Transportna svojstva poluvodičkih detektora

Blažeka, Damjan

Master's thesis / Diplomski rad

2017

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: https://urn.nsk.hr/urn:nbn:hr:217:298620

Rights / Prava: In copyright / Zaštićeno autorskim pravom.

Download date / Datum preuzimanja: **2024-03-28**



Repository / Repozitorij:

Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb







SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Damjan Blažeka

TRANSPORTNA SVOJSTVA POLUVODIČKIH DETEKTORA

Diplomski rad

Zagreb, 2017.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ

SMJER: ISTRAŽIVAČKI

Damjan Blažeka

Diplomski rad

Transportna svojstva poluvodičkih detektora

Voditelj diplomskog rada: dr. sc. Ivana Capan

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2017.

Ovaj diplomski rad rađen je u Laboratoriju za poluvodiče Zavoda za fiziku materijala na Institutu Ruđer Bošković. Posebne zahvale idu mentorici dr. sc. Ivani Capan, bez čijih savjeta, iskustva i pomoći bi bila nemoguća izrada ovog rada. Zahvaljujem se kolegama Tomislavu Brodaru, Zoranu Erešu i kolegici Jasni Dasović na društvu koje su mi pravili u laboratoriju, a pogotovo Tomislavu s kojim sam imao vrlo kvalitetne diskusije. Zahvaljujem se roditeljima koji su me uvijek podupirali, motivirali i financirali, a također i svojoj dragoj Sabini i maloj Mileni koje su mi glavna motivacija za dosadašnji i daljnji rad.

Sažetak

Silicij-karbid (SiC) je poluvodički materijal koji posjeduje niz svojstava koja ga čine pogodnim za detekciju zračenja. Široki zabranjeni pojas, mala intrinzična koncentracija naboja, mala struja curenja, veliki napon proboja, dobra toplinska vodljivost, čvrstoća te otpornost na visoke temperature i razine zračenja samo su neka od obilježja po kojima je bolji od silicija (Si), najkorištenijeg materijala u poluvodičkim detektorima. U ovom radu su najprije uspoređena transportna svojstva Schottky dioda od Si i 4H-SiC podjednakih dimenzija i dopiranosti. Korištena su temperaturno ovisna strujno-naponska (I-V) i kapacitivno-naponska (C-V) mjerenja kako bi se dobili važni parametri za rad detektora i prepoznali dominantni transportni mehanizmi. 4H-SiC dioda je pokazala puno manju struju curenja, manju ovisnost širine područja osiromašenja i koncentracije slobodnih nosilaca naboja o temperaturi, manji serijski otpor, a struja koja dolazi od generacijsko-rekombinacijskih (RG) procesa u području osiromašenja je zanemariva. To sve ukazuje na bolju energijsku i vremensku rezoluciju te na veću temperaturnu stabilnost 4H-SiC detektora.

Dvije 4H-SiC diode su zatim podvrgnute zračenju termalnih i brzih reaktorskih neutrona kako bi se vidjelo hoće li to promijeniti njihova transportna svojstva. Sve promjene upućuju na to da su u međupovršinu metal-poluvodič uvedeni defekti koji lokalno snižavaju Schottky barijeru, a koncentracija takvih defekata je puno veća kod ozračivanja brzim neutronima. Ostali parametri koji direktno utječu na detektorska svojstva pokazali su zanemarivu promjenu nakon zračenja.

Na kraju, proučena je drugačija detektorska struktura – MOS („*metal-oxide-semiconductor*“). C-V karakterizacija je napravljena na neozračenom Si/SiO_2 MOS i uzorku ozračenom brzim neutronima. Uočeno je da su ozračivanjem uvedeni defekti u oksid i međupovršinu oksid-poluvodič.

Transport properties of semiconductor detectors

Abstract

Silicon-carbide (SiC) is the semiconductor material with properties which make it suitable for radiation detection. Wide band gap, small intrinsic carrier concentration, small leakage current, large breakdown voltage, good thermal conductivity, hardness, excellent resistance to large temperatures and high radiation tolerance are all properties which make it better than silicon - the most widely used material in semiconductor detectors. First of all, in this paper is made the comparison between transport properties of Si and 4H-SiC, which have similar dopance and dimensions. The experimental methods which are used are temperature dependent current-voltage (I-V) and capacitance-voltage (C-V) measurements, with the purpose to get the parameters which are important for detectors, and to recognize dominant transport mechanisms. 4H-SiC SBD has shown much less leakage current, the smaller temperature dependence of depletion region width and of free carrier concentration, the smaller series resistance and also recombination-generation (RG) current in depletion region is negligible. All this is the indicator of a better energy resolution and time resolution, but also of the higher temperature stability in 4H-SiC detector.

Two 4H-SiC diodes are irradiated with thermal and fast reactor neutrons to see their effect on transport properties. All of the observed changes point to the introduced interface states that locally influence Schottky barrier height. Fast neutrons have introduced much more concentration of such defects than thermal neutrons. Other paramethers that directly affect the detection properties have shown negligible change after the irradiation.

Finnaly, a different detector structure has been studied – MOS (metal-oxide-semiconductor), where I-V and C-V characterisation have been made on the unirradiated Si/SiO_2 MOS and on the sample irradiated with fast neutrons. In the irradiated sample defects introduced to the oxide and the oxide-semiconductor interface have been observed.

Sadržaj

1 Uvod 1
2 Poluvodički detektori 2
2.1 Princip rada detektora 2
2.2 Detektorski materijali – Si i 4H-SiC 4
2.3 Schottky dioda i MOS struktura 8
3 Eksperimentalne tehnike 11
3.1 Strujno - naponska (I-V) karakterizacija 11
3.2 Kapacitivno – naponska (C-V) karakterizacija 17
4 Priprema uzoraka i mjerni uređaji 21
4.1 Priprema uzoraka 21
4.2 Ozračivanje neutronima u reaktoru 23
4.3 Mjerni postav 23
5 Rezultati mjerenja i analiza 25
5.1 Usporedba neozračenih Si i 4H-SiC SBD 25
5.2 4H-SiC SBD nakon ozračivanja neutronima 36
5.3 Usporedba ozračenog i neozračenog MOS 48
6 Zaključak 50

Literatura 52

1. Uvod

Detektori zračenja danas imaju ogromnu primjenu u brojnim ljudskim djelatnostima, a posebno u znanosti, medicini i sigurnosnoj industriji. Detektori, ovisno o potrebi, daju informacije o vrsti upadnih čestica, njihovoj energiji, brojnosti te vremenu i mjestu detekcije. U ovom radu proučavaju se poluvodički detektori. Njihova svojstva, koja su detaljnije opisana u poglavlju 2.1, daju im veliku prednost u slučajevima kad je potrebna velika rezolucija i preciznost u određivanju navedenih parametara. Zahvaljujući razumijevanju fizikalnih procesa u poluvodičima, razvijenim metodama obrade i analize električnih signala te naprednim tehnikama proizvodnje materijala i elektroničkih elemenata, može se očekivati daljnji napredak u razvoju poluvodičkih detektora.

U poglavlju 2.2. opisani su detektorski materijali silicij (Si) i silicij-karbid (SiC), a poseban naglasak je stavljen na njegov polimofrni oblik 4H-SiC. Si je najviše korišten materijal u poluvodičkim detektorima, zahvaljujući masovnoj proizvodnji, dobro poznatim svojstvima te činjenici da može raditi na sobnoj temperaturi. 4H-SiC je materijal koji se u zadnje vrijeme intenzivno istražuje jer zahvaljujući širokom zabranjenom pojasu (3.23 eV), maloj intrinzičnoj koncentraciji, maloj struji curenja, velikom naponu proboja, dobroj toplinskoj vodljivosti, čvrstoći te otpornosti na visoke temperature i razine zračenja ima u mnogim slučajevima bolju efikasnost i veće mogućnosti primjene nego Si.

Područje osiromašenja predstavlja aktivni detektorski volumen, i kako bi se ono stvorilo detektori se izrađuju po istom principu kao standardne elektroničke strukture, od kojih su najpoznatije pn-spoj, Schottky dioda i MOS („*metal oxide semiconductor*“). Teorijska pozadina posljednje dvije strukture izložena je u poglavlju 2.3.

Eksperimentalne tehnike koje su korištene u ovome radu su mjerenje struje u ovisnosti o naponu (I-V) i mjerenje kapaciteta u ovisnosti o naponu (C-V) na različitim temperaturama. Teorijsko razmatranje ove dvije tehnike i metode analize izložene su u poglavlju 3, a odnose se na Schottky diodu i MOS strukturu. Opis eksperimentalnog postava nalazi se poglavlju 4.3. Važni parametri koji se mogu dobiti iz I-V su struja curenja i saturacijska struja, faktor idealnosti, serijski otpor i aktivacijska energija za transport naboja, a također je moguće odrediti i dominantne transportne mehanizme. Iz C-V se određuje profil koncentracije slobodnih nosilaca naboja u ovisnosti o dubini, ovisnost širine područja osiromašenja u ovisnosti o dubini i u Schottky diodi visina Schottky barijere, a u MOS se još može odrediti debljina oksidnog sloja i uočiti prisutnost mobilnih i fiksnih naboja te dubokih zamki.

U ovom radu analiza je rađena na Schottky diodama Si i 4H-SiC, te na MOS strukturama Si/SiO_2. Dvije 4H-SiC diode ozračene su termalnim i brzim neutronima na TRIGA reaktoru u Institutu Jožef Štefan kako bi se testirala njihova otpornost na zračenje, dok je MOS ozračen samo brzim neutronima. Način pripreme svih uzoraka i njihove specifikacije dane su u poglavlju 4.1., a opis reaktora i ozračivanja neutronima je u poglavlju 4.2.

Prvo je napravljena usporedna analiza na Si i 4H-SiC Schottky diodama (poglavlje 5.1). U poglavlju 5.2. analizirane su ozračene 4H-SiC Schottky diode, a u poglavlju 5.3. uspoređeni su neozračeni i ozračeni MOS uzorak.

2. Poluvodički detektori

2.1 Princip rada detektora

Razvoj poluvodičkih detektora počeo je sredinom 20. stoljeća. Poluvodički detektor radi na principu mjerenja električnih signala koji nastaju zbog stvaranja parova elektron-šupljina prilikom upada čestice u područje osiromašenja. Jedna od najvećih prednosti [1] poluvodičkih detektora u odnosu na ostale (scintilacijske, plinske ionizacijske…) velika je energijska rezolucija, koja je posljedica činjenice da je za stvaranje para elektron - šupljina potrebna energija od samo nekoliko eV. Druga prednost je velika gustoća detektorskog materijala, što znači da nije potrebna velika debljina osjetljivog područja kako bi se čestica potpuno zaustavila, odnosno izgubila svu svoju energiju u detektorski osjetljivom području. Poluvodički detektori zato zauzimaju manje prostora, što može biti od vrlo velike praktične važnosti, pogotovo kad se uzme u obzir njihova primjena u visokoenergijskoj fizici. Osim nabijenih čestica, poluvodički detektori se koriste i za detekciju gama-zračenja (germanijski detektor, zbog visokog Z), i neutrona.

Poluvodičke strukture koje se najčešće koriste u izradi detektora su Schottky dioda (SBD – "Schottky barrier diode"), pn-spoj, MOS ("*metal oxide semiconductor*") te PIN struktura. Prednost SBD i MOS detektora je homogenost osjetljivog područja, jer je potrebno koristiti samo jednu vrstu dopiranja (n ili p) kako bi se stvorilo područje osiromašenja. Također, u SBD i MOS je moguće postići potpunu osiromašenost poluvodičkog dijela detektora što ima velike prednosti [1]:

1. povećana je efikasnost detekcije jer je minimalizirano rasipanje energije upadne čestice u području koje nije detektorski osjetljivo (tzv. mrtvi sloj)

2. Smanjenje mrtvog sloja je također važno i zbog toga što on zbog svog otpora doprinosi jačini Johnsonovog šuma i kvari rezoluciju detektora.

3. Moguće je primijeniti vrlo velike napone na detektor bez značajnog rasta struje curenja, što omogućava velike iznose i veću homogenost električnog polja u detektorski aktivnom području, koje se u slučaju detektora koji ne rade u ovom režimu linearno povećava od iznosa 0 do maksimalne vrijednosti na krajevima područja osiromašenja. Jakost električnog polja u području osiromašenja važna je zbog utjecaja na vrijeme skupljanja naboja na elektrodama [2], a homogenost električog polja važna je kako bi odaziv detektora bio jednak bez obzira na mjesto stvaranja para elektron-šupljina.

Struja curenja ("*leakage current*") kroz poluvodički materijal treba biti što manja kako bi se smanjio šum i minimalna amplituda signala koji je moguće detektirati. Struja curenja u reverzno polariziranoj Schottky diodi u idealnom bi slučaju bila opisana termionsko-difuzijskom teorijom, dok u MOS u idealnom slučaju struja curenja ne bi postojala zbog prisutnosti oksidnog sloja koji je izolator. Međutim, u realnim Schottky diodama najveći dio struje curenja čine generacijska struja i površinska struja, dok u MOS do izražaja dolazi curenje zbog prisutnosti defekata i lateralni protok struje. Za smanjenje takvih i sličnih efekata uloženi su veliki napori u proizvodnji, korištenjem što čišćih kristala i naprednih tehnika naparivanja metalnih kontakata i elektroda, te razvojem efektnih zaštitnih štitova koji blokiraju lateralno curenje struje.

Struja curenja pokazuje izrazitu ovisnost o temperaturi, pa je detektor efikasniji na manjim temperaturama, ali ugradnja kriogenog sustava nije uvijek praktično i isplativo rješenje pa se hlađenje koristi samo kod onih poluvodiča kod kojih je to zbilja nužno, npr. kod germanija. Struja curenja raste i s primjenjenim reverznim naponom.

Reverzni napon se može povećavati do granice u kojoj se događa lavinski proboj ("*avalanche breakdown*") pri kojem dolazi do naglog porasta struje, te rad detektora u tom režimu više nije moguć. Kako bi se sa što manjim naponom postiglo što veće područje osiromašenja, koriste se materijali što veće otpornosti [1]. Ako je potrebno koristiti veće detektorski osjetljivo područje, u praksi se postavlja nekoliko detektora u seriju [1].

Vrijeme porasta definira se kao vrijeme potrebno da amplituda signala naraste od 10% do 90% vrijednosti, i što je ono manje to se preciznije može odrediti vrijeme upada čestice, i to je veća moguća učestalost detektiranih događaja. Vrijeme porasta i širina signala određeni

su vremenom dolaska elektrona i šupljina na elektrode detektora te RC vremenskom konstantom. Velik iznos RC vremenske konstante može značajno pogoršati vremensku rezoluciju i stoga je važno da serijski otpor vezan za neosiromašeni dio poluvodičkog materijala i kontakte bude što manji [1]. Mobilnost šupljina je obično nekoliko puta manja nego mobilnost elektrona pa signal ima brzu i sporu komponentu. Razlika u mobilnosti elektrona i pozitivnih nosilaca naboja kod poluvodičkih detektora je puno manja nego kod ionizacijskih detektora, što znači da je šum manji [1].

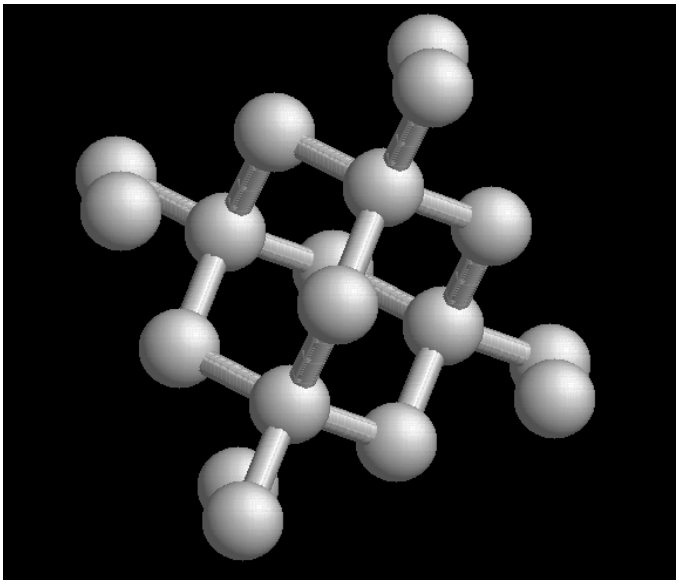
Rad detektora jako ovisi o temperaturi. Osim već spomenutog povećanja struje curenja, poluvodičkom materijalu s povećanjem temperature raste intrinzična koncentracija naboja, što znači da na nekoj temperaturi ona postaje usporediva s koncentracijom većinskih nosilaca (elektroni u n-tipu poluvodiča i šupljine u p-tipu poluvodiča) i poluvodič postaje intrinzičan. Nadalje, s temperaturom se mijenja i širina zabranjene zone u energijskom dijagramu, što pored ostalog znači da se s temperaturom mijenja energija potrebna za pobuđivanje para elektron-šupljina, odnosno mijenja se linearna korelacija između visine signala i energije detektirane čestice. O tim i drugim utjecajima temperature na transportna svojstva detektora bit će još puno riječi u ovom radu.

Linearnost, svojstvo da je visina signala proporcionalna energiji, može biti narušena rekombinacijom elektrona i šupljina u području osiromašenja, čiju učestalost opisujemo parametrom vremena života manjinskih nosilaca naboja. [1] Zato je potrebno što više ograničiti prisutnost rekombinacijsko-generacijskih centara u poluvodiču, a oni su posljedica raznih defekata u kristalnoj rešetki poluvodiča.

Zračenje unosi defekte u poluvodičku strukturu detektora, a oni mu mogu značajno promijeniti transportna svojstva i smanjiti efikanost. Zato je robusnost, odnosno otpornost na zračenje, jedna od najvažnijih karakteristika dobrog detektora. Što je detektor otporniji na zračenje to može podnijeti veće doze i dugotrajniji je.

2.2. Detektorski materijali – Si i 4H-SiC

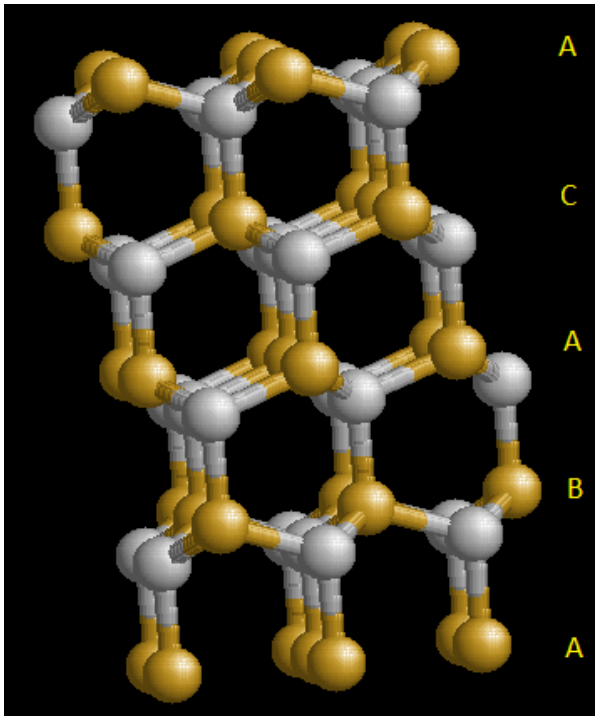
Silicij (oznaka: Si), atomskog broja 14, najvažniji je poluvodički materijal današnjice i sastavni dio skoro svih elektroničkih uređaja i sklopova. Drugi je najzastupljeniji kemijski element na Zemlji iza kisika, a u prirodi se nalazi u formi silicijevog dioksida (SiO_2) i raznih silikata. Atom silicija je četverovalentan, pa je u kristalu kovalentnom vezom spojen s četiri susjedna atoma. Silicij ima jednostavnu dijamantnu strukturu, prikazanu na Slici 1.



Slika 1: Struktura silicija

Silicij karbid (oznaka: SiC), kristalna je struktura silicija i ugljika. U prirodi se nalazi kao sastavni dio rijetkog minerala mojsanita. Zbog svoje tvrdoće, čvrstoće, malog koeficijenta termalne ekspanzije i visoke toplinske vodljivosti ima brojne primjene izvan elektronike – dobar je abraziv, od njega se rade posude za taljenje metala i materijal za brušenje, koristi se u izradi nakita kao zamjena za dijamant, dobar je materijal za teleskopska stakla, zbog velike temperature taljenja koristi se kao grijaći element, a zahvaljujući širokoj zabranjenoj zoni služio je kao jedan od prvih materijala za izradu LED diode [4]. U elektronici mu je najveća prednost mogućnost rada u uvjetima visoke temperature, radijacije, frekvencije i električne snage. Posebno dobra svojstva pokazuje kao materijal za poluvodičke detektore, što i je glavna tema ovog rada.

Silicij-karbid kao i većina složenih materijala može doći u brojnim polimorfnim oblicima, što znači da kristalna rešetka može imati različite konstrukcije. Najpoznatiji polimorfni oblici su 3C-SiC, 4H-SiC i 6H-SiC. Obilježje im je da se u jednoj dimenziji ravnine periodički ponavljaju, i prvi broj u nazivu je upravo period tog ponavljanja. Oznake C ("*cubic*") i H ("*hexagonal*") odnose se na pravilnu strukturu rešetke svake od tih pojedinih ravnina. Tako su kod 3C-SiC u tim ravninama atomi u čvorištima kvadratne Bravaisove rešetke, a u 4H-SiC i 6H-SiC čvorišta su dio heksagonalne Bravaisove rešetke. Od tri navedena polimofrna oblika silicij-karbida, najpoželjnija svojstva pokazuje 4H-SiC, zahvaljujući najvećoj zabranjenoj zoni, velikom naponu proboja i izotropnoj mobilnosti elektrona i šupljina. Struktura 4H-SiC prikazana je na Slici 2 i može se uočiti heksagonalna struktura i periodično ponavljanje ravnina označenih s A, B i C redoslijedom A-B-A-C.



