

UNIVERZITET U BEOGRADU  
ELEKTROTEHNIČKI FAKULTET

Edin Ć. Dolićanin

**RADIJACIONA OTPORNOST  
FLEŠ MEMORIJA IZRAĐENIH  
U DUBOKO-SUBMIKRONSKOJ  
TEHNOLOGIJI**

doktorska disertacija

Beograd, 2012

UNIVERSITY OF BELGRADE  
FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING

Edin Ć. Dolićanin

**RADIATION RESISTANCE OF  
FLASH MEMORY MANUFACTURED  
IN DEEP- SUBMICRON TECHNOLOGY**

doctoral disertation

Belgrade, 2012

**Mentor:**

dr **Predrag Osmokrović**, redovni profesor  
Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet

**Članovi komisije:**

dr Miloš Vujisić, doc.  
(Elektrotehnički fakultet Univerziteta u Beogradu)

dr Aleksandra Vasić-Milovanović, vanr. prof.  
(Mašinski fakultet Univerziteta u Beogradu)

dr Vladimir Blagojević, vanr. prof.  
(Elektrotehnički fakultet Univerziteta u Beogradu)

dr Branko Kovačević, red. prof.  
(Elektrotehnički fakultet Univerziteta u Beogradu)

**Datum odbrane:** \_\_\_\_\_

## **RADIJACIONA OTPORNOST FLEŠ MEMORIJA IZRAĐENIH U DUBOKO-SUBMIKRONSKOJ TEHNOLOGIJI**

### **Rezime**

U radu radijaciona otpornost fleš memorija izrađenih u duboko-submikronskoj tehnologiji, razmatra se aktuelan problem pouzdanosti rada elektronskih memorija u uslovima dejstva jonizujućeg zračenja. Rad je aktuelan pošto visoki stepen minijaturizacije komponenata integrisanih u fleš memorije prouzrokovao izuzetnu osetljivost ovog tipa memorija na efekte jonizujućeg zračenja. Efekti jonizujućeg zračenja mogu biti takvi da dovedu do promene memorisanih podataka ili čak do fizičkog uništenja samih komponenata.

Rad je teoretskog, eksperimentalnog i numeričkog karaktera. U uvodnim poglavljima se navode osnovni podacio interakciji zračenja sa materijalom, definiše doza zračenja, ukratko prikazuje metoda Monte - Karlo za simulaciju nuklearnih interakcija, daju podaci o tipovima i konstruktivnim rešenjima ispitivanih fleš memorija. U poglavlju u kome se govori o eksperimentu, ukratko su prikazana polja zračenja Instituta za nuklearne nauke Vinča, gde je eksperimentalni deo rada rađen, i definisane energije i doze primenjivanog zračenja. U poglavlju koje sledi dati su rezultati brojnih autora, među kojima je bio i autor teze, o radijacionoj otpornosti MOSFETA sa izolovanim gejtom, na kome se u osnovi, bazira funkcionisanje fleš memorija.

Nakon toga je data teorija radijacionih efekata na fleš memorije na kojima se nalaze i originalna tumačenja ovih efekata. Na kraju rada su prikazani i prodiskutovani eksperimentalno i numerički dobijeni efekti zračenja na konkretnim fleš memorijama. Rezultati dobijeni realnim i numeričkim eksperimentom su pokazali dobro slaganje, kako međusobno, tako i sa teoretski očekivanim rezultatima.

**Ključne reči:** fleš memorija, MOSFET, radijaciona otpornost, Monte Karlo simulacija, doza zračenja

**Naučna oblast:** Elektrotehnika

**Uža naučna oblast:** Nuklearna tehnika, elektrotehnički materijali

**UDK broj:** 6:621.383

## **RADIATION RESISTANCE OF FLASH MEMORY MANUFACTURED IN DEEP- SUBMICRON TECHNOLOGY**

### **Abstract**

Dissertation "Radiation Hardness of Flash Memories Fabricated in Deep Submicron Technology" investigates the relevant problem of electronic memory reliability under exposure to ionizing radiation. The dissertation is up-to-date because the high degree of miniaturization of components integrated into flash memories makes this type of memory very sensitive to ionizing radiation. Ionizing radiation effects can cause changes in the stored content or even physical destruction of memory components.

The dissertation is theoretical, experimental, and numerical in character. Introductory chapters provide basic information about the interaction of radiation with materials, state the definition of the absorbed dose, describe concisely the Monte Carlo methods for simulating nuclear interactions, and provide data about the types and construction details of the investigated flash memories. The chapter concerned with the experiment gives a short depiction of radiation fields at the Vinča Institute of Nuclear Sciences, where the experimental part was conducted, and defines the energies and doses of utilized radiation. The next chapter provides results by several authors, including the author of the dissertation, on the radiation hardness of MOSFETs with insulated gates, which form the basis of flash memories.

The next part of the dissertation deals with the theory of radiation effects in flash memories, including original explanations of these effects. The final part presents and discusses the effects observed experimentally and numerically in specific flash memories. Results from real and numerical experiments are in good agreement, both with one another and with the theoretically anticipated values.

**Keywords:** flash memory, MOSFET, radiation hardness, Monte Carlo simulation, radiation dose

**Scientific field:** Electrical Engineering

**Special topic:** Nuclear Engineering, Materials in Electrical Engineering

**UDK No:** 6:621.383

## SADRŽAJ

UVOD	5
1. STUKTURA MATERIJE I INTERAKCIJA ZRAČENJA SA MATERIJALOM .....	9
1.1. Atomska struktura materije .....	9
1.1.1. Atomska teorija elemenata .....	10
1.1.2. Veličine i mase atoma.....	11
1.1.3. Struktura atoma .....	13
1.1.4. Atom kao kvantnomehanički sistem .....	15
1.1.5. Atomska struktura i hemijske osobine elemenata .....	20
1.2. Interakcija zračenja sa materijalom.....	21
1.2.1. Interakcija čestičnog (korpuskularnog) zračenja sa materijalom .....	21
1.2.2. Kratak opis procesa interakcije.....	22
1.2.3. Pojam efikasnog preseka .....	24
1.3. Dozimetrijske veličine i jedinice.....	26
1.3.1. Radiometrijske veličine .....	26
1.3.2. Osnovne dozimetrijske veličine .....	27
1.3.3. Dozimetrijske veličine u zaštiti od zračenja.....	28
2. NUMERIČKA SIMULACIJA INTERAKCIJE ZRAČENJA SA MATERIJALOM MONTE-CARLO METODOM.....	30
2.1. Slučajni brojevi .....	31
2.1.1. Pravi slučajni brojevi .....	32
2.1.1.1. Generisanje pravih slučajnih brojeva pomoću radioaktivnog izvora....	32
2.1.2. Pseudoslučajni brojevi.....	33
2.1.2.1. John von Neumann-ov metod .....	34
2.1.2.2. Linearni kongruentni generator (LKG).....	34
2.1.2.3. Generator R250.....	36
2.1.2.4. Fibonacci-jev generator .....	36
2.1.3. Kvazi-slučajni brojevi.....	37
2.1.3.1. Richtmayer-ova formula .....	37

2.1.3.2.	Halton-ove sekvence.....	37
2.2.	Transformacije raspodela slučajnih brojeva.....	38
2.2.1.	Metod inverzne funkcije.....	38
2.2.2.	Metod odbacivanja .....	39
2.2.3.	Metod supstitucije .....	39
2.2.4.	Metod stacionarnih raspodela lanaca Markov-a.....	40
2.3.	Algoritmi za generisanje slučajnih brojeva.....	40
2.3.1.	Uniformna raspodela u intervalu .....	40
2.3.2.	Uniformna raspodela na krugu .....	41
2.3.3.	Uniformna zapremina unutar sfere .....	42
2.3.4.	Binomna raspodela .....	43
2.3.5.	Poisson-ova raspodela .....	44
2.3.6.	Eksponencijalna raspodela .....	45
2.3.7.	Gama raspodela .....	45
2.3.8.	Gauss-ova (normalna) raspodela .....	46
2.3.9.	$\chi^2$ raspodela.....	49
2.3.10.	Student-ova t-raspodela .....	50
3.	POLUPROVODNIČKE MEMORIJE NA BAZI MOSFETA SA IZOLOVANIM GEJTOM.....	51
3.1.	Istorijski osvrt na razvoj fleš memorija.....	51
3.2.	O otkriću mosfeta sa izolovanim gejtom.....	52
3.3.	Kratak osvrt na princip rada MOSFETA .....	53
3.4.	Struktura i fizički parametri ćelija fleš memorije.....	55
3.5.	Memorijska ćelija kao kapacitivni razdelnik napona.....	57
3.6.	Fizički procesi pri upisu, brisanju i čitanju memorijske ćelije.....	59
3.7.	Pravila dizajna i smanjenje dimenzija poluprovodničkih memorija.....	64
4.	TEORIJA RADIJACIONIH EFEKATA U POLUPROVODNIČKIM MEMORIJAMA NA BAZI MOSFETA SA IZOLOVANIM GEJTOM .....	69
4.1.	Opšte karakteristike MOS komponenata.....	69
4.2.	Poreklo i karakteristike defekata i naelektrisanja u oksidu i na Si-SiO <sub>2</sub> međupovrší .....	71

4.3. Klasifikacija centara zahvata prema uticaju na električne karakteristike MOS komponenti .....	79
4.3.1. Defekti u SiO <sub>2</sub> i Si - SiO <sub>2</sub> međupovršni izazvani IR i HCI procesima.....	81
4.3.1.1. Formiranje elektronskih šupljina u paru SiO <sub>2</sub> .....	81
4.3.1.2. Oštećenja koja se stvaraju usled uticaja elektrona na proces jonizacije 85	
4.3.1.3. Prenos šupljina .....	86
4.3.1.4. Oštećenja nastala usled stvaranja šupljina .....	87
4.3.1.5. Gejt oksid/supstrat (SiO <sub>2</sub> — Si) međupovrš .....	89
4.4. Oporavak MOS komponenti nakon IR i HCI procesa .....	91
4.5. Uticaj naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja na parametre MOS tranzistora .....	95
4.6. Tehnike za određivanje gustina naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja centara zahvata .....	100
4.6.1. Subthreshold midgap tehnika .....	101
4.6.1.1. Charge-pumping tehnika.....	104
4.7. Neki rezultati IR i HCI procesa i kasnijeg oporavka (annealing) MOS tranzistora .....	107
4.7.1. Ponašanje CMOS tranzistora sa Al gejtom iz integrisanih kola tipa CD4007UB tokom IR procesa i kasnijeg oporavka .....	107
4.7.2. Ponašanje VDMOS tranzistora snage tokom IR procesa i kasnijeg oporavka .....	110
4.7.2.1. Izohronalni oporavak VDMOS tranzistora snage posle IR procesa ...	116
4.7.2.2. Uticaj znaka napona polarizacije na gejt tokom oporavka VDMOS tranzistora snage, koji su prethodno bili izloženi $\gamma$ zračenju.....	118
4.7.3. Ponašanje VDMOS tranzistora snage tokom HCI procesa i tokom kasnijeg oporavka .....	119
4.7.4. Primena PMOS tranzistora sa Al-gejtom kao senzora i dozimetara jonizujućeg zračenja .....	124
4.8. Teorija radijacionih efekata u fleš ćeliji.....	132
5. EKSPERIMENT .....	142
5.1. Eksperimentalna postavka određivanja uticaja gama zraka na fleš memorije	



6.	REZULTATI I DISKUSIJA .....	144
6.1.	TID efekti (izlaganje gama zracima).....	144
6.2.	Oštećenja izmeštanjem (simulacije prolaska jona) .....	146
	<b>ZAKLJUČAK</b> .....	162
	<b>LITERATURA</b> .....	163

## UVOD

Zahvaljujući tehnikama integrisanja elektronskih kola došlo je do velikog stepena miniaturizacije elektronskih komponenata. Miniaturizacija elektronskih komponenata podrazumeva njihovu izradu korišćenjem izuzetno tankih slojeva koji grade gusto pakovane, gusto, višeslojno upakovanu strukturu sposobnu da obavlja složene funkcije. Takav način izrade elektronskih sklopova čini ih izuzetno neotporne prema jonizacionom zračenju u uslovima pod kojim funkcionišu. Ovaj problem je posebno izražen, pošto se savremena elektronika upotrebljava najčešće u urbanim sredinama u kojima je stepen elektromagnetne kontaminacije u stalnom porastu. Uticaj jonizujućeg zračenja na elektronske sklopove posebno dolazi do izražaja ukoliko se nalaze u blizini nuklearnih ili rengenskih postrojenja, i pod uslovom izloženosti primarnom kosmičkom zračenju. Pošto je upravo pod ovim uslovima potrebna izuzetna pouzdanost rada elektronskih, kao i svih ostalih sklopova, pitanje njihove radijacione otpornosti je od izuzetne važnosti. U tom pogledu je od posebne važnosti radijaciona otpornost memorijskih komponenata.

Cilj ovog rada je da se ispita, teoretski, eksperimentalni i numerički, radijaciona otpornost fleš memorija i time prognozira granica njihove primenljivosti, kao i da se prodiskutuju metode zaštite ovog tipa memorija zasnovane na konstukciji ili zaštite memorije.

U prvom poglavlju rada je izložena atomska struktura materije, atomsko uređenje i interakcija zračenja sa materijalom, kao i dozimetrijske većine i jedinice. U drugom poglavlju izložen je kratak istorijat Monte Karlo metode, zatim slučajni brojevi (podeljeni na prave slučajne brojeve i pseudoslučajne brojeve), pri čemu je posebna pažnja posvećena Džon fon Nojman-ovom metodu, a razmatran je i linearni kongruentni generator, kao i generator slučajnih brojeva R250 i Fibonačijev generator slučajnih brojeva. Od generatora kvazislučajnih brojeva razmatrani su: generator na bazi Rihtmajer-ove formule i na bazi Halton-ove sekvence. U okviru transformacije raspodela slučajnih brojeva u ovom poglavlju je posebna pažnja posvećena metodama inverzne funkcije, metoda odbacivanja i metoda supstitucije. U okviru metoda supstitucije posebna pažnja je posvećena metodi stacionarnih lanaca Markova. U ovom poglavlju su prikazani algoritmi za generisanje slučajnih brojeva i to: uniformna

raspodela u intervalu, u krugu, unutar sfere, zatim binomna raspodela, Puasonova raspodela, eksponencijalna raspodela, gama raspodela, Gausova raspodela,  $\chi^2$  raspodela i studentova raspodela. U trećem poglavlju razmatrane su poluprovodničke memorije na bazi MOSFET-a sa izolovanim gejtom. Tom prilikom je naglašeno da ovaj tip memorija (fleš memorija) pripadaju kategoriji postojanih (nevolatilnih) memorija čija je osnovna karakteristika da imaju osobinu zadržavanja uskladištenih podataka, ne samo kada je napon napajanja priključen, nego i tokom perioda isključenosti izvora, pri čemu je trajanje isključenosti relativno dugo, a može iznositi desetak i više godina. Ovo poglavlje je podeljeno na: istorijski razvoj fleš memorija, otkriće MOSFET-a sa izolovanim gejtom, struktura memorijske ćelije sa izolovanim gejtom, analiza memorijske ćelije kao kapacitivnog razdelnika napona, upis, brisanje i očitavanje sadržaja ćelije. U četvrtom poglavlju razmatrani su radijacioni efekti u integrisanim kolima: TID efekti u ćeliji fleš memorije i efekti izmeštanja u ćeliji fleš memorije. U petom poglavlju je ukratko opisan standardni eksperimentalni postupak vršen u relnim uslovima polja zračenja u Institutu za nuklearne nauke Vinča, kao i odgovarajući numerički eksperiment baziran na Monte Karlo postupku. U šestom poglavlju su prikazani rezultati dobijeni pri realnim i numeričkim eksperimentima, kako na konstitutivnim komponentama fleš memorija tako i na fleš memorijama u celini. U okviru ovog poglavlja su posebno razmatrane: opšte karakteristike MOS komponentata, poreklo i karakteriske defekata i naelektrisanja u oksidu i na Si-SiO<sub>2</sub> međupovršni, klasifikacija centara zahvata prema uticaju na električne karakteristike MOS komponentata, oporavak MOS komponenti nakon IR i HCI procesa, uticaj naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja na parametre MOS tranzistora, tehnike za određivanje gustina naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja centara zahvata, rezultati IR i HCI procesa i kasnijeg oporavka MOS tranzistora.

# 1. STUKTURA MATERIJE I INTERAKCIJA ZRAČENJA SA MATERIJALOM

## 1.1. Atomska struktura materije

U ovom poglavlju se bavi pitanjem "od čega je stvoren svet"? Na to pitanje je nađen odgovor, bar u onim granicama u kojima je to od interesa. A potraga za tim odgovorom je počela davno. Negde 500 godina pre nove ere, grčki filozof Empedokle je izneo mišljenje da postoje četiri osnovna elementa od kojih se sastoji čitav svet. Ti osnovni elementi su, prema njegovom mišljenju, bili zemlja, vazduh, vatra i voda [1].

Nešto kasnije se drugom grčkom filozofu, Demokritu, učinilo da su nedovoljna četiri elementa za stvaranje sveta. On je pretpostavio da sve mora biti sagrađeno od nekakvih malih, nevidljivih ciglica (nešto poput minijaturnih lego kocki), kojih ima različitih, ali su sve za sebe večne i nepromenljive. Nazvao ih je atomima, što na grčkom znači nedeljivi [1,2].

Dalja razmišljanja u ovom pravcu su se ubrzo nakon toga pokazala suvišna, pošto je monoteistička religija našla univerzalan odgovor na sva pitanja – Bog <sup>1</sup>. Tek renesansa (ponovno rađanje), oko 15-tog veka nove ere (dakle oko 2000 godina nakon Demokrita) delimično oslobađa ljudski duh, i nauka, zahvaljujući radovima Bekona, Da Vinčija, Kopernika, Galileja i drugih, proučava prirodu u cilju njenog stavljanja pod ljudsku kontrolu.<sup>2</sup> Jedan od briljantnijih rezultata ljudskog uma je nastanak Njutnove klasične fizike krajem 17. i početkom 18. veka [3,4].

Pozornica njutnovskog univerzuma, na kojoj se odigravaju sve fizičke pojave, je jedan apsolutni trodimenzionalni prostor, unutar koga se sve promene opisuju terminima odvojene dimenzije nazvane vreme. Vreme je, takođe, apsolutno i nezavisno u svom jednolikom proticanju iz prošlosti, kroz sadašnjost, u budućnost. Elementi

---

<sup>1</sup> U tom vremenu svako ko je posedovao tajnu neke umetnosti izlagan je opasnosti da bude proglašen vešcem, a kao ateisti optuživani su filozofi koji bi se udaljavali od mišljenja crkve. Bilo je dozvoljeno bavljenje alhemijom i astrologijom. U renesansi se od alhemije razvija hemija, a od astrologije moderna astronomija.

<sup>2</sup> Pomenuti naučnici, a i neki drugi, označili su definitivan razlaz zapadne filozofije sa srednjovekovnom sholastikom, posle čega sledi razvoj svih oblasti nauke.

takvog njutnovskog sveta su materijalne tačke, mali čvrsti neuništivi objekti, od kojih je sačinjena sva materija. Taj model podseća na Demokritov. Oba se zasnivaju na razlikovanju između materije i prostora, i u oba modela čestice uvek ostaju istovetne po masi i obliku. Materija se, prema tome, uvek održava, i u suštini je pasivna. Jedina značajna razlika između demokritskog i njutnovskog atomizma je u tome što ovaj drugi uključuje i precizan kvantitativni opis sile koja deluje između materijalnih tačaka, to jest gravitacije [5,6,7].

Shvatanje o čvrstim telima koja se kreću u praznom prostoru, koje i dalje važi u oblasti našeg svakodnevnog iskustva, duboko je urezano u naše mišljenje, tako da je teško da se zamisli neku fizičku stvarnost u kojoj ono ne važi. Ipak, upravo je to ono na šta savremena fizika prisiljava, da se učini kada se iskorači iz sveta "srednjih dimenzija". Prazan prostor gubi svoj smisao u astrofizici i kosmologiji, dok atomska fizika, nauka o strukturi beskrajno malog, razbija pojam čvrstog objekta [7,8,9].

### **1.1.1. Atomska teorija elemenata**

U 19. veku hemičari su preobrazili pojam atoma od neodređenog filozofskog pojma do materijalne stvarnosti. Najveće zasluge za ovo pripadaju engleskom naučniku Dž. Daltonu. On je prvi uveo kvantitet  $u$ , do tada, apstraktnu atomističku teoriju, tvrdeći da svaki element u prirodi ima svoj karakterističan atom, i da se oni razlikuju prema težini [10].

Daltonova atomska teorija je omogućila i ispravno definisanje pojmova elemenata. Element se, na osnovu nje, definiše kao oblik materije koji se ne može razložiti, niti izgraditi, iz prostijih oblika putem hemijskih reakcija<sup>3</sup>. Atom se shodno tome, definiše kao najmanji mogući sastavni deo nekog elementa. Atom, kao što će se v kasnije pokazati, ima svoju unutrašnju strukturu i može biti razložen na subatomske delove.

---

<sup>3</sup> Danas postoji savremenija definicija elementa kao oblika materije čiji svi atomi imaju isto nuklearno naelektrisanje.

Međutim, konstitutivne čestice atoma su, uglavnom, električne prirode i nemaju osobine elemenata<sup>4</sup>. Prema tome, atom se i dalje može smatrati nedeljivim u smislu zadržavanja identiteta elemenata [10,11,12].

Iako je atom najmanji deo nekog hemijskog elementa, a isto tako i najmanji deo koji može da učestvuje u hemijskim reakcijama, on nije, obavezno, i najmanja jedinka koja može kao takva postojati. Često najmanja jedinka postoji kao molekul elementa. Shodno tome molekul se može definisati kao najmanji delić neke supstance - elementa ili jedinjenja - koji postoji pod normalnim uslovima u prirodi. Molekul jedinjenja uvek sadrži atome dva ili više elemenata. Pošto je atom hemijskog elementa nedeljiv, to molekul ne može da sadrži manje od jednog atoma. Za hemijske elemente je prihvaćeno označavanje prvim slovom (ili slovima) iz njihovog latinskog imena. Jedinjenja hemijskih elemenata se, prema tome, prikazuju formulama koje se dobijaju kombinacijom simbola odgovarajućih hemijskih elemenata sa indeksima broja atoma koji ulaze u to jedinjenje [12,13].

### **1.1.2. Veličine i mase atoma**

Do sada je prikazana zamisao o atomima kao radna teorija bez konačnog dokaza da atomi stvarno postoje. Bilo je moguće pripisati elementima takozvane atomske težine, na osnovu pretpostavke da su jedinjenja složena od atoma različitih hemijskih elemenata. Činjenica da se svrstavanjem hemijskih elemenata prema njihovoj rastućoj atomskoj težini ističe upadljiva periodičnost karakterističnih osobina, stavlja nam do znanja da ove težine imaju relativno značenje. Na taj način, ovi rezultati služe kao doprinos teoriji da je sva materija konačno izgrađena od atoma. Međutim, oni nisu ujedno i dokaz te teorije. Atomska teorija strukture elemenata bi se mogla smatrati dokazanom tek dobijanjem kvantitativnih podataka o dimenzijama i masama atoma [14,15,16].

Godine 1870. škotski fizičar V. Tomson (kasnije Lord Kelvin), razmatrajući niz metoda<sup>5</sup> za određivanje veličine molekula i atoma, utvrdio je da su one reda veličine

---

<sup>4</sup>Suština naelektrisanja je i danas nepoznata. Nauka na ovom stepenu svoga razvoja prihvata postojanje dve vrste naelektrisanja tela, i njihovo privlačenje kao iskustvenu činjenicu.

$10^{-10}$  m. Nije lako steći osećaj za red veličine atoma, toliko je on udaljen od naših, makroskopskih, razmera. Da bi se predstavila sićušnost atoma, zamisli se jedna pomorandža koja je uvećana do veličine Zemlje. Atomi pomorandže će tada biti veličine trešnje. Bezbroj trešanja, gusto pakovanih u loptu veličine Zemlje - to je uvećana slika atoma u pomorandži [17,18].

Tabela 1.1. Periodni sistem elemenata

	IA																	0
Perioda 1	1 H	II A											III B	IV B	V B	VI B	VII B	2 He
Perioda 2	3 Li	4 Be											5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne
Perioda 3	11 Na	12 Mg	III A	IV A	V A	VI A	VII A	VIII			I B	II B	13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 A
Perioda 4	19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr
Perioda 5	37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 (Tc)	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe
Perioda 6	55 Cs	56 Ba	57-71 Lantanidi	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 (At)	86 Rn
Perioda 7	87 Fr	88 Ra	89-103 Aktinidi															
Niz Lantanida				57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 (Pm)	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu
Niz Aktinida				89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr

Masa atoma određena je primenom Avogadrovog zakona. Prema Avogadrovom zakonu, broj pojedinačnih molekula u nekoj zapremini gasa nezavisan je od prirode gasa. Prema tome, može se, u cilju upoređivanja, uzeti ma koja pogodna zapremina. Međutim, jedna određena zapremina ima naročit značaj. To je zapremina molekulske težine nekog gasa na  $0^{\circ}\text{C}$  i na pritisku od 1 bara, izražena u gramima, takozvana

<sup>5</sup> Prve procene dimenzija atoma izvršio je engleski fizičar T.Jung 1816. godine na bazi posmatranja procesa kohezije. Veliki napredak ove procene postignut je primenom kinetičke teorije gasova. Konačan rezultat dobijen je bombardovanjem atoma zlata alfa česticama prirodnih radioaktivnih elemenata.

zapremina jednog mola posmatranog gasa. Eksperimenti vršeni na velikom broju gasova potvrdili su Avogadrov zakon i pokazali da molarna zapremina jednog mola iznosi 22,414 litara. Broj pojedinih molekula u molarnoj zapremini isti je za sve gasove, naziva se Avogadrov broj<sup>6</sup>, i iznosi  $6,025 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ . Poznavanje vrednosti Avogadrovog broja omogućava dobijanje vrednosti masa molekula i atoma deljenjem mase mola, sa njim. Na taj način je utvrđeno da mase atoma iznose između  $1,67 \times 10^{-24} \text{ g}$  (za vodonik) i  $3,95 \times 10^{-22} \text{ g}$  (za uran) [19].

Činjenica da je određena dimenzija i masa atoma, uprkos tome što su oni gotovo beskonačno mali, predstavlja konačni dokaz o realnosti postojanja atoma [20].

### 1.1.3. Struktura atoma

Početak 20. veka otkriveno je nekoliko pojava povezanih sa strukturom atoma, a neobjašnjivih terminima klasične fizike. Prvi nagoveštaj da atomi imaju neku strukturu došao je sa otkrićem X-zračenja. Ubrzo nakon toga otkrivene su druge vrste zračenja koje emituju atomi takozvanih radioaktivnih supstanci. Nuklearna zračenja predstavljaju ili materijalne čestice, ili elektromagnetni zraci, energije reda MeV. To su  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$  zračenja. Alfa zraci predstavljaju, ustvari, jezgra helijuma (najstabilnije nuklearne konfiguracije u prirodi), beta zračenje čine elektroni i pozitroni, koji inače u jezgru kao takvi ne postoje, tako da nastaju konverzijom protona u neutrone i neutrona u protone. Gama zračenje predstavlja elektromagnetno zračenje nastalo deekscitacijom pobuđenih nuklearnih kvantnih nivoa. Pojava radioaktivnosti pružila je konačan dokaz za složenu prirodu atoma, pokazujući da atomi radioaktivnih supstanci ne samo da emituju različite vrste zračenja, već se pretvaraju u atome potpuno različitih supstanci [21].

Pored toga što su podvrgnute intenzivnom proučavanju, ove pojave su korišćene kao nova oruđa sa kojima se u materiju prodrlo dublje nego što je ikada ranije bilo moguće. To je omogućilo spoznaju jednoga sveta, toliko različitog od onoga koji nas okružuje i na koji smo navikli. Tako je E. Raderford bombardovao atome folije od zlata

---

<sup>6</sup>Korišćeno je više metoda za određivanje vrednosti Avogadrovog broja. Najpouzdanije su metode rasejanja X-zraka na kristalima i ispitivanja naelektrisanja. Obe metode potvrđuju Avogadrov zakon, i daju navedenu vrednost za Avogadrov broj



alfa česticama, i na bazi njihovog skretanja izvukao zaključak o strukturi i dimenzijama atoma. Ti zaključci su bili senzacionalni i potpuno neočekivani. Atomi ne samo da nisu bili čvrste i pune čestice, kako se verovalo, već je ustanovljeno da se oni sastoje od praznog prostora u kojem se izuzetno male i lake čestice, elektroni, kreću oko jezgra, vezani za njega elektrostatičkim silama [22,23].

Setimo se pomenute pomorandže uvećane do dimenzija Zemlje, sa trešnjama kao atomima. Taj nezamislivo mali atom je ogroman kada se uporedi sa svojim konstitutivnim elementima. U slici atoma veličine trešnje, jezgro atoma će biti tako malo da ga jenemoguće videti. Čak iako uvećamo atom do veličine fudbalske lopte, ili čak do veličine jedne sobe, jezgro će i dalje biti previše malo da bi se videlo golim okom. Da bi se videlo jezgro, atom bi se morao uvećati do veličine najveće kupole na svetu, kupole katedrale Sv. Petra u Rimu. U atomu te veličine, jezgro bi imalo veličinu zrna soli. Zrno soli u kupoli Sv. Petra, i čestice prašine koje kovitlaju oko njega u ogromnom prostoru kupole – tako možemo sebi predstaviti jezgro i elektrone jednog atoma [24].

Da bi se shvatila struktura materije i najveći deo prirodnih pojava, nije neophodno da se znata ništa više o jezgrima, tim stabilnim središtima atoma koja predstavljaju izvor elektrostatičke sile i čine skelet univerzuma, osim njihovog naelektrisanja i mase. Međutim, da bi se razumela priroda materije, da bi saznalo od čega je materija suštinski sačinjena, mora da se zaviri i u atomsko jezgro, pošto ono sadrži skoro celokupnu atomsku masu.

Jezgra atoma svih hemijskih elemenata izgrađena su od protona i neutrona (pozitivnih i neutralnih čestica čije su mase oko 2000 puta veće od mase elektrona). Njih na okupu drži nuklearna sila, sila koju ne poznaje klasična fizika. Materija u jezgri je izuzetno gusta u poređenju sa uobičajenim predstavama. Zaista, kada bi se celo čovečije telo sabilo do gustine jezgra, bilo bi veličine vrha igle! Ta velika gustina nije, međutim, neobično svojstvo materije jezgra. Budući da jezgro predstavlja kvantnomehanički sistem, a prema relacijama neodređenosti, protoni i neutroni na sabijanje u tako male zapremine odgovaraju ogromnim brzinama koje iznose oko 60000 km/s<sup>7</sup>. Materija u jezgri, prema tome, predstavlja oblik materije koji je potpuno

---

<sup>7</sup> Ovako velika brzina je odgovor čestice na zatvaranje u mali prostor. Naime, kao što ćemo to objasniti, kvantnomehanički posmatrano, čestice se ne nalaze na nekom određenom mestu, već pokazuju

drugačiji od bilo čega poznatog u našem makrookruženju. Možda je najbolje možemo predstaviti kao vrlo sićušnu i vrlo gustu kapljicu koja žestoko kipi i vri [24,25].

Ubrzo nakon pojave pomenutog "planetarnog" modela atoma, otkriveno je da broj elektrona u atomima nekog elementa određuje hemijska svojstva tog elementa. Danas je poznato da se ceo Periodni sistem elemenata može izgraditi tako što se jezgru najlakšeg atoma – vodonikovog – postepeno dodaju protoni i neutroni, a njegovoj "ljusci" odgovarajući broj elektrona. Na taj način je moguće razumeti sve hemijske procese na osnovu zakona atomske fizike.

Te zakone, međutim, nije lako prepoznati, zbog čudne i neočekivane stvarnosti subatomskog sveta. Svaki put kada su fizičari postavljali pitanje prirodi u nekom eksperimentu atomske fizike, odgovareno im je paradoksom. Što su se oni više trudili da razjasne situaciju, to su paradoksi postajali oštriji. Trebalo im je mnogo vremena da prihvate činjenicu da ti paradoksi pripadaju samoj suštini strukture atomske fizike, i da shvate kako se oni pojavljuju kada god pokušavamo da atomske događaje opišemo terminima tradicionalne fizike. Kada je ova činjenica jednom shvaćena, fizičari su počeli da uče kako da postavljaju ispravna pitanja, i tako je nastao kvantnomehanički pristup subatomskom svetu [25,26].

