

J.U. UNIVERZITET U TUZLI
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
ODSJEK: FIZIKA

Amira Hadžipašić

ZAVRŠNI RAD
ELEKTRIČNI AKTIVNI DEFEKTI U
POLUPROVODNICIMA

Tuzla, decembar 2018.godine

Mentor rada: dr.sc. Izet Gazdić, vanr. prof.

Rad ima 43 strana

Redni broj diplomskog rada: _____

Ovaj završni rad rađen je u Laboratoriju za poluvodiče Zavoda za fiziku materijala na Institutu Ruđer Bošković pod vodstvom dr.sc. Ivane Čapan kojoj dugujem veliku zahvalnost na pomoći i savjetima pri izradi ovog rada . Veliku zahvalnost dugujem i Tomislavu Brodaru na svoj pruženoj pomoći u laboratoriju. Željela bih se zahvaliti i profesorima s Prirodno-matematičkog fakulteta u Tuzli na pruženom znanju posebno prof.dr.sc.Hedimu Osmanoviću i mr.sc.Rifatu Omeroviću. Zahvaljujem se i svim osobama koje su bile uz mene tokom studija i izrade završnog rada.

SAŽETAK

Ovaj rad je bio fokusiran na istraživanje dubokih nivoa u 4H-SiC. Karakterizacijske tehnike koje su bazirane na električnim mjerenjima uključuju strujno-naponsku, kapacitivno-naponsku karakteristiku pomoću kojih saznajemo električna ponašanja uređaja, te DLTS mjerenja pomoću koji detektiramo duboke nivoe. U ovom radu korištena je Ni/4H-SiC n-tipa Schottky dioda, gdje je jedan uzorak bio neozračen, a drugi uzorak je ozračen brzim neutronima do doze $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Na oba uzorka je izvršena strujno-naponska i kapacitivno-naponska karakterizacija, gdje smo uočili da ozračivanjem uzorka brzim neutronima do doze $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ neće doći do značajnijih promjena u karakteristikama. Za analizu defekata je korištena tranzijentna spektroskopija dubokih nivoa pomoću koje smo u neozračenom uzorku uočili duboki nivo $Z_{1/2}$, te u ozračenom uzorku pored $Z_{1/2}$ su uočena još 2 duboka nivoa EH_1 i EH_3 .

Ključne riječi : Ni/4H-SiC n-tipa, strujno-naponska karakterizacija , kapacitivno-naponska karakterizacija , tranzijentna spektroskopija dubokih nivoa.

ABSTRACT

This thesis is focused on the investigation the deep level defects of 4H-SiC. The characterization techniques are based on electrical measurements which include current - voltage and capacitance - voltage studies to know electrical behavior of the devices, DLTS measurements to detect deep level defects. Ni/4H-SiC n-type Schottky diode was used in this thesis, where one sample was pristine and another was irradiated with fast neutrons at fluence up to $1 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$. Current-voltage and capacitance-voltage characterization was performed on both samples where we have observed that the irradiation with fast neutrons at fluence up to $1 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ didn't cause changes in the characteristics. Deep Level Transient Spectroscopy was used for analysis of defects by which we have observed deep level $Z_{1/2}$ in pristine sample and in irradiated sample another two deep levels EH_1 and EH_3 .

Keywords: Ni/4H-SiC n-type, current-voltage characterization, capacitance-voltage characterization, deep level transient spectroscopy.

SADRŽAJ

1. UVOD.....	1
2. KRISTALNA STRUKTURA SiC	2
3. SPOJ METAL-POLUPROVODNIK	3
3.1. IDEALIZIRANI SPOJ METAL-POLUPROVODNIK	3
3.2. SCHOTTKY BARIJERA.....	5
3.3. SCHOTTKY EFEKAT	7
3.4. IDEALIZIRANI SPOJ METAL-POLUPROVODNIK U NERAVNOTEŽNOM STANJU	8
4. UZORCI I MJERNI UREĐAJI	10
4.1. PRIPREMA UZORAKA	10
4.2. MJERNI SISTEM	12
4.2.1 MJERNI SISTEM ZA I-V I C-V KARAKTERISTIKU	12
4.2.2. DEEP LEVEL TRANSIENT SPECTROSCOPY (DLTS) MJERNI SISTEM	14
5. EKSPERIMENTALNE METODE.....	15
5.1. STRUJNO-NAPONSKA KARAKTERISTIKA	15
5.2. KAPACITIVNO-NAPONSKA KARAKTERISTIKA	19
5.3. TRANZIJENTNA SPEKTROSKOPIJA DUBOKIH NIVOVA (engl. Deep Level Transient Spectroscopy – DLTS)	21
6. REZULTATI MJERENJA I ANALIZA	26
6.1 REZULTATI MJERENJA ZA I-V KARAKTERISTIKU.....	26
6.2 REZULTATI MJERENJA ZA C-V KARAKTERISTIKU.....	28
6.3 ANALIZA I-V KARAKTERISTIKE	30
6.4 ANALIZA C-V KARAKTERISTIKE	35
6.5 ANALIZA TRANZIJENTNE SPEKTROSKOPIJE DUBOKIH NIOVA	36
ZAKLJUČAK.....	41
LITERATURA	42

1.UVOD

Silicij karbid (SiC) je poluprovodnički materijal koji posjeduje mnoga izvandredna svojstva kao što su širok energetska procjep (3.26 eV), visoku termičku provodljivost ($4.9 \text{ W cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$), visoko probojno polje ($3 \times 10^6 \text{ Vcm}^{-1}$) i saturacijsku driftnu brzinu elektrona ($2 \times 10^7 \text{ cm s}^{-1}$).

Rijetko uključuje hemijske reakcije na sobnim temperaturama i termički je stabilan do temperature od oko 2000°C . SiC predstavlja čvrstu supstancu koja posjeduje čvrstoću 9 na Mohs-ovoj skali i Young-ov modul od 424 GPa [1].

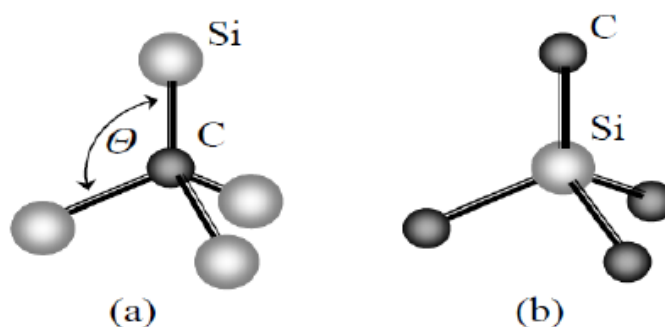
Silicij karbid (SiC) privlači mnogo pažnje kao materijal za energetsku elektroniku sa ekstremno niskim gubicima [2]. Pored toga, silicij karbid se koristi u izradi elektroničkih uređaja sa visokom otpornošću na oštećenje pri zračenju, te mu upravo to svojstvo daje mogućnost da se koristi u akceleratorima kao detektor zračenja kao i u nuklearnim postrojenjima kao detektor za praćenje potrošene količine goriva [3].

SiC ima preko 250 politipova, identificirani do 2006. godine [4] ali jedino su 6H-SiC i 4H-SiC politipovi komercijalno dostupni u bulk wafer-ima i običnim epitaksijalnim slojevima. Između ova 2 politipa, 4H-SiC se više preferira u energetskoj elektronici najviše zbog visoke mobilnosti nosilaca kao i niske jonizacijske energije donora [5].

Razumijevanje i kontroliranje defekata ostaje i dalje glavna prepreka u mnogim poluprovodničkim materijalima i uređajima. Svojstva defekata (poznatih kao zamke) su od glavne važnosti za izvođenje i pouzdanost poluprovodničkih uređaja. Glavni cilj procjene dubokih nivoa jeste obezbjeđivanje povratne informacije kako bi se poboljšala kvaliteta materijala i razumjeli efekti dubokih nivoa na izvođenje uređaja. Stoga, kontrola defekata se smatra ključnom [6].

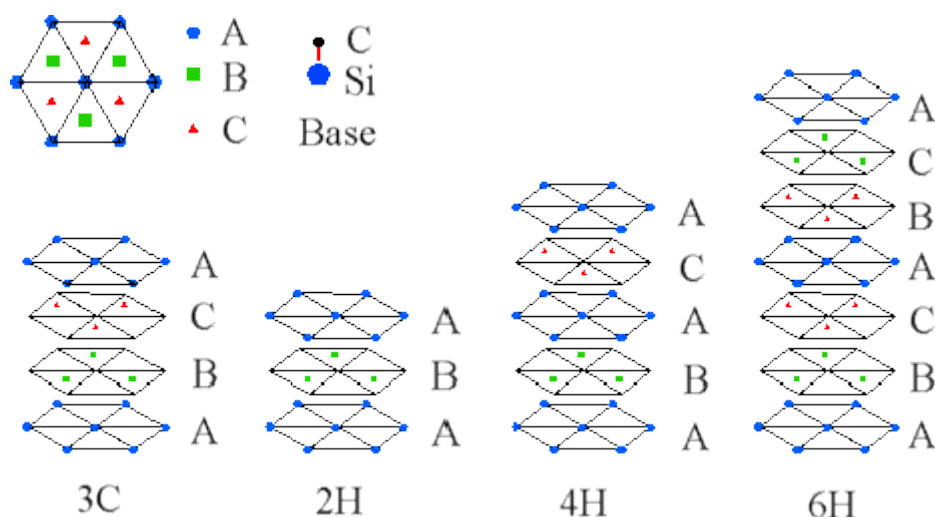
2.KRISTALNA STRUKTURA SiC

SiC sadrži jednak broj atoma silicija i ugljika. Svaki atom silicija je kovalentno povezan sa 4 atoma ugljika u tetraedarsku strukturu gdje se atom silicija nalazi u centru, odnosno svaki atom ugljika je kovalentno povezan s 4 atoma silicija. Dužina SiC veze je aproksimativno $1.89\text{\AA}$, a ugao između ugljika-silicija-ugljika veze je 109.5° . Prema tome, gusto pakovana struktura i mala dužina veze SiC objašnjavaju njegovu čvrstoću i stabilnost.



Slika 1.Osnovni elementi SiC kristala [1]

SiC je polimorf (polimorfizam je fenomen gdje jedinjenja zauzimaju različitu kristalnu strukturu usljed različitog redoslijeda slaganja). On pokazuje jednodimenzioni polimorfizam poznat pod nazivom politipizam. Politipovi se izražavaju brojem Si-C slojeva u jediničnoj ćeliji zajedno sa simbolom kristala (Ramsdell-ova notacija). Najčešći politipovi su : 3C , 2H , 4H , 6H , 8H , 9R , 10H, 14H ,15R , 19R, 20H, 21H i 24R . Oznake C, H i R predstavljaju kristalografske kategorije: C- kubična (cubic), H-heksagonalna (hexagonal), R-romboedarska (rhombohedral). Hemijski sastav i dužina veze SiC je ista bez obzira na vrstu politipa. Ono što determiniše politip jeste redoslijed sekvenciranja SiC tetraedra tokom slaganja dvoatomskih slojeva. Tako da npr. kod 3C-SiC imamo ABCABC slaganje, kod 2H-SiC ABAB, kod 4H-SiC ABAC, kod 6H-SiC ABCACB [1]...



Slika 2. Slaganje sekvenci dvoatomskih slojeva 4 najčešća politipa 3C, 2H, 4H i 6H (3 moguće heksagonalne pozicije atoma Si i C su označene krugom, kvadratom i trokutom) [7]

3C kristalna struktura sadrži 3 sloja duž pravca slaganja u kubnoj kristalnoj strukturi, dok 2H, 4H i 6H sadrže 2, 4 i 6 slojeva respektivno, periodično ponavljanih slojeva u heksagonalnoj kristalnoj strukturi. Svojstva kao što su širina energetskog procjepa, mobilnost će varirati u ovisnosti od politipa usljed različitog broja atoma u jediničnoj ćeliji. Širina energetskog procjepa varira za politipova od 2.3eV za 3C-SiC do 3.0 eV za 6H-SiC i za 4H-SiC do 3.2 eV.

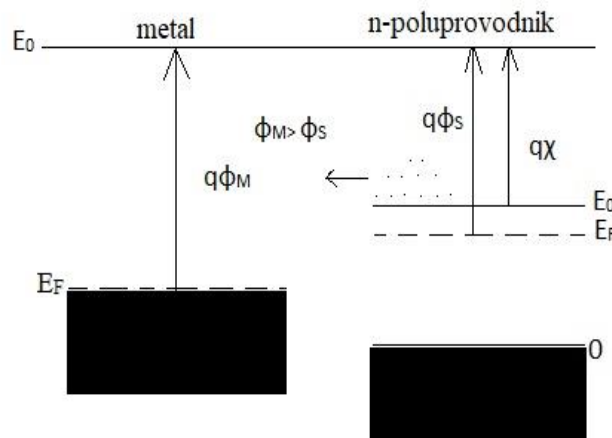
3.SPOJ METAL-POLUPROVODNIK

Spoj metal-poluprovodnik je vrlo važan u poluprovodničkoj elektronici jer se primjenjuje za izradu dioda metal-poluprovodnik, koje imaju strujno-naponsku karakteristiku u kvalitativnom smislu sličnu karakteristici pn-diode. S historijskog gledišta, dioda metal-poluprovodnik je bila prvi elektronički element koji se temeljio na fizici čvrstog stanja. Međutim, tehnološke mogućnosti i teorijske nepoznanice su znatno usporile rast primjena te diode. U nastavku će se izložiti teorija spoja metala-poluprovodnik te izvedba uzorka korištenog pri eksperimentalnim mjerenjima za potrebe ovog završnog rada.

3.1. IDEALIZIRANI SPOJ METAL-POLUPROVODNIK

Pod pojmom idealiziranog spoja metal-poluprovodnik se podrazumijeva bliski kontakt metala i poluprovodnika bez postojanja površinskih energetskih stanja. Kada metal i poluprovodnik nisu u bliskom kontaktu, tada sistem što ga oni čine nije u stanju termodinamičke ravnoteže. To proizilazi iz energetskih dijagrama metala i poluprovodnika (Slika 3.). U tom slučaju referentni nivo je nivo energije E_0 koji pripada elektronu koji se upravo oslobodio iz metala ili

poluprovodnika. Taj nivo je isti bez obzira je li elektron oslobođen iz metala ili poluprovodnika. Energetski dijagram je opisan Fermijevom energijom E_F i energijom oslobođenog elektrona E_0 . Fermijeva energija je najviša energija koju slobodni elektroni u metalu mogu imati na temperaturi apsolutne nule.



Slika 3.1 Energetski dijagram metala i poluprovodnika n-tipa kada metal i poluprovodnik nisu u bliskom kontaktu. Rad izlaza metala je veći od rada izlaza poluprovodnika $q\chi$

Na sobnoj temperaturi vrlo malen broj elektrona zaposjeda energetske nivoe iznad Fermijeve pa se u prvoj aproksimaciji neće učiniti zamjetnija pogreška ako se zanemari postojanje slobodnih elektrona s energijama iznad Fermijeve. Razlika energije slobodnog elektrona i Fermijeve energije označena je sa $q\phi_M$ i zove se rad izlaza elektrona iz metala ili izlazni rad ili radna funkcija (engl. work function). Rad izlaza u fizikalnom smislu označava najmanji iznos energije što ga slobodan elektron u metalu na temperaturi apsolutne nule mora primiti da bi se mogao osloboditi iz metala. Veličina ϕ_M se izražava u voltima i zove se naponski ekvivalent rada izlaza, dok se $q\phi_M$ kao rad izlaza izražava u eV. Veličina $q\phi_s$ predstavlja izlazni rad elektrona iz poluprovodnika te ona predstavlja razliku energije elektrona oslobođenog iz poluprovodnika i Fermijeve energije. Rad izlaza elektrona iz poluprovodnika i metala definiran je formalno na isti način. Međutim, stvarno značenje nije u oba slučaja isto zato što

u Fermijevom energetskeg nivou u poluprovodniku ne mogu egzistirati slobodni elektroni.