Slika 2: Struktura 4H-SiC

U Tablici 1 prikazana su najvažnija svojstva Si i 4H-SiC. Široka zabranjena zona (3.23 eV) kod 4H-SiC je velika u odnosu na Si (1.12 eV) i to direktno utječe na mnoge druge parametre. Otpornost poluvodiča na visoke temperature može se objasniti pomoću izraza za intrinzičnu gustoću naboja:

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (1)$$

Slijedi da su kod poluvodiča sa širokom zabranjenom zonom potrebne puno više temperature kako bi ona postala usporediva s koncentracijom dopiranih donora ili akceptora, odnosno da poluvodič izgubi željena svojstva zbog kojih je dopiran. Intrinzična koncentracija nosilaca naboja utječe na mnoge transportne mehanizme naboja u elektroničkim uređajima, i što je ona manja, to je i jačina struje u pravilu manja. Kod 4H-SiC je n_i za petnaestak redova veličine manja nego kod Si. Visoka toplinska vodljivost doprinosi tome da u cijelom poluvodiču temperatura bude homogenija i da se brže mijenja, što je važno u primjenama u kojima je temperatura bitan parametar rada poluvodičkog elementa ili detektora. Kod 4H-SiC je toplinska vodljivost oko tri puta veća nego kod Si. Napon proboja samo je po sebi važno svojstvo, pogotovo u poluvodičkim detektorima gdje je korisno postići što veće područje osiromašenja. Kod 4H-SiC je on desetak puta veći nego kod Si. Niska mobilnost elektrona i šupljina kod 4H-SiC u detektorima povećava vrijeme

porasta, ali povećava se i otpornost s obzirom na istu razinu dopiranosti, što se vidi iz izraza za otpornost u poluvodiču.

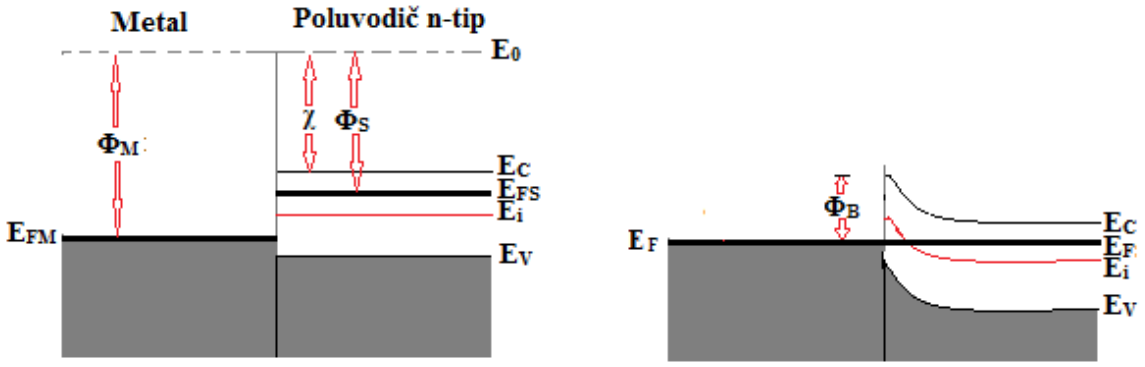
$$\rho = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)} \tag{2}$$

gdje su μ_n i μ_p mobilnosti elektrona i šupljina, a n i p su koncentracije slobodnih elektrona i šupljina. Gustoća je kod 4H-SiC veća nego kod Si, a to, kao što je već spomenuto, utječe na manji domet čestice u materijalu i to je pozitivno svojstvo. Visoka čvrstoća (izražena u Mohsima) znači da je materijal otporniji na ogrebotine, a visoki modul elastičnosti znači da je se materijal teže deformira. Oba dva svojstva su bolja kod 4H-SiC nego kod Si.

Tablica 1: Usporedba svojstava Si i 4H-SiC [5] [6]

	Si	4H - SiC
Širina zabranjene zone na RT, E_g [eV]	1.12	3.23
Intrinzična koncentracija na RT, n_i [cm^{-3}]	$9.65*10^9$	$5*10^{-9}$
Dielektrična konstanta, ε_r	11.9	9.7
Napon proboja, [10^6 V/cm] $N_D=10^{17}cm^{-3}$	0.3	3.0
Toplinska vodljivost, κ [W/cmK]	1.31	3.7
Mobilnost elektrona, μ_e [cm^2/Vs] $N_D=10^{16}cm^{-3}$	1430	|| 900 ⊥ 800
Mobilnost šupljina, μ_h [cm^2/Vs] $N_A=10^{16}cm^{-3}$	480	115
Gustoća, RT, ρ [g/cm^3]	2.33	3.21
Čvrstoća, [Mohs]	6-7	9-9.5
Modul elastičnosti, [GPa]	100-200	400-700

2.3 Schottky dioda i MOS struktura



Slika 3: Formiranje barijere u n-tipu Schottky diode, $\Phi_M > \Phi_S$

Schottky dioda je elektronički element koji se temelji na kontaktu metala i poluvodiča, prilikom čega se stvara energijska barijera i područje osiromašenja, zbog kojih ima ispravljačka svojstva. 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 [3]. Za opis takvog kontakta nužno je definirati izlazne radne funkcije metala (Φ_M) i poluvodiča (Φ_S) (Slika 3). Izlazna radna funkcija je energijska razlika vakuumskog nivoa E_0 (minimalna energija na kojoj elektron više ne osjeća potencijal materijala) i Fermijevog nivoa E_F. U metalu je ona konstantna, dok u poluvodiču nije jer Fermijev nivo mijenja položaj ovisno o temperaturi i dopiranosti. U poluvodiču je, međutim, konstantan elektronski afinitet χ, definiran kao razlika između vakuumskog nivoa i dna vodljive vrpce E_C.

Veza između Φ_S i χ je:

$$\Phi_S = \chi + V_N \tag{3}$$

gdje je

$$V_N = \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{N_C}{n}\right) \tag{4}$$

T je temperatura, N_C efektivna gustoća stanja u vodljivoj vrpci, a n gustoća slobodnih elektrona.

Na spoju metal-poluvodič u ravnotežnom stanju moraju biti izjednačeni Fermijevi nivoi, ali također mora vrijediti i da vakuumski nivo na samom kontaktu ostaje nepromijenjen, što uz konstantnost Φ_M i χ vodi na formaciju dvije vrste kontakata - Schottky ili ohmskog kontakta. Na Slici 3 prikazano je formiranje Schottky barijere u slučaju $\Phi_M > \Phi_S$ kod n-tipa poluvodiča [3]. Visina Schottky barijere označena je s Φ_B i iznosi:

$$\Phi_B = \Phi_M - \chi \tag{5}$$

Može se definirati i kontaktni potencijal:

$$V_{bi} = \Phi_B - V_N \tag{6}$$

U Schottky diodi područje osiromašenja se gotovo u potpunosti nalazi u poluvodičkom dijelu. Širina područja osiromašenja izvodi se iz Poissonove jednadžbe, a u aproksimaciji potpunog osiromašenja ima iznos:

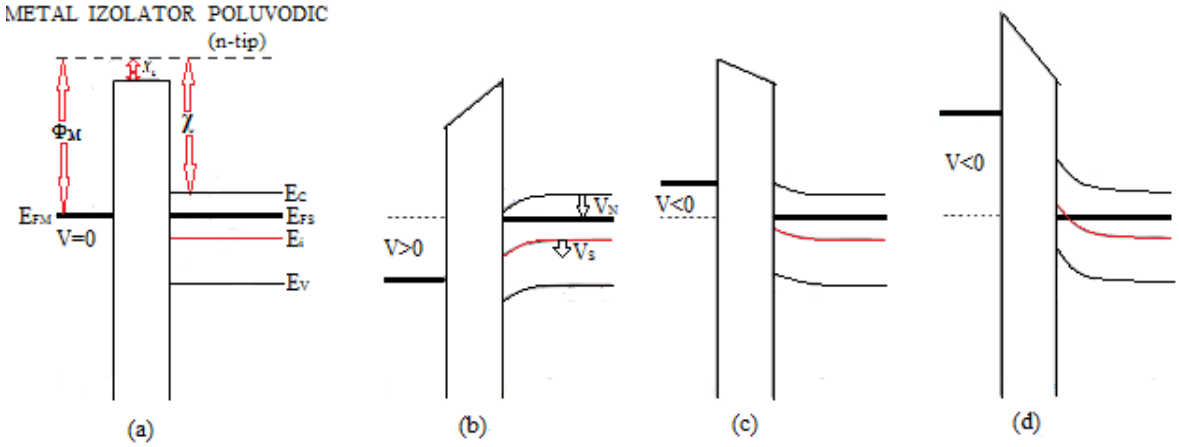
$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0(V_{bi}-V)}{qN^*}} \tag{7}$$

gdje je N^* koncentracija većinskih nosilaca naboja u poluvodiču, a V je vanjski istosmjerni napon. Takav kontakt zbog ispravljačkih svojstava i stvorenog područja osiromašenja vodi golemoj primjeni u elektroničkoj i detektorskoj industriji. U području osiromašenja postoji električno polje, koje je posebno važno kod detektora, a iznosi:

$$E(x) = \mp\frac{qN^*}{\varepsilon_r\varepsilon_0}(W - x) \tag{8}$$

gdje je x koordinata s ishodištem na međupovršini metal-poluvodič. Negativan predznak stoji kod dominantne koncentracije donora, a pozitivan kod dominantne koncentracije akceptora.

U slučaju kad je $\Phi_S > \Phi_M$ stvara se ohmski kontakt, koji nema ispravljačka svojstva i zato se koristi kao veza između poluvodiča i ostatka strujnog kruga. Elektroda s druge strane Schottky diode od one na kojoj se nalazi Schottky barijera, ohmskog je karaktera.



Slika 4: Energijski dijagram MOS strukture, n-tip, $\Phi_M = \Phi_S$; a*) Flat-band*; b) akumulacija; c) osiromašenje („*depletion*“); d) inverzija;

MOS („*metal-oxide-semiconductor*“) struktura između dopiranog poluvodičkog substrata i metalnog sloja („*gate*“) ima oksidni sloj, koji je izolator. MOS je temelj vrlo važnih elektroničkih elemenata, poput MOSFETa. Energijski dijagram se, kao i kod Schottky diode, temelji na Schottky-Mottovom modelu. Na Slici 4 prikazan je energijski dijagram MOS strukture koja sadrži n-tip poluvodiča i u kojoj su izlazne radne funkcije metala Φ_M i poluvodiča Φ_S jednake, što je pojednostavljen slučaj. Na metalni sloj se primjenjuje napon V, i ovisno o njemu, energijski dijagram ima nekoliko područja (stanja). Područje ravnih energija („*flat-band*“) ono je u kojem su dno vodljive vrpce i vrh valentne vrpce u poluvodiču paralelni s ravnotežnim stanjem Fermijevog nivoa. Na Slici 4a zbog pojednostavljenja $\Phi_M = \Phi_S$ to se područje nalazi na V=0, a u općenitom slučaju ono se nalazi na naponu V_{FB} („*flat-band voltage*“). Kad se primijeni napon V>0 (Slika 4b), dolazi do nakupljanja elektrona u poluvodičkom dijelu blizu međupovršine oksid-poluvodič, zbog čega se dno vodljive vrpce na tom dijelu približava, a vrh valentne udaljava od Fermijevog nivoa, i to za iznos označenog potencijala V_S (Slika 4b) Kad dođe do takvog porasta koncentracije većinskih nosilaca naboja, kaže se da MOS radi u području akumulacije. Kad je V negativan (Slika 4c), stvara se područje osiromašenja, a ako $|V_S|>|V_N|$, u poluvodiču u području međupovršine oksid-poluvodič dolazi do pojave da je koncentracija manjinskih nosilaca veća od koncentracije većinskih nosilaca, što se zove inverzija (Slika 4d). V_N je označen na Slici 4b, a opisan je izrazom (4). Kad počne vrijediti $|V_S|>2|V_N|$, daljnjim smanjivanjem napona širenje područja osiromašenja postaje zanemarivo i MOS je u režimu jake inverzije [7]. U aproksimaciji osiromašenja, izraz za širinu područja osiromašenja u inverziji je dan sljedećim izrazom [3]:

$$W_T = \left(\left|\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0}{qN^*}V_s\right|\right)^{1/2} \quad (9)$$

gdje je N* koncentracija slobodnih nosilaca naboja u poluvodiču, a za V_S se može približno uzeti $V_S = 2V_N$. Zbog neutralnosti, na metalnom dijelu se nalazi naboj istog iznosa, a suprotnog predznaka od onog na poluvodiču. Zbog takvog razmještaja naboja, električno polje postoji i u poluvodičkom i u oksidnom dijelu. U energijskom dijagramu postojanje električnog polja u oksidnom dijelu očituje se u zakošenosti dna vodljive vrpce. Ukupan pad napona preko oksidnog i poluvodičkog sloja mora biti jednak naponu V [3]. Iznos električnog polja E(x) u poluvodiču je u aproksimaciji osiromašenja analogan izrazu (8) u Schottky diodi, uz promjenu odgovarajuće oznake $\varepsilon_r \rightarrow \varepsilon_s$ i definicije koordinate x koja u ovom slučaju ima ishodište na međupovršini oksid-poluvodič. U oksidu je električno polje konstantno, kao u pločastom kondenzatoru, i ima iznos [3]:

$$E_{ox} = \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{ox}}E(0) \quad (10)$$

gdje je E(0) iznos električnog polja u poluvodiču na međupovršini oksid-poluvodič.

3. Eksperimentalne tehnike

3.1. Strujno – naponska karakterizacija

U Schottky diodi postoji nekoliko načina transporta naboja, koje je potrebno poznavati kako bi se iz strujno-naponskih karakteristika odredili parametri važni za rad detektora. Ovdje su navedeni glavni transportni mehanizmi:

1. Termionska struja

U teoriji termionske emisije uzima se u obzir struja onih većinskih nosilaca koji imaju energiju veću od Schottky barijere. Ako pretpostavimo da je poluvodič n-tipa, za elektrone koji zadovoljavaju taj uvjet vrijedi [8]:

$$\frac{1}{2}m^*{v_x}^2 > V_{bi} - V \quad (11)$$

gdje je V_{bi} kontakni potencijal (izraz 6) za prijelaz elektrona iz poluvodiča u metal, a za prijelaz elektrona u poluvodič on je jednak visini Schottky barijere Φ_B (izraz 5). m* je efektivna masa elektrona. Gustoća struje elektrona može se izračunati iz općenitog izraza [9]:

$$J_x = \int q\, n(E) v_x(E) dE \quad (12)$$

gdje su uzete u obzir energije koje zadovoljavaju uvjet (11). v_x je brzina elektrona u smjeru kojim teče struja, a n(E) je koncentracija slobodnih elektrona koja je umnožak gustoće stanja g(E) i Fermijeve funkcije f(E), aproksimirane Boltzmannovom [9]:

$$n(E) = g(E)f(E) = \frac{8\sqrt{2}\pi}{h^3} m^{*3/2} \sqrt{E_{kin}} e^{-\frac{E-E_F}{kT}} \tag{13}$$

Struja elektrona iz metala u poluvodič otprilike je konstanta s obzir na iznos vanjskog napona jer barijera za njih ostaje iste visine, pa se ona izvodi iz uvjeta jednakosti sa strujom iz poluvodiča u metal na V=0 [8]. Konačni izraz za termionsku struju je:

$$I_T = I_{ST}(e^{\frac{qV}{kT}} - 1) \tag{14}$$

gdje je I_{ST} saturacijska struja dana izrazom:

$$I_{ST} = AA^* T^2 e^{-\frac{\Phi_B}{kT}} \tag{15}$$

u kojem je A površina diode, a A* Richardsonova konstanta [8]:

$$\mathrm{A}^* = \frac{4\pi \mathrm{q m}^* \mathrm{k}^2}{\mathrm{h}^3} \approx 120 \frac{\mathrm{m}^*}{\mathrm{m}_0} \mathrm{Acm}^{-2}\mathrm{K}^{-2} \tag{16}$$

Analogan izraz vrijedi i za p-tip poluvodiča.

2. Difuzijska struja

U procesu difuzije struja nastaje zbog gradijenta koncentracije nosilaca naboja iste vrste. Nasuprot difuziji djeluje električno polje E(x), čiji se utjecaj opisuje driftnom strujom. Treba uzeti u obzir oba procesa. Difuzijska struja istovremeno postoji i za elektrone i za šupljine, ali u Schottky diodi najčešće prevladava struja većinskih nosilaca. Ako su to elektroni, izraz je [8]:

$$J_n = q\left[n(x)\mu_e E(x) + D_n \frac{\partial n}{\partial x}\right] = qD_n\left[-\frac{qn(x)}{kT}\frac{\partial V(x)}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial x}\right] \tag{17}$$

gdje je primjenjena Einsteinova relacija između mobilnosti elektrona μ_e i faktora difuzije D_n:

$$\mu_e = \frac{qD_n}{kT} \tag{18}$$

Ako se pretpostavi da je struja J_n jednaka za sve koordinate x (što nije u potpunosti ispunjeno kad se uzimaju u obzir rekombinacija i generacija), integriranjem izraza (17) u području osiromašenja te uvrštavanjem rubnih uvjeta za koncentraciju nosilaca n(x) i potencijal V(x) na rubovima područja osiromašenja, dobiva se konačan izraz za difuzijsku struju u Schottky diodi s n-tipom poluvodiča [10]:

$$I_n = I_{SD} \frac{e^{\frac{qV}{kT}} - 1}{1 - \exp\left(-\frac{2q(V_{bi} - V)}{kT}\right)} \tag{19}$$

gdje je

$$I_{SD} = \frac{Aq^2 D_n N_C}{kT} \left[\frac{q(V_{bi} - V) 2N_D}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}\right]^{1/2} \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right) \tag{20}$$

Kad je $V<V_{bi}$ izraz (19) dobiva identičan oblik kao i izraz (14) za termionsku struju:

$$I_n = I_{SD}(e^{\frac{qV}{kT}} - 1) \tag{19}$$

Termionska i difuzijska struja ujedinjeni su u termionsko-difuzijskoj teoriji. [8] Termionska struja saturacije pokazuje veliku temperaturnu ovisnost, a difuzijska naponsku, što posebno dolazi do izražaja u reverznoj polarizaciji.

3. Rekombinacijska i generacijska struja

Stvaranje para elektron-šupljina naziva se generacija, a poništavanje rekombinacija. Tri su vrste generacije i rekombinacije: direktna, indirektna i Augerova. [3]

a) Direktnom rekombinacijom zovemo proces u kojem elektron direktno prelazi iz vodljive u valentnu vrpcu. Taj se proces odvija u onim poluvodičima u kojima energija vrha valentne i dna vodljive vrpce ima pripadni impuls k=0. U takvim poluvodičima rekombinacija i generacija se odvijaju uz emisiju ili apsorpciju fotona energije koja odgovara širini zabranjene zone u energijskom dijagramu.

b) Indirektna rekombinacija prevladava u većini poluvodiča. Kad se dno vodljive i vrh valentne vrpce nalaze na različitim impulsima k_1 i k_2 , vjerojatnost direktne rekombinacije/generacije vrlo je mala jer se osim fotona mora emitirati i fonon čiji impuls odgovara razlici $\vec{k}_2$-$\vec{k}_1$. Zato se proces odvija preko rekombinacijsko – generacijskih (RG) centara, koji postoje zbog nepravilnosti kristalne rešetke i nečistoća u njoj (zajednički naziv – defekti), a u energijski dijagram unose duboke nivoe.

c) Augerova rekombinacija odvija se u uvjetima visokih koncentracija slobodnih nosilaca. U Augerovom procesu događa se sudar dva slobodna nosioca iste vrste i pritom se jedan od njih rekombinira, dok drugi dobivenu energiju gubi termalizacijom. Rekombinacija se ovdje događa trenutačnim prelaskom elektrona iz vodljive u valentnu vrpcu, i zato se ovaj proces ponekad uvrštava među direktne, ali razlika je u tome što ovdje ne postoji analogni mehanizam generacije.

Silicij i silicij-karbid, materijali od kojih su napravljeni detektori ispitivani u ovom radu, indirektni su poluvodiči (b), koji se opisuju Shockley-Hall-Readovim modelom. [10]. Defekti koji hvataju slobodne nosioce naboja i nakon nekog vremena ih otpuste nazivaju se zamke, dok se oni u kojima se događa rekombinacija i generacija nazivaju RG-centri.

Pretpostavimo da koncentracija defekata s energijom E_T iznosi N_T. Energijski nivo može biti zauzet elektronom ili prazan. Ako se u poluvodiču poremeti ravnotežna koncentracija elektrona i šupljina, izrazom (22) dana je brzina njihovog povratka u ravnotežno stanje [10]:

$$U = \frac{\partial n}{\partial t}\Big|_{RG} = \frac{\partial p}{\partial t}\Big|_{RG} = \frac{np - {n_i}^2}{\tau_p(n+n_1)+\tau_n(p+p_1)} \tag{22}$$

gdje je

$$n_1 = n_i e^{(E_T - E_i)/kT} \tag{23}$$

$$p_1 = n_i e^{(E_i - E_T)/kT} \tag{24}$$

τ_n i τ_p su vremenske konstante elektrona i šupljina, a budući da je najčešće značajna samo promjena u koncentraciji manjinskih nosilaca, te konstante se nazivaju *vrijeme života manjinskih nosilaca*. One su dane sa [11]:

$$\tau_n = \frac{1}{\sigma_e v_n N_T} \tag{25}$$

$$\tau_p = \frac{1}{\sigma_p v_p N_T} \tag{26}$$

gdje su σ_e i σ_h udarni presjeci za uhvat elektrona i šupljina, a v_n i v_p prosječne termalne brzine elektrona i šupljina. U Schottky diodi rekombinacija i generacija u području osiromašenja imaju utjecaj na ukupan iznos struje. Iz izraza (22) se vidi da u reverznoj polarizaciji zbog $np < n_i^2$ u području osiromašenja nastaje generacijska struja, a u propusnoj rekombinacijska zbog $np > n_i^2$. Ukupna RG struja dobiva se integriranjem (22) u području osiromašenja [3,12]:

$$I_{RG} = qA \int_0^W U(x)\, dx \tag{27}$$

U reverznoj polarizaciji dobiva se:

$$I_{SRG} = -\frac{qAn_i}{2\tau_0} W \tag{28}$$

τ_0 je generacijsko vrijeme koje je s vremenom rekombinacije elektrona i šupljina povezano sa:

$$\tau_0 = \frac{1}{2}(\tau_p e^{\frac{E_T - E_i}{kT}} + \tau_n e^{\frac{(E_i - E_T)}{kT}}) \tag{29}$$

U propusnoj polarizaciji aproksimativno se dobiva:

$$I_{RG} = I_{SRG}(e^{\frac{qV}{mkT}} - 1) \tag{30}$$

gdje je $1 \leq m \leq 2$, a $m = 2$ ako je E_T na sredini zabranjenog pojasa.

