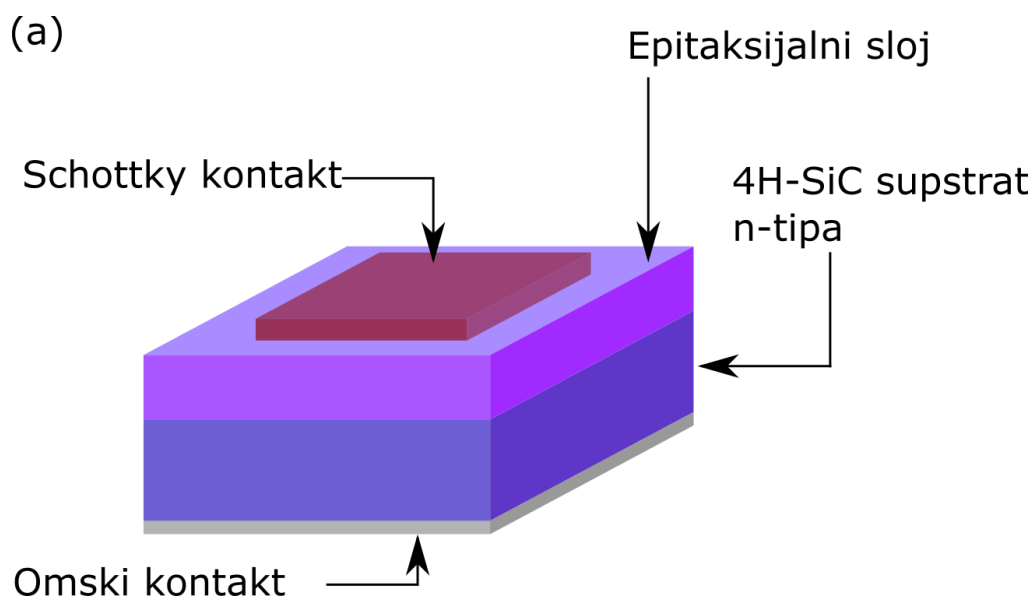
E_{Fs} su Fermijevi nivou u metalu i 4H-SiC, Φ_B i Φ_S potencijalne barijera metala i 4H-SiC, V_{bi} kontakti potencijal, V_R i V_F vanjski napon primijenjen na diodu. Prikazane su (a) propusno polarizirana i (b) reverzno/nepropusno polarizirana dioda.

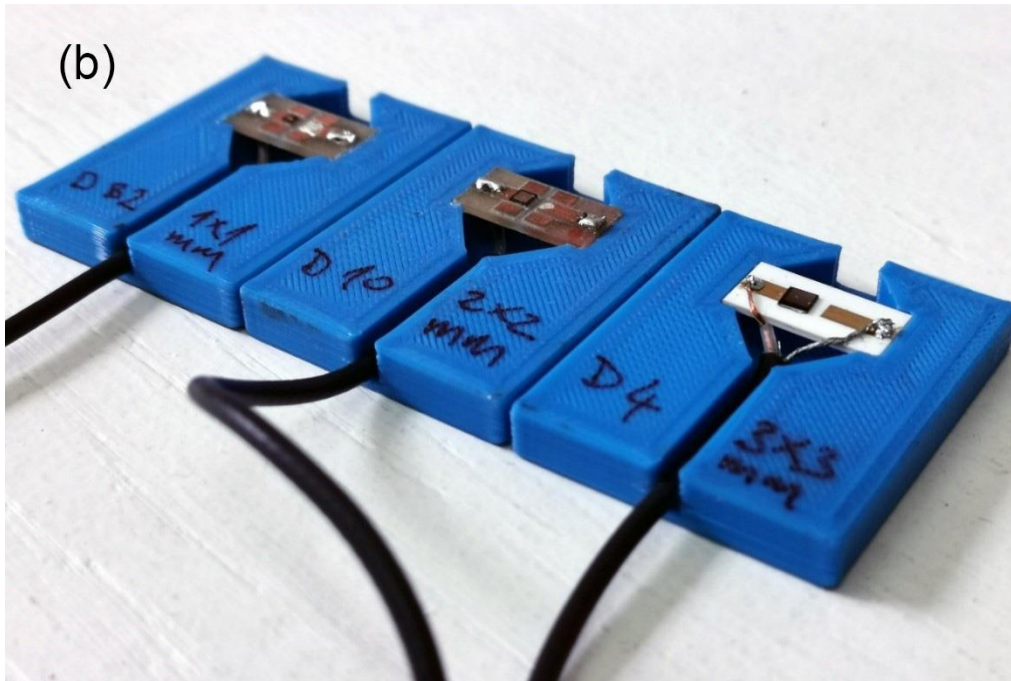
U termodinamičkoj ravnoteži, Fermijevi nivou u metalu i poluvodiču su izjednačeni. U metalu uz površinu kontakta se nalazi negativan naboj elektrona, dok u poluvodiču n-tipa pozitivan naboj istog ukupnog iznosa i suprotnog predznaka [57]. Unutar poluvodiča je formirano područje osiromašenja bez slobodnih nosioca naboja, s pozitivnim nabojem koji potječe od ioniziranih donora ili akceptora. Poluvodič je neutralan izvan područja osiromašenja jer slobodni nosioci naboja zasjenjuju fiksne naboje. Ukupan pad potencijala po dubini područja osiromašenja odgovara razlici kontaktnog potencijala i vanjskog napona primijenjenog na diodu $V_{bi} - V$.

Primjenom pozitivnog vanjskog napona dolazi do toka struje kroz Schottkyjevu diodu, povećava se koncentracija elektrona dovoljne energije za prijelaz energijske barijere te se povećava tok elektrona iz SiC u metal. Primjena reverznog napona rezultira vrlo malom reverznom strujom jer dovodi do povećanja širine područja osiromašenja i barijere za prijelaz elektrona iz poluvodiča u metal. Schottkyjeva barijera Φ_B visokog iznosa (≈ 1.8 eV) se može formirati spojem Ni s 4H-SiC [51].

Trajnost i pouzdanost kontakata i međuspojeva metal-poluvodič jedan su od glavnih čimbenika koji ograničavaju radne visoko-temperaturne granice elektroničkih komponenti od SiC. SiC kontakti i metalizacijski uređaji velike snage moraju izdržati visoke temperature i velike gustoće električne struje. SiC dioda ima dva kontakta: omski i Schottkyjev kontakt (slika 12). Omski kontakt služe u svrhu provođenja električne struje u poluvodič i iz njega, idealno bez parazitskog otpora. Omski kontakti s malog otpora važni su za rad pri visokim frekvencijama. Uz to, visoke temperature i velika snaga zahtijevaju da kontakti moraju biti pouzdani u ekstremnim uvjetima. Iako su specifični omski kontakti otpori u SiC, na sobnoj temperaturi, općenito veći nego u kontaktima kod uskopojasnih poluvodiča, ipak su dovoljno niski za većinu primjena silicij karbida. Schottkyjev kontakt je kontakt metal-poluvodič koji ima veliku visinu energijske barijere ($\Phi_B > kT$) i nisku koncentraciju dopanda koja je manja od gustoće u vodljivoj ili valentnoj vrpici.

Schottkyjeve 4H-SiC diode su pripremljene u *National Institutes for Quantum and Radiological Science and Technology* (QST, Chiba, Japan). Schottkyjeve diode n-tipa pripremljene su na epitaksijalnim slojevima 4H-SiC dopiranim dušikom (do $4,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$), debljine približno 25 μm [59]. Epitaksijalni sloj rastao je na supstratu od silicijevog karbida debljine 350 μm bez puferskog sloja. Schottkyjeva barijera dobivena je termalnim napanjanjem nikla kroz metalnu masku s kvadratnim otvorima s uzorkom od $1 \times 1 \text{ mm}^2$, $2 \times 2 \text{ mm}^2$ i $3 \times 3 \text{ mm}^2$, dok su na stražnjoj strani podloge silicij-karbida formirani ohski kontakti od nikla sinteriranjem na 950°C u atmosferi argona. Debljina Ni kontakta Schottkyjeve diode površine $1 \times 1 \text{ mm}^2$ iznosi oko 100 nm, dok u slučaju Schottkyjeve diode površine $2 \times 2 \text{ mm}^2$ i $3 \times 3 \text{ mm}^2$ debljina iznosi 70 nm. Schottkyjeve diode su pričvršćene na tiskane pločice srebrnom pastom povezujući donji omski kontakt uzorka i kontakt na pločici. Gornji Schottkyjev kontakt je povezan s električnim kontaktom na tiskanoj pločici koristeći zlatnu žicu. Za reverznu polarizaciju Schottkyjeve diode te za prijenos signala u detektorski sustav korišten je koaksijalni kabel spojen na električne kontakte na tiskanoj pločici. Kako bi se dijelovi detektora izolirali od visokog napona, tiskane pločice sa Schottkyjevom diodom montirane su plastična kućišta napravljena 3D printerom. Slika 9 prikazuje shematski prikaz Schottkyjeve diode te fotografiju dioda tri korištene aktivne površine u kućištu.





Slika 9. (a) Shematski prikaz Schottkyjeve diode i (b) fotografija tri Schottkyjeve diode učvršćenje na tiskanim pločicama.

3.2. Električna karakterizacija

Električna karakterizacija Schottkyjeve diode napravljena je mjerenjem strujno-naponskih (I-V) i kapacitivno-naponskih (C-V) karakteristika.

Kao što je već ranije spomenuto, Schottkyjeva dioda je spoj metal-poluvodič. Uz pretpostavku Maxell-Boltzmanove distribucije brzine elektrona u vodljivoj vrpci, strujno-naponska karakteristika Schottkyjeve diode dana je izrazom:

$$I(V) = I_S \left(e^{q \frac{V - IR_S}{nkT}} - 1 \right) \quad (3.1)$$

Struja koja teče kroz diodu označena je slovom I , V je primijenjeni napon na krajevima diode, I_S saturacijska struja, R_S serijski otpor, a n faktor idealnosti diode. Za idealnu diodu serijski otpor treba težiti 0, a faktor idealnosti treba težiti 1. Saturacijska struja definirana je jednačbom (3.2):

$$I_S = AA^* T^2 e^{-\frac{q\Phi_B}{kT}} \quad (3.2)$$

A je površina Schottkyjeva kontakta, A^* Richardsonova konstanta iznosa $146 \text{ A K}^{-2} \text{ cm}^{-2}$ [4,59], a Φ_B visina potencijalne barijere.

Faktor idealnosti n i saturacijska struja I_s mogu se odrediti iz linearnog dijela $\ln(I)-V$ krivulje jer je u tom dijelu krivulje član $qV/nkBT$ dominantan, a utjecaj serijskog otpora zanemariv. Ta je ovisnost definirana izrazom:

$$\ln(I) = \ln(I_s) + \frac{qV}{nkT} \quad (3.3)$$

U blizini kontakta, vodljiva vrpca je pomaknuta prema višim energijama u odnosu na Fermijev nivo. Zbog toga je u području kontakta koncentracija slobodnih nosioca naboja zanemariva, što se naziva područjem osiromašenja. Zbog područja osiromašenja diode imaju kapacitet. Primjenom vanjskog napona dV , mijenja se visina potencijalne barijere te širina područja osiromašenja, W . Tako se diferencijalni kapacitet diode može zapisati kao:

$$C = \frac{dQ}{dV} = \frac{A\varepsilon_0\varepsilon_r}{W(V)} \quad (3.4)$$

gdje je ε_0 dielektrična permitivnost vakuumu, a ε_r relativna permitivnost 4H-SiC. Za Schottkyjevu diodu kapacitet iznosi:

$$C(V) = A \sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon_r}{2} \frac{qN}{V_{bi} - V}} \quad (3.5)$$

gdje je V_{bi} visina potencijalne barijere, a qN gustoća naboja unutar područja osiromašenja koja je se nalazi na dubini W od površine 4H-SiC. Ukoliko je gustoća naboja qN konstantna, izraz (4.4) se može zapisati i u linearnom obliku:

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{q\varepsilon_0\varepsilon_r A^2} \frac{V_{bi} - V}{N} \quad (3.6)$$

Ukoliko gustoća naboja donora nije homogena, tada se mjerenjem ovisnosti kapaciteta o naponu može izračunati ovisnost koncentracije slobodnih nositelja naboja o dubini poluvodiča, što je definirano izrazom:

$$N(W) = \frac{2}{q\varepsilon_0\varepsilon_r A^2} \left(\frac{d(1/C)^2}{dV} \right)^{-1} \quad (3.7)$$

Za električnu karakterizaciju 4H-SiC Schottkyjeve diode korišteni su mjerni uređaji *Keithley 6487 Picoammeter / Voltage Source* i *Keithley 4200 Semiconductor characterization system* (Keithley Instruments, Cleveland, OH, USA). Mjerenja su napravljena u Laboratoriju za poluvodiče Instituta Ruđer Bošković na sobnoj temperaturi u vakuumu.

3.3. Detektorski sustav

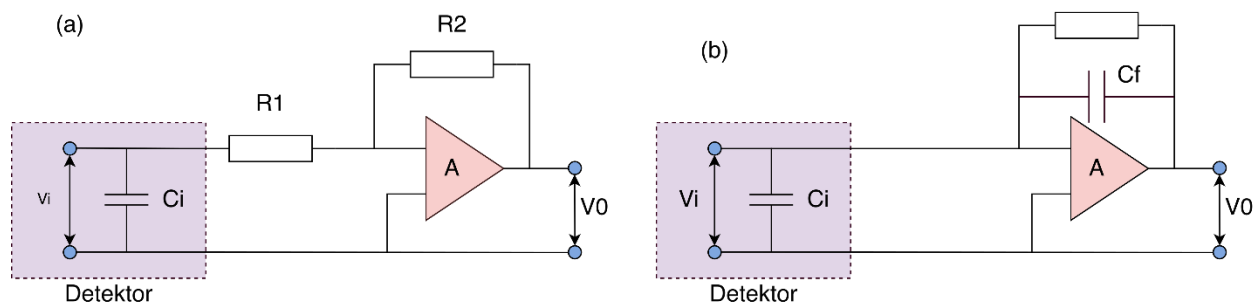
Detektorski sustav sastoji se u pravilu od detektora, izvora visokog napona, pretpojačala, pojačala i analizatora signala [60,61].

Izlazni signali iz detektora ionizirajućeg zračenja su najčešće slabi te se, prije daljnje obrade u elektroničkim komponentama, trebaju pojačati. Za pojačanje signala koristi se pretpojačalo i pojačalo. Zbog toga se pretpojačalo, kao prva elektronička komponenta u detektorskom sustavu, stavlja vrlo blizu detektoru i njegove karakteristike (impedancija i kapacitivni otpor), trebaju odgovarati detektoru. Zbog navedenog potrebno je koristiti kratki kabel između pretpojačala i detektora.

Osnovna namjena pretpojačala (ili pojačala) je:

- pojačavanje signala iz detektora male amplitude
- oblikovanje signala
- usklađivanje impedancije između detektora i sustava za obradu signala

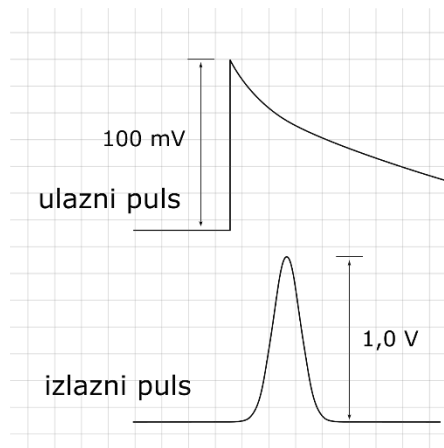
Za radiološke detektore koriste se dvije vrste pretpojačala: naponsko osjetljivo pretpojačalo (engl. *voltage sensitive preamplifier*) i nabojno osjetljivo pretpojačalo (engl. *charge sensitive preamplifier*). Sheme strujnih krugova za ove dvije vrste pojačala prikazane su na slici 10.



Slika 10. Shema strujnog kruga: (a) naponski osjetljivog pretpojačala i (b) nabojno osjetljivog pretpojačala.

Naponski osjetljivo pretpojačalo pojačava potencijal ulaznog signala faktorom pojačanja koji definiraju njegove komponente. Da bi se izbjeglo izravno pojačavanje signala ili pretvaranje struje u napon koristi se nabojno osjetljivo pretpojačalo. Strujni impuls koji nastaje u detektoru pretvara se u naponski impuls pomoću naboja kondenzatora. Na taj način smanjena je ovisnost pretpojačala o ulaznom kapacitetu. Naponski osjetljivo pretpojačalo koristi se za brze signale te signale velike amplitude, najčešće iz fotomultiplikatora, a za obradu signala iz poluvodičkih detektora obično koriste nabojno osjetljiva pretpojačala [63]. Signal koji dolazi iz detektora određen je količinom naboja u strujnom pulsu koji traje od 1 ns do 10 μ s, ovisno o vrsti i veličini detektora. Nabojno osjetljivo pojačalo ima dva izlaza: vrijeme pojave pulsa i količina naboja u pulsu (visina pulsa). Ulaz u pretpojačalo detektoru predstavlja veliki kondenzator i stoga je potrebno koristiti odgovarajući ulazni kapacitivni otpor pojačala. S obzirom da je cilj smanjiti elektronički šum, potrebno je smanjiti i ostale kapacitivne otpore, kao što su već spomenuta duljina kabla, ali i sami detektor.

Nakon pretpojačala signal ulazi u pojačalo. Pojačalo oblikuje signal iz pretpojačala i po potrebi ga pojačava. Pojačalo u pravilu pojačava signal između 1 i 1000 puta. Signal iz pretpojačala se oblikuje kako bi se smanjilo nakupljanje pulsa pri velikoj brzini pojave događaja i poboljšao omjer signala i šuma (engl. *signal to noise ratio*). Slika 11 prikazuje izgled signala na izlazu iz pretpojačala (ulazni puls) i signal na izlazu iz pojačala (izlazni puls).



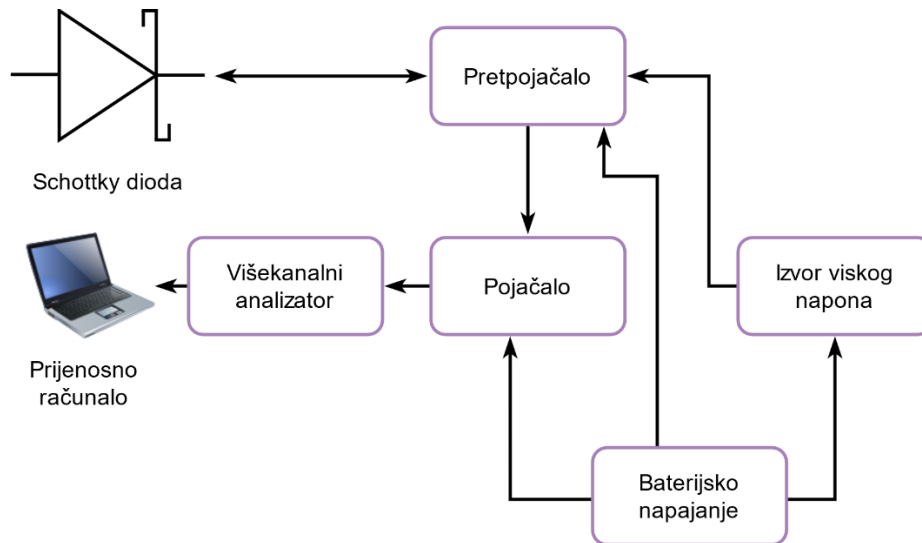
Slika 11. Izgled signala na ulazu i izlazu iz pojačala.

Ovisno o tome želimo li precizno mjeriti amplitudu signala ili vrijeme pojave signala, koriste se dvije vrste pojačala: pojačalo za precizno mjerenje amplitude signala (engl. *linear pulse-shaping amplifier* ili *Gaussian shaping amplifier*) i pojačala za preciznu ekstrakciju vremenskog signala (engl. *fast-timing amplifiers*) [63]. Za precizno mjerenje energije impulsa obično se upotrebljavaju linearna pojačala za oblikovanje impulsa. Linearna pojačala zadržavaju linearnost signala pri pojačavanju i oblikovanju pulsa prije ulaza u analogno-digitalni konverter. Linearna pojačala prihvaćaju ulazni impuls oblika koji je prikazan na slici 16 i proizvode izlazni impuls u obliku Gaussove krivulje. Svrha ovih pojačala nije samo transformirati oblik impulsa u Gaussovu krivulju, već i filtrirati velik dio šuma iz signala od interesa. Upotreba linearnog pojačala smanjuje vrijeme pada signala impulsa smanjujući brzinu impulsa i poboljšanjem omjera signal-šum. Vrijeme oblikovanja pulsa najčešće je fiksno i definirano za određeno pojačalo. Impulsi trebaju završavati u istoj liniji kako bi ispravno mogla odrediti visina pulsa jer sljedeća elektronička komponenta, višekanalni analizator određuje visinu pulsa, odnosno energije, od osnovne linije [61].

Nakon izlaza iz pojačala signal se analizira u analizatoru visine pulsa. Na temelju visine pulsa koji izlazi iz pojačala, oni daju informaciju o broju čestica koje su udarile u detektor u ovisnosti o energiji, odnosno daju informaciju o energiji deponiranoj u detektoru. Ovisno o tome da li se može analizirati visina pulsa u jednom kanalu ili više kanala (najčešće 4096 i 8192) razlikuju se jednokanalni i višekanalni analizatori. Izlazni signali su identični kvadratni impulsi,

koji više ne sadržavaju informaciju o energiji (koju je analizator već zabilježio). Analogno-digitalni konverter je glavna komponenta analizatora visine pulsa.

Na slici 12 prikazan je blok dijagram detektorskog sustava korištenog za detekciju i analizu signala Schottkyjeve diode.



Slika 12. Blok dijagram detektorskog sustava.

Detektorski sustav za analizu signala 4H-SiC Schottkyjeve diode sastojao se od nabojno osjetljivog pretpojačala CREMAT CR-110, pojačala za precizno mjerenje amplitude signala CREMAT CR-200-1 μ s, višekanalnog analizatora AMPTEK MCA 8000D (minimalno vrijeme oblikovanja pulsa iznosi 500 ns) i prijenosnog računala. Sustav je bio spojen na baterijsko napajanje radi smanjenja elektronskog šuma. Baterijsko napajanje sastojalo se od šest litij ionskih baterija 18650. Regulatorom napona izlazni napon baterija ($\pm 12,6$ V) ograničen je na ± 9 V što je radni napon ostalih elektroničkih komponenti. Kao izvor reverznog visokog napona na Schottkyjevu diodu korišten je pretvarač XP Power CA05P-5 (DC-DC), također spojen na navedeno baterijsko napajanje. Za mjerenja u okviru ove doktorske disertacije, korišten je visoki napon od -100 V.

3.4. Odziv detektora na alfa-čestice

Alfa-čestice su jezgre izotopa ${}^4\text{He}^{2+}$. U pravilu ih emitiraju jezgre drugih izotopa kako bi same postigle energijsku stabilnost. Zbog tuneliranja kroz potencijalnu barijeru jezgre, alfa-čestice su u pravilu ograničene na energijski raspon od 3 do 10 MeV [64]. Zbog svoje mase i naboja od $+2e$, alfa-čestice brzo gube energiju prolaskom kroz materiju te im je domet kratak. Domet alfa-čestica u zraku je nekoliko cm. Zaustavna snaga ili specifični gubitak energije, S , nabijenih čestica definirana je kao diferencijalni gubitak energije, E , po diferencijalnom putu, x :

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (3.8)$$

Specifični gubitak energije opisuje se Betheovom formulom[12,62]:

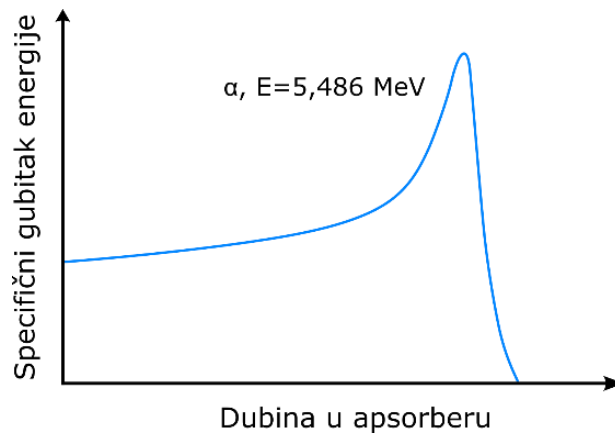
$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{nz^2}{\beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (3.9)$$

gdje je m_e masa elektrona, z naboj čestice, n gustoća elektrona apsorbera, I srednji potencijal pobude apsorbera, $\beta=v/c$, v brzina čestice, a c brzina svjetlosti u vakuumu. Za male energije, odnosno male brzine čestica ($\beta \ll 1$), Betheova formula glasi:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2}{m_e v^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) \quad (3.10)$$

Dakle, gubitak energije je funkcija brzine čestica, naboja i gustoće elektrona materijala u kojem se čestica atenuira. Gubitak energije povećava se smanjenjem brzine kretanja čestice u apsorberu. Ta ovisnost prikazuje se Braggovom krivuljom (slika 13). Za najveću duljinu puta, alfa čestica zadržava svoj naboj $+2e$. Pred kraj kretanja kroz apsorber, alfa-čestica preuzima elektrone iz apsorbera, naboj se gubi i alfa-čestica se zaustavlja odnosno atenuira. Dakle, najviše ionizacije događa se na kraju dometa alfa-čestice, što je karakteristična značaka interakcije nabijenih čestica s materijom. Ta karakteristika vrijedi samo ako čestica ne mijenja svoj naboj prolaskom kroz materiju. Kretanje teških iona i fisijskih fragmenata ne može se opisati Braggovom krivuljom jer oni gube svoj naboj na cijelom svom putu. S obzirom da su specifičan gubitak energije kao i

ionizacija proporcionalni kvadratu naboja, najviše ionizacije se događa na početku dometa čestice u apsorberu.



