

UNIVERZITET U BEOGRADU
ELEKTROTEHNIČKI FAKULTET

Nevena S. Zdjelarević

**EFEKTI JONIZUJUĆEG ZRAČENJA U
FAZNO PROMENLJIVIM MEMORIJAMA**

doktorska disertacija

Beograd, 2016

UNIVERSITY OF BELGRADE
ELECTROTECHNICAL FACULTY

Nevena S. Zdjelarević

**RADIATION EFFECTS IN PHASE
CHANGE MEMORIES**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2016

Članovi komisije:

dr Miloš Vujisić, docent (mentor)

Univerzitet u Beogradu – Elektrotehnički fakultet

dr Predrag Marinković, redovni profesor

Univerzitet u Beogradu – Elektrotehnički fakultet

dr Branislav Vulević, naučni saradnik

Javno preduzeće „Nuklearni objekti Srbije”

dr Vujo Drndarević, redovni profesor

Univerzitet u Beogradu – Elektrotehnički fakultet

dr Koviljka Stanković, docent

Univerzitet u Beogradu – Elektrotehnički fakultet

Datum odbrane:

EFEKTI JONIZUJUĆEG ZRAČENJA U FAZNO PROMENLJIVIM MEMORIJAMA

REZIME

Fazno promenljive memorije ubrajaju se u neke od najaktuelnijih postojanih memorija zbog relativno jednostavnog načina proizvodnje, velike izdržljivosti, velike brzine upisa/brisanja i male potrošnje. One koriste jedinstvenu osobinu fazno promenljivih materijala da poseduju veliku razliku otpornosti između kristalnog i amornog stanja i uz to imaju mogućnost veoma brze kristalizacije. Ova disertacija se bavi ispitivanjem efekata jonizujućeg zračenja u fazno promenljivim memorijama, što je od značaja usled sve veće primene memorija u različitim radijacionim sredinama. Numeričkim proračunima ispitivani su efekti koje snopovi protona, alfa čestica, jona gvožđa i argona, različitih energija, proizvode u fazno promenljivim memorijama sa fazno promenljivim materijalom različitih debljina. Kao fazno promenljivi materijali korišćeni su halkogena jedinjenja: $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ i AgSbSe_2 . Prolaskom protona, alfa čestica, Fe i Ar jona kroz ćeliju FPM-a, oni gube svoju energiju na jonizaciju, izmeštanje atoma ili fononsko pobuđivanje rešetke. Svi ovi tipovi energetske gubitaka su posebno analizirani. Proračunate su vrednosti jonizacionih doza i doza izmeštanja, kao i fononski gubici za ispitivane naelektrisane čestice i fazno promenljivu memoriju. Dobijeno je da su jonizacioni gubici u AgSbSe_2 materijalu veći u odnosu na $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ materijal, za jone posmatranih energija. Analizom izmeštanja atoma iz njihovog položaja u rešetki, ustanovljeno je da je AgSbSe_2 materijal otporniji na izmeštanje atoma usled prolaska ispitivanog zračenja. Najveća doza izmeštanja je dobijena u slučaju prolaska jona gvožđa

kroz fazno promenljivu memorijsku ćeliju. Izmeštanje atoma u fazno promenljivim materijalima može dovesti do amorfizacije materijala, jer izmešteni atomi mogu narušiti uređenu rešetku kristalnog stanja.

Uticaj brzih teških jona velikog linearnog prenosa energije na fazno promenljive materijale je od posebnog značaja, i ustanovljeno je da bi usled sve veće miniturizacije fazno promenljivih memorija moglo doći do odstupanja od redovnog rada fazno promenljive memorije usled amorfizacije materijala oko trajektorije ovih upadnih jona, što može dovesti do promene stanja ćelije. Detaljnom analizom, koja je obuhvatala ispitivanje efekata na različitim temperaturama, ustanovljeno je da se u AgSbSe₂ materijalu proizvodi manji sloj amorfizovanog materijala nego u slučaju Ge₂Sb₂Te₅ materijala, dakle on je za nijansu otporniji na uticaj ove vrste zračenja.

Dobijeni rezultati su od značaja u inženjerskoj praksi zbog sve veće primene postojanih memorija u nuklearnoj tehnici i svemirskoj tehnologiji. Dalje, prikazani rezultati mogu biti od značaja proizvođačima komercijalnih fazno promenljivih memorijskih komponenata, kako bi se izradile fazno promenljive memorijske ćelije optimalne strukture za korišćenje u poljima jonizujućeg zračenja.

Ključne reči: jonizujuće zračenje, protonski snop, jonski snop, interakcija zračenja sa materijalom, fazno promenljive memorije, amorfna struktura, kristalna struktura, Monte Karlo simulacija, ukupna jonizaciona doza, doza izmeštanja

Naučna oblast: Fizička elektronika i nuklearna tehnika

Uža naučna oblast: Efekti zračenja u materijalima i elektronskim komponentama

RADIATION EFFECTS IN PHASE CHANGE MEMORIES

ABSTRACT

Phase change memory is an emerging non-volatile memory technology due to relatively easy fabrication of these memories, high endurance, fast read/write and low energy consumption. It uses the unique property of phase change materials to have a pronounced contrast in resistivity between their crystalline and amorphous state with very fast crystallization kinetics. In this dissertation, radiation effects in phase change memories are being analysed, corresponding to greater interest in this subject, due to widely spread usage of these memories in different radiation fields. Numerical calculations are being carried out in order to estimate the effects of proton, alpha, Fe and Ar ions of different energies, produced in $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ and AgSbSe_2 phase change materials with various thicknesses. When protons and ions traverse the material, they lose their energy on ionization, atom displacements and the production of phonons and all of these losses have been fully analysed. Ionizing and nonionizing energy losses, phonon losses, as well as absorbed dose and displacement damage dose in the phase change memories for investigated charged particles and examined cells have been calculated. It is shown that the ionizing losses are greater in AgSbSe_2 material compared to $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ material. By analyzing the displacements of atoms from their lattice sites, it has been found that AgSbSe_2 is more robust to this kind of damage than $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ material. The highest damage has been observed in the case of heavy ions (Fe)

interactions. Radiation could induce the amorphization (crystalline to amorphous phase transition) in the phase change memory cell by creating a large number of atomic displacements which disrupt the highly ordered lattice structure of the crystalline phase.

The effects of ions with high linear energy transfer (i.e. swift heavy ions) on phase change memories have been of special interest, due to their unique properties. It has been established that due to constant reduction of dimensions of phase change memory cells, amorphization in the vicinity of ions tracks, called latent tracks, could disrupt the functionality of memory cells. Comprehensive analysis, including calculations involving different temperatures, showed that radius of latent track is smaller in AgSbSe₂ material, compared to Ge₂Sb₂Te₅.

All obtained results are of great importance for engineering practice due various applications of non-volatile memories in nuclear technologies and space environment. Furthermore, these results can also be of interest for commercial purposes, allowing the manufacturers of phase change memories to develop the phase change memories of optimal design, considering radiation hardness of the memory.

Key words: ionizing radiation, proton irradiation, ion beam, interaction of radiation with matter, phase change memories, amorphous phase, crystalline phase, Monte Carlo simulation, absorbed dose, displacement damage dose

Research Area: Physical Electronics and Nuclear Engineering

Narrow Field of Study: Radiation Effects in Materials and Electronic Components

SADRŽAJ:

1. UVOD.....	1
2. INTERAKCIJA ZRAČENJA SA MATERIJOM.....	3
2.1 INTERAKCIONI PROCESI NAELEKTRISANIH ČESTICA SA MATERIJALOM.	3
2.1.1 Zaustavna moć.....	4
2.1.2 Masena zaustavna moć.....	9
2.1.3 Bragova kriva	9
2.1.4 Domet.....	10
2.2 INTERAKCIONI PROCESI NEUTRONA.....	11
2.3 INTERAKCIONI PROCESI FOTONA SA MATERIJALOM.....	12
2.3.1 Fotoelektrična apsorpcija (fotoefekat)	13
2.3.2 Komptonovo (nekoherentno) rasejanje	15
2.3.3 Proizvodnja para elektron-pozitron	17
2.3.4 Tomsonovo rasejanje	17
2.3.5 Rejljevo rasejanje	18
3. FAZNO PROMENLJIVE MEMORIJE	19
3.1 NAČIN FUNKCIONISANJA.....	19
3.1.1 Struktura memorijske ćelije	20
3.1.2 Memorijska matrica i periferna kola.....	32
3.2 FAZNO PROMENLJIVI MATERIJALI.....	37
3.2.1 Kristalna struktura.....	38
3.2.2 Amorfna struktura	45
3.2.3 Krstalna struktura fazno promenljivih materijala	48
3.2.4 Amorfna struktura fazno promenljivih materijala	55

3.3	FIZIKA FAZNIH PRELAZA	58
3.3.1	Kristalizacija - formiranje kristalizacionih klica.....	59
3.3.2	Kristalizacija - rast kristalizacionih klica	61
3.3.3	Amorfizacija.....	62
4.	MEHANIZMI ELEKTRIČNOG PROVOĐENJA I PREKIDANJA U FAZNO PROMENLJIVIM MEMORIJAMA.....	64
4.1	MODELOVANJE NIVOVA DEFEKATA U AMORFNOM FPM-U.....	64
4.2	MEHANIZMI ELEKTRIČNOG PROVOĐENJA U AMORFNOM STANJU FAZNO PROMENLJIVE MEMORIJE	66
4.2.1	Transportni model zasnovan na višestrukome zahvatu.....	66
4.2.2	Transportni model zasnovan na provođenju putem skoka	67
4.3	PRAŽNO PREKIDANJE	68
4.3.1	Model nukleacije izazvane poljem	70
4.3.2	Model malog polarona	72
4.3.3	Model injekcije nosilaca	74
4.3.4	Model generacije i rekombinacije nosilaca.....	75
4.3.5	Pole-Frenkelov model.....	78
4.4	OTKLON OTPORNOSTI.....	84
4.5	MEHANIZMI ELEKTRIČNOG PROVOĐENJA U KRISTALNOM STANJU FAZNO PROMENLJIVE MEMORIJE.....	86
5.	RADIJACIONA OŠTEĆENJA U FAZNO PROMENLJIVIM MEMORIJAMA.....	88
5.1	MEHANIZMI I EFEKTI RADIJACIONIH OŠTEĆENJA U POLUPROVODNIKU	88
5.1.1	Oštećenja jonizacijom	88
5.1.2	Proizvodnja nečistoća	89
5.1.3	Oštećenja izmeštanjem.....	89

5.1.4	Depozicija energije.....	94
5.2	PROMENA FAZE ĆELIJE FPM-A IZAZVANA ZRAĀENJEM	95
5.2.1	Amorfizacija usled defekata nastalih izmeřtanjem atoma	95
5.2.2	Amorfizacija usled slobodne energije.....	99
5.2.3	Amorfizacija usled obrazovanja latentnih tragova.....	99
6.	NUMERIĀKA ANALIZA I MODELOVANJE RADIJACIONIH OŐTEĀENJA U FAZNO PROMENLJIVIM MEMORIJAMA.....	104
6.1	REZULTATI SIMULACIJA I DOZIMETRIJSKIH PRORAĀUNA ZA ĀELIJE FPM-A SA FAZNO PROMENLJIVIM SLOJEM OD GST-A	106
6.1.1	Rezultati za sluĀaj upadnog snopa protona.....	106
6.1.2	Rezultati za sluĀaj upadnog snopa alfa Āestica.....	116
6.1.3	Rezultati za sluĀaj upadnog snopa jona gvoŹĹa.....	126
6.1.4	Rezultati za sluĀaj upadnog snopa jona argona.....	136
6.2	REZULTATI SIMULACIJA I DOZIMETRIJSKIH PRORAĀUNA ZA ĀELIJE FPM-A SA FAZNO PROMENLJIVIM SLOJEM OD ASS-A.....	146
6.2.1	Rezultati za sluĀaj upadnog snopa protona.....	146
6.2.2	Rezultati za sluĀaj upadnog snopa alfa Āestica.....	156
6.2.3	Rezultati za sluĀaj upadnog snopa jona gvoŹĹa.....	166
6.2.4	Rezultati za sluĀaj upadnog snopa jona argona.....	176
6.3	PROIZVODNJA LATENTNIH TRAGOVA PROLASKOM BRZIH TEŐKI H JONA	186
6.4	DISKUSIJA REZULTATA	189
7.	ZAKLJUĀAK.....	196
	LITERATURA	199

1. UVOD

Razvoj društva zavisi od njegove sposobnosti da pristupi, sačuva i obezbedi informacije gdegod i kadgod je to potrebno. Kroz istoriju, načini razmena i skladištenja informacija doživeli su značajan niz promena, od primitivnog crtanja po zidovima pećina, rupa bušenih u kartonskim karticama, magnetnih traka, optičkih memorija do savremenih poluprovodničkih memorija. Memorije predstavljaju vitalan deo svakog elektronskog uređaja. Kako procesori bivaju brži, same memorije postaju usko grlo u lancu prenosa informacija. Da bi se ovaj problem rešio, savremena industrija može ili unaprediti postojeće memorijske tehnologije ili istražiti i patentirati nove. Među najaktuelnijim novim tehnologijama danas jesu fazno promenljive memorije, koje prevazilaze neke od nedostataka fleš memorija, kao što su vek trajanja i stepen minijaturizacije [1-5]. Povećanje kapaciteta i trajnosti zabeleženih podataka, kao i smanjenje dimenzija dovodi do sve masovnije upotrebe fazno promenljivih memorija u različitim uslovima i sredinama [6,7].

Mnoge primene memorija podrazumevaju njihov boravak u polju jonizujućeg zračenja: u nuklearnoj medicini, u nuklearnim elektranama, u dozimetriji jonizujućeg zračenja, kod veštačkih satelita, svemirskih i vojnih letelica. U takvoj sredini, jedna jedina naelektrisana čestica može jonizovati na hiljade atoma u sredini kroz koju prolazi. U elektronskim kolima može povećati šum i dovesti do deformacije signala. Kod digitalnih kola ovo može dovesti do netačnog očitavanja rezultata i čuvanja pogrešnih informacija.

Istraživanja su pokazala da se i kod halkogenih materijala debljine par desetina nm, koja čine osnov dizajna fazno promenljivih memorija, javljaju površinska i zapreminska oštećenja usled interakcije jonizujućeg zračenja sa aktivnim

materijalom komponente [8]. Zato je važno da se za ove memorije, koje zbog svojih dobrih performansi mogu naći mesto u svim navedenim primenama, ispita stepen radijacione otpornosti i uporedi stabilnost karakteristika u uslovima ozračenosti sa radom u normalnim uslovima.

2. INTERAKCIJA ZRAČENJA SA MATERIJOM

Jonizujuće zračenje je zračenje koje ima dovoljno veliku energiju da može da jonizuje atome materijala kroz koji prolazi. Ono može biti čestično ili elektromagnetsko zračenje, energija većih od 10 eV. Izvori jonizujućeg zračenja mogu biti prirodni ili veštački. U prirodne izvore jonizujućeg zračenja ubrajaju se kosmičko zračenje, kosmogeni radionuklidi i radionuklidi u Zemljinoj kori. Veštački izvori zračenja su radionuklidi proizvedeni za medicinske i industrijske svrhe, kao i uređaji koji proizvode jonizujuće zračenje (aparati u medicinskoj dijagnostici i terapiji, akceleratori, industrijski skeneri, nuklearni reaktori).

Prolaskom jonizujućeg zračenja kroz neku sredinu, dolazi do interakcije zračenja sa elektronima iz atomskih omotača ili sa jezgrima atoma materijala, pri čemu dolazi do apsorpcije upadnog zračenja i prenosa energije upadnog zračenja na sredinu. Priroda ovih interakcija je različita za različite vrste zračenja: za naelektrisane čestice dolazi do elastičnih i neelastičnih Kulonovih rasejanja na elektronima ili jezgrima, dok fotonsko zračenje uglavnom gubi energiju fotoelektričnom apsorpcijom, Komptonovim nekoherentnim rasejanjem ili proizvodnjom para elektron-pozitron. Prilikom interakcije neutrona sa nekom sredinom, neutroni zbog električne neutralnosti praktično ne interaguju sa elektronskim omotačem, već isključivo sa jezgrom atom, i u stanju su da izazovu nuklearne reakcije i pri veoma niskim energijama [9].

2.1 Interakcioni procesi naelektrisanih čestica sa materijalom

Prenos energije i skretanje naelektrisanih čestica prilikom prolaska kroz neku sredinu razlikuje se za lake i teške naelektrisane čestice (usled razlike u masama ovih čestica).

Teške naelektrisane čestice najčešće interaguje sa medijumom kroz Kulonove interakcije sa elektronima iz atomskog omotača medijuma. U ovim interakcijama teške naelektrisane čestice gube postepeno svoju energiju koja se predaje atomskim elektronima, što za rezultat ima njihovo pobuđivanje ili oslobađanje od atoma. Osim na samom kraju putanje, teške naelektrisane čestice ne menjaju svoj pravac unutar sredine, dok elektroni, usled manje mase naglo skreću pri svakoj interakciji sa atomskim elektronima.

Pored ove vrste interakcije, postoji i radijativna interakcija naelektrisane čestice sa jezgrom atoma mete, pri čemu se emituje elektromagnetno zračenje, a upadna čestica gubi energiju, odnosno dolazi do neelastičnog rasejanja naelektrisane čestice na jezgru.

2.1.1 Zaustavna moć

Do zaustavljanja naelektrisane čestice u materijalu dolazi usled sudarnih (elektronskih i nuklearnih) i radijativnih interakcija. Linearna zaustavna moć (ili samo zaustavna moć) za naelektrisanu česticu za datu sredinu se definiše kao srednji gubitak energije po jedinici pređenog puta upadne čestice, i predstavlja zbir tri komponente: elektronske, nuklearne i radijativne [11]:

$$S = -\frac{dE}{dx} = S_{elektronska} + S_{radijativna} + S_{nuklearna} \quad (2.1)$$

jedinica za zaustavnu moć je MeV/cm.

Vrednost zaustavne moći zavisi od tipa i energije naelektrisanih čestica na koje se odnosi.

Elektronska zaustavna moć - teške naelektrisane čestice:

Klasičan izraz za elektronsku zaustavnu moć, Bete-Blohova formula, definiše se za teške i lake naelektrisane čestice [11].

U slučaju teške naelektrisane čestice, deo energije koji se prenese pri svakom sudaru sa elektronom je mali u odnosu na ukupnu kinetičku energiju čestice, međutim, u čvrstom materijalu je broj ovakvih sudara po jedinici puta toliko velik da je zbirni gubitak energije značajan.

Elektronska zaustavna moć teške naelektrisane čestice je:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z_2}{A} \frac{Z_1^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 E_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2 \frac{C}{Z_2} \right] \quad (2.2)$$

gde je:

Z_1 - atomski broj naelektrisane čestice

Z_2 - atomski broj medijuma

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2.817 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \text{ -klasičan radijus elektrona}$$

m_e - masa mirovanja elektrona

N_A - Avogardov broj

I - srednja energija eksitacije

A - atomska masa medijuma

ρ - gustina medijuma

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$$

$\beta = \frac{v}{c}$, odnos brzine naelektrisane čestice i brzine svetlosti u vakuumu

δ - korekcionni faktor koji uzima u obzir efekat gustine

C - korekcionni faktor za uticaj rasporeda elektrona po ljuskama

E_{\max} - maksimalna energija koja se može preneti u jednom sudaru.

Maksimalan prenos energije odgovara slučaju čeonog sudara naelektrisane čestice mase M i elektrona, i iznosi:

$$E_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2(m_e / M) \sqrt{1 + \beta^2 \gamma^2} + (m_e / M)^2} \quad (2.3)$$

što se za teške naelektrisane čestice svodi na:

$$E_{\max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \quad (2.4)$$

Parametar I dobija se eksperimentalno. Odnos I/Z_2 je približno konstantan kada je Z_2 veće od 13 [12].

Efekat gustine se javlja usled polarizacije atoma materijala električnim poljem naelektrisane čestice, usled čega će elektroni koji se nalaze dalje od putanje naelektrisane čestice biti zaklonjeni od punog dejstva električnog polja, odnosno manje će doprinositi gubitku energije.

Elektronska zaustavna moć - lake naelektrisane čestice:

Izraz za elektronsku zaustavnu moć u slučaju elektrona se mora modifikovati u odnosu na prethodni slučaj iz dva razloga: više nije održiva pretpostavka da upadna čestica ne skreće pri sudaru sa elektronom omotača (zbog male mase upadnog elektrona) i potrebno je uzeti u obzir da se u ovom slučaju sudar događa između dve identične čestice, usled čega nakon sudara nije moguće razlikovati elektron koji je bio upadni od elektrona iz omotača. Izraz za elektronsku zaustavnu moć je:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{elektronska}} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\tau(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)} \right) + F(\tau) - \delta - 2 \frac{C}{Z_2} \right] \quad (2.5)$$

gde je $\tau = \frac{m_e v^2}{2m_e c^2} = \frac{v^2}{2c^2}$ kinetička energija elektrona, izražena kao umnožak energije

mirovanja elektrona. Faktor $F(\tau)$ za elektrone iznosi :

$$F(\tau) = 2 \ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left(23 + \frac{14}{\tau + 2} + \frac{10}{(\tau + 2)^2} + \frac{4}{(\tau + 2)^3} \right) \quad (2.6)$$

Radijativna zaustavna moć

Radijativni gubici (gubici zračenjem) nastaju zbog emisije elektromagnetskog zračenja kao posledica skretanja naelektrisane čestice u polju jezgra atoma mete. Ovo elektromagnetno zračenje se naziva i *zakočno zračenje* (nem. *bremstrahlung*). Intenzitet zakočnog zračenja naglo opada ukoliko čestica ima veću masu. Za teške naelektrisane čestice i jone, radijativni gubici značajni su samo na ekstremno visokim energijama, zbog toga se uzimaju u obzir samo kod prolaska elektrona kroz materijal.

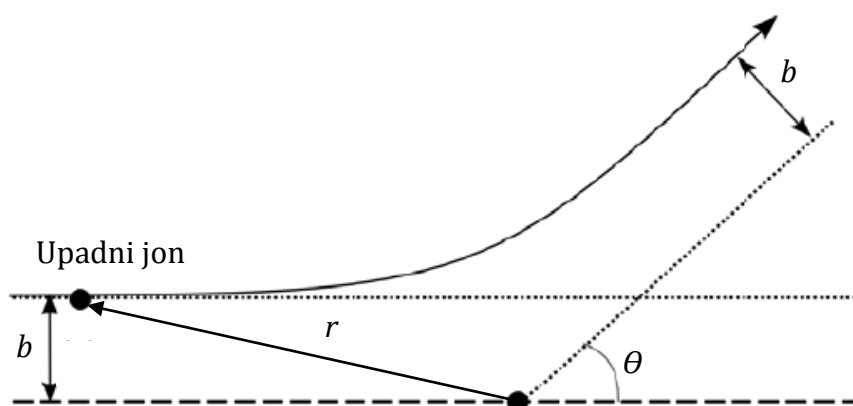
Za elektronsku i radijativnu zaustavnu moć za elektrone važi relacija:

$$\frac{(-dE / dx)_{elektronska}}{(-dE / dx)_{radijativna}} \approx \frac{700}{ZE} \quad (2.7)$$

gde je energija E izražena u MeV i predstavlja ukupnu energiju elektrona, a Z je atomski broj materijala [13].

Nuklearna zaustavna moć

Nuklearna zaustavna moć odnosi se na elastična rasejanja upadnih jona sa atomima mete. Nuklearna zaustavna moć raste sa porastom mase upadnog jona i za teške jone postaje značajna tek na energijama nižim od oko 1 MeV, dok je pri energijama jona većim od 1 MeV zanemarljiva u poređenju sa elektronskom zaustavnom moći. Za veoma lake jone koji prolaze kroz metu, elektronska zaustavna moć veća je od nuklearne na svim energijama.



Slika 2.1. Rasejanje upadnog jona na atomu mete [12]

Kako bi se procenila nuklearna zaustavna moć, polazi se od klasičnog sudara između dve naelektrisane čestice. Gubitak energije upadnog jona (u sistemu centra mase) prilikom elastičnog sudara sa atomom mete zavisi od ugla rasejanja θ i iznosi:

$$T = \frac{4E_0 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} = T_{\max} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (2.8)$$

gde je E_0 kinetička masa upadnog jona mase m_1 , a m_2 masa atoma mete. Maksimalni gubitak energije je u slučaju čeonog sudara ($\theta = \pi$) čestica istih masa ($m_1 = m_2$). Ukoliko pretpostavimo sferno simetrični potencijal $V(r)$, za ugao rasejanja se dobija:

$$\theta = \pi - 2b \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{dr}{r^2 (1 - V(r)/E_c - b^2/r^2)} \quad (2.9)$$

gde je b parameter sudara, E_c energija u centru mase, a r radijalna polarna koordinata koja povezuje upadni jon i atom mete (slika 2.1).

Potencijal $V(r)$ predstavlja Kulonovu interakciju između atoma mete i upadnog jona. Prilikom prolaska naelektrisane čestice kroz material, dolazi do ekraniranja naelektrisanja pa je potrebno uvesti odgovarajuću funkciju ekraniranja (skrining funkciju) $\Phi(r)$ za Kulonov potencijal:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \Phi(r/a) \quad (2.10)$$

gde a predstavlja dužinu ekraniranja, koja obično zavisi od atomskih brojeva, a odnos r/a se naziva redukovani radijus. Najčešće korišćena funkcija ekraniranja prilikom modelovanja sudara atoma je predložena od strane Ciglera, Litmarka i Birzaka [12].

2.1.2 Masena zaustavna moć

Masena zaustavna moć računa se kao:

$$S_m = \frac{1}{\rho} S = \frac{1}{\rho} \left(-\frac{dE}{dx} \right) \quad (2.11)$$

gde je ρ gustina materijala. Jedinica za masenu zaustavnu moć je MeVcm²/g. Masena zaustavna moć ne zavisi od agregatnog stanja materijala kroz koji zračenje prolazi. Ukoliko naelektrisana čestica prolazi kroz medijum koji je sastavljan od više vrsta atoma, zaustavna moć se računa prema *Bragovom pravilu*. Bragovo pravilo za zaustavnu moći materijala koji se sastoji od dve komponente A_nB_m sa elementarnim zaustavnim moćima S_A i S_B je:

$$S_{A_n B_m} = nS_A + mS_B \quad (2.12)$$

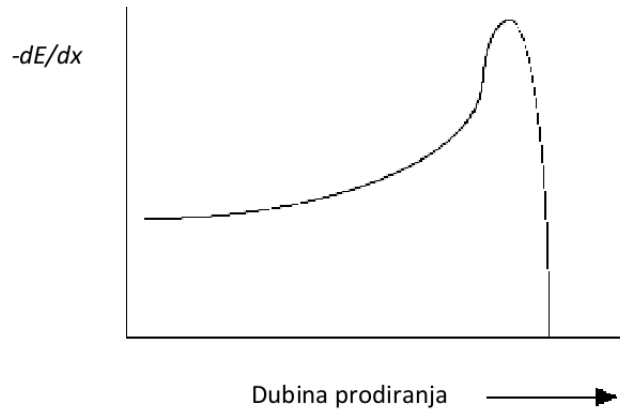
U ovoj jednostavnoj linearnoj superpoziciji, hemijske interakcije elemenata su zanemarene. Bez obzira na to, Bragovo pravilo daje dobre rezultate. Sa povećanjem kovalentnih veza u jedinjenju primećena je devijacija od oko 40%.

2.1.3 Bragova kriva

Za teške naelektrisane čestice

Grafik zavisnosti zaustavne moći od dubine prodiranja naelektrisane čestice prikazan na slici 2.2, naziva se *Bragova kriva*. Tipična Bragova kriva prikazana je za alfa česticu energije od par MeV-a. Kako energija upadne čestice opada, zaustavna moć raste prema Bete-Blohovoj formuli. Nakon što energija čestice padne ispod

nekog praga, alfa čestica će zahvatiti elektron usled čega će zaustavna moć naglo opasti.



Slika 2.2. Tipična Bragova kriva

Za lake naelektrisane čestice

Depozicija energije od elektrona se mnogo sporije povećava kako elektron prodire dublje u medijum, usled činjenice da se njegova trajektorija mnogo drastičnije menja nego što je to slučaj prilikom prodiranja teže naelektrisane čestice [10].

2.1.4 Domet

Domet naelektrisane čestice se može dobiti korišćenjem zaustavne moći, koristeći sledeću jednačinu:

$$R = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{dE/dx} \quad (2.13)$$

gde je E_0 početna energija naelektrisane čestice, a dE/dx zaustavna moć.

Jednačina (2.13) važi uz pretpostavku da naelektrisana čestica gubi postepeno energiju duž svoje putanje, usled velikog broja sudara [13].

LET

Linearni prenos energije (eng. *LET – Linear Energy Transfer*) u tački putanje naelektrisane čestice predstavlja srednju energiju koju čestica izgubi u interakcijama sa elektronima na jediničnom putu, pri čemu se u obzir uzimaju samo sudari koje proizvode sekundarni elektroni kinetičke energije niže od Δ . Jedinica za LET je J/m, ali se u praksi koristi keV/ μ m. sekundarni elektroni energija većih od nekoliko stotina eV, tzv. *delta zraci*, svoju energiju deponuju daleko od primarne putanje. Ne postoji strogo definisana granica za podelu sekundarnih elektrona na delta zrake i one koji to nisu, osim što je putanja delta zraka uočljiva i izdvojena od putanje primarne naelektrisane čestice. Kada se ne ograničava energija predate elektronima ($\Delta \rightarrow \infty$), dobija se takozvani neograničeni linearni prenos energije, koji je jednak elektronskoj zaustavnoj moći. LET po definiciji uključuje energiju veze elektrona sa kojim naelektrisana čestica interaguje.

NIEL

U domenu izučavanja radijacionih efekata u elektronskim komponentama, nuklearna zaustavna moć nosi naziv *nejonizujući gubitak energije* (eng. *NIEL - Non-ionizing Energy Loss*). Jedinica koja se u praksi koristi je MeV/cm, dok se za maseni NIEL (NIEL podeljen sa gustinom materijala) koristi jedinica MeV cm²/g.

2.2 Interakcioni procesi neutrona

Neutroni mogu biti proizvedeni na različite načine. Energije koje su zastupljene u snopu neutrona zavise od metode pomoću koje je dobijen snop. Jaki fluksevi visokoenergetskih neutrona dobijaju se na istraživačkim nuklearnim reaktorima (u nuklearnim reakcijama fisije) i iz spalacionih izvora (kod kojih se snop visokoenergetskih protona, dobijen iz akceleratora, usmerava na metu u kojoj spalacijom proizvodi neutrone). Snopovi neutrona mogu se dobiti i iz transuranskog radionuklida ²⁵²Cf, kod koga se emituju neutroni različitih kinetičkih energija nakon spontane fisije ovog radionuklida. Prenosni foto-

neutronske izvori izrađuju se na bazi (γ, n) fotonuklearne reakcije. Ovi izvori se sastoje od pogodnog gama emitera, koji daje gama zrake odgovarajuće energije (energije veće od energije praga za fotonuklearnu reakciju), lociranog uz materijal koji sadrži ^9Be ili deuterijum. Alfa čestice mogu proizvesti neutrone preko (α, n) reakcije, a primer ovakvog neutronske izvora je americijum-berilijumski izvor ($^{241}\text{Am}/\text{Be}$).

Zbog odsustva naelektrisanja neutrona, neutroni praktično ne interaguju sa elektronskim omotačem atoma, pa se interakcija neutrona i atoma dešava gotovo isključivo putem interakcije neutrona i jezgra. Neutroni su u stanju da izazovu nuklearne reakcije i pri veoma niskim energijama zahvaljujući odsustvu naelektrisanja usled čega ne osećaju odbojnu Kulonovsku silu jezgra. Postoje dva tipa interakcije neutrona sa jezgrom: rasejanje i apsorpcija. Rasejanje neutrona na jezgru može biti elastično i neelastično. Potencijalno i rezonantno rasejanje predstavljaju elastična rasejanja, pri kojima neutron sa jezgrom razmenjuje kinetičku energiju, kao pri elastičnom sudaru. Neutronska nuklearna reakcija (n, n') predstavlja neelastično rasejanje neutrona na jezgru. Ostali važniji tipovi neutronske nuklearne reakcije su radijativni zahvat (n, γ) , transmutacioni procesi sa emisijom naelektrisane čestice (n, p) , (n, α) ili (n, d) , fisija i reakcije sa proizvodnjom neutrona $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, $(n, 4n)$ itd.

2.3 Interakcioni procesi fotona sa materijalom

Za razliku od naelektrisanih čestica, fotoni, kao i neutron, ne poseduju naelektrisanje i prilikom prolaska kroz materijal ne gube svoju energiju postupno već u diskretnim vremenski razdvojenim događajima. Oni mogu preći određenu udaljenost uopšte ne gubeći svoju energiju pre nego što interaguju sa atomom. Prilikom prolaska fotona kroz materijal, foton može biti:

- a) apsorbovan,
- b) rasejan u jednoj ili više interakcija,
- c) rasejan u jednoj ili više interakcija pa apsorbovan, ili

d) može proći materijal bez ijedne interakcije.

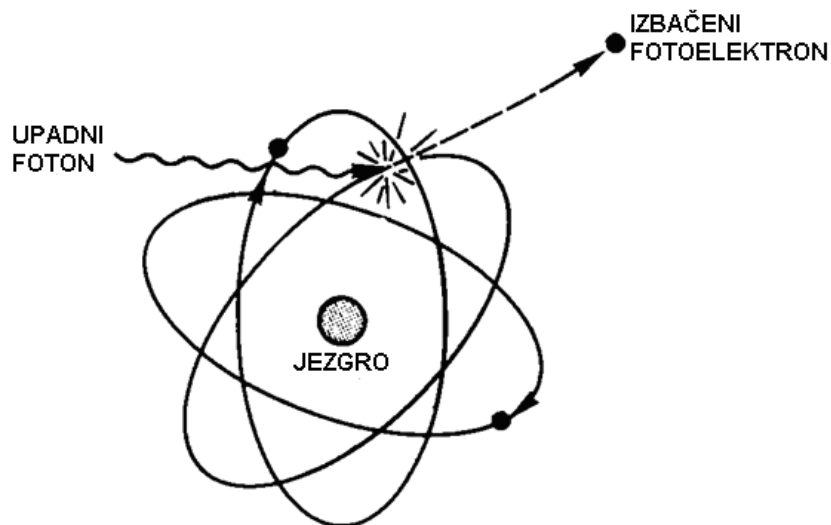
Pet najvažnijih procesa interakcije fotona sa materijom jesu fotoelektrična apsorpcija (fotoefekat), Komptonovo nekoherentno rasejanje, proizvodnja para elektron-pozitron, Tomsonovo rasejanje i Rejljevo rasejanje.

2.3.1 Fotoelektrična apsorpcija (fotoefekat)

Proces u kome foton interaguje sa čitavim atomom, nakon čega nestaje, a oslobađa se elektron, naziva se fotoelektrični efekat (Slika 2.3). Energija fotona se pritom troši na energiju veze elektrona i na predavanje kinetičke energije tad već slobodnom elektronu. Ovakva preraspodela energije opisana je Ajnštanovom relacijom za energiju oslobođenog elektrona:

$$E_e = h\nu - E_v \quad (2.14)$$

gde je $h\nu$ energija upadnog fotona, a E_v predstavlja energiju veze elektrona u atomu. Mali deo energije, zanemaren u prethodnoj jednačini troši se na uzmak atoma. Minimalna energija potrebna za fotoefekat iznosi E_v , i tada elektron postaje slobodan, ali bez ikakve kinetičke energije. Ukoliko je energija fotona znatno veća od energije veze, član E_v u izrazu (2.14) se može zanemariti. Jednostavno tretiranje fotoefekta moguće je samo ukoliko izbačeni elektron (*fotoelektron*) ima nerelativističku energiju. Fotoefekat se ne može desiti na slobodnom elektronu jer je u tom slučaju nemoguće zadovoljiti zakon održanja energije i zakon održanja impulsa. Verovatnoća fotoelektrične apsorpcije je utoliko veća ukoliko je elektron čvršće vezan u atomu, te se zato 80% fotoelektrona dobija iz K-ljuske atoma (pod uslovom da je energija fotona veća od energije potrebne za izbacivanje K-elektrona) [15].



Slika 2.3. Fotoelektrični efekat

Nakon oslobađanja fotoelektrona iz atoma, atom ostaje u jonizovanom stanju, odnosno ostaje upražnjeno jedno mesto u ljusci. Ukoliko je u pitanju K-ljuska, elektroni sa viših atomskih ljuski će težiti da siđu na K-ljusku (sa nižom energijom), pri čemu se razlika energije oslobađa emisijom fotona. Energije ovako dobijenih fotona odgovaraju razlici energija atomskih ljuski, te je u pitanju diskretan spektar elektromagnetskog zračenja, čije energije karakterišu atom u kome nastaju i naziva se *karakteristično zračenje*. Ovako dobijeno zračenje se često apsorbuje u blizini nastanka, u interakcijama sa drugim atomima pri čemu se takođe može javiti fotoefekat, ali sa izbijanjem slabije vezanog elektrona, odnosno elektrona na višim ljuskama. Prilikom višestrukog prelaza elektrona, emituje se više od jednog fotona.

Pored emisije fotona, atom se može osloboditi viška energije i emisijom drugog elektrona prilikom prelaska elektrona iz više ljuske u nižu. Tada je reč o takozvanom Ožeovom efektu, a ovako dobijeni elektroni se nazivaju Ožeovi elektroni. U opštem slučaju, atom umesto jednog, može da izgubi više elektrona i da bude višestruko jonizovan.

Presek za fotoefekat dat je relacijom:

$$\sigma_{fe} = const \cdot \frac{Z^n}{E_f^m} \quad (2.15)$$

gde je $E_f = hv$ energija upadnog fotona, veličina n je između 4 i 5, a m između 1 i 3,5. Jaka zavisnost preseka od Z pokazuje da su materijali velikog rednog broja vrlo efikasni što se tiče apsorpcije fotona. Sa druge strane jaka zavisnost preseka od energije fotona je razlog zbog koga je ovaj efekat dominantan način interakcije na niskim energijama, a postaje zanemarljiv na visokim energijama [15].

2.3.2 Komptonovo (nekoherentno) rasejanje

Pri većim energijama fotona, njegova talasna dužina je dovoljno mala da može stupiti u interakciju sa atomskim elektronom, a ne sa atomom kao celinom, kao što je slučaj kod fotoelektričnog efekta ili Rejljevog rasejanja. Komptonovo rasejanje je proces u kome foton interaguje sa slobodnim ili slabo vezanim elektronom, odnosno $E_f \gg E_v$, i predaje mu deo svoje energije (slika 2.4). U interakciji učestvuju spoljni, slabije vezani elektroni. Elektron postaje slobodan sa kinetičkom energijom koja je jednaka energetsom gubitku fotona umanjenog za energiju veze. Kako je energija veze jako mala u odnosu na energiju fotona, kinetička energija elektrona je približno jednaka energetsom gubitku fotona:

$$E_e = E_\gamma - E' \quad (2.16)$$

gde je E_e energija rasejanog elektrona, a E' energija rasejanog fotona.

Dve čestice napuštaju mesto interakcije: oslobođen elektron i rasejan foton. Pravci elektrona i rasejanog fotona zavise od količine energije prenete elektronu interakcijom. Jednačina (2.16) prikazuje energiju rasejanog fotona:

$$E' = m_0c^2 / \left(1 - \cos\Theta + m_0c^2 / E_f\right) \quad (2.17)$$

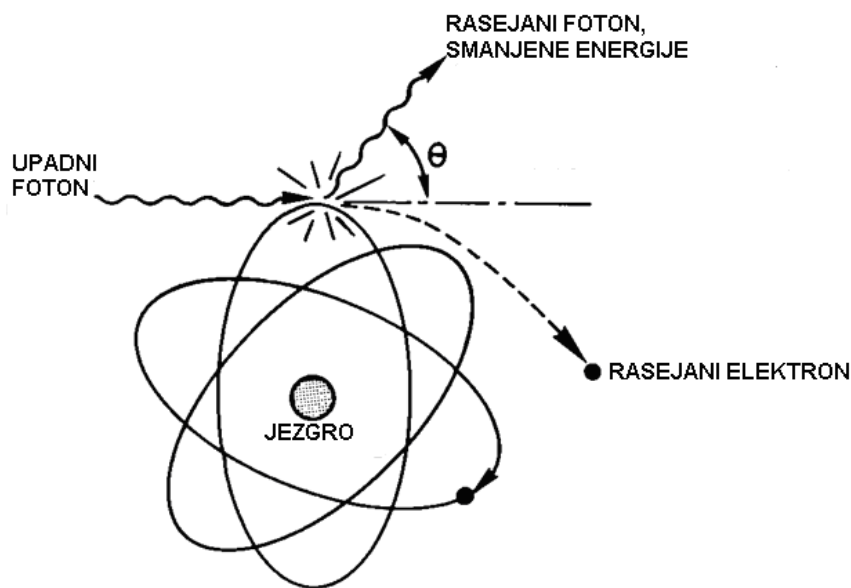
gde je m_0c^2 energija mirovanja elektrona, a Θ ugao između upadnog i rasejanog elektrona (slika 2.4).

Energija rasejanog fotona je najmanja u slučaju čeonog sudara pri kome je foton rasejan pod uglom od 180° , a elektron se kreće u pravcu upadnog fotona [15]. Energija rasejanog foton i elektrona u ovom slučaju data je sledećim jednačinama:

$$E'(\min) = m_0c^2 / \left(2 + m_0c^2 / E_f\right) \\ \approx m_0c^2 / 2 = 256keV \text{ za } E_f \gg m_0c^2/2 \quad (2.18)$$

$$E_e(\max) = E_f / \left[1 + m_0c^2 / (2E_f)\right] \\ \approx E_f - m_0c^2 / 2 = E_f - 256keV, \text{ za } E_f \gg m_0c^2/2 \quad (2.19)$$

Za veoma male uglove rasejanja ($\theta \sim 0^\circ$), energija rasejanog fotona je samo malo manja od energije upadnog fotona, dok rasejani elektron dobija samo mali deo energije prilikom interakcije. Energija predata rasejanom elektronu se kreće u opsegu od nula do maksimalne energije definisane jednačinom (2.19).



Slika 2.4. Komptonovo rasejanje

Zavisnost ukupnog preseka za Komptonovo rasejanje od rednog broja Z , elementa na kome se rasejanje vrši i energije E_f može se približno pisati u obliku:

$$\sigma_k = const \cdot \frac{Z}{E_f} \quad (2.20)$$

2.3.3 Proizvodnja para elektron-pozitron

Za fotone energija iznad nekoliko MeV glavni mehanizam interakcije je proizvodnja parova elektron-pozitron. U ovom procesu se energija fotona pretvara u par elektron-pozitron u Kulonovom polju jezgra. Energija fotona zato mora biti veća od dvostruke energije mirovanja elektrona, odnosno veća od $2m_0c^2 = 1,022$ MeV. Energija fotona se troši na:

$$E_f = 2m_0c^2 + E_+ + E_- \quad (2.21)$$

gde E_+ i E_- predstavljaju kinetičke energije novonastalog para. Iz jednačine (2.21) vidi se da se razlika energije upadnog fotona i dvostruke energije mirovanja elektrona ($E_f - 2m_0c^2$) raspoređuje između dve čestice kao kinetička energija. Energetski spektri elektrona i pozitrona su gotovo identični. Elektron i pozitron se usporavaju u okolnom materijalu. Pozitron na kraju reaguje sa nekim elektronom i anihilira se. Ako do ovoga dođe kada je pozitron izgubio praktično svu svoju energiju, anihilacijom nastaju dva fotona sa energijama od oko 511 keV. Ova dva fotona se emituju u suprotnim smerovima u skladu sa zakonom održanja impulsa. Totalni presek za proizvodnju para menja se sa Z kao Z^2 [15]:

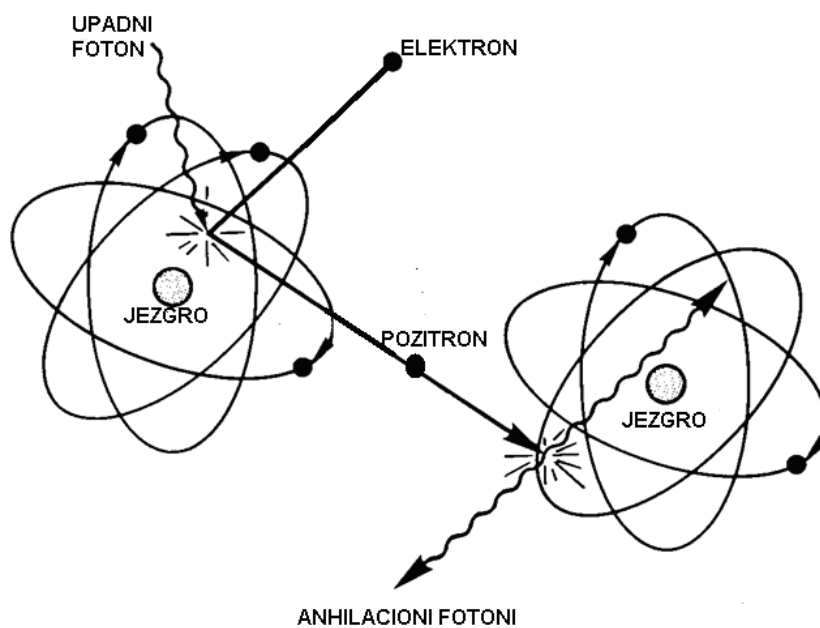
$$\sigma_{pp} = const \cdot Z^2 \quad (2.22)$$

2.3.4 Tomsonovo rasejanje

Tomsonovo elastično rasejanje je rasejanje fotona malih energija na slobodnom elektronu, koje se može opisati zakonima klasične mehanike i klasične elektromagnetike. Totalni efikasni presek za Tomsonovo rasejanje iznosi:

$$\sigma_T = \frac{8r_0^2\pi}{3} \quad (2.23)$$

gde je r_0 klasičan poluprečnik elektrona.



Slika 2.5. Proizvodnja para elektron-pozitron

2.3.5 Rejljevo rasejanje

Rejljevo elastično rasejanje je rasejanje fotona na elektronima vezanim u atomu, pri čemu elektroni ne dobijaju dovoljno energije za napuštanje atoma ili prelaz na viši energetska nivo. Kao rezultat, javlja se uzmak čitavog atoma, energija fotona se ne menja, a rasejanje se javlja pod malim uglovima.

Totalni efikasni presek za Rejljevo rasejanje zavisi od Z^2 . Sa porastom energije, opada zastupljenost ovog tipa interakcije:

$$\sigma_R = const \cdot Z^2 \quad (2.24)$$

Ukupni presek za interakciju fotona sa materijalom dat je kao zbir preseka za sve tipove interakcija:

$$\sigma = \sigma_{fe} + \sigma_k + \sigma_{pp} + \sigma_T + \sigma_R \quad (2.25)$$

3. FAZNO PROMENLJIVE MEMORIJE

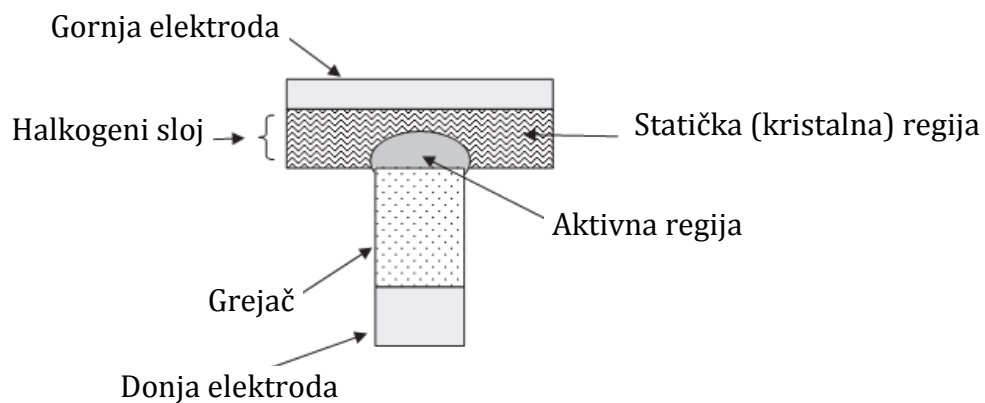
3.1 Način funkcionisanja

Određeni materijali (halkogeni materijali) mogu menjati svoju fazu iz polikristalnog u amorfno stanje reverzibilno. U kristalnom stanju, koje proizvoljno može da se označi kao SET stanje, materijal ima malu otpornost, dok amorfno stanje, koje proizvoljno može da se označi kao RESET stanje, ima veliku otpornost [16]. Prelaz između ova dva stanja ostvaruje se zagrevanjem male zapremine materijala. Kada se lokalna oblast zagreje do temperature topljenja, ona dobije staklenu formu. Nakon naglog hlađenja, materijal ostaje u amorfnom stanju. Za kristalizaciju materijala postoje dva načina. Prvi, i češće korišćen postupak, je da se materijal zagreje do temperature koja se nalazi iznad temperature kristalizacije, a ispod temperature topljenja, a zatim pusti da se polako ohladi. Drugi način je da se materijal zagreje do temperature iznad temperature topljenja, a zatim se pusti da se polako hladi iz tečnog stanja. Pod ovim uslovima započinje se proces kristalizacije i formira se polikristalna forma. Vreme hlađenja treba da je dovoljno dugo kako bi promena u kristalno stanje bila potpuna. Ovi prelazi predstavljaju reverzibilni proces, zahvaljujući čemu su moguća ponovljena upisivanja i brisanja sadržaja ćelije FPM-a [17]. Prilikom resetovanja i setovanja ćelije, samo mali deo fazno promenljivog materijala menja svoju fazu, i ona predstavlja *aktivnu regiju* ćelije FPM-a, dok se ostali deo naziva *statična (ili kristalna) regija* halkogenog materijala. Ova svedenost aktivne regije na manji deo halkogenog sloja značajna je za bržu promenu faze, jer ne mora ceo sloj da se kristališe tj. amorfizuje, zahvaljujući čemu je prekidanje brže.

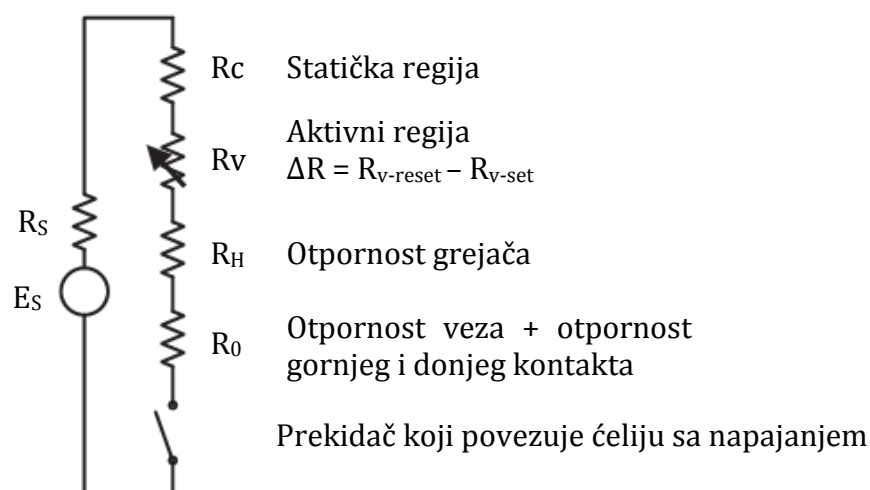
3.1.1 Struktura memorijske ćelije

Na slici 3.1. prikazana je osnovna struktura fazno promenljive ćelije u obliku pečurke. Jezgro memorijske ćelije može da se predstavi ekvivalentnim otporničkim kolom, gde struja teče kroz gornju elektrodu, preko halkogenog sloja u kristalnom stanju (statičke regija) i lokalne halkogene zapremine u kojoj dolazi do promene faze (aktivne regije), zatim preko zagrevajućeg materijala i donje elektrode. U ovom modelu, pretpostavljeno je da je grejač cilindričnog oblika [18]. Pored strukture prikazane na slici arhitektura memorijske matrice zahteva uvođenje po jednog dodatnog tranzistora po ćeliji, koji omogućava pristup ćeliji i povezuje je sa napajanjem.

Niz ekvivalentnih otpornosti fazno promenljive ćelije prikazan je na slici 3.2. Za memorijski element koristi se samo promenljiva otpornost R_v . Promena otpornosti koja se koristi kako bi se utvrdila sačuvana vrednost (logička "0" ili "1") dobija se kao razlika između vrednosti $R_{v-reset}$ i R_{v-set} .

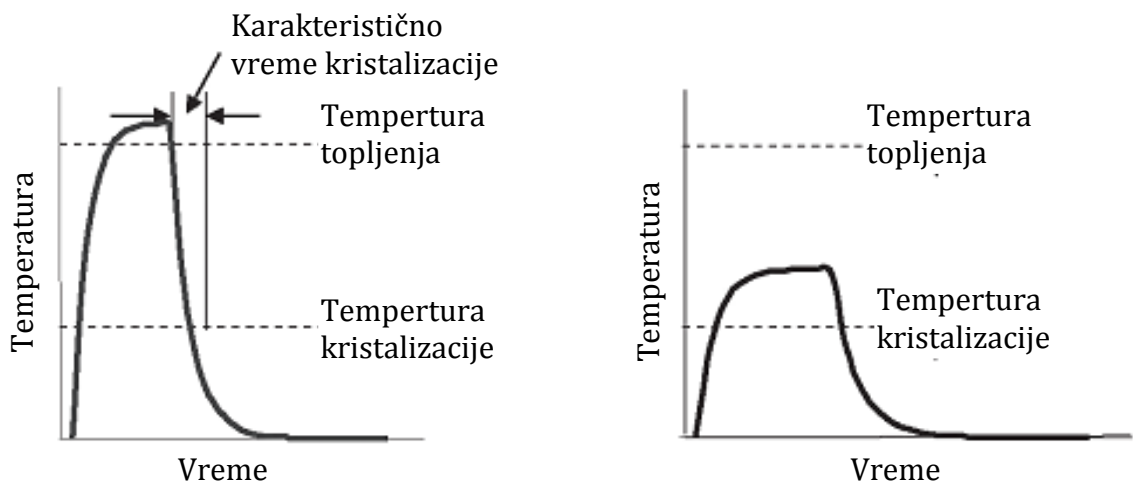


Slika 3.1. Uprošćen prikaz strukture fazno promenljive ćelije



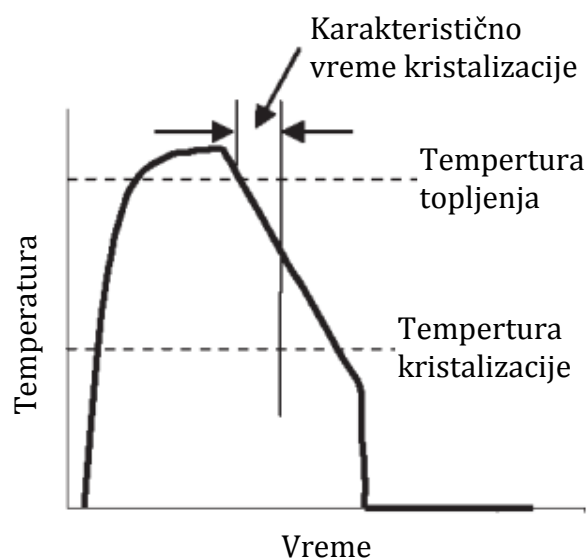
Slika 3.2. Ekvivalentno kolo fazno promenljive ćelije

Kako bi se promenila faza fazno promenljivog materijala, temperatura aktivne zapremine mora da se menja na odgovarajući način. Vremenska zavisnost temperature za RESET operaciju prikazana je na slici 3.3a. Kako bi se materijal konvertovao iz kristalne u amorfnu strukturu, potrebno ga je prvo zagrejati iznad temperature topljenja. Ovo se postiže primenom velikog strujnog impulsa. Zagrevanje u aktivnoj regiji ćelije FPM-a će dovesti do brzog lokalizovanog povećanja temperature do vrednosti iznad temperature topljenja. Trajanje intervala zagrevanja treba da je dovoljno dugo kako bi se obezbedilo da cela aktivana regija bude istopljena. Tipična vrednost za dužinu strujnog impulsa je ~ 10 ns [19]. Nakon što je cela aktivna regija prevedena u amorfno stanje, struja se mora naglo smanjiti kako bi se aktivana regija ohladila brzo u poređenju sa vremenskom konstantom kristalizacije za dati material (uobičajno par ns) kako bi i ostao zamrznut u amorfnom stanju. Za prevođenje fazno promenljive memorijske ćelije iz amornog u kristalno stanje (SET operacija) primenjuje se strujni impuls srednje jačine da bi se temperatura aktivne regije podigla do temperature iznad temperature kristalizacije, ali ispod temperature topljenja (slika 3.3b). Dužina impulsa treba da je dovoljno duga kako bi se omogućila potpunu kristalizaciju materijala [18].



Slika 3.3. RESET I SET operacija

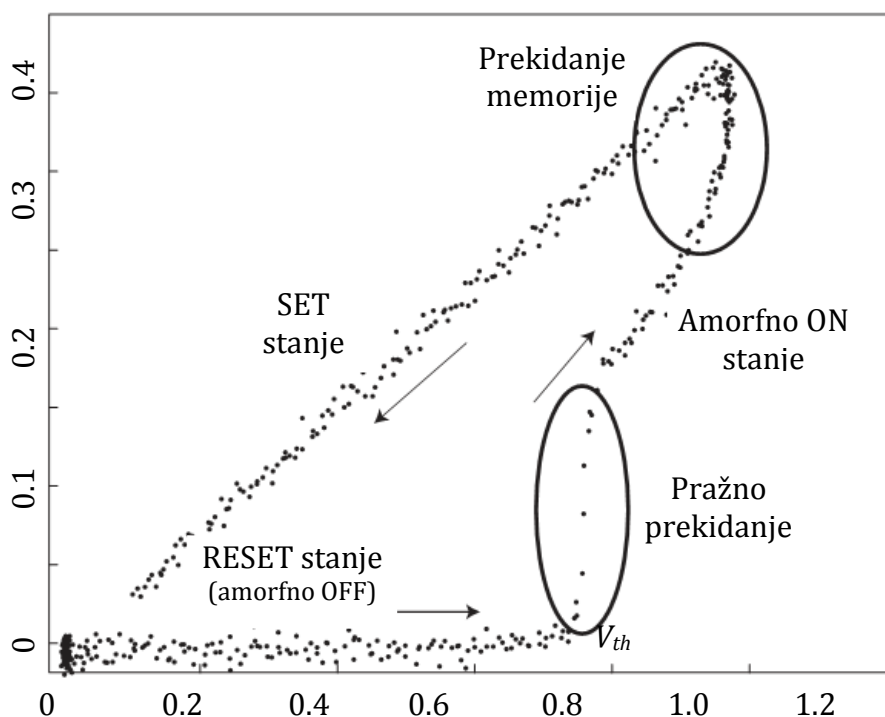
Alternativni način za SET operaciju prikazan je na slici 3.4. Grafik zavisnosti temperature od vremena ima uzlaznu ivicu kao kod RESET impulsa, ali temperatura nakon toga opada dosta sporije i silazna ivica traje duže od karakterističnog vremena kristalizacije. Impuls se prekida kada temperatura padne ispod određene vrednosti nakon koje nema više nekog značajnijeg rasta kristalizacionih klica. Ovakav pristup naziva se SET-sweep proces i predstavlja pouzdaniji način postizanja SET stanja [20].



Slika 3.4. SET-sweep operacija

Za RESET i SET operacije potreban je strujni impuls koji će dovesti do zagrevanja usled Džulovih gubitaka snagom I^2R_H . Za čitanje ćelije potrebna je struja manjeg inteziteta koja nema skoro nikakav zagrevajući efekat i ne dovodi do menjanja stanja ćelije. Čitanje podrazumeva razlikovanje između stanja visoke otpornosti i stanja niske otpornosti. Slika 3.5 prikazuje tipičnu I-V karakteristiku ćelije.

Sa slike 3.5. vidi se da SET i RESET stanja ispoljavaju veliku razliku u otpornosti za napone ispod napona pražnog pekidanja (V_{th}). Ispod napona praga V_{th} , RESET stanje je u oblasti velike otpornosti (amorfno OFF stanje, *predpražna oblast*) dok pri naponu od V_{th} dolazi do pražnog prekidanja, tj. negativne diferencijalne otpornosti (amorfno ON stanje). Ovaj proces je reverzibilan ukoliko se naponski impuls brzo ukloni. Ukoliko se napon primenjuje duže od vremenske konstante kristalizacije doći će do memorijske promene (prekidanja memorije) i ćelija će preći u stanje manje otpornosti za napon veći od V_{th} [21].



Slika 3.5. Strujno naponska karakteristika fazno promenljive ćelije [1]

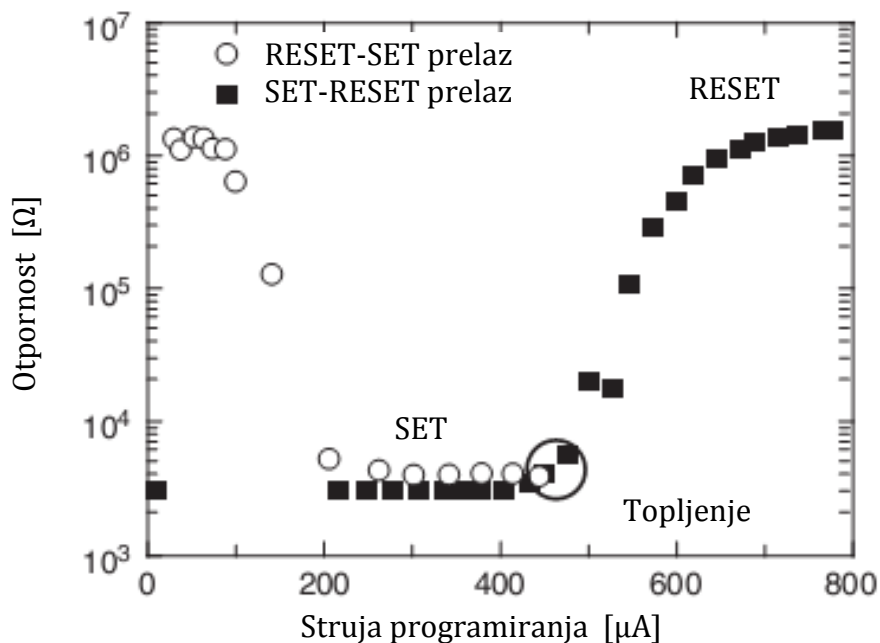
Proces setovanja zavisi od pomenutog elektronskog pražnog prekidanja. Kada električno polje unutar amorfne oblasti dostigne pražnu vrednost, otpornost ove

oblasti pada na vrednost koja je približna otpornosti kristalnog stanja, i ova oblast se naziva amorfnu ON stanje. Fenomen pražnog prekidanja predstavlja osnovu uspešnog SET programiranja ćelije FPM-a. Kada se FPM nalazi u amorfnom OFF stanju, otpornost ćelije FPM-a je suviše velika da bi provodila dovoljno struje koja bi proizvela Džulovo zagrevanje potrebno za kristalizaciju ćelije FPM-a. Efekat elektronskog pražnog prekidanja smanjuje otpornost fazno promenljivog materijala do dinamičke otpornosti i omogućava SET programiranje [23].

RESET programiranje troši najviše snage jer je potrebno da ćelija dostigne temperaturu topljenja. Brzina pri kojoj radi FPM ograničena je vremenom potrebnim za SET operaciju, jer je potrebno određeno vreme kako bi se potpuno kristalizovala amorfnu oblast.

FPM predstavlja tehnologiju sa direktnim upisom, odnosno nije potrebno prethodno brisanje ćelije pre upisivanja novog stanja. Bez obzira na početno stanje ćelije, konačno stanje ćelije se može dobiti primenom stujnog impulsa odgovarajuće amplitude [21].

Slika 3.6. prikazuje drugačiji pogled na programiranje ćelije. Prikazana je otpornost ćelije u zavisnosti od struje koršćene za progamiranje. Tačke na grafiku odgovaraju primenjenim strujnim impulsima različite amplitude. Na slici su prikazani prelazi iz amorfnog u kristalno stanje (RESET-SET prelaz), i obrnuto (SET-RESET prelaz). Procesi kristalizacije i amorfizacije prekidani su naglim hlađenjem (strujni impulse imali su strmu ivicu pada) kako bi se osiguralo zamrzavanje materijala u odgovarajućem staju [24].



Slika 3.6. Karakteristični grafik otpornosti za SET-RESET i RESET-SET promene [24]

Prilikom RESET-SET prelaza, otpornost naglo opada pri strujama većim od $100 \mu\text{A}$ jer se inicira proces kristalizacije. Za obrnut prelaz, kada početno stanje ima malu otpornost, otpornost ostaje nepromenjena dok struja ne dostigne vrednost od oko $450 \mu\text{A}$, kada se inicira proces amorfizacije. Kako primenjeni strujni impulsi imaju nagli pad, nedovršena prelazna stanja se jasno vide na prikazanoj krivi kao otpornosti sa vrednostima između binarnih SET i RESET vrednosti.

Svrha SET i RESET struja je da zagreje aktivnu regiju ćelije FPM-a. Kako bi efikasnost bila veća, poželjno je da struja proizvodi toplotu samo u aktivnoj regiji, što podrazumeva da ova oblast mora biti termalno izolovana od ostale strukture integrisanog kola. U isto vreme, poželjna je mogućnost naglog hlađenja aktivne regije nakon ukidanja struje.

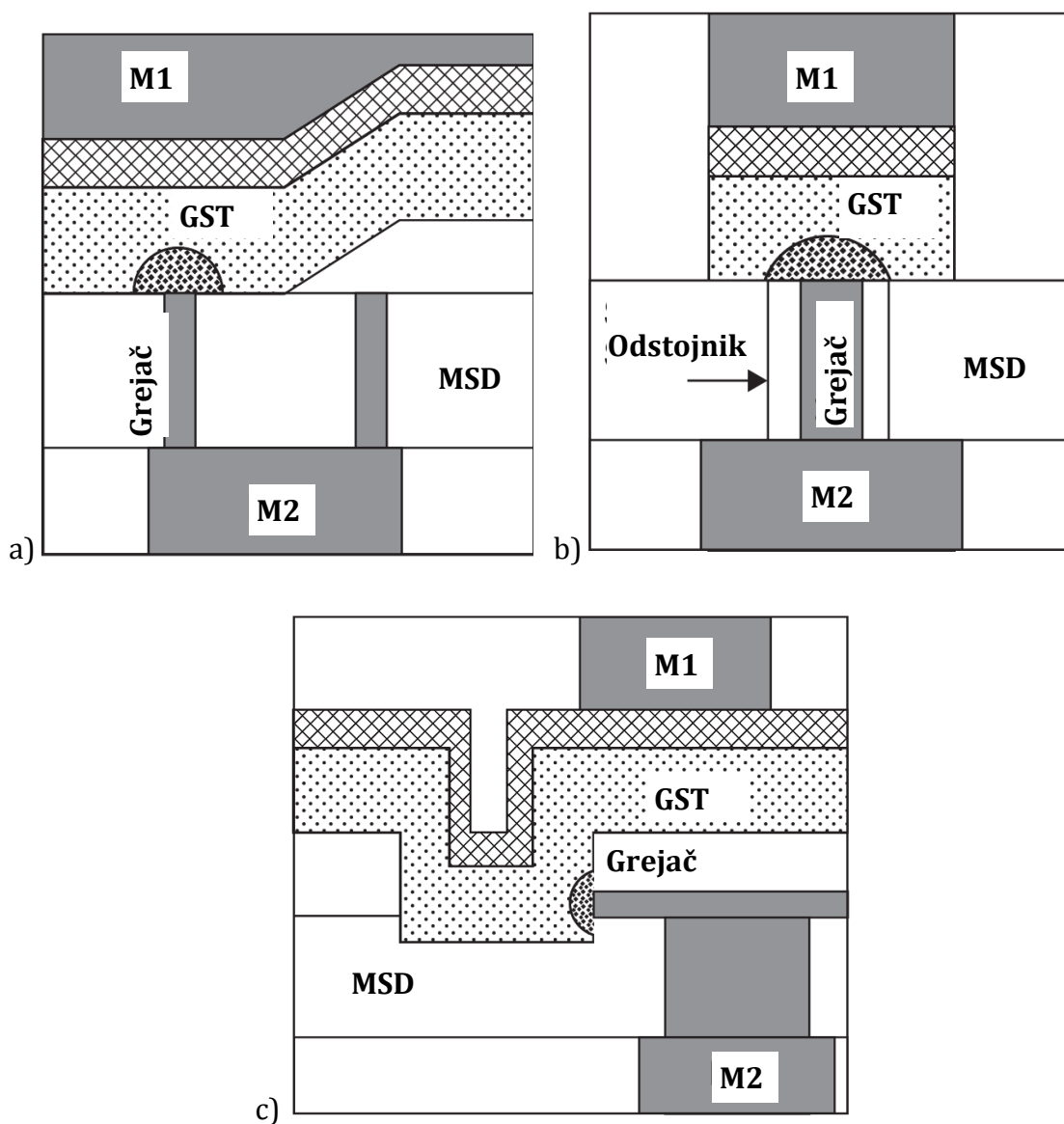
Fazno promenljiva memorijska ćelija predstavlja niz otpornika i toplotno zagrevanje u određenim tačkama u nizu zavisi od pojedinačne otpornosti. Toplotni gubici zavise od termalnih karakteristika okolnog materijala i putanje ka

ambijentalnoj temperaturi. Grejni otpornik i fazno promenljivi materijal su tačke na kojima je potrebno da se proizvodi najviše toplote. Gornji tok toplote iz aktivne zapremine dešava se kroz fazno promenljivi materijal do metalnih konektora, dok donji tok ide kroz toplotni otpornik do donje strukture konektora. Dodatni toplotni gubitak odvija se preko okolnog materijala. Termalna provodnost najčešće korišćenog fazno promenljivog materijala ($\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$) iznosi $\sim 0,5 \text{ W/mK}$, dok termalna provodnost tipičnog materijala koji se koristi za zagrevanje, TiAlN , iznosi $\sim 10 \text{ W/mK}$ [21]. Termalna efikasnost se može poboljšati smanjenjem kontaktne površine, povećanjem dužine grejnog otpornika ili smanjenjem termalne provodnosti materijala otpornika. Prema Hadžinsu [21], najefikasniji metod predstavlja smanjenje kontaktne površine.

Jedna od najznačajnijih problema u budućoj primeni FPM je jačina RESET struje. Ova struja je obično veća od 1 mA (za eksperimentalne ćelije koje su bazirane na 180 nm tehnologiji), a za praktične primene potrebno je da bude reda 100 μA . Svaki fazno promenljivi otpornik zahteva da neka vrsta prekidača, obično tranzistor, bude u vezi sa njim kako bi se kontrolisao tok struje. Da bi se ostvarila maksimalna gustina ćelija, poželjno je da se implementira prekidač minimalne konstrukcije. Ovaj cilj je nekompatibilan sa zahtevanom jačinom RESET struje.

Smanjenjem kontaktne površine između FPM i grejača, smanjuje se i potrebna jačina struje. Kontaktne površine se može smanjiti ili korišćenjem tankih filmova, ili sublitografskom tehnologijom, ili kombinacijom oba. Na slici 3.7. prikazana su 3 različita pristupa za smanjenje potrebne struje koja se trenutno istražuju. Oznake M1 i M2 se odnose na metalne slojeve, a MSD na međuslojni dielektrik. Na slici 3.7a korišćena je tehnologija sa tankim filmom kako bi se definisao tanki vertikalni grejač. Tanka brazda (mikro-brazda) je formirana na gornjoj površini grejača, a zatim je fazno promenljivi materijal deponovan u tu brazdu. Mali presek FPM sa vertikalnim grejačem omogućava kontakt manji od onoga koji bi bio definisan litografski (tj. sublitografski) [25]. Slika 3.7b koristi oraničenu sublitografsku grejnu ćeliju. U ovom slučaju se donja kontaktne elektrode prvo definiše litografski, a zatim se formiraju odstoynici koji smanjuju prozor do sublitografskih dimenzija. Hemijsko taloženje TiN se koristi za popunjavanje donje kontaktne

elektrode, i struktura grejača se dovršava hemijskim ugačavanjem [26]. Slika 3.7c prikazuje grejač definisan tankim filmom i ivičnim kontaktom sa FP materijalom [27].

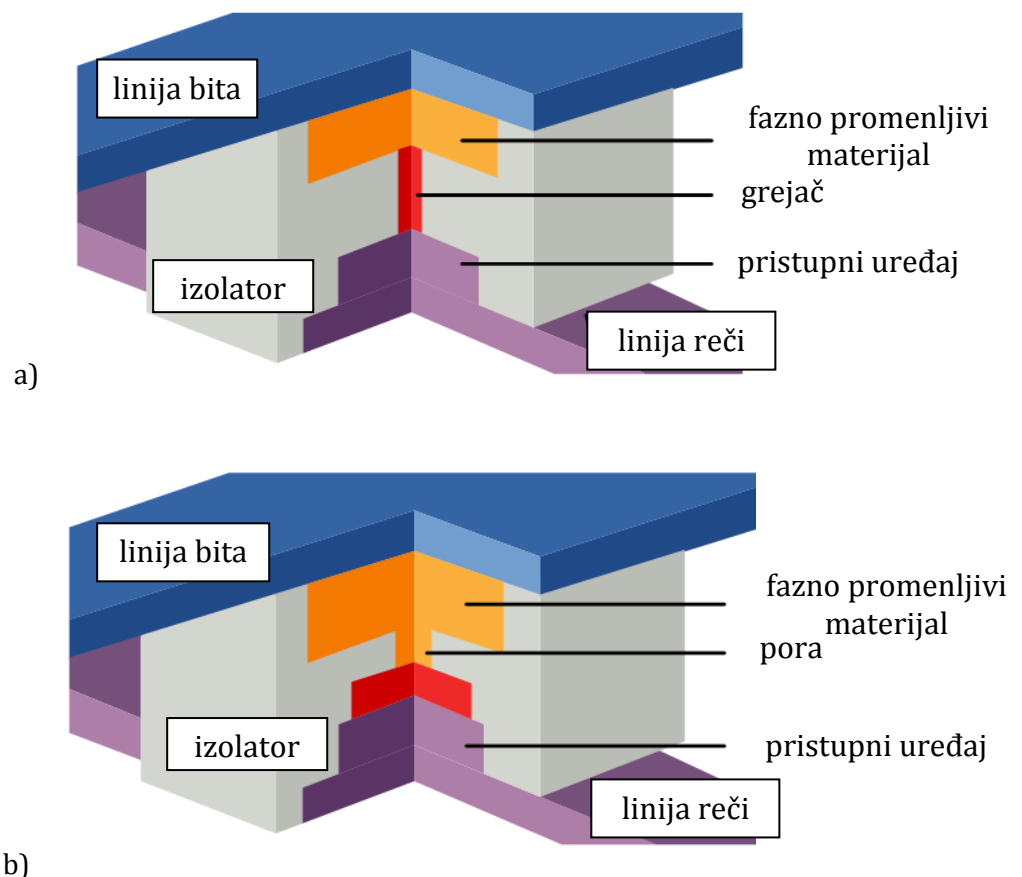


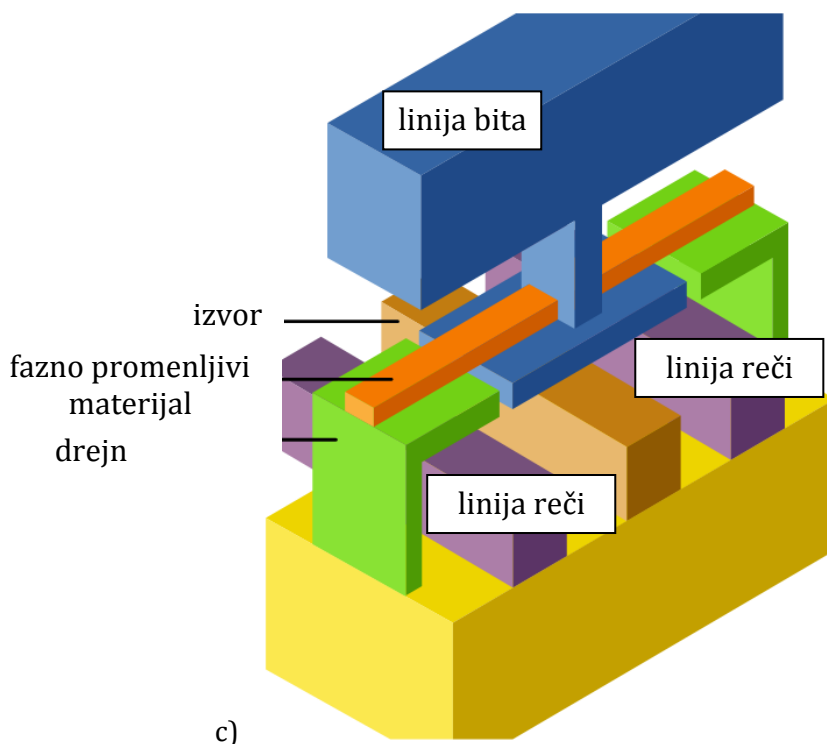
Slika 3.7. Različite konfiguracije FPM ćelije korišćenje za smanjenje struje [24]

Prema načinu smanjenja kontaktne površine, postoje dve osnovne kategorije ćelijskih struktura fazno promenljive memorije: prva kategorija podrazumeva kontrolu kontaktne površine preko veličine jednog od električnih kontakata sa FP materijalom i naziva se *kontaktno minimizirana ćelija* (slika 3.8.a), dok druga

kategorija uključuje smanjenje veličine samog fazno promenljivog materijala na određenom mestu, odnosno *zapreminski minimizirana ćelija* (slika 3.8.b), c). U poređenju sa kontaktno minimiziranom ćelijom, zapreminski minimizirana ćelija pruža mogućnost potencijalno manje RESET struje za date kritične dimenzije [28,29,30].