4. Tuneliranje kroz barijeru

Tuneliranje je kvantni efekt i u Schottky diodi ima značajniji utjecaj kod jače dopiranih poluvodiča [10]. Efekti tuneliranja u Schottky diodi mogu se opisati FE ("*field emission*") i TFE ("*thermionic-field emission*") teorijama [13].

U FE teoriji struja se može aproksimirati [14] s:

$$I_{FE} = I_{SFE}e^{\frac{V}{E_0}} = I_{SFE}e^{\frac{qV}{n_{tun}kT}} \tag{31}$$

gdje je

$$E_0 = E_{00}\coth\left(\frac{qE_{00}}{kT}\right) = \frac{n_{tun}kT}{q} \tag{32}$$

u kojem je E_{00} karakteristična energija povezana s vjerojatnošću tuneliranja kroz barijeru.

5. Serijski otpor

Na dovoljno velikim strujama u propusnoj polarizaciji, pad napona zbog serijskog otpora $\Delta V = I * R_S$ više nije zanemariv. Struja tada počinje sporije rasti s porastom napona.

6. Područje visoke injekcije

Schottky dioda je u režimu visoke injekcije kad koncentracija manjinskih nosilaca na granici područja osiromašenja i kvazineutralnog područja postane usporediva ili veća u odnosu na koncentraciju većinskih nosilaca. Može se pokazati da je struja u režimu visoke injekcije dana jednadžbom [8]:

$$I_{HI} = I_{SHI}(e^{\frac{qV}{2kT}} - 1) \tag{33}$$

Utjecaj serijskog otpora često se pojavi na manjem naponu nego onom potrebnom da dođe do režima visoke injekcije, pa se oblik krivulje zadan s (33) ne vidi.

7. Snižavanje Schottky barijerre

Snižavanje Schottky barijere [8] je efekt koji nastaje zbog sile između elektrona i induciranog naboja u Schottky elektrodi ("*image force*") Kad postoji vanjsko električno polje E, može se pokazati da se Schottky barijera efektivno snizi za ovaj iznos:

$$\Delta\Phi = \sqrt{\frac{qE}{4\pi\varepsilon_0}} \tag{34}$$

Utjecaj ovog efekta najviše se vidi na većim reverznim naponima, gdje može značajno povećati struju curenja.

8. Lavinski proboj

U lavinskom proboju elektron (ili šupljina) zbog velike energije atomima u području osiromašenja izbija valentne elektrone i tako stvara parove elektron-šupljina, od kojih veliki dio također postiže dovoljnu energiju da proizvede par elektron-šupljina na drugom atomu. Na taj način se naglo poveća broj slobodnih nosilaca, što je uzrok naglom porastu struje. Iznos probojnog napona ovisi o vrsti detektorskog materijala, a može se pokazati da je obrnuto proporcionalan prosječnoj koncentraciji slobodnih nosilaca naboja [3].

Izraz za ukupnu strujno-naponsku karakteristiku koji uzima u obzir navedene transportne mehanizme (osim 7 i 8) dan je sa:

$$I = I_S(e^{\frac{q(V-IR_S)}{nkT}} - 1) \tag{35}$$

gdje je R_S serijski otpor, a n je faktor idealnosti. Faktor idealnosti u opisanom modelu (ako zanemarimo tuneliranje) postiže vrijednosti $1 \leq n \leq 2$. Idealnom karakteristikom se smatra ona u kojoj je n=1, a struja je tada opisana termionsko-difuzijskom teorijom. n teži u 2 na području malih propusnih napona ako je prisutna rekombinacijska struja, i na višim propusnim naponima ukoliko je prisutna visoka injekcija. n se uobičajeno računa [13] u linearnom dijelu ln(I)-V krivulje preko izraza:

$$n = \frac{d(ln(I))}{dV} \tag{36}$$

Saturacijska struja I_S računa se [13] preko odsječka na osi ln(I) i iznosi:

$$I_S = e^{[\ln(I)]_i} \tag{37}$$

Graf $\ln(I_S/T^2)$ vs. 1/T se naziva Richardsonov graf [13]. Iz njega se može odrediti aktivacijska energija za transport naboja E_A [13,15]:

$$E_A = \frac{k}{q}\frac{d(\ln(I_S/T^2))}{d(1/T)} \tag{38}$$

Iz izraza (15) vidi se da je aktivacijska energija jednaka visini Schottky barijere Φ_B na V=0, ako se pretpostavi da ona ne ovisi o temperaturi [13].

Serijski otpor se računa Nordeovom metodom [13]. U njoj je definirana funkcija F:

$$F = \frac{V}{2} - \frac{kT}{q} ln\left(\frac{I}{I_S}\right) \tag{39}$$

gdje je I_s saturacijska struja iz (37). Iz (35) i (15) slijedi:

$$F = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n}\right)V + \frac{IR_S}{n} + \Phi_B \tag{40}$$

Funkcija F u ovisnosti o V postiže minimum jer na niskim naponima je dF/dV<0, a kad počne dominirati serijski otpor vrijedi dF/dV>0. F je minimalan na dF/dV=0 i odgovarajuća struja je I_{min}. Serijski otpor se tad može izračunati [13] iz:

$$R_S = \frac{2-n}{I_{min}}\frac{kT}{q} \tag{41}$$

U MOS strukturi struja je određena mnogim faktorima, a kako bi ju se smanjilo potrebna je dobra kvaliteta oksidnog sloja [8] i blokada lateralnog curenja struje. Svaki materijal, pa tako i oksidni sloj koji je izolator, na dovoljno jakim električnim poljima doživljava proboj. Prije nego što dođe do proboja, struja kroz oksid može curiti i zbog drugih utjecaja, od kojih su najznačajniji [8]: termionska emisija, Pool-Frenkel emisija, tuneliranje, SCLC ("space charge limited current") emisija, struja zbog ohmskog otpora, ionska struja... U MOS je najčešće istovremeno prisutno više navedenih efekata, pa se karakterizacijom teže mogu dobiti informacije o njihovim detaljima kao što je to slučaj kod Schottky diode. Za MOS je puno važnija kapacitivno – naponska (C-V) karakterizacija.

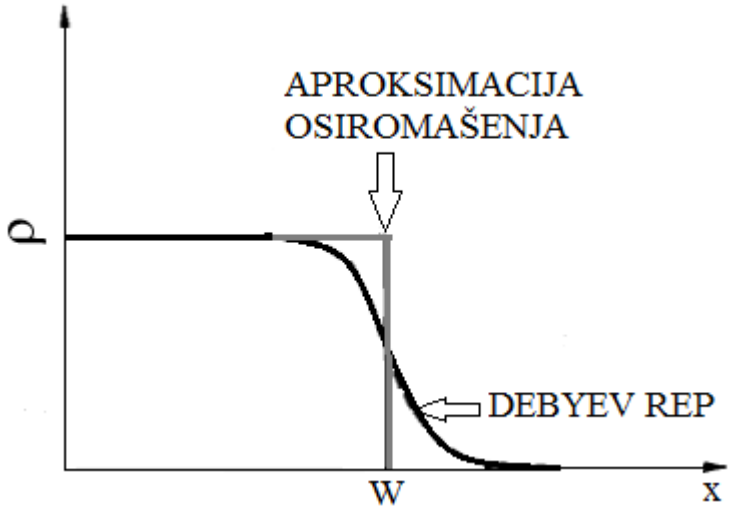
3.2. Kapacitivno – naponska karakterizacija

a) Schottky dioda

U reverzno polariziranoj Schottky diodi može se definirati diferencijalni kapacitet:

$$C = \frac{dQ_m}{dV} = -\frac{dQ_s}{dV} \tag{42}$$

gdje je Q_m naboj na metalu Schottky kontakta, a Q_s naboj koji je nastaje u poluvodiču širenjem ili sužavanjem zone osiromašenja. Za mjerenje diferencijalnog kapaciteta koristi se sinusoidalni izmjenični napon male amplitude. Mjerenjem C-V karakteristika u reverznoj polarizaciji može se dobiti ovisnost širine područja osiromašenja o naponu W(V) profil koncentracije slobodnih nosilaca naboja N*(W), i visina Schottky barijere Φ_B.



Slika 5. Gustoća naboja u području osiromašenja – realna i u aproksimaciji osiromašenja, slučaj homogene dopiranosti

Sva razmatranja temelje se na aproksimaciji područja osiromašenja U toj aproksimaciji pretpostavlja se da je širina područja osiromašenja W jasno definirana i da koncentracija slobodnih elektrona n i šupljina p u području osiromašenja iščezava, dok je izvan neutralno područje (Slika 5 – slučaj homogene dopiranosti). Ako se još pretpostavi da je koncentracija donora puno veća od koncentracije akceptora, naboj Q_s u području osiromašenja iznosi [13]:

$$Q_s = qA\int_0^W (p - n + N_D - N_A)\,dx \approx qA\int_0^W N_D\,dx \tag{43}$$

Diferenciranjem (43) po naponu V dobiva se diferencijalni kapacitet (izraz 42):

$$C = -qA\frac{d}{dV}\int_0^W N_D dx = qAN_D(W)\frac{dW}{dV} \tag{44}$$

Širina područja osiromašenja direktno je povezana s kapacitetom preko izraza za pločasti kondenzator:

$$W = \frac{\varepsilon_r\varepsilon_0 A}{C} \tag{45}$$

Deriviranjem (45) po V i uvrštavanjem u (44), dobiva se:

$$N_D(W) = -\frac{C^3}{q\varepsilon_r\varepsilon_0 A^2 dC/dV} \tag{46}$$

Zbog nesavršenosti aproksimacije osiromašenja, vrijednost koja se zaista dobiva preko C-V i izraza (46) nije koncentracija donora, već koncentracija slobodnih nosilaca naboja (jer na njih djeluje naponski puls i mjeri se njihov odaziv) [13]. Izraz za koncentraciju slobodnih nosilaca naboja na rubu područja osiromašenja suprotnom od Schottky kontakta koji će se koristiti u ovom radu dobiva se kad se u (46) primijeni $d(\frac{1}{C^2})/dV = -(2/C^3)dC/dV$:

$$N^*(W) = \frac{2}{q\varepsilon_r\varepsilon_0 A^2 \frac{d\left(\frac{1}{C^2}\right)}{dV}} \tag{47}$$

Maksimalna razlučivost u dubinskom profiliranju Schottky diode dana je Debyevom duljinom [13], koja je mjera duljine postepenog prijelaza iz područja osiromašenja u kvazineutralno područje (slika 5 – Debyev rep), zanemarenog u aproksimaciji osiromašenja:

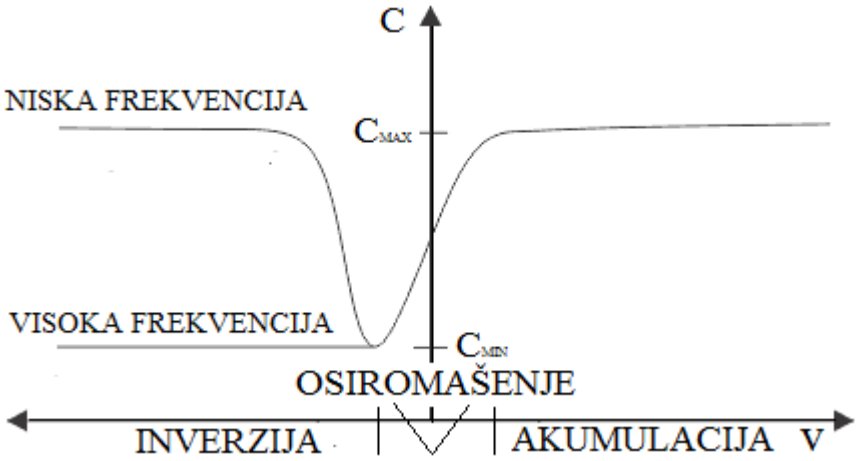
$$L_D = \sqrt{\frac{kT\varepsilon_r\varepsilon_0}{q^2 N^*}} \tag{48}$$

Visina Schottky barijere iz C-V se može dobiti [13] preko:

$$\Phi_B = -V_i + \frac{kT}{q} + \frac{kT}{q} ln \frac{N_C}{N^*} \tag{49}$$

gdje je V_i odsječak ekstrapoliranog pravca $1/C^2$-V na V-si. $-V_i$ je zapravo kontaktni potencijal V_{bi} (izraz 6), a $\frac{kT}{q} ln \frac{N_C}{N^*}$, ima iznos $(E_C\text{-}E_F)/q$ i već je spomenut u izrazu (4).

b) MOS



Slika 6: Skica C-V krivulje za MOS s n-tipom poluvodiča

Tipična C-V krivulja za MOS s n-tipom poluvodiča prikazana je na Slici 6. Ovdje je napravljena pojednostavljena analiza koja uzima u obzir aproksimaciju osiromašenja. U akumulaciji su naboji suprotnog predznaka nagomilani s različite strane oksidnog sloja i stoga je kapacitet dan izrazom za pločasti kondenzator [3]:

$$C_{acc} = C_{ox} = \frac{\varepsilon_{ox}\varepsilon_0 A}{d} \tag{50}$$

gdje je ε_{ox} dielektrična konstanta oksidnog sloja, d debljina oksidnog sloja i A površina metalnog sloja. Preko izraza (50) obično se izračunava debljina oksidnog sloja d. Područje osiromašenja se može gledati kao pločasti kondenzator C_s koji je u seriji s pločastim kondenzatorom oksidnog sloja C_{ox}. U slučaju kad MOS još nije u stanju jake inverzije, kapacitet koji uključuje u obzir postojanje područja osiromašenja dan je s [3]:

$$C_{depl} = \frac{C_{ox}C_s}{C_{ox}+C_s} = \frac{C_{ox}}{1+\frac{\varepsilon_{ox}W}{\varepsilon_s d}} \quad (51)$$

gdje je W širina područja osiromašenja, a ε_s dielektrična konstanta poluvodiča. U području inverzije C-V krivulja ima različite oblike ovisno o primjenjenoj frekvenciji naponskog pulsa (Slika 6). Do toga dolazi jer manjinski nosioci naboja u sloju inverzije imaju nezanemarivo generacijsko vrijeme τ_G i zato se kod brzih pulseva ne stignu pobuditi [7]. Kad je frekvencija dovoljno mala, sva se promjena naboja dQ_s iz izraza (42) događa na rubu međupovršine oksid-poluvodič, pa je kapacitet jednak $C_{ox.}$ U ovom radu je korištena frekvencija od 1MHz, što spada u visoke frekvencije [7]. U tom slučaju se promjena naboja dQ_s odnosi na onaj kraj područja osiromašenja koji je udaljeniji od oksida, pa širina područja osiromašenja oscilira oko vrijednosti W_T. Kapacitet tada iznosi [3]:

$$C_{inv} = \frac{C_{ox}}{1+\frac{\varepsilon_{ox}W_T}{\varepsilon_s d}} \quad (52)$$

Kod C-V karakterizacije MOS-a važna je i brzina promjene napona V (ramp-rate), a utjecaj je veći kad se mjerenje obavlja iz akumulacije prema inverziji. Kad je brzina promjene napona velika, kao i kod visokih frekvencija ne stigne se formirati sloj inverzije i stoga širina područja osiromašenja raste iznad vrijednosti $W_{T.}$ To se zove duboko osiromašenje ("*deep depletion*") [7].

Položaj i oblik C-V krivulje može se promijeniti zbog nekoliko utjecaja. Neki od je samo translatiraju duž naponske osi, a drugi joj mijenjaju oblik. Većina tih utjecaja može se izraziti preko izraza za translaciju C-V krivulje ΔV u pozitivnom smjeru [3,7]:

$$\Delta V = \Phi_{MS} - \frac{(Q_F+Q_{it}(V_S))}{C_{ox}} - \frac{(Q_M\gamma_M+Q_{ot}(V_S)\gamma_{OT})}{C_{ox}} \quad (53)$$

gdje je

$$\gamma_{M,ot} = \frac{\int_0^W x\rho_{M,ot}(x)dx}{W\int_0^W \rho_{M,ot}(x)dx} \quad (54)$$

$\Phi_{MS} = \Phi_M - \Phi_S$ je razlika radnih funkcija metala i poluvodiča. Q_F je fiksni naboj koji se nalazi na međupovršini oksid-poluvodič, a postoji zbog nesavršenosti prijelaza kristalne rešetke između dva materijala. Q_M je naboj mobilnih iona u oksidu, i njihova raspodjela $\rho_M(x)$ uzeta je u obzir u faktoru γ_M (izraz 54). Mobilni naboji primjenom napona mogu mijenjati položaj pa se njihovo prisustvo vidi u pojavi histereze u C-V, ili u translaciji C-V krivulje tijekom ponovljenih mjerenja. $Q_{it}(V_S)$ je naboj koji je zarobljen u zamkama na međupovršini oksid-poluvodič ("*interface traps*"), a popunjenost tih zamki ovisi o zakrivljenosti energijskog dijagrama ("*band banding*") koja se izražava preko potencijala

V_S (Slika 4b). Q_{it} ne utječe samo na translaciju C-V krivulje duž V osi, već joj mijenja i oblik, budući da V_S ovisi o naponu V. Različiti dijelovi C-V krivulje su zato translatirani za različit iznos. Sličan učinak imaju i zamke unutar oksidnog sloja, zbog kojih postoji naboj $Q_{ot}(V_S)$, ali kao i kod mobilnih naboja, treba uzeti u obzir njihovu prostornu ovisnost opisanu preko parametra γ_{ot} (izraz 54).

Ako je koncentracija donora homogena, iz linearnog dijela krivulje $1/C^2$-V u području osiromašenja može se dobiti prosječna koncentracija slobodnih nosilaca naboja N* kao u Schottky diodi (izraz 47) [7].

Napon V_{FB} ("*flat-band voltage*") izračunava se kao napon na kojem $\frac{d^2}{dV^2}\left(\frac{1}{C^2}\right)$ postiže maksimum [13]. Ako V_{FB} pokazuje ovisnost o temperaturi, to je znak prisustva zamki D_{it} na međupovršini oksid-poluvodič i zamki u oksidu, čija se popunjenost mijenja s temperaturom. Što je ta ovisnost izraženija, koncentracija zamki je veća.

4. Priprema uzoraka i mjerni uređaji

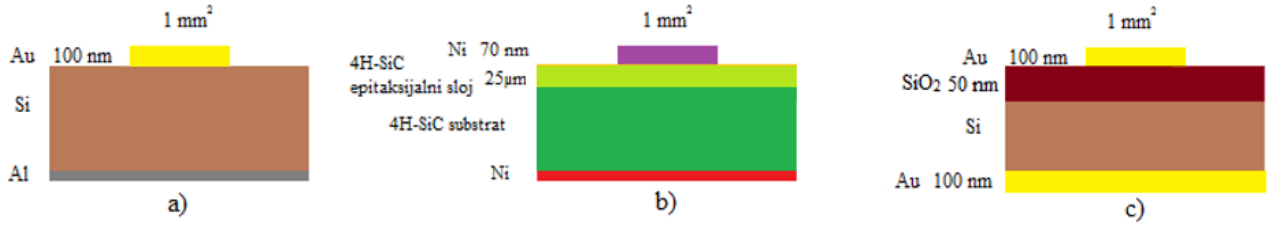
4.1. Priprema uzoraka

U ovome radu korištene su tri vrste uzoraka:

a) Silicijska Schottky dioda ima n-tip substrat dopiran fosforom (koncentracija ~$5*10^{14}$ cm^{-3}). Površina Schottky kontakta je A=1mm^2 i ima 100 nm zlata, a omska elektroda je od aluminija. Obje elektrode stavljene su termičkim naparavanjem. Substrat ima otpornost 30 Ωcm i nastao je Czochralski rastom. Skica je Slici 7a.

