

# Karakterizacija električki aktivnih defekata u poluvodičima metodom kapacitivnih tranzijenata

Luka Bakrač

Fizički odsjek, Prirodoslovno-matematički fakultet, Bijenička 32, Zagreb

(Dated: 30. siječnja 2020.)

Proučene su osnovne metode karakterizacije poluvodičkog materijala. Karakterizacija je provedena na Schottky diodama od 4H silicija karbida n-tipa. Diode su ozračene ionima helija, ugljika i kisika različitim dozama, te je provjeren utjecaj zračenja na kvalitetu dioda. Provedene su strujno-naponska i kapacitivno-naponska karakteristika. Iz kapacitivno-naponske karakteristike uočeno je smanjenje koncentracije slobodnih nosioca naboja u dobrom slaganju s teorijskim predviđanjem. Metodom tranzijentne spektroskopije dubokih nivoa određene su aktivacijske energije i udarni presjeci dubokih nivoa koji odgovaraju defektima kristalne rešetke poluvodiča. Jedan uočen defekt prisutan je i prije zračenja, dok su ostali uneseni zračenjem. Dio dubokih nivoa je prisutan u svim ozračenim uzorcima bez obzira na vrstu iona što ukazuje na intrinzičnost tih defekata.

## I. UVOD

Poluvodički materijali su korišteni za razne primjene. Najpoznatija je moderna elektronika o kojoj današnji svijet ovisi. Uz to postoje laserske diode, solarne ćelije i raznoliki detektori poput detektora zračenja. Za svaku primjenu je potrebno dobro poznavati fiziku principa rada spomenutih uređaja. Fizika poluvodiča dobro je poznata još od polovice dvadesetog stoljeća, no sve je veći broj novih materijala koji pokazuju puno potencijala za razne uporabe.

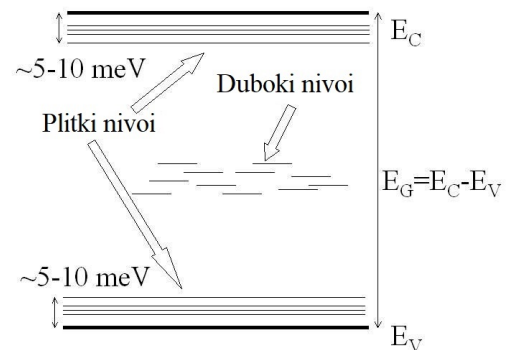
Svaki novi poluvodički materijal potrebno je karakterizirati. Jedna od najbitnijih karakteristika poluvodičkih materijala je čistoća njihove kristalne rešetke koja je narušena različitim vrstama defekata. Oni najčešće nastaju prilikom proizvodnje materijala i prilikom ozračivanja. Defekti koji se nalaze unutar zabranjenog energijskog pojasa imaju značajan utjecaj na karakteristike poluvodiča. Takvi defekti smanjuju efikasnost uređaja poput učinkovitosti solarnih ćelija i učinkovitosti detektora zračenja. Trenutno, jedna od najosjetljivijih metoda za karakterizaciju defekata je metoda tranzijentne spektroskopije (Deep level transient spectroscopy<sup>1</sup>) koja može prepoznati prisutnost defekata udjela u kristalnoj rešetci već od  $10^{-12}$ . Ponekad su defekti i poželjni jer se na taj način mogu manipulirati karakteristike materijala kao što su električna i toplinska vodljivost. Također mogu biti korisni ako su potrebni nivoi dobro definirane energije i udaljeni u spektru od ostalih nivoa.

Ovdje su karakterizirani defekti prisutni u silicij karbidu (SiC). SiC je poluvodič širokog energijskog procjepa i velike otpornosti na zračenje. Zbog toga ima velik potencijal postati prvi izbor kao detektore zračenja u situacijama gdje su doze ili energije zračenja velike. SiC također posjeduje dobru mobilnost elektrona i temperaturnu stabilnost zbog čega je već dobro poznat u elektronici visokog napona, visokih temperatura i/ili visoke frekvencije<sup>2</sup>.

## II. TEORIJA

### II.1. Fizika poluvodiča

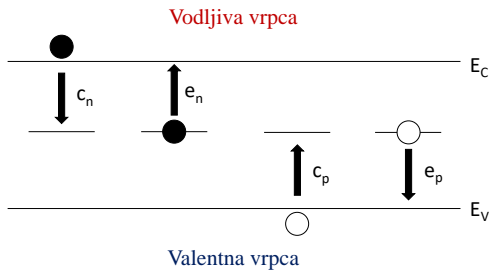
Idealni poluvodič (bez anomalija - defekata) zbog periodičnosti kristalne rešetke ima valentnu i vodljivu vrpcu. Valentnu i vodljivu vrpcu dijeli zabranjeni pojas (energijski procjep) unutar kojeg elektroni ne mogu postići energije. Pri temperaturi  $0K$  svi su elektroni u valentnoj vrpici i poluvodič ne može voditi struju. Kako temperatura raste, elektroni primaju dovoljno energije da preskoče energijski procjep u vodljivu vrpcu gdje postaju gotovo slobodni. Slobodni elektroni su nosioci naboja i oni određuju elektroničke karakteristike poluvodičkog materijala. Kada se poluvodiču naruši periodičnost rešetke, npr. dopiranjem ili zračenjem, unutar zabranjenog pojasa nastaju dostupni energijski nivoi<sup>3</sup>. Ovisno o primjeni poluvodiča, oni mogu biti korisni ili mogu narušiti učinkovitost uređaja. Za nivoe unutar energijskog procjepa kaže se da su električki aktivni zato što mogu uhvatiti elektrone, dok nivoi izvan procjepa nisu aktivni jer su stopljeni u valentnu ili vodljivu vrpcu. Energijski spektar poluvodiča s nivoima unutar energijskog procjepa prikazan je na slici 1. Energija valentne vrpce označena je s  $E_V$ , a energija vodljive s  $E_C$ .



Slika 1: Energijski dijagram poluvodiča s nivoima unutar energijskog procjepa

Na slici se mogu uočiti dvije energijske razine unutar zabranjenog pojasa. Plitki nivo se nalazi blizu valentne ili vodljive vrpce, a duboki je udaljen od vrpce za nekoliko vrijednosti  $k_B T$ , gdje je  $k_B = 8.617 \cdot 10^{-5} eV K^{-1}$  Boltzmannova konstanta, a  $T$  temperatura. Plitki nivoi su najčešće namjerno uneseni, tzv. dopiranjem poluvodiča i pri sobnoj temperaturi su gotovo potpuno ionizirani čime značajno povećavaju koncentraciju slobodnih elektrona u vodljivoj vrpci, a time i električnu vodljivost poluvodiča. Duboki nivoi nisu ionizirani pri sobnoj temperaturi, već djeluju kao zamke za elektrone. Zamke za elektrone mogu hvatati slobodne elektrone, ali isto tako mogu olakšati prijelaz elektrona iz valentne u vodljivu vrpcu. Zbog toga su duboki energijski nivoi puno zanimljiviji kada se poluvodiči koriste kao detektori zračenja budući povećavaju struju curenja u reverznoj polarizaciji diode i smanjuju vrijeme života nosioca naboja<sup>4</sup>. Struja curenja povećava šum detektora, a vrijeme života nosioca naboja određuje učinkovitost detekcije upadnih čestica.

Duboki nivoi mogu s nosiocima naboja iz valentne i vodljive vrpce međudjelovati na načine prikazane na slici 2. Nosioci naboja, odnosno elektroni i šupljine mogu se uhvatiti ili emitirati iz dubokog nivoa.