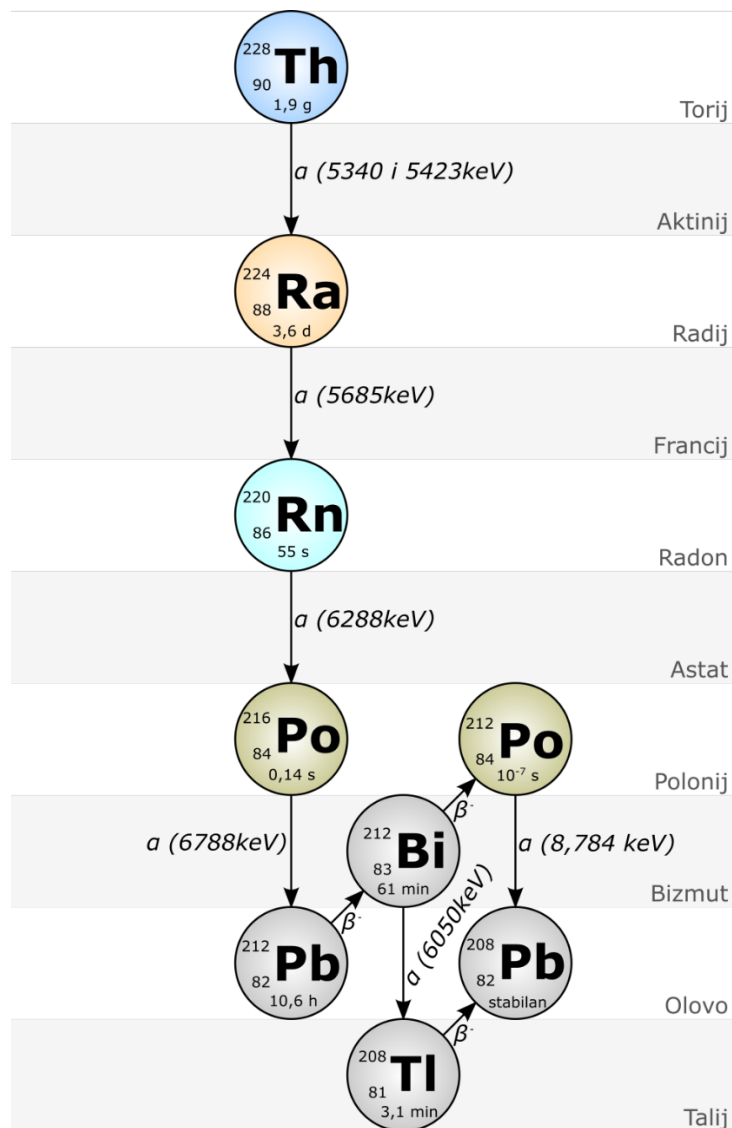
Slika 13. Bragova krivulja za prolazak alfa-čestice kroz apsorber.

Za ispitivanje odziva na alfa-čestice korišteni su sljedeći alfa-izvori: ^{148}Gd (točkasti izvor, $A = 3,7 \text{ kBq}$), ^{228}Th (točkasti izvor, $A = 3,7 \text{ kBq}$), ^{238}Pu (promjer aktivnog dijela = 25 mm, $A = 3,4 \text{ kBq}$), ^{241}Am (promjer aktivnog dijela = 25 mm, $A = 3,9 \text{ kBq}$) i miješani izvor ^{239}Pu , ^{241}Am i ^{244}Cm (točkasti, $A = 3,7 \text{ kBq}$). Sve aktivnosti dane su na dan 24. 6. 2020. Kako bi se smanjio gubitak energije nabijenih čestica (alfa-čestica, ali i čestica koje nastaju nuklearnim reakcijama s neutronima), sva mjerenja napravljena su u vakuumskoj komori pod sniženim tlakom od 1 mbar. Udaljenost između Schottkyjeve diode i alfa-izvora bila je 2 mm. Zbog svog radioaktivnog niza, ^{228}Th ($^{228}\text{Th} - ^{224}\text{Ra} - ^{220}\text{Rn} - ^{216}\text{Po} - ^{212}\text{Pb}$, $^{212}\text{Bi} - ^{212}\text{Po} - ^{208}\text{Pb}$) ima sedam energijskih maksimuma, kako je prikazano na slici 14. Ovaj niz počinje od radioizotopa ^{232}Th , ali je za potrebe ove disertacije bitan niz koji kreće od ^{228}Th . Pregled korištenih radionuklida (uključujući i gama-emitere iz sljedećeg poglavlja, dan je u tablici 4.

Tablica 4. Pregled radionuklida korištenih u disertaciji s glavnim energijama emisije i doprinosom po raspadu [63,64].

| Radionuklid | Energija α emisija s doprinosom [keV] | Energija β emisija s doprinosom [keV] | Energija γ emisija s doprinosom [keV] |
|---------------------|--|---|--|
| ^{60}Co | - | 318 (100%), 1491 (< 1%) | 1173 (100%), 1333 (100%) |
| ^{137}Cs | - | 512 (95%), 1173 (5%) | 662 (85%), 32 (6%) |
| ^{148}Gd | 3183 (100%) | - | - |
| $^{228}\text{Th}^*$ | 5340, 5423, 5685, 6050, 6288, 6778 i 8784 | - | 84 (1%) |
| ^{238}Pu | 5499 (71%), 5459 (29%) | - | 16 (12%) |
| ^{239}Pu | 5156 (73%), 5143 (15%), 5105 (12%) | - | 16 (6%) |
| ^{241}Am | 5486 (1%), 5443 (13%), 5388 (85%) | - | 60 (36%), 18 (18%), 14 (13%) |
| ^{244}Cm | 5805 (76%), 5763 (24%) | - | 17 (11%) |

*Zbog radioaktivnog niza ^{228}Th vidljivo je sedam karakterističnih energijskih maksimuma.



Slika 14. Radioaktivni niz ^{228}Th . Prikazane su vrste raspada, energije emisije te vremena poluraspada za članove niza.

Iz odziva detektora na alfa-čestice moguće je odrediti energijsku rezoluciju detektora, a definirana je kao omjer pune širine amplitude karakteristične energije na pola maksimuma (engl. *full width at half maximum*, FWHM) i energije maksimuma. Izražava se u postocima, a detektor je bolji za kvalitativnu detekciju zračenja što mu je energijska rezolucija manja. Energijska rezolucija od izuzetne je važnosti u spektrometriji zračenja (alfa, beta i gama spektrometrija). Za detekciju nuklearnih materijala, gdje energijska raspodjela detektiranih čestica nije od velike

važnosti, energijska rezolucija nije presudna. Naime, ovdje je najvažniji faktor učinkovitosti detekcije, definiran izrazom 2.16.

3.5. Odziv detektora na gama-zračenje

Gama-zračenje je fotonsko zračenje visokih energija, i duboko je prodorno u materijalu. U ovom radu korišteni su radioaktivni izvori ^{60}Co i ^{137}Cs . To su najčešće korišteni radionuklidi u području zaštite od ionizirajućeg zračenja, zbog svojih energija koje nisu dovoljno visoke za induciranje radioaktivnosti u ozračenom materijalu (tablica 4).

Kao aktivni materijali za čvrsti detektor gama-zračenja (plastični scintilator ili poluvodič) koriste se elementi visokog efektivnog atomskog broja. Kada elektron iz materijala detektora reagira s γ -zrakom putem fotoelektričnog efekta, sva energija predaje se elektronu, a rezultirajuća kinetička energija je $E_\gamma - E_B$, gdje je E_γ energija fotona, $h\nu$, a E_B energija vezanja elektrona. Vjerojatnost interakcije putem fotoelektričnog efekta linearno raste s porastom efektivnom atomskom broju (Z_{eff}) atoma aktivnog elementa.

Unatoč niskom efektivnom atomskom broju i očekivanjima da SiC nije moguće koristiti kao aktivni poluvodički materijal za detekciju gama-zračenja, nekoliko autora objavilo je rezultate istraživanja u kojima su 4H-SiC detektorom direktno detektirali gama-zračenje [66–69].

Za praćenje odziva Schottkyjeve diode na gama-zračenje, korišteni su sljedeći kalibracijski izvori Sekundarnog standardnog dozimetrijskog laboratorij Instituta Ruđer Bošković:

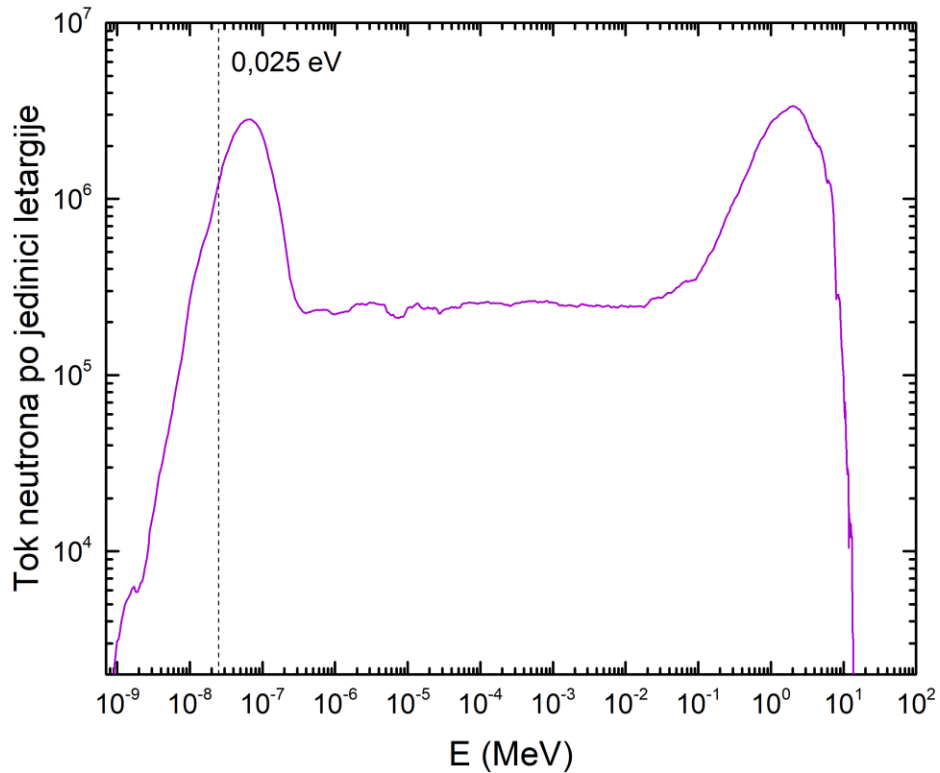
- *CIS Biointernational* radioterapijski kalibracijski izvor ^{60}Co , $A = 14,5 \text{ TBq}$, $K_a/t = 4,49 \text{ Gy/h}$ na udaljenosti (engl. *source to source distance, SSD*) od 1 do 5 m.
- *Hopewell Designs* standard za zaštitu od zračenja ^{60}Co , $A = 21,01 \text{ GBq}$, $K_a/t = 6,78 \text{ mGy/h}$ na $\text{SSD} = 1\text{m}$.
- *Hopewell Designs* standard za zaštitu od zračenja ^{137}Cs , $A = 505,87 \text{ GBq}$, $K_a/t = 39,86 \text{ mGy/h}$. Korišteni su i dodatnim atenuatorima s atenuacijskim faktorima 10, 100 i 1000. K_a/t na $\text{SSD} = 1 \text{ m}$ bile su: 4,49, 383,11 i 48,61 $\mu\text{Gy/h}$. Sve aktivnosti dane su na dan 4. rujna 2020.

3.6. Odziv detektora na termalne neutrone

Testiranje odziva 4H-SiC Schottkyjeve diode na termalne neutrone je krajnji cilj istraživanja. Odziv na alfa-čestice pomaže nam razumjeti ponašanje detektora u snopu nabijenih čestica, ali prije svega i za kalibraciju detektora. Naime, odzivom detektora na alfa-čestice određene energije vršimo energijsku kalibraciju detektora.

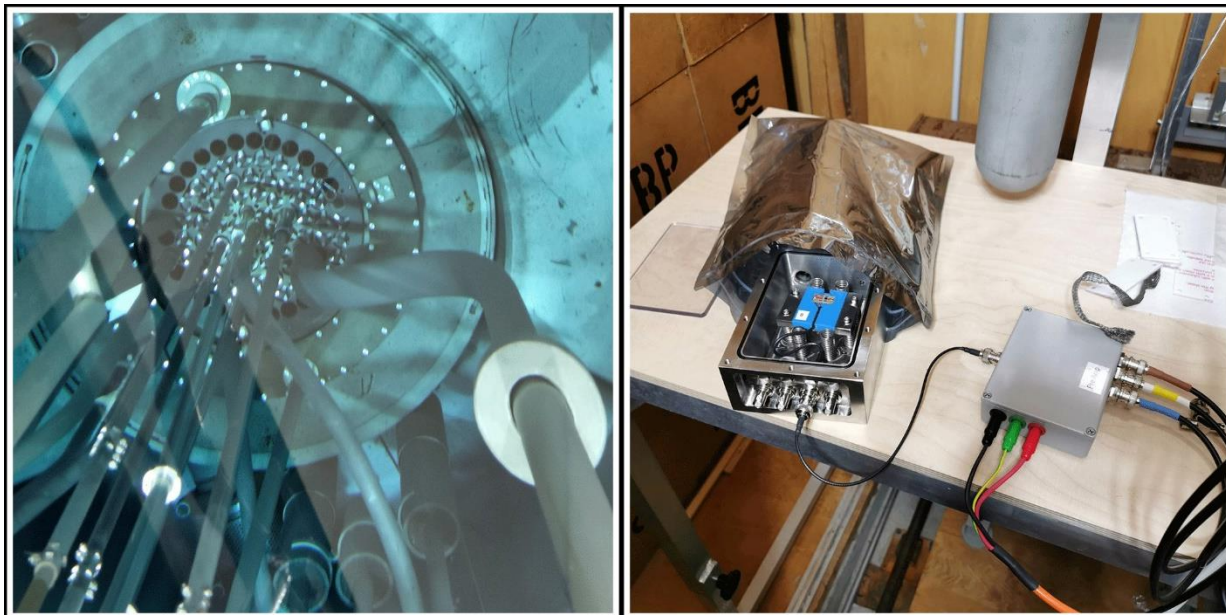
Neutronska odziv detektora testiran je na TRIGA Mark II nuklearnom reaktoru Instituta Jožef Stefan u Ljubljani, a u okviru NATO-ova SPS projekta e-SiCure. Najveća stabilna toplinska snaga reaktora je 250 kW. TRIGA reaktori su istraživački reaktori i ne koriste se za proizvodnju električne struje. Naziv je dobio iz engleskih riječi *Training, Research, Isotope production* te naziva tvrtke koja ga je osmislila: General Atomics. To je reaktor s otvorenim bazenom, hlađen vodom. Jezgra reaktora je kružnog oblika promjera 44,2 cm, s 91 položajem u jezgri za gorivne elemente, 4 upravljačke šipke i više položaja za ozračivanje uzoraka.

Kao gorivo koristi se legura urana i cirkonijevog hidrida, U-ZrH koja je ujedno i moderator zbog kontakta uranija i cirkonijevog hidrida. Gorivni elementi se drže na gornjoj i donjoj aluminijskoj mreži, svaki koji se sastoji od ploče s rupama za gorivne elemente. Za ozračivanje uzoraka koriste se za to predviđeni utori unutar bazena. Brzina toka neutrona na položajima za ozračivanje kreće se u rasponu od $2,6 \cdot 10^{11} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ do $1,94 \cdot 10^{13} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ što odgovara brzini kerme u zraku (neutronska kerma) od $4,31 \cdot 10^3 \text{ Gy h}^{-1}$ do $1,82 \cdot 10^5 \text{ Gy h}^{-1}$ [70]. Ovisnost energije neutrona o brzini toka unutar suhe ćelije reaktora, a iza fisiske ploče, dana je na slici 15. Osim položaja u bazenu, za ozračivanje većih uzoraka i testiranje detektora koristi se suha ćelija. Suha ćelija je soba za ozračivanje unutar betonske konstrukcije reaktora, spojena s reaktorskom jezgrom pomoću grafitne termalizirajuće kolone, čiji je presjek približno $0,5 \text{ m} \times 0,5 \text{ m}$.



Slika 15. Neutronski spektar unutar suhe ćelije iza fisiske ploče nuklearnog reaktora TRIGA Instituta Jožef Stefan, Ljubljana, Slovenija. Crnom linijom označen je cijeli spektar neutrona, a crvenom spektar unutar kadmijeve kutije koja se koristi za filtriranje termalnih neutrona. Spektar je dobiven Monte Carlo simulacijama. Vertikalnom linijom označena je energija termalnih neutrona [69,70].

Brzina toka neutrona u suhoj ćeliji na položaju za ozračivanje detektora iznosi $1,6 \cdot 10^7 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, a brzina toka termalnih neutrona (0-5 eV) iznosi $8,8 \cdot 10^6 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [72]. Brzina toka neutrona direktno je proporcionalna snazi reaktora. Na slici 16 prikazan je reaktorski bazen s pozicijama za ozračivanje te unutrašnjost suhe ćelije.



Slika 16. Reaktorski bazen s pozicijama za ozračivanje (lijevo) te unutrašnjost suhe ćelije (desno).

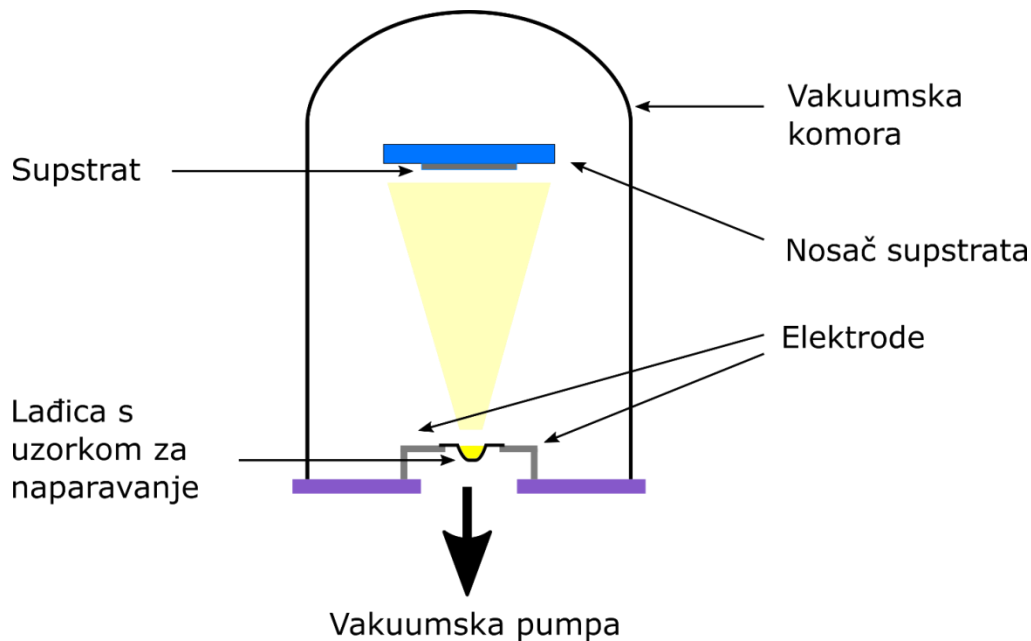
Detektor i pretpojačalo, za vrijeme ozračivanja nalazili su se u suhoj komori, a kablovi za prijenos signala i za napajanje provedeni su do platforme reaktora, gdje su se nalazile i preostale elektroničke komponente.

3.7. Metode pripreme tankih filmova

Korištene su dvije metode pripreme tankih filmova: termičko neparavanje i magnetronsko rasprašenje. Kako je već ranije spomenuto, za odabir neutronske konvertera bitan je visok udarni presjek za termalne neutrone, stabilnost na sobnoj temperaturi, komercijalna dostupnost te kemijska svojstva, prije svega da materijal nije toksičan. Kako se radi o rijetkim izotopima ${}^6\text{Li}$ i ${}^{10}\text{B}$, metode kemijske sinteze nisu razmatrane zbog mogućeg niskog iskorištenja u postupcima sinteze. Materijali koji su razmatrani su: ${}^6\text{LiF}$, ${}^{10}\text{B}$ te ${}^{10}\text{B}_4\text{C}$

3.7.1. Termičko neparavanje

Termičkim neparavanjem, materijal koji treba ispariti zagrijava se na temperaturu iznad koje je tlak pare materijala viši od tlaka u vakuumskoj komori. Materijal koji se želi nepariti stavlja se u lađice od materijala s visokom točkom taljenja, kao što su volfram, tantal ili molibden, a iznad njih nalazi se supstrat. Ukoliko se neparava veća količina materijala, koriste se grijači od ranije navedenih materijala u koje se umeću lončići, najčešće od aluminijevog oksida ili borovog nitrida. Lađice ili grijači spajaju se na elektrode te se primjenom električne struje na elektrode, izvorni materijal se zagrijava i povećava se tlak para. Kada tlak para materijala poraste iznad tlaka para u vakuumskom okruženju, isparene molekule putuju od izvornog materijala do podloge na kojoj kondenziraju, kao što je prikazano na slici 17. Radi homogenosti deponiranog tankog filma, supstrat se tijekom neparavanja rotira. Brzina neparavanja prati se pomoću kvarcnog kristala, a kontrolira jačinom električne struje koja se pušta na elektrodama.



Slika 17. Shematski prikaz postupka termalnog neparavanja u vakuumskoj komori.

S obzirom da je tlak para ovisan o temperaturi i tlaku, što je viša temperatura, odnosno veća struja na elektrodama, veća je brzina neparavanja. Tablice tlaka para kao funkcije tlaka i temperature za različite materijale dostupne su u literaturi.

Za termičko naparavanje korišten je uređaj za termičko naparavanje Leybold Univex 300 Laboratorija za poluvodiče Instituta Ruđer Bošković.

Zbog visoke temperature taljenja, a koja je blizu temperature taljenja grijača ili lađica od volframa i tantala, ovom metodom pripreme nije moguće deponirati tanke filmove ^{10}B ili $^{10}\text{B}_4\text{C}$. U tablici 5 dan je pregled fizikalnih svojstava materijala koji su razmatrani za deponiranje tankih filmova.

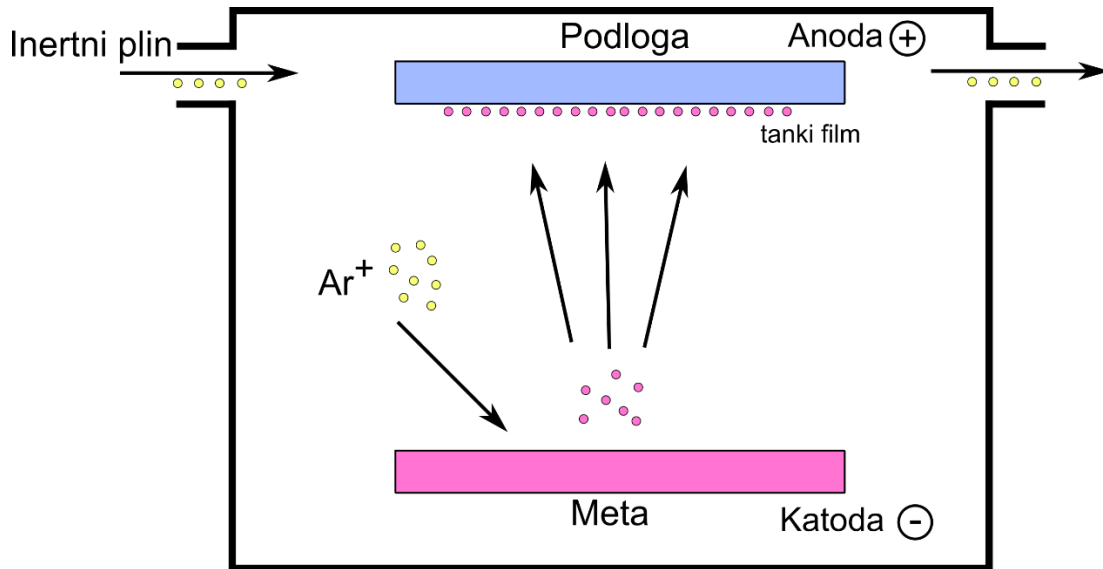
Tablica 5. Pregled bitnih fizikalnih svojstava materijala za deponiranje tankih filmova i materijala za zagrijavanje [73].

| Materijal | Talište [°C] | Gustoća [g cm ⁻³] | Talište za dani tlak para [°C] | | |
|--------------------------------|--------------|-------------------------------|--------------------------------|---------------------------|---------------------------|
| | | | 1 · 10 ⁻⁸ mbar | 1 · 10 ⁻⁶ mbar | 1 · 10 ⁻⁴ mbar |
| B | 2079 | 2,34 | 1278 | 1548 | 1797 |
| B ₄ C | 2763 | 2,52 | 2500 | 2580 | 2650 |
| LiF | 845 | 2,64 | 875 | 1020 | 1180 |
| W | 3410 | 19,24 | 2117 | 2407 | 2757 |
| Ta | 2996 | 16,6 | 1960 | 2240 | 2590 |
| Al ₂ O ₃ | 2072 | 3,97 | - | - | 1550 |

3.7.2. Magnetronsko rasprašenje

Magnetronsko rasprašenje je postupak depozicije para materijala u kojem se stvara plazma te se pozitivno nabijeni ioni iz plazme ubrzavaju električnim poljem prema negativno nabijenoj elektrodi, tj. meti. Postupak se temelji na rasprašenju materijala, a uključuje izbacivanje atoma iz željenog materijala (mete), te kondenzaciju izbačenih atoma na podlogu, u uvjetima visokog vakuuma [74]. Ova metoda omogućuje depoziciju tankih filmova na sobnoj temperaturi. Za razliku od termičkog naparavanja, materijal koji se naparava nije potrebno grijati. Kao radni plin za rasprašenje se koristi plemeniti plin, najčešće argon, koji se uvodi u vakuumsku komoru pri sniženom tlaku od 10⁻⁵ do 10⁻⁶ mbar, a čiji su neki atomi ionizirani električnim izbojem između elektroda. Između podloge i mete je visoki napon, reda veličine kV, u kojem se ionizirani

atomi plemenitog plina ubrzavaju prema meti s kojom se kasnije sudaraju. Sudarom dolazi do rasprašenja, odnosno izbacivanja atoma mete i atoma plazme u kojoj se nalaze elektroni i ionizirani atomi plemenitog plina i mete. U blizini podloge, plazma se nalazi u jakom magnetskom polju te iz nje izlaze samo neutralne čestice jer se ionizirani atomi mete neutraliziraju atomima iz plazme (slika 18).