#### **1.1.4. Atom kao kvantnomehanički sistem**

Pojmове kvantne teorije nije bilo lako prihvatiti, čak ni nakon dovršenja njihove matematičke formulacije. Njihov uticaj na imaginaciju fizičara bio je šokantan. Raderfordovi eksperimenti su pokazali da se atomi, umesto da budu čvrsti i neuništivi, sastoje od ogromnih prostora u kojima se kreću izuzetno male čestice, a onda je kvantna

---

tendenciju da tu postoje. To je posledica dualne prirode, talasne i čestične, što znači da na tom nivou determinizam nije moguć, odnosno da je stohastičnost prirodna osobina mikrokosmosa. Odatle proizilazi da je nemoguće istovremeno tačno odrediti položaj i impuls nekog konstitutivnog elementa kvantnomehaničkog sistema, pošto oni nisu ni čestice (za koje je položaj potpuno određen), ni talasi (za koje je impuls potpuno određen). Matematički izraz ovakvog razmatranja je takozvani Hajzenbergov princip neodređenosti, u obliku  $\Delta x \Delta p = \hbar$ , gde je  $\Delta x$ –neodređenost u položaju,  $\Delta p$ –neodređenost u impulsu, i  $\hbar$ –Plankova konstanta podeljena sa  $2\pi$ . Iz ovoga izraza za neodređenost položaja nukleona smeštenih u jezgru ( $\Delta x = 10^{-15}$  m) odgovara neodređenost impulsa korespondentno pomenutoj vrednosti brzine, odnosno zatvaranje čestice u male zapremine rezultuje njihovim povećanjem brzina.

teorija pokazala da čak ni te čestice ni iz daleka nisu poput čvrstih objekata klasične fizike. Subatomske strukturne elemente materije predstavljaju veoma apstraktne entitete koji poseduju dvostruku prirodu. Zavisno od toga kako ih posmatramo, oni se ponekad javljaju kao čestice, a ponekad kao talasi<sup>8</sup>.

To svojstvo materije i svetlosti je čudno. Izgleda nemoguće prihvatiti da nešto u isto vreme može biti i čestica - entitet ograničen na vrlo malu zapreminu, i talas, koji se prostire u svim pravcima. Ta protivrečnost je dovela do formulisanja kvantne teorije. Ceo razvoj kvantne teorije otpočeo je kada je M. Plank otkrio da se energija toplotnog zračenja ne emituje kontinualno, već da se javlja u obliku "energetskih paketa". A. Ajnštajn je te energetske pakete nazvao "kvanti", prepoznajući u njima fundamentalne aspekte prirode. On je bio dovoljno smeo da pretpostavi kako se svetlost i bilo koji drugi oblik elektromagnetnog zračenja mogu javiti ne samo kao elektromagnetni talasi, već takođe i u obliku kvantata. Svetlosni kvanti se nazivaju fotoni. Oni su međutim, čestice posebne vrste, koje se kreću brzinom svetlosti i ne poseduju masu. Istine radi treba napomeniti i to da A. Ajnštajn, iako nesporno jedan od tvoraca kvantne mehanike, nikada nije hteo da je prihvati kao fizičku suštinu beskrajno malo. Kao argument protiv kvantne mehanike Ajnštajn je izjavio: "Bog se ne igra kockicama" [27,28].

Protivrečnost koja naizgled postoji između predstave čestica i talasa razrešena je na jedan potpuno neočekivani način, koji je doveo u pitanju same temelje mehaničkog pogleda na svet - pojam stvarnosti materije. Na subatomskom nivou, materija ne postoji sa izvesnošću na određenom mestu, već pre pokazuje "tendenciju da postoji", a atomski događaji se ne odigravaju sa izvesnošću u određenim trenucima i na određene načine, već pre pokazuju "tendenciju da se odigraju". U formalizmu kvantne teorije, te se tendencije izražavaju kao verovatnoće, i povezuju se sa matematičkim veličinama koje uzimaju oblik talasa. To je razlog što čestice mogu u isto vreme biti i talasi. One nisu "stvarni" trodimenzionalni talasi poput zvuka ili talasa na vodi. Oni su "talasi verovatnoće", apstraktne matematičke veličine sa svim svojstvima talasa koje su povezane sa verovatnoćama da će se čestica naći u određenim tačkama u prostoru, u određenim vremenima. Svi zakoni atomske fizike izražavaju se u terminima ovih

---

<sup>8</sup>Ovakvu dvostruku prirodu pokazuje i svetlost koja se u nekim manifestacijama ponaša kao elektromagnetni talas, a u nekim kao čestica.

verovatnoća. Nikada ne možemo predvideti neki atomski događaj sa izvesnošću, jedino se može reći koliko je verovatno da do njega dođe [29].

Kvantna teorija je na taj način razbila klasične pojmove čvrstih objekata i strogo determinističkih zakona prirode. Na subatomskom nivou, čvrsti materijalni objekti klasične fizike rasipaju se na talasne obrasce verovatnoće, a ti obrasci, u konačnom skladu, ne predstavljaju verovatnoće stvari, već verovatnoće međupovezanosti. Pažljiva analiza procesa posmatranja u atomskoj fizici pokazala je da subatomske čestice nemaju nikakvog značenja kao izolovani entiteti, već se mogu shvatiti jedino kao međupovezanosti između pripremanja jednog eksperimenta i kasnije izvođenog merenja. Kvantna teorija na taj način razotkriva jedno suštinsko jedinstvo univerzuma. Ona pokazuje da ne možemo razložiti svet na najmanje jedinice koje postoje nezavisno. Kako prodiremo u materiju, priroda nam ne pokazuje nikave izolovane "osnovne cigle", već se pre ukazuje kao jedna komplikovana mreža odnosa između različitih delova celine. Ti odnosi uvek na jedan suštinski način uključuju i posmatrača. To znači da ideal objektivnog opisivanja prirode više ne važi[30,31].

Nova atomska teorija je odmah bila u stanju da reši nekoliko zagonetki koje su se pojavile u vezi strukture atoma i koje se nisu mogle objasniti Raderfordovim planetarnim modelom. Pre svega, Raderfordovi eksperimenti su pokazali da se atomi koji sačinjavaju svu materiju (pa i čvrstu), sastoje uglavnom od praznog prostora. Zašto onda nije moguće da se prođe kroz zatvorena vrata? Drugim rečima, šta je to što materiji daje njen aspekt čvrstoće?

Drugu zagonetku predstavljala je izvanredna mehanička stabilnost atoma. U vazduhu, na primer, atomi se sudaraju milionima puta svake sekunde, pa ipak nakon svakog sudara zadržavaju svoj prvobitni oblik. Nijedan planetarni sistem koji sledi zakon klasične mehanike nikada iz tih sudara ne bi izašao nepromenjen. Atom kiseonika će uvek zadržati sebi svojstvenu konfiguraciju elektrona, ma koliko se često sudarao sa drugim atomima. Ta konfiguracija je, štaviše, potpuno istovetna u svim atomima jedne vrste [32].

Kvantna teorija je pokazala da sva zapanjujuća svojstva proističu iz talasne prirode njihovih elektrona. Da počnemo od toga da čvrstoća materije predstavlja posledicu jednog tipičnog "kvantnog efekta", povezanog sa dvostrukom talasno–čestičnom prirodom materije, što je osobina subatomskog sveta, za koju ne postoji

nikakva makroskopska analogija. Kad god je neka čestica ograničena na mali prostor ona na to sputavanje odgovara krećući se okolo, i što je manja oblast na koju je ograničena, to će se čestica u njoj brže kretati (ovo se matematički izražava već navedenim Hajzenbergovim načelom neodređenosti). U atomu, sad, postoje dve sile koje se nadmeću. Sa jedne strane, elektroni su vezani za jezgro električnim silama koje nastoje da ih privuku što bliže. Sa druge strane, oni na to sputavanje odgovaraju kovitlajući naokolo, i što su čvršće vezani za jezgro, to će njihova brzina biti veća; zapravo, sputavanje elektrona u atomu rezultuje ogromnim brzinama koje dostižu oko 1000 km/s ! Te visoke brzine čine da atom izgleda kao čvrsta sfera, baš kao što i propeler koji se brzo kreće izgleda kao disk<sup>9</sup>. Veoma je teško još više sabiti atome, pa tako oni materiji daju njen poznati aspekt čvrstoće [33].

U atomu se, dakle, elektroni raspoređuju u orbite na takav način da postoji optimalna ravnoteža između privlačenja jezgra i njihovog protivljenja sputavanju. Atomske orbite se, međutim, veoma razlikuju od planetarnih orbita u Sunčevom sistemu, a ta razlika potiče od talasne prirode elektrona. Atom se ne može prikazati kao mali planetarni sistem. Umesto čestica koje kruže oko jezgra bolje je da zamislimo talase verovatnoće raspoređene u različite orbite. Kada god vršimo merenje mi ćemo elektrone naći negde u tim orbitama, ali ne možemo reći da oni "kruže oko jezgra" u smislu klasične mehanike.

U orbitama se elektronski talasi moraju tako raspoređivati da se njihovi "krajevi sastavljaju", to jest da sačinjavaju stojeći talas. Stojeći talasi se pojavljuju kad god su talasi ograničeni na neki određen prostor, poput talasa na vibrirajućoj žici. Poznato je da stojeći talasi mogu uzeti samo jedan ograničeni broj tačno određenih oblika. U slučaju elektronskih talasa unutar atoma, to znači da oni mogu postojati samo u određenim atomskim orbitama jasno određenih prečnika, odnosno obima. Elektron vodonikovog atoma, na primer, može postojati samo u određenoj prvoj, drugoj ili trećoj orbiti, ali nigde drugde između njih. Pod normalnim uslovima to će uvek biti na njegovoj najnižoj orbiti, koja se naziva osnovno stanje. Iz osnovnog stanja elektron može da pređe na više orbite samo ukoliko primi neophodnu količinu energije, i tada se za atom kaže da je u pobuđenom stanju. Atom će se vratiti u svoje osnovno stanje

---

<sup>9</sup> Važno je uočiti da elektroni ne gube energiju tokom kretanja po orbiti oko jezgra, što je u suprotnosti sa klasičnom elektromagnetikom.

nakon nekog vremena, s tim da elektron otpusti višak energije u obliku jednog kvanta elektromagnetnog zračenja, odnosno fotona. Stanja jednog atoma, to jest oblici i međusobne udaljenosti orbita njegovih elektrona, potpuno su istovetna za sve atome sa istim brojem elektrona. To je razlog zbog čega će bilo koja dva atoma istog elementa biti identična. Oni mogu biti u različitim pobuđenim stanjima, možda zahvaljujući sudarima sa drugim atomima, ali će se nakon nekog vremena neizbežno vratiti na potpuno isto osnovno stanje. Talasna priroda elektrona na taj način objašnjava istovetnost atoma i njihovu veliku mehaničku stabilnost [34].

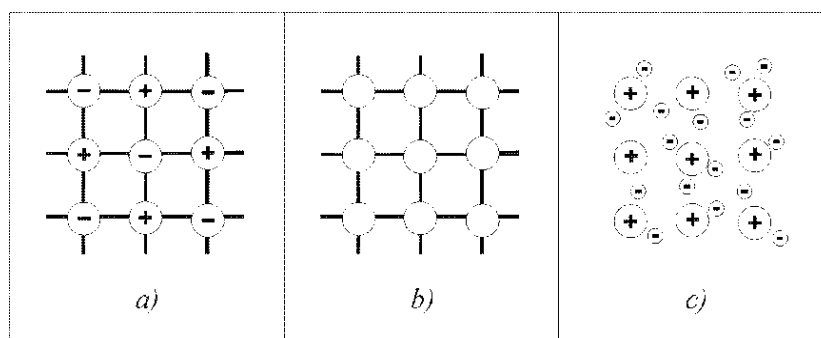
Sledeća karakteristika atomskih stanja je činjenica da se ona mogu u potpunosti odrediti jednim skupom celih brojeva koji se nazivaju kvantni brojevi, a koji ukazuju na položaj i oblik elektronskih orbita. Prvi kvantni broj, takozvani glavni kvantni broj, je broj orbite, i određuje energiju koju elektron mora imati da bi bio u toj orbiti. Naredna dva kvantna broja, orbitalni i magnetni, određuju detaljan oblik elektronskih talasa u orbiti, i povezani su sa brzinom i smerom elektronske rotacije. Činjenica da se te pojedinosti izražavaju celim brojevima znači da elektron svoju rotaciju ne može menjati kontinualno, već samo može prelaziti sa jedne vrednosti na drugu, upravo kao što može da prelazi samo sa jedne orbite na drugu orbitu. Više vrednosti opet predstavljaju pobuđena stanja atoma, dok je osnovno stanje ono u kome se svi elektroni nalaze na najnižim mogućim orbitama i poseduju najmanji mogući moment količine kretanja. Četvrti kvantni broj, spinski, karakteriše sopstvenu rotaciju elektrona, i ima vrednost  $\pm 1/2$ .

Za atome važi, takozvani, Paulijev princip isključenja ili izuzimanja, koji tvrdi da se u jednom atomu ne mogu nalaziti dva elektrona sa istim kvantnim brojevima. To ima za posledicu da je broj elektrona na orbitama ograničen. Totalni maksimalni brojevi elektrona u sukcesivnom nizu glavnog kvantnog broja jesu 2, 8, 18, 32, 50 [35,36].

Tendencija postojanja čestica koje na sputavanje odgovaraju kretanjem elektrona koji iznenada preskaču iz jednog u drugo kvantno stanje, i jedna suštinska međupovezanost svih pojava - to je samo deo, za klasičnu fiziku, neočekivanih svojstava atomskog sveta. Sa druge strane, osnovna sila iz koje proizilaze sve atomske pojave nama je bliska, i možemo je doživeti i u makroskopskom svetu. To je sila električnog privlačenja između pozitivno naelektrisanog jezgra i negativno naelektrisanih elektrona. Prožimanje ove sile sa elektronskim talasima proizvodi svu

neizmernu raznolikost struktura i pojava u našoj okolini. Ono je odgovorno za hemijske reakcije, i za stvaranje molekula, naime, agregata sačinjenih od nekoliko atoma povezanih međusobnom privlačnom silom. Interakcija između elektrona i atomskih jezgara predstavlja prema tome osnovu svih čvrstih, tečnih i gasovitih tela, a takođe i svih živih organizama, kao i bioloških procesa koji su im svojstveni [37,38].

### 1.1.5. Atomska struktura i hemijske osobine elemenata



Slika 1.1. Šematski prikaz oblika hemijske veze:

a) jonska, b) kovalentna i c) metalna.

Poznato nam je da je opšti princip u prirodi težnja minimumu potencijalne energije, pošto to stanje odgovara maksimumu stabilnosti. Atomi ispunjavaju ovaj uslov kada im je spoljašnja ljuska popunjena što odgovara strukturi elemenata nulte grupe Periodnog sistema (plemeniti gasovi). Zbog toga, jedino se plemeniti gasovi javljaju u atomskom obliku. Svi atomi ostalih elemenata teže da stvore prividnu popunjenost spoljašnje ljuske. Pri tome je uslov nastanka hemijskih veza da atomi nakon njihovog uspostavljanja, budu na nižim potencijalnim energijama nego pre njihovog uspostavljanja, odnosno da se prilikom nastanka hemijskih veza oslobodi što više energije. Tu svoju težnju oni ispunjavaju izmenom elektrona spoljašnje ljuske, takozvanih valentnih elektrona, sa atomima istog ili drugog elementa. Ovom izmenom valentnih elektrona formiraju se hemijske veze, odnosno nastaju molekuli ili jedinjenja. Osobine nastalih molekula ili jedinjenja određene su osobinama uspostavljenih hemijskih veza, odnosno brojem valentnih elektrona.

## **1.2. Interakcija zračenja sa materijalom**

Jonizujuće zračenje, čestično ili elektromagnetno, je zračenje u čijem energetsom spektru su zastupljene energije veće od energije veze elektrona u atomima molekula ili atoma od kojih je načinjena materija. Jonizacija konstantnih elemenata materije uvodi slobodne, i/ili, vezane nosioce naelektrisanja u nju čime narušava odgovarajuću električnu i energetska ravnotežu i menja makroskopske i mikroskopske karakteristike posmatranog materijala [39,40].

### **1.2.1. Interakcija čestičnog (korpuskularnog) zračenja sa materijalom**

Na osnovu prvih eksperimenata iz oblasti zračenja, dobijenih pražnjenjem u gasovima pod niskim pritiskom u električnom polju, utvrđeno je da postoji nekoliko osnovnih formi zračenja. Ono je, po svojim osobinama, podeljeno na pozitivne, katodne i X - zrake. Pozitivni ili kanalni zraci, danas poznati kao ubrzani joni, napuštaju gasnu cev prolaskom kroz otvor u katodi. Katodni zraci predstavljaju ubrzane elektrone, koji napuštaju ugrijanu emisionu katodu, lako se skreću magnetnim poljem zbog svoje male mase, te se i danas mnogo koriste u brojnim tehničkim uređajima. Za X - zrake je ustanovljeno da se ne mogu skretati elektromagnetnim poljima. Danas je poznato da je reč o kratkotalasnom elektromagnetnom zračenju (fotoni viših energija od fotona iz vidljivog dela spektra) [41, 42].

Naknadno otkriće prirodnog zračenja radioaktivnih nuklida je uslovalo klasifikaciju zračenja na  $\alpha$  - čestice,  $\beta$  - čestice i  $\gamma$  - zrake. Dok su  $\alpha$  - i  $\beta$  - čestice skretale na različite strane u električnom i magnetnom polju,  $\gamma$  - zračenje nije menjalo trajektoriju. U niskoenergetskoj fizici uobičajena je podela na zračenje lakih i teških čestica, a u fizici visokih energija se zračenja dele na ona koje jako ili slabo interaguju sa jezgama atoma.



### 1.2.2. Kratak opis procesa interakcije

U slučaju naelektrisanih čestica, ukoliko je njihova kinetička energija najviše nekoliko stotina MeV, osnovni proces kojim one gube energiju je interakcija sa elektronima u okviru atoma. Obzirom da su mase ovih čestica mnogo veće od mase elektrona dolazi do vrlo male promene njihove trajektorije, dok atomski elektroni uzmiču. Oni uzmaknuti elektroni kojima su saopštene nešto veće energije, stvaraju jonizacioni trag u ekspanzionoj komori oko traga osnovnog snopa upadnih naelektrisanih čestica. Zračenje uzmaknutih elektrona nosi naziv  $\delta$  - zraci.

Pored interakcije sa elektronima, u slučaju masivnijih jona ili fisionih fragmenata većeg naelektrisanja i/ili manje brzine, postaje značajna i njihova interakcija sa atomskim jezgrima medijuma. Tada dolazi do kulonske interakcije, usled koje se javlja rasejanje pod velikim uglovima. Ovo je vrlo retka pojava u slučaju lakih i brzih jona.

Brzi elektroni i pozitroni takođe gube energiju pre svega u interakciji sa elektronima medijuma, ali je transfer energije mnogo veći, zbog iste mase čestica koje interaguju. Uglovi rasejanja, iz istog razloga, mogu uzeti vrednosti do  $90^\circ$ . U slučajevima interakcija sa jezgrima, koje su vrlo retke, dolazi do rasejavanja pod uglovima većim od  $90^\circ$  usled znatno manje mase elektrona od mase jezgra. Pored ovoga, usled činjenice da dolazi do usporavanja (kočenja) elektrona pri interakcijama, oni pri tome gube deo svoje energije, koja se izračuje u formi takozvanog zakočnog zračenja (Bremsstrahlung). Pošto se teže čestice pri interakcijama ne usporavaju mnogo, one ne zrače u značajnoj meri na ovaj način.

U slučajevima kada energija incidentnog (upadnog) zračenja prevazilazi 100 MeV, nuklearne reakcije naelektrisanih čestica postaju primetne, pored već opisanih interakcija. U slučaju neutrona bilo koje energije, postoji interakcija isključivo sa jezgrima, ali se verovatnoća ove interakcije smanjuje sa povećanjem njihove energije.

Drugi oblik radijativnog gubitka, koji se u osnovi razlikuje od zakočnog zračenja je Čerenkovo zračenje. Ono se javlja kao posledica longitudinalne polarizacije providne sredine pri prolazu naelektrisane čestice čija brzina prelazi faznu brzinu svetlosti u toj sredini [43,44,45].

Specifični gubitak energije ili apsolutna moć zaustavljanja čestice koja se kreće kroz apsorbujuću sredinu kinetičkom energijom  $T$ , uz zanemarivanje nuklearnih transformacija je:

$$-\frac{dT}{dx} = \left(-\frac{dT}{dx}\right)_{\text{sudar}} + \left(-\frac{dT}{dx}\right)_{\text{zračenje}} \quad (1.1)$$

Tabela 1.2. Gubitak energije naelektrisane čestice u 1 cm vode  
Prema W.E. Burcham „Nuklearna fizika - sa fizikom čestica” [3]

Čestica	Energija	$\beta = v/c$	Gubici sudarom	Gubici zakočnim zračenjem	Gubici Čerenkovim efektom
Elektron	100 MeV	1	2 MeV	2 MeV	2,7 keV
Proton	1000 MeV	0,87	2 MeV	0,01 keV	1,65 keV

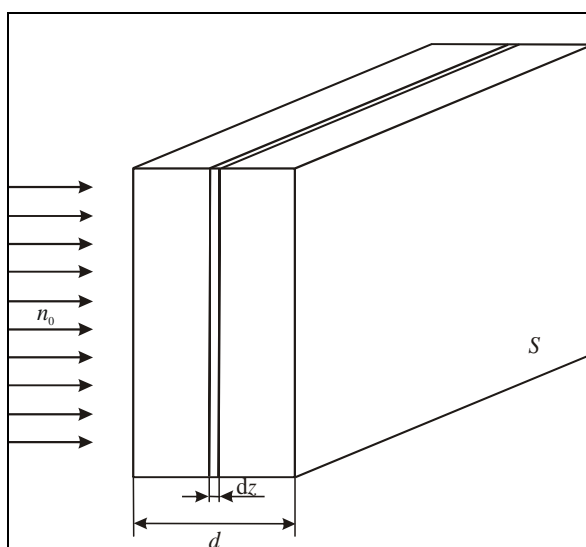
Gubitak energije sudarom je isti za sve čestice jednakog naelektrisanja i dostiže minimum na relativističkim energijama. Na nižim energijama gubici sudarom variraju kao  $1/v^2$ , gde je  $v$  brzina čestice iznad minimuma i zakočno zračenje postaje osetno za elektrone. Za teške čestice gubici zračenjem (radijacioni gubici) su zanemarljivi, međutim nuklearne reakcije postaju važne za protone čak i pre nego što se javi minimum u gubicima sudarom. Oblast primene izraza za gubitke sudarom zavisi od vrste čestice. Najšira oblast je za  $\mu$  – mezone (mione), koji su suviše teški za zakočno zračenje a vrlo slabo interaguju sa jezgrima.

Kod prolaza elektrona kroz materijal potrebno je definisati kritičnu energiju  $\epsilon$ , pri kojoj je gubitak energije sudarom po jedinici puta jednak odgovarajućem gubitku zračenjem. Dužina pređenog puta u apsorberu, posle koje elektron, energije mnogo veće od  $\epsilon$ , (tj. kad su gubici zračenjem dominantan proces) postiže  $1/e$  – ti deo te početne energije, naziva se radijaciona dužina  $X_0$ .

Za energije znatno veće od kritične, gubici zračenjem su proporcionalni sa  $T$  i  $Z^2$ , dok su gubici sudarom uglavnom proporcionalni sa  $Z$ , a skoro nezavisni od  $T$  [46,47,48].

### 1.2.3. Pojam efikasnog preseka

Prilikom prolaska čestice kroz materijal, ukoliko dođe do interakcije, ta interakcija se opisuje modelom sudara. Međutim, odvojeno je pitanje kolika je verovatnoća da do te interakcije dođe i, zbog toga, se uvodi pojam efikasnog preseka. Posmatra se snop čestica u kome  $n_0$  čestica nailazi svake sekunde na površinu  $S$ . Ovo je prednja površina ploče čija je debljina  $d$ , a koja sadrži  $N$  centara interakcije po jedinici zapremine, (sl. 1.2.) [49].



Slika 1.2. Uz objašnjenje pojma efikasnog preseka, prema „Osnovi Nuklearne Fizike“ Predrag Osmokrović [21].

Pod centrom interakcije podrazumeva se mesto na kome može doći do rasejanja ili apsorpcije upadnih čestica. Svaki centar interakcije okarakterisan je veličinom  $\sigma$  koja predstavlja ekvivalentnu površinu i u vezi je sa verovatnoćom interakcije. Ukoliko čestica naleti na površinu  $\sigma$  onda dolazi do interakcije, odnosno odnos  $\sigma$  i ukupne površine određuje verovatnoću interakcije, na način na koji se u teoriji verovatnoće inače definiše geometrijska verovatnoća. Veličina  $\sigma$  se naziva efikasni presek, a verovatnoća interakcije za svaku česticu pri prolasku kroz sloj materijala debljine  $dz$  iznosi:

$$N \cdot \sigma \cdot dz = \frac{dz}{\lambda}. \quad (1.2)$$

Ovde je  $\lambda = 1/N\sigma$ , takozvana, srednja dužina slobodnog puta za interakciju.

Ukoliko se pretpostavi da svaka interakcija uklanja česticu iz snopa, za njegovo slabljenje važi poznati eksponencijalni zakon:

$$n(z) = n_0 e^{-\mu z}, \quad (1.3)$$

gde je  $\mu = N\sigma$ , takozvani linearni koeficijent slabljenja snopa. Ovakav jednostavan zakon važi samo ukoliko se zanemare čestice koje se vraćaju u snop nakon višestrukih rasejanja i, ako je površina sudara konstantna u celom opsegu energija čestica u snopu, u svim delovima ploče.

Pored linearnog koeficijenta slabljenja, uvodi se i maseni koeficijent slabljenja,  $\mu_m = \mu/\rho$  gde je  $\rho$  gustina materijala. Zamenom izraza  $\mu = N\sigma$  u definicionu relaciju  $\mu_m = \mu/\rho$ , dobija se  $\mu_m = \sigma/m_{CI}$ , gde je  $m_{CI}$  masa centra interakcije.

Koristeći izraz (1.3) može se izračunati broj interakcija, koje su se dogodile:

$$Y = n_0 - n(d) = n_0 (1 - e^{-\mu d}) = n_0 N d \sigma. \quad (1.4)$$

Aproksimacija je validna ukoliko je slabljenje snopa malo. Iz (1.4) se dalje dobija totalni efikasni presek:

$$\sigma = \frac{Y}{n_0 N d}. \quad (1.5)$$

Totalni efikasni presek predstavlja verovatnoću da jedna čestica, koja nailazi na materijal koji sadrži jedan centar interakcije određenog tipa po  $1 \text{ m}^2$  projektovane površine, doživi tu interakciju. Ukoliko se posmatra verovatnoća neke konkretne vrste interakcije, do koje dolazi pod definisanim uglom  $\theta$  u odnosu na upadni snop i koja se dešava u prostornom uglu  $d\Omega$ , reč je o diferencijalnom efikasnom preseku:

$$d\sigma = \sigma(\theta) d\Omega. \quad (1.6)$$

Pri ovome, poznato je da je diferencijal prostornog ugla dat sa:

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta. \quad (1.7)$$

### 1.3. Dozimetrijske veličine i jedinice

Dozimetrijske veličine i jedinice koriste se za kvantitativno opisanje izlaganja jonizujućim zračenjima, odnosno za opisivanje relacija doza-efekat, uspostavljanje osnovnih principa i standarda u zaštiti od zračenja ili za kvantifikaciju nivoa izlaganja.

Zračenja koja emituje neki izvor doživljavaju različite interakcije sa medijumom. Rezultat ovih interakcija jeste depozicija energije, pri čemu deponovana energija predstavlja dozu zračenja a razumevanje pomenitih interakcija omogućava određivanje nivoa izloženosti jonizujućim zračenjima. Mehanizam interakcije zračenja sa medijumom je ključni faktor za određivanje količine deponovane energije, ali i za dizajn detektora kojima doza može biti izmerena.

Termin doza definiše se na osnovu dva ključna elementa:

- Depozicija energije po jedinici mase apsorbujućeg medijuma (apsorbovana doza),
- Biološki efekti jonizujućih zračenja (efektivna doza).

Dozimetrijske veličine su koherentan skup međusobno povezanih fizičkih veličina na koje se oslanja sistem zaštite od zračenja ali i druge oblasti u kojima se koriste izvori jonizujućih zračenja [50,51].

#### 1.3.1. Radiometrijske veličine

Za detaljnu karakterizaciju polja zračenja neophodna je informacija o broju i energiji fotona kao i o njihovoj prostornoj i vremenskoj distribuciji. Polje zračenja u okolini nekog izvora opisuju se radiometrijskim veličinama. Jedna od najznačajnijih radiometrijskih veličina jeste fluens. Fluens,  $\Phi$ , je količnik broja čestica  $dN$  koje padaju na sferu poprečnog preseka  $da$  i površine poprečnog preseka te sfere:

$$\Phi = \frac{dN}{da}, \quad (1.8)$$

jedinica je  $m^{-2}$ . Specifične radiometrijske veličine kojima se opisuju energetska, vremenska i ugaona distribucija definisane su u preporukama Međunarodne komisije za radijacione jedinice i mere (ICRU) [52,53].

### 1.3.2. Osnovne dozimetrijske veličine

Efekti interakcije zračenja sa materijom zavise od karakteristika polja zračenja opisanih radiometrijskim veličinama i prirode interakcije zračenja sa materijom koje je opsina koeficijantima interakcije. U opštem slučaju, dozimetrijske veličine imaju za cilj određivanje fizičke veličine koja u određenoj tački ili regionu od interesa može biti dovedena u vezu sa aktuelnim ili potencijalnim biološkim efektima jonizujućih zračenja. Ove veličine mogu, na osnovu gore navedenog, biti određene kao proizvod radiometrijske veličine kojom se opsuje polje zračenja i odgovarajućeg koeficijenta interakcije.

Interakcija zračenja sa materijom predstavlja u osnovi niz događaja u kojima se energija čestice konvertuje i deponuje u materiji. Dozimetrijske veličine kojima se ovi procesi opisuju odnose se na karakterizaciju oba procesa: i konverzije i depozicije energije.

Pojam konverzije energije odnosi se na transfer energije čestice nekoj sekundarnoj naelektrisanj čestici. Kerma je dozimetrijska veličina kojom se opsuje transfer energije indirektno jonizujućih zračenja (fotoni, neutroni) sekundarnim, naelektrisanim česticama. Po definiciji, kerma je količnik zbira kinetičke energije naelektrisanih čestica ( $dE_{tr}$ ) oslobođenih prolaskom nenaelektrisanih čestica u jedinici mase  $dm$ :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (1.9)$$

Jedinica za kerma je grej ( $Gy=J/kg$ ).

Deponovana energija jonizujućeg zračenja u nekom medijumu je fundamentalna dozimetriska veličina stohastičke prirode. Srednja deponovana energija definisana je izrazom (1.10):

$$\varepsilon = R_{in} - R_{out} + \sum Q, \quad (1.10)$$

gde je  $R_{in}$  zbir kinetičkih energija svih naelektrisanih i nenaelektrisanih čestica koje ulaze u posmatranu zapreminu,  $R_{out}$  zbir kinetičkih energija svih naelektrisanih i nenaelektrisanih čestica koje izlaze iz posmatrane zapremine a  $\sum Q$  zbir svih promena u masi mirovanja jezgra i elementarnih čestica u bilo kojoj interakciji koja se odvija u posmatranoj zapremini.

Po definiciji, apsorbovana doza je količnik srednje deponovane energije (energy imparted) i elementa mase medijuma:

$$D = \frac{d\bar{\mathcal{E}}}{dm}. \quad (1.11)$$

Jedinica za apsorbovanu dozu je grej (Gy=J/kg).

Imajući u vidu da različiti tipovi zračenja (fotoni, elektroni, neutroni, protoni, alfa čestice) usled različite prirode interakcija sa materijom, imaju različitu relativnu biološku efikasnost, uvedena je veličina pod nazivom Linerani transfer energije (LET) koja predstavlja srednji gubitak energije naelektrisane čestice po jedinici puta. Definicija apsorbovane doze kao tačkasta funkcije omogućava specifikaciju prostorne varijacije ove dozimetrijske veličine kao i specifikaciju u posmatranoj tački u zavisnosti od lineranog transfera energije [54,55].

### 1.3.3. Dozimetrijske veličine u zaštiti od zračenja

Dozimetrijske veličine i jedinice u zaštiti od zračenja definisane su u relevantnim publikacijama ICRU i ICRP. Sistem dozimetrijskih veličina i jedinica koncipiran je tako da se konačan rezultat merenja izrazi preko veličine koja je srazmerna verovatnoći za stohastičke efekte. Na ovaj način moguće je porediti rizike od različitih tipova praksi i vresta izlaganja jonizujućim zračenjima. Uzimajući u obzir razlike u LET, ekvivalentna doza je definisana izrazom (1.12):

$$Hr = \sum_R W_R \cdot D_{T,R}, \quad (1.12)$$

gde je  $w_R$  težinski faktor koji zavisi od tipa zračenja, R, a  $D_{T,R}$  apsorbovana doza u organu ili tkivu T, od zračenja tipa R. Radijacioni težinski faktor ima vrednost jedan za X i gama zračenje, što znači da u ovom slučaju važi jednakost  $H_T=D_T$ . Jedinica za ekvivalentnu dozu je svert (Sv).