Slika 2: Uhvati i emisije elektrona i šupljina. Označene su vjerojatnosti: uhvata elektrona iz vodljive vrpce  $c_n$ , emisija elektrona u vodljivu vrpcu  $e_n$ , uhvat šupljine iz valentne vrpce  $c_p$  i emisija šupljine u valentnu vrpcu  $e_p$ .

Pojedina vrsta dubokih nivoa karakterizirana je energijom  $E_T$  i koncentracijom  $N_T$ . Iz procesa vidljivih na slici 2, moguće je odrediti vremensku promjenu broja popunjenih dubokih nivoa:

$$\frac{dn_T}{dt} = -(e_n + c_p)n_T + (c_n + e_p)(N_T - n_T) \quad (1)$$

gdje je  $n_T$  koncentracija popunjenih dubokih nivoa, a vjerojatnosti uhvata  $e_n, c_p, c_n$  i  $e_p$  opisane su uz sliku 2. U ravnotežnom slučaju desna strana jednakosti iznosi 0 i rješenje je konstanta koncentracija popunjenih nivoa. Osim toga, bitna su još dva granična slučaja: kada su svi duboki nivoi u početnom trenutku popunjeni i kada su svi prazni. U n-tipu poluvodiča, značajno je veći broj elektrona nego šupljina. Zbog toga je u slučaju popunjenosti svih dubokih nivoa moguće pretpostaviti da je dominantan proces emisija elektrona i tada jednadžba (1) ima sljedeće rješenje:

$$n_T(t) = N_T \exp(-e_n t) \quad (2)$$

što znači da koncentracija popunjenih dubokih nivoa opada ekponencijalno u vremenu prema ravnotežnoj vrijednosti. U drugom slučaju, kada su svi duboki nivoi prazni, moguće je pretpostaviti da je uhvat elektrona dominantan proces i tada vrijedi sljedeće rješenje.

$$n_T(t) = N_T(1 - \exp(-c_n t)) \quad (3)$$

Vjerojatnosti uhvata i emisije nosioca naboja ovise o temperaturi. Tu ovisnost je moguće dobiti iz termodinamičke ravnoteže u kojoj je broj emitiranih elektrona iz dubokog nivoa jednak broju uhvaćenih elektrona u duboki nivo  $e_n n_T = c_n (N_T - n_T)$  uz Fermi-Diracovu raspodjelu elektrona<sup>3</sup>:

$$e_n(T) = \sigma_n(T) \langle v_n \rangle (T) \frac{g_0}{g_1} N_c(T) \exp\left(-\frac{E_c - E_T}{k_B T}\right) \quad (4)$$

gdje je  $\langle v_n \rangle = \sqrt{\frac{3k_B T}{m^*}}$  prosječna brzina elektrona,  $\sigma_n$  udarni presjek za uhvat elektrona ( $c_n = n\sigma_n \langle v_n \rangle$ ),  $g_0$  i  $g_1$  degeneracija nivoa prije i nakon emisije elektrona, te  $N_c = 2\left(\frac{2\pi m k_B T}{h^2}\right)^{3/2}$  gustoća stanja u vodljivoj vrpci.

Osim eksponencijalne ovisnosti emisije o temperaturi, gustoća stanja u vodljivoj vrpci  $N_c$  i prosječna brzina elektrona  $\langle v_n \rangle$  također ovise o temperaturi. Uz njih i udarni presjek ovisi o temperaturi i to najčešće na sljedeći način:

$$\sigma_n(T) = \sigma_\infty \exp\left(-\frac{\Delta E_\sigma}{k_B T}\right) \quad (5)$$

gdje je  $\Delta E_\sigma$  energijska barijera za uhvat elektrona, a  $\sigma_\infty$  udarni presjek u granici  $T \rightarrow \infty$ . Ovakva temperaturna ovisnost udarnog presjeka odgovara prelasku elektrona preko odbojne Coulombove barijere.

Uvrštavanjem svih temperaturnih ovisnosti u jednadžbu (4), moguće je dobiti linearnu ovisnost o temperaturi:

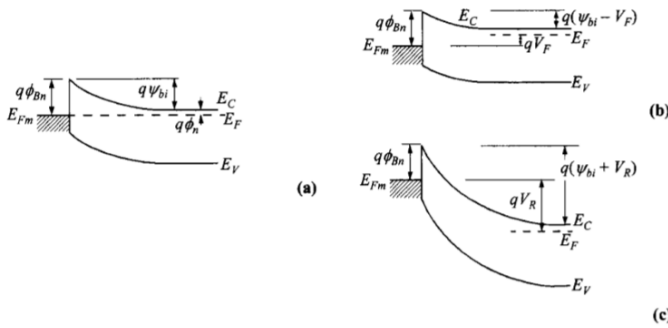
$$\ln\left(\frac{e_n}{T^2}\right) = \ln(\sigma_\infty K_T) - \frac{E_c - E_T}{k_B T} \quad (6)$$

gdje je  $K_T = 3.625 \cdot 10^{21} cm^{-2} s^{-1} K^{-2}$ . Mjereći ovisnost emisije elektrona o temperaturi i prilagodbom pravca na jednakost (6), moguće je dobiti aktivacijsku energiju dubokog nivoa  $E_c - E_T$  i njegov granični udarni presjek  $\sigma_\infty$ . U analizi je pretpostavljeno da je degeneracijski faktor  $g_0/g_1 = 1$  i skriven je u udarni presjek. Ovakva analiza ionako daje samo red veličine udarnog presjeka pa to nije problem.

Provedena analiza dinamike dubokih nivoa vrijedi za točkaste defekte. Također postoje linijski i površinski defekti, ali oni zahtijevaju kompliciraniju analizu<sup>5</sup>. Bitno je napomenuti da su metodom spektroskopije tranzijena vidljive sve vrste defekata, ali se različito ponašaju u spektru.

## II.2. Schottky dioda

Jednostavan način za karakterizaciju poluvodiča je uz pomoć Schottky diode. Schottky dioda je spoj metala i poluvodiča koja funkcionira na principu potencijalne barijere prikazane na slici 3. Idealna dioda u propusnoj polarizaciji propušta struju jer je tada potencijalna barijera snižena, a u reverznoj ne jer je potencijalna barijera povećana kao što je prikazano na slici. Zbog generacije i rekombinacije parova elektrona i šupljina u području osiromašenja, diode propuštaju malu struju i u reverznoj polarizaciji. Dioda također posjeduje i realan otpor koji ograničava struju koja se može propustiti u propusnoj polarizaciji uz dani napon.



Slika 3: Energijski dijagram Schottky diode n-tipa. Uz već objašnjene oznake energija poluvodila, označen je i izlazni potencijal metala  $\Phi_{Bn}$ , te potencijalna barijera diode  $\Psi_{bi}$ . (a) nepolarizirana dioda (b) propusno polarizirana (c) reverzno (nepropusno) polarizirana

Realnu diodu najjednostavnije je stoga opisati sljedećim izrazom<sup>4</sup> (idealna dioda u serijskom spoju s otpornikom):

$$I(V) = I_S \left( \exp\left(q \frac{V - IR_S}{nk_B T}\right) - 1 \right) \quad (7)$$

gdje je  $I$  struja kroz diodu,  $V$  napon na krajevima diode,  $I_S$  struja saturacije,  $q = 1.6 \cdot 10^{-19} C$  vrijednost elementarnog naboja,  $R_S$  serijski otpor i  $n$  faktor idealnosti diode. Za idealnu diodu serijski otpor treba biti što bliži 0, a faktor idealnosti što bliži 1.