Slika 18. Shematski prikaz postupka magnetskog rasprašenja. Rasprašenje se odvija u struji inertnog plina, najčešće argona.

Za pripremu tankog filma magnetronskim rasprašenjem u ovom radu korišten je uređaj za magnetronsko rasprašenje *Kurt J. Lesker CMS-18 Sputtering system* te meta od $^{10}\text{B}_4\text{C}$, promjera 76,5 mm, debljine 3,2 mm, vezana indijem na bakrenoj ploči. Metu je proizvela tvrtka RHP Technology (Seibersdorf, Austrija). Maseni udio izotopa ^{10}B je 96%.

3.8. Određivanje debljine tankih filmova

Za određivanje debljine tankog filma korištene su sljedeće metode:

1. Mikroskopija atomskih sila (AFM)

Ova pretražna mikroskopska metoda temelji se na mjerenju sile između oštrog šiljka pričvršćenog za savitljivu polugu i površine uzorka. Šiljak je piezo-kermamička piramida visoka 3–6 μm vršnog radijusa od 15–40 nm, a po sastavu je SiN_3 , SiO_2 i C-nanotuba. Površina uzorka oslikava se vertikalno i lateralno mjerenjem bočnog otklona konzole pomoću optičke poluge. Optička poluga reflektira lasersku zraku od konzole. Odbijena laserska zraka udara u pozicijski osjetljivi fotodetektor koji se sastoji od foto-dioda. Razlike između segmenata foto-detektora signala ukazuju na položaj laserske točke na detektoru, a time i na kutne otklone konzolne ploče.

2. Rutherfordova spektroskopija povratnim raspršenjem (RBS)

Rutherfordova spektroskopija temelji se na mjerenju koncentracije elemenata u ovisnosti o dubini za teške elemente u laganom materijalu. Tipično je snop He^+ iona energije 2–3 MeV usmjeren okomito na površinu uzorka te prodorom u materijal on deponira energiju u materijalu sudarom s elektronima. Kad se pozitivno nabijeni ion He^+ približi jezgri atoma, odbit će ga pozitivno nabijena jezgra. Sila odbijanja raste s masom ciljnog atoma. Mjerenjem energijskog spektra povratnih iona dobivaju se podaci o sastavu elemenata i njihovoj dubini u uzorku.

3. Elipsometrija

Elipsometrija mjeri promjenu polarizacije svjetlosti koja se odbija od površine uzorka refleksijom i transmisijom i uspoređuje ju s dostupnim podacima za pojedini materijal. Linearно polarizirana ulazna zraka pretvara se u eliptično polariziranu reflektiranu zraku. Za bilo koji upadni kut veći od 0° i manji od 90° , p-polarizirano odbijeno svjetlo i s-polarizirano odbijeno svjetlo odrazit će se različito. S obzirom da se temelji na omjeru dviju vrijednosti, metoda je precizna i ponovljiva.

4. Određivanje debljine putem kvarcnog kristala

U vakuumskoj komori uređaja za termičko naparavanje nalazi se uređaj koji prati frekvencijski odziv kvarcnog kristala tijekom postupka naparavanja. Promjene frekvencije proporcionalna je debljini materijala deponiranog na površini kristala.

5. Određivanje debljine iz mase, volumena i gustoće

Preciznom analitičkom vagom koja je umjerena za vaganje masa od 0,1 mg na više, iz mase, površine i gustoće deponiranog materijala, moguće je odrediti debljinu tankih filmova deponiranih na podlogu. Ova metoda koristila se za određivanje debljine filmova debljih od 2 μm jer se, gore navedenim metodama, u pravilu mogu određivati debljine od reda veličine Å do 1 μm .

U okviru ovog rada korišten je uređaj za spektrometrije ionskim snopovima Zavoda za eksperimentalnu fiziku Instituta Ruđer Bošković, modularni mikroskop atomskih sila s pretražnom probom *NT-MDT Spectrum Instruments N'tegra Prima*, Laboratorija za poluvodiče Instituta Ruđer Bošković, spektroskopski elipsometar Woollam VASE, Laboratorija za optiku i optičke tanke slojeve Instituta Ruđer Bošković te analitička vaga Mettler Toledo XA105DU, Laboratorija za radijacijsku kemiju i dozimetriju Instituta Ruđer Bošković.

4. Rezultati i rasprava

U ovom poglavlju prikazani su rezultati istraživanja. Kao prvi korak u razvoju konvertera termalnih neutrona korištene su Monte Carlo simulacije za određivanje njihove optimalne debljine. Vrijednosti dobivene simulacijama bile su bitne za određivanje graničnih vrijednosti debljine konverterskog sloja koji su bili pripremani eksperimentalnim metodama pripreme tankih filmova spomenutih u poglavlju 3.7. Testiran je odziv detektora bez neutronske konvertera na alfa-čestice i gama-zračenje, dok je za odziv detektora na neutrone korištena Schottkyjeva dioda s pripremljenim konverterima termalnih neutrona. Odziv je analiziran i uspoređen s dostupnim podacima iz literature. Određena je i učinkovitost detektora na alfa-čestice i neutrone.

4.1. Monte Carlo simulacije

Monte Carlo simulacije su skup matematičkih modela i algoritama koje se temelje na generiranju skupa slučajnih brojeva, $\xi \in [0, 1]$. Uzimajući u obzir statističke (determinističke) zaključke, u Monte Carlo algoritmima rješenje matematičkog problema dobiva se procjenom parametra distribucije, obično srednje vrijednosti ili određene funkcije parametra. Najčešće je riječ o matematičkim modelima čija se rješenja ne mogu odrediti analitički, ali koriste se i za provjeru rezultata dobivenih analitičkim ili drugim metodama.

Osnovni koncept metode datira iz 18. stoljeća, kada je francuski znanstvenik Georges-Louis Leclerc, Comte de Buffon predstavio metodu bacanja igle za proračun broja π , 1777. godine [74,75]. Ideja upotrebe slučajnih brojeva datira iz 1930. (Enrico Fermi), ali metoda dobiva naziv i intenzivnije se počinje koristiti 1946. godine (Stanislaw Marcin Ulam, John von Neumann, Nicholas Metropolis) [77]. Oni su ju koristili za rješavanje problema difuzije neutrona u fisibilnim materijalima. Dobila je ime po kockarnicama u Monte Carlu. S razvojem računala, dodatno se intenzivira i upotreba Monte Carlo simulacija. Danas je u upotrebi u različitim područjima znanosti: od numeričke matematike, fizikalne kemije i statističke fizike, sve do razvoja poluvodiča, računalne grafike i financija. U računalnoj industriji koristi se gotovo u svim računalnim igrama za predviđanje protivnikovog sljedećeg poteza ili reakcije. Koristi se i u računalnim simulacijama procesa koji uključuju neki element slučajnosti, poput difuzije neutrona iz nuklearnog reaktora.

Svaki matematički model u Monte Carlu simulacijama odvija se po istom uzorku:

- određivanje domene ulaznih podataka
- generiranje ulaznih podatke iz domene
- deterministička računica korištenjem ulaznih podataka
- računanje srednje vrijednost svake pojedine računice

Prednosti Monte Carlo simulacija su točnost koja se poboljšava sa svakom dodanom slučajnom točkom te se ona može lakše generalizirati na višedimenzionalne integrale. Njihov nedostatak je spora konvergencija s povećanim brojem točaka.

Prijenos čestičnog zračenja (zračenje nastalo raspadom određene jezgre ili ubrzavanjem čestica u magnetskom ili električnom polju) je fizički fenomen prijenosa energije u obliku elektromagnetskog zračenja. Na širenje zračenja kroz medij utječu procesi apsorpcije, emisije i raspršenja. Prijenos neutrona je proučavanje pokreta i interakcija neutrona s materijalima. U nuklearnim reaktorima nalaze se neutralne (neutroni i fotoni) i nabijene čestice (elektroni, alfa-čestice, teški ioni), koje se prenose kroz sustav nuklearnog reaktora. Boltzmannova transportna jednadžba jest integro-diferencijalna jednadžba za jednočestičnu neravnotežnu funkciju raspodjele sustava mnoštva čestica. Matematički se transport čestica može izraziti Boltzmannovom jednadžbom, općenito slijedeći izvode od [77,78]:

$$\left(\frac{1}{v(E)} \frac{\partial}{\partial t} + \hat{\Omega} \cdot \nabla + \Sigma_{\text{tot}}(\mathbf{r}, E, t) \right) \psi(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega}, t) = s(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega}, t) \quad (4. 1)$$

s vremenskim članom, $\frac{1}{v(E)} \frac{\partial}{\partial t}$, članom slobodnog strujanja (translacija), $\hat{\Omega} \cdot \nabla$, članom nestajanja faznog prostora (apsorpcija), $\Sigma_{\text{tot}}(\mathbf{r}, E, t)$, članom izvora $s(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega}, t)$ i $\psi(\mathbf{r}, E, \hat{\Omega}, t)$ kutnom distribucijom toka čestica.

Monte Carlo metode prijenosa čestica koriste se za transport neutralnih i nabijenih čestica. Budući da su interakcije nabijenih čestica s materijom kontinuirane, integracije za proračun staza čestica se diskretiziraju i izvode na gustoj mreži (ovisno o energiji čestica i pripadajućem opsegu interakcije i stopa interakcije), stoga je metoda računski vrlo zahtjevna. Točnost simulacije može se značajno poboljšati u usporedbi s determinističkim kodovima, posebno u slučajevima čestica

visoke energije i malih kutova detekcije, relativističkih pristupa ili čestica niskih energije kratkog dometa.

Za obje vrste čestica koje se prenose, nabijene i neutralne, u Monte Carlo simulacijama, događa se gubitak populacije čestica na nekoliko putanja karakterističnih za pojedine čestice, pogotovo jer rezultati Monte Carlo simulacija ovise o dobivanju zadovoljavajuće statistike. Najjednostavniji pristup održavanja stabilne populacije čestica je implicitno tretiranje nestanka čestica: umjesto prekida povijesti prijenosa čestica, potrebno je prilagoditi njegovu težinu prema omjerima nestanka i ukupnog poprečnog presjeka reakcije, te pokrenuti alternativnu reakciju. To se može kontrolirati interno dodjeljivanjem gornje i donje granice težine, tj. važnosti dijelova modela faznog prostora (prostor, energija, kut), gdje dolazi do cijepanja ako čestica s težinom w ulazi u fazni prostor s gornjom granicom težine $w_{\text{up}} < w$ ili se usmjerava ako je njena težina niža od granične vrijednosti male težine $w_{\text{low}} > w$. Najčešće, redukcijski parametri definirani su za prostorni dio faznog prostora, bilo za mrežastu geometriju superponiranu modelnoj geometriji ili prilagođavanjem važnosti pojedinačnim geometrijskim tijelima geometrije modela (važnost ćelija). Ovo težine mogu se dobiti iterativnim postupcima koristeći Monte Carlo simulacije:

- „bodovanje“ simuliranih gustoća čestica i izračunavanje težina kako bi se upravljalo gustoćom čestica, ali zadržavajući isti rezultat [80]
- izračun važnosti polja, učestalim ugađanjem težina različitih područja faznog prostora s obzirom na željeni rezultat. Drugim riječima ako čestica prolazi fazni prostor A prije nego što udari u detektor, njezine težinske granice su prilagođene. To se učestalo prilagođava za čitav lanac faznih prostora $E \rightarrow \dots B \rightarrow A$ [81].

Druga metoda je izvođenje približnog determinističkog izračuna za određivanje ograničenja težine preko vrednovanje doprinosa čestica na temelju udaljenosti od neke točke. Kao vjerojatnost da bi čestica dala rezultat za jako mali detektor, osjetljivost detektora je dodijeljena ovisnosti o radijalnom bodovanju. Uvođenje težina također omogućava jednostavnost analize poremećaja (perturbacija). Za svaki od ranije spomenutih transportnih koraka, umjesto izvorne raspodjele $\rho(x)$ varijable x , može se primijeniti alternativna raspodjela $\rho'(x)$ te prilagoditi težina preko w_p .

$$w_p = \frac{\rho'(x)}{\rho(x)} \quad (4. 2)$$

Budući da se poremećaji smatraju zanemarivim, povijest čestica se nastavlja i čitav niz težina, izmijenjenih i neizmijenjenih, tretiraju se jednako, ali njihovi doprinosi se ocjenjuju odvojeno [82].

Trenutno postoje mnogi računalni programi za određivanje transporta čestica u materijalima. Pojavom jeftinih računalnih stanica, Monte Carlo simulacije transporta čestica rutinski se koriste ne samo u istraživanjima već i u komercijalne svrhe. S obzirom na probleme s fizijskim reaktorima, računalni programi se također mogu razdvojiti tako da mogu modelirati probleme množenjem čestica ili ne. Za simulacije fizijskog reaktora koriste se sljedeći programi: MCNP[83], TRIPOLI[84], SERPENT, KENO i OpenMC. Za probleme u zaštiti od ionizirajućeg zračenja te simulacije korištenjem različitih vrste čestica koriste se MCNP6.2 [83], EGSnrc, FLUKA [85], PHITS i GEANT4 [21]. Najčešće korišteni programi su MCNP [83], GEANT4 [21] i FLUKA [85]. Za jednostavnije simulacije, kao što su gubici energije u materijalima, koristi se i SRIM [86] s jednostavnim korisničkim sučeljem koje ne zahtijeva znanje programiranja.

Da bismo predvidjeli optimalnu debljinu konvertera napravljene su Monte Carlo simulacije. Simulacije prikazuju prolazak čestica kroz određene materijale, te se njima računa koliko se energije prenese materijalu. Korištena su dva Monte Carlo programa: MCNP6.2 (*Monte Carlo N – Particle Transport Code*) i SRIM (*Stopping and Range of Ions in Matter*) [85,86]. Korištenje SRIM-a intuitivno je te se ulazni podaci upisuju putem grafičkog sučelja. Kod MCNP6.2 nešto je kompleksniji i zahtijeva dobro definirane ulazne parametre i nužno je osnovno poznavanje programiranja. Korisnik stvara ulaznu datoteku koja sadrži sljedeće informacije:

- geometrija uzorka koji se simulira
- opisi materijala
- karakteristika izvora
- traženi tipovi odgovora odnosno zapisa (engl. *tally*)

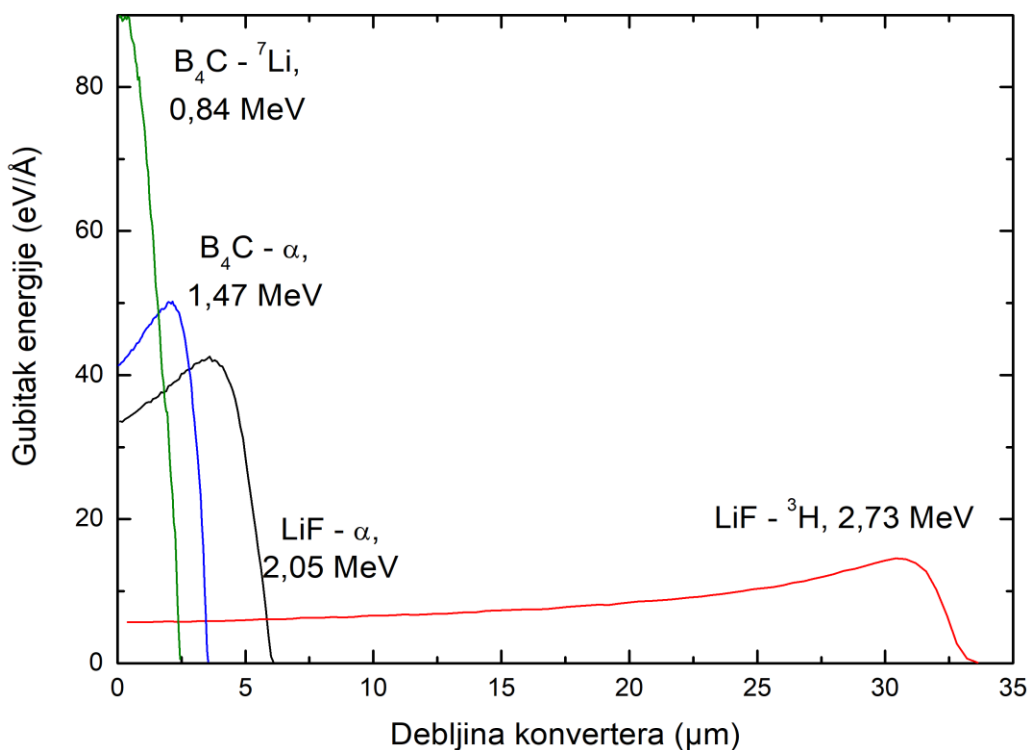
Format ulazne datoteke je specifičan te mora sadržavati tri glavne sastavnice:

- kartica ćelije – koristi se za definiciju oblika i vrste materijala

- kartica površine – definira granice u prostoru koje se koriste za stvaranje ćelija (sfere, kvadri, cilindri, ravnine)
- kartica podataka – definira izvore, materijale i druge informacije potrebne za rješavanje problema

Dobro i detaljno definirane kartice unutar ulazne datoteke, osnovni su preduvjet za dobro izvršene simulacije.

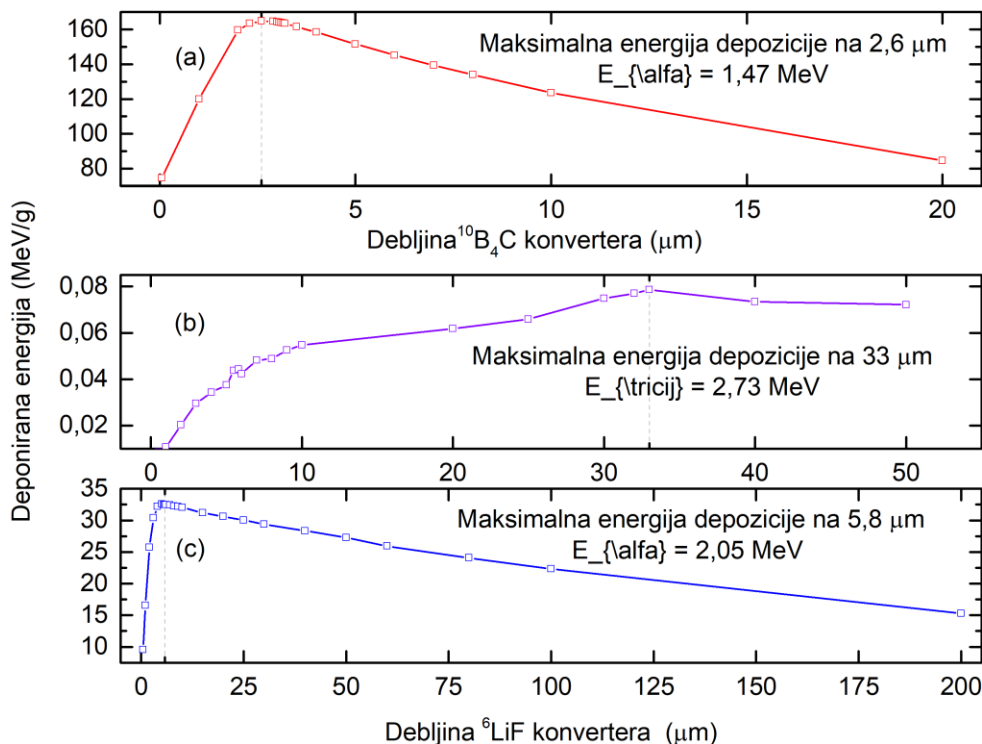
Domet i ionizacijska svojstva nabijenih čestica izračunati su pomoću programa SRIM-a. Izračunate ionizacijske raspodjele nabijenih čestica koje su produkti reakcija ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ i ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$ prikazane su na slici 19. Dobiveni domet alfa-čestica i ${}^3\text{H}$ u ${}^6\text{LiF}$ iznosi 5,82 i 32,50 μm , dok dobiveni domet alfa-čestica i ${}^7\text{Li}$ u ${}^{10}\text{B}_4\text{C}$ iznosi 3,14, odnosno 1,58 μm (3,89, odnosno 1,78 μm za reakciju u osnovnom stanju).



Slika 19. Braggove krivulje za reakcije ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ i ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$ dobivene simulacijama u SRIM-u.

Faktor učinkovitosti detekcije termalnih neutrona Schottkyjevom diodom, ε_{th} , ovisi o debljini sloja konvertera, kao i o aktivnoj površini pojedinog SBD-a. Ciljana debljina konvertera je ona s najvećom učinkovitošću detekcije. Pod pretpostavkom da je učinkovitost detekcije poluvodičkog detektora za nabijene čestice blizu 100%, rezultirajuća učinkovitost detekcije u ovom će slučaju biti u skladu s relativnom neutronsom osjetljivošću [88].

Simulacijama izvedenim s MCNP6.2 programom, računata je depozicija energije alfa- i tricijevih čestica u aktivnom volumenu SiC pomoću F6 zapisa (*F6 tally*, prosječna depozicija energije u definiranoj ćeliji). Omjer signala i razlučivosti sustava snažno su povezani s depozicijom energije reakcijskih produkata u SiC. Simulacije su se izvodile s različitim debljinama neutronske konvertera. Detektor je modeliran kao kvadar dimenzija 1 mm × 1 mm s neutronske konverterima ${}^6\text{LiF}$ i ${}^{10}\text{B}_4\text{C}$ na površini aktivnog dijela SiC debljine 25 μm . Za svaku debljinu i vrstu konvertera napravljena je zasebna simulacija. U simulacijama je korišten točkasti izvor neutrona, usmjeren prema konverteru. Vanjski medij bio je ambijentalni zrak. Slika 20 prikazuje depoziciju energije alfa-čestica emitiranih iz ${}^6\text{LiF}$ i ${}^{10}\text{B}_4\text{C}$ (s energijama od 2,05 i 1,47 MeV) i tricija emitiranog iz ${}^6\text{LiF}$ u ovisnosti o debljini odabranih konvertera. Zbog ograničenja prijenosa težih čestica u MCNP6.2, maksimalna energija depozicije ${}^7\text{Li}$ čestica iz reakcije ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$ nije simulirana.



Slika 20. Ovisnost debljine ^6LiF i $^{10}\text{B}_4\text{C}$ konvertera o deponiranoj energiji alfa-čestica u epitaksijalnom sloju SiC – MCNP6.2 simulacije. (a) prikazuje maksimalnu energiju depozicije alfa-čestica nastalih reakcijom $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$. (b) i (c) prikazuje maksimalnu energiju depozicije čestica nastalih reakcijom $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$.

Rezultati simulacija pokazuju da se maksimalna energija depozicije lakših čestica tricija postiže sa znatno debljim filmom neutronskog konvertera, što je bilo i očekivano. Rezultati SRIM i MCNP6.2 simulacija pokazuju da se maksimalna energija depozicije s $^{10}\text{B}_4\text{C}$ neutronskim konverterom može postići s debljinom tankog filma u rasponu od 2,6 do 3,14 μm . S druge strane, za neutronski konverter od ^6LiF , maksimalna energija depozicije može se postići s tankim filmom debljine 33 μm . Tablica 6 pokazuje dobru korelaciju između podataka dobivenih simulacijom za oba korištena Monte Carlo programa.

Tablica 6. Korelacija podataka dobivenih Monte Carlo simulacijama.