Srednja vrednost apsorbovane doze u nekom tkivu ili organu ili ekvivalentne doza za posmatrano tkivo ili organ je najpouzdanija mera verovatnoće za stohastičke efekte. Međutim, u slučajevima kada je izloženo više tkiva ili organa i/ili je samo frakcija tela izložena jonizujućem zračenju, neophodna je odgovarajuća korekcija u skladu sa udelom izložene frakcije. Imajući ovo u vidu i uzimajući u obzir različitu radiosenzitivnost organa i tkiva, efektivna doza definisana je izrazom (1.13):

$$E = \sum_T W_T \cdot H_T, \quad (1.13)$$

gde je  $w_T$  težinski faktor za tkivo (Tabela 1.3.) a  $H_T$  ekvivalentna doza za organ ili tkivo T. Vrednosti tkivnih težinskih faktora određene su na osnovu raspoloživih literaturnih podataka o stohastičkim efektima jonizujućih zračenja koji se odnose na reprezentativni uzorak populacije oba pola i širokog starosnog doba. Zbir svih vrednosti  $w_T$  jednak je jedinici, što znači da je pri uniformnom izlaganju celog tela ekvivalentna doza numerički jednaka efektivnoj. Ovo svojstvo efektivne doze omogućava poređenje neuniformnog izlaganja sa uniformnim u pogledu radijacionog rizika.

Vrsta zračenja	$w_R$
Fotoni	1
Elektroni i mioni	1
Protoni i naelektrisani pioni	2
Alfa čestice, fisioni fragmenti, teški joni	20
Neutroni	Kontinulana funkcija []

Tabela 1.3. Tkivni težinski faktori,  $w_T$  (ICRP103)[56]

Tkivo ili organ	$w_T$
Kosna srž, debelo crevo, pluća, želudac, dojke, ostatak*	0.12
Gonade	0.08
Mokraćna bešika, jednjak, jetra, štitasta žlezda,	0.04
Koža, kosti, mozak, pljuvačna žlezda	0.01

\*Ostatak (nadbubrežna zlezda, ekstratorokalna regija, srce, bubrezi, limfni čvorovi, tanko crevo, prostata, mišićno tkivo, pankreas, slezina, timus i materica).



## 2. NUMERIČKA SIMULACIJA INTERAKCIJE ZRAČENJA SA MATERIJALOM MONTE-CARLO METODOM

Monte-Carlo metod predstavlja numerički metod rešavanja složenih matematičkih, statističkih, fizičkih te problema iz domena drugih naučnih disciplina pomoću slučajnog odabira uzoraka. Osnovni cilj ovog metoda jeste formiranje stohastičkog modela koji bi trebalo da bude saglasan sa stvarnim problemom ili da predstavlja njegovu direktnu simulaciju. U oba ova slučaja, uvodi se element slučajnosti, vrši veliki broj računarskih „eksperimenata“ i naposljetku sprovodi statistička analiza. Prednost Monte-Carlo metoda jeste jednostavno rešavanje čak i veoma složenih matematičkih problema, za koje najčešće ne postoji analitičko rešenje; njegov nedostatak je veliki broj potrebnih ponavljanja računarskih eksperimenata da bi se postigla željena tačnost. Ipak, ovaj nedostatak sve se više kompenzuje razvojem informacionih tehnologija. Zahvaljujući tom razvoju, neprestano se širi oblast primene Monte-Carlo metoda u različitim naučnim i tehničkim disciplinama.

Ovaj metod javnosti su predstavili John von Neumann i Stanislaw Ulam 1949. godine u monografiji Monte-Carlo Methods. Dotada je razvijan u tajnosti za potrebe projekta Manhattan, gde se koristio za simulaciju difuzije neutrona kroz fisioni materijal. Metod je dobio ime po prestonici Monaka, poznatom kockarskom središtu, zbog asocijacije na rulet, jedan od najjednostavnijih mehaničkih generatora slučajnih (uniformnih) brojeva.

Iz neutronske fizike, Monte-Carlo metod ulazi i u druge oblasti nauke i tehnike u kojima dominira stohastički karakter procesa, kao što su kvantna hromodinamika, atomska fizika, statistička fizika, elektronika, robotika, aerodinamika, meteorologija. Monte-Carlo metod danas se intenzivno koristi pri planiranju i izvođenju medicinske radioterapije, pri dizajniranju nuklearnih reaktora, za ispitivanje strukture polimera, proteina, metalnih i poluprovodničkih tankih slojeva itd.[56,57,59]

Znatno pre rigorozne matematičke formulacije Monte-Carlo metoda, vršeni su brojni eksperimenti koji su u suštini bili stohastičke prirode pa bi se danas odgovarajućim tehnikama mogli svesti na Monte-Carlo metod. Jedan od njih je i tzv. metod Buffonove igle, koji datira iz 1733, a ima za cilj da dobije približnu vrednost

broja  $\pi$  (ili nekog njegovog umnoška) putem više uzastopnih bacanja igle na horizontalnu površinu izdijeljenu na pravougaona polja jednake širine te računanjem verovatnoće da igla određene dužine padne na liniju između dva susedna polja.

Monte-Carlo metod temelji se na stohastici prirodnih procesa, čija su stanja određena zakonima verovatnoće. Teorijske predstave o pojavama koje se simuliraju i raspodelama verovatnoće slučajnih veličina koje ih uslovljavaju čine osnovu primene Monte-Carlo metoda u numeričkim eksperimentima.

## **2.1. Slučajni brojevi**

Generisanje sekvenci slučajnih brojeva predstavlja ključni segment Monte-Carlo metoda. Uspešnost primene ovog metoda umnogome zavisi od kvaliteta upotrebljenih slučajnih brojeva, zbog čega se puno pažnje posvećuje matematičkim algoritmima za njihovo generisanje. Postoje tri različite vrste slučajnih brojeva [59]:

1. Pravi slučajni brojevi. Ovi brojevi su slučajni u statističkom smislu. Bilo koji deo niza pravih slučajnih brojeva je nezavisan od prethodnih delova niza. Ovi nizovi su neponovljivi.

2. Pseudoslučajni brojevi. Ovi slučajni brojevi generisani su odgovarajućim algoritmom, tako da svaki generisani slučajni broj zavisi od prethodno generisanih slučajnih brojeva, ali na takav način da je bilo koji mali deo niza ovih slučajnih brojeva sličan pravim slučajnim brojevima[60].

3. Kvazi-slučajni brojevi. Ovi slučajni brojevi u suštini nemaju slučajni karakter, ali ako se uzme dovoljno veliki deo niza ovih brojeva, po svojim karakteristikama oni mogu biti bolji od pravih slučajnih brojeva.

Deterministički generatori koji se koriste pri generisanju slučajnih brojeva pomoću računara daju slučajne brojeve u nizovima tačno određene dužine, pri čemu prethodnih  $k$  brojeva (najčešće  $k = 1$ ) određuju sledeći broj. Niz slučajnih brojeva ima konačnu dužinu, tzv. period, što znači da se posle izvesnog vremena taj niz ponavlja.

### 2.1.1. Pravi slučajni brojevi

Ovi slučajni brojevi nisu predvidivi i njihovi nizovi su neponovljivi. Pravi slučajni brojevi mogu biti generisani slučajnim fizičkim procesima kao što su radioaktivni raspad, termički šum u elektronskim uređajima, pojava kosmičkih čestica itd [61].

Pri generisanju pravih slučajnih brojeva, javljaju se sledeći problemi:

- Za njihovo generisanje potrebni su specijalni uređaji;
- Sam proces traje veoma dugo;
- Generatori mogu proizvoditi sistematske greške.

#### 2.1.1.1. Generisanje pravih slučajnih brojeva pomoću radioaktivnog izvora

Koristeći ovaj metod vrši se brojanje radioaktivnih raspada u konstantnom vremenskom intervalu  $\Delta t$ . Bitovi binarnog slučajnog broja dobijaju se npr. na sledeći način: ako se u intervalu  $\Delta t$  pojavi paran broj raspada, dobijamo bit "1", a ukoliko se javi neparan broj raspada – bit "0". Tako se dobija niz slučajnih bitova. Zvuči kontraintuitivno, ali verovatnoća dobijanja 1-bitu i 0-bitu nije ista[61]:

$$P(0) \neq P(1) \neq \frac{1}{2}, \quad P(0) = p \text{ i } P(1) = 1 - p. \quad (2.1)$$

Nejednakost verovatnoća može se korigovati na sledeći način: uzmu se dva susedna bita po vremenu pojavljivanja,  $b_{2i}$  i  $b_{2i+1}$ , koji formiraju par bitova. Selekcija bitova binarnih brojeva vrši se na sledeći način:

1. Ako  $b_{2i} \neq b_{2i+1}$ , prelazi se na sledeći par bitova, na kome se vrši ista takva provera.
2. Ako  $b_{2i} = b_{2i+1}$ , uzima se  $b_{2i}$  kao sledeći bit korigovanog slučajnog broja i ponavlja se provera opisana pod tačkom 1.

Ovaj metod dovodi do gubitka oko 75% bitova, ali se u zamenu za to dobijaju jednake verovatnoće za bitove "0" i "1":

$$p(0) = P(0)P(1) = p(1 - p) \text{ i } p(1) = P(1)P(0) = (1 - p)p. \quad (2.2)$$

### 2.1.2. Pseudoslučajni brojevi

Pseudoslučajni brojevi generišu se korištenjem numeričkih algoritama, tako da je niz dobijenih brojeva predvidiv. Većina algoritama ima formu:

$$x_{n+1} = f(x_n). \quad (2.3)$$

Najosetljivija tačka pri konstrukciji generatora pseudoslučajnih brojeva jeste odabir funkcije  $f$ , koja se mora pažljivo konstruisati. “Dobar” generator pseudoslučajnih brojeva mora da zadovoljava sledeće kriterijume [Brent good ps rand gen]:

- Uniformnost. Niz slučajnih brojeva trebalo bi da prolazi statističke testove uniformnosti raspodele.
- Nezavisnost. Podnizovi osnovnog niza trebalo bi da budu međusobno nezavisni.
- Dovoljno dug period. Period mora da bude mnogo veći od najvećeg mogućeg broja slučajno generisanih brojeva. Primera radi, ako pretpostavimo da će simulacija koristiti do  $10^{12}$  slučajnih brojeva, onda period mora biti veći od  $10^{12}$ . Da bi se obezbedilo da period bude veći od broja slučajnih brojeva, pribegava se pravilu da taj broj ne iznosi više od vrednosti kvadratnog korena perioda [64].
- Ponovljivost (mogućnost ponavljanja ili “restartovanja” niza na istoj mašini). Važno je da generator poseduje mogućnost tačnog reprodukovanja prethodno dobijenog niza u svrhu njegovog efikasnijeg testiranja i usavršavanja. To je obično lako izvesti kada se polazi od početne vrednosti  $x_0$ , ali nije uvek lako kada se počinje od proizvoljno odabranog člana  $x_m$ , gde je  $m$  neki velik prirodan broj.
- Prenosivost (što u informatičkom žargonu označava ponovljivost na različitim mašinama) znači da bi generator morao omogućiti reprodukovanje niza na dve ili više različitih mašina.
- Mogućnost preskakanja članova niza u cilju generisanja disjunktnih podnizova željenog niza predstavlja osobinu generatora da na mašini koja radi sa više procesora, ili u sistemu više nezavisnih mašina, izvrši simulaciju tako da su nizovi slučajnih brojeva koje koristi svaki od procesora međusobno nezavisni.
- Adekvatna inicijalizacija predstavlja osobinu generatora da kratki nizovi dobijeni pomoću različitih “semena” međusobno nisu ni u kakvoj korelaciji. Veliki broj

generator ne prolazi ovaj test jer se ova karakteristika često zanemaruje prilikom razvitka novih generatora.

- Efikasnost znači da je za generisanje svakog slučajnog broja potreban tek mali broj aritmetičkih operacija, da se mašina upotrebljava punim kapacitetom i da se pritom minimalno koriste potprogrami [65].

U tekstu koji sledi navešćemo nekoliko metoda generisanja pseudoslučajnih brojeva [67].

### 2.1.2.1. John von Neumann-ov metod

Ovaj metod se realizuje na sledeći način:

1. Odabere se proizvoljan broj sa četiri decimalna mesta, npr.  $\gamma_0 = 0.1234$ .
2. Izračuna se kvadrat tog broja:  $\gamma_0^2 = 0.01522756$ .
3. Novi decimalni broj formira se korištenjem četiri uzastopne cifre iz sredine decimalnog dela broja  $\gamma_0^2$ :  $\gamma_1 = 0,5227$ .
4. Ponovi se niz postupaka 1-3.

### 2.1.2.2. Linearni kongruentni generator (LKG)

Linearni kongruentni generator spada u klasu linearnih generatora pseudoslučajnih brojeva. To je najproučavaniji tip pseudoslučajnog generatora, koji ujedno ima i najširu primenu [73].

D. H. Lehmer je 1948. godine predložio linearni kongruentni generator kao izvor pseudoslučajnih brojeva [58]. Ovaj često korišteni generator slučajnih brojeva zasniva se na sledećoj formuli:

$$K_{i+1} = (lK_i + m) \bmod n, \quad i = 1, 2, \dots \quad (2.4)$$

gde je  $K_i$  niz pseudoslučajnih brojeva,  $n$  je modul koji je uvek pozitivan,  $l$  je multiplikator sa osobinom  $1 < n$ , a  $m$  – povećanje (inkrement) sa osobinom  $0 \leq m < n$ .

U specijalnom slučaju kad je  $m = 0$ , ovaj generator naziva se multiplikativni linearni generator ili Lehmer-ov generator pseudoslučajnih brojeva (u užem smislu), a dobijeni niz brojeva – Lehmer-ov niz. Početna vrednost ovog niza,  $K_0$ , naziva se seed (“seme”) i treba da zadovoljava uslov  $0 \leq K_0 < n$ . Ovo je rekurzivna relacija koja daje

uvek isti niz prirodnih brojeva  $K_1, K_2, \dots, K_n$ , čije su vrednosti između 0 i  $n-1$  (za modul  $n$  se odabere neki vrlo veliki prirodan broj). Broj  $K_{i+1}$  dobije se tako što se izračuna broj  $lK_i + m$ , pa se ostatak pri njegovom deljenju sa celim brojem  $n$  doda broju  $K_i$ . Evo i numeričkog primera: za  $l = 1366$ ,  $m = 150889$ ,  $n = 714025$  i  $K_1 = 1$ , pomoću jednačine (2.4) dobijamo niz vrednosti:  $K_2 = 152255$ ,  $K_3 = 349944$ ,  $K_4 = 491668$ ,  $K_5 = 585877$ , itd.

Konstante  $l$ ,  $m$  i  $n$  pažljivo se odabiraju jer je pseudoslučajni karakter generisanih nizova brojeva izuzetno zavisano od kombinacije navedenih konstanti. Ukoliko su  $l$ ,  $m$  i  $n$  adekvatno odabrane, period niza može da bude maksimalne dužine  $n$ . To znači da, polazeći od proizvoljno izabranog prirodnog broja  $K_i$  (između 0 i  $n - 1$ ), na osnovu jednačine (2.4) dobijamo uvek isti niz brojeva  $K_{i+1}, K_{i+2}$ , itd. Slučajan broj sa uniformnom raspodelom u intervalu  $(0,1)$  dobija se iz količnika  $K_{i+1} / n$ , tako da je uvek manji od 1, a jednom u  $n$  "poziva" iznosi 0.

Potrebno je i dodatno mešanje izlaza ove vrste linearnog kongruentnog generatora kako bi se izbegle korelacije unutar niza. Jedan od češće korištenih algoritama za mešanje opisan je u [59]:

1. Inicijalizuje se tabela  $T$  sa  $K_1, K_2, \dots, K_k$ . Za  $i = 1$ , generiše se  $K_{k+i}$ , i stavi se da je  $L_i = K_{k+i}$ ;
2. Generiše se  $j$  iz  $L_i$  (obično se uzima mod  $k$ );
3. Stavi se  $i = i + 1$ ;
4. Stavi se  $L_i = T(j)$ ;
5. Generiše se  $K_{k+i}$ , a zatim se vrednost  $T(j)$  zameni sa  $K_{k+i}$ .

U praksi se veoma često koristi sledeća kombinacija konstanti  $l$ ,  $m$  i  $n$ :  $l = 16807$ ,  $m = 0$ ,  $n = 2147483647$ <sup>10</sup>. Ovaj generator označava se kao minimalni standardni generator slučajnih brojeva, i često se upotrebljava pri izradi kompajlera i drugih softverskih paketa.

---

<sup>10</sup> Navedeni broj predstavlja odličan odabir modula  $n$  u kontekstu aritmetike 32-bitnih celih brojeva. Naime,  $2147483647 = 2^{31} - 1$  predstavlja prost broj

### 2.1.2.3. Generator R250

Ovaj generator poseduje nekoliko prednosti u odnosu na LKG [taygeta], [59]. On ima veoma dug period ( $2^{249}$ ); osim toga, ovaj period ne zavisi od broja upotrebljenih bitova pa se 16-bitni brojevi generisani pomoću ovog generatora mogu koristiti za razne namene, naročito u oblasti fizike, kao npr. kod Monte-Carlo metoda te stohastičkog integraljenja. Takođe, R250 je znatno brži od LKG, što je dodatna prednost kada je reč o generisanju velikog broja slučajnih brojeva [76].

Nastaje od 1-bitnog generatora slučajnih brojeva oblika:

$$K_i = (l_1 K_{i-1} + l_2 K_{i-2} + \dots + l_{p-1} K_{i-p+1} + K_{i-p}) \bmod 2, \quad (2.5)$$

kada se on primeni na svaki pojedini bit. Maksimalni period ove sekvence je  $2^{p-1}$ , gde je  $p = 250$ .

R250 spada u kategoriju generatora koji su prvobitno bili namenjeni isključivo za kriptografiju i komunikacije, da bi se kasnije spektar njegove primene proširio. Međutim, i pored svoje brzine i jednostavnosti, R250 ne prolazi određene testove, poput 2D Self-Avoiding Random Walk Test-a [intel self avoiding], gde “pada” u 70-80% slučajeva [intel R250][77,78].

### 2.1.2.4. Fibonacci-jev generator

Fibonacci-jev niz definiše se rekurentnom formulom

$$K_i = K_{i-1} + K_{i-2}. \quad (2.6)$$

Ovaj niz generalizuje se na sledeći način:

$$K_i = (K_{i-j} * K_{i-k}) \bmod m, \quad (2.7)$$

gde važi  $0 \leq K_i \leq n - 1$  i  $0 < j < k < i$ . Indeksi  $j$  i  $k$  označavaju neka dva prethodna člana niza,  $m$  je obično neki stepen broja 2 (najčešće  $2^{32}$  ili  $2^{64}$ ), dok  $*$  predstavlja neki binarni operator. Generator pseudoslučajnih brojeva koji se dobije generalizovanom rekurentnom formulom Fibonacci-jevog niza naziva se Fibonacci-jev generator sa kašnjenjem (LFG) [lagged Fibonacci]. On predstavlja poboljšanje linearnog kongruentnog generatora pod uslovom da se pravilno izabere inicijalna sekvenca. Inicijalizacija se vrši pomoću slučajnih brojeva  $K_1, K_2, \dots, K_k$  [77,78,79].

### 2.1.3. Kvazi-slučajni brojevi

Kvazi-slučajni brojevi najčešće se koriste u svrhu Monte-Carlo integracije. Postoje kvazi-slučajni brojevi kod kojih je razlika između dva susedna generisana slučajna broja konstantna. Premda je korelacija u tom slučaju očigledna, dobijeni slučajni brojevi imaju uniformniju raspodelu od pravih slučajnih brojeva. U mnogim primenama Monte-Carlo metoda za proračune, na dobijeni rezultat ne utiču korelacije između susednih generisanih slučajnih brojeva, pa je tada biranje kvazi-slučajnih mnogo bolje od izbora pseudoslučajnih brojeva. Pri korištenju pravih slučajnih brojeva (slučajnih brojeva u statističkom smislu), nesigurnost dobijenog rezultata je reda  $1/\sqrt{N}$ , dok je pri korištenju kvazi-slučajnih brojeva ta greška manja i iznosi  $\sim 1/N$  ( $N$  predstavlja broj Monte-Carlo simulacija) [81,82].

#### 2.1.3.1. Richtmayer-ova formula

Vrednost  $i$ -tog slučajnog broja generisanog pomoću  $j$ -tog generatora izračunava se putem izraza [58]:

$$r_{ij} = iS_j \pmod{1}, \quad (2.8)$$

gde je  $S_j$  kvadratni koren  $j$ -tog prostog broja. Razlika između dva uzastopna kvazi-slučajna broja iznosi upravo  $S_j$ . Na taj način uspostavlja se stroga korelacija između generisanih slučajnih brojeva.

#### 2.1.3.2. Halton-ove sekvence

Halton-ova  $d$ -dimenziona sekvenca kvazi-slučajnih brojeva  $x_1, x_2, \dots$ , gde je  $x_{ij} = \{x_{i1}, x_{i2}, \dots, x_{id}\}$ , dobija se tako što se prvo izvrši izbor  $d$  osnova  $b_1, b_2, \dots, b_d$ , pri čemu se  $j$ -ta osnova koristi da bi se formirala  $j$ -ta komponenta svih vektora niza [59]. Tada procedura generisanja započinje izborom celog broja  $m$  i nastavlja se u sledećim koracima:

1. Izabere se dovoljno velika vrednost za  $t_{mj}$ , a broj  $m$  napiše se u obliku:

$$m = \sum_{k=0}^{t_{mj}} a_{mk} b_j^k, \quad j = 1, \dots, d. \quad (2.9)$$



2. Formira se:

$$m = \sum_{k=0}^{t_{mj}} a_{mk} b_j^{k-t_{mj}-1}, j = 1, \dots, d. \quad (2.10)$$

3. Stavi se da je  $m = m + 1$  i ponovi niz postupaka 1-3.

Haltonove sekvence kvazi-slučajnih brojeva imaju kvalitetnu uniformnu raspodelu u slučaju malih dimenzija sekvenci ( $d \leq 10$ ), dok se za generisanje sekvenci većih dimenzija koriste generalizovane Halton-ove sekvence [84].

## 2.2. Transformacije raspodela slučajnih brojeva

### 2.2.1. Metod inverzne funkcije

Vrednosti slučajne promenljive koja ima proizvoljnu raspodelu verovatnoće mogu se generisati koristeći slučajne brojeve sa uniformnom raspodelom verovatnoće. Zapravo, uniformni slučajni broj u transformiše se u slučajan broj  $\xi$  čija je funkcija gustine raspodele verovatnoće  $f(x)$ . Pretpostavimo da funkcija gustine verovatnoće  $f(x)$  slučajne promenljive  $\xi$  može imati bilo koju vrednost iz intervala  $(a,b)$ . Funkcija kumulativne raspodele data je izrazom:

$$F(x) = \int_a^x f(x') dx', \quad (2.11)$$

a ima sledeće osobine:

1.  $F(a) = 0$ ,
2.  $F(b) = 1$ ,
3.  $F'(x) = f(x) > 0$ .

Funkcija kumulativne raspodele je monotono rastuća funkcija:  $F(x_1) < F(x_2)$  ukoliko je  $x_1 < x_2$ . Koristeći generator uniformnih slučajnih brojeva, vrednost slučajne promenljive  $\xi$  može se odrediti pomoću izraza:

$$F(x) = \int_a^x f(x') dx' = u, \quad (2.12)$$

zbog čega važi da je:

$$x = F^{-1}(u),$$

gde  $u$  označava uniformni slučajan broj iz intervala  $(0,1)$ . Ovaj metod je veoma jednostavan i efikasan, i koristi se svaki put kada je moguće izračunati funkciju  $F(x)$ .

S obzirom na činjenicu da se u praksi veoma često javljaju složene funkcije gustine raspodele, pribegava se upotrebi numeričkih metoda za integraciju jednačine (2.12). Upotreba numeričkih metoda neizbežna je kada gustina raspodele verovatnoće zavisi od više slučajnih veličina [85].

### 2.2.2. Metod odbacivanja

Za generisanje vrednosti  $x$  slučajne promenljive  $\xi$  čija je funkcija gustine raspodele verovatnoće  $f_{\xi}(x)$  metodom odbacivanja [59], koriste se vrednosti  $y$  druge slučajne promenljive  $\eta$  čija je funkcija gustine raspodele verovatnoće  $g_{\eta}(y)$  slična funkciji gustine raspodele verovatnoće  $f_{\xi}(x)$ . Slučajna promenljiva  $\eta$  bira se tako da se mogu jednostavno realizovati njene vrednosti  $y$  i da funkcija gustine raspodele verovatnoće  $g_{\eta}(y)$  može da posluži za majorizaciju funkcije  $f_{\xi}(x)$  koristeći odgovarajuću konstantu  $c$ , odnosno da je  $cg_{\eta}(y) \geq f_{\xi}(x)$ . Gustina raspodele verovatnoće  $g_{\eta}(y)$  naziva se gustina majorizacije, a izraz  $cg_{\eta}(y)$  – funkcija majorizacije.

Metod odbacivanja sastoji se iz sledećih koraka:

1. Generisati  $y$  koristeći funkciju  $g_{\eta}(y)$ .
2. Generisati slučajan uniformni broj  $u$  iz intervala  $(0,1)$ .
3. Ako je  $u \leq \frac{f_{\xi}(x)}{cg_{\eta}(y)}$ , uzeti  $y$  kao željenu realizaciju. U protivnom, vratiti

se na tačku 1.

### 2.2.3. Metod supstitucije

Gustina raspodele  $f(x)$  slučajne promenljive  $\xi$  često ima više članova zato što se dobija aproksimacijom eksperimentalnih podataka. Nekada se, u svrhu primene metoda supstitucije, funkcija  $f$  razvija u obliku zbira funkcija, i to najčešće kao  $f(x) = Aq(x) + Br(x) + Cs(x) + \dots$ . Pomenuti metod sastoji se u tome da se prvo nađu težinski doprinosi svakog sabiraka gustine verovatnoće  $f(x)$ , a zatim da se slučajnim odabirom odredi koji sabirak ima zadatu verovatnoću. Posle toga, iz tog sabirka, bira se

slučajna veličina prethodno opisanim metodom odbacivanja ili metodom inverzne funkcije. Ovo je vrlo efikasan metod, posebno u slučaju kada se gustina raspodele aproksimira sa nekoliko Gauss-ovih funkcija.

#### 2.2.4. Metod stacionarnih raspodela lanaca Markov-a

Ukoliko je  $f$  funkcija gustine raspodele verovatnoće stacionarne raspodele lanca Markov-a, tada korelisani uzorci iz ove raspodele mogu da se generišu simulacijom lanca Markov-a. Aperiodičan, ireducibilan, pozitivan rekurentni lanac Markov-a ima stacionarnu ili tzv. invarijantnu raspodelu [59]. Lanac Markov-a služi kao osnova određenih algoritama za generisanje slučajnih brojeva. Odabir elemenata lanca Markov-a vrši se tako da oni formiraju nov lanac sa željenom stacionarnom raspodelom.

Primeru radi, za funkciju gustine raspodele verovatnoće slučajne promenljive  $f$ , algoritam Metropolis [59] generiše slučajnu šetnju i koristi metod odbacivanja koji se zasniva na određivanju funkcije gustine raspodele  $f$  u odgovarajućim koracima slučajne šetnje. U najjednostavnijem slučaju, slučajna šetnja se odvija iz tačke  $y_i$  do tačke  $y_{i+1} = y_i + s$ , gde je  $s$  slučajan broj sa uniformnom raspodelom u intervalu  $(-a,a)$ , pri čemu se tačka  $y_{i+1} = y_i + s$  prihvata ako je zadovoljen uslov:

$$\frac{f(y_{i+1})}{f(y_i)} \geq u, \quad (2.13)$$

gde je  $u$  slučajan broj sa uniformnom raspodelom u intervalu  $(0,1)$ .

### 2.3. Algoritmi za generisanje slučajnih brojeva

#### 2.3.1. Uniformna raspodela u intervalu

Funkcija gustine raspodele verovatnoće slučajne promenljive  $\eta$  koja ima uniformnu raspodelu u intervalu  $(a,b)$ , data je izrazom:

$$f(x) = \frac{1}{b-a}, \quad a < x < b. \quad (2.14)$$

U cilju generisanja vrednosti slučajne promenljive potrebno je rešiti sledeću jednačinu (linearna Volterr-ina jednačina I vrste):

$$\int_a^\eta \frac{1}{b-a} dx = u, \quad (2.15)$$

gde u predstavlja slučajan broj sa uniformnom raspodelom u intervalu (0,1). Konačno se dobija izraz za slučajnu promenljivu  $\eta$  u obliku:

$$\eta = a + (b-a)u. \quad (2.16)$$

### 2.3.2. Uniformna raspodela na krugu

Element površine kruga izražen u polarnim koordinatama  $r$  i  $\varphi$  je:

$$dS = r dr d\varphi. \quad (2.17)$$

Tačka  $P(x,y)$ , gde su  $x$  i  $y$  pravougne koordinate, treba da ima uniformnu raspodelu na krugu. Verovatnoća uniformne raspodele tačke na elementu površine kruga  $dS$  data je izrazom:

$$f(r, \varphi) dS = f(r, \varphi) r dr d\varphi = \frac{dS}{\int_0^{2\pi} \int_0^R r dr d\varphi} = \frac{r dr d\varphi}{R^2 \pi}, \quad (2.18)$$

gde je  $R$  poluprečnik kruga, a  $r$  i  $\varphi$  su dve nezavisne promenljive, tako da važi  $f(r, \varphi) = f_r(r) f_\varphi(\varphi)$ :

$$\frac{r dr d\varphi}{R^2 \pi} = \frac{d\varphi}{2\pi} \frac{2r dr}{R^2}. \quad (2.19)$$

Slučajna promenljiva  $\varphi$  dobija se kad se reši jednačina:

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^\varphi d\varphi = u_1, \quad (2.20)$$

pri čemu  $u_1$  predstavlja slučajan broj sa uniformnom raspodelom u intervalu (0,1). Rešenje ove jednačine glasi:

$$\varphi = 2\pi u_1. \quad (2.21)$$

S druge strane, slučajna promenljiva  $r$  dobija se rešavanjem jednačine:

$$\frac{2}{R^2} \int_0^r r dr = u_2, \quad (2.22)$$

gde je  $u_2$  slučajan broj sa uniformnom raspodelom u intervalu (0,1). Rešenje ove jednačine je:

$$r = \sqrt{R^2 u_2}. \quad (2.23)$$

Pravougle koordinate tačke P(x,y) određuju se na osnovu polarnih r i  $\varphi$  pomoću relacija:

$$x = r \cos \varphi \quad \text{i} \quad y = r \sin \varphi. \quad (2.24)$$

### 2.3.3. Uniformna zapremina unutar sfere

Element zapremine sfere izražen u polarnim koordinatama r,  $\vartheta$  i  $\varphi$  glasi:

$$dV = r \sin \vartheta d\varphi r d\vartheta dr. \quad (2.25)$$

Ova formula zapravo predstavlja proizvod infinitezimalnih elemenata dx, dy i dz pretvorenih u polarne koordinate. Daljim sređivanjem izraza na desnoj strani dobija se:

$$dV = r^2 \sin \vartheta d\vartheta d\varphi dr. \quad (2.26)$$

Tačka P(x,y,z), gde su x, y i z pravougle koordinate, treba da ima uniformnu raspodelu unutar sfere. Verovatnoća da tačka ima uniformnu raspodelu u zapreminskom elementu sfere dV data je izrazom:

$$f(r, \vartheta, \varphi) dV = \frac{3 r^2 \sin \vartheta d\vartheta d\varphi dr}{4 R^3 \pi}. \quad (2.27)$$

Pritom, analogno slučaju 2D-polarnih koordinata, slučajne promenljive r,  $\vartheta$  i  $\varphi$  su međusobno nezavisne, što nam pruža mogućnost da funkciju gustine raspodele verovatnoće posmatramo kao:

$$f(r, \vartheta, \varphi) = f_r(r) f_{\vartheta}(\vartheta) f_{\varphi}(\varphi), \quad (2.28)$$

gde je:

$$f_r(r) = \frac{3r^2}{R^3}, \quad f_{\vartheta}(\vartheta) = \frac{\sin \vartheta}{2} \quad \text{i} \quad f_{\varphi}(\varphi) = \frac{1}{2\pi}, \quad (2.29)$$

a funkciju verovatnoće u obliku:

$$f(r, \vartheta, \varphi) dV = \frac{3 r^2 \sin \vartheta d\vartheta d\varphi dr}{4 R^3 \pi} = \frac{d\varphi}{2\pi} \frac{3 r^2 dr}{R^3} \frac{\sin \vartheta d\vartheta}{2}. \quad (2.30)$$

Slučajna promenljiva  $\varphi$  dobija se rešavanjem jednačine:

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{\varphi} d\varphi = u_1, \quad (2.31)$$

gde je  $u_1$  slučajan broj sa uniformnom raspodelom u intervalu (0,1). Rešenje ove jednačine je:

$$\varphi = 2\pi u_1. \quad (2.32)$$

Slučajna promenljiva  $\vartheta$  pronalazi se rešavanjem jednačine:

$$\frac{1}{2} \int_0^{\vartheta} \sin \vartheta d\vartheta = u_2. \quad (2.33)$$

Integraljenjem se dobija:

$$\cos \vartheta = 2u_2 - 1, \quad (2.34)$$

gde je  $u_2$  slučajan broj sa uniformnom raspodelom u intervalu (0,1). Slučajna promenljiva  $r$  dobija se kada se reši jednačina:

$$\frac{3}{R^3} \int_0^r r^2 dr = u_3, \quad (2.35)$$

$$r^3 = R^3 u_3$$

$$r = \sqrt[3]{R^3 u_3}. \quad (2.36)$$

Pritom se sa  $u_3$  označava slučajan broj sa uniformnom raspodelom na intervalu (0,1).

