

UNIVERZITET U BEOGRADU

ELEKTROTEHNIČKI FAKULTET

Ivan D. Knežević

**RADIJACIONA OTPORNOST
REZISTIVNIH POSTOJANIH MEMORIJA**

doktorska disertacija

Beograd, 2013

UNIVERSITY OF BELGRADE

ELECTROTECHNICAL FACULTY

Ivan D. Knežević

**RADIATION RESISTANCE OF
NONVOLATILE RESISTIVE MEMORIES**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2013

Članovi komisije:

dr Miloš Vujisić, docent (mentor)

Univerzitet u Beogradu – Elektrotehnički fakultet

dr Predrag Osmokrović, redovni profesor

Univerzitet u Beogradu – Elektrotehnički fakultet

dr Aleksandra Vasić Milovanović, redovni profesor

Univerzitet u Beogradu – Mašinski fakultet

dr Koviljka Stanković, docent

Univerzitet u Beogradu – Elektrotehnički fakultet

dr Bratislav Iričanin, docent

Univerzitet u Beogradu – Elektrotehnički fakultet

Datum odbrane:

Ova doktorska disertacija je urađena na Elektrotehničkom fakultetu Univerziteta u Beogradu. Ovim putem želim da izrazim zahvalnost svom mentoru doc. dr Milošu Vujisiću na predloženoj temi, neprekidnoj saradnji i pomoći, kao i na izuzetnom strpljenju tokom izrade mog rada.

Izuzetnu zahvalnost dugujem prof. dr Predragu Osmokroviću i doc. dr Koviljki Stanković na stručnoj, naučnoj i logističkoj podršci tokom celokupnog trajanja mojih doktorskih akademskih studija, koji su stalnim interesovanjem, savetima i idejama pomogli da ovaj rad izgleda baš ovako.

Veliku zahvalnost dugujem svojoj kolegici i velikom prijatelju Neveni Zdjelarević bez čije skoro svakodnevne pomoći ne bih uspeo da rešim probleme i dileme na koje sam nailazio tokom izrade disertacije.

Na kraju, najsrdačnije želim da se zahvalim mojim roditeljima, sestri Jovani i najbližim prijateljima koji su svojom podrškom, beskrajnom ljubavlju i stalnim interesovanjem za napredak mog rada učinili da u ovome istrajem do kraja.

RADIJACIONA OTPORNOST REZISTIVNIH POSTOJANIH MEMORIJA

REZIME

U disertaciji se ispituje uticaj različitih tipova radioaktivnog zračenja na osobine i način funkcionisanja rezistivnih postojanih memorija. Aktuelnost navedene problematike se ogleda u tome što smanjenje dimenzija i sve veći stepen integracije ovih komponenti dovodi do mnogih primena koje podrazumevaju njihovu izloženost radijaciji. Numerički eksperimentalno je ispitivan uticaj protonskog i jonskih snopova (alfa čestice, joni Fe, C, Ne, N) na četiri vrste ćelija rezistivne postojane memorije, čiji su aktivni regioni bazirani na: TiO_2 , ZrO_2 , HfO_2 i SrTiO_3 . Pokazano je da zračenje generiše različite vrste oštećenja i defekata u materijalu memorijske ćelije koji mogu da promene električne i mehaničke osobine materijala. Pošto je nejonizujući gubitak teških jona veći od gubitaka protona i alfa čestica istih energija, teški joni imaju veći uticaj na memorijsku ćeliju. Zbog dimenzija memorijskih ćelija koje su u nano skali, ispitivane ćelije rezistivnih postojanih memorija na bazi oksida su imune na protone i jone sa energijama u MeV skali. U primarnom aktivnom regionu memorijske ćelije zbog prisustva vakancija kiseonika indukovanih radijacijom dolazi do pada otpornosti, što uzrokuje promenu smer rotacije i - v krive memorijske ćelije. Dalji pad otpornosti vodi do većih deformacija duple petlje. Prisustvo intersticijalnih atoma izmeštenih radijacijom može takođe da redukuje pokretljivost vakancija kiseonika takođe menjajući smer rotacije histerezisne i - v krive. Ako izmešteni joni kiseonika dođu u kontakt sa elektrodom, može se formirati gas O_2 što uzrokuje trajni prekid rada memorijske ćelije. Do pogrešnog očitavanja može doći ako se memorijska ćelija koristi kao prekidač, jer visoko rezistivno stanje, karakterisano smanjenim regionom siromašnim kiseonikom, može biti perturbovano izlaganjem radijaciji. Određena je apsorbovana doza u ispitivanim materijalima. Dobijene vrednosti su za dva reda veličine bile veća prilikom interakcije teških jona (Fe), nego u slučaju kada je upadni snop bio sačinjen od lakših čestica (protoni, alfa čestice, joni C). Radi poređenja oštećenja generisanih različitim upadnim česticama sa individualnim energetske spektrom definisan je faktor tvrdoće, koji može ukazati na stepen radijacione otpornosti materijala za dati snop zračenja određene energije. Dobijeni rezultati su od praktičnog značaja zbog sve veće primene rezistivnih postojanih memorija u mnogim oblastima privrede, nauke i tehnike.

Ključne reči: radijacija, jonizujuće zračenje, jonski snop, interakcija zračenja sa materijalom, transport jona kroz materiju, postojane memorije, rezistivne memorije sa proizvoljnim pristupom, Monte Karlo simulacija

Naučna oblast: Fizička elektronika i nuklearna tehnika

Uža naučna oblast: Efekti zračenja u materijalima i elektronskim komponentama

RADIATION RESISTANCE OF NONVOLATILE RESISTIVE MEMORIES

ABSTRACT

In this dissertation, an examination is carried analysing the influence of different types of radiation on the features and the functionality of non-volatile resistive memories. The widely discussed aspects of this problem are ones seen in the reduction of dimensions and in the higher degree of integration of memories, therefore leading to various applications that result in the exposition of these memories to radiation. Numerical experiments have been conducted in order to research the influence of proton and ion beams (alpha particles, Fe, C, Ne, and N ions) on four types of non-volatile resistive memory cells, based on: TiO₂, ZrO₂, HfO₂ and SrTiO₃. It is shown that radiation generates different types of hazards and defects in the materials of the previously mentioned memory cells, which can lead to the change within the electrical and mechanical features of the structure. Since the non-ionising losses of heavy ions are greater than the losses of protons and alpha particles of the same energies, heavy ions have greater impact on memory cells. Due to the dimensions of memory cells, which are in nano-scale, the examined cells of non-volatile resistive memories are immune to protons and ions with energies in MeV scale. Moreover, the existence of oxygen vacancies induced by radiation in the primary active region of the memory cell leads to the reduction of resistance that further results in the change of the direction of rotation in the *i-v* curve of the memory cell. Further reduction of resistance results in a greater degree of deformations of the double loop. The presence of interstitial atoms displaced by radiation can also reduce mobility of oxygen vacancies as well as the change of the direction of rotation in the *i-v* hysteresis curve. O₂ gas is formed due to the reaction of the displaced oxygen ions with an electrode resulting in permanent disruption of cell's running. An error in cell reading is most likely to take place if the memory cell is used as a switch. This is due the perturbation of the high resistive state, characterised by the reduced poor-oxygen region, after the exposure to radiation. The absorbed dose within this material is then calculated. The obtained values are higher for two orders of magnitude in the case of heavy ion interaction (Fe) than in the case of light particle beam interaction (protons, alpha particles and C ions). In order to compare displacement generated by different incident particles with individual energy spectra, it is vital to define the hardness factor that can point out the degree of radiation resistance of the material for the actual beam of radiation of a specific energy. All the obtained results are of practical means because of the widely spread usage of non-volatile resistive memories in diverse disciplines in terms of industry, science and technique.

Key words: radiation, ionizing radiation, ion beam, interaction of radiation with matter, transport of ions in matter, nonvolatile memories, resistive random access memories, Monte Carlo simulation

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 MATERIJALOM	3
2.1	UVOD	3
2.2	INTERAKCIJA ELEKTROMAGNETSKOG ZRAČENJA SA MATERIJALOM	5
2.2.1	ATENUACIJA GAMA ZRAČENJA	5
2.2.2	FOTOELEKTRIČNI EFEKAT	8
2.2.3	ELASTIČNO RASEJANJE ELEKTROMAGNETNOG ZRAČENJA NA ELEKTRONU	11
	TOMSONOVO RASEJANJE	11
	REJLIJEVO RASEJANJE	11
	KOMPTONOVO RASEJANJE	12
2.2.4	STVARANJE PARA ELEKTRON-POZITRON	14
2.3	INTERAKCIJA ČESTICA SA MATERIJALOM	15
2.3.1	NEELASTIČNA RASEJANJA NA ELEKTRONSKOM OMOTAČU ATOMA – TEŠKE NAELEKTRISANE ČESTICE	16
2.3.2	NEELASTIČNA RASEJANJA NA ELEKTRONSKOM OMOTAČU ATOMA – LAKE NAELEKTRISANE ČESTICE (ELEKTRONI I POZITRONI)	20
2.3.3	INTERAKCIONI PROCESI NEUTRONA	21
2.3.4	NEELASTIČNA RASEJANJA NA JEZGRU	22
2.3.5	ELASTIČNA RASEJANJA NA JEZGRU	22
3	REZISTIVNE MEMORIJE SA PROIZVOLJNIM PRISTUPOM	26
3.1	UVOD	26
3.2	ĆELIJA REZISTIVNE POSTOJANE MEMORIJE	29
3.3	TIPOVI RRAM MEMORIJA	32
3.3.1	RRAM BAZIRANE NA ELEKTRODAMA	32
3.3.2	RRAM MEMORIJE BAZIRANE NA TERMOHEMIJSKOM MEHANIZMU	35
3.3.3	RRAM MEMORIJE BAZIRANE NA DEFEKTIMA	37
3.4	RAD RRAM MEMORIJA BAZIRANIH NA KISEONIČNIM VAKANCIJAMA	40
3.4.1	PROCES FORMIRANJA	40
3.4.2	RESET STANJE	42

3.4.3	SET STANJE	44
3.4.4	ČITANJE.....	45
3.4.5	VERIFIKACIJA.....	46
3.4.6	VIŠESTEPENA OPERACIJA RRAM ČELIJE	47
3.5	TIPOVI REZISTIVNIH PREKIDAČKIH MEHANIZAMA	48
3.5.1	BIPOLARNO OTPORNO PREKIDANJE.....	49
3.5.2	UNIPOLARNO OTPORNO PREKIDANJE.....	52
3.6	KOEGZISTENCIJA FILAMENTARNOG I HOMOGENOG REZISTIVNOG PREKIDANJA U Fe DOPIRANOM SrTiO ₃ TANKOM FILMU	53
3.7	FIZIČKI PROCESI KOD REZISTIVNIH PREKIDAČKIH MEMORIJA	55
3.7.1	UŠTINUTA HISTEREZISNA PETLJA.....	55
3.7.2	ϕ - q KRIVE IDEALNOG MEMRISTORA ZA BINARNE MEMORIJE	64
	PREKIDAČKA MEMORIJA I	64
3.8	ODABIR UREĐAJA	66
3.9	PERSPEKTIVA	71
4	<i>RADIJACIONA OŠTEĆENJA U REZISTIVNIM MEMORIJAMA SA PROIZVOLJNIM PRISTUPOM.....</i>	72
4.1	GENERACIJA NEČISTOĆA.....	75
4.2	JONIZACIJA	75
4.3	DEPONOVANJE ENERGIJE	76
4.4	OŠTEĆENJA IZMEŠTANJEM.....	76
4.4.1	NEJONIZUJUĆI GUBICI ENERGIJE.....	80
4.5	KLASIFIKACIJA DEFEKATA	84
4.5.1	KLASTERI.....	85
4.5.2	TAČKASTI DEFEKTI	85
4.6	RADIJACIONI EFEKTI U OKSIDIMA	89
4.6.1	STRUJA CURENJA INDUKOVANA RADIJACIJOM.....	90
4.6.2	MEK PROBOJ INDUKOVAN RADIJACIJOM.....	91
4.6.3	MODELI ZAHVATA NAELEKTRISANJA U OKSIDIMA NAKON JONIZACIJE.....	93
4.6.4	SISTEM ZAMKI NAELEKTRISANJA NA POVRŠINI OKSIDOVANOG SILICIJUMA.....	94
4.7	OTPUŠTANJE DEFEKATA.....	96
4.7.1	KINETIKA REAKCIJE.....	99

5	<i>EKSPERIMENTALNI RAD I DISKUSIJA</i>	102
6	<i>ZAKLJUČAK</i>	164
	LITERATURA.....	166
	BIOGRAFIJA AUTORA	173

1 UVOD

U današnje vreme, čovek je usled velikog tehničko-tehnološkog razvoja, pod stalnim uticajem čitavog spektra elektromagnetnog zračenja koje potiče od uređaja koje je sam kreirao. Problem zaštite i radijacionog očvršćavanja elektronskih komponenti postaje aktuelan usled smanjenja njihovih dimenzija i sve većeg stepena integracije. Pokazalo se da i u tankim komponentama, kao što su oksidni filmovi debljine par desetina nm, radijaciono polje, koje se sastoji od protona i jona sa širokim energetske spektrom, izaziva zapreminska i površinska oštećenja. Tehnološki procesi izrade kola visokog stepena integracije često uključuju i bombardovanje visokoenergetskim jonima ili fotonima, što može dovesti do značajnih radijacionih oštećenja.

Mnoge primene memorija podrazumevaju njihovu izloženost jonizujućem zračenju – prilikom korišćenja nuklearne energije, tokom procesa upravljanja i procesiranja radioaktivnog otpada, prilikom sterilizacije proizvoda jonizujućim zračenjem, u dozimetriji jonizujućeg zračenja, u nuklearnoj medicini, radiodijagnostici, radioterapiji, prilikom korišćenja akceleratora u fizici visokih energija, u svemirskim letelicama. U ovim slučajevima pouzdanost i ispravan rad memorijskih komponenti u velikoj meri zavise, kako od karakteristika zračenja, tako i od tehničkih specifičnosti raznih tipova memorija. Zbog svega navedenog danas se proučavanju radijacione otpornosti elektronskih komponenta posvećuje velika pažnja.

Idealne memorije bi trebalo da budu što jeftinije, da imaju što bolje karakteristike, veliku gustinu, što manju disipaciju snage, slučajan pristup, da budu postojane, da mogu lako da se testiraju, da imaju visoku pouzdanost i da mogu da budu standardizovane za industrijsku primenu. Nažalost, takve memorije ne postoje i sve današnje memorije predstavljaju kompromis, kojim se teži što boljem zadovoljenju navedenih uslova. Kandidat – komponenta, koja bi u kombinaciji sa tranzistorima mogla načiniti hibridni čip koji bi radikalno poboljšao performanse digitalnih kola, jeste rezistivna postojana memorijska komponenta.

Cilj rada je da se teorijski, numerički i eksperimentalno utvrdi uticaj jonizujućeg zračenja na osobine i način funkcionisanja rezistivnih postojanih memorija. Da bi se ostvario ovaj cilj biće razvijen model osnovne jedinice rezistivne postojane memorije.

Teorijski izrazi će biti izvedeni za idealan fizički model memorijske jedinice, gde su pretpostavljeni omsko elektronsko provođenje, linearni jonski drift i oštra vertikalna razlika između slojeva unutar aktivnog dela strukture ovog uređaja. Na osnovu poznatih vrednosti fluensa nekih tipičnih radijacionih okruženja će se proračunati koncentracija defekata u ovim uređajima, na osnovu čega će se dalje odrediti otpornost i promena otpornosti aktivnih slojeva uređaja, a zatim i promene oblika $i-v$ krive.

U teorijskom delu rada su na osnovu karakteristika radijacionih polja u kojima je moguća aplikacija memorija, razmatrani efekti jonizujućeg zračenja prilikom prolaska kroz materijal. Interakcija zračenja sa materijalom je razmatrana na nivou izolovanog atoma tog materijala, nezavisno od agregatnog stanja i tipa hemijskih veza među atomima. Predstavljeno je rasejanje na elektronima u omotaču, neelastična i elastična rasejanja na jezgru, kao i mehanizmi radijacionih oštećenja u poluprovodnicima i izolatorima. Izložene su opšte karakteristike rezistivnih postojanih memorija, i izvršeno njihovo poređenje sa drugim tipovima memorija koje su u aktuelnoj upotrebi danas. Objasnjena je struktura osnovne memorijske ćelije, princip podele memorija prema tome u kom se od dva otporna operativna stanja nalaze (SET i RESET), i princip rada rezistivnih postojanih memorija baziranih na elektrodama, na termohemijskom mehanizmu i na defektima. Dalje izlaganje se odnosi na radijaciona oštećenja u rezistivnim postojanim memorijama, sa predstavljenom klasifikacijom defekata, i posebnim osvrtom na radijacione efekte u oksidima.

Eksperimentalni deo rada sastojao se od ispitivanja radijacione otpornosti modela osnovne memorijske ćelije, sa ciljem određivanja putanja incidentnih čestica unutar materijala ćelije rezistivne postojane memorije, distribucije izmeštenih atoma koji čine osnovnu strukturu materijala primarnog i sekundarnog aktivnog dela ćelije, utvrđivanja odnosa jonizacionih energetske gubitaka nastalih ili od incidentnih čestica ili od izmeštenih atoma, prikaz distribucija nastalih vakancija, kao i 3D oštećenja po upadnoj čestici po jedinici dužine. Na osnovu podataka dobijenih numeričkim eksperimentom izvršen je proračun apsorbirane doze u materijalu.

Na osnovu opisanih teorijskih i numeričkih eksperimentalnih razmatranja odziva rezistivnih postojanih memorija nakon izlaganja zračenju, u zaključku rada će biti reči o radijacionoj kompatibilnosti datih memorija sa stanovišta vrste zračenja, tipa materijala, kao i o mogućim načinima radijacionog očvršćavanja.

2 INTERAKCIJA ZRAČENJA SA MATERIJALOM

2.1 UVOD

Jonizujuća zračenja su elektromagnetska ili korpuskularna (čestična) zračenja koja imaju dovoljno visoku energiju da mogu da jonizuju materiju kroz koju prolaze. Njihova energija je veća od 12,4 eV. Po poreklu mogu biti iz jezgara radioaktivnih elemenata koja se nalaze u prirodi ili iz jezgara veštački dobijenih radioaktivnih elemenata. Jonizujuća zračenja se mogu dobiti u akceleratorima naelektrisanih čestica, kao i u nuklearnim reaktorima [1].

Elektromagnetna zračenja imaju istu prirodu i karakteristike, razlikuju se samo po energiji. Posebni nazivi se koriste da bi se označio energetska opseg ili način nastanka. Tako X i gama zračenje mogu imati istu energiju i razlikovati se samo po načinu nastanka: gama zračenje nastaje u metastabilnim jezgrima nastalim raspadom radioaktivnih atoma, a X zračenje se proizvodi bombardovanjem mete elektronima velikih brzina [1].

Jonizujuće zračenje može biti korpuskularne (čestične) prirode. To je zračenje koje se sastoji od čestica (naelektrisanih ili ne) koje imaju svoju masu mirovanja i veliku kinetičku energiju, reda keV, MeV. Tu spadaju nuklearne čestice, kao što su beta (β) čestice ili beta zračenje (pozitivno ili negativno), alfa (α) čestice ili alfa zračenje, neutroni (n) i protoni (p).

Zračenje koje emituju radioaktivne supstance može se sastojati delimično ili u potpunosti od čestica. Čestice emitovane iz radioaktivnih izvora imaju određenu energiju koju troše u interakciji sa atomima ili molekulima materijala kroz koji prolaze. Interakcija jonizujućeg zračenja čestične prirode bitno se razlikuje od interakcije zračenja elektromagnetne prirode [1].

Gama zrak je kvant elektromagnetske energije, tj. foton. Gama fotoni su fotoni sa najviše energije u elektromagnetskom spektru. Emituju ih jezgra nekih radioaktivnih atoma. Gama fotoni nemaju masu niti naelektrisanje, ali imaju vrlo visoku energiju, otprilike 10.000 puta veću od energije fotona u vidljivom delu elektromagnetskog spektra. Zbog visoke energije, gama čestice putuju brzinom svetlosti i u vazduhu mogu

preći stotine hiljada metara pre nego što potroše energiju. Mogu proći kroz mnogo vrsta materijala uključujući i ljudsko tkivo. Vrlo gusti materijal, poput olova, se obično koristi za zaštitu od zračenja. Do emisije gama zraka dolazi kada jezgro radioaktivnog atoma ima previše energije, a obično sledi emisiju beta čestica. Cezijum-137 pruža dobar primer radioaktivnog rasapada uz emisiju gama zraka. Neutron iz jezgra se transformiše u proton i beta česticu. Dodatni proton menja atom u barijum-137. Jezgro izbacuje beta česticu, ali još uvek ima višak energije pa emituje gama foton da bi se stabilizovalo [1].

Alfa čestice identične su jezgru helijuma, i sastoje se od dva protona i dva neutrona. Ovo je relativno teška i visokoenergetska subatomska čestica sa pozitivnim naelektrisanjem od +2 zbog svoja dva protona. Brzina alfa čestice u vazduhu je otprilike 1/20 brzine svetlosti. Atomi koji emituju alfa čestice uglavnom su vrlo veliki atomi, tj. atomi koji imaju visoke atomske brojeve. Prirodni izvori alfa čestica imaju atomski broj najmanje 82, uz neke izuzetke. Prirodnih alfa izotopa ima oko 30. Najvažniji alfa emteri su: americijum-241 (atomski broj 95), plutonijum-236 (atomski broj 94), uranijum-238 (92), torijum-232 (90), radijum-226 (88), radon-222 (86). Alfa čestice imaju diskretan energetski spektar. Nakon emisije, alfa čestice se zbog velike mase i električnog naelektrisanja kreću relativno sporo i u vazduhu potroše svu svoju energiju nakon nekoliko centimetara, vežu slobodne elektrone i postaju helijum. Energija alfa čestica se kreće između 4 i 7 MeV, retko se spušta ispod 2 MeV, a samo u nekoliko slučajeva prelazi 10 MeV. Alfa zračenje je obično praćeno gama zračenjem. Alfa izotopi imaju vreme poluživota koja se kreće u opsegu od 10^{-6} s do 10^{17} godina [1].

Beta čestice su ekvivalentne elektronima i pozitronima. Masa čestice je otprilike 1/2000 mase protona ili neutrona. Brzina pojedinačne beta čestice zavisi od toga kolika joj je energija i varira u širokom opsegu, pa je energetski spektar kontinualan. Emisija beta čestice se događa kada je odnos neutrona i protona u jezgru prevelik. Razlikuje se tri vrste beta raspada: β^- raspad kada nastaju proton, elektron i antineutrino; β^+ raspad pri kome nastaju neutron, pozitron i neutrino; i elektronski zahvat koji konkuriše pozitronskoj emisiji, pri kome proton zahvata elektron iz omotača što rezultuje stvaranjem neutrona i neutrina. Upravo se zbog raspodele energije raspada između elektrona/pozitrona i antineutrina/neutrina javlja kontinualni energetski spektar. Za β^- raspad vrednost srednje energije iznosi $0,3E_{\max}$, dok za β^+ iznosi $0,4E_{\max}$. Maksimalne

energije beta čestica su oko 2-3 MeV. Nakon beta raspada, jezgro može ostati u nekom od pobuđenih stanja, a deeksitacija se može vršiti emisijom konverzionog elektrona. Upraznjeno mesto u unutrašnjosti omotača može da se popuni elektronom iz susedne ili neke bliske ljuske, pri čemu se emituje karakteristični X zrak, a upražnjeno mesto se seli ka periferiji. X zrak može da preda svoju energiju nekom od elektrona sa viših nivoa koji biva izbačen iz atoma sa kinetičkom energijom jednakoj razlici energije X zraka i energije veze nivoa. Ovakvi elektroni se nazivaju *Auger*-ovi elektroni. *Auger*-ov proces je karakterističan za lake elemente, dok je konkurentan proces emisije X zraka karakterističan kod težih elemenata. Pošto beta čestice slabije jonizuju materiju od alfa čestica, u materijalu zato imaju veći domet [1].

Neutroni se generišu u fisionim i fuzionim procesima (njih oko 90%), dok manji deo (oko 10 %) nastaje kao neutronska fluens u vazduhu.

2.2 INTERAKCIJA ELEKTROMAGNETSKOG ZRAČENJA SA MATERIJALOM

Kada X ili gama zraci prolaze kroz materijal, moguća su tri ishoda za foton [1]:

- foton će biti apsorbovan – cela energija fotona će biti prenet na atome materijala
- foton će biti rasejan u jednoj ili više interakcija
- foton može proći kroz materijal bez interakcija

2.2.1 ATENUACIJA GAMA ZRAČENJA

Prilikom prolaska gama zračenja kroz materijal dolazi do slabljenja njegovog intenziteta ili fluensa u funkciji rastojanja od mesta prodiranja kroz materijal. Poznato je da je stepen tog gubitka dI , bilo gde u materijalu, proporcionalan intenzitetu zračenja u toj tački i na dubini x :

$$dI(x) = -\mu I(x) dx \quad (2.1)$$

gde je: $I(x)$ - intenzitet zračenja izražen kao broj fotona po cm^2 površine, ili energija po cm^2 za monoenergetske fotone; μ - linearni koeficijent atenuacije (slabljenja). Iz relacije (2.1) dobija se poznati eksponencijalni zakon atenuacije gama zraka:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.2)$$

gde je I_0 inicijalni intenzitet zračenja. Izraz (2.2) važi samo u slučaju apsorpcije, i μ predstavlja koeficijent atenuacije samo za apsorpciju. Taj izraz ne važi u opštem slučaju, naročito ukoliko postoji i Komptonovo rasejanje. To je zbog toga što u tom slučaju postoje višestruki sudari koji dovode do rasejanja fotona. Zbog toga se mora uzeti u obzir fotonska transportna teorija. U opštem slučaju se relacija (2.1) može napisati kao:

$$dI = -\frac{\mu}{\rho} I \rho dx \quad (2.3)$$

odakle sledi:

$$I(x) = I_0 e^{-\kappa \rho x} \quad (2.4)$$

gde je $\kappa = \frac{\mu}{\rho}$ maseni koeficijent apsorpcije. Linearni koeficijent atenuacije $\mu = \lambda^{-1}$, gde je λ slobodni put koji se izražava kao:

$$\lambda = \frac{\int_0^{\infty} x I(x) dx}{\int_0^{\infty} I(x) dx} \quad (2.5)$$

Sa druge strane važi sledeća relacija:

$$\lambda = N \sigma Z \quad (2.6)$$

gde je NZ - broj elektrona po cm^3 , N - broj atoma mete po cm^3 , a σ - mikroskopski efikasni presek. Upadni fotoni uglavnom gube energiju u procesu jonizacije. Taj gubitak je proporcionalan srednjoj koncentraciji elektrona u materijalu NZ , gde je Z atomski broj. Zato se definiše zaustavna snaga kao:

$$-\frac{dE}{dx} \sim NZ \quad (2.7)$$

odnosno

$$-\frac{dE}{\rho dx} \sim \frac{NZ}{\rho} \quad (2.8)$$

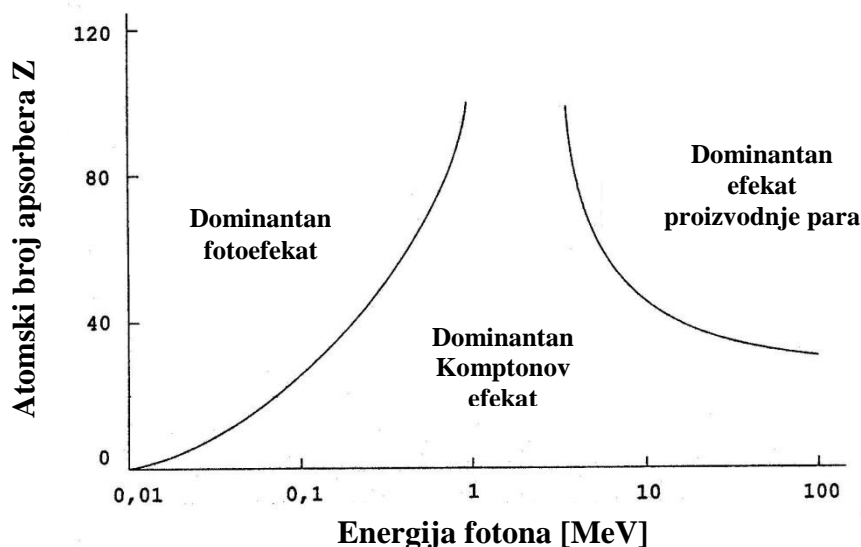
pri čemu je $N = \rho N_0 / A$, gde je N_0 - Avogardov broj, a A – maseni broj.

Gama zraci se mogu uspešno ekranirati korišćenjem materijala sa visokim atomskim brojem Z . Za ekraniranje gama zraka energija ispod 2 MeV obično se koristi gvožđe, koje je otporno na visoke temperature i nije skupo, i olovo koje je teže od gvožđa, ali manje otporno na visokim temperaturama. Za gama zračenje energija iznad 2 MeV, najbolji je olovni šilding. Tantal i volfram su takođe veoma dobri materijali za ekraniranje gama zračenja, ali se zbog svoje visoke cene koriste samo u specifičnim slučajevima, kao što su na primer svemirske letelice. Mana im je što su neotporni na neutronske zračenje [2].

Kada elektromagnetno zračenje prolazi kroz materiju, može doći do više vrsta interakcija zračenja i elektrona iz elektronskog omotača atoma, ili pak između zračenja i jezgra atoma. Osnovne vrste interakcije mogu se opisati pomoću sledećih efekata:

- Fotoelektrični efekat,
- Rasejanje elektromagnetnog zračenja na slobodnom ili vezanom elektronu:
 - Tomsonovo rasejanje,
 - Komptonovo rasejanje,
 - Rejljevo rasejanje,
- Proizvodnja para elektron-pozitron.

Ovi efekti su najviše odgovorni za smanjenje intenziteta snopa fotona pri prolasku kroz neki medijum. Ostali efekti koji mogu nastati u interakciji elektromagnetnog zračenja sa jezgrom su zanemarljivo mali u odnosu na pomenute. U interakciji sa atomskim elektronima, mogu se javiti Tomsonovo elastično nekoherentno rasejanje, Rejljevo elastično koherentno rasejanje, Komptonovo neelastično rasejanje i fotoelektrični efekat. U interakciji sa jezgrom, javlja se nuklearni fotoefekat, a u interakciji sa elektromagnetnim poljem jezgra dolazi do proizvodnje para elektron-pozitron, ukoliko je energija upadnog fotona veća od 1.02 MeV, što je energetski prag za ovu vrstu interakcije. I pored postojanja svih navedenih mehanizama, samo tri od njih su značajna, dok su ostali znatno manje zastupljeni. To su fotoelektrični efekat, Komptonovo rasejanje i proizvodnja para. Na slici 2.1 prikazana je relativna zastupljenost ovih tipova interakcije u zavisnosti od energija upadnog fotona i atomskog broja apsorbujućeg materijala [3].



Slika 2.1. Relativna zastupljenost tri najvažnija tipa interakcije elektromagnetnog zračenja sa materijalom u zavisnosti od energije upadnog fotona i atomskog broja apsorbujućeg materijala [3].

2.2.2 FOTOELEKTRIČNI EFEKAT

Kod fotoelektričnog efekta kvant elektromagnetnog zračenja interaguje sa vezanim elektronom predajući mu svoju energiju, i nestaje. Deo energije fotona odlazi na izbacivanje elektrona iz elektronskog omotača atoma, a ostatak energije fotona predstavlja kinetičku energiju slobodnog elektrona, što se može izraziti sledećom formulom:

$$E_{\gamma} = E_i^v + T_e \quad (2.9)$$

gde E_i^v predstavlja energiju veze elektrona u i -tom sloju elektronskog omotača atoma, a T_e je kinetička energija slobodnog elektrona (slika 2.2). Na osnovu (2.9) može se zaključiti da je fotoefekat moguć samo kada je energija upadnog fotona veća od vezivne energije elektrona i -tog sloja u elektronskom omotaču atoma, tj. kada je $E_{\gamma} > E_i^v$.

Usled fotoefekta smanjuje se broj elektrona u elektronskom omotaču atoma. Nedostatak elektrona u omotaču izaziva pregrupisanje elektrona, što je praćeno emisijom karakterističnog X zračenja. X zraci takođe mogu izazvati fotoefekat uz emisiju elektrona koji se nazivaju Auger-ovi elektroni.

Na osnovu zakona održanja energije i impulsa, fotoefekat se javlja samo na vezanom elektronu. Da bi se ovo dokazalo, može se pretpostaviti da je fotoefekat moguć na slobodnom elektronu. Ako se pođe od ove pretpostavke, potrebno je u jednačini (2.9) staviti da je $E_i^v=0$ i zanemariti impuls uzmaknutog atoma. U tom slučaju zakon održanja energije i impulsa se može predstaviti na sledeći način:

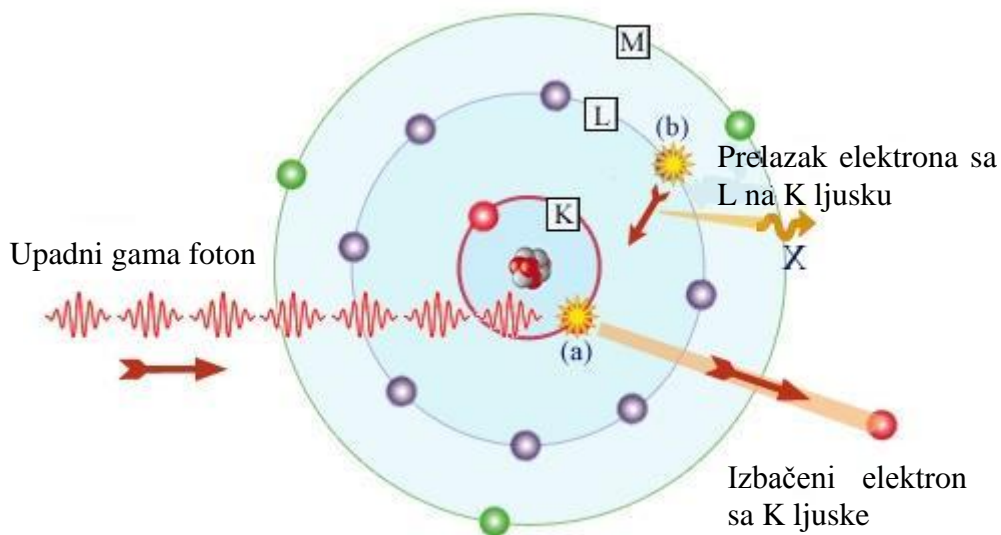
$$E_\gamma = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \text{ i } \frac{E_\gamma}{c} = \frac{m_e \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (2.10)$$

Ako se stavi da je $\frac{E_\gamma}{c^2} = m_e \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = \frac{m_e \beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$, onda odatle sledi:

$$m_e \left(\sqrt{1-\beta^2} \right) = m_e (1-\beta) \quad (2.11)$$

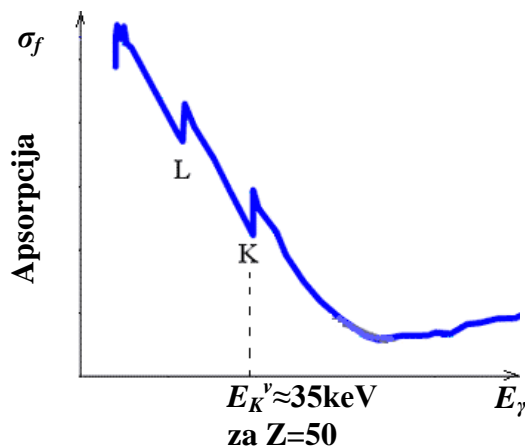
Na osnovu dobijene jednakosti može se zaključiti da je zadovoljena samo za $\beta=0$ ili $\beta=1$. Prvi slučaj je trivijalan i zadovoljen je kada je $E_\gamma=T_e=0$. Drugi slučaj nema smisla jer je masa elektrona različita od nule. Iz ove analize sledi:

- Fotoefekat je jedino moguć na vezanom elektronu,
- Ukoliko je energija vezivanja elektrona u elektronskom omotaču atoma veća, utoliko je i verovatnoća za nastajanje fotoefekta veća.



Slika 2.2. Šematski prikaz fotoelektričnog efekta.

Verovatnoća nastanka fotoefekta meri se presekom. Poznato je da presek za fotoefekat zavisi od rednog broja medijuma u kojem se javio, od upadne energije fotona E_γ i od vezivne energije elektrona u elektronskom omotaču atoma. Ako se presek za fotoefekat za određeno Z predstavi u funkciji energije fotona, dobije se kriva koja je prikazana na slici 2.3. Kao što se vidi, za visoke energije fotona, elektron u elektronskom omotaču atoma je slabo vezan, pa je i presek za fotoefekat mali, što je u saglasnosti sa prethodno izvedenim zaključkom. Snižanjem energije upadnog fotona raste odnos E_K^v/E_γ , a presek za fotoefekat raste za K sloj. U trenutku kada je ovaj odnos jednak jedinici, presek fotoefekta u K sloju brzo teži nuli, ali je različit od nule za druge slojeve elektrona u elektronskom omotaču atoma.



Slika 2.3. Prikaz promene efikasnog preseka za fotoefekat u zavisnosti od upadne energije fotona.

Kriva koja predstavlja presek fotoefekta za svaki elektronski sloj u atomu opada obrnuto proporcionalno trećem stepenu energije fotona. Ovo se može predstaviti kao $1/E_\gamma^3$. Zavisnost sumarnog preseka za sve slojeve elektrona u elektronskom omotaču atoma može se predstaviti kao $\sigma_f \sim 1/E_\gamma^{7/2}$. Kada je $E_\gamma \gg E_K^v$ zavisnost preseka fotoefekta grubo se može dati kao $\sigma_f \sim 1/E_\gamma$. Treba napomenuti da je presek fotoefekta još i funkcija rednog broja medijuma u kojme se javlja sa zavisnošću Z^5 .

Od ukupne verovatnoće za fotoefekat računate za ceo atom, 80% otpada na fotoefekat u K sloju, a preostalih 20% predstavljaju verovatnoću nastanka fotoefekta u svim ostalim slojevima atomskog elektronskog omotača.

Prema diferencijalnom preseku za fotoefekat, emitovani elektroni su simetrično raspoređeni u odnosu na električni vektor upadnog elektromagnetnog zračenja. Za

energije upadnog zračenja $E_\gamma \ll m_e c^2$ pravac maksimalne distribucije emitovanih elektrona zahvata ugao od 90° u odnosu na upadno zračenje. Kako energija upadnog zračenja raste, tako se i distribucija emitovanih elektrona usmerava u pravcu upadnog elektromagnetnog zračenja.

2.2.3 ELASTIČNO RASEJANJE ELEKTROMAGNETNOG ZRAČENJA NA ELEKTRONU

Kod fotoefekta je bitno da elektron bude vezan. U procesima elastičnog rasejanja, međutim, elektron može biti i slobodan i vezan. Tomsonovo rasejanje i Komptonov efekat se javljaju na slobodnom, dok se Rejljevo rasejanje javlja na vezanom elektronu.

TOMSONOVO RASEJANJE

U slučaju Tomsonovog rasejanja kvant elektromagnetnog zračenja pobuđuje na oscilovanje slobodni elektron (u miru). Elektron oscilujući emituje elektromagnetno zračenje iste talasne dužine kao i upadno, ali je pravac emitovanja za mali ugao pomeren u odnosu na upadno zračenje. Iz elektromagnetne teorije sledi da će presek za Tomsonovo rasejanje biti:

$$\sigma_{Th} = \frac{8}{3} \pi \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = \frac{8}{3} \pi r_o^2 \quad (2.12)$$

Iz formule se vidi da je Tomsonovo rasejanje direktno proporcionalno kvadratu radijusa elektrona r_o , kao i to da ovo rasejanje ne zavisi od energije upadnog zračenja.

REJLIJEVO RASEJANJE

Elastično rasejanje elektromagnetnog zračenja se može dogoditi i na vezanom elektronu. Ovakvo rasejanje se naziva Rejljevo rasejanje. Pri ovom rasejanju upadno elektromagnetno zračenje pobuđuje na oscilovanje vezane elektrone, posle čega oni emituju novo zračenje koje je iste talasne dužine kao i upadno elektromagnetno zračenje. Presek za Rejljevo rasejanje brzo opada sa energijom upadnog zračenja i kada

je $h\nu = m_e c^2$, vrlo je blizak nuli. Pravac emitovanog zračenja uglavnom je upravljen u pravcu upadnog snopa, tj. uglovi Rejljevog rasejanja imaju male vrednosti.

KOMPTONOVO RASEJANJE

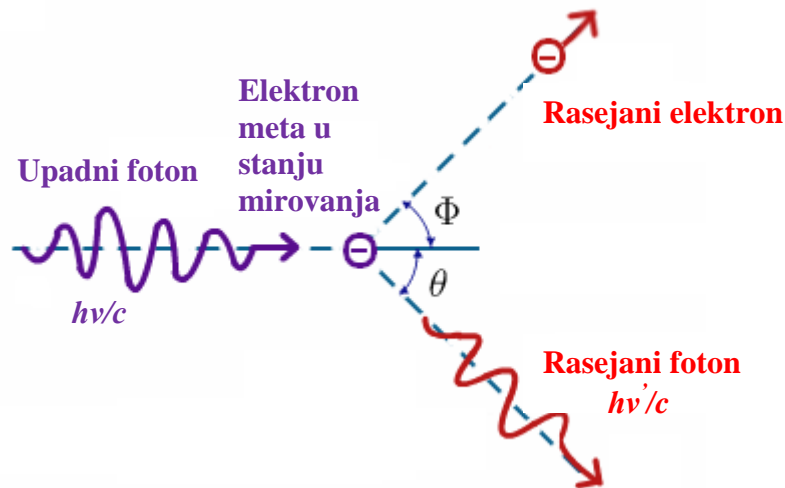
U ovom procesu elektromagnetno zračenje se rasejava na slobodnom elektronu. Rasejano elektromagnetno zračenje je nekoherentno, jer talasna dužina rasejanog zračenja zavisi od ugla rasejanja. Kompton je na osnovu kvantne mehanike objasnio nastanak nekoherentnog rasejanja elektromagnetnog zračenja na slobodnom elektronu. Prema ovom razmatranju, kvanti elektromagnetnog zračenja se tretiraju kao čestice koje se elastično rasejavaju na slobodnim elektronima, kao što je to prikazano na slici 2.4. Prilikom elastičnog rasejanja fotona na slobodnom elektronu mora da važi zakon održanja impulsa i energije, što je iskazano sledećim jednačinama:

$$h\nu = h\nu' + T_e \quad (2.13)$$

i

$$\frac{\vec{h\nu}}{c} = \frac{\vec{h\nu'}}{c} + \frac{m_e \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (2.14)$$

gde je $h\nu$ energija upadnog fotona, a $h\nu'$ energija rasejanog fotona, T_e je kinetička energija uzmaknutog elektrona, m_e je masa elektrona, c je brzina svetlosti, a $\beta = v/c$.



Slika 2.4. Šematski prikaz Komptonovog rasejanja.

Koristeći se navedenim jednačinama lako se može odrediti razlika talasnih dužina rasejanog i upadnog elektromagnetnog zračenja i ona iznosi:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \Lambda(1 - \cos\theta) = 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (2.15)$$

gde su λ i λ' talasne dužine upadnog i rasejanog elektromagnetnog zračenja, a $\Lambda = \frac{h}{m_e c} = 2.42 \cdot 10^{-10} \text{ cm}$ je Komptonova talasna dužina elektrona. Prema (2.15) talasna dužina rasejanog zraka raste sa povećanjem ugla rasejanja, kao što se iz navedenog primera veoma jasno vidi:

$$\begin{array}{lll} \text{za } \theta = 0 & \text{za } \theta = \pi/2 & \text{za } \theta = \pi \\ \Delta\lambda = 0; & \Delta\lambda = \Lambda; & \Delta\lambda = 2\Lambda; \end{array}$$

Iz navedenih primera je očigledno da promena talasne dužine isključivo zavisi od ugla rasejanja, a ne od talasne dužine upadnog elektromagnetnog zračenja. Upravo je to razlog što Komptonovo rasejanje nije karakteristično kao dugotalasno elektromagnetno zračenje, jer ako je $\Delta\lambda \ll \lambda$ teško je zapaziti promenu talasne dužine rasejanog zračenja. Međutim, kod kratkotalasnog zračenja, kada je $\Delta\lambda \approx \lambda$, promena talasne dužine posle rasejanja je lako uočljiva.

Koristeći se jednačinama (2.13) i (2.14) može se odrediti energija rasejanog elektromagnetnog zračenja i ona iznosi:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + h\nu/(m_e c^2) \cdot (1 - \cos\theta)} \quad (2.16)$$

gde je $h\nu$ energija upadnog fotona, θ je ugao rasejanja, m_e je masa elektrona, a c brzina svetlosti. Pomoću (2.13) i (2.14) takođe se može odrediti energija uzmaknutog elektrona i ona će biti:

$$T_e = h\nu \frac{2\alpha \cos^2 \phi}{(1 + \alpha)^2 - \alpha^2 \cos^2 \phi} \quad (2.17)$$

gde je $\alpha = h\nu/(m_e c^2)$, a ϕ je ugao između pravca uzmaknutog elektrona i pravca upadnog fotona.

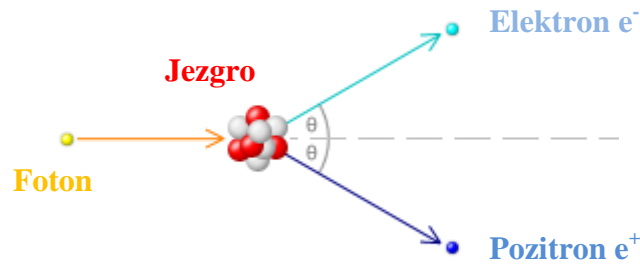
Presek totalnog Komptonovog rasejanja se može izraziti na sledeći način:

$$\sigma_{Comp} = 2\pi r_o^2 \left\{ \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right\} \quad (2.18)$$

gde je r_o radijus elektrona.

2.2.4 STVARANJE PARA ELEKTRON-POZITRON

U slučaju fotoefekta foton potpuno nestaje, tj. celokupnu svoju energiju utroši na izbacivanje elektrona iz elektronskog omotača atoma, kao i na kinetičku energiju uzmaklog elektrona. U slučaju Komptonovog efekta foton predaje samo deo svoje energije slobodnom elektronu, a kod stvaranja para elektron-pozitron celokupna energija fotona se utroši na kreaciju ovih čestica kao i na njihovu kinetičku energiju. Da bi se ovaj efekat javio, energija fotona mora biti veća od $2m_e c^2$. Prema zakonu održanja energije i impulsa, efekat proizvodnje para se ne može javiti u vakuumu. Može se desiti isključivo u prisustvu jezgra atoma ili elektrona.



Slika 2.5. Proces stvaranja para elektron-pozitron u Kulonovom polju jezgra.

Ako se proces stvaranja parova dešava u Kulonovom polju jezgra (slika 2.5), energija praga E_0 fotona, koja je potrebna da bi se par elektron-pozitron mogao obrazovati, ima sledeću vrednost:

$$E_0 = 2m_e c^2 = 1.02 \text{ MeV} \quad (2.19)$$

Za obrazovanje para elektron-pozitron u prisustvu elektrona, energija praga raste i iznosi:

$$E_0 = 4m_e c^2 = 2.04 \text{ MeV} \quad (2.20)$$

Par elektron-pozitron može nastati pod dejstvom dva fotona ako je ispunjen uslov da je njihova energija $(E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}) > 2m_e c^2$ ili pri sudaru dva elektrona ako je njihova totalna kinetička energija $E_e > 4m_e c^2$.

Presek za stvaranje para elektron-pozitron ima složenu formu i može se u analitičkom vidu predstaviti samo u domenu energija $5m_e c^2 < E_\gamma < 50m_e c^2$. Ovaj presek je aproksimativno dat kao:

$$\sigma_p \sim Z^2 \ln E_\gamma \quad (2.21)$$

Kada je energija $E_\gamma < 5m_e c^2$ i $E_\gamma > 50m_e c^2$ presek raste sporije sa povećanjem energije fotona.

2.3 INTERAKCIJA ČESTICA SA MATERIJALOM

Neelastična rasejanja naelektrisanih čestica na elektronima u omotaču su statističke prirode i odvijaju se sa određenom kvantnomehaničkom verovatnoćom, izraženom mikroskopskim presekom. Zbog velikog broja rasejanja duž putanje naelektrisane čestice, fluktuacije ukupnog gubitka energije su male, pa se prenos energije sa zračenja na materijal opisuje srednjim gubitkom energije po jedinici pređenog puta čestice. Ova veličina se naziva zaustavna moć (linearni gubitak energije) i označava sa dE/dx [MeV/cm]. Često se za određeni tip zračenja daje vrednost masene zaustavne moći, koja se označava sa $1/\rho(dE/dx)$ [MeVcm²/g], gde je ρ gustina materijala. Pokazuje se da masena zaustavna moć za jednu vrstu čestica gotovo ne zavisi od materijala kroz koji zračenje prolazi. Ako naelektrisane čestice prolaze kroz materijal sastavljen od više vrsta atoma u vidu smeše ili jedinjenja, zaustavna moć se prema *Bragg*-ovom pravilu izračunava za svaku vrstu atoma posebno i sabira. Procenjuje se da zbog vezivanja atoma u molekule greška ovakvog određivanja zaustavne moći može da iznosi najviše 2%. Ukupni broj jona koje stvori jonizujuća čestica po jedinici pređenog puta naziva se specifična jonizacija i iznosi $(dE/dx)/W$, gde je W energija jonizacije. Energija jonizacije se definiše kao srednja energija potrebna za nastanak para jon-elektron u određenom materijalu. Energija jonizacije je veća od energije veze elektrona. W ne zavisi od energije upadne čestice ukoliko je njena brzina veća od brzine perifernog elektrona u atomskom omotaču. Za brze beta čestice ustanovljeno je da za energije iznad nekoliko keV energija jonizacije ostaje konstantna. Kod alfa čestica, koje su sporije, konstantnost W pojavljuje se tek na energijama iznad nekoliko MeV. Na nižim energijama beta i alfa čestica W raste, jer relativna verovatnoća jonizacije opada u odnosu na ostale procese.

Na dovoljno visokim energijama zračenja energija jonizacije ima približno istu vrednost za sve vrste zračenja. Tako alfa i beta čestice energije 4 MeV imaju približno isto W . S obzirom da je energija jonizacije konstantna u širokom intervalu energija upadnog zračenja, specifična jonizacija je srazmerna linearnom gubitku energije. Ova srazmernost narušena je samo pri veoma niskim energijama zračenja.

Prenos energije i skretanje naelektrisanih čestica usled eksitacije i jonizacije razlikuju se za lake i teške čestice. U lake naelektrisane čestice ubrajaju se elektroni i pozitroni, dok su teške naelektrisane čestice mioni, pioni, protonialfa čestice i druga laka jezgra. Teška jezgra i joni, iako formalno spadaju u drugu navedenu grupu, razmatraju se zasebno, zbog pojave dodatnih efekata pri interakciji sa materijalom [4-6].

2.3.1 NEELASTIČNA RASEJANJA NA ELEKTRONSKOM OMOTAČU ATOMA – TEŠKE NAELEKTRISANE ČESTICE

Neelastični sudari teških naelektrisanih čestica sa elektronima u atomu imaju veliki mikroskopski presek ($\sigma=10^{-17}$ - 10^{-16} cm²). Deo energije koji se prenese pri svakom pojedinačnom rasejanju je mali u odnosu na ukupnu kinetičku energiju čestice. Međutim, u čvrstom materijalu prosečne gustine, broj sudara koje čestica doživi po jedinici pređenog puta je toliko veliki da je zbirni gubitak energije značajan čak i u relativno tankim slojevima materijala. Izraz za zaustavnu moć teške naelektrisane čestice naelektrisanja Z_1q_e u materijalu čiji je atomski broj Z_2 poznat je kao Bete-Blohova formula. U praksi se ovoj formuli dodaju dva korekciona faktora i ona ima oblik:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z_2}{A} \frac{Z_1^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 E_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z_2} \right] \quad (2.22)$$

gde je $r_e = e^2 / (4\pi\epsilon_0 m_e c^2) = 2.817 \cdot 10^{-13}$ cm klasični radijus elektrona, m_e masa mirovanja elektrona, N_A Avogadrov broj, I srednja energija eksitacije, A atomska masa materijala, ρ gustina materijala, $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$, $\beta = v/c$ 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. Multiplikativna konstanta, u izrazu (2.22) koja ne zavisi od naelektrisanja čestice i vrste materijala, ima vrednost $2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.1535$

MeVcm²/g. Maksimalan prenos energije odgovara čeonom sudaru sa elektronom i za naelektrisanu česticu mase M iznosi:

$$E_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2 \frac{m_e}{M} \sqrt{1 + \beta^2 \gamma^2} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2}. \quad (2.23)$$

Kako za teške naelektrisane čestice važi $M \gg m_e$, izraz (3.2) svodi se na:

$$E_{\max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2. \quad (2.24)$$

Egzaktan teorijski izraz za srednju energiju eksitacije I je veoma složen, zbog čega se u praksi koriste empirijski izrazi:

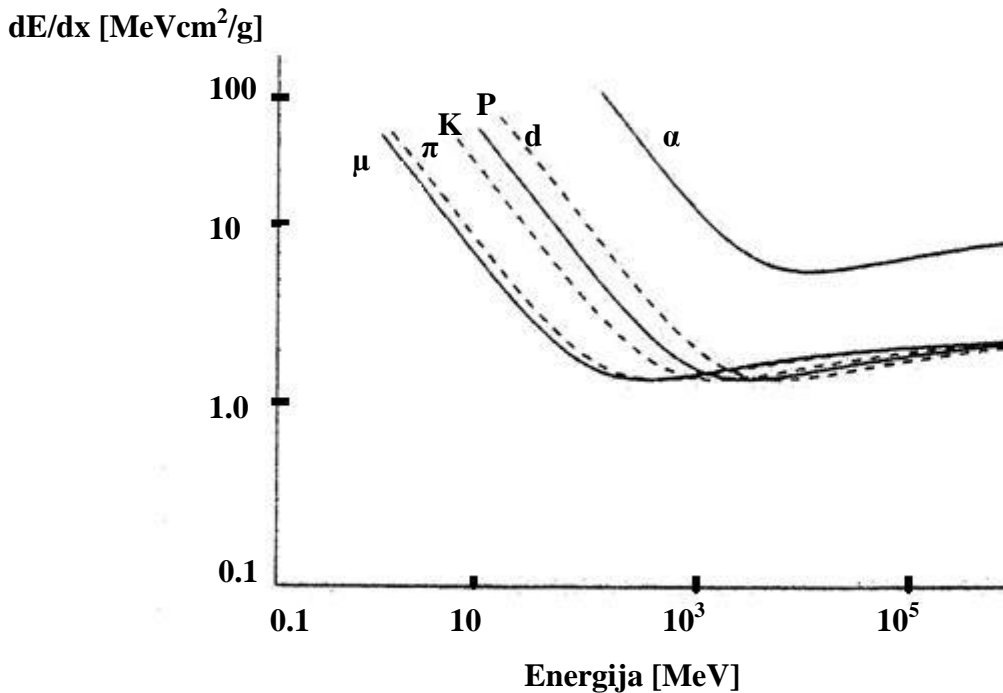
$$\begin{aligned} \frac{I}{Z_2} &= 12 + \frac{7}{Z_2} [eV], Z_2 < 13 \\ \frac{I}{Z_2} &= 9.76 + 58.8 Z_2^{-1.19} [eV], Z_2 \geq 13 \end{aligned} \quad (2.25)$$

Efekat gustine javlja se usled polarizacije atoma sredine koju izaziva električno polje naelektrisane čestice. Zbog ove polarizacije, elektroni na većem rastojanju od putanje čestice biće zaklonjeni od punog dejstva električnog polja, što znači da će u manjoj meri doprinosti gubitku energije u odnosu na predviđanje originalne Bete-Blohove formule. Efekat gustine izraženiji je za naelektrisane čestice većih energija. Pored toga, ovaj efekat zavisi i od gustine materijala, odakle i potiče njegov naziv, jer je indukovana polarizacija veća u čvrstim materijalima, nego u razređenim sredinama kao što su gasovi. Vrednost faktora δ određuje se empirijski za različite opsege vrednosti proizvoda $\beta\gamma$.

U osnovnom obliku, Bete-Bloh-ova formula izvedena je pod pretpostavkom da elektron miruje u odnosu na upadnu naelektrisanu česticu. Ta pretpostavka nije održiva kada je brzina upadne čestice istog reda veličine ili manja od orbitalne brzine elektrona vezanih za atom. U tom slučaju značajni su efekti koji zavise od rasporeda elektrona po ljuskama u atomu. Izraz za faktor C određuje se empirijski i zavisi od I , β i γ .

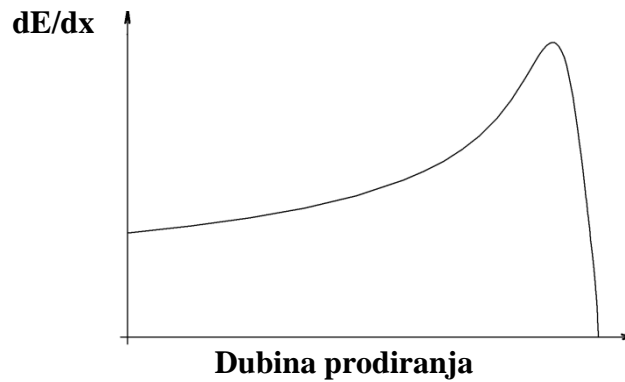
Pored korekcija za efekat gustine i raspored elektrona po ljuskama, u Bete-Blohovu formulu moguće je uvesti još niz korekcionih faktora, ali njihov zbirni uticaj na vrednost zaustavne moći je manji od 1%.

Energetska zavisnost masene zaustavne moći za nekoliko vrsta teških naelektrisanih čestica prikazana je na slici 2.6. Krive na ovoj slici, dobijene na osnovu formule (2.22), ne zalaze u oblast najnižih energija. Pri veoma niskim brzinama čestice ($\beta < 0.1$) javlja se niz veoma složenih pojava, koje čine Bete-Blohovu formulu neprimenljivom. Najvažniji među ovim efektima je težnja naelektrisane čestice da za sebe vezuje elektrone, što smanjuje njeno efektivno naelektrisajne, a time i zaustavnu moć. Uzimanje ove pojave u obzir složen je problem, naročito u slučaju teških jona.



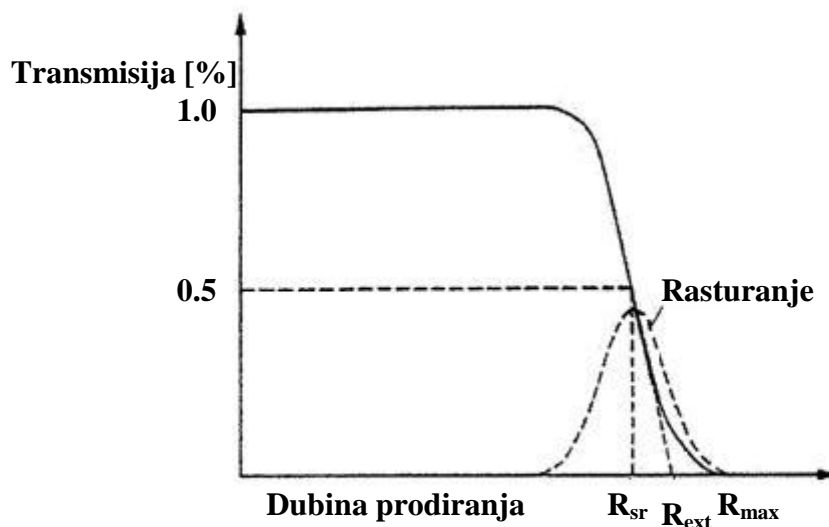
Slika 2.6. Energetska zavisnost masene zaustavne moći za nekoliko vrsta teških naelektrisanih čestica.

Na slici 2.7 prikazana je Bragova kriva zavisnosti srednje specifične jonizacije monoenergetskog snopa teških naelektrisanih čestica od dubine prodiranja. Bragova kriva često se daje i kao zavisnost zaustavne moći od dubine prodiranja, jer je specifična jonizacija srazmerna zaustavnoj moći u širokom intervalu energija upadnog zračenja. Gubitak energije teških naelektrisanih čestica po jedinici pređenog puta raste pri kraju njihove putanje. Pred samo zaustavljanje, kada su već izgubile najveći deo svoje energije, one počinju da zahvataju elektrone, usled čega zaustavna moć i specifična jonizacija naglo opadaju.



Slika 2.7. Bragova kriva zavisnosti srednje specifične jonizacije monoenergetskog snopa teških naelektrisanih čestica od dubine prodiranja.

Dubinu u materijalu do koje dospevaju naelektrisane čestice moguće je opisati na nekoliko načina. Dubina prodiranja predstavlja normalnu projekciju traga (putanje) jedne čestice na pravac incidentnog snopa. Pravi domet se definiše kao srednja dužina traga za čitav snop čestica. Srednji domet R_{sr} određuje se sa transmisione krive, predstavljene na slici 2.8, kao dubina na kojoj polovina upadnih čestica biva zaustavljena. Na transmisionoj krivoj, koja predstavlja procenat upadnih naelektrisanih čestica dospelih do određene dubine materijala, moguće je prikazati još i ekstrapolirani domet R_{ext} – dubinu do koje su sve čestice zaustavljene. Srednji i ekstrapolirani domet nekad se određuju i sa Bragove krive, u preseku produžetka završnog dela krive, na kom specifična jonizacija naglo opada, i ose dubine prodiranja.



Slika 2.8. Transmisiona kriva.

Pretpostavka da naelektrisana čestica duž putanje postupno gubi energiju putem velikog broja rasejanja poznata je kao aproksimacija kontinualnog usporavanja (*CSDA - Continuous Slowing Down Approximation*). U ovoj aproksimaciji domet se izračunava kao:

$$R_{CSDA} = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{dE/dx}, \quad (2.26)$$

gde je E_0 početna energija čestica u monoenergetskom upadnom snopu, a dE/dx zaustavna moć. Zbog skretanja pri elastičnim rasejanjima na jezgrima, koje je u osnovi stohastičke prirode, dve naelektrisane čestice istog tipa i iste dužine traga neće imati istu dubinu prodiranja. Pored toga, statistički karakter gubitaka energije pri svakom sudaru proizvodi fluktuacije u dužini traga čestica monoenergetskog snopa, poznate kao rasturanje. Ova dva efekta dovode do fluktuacija dubine prodiranja, koje su izraženije za lake naelektrisane čestice (elektrone i pozitroni) [4-6].

2.3.2 NEELASTIČNA RASEJANJA NA ELEKTRONSKOM OMOTAČU ATOMA – LAKE NAELEKTRISANE ČESTICE (ELEKTRONI I POZITRONI)

Mehanizam neelastičnog rasejanja elektrona i pozitrona na elektronskom omotaču u osnovi je isti kao i za teške čestice. Izraz za linearni gubitak energije se ipak modifikuje iz dva razloga. Pretpostavka da upadna čestica ne skreće pri rasejavanju, koja je usvojena pri izvođenju formule (2.22), nije održiva zbog male mase elektrona i pozitrona. Elektron i pozitron u sudaru sa elektronom iz omotača mogu da izgube veći deo energije nego teška naelektrisana čestica, što dovodi do veće razlike u dužini traga (većeg rasturanja dužine traga) lakih naelektrisanih čestica iste početne energije. Pored toga, kada je upadna čestica elektron, potrebno je uzeti u obzir da se sudar odvija između dve identične čestice, zbog čega nakon sudara nije moguće razlikovati elektron koji je prvobitno bio upadni od elektrona iz omotača. Izraz za sudarnu (kolizionu) zaustavnu moć lake naelektrisane čestice, koja predstavlja srednji linearni gubitak energije putem jonizacije i eksitacije, u materijalu čiji je atomski broj Z , ima oblik:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{KOL} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/(m_e c^2))} \right) + F(\tau) - \delta - 2 \frac{C}{Z_2} \right], \quad (2.27)$$

gde je $\tau = m_e v^2 / (2m_e c^2) = v^2 / (2c^2)$ kinetička energija upadne lake čestice izražena kao umnožak energije mirovanja elektrona (pozitrona) $m_e c^2$. Faktor $F(\tau)$ razlikuje se za elektrone i pozitrone:

$$F_e^-(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\frac{\tau^2}{8} - (2r+1)\ln 2}{(\tau+1)^2} \quad (2.28)$$

$$F_e^+(\tau) = 2 \ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left(23 + \frac{14}{\tau+2} + \frac{10}{(\tau+2)^2} + \frac{4}{(\tau+2)^3} \right), \quad (2.29)$$

Ostale veličine u izrazu (2.27) imaju isto značenje kao u izrazu (2.22). Pored sudarne zaustavne moći, ukupni linearni gubitak energije elektrona i pozitrona uključuje i radijacionu zaustavnu moć, koja opisuje gubitak energije elektrona na zakočno zračenje [7, 8].

2.3.3 INTERAKCIONI PROCESI NEUTRONA

Neutroni mogu biti proizvedeni na različite načine. Raspodela energija koje su dostupne zavisi od metoda pomoću kojeg je dobijen slobodni neutron. Spori, srednji i brzi neutroni su prisutni u okolini jezgra nuklearnog reaktora. Iz radionuklida ^{252}Cf , emituju se neutroni različitih kinetičkih energija. Neutronske zrake se dobijaju i iz ciklotrona i akceleratora u kojima se element sa niskim Z (npr. ^3H ili ^9Be) bombarduje pozitivno naelektrisanim česticama (npr. ^1H , ^2H , ^3H) koje se kreću velikom brzinom. Neutroni se oslobađaju kao rezultat ovog bombardovanja. Energetska raspodela neutrona iz ovih uređaja zavisi od materijala mete i vrste i energije čestice kojom se vrši bombardovanje. Zbog nedostatka naelektrisanja, neutronske reakcije se dešavaju gotovo isključivo na atomskim jezgrima. Interakcije mogu biti elastične ili neelastične. Sudar je neelastičan ako se deo energije iskoristi za eksitaciju jezgra. Tokom elastičnog sudara, najveći prenos energije sa neutrona na jezgro dešava se kada su mase jezgra i neutrona jednake.

2.3.4 NEELASTIČNA RASEJANJA NA JEZGRU

Pod uticajem električne sile kojom jezgro deluje na prolazeću naelektrisanu česticu ona skreće, emitujući elektromagnetno zračenje. Ovo zračenje naziva se zakočnim X zračenjem. Verovatnoća emisije zakočnog zračenja srazmerna je kvadratu atomskog broja materijala, a obrnuto srazmerna kvadratu mase naelektrisane čestice. To znači da je ova vrsta interakcije značajna samo za lake naelektrisane čestice (elektrone i pozitron) u teškim materijalima (velikog Z). Ispravnu teorijsku interpretaciju zakočnog zračenja daje kvantna elektrodinamika, prema kojoj je u kontinualnom spektru X zraka verovatnija emisija zraka manje nego veće energije. Verovatnoća emisije takođe raste sa porastom energije čestice. Na manjim energijama elektrona, energija se uglavnom gubi na jonizaciju i eksitaciju, dok zakočno zračenje odnosi znatno manji deo. U olovu, na primer, radijacioni gubici energije elektrona dostižu sudarne gubitke pri energiji od oko 9 MeV. Iznad tih energija gubitak na zračenje sve više prevladava, da bi na visokim energijama bio dominantni način gubitka energije elektrona.

Pošto emisija zakočnog zračenja zavisi od jačine električnog polja koje deluje na elektron ili pozitron, zaklanjanje jezgra atomskim elektronima ima veliki uticaj na radijacionu zaustavnu moć. Ukupna zaustavna moć elektrona i pozitrona sastoji se od dve komponente, kolizione (sudarne) i radijacione:

$$-\frac{dE}{dx} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{KOL} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{RAD}, \quad (2.30)$$

za koje važi približna relacija:

$$\frac{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{KOL}}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{RAD}} \approx \frac{700}{ZE}, \quad (2.31)$$

gde je Z atomski broj materijala, a E energija elektrona ili pozitrona izražena u MeV.

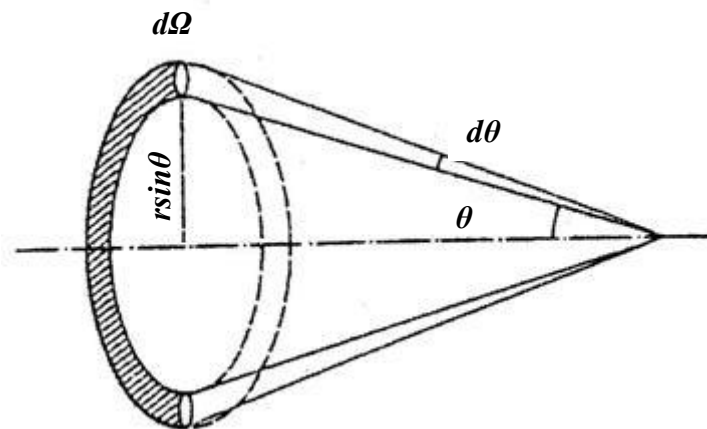
2.3.5 ELASTIČNA RASEJANJA NA JEZGRU

Problem skretanja naelektrisane čestice pri elastičnom sudaru sa jezgrom analizirao je Raderford, proučavajući rasejavanje snopa alfa čestica pri prolasku kroz

tanku zlatnu foliju. Rezultati tog eksperimenta, naveli su Raderforda da predloži planetarni model atoma. Njegova analiza odnosi se na slučaj kada je jezgro znatno teže od projektila, zbog čega se smatra da ostaje nepokretno. Posledica ove pretpostavke je da se energija upadne naelektrisane čestice ne menja pri sudaru, već da samo dolazi do njenog skretanja. Takođe se pretpostavlja da je sila između naelektrisane čestice i jezgra isključivo kulonovska (centralna sila koja opada sa kvadratom rastojanja), kao i da se uticaj elektrona u omotaču može zanemariti. U tom slučaju diferencijalni presek $\sigma_d(\theta)$ za rasejanje naelektrisane čestice pod uglom θ , definisan kao broj čestica dN' rasejanih u prostorni ugao $d\Omega$ po ukupnom broju upadnih čestica N i po površinskoj koncentraciji jezgara $n \cdot d$, dobija se u obliku:

$$\sigma_d(\theta) = \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{dN'}{Nnd \cdot d\Omega} = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \left(\frac{Z_1 Z_2 q_e^2}{4E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}, \quad (2.32)$$

gde je n zapreminska koncentracija jezgara, d debljina folije, $Z_1 q_e$ naelektrisanje čestice, $Z_2 q_e$ naelektrisanje jezgra, $q_e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{C}$ elementarno naelektrisanje, E kinetička energija čestice. Prostorni ugao $d\Omega$ određen je sa dva koaksijalna konusa sa temenima u jezgrou, čiji su otvori 2θ i $2(\theta + d\theta)$, kao na slici 2.9. Pretpostavlja se da se projektil unutar folije rasejava samo jednom, tj. da nema višestrukih rasejanja. U slučaju da jezgro pri elastičnom rasejanju uzmiče, izraz (2.32) i dalje važi, ali samo u sistemu centra mase.



Slika 2.9. Uz izraz za Raderfordov diferencijalni presek.