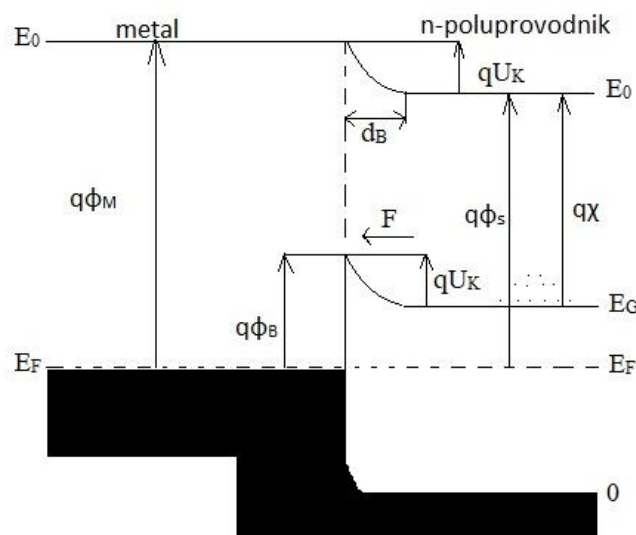
Svojstva spoja metal-poluprovodnika n-tipa ovisit će o međusobnom odnosu radova izlaza metala i poluprovodnika. Na slici 3.1 pretpostavljeno je da je $\phi_s < \phi_M$. Energija $q\chi$ predstavlja razliku energije elektrona oslobođenog iz poluprovodnika i energije slobodnog elektrona koji se nalazi na dnu vodljive vrpce. Ova energija se naziva elektronski afinitet (engl. electron affinity). Veličina χ predstavlja naponski ekvivalent elektronskog afiniteta. Kod većine poluprovodnika on iznosi 4 eV. Rad izlaza metala i elektronski afinitet poluprovodnika su određeni kristalnom strukturom pa su za zadani metal odnosno poluprovodnik, konstante materijala. Međutim rad izlaza poluprovodnika nije konstanta materijala jer zavisi o položaju Fermijevog nivoa koji se mijenja ovisno o vrsti dopanda i njegovoj koncentraciji. S porastom koncentracija primjesa, Fermijev nivo se „seli“ bliže vodljivom pojasu te rad izlaza se svojim iznosom približava elektronskom afinitetu. Stanje opisano slikom 3.1 nije ravnotežno stanje.

Kada bi metal i poluprovodnik doveli u bliski kontakt, slobodni elektroni u vodljivom pojasu poluprovodnika „vidjeli“ bi slobodne energetske nivoe iznad Fermijevog nivoa u metalu i javila bi se jaka tendencija za difundiranje slobodnih elektrona iz vodljivog pojasa poluprovodnika u metal. Difundiranje elektrona iz poluprovodnika u metal značilo bi protjecanje struje u suprotnom smjeru. Međutim to nije moguće jer ne postoji ni izvor energije ni strujni krug kroz koji bi se struja zatvarala [8].

3.2. SCHOTTKY BARIJERA

Rezultat konstantnosti Fermijevog nivoa kroz strukturu je pojava energetske barijere $q\phi_B$ između metala i poluprovodnika. To je energetska barijera što je „vide“ slobodni elektroni koji bi iz metala htjeli preći u poluprovodnik. Ta se barijera zove Schottky barijera. Energija raste od poluprovodnika prema metalu što znači da je u području porasta energije inducirano ugrađeno električno polje usmjereno iz poluprovodnika u metal. To polje spriječava difuziju slobodnih elektrona iz vodljivog pojasa poluprovodnika u metal, a to je bitno zbog održavanja ravnotežnog stanja. Djelovanjem polja, koje zbog visoke vodljivosti metala ne prodire dublje u metal već praktički djeluje isključivo u poluprovodniku, slobodni elektroni migriraju s površine u dublji volumen

poluprovodnika. U površinskom sloju poluprovodnika stvorit će se osiromašeno područje u kojem prevladavaju nepokretni donori [8].



Slika 3.2. Energetski dijagram metala i poluprovodnika n-tipa u bliskom kontaktu u ravnotežnom stanju

To električno polje između fiksnog pozitivnog naelektrisanja potiče od donora i elektrona koji se nalaze na površini metala. Potencijal koji formira ovo električno polje dovodi do krivljenja zone u okolini spoja. Tom prilikom dolazi do postepenog formiranja barijere na strani poluprovodnika. Elektroni koji difuzijom prelaze sa poluprovodnika na metal pod uticajem električnog polja, postepeno prestaju sa prelaskom, nakon čega se u cijeloj strukturi poluprovodnik-metal uspostavlja konstantan Fermijev nivo.

U spoju metal-poluprovodnik barijera nije ista za slobodne elektrone koji prelaze iz metala u poluprovodnik i za slobodne elektrone koji prelaze iz poluprovodnika u metal. U prvom slučaju postoji barijera ϕ_B , a u drugom slučaju postoji barijera U_K . Visina barijere na strani poluprovodnika tada iznosi :

$$qU_K = q(\phi_M - \phi_s) \quad (3.1)$$

što odgovara razlici Fermijevih nivoa u metalu i poluprovodniku u odnosu na vakuumske nivo koji je zajednički nivo za oba materijala. Sa druge strane, visina barijere na strani metala određena je razlikom energije dna provodne zone

poluprovodnika na granici sa metalom i energije Fermijevog nivoa. Polazeći od vakuumskog nivoa kao referentnog nivoa, ova razlika iznosi :

$$q\phi_B = q(\phi_M - \chi) \quad (3.2)$$

Ravnotežni ugrađeni potencijal se može povećavati ili smanjivati primjenom spoljašnjeg napona koji dovodi do inverzne ili direktne polarizacije. U slučaju metal-poluprovodnik spoja kod kojeg postoji Schottkey barijera, pod direktnom polarizacijom se podrazumijeva ona polarizacija kod koje je n-tip poluprovodnika na nižem potencijalu. Suprotno tome, kod inverzne polarizacije n-tip poluprovodnika je na višem potencijalu [9].

U slučaju direktne polarizacije, potencijal na mjestu W se smanjuje i iznosi $U_K - U$, te je u tom slučaju širina područja osiromašenja :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0}{qN_d}(U_K - U)} \quad (3.3)$$

Dok u slučaju inverzne polarizacije, potencijal se povećava i iznosi $U_K - U = U_K + |U|$, zbog čega je širina područja osiromašenja :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0}{qN_d}(U_K + |U|)} \quad (3.4)$$

Kod spoja metal-poluprovodnik kontaktni potencijal može biti pozitivan ili negativan ovisno o tome je li veći rad izlaza metala ili poluprovodnika. O predznaku kontaktnog potencijala ovisi temeljno svojstvo idealnog spoja metal-poluprovodnik. To svojstvo je njegov karakter koji može biti dvojak: ispravljački(diodni) ili neispravljački(omski). Kod spoja metal-poluprovodnik n-tipa ako je $\phi_M > \phi_S$ ili $U_K > 0$, rezultira ispravljački (diodni) karakter. Ako je $\phi_M < \phi_S$ ili $U_K < 0$, rezultira neispravljački (omski) karakter [8].

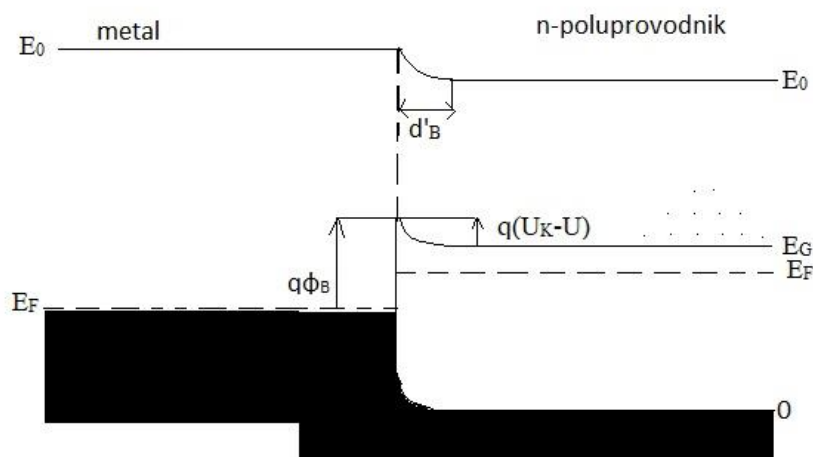
3.3. SCHOTTKY EFEKAT

Za tačniji opis svojstava spoja metal-poluprovodnik potrebno je u obzir uzeti činjenicu da vanjski napon donekle mijenja visinu barijere $q\phi_B$ i qU_K . Analiza pokazuje da pri reverznoj polarizaciji spoja može doći do znatnijeg sniženja visine barijere $q\phi_B$. Ovu pojavu je proučavao Walter Schottky i ona se po njemu zove Schottky-jev efekat. Bez obzira da li je spoj metal-poluprovodnik u ravnotežnom ili neravnotežnom stanju, na strani poluprovodnika uvijek postoji osiromašeno područje posljedica kojeg je električno polje usmjereno od

poluprovodnika ka metalu. Silnice tog električnog polja završavaju na slobodnim elektronima na samoj površini metala [8].

3.4. IDEALIZIRANI SPOJ METAL-POLUPROVODNIK U NERAVNOTEŽNOM STANJU

Pretpostavimo da na idealizirani spoj metal i poluprovodnika n-tipa dovedemo istosmjerni napon U s pozitivnim polom na metal. Taj napon će u osiromašenom području na površini poluprovodnika inducirati električno polje usmjereno od metala prema poluprovodniku koje će se suprotstaviti ugrađenom električnom polju, a koje posljedica kontaktnog potencijala. Napon U je pozitivan kada tu barijeru snizuje, u ovom slučaju to znači da je na stranu metala spojen pozitivni pol izvora napajanja. Energetski dijagram spoja metal-poluprovodnik je prikazan na slici 3.3. Energetska barijera za slobodne elektrone u metalu je ostala ista kao u stanju ravnoteže, dok je za slobodne elektrone u poluprovodniku postala niža, snizila se sa iznosa qU_K na iznos $q(U_K-U)$. To je posljedica činjenice da je vodljivost metala vrlo visoka s obzirom na vodljivost poluprovodnika pa se sav vanjski napon U troši na osiromašenom području na površini poluprovodnika. Inducirano električno polje postoji samo u poluprovodniku pa se visina energetske barijere mijenja samo za slobodne elektrone u poluprovodniku.



Slika 3.3. Energetski dijagram propusno polariziranog spoja metal-poluprovodnik n-tipa

Kako je visina energetske barijere za slobodne elektrone u metalu ostala ista kao u ravnotežnom stanju, nema prijelaza slobodnih elektrona iz metala u poluprovodnik. Međutim, energetska barijera koju vide slobodni elektroni u poluprovodniku na putu prema metalu je sada niža nego u ravnotežnom stanju pa dio slobodnih elektrona sa višim energijama može savladati barijeru i preći u metal.

Prijelaz slobodnih elektrona iz poluprovodnika u metal ekvivaletno je protjecanju struje elektrona u suprotnom smjeru pa u tom slučaju struja kroz spoj metal-poluprovodnik teče od metala prema poluprovodniku. Ta struja raste s porastom napona $U > 0$ jer je barijera za elektrone u poluprovodniku tad niža. Pri tome će struja rasti eksponencijalno s porastom napona. Postoji bitna razlika prema pn spoju u činjenici što struju čine slobodni elektroni koji iz poluprovodnika prelaze u metal, gdje su elektroni isključivi nosioci naboja, a nisu manjinski nosioci kao na p-strani kod pn spoja. Ti elektroni ne podliježu zakonima rekombinacije pa nema ni akumulacije tog naboja. To je uzrok vrlo velike brzine rada poluprovodničkih elemenata temeljenih na spoju metal-poluprovodnik.

Kad je rad izlaza metala veći od rada izlaza poluprovodnika, imamo propusno polarizirani spoj metal-poluprovodnik.

U slučaju ako na metal dovedmo negativno pol izvora napajanja, visina energetske barijere za slobodne elektrone u metalu ostaje ista kao u stanju ravnoteže, dok će se visina energetske barijere za slobodne elektrone u poluprovodniku povećati prema slici 3.4 s iznosa qU_K na iznos $q(U_K+U)$. Porast te visine barijere je posljedica rasta jačine električnog polja u području osiromašenja. Slobodni elektroni koji u ravnotežnom stanju nisu uspjeli savladati barijeru qU_K na putu iz poluprovodnika u metal, sada pogotovo nisu u stanju savladati višu barijeru $q(U_K+U)$, pa nema transporta nosilaca preko barijere. To znači da imamo nepropusnu ili reverznu polarizaciju spoja metal-poluprovodnik n-tipa. Struja kroz spoj metal-poluprovodnik n-tipa neće međutim biti jednaka nuli jer u valentnoj vrpici poluprovodnika n-tipa postoje manjinski nosioci šupljine za koje barijera ne postoji. Te su šupljine u uvjetima reverzne polarizacije ubrzane poljem u osiromašenom području prema metalu i dolaze do površine metala i tu se rekombiniraju s elektronima. To rezultira veoma malom reverznom strujom manjinskih šupljina koja teče od poluprovodnika prema metalu, dakle u smjeru suprotnom od struje elektrona u propusnoj polarizaciji. Reverzna struja ima mnogo manji iznos od propusne

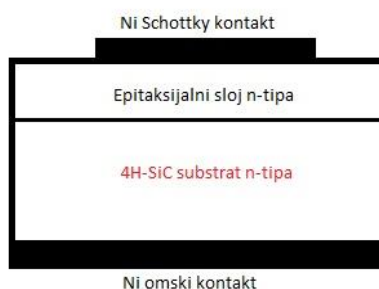
struje jer je broj manjinskih šupljina koje čine tu struju izuzetno nizak u odnosu na broj većinskih elektrona. Reverznoj struji donekle pridonose i elektroni u metalu [2].

4. UZORCI I MJERNI UREĐAJI

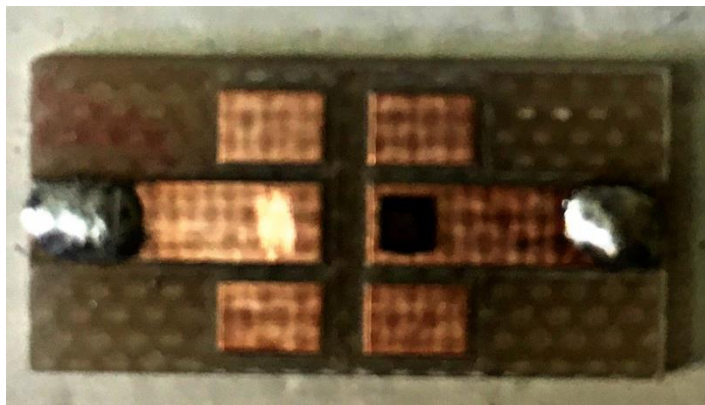
4.1. PRIPREMA UZORAKA

Za potrebe ovog rada su korištena 2 uzorka:

1. Prvi uzorak je neozračen uzorak proizveden tako što se na n-tip podloge (substrat) 4H-SiC nanijeo n-tip epitaksijalni sloj. Epitaksijalni sloj n-tipa se nanosi pomoću postupka koji se zove hemijska depozicija pare (eng. Chemical vapor deposition – CVD). Debljina ovog epitaksijalnog sloja kod neozračenog uzorka je 25 μm . Epitaksijalni sloj se dopirao dušikom koncentracija do $4.56 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Schottky barijera je formirana na epitaksijalnom sloju evaporacijom nikla kroz metalnu kvadratičnu masku dimenzija 1mm $\times$ 1mm. Omski kontakt je formiran na zadnjoj strani substrata 4H-SiC sinteriranjem nikla u argonu 10 minuta na temperaturi 950°C. Na slici 4.1 i 4.2 prikazane su struktura Schottky diode i neozračen uzorak korišten pri mjerenju [10].