Na slici 3.8.a) prikazana je ćelijska struktura fazno promenljive memorije u obliku pečurke. Ova struktura predstavlja kontaktno minimiziranu ćeliju jer koristi tanki, visoko otporni metalni grejač za postizanje velike jačine struje koja zagreva fazno promenljivi materijal, dovodeći do promene faze. Zapreminski minimizirane ćelijske strukture, nazvane *pore* i linijske ćelije, prikazane su na slici 3.8.b) i c). U ovim ćelijama samo ograničeni deo fazno promenljivog materijala provodi veliku jačinu struje.



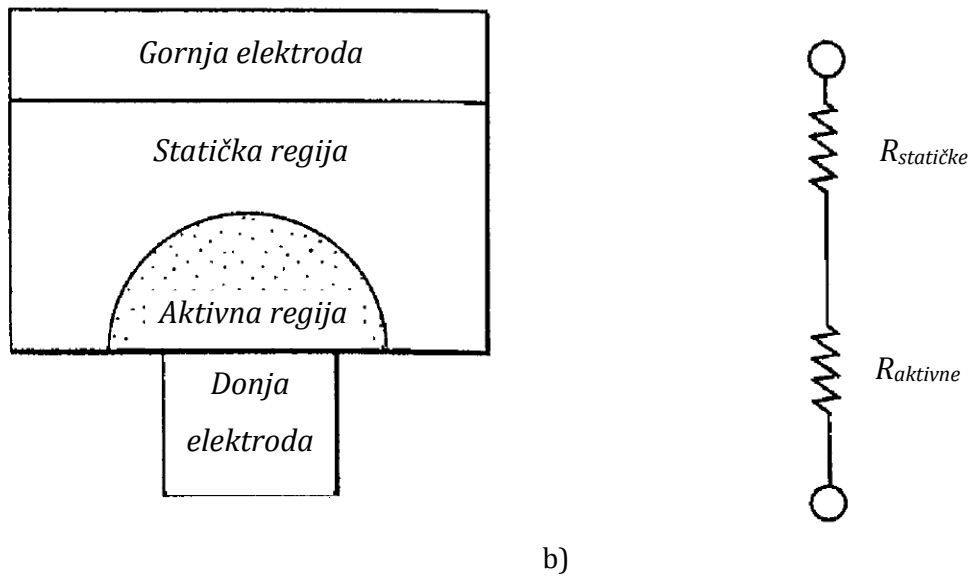


Slika 3.8. Strukturne konfiguracije fazno promenljive memorije a) ćelija u obliku pečurke, b) pore ćelija, c) linijska ćelija sa selektorom [31]

Svaka od ove tri strukturne konfiguracije obezbeđuje da samo izvestan ograničeni deo fazno promenljivog materijala menja svoju fazu iz kristalnog u amorfno, i obrnuto.

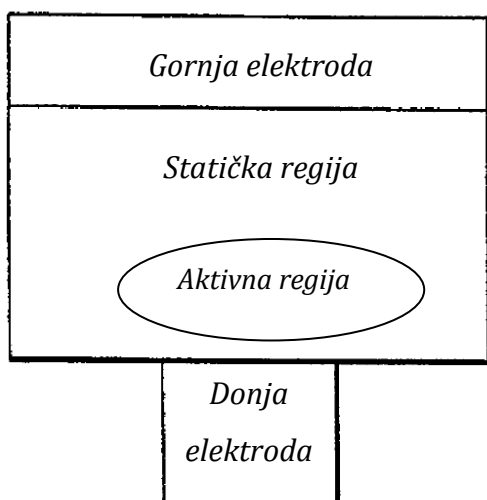
Fazno promenljiva memorijska ćelija u obliku pečurke

Kao što je ranije naglašeno, samo mali deo fazno promenljivog sloja predstavlja tzv. aktivnu regiju, koja prilikom RESET operacije prelazi u amorfno stanje. Tipična memorijska ćelija u obliku pečurke u reset stanju, kada je aktivna regija u amorfnom stanju, prikazana je na slici 3.9.a). Otpornost fazno promenljivog materijala predstavlja serijsku vezu otpornosti aktivne (amorfne) i statičke (kristalne) regije (slika 3.9.b) [32,33].

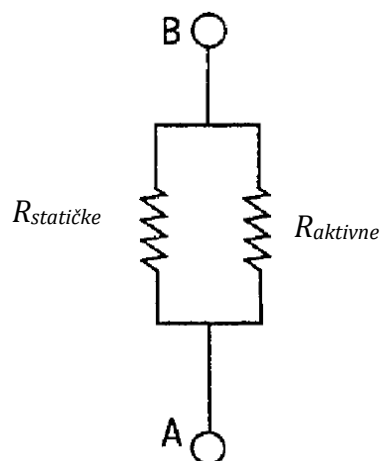


a) *Tipična fazno promenljiva ćelija u RESET stanju, b) serijski vezane otpornosti aktivne i statičke regije*

U idealnom slučaju, u RESET stanju, amorfna regija pokriva hemisferično ceo kontakt sa donjom elektrodom. Međutim, Jun Liu [34] iz kompanije Mikron, ustanovio je da se najtoplija oblast u fazno promenljivom sloju prilikom resetovanja ćelije nalazi na oko 20 nm od kontakta sa donjom elektrodom. Stoga, zbog neefikasnosti zagrevanja donje elektrode (toplota se rasipa kroz okolni dielektrični materijal) i činjenice da se najtoplija oblast nalazi iznad kontaktne površine sa donjom elektrodom može doći do stavanja amorfne regije koje je odvojeno od kontaktne površine (slika 3.10.a). Ovo dovodi do paralelne veze otpornosti amorfne i kristalne regije (slika 3.10.b), usled čega će struja teći kroz oblast manje otpornosti, ostavljajući ćeliju FPM-a u SET stanju bez mogućnosti da se prebaci u RESET stanje. Dalje, Liu je takođe ustanovio da bi dovoljno velika RESET struja stvorila idealnu hemisferičnu amorfnu regiju koja prekriva kontakt sa donjom elektrodom, međutim toliko jaka struja bi stvorila prevruć sloj u fazno promenljivom sloju čija temperatura bi prelazila 900°C. Ova vruća tačka bi mogla dovesti do oštećenja ćelije.



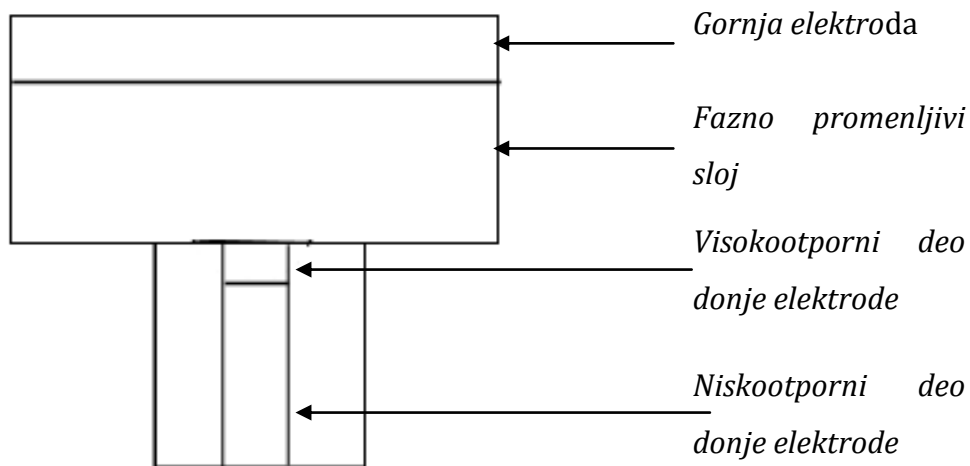
a)



b)

Slika 3.10. a) Fazno promenljiva ćelija zamrznuta u SET stanju b) paralelne otpornosti aktivne i statičke regije

U kompaniji Mikron su stoga predložili male izmene u dizajnu fazno promenljive ćelije. Na slici 3.11. prikazan je poboljšani dizajn fazno promenljive ćelije pečurkastog oblika.



Slika 3.11. Poboljšani dizajn fazno promenljive ćelije u obliku pečurke

Poboljšana verzija poseduje slične komponente kao i prethodna verzija i funkcioniše na isti način. Razlika je u donjoj elektrodi, koja se sada sastoji iz dva

dela. Gornji deo elektrode napravljen je od visoko otpornog materijala (otpornosti od 1 mΩcm do 1000 mΩcm). Donji deo (osnovni) elektrode napravljen je od materijala male otpornosti. Ukupna visina donje elektrode iznosi 100 nm, dok je gornji deo elektrode od 2 nm do 20 nm (2 - 20% visine ukupne elektrode). Deo elektrode od materijala visoke otpornosti koji se nalazi u blizini fazno promenljivog materijala stvara parcijalno zagrevanje FP sloja koje služi da pomeri najtopliju oblast FP sloja bliže kontaktu sa donjom elektrodom, sprečavajući formiranje amorfne sloja koji je odvojen od donje elektrode. Da je cela donja elektroda izrađena od visoko otpornog materijala, došlo bi do parcijalnog zagrevanja FP sloja i pomeranja najtoplije tačke ka kontaktu sa donjom elektrodom, međutim elektroda od jako otpornog materijala bi dovela do disipacije toplote u okolni dielektrik i do povećanja zahtevane struje potrebne za resetovanje ćelije.

Kao material za gornji deo donje elektrode predlaže se TiAlN (otpornosti 4 mΩcm), dok se za deo elektrode male otpornosti predlaže TiN (otpornost 0,17 mΩm) [34].

3.1.2 Memorijska matrica i periferna kola

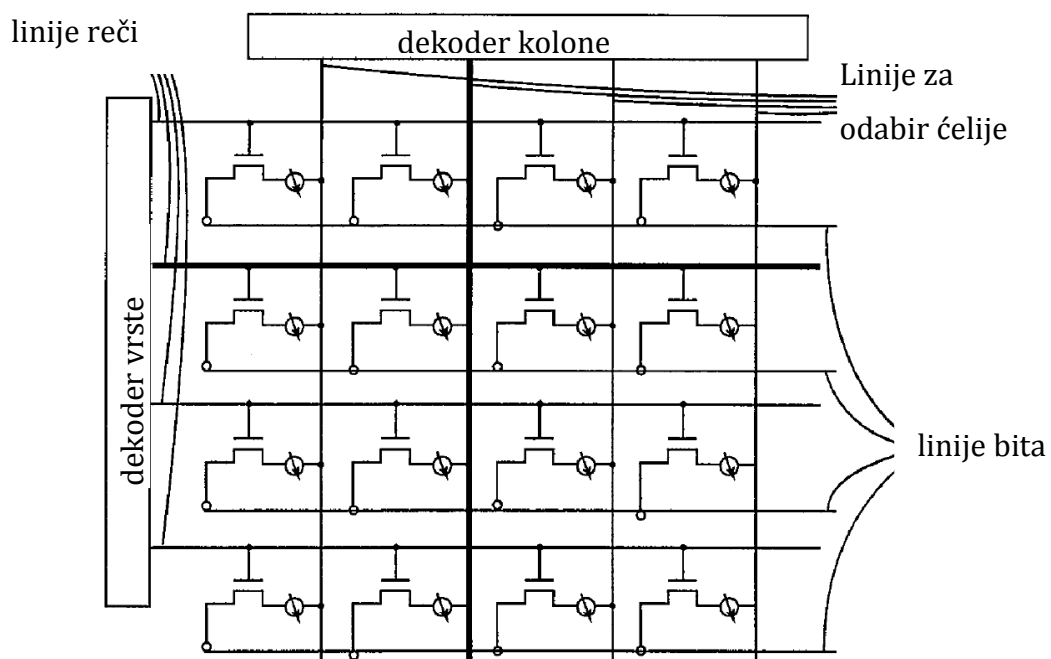
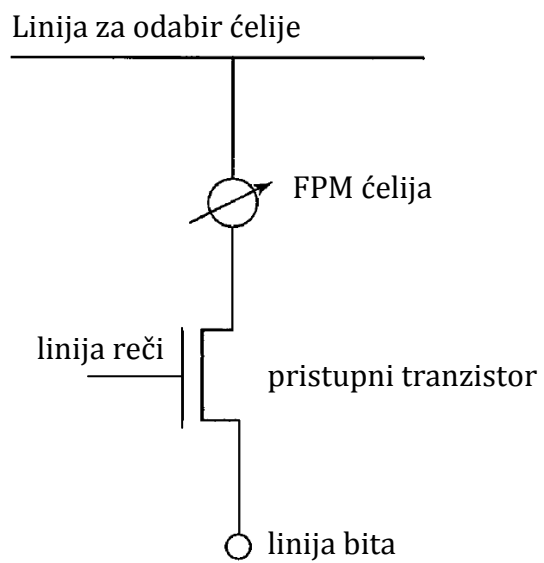
Memorijska matrica i periferna kola za fazno promenljivu memoriju sa proizvoljnim pristupom su slična kao i kod konvencionalnih memorija sa slučajnim pristupom. Matrica se sastoji od memorijskih ćelija gusto upakovanih u 2D strukturu, pri čemu se horinzotalni nizovi zovu linije reči (eng. *word line*), a vertikalni - linije bita (eng. *bit line*). Svaka matrica se sastoji od uređaja za selektovanje koji je u rednoj vezi sa FPM-om (1T1C konfiguracija). Svrha uređaja za selektovanje je da izoluje dati memorijski element prilikom programiranja i čitanja ćelije. Ukoliko je memorijska ćelija uređaj sa tri izvoda, selektorski uređaj može biti MOSFET (metal-oksidi tranzistor sa efektom polja) ili BJT (bipolarni tranzistor), a ukoliko je memorijska ćelija uređaj sa dva izvoda, selektor je dioda [19]. Na slikama 3.12.a), b) i c) šematski su prikazane različite memorijske matrice. Na slikama 8.a) i 8.b) kao selektor je korišćen tranzistor, dok je na slici 8.c)

selektor dioda. Ukoliko je memorijska matrica konfigurisana kao na slici 3.12.a), memorijska ćelija se izoluje selektovanjem odgovarajuće linije reči i linije za selektovanje ćelije. Bit linije mogu biti povezane na zajednički naponski izvor ili individualno. Da bi se resetovala određena ćelija, visok, kratak puls se primenjuje na odgovarajuću liniju za selektovanje, dok je linija reči uključena. Struja resetovanja protiče kroz izolovanu memorijsku ćeliju i resetuje je. Da bi se setovala ćelija, odgovarajući strujni puls se primeni na odgovarajuću liniju za selektovanje ćelije [13,34].

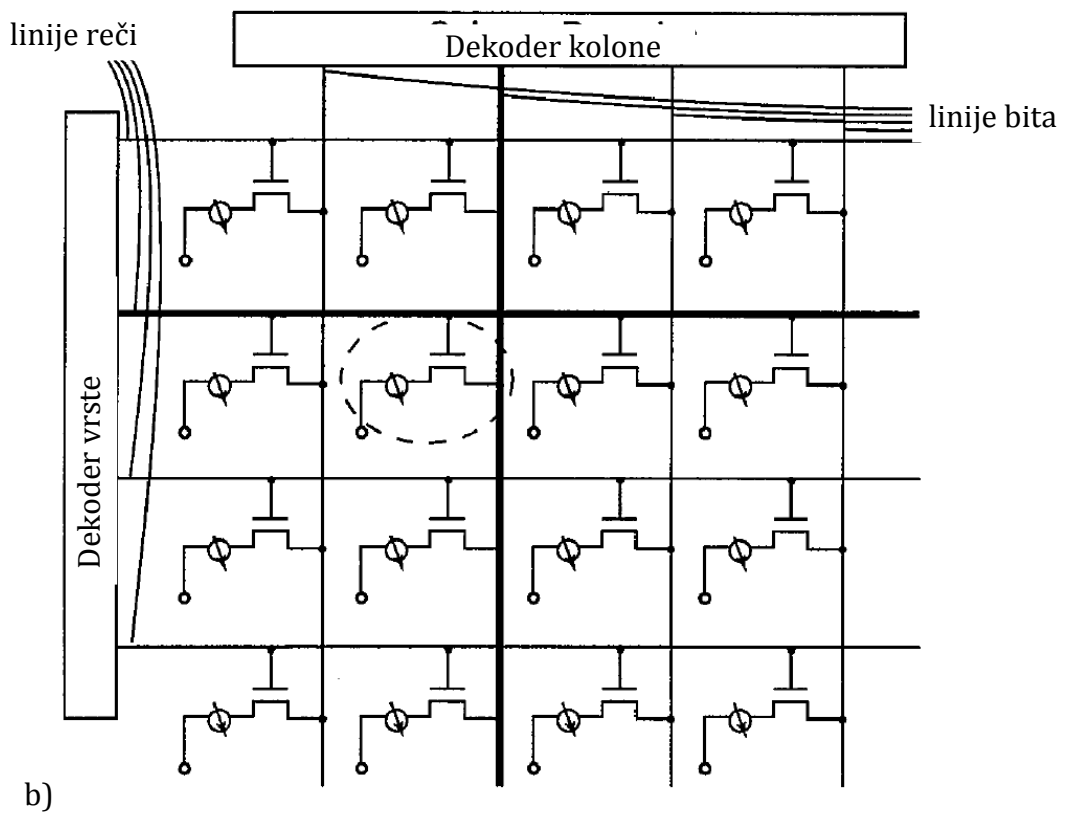
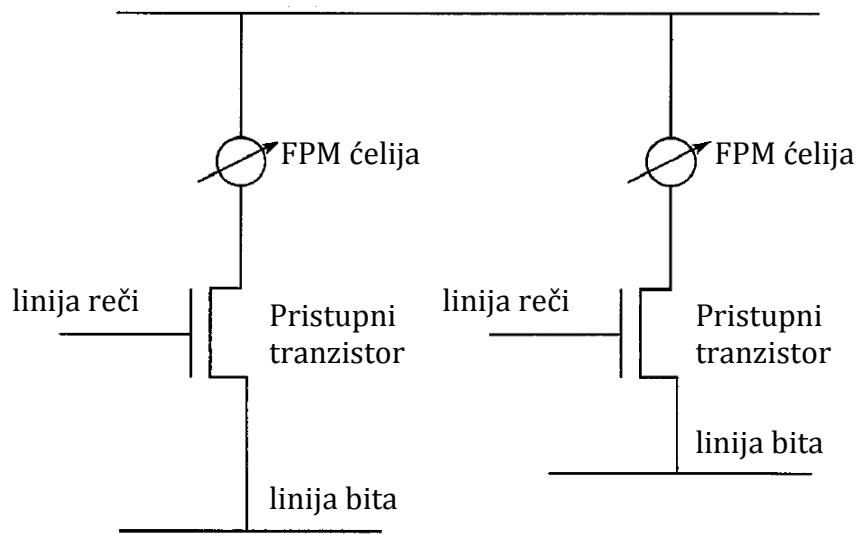
Drugi način organizovanja memorijske matrice, prikazan je na slici 3.12.b). Korišćen je veliki blok fazno promenljivog materijala i gornje elektrode. Memorijska ćelija se bira odabirom odgovarajuće linije bita i reči [34].

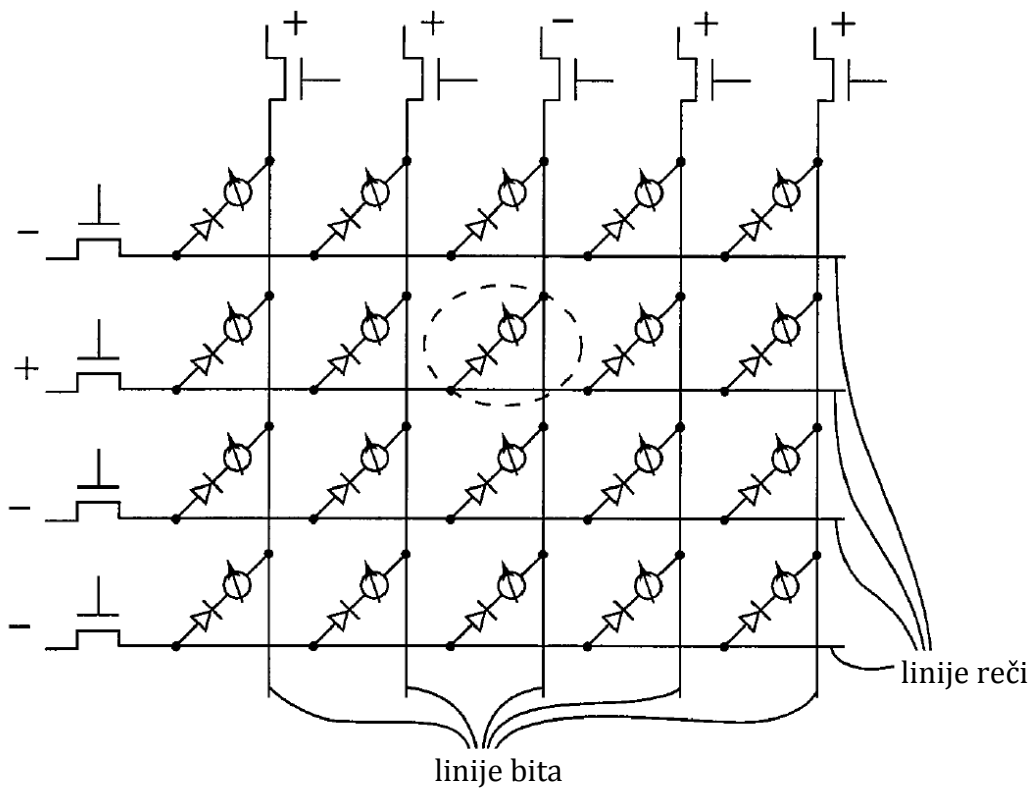
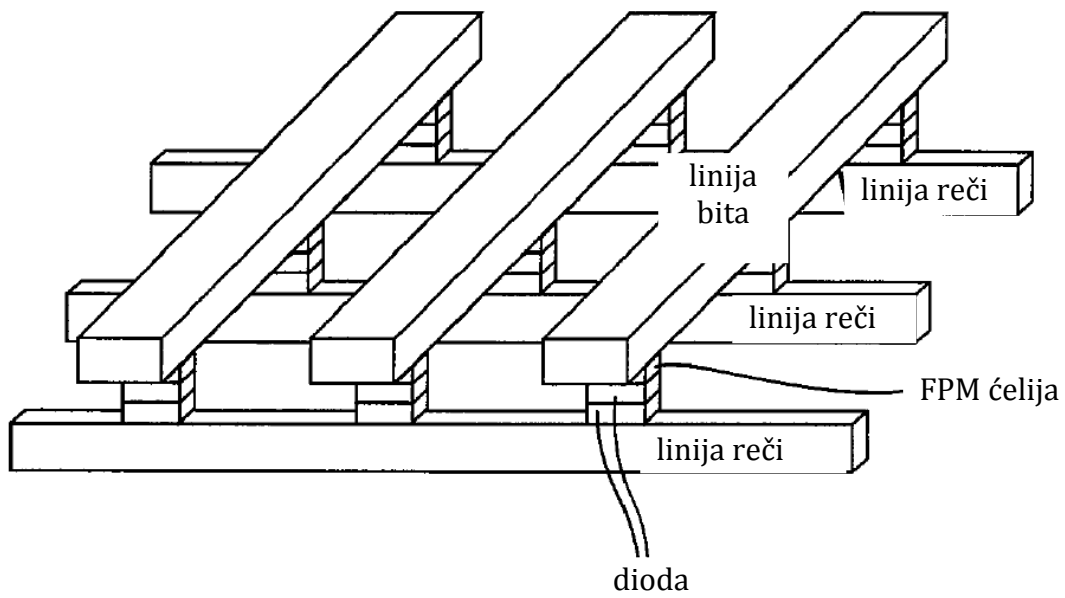
Na slici 8c prikazana je memorijska matrica sa diodom kao selektrom. U ovom slučaju memorijska ćelija se bira postavljanjem njegove linije reči na visok napon, a ostale linije reči na nizak napon, dok se njegova linija bita stavlja na nizak napon, a ostale linije bita na visok. Samo dioda koja je povezana sa tom ćelijom FPM-a provodi, i samo kroz tu ćeliju FPM-a teče struja [34].

Nakon što je definisana struktura matrice, odabir perifernih kola koja su potrebna da bi se formirala kompletna integrisana memorija su stvar CMOS dizajna. Funkcije koje moraju biti implementirane uključuju: adresno dekodiranje kolone i vrste selektujućeg signala, upravljanje kontrolnom logikom, dizajn toka ulaznih podataka, dizajn toka izlaznih podataka, proizvodnja i kontrola struje za SET i RESET operacije i dizajn kola za čitanje. Na slici 3.13. je prikazano osnovno periferno kolo FPM. Adresiranje je zajedničko za SET, RESET i operaciju čitanja. Logičko dekodiranje mora biti tako izvedeno da se završava izborom određene linije reči i linije bita. Ukoliko je potrebno izvršiti operaciju čitanja, bira se izvor malog napona i koristi se senzorski pojačavač kako bi se odredilo da li napon na liniji bita ukazuje da je ćelija u stanju velike ili male otpornosti. Ukoliko treba izvršiti SET ili RESET operaciju, potrebno je izabrati odgovarajući izvor signala [18].



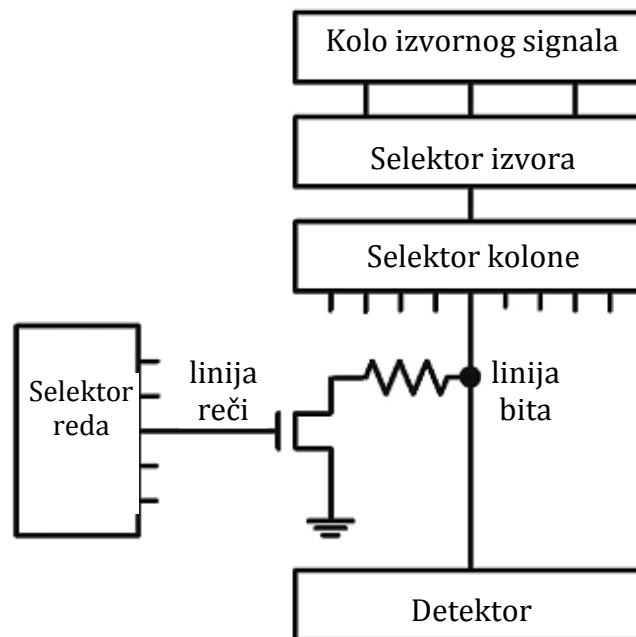
a)





c)

Slika 3.12. Različite konfiguracije memorijske matrice [34]



Slika 3.13. Periferno kolo fazno promenljive ćelije

3.2 Fazno promenljivi materijali

Skoro svaki materijal, uključujući metale, poluprovodnike i izolatore može postojati i u amorfnom i u kristalnom stanju. Međutim, da bi materijal bio pogodan za korišćenje u fazno promenljivim memorijama, potrebno je da poseduje određene karakteristike kao što su velika razlika u otpornosti između amornog i kristalnog stanja, mogućnost brzog i uzastopnog prebacivanja iz jednog stanja u drugo, mogućnost veoma brze kristalizacije i velika mogućnost skaliranja, do strukturne veličine od samo nekoliko nanometara. Materijali koji poseduju ovu jedinstvenu kombinaciju osobina nazivaju se fazno promenljivi materijali. Prvi materijali za koje je ustanovljeno da poseduju ova svojstva bila su halkogena jedinjenja. 1986. godine S. Ovšinski je prvi uočio reverzibilnu elektronsku promenu između stanja visoke otpornosti i stanja sa niske otpornosti u $\text{Ge}_{10}\text{Si}_{12}\text{Te}_{48}\text{As}_{30}$ [16]. Samo tri godine nakon ovog značajnog otkrića, otkrivena je veoma brza, reverzibilna fazna promena izazvana primenom lasera u $\text{Ge}_{15}\text{Sb}_2\text{Te}_{81}\text{S}_2$ jedinjenju

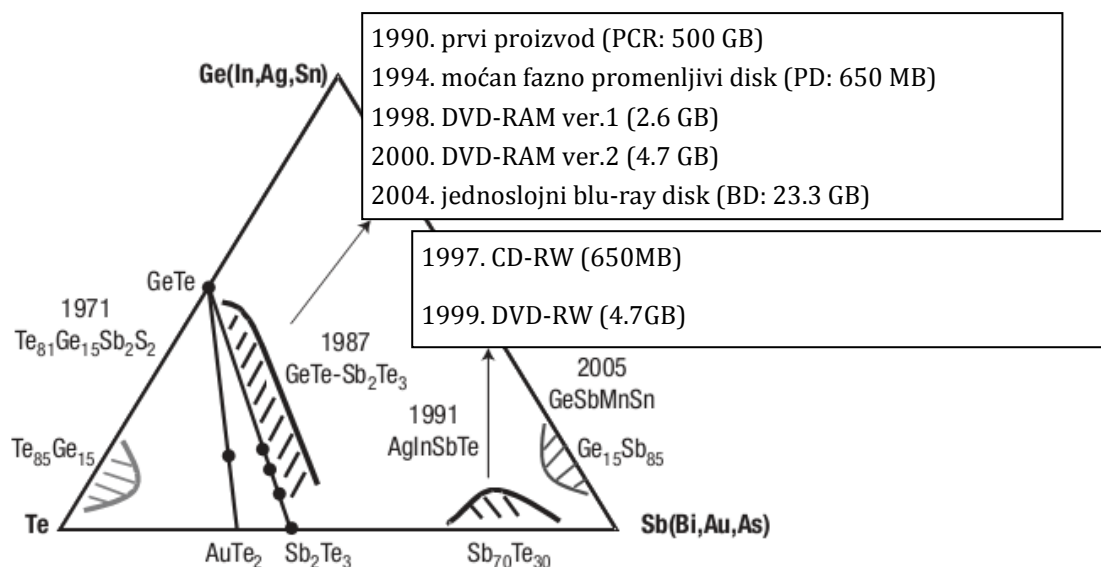
[35]. Ova pionirska otkrića pokrenula su istraživanja vezana za novu tehnologiju postojanih memorija zasnovanu na halkogenidima. Glavni zadatak istraživača bio je da klasifikuju materijale koji su pogodni za ovu primenu. IBM-ovi istraživači klasifikovali su binarno jedinjenje GeTe kao fazno promenljivi materijal 1986. godine, tvrdeći da GeTe poseduje veliki kontrast u otpornosti sa veoma brzom kristalizacijom koja omogućava nanosekundske fazne prelaze [36].

Najpoznatiji fazno promenljivi materijali mogu se naći u ternarnom Ge:Sb:Te dijagramu (slika 3.14) i klasifikovani su u tri familije. Prva familija je predstavljena pseudo binarnom linijom između GeTe i Sb_2Te_3 uključujući GeTe, $Ge_2Sb_2Te_5$ i $Ge_1Sb_2Te_4$. Ovu familiju FPM identifikovala je grupa N. Jamade. Jedinjenja iz ove grupe poseduju kombinaciju brze promene stanja i veliki kontrast osobina [37]. Antimon-telur jedinjenja, $Sb_{70}Te_{30}$, dopirana srebrom i indiumom čine drugu familiju fazno promenljivih materijala [38]. Najpoznatiji kandidat iz ove familije je AgInSbTe-AIST [39]. Modifikacijom antimona kao što je $Ge_{15}Sb_{85}$ formira se treća familija i zanimljiva je iz razloga što ova jedinjenja ne sadrže halkogene elemente [40].

Materijali odabrani za fazno promenljive memorije moraju imati visoku temperaturu kristalizacije kako bi bili stabilni u amorfnoj fazi 10 godina na radnoj temperaturi od 85°C do 150°C. Sa druge strane, kada je potrebno prebacivanje iz kristalnog stanja tokom operacije upisa, potrebno je da ono traje što kraće, odnosno vreme prebacivanja treba da se meri nano sekundama [13,32].

3.2.1 Kristalna struktura

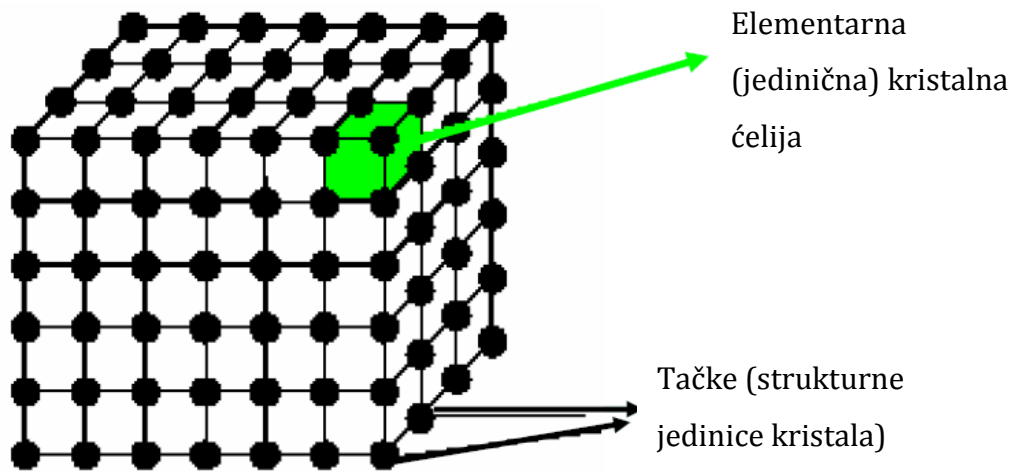
Kristalni materijali odlikuju se pravilnom strukturom i rasporedom atoma u prostoru po određenom poretku. Atomi su tako raspoređeni da formiraju uređene skupove koji formiraju prostornu kristalnu rešetku. Njih karakterišu različite osobine u različitim pravcima (ova osobina se naziva anizotropnost) i imaju oštro izraženu temperaturu topljenja.



Slika 3.14. Ternarni Ge:Sb:Te dijagramu koji prikazuje različita fazno promenljiva jedinjenja, godinu njihovog otkrića i njihovu primenu u optičkim uređajima [32]

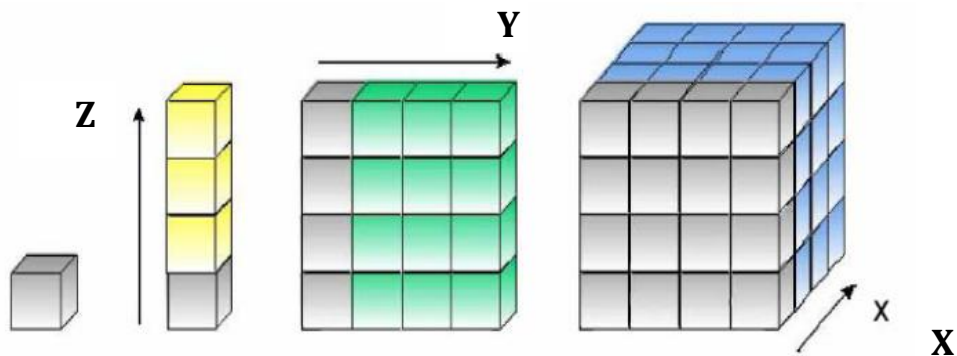
Kod kristalnih materijala atomi su raspoređeni u ponavljajućem periodičnom nizu duž velikih atomskih rastojanja, tj. postoji *dalje uređenje*, tako da nakon očvršćavanja atomi zauzimaju pozicije po ponavljajućem trodimenzionalnom obracu, pri čemu je svaki atom povezan sa svojim najbližim susedom. Ponavljajući trodimenzionalni obrazac predstavlja trodimenzionalno poređane strukturne jedinice (atome).

Neka svojstva čvrstih kristalnih materijala zavise od kristalne strukture materijala. Kristalna struktura predstavlja stvaran poredak atoma u prostornoj rešetki. Jedinična ili elementarna ćelija je najmanji deo prostorne rešetke koji ponavljen u tri dimenzije daje celu prostornu rešetku (slika 3.15). Elementarna ćelija sadrži najmanji moguć broj strukturnih jedinica [41].



Slika 3.15. Kristalna rešetka i elementarna ćelija

Slaganjem elementarnih ćelija gradi se kristalni materijal (slika 3.16.a), b), c) i d).

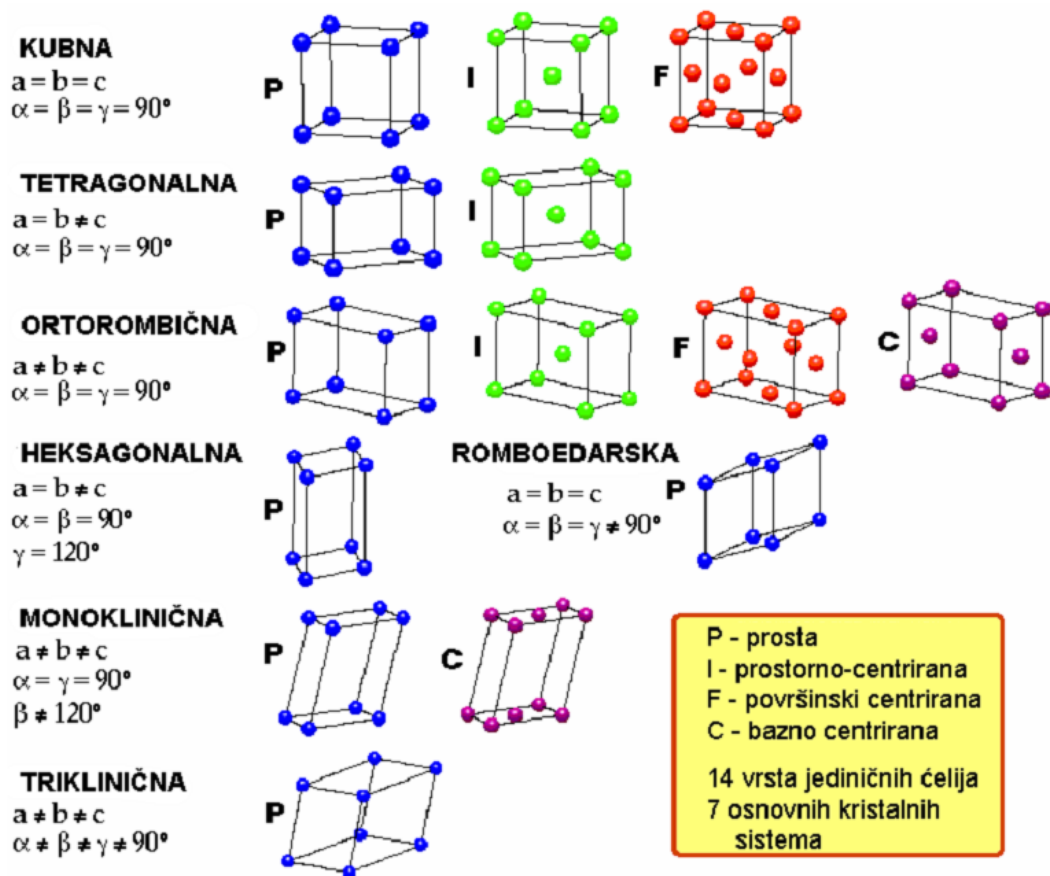


Slika 3.16. Formiranje kristalne strukture iz elementarnih ćelija a) elementarna ćelija, b) ponavljanje duž z ose, c) ponavljanje duž y ose, i d) ponavljanje duž x ose

Kako bi se lakše opisala kristalna struktura koristi se model atomskih čvrstih sfera. U ovom modelu, strukturne jedinice (atomi) se predstavljaju kao čvrste lopte koje imaju unapred definisane prečnike, a sfere predstavljaju najbliže susedne atome koji se međusobno dodiruju.

Kristalni sastav se opisuje sa: kristalografskim osama (x, y, z), parametrima rešetke (a, b, c) i uglovima između kristalografskih osa (α , β , γ), pri čemu dužine i uglovi predstavljaju konstante kristalne ćelije, odnosno parametre kristalne rešetke.

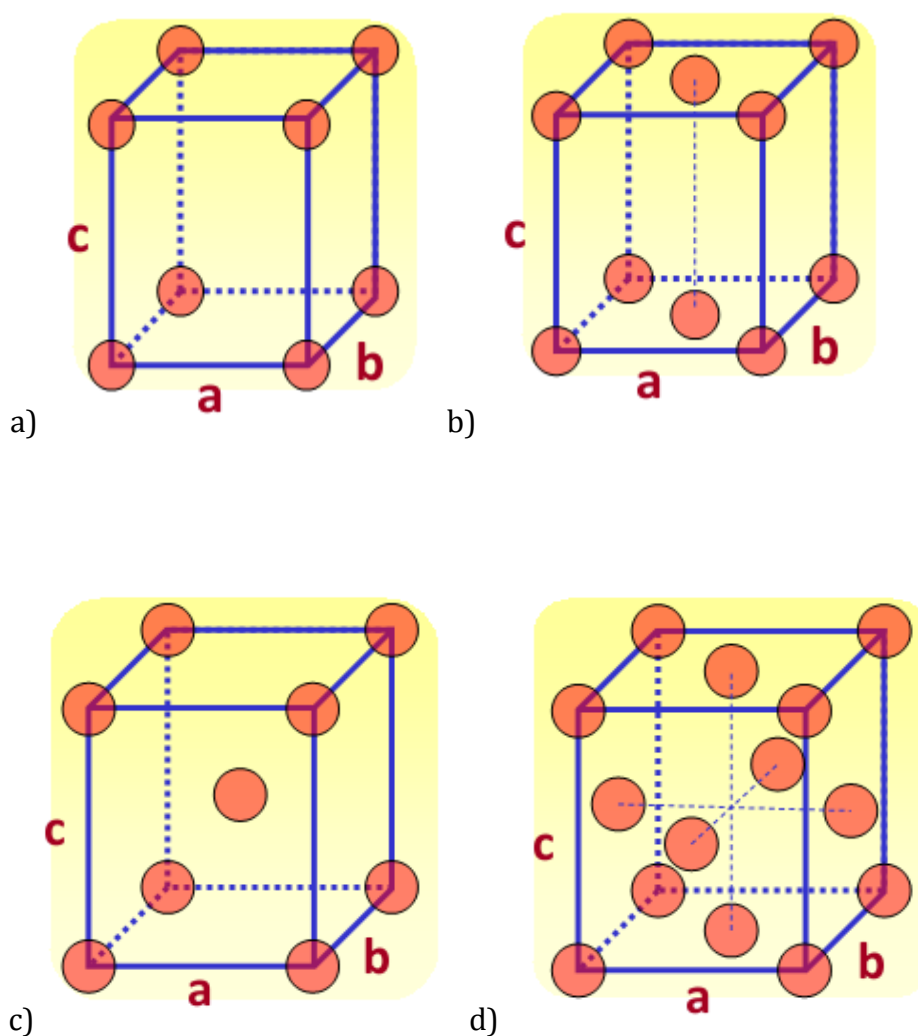
Prema odnosu parametara a, b, c i uglova α , β , γ sve kristalne strukture se mogu prikazati u 14 vrsta jediničnih ćelija razvrstanih u 7 osnovnih kristalnih sistema (slika 3.17) [41].



Slika 3.17. Podela kristalnih rešetki po kristalnim sistemima [41]

Prosta, bazno, prostorno i površinski centrirana struktura prikazana je na slici 3.17. Kod proste strukture u svakom čvoru elementarne ćelije nalazi se jedan atom koji je zajednički za svih 8 susjednih ćelija, što znači da elementarnoj ćeliji pripada po 1 atom ($8 \cdot 1/8 = 1$). Kod bazno centrirane strukture elementarna ćelija ima po jedan atom u svakom čvoru i još po jedan u sredini donje i gornje osnove, dakle, na

svaku elementarnu ćeliju dolazi 2 atoma ($8 \cdot 1/8 + 2 \cdot 1/2 = 2$). Prostorno centrirana struktura ima po jedan atom u čvorovima elementarne ćelije i jedan atom u njenom središtu, što znači 2 atoma po elementarnoj ćeliji ($8 \cdot 1/8 + 1 = 2$). Površinski centrirana struktura ima po jedan atom u svakom čvoru i po jedan atom na sredini svake stranice, znači 4 atoma po elementarnoj ćeliji ($8 \cdot 1/8 + 6 \cdot 1/2 = 4$).



Slika 3.17. Kristalne strukture a) prosta, b) bazno centrirana, c) prostorno centrirana, i d) površinski centrirana [41].

Prostorno centrirana kubna struktura

Elementarna ćelija prostorno centrirane kubne strukture ima atome locirane u svih osam temena i jedan atom u centru kocke tj. preseku dijagonala kocke. Na slici 3.18. prikazan je skup sfera koje definišu ovu kristalnu strukturu.

Atomi u temenima ostvaruju kontakt duž dijagonale kocke. Karakterističan odnos dimenzija ćelije, a , i radijusa atoma R je:

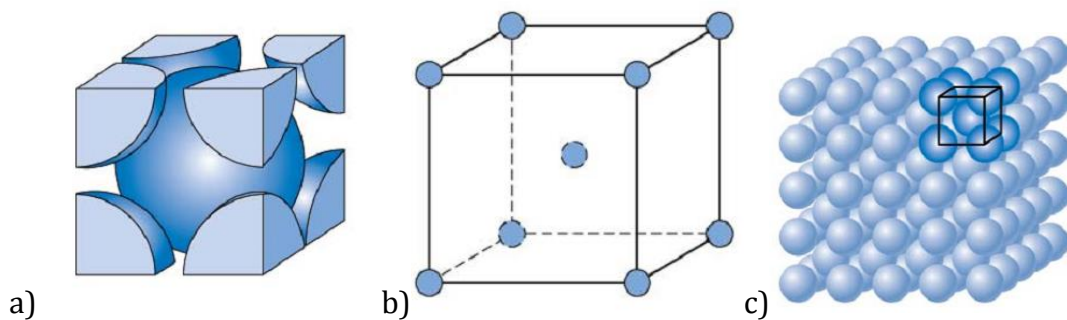
$$a = \frac{4R}{\sqrt{3}} \quad (3.1)$$

Svako teme rešetke sadrži atom koji je podeljen između osam jediničnih ćelija, dok je atom u centru sastavni deo samo jedne ćelije. Dakle, uvek su dva atoma pridružena svakoj elementarnoj ćeliji ($1+1\cdot1/8=2$). *Koordinacioni broj* kristalne strukture predstavlja broj bliskih suseda ili dodirujućih atoma. Koordinacioni broj za ovu kristalnu strukturu je 8, jer svaki atom u centru ima kao bliske susede svojih 8 ugaonih atoma.

Atomsko pakovanje (eng. *Atomic Packing Factor, APF*) predstavlja sumu zapremine sfera svih atoma u okviru jedinične ćelije podeljen zapreminom jenične ćelije, odnosno:

$$APF = \frac{\text{Zapremina sfera svih atoma u okviru jedinične ćelije}}{\text{zapremina jedinične ćelije}} \quad (3.2)$$

Faktor atomskog pakovanja za ovu strukturu iznosi 0,68, i predstavlja najveći mogući broj kod pakovanja sfera pri čemu sve sfere imaju isti prečnik.



Slika 3.8. Šematski prikaz prostorno centrirane kristalne rešetke a) prikaz atomski čvrstih sfera, b) redukovani prikaz rešetke, c) prikaz u celini

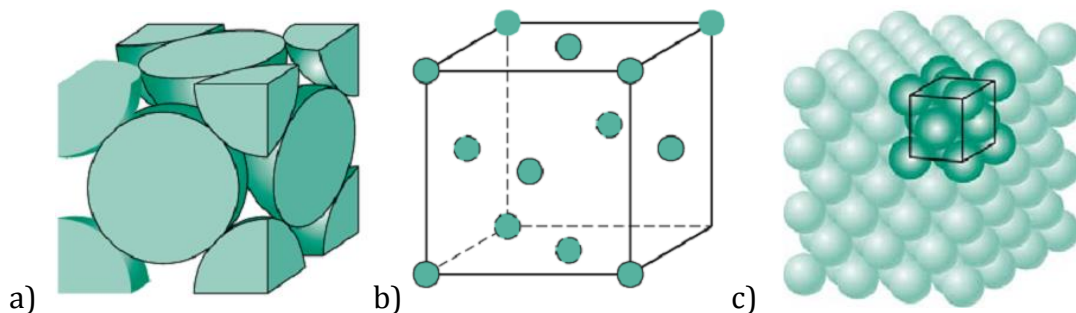
Površinski centrirana kubna struktura

U ovoj strukturi atomi su raspoređeni u svakom temenu kocke, kao i svakom preseku dijagonala svih stranica kocke (slika 3.19). Sfere, odnosno atomi koji se nalaze u temenima se međusobno dodiruju preko sfera na dijagonalama strana. Odnos između ivica kocke, a , i atomskog radijusa, R iznosi:

$$a = 2R\sqrt{2} \quad (3.3)$$

Svako teme rešetke sadrži atom koji je podeljen između osam jediničnih ćelija, dok je stranični atom podeljen samo između dve jedinične ćelije. Stoga, osmina svakog atoma na temenima i jedna polovina svakog od šest atoma sa 6 stranica kocke ili ukupno četiri cela atoma se mogu povezati sa datom jediničnom ćelijom.

Kod površinski centrirane kubne rešetke koorinacioni broj je 12, dok je faktor atomskog pakovanja 0,74.



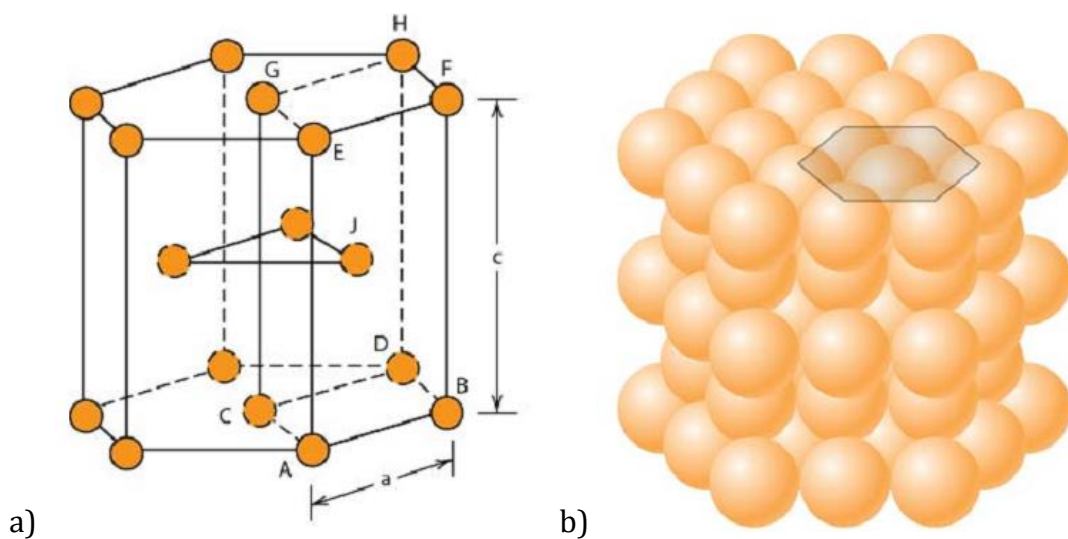
Slika 3.19. Šematski prikaz površinski centrirane kristalne rešetke a) prikaz atomski čvrstih sfera, b) redukovani prikaz rešetke, c) prikaz u celini

Heksagonalno gusto pakovana kristalna struktura

Kod heksagonalno gusto pakovane kristalne strukture, jedinične ćelije na gornjoj i donjoj bazi se satoje od 6 atoma koji formiraju pravilan hesagon i okružuju jedan atom koji se nalazi u centru baze (slika 3.20). Druga dodatna ravan koja obezbeđuje tri dodatna atoma jediničnoj ćeliji, smeštena je između gornje i donje baze. Atomi u srednjoj ravni imaju kao najbliže susede atome u obe baze.

Po elementarnoj ćeliji postoji 6 atoma: jedna šestina od 12 atoma iz baze, jedna polovina svakog od atoma koji se nalazi u centru baze i sva 3 atoma koja se nalaze u središnjoj ravni. Sa a i c je predstavljena je duža, odnosno kraća dimenzija ove jedinične ćelije, odnos c/a je 1,633, međutim, za neke materijale ovaj odnos odstupa od ove idealne vrednosti.

Koordinacioni broj za heksagonalno gusto pakovane kristalne strukture iznosi 12, dok je faktor pakovanja ove strukture 0,74, kao i kod površinski centrirane kubne strukture.

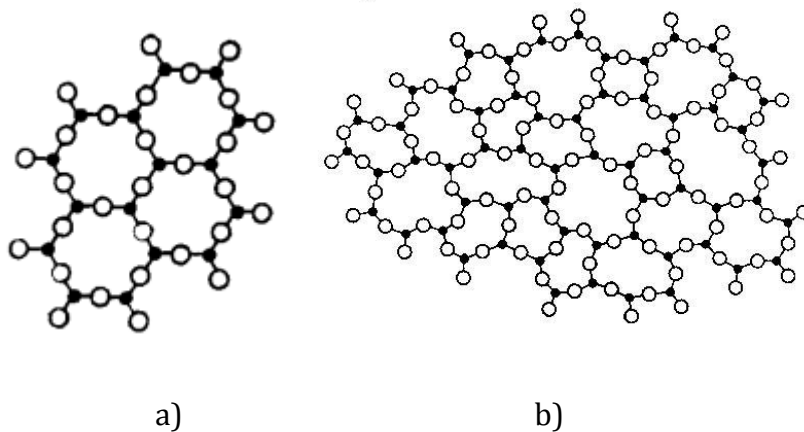


Slika 3.20. Šematski prikaz heksagonalne gusto pakovane strukture
a) redukovani prikaz rešetke (a i c na slici predstavljaju kraću i dužu ivicu, respektivno), i b) prikaz u celini

3.2.2 Amorfna struktura

Amorfni materijali poseduju bliže uređenje, čija prva koordinaciona sfera ima strukturu blisku onoj u monokristalu odgovarajućeg sastava, druge se već nešto više razlikuju dok dalje koordinacione sfere praktično ne postoje u amorfni materijalima. Na slici 3.21. prikazani su dvodimenzionalni modeli kristalnog i amornog materijala. Kako amorfni materijali ne poseduju dalje uređenje, nemaju ni pravilan geometrijski oblik, niti određenu temperaturu topljenja. Amorfni materijali su izotropni, tj. imaju iste fizičke i hemijske osobine u svim pravcima.

Naglim očvršćavanjem iz tečne faze mogu nastati amorfne strukture nekih čvrstih materijala, sa zamrznutim rasporedom atoma iz tečnog stanja, stoga se ovi materijali nazivaju i *prehlađene tečnosti*.



Slika 3.21. Dvodimenzionalni šematski prikaz strukture a) kristalne i b) amorfne

Uzimajući u obzir karakteristike potencijalne energije nosilaca naelektrisanja, postoje 2 vrste amorfni materijala: sa i bez slučajnog polja. Kod amorfni materijala sa slučajnim poljem, srednje rastojanje između defekata je dosta veće od prečnika njihovog dejstva i elektron u svakom trenutku efektivno interaguje sa samo jednim, najbližim defektom, dok kod amorfni materijala sa slučajnim poljem srednje rastojanje između defekata je dosta manje od prečnika njihovog dejstva pa elektron interaguje istovremeno sa nekoliko strukturnih defekata [42].

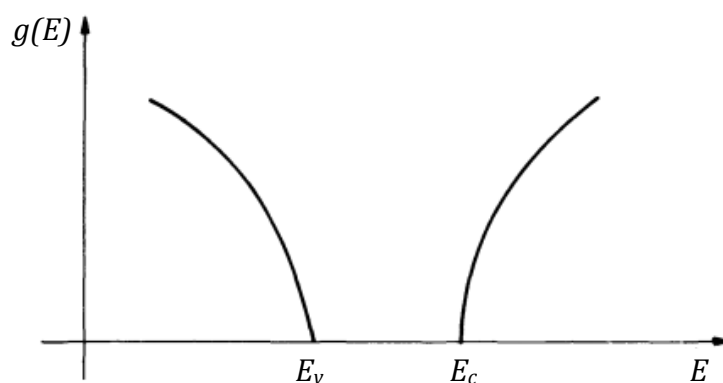
Kod amorfni materijala može se definisati *dozvoljena zona* kao oblast energije u kojoj je gustina stanja različita od nule i neprekidna, dok je je *zabranjena zona* (ili zabranjena zona pokretljivosti) oblast energije u kojoj je gustina stanja ili jednaka nuli, ili različita od nule samo u pojedinim tačkama koje predstavljaju diskretne energetske nivoe, tj. lokalizovana elektronska stanja.

Amorfni materijali bez slučajnog polja imaće strukturu analognu onoj kod kristalnih materijala, tj. sa zabranjenom zonom bez diskretnih lokalizovanih nivoe u njoj. Energetski spektar elektrona u makroskopskom neperiodičnom potencijalu ima kontinualno dozvoljene oblasti, a zavisno od odnosa između parametara sistema

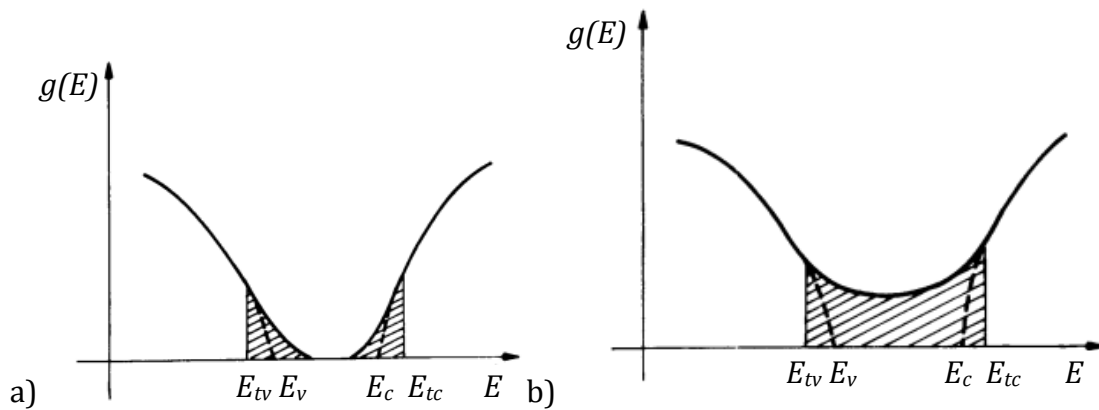
ima i zabranjenje oblasti. Na slici 3.22. šematski je prikazana gustina energetskih stanja ovakvog amornog materijala. Ukoliko Fermijev nivo padne u neku od zabranjenih oblasti, sistem će biti izolator ili provodnik. Talasne funkcije elektrona ovih materijala su predstavljene u obliku linearnih kombinacija atomskih orbitala, usled čega će amorfni materijali imati znatno manje širine dozvoljenih zona i znatno manju pokretljivost od odgovarajućih kristalnih formi.

U grupu materijala bez slučajnog polja spadaju oni sa kovaltnim vezama, a bez veće koncentracije defekata, zbog kratkodometnih interakcija elektrona sa atomima.

Amorfni materijali sa slučajnim poljem imaju pored dozvoljenih energetskih zona sa neprekidnom gustinom stanja i zabranjene zone u kojima će postojati diskretni energetski nivoi, odnosno lokalizovana stanja. Ova lokalizovana stanja obrazuju krajeve zona (slika 3.23), koje se u nekim slučajevima mogu međusobno preklapati tako da u celom intervalu energetskog procepa postoje diskretni energetski nivoi lokalizovanih stanja. Energije E_v i E_c odgovaraju krajevima zona u kristalnom materijalu, dok E_{tv} i E_{tc} odgovaraju granicama između delokalizovanih i lokalizovanih stanja.



Slika 3.22. Gustina energetskih stanja amornog materijala bez slučajnog polja



Slika 3.23. Gustina energetske stanja amorfno materijala sa slučajnim poljem a) bez preklapanja, i b) sa preklapanjem repova lokalizovanih stanja [42]

Ako Fermijev nivo leži visoko u provodnoj zoni, materijal će se ponašati kao provodnik, a neperiodični potencijal (sa ili bez slučajnog polja) predstavljaće uzrok rasejanja nosilaca. Kada se Fermijev nivo nalazi unutar zabranjene zone, specifična električna provodnost predstavlja superpoziciju nekoliko eksponencijalnih članova, oblika:

$$\sigma = \sum_i A_i e^{-\frac{W_i}{kT}}, \quad (3.2)$$

gde su A_i - temperaturski slabo promenljiva veličina, W_i -energija aktivacije nosilaca. Ovaj izraz ima sličnu formu kao i u slučaju primesnog kristalnog poluprovodnika, i posledica je promene koncentracije nosilaca sa temperaturom usled različitih mehanizama aktivacije nosilaca.

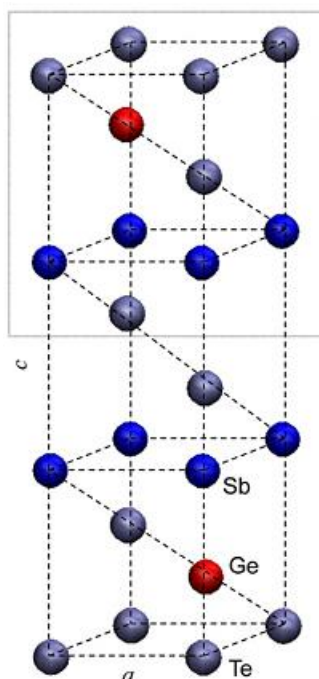
3.2.3 Krstalna struktura fazno promenljivih materijala

Halogeni materijali kao što je $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ su intenzivno proučavani i teoretski i eksperimentalno kako bi se što bolje razumela priroda njihove strukture, termalnih i elektronskih osobina. Eksperimenti sa difrakcijom X zraka (eng. *X-Ray Diffraction, XRD*) su obezbedili parametre za heksagonalni i kubični $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$

(GST) [43]. Iako je heksagonalna struktura stabilna, metastabilna kubična struktura ima glavnu primenu u memorijskim uređajima [43].

Heksagonalna struktura

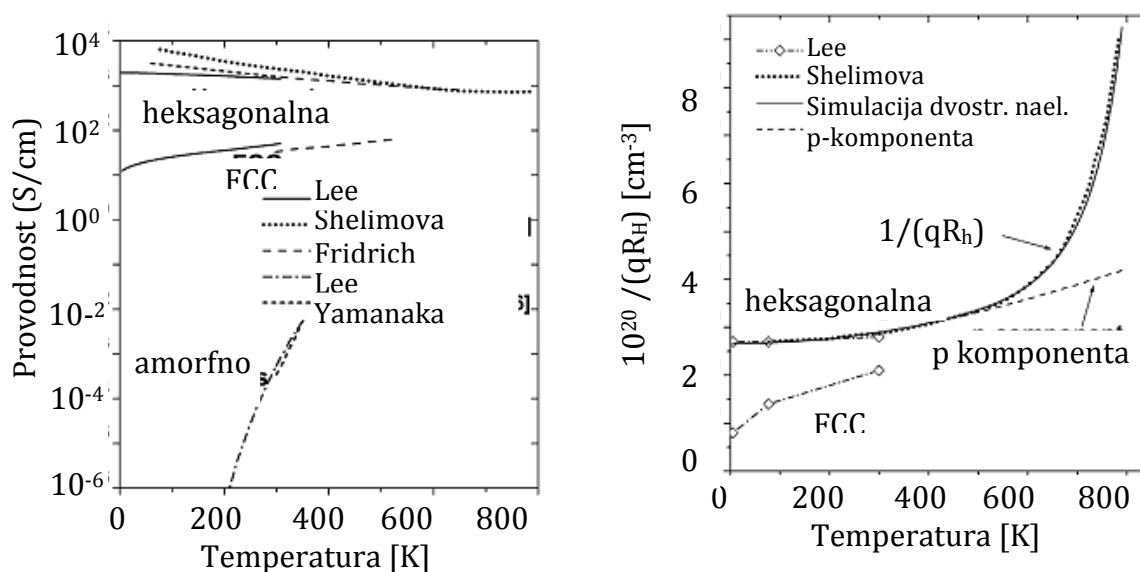
Iako heksagonalna struktura GST-a (slika 3.24) nije tehnološki zanimljiva sa aspekta fazno promenljivih memorija, ona je stabilna faza koja se može proizvesti i u zapreminskoj (eng. *bulk*) formi i u formi tankog filma što je jako korisno za različite vrste fundamentalnih eksperimenata. Još 1970. više Ge-Sb-Te zapreminskih jedinjenja je ispitivano Holovim eksperimentima u kojima je dobijeno da su ova jedinjenja p-tipa i da poseduju veoma velike koncentracije šupljina od preko 10^{20} cm^{-3} [13]. Za heksagonalni $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ u formi tankog filma dobijena je koncentracija šupljina od $\sim 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, a pokretljivost $\sim 30 \text{ cm}^2/\text{V-s}$ [44], dok je za zapreminsku formu $\sim 50 \text{ cm}^2/\text{V-s}$ [19] na sobnoj temperaturi. Pokretljivost zavisi od mikrostrukture i uslova pripreme jer je limitirana rasejavanjem. P-tip je konzistentan sa postojanjem velikog broja Ge i/ili Sb vakancija u kristalnoj strukturi [19].



Slika 3.24. Heksagonalna struktura GST-a. Eksperimentalno dobijene vrednosti za parametre a i c su $4,22 \text{ \AA}$ i $17,18 \text{ \AA}$, respektivno [43]

Na slici 3.25. prikazani su rezultati provodnosti i merenja Holovog efekta pri različitim temperaturama.

Kako se očekuje da je na sobnoj temperature ili nižoj, doprinos elektrona zanemarljiv, veličina $1/(qR_H)$ predstavlja koncentraciju šupljina, a σR_H predstavlja Holovu pokretljivost. Na slici 3.25. se može primetiti da čak i na temperaturi ~ 5 K, provodnost ostaje veoma velika usled velike koncentracije šupljina (preko 10^{20} cm^{-3}), tj. ne postoji zamrzavanje nosilaca. Ovi rezultati ukazuju na to da Fermijev nivo leži unutar valentne zone. U suprotnom, uzimajući u obzir Fermi-Dirakovu raspodelu, na temperaturama bliskim 0 K ne bi bilo skoro uopšte slobodnih nosilaca naelektrisanja. Iz ovoga je zaključeno da heksagonalni $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ predstavlja degenerisani poluprovodnik sa uskim procepom, gde se Fermijev nivo nalazi unutar valentne zone [19]. Zbog velike koncentracije vakancija u kristalnoj strukturi mora postojati zona defekata u blizini valentne zone koja se može peklapati ili izobličiti granicu valentne zone [19].

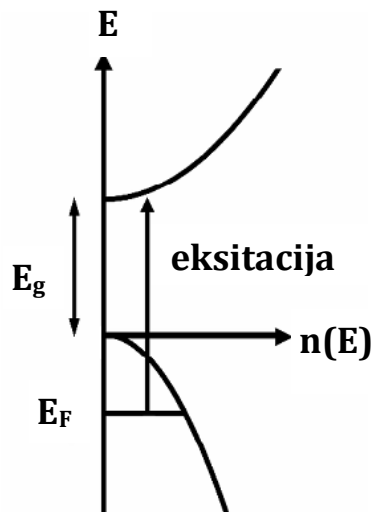


Slika 3.25. Temperaturska zavisnost a) provodnosti i b) $1/(qR_H)$ u GST materijalu [44]

Fermi-Dirakova statistika pokazuje da ukoliko je Fermijev nivo relativno duboko u valentnoj zoni, povećanje temperature će izazvati samo malo povećanje

koncentracije većinskih nosilaca naelektrisanja, što se i vidi na slici 3.23(b) za temperature ispod 200 K.

Sa grafika na slici 3.25.a) vidi se heksagonalna struktura postaje malo provodnija pri nižim temepaturama, što se može pripisati povećanju pokretljivosti usled manjeg skretanja fonona. Pri velikim temperaturama, iznad ~ 500 K, $1/(qR_H)$ naglo počinje da raste. Ova pojava se objašnjava doprinosom elektrona, jer ukoliko je temperatura veoma visoka ona može eksitovati elektrone u provodnu zonu. Eksperimentalni rezultati na slici 3.25. fitovani su jednostavnim proračunima koji pretpostavljaju parabolične zone [44]: analiza dvostrukih nosilaca naelektrisanja daje zadovoljavajući model fitovanja (na slici 3.25. označeno kao *simulacija dvostrukog naelektrisanja*). Kriva označena kao *p-komponenta* prikazuje izračunatu vrednost koncentracije šupljina i vidi se da je ona gotovo identična sa $1/(qR_H)$ na niskim temperaturama, a značajno različita pri višim temeperaturama. Pokretljivost šupljina treba dobiti iz izmerene provodnosti i ove *p-komponente*, u suprotnom bi izgledalo da se pokretljivost smanjuje kako temperatura raste fizički nerealnom brzinom.



Slika3.26. Energetski dijagram GST materijala

Površinski-centrirana kubična struktura $Ge_2Sb_2Te_5$

Površinski centrirana kubična struktura je p-tipa sa koncentracijom šupljina od $\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ i pokretljivošću $\sim 1 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ na sobnoj temperaturi [44], koja dosta zavisi od načina pripreme. Obe vrednosti su manje od odgovarajućih u heksagonalnoj strukturi, što objašnjava povećanje provodnosti pri prelazu iz površinski-centrirane kubične strukture u heksagonalnu. Na slici 3.25. vidi se da koncentracija šupljina ostaje velika ($\sim 8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) i pri temperaturi $\sim 5 \text{ K}$. Velika koncentracija slobodnih nosilaca i odsustvo zamrzavanja nosilaca su karakteristike degenerisanih poluprovodnika, što znači da Fermijev nivo površinski centrirane kubične strukture mora biti unutar valentne zone (slika 3.26). Takođe je potrebno istaći da je ova struktura jako degenerisana. Usled postojanja velikog broja vakancija, pretpostavljeno je postojanje zamki za nosioce naelektrisanja koje se nalaze u blizini vrha valentne zone [19], koje u slučaju dovoljno velike koncentracije mogu proizvesti degenerisanu zonu.

Međutim, u ispitivanjima spektra valentne zove Ge-Sb-Te jedinjenja [19] dobijeno je da se Fermijev nivo površinski centrirane strukture $Ge_2Sb_2Te_5$ nalazi $\sim 0,15 \text{ eV}$ iznad vrha valentne zone. Ovakav nedegradirani model predložen je i u [45] i zasnovan je na uočenoj temperaturskoj zavisnosti provodnosti pri temperaturama bliskim sobnoj temperaturi sa aktivacionom energijom od $\sim 0,15 \text{ eV}$. U ovom modelu je pretpostavljen idealni nedegradirani poluprovodnik kod koga je Fermijev nivo $\sim 0,15 \text{ eV}$ iznad vrha valentne zone, sa efektivnom masom šupljina bliskoj masi mirovanja, a koncentracijom šupljina od samo $10^{16} \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Kako bi ovo bilo konzistentno sa izmerenom provodnošću, potrebna je nerealno velika pokretljivost od $10^3 \sim 10^4 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. Povećanje provodnosti sa temperaturom se takođe može pripisati povećanju koncentracije nosilaca u degenerisanom poluprovodniku zajedno sa subtilnom promenom provodnosti. Stoga deluje da model degenerisanog poluprovodnika, iako nije još potpuno potvrđen, pruža bolje objašnjenje električnih osobina površinski centrirane strukture.

Struktura kamene soli

Za ternarna jedinjenja ($\text{Ge}_1\text{Sb}_2\text{Te}_4$ ili $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$) nije uočena struktura kamene soli kao stanje u zapreminskim uzorcima, već samo kao metastabilno stanje u tankim filmovima.

Struktura kristalnog stanja $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ materijala koja dosta podseća strukturi kamene soli, NaCl tip, (eng. *rocksalt structure*) prikazana je na slici 3.27. Te atomi prikazani su svetlo plavom bojom i zauzimaju jedno mesto u rešetci, dok su Ge i Sb atomi, označeni ljubičastom bojom, nasumično raspoređeni na drugim mestima kristalne rešetke. Potoji par značajnih odstupanja ove strukture od prave strukture kamene soli. U materijalima kao što su $\text{Ge}_1\text{Sb}_2\text{Te}_4$ ili $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ postoji značajan broj vakancija [3,33] što je i šematski prikazano na slici 3.27. Dok su kod $\text{Ge}_1\text{Sb}_2\text{Te}_4$ sva Te mesta popunjena, postoji čak 25% vakancija na Ge/Sb mestima, U $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ procenat vakancija iznosi oko 20. Uloga ovih vakancija na stabilnost strukture i karakteristike jedinjenja još uvek nije potpuno razjašnjena. Pored velikog broja vakancija, proučavane sisteme karakterišu i izmeštanja i deformiteti izazvani što statistički što temperaturni. EXAFS (eng. *Extended X-ray Absorption Fine Structure*) eksperimentima potvrđeno je postojanje izraženih deformiteta. Ovi eksperimenti otkrili su veliku razliku u bližem uređenju između amorfne i kristalne strukture kao i to da spektar kristalne strukture na sobnoj temperaturi karakterišu izraženi deformiteti [3].

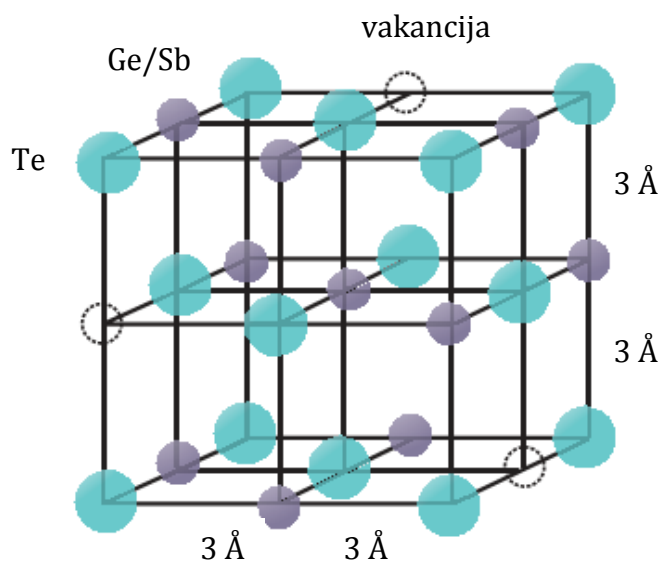
Jednostavna kubična struktura

Kristalna struktura $\text{Ge}_4\text{Te}_{60}\text{Sn}_{11}\text{Au}_{25}$ predstavlja jednostavnu kubičnu strukturu i prikazana je na slici 3.28. [33]. U ovom slučaju, atomi statistički zauzimaju mesta unutar rešetke. Ne postoje dokazi lokalnih deformiteta.