Kod dioda nastaje tzv. područje osiromašenja unutar kojeg nema slobodnih nosioca naboja. Širina područja osiromašenja ovisi o naponu na sljedeći način<sup>4</sup>:

$$W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN} \left( V_{bi} - V - \frac{k_B T}{q} \right)} \quad (8)$$

gdje je  $\epsilon$  električna permitivnost poluvodičkog materijala,  $qN = q(N_D - n_T)$  koncentracija slobodnih nosioca naboja i  $V_{bi}$  ugrađeni potencijal barijere. Zbog područja osiromašenja, diode posjeduju i kapacitet<sup>4</sup>, koji ovisi o širini područja osiromašenja, pa posljedično i o naponu.

$$C(V) = \frac{dQ}{dV} = \frac{A\epsilon}{W_D(V)} \quad (9)$$

gdje je  $A$  površina diode. Kombinacijom posljednje dvije jednadžbe, vrijedi ovisnost kapaciteta o naponu, prikazana u linearnom obliku:

$$\frac{1}{C^2(V)} = \frac{2}{\epsilon A^2} \frac{V_{bi} - V}{qN} \quad (10)$$

Ovdje je  $qN$  koncentracija slobodnih nosioca naboja na granici područja osiromašenja koja je za  $W_D$  udaljena od površine poluvodiča. Zbog toga se mjereći ovisnost kapaciteta o naponu, može izračunati ovisnost koncentracije slobodnih nosioca naboja o dubini poluvodiča. Taj račun dan je sljedećim izrazom:

$$N(W) = \frac{2}{q\epsilon A^2} \left( \frac{d(1/C^2)}{dV} \right)^{-1} \quad (11)$$

## II.3. DLTS

DLTS (Deep level transient spectroscopy) je metoda mjerenja tranzijenata kapaciteta kojom se karakteriziraju duboki nivoi<sup>6</sup>. U tu svrhu se najčešće koriste Schottky diode ili diode sličnih karakteristika. Tranzijenti kapaciteta induciraju se naglom promjenom napona koja mijenja širinu područja osiromašenja. Kako je već objašnjeno, kapacitet diode ovisi o koncentraciji slobodnih nosioca naboja  $qN = q(N_D - n_T)$ . Kada ne bi bilo dubokih nivoa  $n_T$ , tranzijenti kapaciteta bi bili jako brzi i praktički bi trenutno pratili promjene napona.

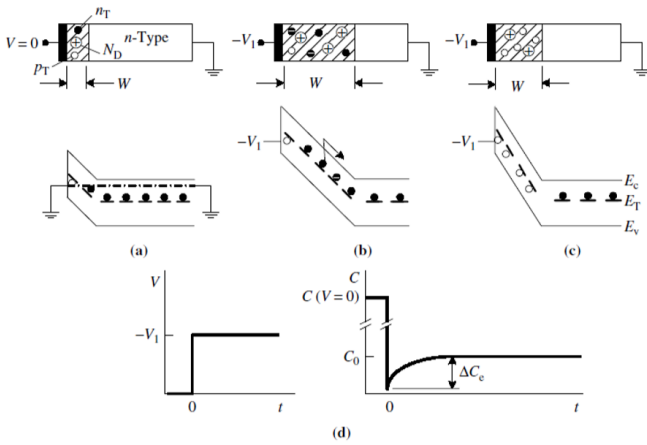
U ovoj metodi je bitno da područje osiromašenja ulazi samo u jedan kraj diode. Zbog toga ju je moguće provesti na Schottky diodama i  $p^+n$  ili  $pn^+$  diodama gdje je jedan tip poluvodiča dopiran puno većom dozom pa područje osiromašenja većinom ulazi u drugi tip. Duboki nivoi su prazni u području osiromašenja, a popunjeni su izvan njega. Zbog toga se naglim promjenama napona pune i prazne duboki nivoi kako je prikazano na slici 4.

Kada se poveća reverzni napon, dolazi do širenja područja osiromašenja. Energijski nivoi koji su bili unutar zabranjenog pojasa se prazne. Plitki nivoi brzo reagiraju, a duboki sporije. Zbog toga je početno koncentracija slobodnih nosioca naboja  $qN$  manja i kako se duboki nivoi prazne, ona postaje sve veća i kapacitet raste (eksponencijalno prema izrazu (2)).

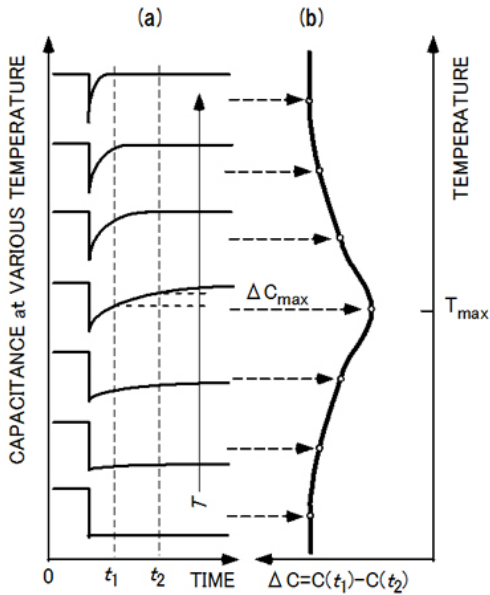
Uz pretpostavku  $N_D \gg n_T$  izraz za kapacitet (10) može se razviti do prvog reda u Taylorov red:

$$C(t) = C_0 \left( 1 - \frac{n_T(t)}{2N_D} \right) \quad (12)$$

gdje je  $C_0 = A \sqrt{\frac{q\epsilon}{2(V_{bi} - V)}}$  kapacitet u odsutstvu dubokih nivoa. Kombinacijom posljednjeg izraza s izrazom (2), dobije se eksponencijalno ponašanje kapaciteta kako je i prikazano na slici 4. Vjerojatnost emisije elektrona  $e_n$  raste s temperaturom, pa su tako i tranzijenti kapaciteta sve brži kako je prikazano na slici 5.



Slika 4: Princip DLTS mjerenja. (a) dioda bez primjenjenog naboja (b) upravo reverzno polarizirana dioda (c) reverzno polarizirana dioda na kraju tranzijenta (d) vremenska promjena kapaciteta za opisane korake



Slika 5: Princip vremenskog prozora. (a) tranzijenti kapaciteta su sve brži na višim temperaturama (b) DLTS signal kao razlika kapaciteta u dvije vremenske točke (krajevi vremenskog prozora)

Emisije se mogu računati prilagodbom eksponencijalnih funkcija, odnosno numeričkom metodom inverznog Laplace transformata. Takva tehnika naziva se Laplace DLTS (LDLTS<sup>6</sup>), ali za nju je potrebna jako niska razina šuma jer u suprotnom numerički zadatak nije dobro zadan.