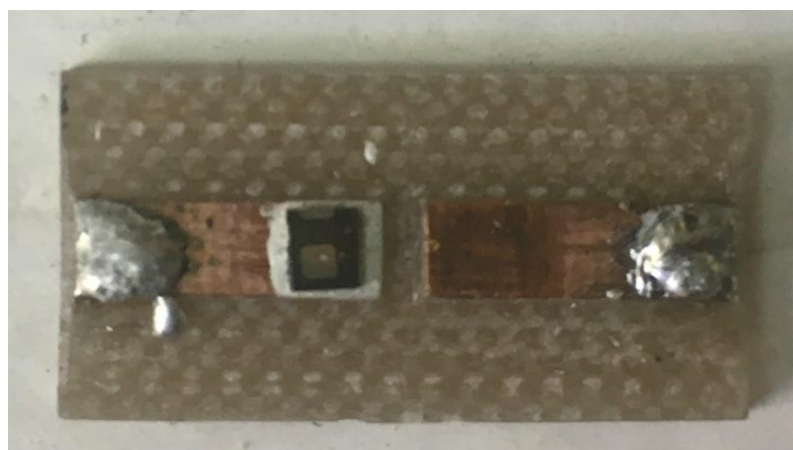


Slika 4.1. Struktura Schottky diode



Slika 4.2. Neozračeni uzorak korišten pri mjeranjima

2. Drugi uzorak koji je korišten pri mjeranjima je ozračeni uzorak i on je proizveden na isti način kao neozračeni. Tako proizvedeni uzorak se ozračivao brzim neutronima na TRIGA reaktoru na Institutu Jožef Štefan. Uzorak je ozračen na sobnoj temperaturi. Pri ozračivanju uzorka brzim neutronima, uzorak je postavljen u kutiju od kadmija Cd čija je debljina 1mm i koja posluži kao filter za termalne neutrone tj. efikasno blokira termalne neutrone čije su energije manje od 0.55 eV. Na slici 4.3. je predstavljen ozračeni uzorak.

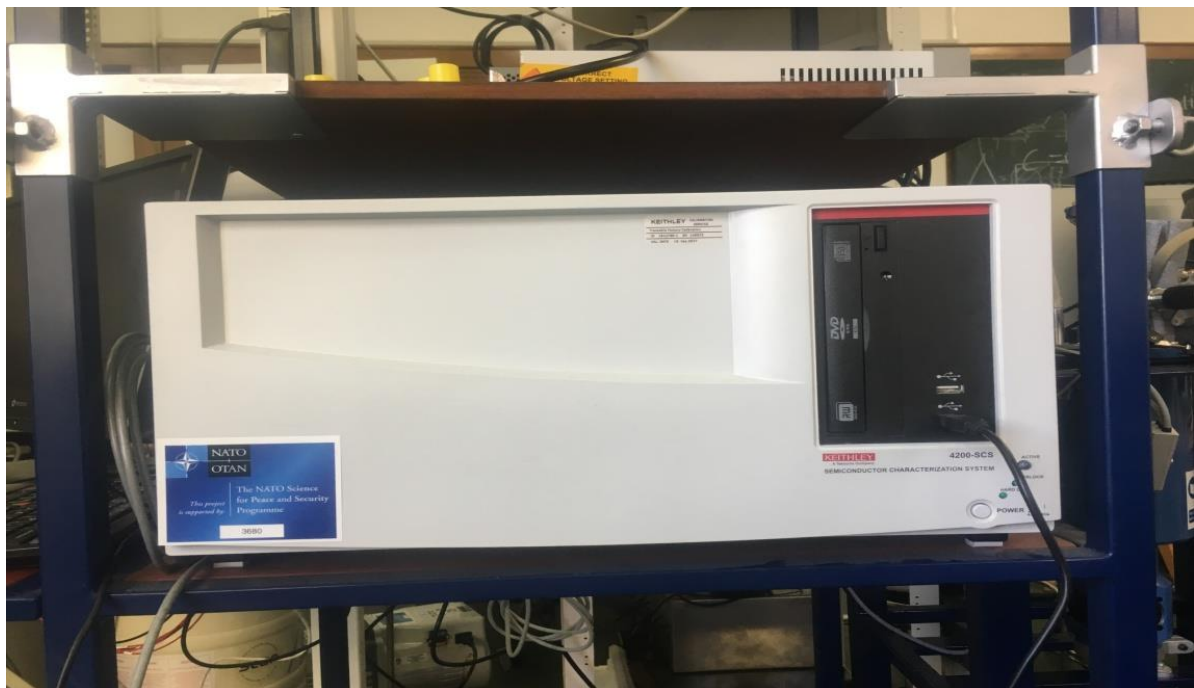


Slika 4.3. Ozračeni uzorak korišten pri mjeranjima

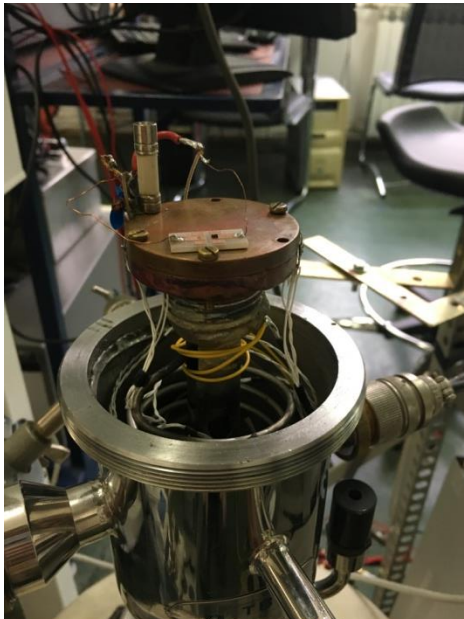
4.2. MJERNI SISTEM

4.2.1 MJERNI SISTEM ZA I-V I C-V KARAKTERISTIKU

Za mjerenje I-V i C-V karakteristike se koristio Keithley 4200 semiconductor characterization system u kojeg su ugrađene modularne kartice potrebne za I-V i C-V mjerenja. Na slici 4.1. je prikazan Keithley 4200 semiconductor characterization system. Ovaj sistem za I-V i C-V mjerenja je preko koaksijalnih kablova spojen za kriostat u kojem se nalazi uzorak. Na slici 4.2. je prikazan uzorak u kriostatu.



Slika 4.1. Keithley 4200 semiconductor characterization system



Slika 4.2. Uzorak u kriostatu

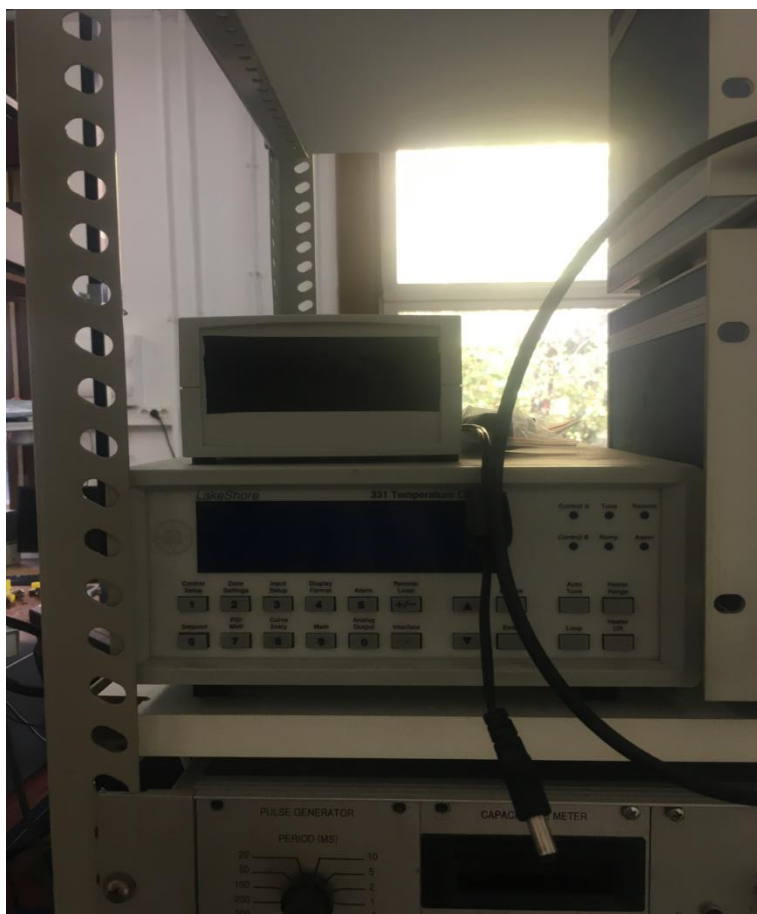
Kako bi se postigla toplinska izolacija od okoline u kriostatu, trebao se prostor oko uzorka u kriostatu dovesti u vakuumsko stanje te se je za to koristila vakuumska pumpa koja je spojena za kriostat. Na slici 4.3 je prikazana vakuumska pumpa.



Slika 4.3. Vakuumska pumpa lijevo, kriostat desno

Za mjerenja se koristio temperaturni raspon 250 K-375K . Kako bi se dobile visoke temperature, podloga/nosač uzorka je spojen na električni grijač kroz koji se propušta struja .

Za dobivanje niskih temperatura koristio se tekući dušik koji je protokom kroz cijev nosača uzorka hladio uzorak. Da bi se kontrolira temperatura uzorka u sam nosač uzorka je postavljen temperaturni senzor koji je povezan sa temperaturnim kontrolerom LakeShore 331 Temperature Controller. Na slici 4.4. je prikazan temperaturni kontroler LakeShore 331 Temperature Controller.



Slika 4.4 LakeShore 331 Temperature Controller

4.2.2. DEEP LEVEL TRANSIENT SPECTROSCOPY (DLTS) MJERNI SISTEM

U svrhu DLTS mjerenja se koristila eksperimentalna postavka sa Boonton 7200 capacitance meter mjerачem kapaciteta, NI PCI-6251 DAQ akvizicijskom karticom i softver Laplace DLTS. DLTS mjerenja su obavljena u temperaturnom rangu od 102K-350K. Korišten je napon pulsa $V_p = -0.1V$ i reverzni napon $V_R = -10V$, gdje širina napona pulsa 10ms. Uzorak pri

mjerenjima se također nalazio u kriostatu, gdje se za dobivanje niskih temperatura koristio tekući dušik. Za kontroliranje temperature su se koristila 2 temperaturna kontrolera LakeShore 332 Temperature Controller i LakeShore 335 Temperature Controller. Na slici 4.5 je prikazan mjerni sistem pri DLTS mjerenjima.



4.5. Mjerna postavka za DLTS mjerenja

5. EKSPERIMENTALNE METODE

5.1. STRUJNO-NAPONSKA KARAKTERISTIKA

Primjenom napona direktne polarizacije u slučaju spoja metala sa poluprovodnikom n-tipa doći će do smanjenja potencijalne barijere što će omogućiti prelazak elektrona putem difuzije iz poluprovodnika u metal, formirajući struju koja je u suštini nastala pod dejstvom većinskog naelektrisanja. U slučaju inverzne polarizacije, barijera je visoka i difuzija elektrona prema metalu je zanemarljiva. Protok elektrona sa metala ka poluprovodniku je ograničen prisustvom barijere ϕ_B koja u suštini određuje struju saturacije. Ova barijera se vrlo malo mijenja sa promjenom napona na spoju. Kao zaključak možemo izvući da kod spoja metal-poluprovodnik, kod koga poluprovodničku stranu čini isti n-tip poluprovodnika, strujom dominiraju

elektroni. Dok u režimu inverzne polarizacije, dominantna je struja elektrona sa metala na poluprovodnik. Manjinski nosioci u ovom slučaju imaju zanemarljiv doprinos struji spoja, pa se zato često kaže da je Schottky dioda „naprava većinskih nosioca“. Ovo je upravo i prednost Schottky dioda, jer zanemarljiva struja manjinskih nosioca čini njihovo vrijeme oporavka veoma kratkim. Struja koja potiče od većinskih nosioca se često naziva struja termojonske emisije. Postoji više teorija koje objašnjavaju protok struje kroz metal-poluprovodnik spoj. Najsveobuhvatnija teorija je termojonska emisiona-difuzionna teorija, koja u suštini kombinuje 2 teorije u jednu i u principu dovodi do relativno dobrih rezultata. Termojonska teorija polazi od toga da je $q\phi_B$ mnogo veće od $k_B T$ i da su sudari elektrona u oblasti osiromašjenja, kao i Schottky efekat zanemarljivi. U ovom slučaju gustina struje iz poluprovodnika u metal $J_{sm} = qn\langle v_x \rangle$ se određuje kao proizvod naelektrisanja q , koncentracije n i srednje brzine elektrona u pravcu metala određene na osnovu Maxwell-ove raspodjele nosilaca:

$$\langle v_x \rangle = \left(\frac{m^*}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \int_{v_{0x}}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} v_x \exp\left(-\frac{m^* v^2}{2k_B T}\right) dv_x dv_y dv_z \quad (5.1)$$

U prethodnoj releaciji sa v_{0x} je označena minimalna brzina potrebna da se prevaziđe barijera koja je postavljena u x-pravcu, a intezitet brzine je određen vezom :

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (5.2)$$

Nakon integracije po v_y i v_z dobija se :

$$J_{sm} = \left(\frac{m^*}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \int_{v_{0x}}^{+\infty} v_x \exp\left(-\frac{m^* v_x^2}{2k_B T}\right) dv_x \quad (5.3)$$

Što konačno daje izraz :

$$J_{sm} = qn \left(\frac{k_B T}{2\pi m^*} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{m^* v_{0x}^2}{2k_B T}\right) \quad (5.4)$$

Vrijednost v_{0x} se određuje iz uslova da je kinetička energija elektrona jednaka visini barijere pri direktnoj polarizaciji naponom U , odnosno:

$$\frac{1}{2} m^* v_{0x}^2 = q(U_K - U) \quad (5.5)$$

Koristeći izraz za koncentraciju elektrona:

$$n = N_c(T) \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right) \quad (5.6)$$

gdje je $N_c(T)$ efektivna gustina stanja u provodnoj zoni koju računamo kao :

$$N_c(T) = 2 \left(\frac{m_n k_B}{2\pi \hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} T^{\frac{3}{2}} \quad (5.7)$$

i zamjenom $q\phi_B = qU_K + (E_C - E_F)$, izraz za termojonsku gustinu struje postaje :

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{qU}{k_B T}\right) \quad (5.8)$$

gdje je $A^* = \frac{4\pi q m^* k_B^2}{h^3}$ Richardson-ova konstanta. Protok elektrona iz metala u poluprovodnik slabo zavisi od napona, pa je gustina struje J_{ms} tipično određena izrazom za $V=0$:

$$J_{ms} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{k_B T}\right) \quad (5.9)$$

Ukupna gustina struje kroz spoj metal-poluprovodnik određena je sa $J_n = J_{sm} - J_{ms}$:

$$J_n = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{k_B T}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (5.10)$$

Uvođenjem gustine struje saturacije J_s :

$$J_s = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{k_B T}\right) \quad (5.11)$$

termojonska gustina struje kroz metal-poluprovodnik spoj se može zapisati u kompaktnijem obliku :

$$J_n = J_s \left[\exp\left(\frac{qU}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (5.12)$$

U kombinaciji sa difuzionom teorijom, izraz za gustinu struje postaje nešto komplikovaniji :

$$J_n = \frac{q N_c v_R}{1 + \frac{v_R}{v_D}} \exp\left(-\frac{q\phi_B}{k_B T}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (5.13)$$

gdje je v_R efektivna brzina rekombinacije u području osiromašenja, dok je v_D efektivna difuziona brzina elektrona određena transportom elektrona od ivice područja osiromašenja do maksimuma barijere. Pri tome važi da je $v_R = \frac{A^* T^2}{q N_c}$,

dok konstanta v_D zavisi od proizvoda koeficijenta difuzije i faktora $\exp\left[\frac{q\Delta\Phi}{k_B T}\right]$ [1].

Strujno-naponska karakteristika direktno polarisane Schottky diode koja podliježe termojonskom emisionom modelu je data kao :

$$I = I_S \left[\exp\left(\frac{qU_D}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (5.14)$$

Većina Schottky dioda pokazuje devijacije od idealnog termojonskog emisionog ponašanja. Bezdimenzioni parametar zvani faktor idealnosti je inače uključen u I-V vezu kako bi se uzela u obzir neidealna ponašanja diode :

$$I = I_S \left[\exp\left(\frac{qU_D}{nk_B T}\right) - 1 \right] \quad (5.15)$$

gdje je q elementarno naelektrisanje elektrona, U_D je primijenjeni napon na diodu, k_B Boltzmann-ova konstanta i T je apsolutna temperatura. I_S se može izraziti kao :

$$I_S = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{k_B T}\right) \quad (5.16)$$

gdje je A površina diode, A^* je Richardson-ova konstanta. Efekt serijskog otpora diode R je obično modeliran sa serijskom kombinacijom diode i otpornika R kroz koji protiče struja I . Napon U se može izraziti preko pada napona na serijskoj kombinaciji diode i otpornika $U_D = U - IR$, te za $U_D > \frac{3k_B T}{q}$ imamo :

$$I = I_S \exp\left[\frac{q(U - IR)}{nk_B T}\right] \quad (5.17)$$

Pri velikim naponima može se zanemariti jedinica u zagradi u odnosu na eksponencijalni član. Logaritmiranjem dobivamo :

$$\log(I) = \log(I_S) + \frac{qU}{nk_B T} \quad (5.18)$$

Koristeći linerarnu ovisnot ove relacije možemo odrediti struju saturacije I_S iz odsječka na ordinati po relaciji $I_S = \exp(\log I)$, a faktor idealnosti iz nagiba karakteristike tako što diferenciramo izraz (5.18) : $n = \frac{q}{k_B T \frac{d(\log I)}{dU}}$ [8].