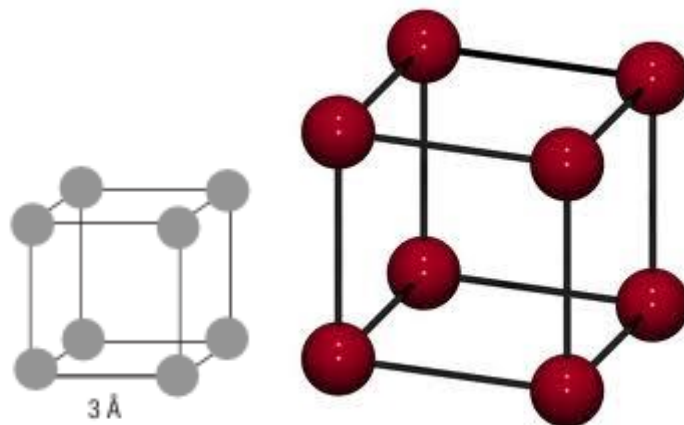
Rombična struktura kristalne rešetke

Treća klasa materijala koja uključuje i $\text{Ag}_5\text{In}_5\text{Sb}_{60}\text{Te}_{30}$ (AIST) jedinjenje pokazuje blago deformisanu kubičnu strukturu. Ova struktura je prikazana na slici 3.29. Za

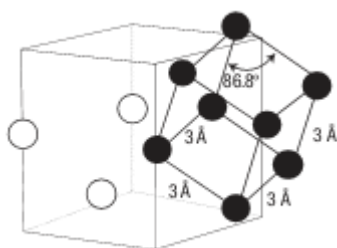
ovu klasu je bitno istaći da ova faza pokazuje velika atomska izmeštanja pri visokim temperaturama kada struktura postaje skoro idealno kubična [33].



Slika 3.27. Struktura kamene soli $Ge_2Sb_2Te_5$ sa vakancijama



Slika 3.28. Jednostavna kubična struktura kristalne rešetke ($Ge_4Te_{60}Sn_{11}Au_{25}$)



Slika 3.29. Rombična struktura kristalne rešetke ($Ag_5In_5Sb_{60}Te_{30}$)

3.2.4 Amorfna struktura fazno promenljivih materijala

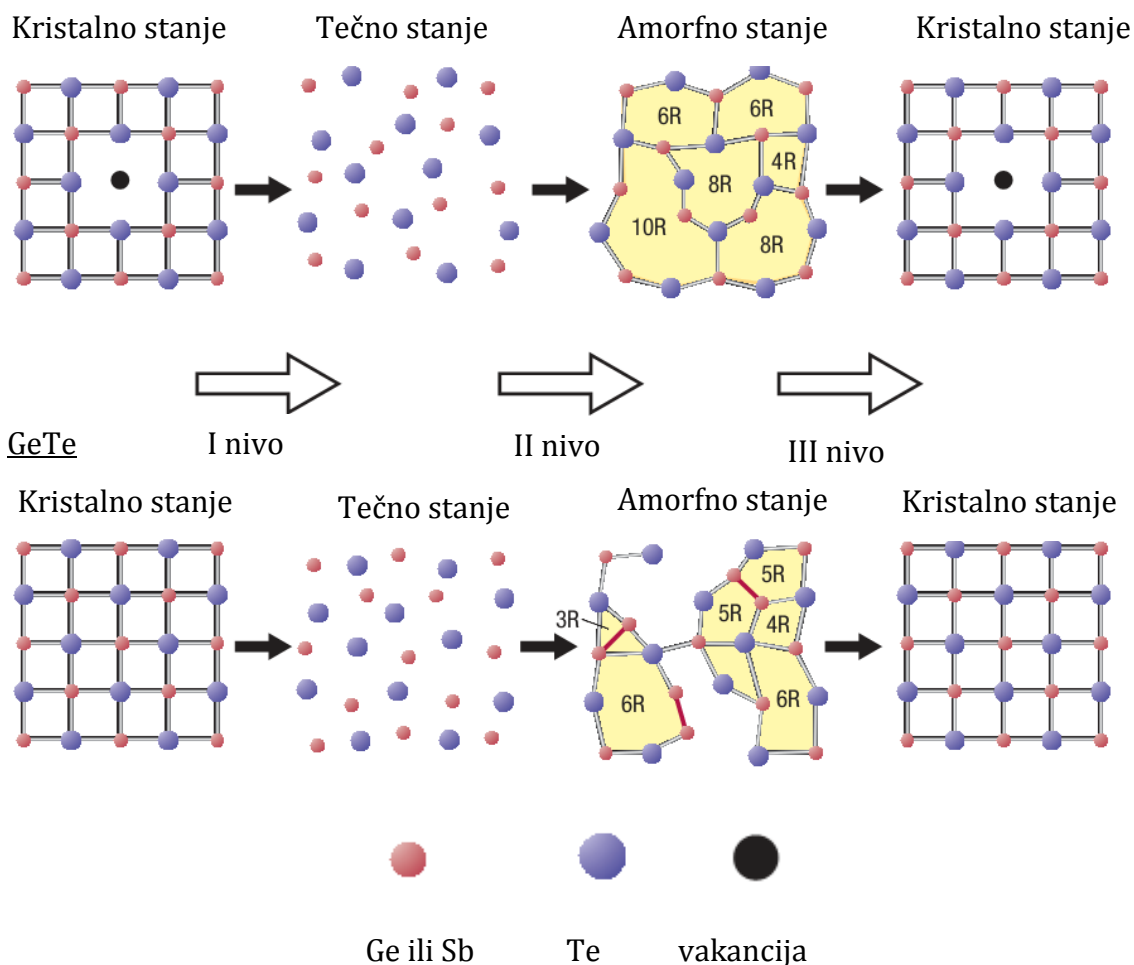
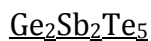
Pokazano je da je za upoznavanje sa strukturom amornog stanja potrebno dobro poznavanje mehanizama vezivanja unutar čvrstih struktura, iako eksperimentalni rezultati pokazuju da se lokalni atomski poredak u amornom i kristalnom stanju znatno razlikuje [46]. EXAFS spektar amornog stanja se može objasniti pretpostavljanjem tetraedarskog poretka Ge atoma, pri čemu isti atomi imaju oktaedarski poredak u kristalnom stanju. Kolobov [46] je za prelaze između amornih i kristalnih stanja uveo termin "*umbrella flip*", usled prebacivanja Ge atoma iz oktaedarske pozicije u tetraedarsku prilikom promene faze iz kristalne u amornu u GeTe i GST materijalu, a veliku brzinu kristalizacije pripisao je sličnostima u atomskom poretku [46]. Još jedna karakteristika fazno promenljivih materijala je velika promena zapremine strukture prilikom amorfizacije, za GeTe ova promena iznosi 5-10%, dok za ternarne GST iznosi 6-10% [46]. Povećanje zapremine se objašnjava time što tetraedarska struktura zahteva veću zapreminu od oktaedarske.

U teoretskim ispitivanjima $Ge_1Sb_2Te_4$, fazno promenljivom jedinjenju koje je najbližnje $Ge_2Sb_2Te_5$ sa aspekta strukture i osobina, ispitivani su različiti atomske uređenosti. U ovim proračunima nedvosmisleno je pokazano da su u $Ge_1Sb_2Te_4$ moguće različite uređenosti sa veoma sličnim energijama [33]. Strukturu sa najmanjom energijom koja dovodi do kubičnog kristalnog stanja karakteriše oktaedarski poredak sa izraženim lokalnim defektima. Drugi atomski poredak koji se razlikuje za samo 30 meV po atomu, je spinelna struktura. U ovoj strukturi svaki

atom Ge ima 4 Tesuseda (tetraedarska struktura), dok Sb i Te atomi imaju slične pozicije kao u strukturi kamene soli. Stoga, lokalni atomski poredak u amorfnoj strukturi može biti sličan spinelnoj strukturi.

Kasnija istraživanja su pokazala da tetraedarska raspodela Ge atoma, kao što je u spinelnoj strukturi, može dovesti do očiglednog povećanja veličine energetskog procepa u amorfnom stanju [33]. Postojanje različitih atomskih poredaka sa sličnim energijama je još jedan dokaz relativno kompleksne energetske slike, koncepta koji postaje sve značajniji prikom objašnjavanja osobina stakla. U isto vreme, proračuni su zasnovani na modelu koji koristi samo 64 atomske pozicije, pa nije najpogodniji za objašnjavanje nepostojanja dalje uređenosti koja karakteriše amorfno stanje.

Kohara [47] je za proučavanje amorfni stanja koristio difrakciju X zraka, i zaključio da amorfni $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ poseduje parno savijenu prstenastu strukturu, dok amorfni GeTe ima i parno i neparno numerisane prstenove. Ovo otkriće je šematski prikazano na slici 3.30. Neparno numerisani prstenovi su dokaz homopolarnih veza, kao što su veze u Ge-Ge, a parno numerisani prstenovi su u skladu sa velikom prednošću heteropolarnih veza i stoga u $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ nema Ge-Ge veza. Odgovarajući proračuni otkrili su da je na mikroskopskom nivou očuvano dosta tragova kristalne strukture u amorfnoj strukturi, kao što su parno numerisani prstenovi (2R,4R,6R, itd.) i ugao veze koji iznosi oko 90° , iako su ukupne korelacione funkcije amornog i kristalnog stanja dosta različite. Kohara je istakao da je sličnost između distribucije uglova veza i statistike prstenova između amornog i kristalnog GST-a njegova jedinstvena osobina i da su za veoma brzu kristalizaciju odgovorni 4R prstenovi u amorfnom stanju koji se mogu ponašati kao jezgra kristalizacije i prisustvo mnogih 4R i 6R prstenova koji omogućavaju da se fazna promena dešava sa manje kidanja veza i stvaranja novih [47].



Slika 3.30. Šematski prikaz moguće transformacije prstenaste strukture prilikom fazne promene kristal-tečnost-amorfno stanje i amorfno stanje-kristalno u $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ i GeTe . Crvene linije prikazuju Ge-Ge veze. I i II faza predstavljaju operaciju RESET, dok faza III predstavlja SET operaciju [47].

Tamna provodnost amornog $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ pokazuje termalnu aktivaciju. Aktivacione energije dobijene u objavljenim radovima variraju između 0,3 eV i 0,45 eV [13]. Ukoliko se uzme da se Fermijev nivo nalazi na sredini energetskog procepa, dobija se da je veličina energetskog procepa 0,6 ~ 0,9 eV. Aktivaciona energija se neznatno menja sa temperaturom: na tankom film je dobijena aktivaciona energija

od 0,41 eV na temperaturama od 270 do 350 K, i 0,35 eV na 140-230 K [13]. Ona takođe zavisi od primenjenog napona: 0,33 eV pri 0,4 V i 0,29 pri 1V [13].

Poznato je da je amorfno stanje $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ p-tipa, i očekuje se da poseduje repove zona koji nastaju usled lokalizovanih Te osamljenih (eng. lone) parova, i donor i akceptorskih energetskih nivoa nastalih usled defekata u Te-Te lanacu. Holova merenja amornog $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ su pokazala Holov efekat n-tipa, što ne mora obavezno da bude kontradiktorno rezultatima termoelektričnih merenja koja su pokazala da je ovo stanje p-tipa ukoliko se pretpostavi da ovo ukazuje na transport nosilaca termalno potpomognutim *preskakanjem*; u ovom slučaju je Holova pokretljivost dosta veća od provodne pokretljivosti, i relativno je temperaturno nezavisna. Izmerena Holova pokretljivost je $0,07 \text{ cm}^2/\text{V}$, dok se očekuje da je stvarna pokretljivost manja [13].

3.3 Fizika faznih prelaza

Iako su osobine fazno promenljivih materijala specifične, kinetika prelaza između amorfne i kristalne faze se može opisati pomoću već ustanovljenih modela koji se primenjuju kod drugih vrsta materijala [48].

Sila koja forsira kristalizaciju je Gibsova slobodna energija G :

$$G = U + pV - TS = H - TS, \quad (3.4)$$

gde je U unutrašnja energija, p pritisak, V zapremina, T temperatura, S entropija a H entalpija. Različita stanja fazno promenljivih materijala se mogu raspoznati po njihovoj Gibsovoj slobodnoj energiji G . Razlike u veličini G se mogu pripisati različitom lokalnom rasporedu atoma. Kristalno stanje koje je opisano najmanjom slobodnom energijom predstavlja stabilno stanje. Pored ovog stanja, postoje i metastabilna stanja amornih i kristalnih faza. Pregrupisanje atoma u

metastabilnom stanju kako bi se minimiziralo G zahteva raskidanje međuatomskih veza, što se može opisati granicom aktivacione energije koja sprečava spontanu kristalizaciju metastabilnog stanja. Na temperaturama iznad temperature topljenja, tečno stanje je energetski povoljnije, dok se pri temperaturama ispod temperature topljenja kristalizacija može opisati sa dva procesa: formiranje kristalizacionih klica (nukleacija) i rast kristalizacionih klica.

Kod fazno promenljivih materijala, brzina kristalizacije na ambijentalnim temperaturama treba da je zanemarljiva, dok pri višim temperaturama dobijenim elektronskom stimulacijom, brzina kristalizacije treba da bude jako velika [48].

3.3.1 Kristalizacija - formiranje kristalizacionih klica

Polazeći od amornog stanja, kristalizacioni proces započinje formiranjem kristalizacionih klica. Formiranjem klica smanjuje se Gibsova slobodna energija, G usled energetski povoljnijeg atomskog rasporeda unutar klice, dok nastajanje granične površine između klice kristala i amorfne okoline dovodi do povećanja G .

Energija potrebna za formiranje klice kristala se može sračunati za slučaj sferne klice, poluprečnika r . Zapremina ove klice će smanjiti G proporcionalno razlici ΔG_v molarne energije po zapremini, dok će površina ove klice povećati G srazmerno specifičnoj energiji interfejsa σ . Dakle, promena slobodne energije usled formiranja klice se može zapisati kao:

$$\Delta G_{klice} = \Delta G_v \cdot \frac{4}{3} \pi r^3 + \sigma \cdot 4 \pi r^2, \quad (3.5)$$

Ova formula ima maksimum

$$\Delta G_c = \frac{4}{3} \pi r_c^2 \sigma, \quad (3.6)$$

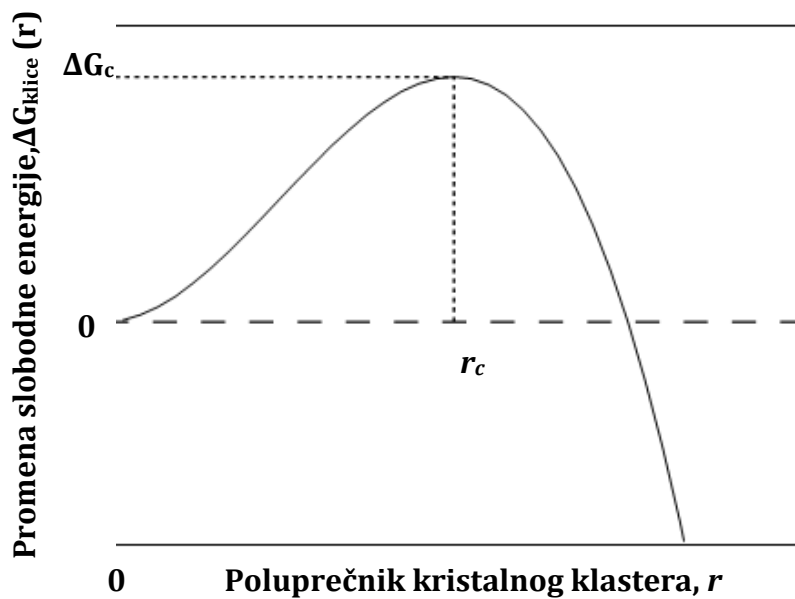
pri čemu je r_c kritičan radijus i iznosi:

$$r_c = \frac{-2\sigma}{\Delta G_v} \quad (3.7)$$

Klica koja ima poluprečnik manji od r_c je nestabilna, jer će se slobodna energija povećati ukoliko se doda atom klici. Kad poluprečnik klice dostigne vrednost r_c ona postaje stabilna (slika 3.31). Slobodna energija će se smanjivati kako se sledeći atomi budu dodavali klici. Ovo dovodi do energetski uzrokovanog rasta klice i dovodi do kristalizacije cele amorfne zapremine.

Verovatnoća proizvodnje kristalizacione klice zavisi od potrebne energije ΔG_{klice} i može se opisati Bolcmanovom raspodelom. Stoga broj klica čiji je poluprečnik veći od r_c , N_c , zavisi od broja mogućih centara nukleacije N_0 pomnoženog sa verovatnoćom, tj.

$$N_c = N_0 \cdot e^{-\Delta G_c / k_B T} \quad (3.8)$$



Slika 3.31 Promena slobodne energije usled formiranja klice. Kristalizacione klice su nestabilne za $r < r_c$, dok za $r > r_c$ rastu [19].

Formiranje kristalizacionih klica u amorfnoj zapremini se može opisati nukleacionim modelom Volmera i Vebera [48], dok se raspad klica može opisati

Bekerovim i Doringovim modelom [48]. Koristeći ove modele dobijena je brzina nukleacije I koja se odnosi samo na klice čiji je poluprečnik veći od r_c . Prema navedenim nukleacionim modelima, da bi se atom dodao klici on mora da prevaziće energetska barijeru koja iznosi U_i . Uvodeći ovu barijeru u izraz za energiju u jednačini (3.9), dobija se da je brzina nukleacije:

$$I = I_0 \cdot e^{-(\Delta G_c + U_i)/k_B T} \quad (3.9)$$

Koristeći odnos između viskoznosti, η , i energetske barijere U_i [49]:

$$\frac{1}{\eta} \propto e^{-U_i/k_B T} \quad (3.10)$$

brzina nukleacije se može napisati kao:

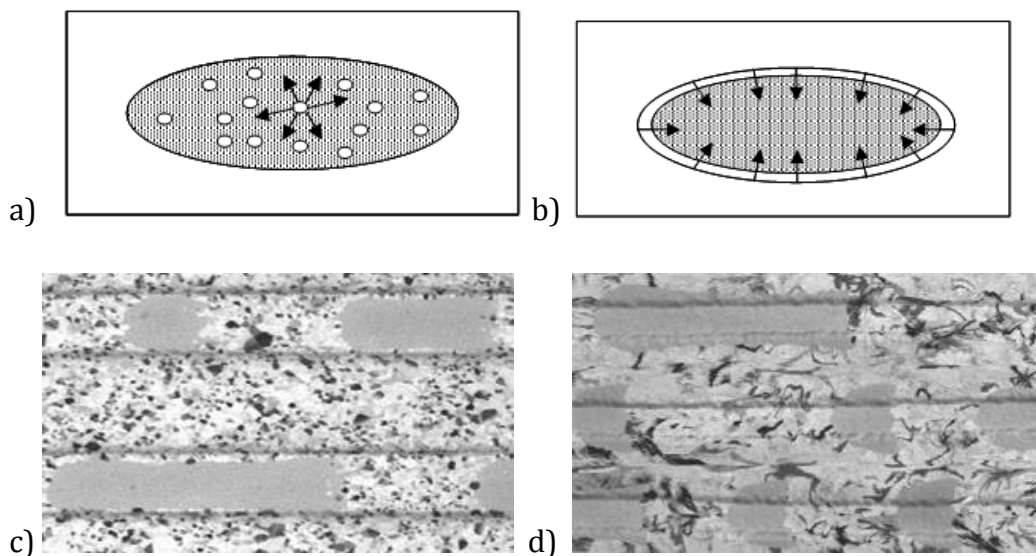
$$I \propto \frac{1}{\eta} e^{-\Delta G_c/k_B T} \quad (3.11)$$

Izraz (3.11) opisuje zavisnost brzine nukleacije od temperature, pokazujući da je nukleacija statistički proces kod koga se verovatnoća povećava pri povećanju temperature.

3.3.2 Kristalizacija - rast kristalizacionih klica

Nasuprot nukleaciji koja se dešava u celoj amorfnoj zapremini, rast kristalizacionih klica opisuje promene atomskih veza na interfejsu između postojećih amornih i kristalnih faza. Energija interfejsa U_i utiče na atome na razdvojnoj površini, menjajući njihove veze iz amornog lokalnog uređenja u kristalni obrazac, što smanjuje energiju celog materijala. Pri povećanju temperature, postoji povećanje verovatnoća za svaki atom da se prerasporedi u kristalni poredak sa susednim atomima, i smanjena verovatnoća da se vrati u energetski pogodnije stanje slobodnog atoma. Oduzimanjem ove dve verovatnoće i korišćenjem jednačine (3.11), brzina rasta kristalizacionih klica u se može napisati kao [49]:

$$u \propto \frac{1}{\eta} (1 - e^{\Delta G_c/k_B T}) \quad (3.12)$$

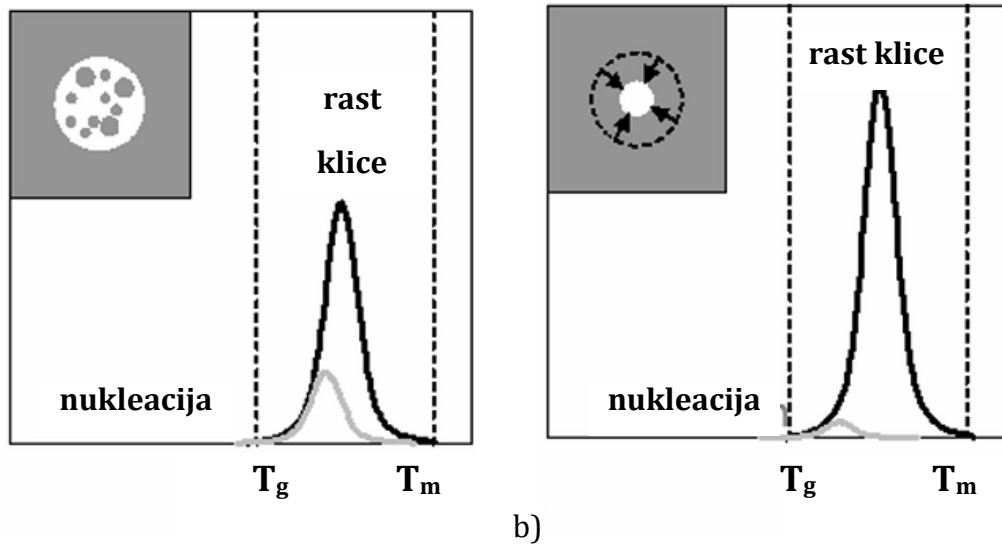


Slika 3.32. Šematski prikaz mehanizama kristalizacije: a) formiranje, i b) rast kristalizacionih klica. Kristalne klice se mogu pojaviti bilo gde u amorfnoj zapremini, mehanizam rasta opisuje atomsko pregrupisanje postojećih klica

Dok kristalizacija u potpuno amorfnim slojevima uvek započinje formiranjem kristalizacionih klica, u kristalnom sloju u kome postoje amorfne tačke, ovo nije slučaj. Za materijale čiji je sastav blizak $Sb_{69}Te_{31}$, verovatnoća za nukleaciju dosta je manja od verovatnoće za rast kristala (slika 3.33).

3.3.3 Amorfizacija

Kako bi se formiralo amorfno stanje u fazno promenljivom materijalu, materijal se mora zagrejati do temperature koja je viša od temperature topljenja. Od načina naknadnog hlađenja materijala zavisi vrsta solidifikacije materijala. Dovoljno brzim hlađenjem materijala izbeći će se prelaz u energetski povoljnije kristalno stanje i doći će do zamrzavanja tečnog stanja i očuvanja neuređenog atomskog poredka [48].



a)

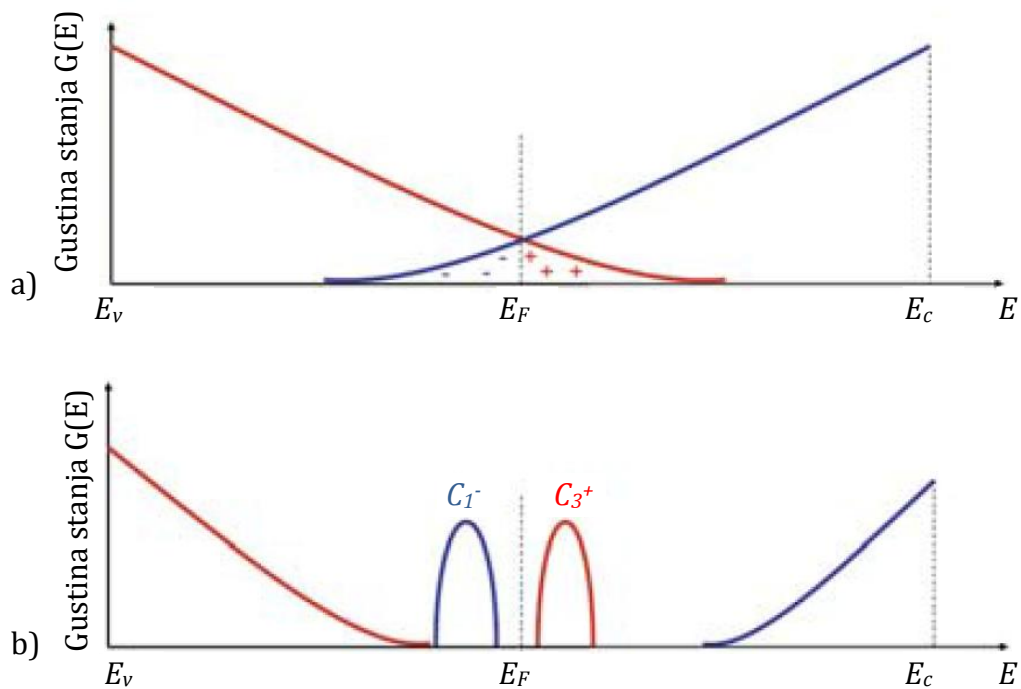
b)

Slika 3.33. Verovatnoća za nukleaciju i rast kao funkcija temperature i prikaz amorfnih tragova u kristalnom fazno promenljivom sloju. a) kristalizacija se odvija kroz dva procesa: nukleacije i rasta klice, b) kristalizacija se događa kroz rast kristala od amorfno-kristalne granične površine ka unutrašnjosti amorfne regije [19].

4. MEHANIZMI ELEKTRIČNOG PROVOĐENJA I PREKIDANJA U FAZNO PROMENLJIVIM MEMORIJAMA

4.1 Modelovanje nivoa defekata u amorfnom FPM-u

Postoje različiti modeli koji objašnjavaju defektne nivoe u amorfnim materijalima. Među najistaknutijim je Koen-Fritce-Ovšinski model (CFO) i model valentnih alternativnih parova (eng. *Valence-Alternation-Pair*, VAP). U oba modela, Fermijev nivo se nalazi na sredini energetske procepa (slika 4.1) [50,51].



Slika 4.1. Dva najistaknutija modela za amorfne fazno promenljive materijale.

a) CFO model-preklapajući krajevi valentne i provodne zone doprinose kompenzovanom lokalnom naelektrisanju, i b) VAP model-strukturni defekti u Te-Te lancu dovode do defetaka nazvanih C_3^+ i C_1^- , respektivno [38].

CFO model [50] zasnovan je na pretpostavci da većina atoma zadovoljava njihove valentne zahteve. Granica valentne zone E_v i granica provodne zone E_c oštro razdvajaju lokalizovana od nelokalizovanih stanja. Enegetska stanja unutar energetskog procepa $E_v < E < E_c$, su lokalizovana, dok su energestka stanja van procepa delokalizovana. Stoga se gustina stanja unutar procepa sastoje od krajeva valentne i provodne zone, koji se preklapaju u određenom opsegu. Ukoliko su prazni krajevi valentne zone popunjeni elektronom, oni povećavaju slučajnu raspodelu negativnog prostornog naelektrisanja. Fermijev nivo je fiksiran u centru energetskog procepa gde je totalna gustina stanja približno minimalna.

Nasuprot CFO modela, VAP model [51] pretpostavlja postojanje defekata koji su rezultat nad- i podkoordinacija, respektivno. Usled kovalentnih veza, halkogeni materijali ispoljavaju bivalentne veze označene kao C_2^0 centri, gde C označava halkogeni element (eng. *chalcogen*), u indeksu je dat broj kovalentnih veza, a u eksponentu-naelektrisanje. Očekivano postojanje jednodimenzionalnih Te-Te lanaca doprinosi velikoj koncentraciji elektrona, koji obično ne učestvuju u kovalentnim vezama, i nazivaju se osamljeni (*lone*) parovi. U amorfnim strukturama osamljeni parovi poseduju veliki spektar orijentacija što dovodi do raznovrsnih interakcija koje indukuju naglašenu širinu valentne zone. Prekidanje veza duž Te-Te lanca proizvodi tzv. parove sa izmenjenom valencom (tzv. VAP parovi): trostruke nadkoordinisane, pozitivne defekte C_3^+ negativno naelektrisane i jednostruke podkoordinisane defekte C_1^- . Donorski defekti C_3^+ , proizvode zonu defekata koja je energetski postavljena iznad Fermijevog nivoa, E_F . C_1^- defekti proizvode zonu akceptorskih stanja ispod Fermijevog nivoa. U [52] se velika koncentracija defekata u halkogenim materijalima dovodi u vezu sa postojanjem VAP parova. Dodavanje ili otpuštanje elektrona u C_3^+ ili C_1^- defektima dovodi do promene lokalnih veza. Ovo opuštanje rešetke na mestu defekata može smanjiti Kulonovu energiju E_{kul} za vrednost W dajući energiju korelacije E_{kor} :

$$E_{kor} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} - W \quad (4.1)$$

Defekti koji poseduju negativnu korelacionu energiju, kao što su VAP parovi, nazivaju se negativni U centri. Ovi negativni U centri prikovaće Fermijev nivo, odnosno Fermijev nivo će se veoma malo menjati sa promenom zauzetosti defektnih stanja. Međutim, ukoliko su defektna stanja okarakterisana kao pozitivni U centri, Fermijev nivo će jako zavisiti od zauzetosti zamki i stoga je očekivano da će se dosta pomerati pri variranju temperature ili koncentracije donora [38].

4.2 Mehanizmi električnog provođenja u amorfnom stanju fazno promenljive memorije

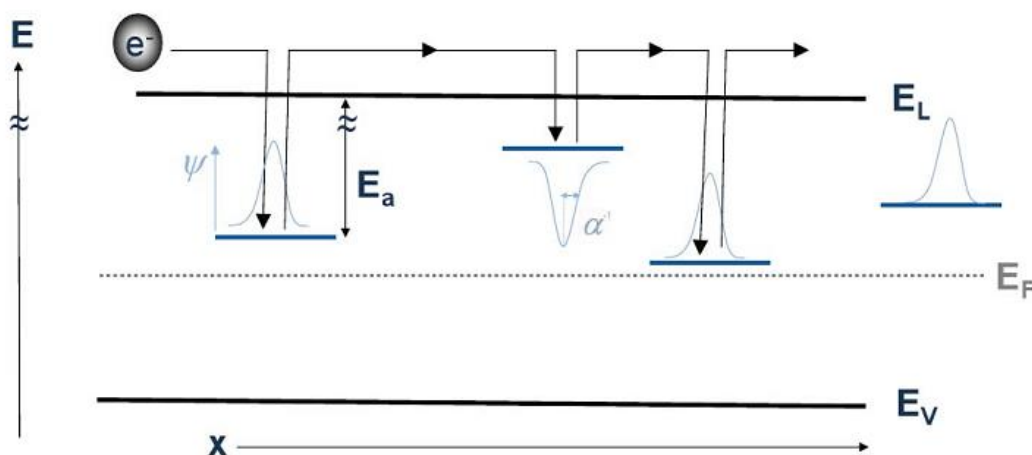
Postoje različiti transportni modeli koji opisuju transport nosilaca u amorfnim strukturama [38,48,53,54]. Većina ovih modela zasniva se na lokalizovanim defektnim stanjima unutar zabranjene zone. Usled nepostajanja daljeg uređenja u amorfnim strukturama, lokalizovane zamke su karakteristika amorfne strukture i imaju značajnu ulogu u elektronskom transportu.

4.2.1 Transportni model zasnovan na višestrukome zahvatu

Lokalizovane zamke imaju jak uticaj na transport nosilaca u neuređenim strukturama: pozicija Fermijevog nivoa je definisana postojanjem energetskih nivoa unutar zabranjene zone. Dalje, lokalizovana stanja imaju veliki uticaj na putanju elektronskog transporta u amorfnim strukturama. Da bi se opisao transport nosilaca u amorfnim sistemima, najveću važnost predstavlja energetski procep. Energetska stanja E koja se nalaze unutar ovog procepa, odnosno $E_v < E < E_c$ su lokalizovana, dok se za stanja koja se nalaze ispod granice valentne zone, E_v , ili iznad granice provodne zone, E_c , kaže se da su delokalizovana i ona formiraju valentnu i provodnu zonu, respektivno. U transportnom modelu zasnovanom na višestrukome zahvatu, slobodni nosioci dominiraju elektronskim transportom. U materijalima n-tipa, transport je zasnovan elektronima koji imaju energiju $E > E_c$, dok je transport nosilaca u materijalima p-tipa zasnovan na

šupljinama energija $E < E_v$. Kada se na uzorak primeni električni napon, slobodni nosioci naelektrisanja driftuju kroz uzorak i interaguju sa lokalizovanim zamkama. Prazne zamke zahvataju slobodne nosioce iz zone. Na slici 4.2. prikazan je primer procesa višestrukog zahvata slobodnog elektrona iz provodne zone. Dok se elektron nalazi u zamci, on je lokalizovan i stoga, ne doprinosi provodnosti sve dok se termalno ne pobudi do provodne zone. Dok driftuje u pravcu električnog polja, slobodni elektron može biti zahvaćen i otpušten iz zamke nekoliko puta. Ovaj proces višestrukih zahvata i otpuštanja usporava transport nosilaca, jer elektron ne doprinosi provodnosti dok je zahvaćen u zamci.

U sistemima u kojima se transport može opisati ovim modelom, provodnost opada sa povećanjem gustine zamki.



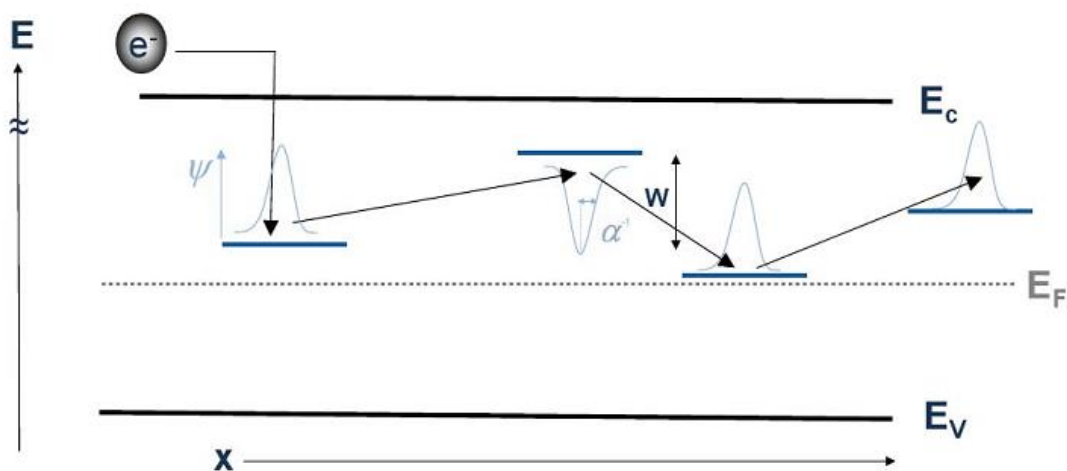
Slika 4.2. Transportni model zasnovan na višestrukom zahvatu: višestruki zahvati i otpuštanja nosilaca naelektrisanja ometaju transport nosilaca naelektrisanja [38].

4.2.2 Transportni model zasnovan na provođenju putem skoka

U neuređenim strukturama, moguć je i drugačiji mehanizam transporta. Umesto da se elektroni iz zamke termalno pobuđuju u provodnu zonu, oni se mogu tunelovati iz zamke, u zamku (slika 4.3). Provođenje ovakvim prelazima se naziva skokovitom (provođenje putem skoka). Ovakav transportni kanal naziva se i putanjom za provođenje preko skoka. Posebno se, pri niskim temperaturama, očekuje da je ovaj

transportni kanal dominantan, jer je aktivaciona energija za preskakanje W dosta manja od aktivacione energije za višestruku zahvat.

U slučaju kada je transport nosilaca kontrolisan procesom preskakanja, veliki broj zamki dovodi do povećanja provodnosti jer se povećava preklapanje talasnih funkcija između susednih zamki i povećava se verovatnoća da stanja dve susedne zamke imaju slične energije.



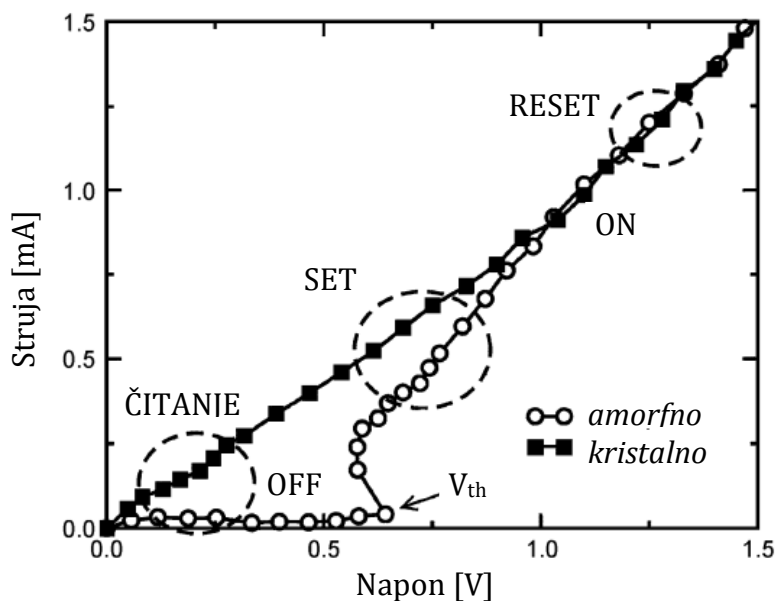
Slika 4.3. Transportni model zasnovan na preskakanju: nosioci nalektrisanja preskaču iz zamke u zamku [38].

Na osnovu ovih specifičnih transportnih modela, predloženi su numerički teoretski modeli koji objašnjavaju pražno prekidanje i otklon otpornosti u amornim materijalima.

4.3 Pražno prekidanje

I-V kriva za kristalno stanje FPM prikazana na slici 4.4. i pokazuje linearno povećanje struje sa povećanjem napona. Međutim, u amornom stanju, otpornost je

značajno nelinearna. Ispod određenog napona, nazvanog *naponom praga*, sistem je u stanju male provodnosti - amorfno OFF stanje, gde se provodnost povećava prvo linearno, zatim eksponencijalno i na kraju super-eksponencijalno sa povećanjem primenjenog napona [53]. Kada primenjen napon pređe kritičnu vrednost dolazi do opadanja otpornosti do par redova veličina. Ovo se naziva *pražno prekidanje napona* (ili samo *pražno prekidanje*) i prvi ga je uočio Ovšinski 1968. godine [16]. Ovo visoko provodno, ali i dalje amorfno stanje se naziva i amorfno ON stanje. U ON stanju, provodnost se povećava linearno sa povećanjem napona. Velika gustina struje koja je prisutna u amorfnom ON stanju ubrzava kristalizaciju amorfne strukture usled Džulovog zagrevanja. Ovo predstavlja promenu stanja memorije i treba ga razlikovati od pražnog prekidanja napona, koji predstavlja pojavu specifičnu za amorfno stanje i ne uključuje promenu faze [33].



Slika 4.4. Izmerene I-V krive za ćeliju FPM-a u SET stanju (prazni kružići) i RESET stanju (puni kvadrati). Kriva RESET stanja pokazuje efekat pražnog prekidanja pri naponu praga $V_{th} = 1,2V$ [32]

Pražno prekidanje predstavlja ključni efekat sa stanovišta primene, jer omogućava naglu promenu amorfne strukture u stanje velike provodnosti, omogućavajući da se struja potrebna za topljenje materijala dostigne sa samo nekoliko volti.

Naponski prag pruža kritične granice za sigurno čitanje ćelije, dok dinamika prekidanja određuje krajnju brzinu programiranja uređaja [55].

Postoje različiti modeli koji opisuju pražno prekidanje napona u amorfnim materijalima. Neki modeli su zasnovani na naglom povećanju provodnosti usled kinetike zamki, dok drugi predlažu povećanje pokretljivosti nosilaca naelektrisanja ili proizvodnju kristalizacionih klica uzrokovanu električnim poljem kao objašnjenje ovog efekta.

4.3.1 Model nukleacije izazvane poljem

Prema ovom modelu, jako električno polje indukuje lokalnu nukleaciju, koja dovodi do promene otpornosti. Kao termodinamički model, predviđa analitičku formulu za osobine pražnog prekidanja, uključujući karakteristične napone, vreme odlaganja i statistiku. Ovaj model razvili su Karpov i Nardone [56,57].

Prema ovom modelu, sistem ostaje u amorfnom OFF stanju visoke otpornosti dok kristalizacioni filament u jakom električnom polju ne poraste toliko da formira provodnu putanju između dve elektrode, što se naziva amorfnom ON stanje (slika 4.4).

Fazno promenljiva ćelija koja se sastoji od tankog fazno promenljivog filma, debljine l , koji se nalazi između dve elektrode, može se smatrati jednostavnim kondenzatorom. Pre pražnog prekidanja, smatra se da je fazno promenljivi film uniforman i potpuno amorfan. Pri ovakvoj aproksimaciji, napon V će odgovarati električnom polju $E_0 = V/l$. Jako električno polje indukuje lokalnu nukleaciju kristalne klice čija se otpornost razlikuje od okolnog amorfnog materijala. Pretpostavljeno je smanjenje slobodne energije sistema usled smanjenja elektrostatičke energije [57] u blizini kristalizacione klice:

$$W_E = -\frac{\Omega E_0^2 \varepsilon}{8\pi n}, \quad (4.2)$$

gde je ε dielektrična propustljivost amorfno materijala, Ω je zapremina kristalizacije klice, a E_0 električno polje daleko od klice. Depolarizacioni faktor n uračunava lokalne promene primenjenog polja usled geometrije klice.

Prekidanje zapravo počinje nukleacijom kristalnog filameta (cilindra), poluprečnika R i visine h , pri čemu je $h \gg R$.

Usled velike provodnosti kristalne strukture, dolazi do povećanja električnog polja u blizini oformljenog cilindra $E \sim (h/R)^2 E_0$. Ovo jako električno polje ubrzava nukleaciju daljih sferičnih klica što započinje proces rasta cilindra preko nukleacije sfera koje formiraju provodnu putanju unutar amorfne sredine (slika 4.5).

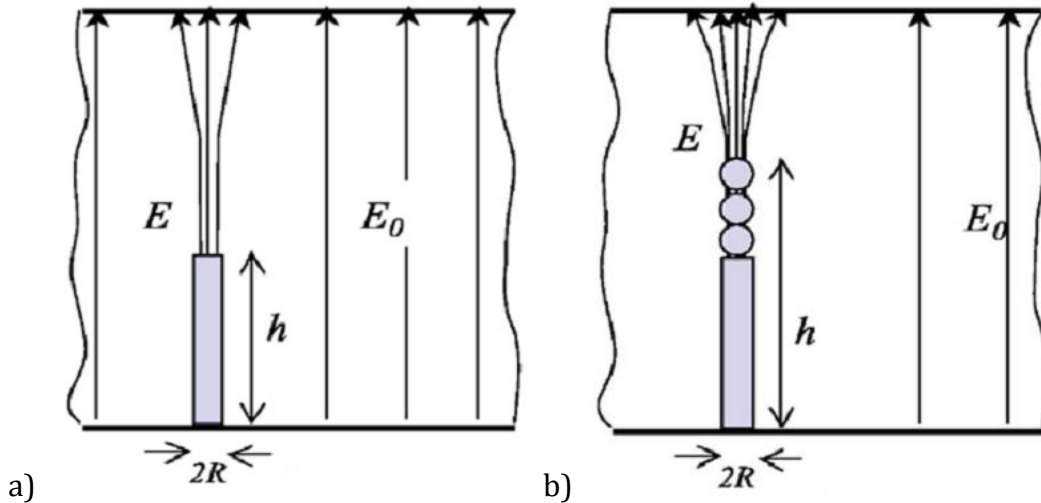
Usled manje otpornosti kristalizacije klice, pad napona na klici postaje manji, i stoga se jačina polja u ostatku amorfne zapremine povećava. Granična jačina polja, E_{th} koja je potrebna za rast klice do veličine provodnog filameta između elektroda je dat sa:

$$E_{th} = \frac{1}{\ln(\tau / \tau_0)} \frac{W_0}{k_B T} \sqrt{\gamma \frac{W_0}{\varepsilon}}, \quad (4.3)$$

gde je W_0 energija barijere pri nultom polju, a τ_0 karakteristično vreme vibracije. Geometrijske osobine kristalizacije klice i elektroda su sažeti u faktoru γ .

Čisto pražno prekidanje, bez fazne promene, objašnjava se subkritičnim radijusom kristalizacije klice, koja su samo stabilna u jakom električnom polju, ali se raspadaju kada se polje isključi ukoliko ne dostignu odgovarajuću, kritičnu veličinu [57]. Dakle, rast kristalizacionog filameta se zaustavlja ukoliko vreme primenljivanja jakog električnog polja nije bilo dovoljno dugo da se kristalizacije klice narastu do kritičnog radijusa. U ovom modelu je pretpostavljeno da je vreme potrebno za nukleaciju kristalnog filameta uzrok eksperimentalno primećenog vremena odlaganja pražnog prekidanja [58], odnosno vremena koje protekne od trenutka uvođenja granične jačine polja, do trenutka pražnog prekidanja. Procenjeno vreme odlaganja pražnog prekidanja je:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{W_0}{k_B T} \frac{E}{E_0}\right), \text{ kada je } E_a \gg E \quad (4.4)$$



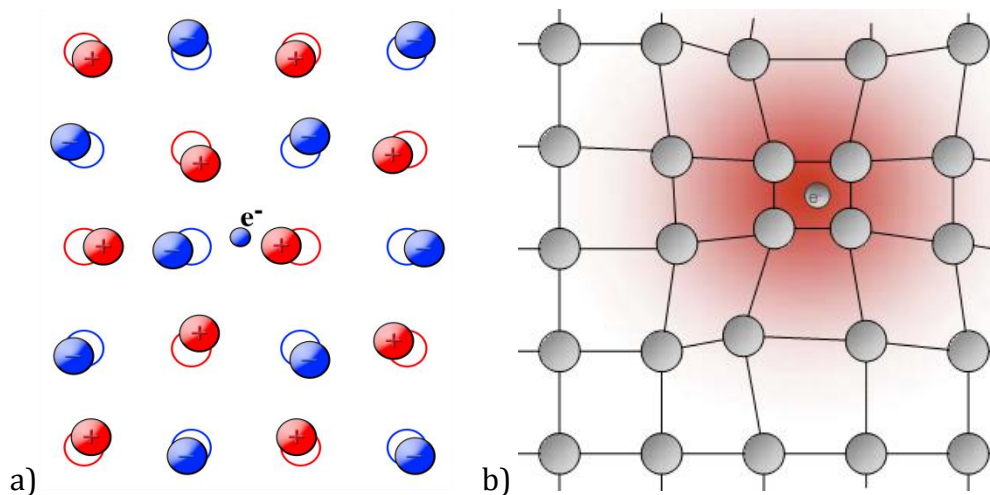
Slika 4.5. Karpov model nukleacije izazvane poljem. Kristalni filament počinje rast iz kristalizacione klice, a završava se formiranjem provodne putanje između obe elektrode: a) kristalizacioni cilindar, b) nukleacija kristalizacionih klica [38]

4.3.2 Model malog polarona

Model malog polarona povezuje nagli porast provodnosti sa povećanjem pokretljivosti nosilaca naelektrisanja. Polaron predstavlja kvazi česticu koja opisuje interakciju naelektrisane čestice pri prolasku kroz materiju. Naelektrisana čestica prolazeći kroz kristalnu rešetku dovodi do njene distorzije, ona privlači ili odbija susedne jone usled Kulonove sile (slika 4.6). Stoga, prilikom prolaska kroz dielektrik, naelektrisanu česticu prati oblak fonona. Ova polarizacija rešetke sprečava pomeranje nosilaca jer se ponaša kao potencijalni bunar, pa formiranje polarona smanjuje pokretljivost slobodnih nosilaca naelektrisanja. Postoje veliki i mali polaroni, zavisno od njihovog prostornog dometa u odnosu na dimenzije rešetke. Ukoliko je prostorni domet polarona veliki, njegova okolina se može tretirati kao sredina koja se može polarisati. U ovom slučaju, polaron se naziva *velikim*, odnosno Frolih polaron. Ukoliko naelektrisana čestica proizvodi

samoindukujuću polarizaciju koja je veličine parametara rešetke, polaron koji može nastati naziva se *malim*, odnosno *Holstajn* polaron. Veliki polaroni su vođeni interakcijama dalekog dometa, dok su mali polaroni vođeni interakcijama kratkog dometa [38].

Grupa David Emina merila je Holovu pokretljivost u halkogenom staklima kao što je AsTe i Sb₂Te₃ [59], dobijene vrednosti na sobnoj temperaturi su jako niske: $\mu_{Hall} \sim 0.1 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Pored toga, Holova pokretljivost u halkogenim legurama je neprirodno označena i pokazuje termalnu aktivaciju. Takođe, prijavljena je i veoma mala Holova pokretljivost od oko 0,07 – 0,1 cm²/Vs u amorfnom Ge₂Sb₂Te₅ [60]. Na osnovu ovakomale pokretljivosti, D. Emin predlaže mehanizam praznog prekidanja zasnovan na *malim polaronima* [61]. On tvrdi da je transport nosilaca u slabo provodnom amorfnom OFF stanju, vođen malim polaronima kao dominantnim nosiocima naelektrisanja. Glavni vid transporta predstavlja termalno potpomognuto preskakanje između orbitala osamljenih parova u halkogenim atomima kao što je Te. Pokretljivost preskakanja malih polarona je par redova veličina manje od tipične pokretljivosti slobodnih nosilaca naelektrisanja u običnom provodniku. U amorfnom OFF stanju, odnosno u slabom polju, struja u halkogenim staklima je vođena velikom gustinom slabo pokretljivih nosilaca, koji su predstavljeni malim polaronima. Nasuprot tome, nosioci naelektrisanja u metalnim elektrodama obično imaju jako veliku pokretljivost. Stabilan protok kroz električne kontakte dovodi do akumulacije malih polarona unutar amornog fazno promenljivog materijala. Što je jače primenjeno električno polje na elektrodama, to je veća gustina malih polarona u amorfnom sloju. U slučaju veoma velike gustine malih polarona, destruktivne interferencije između izmeštenih atoma i različitih polarona mogu raskinuti interakciju između fonona i naelektrisane čestice. Kvazi čestice koje se sastoje od naelektrisane čestice i njenih pratećih fonona biće destabilisane i pretvoriće se u konvencionalne nosioce naelektrisanja za koje je karakteristična velika pokretljivost i formiraće se amorfno ON stanje. U ovom modelu, vreme odlaganja se pripisuje vremenu koje je potrebno da se dostigne stabilno ON stanje. Dakle, fenomen praznog prekidanja je povezan sa drastičnom promenom pokretljivosti nosilaca naelektrisanja.



Slika 4.6. Šematski prikaz polarona-kvazi čestice koja opisuje interakciju naelektrisane čestice koja prolazi kroz dielektričnu sredinu, a) Polaron u kristalnoj rešetci, b) mali polaron

4.3.3 Model injekcije nosilaca

Prvi elektronski model predložili su Heniš et al. [62]. Predloženi model zasnovan je na rekombinaciji slobodnih nosilaca naelektrisanja u lokalizovanim stanjima u amorfnim strukturama.

Osnova modela injekcije nosilaca je postojanje pozitivno i negativno naelektrisanih zamki unutar zabranjene zone. Kada se dovede napon na elektrode, elektroni i šupljine se injektuju u fazno promenljivi material za katode i anode, respektivno. Ubačeni elektroni i šupljine se rekombinuju u zamkama neutrališući ih. Elektroni se najviše rekombinuju u blizini katode, dok se šupljine rekombinuju u zamkama u blizini anode, dovodeći do nelinearne distribucije prostornog naelektrisanja neutralizovanih zamki i pozitivno ili negativno naelektrisanih zamki, koje se naziva prostorno naelektrisanje.

Kada se primenjeni napon dodatno poveća, više elektrona i šupljina je injektovano u fazno promenljivi materijal. Kako su u blizinama elektroda, zamke popunjene,

povećava se slobodan put elektrona i šupljina i oni dublje prodiru u materijal, povećavajući oblast prostornog naelektrisanja. Pri dovoljno velikom naponu, ove oblasti će se preklopiti i u oblasti preklapanja neće biti prostornog naelektrisanja jer će sve zamke biti neutralisane, što će dovesti do velikog povećanja provodnosti unutar ove oblasti. Sa druge strane, napon u ovoj oblasti će opasti usled ostatka prostornog naelektrisanja u okolinu elektroda, dok će se na elektrodama povećati pad potencijala. Stoga, dolazi do povećanja injekcije elektrona i šupljina (pozitivna povratna sprege). Napon pri kome dolazi do preklapanja oblasti prostornog naelektrisanja se naziva pragom pražnih prekidanja. Usled pozitivne povratne sprege, prostorno naelektrisanje će biti neutralisano duž celog materijala, omogućavajući nosiocima da se jednostavno tuneluju u materijal gde su sve zamke popunjene pa je pokretljivost nosilaca velika.

4.3.4 Model generacije i rekombinacije nosilaca

Adler et al. [63] predložili su model koji je zasnovan na VAP defektima. Prema ovom modelu, elektroni i šupljine mogu biti zahvaćeni, otpušteni ili rekombinovani unutar ovih defekata sa različitim vremenskim konstantama. Proces otpuštanja (generacije) je zavistan od polja, dok rekombinacija i zahvat nosilaca zavise od statistike popunjenosti zamki [64].

Jednačine kontinuiteta za elektrone i šupljine uzimaju u obzir tri različita tipa defekata predloženih VAP modelom i mehanizam generacije, $g(E)$ koji se sastoji od termalne generacije G_{tm} i generacije koja zavisi od polja G_p i monotono raste sa povećanjem primenjenog električnog polja E i proporcionalna je broju nosilaca. Pojednostavljeno rešenje za jedan tip nosilaca je:

$$n = \frac{n_0}{1 - \tau_n g(E)} \quad (4.5)$$

gde je $\tau_n = \frac{2}{\beta_n N_t}$ i odnosi se na vremensku konstantu za zahvat, a N_t predstavlja broj zamki, dok je β_n brzina zahvata za elektrone. Član n_0 u jednačini (4.5) uzima u obzir termalnu generaciju iz zamki.

Provodnost dobijena iz (4.5) iznosi:

$$j = \frac{q\mu_e n_0}{1 - \tau_n g(E)} E \quad (4.6)$$

Vidi se da jednačina (4.6) divergira za $\tau_n g(E)=1$, što, dakle, predstavlja uslov za pražno prekidanje.

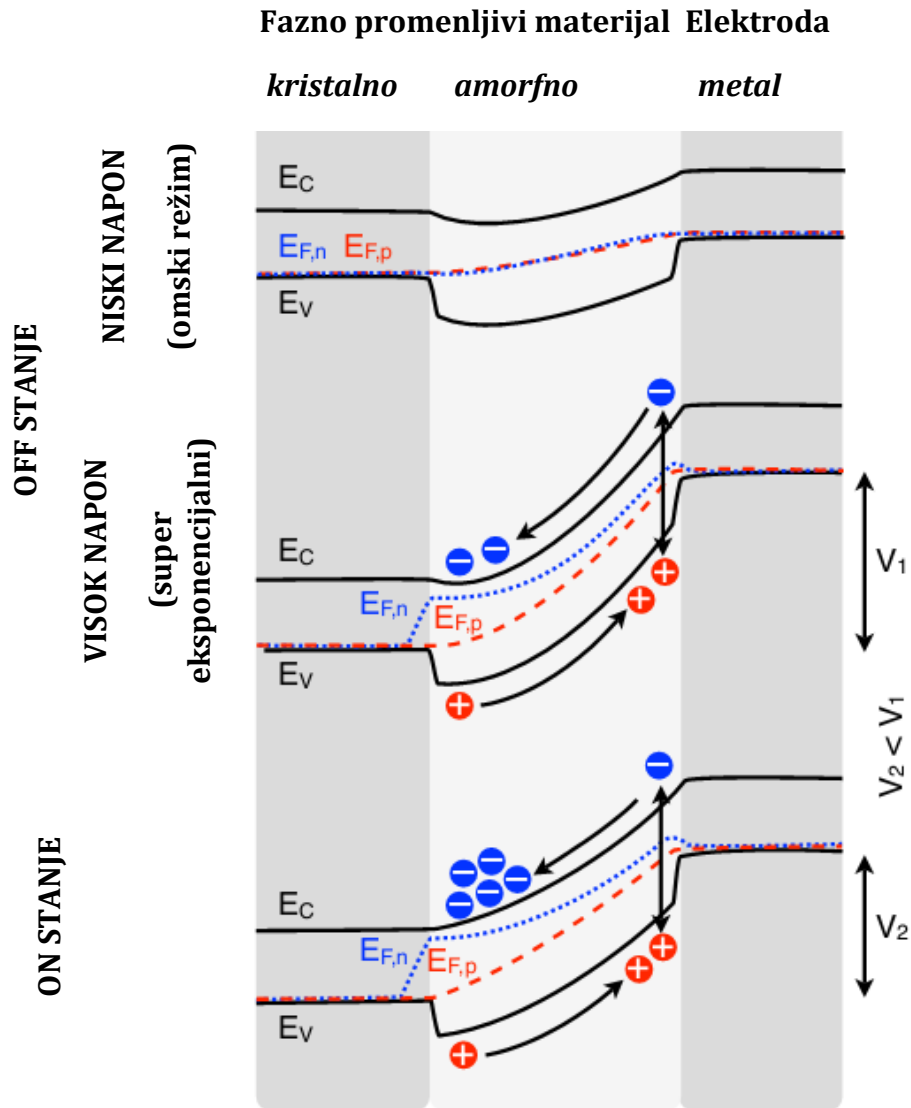
Jedini uslov koji se prema ovom modelu postavlja za mehanizam generacije je da se on monotono povećava sa poljem.

Jednačina (4.6) opisuje samo OFF stanje, dok ne može opisati ON stanje memorijske ćelije.

U OFF stanju, mala koncentracija nosilaca je generisana električnim poljem, dok je dominantni transport šupljina koje dolaze sa akceptorskog nivoa. Sa porastom napona na elektrodama (slika 4.7), mehanizmi proizvodnje povećavaju broj nosilaca, ali njihova rekombinacija u zamkama ih spečava da utiču na provodnost. Dalje povećanje jačine polja, dovodi do zasićenja zamki, usled smanjenja broja nepopunjenih zamki. Stoga, proces proizvodnje nosilaca postaje dominantan, a broj slobodnih nosilaca se eksponencijalno povećava, što dovodi do pražnog prekidanja.

Osnovna razlika ON i OFF stanja se primećuje u potpunosti zamki. U OFF stanju, stanja u blizini valentine zone su popunjena, dok su stanja u blizini provodne zone prazna. Kako se polje povećava, elektroni su eksitovani u stanja bliža provodnoj zoni, što je ekvivalentno pomeranju Fermijevog nivoa. U ON stanju, skoro sve zamke su popunjene i nosioci mogu slobodno da se kreću bez zahvata u zamkama.

Ovaj model je modifikovan od strane Pirovana et al. [54] i upoređene su numeričke simulacije sa eksperimentalnim rezultatima i dobijena dobra poklapanja.

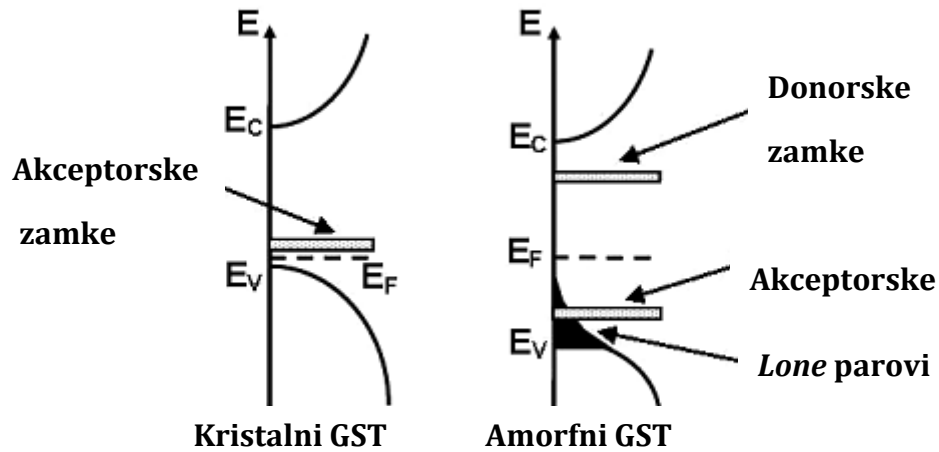


Slika 4.7. Dijagram energetske zone

Pirovano je razvio model energetske zone za amorfni i kristalni $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ [18] što je prikazano na slici 4.8. Značajne osobine Pirovanovog modela su:

- Diskontinuitet valentne zone između kristalnog i amornog GST-a
- Prisustvo vakancija u kristalu dovodi do akceptorskih zamki
- Postojanje izraženih repova valentne zone za amorfna stanja usled lokalizovanih Te osamljenih parova, C_2^0 centara

- Strukturni defekti duž Te-Te lanca u amorfnom GST-u dovode do velike koncentracije donorskih/akceptorskih defekatnih parova ($C_3^+ - C_1^-$)



Slika 4.8 Energeski dijagram kristalnog i amorfnog GST materijala [18]

Prema Pirovanu, defekti u kristalnom GST-u se ponašaju kao plitke akceptorske zamke. Kada se kristalni GST istopi, nestaje rešetka i njeni defekti, i rezultirajuća nesređenost strukture proizvodi različita elektronska stanja. Najbrojnija su lokalizovani C_2^0 osamljeni parovi kraja valentne zone koja dovode do veoma male pokretljivosti nosilaca usled postojanja zamki. Pored ovoga, postoje i VAP zamke koje se ponašaju kao donorski, C_3^+ , i akceptorski, C_1^- centri.

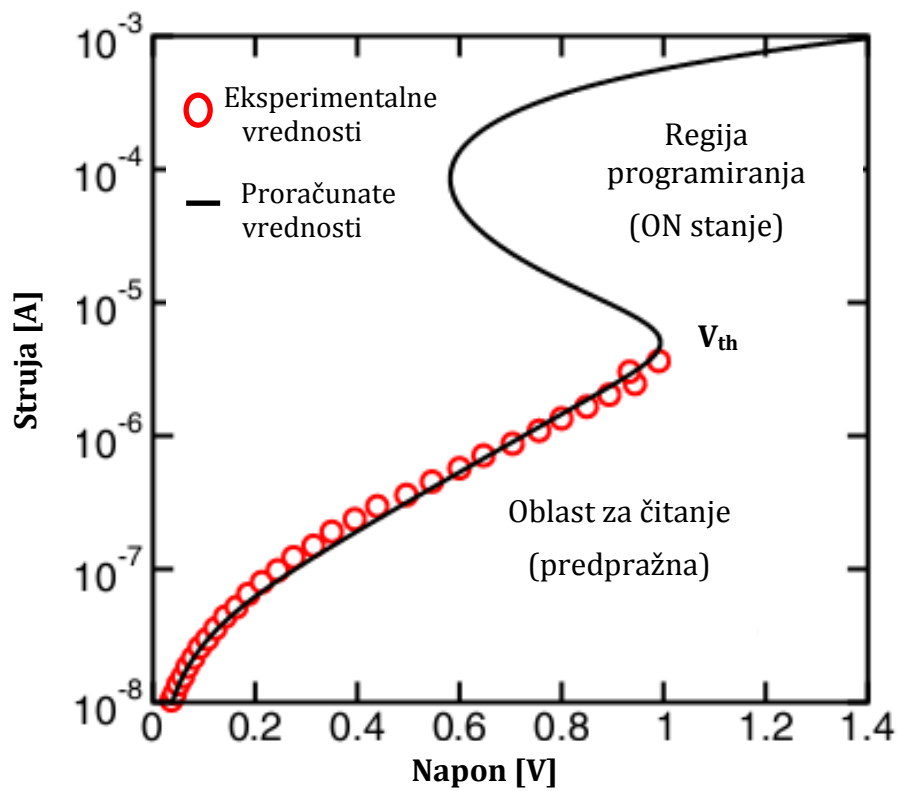
4.3.5 Pole-Frenkelov model

Ovaj model razvio je D. Ielmini et al. [53], on objašnjava pražno prekidanje preko transporta preskakanjem (Pole-Frenkelov model) i za razliku od Pirovanovog modela, gde zamke sprečavaju provodnost, Ielminin model pretpostavlja da nivoi zamki predstavljaju osnov provodnosti. Elektroni zahvaćeni u lokalizovanim stanjima se termalno emituju u sloboda stanja u provodnoj zoni gde nastavljaju slobodno da se kreću. Pored ove termalne emisije elektrona u provodnu zonu, pretpostavljeno je da na provodnost značajno utiče i termalno aktivirano

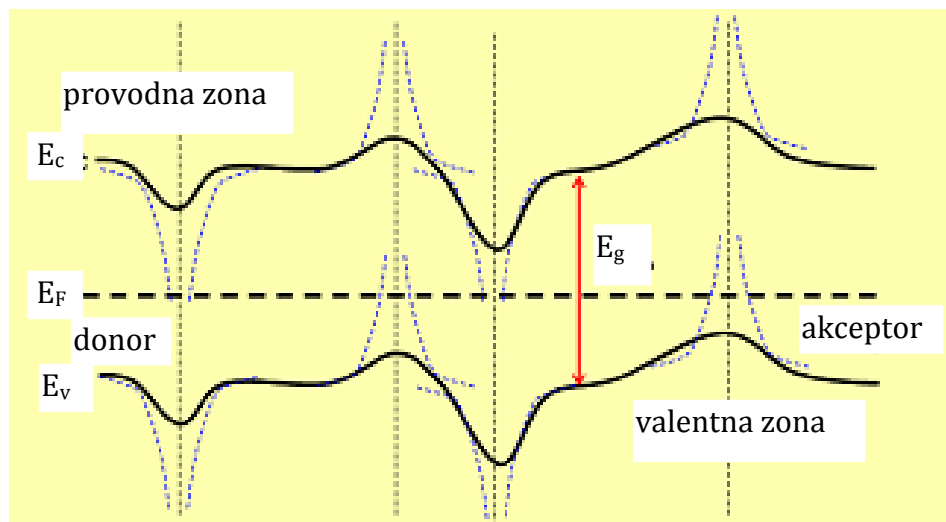
tunelovanje ispod granice provodne zone [53,23]. Trenutno je ovaj model naprihvaćeniji za modelovanje transporta u amorfnim fazno promenljivim materijalima.

Na slici 4.9. prikazana je eksperimentalno dobijena I-V kriva [64]. Uočavaju se tri različite oblasti: predpražna oblast (eng. *subthreshold*), gde struja linearno raste sa povećanjem napona za vrednosti $I < 5 \cdot 10^{-8}$ A (slika 4.9) i eksponencijalno raste za veće vrednosti struje. Pri pragu struje od oko $2 \cdot 10^{-6}$ A, dolazi do pražnog prekidanja koji odgovara naglom padu napona pri porastu struje.

Provodnost u podpražnoj oblasti se dovodi u vezu sa termalno potpomognutim preskakanjem nosilaca između lokalizovanih stanja u neuređenoj strukturi amorfnog materijala [53]. Neuređena struktura dovodi do velike koncentracije lokalizovanih stanja i za elektrone i za šupljine sa slučajnom raspodelom po prostoru i po energiji (slika 4.10) [55]. Stoga se ovi materijali opisuju sa *granicama pokretljivosti* koje odvajaju potpuno delokalizovane zone od zona male pokretljivosti [55]. Ova lokalizovana stanja (nivoi) se mogu podeliti u dve kategorije zavisno od njihovih potencijala: nivoi zamki (koji su neutralni kada su prazni) i donor/akceptorski nivoi neutralni kada su popunjeni elektronom, odnosno šupljinom). U eksperimentima [55] dobijena je gustina zamki u energetsom procepu: $10^{20} - 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, dok je gustina donorskih, odnosno akceptorskih nivoa dosta manja, ali ipak značajna: $10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Usled velike koncentracije zamki, koje se ponašaju kao donorski ili akceptorski nivoi, Fermijev nivo je lokalizovan oko sredine energetske procepa, što dovodi do velike otpornosti amorfne strukture i velike aktivacione energije za provodnost. Zarobljeni elektroni/šupljine mogu da prime dovoljnu energiju termalnim fluktuacijama, i da se tuneluju do novog lokalizovanog stanja, ili da se pomere do delokalizovanog stanja (stanje slobodnih nosilaca naelektrisanja) u provodnoj zoni, pre nego što otpuste višak energije i budu zahvaćeni u blizini Fermijevog nivoa.



Slika 4.9. Eksperimentalno dobijene i izračunate vrednosti I-V krive fazno promenljivog uređaja u RESET stanju, amorfnom stanju aktivnog halkogenog materijala [64]



Slika 4.10. Šematski prikaz granica provodne i valentne zone u amorfim strukturama sa fluktuacijama potencijala [55]

Na slici 4.11. prikazan je termalno aktiviran transport preskakanjem u amorfnim strukturama. Dva susedna donorska stanja nalaze se na rastojanju Δz . Kada nije primenjen ni jedan napon ($V = 0$, slika 4.11a), elektron vidi potencijalnu barijeru visine $\Delta\phi(0)$, dok je srednje vreme žvota dato sa:

$$\tau_e = \tau_0 \exp\left(\frac{\Delta\phi(0)}{k_B T}\right) = \tau_0 \exp\left(\frac{E_c - E_T}{k_B T}\right), \quad (4.5)$$

gde je τ_0 karakteristična vremenska konstanta za vreme žvota elektrona u lokalizovanom stanju ($\tau_0 = 10^{-14} - 10^{-13}$ s za termalno aktivirano preskakanje [65]), k_B Bolcmanova konstanta, T temperatura, a $\Delta\phi(0) = E_c - E_T$, odnosno predstavlja razliku između dna provodne zone i nivoa zamke. Ovde su udružena dva mehanizma provođenja: 1) termalno potpomognuto tunelovanje, pri kome se elektron popnem do više energije ispod potencijalne barijere i onda se tuneluje kroz barijeru, i 2) Pol-Frenkelova emisija, gde elektron direktno skače do provodne zone i slobodno se pomera do sledećeg stanja [66].

Kada se primeni napon V (slika 4.11b), prema Pol-Frenkelovoj teoriji [53], potencijalna barijera se smanjuje na $\Delta\phi(V)$, koja je proporcionalno korenu primenjenog napona za $\Delta z \gg 5$ nm (odnosno u slučaju relativno male gustine zamki, slika 4.12b). Za $\Delta z \ll 5$ nm, odnosno pri velikim gustinama zamki, slika 4.12b, potencijalna barijera je smanjena za veličinu od približno $qV\Delta z/2u_a$, gde je u_a debljina amorfnog sloja [53]. Vreme otpuštanja elektrona, odnosno vreme emisije je:

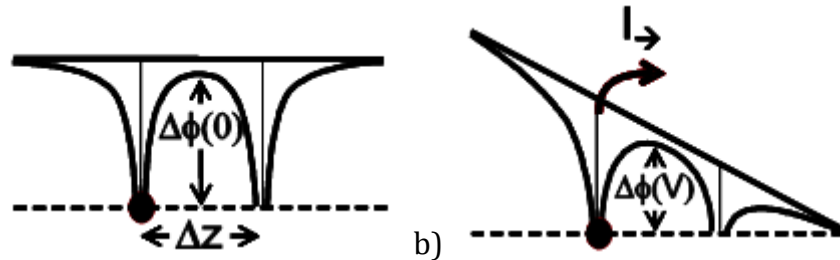
$$\tau_e = \tau_0 \exp\left(\frac{\Delta\phi(V)}{k_B T}\right) = \tau_0 \exp\left(\frac{E_c - E_T}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{qV}{k_B T} \frac{\Delta z}{2u_a}\right), \quad (4.6)$$

dok je odgovarajuće gustina struje J dobijena integraljenjem doprinosa preskakanjem pri različitim energijama E_T :

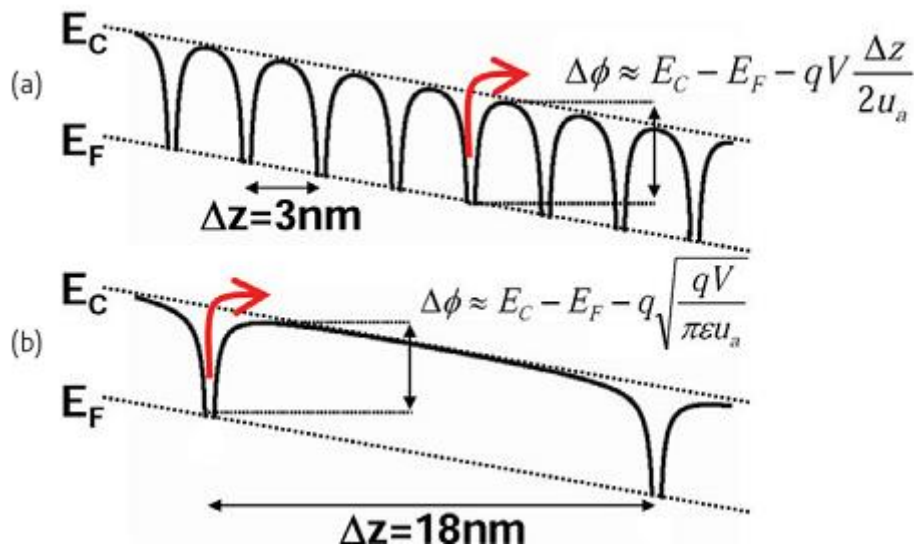
$$J = 2qN_T \frac{\Delta z}{\tau_0} \exp\left(-\frac{E_c - E_{F0}}{k_B T}\right) \sinh\left(\frac{qF\Delta z}{2k_B T}\right), \quad (4.7)$$

gde je N_T gustina zamki u gornjoj polovini energetskog procepa (donorskih zamki), E_{F0} predstavlja Fermijev nivo u ravnoteži, a $F = V/u_a$, električno polje [53].

Funkcija sinh dovodi do linearne omske provodnosti pri malim naponima, dok pri većem naponu dovodi do eksponencijalne zavisnosti.



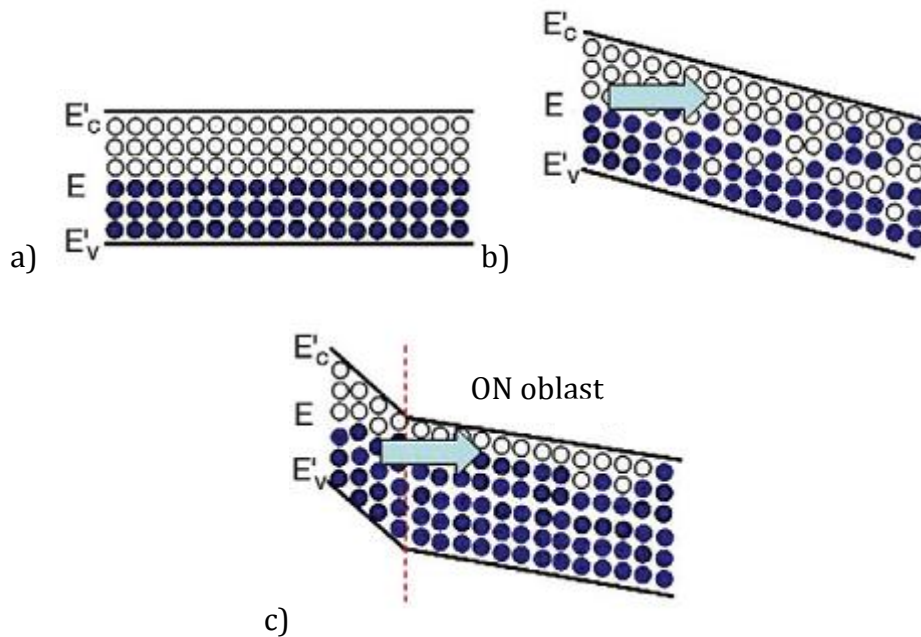
Slika 4.11. Šematski prikaz termalno aktiviranog transporta preskakanjem u amorfnim strukturama a) pri nultom naponu, i b) pri primenjenom naponu V



Slika 4.12. Šematski prikaz preskakanja nosilaca naelektrisanja iz Kulonovih zamki u amorfnoj fazi. Ukoliko je rastojanje između zamki manje od 5 nm, vrh potencijalne barijere leži između dva susedna stanja, rezultujući Polovim transportom gde se barijera smanjuje proporcionalno primenjenom naponu. Ukoliko su zamke udaljenije od 5 nm, vraća se Pol-Frenkelova zavisnost [23].