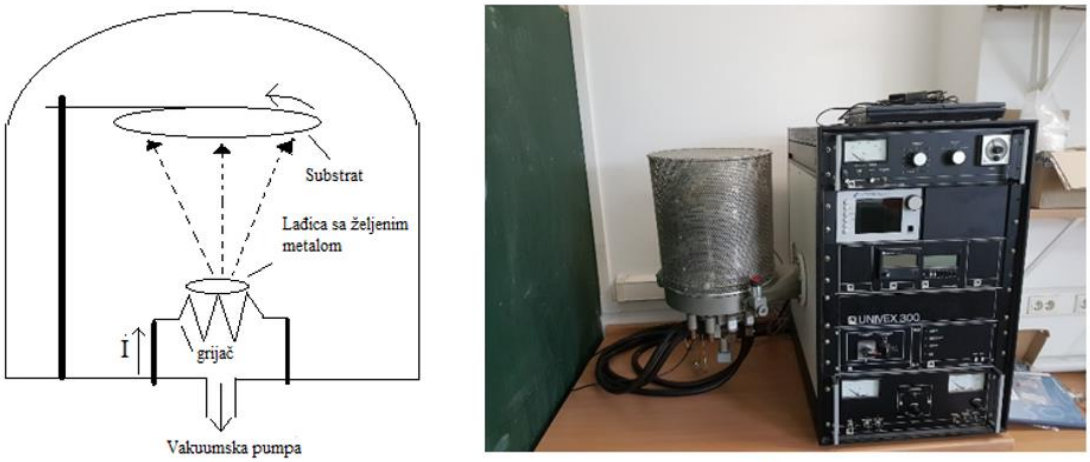
b) 4H-SiC Schottky dioda je n-tipa, a dopirana je fosforom (koncentracija ~$4.7*10^{14}$ cm^{-3}). Površina Schottky elektrode je A=1mm^2 i ima 70nm nikla, a dobivena je termičkim naparavanjem. Omska elekroda je dobivena sinteriranjem nikla u argonu 10 minuta na temperaturi 950°C. Epitaksijalni sloj debljine 25μm dobiven je CVD („*Chemical vapor deposition*") metodom. Uzorci su proizvedeni na QST u Japanu. Skica je Slici 7b.

c) MOS ima n-tip silicij (dopiran fosforom) i oksidni sloj SiO_2 debljine 50 nm. Površina je A=1mm^2, a gornja i donja elektroda imaju 100 nm zlata nanesenog termičkim naparavanjem. Silicij ima otpornost 10-20 Ωcm. Sloj oksida je nastao oksidacijom na 1000°C u atmosferi vodika i kisika („*wet oxide*"). Uzorci su proizvedeni u Cemat Silicon S.A. (Varšava), a naparavanje je napravljeno na IRB. Skica je Slici 7c.



Slika 7: a) Si Schottky dioda, b) 4H-SiC Schottky dioda, c) MOS

Prije naparavanja na uzorcima je potrebno napraviti postupak čišćenja kako bi se skinuo oksidni sloj s površine. Postupak čišćenja zove se RCA. Silicijski uzorci se najprije čiste u ultrazvučnoj kadi koristeći trikloretilen, aceton i metanol, svaki po deset minuta. Ultrazvučna kada se zasniva na procesu kavitacije, odnosno stvaranju mjehurića koji se u tekućini kreću i sudaraju s površinom uzorka i otklanjaju nečistoće s nje. Uzorak se pere u deioniziranoj vodi i nakon toga se čisti oksidni sloj SiO_2. To se radi stavljanjem uzorka na 15 sekundi u fluorovodičnu kiselinu (HF). Zatim je potrebno uzorak što prije staviti u visoki vakuum.

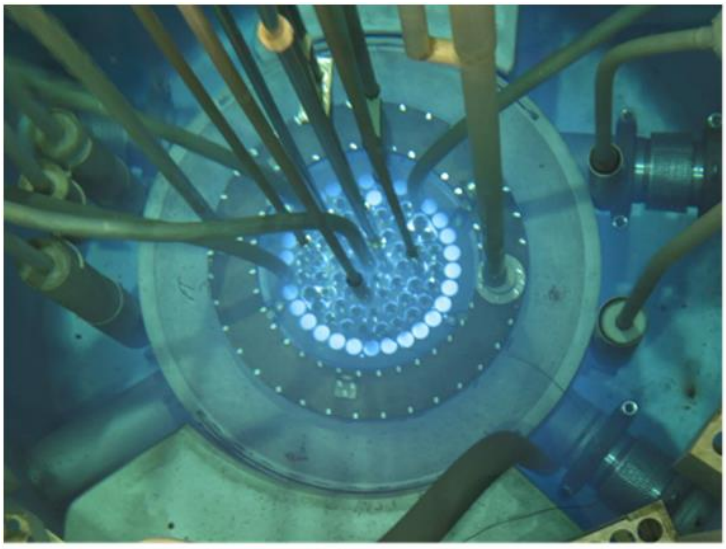


Slika 8: Termičko naparavanje; a) Način rada ; b) Sustav za naparavanje na IRB-u

Na Slici 8a prikazan je osnovni princip rada sustava za naparavanje, i na Slici 8b nalazi se korišteni uređaj za naparavanje. Cijeli sistem se nalazi pod visokim vakuumom kako bi se što više smanjio udio nečistoća u nanesenom tankom filmu i kako bi se smanjila temperatura na kojoj se počinje događati isparavanje. Substrat koji se naparava stavlja se iznad lađice sa željenim metalom koji se zatim zagrijava i isparava na njega. Radi homogenosti nanešenog tankog filma, substrat se rotira tijekom naparavanja.

4.2. Ozračivanje neutronima u reaktoru

Ozračivanje neutronima izvršeno je u TRIGA reaktoru na Institutu Jožef Štefan (Slika 9). Većinu neutrona u snopu čine termalni neutroni. Kako bi se uzorak ozračio brzim neutronima, postavljen je u kutiju od kadmija (Cd) debljine 1mm koja efikasno blokira termalne neutrone na energijama manjim od 0.55 eV, međutim određeni dio termalnih neutrona ipak prolazi. Maksimum energijske distribucije brzih neutrona nalazi se na 0.7 MeV. Ozračivanje 4H-SiC uzorka brzim neutronima trajalo je 150 sekundi na toku $1.7*10^7$ $cm^{-2}s^{-1}$, što daje dozu od ~$1.1*10^{10}$ cm^{-2}. U ozračivanju termalnim neutronima na 4H-SiC uzorku, dobivena je ista doza ozračivanjem 300 sekundi na toku $3.66*10^7$ $cm^{-2}s^{-1}$. Si/SiO_2 MOS uzorak ozračen je brzim neutronima 300 sekundi na toku $2.6*10^{10}$ $cm^{-2}s^{-1}$ što daje dozu od $7.8*10^{12}$ cm^{-2}. Temperatura uzoraka tijekom zračenja nije prelazila 30°C.

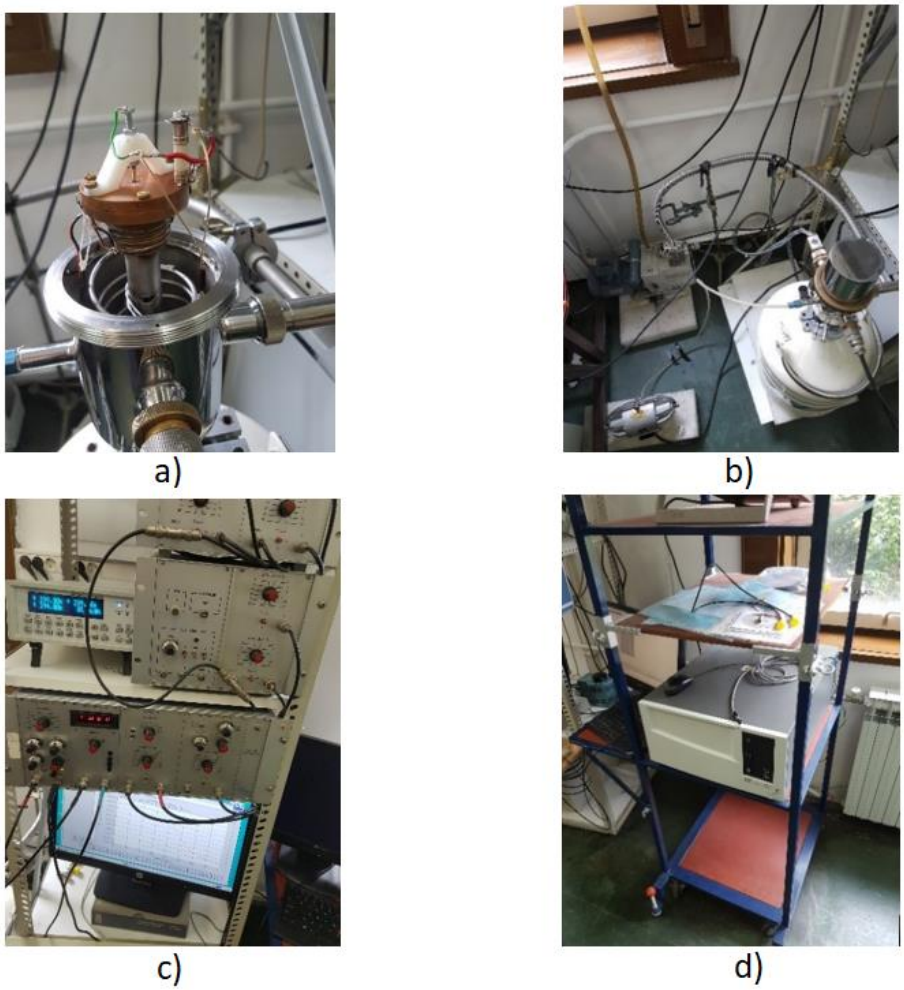


Slika 9: TRIGA reaktor na Institutu Jožef Štefan

4.3. Mjerni postav

Uzorak se tijekom mjerenja nalazi u kriostatu, gdje je preko električnih kontakata (Slika 10a) i koaksijalnih kabela spojen s mjernim uređajima za C-V i I-V. U kriostatu se radi pod vakuumom. Vakuumska pumpa je prikazana na gornjem dijelu Slike 10b. Za hlađenje se koristi tekući dušik. Na podlogu s uzorkom također je spojen i električni grijač, čija se snaga i rad regulira temperaturnim kontrolerom (Slika 10c – gore), te se na taj način regulira temperatura uzorka. Kapacitet se mjeri uređajem SULA (Slika 10c dolje) koji je spojen s računalom. Njegov princip rada je kapacitivni most. Frekvencija signala je 1MHz. Kapacitet

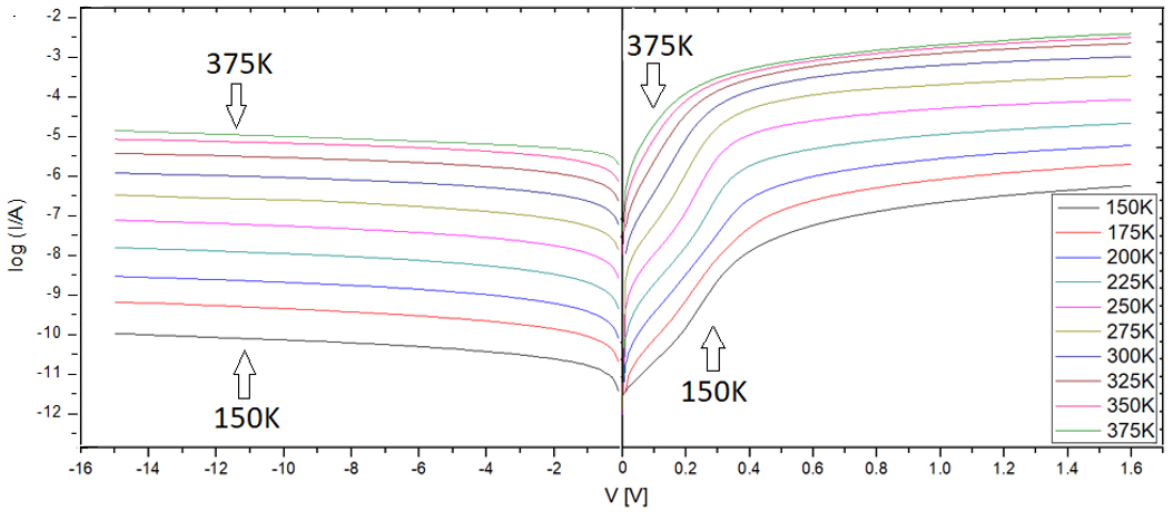
se na Schottky diodama mjerio na reverznim naponima od -10V do 0V, a na MOS od 5V do -5V (iz inverzije u akumualaciju) i obrnutom smjeru kako bi se vidjelo postoji li histereza i je li brzina promjene napona dovoljno mala da C-V krivulja bude stabilna. Strujno-naponske karakteristike mjerene su Keithleyovim uređajem 4200A-SCS Parameter Analyzer (Slika 10d). Na Si Schottky diodi I-V mjerenje je obavljeno na naponima od -15V do 1.6V, na 4H-SiC Schottky diodi od -100V do 1.6V, a na Si/SiO_2 MOS od -5V do 5V. Te granice su određene za svaki uzorak zasebno uzevši u obzir maksimalnu jačinu struje, kako bi se izbjeglo pregrijavanje i uništavanje uzorka. Na svim uzorcima obavljena su mjerenja na temperaturama od 150K do 375K.



Slika 10: a) držač uzorka u kriostatu, b) kriostat, vakuumska pumpa i pumpa za tekući dušik, c) temperaturni kontroler Lakeshore i uređaj SULA za C-V d) Keithley 4200A-SCS Parameter Analyzer za I-V

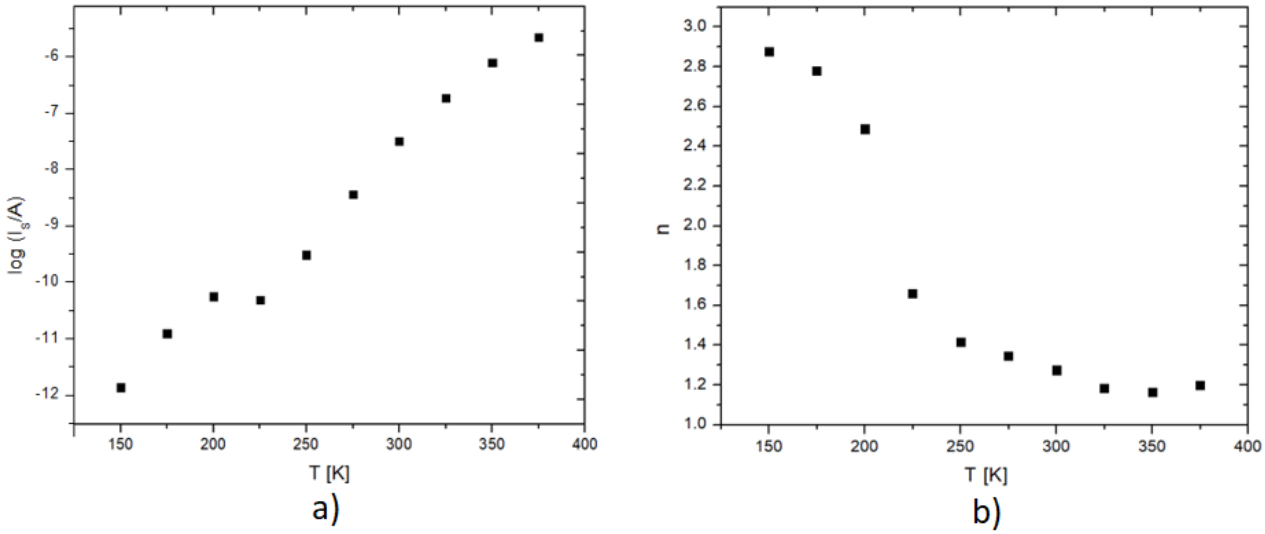
5. Rezultati mjerenja i analiza

5.1. Usporedba neozračenih Si i 4H-SiC SBD



Slika 11: I-V graf za Si diodu na različitim temperaturama

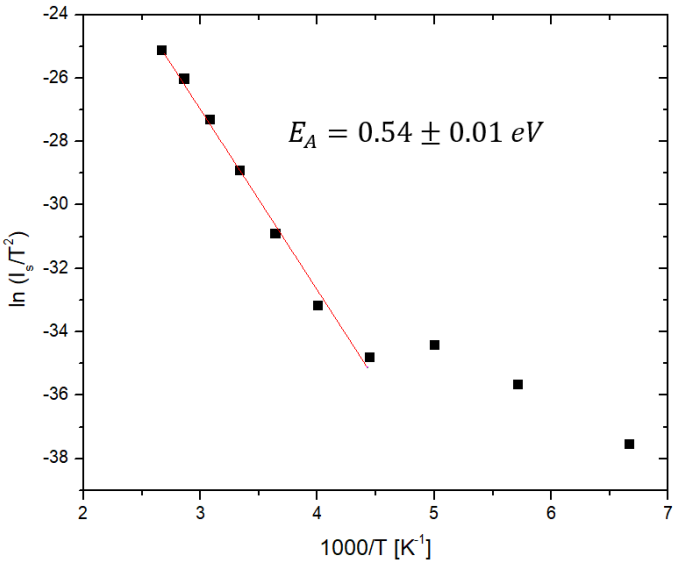
Na Slici 11 prikazana je ovisnost struje o naponu na različitim temperaturama za Si diodu. Iz reverzne polarizacije se može zaključiti da struja curenja značajno raste s porastom temperature. U propusnoj polarizaciji se na nižim temperaturama mogu uočiti dva linearna dijela krivulje, od kojih onaj s većim nagibom i na većim naponima dolazi od dominantne termionske struje, a dio na nižim naponima ima manji nagib i predstavlja rekombinacijsku struju. Na višim temperaturama i na tom dijelu prevladava termionska struja. Također se može vidjeti da napon na kojem serijski otpor počinje imati značajni utjecaj (tj. maksimalni napon linearnog dijela krivulje) postaje sve manji što je temperatura veća.



Slika 12: Saturacijska struja (a) i faktor idealnosti (b) u ovisnosti o temperaturi za Si diodu

Upotrebom izraza (36) i (37) iz I-V dobiveni su saturacijska struja i faktor idealnosti, a njihova ovisnost o temperaturi prikazana je na Slici 12. Saturacijska struja ima manje vrijednosti od struje curenja, što je dokaz da struja curenja nema samo termionsko porijeklo, već na nju utječu i drugi efekti od kojih je ovdje vjerojatno najznačajnija generacijska struja, koja postoji zbog RG centara čija je prisutnost već uočena u propusnoj I-V polarizaciji. Međutim, saturacijska struja u Si diodi pokazuje jednako jaku ovisnost o temperaturi kao i struja curenja.

Faktor idealnosti je na višim temperaturama blizak idealnoj vrijednosti 1, ali jako raste sa smanjenjem temperature. Rast faktora idealnosti s padom temperature je u ovom slučaju najvjerojatnije posljedica nehomogenosti u raspodjeli visina Schottky barijere na različitim dijelovima kontakta metal-poluvodič [16,18,17], a na nižim temperaturama je moguć i utjecaj tuneliranja kroz barijeru [14,17] (izraz 31). Spomenuta teorija o nehomogenosti Schottky barijera opće je prihvaćena i korištena u brojnim radovima, a po njoj na kontaktu metal-poluvodič visine Schottky barijera imaju različite iznose koji slijede Gaussovu raspodjelu pa se računanjem aktivacijske energije određuje samo efektivna visina Schottky barijere. Ona pada sa smanjenjem temperature jer slobodni nosioci naboja mogu prelaziti samo preko onih visina barijere za koje imaju dovoljnu energiju. Iz istog razloga faktor idealnosti i serijski otpor rastu. Rajinder Sharma [17] proveo je temperaturno ovisna (70K-310K) I-V mjerenja na Au/n-Si Schottky diodi, koja ima 8.2μm epitaksijalnog sloja dopiranosti $N_D=1.35*10^{15}$ cm^{-3} i otpornosti 2.6 Ωcm, napravljenog na n^+ substratu. Zlatni Schottky kontakt je debljine 80nm, ohmski kontakt je od aluminija, a oba su nastala termičkim naparavanjem. U tom radu je dobiveno da faktor idealnosti raste od ~1.2 na 300K do ~1.6 na 225K, što je jednako ovdje dobivenim vrijednostima, dok je na manjim temperaturama faktor idealnosti narastao do ~1.9 na 150K, što je manje od ovdje dobivenih vrijednosti, a razlog je vjerojatno manja prisutnost defekata zbog korištenja metode epitaksijalnog rasta koja u ovom radu nije korištena na Si diodi.

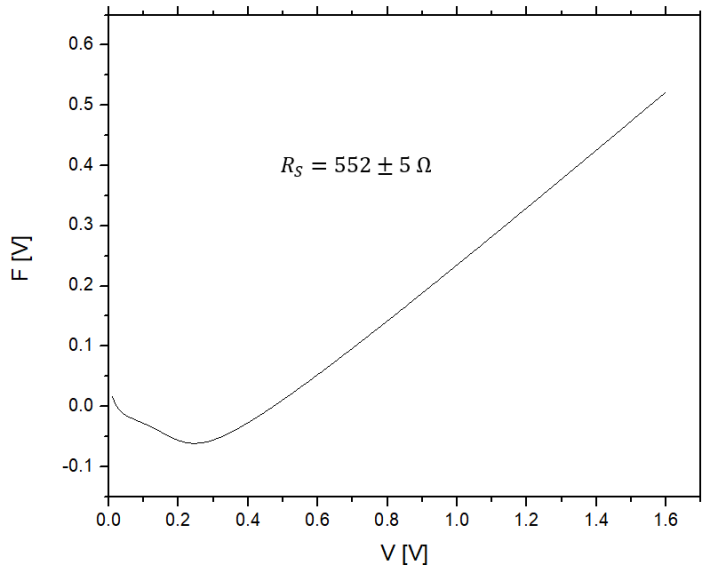


Slika 13: Richardsonov graf i određivanje aktivacijske energije za transport naboja u Si diodi

Na Slici 13 prikazan je Richardsonov graf za Si diodu i iz nagiba pravca je izračunata aktivacijska energija za transport naboja E_A preko izraza (38).

$$E_A = 0.54 \pm 0.01\ eV \tag{55}$$

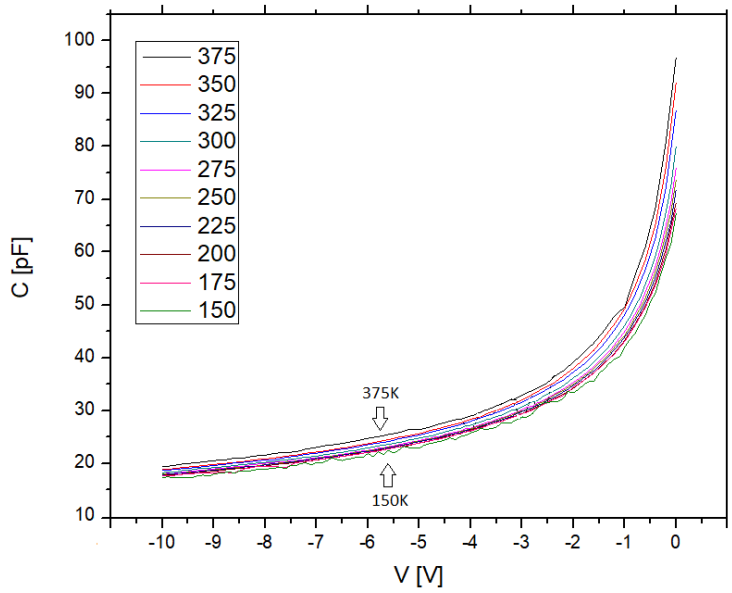
Odstupanje od pravca na nižim temperaturama je posljedica već spomenutih netermionskih transportnih efekata. Shammi Verma el al. [19] određivali su preko I-V ovisnost aktivacijske energije Schottky diode o izlaznoj radnoj funkciji metala, a mjerenje je pritom izvršeno i na diodi n-tipa sa zlatnim Schottky kontaktom debljine 100nm i aluminijskim ohmskim kontaktom, što su karakteristike identične Si diodi proučavanoj u ovom radu, a njihov uzorak ima drugačiju otpornost - 1Ωcm, i korištena je “e-beam” metoda naparavanja. Aktivacijska energija koju su dobili iznosi 0.76 eV, što je veće nego ovdje dobivena vrijednost. Razlika vjerojatno dolazi od različite kvalitete i homogenosti nanešenog sloja zlata prilikom upotrebe različitih metoda naparavanja.