Pomoću strujno-naponske karakterstike iz Richardson-ovog grafa koji predstavlja ovisnost $\ln\left(\frac{I_S}{T^2}\right)$ o $1/T$ možemo odrediti efektivnu Richardson-ovu konstantu A^* i visinu potencijalne barijere Φ_B iz linearne ovisnosti relacije:

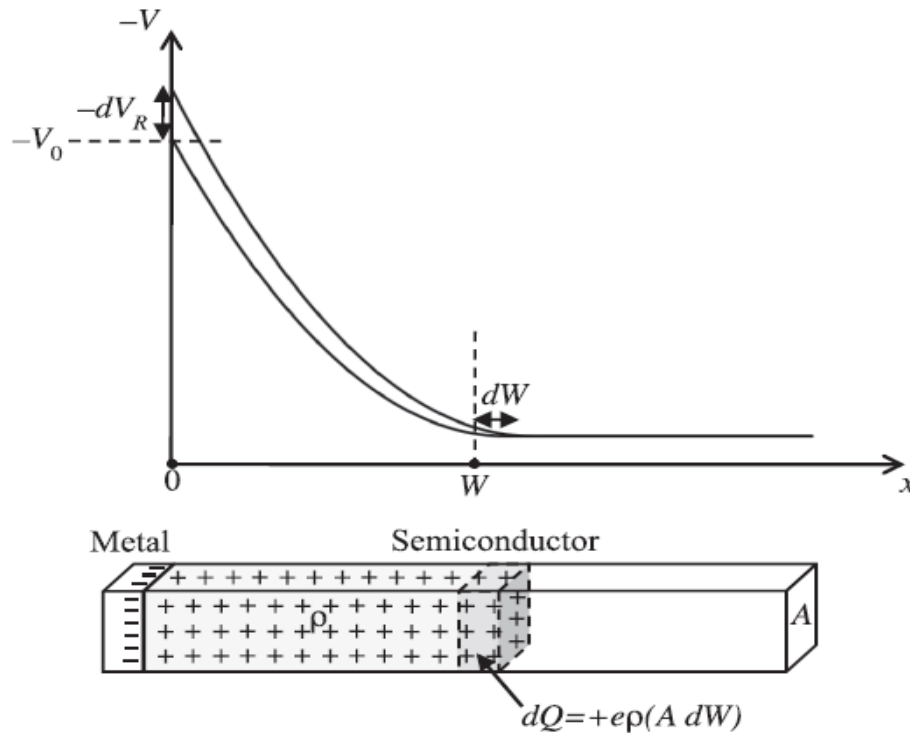
$$\ln\left(\frac{I_S}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\Phi_B}{k_B T} \quad (5.19)$$

Gdje smo efektivnu Richardson-ovu konstantu odredili iz odsjeka na ordinati

$$A^* = \exp\left(\ln\frac{I_S}{T^2}\right), \text{ a visinu potencijalne barijere iz nagib } \Phi_B = - \frac{k_B \frac{d\left(\ln\frac{I_S}{T^2}\right)}{d\left(\frac{1}{T}\right)}}{q}.$$

5.2.KAPACITIVNO-NAPONSKA KARAKTERISTIKA

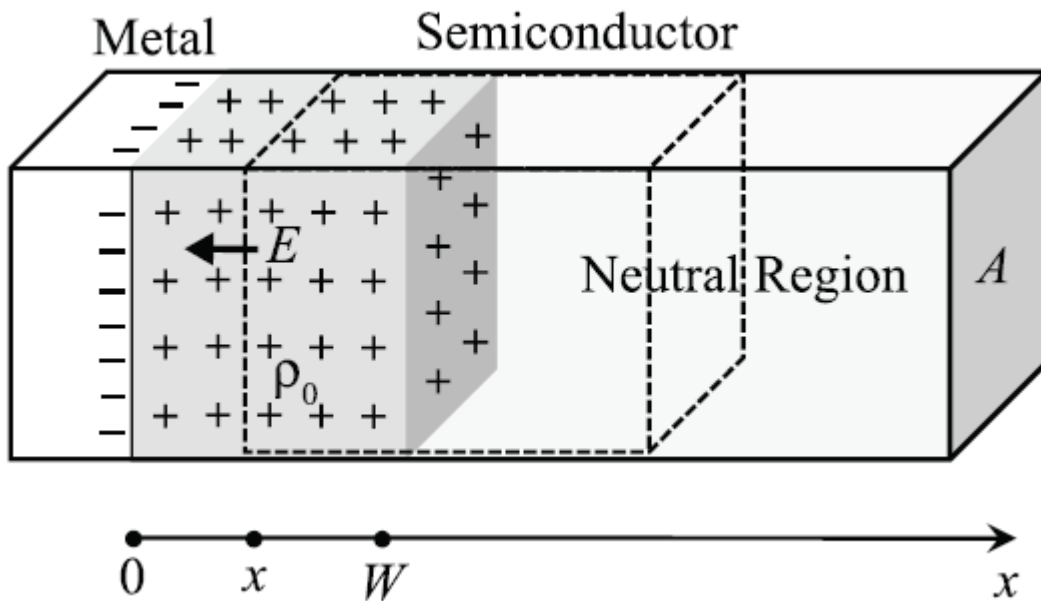
Posmatrajmo poprečni presjek Schottky barijere površine A koja sadrži sloj metala koji je u kontaktu sa n-tipom poluprovodnika (dielektrične konstante ϵ , za 4H-SiC $\epsilon = 9.66$) i definisanu x-osu sa pozitivnim smjerom ka unutrašnjosti poluprovodnika čiji se početak nalazi u spoju metal-poluprovodnik.



Slika 5.1. Savijanje vrpce u Schottky barijeri na gornjem dijelu slike.Spoj metal-poluprovodnika na mjestu $x=0$ [11]

Na slici 5.1. je predstavljeno savijanje vrpce u Schottky barijeri pod djelovanjem bias napona $-V_0$ koje kreira područje osiromašenja (osjenčeni dio na donjoj slici) širine W i prostorne gustoće naelektrisanja $+ep$ usljed jonizirajućih donorskih atoma, gdje p može biti prostorno zavisno. Ako povećavamo reverzni bias napon, dodatni naboj $dQ = +ep(AdW)$ će da formira rep u području osiromašenja. Pretpostavljeno je da na spoju metal-poluprovodnik svaki jonizirajući donor ima naelektrisanje $+e$.

Analiziramo slučaj uniformno raspodjeljenih donora, tj. slučaj sa konstantnom gustoćom donora $\rho_0 = p(x) = \text{const.}$ Ako su dimenzije poprečnog presjeka Schottky barijere mnogo veće od područja osiromašenja, onda možemo pretpostaviti da je smjer električnog polja u području osiromašenja u negativnom pravcu x -ose. Koristeći Gauss-ovu kvadratnu površinu, Gauss-ov zakon će nam dati: $\varepsilon EA = +e\rho_0 A(W - x)/\varepsilon_0$.



Slika 5.2. Gauss-ov zakon primijenjen na Schottky barijeru pod djelovanjem reverznog bias napona [3]

Za električni potencijal $V(x)$ koji predstavlja funkciju udaljenosti x u području osiromašenja, imamo 2 granična uslova $V(0) = -(V_R + V_{bi})$ i $V(W) = 0$. Tako da iz $V(W) - V(0) = -\int_0^W \vec{E} dx$ možemo naći $V_R + V_{bi} = \frac{\rho_0 e}{2\varepsilon\varepsilon_0} W^2$. odakle je:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(V_R + V_{bi})}{\rho_0 e}} \quad (5.20)$$

Ako se reverzni napon V_R povećava sa malim iznosom dV_R (V_{bi} - ugrađeni napon ili visina potencijalne barijere je konstantan), širina područja osiromašenja će se povećavati. Ovo povećanje širine područja osiromašenja dolazi usljed toka provodnih elektrona sa kraja područja osiromašenja na poluprovodnički dio čime će se stvoriti dodatno prostorno naelektrisanje $dQ = +e\rho_0(AdW)$. Ovakav proces će producirati kapacitet dat izrazom :

$$C = \frac{dQ}{dV_R} = \frac{\varepsilon\rho_0(AdW)}{\left(\frac{e\rho_0}{\varepsilon\varepsilon_0}\right)WdW} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0A}{W} \quad (5.21)$$

Ako u relaciju (5.21) uvrstimo W , dobivamo kapacitet u funkciji reverznog bias napona :

$$C = A \sqrt{\frac{e\varepsilon\varepsilon_0\rho_0}{2(V_R+V_{bi})}} = A \sqrt{\frac{e\varepsilon\varepsilon_0}{2} \frac{N}{(V_R+V_{bi})}} \quad (5.22)$$

Ovaj izraz možemo zapisati kao :

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{e\varepsilon_0\varepsilon A^2} \frac{V_R+V_{bi}}{N} \quad (5.23)$$

Upravo ova relacija nam i daje kapacitivno-naponsku karakteristiku [11]. Za Schottky barijeru sa uniformno raspodijeljenim donorima, plot $1/C^2$ vs. V_R će dati ravnu liniju, gdje iz njenog nagiba možemo odrediti koncentraciju donora : $N = \frac{2}{e\varepsilon\varepsilon_0 A^2 G}$, a iz odnosa y-odsječka i nagiba možemo naći kontaktni potencijal V_{bi} .

5.3. TRANZIJENTNA SPEKTROSKOPIJA DUBOKIH NIVOVA (engl. Deep Level Transient Spectroscopy – DLTS)

Duboki nivoi utiču na električna i optička svojstva materijala koja se mogu različito odraziti na performanse uređaja. Od esencijalne je važnosti razviti jako osjetljivu eksperimentalnu aparaturu za karakterizaciju dubokih nivoa u poluprovodničkim materijalima. Eksperimentalna aparatura bi trebala biti u mogućnosti da determiniše sva važna svojstva (aktivaciju energiju, udarni presjek i koncentraciju) defekata. Također, eksperimentalna aparatura bi trebala razlikovati većinske i manjinske nosioce zamki. Tranzijentna spektroskopija dubokih nivoa je jedna od najprilagodljivijih tehnika za određivanje električnih svojstava električni aktivni defekata. DLTS istražuje električne aktivne defekte u području osiromašenja kod Schottky dioda ili p-n spojeva.

Pri mjernom procesu DLTS-a koristi se reverzni bias napon i napon pulsa. Ova 2 napona će uticati na širinu područja osiromašenja. Ako reverzni bias napon dovedemo na vrijednost napona pulsa, doći će do smanjena električnog polja u području osiromašenja. Reduciranje električnog polja će dozvoliti proces penetriranja slobodnih nosilaca u područje osiromašenja koji će da popunjavaju zamke i uzrokuju neravnotežno stanje.

Nakon prestanka djelovanja napona pulsa odnosno povratkom napona u njegovu vrijednost stabilnog stanja, a defekti odnosno zamke će krenuti da emituju nosioce što će uzrokovati tranzijent kapaciteta područja osiromašenja.

Ono što DLTS radi jeste da mjeri promjenu kapaciteta spoja uzorka usljed emisije nosilaca naelektrisanja iz postojeći defekata u području osiromašenja. Kapacitet područja osiromašenja Schottky diode sa homogeno dopiranom koncentracijom se može izraziti kao:

$$C_0 = A \sqrt{\frac{e\epsilon\epsilon_0 N_D}{2(V_R + V_{bi})}} \quad (5.24)$$

Gdje je A površina uzorka, N_D koncentracija donora u području osiromašenja, V_R reverzni napon, V_{bi} kontakti napon, ϵ permitivnost poluprovodničkog materijala, ϵ_0 permitivnost vakuumu i e elementarno naelektrisanje elektrona.

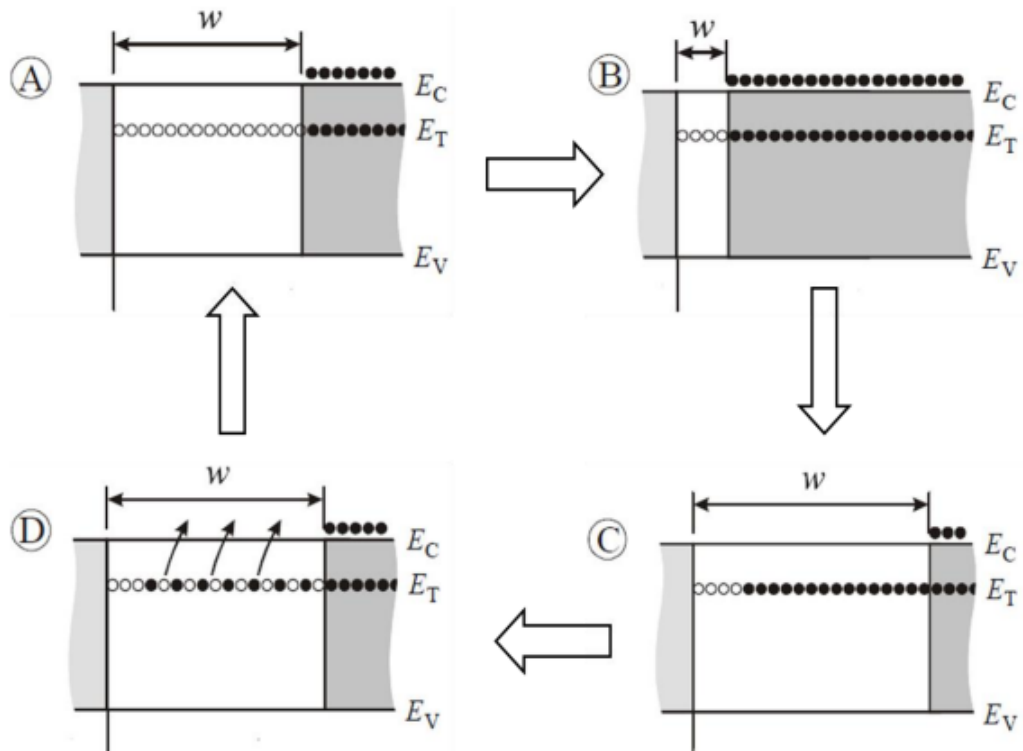
U poluprovodniku u dijelu zabranjene zone sve zamke su ispunjene, dok su u području osiromašenja sve zamke prazne. Primjenom napona pulsa, širina područja osiromašenja će se smanjiti što vidimo na slici 5.3.B, a kapacitet će se drastično povećati. Sad su zamke u području osiromašenja ispunjene injektiranim nosiocima iz širine zabranjene zone. Povratkom na vrijednost reverznog napona, širina područja osiromašenja će se povećati što možemo vidjeti na slici 5.3.C, te će tad koncentracija donora u području osiromašenja biti nešto manja prije nego što je bila pri primijenjivanju napona pulsa. Dakle širina područja osiromašenja kao što vidimo na slici 5.6 C će biti nešto veća nego na slici 5.6. A, a kapacitet će biti nešto niži na slici 5.6 C.

Kako su zamke ispunjene iznad Fermi nivoa, sistem će se vratiti u termodinamičku ravnotežu putem emitiranja naelektrisanih nosioca (Slika 5.3.D) i kapacitet će postepeno rasti sve dok ne dostigne vrijednost stabilnog stanja Slika 5.6.A.