Pravouglo koordinatne tačke  $P(x,y,z)$  određuju se pomoću izraza:

$$x = r \sin \vartheta \cos \phi, \quad y = r \sin \vartheta \sin \phi \quad \text{i} \quad z = r \cos \vartheta. \quad (2.37)$$

U slučaju da imamo jedinični vektor položaja ( $r = 1$ ) tačke  $P(x,y,z)$ , komponente ovog vektora date su izrazima:

$$x = \sin \vartheta \cos \phi, \quad y = \sin \vartheta \sin \phi \quad \text{i} \quad z = \cos \vartheta, \quad (2.38)$$

pomoću kojih se definiše uniformna raspodela slučajnih pravaca u pravouglom koordinatnom sistemu.

#### 2.3.4. Binomna raspodela

Slučajna promenljiva  $k$ , koja je okarakterisana binomnom raspodelom, može se generisati koristeći sledeći algoritam:

1. Konstruiše se niz  $B$  sa elementima tipa:

$$B_0 = 0 \quad B_{i+1} = \sum_{k=0}^i f(k; n, p), \quad (2.39)$$

gde je:

$$f(k; n, p) = \binom{n}{k} p^k (1-p)^{n-k} . \quad (2.40)$$

Kada je  $k = 0$ , prva dva faktora unutar desnog člana postaju 1 pa formula dobija jednostavan oblik:

$$f(0; n, p) = (1-p)^n . \quad (2.41)$$

Veza između dva uzastopna elementa niza data je izrazom:

$$f(k+1; n, p) = f(k; n, p) \frac{n-k}{k+1} \frac{p}{1-p} . \quad (2.42)$$

Generiše se slučajni broj  $u$  koji ima uniformnu raspodelu u intervalu  $(0,1)$ .

1. Nađe se podinterval  $(B_i, B_{i+1})$  koji zadovoljava uslov:

$$B_i < u < B_{i+1} .$$

2. Pretpostavi se da je  $k = i$  ( $k$  ima binomnu raspodelu), a zatim se vraća na tačku 2.

Algoritam je moguće organizovati tako da se izračunavaju samo oni elementi niza  $B$  koji su potrebni za dobijanje binomne raspodele slučajne promenljive  $k$ .

### 2.3.5. Poisson-ova raspodela

Slučajna promenljiva  $k$ , koja prati Poisson-ovu raspodelu, može biti generisana algoritmom sledećeg tipa:

1. Generiše se slučajni broj  $u$  koji ima uniformnu raspodelu u intervalu  $(0,1)$ .
2. Nađe se podinterval  $(P_i, P_{i+1})$  koji zadovoljava uslov

$$P_i < u < P_{i+1} .$$

Ako je potrebno, niz  $P$  se popuni do indeksa  $i + 1$  odgovarajućim vrednostima koje se izračunaju uz pomoć izraza:

$$P_0 = 0 \quad P_{i+1} = \sum_{k=0}^i f(k; \mu) \frac{\mu}{k+1} . \quad (2.43)$$

3. Pretpostavi se da je  $n = i - 1$  (gde  $n$  ima Poisson-ovu raspodelu), i pređe na tačku 2.

### 2.3.6. Eksponencijalna raspodela

Slučajna promenljiva  $x$  sa eksponencijalnom raspodelom generiše se sledećim izrazom:

$$\int_0^x \lambda e^{-\lambda x} dx = u, \quad (2.44)$$

gde je  $\lambda$  parametar, a  $u$  je slučajan broj sa uniformnom raspodelom u intervalu (0,1).

Vrednost  $x$  može se odrediti iz izraza:

$$x = -\frac{1}{\lambda} \ln(1-u). \quad (2.45)$$

Pošto je raspodela vrednosti slučajnog broja  $u$  ista kao i raspodela  $(1-u)$ , navedeni izraz možemo uprošćeno pisati kao:

$$x = -\frac{1}{\lambda} \ln(u). \quad (2.46)$$

### 2.3.7. Gama raspodela

Gama raspodela predstavlja dvoparametarsku familiju neprekidnih raspodela verovatnoće. Najčešće se koriste sledeće dve vrste parametrizacije [Wikipedia Gamma Distribution]:

- 1- Upotrebom parametra oblika  $k$  i parametra razmere  $\vartheta$ .
- 2- Upotrebom parametra oblika  $\alpha = k$  i inverznog parametra razmere  $\beta = 1/\vartheta$ .

Pretpostavimo da sve nezavisne slučajne promenljive  $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n$  imaju istu eksponencijalnu raspodelu okarakterisanu parametrom  $\lambda$ . Tada slučajna promenljiva

$$\eta = \sum_{i=1}^n \xi_i \quad (2.47)$$

poseduje gama raspodelu sa  $n$  stepeni slobode. Ako je  $n = 1$ , raspodela je eksponencijalna. Ako je  $n > 1$ ,  $n$  puta se generišu slučajni brojevi sa eksponencijalnom raspodelom (kao u slučaju kada je  $n = 1$ ) pa se sumiranjem dobijenih rezultata dobije gama raspodela. U slučaju  $n > 1$ , koristi se sledeći postupak [59]:

1. Generišu se uniformni slučajni brojevi  $u_1$  i  $u_2$  iz intervala (0,1) i izračuna se veličina:



$$v = \frac{\left(n - \frac{1}{6n}\right)u_1}{(n-1)u_2}. \quad (2.48)$$

2. Ako važi da je:

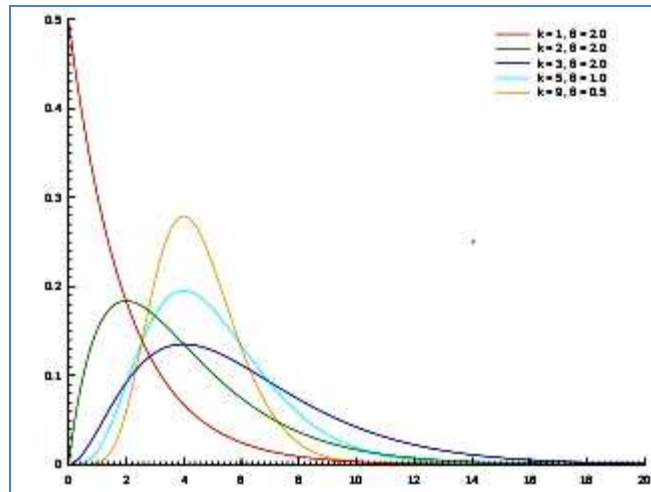
$$v = \frac{2(u_2 - 1)u_1}{n-1} + v + \frac{1}{v} \leq 2. \quad (2.49)$$

tada se izračuna  $x = (n - 1)v$ . Drugi način jeste da se, ukoliko vredi nejednakost:

$$\frac{2 \ln u_1}{n-1} - \ln v + v \leq 1. \quad (2.50)$$

takođe izračuna  $x = (n - 1)v$ .

3. Ponovi se postupak 1.



Slika 2.1. Gama-raspodela za različite vrednosti parametara  $k$  i  $\theta$   
(preuzeto sa [Wikipedia Gamma Distribution]).

### 2.3.8. Gauss-ova (normalna) raspodela

Radi se o najpoznatijoj funkciji gustine raspodele verovatnoće.

(Wikipedia, Metzger, Cowan)

Neka je data dvodimenzionalna Gauss-ova raspodela sa parametrima  $\mu = 0$  i  $\sigma^2 = 1$ . Verovatnoća Gauss-ove raspodele na elementu površine kruga  $dS = r dr d\phi$  data je izrazom:

$$f(r, \varphi) dS = \frac{e^{-\frac{r^2}{2}}}{2\pi} dS = \frac{e^{-\frac{r^2}{2}}}{2\pi} r dr d\varphi. \quad (2.51)$$

Slučajne promenljive  $r$  i  $\varphi$  međusobno su nezavisne, tako da se može pisati:

$$f(r, \varphi) = f_r(r) f_\varphi(\varphi) = r e^{-\frac{r^2}{2}} \frac{1}{2\pi}. \quad (2.52)$$

Vrednost slučajne promenljive  $r$  generiše se pomoću uniformnog slučajnog broja  $u_1$ :

$$u_1 = \int_0^r r e^{-\frac{r^2}{2}} dr = -e^{-\frac{r^2}{2}} + 1, \quad (2.53)$$

odakle se dobija:

$$r = \sqrt{-2 \ln(1 - u_1)}. \quad (2.54)$$

Pošto je raspodela vrednosti slučajnog broja  $1 - u_1$  istovetna sa kao raspodela za  $u_1$ , gornji izraz može se uprostiti na sledeći način:

$$r = \sqrt{-2 \ln u_1}. \quad (2.55)$$

Vrednost druge slučajne promenljive ( $\varphi$ ) može se generisati pomoću drugog slučajnog broja  $u_2$  koji poseduje uniformnu raspodelu, a dobija se kao:

$$u_2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^\varphi d\varphi = \frac{\varphi}{2\pi}, \quad (2.56)$$

odakle proizilazi:

$$\varphi = 2\pi u_2. \quad (2.57)$$

Dva slučajna broja koja slede Gauss-ovu (normalnu) raspodelu, izražena u pravouglim (kartezijanskim) koordinatama glase:

$$x = r \cos \varphi, \quad y = r \sin \varphi, \quad (2.58)$$

odnosno, ukoliko se izraze  $x$  i  $y$  u funkciji uniformnih slučajnih brojeva  $u_1$  i  $u_2$ :

$$x = \sqrt{-2 \ln u_1} \cos 2\pi u_2, \quad y = \sqrt{-2 \ln u_1} \sin 2\pi u_2 \quad (2.59)$$

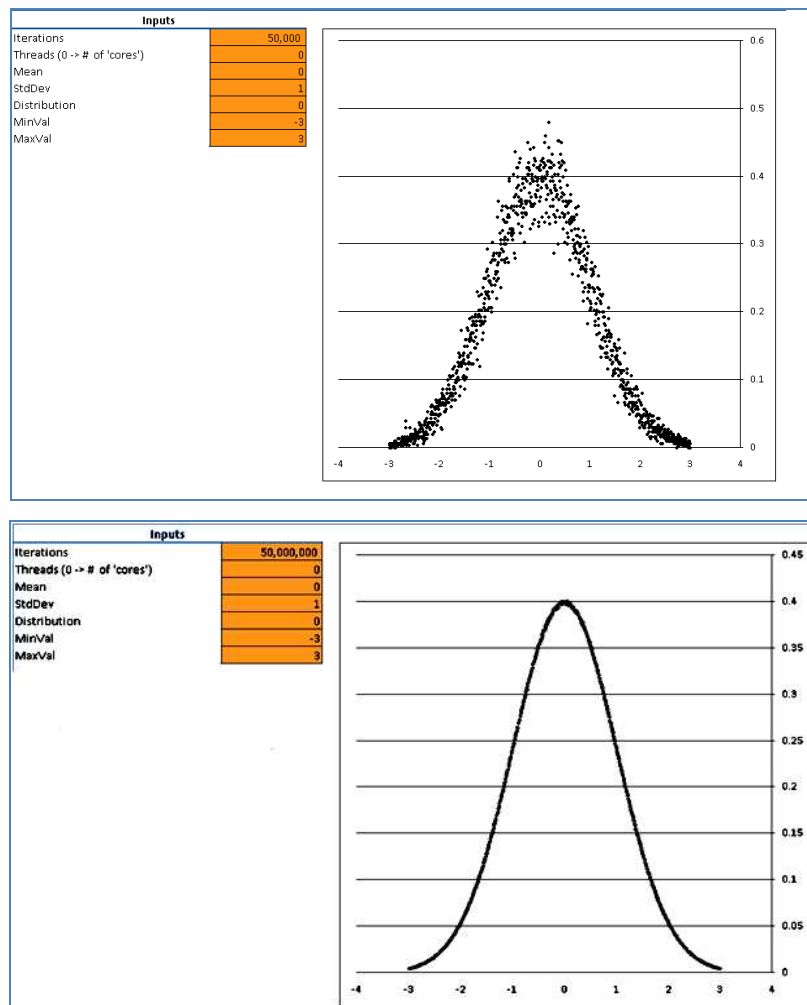
Za generisanje Gauss-ove raspodele postoje i brži algoritmi od navedenog, poput sledećeg postupka:

1) Generišu se slučajni brojevi  $u_1$  i  $u_2$  koji imaju uniformnu raspodelu na intervalu  $(0,1)$ . Nakon toga, izračunaju se vrednosti  $v_1 = 2u_1 - 1$  i  $v_2 = 2u_2 - 1$ , takođe slučajni brojevi, ali sa uniformnom raspodelom na  $(-1,1)$ ;

2) Ukoliko važi da je  $r^2 = v_1^2 + v_2^2 > 1$ , ponovi se procedura 1). U protivnom, definiše se novi par slučajnih brojeva:

$$z_1 = v_1 \sqrt{\frac{-2 \ln r^2}{r^2}} \quad \text{i} \quad z_2 = v_2 \sqrt{\frac{-2 \ln r^2}{r^2}}, \quad (2.60)$$

koji predstavljaju nezavisne slučajne brojeve koji slede Gauss-ovu raspodelu sa očekivanom vrednošću  $\mu = 0$  i varijansom  $\sigma^2 = 1$ .



Slika 2.2. Gauss-ova raspodela sa parametrima  $\mu = 0$  i  $\sigma^2 = 1$  dobijena Monte-Carlo simulacijom ( $N_{\text{sim}1} = 50000$  i  $N_{\text{sim}2} = 500000000$ , respektivno) [christian-stich].

Uzmimo generičku slučajnu promenljivu  $\gamma$  koja sledi Gauss-ovu raspodelu sa gore navedenim parametrima  $\mu$  i  $\sigma^2$ . Tada slučajna promenljiva  $\eta = \mu + \sigma\gamma$  takođe ima

Gauss-ovu raspodelu sa matematičkim očekivanjem  $E(\eta) = \mu$  te varijansom  $D^2(\eta) = \sigma^2$  [58].

Da bi se generisali slučajni brojevi koji imaju Gauss-ovu raspodelu oblika:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}, \quad (2.61)$$

potrebno je slučajne brojeve  $x$  iz jednačine

$$x = \sqrt{-2 \ln u_1} \cos 2\pi u_2, \quad (2.62)$$

koji slede Gauss-ovu normalnu raspodelu sa  $\mu = 0$  i  $\sigma^2 = 1$ , pomnožiti sa  $\sigma$  i uvećati za  $\mu$ , uvođenjem  $\chi$ . Puna širina na polovini maksimuma (FWHM) Gauss-ove raspodele izračunava se pomoću izraza [57]:

$$FWHM = 2\sigma\sqrt{2 \ln 2} = 2.35482\sigma \quad (2.63)$$

### 2.3.9. $\chi^2$ raspodela

Neka se imaju slučajne promenljive  $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n$  koje slede Gauss-ovu raspodelu sa parametrima  $\mu = 0$  i  $\sigma^2 = 1$ . Tada nova slučajna promenljiva definisana kao:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \xi_i^2 \quad (2.64)$$

ima  $\chi^2(n)$  raspodelu, gde  $n$  predstavlja broj stepeni slobode.

Ovaj tip raspodele može se generisati i na druge načine. Ovde će biti navedena dva algoritma:

I – Ako je  $n$  neki paran broj, generiše se ukupno  $n/2$  slučajnih uniformnih brojeva  $u_i$  na intervalu  $(0,1)$ . Potom se uvede nova promenljiva  $y$  čija se vrednost izračunava kao:

$$y = -2 \ln \left( \prod_{i=1}^{n/2} u_i \right). \quad (2.65)$$

Promenljiva  $y$  generisana na ovakav način sledi  $\chi^2(n)$  raspodelu.

II – Ako je  $n$  neparan broj, generiše se ukupno  $(n - 1)/2$  slučajnih uniformnih brojeva  $u_1$  u intervalu  $(0,1)$  I slučajan broj  $z$  sa Gauss-ovom raspodelom. Zatim se izračuna:

$$y = -2 \ln \left( \prod_{i=1}^{(n-1)/2} u_i \right) + z^2. \quad (2.66)$$

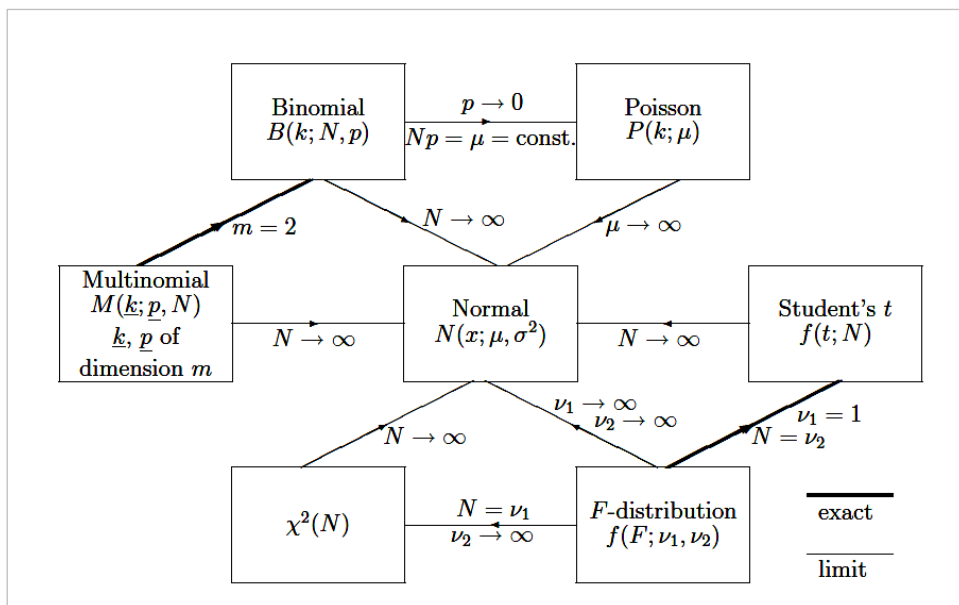
Ovako generisan broj  $y$  takođe sledi  $\chi^2(n)$  raspodelu.

### 2.3.10. Student-ova t-raspodela

Neka su  $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n$  i  $\xi$  nezavisne slučajne promenljive sa Gauss-ovom raspodelom, očekivane vrednosti  $\mu = 0$  i varijanse  $\sigma^2 = 1$ . Definišimo sledeće slučajne promenljive:

$$z = \sum_{i=1}^n \xi_i^2 \text{ i } t = \xi \sqrt{\frac{n}{z}}. \quad (2.67)$$

Tada slučajna promenljiva  $z$  ima  $\chi^2(n)$  raspodelu, a slučajna promenljiva  $t$  - Student-ovu raspodelu sa  $n$  stepeni slobode.



Slika 2.3. Međusobna povezanost različitih raspodela preko njihovih karakterističnih parametara.

### Primene Monte-Carlo metoda

Monte-Carlo metod moguće je primeniti svaki put kada se rešenje nekog problema može dovesti u vezu sa određenim parametrom raspodele verovatnoće [glen cowan].

### 3. POLUPROVODNIČKE MEMORIJE NA BAZI MOSFETA SA IZOLOVANIM GEJTOM

#### 3.1. Istorijski osvrt na razvoj fleš memorija

Fleš memorije razvio je japanski istraživač Fujio Masuoka 1984. godine u laboratorijama firme Toshiba. Novi tip memorije koji je imao mogućnost lakog reprogramiranja dobijen je unapređenjem arhitekture dobro poznate EEPROM memorije. Nova memorija prezentirana je pod nazivom „NOR“ jer je koristila konfiguraciju istoimenog logičkog kola. Na prezentaciji na skupu IEEE za elektronske naprave razvila se diskusija u kojoj je učestvovao i istraživač iz Tošibe Shoji Ariiyumi. On je želeo da posebno ukaže na novu osobinu memorije koja se sastoji u mogućnosti da se celokupni sadržaj memorije obriše u jednom istom trenutku. Trenutno brisanje sadržaja on je slikovito uporedio sa flešom fotografske kamere. Ovo poređenje je ostavilo utisak na prisutne, tako da je ubrzo iskovan termin fleš memorija koji je postao univerzalno prihvaćen<sup>11</sup>. Fleš memorija izazvala veliko interesovanje, tako da je nekoliko vodećih kompanija započelo samostalni razvoj memorija ovog tipa. Najveći uspeh imala je firma Intel koja je 1988. godine na tržište iznela NOR – fleš memoriju sa kapacitetom od 256 Kb u obliku integralnog kola.

Do kraja osamdesetih godina, Masuoka i firma Tošiba nastavili su sa prednjačenjem u razvoju fleš memorija. Godine 1989. na Međunarodnoj konferenciji za kola na bazi čvrstog stanja (Solid State Circuit Conference) prezentirali su novu arhitekturu fleš memorije, tzv. NAND jer se bazirala na konfiguraciji odgovarajućeg logičkog kola. U poređenju sa NOR flešom, NAND memorija je imala nekoliko ubedljivih preimućstava, ali i odrđenih nedostataka. Značajna prednost je predstavljao osetno povećani kapacitet memorije za iste spoljašnje dimenzije elektronskog čipa. Jedan od razloga većeg kapaciteta je i u znatno manjem broju provodnih linija NANDa kao i u manjim dimenzijama i povećanoj gustini memorijskih ćelija. NAND ima veću brzinu upisivanja

---

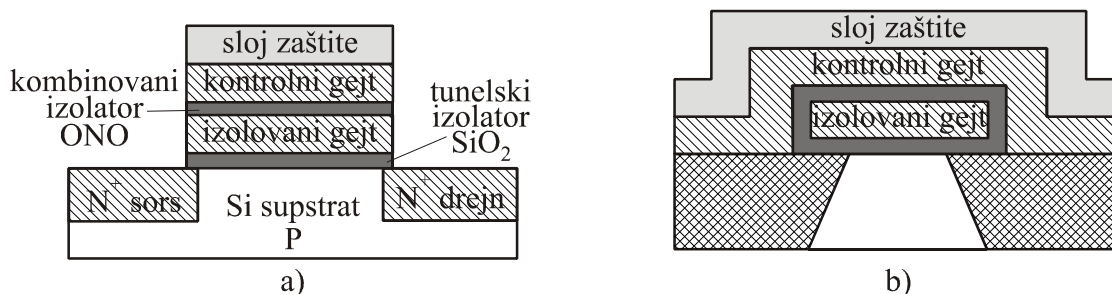
<sup>11</sup> Postoje primeri i nekih drugih termina iz oblasti tehnike i fizike koji su nastali nakon komentara i verbalnih primedbi na stručnim sastancima. Među takvim primerima su astronomski pojmovi *crna rupa*, *veliki prasak* i neki drugi.

podataka u ćeliju i ukupno brže obavljanje ulazno – izlaznih (I/O) operacija. Međutim NAND - fleš nema mogućnost direktnog pristupa pojedinim lokacijama, pa nije pogodan za direktno izvršavanje kodova. Za pristup pojedinim lokacijama neophodno je da se prethodno sadržaj NANDa prenesu u RAM memoriju.

Sredinom devedesetih godina započeto je sa ugradnjom NOR i NAND memorija u komercijalne uređaje. Sistemski nedostatak oba tipa fleš memorije je primena relativno visokog napona preko 10 V za procese brisanja i upisa podataka. Neophodni visoki napon dobija se pomoću interno ugrađene Diksonove (Dickson) naponske pumpe (charge pump) koja unosi određene gubitke energije i predstavlja osetljivi deo ukupnog sistema, posebno kada memorija funkcioniše u okruženju sa povećanim nivoom radioaktivnog zračenja.

### 3.2. O otkriću mosfeta sa izolovanim gejtom

Osnovna ćelija EPROM EEPROM i fleš memorija zasniva se na tranzistoru sa efektom polja n-MOSFET-u koji osim kontrolne elektrode - gejta, poseduje takođe i izolovani gejt koji se nalazi između spoljašnjeg gejta i substrata, sl. 3.1 a). Do otkrića ove konfiguracije MOSFET-a došlo je slučajno 1971. godine kada je Dov Frohman (Dov Frohman) iz firme Intel ispitivao integrisana kola sa FET-ovima proučavajući greške koje nastaju pri prekidu provodnika gejta. Ustanovio je da režim rada tranzistora sa prekinutim kontaktom gejta ostaje onakav kakav je bio do prekida provodnika. Drugim rečima režim je bio određen prethodnom količinom naelektrisanja koja je postojala na gejtju.

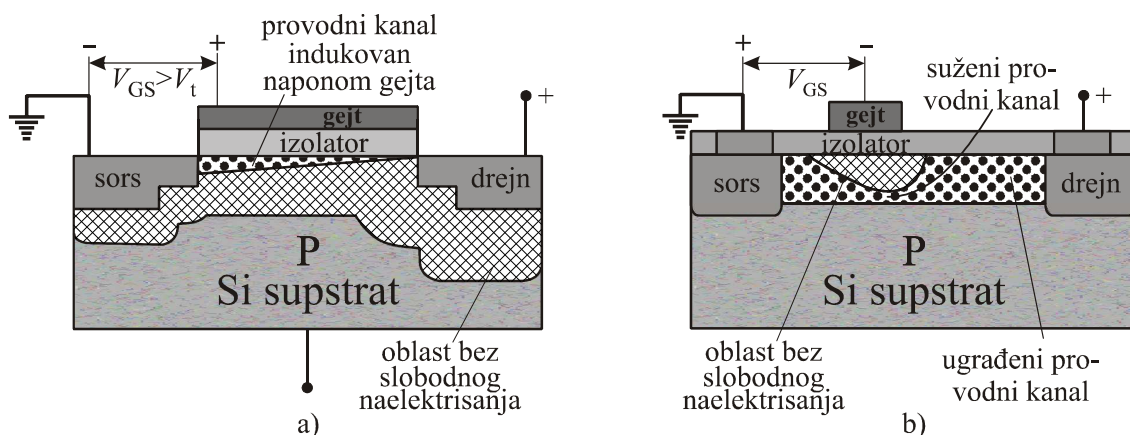


Sl. 3.1 a) Struktura memorijske ćelije sa kontrolnim (spoljašnjim) i izolovanim gejtom, koji predstavlja osnovnu ćeliju EPROM-a, EEPROM-a i fleš memorije, b) upravni poprečni presek ćelije.

Iz ove analize je proizišla ideja da za konstrukciju novog tipa memorijske ćelije u obliku tranzistora sa dva gejta od kojih, pored normalnog gejta koji ima galvanski kontakt, poseduje takođe i unutrašnji izolovani gejt. Poprečni presek memorijske ćelije prikazan je na sl.3.1 b). Novi tip memorijske ćelije patentiran je 1972. godine. Na bazi n – MOSFET-a sa izolovanim gejtom nastale su EPROM memorije, kasnije EEPROM memorije i na kraju fleš memorije.

### 3.3. Kratak osvrt na princip rada MOSFETA

Najvažnija klasa postojećih memorija u koju spadaju EPROM, EEPROM i fleš bazira svoj rad na modifikovanom MOSFET tranzistoru sa indukovanim kanalom koji između uobičajenog gejta i supstrata poseduje takođe i izolovani gejt. U cilju objašnjenja rada memorijske ćelije, biće dat kratak osvrt na princip rada dva osnovna tipa MOSFETA: sa indukovanim kanalom i sa ugrađenim kanalom sl. 3.2 a) i b).



Sl.3.2 a) MOSFET neprovodan pri nultom naponu gejta; pozitivni naponom gejt-sors formira se (indukuje) provodni kanal i smanjuje otpornost gejt – drejn,

b) MOSFET sa ugrađenim provodnim kanalom (provodan pri nultom naponu gejta).

Širina kanala smanjuje se negativnim naponom gejt – sors,

čime se povećava otpornost sors - drejn.

Kod MOSFETA na sl.3.2.a) supstrat je silicijum p tipa dok su elektrode, sors i drejn formirane jakim donorskim primesana, ( $n^+$ ). Kada je gejt na negativnom i nultom naponu, u supstratu ispod izolatora se formira oblast ispljenja koji se sastoji od

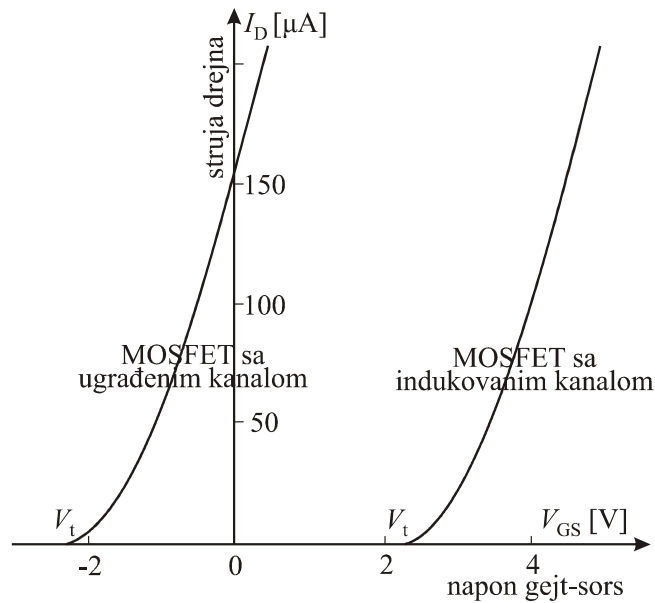


nepokretnih negativnih jona kristalne rešetke koji ne provode struju. Akceptorski nosioci naelektrisanja potisnuti su u dubinu supstrata pa se tranzistor ponaša slično dvema inverzno spojenim diodama, tj. neprovodan je.

Kada napon gejta postaje sve pozitivniji, slobodni elektroni koji postoje u određenoj koncentraciji u P sloju, koncentrišu se ispod izolovanog gejta privučeni električnim poljem. Pri određenom graničnom naponu gejta, koji se naziva prekidni napon  $V_t$  (threshold voltage), elektroni formiraju kontinuirani sloj, tzv. provodni kanal koji predstavlja spoj između sorsa i drejna. Pod dejstvom pozitivnog napona drejna, elektroni se kreću provodnim kanalom od sorsa ka drejnu uspostavljajući strujno kolo. Prekidni napon  $V_t$  pri kome započinje „otvaranje“ tranzistora predstavlja parametar čija veličina zavisi od konstrukcionih parametara, od dopiranosti, od debljine i dielektrične konstante izolacionog sloja i dr.

Provodni kanal se takođe naziva i inverzioni sloj. U momentu kada je dostignut prekidni napon, u području kanala koncentracija elektrona je jednaka koncentraciji šupljina, i kanal je električno neutralan. Pri naponima višim od prekidnog, koncentracija elektrona u inverzionom sloju se povećava a otpornost između sorsa i drejna se smanjuje. Pri konstantnom naponu drejna, povišavanjem napona gejta struja tranzistora se povećava. Tipičan oblik strujno naponske karakteristike prikazan je desnom krivom na sl. 3.3.

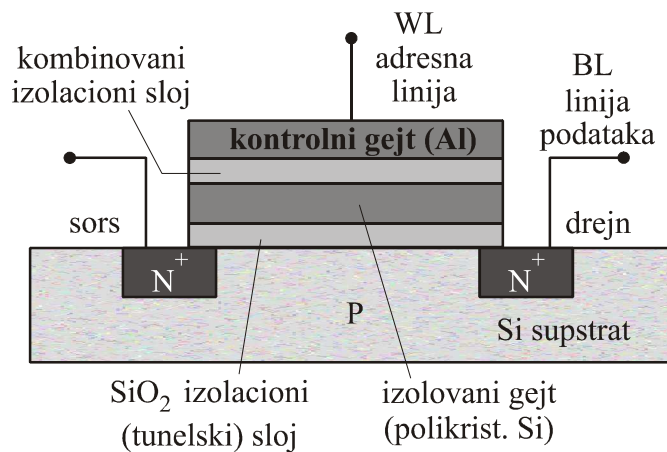
Tranzistor sa ugrađenim kanalom poseduje slobodne nosioce u površinskom sloju supstrata naspram izolatorskog sloja, sl.3.2 b). Ovaj provodni kanal omogućuje protok struje između sorsa i drejna pri naponu gejta jednakom nuli. Ukoliko se povećava negativan napon gejta, električno polje postepeno potiskuje elektrone iz provodnog kanala, tj. kanal postaje sve uži, a otpornost sors – drejn se postepeno povećava. Pri određenom negativnom naponu  $V_t$  provodni kanal se prekida a tranzistor postaje neprovodan, sl. 3.3.