Jednostavniji pristup je promatranjem razlike vrijednosti kapaciteta u dvije fiksne vremenske točke tranzijenta  $t_1$  i  $t_2$  (vremenski prozor) što se naziva signalom DLTS-a.

$$DLTS \text{ signal} = \Delta C_0 (\exp(-e_n t_1) - \exp(-e_n t_2)) \quad (13)$$

gdje je  $\Delta C_0 = C_0 \frac{N_T}{2N_D}$

Takav pristup prikazan je na slici 5 i može se uočiti da postoji maksimum signala DLTS-a. Derivacijom izraza (13) i izjednačavanjem s 0 dobiva se uvjet za maksimum signala:

$$e_n(T_0) = \frac{\ln(t_2/t_1)}{t_2 - t_1} \quad (14)$$

gdje je  $T_0$  temperatura na kojoj se nalazi vrh DLTS signala. Pošto su vremena  $t_1$  i  $t_2$  poznata, poznata je i emisija  $e_n$  koja odgovara vrhu. Promatrajući različita vremena  $t_1$  i  $t_2$ , prema izrazu (14) promatrane su različite emisije  $e_n$ . Svaka emisija ima maksimum na odgovarajućoj temperaturi  $T_0$ . Ako je omjer  $t_2/t_1$  jednak za svaku promatranu emisiju, i visine vrhova signala bi trebale biti jednake. To je samo otprilike točno budući se i kapacitet mijenja s temperaturom. Ovdje je korišten konstantan omjer  $t_2/t_1 = 2.5$ .

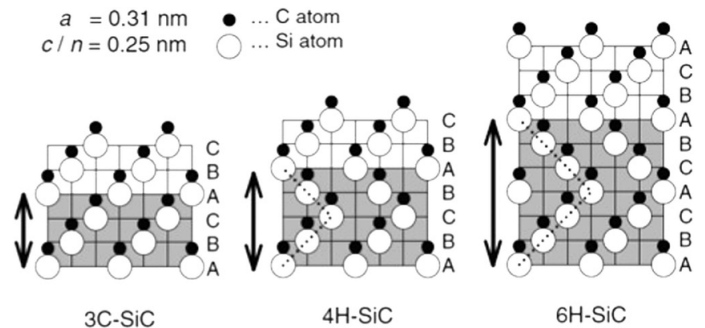
Potrebno je uzeti dovoljan broj različitih vremena  $t_1$  i  $t_2$ , kako bi se dobio dobar skup vrijednosti  $(T_0, e_n(T_0))$  i kako bi se mogla provesti linearna regresija izraza (6).

### III. EKSPERIMENTALNA METODA

#### III.1. Uzorci

Poluvodički materijal SiC kristalizira u više kristalnih struktura, odnosno politipa. Svaki atom silicija je kovalentno povezan s četiri susjedna ugljikova atoma i na taj način tvore tetraedar<sup>7</sup>. Kristalne rešetke SiC tvore heksagonalne slojeve koji se zatim slažu na više načina. Postoje tri pozicije na koje se idući sloj može postaviti. Ovdje je promatran 4H-SiC politip koji se slaže redosljedom ABCB gdje su A, B i C tri spomenute pozicije.

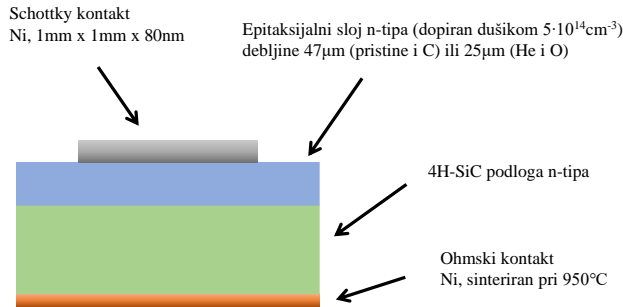
Na slici 6 su prikazani najčešće proučavani politipovi silicij karbida.



Slika 6: Slaganje kristalne rešetke silicij karbida (SiC) kod najčešćih politipova

Za karakterizaciju 4H-SiC poluvodičkog materijala napravljene su Schottky diode strukture prikazane na slici

7. Dobra kvaliteta uzorka postignuta je epitaksijalnim rastom na supstratu 4H-SiC n-tipa u CRIEPI (Central research institute of electric power industry, Japan). Epitaksijalni sloj dopiran je s dušikom koncentracijom  $4 - 5 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$ . Naparivanjem nikla kroz masku otvora  $1 \text{mm} \times 1 \text{mm}$  napravljen je Schottky kontakt, a Omski kontakt sinteriranjem nikla pri  $950^\circ \text{C}$ .



Slika 7: Shematski prikaz Schottky diode

Diode su ozračene u ANSTO (Australian nuclear science and technology organisation) ionima helija, ugljika i kisika pri različitim energijama i dozama prikazanim u tablici I.

Tablica I: Popis ozračenih uzoraka. Navedene su vrste, energije i doze korištenih iona

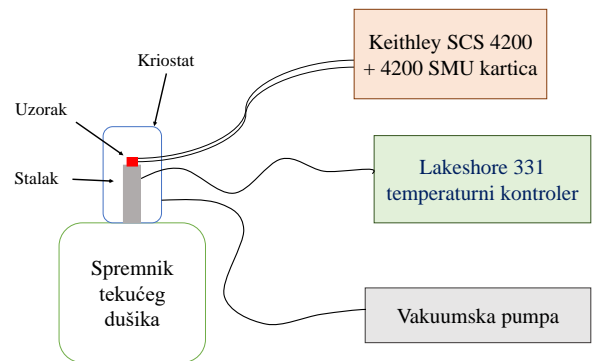
Uzorak	Ion	Energija iona	Doza iona
He5E9	He	$2 \text{MeV}$	$5 \cdot 10^9 \text{cm}^{-3}$
He1E9	He	$2 \text{MeV}$	$1 \cdot 10^9 \text{cm}^{-3}$
He5E10	He	$2 \text{MeV}$	$1 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$
C1E8	C	$7.5 \text{MeV}$	$1 \cdot 10^8 \text{cm}^{-3}$
C5E8	C	$7.5 \text{MeV}$	$5 \cdot 10^8 \text{cm}^{-3}$
C1E9	C	$7.5 \text{MeV}$	$1 \cdot 10^9 \text{cm}^{-3}$
O2E9	O	$20 \text{MeV}$	$2 \cdot 10^9 \text{cm}^{-3}$
O1E10	O	$20 \text{MeV}$	$1 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$

Diode su ozračene pri sobnoj temperaturi i bez napona na krajevima. Energije su odabrane tako da je domet različitih iona u diodi podjednak. Ioni su unešeni dobro razmaknuti u vremenu i prostoru na način da je uzorak podijeljen na piksele veličine  $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ . Pikseli se skeniraju jedan po jedan i u svaki se implantira do 20 iona odjednom.

### III.2. Eksperimentalni postav

Prije DLTS mjerenja, na diodama su izmjerene strujno-naponska i kapacitivno-naponska karakteristika pomoću postava prikazanog na slici 8. Za to je korišten

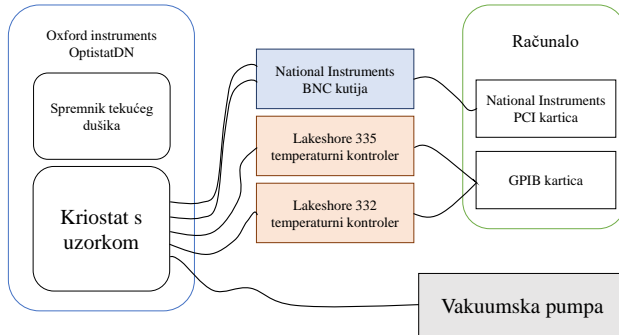
Keithley 4200 Semiconductor characterization system s 4200-SMU karticom. Kapacitet je mjereno oscilatornim signalom amplitude  $30 \text{mV}$  i frekvencije  $1 \text{MHz}$ . Iz razlike faza struje i napona, Keithley određuje kapacitet diode uz prethodnu kalibraciju. Uzorci su držani u vakuumu tlaka  $10^{-5} \text{bar}$  kako bi temperatura uzorka bila stabilnija, odnosno bolje definirana. Vakuumiranje je također bitno kako pri niskim temperaturama ne bi došlo do kondenzacije vode iz zraka na uzorak ili kako pri visokim temperaturama uzorak ne bi oksidirao. Vakuum je održavan rotacijskom pumpom. Temperatura je mjerena i kontrolirana Lakeshore 331 temperaturnim kontrolerom koji puštanjem struje dovodi toplinu do bakrenog stakla na kojem je učvršćen uzorak (dobar toplinski kontakt). Uzorak je istovremeno hlađen puštanjem tekućeg dušika kroz bakreni stalak što znači da najniža dostupna temperatura mjerenja iznosi  $77 \text{K}$ .