Izraz (4.7) važi samo za slučaj ravnoteže, odnosno relativno slabog polja. Pražno prekidanje ne može biti opisano samo Pol-Frenkelovim transportom, stoga je uveden dodatni proces stvaranja naelektrisanja u slučaju dovoljno velikog

električnog polja. Za relativno jaka polja, elektroni i šupljine mogu posedovati dovoljan višak energije koji će uticati na brzinu njihovog preskakanja. Pri jakom električnom polju, elektroni zauzimaju lokalizovana stanja bliža granici provodne zone, a kako vreme otpuštanja elektrona iz zamki eksponencijalno zavisi od dubine na kojoj se nalazi zamka, doći će do znatno bržeg otpuštanja elektrona i pokretljivost naelektrisanja će se povećati.



Slika 4.13. Šematska zavisnost granica zona i Fermijevog nivoa u amorfnom materijalu a) u ekvilibrijumu, b) u predpražnoj oblasti i c) nakon pražnog prekidanja [23]

Na slici 4.13. prikazan je prelaz iz stanja ravnoteže u stanje neravnoteže. Na slici 4.13.a), u stanju ravnoteže, elektroni i šupljine podležu Fermijevoj raspodeli sa E_{F0} pri nultom naponu. Kada se primeni neki naon, nosioci naelektrisanja počinju da dobijaju energiju od električnog polja. Poces dobijanja energije se može opisati kvazi-Fermijevim nivoom E_F , koji predstavlja energetskenivo za koji je funkcija raspodele $\frac{1}{2}$. E_F zamenjuje E_{F0} u jednačini (4.7) za uopšteni opis transporta u neravnoteži. Prosečan višak energije se može definisati sa $E_F - E_{F0}$. Pri srednjim vrednostima električnog polja, višak energije koju dobijaju elektroni i šupljine je mali, odnosno $E_F - E_{F0} \ll k_B T$, stoga je doprinos gustini struje u jednačini (4.7)

zanemarljiv. Za jača električna polja, višak energije može dostići vrednost $k_B T$, što dovodi do povećanja struje za faktor e . Ovaj višak energije može dovesti do kolapsa lokalnog električnog polja, što dalje dovodi do praznog prekidanja napona (tj. negativne promene otpornosti) [53,56].

4.4 Otklon otpornosti

Još jedan fenomen koji se može uočiti u fazno promenljivim memorijskim ćelijama je povećanje otpornosti amorfno stanja tokom vremena, odnosno *otklon otpornosti*. Otpornost i napon praga fazno promenljivog materijala u obliku tankog filma, na sobnoj temperaturi, pokazuju značajan porast nakon određenog vremena, odnosno otklon otpornosti [67,68]. Kristalno stanje ne pokazuje ovaj porast otpornosti sa vremenom.

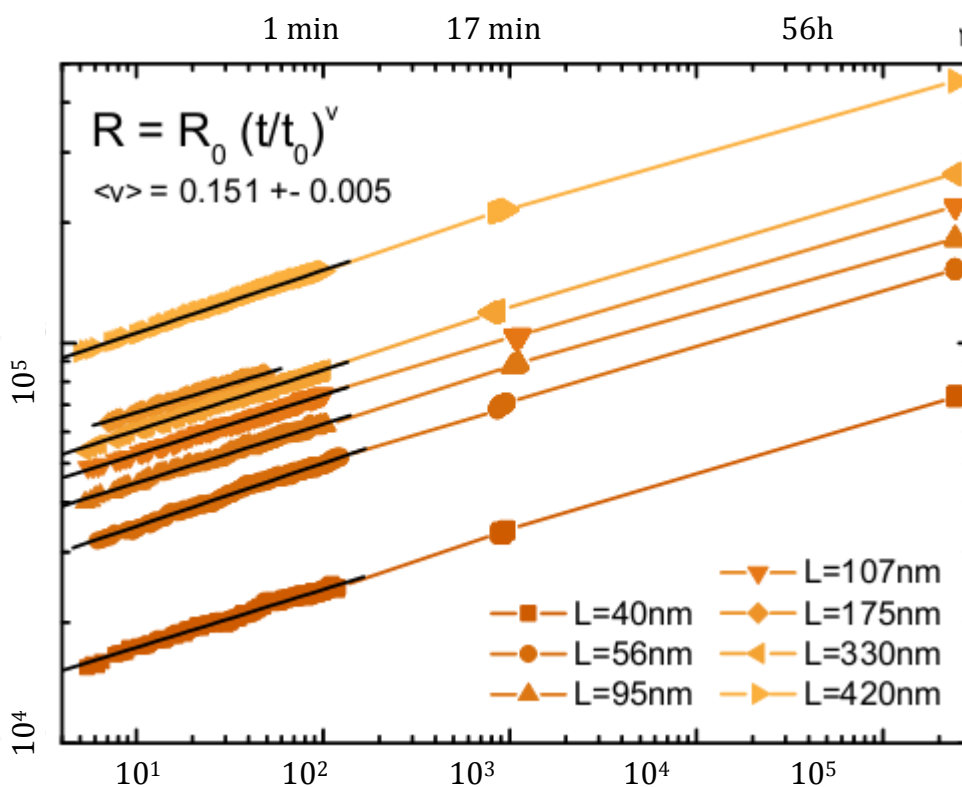
Kako se za čuvanje podataka zahteva dobro definisana otpornost amorfno stanja, otklon otpornosti predstavlja glavnu brigu prilikom razmatranja potencijala fazno promenljivih memorija.

Na slici 4.14. prikazan je tipični otklon otpornosti linearne fazno promenljive ćelije [31]. Krebs je koristio uređaje debljina od 40 nm do 420 nm koje je resetovao električnim impulsom iste amplitude za sve uređaje. Primećeno je povećanje otpornosti R_0 nakon vremena t_0 od resetovanja pri povećanju debljine uređaja jer elektrode hlade samo mali deo uređaja kada su udaljenije, tako da je proizveden veći amorfni deo. Otklon otpornosti se dešava prema jednačini (4.8) pri čemu je eksponent $\nu = 0,151 \pm 0,005$, i nezavistan je od debljine amorfno sloja [31]:

$$R = R_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^\nu, \quad (4.8)$$

Ova zavisnost primećena je i ranije, sa sličnim vrednostima eksponenta ν [55,68]. Braga et al. su prijavili zavisnost eksponenta otklona otpornosti od debljine $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ sloja u fazno promenljivim ćelijama u oblika pečurke. Oni su otklon

otpornosti pripisali anihilaciji parova sa izmenjenom valencom (VAP parova), dok su različite vrednosti ekponenata objašnjene naprežanjem koje je uzrokovano promenom gustine prilikom prelaska iz amornog u kristalnog stanja. Što je veći amorfni deo ovakve ćelije, veće je naprežanje koje dovodi do anihilacije VAP parova i ubrzava promenu otpornosti. Međutim, za razliku od ćelija u obliku pečurke, kod linearne ćelije, naprežanje izazvano promenom faze se može opustiti jer je ćelija zatvorena samo sa slojem SiO₂, dok je ćelija u obliku pečurke zatvorena između dva čvrsta metalna filma, pa je oslobađanje otežano. Krebs predlaže da ovo može biti uzrok zašto eksperimenti sa linearnim ćelijama pokazuju konstantan eksponent otklona [31].

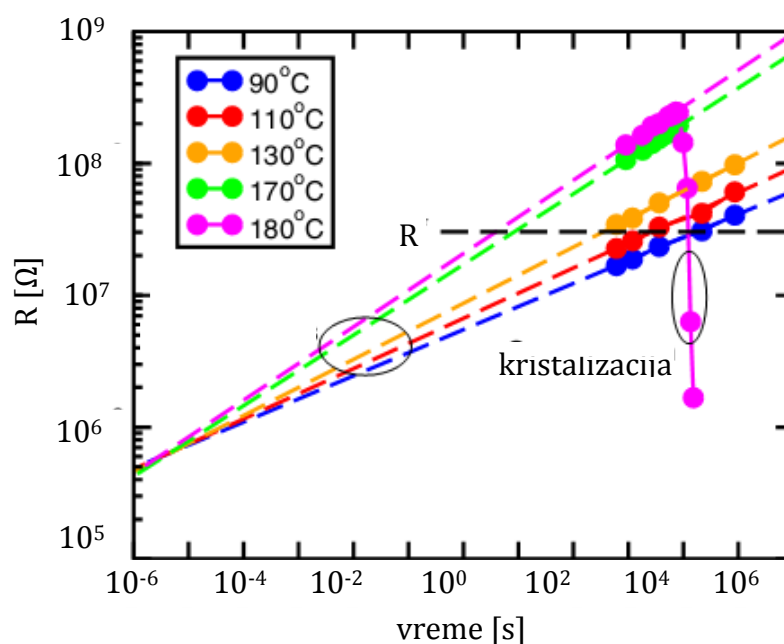


Slika 4.14. Otpornost amornog stanja fazno promenljive ćelije u funkciji vremena, za različite debljine fazno promenljivog sloja [31].

Ovako objašnjenje sa opuštanjem naprežanja predloženo je i od strane Pirovana et al. [67], kao i Karpova et al. [56]. Obe grupe su uočile povećanje otpornosti usled povećanja aktivacione energije za provodnost. Ielmini et al. [53], kao i Karpov, predlažu da je smanjenje gustine defekata uzrok povećanja otpornosti. Dok

Pirovano et al. smatraju da je povećanje aktivacione energije i otpornosti mora biti ili usled pomeranja Fermijevog nivoa zbog povećanja gustine defekata, ili usled povećanja energetske procepa.

Svi modeli imaju zajedničko da su zasnovani na nekoj vrsti procesa strukturne preraspodele u amorfnoj fazi. Ovaj zaključak je potvrđen činjenicom da proces otklona otpornosti jako zavisi od ambijentalne temperature [53,67]. Pojačanje efekta otklona na višim temperaturama prikazano je na slici 4.15.



Slika 4.15. Eksperimentalne vrednosti za otpornost pri niskom naponu u funkciji od vremena za različite temperature procesa otpuštanja, od 90°C do 180°C [55]

4.5 Mehanizmi električnog provođenja u kristalnom stanju fazno promenljive memorije

Programiranje fazno promenljive memorije se odvija u režimu visoke struje SET i RESET stanja. Sa slike 4.4. vidi se da su I - V karakteristike amornog i kristalnog stanja u ovom režimu skoro identične. Dakle, način provodnosti u amornom

stanju je značajan za predviđanje načina funkcionisanja ČITANJA reset stanja, dok je provodnost u kristalnom stanju značajna za modeliranje programiranja ćelije.

Električni eksperimenti u [53] ukazuju da se halkogeni element u kristalnom stanju ponaša kao poluprovodnik p-tipa, sa veoma malom aktivacionom energijom za provođenje, u opsegu od nekoliko desetina meV [69]. Na osnovu dobijenih vrednosti za veličinu energetske procepa, predložen je izgled energetskih zona za kristalno stanje fazno promenljivog materijala i prikazan na slici 4.7 [53]. Akceptorski centri su pripisani ekvalibriumu vakancija u kristalnoj strukturi.

Dakle, za objašnjavanje provodnosti u kristalnom stanju može se koristiti drift-difuzioni model, analogan modelu za standardne poluprovodničke uređaje. Nelinearni efekat koji se uočava na slici 4.4. je objašnjen uzajamnim delovanjem *termalnih efekata*, povećanje koncentracije nosilaca naelektrisanja termalnom generacijom u poluprovodniku malog energetske procepa (oko 0,5 eV za kristalno stanje GST materijala [53]) i *efektom polja*, odnosno povećanjem koncentracije i pokretljivosti nosilaca naelektrisanja usled jonizacije i PF mehanizma.

5. RADIJACIONA OŠTEĆENJA U FAZNO PROMENLJIVIM MEMORIJAMA

5.1 Mehanizmi i efekti radijacionih oštećenja u poluprovodniku

Prolazeći kroz materijal, zračenje gubi svoju energiju preko jonizujućih i nejonizujućih procesa. Rezultat ovih energetske gubitaka je jonizacija, odnosno proizvodnja parova elektron-šupljina, proizvodnje nečistoća i fonona, i izmeštanje atoma (oštećenja izmeštanjem).

5.1.1 Oštećenja jonizacijom

Jonizacijom indukovane promene u poluprovodniku dovode do povećanja provodnosti kroz sledeće efekte: proizvodnju slobodnih nosilaca naelektrisanja (elektrona i šupljina), zahvat naelektrisanja, proizvodnju električnog i magnetnog polja i hemijske efekte.

Jonizovani elektron sa dovoljnom kinetičkom energijom se eksituje iz valentne zone i preko zabranjene zone zauzima energetske nivoe u provodnoj zoni, stvarajući par elektron-šupljina. Višak energije elektrona troši se na stvaranje novih parova elektron-šupljina ili se pretvara u toplotnu energiju, nakon čega elektron zauzima energetske stanje u donjoj granici provodne zone, dok šupljina zauzima stanje malo ispod gornje granice valentne zone. Broj stvorenih parova elektron-šupljina po apsorbovanom zračenju ne zavisi od temperature.

Za kvantifikovanje radijacionih efekata nastalih jonizacijom koristi se *ukupna jonizaciona doza* (eng. *Total Ionizing Dose, TID*) koja se dobija množenjem fluensa naelektrisane čestice i LET-a za datu česticu i energiju.

5.1.2 Proizvodnja nečistoća

Prolaskom zračenja kroz poluprovodnik može doći do promene jednog jezgra atoma u drugi. Ovako nastale nečistoće u kristalnoj rešetci mogu izmeniti njena električna i mehanička svojstva. Prilikom prolaska jona kroz materijal, upadni joni će postepeno usporavati i zahvatiće neophodni elektron kako bi postali neutralni, dakle proton će postati vodonik, a alfa čestica helijum. U oba slučaja, neutralni atom predstavlja gas na sobnoj temperaturi i stoga dodaje pritisak na okolne atome. Prilikom prolaska neutrona kroz materijal, može doći do neutronske zahvata pri čemu takođe dolazi do proizvodnje nečistoća.

5.1.3 Oštećenja izmeštanjem

Oštećenja izmeštanjem zavise od nejonizujućih energetske gubitaka, odnosno od energije i momenta prenetog atomu rešetke. Oštećenja izmeštanjem nisu proporcionalna ukupnoj apsorbovan energiji, već nejonizujućim energetskim gubicima i zavise od vrste zračenja i njegove energije.

Prizvodnja defekata

Elastična rasejanja na jezgrima atoma materijala kroz koji prolazi energeska čestica dovode do izbacivanja atoma iz njihovih položaja u kristalnoj rešetci, odnosno do izmeštanja atoma. Do izmeštanja atoma dolazi ukoliko upadna čestica preda jezgru energiju veću od energije praga za izmeštanje E_d . Ovako izbačen atom naziva se *primarno izbačen atom* (eng. *Primary Knock-On Atom, PKA*). Primarni defekti u rešetci su vakancije i intersticijski atom. Vakancija predstavlja odustvo atoma iz njegove normalne pozicije unutar rešetke. Ukoliko izbačeni atom zauzme mesto u prostoru između čvorova rešetke, tzv. intersticijski položaj, atom se naziva *intersticijski atom*. Kombinacija vakancije i intersticijskog atoma se naziva *Frenkeljev par*. Neke vakancije vezuju se među sobom u vidu kompleksa koji se naziva *divakancija* ako se vezuju dve, ili *multivakancija* u slučaju vezivanja više

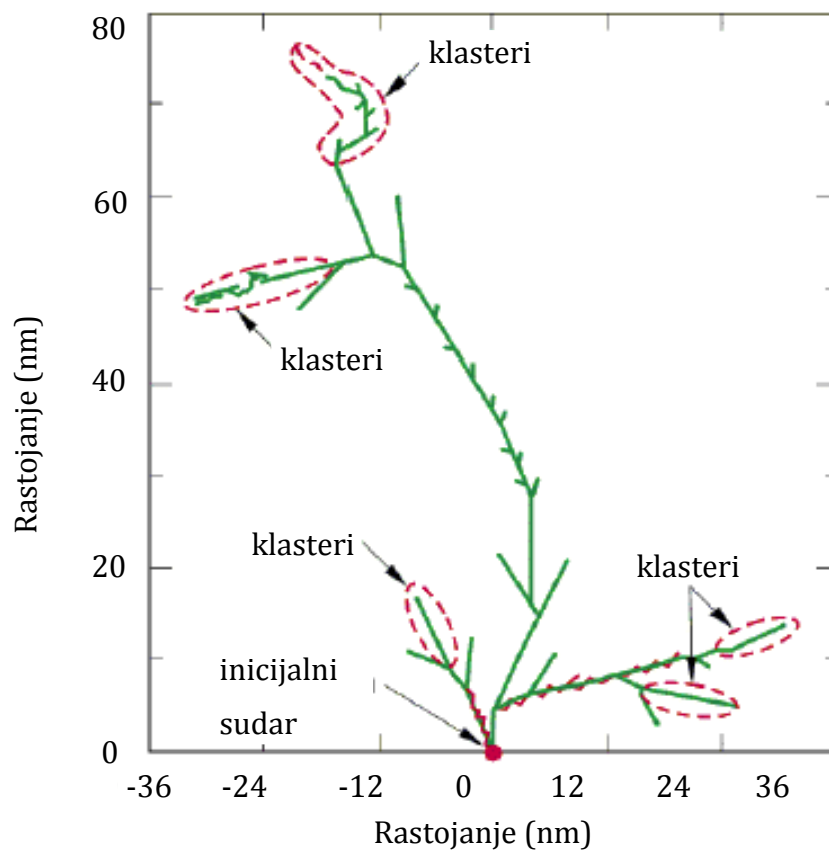
vakancija. Ukoliko se u blizini vakancija i intersticijskog atoma nalazi atom nečistoće, nastaje defekat koji se naziva *kompleks defekt-nečistoća*.

Primarno izmešteni atom gubi svoju početnu kinetičku energiju na dva načina: deo energije se gubi na eksitaciju elektrona u medijumu ili u samom PKA- ovakva eksitacija može dovesti do jonizacije nekih čestica. Dalje, primarno izbačeni atom koji poseduje dovoljnu energiju učestvuje u elastičnim sudarima sa atomima medijuma, što dovodi do daljih izmeštanja atoma ukoliko je enrgija PKA veća od E_d (nejonizujuće interakcije). Polazeći od primarno izbačenog atoma, novo izmešteni atomi se pojavljuju razgranato kroz medijum, formirajući takozvano *stablo izmeštanja* (slika 5.1). Oko 50% kinetičke energije uzmaklog atoma troši se na jonizaciju, dok nejonizujuće interakcije dominiraju pri kraju putanje uzmaklog atoma. Na završecima grana stabla izmeštanja obrazuju se *završni klasteri* koji predstavljaju oblasti sa visokom koncentracijom Frenkeljevih parova [70].

Sa stanovišta gustine defekata proizvedenih u ozračenom materijalu dele se na tačkaste ili izolovane defekte i klastere defekata. Defekti se smatraju tačkastim ukoliko su relativno udaljeni jedni od drugih, u suprotnom, ukoliko proizvode lokalne neuređene oblasti, nazivaju se klasteri defekata. Upadna energetska čestica proizvodi mešavinu tačkastih i klaster defekata.

Preraspodela defekata

Nakon što upadno zračenje proizvede defekte, ovi defekti će se preraspodeliti kako bi formirali stabilniju konfiguraciju. Na primer, vakancije u najčešće korišćenim materijalima u elektronskim komponentama predstavljaju nestabilni defekat na sobnoj temperaturi. Nakon što su proizvedene, vakancije se kreću kroz rešetku i proizvode stabilnije defekte, kao što su divakancije i komplekski vakancija-nečistoća. Efikasnost defekata u menjanju osobina poluprovodnika zavisi od prirode određenog defekta i vremena proteklog od proizvodnje defekta na sobnoj temperaturi. Preraspodela defekata je temperaturski zavisna (*termalno otpuštanje*) i zavisi od viška koncentracije nosilaca naelektrisanja (*otpuštanje injektovanjem*).



Slika 5.1. Stablo izmeštanja sa završnim klasterima [71]

Preraspodela defekata se obično naziva *proces otpuštanja* (eng. *annealing*), što implicira da se količina defekata i njihova efikasnost smanjuje. U opštem slučaju, preraspodela defekata tokom vremena ili povećanjem temperature do stabilnijih konfiguracija može takođe rezultovati stvaranjem efikasnijih defekata, što se naziva *obrnutim otpuštanjem*.

Efekti oštećenja izmeštanjem

Efikasnost radijacionih oštećenja izmeštanjem zavisi od načina ozračavanja materijala, odnosno poluprovodnika kao i od vremena proteklog nakon ozračavanja. Uopšteno gledajući, efikasnost oštećenja zavisi od više faktora, uključujući i vrstu zračenja, njegovu energiju, temperature ozračavanja, vremena proteklog nakon izlaganja zračenju, termalne istorije nakon izlaganja zračenju, tipa poluprovodnika (n-tip ili p-tip), kao i od vrste nečistoća i njihove koncentracije.

Svaki poremećaj periodičnosti rešetke može dovesti do energetskih nivoa unutar zabranjene zone, defekti izazvani zračenjem poseduju ovakve nivoe, i ovi energetski centri imaju najveći uticaj na električne osobine poluprovodnika. Osnovni fenomeni koji dovode do toga da materijali i uređaji degradiraju nakon izlaganja zračenju su: upadna čestica izmešta atome, rezultujući defekti dovode do novih energetskih nivoa, i ovi nivoi menjaju električne karakteristike materijala i uređaja.

Centri defekata nastali prolaskom zračenja kroz poluprovodnik mogu proizvesti različite efekte. Prvi je termalna generacija parova elektron-šupljina kroz nivo u blizini sredine energetskog procepa. Ovaj proces u suštini predstavlja termalnu eksitaciju elektrona iz valentne zone do centra defekta (zamke) i naknadnu eksitaciju tog elektrona u provodnu zonu, stvarajući slobodni par elektron-šupljina. Ovo se može posmatrati i kao emisija šupljine iz zamke koja je praćena emisijom elektrona. Značajan doprinos proizvodnji nosilaca daju samo centri sa energetskim nivoima u blizini sredine procepa: brzina proizvodnje se eksponencijalno smanjuje kako se ovaj energetski nivo udaljava od sredine procepa. Dalje, procesi emisije u zamkama dominiraju u odnosu na procese zahvata samo kada je koncentracija slobodnih nosilaca značajno manja od ravnotežnih koncentracija. Stoga, termalna proizvodnja parova elektron-šupljina preko zamki čiji se energetski nivoi nalaze u blizini sredine procepa su značajni u osiromašenim oblastima uređaja.

Drugi efekat predstavlja rekombinacija parova elektron-šupljina. Prvo je slobodni nosilac naelektrisanja određenog znaka zahvaćen u zamku, što je praćeno

zahvatom nosilaca suprotnog znaka. Rekombinacija uklanja parove elektron-šupljina, i njena brzina zavisi od koncentracije zamki, preseka za zahvat elektrona i šupljina, kao i pozicije energetskog nivoa. Rekombinacioni centri nastali prolaskom zračenja kroz uređaj smanjuju *rekombinaciono vreme* (srednje vreme života manjinskih nosilaca naelektrisanja u zamci), ovo predstavlja dominantan mehanizam radijacionih oštećenja u bipolarnim tranzistorima.

Treći efekat predstavlja privremeni zahvat nosilaca u plitkim defektima. U ovom procesu, nosilac je zahvaćen u defektu i emitovan u svoju zonu, bez rekombinacije. Moguć je zahvat obe vrste nosilaca, i većinskih i manjinskih.

Četvrti efekat predstavlja kompenzaciju donora i akceptora defektima nastalim prolaskom zračenja. U materijalu n-tipa, akceptorski nivoi indukovani zračenjem kompenzuju neke slobodne elektrone sa donorskog nivoa. Rezultat je smanjenje ravnotežne koncentracije većinskih nosilaca naelektrisanja. Ovaj proces će značajno uticati na sve uređaje i kola čije osobine zavise od koncentracije nosilaca.

Peti proces predstavlja tunelovanje nosilaca kroz potencijalnu barijeru preko nivoa defekata, što može dovesti do povećanja struje uređaja u određenim situacijama.

Šesti efekat zračenja je smanjenje pokretljivosti nosilaca usled povećanja defekata izazvanih zračenjem, jer se defekti mogu ponašati kao centri rasejanja za nosioce naelektrisanja. Ovaj efekat jači je na temperaturama značajno manjim od sobne temperature, jer je tada rasejanje na nečistoćama značajnije od rasejanja na rešetki.

Sedmi efekat je promena tipa materijala usled uklanjanja nosilaca izazvanog prolaskom zračenja. Uvođenjem akceptorskih centara u materijal n-tipa dovodi do povećanja otpornosti, što može dovesti do konverzije materijala u p-tip.

Osmi efekat koji izazivaju defekti u energetskom procepu je povećanje efikasnosti termalne proizvodnje nosilaca. Do ovog efekta dolazi kada su defekti smešteni u oblast uređaja koja je u velikom električnom polju. Mehanizam koji se smatra odgovornim za ovaj proces je smanjenje potencijalne barijere za termalnu generaciju (Pole-Frenkelov efekat).

Koncept NIEL-a

Pod nejonizujućim energetska gubitcima zračenja (eng. *Nonionizing energy loss, NIEL*) podrazumeva se brzina kojom prenose svoju kinetičku energiju na materijal. NIEL predstavlja onaj deo energije koji je prenesen na materijal elastičnim interakcijama (i Kulonovim i nuklearnim) i neelastičnim nuklearnim interakcijama koje proizvode inicijalne parove vakancija-intersticijski atom i fonone, odnosno vibrirajuću energiju. Nejonizujući energetski gubici se mogu sračunati za protone, elektrone, alfa čestice i ostale, koristeći sledeću analitičku formulu koja sabira elastične i neelastične sudare [72-76]:

$$NIEL = \left(\frac{N}{A} \right) (\sigma_e T_e - \sigma_i T_i) \quad (5.1)$$

gde su σ_e i σ_i totalni elastični i neelastični efikasni preseki, respektivno, a T_e i T_i predstavljaju srednju vrednost energije uzmaknutog atoma umanjenu za jonizacione gubitke za elastične i neelastične sudare, N predstavlja Avogadov broj, a A je atomska masa materijala mete. NIEL ima istu jedinicu kao i zaustavna moć (MeV cm²/g) koja opisuje prenos energije jonizacijom i eksitacijom po jedinici puta.

Količina nejonizujuće doze deponovane prilikom prolaska jonizujućeg zračenja kroz materijal se naziva *doza izmeštanja, D_d*. Doza izmeštanja dobija se množenjem fluensa čestice i NIEL-a za datu česticu i energiju;

$$D_d = NIEL_i(E) \Phi_i(E) \quad (5.2)$$

gde se i odnosi na vrstu čestice, $\Phi_i(E)$ je fluens čestice i .

5.1.4 Depozicija energije

Svi tipovi jonizujućeg zračenja izazivaju depoziciju energije u materijalu kroz koji prolaze usled jonizacije. U vodi i organskim materijalima, najveći deo apsorbovane jonizujuće energije se toši na kidanje hemijskih veza. U metalima, skoro sva apsorbovana energije od jonizacije se troši na toplotu, pri čemu se depozicija

kinetičke energije manifestuje kao termalno zagrevanje materijala. Povećanje temperature može dovesti do promena osobina materijala.

5.2 Promena faze ćelije FPM-a izazvana zračenjem

Zračenje može imati veliki uticaj na formiranje i promenu faze materijala kroz koji prolazi alternacijom stabilnosti ovih faza. Efekti zračenja koji mogu izazvati ove promene su izmeštanje atoma i proizvodnja defekata koji mogu dovesti do nukleacije i rasta kristalizacionih klica. Pod određenim uslovima, zračenje može dovesti do formiranja metastabilnog stanja, uključujući i amorfizaciju.

5.2.1 Amorfizacija usled defekata nastalih izmeštanjem atoma

Hemijska teorija prelaza iz uređenog u neuređeno stanje usled zračenja [77] može se primeniti na određivanje granične temperature ispod koje se može desiti amorfizacija. Upadno zračenje može proizvesti oštećenja materijala kroz koji prolazi proizvođači vakancije, intersticijske defekte i anti-čvorne defekte (defekti koji nastaju kada atom jednog tipa zauzme poziciju u rešetki koja odgovara položaju atoma drugog tipa) pri čemu se atomi materijala izmeštaju iz svog mesta u rešetki, remeteći uređenje u kristalnoj strukturi materijala. Međutim, velika koncentracija vakancija i intersticijskih atoma koji su proizvedeni može doprineti mehanizmu preuređivanja putem *difuzije pojačane zračenjem*. Dakle, zračenje izaziva dva suprotna procesa u materijalu: proizvodnju defekata (neuređivanje) i preuređivanje defekata. Kako bi se opisao stepen uređenosti nekog materijala, definisan je *parameter daljeg uređenja*, S , pri čemu je S jednak jedinici ukoliko je materijal potpuno uređen, dok je jednak nuli ukoliko je potpuno neuređen. U ovom modelu [78], brzina promene parametra daljeg uređenja sastoji se od parametra neuređivanja usled zračenja i parametra termalnog preuređivanja:

$$\frac{dS}{dt} = \left(\frac{dS}{dt} \right)_{\text{zračenje}} + \left(\frac{dS}{dt} \right)_{\text{termalno}} \quad (5.3)$$

Brzina promene parametra neuređivanja usled zračenja se može pisati kao:

$$\left(\frac{dS}{dt} \right)_{\text{zračenje}} = -\varepsilon K_0 S \quad (5.4)$$

Kada se u jednačinu (5.3) uvrsti izraz za brzinu promene parametra neuređivanja usled zračenja i brzinu termalnog preuređivanja, dobija se:

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dt} = & -\varepsilon K_0 S + \\ & + \nu \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) \left[C_A(1-C_A)(1-S)^2 - \exp\left(-\frac{V}{kT}\right) \left(S + C_A(1-C_A)(1-S)^2 \right) \right] \end{aligned} \quad (5.5)$$

gde je U energetska barijera za izmenu A-B para, V je energija uređenosti tako da je $V = V_{AB} - 1/2(V_{AA} + V_{BB})$, gde su V_{AB} , V_{AA} i V_{BB} energije veze za parove A-B, A-A i B-B, respektivno, ε je efikasnost neuređivanja, a K_0 je brzina proizvodnje defekata, k Boltzmanova konstanta, C_A koncentracija, ν Puasonov odnos. Prvi član u jednačini (5.5) odnosi se na brzinu neuređenosti izazvanu zračenjem, dok se drugi i treći član brzine termalnog prelaza uređeno-neuređeno stanje. Granična temperatura, T_G , je vrednost ispod koje parametar daljeg uređenja pada na nulu i ona se poklapa sa temperaturom početka amorfizacije, odnosno T_{c-a} . Za temperature tačno iznad T_G , promena parametra dalje uređenosti po vreme, dS/dt , je približno nula i kad se u jednačinu (5.5) stavi da je $dS/dt = 0$, dobija se odnos između granične temperature i brzine proizvodnje defekata:

$$\varepsilon K_0 S = \nu \exp\left(-\frac{U}{kT_G}\right) \left[C_A(1-C_A)(1-S_0)^2 - \exp\left(-\frac{V}{kT_G}\right) \left(S_0 + C_A(1-C_A)(1-S_0)^2 \right) \right] \quad (5.6)$$

gde je S_0 vrednost parametra dalje uređenosti u stanju ravnoteže. Kako se za tipične vrednosti energije uređenosti, V , eksponencijalni deo unutar srednje zagrade može zanemariti, dobija se:

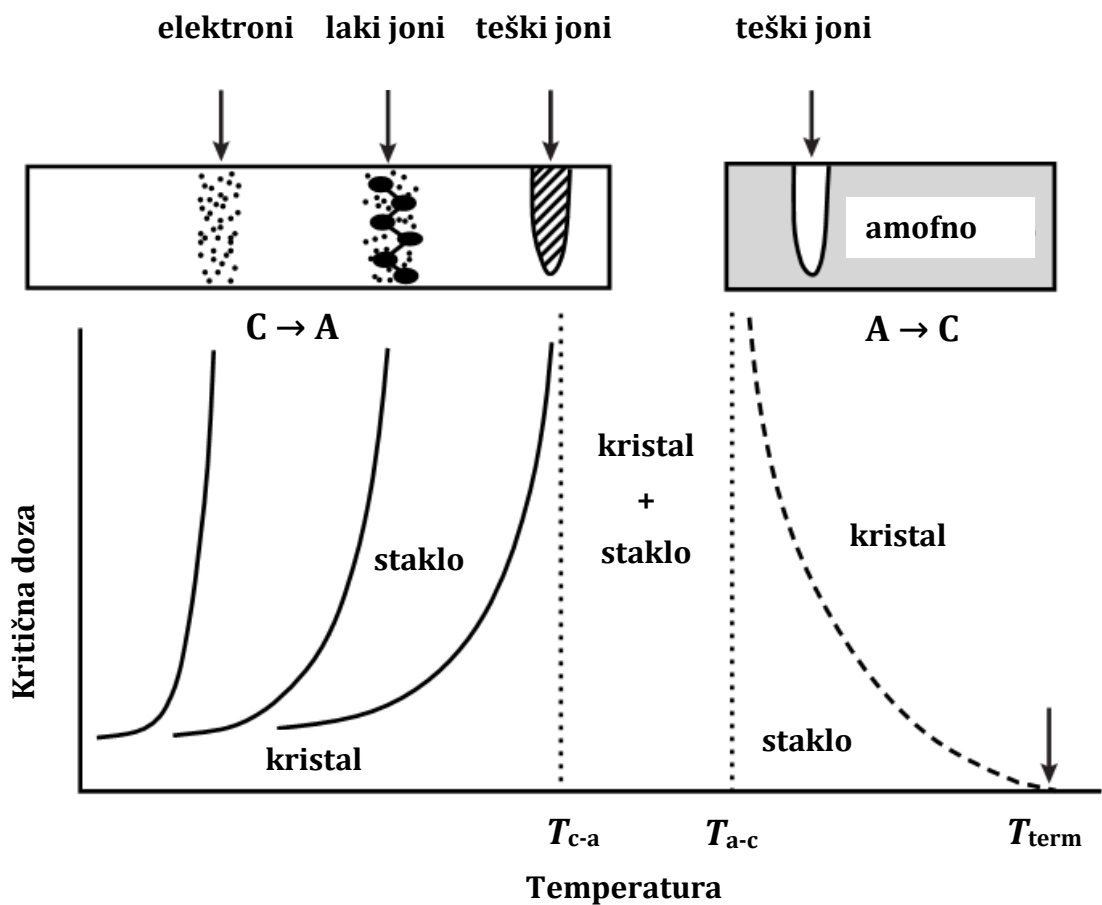
$$T_G = U \left[k \ln \left(\frac{\nu C_A(1-C_A)(1-S_0)^2}{\varepsilon K_0 S_0} \right) \right]^{-1} \quad (5.7)$$

Jednačina (5.7) daje procenu granične temperature, odnosno temperature prelaza T_{c-a} za čvrste materijale koji su izloženi zračenju. Treba istaći da ova temperatura zavisi od efikasnosti neuređenosti, ϵ , odnosno broja zamena po jednom izmeštaju, i brzine proizvodnje defeketa izmeštanjem atoma. Dakle, temperatura na kojoj će se desiti amorfizacija zavisi od vrste čestice i jačine doze. Na slici 5.2. šematski je prikazana temperaturska zavisnost kritične doze za amorfizaciju za različite tipove naelektrisanih čestica. T_{c-a} je temperatura ispod koje se može postići potpuna amorfizacija. T_{a-c} je temperatura iznad koje je nemoguće amorfizovati kristalno jedinjenje i nezavisna je od uslova zračenja, a T_{term} je temperatura termalne rekristalizacije. Okamoto et al, naveli su glavne kinetičke osobine amorfizacije izazvane zračenjem [78]:

- ❖ Za određenu vrstu čestice i jačinu doze, postoji temperatura na kojoj će dva konkurentna procesa, proizvodnja oštećenja i oporavljanje, biti izbalansirana. Ispod ove temperature, proizvodnja oštećenja nadjačava oporavak i kristalna struktura se može potpuno amorfizovati.
- ❖ Pri niskim temperaturama, daleko od kritične jačine doze i kritične temperature, amorfizacija se dešava homogeno. Do heterogene amorfizacije dolazi pri temperaturama u blizini granične temperature.
- ❖ Za fiksnu jačinu doze, T_{c-a} raste sa porastom mase čestice.
- ❖ T_{c-a} je kinetički parametar koji zavisi od variabla zračenja, kao što je jačina doze. Veće jačine doza pomeraju T_{c-a} ka višim vrednostima.
- ❖ Postoji temperatura, T_{a-c} , iznad koje je nemoguća amorfizacija. Ona zavisi od temperature materijala mete, ali ne zavisi od variabli zračenja.
- ❖ Pri temperaturama koje se nalaze u opsegu između T_{a-c} i T_{term} , zračenje može izazvati prelaz $A \rightarrow C$ i doza koja je potrebna za ovu transformaciju je zavisna od temperature.

Ispitivajući temperaturnu zavisnost amorfizacije indukovane zračenjem u NiAl i NiTi, Okamoto et al. [78], ustanovili su da zračenje teškim jonima izaziva amorfizaciju u mnogo većem temperaturnom opsegu nego što je slučaj prilikom ozračavanja elektronima, jer joni mogu preneti mnogo veću energiju u maloj zapremini nego elektroni. Dok elektroni energija \sim MeV proizvode izolovana

izmeštanja atoma (Frenkeljeve parove), teški joni dovode do kaskada u kojima je efektivna brzina izmeštanja veća od brzine oporavka. Takođe, ustanovljeno je da iako se amorfizacija dešava pri različitim jačinama doza za različite temperature i tipove zračenja, vrednost parametra daljeg uređenja je otprilike isti. Značaj ovog zaključka je da iako se kinetika neuređenosti razlikuje za različite temperature i čestice, amorfizacija zavisi samo od amplitude parametra S i načina na koji je ona dostignuta.



Slika 5.2. Fazni dijagram kritične doza-temperatura za različite tipove zračenja [78].

5.2.2 Amorfizacija usled slobodne energije

Amorfizacija se takođe može objasniti i posmatrajući slobodnu energiju transformacije [72]. Uslov za amorfizaciju je da promena slobodne energije usled zračenja, ΔG_{zr} mora biti veća od promene slobodne energije za $C \rightarrow A$ transformaciju, ΔG_{ac} :

$$\Delta G_{zr} \geq \Delta G_{ac} \quad (5.8)$$

Izraz za ΔG_{zr} uključuje sve defekte proizvedene zračenjem i može se pisati kao suma člana koji predstavlja hemijsko izmeštanje, ΔG_{izm} i člana koji odgovara ostalim defektima, ΔG_{def} :

$$\Delta G_{zr} = \Delta G_{def} + \Delta G_{izm} = \sum_j (C_j E_j - T \Delta S_j) + \Delta C_{AB} NV - T \Delta S_{izm} \quad (5.9)$$

gde je C_j koncentracija defekta j , E_j je energija formiranja, V je energija uređenosti, a ΔS_j i ΔS_{izm} su promene konfiguracije entropije usled tačkastih defekata i anti-čvornih defekata, respektivno. Izraz C_{AB} predstavlja promenu broja $A - B$ parova i određuje se iz parametra daljeg uređenja S kao:

$$\Delta C_{AB} = N [A(1 - S^2) + B(1 - S)] \quad (5.10)$$

gde je N broj pozicija u rešetki po molu, a A i B su frakcije atoma na pozicijama u kristalnoj rešetki koje su u uređenom stanju. Jednačine (5.8), (5.9) i (5.10) se mogu koristiti za određivanje veze između doze za amorfizaciju, jačine doze i temperature.

5.2.3 Amorfizacija usled obrazovanja latentnih tragova

Joni velikih energija, od nekoliko desetina MeV do par GeV, poznati su kao brzi teški joni (eng. *Swift Heavy Ions, SHI*). Brzi teški joni gube svoju energiju putem neelastičnih interakcija sa atomskim elektronima, a ovi elektroni prenose tu energiju na rešetku preko elektron-fononskih interakcija. Dakle, prilikom interakcije ovakvih jona sa materijalom, može se zanemariti nuklearna zaustavna moć i ukupna zaustavna moć zavisi samo od elektronske komponente [79].

Kod izlaganja materijala brzim teškim jonima dolazi do promena usled jonizacije i eksitacije atoma. U ovom slučaju, upadni jon ne ostaje u materijalu, već ga prolazi (domet ovih jona je reda nekoliko desetina μm i više). Stoga je u slučaju izlaganja materijala brzim teškim jonima moguće zanemariti elastične sudare koji izazivaju kaskadu sudara.

Kada brzi teški joni prolaze kroz materijal, oni jonizuju atoma tog materijala. Ustanovljeno je da elektronski gubici brzih teških jona mogu izazvati značajna pomeranja atoma [79,80]. U slučaju kristalnih materijala, velika količina elektronskih energetske gubitaka može dovesti do formiranja visoko defektnog amornog traga, tzv. *latentnog traga*. Trenutno postoje dva modela koja se koriste za objašnjenje ovih tragova: *Kulonova eksplozija* i *model termalnog udara* (eng. *thermal spike model*) [81,82,83]. Prilikom prolaska SHI kroz materijal jonizuju se atomi mete. Kao rezultat, proizvodi se cilindar pozitivnih jona duž putanje upadnog jona. Ovi pozitivni joni se međusobno odbijaju i dolazi do brze eksplozije usled konverzije elektrostatičke energije u koherentno radijalno pomeranje atoma usled Kulonovih sila sve dok jon ne postane potpuno zaklonjen provodnim elektronima. Ovaj proces naziva se *Kulonova eksplozija*. Prema *modelu termalnog udara*, SHI prenose svoju energiju na elektrone mete u vidu njihove kinetičke energije preko neelastičnih sudara. Ova kinetička energija se prenosi na rešetku preko elektron-fonskih interakcija, što dovodi do povećanja temperature rešetke iznad tačke topljenja koje je praćeno naglim hlađenjem. Ovo dovodi do formiranja *amornih tragova* duž putanje upadnog jona kada se materijal ohladi (slika 5.3), i uočeno je da SHI mogu indukovati amorfizaciju u nekim kristalnim izolatorima.

Osnovna pretpostavka modela termalnog udara je da se oko putanje visoko energetskog jona formira oblast visokih temperatura [82]. Pretpostavlja se da kada temperatura pređe temperaturu topljenja dolazi do topljenja kristalnog materijala. Usled malog prečnika ove oblasti, brzina hlađenja je jako velika (10^{13} - 10^{14} K/s) što rezultuje amornom strukturom nakon hlađenja istopljene oblasti.

Temperatura T_m prvo raste do neke maksimalne temeprature (za veoma kratko vreme $t < 10^{-12}$ s). Neka su T_{mete} , T_t i $T(r,t)$ temperatura mete, temperatura topljenja i temperatura na udaljenosti r od putanje jona, respektivno. Ako je $\Delta T(r,t)$ povećanje temperature u termalnom udaru onda važi:

$$T(r,t) = T_{mete} + \Delta T(r,t) \quad (5.11)$$

Jedna od glavnih pretpostavki Senesovog termalnog modela [82] je da se $\Delta T(r,t)$ može aproksimirati Gausovom raspodelom, odnosno:

$$\Delta T(r,t) = Q [\pi a^2(t)]^{-1} e^{-r^2/a^2(t)} \quad (5.12)$$

gde veličina $a^2(t)$ zavisi od termalne difuzivnosti. Vrednost Q se može dobiti iz ravnoteže energije, odnosno:

$$Q = \frac{gS_e - L\rho\pi R^2}{\rho c} \quad (5.13)$$

gde je gS_e deo energije deponovan u termalnom udaru, $R=R(t)$ je prečnik istopljene oblasti, c je srednja specifična toplota, ρ gustina materijala mete, a L latentna toplota promene faze. Za materijale kod kojih je primećeno formiranje latentnih tragova, važi sledeća aproksimacija:

$$gS_e \gg L\rho\pi R^2 \quad (5.14)$$

Druga pretpostavka Senesovog termalnog modela je da je zapremina amorfne faze koja je formirana duž putanje upadnog jona proporcionalna maksimalnoj istopljenoj zapremini. Dalje, uzeto je da faktor proporcionalnosti iznosi 1.

Kako bi se postigla temperatura topljenja, potrebno je da se temperatura poveća termalnim udarom za $T_0 = T_t - T_{mete}$. Veličina otopljene oblasti se može povećavati ili smanjivati kako se termalni udar širi. Maksimalna vrednost $R = R_0$ se može dobiti iz uslova da je $dr/dt = 0$ za $\Delta T = T_0$, što dovodi do jednostavnog rezultata: ukoliko se temperatura na rastojanju $r = a(t)$ označi sa T_a , onda je $R = R_0$ kada je $T_a = T_0$. Širina temperaturske raspodele $a(t)$ se monotono povećava i T_a se smanjuje vremenom, odnosno tokom hlađenja. Ukoliko je inicijalno $T_0 > T_a$ u $t = 0$ [$R(0) < a(0)$], onda jednakost $T_0 = T_a$ nije nikad ispunjena i zona topljenja ima svoj maksimalni prečnik u $t = 0$. Ukoliko je $T_0 < T_a$ u $t = 0$ ($R(0) > a(0)$), zona topljenja će se širiti do nekog

određenog vremena $t = t'$ kada je $T_0 = T_a$ [$R_0 = r(t') = a(t')$]. Senes je dobio dve jednačine za prečnik zone topljenja:

$$R_0^2 = a^2(0) \ln\left(\frac{S_e}{S_{gr}}\right), \quad 1 \leq \frac{S_e}{S_{gr}} \leq 2.7 \quad (5.15)$$

$$R_0^2 = \frac{a^2(0)}{2.7} \left(\frac{S_e}{S_{gr}}\right), \quad \frac{S_e}{S_{gr}} \geq 2.7 \quad (5.16)$$

$$S_{gr} = \frac{\rho\pi c a^2(0) T_0}{g} \quad (5.17)$$

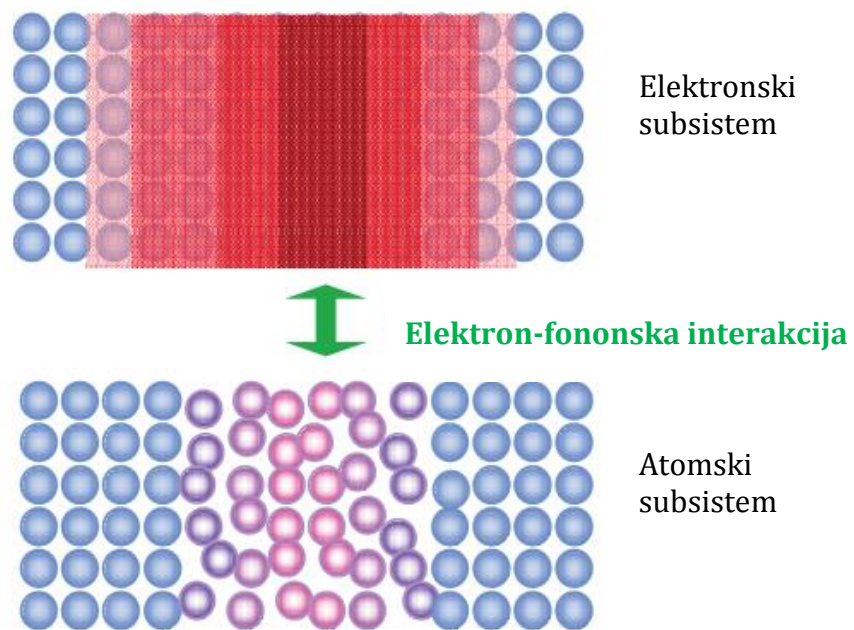
Dakle, radijus latentnog traga i elektronska zaustavna moć, S_e , povezani su preko dve jako jednostavne jednačine. Prema jednačini (5.15), za male elektronske zaustavne moći postoji granica S_{gr} ispod koje se ne predviđa amorfizacija. Tada je $T_m = T_0$. Jednačina (5.15) opisuje logaritamsku zavisnost efikasnost preseka oštećenja (eng. *damage cross section*) $A = \pi R_0^2$ u opsegu $1 < S_e/S_{gr} < 2,7$. Jednačina (5.16) predstavlja jednačinu prave linije za $S_e/S_{gr} > 2,7$. Postoji blagi prelaz između logaritamske i linearne oblasti, jer za $S_e = 2,7S_{gr}$, jednačine (5.16) i (5.17) daju istu vrednost R_0^2 . Parametar g koji predstavlja elektron-fononski koeficijent sparivanja, ne učestvuje eksplicitno u jednačinama (5.16) i (5.17), već utiče na varijaciju R_0^2 preko S_{gr} . Nagibi linearnog i logaritamskog izraza razlikuju se samo za numerički faktor.

Kako je R_0 dobijeno iz uslova za maksimalnu vrednost, jednačine (5.16) i (5.17) ne zavise od vremena. Koliki god da je vremenski interval potreban za dostizanje maksimalne vrednosti zone topljenja, to ne utiče na R_0 .

Varijacija efikasnog preseka oštećenja od S_e prati isti trend za različite ispitivane materijale [82]. Što može biti rezultat promene vrednosti $a(0)$ u jako malom opsegu za ove materijale koja se ne može detektovati usled grešaka samog eksperimena. Druga mogućnost je da je $a(0)$ konstatna vrednost za sve materijale i da su mala odstupanja od vrednosti efikasnog preseka oštećenja usled statističkih greški. Senes [82] je za vrednosti $a(0)$ i g dobio sledeće vrednosti: $a(0) = (4,5 \pm 0.25)$ nm, a $g = 0,17$. Kako za fazno promenljive materijale još uvek nisu

publikovani rezultati za ove parametre, u proračunima za računanje radijusa latentnog traga, biće korišćene gore navedene vrednosti.

Grupa Geradina [83] bavila se uticajem SHI jona na fazno promenljive materijale (na GST materijal). Ustanovljeno je da joni čiji je LET $60 \text{ MeVcm}^2\text{mg}^{-1}$ mogu proizvesti latentne tragove prečnika 12 nm, koji mogu znatno uticati na ćelije FPM-a prečnika 45 nm, što je i potvrđeno u njihovim eksperimentima.



Slika 5.3. Model termalnog udara [82]

6. NUMERIČKA ANALIZA I MODELOVANJE RADIJACIONIH OŠTEĆENJA U FAZNO PROMENLJIVIM MEMORIJAMA

U cilju analize efekata koje različite vrste zračenja proizvode u ćelijama fazno promenljivih memorija (FPM) opisanih u prethodnim poglavljima izvršene su Monte Karlo simulacije transporta naelektrisanih čestica (protona, alfa čestica, jona argona i gvožđa) pomoću SRIM (eng. *The Stopping and Range of Ions in Matter*) softverskog paketa, odnosno njegovog specijalizovanog dela - TRIMa (eng. *Transport of Ions in Matter*) [84]. TRIM paket se koristi za simulaciju transporta naelektrisanih čestica kroz sredinu za koju je moguće zadati geometriju i sastav. Ovaj softverski paket koristi aproksimaciju binarnih sudara i međuatomski potencijal predložen od strane Ciglera, Litmarka i Birzaka [12] za modelovanje sudara naelektrisanih čestica i atoma materijala. Prilikom simulacija nejonizujućih energetskih gubitaka SRIM prepoznaje tri vrste sudara: sudari sa izmeštanjem atoma, sudari sa izmenom atoma i sudari sa fononskim pobuđivanjem rešetke. Pomoću rezultata simulacija proračunate su vrednosti relevantnih dozimetrijskih veličina koje služe za kvantifikovanje radijacionih efekata u ćeliji FPM-a (linearni prenos energije, nejonizujući energetski gubici, ukupna jonizaciona doza (eng. *Total Ionizing Dose, TID*) i doza izmeštanja). Ove dozimetrijske veličine detaljnije su opisane u odeljku 5.1. Kako bi se proračunale dozimetrijske veličine od interesa razvijen je originalan MatLab kod.

Kao reprezentativni materijali za fazno promenljivi sloj ćelije FPM-a, korišćeni su $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (GST) i AgSbSe_2 (ASS) materijali. Za gornju elektrodu korišćen je TiN materijal, debljine 50 nm. Za visokootporni gornji deo donje elektrode korišćen je $\text{Ti}_{0.5}\text{Al}_{0.5}\text{N}$, debljine 20 nm, dok je za niskootporni sloj donje elektrode korišćen TiN (slika 3.11). Energija praga za izmeštanje atoma elemenata zastupljenih u navedenim fazno promenljivim materijalima koji je ponuđen u TRIM paketu, zamenjene su preciznijim vrednostima, dobijenim iz literature: za GST energija

praga za izmeštanje atoma germanijuma je 20eV [75], za atome antimona je 9 eV [85], za atome telura je 7,8 eV [86]. Za ASS materijal energija praga za izmeštanje atoma srebra je 39 eV [87], za atome antimona je 9 eV [85], dok je za atome selenijuma 20 eV [75]. U programskom paketu TRIM gustina jedinjenja se računa na osnovu gustine pojedinačnih elemenaza tog jedinjenja i njihove relativne stehiometrije. Kako tako dobijene vrednosti ne predstavljaju stvarne vrednosti za gustine datih materijala, za potrebe proračuna u okviru disertacije one su uzimane iz literature: za TiN je uzeto da je 5,22 g/cm³ [88], za GST 6,3 g/cm³ [89], za ASS 6,63 g/cm³ [90] i za Ti_{0.5}Al_{0.5}N 3.86 g/cm³ [88].

Snopovi protona, alfa čestica, jona gvožđa i argona izabrani su tako da predstavljaju dobro poznata polja zračenja, kao što su polja u svemirskom okruženju, industriji ili u okolini nuklearnih elektrana i objekata [91]. Energije odabranih snopova menjane su unutar karakterističnog opsega za date jone, a rezultati su prikazani za energetske opsege za koje su energetske gubici dobijeni iz simulacija i proračunatih doza bili najveći. Simulacije su sprovedene sa uskim monoenergetskim snopovima (energija snopa je inkrementirana pri svakom novom izvršavanju simulacije kako bi se prošlo kroz čitav energetski opseg od interesa) usmerenim normano na gornju površinu ćelije (prema predstavi sa slike 3.11). Debljina fazno promenljivog sloja ćelije FPM-a menjana je u opsegu od 25 nm do 100 nm koje se sreću kod komercijalno dostupnih fazno promenljivih memorija.

U nastavku ovog poglavlja dati su rezultati simulacija i dozimetrijski proračuni za ćelije kod kojih je fazno promenljivi sloj GST (odjeljak 6.1) i ASS (odjeljak 6.2). Za svaki od dva analizirana materijala rezultati za četiri vrste zračenja dati su u zasebnim pododjeljcima. Za svaku pojedinu vrstu zračenja najpre su prikazani rezultati dobijeni neposredno iz simulacija prolaska zračenja kroz strukturu ćelije FPM-a. Potom su prikazani rezultati dozimetrijskih proračuna (ukupna jonizaciona doza i doza izmeštanja) za istu vrstu zračenja i kako se te doze menjaju sa promenom parametara korišćenih u simulacijama: energija i tip zračenja, dimenzije strukturnih delova ćelije FPM-a i materijala korišćenog za fazno promenljivi soj ćelije FPM-a . Svi rezultati koji su dati za sâm fazno promenljivi sloj

podrazumevaju prisustvo svih ostalih slojeva sa slike 3.11, a dati su zasebno zbog značaja koji ovaj sloj ima za funkcionisanje fazno promenljive memorijske ćelije.

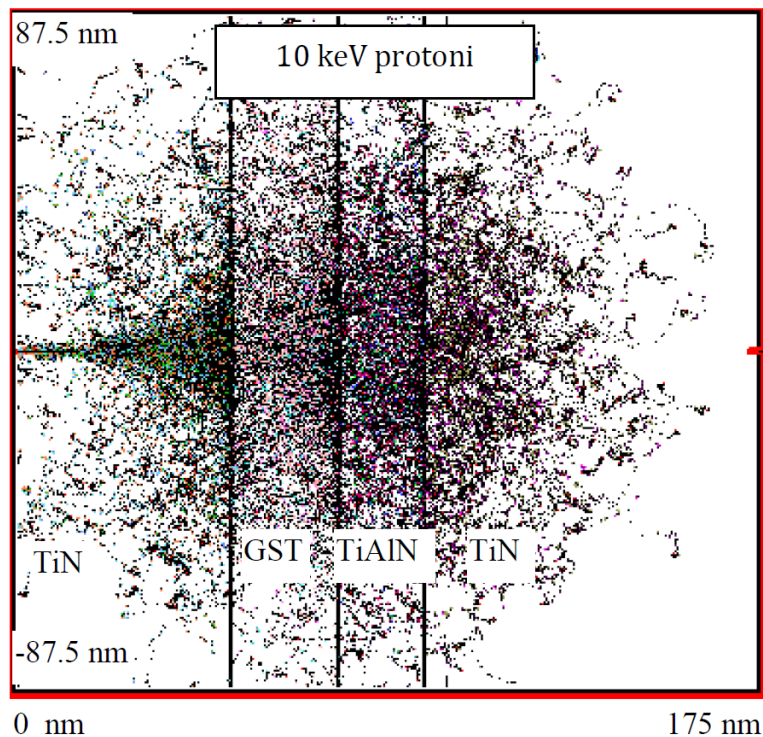
6.1 Rezultati simulacija i dozimetrijskih proračuna za ćelije FPM-a sa fazno promenljivim slojem od GST-a

6.1.1 Rezultati za slučaj upadnog snopa protona

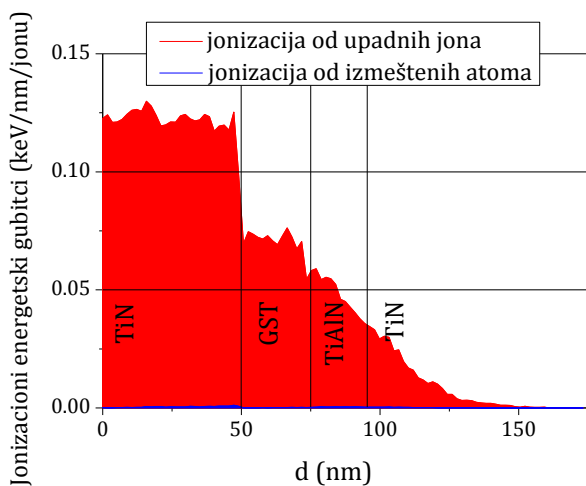
Na slikama 6.1.a) - 6.1.g) prikazane su vrednosti dobijene simulacijom i dodatnim proračunima za prolazak 1000 protona energije 10 keV kroz ćeliju FPM-a sa GST slojem debljine 25 nm, dok su na slikama 6.2.a) - 6.2.g) prikazane vrednosti dobijene simulacijom i dodatnim proračunima za prolazak 1000 protona energije 150 keV kroz ćeliju FPM-a sa GST slojem debljine 100 nm (tragovi protona kroz ćeliju, jonizacioni energetske gubici, distribucija izmešteni atoma, distribucija fonona, fononski energetske gubici, masene zaustavne moći i distribucija nastalih vakancija). Ukupna jonizaciona doza (TID) u celoj ćeliji FPM-a i u fazno promenljivom sloju ćelije FPM-a u zavisnosti od debljine GST sloja za energije protona od 10, 50, 100 i 150 keV prikazane su na slici 6.3.a) i 6.3.b), respektivno. Nejonizujuć gubici za protone energije 500 keV u GST materijalu prikazane su na slikama 6.4.a) - 6.4.d).

U tabeli 6.1. izloženi su dobijeni nejonizujuć energetske gubici za protone u GST materijalu. Dobijeni rezultati za fononske gubitke u ćeliji FPM-a prikazani su u tabeli 6.2. U tabelama 6.3. i 6.4. navedene su proračunate vrednosti ukupne jonizacione doze u celoj ćeliji FPM-a i u GST sloju ćelije FPM-a, respektivno. Dobijene doze izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a i u GST sloju ćelije FPM-a date su u tabelama 6.5. i 6.6, respektivno.

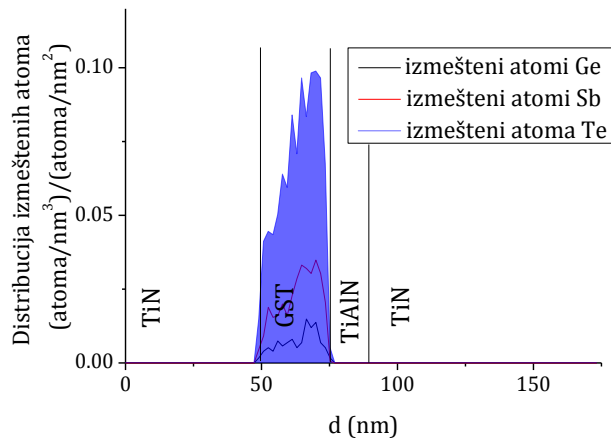
**REZULTATI SIMULACIJA SNOPA 1000 PROTONA ENERGIJE 10 keV
KOJI PADA NORMALNO NA FAZNO PROMENLJIVU ČELIJU SA 25 nm GST SLOJEM**



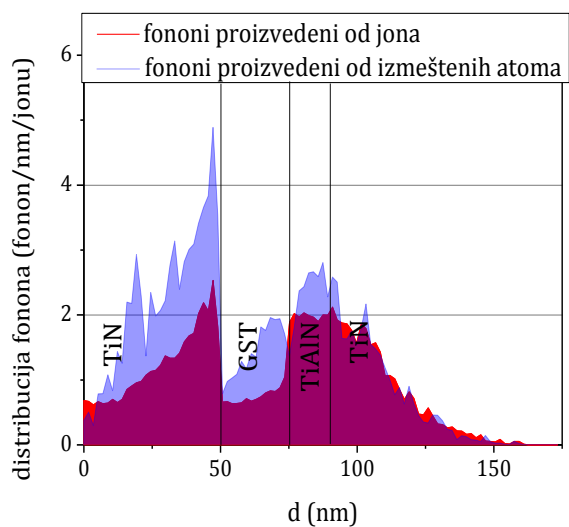
Slika 6.1a. Transport protona kroz fazno promenljivu ćeliju sa GST slojem.



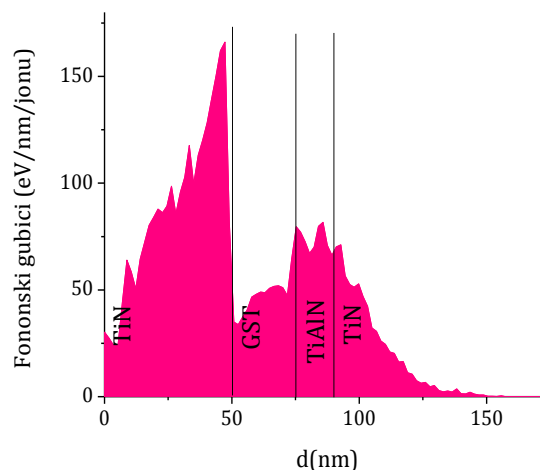
Slika 6.1b. Jonizacioni energetske gubitci nastali od upadnih protona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



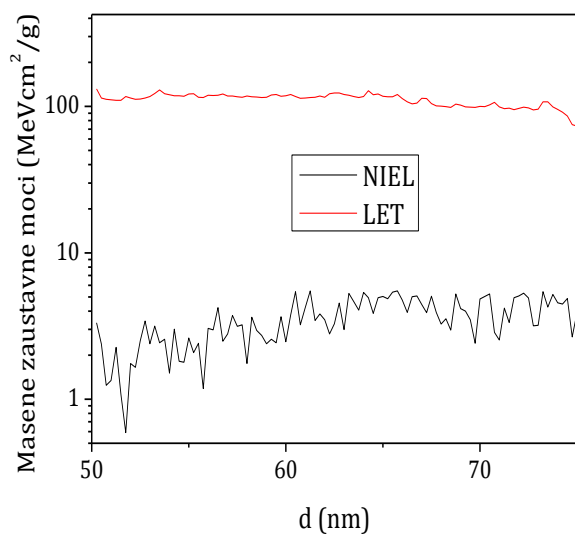
Slika 6.1c. Distribucija izmeštenih atoma Ge, Sb i Te.



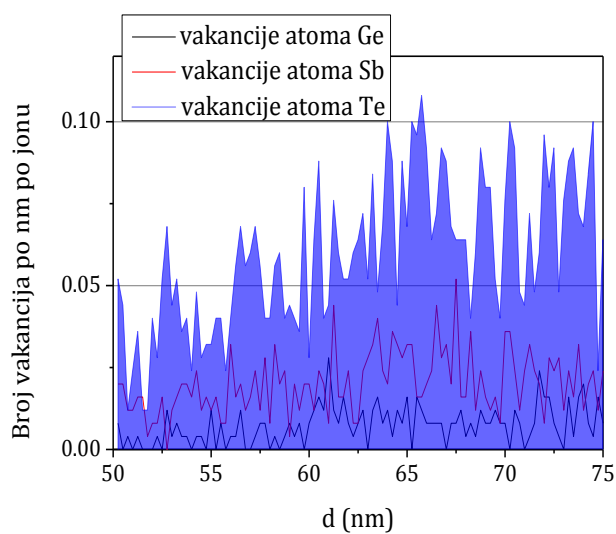
Slika 6.1d. Distribucija fonona nastalih od upadnih protona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



Slika 6.1e. Fononski energetske gubici nastali od upadnih protona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.

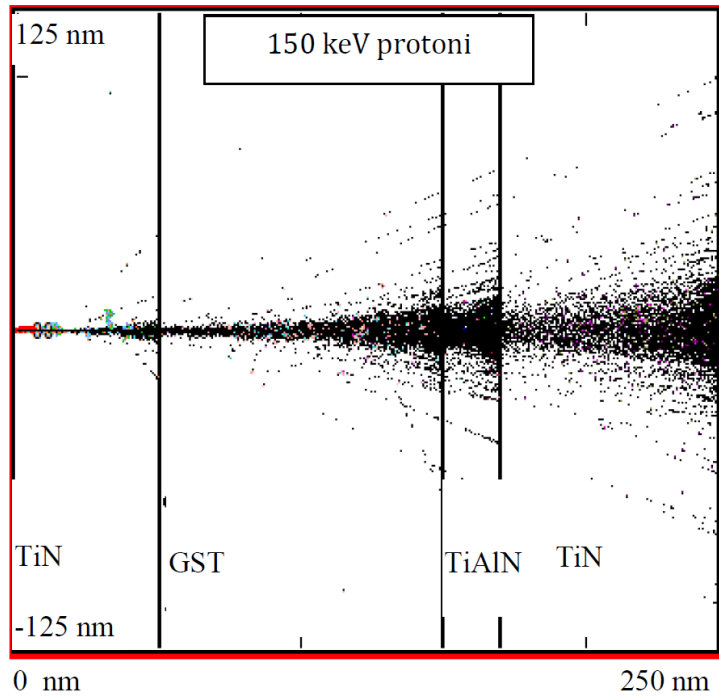


Slika 6.1f. Masene zaustavne moći (NIEL i LET) u GST sloju.

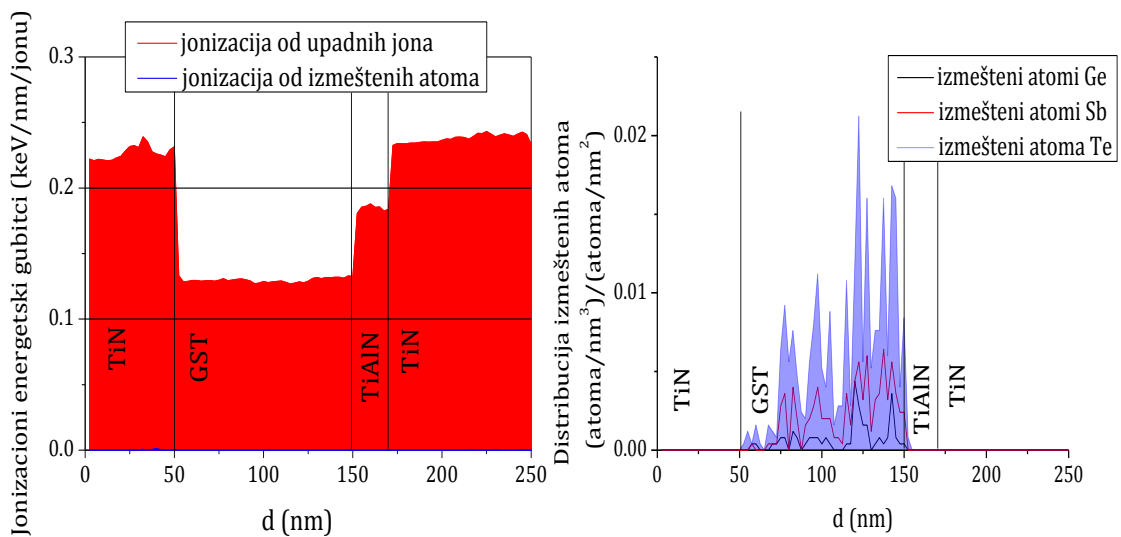


Slika 6.1g. Distribucija nastalih vakancija atoma Ge, Sb i Te u GST sloju.

REZULTATI SIMULACIJA SNOPA 1000 PROTONA ENERGIJE 150 keV KOJI PADA NORMALNO NA FAZNO PROMENLJIVU ČELIJU SA 100 nm GST SLOJEM

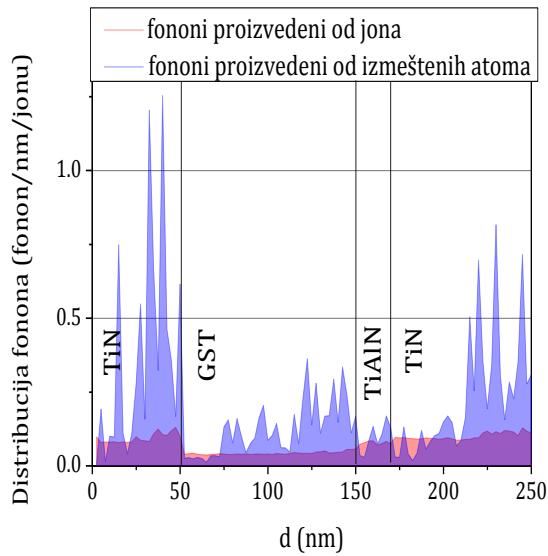


Slika 6.2a. Transport protona kroz fazno promenljivu ćeliju sa GST slojem.

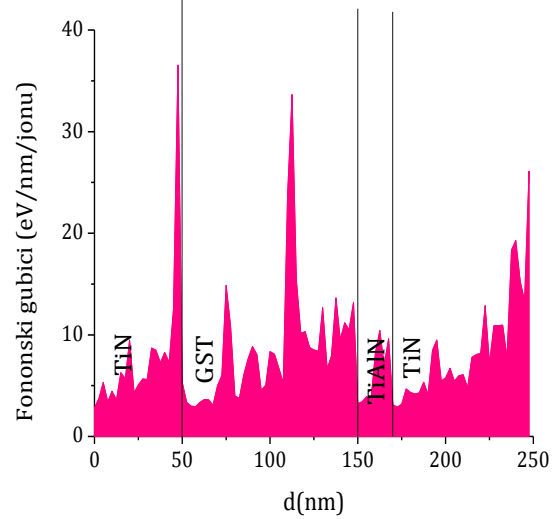


Slika 6.2b. Jonizacioni energetski gubici nastali od upadnih protona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.

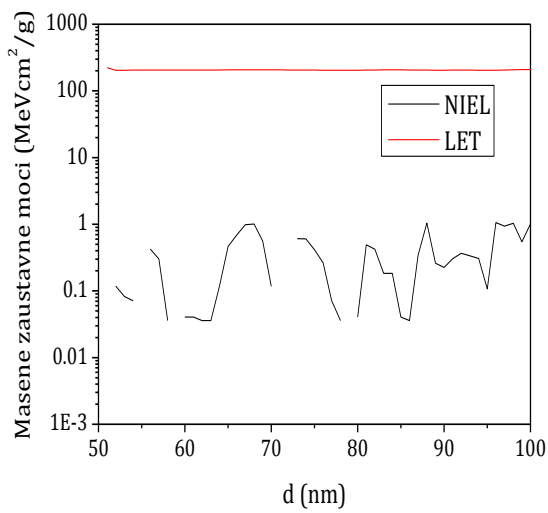
Slika 6.2c. Distribucija izmeštenih atoma Ge, Sb i Te.



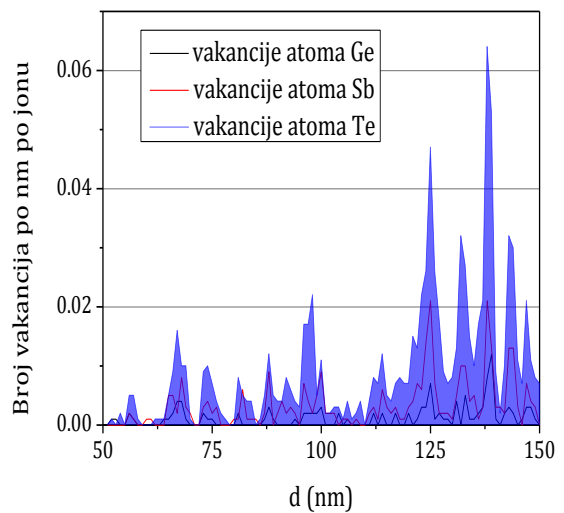
Slika 6.2d. Distribucija fonona nastalih od upadnih protona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



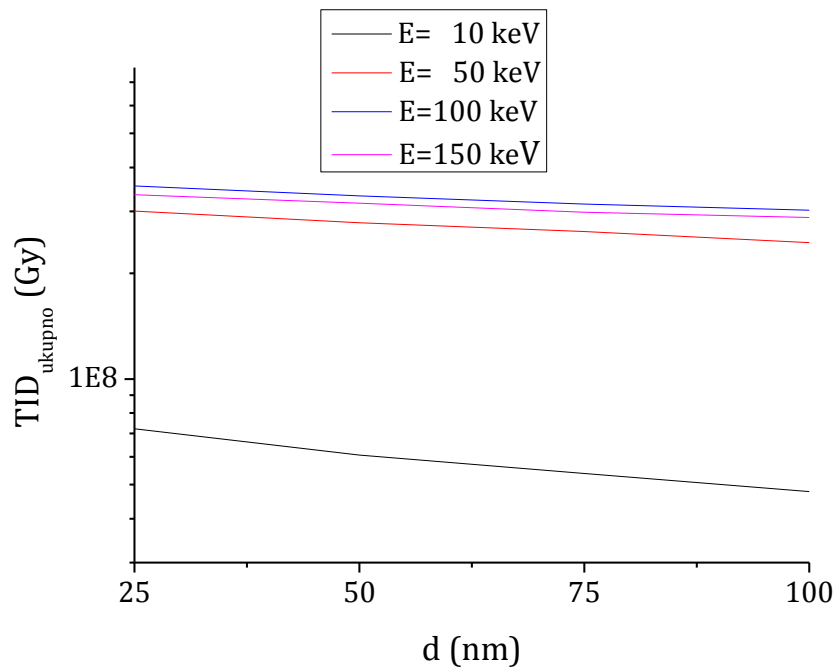
Slika 6.2e. Fononski energetske gubici nastali od upadnih protona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



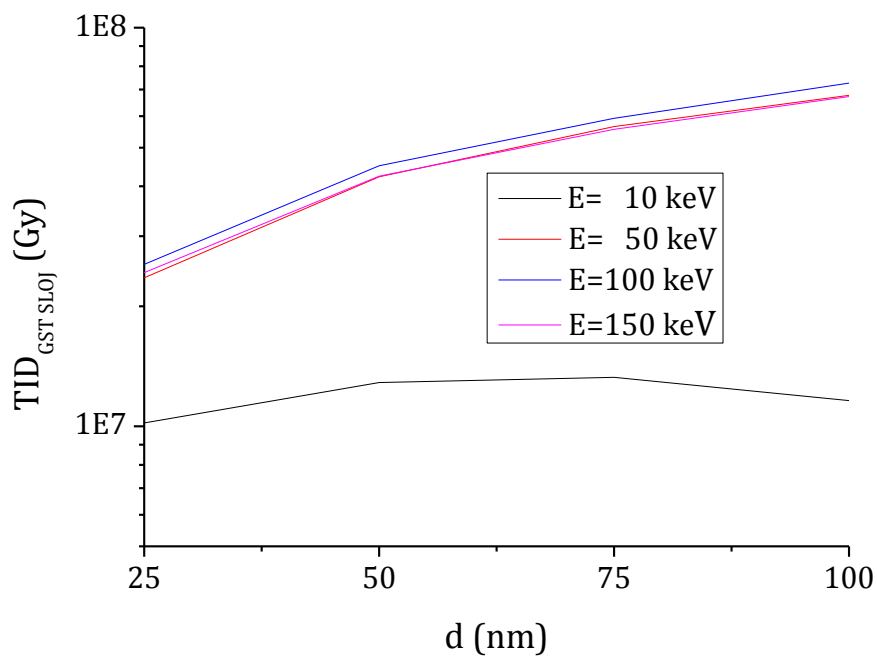
Slika 6.2f. Masene zaustavne moći (NIEL i LET) u GST sloju.