Do izraza (2.32) za diferencijalni presek se dolazi kako klasičnim, tako i kvantnomehničkim razmatranjem, uz zanemarivanje efekta spina i tretiranjem jezgra kao nepokretnog tačkastog centra rasejanja. Pri relativističkim brzinama naelektrisane čestice, Raderfordov presek se modifikuje uzimanjem efekta spina u obzir, što dovodi do Motovog diferencijalnog preseka:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mot} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Raderford} \cdot \left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}\right), \quad (2.33)$$

gde je $\beta=v/c$, a $(d\sigma/d\Omega)_{Raderford}$ diferencijalni presek dat uzrazom (2.32). Kada β teži 1, izraz (3.12) svodi se na:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mot} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Raderford} \cdot \cos^2 \frac{\theta}{2}. \quad (2.34)$$

Eksperimentalno dobijene vrednosti preseka za rasejanje elektrona na jezgrima su niže od teorijskih koje predviđaju izrazi (2.33) i (2.34). Razlog ovome je prostorna raspodela naelektrisanja u jezgru, koju je moguće opisati pomoću faktora $F(q^2)$. Uzimajući u obzor odstupanje raspodele naelektrisanja atomskog jezgra od tačkaste, diferencijalni presek za elastično rasejanje naelektrisane čestice na jezgru dobija se u obliku:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mot} \cdot |F(q^2)|^2, \quad (2.35)$$

gde se form faktor definiše kao Furijeova transformacija zapreminske gustine naelektrisanja jezgra ρ :

$$F(q^2) = \frac{1}{Ze} \int_V \rho(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{q}\vec{r}/\hbar} d\vec{r}, \quad (2.36)$$

pri čemu se integracija vrši po ukupnoj zapremini jezgra V , a \vec{q} predstavlja promenu impulsa projektila.

Za nerelativističko razmatranje elastičnog sudara sa jezgrom, koje je primenjivo na teške naelektrisane čestice i neutrone, dobija se da je energija ΔE koju projektil mase m_p i kinetičke energije E_{kp} predaje jezgru mase M :

$$\Delta E = \frac{4m_p M}{(m_p + M)^2} \sin^2 \frac{\psi}{2} \cdot E_{kp}, \quad (2.37)$$

gde je Ψ ugao pod kojim se projektil raseje u odnosu na upadni pravac u laboratorijskom sistemu. Maksimalan prenos energije dešava se pri čeonom sudaru, kada je $\Psi=\pi$, odnosno $\sin^2(\Psi/2)=1$.

Za elektrone su relativistički efekti izraženiji, jer su zbog male mase moguće velike brzine, odnosno vrednost odnosa $\beta=v/c$ veće od 0,9. Aproksimativni relativistički izraz za energiju koju elektron predaje jezgru pri elastičnom rasejanju, uz pretpostavku da važi $M \gg m_e$, dobija se u obliku:

$$\Delta E = \frac{2E_{ke}(E_{ke} + 2m_e c^2)}{Mc^2} \cos^2 \varphi, \quad (2.38)$$

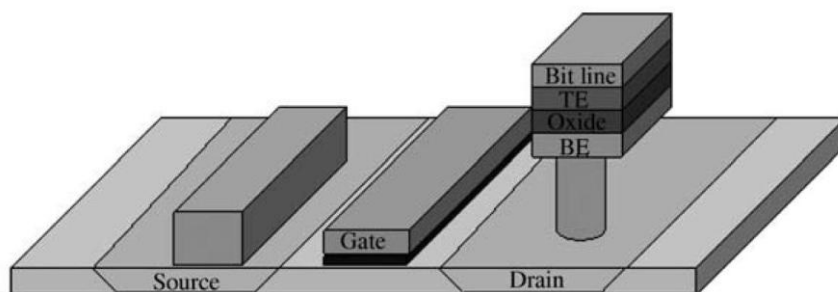
gde je M masa jezgra, E_{ke} kinetička energija upadnog elektrona, m_e njegova masa mirovanja, φ ugao pod kojim jezgro uzmakne u odnosu na upadni pravac elektrona u laboratorijskom sistemu. I ovde je, kao za teške čestice, prenos energije najveći pri čeonom sudaru ($\varphi=0$, $\cos^2 \varphi=1$) [4-9].

3 REZISTIVNE MEMORIJE SA PROIZVOLJNIM PRISTUPOM

PRISTUPOM

3.1 UVOD

Rezistivna memorija sa proizvoljnim pristupom (eng. *Resistive Random Access Memory* - RRAM) je u poslednje vreme postala popularna tehnologija izrade postojanih memorija zbog relativno jednostavnog načina proizvodnje, kao i zbog svojih električnih performansi. RRAM memorijska ćelija se sastoji od strukture metal-izolator-metal. U RRAM memorijskom nizu, RRAM ćelija je vezana za tranzistor ili diodu zbog izolacije, kao što je prikazano na slici 3.1. Usled lokalne promene stehiometrije indukovane električnim poljem, izolator može da pretrpi tranziciju iz izolatora u metal, slično Motovoj tranziciji. Metal-izolator-metal struktura RRAM memorijske ćelije je dosta jednostavnija za razliku od složene dinamičke RAM strukture (DRAM), višeslojne magnetne strukture magnetno rezistivnih RAM memorija (MRAM), kombinacije različitih funkcionalnih struktura fazno promenljivih memorija (eng. *Phase Change Memory* - PCM) ili oksid-nitrid-oksidi (ONO) dielektrika u fleš memorijama. Električne performanse RRAM uređaja su generalno daleko bolje nego kod drugih alternativnih tehnologija izrade memorija. U tabeli 3.1 je dato kratko poređenje osobina RRAM memorija sa drugim tehnologijama izrade memorija koje su u razvoju danas [10].



Slika 3.1. Osnovna struktura RRAM memorije. Ovde je MOSFET (eng. *Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor*) korišćen kao pristup RRAM memoriji. RRAM se sastoji od donje elektrode (eng. *bottom electrode* - BE), oksida, i gornje elektrode (eng. *top electrode* - TE) [10].

Većina novih tehnologija postojećih memorija nadmašuje NAND, NOR fleš i DRAM memorije u izdržljivosti, odnosno broju operativnih ciklusa. Neke od njih su osetljive na dodatne eksterne parametre: PCM su osetljive na temperature iznad 150°C zbog kristalizacije, dok su MRAM osetljive na obrtnu silu eksternog DC magnetnog polja primenjenog dovoljno dugo vremena. Takođe, među ovim tehnologijama, samo RRAM može pokazati prekidačke osobine pri strujama ispod 10 μ A za vreme kraće od 1 ns. RRAM memorije mogu biti napravljene od različitih materijala. One mogu biti kategorisane prema tome da li defekti u materijalu (tipično vakancije kiseonika) ili sama elektroda obezbeđuje glavne jonske nosioce uključene u prekidački mehanizam. One dalje mogu biti podeljene na memorije bazirane na perovskit materijalima i na binarnim oksidima metala. Perovskit materijali su poznati po tome što su dobri provodnici na bazi jona kiseonika, dok binarni oksidi metala imaju zanemarljivu provodnost po svojoj zapremini i zahtevaju formiranje provodnih trajektorija u prilikom procesa elektroformiranja [10].

Rezistivna postojana memorijska ćelija se sastoji od odgovarajućeg materijala, koji ima rezistivna prekidačka svojstva, smeštenog između dve metalne elektrode. Do danas, rezistivni prekidački efekti su otkriveni i proučavani kod raznih vrsta materijala, kao što su binarni oksidi (TiO_2 , SiO_2 , CuO , NiO , CoO , Fe_2O_3 , MoO , VO_2), sistemi bazirani na silicijum dioksidu, sistemi bazirani na metalima, oksidi sa perovskitnom strukturom ($\text{Pr}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$, $\text{SrTiO}_3\text{:Cr}$), sulfidi (Cu_2S , Ag_2S), poluprovodnici (Si , GaAs , ZnSe-Ge) i organska jedinjenja. Struktura između elektroda podrazumeva najčešće samo oksidni materijal (koji može imati segmente sa različitim nivoima otpornosti), ili je u pitanju sendvič struktura, gde pored oksidnog sloja postoje slojevi pomenutih materijala [11].

Kombinacija dobrih osobina RRAM memorija ih opredeljuje za veliki broj različitih primena. Najšire razmatrana primena jeste skladištenje podataka, tipično kao zamena za NAND fleš memoriju. Zahtev jeste da minimalna dimenzija ćelije bude $2F \times 2F = 4F^2$, gde je F tehnološka površina, na kojoj je smešteno više od jednog bita. Ovo može biti postignuto kroz funkcionisanje ćelije na više nivoa (eng. *multi-level cell operation* - MLC) ili slaganjem više nivoa aktivnog materijala na istom supstratu. Druga metoda zahteva pristup sa jednom diodom i jednim otpornikom (1D1R), što je urađeno u *Samsungu* i u *Unity Semiconductoru*. Međutim, trenutno je veoma teško

istovremeno postići i visoki ON/OFF odnos i dovoljnu jačinu struje. Frekventno pristupanje podacima, za razliku od samo skladištenja, se bolje postiže manjim nizovima i većom ćelijskom dimezijom, dozvoljavajući dovoljnu struju za funkcionisanje pri velikim brzinama. U ovom slučaju, standardna operacija na bazi jednog tranzistora i jednog otpornika je dovoljna, sa veličinom ćelije do $9-12 F^2$. Druge primene mogu dozvoliti zamenu dualnog memorijskog multi-čip paketa (eng. *dual-memory multi-chip package* - MCP) samo jednim RRAM-om, na primer kombinujući veliku brzinu DRAM-a i postojanost NOR fleš memorije sa veoma visokom izdržljivošću [10].

Tabela 3.1. Osnovne osobine tehnologija izrade memorija koje se koriste danas.

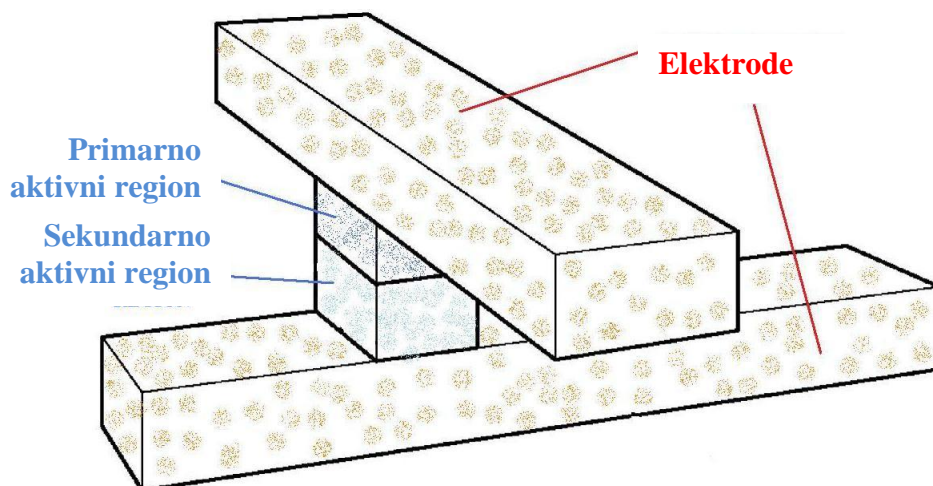
Osobina	VRSTA MEMORIJE						
	SRAM	DRAM	Fleš	PCM	MRAM	FeRAM	RRAM
Mehanizam	Zadržavanje (blokada) napona	Skaladištenje naelektrisanja	Skaladištenje naelektrisanja	Otpornost amornog stanja	Magneto-otpornost	Električno polje dipola	Lokalizovana provodnost Modifikacija interfejsa
Postojanost	Nepostojana	Nepostojana	Postojana	Postojana	Postojana	Postojana	Postojana
Izdržljivost	10^{17} ciklusa	10^{10} ciklusa	10^5 ciklusa	10^6 ciklusa	10^{14} ciklusa	10^{16} ciklusa	10^{10} ciklusa
Kapacitet	MB	GB	GB	MB	MB	MB	MB
Brzina	< ns	ns	μ s	100 ns	ns	100 ns	< ns
Energija po bitu	pJ	30 fJ/ms	10-100 pJ/strani	10 pJ	pJ	< 0.1 pJ	< 0.1 pJ

Puno posla ostaje u polju razvoja RRAM tehnologije. Prvo i najvažnije, osnovni mehanizam za rezistivno prekidanje mora biti temeljno objašnjen. Mehanizmi će se razlikovati za različite materijale, kao i prema tome da li je mehanizam prekidanja unipolaran ili bipolaran. Drugo, demonstracija pouzdanosti rada RRAM tehnologije će dalje ohrabriti uvođenje ove tehnologije u industriju. Najveći ostvaren niz čiji je rad pokazan jeste 64Mb četvoroslojna provodna memorija bazirana na metal-oksidu (eng. *conductive metal oxide* - CMOx). Ovo se može porediti sa Samsungovim 512Mb PCM-om demonstriranim 2006. godine, nedavno pokazanim 128Mb Omneo PCM proizvodom kompanije Numonyx, 16Mb MRAM memorijom kompanije Everspin i 8Mb FeRAM proizvodom firme Ramtron. Postoje nagoveštaji da RRAM, kao i druge

alternativne tehnologije postojećih memorija, i dalje mora proći određene faze razvoja pre nego što bude konkurentan NAND fleš ili DRAM memoriji na visokoj Gb skali. Sa druge strane, s obzirom na to da je veličina niza određena zahtevima primene, ovakav razvoj nagoveštava da ove nove tehnologije postojećih memorija, naročito RRAM, imaju potencijal da stvore novo tržište bazirano na njihovim specifičnim osobinama [10].

3.2 ČELIJA REZISTIVNE POSTOJANE MEMORIJE

Ćelija rezistivne postojane memorije se sastoji od najmanje dve elektrode, širine reda nm, i aktivnog dela koji je smešten između i u kontaktu je sa elektrodama. Aktivni deo je sačinjen od materijala koji ima prekidačka svojstva u kome je moguće kretanje nosilaca naboja pod dejstvom električnog polja [12]. Ćelija zadržava nelinearnu vezu između vremenskog integrala napona na njenim krajevima i struje koja protiče kroz njega. Iz ove nelinearne relacije proizilaze i glavne osobine memorijske ćelije: histerezisne osovine $i-v$ krive i sposobnost da ćelija funkcioniše kao prekidač, zadržavajući ili pamteći vrednost otpornosti [13,14]. Barem jedna od elektroda jeste metalna elektroda, koja ima ulogu da redukuje ili eliminiše smanjenje koncentracije kiseonika u uređaju, čuvajući stehiometriju spoja konstantnom slikom 3.2 [12].



Slika 3.2. Prikaz modela ćelije rezistivne postojane memorije, koja se sastoji od aktivnog dela (primarnog i sekundarnog) smeštenog između dve elektrode [12].

Primarno aktivni region čini tanak film materijala koji je poluprovodnik ili nominalno izolator, koji je slab jonski provodnik koji može biti dopiran elektronskim donorima u vidu intersticijalnih atoma, vakancija ili nečistoća. Ovaj region može transportovati i zadržavati jone koji se ponašaju kao dopanti i time kontrolisati kretanje elektrona kroz opisanu strukturu. Osnovni režim rada uređaja je zasnovan na primeni dovoljno velikog električnog napona da izazove transport pokretljivih dopanata u okviru primarno aktivnog regiona putem jonskog transporta.

Sekundarno aktivni region se sastoji od materijala koji se ponaša kao izvor i kao zamka za doping vrste. Kao primer formiranja sekundarno aktivnog regiona uzima se difuzina injekcija dopanata inicijatora u primarno aktivni region, gde oni reaguju sa malim delom (sloj od nekoliko nm ili manje) primarno aktivnog regiona. Hemijskim reakcijama se formira sekundarno aktivni region pri čemu se pokretljivi dopanti nalaze na interfejsu između ostatka primarno aktivnog dela i elektrode. Ovi mobilni dopanti mogu biti i pozitivno i negativno naelektrisani.

Primeri odgovarajućih oksida metala kao konstitutivnih materijala za elektrode jesu RuO_2 , IrO_2 , SrRuO_3 , Ce_2O_3 , MoO_2 , OSO_2 , WO_2 , CrO_2 , metalni manganiti, i oksidi metala retkih zemalja (npr. EuO_x). Odabir određenog oksida metala će zavisiti jednim delom od odabira konstitutivnog materijala aktivnog dela ćelije. Inkorporacija ovakve elektrode u uređaj je korisno sa te strane što blokira napuštanje kiseonika iz uređaja, povećavajući kako vreme poluzivota nosilaca naelektrisanja tako i performanse uređaja [12]. Ako je amplituda primenjenog napona dovoljno velika, joni kiseonika mogu doći do jedne od elektroda, gde mogu formirati O_2 gas i izazvati deformaciju metal/oksid interfejsa, što dovodi do permanentnog prekida rada uređaja [15].

Mogući jedinjenja sa prekidačkim efektom adekvatna kao materijal primarno aktivnog regiona su poluprovodnička jedinjenja sa značajnim prisustvom jonskih veza. Materijal primarnog dela treba da je nedopiran i stehiometrijski, dok je za sekundarni region pogodan materijal istog tipa od koga je sačinjen primarni region, sa velikom koncentracijom pokretnih dopanata u njemu. Samim tim je sekundarni deo veoma provodan, pa promena koncentracije dopanata ima mali efekat na ovaj deo ćelije. Međutim, pošto je primarno aktivni deo ćelije esencijalno čist u pogledu primesa, čak i mala količina pokretljivih dopanata će imati dramatične efekte na provodnost ove oblasti [12].

Materijal primarno aktivnog dela može biti jedinjenje oksida, selenida, sulfida, nitrida, fosfida, arsenida, hlorida, i bromida tranzicionih i metala retkih zemalja, sa prisustvom zemnoalkalnih metala u navedenim jedinjenjima. Postoje i različite legure ovih jedinjenja, koje nude širok opseg kompozita koji su međusobno rastvorljivi. Postoje takođe i miks jedinjenja, gde postoje dva, tri ili više atoma metala u kombinaciji sa elektronegativnim elementima, koji su pogodni kao gradivni materijali ovog regiona. U nekim slučajevima, pokretljive primese u sekundarno aktivnom delu mogu biti vakancije anjona ili elementi različite valentnosti [12].

Materijali za primarno aktivni deo koji uključuju elemente kao što su Ti, Zr i Hf su naročito privlačni zato što su kompatibilni sa Si integrisanom tehnologijom kola, jer je primarno oksidovano stanje ovih elemenata +4, isto kao i kod Si. Kao konstitutivni materijal mogu biti razmatrani oksidi i legure oksida ova tri elementa, u paru ili sva tri u kombinaciji (npr. $Ti_xZr_yHf_zO_2$, gde je $x+y+z=1$). Odgovarajuća grupa jedinjenja uključuje titanate, cirkonate i hafnate, koji su predstavljeni specifičnim primerom $SrTiO_3$, gde je Sr dvovalentan element. Sr može biti zamenjen drugim elementima kao što su Ca, Ba i drugi dvovalentni elementi (npr. Mg, Zn, Cd), dok se Zr i Hf koriste kao zamena za Ti. Ova jedinjenja u opštem slučaju mogu biti prikazana kao ABO_3 , gde je A dvovalentan element, a B jedan od Ti, Zr ili Hf. ABO_3 može imati perovskitnu strukturu [12].

Tabela 3.2. Specifični primeri kombinacija primarnog i sekundarnog aktivnog regiona ćelije rezistivne postojane memorije, i odgovarajući mobilni dopanti.

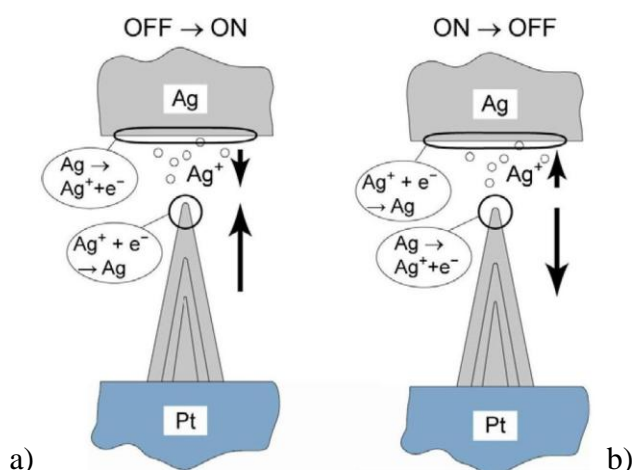
Primarno aktivni region	Sekundarno aktivni region	Mobilni dopant
TiO_2	TiO_{2-x}	Vakancije kiseonika ili intersticijalni atomi metala
ZrO_2	ZrO_{2-x}	Vakancije kiseonika ili intersticijalni atomi metala
HfO_2	HfO_{2-x}	Vakancije kiseonika ili intersticijalni atomi metala
$SrTiO_3$	$SrTiO_{3-x}$	Vakancije kiseonika ili intersticijalni atomi metala
GaN	GaN_{1-x}	Vakancije azota
CuCl	$CuCl_{1-x}$	Vakancije hlora ili intersticijalni atomi bakra
GaN	GaN:S	Joni sulfida

Kao mogući kandidati za primarno aktivno region mogu biti sulfidi i selenidi tranzicionih metala sa jonskom hemijskom vezom. Dalje, to mogu biti poluprovodni halidi, kao što su CuCl, CuBr i AgCl, ili fosfidi i arsenidi različitih tranzicionih i metala retkih zemalja (npr. Sc, Y, La). Specifični primeri kombinacija primarnog i sekundarnog aktivnog regiona ćelije su dati u tabeli 3.2.

3.3 TIPOVI RRAM MEMORIJA

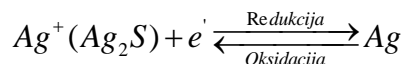
3.3.1 RRAM BAZIRANE NA ELEKTRODAMA

RRAM memorije bazirane na elektrodama obično imaju elektrohemijski aktivnu metalnu elektrodu (srebrnu ili bakarnu) u kontaktu sa materijalom koji lako rastvara i provodi jone metala elektrode [16]. Primenom pozitivnog napona aktivna elektroda (Ag) otpušta jone unutar provodnog materijala (slika 3.3a). Joni se neutrališu nakon stizanja do inertne kontra postavljene elektrode (najčešće Pt), formirajući filamente koji su povezani sa izvornom elektrodom. Kada se jednom potpuno formiraju, filamenti se ponašaju kao provodni mostovi između izvorne aktivne i inertne elektrode. Zato opisani sistem predstavlja memoriju sa proizvoljnim pristupom sa provodnim mostom (eng. *conducting bridge random access memory* - CBRAM) koja je u nisko-rezistivnom ON stanju [17]. Primenom napona suprotnog polariteta, mostovi se razgrađuju otpuštajući jone koji driftuju nazad prema sors elektrodi (slika 3.3b). Ovo dovodi sistem nazad u visoko-rezistivno OFF stanje.

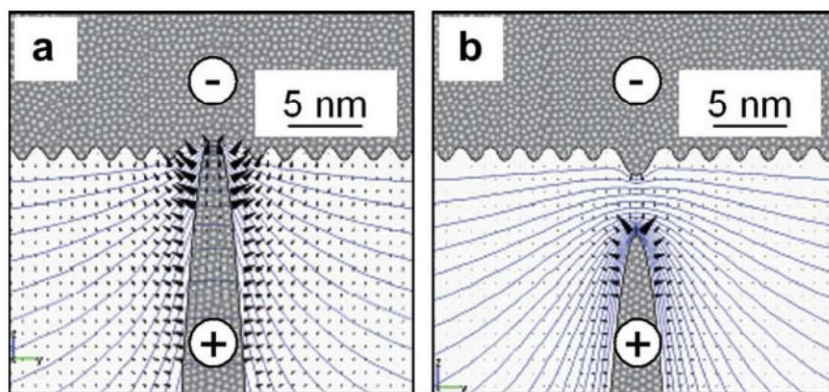


Slika 3.3. Princip funkcionisanja RRAM memorije bazirane na elektodi (CBRAM) [18].

Ponekad, napon istog polariteta može narušiti metalni most [19,20]. Reakcija koja opisuje mehanizam rada CBRAM memorije u slučaju Ag_2S kao provodnog materijala za jone srebra glasi [21]:



Pokazalo se da se otvaranje i zatvaranje provodnih filamenata javlja pri različitim naponima. Koristeći sistemski model sa vodenim elektrolitima pokazalo se da se ova asimetrija javlja usled morfologije sistema, kao što je prikazano na slici 3.4 [22].

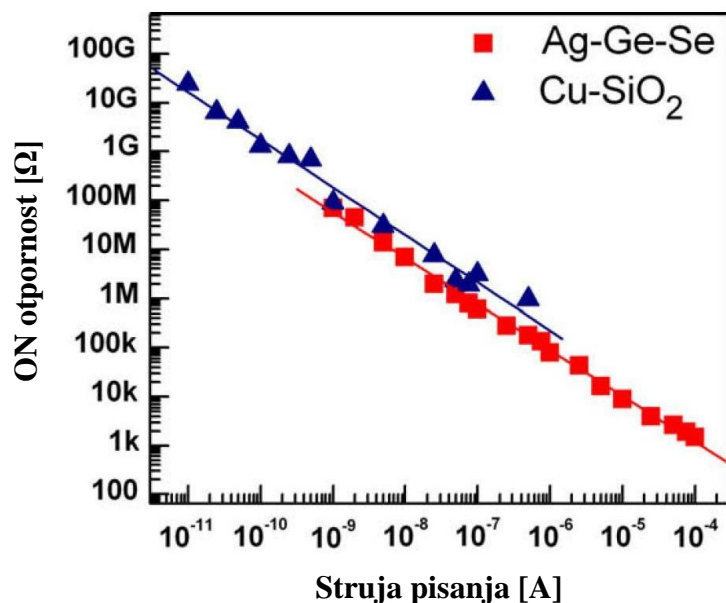


Slika 3.4. Simulacija dejstva napona različitog polariteta na formiranje/prekidanje Ag filamenata. a) kasno ON stanje, b) rano OFF stanje [23].

Mnogi materijali mogu biti korišćeni kao rastvarajući provodni materijali, kao što su halogenidi ($GeSe$) [16-1], oksidi (SiO_2 , WO_x) [24,25], sulfidi [26], monoatomske supstance (npr. amorfni silicijum ili ugljenik) [27,28], pa čak i čist vakuum [29]. Nakon opsežnih istraživanja, određene grupe autora su razvile CBRAM sisteme dimenzija reda 20 nm [26]. Da bi se sprečila neželjena difuzija u međuslojni dielektrik za ove dimezije sistema, neophodna je integracija difuzione barijere (npr. TaN). Pokazalo se da je i termalna stabilnost rastvorenih provodnih mostova takođe jedan od ključnih faktora za zadržavanje podataka.

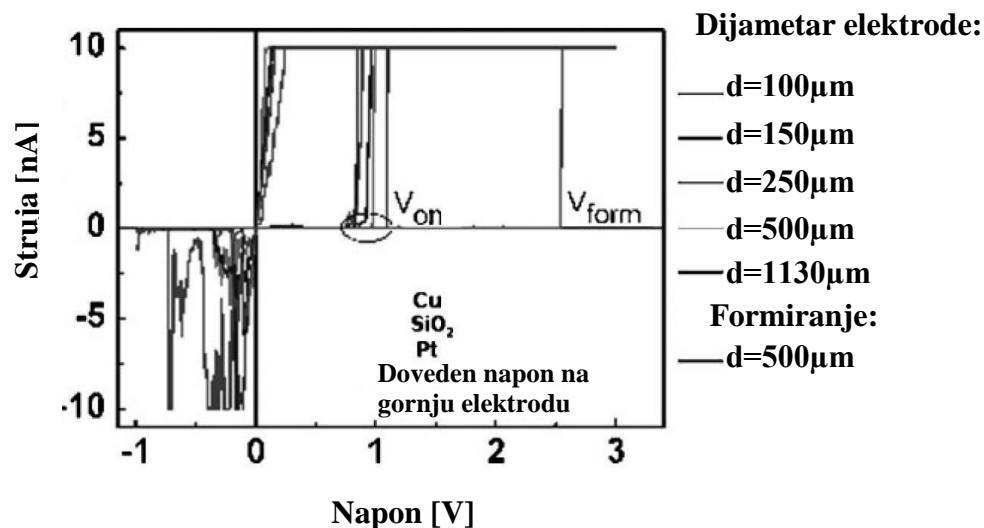
Ciljana ON otpornost može biti određena za široki opseg vrednosti pomoću struje usaglašavanja tokom SET režima. Moguće je kontrolisati ON otpornost u opsegu čak preko osam redova veličine u slučaju $Ag/GeSe$ i Cu/SiO_2 ćelija (slika 3.5) [30,31], što pokazuje izvanredan potencijal skaliranja i mogućnost organizovanja CBRAM ćelija kao višebitnog skladišta. Određena grupa istraživača je razvila elektrohemisjski metal-izolator-metal prekidač koristeći elektronsko-jonski miks provodnik kao jednu

elektrodu [17]. Za izolatorski sloj su korišćene vakuumske šupljine nano dimenzija. Razvoj metalnog filameta je mogao biti kontrolisan sa atomskom preciznošću.



Slika 3.5. Zavisnost ON otpornosti i struje u CBRAM memorijskoj ćeliji [17].

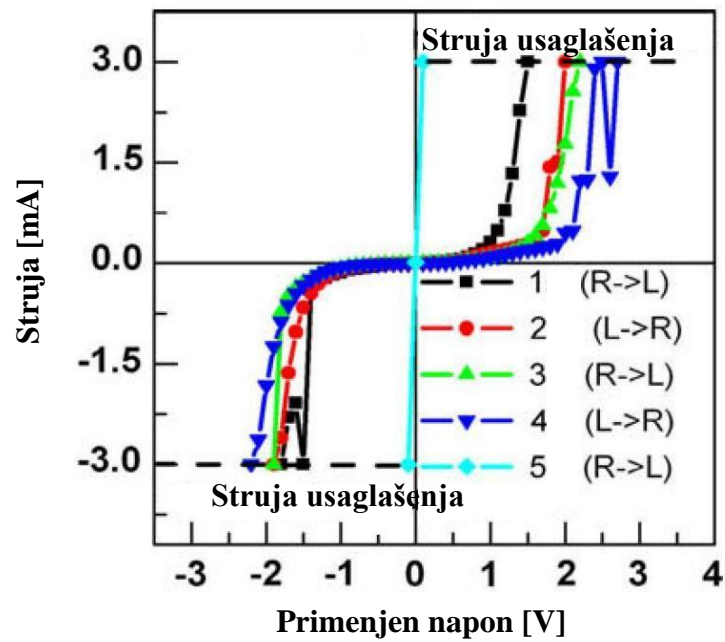
Prilikom proučavanja prekidačkog vremena CBRAM memorija za industrijski relevantan Cu-SiO₂ sistem, ustanovljena je linearna zavisnost sa inverznom strujom (I/I), što je konzistentno sa ograničenom kinetikom injekcije naelektrisanja, kao i eksponencijalna zavisnost sa inverznim naponom (I/V), što je konzistentno sa mehanizmom elektrokristalizacije ili čak mekim probojem [32]. Na osnovu studija [32], da bi se postiglo veoma kratko prekidačko vreme (vreme prekidanja manje od 100 ns), struja bi trebalo biti veća od 10 mA pri naponu od 1V. Međutim, nije izvodljivo obezbediti tako veliku struju unutar gusto pakovanog memorijskog niza. Stoga, da bi se poboljšale performanse, alternativne CBRAM memorije bi trebalo da poboljšaju pokretljivost injektovanih jona od strane sors elektrode. Pokazalo se da se ovo može postići CBRAM memorijama baziranim na sulfidima [26]. Na slici 3.6 je prikazan osnovni prekidački mehanizam za Cu-SiO₂ sistem. Ovaj sistem je prirodni kandidat za laku integraciju sa CMOS uređajima.



Slika 3.6. Osnovne prekidačke krive CBRAM tipa memorije bazirane na Cu-SiO₂ sistemu [33].

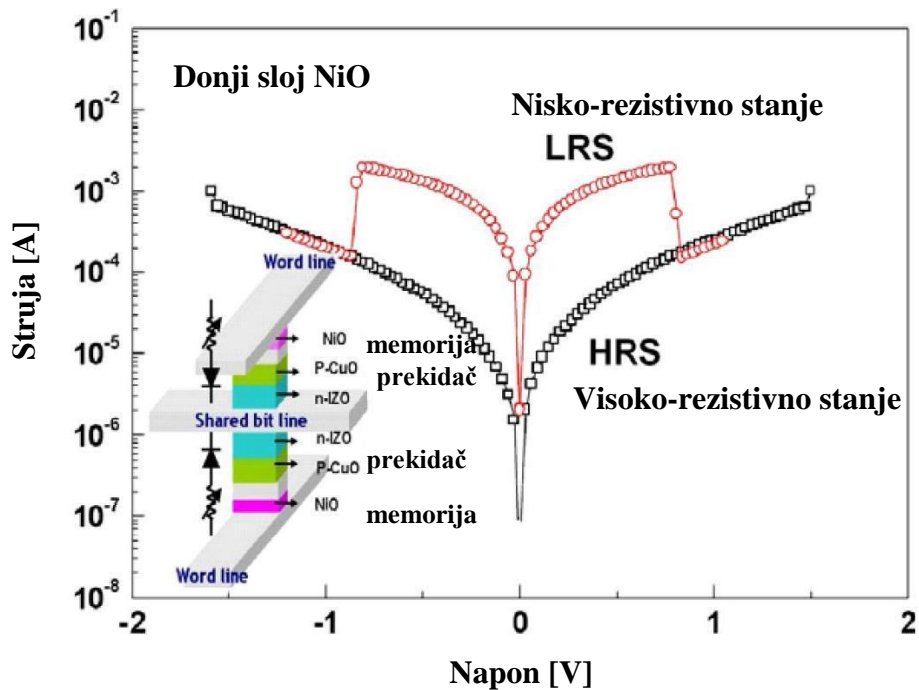
3.3.2 RRAM MEMORIJE BAZIRANE NA TERMOHEMIJSKOM MEHANIZMU

Tipično rezistivno prekidanje bazirano na termalnom efektu ima unipolarnu karakteristiku (videti 3.5.2). Ona je zasnovana na naponski indukovanom delimično dielektričnom proboju u kome se materijal filameta značajno menja usled Džulovog zagrevanja. Usled strujnog usklađenja, formira se samo slab provodni filament sa kontrolisanom otpornošću. Ovaj filament može biti sastavljen od metala elektrode transportovanog u izolator, ugljenika kod organskih materijala [34], ili dekomponovanog izolatorskog materijala kao što je suboksid [35]. Potvrđena je filamentarna priroda provodnih putanja u ON stanju (za NiO [36] i TiO₂ [37]). Pt/NiO/Pt ćelije bazirane na tankom filmu su uspešno integrisane u CMOS tehnologiju da bi demonstrirale postojanost memorijske operacije [38]. Kritični parametar za efekte unipolarnog prekidanja jeste jačina struje usaglašavanja. Zapravo, pokazalo se da TiO₂ tanak film ima bipolarno prekidanje (videti 3.5.1), i da postavljanjem struje usaglašavanja na veću vrednost može biti preokrenut u unipolarno prekidanje (slika 3.7) [39].



Slika 3.7. Tranzicija iz bipolarnog u unipolarno prekidanje kod Pt/TiO₂/Pt ćelije [36].

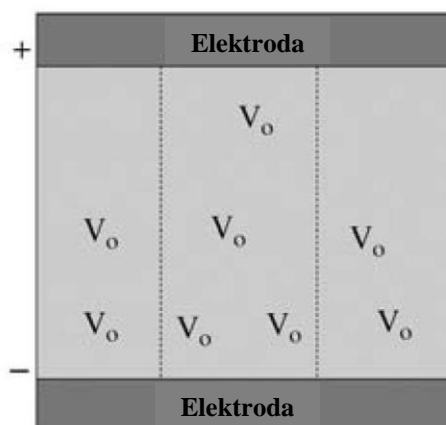
U pasivnim nizovima ćelije za skladištenje moraju se inkorporirati diode u rednoj vezi sa prekidačkim otpornicima da bi se izbeglo zaobilaženje signala od strane ćelija u ON stanju. Za unipolarne ćelije bazirane na oksidima, u cilju integracije funkcionisanja diode, predložen je koncept sendvič strukture (slika 3.8) [40].



Slika 3.8. Dvoslojna IDIR poprečne struktura sa oksidnim diodama kao prekidačkim elementom [41].

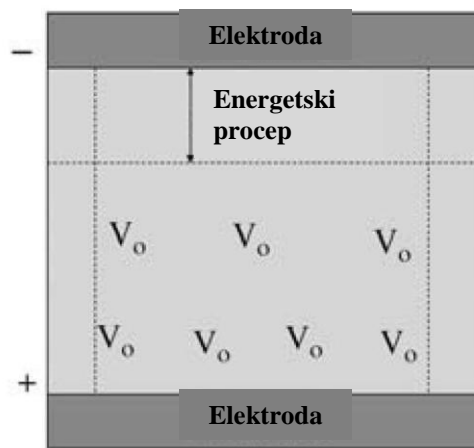
3.3.3 RRAM MEMORIJE BAZIRANE NA DEFEKTIMA

Većina RRAM memorija je bazirana na provođenju kroz oblasti koje se sastoje od defekata, najčešće kiseoničnih vakancija. Zauzvrat, tipovi RRAM memorija se dalje mogu podeliti prema tome od kog materijala je sačinjen interfejs elektroda - aktivni materijal. Uobičajeno u RRAM sistemima sa Pt elektrodom koja je u kontaktu sa poluprovodnim oksidom, npr. perovskit tip oksidom PCMO ili Nb dopiranim STO, postoji Šotki barijera čija visina i širina se menjaju u zavisnosti od koncentracije vakancija kiseonika, što zavisi od uniformnog drifta jona kiseonika pod primenjenim naponom. Većina metala, međutim, reaguje do određenog stepena sa oksidom na samom kontaktu, vodeći do stvaranja omskog interfejsa pre nego do nastanka Šotki barijere. Pokretljivost kiseonika je takođe generalno prilično ograničena kod većine binarnih oksida, koji su većinom izolatori u poređenju sa perovskitima. Stoga je grupisanje kiseoničnih vakancija u provodne trajektorije neuniformno. U opštem slučaju, joni kiseonika drifuju prema pozitivnoj elektrodi (anodi) pod dovoljno jakim električnim poljem. Oksidna oblast blizu katode je zato više osiromašena kiseonikom. Pored anode, kiseonične vakancije se mogu formirati kada kiseonik ulazi u anodu, a neke se povremeno rekombinuju sa kiseonikom koji se kreće od katodne strane. Ovo je prikazano na slici 3.9, gde se uska provodna trajektorija, znana kao filament, pojavljuje kao povremena narastuća veza kiseoničnih vakancija između elektroda [10].



Slika 3.9. *Formiranje filameta kao povremene kontinualne putanje kiseoničnih vakancija (V_o) između elektroda [10].*

RESET fenomen, gde se filament narušava, vraća sistem nazad u više rezistivno stanje. Ovo se može postići bilo naponskim impulsom suprotnog polariteta od onoga koji je formirao filament (bipolarni mod), ili impulsa istog polariteta (unipolarni mod). Bipolarni mod je zastupljeniji u asimetričnim RRAM sistemima, naročito tamo gde jedna elektroda dobija kiseonik od tranzicionog oksida metala kao što je HfO_2 ili ZrO_2 . Kiseonične vakancije su prirodno obilnije u blizini katode, i vraćanje kiseonika u oksid iz anode pod naponom suprotnog polariteta daje mogućnost za narušavanje filameta (slika 3.10).

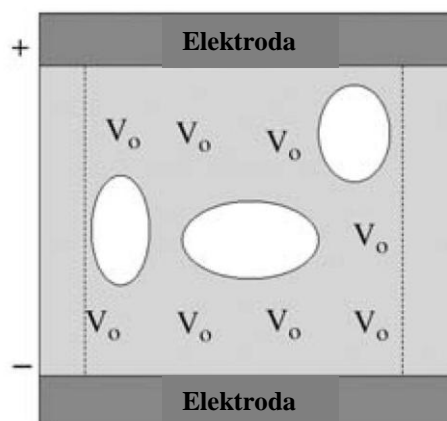


Slika 3.10. U bipolarnom RESET režimu, kiseonik driftuje nazad od anode prema oksidu pod naponom suprotnog polariteta, formirajući prazan prostor u filamentu u blizini anode [10].

Sa druge strane, u više simetričnom sistemu, kao što su tranzicioni oksidi metala smešteni između dve Pt elektrode, zavisnost od polariteta nije očekivana. RESET proces može biti vođen internom Džulovom toplotom, ili elektromigracijom, dajući mogućnost kiseoniku iz okruženja da se priključi filamentu (slika 3.11).

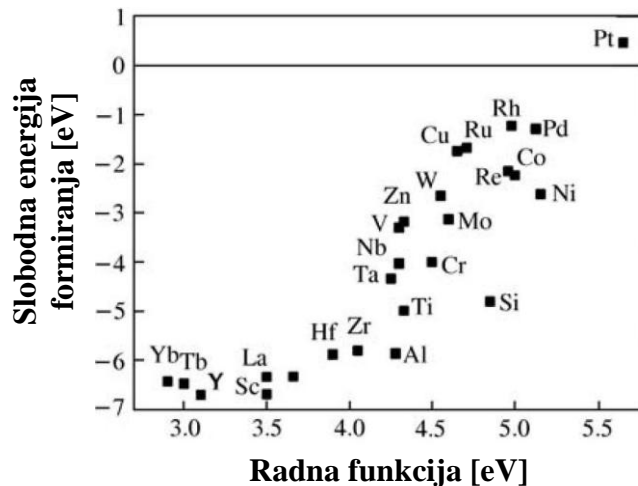
Većina RRAM memorija baziranih na defektima se u poslednje vreme formiraju od tranzicionih binarnih oksida metala. Usled kritične zavisnosti prekidačkih osobina od stvaranja kiseoničnih vakancija i pokretljivosti, ključni faktori koji utiču na odabir materijala za RRAM su:

1. provodnost oksida,
2. dimenzije zabranjene zone u oksidu,
3. sposobnost reaktivne elektrode da izmešta kiseonik iz oksida,
4. sposobnost kiseonika da se kreće unutar oksida.



Slika 3.11. U unipolarnom RESET režimu, kiseonik može ući u filament bilo gde iz okruženja, što je olakšano zagrevanjem ili elektromigracijom. Prazni međuprostori se mogu formirati u filamentu [10].

Među poznatim oksidima, HfO_2 , ZrO_2 , SiO_2 , Ta_2O_5 i Al_2O_3 su najbolji izolatori. Međutim, zabranjena zona kod SiO_2 i Al_2O_3 je relativno šira, što dovodi do većih zahtevanih vrednosti napona. Reaktivnost metala elektrode sa oksidom zavisi od razlike energija za formiranje oksida i energije za formiranje oksida metala sa elektrode. Na slici 3.12 su prikazane relativne energije za formiranje oksida za različite metale. Platina je idealan izbor kao nereaktivni materijal za elektrodu. Mnogi oksidi metala imaju niže energije za formiranje, tako da je mala verovatnoća reakcije kiseonika sa platinom. Međutim, skupo je i ujedno i teško procesirati je u standardnom poluprovodničkom procesu. Sa druge strane, mnogi oksidizirajući metali kao što su Hf, Zr, Ti, Al imaju slične vrednosti energije oksidacije, u opsegu od -5 do -6 eV. Bilo koji od ovih metala može primiti kiseonik od oksida i obezbediti kiseonik oksidu bilo kog od ostalih metala. Ti je verovatno najreaktivniji kao materijal za elektrodu. Perovskiti, TiO_2 , HfO_2 i tetragonalna faza ZrO_2 imaju relativno veću pokretljivost kiseonika za razliku od SiO_2 , Ta_2O_5 ili Al_2O_3 , što je dokazano time što se oni koriste kao kiseonične barijere. Izuzetak može biti kod oksida sa dovoljnom koncentracijom vakancija kiseonika. Jedna od idealnih kombinacija za elektrodu i oksid jeste Ti reaktivna elektroda u kontaktu sa HfO_2 . Ti olakšava stvaranje vakancija kiseonika u HfO_2 , vodeći do formiranja HfO_x (gde je $x < 2$). Kao dodatak, razblaženo prisustvo kiseonika u Ti ne povećava otpornost kada elektroda postaje sasvim provodan TiO_x sloj ($x \ll 2$). Kao rezultat, rezultujuća bipolarna RRAM struktura je bila u mogućnosti da istovremeno postigne visoku cikličnu izdržljivost čak i sa niskom snagom [10].



Slika 3.12. Relativna slobodna energija za formiranje različitih oksida metala [10].

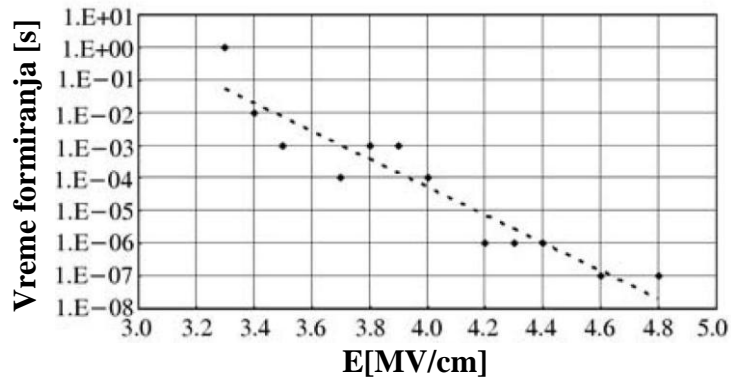
3.4 RAD RRAM MEMORIJA BAZIRANIH NA KISEONIČNIM VAKANCIJAMA

Postoji četiri moguće operacije kod RRAM memorijskih ćelija baziranim na kiseoničnim vakancijama: 1) inicijalno formiranje ćelije; 2) RESET stanje (povećanje otpornosti); 3) SET stanje (smanjenje otpornosti); i 4) čitanje otpornosti ćelije [10].

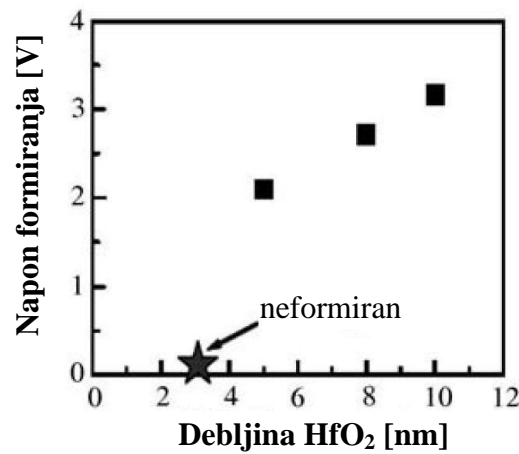
3.4.1 PROCES FORMIRANJA

Nakon izrade, memorijska ćelija se nalazi u visoko rezistivnom stanju. Da bi ćelija imala prekidačke osobine, neophodno je da se na njoj izvrši proces formiranja. Formiranje zahteva primenu impulsa visokog napona na memorijskoj jedinici, u kojoj će izazvati nedestruktivni proboj i formiranje filamenata unutar glavnog materijala strukture. Vreme do proboja tipično pokazuje eksponencijalnu zavisnost sa električnim poljem (slika 3.13) [10].

Prilikom smanjenja debljine oksida, niža vrednost napona formiranja je potrebna da bi proizvela isto električno polje. Zapravo, za dovoljno tanak oksid, napon formiranja bi išao do nule (slika 3.14).

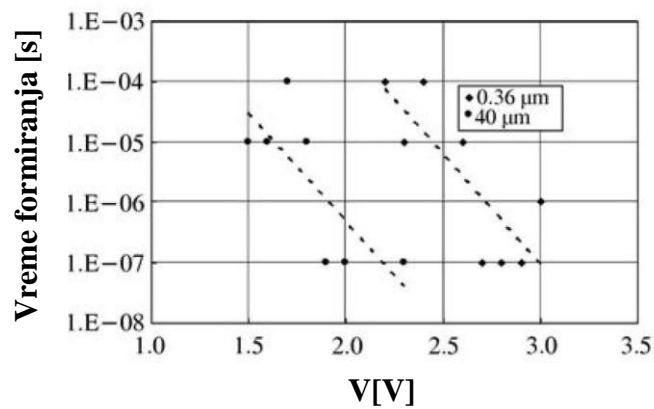


Slika 3.13. Vreme formiranja u funkciji električnog polja za $Ti/HfO_2/TiN$ RRAM strukturu debljine 10 nm [10].



Slika 3.14. Napon formiranja u funkciji debljine oksida [10].

Na slici 3.15 je prikazana zavisnost napona formiranja od širine oksida. Veća širina oksidnog sloja daje veću mogućnost za stvaranje defekata kao mesta na kojima se događa formiranje.



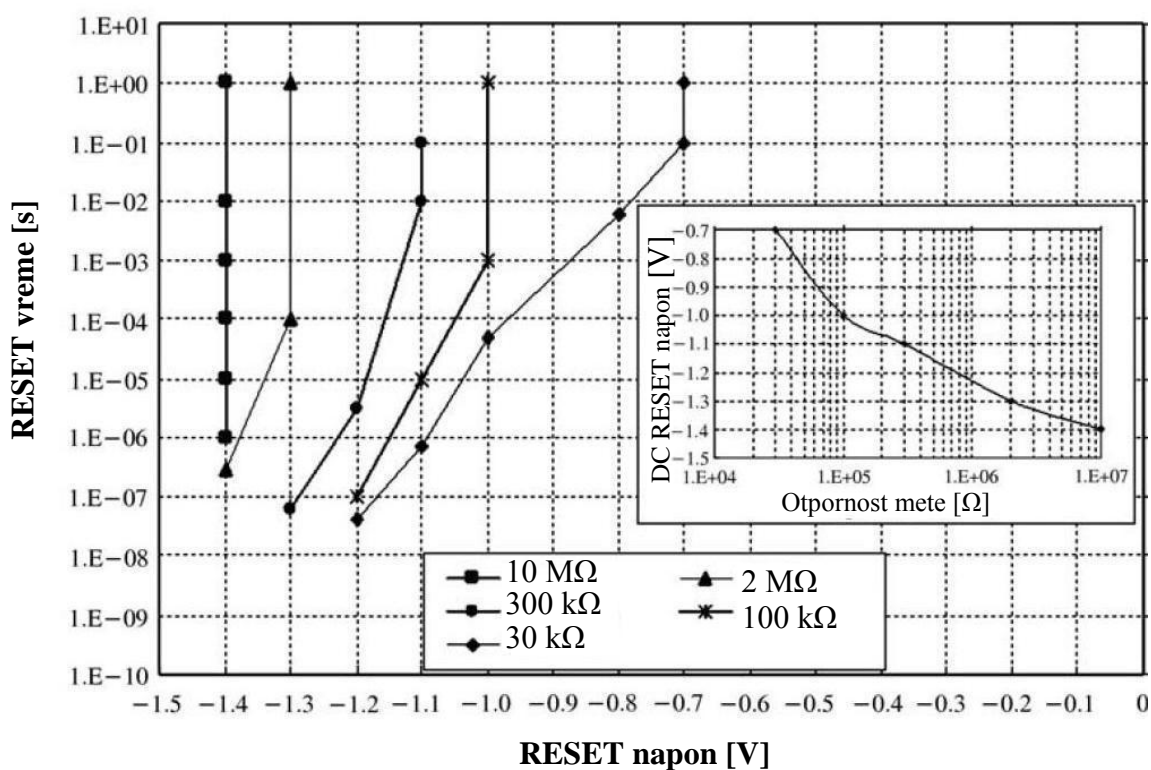
Slika 3.15. Napon formiranja u funkciji širine oksida za $Ti/HfO_2/TiN$ RRAM strukturu, gde je oksid HfO_2 debljine 5 nm [10].

Proces formiranja je obično kontrolisan odabirom odgovarajuće jačine struje (struja usaglašavanja), koja indukuje određen tip prekidačkog efekta [42,43]. Prilikom procesa elektroformiranja kod Pt/TiO₂/Ti strukture, kada je jačina struje usaglašavanja manja od 0.1 mA dolazi do indukovanja prekidačkog efekta čija je karakteristika bipolarni histerezis. Kod iste strukture će se javiti unipolarni prekidački efekat kada je jačina struje usaglašavanja u opsegu od 1 mA do 10 mA.

3.4.2 RESET STANJE

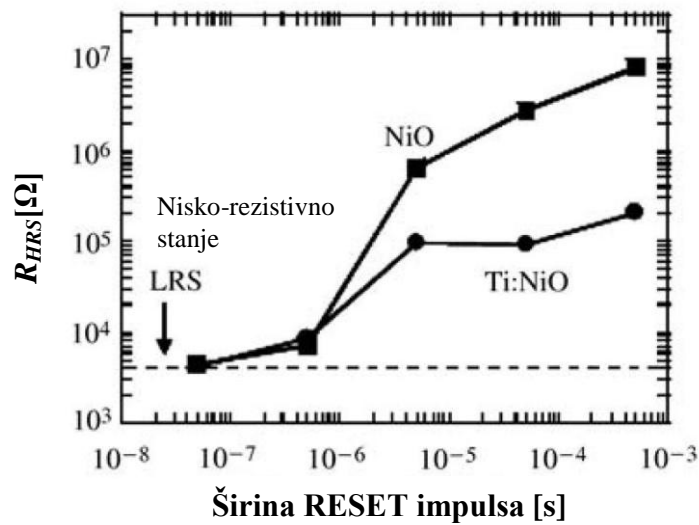
RESET proces je generalno košišćen nakon formiranja radi demonstriranja inicijalne osobine prekidanja. Kao što je prikazano na slici 3.9, tok kiseonika nazad od anode smanjuje broj vakancija u sloju susednom anodi, što u najmanju ruku oporavlja oksid u tom sloju. Primenjeni napon rezultuje u formiranju električnog polja duž cele debljine oksida, ali se očekuje da struja bude koncentrisana u filamentima. Tri efekta dovode do prekida funkcionisanja, odnosno oštećenja. Prvi je Džulovo zagrevanje usled visoke gustine struje u filamentu. Ovo se očekuje da bude značajnije kod debljih filmova. Kod filmova tanjih od srednje dužine slobodnog puta elektrona sa neelastičnim sudarina, ne postoji šansa za sudar, i štaviše elektrode se ponašaju kao efikasni hladnjaci. Drugi mogući efekat jeste elektromigracija, što takođe proizilazi od gustine struje. Prema Blekovom zakonu očekivana vremenska skala za oštećenje filameta bi bila inverzno proporcionalna kvadratu gustine struje. Konačno, RESET proces može biti vođen reverzibilnim fluksom jona kiseonika između oksida i elektrode. Naročito kod tranzicionih metal-oksid sistema, pri kritičnoj koncentraciji kiseoničnih vakancija, moguća je metal-izolator tranzicija, koja dovodi do naglog prekidanja između provodnog i izolatorskog stanja [10].

Kinetički model RESET procesa može biti veoma različit u odnosu na mehanizam formiranja, s obzirom da RESET nije upošte sličan fenomenu proboja. Na primer, različiti naponski nivoi mogu dovesti do povećanja otpornosti različitim brzinom. Ovakav analogni tip ponašanja je konzistentan sa povećanjem pokretljivosti kiseonika usled povećanja električnog polja. Ukoliko postoji zanemarljivo kretanje kiseonika ispod određenog praga električnog polja, očekivalo bi se da će doći do zasićenja povećanja otpornosti u nekoj tački. Ovo se može videti na slici 3.16.



Slika 3.16. Zavisnost RESET vremena i napona, pri povećanju otpornosti od 5 kΩ do različitih ciljnih vrednosti za Ti/HfO₂/TiN RRAM sa slojem HfO₂ debljine 10 nm. Zasićenje se javlja posle dovoljno dugo vremena. Grafik – prilog: DC RESET napon za različite otpornosti. Merenja su vršena na sobnoj temperaturi [10].

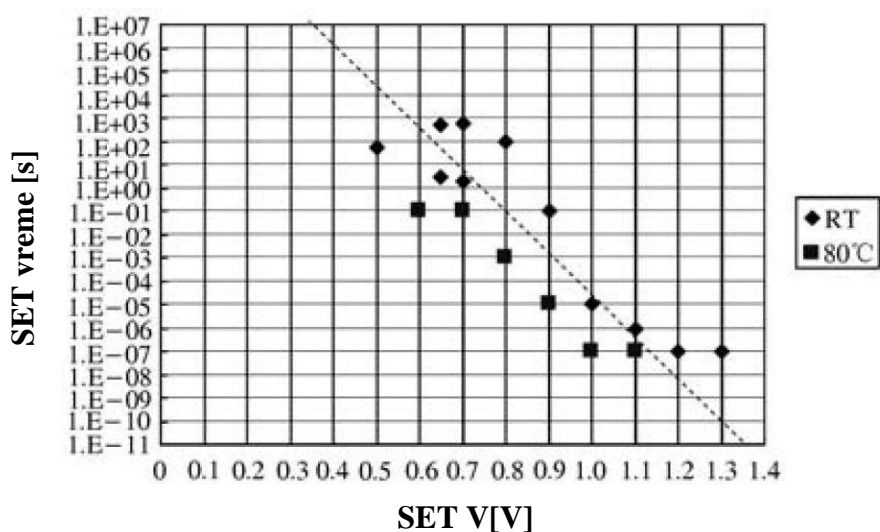
Iz grupe krivih očigledno je da za veće vrednosti napona V_{RESET} , R_{RESET} je osetljivije na V_{RESET} . Unipolarne RRAM memorije moraju biti u RESET stanju na naponima manjim od onih koji odgovaraju SET stanju. Inače, preklapanje između SET i RESET prozora napona operacije bi činilo uređaj nestabilnim. RESET vremenska skala je obično duža (mikrosekunde), za razliku od SET operacije (nanosekunde). Dopiranje Ti u NiO je efikasno u redukovanju unipolarnog RESET vremena do manje od 5 ns. Međutim, čak i u ovom slučaju, i dalje postoji zavisnost porasta otpornosti od širine impulsa (slika 3.17) [10].



Slika 3.17. Zavisnost porasta otpornosti od širine impulsa za RRAM baziran na NiO. Primenjeni RESET napon je IV , i predstavljeno visoko rezistivno stanje je srednja vrednost 50 vrednosti uzetih tokom ciklusa [10].

3.4.3 SET STANJE

SET proces je veoma sličan procesu formiranja, sa izuzetkom da se proboj javlja samo u oporavljenom oksidnom regionu, ili u procepu u filamentu nakon njegove destrukcije. Kao rezultat, SET napon je uvek niži od napona formiranja. Obično, u bipolarnim RRAM memorijama, SET napon je uporediv sa RESET naponom u vrednosti amplitude. Kao kod formiranja, kinetika SET procesa je opisana eksponencijalnom zavisnošću od električnog polja. Međutim, za razliku od formiranja, inicijalni RESET uslovi mogu odgovarati promenljivim rastojanjima između procepa, i različitim efikasnim dielektričnim jačinama procepa. Čak i tako, na slici 3.18 je prikazano da je SET vreme i dalje eksponencijalna funkcija napona. Međutim, može se zamisliti da za različite inicijalne RESET uslove, fitovana linija može biti pomerena levo ili desno, reflektujući prirodne varijacije u V_{SET} . Ovo bi rezultovalo u širokom opsegu vremena potrebnom da otpornost sa velikih vrednosti naglo opadne na niske vrednosti. Sa slike 3.18 se može predvideti da će prekidačko vreme u SET procesu biti kraće od 1 ns. Zapravo, merenja do danas ukazuju na to da je prekidanje brže od 0.3 ns, i za SET i RESET proces, što je konzistentno sa slikama 3.16 i 3.18.



Slika 3.18. SET vreme kao funkcija SET napona za Ti/HfO₂/TiN RRAM memoriju sa HfO₂ debljine 10 nm. RT=sobna temperatura (room temperature) [10].

Korisna osobina SET procesa jeste determinacija SET otpornosti strujnim ograničenjem nametnutim serijom otpornika, tranzistora ili dioda. Veće strujno ograničenje dovodi do šire strujne oblasti što pak dovodi do niže otpornosti. Najniži mogući strujni limit koji se može koristiti je najveća moguća struja za visoko otporno stanje (1 μ A). Struje za čitanje bi trebalo da budu još niže, što bi zauzvrat zahtevalo više vremena [10].

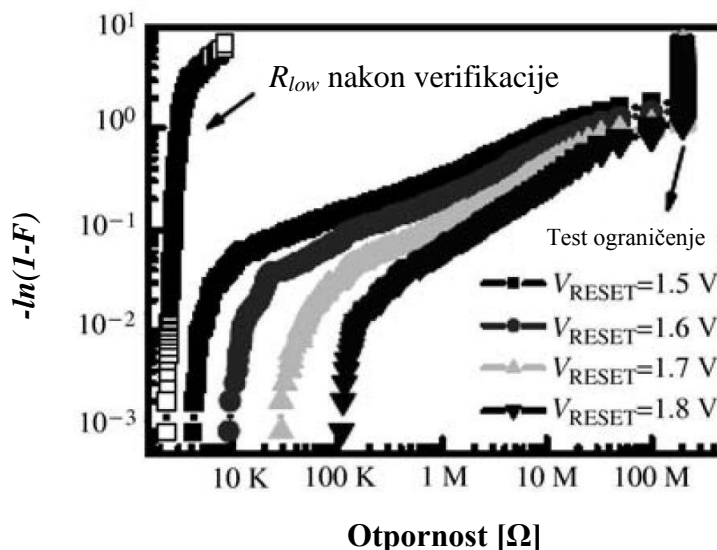
3.4.4 ČITANJE

Kada se vrši čitanje otpornosti RRAM ćelije, pažnja se mora posvetiti tome da se ne poremeti stanje koje je očitavano. U opštem slučaju to je moguće ako je primenjen napon na RRAM dovoljno nizak da ne izazove SET ili RESET proces za dato kratko vreme trajanja impulsa. Čitač je ponovo upućen na kinetiku opisanu na graficima 3.16 i 3.18. Trajanje impulsa može biti kraće od 10 ns. Međutim, tačna vrednost gornje granice napona ne zavisi samo od trajanja impulsa već i od inicijalnog SET ili RESET stanja. Prirodne varijacije utiču da i naponsko ograničenje ima svoje varijacije. Suprotno za fiksni naponski ulaz, vreme za koje se mebja otporno stanje može imati prirodne varijacije nekoliko redova veličine. Zbog toga, preporučuje se fino podešavanje otpornosti posle RESET ili SET programiranja, praksom koja se naziva

verifikacija. Dodatno, temperatura na kojoj se RRAM čita ne treba da bude visoka. Ne samo da visoka temperatura povećava verovatnoću da dođe do poremećaja stanja, već smanjuje otpornost RESET stanja, usled aktivacione energije trapova [10].

3.4.5 VERIFIKACIJA

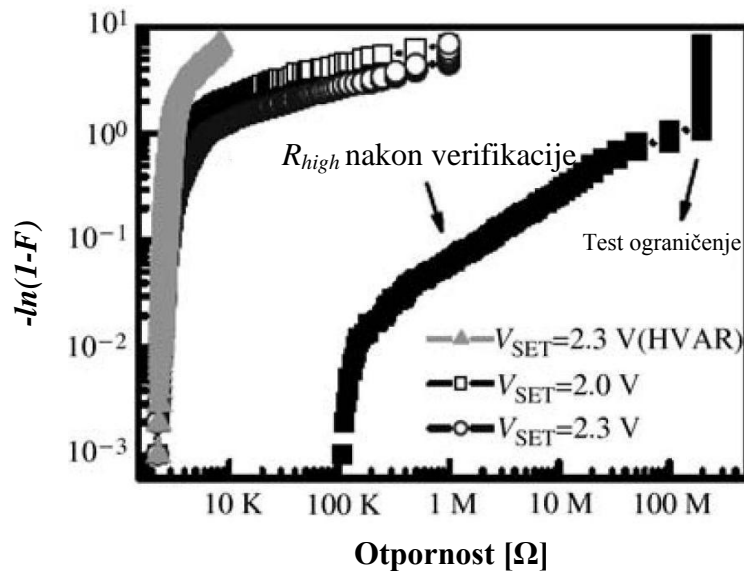
Nakon RESET ili SET operacije, željena otpornost možda neće biti dostignuta, usled prirodne varijacije kretanja jona kiseonika. Zbog toga je verifikacija neophodna. Za RESET operaciju, verifikacija se sastoji od procene nivoa otpornosti, zatim povećanja RESET napona po potrebi, i nakon toga ponovne provere otpornosti. Ovo je zahtevano da bi se garantovalo to da je raspodela otpornosti iznad donje granice. Zgodno je nacrtati funkciju F kumulativne distribucije otpornosti radi procene čvrstine distribucije. Ako je distribucija *Weibull*-ovog tipa, log-log dijagram funkcije $-\ln(1-F)$ otpornosti bi bila linija čiji nagib je parametar oblika. Na slici 3.19 se vidi kako ova tehnika dozvoljava proširenje razlike između visoko i nisko rezistivnog stanja do prihvatljivih nivoa [10].



Slika 3.19. *RESET* verifikacija prema distribuciji visoko rezistivnog stanja u 1 kb nizu [10].

SET verifikacija zahteva više pažnje. U zavisnosti od inicijalnih RESET uslova, moguća je fluktuacija zahtevanog SET napona. Nakon prvog SET pokušaja, otpornost sistema naglo opada u nisko rezistivno stanje, ali sama otpornost ne mora biti dovoljno

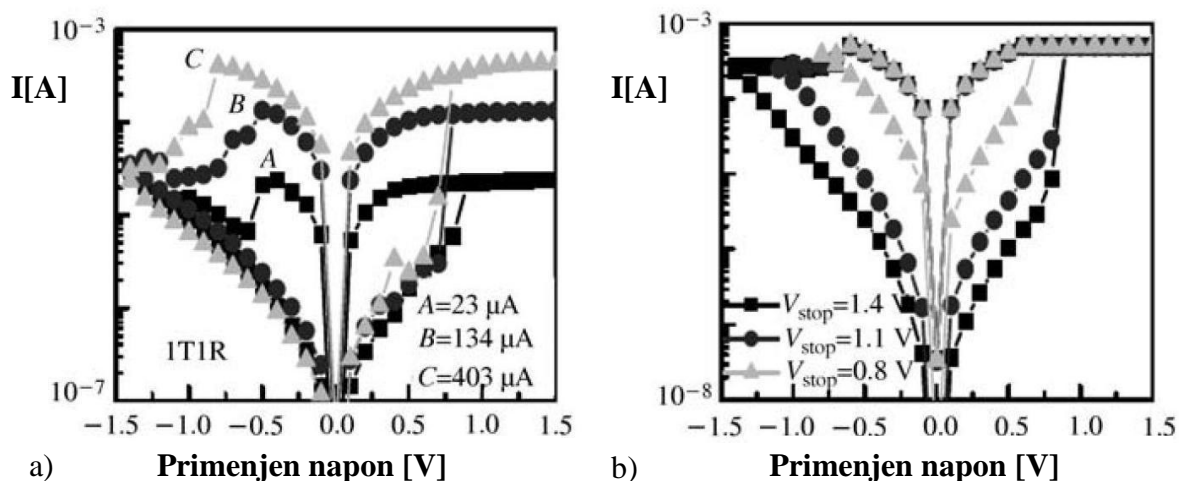
niska, na primer filament može biti reformiran samo parcijalno. Mađutim, naknadno povećanje SET napona može voditi do slučajne unipolarne RESET operacije. Zbog toga, SET pokušaj može biti sigurno ponovljen samo sa višim naponom nakon što je RRAM memorija bila ponovo u RESET operaciji. Slika 3.20 pokazuje rezultate primene višeg napona nakon RESET operacije [10].



Slika 3.20. SET verifikacija prema distribuciji nisko rezistivnog stanja u 1 kb nizu, visokim naponom nakon RESET operacije [10].

3.4.6 VIŠESTEPENA OPERACIJA RRAM ĆELIJE

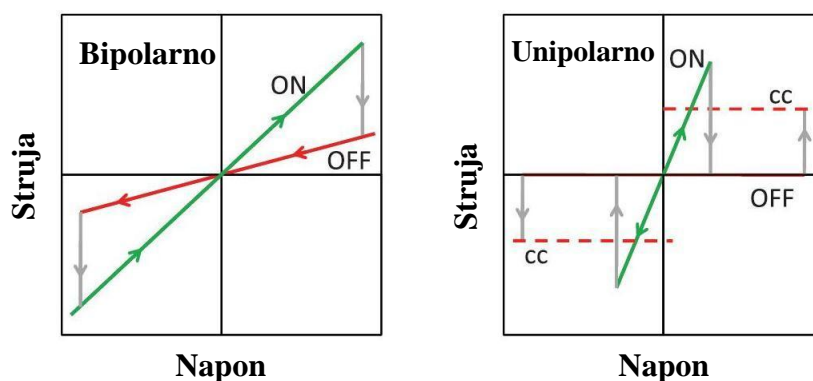
Opisane RESET i SET operacije prirodno dozvoljavaju mogućnost višestepenog rada, na primer korišćenja više od dva stanja u jednoj ćeliji. Četiri stanja odgovaraju skladištenju dva bita, dok osam stanja odgovara skladištenju tri bita u jednoj ćeliji. Bilo moduliranjem SET struje ili RESET napona, *ITRI* je demonstrirao višestepenu operaciju, što je prikazano na slici 3.21 [44]. Postoji prirodni odnos između broja bita smeštenih u ćeliji i zahtevane čvrstoće distribucije otpornosti, kao i između broja bita po ćeliji i maksimalne potrošnje kapaciteta ćelije.



Slika 3.21. Višestepena RRAM operacija: a) sa različitom SET graničnom strujom, ili b) sa različitim maksimumom RESET napona (V_{stop}) [10].

3.5 TIPOVI REZISTIVNIH PREKIDAČKIH MECHANIZAMA

Nakon formiranja, RRAM može se nalaziti u dva otporna operativna stanja: RESET (obnavljanje visoko-otpornog stanja OFF iz nisko-otpornog stanja ON) i SET (tranzicija u nisko-otporno stanje ON iz visoko-otpornog stanja OFF). RRAM memorije mogu takođe biti podeljene prema polaritetu RESET stanja u odnosu na SET stanje. Ako su RESET i SET struje istog smera, RRAM mehanizam prekidanja je unipolaran, za razliku od bipolarnog, kada su RESET i SET struje različitog smera (slika 3.22).



Slika 3.22. Bipolaran i unipolaran prekidački mehanizam [11].

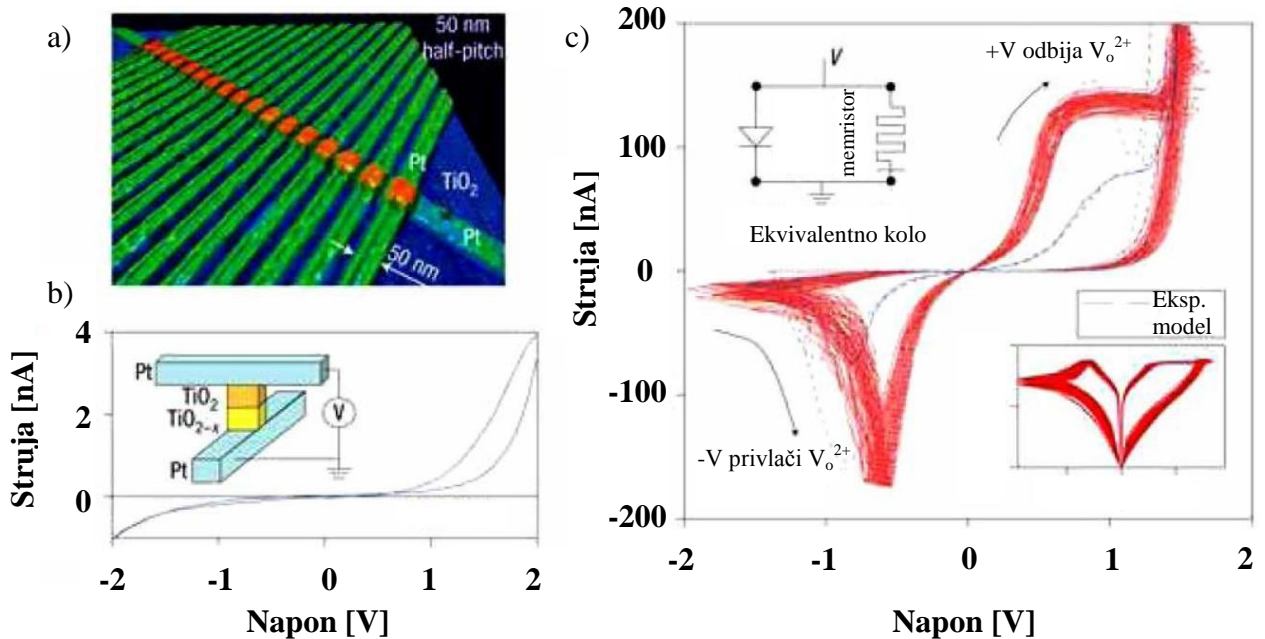
3.5.1 BIPOLARNO OTPORNO PREKIDANJE

Kod bipolarnog mehanizma prekidanja, proces je u opštem slučaju određen pragom: visoki napon je neophodan za promenu stanja, dok pri niskom naponu otpornost uređaja ostaje nepromenjena. Treba napomenuti da u većini slučajeva prekidanje ima gradijentni karakter, gde se promena otpornosti uređaja odvija kontinualno, a ne kao nagli skok između dve granične vrednosti. Ovakva osobina omogućava postojanje memorija sa više stanja što dalje omogućava jednoj memorijskoj ćeliji da skladišti nekoliko bitova informacija.