Termalno aktivirana brzina emisije se može izraziti kao :

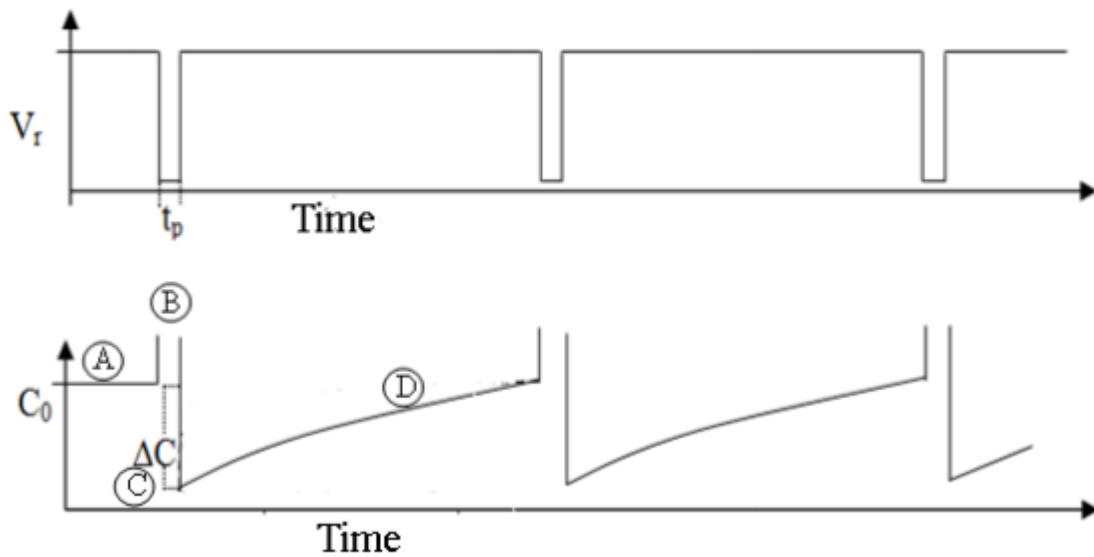
$$e_n = \left(\frac{\sigma_n \langle v_{th} \rangle N_C}{g} \right) \exp \left(- \frac{\Delta E}{k_B T} \right) \quad (5.25)$$

Gdje je σ_n udarni presjek nosilaca, $\langle v_{th} \rangle$ srednja vrijednost termalne brzine, N_C efektivna gustoća stanja, g stepen degenracije zamki.



Slika 5.3. Shematski prikaz generacije DLTS tranzijentnog signala [4]

Periodični primjenjeni napon pulsa i odgovarajući periodični tranzijent kapaciteta su prikazani na slici 5.4.



5.4 Primijenjeni bias i promjena kapaciteta Schottky diode kao funkcija vremena[12]

Tranzijent kapaciteta je povezan s brzinom emisije preko relacije :

$$C(t) = C_0 + \Delta C \exp(-te_n) \quad (5.26)$$

Gdje je C_0 kapacitet spoja na reverznom bias naponu u stabilnom stanju, ΔC je razlika kapaciteta između 2 ivice pulsa, i možemo ga izraziti kao :

$$\Delta C = A \sqrt{\frac{e\epsilon\epsilon_0 N_D}{2(V_R + V_{bi})}} - A \sqrt{\frac{e\epsilon\epsilon_0 (N_D + N_t)}{2(V_R + V_{bi})}} \cong C_0 \frac{N_t}{2N_D} \quad (5.27)$$

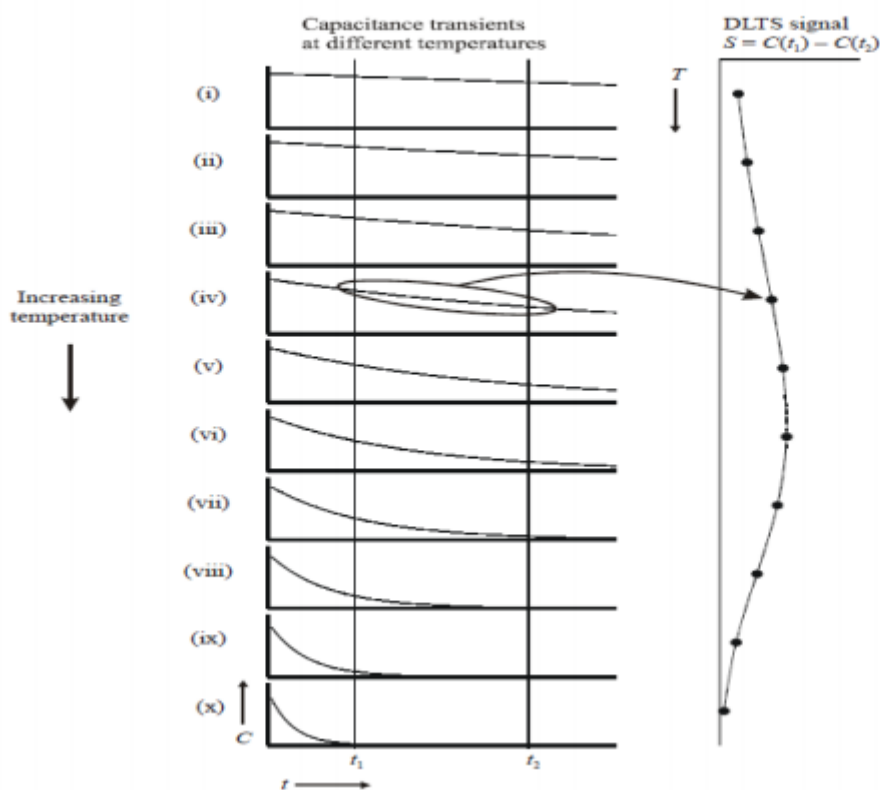
Gdje je N_t koncentracija zamki i možemo je izraziti iz prethodne relacije :

$$N_t = 2N_D \left(\frac{\Delta C}{C_0} \right) \quad (5.28)$$

DLTS spektar se generiše iz tranzijenta kapaciteta, tako da se kapacitet mjeri u vremenima t_1 i t_2 na kraju svakog pulsa. DLTS signal se može izraziti kao : $S = C(t_1) - C(t_2)$. DLTS se počinje mjeriti od niskih temperatura i njegov spektar se bilježi kako temperatura raste. Na niskim temperaturama, tranzijent kapaciteta je mali zbog male termalne emisije, tako da će tad i DLTS signal biti mali. S porastom temperature, rast će i brzina raspada tranzijent kapaciteta. Dakle, razlika kapaciteta u trenutku t_1 i t_2 postaje veća što će rezultirati većim DLTS signalom. Ovaj porast DLTS signala s temperaturom će trajati dok se ne

pređe veći dio tranzijentnog raspada, što će biti prije vremena t_1 . Nakon te temperature, DLTS signal počinje opadati sa daljim porastom temperature kao što vidimo na slici 5.5. Kad temperatura postane previsoka, tranzijent kapaciteta se završava prije vremena t_1 , te tad DLTS signal ima vrijednost nula.

Vrh DLTS signala se pojavljuje u ovisnosti od selekcije vremena t_1 i t_2 tzv. selekcije „vremenskog prozora“. U DLTS-u, termalni vrh se pojavljuje kad se brzina emisije zamke poklopi sa vremenskim prozorom. Dakle, u DLTS-u vrhovi koji potiču od različitih zamki se pojavljuju kao funkcija temperature.



Slika 5.5 Tranzijent kapaciteta na različitim temperaturama [12]

Pozicija vrhova u DLTS spektroskopiji ovisi o vremenskom prozoru. Za veću vrijednost vremenskog prozora dobit ćemo pomjeranja vrha defekta ka većim temperaturama, dok za manju vrijednost vremenskog prozora vrh defekta će se pomjeriti ka nižim temperaturama [12].

Vremenska konstanta na maksimalnoj visini DLTS vrha se može izraziti kao:

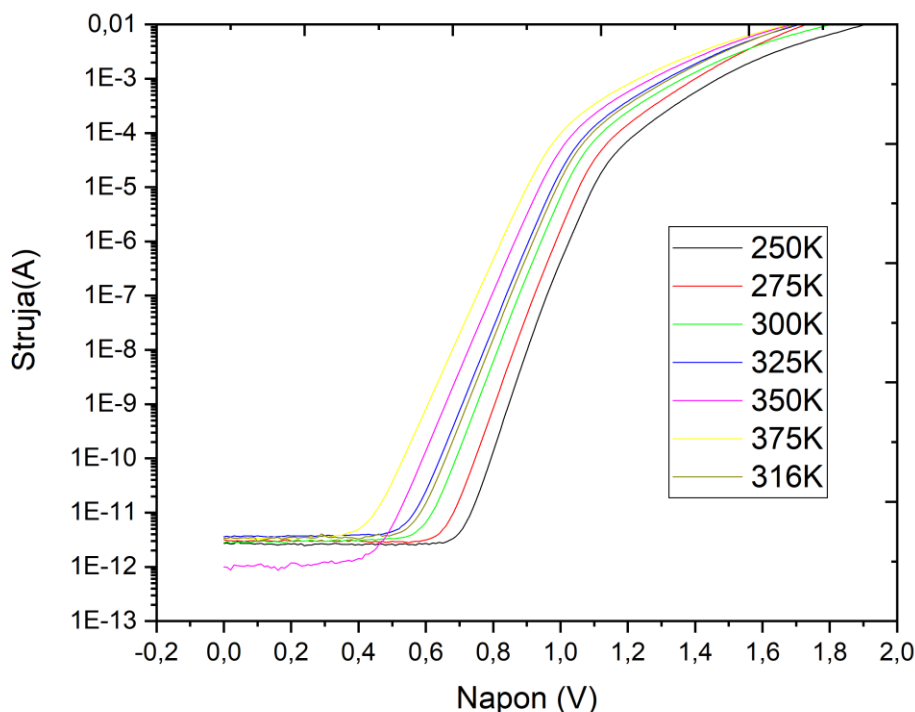
$$\tau_{max} = \frac{\ln(\frac{t_2}{t_1})}{t_2 - t_1} \quad (5.29)$$

Koristeći vrhove DLTS spektra možemo nacrtati Arrhenius graf koji daje ovisnost $\ln\left(\frac{e_n}{T^2}\right)$ vs. $\frac{1}{k_B T}$. Gdje iz njegove linearne ovisnosti se može odrediti energija aktivacije i udarni presjek, a ovi parametri će nam pomoći u identifikaciji defekta.

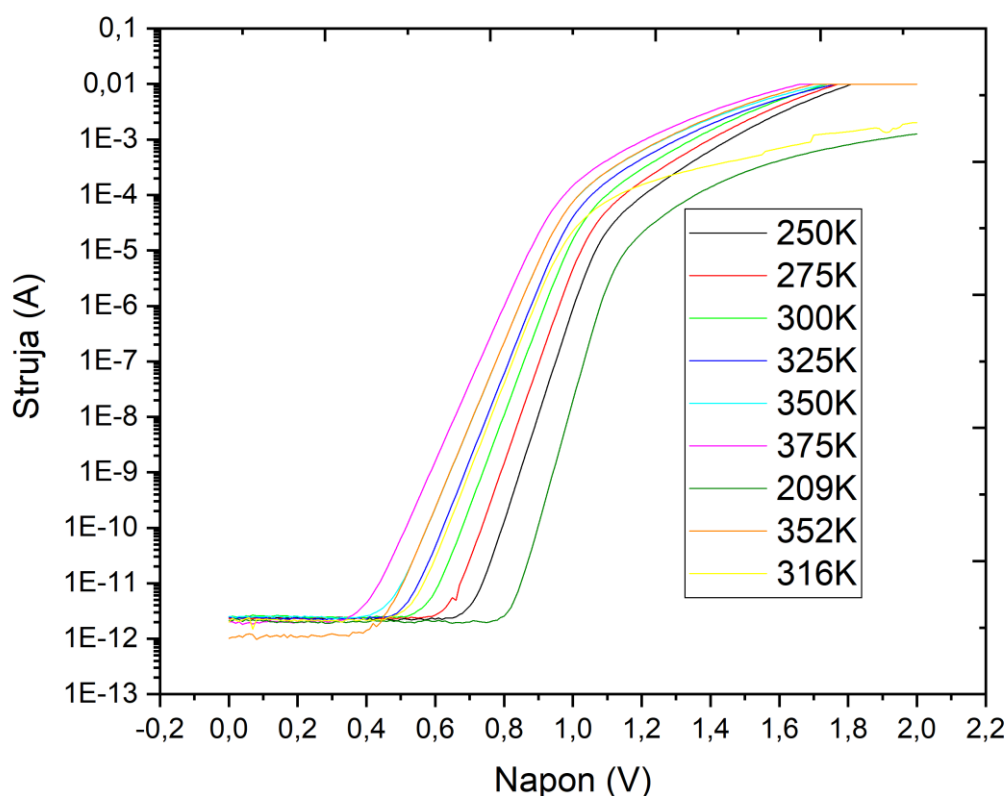
6.REZULTATI MJERENJA I ANALIZA

6.1 REZULTATI MJERENJA ZA I-V KARAKTERISTIKU

Provedeno mjerenje za direktnu (engl. forward) strujno-naponsku karakteristiku se radilo na različitim temperaturama i to u rasponu od 250 K-375 K, uključujući temperature na kojima smo imali emisije a to su : 316 K (za neozračen uzorak) , 209K, 316 K i 352 K (za ozračen uzorak). Pri čemu se na uzorak dovodio reverzni napon u rasponu od -12V do 2V. Na slici 6.1. prikazan je graf za strujno –naponsku karakteristiku 4H-SiC neozračenog uzorka , a na slici 6.2 graf za strujno-naponsku karakteristiku 4H-SiC ozračenog uzorka brzim neutronima.



Slika 6.1 I -V graf za 4H-SiC na različitim temperaturama (neozračen uzorak)



Slika.6.2. I-V graf za 4H-SiC na različitim temperaturama (ozračeni uozrak)

Iz direktne polarizacije za neozračeni uzorak možemo vidjeti da pri naponu od 0V imamo zanemarljivu struju reda pA koja potiče od samog uređaja. Tu struju nazivamo strujom curenja. Pri reverznom naponu kao što vidimo sa slike 6.1, nismo imali struju curenja. Pokazalo se je i temperaturno nezavisnom, tj. njen red veličine je ostao isti. Struja curenja nosi samo gubitak snage, stoga se pri izradi određenih elektroničkih komponenti preferiraju materijali koji će dati što manju struju curenja. Tako da se 4H-SiC čini veoma perspektivnim materijalom u tom polju.

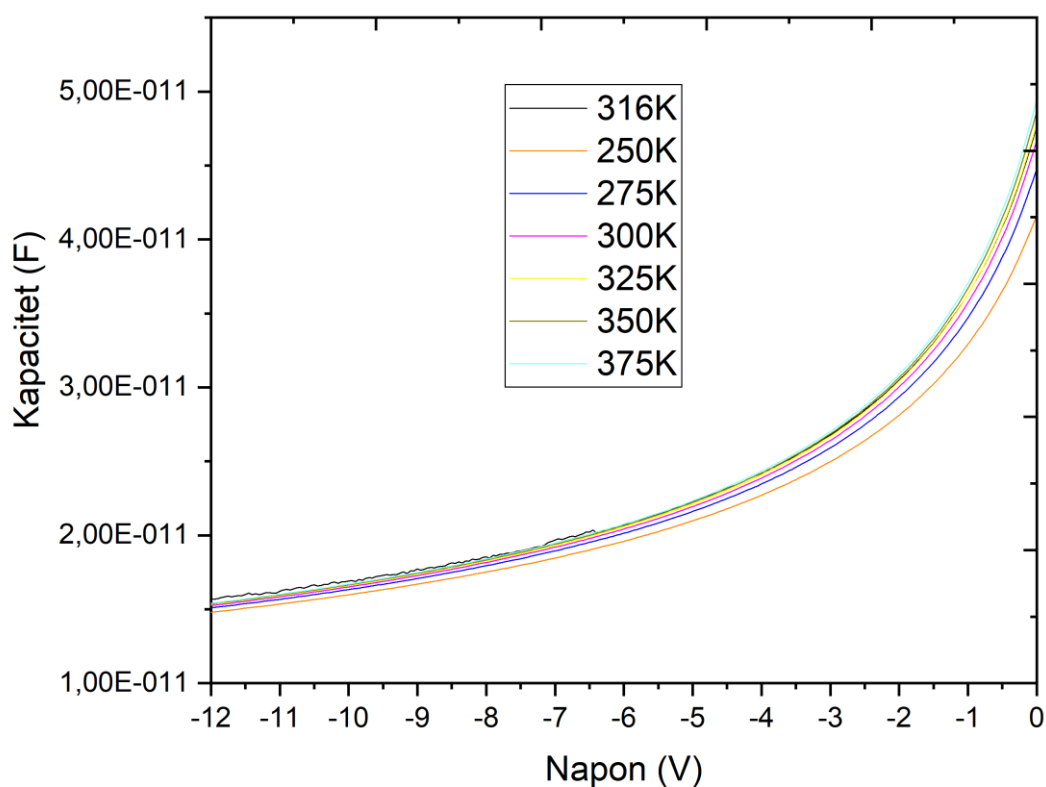
Sličnu situaciju vidimo i kod uzorka ozračenim brzim neutronima, struja curenja ima skoro isti iznos.