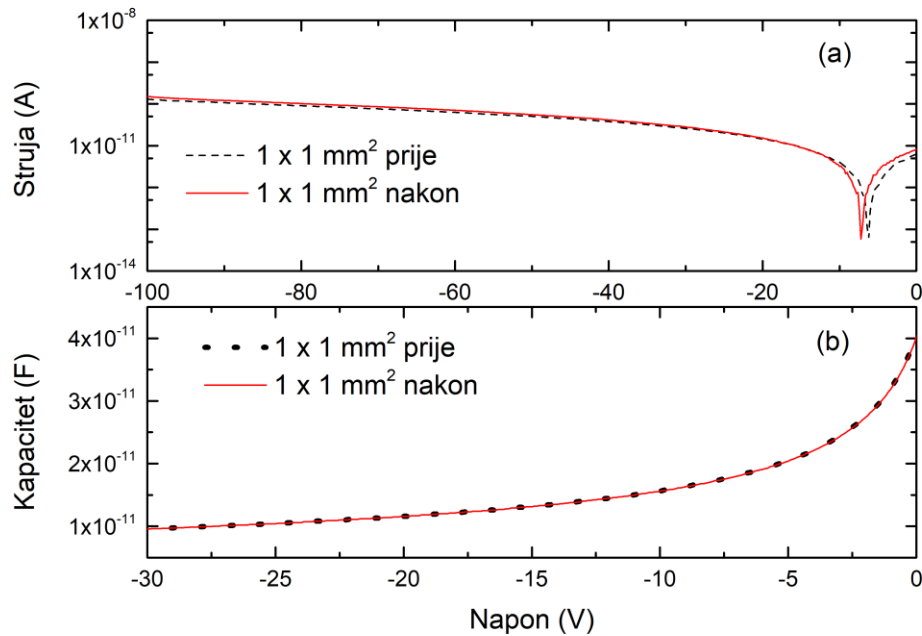
| Monte Carlo program | Simulirana debljina neutronskeg konvertera za najveći domet čestica | | | |
|------------------------|---|-----------------------------------|--|--|
| | α u | ^3H u | α u | ^7Li u |
| | $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ | $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ | $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ | $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ |
| MCNP6.2 | 5,8 μm | 33 μm | 2,6 μm | - |
| SRIM | 5,82 μm | 32,5 μm | 3,14 μm i 3,89 μm^* | 1,58 μm i 1,78 μm^* |

* za reakcijsku granu u osnovnom stanju

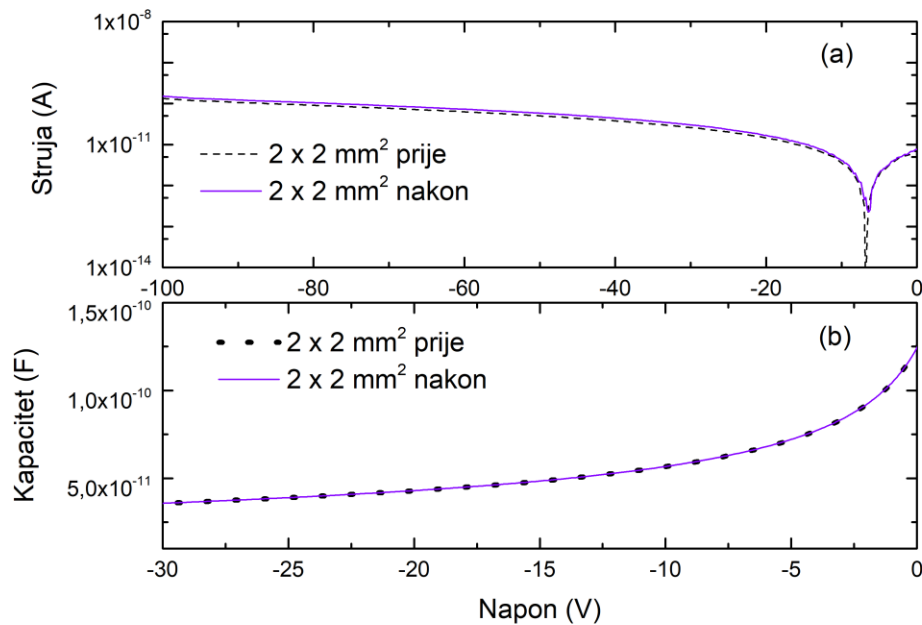
4.2. Električna karakterizacija korištenih Schottkyjevih dioda

U ovom istraživanju korištene su Schottkyjeve diode sljedećih dimenzija epitaksijalnog (aktivnog) sloja: 1 mm \times 1 mm \times 25 μm , 2 mm \times 2 mm \times 25 μm i 3 mm \times 3 mm \times 25 μm . S obzirom da je debljina epitaksijalnog sloja ista za sve tri korištene diode, u daljnjem tekstu referirat će se samo na površinu aktivnog sloja.

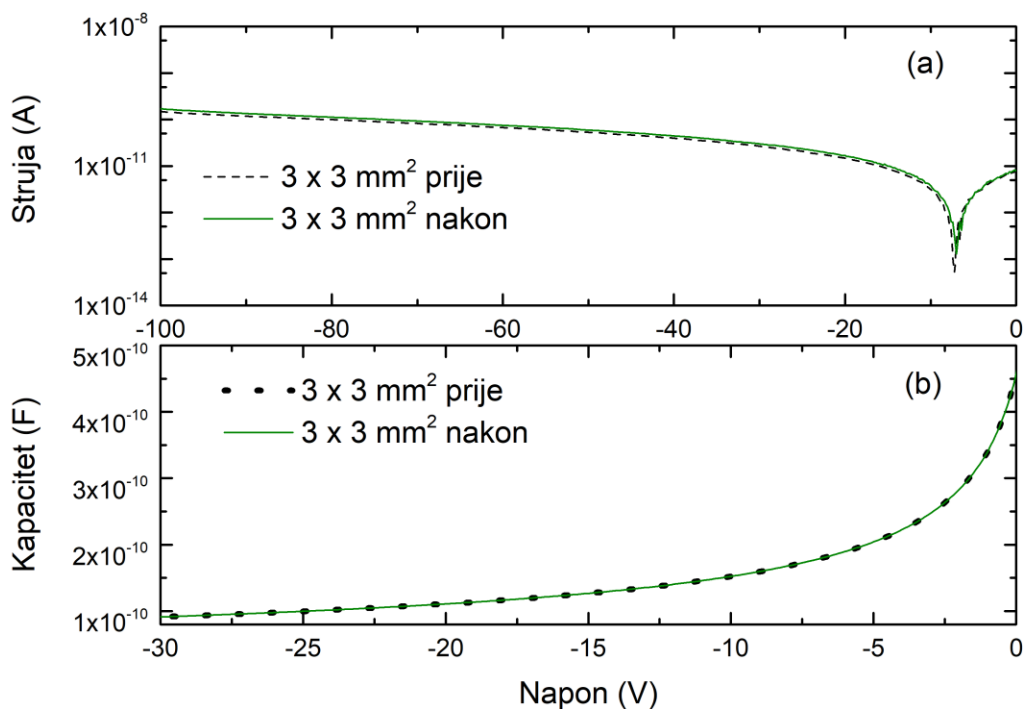
Prije i nakon samog testiranja diode u snopu ionizirajućeg zračenja, provjerena je kvaliteta pripremljenih Schottkyjevih dioda preko strujno-naponskih (I-V) i kapacitivno-naponskih (C-V) mjerenja. Sve odabrane Schottkyjeve diode pokazuju izvrsne ispravljačke karakteristike i imaju slične električne karakteristike. Zbog preglednosti, električne karakteristike za diodu svake aktivne površine, bit će prikazane na zasebnim slikama. Na slikama 21- 23 prikazane su I-V i C-V karakteristike za tri Schottkyjeve diode. Iz grafičkih prikaza vidljivo je da ozračivanje nije unijelo nikakve promjene električkih svojstava diode.



Slika 21. Izmjerene električne karakteristike Schottkyjeve diode s aktivnom površinom od 1×1 mm² prije i nakon ozračivanja na sobnoj temperaturi: (a) I-V karakteristika i (b) C-V karakteristika.



Slika 22. Izmjerene električne karakteristike Schottkyjeve diode s aktivnom površinom od 2×2 mm² prije i nakon ozračivanja na sobnoj temperaturi: (a) I-V karakteristika i (b) C-V karakteristika.



Slika 23. Izmjerene električne karakteristike Schottkyjeve diode s aktivnom površinom od 3×3 mm² prije i nakon ozračivanja na sobnoj temperaturi: **(a)** I-V karakteristika i **(b)** C-V karakteristika.

Mjerenjem strujno-naponske karakteristike diode provjeravaju se ispravljačka svojstva Schottkyjeve diode. S obzirom da dioda radi u reverznom modu, pri negativnom primijenjenom naponu na diodu, struja curenja je niska, tj. zanemariva, nakon čega u propusnoj polarizaciji dolazi do eksponencijalnog rasta struje. Koristeći izraze (4.2) i (4.3), iz I-V karakteristika diode, dobivamo parametre diode, prikazane u tablici 7: faktor idealnosti, visinu potencijalne barijere i serijski otpor. Koristeći izraz (4.6), iz C-V karakteristika diode dobivamo koncentraciju slobodnih nosioca naboja.

Tablica 7. Karakteristike Schotkyjevih dioda dobivene mjerenjem I-V i C-V karakteristika.

| Schotkyjeva dioda | Faktor idealnosti | Visina potencijalne barijere (eV) | Serijski otpor (Ω) | Koncentracija slobodnih nosioca naboja (cm^{-3}) | |
|-------------------------------|-------------------|-----------------------------------|-----------------------------|---|---------------------|
| 1×1 mm^2 | Prije | 1,010 | 1,61 | 45 | $4,4 \cdot 10^{14}$ |
| | Nakon | 1,015 | 1,58 | 48 | $4,4 \cdot 10^{14}$ |
| 2×2 mm^2 | Prije | 1,003 | 1,64 | 35 | $4,0 \cdot 10^{14}$ |
| | Nakon | 1,080 | 1,55 | 65 | $4,2 \cdot 10^{14}$ |
| 3×3 mm^2 | Prije | 1,017 | 1,60 | 28 | $4,7 \cdot 10^{14}$ |
| | Nakon | 1,027 | 1,55 | 28 | $4,7 \cdot 10^{14}$ |

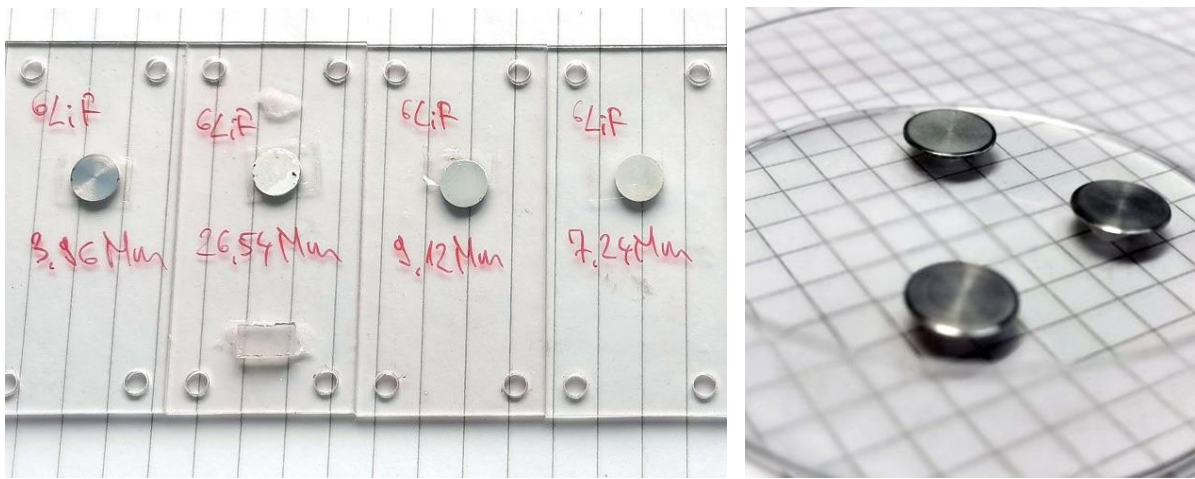
Ozračivanje dioda dozama ionizirajućeg zračenja korištenim u ovom radu nije unijelo nikakve promjene u električna ili ispravljačka svojstva korištenih Schotkyjevih dioda. Dobivene karakteristike Schotkyjevih dioda u korelaciji su s onima iz literature [89].

4.3. Priprema neutronskih konvertera

4.3.1. Konverteri ${}^6\text{LiF}$ pripremljeni termičkim naparavanjem

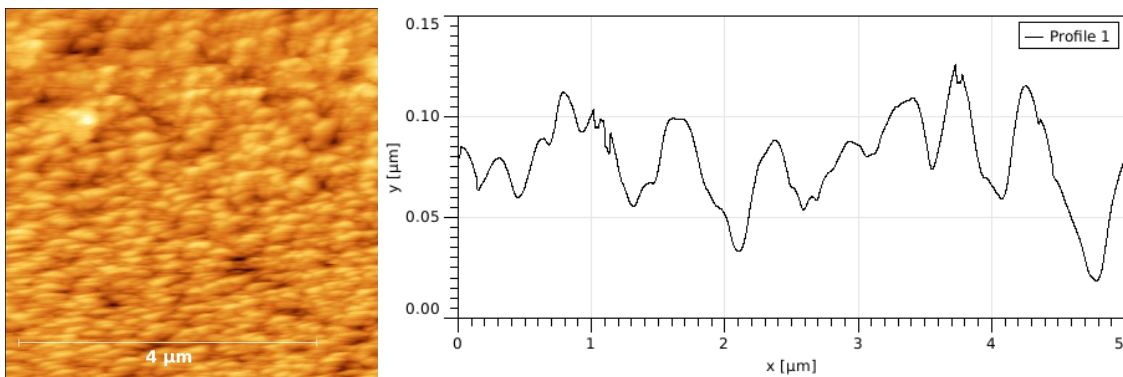
Za termičko naparavanje korišten je ${}^6\text{LiF}$ (Sigma-Aldrich, CAS: 14885-65-5, 95% izotopa ${}^6\text{Li}$) Materijal je zagrijavan u lončićima od aluminijevog oksida koji se nalazio unutar grijača od tantala. Tlak unutar vakuumske komore za vrijeme naparavanja održavan je u rasponu od 10^{-5} do 10^{-6} mbar. Tanki filmovi ${}^6\text{LiF}$ deponirani su na aluminijskoj ($\text{AlMgSi}_{0,5}$) podlozi debljine 0,5 mm, promjera 10 mm te staklenoj ($\text{Na}_2\text{O} \times \text{CaO} \times 6 \text{SiO}_2$) podlozi debljine 1,4 mm, promjera 20 mm. Pripremljeni su tanki filmovi na aluminijskoj podlozi debljine: 1,4, 2,94, 3,96, 7,24, 9,12, 9,8 i 26,54 μm te na staklenoj podlozi debljine 1,4 μm . Tanki film debljine 9,8 μm korišten je samo za određivanje linearnosti odziva detektora pri različitoj snazi detektora. Na slici 24 prikazani su pripremljeni neutronski konverteri od ${}^6\text{LiF}$. Debljina tankog filma najmanje debljine određena je elipsometrijom. Debljina tankih filmova od 2,94 i 3,96 μm određena je Rutherfordovom spektrometrijom povratnim raspršenjem. Za vrijeme naparavanja, debljina rasta

filma kontrolirana je putem kvarcnog kristala unutar uređaja za termičko naparavanje. Debljine ostalih filmova (od 7,24 μm na više), određene su preko mase i volumena.



Slika 24. Pripremljeni tanki filmovi od ${}^6\text{LiF}$ na podlozi od aluminijske (desno) te dodatnoj podlozi od pleksiglasa (lijevo).

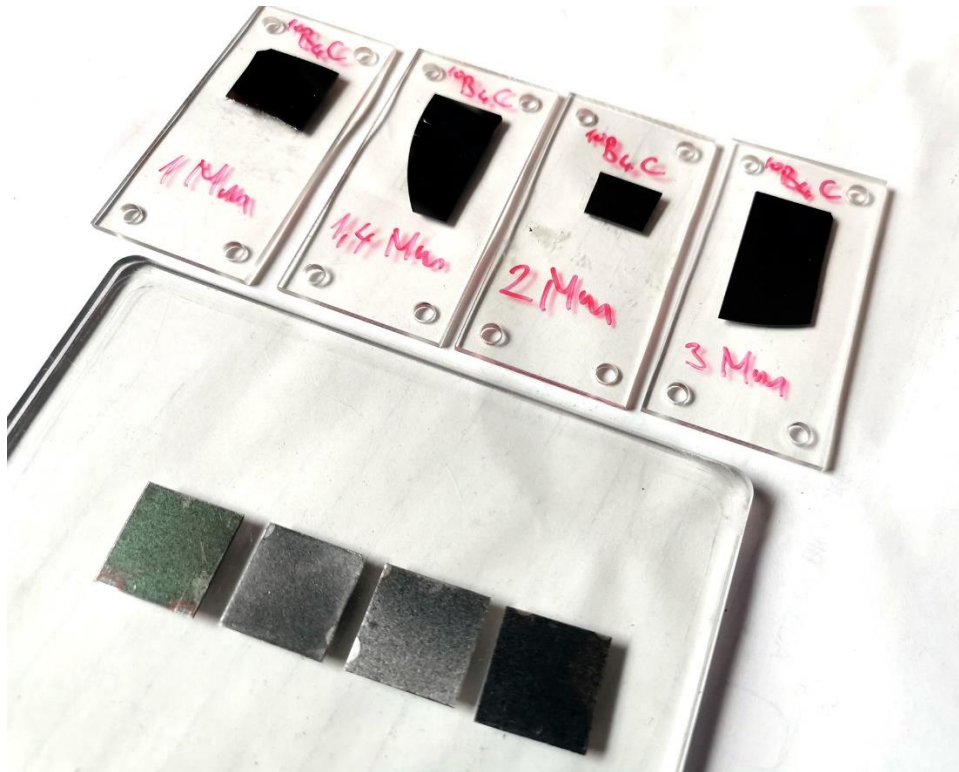
Na slici 25 prikazan je profil i slika površine tankog filma ${}^6\text{LiF}$ debljine 1,4 μm mjereno mikroskopom atomskih sila. S obzirom da se metodom mogu mjeriti debljine uzoraka do 100 nm, ova metoda korištena je samo radi određivanja hrapavosti dobivenog tankog sloja ${}^6\text{LiF}$ dobivenog termičkim naparavanjem.



Slika 25. Slika površine (lijevo) i profil (desno) tankog filma ${}^6\text{LiF}$ dobiveni metodom mikroskopije atomskih sila.

4.3.2. Konverteri $^{10}\text{B}_4\text{C}$ pripremljeni magnetronskim rasprašenjem

Pripremljena su tanki filmovi na aluminijskoj podlozi i podlozi od silicija debljine: 1,0, 1,4, 2,0 i 3,0 μm . Aluminijska podloga bila je veličine 20 mm \times 20 mm \times 0,4 mm, a silicijska 40 mm \times 20 mm \times 1 mm. Na slici 26 prikazani su konverteri termalnih neutrona pripremljeni magnetronskim rasprašenjem. Tako pripremljeni konverteri učvršćeni su na podlogu od pleksiglasa te postavljeni iznad same Schottkyjeve diode za ozračivanja u nuklearnom reaktoru.



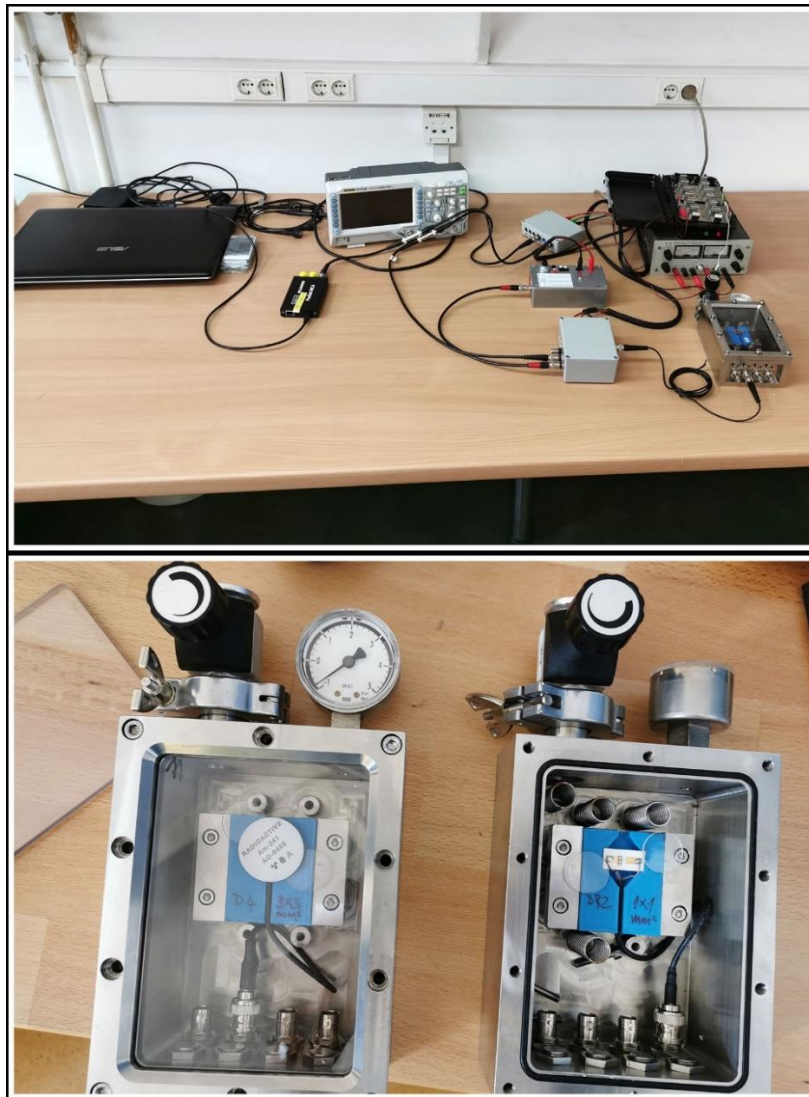
Slika 26. Pripremljeni tanki filmovi od $^{10}\text{B}_4\text{C}$ na podlozi od aluminijske i silicijske, dobiveni magnetronskim rasprašenjem.

4.4. Odziv detektora na alfa-čestice

Da bi se mogla povezati energija nepoznatih čestica s izlazom signala iz višekanalnog analizatora, potrebno je napraviti energijsku kalibraciju. Energijska kalibracija radi se pomoću monoenergetskih čestica poznate energije. Za tu svrhu koriste se pojedinačni ili miješani alfa-izvori. Energije alfa-izvora kreću se u rasponu od 3 do 8 MeV. Osim energijske kalibracije, alfa-

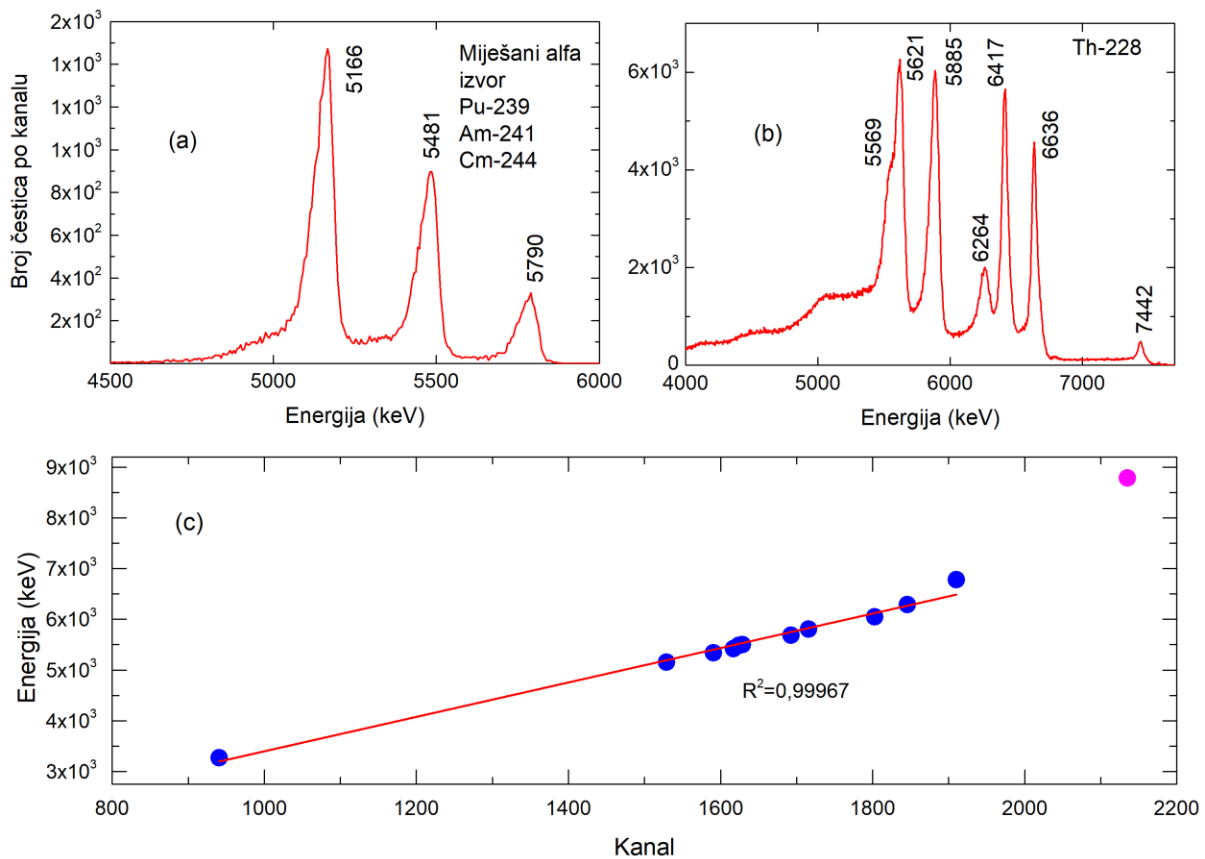
čestica se provjerava i linearna ovisnost detektora o energiji te faktor učinkovitosti detekcije alfa-čestica.

Odziv detektora na alfa-čestice napravljen je uporabom detektorskog sustava koji je prikazan na slici 27. Sva mjerenja napravljena su u vakuumskoj komori pri sniženom tlaku od 1 mbar (slika 27 dolje). Višekanalni analizator čestica daje ovisnost energije detektiranog pulsa o kanalu. Za broj čestica po kanalu, a zbog uvriježenosti naziva, ovdje će se ponekad koristiti i engleski naziv *counts per channel* (cps).



Slika 27. Fotografije detektorskog sustava (gore) i same vakuumске komore sa Schottkyjevim diodama. Na fotografiji lijevo dolje prikazana je Schottkyjeva dioda u vakuumu. Na stakalcima debljine 2 mm nalazi se alfa-izvor ^{241}Am .

Na slici 28 prikazan je odziv Schottkyjeve diode aktivne površine $2 \times 2 \text{ mm}^2$ različitim alfa-izvorima, a kako je objašnjeno ispod slike. Ovdje je prikazan samo odziv jedne Schottkyjeve diode jer je, kao što će kasnije biti pokazano, odziv svih dioda isti i on se samo skalira prema površini diode. Na slici su prikazani svi karakteristični maksimumi korištenih radioizotopa, te svi maksimumi izotopa kćeri ^{228}Th . Kao što je vidljivo iz slike 28.c., odziv je linearan za cijeli raspon energija osim za energiju ^{212}Po (tablica 4 i slika 14) od 8784 keV.