Jedan od primera bipolarnog prekidanja jeste tanak film titanijum dioksida TiO_2 koji se nalazi između dve metalne elektrode (slika 3.23). Prekidačko ponašanje binarnih oksida je objašnjeno u kontekstu memristivnog modela [45,46]. Za slučaj $\text{Pt}/\text{TiO}_2/\text{Pt}$ prekidački mehanizam uključuje promene na elektronskoj barijeri na Pt/TiO_2 interfejsu indukovanoj driftom vakancija kiseonika u prisustvu električnog polja. Prilikom drifta vakancija prema interfejsu, dolazi do formiranja provodnih kanala koji smanjuju elektronsku barijeru. Kada se vakancije kreću od interfejsa, dolazi do urušavanja ovih kanala i vraćanja barijere u prvobitno stanje [45]. Bez obzira na osnovni mehanizam funkcionisanja, ovaj materijal ima osobine koje će u budućnosti omogućiti izradu memorija veoma velike gustine, sa brzim vremenima čitanja/pisanja koji su reda 10 ns, velikim ON/OFF odnosom od 10^3 i mogućnosti izrade ćelija veoma malih dimenzija. Ova poslednja osobina nalazi veliku primenu kod dizajna neuromorfoloških kola velike gustine koje su poredive sa gustinom neurona i sinapsi u ljudskom mozgu.

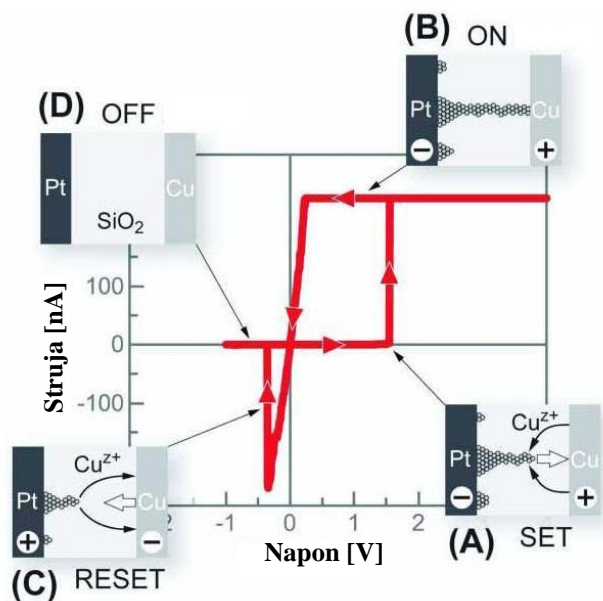
Kod nanojonski baziranih memorija [47], memorijska ćelija se sastoji od para metalnih elektroda koje su razdvojene tankim filmom od izolatorskog materijala koji u ovom slučaju igra ulogu čvrstotelnog elektrolita. Ti materijali mogu biti oksidi (NiO [48], SiO_2 [49,50], SrTiO_3 [51]), ili halogenidi (Ag_2S [52], $\text{Ge}_x\text{Se}_{1-x}$ [53,54]). Jedna od elektroda je sačinjena od od relativno inertnog metala (kao što je Pt), dok je druga elektroda elektrohemijski aktivna (npr. Ag ili Cu). Kada se negativan napon primeni na inertnu elektrodu dolazi do kretanja jona metala kroz elektrolit (koji potiču od sada pozitivne aktivne elektrode) prema inertnoj metalnoj elektrodi. Posle kratakog vremenskog perioda ovi joni uspostavljaju filament koji povezuje dve metalne elektrode, koji dramatično smanjuje otpornost ćelije. Primenjeni napon suprotnog

polariteta indukuje kretanje jona aktivne elektrode u suprotnom smeru što dovodi do urušavanja filameta. Na slici 3.24 je prikazana osnovna šema funkcionisanja, kao i uštinuta $i-v$ histerezisna kriva za slučaj memorijske ćelije bazirane na Cu-SiO₂. Na slici se vidi i dinamika formiranja filameta.

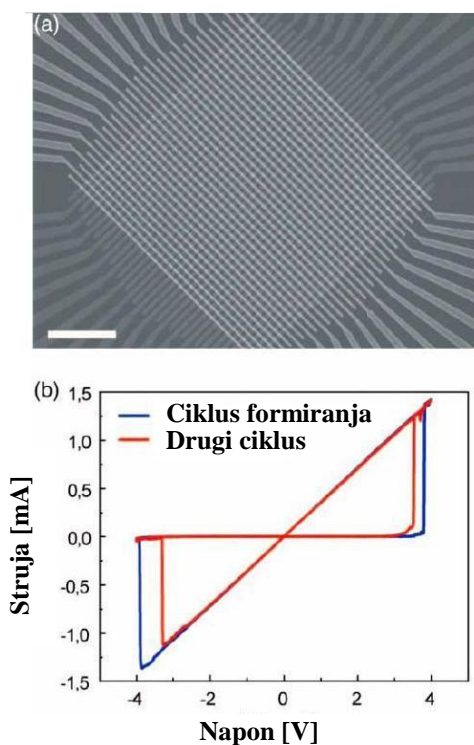


Slika 3.23. a) Prikaz poprečnog preseka uređaja koji sadrži tanak film TiO₂ debljine 50 nm smešten između Pt elektroda. b) Inicijalna $i-v$ kriva, pre procesa elektroformiranja. c) Eksperimentalna i modelovana $i-v$ kriva [45].

U poslednje vreme vršen je veliki broj eksperimenata gde su pokazana nanojonska rezistivna prekidačka svojstva kod materijala baziranih na silicijumu [55-57]. U ovim eksperimentima je korišćen amorfni silicijum kao prekidački medijum. Jedna od elektroda je bila od metala (tipično Ag), dok je druga bila silicijum p-tipa. Histerezis je objašnjen formiranjem provodnih filameta koji su se sastojali od jona srebra unutar amornog silicijuma. Formiranje filameta se dešava korak po korak, pri čemu čestice srebra upadaju na mesta zamki. Ovakvi uređaju su CMOS kompatibilni (eng. *complementary metal oxide semiconductor*) sa brzim pisanjem (<10ns), razumnom izdržljivošću (>10⁵ ciklusa) i dobrim vremenom zadržavanja (reda 7 godina). Proizveden je mrežni niz visoke gustine baziran na ovakvim materijalima (slika 3.25) [57]. Ovakva struktura pokazuje bipolarna prekidačka svojstva sa visokim ON/OFF odnosom.



Slika 3.24. *i-v* karakteristika Cu/SiO₂/Pt CBRAM ćelije, za slučaj trougaonog naponskog impulsa. Struja pri pozitivnom naponu je ograničena vrednošću struje usaglašavanja na 250 nA [50].



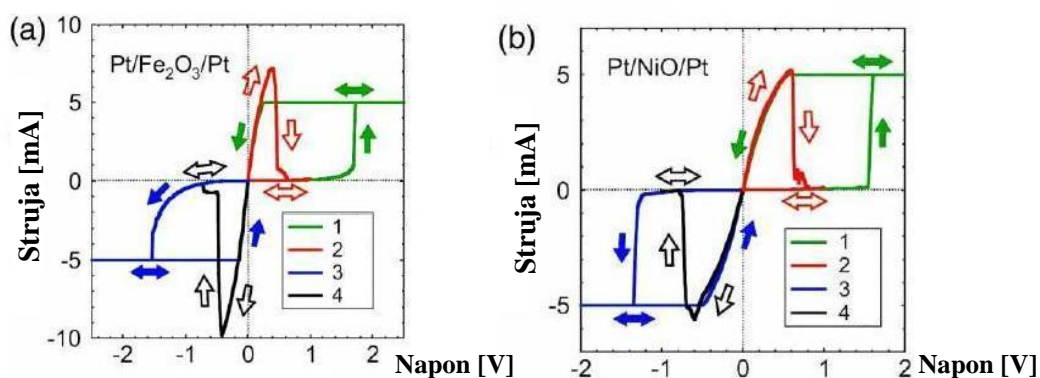
Slika 3.25. a) Memristivna memorijska mreža bazirana na silicijumu. b) Prekidačka *i-v* karakteristika pojedinačne ćelije [57].

Ispitivani su histerezisni mehanizmi u perovskit filmovima $\text{Pr}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ (PCMO) [58,59]. Ovi materijali pokazuju bipolarna prekidačka svojstva. Predložen je difuzioni model vakancija kiseonika za objašnjenje ovog histerezisnog fenomena [58]. Prekidački impuls indukuje nagomilavanje jona kiseonika blizu metalne elektrode, što dalje dovodi do promene otpornosti.

3.5.2 UNIPOLARNO OTPORNO PREKIDANJE

Unipolarno prekidanje je prema nekim autorima bazirano na termalnom efektu [47]. Prekidački mehanizam je definisan sa dva napona: SET napon (prevođenje iz OFF u ON stanje) i RESET napon (prevođenje iz ON u OFF stanje). Set napon je uvek veći od reset napona. Tokom procesa formiranja, kod uzoraka sa ovakvim tipom histerezisa, dolazi do formiranja filameta sa kontrolisanom otpornošću. Tokom reset operacije dolazi do delimičnog oštećenja ovog filameta jer dolazi do otpuštanja velike količine toplote [47]. Tokom set operacije filament se ponovo rekonstruiše.

Na slici 3.26 su prikazani primeri unipolarnog prekidanja posmatranog kod strukture metal/binarni-tranzicioni-metal oksid/metal bazirane na Fe_2O_3 i NiO [60]. Ustanovljeno je da u ON stanju struja ne zavisi od površine gornje elektrode, dok u OFF stanju struja jeste srazmerna ovoj površini [60]. Za objašnjavanje prekidačkog mehanizma je predložen model „slavine” u kome se električna slavina otvara/zatvara na jednom ili oba interfejsa između metalnih elektroda i oksida kada uređaj menja svoje ON/OFF stanje [60].



Slika 3.26. *i-v* karakteristika a) $\text{Pt}/\text{Fe}_2\text{O}_3/\text{Pt}$ i b) $\text{Pt}/\text{NiO}/\text{Pt}$ uređaja koji pokazuju unipolarna prekidačka svojstva. Debljina oksida je 100nm (Fe_2O_3) i 60nm (NiO) [60].

3.6 KOEGZISTENCIJA FILAMENTARNOG I HOMOGENOG REZISTIVNOG PREKIDANJA U Fe DOPIRANOM SrTiO₃ TANKOM FILMU

Rezistivne memorije sa proizvoljnim pristupom, kod kojih postoje dva ili više rezistivna stanja u materijalu za skladištenje podataka, privukle su značajnu pažnju kao visoko skalirajuće postojane memorije [47,61]. Ove memorijske ćelije su naročito interesantne u slučajevima kada treba da se skladište i procesiraju višestepene vrednosti otpornosti ili čak analogne vrednosti [62,63,46]. Iako veliki broj binarnih i ternarnih oksida pokazuju rezistivne prekidačke osobine, detalji kompleksnih mikroskopskih mehanizama su retko razjašnjeni i u velikoj meri zavise od specifičnih kombinacija materijala. U potrazi za materijalom koji obećava da postane buduća postojana memorija, posebna pažnja se poklanja mogućnostima skaliranja.

Problem skaliranja je vezan za pitanje da li se prekidajuća struja distribuira homogeno kroz ceo uređaj ili je lokalizovana na jedan ili više provodnih filamenata. U prvom slučaju limit skaliranja će biti u vezi sa minimalnim oblašću uređaja koja garantuje dovoljne prekidačke struje za pouzdan rad kola, dok u drugom slučaju skaliranje može biti narušeno zbog velikih dimenzija filamenata ili njihove nedovoljne gustine i pravilnog rasporeda unutar materijala.

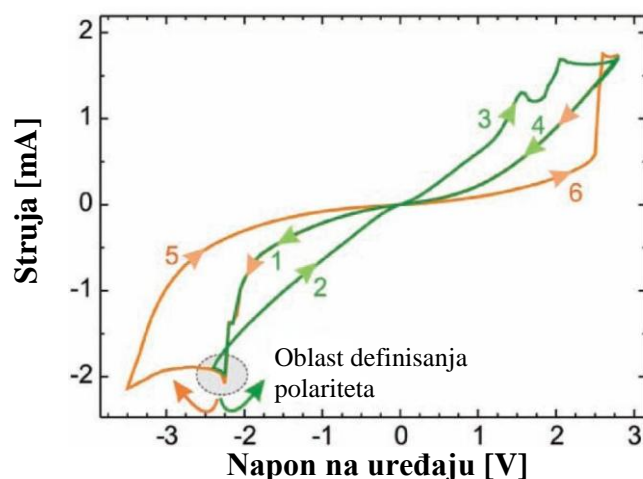
Oksidi metala, na primer manganiti [64-67], titanati i cirkonati [68,69], obično pokazuju različita otporna stanja na suprotnim napona prilikom električne stimulacije. Oba, i homogeno i filamentarno prekidanje je izloženo u literaturi. Kod termalno redukovanih SrTiO₃ singl kristala jasno je pokazano da se rezistivno prekidanje na slobodnim površinama javlja duž provodnih filamenata koji mogu biti identifikovani sa završecima dislokacija [70]. Kod uzoraka kristalnog SrTiO₃ tankog filma kao i kod amorfno TiO₂ obuhvaćenih između makroskopskih elektroda, neophodan elektroformirajući proces rezultuje formiranjem singl mikrometarskog filameta [71-74,15].

Pored ovih izveštaja o rezistivnom provođenju baziranom na filamentima, dokumentovano je i tzv. homogeno prekidanje, koje je uočeno na interfejsu između različitih kompleksa oksida i metalne elektrode, na primer kod Pr_{0.7}Ca_{0.3}MnO₃/Ti i Nb dopiranog SrTiO₃/SrRuO₃ [75]. Za ovaj tip uređaja, ON i OFF otpornost su u zavisnosti

od površine uređaja, što nagoveštava da je u pitanju mehanizam homogenog provođenja, i promena otpornosti je zavisna od poljem indukovane promene Šotki barijere na interfejsu.

Međutim, neophodno je razjasniti da li filamentarno ili homogeno prekidanje ima bolje osobine skaliranja.

Rezistivno prekidanje formiranog MIM uređaja Pt/500nm SrTiO₃(Fe)/Nb:SrTiO₃ je prikazano na strujno-naponskoj karakteristici uređaja, na slici 3.27. Grana 1 predstavlja slučaj kada se napon na uređaju menja od 0V do -2.2V (zelena kriva). U sledećem koraku, na grani 2, je prikazana promena napona od -2.2V do 0V, kada dolazi do prekidanja, nakon čega će se uređaj naći u niskom otpornom stanju. Dalje, porastom napona do 2.8V i njegovim smanjenjem nazad do 0V, prekidački ciklus se ponovo završava. Stabilno prekidačko rezistivno stanje prikazano zelenom bojom obuhvata segmente 1-2-3-4-1. Međutim, ukoliko napon na uređaju u grani 1 nakon dostizanja vrednosti od -2.2V nastavi da se smanjuje do -3.5V (narandžasta kriva), uređaj će dostići visoko rezistivno stanje (grana 5). Porastom napona do pozitivnih vrednosti, dolazi do ponovnog prekidanja (grane 6 i 4). Zadržavajući više vrednosti negativnog napona, drugi tip prekidačkog mehanizma postaje stabilan. Taj mehanizam obuhvata segmente 1-5-6-4-1. Oba prekidačka mehanizma se mogu pojaviti u istom uređaju. Smenjivanje tipova prekidačkih ciklusa se može postići prilagođavanjem vrednosti amplitude negativnog napona. Ovakva jedinstvena *i-v* kriva je ponovljiva i može biti uočena na svim uzorcima ovog tipa kao i na relevantnim sistemima [76].



Slika 3.27. *i-v* karakteristika Fe-dopiranog SrTiO₃ tankog filma. Dva tipa prekidačkog ponašanja sa suprotnim polaritetima se mogu videti u jednom uređaju [76].

Poredeći obe prekidačke krive (zelenu i narandžastu) dve osnovne razlike se mogu konstatovati. Najočiglednija jeste razlika u polaritetu napona prekidanja. Druga, bitnija razlika jesta ta da prekidački mehanizam opisan zelenom krivom ne zavisi od veličine spoja aktivnog dela uređaja sa elektrodom, što ukazuje na filamentarnu prirodu prekidanja. Mehanizam opisan narandžastom krivom zavisi od površine ispitivanog filma, što ukazuje u drugom slučaju na homogeni tip prekidačkog mehanizma.

3.7 FIZIČKI PROCESI KOD REZISTIVNIH PREKIDAČKIH MEMORIJA

3.7.1 UŠTINUTA HISTEREZISNA PETLJA

Cilj ovog poglavlja jeste da predstavi fundamentalne koncepte teorije kola i osobine rezistivnih memorija koje su relevantne za analizu i dizajn postojanih nano memorija gde se binarni biti skladište kao otpornost manifestovane kontinuumom ekvilibrijum stanja memorije. Radi detaljnog objašnjenja procesa, uvešće se i pojam memristora, elektronske komponente koja daje nelinearnu vezu između vremenskog integrala napona na njegovim krajevima i struje koja protiče kroz njega [77]. Usled ove nelinearne veze karakterističnih osobina memristora dobija se histerezisna i - v karakterika, i sposobnost memristora da funkcioniše kao prekidač čuvajući ili pamteći vrednost otpornosti (što je i dalo memristorima njihovo ime kao skraćeinca za *Memory Resistor*).

Memristor [78] je element sa dva pristupa koje je opisan konstitutivnim odnosom dve matematičke promenljive q i φ koje predstavljaju vremenski integral struje u elementu $i(t)$, i napona $v(t)$, respektivno:

$$q(t) = \int_{-\infty}^t i(\tau) d\tau \quad (3.1)$$

$$\varphi(t) = \int_{-\infty}^t v(\tau) d\tau \quad (3.2)$$

Važno je naglasiti da su q i φ definisani matematički i da nemaju fizičku interpretaciju. Ipak, q ćemo predstaviti kao naelektrisanje i φ kao fluks memristora pošto formule (3.1) i (3.2) odgovaraju formulama koje daju zavisnost naelektrisanja i

struje, odnosno fluksa i napona. Kaže se da je memristor naelektrisanjem kontrolisan, ili fluksom kontrolisan, ako se njegova konstitutivna relacija može izraziti kao:

$$\varphi = \hat{\varphi}(q) \quad (3.3)$$

ili

$$q = \hat{q}(\varphi) \quad (3.4)$$

respektivno, gde su $\hat{\varphi}(q)$ i $\hat{q}(\varphi)$ kontinualne diferencijabilne funkcije sa ograničenim nagibom. Diferenciranjem (3.3) i (3.4) po vremenu t , dobija se:

$$v = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{d\hat{\varphi}(q)}{dq} \frac{dq}{dt} = R(q)i \quad (3.5)$$

gde je

$$R(q) = \frac{d\hat{\varphi}(q)}{dq} \quad (3.6)$$

tzv. memristansa (za q), čija je jedinica om (Ω), i:

$$i = \frac{dq}{dt} = \frac{d\hat{q}(\varphi)}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = G(\varphi)v \quad (3.7)$$

gde je

$$G(\varphi) = \frac{d\hat{q}(\varphi)}{d\varphi} \quad (3.8)$$

tzv. memduktansa (za φ), čija je jedinica simens (S). Jednačine (3.5) i (3.6) se mogu interpretirati kao Omov zakon sa izuzetkom da je otpornost $R(q)$ u bilo kom trenutku vremena $t=t_0$ zavisna od celokupne istorije zavisnosti struje od vremena $i(t)$ od $t=-\infty$ do $t=t_0$. Slično važi i za memduktansu, $G(\varphi)$ u (3.8) zavisi od celokupne istorije zavisnosti napona od vremena $v(t)$ od trenutka $t=-\infty$ do $t=t_0$. Relacija (3.5), za naelektrisanjem definisan memristor u (3.3), je ekvivalentna Omovom zakonu:

$$v = R(q)i \quad (3.9)$$

gde je $R(q)$ samo nagib krive $\varphi = \hat{\varphi}(q)$ za naelektrisanje q . Da bi se pokazalo da su (3.3) i (3.5) ekvivalentni prikazi, može se jednačina (3.3) predstaviti integraljenjem obe strane jednačine (3.5) po vremenu t :

$$\begin{aligned}
\varphi &= \int_{-\infty}^t v(\tau) d\tau = \int_{-\infty}^t R(q(\tau)) i(\tau) d\tau \\
&= \int_{-\infty}^t R(q(\tau)) \frac{dq(\tau)}{d\tau} \\
&= \int_{q(-\infty)}^{q(t)} R(q(\tau)) dq(\tau) \\
&= \int_{q(-\infty)}^{q(t)} R(q) dq \\
&= \hat{\varphi}(q)
\end{aligned} \tag{3.10}$$

Iz (3.10) sledi da:

$$\hat{\varphi}(q) = \int R(q) dq \tag{3.11}$$

Na sličan način, za fluksom kontrolisan memristor, važi relacija ekvivalentna Omovom zakonu:

$$i = G(\varphi)v \tag{3.12}$$

gde je

$$\hat{q}(\varphi) = \int_{\varphi(-\infty)}^{\varphi(t)} G(\varphi) d\varphi \tag{3.13}$$

PRIMER 1.

Uzmimo u razmatranje naelektrisanjem kontrolisan memristor prikazan na slici 3.28a. U levom gornjem uglu je prikazan simbol memristora. Konstitutivna relacija memristora, prikazana crvenom linijom, je analitički opisana polinomom trećeg stepena:

$$\varphi = q + \frac{1}{3}q^3 \tag{3.14}$$

Primenićemo sinusoidalni strujni izvor (plava sinusna linija na slici 3.28c), definisan kao:

$$\begin{cases} i(t) = A \sin wt, t \geq 0 \\ i(t) = 0, t < 0 \end{cases} \tag{3.15}$$

za $A=1$ i $w=1$. Da bi se odredio odgovarajući naponski odgovor $v(t)$ iz relacije (3.14), prvo se mora izračunati odgovarajuće naelektrisanje (prikazano crvenom linijom na slici 3.28c). Pretpostavljajući da je početno naelektrisanje $q_0=q(0)=0$, nakon integraljenja jednačine (3.15) dobija se sledeća relacija za $q(t)$:

$$q(t) = \int_0^t A \sin(w\tau) d\tau = \frac{A}{w} [1 - \cos wt], t \geq 0 \tag{3.16}$$

Zamenom (3.16) u (3.14), dobija se odgovarajući fluks (prikazano magenta bojom na slici 3.28d):

$$\varphi(t) = \frac{A}{w}(1 - \cos wt) \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{A^2}{w^2} \right) (1 - \cos wt)^2 \right] \quad (3.17)$$

Diferenciranjem jednačine (3.17) po vremenu t , dobija se:

$$v(t) = A \left[1 + \frac{A^2}{w^2} (1 - \cos wt)^2 \right] \sin wt \quad (3.18)$$

Kada se nacrtaju Lisažuova kriva ($i(t), v(t)$) u v - i ravni, preko jednačina (3.15) i (3.18) se dobija uštinuta histerezisna petlja prikazana na slici 3.28b) za $A=1$ i $w=1$. Histerezis se javlja jer se maksimum i minimum ulaznog sinusoidalnog strujnog signala $i(t)$ (slika 3.28c) se ne pojavljuju u isto vreme sa odgovarajućim naponom memristora $v(t)$ (slika 3.28d). Uštinuće u osnovi na slici 3.28b se javlja jer i $i(t)$ i $v(t)$ imaju vrednost nula u istom trenutku. Da bi se pokazalo da je histerezis uštinut uvek u tački $(v, t) = (0, 0)$, izračunaće se memristansa $R(q)$ iz jednačina (3.6) i (3.14):

$$R(q) = \frac{d \hat{\varphi}(q)}{dq} = 1 + q^2 \quad (3.19)$$

Zamenom $q(t)$ iz (3.16) u (3.19), dobija se:

$$R(q(t)) = 1 + \left[\frac{A}{w} (1 - \cos wt) \right]^2, t \geq 0 \quad (3.20)$$

Iz jednačine (3.19) i sa slike 3.29c može se zaključiti da je

$$R(q) > 0 \quad (3.21)$$

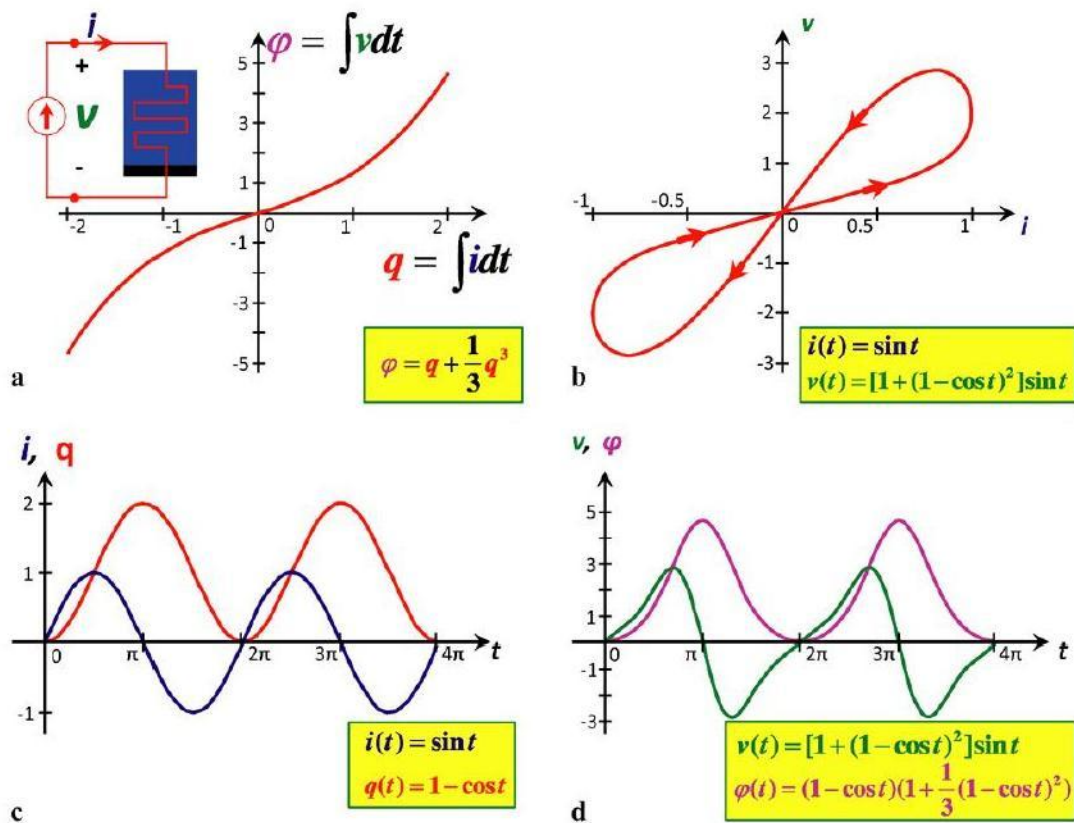
Zamenom (3.20) i (3.15) u (3.9), dobija se isti izraz za napon memristora $v(t)$ dobijen u (3.18). Pošto je $R(q)$ određeno za svako q , sledi da je

$$v(t) = 0 \text{ kad god je } i(t) = 0 \quad (3.22)$$

za bilo koji ulazni strujni signal $i(t)$. Na sličan način, za bilo koji fluksom kontrolisan memristor čija je memduktansa $G(\varphi)$ određena za svako φ , imamo

$$i(t) = 0 \text{ kad god je } v(t) = 0 \quad (3.23)$$

za bilo koji ulazni naponski signal $v(t)$.



Slika 3.28. Simbol memristora, konstitutivna relacija i uštinuta histerezisna petlja određena sa $(v(t), i(t))$, nacrtana za $A=1$ i $w=1$ [77].

- a) Simbol memristora i $\varphi = \hat{\varphi}(q)$ karakteristična kriva.
 b) Uštinuta histerezisna petlja.

c) Periodične talasne funkcije $i(t)$ i $q(t) = \int_0^t i(\tau) d\tau$ nacrtane za $A=1$ i $w=1$.

d) Periodične talasne funkcije $v(t)$ i $\varphi(t) = \int_0^t v(\tau) d\tau$.

Talasna funkcija $R(t)$ data u jednačini (3.20) je prikazana na slici 3.29d za vrednosti $A=1$ i $w=1$. Lisažuova kriva određena sa $(R(t), i(t))$ je prikazana na slici 3.29b. Ponovo se dobija histerezisna petlja, ali ona nije uštinuta jer je $R(t) > 0$ za ceo vremenski interval.

Važno je primetiti sa slika 3.28d i 3.29d da dok $v(t)$ i $i(t)$ mogu imati i pozitivne i negativne vrednosti, $\varphi(t)$ i $q(t)$ su nenegativne funkcije. Iz toga sledi da memristorska φ - q kriva prolazi kroz prvi kvadrant tokom svakog perioda funkcije $i(t)$. Može se primetiti da je uštinuta histerezisna petlja na slici 3.28b neparna.

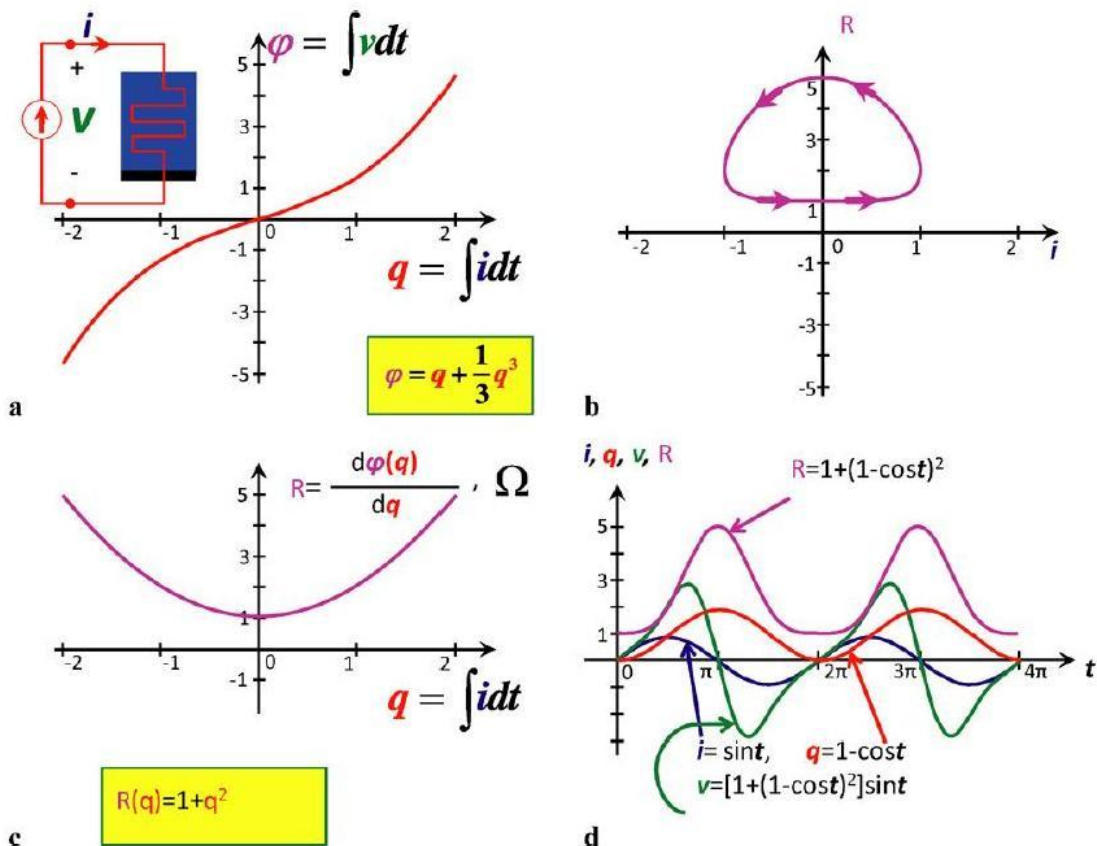
Konačno, izuzev konstitutivne relacije memristora $\varphi = \hat{\varphi}(q)$ prikazane na slici 3.28a, i njene memristanse $R(q)$ (slika 3.29c) koja ostaje nepromenjena, sve ostale talasne funkcije na slikama 3.28 i 3.29 će se menjati sa variranjem amplitude A ili frekvencije ω ulaznog signala $i(t) = A \sin(\omega t)$. Posebno, može se primetiti iz (3.16) i (3.17) da $q(t) \rightarrow 0$ i $\varphi(t) \rightarrow 0$ dok $\omega \rightarrow \infty$. Povećanjem frekvencije ω sinusoidalnog ulaznog strujnog signala $i(t) = A \sin(\omega t)$, i zadržavanjem amplitude konstantnom, “oblast” akumulirana od $t=0$ do prve polovine perioda $t = \frac{\pi}{\omega}$ se smanjuje sa ω . Iz toga dalje sledi da za memristansu važi sledeće:

$$R(q(t)) \rightarrow R(0) = 1\Omega, \quad \text{kada } \omega \rightarrow \infty \quad (3.24)$$

Može se potvrditi ovo predviđanje uz pomoć relacije (3.18) uvidevši da važi:

$$v(t) \rightarrow A \sin \omega t, \quad \text{kada } \omega \rightarrow \infty \quad (3.25)$$

Ovo je jedna od najznačajnijih osobina memristora [77].



Slika 3.29. a) Konstitutivna relacija memristora.
 b) Histeretizna petlja otpornosti određena sa $(R(t), i(t))$.
 c) Memristansa kao funkcija naelektrisanja q .
 d) Periodične talasne funkcije $i(t)$, $q(t)$, $v(t)$ i $R(t)$, nacrtane za $A=1$ i $\omega=1$ [77].

Lisažuova kriva u v - i ravni bilo kog pasivnog memristora sa pozitivnom memristansom

$$R(q) = \frac{d\hat{\varphi}(q)}{dq} > 0 \quad (3.26)$$

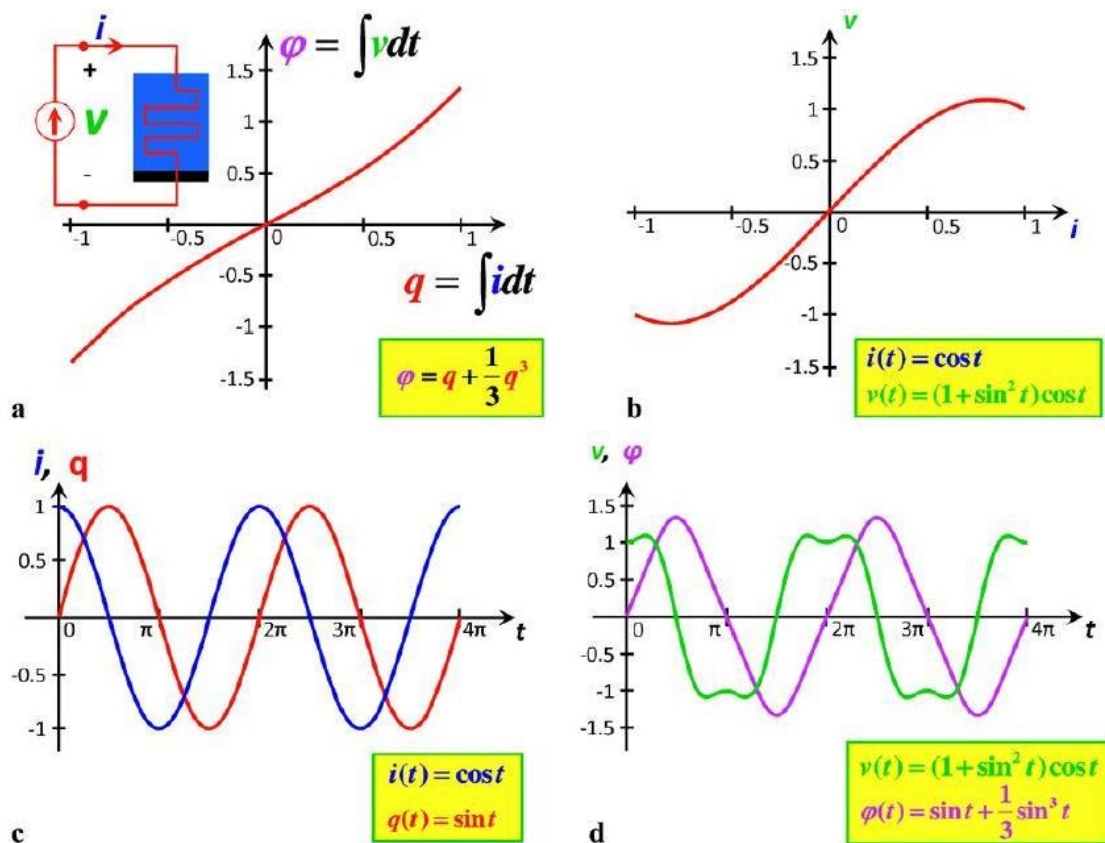
i sinusoidalnim strujnim izvorom $i(t) = A \sin(\omega t)$ je uvek uštinuta histerezisna petlja, čija oblast opada sa frekvencijom i teži ka linearnoj otpornosti jednakoj vrednosti $R(0)$ jednakoj nagibu konstitutivne relacije $\varphi = \hat{\varphi}(q)$ za $q=0$.

Treba napomenuti da postoje degenerativni slučajevi gde je v - i Lisažuova kriva funkcija jedne promenljive, kao što je pokazano u primeru na slici 3.30 gde je prikazan isti tip memristora (kao na slici 3.28 sa specijalnim ulaznim signalom $i(t) = \cos t$ za $t \geq 0$). Zapravo, Lisažuova kriva sa slike 3.30b se može interpretirati kao degenerativni slučaj gde je histerezisna petlja doživela kolaps u funkciju jedne promenljive, prolazeći kroz koordinatni početak.

Drugi degenerativni scenario se može javiti kada nagib $R(q)$ jednak nuli u nekim tačkama na $\varphi = \hat{\varphi}(q)$ funkciji, kao što je prikazano na slici 3.31 za konstitutivnu relaciju:

$$\varphi = \frac{1}{3} q^3 \quad (3.27)$$

U ovom slučaju važi $R(0) = 0$. Za isti ulazni strujni izvor $i(t) = \cos t$ (kao na slici 3.30), dobija se funkcija jedne promenljive u v - i ravni koja dodiruje i -osu, kao što je prikazano na slici 3.31b. Ovo predstavlja drugi degenerativni slučaj gde v - i Lisažuova kriva zapravo uključuje tačke na i -osi, jer je nemoguće presecati i -osu za bilo koji pasivni memristor za koji važi $R(q) \geq 0$. U ovakvim slučajevima, v - i Lisažuova kriva i dalje mora prolaziti kroz koordinatni početak (tj. ona je uštinuta), ali takođe i dodiruje i -osu. U svakom slučaju, Lisažuova kriva ($R(q) \geq 0$) pasivnog memristora mora biti ograničena na prvi i treći kvadrant, uključujući i -osu v - i ravni [79].

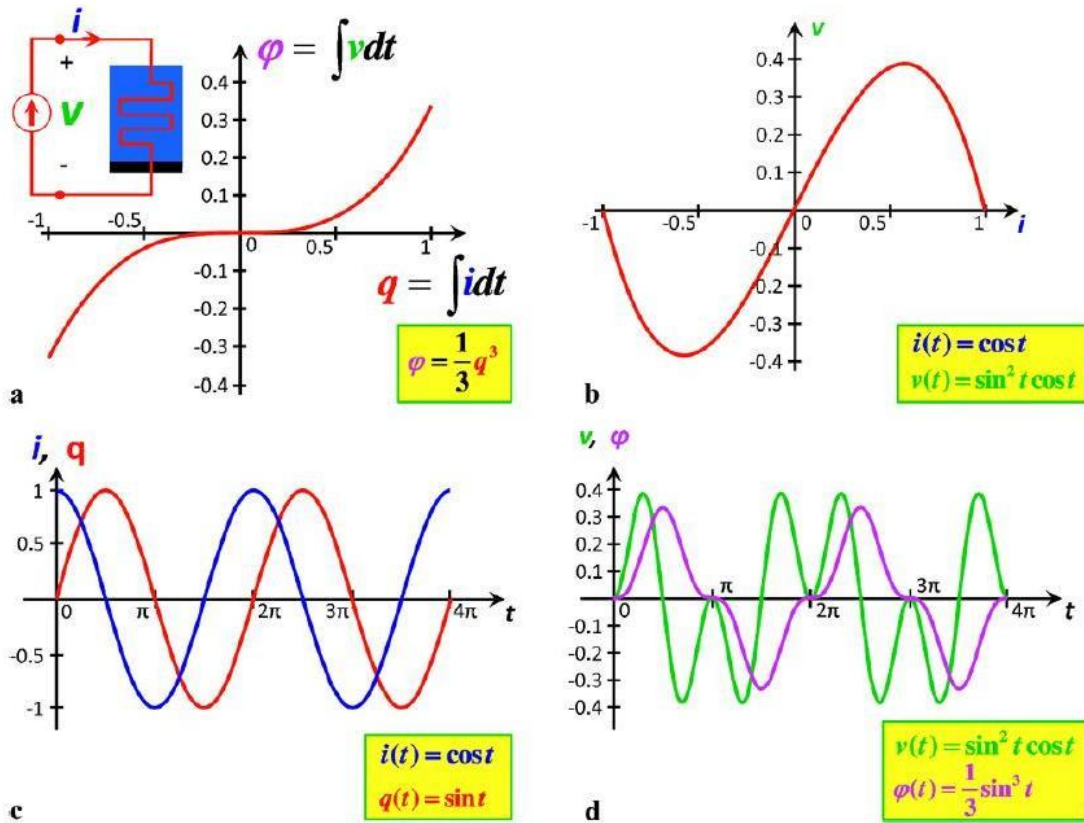


Slika 3.30. Ilustracija degenerativnog scenarija gde je došlo do kolapsa uštinute histerezisne petlje u funkciju jedne promenljive, sa ulaznim strujnim signalom $i(t)=\cos t$, sa istom konstitutivnom relacijom $\varphi = \hat{\varphi}(q)$ kao na slici 3.28 [79].

Površno ispitivanje konstitutivne relacije naelektrisanjem kontrolisanog memristora $\varphi = \hat{\varphi}(q)$ (slika 3.29a) pokazuje da memristansa $R(q)$ varira od $R(q_1)=1\Omega$ do ∞ , kao što je opisano krivom zavisnosti otpornosti od naelektrisanja (slika 3.29c), koja se naziva i kriva zavisnosti otpornosti i mape stanja. Na slici 3.29c naelektrisanje je promenljiva stanja.

Kriva zavisnosti otpornosti i mape stanja je veoma korisna jer pokazuje kako se mogu varirati vrednosti memristanse od R_0 u stanju $q=q_0$ na memristorskoj φ - q krivoj do R_1 u stanju $q=q_1$ jednostavno primenjujući kratak strujni impuls $\Delta i(t)$ čija je površina jednaka inkrementu Δq potrebnom da se doda poslednjoj vrednosti $q(t_0)=q_0$ da bi se izvršio pomeraj sa R_0 na R_1 . Kriva zavisnosti memristanse i mape stanja (slika 3.29c) stoga dopušta kontinualno podešavanje otpornosti memristora od $R=1\Omega$ do $R=\infty$.

Važno je primetiti da ukoliko dođe do prekida napajanja, memristor zadržava nepromenjene vrednosti φ_0 i q_0 . Zato se memristor ponaša kao postojana memorija.



Slika 3.31. Ilustracija drugog degenerativnog slučaja gde Lisažuova kriva u v - i ravni dodiruje i -osu. Ovaj ograničavajući slučaj se može javiti kada konstitutivna relacija memristora ima $R(q)=0$ za neko q , kao pod a) gde je $R(q)=0$ za $q=0$ [79].

3.7.2 φ - q KRIVE IDEALNOG MEMRISTORA ZA BINARNE MEMORIJE

Za digitalne aplikacije koje zahtevaju samo dva stanja, memristor treba da ima dva dovoljno jasna ravnotežna stanja R_0 i R_1 gde važi $R_0 \gg R_1$, tako da visoko-rezistivno stanje R_0 može biti lako prebačeno u nisko-rezistivno stanje R_1 , i obrnuto, što je brže moguće sa minimalnim utroškom energije. Za razliku od konvencionalnih memorija, kod memristora ne postoji disipacija snage izuzev tokom kratkih intervala prekidanja jer $v(t)=d\varphi(t)/dt=0$ i $i(t)=dq(t)/dt=0$ u oba ravnotežna stanja R_0 i R_1 [77].

PREKIDAČKA MEMORIJA I

Na slici 3.32 je prikazan naelektrisanjem kontrolisan memristor karakterisan trosegmentnom neparnom φ - q krivom (slika 3.32b). Ova po delovima linearna funkcija može biti opisana sledećom jednačinom:

$$\varphi = R_0 q + \left(\frac{1}{2} (R_1 - R_0) \right) [|q + B| - |q - B|] \quad (3.28)$$

gde R_1 predstavlja nagib srednjeg segmenta na slici 3.32b, R_0 nagib spoljnih segmenata na istoj slici, $q=-B$ označava levu, a $q=B$ desnu tačku proboja naelektrisanja. Odgovarajuća funkcija memristanse $R(q)$ se dobija diferenciranjem jednačine (3.29) po naelektrisanju q :

$$R(q) = R_0 + \frac{1}{2} (R_1 - R_0) [\text{sgn}(q + B) - \text{sgn}(q - B)] \quad (3.29)$$

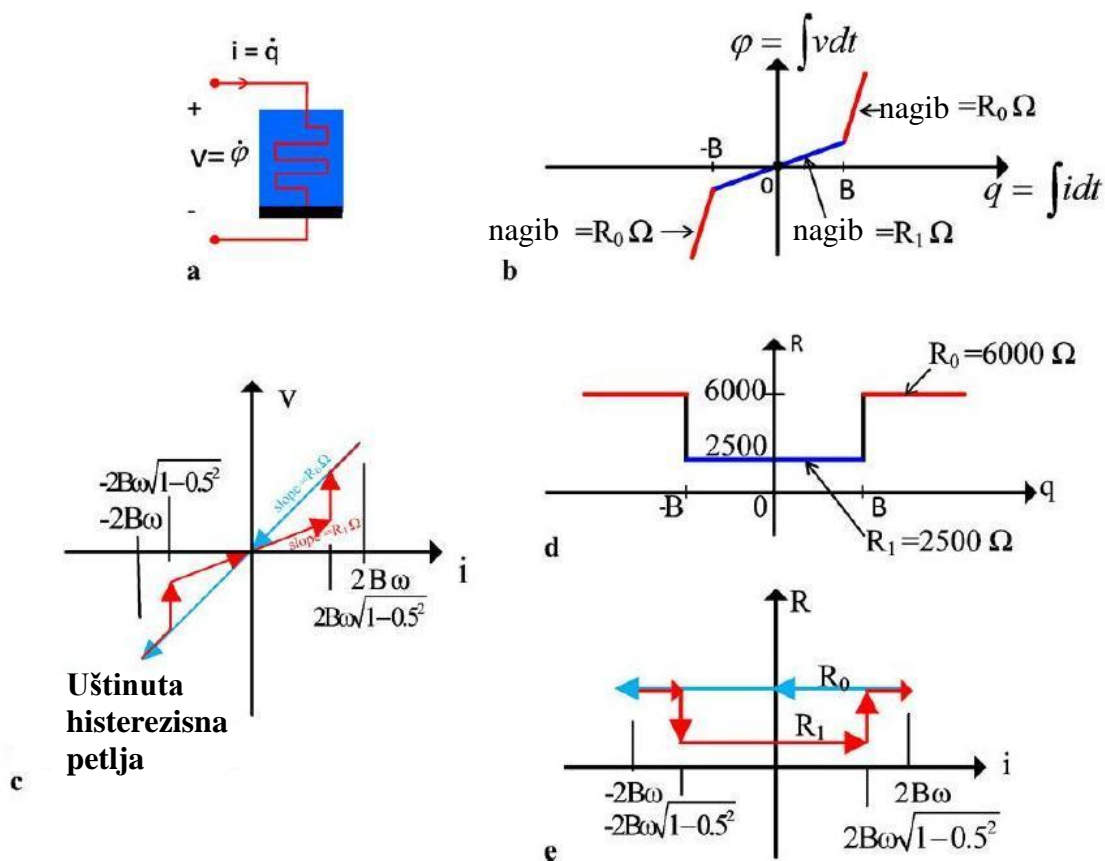
gde je

$$\begin{cases} \text{sgn}(x) = 1, x > 0 \\ \text{sgn}(x) = -1, x < 0 \end{cases} \quad (3.30)$$

Grafik zavisnosti memristanse od naboja stanja je prikazan na slici 3.32d za vrednosti parametara $R_0=6000\Omega$ i $R_1=2500\Omega$.

Primenjujući sinusoidalni strujni izvor definisan u (3.16) sa $A=2Bw$ duž celog memristora, odgovarajuće naelektrisanje memristora je dato sa:

$$\begin{aligned} q(t) &= 2B(1 - \cos wt), t > 0 \\ q(t) &= 0, t < 0 \end{aligned} \quad (3.31)$$



Slika 3.32. Uštinuta histerzisna petlja sa dva stanja kod naelektrisanjem kontrolisanog memristora sa sinusoidalnim strujnim izvorom $i(t) = A \sin \omega t$, gde je $A > \omega B$, i B označava numeričku vrednost proboja u (b). Horizontalna osa je “ q ” pod (b) i “ i ” pod (e). Kao posledica toga, nagib linearnih segmenata pod (b) predstavlja memristansu u Ω . (d) pokazuje odnos između memristanse kao funkcije naelektrisanja q , pretpostavljajući da su nagibi dati sa $R_0 = 6000 \Omega$ i $R_1 = 2500 \Omega$ [77].

U ovom slučaju, memristorska φ - q kriva na slici 3.32b prelazi od $q=0$ za $t=0$ do $q=4B$ za $t=\pi/\omega$. Može se videti da počevši od $q(0)=0$ na slici 3.32b za $t=0$, naelektrisanje memristora $q(t)$ se povećava duž niže krive zadržavajući konstantnu vrednost memristanse R_1 dok ne dostigne desnu tačku proboja na $q=B$ kada naglo prebacuje na gornju krivu i nastavlja da raste sa konstantnom visokom vrednošću memristanse R_0 , dok ne dostigne maksimalnu vrednost $q(t)=4B$ za $t=\pi/\omega$ što odgovara završetku prve polovine ciklusa sinusoidalnog strujnog ulaza $i(t)$. Tokom druge polovine ciklusa, memristorski ulazni strujni signal $i(t)$ menja znak, što se dešava i sa odgovarajućim naponskim signalom $v(t)$. Lisažuova kriva na slici 3.32b zatim ponovo prelazi istu putanju od $q=4B$ sa konstantnom memristansom R_0 za $t=\pi/\omega$ dok ne

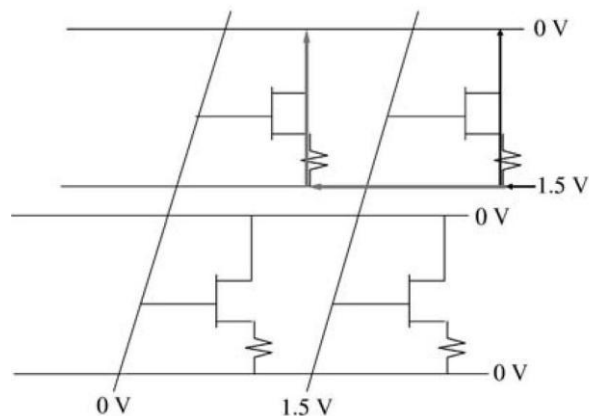
dostigne desnu tačku proboja $q=B$ ponovo, gde se memristansa prebacuje na R_1 , i nastavlja da opada sve dok se ne vrati u inicijalnu polaznu tačku $q=0$ za $t=2\pi/\omega$. Pošto su $i(t)$ i $v(t)$ negativne funkcije tokom povratnog puta, odgovarajući grafik Lisažuovoj krivoj u v - i ravni je neparna uštinuta histerezijsna petlja, kao što prikazano na slici 3.32c. Može se videti da se sastoji od dve vrednosti za memristansu – R_1 za niži deo krive i R_0 za viši.

3.8 ODABIR UREĐAJA

Prethodna diskusija je imala fokus na prirodu i operisanje samog RRAM elementa. Međutim, jednako je ili čak više važna praktična integracija RRAM u veliki niz, sa korišćenjem odabira uređaja radi izolacije RRAM ćelija jedne od druge. Uspostavljeni metod jeste korišćenje MOSFET-a u rednoj vezi sa RRAM elementom, u tzv. jedan-tranzistor jedan-otpornik (1T1R) aranžmanu. Alternativno, MOSFET može biti zamenjen bipolarnim tranzistorom (eng. *bipolar junction transistor* - BJT). S obzirom da tranzistor zahteva tri kontakta za pristup, veličina ćelije ima donji limit od $6-8 F^2$ što odgovara lateralnom smeštanju tri priključka jedan do drugog, plus zahtevanu izolaciju. Multi-emiter BJT sa podeljenom bazom i kolektorom nudi lokalnu veličinu ćelije od $4 F^2$. Takođe, korišćenjem uređaja sa dva priključka, na primer diode, i aranžiranjem da ta dva priključka budu poređani vertikalno u 1D1R arhitekturi, donji limit veličine ćelije teoretski može biti smanjen na $4 F^2$. Odabir uređaja treba da obezbedi dovoljnu izolaciju za datu dimenziju niza. Drugim rečima, odabrani ON/OFF odnos treba da bude dovoljno visok, tako da: 1) OFF otpornost dozvoljava samo zanemarljivo curenje struje kroz RRAM niz; i 2) moguća/dostupna ON struja treba da bude dovoljna da bi RRAM uređaj mogao da radi. Druge osobine koje bi bile atraktivne su mogućnost smeštanja u više slojeva i mogućnost provođenja struje u suprotnim smerovima [10].

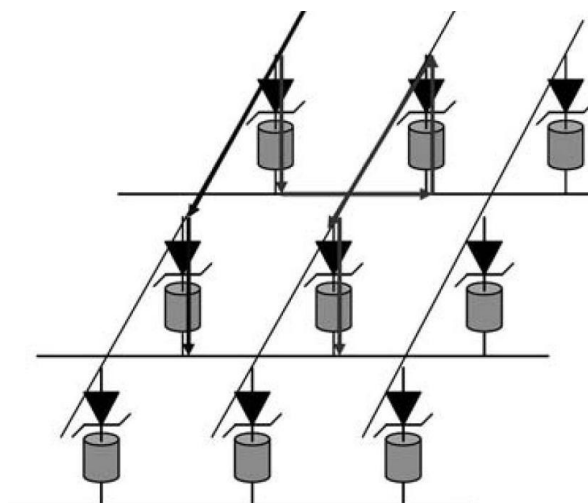
Uzmimo u razmatranje red 1T1R ćelija, koji se sastoji od n-MOSFETA i RRAMa, gde je svaki RRAM povezan na istu bit liniju, a sors svakog MOSFETA je uzemljen (slika 3.33). Da bi se pročitala jedna ćelija u ovom redu, dovoljno visok napon gejta je primenjen na MOSFET odabrane ćelije da bi dozvolio slobodan tok struje kroz odabranu strukturu 1T1R. Kod drugih ćelija u redu, koje nisu odabrane, javlja se struja

curenja ispod praga čija amplituda zavisi od napona bit linije, što je efektivno napon drejna. Struja curenja je mnogo manja od struje koja prolazi kroz odabranu ćeliju. Međutim, ako postoji dovoljno neodabranih ćelija koje su paralelne sa odabranom ćelijom, kombinovane struje curenja iz svih tih ćelija će prevagnuti u odnosu na pročitano struju odabrane ćelije. Većina MOSFETa imaju specificirane ON/OFF odnose u iznosu od 10^4 - 10^5 . Ovo sugerise da red bit linije ne može biti duži od $\sim 10^4$ MOSFET baziranih 1T1R ćelija. Sličan zaključak se primenjuje na BJT bazirane 1T1R ćelije [10].



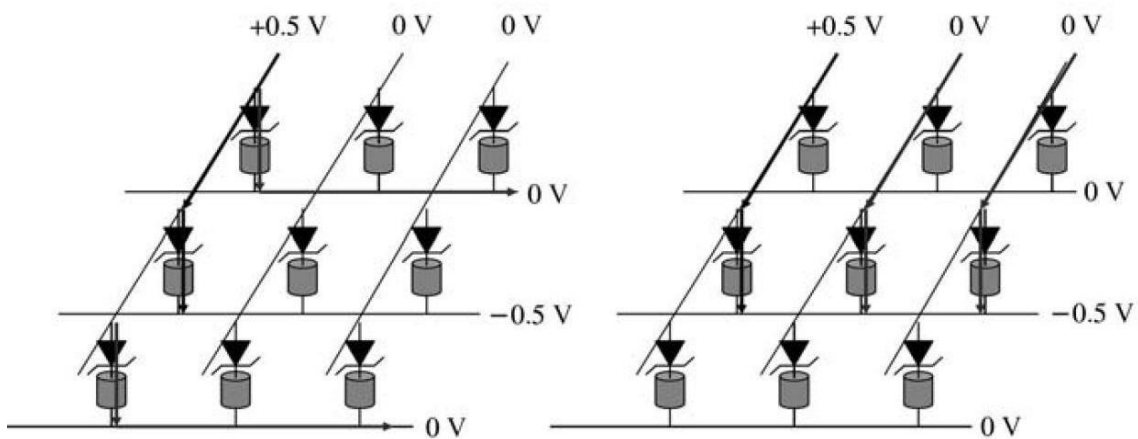
Slika 3.33. 1T1R arhitektura bazirana na MOSFETu. Kombinovano curenje kroz neodabrane 1T1R ćelije (crno) na bit liniji treba biti zanemarljivo u poređenju sa pročitano strujom kroz odabranu 1T1R ćeliju (sivo) [10].

1D1R izolacija nameće drugačije razmatranje ON/OFF odnosa u zavisnosti od toga kako su povezane neodabrane linije. Slika 3.34 pokazuje slučaj gde su neodabrane linije nepovezane. Za bilo koju odabranu 1D1R ćeliju, postoji $(M-1)(N-1)$ kombinacija od tri neodabrane 1D1R redno povezane ćelije, gde je M broj redova a N broj kolona u matrici $M \times N$. Dalje, srednja od tri 1D1R ćelije je inverzno polarisana u odnosu na ostale dve. Za standardnu Si diodu, za inverzni napon, struja pada na nivo struje curenja. Ova mala struja, međutim, mora biti pomnožena faktorom $(M-1)(N-1)$ da bi se dobila vrednost totalne struje curenja niza [10].

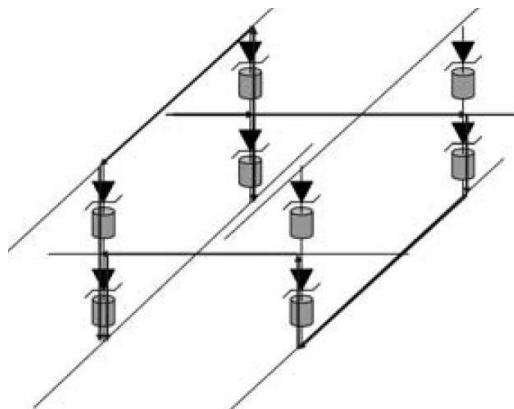


Slika 3.34. 1D1R arhitektura gde su neodabrane linije sa leve strane nepovezane sa ostatkom kola. Postoji $(M-1)(N-1)$ mogućih putanja curenja koje se sastoje od tri redno vezane 1D1R ćelije [10].

Zbog toga, za Gb niz, struja curenja neodabranih ćelija treba da bude značajno manja od $1/10^9$ stvarne struje koja se očitava u ćeliji tokom najvišeg rezistivnog stanja. Ovo je veoma izazovan zahtev, trenutno nemoguć i pored najviših industrijskih standarda. Slika 3.35 pokazuje alternativan slučaj, gde su neodabrane linije uzemljene umesto da budu nepovezane. U ovom slučaju, srednja inverzno polarisana 1D1R ćelija je skraćena, ostavljajući samo par 1D1R redno vezanih ćelija kao reprezentativnu putanju curenja neodabranih ćelija. Stoga, postoji $(M-1)$ putanja prema uzemljenju i $(N-1)$ putanja od uzemljenja. Pretpostavljajući da je $M \gg 1$, $N \gg 1$, zahtev za $M \times N$ niz bi bio da struja curenja neodabranih ćelija bude mnogo manja od $1/M$ ili $1/N$ dela stvarne struje pri najvećoj vrednosti visoko rezistivnog stanja. Ako je Gb niz aranžiran na primer kao 64 kb x 16 kb, odnos struje curenja i pročitane struje mora uvek biti manji od $1/64000$. Dalje, treba primetiti da bi napon bio podeljen između dve redno vezane neodabrane 1D1R ćelije. Ovo komplikuje analizu, jer se sada mora uzeti u obzir curenje od parcijalno ON direktno polarisane diode. Iako izgleda da je lakše ispuniti zahtevani ON/OFF odnos, i dalje se postavlja veliki izazov, s obzirom da se ne može primeniti konvencionalni inverzni napon diode. Često se 1D1R arhitekture proširuju dalje implementacijom višeslojnog slaganja u formu 3D niza, kao što je prikazano na slici 3.36. Za 1D1R arhitekturu na više nivoa, broj mogućih putanja curenja je sada mnogo veći. Stoga, zahtevi za odnos ON/OFF će biti strožiji [10].



Slika 3.35. 1D1R arhitektura gde su neodabrane linije uzemljene. Postoji $M-1$ putanja curenja prema uzemljenju i $N-1$ putanja curenja od uzemljenja [10].

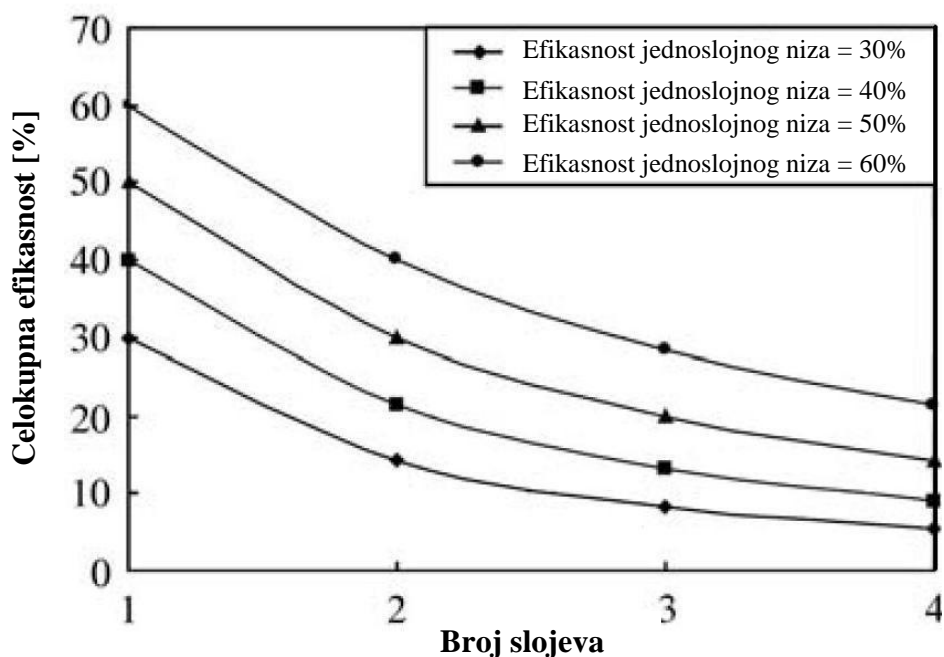


Slika 3.36. 3D 1D1R arhitektura. Očigledno je da postoji više mogućih putanja curenja [10].

Kao dodatni komentar, može se često primetiti da 1D1R arhitektura zahteva unipolarni RRAM, jer dioda ne može provoditi kada je inverzno polarisana a da se ne poremeti ON/OFF odnos. Međutim, specijalna dozvola se može napraviti za p-n spojeve usled činjenice da su uključeni manjinski nosioci. Inverznom polarizacijom nakon inicijalnog direktno polarisanog naponskog impulsa, samo kratkotrajna tranzijentna struja je moguća sa visokom inverznom strujom. U zavisnosti od debljine osiromašenog sloja, tranzijentna vremenska skala može doći do ns, što je kompatibilno sa visokim brzinama RESET performansi najbržih bipolarnih RRAM memorija. Šotki diode, sa druge strane, uključuju samo većinske nosioce, pa stoga ne pokazuju velike vrednosti reverzibilnih tranzijentnih struja, već samo male struje izmeštanja, koje se mogu

zanemariti. Tunnel oksidna barijera može imati istu funkciju kao dvosmerna dioda. Međutim, maksimalna gustina struje je minimalna [10].

Konačno, održivost 1D1R arhitekture će zavisiti od njenog potencijala za 3D skaliranje, u smislu najbolje isplativosti. Isplativost nije samo određena samo dimenzijom niza već i oblašću koju zauzima periferno kontrolno kolo. Iako dodavanje dodatnih 1D1R nivoa povećava kapacitet proporcionalno, oblast za kontrolu niza u master nivou se mora povećati proporcionalno. Na slici 3.37 se može videti da ovaj trend vodi do povećanja veličine čipa, kako površina niza ostaje ista, sa kapacitetom koji se povećava vertikalno, ali se periferna površina postojano povećava sa povećanjem broja slojeva. Prema tome cena povećanja kapaciteta sa 3D 1D1R baziranom arhitekturom zahteva značajne redukcije u troškovima za svaki dodatni sloj kao i za periferiju u poređenju sa konvencionalnom fleš memorijom da bi se opravdala kao primena pristupa isplativosti [10].



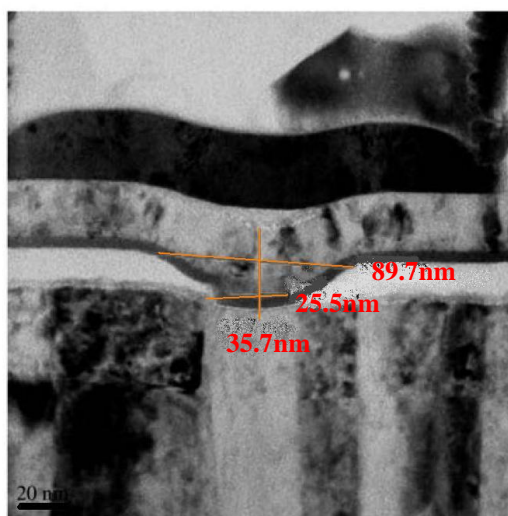
Slika 3.37. Efikasnost niza opada sa porastom dodatih nivoa [10].

3.9 PERSPEKTIVA

Velika brzina prekidačkih mehanizama RRAM memorija i prekidanje sa niskom snagom omogućavaju ovim memorijama širok spektar primena. Skaliranje RRAM je ostvarivo ispod 30 nm (slika 3.38), pa može se očekivati da su dimenzije filamenata reda 2 nm. Iako su najjednostavnije sa stanovišta proizvodnje i funkcionisanja, RRAM memorije zahtevaju najviše brige oko implementacije u finalnim proizvodima. Izazovi koji se postavljaju pred RRAM su:

1. Razumevanje osnovnih procesa u svakom tipu RRAM memorija;
2. Smanjenje promenljivosti otpornih stanja, tj. distribucije otpornosti, distribucije V_{SET} i V_{RESET} napona;
3. Povećanje broja RRAM prekidačkih ciklusa;
4. Povećanje broja bita koji mogu biti smešteni u RRAM ćeliju;
5. Eliminacija napona i vremena zahtevanih prilikom procesa formiranja;
6. 3D arhitekture za RRAM koje su isplative sa stanovišta celog sistema.

Iako je teško ući u takmičenje sa glavnim tipovima memorija koje su u upotrebi (fleš, DRAM, disk drajv) sa stanovišta troškova, mnogi korisnici bi se opredelili za korišćenje memorija koje dozvoljavaju više ciklusa upisivanja od fleš memorija, troše manje snage od DRAM, i rade na brzinama uporedivim sa najsavremenijim mikroprocesorima. RRAM tehnologija veoma brzo postaje izbor koji ispunjava sve ove zahteve.



Slika 3.38. Poprečni presek konkavne RRAM forme memorije. Aktivna prekidačka oblast HfO_2 iznosi 25.5 nm [10].

4 RADIJACIONA OŠTEĆENJA U REZISTIVNIM MEMORIJAMA SA PROIZVOLJNIM PRISTUPOM

U ovom poglavlju će biti objašnjeni uticaj i efekti radijacije na materijal aktivnog dela memorijske ćelije. Pored metalnih elektroda, najčešće korišćeni konstitutivni materijali aktivnog dela memorijskih ćelija jesu oksidi i poluprovodnici. Električne osobine materijala određene su strukturom njegovih atoma, ali i njihovom međusobnom organizacijom. Elektroni u atomu su raspoređeni na nivoima sa diskretnim vrednostima energije. Najudaljeniji elektroni od jezgra atoma poseduju najveću energiju i oni se nazivaju valentni elektroni. Ti elektroni formiraju valentne veze između susednih atoma materijala. Energije valentnih elektrona leže u oblasti koja se naziva valentna zona. S obzirom da su valentni elektroni vezani, oni ne učestvuju u provođenju struje. Kada elektroni dobiju dovoljno veliku energiju da raskinu vezu sa jezgrom svog atoma oni postaju slobodni. Slobodni elektroni se mogu kretati kroz materijal, čime učestvuju u provođenju struje. Zbog toga se opseg energije koju poseduju slobodni elektroni naziva provodna zona. Ti elektroni se, međutim, ne kreću sasvim slobodno, već su pod uticajem električnog potencijala rešetke materijala, zbog čega se nazivaju kvazislobodnim. Između valentne i provodne zone postoji energetski procep (zabranjena zona), koji je širine $E_g < 3,5$ eV mereno od vrha valentne zone do dna provodne zone kod poluprovodnika, dok je kod oksida (izolatora) vrednost energetskog procepa veća ($E_g \sim 9$ eV). Na temperaturi apsolutne nule valentna zona u poluprovodnicima je sasvim popunjena, unutarzonski prelazi elektrona nisu mogući, pa se poluprovodnici na niskim temperaturama i pri malom spoljašnjem električnom polju ponašaju kao izolatori.