Slika 14: Nordeov graf i određivanje serijskog otpora za Si diodu

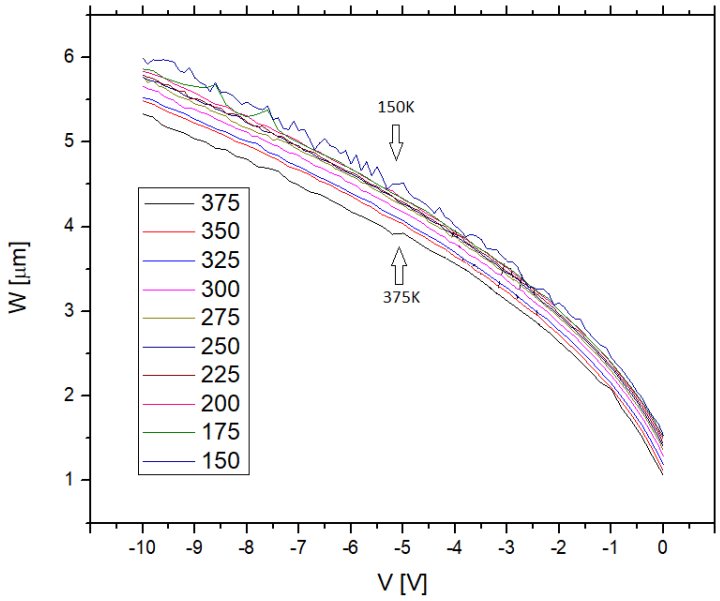
Na Slici 14 prikazan je Nordeov graf (izraz 40) za Si diodu i iz njega očitan minimum pomoću kojeg je izračunat serijski otpor R_S preko izraza (41).

$$R_S = 552 \pm 5\ \Omega \tag{56}$$



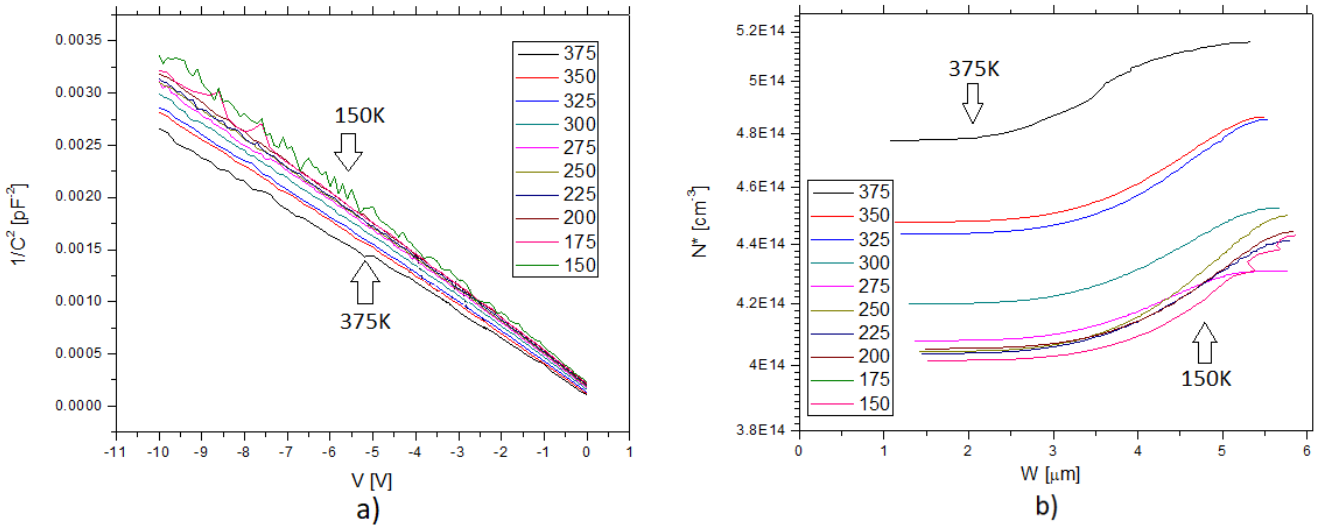
Slika 15: C-V graf na različitim temperaturama za Si diodu

Na Slici 15 prikazan je graf ovisnosti kapaciteta o naponu za različite temperature za Si diodu. Kapacitet se smanjuje s primjenjenim reverznim naponom i raste s porastom temperature.



Slika 16: Širina područja osiromašenja u ovisnosti o naponu za Si diodu na različitim temperaturama

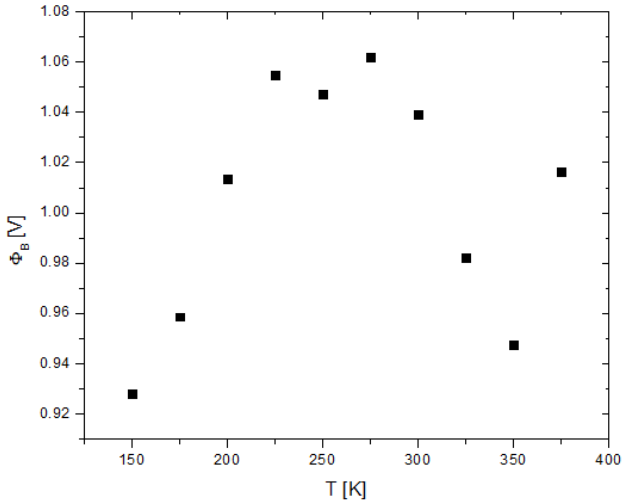
Iz kapaciteta se preko izraza (45) računa širina područja osiromašenja, a njena ovisnost o temperaturi i naponu je prikazana na Slici 16. Širina područja osiromašenja pada s rastom temperature. Razlika između širina područja osiromašenja na različitim temperaturama raste s povećanjem reverznog napona.



Slika 17: a) Graf $1/C^2$ vs. V za različite temperature, b) Dubinsko profiliranje koncentracije slobodnih nosilaca na različitim temperaturama, Si dioda

Dubinsko profiliranje koncentracije slobodnih nosilaca naboja se radi koristeći graf $1/C^2$ vs. V, izračunavanjem $d(1/C^2)/dV$ (sa Slike 17a) u ovisnosti o naponu te uvrštavanjem u izraz (47). Koncentracija slobodnih nosilaca N* u ovisnosti o dubini prikazana je na Slici 17b. Ona raste s temperaturom, jer se Fermijev nivo spušta i s onih energijskih nivoa koji

su iznad njega oslobađaju se elektroni. N* raste i s dubinom, što je posljedica proizvodnih procesa u dopiranju.

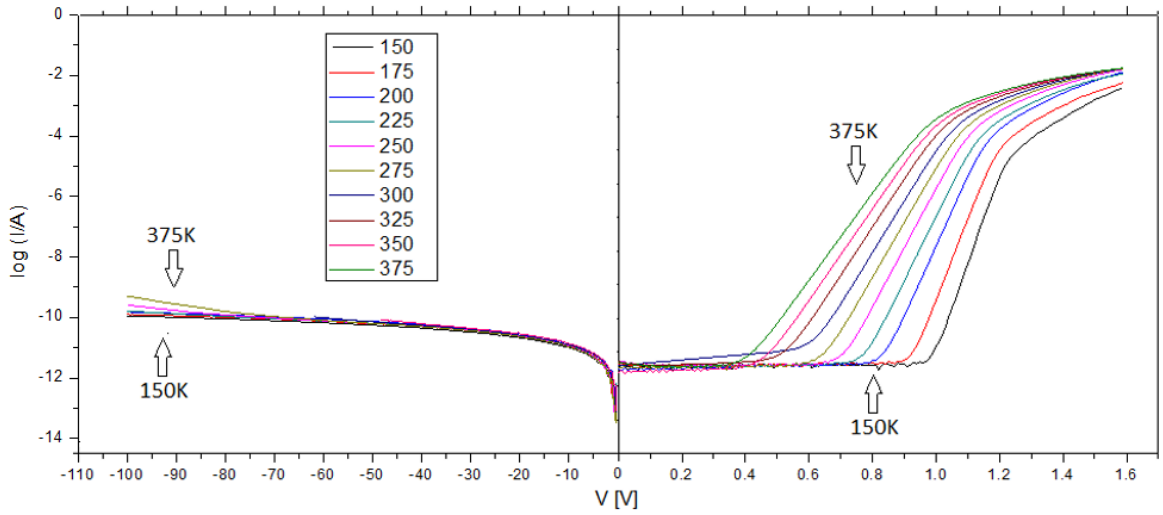


Slika 18: Visina Schottky barijere u ovisnosti o temperaturi za Si diodu

Visina Schottky barijere Φ_B računa se iz izraza (49) i njena vrijednost na različitim temperaturama prikazana je na Slici 18. Na danom rasponu temperatura prosječna vrijednost Schottky barijere je

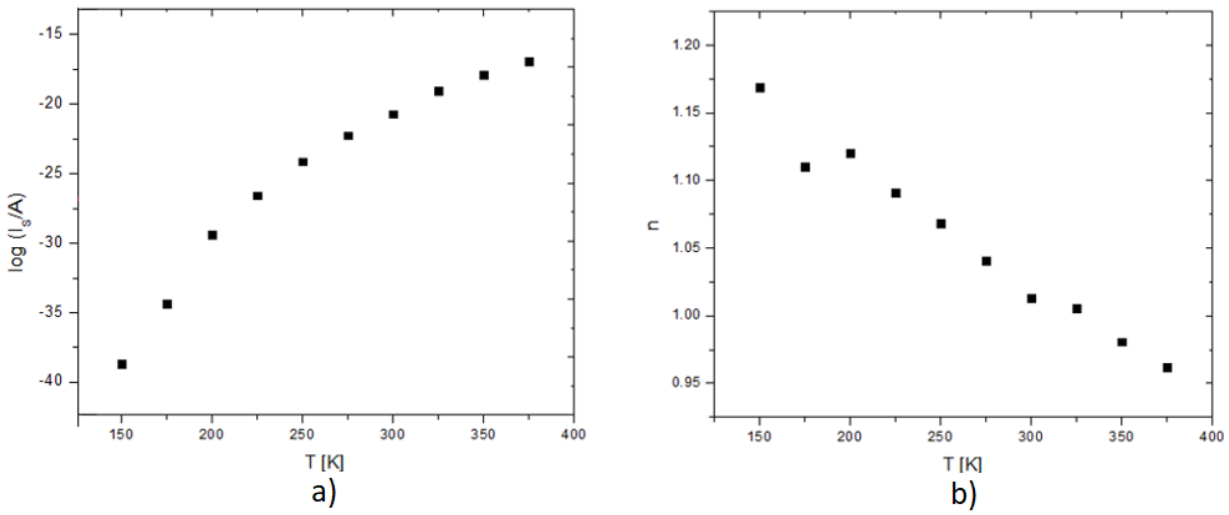
$$\overline{\Phi_B} = 1.01 \pm 0.03\ V \tag{57}$$

Φ_B ima veću vrijednost od E_A/q (55), a uzrok tome je već spomenuta nehomogenost u visini Schottky barijere na međupovršini metal-poluvodič, koja se uspješno opisuje Gaussovom raspodjelom [16,18,17]. B.M.S. Lewerentz et al. [20] proučavali su promjene u C-V mjerenjima izazvane elektronskim zračenjem na Au/n-Si Schottky diodi koja ima dopiranost $1.2*10^{15}$, a otpornost 4 Ωcm. Za neozračeni uzorak na 300K dobili su $\Phi_B \approx 0.81\ eV$, što je manje od ovdje dobivene vrijednosti, a to se u jednoj mjeri može pripisati većoj dopiranosti, u skladu s izrazom (49).



Slika 19: I-V graf za 4H-SiC diodu na različitim temperaturama

Na Slici 19 prikazana je ovisnost struje o naponu na različitim temperaturama za neozračenu 4H-SiC diodu. Iz reverzne polarizacije se vidi da je struja curenja puno manja nego u Si diodi (Slika 11), i da ima puno manju temperaturnu ovisnost (koja se vrlo blago nazire tek na reverznim naponima većim od 70V). To su dvije ogromne prednosti 4H-SiC za rad poluvodičkog detektora. U propusnoj polarizaciji napon počinje značajnije rasti tek nakon određene vrijednosti koja se zove napon koljena [10], i na svim temperaturama je jasno vidljiv jedinstven linearni dio krivulje, bez dijela koji predstavlja rekombinacijsku struju koji se vidio kod Si diode, što je znak velike čistoće i pravilnosti 4H-SiC kristala.

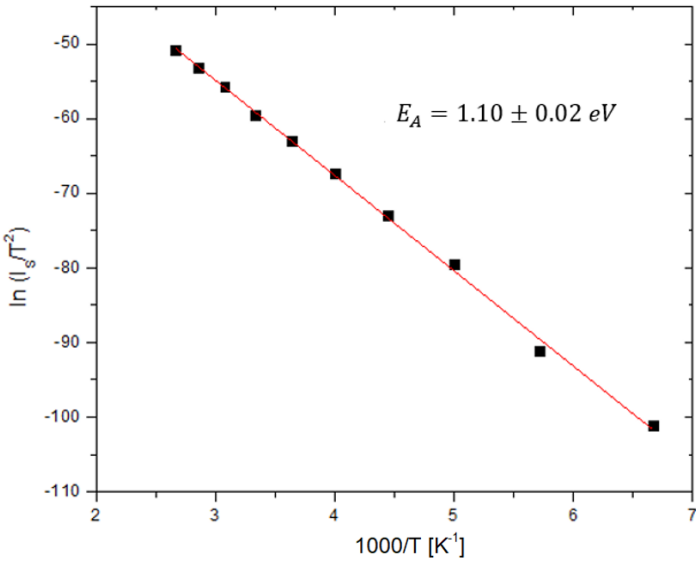


Slika 20: Saturacijska struja (a) i faktor idealnosti (b) u ovisnosti o temperaturi za 4H-SiC diodu

Saturacijska struja (Slika 20a) ima vrlo male vrijednosti na svim temperaturama, i zanemarive u odnosu na iznos struje curenja. To je znak da struja curenja dolazi od efekata koji ne pripadaju termionskoj emisiji, a to su npr. generacijska struja i površinska struja

curenja. Koncentracija RG centara je mala, što je već uočeno u nepostojanju rekombinacijske struje u propusnoj polarizaciji, i to je u skladu s malim iznosom struje curenja. Mali iznos saturacijske struje mogao bi značiti da je moguć još veći napredak u smanjenju struje curenja poboljšanjem tehnika u proizvodnji 4H-SiC dioda, a kod Si je to ograničeno visokim iznosom saturacijske termionske struje.

Faktor idealnosti u 4H-SiC diodi (Slika 20b) je na svim temperaturama puno bliži idealnoj vrijednosti 1 nego u Si diodi, što je znak manje prisutnosti netermionskih transportnih efekata. Rast faktora idealnosti s padom temperature je puno sporiji, a to je znak veće homogenosti Schottky barijera na kontaktu metal-poluvodič. Uzrok tome može biti različita priroda kontakta Ni-4H-SiC i Au-Si, ali i veća pravilnost kristalne rešetke poluvodiča na kontaktu s metalom, što je posljedica epitaksijalnog rasta primjenjenog u proizvodnji 4H-SiC diode. Vibhor Kumar et al. [21] radili su I-V mjerenja na temperaturama od 233K do 473K na Ni/n-4H-SiC diodi koja ima epitaksijalan debljine 50 μm dopiranosti $9*10^{14}$ cm^{-3}, a testirana je stabilnost osjetljivosti temperaturnog senzora čiji se rad bazira na tom tipu diode. Schottky kontakt je nastao "e-beam" naparavanjem debljine 200 nm, a epitaksijalni sloj dobiven je na n^+ substratu dopiranosti 10^{18} cm^{-3} i debljine 380 μm. Uzevši u obzir temperaturni raspon koji je zajednički u oba rada, dobiveno je da faktor idealnosti raste od ~1.25 na 375K do ~1.52 na 250K, što su puno veća odstupanja od idealne vrijednosti 1 nego što je dobiveno u ovom radu (Slika 20b). To može biti znak da je ovdje postignut epitaksijalni sloj 4H-SiC s manje defekata, zbog čega je manja rekombinacijska struja koja podiže n prema izrazu (30), ali također može značiti i da je napravljen bolji Schottky kontakt, odnosno da ima manje defekata na međupovršini Au-Si, što pridonosi manjoj nehomogenosti u raspodjeli Schottky barijera.

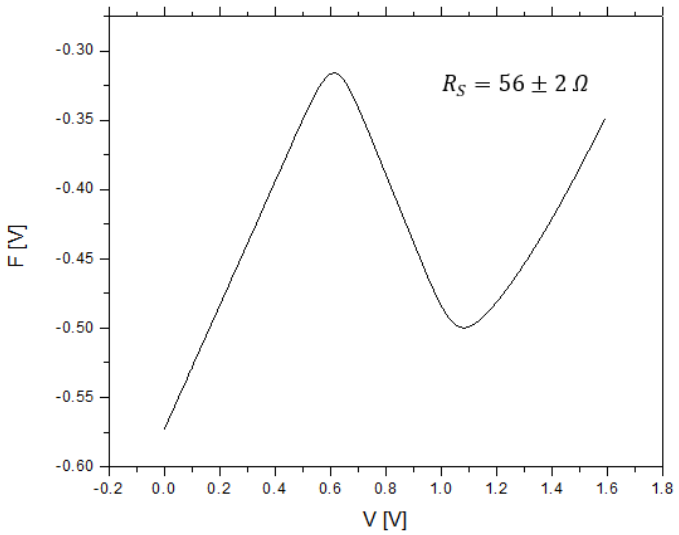


Slika 21: Richardsonov graf i određivanje aktivacijske energije za transport naboja u 4H-SiC diodi

Preko Richardsonovog grafa (Slika 21) izračunata je aktivacijska energija za transport naboja i iznosi:

$$E_A = 1.10 \pm 0.02\ eV \tag{58}$$

Aktivacijska energija je približno dva puta veća za 4H-SiC nego za Si diodu (55). U već spomenutom radu Vibhor Kumar el al. [21] dobili su istu vrijednost aktivacijske energije 1.10 eV, ali u Richardsonovom grafu se linearnost gubi već na temperaturama manjim od 300K, što je još jedna potvrda da je ovdje postignuta veća homogenost barijera na Schottky kontaktu i da je postignut bolji epitaksijalni sloj 4H-SiC.

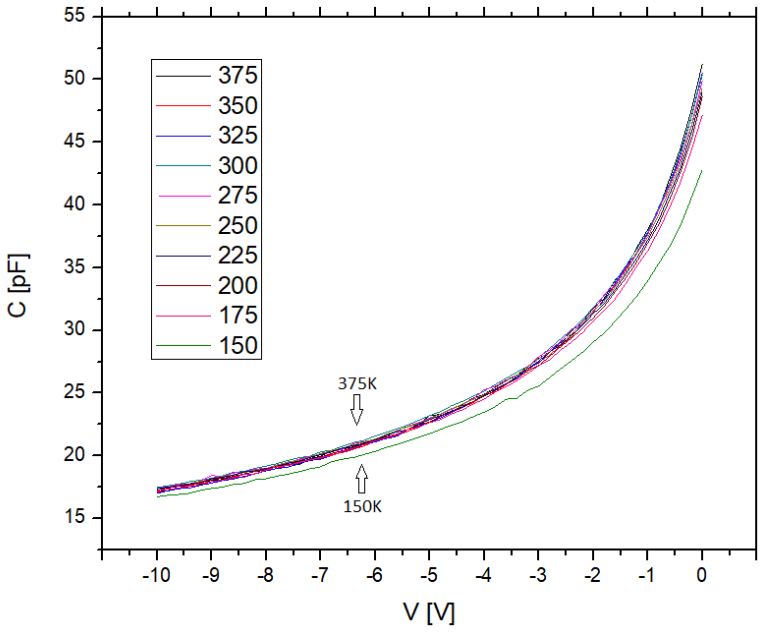


Slika 22: Nordeov graf i određivanje serijskog otpora za 4H-SiC diodu

Serijski otpor dobiven na već opisan način korištenjem Nordeovog grafa (Slika 22). Iznosi:

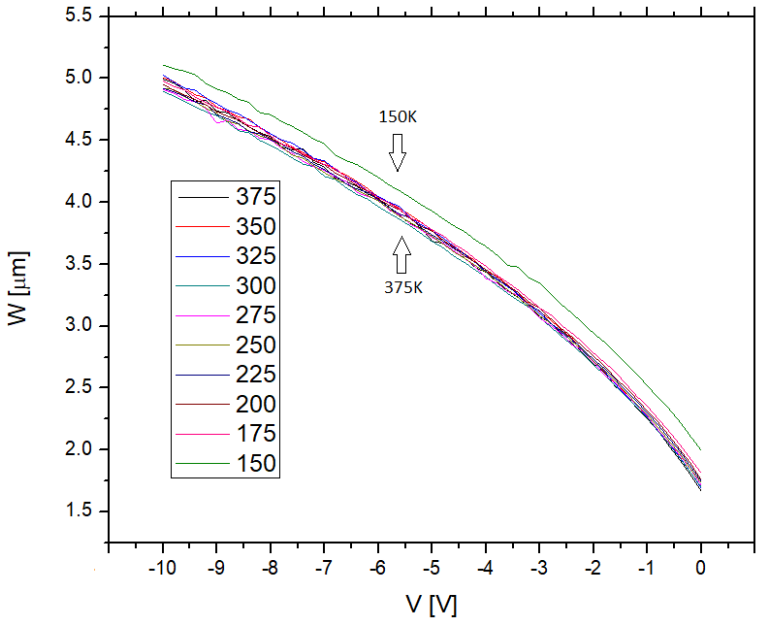
$$R_S = 56 \pm 2\ \Omega \tag{59}$$

Ta je vrijednost desetak puta manja nego ona dobivena za Si diodu (izraz 56), unatoč tome što su dopiranost i dimenzije obje diode podjednake. Kao što je već spomenuto, razlika se može objasniti činjenicom da je kod 4H-SiC veća homogenost barijera na Schottky kontaktu, što efektivnu površinu čini većom. Drugi način na koji se može objasniti manji serijski otpor je manja prisutnost defekata u 4H-SiC diodi nego u Si diodi, jer prisutnost defekata smanjuje mobilnost i tako prema izrazu (2) povećava otpornost. Manja vrijednost serijskog otpora za poluvodičke detektore znači bolju vremensku rezoluciju i manji šum u signalu.