Slika 8: Shematski prikaz postava za strujno-naponska i kapacitivno-naponska mjerenja

DLTS mjerenje je provedeno pomoću postava prikazanog na slici 9. Kapacitet je mjereno Boonton 7200 kapacimetrom koji je pogodan za mjerenje brzih tranzijenata. Kapacitet je također mjereno oscilatornim signalom amplitude  $30 \text{mV}$  i frekvencije  $1 \text{MHz}$ . Ova frekvencija dovoljno je velika da se popunjenost dubokih nivoa ne promijeni značajno za vrijeme trajanja nekoliko oscilacija potrebnih za mjerenje vrijednosti kapaciteta. Boonton 7200 analognim naponom između  $-10 \text{V}$  i  $+10 \text{V}$  daje vrijednost kapaciteta. Ta vrijednost očitana je National instruments PCI-6251 DAQ karticom (Data acquisition), digitalizirana i pohranjena u računalo. National instruments kartica također stavlja reverzni napon i pulseve na krajeve diode. Reverzni napon odabran je tako da područje osiromašenja prekriva područje u kojem su implantirani ioni. Područje koje daje signal je omeđeno širinom područja osiromašenja pri reverznom naponu i naponu pulsa. U ovom eksperimentu su naponi pulsa postavljeni na  $-0.1 \text{V}$ . Na taj način ne dolazi do propuštanja struje, a skeniran je dio materijala najbliže moguće površini diode. Za sva DLTS mjerenja korištena je duljina pulsa od  $10 \text{ms}$ . To je dovoljna duljina pulsa da se većina dubokih nivoa popuni što dozvoljava jednostavnu analizu objašnjenu u poglavlju II.3 DLTS. Na svakoj temperaturi usrednjeno je 10 tranzijenata prije

nego što je izračunata vrijednost DLTS signala kako bi se smanjio šum. Kod DLTS mjerenja je potrebna stabilnija temperatura zbog čega su mjerenja provedena u kriostatu koji koristi dva temperaturna kontrolera (Lakeshore 335 i 332). Shema postava za DLTS mjerenje prikazana je na slici 9.

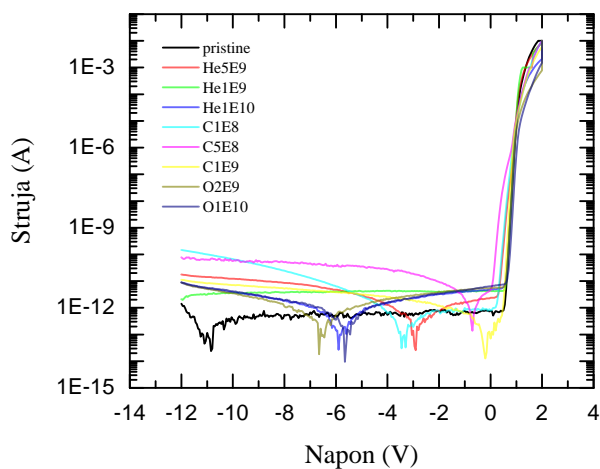


Slika 9: Shematski prikaz postava za DLTS mjerenja

## IV. REZULTATI I DISKUSIJA

### IV.1. Strujno-naponska karakteristika

Mjerenjem strujno-naponske karakteristike provjerena je kvaliteta dioda, odnosno kako zračenje utječe na njihove karakteristike. Uz već spomenute ozračene uzorke, mjerenja su napravljena i na neozračenom uzorku (pristine). Karakteristike svih uzoraka prikazane su na grafu na slici 10.



Slika 10: Usporedba strujno-naponske karakteristike svih uzoraka

Karakteristike su prikazane na logaritamskoj skali zbog čega su prikazane apsolutne vrijednosti. Kada struja prolazi kroz vrijednost 0, na grafu se vidi udubina. Keit-

hley mjerni uređaj ima sistematsku pogrešku od  $\pm 1pA$ , te struju curenja unutar uređaja, a ne diode. Zbog toga karakteristike izgledaju kao da diode propuštaju sve više struje, ali zapravo je struja kroz diode otprilike konstanta na razini  $1pA$ . To je vidljivo ako se koristi ampermetar bez struje curenja, ali s većim šumom.

Prilagodбом izraza (7) na karakteristiku u propusnoj polarizaciji uz zanemarivanje serijskog otpora dobivene su karakteristike dioda prikazane u tablici II.

Tablica II: Strujno-naponske karakteristike uzoraka

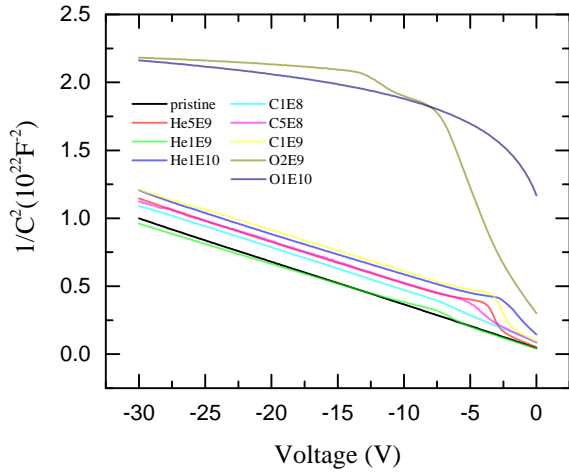
Uzorak	Struja saturacije	Faktor idealnosti	Serijski otpor
pristine	$(1.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-21}$	$1.055 \pm 0.003$	$500\Omega$
He5E9	$(4.6 \pm 0.1) \cdot 10^{-17}$	$1.501 \pm 0.003$	$200\Omega$
He1E9	$(5.0 \pm 0.1) \cdot 10^{-22}$	$1.012 \pm 0.001$	$160\Omega$
He1E10	$(5.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-22}$	$1.023 \pm 0.001$	$400\Omega$
C1E8	$(1.16 \pm 0.06) \cdot 10^{-17}$	$1.484 \pm 0.006$	$5k\Omega$
C5E8	$(7.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-14}$	$1.617 \pm 0.009$	$4M\Omega$
C1E9	$(5.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-21}$	$1.013 \pm 0.002$	$8k\Omega$
O2E9	$(8.08 \pm 0.5) \cdot 10^{-22}$	$1.031 \pm 0.002$	$10k\Omega$
O1E10	$(1.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-22}$	$1.073 \pm 0.004$	$8k\Omega$

U tablici II su navedene i vrijednosti serijskog otpora koji je izračunat Nordeovom metodom<sup>3</sup>. Može se zaključiti da su uzorci zadržali funkcionalnost dioda i nakon ozračivanja što potvrđuje otpornost SiC na zračenje. Kod uzoraka ozračenim ionima kisika može se uočiti velik serijski otpor, dok je kod uzoraka ozračenih ionima ugljika prividno velik serijski otpor posljedica loše kvalitete dioda što se vidi iz faktora idealnosti. Serijski otpor ovih dioda nije nužno stvarno velik, već je to vjerojatno posljedica korištene metode. Za diode ozračene ionima ugljika nije jasno jesu li diode oštećene zračenjem ili su takve bile i prije. Serijski otpor predstavlja problem kod provođenja DLTS mjerenja jer mijenja oblik tranzijenta.