Dovođenjem energije od nekoliko eV (termičkim pobuđivanjem, pobuđivanjem električnim poljem ili neelastičnim sudarom sa naelektrisanom česticom ili fotonom) elektroni mogu napustiti valentnu zonu i postati slobodni. Na mestu elektrona ostaje nepopunjena veza, tj. fiktivno pozitivno naelektrisanje koje se naziva šupljina. Elektron iz susedne veze može da zauzme ovako nastalo upražnjeno mesto, ostavljajući za sobom takođe nepopunjenu vezu. Šupljina se prema tome kreće u suprotnom smeru od kretanja

elektrona. Šupljine se od kvazislobodnih elektrona razlikuju po pozitivnom naelektrisanju, većom efektivnom masom i manjom pokretljivošću.

Prolaskom jonizujućeg zračenja kroz materijal poluprovodnika dolazi do stvaranja parova elektron-šupljina. Srednja energija potrebna za nastanak para elektron-šupljina u poluprovodniku iznosi $\sim 3\text{eV}$ i analogna je energiji jonizacije kod izolovanih atoma. U delu poluprovodničkog materijala izvan oblasti prostornog tovara, u kome nema električnog polja, visoka koncentracija nosilaca omogućava rekombinaciju elektrona i šupljina koji su nastali prolaskom zračenja. To znači da promene u poluprovodniku koje su izazvane zračenjem nisu trajne prirode.

Prolaskom jonizujućeg zračenja kroz okside dolazi do nagomilavanja naelektrisanja unutar oksida. Oksidi predstavljaju dielektrične materijale kod kojih je energetski procep veći nego kod poluprovodnika, ali je mehanizam pobuđivanja elektrona iz valentne zone u provodnu zonu isti. Kod SiO_2 vrednost energetskog procepa iznosi $\sim 9\text{eV}$. Nastali parovi elektron-šupljina mogu da se rekombinuju, ali mogu i da se kreću kroz oksid usled prisutnog električnog polja. Elektroni se kreću ka razdvojnoj površini oksida i poluprovodnika (što je najčešće Si), a šupljine ka metalnom kontaktu. Pokretljiviji elektroni bivaju injektovani u Si u intervalu od ~ 100 ps. Na dubini između 5 i 20 μm od razdvojne površine oksida i poluprovodnika, slabije pokretne šupljine mogu postati trajno zarobljene u oksidu. Ovakvi zahvati rezultuju time da se povećava pozitivno nalaktrisanje u oksidu, što dovodi do degradacije kvaliteta oksida. Jonizujuće zračenje dovodi i do pojave novih energetskih nivoa u energetskom procepu na razdvojnoj površini oksida i poluprovodnika. Ovi nivoi mogu biti zauzeti elektronima ili šupljinama u zavisnosti od položaja Fermijevog nivoa na interfejsu, a pomenuto naelektrisanje se dodaje ili oduzima od ukupnog naelektrisanja oksida. Opisan mehanizam predstavlja nastanak površinskih oštećenja (eng. *surface damage*). Pored površinskih, postoje i zapreminska oštećenja (eng. *bulk damage*) koja nastaju rasejavanjem zračenja na jezgrima atoma unutar materijala ili kao rezultat nuklearnih reakcija izazvanih upadnim zračenjem.

Vrste radijacionih efekata koji javljaju u materijalima se mogu podeliti u sledeće grupe:

- Generacija nečistoća – transmutacija jezgra u drugo jezgro koje samo može biti radioaktivno. Ovaj mehanizam je izazvan putem fisije i aktivacije (zahvata).
- Oštećenja izmeštanjem – izmeštanje iz normalne pozicije u strukturi materijala; izmešteni atomi mogu napustiti svoj položaj, za sobom ostaviti upražnjeno

mesto (vakanciju) i sami postati intersticijalni atomi, koji dalje mogu uzrokovati izmeštanje drugih atoma iz strukture.

- Jonizacija – što predstavlja uklanjanje elektrona iz atoma materijala i formiranje jonskih parova na putu naelektrisane čestice.
- Otpuštanje velike količine energije – u maloj zapremini, što može rezultovati zagrevanjem materijala. Ovo može biti veoma važno u slučajevima kada se radi o materijalu koji je radijacioni šilding.

Neutroni su naročito efikasni kod prva dva navedena efekta. Poređenje efekata različite vrste radijacije je dato u tabeli 4.1. Prilikom procene radijacionog oštećenja je veoma važno uzeti u obzir dozu i jačinu doze, što može ukazati na to da li se radi o hroničnom ili akutnom izlaganju.

Tabela 4.1. Vrste radijacionih oštećenja u materijalima [80].

Vrsta radijacije	Generacija nečistoća	Oštećenja izmeštanjem	Jonizacija	Otpuštanje energije
Termalni neutroni (eV)	Direktno reakcijama apsorpcije (uglavnom termalni neutroni); može dovesti do povećanja radijacije.	Da, indirektno	Indirektno	Indirektno
Brzi neutroni (MeV)				
Fisioni fragmenti	Sami postaju nečistoće	Više izmeštanja putem rasejavanja	Ovi visoko naelektrisani joni izazivaju značajnu jonizaciju, i emituju beta i gama zračenje	Značajna depozicija toplote na malom rastojanju
Alfa čestica	Nagomilavanje He može izazvati probleme sa pritiskom	Da, može izazvati izmeštanja atoma	Izaziva prilično veliku jonizaciju	Da, na jako malom rastojanju
Proton	Nagomilavanje H može takođe izazvati pritisak	Da	Direktno	Da, na malom rastojanju
Beta čestica	/	Nešto izmeštanja	Direktno	Lokalna depozicija toplote
Fotoni (γ i X zračenje)	/	Retka izmeštanja (Komptonovim efektom)	Indirektno	Gama zagrevanja preko velikog rastojanja

4.1 GENERACIJA NEČISTOĆA

Pod terminom generacija nečistoća se ovde podrazumevaju nečistoće koje su generisane uticajem radijacije, a ne nečistoće koje su postojale i pre ozračivanja u materijalu. Nečistoće u kristalu konstituišu strukturne nesavršenosti koje mogu da promene električne i mehaničke osobine materijala. Kao što je prikazano u tabeli 4.1, elektroni i fotoni ne izazivaju proizvodnju nečistoća direktno. Može se smatrati da ovi tipovi radijacije mogu indirektno izazvati generaciju nečistoća putem raskidanja hemijskih veza.

Mnogo važniji od generacije nečistoća jesu efekti ozračavanja neutronima i jonima. Upadni joni će biti usporeni i zahvatiće potreban broj elektrona kako bi se neutralisali. Proton će sa elektronom izgraditi atom vodonika, alfa čestica sa dva elektrona atom helijuma. U oba ova slučaja, neutralni atom je gas na sobnoj temperaturi, i stoga će pritiskati susedne atome. U čvrstim supstancama, ovo interno povećanje pritiska dovodi do fizičkih deformacija materijala – nastanak izbočina.

Zahvatom neutrona od strane jezgra se ne menja sam hemijski element, već se menja izotop tog hemijskog elementa. Novonastali izotop može biti radioaktivan, i raspadati se putem jedne ili više šema, što na kraju može dovesti do nastanka novog hemijskog elementa koji je stabilan. Naravno, proces raspadanja emituje dodatnu radijaciju unutar materijala. Za razliku od ovoga, apsorpcija jona od strane jezgra odmah menja hemijski element [81].

4.2 JONIZACIJA

Jonizacija je proces uklanjanja ili dodavanja elektrona neutralnom atomu, čime dolazi do stvaranja jona. Sam termin je često korišćen u vezi sa uklanjanjem elektrona iz parcijalno jonizovanog atoma. Blizak proces ovom procesu jeste ekscitacija, kod koje se energetska nivo elektrona podiže, ali ispod nivoa koji je potreban da bi se dogodila jonizacija. Naelektrisane čestice (alfa, beta, protoni) mogu direktno jonizovati materiju. Neutralna radijacija (neutroni, fotoni) izazivaju indirektnu jonizaciju.

Jonizujuće zračenje najmanje oštećuje metalnu vezu između atoma, zatim jonsku hemijsku vezu, a najviše oštećenja trpi kovalentna hemijska veza [81].

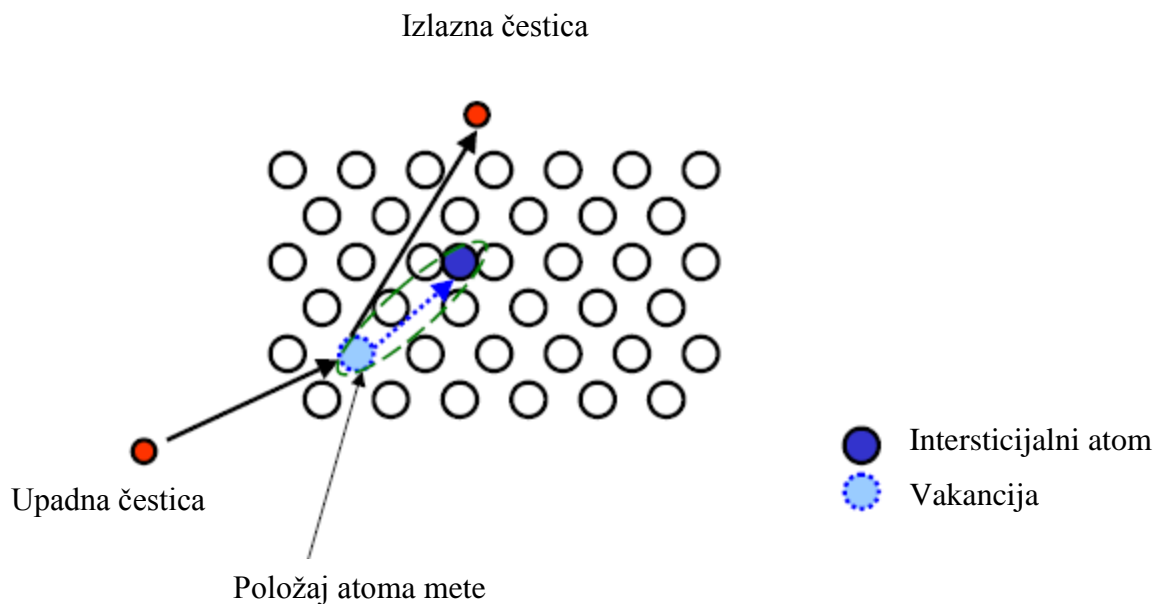
4.3 DEPONOVANJE ENERGIJE

Svi vidovi radijacije čine da tokom jonizacionih procesa energija (i naelektrisanje) bivaju deponovani unutar materijala. U vodi i organskom materijalu, većina apsorbovane jonizacione energije kida hemijske veze. Kod metala, skoro sva apsorbovana energija od jonizacije se manifestuje u vidu toplote. U pitanju je zapravo depozicija kinetičke energije koja se u opštem slučaju manifestuje kao termalno zagrevanje materijala. Porast temperature može izazvati značajne promene u samom materijalu. Kod direktnog zagrevanja radijacijom, proizvod jačine apsorbovane doze \dot{D} i gustine materijala ρ daje zapreminsku jačinu generisanja toplote, odnosno brzinu depozicije energije po jedinici zapremine [81]:

$$\dot{Q} = \dot{D} \cdot \rho \quad (4.1)$$

4.4 OŠTEĆENJA IZMEŠTANJEM

Atomska izmeštanja se mogu javiti putem kinetičkog transfera energije (balistički) ili putem konverzije ekscitacije u kretanje atoma (radiolitički). Kako naelektrisana čestica prolazi kroz materiju, energija čestice se disipira pobuđivanjem orbitalnih elektrona i preko elastičnih sudara sa jezgrima atoma materijala. Elastični sudari mogu da izbace atom iz svog normalnog položaja u kristalnoj rešetki. Tako izbačen atom jeste primarno izbačen atom (eng. *primary knock-on atom* - PKA), koji dalje može da izazove kaskadu atomskih izmeštanja pre nego što dostigne stabilno stanje. Na slici 4.1 je prikazan izmešten atom koji se naziva intersticijski, a upražnjeno mesto u kristalnoj rešetki se naziva vakancija. Intersticijski atom i vakancija zajedno formiraju Frenkeljev par. Oba deformiteta su pokretljiva na sobnoj temperaturi. Neki od izmeštenih atoma mogu dalje voditi do sekundarnih izmeštanja.



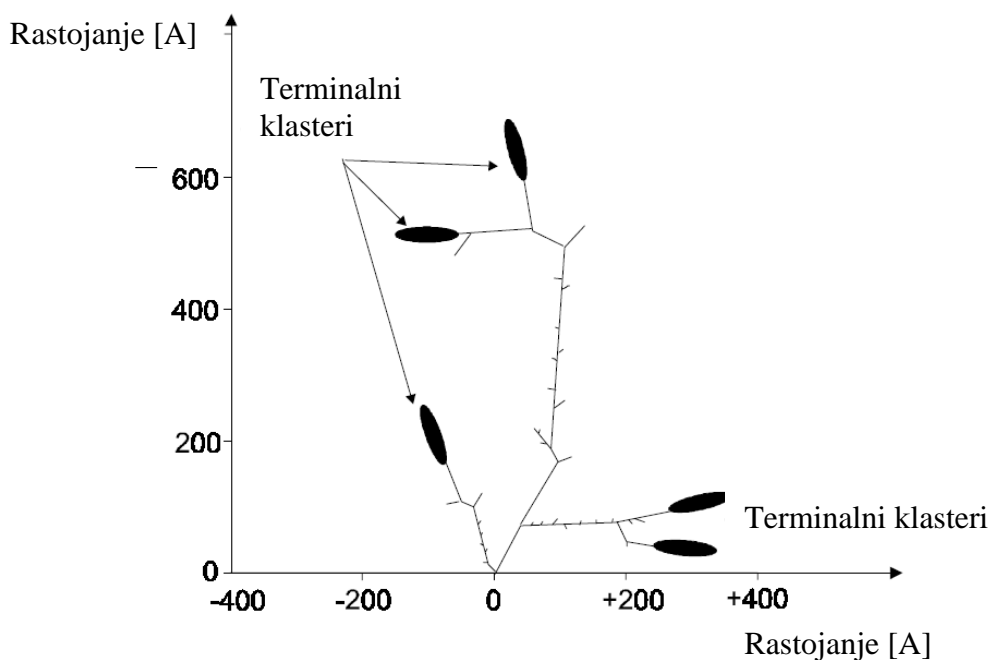
Slika 4.1. Oštećenje izmeštanjem – prikaz intersticijalnog atoma i vakancije (Frenkeljev par) [81].

Sile kojim okolni atomi u rešetki deluju na atom na kom se elastično rasejava upadna čestica ne utiču na proces predaje energije ovom atomu. Uticaj kristalne rešetke ispoljava se tokom izmeštanja atoma i sadržan je u vrednosti energije praga. Energija praga zavisi od tipa kristalne rešetke i vrste atoma u njoj. Ako je energija upadne čestice neznatno veća od energije praga za izmeštanje, broj izmeštenih atoma zavisi i od položaja upadnog pravca čestice u odnosu na glavnu osu simetrije kristalne rešetke.

Oštećenja izmeštanjem jesu rezultat nuklearnih interakcija, tipično rasejavanja, koje izaziva defekte u kristalnoj rešetki. Oštećenje izmeštanjem se javlja usled kumulativnog dugovremenog nejonizujućeg oštećenja materijala pod dejstvom jonizujućeg zračenja. Sudar između upadne čestice i atoma kristalne rešetke zatim dovodi do izmeštanja atoma iz svoje originalne pozicije u kristalnoj rešetki, kao što je prikazano na slici 4.1. U svemiru, čestice koje dovode do oštećenja izmeštanjem uključuju protone svih energija, elektrone sa energijama iznad 150 keV, i neutrone.

Jedna upadna čestica može uzrokovati kaskadu sudara. Ovi sudari su izazvani incidentnim teškim česticama (protoni, neutroni, joni) i sekundarnim česticama. Ukoliko je kinetička energija primarno izbačenog atoma dovoljno velika da atom pre zauzimanja intersticijskog položaja može izazvati izmeštanja niza drugih jezgara, koja i sama mogu izmeštati druga jezgra, doći će do formiranja kaskade izmeštenih atoma.

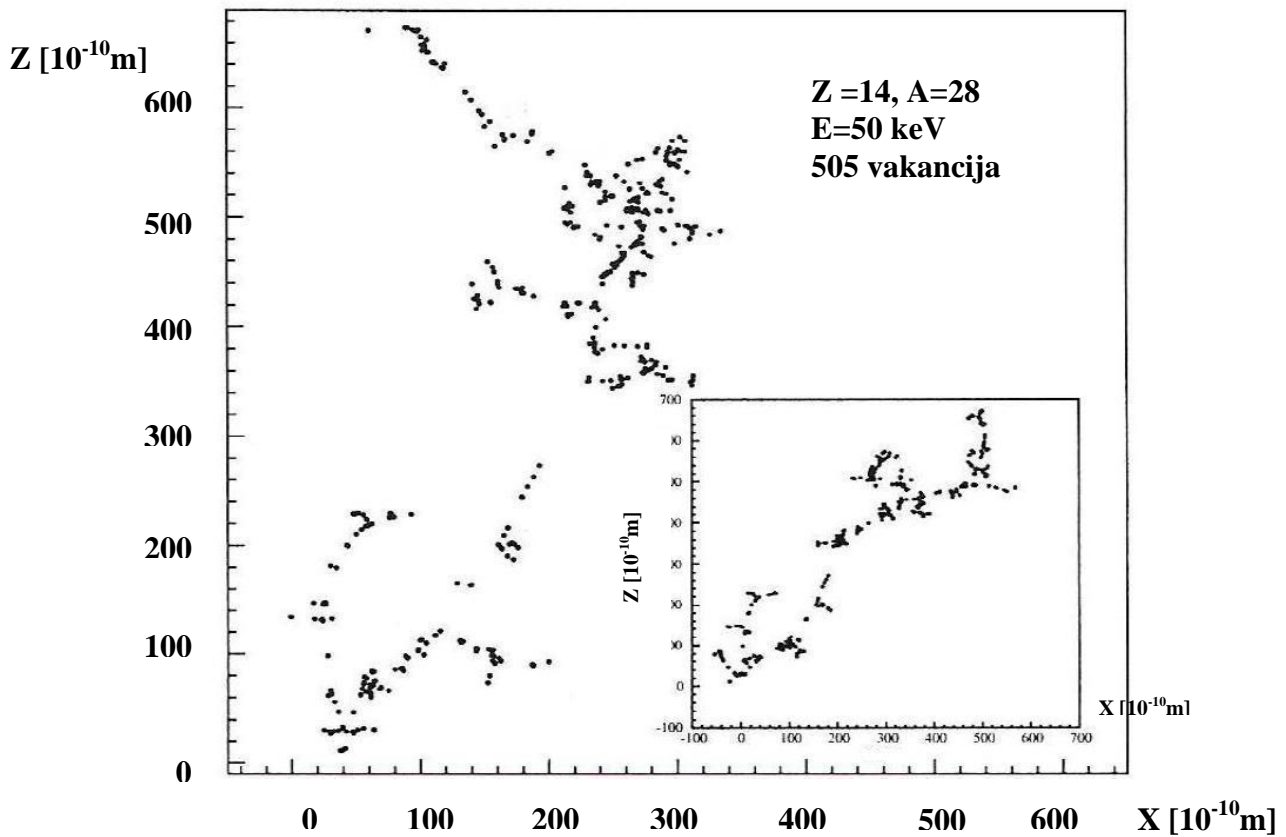
Defekti (vakancije, intersticijalni atomi, Frenkeljevi parovi, dislokacije) bivaju generisani duž putanje sekundarnih čestica, formirajući stablo izmeštanja (eng. *displacement tree*) i bivaju grupisani u klasterne na kraju putanja ovih čestica – završni klasteri (eng. *terminal clusters*) - slika 4.2. Duž putanja uzmakli atomi mogu izgubiti energiju putem jonizacije ili izmeštanjem drugih jezgara. Oko 50% kinetičke energije uzmaklog atoma se troši na jonizaciju, dok nejonizujuće interakcije izmeštanja dominiraju pri kraju putanje uzmaklog atoma. Kaskada koja potiče od jednog PKA najčešće sadrži 2-3 završna klastera, dužine reda 5 nm. Stablo izmeštanja sa završnim klasterima se može formirati u vremenskom periodu od 1 ns.



Slika 4.2. Prikaz formiranja stabla izmeštanja od nastanka primarno izmeštenog atoma do stvaranja terminalnih klastera [81].

Sa energijom rasejanja od 50keV, primarno izbačeni atom može generisati i do 1000 Frenkeljevih parova [82]. Na slici 4.3 je prikazana prostorna raspodela vakancija u rešetki silicijuma nakon izlaganja snopu neutrona energije 1MeV. Može se uočiti tipična struktura raspodele koja uključuje nekoliko podklastera. Rekombinacija intersticijskih atoma i vakancija ima veću verovatnoću ako je njihovo rastojanje manje od rastojanja čvorova kristalne rešetke. Ovo se javlja kod oko 60% generisanih Frenkeljevih parova [83]. U delovima materijala sa visokim stepenom oštećenja, ovaj procenat može biti od 75% do 95% [84]. Vakancije i intersticijski atomi koji se nisu

rekombinovali se kreću kroz kristalnu rešetku materijala i stupaju u interakcije među sobom ili sa atomima nečistoća. Proizvedeni defekti ovim reakcijama (tačkasti defekti) i defekti u okviru klastera predstavljaju pravo oštećenje u zapremini izlaganog materijala. Defekti koji nastaju duž putanja izmeštenih atoma, kao i klasteri defekata na krajevima ovih putanja, čine osnov radijacionih oštećenja unutar poluprovodnika.



Slika 4.3. Prostorna raspodela vakancija nakon izlaganja kristalne strukture Si snopu elektrona energije 1 MeV. Energija primarno izbačenog atoma iznosi 50 keV. Grafik unutra predstavlja transferzalnu projekciju istog događaja [82].

Neke vakancije vezuju se među sobom u vidu kompleksa koji se naziva divakancija, kada se vezuju dve, ili multivakancija, kada se vezuje veći broj vakancija. Divakancije najčešće nastaju spajanjem prostorno bliskih vakancija, što znači da će pre nastati od vakancija iz istog, nego iz različitih klastera. Učestalost vezivanja vakancija u divakancije je oko 100 puta veća prilikom ozračivanja teškim česticama nego pri ozračivanju gama zracima. Eksperimenti su pokazali da postoji verovatnoća vezivanja intersticijskih atoma u diintersticijske komplekse. Vakancije i intersticijski atomi koji ne dožive neku od ovih promena mogu difundovati kroz kristal i formirati stabilne

komplekse sa defektima i nečistoćama koji su uvek prisutni u izvesnoj meri u kristalnoj strukturi materijala (atomi kiseonika, ugljenika, forsofa, bora).

4.4.1 NEJONIZUJUĆI GUBICI ENERGIJE

Oštećenja izmeštanjem mogu biti kvantifikovana korišćenjem modela nejonizujućeg gubitka energije (eng. *Non-Ionizing Energy Loss* - NIEL). NIEL predstavlja gubitak energije usled nejonizujućih događaja po jedinici dužine, pa je opisan jedinicom MeV/cm ili MeV·cm²/g. NIEL je baziran na činjenici da efekti oštećenja izmeštanjem jesu proporcionalni gubitku energije nejonizujuće čestice, kao i broju proizvedenih uzmarka atomskih jezgara.

Brzina nejonizujućih gubitaka energije može se analitički izračunati iz modela baziranih na diferencijalnim poprečnim presecima i interakcijama kinematike. NIEL podrazumeva gubitak dela energije elastičnim interakcijama (Kulonove i nuklearne) i dela energije nuklearnim neelastičnim interakcijama koje dovode do generisanja parova intersticijalni atom – vakancija i fonona (energija vibracionih stanja). NIEL može biti izračunat za elektrone, protone, neutrone, itd. korišćenjem analitičkog izraza koji sumira doprinos elastične i neelastične komponente:

$$NIEL = \left(\frac{N}{A} \right) [\sigma_e T_e + \sigma_i T_i] \quad (4.2)$$

gde su σ_e i σ_i totalni poprečni preseki za elastične i neelastične interakcije, respektivno, T_e i T_i efektivne srednje vrednosti elastične i neelastične energije korigovane za jonizacione gubitke, respektivno, N je Avogadrov broj, i A je maseni broj materijala mete. Treba primetiti da je jedinica za NIEL tipično MeV·cm²/g, ista kao i jedinica za zaustavnu moć ili linearni transfer energije (LET) koji opisuje tranfer energije putem jonizacije i eksitacije po jedinici dužine.

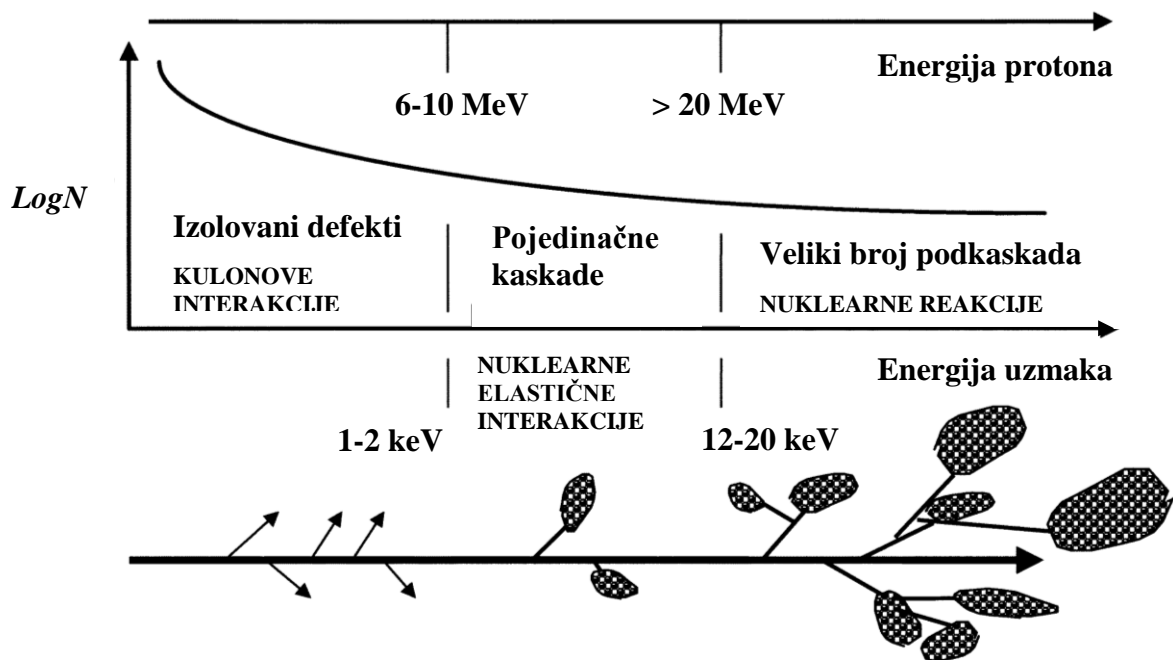
Na slici 4.4. je prikazana prostorna distribucija inicijalnih parova vakancija-intersticijalni atom izračunata kodom *MARLOWE* kao primer ozračenog silicijuma protonskim snopom [86]. Kao što je prikazano na grafiku zavisnosti logaritma broja interakcija ($\log N$) i energije upadnih protona, većina događaja predstavlja Kulonove interakcije koje proizvode primarno izbačene atome sa energijom $E_{praga} < E < 2keV$ i rezultuje izolovanim defektima. Iako postoji malo nuklearnih elastičnih i neelastičnih

reakcija koje proizvode kaskade, ovi događaji su daleko većeg stepena oštećenja i mogu doprinositi značajnoj frakciji totalnog oštećenja izmeštanjem pri višim energijama protona. Kao što je prikazano na slici, izmeštanja sa energijama između 2 i 10 keV proizvode pojedinačne podkaskade, dok izmeštanja sa energijama u opsegu od 12 do 20 keV formiraju stablo imeštanja.

Nejonizujući gubici energije za naelektrisane čestice se uglavnom odvijaju putem Kulonovih interakcija, dok neutroni interaguju uglavnom putem elastičnog rasejanja sa jezgrom [83]. Pri energijama iznad 1.8 MeV neutroni mogu razdvojiti jezgro [87], i nastali fragmenti dalje interaguju sa kristalnom strukturom materijala uglavnom putem Kulonovih interakcija. Maksimalna enerija koja je saopštena uzmaknutom atomu (Si) E_{max} može biti sračunata za slučaj centralnog sudara. Za visokoenergetske čestice proračun mora biti urađen relativistički:

$$E_{max} = 2 \frac{E_k + 2m_p c^2}{Mc^2} E_k \quad (4.3)$$

gde je M atomska masa (Si), E_k kinetička energija upadne čestice i m_p njena masa mirovanja. Za neutrone i protone, sa skoro identičnom masom, izračunata energija je skoro ista, ali protoni sa većom verovatnoćom predaju svoju energiju u malim porcijama kristalnoj rešetki zbog Kulonovih interakcija. Na ovaj način protoni će proizvesti više tačkastih defekata nego što će to uraditi neutroni. Povećavanjem energije upadnih protona energija PKA biva sve veća i raste verovatnoća da su i protoni u mogućnosti da direktno razdvoje jezgro.



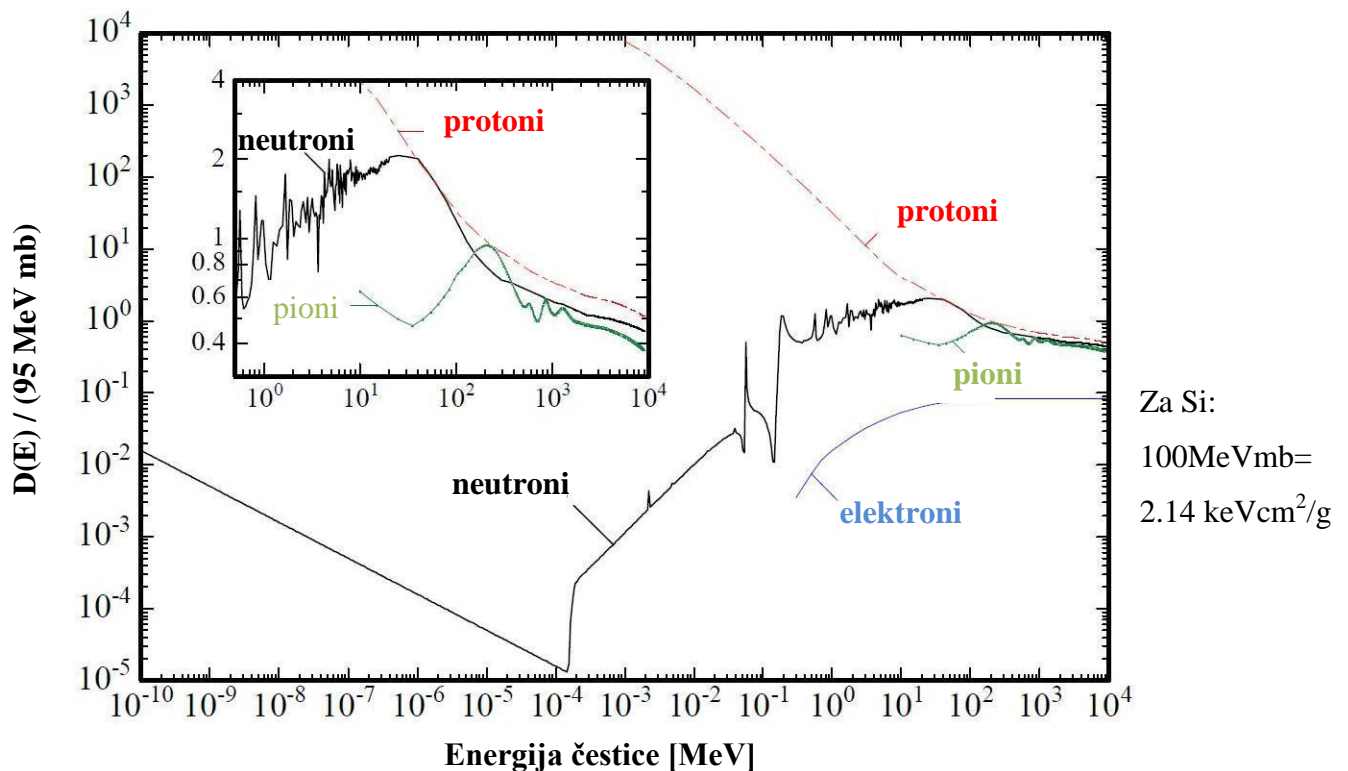
Slika 4.4. Prikaz oštećenja nastalog izmeštanjem u zavisnosti od energije primarno izbačenog atoma u materijalu silicijuma. Jasno se vidi iz zavisnosti broja interakcija i upadne energije protona da većina interakcija Kulonovog tipa proizvodi izolovane efekte. Za energije izmeštanja iznad 2 keV, oštećenja su bazirana na formiranju kaskada i podkaskada [86].

Kod svake interakcije koja vodi do oštećenja izmeštanjem proizvodi se PKA sa određenom energijom uzmarka E_R . Radijaciono oštećenje je srazmerno sa nejonizujućim gubitkom energije upadne čestice. Ovo se može prikazati kao funkcija oštećenja izmeštanjem:

$$D(E) := \sum_v \sigma_v(E) \int_0^{E_R^{\max}} f_v(E, E_R) P(E_R) dE_R \quad (4.4)$$

Indeks v ukazuje na sve moguće interakcije između upadne čestice sa energijom E i atoma rešetke (Si) što dovodi do izmeštanja u rešetki. σ_v predstavlja mikroskopski presek za odvijanje interakcije v , a $f_v(E, E_R)$ predstavlja verovatnoću za generisanje primarno izbačenog atoma enerije E_R pri interakciji v upadne čestice enerije E . $P(E_R)$ je tzv. Lindhartova funkcija podele kojom se može automatski izračunati koji se deo energije uzmarka deponuje dalje u formi oštećenja izmeštanjem [83,88]. Integracija je urađena po svim mogućim energijama uzmarka E_R . Ispod praga za izmeštanje funkcija

podele jeste nula, $P(E_R < E_d) = 0$. Na slici 4.5 prikazane funkcije oštećenja izmeštanjem za neutrone, protone, pione i elektrone su u opsegu od 10 GeV do nekoliko meV za termalne neutrone. Minimalna kinetička energija neutrona potrebna za transfer dovoljne količine energije za izmeštanje elastičnim rasejanjem je približno 185 eV [89]. Ipak, funkcija oštećenja raste ispod ove vrednosti kao što je prikazano na slici 4.5. To se objašnjava neutronske zahvatom, kod koga emitovani gama zraci rezultuju energijom uzmarka od 20 eV. Za neutrone sa energijama u opsegu MeV povećanje broja nuklearnih reakcija povećava vrednosti funkcije oštećenja. Funkcija oštećenja protona je sa druge strane dominantno opisana nižim energijama Kulonovih interakcija i stoga ima mnogo veće vrednosti u odnosu na neutrone u ovom energetske opsegu [90]. Za veoma visoke energije u GeV skali, obe funkcije oštećenja konvergiraju istoj vrednosti. U ovom slučaju doprinos Kulonovih interakcija postaje veoma mali i nuklearne interakcije su praktično iste i za protone i za neutrone (umetnut grafik na slici 4.5).



Slika 4.5. Funkcija oštećenja $D(E)$ normirana na 95 MeV mb za neutrone, protone, pione i elektrone [82].

Radi poređenja oštećenja generisanih različitim upadnim česticama sa individualnim energetskim spektrom $\Phi(E)$, faktor tvrdoće k je definisan normirajući različita radijaciona polja neutronske energije 1 MeV:

$$k = \frac{\int D(E)\phi(E)dE}{D(E_n = 1MeV) \cdot \int \phi(E)dE} \quad (4.5)$$

Vrednosti funkcije oštećenja za upadne neutrone energije 1 MeV je izračunata:

$$D_n(1MeV) = 95 MeVmb \quad (4.6)$$

Faktor tvrdoće za različite čestice je dat u tabeli 4.2. Oštećenje izazvano gama zracima se javlja od elektrona iz fotoelektričnog efekta, Komptonovog rasejanja ili proizvodnje para. Gama zraci, sa energijama 1.17 i 1.33 MeV (u slučaju izvora ^{60}Co), proizvode sekundarne elektrone prvenstveno Komptonovim efektom. Ovi elektroni sa energijama od 1 MeV nisu u mogućnosti da generišu klastere, već samo tačkaste defekte.

Tabela 4.2. Faktor tvrdoće za različite čestice.

Čestica	Energija	Faktor tvrdoće k
Protoni	23 GeV	0.62
Protoni	26 GeV	2.53
Neutroni	reaktorski neutroni (1MeV)	0.91
Elektroni	900 MeV	$8.25 \cdot 10^{-2}$
Elektroni	6 MeV	$4.20 \cdot 10^{-2}$
^{60}Co – gama zračenje	1.25 MeV	$4.90 \cdot 10^{-5}$

4.5 KLASIFIKACIJA DEFEKATA

Nakon ozračavanja materijala ćelije visokoenergetskim česticama javljaju se dve različite vrste defekata: klasteri i tačkasti defekti.

4.5.1 KLASTERI

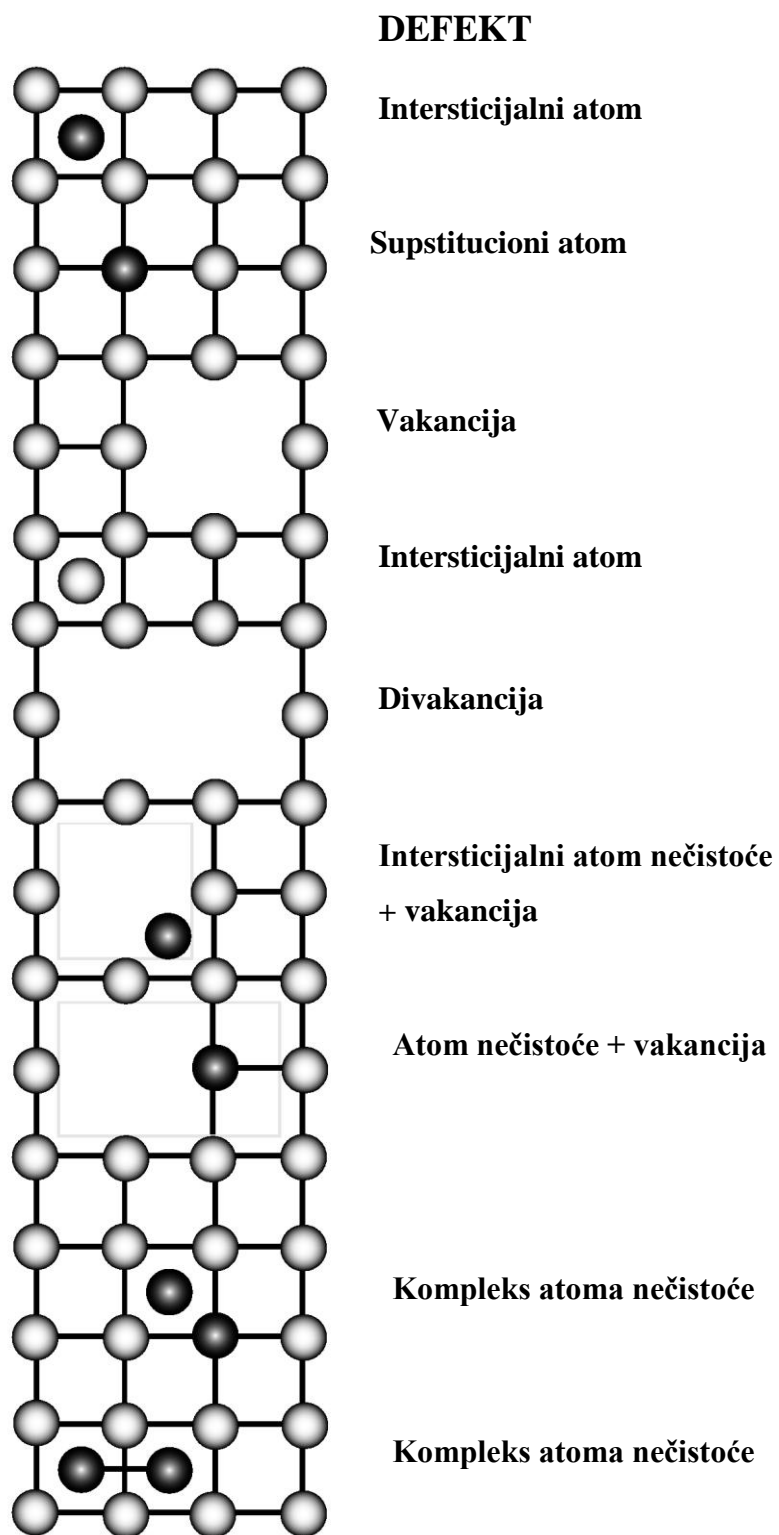
Klasteri su oblasti sa visokom gustinom defekata, zbog čega su u mogućnosti da promene lokalnu zonsku strukuru u regionu klastera. Tačna priroda defekata unutar klastera nije još uvek potpuno jasna, a time ni električne osobine defekata. Veliki broj Frenkeljevih parova biva generisan od strane primarno izbačenog atoma. Zbog njihove velike pokretljivosti, Si intersticijalni atomi difunduju brže van ovog regiona, što dovodi do nagomilavanja vakancija koje formiraju komplekse višeg reda kao što su V_2 , V_3 , itd. Ove formacije su stabilne na sobnoj temperaturi i formiraju jezgro klastera radijusa reda 5-15 nm. Intersticijalni atomi koji su difundovali van ove oblasti interaguju sa nečistoćama tako da se formira sloj ovih defekata radijusa reda 100 nm oko pomenutog jezgra. Defekti u ovom sloju se ponašaju kao centri rekombinacije i generacije [91].

4.5.2 TAČKASTI DEFEKTI

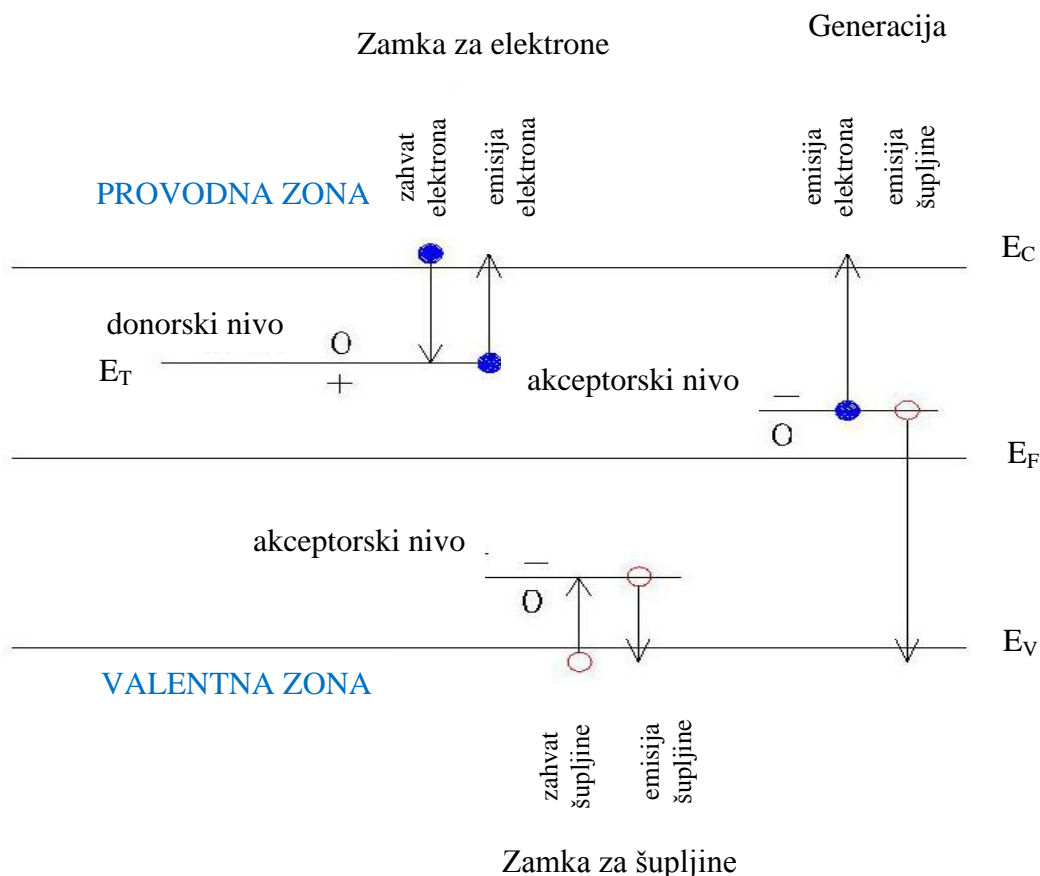
Frenkeljevi parovi, intersticijski atomi i vakancije, atomi primesa i nečistoća, i kompleksi koje oni grade predstavljaju tačkaste defekte. Primarno nastali defekti, intersticijalni atomi i vakancije, su pokretljivi i reaguju i međusobno i sa nečistoćama iz kristalne rešetke, formirajući sekundarne defekte ili kompleks defekte. Na slici 4.6 je prikazan pregled mogućih konfiguracija defekata. Neki od njih mogu imati diskretne energetske nivoe E_T u energetsom procepu i stoga mogu biti električno aktivni, dok drugi ne. Razlika između donje ivice provodne zone E_C i položaja eneretskog nivoa defekta E_T predstavlja energiju aktivacije defekta $\Delta E_T = E_C - E_T$ [91].

Defekti sa energetske nivouima u zabranjenoj zoni mogu da zahvataju i emituju elektrone i šupljine, zbog čega se nazivaju zamkama za nosioce naelektrisanja. Stanja defekata mogu biti akceptorska ili donorska (slika 4.7). Akceptorska stanja su negativno naelektrisana ako su zauzeta elektronima, dok su u suprotnom neutralna. Donorska stanja su neutralna ako su zauzeta elektronima, pozitivno naelektrisana ako su prazna (nezauzeta). Defekti takođe mogu imati više od jednog nivoa u energetsom procepu. Postoje čak i oni koji mogu imati i donorsko i akceptorsko stanje, pa se stoga nazivaju amfoterični. Bilo da je nivo zauzet ili ne, on je definisan u ravnotežnom stanju

relativnom pozicijom energetskog nivoa u poređenju sa Fermijevim nivoom. Na slici 4.8 je dat prikaz različitih stanja defekata [82].



Slika 4.6. Šematski prikaz nekih od tačkastih defekata [91].



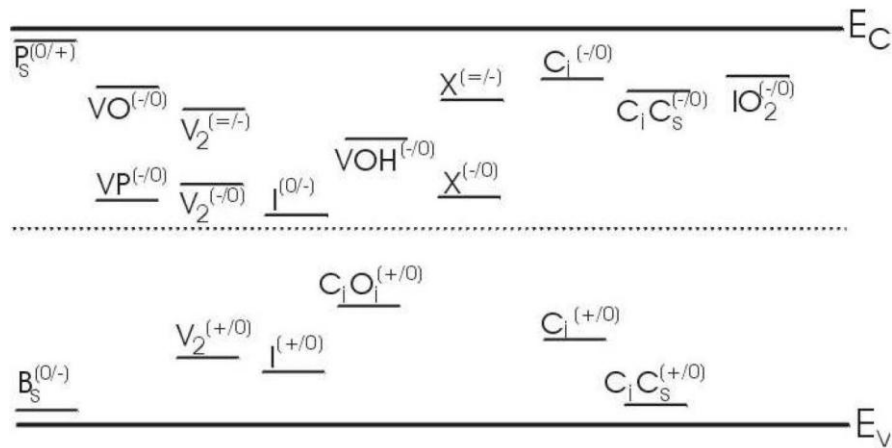
Slika 4.7. Prikaz provodne i valentne zone, Fermijevog nivoa, i donorskih i akceptorskih stanja defekata.

Defekti mogu biti podeljeni na plitke i dubinske, ali za ovu podelu ne postoji precizna definicija. Defekti se nazivaju plitkim ukoliko su blizu jednom od energetske nivoa odakle mogu biti jonizovani na sobnoj temperaturi. Dubinski defekti su bliže sredini energetskog procepa.

Zamkama se nazivaju tačkasti defekti koji savelikom verovatnoćom emituju zahvaćen elektron ili šupljinu natrag u provodnu, odnosno valentnu zonu, pre nego što dođe do rekombinacije. Ako je verovatnoća rekombinacije elektrona i šupljine na defektu velika, on se naziva rekombinacionim centrom. Takav defekt mora da ima istovremeno sposobnost zahvatanja elektrona i šupljine.

Rekombinacija preko diskretnih nivoa u zabranjenoj zoni naziva se indirektnom, i predstavlja dominantni vid rekombinacije kod većine poluprovodnika sa indirektnim procepom. Direktna rekombinacija prelaskom elektrona iz provodne u valentnu zonu javlja se kao dominantni vid rekombinacije samo kod poluprovodnika sa malim direktnim energetskim procepom. Prilikom direktne rekombinacije, razlika

energija početnog i kranjeg stanja elektrona emituje se u vidu fotona. Za razliku od toga, indirektna rekombinacija je neradijativna, jer se energija predaje kristalnoj rešetki u vidu vibracionih pobuda (fonona). Pored radijativne i neradijativne, rekombinacija može biti i Augerova, kada se energija međuzonske rekombinacije predaje nekom drugom elektronu ili šupljini u vidu kinetičke energije. Indirektna rekombinacija može se predstaviti kao prelaz elektrona iz provodne u valentnu zonu preko nivoa defekata, ili kao anihilacija elektrona i šupljine koji se sreću na defektu. Razmatranjem statističke prirode razmene nosilaca naelektrisanja između diskretnih energetske nivoa defekata i provodne, odnosno valentne zone, moguće je odrediti popunjenost zamkama ili šupljinama.



Slika 4.8. Prikaz različitih stanja defekata u energetskom procepu.

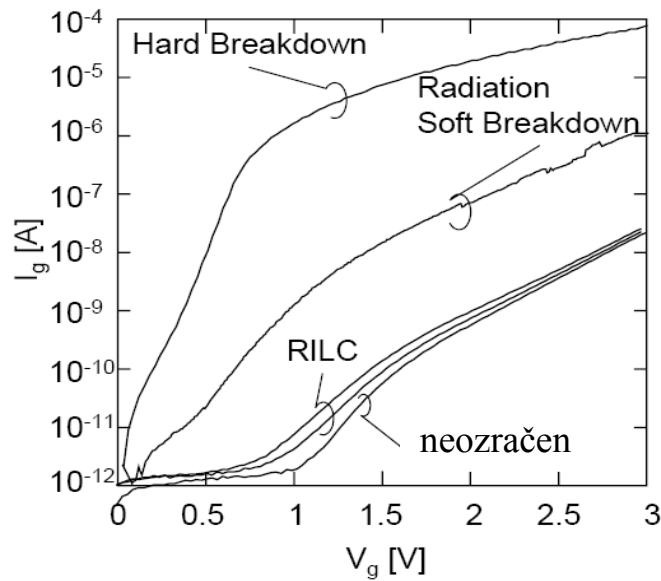
4.6 RADIJACIONI EFEKTI U OKSIDIMA

Smanjenjem debljine oksida povećava se radijaciona tolerantnost uređaja na efekte koji se javljaju usled zahvata naelektrisanja u zamke. Kada rastojanje za tunelovanje elektrona iznosi 3 nm kod sloja oksida (SiO_2) debljine 6 nm ili manje, radijacijom indukovano pozitivno naelektrisanje se lako rekombinuje ili neutrališe elektronima koji su se tunelovali.

Jonizujuće zračenje može zapravo proizvesti defekte koji se ne ponašaju kao centri zamki već koji predstavljaju putanju struje curenja preko oksida. Struja curenja nepovoljno utiče na potrošnu snagu kola, koja se često uzima kao ključni parametar pouzdanosti. Na slici 4.9. su rezimirane različite struje curenja koje mogu biti izmerene na tankom oksidu nakon ozračivanja. Karakteristike struje curenja zavise od debljine oksida i od linearnog transfera energije (eng. *linear energy transfer* - LET) jonizujuće čestice.

Struja curenja indukovana radijacijom (eng. *Radiation Induced Leakage Current* - RILC) je otkrivena u oksidima debljine od 4 do 10 nm [92-94]. RILC predstavlja umereno povećanje struje curenja kroz oksid (slika 4.9) i može predstavljati ozbiljna ograničenja za postojeće memorije. Kada se debljina oksida smanji ispod 4 nm, struja curenja je veoma velika usled direktnog tunelovanja elektrona kroz barijeru oksida i RILC može biti zanemarljiva.

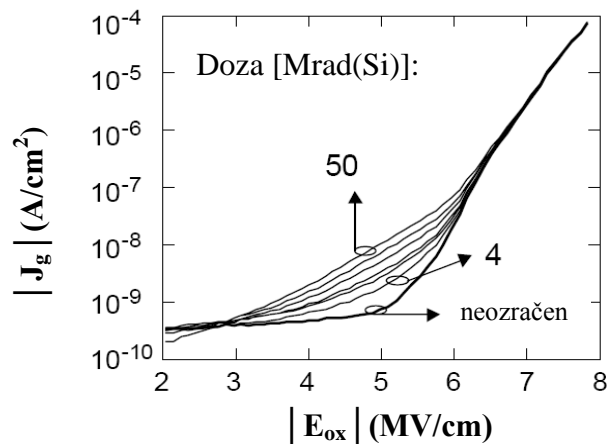
Mekan proboj indukovano radijacijom (eng. *Radiation Induced Soft Breakdown* - RSB) je proučavan u oksidima debljine 3 i 4 nm samo nakon ozračivanja jonima sa visokim LET-om [93,95-97], i karakteriše ga veliko povećanje struje curenja oksida, koje je ipak manje nego u slučaju tvrdog proboda (eng. *Hard Breakdown*).



Slika 4.9. Zavisnost struje gejta od napona gejta (I_g - V_g) izmerena pre i posle ozračavanja oksida debljine 3 nm. Dve krive odgovaraju struji curenja indukovanoj radijaciji određenim nakon ozračavanja jonima silicijuma fluensa $5.8 \cdot 10^{10}$ i $1.5 \cdot 10^{11}$ jona/cm². Kriva RSB je dobijena nakon ozračavanja jonima joda fluensa 10^7 jona/cm² [98].

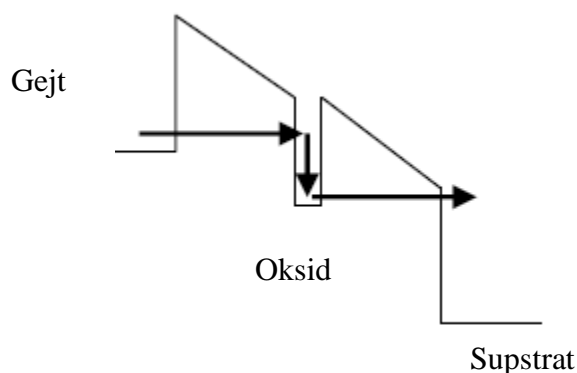
4.6.1 STRUJA CURENJA INDUKOVANA RADIJACIJOM

Zavisnost gustine struje J_g od karakteristika polja oksida E_{ox} kod oksida debljine 6 nm prikazana je na slici 4.10 [95], pre i posle ozračavanja snopom elektrona energije 8 MeV. Glavni efekat ozračavanja predstavlja povećanje struje polja male jačine, posmatrano između $E_{ox}=3$ MV/cm i $E_{ox}=6$ MV/cm, usled RILC.



Slika 4.10. Negativne J_g - E_{ox} krive merene pre i posle ozračavanja za različite doze u opsegu od 4 do 50 Mrad(Si) [95].

Tunelovanje elektrona kroz oksid omogućeno zamkama (eng. *Trap Assisted Tunneling* - TAT) je mehanizam koji objašnjava RILC [92,94,97]. RILC ima dosta sličnosti sa strujom curenja indukovanom električnom stimulacijom (eng. *Stress Induced Leakage Current* - SILC), pri čemu je glavna razlika poreklo zamki: kod RILC su to jonizujuće čestice, a kod SILC je električna stimulacija. Kao i SILC, RILC se objašnjava neelastičnom TAT: kad je napon primenjen na gejt, elektroni mogu tunelovati u zamku oksida gde gube deo svoje energije, a zatim dolaze do anode preko drugog tunelovanja (slika 4.11) [98].



Slika 4.11. Šematski prikaz neelastičnog tunelovanja elektrona kroz oksid omogućenog zamkama.

Analitički RILC model je razvijen za ultra tanke okside izložene jonizujućem zračenju, što je bazirano na analitičkom rešenju Šredingerove jednačine za pojednostavljenu zonsku strukturu oksida [94]. Ovde se RILC javlja u procesu od dva koraka: prvi je tunelovanje elektrona u defekt oksida sa ivice provodne zone katode, a zatim se elektron tuneluje iz zamke izgubivši oko 1.5 eV. Rezultati simulacije su pokazale da su najefikasnije zamke smeštene blizu sredine debljine oksida, 1.3 eV ispod provodne zone oksida.

4.6.2 MEK PROBOJ INDUKOVAN RADIJACIJOM

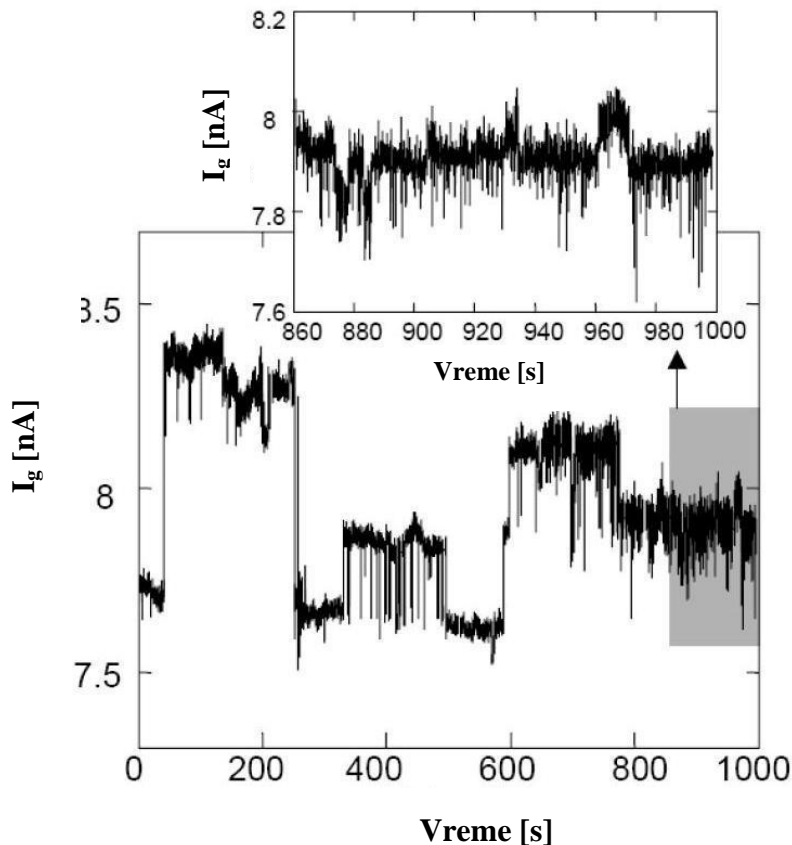
Relativno povećanje struje gejta usled RILC je više redukovano kod oksida tanjih od 3-4 nm, usled povećanja tunelske struje. RSB je detektovan kao nagli veliki porast struje gejta, mnogo veći nego u slučaju RILC-a, ali ipak manji nego u slučaju

tvrdog proboja. Električne karakteristike RSB-a su slične onima koje su u vezi sa SB (eng. *Soft Breakdown* - SB) koje se javljaju usled električne stimulacije [93] i mogu biti modelovane uz pomoć empirijske relacije predložene za električno indukovani SB [99]:

$$I_{RSB} = aV^b \quad (4.6)$$

Za razliku od RILC, koji se vezuje za tunelovanje preko jednog trapa, RSB provođenje se aktivira kada su jedan ili više regiona sa visokom gustinom defekata proizvedeni u oksidnom sloju.

RSB karakteriše telegrafski šum. Na slici 4.12 je prikazana struja gejta merena u oksidu debljine 3 nm nakon ozračavanja jonima joda energije 257 MeV pri naponu $V_g = -2.7$ V. RSB struja se približno ponaša kao nasumični telegrafski šum sa više nivoa (eng. *multi-level Random Telegraph Noise* - RTN). Ovakve fluktuacije odgovaraju aktivacionim/ deaktivacionim provodnim putevima (unutar slabih tačaka indukovanih radijacijom) kroz oksid, koji se javljaju nakon ozračivanja [98].



Slika 4.12. Struja gejta izmerena pri naponu $V_g = -2.7$ V kao funkcija vremena merenja u oksidu debljine 3 nm nakon ozračivanja jonima joda 7×10^6 jona/cm² [98].

4.6.3 MODELI ZAHVATA NAELEKTRISANJA U OKSIDIMA NAKON JONIZACIJE

Visoko i niskoenergetska radijacija, čestičnog ili fotonskog tipa, u elektronskim uređajima može uzrokovati sledeće efekte: a) privremeno spuštanje barijere, b) zahvat i zaustavljanje naelektrisanja koje se kreće kroz oksid, proizvodeći polutrajni sloj naelektrisanja u oksidu, c) narušavanje labilnih veza koje se javljaju na interfejsima, naročito između poluprovodnika i provodnika. Efekti pod b) i c) čine dva najozbiljnija efekta jonizacionih gubitaka energije, ili TID efekta (eng. *total ionizing dose* - TID).

Navedeni efekti su različiti iz velikog broja razloga. Prvo, raznovrsnost dielektrika koji su uključeni u tehnologiju izrade ReRAM memorija je mnogo veća nego što je to slučaj sa korišćenim poluprovodnicima. Drugo, energetski procep između valentne i provodne zone kod dielektrika je veliki. Dielektrici su jedinjenja bazirana uglavnom na kovalentnoj vezi nekoliko hemijskih elemenata. Prema tome, postoji veliki broj nivoa sa zamkama i načina za pobuđivanje, dok efekti polarizacije mogu biti dugoživeći. Treće, koncentracija defekata jeste veća nego kod poluprovodnika [100].

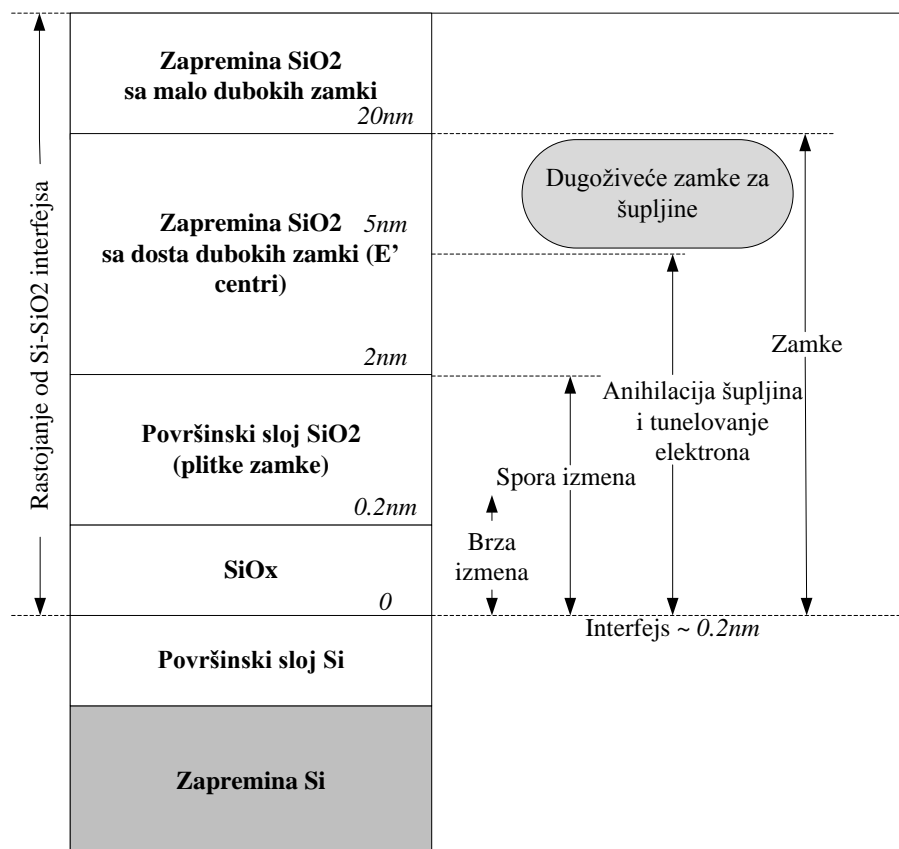
U fizici uređaja, defekti zahvata nosilaca su uglavnom tačkasti, lokalizovani defekti na kojima elektroni i šupljine mogu biti zahvaćeni. Zahvaćeno naelektrisanje može biti vraćeno nazad u provodnu zonu. Kod izolatora, potrebne energije za ovakav prelaz su obično velike. Na primer, kod amorfnog SiO₂, izolatora u Si uređajima, energetski procep je 9 eV i zahvaćene šupljine leže na nivou od 2.5 eV ispod provodne zone. Na ovoj dubini, mala je verovatnoća da termalni procesi pobude naelektrisanje iz zamki. Postoje i pliće zamke, što dozvoljava šupljinama da se kreću po slučajnim putanjama kroz oksid. Stanje sloja naelektrisanja je zbog toga polupropustljivo, ali degradacija može biti dugoživeća. Neki od autora su vršili merenja u uređajima baziranim na strukturi oksid-poluprovodnik 30 godina nakon ozračavanja i otkrili veliki deo zaostalog zahvaćenog naelektrisanja u oksidu [100].

Kod amorfnoh izolatora, fizički model koji ih opisuje nije rešetka, već klasteri atoma sa normalnim ili blago deformisanim hemijskim vezama. Definisana energetska stanja mogu podržati efekte provođenja i dobra su za modelovanje statičkih stanja zahvaćenog naelektrisanja ili vodonika. Ovo posledenje igra važnu ulogu kod termički izgrađenog Si. Merenja spina elektrona se koriste da unificiraju modele, inicijalno

razvijene za zapreminski Si oksid, kvarc i fuzioni Si, sa prostorno ograničenim modelima zahtevanim za zapreminske i površinske oblasti SiO_2 koje formiraju veoma radijaciono osetljiv tanak film u samom središtu većine uređaja sa strukturom metal-oksud-poluprovodnik [100].

4.6.4 SISTEM ZAMKI NAELEKTRISANJA NA POVRŠINI OKSIDOVANOG SILICIJUMA

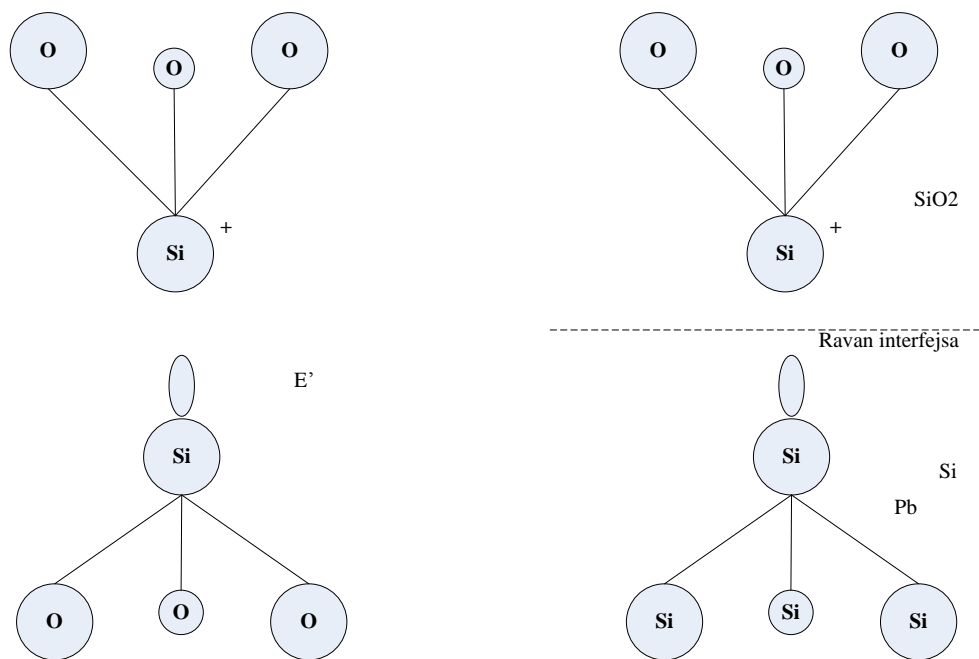
Kada se silicijum smesti u oksidovani gas postoji verovatnoća za formiranje dobro kontrolisane forme amornog SiO_2 , koji, izuzev za oblast interfejsa, je stehiometrijski i čist izuzev male količine vodonika. Zahvat naelektrisanja u oksidnom filmu je koncentrisan blizu Si. Oblast blizu Si-SiO₂ interfejsa uključuje pet regiona, koji su prikazani na slici 4.13. Sa leve strane prikazane su slike podoblasti, čija je determinacija bazirana na mikroskopiji. Sa desne strane su prikazane pozicije i tipovi procesa koji su uključeni u formiranje i raspad zahvaćenog naelektrisanja u oksidu (eng. *Oxide Trapped Charge* - Q_{ot}) i zahvaćenog naelektrisanja na interfejsu (eng. *Interface Trapped Charge* - Q_{it}). Procesi zahvata se takođe javljaju na površini oksid-metal. Nakon nastanka putem jonizacionih gubitaka energije, šupljine driftuju u ovu oblast iz zapremine materijala i bivaju zahvaćene u zamku. Međutim, one koje se nalaze na rastojanju u okviru rastojanja tunelovanja silicijuma bivaju brzo anihlovane elektronima. Rezultat ovakvih procesa jeste sloj naelektrisanja koji je na slici 4.13 prikazan osenčenim delom. Elektronska razmena zahvaćenog naelektrisanja na interfejsu sa silicijumom je brza za rastojanja reda dužine atomske veze, i spora pri većim rastojanjima [100].



Slika 4.13. Opšti prikaz zoni zamki blizu interfejsa oksida silicijuma sa silicijumom. Sa desne strane su prikazane pozicije i tipovi procesa koji su uključeni u formiranje i raspad zahvaćenog naelektrisanja u oksidu Q_{ot} i zahvaćenog naelektrisanja na interfejsu Q_{it} [100].

U međupovršinskom SiO_2 regionu, visok nivo deformacija može postojati i verovatno je da naelektrisanje može biti razmenjeno kao što je prikazano kod silicijuma procesom tunelovanja. Spora stanja i histerezis efekat su poznati decenijama. Zamke u ovoj oblasti imaju mešoviti karakter, imajući neke osobine zapreminskih stanja i neke osobine interfejs površinskih stanja. Predložen je naziv za ove zamke - granične zamke za stanja mešovitih karakteristika. Istraživanjem se došlo do zaključka da ove zamke mogu biti popunjene naelektrisanjem iz silicijuma za oko 1 minut.

Zapremina SiO_2 verovatno sadrži i plitke i duboke zapreminske zamke za šupljine koje su dominantne pri zahvatu šupljina pri različitim temperaturama. Prikaz moguće razlike u zamkama naelektrisanja u zapremini (Q_{ot}) i na međupovršinskom sloju (Q_{it}) je dat na slici 4.14. Prikazani E' centri se nalaze u oksidu pre ozračivanja. P_b centri mogu biti električno latentni pre ozračivanja, a zatim trigerovani nakon ozračivanja ili injekcije naelektrisanja.