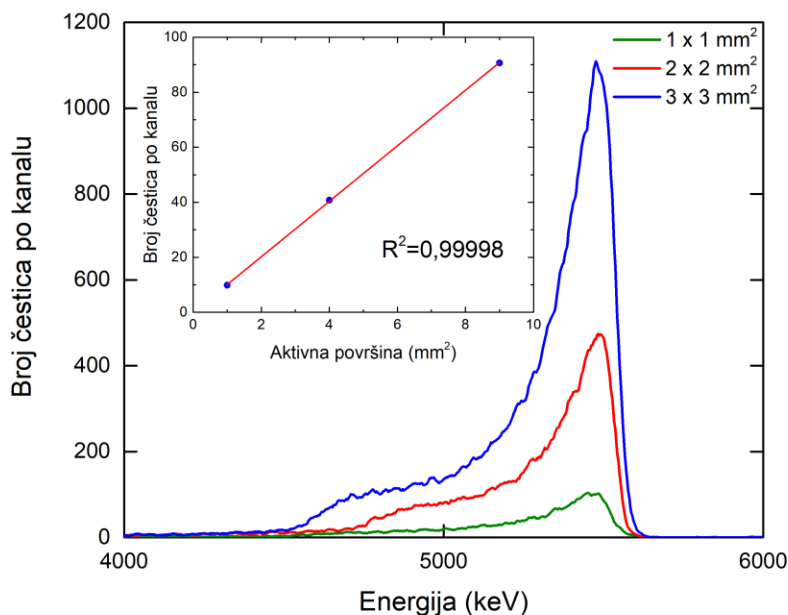
Slika 28. (a) Odziv Schottkyjeve diode aktivne površine $2 \times 2 \text{ mm}^2$ miješanom izvoru alfa-čestica (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm) i (b) odziv iste diode referentnom izvoru ^{228}Th . (c) Linearna regresijska analiza za odziv diode alfa-česticama različite energije.

Korišteni su sljedeći izvori alfa-čestica: ^{148}Gd ($E_{\text{max}}=3271 \text{ keV}$), ^{228}Th (E_{max} njegovog radioaktivnog lanca = 5340, 5423, 5685, 6050, 6288, 6778 i 8784 keV), ^{238}Pu ($E_{\text{max}}=5499 \text{ keV}$),

^{239}Pu ($E_{\text{max}}=5157$ keV), ^{241}Am ($E_{\text{max}}=5486$ keV) i ^{244}Cm ($E_{\text{max}}=5805$ keV). Na grafu je prikazana i energija od 8784 keV kako bi se pokazao nelinearan odziv Schottkyjeve diode za energije za koje je domet u silicijevu karbidu veći od debljine epitaksijalnog sloja Schottkyjeve diode. Razlog za smanjenu učinkovitost detektora za energiju ^{212}Po od 8,8 MeV je debljina epitaksijalnog sloja Schottkyjeve diode. Naime simulacijama u Monte Carlo kodu SRIM [85,89], dobiveno je da domet alfa-čestica energije 6,8 MeV u silicijevom karbidu iznosi 24,6 μm , a domet alfa-čestica energije 8,8 MeV iznosi 37,7 μm . Dakle, pokazan je linearan odziv Schottkyjeve diode, odnosno detektora za energijski raspon od 3,3 MeV do 6,8 MeV, tj. po cijelom debljini epitaksijalnog sloja. Faktor učinkovitosti detekcije alfa-čestica Schottkyjevom diodom u vakuumu iznosi 100% što znači da dioda detektira sve čestice koje upadnu na aktivnu površinu detektora. Faktor učinkovitosti dobiven je korištenjem izvora ^{238}Pu i ^{241}Am aktivnog promjera 25 mm, što je višestruko veće od aktivne površine detektora. Iz točkastih alfa-izvora ovaj podatak nije moguće izračunati zbog geometrije.

Razvoj Schottkyjeve diode za detekciju nuklearnih materijala počeo je s diodom aktivne površine detektora 1×1 mm². Kako je bilo jasno da odziv diode raste s površinom, napravljene su ukupno tri Schottkyjeve diode većih aktivnih površina. Istraživanjima na većim površinama bio je cilj istražiti linearni odziv skaliranjem veličine detektora te provjeriti do koje dimenzije detektora utjecaj šuma nije značajan.

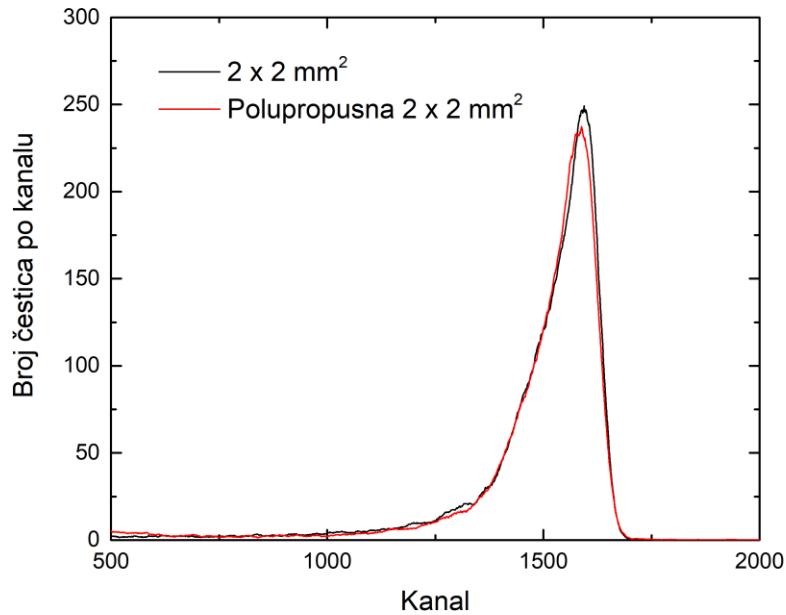
Slika 29 prikazuje odziv tri Schottkyjeve diode, aktivne površine 1×1 mm², 2×2 mm² i 3×3 mm² na izvor alfa-čestica ^{241}Am promjera 25 mm. Alfa-izvor velike površine korišten je kako bi se utjecaj geometrije na odziv Schottkyjeve diode sveo na najmanju moguću mjeru. Mjerenja su napravljena u vakuumu, a vrijeme mjerenja iznosilo je 3600 s. Dobiveni spektri svih Schottkyjevih dioda imaju karakterističan maksimum, koji pripada alfa-raspadu ^{241}Am energije 5,486 MeV. Utvrđena je gotovo savršena linearnost za odziv Schottkyjevih dioda različitih veličina na alfa-čestice.



Slika 29. Odziv tri korištene Schottkyjeve diode, aktivnih površina $1 \times 1 \text{ mm}^2$, $2 \times 2 \text{ mm}^2$ i $3 \times 3 \text{ mm}^2$ na izvor alfa-čestica ^{241}Am .

Pokazano je da odziv Schottkyjeve diode na alfa-čestice ne pada s povećanjem aktivne površine. Najbolje postignuta energijska rezolucija korištenog detektorskog sustava, a koja je izračunata iz vrijednosti pune širine na pola maksimuma (FWHM), iznosi 3% za energiju ^{241}Am od 5486 keV i 3,3% za energiju ^{148}Gd od 3183 keV. Dobivena energijska rezolucija slična je prethodno objavljenim rezultatima [91–94]. Dobiveni rezultati u skladu su s dosad objavljenim rezultatima testiranja odziva ove poluvodičke diode na alfa-čestice.

Osim već ranije spomenutih Schottkyjevih dioda koje su korištene u ovoj disertaciji, napravljeno je i mjerenje odziva polupropusne Schottkyjeve diode aktivne površine $2 \times 2 \text{ mm}^2$ na alfa-čestica ^{241}Am . Debljina Ni Schottkyjevog kontakta kod te diode iznosi 15 nm, dok kod ostalih dioda debljina Schottkyjevog kontakta iznosi 70 nm. Zbog činjenice da se Schottkyjev kontakt nalazi između epitaksijalnog sloja Schottkyjeve diode i snopa ionizirajućeg zračenja, ispitana je ovisnost debljine Ni o odzivu diode na alfa-čestice. Odziv polupropusne Schottkyjeve diode nije pokazao različit odziv u odnosu na druge korištene Schottkyjeve diode iste aktivne površine, niti bo broju detektiranih čestica, niti po razlučivanju diode (slika 30).



Slika 30. Odziv polupropusne diode na izvor alfa-zračenja ^{241}Am . Vrijeme integracije iznosi 3600 s.

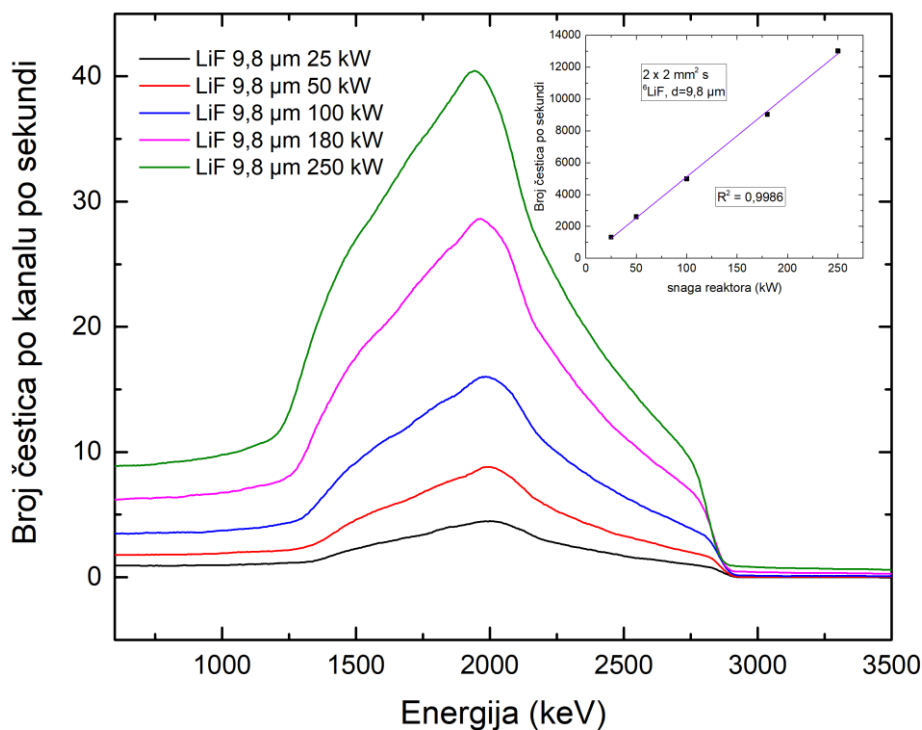
Iako polupropusna dioda ima tanji gornji Schottkyjev kontakt u odnosu na standardnu Schottkyjevu diodu (15 nm za polupropusnu, odnosno 70 nm za standardnu) nije uočena promjena u odzivu diode.

4.5. Odziv detektora na termalne neutrone

Nakon što su magnetronskim rasprašenjem i termičkim napaćivanjem pripremljeni konverteri termalnih neutrona te objašnjen odziv detektora na alfa-čestice i gama-zračenje napravljena su testiranja na neutrone u nuklearnom reaktoru. Neutronska testiranja uključivala su sljedeće: odziv na različitu snagu reaktora, odziv na različite vrste i različite debljine neutronske konvertera te odziv na različite aktivne površine Schottkyjeve diode.

4.5.1. Ovisnost Schottkyjeve diode o snazi reaktora

Kako bi se utvrdila linearnost odziva detektora na različitu brzinu toka neutrona, testiran je odziv detektora za različite snage reaktora. Korištena je Schottkyjeva dioda aktivne površine $2 \times 2 \text{ mm}^2$ s neutronske konverterom od ${}^6\text{LiF}$ debljine $9,8 \text{ }\mu\text{m}$. Korištene snage reaktora bile su: 25, 50, 100, 180 i 250 kW, a odziv Schottkyjeve diode prikazan je na slici 31.



Slika 31. Odziv Schottkyjeve diode aktivne površine $2 \times 2 \text{ mm}^2$ s konverterom termalnih neutrona ${}^6\text{LiF}$ debljine $9,8 \text{ }\mu\text{m}$ na različitu snagu reaktora, odnosno na različitu brzinu toka neutrona. Prikazana je ovisnost snage reaktora o ukupnom broja detektiranih događaja čestica iznad energije od 500 keV.

Schottkyjeva dioda aktivne površine $2 \times 2 \text{ mm}^2$ s konverterom termalnih neutrona ${}^6\text{LiF}$, debljine $9,8 \text{ }\mu\text{m}$ pokazuje izvrsnu linearnost odziva na snagu reaktora, odnosno na brzinu toka neutrona. Schottkyjeve diode veće aktivne površine, kao i kombinacije s različitim debljinama i vrstama neutronske konvertera, pokazuju sličan odziv, tj. zadržana je linearnost odziva o brzini toka neutrona. U tablici 8 prikazana je brzina toka svih neutrona te termalnih neutrona (0–5 eV) u

suhoj ćeliji nuklearnog reaktora TRIGA Instituta Jožef Stefan u Ljubljani. Kako je spomenuto u poglavlju 2.1.4, za reakcije od interesa $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$, $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$, bitni su neutroni energije 0,025 eV, odnosno termalni neutroni. Analiza rezultata i karakterističnih energijskih maksimuma biti će obrađena kasnije.

Tablica 8. Brzine toka neutrona u suhoj ćeliji Instituta Jožef Stefan pri različitim snagama reaktora [72].

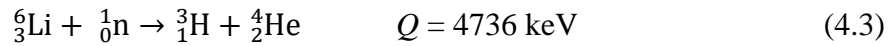
| P [kW] | ϕ_{tot} [$\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$] | $\phi_{0.5\text{eV}}$ [$\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$] |
|----------|--|--|
| 0 | 0 | 0 |
| 25 | $1,6 \cdot 10^6$ | $1,8 \cdot 10^6$ |
| 50 | $3,2 \cdot 10^6$ | $3,5 \cdot 10^6$ |
| 100 | $6,4 \cdot 10^6$ | $6,0 \cdot 10^6$ |
| 180 | $1,2 \cdot 10^7$ | $6,3 \cdot 10^6$ |
| 250 | $1,6 \cdot 10^7$ | $8,8 \cdot 10^6$ |

4.5.2. Testiranja u polju neutrona s ^6LiF konverterom termalnih neutrona

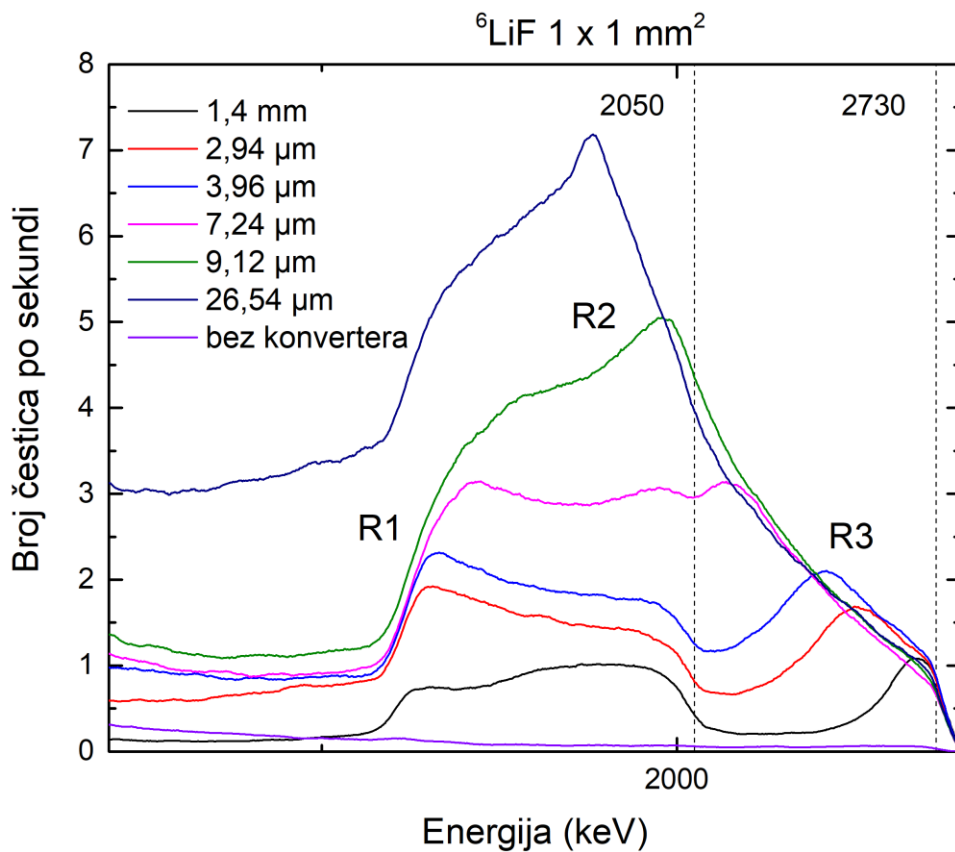
Kao što je već ranije opisano u tekstu, pripremljeni su konverteri termalnih neutrona od ^6LiF . To su tanki filmovi na aluminijskoj podlozi debljine: 1,40, 2,94, 3,96, 7,24, 9,12, 9,80 i 26,54 μm .

S obzirom na pokazanu linearnost odziva detektora na alfa-zraćenje, detektorski sustav kalibriran je samo jednim alfa-izvorom, ^{241}Am . Detektorski sustav postavljen je u reaktorskoj hali, od čega se u suhoj ćeliji nalazi pretpojačalo i vakuumska komora s Schottkyjevom diodom i neutronske konvereterom, a ostatak detektorskog sustava nalazi se na reaktorskoj platformi. Nakon uključivanja reaktora i postizanja snage od 250 kW, neutroni različitih energija iz nuklearnog reaktora usporavaju se u termalizirajućoj koloni te oni dolaze do Schottkyjeve diode ispred čije aktivne površine je postavljen tanki sloj neutronske konvertera na podlozi od aluminijske, staklene ili silicijske. Neutroni prolaze kroz podlogu sa zanemarivim gubitkom energije te sudjeluju u već ranije opisanim nuklearnim reakcijama s materijalom u konverteru te na Schottkyjevu diodu dolaze nabijene čestice koje detektira detektorski sustav. Pokazano je da nema utjecaja podloge na odziv detektora ova su sva daljnja testiranja napravljena s detektorima na podlozi od aluminijske.

Očekujemo dva energijska maksimuma, jedan za alfa-čestice energije 2050 keV i drugi za tricij energije 2730 keV, a prema reakciji:



Slika 32 prikazuje odziv detektora aktivne površine $1 \times 1 \text{ mm}^2$ sa šest neutronske konvertera od ${}^6\text{LiF}$, na neutronske zračenje iz nuklearnog reaktora. Kao što je vidljivo na slici 32, Schottkyjeva dioda korištena kao detektor termalnih neutrona bez neutronske konvertera (odziv se nalazi uz samu apscisu) ne pokazuje gotovo nikakav odziv na termalne neutrone, stoga je za učinkovitu detekciju termalnih neutrona potreban konverter.



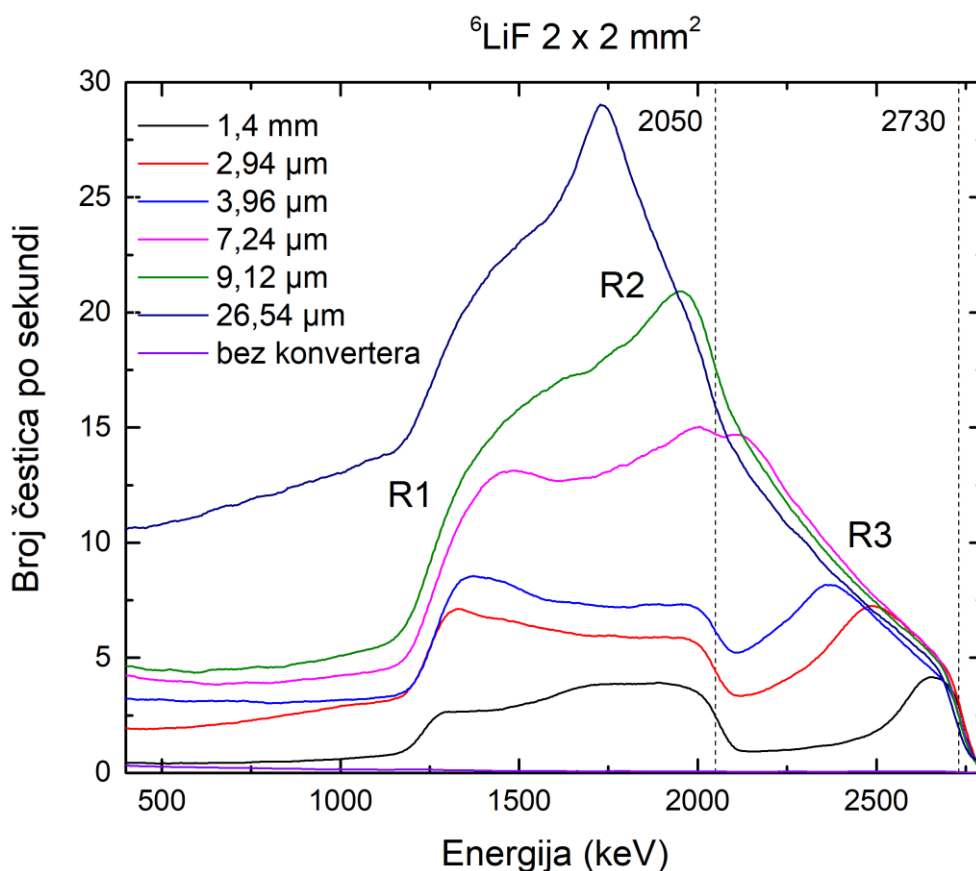
Slika 32. Odziv Schottkyjeve diode aktivne površine $1 \times 1 \text{ mm}^2$ na termalne neutrone pri snazi reaktora od 250 kW. Isprekidanim vertikalnim linijama označene su energije očekivanih događaja, odnosno energije alfa-čestice i tricija koji nastaju nuklearnom reakcijom ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$. Ljubičastom bojom označen je odziv detektora bez neutronske konvertera. Područja R1, R2 i R3 objašnjena su u tekstu.

Interpretacija dobivenih spektara nije trivijalna. Naime iako bismo možda očekivali da nam energije nabijenih čestica koje nastaju gore navedenom reakcijom odgovaraju energijama maksimuma, to ovdje nije slučaj za sve debljine tankog filma. Na kraju gibanja nabijene čestice koje detektiramo, bilježi se najviše ionizacija. Analiziramo li najtanji konverter, onaj debljine 1,4 μm i analiziramo ga koristeći rezultate dobivene Monte Carlo simulacijama (domet α u ${}^6\text{LiF}$ - 5,8 μm i domet ${}^3\text{H}$ u ${}^6\text{LiF}$ - 33 μm), primijetiti ćemo da bi većina nastalih nabijenih čestica trebala proći kroz konverter i zaustaviti se u epitaksijalnom sloju Schottkyjeve diode. Na slici 32 možemo primijetiti tri različita područja u kojima dolazi do pojave energijskih maksimuma: 1100 – 1500, 1500 – 2000 i 2400 – 2750 keV). Područje najviše energije možemo pripisati česticama tricija. Krivulja je gausijanska, maksimum je jasno definiran, a trenutak kada je sva energija deponirana u epitaksijalnom sloju odgovara energiji tricija za navedenu reakciju. Drugo područje odgovara energiji alfa-čestica te uz aproksimaciju Braggove krivulje također možemo zaključiti da trenutak kada je sva energija deponirana u epitaksijalnom sloju odgovara energiji alfa-čestica koje nastaju ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ reakcijom. Prvo područje nije dovoljno jasno. Iako je ranije spomenuto da rezolucija detektora nije dovoljno dobra za spektroskopska mjerenja, nije realno za očekivati da je cijelo područje od 1100 – 2000 keV posljedica deponirane energije alfa-čestica. Isto tako, vrlo vjerojatno postoji cijeli niz drugih mogućih događaja (nuklearnih reakcija u samom konverteru i epitaksijalnom sloju Schottkyjeve diode) koje u ovom trenutku nije moguće razjasniti. Promatrajući Braggovu krivulju za depoziciju energije tricija, postoji moguće objašnjenje da se kroz cijeli energijski raspon upravo ova energija postupno deponira.