Kako temperatura raste, tako se i napon praga smanjuje koji će i biti najmanji pri temperaturi od 375K i iznositi će ~ 0.4V kod neozračenog uzorka, a ~ 0.3V kod ozračenog uzorka. Dakle, napon praga kod uzorka ozračenim brzim neutronima je nešto manji nego kod neozračenog uzorka. Što znači da će elektroni pri ovom naponu se početi kretati iz n-tipa poluprovodnika ka metalu.

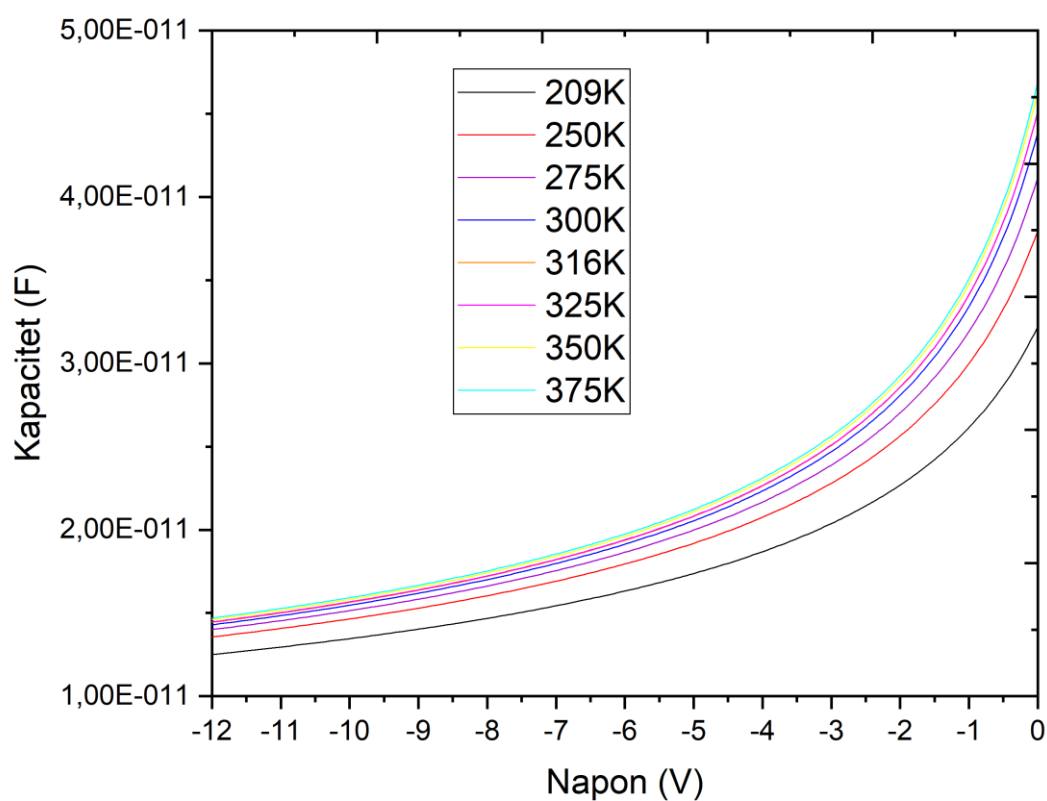
Linearni dio krivulje na I-V karakteristici na sobnoj temperaturi potiče od termoionske emisije dok na nižim i višim temperaturama on potiče od generacijske struje te struje tuneliranja.

6.2 REZULTATI MJERENJA ZA C-V KARAKTERISTIKU

Za mjerenja za kapacitivno-naponsku karakteristiku ozračenog i neozračenog uzorka se također koristio temperaturni raspon od 250K-375K uključujući temperature na kojima su bile emisije navedene u poglavlju 6.1. Pri mjerenjima se koristio reverzni napon od -12V do 0V. Na slici 6.3 dat je C-V graf na različitim temperaturama za 4H-SiC za neozračeni uzorak, a na slici 6.4 je dat C-V graf na različitim temperaturama za 4H-SiC za ozračeni uzorak.



Slika 6.3 C-V graf za 4H-SiC na različitim temperaturama (neozračeni uzorak)



Slika 6.4 C-V graf za 4H-SiC na različitim temperaturama (ozračeni uzorak)

Sa slika 6.3 možemo da vidimo kako vrijednost reverznog napona bude rasla kapacitet će da opada. Dok će s porastom temperture i kapacitet rasti.

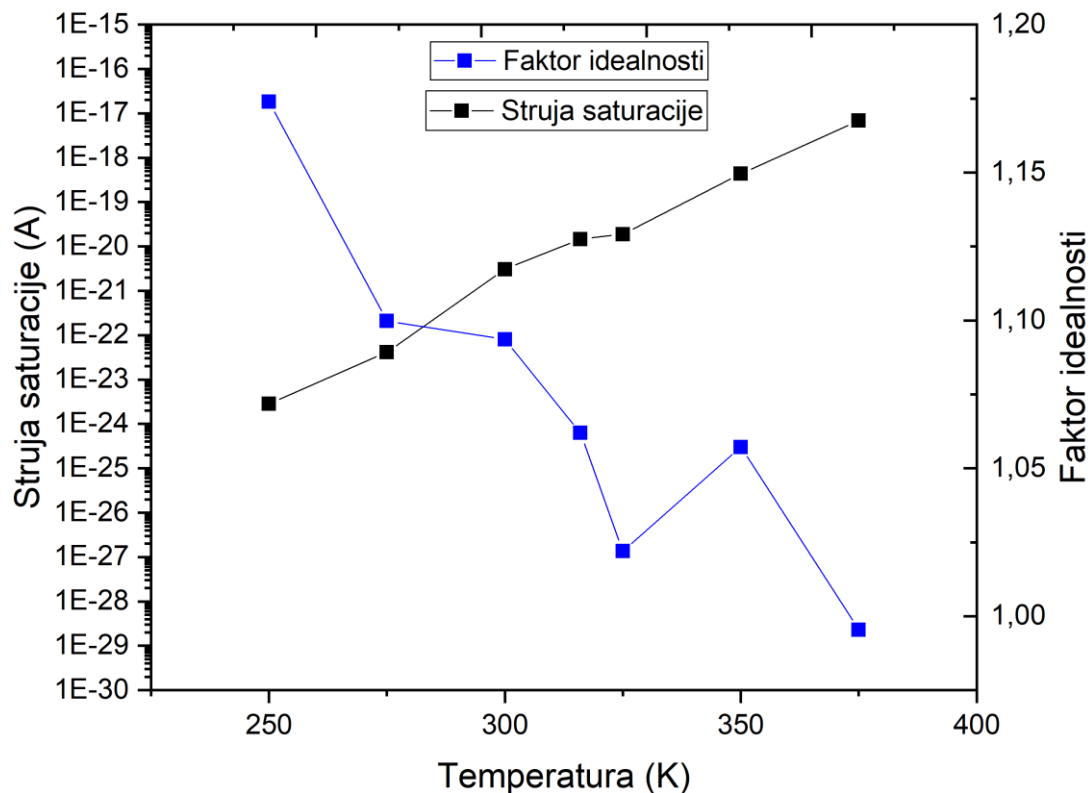
Sa slike 6.4 također možemo da vidimo kako kapacitet opada s porastom reverznog naponu. Te za uzorak ozračen brzim neutronima on je neznantno i manji što možemo primjetiti najviše na nižim temperaturama.

6.3 ANALIZA I-V KARAKTERISTIKE

Pri analizi I-V karakteristike se koristio izraz (5.18), čijim se fitovanjem može odrediti faktor idealnosti i struja saturacije. U tablici 6.1 su date dobivene vrijednosti struje saturacije i faktora idealnosti 4H-SiC neozračenog uzorka s promjenom temperature. Date vrijednosti su predstavljene na slici 6.5

Temperatura (K)	Faktor idealnosti	Struja saturacije
250	1.17394	2.83183×10^{-24}
275	1.09988	4.10287×10^{-23}
300	1.09353	3.06086×10^{-21}
316	1.06194	1.46232×10^{-20}
325	1.02205	1.88356×10^{-20}
350	1.05718	4.33377×10^{-19}
375	0.99545	6.85482×10^{-18}

Tablica 6.1 Određene vrijednosti faktora idealnosti i struje saturacije(neozračeni uzorak)



Slika 6.5 Temperaturna ovisnost struje saturacije i faktora idealnosti(neozračeni uzorak)

Sa slike 6.5 možemo vidjeti da s povećanjem temperature faktor idealnosti će se približavati idealnoj vrijednosti, tj. 1, a razlog tome je:

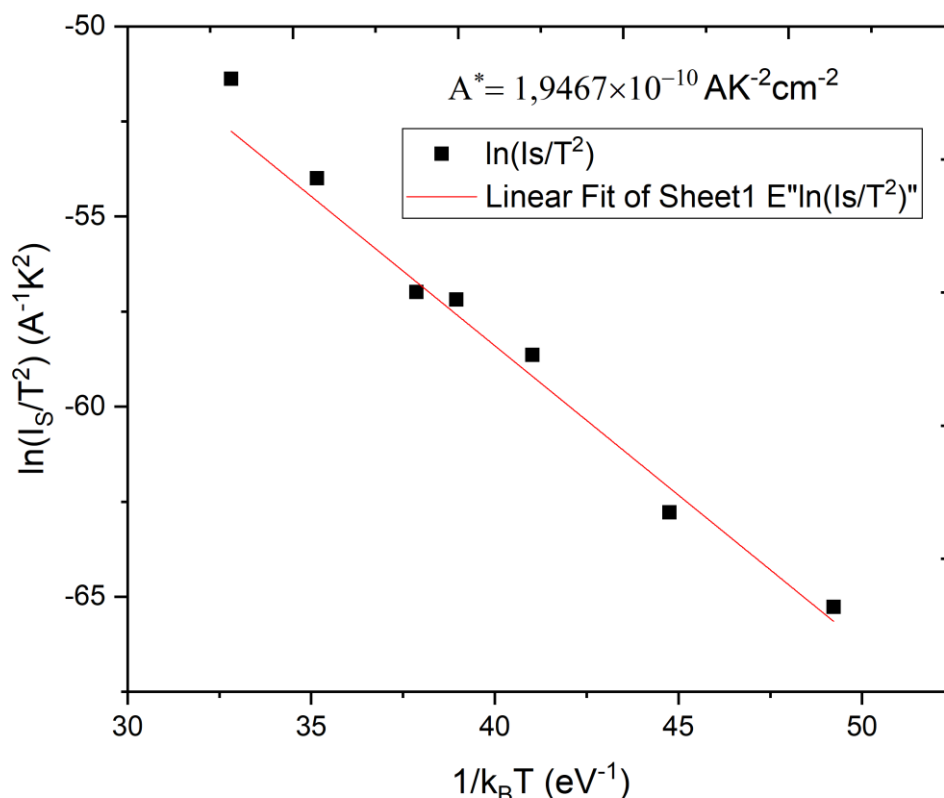
- da u području osiromašnja skoro nemamo rekombinacija što bi značilo da je i mali broj defekata u epitaksijalnom sloju koji se mogu inače ponašati kao rekombinacijski centri

- manja prostorna nejednakost u distribuciji visine barijere preko površine kontakta metala [13] .

Pri smanjenju temperature, idealni faktor raste što indicira na znatne devijacije od idealnog termojonskog modela.

Struja saturacije ima jako mali iznos koji se kreće od 10^{-24} do 10^{-18} što je znatno manje od struje curenja, ali je znatno ovisnija o temperaturi nego što je to struja curenja

Pomoću Richardson-ovog grafa koji je dat na slici 6.6 određena je visina potencijalne barijere i efektivna Richardsonova konstanta koristeći izraz (5.19) pri rasponu temperatura 250K- 375K.



Slika 6.6 Richardson-ov graf za neozračeni uzorak

Dobivena vrijednost efektivne Richardson-ove konstante je mnogo manja od teoretske vrijednosti koja ima vrijednost za n-tip SiC $146 \text{ AK}^{-2} \text{ cm}^{-2}$ [16].

U tablici 6.2 su prikazane određene vrijednosti visine potencijalne barijere za neozračeni uzorak u ovisnosti od temperature .

Temperatura (K)	Visina potencijalne barijere (eV)
250	1.06
275	1.16
300	1.27
316	1.34
325	1.37
350	1.48
375	1.59

Tablica 6.2 Određene vrijednosti visine potencijalne barijere (neozračeni uzorak)

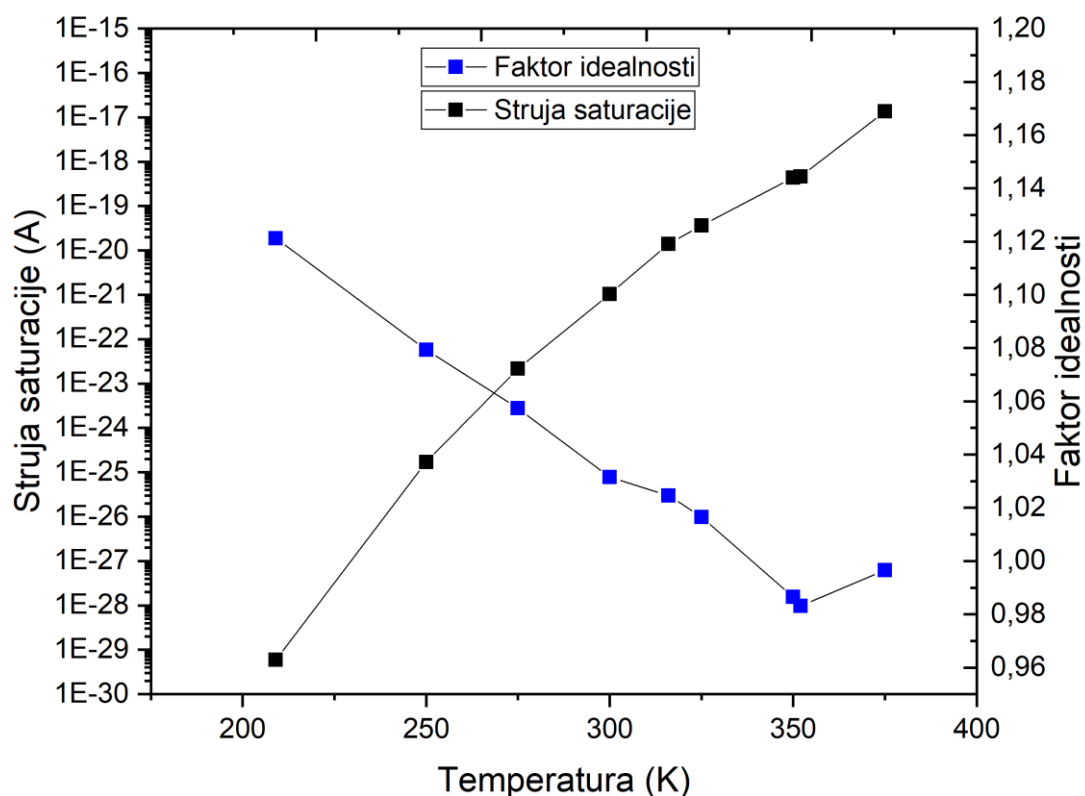
Možemo vidjeti iz tablice da kako temperatura bude rasla da će i visina potencijalne barijere rasti pri čemu se također ovakva anomalija pripisuje nehomogenoj raspodjeli Schottky barijere kod Au/4H-SiC [14] .