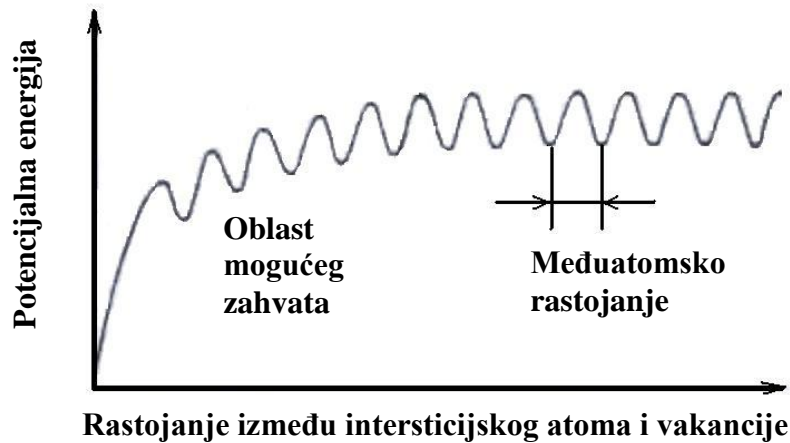


Slika 4.14. Struktura zamki naelektrisanja: struktura dve zamke u SiO₂ filmovima. a) defekat zasnovan na raskinutoj vezi koji se dovodi u vezu sa E' centrima u SiO₂. b) analogan defekat na Si-SiO₂ interfejsu, čija je struktura određena kao P_b centar. Ovde je naelektrisanje stanja zavисno od Fermijevog nivoa u Si [100].

4.7 OTPUŠTANJE DEFEKATA

Generisanje vakancija i intersticijalnih atoma uključuje transfer kinetičke energije čestice u potencijalnu energiju uskladištenu u kristalnu rešetku. I vakancije, a naročito intersticijalni atomi, su pokretljivi na dovoljno visokoj temperaturi i proces otpuštanja (eng. *annealing*) olakšava njihovu rekombinaciju. Na višim temperaturama, vibracije u atomu se povećavaju, obezbeđujući mehanizam kojim intersticijalni atom može migrirati nazad prema vakanciji, i time “poništit” oba defekta [82]. Grafik zavisnosti potencijalne energije od međusobnog rastojanja intersticijskog atoma i vakancije prikazan je na slici 4.15. Prvi i najniži minimum na ovom grafiku odgovara nalaženju intersticijskog atoma u jednom od međučvornih položaja najbližih vakanciji. Zbog simetričnosti kristalne rešetke, takvih položaja u prostoru može biti više. U okolini vakancije, na atom deluju sile prouzrokovane promenom oblika kristalne rešetke, koje ga privlače vakanciji. Ove sile čine energiju minimuma u okolini vakancije nižom. Dalji minimumi potencijalne energije odgovaraju međučvornim položajima sve udaljenijim od vakancije. Pri dovoljno velikoj udaljenosti intersticijskog atoma i vakancije, većoj od

nekoliko međuatomskih rastojanja, minimumi potencijalne energije su iste dubine. U ovoj oblasti migracija Frenkeljevih parova je haotična i predstavlja posledicu termičkog pobuđenja. Ako intersticijski atom tokom haotičnog kretanja kroz rešetku od jednog do drugog međučvornog položaja dospe u oblast mogućeg zahvata od strane vakancije, nakon nekoliko narednih skokova atoma u smeru opadanja potencijalne energije par se rekombinuje.



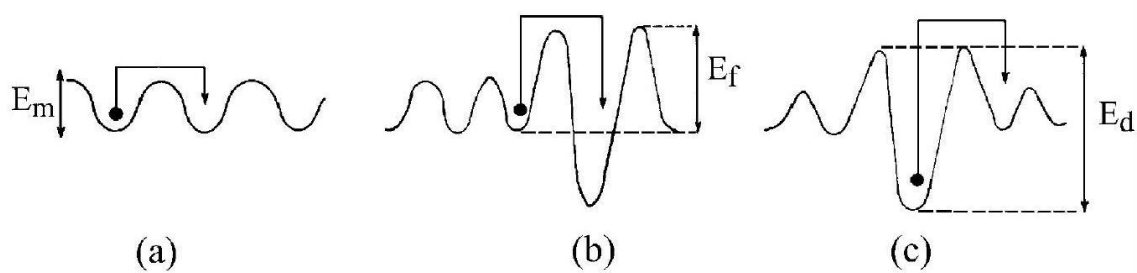
Slika 4.15. Zavisnost potencijalne energije od međusobnog rastojanja intersticijskog atoma i vakancije.

U ozračenom materijalu, otpuštanje predstavlja disocijaciju (razlaganje) defekata nastalih dejstvom zračenja na temperaturi većoj od apsolutne nule, i migraciju vakancija i intersticijskih atoma, koja se može završiti rekombinacijom obrazovanjem novih kompleksa, ili njihovim nagomilavanjem na dislokacijama i površini materijala. Pri tome je moguća i migracija intersticijskih atoma nečistoća oslobođenih disocijacijom kompleksa, koji takođe mogu formirati nove komplekse sa drugim defektima i nečistoćama. Disocijacija kompleksa dešava se kada je energija vibracija kristalne rešetke veća od energije veze kompleksa.

Migracija i disocijacija su ugrubo dva glavna mehanizma otpuštanja koja se uzimaju u razmatranje. Defekti postaju pokretljivi na određenoj temperaturi. Ovi defekti mogu imati jednostavnu strukturu (vakancija ili intersticijski atom), ili mogu biti kompleksni (divakancija V_2 , kompleks vakancija-kiseonika VO_i). Vakancije i intersticijski atomi su pokretljivi na sobnoj temperaturi, dok su drugi, kao divakancije pokretljive tek na temperaturi između 250°C i 300°C . Ovi defekti mogu formirati složenije defekte koji mogu imati višu termalnu stabilnost, na primer $VO_i + H \rightarrow VOH$.

Druga mogućnost jeste disocijacija defekata na komponente, kao što je disocijacija E' centara ($VP \rightarrow V + P$). Ovo se događa ako je temperatura otpuštanja dovoljno visoka da prevaziđe energiju veze defekta. Postoji velika verovatnoća za zahvat vakancije od strane druge nečistoće ili njenog intersticijalnog atoma [82].

Procesi koji karakterišu otpuštanje mogu se razvrstati u tri tipa: 1) disocijacija kompleksa, 2) migracija i 3) rekombinacija, formiranje novih kompleksa i nagomilavanje. Svaki od tri tipa procesa karakteriše se energijom aktivacije (E_d , E_m i E_f), koje su predstavljene na slici 4.16. Kako je u praksi teško odrediti koji proces ima dominantan uticaj na promene osobina materijala tokom otpuštanja, za sva tri slučaja koristi se jedinstven pojam energije aktivacije E_A .



Slika 4.16. Šematski prikaz procesa koji karakterišu otpuštanje: 1) migracija, 2) rekombinacija, formiranje novih kompleksa i nagomilavanje i 3) disocijacija kompleksa [89].

Pojava otpuštanja na određenoj temperaturi koristi se za identifikaciju prisustva vrsta defekata u materijalu. Identifikacija kompleksa vrši se na osnovu temperature na kojoj dolazi do njihove spontane disocijacije. Naglo opadanje koncentracije jedne vrste defekata odvija se u uskom temperaturskom opsegu, zahvaljujući čemu je taj defekt moguće identifikovati sa velikom preciznošću praćenjem neke od optičkih ili električnih osobina materijala. Vek trajanja ozračenih elektronskih uređaja u pojedinim slučajevima je moguće produžiti njihovim izlaganjem povišenoj temperaturi.

Prepreku tehnicima oporavka elektronskih uređaja otpuštanjem predstavlja i proces obrnutog otpuštanja (eng. *reverse annealing*). Sa rastom temperature dolazi do disocijacije nekih defekata, nakon čega vakancije migriraju i obrazuju niz novih kompleksa. Novonastali kompleksi mogu biti snažno električno aktivni, što dovodi do ubrzane rekombinacije nosilaca naelektrisanja. Ova pojava je označena kao obrnuto

otpuštanje. Ono je takođe uzrok postupne degradacije funkcije nekih uređaja tokom vremena nakon ozračivanja. Pored anihilacije Frenkeljevih parova, vremenom se dešava i spontano obrazovanje novih defekata, koji utiču na osobine materijala.

Sličan proces odvija se i unutar završnih klastera, u kojima zbog velike koncentracije sopstvenih intersticijskih atoma i vakancija najpre dolazi do obrazovanja mnoštva divakancija i diintersticijskih kompleksa. U drugoj fazi dolazi do postupne disocijacije ovih dimera i difuzionog rasturanja dimer oblaka, nakon čega se vakancije i intersticijski atomi rekombinuju ili migriraju kroz rešetku. Ovo sazrevanje klastera odgovorno je za prvobitno oporavljanje uočeno kod nekih uređaja, koji kasnije ispoljavaju odloženu degradaciju karakteristika.

4.7.1 KINETIKA REAKCIJE

Jednačina koja opisuje brzinu nestajanja defekata procesima prvog reda, koje se događa putem migracije ili disocijacije, glasi:

$$-\frac{d[N_X]}{dt} = k[N_X] \quad (4.7)$$

gde je N_X koncentracija defekata, a k konstanta brzine nestajanja defekata [101,89]. Karakteristično je za procese prvog reda da se svaki individualni kompleks defekt otpušta nezavisno od drugih. Formiranje kompleks defekata dato je sa:



i može biti izračunato preko jednačine 4.7. Defekat ili nečistoća N_X kombinuje se sa defektom N_Y u složeniju kompleks strukturu $N_X N_Y$. Koncentracija defekata N_Y mora biti mnogo veća od koncentracije N_X ($[N_Y] \gg [N_X]$). Odgovarajuća jednačina brzine promene koncentracije defekata prema reakciji ograničene difuzije postaje:

$$-\frac{d[N_X]}{dt} = 4\pi R D [N_Y]_{t=0} [N_X] \quad (4.9)$$

gde je R radijus zahvata, D suma difuzionih koeficijenata za N_X i N_Y , $[N_Y]_{t=0}$ početna koncentracija defekata N_Y . Iz jednačina 4.7 i 4.9 se vidi da je konstanta brzine k jednaka $4\pi R D [N_Y]_{t=0}$. Konstanta takođe zavisi od temperature i stoga može biti iskazana Arenijusovom relacijom:

$$k = k_0 \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right), \quad (4.10)$$

gde je k_0 faktor frekvencije, a E_a energija aktivacije za migraciju ili disocijaciju. Faktor frekvencije se odnosi na vreme poluživota koje može biti procenjeno najverovatnijom frekvencijom fonona ($\approx k_B T / h = 2.1 \cdot 10^{10} \cdot T [K] s^{-1}$) [102].

U slučaju dva reaktanta zavisnost od temperature je u vezi sa sumom dva difuziona koeficijenta D , gde obično dominira jedan. Rezultat integracije jednačine 4.9 vodi do eksponencijalnog smanjenja koncentracije defekata:

$$[N_x](t) = [N_x]_{t=0} \exp(-kt) \quad (4.11)$$

Tokom otpuštanja novi defekti N_Z se mogu formirati otpuštanjem defekata N_X , a rezultat je $N_Z = N_X N_Y$. Vremenska zavisnost koncentracije defekata N_Z je data sa:

$$[N_Z](t) = [N_x]_{t=0} (1 - \exp(-kt)) \quad (4.12)$$

U nekim slučajevima defekt N_X se može otpuštati putem dva različita procesa prvog reda, na primer VO_i kompleks koji može disosovati iz kompleks defekta višeg reda kao što je VO_2 . Sa poredivim ali različitim konstantama brzine za dva različita procesa odgovarajuća jednačina brzine postaje:

$$\frac{dN_x}{dt} = -k_2 [N_x] - 4\pi R D [N_x] [N_Y]_{t=0} = -[N_x] (k_1 + k_2). \quad (4.13)$$

Rešenje ove diferencijalne jednačine je dato sa:

$$[N_x](t) = [N_x]_{t=0} \exp(-(k_1 + k_2)t), \quad (4.14)$$

a rezultat za koncentraciju novog defekta N_Z je:

$$[N_Z](t) = [N_x]_{t=0} \frac{(1 - \exp(-(k_1 + k_2)t))}{1 + k_1 / k_2}. \quad (4.15)$$

Sa različitim energijama aktivacije za konstante brzine k_1 i k_2 maksimum koncentracije defekata N_Z varira sa temperaturom otpuštanja. Uobičajeni izraz za kinetiku reakcije je dat sa:

$$-\frac{\delta [N_x]}{\delta t} = k_\gamma [N_x]^\gamma, \quad (4.16)$$

gde je γ red reakcije, koje ne mora biti ceo broj. Kod reakcija drugog reda, gde je $\gamma=2$, koncentracija oba reaktanta bi trebalo da je ista. Za ovu reakciju koncentracija je data sa:

$$\gamma = 1: [N_x](t) = [N_x]_{t=0} \exp(-k_1 t) \quad (4.17)$$

$$\gamma = 2: [N_x](t) = [N_x]_{t=0} \frac{1}{1 + k_2 [N_x]_{t=0} t}. \quad (4.18)$$

Glavna razlika između ovih reakcija je prikazana preko perioda poluživota ($[N_x]_{t=1/2} = [N_x]_{t=0}/2$):

$$\gamma = 1: \tau_{1/2} = \frac{\ln 2}{k} \quad (4.19)$$

$$\gamma = 2: \tau_{1/2} = \frac{1}{k [N_x]_{t=0}}. \quad (4.20)$$

Iz 4.19 može se videti da je za procese prvog reda otpuštanje nezavisno od koncentracije defekata. Međutim, brzina reakcije za procese drugog reda je određena trenutnom koncentracijom defekata $N_x(t)$ i stoga je za veće vrednosti inicijalne koncentracije defekata $[N_x]_{t=0}$ ustanovljen manji period poluživota.

5 EKSPERIMENTALNI RAD I DISKUSIJA

Monte Karlo simulacije interakcije protonskog i jonskog snopa sa odabranom strukturom memorijske ćelije su vršene u TRIM (eng. *Transport of Ions in Matter*) delu softverskog paketa SRIM. Konstantan razvoj ovog softvera ga je učinio pouzdanim alatom za numeričku analizu interakcije jona sa metrijom i validaciju teoretskih predviđanja [103-105]. TRIM se koristi u cilju boljeg razumevanja promena u materijalu mete nakon bombardovanja snopom jona. Princip rada je zasnovan na proračunu interakcija jednog jona u jedinici vremena, da bi se dobile precizne evaluacije fizičkih procesa svakog susreta incidentnog jona i atoma mete. Dobijeni rezultati TRIM simulacijama imaju nesigurnost nižu ili poredivu sa tipičnom mernom nesigurnošću rezultata laboratorijskih eksperimenata izvođenih u odgovarajućim uslovima [106,107]. TRIM se može koristiti za detaljna ispitivanja oštećenja materijala mete, ali se ispitivanja moraju interpretirati sa dva ograničavajuća faktora: (1) Ne postoji nagomolavanje jona ili oštećenja u materijalu mete. Proračun za svaki jon je vršen sa pretpostavkom nulte doze, odnosno materijal mete se smatra savršenim i prethodni joni nemaju efekte na interakcije sledećih jona. (2) Temperatura mete je 0K i termalni efekti koji utiču na distribuciju jona (termalna difuzija) ili na oštećenja mete (termalno otpuštanje) nisu uključeni.

Prilikom vršenja proračuna praćena je istorija svake čestice u materijalu. Materijal mete je podeljen na 100 jednakih kompartmana, gde je u svakom od njih moguće dobiti finalne numeričke vrednosti koje se tiču upadnih jona i atoma mete. Dobijeni podaci sadrže, za svaki kompartman, deponovanu energiju u materijalu, koja uključuje energetske gubitke na elektronima mete, gubitke usled fonona, gubitke prilikom sudara i proizvodnje vakancija.

Na osnovu izloženih činjenica u prethodnim paragrafima, sledeći materijali su korišćeni kao materijali primarnog-sekundarnog aktivnog regiona memorijske ćelije: TiO_2 - TiO_{2-x} , ZrO_2 - ZrO_{2-x} , HfO_2 - HfO_{2-x} , i SrTiO_3 - SrTiO_{3-x} . Platina i rutenijum dioksid su korišćeni kao materijali za elektrode. Debljine slojeva su bile sledeće: 3 nm platinske elektrode, 15 nm primarno aktivnog regiona, 15 nm sekundarno aktivnog regiona, 3 nm RuO_2 elektrode. Energetski prag za izmeštanje je različit za različita jedinjenja: za TiO_2

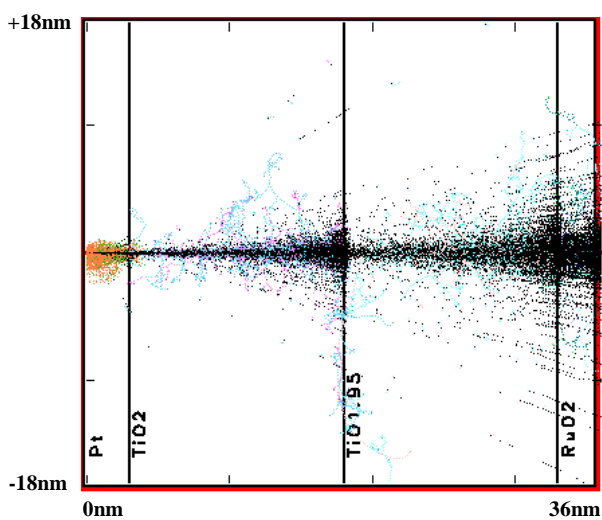
– energija praga izmeštanja je 65 eV za kiseonik i 130 eV za titanijum [14], za ZrO_2 - energija praga izmeštanja je 50 eV za kiseonik i 100 eV za cirkonijum [108], za HfO_2 - energija praga izmeštanja je 40 eV za kiseonik i 40 eV za hafnijum [109], za $SrTiO_3$ - energija praga izmeštanja je 50 eV za kiseonik, 70 eV za stroncijum i 140 eV za titanijum [110].

Vršene su obimne simulacije, sa protonskim i jonskim snopovima koji su odabrani tako da reprezentuju dobro poznata radijaciona polja, kao što su polja u svemirskom okruženju ili u okolini nuklearnog objekta [111]. Simulacije su ograničene na monoenergetski jednodirekcionni snop zračenja, incidentan normalno na bočne strane memorijske ćelije. Energija snopa je varirana preko tipičnog energetskog spektra za različite jonske vrste [13]. Snopovi zračenja su podrazumevali protonski snop energije 10 keV (1000 čestica), snop alfa čestica energije 100 keV (1000 čestica), snop jona ugljenika energije 100 keV (1000 čestica), snop jona gvožđa energije 20 keV (50 čestica), snop jona neona energije 100 keV (1000 čestica) i snop jona azota energije 100 keV (1000 čestica).

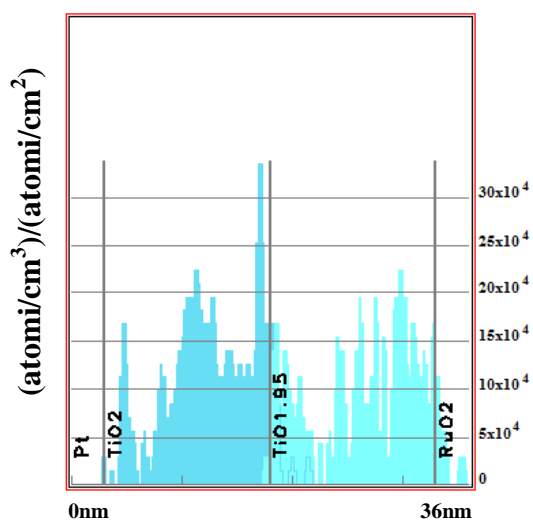
Na slikama od 5.1 do 5.24 prikazane su putanje incidentnih čestica unutar materijala ćelije rezistivne postojane memorije, zatim distribucije izmeštenih atoma O, Ti, Zr, Hf, Sr u zavisnosti od materijala primarnog i sekundarnog aktivnog dela ćelije, zatim jonizacioni energetski gubici nastali od incidentnih čestica i od izmeštenih atoma, distribucija nastalih vakancija atoma O, Ti, Zr, Hf, Sr prema odgovarajućim strukturama aktivnih delova zapremine ćelije, kao i 3D prikaz oštećenja memorijske ćelije po upadnoj čestici po jedinici dužine. Na slikama od 5.25 do 5.27 je prikazana uporedna distribucija čestica upadnog zračenja (protna, jona gvožđa i neona) u strukturama memorijskih ćelija baziranih na četiri različita oksida (TiO_2 , ZrO_2 , HfO_2 i $SrTiO_3$).

Rezultati simulacija snopa 1000 alfa čestica energije 100 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

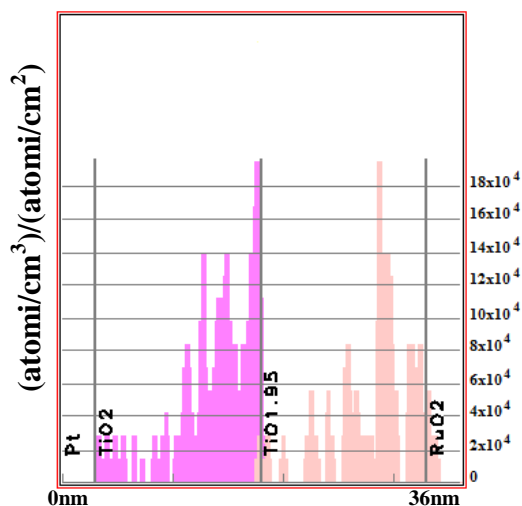
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo TiO_2 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $\text{TiO}_{1.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



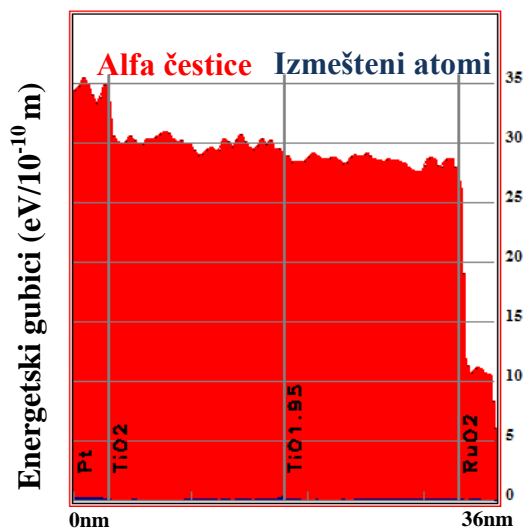
Slika 5.1a. Putanje alfa čestica unutar strukture $\text{Pt-TiO}_2\text{-TiO}_{1.95}\text{-RuO}_2$.



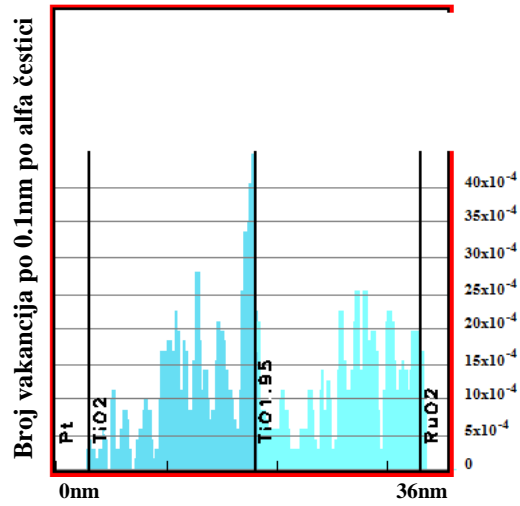
Slika 5.1b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



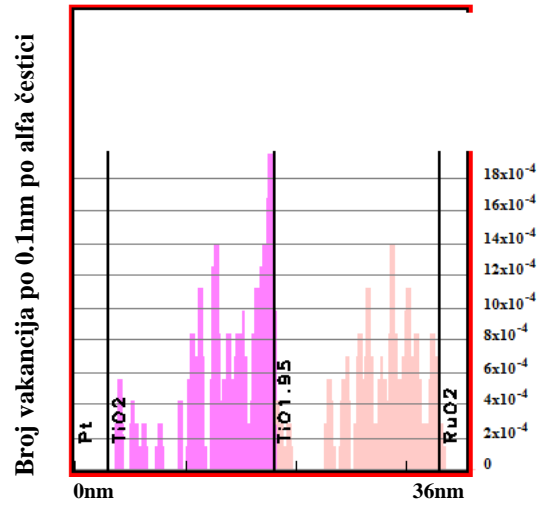
Slika 5.1c. Distribucija izmeštenih atoma titanijuma.



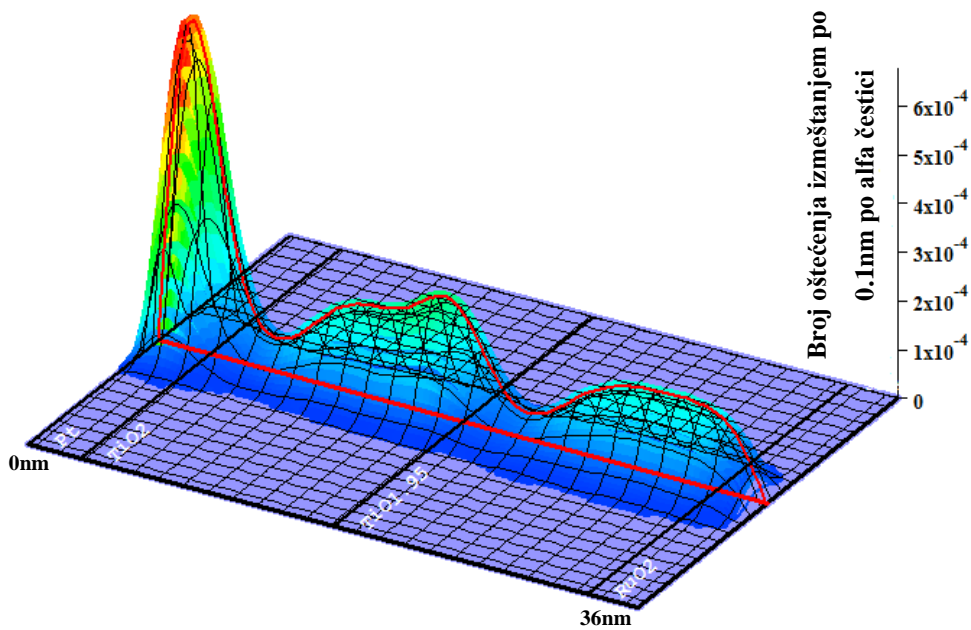
Slika 5.1d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od alfa čestica i od izmeštenih atoma.



Slika 5.1e. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



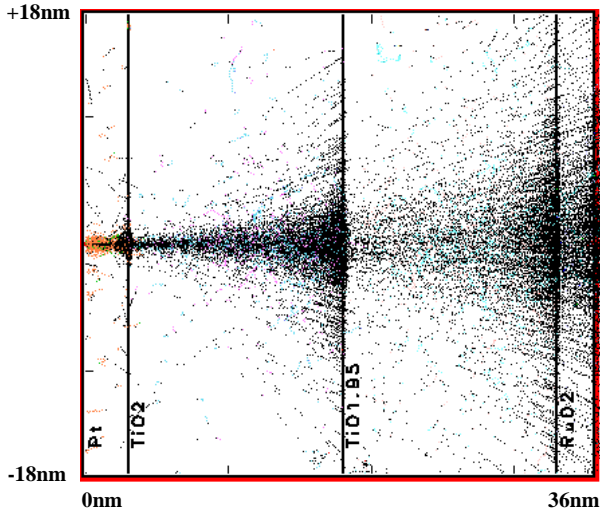
Slika 5.1f. Distribucija nastalih vakancija atoma titanijuma.



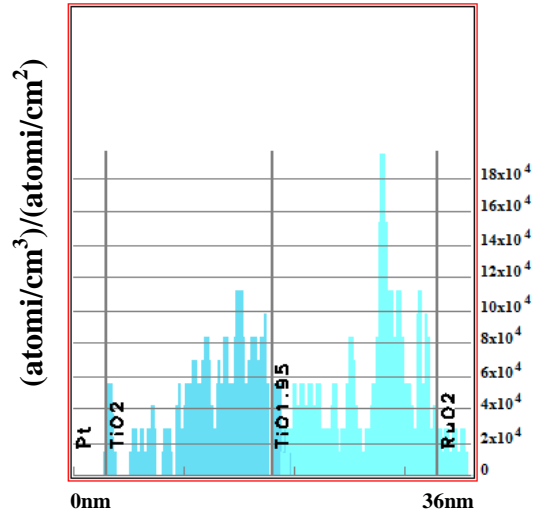
Slika 5.1g. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije – oštećenja po alfa čestici po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 1000 protona energije 10 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

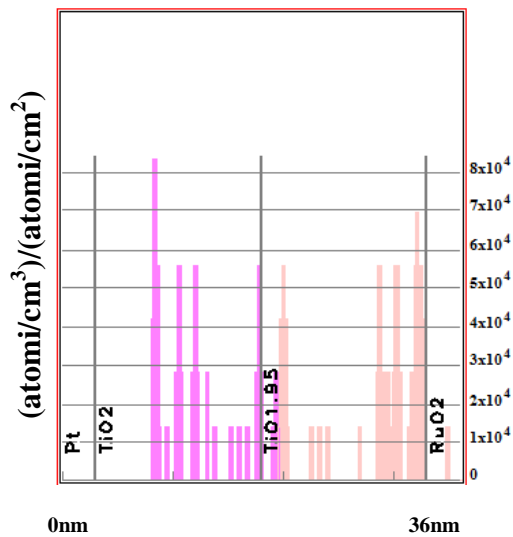
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo TiO_2 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $\text{TiO}_{1.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



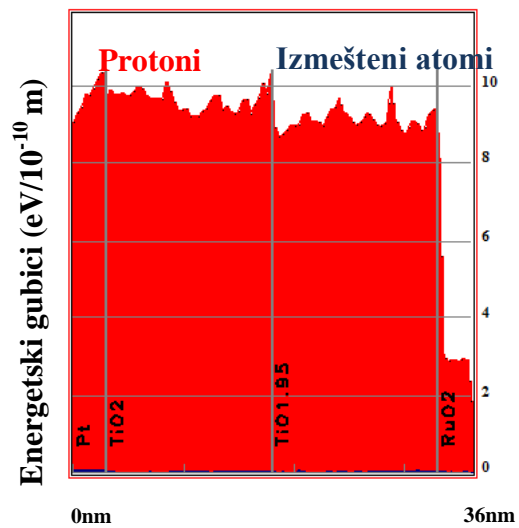
Slika 5.2a. Putanje protona unutar strukture $\text{Pt-TiO}_2\text{-TiO}_{1.95}\text{-RuO}_2$.



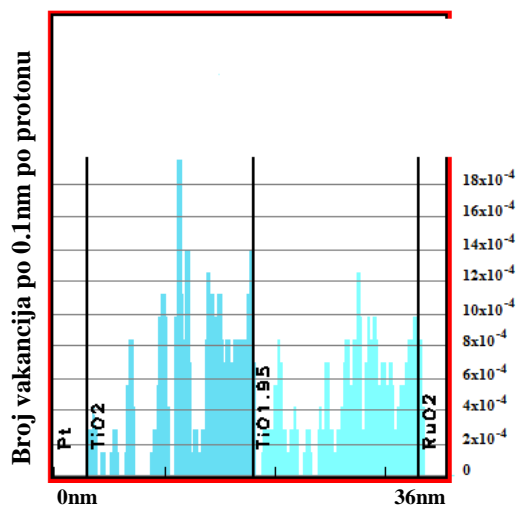
Slika 5.2b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



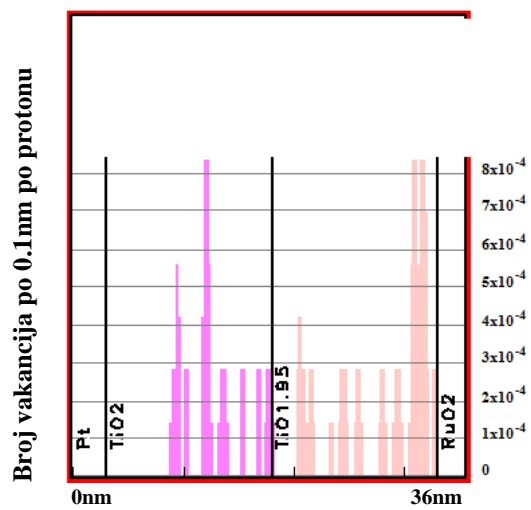
Slika 5.2c. Distribucija izmeštenih atoma titanijuma.



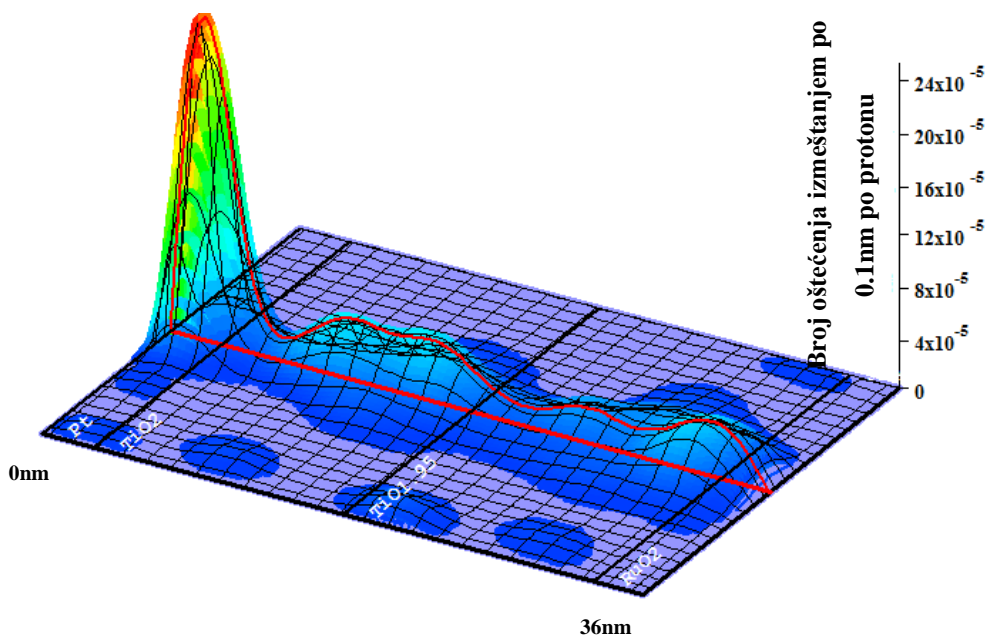
Slika 5.2d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od protona i od izmeštenih atoma.



Slika 5.2e. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



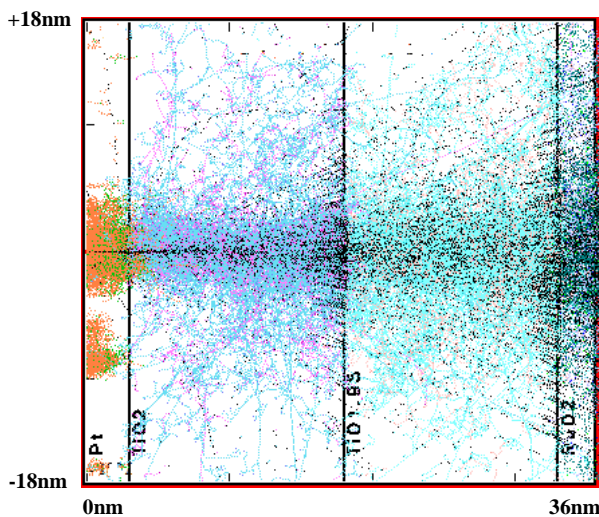
Slika 5.2f. Distribucija nastalih vakancija atoma titanijuma.



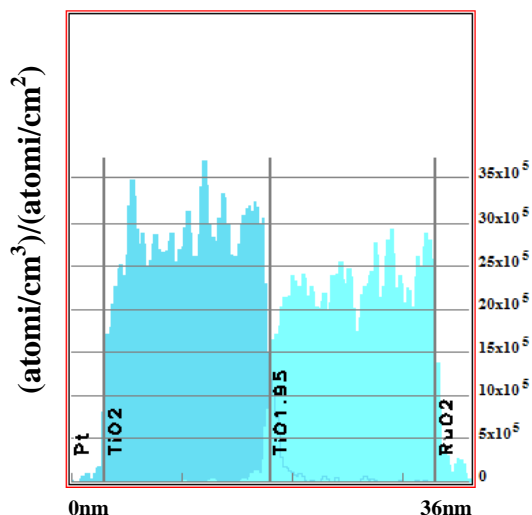
Slika 5.2g. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije – oštećenja po protonu po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 1000 C jona energije 100 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

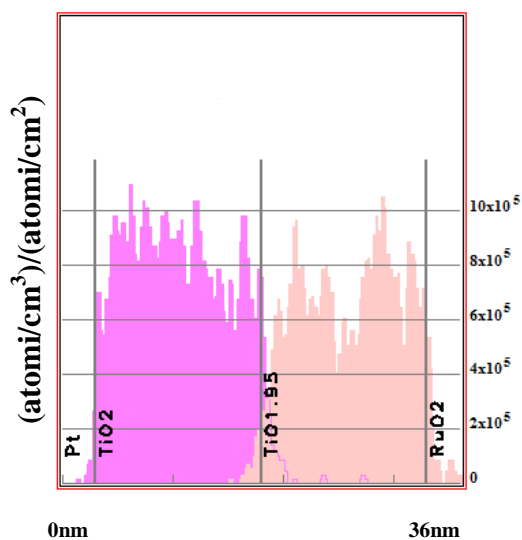
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo TiO_2 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $\text{TiO}_{1.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



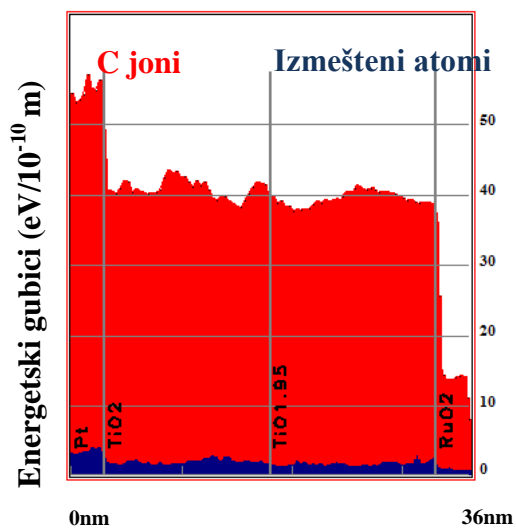
Slika 5.3a. Putanje C jona unutar strukture $\text{Pt-TiO}_2\text{-TiO}_{1.95}\text{-RuO}_2$.



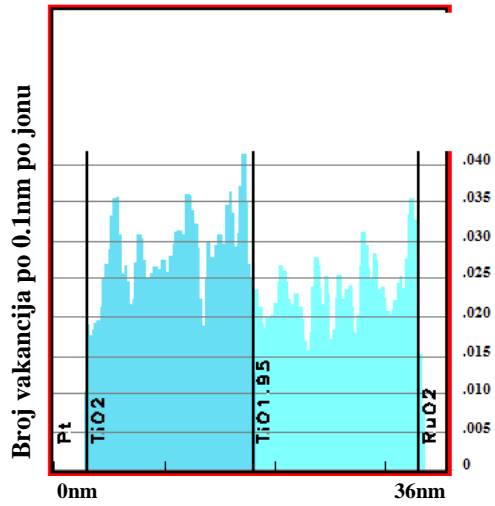
Slika 5.3b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



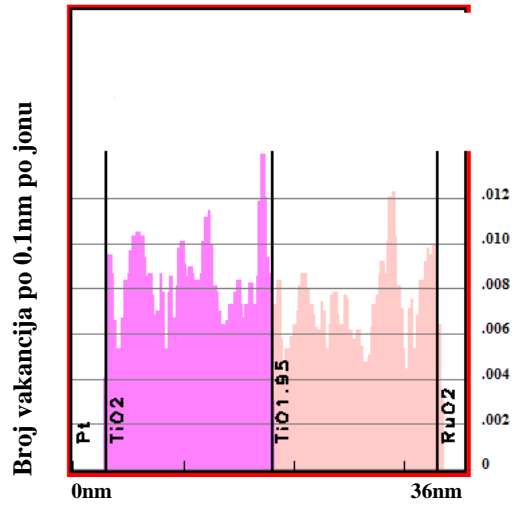
Slika 5.3c. Distribucija izmeštenih atoma titanijuma.



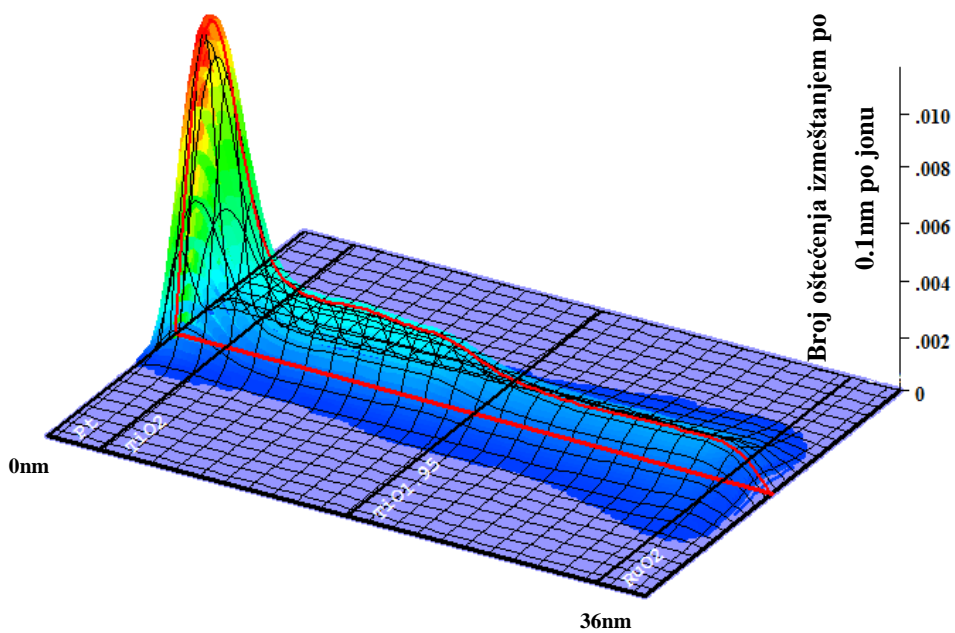
Slika 5.3d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od C jona i od izmeštenih atoma.



Slika 5.3e. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



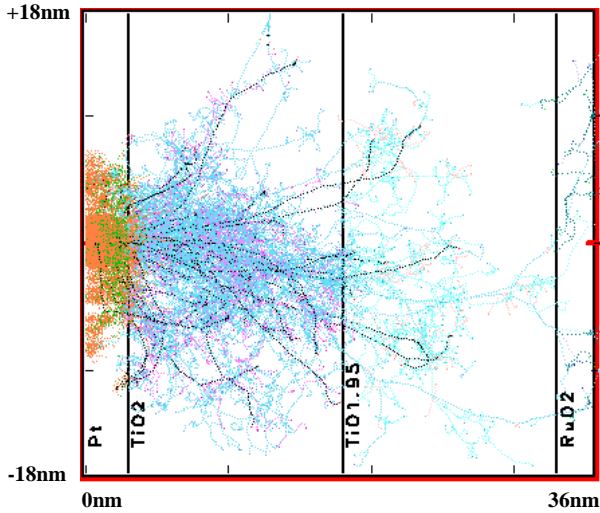
Slika 5.3f. Distribucija nastalih vakancija atoma titanijuma.



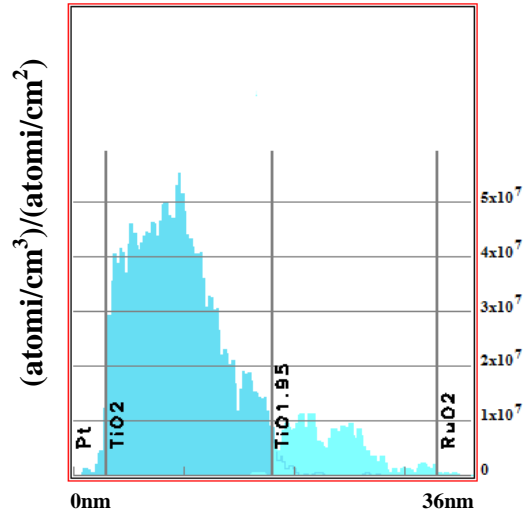
Slika 5.3g. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije – oštećenja po jonu po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 50 Fe jona energije 20 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

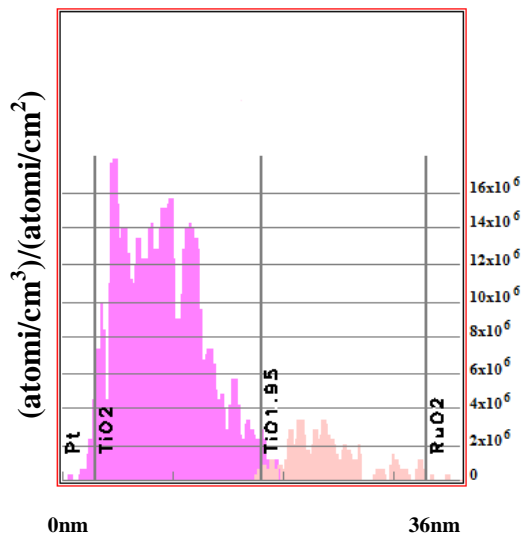
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo TiO_2 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $\text{TiO}_{1.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



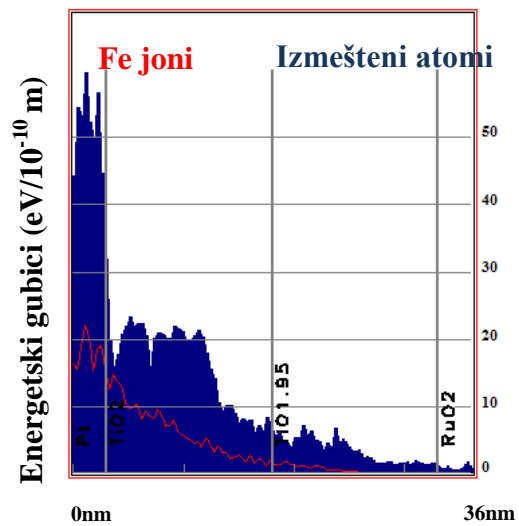
Slika 5.4a. Putanje Fe jona unutar strukture $\text{Pt-TiO}_2\text{-TiO}_{1.95}\text{-RuO}_2$.



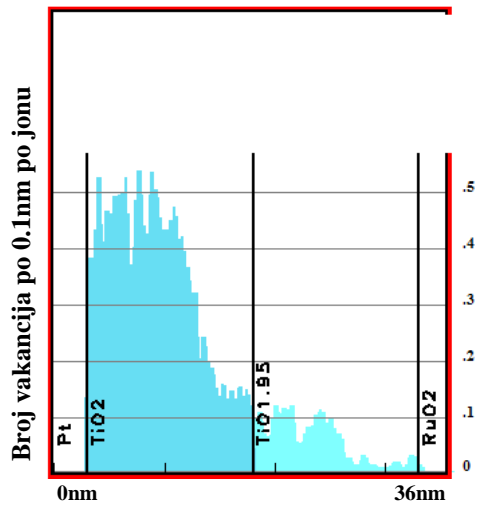
Slika 5.4b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



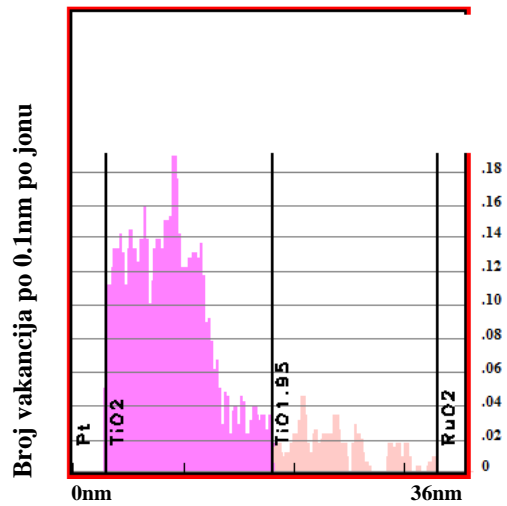
Slika 5.4c. Distribucija izmeštenih atoma titanijuma.



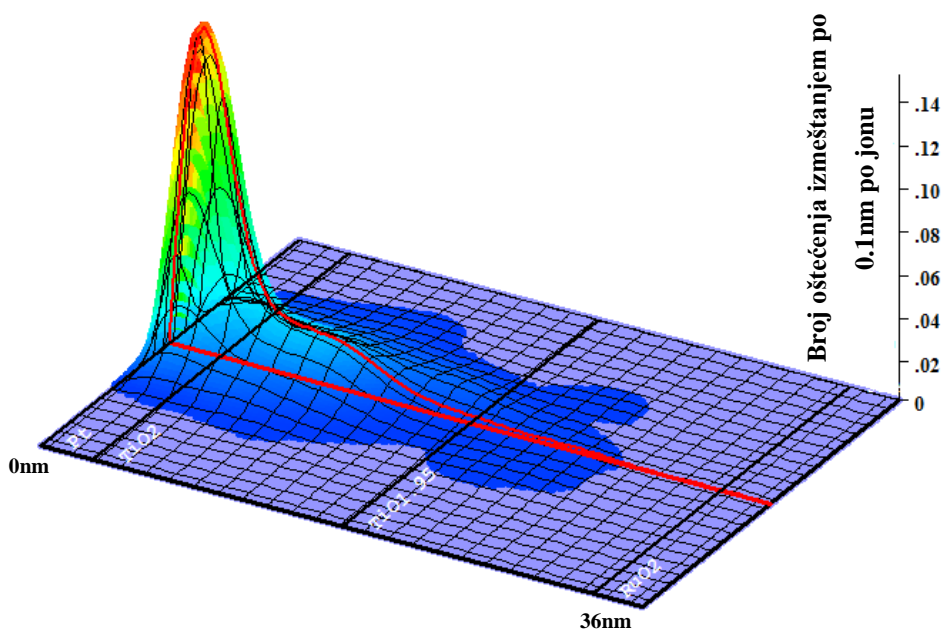
Slika 5.4d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od Fe jona i od izmeštenih atoma.



Slika 5.4e. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



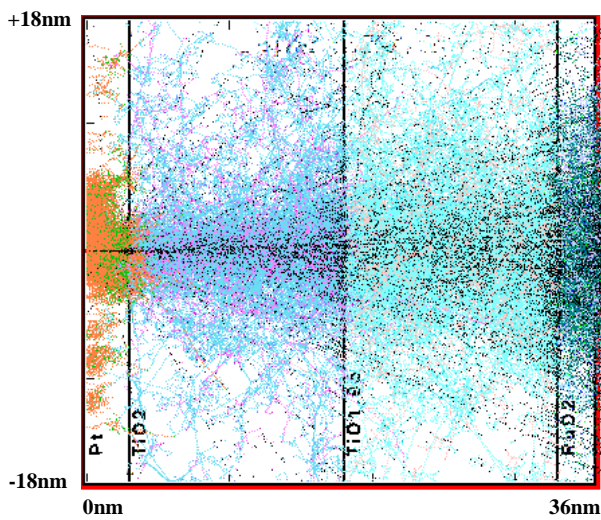
Slika 5.4f. Distribucija nastalih vakancija atoma titanijuma.



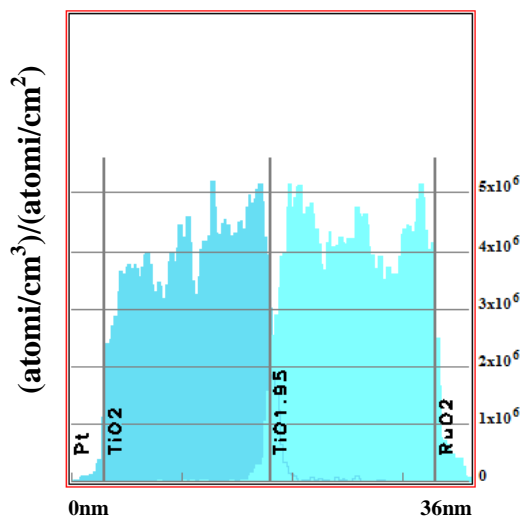
Slika 5.4g. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije – oštećenja po jonu po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 1000 N jona energije 100 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

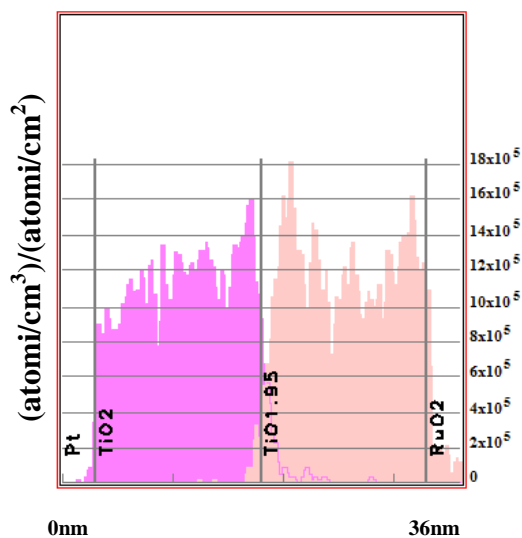
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo TiO_2 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $\text{TiO}_{1.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



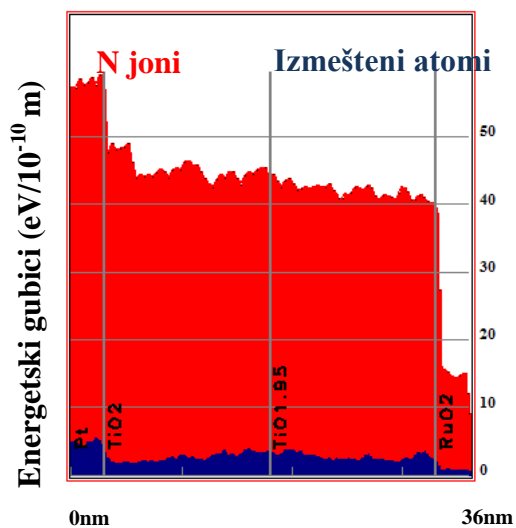
Slika 5.5a. Putanje N jona unutar strukture $\text{Pt-TiO}_2\text{-TiO}_{1.95}\text{-RuO}_2$.



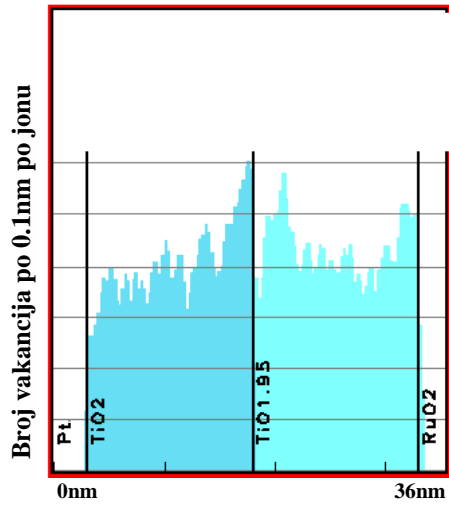
Slika 5.5b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



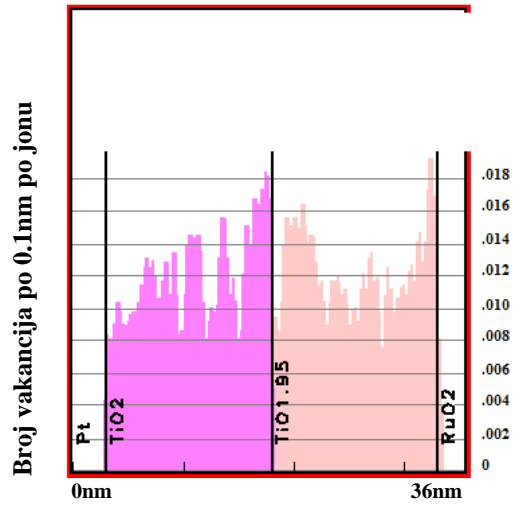
Slika 5.5c. Distribucija izmeštenih atoma titanijuma.



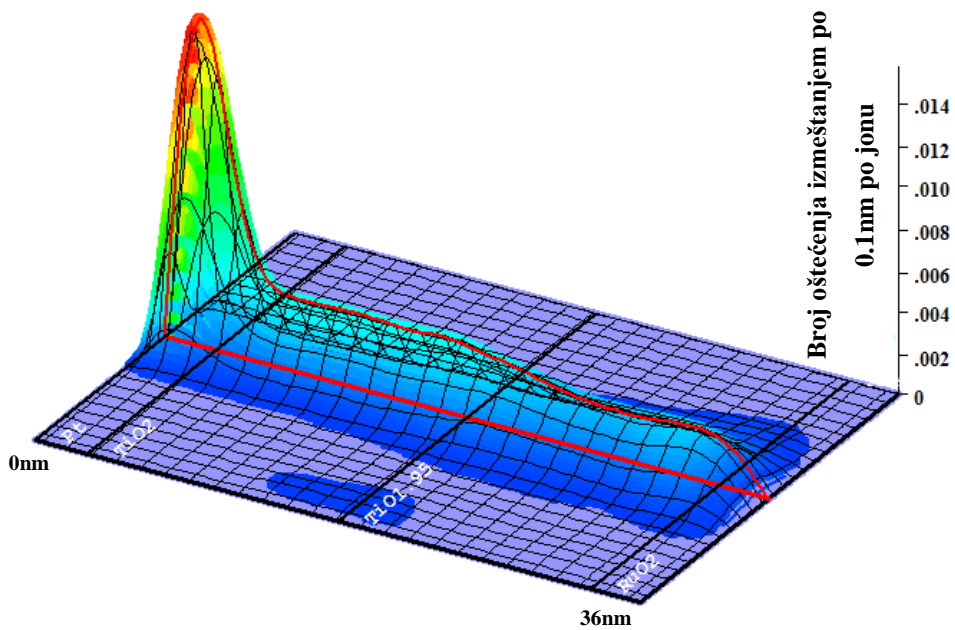
Slika 5.5d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od N jona i od izmeštenih atoma.



Slika 5.5e. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



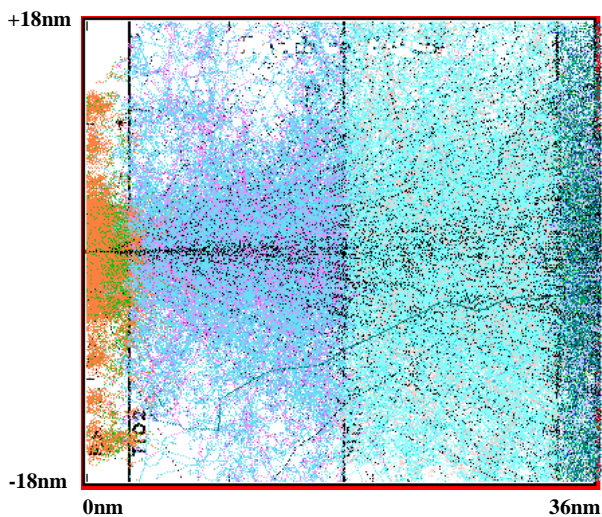
Slika 5.5f. Distribucija nastalih vakancija atoma titanijuma.



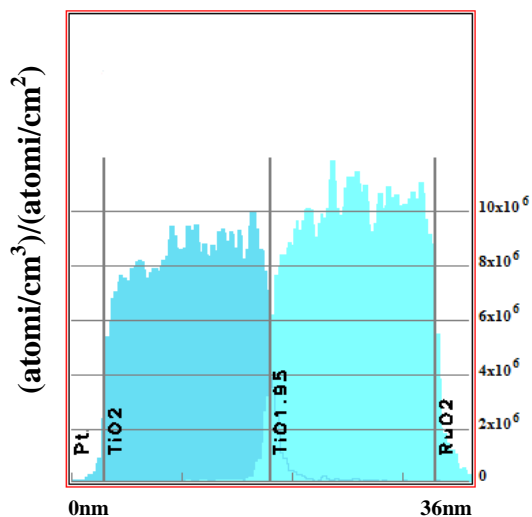
Slika 5.5g. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije – oštećenja po jonu po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 1000 Ne jona energije 100 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

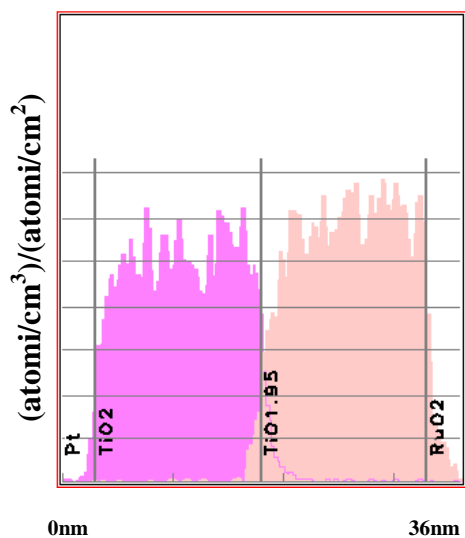
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo TiO_2 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $\text{TiO}_{1.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



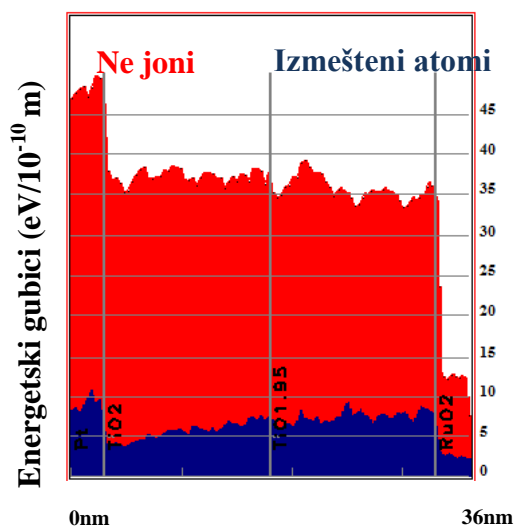
Slika 5.6a. Putanje Ne jona unutar strukture $\text{Pt-TiO}_2\text{-TiO}_{1.95}\text{-RuO}_2$.



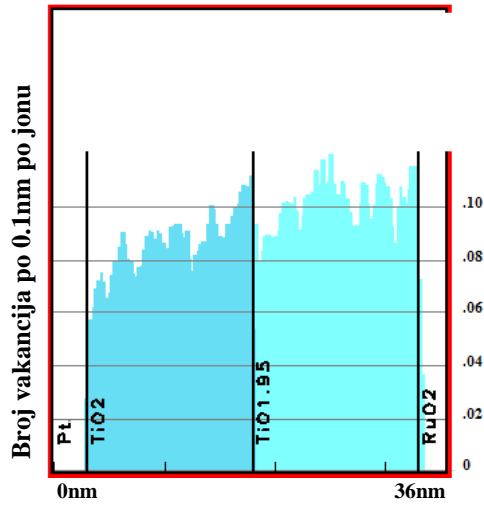
Slika 5.6b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



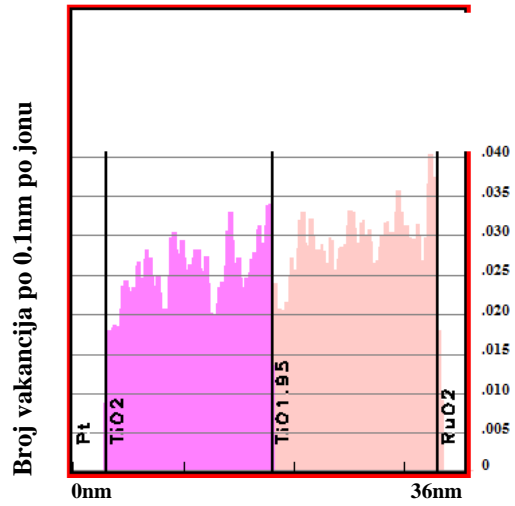
Slika 5.6c. Distribucija izmeštenih atoma titanijuma.



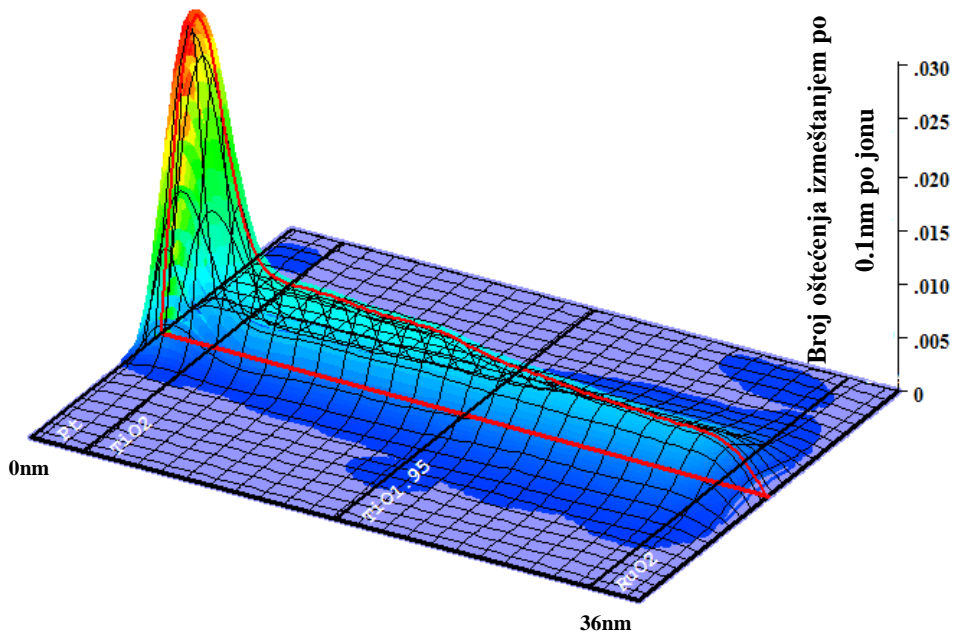
Slika 5.6d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od Ne jona i od izmeštenih atoma.



Slika 5.6e. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



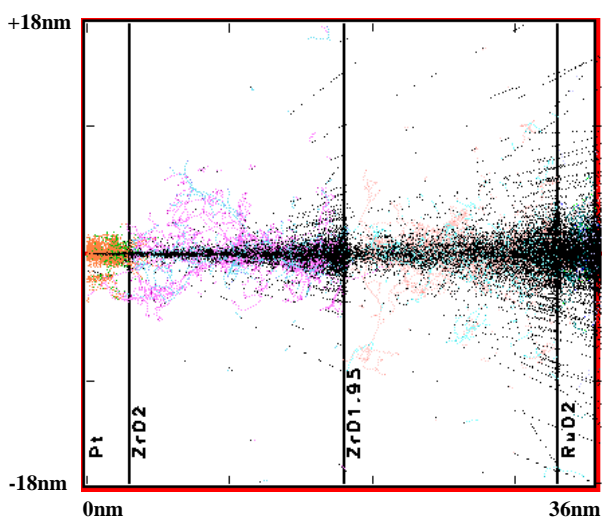
Slika 5.6f. Distribucija nastalih vakancija atoma titanijuma.



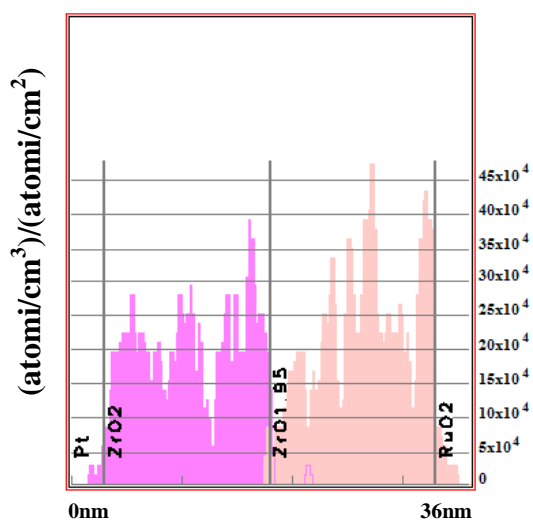
Slika 5.6g. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije – oštećenja po jonu po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 1000 alfa čestica energije 100 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

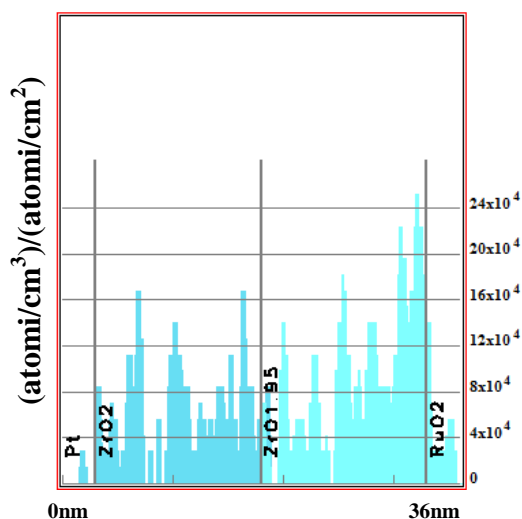
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo ZrO_2 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $ZrO_{1.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



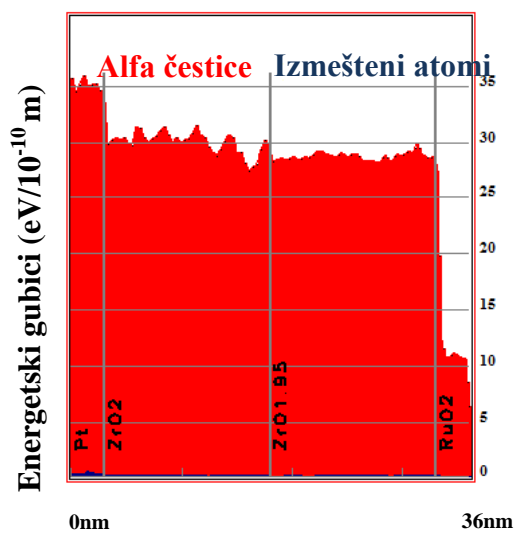
Slika 5.7a. Putanje alfa čestica unutar strukture $Pt-ZrO_2-ZrO_{1.95}-RuO_2$.



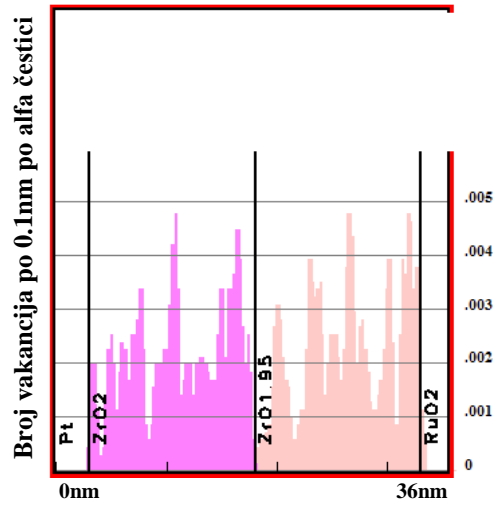
Slika 5.7b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



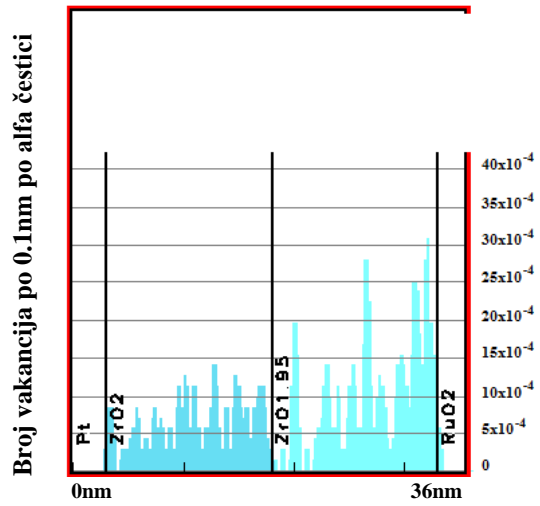
Slika 5.7c. Distribucija izmeštenih atoma cirkonijuma.