Promatramo li deblje konvertere, primjećujemo kako prvo područje raste, a druga pada: debljina sloja se povećava i sve manje alfa-čestica maksimalne energije prolazi kroz konverterski sloj. Pri debljini konvertera od 7,24 μm više ne vidimo kraj Braggove krivulje za alfa-čestice već se drugo područje spaja s trećim, odnosno s onim koje je pripisano triciju. To odgovara našim pretpostavkama jer bi se pri toj debljini sve čestice maksimalne energije trebale deponirati u konverterskom sloju. Analizom odziva Schottkyjeve diode s konverterom najveće debljine primjećujemo samo jednu regiju i nju, u kombinaciji s Monte Carlo simulacijama, s velikom sigurnošću možemo pripisati triciju koji nastaje u ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$. Prva regija kontinuirano raste kroz sve debljine konvertera te se pri odzivu najdebljeg konvertera može primijetiti vrlo visok plato. Amplituda maksimuma koji je pripisan triciju, viša je do amplitude maksimuma koji je pripisan alfa-česticama jer se težim alfa-česticama energija deponira interakcijama u manje koraka u

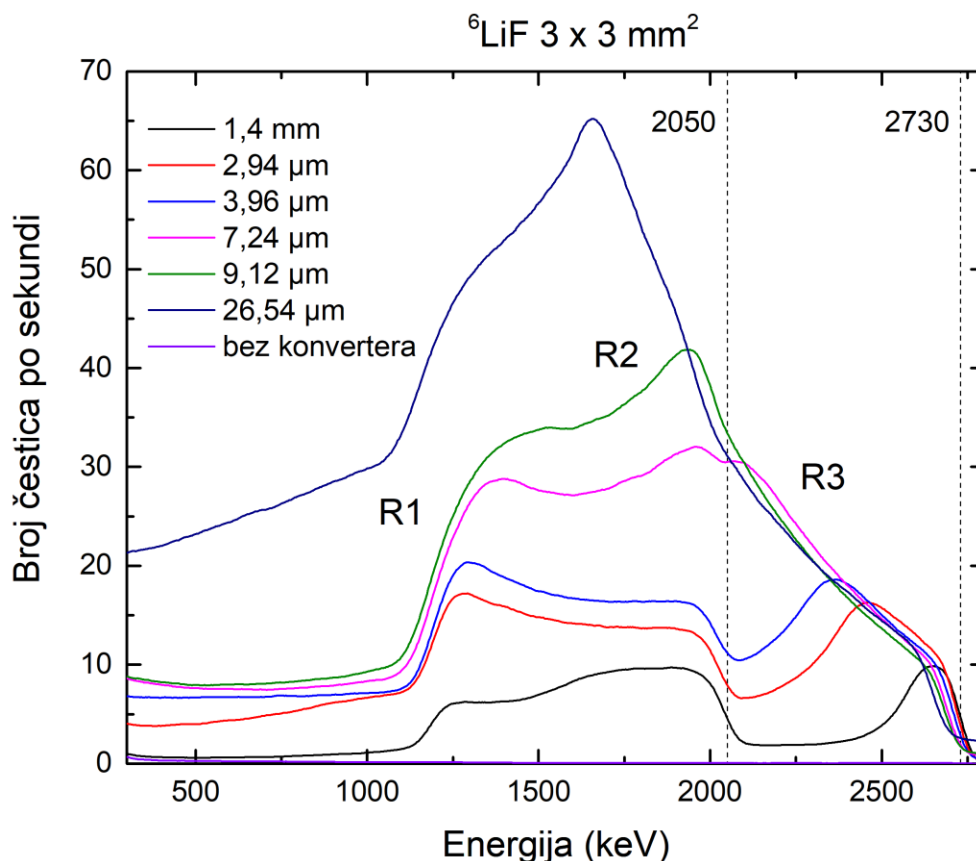
usporedbi s lakšim tricijem. S obzirom da u najdebljem konverteru dolazi do potpune depozicije energije alfa-čestica u slogu neutronskeg konvertera, ne postoji izraženi maksimum već se polagani gubitak energije kroz debljinu tankog filma manifestira visokim platomom. Ovakva interpretacija spektra već je zabilježena ranije u literaturi [95,96].

Na slici 33 prikazan je odziv Schottkyjeve diode aktivne površine $2 \times 2 \text{ mm}^2$ na termalne neutrone. Korišteni su ${}^6\text{LiF}$ konverteri termalnih neutrona. Kao što smo i očekivali, detektor ove aktivne površine je dao vrlo slične rezultate, kojima je pokazana linearnost u odzivu na različite aktivne površine detektora.



Slika 33. Odziv Schottkyjeve diode aktivne površine $2 \times 2 \text{ mm}^2$ na termalne neutrone pri snazi reaktora od 250 kW. Isprekidanim vertikalnim linijama označene su energije očekivanih događaja, odnosno energije alfa-čestica i tricija koji nastaju nuklearnom reakcijom ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$. Ljubičastom bojom označen je odziv detektora bez neutronskeg konvertera. Područja R1, R2 i R3 objašnjena su u tekstu.

Na slici 34 prikazan je odziv Schottkyjeve diode aktivne površine $3 \times 3 \text{ mm}^2$ na termalne neutrone. Korišteni su ${}^6\text{LiF}$ konverteri termalnih neutrona. I ovdje su dobiveni očekivani rezultati te je pokazana očekivana linearnost odziva na različite aktivne površine detektora, potvrđujući korelaciju koju smo dobili pri mjerenju odziva Schottkyjeve diode na alfa-čestice.



Slika 34. Odziv Schottkyjeve diode aktivne površine $3 \times 3 \text{ mm}^2$ na termalne neutrone pri snazi reaktora od 250 kW. Isprekidanim vertikalnim linijama označene su energije očekivanih događaja, odnosno energije alfa-čestica i tricija koji nastaju nuklearnom reakcijom ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$. Ljubičastom bojom označen je odziv detektora bez neutronskeg konvertera. Područja R1, R2 i R3 objašnjena su u tekstu.

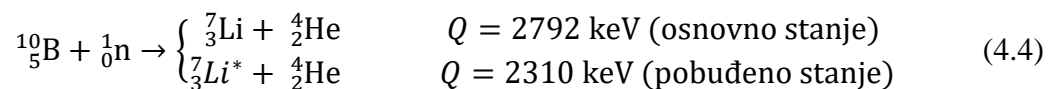
Korištenje Schottkyjeve diode najveće aktivne površine bilo je i najzahtjevnije jer dolazimo do rubnih vrijednosti za površinu Schottkyjevih dioda pripremljenih na ovaj način

(veličina diode utječe na kapacitet diode, struje curenja i sl.) Bitno je istaknuti da u diodama korištenim u ovom radu nije došlo do narušavanja I-V i CV karakteristika Schottkyjevih dioda s povećanjem površine (kao što je prikazano slikama 21–23).

Kvantificiranje rezultata mjerenja kroz učinkovitost detektora (Schottkyjeva dioda i neutronske konvertere) obradit će se nakon interpretacije dobivenih spektara s konverterom termalnih neutrona od $^{10}\text{B}_4\text{C}$.

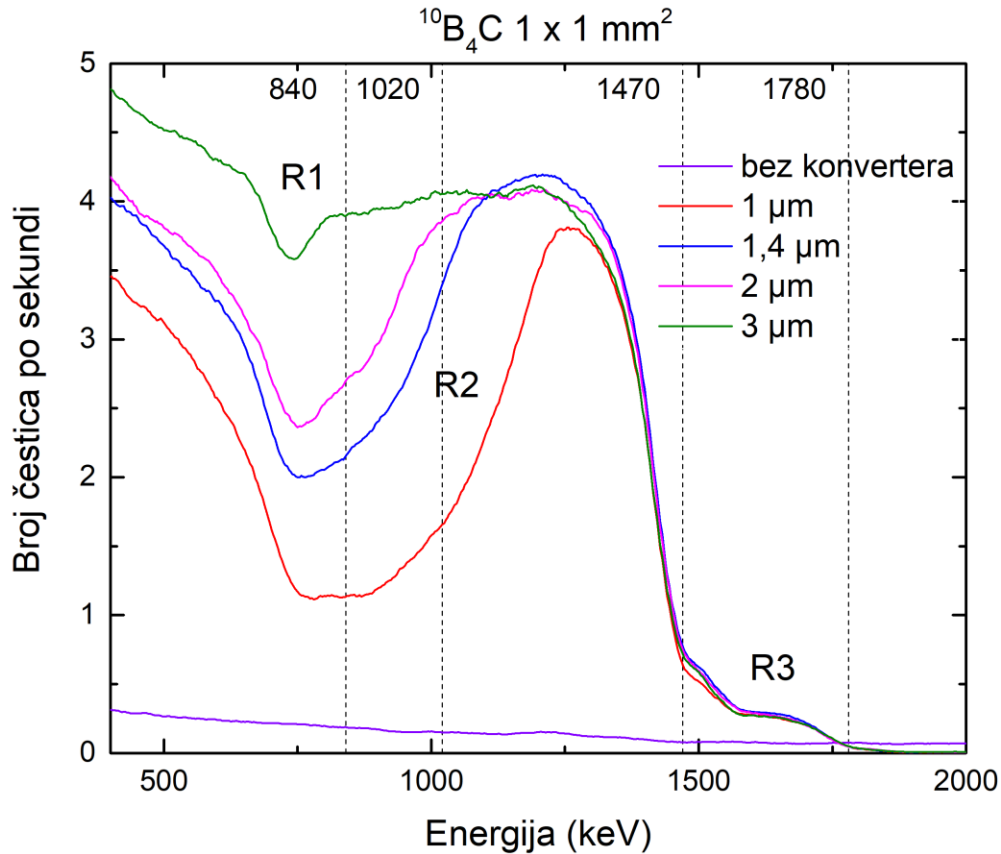
4.5.3. Testiranja u polju neutrona s $^{10}\text{B}_4\text{C}$ konverterom termalnih neutrona

Za razliku od odziva Schottkyjeve diode s konverterom termalnih neutrona od ^6LiF , pri interpretaciji odziva Schottkyjeve diode s konverterom termalnih neutrona od $^{10}\text{B}_4\text{C}$, ovdje očekujemo četiri energijska maksimuma. Dva za transmutaciju u pobuđenom i dva za transmutaciju u osnovnom stanju. Za reakciju u pobuđenom stanju, očekujemo maksimum za jezgru ^7Li energije 0,84 MeV i jedan maksimum za alfa-čestice energije 1,47 MeV. Ova reakcijska grana zastupljena je 94%. Za reakcijsku granu u osnovnom stanju očekujemo maksimum za jezgru ^7Li energije 1,02 MeV i jedan maksimum za alfa-čestice energije 1,78 MeV. S obzirom na zastupljenost ove reakcijske grane od 6%, postoji mogućnost da oba reakcijska produkta neće biti vidljiva u spektru odziva detektora. Reakcijske jednadžbe u za obje grane prikazane su jednadžbama:



Slika 35 prikazuje odziv detektora aktivne površine $3 \times 3 \text{ mm}^2$, s četiri neutronska konvertera od $^{10}\text{B}_4\text{C}$, na neutronske zračenje iz nuklearnog reaktora.

Usporedimo li amplitude maksimuma iz spektra za konverterski sloj od ^6LiF i one iz spektra za konverterski sloj od $^{10}\text{B}_4\text{C}$, uočavamo da je broj detektiranih čestica po sekundi veći kod $^{10}\text{B}_4\text{C}$ (omjer maksimuma amplituda je otprilike 65:40). Razlog leži u činjenici što najveća amplituda kod ^6LiF pripada lakšim česticama tricija (3 Da), a kod $^{10}\text{B}_4\text{C}$ najveća amplituda pripada alfa-česticama (4 Da). Dakle, kao što je već ranije objašnjeno kod lakših čestica ili jezgara, energija se deponira u više koraka.

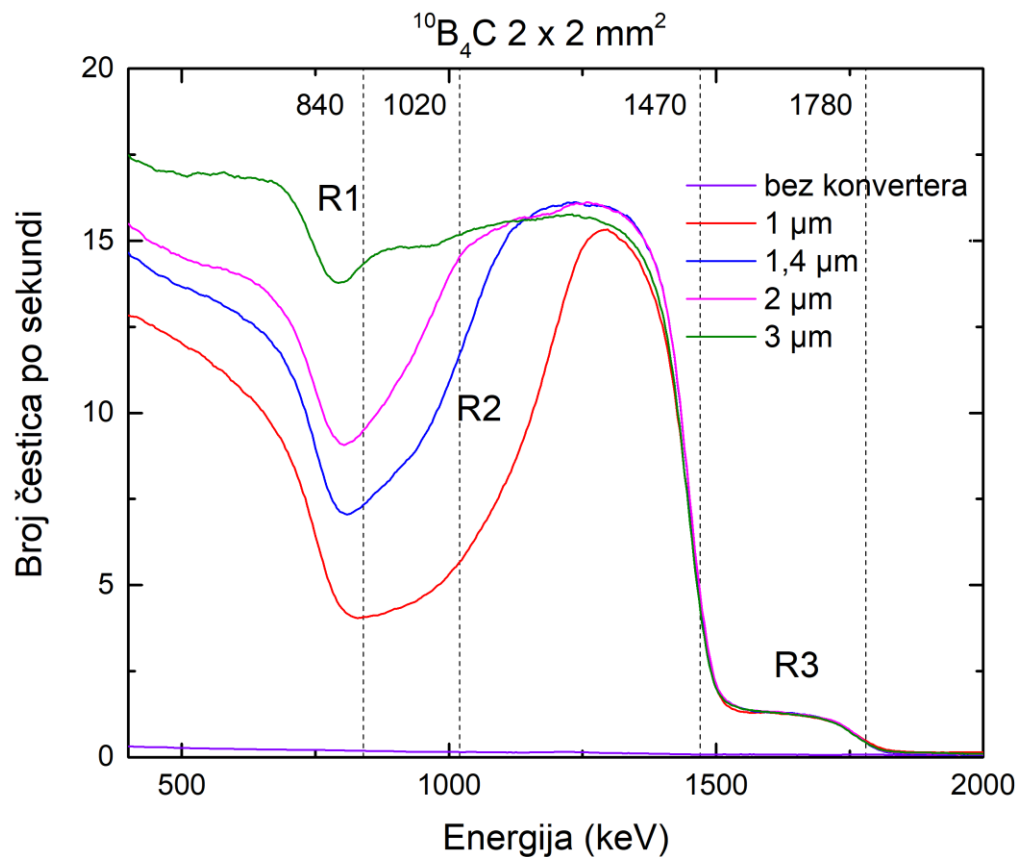


Slika 35. Odziv Schottkyjeve diode aktivne površine $1 \times 1 \text{ mm}^2$ na termalne neutrone pri snazi reaktora od 250 kW. Isprekidanim vertikalnim linijama označene su energije očekivanih događaja, odnosno energije alfa-čestica i jezgre ^7Li koji nastaju nuklearnom reakcijom $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$. Ljubičastom bojom označen je odziv detektora bez neutronskeg konvertera. Područja R1, R2 i R3 objašnjena su u tekstu.

Kao i kod ^6LiF , krenut ćemo s analizom najtanjeg konvertera, onog debljine $1,4 \mu\text{m}$ i analizirati ga koristeći rezultate dobivene Monte Carlo simulacijama (domet α u $^{10}\text{B}_4\text{C}$ – $3,1 \mu\text{m}$ i domet ^6Li u $^{10}\text{B}_4\text{C}$ – $1,6 \mu\text{m}$; za reakciju u osnovnom stanju dometi su $3,89$ i $1,78 \mu\text{m}$). Odabir debljina konvertera napravljen je tako da bi većina nabijenih čestica trebala proći kroz konverter i zaustaviti se u epitaksijalnom sloju Schottkyjeve diode. Ponovno primjećujemo tri različite regije u kojima se javljaju energijski maksimumi: $400 - 850$, $850 - 1500$ i $1500 - 1800 \text{ keV}$). Analizom odziva diode, nalazimo oba reakcijska produkta za reakciju u pobuđenom stanju te jedan reakcijski produkt za reakciju u osnovnom stanju. Zbog niske zastupljenosti reakcije u osnovnom

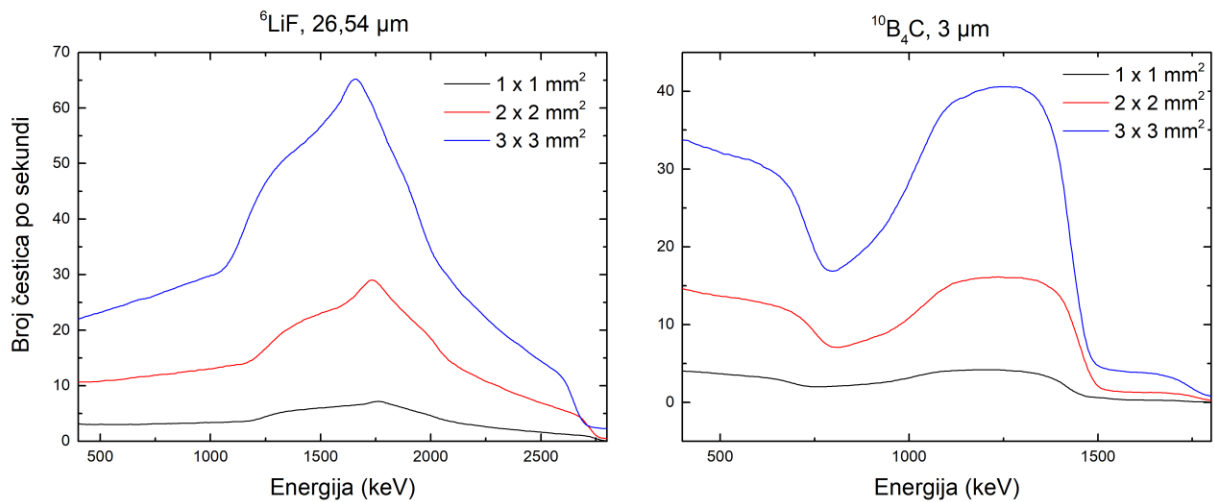
stanju (6%) te zasjenjenosti ostalim česticama koje nalazimo u tom dijelu energijskog spektra, nije moguće razlučiti jezgru ${}^7\text{Li}$ energije 1,02 MeV. Zanimljivo je za istaknuti da je omjer amplitude maksimuma, kojeg pripisujemo alfa-česticama u osnovnom i pobuđenom stanju, odgovara omjeru zastupljenosti pojedinih reakcija (6 i 94%). Povećanjem debljine konverterskog sloja, energijski maksimum alfa-čestica zasjenjuje onaj od jezgre ${}^7\text{Li}$ te je za očekivati da bi daljnjim povećavanjem debljine sloja bio vidljiv samo jedan maksimum i to onaj za alfa-čestice energije 1,47 MeV, a u konačnici nakon daljnjeg povećavanja sloja on bi atenuirao sve čestice nastale transmutacijom konverterskog materijala. Ovdje ne primjećujemo porast amplitude energijskog maksimuma za alfa-čestice u ovisnosti o debljini konverterskog sloja, kao što je to bio slučaj s amplitudom maksimalne energije tricija u konverteru od ${}^6\text{LiF}$.

Na slici 36 prikazan je odziv Schottkyjeve diode aktivne površine $2 \times 2 \text{ mm}^2$ na termalne neutrone. Korišteni su ${}^{10}\text{B}_4\text{C}$ konverteri termalnih neutrona. Dobiveni očekivani rezultati te je pokazana očekivana linearnost odziva na različite aktivne površine detektora.



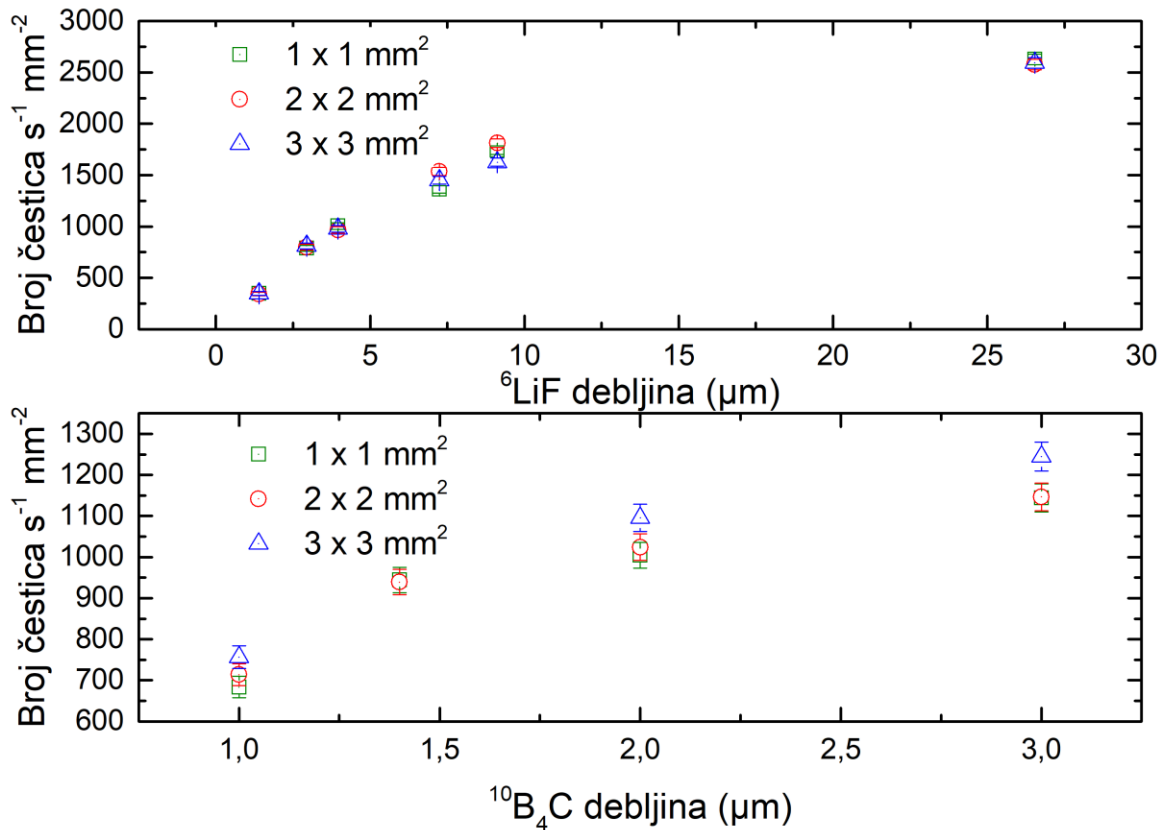
Slika 36. Odziv Schottkyjeve diode aktivne površine $2 \times 2 \text{ mm}^2$ na termalne neutrone pri snazi reaktora od 250 kW. Isprekidanim vertikalnim linijama označene su energije očekivanih događaja, odnosno energije alfa-čestica i jezgre ^7Li koji nastaju nuklearnom reakcijom $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$. Ljubičastom bojom označen je odziv detektora bez neutronskeg konvertera. Područja R1, R2 i R3 objašnjena su u tekstu.

Na slici 37 prikazan je odziv Schottkyjeve diode aktivne površine $3 \times 3 \text{ mm}^2$ na termalne neutrone. Korišteni su $^{10}\text{B}_4\text{C}$ konverteri termalnih neutrona. Kao što smo i očekivali, detektor ove aktivne površine je dao vrlo slične rezultate kao i prethodne dvije aktivne površine detektora, kojima je pokazana linearnost u odzivu na različite aktivne površine detektora.



Slika 38. Usporedba odziva Schottkyjevih dioda različitih površina aktivnog sloja konvertera s oba korištena konvertera najvećih debljina tankog filma pri snazi reaktora od 250 kW.

Za većinu debljina tankog sloja konvertera odziv sve tri korištene aktivne površine Schottkyjevih dioda je proporcionalan površini i u granicama je Poissonove statistike. Na slici 39 prikazan je odziv svih korištenih detektorima sa svim konverterima termalnih neutrona korištenih u ovoj disertaciji o ukupnom broju registriranih događaja po jedinici vremena i po jedinici površine. Integriran je ukupni broj registriranih događaja od 500 do 2800 keV [8,34].



Slika 39. Ovisnost debljine tankog sloja konvertera ⁶LiF i ¹⁰B₄C za različite aktivne površine Schottkyjevih dioda o ukupnom broju registriranih događaja po jedinici vremena i po jedinici površine, pri snazi reaktora od 250 kW.

Za sve debljine tankog sloja konvertera ⁶LiF primjećuje se dobro slaganje s različitim površinom Schottkyjeve diode. Za konverter pripremljen od ¹⁰B₄C, a za debljine filma od 2 i 3 μm, primjećuje se neslaganje odziva s površinom detektora. Zbog nemogućnosti razlikovanja signala nižih energija od šuma, odnosno signala koji se mogu pripisati gama-zračenju, nije moguće integrirati registrirane događaje nižih energija od 500 keV. Integracijom događaja nižih energija, odziv raste nerazmjerno s očekivanim odzivom za događaje nižih energija.

4.6. Učinkovitost detektora

Učinkovitost detektora pokazuje njegovu stvarnu mogućnost detekcije. Kao što je spomenuto ranije, najveća moguća učinkovitost detektora u kojemu je aktivni materijal poluvodič silicijev karbid, a koji se temelje na indirektnoj detekciji, iznosi 4,5%. Kao što je pokazano u poglavlju 4.5, aktivna površina Schottkyjeve diode ne ovisi o njegovoj učinkovitosti. U tablicama 9 i 10, prikazane su dobivene osjetljivosti i učinkovitosti za sve tri aktivne površine Schottkyjevih dioda. Zbog boljeg prikaza rezultata u tablici 9, prikazane su samo osjetljivosti po jedinici površine, a u tablici 10 učinkovitosti korištenih Schottkyjevih dioda.

Tablica 9. Osjetljivost Schottkyjevih dioda različitih veličina aktivnog sloja za termalne neutrone.

| Konverter | Debljina [μm] | Osjetljivost [broj čestica s^{-1} / $\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$] | | |
|-----------------------------|----------------------------|---|---------------------------|---------------------------|
| | | $1 \times 1 \text{ mm}^2$ | $2 \times 2 \text{ mm}^2$ | $3 \times 3 \text{ mm}^2$ |
| ${}^6\text{LiF}$ | 1,4 | $6,30 \cdot 10^{-5}$ | $6,20 \cdot 10^{-5}$ | $6,30 \cdot 10^{-5}$ |
| ${}^6\text{LiF}$ | 2,94 | $1,42 \cdot 10^{-4}$ | $1,44 \cdot 10^{-4}$ | $1,46 \cdot 10^{-4}$ |
| ${}^6\text{LiF}$ | 3,96 | $1,81 \cdot 10^{-4}$ | $1,74 \cdot 10^{-4}$ | $1,76 \cdot 10^{-4}$ |
| ${}^6\text{LiF}$ | 7,24 | $2,45 \cdot 10^{-4}$ | $2,77 \cdot 10^{-4}$ | $2,61 \cdot 10^{-4}$ |
| ${}^6\text{LiF}$ | 9,12 | $3,14 \cdot 10^{-4}$ | $3,27 \cdot 10^{-4}$ | $2,93 \cdot 10^{-4}$ |
| ${}^6\text{LiF}$ | 26,54 | $4,73 \cdot 10^{-4}$ | $4,65 \cdot 10^{-4}$ | $4,67 \cdot 10^{-4}$ |
| ${}^{10}\text{B}_4\text{C}$ | 1 | $1,23 \cdot 10^{-4}$ | $1,29 \cdot 10^{-4}$ | $1,36 \cdot 10^{-4}$ |
| ${}^{10}\text{B}_4\text{C}$ | 1,4 | $1,70 \cdot 10^{-4}$ | $1,69 \cdot 10^{-4}$ | $1,84 \cdot 10^{-4}$ |
| ${}^{10}\text{B}_4\text{C}$ | 2 | $1,81 \cdot 10^{-4}$ | $1,85 \cdot 10^{-4}$ | $1,97 \cdot 10^{-4}$ |
| ${}^{10}\text{B}_4\text{C}$ | 3 | $2,06 \cdot 10^{-4}$ | $2,07 \cdot 10^{-4}$ | $2,24 \cdot 10^{-4}$ |

Vrijednost osjetljivosti proporcionalna je učinkovitosti jer je brzina toka neutrona za ozračivanje sve tri aktivne površine Schottkyjevih dioda bila jednaka.