Sl.3.3 Karakteristike struje sors – drejn u funkciji napona gejt – sors za MOSFET sa indukovanim kanalom i sa ugrađenim kanalom.

### 3.4. Struktura i fizički parametri ćelija fleš memorije

Šematski prikaz modela memorijske ćelije sa izolovanim gejtom dat je na sl.3.4.



Sl.3.4 Memorijska ćelija EPROM, EEPROM i fleš memorija bazirana na NMOSFET-u sa izolovanim gejtom.

Osim tri uobičajene elektrode kao kod MOSFET-a na na sl.3.2, postoji i izolovani gejt (IG). Spoljašnji gejt sastoji se tankog metalnog filma, obično aluminijuma. Izolovani gejt koji vrši ulogu elektrode kondenzatora realizuje se pomoću dopiranog polikristalnog silicijuma visoke provodnosti. Između supstrata i IG nalazi se

tanak sloj izolatora od amornog silicijum dioksida ( $\text{SiO}_2$ ) koji se naziva tunelski sloj. Tokom procesa brisanja i programiranja, mehanizmom tunelovanja elektroni prolaze kroz  $\text{SiO}_2$  sloj pri čemu se vrši ili naelektrisanje ili pražnjenje elektriciteta sa IG, čime se utiče na veličinu prekidnog napona ćelije.

Za vreme mirovanja memorije, od izolatora se očekuje da obezbedi što sporije pražnjenje naelektrisanja IG. Međutim, realni dielektrici ipak nisu idealni, tj. imaju konačnu provodnost. To znači da će nakon dovoljno dugog vremenskog intervala količina naelektrisanja na IG biti smanjena u toj meri da se memorijska ćelija može smatrati ispražnjenom. Vremenski interval nakon „upisa“ tokom koga se naelektrisanje IG još uvek može smatrati da odgovara stanju logičke „0“, naziva se vremenom retencije podataka. Vreme retancije se može kretati u intervalu od desetak pa čak i do 100 godina, zavisno od temperture ambijenta. Pri korišćenju u uslovima promenljive temperature uobičajenim vremenom retencije smatra se interval od desetak godina.

Tunelski izolacioni sloj se sastoji od silicijum dioksida koji je jedan od najkvalitetnijih izolacionih materijala sa sledećim karakteristikama:

- relativna dielektrična konstanta  $\epsilon_r = 3,9$ ;
- energetski procep na sobnoj temperaturi  $\Delta E = 9 \text{ eV}$ ;
- specifična otpornost na sobnoj temperaturi  $\rho = (10^{14} - 10^{16}) \Omega \cdot \text{cm}$ .

Povećanje kapaciteta svih tipova memorija ostvaruje se po pravilu minijaturizacijom svih fizičkih dimenzija memorije. Međutim pri minijaturizaciji, počev od određenih dimenzija počinju da dolaze do izražaja ograničenja fizičke prirode. Naime, kod izolacionih slojeva čije su debljine manje od nekoliko desetina atomskih slojeva, javljaju se kvantnomehanički efekti koji ograničavaju minimalnu debljinu. Izolacione karakteristike suviše tankih  $\text{SiO}_2$  slojeva se pogoršavaju usled pojave tunelskog pražnjenja elektrona. U stanju sa isključenim naponom napajanja (mirovanje memorije), tunelovanjem naelektrisanje iz IG brzo prelazi u supstrat skraćujući vreme retencije upisanih podataka. Na primer kroz sloj  $\text{SiO}_2$  debljine od 4,5 nm, gubitak 20 % naelektrisanja se javlja već nakon 5 minuta. Sa porastom debljine, verovatnoća tunelovanja se naglo smanjuje a pražnjenje naelektrisanja usporava. Na primer, pri debljini sloja od 5 nm, za pražnjenje 20 % elektriciteta potrebno vrme je oko 1 dan, a pri 6 nm već čitavih 1 do 6 godina. Pri debljinama sloja od (8 do 9) nm verovatnoća

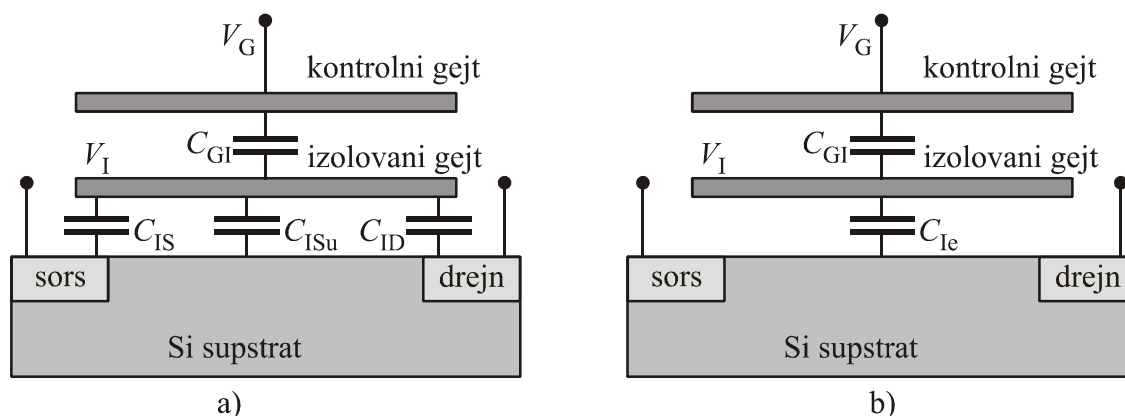
tunelovanja je zanemarljiva, a izolacione karakteristike dobijaju nominalnu vrednost kojima odgovara vreme retencije veće od 10 godina.

Izolacija između IG i spoljašnjeg gejta se realizuje pomoću troslojne strukture – dva sloja od SiO<sub>2</sub> sa srednjim slojem od silicijum nitrida (Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>) koji ima izuzetno dobre izolacione karakteristike:

- relativna dielektrična konstanta  $\epsilon_r = 7,5$ ;
- energetski procep na sobnoj temperaturi  $\Delta E = 5$  eV;
- specifična otpornost na sobnoj temperaturi oko  $10^{14} \Omega \cdot \text{cm}$ .

### 3.5. Memorijska ćelija kao kapacitivni razdelnik napona

Radni režim fleš ćelije određen je električnim poljem koje u provodnom kanalu stvara naelektrisanje na IG. Polje koje stvara IG potiče od: a) napona  $V_G$  na spoljašnjem gejtu i b) naelektrisanja  $Q_I$  prenetog procesima programiranja (upisa) i brisanja podataka. Kod ćelije NOR fleša upis se vrši mehanizmom injekcije vrelih elektrona (hot electron injection) dok se pražnjenje (brisanje) zasniva na Fowler Northajmovom tunelovanju (Fowler Northeim Tunneling). U slučaju NAND ćelija i programiranje i brisanje se bazira na pomenutom tunelskom mehanizmu.



Sl.3.5 a) Model memorijske ćelije kao kapacitivnog razdelnika napona,  
 b) karakteristika struje drejna u funkciji napona kontrolnog gejta sa nanaelektrisanim (neprogramiranim) izolovanim gejtom, logičko stanje „1“.

Na sl. 3.5 a) prikazan je ekvivalentna šema memorijske ćelije koju sačinjavaju kapacitivnosti između spoljnog i izolovanog gejta  $C_{GI}$ , i kapacitivnosti izolovanog gejta prema sorsu, supstratu i drejnu,  $C_{IS}$ ,  $C_{ISu}$  i  $C_{ID}$ , respektivno. Uvođenjem ekvivalentne kapacitivnosti  $C_I = C_{IS} + C_{ISu} + C_{ID}$ , dobija se pojednostavljena šema, sl.3.5 b) u obliku kapacitivnog razdelnika napona.

Ukoliko se kontrolni gejt priključi na napon  $V_G$ , napon izolovanog gejta  $V_I$  može se izračunati metodom superpozicije koja se sastoji iz dva koraka.

a) Posmatra se kolo uz početni uslov da je naelektrisanje izolovanog gejta jednako nuli,  $Q = 0$ , a spoljašnji gejt je priključen na izvor napona  $V_G$ . Napon izolovanog gejta  $V_I'$ , određen po principu kapacitivnog razdelnika, iznosi

$$V_I' = V_G \frac{C_{GI}}{C_{GI} + C_I}. \quad (3.1)$$

b) Pretpostavlja se da je spoljašnji gejt na naponu 0, a da količina elekticiteta na kapacitivnosti  $C_I$  iznosi  $-Q$ . Znakom "-" uzima se obzir da naelektrisanje izolovanog gejta potiče od elektrona, tj. od negativno naelektrisanih čestica. Pri uslovu b) napon izolovanog gejta iznosi

$$V_I'' = -\frac{Q}{C_{GI} + C_I}. \quad (3.2)$$

Prema principu superpozicije, napon izolovanog gejta dobija se kao zbir napona (3.1) i (3.2),

$$V_I = V_G \frac{C_{GI}}{C_{GI} + C_I} - \frac{Q}{C_{GI} + C_I}. \quad (3.3)$$

Prekidni napon na izolovanom gejtu  $V_I = V_{th}$  pri kome započinje provođenje tranzistora postiže se kada je napon spoljašnjeg gejta ima prekidnu vrednost  $V_G = V_{th}$ .

Sa datim oznakama, iz (3.3) prekidni napon spoljašnjeg gejta pri kome tranzistor započinje provođenje dat je izrazom:

$$V_t = V_{it} \left(1 + \frac{C_{IS}}{C_{GI}}\right) + \frac{Q}{C_{GI}} \quad (3.4)$$

Kao što je već rečeno, naelektrisanje izolovanog gejta  $Q$  u gornjim izrazima smatra se pozitivnom veličinom. Iz (3.4) sledi da pri povećanju naelektrisanja  $Q$ , provođenje tranzistora započinje pri višem naponu spoljašnjeg gejta  $V_{tG}$ . Na osnovu (3.4) izvode se sledeći zaključci.

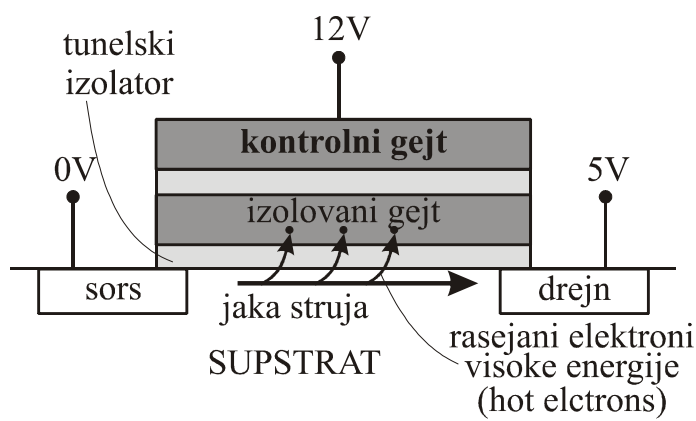
- Kada izolovani gejt nema naelektrisanja,  $Q = 0$ , (ćelija je resetovana i nalazi se u stanju logičke „1“), uz pretpostavki da su kapacitivnosti jednake,  $C_I = C_{GI}$ , prekidni napon spoljašnjeg gejta je dva puta viši od prekidnog napona na izolovanom gejtu.
- Da bi se izolovani gejt naelektrisao količinom elektriciteta  $-Q$ , (ćelija je prešla u stanje logičke „0“), prekidni napon na spoljašnjem gejtu treba da se povećava za iznos  $\Delta V_{tG} = Q / C_{GI}$ .

### 3.6. Fizički procesi pri upisu, brisanju i čitanju memorijske ćelije

Pre započinjanja procesa programiranja, neophodno je da se blokovi fleša odgovarajućeg kapaciteta obrišu, što se vrši istovremenim pražnjenjem naelektrisanja svih programiranih izolovanih gejtova. Time sve ćelije blokova dolaze u logičko stanje "1". Procesom programiranja (upisa) gejtovi odabranih ćelija se naelektrišu, čime ćelije prelaze u stanje logičke „0“. Gejtovi preostalih ćelija ostaju nenaelektrisani, tj. ćelije ostaju u stanju "1".

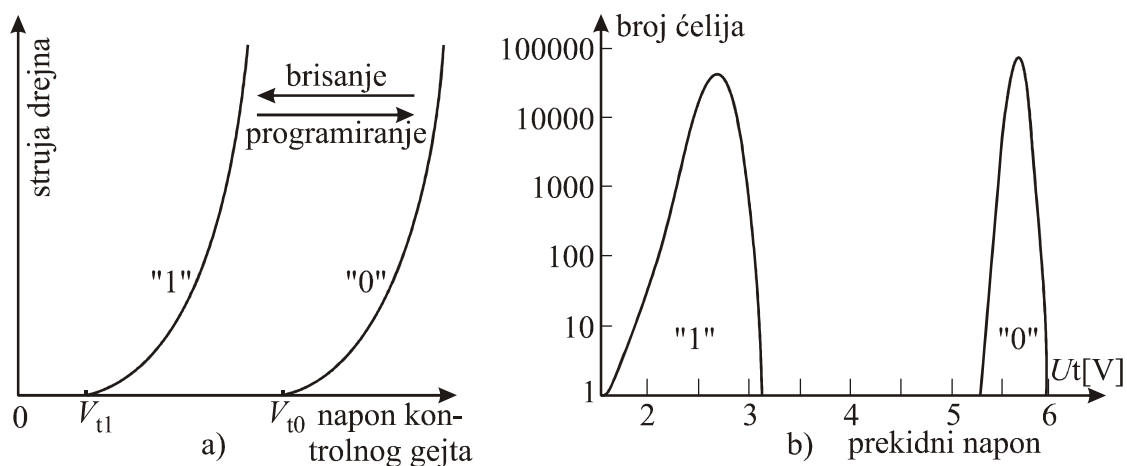
Procesi programiranja i resetovanja ćelija memorija u NOR i NAND tehnologiji se međusobno razlikuju. Programiranje ćelija u NOR sprezi ostvaruje injektovanjem „vrelih“ elektrona, na način prikazan na sl.3.6 a). Na spoljašnji gejt se dovodi povišeni napon reda od oko (10 do 12) V, čime se stvara električno polje upravo na površinu

supstrata. Na drejn se dovodi napon od oko 6 V, dok sors ostaje na nultom potencijalu (masa). U tom režimu se u kanalu dobija struja velike jačine, u opsegu (0,3 do 1) mA. Elektroni koji se kreću od sorsa ka drejnu, sudaraju se sa atomima rešetke silicijuma pri čemu se rasejavaju. Funkcija raspodele energija rasejanih elektrona je kontinualna, što znači da određeni procenat elektrona ima veliku energiju (engl. *Hot Electrons*). Ukoliko takvi elektroni imaju brzinu upravnu na SiO<sub>2</sub> sloj, oni dobijaju dodatnu energiju od privlačnog električnog polja spoljašnjeg gejta. To omogućava da izvestan broj „vrelih“ elektrona savlada potencijalnu barijeru između silicijuma i SiO<sub>2</sub> koja iznosi 3,1 eV i dospe na na IG. Naelektrisanjem IG, stvara se polje suprotnog smera, što zaustavlja dalji „prelet“ elektrona. Sa energetskeg stanovišta ovakav način naelektrisanja je neefikasan jer se troši dosta energije, a pri tome, u maksimumu, samo oko 0,001% struje kanala biva injektovano na IG.



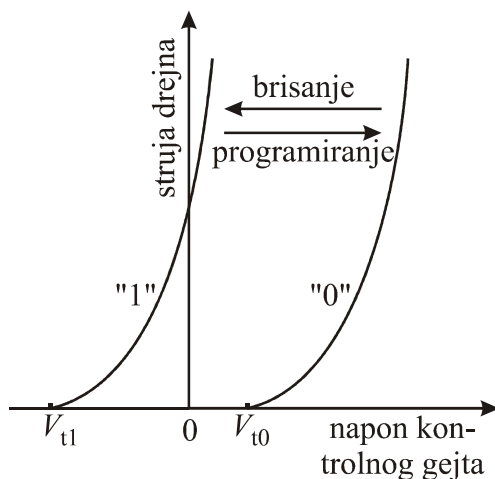
Sl. 3.6 a) Programiranje memorijske ćelije (upis podatka) NOR tipa, naelektrisanjem izolovanog gejta preletom rasejanih elektrona visoke energije iz provodnog kanala.

Programiranjem ćelije, tj. negativnim naelektrisanjem izolovnog gejta karakteristika ćelije se translatorno pomera u desno za napon  $\Delta U_t = Q_{IG} / C_{GI}$ , sl. 3.7 a). Vrednosti prekidnog napona u osnovnom stanju  $V_{t1}$  i u programiranom stanju  $V_{t0}$  predstavljaju slučajne veličine. Približni oblik statističke raspodele prekidnih napona funkcije raspodele ovih napona stanju  $V_{t1}$  i  $V_{t0}$  prikazani su na sl.3.7.b). Karakteristike na sl. 3.7 odnose se na memorijske ćelije bazirane na MOSFETu sa indukovanim provodnim kanalom.



Sl.3.7 a) Pomeranje karakteristike ćelije usled programiranja ("1" → "0") i brisanja ("0" → "1") b) vrednosti prekidnog napona populacije jednobitnih fleš ćelija u osnovnom ("1") i u programiranom stanju ("0"); krive aproksimativno prikazuju oblik funkcija raspodele prekidnog napona u stanjima "1" i "0".

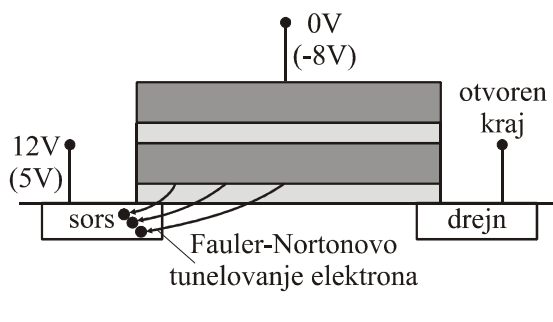
Brisanje (resetovanje) ćelije vrši se pražnjenjem negativnog naelektrisanja IG, odvođenjem elektrona na sors ili na supstrat. Kod oba tipa memorije, NOR i NAND tipa, pražnjenje se vrši mehanizmom Fowler - Northajmovo tunelovanje. Za ostvarivanje tunelskog pražnjenja neophodno je da se ostvari jakog električnog polja u smeri sorsa, odnosno supstrata. Ostvarivanje tunelskog pražnjenja se unekoliko razlikuje kod NOR i NAND memorija.



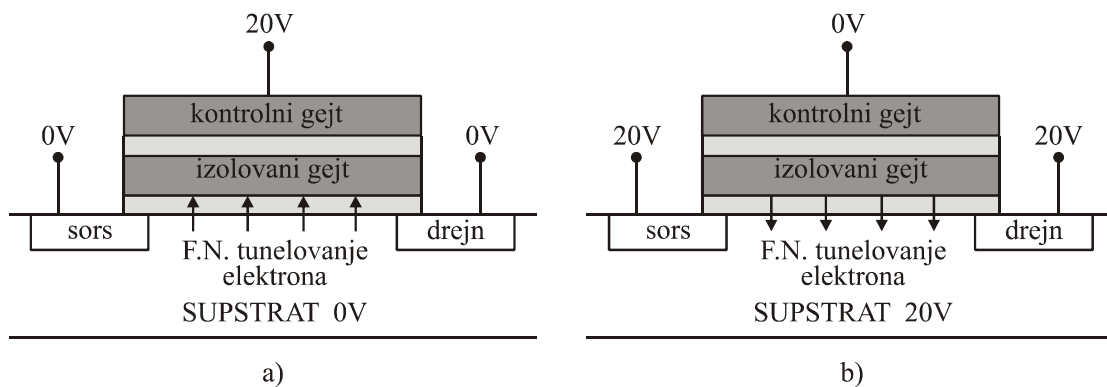
Sl.3.8 Pomeranje karakteristike ćelije usled programiranja ("1" → "0") i brisanja ("0" → "1"). Dijagrami se odnose na memorijske ćelije bazirane na MOSFETu sa ugrađenim kanalom.



Na sl. 3.9 prikazano je resetovanje (brisanje) ćelija NOR tipa. Kontrolni gejt je spojen na napon 0 V (ili -8 V) pri čemu je napon sorsa +12 V (ili +5 V), dok je drejn bez kontakta (otvoren). Usled naponske razlike od dvanaestak volti, stvara se električno polje sa smerom IG - sors. To stimuliše proces tunelovanja kojim se naelektrisanje IG prazni, čime ćelije prelaze u resetovano stanje (logička „1“), a strujno naponska karakteristika se vraća u svoj početni položaj, sl. 3.7 a) i 3.8. Proces pražnjenja kojim upravljaju kontroleri se nekoliko puta ponavlja, čime se osigurava prelazak svih ćelija u odgovarajuće stanje.



Sl. 3.9 Brisanje sadržaja NOR ćelije (povratak iz stanja „0“ u „1“) pražnjenjem elektrona iz izolovanog gejta mehanizmom Fauler Nordhajmovog tunelovanja.

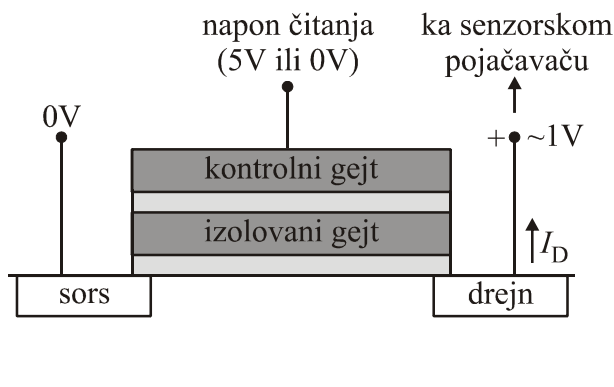


Sl.3.10 a) Programiranje NAND ćelije na bazi Fauler – Nortonovog tunelovanje elektrona sa supstrata na IG (prelaz iz stanja „1“ u „0“), b) brisanje sadržaja NAND ćelije tunelovanjem elektrona sa IG na supstrat, (prelaz iz stanja „0“ u „1“).

Za programiranje ćelija NAND arhitekture koristi se energetski efikasniji, iako nešto sporiji mehanizam koji se bazira na tunelovanju hladnih elektrona (engl. *Cold*

*Electron Tunneling*). U ovom slučaju na spoljašnji gejt se dovodi visok napon od 20 V, pri čemu su drejn, sors i supstrat uzemljeni (0 V), sl.3.10 a). Jako vertikalnog polje (nadole) podstiče tunelski prelaz elektrona, koji savladavaju potencijalnu barijeru i sa supstrata dospevaju na IG. Tokom procesa programiranja u supstratu se obrazuje kratak strujni impuls, manji od 1 nA, što znači da je potrošnja energije zanemarljivo mala.

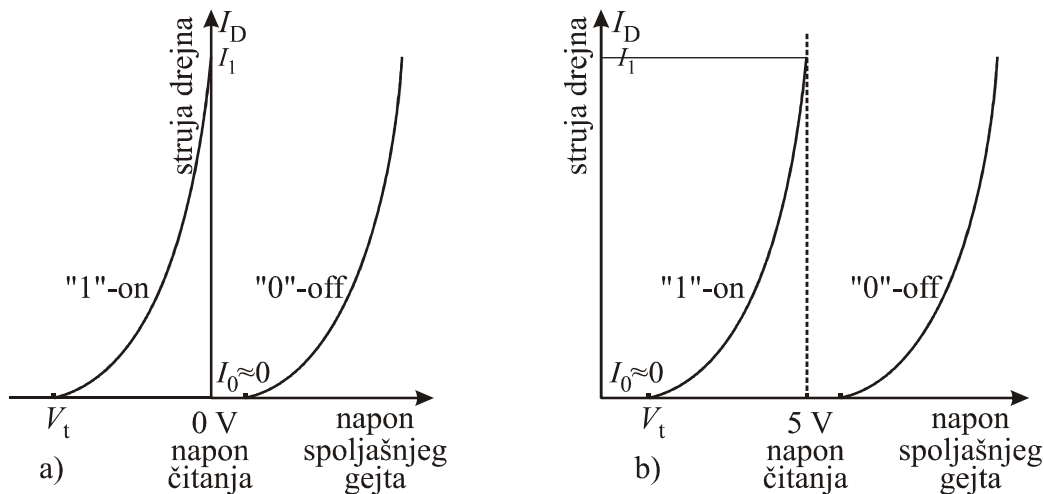
Brisanje sadržaja NAND ćelije vrši se takođe tunelskim mehanizmom, suprotnog smera u odnosu na onaj pri programiranju sl.3.10 b). Kontrolni gejt je uzemljen, dok su sors, drejn i supstrat priključeni na visoki napon od oko 20 V. Treba uočiti da su naponi pri programiranju i brisanju kod NAND memorija znatno veći nego kod NORa. Napon napajanja na USB konektoru iznosi 5 V što znači da se viši naponi dobijaju se uz pomoć podizача napona, tzv. *naponskih pumpi*. Vidi se da u NAND memorije moraju posedovati znatno jače naponske pumpe u poređenju sa NOR memorijama.



Sl.3.11 a) Režim čitanja memorijske ćelije sa indukovanim kanalom

Pri čitanju, kontrolni gejt se priključuje na napon čitanja. Kod ćelija na bazi MOSFETA sa ugrađenim kanalom napon čitanja je 0 V, dok je kod ćelija na bazi MOSFETA sa indukovanim kanalom napon čitanja je oko 5 V, sl.3.11. Napon drejn – sors pri čitanju je oko 1 V. Režim rada ćelije pri čitanju zavisi od programiranosti ćelije. U resetovanom stanju "1", ćelije su jako provodne, a u programiranom stanju "0" neprovodne, sl.3.12 a) i b). U stanju "0" postoji mala struja, tzv. *curenje* (engl. Subthreshold Leakage) koja eksponencijalno zavisi od napona gejta. Struja drejna adresirane ćelije teče linijom podataka (BL) i dolazi na ulaz senzorskog pojačavača.

Pomoću komparatorskih kola, na osnovu pojačanog signala dobijaju se diskretni On – Off signali, koji označavaju logičko stanje adresirane ćelije.



Sl.3.12 Dva mogućna rezultata čitanja:

ili  $I_0 \approx 0$  (logičko stanje „0“) ili  $I_1 \sim 100 \mu\text{A}$  (logičko stanje „1“),

čemu odgovaraju ekvivalentne otpornosti su  $R_0$  ili  $r_{zas}$ , ( $R_0 \gg r_{zas}$ ).

a) Karakteristike ćelija sa ugrađenim kanalom (napon čitanja  $V_{GS} = 0$ )

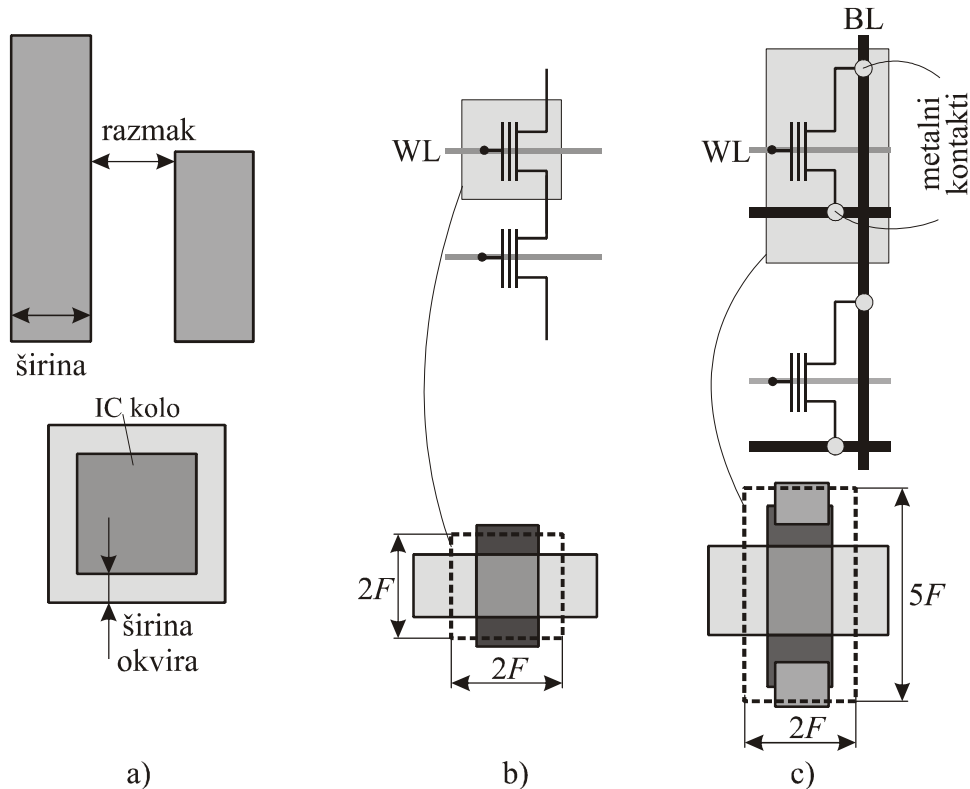
b) ćelija sa indukovanim kanalom ( napon čitanja  $V_{GS} = 5 \text{ V}$  ).

### 3.7. Pravila dizajna i smanjenje dimenzija poluprovodničkih memorija<sup>12</sup>

Projektovanje i izrada integrisanih elektronskih komponenata i uređaja usklađeno i standardizovano na međunarodnom nivou serijom obavezujućih preporuka koji se nazivaju *pravila dizajna*. Pravila obuhvataju sve faze izrade uređaja. Njima se standardizuju tehnološki procesi proizvodnje poluprovodničkih kola i sistema, određuju raspored konektorskih spojeva, daju geometrijska ograničenja kao i fizičke dimenzije poluprovodnika i provodnih veza. Pravila dizajna imaju za cilj da obezbede ispravan rad uređaja i da pri izradi omoguće kombinovanje komponenata različitih proizvođača.

<sup>12</sup> Engl. Design Rules, Flash scalability

Na sl. 3.13 a) ilustrovani su neki aspekti pravila dizajna koji se odnose na geometrijske karakteristike elektronskih sistema. Uobičajeno je da se dimenzije komponenata izražavaju uz pomoć jednog osnovnog geometrijskog parametra koji se obeležava oznakom  $\lambda$  ili  $F$ . Osnovni geometrijski parametar može biti širina poluprovodničkog supstrata, provodnika, razmak između provodnika ili pak širina okvira između poluprovodničke komponente i spoljašnje ivice.



Sl. 3.13 a) Uz objašnjenje pravila dizajna koji regulišu geometrijske parametre, b) i c) upoređenje veličina elementarnih ćelija NAND i NOR memorija sa istim geometrijskim parametrom  $F$ .

Na sl.3.13 b) i c) prikazane su memorijske ćelije NAND i NOR tipa konstruisane prema pravilu dizajna sa istim parametrom  $F$ . Donja skica konstrukcije ćelije omogućava upoređenje dimenzija. Vidi se da površina jednog NAND čipa iznosi  $2F \cdot 2F = 4F^2$  dok je površina NOR čipa  $2F \cdot 5F = 10F^2$ . Očigledno je da NAND ćelije, zbog manjih dimenzija omogućuju veću gustinu ćelija i samim tim znatno veći kapacitet pri istim spoljašnjim dimenzijama memorijskog čipa.

Gordon Mur<sup>13</sup> objavio je 1965. godine u časopisu *Electronics Magazine* članak u kome je izneo predviđanje da će se u budućnosti broj tranzistora u integrisanim kolima udvostručavati nakon približno 2 godine. Ovo predviđanje se zasnivalo na trendu povećanja gustine komponenata u integrisanim kolima počev od njihovog otkrića 1958. do 1965. godine. Autor članka je izneo očekivanje da će se ova brzina povećanja nastaviti bar tokom sledećih 10 godina. Pošto se Murovo predviđanje pokazalo veoma tačnim, godine 1970 ono je dobilo naziv **Murov zakon**. Trajanje zakona se produžilo na preko 50 godina. Za to vreme Zakon je predstavljao važnu smernicu istraživanjima i u dugoročnom planiranju razvoja industrije poluprovodnika. Pokazalo se da Murov zakon važi i za druge osobine digitalnih elektronskih uređaja kao što su brzina procesiranja, kapaciteti elektronskih memorija, broj piksela digitalnih kamera i dr. Sa matematičkog stanovišta, Murov zakon ima približno eksponencijalni oblik, što dobro izražava veliku brzinu razvoja i poboljšanja performansi digitalnih elektronskih uređaja. Pri formulisanju svog zakona Gordon Mur je ukazao na vremensku ograničenost njegovog trajanja. Iako je period ispravnosti zakona znatno nadmašilo očekivanih deset godina, sada se uočava postepeno odstupanje povećanja gustine pri integraciji tranzistora. Naime, period udvostručenja gustine produžio se od dve na tri godine, sa tendencijom daljeg smanjenja brzine porasta.