Slika 6.2g. Distribucija nastalih vakancija atoma Ge, Sb i Te u GST sloju.

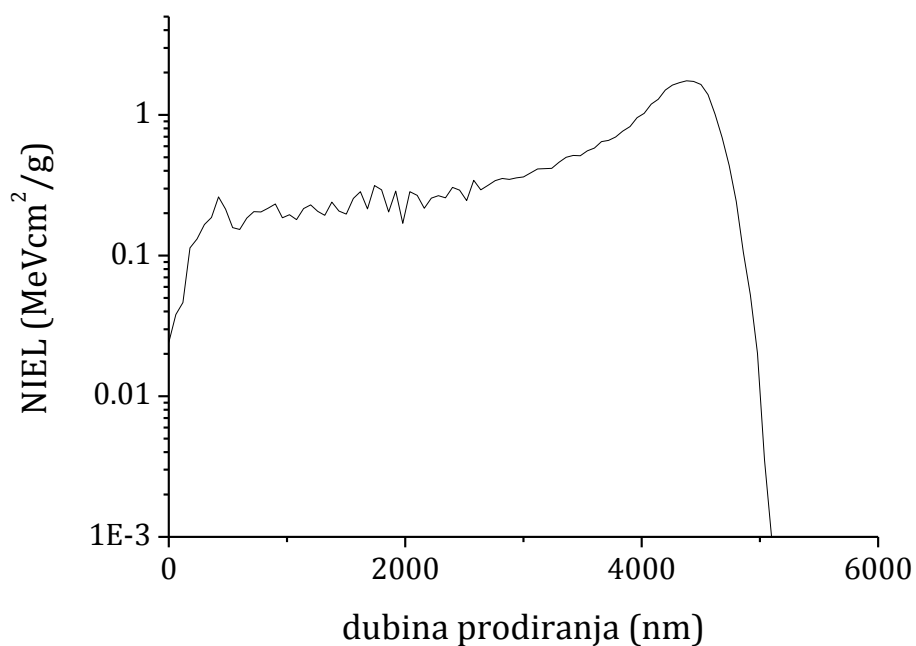


Slika 6.3a. Ukupna jonizacijska doza u celoj ćeliji FPM-a u zavisnosti od debljine GST sloja za različite energije upadnih protona.



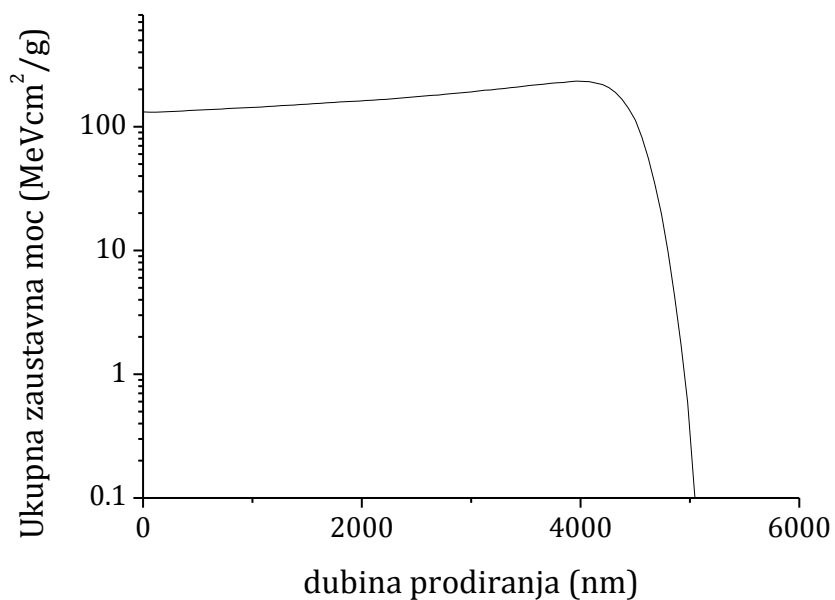
Slika 6.3b. Ukupna jonizacijska doza u GST sloju u zavisnosti od debljine GST sloja za različite energije upadnih protona.

NEJONIZIJUĆI GUBICI ZA PROTONE ENERGIJE 500 keV U GST MATERIJALU

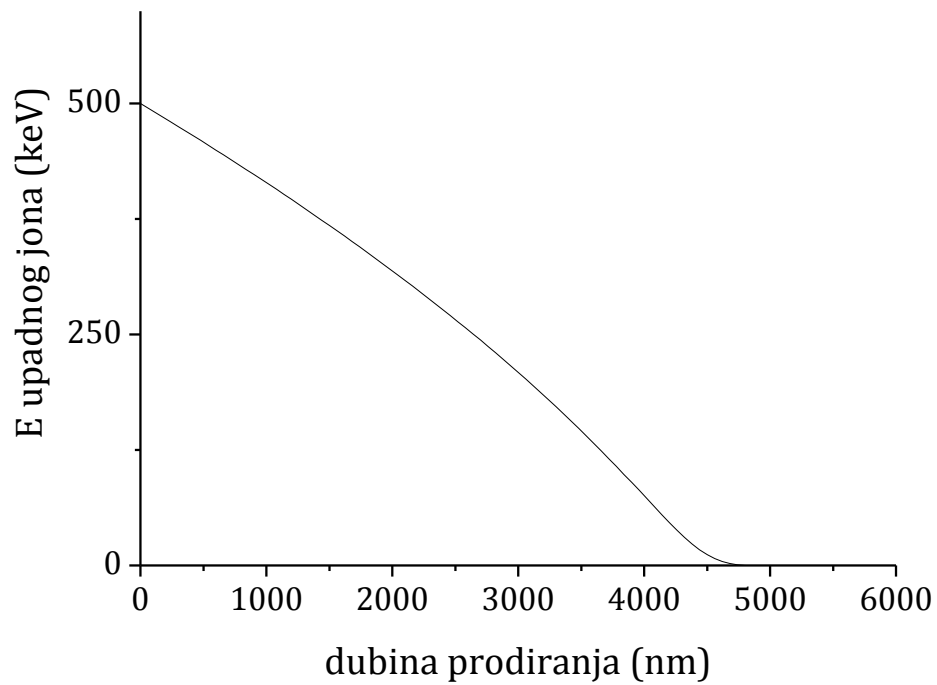


Slika

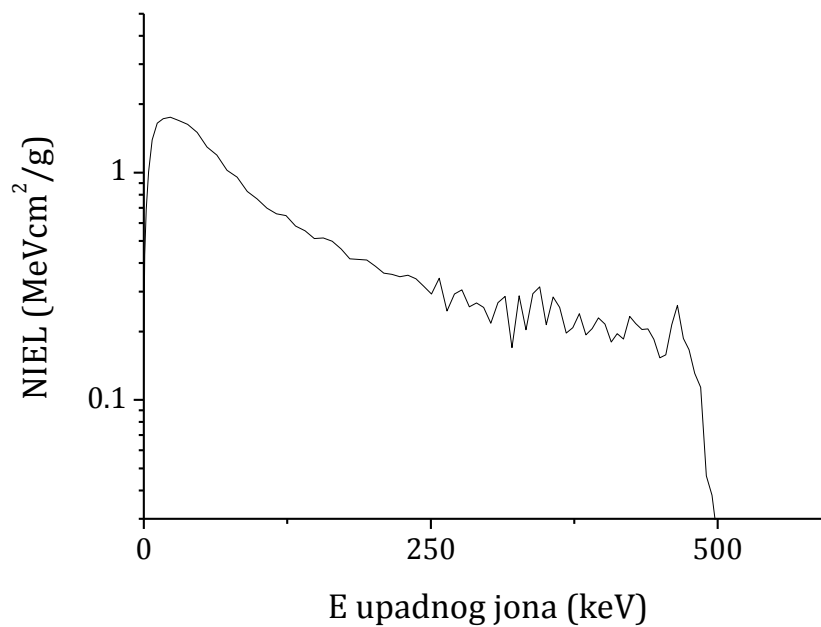
6.4a. Nejonizujući energetske gubici za protone energije 500keV u GST materijalu u zavisnosti od dubine prodiranja.



Slika 6.4b. Ukupni energetske gubici za protone energije 500 keV u GST materijalu u zavisnosti od dubine prodiranja.



Slika 6.4c. Energija protona u zavisnosti od dubine prodiranja kroz GST materijal.



Slika 6.4d. Nejonizujući energetske gubici za protone u GST materijalu u zavisnosti od energije.

Tabela 6.1. Nejonizujući energetska gubici za protone u GST materijalu

E [keV]	NIEL [MeVcm²/g]	E [keV]	NIEL [MeVcm²/g]
500,0	0,024	314,8	0,285
495,0	0,038	308,6	0,268
490,1	0,046	302,4	0,217
485,1	0,114	296,2	0,256
480,1	0,131	289,9	0,267
475,1	0,166	283,5	0,257
470,1	0,187	277,1	0,305
465,0	0,261	270,6	0,292
459,9	0,214	264,0	0,246
454,8	0,158	257,4	0,344
449,6	0,153	250,7	0,293
444,4	0,185	243,9	0,316
439,9	0,205	237,1	0,341
434,0	0,204	230,2	0,354
428,7	0,217	223,2	0,348
423,3	0,233	216,1	0,357
418,0	0,185	209,0	0,3617
412,6	0,196	201,7	0,387
407,2	0,180	194,4	0,4129
401,7	0,216	186,9	0,415
396,2	0,230	179,4	0,417
390,6	0,206	171,8	0,462
385,1	0,193	164,2	0,500
379,4	0,240	156,3	0,515
373,8	0,207	148,4	0,513
368,1	0,197	140,4	0,556
362,4	0,255	132,2	0,582
356,6	0,284	124,0	0,647
350,7	0,214	115,6	0,658
344,8	0,314	107,2	0,698
338,9	0,293	98,6	0,766
332,9	0,204	90,0	0,826
326,9	0,287	81,3	0,955
320,8	0,170	72,5	1,025

Tabela 6.2. Fononski gubici (eV/nm/jonu) za protone energija 10, 50, 100 i 150 keV u ćeliji FPM-a sa GST slojem (debljine 25-100 nm).

Fononski gubici [eV/nm/jonu]				
Debljina GST sloja	Energija protona			
	10 keV	50 keV	100 keV	150 keV
25 nm	44,4	23,6	12,3	6,8
50 nm	33,0	24,4	11,9	7,6
75 nm	26,2	25,8	10,5	6,6
100 nm	24,0	26,7	10,7	7,3

Tabela 6.3. Ukupna jonizaciona doza (TID) u celoj ćeliji FPM-a za protone energija 10, 50, 100 i 150 keV u ćeliji FPM-a sa GST slojem (debljine 25-100nm).

TID u celoj ćeliji FPM-a [10^7 Gy]				
Debljina GST sloja	Energija protona			
	10 keV	50 keV	100 keV	150 keV
25 nm	7,217	30,042	35,423	33,458
50 nm	6,070	27,850	33,196	31,667
75 nm	5,380	26,294	31,464	29,853
100 nm	4,777	24,450	30,218	28,831

Tabela 6.4. Ukupna jonizaciona doza (TID) u GST sloju ćelije FPM-a za protone energija 10, 50, 100 i 150 keV u ćeliji FPM-a sa GST slojem (debljine 25-100nm).

TID u GST sloju ćelije FPM-a [10^7 Gy]				
Debljina GST sloja	Energija protona			
	10 keV	50 keV	100 keV	150 keV
25 nm	1,020	2,357	2,546	2,431
50 nm	1,287	4,227	4,501	4,239
75 nm	1,328	5,652	5,926	5,557
100 nm	1,160	6,764	7,261	6,718

Tabela 6.5. Doza izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a za protone energija 10, 50, 100 i 150 keV u ćeliji FPM-a sa GST slojem (debljine 25-100 nm).

Doza izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a [10^6 Gy]				
Debljina GST sloja	Energija protona			
	10 keV	50 keV	100 keV	150 keV
25 nm	2,286	1,461	0,749	0,356
50 nm	1,857	1,623	0,800	0,477
75 nm	1,458	1,699	0,689	0,389
100 nm	1,360	1,809	0,754	0,463

Tabela 6.6. Doza izmeštanja u GST sloju ćelije FPM-a (debljine 25-100 nm) za protone energija 10, 50, 100 i 150 keV.

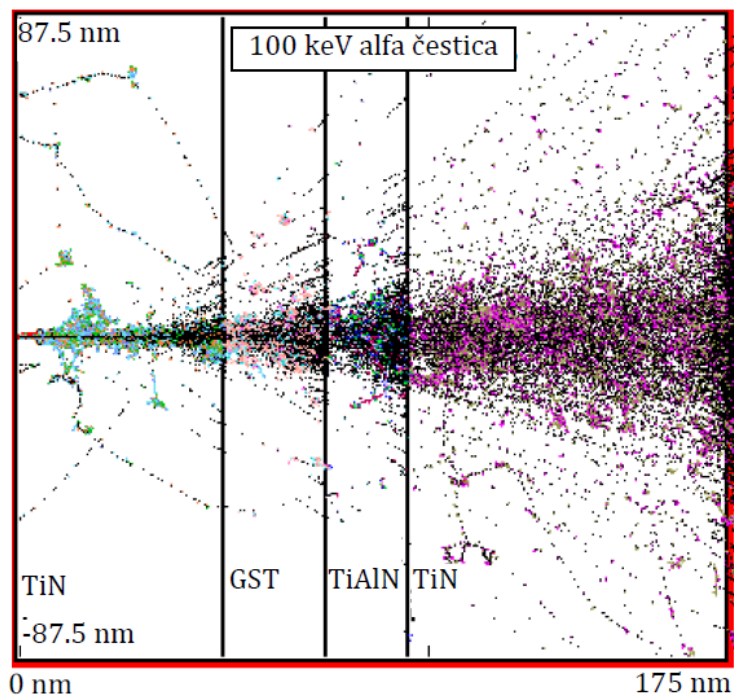
Doza izmeštanja u GST sloju [10^6 Gy]				
Debljina GST sloja	Energija protona			
	10 keV	50 keV	100 keV	150 keV
25 nm	0,320	0,112	0,062	0,053
50 nm	0,447	0,222	0,173	0,142
75 nm	0,454	0,313	0,175	0,099
100 nm	0,406	0,408	0,244	0,118

6.1.2 Rezultati za slučaj upadnog snopa alfa čestica

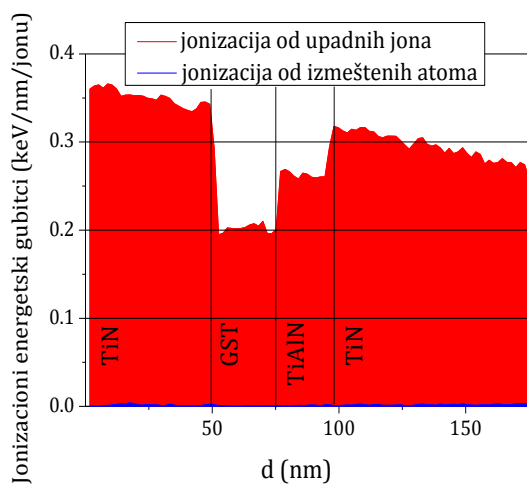
Na slikama 6.5.a) - 6.5.g) prikazane su vrednosti dobijene simulacijom i dodatnim proračunima za prolazak 1000 alfa čestica energije 100 keV kroz ćeliju FPM-a sa GST slojem debljine 25 nm, dok su na slikama 6.6.a) - 6.6.g) prikazane vrednosti dobijene simulacijom i dodatnim proračunima za prolazak 1000 alfa čestica energije 250 keV kroz ćeliju FPM-a sa GST slojem debljine 100 nm (tragovi alfa čestica kroz ćeliju, jonizacioni energetske gubici, distribucija izmešteni atoma, distribucija fonona, fononski energetske gubici, masene zaustavne moći i distribucija nastalih vakancija). Ukupna jonizaciona doza (TID) u celoj ćeliji FPM-a i u fazno promenljivom sloju ćelije FPM-a u zavisnosti od debljine GST sloja za energije alfa čestica od 100, 150, 200 i 250 keV prikazane su na slici 6.7.a) i 6.7.b), respektivno. Nejonizujući gubici za alfa čestice energije 1 MeV u GST materijalu prikazane su na slikama 6.8.a) - 6.8.d).

U tabeli 6.7. izloženi su dobijeni nejonizujući energetske gubici za alfa čestice u GST materijalu. Dobijeni rezultati za fononske gubitke u ćeliji FPM-a prikazani su u tabeli 6.8. U tabelama 6.9. i 6.10. dai su proračunate vrednosti ukupne jonizacione doze u celoj ćeliji FPM-a i u GST sloju ćelije FPM-a, respektivno. Dobijene doze izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a i u GST sloju ćelije FPM-a navedene su u tabelama 6.11. i 6.12, respektivno.

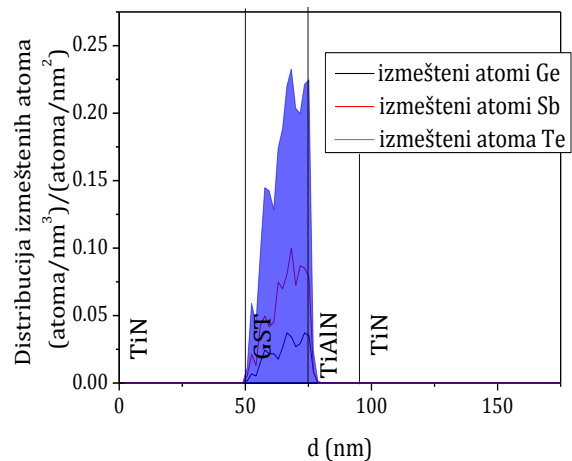
REZULTATI SIMULACIJA SNOPA 1000 ALFA ČESTICA ENERGIJE 100 keV KOJI PADA NORMALNO NA FAZNO PROMENLJIVU ČELIJU SA 25 nm GST SLOJEM



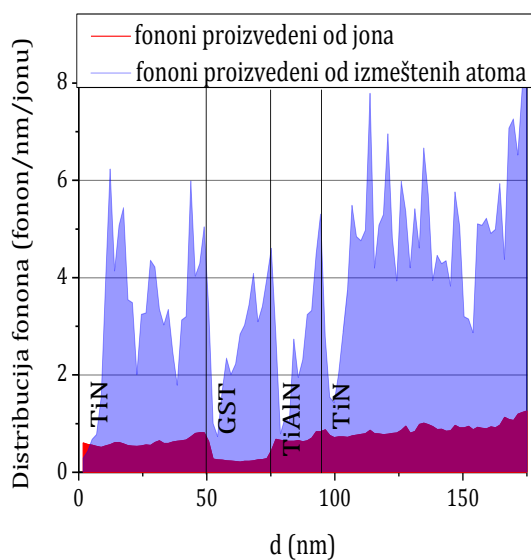
Slika 6.5a. Transport alfa čestica kroz fazno promenljivu ćeliju sa GST slojem.



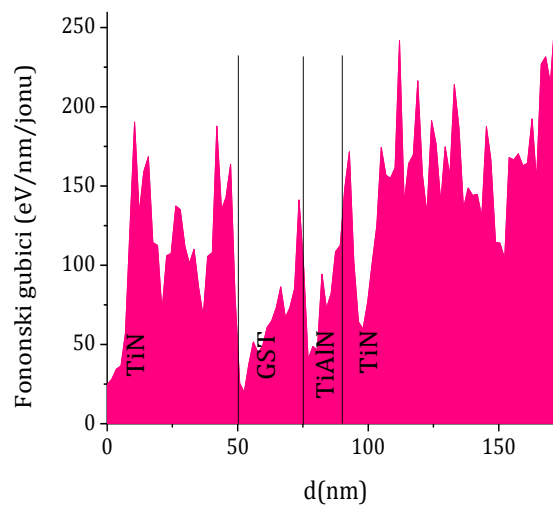
Slika 6.5b. Jonizacioni energetski gubici nastali od upadnih alfa čestica i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



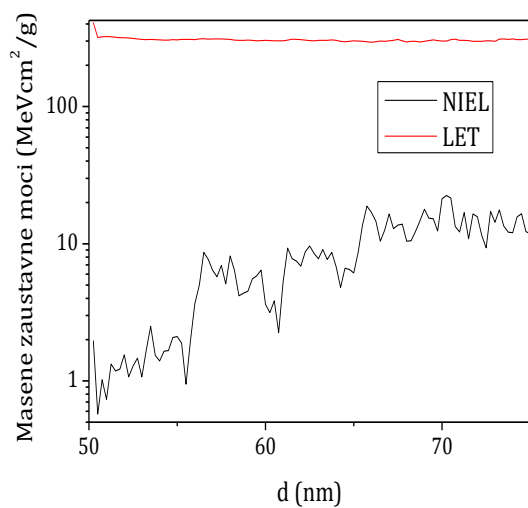
Slika 6.5c. Distribucija izmeštenih atoma Ge, Sb i Te.



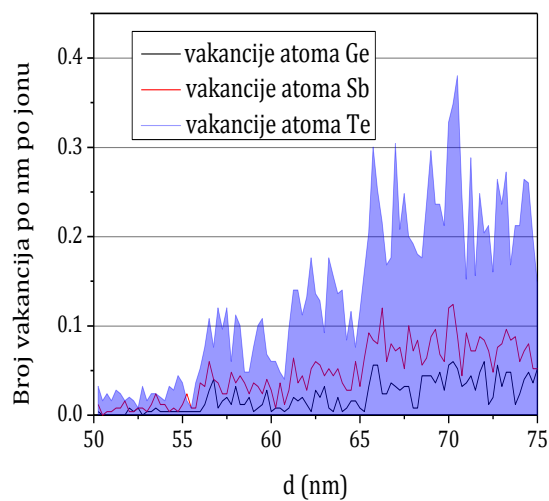
Slika 6.5d. Distribucija fonona nastalih od upadnih alfa čestica i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



Slika 6.5e. Fononski energetski gubici nastali od upadnih alfa čestica i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.

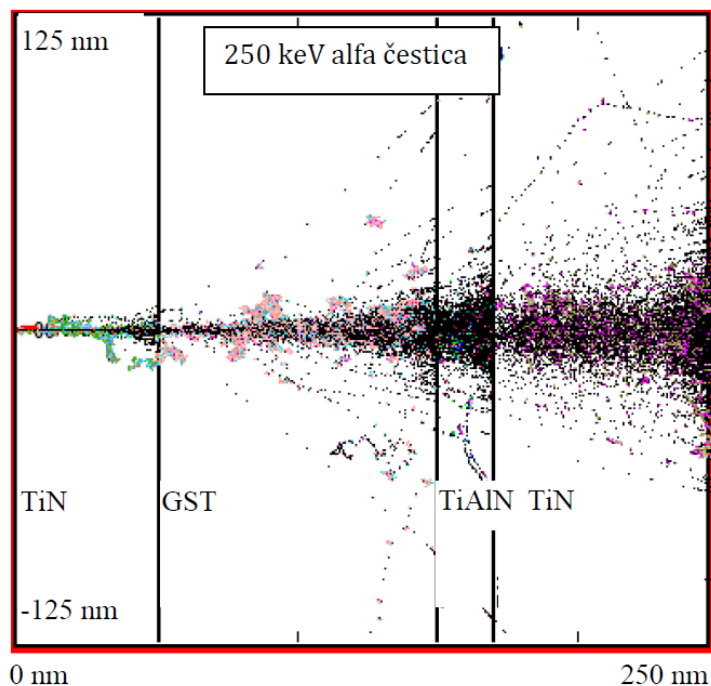


Slika 6.5f. Masene zaustavne moći (NIEL i LET) u GST sloju.

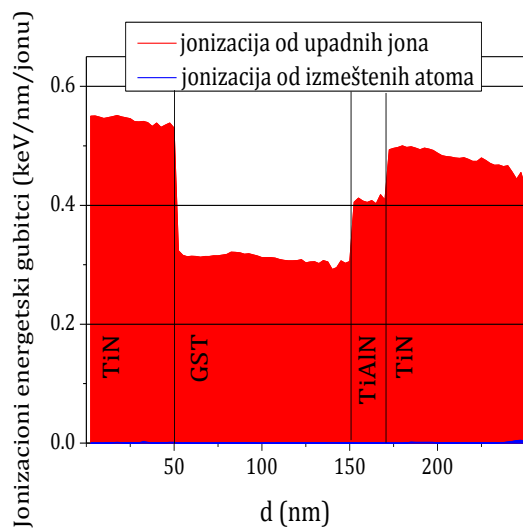


Slika 6.5g. Distribucija nastalih vakancija atoma Ge, Sb i Te u GST sloju.

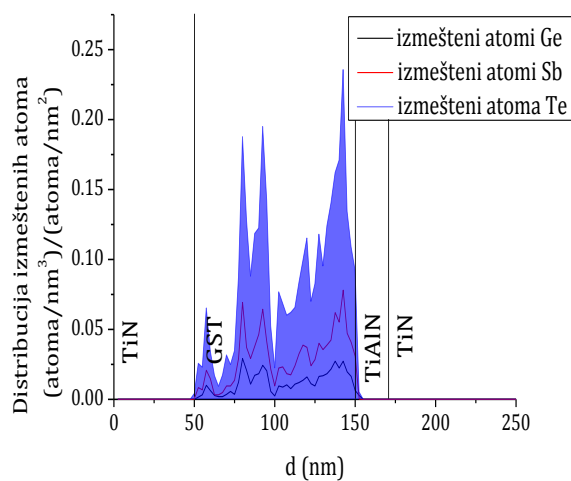
REZULTATI SIMULACIJA SNOPA 1000 ALFA ČESTICA ENERGIJE 250 keV KOJI PADA NORMALNO NA FAZNO PROMENLJIVU ČELIJU SA 100 nm GST SLOJEM



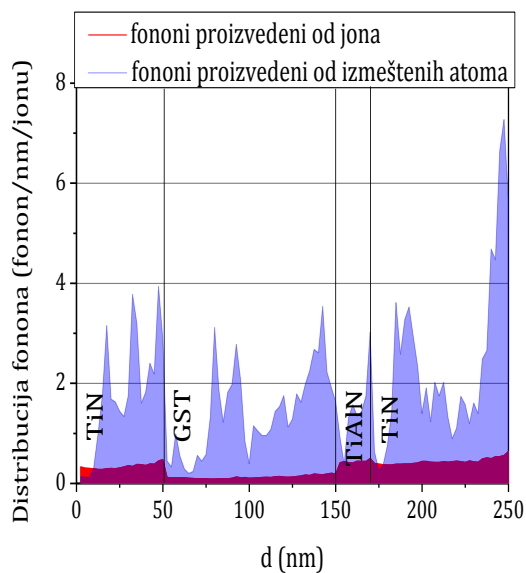
Slika 6.6a. Transport alfa čestica kroz fazno promenljivu ćeliju sa GST slojem.



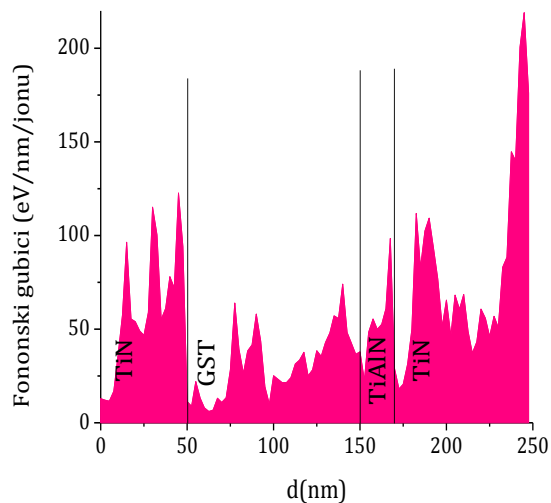
Slika 6.6b. Jonizacioni energetski gubici nastali od upadnih alfa čestica i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



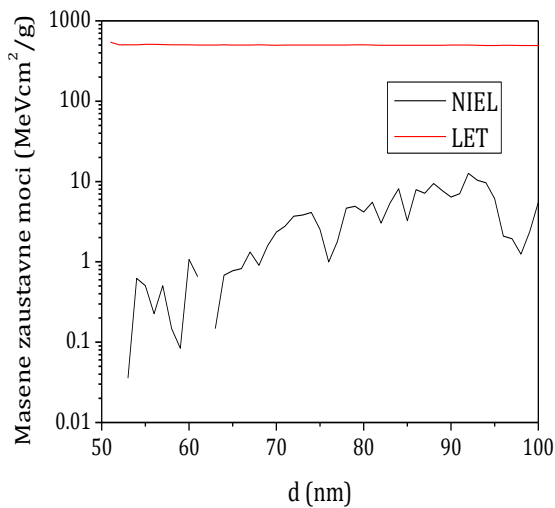
Slika 6.6c. Distribucija izmeštenih atoma Ge, Sb i Te.



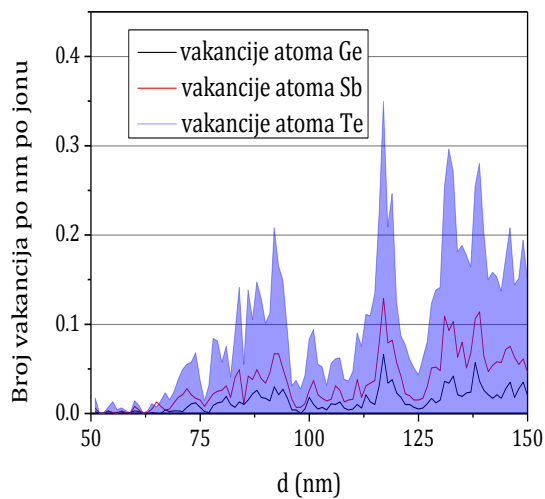
Slika 6.6d. Distribucija fonona nastalih od upadnih alfa čestica i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



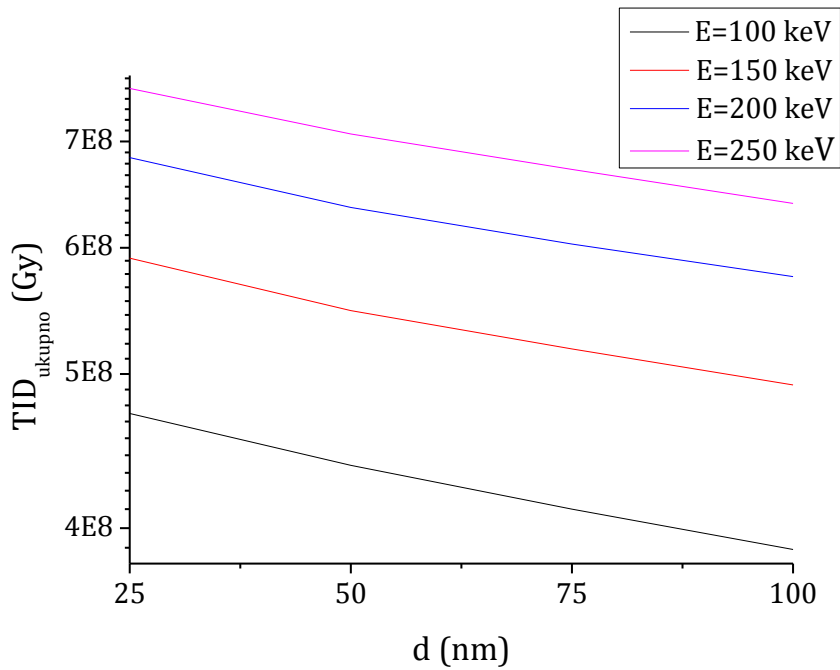
Slika 6.6e. Fononski gubici nastali od upadnih alfa čestica i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



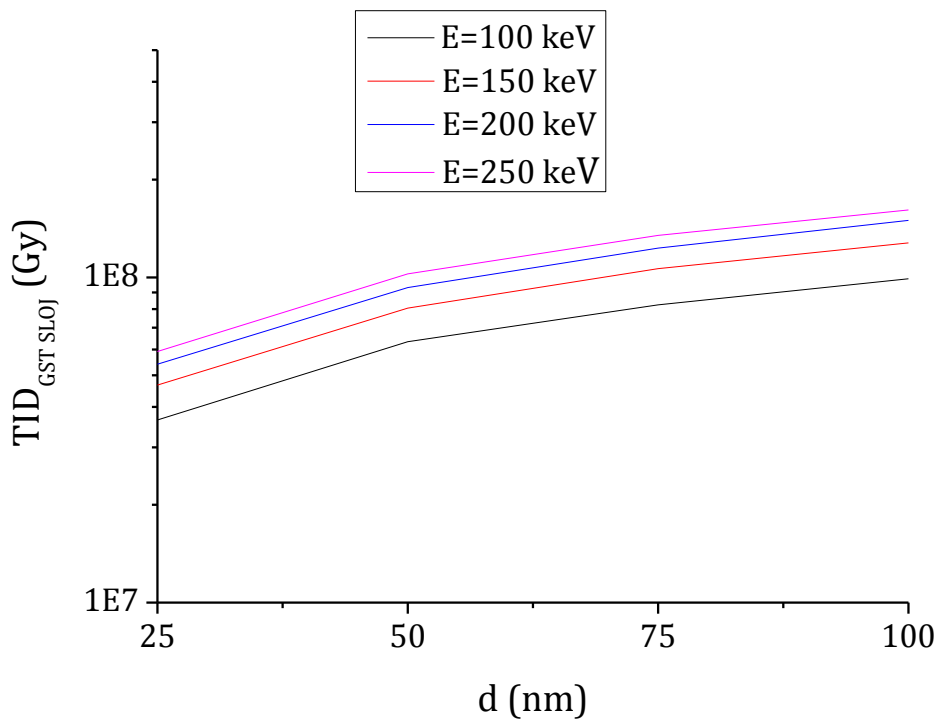
Slika 6.6f. Masene zaustavne moći (NIEL i LET) u GST sloju.



Slika 6.6g. Distribucija nastalih vakancija atoma Ge, Sb i Te u GST sloju.

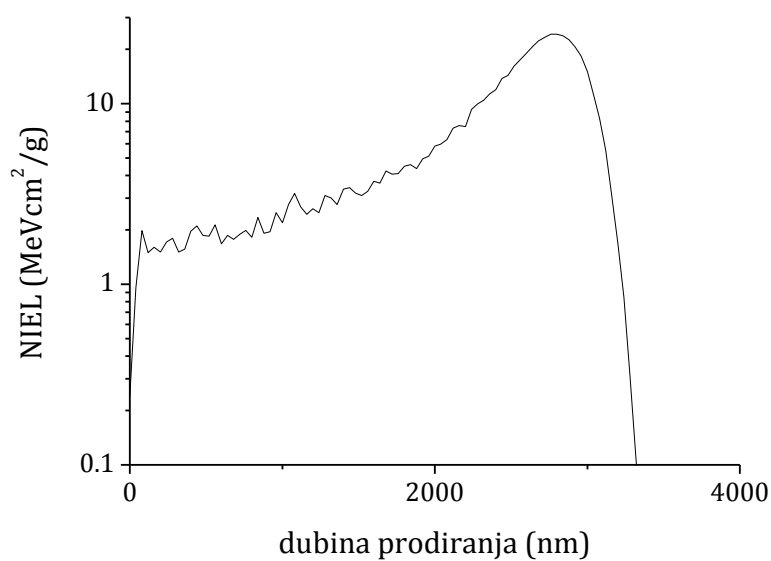


Slika 6.7a. Ukupna jonizacijska doza u celj čeliji FPM-a u zavisnosti od debljine GST sloja za različite energije upadnih alfa čestica.

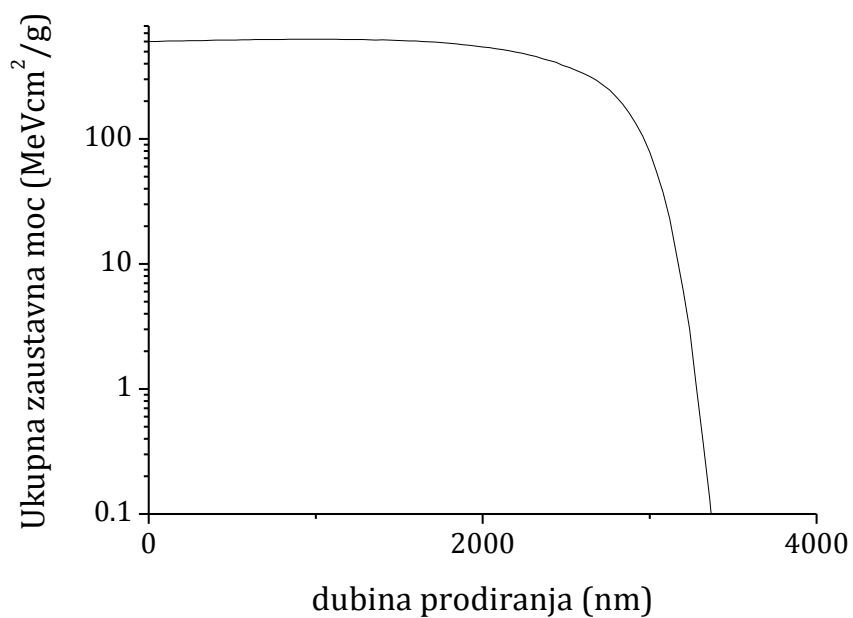


Slika 6.7b. Ukupna jonizacijska doza u GST sloju u zavisnosti od debljine GST sloja za različite energije upadnih alfa čestica.

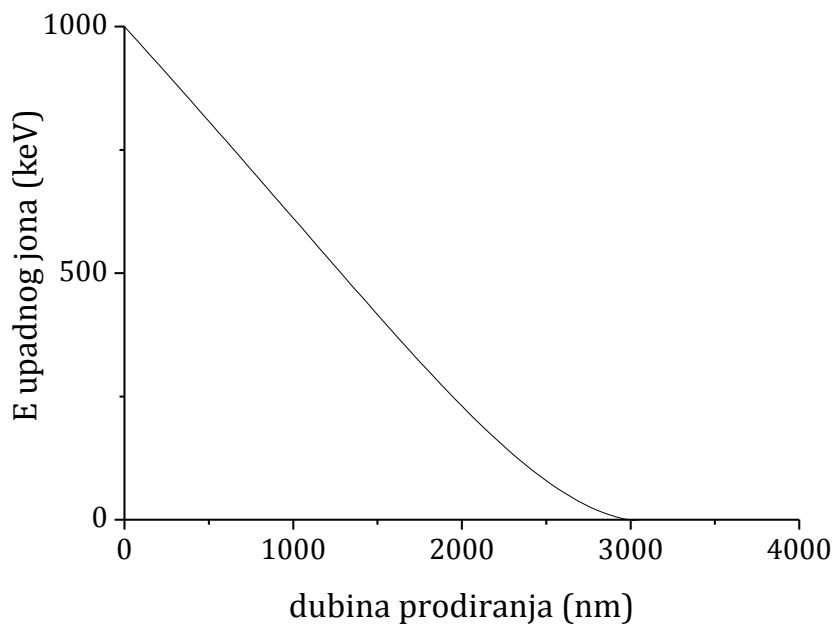
NEJONIZIJUĆI GUBICI ZA ALFA ČESTICE ENERGIJE 1 MeV U GST MATERIJALU



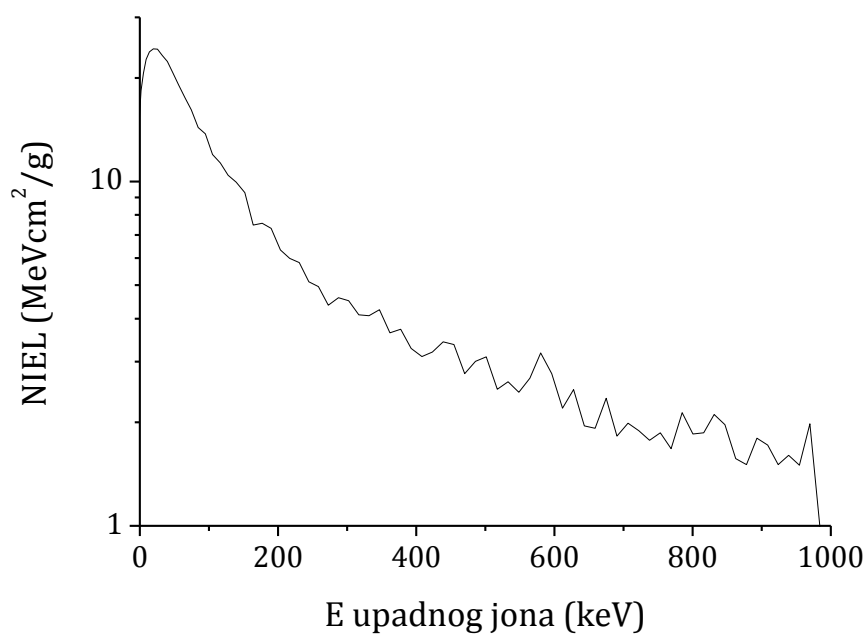
Slika 6.8a. Nejonizujući energetske gubici za alfa česticu energije 1 MeV u GST materijalu u zavisnosti od dubine prodiranja.



Slika 6.8b. Ukupni energetske gubici za alfa česticu energije 1 MeV u GST materijalu u zavisnosti od dubine prodiranja.



Slika 6.9a. Energija alfa čestice u zavisnosti od dubine prodiranja kroz GST materijal.



Slika 6.9b. Nejonizujući energetske gubici za alfa česticu u GST materijalu u zavisnosti od energije.

Tabela 6.7. Zavisnost nejonizirajućih energetske gubitaka (NIEL) od E alfa čestice

E [keV]	NIEL [MeVcm²/g]	E [keV]	NIEL [MeVcm²/g]
1000,0	0,240	454,6	3,365
984,9	0,962	439,0	3,426
969,7	1,979	423,5	3,201
954,5	1,501	408,0	3,104
939,2	1,602	392,6	3,277
923,9	1,506	377,3	3,725
908,6	1,715	362,0	3,638
893,2	1,799	346,9	4,247
877,8	1,506	331,8	4,075
862,4	1,567	316,8	4,102
846,9	1,966	302,0	4,504
831,3	2,108	287,4	4,598
815,8	1,863	272,9	4,370
800,2	1,848	258,6	4,955
784,6	2,132	244,5	5,115
769,0	1,676	230,5	5,817
753,4	1,864	216,8	5,984
737,7	1,772	203,3	6,3266
722,0	1,888	190,0	7,311
706,3	1,987	177,0	7,561
690,6	1,822	164,2	7,478
674,8	2,347	151,7	9,284
659,0	1,919	139,6	9,970
643,3	1,953	127,8	10,443
627,5	2,489	116,3	11,323
611,7	2,195	105,3	11,985
596,0	2,766	94,6	13,766
580,2	3,182	84,3	14,363
564,4	2,685	74,6	16,163
548,6	2,442	65,2	17,499
532,9	2,621	56,2	19,063
517,2	2,495	47,805	20,739
501,5	3,096	39,842	22,324
485,8	3,007	32,420	23,269
470,2	2,769	25,613	24,262

Tabela 6.8. Fononski gubici (u eV/nm/jonu) za alfa čestice energija 100, 150, 200 i 250 keV u ćeliji FPM-a sa GST slojem (debljine 25-100nm).

Fononski gubici [eV/nm/jonu]				
Debljina GST sloja	Energija alfa čestica			
	100 keV	150 keV	200 keV	250 keV
25 nm	124,4	97,2	68,6	54,4
50 nm	136,1	91,0	70,2	52,8
75 nm	144,5	88,8	60,5	61,7
100 nm	138,0	88,9	68,0	54,0

Tabela 6.9. Ukupna jonizaciona doza (TID) u celoj ćeliji FPM-a za alfa čestice energija 100, 150, 200 i 250 keV u ćeliji FPM-a sa GST slojem (debljine 25-100nm).

TID u celoj ćeliji FPM-a [10^8 Gy]				
Debljina GST sloja	Energija alfa čestica			
	100 keV	150 keV	200 keV	250 keV
25 nm	4,721	5,912	6,836	7,557
50 nm	4,380	5,479	6,362	7,076
75 nm	4,112	5,184	6,032	6,721
100 nm	3,879	4,922	5,757	6,398

Tabela 6.10. Ukupna jonizaciona doza (TID) u GST sloju ćelije FPM-a za alfa čestice energija 100, 150, 200 i 250 keV u ćeliji FPM-a sa GST slojem (debljine 25-100nm).

TID u GST sloju [10^7 Gy]				
Debljina GST sloja	Energija alfa čestica			
	100 keV	150 keV	200 keV	250 keV
25 nm	3,644	4,664	5,405	5,922
50 nm	6,345	4,664	5,405	5,922
75 nm	8,243	1,064	12,313	13,466
100 nm	9,896	1,274	14,979	16,116

Tabela 6.11. Doza izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a za alfa čestice energija 100, 150, 200 i 250 keV u ćeliji FPM-a sa GST slojem (debljine 25-100nm).

Doza izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a [10^6 Gy]				
Debljina GST sloja	Energija alfa čestica			
	100 keV	150 keV	200 keV	250 keV
25 nm	10,040	8,068	5,533	4,233
50 nm	12,073	8,182	5,972	4,475
75 nm	13,022	7,900	5,148	5,331
100 nm	12,764	8,262	6,534	4,964

Tabela 6.12. Doza izmeštanja u GST sloju za alfa čestice energija 100, 150, 200 i 250 keV u ćeliji FPM-a sa GST slojem (debljine 25-100nm).

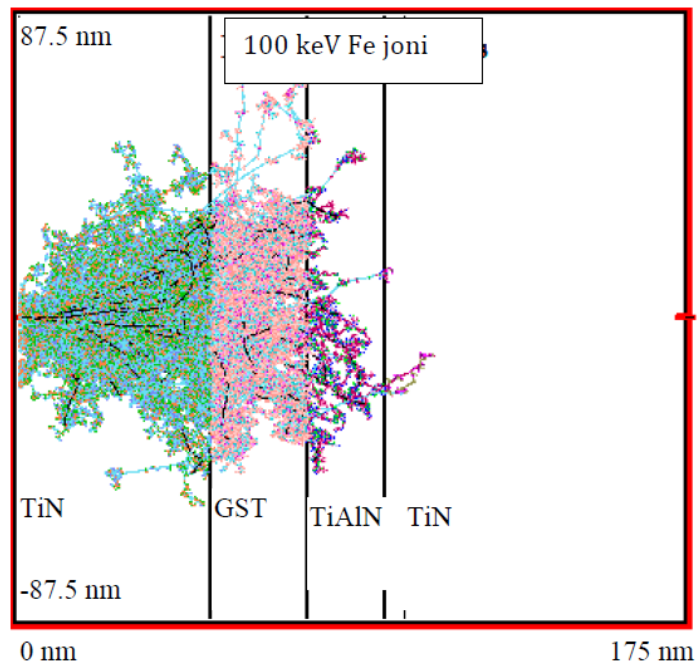
Doza izmeštanja u GST sloju [10^6 Gy]				
Debljina GST sloja	Energija alfa čestica			
	100 keV	150 keV	200 keV	250 keV
25 nm	1,032	0,659	0,898	0,611
50 nm	2,186	2,166	0,954	1,066
75 nm	3,016	2,236	1,422	1,126
100 nm	3,636	2,644	2,455	1,716

6.1.3 Rezultati za slučaj upadnog snopa jona gvožđa

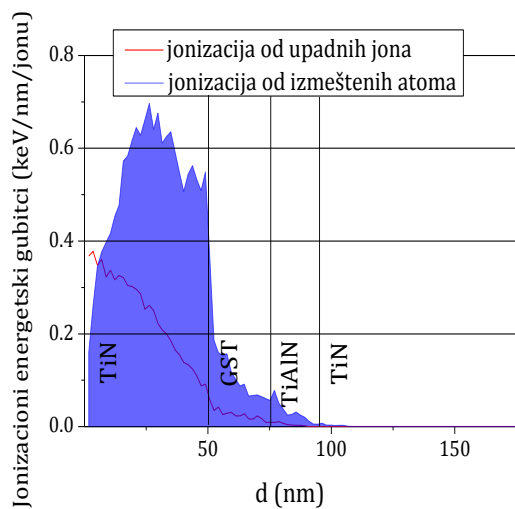
Na slikama 6.9.a) - 6.9.g) prikazane su vrednosti dobijene simulacijom i dodatnim proračunima za prolazak 100 Fe jona energije 100 keV kroz ćeliju FPM-a sa GST slojem debljine 25 nm, dok su na slikama 6.10.a) - 6.10.g) prikazane vrednosti dobijene simulacijom i dodatnim proračunima za prolazak 100 Fe jona energije 500 keV kroz ćeliju FPM-a sa GST slojem debljine 100 nm (tragovi Fe jona kroz ćeliju, jonizacioni energetske gubici, distribucija izmešteni atoma, distribucija fonona, fononski energetske gubici, masene zaustavne moći i distribucija nastalih vakancija). Ukupna jonizaciona doza (TID) u celoj ćeliji FPM-a i u fazno promenljivom sloju ćelije FPM-a u zavisnosti od debljine GST sloja za energije Fe jona od 100, 250 i 500 keV prikazane su na slici 6.11.a) i 6.11.b), respektivno. Nejonizujući gubici za Fe jone energije 500 keV u GST materijalu prikazane su na slikama 6.12.a) - 6.12.d).

U tabeli 6.13. izložene su dobijeni nejonizujući energetske gubici za Fe jone u GST materijalu. Dobijeni rezultati za fononske gubitke u ćeliji FPM-a prikazani su u tabeli 6.14. U tabelama 6.15. i 6.16. date su proračunate vrednosti ukupne jonizacione doze u celoj ćeliji FPM-a i u GST sloju ćelije FPM-a, respektivno. Dobijene doze izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a i u GST sloju ćelije FPM-a navedene su u tabelama 6.17. i 6.18, respektivno.

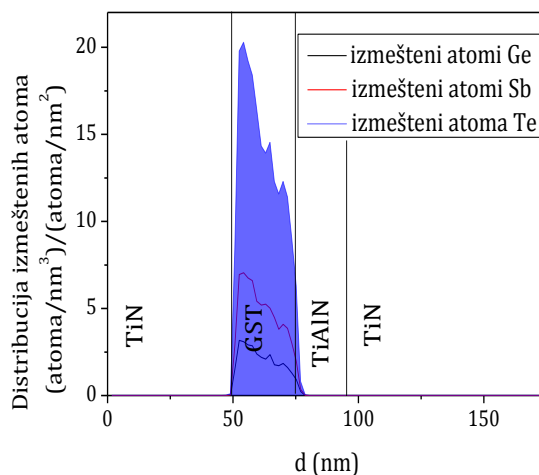
REZULTATI SIMULACIJA SNOPA 100 Fe JONA ENERGIJE 100 keV KOJI PADA NORMALNO NA FAZNO PROMENLJIVU ĆELIJU SA 25 nm GST SLOJEM



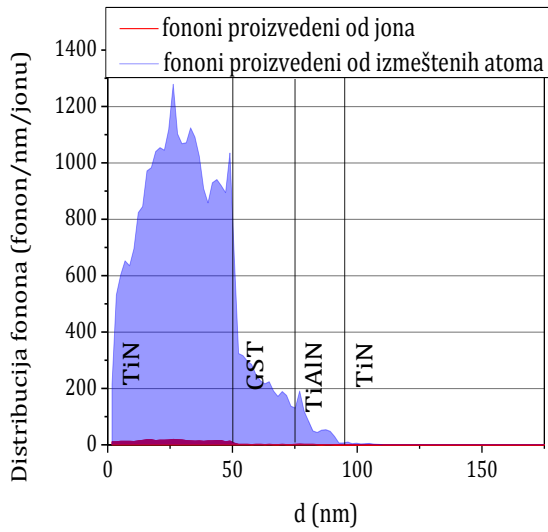
Slika 6.9a. Transport Fe jona kroz fazno promenljivu ćeliju sa GST slojem.



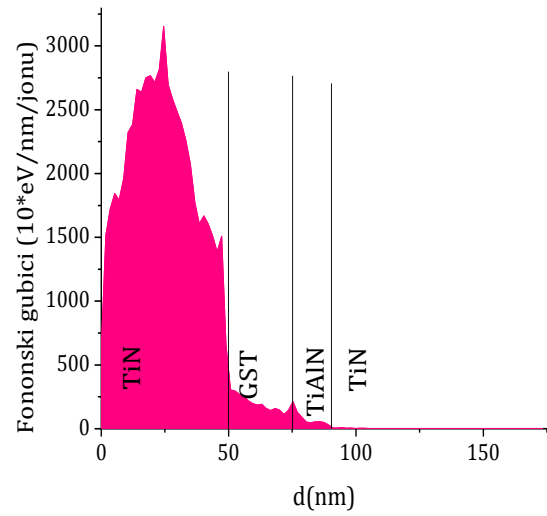
Slika 6.9b. Jonizacioni energetski gubici nastali od upadnih Fe jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



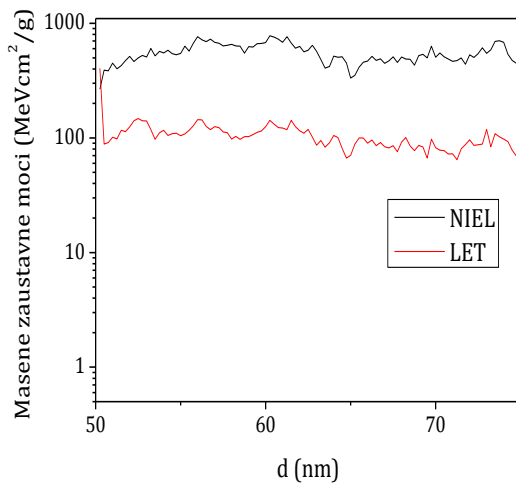
Slika 6.9c. Distribucija izmeštenih atoma Ge, Sb i Te.



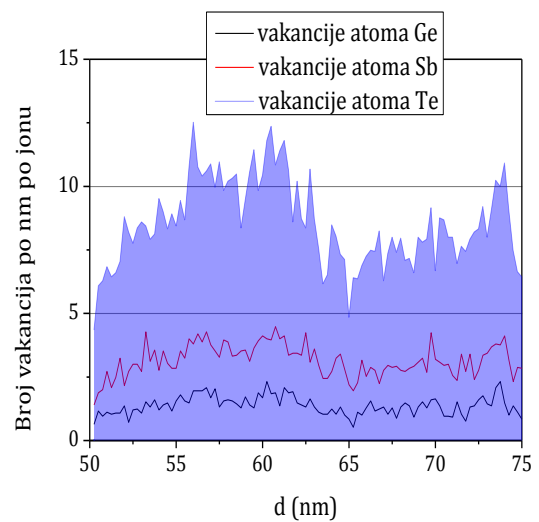
Slika 6.9d. Distribucija fonona nastalih od upadnih Fe jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



Slika 6.9e. Fononski energetski gubici nastali od upadnih Fe jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.

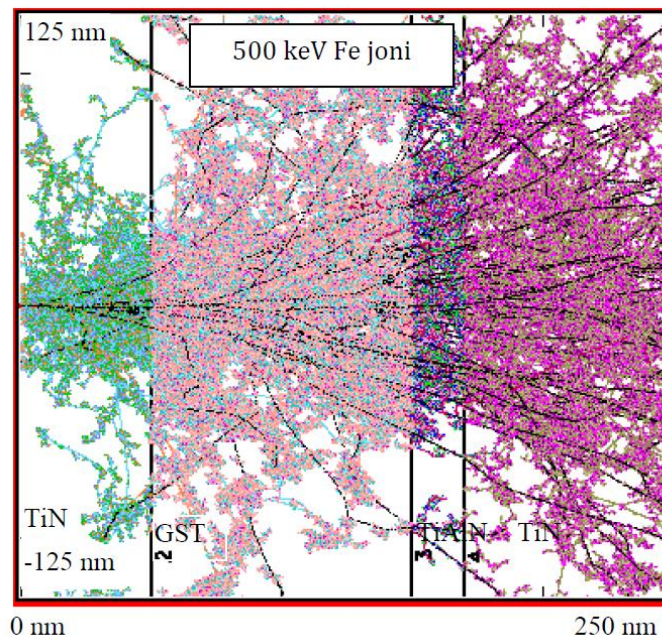


Slika 6.9f. Masene zaustavne moći (NIEL i LET) u GST sloju.

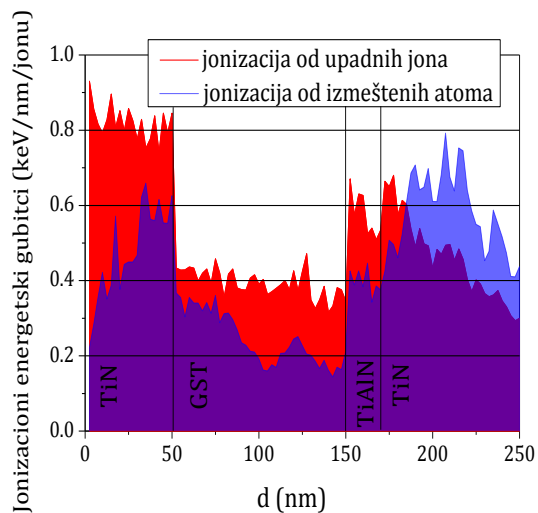


Slika 6.9g. Distribucija nastalih vakancija atoma Ge, Sb i Te u GST sloju.

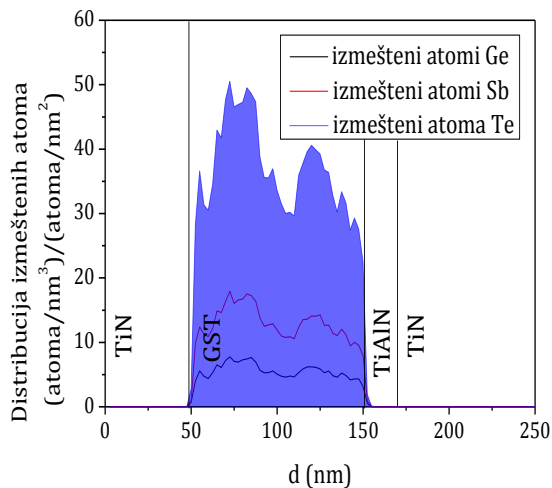
REZULTATI SIMULACIJA SNOPA 100 JONA Fe ENERGIJE 500 keV KOJI PADA NORMALNO NA FAZNO PROMENLJIVU ČELIJU SA 100 nm GST SLOJEM



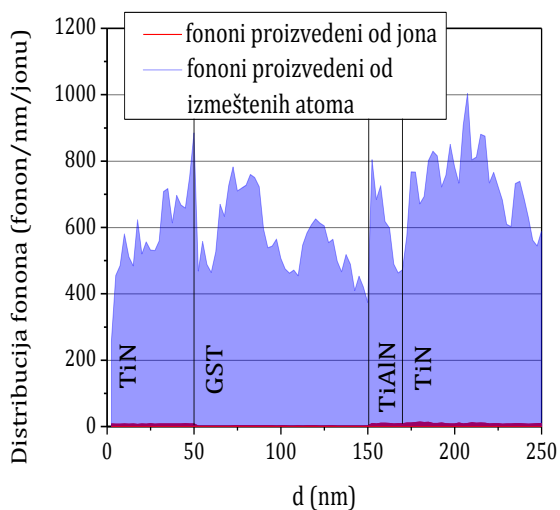
Slika 6.10a. Transport Fe jona kroz fazno promenljivu ćeliju sa GST slojem.



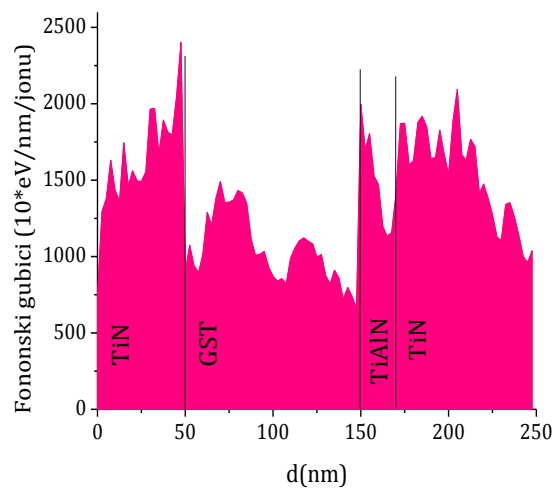
Slika 6.10b. Jonizacioni energetski gubici nastali od upadnih Fe jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



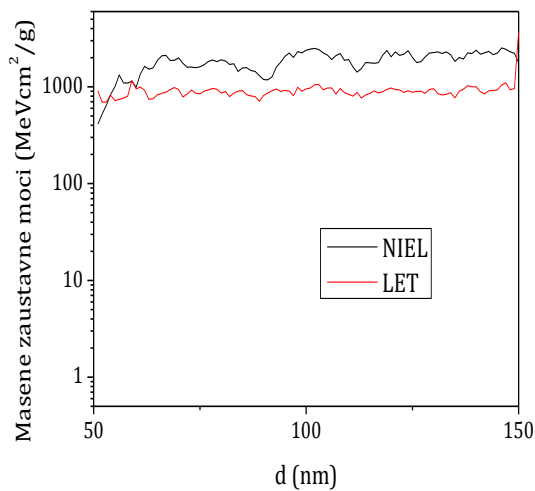
Slika 6.10c. Distribucija izmeštenih atoma Ge, Sb i Te.



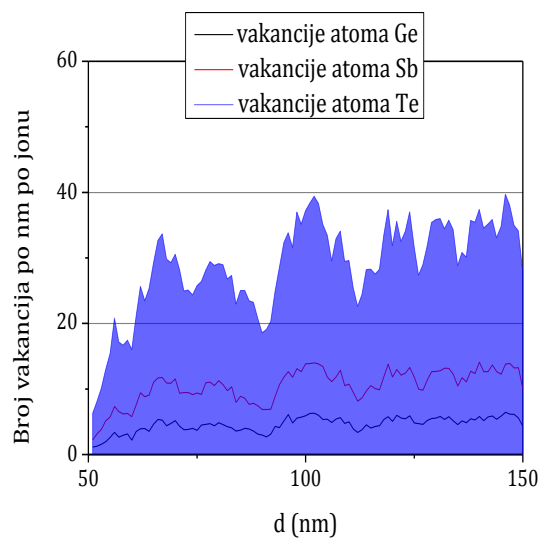
Slika 6.10d. Distribucija fonona nastalih od upadnih Fe jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



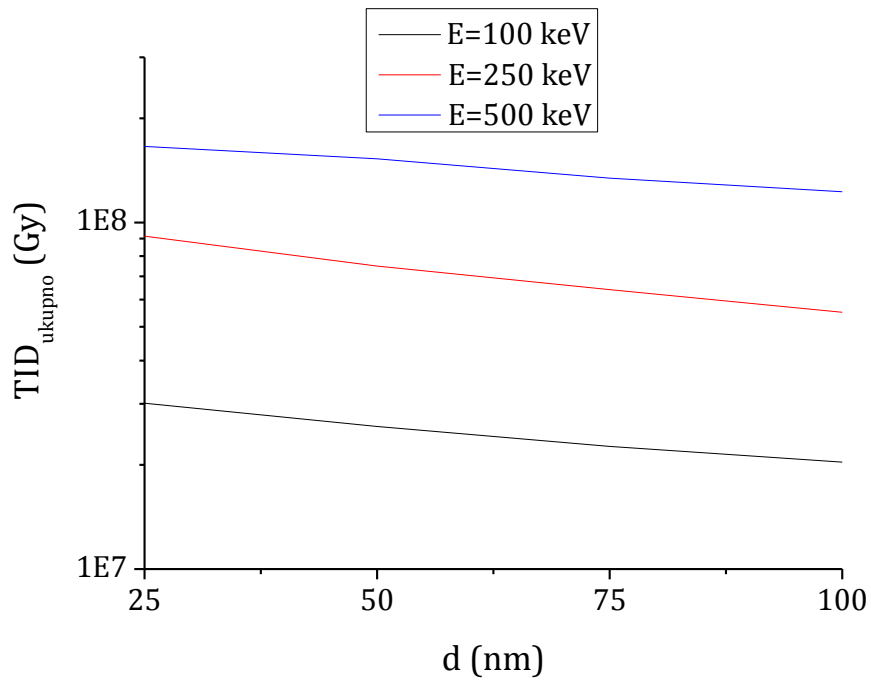
Slika 6.10e. Fononski gubici nastali od upadnih Fe jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



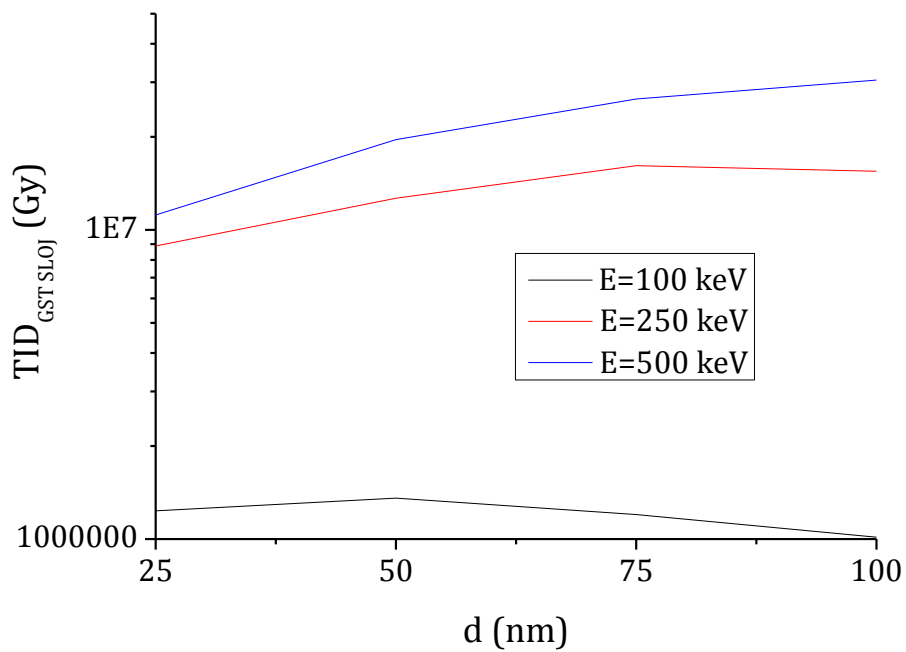
Slika 6.10f. Masene zaustavne moći (NIEL i LET) u GST sloju.



Slika 6.10g. Distribucija nastalih vakancija atoma Ge, Sb i Te u GST sloju.

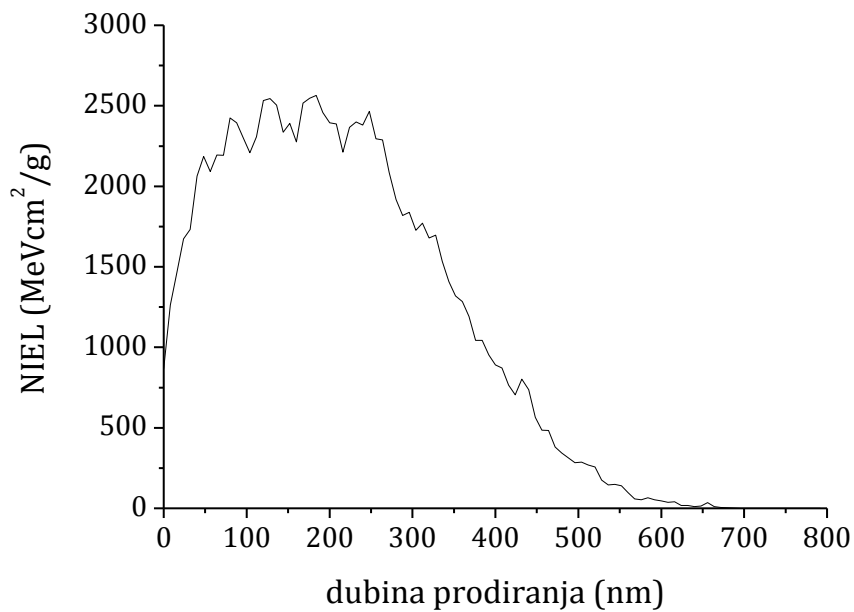


Slika 6.11a. Ukupna jonizacijska doza u celjoj ćeliji FPM-a u zavisnosti od debljine GST sloja za različite energije upadnih Fe jona.

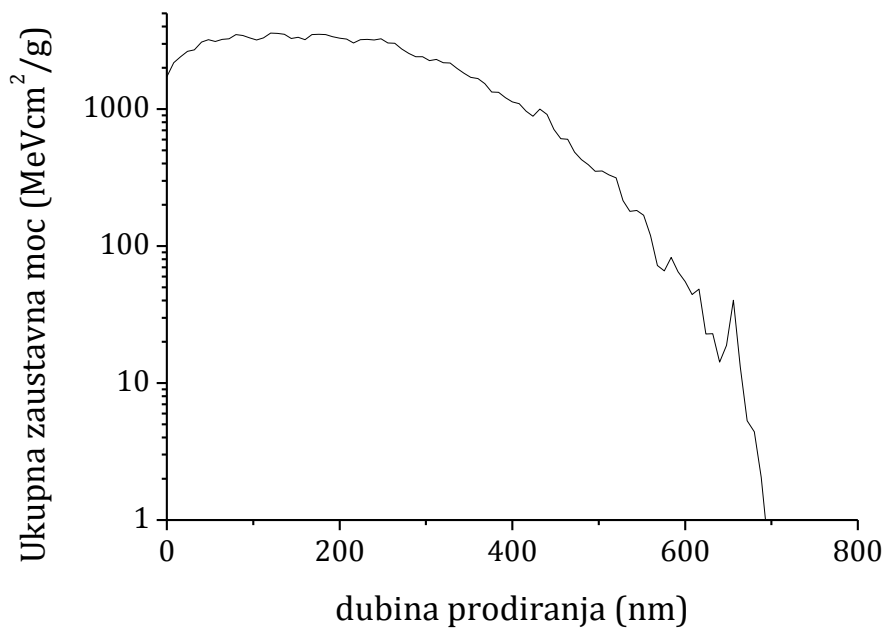


Slika 6.11b. Ukupna jonizacijska doza u GST sloju u zavisnosti od debljine GST sloja za različite energije upadnih Fe jona.

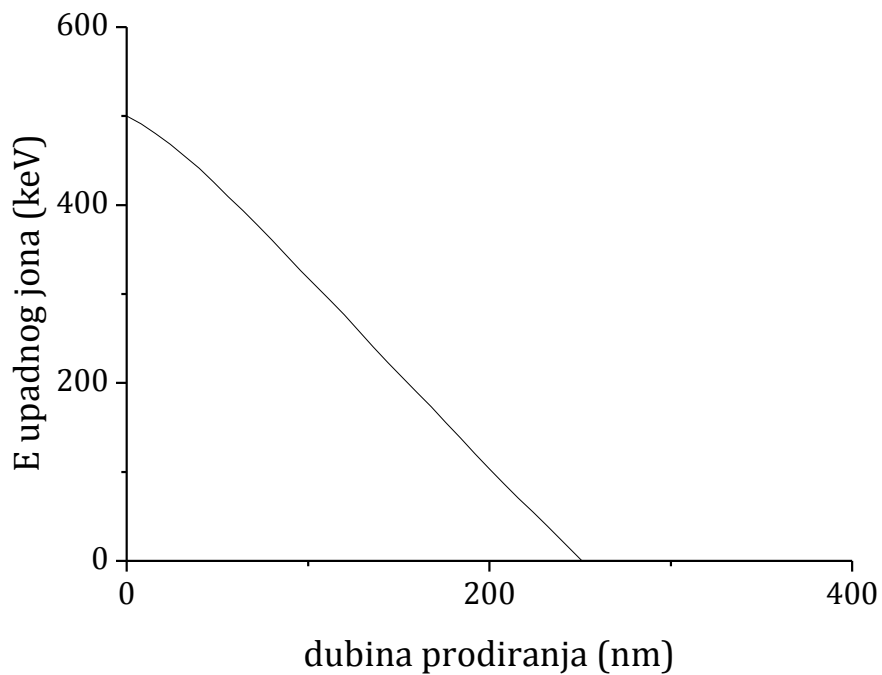
NEJONIZIJUĆI GUBICI ZA Fe JONE ENERGIJE 500 keV U GST MATERIJALU



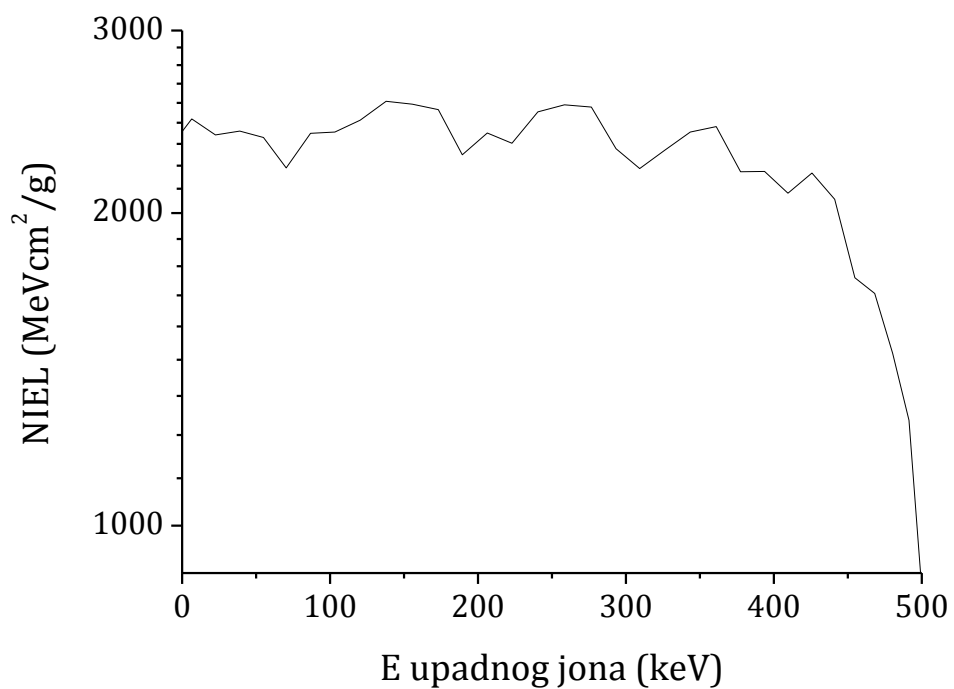
Slika 6.12a. Nejonizujući energetske gubici za Fe jone energije 500 keV u GST materijalu u zavisnosti od dubine prodiranja



Slika 6.12b. Ukupni energetske gubici za Fe jone energije 500 keV u GST materijalu u zavisnosti od dubine prodiranja



Slika 6.12c. Energija Fe jona u zavisnosti od dubine prodiranja kroz GST materijal.



Slika 6.12d. Nejonizujući energetske gubici za Fe jone u GST materijalu u zavisnosti od energije jona.

Tabela 6.13. Nejonizujući energetske gubici za Fe jone u GST materijalu

E [keV]	NIEL [MeVcm²/g]	E [keV]	NIEL [MeVcm²/g]
500,0	867,9	276,6	2531,6
491,3	1263,3	258,5	2544,8
480,3	1465,6	240,5	2504,2
468,2	1673,4	222,8	2336,8
454,8	1732,8	206,3	2390,3
441,2	2062,3	189,4	2276,5
425,7	2186,1	173,2	2517,4
409,4	2091,5	155,6	2547,3
393,7	2194,1	137,9	2563,5
377,4	2193,0	120,3	2458,8
361,0	2424,0	103,3	2394,3
343,4	2394,1	86,8	2387,7
326,1	2299,6	70,4	2212,4
309,4	2208,4	55,1	2366,5
293,3	2307,9	38,9	2400,4

Tabela 6.14. Fononski gubici (u keV/nm/jonu) za Fe jone upadnih energija 100, 250 i 500 keV u ćeliji FPM-a sa GST slojem (debljine 25-100nm)

Fononski gubici [keV/nm/jonu]			
Debljina GST sloja	Energija Fe jona		
	100 keV	250 keV	500 keV
25 nm	6,33	13,19	14,42
50 nm	5,50	11,38	14,47
75 nm	4,81	9,95	14,05
100 nm	4,34	8,72	13,54

Tabela 6.15. Ukupna jonizaciona doza (TID) u celoj ćeliji FPM-a za Fe jone energija 100, 250, i 500 keV u ćeliji FPM-a sa GST slojem (debljine 25-100nm)

TID u celoj ćeliji FPM-a [10⁷ Gy]			
Debljina GST sloja	Energija Fe jona		
	100 keV	250 keV	500 keV
25 nm	3,009	9,138	16,582
50 nm	2,578	7,486	15,269
75 nm	2,259	6,400	13,440
100 nm	2,036	5,513	12,287

Tabela 6.16. Ukupna jonizaciona doza (TID) u GST sloju ćelije FPM-a za Fe jone energija 100, 250, i 500 keV u ćeliji FPM-a sa GST slojem (debljine 25-100nm)

TID u GST sloju ćelije FPM-a [10^6 Gy]			
Debljina GST sloja	Energija Fe jona		
	100 keV	250 keV	500 keV
25 nm	1,233	8,870	11,173
50 nm	1,357	12,656	19,583
75 nm	1,201	16,127	26,500
100 nm	1,014	15,481	30,486

Tabela 6.17. Doza izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a za Fe jone upadnih energija 100, 250 i 500 keV u ćeliji FPM-a sa GST slojem (debljine 25-100nm).