Iz I-V karakteristike možemo saznati vrijednost serijskog otpora spoja koji ima uticaj na sam oblik fitovane. Serijski otpor je dobiven pomoću Cheung metoda [15]. Njegova vrijednost iznosi $R_S = 8.6 \pm 0.06 \Omega$. Manji serijski otpor je uzrokovan većom homogenom distribucijom visine potencijalne barijere [16].

U sljedećem dijelu razmatrat ćemo ozračeni uzorak brzim neutronima ozračen dozom do 10^{13} n/cm^2 . U tablici 6.3 su predstavljene određene vrijednosti faktora idealnosti. Date vrijednosti iz tablice 6.3 su predstavljene na slici 6.7.

Temperatura (K)	Faktor idealnosti
209	1.12
250	1.07
275	1.05
300	1.03
316	1.02
325	1.01
350	0.98
352	0.98
375	0.99

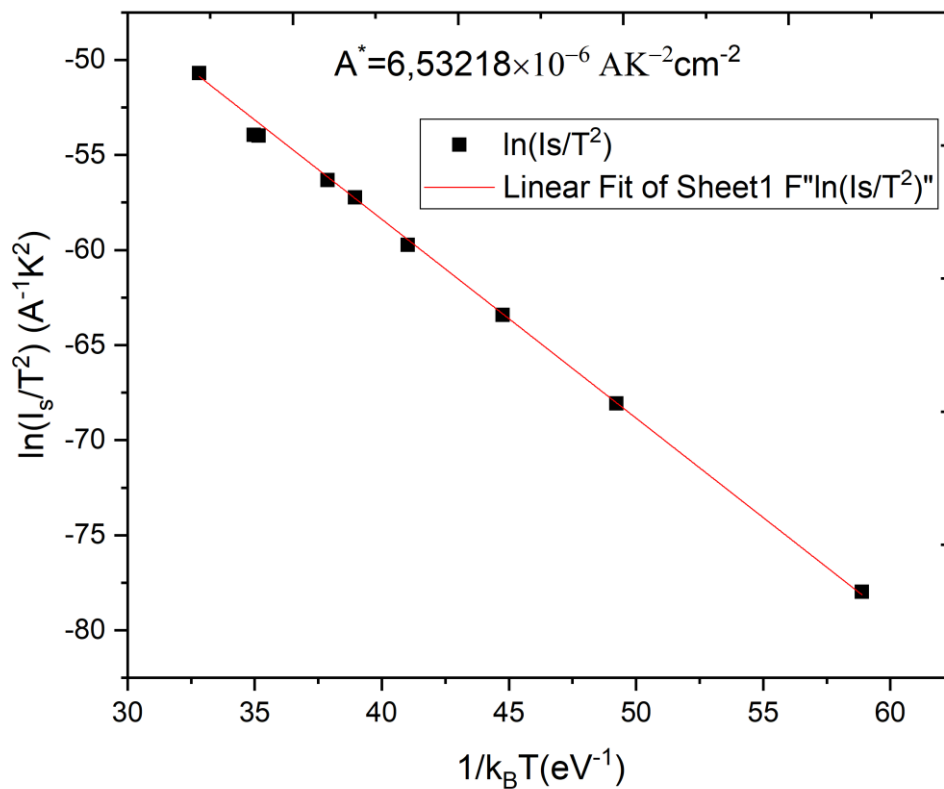
Tablica 6.3 Određene vrijednosti faktora idealnosti i struje saturacije(ozračeni uzorak)



Slika 6.7 Temperaturna ovisnost struje saturacije i faktora idealnosti(ozračeni uzorak)

Faktor idealnosti će se približavati 1 i u ovom slučaju s povećanjem temperature do 325K. Slične devijacije se dešavaju i kod uzorka ozračenog do 10^{15} elektrona/cm² [17], koje potiču od prisutnosti nehomogenosti na spoju (površinski defekti i nehomogenost u koncentraciji donora). Ovaj razlog devijacija se pripisuje i promjeni, tj. porastu visine potencijalne barijere s porastom temperature. Visinu potencijalne barijere i efektivnu Richardson-ovu konstantnu smo odredili iz Richardson-ovog grafa koji je dat na slici 6.8. Određene visine potencijalne barijere u ovisnosti od temperature su date u tablici 6.4. Vrijednost efektivne Richardson-ove konstante i u ovom slučaju je mnogo manja od teoretske vrijednosti $146 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ što indicira da je aktivna površina manja od površine uzorka. Ove devijacije od teoretske vrijednosti se pripisuju i efektu nehomogenosti barijere na spoju, defekata u kristalu i fluktuacija potencijala.

Vrijednosti struje saturacije su manje u odnosu na neozračeni uzorak zbog pojave kompenzacije.



Slika 6.8 Richardson-ov graf za ozračeni uzorak

Temperatura (K)	Visina potencijalne barijere (eV)
209	1.17
250	1.40
275	1.54
300	1.68
316	1.77
325	1.82
350	1.97
352	1.98
375	2.11

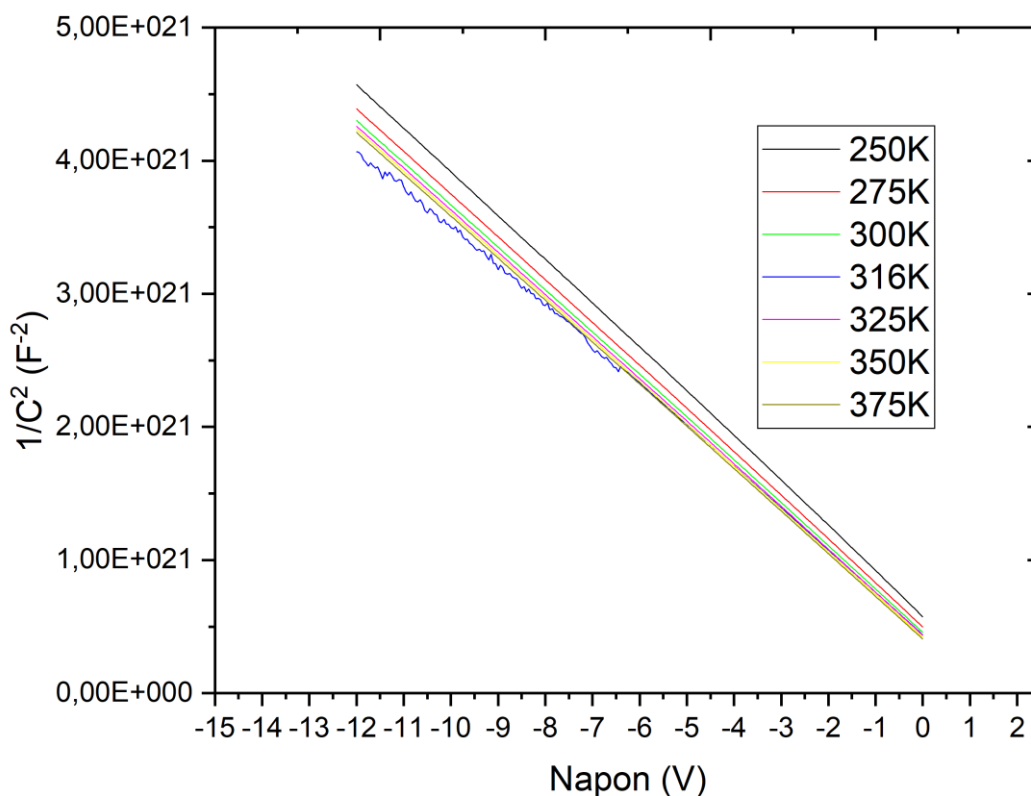
Tablica 6.4 Određene vrijednosti visine potencijalne barijere (ozračeni uzorak)

Za ozračeni uzorak brzim neutronima dobili smo veći iznos serijskog otpora $R_S = 15.2 \pm 0.05 \Omega$, te vrijednosti struje saturacije su manje u odnosu na neozračeni uzorak. Do povećanja serijskog otpora i visine potencijalne barijere

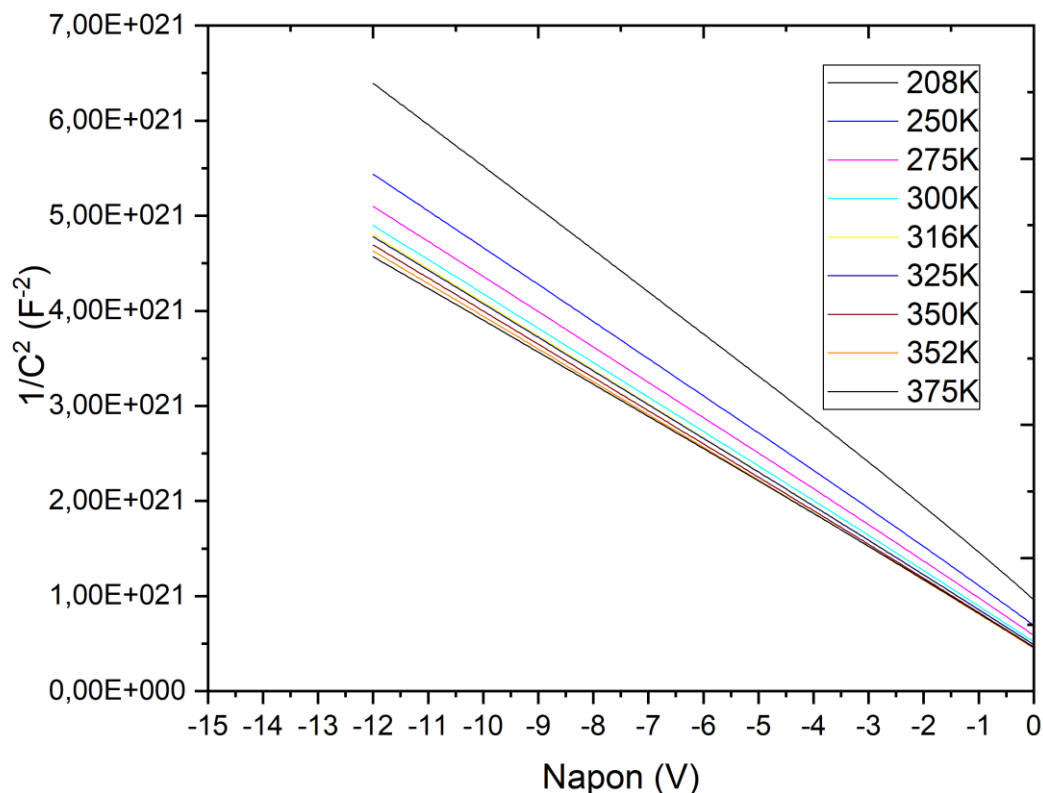
i smanjenja vrijednosti saturacije u odnosu na neozračeni uzorak dolazi zbog kompenzacije .

6.4 ANALIZA C-V KARAKTERISTIKE

Pri analizi C-V karakteristike koristio se izraz (5.23), čijim se fitovanjem na sobnoj temperaturi 300K može odrediti koncentracija donora . Dobivena vrijednost koncentracije donora za ozračeni uzorak je $N_D = 4.12 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, dok smo za neozračeni dobili $N_D = 4.56 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Na slikama 6.9 i 6.10 dat je graf $1/C^2$ vs. reverzni napon za neozračeni i ozračeni uzorak, respektivno.



Slika 6.6 Graf $1/C^2$ vs. napon za različite temperature (neozračeni uzorak)



Slika 6.10 Graf $1/C^2$ vs. napon na različitim temperaturama (ozračeni uzorak)

Sa slika 6.9 i 6.10 možemo vidjeti da graf $1/C^2$ vs. reverzni napon pokazuje linearnu ovisnost što znači da je koncentracija donora prostorno homogena, tj. konstantna[11]. Tako da ozračivanje uzorka brzim neutronima do doze 10^{13} cm^{-2} neće uzrokovati promjenu u ovisnosti. Međutim, došlo je do neznatnog povišenja u veličini $1/C^2$. Smatra se da do ovog povišenja dolazi usljed smanjenja koncentracije donora ,tj. da je došlo do kompenzacije. Tako da će se tad 4H-SiC ponašati kao intrinzičan materijal.

6.5 ANALIZA TRANZIJENTNE SPEKTROSKOPIJE DUBOKIH NIOVA

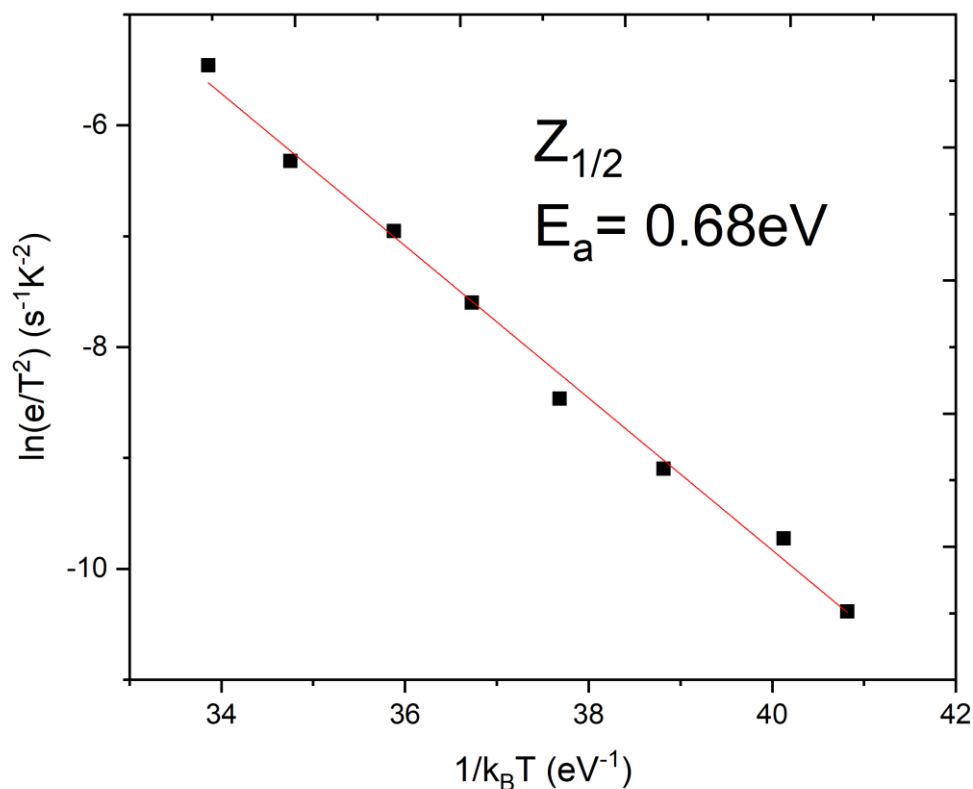
Pri DLTS mjerenjima dakle posmatraju se duboki nivoi-defekti koji se ponašaju kao zamke. Ti defekti su većinom kreirani tokom rasta poluprovodničkog materijala ili u procesu jonske implantacije ili radijacijskoj okolini. Oni unose dodatne energijske nivoe unutar energijskog procijepa, te time utiču na električna svojstva materijala. Energijske nivoe možemo podijeliti na plitke i duboke prema položaju unutar energijskog procijepa. Pri čemu će donori unijeti duboke donorske nivoe i oni se nalaze dalje od vrpce, a akceptori unose plitke akceptorske nivoe i nalaze se blizu vrpce. Prijelaze defekata označavamo s (i/j) gdje je i oznaka stanje prije prijelaza, te j oznaka stanje nakon prijelaza. Tako npr. prijelaz iz jednostruko negativnog defekta na

neutralni defekt emisijom elektrona označavamo s $(-/0)$ i nazivamo jednostruki akceptorski nivo, a prijelaz s jednostruko pozitivnog defekta na neutralni defekt emisijom šupljine označavamo s $(0/+)$ i nazivamo jednostruki donorski nivo. Električni aktivni defekti mogu unijeti više energijskih nivoa unutar energijskog procijepa te poprimiti više iznosa naboja ovisno o popunjenosti s elektronima. Što je defekt popunjen sa više elektrona, to će biti negativniji. Coulomb-ova interakcija djeluje jače odbojno što je defekt negativniji pa stoga očekujemo jače vezanje elektrona za pozitivniji defekt, tj. da su energijski nivoi pozitivnijih stanja niži od negativnijih unutar energijskog procijepa. Takav redoslijed energijskih nivoa nazivamo pozitivan-U sistem. Redoslijed energijskih nivoa može biti obrnut, takav redoslijed nivoa zovemo negativni-U sistem. Poznati negativni-U sistem u 4H-SiC je vakancija ugljika V_C [3].