Ograničeno trajanje Murovog zakon ne proističe samo zbog karakteristika materijala, nego takođe usled fundamentalnih kvantno-mehaničkih zakona. Poznato je da kada se debljina izolacionih slojeva smanji ispod neke granice, izolacione karakteristike se naglo pogoršavaju, jer nosioci naelektrisanja prolaze kroz materijal mehanizmom tunelovanja.

Dobra osobina fleš memorija je mogućnost redukovanja dimenzija ćelija<sup>14</sup> kao osnovnog načina za povećanje kapaciteta. Konstrukcija fleš memorija je u suštini istovetna sa onom koja se koristi u integrisanoj elektronici. Zbog toga je prirodno što se brzina povećanja kapaciteta, od vremena otkrića dobro uklapala u Murov zakon. Povećanje kapaciteta se baziralo prvenstveno smanjivanjem osnovne dimenzije pravila dizajna. Pronalazač fleš memorija F.Masuoka predložio pravilo dizajna od  $2\mu\text{m}$ . Prve

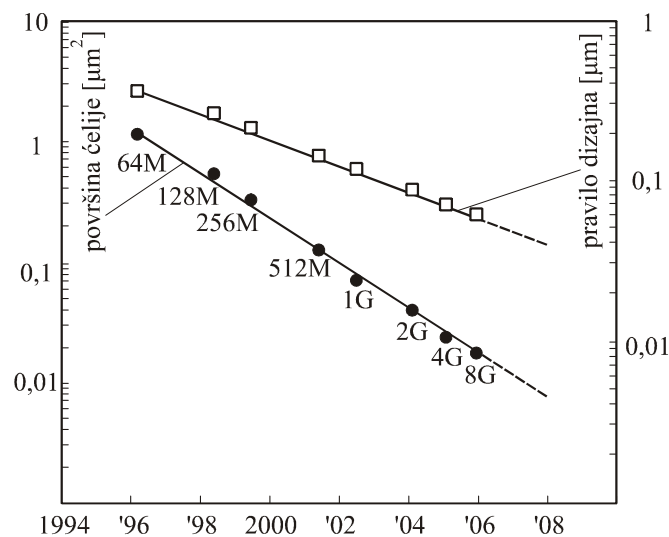
---

<sup>13</sup> Gordon Moore (1929 - ) Američki istraživač i biznismen, jedan od osnivača kompanije *Intel*, sada njen počasni predsednik.

<sup>14</sup> Engl. **Scalability**

fleš memorije izrađene su sa pravilom dizajna od 250 nm, na bi se ubrzo prešlo na 130 nm i zatim 90 nm. Danas su uobičajne memorije sa pravilom dizajna od (70 do 60) nm. Memorije većih kapaciteta reda veličine (32 i 64)Gb se izrađuju sa pravilom dizajna od 40 nm.

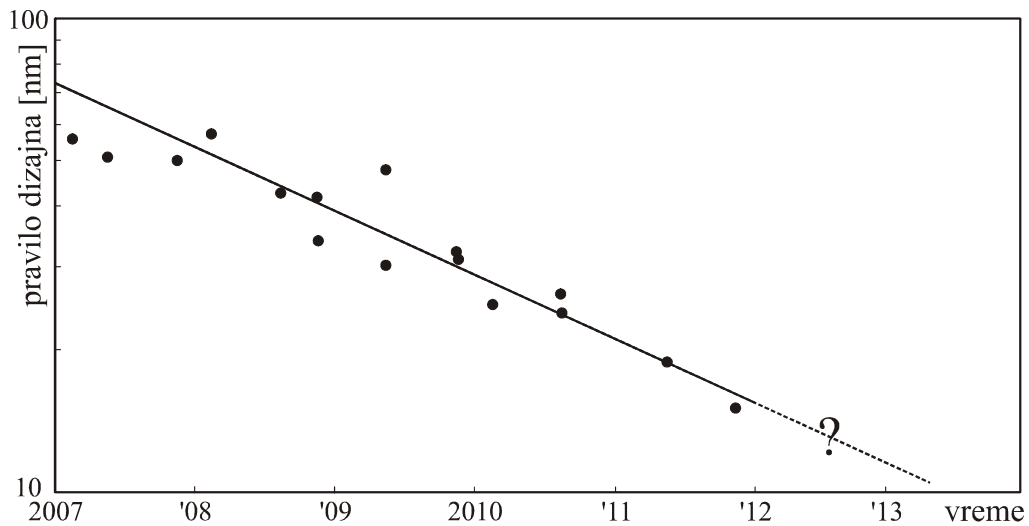
Pri pomeranju donje granice pravila dizajna uzimaju se fizičko hemijska ograničenja koja nameće litografska tehnika, zatim ograničenja elektrostatičke prirode i konačno ograničenja u vezi pouzdanosti. U toku je osvajanje tehnologije od 20 nm kojom se mogu ostvariti memorije sa kapaciteta od 256 Gb. Na bazi teorijskih razmatranja smatra se da je donja granica pravila dizajna na oko 19 nm. Osnovni ograničavajući faktor je debljina tunelskog sloja. Zadovoljavajuća retencija se postiže ako debljina sloja nije manja od 8 nm. Minimalna dužina kanala i dimenzije svih elektroda moraju biti usklađene u cilju postizanja adekvatne elektrostatičke sprege između kontrolnog gejta i povodnog kanala.



*Sl.3.14 Vremenski dijagrami pravila dizajna, smanjenja površina NAND ćelije i povećanje kapaciteta fleš memorija, od vremena početka komercijalne proizvodnje.*

Putevi daljeg povećanja kapaciteta memorija nalaze se u primeni višebitnih ćelija kao i u trodimenzionalnoj arhitekturi sa nekoliko slojeva memorijskih ćelija. Međutim svaki korak u povećanju gustine ćelija povlači za sobom pitanja smanjene izdržljivosti i porasta broja pogrešnih bitova. Ova druga pojava kompenzuje se softverski raznim korekcionim algoritmima. Nakon 2010. godine brzina povećanja

kapaciteta elektronskih kola se postepeno smanjuje. To je izraženo modifikacijom Murovog zakon s tom da je period udvostučenja kapaciteta povećan na 3 godine. Međutim, što se tiče fleš memorija, trend porasta kapaciteta je još uvek konstantan, pa se i dalje izražava izvornim oblikom Murovog zakona sa periodom od 2 godine. .



*Sl.3.15 Vremenski dijagram pravila dizajna fleš memorija dobijen usrednjavanjem novijih podataka nekoliko velikih svetskih proizvođača.*

## 4. TEORIJA RADIJACIONIH EFEKATA U POLUPROVODNIČKIM MEMORIJAMA NA BAZI MOSFETA SA IZOLOVANIM GEJTOM

### 4.1. Opšte karakteristike MOS komponenata

Tokom prethodnih decenija velikom uspehu tehnologiji izrade integrisanih kola u velikoj meri doprinele su dobre karakteristike silicijum-dioksida (u daljem tekstu oksid ili  $\text{SiO}_2$ ), koji je postao gotovo nezamenljiv dielektrik u MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) komponentama. Međutim, pokazano je da se nestabilnosti naelektrisanja u oksidu gejta i na površinskim stanjima neizbežno javljaju usled dejstva jonizujućeg zračenja ( $\gamma$  i X-zračenje, elektroni, joni) i usled dejstva nosioca toplotnog ubrizgavanja (IR) (što uključuje Fowler-Nordheim naprezanje električnog polja, lavinsko ubrizgavanje šupljina, lavinsko ubrizgavanje elektrona, itd.) (HCI).

Naznačene pojave tokom rada MOS tranzistora dovode do nestabilnosti njihovih električnih parametara i karakteristika, i predstavljaju ozbiljan problem za pouzdan rad MOS integrisanih kola [116-119]. Proučavanje ovih nestabilnosti, a pre svega uzroka i mehanizama odgovornih za njihov nastanak veoma je značajno, jer može biti od pomoći proizvođačima poluprovodničkih komponenti pri definisanju odgovarajućih tehnoloških parametara, u cilju povećanja njihove pouzdanosti. S obzirom na brzinu razvoja poluprovodničke elektronike, uz istovremeni zahtev za visokopouzdanim komponentama, ispitivanje njihove nestabilnosti normalnim radnim uslovima praktično je nemoguće. U tu svrhu, a da bi iniciranje mehanizma koji dovode do nestabilnosti bilo ubrzano, pribegava se ubrzanim testovima pouzdanosti, koji podrazumevaju primenu jakih električnih polja (tzv. električno naprezanje), u statičkom i impulsnom režimu, na sobnoj i/ili povišenoj temperaturi.

U konkretnom slučaju, pod pouzdanošću se podrazumeva verovatnoća da poluprovodnička komponenta ispunjava zadatu funkciju tokom određenog vremenskog perioda i pri određenim uslovima, odnosno da zadrži električne karakteristike i vrednost električnih parametara u određenim uslovima eksploatacije i definisanom vremenskom okviru. Pouzdanost se definiše u formi verovatnoće zbog toga što se ne može sa sigurnošću proceniti u kom trenutku će doći do otkaza na komponenti. Naime, ukoliko se grupa komponenata proizvedenih pod približno istim uslovima podvrgava



električnom naprežanju, manji broj komponenata u uzorku će ranije otkazati (rani otkazi), a veći broj kasnije. Da bi se iz ovakve grupe komponenata odstranile one kod kojih postoji mogućnost da dođe do ranih otkaza, pristupa se postupku odabiranja kroz koji prolaze sve komponente, a koji sadrži niz testova od kojih je najvažniji tzv. burn-in test. Ovaj test se sprovodi u dva koraka:

1. kratkotrajano žarenje (10 - 30 sati) u normalnim i pojačanim radnim uslovima, da bi se odstranile komponente podložne otkazima usled zaostalih defekata tokom njihove proizvodnje i

2. dovoljno dugo žarenje u pooštrenim radnim uslovima, da bi se odstranile komponente kod kojih se manifestiraju rani otkazi.

Važno je istaći činjenicu da, iako visok kvalitet MOS komponenata u do izvesne mere garantuje i visok nivo njihove pouzdanosti, veliki broj defekata može da ostane skriven, a njihovo prisustvo da se ispolji u toku primene, dovodeći do degradacije MOS komponente, uključujući i njen otkaz.

Današnji razvoj MOS integrisanih kola pokazuje tendenciju povećanja složenosti komponenti i permanentno smanjenje njihovih dimenzija, što podrazumeva i potrebu za sve tanjim oksidima gejta. Isto tako su se pojavile i diskretne MOS komponente snage, pri čemu se na početku njihovog razvoja smatralo da će one u energetskej elektronici veoma brzo potisnuti bipolarne tranzistore. Međutim, tehnološki postupci izrade ovih tranzistora su bili složeniji u odnosu na bipolarne tranzistore, tako da je pravi napredak u energetskej elektronici nastao pojavom VDMOS (Vertical-Double-Diffused MOS) tranzistora, čija je izrada bila mnogo jednostavnija. Na taj način su VDMOS tranzistori, a pre svega zbog svojih dobrih električnih karakteristika (velika brzina rada, mala otpornost uključivanja, veliki probojni napon itd.), našli primenu u oblastima kao što su automobilska industrija [120]. VDMOS tranzistori su se pokazali veoma dobro i kad je reč o njihovim prekidačkim performansama na visokim učestanostima (većim od 100 kHz [121]). Iz tih razloga VDMOS tranzistori su našli primenu kao prekidačke komponente kod visokofrekventnih izvora napajanja, a koje se koriste u medicinskej elektronici, sistemima kontrole motora, prekidačkim izvorima napajanja, u telekomunikacionim istraživanjima i sl.

I pored svojih dobrih osobina, SiO<sub>2</sub> koji se koristi u izradi MOS komponenata i integrisanih kola, ima i određene nedostatke. Naime, nestabilnosti naelektrisanja u

oksidu gejta i na površinskim stanjima tokom rada MOS komponenata i MOS integrisanih kola, a čija je pojava nezaobilazna usled prisustva IR ili HCI procesa, dovode do nestabilnosti njihovih električnih parametara i karakteristika. Iz tih razloga naznačene pojave predstavljaju jedan od najozbiljnijih problema za pouzdan rad MOS integrisanih kola [117,118], a naročito kada se MOS komponente primenjuju u radijacionom okruženju.

Naime, istraživanja su pokazala [118] da su MOS komponente veoma osetljive na različite vrste jonizujućeg zračenja i da je njihova osetljivost u velikoj meri posledica primenjene tehnologije izrade istih. Isto tako, neki tehnološki postupci, kao što su litografija pomoću mlaza elektrona, X - zraka, procesi u plazmi itd., a koji su uključeni u tehnološki niz tokom proizvodnje integrisanih kola, sve u cilju smanjenja dimenzija tih komponenata, mogu biti značajni izvori stvaranja defekata u oksidu [118].

Pažnja današnjih istraživanja uticaja IR i HCI procesa na MOS komponente usmerena je u dva pravca. Prvi pravac podrazumeva proizvodnju komponente koja treba da je što otpornija na ove vrste procesa, a drugi pravac je usmeren na proizvodnju PMOS tranzistora, koji su osetljivi na IR u cilju proizvodnje senzora i dozimetara jonizujućeg zračenja [118]. Treba istaći činjenicu da su prvi principi rada PMOS senzora i dozimetara jonizujućeg zračenja objavljeni još 1974. godine [122]. Za razliku od uticaja IR i HCI na pouzdanost komercijalnih MOS tranzistora, što je i predmet mnogih istraživača širom sveta, ispitivanja PMOS tranzistora kao dozimetara IR je znatno manje zastupljeno.

#### **4.2. Poreklo i karakteristike defekata i naelektrisanja u oksidu i na Si-SiO<sub>2</sub> međupovršni**

Naelektrisanja u oksidu gejta i na međupovršni Si - SiO<sub>2</sub> mogu se podeliti u četiri grupe i to na [117,123,124]:

- pokretne jone,
- naelektrisanja na centrima zahvata,
- fiksna naelektrisanja i
- naelektrisanja na površinskim stanjima.

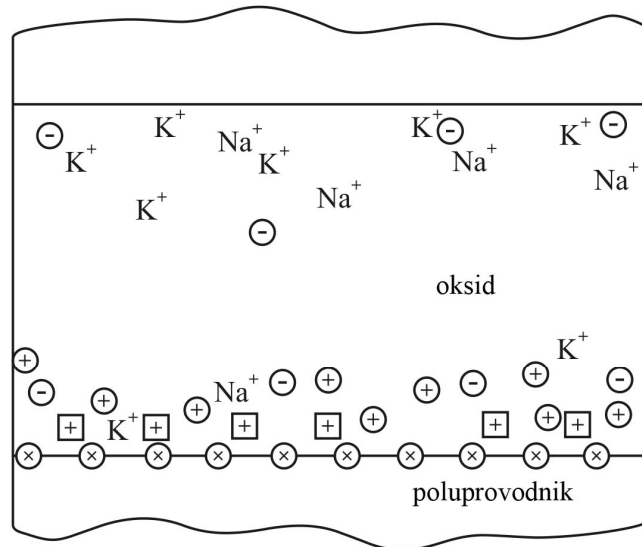
Međutim, ako se izvrši podela naelektrisanja na osnovu njihovog uticaja na strujno-naponske karakteristike MOS tranzistora, mogu se izdvojiti samo (i) naelektrisanja u oksidu gejta (koja uključuju pokretne jone, naelektrisanja na centrima zahvata i fiksno naelektrisanje) i (ii) naelektrisanja na površinskim stanjima. Osnovna klasifikacija naelektrisanja u oksidu gejta i na površinskim stanjima MOS tranzistora šematski je prikazana na slici 4.1.

Pokretni joni u oksidu gejta su uglavnom pozitivni joni alkalnih metala kao što su  $\text{Na}^+$  i  $\text{K}^+$ , ali i vodonikovi joni  $\text{H}^+$ . Oni mogu biti ugrađeni u oksid tokom same izrade pločice, ili mogu prodrći u oksid sa okolnih površina u toku procesa pasivizacije i pakovanja [124,125]. Postojanje ovih jona u oksidu gejta povezano je sa činjenicom da oni u toku visokotemperaturnih procesa sa kontaminiranih površina lako difunduju u oksid. Pokretni joni se ne raspodeljuju uniformno u oksidu, već se najveći broj njih nalazi u poluprovodniku ili metalu, pri čemu se u metalu deponuje mnogo veći broj jona zbog mnogo veće sile lika prema metalu u odnosu na silu lika prema poluprovodniku.

Najvažniji mehanizam nestabilnosti vezan za naelektrisanja u oksidu gejta jeste migracija pozitivnih jona na međupovršinu oksid-metal i na međupovršinu oksid poluprovodnik pod dejstvom pozitivne polarizacije gejta i povišene temperature. Da bi se ove nestabilnosti svele na minimum, u MOS tehnologiji se preduzima niz mera. Pored obaveznog održavanja, održavanja visokog nivoa čistoće tehnološkog prostora i materijala koji se koriste u postupku izrade MOS komponente, sprovode se i određene izmene u tehnologiji izrade oksida, sve sa ciljem minimizacije efekta nestabilnosti. Osim toga, opšte prihvaćen postupak minimiziranja broja pokretnih jona podrazumeva uvođenje hlora ( $\text{Cl}_2$ ) u oksid. Ovaj postupak podrazumeva uvođenje izvesne količine HCl ili  $\text{Cl}_2$  u oksidacionu atmosferu ili propuštanje kiseonika kroz trihloretilen.

Naelektrisanja na centrima zahvata čine defekti i primesni atomi u oksidu koji imaju dozvoljen energetski nivo u zabranjenoj zoni oksida. Ta naelektrisanja Uglavnom su locirana blizu Si -  $\text{SiO}_2$  međupovrši, dok je njihov broj u unutrašnjosti oksida neznatan. Na slici 4.2 su prikazani modeli hemijskih veza i dijagram energetskih zona, ilustrujući najvažnije defekte u oksidu i na Si -  $\text{SiO}_2$  međupovrši [119,126]. Iako slika 4.2a to najbolje ne prikazuje, treba imati u vidu da se Si -  $\text{SiO}_2$  međupovrši prostire ne samo kroz jedan već kroz veći broj slojeva atoma. Kao što pokazuje slika 4.2b, zbog velike razlike u širinama zabranjenih zona, odnosno energetskog procepa silicijuma

(1.12 eV) i oksida (9 eV), na međupovršni se javlja diskontinuitet energetske zone, a nosioci naelektrisanja nailaze na visoku energetske barijeru (oko 3,2 eV za elektrone i 4,7 eV za šupljine), koja u normalnim uslovima sprečava bilo kakvo kretanje elektrona i šupljina iz poluprovodnika u oksid.

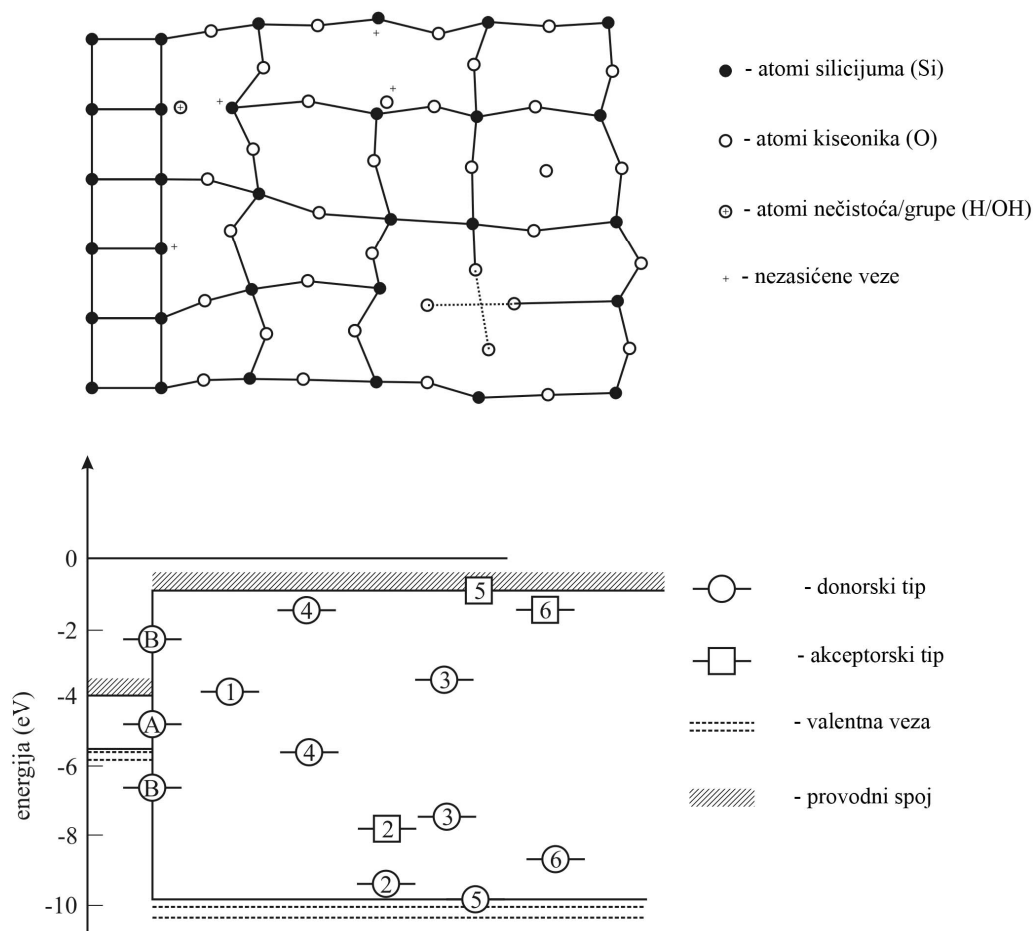


- Na<sup>+</sup>, K<sup>+</sup> - mobilni joni
- ⊕, ⊖ - naelektrisanja na centarima zahvata
- ⊕ - fiksna naelektrisanja
- ⊗ - naelektrisanja na površinskim stanjima

Slika 4.1. Klasifikacija naelektrisanja na Si - SiO<sub>2</sub> međupovršni i u oksidu gejta MOS tranzistora.

Poreklo naelektrisanja na centru zahvata može biti različito. Zahvati mogu da se formiraju kako na ( $\equiv$  Si - O) trovalentnim vezama, tako i na defektima u oksidu (upražnjena mesta na kojim treba da se nalazi kiseonik, tzv. vakancije kiseonka, na (= Si - H) i (= Si - OH) dvovalentnim vezama, da budu posledica ostalih primesnih atoma i sl.). To znači da postoje različiti energetske nivoi centra zahvata, i oni zavise od vrste i kvaliteta oksida. Centri zahvata mogu biti neutralni, ali i naelektrisani pozitivno ili negativno. U toku eksploatacije pod određenim uslovima, centri zahvata mogu da se naelektrišu zahvatanjem elektrona ili šupljina i neutrališu otpuštanjem istih, što za posledicu ima nestabilnost gustine efektivnog naelektrisanja zahvaćenog na njima. Defekti usled naelektrisanja na centrima zahvata su uglavnom donorskog tipa, što znači

da mogu da budu pozitivno naelektrisani i neutralni, tako da je ukupno naelektrisanje u oksidu pozitivno.



- |  |  |
|--|--|
| 1- putujući silicijum  | $\equiv \text{Si}_\text{O}^\bullet$            |
| 2- nevezni kiseonik  | $\equiv \text{Si}_\text{O} - \text{O}^\bullet$ |
| 3- kiseonička šupljina (vakancija) $V_\text{O}(\equiv \text{Si}_\text{O}^\bullet \text{ } \bullet\text{O} \equiv)$ |  |
| 4- silicijumski intersticijum  | $\text{Si}_\text{oi}$                          |
| 5- silicijumska šupljina (vakancija)   | $V_\text{SiO}$                                 |
| 6- kiseonička intersticijum  | $\text{O}_\text{i}$                            |
| A- trovalentni silicijum na međupovršu   | $\equiv \text{Si}^\bullet$                     |
| B- silicijumski atomi iatomske grupe nečistoća   |  |
| $\equiv \text{Si}_\text{s} - \text{H}, \equiv \text{Si}_\text{s} - \text{OH}$                                      |  |

Slika 4.2. Najčešći defekti u oksidu i na Si - SiO<sub>2</sub> međupovršu:

- (a) dvodimenzionalni model hemijskih veza;  
 (b) model energetske nivoa.

Važno je istaći da se šupljine mogu lakše zahvatati od elektrona. Tako je odnos broja zahvaćenih šupljina i ukupnog broja injektovanih šupljina u oksid približno jednak, dok se od  $10^5$  injektovanih elektrona u proseku zahvati manje od jednog. No i pored toga, nestabilnosti naelektrisanja na centrima zahvata zbog zahvatanja elektrona mogu biti jednake onima koje su izazvane zahvatanjem šupljina, pa čak i izraženije. Razlog ovome leži u činjenici da se elektroni mnogo lakše injektuju u oksid, što povećava i mogućnost njihovog zahvata.

Najvažniji mehanizmi koji dovode do pojave slobodnih nosilaca u oksidu gejta se mogu svrstati u tri grupe:

- 1) tunelovanje elektrona i šupljina iz poluprovodnika ili metala u oksid,
- 2) injekcija vrućih elektrona i šupljina iz poluprovodnika u oksid, i
- 3) generisanje parova elektron-šupljina u samom oksidu gejta, što može biti posledica različitih uticaja kao što su efekti jonizujućeg zračenja, foto-generisanje ili primena jakog električnog polja.

Ka centrima zahvata u oksidu ili u valentnu, tj. provodnu zonu oksida, mogu da tuneluju šupljine iz valentne zone poluprovodnika, odnosno elektroni iz provodne zone poluprovodnika ili metala. Mogući su i procesi tunelovanja elektrona, odnosno šupljina sa centara zahvata u provodnu, odnosno valentnu zonu oksida, ili direktno u poluprovodnik, što po analogiji dovodi do nestabilnosti gustine naelektrisanja na centrima zahvata.

Postoje četiri mehanizma koji se odnose na injekciju vrućih nosilaca iz poluprovodnika u oksid gejta. To su:

- 1) injekcija vrućih elektrona iz supstrata,
- 2) injekcija vrućih elektrona iz kanala,
- 3) injekcija vrućih nosilaca usled lavinske multiplikacije u oblasti drejna (s tim što je injekcija šupljina favorizovana kada je smer normalne komponente polja ka oksidu, dok je injekcija elektrona favorizovana kada je smer polja ka poluprovodniku), i
- 4) injekcija vrućih elektrona izazvana sekundarnom jonizacijom od strane šupljina u supstartu.

Treba istaći da ovakve promene gustine naelektrisanja na centrima zahvata nisu jedini oblik nestabilnosti do kojih dolazi u toku eksploatacije MOS tranzistora. Naime,

može doći do formiranja novih centara zahvata, koji su u početku neutralni, ali mogu da se naelektrišu zahvatanjem elektrona i šupljina.

Fiksno naelektrisanje je locirano uz međupovrš oksid-poluprovodnik, na rastojanjima manjim od 8 nm i njegova gustina je konstantna, bez obzira na promenu napona praga MOS komponenata. Ovo naelektrisanje je uvek pozitivno, jer ga uglavnom čine nezasićene veze silicijuma blizu Si - SiO<sub>2</sub> međupovrši. Fiksno naelektrisanje zavisi od orijentacije kristala i ono je znatno veće kod kristalne orijentacije tipa (111) nego kod kristalne orijentacije tipa (100). Količina fiksnog naelektrisanja zavisi od tehnoloških uslova oksidacije (atmosfera i temperature).

Odžarivanje oksida u azotu ili argonu na temperaturama višim od 600° C smanjuje gustinu fiksnog naelektrisanja. To je jedan od razloga zbog kojeg je odžarivanje oksida uvedeno kao standardni postupak pri izradi CMOS integrisanih kola. Treba napomenuti da se nestabilnost fiksnih naelektrisanja retko manifestuje izdvojeno od promena ostalih naelektrisanja u oksidu. Najčešće su nestabilnosti ovakvog tipa praćene simultanim promenama naelektrisanja na površinskim stanjima i centrima zahvata. Zato se u literaturi fiksno naelektrisanje sreće u mnogo širem značenju, iako najčešće taj termin podrazumeva i naelektrisanje na centrima zahvata, naročito prilikom razmatranja nestabilnosti naelektrisanja na njima. Pošto je poreklo fiksnog naelektrisanja i centara zahvata vrlo često zajedničko, može se pretpostaviti da se oni međusobno razlikuju po mehanizmima nestabilnosti. Naime, nestabilnosti naelektrisanja na centrima zahvata posledica su zahvatanja i otpuštanja slobodnih elektrona i šupljina u oksidu, dok se nestabilnost fiksnog naelektrisanja ogleda u njegovom povećanju kao rezultat odgovarajućih hemijskih reakcija. Jedna takva reakcija je i razgradnja (Si - H) veze blizu Si - SiO<sub>2</sub> međupovrši. Pod uticajem umerene negativne polarizacije gejta i povišene temperature, (Si - H) grupa reaguje sa (Si - O) grupom, pri čemu se na Si atomu iz poluprovodnika formira površinsko stanje, a oslobođeni vodonik i kiseonik formiraju OH grupu koja difunduje ka međupovrši. Nakon prebacivanja jednog elektrona u poluprovodnik, Si atom u oksidu ostaje pozitivno naelektrisan što predstavlja fiksno naelektrisanje. Međutim, između fiksnog naelektrisanja i naelektrisanja na centrima zahvata vrlo često nije moguće povući oštru granicu.

Naelektrisanja na površinskim stanjima predstavljaju važnu grupu naelektrisanja u oksidu. Površinska stanja se nalaze na Si - SiO<sub>2</sub> međupovrši čiji se energetske nivoi

nalaze u zabranjenoj zoni poluprovodnika. Ova stanja se javljaju kao posledica prekida strukture poluprovodnika zbog toga što površinski atomi ostaju sa jednom nezasićenom vezom. To znači da je na čistim površinama poluprovodnika broj površinskih stanja približno jednak broju površinskih atoma. Međutim, termička oksidacija redukuje broj površinskih stanja za nekoliko redova veličine, jer veliki broj veza silicijumovih atoma postaje zasićen vezivanjem za kiseonikove atome. Gledano sa stanovišta porekla površinskih stanja, postoji potpuna analogija između njih i fiksnog naelektrisanja, pa samim tim i centara zahvata. Razlika je u tome što se fiksno naelektrisanje, kao i centri zahvata nalaze u oksidu, dok se površinska stanja nalaze na Si - SiO<sub>2</sub> međupovršni i lako su dostupna slobodnim nosiocima iz poluprovodnika. Razmena naelektrisanja između površinskih stanja i poluprovodnika je relativno brza, tako da gustina naelektrisanja na površinskim stanjima u datom trenutku zavisi od raspodele energetskih nivoa površinskih stanja i položaja Fermijeveg nivoa u zabranjenoj zoni poluprovodnika. Iako sam proces termičke oksidacije znatno smanjuje gustinu površinskih stanja, za ispravan rad MOS komponentata potrebno je dodatno smanjenje ovog tipa naelektrisanja. Danas se najčešće koristi postupak odžarivanja oksida posle izvršene metalizacije u azotu ili smesi azota i vodonika. Na taj način se vodonik direktno ubacuje u oksid, ili se formira posle reakcije vode i aluminijuma. Ovim postupkom se, pored gustine površinskih stanja smanjuje i gustina fiksnog naelektrisanja, tako da se ovaj postupak primenjuje u skoro svim standardnim tehnologijama. Takođe je povoljna okolnost što oksidi koji narastaju u prisustvu hlorovodonika, pored hlora koji neutrališe pokretne jone, sadrži i vodonik koji smanjuje gustinu površinskih stanja.

Mehanizmi nestabilnosti naelektrisanja na površinskim stanjima posledica su isključivo formiranja novih površinskih stanja. Skoro svi opisani mehanizmi mogu se pratiti povećanjem gustine površinskih stanja. Već je opisan mehanizam formiranja fiksnog naelektrisanja pri čemu se istovremeno formiraju i površinska stanja. Drift jona kaSi - SiO<sub>2</sub> međupovršni može da dovede do povećanja gustine površinskih stanja. Pokazano je da procesi injekcije naelektrisanja u oksidu najlakše formiraju nova površinska stanja koja se mogu ostvariti IR i HCI procesima. Važno je istaći da usled prolaska elektrona krozSi - SiO<sub>2</sub> međupovrš, može doći do formiranja površinskih



stanja a da ti elektroni ne budu zahvaćeni centrima zahvata i samim tim ne dođe do promene gustine naelektrisanja u njima.