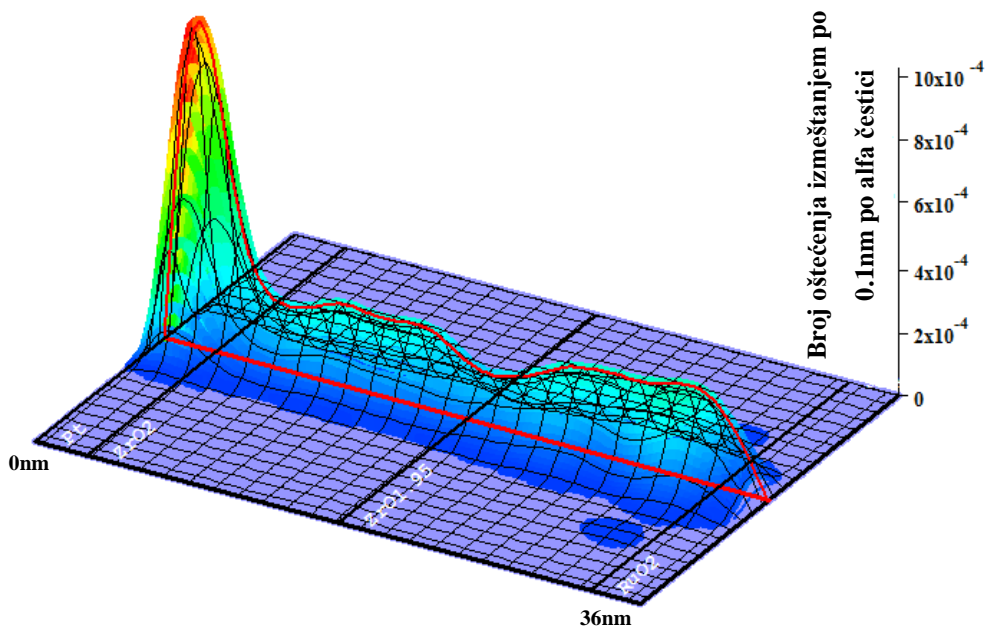
Slika 5.7d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od alfa čestica i od izmeštenih atoma.



Slika 5.7e. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



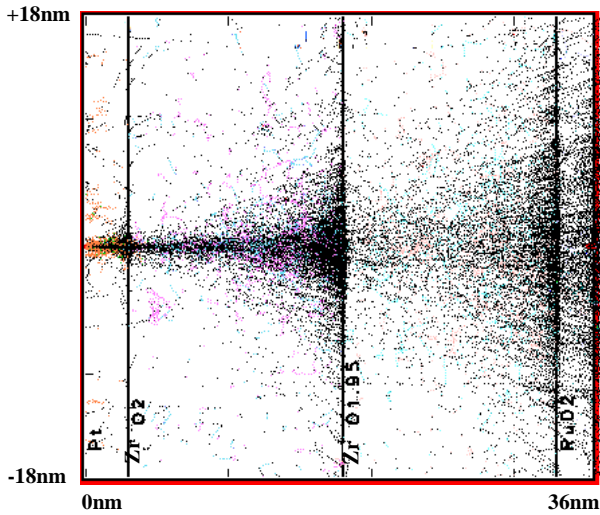
Slika 5.7f. Distribucija nastalih vakancija atoma cirkonijuma.



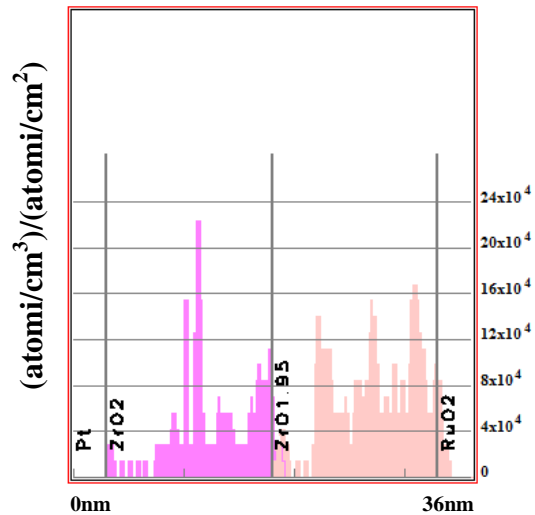
Slika 5.7g. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije – oštećenja po alfa čestici po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 1000 protona energije 10 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

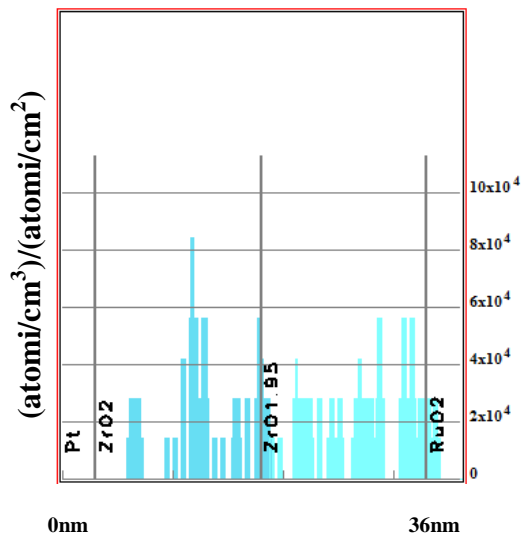
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo ZrO_2 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $ZrO_{1.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



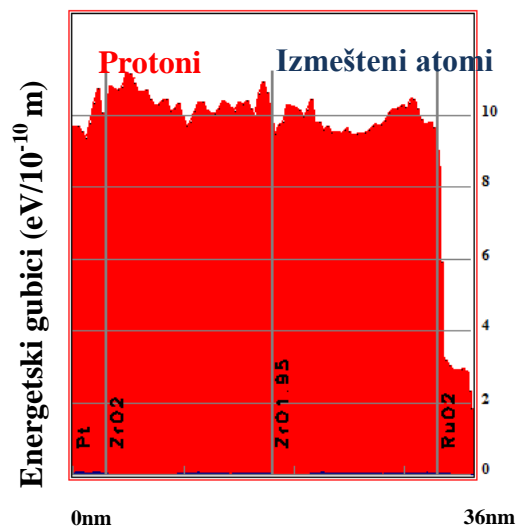
Slika 5.8a. Putanje protona unutar strukture $Pt-ZrO_2-ZrO_{1.95}-RuO_2$.



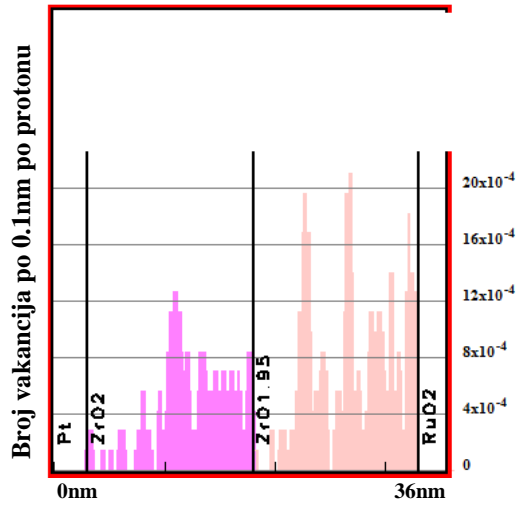
Slika 5.8b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



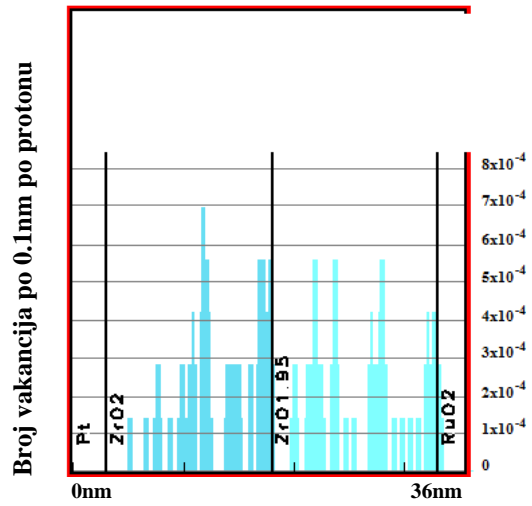
Slika 5.8c. Distribucija izmeštenih atoma cirkonijuma.



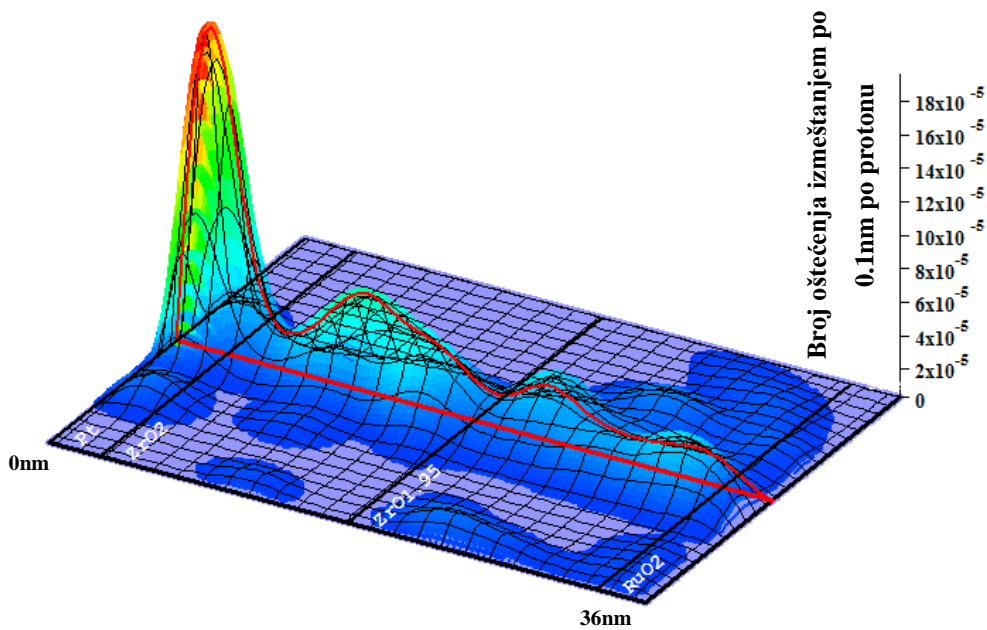
Slika 5.8d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od protona i od izmeštenih atoma.



Slika 5.8e. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



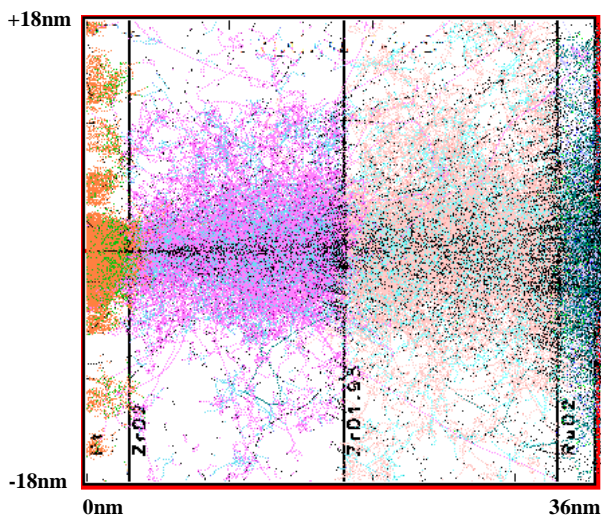
Slika 5.8f. Distribucija nastalih vakancija atoma cirkonijuma.



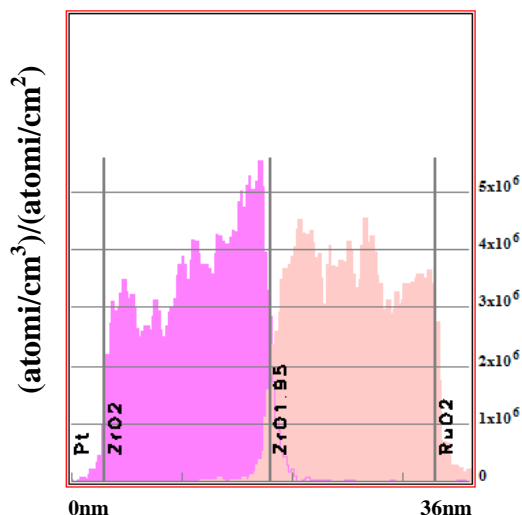
Slika 5.8g. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije – oštećenja po protonu po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 1000 C jona energije 100 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

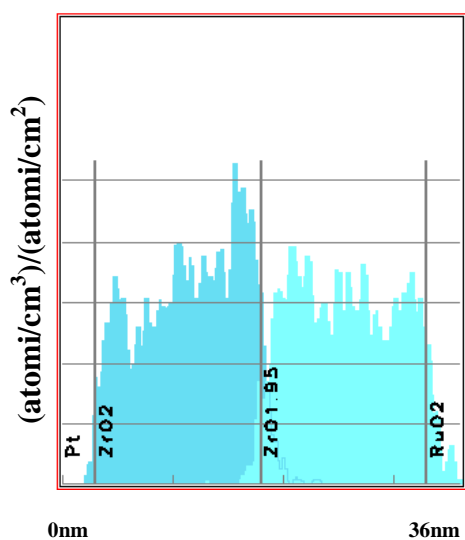
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo ZrO_2 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $ZrO_{1.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



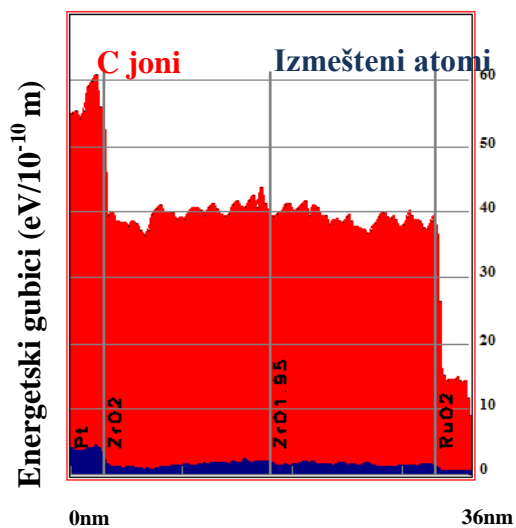
Slika 5.9a. Putanje C jona unutar strukture $Pt-ZrO_2-ZrO_{1.95}-RuO_2$.



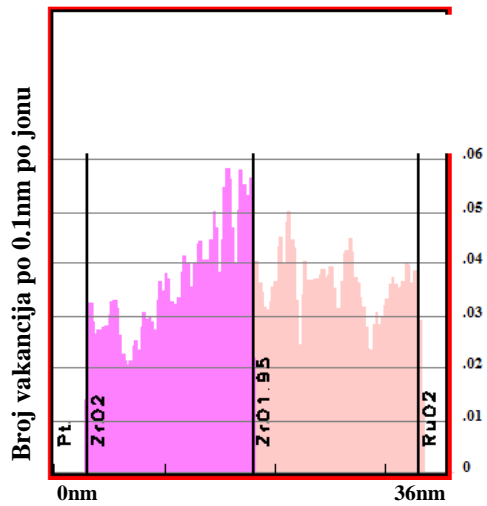
Slika 5.9b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



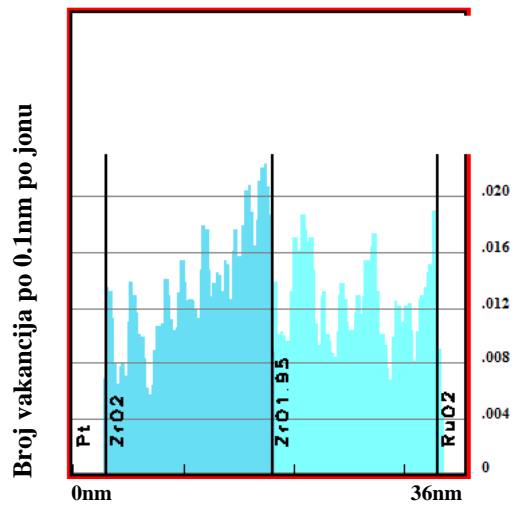
Slika 5.9c. Distribucija izmeštenih atoma cirkonijuma.



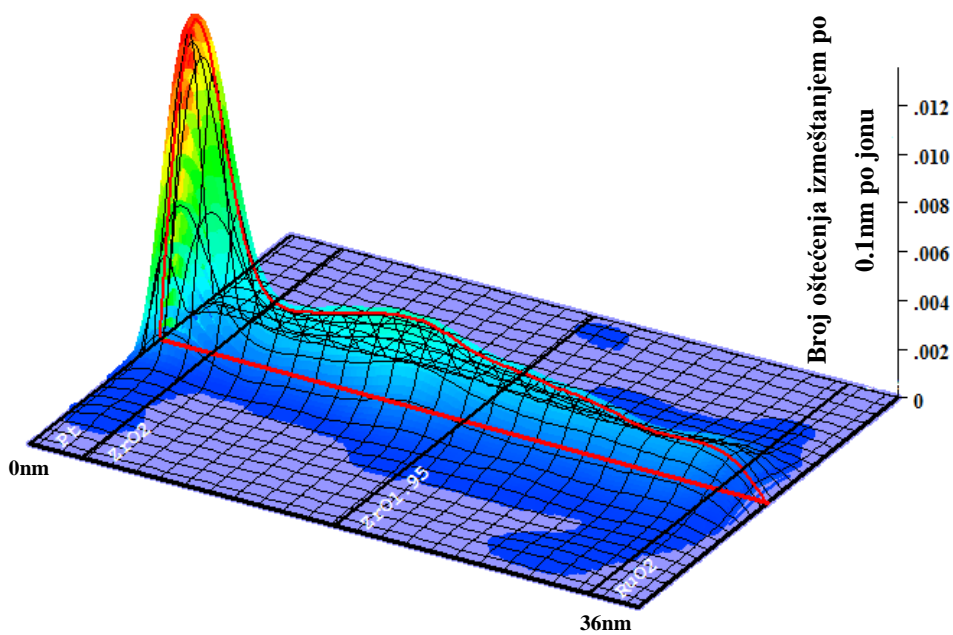
Slika 5.9d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od C jona i od izmeštenih atoma.



Slika 5.9e. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



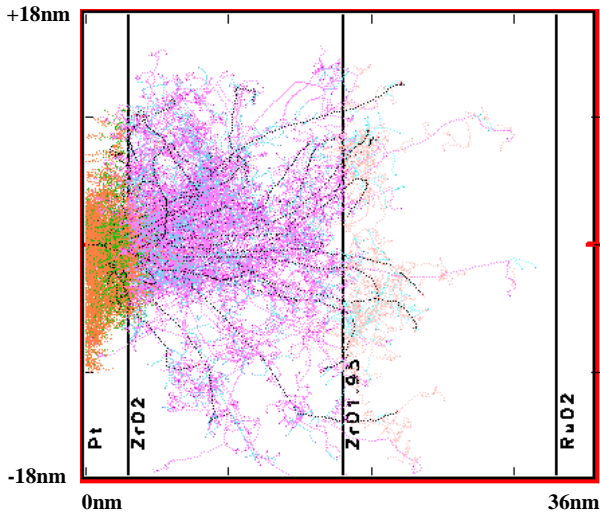
Slika 5.9f. Distribucija nastalih vakancija atoma cirkonijuma.



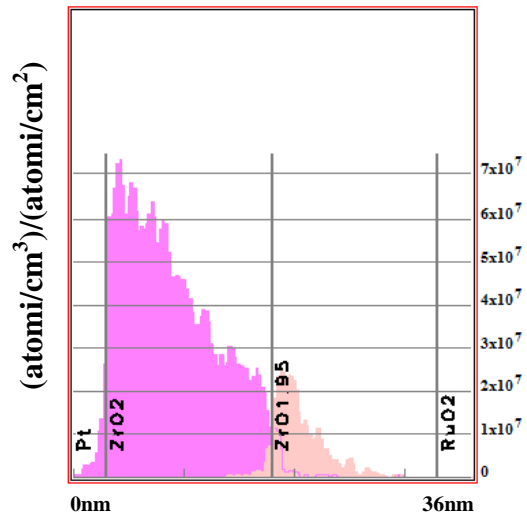
Slika 5.9g. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije – oštećenja po jonu po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 50 Fe jona energije 20 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

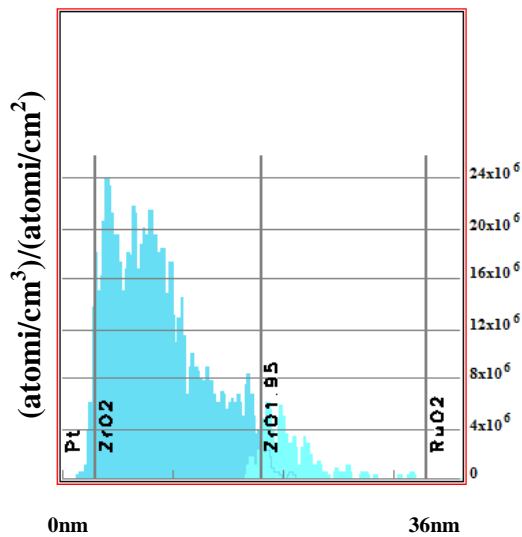
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo ZrO_2 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $ZrO_{1.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



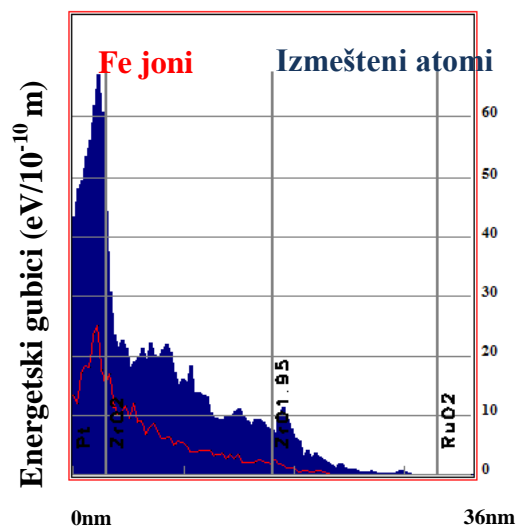
Slika 5.10a. Putanje Fe jona unutar strukture $Pt-ZrO_2-ZrO_{1.95}-RuO_2$.



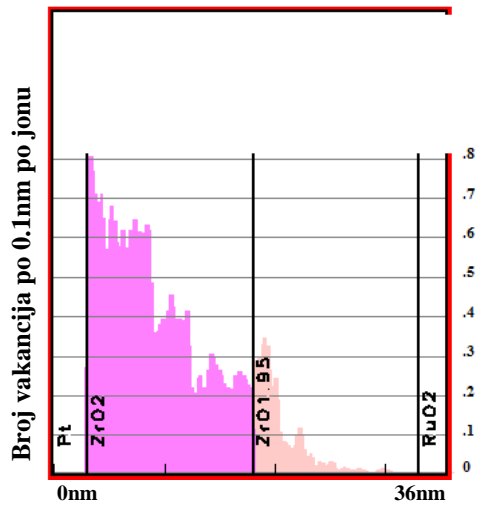
Slika 5.10b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



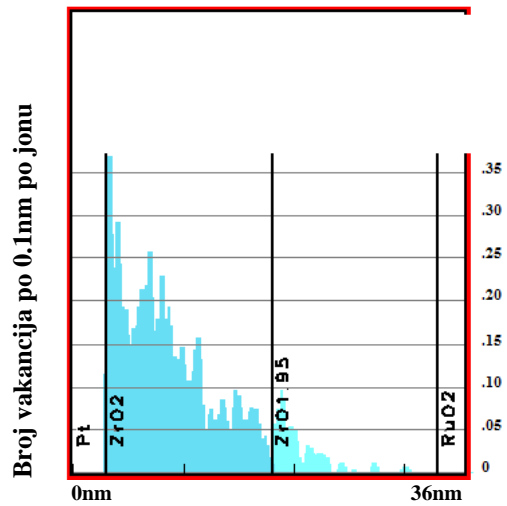
Slika 5.10c. Distribucija izmeštenih atoma cirkonijuma.



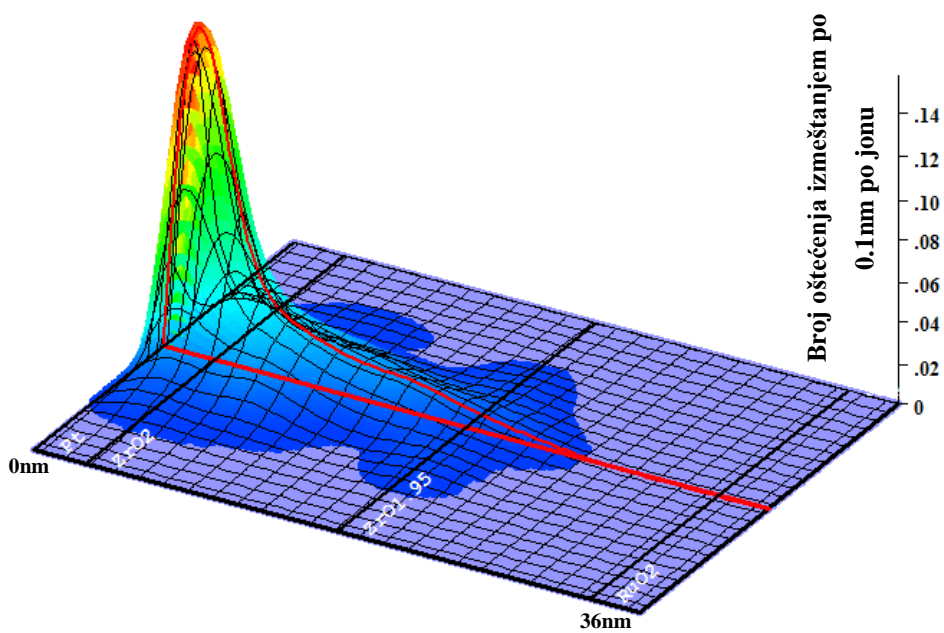
Slika 5.10d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od Fe jona i od izmeštenih atoma.



Slika 5.10e. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



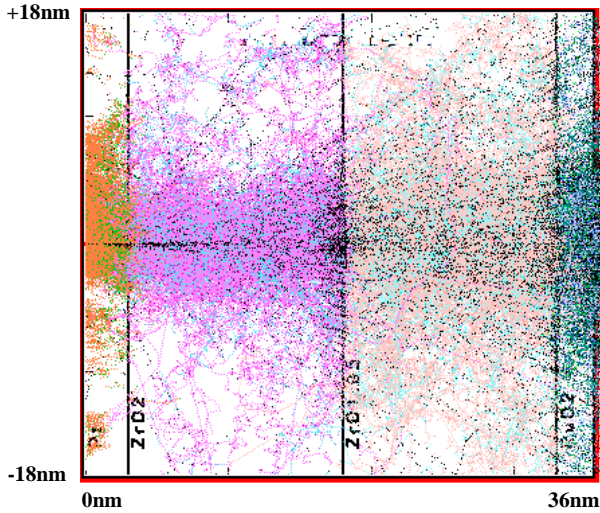
Slika 5.10f. Distribucija nastalih vakancija atoma cirkonijuma.



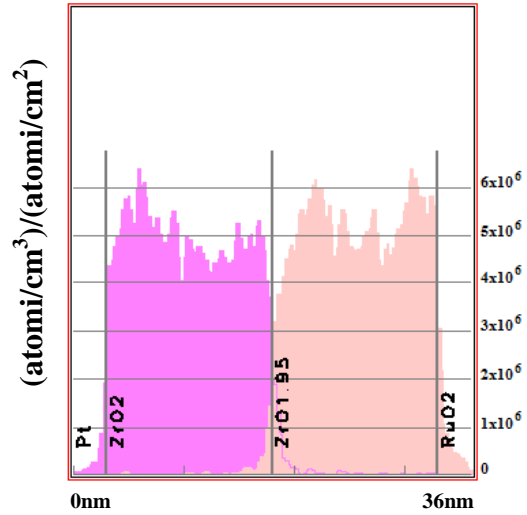
Slika 5.10g. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije – oštećenja po jonu po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 1000 N jona energije 100 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

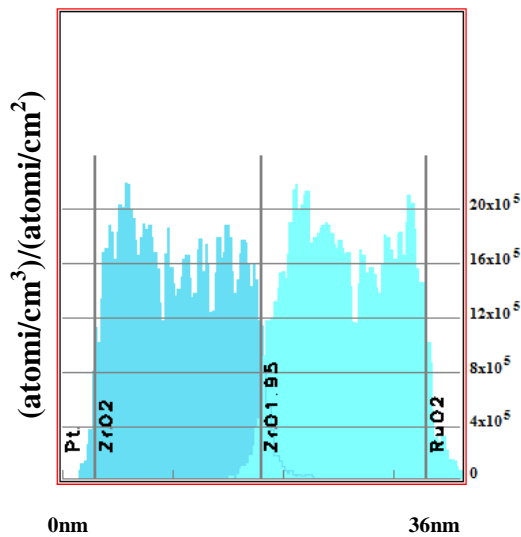
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo ZrO_2 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $ZrO_{1.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



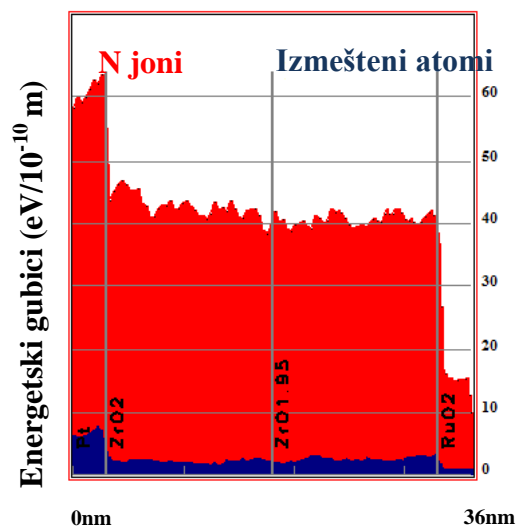
Slika 5.11a. Putanje N jona unutar strukture $Pt-ZrO_2-ZrO_{1.95}-RuO_2$.



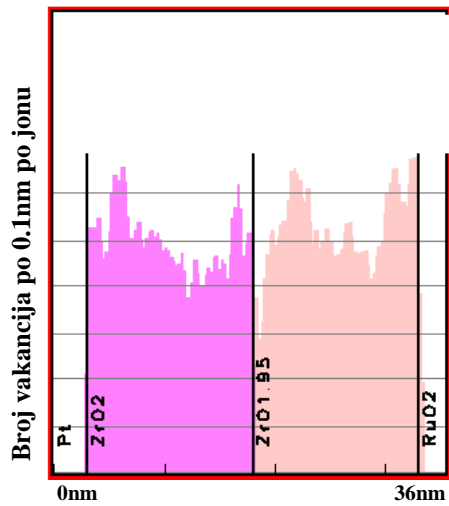
Slika 5.11b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



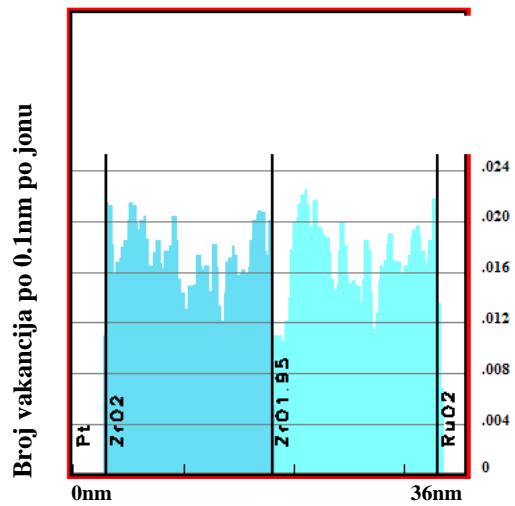
Slika 5.11c. Distribucija izmeštenih atoma cirkonijuma.



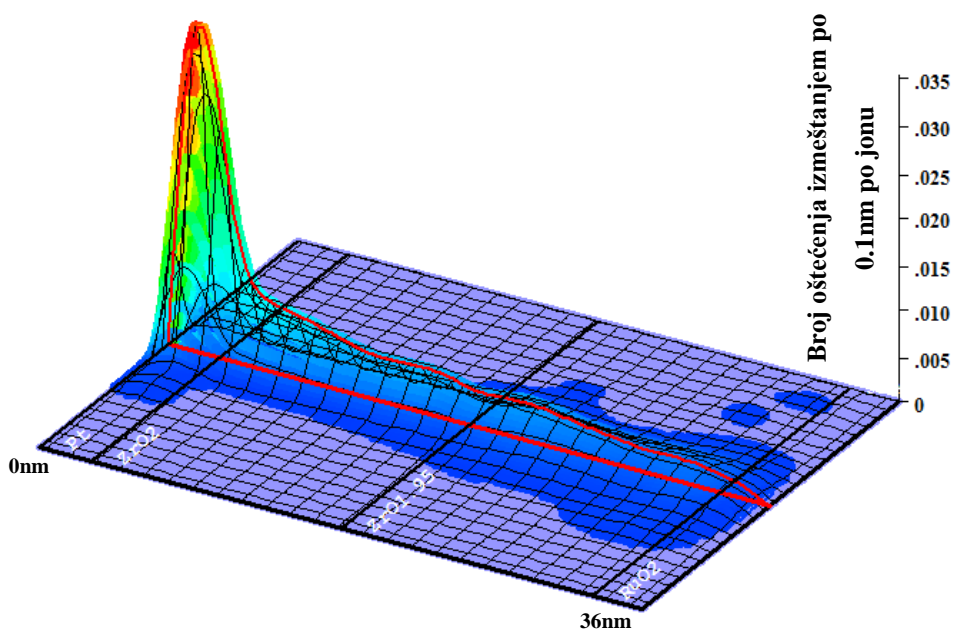
Slika 5.11d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od N jona i od izmeštenih atoma.



Slika 5.11e. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



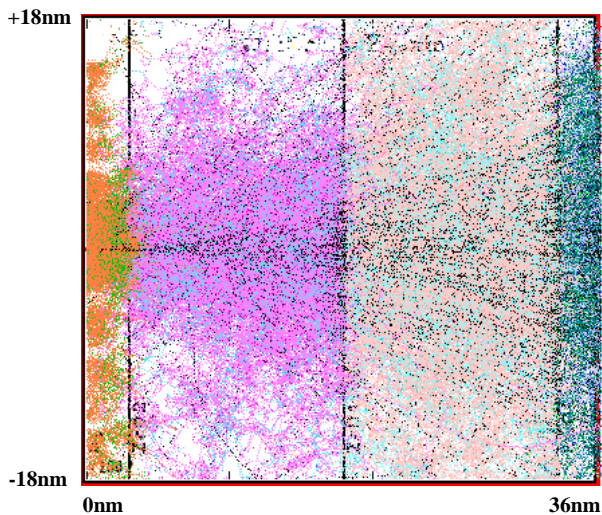
Slika 5.11f. Distribucija nastalih vakancija atoma cirkonijuma.



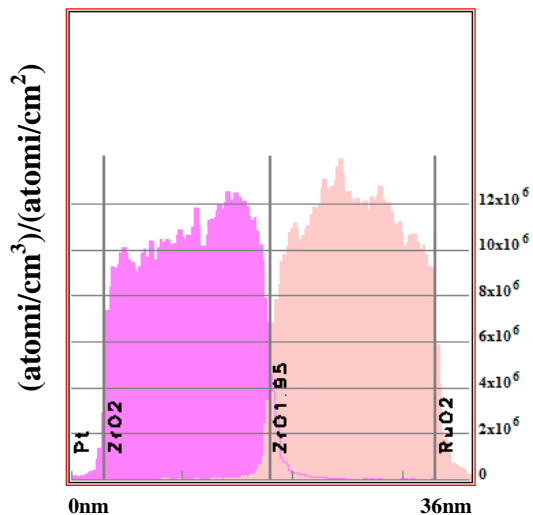
Slika 5.11g. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije – oštećenja po jonu po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 1000 Ne jona energije 100 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

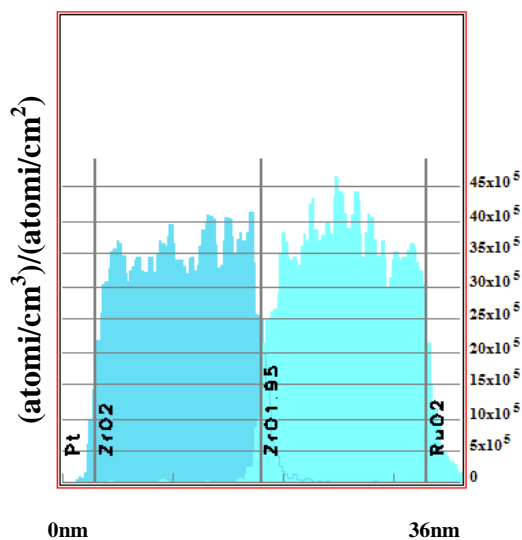
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo ZrO_2 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $ZrO_{1.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



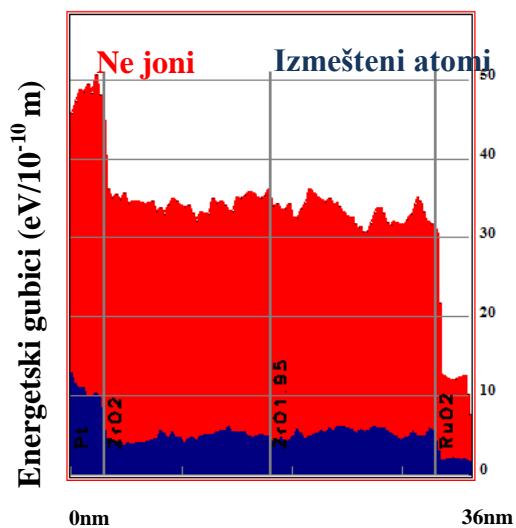
Slika 5.12a. Putanje Ne jona unutar strukture $Pt-ZrO_2-ZrO_{1.95}-RuO_2$.



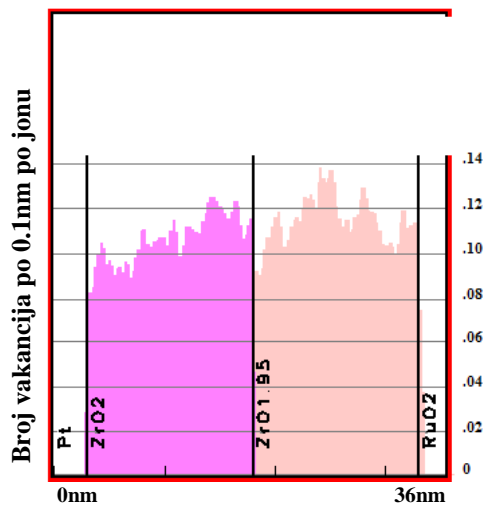
Slika 5.12b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



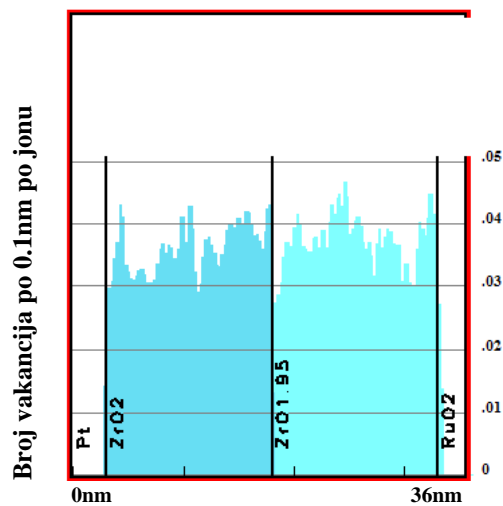
Slika 5.12c. Distribucija izmeštenih atoma cirkonijuma.



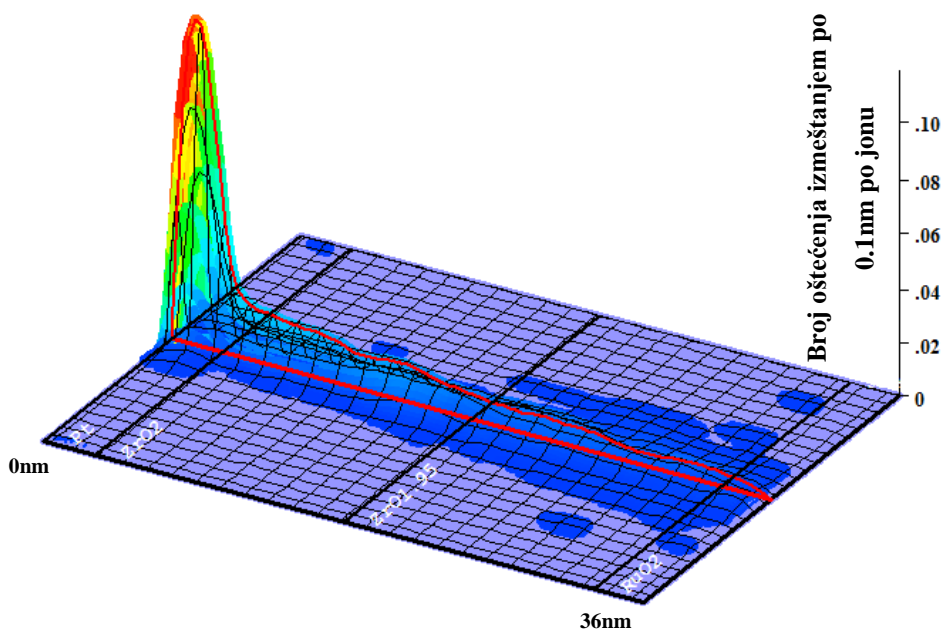
Slika 5.12d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od Ne jona i od izmeštenih atoma.



Slika 5.12e. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



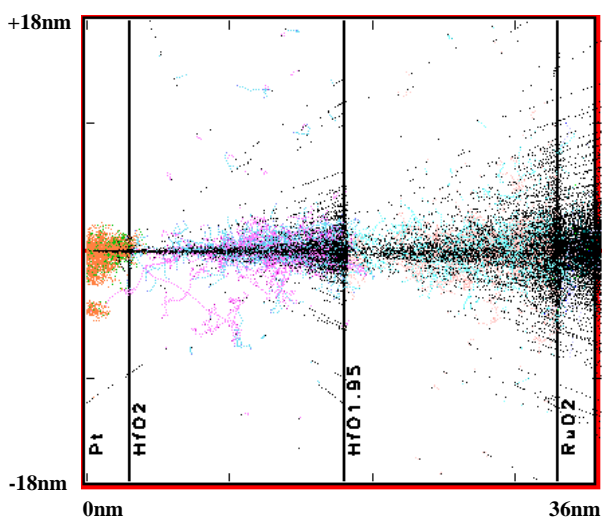
Slika 5.12f. Distribucija nastalih vakancija atoma cirkonijuma.



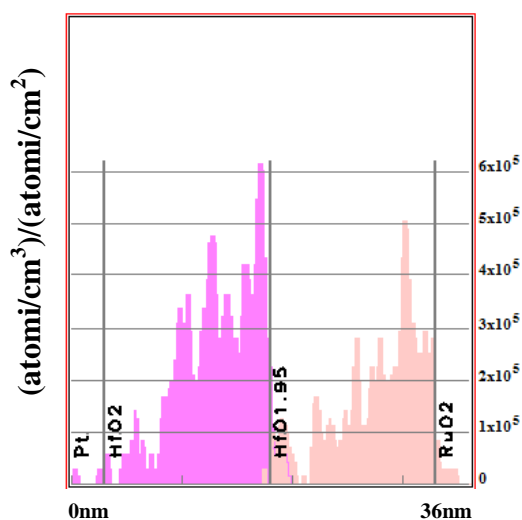
Slika 5.12g. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije – oštećenja po jonu po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 1000 alfa čestica energije 100 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

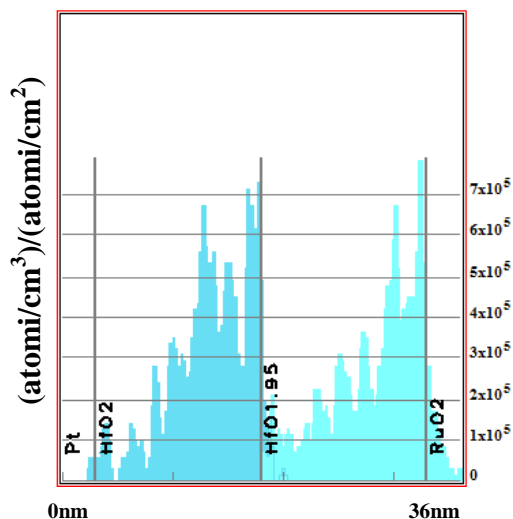
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo HfO_2 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $\text{HfO}_{1.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



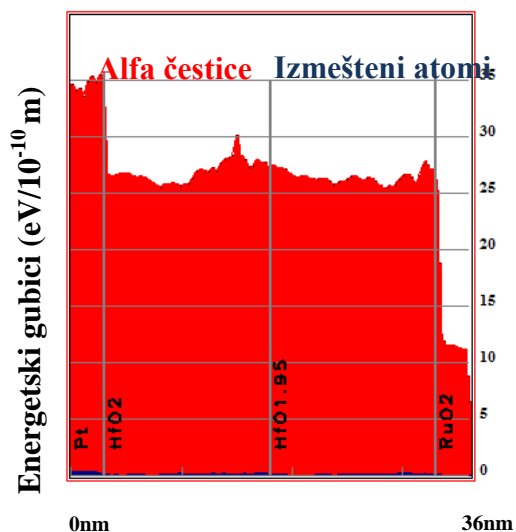
Slika 5.13a. Putanje alfa čestica unutar strukture $\text{Pt-HfO}_2\text{-HfO}_{1.95}\text{-RuO}_2$.



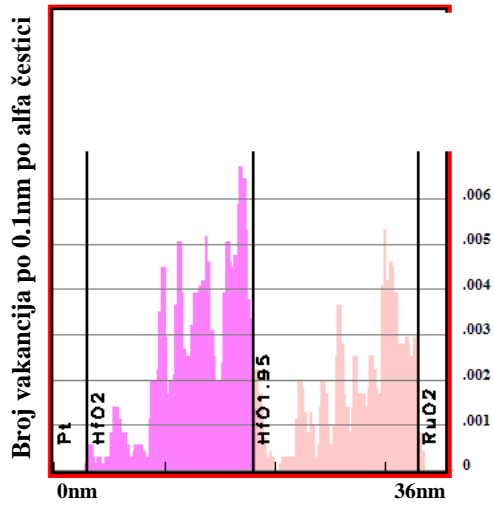
Slika 5.13b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



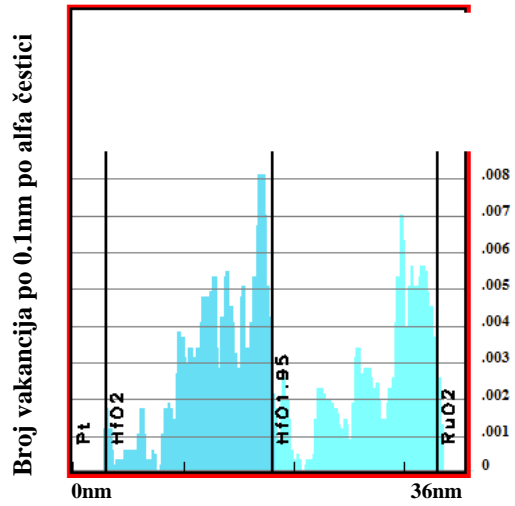
Slika 5.13c. Distribucija izmeštenih atoma hafnijuma.



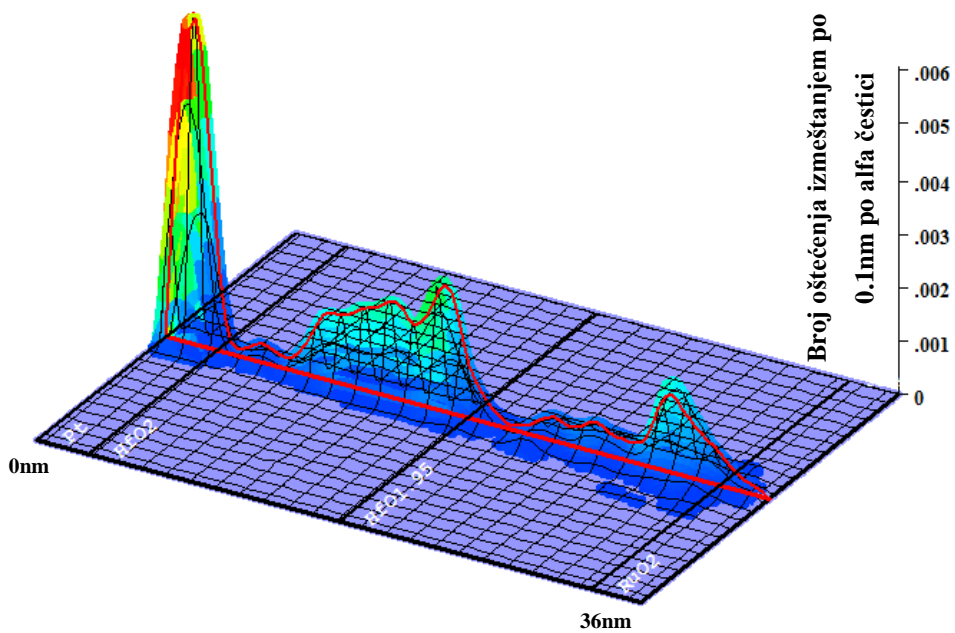
Slika 5.13d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od alfa čestica i od izmeštenih atoma.



Slika 5.13e. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



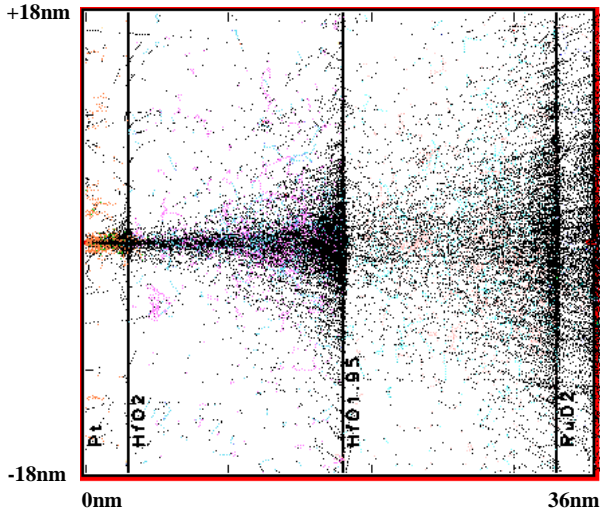
Slika 5.13f. Distribucija nastalih vakancija atoma hafnijuma.



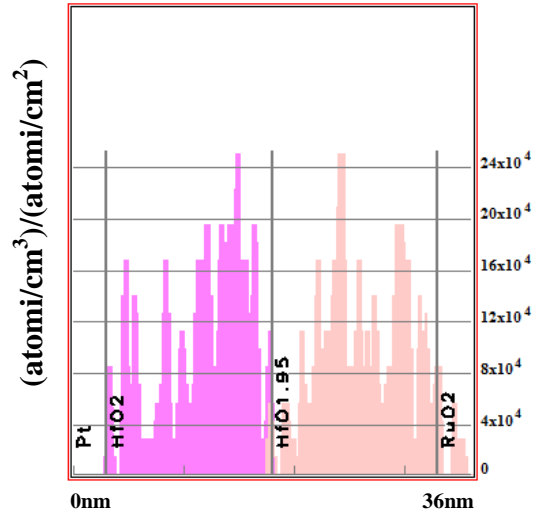
Slika 5.13g. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije – oštećenja po alfa čestici po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 1000 protona energije 10 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

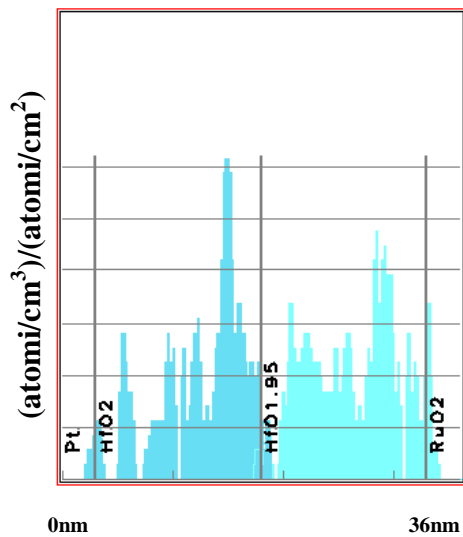
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo HfO_2 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $\text{HfO}_{1.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



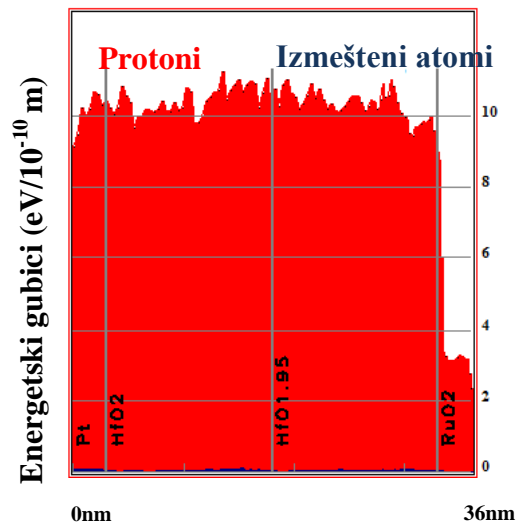
Slika 5.14a. Putanje protona unutar strukture $\text{Pt-HfO}_2\text{-HfO}_{1.95}\text{-RuO}_2$.



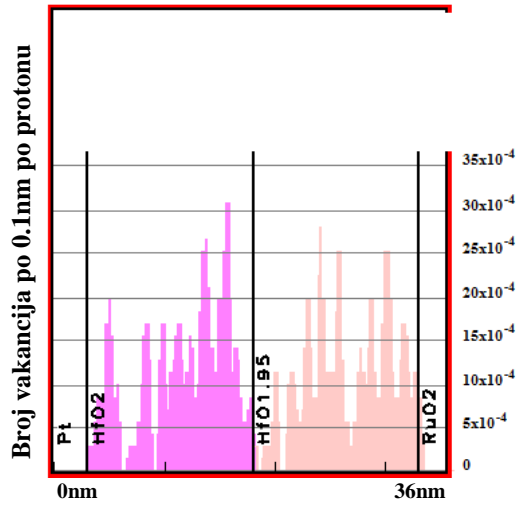
Slika 5.14b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



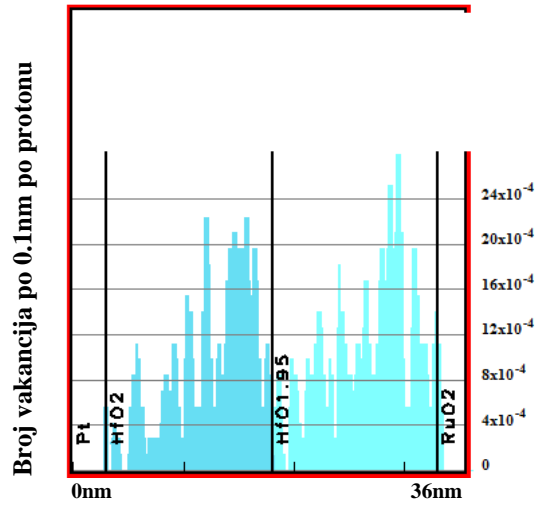
Slika 5.14c. Distribucija izmeštenih atoma hafnijuma.



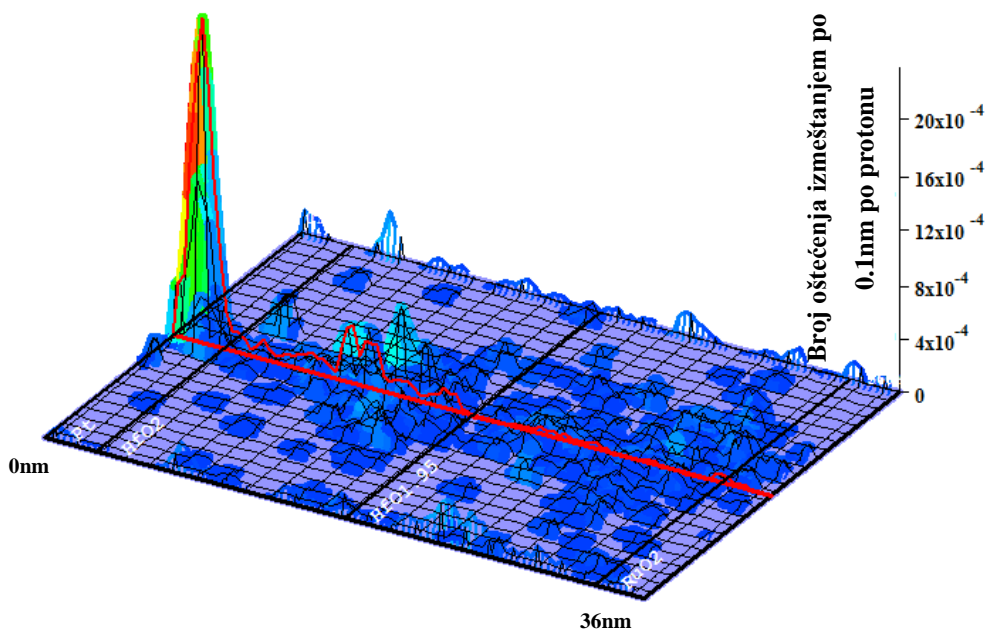
Slika 5.14d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od protona i od izmeštenih atoma.



Slika 5.14e. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



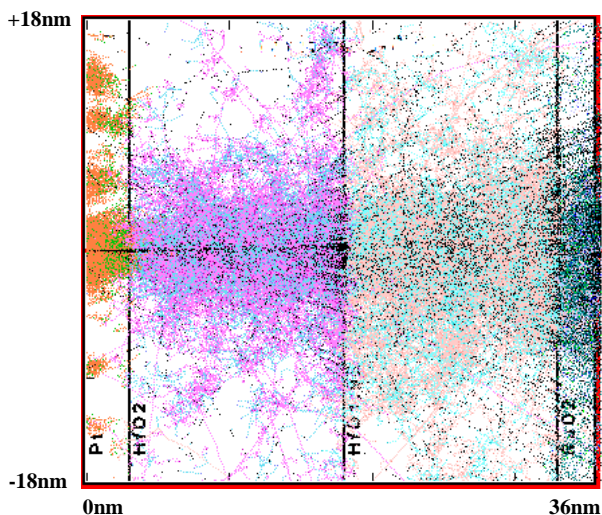
Slika 5.14f. Distribucija nastalih vakancija atoma hafnijuma.



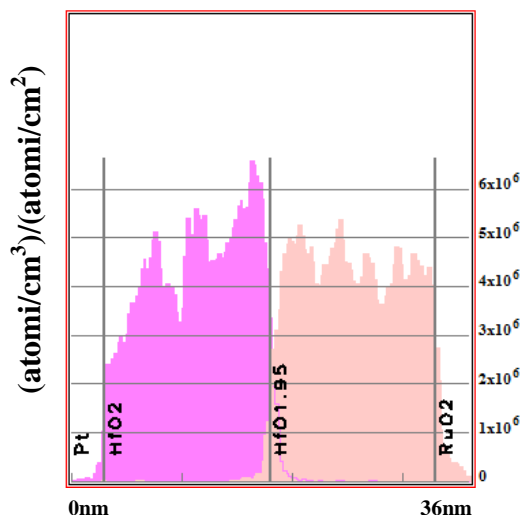
Slika 5.14g. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije – oštećenja po protonu po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 1000 C jona energije 100 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

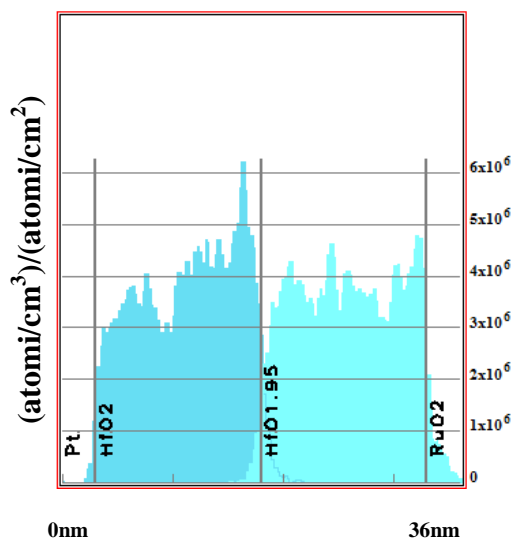
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo HfO_2 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $\text{HfO}_{1.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



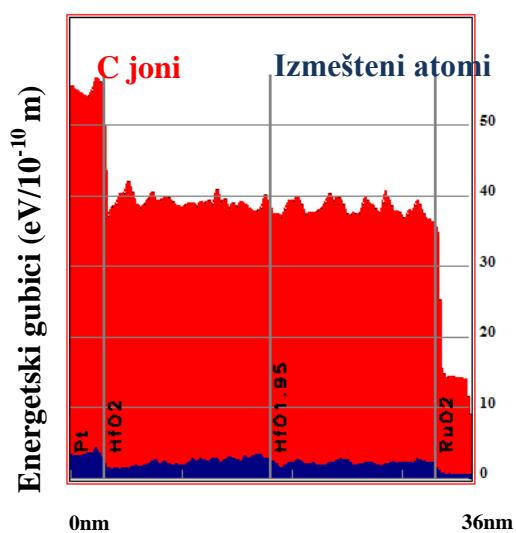
Slika 5.15a. Putanje C jona unutar strukture $\text{Pt-HfO}_2\text{-HfO}_{1.95}\text{-RuO}_2$.



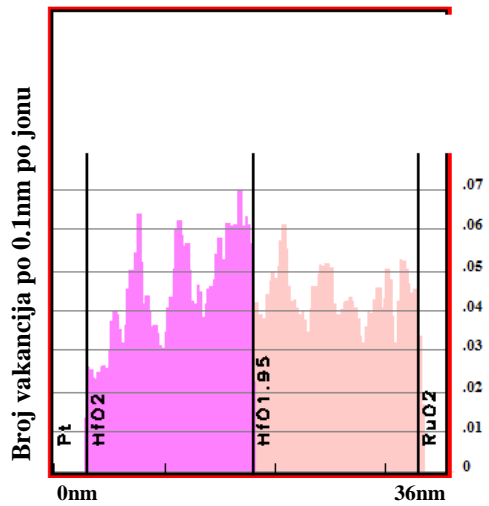
Slika 5.15b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



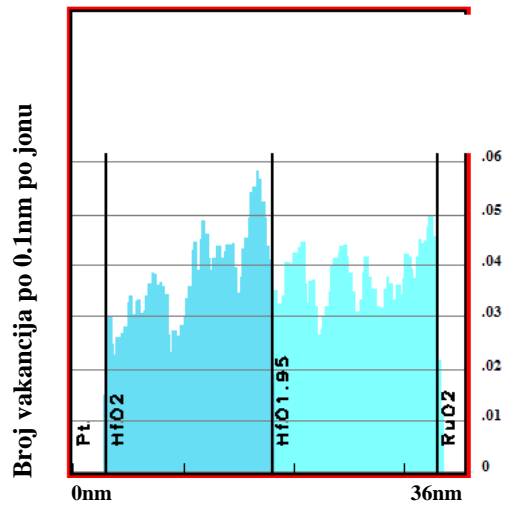
Slika 5.15c. Distribucija izmeštenih atoma hafnijuma.



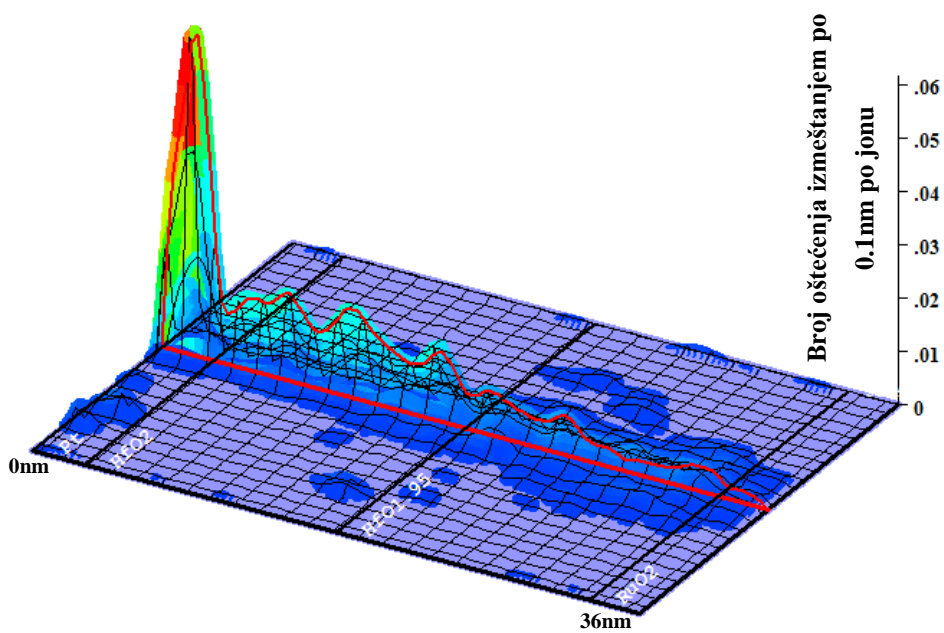
Slika 5.15d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od C jona i od izmeštenih atoma.



Slika 5.15e. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



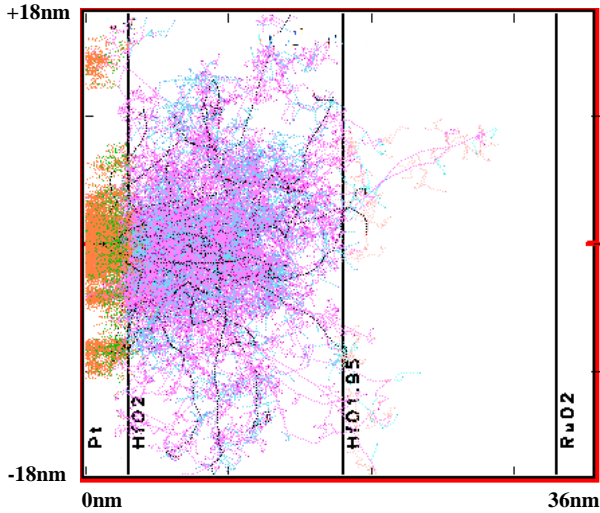
Slika 5.15f. Distribucija nastalih vakancija atoma hafnijuma.



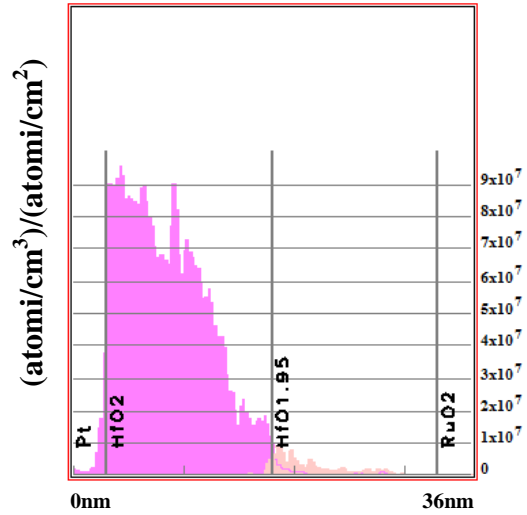
Slika 5.15g. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije – oštećenja po jonu po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 50 Fe jona energije 20 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

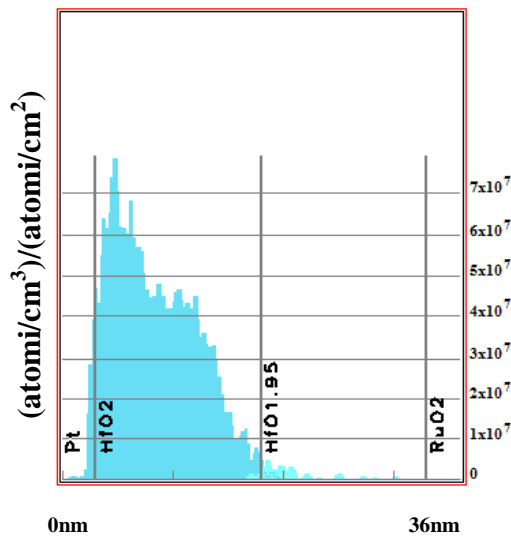
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo HfO_2 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $\text{HfO}_{1.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



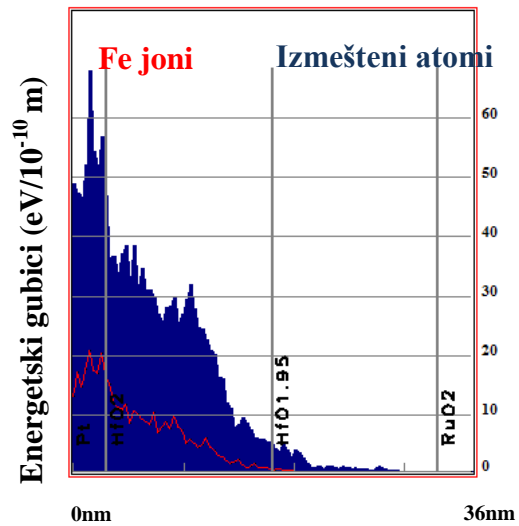
Slika 5.16a. Putanje Fe jona unutar strukture $\text{Pt-HfO}_2\text{-HfO}_{1.95}\text{-RuO}_2$.



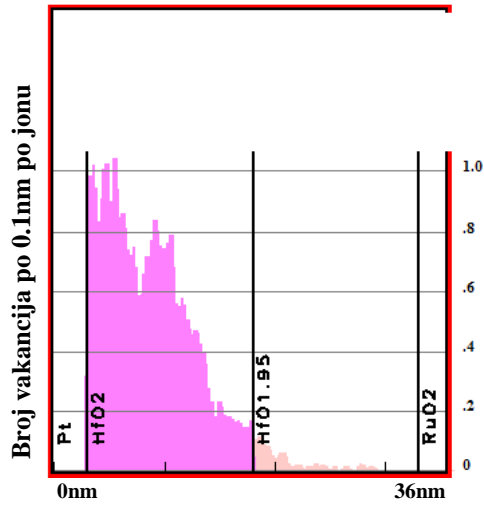
Slika 5.16b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



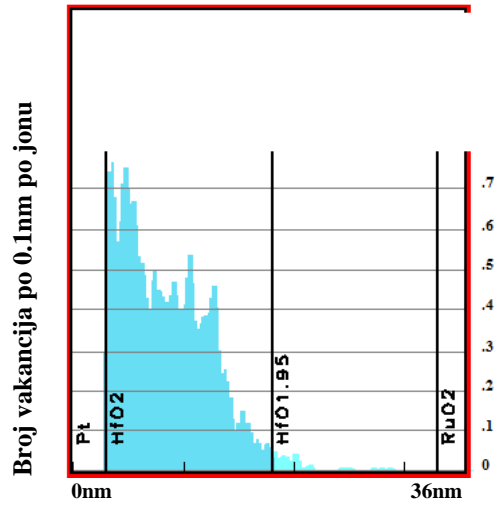
Slika 5.16c. Distribucija izmeštenih atoma hafnijuma.



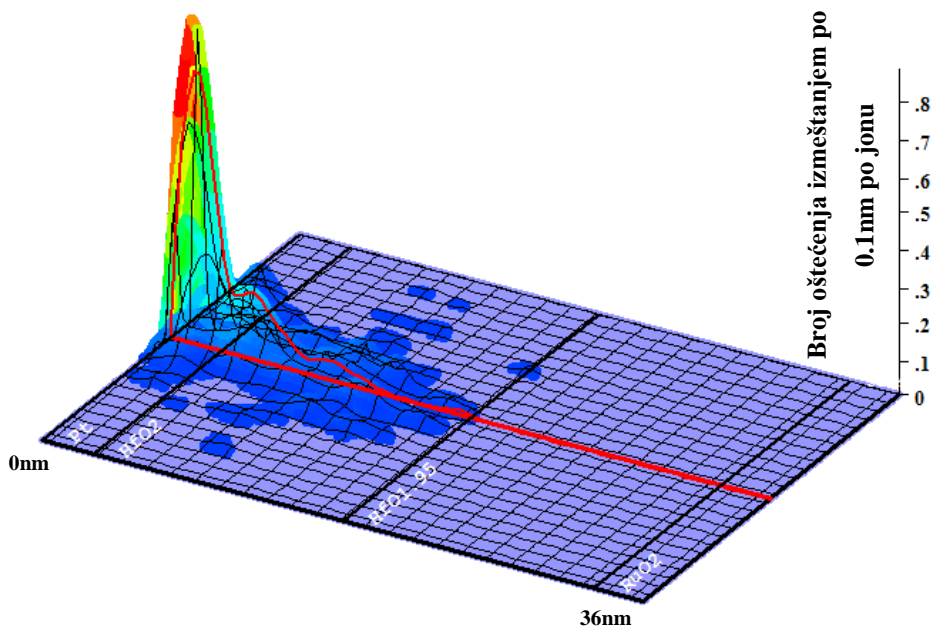
Slika 5.16d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od Fe jona i od izmeštenih atoma.