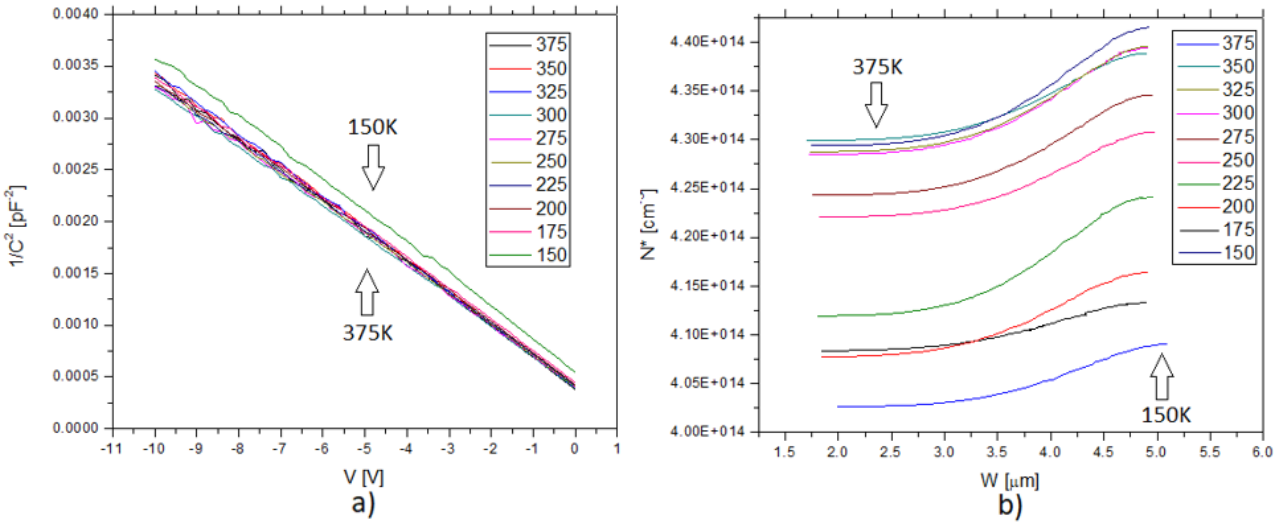
Slika 23: C-V graf na različitim temperaturama za 4H-SiC diodu

Na Slici 23 prikazana su C-V mjerenja na različitim temperaturama za 4H-SiC diodu.



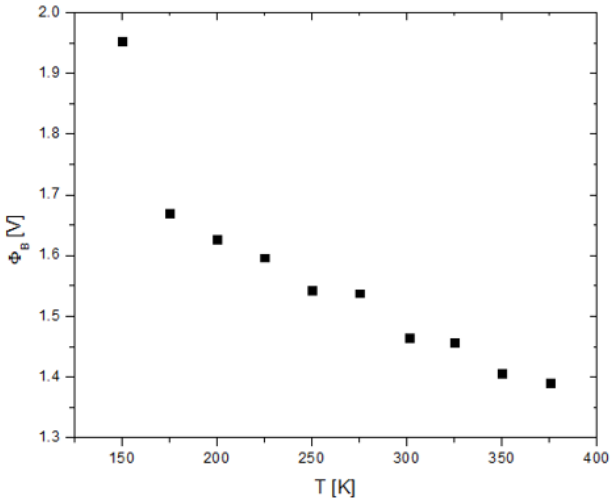
Slika 24: Ovisnost širine područja osiromašenja o reverznom naponu na različitim temperaturama za 4H-SiC diodu

Širina područja osiromašenja W (Slika 24) kod 4H-SiC diode pokazuje puno manju temperaturnu ovisnost nego kod Si diode (Slika 16) i to je prednost pri radu detektora. Također, razlika u W na različitim temperaturama ne raste značajno s povećanjem reverznog napona, što je drugačije ponašanje nego u Si diodi, a ukazuje na veću stabilnost W na velikim naponima koji se obično koriste u detektorima. Do značajnijeg porasta W dolazi tek na 150K.



Slika 25: a) Graf $1/C^2$ vs. V za različite temperature, b) Dubinsko profiliranje koncentracije slobodnih nosilaca na različitim temperaturama, 4H-SiC dioda

Koncentracija slobodnih nosilaca naboja N* (Slika 25b) kod 4H-SiC pokazuje manju ovisnost o temperaturi nego u Si diodi (Slika 17), pogotovo na višim temperaturama, a to je pozitivno svojstvo u radu detektora jer o N* ovise jakost električnog polja (8), širina područja osiromašenja (7), otpornost (2), napon proboja i struja curenja (20).



Slika 26: Visina Schottky barijere u ovisnosti o temperaturi za 4H-SiC diodu

Visina Schottky barijere Φ_B (Slika 26) raste s padom temperature, što je uobičajeno ponašanje, a pripisuje se temperaturnoj ovisnosti širine zabranjenog pojasa i položaja energijskih nivoa [18,21]. Kao i kod Si, Φ_B je veći od E_A/q (58). U spomenutom radu Vibhor Kumar et al. [21] dobiveno je da Φ_B raste od ~0.85V na 375K do ~1.05V na 225K, što je otprilike jednaka brzina rasta koja je i ovdje dobivena, ali iznos barijere je u tom radu manji. E. Omotoso el al. [22] proučavali su utjecaj elektronskog zračenja na visinu Schottky barijere na Ni/n-4H-SiC Schottky diodi dopiranosti $7.1*10^{15}$ cm^{-3}. Na neozračenom uzorku su iz C-V mjerenja na 300K dobili vrijednost 1.36 V, koja je nešto manja od vrijednosti 1.45 V ovdje dobivenoj na 300K, a to bi prema izrazu (49) mogla biti posljedica veće dopiranosti. Jaka izraženost rasta Schottky barijere s padom temperature u 4H-SiC diodi vjerojatno je posljedica velike širine zabranjenog pojasa.

5.2. 4H-SiC SBD nakon ozračivanja neutronima

Termalni neutroni sa silicijem interagiraju najviše kroz nuklearne reakcije, od kojih je najznačajnija ^{30}Si (n,γ)^{31}Si->^{31}P, što je osnova NTD ("neutron transmutation doping") metode dopiranja. A. Sienkewicz i R. Iwanowski [23] su na n-tipu FZ-Si proučavali kako se

mijenja koncentracija P3 defekata koristeći istu dozu termalnih neutrona s različitim dozama brzih neutrona. Dozom od $3.7*10^{17}$ n/cm^2 termalnih neutrona uvodili su dopiranost $7*10^{13}$ cm^{-3}. U ovoj i ostalim nuklearnim reakcijama nastaju nabijene čestice i gama zračenje koji uvode defekte u kristalnu rešetku, ali u praksi najveći dio defekata bude prouzročen od strane brzih neutrona, koji se u reaktorskom postrojenju u značajnoj mjeri uvode zajedno s termalnima [23].

Brzi neutroni interagiraju sa silicijem najviše kroz sudare u kojima se stvaraju defekti izbijanjem atoma iz kristalne rešetke [24]. Brzi neutroni utječu na povećanje struje curenja i smanjenje vremena života slobodnih nosilaca naboja prema poznatim eksperimentalno dobivenim izrazima [24]:

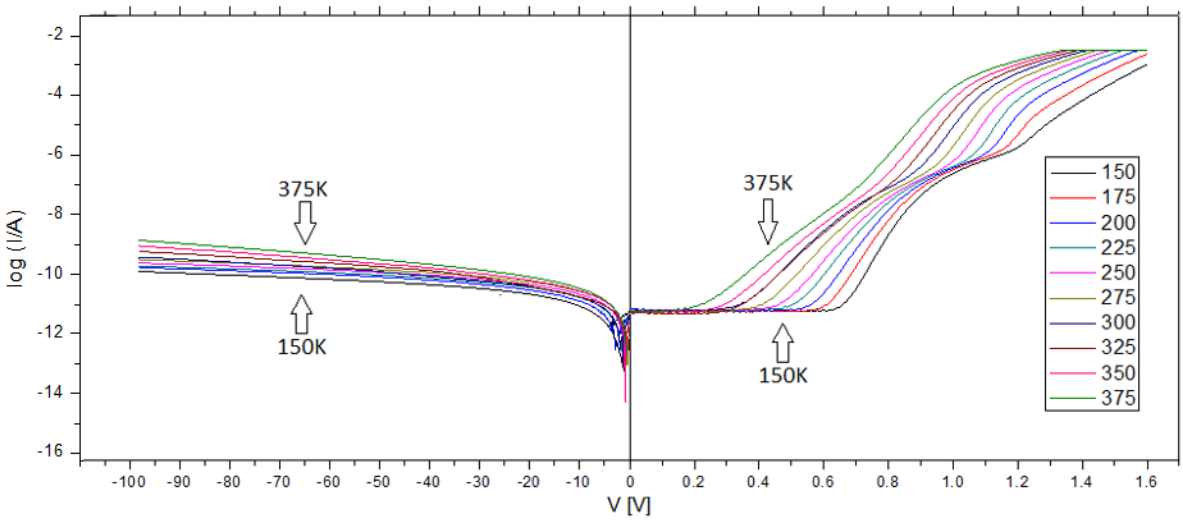
$$\Delta I = \frac{qAn_iW\Phi}{2K} \tag{60}$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{\Phi}{K} \tag{61}$$

gdje je K faktor unošenja oštećenja ("damage constant"), a Φ doza zračenja. K-faktor ovisi o otpornosti silicija i energiji brzih neutrona, ali red veličine je 10^7 s/cm^2 , što su H.W. Kraner i Z. Lee [24] dobili mjereći K na velikom broju silicijskih detektora s otpornostima od 9.6 Ωcm do $28.7*10^3$ Ωcm koji su ozračeni brzim neutronima s maksimumom distribucije na ~1MeV . Uvrštavanjem odgovarajućih vrijednosti za silicijsku Schottky diodu pod naponom -10V ($W \approx 5\mu m$) iz ovoga rada, na 300K se dobiva $\Delta I \approx 10pA$, što je zanemarivo povećanje struje curenja. Zračenje brzih neutrona uzrokuje i smanjenje koncentracije slobodnih nosilaca naboja, i to prema izrazu [25]:

$$N^*(\Phi) = N^*(0) - K_n\Phi \tag{62}$$

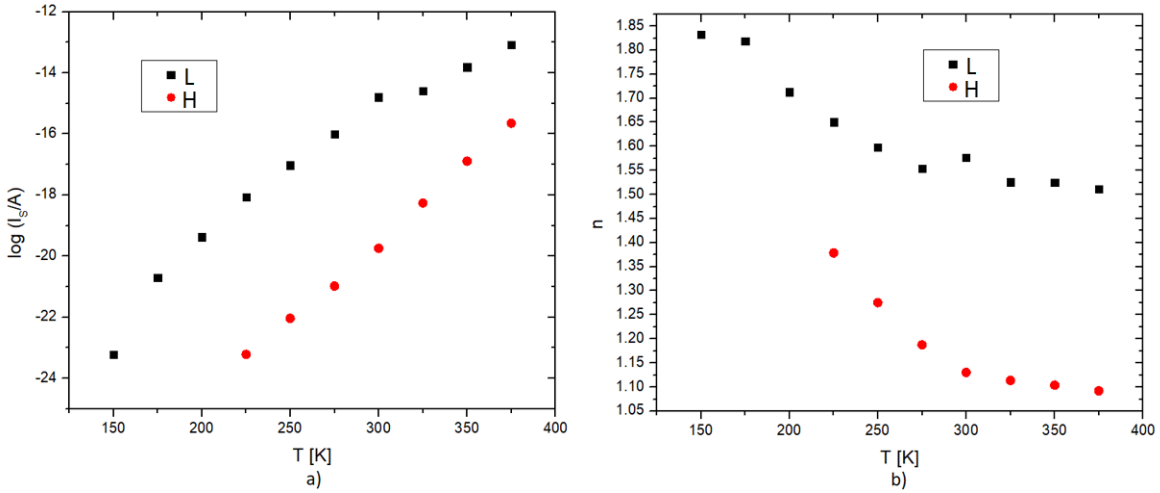
B.Novoselnik et al. [25] određivali su utjecaj zračenja brzih neutrona (maksimum distribucije 0.7 MeV) na promjene u C-V karakteristikama CZ-Si Schottky diode n-tipa čija je početna dopiranost bila $2*10^{14}$ cm^{-3}, a otpornost 30 Ωcm, što je vrlo slično Si diodi korištenoj u ovom radu. Određeno je $K_n = 2.6\,cm^{-1}$ što bi za dozu brzih neutrona primijenjenu u ovom radu značilo smanjenje koncentracije slobodnih nosilaca za $2.6*10^6$ cm^{-3}, a to je zanemarivo.



Slika 27: I-V graf za 4H-SiC diodu ozračenu termalnim neutronima na različitim temperaturama

Na Slici 27 prikazane su strujno-naponske karakteristike na različitim temperaturama za 4H-SiC diodu ozračenu termalnim neutronima. Iz reverzne polarizacije se vidi da je povećanje struje curenja u odnosu na neozračenu diodu (Slika 19) neznatno, a nešto je jače izražena temperaturna ovisnost struje curenja. Značajnija razlika se vidi u propusnoj polarizaciji – napon koljena se smanjio i na većini temperatura je moguće razlikovati dva linearna dijela krivulje, između kojih dolazi do pada nagiba, što je rijetka pojava u Schottky diodama. Kod SiC je to već uočeno, a detaljnu analizu te pojave i ispitivanje na brojnim uzorcima napravili su D.J. Ewing et al. [26]. U tom radu napravljena su I-V i C-V mjerenja na 4H-SiC uzorcima n-tipa, različitih dopiranosti, različitih debljina epitaksijalnog sloja, i sa Schottky kontaktima različitih površina od nikla, titana i olova. Mjerenja su napravljena na preko 500 uzoraka s niklom, i uočena pojava se pojavljuje statistički u 7% uzoraka s promjerom 300 μm, i u 15% uzoraka s promjerom 500 μm. Dva linearna dijela krivulje objašnjavaju se modelom u kojem dominiraju dvije visine Schottky barijere na različitim dijelovima kontakta metal-poluvodič. Svakom od dva linearna dijela krivulje može se pridružiti zasebni iznos saturacijske struje, faktora idealnosti, aktivacijske energije i serijskog otpora. Na manjim naponima u pravilu dominira struja s manjom barijerom/ aktivacijskom energijom. Do pada nagiba između dva dijela krivulje dolazi upravo zbog serijskog otpora koji pripada struji s manjom barijerom, i koji ima veliki iznos iz razloga što je odgovarajuća površina Schottky kontakta vrlo mala. Do takve nehomogenosti u Schottky barijerama dolazi zbog defekata na međupovršini metal-poluvodič čija priroda u ovom slučaju nije dovoljno istražena [26]. Uzevši u obzir rezultate iz [26], statistički postoji mogućnost da i ovdje ti defekti postoje nevezano za ozračivanje neutronima, jer ozračivanje

je izvedeno na drugim uzorcima, a ne onom istom na kojem je napravljena analiza za neozračeni uzorak.



Slika 28: Saturacijska struja (a) i faktor idealnosti (b) u ovisnosti o temperaturi za 4H-SiC diodu ozračenu termalnim neutronima, za linearne dijelove I-V krivulje na većim (H) i manjim (L) naponima

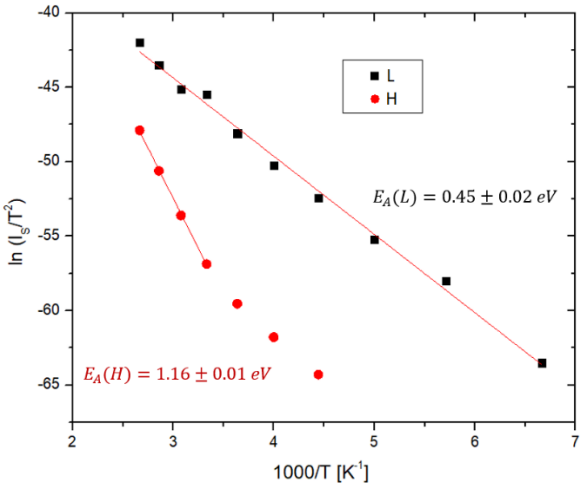
Na Slici 28 prikazane su vrijednosti saturacijske struje i faktora idealnosti izračunate iz oba linearna dijela I-V krivulje, na većim (oznaka - H) i manjim (oznaka - L) naponima. Na temperaturama manjim od 225K nisu izračunate vrijednosti na većim naponima (H) zbog slabe izraženosti linearnog dijela krivulje.

Saturacijska struja izračunata na većim naponima (H) ima otprilike iste vrijednosti kao i u neozračenoj 4H-SiC diodi (Slika 20).

Saturacijska struja izračunata na manjim naponima (L) je značajno veća u odnosu na neozračeni uzorak, ali njen iznos je još uvijek daleko premali da bi utjecao na struju curenja, što je u skladu sa Slikom 27.

Faktor idealnosti izračunat na većim naponima (H) ima malo veće odstupanje od idealne vrijednosti i veće povećanje sa smanjenjem temperature u odnosu na neozračenu 4H-SiC diodu (Slika 20b), što je ponašanje koje je u skladu sa uočenom nehomogenosti u raspodjeli Schottky barijera..

Faktor idealnosti izračunat na manjim naponima (L) ima znatno veća odstupanja od idealne vrijednosti, što je prema D.J. Ewing et al. [26] uobičajeno ponašanje za taj dio I-V krivulje, ali tom radu nisu navedeni iznosi. To je objašnjeno mogućnošću da niža barijera nema jasno definiran iznos već da postoji određena raspodjela (npr. Gaussova), za što je poznato da dovodi do povećanja faktora idealnosti.



Slika 29: Richardsonov graf za 4H-SiC diodu ozračenu termalnim neutronima i određivanje aktivacijske energije za transport naboja, za linearne dijelove I-V krivulje na većim (H) i manjim (L) naponima

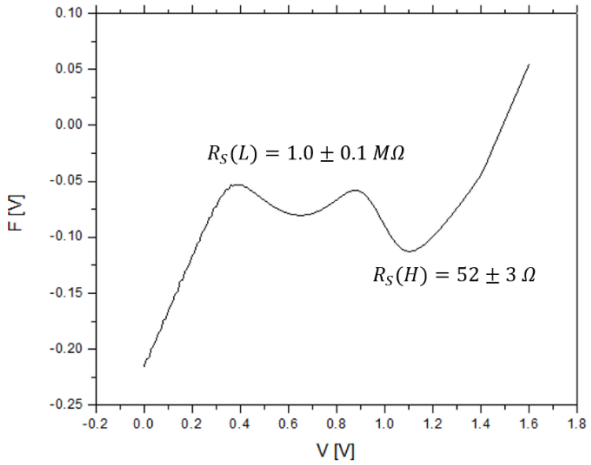
Aktivacijske energije za transport naboja izračunate su iz dva linearna dijela I-V krivulje:

$$E_A(H) = 1.16 \pm 0.01\ eV \quad (63)$$

$$E_A(L) = 0.45 \pm 0.02\ eV \quad (64)$$

Vrijednost aktivacijske energije E_A(H) vrlo je bliska, ali malo veća nego vrijednost dobivena za neozračenu diodu (58). F. Nava et al. [27] određivali su promjene u detektorskim svojstvima 4H-SiC Schottky dioda nakon ozračivanja reaktorskim neutronima u dozama od $2*10^{13}$ cm^{-2} do $8*10^{15}$ cm^{-2} na istom reaktoru koji je korišten u ovom radu (TRIGA - Jožef Štefan). Epitaksijalni sloj je debljine 39 μm, a Schottky kontakt je od niklovog silicida. Uočeno je da se aktivacijska energija povećava s dozom zračenja, što je u skladu s ovdje dobivenim rezultatom. Također, Ewing et al. [26] su na već opisanim Ni/n-4H-SiC diodama dobili prosječnu vrijednost E_A(H)=1.18 eV, što je vrlo blisko ovdje dobivenoj vrijednosti (63).

Vrijednost aktivacijske energije E_A (L) je značajno manja u odnosu na neozračenu 4H-SiC diodu (58) i u odnosu na E_A (H), što je očekivano s obzirom na već opisana razmatranja od Ewing et al [26]. U tom radu su na brojnim mjerenim Ni/n-4H-SiC diodama za E_A(L) dobivene vrijednosti statistički koncentrirane oko ~0.60, 0.85, 1.05 eV. Iznos dobiven u ovom radu je manji od navedenih, a to može biti posljedica relativno visokog faktora idealnosti, koji efektivno smanjuje aktivacijsku energiju [26].