Doza izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a [10^7 Gy]			
Debljina GST sloja	Energija Fe jona		
	100 keV	250 keV	500 keV
25 nm	6,143	13,617	14,342
50 nm	5,468	12,791	15,460
75 nm	4,743	11,735	15,790
100 nm	4,298	10,615	15,794

Tabela 6.18. Doza izmeštanja u GST sloju ćelije FPM-a (debljine 25-100nm) za Fe jone upadnih energija 100, 250 i 500.

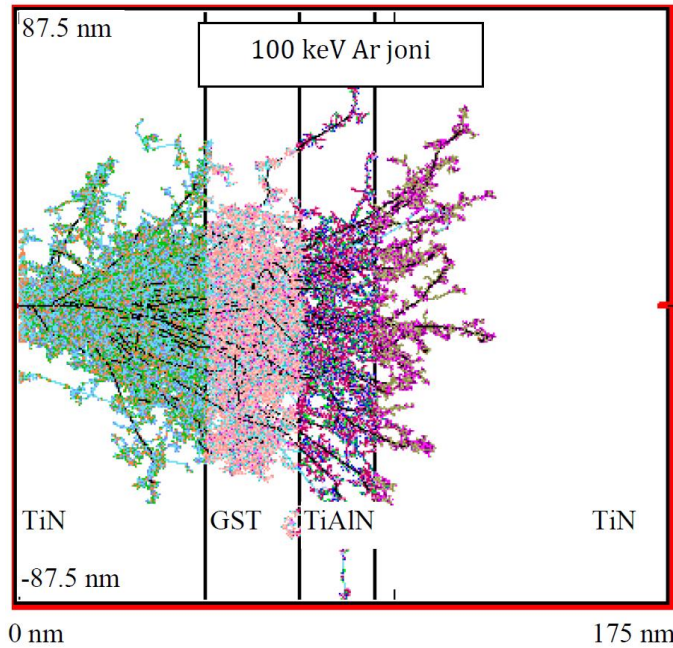
Doza izmeštanja u GST sloju [10^6 Gy]			
Debljina GST sloja	Energija Fe jona		
	100 keV	250 keV	500 keV
25 nm	4,348	24,395	14,210
50 nm	6,462	41,684	35,663
75 nm	5,262	53,791	57,432
100 nm	4,753	55,025	66,412

6.1.4 Rezultati za slučaj upadnog snopa jona argona

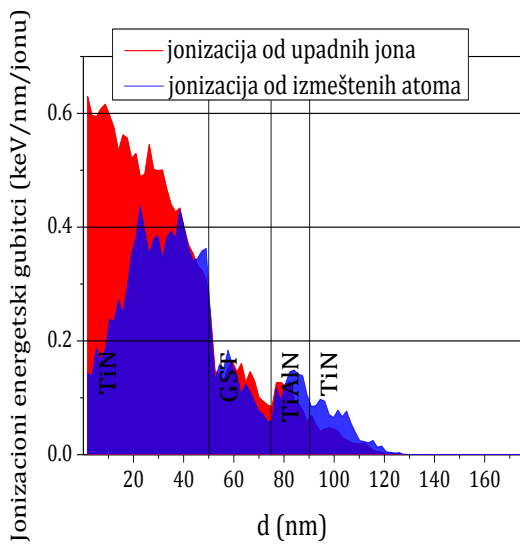
Na slikama 6.13.a) - 6.13.g) prikazane su vrednosti dobijene simulacijom i dodatnim proračunima za prolazak 100 Ar jona energije 100 keV kroz ćeliju FPM-a sa GST slojem debljine 25 nm, dok su na slikama 6.14.a) - 6.14.g) prikazane vrednosti dobijene simulacijom i dodatnim proračunima za prolazak 100 Ar jona energije 500 keV kroz ćeliju FPM-a sa GST slojem debljine 100 nm (tragovi Ar jona kroz ćeliju, jonizacioni energetska gubici, distribucija izmešteni atoma, distribucija fonona, fononski energetska gubici, masene zaustavne moći i distribucija nastalih vakancija). Ukupna jonizaciona doza (TID) u celoj ćeliji FPM-a i u fazno promenljivom sloju ćelije FPM-a u zavisnosti od debljine GST sloja za energije Ar jona od 100, 300 i 500 keV prikazane su na slici 6.15.a) i 6.15.b), respektivno. Nejonizujuć gubici za Ar jone energije 500 keV u GST materijalu prikazane su na slikama 6.16.a) - 6.16.d).

U tabeli 6.19. izloženi su dobijeni nejonizujuć energetska gubici za Ar jone u GST materijalu. Dobijeni rezultati za fononske gubitke u ćeliji FPM-a prikazani su u tabeli 6.20. U tabelama 6.21. i 6.22. date su proračunate vrednosti ukupne jonizacione doze u celoj ćeliji FPM-a i u GST sloju ćelije FPM-a, respektivno. Dobijene doze izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a i u GST sloju ćelije FPM-a navedene su u tabelama 6.23. i 6.24, respektivno.

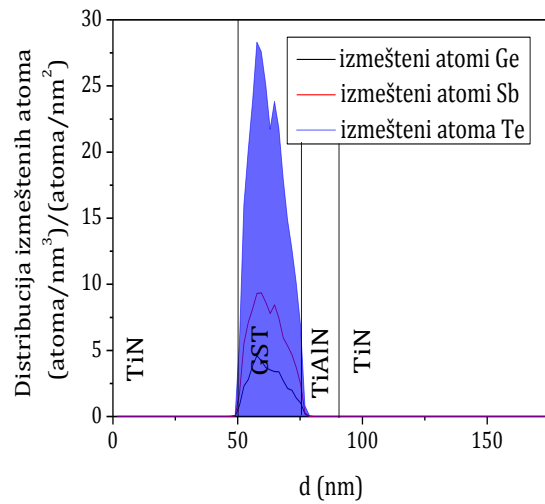
REZULTATI SIMULACIJA SNOPA 100 Ar JONA ENERGIJE 100 keV KOJI PADA NORMALNO NA FAZNO PROMENLJIVU ČELIJU SA 25 nm GST SLOJEM



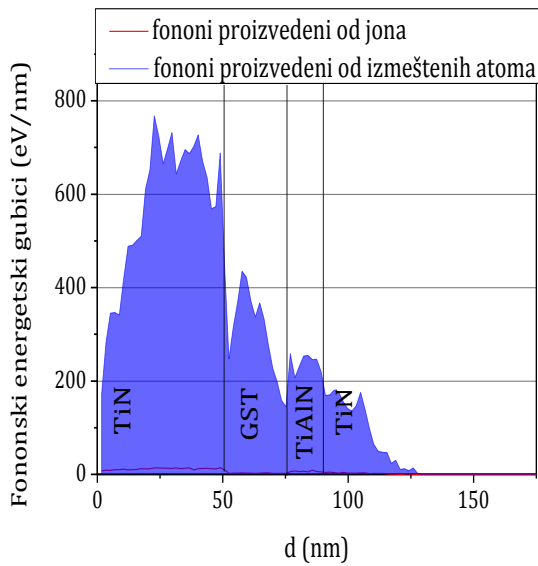
Slika 6.13a. Transport Ar jona kroz fazno promenljivu ćeliju sa GST slojem.



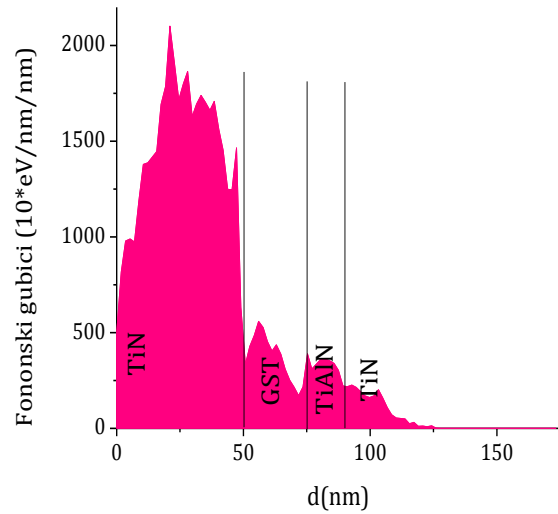
Slika 6.13b. Jonizacioni energetski gubici nastali od upadnih Ar jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



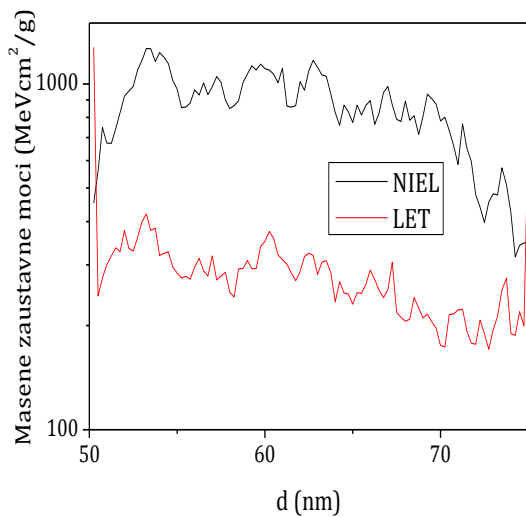
Slika 6.12c. Distribucija izmeštenih atoma Ge, Sb i Te.



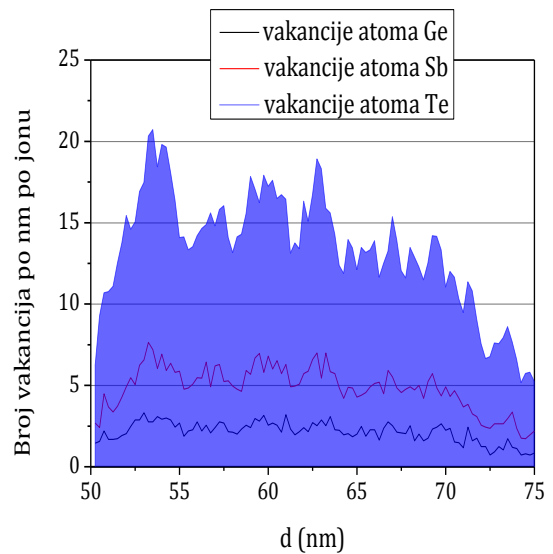
Slika 6.13d. Fononski energetske gubici nastali od upadnih Ar jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



Slika 6.13e. Fononski energetske gubici nastali od upadnih Ar jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.

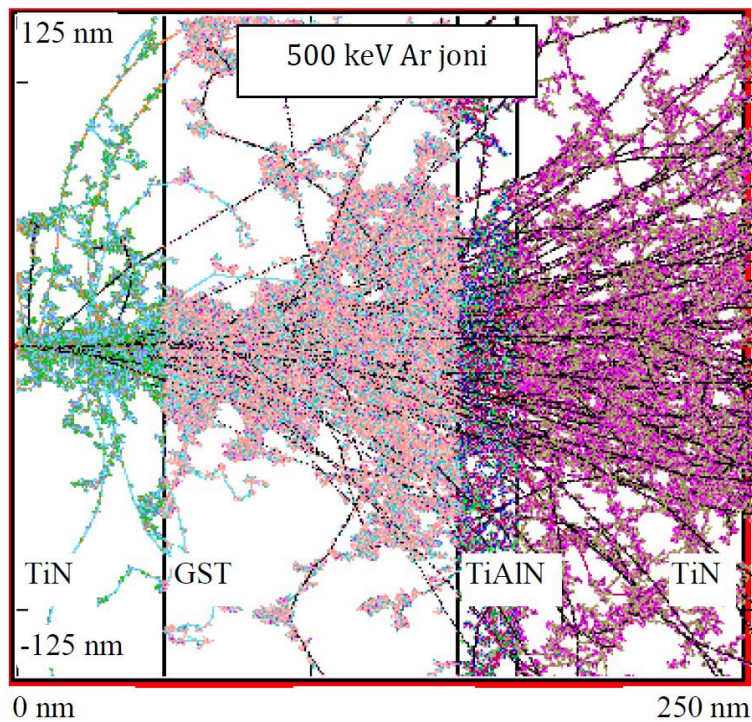


Slika 6.13f. Masene zaustavne moći (NIEL i LET) u GST sloju.

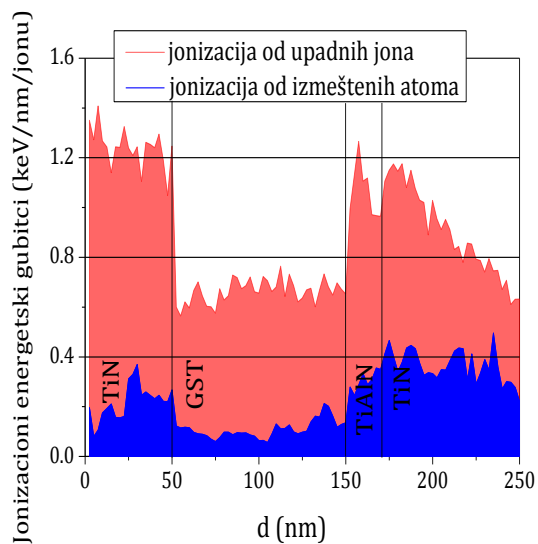


Slika 6.13g. Distribucija nastalih vakancija atoma Ge, Sb i Te u GST sloju.

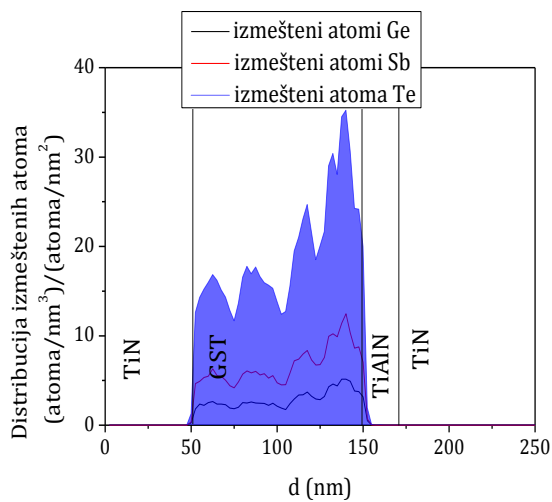
REZULTATI SIMULACIJA SNOPA 100 Ar JONA ENERGIJE 500 keV KOJI PADA NORMALNO NA FAZNO PROMENLJIVU ČELIJU SA 100 nm GST SLOJEM



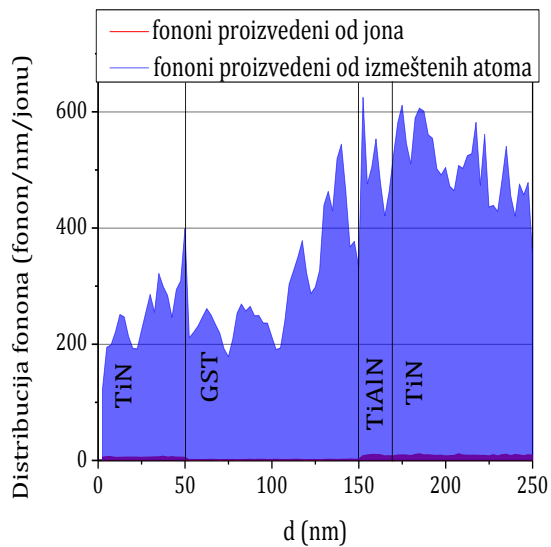
Slika 6.14a. Transport Ar jona kroz fazno promenljivu ćeliju sa GST slojem.



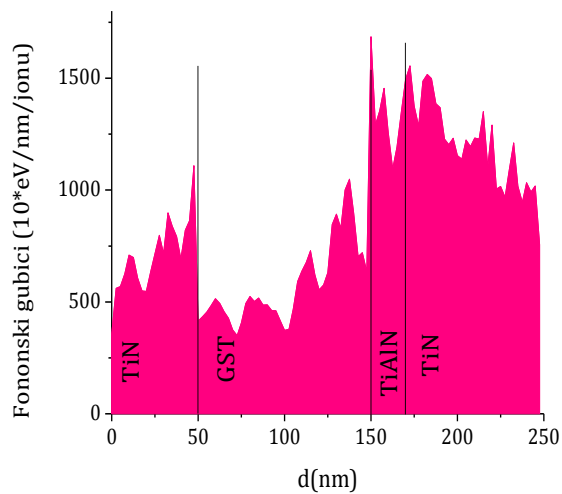
Slika 6.14b. Jonizacioni energetski gubici nastali od upadnih Ar jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



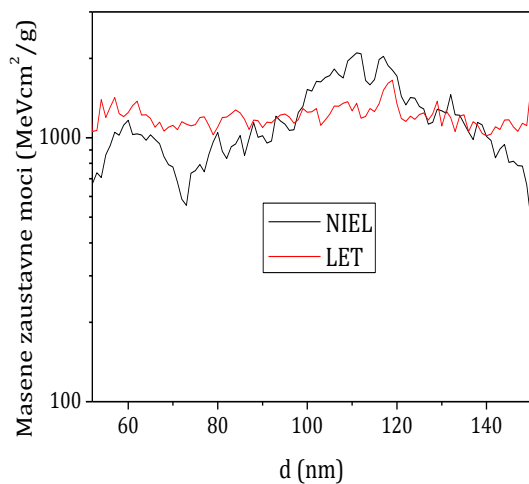
Slika 6.14c. Distribucija izmeštenih atoma Ge, Sb i Te.



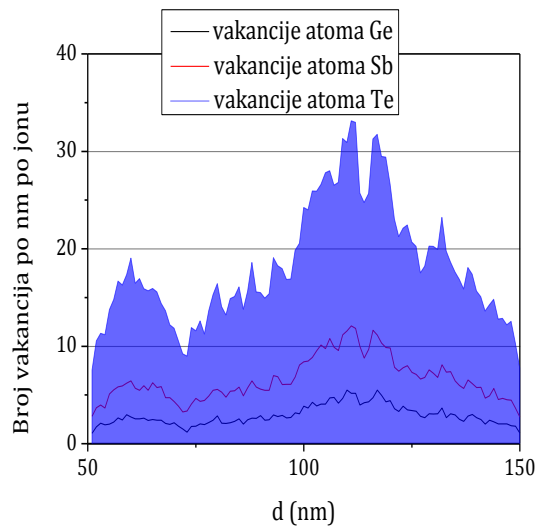
Slika 6.14d. Distribucija fonona nastalih od upadnih Ar jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



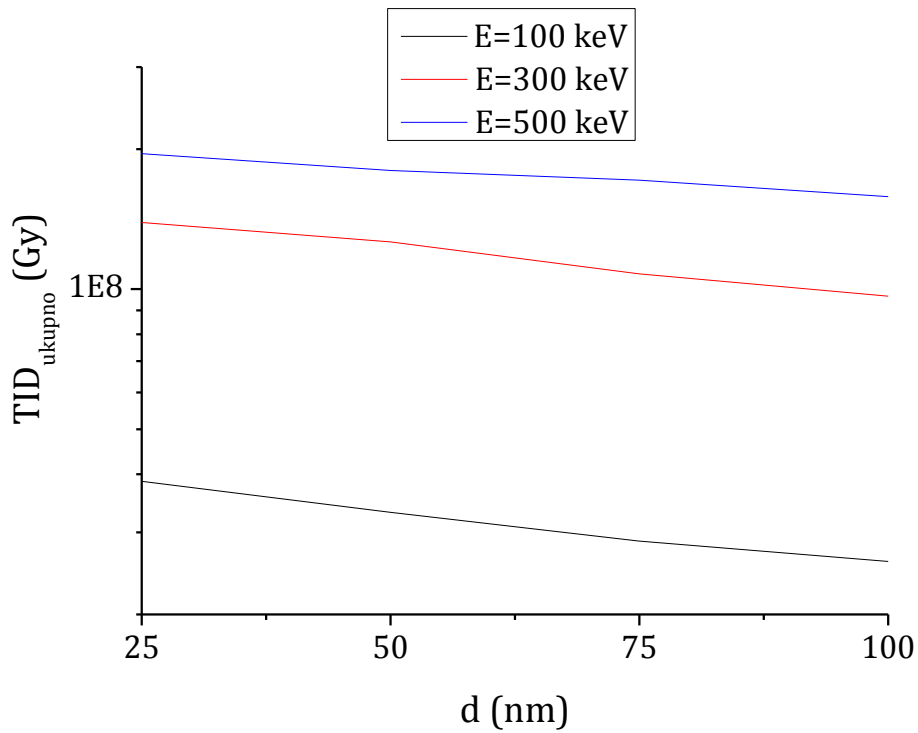
Slika 6.14e. Fononski gubici nastali od upadnih Ar jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



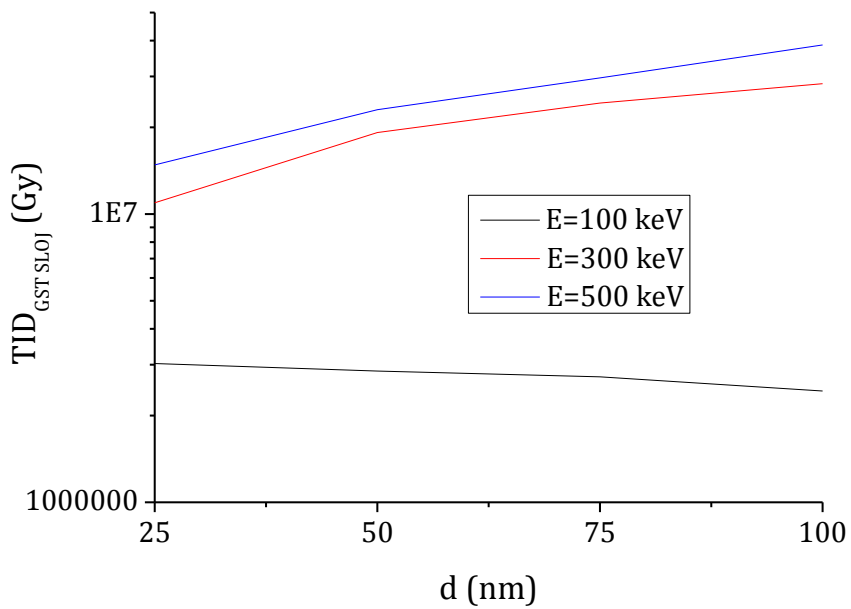
Slika 6.14f. Masene zaustavne moći (NIEL i LET) u GST sloju.



Slika 6.14g. Distribucija nastalih vakancija atoma Ge, Sb i Te u GST sloju.

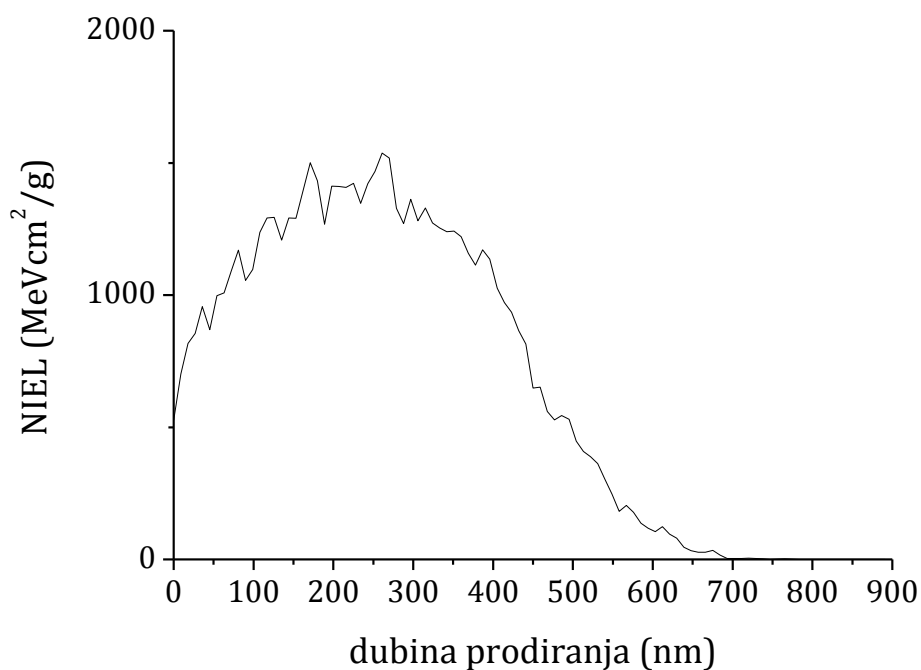


Slika 6.15a. Ukupna jonizacijska doza u celjoj ćeliji FPM-a u zavisnosti od debljine GST sloja za različite energije upadnih Ar jona

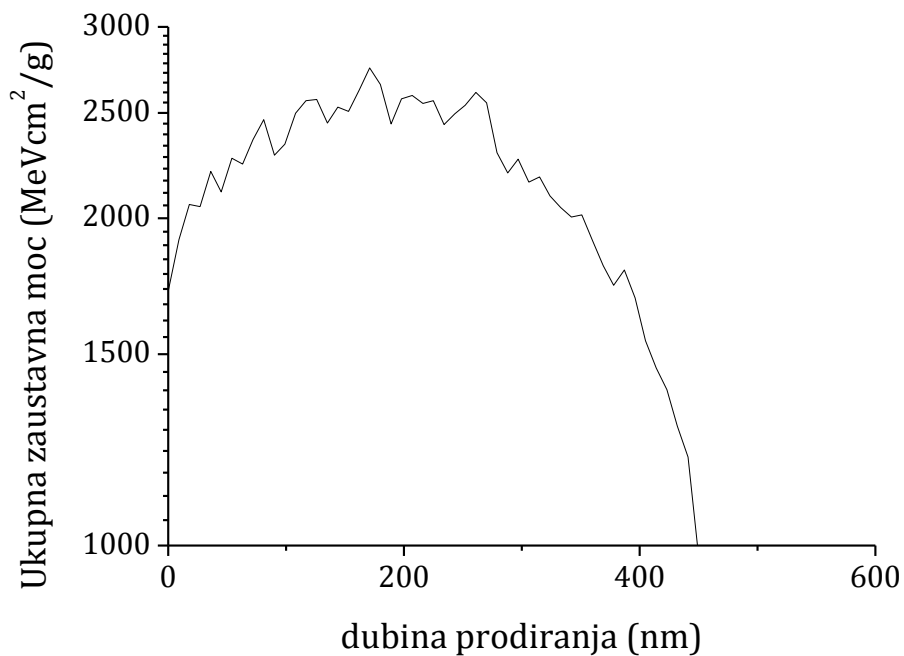


Slika 6.15b. Ukupna jonizacijska doza u GST sloju u zavisnosti od debljine GST sloja za različite energije upadnih Ar jona

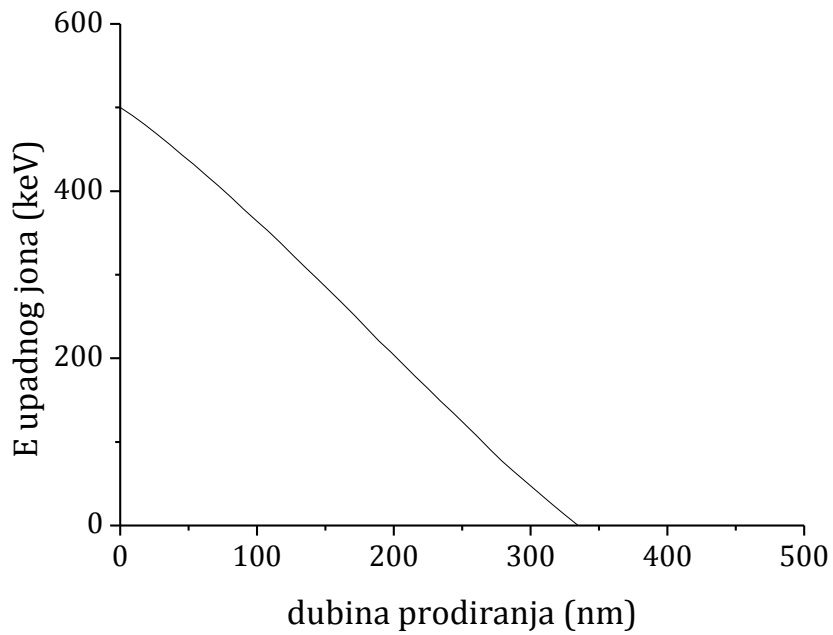
NEJONIZIJUĆI GUBICI ZA Ar JONE ENERGIJE 500keV U GST MATERIJALU



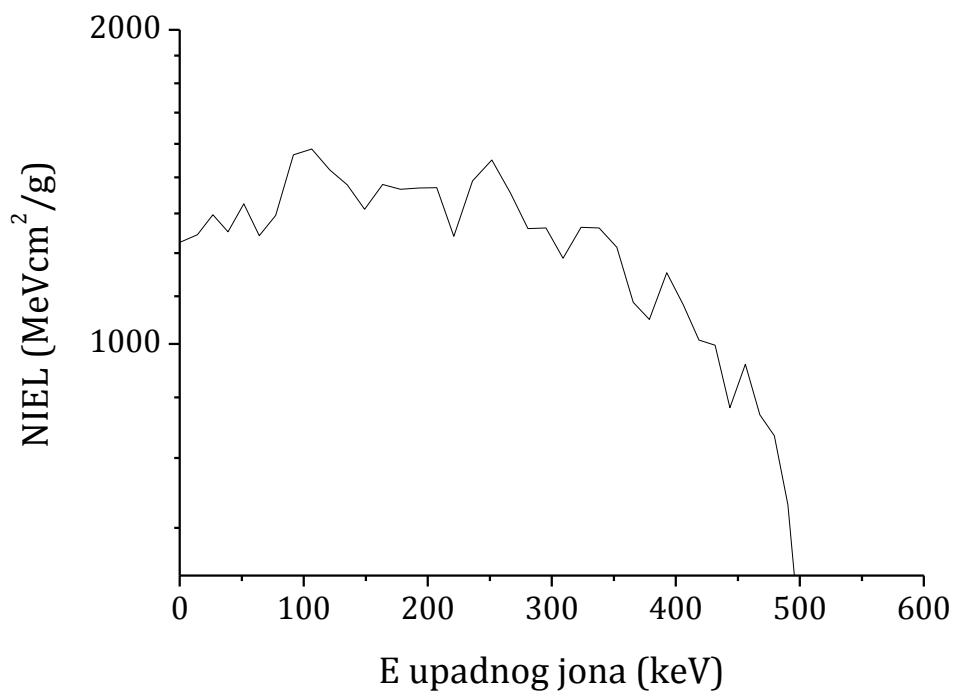
Slika 6.16a. Nejonizujući energetske gubici za Ar jone energije 500 keV u GST materijalu u zavisnosti od dubine prodiranja.



Slika 6.16b. Ukupni energetske gubici za Ar jone energije 500 keV u GST materijalu u zavisnosti od dubine prodiranja.



Slika 6.16c. Energija Ar jona u zavisnosti od dubine prodiranja kroz GST materijal.



Slika 6.16d. Nejonizujući energetske gubici za Ar jone u GST materijalu u zavisnosti od energije jona.

Tabela 6.19. Nejonizujući energetske gubici (NIEL) za različite energije upadnih Ar jona

E [keV]	NIEL [MeVcm ² /g]	E [keV]	NIEL [MeVcm ² /g]
500.0	997.1	266.7	1395.1
490.3	1008.5	251.8	1500.5
479.4	1090.9	236.1	1432.6
467.8	1170.3	221.1	1268.5
456.1	1055.4	207.3	1411.6
443.6	1096.4	192.7	1410.9
431.6	1237.5	177.9	1407.2
418.7	1291.6	163.5	1422.2
406.0	1293.8	148.9	1346.6
392.6	1208.3	135.1	1421.1
378.6	1291.8	121.0	1467.9
365.7	1290.2	106.6	1537.4
352.4	997.1	91.8	1518.4
338.2	1008.5	77.3	1328.3
323.7	1090.9	64.3	1270.2
309.1	1170.3	51.8	1362.1
295.2	1055.4	38.9	1281.2
280.9	1096.4	26.7	1329.9

Tabela 6.20. Fononski gubici (keV/nm/jonu) za Ar jone energija 100, 300 i 500 keV u ćeliji FPM-a sa GST slojem (debljine 25-100 nm)

Fononski gubici [keV/nm/jonu]			
Debljina GST sloja	Energija Ar jona		
	100 keV	300 keV	500 keV
25 nm	5.19	9.94	8.01
50 nm	4.53	9.83	7.69
75 nm	3.99	8.02	7.23
100 nm	3.54	7.47	8.63

Tabela 6.21. Ukupna jonizaciona doza (TID) u celoj ćeliji FPM-a za Ar jone energija 100, 300, i 500 keV u ćeliji FPM-a sa GST slojem (debljine 25-100nm)

TID u celoj ćeliji FPM-a [10 ⁷ Gy]			
Debljina GST sloja	Energija Ar jona		
	100 keV	250 keV	500 keV
25 nm	3.862	13.911	19.548
50 nm	3.313	12.636	17.995
75 nm	2.877	10.776	17.142
100 nm	2.598	9.663	15.812

Tabela 6.22. Ukupna jonizaciona doza (TID) u GST sloju ćelije FPM-a za Ar jone energija 100, 300, i 500 keV u ćeliji FPM-a sa GST slojem (debljine 25-100nm)

TID u GST sloju ćeliji FPM-a [10^6 Gy]			
Debljina GST sloja	Energija Ar jona		
	100 keV	300 keV	500 keV
25 nm	3.028	1.093	14.796
50 nm	2.853	1.916	23.002
75 nm	2.727	2.428	29.654
100 nm	2.433	2.834	38.630

Tabela 6.23. Doza izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a za Ar jone energija 100, 300 i 500 keV u ćeliji FPM-a sa GST slojem (debljine 25-100 nm).

Doza izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a [10^7 Gy]			
Debljina GST sloja	Energija Ar jona		
	100 keV	300 keV	500 keV
25 nm	5.247	9.987	8.109
50 nm	4.654	1.068	8.079
75 nm	4.077	8.995	7.664
100 nm	3.649	8.869	9.879

Tabela 6.24. Doza izmeštanja u GST sloju ćelije FPM-a za Ar jone energija 100, 300 i 500 keV u ćeliji FPM-a sa GST slojem (debljine 25-100 nm).

Doza izmeštanja u GST sloju ćelije FPM-a [10^6 Gy]			
Debljina GST sloja	Energija Ar jona		
	100 keV	300 keV	500 keV
25 nm	8.011	1.289	1.044
50 nm	8.909	2.805	1.694
75 nm	8.154	3.375	1.884
100 nm	7.664	4.056	3.650

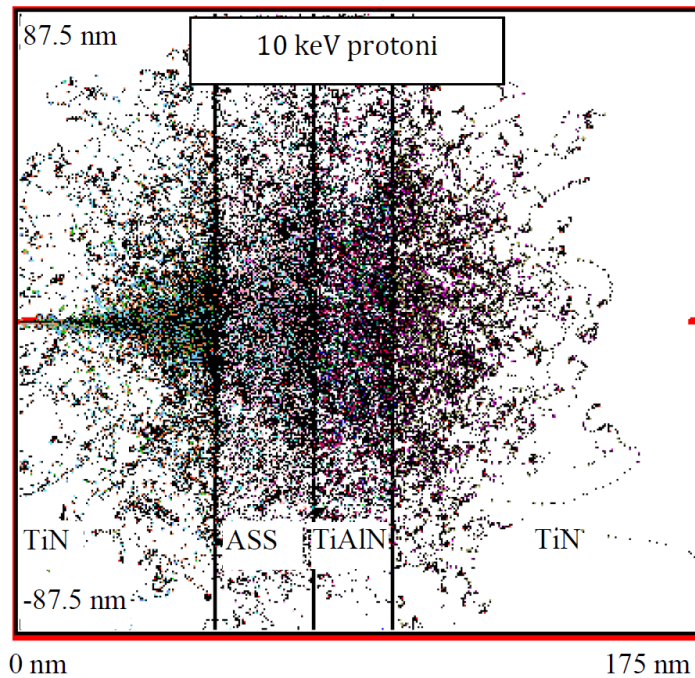
6.2 Rezultati simulacija i dozimetrijskih proračuna za ćelije FPM-a sa fazno promenljivim slojem od ASS-a

6.2.1 Rezultati za slučaj upadnog snopa protona

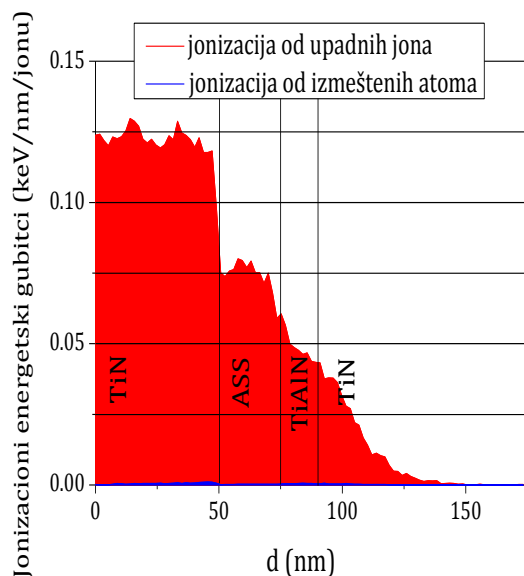
Na slikama 6.17.a) - 6.17.g) prikazane su vrednosti dobijene simulacijom i dodatnim proračunima za prolazak 1000 protona energije 10 keV kroz ćeliju FPM-a sa ASS slojem debljine 25 nm, dok su na slikama 6.18.a) - 6.18.g) prikazane vrednosti dobijene simulacijom i dodatnim proračunima za prolazak 1000 protona energije 150 keV kroz ćeliju FPM-a sa ASS slojem debljine 100 nm (tragovi protona kroz ćeliju, jonizacioni energetske gubici, distribucija izmešteni atoma, distribucija fonona, fononski energetske gubici, masene zaustavne moći i distribucija nastalih vakancija). Ukupna jonizaciona doza (TID) u celoj ćeliji FPM-a i u fazno promenljivom sloju ćelije FPM-a u zavisnosti od debljine ASS sloja za energije protona od 10, 50, 100 i 150 keV prikazane su na slici 6.19.a) i 6.19.b), respektivno. Nejonizujući gubici za protone energije 500 keV u ASS materijalu prikazane su na slikama 6.20.a) - 6.20.d).

U tabeli 6.25. navedeni su dobijeni nejonizujući energetske gubici za protone u ASS materijalu. Dobijeni rezultati za fononske gubitke u ćeliji FPM-a prikazani su u tabeli 6.26. U tabelama 6.27. i 6.28. izložene su proračunate vrednosti ukupne jonizacione doze u celoj ćeliji FPM-a i u ASS sloju ćelije FPM-a, respektivno. Dobijene doze izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a i u ASS sloju ćelije FPM-a navedene su u tabelama 6.29. i 6.30, respektivno.

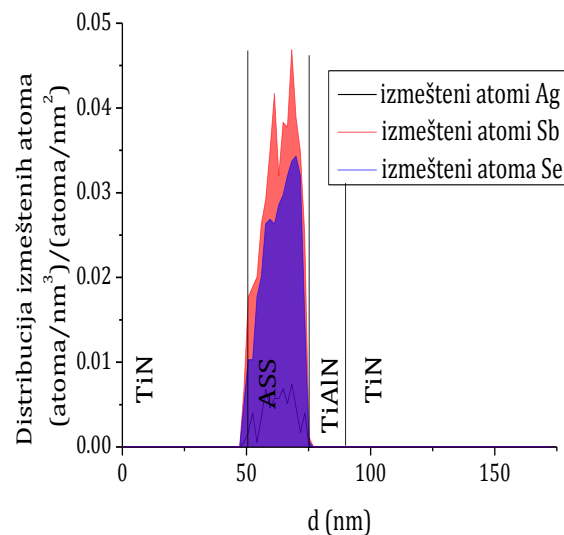
REZULTATI SIMULACIJA SNOPA 1000 PROTONA ENERGIJE 10 keV KOJI PADA NORMALNO NA FAZNO PROMENLJIVU ČELIJU SA 25 nm ASS SLOJEM



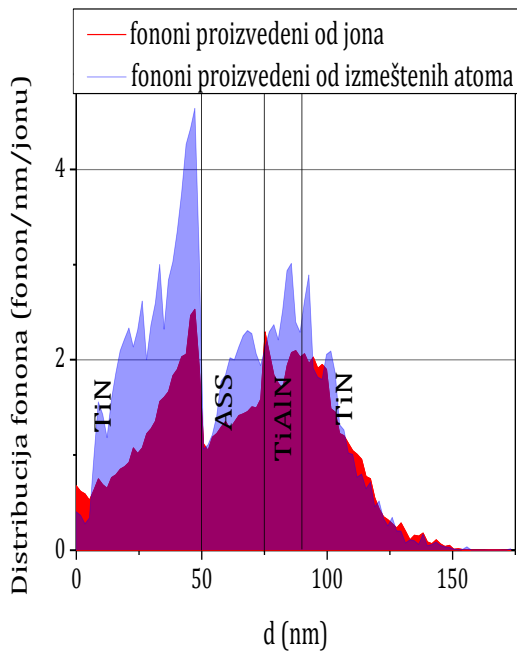
Slika 6.17a. Transport protona kroz fazno promenljivu ćeliju sa ASS slojem.



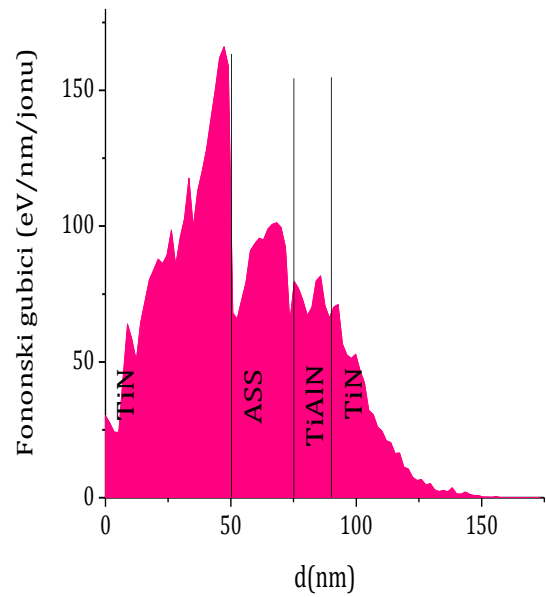
Slika 6. 17b. Jonizacioni energetske gubitci nastali od upadnih protona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



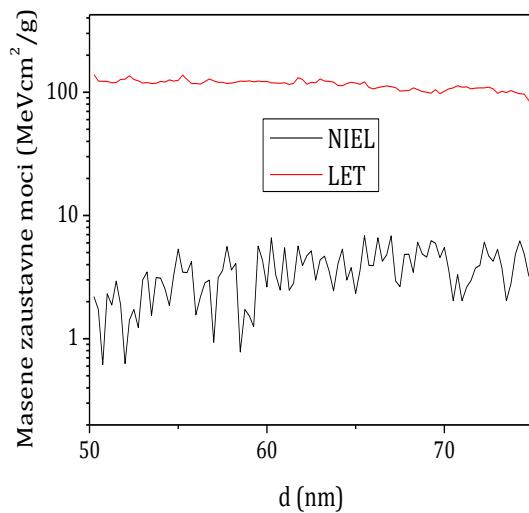
Slika 6. 17c. Distribucija izmeštenih atoma Ag, Sb i Se.



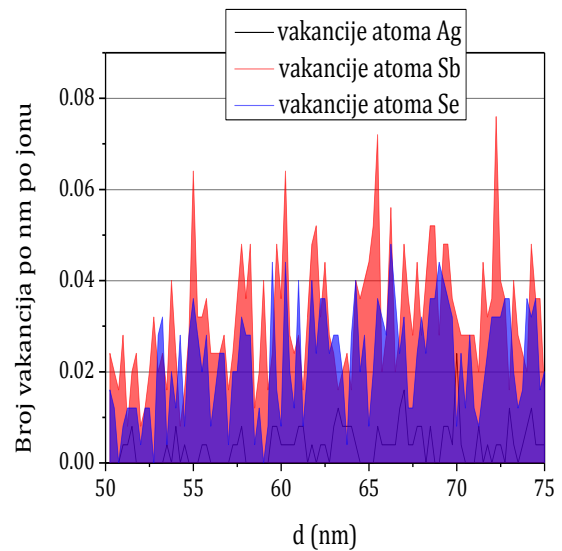
Slika 6.17d. Distribucija fonona nastalih od upadnih protona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



Slika 6.17e. Fononski energetske gubici nastali od upadnih protona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.

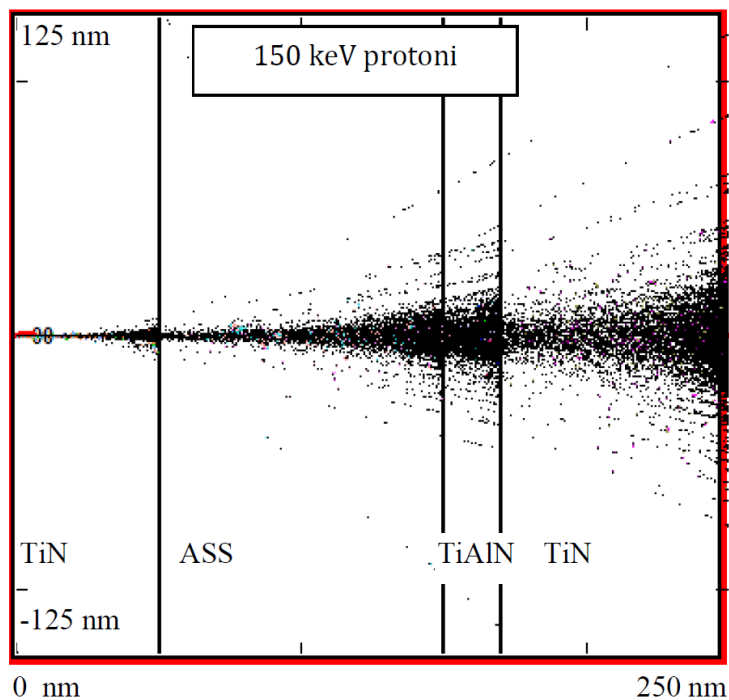


Slika 6.17e. Masene zaustavne moći (NIEL i LET) u ASS sloju.

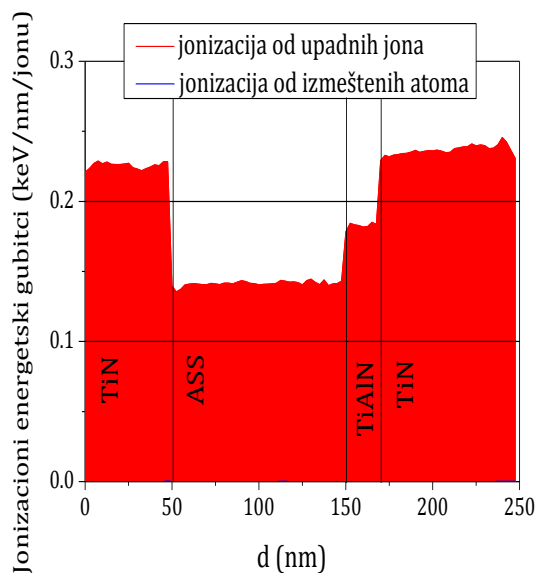


Slika 6.17f. Distribucija nastalih vakancija atoma Ag, Sb i Se u ASS sloju.

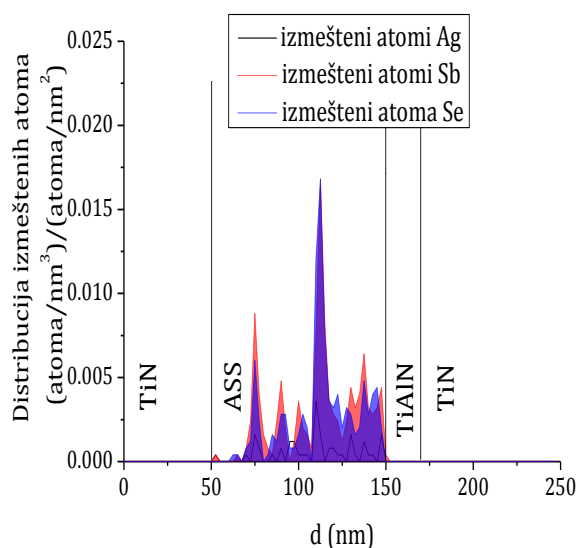
REZULTATI SIMULACIJA SNOPA 1000 PROTONA ENERGIJE 150 keV KOJI PADA NORMALNO NA FAZNO PROMENLJIVU ČELIJU SA 100 nm ASS SLOJEM



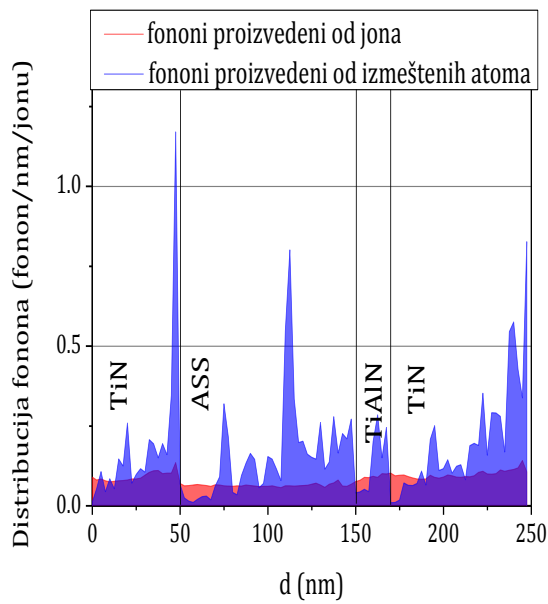
Slika 6.18a. Transport protona kroz fazno promenljivu ćeliju sa ASS slojem.



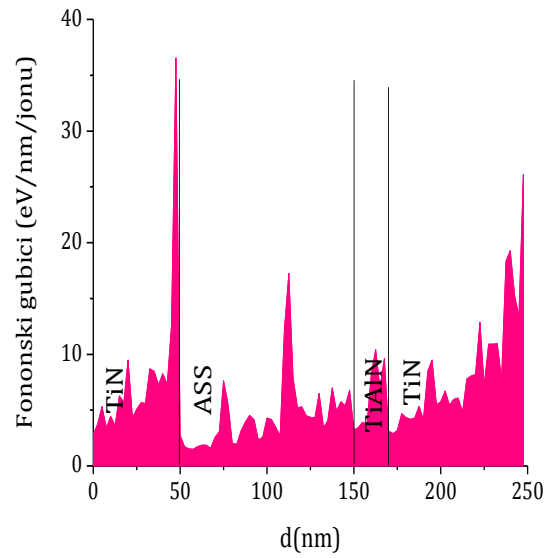
Slika 6.18b. Jonizacioni energetski gubici nastali od upadnih protona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



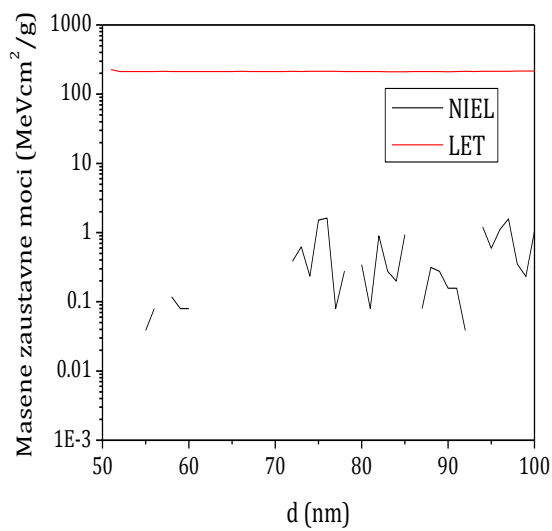
Slika 6.18c. Distribucija izmeštenih atoma Ag, Sb i Se.



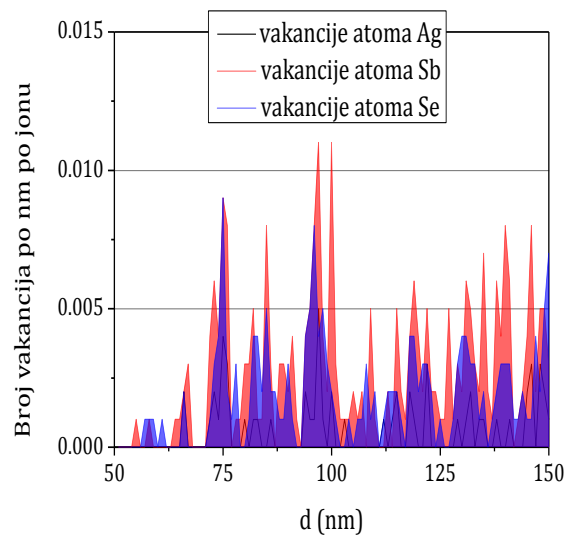
Slika 6.18d. Distribucija fonona nastalih od upadnih protona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a



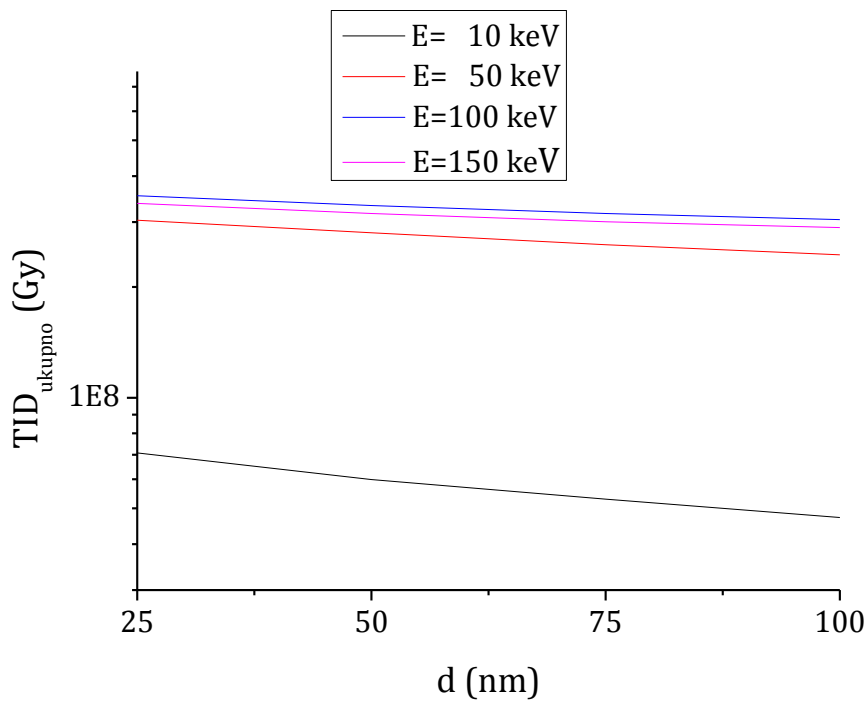
Slika 6.18d. Fononski energetske gubici nastali od upadnih protona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a



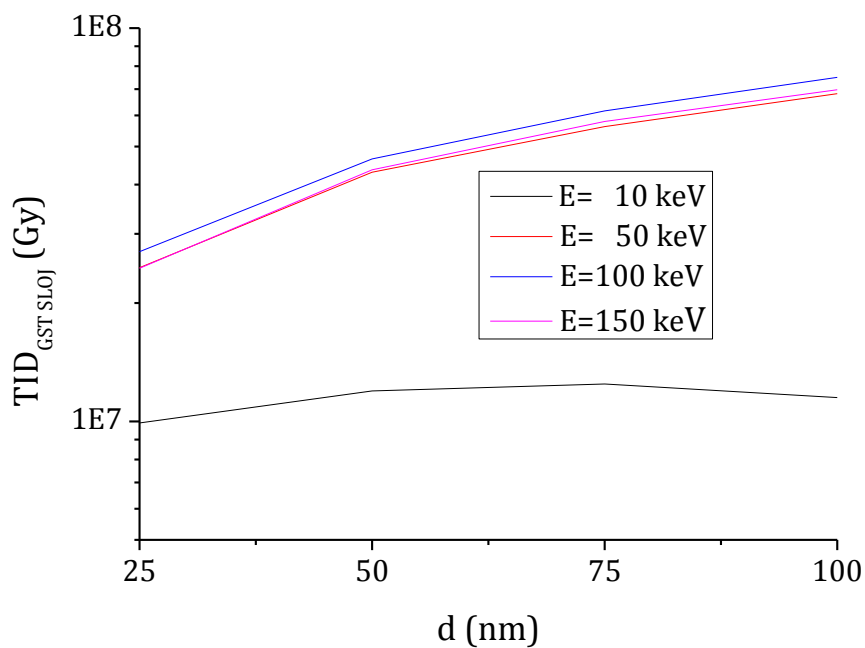
Slika 6.18f. Masene zaustavne moći (NIEL i LET) u ASS sloju.



Slika 6.18g. Distribucija nastalih vakancija atoma Ag, Sb i Se u ASS sloju.

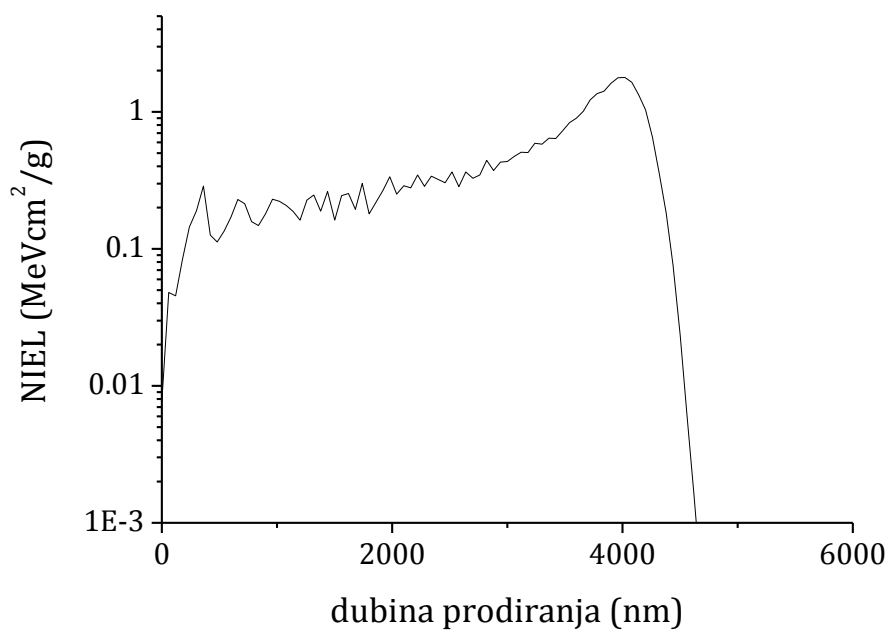


Slika 6.19a. Ukupna jonizациона doza u celoj ćeliji FPM-a u zavisnosti od debljine ASS sloja za različite energije upadnih protona.

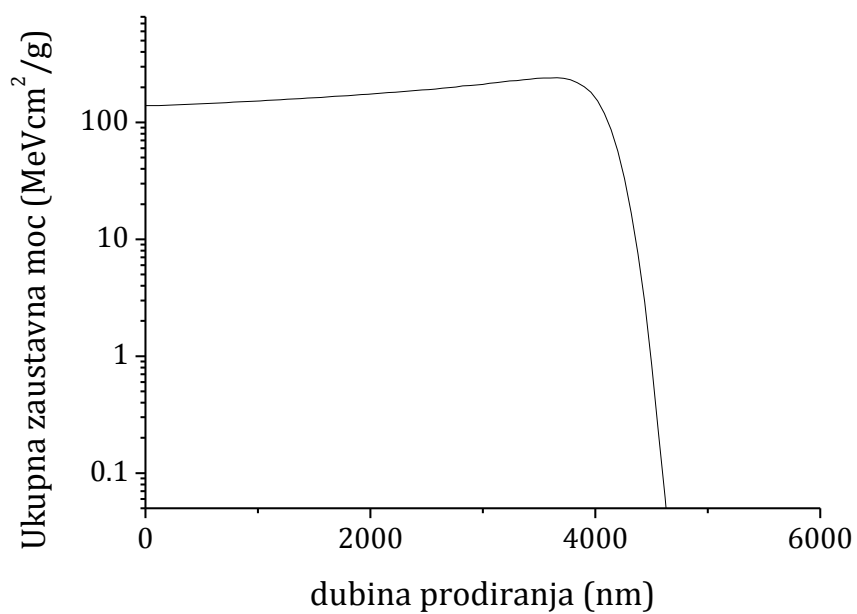


Slika 6.19b. Ukupna jonizациона doza u ASS sloju u zavisnosti od debljine ASS sloja za različite energije upadnih protona.

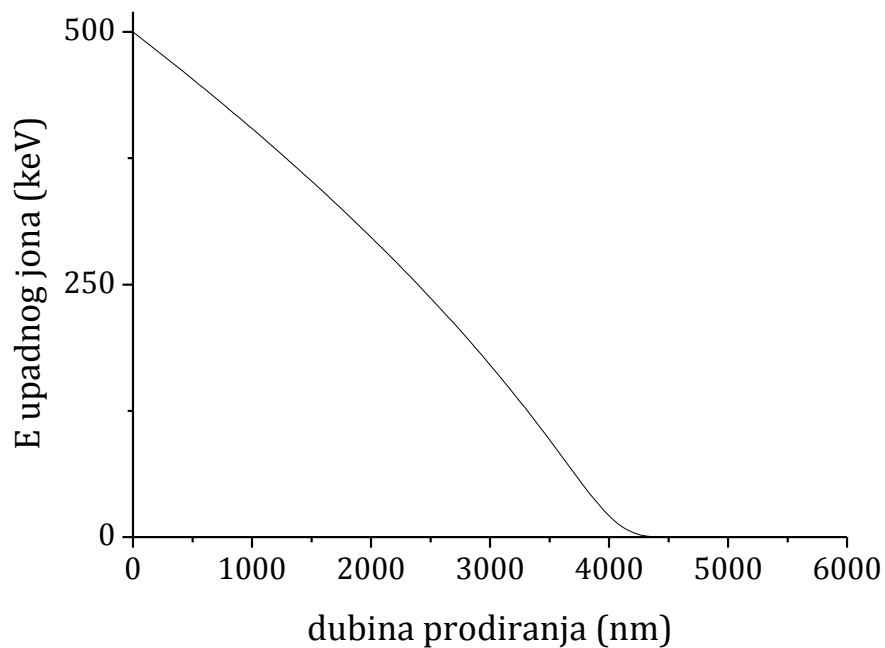
NEJONIZIJUĆI GUBICI ZA PROTONE ENERGIJE 500 keV U ASS MATERIJALU



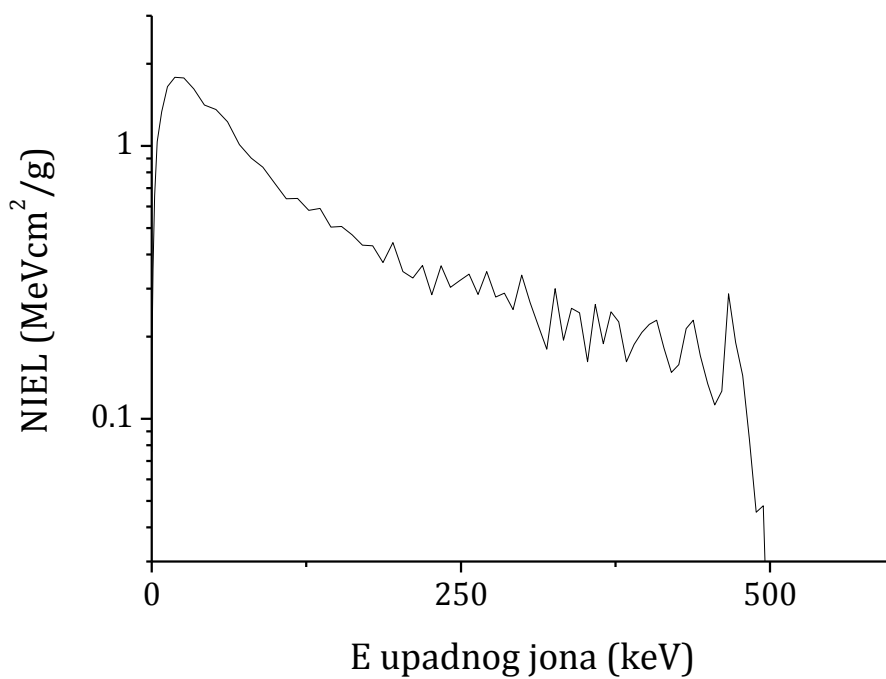
Slika 6.20a. Nejonizujući energetske gubici za protone energije 500 keV u ASS materijalu u zavisnosti od dubine prodiranja.



Slika 6.20b. Ukupni energetske gubici za protone energije 500 keV u ASS materijalu u zavisnosti od dubine prodiranja.



Slika 6.20c. Energija protona u zavisnosti od dubine prodiranja kroz ASS materijal.



Slika 6.20d. Nejonizujući energetske gubici za protone u ASS materijalu u zavisnosti od energije.

Tabela 6.25. Nejonizujući energetska gubici za protone u ASS materijalu

E [keV]	NIEL [MeVcm²/g]	E [keV]	NIEL [MeVcm²/g]
500,0	0,008	299,2	0,336
494,5	0,048	292,2	0,251
488,9	0,045	278,2	0,279
483,4	0,084	271,0	0,346
477,8	0,144	263,8	0,285
472,2	0,191	256,5	0,339
466,6	0,287	249,1	0,321
460,9	0,126	241,7	0,303
455,2	0,112	234,1	0,364
449,5	0,135	226,5	0,285
443,8	0,171	218,9	0,364
437,9	0,229	211,0	0,327
432,1	0,214	203,2	0,346
426,2	0,158	195,2	0,442
420,3	0,148	187,0	0,373
414,4	0,181	178,8	0,430
408,4	0,230	170,5	0,438
402,3	0,222	162,1	0,472
396,2	0,207	153,5	0,507
390,1	0,187	144,8	0,504
383,9	0,162	135,9	0,589
377,7	0,227	127,0	0,580
371,5	0,247	117,9	0,642
365,2	0,188	108,7	0,640
358,8	0,263	99,4	0,729
352,3	0,162	89,9	0,835
345,9	0,245	80,4	0,902
339,4	0,253	70,9	1,010
332,8	0,194	61,3	1,224
326,2	0,300	51,8	1,358
319,5	0,180	42,7	1,412
312,8	0,219	33,9	1,619
306,0	0,267	25,9	1,774

Tabela 6.26. Fononski gubici (eV/nm/ionu) za protone energija 10, 50, 100 i 150 keV u ćeliji FPM-a sa ASS slojem (debljine 25-100 nm).

Fononski gubici [eV/nm/ionu]				
Debljina ASS sloja	Energija protona			
	10 keV	50 keV	100 keV	150 keV
25 nm	52,1	30,5	12,0	9,9
50 nm	43,2	30,4	13,2	8,5
75 nm	37,0	30,2	13,2	7,9
100 nm	33,1	35,0	13,2	8,2

Tabela 6.27. Ukupna jonizaciona doza (TID) u celoj ćeliji FPM-a za protone energija 10, 50, 100 i 150 keV u ćeliji FPM-a sa ASS slojem (debljine 25-100nm).

TID u celoj ćeliji FPM-a [10^7 Gy]				
Debljina ASS sloja	Energija protona			
	10 keV	50 keV	100 keV	150 keV
25 nm	7,073	30,344	35,376	33,692
50 nm	5,987	28,043	33,261	31,640
75 nm	5,298	26,050	31,655	30,063
100 nm	4,727	24,435	30,446	28,960

Tabela 6.28. Ukupna jonizaciona doza (TID) u ASS sloju ćelije FPM-a za protone energija 10, 50, 100 i 150 keV u ćeliji FPM-a sa ASS slojem (debljine 25-100nm).

TID u ASS sloju [10^7 Gy]				
Debljina ASS sloja	Energija protona			
	10 keV	50 keV	100 keV	150 keV
25 nm	0,992	2,460	2,701	2,453
50 nm	1,196	4,304	4,649	4,360
75 nm	1,244	5,621	6,159	5,794
100 nm	1,151	6,813	7,4890	6,965

Tabela 6.29. Doza izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a za protone energija 10, 50, 100 i 150 keV u ćeliji FPM-a sa ASS slojem (debljine 25-100 nm).

Doza izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a [10^6 Gy]				
Debljina ASS sloja	Energija protona			
	10 keV	50 keV	100 keV	150 keV
25 nm	2,278	1,848	0,647	0,531
50 nm	1,772	1,794	0,749	0,432
75 nm	1,396	1,664	0,623	0,332
100 nm	1,241	1,856	0,653	0,367

Tabela 6.30. Doza izmeštanja u ASS sloju ćelije FPM-a (debljine 25-100 nm) za protone energija 10, 50, 100 i 150 keV.

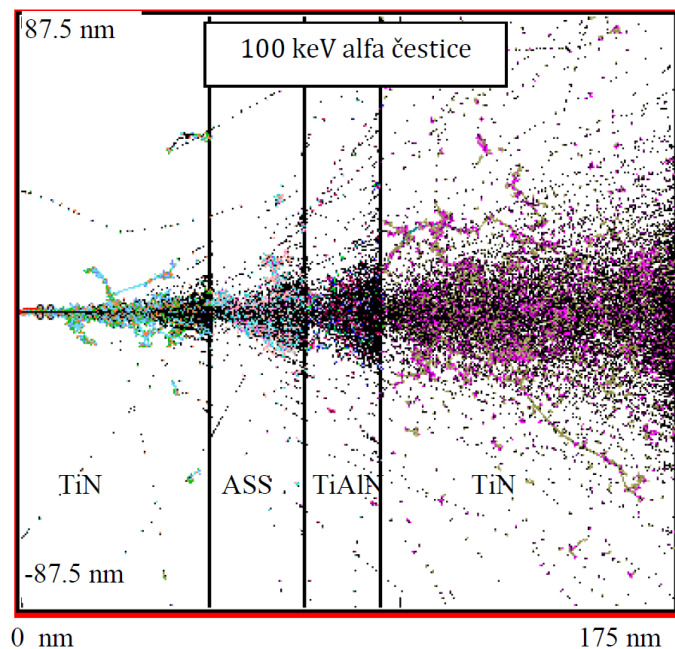
Doza izmeštanja u GST sloju [10^6 Gy]				
Debljina ASS sloja	Energija protona			
	10 keV	50 keV	100 keV	150 keV
25 nm	0,301	0,139	0,224	0,123
50 nm	0,381	0,267	0,879	0,098
75 nm	0,347	0,331	0,207	0,104
100 nm	0,352	0,526	0,200	0,128

6.2.2 Rezultati za slučaj upadnog snopa alfa čestica

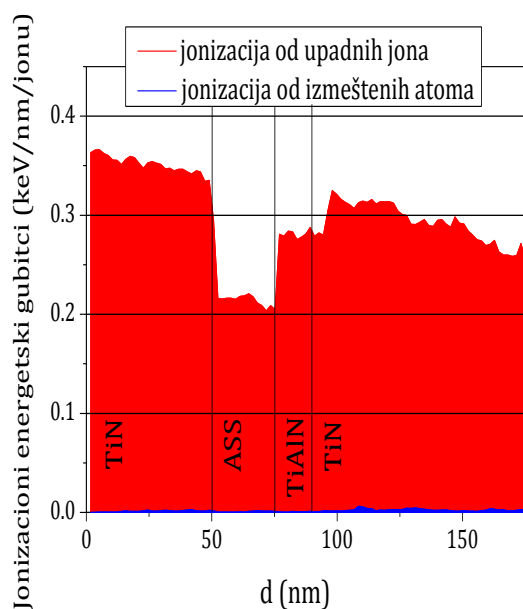
Na slikama 6.21.a) - 6.21.g) prikazane su vrednosti dobijene simulacijom i dodatnim proračunima za prolazak 1000 alfa čestica energije 100 keV kroz ćeliju FPM-a sa ASS slojem debljine 25 nm, dok su na slikama 6.22.a) - 6.22.g) prikazane vrednosti dobijene simulacijom i dodatnim proračunima za prolazak 1000 alfa čestica energije 250 keV kroz ćeliju FPM-a sa ASS slojem debljine 100 nm (tragovi alfa čestica kroz ćeliju, jonizacioni energetske gubici, distribucija izmešteni atoma, distribucija fonona, fononski energetske gubici, masene zaustavne moći i distribucija nastalih vakancija). Ukupna jonizaciona doza (TID) u celoj ćeliji FPM-a i u fazno promenljivom sloju ćelije FPM-a u zavisnosti od debljine ASS sloja za energije alfa čestica od 100, 150, 200 i 250 keV prikazane su na slici 6.23.a) i 6.23.b), respektivno. Nejonizujuć gubici za alfa čestice energije 1 MeV u ASS materijalu prikazane su na slikama 6.24.a) - 6.24.d).

U tabeli 6.31. navedeni su dobijeni nejonizujuć energetske gubici za alfa čestice u ASS materijalu. Dobijeni rezultati za fononske gubitke u ćeliji FPM-a prikazani su u tabeli 6.32. U tabelama 6.33. i 6.34. izložene su proračunate vrednosti ukupne jonizacione doze u celoj ćeliji FPM-a i u ASS sloju ćelije FPM-a, respektivno. Dobijene doze izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a i u ASS sloju ćelije FPM-a date su u tabelama 6.35. i 6.36, respektivno.

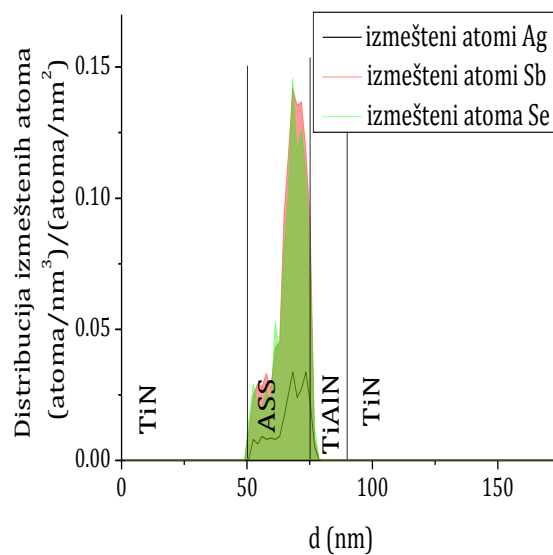
REZULTATI SIMULACIJA SNOPA 1000 ALFA ČESTICA ENERGIJE 100 keV KOJI PADA NORMALNO NA FAZNO PROMENLJIVU ČELIJU SA 25 nm ASS SLOJEM



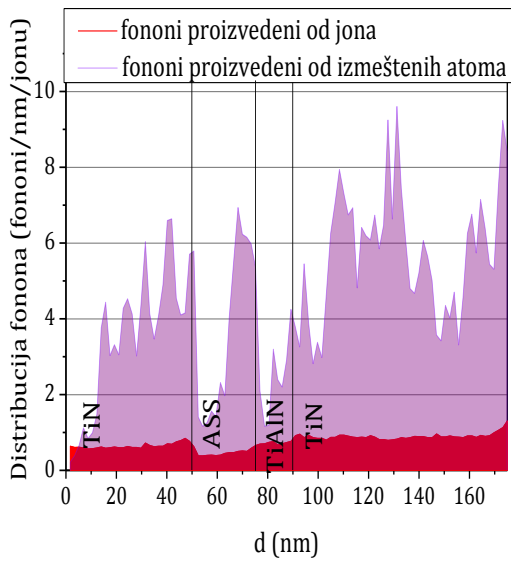
Slika 6.21a. Transport alfa čestice kroz fazno promenljivu ćeliju sa ASS slojem.