Slika 5.16e. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



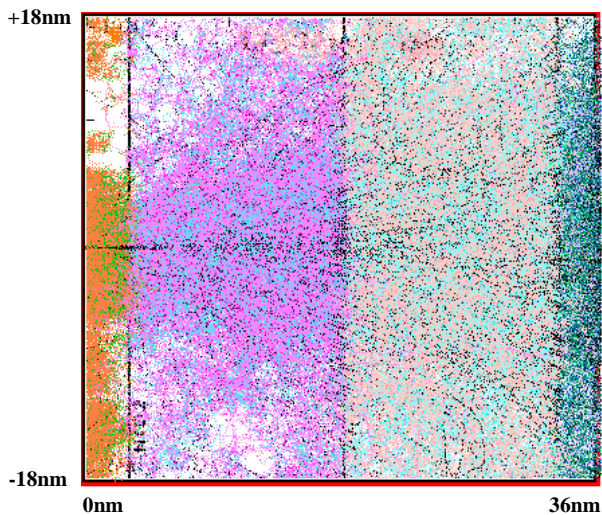
Slika 5.16f. Distribucija nastalih vakancija atoma hafnijuma.



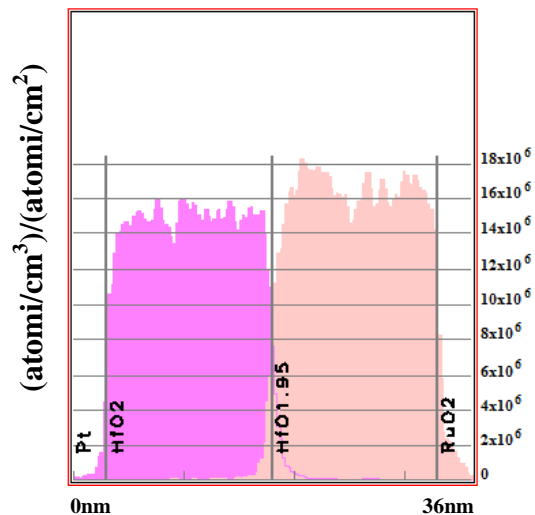
Slika 5.16g. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije – oštećenja po jonu po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 1000 Ne jona energije 100 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

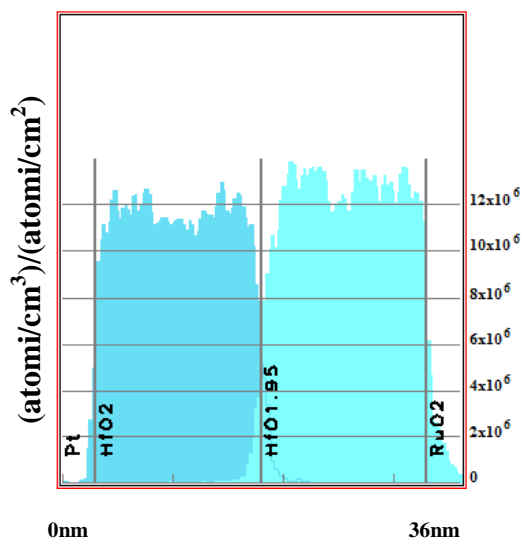
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo HfO_2 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $\text{HfO}_{1.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



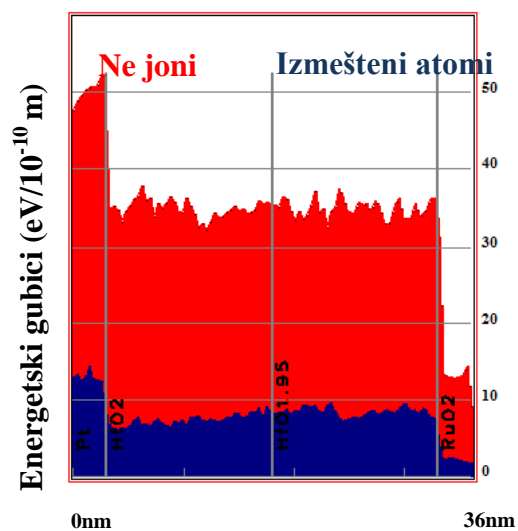
Slika 5.17a. Putanje Ne jona unutar strukture $\text{Pt-HfO}_2\text{-HfO}_{1.95}\text{-RuO}_2$.



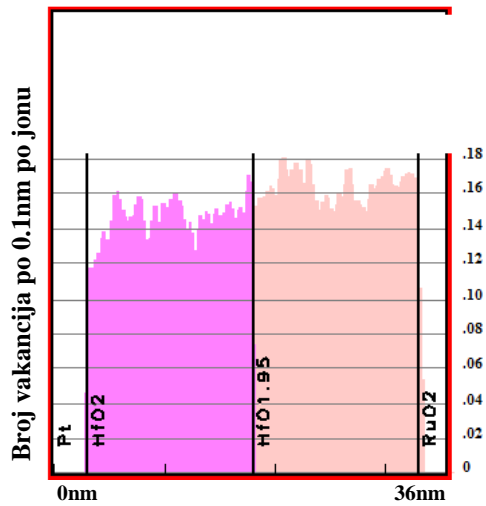
Slika 5.17b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



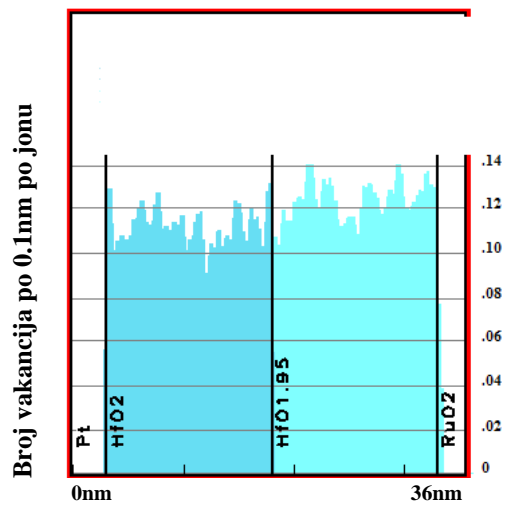
Slika 5.17c. Distribucija izmeštenih atoma hafnijuma.



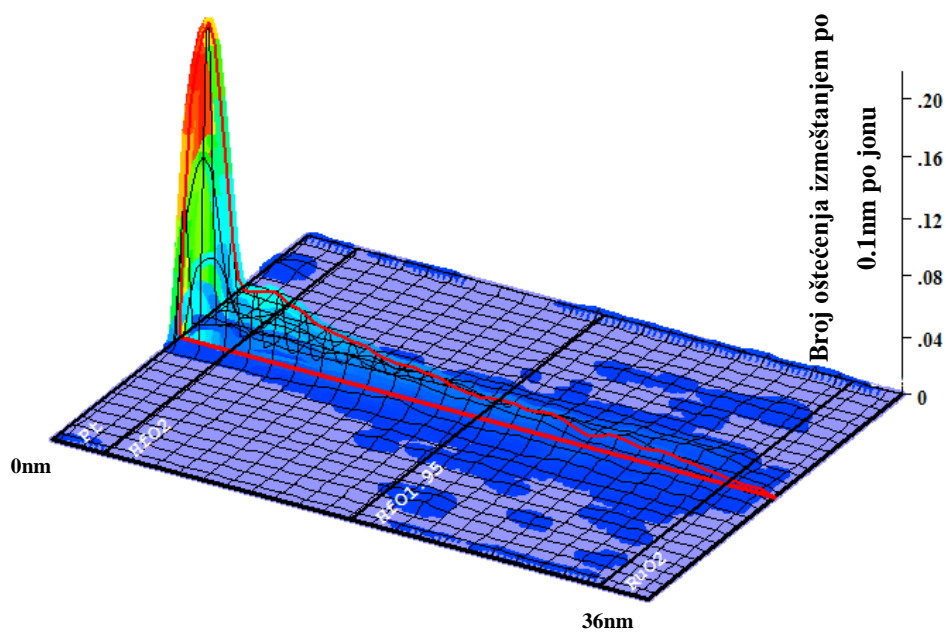
Slika 5.17d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od Ne jona i od izmeštenih atoma.



Slika 5.17e. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



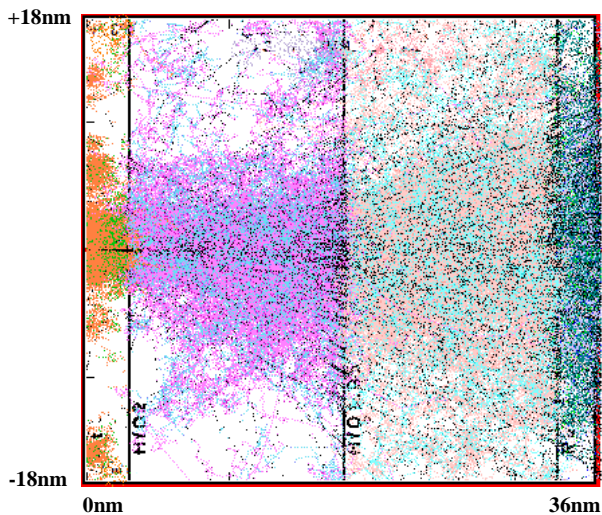
Slika 5.17f. Distribucija nastalih vakancija atoma hafnijuma.



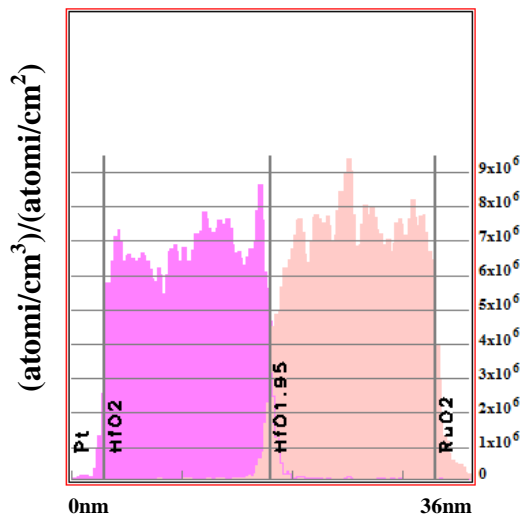
Slika 5.17g. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije – oštećenja po jonu po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 1000 N jona energije 100 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

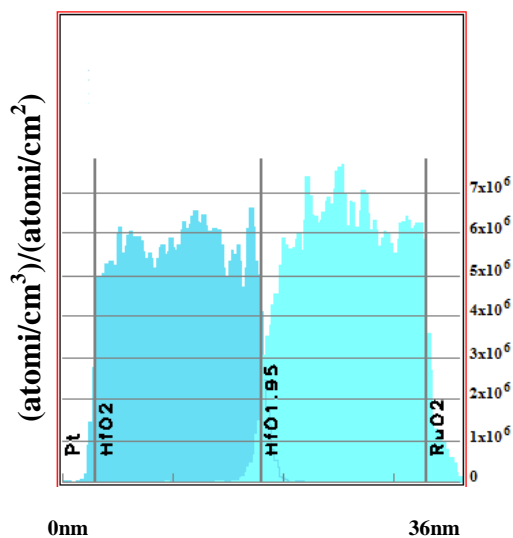
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo HfO_2 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $\text{HfO}_{1.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



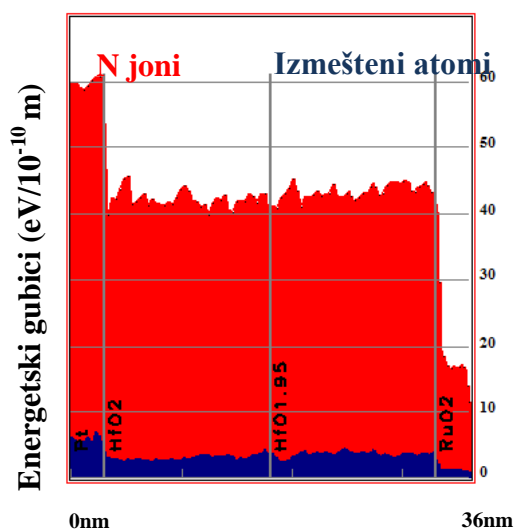
Slika 5.18a. Putanje N jona unutar strukture $\text{Pt-HfO}_2\text{-HfO}_{1.95}\text{-RuO}_2$.



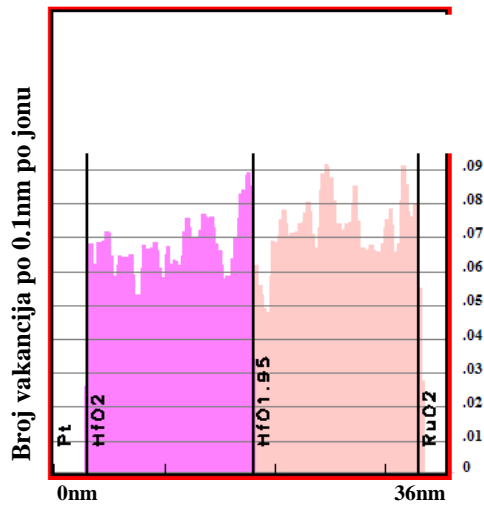
Slika 5.18b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



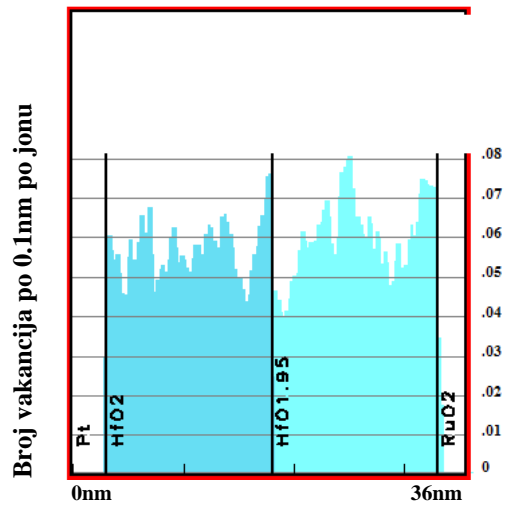
Slika 5.18c. Distribucija izmeštenih atoma hafnijuma.



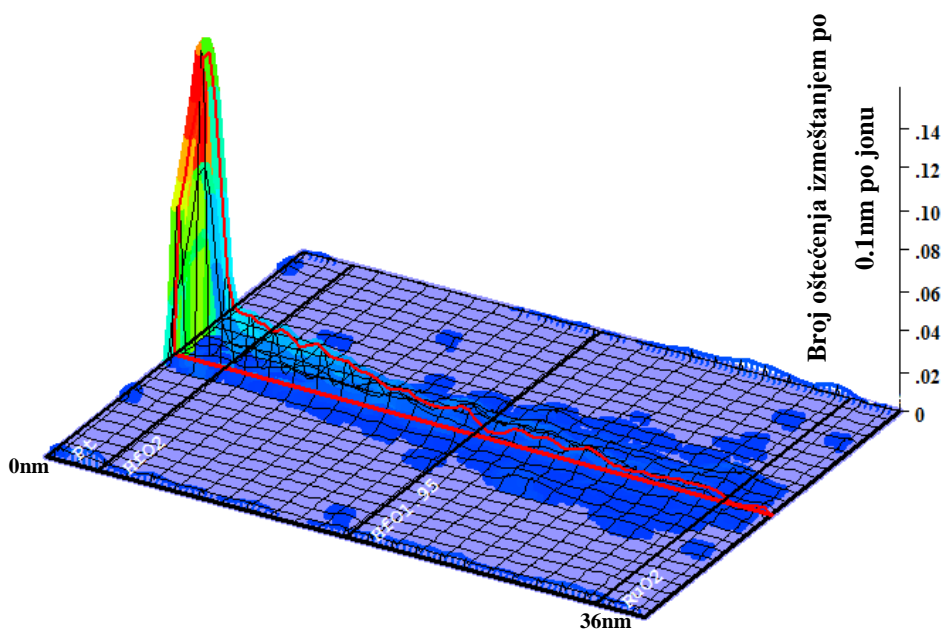
Slika 5.18d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od N jona i od izmeštenih atoma.



Slika 5.18e. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



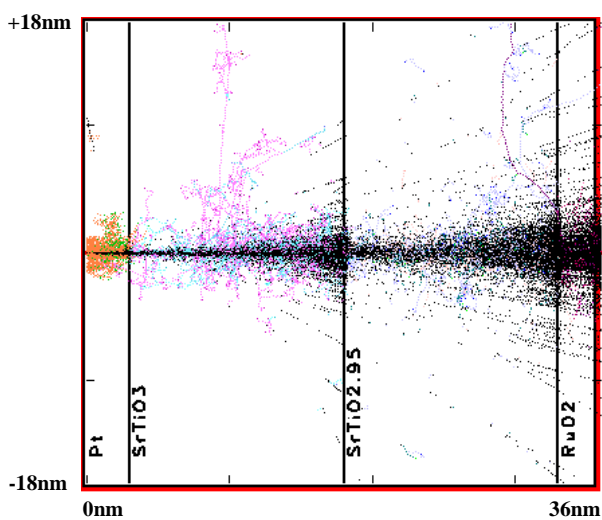
Slika 5.18f. Distribucija nastalih vakancija atoma hafnijuma.



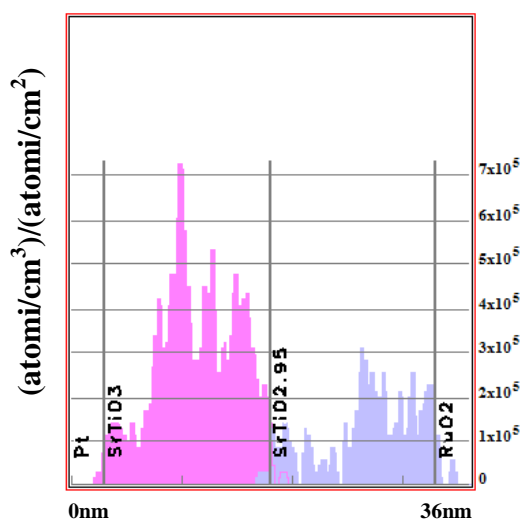
Slika 5.18g. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije – oštećenja po jonu po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 1000 alfa čestica energije 100 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

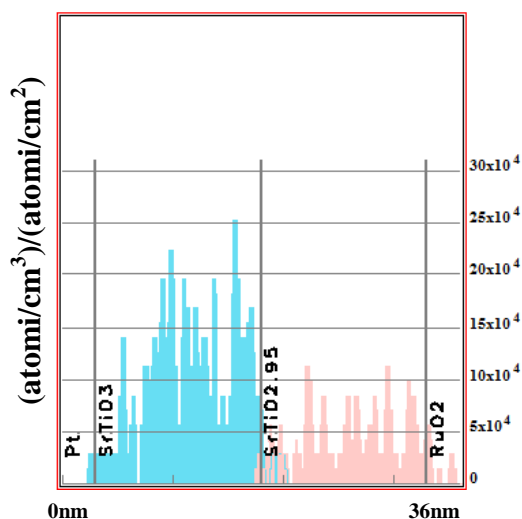
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo SrTiO_3 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $\text{SrTiO}_{2.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



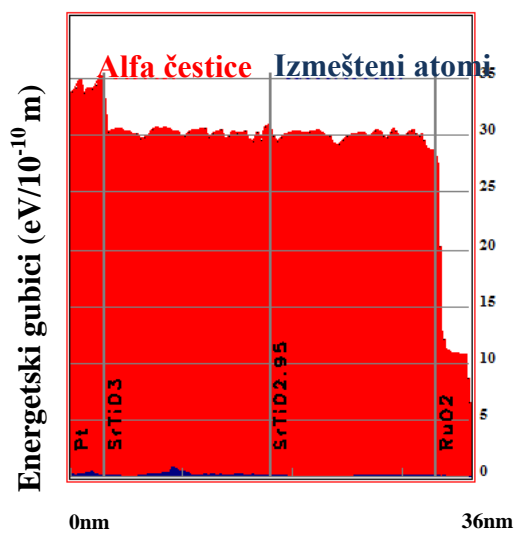
Slika 5.19a. Putanje alfa čestica unutar strukture $\text{Pt-SrTiO}_3\text{-SrTiO}_{2.95}\text{-RuO}_2$.



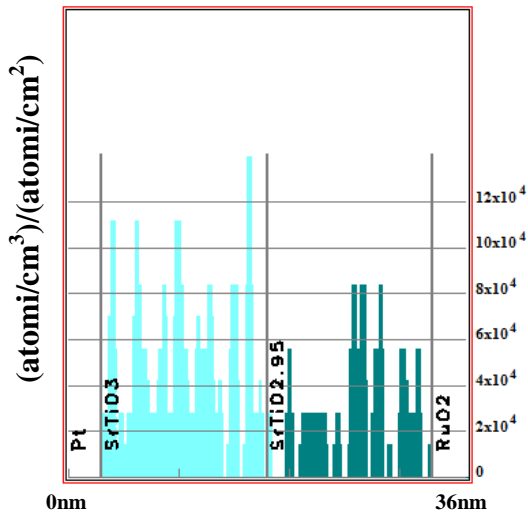
Slika 5.19b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



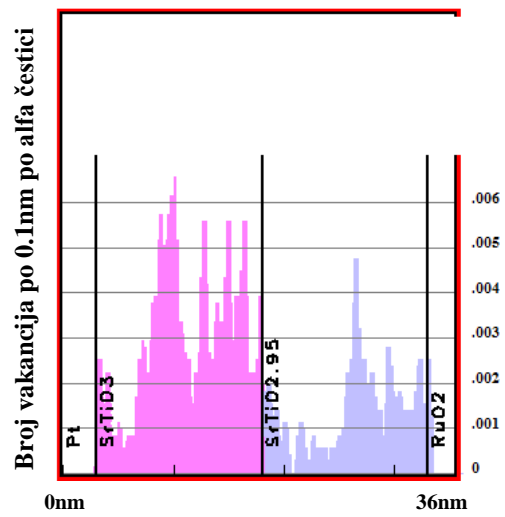
Slika 5.19c. Distribucija izmeštenih atoma stroncijuma.



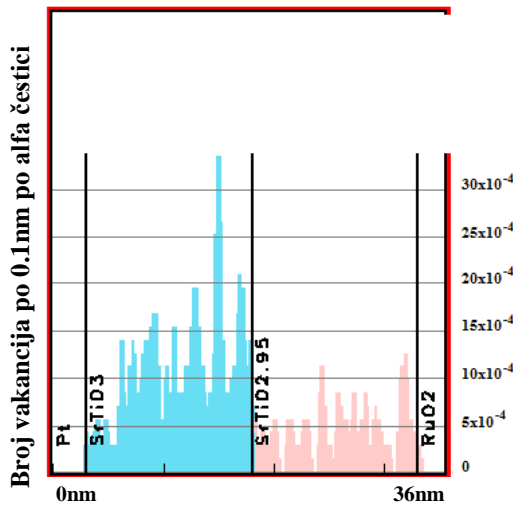
Slika 5.19d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od alfa čestica i od izmeštenih atoma.



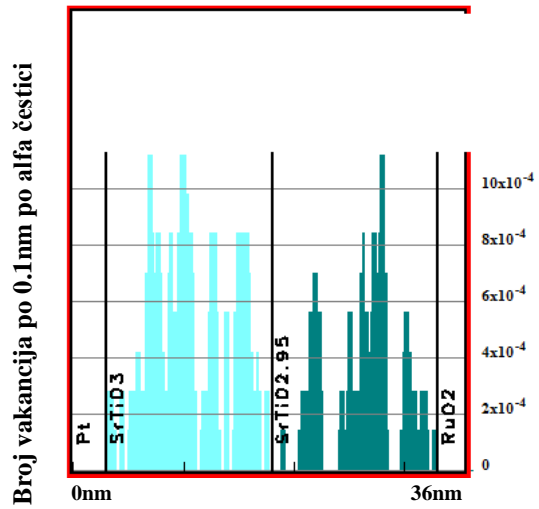
Slika 5.19e. Distribucija izmeštenih atoma titanijuma.



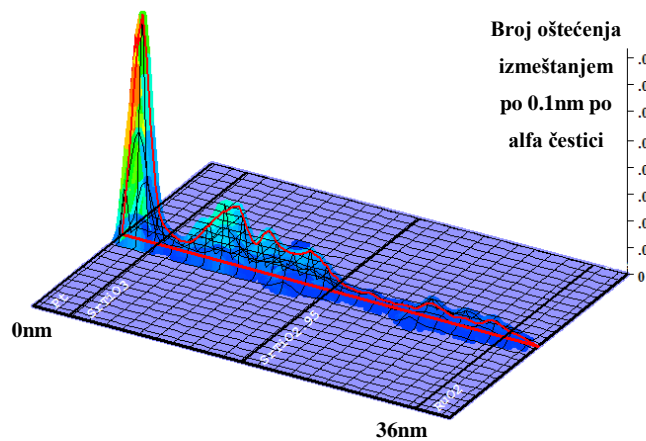
Slika 5.19f. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



Slika 5.19g. Distribucija nastalih vakancija atoma stroncijuma.



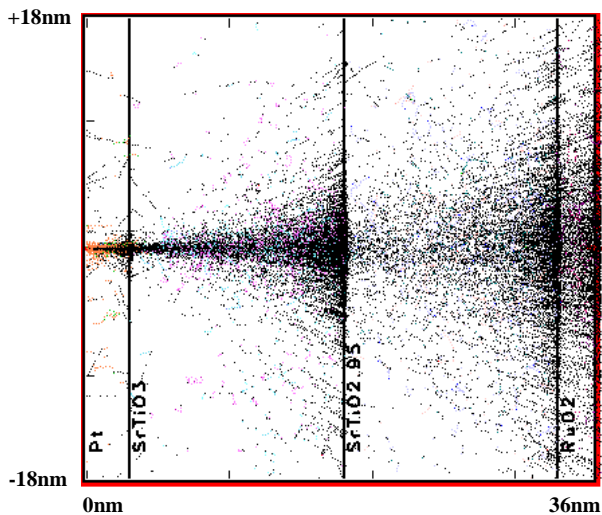
Slika 5.19h. Distribucija nastalih vakancija atoma titanijuma.



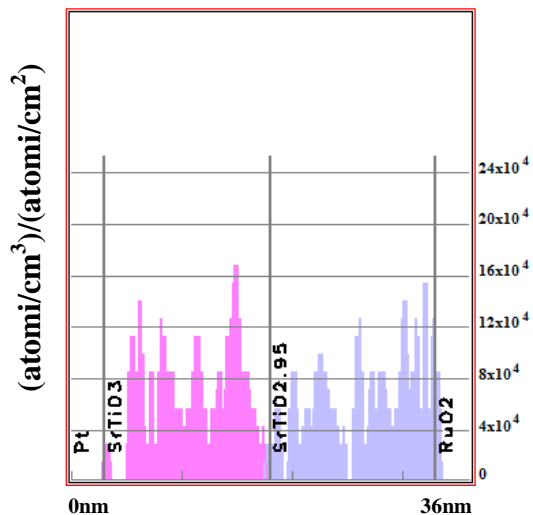
Slika 5.19i. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije po alfa čestici po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 1000 protona energije 10 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

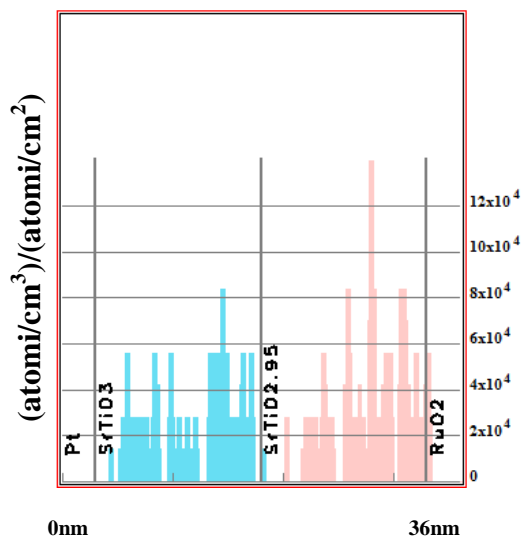
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo SrTiO_3 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $\text{SrTiO}_{2.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



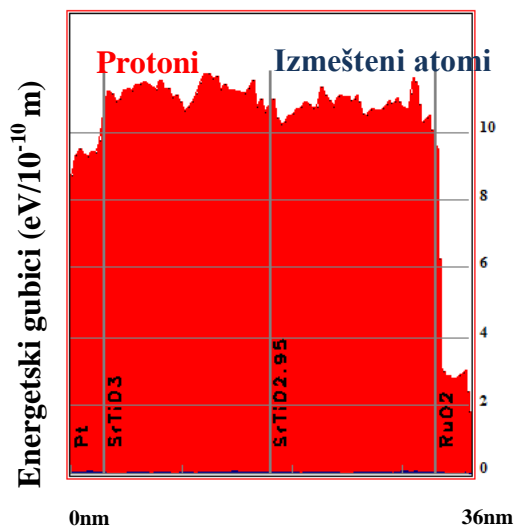
Slika 5.20a. Putanje protona unutar strukture $\text{Pt-SrTiO}_3\text{-SrTiO}_{2.95}\text{-RuO}_2$.



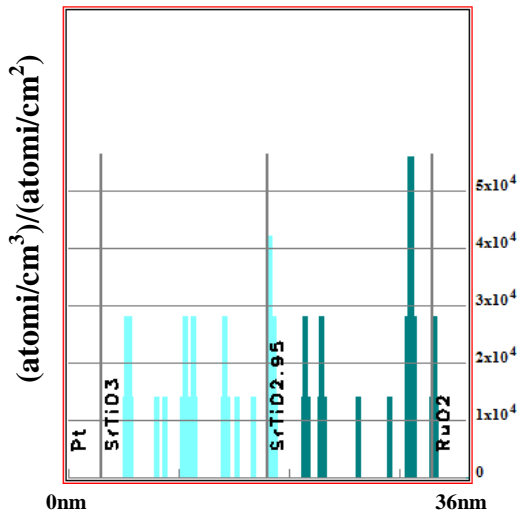
Slika 5.20b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



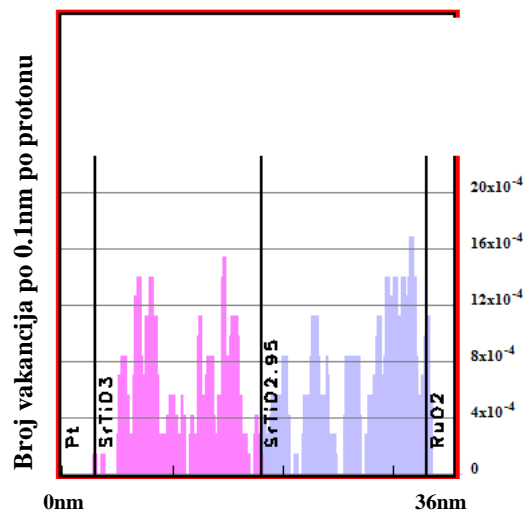
Slika 5.20c. Distribucija izmeštenih atoma stroncijuma.



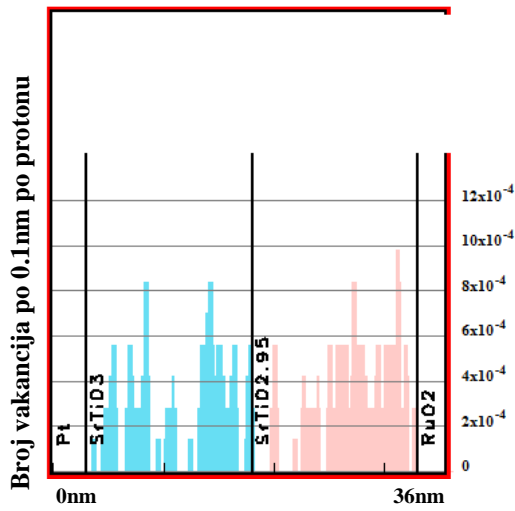
Slika 5.20d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od protona i od izmeštenih atoma.



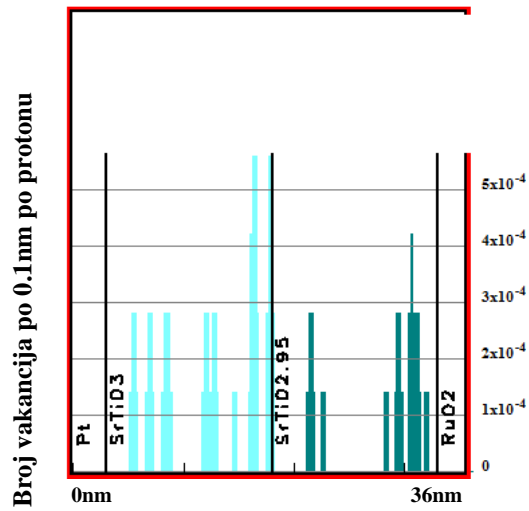
Slika 5.20e. Distribucija izmeštenih atoma titanijuma.



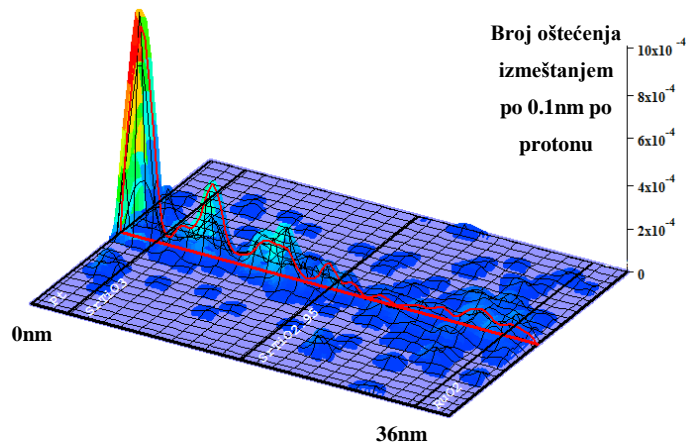
Slika 5.20f. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



Slika 5.20g. Distribucija nastalih vakancija atoma stroncijuma.



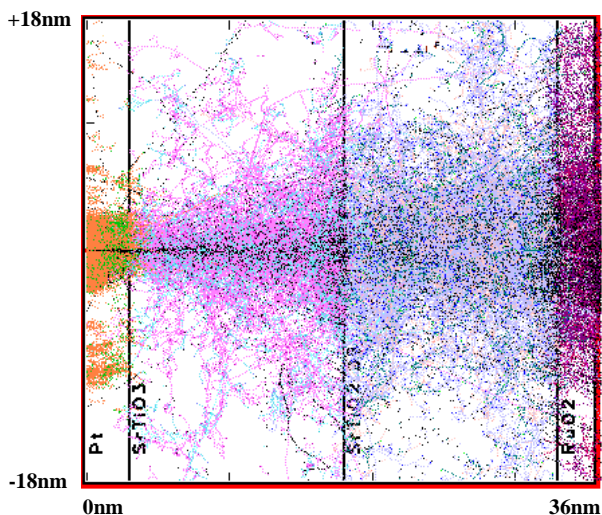
Slika 5.20h. Distribucija nastalih vakancija atoma titanijuma.



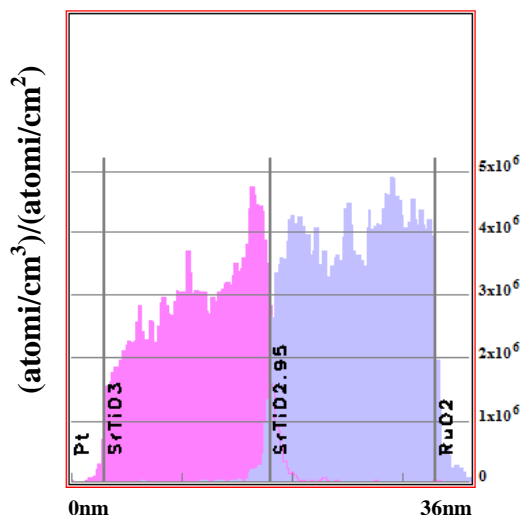
Slika 5.20i. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije po protonu po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 1000 C jona energije 100 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

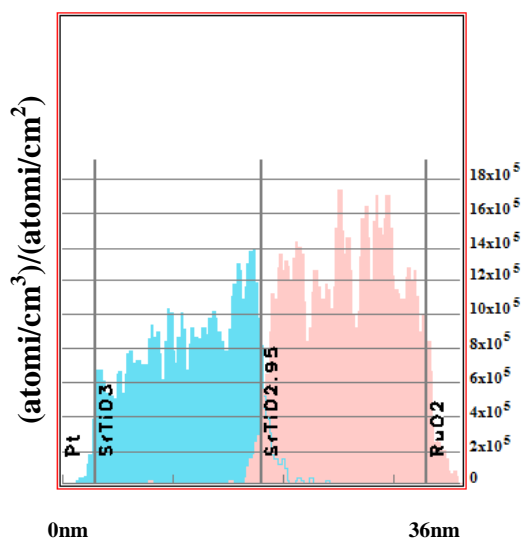
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo SrTiO_3 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $\text{SrTiO}_{2.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



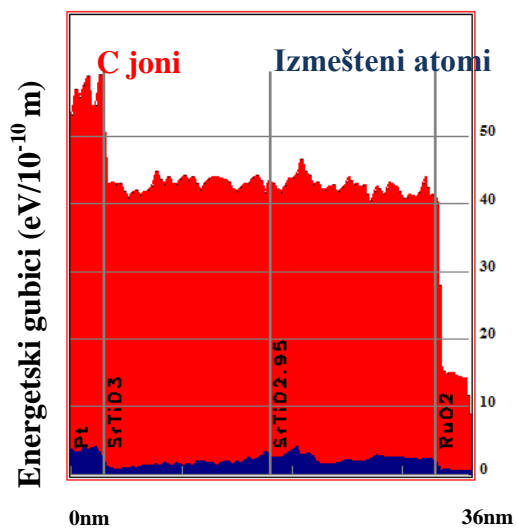
Slika 5.21a. Putanje C jona unutar strukture $\text{Pt-SrTiO}_3\text{-SrTiO}_{2.95}\text{-RuO}_2$.



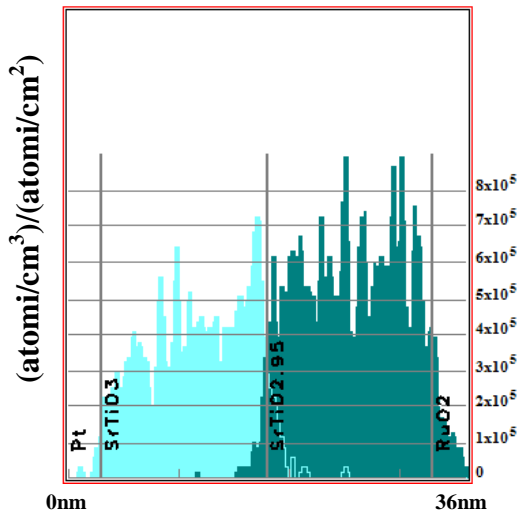
Slika 5.21b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



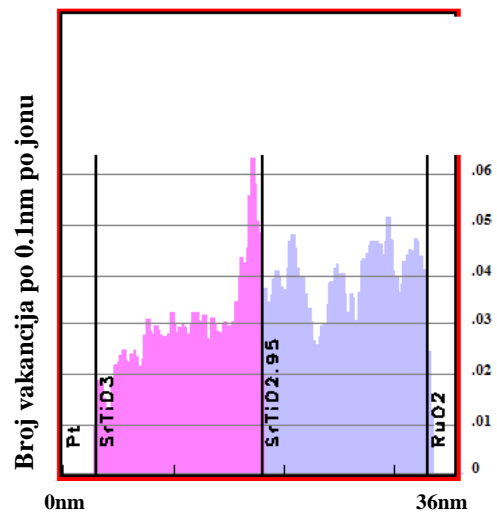
Slika 5.21c. Distribucija izmeštenih atoma stroncijuma.



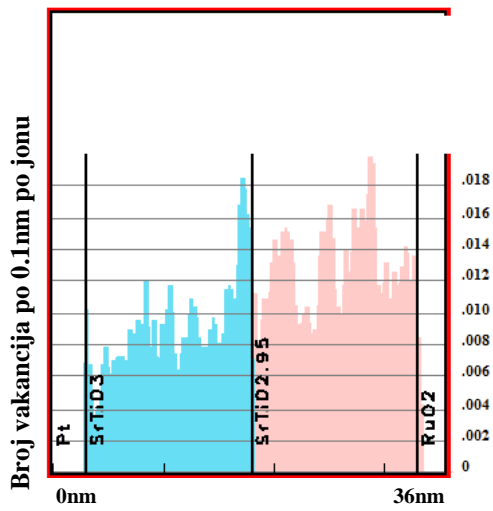
Slika 5.21d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od C jona i od izmeštenih atoma.



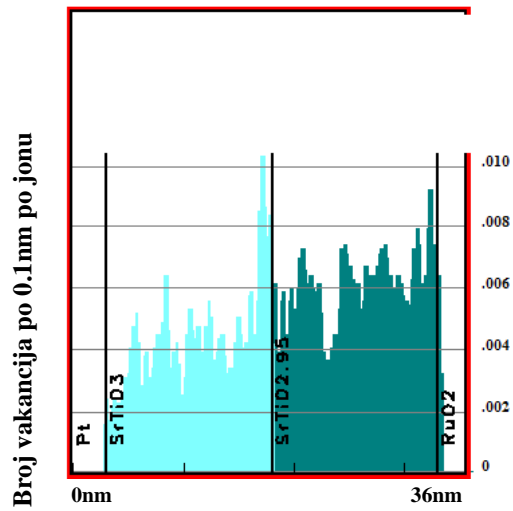
Slika 5.21e. Distribucija izmeštenih atoma titanijuma.



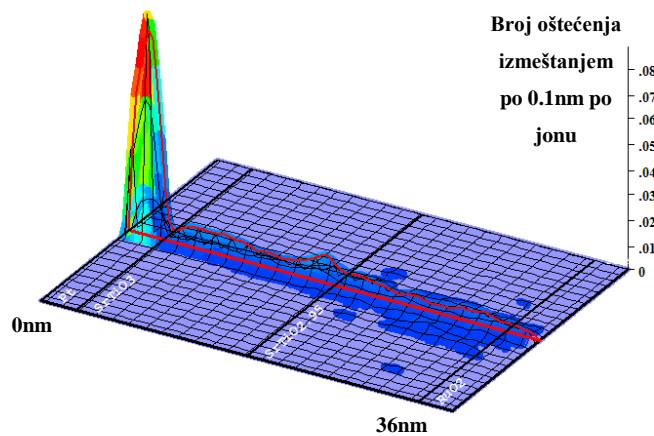
Slika 5.21f. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



Slika 5.21g. Distribucija nastalih vakancija atoma stroncijuma.



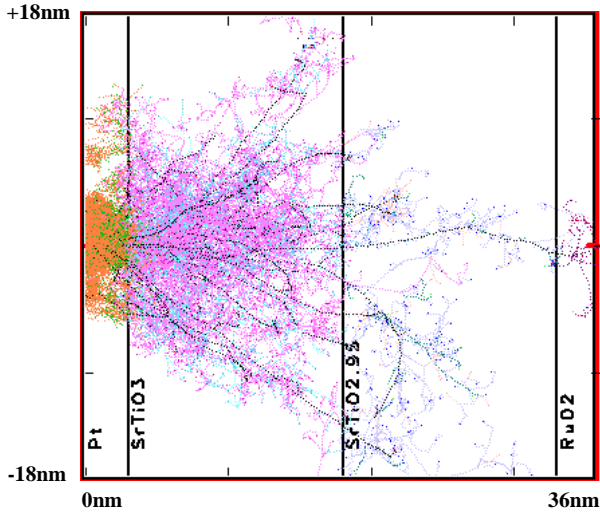
Slika 5.21h. Distribucija nastalih vakancija atoma titanijuma.



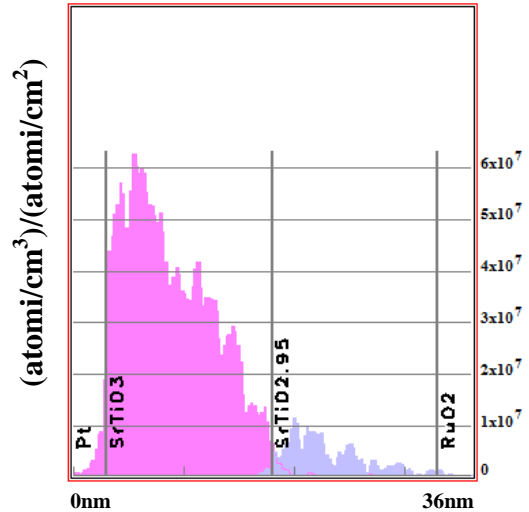
Slika 5.21i. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije po jonu po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 50 Fe jona energije 20 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

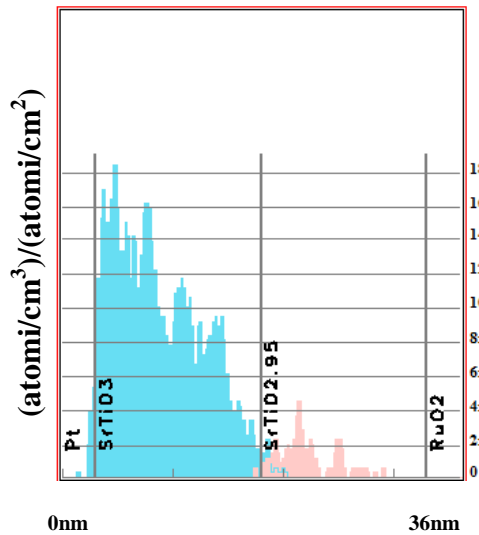
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo SrTiO_3 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $\text{SrTiO}_{2.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



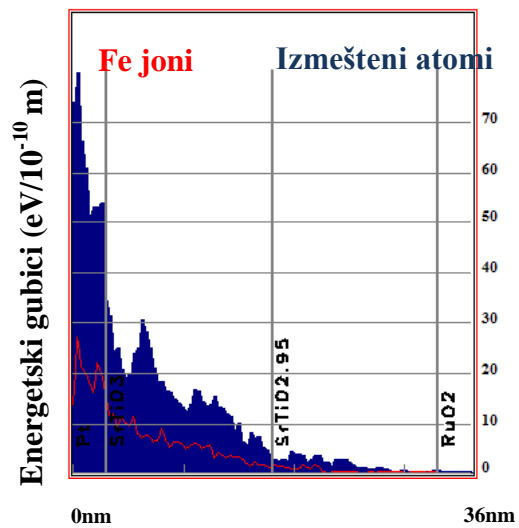
Slika 5.22a. Putanje Fe jona unutar strukture $\text{Pt-SrTiO}_3\text{-SrTiO}_{2.95}\text{-RuO}_2$.



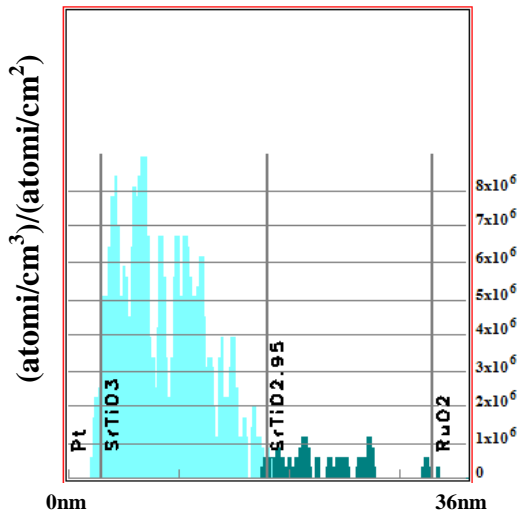
Slika 5.22b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



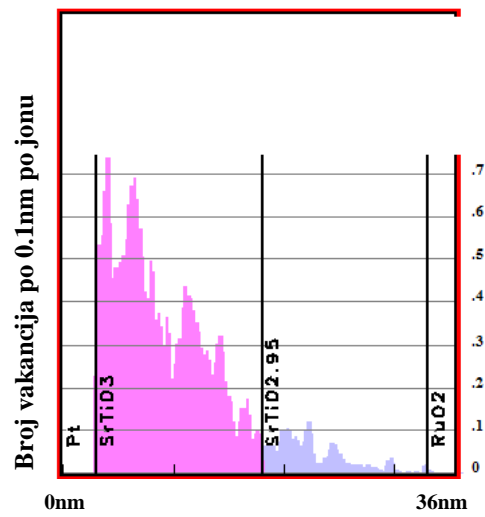
Slika 5.22c. Distribucija izmeštenih atoma stroncijuma.



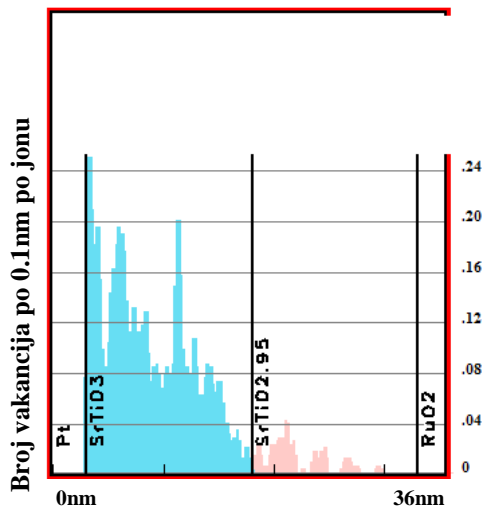
Slika 5.22d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od Fe jona i od izmeštenih atoma.



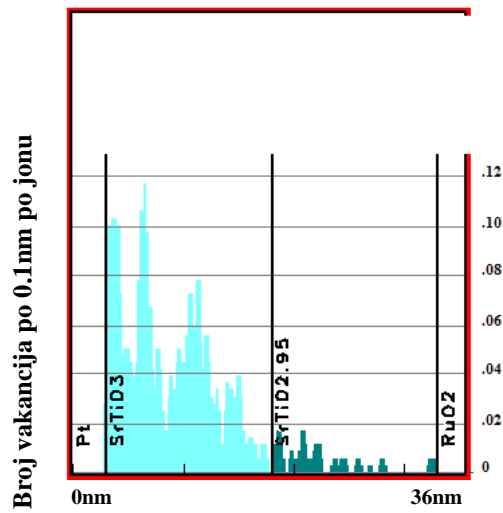
Slika 5.22e. Distribucija izmeštenih atoma titanijuma.



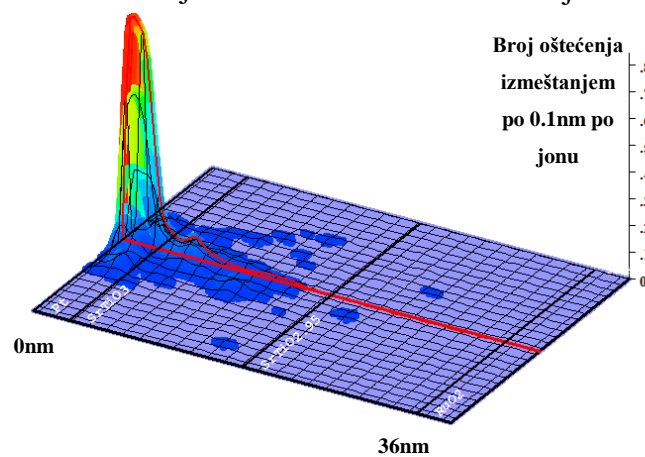
Slika 5.22f. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



Slika 5.22g. Distribucija nastalih vakancija atoma stroncijuma.



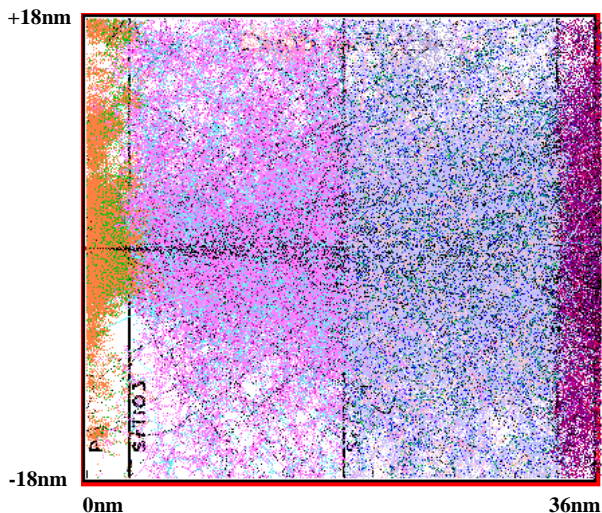
Slika 5.22h. Distribucija nastalih vakancija atoma titanijuma.



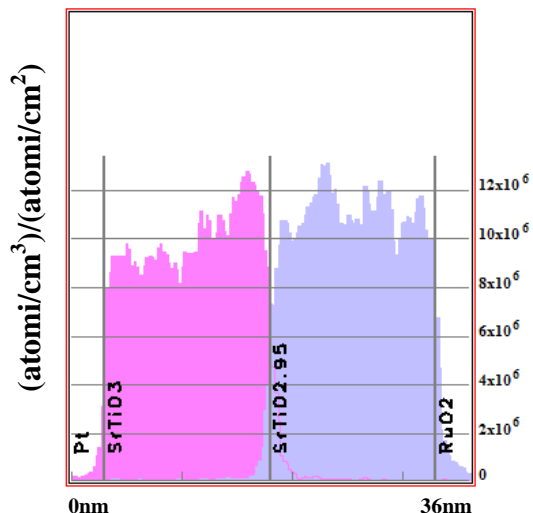
Slika 5.22i. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije po jonu po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 1000 Ne jona energije 100 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

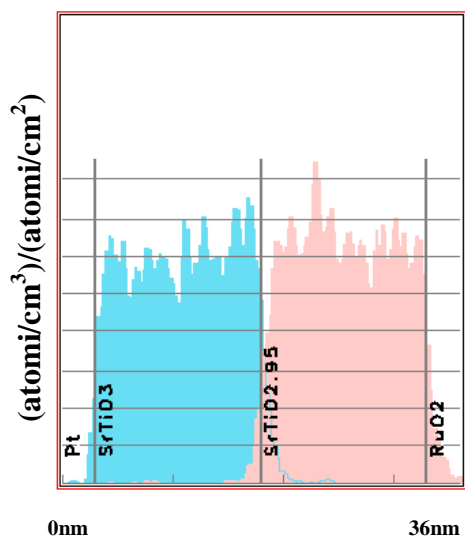
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo SrTiO_3 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $\text{SrTiO}_{2.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



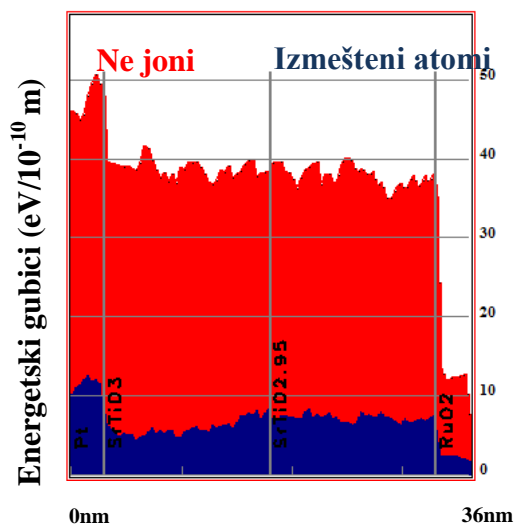
Slika 5.23a. Putanje Ne jona unutar strukture $\text{Pt-SrTiO}_3\text{-SrTiO}_{2.95}\text{-RuO}_2$.



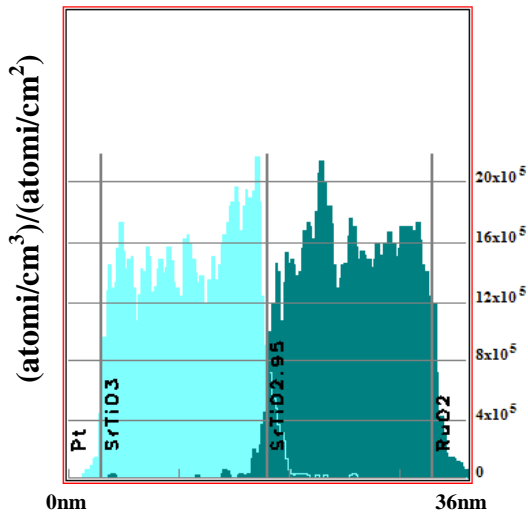
Slika 5.23b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



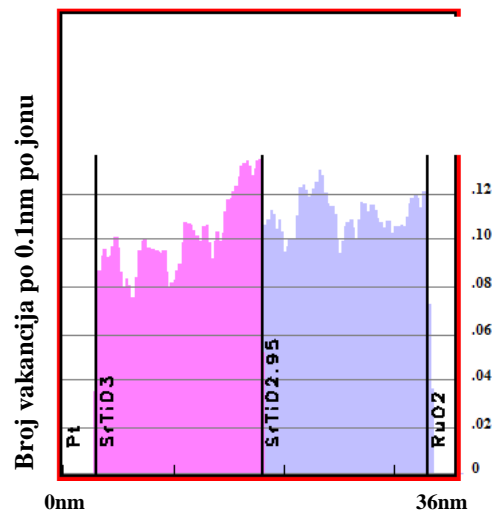
Slika 5.23c. Distribucija izmeštenih atoma stroncijuma.



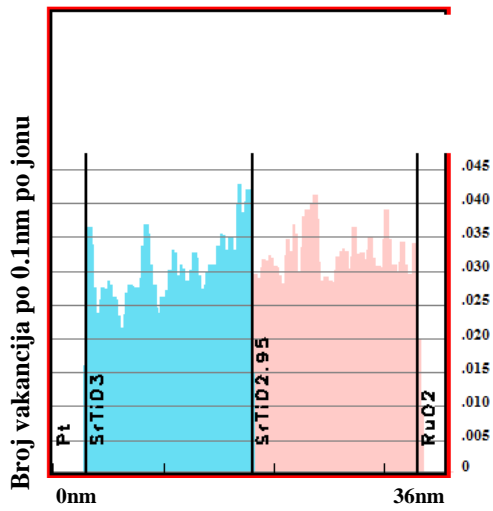
Slika 5.23d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od Ne jona i od izmeštenih atoma.



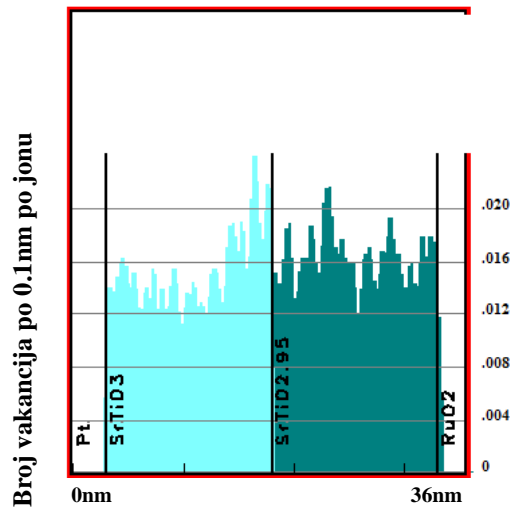
Slika 5.23e. Distribucija izmeštenih atoma titanijuma.



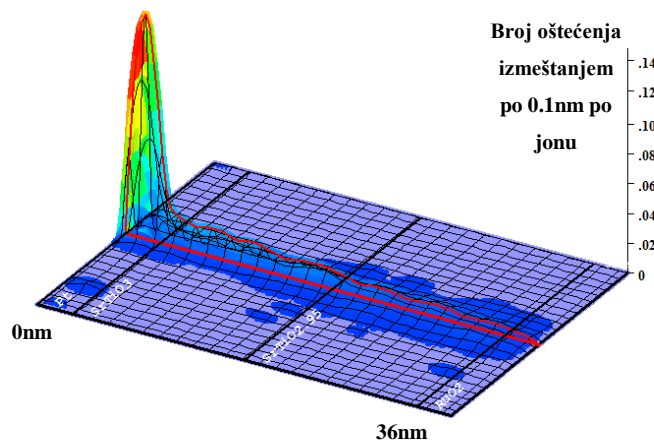
Slika 5.23f. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



Slika 5.23g. Distribucija nastalih vakancija atoma stroncijuma.



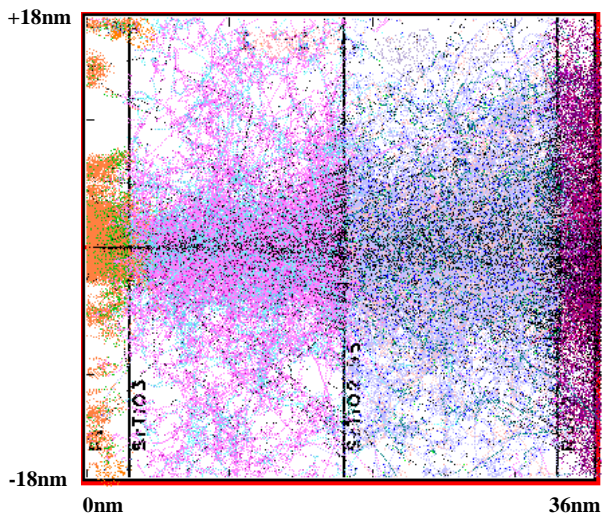
Slika 5.23h. Distribucija nastalih vakancija atoma titanijuma.



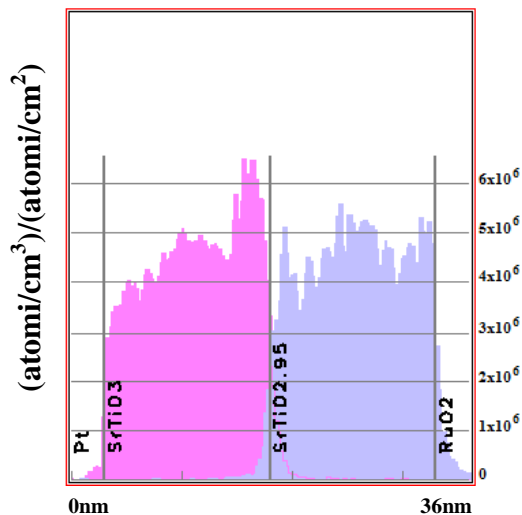
Slika 5.23i. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije po jonu po jedinici dužine.

Rezultati simulacija snopa 1000 N jona energije 100 keV koji je normalan na model ćelije rezistivne postojane memorije čija je struktura organizovana na sledeći način:

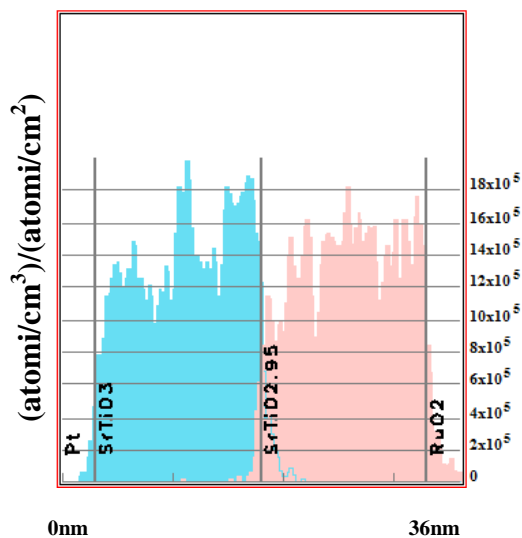
Elektroda od Pt debljine 3 nm – Primarno aktivni deo SrTiO_3 debljine 15 nm – Nestehiometrijski sekundarno aktivni deo $\text{SrTiO}_{2.95}$ debljine 15 nm – Elektroda od RuO_2 debljine 3 nm.



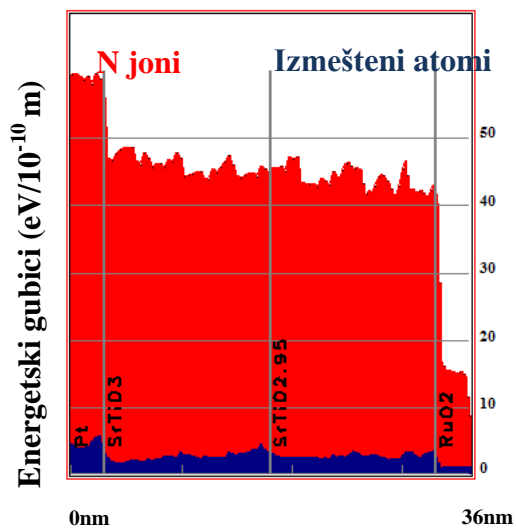
Slika 5.24a. Putanje N jona unutar strukture $\text{Pt-SrTiO}_3\text{-SrTiO}_{2.95}\text{-RuO}_2$.



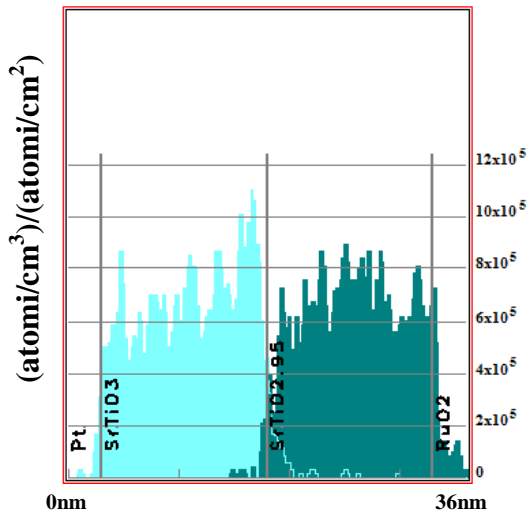
Slika 5.24b. Distribucija izmeštenih atoma kiseonika.



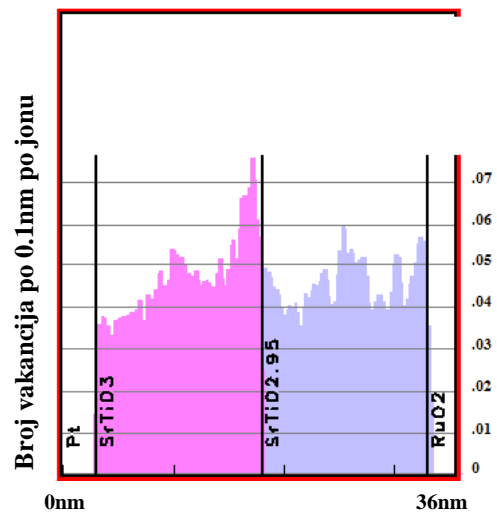
Slika 5.24c. Distribucija izmeštenih atoma stroncijuma.



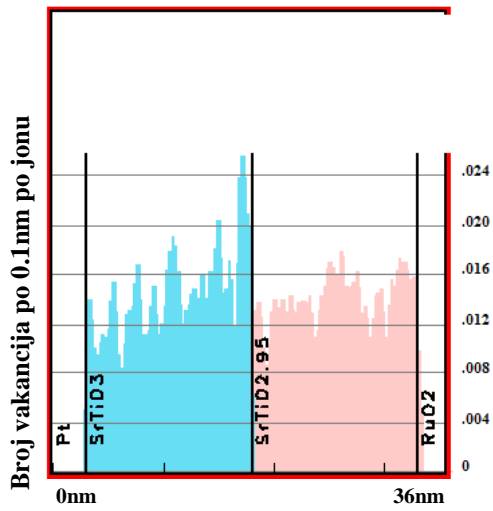
Slika 5.24d. Jonizacioni energetske gubici nastalih od N jona i od izmeštenih atoma.



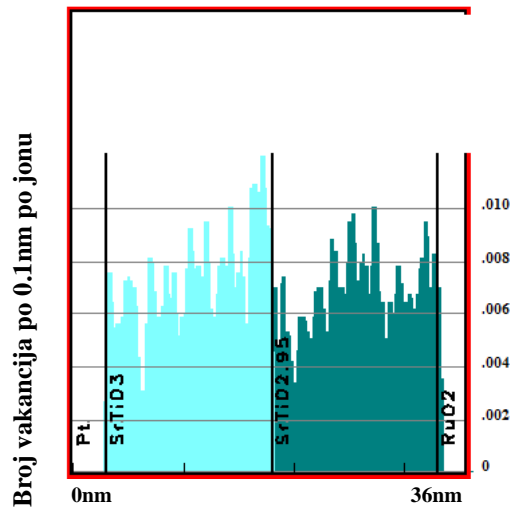
Slika 5.24e. Distribucija izmeštenih atoma titanijuma.



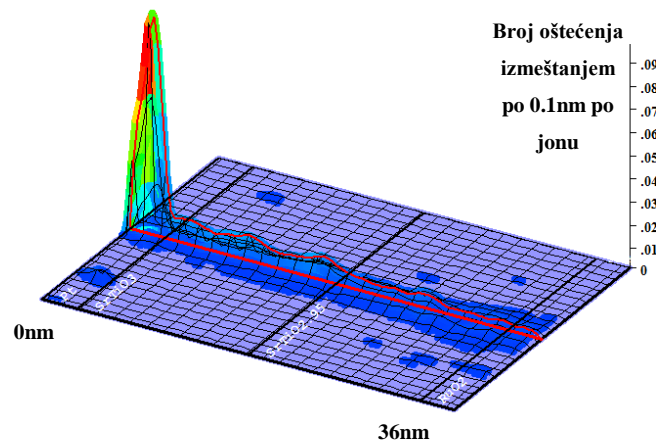
Slika 5.24f. Distribucija nastalih vakancija atoma kiseonika.



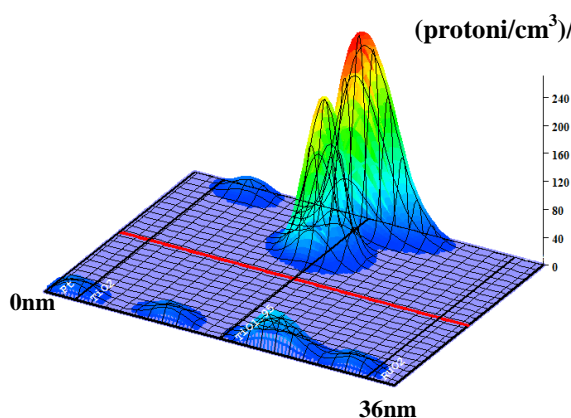
Slika 5.24g. Distribucija nastalih vakancija atoma stroncijuma.



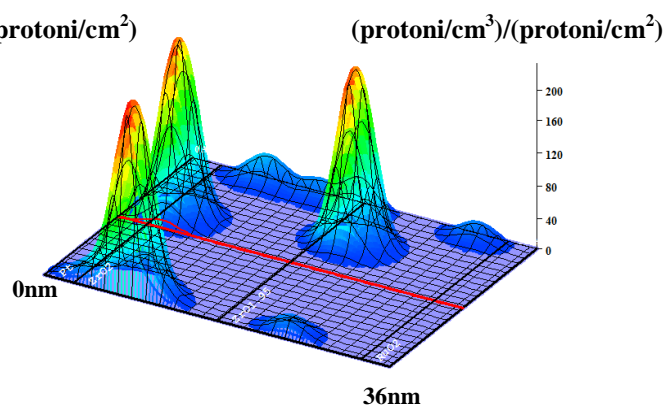
Slika 5.24h. Distribucija nastalih vakancija atoma titanijuma.



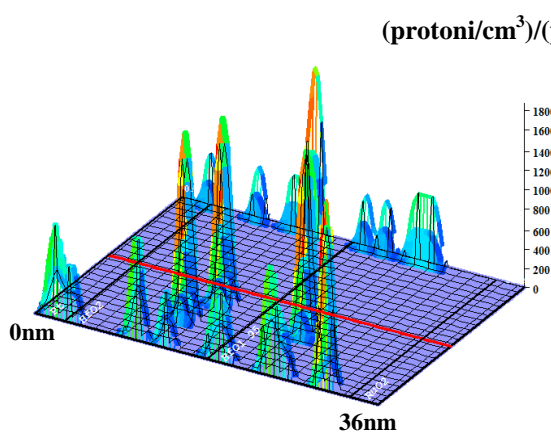
Slika 5.24i. 3-D prikaz oštećenja memorijske ćelije po jonu po jedinici dužine.