### IV.2. Kapacitivno-naponska karakteristika

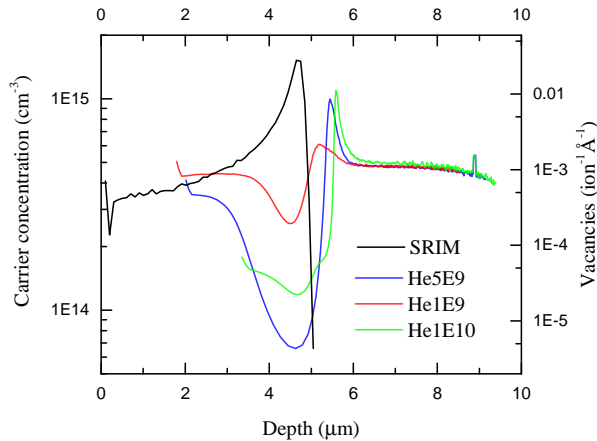
Daljnja karakterizacija dioda provedena je mjerenjem kapacitivno-naponske karakteristike. Na grafu na slici 11 prikazane su  $1/C^2 - V$  karakteristike.

Prilagodбом izraza (10) dobivene su vrijednosti koncentracije slobodnih nosioca naboja i potencijali barijera. Koncentracije naboja kod svih uzoraka, osim ozračenih kisikom, su u rasponu od  $4.6 - 5.0 \cdot 10^{14} cm^{-3}$  što se slaže s koncentracijom dopiranja uzoraka. Kod uzoraka ozračenih kisikom nije moguće odrediti koncentraciju prilagodбом pravca. Ostali uzorci se ponašaju slično kao neozračeni, odnosno skoro sasvim linearno. Jedino odstupanje se pojavljuje oko  $-5V$  zbog čega nije moguće točno odrediti potencijal barijere. Potencijal barijere kod neozračenog uzorka iznosi  $1.6V$ .



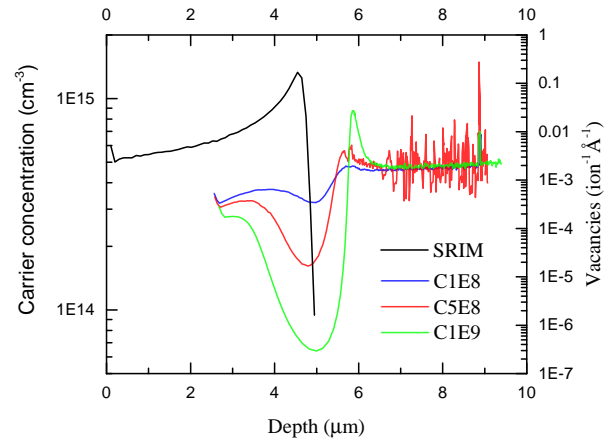
Slika 11: Usporedba ovisnosti  $1/C^2$  o naponu svih uzoraka

Računalna simulacija nanosene štete poluvodiču ioniskim zračenjem provedena je software-om TRIM (Transport of ions in matter) iz programskog paketa SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter). Program se temelji na Monte Carlo simulaciji. Simulirana je raspodjela koncentracija nastalih vakancija u materijalu po dubini. Koncentracija slobodnih nosioca naboja izračunata je numeričkom derivacijom prema izrazu (11). Usporedba eksperimentalne i teorijske raspodjele prikazana je na grafovima na slikama 12, 13 i 14 za različite ione.

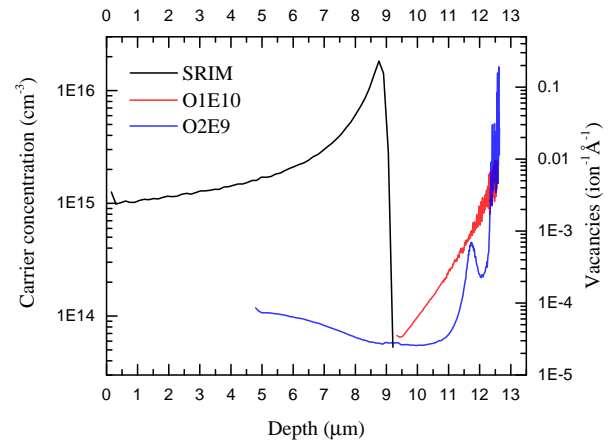


Slika 12: Dubinski profil diode ozračene ionima helija

Na grafovima se može uočiti da dolazi do smanjenja koncentracije slobodnih nosioca naboja u području najveće unesene štete. To se naziva kompenzacija jer dio slobodnih nosioca naboja upada u duboke nivoe koji odgovaraju unesenim defektima. Profil unesene štete ima maksimum oko  $5\mu\text{m}$  (kod iona kisika  $9\mu\text{m}$ ) i zatim naglo opada što je karakteristika koja se naziva Braggov vrh. Profili koncentracija slobodnih nosioca naboja do-



Slika 13: Dubinski profil diode ozračene ionima ugljika



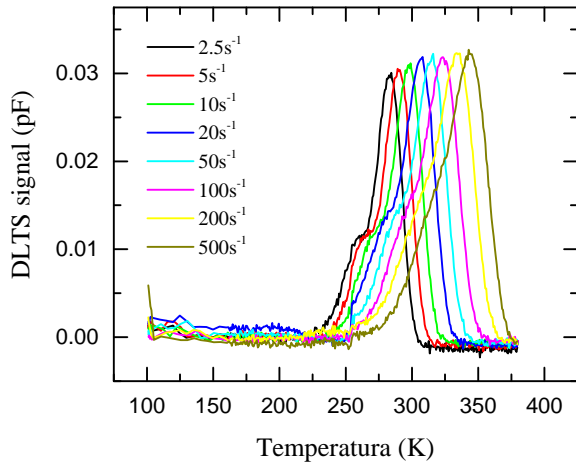
Slika 14: Dubinski profil diode ozračene ionima kisika

bro prate profile unesene štete uz odstupanja koja su moguća zbog grešaka pri simulaciji.

### IV.3. DLTS

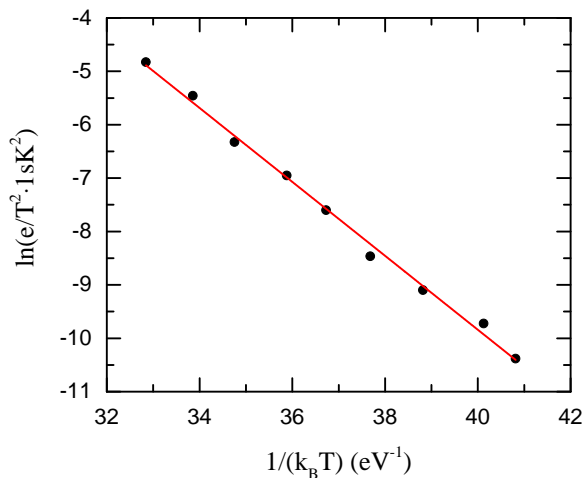
Prvo je prikazan DLTS spektar neozračenog uzorka kao kontrola. Na slici 15 prikazani su svi vremenski prozori  $t_1$  i  $t_2$  koji odgovaraju 8 različitih emisija  $e_n$ .