U ovom radu u DLTS mjerenjima neozračenog as-grown uzorka je uočen jedan vrh odnosno defekt pri temperaturi 316K. [2] Ovaj defekt poznat kao $Z_{1/2}$ je jedan od najdominantnijih defekata u as-grown 4H-SiC i pripisuje se vakanciji ugljika. Duboki nivo poznat kao $Z_{1/2}$ je jedan od najstabilnijih defekata koji se ponaša kao manjinski nosioc rekombinacijskih centara u n-tipu materijala. DLTS vrh $Z_{1/2}$ rezultat je superpozicije od preklapanja 2 vrha Z_1 i Z_2 . Z_1 odgovara vakanciji na heksagonalnom mjestu $V_C(h)$ i Z_2 odgovara vakanciji na kubičnom mjestu $V_C(k)$. Generalno je prihvaćeno da su oba ova defekta dvostruko negativna-U akceptora. U stanju ravnoteže, V_C defekti mogu uhvatiti 2 elektrona, ne jedan.

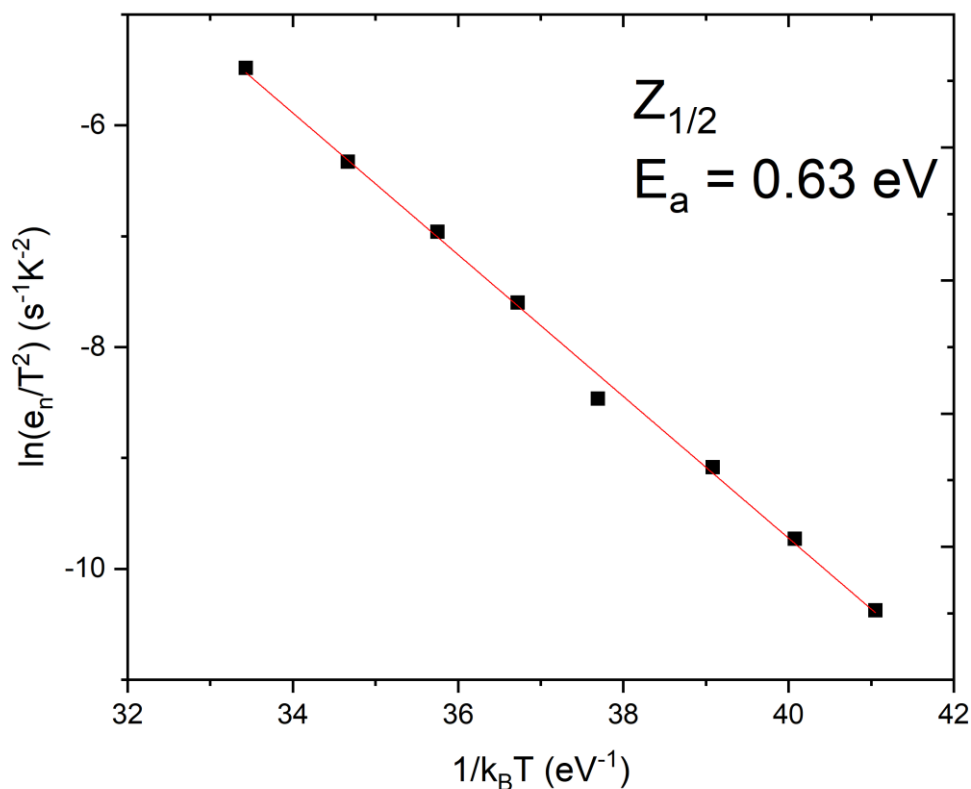
Kako bi dobili aktivacijsku energiju za ovaj vrh $Z_{1/2}$ koristili smo Arrhenius graf koji daje ovisnost $\ln(e/T^2)$ vs. $1/k_B T$, gdje nagib fitovane krive daje aktivacijsku energiju. [12] Aktivacijska energija E_a daje tačnu poziciju dubokog nivoa u energetsom procjepu. Definišemo je kao energiju koja je potrebna kako bi se elektron pomakao iz zamke, tj. defekta. Prilikom mjerenja aktivacijske energije obično se za referentni nivo uzimaju ili valentna ili provodna zona. Na slici 6.11 dat je Arrhenius graf za neozračeni uzorak, te dobivena aktivacijska energija iznosi $E_a = 0.68$ eV.

Za razvitak uređaja baziranih na SiC koji se koriste u radijacijskoj okolini, veoma je bitno razumjeti efekte na materijalu načinjene radijacijom na električna svojstva uređaja. Dakle, zračenje unosi defekte s tim skraćuje vrijeme života nosilaca naboja, te tako degradira performanse samog uređaja u smislu CCE (engl. charge collection efficiency).



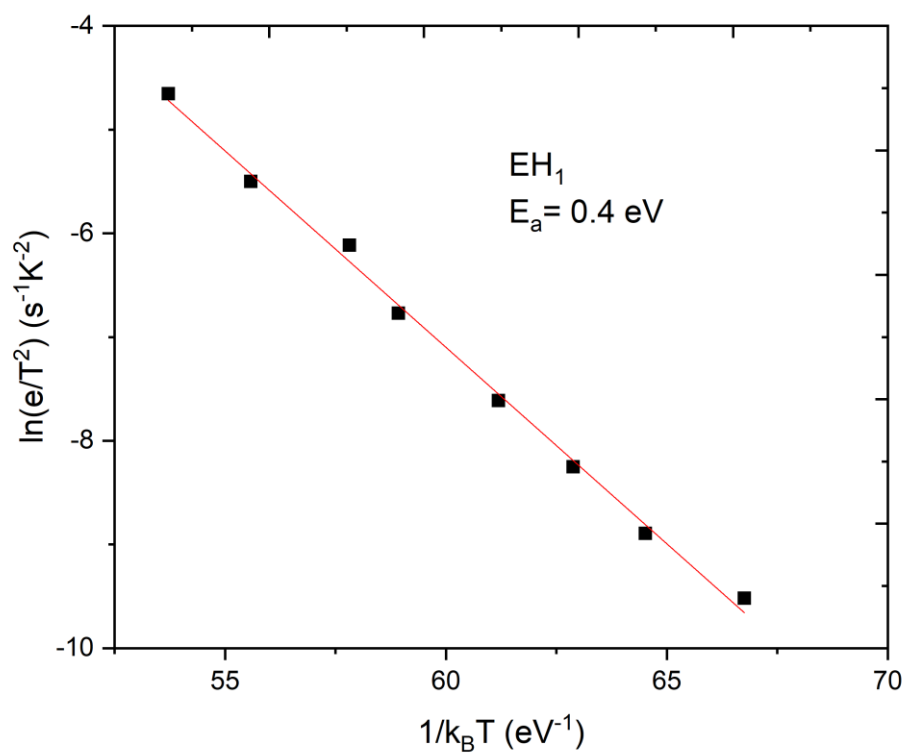
6.11 Arrhenius graf za neozračeni uzorak

U ovom radu u DLTS mjerenjima ozračenog uzorka brzim neutronima do doze 10^{13} cm^{-2} uočena su 3 vrha: $Z_{1/2}$, EH_1 i EH_2 . Vrijeme života nosioca naboja je obrnuto proporcionalno koncentraciji $Z_{1/2}$ za koncentracije iznad 10^{-13} cm^{-3} [19,20]. Kako bi imali veću CCE (engl. charge collection efficiency) te bolju efikasnost detektora, poželjno je imati što manje koncentracije defekta $Z_{1/2}$, a s tim i veće vrijeme života nosioca naboja. Na slici 6.12 dat je graf za ozračeni uzorak brzim neutronima za vrh $Z_{1/2}$. Aktivacija energija za $Z_{1/2}$ ozračenog uzorka iznosi $E_a = 0.63 \text{ eV}$. $Z_{1/2}$ je uočen na temperaturi 316 K.

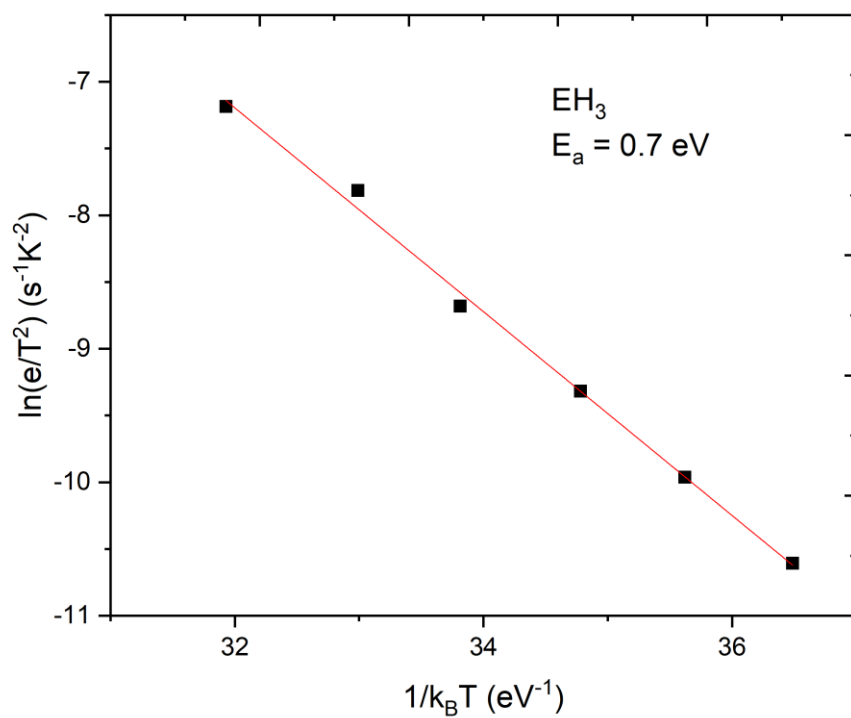


Slika 6.12 Arrhenius graf za ozračeni uzorak

Drugi defekti koji su se pojavili pored $Z_{1/2}$ su EH_1 i EH_3 . Oni su najviše istraživani u protonskim i elektronskim ozračenim uzorcima, dok na neutronske ozračenim uzorcima nisu toliko sprovedena istraživanja. Te se EH_1 i EH_3 povezuju sa intersticijama ugljika, čijim se smanjenjem povećava CCE. EH_1 i EH_3 se pojavljuju na većim neutronske fluksevima [10]. EH_1 vrh se pojavljuje na temperaturi 208K, a EH_3 na 352K. Određene aktivacijske energije za ova 2 vrha iz Arrhenius grafa koji su dati na slikama 6.13 i 6.14 su: 0.4 eV i 0.7eV.



Slika 6.13 Arrhenius graf za ozračeni uzorak



6.14 Arrhenius graf za ozračeni uzorak

ZAKLJUČAK

Iz I-V karakteristike kod oba uzorka dobila se veoma mala struja curenja , kao i struja saturacija pri naponu od -12V do 2V. Upravo zbog ovih performansi 4H-SiC čini se perspektivnim materijalom. Devijacije koje se dešavaju kod faktora idealnosti i promjene visine potencijalne barijere pripisuju se prisutnosti nehomogenosti na spoju (površinski defekti i nehomogenost u koncentraciji donora).

C-V karakteristika ozračenog uzorka brzim neutronima doze do $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ je pokazala da dolazi do kompenzacije slobodnih nosilaca smanjenjem neto koncentracije donora.

DLTS mjerenja su dala podatke da je aktivacijska energija defekata SiC veća od aktivacijske energije Si, što SiC čini otpornijim na oštećenja pri izloženosti zračenju. Od strane drugih autora uočeno je da pri dozama $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ dolazi povećanja koncentracije dubokog nivoa $Z_{1/2}$, čije prisustvo nije baš poželjno jer je $Z_{1/2}$ poznat kao „lifetime killer“ ,tj. defekt koji reducira vrijeme života slobodnih nosilaca . Duboki nivoi EH_1 i EH_3 se pripisuju inersticijama ugljika, ali nisu toliko istraženi kao uzorci ozračeni elektronima i protonima.

LITERATURA

- [1] N. Alampara Fabrication of SiC Schottky diode and its characterization. Centre for Nanoscience and Nanotechnology, School of Physics, Bharathidasan University, Tiruchirappalli, 2017.
- [2] I. Capan; T.Brodar; Ž. Pastuović; Rainer Siegele; T.Ohshima; S. Sato; T. Makino; L.Snoj; V.Radulović; J.Coutinho; V.Torres; K.Demmouche Double negatively charged carbon vacancy at the h- and k- sites in 4H-SiC: Combined Laplace-DLTS and DFT study // J.Appl.Phys. (2017)
- [3] T.Brodar Electrically active defects in 4H-SiC introduced by radiation. Master thesis. Zagreb : Prirodoslovno-matematički fakultet, 2017
- [4] Md. Nuruzzaman, M. Ariful Islam, M. Ashraful Alam, M. A. Hadi Shah, A. M. M. Tanveer Karim Structural, elastic and electronic properties of 2H- and 4H-SiC // Int. Journal of Engineering Research and Applications (2015)
- [5] A. Elasser; T.P.Chow Silicon carbide benefits and advantages for power electronics circuits and systems // Proceedings of the IEEE (2002)
- [6] F.Alshaeer A Study of Current Transport in Schottky Diodes Based on AlInSb/InSbQW Heterostructures. PhD thesis, Cardiff University, 2018.
- [7] O. Kordina. Growth and Characterisation of Silicon Carbide Power Device Material. PhD thesis, Linköping University, 1994.
- [8] Biljanović, P. Poluvodički elektronički elementi Zagreb : Školska knjiga, 1996.
- [9] Dejan M. Gvozdić Osnovi fizičke elektronike Beograd : Akademska misao , 2017.
- [10] T.Brodar; I.Capan; V.Radulović; L. Snojb; Ž.Pastuović; J. Coutinho, T. Ohshima Laplace DLTS study of deep defects created in neutron-irradiated n-type 4H-SiC // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research B (2018)
- [11] Neal D. Reynolds; Cristian D. Panda; John M. Essick Capacitance-voltage profiling: Research-grade approach versus low-cost alternatives // American Journal of Physics (2014)
- [12] Mannan, M. A. Defect Characterization of 4H-SiC by Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS) and Influence of Defects on Device

Performance. Doctoral dissertation. University of South Carolina – Columbia, 2015.

[13] Mannan M.A.; Chaudhuri S.K.; Nguyen K.V.; Mandal K.C. Effect of Z1/2, EH5, and Ci1 deep defects on the performance of n-type 4H-SiC epitaxial layers Schottky detectors: Alpha spectroscopy and deep level transient spectroscopy studies // J. Appl. Phys. (2014)

[14] Gülnahar; Murat Temperature dependence of current-and capacitance-voltage characteristics of an Au/4H-SiC Schottky diode // Superlattices and Microstructures. (2014)

[15] S. K. Cheung; N. W. Cheung Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics // Applied Physics Letters (1986)

[16] D. Blažeka Transportna svojstva poluvodičkih detektora. Master teza, Sveučilište u Zagrebu, 2017.

[17] Omotoso E.; Meyer W.E.; Auret F.D.; Paradzah A.T.; Diale M.; Coelho S.M.M.; Janse van Rensburg P.J. The influence of high energy electron irradiation on the Schottky barrier height and the Richardson constant of Ni/4H-SiC Schottky diodes.

[18] Rani S. Kummar Improved SiC Schottky Barrier Diodes using Refractory Metal Borides. Master thesis, Youngstown State University, 2009.

[19] Ko G.; Kim H.; Bang J.; Kim J. Electrical characterizations of Neutron-irradiated SiC Schottky diodes // Korean J. Chem. Eng. (2009)

[20] Klein P.B.; Shanabrook B.V.; Huh S.W.; Polyakov A.Y.; Skowronski M.; Sumakeris J.J.; O'Loughlin M.J. Lifetime-limiting defects in n-4H-SiC epilayers // Appl. Phys. Lett. (2006)

[21] Ž. Pastuović; R. Siegle; I. Capan; T. Brodar; S. Sato; T. Ohshima Deep level defects in 4H-SiC introduced by ion implantation: The role of single ion regime // J. Phys.: Condens. Matter (2017)

[22] L. Dobaczewski; A. R. Peaker; K. Bonde Nielsen Laplace-transform deep-level spectroscopy: The technique and its applications to the study of point defects in semiconductors // J. Appl. Phys. (2004)