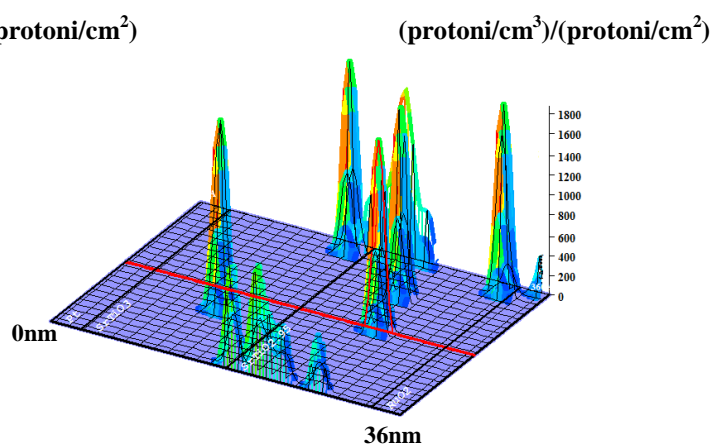
Slika 5.25a. Struktura ćelije rezistivne
postojane memorije:
Pt-TiO₂-TiO_{1.95}-RuO₂



Slika 5.25b. Struktura ćelije rezistivne
postojane memorije:
Pt-ZrO₂-ZrO_{1.95}-RuO₂

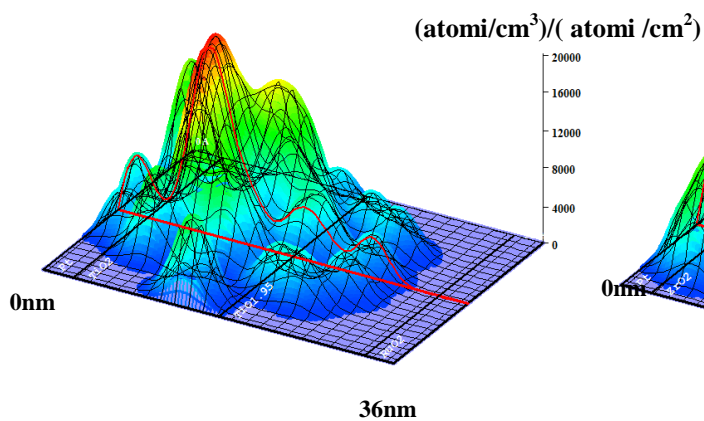


Slika 5.25c. Struktura ćelije rezistivne
postojane memorije:
Pt-HfO₂-HfO_{1.95}-RuO₂

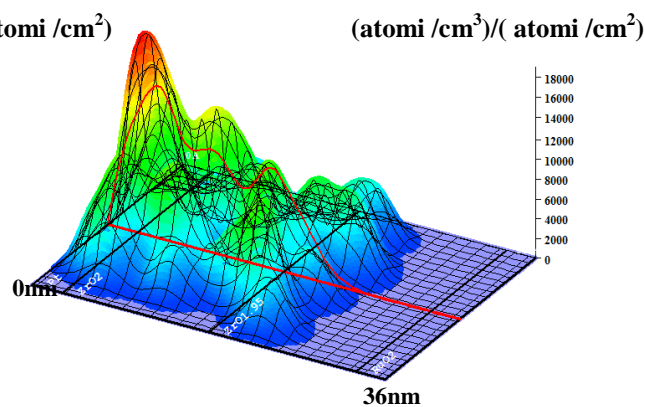


Slika 5.25d. Struktura ćelije rezistivne
postojane memorije:
Pt-SrTiO₃-SrTiO_{2.95}-RuO₂

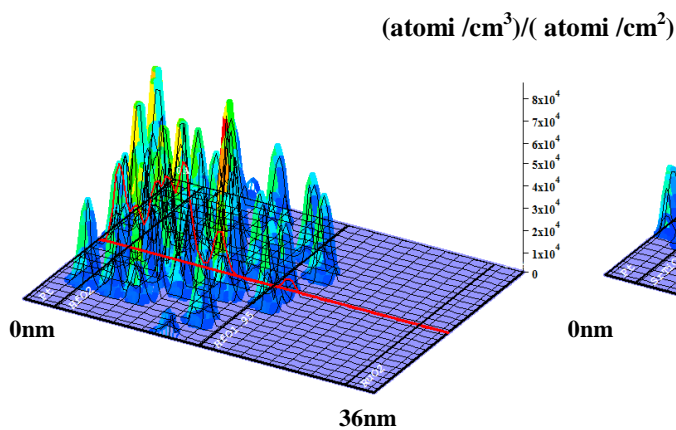
Slika 5.25. Distribucija protonskog snopa energije 10keV unutar ćelija rezistivnih postojanih memorija različitih struktura.



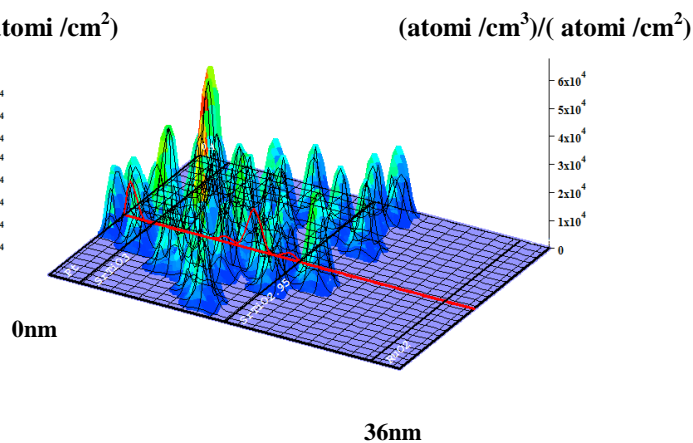
Slika 5.26a. Struktura ćelije rezistivne postojane memorije:
Pt-TiO₂-TiO_{1.95}-RuO₂



Slika 5.26b. Struktura ćelije rezistivne postojane memorije:
Pt-ZrO₂-ZrO_{1.95}-RuO₂

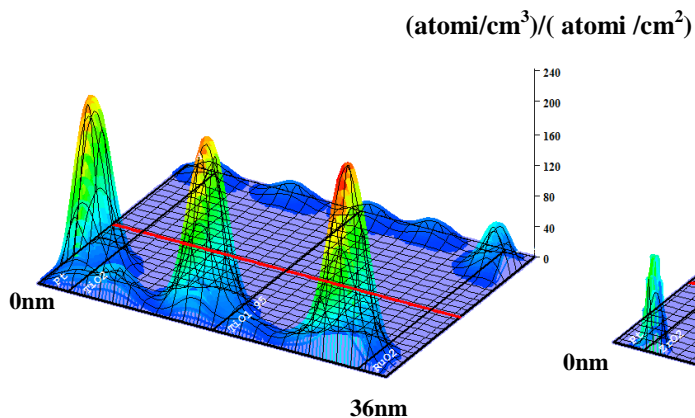


Slika 5.26c. Struktura ćelije rezistivne postojane memorije:
Pt-HfO₂-HfO_{1.95}-RuO₂

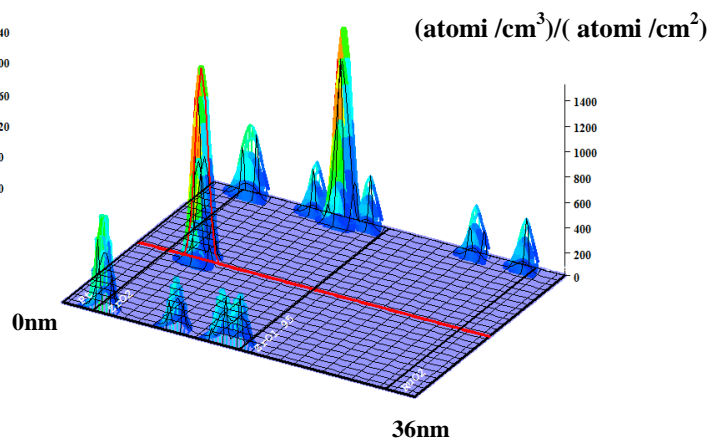


Slika 5.26d. Struktura ćelije rezistivne postojane memorije:
Pt-SrTiO₃-SrTiO_{2.95}-RuO₂

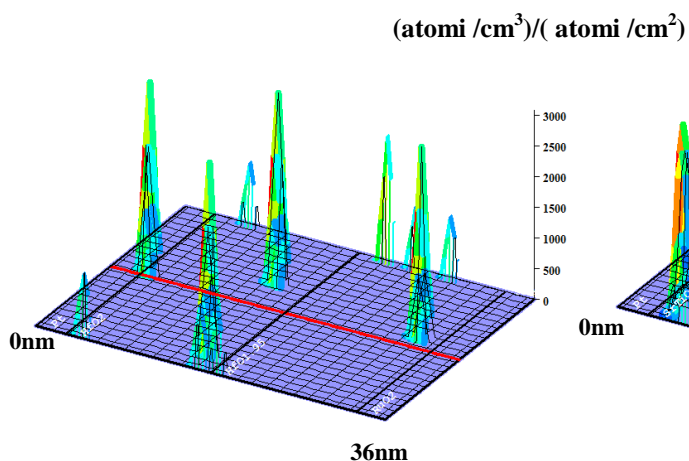
Slika 5.26. Distribucija snopa Fe jona energije 20keV unutar ćelija rezistivnih postojanih memorija različitih struktura.



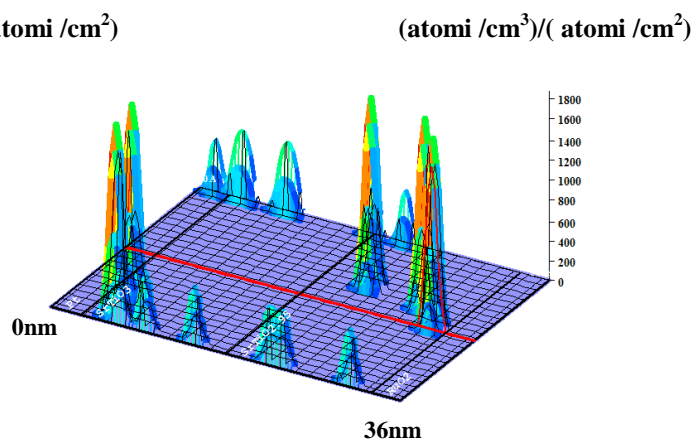
Slika 5.27a. Struktura ćelije rezistivne
postojane memorije:
Pt-TiO₂-TiO_{1.95}-RuO₂



Slika 5.27b. Struktura ćelije rezistivne
postojane memorije:
Pt-ZrO₂-ZrO_{1.95}-RuO₂



Slika 5.27c. Struktura ćelije rezistivne
postojane memorije:
Pt-HfO₂-HfO_{1.95}-RuO₂



Slika 5.27d. Struktura ćelije rezistivne
postojane memorije:
Pt-SrTiO₃-SrTiO_{2.95}-RuO₂

Slika 5.27. Distribucija snopa Ne jona energije 100keV unutar ćelija rezistivnih
postojanih memorija različitih struktura.

Na osnovu podataka dobijenih nakon simulacija razvijen je MatLab kod radi proračuna apsorbovane doze u materijalu jedne memorijske ćelije [112]. Dobijeni rezultati su prikazani u tabeli 5.1.

Tabela 5.1. Izračunate apsorbovane doze u materijalu rezistive postojane memorije.

Struktura izložene ćelije rezistivne postojane memorije	Tip snopa zračenja – vrsta čestica, energija i njihov broj							
	Protoni		α čestice		Joni C		Joni Fe	
	Energija: 10keV		Energija: 100keV		Energija: 100keV		Energija: 20keV	
	1000 čestica		1000 čestica		1000 čestica		50 čestica	
	Apsorbovana doza u celoj ćeliji rezistivne postojane memorije [10^4 Gy]							
I^*	II^{**}	I	II	I	II	I	II	
Pt-TiO ₂ -TiO _{1.95} -RuO ₂	0.9	1.2	~ 0	~ 0	0.4	1.9	87.7	54.7
Pt-ZrO ₂ -ZrO _{1.95} -RuO ₂	1.9	1.9	~ 0	~ 0	0.4	~ 0	84.3	62.5
Pt-HfO ₂ -HfO _{1.95} -RuO ₂	3.2	2.5	~ 0	~ 0	1.6	0.5	141.6	64.6
Pt-SrTiO ₃ -SrTiO _{2.95} -RuO ₂	2.1	2.1	~ 0	~ 0	~ 0	0.8	133.1	53.3
Pt-GaN-GaN _{0.95} -RuO ₂	0.8	1.9	~ 0	~ 0	0.82	0.4	92.3	62.7

* I – Snop zračenja je normalan na Pt elektrodu; ** II – Snop zračenja je normalan na RuO₂ elektrodu.

Na osnovu dobijenih rezultata se vidi da je apsorbovana doza u materijalu za dva reda veličine veća prilikom interakcije teških jona (Fe), nego u slučaju kada je upadni snop bio sačinjen od lakših naelektrisanih čestica - protona, alfa čestica ili jona ugljenika, što je u saglasnosti sa prethodno izloženim teorijskim razmatranjima. Ako se posmatraju rezultati za različite ispitivane materijale pod dejstvom istovrsnog snopa upadnog zračenja, može se zaključiti da su izračunate vrednosti istog reda veličine zbog bliskih vrednosti energija praga za izmeštanje atoma u datoj strukturi.

Ako se napravi uporedna analiza dobijenih prikaza trajektorija upadnog zračenja kroz celu dubinu materijala izlagane ćelije (grupa grafika od 5.1a) do 5.24a)), alfa čestice kod svih tipova memorijske ćelije imaju pravu osnovnu trajektoriju kroz zapreminu duž ose uređaja, s tim da su u ćeliji baziranoj na SrTiO₃ uočljivi bočni efekti, gotovo normalni na incidentni pravac zračenja, naročito u primarno aktivnom regionu.

Pošto se aktivni region memorijske ćelije sastoji od materijala oksida, usled opisanih mehanizama interakcije zračenja sa materijalom doći će do izmeštanja atoma kiseonika iz svojih položaja u rešetki i nastanka defekata u materijalu. Različite vrste upadnog zračenja uzrokuju različit stepen oštećenja u ispitivanim strukturama. Kvantitativno najveći stepen izmeštanja atoma kiseonika nastaje nakon interakcije jona gvožđa sa materijalom mete (reda 10^6 (atoma \cdot cm $^{-3}$)/(atoma \cdot cm $^{-2}$)), za red veličine manje kada je upadni snop sačinjen od jona ugljenika, neona ili azota (reda 10^5 (atoma \cdot cm $^{-3}$)/(atoma \cdot cm $^{-2}$)), i čak dva reda veličine manje kada je upadni snop sačinjen od alfa čestica (reda 10^4 (atoma \cdot cm $^{-3}$)/(atoma \cdot cm $^{-2}$)), što je prikazano na grupi grafika od 5.1b) do 5.24b). Sa grafika distribucije izmeštenih atoma kiseonika nakon izlaganja snopu alfa čestica vidi se da su koncentracije izmeštenih atoma kiseonika približno jednake u primarnom i sekundarnom aktivnom regionu. Kod ćelija baziranih na TiO₂ uočljiv je pik na razdvojnoj površi aktivnih regiona, dok kod ćelija baziranih na ZrO₂ i HfO₂ koncentracija izmeštenih atoma kiseonika raste prema razdvojnima površinama primarnog i sekundarnog aktivnog regiona, odnosno sekundarnog regiona i odgovarajuće elektrode. Sa grafika distribucije izmeštenih atoma kiseonika nakon izlaganja protonskom snopu vidi se da su koncentracije izmeštenih atoma kiseonika približno jednake u primarnom i sekundarnom aktivnom regionu. Kod ćelija baziranih na TiO₂ i ZrO₂ uočeni su pikovi u sekundarnom, odnosno primarnom regionu, respektivno, dok je kod memorija zasnovanih na HfO₂ prisutan veliki broj pikova u oba regiona. Sa grafika distribucije izmeštenih atoma kiseonika nakon izlaganja snopu jona ugljenika, neona i azota vidi se da su koncentracije izmeštenih atoma kiseonika približno jednake u primarnom i sekundarnom aktivnom regionu. U slučaju interakcije jona gvožđa sa materijalom mete gotovo sva izmeštanja se događaju u primarno aktivnom delu uređaja. U slučaju memorija bazirane na HfO₂ u sekundarnom regionu je koncentracija izmeštenih atoma kiseonika zanemarljivo mala.

Na grupi grafika od 5.1c) do 5.24c) i od 5.19e) do 5.24e) je prikazana distribucija atoma titanijuma, cirkonijuma, hafnijuma i stroncijuma nakon simulacija interakcije snopa upadnog zračenja sa memorijskom ćelijom čiji su aktivni regioni bazirani redom na TiO₂, ZrO₂, HfO₂ i SrTiO₃. Uočeno je da je koncentracija defekata kod ćelija zasnovanih na HfO₂ prilikom interakcija svih vrsta snopova upadnog zračenja (protoni, alfa čestice, joni ugljenika, gvožđa, neona i azota) za jedan red veličine veća

nego kod interakcija sa ostalim ispitivanim materijalima pri istim uslovima izlaganja. Ako se promene u materijalima posmatraju za isti upadni snop, može se uočiti da je distribucija izmeštenih atoma u primarnom i sekundarnom regionu aktivnog dela ćelije približno jednaka za sve upadne snopove zračenja, izuzev za jone gvožđa. Samo u tom slučaju se u primarno aktivnom delu nalazi između 80% i 90% od ukupnog broja izmeštenih atoma, što znači da je nestehiometrijski sekundarni deo značajnije manje oštećen.

Ako se napravi uporedna analiza jonizacionih energetske gubitaka nastalih sa jedne strane od incidentnih čestica, i sa druge strane od izmeštenih atoma u materijalu strukture (grupa grafika od 5.1d) do 5.24d)), može se zaključiti da je u slučaju upadnih snopova koji se sastoje redom od alfa čestica, protona, jona ugljenika i jona azota, doprinos jonizacionih gubitaka nastalih od čestica iz upadnog snopa mnogo veći od doprinosa jonizacionih gubitaka nastalih od izmeštenih atoma. Vrednosti jonizacionih gubitaka indukovanih izmeštenim atomima je u ova četiri slučaja, za sve ispitivane materijale, gotovo blizk nuli, dok vrednosti jonizacionih gubitaka usled interakcije čestica upadnog zračenja sa materijalom uređaja dostižu do par desetina eV po 10^{-10} m. Kada upadni snop zračenja čine joni gvožđa, situacija je obrnuta. Jonizacioni gubici nastali od izmeštenih atoma daju veći doprinos od jonizacionih gubitaka nastalih od jona gvožđa. Kao i u prethodnim paragrafima, doprinos ukupnim jonizacionim gubicima je prostorno lokalizovan na region na koji upadno zračenje prvo nailazi (u ovom slučaju je to stehiometrijski primarni aktivni region). Kada upadni snop zračenja čine joni neona, doprinos jonizacionim gubicima usled incidentnih jona jeste veći od doprinosa usled izmeštenih atoma, ali za razliku od prvog primera gde su incidentne čestice protoni, alfa čestice, joni ugljenika i joni azota, vrednosti energetske gubitaka nastalih na dva opisana načina jesu poredive. Jonizacioni gubici u svim materijalima prilikom izlaganja protonskom snopu jesu za jedan red veličine manji (maksimum do $10 \text{ eV}/10^{-10} \text{ m}$) nego u ostalim slučajevima snopova upadnog zračenja (maksimum do par desetina $\text{eV}/10^{-10} \text{ m}$).

Elastičnim sudarima čestice upadnog snopa zračenja mogu da izbace atom materijala mete iz svog normalnog položaja u rešetki. Tako izbačen atom iz sebe ostavlja upražnjeno mesto u rešetki koja predstavlja vakanciju. Upravo zbog toga, u materijalima ispitivanih ćelija dolazi do nastanka vakancija kiseonika (grupa grafika od

5.1e) do 5.18e) i od 5.19f) do 5.24f)), kao i vakancija drugih atoma koji izgrađuju aktivnan deo zapremine uređaja: Ti, Zr, Hf i Sr (grupa grafika 5.1f)-5.18f), 5.19g)-5.24g) i 5.19h)-5.24h)). Dobijeni rezultati su predstavljeni kao broj vakancija po 10^{-10} m po upadnoj čestici. U slučaju distribucije nastalih vakancija kiseonika rezultati se razlikuju i do tri reda veličine. Najmanji broj vakancija je generisan u slučaju kada je upadni snop sačinjen od protona ili alfa čestica (reda veličine 10^{-3} vakancija po 10^{-10} m po upadnoj čestici). Kada upadni snop čine joni ugljenika i joni azota broja vakancija je reda veličine 10^{-2} vakancija po 10^{-10} m po upadnoj čestici za sve materijale, dok se u slučaju jona gvožđa i jona neona broj vakancija kreće od 10^{-1} do 1 vakancije po 10^{-10} m po upadnoj čestici. Prostorna distribucija nastalih vakancija je približno ravnomerna u oba aktivna regiona, izuzev u slučaju incidentnih jona gvožđa, kada su vakancije atoma kiseonika u velikom procentu lokalizovane u primarno aktivnom regionu. Kada je upadni snop sačinjen od alfa čestica, koncentracija vakancija kiseonika raste prema razdvojn timer površinama prvog i drugog aktivnog regiona, odnosno drugog regiona i odgovarajuće elektrode. Kada je u pitanju distribucija vakancija atoma Ti, Zr, Hf i Sr, zaključci su slični kao i u prethodnom izlaganju. Dobijeni rezultati se razlikuju i do tri reda veličine. Minimalna distribucija je dobijena u slučaju protonskog snopa (od reda 10^{-4} vakancija po 10^{-10} m po protonu), dok je maksimalna dobijena u slučaju upadnih jona gvožđa (reda 10^{-1} vakancija po 10^{-10} m po jonu gvožđa).

Na grupi grafika 5.1g)-5.18g) i 5.19i)-5.24i) su prikazana 3D oštećenja materijala memorijske ćelije izmeštanjem po jonu po jedinici dužine (10^{-10} m). Kada se upadni snop sastoji od alfa čestica oštećenja su simetrično raspoređena duž centralne ose uređaja kod svih ispitivanih materijala. Kod HfO₂ su uočljiva povećanja oštećenja pri razdvojn timer površinama dva aktivna regiona. Broj oštećenja se kreće od 10^{-4} do 10^{-3} defekata po 10^{-10} m po alfa čestici. Kada se upadni snop sastoji od protona glavnic a oštećenja je simetrično raspoređena duž sentralne ose sa izraženim bočnim efektima, kod ZrO₂ naročito u sekundarnom aktivnom regionu, a kod HfO₂ po celoj zapremini ćelije. Broj oštećenja se kreće od 10^{-5} do 10^{-4} defekata po 10^{-10} m po protonu. Kada se upadni snop zračenja sastoji od jona ugljenika, ili jona neona, ili jona azota, oštećenja su simetrično raspoređena duž sentralne ose sa uočljivim bočnim efektima u oba aktivna regiona ćelije. Broj oštećenja se kreće od 10^{-3} do 10^{-2} defekata po 10^{-10} m po jonu. Kada je upadni snop sastavljen od jona gvožđa generiše se najveći broj oštećenja po jedinici

dužine: od 10^{-2} do 10^{-1} defekata po 10^{-10} m po jonu, pri čemu je najveći procenat oštećenja smešten u primarno aktivnom delu ćelije simetrično uz centralnu osu, bez velikog broja nezavisnih bočno lokalizovanih defekata.

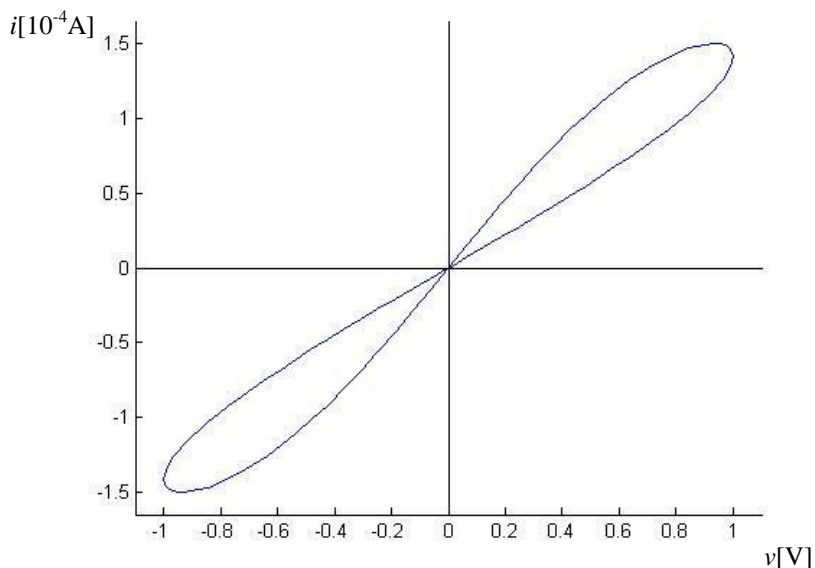
Određena je i 3D distribucija protonskog snopa energije 10 keV unutar ćelija rezistivnih postojanih memorija različitih struktura (slika 5.25). Kod ćelija tipa Pt-TiO₂-TiO_{1.95}-RuO₂ i Pt-ZrO₂-ZrO_{1.95}-RuO₂ postoje dva do tri veća pika nepravilno lokalizovana po zapremini uređaja, reda 10^2 (protona/cm³)/ (protona/cm²), i veći broj manjih pikova takođe nepravilno raspoređenih po zapremini uređaja. Kod struktura Pt-HfO₂-HfO_{1.95}-RuO₂ i Pt-SrTiO₃-SrTiO_{2.95}-RuO₂ uočljiv je veći broj pikova koji su raspoređeni svuda po zapremini uređaja, amplitude reda 10^3 (protona/cm³)/ (protona/cm²).

Za iste materijale je određena 3D distribucija snopa jona gvožđa energije 20 keV (slika 5.26). Distribucija je lokalizovana većinom na primarno aktivni region, a amplitude pikova distribucije su reda 10^4 (jona/cm³)/ (jona/cm²).

Prilikom određivanja distribucije snopa jona neona energije 100 keV u ista četiri materijala (slika 5.27) uočeni su dominantni bočni pikovi, čije su amplitude za ćelije bazirane na TiO₂ reda 10^2 (jona/cm³)/ (jona/cm²), dok su kod preostala tri materijala (ZrO₂, HfO₂, SrTiO₃) amplitude pikova reda 10^3 (jona/cm³)/ (jona/cm²).

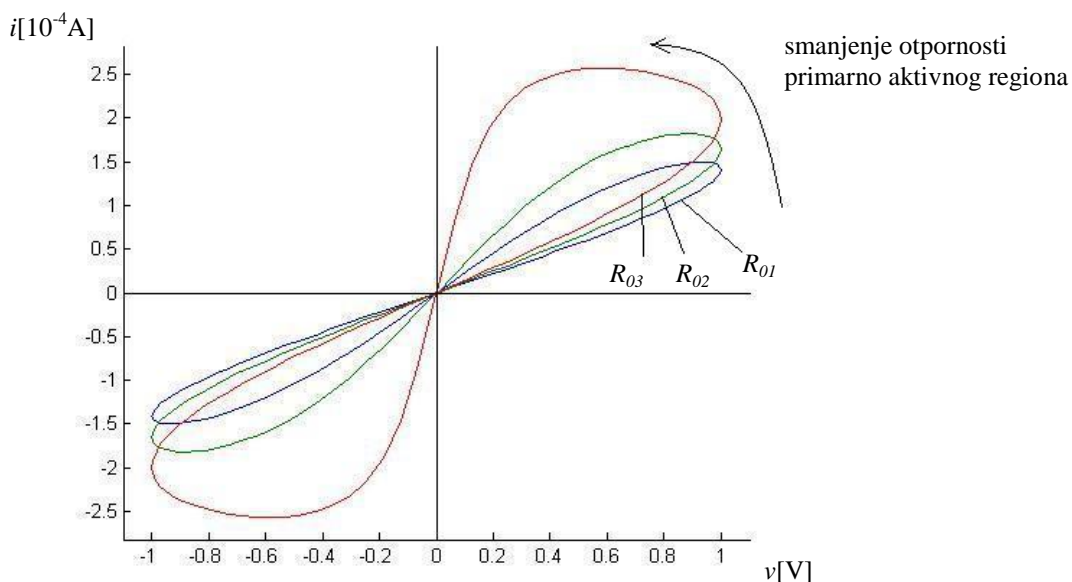
Simulacija transporta protona i jona pokazuje da ispitivani tipovi radijacije generišu značajnu količinu parova vakancija kiseonika i izmeštenih atoma kiseonika, zatim vakancija atoma Ti, Zr, Hf i Sr, odnosno izmeštenih atoma Ti, Zr, Hf i Sr u oba sloja ispitivanih oksida. Izmešteni atomi uzrokuju dalja izmeštanja atoma, što dovodi do generisanja celog stabla izmeštanja. Pošto je nejonizujući gubitak teških jona veći od gubitaka protina i alfa čestica istih energija, teški joni imaju veći uticaj na memorijsku ćeliju. Zbog dimenzija memorijskih ćelija koje su u nano skali, ispitivane ćelije rezistivnih postojanih memorija na bazi oksida su imune na protone i jone sa energijama većim od 10 MeV. Pošto pojava dodatnih vakancija u nestehiometrijskom sekundarno aktivnom regionu malo utiče na elektronsku provodnost sloja već osiromašenog kiseonikom, efekat na provodnost stehiometrijskog primarno aktivnog regiona bez vakancija ima velikog značaja. Radijacijom indukovana pojava vakancija u stehiometrijskom sloju smanjuje vrednost njegove otpornosti, što znači da region

postaje provodniji, i strujno-naponska karakteristika ćelije dobija bolji oblik (slike 5.28 i 5.29).



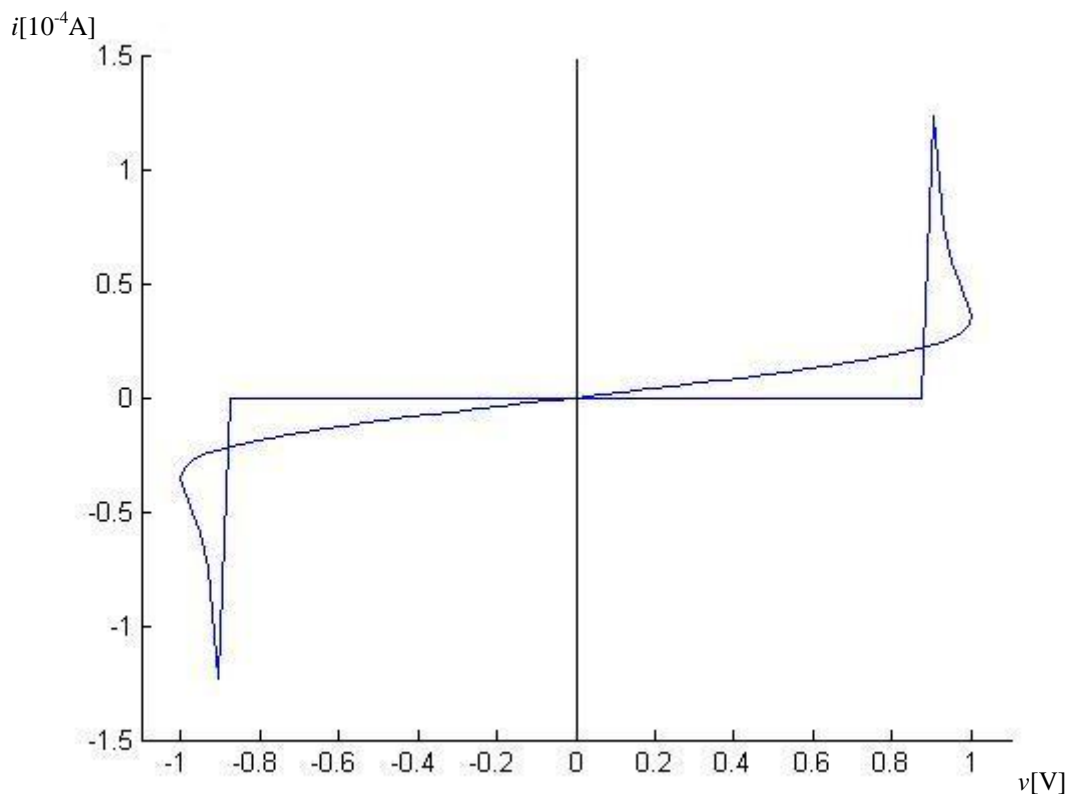
Slika 5.28. Strujno-naponska karakteristika ćelije rezistivne postojane memorije na bazi oksida za visoku vrednost otpornosti stehiometrijskog primarnog aktivnog regiona ($R_0=18k\Omega$). Primenjen je sinusoidalni napon.

Nakon dejstva radijacije dolazi do smanjenja otpornosti primarno aktivnog dela, tako da $i-v$ kriva smenja oblik srazmerno promeni odnosa otpornosti primarnog i sekundarnog aktivnog regiona ćelije:



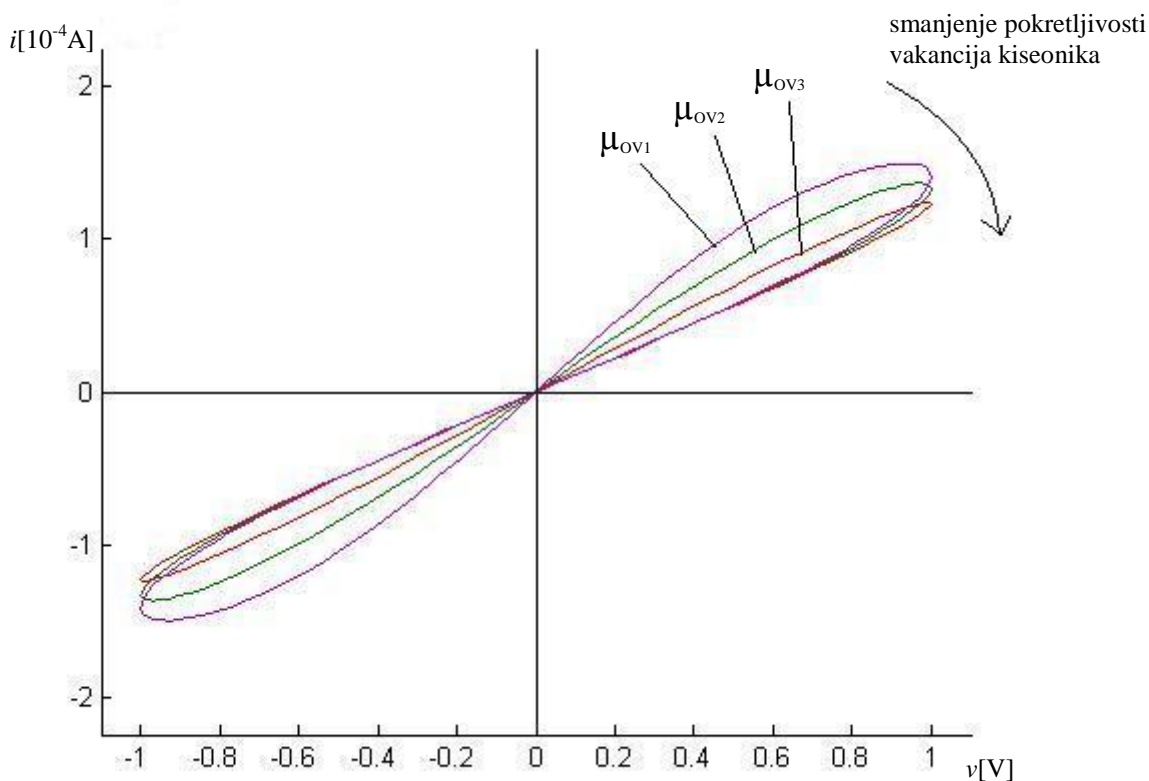
Slika 5.29. Strujno-naponska karakteristika ćelije rezistivne postojane memorije na bazi oksida prilikom smanjenja otpornosti stehiometrijskog primarnog aktivnog regiona ($R_{01} > R_{02} > R_{03}$). Primenjen je sinusoidalni napon.

Daljim smanjenjem otpornosti primarno aktivnog dela ćelije i - v kriva menja svoj oblik (slika 5.30):



Slika 5.30. Strujno-naponska karakteristika ćelije rezistivne postojane memorije na bazi oksida prilikom daljeg smanjenja otpornosti stehiometrijskog primarnog aktivnog regiona ($R_0=10k\Omega$). Primenjen je sinusoidalni napon.

Joni kiseonika, titanijuma, cirkonijuma, hafnijuma i stroncijuma koji su proizvedeni dejstvom radijacije u primarno aktivnom regionu mogu postati intersticijalni atomi ili mogu migrirati u električnom polju. Za dovoljno visoku vrednost amplitude primenjenog napona joni kiseonika mogu doći do jedne od elektroda gde dalje može doći do formiranja gasa O_2 koji izaziva deformacije interfejsa oksid/metal, što dovodi do permanentnog prekida rada memorijske ćelije [15]. Prisustvo atoma osnovne strukture (kiseonik, titanijum, cirkonijum, hafnijum ili stroncijum) može takođe da redukuje pokretljivost vakancija kiseonika [113]. Smanjenje pokretljivosti vakancija kiseonika utiče na i - v histerezis [114]:



Slika 5.31. Strujno-naponska karakteristika ćelije rezistivne postojane memorije na bazi oksida za tri različite pokretljivosti vakancija kiseonika, gde važi : $\mu_{OV1} > \mu_{OV2} > \mu_{OV3}$.

Vrednosti pokretljivosti šupljina kiseonika su sledeće:

$$\mu_{OV1} = 10^{-14} \text{ m}^2/(\text{Vs}), \mu_{OV2} = 0.8 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2/(\text{Vs}), \mu_{OV3} = 0.5 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2/(\text{Vs}).$$

Primenjen je sinusoidalni napon

Specifična prekidačka osobina ćelija rezistivnih postojanih memorija počiva na visokom odnosu otpornosti primarnog i sekundarnog aktivnog regiona, što omogućava da dva granična položaja budu nedvosmisleno različita prilikom primene napona, i dalje na mogućnosti zadržavanja stanja prilikom gubitka napona. Kod visoko provodnog stanja, stehiometrijski primarni region sa malom otpornošću se širi preko celog oksida i promena vrednosti njegove otpornosti usled dejstva zračenja nema uticaja na zadržavanje stanja ćelije. Visoko rezistivno stanje, koje odlikuje smanjena količina ili odsustvo oblasti sa deficitom kiseonika, je međutim osetljivo kada je izloženo jonskom bombardovanju. Otpornost cele ćelije je približno jednaka otpornosti stehiometrijskog primarnog aktivnog regiona, i smanjenje njene vrednosti uzrokovano izlaganjem radijaciji može stoga perturbovati ovo stanje rezultujući greškom u očitavanju [115, 116, 117].

Osobine otpuštanja oksidnih filmova suštinski zavise od prisustva defekata i atoma nečistoća. Migracije vakancija kiseonika, intersticijskih atoma kiseonika, titanijuma, zirkonijuma, hafnijuma i stroncijuma, u zavisnosti od vrste oksida, mogu dovesti do anihilacije vakancije i intersticijskog atoma, zatim do zarobljavanja intersticijskog atoma ili do formiranja kompleksa vakancija. Stehiometrijski primarni region je prilikom ispitivanja je pretpostavljen da je bez defekata i nečistoća. Otpuštanje treba uzeti u obzir za moguću promenu faze oksida (TiO_2) na određenoj temperaturi, tj. promena iz anatas faze koja je najčešća faza u tankim filmovima titanijum dioksida do amornog TiO_2 . Efekat vakancija kiseonika koji je prisutan u oblasti visoke rezistivnosti može efektivno nestati ako je amplituda primenjenog napona dovoljno visoka da dimenzije primarnog aktivnog regiona dostignu dimenzije cele memorijske ćelije. Uticaj radijacijom indukovanih vakancija kiseonika je najistaknutiji za amplitude naizmeničnog napona koje ne približavaju dimenzije primarnog regiona graničnom slučaju, pri čemu ipak obezbeđuju dovoljno velike promene otpornosti za opisano ponašanje ćelija rezistivnih postojanih memorija. U tom slučaju, značajan udeo vakancija kiseonika indukovanih radijacijom ostaje u visokorezistivnoj oblasti, i on nikada ne nestaje potpuno tokom funkcionisanja uređaja. Detaljno modelovanje procesa otpuštanja u izloženim ćelijama rezistivnih memorija na bazi oksida treba da bude zasnovano na šemi hemijske reakcije i izraženo preko diferencijalnih jednačina uzimajući u obzir brzinu razvoja i difuzione osobine defekata indukovanih radijacijom.

6 ZAKLJUČAK

Na osnovu dobijenih rezultata numeričkih eksperimenata i objašnjenih fizičkih procesa interakcije zračenja sa materijalom, moguće je zaključiti da postoje sledeći mehanizmi koji se javljaju pri izlaganju rezistivnih postojanih memorija radijaciji:

- Generacija nečistoća, koje u materijalu konstituišu strukture nesavršenosti koje mogu da promene električne i mehaničke osobine materijala.
- Zahvat i zaustavljanje naelektrisanja koje se kreće kroz aktivni deo memorijske ćelije (oksid), formirajući privremeni sloj naelektrisanja u njemu.
- Narušavanje labilnih veza koje se javljaju na interfejsima, naročito između aktivnog dela uređaja i elektrode.
- Pojava oštećenja izmeštanjem i nastanak defekata - tačkastih defekata i klastera. Tačkasti defekti (izmešteni atomi - intersticijski atomi, vakancije, kompleksi koje oni grade) mogu imati diskretne nivoe u energetsom procepu i stoga biti električno aktivni. Izmešteni atomi uzrokuju dalja izmeštanja atoma, što dovodi do generisanja celog stabla izmeštanja. Klasteri su oblasti sa visokom gustinom defekata, zbog čega su u mogućnosti da promene lokalnu zonsku strukturu u regionu klastera.
- Nastanak struje curenja u ćeliji rezistivne postojane memorije koja nepovoljno utiče na potrošnu snagu kola, koja se često uzima kao ključni parametar pouzdanosti. Karakteristike struje curenja zavise od debljine oksida i od linearnog transfera energije jonizujuće čestice. Smanjenjem debljine oksida (ispod 4 nm) povećava se tolerantnost uređaja na opisane efekte usled direktnog tunelovanja elektrona kroz barijeru oksida, i struja curenja može biti zanemarljiva.
- Nastanak mekog proboja indukovano radijacijom nakon izlaganja oksida jonskom snopu sa visokim linearnim transferom energije, koga karakteriše povećanje struje curenja oksida.

Obim i tip radijacionih efekata u rezistivnim memorijama sa proizvoljnim pristupom zavise od konstitutivnog materijala aktivnog dela ćelije, kao i od tipa i energije upadnog zračenja. Pokazalo se da je stepen oštećenja najveći kada je memorijska ćelija izlagana snopu jona gvožđa. Od ispitivanih materijala, memorijske ćelije bazirane na HfO_2 su imale najveći stepen oštećenja u odnosu na ostale ispitivane materijale. Nakon proračuna, određena apsorbovana doza u ispitivanim materijalima je za dva reda veličine bila veća prilikom interakcije teških jona (Fe), nego u slučaju kada je upadni snop bio sačinjen od lakših naelektrisanih čestica - protona, alfa čestica ili jona ugljenika. Pošto je nejonizujući gubitak teških jona veći od gubitaka protina i alfa čestica istih energija, teški joni imaju veći uticaj na memorijsku ćeliju. Zbog dimenzija memorijskih ćelija koje su u nano skali, ispitivane ćelije rezistivnih postojanih memorija na bazi oksida su imune na protone i jone sa energijama većim od 10 MeV.

Uticaj vakancija kiseonika indukovanih radijacijom na memorijsku ćeliju je najistaknutiji za amplitude naizmeničnog napona koje ne približavaju dimenzije stehiometrijskog primarnog regiona dimenzijama same ćelije. U stehiometrijskom primarnom regionu zbog prisustva vakancija kiseonika dolazi do pada otpornosti, što uzrokuje rotaciju i - v krive memorijske ćelije suprotno smeru kazaljke na satu. Dalji pad otpornosti vodi do većih deformacija duple petlje. Prisustvo intersticijalnih atoma izmeštenih radijacijom može takođe da redukuje pokretljivost vakancija kiseonika menjajući smer rotacije histerezisne i - v krive memorijske ćelije u smeru kazaljke na satu.

Za dovoljno visoku vrednost amplitude primenjenog napona joni kiseonika indukovani radijacijom mogu doći do jedne od elektroda gde dalje može doći do formiranja gasa O_2 koji izaziva deformacije interfejsa oksid/metal, što dovodi do permanentnog prekida rada memorijske ćelije.

Kada se rezistivna postojana memorija koristi kao prekidački element sa trajnom memorijom, visoko rezistivno stanje, karakterisano smanjenim regionom siromašnim kiseonikom, može biti perturbovano izlaganjem radijaciji i rezultovati pogrešnim očitavanjem.

Radi poređenja oštećenja generisanih različitim upadnim česticama sa individualnim energetskim spektrom definisan je faktor tvrdoće, koji može ukazati na stepen radijacione otpornosti materijala za dati snop zračenja određene energije.

LITERATURA

- [1] Dr Lazar Marinkov, *Osnovi nuklearne fizike*, Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno-matematički fakultet, Novi Sad, 1976.
- [2] Dr Boris Lončar, *Radijaciona otpornost memorijskih i prenaponskih zaštitinih komponenata*, Zadužbina Andrejević, Beograd, 2006.
- [3] W.E.Burcham, *Nuklearna fizika*, Naučna knjiga, Beograd, 1974.
- [4] W.R.Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 2nd Revised Edition, Springer-Verlag New York, 1994.
- [5] M.Mladenović, *Prolaz zračenja kroz materiju*, Izdavačko-informativni centar studenata, Beograd, 1975.
- [6] A.F.Bielajew, D.W.O.Rogers, *Electron Monte Carlo Simulation* (Report PIRS - 0394), Institute for National Measurement Standards, National Research Council of Canada, Ottawa, Canada.
- [7] F.Yang, J.H.Hamilton, *Modern Atomic and Nuclear Physics*, The McGraw-Hill Companies, Inc., New York, USA, 1996.
- [8] G.F.Knoll, *Radiation Protection and Measurement*, 3rd Edition, John Wiley & Sons Inc., USA, Third edition, 2000.
- [9] I.Kaplan, *Nuclear Physics*, Addition-Wesley Publishing Company Inc., Reading, Massachusetts, USA, Fourth printing, 1958.
- [10] Chen Frederick, Lee Hengyuan, Chen Yusheng, Hsu Yanya, Zhang Lijie, Chen Pangshiu, Chen Weisu, Gu Peiyi, Liu Wenhsing, Wang Sumin, Tsai Chenhan, Sheu Shyhshyuan, Tsai Mingjinn, Huang Ru, *Resistance switching for RRAM applications*, Science China, Information Sciences, Special issue, Vol.54, No.5, pp.1073–1086, May 2011.
- [11] Yuriy V.Pershina, Massimiliano DiVentrab, *Memory effects in complex materials and nanoscale systems*, Advances in Physics 1, Vol.60, No.2, pp.145–227, March 2011.
- [12] Bratovski et al., *Memristive device*, United States Patent, US 7,985,962 B2, 2011.
- [13] M.Vujisic, K.Stankovic, N.Marjanovic, P.Osmokrovic, *Simulated Effects of Proton and Ion Beam Irradiation on Titanium Dioxide Memristors*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.57, No.4, August 2010.
- [14] N.Marjanovic, M.Vujisic, K.Stankovic, D.Despotovic, P.Osmokrovic, *Simulated Exposure of Titanium Dioxide Memristors to Ion Beams*, Nuclear Technology & Radiation Protection, Vol.25, No.2, pp.120-125, 2010.
- [15] JJ.Yang, M.D.Pickett, X.Li, D.A.A.Ohlberg, D.R.Stewart and R.S.Williams, *Memristive switching mechanism for metal/oxide/metal nanodevices*, Nat. Nanotechnol., Vol.3, No.7, pp.429-433, 2008.
- [16] Waser R., *Resistive non-volatile memory devices*, Microelectr. Eng., Vol.86, pp.1925–1928, 2009.

- [17] K. Terabe, T. Hasegawa, T. Nakayama, M. Aono, *Nature* 433 (2005) 47.
- [18] R. Waser, *IEDM Techn. Dig.* (2008) 289.
- [19] Schindler C, Thermadam SCP, Waser R, et.al., *Bipolar and unipolar resistive switching in Cu-doped SiO₂*, *IEEE Trans Electr. Dev.*, Vol.54, pp.2762–2768, 2007.
- [20] Guan W, Liu M, Long S, et.al., *On the resistive switching mechanisms of Cu/ZrO₂:Cu/Pt*, *Appl Phys Lett*, 93: 223506, 2008.
- [21] Rainer Waser, *Resistive non-volatile memory devices* (Invited Paper), *Microelectronic Engineering*, 86, 1925–1928, 2009.
- [22] X. Guo, C. Schindler, S. Menzel, R. Waser, *Appl. Phys. Lett.* 91 (2007) 1.
- [23] A. Sawa, *Mater. Today* 11 (2008) 28.
- [24] Kozicki M N, Gopalan C, Balakrishnan M, et.al., *A low-power nonvolatile switching element based on copper-tungsten oxide solid electrolyte*, *IEEE Trans Nanotech*, 2006, 5: 1–10.
- [25] Thermadam S P, Bhagat S K, Alford T L, et.al., *Influence of Cu diffusion conditions on the switching of Cu-SiO₂-based resistive memory devices*, *Thin Solid Films*, 2009, 518: 3293–3298.
- [26] Ono K, Kurotshuchi K, Fujisaki Y, et.al., *Resistive switching ion-plug memory for 32-nm technology node and beyond*, In: *SSDM 2008*. 2008. 1164–1165.
- [27] Jo H, Lu W, *CMOS compatible nanoscale nonvolatile resistance switching memory*, *Nano Lett*, 2008, 8: 392–397.
- [28] Zhuge F, Dai W, He C L, et.al., *Nonvolatile resistive switching memory based on amorphous carbon*, *Appl Phys Lett*, 2010, 96: 163505.
- [29] Kayashima S, Takahashi K, Motoyama M, et.al., *Control of tunnel resistance of nanogaps by field-emission-induced electromigration*, *Jap J Appl Phys*, 2007, 46: L907–909.
- [30] C. Schindler, M. Meier, R. Waser, M. N. Kozicki, *Proceedings of the Non-Volatile Memory Technology Symposium*, Piscataway, 2007, IEEE, pp. 82– 85.
- [31] C. Schindler, M. Weides, M.N. Kozicki, R. Waser, *Appl. Phys. Lett.* 92 (2008) 122910.
- [32] Bernard Y, Gonon P, Jousseume V, *Resistance switching of Cu/SiO₂ memory cells studied under voltage and current driven modes*, *Appl Phys Lett*, 2010, 96: 193502.
- [33] Thomas Mikolajick, Martin Salinga, Michael Kund, Thorsten Keuer, *Nonvolatile Memory Concepts Based on Resistive Switching in Inorganic Materials*, *Advanced Engineering Materials*, 2009, Vol.11, No.4, pp:235-240.
- [34] H. Pagnia, N. Sotnik, *Phys. Status Solidi* 108 (1988) 11.
- [35] F.A. Chudnovskii, L.L. Odyneys, A.L. Pergament, G.B. Stefanovich, *J. Solid State Chem.* 122 (1996) 95.

- [36] D.C. Kim, S. Seo, S.E. Ahn, D.-S. Suh, M.J. Lee, B.-H. Park, I.K. Yoo, *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006) 202102.
- [37] B.J. Choi, D.S. Jeong, S.K. Kim, C. Rohde, S. Choi, J.H. Oh, H.J. Kim, C.S. Hwang, K. Szot, R. Waser, B. Reichenberg, S. Tiedke, *J. Appl. Phys.* 98 (2005) 33715.
- [38] I.G. Baek, M.S. Lee, S. Seo, M.J. Lee, D.H. Seo, D.S. Suh, J.C. Park, S.O. Park, H.S. Kim, I.K. Yoo, I.G.J.T. Moon, *IEDM Techn. Dig.* (2005) 587.
- [39] D.S. Jeong, H. Schroeder, R. Waser, *Electrochem. Solid-State Lett.* (2007).
- [40] M.J. Lee, S. Seo, D.C. Kim, S.-E. Ahn, D.H. Seo, I.K. Yoo, I.G. Baek, D.S. Kim, I.S. Byun, S.H. Kim, I.R. Hwang, J.S. Kim, S.H. Jeon, B.H. Park, *Adv. Mat.* 19 (2007) 73.
- [41] A. DeHon, Randy Huang, J. Wawrzynek, *Microprocess. Microsy.* 30 (2006) 301.
- [42] D.S. Jeong, H. Schroeder, and R.Waser, *Electrochem. Sol. St. Lett.* 10 (2007), pp. G51–G53.
- [43] Y.H. Do, J.S. Kwak, J.P. Hong, H. Im, and B.H. Park, *J. Kor. Phys. Soc.* 55 (2009), pp. 1009–1012.
- [44] Lee H Y, Chen P S, Wu T Y, et.al., *Low power and high speed bipolar switching with a thin reactive Ti buffer layer in robust HfO₂-based RRAM*, In: *IEDM 2008*, 2008. 297–300.
- [45] J.J. Yang, M.D. Pickett, X. Li, D.A.A. Ohlberg, D.R. Stewart, and R.S. Williams, *Nat. Nanotechnol.* 3 (2008), pp. 429–433.
- [46] D.B. Strukov, G.S. Snider, D.R. Stewart, and R.S. Williams, *Nature* 453 (2008), pp. 80–83.
- [47] R.Waser and M. Aono, *Nature Mater.* 6 (2007), pp. 833–840.
- [48] S. Seo, M.J. Lee, D.H. Seo, E.J. Jeoung, D.-S. Suh, Y.S. Joung, I.K. Yoo, I.R. Hwang, S.H. Kim, I.S. Byun, J.-S. Kim, J.S. Choi, and B.H. Park, *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004), p. 5655.
- [49] C. Schindler, S. Therman, R.Waser, and M.Kozicki, *IEEE Trans. Electron. Dev.* 54 (2007), p. 2762.
- [50] C. Schindler, G. Staikov, and R.Waser, *Appl. Phys. Lett.* 94 (2009), p. 072109.
- [51] K. Szot, W. Speier, G. Bihlmayer, and R.Waser, *Nature Mater.* 5 (2006), pp. 312–320.
- [52] K. Terabe, T. Hasegawa, T. Nakayama, and M. Aono, *Nature* 433 (2005), pp. 47–50.
- [53] M. Kozicki, M. Park, and M. Mitkova, *IEEE Trans. Nanotechnol.* 4 (2005), pp. 331–338.
- [54] C. Schindler, I. Valov, and R.Waser, *Phys. Chem. Chem Phys.* 11 (2009), p. 5974.
- [55] S.H. Jo and W. Lu, *Nano Lett.* 8 (2008), pp. 392–397.

- [56] Y. Dong, G. Yu, M.C. McAlpine, W. Lu, and C.M. Lieber, *Nano Lett.* 8 (2008), pp. 386–391.
- [57] S.H. Jo, K.H. Kim, and W. Lu, *Nano Lett.* 9 (2009), pp. 870–874.
- [58] Y.B. Nian, J. Strozier, N.J. Wu, X. Chen, and A. Ignatiev, *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007), p. 146403.
- [59] M.J. Rozenberg, M.J. Sánchez, R. Weht, C. Acha, F. Gomez-Marlasca, and P. Levy, *Phys. Rev. B* 81 (2010), p. 115101.
- [60] I.H. Inoue, S. Yasuda, H. Akinaga, and H. Takagi, *Phys. Rev. B* 77 (2008), p. 035105.
- [61] R. Waser, R. Dittmann, G. Staikov, K. Szot, *Adv. Mater.* 2009, 21, 2632.
- [62] L. O. Chua, *IEEE Trans. Circuit Theory* 1971, CT-18, 507.
- [63] L. O. Chua, S. M. Kang, *Proc. IEEE* 1976, 64, 209.
- [64] A. Asamitsu, Y. Tomioka, H. Kuwahara, Y. Tokura, *Nature* 1997, 388, 50.
- [65] H. Oshima, K. Miyano, Y. Konishi, M. Kawasaki, Y. Tokura, *Appl. Phys. Lett.* 1999, 75, 1473.
- [66] Y. B. Nian, J. Strozier, N. J. Wu, X. Chen, A. Ignatiev, *Phys. Rev. Lett.* 2007, 98, 146403/1.
- [67] M. Quintero, P. Levy, A. G. Leyva, M. J. Rozenberg, *Phys. Rev. Lett.* 2007, 98, 116601/1.
- [68] A. Beck, J. G. Bednorz, C. Gerber, C. Rossel, D. Widmer, *Appl. Phys. Lett.* 2000, 77, 139.
- [69] Y. Watanabe, J. G. Bednorz, A. Bietsch, Gerber-Ch, D. Widmer A. Beck, S. J. Wind, *Appl. Phys. Lett.* 2001, 78, 3738.
- [70] K. Szot, W. Speier, G. Bihlmayer, R. Waser, *Nat. Mater.* 2006, 5, 312.
- [71] T. Menke, P. Meuffels, R. Dittmann, K. Szot, R. Waser, *J. Appl. Phys.* 2009, 105, 066104.
- [72] D. S. Jeong, H. Schroeder, U. Breuer, R. Waser, *J. Appl. Phys.* 2008, 104, 123716/1.
- [73] R. Muenstermann, J. J. Yang, J. P. Strachan, G. Medeiros-Ribeiro, R. Dittmann, R. Waser, *Phys. Stat. Sol.* 2010, 4, 16.
- [74] J. P. Strachan, J. J. Yang, R. Muenstermann, A. Scholl, G. Medeiros-Ribeiro, D. R. Stewart, R. S. Williams, *Nanotechnology* 2009, 20, 485701.
- [75] A. Sawa, *Mater. Today* 2008, 11, 28.
- [76] K. Shibuya, R. Dittmann, S. Mi, R. Waser, *Adv. Mat.* 2010, 22, 411.
- [77] Leon Chua, *Resistance switching memories are memristors*, *Applied Physics A, Materials Science & Processing*, 2011, Vol.102, pp:765–78.
- [78] L.O. Chua, *IEEE Trans. Circuit Theory* CT 18, 507, 1971.

- [79] L. Chua, Nonlinear circuit theory, in *Modern Network Theory— An Introduction: Guest lectures of the 1978 European Conference on circuit theory and Design*, ed. by G.S. Moschytz, J. Neiryneck (Georgi, st-Saphorin, Switzerland, 1978), p. 81.
- [80] R. A. Knief, Nuclear Energy Technology, McGraw-Hill, 1981, p. 72.
- [81] K. E. Holbert RadiationEffectsDamage
- [82] *Radiation Damage in Silicon - Defect Analysis and Detector Properties – Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades des Department Physik der Universität Hamburg vorgelegt von Frank Häonniger aus Hamburg, Hamburg 2007.*
- [83] R. Wunstorf, *Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren fuer die Verwendung von Hochenergie-Experimenten*. PhD thesis, Universtity of Hamburg, 1992.
- [84] Y. Shi, D.X. Shen, F.M. Wu, and K.J. Cheng, *A numerical study of cluster center formation in neutron- irradiated silicon*, J. Appl. Phys., 67 (2): 1116-1118, 1990.
- [85] M. Huhtinen, *Simulation of non-ionising energy loss and defect formation in silicon*, Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A, 491: 194-215, 2002.
- [86] S.Wood, N. J. Doyle, J. A. Spitznagel, W. J. Choyke, R. M. More, J. N. McGruer, and R. B. Irwin, *Simulation of radiation damage in solids*, IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 28, pp. 4107–4122, Dec. 1981.
- [87] V.A.J. van Lint, T.M. Flanagan, R.E. Leadon, J.A. Naber, V.C. Rogers, *Mechanisms of Radiation Effects in Electronic Materials*, John Wiley & Sons, 1980.
- [88] M.S. Lazo, D.M. Woodall and P.J. McDaniel, *Silicon and silicon dioxide neutron damage functions*, In Proc. Fast Burt React. Workshop, 1986. Sandia National Laboratories, 1987. [Tech.Rep.] SAND, SAND87-0098 Vol.1., pages 85-103, 1987.
- [89] M. Moll, *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors*, PhD thesis, University of Hamburg, 1999.
- [90] G.P. Summers et.al., *Damage correlations in semiconductors exposed to gamma, electron and proton radiations*, IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-40:1372, 1993.
- [91] Physikalische Diplomarbeit von Jörn Lange, *Radiation Damage in Proton – Irradiated Epitaxial Silicon Detectors*, Universität Hamburg Institut für Experimentalphysik Gruppe Teilchenphysik und Detektorentwicklung Oktober 2008.
- [92] M. Ceschia, A. Paccagnella, A. Cester, A. Scarpa, and G. Ghidini, *Radiation Induced Leakage Current and Stress Induced Leakage Current in Ultra-Thin Gate Oxides*, IEEE - Transactions on Nuclear Science, Vol. 45, p. 2375-2382, Dec. 1998.

- [93] M. Ceschia, A. Paccagnella, S. Sandrin, G. Ghidini, J. Wyss, M. Lavallo, and O. Flament, *Low Field Leakage Current and Soft Breakdown in Ultra Thin Gate Oxides After Heavy Ions, Electrons or X-ray Irradiation*, IEEE Trans. on Nucl. Sci., Vol. 47, p.566-573 June 2000.
- [94] L. Larcher, A. Paccagnella, M. Ceschia, G. Ghidini, *A model of radiation induced leakage current in ultra-thin gate oxide*, IEEE Trans. Nucl. Sci Vol. 46, No. 6, pp. 1553 – 1561, Dec. 1999.
- [95] M. Ceschia, A. Paccagnella, A. Scarpa, G. Ghidini and A. Cester, *Total Dose Dependence of Radiation Induced Leakage Current in Ultra-Thin Gate Oxides*, Microelectronics Reliability, 39, p. 221-226, 1999.
- [96] M. Ceschia, A. Paccagnella, A. Cester, G. Ghidini, and J. Wyss, *From Radiation Induced Leakage Current to soft-breakdown in irradiated MOS devices with ultra-thin gate oxide*, Proceeding of Materials Research Society (MRS) Fall 1999 Meeting, Boston, Massachusetts, USA November/December 1999.
- [97] M. Ceschia, A. Paccagnella, M. Turrini, A. Candelori, G. Ghidini, J. Wyss, *Heavy ion irradiation on thin gate oxides*, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 47, No. 6, pp. 2648 – 2655, December 2000.
- [98] A. Cester, L. Bandiera, M. Ceschia, G. Ghidini, and A. Paccagnella, *Noise Characteristics of Radiation-Induced Soft Breakdown Current in Ultrathin oxides*, IEEE – Trans. Nucl. Sci., Vol. 48, pp. 2093, 2001.
- [99] E. Miranda, J. Sune, R. Rodriguez, M. Nafria, X. Aymerich, *A function-fit model for the soft breakdown failure mode*, IEEE Electron Dev. Lett., Vol20, pp.265–267, 1999.
- [100] A. G. Holmes-Siedle and L. Adams, *Handbook Of Radiation Effects*, 2nd ed. Oxford, U.K.: Oxford Univ. Press, 2002, pp. 85–91.
- [101] B.G. Svensson and J.L. Lindstraem, *Kinetic study of the 830- and 889-cm infrared bands during annealing of irradiated silicon*, Physical Review B, Volume34, Number 12: 8709-8717, 1986.
- [102] J.W. Corbett, *Electron Radiation Damage in Semiconductors and Metals*, Academic Press, New York and London, 1966.
- [103] 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>
- [104] Warner, J. H., et.al., *Displacement Damage Correlation of Proton and Silicon Ion Radiation in GaAs*, IEEE Trans. Nucl. Sci., 52 (2005), 6, pp. 2678-2682.
- [105] Stevens, A. A. E., et.al., *Amorphous Silicon Layer Characteristics During 70-2000 eV Ar+-Ion Bombardment of Si(100)*, Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films, 24 (2006), 5, pp. 1933-1940.
- [106] Vujisić M., Stanković K., Osmokrović, P., *A Statistical Analysis of Measurement Results Obtained from Nonlinear Physical Laws*, Applied Mathematical Modeling, 35 (2011), 7, pp. 3128-3135.

- [107] Stanković, K., et.al., *Statistical Analysis of the Characteristics of Some Basic Mass-Produced Passive Electrical Circuits Used in Measurements*, Measurement, 44 (2011), 9, pp. 1713-1722.
- [108] Edmondson, P. D., et.al., *Determination of the Displacement Energies of O, Si, and Zr under Electron Beam Irradiation*, Journal of Nuclear Materials, 422 (2012), 1-3, pp. 86-91.
- [109] Usov, I. O., et.al., *Irradiation Effects in an HfO₂/MgO/HfO₂ Tri-Layer Structure Induced by 10 MeV Au Ions*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B 267 (2009), 11, pp. 1918-1923.
- [110] Thomas, B. S., et.al., *Defects and Treshold Displacement Energies in SrTiO₃ Perovskite Using Atomistic Computer Simulations*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B 254 (2007), 2, pp. 211-218.
- [111] Holmes-Siedle, A. G., Adams, L., *Handbook of Radiation Effects*, 2nd ed. Oxford, U.K.: Oxford Univ. Press, 2002, pp. 17-54.
- [112] Knežević I., et.al., *Absorbed Dose Assessment in Particle-Beam Irradiated Metal-Oxide and Metal-Nonmetal Memristors*, Nuclear Technology and Radiation Protection, vol.27, no.3, pp.290-296, 2012.
- [113] T. Sakuma and H. Takahashi, *Physics of Solid State Ionics*. New York: Research Signpost, 2006.
- [114] Joglekar, Y.N., Wolf, S.J., *The elusive memristor: properties of basic electrical circuits*, Eur. J. Phys., 30 (2009) pp. 661-675.
- [115] Bajčetić N., Knežević I., *Ispitivanje stabilnosti karakteristika gasnih odvodnika prenapona pri izlaganju jonizujućem zračenju (n i γ)*, 29. Savetovanje za velike elektroenergetske sisteme CIGRE Srbija, Zbornik radova R D1 05, 2009.
- [116] Vujisić, M., Stanković, K., Vasić, A., *Comparison of Gamma Ray Effects on EPROMs and E2PROMs*, Nucl. Technol. Radiat. Prot., 24 (2009) 1, pp. 61-67.
- [117] Vujisić M., Stanković K., Dolićanin E., Osmokrović P., *Radiation Hardness of COTS EPROMs and E2PROMs*, Radiation Effects and Defects in Solids, 165 (2010) pp. 362-369.

BIOGRAFIJA AUTORA

Ivan Knežević je rođen 1984. godine u Čačku. Osnovnu školu i Prvu beogradsku gimnaziju, prirodno-matematički smer, završio je u Beogradu, obe sa Vukovom dipolomom i zvanjem Đaka generacije. Elektrotehnički fakultet u Beogradu je upisao 2003. godine. Osnovne studije na odseku za Fizičku elektroniku, smer Biomedicinski i ekološki inženjering, završio je 2007. godine, sa prosečnom ocenom 9,49. Diplomski rad pod nazivom „Zaštita od zračenja kod primene ^{131}I u terapiji karcinoma štitaste žlezde“ je odbranio pod mentorstvom profesora Predraga Osmokrovića, sa ocenom 10. Master sudije na istom smeru je završio 2008. godine, sa prosečnom ocenom 10,00. Master rad pod nazivom „Interakcija nejonizujućeg zračenja ekstremno niskih frekvencija sa živom materijom“ je odbranio pod mentorstvom profesora Predraga Osmokrovića, sa ocenom 10. Školske 2008/2009 je upisao doktorske studije na studijskom području Nuklearna, medicinska i ekološka tehnika, gde je položio sve ispite sa prosečnom ocenom 10,00, i odradio sve obaveze predviđene nastavim programom doktorskih studija za prve dve godine.

Od septembra 2008. godine radi u Laboratoriji za zaštitu od zračenja i zaštitu životne sredine Instituta za nuklearne nauke “Vinča” kao inženjer za zaštitu od zračenja. U februaru 2009. godine završava 182. Specijalni kurs zaštite od jonizujućih zračenja pod nazivom “Mere radijacione i nuklearne sigurnosti u Institutu Vinča”, a od novembra 2009. dobija posao u Javnom preduzeću “Nuklearni objekti Srbije” kao inženjer za ispitivanje radioaktivnosti. U julu 2010. završava obuku na “Nacionalnom kursu o sigurnom i bezbednom otpremanju istrošenog nuklearnog goriva iz Republike Srbije u Rusku Federaciju”. Biva angažovan na prepakivanju i transportu ozračenog nuklearnog goriva iz istraživačkog reaktora RA u Vinči u Rusku Federaciju, gde vrši monitoring radioloških parametara radne sredine kao rukovodilac smenskog osoblja. Radi na ispitivanju interakcije zračenja sa različitim vrstama i tipovima materijala i određivanju specifične aktivnosti i dozimetrijskih veličina. Učestvuje u izradi Programa za sistematsko isitivanje radioaktivnosti u okolini nuklearnog objekta. Ispituje i vrši merenja specifične aktivnosti određenih radionuklida u uzorcima vode, vazduha, zemlje, biljaka prilikom radiološkog monitoringa životne sredine. Gamaspektrometrijski

analizira biološke uzorke profesionalno izloženih lica, i kao prvi autor prezentuje radove date problematike na domaćim konferencijama. Na regionalnom skupu u organizaciji Međunarodne agencije za atomsku energiju pod nazivom “Regional Workshop on Operational Radiation Protection Programme and Waste Management Programmes for Research Reactors” u Turskoj predstavlja zemlju kao operator nuklearnog objekta i drži nacionalnu prezentaciju u vezi sa radijacionom sigurnošću i upravljanjem radioaktivnim otpadom na sajtu Instituta Vinča od nastanka pa do danas. Učestvuje u izradi Konačnog izveštaja o nuklearnoj sigurnosti za privremeno skladište radioaktivnog otpada H3 i bezbedno skladište radioaktivnih izvora BS. U martu 2011. godine u Srbiji završava obuku firme RadPro International iz Nemačke za termoluminiscentnu dozimetriju, a u maju iste godine obuku za optički stimulisanu dozimetriju, u firmi Landauer u Parizu. Sa timom saradnika učestvuje u akreditovanju metoda laboratorije za ispitivanje Javnog preduzeća prema standardu ISO/IEC 17025.

Prilog 1.

Izjava o autorstvu

Potpisani-a IVAN KNEŽEVIĆ

broj upisa 5042/08

Izjavljujem

da je doktorska disertacija pod naslovom

RADIJACIONA OTPORNOST REZISTIVNIH POSTOJANIH MEMORIJA

- 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, 15.08.2013.

Ivan Knežević

Prilog 2.

**Izjava o istovetnosti štampane i elektronske verzije
doktorskog rada**

Ime i prezime autora IVAN KNEŽEVIĆ

Broj upisa 5042/08

Studijski program NUKLEARNA, MEDICINSKA I EKOLOŠKA TEHNIKA

Naslov rada RADIJACIONA OTPORNOST REZISTIVNIH POSTOJANIH MEMORIJA

Mentor DOC. DR MILOŠ VUJISIĆ

Potpisani IVAN KNEŽEVIĆ

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, 15.08.2013.

Ivan Knežević

Prilog 3.

Izjava o korišćenju

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

RADIJACIONA OTPORNOST REZISTIVNIH POSTOJANIH MEMORIJA

koja je moje autorsko delo.

Disertaciju sa svim prilogima 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, 15.08.2013.

Aban Kuvcebrat

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.