U spektru je izražen jedan vrh oko  $300\text{K}$ . Kao što je i očekivano prema izrazu 4, vrhovi koji odgovaraju većim emisijama pojavljuju se na višim temperaturama. Vrhovi su otprilike jednake visine jer je omjer vremena  $t_2/t_1$  konstantan. Rast vrhova s temperaturom je posljedica porasta kapaciteta diode s temperaturom. Linearnom regresijom izraza (6) određeni su aktivacijska energija  $E_a$  i udarni presjek  $\sigma_a$  tog dubokog nivoa. Izračunata vrijednost udarnog presjeka odgovara samo redu veličine prave vrijednosti. Bolji rezultat moguće je dobiti mijenjajući duljine primjenjenih pulseva čime se duboki nivo popuni



Slika 15: DLTS spektar neozračenog uzorka. Korišten je reverzni napon  $V_R = -10V$  i puls napona  $V_P = -0.1V$  duljine  $t_P = 10ms$ .

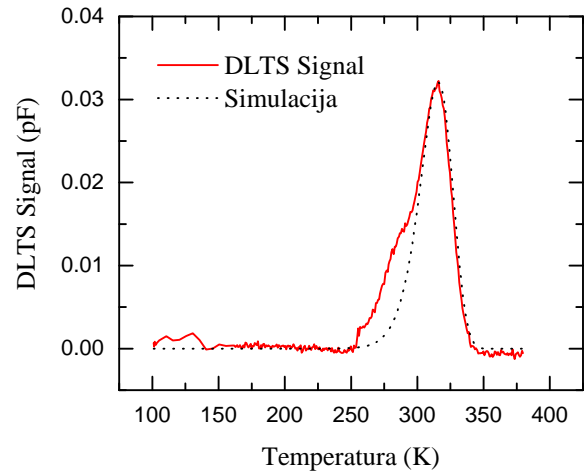
u različitim udjelima. Na slici 16 prikazan je rezultat linearne regresije na Arrheniusovom grafu.



Slika 16: Arrhenius graf neozračenog uzorka

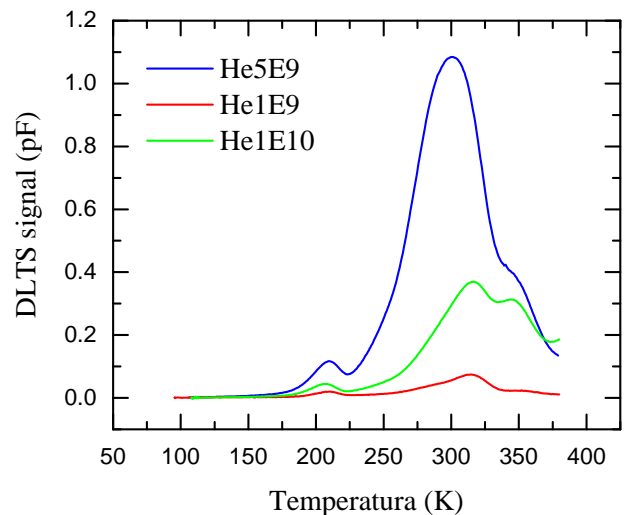
Izračunatom aktivacijskom energijom i udarnim presjekom moguće je izrazima (6) i (13) rekonstruirati teorijski signal. Usporedba teorijskog signala i vremenskog prozora koji odgovara emisiji  $50s^{-1}$  prikazana je na slici 17.

Spomenuti vrh iz spektra u literaturi<sup>8</sup> je dobro poznat dubok nivo označen s  $Z_{1/2}$ . Ovaj nivo odgovara vakanciji ugljika u kristalnoj rešetci SiC. Vrh se zapravo sastoji od dva duboka nivoa sličnih energija što se može i uočiti na slici 17 jer je izmjeren vrh širi od teorijskog. Oba nivoa su vakancije ugljika, ali na različitim točkama u kristalnoj rešetci. To znači da se provedenom analizom računa neka vrsta prosjeka između dva duboka nivoa. Ova dva duboka nivoa mogu se razlučiti korištenjem metode Laplace DLTS spomenute u poglavlju II.3.



Slika 17: Usporedba izmjerenog i teorijskog spektra neozračenog uzorka.

Na slikama 18, 19 i 20 prikazani su DLTS spektri ozračenih uzoraka različitim ionima. U tablici III na vrhu sljedeće stranice su popisani svi zapaženi duboki nivoi kao i njihove karakteristike.



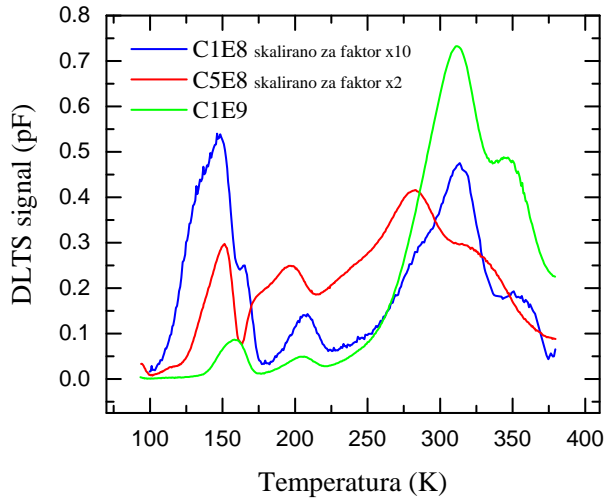
Slika 18: DLTS spektar uzorka ozračenog ionima helija. Korišten je reverzni napon  $V_R = -3V$  i puls napona  $V_P = -0.1V$  duljine  $t_P = 10ms$ .

Od zapaženih nivoa, 3 su poznata iz literature, a 3 su nepoznata. Poznati vrhovi u literaturi<sup>9</sup> su najčešće označeni s  $Z_{1/2}$ ,  $EH1$  i  $EH3$ . Nepoznati vrhovi ovdje su označeni s  $T1$ ,  $T2$  i  $T3$ . Duboki nivo  $Z_{1/2}$  dobro je poznat u literaturi i kako je već spomenuto, radi se o dva duboka nivoa bliskih energija koji odgovaraju vakancijama ugljika na različitim pozicijama u kristalnoj rešetci. Porijeklo dubokih nivoa  $EH1$  i  $EH3$  nije poznato, ali se može zaključiti da je riječ o intrinzičnim defektima jer su prisutni u uzorcima ozračenim različitim vrstama iona. Iz literature je poznato da je riječ o jednostavnom de-



Tablica III: Popis opaženih dubokih nivoa i njihove karakteristike. Oznaka - znači da duboki nivo nije uočen, a oznaka \* da je uočen ali nije moguće provesti analizu. Kod svakog nivoa prvi red odgovara energiji  $E_C - E_T$ , a drugi redu veličine udarnog presjeka.