Kao što je već istaknuto, površinska stanja veoma brzo razmenjuju naelektrisanje sa poluprovodnikom, a centri zahvata ne. S druge strane, znatan broj defekata u oksidu nalazi se veoma blizu međupovršine tako da oni, bez obzira na to što imaju mikrostrukturu kao i defekti dublje u oksidu, mogu slično površinskim stanjima da razmenjuju naelektrisanje sa silicijumom. Međutim, za razliku od pravih površinskih stanja, ove defekte od naelektrisanja u silicijumu odvaja energetski procep, tako da se razmena naelektrisanja između njih i silicijuma odvija putem tunelovanja nosilaca, pri čemu trajanje procesa u velikoj meri zavisi od udaljenosti od međupovršine i visine barijere i može da iznosi od 1  $\mu$ s pa do nekoliko godina. Dugi vremenski period u kome ovi defekti razmenjuju naelektrisanje sa silicijumom ukazuje na nepostojanje oštre granice između efekata naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja, kao i na njihov uticaj na električne parametre MOS tranzistora. Zbog toga se ovi defekti u literaturi nazivaju granični centri zahvata [127-130]. Oni mogu da deluju i kao centri zahvata u oksidu i kao površinska stanja. Ovakva priroda graničnih centara zahvata može da dovede do problema u interpretaciji rezultata električnih merenja i poteškoća u razdvajanju efekata površinskih stanja i naelektrisanja u oksidu, pošto zavisno od uslova merenja (vrednosti napona polarizacije, frekvenecije signala), granični centri zahvata mogu da se ponašaju kao površinska stanja ili/i centri zahvata u oksidu. Kombinovanjem odgovarajućih tehnika merenja i analize moguće je izdvojiti efekte naelektrisanja na graničnim centrima zahvata [131,132], što je posebno važno za karakterizaciju MOS komponenata sa tankim oksidom gejta. Kod ovih MOS komponenti svi defekti u oksidu su bliski međupovrši, i po vrednosti gustine dostižu ili čak i premešuju površinska stanja [129]. Za slučaj debelih oksida, kao što je slučaj kod snažnih MOS tranzistora, standardna podela na centre zahvata u oksidu i površinska stanja u opštem slučaju je prihvatljiva. U ovom slučaju udeo graničnih centara koji će pri električnoj karakterizaciji komponenata biti registrovana kao površinska stanja ili centri zahvata u oksidu, u velikoj meri zavisi od brzine merenja odnosno učestanosti signala koji se tokom merenja koristi.

### 4.3. Klasifikacija centara zahvata prema uticaju na električne karakteristike MOS komponenti

Na osnovu do sad navedenog, može se zaključiti da se sva naelektrisanja mogu podeliti u dve grupe:

- naelektrisanja u oksidu i
- naelektrisanja na površinskim stanjima.

Promene gustina naelektrisanja u oksidu  $\Delta N_{ot}$  i naelektrisanja na površinskim stanjima  $\Delta N_{it}$  su direktno odgovorne za promene graničnih karakteristika podstrukture (eng. subthreshold) MOS tranzistora tokom IR i HCI procesa. Učešće određene vrste defekata u vrednostima za  $\Delta N_{ot}$  i  $\Delta N_{it}$  prvenstveno zavisi od njihovog električnog uticaja na nosioce naelektrisanja u kanalu MOS tranzistora, kao i od njihove prostorne raspodele. Ukoliko defekti imaju mogućnost da zahvataju nosioce iz kanala, usled čega dolazi do smanjenja nagiba granične karakteristike podstrukture, tj. subthreshold-a, smatra se da se oni ponašaju kao površinska stanja i da od njih zavisi vrednost  $\Delta N_{it}$ . Ukoliko defekti deluju na nosioce u kanalu svojim električnim poljem privlačeći ih ili odbijajući Kulonovim silama (u zavisnosti od znaka njihovog naelektrisanja) dolazi do paralelnog pomeranja subthreshold karakteristika usled promene  $\Delta N_{ot}$ . Tereba istaći da je uticaj defekata nastalih u IR ili HCI procesima na  $\Delta N_{ot}$  i  $\Delta N_{it}$  određen prvenstveno njihovim električnim delovanjem, a zatim i njihovom lokacijom. To pokazuje da neki defekti koji se nalaze na Si - SiO<sub>2</sub> međupovrsi mogu da se ponašaju kao defekti u oksidu (utiču na vrednost  $\Delta N_{ot}$ ), dok neki defekti koji se nalaze u oksidu mogu da se ponašaju kao površinska stanja (utiču na vrednost  $\Delta N_{it}$ ) [118,119,133]. Iako lokacija defekata ima manji uticaj na subthreshold karakteristike od njihovog električnog uticaja, ona se ne može zanemariti. Na primer, prilikom snimanja subthreshold karakteristika (koji predstavlja proces koji se odigrava brzo), samo deo ovih defekata može da zahvati nosioce iz kanala.

Najzastupljenije tehnike za određivanje gustina centara zahvata u oksidu i na Si - SiO<sub>2</sub> međupovrsi su subthreshold-midgap (SMG) ili tehnika analize promene prenosnih karakteristika graničnih podstrukture u MOS tranzistorima [134] i charge pumping (CP) ili tehnika "pumpanja" naelektrisanja [135,136] (detaljan opis ovih tehnika dat je u poglavlju 6 ove studije). Na osnovu položaja centara zahvata koji se detektuju ovim

tehnikama, pojavila se potreba njihove nove klasifikacije, jer se pomoću SMG tehnike može odrediti kako SMG za  $\Delta N_{ot}$ , tj.  $\Delta N_{ot}$  (SMG), tako i SMG za  $\Delta N_{it}$ , tj.  $\Delta N_{it}$  (SMG), dok je CP tehnikom moguće odrediti samo CP za  $\Delta N_{it}$ , tj.  $\Delta N_{it}$  (CP). Korišćenje ove dve tehnike, između ostalog, je pogodno i zbog toga primene efektivnih frekvenci koje su međusobno spektralno veoma udaljene (učestanost za SMG tehniku ima vrednost od svega nekoliko Hz, dok učestanost za CP tehniku ide i do 1 MHz). SMG kao sporija tehnika koristi se za određivanje dve vrste centara: fiksnih centara zahvata (eng. fixed traps) (FT) kojima odgovara gustini naelektrisanja  $\Delta N_{ft} \equiv \Delta N_{ot}$ (SMG) i promenljivi centara zahvata (eng. switching traps) (ST) kojima odgovara gustini naelektrisanja  $\Delta N_{st} \equiv \Delta N_{it}$ (SMG)[137,138].

Fiksni centri zahvata (FT) su centri zahvata u oksidu koji ne razmenjuju naelektrisanje sa Si supstratom u toku snimanja subthreshold karakteristike, tj. karakteristike granične podstrukture putem SMG tehnike. Oni se najčešće nalaze dublje u oksidu, mada mogu biti i u blizini ili eventualno na Si - SiO<sub>2</sub> međupovršni. Bitna karakteristika fiksnih centara zahvata je da se oni mogu trajno oporaviti [137,138].

Promenljivi centri zahvata (ST) mogu se podeliti na brže promenljive centre zahvata (eng. faster switching traps) (FST) i na sporije promenljive centre zahvata (eng. slower switching traps) (SST). Promenljivi centri zahvata mogu da razmenjuju naelektrisanje sa silicijumskim supstratom u toku merenja. Brzina (ST) zavisi od njihovog rastojanja od Si - SiO<sub>2</sub> međupovršni [139]. To ukazuje na činjenicu da svi defekti naelektrisanja nastali kroz IR ili HCI procese, a koji se nalaze u blizini ove međupovršni i u mogućnosti su da razmenjuju naelektrisanje sa supstratom, postaju deo (ST). Takođe, neki (ST) mogu biti locirani dublje u oksidu, tako da nema dovoljno vremena da u toku merenja razmenjuju naelektrisanje sa nosiocima u kanalu, što znači da  $\Delta N_{ft}$  može da sadrži izvestan broj promenljivih centara zahvata. (FST) koji se nalaze na samoj međupovršini i predstavljaju "stvarna" površinska stanja (gustine  $\Delta N_{it}$ , tj. važi da je  $\Delta N_{it}$ (CP)  $\equiv \Delta N_{ft}$ . (SST) - sporije promenljivi centri zahvata (gustine naelektrisanja  $\Delta N_{sst}$ ), koji se nalaze u oksidu, blizu Si - SiO<sub>2</sub> međupovršine se često nazivaju tzv. spora stanja (eng. slow states) (SS) [21], anomalna pozitivna opterećenja (eng. anomalous positive charge) (APC) [140], promenljivi oksidacioni centri zahvata (eng. switching oxide traps) (SOT) [26] ili granični centri zahvata (eng. border traps) (BT) [24].

Na kraju treba istaći da tokom merenja SMG tehnikom, promenljivi centri zahvata (ST) razmenjuju naelektrisanje u toku merenja, sto znači da za slučaj n-kanalnog MOS tranzistora (NMOS) ovi centri zahvataju naelektrisanja iz kanala, ali ih i otpuštaju kada se merenje završi. Pokazano je da promenljivi centri zahvata mogu biti privremeno oporavljeni (proces kompenzacije) ili trajno oporavljeni (proces neutralizacije), ali ne u toku merenja, već izlaganjem komponentata povišenoj temperaturi.

#### **4.3.1. Defekti u SiO<sub>2</sub> i Si - SiO<sub>2</sub> međupovršni izazvani IR i HCI procesima**

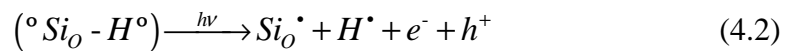
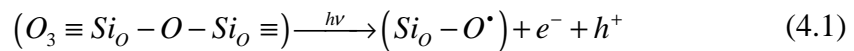
##### **4.3.1.1. Formiranje elektronskih šupljina u paru SiO<sub>2</sub>**

IR i HCI procesi dovode do formiranja sličnih oštećenja u SiO<sub>2</sub>, obzirom da elektroni igraju presudnu ulogu u transferu energije do oksida u oba procesa, i jedino se razlikuju a razlika je u energiji samih elektrona. Uglavnom, sekundarni elektroni koji se oslobodaju u oksidu usled  $\gamma$  fotona (IR) i toplih elektrona (HCI), a upravo oslobođeni sekundarni elektroni igraju značajnu ulogu u stvaranju oštećenja u SiO<sub>2</sub>. Isto tako, pokazano je [137,142-146] da razlika u energiji elektrona ima značajan uticaj na vrstu nastalog oštećenja. Na primer, sekundarni elektroni visoke energetske vrednosti (IR slučaj) proizvode značajno manje negativnog naelektrisanja, tj. fiksnih centara zahvata (FT) od toplih elektrona niske energetske vrednosti (HCI slučaj).

U slučaju IR procesa,  $\gamma$  fotoni imaju uzajamno reaguju sa elektronima u SiO<sub>2</sub> molekulima, uglavnom preko Compton raspršivanja, pri čemu oslobodaju sekundarne elektrone i šupljine, tj.  $\gamma$  fotonski prekid (Si<sub>O</sub> - O) i (Si<sub>O</sub> - Si<sub>O</sub>) kovalentnih veza u oksidu [118] (indeks "O" se koristi da bi se označio oksid). Oslobođeni elektroni (takozvani „sekundarni elektroni“), koji imaju visoku energetske vrednost, mogu biti ponovo rekombinovani u šupljinama na mestu gde su i nastali stvoreni, ili mogu izbeći ovo ponovno rekombinovanje. Sekundarni elektroni, koji izbegnu ponovno rekombinovanje sa šupljinama putuju do nekog rastojanja sve dok ne oslobode oksid, gubeći svoju kinetičku energiju kroz sudare sa drugim sekundarnim elektronima, ili što je još verovatnije, sa vezanim elektronima u (Si<sub>O</sub> - O) i (Si<sub>O</sub> - Si<sub>O</sub>) kovalentnim vezama u oksidu. Tokom sudara sekundarnih elektrona sa vezanim elektronima, osloboda se još više sekundarnih elektrona iz oksida (veza (Si<sub>O</sub> - Si<sub>O</sub>) predstavlja slobodno mesto oksida).

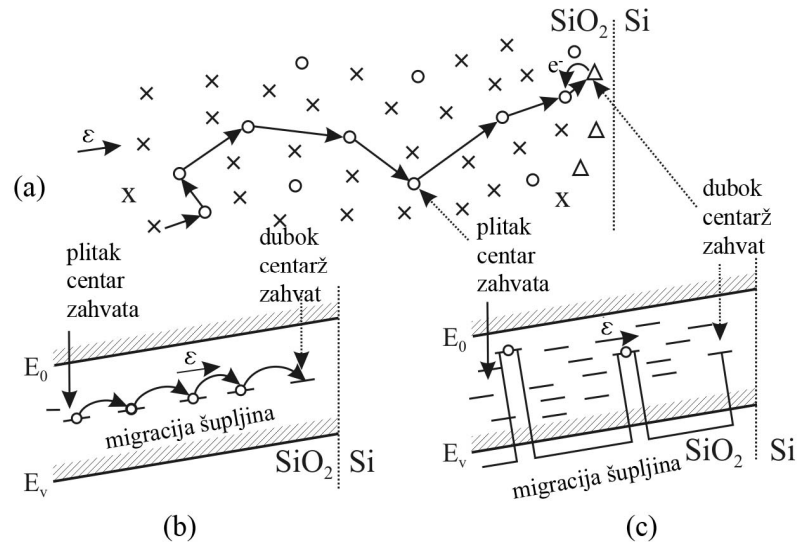
Svaki sekundarni electron, pre nego što se oslobodi u oksidu, ili pre njegovog ponovnog rekombinovanja sa šupljinom, može da raskine veliki broj kovalentnih veza u oksidu i proizvede mnogo novih, sekundarnih, visoko energetske elektrona, obzirom da je njegova energija obično mnogo veća u odnosu na energije jonizujućeg procesa (energija od 18 eV je neophodna za stvaranje jedne elektronske rupe u paru [118], tj. za jonizaciju elektrona).

U slučaju IR procesa,  $\gamma$  zračenje pored raskidanja kovalentnih veza i  $\text{SiO}_2$  između atoma kiseonika vrši raskidanje slabih ( $\equiv \text{Si}_O - \text{H}$ ) i ( $\equiv \text{Si}_O - \text{OH}$ ) veza u oksidu. Ovi procesi se vrše kroz reakcije [32,33]:



Kao što se može zapaziti, ove reakcije dovode do formiranja parova electron - šupljina ( $e^- - h^+$ ). Deo elektrona koji se formiraju putem reakcija (4.1) - (4.3) raskida kovalentne veze u oksidu (reakcija (4.1)). Očigledno je da sekundarni elektroni igraju važniju ulogu u raskidanju veza od  $\gamma$  fotona visokih energija, a što je posledica razlike u njihovim efektivnim masama, tj. u njihovom efektivnom ukrštanju. Elektroni koji se oslobode sa mesta gde su proizvedeni otpuštaju oksid veoma brzo (za nekoliko pikosekundi), dok šupljine ostaju u oksidu.

Šupljine oslobođene oksidnim raspršivanjem su obično samo privremene, ali nisu stalno zatvorene na mestu stvaranja, obzirom da nema dubljih energetske centara u oksidnom raspršivanju. Šupljine se pomeraju prema jednom od integrisanih kola ( $\text{SiO}_2 - \text{Si}$  ili gejt -  $\text{SiO}_2$ ), što zavisi od pravca električnog polja u oksidu, gde su šupljine zatvoreni u energetski dubljim centrima šupljina (slike 4.3 i 4.4). Šta više, čak i u slučaju nultog naponu gejta, električni potencijal usled razlike radne funkcije između gejta i podloge je dovoljno visok za pomeranje delimičnih ili potpunih šupljina, koje se kreću prema međupovršu. Može se desiti da neki elektroni budu zarobljeni u elektronskim centrima za sakupljanje, ali je verovatnoća takvog stanja u slučaju IR procesa veoma mala [145].



Slika 4.3. Prostorni dijagram:

(a) šupljina kroz oksid u slučaju pozitivno polarisanog gejta.

“x” predstavljaju neprekinute veze,

“o” predstavljaju prekinute veze (zarobljene šupljine u plitkoj rešetki),

“Δ” predstavljaju zarobljene šupljine koje se nalaze pre podloge  
(prethode dubokoj rešetki oksida).

Energetki dijagram :

(b) transport šupljina tunelovanjem između dve lokalizovane rešetke

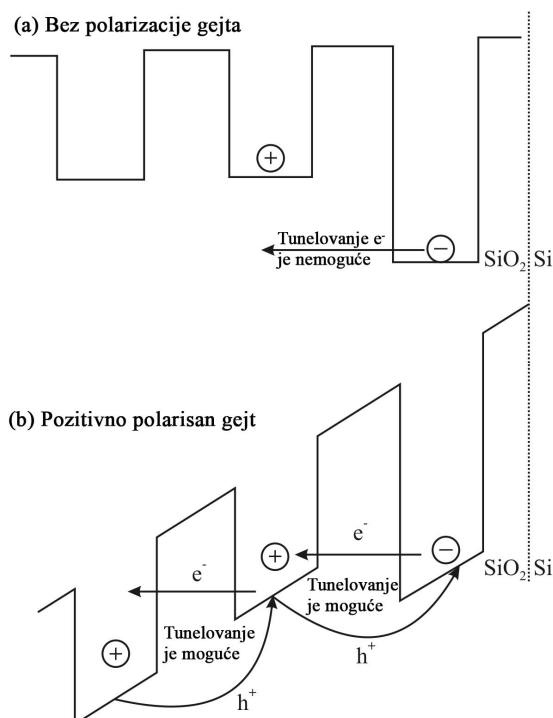
(c) transport šupljina pomoću valentnog nivoa oksida centar.

U slučaju HCI procesa (npr. Fowler-Nordheim-ovo tunelovanje u oksidu gejta), topli elektroni, koji imaju značajno nižu energiju od sekundarnih elektrona stvorenih tokom IR procesa, su ubrizgani ili iz podloge ili iz gejta. Potrebno je razmotriti dva slučaja:

- (1) tanak oksid ( $d_{ox} \leq 10$  nm) i
- (2) debeo oksid ( $d_{ox} > 10$  nm).

U prvom slučaju, topli elektroni, tuneluju u oksidnu provodnu zonu, prolaze oksid bez sudaranja, obzirom da je njihovo putovanje kratko, i kao posledica toga, verovatnoća kolizije sa elektronima u kovalentnim oksidnim vezama je niska [34, 35]. Topli elektroni stižu do gejta ukoliko su ubrizgani iz podloge, ili stižu do te podloge ukoliko su ubrizgani iz gejta gde proizvode parove elektron - šupljina. Oslobođene,

sekundarne elektrone privlači gejt ili elektroda podloge, što zavisi od toga gde su oslobođeni, dok se proizvedene šupljine ubrizgavaju u oksid.



Slika 4.4. Tunelovanje elektrona između susednih centara:

(a) plitki centar i (b) dubok centar

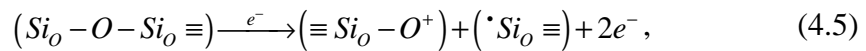
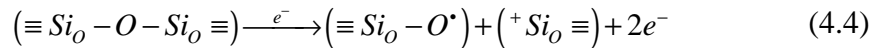
U slučaju gustog oksida ( $d_{ox} > 10$  nm), topli elektroni koji prolaze kroz oksid moraju se sudariti sa elektronima koji su vezani u oksidu, čime se oslobođenim sekundarnim elektronima predaje velika količina energije te na taj način isti imaju uticaja na proces dalje jonizacije [149, 151, 152]. Topli elektroni, čije su eneregije obično veće od 9 eV, predstavljaju SiO<sub>2</sub> grupnu prazninu, mogu da prekinu (Si<sub>O</sub> - O) i (Si<sub>O</sub> - Si<sub>O</sub>) kovalentne veze u oksidu usled uticaja na proces jonizacije i stvore nove parove elekton - šupljina.

Topli (HCI) i sekundarni elektroni posle nekoliko međusobnih kolizija, i što je verovatnije, i sa vezanim elektronima, veoma brzo se oslobađaju iz oksida, ali se šupljine transportuju do jednog od strujnih kola. Jake sile električnog polja primoravaju šupljine da migriraju sa mesta nastanka, obzirom da nema značajne koncentracije energetski dubokih šupljina zatvorenih u oksidnoj grupi; međutim, ovi centri postoje

blizu strujnih kola (slika 4.3). Pored toga, topli i sekundarni elektroni mogu da proizvedu više parova elekton – šupljina i pre nego što se oslobode iz oksida. Pored toga, vrlo verovatan mehanizam je id a neki topli/sekundarni elektroni mogu biti zatvoreni u elektronskim centrima gde stvaraju negativno naelektrisanje [146].

#### 4.3.1.2. Oštećenja koja se stvaraju usled uticaja elektrona na proces jonizacije

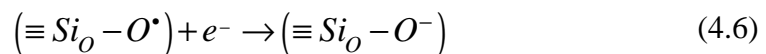
Topli (HCI) i sekundarni elektroni (IR i HCI), koji prolaze kroz grupu oksida, sudaraju se u najvećem broju sa vezanim elektronima koji grade veze tipa silicijumsko-oxidne veze ( $\equiv \text{Si}_O - \text{O} - \text{Si} \equiv$ ), bez podloge. Ovaj tip veze može se predstaviti i kao ( $\equiv \text{Si}_O \bullet \bullet \text{O} \bullet \bullet \text{Si} \equiv$ ), gde ( $\bullet$ ) predstavljaju dva elektrona koja čine kovalentnu vezu, usled reakcije [138]:



gde " $\equiv$ ", " $\text{O}$ " i " $\bullet$ " označava tri ( $\text{Si}_O - \text{O}$ ) veze ( $\text{O}_3 \equiv \text{Si}_O - \text{O}$ ) silicijumskiog atoma u oksidu i elektrona, respektivno.

Reakcija (4.4) predstavlja najverovatniju reakciju u grupi oksida, obzirom da su ovo centri zahvata kojih ima najviše. Formirani ( $\equiv \text{Si}_O - \text{O}^+ \text{Si}_O \equiv$ ) kompleks je energetski vrlo plitak, i predstavlja privremeni centar šupljine (zarobljene šupljine mogu lako da se oslobode [126]). Stvaranje ( $\equiv \text{Si}_O - \text{O}^+ \bullet \text{Si}_O \equiv$ ) je složeno, prikazano je u reakciji (4.5) i manje je verovatno (" $\bullet$ " označava elektrone koji nisu u paru, tzv. „neparna uvijanja“).

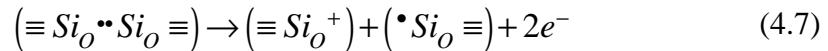
U svakom slučaju, silicijumsko-oxidna veza podloge ( $\equiv \text{Si}_O - \text{O} - \text{Si}_O \equiv$ ), koja se uglavnom distribuiru blizu strujnog kola, isto tako se lako može prekinuti usled prolaska toplih/sekundarnih elektrona, obično stvarajući: amfoterični oksidni (NBO) centar zahvata, koji se ne može premostiti, pozitivno naelektrisani E'centar zahvata, ( $\equiv \text{Si}_O^+$ ) [153] poznat kao E's centar zahvata [154] (isti proces kao u reakciji (4.4)). NBO centar zahvata je amfoterično oštećenje koje pre može biti lako naelektrisano negativnim nego pozitivnim naelektrisanjem, a usled zahvata elektrona:





Očigledno, NBO kao energetska centar zahvata je glavni prethodnik negativnih naelektrisanja (odnosno oštećenja) u grupi oksida u reg.ijama strujnog kola.

Topli/sekundarni elektron koji prolazi kroz oksid može isto tako da se sudari sa elektronom u oslobođenoj oksidnoj vezi podloge ( $\equiv \text{Si}_O - \text{Si}_O \equiv$ ), odnosno ( $\equiv \text{Si}_O^{\bullet} \text{Si}_O \equiv$ ) što je prethodnik  $E'_\gamma$  centra zahvata ( $\equiv \text{Si}_O^{\bullet}$ ) [155], gde se ovaj tip veze raskida uz process eliminisanja elektrona:



Ovo je konvencionalni strukturni model  $E'_\gamma$  centra zahvata: šupljina koja je zarobljena u jednom oslobođenom oksidu ( $\equiv \text{Si}_O^+ \text{Si}_O \equiv$ ), a oksidne slobodne veze uglavnom se distribuiraju blizu međupovršina.

Pomenute reakcije mogu da se odigrati bilo gde u oksidu: blizu međupovršina i u grupi oksida. Zarobljeno naelektrisanje može biti pozitivno (zarobljene oksidne šupljine) i negativno (zarobljeni oksidni elektroni). Ali ono što je bitnije je činjenica da su daleko brojniji pozitivni centri zahvata, uključujući sva tri navedena tipa ( $E'_s$ ,  $E'_i$  NOB pozitivni centri zahvata), u poređenju sa jednim zarobljenim elektronom u negativno naelektrisanom (NBO) centru zahvata. Šupljine i elektroni zarobljeni blizu Si – SiO<sub>2</sub> međupovrši imaju najveći efekat na MOSFET karakteristike, obzirom da imaju najjači uticaj na nosioce kanala.

#### 4.3.1.3. Prenos šupljina

Šupljina koja je zarobljena u ( $\equiv \text{Si}_O^+$ ) centrima zahvata formira oslobođene okside i silicijumsko-oksidne veze podloge, koje su energetska duboke i stabilne, pa šupljine mogu da se zadrže u dužem vremenskom periodu, tj. teško da mogu biti popunjene elektronima iz nekih energetska plitkih šupljina u kojima je došlo do zahvata elektrona. Ovi centri su blizu obe međupovrši, a naročito blizu Si – SiO<sub>2</sub> međupovrši. Šupljine koje su stvorene i zarobljene u grupnim oštećenjima (reakcija (4.4)), i koje predstavljaju energetska plitke centre zahvata, primorane su da migriraju prema jednoj od međupovrši ispod električnog polja. Tu se još dublje zarobljavaju, obzirom da je prisutna velika količina oslobođenog kiseonika i mnoštvo silicijumsko-oksidnih veza podloge blizu međupovrši, gde se i grupišu sva zarobljena pozitivna naelektrisanja. Dakle, šupljine spontano napuštaju energetska plitke centre zahvata u oksidu i prlaze se

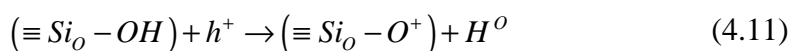
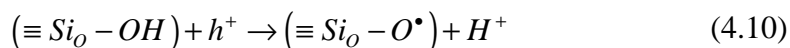
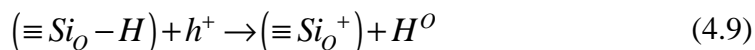
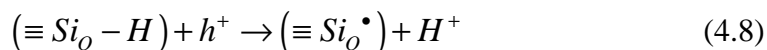
do međupovrši kroz tzv. proces "preskakanja", gde koriste plitke centre u oksidu (slika 4.3b) te se može reći da šupljine "skaču" iz jednog centra u drugi) ili centre u oksidnoj kovalentnoj vezi (slika 4.3c) [156]. Slika 4.3 prikazuje prenos šupljina u prostoru za pozitivne krivine gejta (slika 4.3a) i energetski dijagram za moguće mehanizme naznačenog prostornog procesa (slika 4.3b i 4.3c).

Slika 4.4 prikazuje moguću šupljinu (elektron) i mehanizam tunelovanja između graničnih centara, i to: plitkog i dubokog centra zahvata. Slika 4.4a prikazuje slučaj bez krivine gejta, za Si – SiO<sub>2</sub> međupovrši. U ovom slučaju, tunelovanje šupljina, tj. elektrona između ova dva centra nije moguće. Šupljine su zamišljeni uzorci slobodnih mesta za elektrone, te šupljina koja se pomera je zapravo kretanje vezanih elektrona; kretanje vezanih elektrona, tj. šupljina je suštinski kretanje slobodnih elektrona.

Kada je MOS tranzistor pozitivno naelektrisan (slika 4.4b), vezani elektron može da generiše prostor iz dubokog ka plitkom centru zahvata i taj proces predstavlja tunelovanje od plitkih ka dubokim centrima. Elektron, koji je migrirao u plitki centar zahvata, lako može da se dalje prenese do sledećeg centra, omogućavajući migraciju šupljina prema strujnom kolu. Grafički prikaz je sličan i za negativne izlazne krivine [156].

#### 4.3.1.4. Oštećenja nastala usled stvaranja šupljina

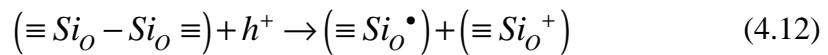
Šupljine mogu biti stvorene ili u grupi oksida (gusti oksid), ili u izlazu/podlozi, i ubrizgane u grupu oksida (laki oksid). Kretanjem kroz oksid, šupljine mogu imati reakciju sa prethodnim vodoničnim oštećenjem: ( $\equiv Si_O - H$ ) i ( $\equiv Si_O - OH$ ). Tom prilikom, a na osnovu reakcije (4.8) – (4.11), šupljine mogu načiniti sledeće tipove oštećenja [157]:



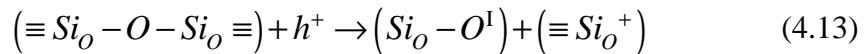
I topli i sekundarni elektroni na sličan način isto tako mogu stupiti u opisane reakcije sa prethodno nastalim oštećenjem. Međutim, ova oštećenja nisu toliko važna

za tople i sekundarne elektrone, obzirom da je njihova koncentracija značajno manja nego što je koncentracija nastalih oštećenja, i ona predstavljaju slobodne silicijumsko-oksidge veze. Šta više, ne može se ni očekivati da šupljine raskidaju slobodne silicijumsko-oksidge veze. Zbog toga, oštećenja opisana u reakcijama (4.8) - (4.11) su samo značajna zbog šupljina koje migriraju kroz oksid, obzirom da je vodonik relativno slabo vezan, i šupljine lako mogu da prekinu ove veze. Naznačene reakcije posebno su važne za stvaranje međupovršinske zamke - šupline, obzirom da proizvode jon vodonika  $H^+$  i atom vodonika  $H^0$ , koji učestvuju u stvaranju oštećenja u Si - SiO<sub>2</sub> međupovršini. Postojanje ovih prethodnika u oksidu, i posebno u Si - SiO<sub>2</sub> međupovršini je logično, s obzirom da je zagrevanje u vodonikovom okruženju standardni korak tokom proizvodnje velikog broja MOS uređaja.

Kada šupljine stignu do međupovršine, one mogu da raskinu i veze kiseonika ( $\equiv Si_O - Si_O \equiv$ ), formirajući  $E'_\gamma$  centare zahvata [153]:



i silicijumske veze kiseonika iz podloge ( $\equiv Si_O - O - Si_O \equiv$ ), gde stvaraju amfoterične (NBO) centre i  $E'_s$  ( $\equiv Si_O^+$ ) centar zahvata:



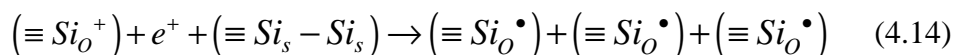
Može se pretpostaviti da veze podloge (Si<sub>O</sub> - O), ( $\equiv Si_O - O - Si_O \equiv$ ) i slobodnog kiseonika predstavljaju glavne prethodnike oštećenja u grupi oksida i u međupovršima. Međutim, ovi tipovi veza postoje uglavnom blizu međupovršina. Može se zapaziti da  $E'_s$ ,  $E'_\gamma$  (reakcije (4.12) i (4.13)) i (NOB) centri zahvata (reakcija (4.13)) predstavljaju energetski dublju šupljinu i centre za zarobljavanje elektrona. Energetski nivoi oštećenja kreirani posle šupljina  $E'_s$  i  $E'_\gamma$  centara i elektrona u (NBO) centru, mogu biti različiti. Hemijski ista oštećenja pokazuju različito se ponašaju, u zavisnosti od kompletne strukture veze, tj. od uglova i rastojanja između pojedinih atoma koji ih okružuju. Može se pretpostaviti da ova oštećenja predstavljaju fiksne centre zahvata (FT) i sporije promenljive centre zahvata (SST) [144,145]. Ona mogu biti pozitivnog ili negativnog naelektrisanja, ali i neutralna.

U literaturi postoje mnogo kontraverzi o vrstama oksidnih oštećenja nastalih usled (IR) i (HCI) procesa i postoje različiti nazivi za ista ili slična oštećenja (za više detalja pogledati [138]).