Tablica 10. Učinkovitost detekcije termalnih neutrona poluvodičkim detektorom, Schottkyjevom diodom, u kojem je kao aktivni materijal SiC. Veličina aktivnog sloja iznosi $1\text{ mm} \times 1\text{ mm} \times 25\text{ }\mu\text{m}$, $2\text{ mm} \times 2\text{ mm} \times 25\text{ }\mu\text{m}$ i $3\text{ mm} \times 3\text{ mm} \times 25\text{ }\mu\text{m}$.

| Konverter | Debljina [μm] | Učinkovitost [%] | | |
|-----------------------------|----------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|
| | | $1 \times 1\text{ mm}^2$ | $2 \times 2\text{ mm}^2$ | $3 \times 3\text{ mm}^2$ |
| ${}^6\text{LiF}$ | 1,4 | 0,63 | 0,62 | 0,63 |
| ${}^6\text{LiF}$ | 2,94 | 1,42 | 1,44 | 1,46 |
| ${}^6\text{LiF}$ | 3,96 | 1,81 | 1,74 | 1,76 |
| ${}^6\text{LiF}$ | 7,24 | 2,45 | 2,77 | 2,61 |
| ${}^6\text{LiF}$ | 9,12 | 3,14 | 3,27 | 2,93 |
| ${}^6\text{LiF}$ | 26,54 | 4,73 | 4,65 | 4,67 |
| ${}^{10}\text{B}_4\text{C}$ | 1 | 1,23 | 1,29 | 1,36 |
| ${}^{10}\text{B}_4\text{C}$ | 1,4 | 1,70 | 1,69 | 1,84 |
| ${}^{10}\text{B}_4\text{C}$ | 2 | 1,81 | 1,85 | 1,97 |
| ${}^{10}\text{B}_4\text{C}$ | 3 | 2,06 | 2,07 | 2,24 |

Najveća učinkovitost postignuta je koristeći ${}^6\text{LiF}$ debljine $26,54\text{ }\mu\text{m}$ kao konverter termalnih neutrona u kombinaciji sa Schottkyjevom diodom površine aktivnog sloja $1 \times 1\text{ mm}^2$ i iznosi $4,73\%$. Zbog linearnog odziva diode različitih površina aktivnog sloja, osjetljivost po jedinici površine te osjetljivost statistički su usporedivi za sve tri diode. Rezultati koji su dobiveni tijekom ovog istraživanja su nedvojbeno pokazali učinkovitost SiC poluvodičkog detektora uz primjenu konvertera za detekciju termalnih neutrona. Efikasnost koja je dobivena u samom je vrhu do sad u literature objavljenih rezultata za ovaj tip detektora. Konverterski sloj pripremljen magnetronskim rasprašenjem ${}^{10}\text{B}_4\text{C}$ pokazao se kao lošiji izbor od ${}^6\text{LiF}$, unatoč višestruko većem udarnom presjeku za termalne neutrone ${}^{10}\text{B}$. Najveća postignuta učinkovitost koristeći taj konverter iznosi $2,24\%$, a u kombinaciji sa Schottkyjevom diodom aktivne površine $3 \times 3\text{ mm}^2$

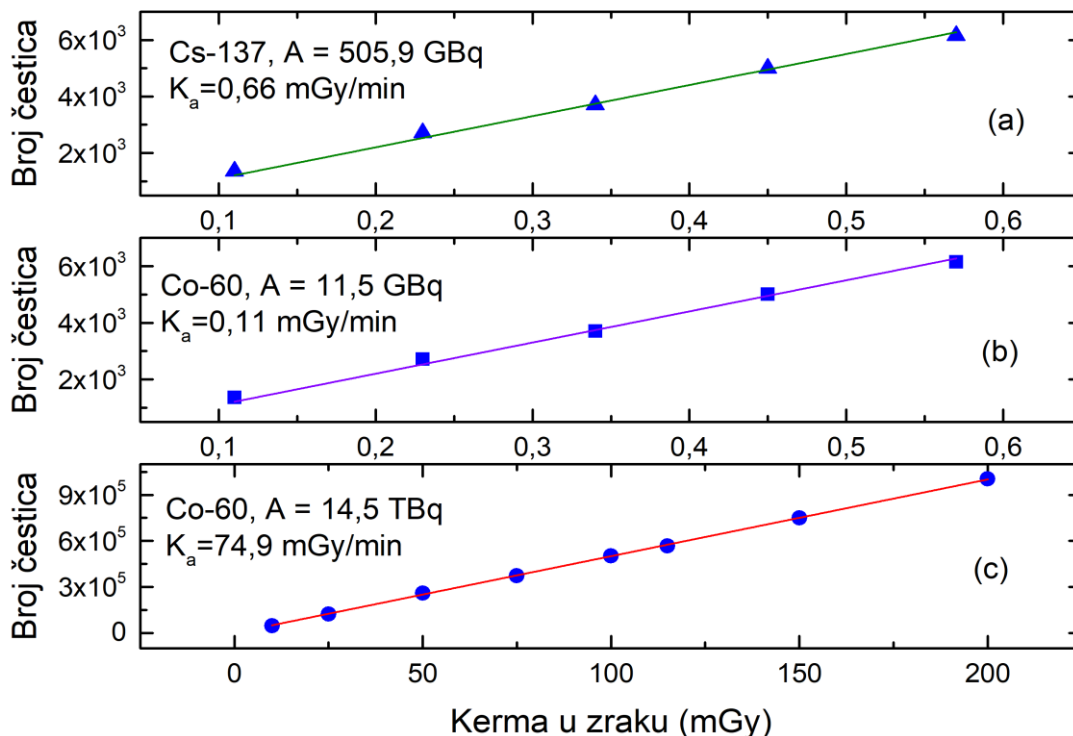
Kod ${}^6\text{LiF}$ konvertera pripremljenog termičkim naparavanjem, uočava se veći porast učinkovitosti detekcije s povećanjem debljine konverterskog sloja. Isto tako, učinkovitost očekivano raste kroz cijelu debljinu sloja jer je debljina konverterskog sloja manja od najvećeg dometa čestica koje nastaju reakcijom ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$. Kod konverterskog materijala ${}^{10}\text{B}_4\text{C}$ postignuta je debljina koja je veća od maksimalnog dometa čestica koje nastaju reakcijom ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$ (za reakciju u pobuđenom stanju koja je zastupljena 94%).

4.7. Odziv SiC detektora na gama-zračenje

Odziv SiC detektora na gama-zračenje nije dovoljno istražen te su okviru ove doktorske disertacije napravljena istraživanja odziva SiC Schottkyjevih dioda na gama-zračenje.

Kako bismo mogli mjeriti odziv detektora na gama-zračenje bilo je potrebno smanjiti utjecaj elektroničkog šuma na najmanju moguću mjeru. Odziv detektora na gama-zračenje nalazio se u niskom dijelu spektra, odnosno na kanalima niskih energija. Dobivena je raspodjela signala na niskoenergijskom kraju spektra koji odgovaraju djelomično deponiranoj energiji fotona za ionizaciju, ali iznad granice elektroničkog šuma za sva provedena gama-zračenja. Gama ozračivanja napravljena su u zraku, pod kontroliranim okolišnim uvjetima ($T = 18,3 - 19,4$ °C, $p = 992,1 - 1001,7$ hPa). Fotoni visoke energije ne mogu se zaustaviti u epitaksijalnom sloju SiC (25 μm), stoga dobro definirani spektralni vrh u obliku Gaussove krivulje nije vidljiv u energijskom spektru fotona.

Schottkyjeve diode ozračene su s dva različita gama-izvora, ${}^{60}\text{Co}$ i ${}^{137}\text{Cs}$ te različitim brzinama kerme u zraku. Dobiveni rezultati prikazani su na slici 40. Ozračivanje Schottkyjevih dioda većom brzinom kerme u zraku rezultira manjim brojem detektiranih događaja po kermi u zraku nego ozračivanje detektora manjom brzinom kerma u zraku. Odsječak za sve krivulje je bio 0, a nagibi krivulja 12860 mGy^{-1} za sliku 37a, 11007 mGy^{-1} za sliku 37b te 5004 mGy^{-1} za sliku 40c.

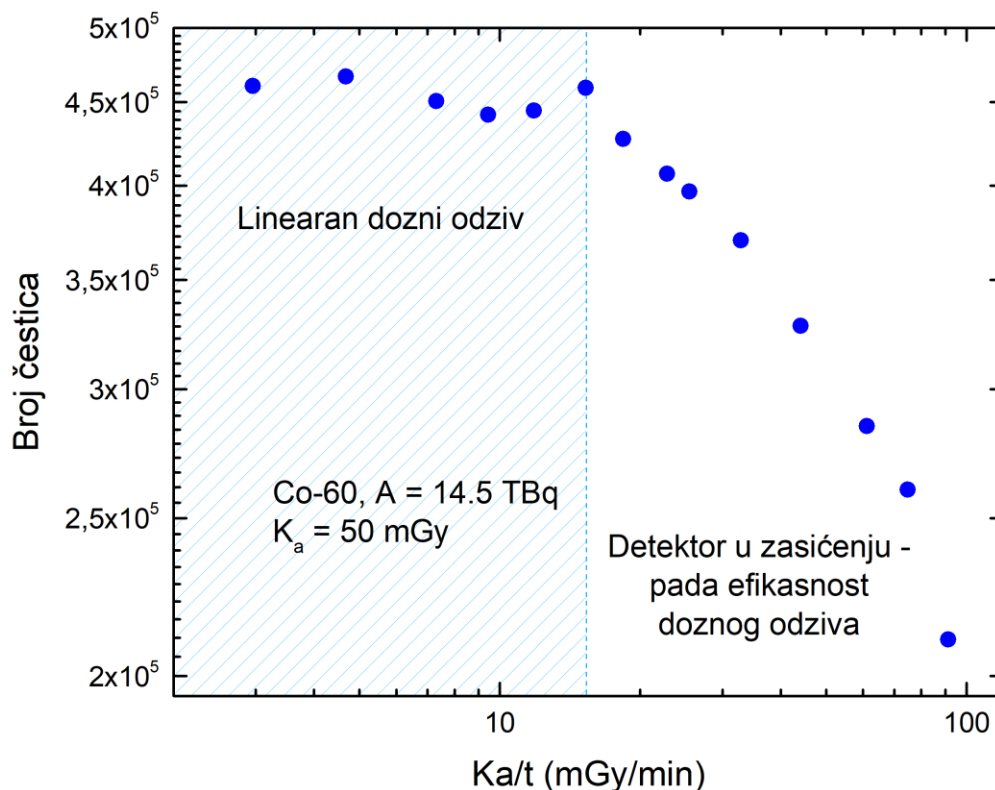


Slika 40. Odziv Schottkyjeve diode aktivne površine 2×2 mm² na: (a) izvor ¹³⁷Cs aktivnosti 505,9 GBq, (b) izvor ⁶⁰Co aktivnosti 11,5 GBq i (c) izvor ⁶⁰Co aktivnosti 14,5 TBq.

Linearni dozni odziv Schottkyjeve diode uočava se za jači i slabiji izvor ⁶⁰Co. Međutim, različiti nagibi krivulja sugeriraju da zračenje nižom brzinom kerme u zraku rezultira stvaranjem više parova elektron-šupljina po kermi u zraku nego viša brzina kerme u zraku. Isto ponašanje primijećeno je za Schottkyjeve diode s aktivnom površinom 1×1 mm² i 3×3 mm², ali radi preglednosti ovdje su predstavljena samo mjerenja s 2×2 mm² Schottkyjevom diodom. Iako Schottkyjeva dioda pokazuje linearni odziv na dozu dok je izložen visokoj brzini doze, kao što je prikazano na slici 40c, treba spomenuti da je detektor u zasićenju, što će biti objašnjeno kasnije. Linearni odziv SiC detektora na kermu u zraku opisan je ranije u literaturi [67], ali ne i linearni odziv na brzinu doze [97]. Iako je pokazano da je detektor osjetljiv na gama-zračenje, nije moguće razlikovati signale visoke pulsne snage, dobivene Schottkyjevom diodom, prema energiji gama-zračenja. Izvori ⁶⁰Co i ¹³⁷Cs uglavnom se koriste za gama-ozračivanja, ali oni su također i beta emiteri (tablica 4). Međutim, sva ozračivanja gama-zrakama provodila su se kroz debeli sloj PMMA tako da beta čestice nisu mogle doći do Schottkyjeve diode intenzitetom koji bi imao

značajan utjecaj na rezultate. Schottkyjeva dioda bi se mogla koristiti kao detektor gama-zračenja, ali njezina donja granica detekcije bila bi prilično visoka - iznad 0,5 mGy / h.

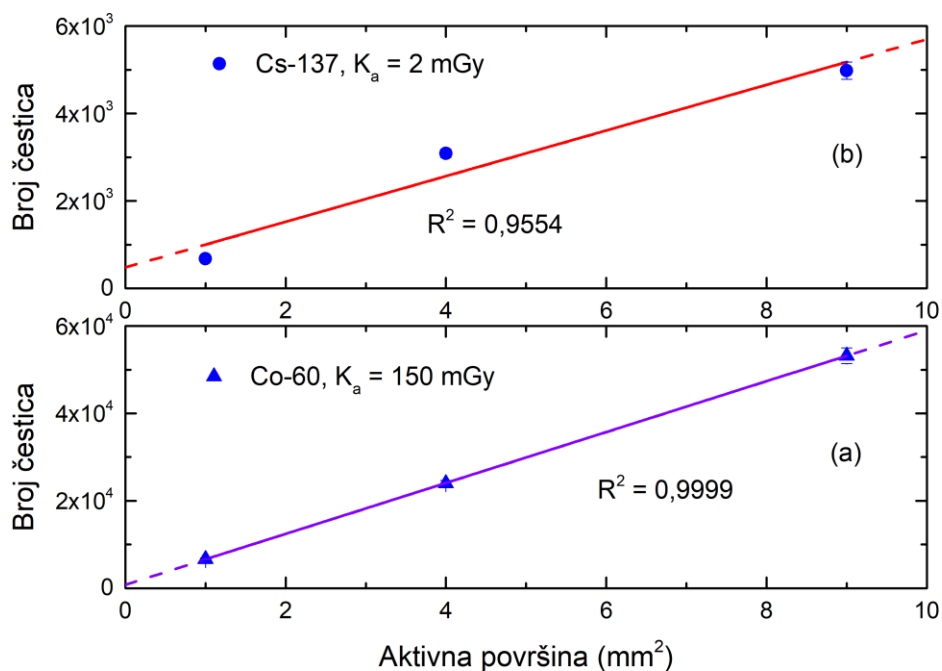
Schottkyjeva dioda aktivne površine $2 \times 2 \text{ mm}^2$ je ozračivana istom kermom u zraku pri čemu se mijenjala brzina kerme u zraku, a kako je prikazano na slici 41. Zbog vremena razlučivanja detektora (vrijeme koje je detektoru potrebno da vrati normalno stanje nakon registracije pulsa) tipičan radiološki detektor će se zasititi u poljima zračenja visokog intenziteta. To znači da detektor neće registrirati svaki događaj nakon praga zasićenja odnosno saturacije. Za ulazne doze veće od 15,29 mGy / min, dolazi do zasićenje Schottkyjeve diode. Za brzine kerme u zraku manje od 15,29 mGy / min, detektor izlazi iz zasićenja i prikazuje konstantan odziv, koja definira gornju granicu detekcije. Detektorski sustav korišten u ovoj disertaciji, ograničen je minimalnim vremenom odziva višekanalnog analizatora, stoga ne može učinkovito zabilježiti impulse kraće od 500 ns.



Slika 41. Odziv Schottkyjeve diode s aktivnom površinom od $2 \times 2 \text{ mm}^2$ u polju zračenja ^{60}Co aktivnosti 14,5 TBq. Dioda je ozračivana kermom u zraku od 50 mGy dok je brzina kerme u zraku bila u rasponu od 2,96 do 91,36 mGy / min.

Isporučena kerma u zraku za sva zračenja prikazana na slici 41 bila je 50 mGy. Za istu dozu, odziv Schottkyjeve diode nije stalan dok se nalazi u zasićenju. Kada je brzina doze pala ispod 15,29 mGy / min (zasjenjeno plavom bojom na slici 41), odziv Schottkyjeve diode nije ovisio o brzini doze i zadržao je konstantan odziv s relativnom standardnom devijacijom $\pm 2,7\%$.

Testiran je odziv Schottkyjeve diode na širok raspon brzina doze i rezultati pokazuju da je mjerni raspon detektora za gama-zračenje s energijama od 662 keV, 1,17 MeV i 1,33 MeV od 0,5 mGy / h - 917 mGy / h. Slično kao i u prethodnom poglavlju, testiran je odziv različitih površina Schottkyjeve diode, ovaj puta na gama-zračenje. Slika 42 prikazuje odziv tri različite veličine Schottkyjevih dioda ($1 \times 1 \text{ mm}^2$, $2 \times 2 \text{ mm}^2$ i $3 \times 3 \text{ mm}^2$) na gama-zračenje. Može se primijetiti da je gama-odziv po cijeloj površini diode dobar.



Slika 42. Odziv Schottkyjevih dioda tri različite aktivne površine ($1 \times 1 \text{ mm}^2$, $2 \times 2 \text{ mm}^2$ i $3 \times 3 \text{ mm}^2$) izvorima gama-zračenja (a) ^{137}Cs i (b) ^{60}Co . Punom linijom prikazana je linearna prilagodba točaka za tri Schottkyjeve diode već spomenutih aktivnih površina.

Međutim, osjetljivost Schottkyjeve diode s najvećom aktivnom površinom se smanjuje, što nije bio slučaj za odziv detektora na alfa-čestice (slika 29). Možemo primijetiti da je koeficijent determinacije, R^2 , niži nego što je u slučaju odziva na alfa-čestice. To se pripisuje razlici u količini deponirane energije u epitaksijalnom sloju Schottkyjeve diode za alfa-i gama-zračenje. Zbog male debljine epitaksijalnog sloja i depozicije energije gama-zračenja, ne postoji dobra korelaciju odziva Schottkyjeve diode. Moguće rješenje moglo bi biti izrada 4H-SiC detektora s debljim epitaksijalnim slojem, kao što je slučaj kod radioloških detektora od germanija visoke čistoće kod kojega je aktivni sloj debljine nekoliko centimetara [13].

5. Zaključak

U sklopu ove doktorske disertacije uspješno je razvijen konverter za učinkovitu detekciju termalnih neutrona.

Neutroni se ne mogu detektirati direktno, već preko nabijenih čestica koji nastaju interakcijom neutrona s materijalom. Za nastanak nabijenih čestica, najčešće transmutacijom, može se koristiti sami medij detektora ili konverter – pretvarač. Detekcija je moguća plinskim proporcionalnim detektorima gdje je medij kao medij ujedno i konverter, scintilacijskim detektorima gdje su konverteri sastavni dio scintilacijskog materijala, bilo u molekularnoj strukturi, bilo kao nečistoće te poluvodičkim detektorima uz korištenje konverterskog sloja.

Zbog nestašice materijala koji su se ranije koristili kao aktivni materijali za detekciju neutrona, a pri tome se prvenstveno misli na ^3He , grupe koji se bave istraživanjem detektora okreću se istraživanju novih materijala. Tu je trenutno najeksponiraniji silicijev karbid, odnosno njegov politipni oblik 4H. Široki energijski procijep, dobra čvrstoća, dobra toplinska vodljivost, otpornost na zračenje i mala struja curenja najvažnija su svojstva silicijeva karbida kao neutronskog detektora.

Pri odabiru konvertera najvažnije je da barem jedan element njegove molekulske strukture ima velik udarni presjek za termalne neutrone. Zbog dostupnosti, fizikalnih i kemijskih svojstava, najčešće korišteni materijali su oni koji sadrže izotope ^6Li i ^{10}B . Kao konverterski materijal za termalne neutrone ovdje su korišteni ^6LiF i $^{10}\text{B}_4\text{C}$. Monte Carlo simulacijama može se odrediti optimalna debljina tankog sloja neutronskog konvertera. Korištena su dva Monte Carlo koda za transport čestica: MCNP6.2 (*Monte Carlo N – Particle Transport Code*) i SRIM (*Stopping and Range of Ions in Matter*).

Detektorski sustav sastojao se od Schottkyjeve diode, konvertera, izvora istosmjerne struje, izvora visokog napona, pretpojačala, pojačala, višekanalnog analizatora (analogno-digitalni konverter) te prijenosnog računala.

Električnom karakterizacijom pripremljenih Schottkyjevih dioda pokazano je da diode imaju izvrsne ispravljačke sposobnosti te da se one ne narušavaju ozračivanjem dozama do 5 Gy. Pokazane su dobre električne karakteristike kroz faktor idealnosti i serijski otpor.

Proučavana su dva tipa konvertera. Konverter termalnih neutrona od ${}^6\text{LiF}$ pripremljen je termičkim naparavanjem na podlogama od stakla i aluminijske. Debljine konverterskog sloja iznosile su 1,40, 2,94, 3,96, 7,24, 9,12, 9,80 i 26,54 μm . Konverter termalnih neutrona od ${}^{10}\text{B}_4\text{C}$ pripremljen je magnetronskim rasprašenjem na podlogama od aluminijske i silicijске. Debljine konverterskog sloja iznosile su 1,0, 1,4, 2,0 i 3,0 μm .

Napravljeno je detaljno testiranje odziva Schottkyjeve diode na alfa-čestice, a korišteni su alfa-izvori raspona energija od 3,3 do 8,8 MeV. Pokazan je linearni odziv za sve tri korištene Schottkyjeve diode duž cijelog epitaksijalnog sloja, odnosno do energije od 6,7 MeV. Energijska rezolucija Schottkyjeve diode iznosi 3% za energiju ${}^{241}\text{Am}$ od 5486 keV i 3,3% za energiju ${}^{148}\text{Gd}$ od 3183 keV. Faktor učinkovitosti detekcije alfa-čestica iznosi 1 (100%).

Osim testiranja odziva detektora na alfa-čestice te odziva na termalne neutrone, napravljeno je i testiranje odziva Schottkyjeve diode na gama-zračenje. Iako se smatra da zbog debljine epitaksijalnog sloja i prodornosti gama-zračenja, 4H-SiC Schottkyjevom diodom se ne može detektirati gama-zračenje, ovdje je pokazano da se, uz izolaciju elektroničkog šuma, može detektirati i gama-zračenje. U epitaksijalnom sloju zaustavi se samo frakcija čestica, ali je njihov odziv linearan s dozom i brzinom doze za izvore zračenja ${}^{60}\text{Co}$ i ${}^{137}\text{Cs}$. Upravo zbog samo djelomičnog deponiranja energije u aktivnom poluvodičkom sloju, odziv Schottkyjeve diode nije linearan s povećanjem aktivne površine epitaksijalnog sloja. Rezultati pokazuju da je mjerni raspon detektora za gama-zračenje s energijama od 662 keV, 1,17 MeV i 1,33 MeV od 0,5 do 917 mGy / h.

Za testiranje odziva detektora na termalne neutrone korištena je suha ćelija nuklearnog reaktora TRIGA Mark II Instituta Jožef Stefan u Ljubljani. Analizirani spektri energijskog odziva detektora pokazuju prisutnost svih očekivanih nabijenih čestica nastalih transmutacijama u detektorskom sloju. Odziv detektora linearan je s povećanjem aktivne površine detektora te snagom reaktora, odnosno brzinom toka neutrona. Najbolja učinkovit detektorskog sustava pri korištenju ${}^6\text{LiF}$ kao konvertera termalnih neutrona iznosi 4,73%, a pri korištenju ${}^{10}\text{B}_4\text{C}$ kao konvertera termalnih neutrona, iznosi 2,06%. Dobiveni rezultati u odličnoj su korelaciji s rezultatima dobivenim Monte Carlo simulacijama te rezultatima ranije objavljenim u literaturi.

Dakle, konverter za učinkovitu detekciju termalnih neutrona uspješno je razvijen. Učinkovitiji konverter je dobiven termičkim naparavanjem ${}^6\text{LiF}$, a njegova debljina iznosi

26,54 μm . Koristi se neposredno uz površinu epitaksijalnog sloja 4H-SiC Schottkyjeve diode. Osjetljivost odziva na neutrone, dobivena s ovakvim detektorskim sustavom uz korištenje 4H-SiC diode, usporediva je s trenutnim postignućima u istraživanju ove vrste poluvodičkih detektora, a posebno imajući u vidu vrlo male dimenzije takvih detektora u usporedbi s plinskim proporcionalnim detektorima.

Istraživanja se mogu nastaviti u smjeru detaljnijeg razumijevanja odziva konverterskog sloja $^{10}\text{B}_4\text{C}$ te smanjenju elektroničkog šuma kako bi se mogli integrirati registrirani događaji energija nižih od 400 keV.