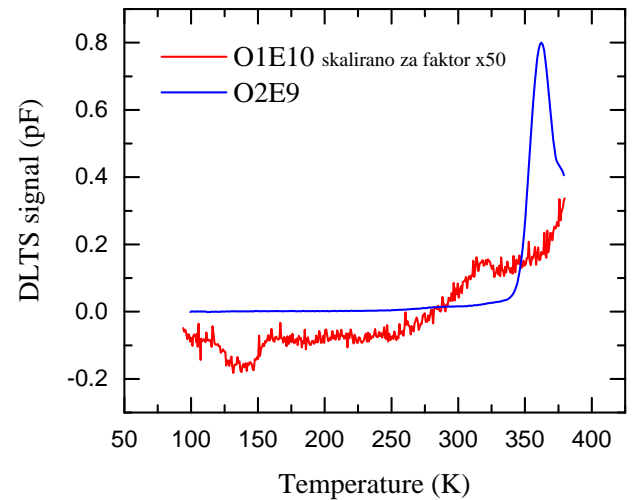
	pristine	He5E9	He1E9	He1E10	C1E8	C5E8	C1E9
$Z_{1/2}$	$(0.69 \pm 0.02)eV$	$(0.8 \pm 0.1)eV$	$(0.68 \pm 0.01)eV$	$(0.51 \pm 0.04)eV$	$(0.65 \pm 0.01)eV$	*	$(0.73 \pm 0.01)eV$
	$10^{-14}cm^2$	$10^{-11}cm^2$	$10^{-14}cm^2$	$10^{-17}cm^2$	$10^{-15}cm^2$	*	$10^{-15}cm^2$
$EH1$	–	$(0.39 \pm 0.01)eV$	$(0.44 \pm 0.01)eV$	$(0.42 \pm 0.01)eV$	$(0.43 \pm 0.01)eV$	$(0.39 \pm 0.02)eV$	$(0.42 \pm 0.01)eV$
	–	$10^{-15}cm^2$	$10^{-14}cm^2$	$10^{-15}cm^2$	$10^{-14}cm^2$	$10^{-14}cm^2$	$10^{-14}cm^2$
$EH3$	–	*	*	*	*	*	$(0.81 \pm 0.06)eV$
	–	*	*	*	*	*	$10^{-14}cm^2$
$T1$	–	–	–	–	$(0.37 \pm 0.04)eV$	$(0.4 \pm 0.03)eV$	$(0.37 \pm 0.02)eV$
	–	–	–	–	$10^{-12}cm^2$	$10^{-9}cm^2$	$10^{-13}cm^2$
$T2$	–	–	–	–	$(0.37 \pm 0.01)eV$	$(0.5 \pm 0.3)eV$	*
	–	–	–	–	$10^{-13}cm^2$	$10^{-9}cm^2$	*
$T3$	–	–	–	–	*	$(0.62 \pm 0.3)eV$	*
	–	–	–	–	*	$10^{-14}cm^2$	*



Slika 19: DLTS spektar uzorka ozračenog ionima ugljika. Korišten je reverzni napon  $V_R = -3V$  i puls napona  $V_P = -0.1V$  duljine  $t_P = 10ms$ .

fektu poput intersticije ugljika ili silicija. Uzorci ozračeni ionima kisika imaju prevelik serijski otpor i DLTS signal je vrlo nizak. Iz spektra je moguće uočiti neke vrhove, ali nije ih moguće karakterizirati.

Zbog velikog broja nivoa oko 300K nije moguće razlučiti energije nivoa kod svih uzoraka. Kod ovakvog gomilanja nivoa nije moguće koristiti niti LDLS jer inverzni Laplace transformat može razlučiti kombinaciju 2 do 3 tranzijenta. U ovakvom slučaju se uzorak pokušava manipulirati npr. zagrijavanjem<sup>10</sup> na visoku temperaturu (1000 – 2000°C). Tada dolazi do interakcije dubo-



Slika 20: DLTS spektar uzorka ozračenog ionima kisika. Korišten je reverzni napon  $V_R = -10V$  i puls napona  $V_P = -0.1V$  duljine  $t_P = 10ms$ .

kih nivoa međusobno i s ostatkom kristalne rešetke. Na taj način se neki defekti rešetke mogu ukloniti čime se smanji broj različitih dubokih nivoa ili se visina signala nekih nivoa poveća pa ih je lakše razlučiti.

Kako je prikazano u poglavlju II.3 DLTS, prema izrazu (13) moguće je odrediti približno koncentraciju pojedinog dubokog nivoa. Za to je potrebno izmjeriti vrijednost kapaciteta na temperaturi vrha. Zbog usporedbe je to najjednostavnije provesti za neozračeni uzorak i uzorak ozračen ionima helija. Vrijednosti koncentracija prikazane su u tablici IV.

Tablica IV: Usporedba koncentracija dubokih nivoa kod različitih doza zračenja.

Uzorak	$N_T(Z_{1/2})$	$N_T(EH1)$
pristine	$2 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$	–
He5E9	$8 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$	$1 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$
He1E9	$5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$	$1 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$
He1E10	$3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$	$4 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$

Iz tablice se može uočiti da koncentracija defekata ne prati primljenu dozu zračenja tako da ova analiza nije provedena na preostalim uzorcima.

## V. ZAKLJUČAK

U ovom seminaru proučena je osnovna karakterizacija poluvodičkih dioda, karakterizacija dubokih nivoa, odnosno defekata kristalne rešetke poluvodiča kao i princip

mjerjenja. Karakterizacija je provedena na poluvodiču silicij karbida. Proučen je utjecaj ionskog zračenja na SiC. Dioda su ozračene ionima helija, ugljika i kisika, različitih energija i doza. Dioda prikazuju dobru strujno-naponsku karakteristiku što ukazuje na dobru otpornost na zračenje. Mjerenjem kapacitivno-naponske karakteristike određen je profil koncentracije slobodnih nosioca naboja. Nakon zračenja dolazi do smanjenja koncentracije, odnosno kompenzacije zbog prisutnosti dubokih nivoa. Pokazano je dobro slaganje profila s teorijskim predviđanjem koristeći numeričke simulacije. DLTS mjerenjem karakterizirani su duboki nivoi prisutni u silicij karbidu prije i nakon zračenja. Kod svih uzoraka je uočen dobro poznat duboki nivo aktivacijske energije oko  $0.7\text{eV}$  koji odgovara vakanciji ugljika u kristalnoj rešetci. Ozračivanjem su uneseni nivoi aktivacijskih energija  $0.4\text{eV}$  i  $0.8\text{eV}$ . Pošto su spomenuti nivoi prisutni u uzorcima ozračenim ionima različitih vrsta, zaključeno je da je riječ o intrinzičnim defektima, a ne o defektima koji sadrže ione korištene pri ozračivanju. Kod uzoraka ozračenih ugljikom uočena su dodatna 3 duboka nivoa nepoznata porijekla koji zahtjevaju dodatna mjerenja.

<sup>1</sup> <http://info.ifpan.edu.pl/Dodatki/WordPress/laplacedlts/>

<sup>2</sup> J. B. Casady, R. W. Johnson, Solid State Electron 39, 1409 (1996)

<sup>3</sup> D. K. Schroder, Semiconductor material and device characterization, 3rd ed. (John Wiley & sons, INC., 2006)

<sup>4</sup> S.M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, 3rd ed. (John Wiley & sons, INC., 2006)

<sup>5</sup> L. G. et al., Materials Science-Poland 23 (2005)

<sup>6</sup> A.R. Peaker, V.P. Markevich, J. Coutinho, Journal of Applied Physics 123, 161559 (2018)

<sup>7</sup> L. Romano, V. Privitera, C. Jagadish, Defects in Semiconductors (Semiconductors and Semimetals), 1st ed., Vol. 91 (Academic Press, 2015)

<sup>8</sup> I. Capan et al, Journal of Applied Physics 124, 245701 (2018)

<sup>9</sup> Ž. Pastuović, Journal of Physics: Condensed Matter 29, 475701 (2017)

<sup>10</sup> B. Zippelius, J. Suda, T. Kimoto, Journal of Applied Physics 111, 033515 (2012)