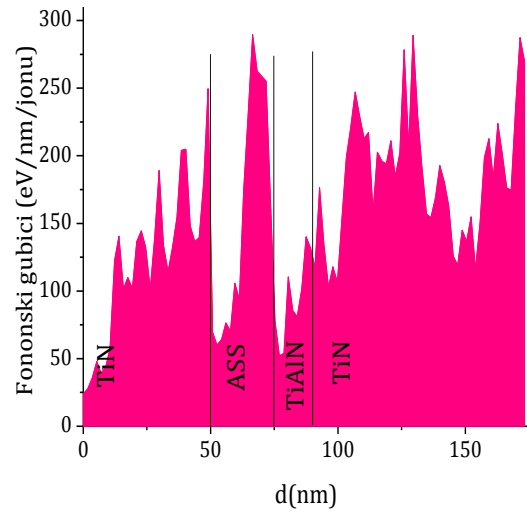
Slika 6.21b. Jonizacioni energetske gubitci nastali od upadnih alfa čestica i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



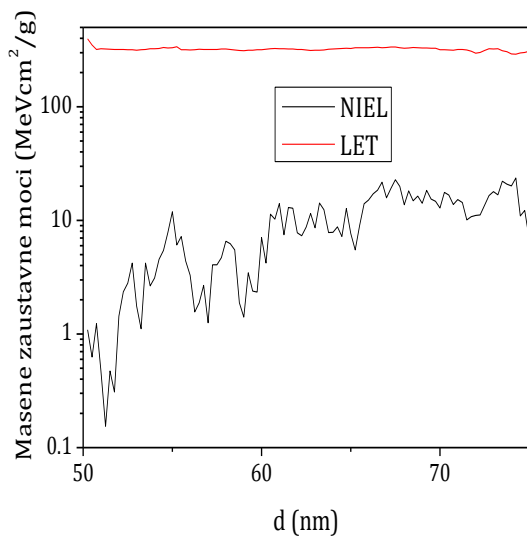
Slika 6.21c. Distribucija izmeštenih atoma Ag, Sb i Se.



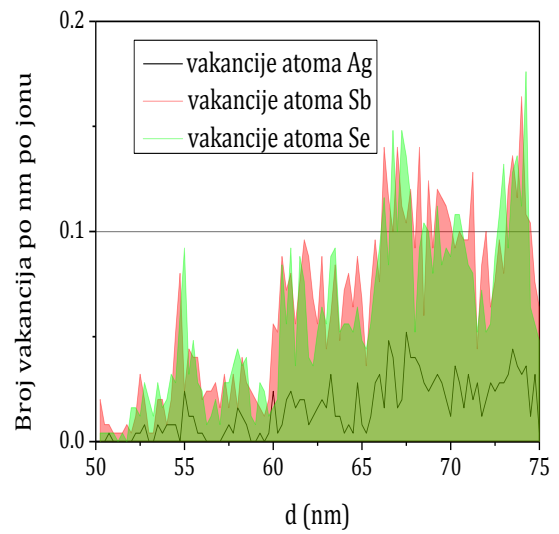
Slika 6.21d. Distribucija fonona nastalih od upadnih alfa čestica i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



Slika 6.21e. Fononski energetske gubici nastali od upadnih alfa čestica i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.

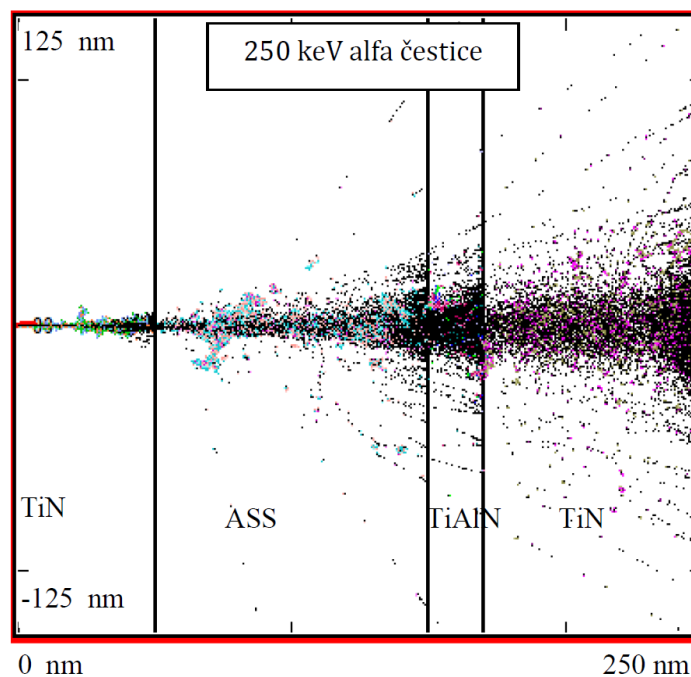


Slika 6.21f. Masene zaustavne moći (NIEL i LET) u ASS sloju.

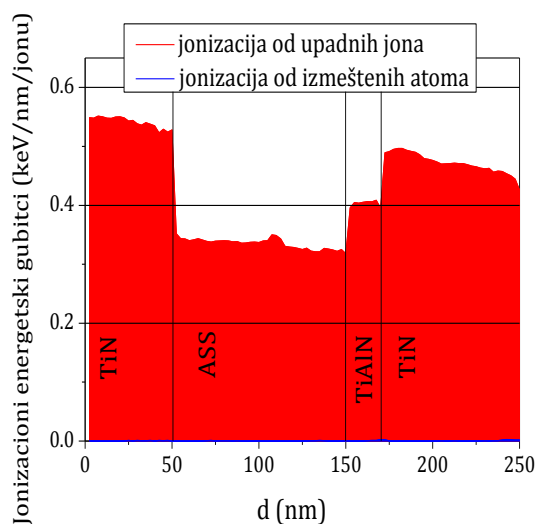


Slika 6.21g. Distribucija nastalih vakancija atoma Ag, Sb i Se u ASS sloju.

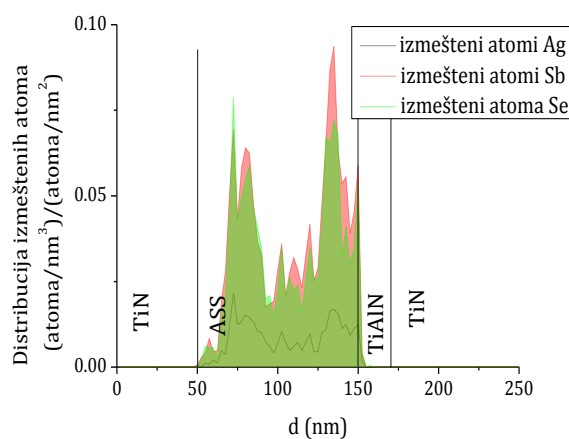
REZULTATI SIMULACIJA SNOPA 1000 ALFA ČESTICA ENERGIJE 250 keV KOJI PADA NORMALNO NA FAZNO PROMENLJIVU ČELIJU SA 100 nm ASS SLOJEM



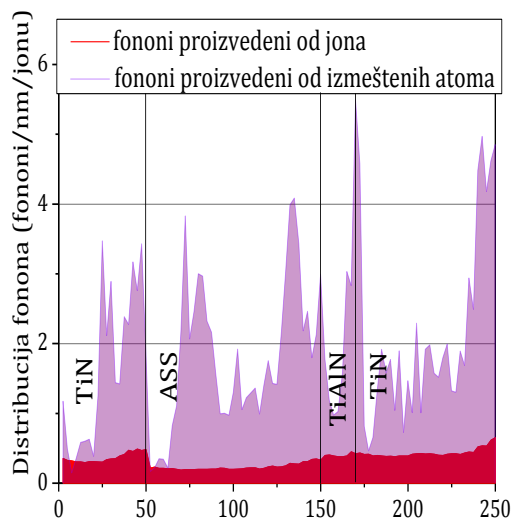
Slika 6.22a. Transport alfa čestica kroz fazno promenljivu ćeliju sa ASS slojem.



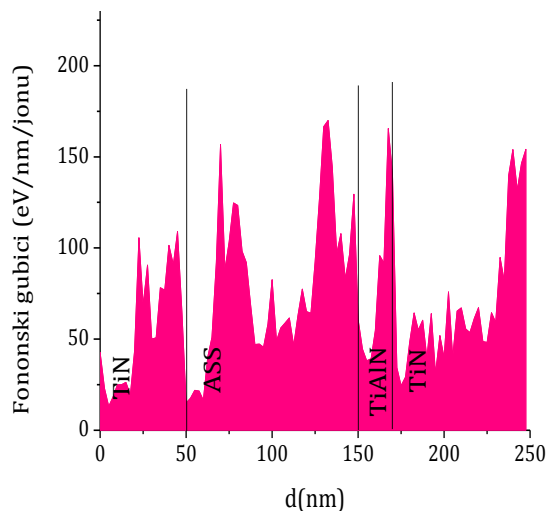
Slika 6.22b. Jonizacioni energetske gubitci nastali od upadnih alfa čestica i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



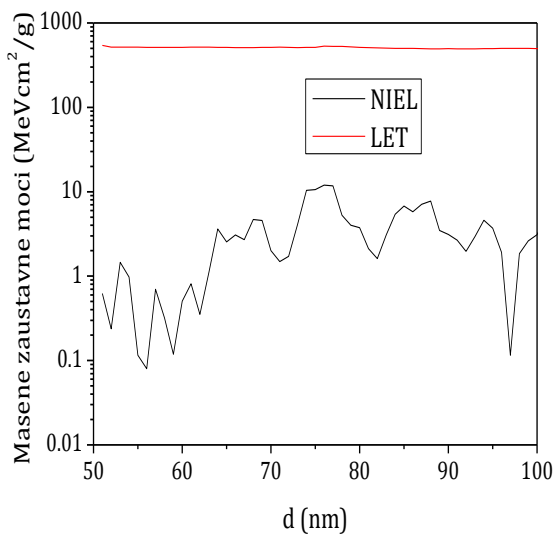
Slika 6.22c. Distribucija izmeštenih atoma Ag, Sb i Se.



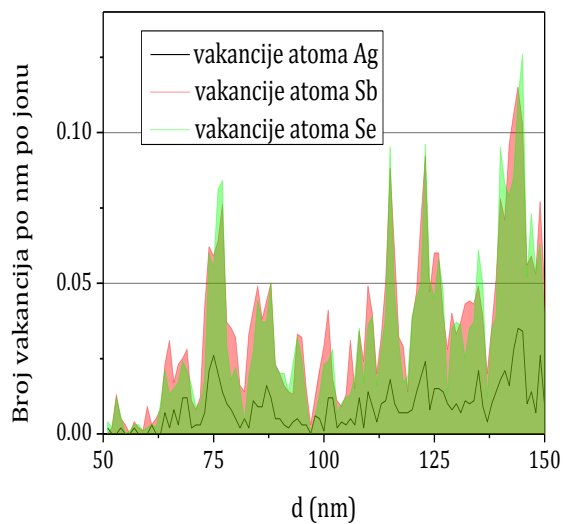
Slika 6.22d. Distribucija fonona nastalih od upadnih alfa čestica i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



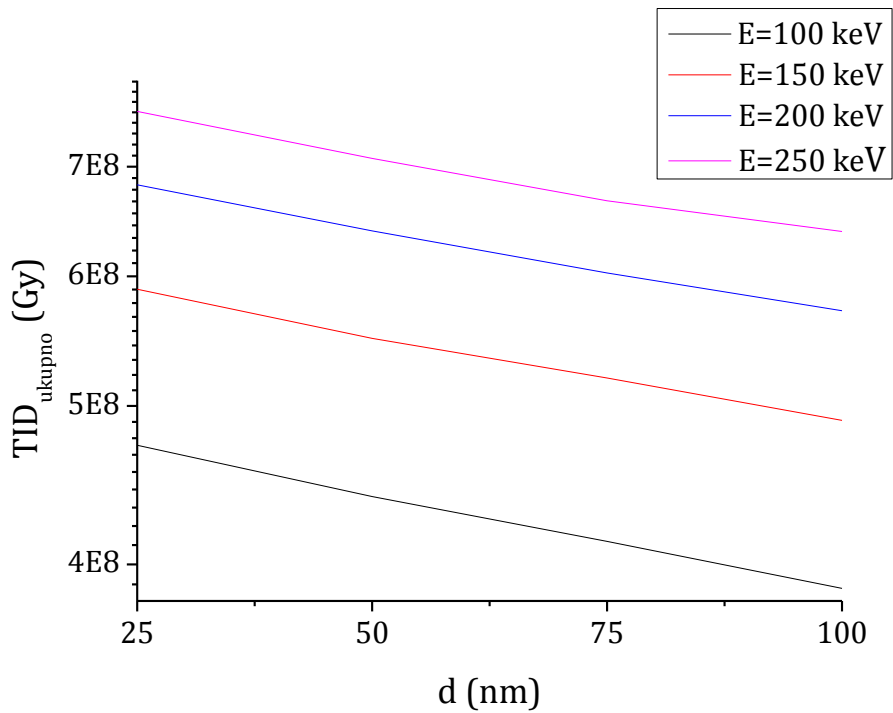
Slika 6.22e. Fononski energetske gubici nastali od upadnih alfa čestica i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



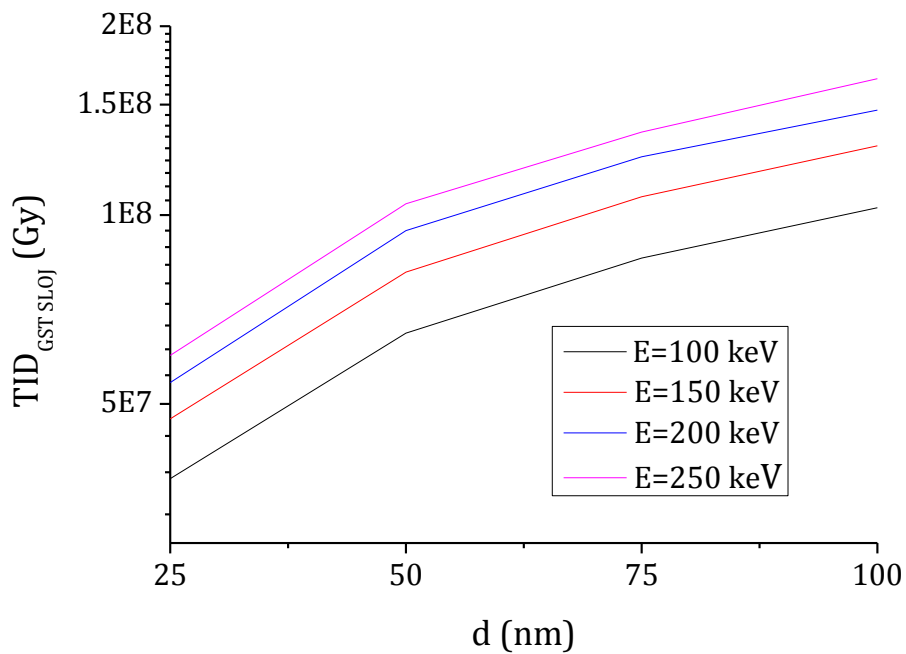
Slika 6.22f. Masene zaustavne moći (NIEL i LET) u ASS sloju.



Slika 6.22g. Distribucija nastalih vakancija atoma Ag, Sb i Se u ASS sloju.

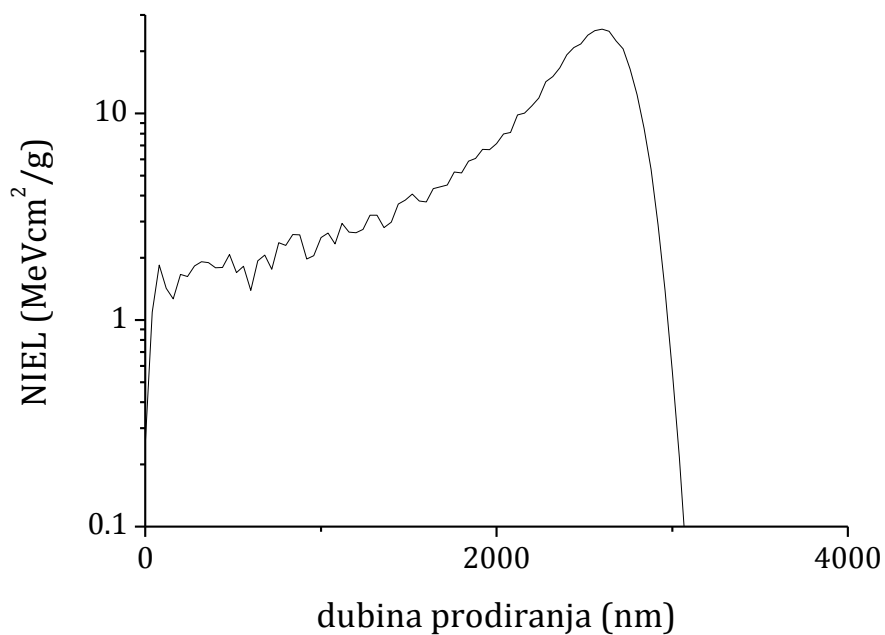


Slika 6.23a. Ukupna jonizacijska doza u celjoj ćeliji FPM-a u zavisnosti od debljine ASS sloja za različite energije upadnih alfa čestica.

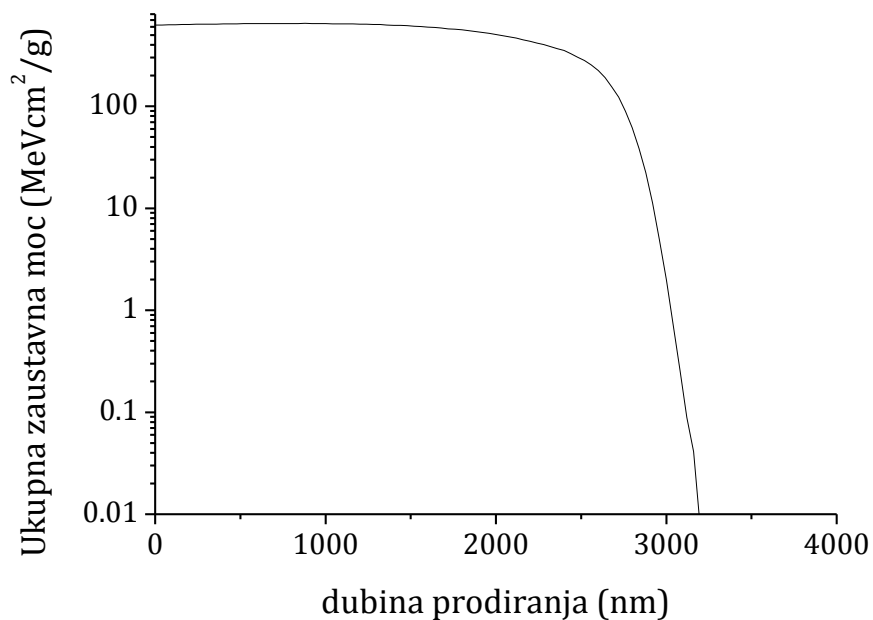


Slika 6.23b. Ukupna jonizacijska doza u ASS sloju u zavisnosti od debljine ASS sloja za različite energije upadnih alfa čestica.

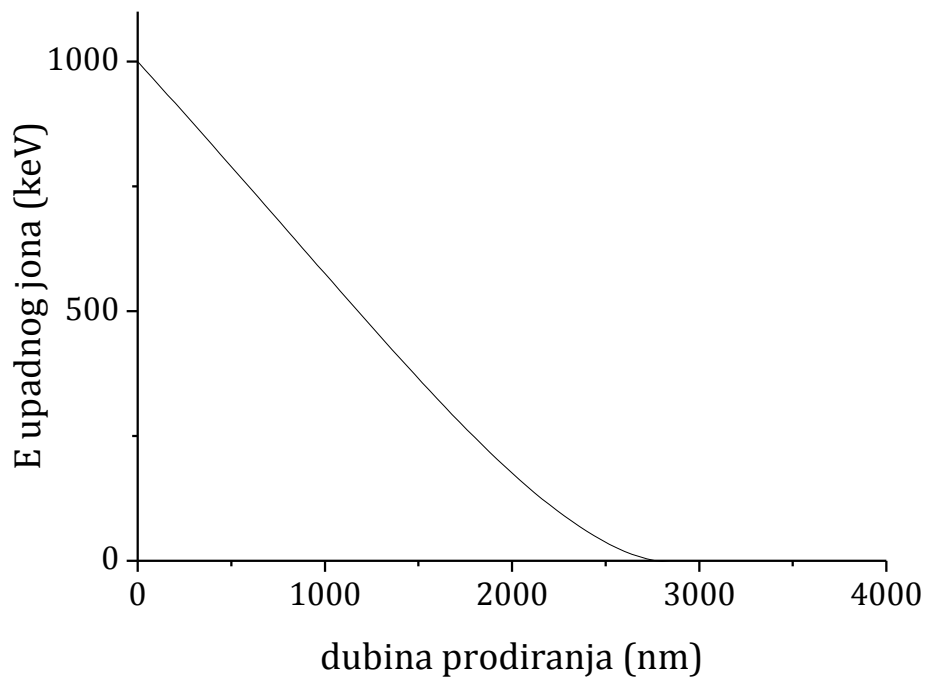
NEJONIZIJUĆI GUBICI ZA ALFA ČESTICE ENERGIJE 1 MeV U ASS MATERIJALU



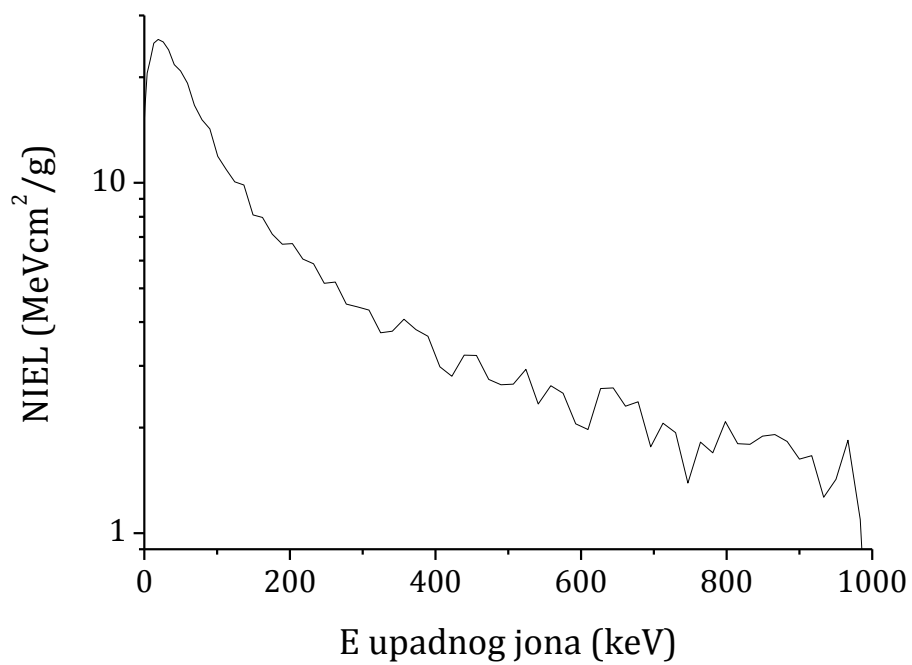
Slika 6.24a. Nejonizujući energetske gubici za alfa čestice energije 1 MeV u ASS materijalu u zavisnosti od dubine prodiranja.



Slika 6.24b. Ukupni energetske gubici za alfa čestice energije 1 MeV u ASS materijalu u zavisnosti od dubine prodiranja.



Slika 6.24c. Energija alfa čestice u zavisnosti od dubine prodiranja kroz ASS materijal.



Slika 6.24d. Nejonizujući energetski gubici za alfa čestice u ASS materijalu u zavisnosti od energije.

Tabela 6.31. Nejonizujući energetske gubici za alfa čestice u ASS materijalu

E [keV]	NIEL [MeVcm²/g]	E [keV]	NIEL [MeVcm²/g]
1000	0,24781	456,24474	3,21606
983,43622	1,09378	439,44596	3,2188
966,8123	1,84379	422,69039	2,80583
950,12882	1,42612	406,05676	2,98144
933,41893	1,26542	389,56442	3,64818
916,67088	1,66511	373,10345	3,80876
899,87201	1,62576	356,76561	4,07619
882,99625	1,82737	340,58806	3,77166
866,08563	1,91358	324,57248	3,73057
849,15974	1,89381	308,7701	4,3321
832,18971	1,7935	293,07946	4,42329
815,2093	1,79935	277,61821	4,50174
798,16037	2,07992	262,36967	5,21097
781,08122	1,69518	247,2741	5,16136
763,99338	1,81924	232,39862	5,87687
746,88194	1,39039	217,7752	6,05407
729,76238	1,93447	203,4752	6,69911
712,63049	2,06085	189,43262	6,6742
695,48807	1,76328	175,71152	7,13894
678,32685	2,37245	162,35848	7,95585
661,17924	2,30143	149,34322	8,09612
644,01123	2,59515	136,66706	9,8509
626,81729	2,58551	124,32962	10,04816
609,59982	1,9753	112,46099	10,9035
592,45685	2,05149	100,96966	15,11438
575,34132	2,50717	89,90509	16,64768
558,22703	2,63773	79,20612	19,21827
541,17055	2,33878	69,00219	20,85312
524,11742	2,93589	59,30058	21,73893
507,06136	2,66473	49,98178	23,95902
490,06378	2,65109	41,2796	25,21357
473,13805	2,74459	33,28793	25,61263

Tabela 6.32. Fononski gubici (u eV/nm/jonu) za alfa čestice energija 100, 150, 200 i 250 keV u ćeliji FPM-a sa ASS slojem (debljine 25-100nm).

Fononski gubici [eV/nm/jonu]				
Debljina ASS sloja	Energija alfa čestica			
	100 keV	150 keV	200 keV	250 keV
25 nm	154,1	108,6	79,2	59,2
50 nm	168,1	113,8	86,8	67,8
75 nm	180,0	126,4	88,1	57,7
100 nm	183,7	116,1	92,4	71,7

Tabela 6.33. Ukupna jonizaciona doza (TID) u celoj ćeliji FPM-a za alfa čestice energija 100, 150, 200 i 250 keV u ćeliji FPM-a sa ASS slojem (debljine 25-100nm).

TID u celoj ćeliji FPM-a [10⁸ Gy]				
Debljina ASS sloja	Energija alfa čestica			
	100 keV	150 keV	200 keV	250 keV
25 nm	4,730	5,891	6,824	7,565
50 nm	4,402	5,498	6,394	7,082
75 nm	4,132	5,199	6,027	6,673
100 nm	3,868	4,899	5,716	6,389

Tabela 6.34. Ukupna jonizaciona doza (TID) u ASS sloju ćelije FPM-a za alfa čestice energija 100, 150, 200 i 250 keV u ćeliji FPM-a sa ASS slojem (debljine 25-100nm).

TID u ASS sloju [10⁷ Gy]				
Debljina ASS sloja	Energija alfa čestica			
	100 keV	150 keV	200 keV	250 keV
25 nm	3,801	4,729	5,406	5,976
50 nm	6,483	8,110	9,449	10,428
75 nm	8,540	10,692	12,388	13,563
100 nm	1,027	12,888	14,705	16,498

Tabela 6.35. Doza izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a za alfa čestice energija 100, 150, 200 i 250 keV u ćeliji FPM-a sa ASS slojem (debljine 25-100nm).

Doza izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a [10⁶ Gy]				
Debljina ASS sloja	Energija alfa čestica			
	100 keV	150 keV	200 keV	250 keV
25 nm	11,517	8,058	5,686	4,177
50 nm	12,645	8,481	6,116	4,691
75 nm	13,018	9,133	6,041	3,756
100 nm	12,989	8,133	6,245	4,856

Tabela 6.36. Doza izmeštanja u ASS sloju za alfa čestice energija 100, 150, 200 i 250 keV u ćeliji FPM-a sa ASS slojem (debljine 25-100nm).

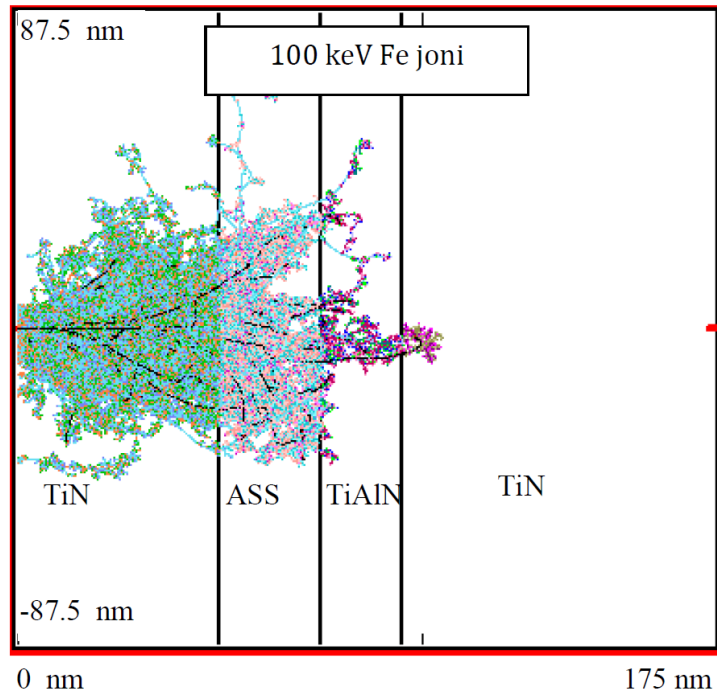
Doza izmeštanja ASS sloju [10^6 Gy]				
Debljina ASS sloja	Energija alfa čestica			
	100 keV	150 keV	200 keV	250 keV
25 nm	1,145	0,837	0,675	0,261
50 nm	2,259	1,588	1,576	1,108
75 nm	3,104	2,320	1,805	1,038
100 nm	4,083	2,586	2,391	1,747

6.2.3 Rezultati za slučaj upadnog snopa jona gvožđa

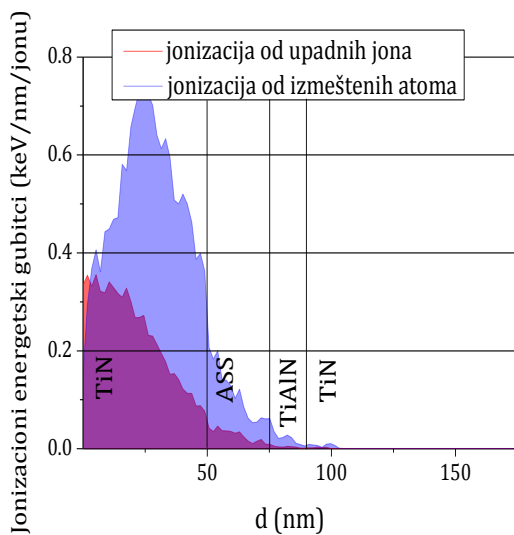
Na slikama 6.25.a) - 6.25.g) prikazane su vrednosti dobijene simulacijom i dodatnim proračunima za prolazak 100 Fe jona energije 100 keV kroz ćeliju FPM-a sa ASS slojem debljine 25 nm, dok su na slikama 6.26.a) - 6.26.g) prikazane vrednosti dobijene simulacijom i dodatnim proračunima za prolazak 100 Fe jona energije 500 keV kroz ćeliju FPM-a sa ASS slojem debljine 100 nm (tragovi Fe jona kroz ćeliju, jonizacioni energetski gubici, distribucija izmešteni atoma, distribucija fonona, fononski energetski gubici, masene zaustavne moći i distribucija nastalih vakancija). Ukupna jonizaciona doza (TID) u celoj ćeliji FPM-a i u fazno promenljivom sloju ćelije FPM-a u zavisnosti od debljine ASS sloja za energije Fe jona od 100, 250 i 500 keV prikazane su na slici 6.27.a) i 6.27.b), respektivno. Nejonizujući gubici za Fe jone energije 500 keV u ASS materijalu prikazane su na slikama 6.28.a) - 6.28.d).

U tabeli 6.37. izloženi su dobijeni nejonizujući energetski gubici za Fe jone u ASS materijalu. Dobijeni rezultati za fononske gubitke u ćeliji FPM-a prikazani su u tabeli 6.38. U tabelama 6.39. i 6.40. navedene su proračunate vrednosti ukupne jonizacione doze u celoj ćeliji FPM-a i u ASS sloju ćelije FPM-a, respektivno. Dobijene doze izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a i u ASS sloju ćelije FPM-a date su u tabelama 6.41. i 6.42, respektivno.

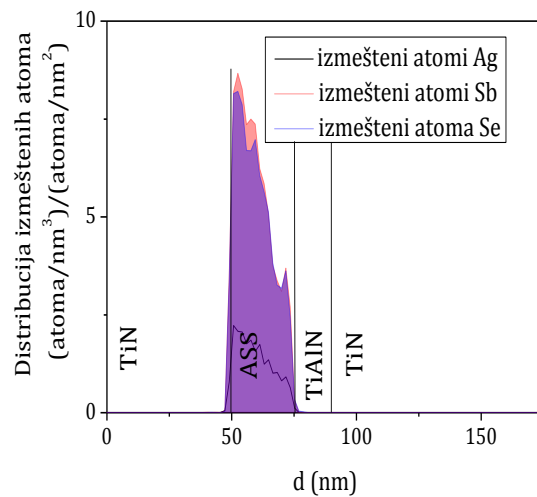
REZULTATI SIMULACIJA SNOPA 100 Fe JONA ENERGIJE 100 keV KOJI PADA NORMALNO NA FAZNO PROMENLJIVU ČELIJU SA 25 nm ASS SLOJEM



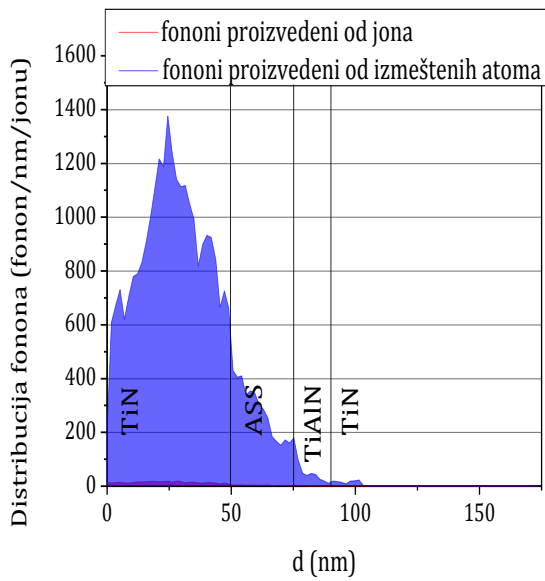
Slika 6.25a. Transport Fe jona kroz fazno promenljivu ćeliju sa ASS slojem.



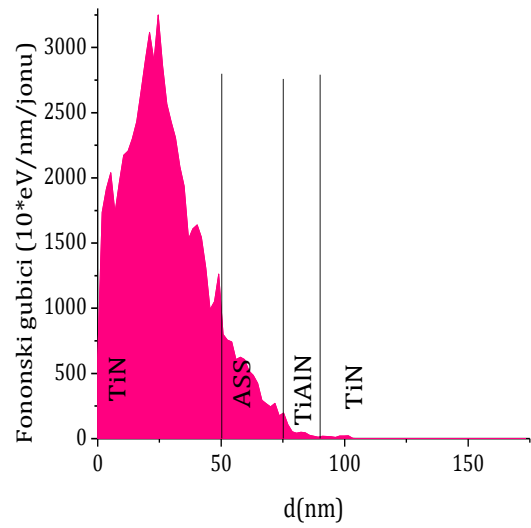
Slika 6.25b. Jonizacioni energetski gubici nastali od upadnih Fe jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



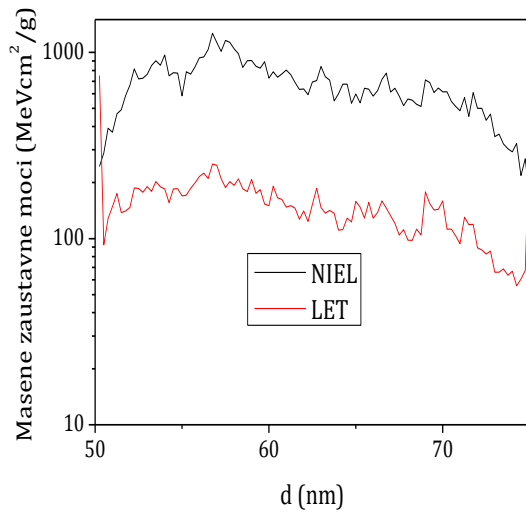
Slika 6.25c. Distribucija izmeštenih atoma Ag, Sb i Se.



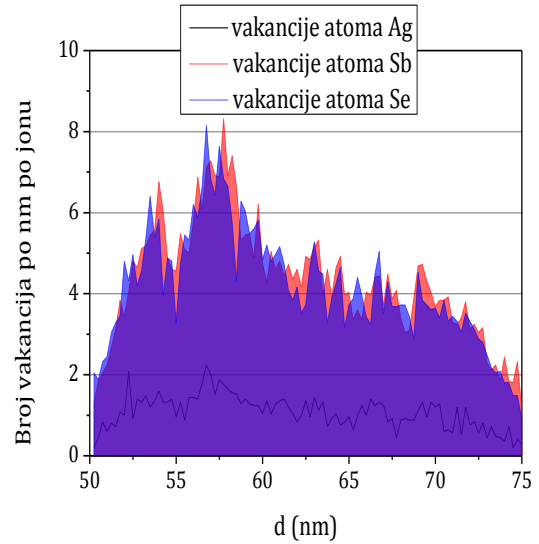
Slika 6.25d. Distribucija fonona nastalih od upadnih Fe jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



Slika 6.25e. Fononski energetske gubici nastali od upadnih Fe jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.

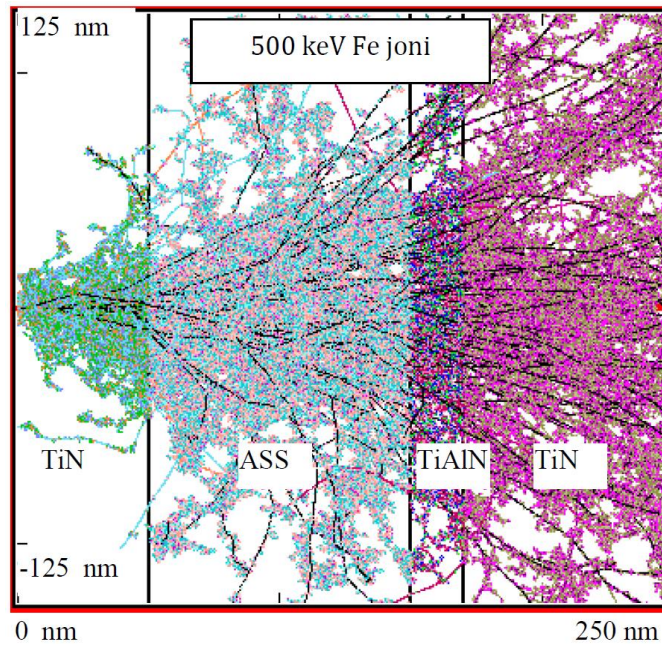


Slika 6.25f. Masene zaustavne moći (NIEL i LET) u ASS sloju.

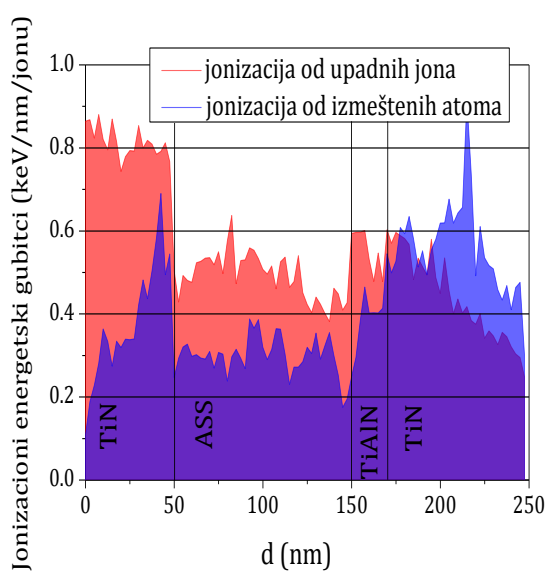


Slika 6.25g. Distribucija nastalih vakancija atoma Ag, Sb i Se u ASS sloju.

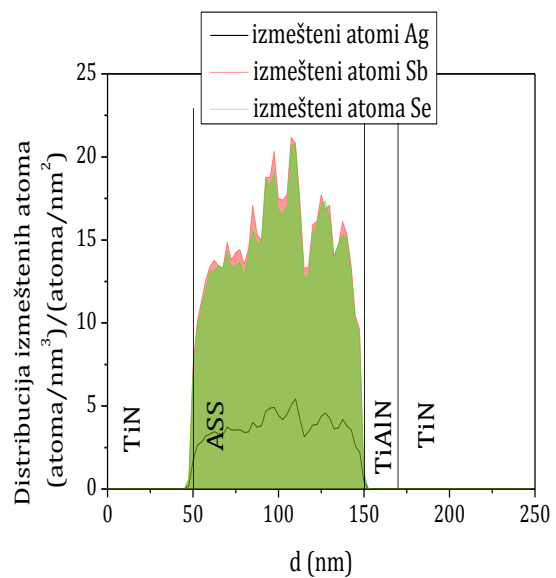
REZULTATI SIMULACIJA SNOPA 100 Fe JONA ENERGIJE 500 keV KOJI PADA NORMALNO NA FAZNO PROMENLJIVU ČELIJU SA 100 nm ASS SLOJEM



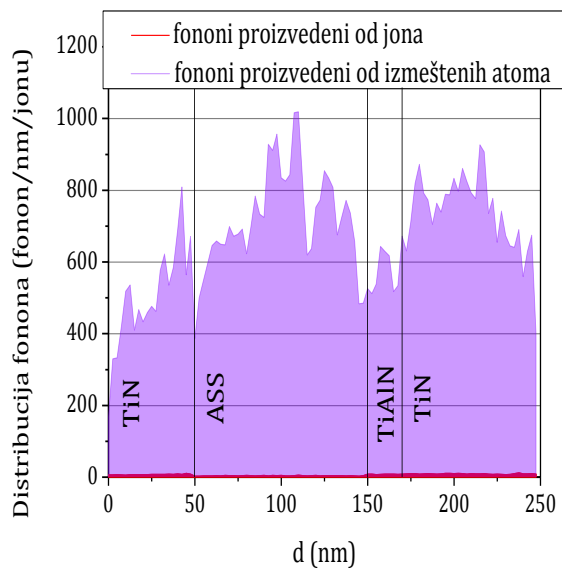
Slika 6.26a. Transport Fe jona kroz fazno promenljivu ćeliju sa ASS slojem.



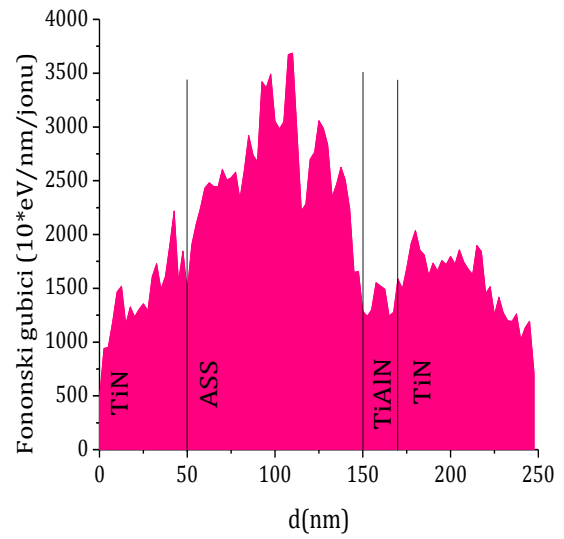
Slika 6.26b. Jonizacioni energetski gubici nastali od upadnih Fe jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



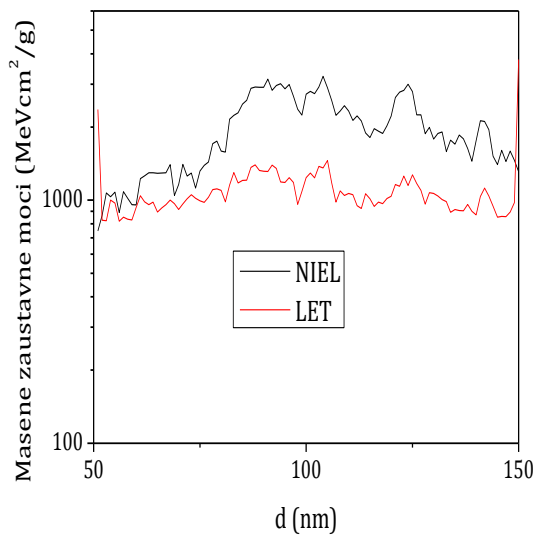
Slika 6.26c. Distribucija izmeštenih atoma Ag, Sb i Se.



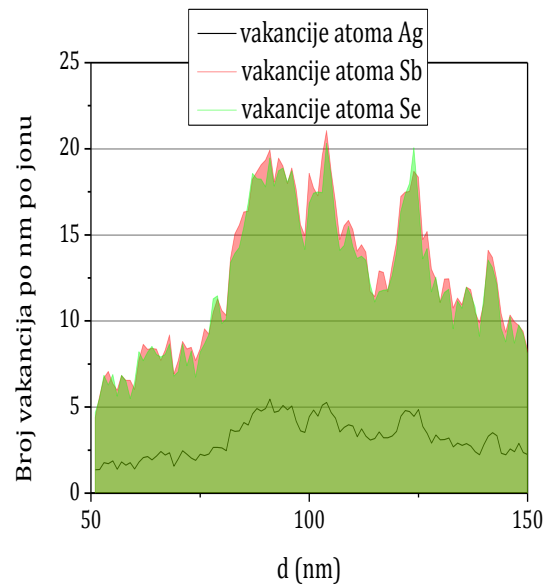
Slika 6.26d. Distribucija fonona nastalih od upadnih Fe jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



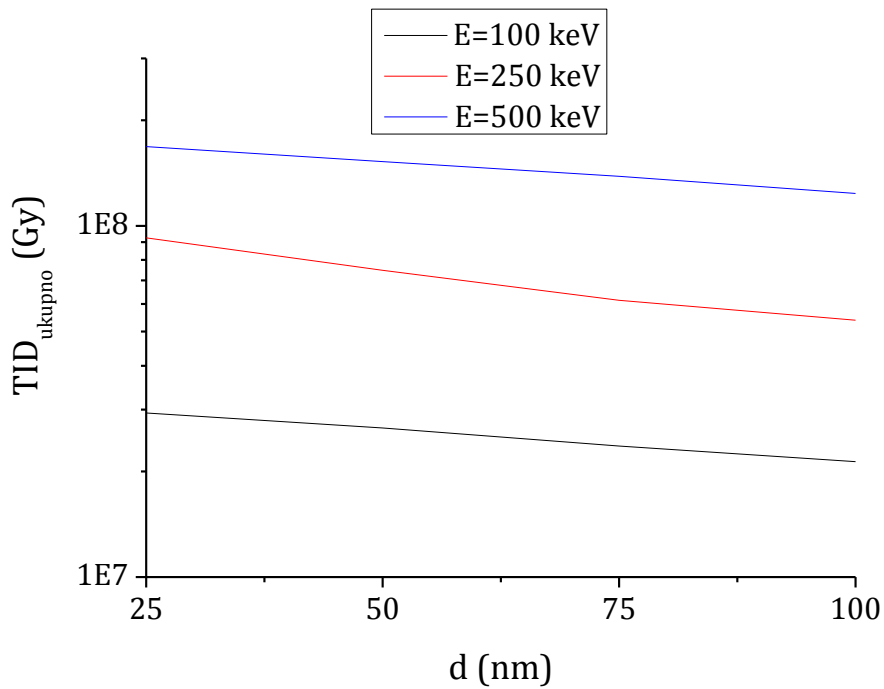
Slika 6.26e. Fononski energetske gubici nastali od upadnih Fe jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



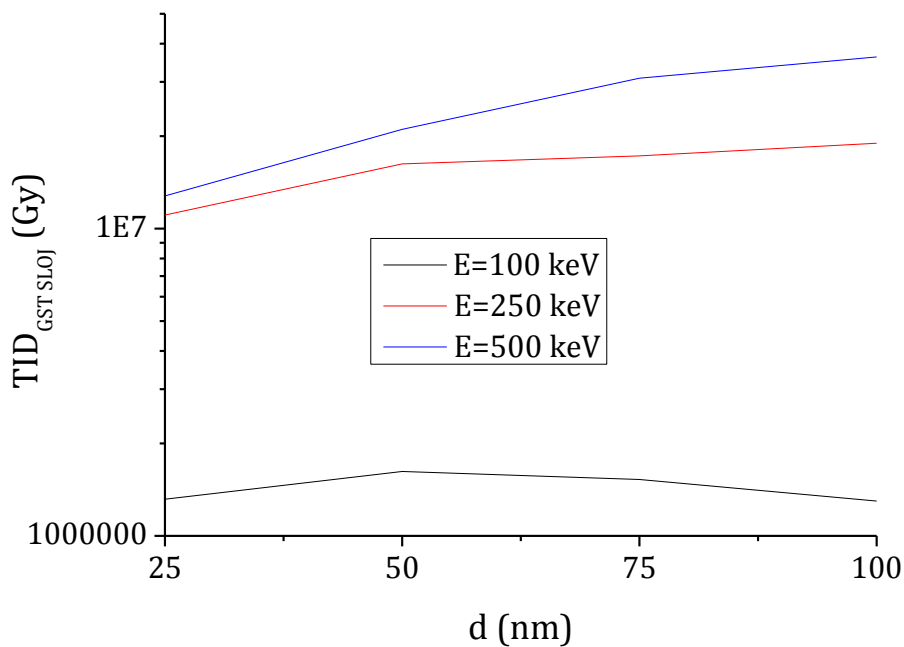
Slika 6.26f. Masene zaustavne moći (NIEL i LET) u ASS sloju.



Slika 6.26g. Distribucija nastalih vakancija atoma Ag, Sb i Se u ASS sloju.

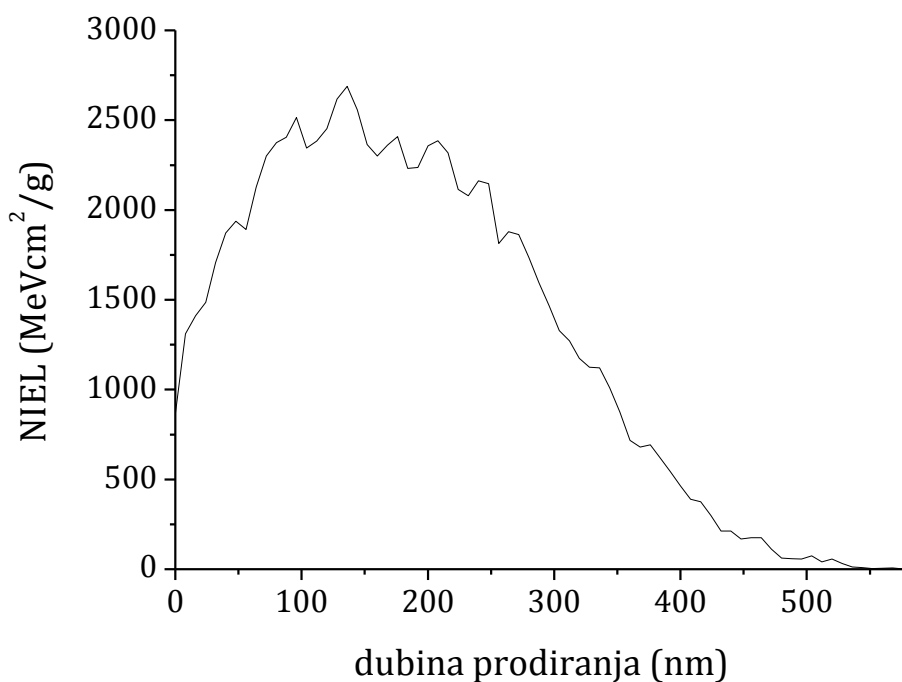


Slika 6.27a. Ukupna jonizациона doza u celoj ćeliji FPM-a u zavisnosti od debljine ASS sloja za različite energije upadnih Fe jona.

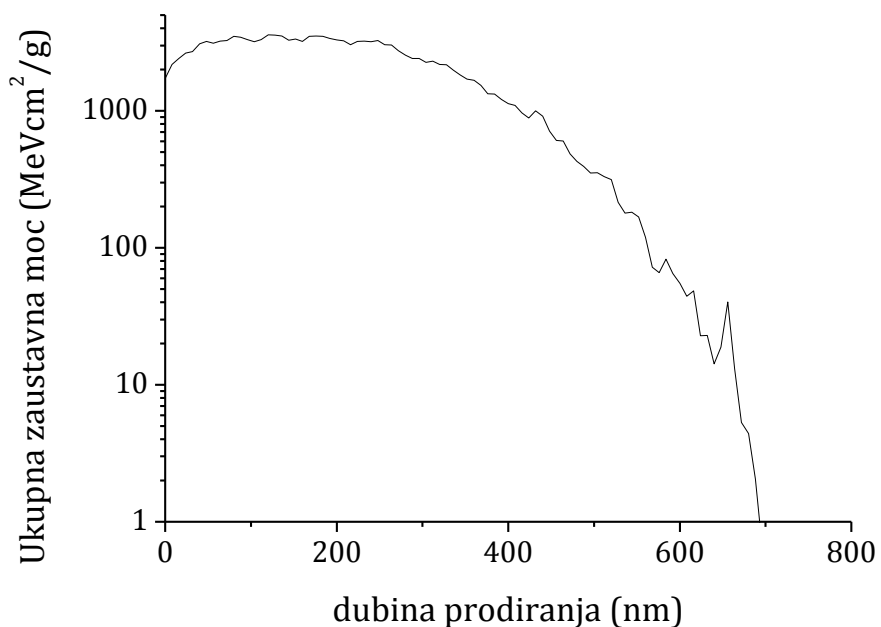


Slika 6.27b. Ukupna jonizациона doza u ASS sloju u zavisnosti od debljine ASS sloja za različite energije upadnih Fe jona.

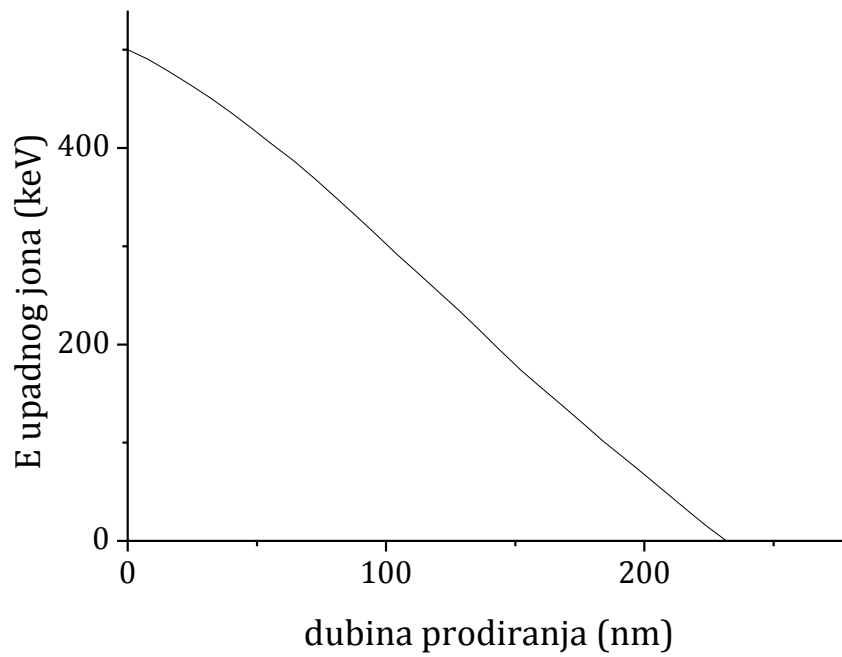
NEJONIZIJUĆI GUBICI ZA Fe JONE ENERGIJE 500 keV U ASS MATERIJALU



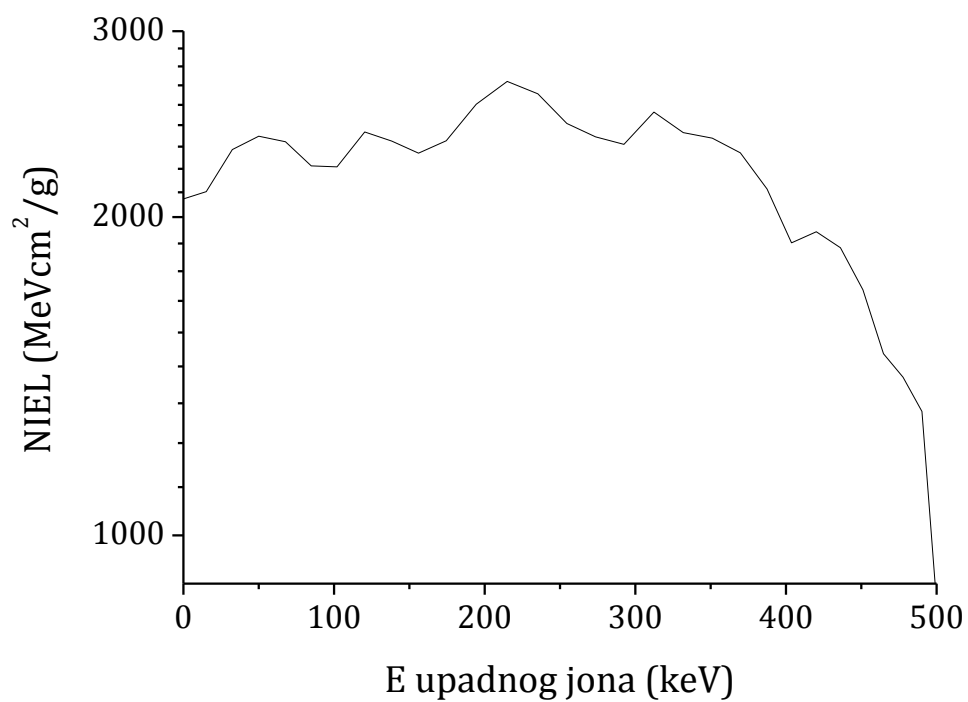
Slika 6.28a. Nejonizujući energetski gubici za Fe jone energije 500 keV u ASS materijalu u zavisnosti od dubine prodiranja.



Slika 6.28b. Ukupni energetski gubici za Fe jone energije 500 keV u ASS materijalu u zavisnosti od dubine prodiranja.



Slika 6.28c. Energija Fe jona u zavisnosti od dubine prodiranja kroz ASS materijal.



Slika 6.28d. Nejonizujući energetske gubitke za Fe jone u ASS materijalu u zavisnosti od energije.

Tabela 6.37. Nejonizujući energetske gubici za Fe jone u ASS materijalu.

E [keV]	NIEL [MeVcm ² /g]	E [keV]	NIEL [MeVcm ² /g]
500,0	862,7	273,5	2383,2
490,1	1309,6	254,5	2452,8
477,7	1411,3	235,3	2617,0
464,6	1485,7	215,0	2688,8
451,0	1707,6	194,2	2557,9
436,0	1872,0	174,4	2363,4
420,0	1937,2	156,0	2300,0
403,6	1891,9	138,2	2360,2
387,4	2126,3	120,2	2408,5
369,7	2300,9	101,8	2231,8
351,0	2375,4	84,7	2236,8
331,7	2404,7	67,6	2356,9
312,3	2514,3	50,0	2385,8
292,3	2345,0	32,3	2317,8

Tabela 6.38. Fononski gubici (u keV/nm/jonu) za Fe jone upadnih energija 100, 250 i 500 keV u ćeliji FPM-a sa ASS slojem (debljine 25-100nm)

Fononski gubici [keV/nm/jonu]			
Debljina ASS sloja	Energija Fe jona		
	100 keV	250 keV	500 keV
25 nm	6,65	15,44	15,09
50 nm	6,01	14,95	16,55
75 nm	5,37	13,69	18,48
100 nm	4,83	12,99	19,36

Tabela 6.39. Ukupna jonizaciona doza (TID) u celoj ćeliji FPM-a za Fe jone energija 100, 250, i 500 keV u ćeliji FPM-a sa ASS slojem (debljine 25-100nm)

TID u celoj ćeliji FPM-a [10 ⁷ Gy]			
Debljina ASS sloja	Energija Fe jona		
	100 keV	250 keV	500 keV
25 nm	2,932	9,241	16,833
50 nm	2,656	7,475	15,251
75 nm	2,362	6,141	13,844
100 nm	2,131	5,394	12,377

Tabela 6.40. Ukupna jonizaciona doza (TID) u ASS sloju ćelije FPM-a za Fe jone energija 100, 250, i 500 keV u ćeliji FPM-a sa ASS slojem (debljine 25-100nm)

TID u ASS sloju ćelije FPM-a [10^6 Gy]			
Debljina ASS sloja	Energija Fe jona		
	100 keV	250 keV	500 keV
25 nm	1,314	11,072	12,765
50 nm	1,620	16,256	21,041
75 nm	1,524	17,251	30,870
100 nm	1,299	18,950	36,187

Tabela 6.41. Doza izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a za Fe jone upadnih energija 100, 250 i 500 keV u ćeliji FPM-a sa GST slojem (debljine 25-100nm)

Doza izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a [10^7 Gy]			
Debljina ASS sloja	Energija Fe jona		
	100 keV	250 keV	500 keV
25 nm	6,004	13,578	13,783
50 nm	5,375	12,388	14,657
75 nm	4,758	10,694	15,304
100 nm	4,314	9,763	15,506

Tabela 6.42. Doza izmeštanja u ASS sloju ćelije FPM-a (debljine 25-100nm) za Fe jone upadnih energija 100, 250 i 500 keV

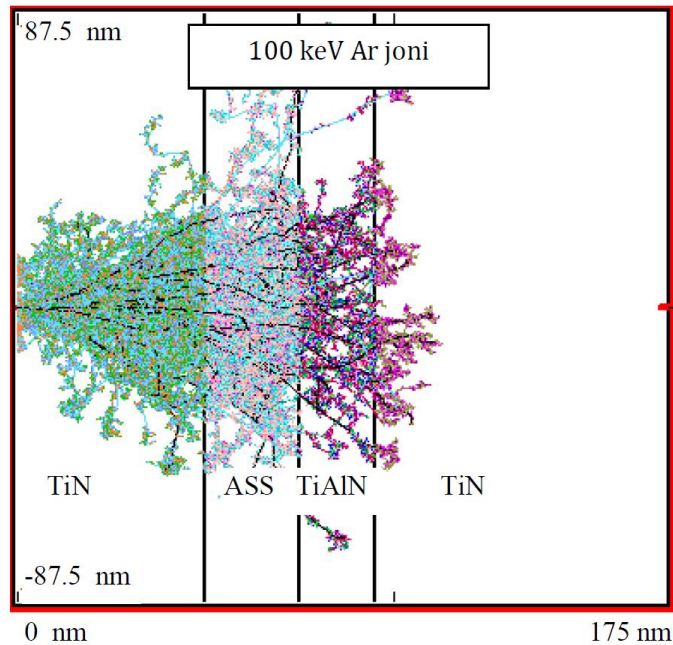
Doza izmeštanja u u ASS sloju [10^6 Gy]			
Debljina ASS sloja	Energija Fe jona		
	100 keV	250 keV	500 keV
25 nm	4,466	26,192	13,612
50 nm	6,434	45,962	30,070
75 nm	5,733	50,303	51,448
100 nm	5,167	57,626	68,325

6.2.4 Rezultati za slučaj upadnog snopa jona argona

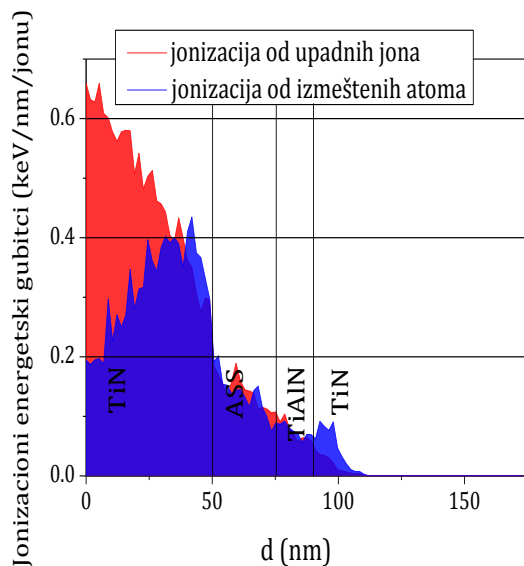
Na slikama 6.29.a) - 6.29.g) prikazane su vrednosti dobijene simulacijom i dodatnim proračunima za prolazak 100 Ar jona energije 100 keV kroz ćeliju FPM-a sa ASS slojem debljine 25 nm, dok su na slikama 6.30.a) - 6.30.g) prikazane vrednosti dobijene simulacijom i dodatnim proračunima za prolazak 100 Ar jona energije 500 keV kroz ćeliju FPM-a sa ASS slojem debljine 100 nm (tragovi Ar jona kroz ćeliju, jonizacioni energetske gubici, distribucija izmešteni atoma, distribucija fonona, fononski energetske gubici, masene zaustavne moći i distribucija nastalih vakancija). Ukupna jonizaciona doza (TID) u celoj ćeliji FPM-a i u fazno promenljivom sloju ćelije FPM-a u zavisnosti od debljine ASS sloja za energije Ar jona od 100, 300 i 500 keV prikazane su na slici 6.31.a) i 6.31.b), respektivno. Nejonizujući gubici za Ar jone energije 500 keV u ASS materijalu prikazane su na slikama 6.32.a) - 6.32.d).

U tabeli 6.43. navedeni su dobijeni nejonizujući energetske gubici za Ar jone u ASS materijalu. Dobijeni rezultati za fononske gubitke u ćeliji FPM-a prikazani su u tabeli 6.44. U tabelama 6.45. i 6.46. date su proračunate vrednosti ukupne jonizacione doze u celoj ćeliji FPM-a i u ASS sloju ćelije FPM-a, respektivno. Dobijene doze izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a i u ASS sloju ćelije FPM-a izložene su u tabelama 6.47. i 6.48, respektivno.

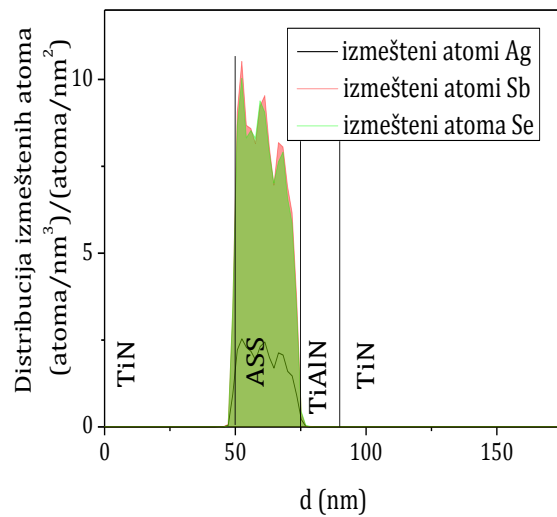
REZULTATI SIMULACIJA SNOPA 100 Ar JONA ENERGIJE 100 keV KOJI PADA NORMALNO NA FAZNO PROMENLJIVU ĆELIJU SA 25 nm ASS SLOJEM



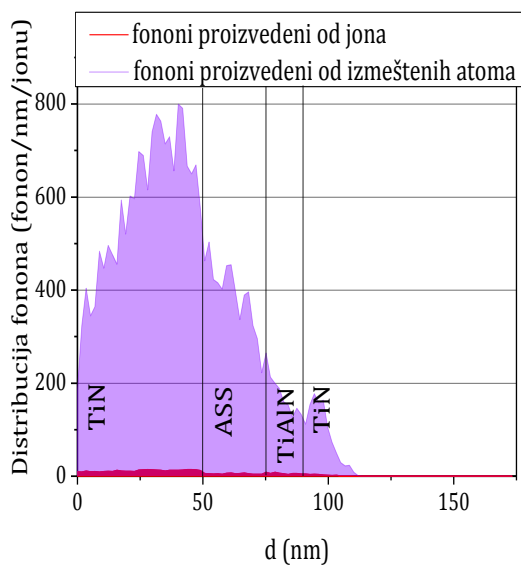
Slika 6.29a. Transport Ar jona kroz fazno promenljivu ćeliju sa ASS slojem.



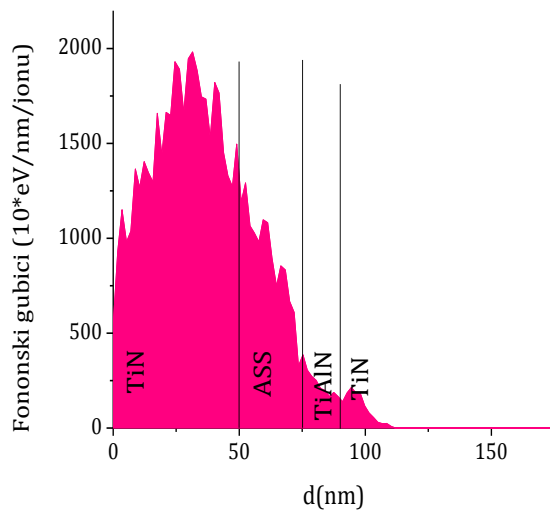
Slika 6.29b. Jonizacioni energetski gubici nastali od upadnih Ar jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



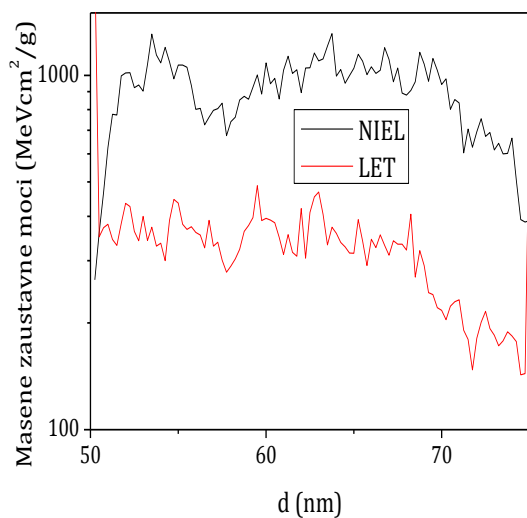
Slika 6.29c. Distribucija izmeštenih atoma Ag, Sb i Se.



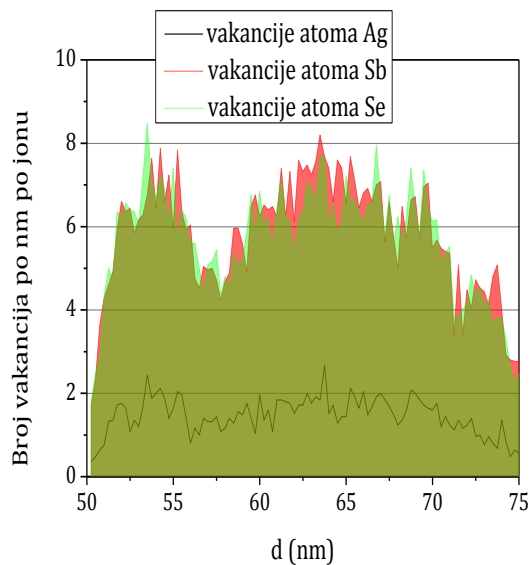
Slika 6.29d. Distribucija fonona nastalih od upadnih Ar jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



Slika 6.29e. Fononski energetske gubici nastali od upadnih Ar jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.

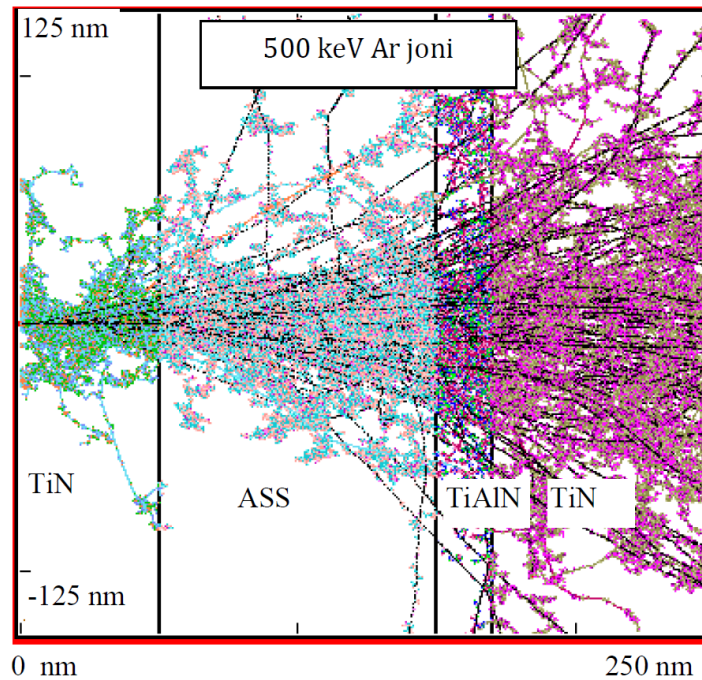


Slika 6.29f. Masene zaustavne moći (NIEL i LET) u ASS sloju.

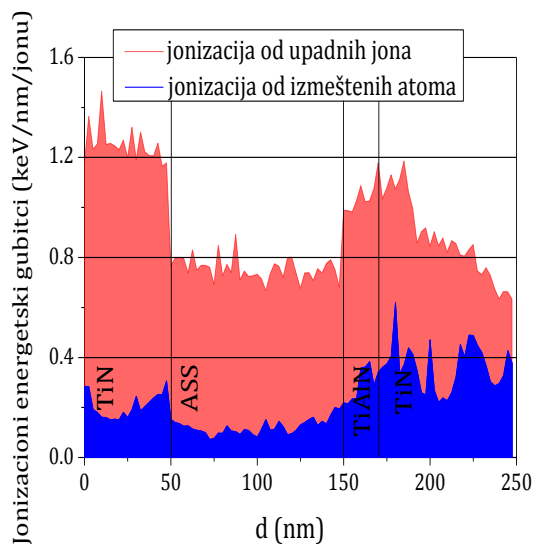


Slika 6.29g. Distribucija nastalih vakancija atoma Ag, Sb i Se u ASS sloju.

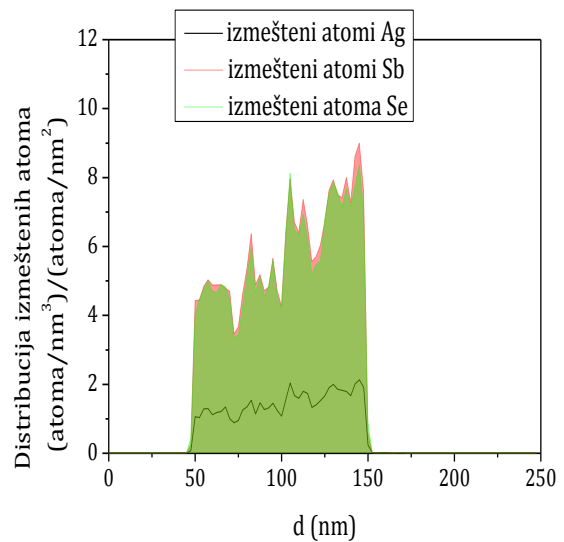
REZULTATI SIMULACIJA SNOPA 100 Ar JONA ENERGIJE 500 keV KOJI PADA NORMALNO NA FAZNO PROMENLJIVU ČELIJU SA 100 nm ASS SLOJEM



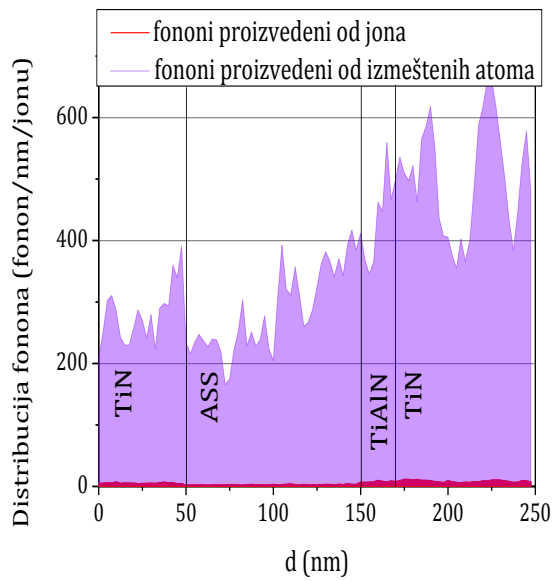
Slika 6.30a. Transport Ar jona kroz fazno promenljivu ćeliju sa ASS slojem.



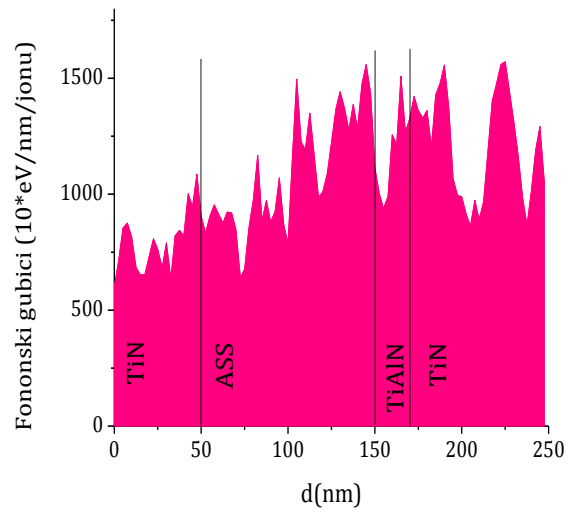
Slika 6.30b. Jonizacioni energetske gubitci nastali od upadnih Ar jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a.