6. Literatura

- [1] V. Radulović, K. Ambrožić, L. Snoj, I. Capan, T. Brodar, Z. Ereš, Ž. Pastulović, A. Sarbutt, T. Ohshima, Y. Yamazaki, J. Coutinho, E-SiCure Collaboration Project: Silicon Carbide Material Studies and Detector Prototype Testing at the JSI TRIGA Reactor, EPJ Web of Conferences 225 (2020) 07007.
- [2] R.T. Kouzes, Neutron and gamma ray detection for border security applications, u: Proceedings of the 1st International Nuclear and Renewable Energy Conference (INREC10), IEEE, Piscataway, New Jersey, 2010., str. 1–3,
- [3] URL: http://tehnika.lzmk.hr/tehnickaenciklopedija/detekcija_nuklearnog_zracenja.pdf, (pristup 26. 7. 2019.)
- [4] T. Kimoto, J.A. Cooper, Fundamentals of Silicon Carbide Technology: Growth, Characterization, Devices and Applications, John Wiley & Sons, Singapore, 2014. str. 11–38.
- [5] X. She, A.Q. Huang, O. Lucia, B. Ozpineci, Review of Silicon Carbide Power Devices and Their Applications, IEEE Trans. Ind. Electron. 64 (2017) 8193–8205.
- [6] J. Wang, V. Veliadis, J. Zhang, Y. Alsmadi, P.R. Wilson, M.J. Scott, IEEE ITRW Working Group Position Paper-System Integration and Application: Silicon Carbide: A Roadmap for Silicon Carbide Adoption in Power Conversion Applications, IEEE Power Electron. Mag. 5 (2018) 40–41.
- [7] D. Blažeka, Transportna svojstva poluvodičkih detektora, diplomski rad, Prirodoslovno-matematički fakultet, Zagreb, 2017.
- [8] A. Lo Giudice, F. Fasolo, E. Durisi, C. Manfredotti, E. Vittone, F. Fizzotti, A. Zanini, G. Rosi, Performances of 4H-SiC Schottky diodes as neutron detectors, Nucl. Instrum. Meth. A 583 (2007) 177–180.
- [9] J. Beringer i suradnici (Particle data group) Phys. Rev. D 86 (2012) 010001.
- [10] S. Mertens, Direct Neutrino Mass Experiments, J. Phys. Conf. Ser. 718 (2016) 022013.

- [11] L.W. Alvarez, F. Bloch, A quantitative determination of the neutron moment in absolute nuclear magnetons, *Phys. Rev.* 57 (1940) 111.
- [12] W.N. Cottingham, D. A. Greenwood, *An Introduction to nuclear physics*, Cambridge University Press, Cambridge, 2001, str. 101–105.
- [13] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley and Sons, Hoboken, 2010, str. 105–115.
- [14] J.K. Shultis, R.E. Faw, *Fundamentals of Nuclear Science and Engineering*, CRC Press, Boca Raton, 2016, str. 247–249.
- [15] J.R. Lamarsh, A.J. Baratta, *Introduction to Nuclear Engineering*, Prentice Hall, New Jersey, 2001, str. 58–70.
- [16] D. Feretić, *Uvod u nuklearnu energetiku*, Školska knjiga, Zagreb, 2010, str. 78–84.
- [17] I. Kaplan, *Nuclear Physics*, Addison-Wesley Publishing Company Inc., Reading, Massachusetts, 1962, str. 126–129.
- [18] URL: <https://www.ncnr.nist.gov/resources/n-lengths/> (pristup 16. 7. 2020.)
- [19] URL: <https://www.ndc.jaea.go.jp/jendl/j40/j40.html> (pristup 16. 7. 2020.)
- [20] N.J. Carron, *An Introduction to the Passage of Energetic Particles through Matter*, CRC Press, Boca Raton, 2006, str. 126–134.
- [21] K. Hagiwara, T. Yano, T. Tanaka, M.S. Reen, P.K. Das, S. Lorenz, I. Ou, T. Sudo, Y. Yamada, T. Mori, T. Kayano, R. Dhir, Y. Koshio, M. Sakuda, A. Kimura, S. Nakamura, N. Iwamoto, H. Harada, M. Wurm, W. Focillon, M. Gonin, A. Ali, G. Collazuol, *Gamma-ray spectrum from thermal neutron capture on gadolinium-157*, *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2019 (2019) 1–27.
- [22] B. Rossi, H. Staub, *Ionization Chambers and Counters*, McGrawHill Book Company, Inc., New York, 1949, str. 26–33.
- [23] C.W. Peters, A.L. Snyder, A.S. Gallia, *BF₃ counters for use in field instrumentation*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 13 (1966) 636–642.

- [24] D.S. McGregor, W.J. McNeil, S.L. Bellinger, T.C. Unruh, J.K. Shultis, Microstructured semiconductor neutron detectors, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 608 (2009) 125–131.
- [25] K.E. Mesick, D.D.S. Coupland, L.C. Stonehill, Pulse-shape discrimination and energy quenching of alpha particles in $\text{Cs}_2\text{LiLaBr}_6:\text{Ce}^{3+}$, *Nucl. Instrum. Meth. A* 841 (2017) 139–143.
- [26] E. Brubaker, D. Dibble, P. Yang, Thermal neutron detection using alkali halide scintillators with ^6Li and pulse shape discrimination, 2011 IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec., 2011, N42-1.
- [27] S. Landsberger, N. Tsoulfanidis, *Measurement & Detection Of Radiation*, CRC Press, Boca Raton, 2015, str. 63–72.
- [28] M.L. Ruch, C.B. Sivels, S.A. Czyz, M. Flaska, S.A. Pozzi, Comparison between silicon photomultipliers and photomultiplier tubes for pulse shape discrimination with stilbene, u: 2014 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC), IEEE, Seattle, Washington, 2014, str 1-3.
- [29] URL: <https://hub.hamamatsu.com/us/en/technical-note/sipm-mppc-technical-note/index.html> (pristup 5. 5. 2021.)
- [30] URL: https://www.science.mcmaster.ca/radgrad/images/6R06CourseResources/4RA34RB3_Lecture_Note_7_Semiconductor_Detectors.pdf (pristup 5. 5. 2021.)
- [31] A.N. Caruso, The physics of solid-state neutron detector materials and geometries, *J. Phys. Condens. Matter.* 22 (2010) 443201.
- [32] D.G. Chica, Y. He, K.M. McCall, D.Y. Chung, R.O. Pak, G. Trimarchi, Z. Liu, P.M. De Lurgio, B.W. Wessels, M.G. Kanatzidis, Direct thermal neutron detection by the 2D semiconductor $^6\text{LiInP}_2\text{Se}_6$, *Nature* 577 (2020) 346–349.
- [33] B.W. Montag, *Lithiated Ternary Compounds for Neutron Detectors: Material Production and Device Characterization of Lithium Zinc Phosphide and Lithium Zinc Arsenide*, Mechanical and Nuclear Engineering, disertacija, Kansas State University, Manhattan, Kansas, 2015.

- [34] D.S. McGregor, M.D. Hammig, Y.H. Yang, H.K. Gersch, R.T. Klann, Design considerations for thin film coated semiconductor thermal neutron detectors - I: Basics regarding alpha particle emitting neutron reactive films, *Nucl. Instrum. Meth. A* 500 (2003) 272–308.
- [35] C. Manfredotti, A. Lo Giudice, F. Fasolo, E. Vittone, C. Paolini, F. Fizzotti, A. Zanini, G. Wagner, C. Lanzieri, SiC detectors for neutron monitoring, *Nucl. Instrum. Meth. A* 552 (2005) 131–137.
- [36] H.S. Kim, J. Ho Ha, S.H. Park, S.W. Lee, M.K. Moon, G.M. Sun, C.H. Lee, Characteristics of fabricated neutron detectors based on a sic semiconductor, *J. Nucl. Sci. Technol.* 48 (2011) 1343–1347.
- [37] I. Capan, T. Brodar, Z. Pastuović, R. Siegele, T. Ohshima, S.I. Sato, T. Makino, L. Snoj, V. Radulović, J. Coutinho, V.J.B. Torres, K. Demmouche, Double negatively charged carbon vacancy at the h- and k-sites in 4H-SiC: Combined Laplace-DLTS and DFT study, *J. Appl. Phys.* 123 (2018) 161597.
- [38] D. Podhorsky, R. Viličić, Ž. Požar, H. Štefanović, Tehnička enciklopedija, Jugoslavenski leksikografski zavod / Leksikografski zavod Miroslav Krleža, Zagreb, 1991, str. 129–136.
- [39] V. Eremin, D. Mitina, A. Fomichev, O. Kiselev, N. Egorov, I. Eremin, A. Shepelev, E. Verbitskaya, A comparative study of silicon detector degradation under irradiation by heavy ions and relativistic protons, *J. Instrum.* 13 (2018) P01019.
- [40] W. De Boer, J. Bol, A. Furgeri, S. Müller, C. Sander, E. Berdermann, M. Pomorski, M. Huhtinen, Radiation hardness of diamond and silicon sensors compared, *Phys. Status Solidi Appl. Mater. Sci.* 204 (2007) 3004–3010.
- [41] URL: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/e02_handbook_si_photodiode.pdf (pristup 5. 5. 2021.)
- [42] E. Gaubas, J. Vaitkus, A. Blue, M. Rahman, K.M. Smith, S. Sakai, Recombination properties of GaN and AlGaN epitaxial structures, *Lith. J. Phys.* 43 (2003) 201–209.
- [43] J. Vaitkus, W. Cunningham, E. Gaubas, M. Rahman, S. Sakai, K.M. Smith, T. Wang, Semi-insulating GaN and its evaluation for α particle detection, *Nucl. Instrum. Meth. A*

509 (2003) 60-64.

- [44] P.J. Sellin, J. Vaitkus, New materials for radiation hard semiconductor detectors, *Nucl. Instrum. Meth. A* 557 (2006) 479–489.
- [45] J. Wang, P. Mulligan, L. Brillson, L.R. Cao, Review of using gallium nitride for ionizing radiation detection, *Appl. Phys. Rev.* 2 (2015) 031102.
- [46] F. Schäffl, Properties of advanced semiconductor materials : GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe, John Wiley and Sons, New York, 2001, str. 111–128.
- [47] W.J. Choyke, D.R. Hamilton, L. Patrick, Optical properties of cubic SiC: Luminescence of nitrogen-exciton Complexes, and Interband Absorption, *Phys. Rev.* 133 (1964) A1163.
- [48] R. Ahuja, A. Ferreira Da Silva, C. Persson, J.M. Osorio-Guillén, I. Pepe, K. Järrendahl, O.P.A. Lindquist, N. V. Edwards, Q. Wahab, B. Johansson, Optical properties of 4H-SiC, *J. Appl. Phys.* 91 (2002) 2099.
- [49] S. Adachi, Properties of Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors, Jon Wiley and Sons, New York, 2005, str. 103–145.
- [50] L.S. Ramsdell, Studies on silicon carbide, *Am. Mineral.* 32 (1947) 34–82.
- [51] T. Brodar, Karakterizacija električki aktivnih defekata u 4H-SiC metodama tranzijentne spektroskopije, disertacija, Prirodoslovno matematički fakultet, Zagreb, 2020.
- [52] R. Cheung, Silicon carbide micro electromechanical systems for harsh environments, Imperial College Press, London, 2006, str. 145-156.
- [53] S. Tudisco, F. La Via, C. Agodi, C. Altana, G. Borghi, M. Boscardin, G. Bussolino, L. Calcagno, M. Camarda, F. Cappuzzello, D. Carbone, S. Cascino, G. Casini, M. Cavallaro, C. Ciampi, G. Cirrone, G. Cuttone, A. Fazzi, D. Giove, G. Gorini, L. Labate, G. Lanzalone, G. Litrico, G. Longo, D. Lo Presti, M. Mauceri, R. Modica, M. Moschetti, A. Muoio, F. Musumeci, G. Pasquali, G. Petringa, N. Piluso, G. Poggi, S. Privitera, S. Puglia, V. Puglisi, M. Rebai, S. Ronchin, A. Santangelo, A. Stefanini, A. Trifirò, M. Zimbone, SiCILIA—silicon carbide detectors for intense luminosity investigations and applications, *Sensors (Switzerland)* 18 (2018) 2289.

- [54] J. Morales-Chávez, J. Herrera-Celis, Z. Saldana-Ahuactzi, C. Reyes-Betanzo, F.J. Gómez-Montaño, A. Orduña-Díaz, Silicon and hydrogenated amorphous silicon carbide as biofunctional platforms for immunosensors, *Surfaces and Interfaces* 20 (2020) 100550.
- [55] N. Naderi, M. Moghaddam, Ultra-sensitive UV sensors based on porous silicon carbide thin films on silicon substrate, *Ceram. Int.* 46 (2020) 13821–13826.
- [56] C. Verdon, O. Szwedek, A. Allemand, S. Jacques, Y. Le Petitcorps, P. David, High temperature oxidation of two- and three-dimensional hafnium carbide and silicon carbide coatings, *J. Eur. Ceram. Soc.* 34 (2014) 879–887.
- [57] D.A. Neamen, *Semiconductor Physics and Devices Basic Principles*, McGraw-Hill, New York, 2012, str. 157–172.
- [58] R.F. Pierret, *Semiconductor Device Fundamentals*, Adison-Wesley, Boston, 1996, str. 654–661.
- [59] M. Ito, L. Storasta, H. Tsuchida, Development of 4H-SiC epitaxial growth technique achieving high growth rate and large-area uniformity, *Appl. Phys. Express.* 1 (2008) 2–5.
- [60] M.Y. Zaman, D. Perrone, S. Ferrero, L. Scaltrito, M. Naretto, Evaluation of correct value of Richardson's constant by analyzing the electrical behavior of three different diodes at different temperatures, *Mater. Sci. Forum*, 711 (2012) 174–178.
- [61] B. Moore, J. Donaghy, *Operational Amplifier Circuits*, Heinmann, London, 1986, str. 23–28.
- [62] R. Benoit, E. De Blust, L. Isabella, V. Mandl, G. Melandrone, *Electronic Instrumentation for Radiation Detectors and Control Systems*, EURATOM, Brussels, 1966, str. 3–12.
- [63] W.R. Leo, D.G. Haase, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, Berlin, 1994, str. 17–29.
- [64] D. Delacroix, J.P. Guerre, P. Leblanc, C. Hickman, B.C. Penney, *Radionuclide and Radiation Protection Data Handbook*, *Rad. Prot. Dos.* 98 (2002) 1–168.
- [65] URL: <https://www-nds.iaea.org/> (pristup 3. 5. 2021.)
- [66] M. Hodgson, A. Lohstroh, P. Sellin, D. Thomas, *Characterization of silicon carbide and*

- diamond detectors for neutron applications, *Meas. Sci. Technol.* 28 (2017) 105501.
- [67] S. Pini, M. Bruzzi, M. Bucciolini, E. Borchi, S. Lagomarsino, D. Menichelli, S. Miglio, F. Nava, S. Sciortino, High-bandgap semiconductor dosimeters for radiotherapy applications, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 514 (2003) 135–140.
- [68] F. Moscatelli, Silicon carbide for UV, alpha, beta and X-ray detectors: Results and perspectives, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 583 (2007) 157–161.
- [69] F. Nava, P. Vanni, M. Bruzzi, S. Lagomarsino, S. Sciortino, G. Wagner, C. Lanzieri, Minimum ionizing and alpha particles detectors based on epitaxial semiconductor silicon carbide, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 51 (2004) 238–244.
- [70] K. Ambrožič, G. Žerovnik, L. Snoj, Computational analysis of the dose rates at JSI TRIGA reactor irradiation facilities, *Appl. Radiat. Isot.* 130 (2017) 140–152.
- [71] L. Snoj, K. Ambrožič, A. Čufar, T. Goričanec, A. Jazbec, I. Lengar, A. Pungerčič, V. Radulović, S. Rupnik, Ž. Štancar, G. Žerovnik, A. Žohar, V. Cindro, G. Kramberger, I. Mandić, M. Mikuž, L. Barbot, H. Carcreff, C. Destouches, D. Fourmentel, A. Gruel, J.F. Villard, Radiation hardness studies and detector characterisation at the JSI TRIGA reactor, *EPJ Web Conf.* 225 (2020) 04031.
- [72] V. Radulović, Y. Yamazaki, Ž. Pastuović, A. Sarbutt, K. Ambrožič, R. Bernat, Z. Ereš, J. Coutinho, T. Ohshima, I. Capan, L. Snoj, Silicon carbide neutron detector testing at the JSI TRIGA reactor for enhanced border and port security, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 972 (2020) 164122.
- [73] URL: https://www.lesker.com/newweb/deposition_materials/materialdepositionchart.cfm?pgid=0 (pristup 18. 6. 2020.)
- [74] D. Meljanac, Defekti i nanostrukture u metalnim oksidima pogodnim za organske solarne ćelije, disertacija, Prirodoslovno matematički fakultet, Zagreb, 2016.
- [75] W. Billinton, R. Li, Reliability Assessment of Electric Power Systems Using Monte Carlo Methods', Springer, New York, 1994, str. 15–29.

- [76] S.A. Dupree, S.K. Fraley, *A Monte Carlo Primer: A Practical Approach to Radiation Transport*, Springer Science, New York, 2002, str. 57–88.
- [77] O.N. Vassiliev, *Monte Carlo Methods for Radiation Transport*, Springer, New York, 2017, str. 141–162.
- [78] E.H. James J. Duderstadt, Louis J. Hamilton, *Nuclear Reactor Analysis*, Wiley, New Jersey, 1974, str. 103–121.
- [79] S. Bell, G. I. Glasstone, *Nuclear Reactor Theory*, US Atomic Energy Commission, Washington, 1970, str. 71–79.
- [80] A. Davis, A. Turner, Comparison of global variance reduction techniques for Monte Carlo radiation transport simulations of ITER, *Fusion Eng. Des.* 86 (2011) 2698–2700.
- [81] J. Leppänen, Response Matrix Method–Based Importance Solver and Variance Reduction Scheme in the Serpent 2 Monte Carlo Code, *Nucl. Technol.* 205 (2019). 1216–1432.
- [82] J. Tickner, Arbitrary perturbations in Monte Carlo neutral-particle transport, *Comput. Phys. Commun.* 185 (2014) 1628–1638.
- [83] C.J. Werner, J. Armstrong, F.B. Brown, J.S. Bull, L. Casswell, L.J. Cox, D. Dixon, R.A. Forster, J.T. Goorley, H.G. Hughes, J. Favorite, R. Martz, S.G. Mashnik, M.E. Rising, C. Solomon, A. Sood, J.E. Sweezy, C.J. Werner, A. Zukaitis, C. Anderson, J.S. Elson, J.W. Durkee, R.C. Johns, G.W. McKinney, G.E. McMath, J.S. Hendricks, D.B. Pelowitz, R.E. Prael, T.E. Booth, M.R. James, M.L. Fensin, T.A. Wilcox, B.C. Kiedrowski, *MCNP User’s Manual Code Version 6.2*, Los Alamos Natl. Lab., Los Alamos, 2017, 21–65.
- [84] P. Sauvan, J.P. Catalán, F. Ogando, R. Juárez, J. Sanz, Development of the R2SUNED Code System for Shutdown Dose Rate Calculations, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 63 (2016). 375–384.
- [85] H. Huang, X. Tang, H. Guo, Y. Zhang, Y. Zhang, Y. Zhang, Design and spectrum calculation of 4H-SiC thermal neutron detectors using FLUKA and TCAD, *Nucl. Instrum. Meth. A* 833 (2016) 192–198.
- [86] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, *The Stopping and Range of Ions in Matter*, *Treatise Heavy-Ion*

Sci. (1985) 93–129.

- [87] J.F. Ziegler, M.D. Ziegler, J.P. Biersack, SRIM - The stopping and range of ions in matter (2010), Nucl. Instrum. Meth. B 268 (2010) 1818–1823.
- [88] K. Sedlačková, B. Zat'ko, A. Šagátová, V. Nečas, P. Boháček, M. Sekáčová, Comparison of semi-insulating GaAs and 4H-SiC-based semiconductor detectors covered by LiF film for thermal neutron detection, Appl. Surf. Sci. 461 (2018) 242–248.
- [89] A. Itoh, H. Matsunami, Analysis of Schottky barrier heights of metal/SiC contacts and its possible application to high-voltage rectifying devices, Phys. Status Solidi Appl. Res. 162 (1997) 389–408.
- [90] M.M.R. Williams, The stopping and ranges of ions in matter, Ann. Nucl. Energy. 5 (1978) 649.
- [91] F.H. Ruddy, J.G. Seidel, H. Chen, A.R. Dulloo, S.H. Ryu, High-resolution alpha-particle spectrometry using 4H silicon carbide semiconductor detectors, IEEE Trans. Nucl. Sci. 53 (2006) 1713–1718.
- [92] C. Palestini, Advanced Technologies for Security Applications, Springer, Dordrecht, 2019, str. 47–50.
- [93] K.C. Mandal, J.W. Kleppinger, S.K. Chaudhuri, Advances in high-resolution radiation detection using 4h-sic epitaxial layer devices, Micromachines. 11 (2020) 1–27.
- [94] F.H. Ruddy, A.R. Dulloo, J.G. Seidel, J.W. Palmour, R. Singh, The charged particle response of silicon carbide semiconductor radiation detectors, Nucl. Instrum. Meth. A 505 (2003) 159–162.
- [95] R. Gerhardt, Properties and Applications of Silicon Carbide, Intechopen, London, 2011. str. 178.

- [96] K. Sedláčková, B. Zaťko, A. Šagátová, V. Necas, The effect of the LiF film topology on detection properties of thermal neutron semiconductor detectors, u: J. Vajda, I. Jamnický (ur.), Proceedings 23 International Conference on Applied Physics of Condensed Matter, (p. 346). Slovak University of Technology, Bratislava, 2017, str. 346.
- [97] R. Bernat, I. Capan, L. Bakrač, T. Brodar, T. Makino, T. Ohshima, Ž. Pastuović, A. Sarbutt, Response of 4H-SiC detectors to ionizing particles, Crystals. 11 (2021) 1–13.

Životopis

Robert Bernat [REDACTED] Osnovnu školu pohađao je u Zaprešiću, a prirodoslovno-matematičku gimnaziju u Zagrebu. Studij kemije na Prirodoslovno-matematičkom fakultetu Sveučilišta u Zagrebu upisao je 2000., a diplomirao je 2007. godine s radom iz područja analitičke kemije. Od 2007. do 2009. bavi se sintezom derivata hijaluronske kiseline. Od 2009. zaposlen je u Odjelu zaštite na radu, zaštite od požara i zaštite od zračenja Instituta Ruđer Bošković, a od 2016. godine je voditelj Odjela. Bavi se osobnom dozimetrijom te ispitivanjima i umjeravanjima u polju zaštite od ionizirajućeg zračenja. Stručni ispit za stručnjaka zaštite na radu položio je 2010., a 2018. godine potvrđen je za stručnjaka za zaštitu od zračenja od strane Državnog zavoda za radiološku i nuklearnu sigurnost. Od 2012. godine sudjeluje u ekspertnim misijama Međunarodne agencije za atomsku energiju.

Popis objavljenih radova

- [1] M. Surić Mihić, R. Bernat, J. Šiško, M. Vojnić Kortmiš, L. Pavelić, I. Prlić, N. Mišak, Hand monitoring in nuclear medicine departments in Croatia – first results, Nuclear technology & radiation protection, 35 (2020) 82-86. doi:10.2298/NTRP2001082S.
- [2] V. Radulović, Y. Yamazaki, Ž. Pastuović, A. Sarbutt, K. Ambrožič, R. Bernat, Z. Ereš, J. Coutinho, T. Ohshima, I. Capan, L. Snoj, Silicon carbide neutron detector testing at the JSI TRIGA reactor for enhanced border and port security, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 972 (2020) 154122, doi:10.1016/j.nima.2020.164122.
- [3] J. Coutinho, V. J. Torres, I. Capan, T. Brodar, Z. Ereš, R. Bernat, V. Radulović, K. Ambrožič, L. Snoj, Ž. Pastuović, A. Sarbutt, T. Ohshima, Y. Yamazaki, T. Makino, Silicon carbide diodes for neutron detection, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 986 (2020) 164793, doi:10.1016/j.nima.2020.164793.
- [4] R. Bernat, I. Capan, L. Bakrač, T. Brodar, T. Makino, T. Ohshima, Ž. Pastuović, A. Sarbutt, Response of 4H-SiC detectors to ionizing particles, Crystals 11 (2021) 10, doi:10.3390/cryst11010010.

Radovi s konferencija

- [1] R. Bernat, B. Vekić, M. Vojnić Kortmiš, Izračun mjerne nesigurnosti za mjerenje osobnog doznog ekvivalenta (Hp(10) i Hp(0, 07)) TL dozimetrima, zbornik radova 9. Simpozija Hrvatskog društva za zaštitu od zračenja, Zagreb, 2013. str. 116-120.
- [2] M. Vojnić Kortmiš, R. Bernat, N. Mišak, B. Vekić, Uniformity and dose profiles of IEC 61267 RQT-8, RQT-9 and RQT-10 radiation qualities, 7th AAMP meeting; Alpe-Adria Medical Physics Meeting: Proceedings: CRPA/CROMBES, 2016, Zagreb, 2016. str. 133-138.

- [3] R. Bernat, N. Mišak, M. Vojnić Kortmiš, Izloženost ionizirajućem zračenju u dentalnoj medicini, Zbornik radova jedanaestog simpozija Hrvatskog društva za zaštitu od zračenja, Zagreb, 2017, str. 128-133.
- [4] R. Bernat, I. Capan, V. Radulović, K. Ambrožič, L. Snój, Z. Ereš, T. Makino, T. Ohshima, A. Sarbutt, Ž. Pastuović, Optimization of 4H-SiC neutron detector efficiency for enhanced border and port security, 29th International Conference NENE2020, Portorož, Slovenija, 2020.