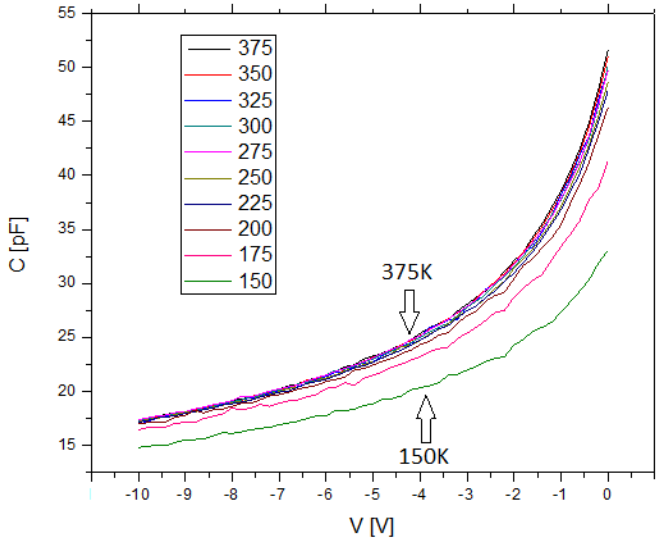
Slika 30: Nordeov graf za 4H-SiC diodu ozračenu termalnim neutronima i određivanje serijskog otpora

Nordeov graf (Slika 30), za razliku od prije, ima dva minimuma, iz čega se izračunavaju serijski otpori za oba linearna dijela I-V krivulje. Pripadni iznosi serijskog otpora su:

$$R_S(H) = 52 \pm 3\ \Omega \tag{65}$$

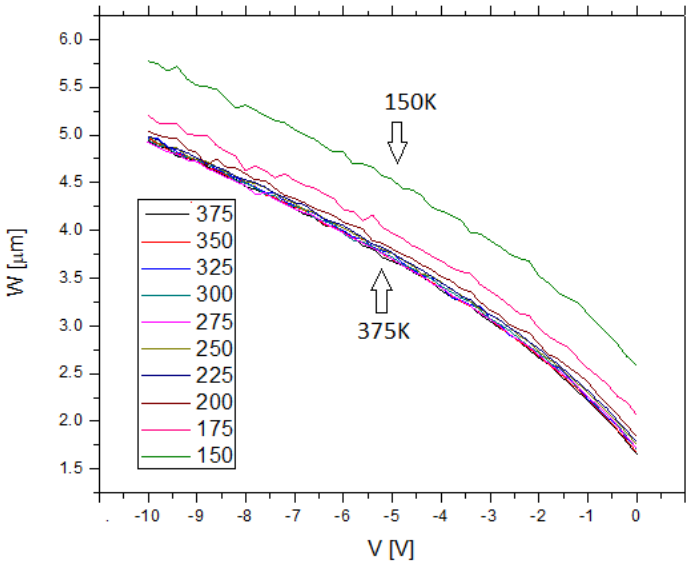
$$R_S(L) = 1.0 \pm 0.1\ M\Omega \tag{66}$$

Iznos R_S (H) je vrlo blizak serijskom otporu za neozračenu 4H-SiC diodu (izraz 59). Vrlo visoki iznos R_S (L) znak je vrlo male efektivne površine s nižom Schottky barijerom, što je u skladu s opisanim razmatranjem [26]. $R_S(L)$ nema utjecaj na povećanje ukupnog serijskog otpora diode jer se sa $R_S(H)$ nalazi u paraleli .



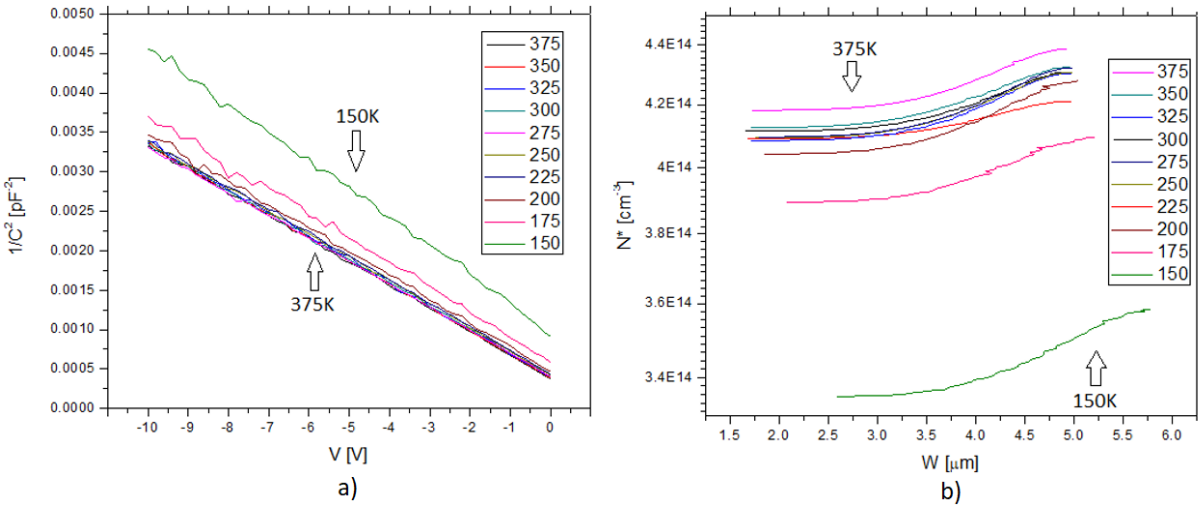
Slika 31: C-V graf na različitim temperaturama za 4H-SiC diodu ozračenu termalnim neutronima

C-V mjerenja na 4H-SiC diodi ozračenoj termalnim neutronima prikazana su na Slici 31.



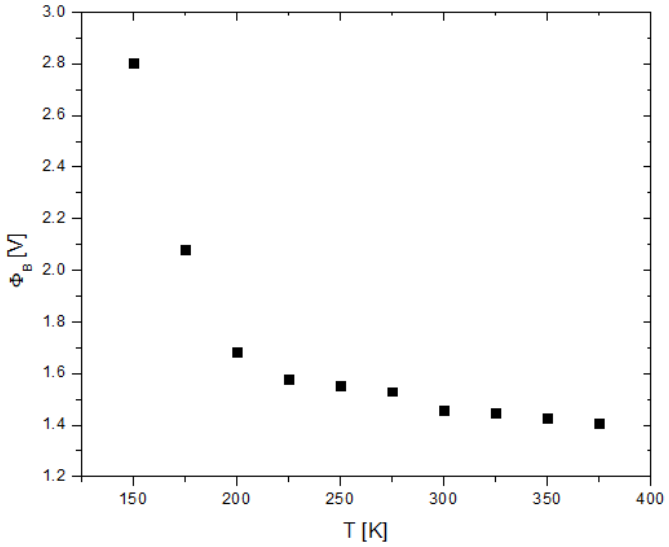
Slika 32: Širina područja osiromašenja u ovisnosti o naponu na različitim temperaturama za 4H-SiC diodu ozračenu termalnim neutronima

Širina područja osiromašenja (Slika 32) se vrlo blago povećala u odnosu na neozračenu 4H-SiC diodu, a značajnije tek na 150K.



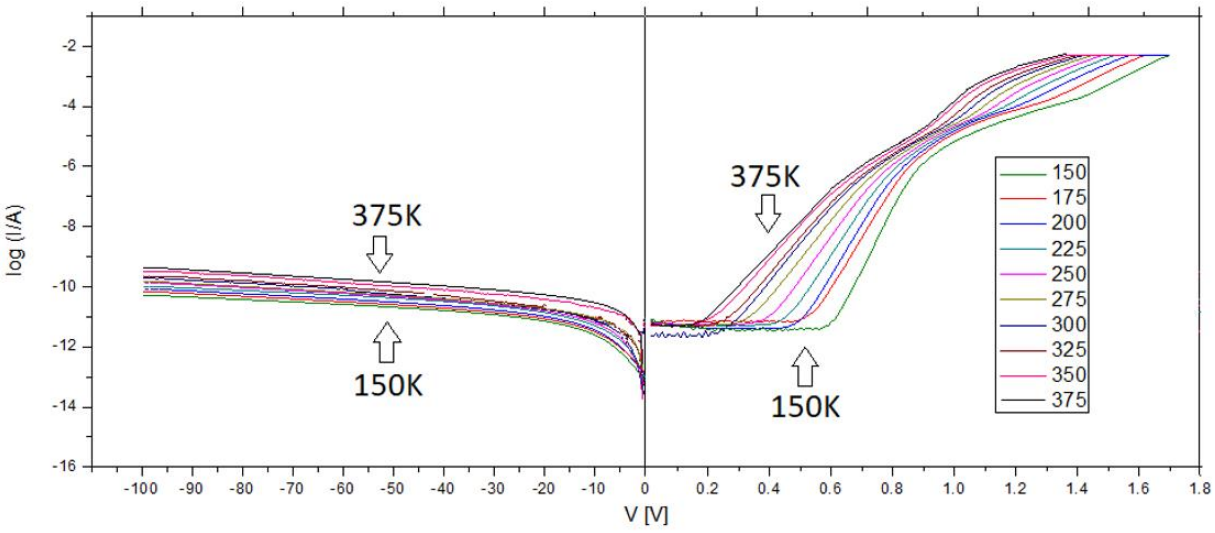
Slika 33: a) Graf $1/C^2$ vs. V za različite temperature, b) Dubinsko profiliranje koncentracije slobodnih nosilaca na različitim temperaturama, za 4H-SiC diodu ozračenu termalnim neutronima

Koncentracija nosilaca naboja je na manjim dubinama doživjela blagi pad u odnosu na neozračeni uzorak, a ta razlika se povećava na nižim temperaturama, što je najvjerojatnije pokazatelj da su neutronima uvedeni defekti koji stvaraju duboke nivoe i dokaz da su oni u gornjoj polovici zabranjenog pojasa dominantno akceptorski. Naime, snižavanjem temperature podiže se Fermijev nivo i sve više energijskih nivoa je popunjeno, što smanjuje koncentraciju slobodnih nosilaca naboja.



Slika 34: Visina Schottky barijere u ovisnosti o temperaturi za 4H-SiC diodu ozračenu termalnim neutronima

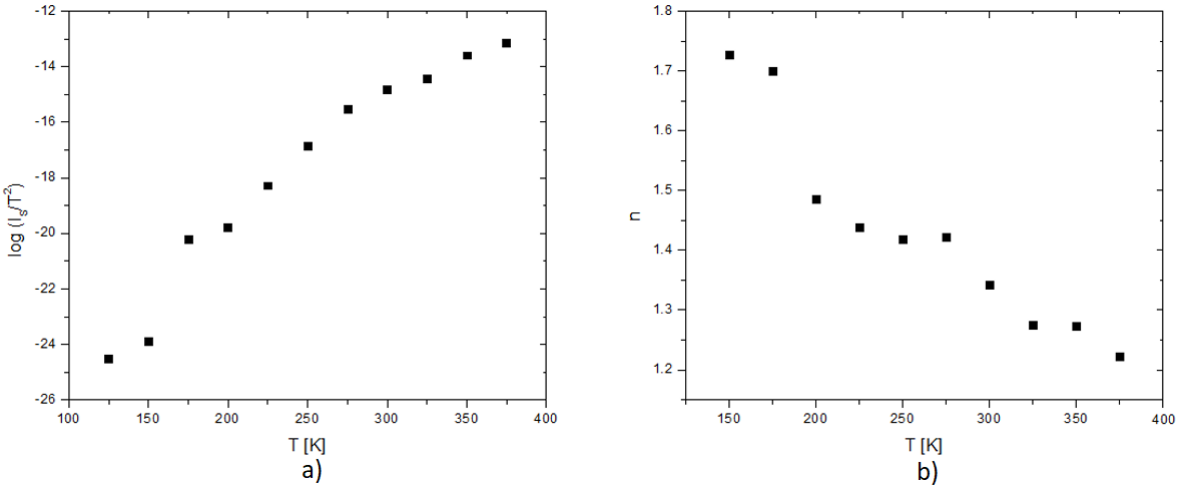
Visina Schottky barijere (Slika 34) nije se promijenila u odnosu na neozračeni uzorak na temperaturama od 200K naviše, a na nižim temperaturama se povećala.



Slika 35: I-V graf za 4H-SiC diodu ozračenu brzim neutronima na različitim temperaturama

Na Slici 35 je prikazana strujno – naponska karakterizacija na različitim temperaturama za 4H-SiC Schottky diodu ozračenu brzim neutronima. Iz reverzne polarizacije vidljivo je da se struja curenja nije povećala u odnosu na neozračenu diodu, a na nižim temperaturama je njen iznos čak nešto manji. U propusnoj polarizaciji se, jednako kao i u slučaju ozračivanja termalnim neutronima, vidi dio krivulje u kojem dolazi do neuobičajenog smanjenja nagiba, što se može objasniti na isti način – teorijom u kojoj se transport preko

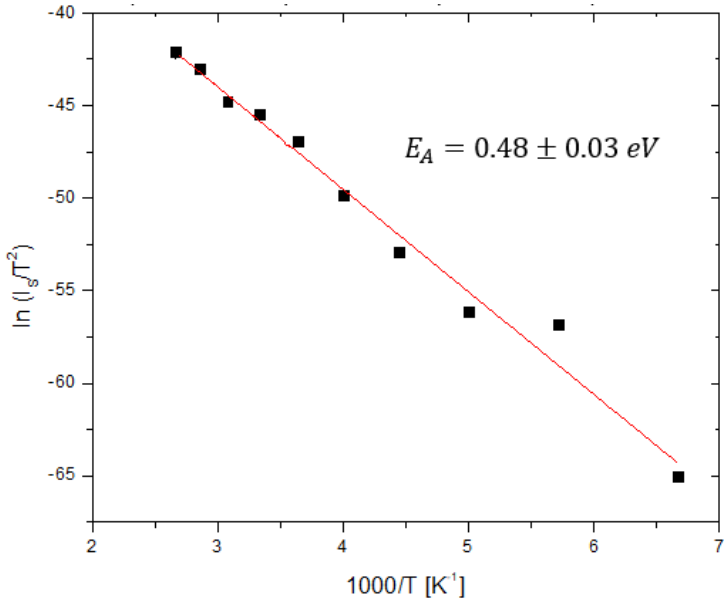
Schottky kontakta odvija dominantno preko dvije barijere različitog iznosa [26]. Dakle, brzi neutroni su također uveli defekte u međupovršinu metal-poluvodič. Zbog vrlo slabe izraženosti linearnog dijela krivulje na višim naponima, on se neće analizirati. Pavel Hazdra et al. [28] analizirali su preko I-V, C-V i DLTS defekte koje neutronsko zračenje (maksimum distribucije 1 MeV) unosi u W/n-4H-SiC Schottky diodu koja ima epitaksijalan sloj 20 µm i dopiranost $5*10^{15}$ cm^{-3}, a korištene su doze od $1.3*10^{13}$ cm^{-2} do $1.7*10^{14}$ cm^{-2}, koje su daleko veće od one primijenjene u ovom radu. Najznačajniji efekt koji se primijetio u I-V je povećanje serijskog otpora za do 4 redova veličine na najvećoj dozi, a uočava se i povećanje rekombinacijskog dijela krivulje. Struja curenja je ostala skoro nepromijenjena. Nije primijećen efekt stvaranja dva linearna dijela krivulje kao ovdje, a razlog tome je vjerojatno u tome što je taj efekt vezan isključivo za defekte na međupovršini metal-poluvodič, a u [28] je korišten volfram umjesto nikla što znači da su svojsta tih međupovršina drugačija.



Slika 36: Saturacijska struja (a) i faktor idealnosti (b) u ovisnosti o temperaturi za 4H-SiC diodu ozračenu brzim neutronima

Saturacijska struja (Slika 36a) za diodu ozračenu brzim neutronima na višim temperaturama je malo veća od saturacijske struje za diodu ozračenu termalnim neutronima (Slika 28a – dio L), dok su na nižim temperaturama te vrijednosti otprilike jednake. Kao i kod termalnih neutrona, saturacijska termionska struja nije dovoljna da bi povećala struju curenja.

Faktor idealnosti (Slika 36b) pokazuje na svim temperaturama manje iznose nego u diodi ozračenoj termalnim neutronima (Slika 28b – dio L). To se može objasniti homogenijom raspodjelom oko niže barijere.

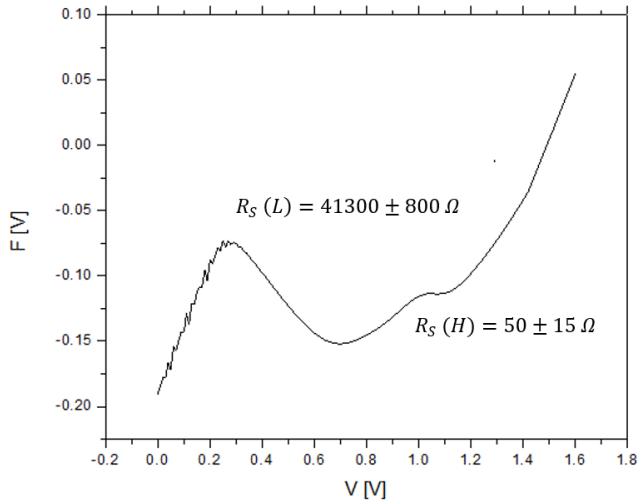


Slika 37: Richardsonov graf za 4H-SiC diodu ozračenu brzim neutronima i određivanje aktivacijske energije za transport naboja

Aktivacijska energija za transport naboja iz Richardsonovog grafa (Slika 37) iznosi:

$$E_A = 0.48 \pm 0.03\ eV \tag{67}$$

što je vrlo slično vrijednosti za diodu ozračenu termalnim neutronima (64), a to je znak da je u oba slučaja na međupovršinu metal-poluvodič uvedena dominantna koncentracija defekata iste vrste.



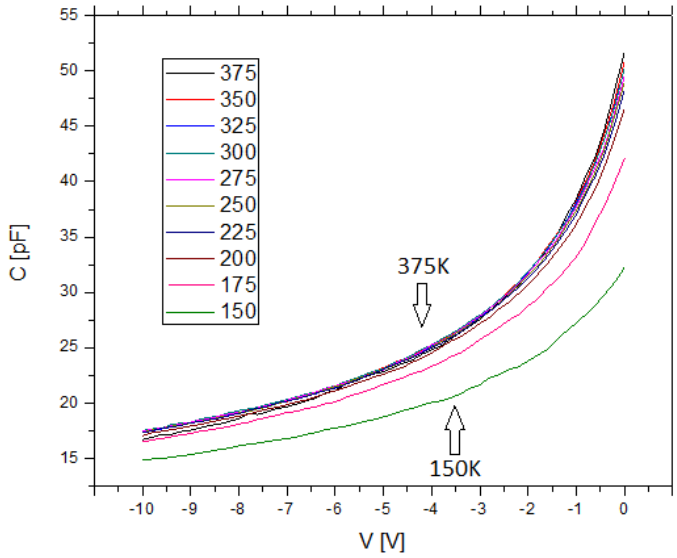
Slika 38: Nordeov graf za 4H-SiC diodu ozračenu brzim neutronima i određivanje serijskog otpora

Nordeov graf (Slika 38) u ovom slučaju pokazuje puno izraženiji lijevi minimum, dok se desni skoro i ne vidi. Zato račun serijskog otpora koristeći desni minimum daje veću relativnu pogrešku.

$$R_S\ (H) = 50 \pm 15\ \Omega \tag{68}$$

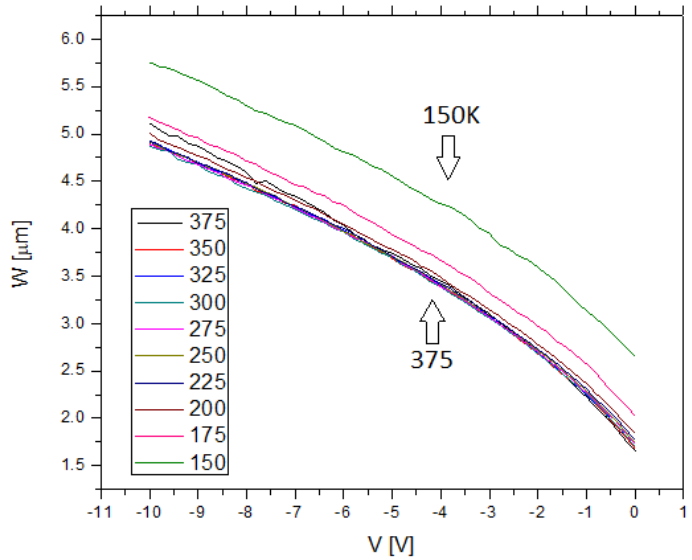
$$R_S\ (L) = 41300 \pm 800\ \Omega \tag{69}$$

Iz R_S (H) se nešto manjom preciznošću nego u slučaju termalnih neutrona, može reći da brzi neutroni nisu promijenili serijski otpor 4H-SiC diodi. Vrijednost $R_S\ (L)$ je pak puno manja nego u diodi ozračenoj termalnim neutronima, iz čega usporedbom vrijednosti slijedi da su brzi neutroni na međupovršinu metal – poluvodič uveli defekte koji imaju oko 1000 puta veću efektivnu površinu, što bi znači da je njihova koncentracija puno veća. Brzi neutroni dakle imaju puno veći utjecaj na stvaranje takvih defekata od termalnih neutrona, a činjenica da su oni uvedeni i s termalnim neutronima možda se može objasniti time da se među njima nužno nalazi i nezanemariv udio brzih neutrona.