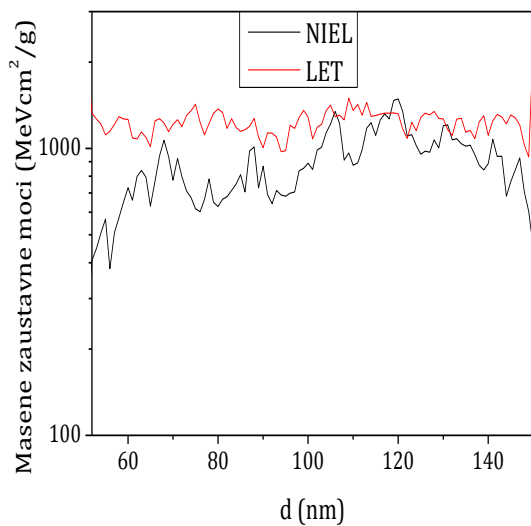
Slika 6.30c. Distribucija izmeštenih atoma Ag, Sb i Se.



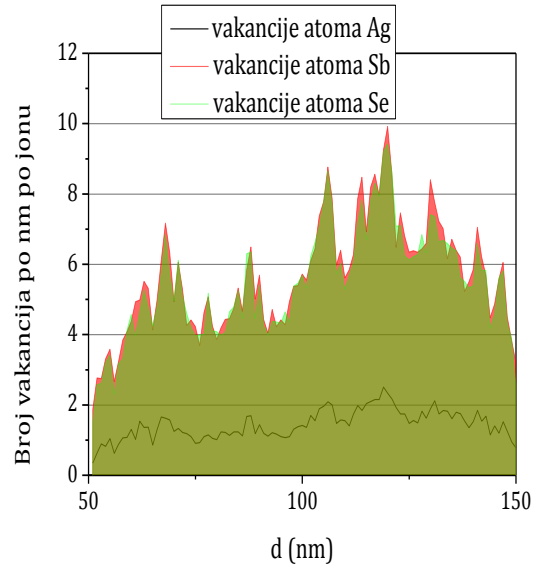
Slika 6.30d. Distribucija fonona nastalih od upadnih Ar jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a



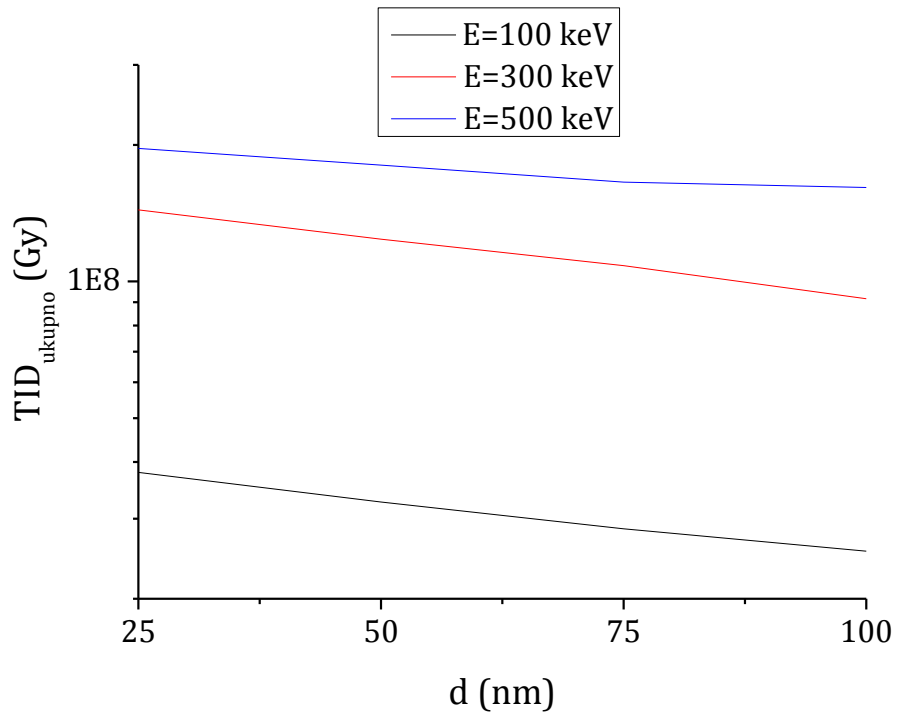
Slika 6.30e. Fononski energetski gubici nastali od upadnih Ar jona i izmeštenih atoma ćelije FPM-a



Slika 6.30f. Masene zaustavne moći (NIEL i LET) u ASS sloju.

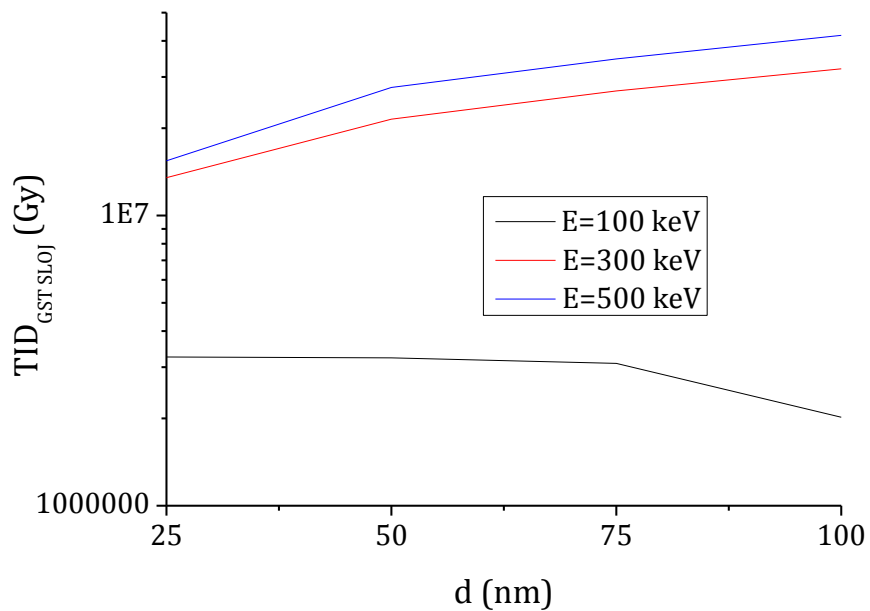


Slika 6.30g. Distribucija nastalih vakancija atoma Ag, Sb i Se u ASS sloju.



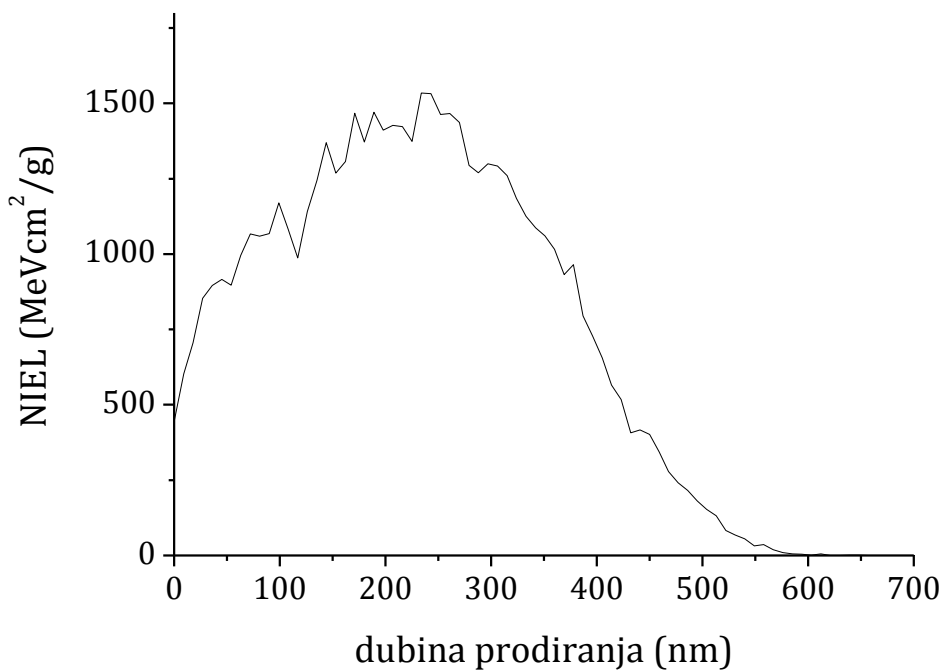
Slika

6.31a. Ukupna jonizaciona doza u celoj ćeliji FPM-a u zavisnosti od debljine ASS sloja za različite energije upadnih Ar jona.

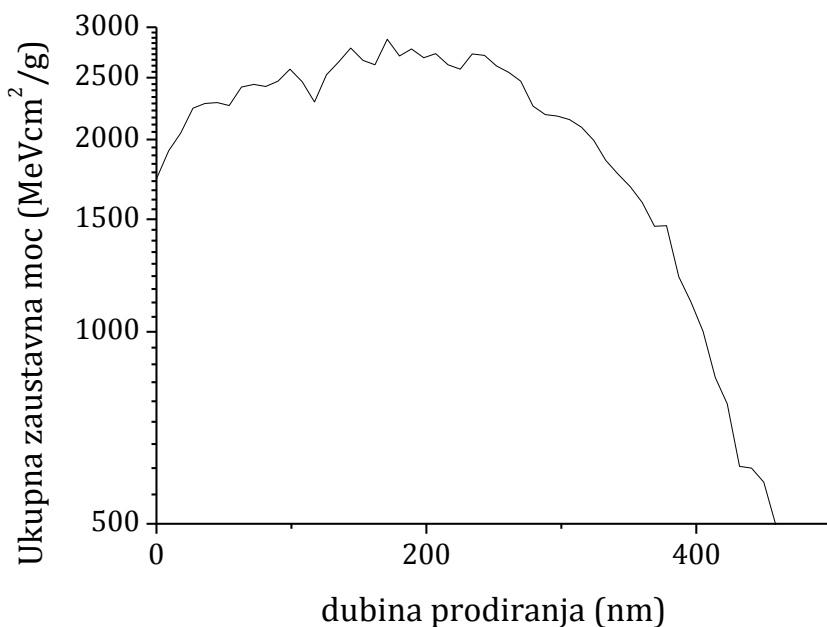


Slika 6.31b. Ukupna jonizaciona doza u ASS sloju u zavisnosti od debljine ASS sloja za različite energije upadnih Ar jona.

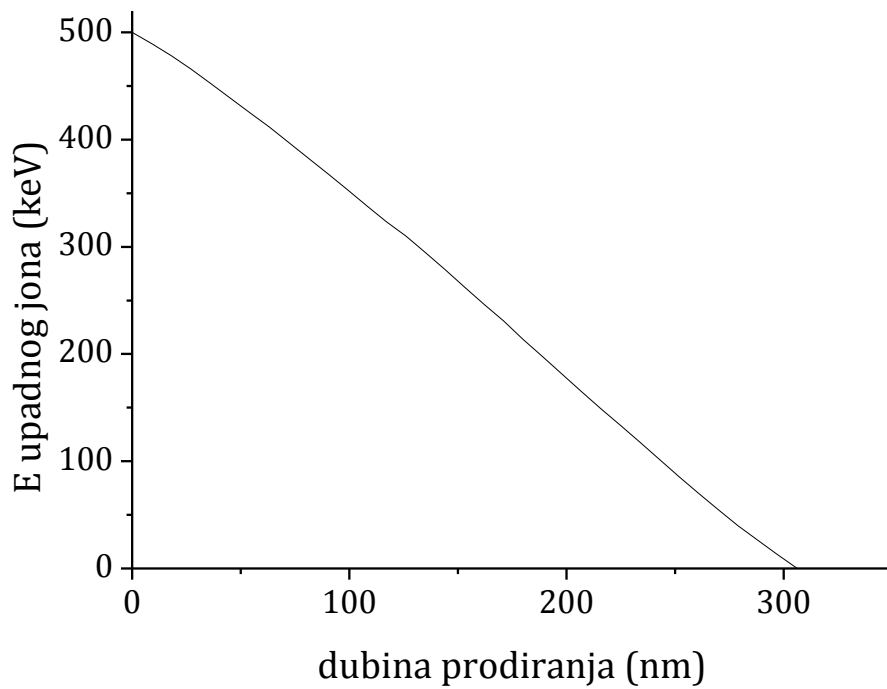
NEJONIZIJUĆI GUBICI ZA Ar JONE ENERGIJE 500 keV U ASS MATERIJALU



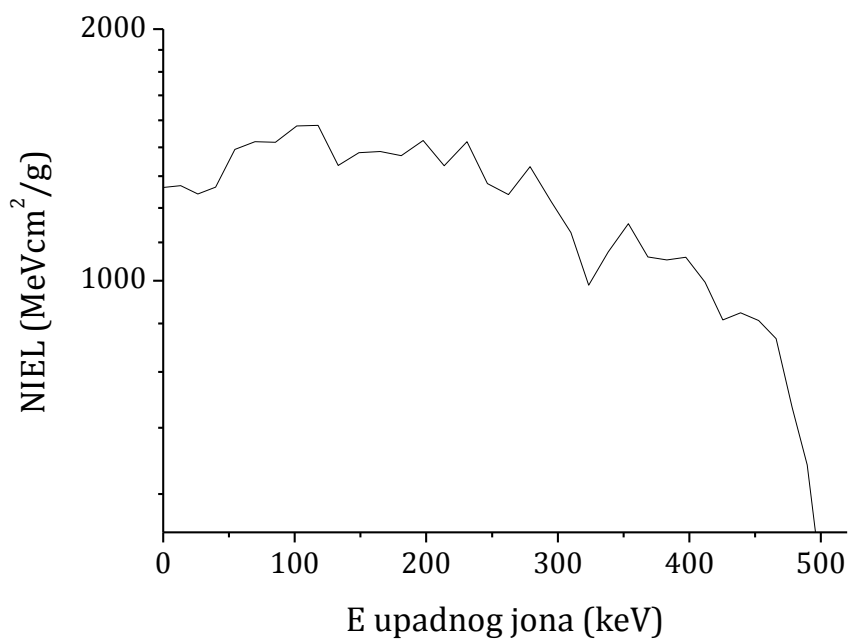
Slika 6.32a. Nejonizujući energetske gubici za Ar jone energije 500 keV u ASS materijalu u zavisnosti od dubine prodiranja.



Slika 6.32b. Ukupni energetske gubici za Ar jone energije 500 keV u ASS materijalu u zavisnosti od dubine prodiranja.



Slika 6.32c. Energija Ar jona u zavisnosti od dubine prodiranja kroz ASS material.



Slika 6.32d. Nejonizujući energetske gubici za Ar jone u ASS materijalu u zavisnosti od energije.

Tabela 6.43. Nejonizujući energetske gubici za Ar jone u ASS materijalu.

E [keV]	NIEL [MeVcm ² /g]	E [keV]	NIEL [MeVcm ² /g]
500,0	443,8	262,4	1268,2
489,6	602,0	246,5	1307,0
478,1	705,6	246,5	1307,0
465,9	852,7	213,7	1372,0
452,5	895,8	197,5	1471,1
438,9	915,5	181,0	1411,3
425,3	897,2	164,9	1427,5
411,8	995,8	148,7	1422,6
397,4	1066,7	133,0	1374,1
382,8	1058,8	117,6	1534,2
368,4	1067,7	101,4	1532,2
353,6	1170,0	85,2	1463,6
338,2	1082,5	69,6	1466,6
323,5	987,4	54,4	1436,0
309,9	1141,6	39,7	1294,3
294,8	1244,4	26,2	1269,9
279,0	1369,1	13,2	1299,6

Tabela 6.44. Fononski gubici (keV/nm/jonu) za Ar jone energija 100, 300 i 500 keV u ćeliji FPM-a sa ASS slojem (debljine 25-100 nm)

Fononski gubici [keV/nm/jonu]			
Debljina ASS sloja	Energija Ar jona		
	100 keV	300 keV	500 keV
25 nm	5,92	11,81	8,20
50 nm	5,29	11,74	10,02
75 nm	4,59	11,12	9,89
100 nm	4,17	11,05	10,73

Tabela 6.45. Ukupna jonizaciona doza (TID) u celoj ćeliji FPM-a za Ar jone energija 100, 300, i 500 keV u ćeliji FPM-a sa ASS slojem (debljine 25-100nm)

TID u celoj ćeliji FPM-a [10 ⁷ Gy]			
Debljina ASS sloja	Energija Ar jona		
	100 keV	300 keV	500 keV
25 nm	3,797	14,369	19,632
50 nm	3,265	12,389	18,043
75 nm	2,850	10,840	16,555
100 nm	2,547	9,160	16,118

Tabela 6.46. Ukupna jonizacijska doza (TID) u GST sloju ćelije FPM-a za Ar jone energija 100, 300, i 500 keV u ćeliji FPM-a sa ASS slojem (debljine 25-100nm)

TID u ASS sloju ćeliji FPM-a [10^6 Gy]			
Debljina ASS sloja	Energija Ar jona		
	100 keV	300 keV	500 keV
25 nm	3,255	13,491	15,440
50 nm	3,230	21,454	27,644
75 nm	3,094	26,875	34,665
100 nm	2,017	32,000	41,796

Tabela 6.47. Doza izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a za Ar jone energija 100, 300 i 500 keV u ćeliji FPM-a sa ASS slojem (debljine 25-100 nm)

Doza izmeštanja u celoj ćeliji FPM-a [10^7 Gy]			
Debljina ASS sloja	Energija Ar jona		
	100 keV	300 keV	500 keV
25 nm	5,136	10,570	7,466
50 nm	4,588	10,080	8,664
75 nm	3,888	9,057	8,247
100 nm	3,641	8,532	9,063

Tabela 6.48. Doza izmeštanja u ASS sloju ćelije FPM-a za Ar jone energija 100, 300 i 500 keV u ćeliji FPM-a sa ASS slojem (debljine 25-100 nm)

Doza izmeštanja u ASS sloju ćelije FPM-a [10^6 Gy]			
Debljina ASS sloja	Energija Ar jona		
	100 keV	300 keV	500 keV
25 nm	8,181	14,787	7,545
50 nm	9,121	27,487	22,246
75 nm	8,528	32,396	24,567
100 nm	6,388	45,097	28,116

6.3 Proizvodnja latentnih tragova prolaskom brzih teških jona

Koristeći jednačine (5.15) - (5.17) dobijene su vrednosti za prečnik latentnog traga u fazno promenljivim materijalima: $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ i AgSbSe_2 koji se proizvodi prolaskom brzih teških joni velikog LET-a kroz fazno promenljivi materijal. Vrednosti korišćene za proračune prikazane su u tabeli 6.49.

Tabela 6.49. Vrednosti parametara korišćenih za proračun prečnika latentnog traga za materijal GST i ASS

	c [J/gK]	T_t [K]	S_{gr} [MeV·cm ² /mg]	
			$T_{mete} = 300 \text{ K}$	$T_{mete} = 2,7 \text{ K}$
$\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$	0,219	883,15	2,9981	4,5266
AgSbSe_2	0,257	883	3,2769	4,9479

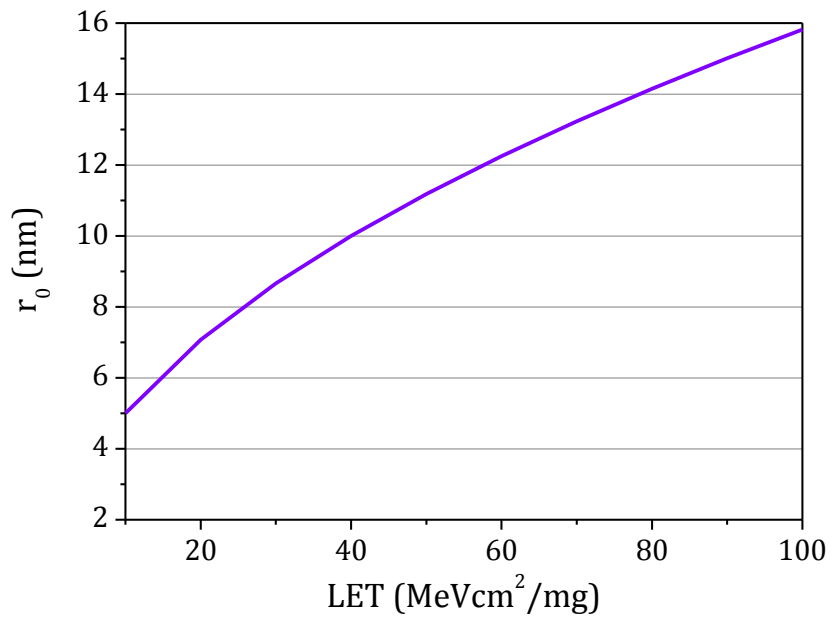
Specifična toplota za navedene materijale dobijena je korišćenjem Dulong-Petit-ovog zakona, po kome je:

$$c = \frac{3R}{M} \quad (5.18)$$

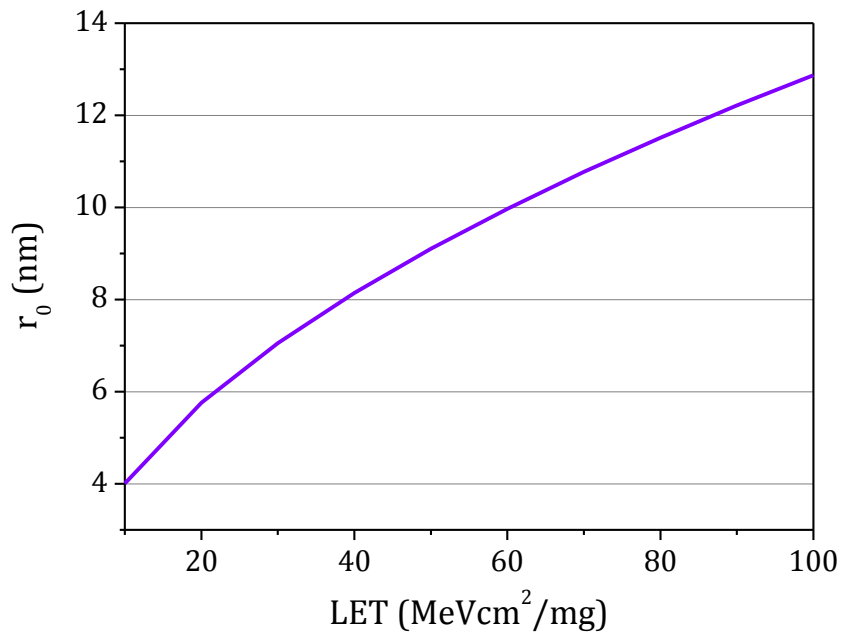
gde je R univerzalna gasna konstanta, a M molarna masa. Dobijene vrednosti za specifičnu toplotu ispitivanih materijala, poklapaju se sa publikovanim vrednostima [94,95].

Temperature topljenja T_t za oba materijala dobijena su iz literature [96,90], dok su vrednosti za S_{gr} dobijene iz jednačine (5.17).

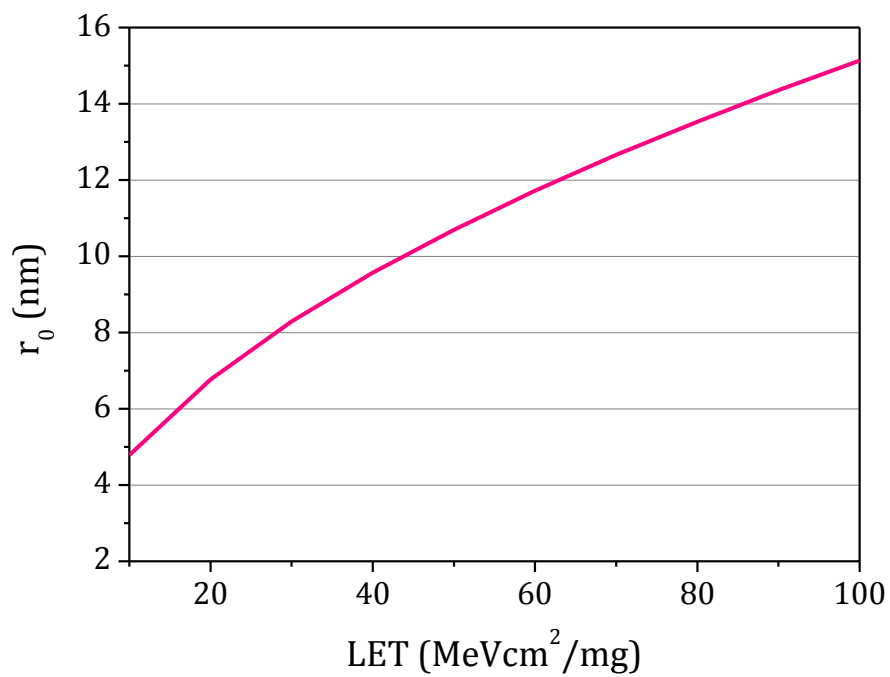
Na slikama 6.33-6.36 prikazane su dobijene vrednosti za prečnik latentnog traga u funkciji od LET-a upadne čestice za materijale GST i ASS, respektivno, na sobnoj temperaturi (300 K) i na temperature kosmosa (2,7 K).



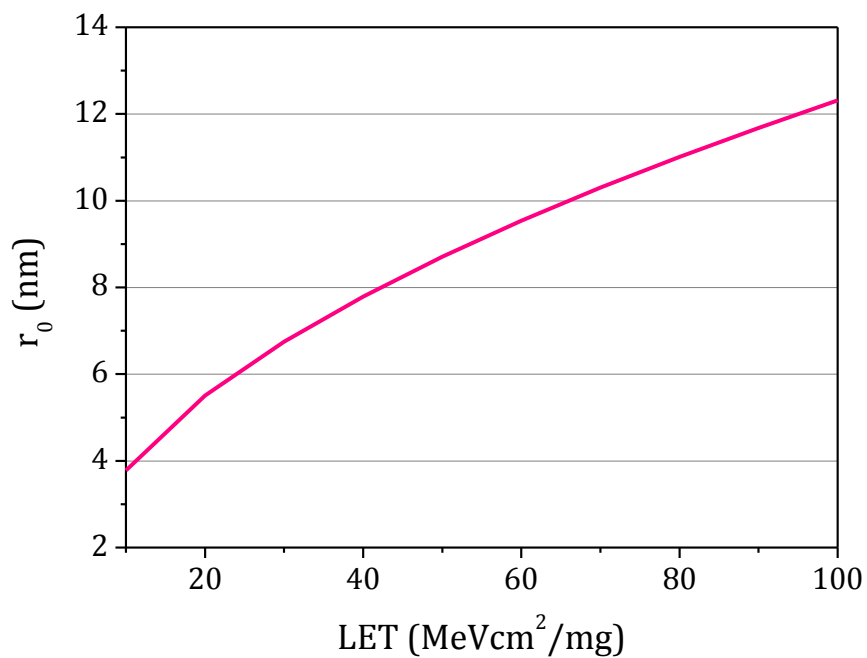
Slika 6.33. GST material na 300 K



Slika 6.34. GST material na 2,7 K



Slika 6.35. ASS material na 300 K



Slika 6.36. ASS material na 2,7 K

6.4 Diskusija rezultata

Na osnovu dobijenih rezultata za jonizacione energetske gubitke protona koji prolaze kroz FPM ćeliju, očigledno je da su u slučaju svih ispitivanih energija upadnog protona, jonizacioni gubici nastali od izmeštenih atoma zanemarljivi u odnosu na jonizacione gubitke nastale od upadnih protona. Dobijene vrednosti za ove dve veličine se razlikuju za 2-3 reda veličine. Ukupni jonizacioni gubici su najveći u prvom sloju na koji nailazi upadni proton (TiN). Poređenjem jonizacionih gubitaka protona u ćeliji FPM-a sa GST i ASS slojem, ustanovljeno je da su jonizacioni gubici veći u ASS sloju (slike 6.1.b), 6.2.b), 6.17.b) i 6.18.b)). Vrednosti jonizacionih gubitaka usled interakcije upadnih protona sa elektronima atoma ćelije FPM-a dostižu vrednost od oko 100 eV/nm, dok su vrednosti jonizacionih gubitaka nastalih od izmeštenih atoma bliski nuli.

Prilikom prolaska alfa čestica kroz FPM ćeliju, takođe je dobijeno da su jonizacioni gubici izazvani izmeštenim atomima zanemarljivi u odnosu na jonizacione gubitke upadnih alfa čestica. Sa porastom energije alfa čestice, rastu i jonizacioni gubici (koji su reda veličine stotinak eV/nm). Ukupni jonizacioni gubici najveći su u prvom sloju (TiN), dok u fazno promenljivom sloju (i GST i ASS) naglo opadaju (slike 6.5.b), 6.6.b), 6.21.b) i 6.22.b)).

Kada teški Fe joni ispitivanih energija prolaze kroz FPM ćeliju, jonizacioni energetske gubici od izmeštenih atoma više nisu zanemarljivi u odnosu na jonizacione gubitke od upadnih jona, već su veći od njih, pogotovo u prvom sloju ćelije FPM-a (slika 6.9.b) i 6.25.b)). Kako se energija upadnih jona povećava, jonizacioni gubici od upadnih jona rastu i postaju veći od jonizacionih gubitaka indukovanih izmeštenim atomima, međutim u poslednjem sloju, gde su upadni joni već izgubili deo energije, jonizacioni gubici od izmeštenih atoma opet postaju veći (slika 6.10.b) i 6.26.b)).

Kao i u slučaju prolaska protona i alfa čestica kroz strukturu ćelije FPM-a, prilikom prolaska jona argona, jonizacioni gubici od izmeštenih atoma su zanemarljivi u

odnosu na jonizacione gubitke od upadnih jona, za posmatrane energije jona (slike 6.13.b), 6.14.b), 6.29.b) i 6.30.b)).

Prilikom prolaska snopa protona, alfa čestica, Fe i Ar jona, jonizacioni gubici u ASS materijalu su veći u odnosu na GST materijal, za jone posmatranih energija.

Jonizacioni gubici u oba materijala su najveći prilikom prolaska jona gvožđa.

Prilikom prolaska protona, alfa čestica, Fe i Ar jona kroz ćeliju FPM-a, dolazi do izmeštanja atoma materijala ćelije FPM-a. Posebno je posmatrano izmeštanje atoma iz njihovih položaja u rešetki u fazno promenljivom (FP) sloju, dakle Ge, Sb i Te atoma u GST materijalu, odnosno Ag, Sb i Se atoma u ASS. U GST materijalu, ispitivane naelektrisane čestice najviše izmeštaju atome telura, zatim atome antimona, pa germanijuma, dok je u slučaju ASS materijala, najveće izmeštanje atoma antimona, pa zatim selenijuma i srebra. Protoni posmatranih energija izmeštaju najmanje atoma fazno promenljivog materijala, dok Fe joni posmatranih energija i fluensa izmeštaju najviše atoma, čak dva reda veličine više nego kada je upadni snop čine protoni (za protone je izmeštanje reda $0,1 \text{ (atom/nm}^3\text{)}/\text{(atom/nm}^2\text{)}$), dok je za Fe jone reda $50 \text{ (atom/nm}^3\text{)}/\text{(atom/nm}^2\text{)}$), što važi za oba analizirana FP materijala.

U slučaju da upadne naelektrisane čestice koje prolaze kroz materijal ćelije FPM-a, prilikom interakcije sa atomima mete na njih ne prenesu energiju koja je dovoljna za izmeštanje atoma iz čvornih mesta u rešetki, energija koju atomi sudarom dobiju manifestuje se kroz njihove vibracije oko ravnotežnog položaja, odnosno kao fononske pobude rešetke. Deo energije upadne čestice koji se troši na fonone, može dovesti do zagrevanja materijala. S' obzirom na osnovni princip funkcionisanja fazno promenljive memorije, odnosno na fizičke karakteristike fazno promenljivog materijala, termički efekat uzrokovan fononskim gubicima zračenja nameće se kao mogući radijacioni efekat, zbog mogućnosti da zagrevanje lokalizovano u fazno promenljivom (FP) sloju dovede do amorfizacije. Određene vrste zračenja pri određenoj jačini doze mogu dovesti do vremenski promenljive temperature FP sloja kakva dovodi do faznog prelaza opisanog u odeljku 3.1. Distribucije fonona nastalih prolaskom protona, alfa čestica, Fe i Ar jona

definisanih energija prikazane su na slikama 6.1.d), 6.2.d), 6.5.d), 6.6.d), 6.9.d), 6.10.d), 6.13.d) i 6.14.d) unutar ćelije FPM-a sa GST materijalom i 6.17.d), 6.18.d), 6.21.d), 6.22.d), 6.25.d), 6.26.d), 6.29.d) i 6.30.d) unutar ćelije FPM-a sa ASS materijalom. Dobijeni rezultati su predstavljeni kao broj fonona po nm po upadnoj čestici. U slučaju prolaska protona, alfa čestica, Fe i Ar jona, kroz ispitivanu FPM ćeliju, fononi nastali od upadnih čestica se mogu zanemariti u odnosu na fonone nastale od izmešteni atoma. Najviše fonona se proizvodi prolaskom jona gvožđa (reda 1000 fotona/nm/jonu), a najmanje prolaskom potona (reda 1 foton/nm/jonu). Pored distribucije fonona unutar memorijske strukture, prikazani su i sračunati fononski gubici unutar memorijske ćelije za datu distribuciju fonona. Najveći fononski gubici dobijeni su prolaskom Fe jona kroz FPN ćeliju sa ASS slojem debljine 100 nm.

Poređenjem rezultata za fononske gubitke u GST i ASS sloju ćelije FPM-a, može se ustanoviti da posmatrani protoni, alfa čestice i Fe i Ar joni proizvode veće fononske gubitke u ASS materijalu.

Korišćenjem dobijenih vrednosti za jonizacione gubitke i gubitke izmeštanjem atoma, koristeći MatLab kod, sračunate su vrednosti masenih zaustavnih moći (LET i NIEL) u FP sloju ćelije FPM-a. Za lake naelektrisane čestice kao što su protoni, pri ispitivanim energijama, LET je za dva reda veličine veći od NIEL-a (LET je reda stotinak MeVcm^2/g , dok je NIEL reda $1 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$). I u slučaju interakcije upadnih alfa čestica, posmatranih energija sa ćelijama FPM-a, LET je za 1-2 reda veličine veći od NIEL-a. Međutim, prilikom prolaska težih naelektrisanih čestica, kao što su Ar i Fe joni, nejonizujući energetske gubici više nisu zanemarljivi i njihova vrednost premašuje jonizacione energetske gubitke.

Kada upadno zračenje izbaci atom materijala iz položaja u rešetki, za njim ostaje upražnjeno mesto, odnosno vakancija. U ovom istraživanju od interesa su vakancije nastale na mestima atoma fazno promenljivog materijala: Ge, Sb i Te atoma u GST materijalu i Ag, Sb i Se atoma u ASS materijalu. Dobijeni rezultati su predstavljeni kao broj vakancija po nm po upadnoj čestici. Za analizirane tipove zračenja u ispitivanim energetske opsezima ustanovljeno je da najmanji broj

vakancija proizvode protoni datih energija (reda veličine 0,1 vakancija po nm po jonu), dok najveći broj proizvode Fe joni (reda veličine desetak vakancija po nm po jonu). U slučaju ASS materijala, broj vakancija Sb i Se atoma je približno isti, dok je broj vakancija atoma srebra manji. Poređenjem rezultata dobijenih ispitivanjem prolaska protona, alfa čestica, Fe i Ar jona kroz GST materijal, ustanovljeno je da interakcijom zračenja sa atomima ispitivanog materijala dolazi do proizvodnje prvenstveno vakancija atoma telura, a zatim u manjoj meri atoma antimona, pa germanijuma.

Podaci dobijeni Monte Karlo simulacijama korišćeni su kao ulazni podaci za MatLab kod koji je razvijen radi proračuna ukupne jonizacione doze (TID) i doze izmeštanja u zavisnosti od debljine fazno promenljivog sloja i energije upadnog jona u celoj ćeliji FPM-a, kao i u fazno promenljivom sloju ćelije FPM-a (GST ili ASS). Ukupna jonizaciona doza za protone posmatranih energija i fluensa je približno ista za oba materijala i reda je 10^7 Gy u celoj ćeliji FPM-a, dok je u samom fazno promenljivom sloju ova doza manja u proseku za jedan red veličine. Ukupna jonizaciona doza u GST i ASS materijalu raste pri porastu debljine FP sloja od 25 nm do 100 nm. Prilikom prolaska alfa čestica ispitivanih energija i fluensa kroz opisanu strukturu ćelije FPM-a, ukupna jonizaciona doza se povećava u odnosu na prolazak protona i reda veličine je 10^8 Gy u celoj ćeliji FPM-a, dok je u samom fazno promenljivom sloju reda 10^7 Gy. Kao i u slučaju protona (slike 6.3.a) i 6.19.a)), ukupna jonizaciona doza raste sa porastom energije upadne alfa čestica (slike 6.7.a) i 6.23.a)). Ukupna jonizaciona doza u ćeliji FPM-a prilikom prolaska jona gvožđa prikazana je na slikama 6.11.a) i 6.27.a), za GST i ASS materijal, respektivno, i reda veličine je 10^7 - 10^8 Gy za zadati broj upadnih jona. TID u celoj ćeliji, kao i FP sloju su veće u ASS materijalu, nego u GST materijalu. Dobijene vrednosti za ukupne jonizacione doze nakon prolaska Ar jona, ispitivanih energija (slike 6.15.a), 6.15.b), 6.31.a) i 6.31.b)) su reda veličine 10^7 u celoj ćeliji FPM-a, odnosno 10^6 Gy u FP sloju.

Poređenjem rezultata za doze izmeštanja za oba posmatrana materijala datim u tabelama 6.5, 6.6, 6.11, 6.12, 6.17, 6.18, 6.23, 6.24, 6.29, 6.30, 6.35, 6.36, 6.41, 6.42,

6.47 i 6.48, za prolazak protona, alfa čestice, Fe i Ar jona, dobija se da je najveća doza izmeštanja dobijena u slučaju prolaska jona gvožđa kroz FPM ćeliju.

U literaturi postoje tabele proračunatih NIEL-ova za mnoge poluprovodničke materijale [72-75], dok vrednosti NIEL-a za fazno promenljive materijale nisu dostupni. U radu su date tabele vrednosti NIEL-a za različite energije upadnih protona, alfa čestica i jona u GST (tabele 6.1, 6.7, 6.13 i 6.19) i ASS materijalu (tabele 6.25, 6.31, 6.37 i 6.43). Takođe, prikazani su i grafici zavisnosti NIEL-a od dubine prodiranja naelektrisane čestice kroz posmatrani FP materijal, na kojima se vidi da na kraju putanje jona dolazi do povećanja NIEL-a, gde postaju značajnije interakcije izmeštanja. Vrednosti NIEL-a su gotovo nezavisne od sastava materijala za protone i alfa čestice ispitivanih energija [72], tako da se za GST i ASS materijal dobijaju približno iste vrednosti.

Ranija istraživanja [92] su se bavila efektima jonizujućeg zračenja u fazno promenljivim memorijama sa isključivo GST slojem debljine 45 nm, sa MOSFET i BJT (eng. *Bipolar Junction Transistor*) selektorima. U tim istraživanjima ustanovljeno je da nakon ozračavanja memorija protonima i jonima bakra MeV-skih energija do promena uočenih u radu FPM-a dolazi usled degradacije tranzistora za pristup (tako da uticaj zračenja na sâmu ćeliju FPM-a nije analiziran). Takođe, uticaj snopova protona, alfa čestica, Fe i Ar jona energija navedenih u prethodnom pasusu, na ćeliju FPM-a sa GST ili ASS slojem, kojim se bavi ova disertacija [93], nije do sada ispitivan od strane drugih istraživačkih grupa.

S' obzirom da je izvršavanje sprovedenih Monte Karlo simulacija na raspoloživim resursima (računarska platforma je bio standardni personalni računar) bilo dugotrajno, tokom istraživanja akcenat je stavljen na ispitivanje efekata za što više različitih vrednosti energija upadnog zračenja i različitih dimenzija i materijala strukturnih delova memorijske ćelije, dok je broj istorija držan na relativno malom broju od 100 ili 1000. Sa većim brojem istorija statistička nesigurnost rezultata numeričkih analiza bi bila manja, ali čak i primenjen broj istorija dao je rezultate zadovoljavajuće pouzdanosti.

Doza izmeštanja opisuje efekte nastale usled oštećenja izmeštanjem atoma. Kako su kod niskoenergetskih jona izraženi nejonizujući gubici energije, za razliku od visokoenergetskih jona gde je ovaj vid energetskih gubitaka manje izražen, doze izmeštanja za analizirane vrste zračenja (protone, alfa čestice, jone gvožđa i argona) i ispitivane energije mogu dovesti do znatnog izmeštanja atoma u rešetki FP materijala. Stoga je proizvodnja defekata nastalih izmeštanjem atoma mehanizam koji može dovesti do amorfizacije FP sloja u ćeliji FPM-a, što će odgovarati promeni logičkog stanja memorijske ćelije.

S' druge strane, ukupna jonizaciona doza meri energetske gubitke jonizacijom, tj. količinu nastalih sekundarnih elektrona. Poređenjem rezultata za TID dobijenih simulacijama i proračunima moguće je izvesti zaključke o uticaju analiziranih vrsta zračenja na fazno promenljive memorije. Kako je TID za ispitivane vrste zračenja i energije značajan, do amorfizacije FP sloja ćelije FPM-a može doći putem elektron-fononske interakcije, odnosno putem rasejanja sekundarnih elektrona na fononima kristalne rešetke (odjeljak 5.2). Amorfizacija koju bi izazvali sekundarni elektroni usled defekata nastalih izmeštanjem atoma (krajnja leva kriva na faznom dijagramu 5.2) se ne očekuje za ispitivane energije upadnog zračenja, jer i pored velike jonizacione doze sekundarni elektroni proizvedeni prolaskom zračenja nemaju dovoljnu energiju da dovedu do znatnog izmeštanja atoma i proizvodnje defekata. Ovaj mehanizam treba očekivati u slučaju upadnih jona velikih energija koji bi sekundarnim elektronima predali dovoljnu energiju da proizvedu značajnu koncentraciju defekata koja bi mogla dovesti do amorfizacije FP sloja.

Posebno je posmatran uticaj brzih teških jona velikog LET-a na funkcionisanje fazno promenljive memorije. Amorfizacija FP materijala prepoznata je kao najznačajniji makroskopski uočljiv radijacioni efekat u fazno promenljivim memorijama. Neposredni uzročnik amorfizacije u FP sloju nakon prolaska brzih teških jona jeste pojava latentnih amorfni tragova u ovom sloju usled Kulonove eksplozije (odjeljak 5.2.3) duž putanje upadnog jona. U slučaju dovoljno velike koncentracije ovih tragova ili u slučaju da su dimenzije tragova uporedive sa debljinom FP sloja krajnji ishod može biti promena faze celog FP sloja. Geradin et al. [83] ispitivali su vrednosti prečnika latentnog traga samo u GST materijalu na

sobnoj temperaturi, i rezultati se poklapaju sa vrednostima dobijenim u ovom radu (slika 6.33). Kada se rezultati proračuna vrednosti prečnika latentnih tragova uporede sa debljinom FP sloja, dobija se da joni sa LET-om jednakim ili većim od $60 \text{ MeVcm}^2\text{mg}^{-1}$ mogu proizvesti promene u ćelijama manjim od 45 nm.

Dobijeno je da su vrednosti prečnika latentnog traga u ASS materijalu na sobnoj temperaturi, kao i na temperaturi vasiona (slike 6.35 i 6.36)) manji od vrednosti dobijenih za GST materijal (slike 6.33 i 6.34)), što znači da će brzi teški joni prilikom prolaska kroz ćeliju FPM-a izazvati manja oštećenja u ćeliji FPM-a sa FP slojem od ASS materijala, nego u ćeliji FPM-a sa GST slojem.

Na temperaturi vasiona dobijene su manje vrednosti za prečnik latentnog traga za oba FP materijala, nego što je to slučaj na sobnoj temperaturi. Dakle biće potrebne upadne čestice sa većim LET-om kako bi proizvele isti prečnik latentnog traga kao joni koji prolaze kroz ćeliju FPM-a na sobnoj temperaturi.

Kako se u budućnosti očekuju dalja smanjenja dimenzija ćelije FPM-a, može se očekivati da će odstupanja od redovnog rada ćelije FPM-a usled prolaska brzih teških jona biti još izraženija, jer će u tom slučaju postojati mogućnost da čitava zapremina FP sloja bude zahvaćena oblašću latentnog kanala, što će dovesti do amorfizacije FP sloja, promene logičnog stanja ćelije FPM-a i pogrešnog očitavanja ćelije.

7. ZAKLJUČAK

Kako bi se detaljno ispitali efekti jonizujućeg zračenja na fazno promenljive memorije, korišćene su Monte Karlo simulacije prolaska zračenja kroz precizno definisanu strukturu ćelije FPM-a. Dobijeni rezultati simulacija korišćeni su za proračune različitih oblika energetske gubitaka upadnog zračenja u memoriji: jonizujućih, nejonizujućih i fononskih. Takođe, i posebno je razvijen originalni MatLab kod za proračune dozimetrijskih veličina od interesa (ukupna jonizaciona doza i daza izmeštanja).

Efekti jonizujućeg zračenja u ćelijama FPM-a zavise kako od strukture memorijske ćelije i izbora konstitutivnih materijala ćelije, tako i od tipa i energije upadnog jonizujućeg zračenja.

Na osnovu dobijenih rezultata za jonizacione energetske gubitke za snopove protona, alfa čestica i jona argona, ispitivanih energija koji prolaze kroz ćeliju FPM-a, očigledno je da su u slučaju svih ispitivanih energija upadnog zračenja, jonizacioni gubici nastali od izmešteni atoma zanemarljivi u odnosu na jonizacione gubitke nastale od upadnih jona. U slučaju jona gvožđa, vrednosti jonizacionih gubitaka nastalih od izmeštenih atoma su poredive sa vrednostima jonizacionih gubitaka nastalih od upadnih Fe jona. Kada se uporede rezultati dobijeni za jonizacione gubitke gubitaka ispitivanih jona u ćeliji FPM-a sa GST slojem i ASS slojem, zaključuje se da su vrednosti jonizacionih gubitaka veći u ASS materijalu. Pokazalo se da su jonizacioni gubici u oba ispitivana materijala najveći kada je memorijska ćelija izlagana snopu jona gvožđa.

Analizom izmeštanja atoma iz njihovog položaja u rešetki u fazno promenljivom materijalu, ustanovljeno je da u slučaju GST materijala, upadni protoni i joni najviše izmeštaju atome telura, zatim atome antimona, pa germanijuma, dok je u slučaju ASS materijala, najveće izmeštanje atoma antimona, pa zatim selenijuma i

srebra. ASS materijal je otporniji na izmeštanje atoma usled prolaska ispitivanog zračenja kroz ćeliju FPM-a u odnosu na GST materijal. U oba ispitivana fazno promenljiva materijala, pokazalo se da najveći stepen oštećenja izmeštanjem nastaje kada se ćelija FPM-a izlaže snopu jona gvožđa. Kako su nejonizujuć gubici teških jona veći od gubitaka protona i alfa čestica, teški joni imaju veći uticaj na fazno promenljivu memorijsku ćeliju. Pošto izmeštanje atoma u fazno promenljivom materijalu, može izazvati prelaz iz kristalnog u amorfno stanje, narušavajući uređenu strukturu rešetke u kristalnom stanju, dobija se da je ASS materijal otporniji na ove efekte zračenja.

U slučaju prolaska ispitivanog zračenja kroz ćeliju FPM-a, fononi nastali od upadnih čestica se mogu zanemariti u odnosu na fonone nastale od izmešteni atoma. Najviše fonona se proizvodi prolaskom jona gvožđa (reda 1000 fotona/nm), a najmanje prolaskom potona (reda 1 foton/nm). Uporednom analizom dobijenih rezultata za fononske gubitke u GST i ASS sloju ćelije FPM-a, dobijeno je da posmatrani protoni i joni proizvode veće fononske gubitke u ASS materijalu.

Poređenjem dobijenih rezultata za doze izmeštanja za oba posmatrana materijala, za prolazak protona, alfa čestica, Fe i Ar jona, dobija se da je najveća doza izmeštanja u slučaju prolaska jona gvožđa kroz ćeliju FPM-a sa GST slojem debljine 100 nm. Kada se posmatra ukupna jonizaciona doza, najveća vrednost se dobija prilikom prolaska Ar jona kroz ćeliju FPM-a sa ASS slojem.

Doze izmeštanja dobijene za analizirane vrste zračenja i energije mogu dovesti do amorfizacije fazno promenljivog sloja memorijske ćelije usled defekata nastalih izmeštanjem atoma.

Proračunate vrednosti TID-ova za ispitivane vrste zračenja i energije su značajane, pa do amorfizacije fazno promenljivog sloja ćelije FPM-a može doći putem elektron-fononske interakcije, odnosno usled rasejanja sekundarnih elektrona na fononima kristalne rešetke.

Posebno je posmatran uticaj brzih teških jona velikog LET-a na fazno promenljivu memorijsku strukturu. Ovi joni mogu proizvesti latentne amorfne tragove unutar

materijala kroz koji prolaze putem Kulonove eksplozije. Ukoliko je fazno promenljivi materijal u SET stanju (kristalnom), stvaranja amornog sloja unutar njega povećaće otpornost kristalnog sloja i ukoliko je prečnik formiranog latentnog traga uporediv sa debljinom fazno promenljivog sloja doći će do promene faze ćelije, odnosno do resetovanja fazno promenljive memorijske ćelije. Analizirajući uticaj brzih teških jona različitih LET-ova na ćelije FPM-a sa GST i ASS slojem, konstatovano je da upadni joni proizvode latentne tragove manjeg prečnika u ASS materijalu, nego što je to slučaj sa GST materijalom. Na temperaturi vasiona dobijene su manje vrednosti za prečnik latentnog traga nego što su vrednosti dobijene na sobnoj temperaturi, i u slučaju GST i u slučaju ASS materijala, dakle potrebno je da upadne čestice imaju veći linearni prenos energije kako bi proizvele isti prečnik latentnog traga nego što je slučaju prilikom prolaska jona kroz ćeliju FPM-a na sobnoj temperaturi.

U inženjerskoj praksi rezultati ove disertacije mogu naći primenu u oblasti nuklearne tehnike ili svemirske tehnologije gde se fazno promenljive memorije mogu naći u specifičnom radijacionom okruženju. Takođe, prikazani rezultati mogu biti od značaja proizvođačima komercijalnih fazno promenljivih memorijskih komponenata, kako bi se izradile fazno promenljive memorijske ćelije optimalnog dizajna za korišćenje u radijacionim poljima.

LITERATURA

- [1] Wuttig, M., Yamada, N., *Phase-Change Materials for Rewritable Data Storage*, Nature Materials, Vol 6, No 12, 2007, pp.824-832.
- [2] G.W.Burr, B.N. Kurdi, J.C. Scott, C.H.Lam, K.Gopalakrishnan, *Overview of Candidate Device Technologies for Storage-Class Memory*, IBM Journal of Research and Development, vol 52, No 4/5, 2008, pp.449-464.
- [3] S.Raoux, et. al, *Phase Change Materials and Their Application to Nonvolatile Memories*, Chemical Reviews, Vol. 110, No.1, 2010, pp.240-267.
- [4] A.L.Lacaita, *Phase Change Memories: State-of-the-Art, Challenges and Perspectives*, Solid-State Electronics, vol. 50, 2006, pp.24-31.
- [5] B.C.Lee, *Phase-Change Technology and the Future of Main Memory*, IEEE Micro, vol. 30, no. 1, 2010, pp.131-141.
- [6] S.Lai, *Current Status of the Phase Change Memory and its Future*, Proceedings of the IEEE International Electron Device Meeting, Washington, D.C., 2003, pp.10.1.1-10.1.4.
- [7] A.Pirovano, et al, *Scaling Analysis of Phase-Change Memory Technology*, Proceedings of the IEEE International Electron Device Meeting, Washington, D.C., 2003, pp. 29.6.1-29.6.4.
- [8] Ferreira, A. P., et al., *Using PCM in Next-generation Embedded Space Applications*, -16th Real-Time and Embedded Technology and Applications Symposium, 16th IEEE, 2012, pp. 153-162.
- [9] Dr Lazar Marinkov, *Osnovi nuklearne fizike*, Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno-matematički fakultet, Novi Sad, 1976.
- [10] D.Wagenaar, *Charged Particle Interactions*, www.med.harvard.edu/JPNM, 1994

- [11] Tsoufanidis, N., *Energy Loss and Penetration of Radiation through Matter*, chapter 4 in *Mesurement and Detection of Radiation*, Second Edition, 1995, pp.121-149.
- [12] M.Backman, *Effects of Nuclear and Electronic Stopping Power on Ion Irradiation of Silicon-Based Compounds*, Academic Dissertation, University of Helsinki, 2012, pp.13-20.
- [13] G.F.Knoll, *Radiation Protection and Measurement*, 3rd Edition, John Wiley & Sons Inc.,USA,Third edition, 2000.
- [14] Holmes-Siedle, A.G., Adams, L., *Handbook of Radiation Effects*, 2nd ed. Oxford, U.K.: Oxford Univ. Press, 2002, pp.17-54.
- [15] G.R.Gilmore, *Interaction of Gamma Radiation with Matter, Practical Gamma-ray Spectrometry-2nd Edition*, John Wiley and Sons, UK, 2008, pp.25-37.
- [16] Ovshinsky, S., *Reversible Electrical Switching Phenomena in Disordered Structures*, Physical Rev. Lett, Vol 21, No 20, 1968, pp.1450-1453.
- [17] Welnic,W.,Wuttig,M., *Reversible Switching in Phase-Change Materials*, MaterialsToday, Vol 11, No 6, 2008, pp.20-27.
- [18] J.E.Brewer, et. al, *Nonvolatile Memory Technologies with Emphasis on FLASH*, IEEE Press Series on Microelectronic Systems, Alternative Memory Technologies-Phase Change Memories, 2008, pp.706-740.
- [19] S. Raoux, *Phase Change Materials*, Springer Science, USA, 2009.
- [20] T.A.Lowrey, et. al, *Characteristics of OUM Phase Change Materials and Devices for High Density Nonvolatile Commodity and Embedded Memory Applications*, Materials Research Society Symposium HH, 2003, pp. HH2.1.1-HH2.1.12.
- [21] S.Hudgens, *Overview of Phase-Change Chalcogenide Nonvolatile Memory Technology*, MRS Bulletin, 2004, pp.829-832

- [22] M.Gill, et. al, *Ovonic Unified Memory-A High Performance Nonvolatile Memory Technology for Stand-Alone Memory and Embedded Applications*, ISSCC vol 12.4, 2002.
- [23] Ielmini, D., et al., *Phase Change Materials in Non-Volatile Storage*, MaterialsToday, Vol 14, No 12, 2011, pp.600-607.
- [24] G.Atwood, et. al, *Current Status of Chalcogenide Phase Change Memory*, IEEE Device Research Conference Digest, vol. 1, 2005, pp.29-33.
- [25] F.Pellizzer, et. al, *Novel Micro-Trench Phase-Change Memory Cell for Embedded and Stand-Alone Non-Volatile Memory Applications*, IEEE Symposium on VLSI Technology Dig., 2004, pp.18-19.
- [26] H.Horii, et. al, *A Novel Cell Technology Using N-Doped GeSbTe Films for Phase Change RAM*, IEEE Symposium on VLSI Technology Dig., 2003, pp.177-178.
- [27] Y.H.Ha, et. al, *An Edge Contact Type Cell for Phase Change RAM Featuring Very Low Power Consumption*, IEEE Symposium on VLSI Technology Dig, 2003, pp. 175-176.
- [28] S.Raoux, et. al, *Phase Change Materials and Phase Change Memory*, Materials Research Society Bulletin, vol. 39, 2014, pp.703-710.
- [29] K.Shportko, et. al, *Resonant Bonding in Crystalline Phase-Change Materials*, Nature Materials, vol. 7, 2008, pp. 653-658.
- [30] J.Orava, et. al, *Characterization of Supercooled Liquide GST and its Crystalliyation by Ultrafast-Heating Calorimetry*, Nature Materials, Vol. 11, 2012, pp. 279-283.
- [31] D.Krebs, *Electrical Transport and Switching in Phase Change Materials*, PhD dissertation, University of Aachen, 2010.
- [32] Wong, P., et al., *Phase Change Memory*, Proceedings of the IEEE, Vol 98, No 2, 2012, pp.2201-2227.

- [33] M.Wuttig, *Phase-Change Materials for Rewriteable Data Storage*, Nature Materials, vol. 6, 2007, pp.824-832.
- [34] J. Liu, *Phase Change Memory*, United States Patent 7,684,235 B2, (2010).
- [35] J.Feinleib, et. al, *Rapid Reversible Light-Induced Crystallization of Amorphous Semiconductors*, Applied Physics Letters, Vol. 18, 1971, pp.254-257.
- [36] M. Chen, et. al, *Compound Materials for Reversible, Phase-Change Optical Data Storage*, Applied Physics Letters, vol. 49, no. 91986, pp. 502-504.
- [37] N.Yamada, et. al, *Rapid-phase Transition of Ge-Te-Sb₂Te₃ Pseudobinary Amorphous Thin Films for an Optical Disk Memory*, Journal of Applied Physics, vol. 69, 1991, pp. 2849-2856.
- [38] J.M.Luckas, *Electronic Transport in Amorphous Phase-Change Materials*, PhD dissertation, University of Paris, 2012.
- [39] T. Matsunaga, et. al, *From Local Structure to Nanosecond Recrystallization Dynamics in AgInSbTe Phase-Change Materials*, Nature Materials, vol. 10, 2011, pp 129-134.
- [40] J.Solis, et. al, *Fast Crystallizing GeSb Alloys for Optical Data Storage*, Journal of Applied Physics, vol. 75, 1994, pp.7788-7794.
- [41] A.Pintarić, *Materijali u elektrotehnici*, Elektrotehnički fakultet, Osijek, 2010.
- [42] D.Raković, *Fizičke osnove i karakteristike elektrotehničkih materijala*, Elektrotehnički Fakultet, Beograd, 1995, str. 183-201.
- [43] T.Tsafack, et al, *Electronic, Optical and Thermal Properties of the Hexagonal and Rocksalt-like GST Chalcogenide From First-Principle Calculations*, Journal of Applied Physics, vol. 110, 2011, pp.063716-1 – 063716-9.

- [44] B.S.Lee, et. al, *Investigation of the Optical and Electronic Properties of Ge₂Sb₂Te₅ Phase Change Materials in its Amorphous, Cubic and Hexagonal Phases*, Journal of Applied Physics, vol. 97, 2005, pp.093509-1 – 093509-8.
- [45] T.Kato, et. al, *Electronic Properties of Amorphous and Crystalline Ge₂Sb₂Te₅ Films*, Journal of Applied Physics part 1, vol. 44, 2005, pp.7340-7344.
- [46] A.V.Kolobov, et. al, *Local Structure of Ge-Sb-Te and its Modification Upon the Phase Transition*, Journal of Ovonic Research, Vol 1, no. 1,2005,pp.21-24.
- [47] S.Kohara, et al, *Structural Basis for the Fast Phase Change of Ge₂Sb₂Te₅: Ring Statistics Analogy Between the Crystal and Amorphous States*, Applied Physics Letters, vol. 89, 2006, pp. 201910-1 – 201910-3.
- [48] G.Bruns, *Electronic Switching in Phase-Change Materials*, PhD dissertation, RWTH Aachen University, 2012.
- [49] D.R.Uhlmann, *A Kinetic Treatment of Glass Formation*, Journal of Non-Crystalline Solids, vol. 7, 1972, pp.693-698.
- [50] M.H. Cohen, et al, *Simple Band Model for Amorphous Semiconducting Alloys*, Physical Review Letters, vol. 22, no 20, 1969, pp. 1065-1068.
- [51] M.Kastner, et al, *Valence-Alternation Model for Localized Gap States in Lone-Pair Semiconductors*, Physical Review Letters, vol. 37, no 22, 1976, pp. 1504-1507.
- [52] D.K.Biegelsen, et al, *Photoinduced Defects in Chalcogenide Glasses*, Physical Review Letters, vol. 44, no 12, 1980, pp. 803-806.
- [53] D.Ielmini, et al., *Analytical model for subthreshold conduction and threshold switching in chalcogenide-based memory devices*, Journal of Applied Physics, Vol 102, No 5, 2007, pp.824-832.
- [54] A.Pirovano, et al., *Electronic Switching in Phase-Change Memories*, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol 51, No 3, 2004, pp.452-459.

- [55] A.L.Lacaita, et al, *Bridging Carrier Transport and Amorphous Dynamics in Phase Change Materials*, Proceedings of the 2009 European Phase-Change and Ovonic Symposium (E*PCOS), 2009, pp. 165-173.
- [56] V.G.Karpov, et al, *Field Induced Nucleation in Phase Change Memory*, Physical Review B, vol 78. No.5, 2008.
- [57] M.Nardone, et al, *A Unified Model of Nucleation Switching*, Applied Physics Letters, vol 94, 2009, pp.103509-1 – 103509-3.
- [58] D.H.Kang, et al, *Time-Resolved Analysis of the Set Process in an Electrical Phase-Change Memory Device*, Applied Physics Letters, vol 87, no 25, 2005, pp.1-3
- [59] D.Emin, et al, *Small-Polaron Hopping Motion in Some Chalcogenide Glasses*, Physical Review Letters, vol 28, no 13, 1972, pp. 813-816.
- [60] S.A.Baily, et al, *Hall Mobility of Amorphous $Ge_2Sb_2Te_5$* , Solid State Communications, vol 139,2006, pp. 161-164.
- [61] D.Emin, et al, *Current-Driven Threshold Switching of a Small Polaron Semiconductor to a Metastable Conductor*, Physical Review B, vol 74. No.3, 2006.
- [62] H.K.Henish, et al, *A Qualitative Theory of Electrical Switching Processes in Monostable Amorphous Structures*, Journal of Non-Crystalline Solids, vol 4, 1970, pp.538-547.
- [63] D.Adler, et al, *Mechanism of Threshold Switching in Amorphous Alloys*, Reviews of Modern Physics, vol 50, no 2, 1978, pp.209-220.
- [64] D.Adler, et al, *Threshold Switching in Chalcogenide-Glass Thin Films*, Journal of Applied Physics, vol 51, no 6, 1980, pp. 3289-3309.
- [64] S.Lavizzari, et al, *Transient Effects of Delay, Switching and Recovery in Phase Change Memory Devices*, IEDM Technical Digest, 2008, pp. 215-218.
- [65] N.F.Mott, et al, *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, Clarendon Press, Oxford, 1979.

- [66] D.Ielmini, et al, *Threshold Switching Mechanism by High-Field Energy Gain in the Hopping Transport of Chalcogenide Glasses*, Phys.Rev. B, vol 78, 2008.
- [67] A.Pirovano, et al, *Low-Field Amorphous State Resistance and Threshold Voltage Drift in Chalcogenide Materials*, IEEE Transactions On Electron Devices, vol 51, no 5, 2004, pp. 714-719.
- [68] D.Ielmini, et al, *Physical Interpretation Modeling and Impact on Phase Change Memory Reliability of Resistance Drift Due to Chalcogenide Structural Relaxation*, Proc, IEEE International Electron Devices Meeting IEDM, 2007, pp.939-949.
- [69] A.L.Lacaita, et. al, *Electrothermal and Phase-Change Dynamics in Chalcogenide-Based Memories*, IEDM Tech. Dig, 2004, pp. 911-914.
- [70] Srour, J.R., et al., *Review of Displacement Damage Effects in Silicon Devices*, , IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol 50, No 3, 2003, pp.653-670.
- [71] M. Moll, *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors*, PhD thesis, University of Hamburg, 1999.
- [72] Messenger, S.R.,et al., *Nonionizing Energy Loss (NIEL) for Heavy Ions*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol 46, No 6,1999, pp.1595-1602.
- [73] Messenger, S.R.,et al., *Proton Nonionizing Energy Loss (NIEL) for Device Applications*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol 50, No 6, 2003, pp.1924-1928.
- [74] Jun,I.,et al., *Alpha Particle Nonionizing Energy Loss (NIEL)*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol 51, No 6, 2004, pp.3207-3210.
- [75] Xapsos,M.A.,et al., *NIEL Calculations for High-Energy Heavy Ions*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol 51, No 6, 2004, pp.3250-3254.
- [76] Almeida, P., et al., *Atomic Displacement in Solids: Analysis of the Primary Event and the Collision Cascade*, European Journal of Physics, Vol 26, No 3, 2005, pp. 371-389.

- [77] Was, G. S., *Phase Stability Under Irradiation*, chapter 9.7. in *Fundamentals of Radiation Materials Science*, 2007, pp.463-490.
- [78] R.P.Okamoto, et. al, *Physics of Crystal-to-Glass Transformations*, *Solid State State Physics :Advanced in Research and Applications*, vol. 52, 1999, pp.1-135.
- [79] D.K.Avasthi, *Some Interesting Aspects of Swift Heavy Ions in Materials Science*, *Current Science*, vol. 78, no. 11, 2000, pp.1297-1306.
- [80] N.C.Mishra, *Swift Heavy Ion Irradiation-Induced Phase Transformation in Oxide Materials*, *Radiation Effects and Defects in Solids*, vol. 166, no.8,2011, pp.657-665.
- [81] E.M.Bringa, et. al, *Coulomb Explosion and Thermal Spikes*, *Physical Review Letters*, vol. 88, no. 16, 2002, pp. 165501-1 – 165501-4.
- [82] G.Szenes, *General Features of Latent Track Formation in Magnetic Insulators Irradiated with Swift Heavy Ions*, *Physical Review B*, vol 51, no 13, 1995, pp. 8026-8029.
- [83] S.Gerardin, et al, *Heavy-Ion Induced Single Event Upsets in Phase Change Memoris*, *Reliability Physics Symposium IEEE International*, 2014, pp.2B.3.1-2B.3.6.
- [84] Ziegler, J. F., Biersack, J. P., Ziegler, M. D., *SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter)*, Available on line: <http://www.srim.org>
- [85] F.H. Eisen, *Orientation Dependence of Electron Radiation Damage in InSb*, *Physical Review*, vol. 135, 1964, pp.A1394-A1399.
- [86] F.J. Bryant, et al, *Atomic Displacements and the Nature of Band Edge Radiative Emission in Cadmium Telluride*, *J. Physics C: Solid State Physics*, vol. 1, 1968, pp.1734-1736.
- [87] G.H.M. Broeders, et al, *Development of Calculation Methods to Analyze Radiation Damage, Nuclide Production and Energy Deposition in ADS Materials and Nuclear Data Evaluation*, *Institute fur Reaktorsicherheit, Karlsruhe*,2006, pp. 8.

- [88] I.L.Rasmussen, *Optical Monitoring and X-Ray Absorption Spectroscopy for Studies of Wear on Thin Films*, Denmark, 2010.
- [89] L.W, Qu, et al., *SET/RESET Properties Dependence of Phase-Change Memory Cell on Thickness of Phase-Change Layer*, Solid-State Electronics Vol 56, No.1, 2011, pp.191-195.
- [90] K.Wojciechowski, et al, *Crystal Structure, Electronic and Transport Properties of AgSbSe₂ and AgSbTe₂*, Journal of Physics and Chemistry of Solids, vol 69, no 11, 2008, pp. 2748-2755.
- [91] J. Barth, et al., *Space, Atmospheric, and Terrestrial Radiation Environments*, IEEE Transactions On Nuclear Science, Vol 50, No 3,2003, pp.466-482.
- [92] Gasperin, A., et al., *Analysis of Proton and Heavy-Ion Irradiation Effect on Phase Change Memories With MOSFET and BJT Selectors*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol 55, No 6, 2008, pp.3189-3196.
- [93] Zdjelarević, N., Vujisić, M.: *TID and NIEL Assessment in Alpha Irradiated Phase Change Memory Cells Based on Simulations*, Journal of Ovonic Research, vol 11, no.4, pp. 175-182, 2015.
- [94] M.Kuwahara, et. al, *Measurement of Thermal and Optical properties at High Temperature for Optical Disk Materials*, 1st International Symposium on Thermal Design and Thermophysical Property for Electronics, Tsukuba, 2008.
- [95] M.D.Nielsen, *Lone Pair Electrons Minimize Lattice Thermal Conductivity*, Energy Environmental Science. Vol. 6, 2013, pp. 570-578.
- [96] S.Meister, et. al., *Synthesis and Characterization of Phase-Change Nanowires*, Nano Letters, vol. 6, no. 7, 2006, pp. 1514-1517.

BIOGRAFIJA AUTORA

Nevena Zdjelarević rođena je 26.09.1984. godine u Beogradu. Osnovnu školu završila je u Beogradu sa Vukovom diplomom i zvanjem đaka generacije. Matematičku gimnaziju u Beogradu završila je sa odličnim uspehom i 2003. godine upisala Elektrotehnički fakultet u Beogradu. Osnovne studije na odseku za Fizičku elektroniku, smer Biomedicinski i ekološki inženjering, završila je 2007. godine, sa opštim uspehom 9,70 u toku studija i ocenom 10 na diplomskom ispitu. Diplomski rad pod nazivom *"Zaštita od zračenja kod primene Ir¹⁹² u industrijskoj radiografiji"* odbranila je kod profesora Predraga Osmokrovića. Master studije na odseku za Fizičku elektroniku, smer Biomedicinski i ekološki inženjering, završila je 2008. godine, sa prosečnom ocenom 10,00. Master rad pod nazivom *"Određivanje efikasnih preseka za interakciju radioterapijskog gama zračenja sa tkivom"* odbranila je pod mentorstvom prof. Predraga Osmokrovića, sa ocenom 10. Doktorske studije na studijskom području Nuklearna, medicinska i ekološka tehnika upisala je školske 2008/2009, položila je sve ispite sa prosečnom ocenom 10,00 i odradila sve obaveze predviđene nastavim programom doktorskih studija za prve dve godine.

Od septembra 2008. zaposlena je kao inženjer za zaštitu od zračenja u Laboratoriji za zaštitu od zračenja i zaštitu životne sredine Instituta za nuklearne nauke "Vinča", gde je radila na poslovima operativne radijacione sigurnosti na projektu "VIND". 2009. godine pohađa i uspešno završava 182. specijalni kurs zaštite od jonizujućih zračenja pod nazivom "Mere radijacione i nuklearne sigurnosti u Institutu Vinča". Tokom 2009-2010. godine završava niz obuka: merenje sadržaja gama-aktivnih radionuklida u celom telu čoveka, alfa-beta spektrometrijsko merenje na tačnom scintilacionom spektrometru i analiza rezultata, korišćenje prenosnih monitora zračenja sa sondama i elektronskih ličnih dozimetara, gamaspektrometrijska merenja, itd. Na regionalnom skupu 2009. godine u

organizaciji Međunarodne agencije za atomsku energiju pod nazivom " Regional Workshop on Safety of Radioactive Waste Management " u Nemačkoj, predstavlja zemlju kao ekspert zaštite od zračenja i drži nacionalnu prezentaciju u vezi sa radijacionom sigurnošću. Od 1.10.2009. je zaposlena u Javnom preduzeću "Nuklearni objekti Srbije" kao inženjer za operativnu radijacionu sigurnost. U julu 2010. završava obuku na "Nacionalnom kursu o sigurnom i bezbednom otpremanju istrošenog nuklearnog goriva iz Republike Srbije u Rusku Federaciju". Tokom prepakivanja i transporta nuklearnog goriva iz Republike Srbije u Rusku Federaciju radi kao rukovodilac smenskog osoblja. Nakon završetka projekta "VIND", ispituje i vrši merenja alfa i beta aktivnosti u biološkim uzorcima i uzorcima vode i vrši merenja eksternog izlaganja profesionalno izloženih lica u Javnom preduzeću "Nuklearni objekti Srbije".

Sa timom saradnika učestvuje u akreditovanju metoda laboratorije za ispitivanje Javnog preduzeća prema standardu ISO/IEC 17025.

Prilog 1.

Izjava o autorstvu

Potpisani-a NEVENA ŽOJELAREVIĆ

broj upisa 5043/08

Izjavljujem

da je doktorska disertacija pod naslovom

EFEKTI JONIZUJUĆEG ZRAČENJA U
FAZNO PROMENLJIVIM MEMORIJAMA

- rezultat sopstvenog istraživačkog rada,
- da predložena disertacija u celini ni u delovima nije bila predložena za dobijanje bilo koje diplome prema studijskim programima drugih visokoškolskih ustanova,
- da su rezultati korektno navedeni i
- da nisam kršio/la autorska prava i koristio intelektualnu svojinu drugih lica.

Potpis doktoranda

U Beogradu, 08.12.2015.

Nevena Žoželarević

Prilog 2.

Izjava o istovetnosti štampane i elektronske verzije doktorskog rada

Ime i prezime autora NEVENA ĐOĐELAREVIĆ

Broj upisa 5043/08

Studijski program NUKLEARNA, MEDICINSKA I EKOLOŠKA TEHNIKA

Naslov rada EFEKTI JONIZUJUĆEG ZRAČENJA U FAZNO
PROMENLJIVIM MEMORIAMA

Mentor DR MILOŠ VUJISIĆ

Potpisani NEVENA ĐOĐELAREVIĆ

izjavljujem da je štampana verzija mog doktorskog rada istovetna elektronskoj verziji koju sam predao/la za objavljivanje na portalu **Digitalnog repozitorijuma Univerziteta u Beogradu**.

Dozvoljavam da se objave moji lični podaci vezani za dobijanje akademskog zvanja doktora nauka, kao što su ime i prezime, godina i mesto rođenja i datum odbrane rada.

Ovi lični podaci mogu se objaviti na mrežnim stranicama digitalne biblioteke, u elektronskom katalogu i u publikacijama Univerziteta u Beogradu.

Potpis doktoranda

U Beogradu, 08.12.2015.

Nena Đođelarević

Prilog 3.

Izjava o korišćenju

Ovlašćujem Univerzitetsku biblioteku „Svetozar Marković“ da u Digitalni repozitorijum Univerziteta u Beogradu unese moju doktorsku disertaciju pod naslovom:

EFEKTI DOMINANTNOG BRACENJA U FARNO PROMENLJIVIM MEMORIJAMA

koja je moje autorsko delo.

Disertaciju sa svim priložima predao/la sam u elektronskom formatu pogodnom za trajno arhiviranje.

Moju doktorsku disertaciju pohranjenu u Digitalni repozitorijum Univerziteta u Beogradu mogu da koriste svi koji poštuju odredbe sadržane u odabranom tipu licence Kreativne zajednice (Creative Commons) za koju sam se odlučio/la.

1. Autorstvo

2. Autorstvo - nekomercijalno

3. Autorstvo – nekomercijalno – bez prerade

4. Autorstvo – nekomercijalno – deliti pod istim uslovima

5. Autorstvo – bez prerade

6. Autorstvo – deliti pod istim uslovima

(Molimo da zaokružite samo jednu od šest ponuđenih licenci, kratak opis licenci dat je na poledini lista).

Potpis doktoranda

U Beogradu, 08.12.2015.

Nana Zverić

1. Autorstvo - Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, i prerade, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence, čak i u komercijalne svrhe. Ovo je najslobodnija od svih licenci.
2. Autorstvo – nekomercijalno. Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, i prerade, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence. Ova licenca ne dozvoljava komercijalnu upotrebu dela.
3. Autorstvo - nekomercijalno – bez prerade. Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, bez promena, preoblikovanja ili upotrebe dela u svom delu, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence. Ova licenca ne dozvoljava komercijalnu upotrebu dela. U odnosu na sve ostale licence, ovom licencom se ograničava najveći obim prava korišćenja dela.
4. Autorstvo - nekomercijalno – deliti pod istim uslovima. Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, i prerade, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence i ako se prerada distribuira pod istom ili sličnom licencom. Ova licenca ne dozvoljava komercijalnu upotrebu dela i prerada.
5. Autorstvo – bez prerade. Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, bez promena, preoblikovanja ili upotrebe dela u svom delu, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence. Ova licenca dozvoljava komercijalnu upotrebu dela.
6. Autorstvo - deliti pod istim uslovima. Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, i prerade, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence i ako se prerada distribuira pod istom ili sličnom licencom. Ova licenca dozvoljava komercijalnu upotrebu dela i prerada. Slična je softverskim licencama, odnosno licencama otvorenog koda.