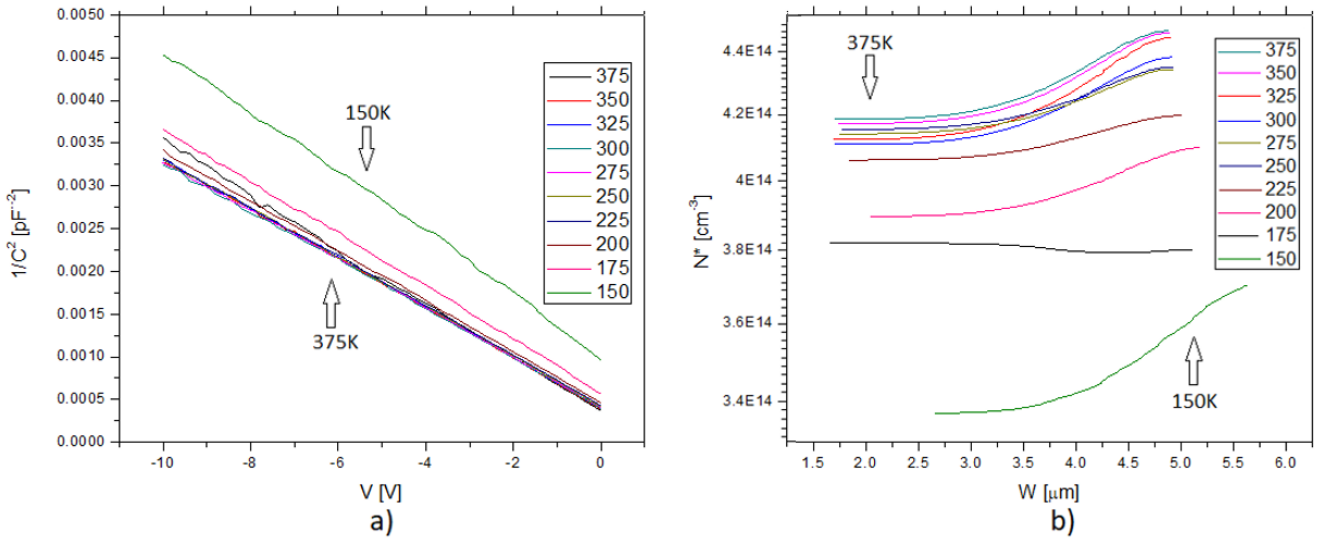
Slika 39: C-V graf na različitim temperaturama za 4H-SiC diodu ozračenu brzim neutronima

C-V mjerenja na 4H-SiC diodi ozračenoj brzim neutronima prikazana su na Slici 39.



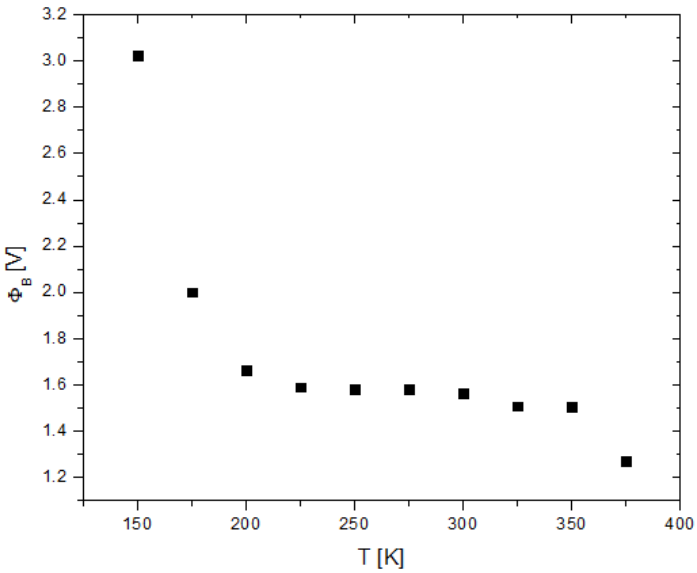
Slika 40: Širina područja osiromašenja u ovisnosti o naponu na različitim temperaturama za 4H-SiC diodu ozračenu brzim neutronima

Širina područja osiromašenja u ovisnosti o naponu (Slika 40), ima slično ponašanje kao i dioda ozračena termalnim neutronima (Slika 32), odnosno tek na temperaturama 175K i manjim se vidi odstupanje u odnosu na neozračenu diodu (Slika 24).



Slika 41: a) Graf $1/C^2$ vs. V za različite temperature, b) Dubinsko profiliranje koncentracije slobodnih nosilaca na različitim temperaturama, za 4H-SiC diodu ozračenu brzim neutronima

Koncentracija slobodnih nosilaca naboja (Slika 41) u ovisnosti o temperaturi pokazuje slično ponašanje kao u diodi ozračenoj termalnim neutronima (Slika 33). To bi mogao biti znak da su uvedeni defekti iste vrste, odnosno duboki nivoi na jednakim energijama. Primijenjene doze su premale da bi se mogla vidjeti jasnija razlika u dubinskim profilima..

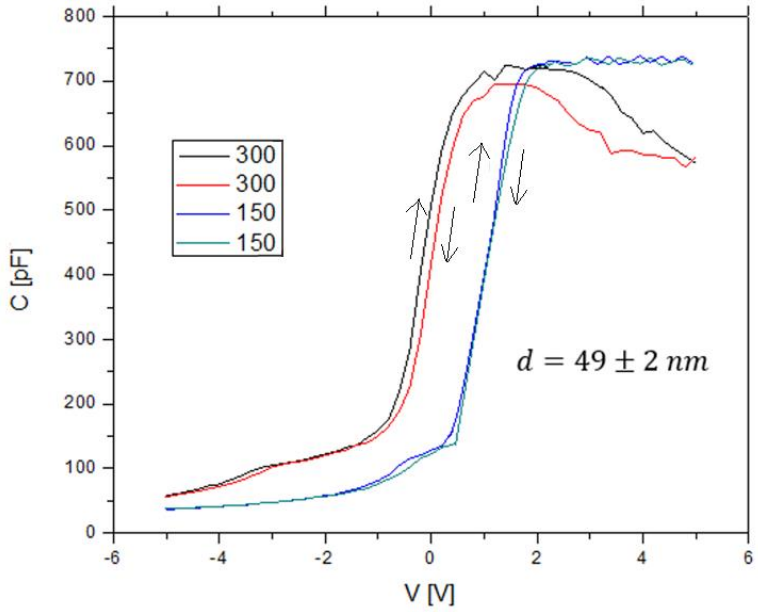


Slika 42: Visina Schottky barijere u ovisnosti o temperaturi za 4H-SiC diodu ozračenu brzim neutronima

Visina Schottky barijere (Slika 42) iznad temperature 175K ima slične vrijednosti kao kod neozračene diode (Slika 26) i diode ozračene termalnim neutronima (Slika 34), dok je na nižim temperaturama visina Schottky barijere sličnija onoj kod diode ozračene termalnim neutronima.

5.3. Usporedba neozračenog i ozračenog MOS

Na MOS uzorku je iz I-V mjerenja teško dobiti detalje o transportnim mehanizmima, pa je ono napravljeno prije C-V samo kako bi se provjerila struja curenja i ovdje nije prikazano.



Slika 43: C-V graf za neozračeni MOS na temperaturama 300K i 150K, mjereno iz inverzije prema akumulaciji i u obrnutom smjeru

Na Slici 43 nalaze se rezultati C-V mjerenja za neozračeni MOS na temperaturama 300K i 150K, a mjerenja su obavljena najprije iz inverzije prema akumulaciji i zatim u obrnutom smjeru. Mjerenje na 300K pokazuje da u akumulaciji kapacitet pada s naponom, što nije realno, već je posljedica činjenice da je mjerni uređaj osjetljiv na struju curenja, koja je u tom području najveća. Usporedbom mjerenja iz dva smjera može se zaključiti da je C-V krivulja na 150K stabilnija nego na 300K, što je logično jer je manja pokretljivost mobilnih naboja u oksidu, i manja je vrijednost struje curenja koja utječe na C-V. Histereza je u Si/SiO_2 MOS obično posljedica prisutnosti mobilnih iona Na^+, Li^+ i K^+ uvedenih tijekom proizvodnje [3]. Kapacitet u inverziji ima manju vrijednost na 150K nego na 300K jer se smanjenjem temperature smanjuje koncentracija slobodnih nosilaca naboja, što dovodi do

povećanja širine područja osiromašenja W_T (izraz 9), a to pak dovodi do smanjenja C_{inv} iz izraza (52). Iz kapaciteta u akumulaciji izračunata je debljina oksidnog sloja preko izraza (50) i iznosi:

$$d = 49 \pm 2\ nm \tag{70}$$

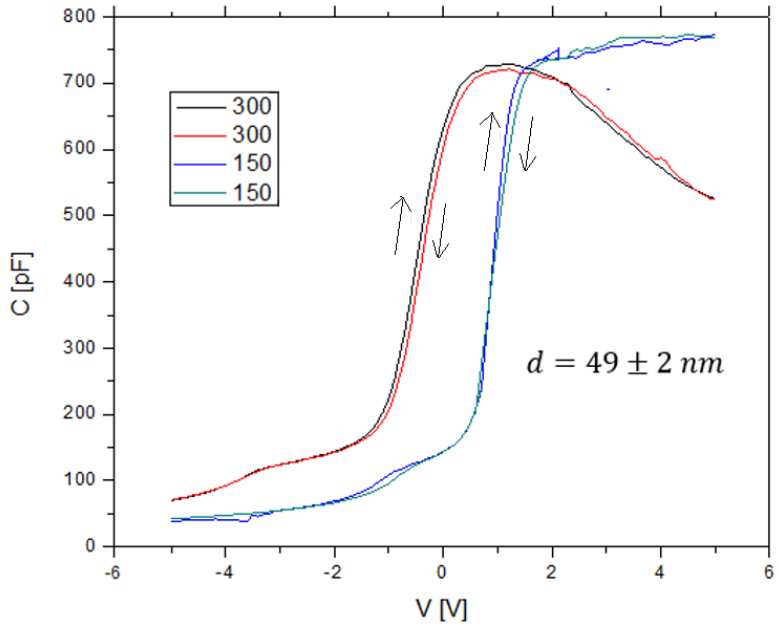
Pomak C-V krivulje udesno sa sniženjem temperature posljedica je činjenice da se zbog promjene položaja Fermijevog nivoa mijenja popunjenost zamki na međupovršini oksid-poluvodič ("*interface states*"). Fermijev nivo se snižavanjem temperature diže i zamke ispod njega se popunjavaju elektronima, što dovodi do povećanja negativnog naboja Q_{it} iz izraza (53), a prema istom izrazu to pomiče C-V krivulju udesno, tj. $\Delta V>0$. I. Capan et al. [29] također su dobili sličan pomak u C-V na 300K i 150K koristeći Si/SiO_2 MOS uzorke debljine oksidnog sloja 50 nm, sa zlatnim "gate" kontaktom i aluminijskim ohmskim kontaktom, što su jednake karakteristike ovdje korištenom uzorku. U radu je analiziran utjecaj tog efekta na određivanje defekata preko DLTS.

Kao mjera pomaka krivulje udesno može se uzeti razlika napona V_{FB} ("*flat-band voltage*"), koji se računaju očitavanjem napona na kojem graf $d^2(1/C^2)/d^2V$ postiže maksimum. Dobivene vrijednosti napona V_{FB} i njihova razlika su:

$$V_{FB}(300K) = 0.29\ V$$

$$V_{FB}(150K) = 1.51\ V$$

$$\Delta V_{FB} = 1.22V \tag{71}$$



Slika 44: C-V graf za MOS ozračen brzim neutronima na temperaturama 300K i 150K, mjereno iz inverzije prema akumulaciji i u obrnutom smjeru

C-V graf za MOS ozračen brzim neutronima na 300K i 150K prikazan je na Slici 47. Vrijede isti zaključci kao i za neozračeni uzorak, a razlika je u položajima C-V krivulja, koji su analizirani preko računa V_{FB}.

Na isti način kao prije izračunati su V_{FB} na 300K i 150K te njihova razlika:

$$V_{FB}(300K) = -0.28\,V$$

$$V_{FB}(150K) = 1.36\,V$$

$$\Delta V_{FB} = 1.64\,V \tag{72}$$

ΔV_{FB} je veći za ozračeni uzorak (izraz 72) nego za neozračeni (izraz 71). Može se zaključiti da su neutroni uveli dominantno akceptorske energijske nivoe na međupovršini oksid-poluvodič u energijskom području između položaja Fermijevog nivoa na 300K i njegovog položaja na 150K. Smanjenje V_{FB} na pojedinačnoj temperaturi nakon ozračivanja mogla bi biti posljedica stvaranja defekata donorskog tipa u oksidnom sloju, što bi, ovisno o položaju Fermijevog nivoa u oksidu, dovelo do povećanja $D_{ot,}$ a to bi prema izrazu (53) pomaknulo C-V krivulju ulijevo.

6. Zaključak

Najprije su uspoređena transportna svojstva Si i 4H-SiC diode, slične dopiranosti (~$5*10^{14}$ cm^{-3}) i dimenzija, ali s različitim Schottky kontaktima (nikal kod 4H-SiC i zlato kod Si) i s razlikom da je kod 4H-SiC primijenjen epitaksijalni rast, a kod Si nije. Struja curenja kod 4H-SiC diode je puno manja i pokazuje puno manju ovisnost o temperaturi nego kod Si diode. Za detektore to znači da je 4H-SiC bolji materijal zbog manjeg šuma i manje minimalne amplitude signala koja se može očitati. Saturacijska struja je kod 4H-SiC puno manja od iznosa struje curenja što znači da je teoretski moguće i daljnje smanjenje struje curenja poboljšanjem tehnoloških metoda, dok je kod Si saturacijska struja otprilike u istom redu veličine kao i struja curenja, te pokazuje jednako veliku temperaturnu ovisnost, što znači da nije moguće veliko poboljšanje. Iz ponašanja faktora idealnosti u ovisnosti o temperaturi i I-V karakteristike u propusnoj polarizaciji, jasno je da kod 4H-SiC diode RG centri i defekti imaju puno manji utjecaj na transportna svojstva, što je znak bolje izrade kristala, veće čistoće i moglo bi ukazivati na veće vrijeme života slobodnih nosilaca naboja, što znači bolju energijsku rezoluciju detektora. Serijski otpor je desetak puta manji kod 4H-SiC, što može ukazivati na bolju vremensku rezoluciju detektora. Širina područja osiromašenja kod Si ima puno veću temperaturnu ovisnost, znači da je detektorski aktivno

područje manje stabilno. Koncentracija slobodnih nosilaca naboja kod Si ima veću temperaturnu ovisnost nego kod 4H-SiC, što znači da 4H-SiC dioda i ovdje ima bolja detektorska svojstva jer o koncentraciji slobodnih nosilaca naboja ovise jakost električnog polja, širina područja osiromašenja, otpornost, napon proboja i struja curenja.

4H-SiC diode ozračene termalnim i brzim neutronima (doza ~10^{10} cm^{-2}) pokazale su slične promjene u transportnim svojstvima u odnosu na neozračeni uzorak. Povećanje struje curenja je u oba slučaja zanemarivo. U obje diode je u propusnoj polarizaciji I-V uočena pojava dva linearna djela krivulje koja se objašnjavaju modelom dvije paralelne barijere različitog iznosa na Schottky kontaktu, od kojih ona nižeg iznosa nastaje zbog defekata koji su navjerojatnije uvedeni neutronima. Zbog podjednake aktivacijske energije, može se zaključiti da su termalni i brzi neutroni u međupovršinu metal – poluvodič uveli istu vrstu defekata, a iz analize serijskog otpora slijedi da su brzi neutroni te defekte uveli u puno značajnijoj mjeri. Postoji mogućnost da su i u slučaju ozračivanja termalnim neutronima na stvaranje defekata najviše djelovali brzi neutroni koji se u reaktorskom zračenju stvaraju zajedno s termalnima i nalaze među njima. Uočeno je povećanje saturacijske struje, ali ono nije dovoljno da bi djelovalo na povećanje struje curenja. Širina područja osiromašenja se u oba slučaja malo povećala i ima malo veću temperaturnu ovisnost u odnosu na neozračeni uzorak, ali taj efekt se vidi samo na najnižim temperaturama. Slično je i s koncentracijom slobodnih nosilaca naboja, na većim temperaturama se smanjila za zanemariv iznos, a tek na na najnižim mjerenim temperaturama je to smanjenje veće, a efekt je sličan za diodu ozračenu termalnim i brzim neutronima. Visina Schottky barijere je ostala nepromijenjena na temperaturama većim od 175K.

Na kraju, uspoređen je neozračeni Si/SiO_2 MOS uzorak s MOS uzorkom ozračenim brzim neutronima (doza ~ 10^{12} cm^{-2}). Na 150K i 300K su na oba uzorka preko C-V izmjereni naponi V_{FB} ("*flat band voltage*"), a iz te analize se može zaključiti da su neutroni na međupovršini oksid-poluvodič između dva odgovarajuća položaja Fermijevog nivoa uveli akceptorske defekte. Također, iz smanjenja V_{FB} nakon ozračivanja slijedi da je u oksidu došlo do stvaranja efektivnog pozitivnog naboja, što može biti posljedica donorskih defekata izazvanih neutronskim razaranjem kristalne rešetke.

Literatura

[1] Gnell F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 3rd edition, John Wiley & Sons, 2000.

[2] W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1987.

[3] Robert F. Pierret, Semiconductor Device Fundamentals, Addison-Wesley Publishing Company, 1996.

[4] Encyclopedia Britannica, https://www.britannica.com/science/silicon-carbide, 25.4.2017.

[5] http://www.iue.tuwien.ac.at/phd/ayalew/node21.html , 25.4.2017.

[6] http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/SiC/thermal.html , 25.4.2017.

[7] E.H. Niccolian, J.R. Brews, MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology, John Wiley & Sons, 1982.

[8] S.M. Sze, Physics of semiconductor devices, John Wiley & Sons, 1969.

[9] http://ecee.colorado.edu/~bart/book/msthermi.htm, 21.5.2017.

[10] Petar Biljanović, Poluvodički elektronički elementi, Školska knjiga, 1996.

[11] Vinod Khumar Khanna, Physical understanding and technological control of carrier lifetimes in semiconductor materials and devices: A critique of conceptual development, state of the art and applications // Progress in quantum electronics, 12./2005.

[12] N.J. Woods and S. Hall, On the contribution of recombination currents in Schottky barrier diodes, Semicond. Sci. Technol. 9, 1994., str. 2295-2297

[13] Dieter K. Schroder, Semiconductor Material and Device Characterization, 3rd edition, John Wiley & Sons, 2006.

[14] E. Arslan, S. Altundal, S. Ozcelik, E. Ozbay, Tunneling current via dislocations in Schottky diodes on AlInN/AlN/GaN heterostructures, Semicond. Sci. Technol. 24, 2009.

[15] A. Castaldini, A. Cavallini, L. Rigutti, Deep levels by proton and electron irradiation in 4H-SiC, Journal of Applied Physics 98, 2005.

[16] Y.P. Song, R. L. Van Meirhaeghe, W.H. Laflere, F.Cardon On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-

temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers, Solid State Electronics, 1986. str. 633-638

[17] Rajinder Sharma, Temperature Dependence of I-V Characteristics of Au/n-Si Schottky Barrier Diode, Journal of Electron Devices, 2010.

[18] I. Jyothi et al., Temperature Dependency of Schottky barrier parameters of Ti Schottky Contacts to Si-on-Insulator, Material Transactions, Vol 54, No. 9, 2013., str. 1655-1660

[19] Shammi Verma, D. Kabiraj, T. Kumar, Sandeep Kumar, D. Kanjilal, Dependence of Schottky Barrier Height on Metal Work Function, Solid State Physics, Proceedings of the 55^{th} DAE Solid State Physics Symposium 2010.

[20] B.M.S. Lewerentz, B.G Svensson, Capacitance – Voltage Characteristics of Au-Si Schottky Diodes: Influence of Electron Irradiation, phys. stat. sol. (a), 114, K147, 1989.

[21] Vibhor Kumar, Anup Singh Man, Jamil Akhtar, Barrier height inhomogenities induced anomaly in thermal sensitivity of Ni/4H-SiC Schottky diode temperature sensor, Journal of Vacuum Science and Tecnology B 32, 2014.

[22] E. Omotoso, W.E. Meyer, F.D. Auret, A.T. Paradzah, M. Diale, S.M.M. Coelho, P.J. Ranse van Rensburg, The influence of high energy electron irradiation on the Schottky barrier height and Richardson constant of Ni/4H-SiC Schottky diodes, Materials Science in Semiconductor Processing (39), 2015.

[23] A. Sienkewicz, R. Iwanowski, Four-vacancy Damage Clusters in Neutron-irradiated Silicon, Materials Science and Engineering, B4, 1994., str 247.-250.

[24] H.W. Kraner, Z. Lee, Fast Neutron Damage in Silicon detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A279, 1989., str. 266-271

[25] B.Novoselnik, M. Pilipovic, R. Jacimovic, B. Pivac, R. Slunjski, I. Capan, Capacitance changes in neutron irradiated n-type silicon: The flux effect, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 268 2010., str. 2400-2402,

[26] D.J. Ewing, L.M. Porter, Q. Wahab, X. Ma, T.S. Sudharshan, S. Tumakha, M. Gao, L.J. Brillson, Inhomogenities in Ni/4H-SiC Schottky barriers: Localized Fermi-level pinning by defect states, Journal of applied physics 101, 2007.

[27] F. Nava, A. Castaldini, A. Cavallini, P. Errani, V. Cindro, Radiation Detection Properties of 4H-SiC Schottky Diodes Irradiated Up to 10^{16} n/cm^2 by 1 MeV neutrons, IEEE Transactions of Nuclear Science, 2006.

[28] Pavel Hazdra, Vit Zahlava, Jan Vobecky, Point defects in 4H-SiC epilayers introduced by neutron irradiation, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 327, 2014., str. 124-127

[29] Ivana Capan, Branko Pivac, Robert Slunjski, Electrical characterisation of Si-SiO_2 structures, Phys. Status Solidi C 8, 2010.