#### 4.3.1.5. Gejt oksid/supstrat (SiO<sub>2</sub> — Si) međupovrš

Oštećenje na(Si – SiO<sub>2</sub>) međupovrš, poznato kao brže promenljive centre zahvata (FST) ili prava zatvaranja međupovršina, predstavljaju amfoterično oštećenje (Si<sub>3</sub> ≡ Si<sub>s</sub><sup>•</sup>): silicijumski atom (Si<sub>s</sub><sup>•</sup>) uSi – SiO) iza strujnog kola veže do tri silicijumska atoma iz podloge (≡ Si<sub>3</sub>) i (FST), koji se obično obeležavaju kao (≡ Si<sub>s</sub><sup>•</sup>) ili Si<sub>s</sub><sup>•</sup>. Oni mogu biti direktno stvoreni od strane slučajnih fotona (toplih elektrona koji prolaze kroz tunel iz podloge ili iz gejta [158,159], s tim da u drugom slučaju njihov broj može biti zanemaren. Direktno stvaranje (FST) je samo naglašeno u slučaju toplih elektrona za pozitivne izlazne krive kod lakih oksida (d<sub>ox</sub> < 10 nm), gde elektroni, prolazeći kroz tunel u provodnoj vezi oksida, prolaze oksid bez sudaranja (verovatnoća kolizije je mala), sami sebe ubrzavaju i stižu do međupovršine sa dovoljno energije za stvaranje oštećenja na međupovrš. Pored direktnog stvaranja (FST), isti centri zahvata se uglavnom stvaraju od strane zatvorenih šupljina (h<sup>+</sup> model) [160-163] i od strane vodonika oslobođenog u oksidu (primer modela oslobođenog vodonika – H model) [164-166].

h<sup>+</sup> model upućuje na mehanizam u kome šupljina, koja je zarobljena blizu međupovrš, stvori (FST) centar zahvata, gde se predpostavlja da je mehanizam ponovne rekombinacije elektrona odgovoran za ovaj proces [161]. Ovaj tip ponovne rekombinacije elektrona uglavnom se odvija u slučaju kada su šupljine zarobljene blizu međupovršine, te se elektroni usled toga ubrizgavaju iz podloge i sa njima se rekombinuju. Iz energije koja je oslobođena na ovaj način, može da se formira novo stanje međupovrš. Pretpostavka je [138] da (FST) može nastati iz sledeće reakcije:



Glavni nedostatak h<sup>+</sup> modela je njegova nesposobnost da se ispita odloženo stvaranje (FST) [166]. Međutim, ova činjenica ne može potpuno da diskvalifikuje h<sup>+</sup> model, te se može pretpostaviti da je jedan deo strujnih zatvaranja stvoren upravo na račun h<sup>+</sup> modela.

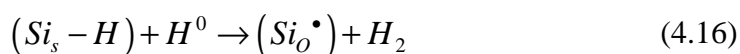
H model predlaže da H<sup>+</sup>joni, koji su oslobođeni u oksidu usled zarobljenih šupljina (reakcije (4.8) i (4.10)), migriraju prema Si – SiO<sub>2</sub> međupovrš pod uticajem

pozitivnog električnog polja. Kada  $H^+$  jon stigne do međupovršni, on zahvata elektron iz podloge gradeći visoko reaktivan atom vodonika  $H^0$  [167]:

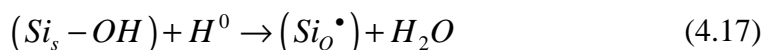


Isto tako, prema H modelu, atomi vodonika  $H^0$  oslobođeni u reakcijama (4.9) i (4.11) vrše difuziju prema Si – SiO<sub>2</sub> međupovršni u postojećoj koncentraciji. Visoko reaktivni atomi vodonika  $H^0$  reaguju bez energetske barijere na međupovršni, gradeći (FST) kroz sledeće reakcije [168-170]:

a) Stvaranje zamke na međupovršni  $Si_s^\bullet$  (ili  $(\equiv Si_s^\bullet)$ ) kada  $H^0$  reaguje sa prethodnim centrom zahvata na međupovršni ( $Si_s - H$ ) [171]:

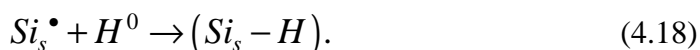


ili sa prethodnom prethodnim centrom zahvata na međupovršni ( $Si_s - OH$ ):



Mnoga istraživanja su pokazala da  $P_{b0}$  i  $P_{b1}$  centri, koji postoje na (100) međupovršni, predstavljaju međupovršinske centre zahvata [171-173].  $P_{b0}$  oštećenje ima strukturu tipa ( $Si_3 \equiv Si_{3O}^\bullet$ ), dok struktura  $P_{b1}$  oštećenja, koja je ovde obeležena kao  $(\equiv Si_{s1}^\bullet)$ , nije poznata (preostale tri veze  $(\equiv Si_{s1}^\bullet)$  mogu se povezati sa različitim vrstama oštećenja [174]).

b) Pasiviziranje međupovršinskih centara zahvata, kada  $H^0$  reaguje sa prethodno formiranim međupovršinskim centrima zahvata nastalih u proces proizvodnje MOS komponente ili usled interakcije kroz IR i HCI procese koji su uključeni u postupak proizvodnje [168,175]:



c) Dimerizacija vodonika, kada  $H^0$  reaguje sa drugim  $H^0$  isto tako egzistira blizu međupovršni [176,177]:



Reakcije (4.16) i (4.17) su najverovatnije na početku stvaranja centara zahvata u strujnom kolu, obzirom da obe imaju visok broj ( $Si_s - H$  (OH)) prethodnika, uključujući i viši nivo efektivnih ukrštanja, nego u slučaju reakcija (4.18) i (4.19) [167].

#### 4.4. Oporavak MOS komponenti nakon IR i HCI procesa

Pored značaja promene naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja koje se javljaju tokom IR i HCI procesa, na električne karakteristike MOS komponenata utiču i mehanizmi po okončanju ovih procesa. Tačnije, neki mehanizmi ostaju i dalje aktivni, i po IR i HCI procesa ostaju, uz pojavu novih mehanizma, koji traju u dužim vremenskim periodima. Generisanje naelektrisanja u oksidu traje se sve dok traje i IR ili HCI proces. Po prestanku ovih procesa gustina naelektrisanja u oksidu počinje da opada, dok se generisanje površinskih stanja nastavlja, i ovaj proces može da se traje duži vremenski period [176, 178-188]. Proces tokom koga dolazi do smanjenja gustine pozitivnog naelektrisanja u oksidu uz istovremen porast gustine površinskih stanja, a po okončanju IR ili HCI procesa koji su u osnovi inicirali pojavu velike količine pozitivnog naelektrisanja u oksidu, naziva se annealing. Ovaj termin nije najsrećnije odabran, iako se često koristi, jer se najčešće "oporavlja" samo naelektrisanje u oksidu, dok gustina površinskih stanja može da raste. Annealing MOS komponenata može se odvijati spontano, u atmosferi vazduha, na sobnoj temperaturi, bez polarizacije, ili na sniženim ili povišenim temperaturama, ili pak u prisustvu električnog polja različitog intenziteta i smera.

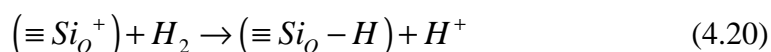
Jedan broj eksperimentalnih rezultata [139, 189 - 195] pokazao je da posle prestanka IR ili HCI procesa, gustina površinskih stanja, odnosno tokom annealing-a, uglavno ostaje ne promenjena, za razliku od zahvaćenog naelektrisanja, čija gustina se tom prilikom povećava. Pri tome je predloženo nekoliko modela za odžarivanje zahvaćenog naelektrisanja [190, 192]. Zapaženo je da tokom oporavka jedan deo zahvaćenog naelektrisanja biva trajno odžaren (neutralisan) dok drugi može da bude samo kompenzovan, što dovodi do efekta "inverznog odžarivanja" (prividan porast gustine zahvaćenog naelektrisanja tokom oporavka pri negativnoj polarizaciji gejta), koji je jedna grupa autora pripisala postojanju tzv. Switching Oxide Trap (SOT) centara [192, 193], a druga postojanju tzv. Anomalous Positive Charge (APC) centara [139, 194, 195]. Obe grupe su inverzno odžarivanje objašnjavale razmenom naelektrisanja sa supstratom, pri čemu se ona u slučaju SOT vrši tunelovanjem elektrona, jer odgovarajući energetske nivoi ovih centara leže u visini provodne zone supstrata [193], dok su APC u mogućnosti, da slično površinskim stanjima, vrše direktnu razmenu

naelektrisanja sa supstratom, jer su njihovi energetski nivoi u visini zabranjene zone [139, 194, 195]. Bez obzira na razliku u pristupu, ustanovljeno je da su SOT i APC najverovatnije isti centri zahvata, i to centri E' tipa, koji u zavisnosti od uslova eksperimenta i merenja mogu da ispolje različita svojstva (odžarivanje, inverzno odžarivanje ili razmenu naelektrisanja). U tom smislu, SOT i APC mogu biti prepoznati kao površinsko stanje ili tzv. granični centari zahvata.

Karakteristika ovih modela odžarivanja naelektrisanja je da se oni tiču zahvaćenog naelektrisanja u oksidu i da uglavnom ne razmenjuju površinska stanja, odnosno da promene u gustini zahvaćenog naelektrisanja tokom oporavka posmatraju odvojeno i nezavisno od promena gustine površinskih stanja. Ovo bi mogao biti i glavni nedostatak navedenih modela, pogotovu što postoji veliki broj eksperimentalnih rezultata koji se veoma dobro mogu tumačiti putem napred opisanim  $h^+$  i H modela. Važno je istaći da  $h^+$  i H modeli predviđaju da se mehanizmi formiranja defekata u oksidu i na Si - SiO<sub>2</sub> međupovršni odvijaju ne samo tokom IR ili HCI procesa, nego i po njihovom prestanku. To praktično znači da su ova dva modela sveobuhvatnija i prihvatljivija za objašnjenje procesa annealing-a od modela odžarivanja naelektrisanja. Ovde je važno istaći da najveći broj eksperimentalnih rezultata ukazuje na dominantnu ulogu vodonika, te da H model u mnogim slučajevima daje realnu sliku procesa koji se odigravaju u oksidu i na Si - SiO<sub>2</sub> međupovršni. Dakle, proces opadanja gustine zahvaćenog naelektrisanja i istovremenog porasta gustine površinskih stanja, koji se odvijaju u kraćem ili dužem vremenskom periodu, a nakon okončanja IR ili HCI procesa, najbolje se može opisati H modelom.

Međutim, ovim modelom se ne mogu opisati procesi oporavka za slučaj kada se generisanje površinskih stanja počinje i završava u toku samog naprezanja, tako da gustina površinskih stanja ne raste tokom oporavka. Takođe, ni jedan od do sada pomenutih modela ne može da objasni pojavu opadanja gustine površinskih stanja tokom oporavka za dugi vremenski period [196-198] i latentni porast gustine površinskih stanja [28, 84]. Isto tako, ni jedan od pomenutih modela nije u mogućnosti da objasni pojavu porasta, a potom i opadanja gustine površinskih stanja tokom oporavka, za duži vremenski period [200-203]. S druge strane, latentno generisanje površinskih stanja koje nastupa tokom oporavka, manifestuje se naglim porastom njihove gustine nakon ulaska u prividno zasićenje, uz istovremeno naglo opadanje

gustine zahvaćenog naelektrisanja, što je karakteristično za MOS tranzistore čiji oksid sadrži veliku koncentraciju kiseonika i vezanog vodonika [202]. Za latentni porast gustine površinskih stanja ne smatra se odgovornim vodonik koji potiče iz samog oksida, već vodonik koji se tokom IR ili HCI procesa u vidu molekula oslobađa u susednim slojevima (polisilicijumski gejt, zaštitni oksid). Molekul vodonika difunduje ka oksidu gejta i kroz njega napreduje ka međupovršni oksid-poluprovodnik, u čijoj blizini reaguje sa pozitivno naelektrisanim centrom zahvata prema reakciji:



Kao što se iz reakcije (20) može videti, dolazi do neutralizacije zahvaćenog naelektrisanja i oslobađanja jona vodonika, koji dalje difunduje ka Si - SiO<sub>2</sub> međupovršni i učestvuje u formiranju površinskog stanja (reakcije (4.16) i (4.17), [204]). Otuda se zakasneli porast gustine površinskih stanja pripisuje dugotrajnoj difuziji molekula vodonika, koja je posebno otežana kroz polisilicijumski gejt, kao i mogućnost da vakancije kiseonika (kiseoničke šupljine) usporavaju kretanje vodonika u samom oksidu [182, 204].

Ovim se objašnjava latentni porast gustine površinskih stanja, ali nije moglo da se objasni njihovo opadanje do koga dolazi nakon ovog porasta. Zbog toga je na osnovu eksperimentalnih rezultata oporavka ozračenih VD-MOS tranzistora snage predložen tzv. Hydrogen-Water (H - W) model, kojim se može objasniti ponašanje gustine površinskih stanja i zahvaćenog naelektrisanja, kako tokom oporavka koji je praćen latentnim porastom naelektrisanja, tako i tokom potonjeg opadanja gustine površinskih stanja [143, 200, 201]. Prema ovom modelu, sav slobodan vodonik (prisutan pre ili oslobođen u oksidu tokom IR ili HCI procesa) utrošen je na tzv. konvencionalno generisanje površinskih stanja, koje se završava sa prestankom IR ili HCI procesa i/ili u početnoj fazi oporavka, neposredno po okončanju inicijalnih IR / HCI procesa. U daljoj fazi oporavka, potreban i dovoljan uslov za pokretanje latentne generacije površinskih stanja je da se na Si - SiO<sub>2</sub> međupovršni pojavi izvesna, čak i veoma mala količina vodonikovih jona, o čijem poreklu će biti više reči u poglavlju 7.1 ove studije. Kada ovi zakasneli joni pod dejstvom električnog polja stignu na Si - SiO<sub>2</sub> međupovrš, preuzimanjem elektrona iz supstrata (reakcija (4.15)) grade neutralne atome vodonika koji mogu da učestvuju u jednom od sledećih procesa:

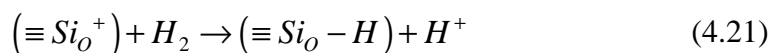
- (i) formiranje (depasivizacija) površinskih stanja (reakcija (4.16)),



(ii) pasivizacija površinskih stanja (reakcija (4.18)) i

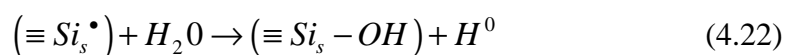
(iii) dimerizacija (reakcija (4.19)).

Verovatnoća da dođe do reakcije (4.18), tj. do procesa pasivizacije je veća u odnosu reakcije (4.16) i (4.19). Razlog tome je u činjenici da je koncentracija veze ( $\equiv Si_s-H$ ) koja predhodi procesu pasivizacije (tzv. prekursor) veća od koncentracije površinskih stanja ( $\equiv Si_s^\bullet$ ), ali i zato što je efikasni presek, koji je odlučuje o visini verovatnoće da će doći do reakcije, u ovom slučaju veći u odnosu na preostale dve reakcije. Dakle, a na osnovu navedenih polaznih uslova, gustina površinskih stanja počinje da raste. U reakcijama (4.16) i (4.19) oslobađaju se molekuli vodonika, te njihova koncentracija na međupovršni raste, odnosno gradijent koncentracije molekuli vodonika je pozitivan, zbog čega ovi molekuli difunduju ka unutrašnjosti oksida, pri čemu mnogi od njih usput reaguju sa pozitivno naelektrisanim centrima zahvata. Tom prilikom najčešće se odigrava reakcija koja odgovara reakciji opisanoj u imlikaciji (4.20), i (4.20)  $\equiv$  (4.21).



Joni vodonika nastali u ovoj reakciji driftuju ka međupovršini, preuzimaju elektrone iz supstrata i procesi (i) - (iii) se ponavljaju. Na taj način je obezbeđen dodatni izvor  $H^+$  jona za dalje formiranje površinskih stanja, a istovremeno se vrši i rekombinacija zahvaćenog naelektrisanja, saglasno rezultatima po kojima se latentni porast gustine površinskih stanja podudara sa opadanjem gustine zahvaćenog naelektrisanja.

Za opadanje gustine površinskih stanja do koga dolazi nakon latentnog porasta naelektrisanja, pretpostavlja se da su odgovorni molekuli vode. Molekuli vode su uglavnom vezani (fizički ili hemijski) u termičkom i/ili zaštitnom CVD oksidu. Tokom oporavka oni mogu biti oslobođeni (što je izraženije pri višim temperaturama) i potom sporo difunduju ka Si - SiO<sub>2</sub> međupovršni, gde konačno interaguju sa površinskim stanjima u skladu sa reakcijom:



Kao što se iz reakcije (4.22) vidi, konačan doprinos molekula vode posle vremenski dugog oporavka jeste upravo pasivizacija površinskih stanja. Naime, u reakciji (4.22) pasivizira se jedno površinsko stanje, a neutralni atom vodonika koji

pritom nastaje može da reaguje sa drugim neutralnim atomom vodonika (reakcija (4.19), koja odgovara procesu (iii) dimerizacije), čime se ne menja rezultat reakcije (4.22), tj. jedno površinsko stanje ostaje pasivizirano. Sa ( $\equiv \text{Si}_s^*$ )defektom postiže se pasivizacije površinskih stanja ((ii), reakcija (4.18)), dok sa ( $\equiv \text{Si}_s - \text{H}$ ) prekurzorom dolazi do depasivizacije, odnosno formiranja površinskih stanja ((i) reakcija (4.16)), što je i jedina interakcija kojom se efekat reakcije (4.22) poništava). Na taj način, H - W modelom je obuhvaćen i latentni porast, i kasnije opadanje gustine površinskih stanja. Na osnovu ovog modela može se zaključiti da mala količina bilo koje vrste čestica vodonika (joni, neutralni atomi, ili molekuli) mogu da pokrenu latentno generisanje površinskih stanja. Iako autori ovog modela [143] pominju mogućnost da bi to mogli biti joni vodonika zahvaćeni u centru zahvata u oksidu, ili možda molekuli vodonika nastali u reakciji (4.22) iz molekula vode, nakon njegove spore difuzije kroz oksid, preovlađuje uverenje da su za pokretanje latentnog porasta gustine površinskih stanja pre svega odgovorni molekuli vodonika koji potiču iz zaštitnog CVD oksida i/ili iz polisilicijumskog gejta. Uzrok njihovog zakasnelog pristizanja na međupovrš oksid-poluprovodnik mogao bi da bude usporena difuzija kroz polisilicijum, pa i kroz sam oksid gejta (kao posledica smanjenja difuzione konstante u oksidu usled IR procesa), kao i mogućnost da bi molekuli vodonika mogli da budu usporeni zahvatanjem na vakancijama kiseonika sa kojih naknadno bivaju oslobođeni.

#### 4.5. Uticaj naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja na parametre MOS tranzistora

Naelektrisanja u oksidu i površinska stanja imaju značajan uticaj na karakteristike MOS tranzistora. Prenosna karakteristika MOS tranzistora u oblasti zasićenja, koja predstavlja njegov najvažniji radni režim, može se opisati izrazom [117, 119]:

$$I_D = \frac{\beta}{2} (V_G - V_T)^2 \quad (4.23)$$

gde je  $\beta$  faktor pojačanja i ima oblik:

$$\beta = \frac{\mu W C_{ox}}{L} \quad (4.24)$$

U izrazima (4.23) i (4.24)  $I_D$  je struja drena,  $V_G$  napon na gejtu,  $V_T$  napon praga,  $\mu$  električna pokretljivost u kanalu,  $C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}}$  kapacitivnost oksida gejta po jedinici površine ( $\epsilon_{ox}$  i  $d_{ox}$  su dielektrična konstanta i debljina oksida, respektivno), dok su  $W$  i  $L$  širina i efektivna dužina kanala. Na osnovu ovih izraza može se zaključiti da naelektrisanja u oksidu i na površinskim stanjima mogu uticati na električne karakteristike MOS tranzistora samo putem napona praga  $V_T$  i pokretljivosti nosilaca u kanalu  $\mu$ . Pozitivno naelektrisanje u oksidu utiče na nosioce u silicijumu svojim električnim poljem, privlačeći elektrone ka međupovršini i odbijajući od nje šupljine. To dovodi do promene napona praga  $V_T$  koji je smanjen kod NMOS, a uvećan (po apsolutnoj vrednosti) kod PMOS tranzistora. Istovremeno približavanje elektrona ka međupovršini kod NMOS tranzistora trebalo bi da poveća, a udaljavanje šupljina kod PMOS tranzistora da smanji rasejavanje nosilaca na neravninama međupovrši, čime bi pokretljivost nosilaca bila smanjena kod NMOS, a povećana kod PMOS tranzistora. Međutim, smatra se da naelektrisanje u oksidu neznatno utiče na pokretljivost nosioca, ali taj uticaj nije elektrostatičke prirode već je posledica procesa zahvatanja nosilaca [119, 205]. Naime, zahvatanjem nosilaca na površinskim stanjima ne menja se ukupna količina naelektrisanja u oblasti kanala, što znači da nema ni generisanja bilo kakvog električni efekat.

Uticaj površinskih stanja može se objasniti na sledeći način: površinska stanja zahvataju izvestan broj elektrona ili šupljina indukovanih promenom površinskog potencijala koji su izazivni naponom na gejtu; zbog toga je za formiranje kanala potrebno dovesti veći napon na gejtu, a to znači povećanje napona praga  $V_T$  i kod NMOS, i kod PMOS tranzistora. Istovremeno, zahvatanje nosilaca na površinskim stanjima kod obe vrste MOS tranzistora dovodi do smanjenja broja provodnih nosilaca u kanalu (do smanjenja struje), što se manifestuje opadanjem nagiba prenosnih karakteristika, odnosno smanjenjem faktora pojačanja, a time i smanjenjem pokretljivosti nosilaca  $\mu$  u kanalu. Naime, ukoliko je gustina površinskih stanja veća, utoliko je broj zahvaćenih u odnosu na ukupan broj indukovanih nosilaca veći, što se manifestuje kroz prividno veću degradaciju pokretljivosti. Ovakvim zaključivanjem se realno stanje (smanjen broj pokretnih nosilaca u kanalu) zamenjuje prividnim stanjem (nepromenjen broj pokretnih nosilaca kojima je pokretljivosti  $\mu$  smanjena), ali efekat na provodnost u kanalu,

odnosno struja tranzistora, ostaje neizmenjena. Zbog toga se koristi jednostavniji model prenosne karakteristike MOS tranzistora dat izrazima (4.23) i (4.24), pri čemu se umesto stvarne uzima tzv. efektivna (ili prividna) pokretljivost, koja je daleko svrstishodnija. Za slučaju razmatranja realne situacije, stvari se značajno komplikuju i zahtevaju poznavanje tačne funkcije raspodele energetskih nivoa površinskih stanja u zabranjenoj zoni silicijuma. U prilog ovoj tvrdnji ide i sama definicija pokretljivosti nosilaca, po kojoj ona ne predstavlja bilo kakvu fizičku veličinu već samo koeficijent proporcionalnosti u izrazu koji opisuje zavisnost brzine drifta, odnosno brzine nošenja naelektrisanja od veličine prmenjenog električnog polja. Dakle, vrednost pokretljivosti nije konstanta, već je to veličina koju je neophodno podešavati da bi se održala primenljivost Omovog zakona na transport struje u poluprovodniku [119]. Zbog toga je koncept efektivne pokretljivosti sasvim uobičajen u modeliranju efekata raznih činilaca koji utiču na transportne procese u poluprovodniku, kao što su efekti dopiranja, električnog polja, visokih nivoa injekcije, površinskog rasejavanja, orijentacije kristala, kao i efekti naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja [119, 206-208]. U toku daljeg izlaganja koristiti će se termin pokretljivost, ali će se podrazumevati efektivna vrednost te veličine.

Na osnovu dosadašnjih razmatranja proizilazi da kod NMOS tranzistora treba očekivati opadanje pokretljivosti pri porastu gustine bilo površinskih, bilo naelektrisanja stanja u oksidu. S obzirom na dominantan uticaj površinskih stanja, opadanje pokretljivosti u opštem slučaju treba očekivati i kod PMOS tranzistora, čak i u slučaju kad gustina naelektrisanja u oksidu raste nešto brže od gustine površinskih stanja. U literaturi se međutim, nailazi na primere porasta pokretljivosti, od kojih je jedan zabeležen pri proučavanju PMOS tranzistora sa polisilicijumskim gejtom [209]. U istom eksperimentu ozračivani su PMOS tranzistori sa aluminijumskim gejtom, kod kojih je zabeleženo očekivano opadanje pokretljivosti, dok je očekivani porast napona praga  $V_T$  bio skoro isti u oba slučaja. Dodatnom analizom utvrđen je veliki porast gustine naelektrisanja u oksidu, približno izjednačen kod oba tipa uzoraka, dok je u isto vreme porast gustine površinskih stanja bio mnogo veći kod uzoraka sa aluminijumskim gejtom u odnosu na uzorke sa polisilicijumskim gejtom. Porast pokretljivosti kod PMOS tranzistora sa polisilicijumskim gejtom objašnjen je njihovom velikom otpornošću na formiranje površinskih stanja, odnosno nesrazmerno velikim porastom

gustine naelektrisanja u oksidu u odnosu na porast gustine površinskih stanja tokom IR procesa. Ovaj rezultat nije u skladu sa zaključkom o malom uticaju naelektrisanja u oksidu na pokretljivost. Čak se može smatrati i kontraverznim, pošto su slični eksperimenti na PMOS tranzistorima sa polisilicijumskim gejtom [210, 211] dali suprotan rezultat, tj. opadanje pokretljivosti. Međutim, bez obzira na protivrečnosti ovih rezultata može se zaključiti da naelektrisanje u oksidu ima značajan uticaj na pokretljivost nosilaca u kanalu iako je taj uticaj manji od uticaja površinskih stanja. Na to ukazuju rezultati istraživanja kod PMOS dozimetrijskih tranzistora kod kojih je takođe pokazano da značajan porast gustine naelektrisanja u oksidu dovodi do porasta pokretljivosti [212].

Na osnovu velikog broja eksperimentalnih rezultata pokazano je da se uticaj naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja na napon praga  $V_T$  MOS tranzistora može modelovati putem izraza [213]:

$$V_T = V_{T0} \mp \frac{qN_{ot}}{C_{ox}} + \frac{qN_{it}}{C_{ox}} \quad (4.25)$$

gde je  $V_{T0}$  napon praga idealnog MOS tranzistora, bez naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja, a drugi i treći član uključuju njihov uticaj, pri čemu se znak "-" ispred drugog člana odnosi na NMOS, a znak "+" na PMOS tranzistor. Uticaj naelektrisanja u oksidu ( $qN_{ot}$ ) prdstavlja pad napona koji na oksidu stvara njegovo električno polje, tj. ( $qN_{ot}/C_{ox}$ ). Sa druge strane, napomenuto je da se uticaj površinskih stanja na nosioce u kanalu ogleda u njihovom zahvatanju, tako da deo nosilaca indukovanih u kanalu naponom na gejtu ostaje nepokretan. Ukoliko je za dati napon na gejtu broj zahvaćenih nosilaca iz kanala po jedinici površine jednak  $N_{it}$ , tada je deo napona na gejtu u vrednosti od ( $qN_{it}/C_{ox}$ ) potrošen ne na stvaranje pokretnih, već zahvaćenih nosilaca. Za taj iznos povećan je (po apsolutnoj vrednosti) napon na gejtu koji je potreban za formiranje kanala, što znači da uticaj površinskih stanja na napon praga  $V_T$  upravo i iznosi ( $qN_{it}/C_{ox}$ ).

Za razmatranje uticaja naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja na pokretljivost, postoji nekoliko modela [214 - 216] koji se zasnivaju na empirijskom izrazu za zavisnost efektivne pokretljivosti od naelektrisanja u oksidu i koncentracije primesa u kanalu NMOS tranzistora, koji je prezetovan u studiji [217] i ima oblik:

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + \alpha N_{ot}} \quad (4.26)$$

gde je  $\mu_0 = 3440 - 164 \log N_A$  [ $\text{cm}^2/\text{Vsec}$ ] pokretljivost bez naelektrisanja u oksidu,  $N_A$  je koncentracija akceptorskih primesa izražena u [ $\text{cm}^3$ ], a  $\alpha_0 = -1,04 \cdot 10^{-12} + 1,93 \log N_A$  [ $\text{cm}^2$ ]. Na osnovu kasnijih istraživanja [213] pokazano je da gornji izraz treba modifikovati uzimajući u obzir i doprinos površinskih stanja. Tako da se pokretljivost može izraziti na sledeći način:

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + \alpha_{it} N_{it} \pm \alpha_{ot} N_{ot}} \quad (4.27)$$

gde koeficijent  $\alpha_{it}$  i  $\alpha_{ot}$  zavisi od tehnologije izrade MOS komponenti, ali zbog većeg uticaja naelektrisanja na površinskim stanjima važi nejednakost:  $\alpha_{it} > \alpha_{ot}$ . Znak "+" ispred trećeg člana u imeniocu odnosi se na NMOS, a znak "-" na PMOS tranzitore. Ovo je u skladu sa napred iznetim zapažanjem da naelektrisanje u oksidu, pošto je skoro uvek pozitivno, može da dovede do porasta pokretljivosti kod PMOS tranzistora, a što se zbog dominantnog uticaja naelektrisanja na površinskim stanjima, retko dešava.

Usled povećanja površinskih stanja povećava se struja curenja inverzno polarisanog spoja. Struju curenja čine slobodni elektroni i šupljine koji se generišu u oblasti osiromašenja inverzno polarisanog spoja, a koji se putem polja prebacuju u n-tip, odnosno p-tip poluprovodnika. Generisanje slobodnih šupljina u prisustvu površinskih stanja je posledica prelaska elektrona iz valentne zone na energetski nivo površinskih stanja blizu Fermijevog nivoa, a generisanje slobodnih elektrona je posledica prelaska elektrona sa energetskog nivoa površinskih stanja blizu Fermijevog nivoa u provodnu zonu poluprovodnika. Dakle, elektroni prelaze iz valentne u provodnu zonu preko površinskih stanja. Ovaj proces dovodi do pojave struje curenja inverzno polarisanog spoja koja direktno zavisi od gustine naelektrisanja površinskih stanja.

Niskofrekventni šum MOS tranzistora se takođe povećava sa povećanjem gustine površinskih stanja. Do pojave ovog šuma dolazi tako što površinska stanja zahvataju nosioce koji se kreću kroz kanal, zadržavajući ih određeno vreme, a zatim ih ponovo emituju u kanal. Ovo je proces slučajne prirode koji moduliše struju kanala, što se naročito zapaža pri niskim učestanostima i velikim gustinama površinskih stanja.

Lavinski proboj inverzno polarisanog spoja drejn-substrat je posledica prisustva naelektrisanja u oksidu gejta koji potiče od pokretnih jona, fiksnog naelektrisanja i

naelektrisanja na centrima zahvata. Zbir svih ovih naelektrisanja daje efektivno naelektrisanje po jedinici površine, koje je skoro uvek pozitivno. Ovo naelektrisanje pretvara p<sup>+</sup> - n spoj kod PMOS tranzistora u p<sup>+</sup> - n<sup>+</sup> spoj, što znači da je probojni napon smanjen. Kod NMOS trnzistora supstrat je p-tipa, a naelektrisanje u oksidu se iscrpljuje što dovodi do smanjenja polja na n<sup>+</sup> - p spoju, a samim tim i do povećanja lavinskog probojnog napona.

Važno je istaći da je nemoguće dati odgovarajuću kvantitativnu sliku opisanih nestabilnosti, a da pri tome ona bude tipična. Razlike postoje ne samo u vrednostima promena odgovarajućih parametara, već i u mehanizmu nestabilnosti koji se javljaju, a kao što je već rečeno, one mogu da dovedu do promena posmatranog parametra na taj način da on čak promeni i znaka.

Sledeća bitna razlika je u vremenskim zavisnostima odgovarajućih nestabilnosti, što znači da, čak i kada se manifestuje ista početna nestabilnost kod ove grupe MOS tranzistora, one mogu znatno da se razlikuju posle određenog vremena. Osim toga, vremenske zavisnosti nestabilnosti odgovarajućih parametara mogu imati vrlo složen oblik, jer su često definisane simultanim dejstvom nekoliko mehanizama. Ovakve razlike u ponašanju parametara MOS tranzistora su uslovljene razlikama u načinu formiranja oksida gejta i uslovima eksploatacije komponenata, i mogu dovesti do kvalitativno različitih oblika nestabilnosti parametara MOS tranzistora.

#### **4.6. Tehnike za određivanje gustina naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja centara zahvata**

Promena gustine naelektrisanja u oksidu gejta i površinskih stanja, koje nastaju tokom IR i HCI procesa, izučavaju se primenom određenih tehnika. U toj proceduri značajnu ulogu imaju promene električnih parametara, prevashodno napona praga V<sub>T</sub> i faktora pojačanja β (s obzirom da se uticaj naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja na električne karakteristike prenosi preko njih), a koji se određuju na osnovu snimljenih strujno-naponskih karakteristika.

Poznato je da se promena napona praga MOS tranzistora usled IR i HCI procesa može izraziti na sledeći način:

$$\Delta V_T = \Delta V_{ot} + \Delta V_{it} \quad (4.28)$$

gde su  $\Delta V_{ot}$  i  $\Delta V_{it}$  doprinosi promene napona praga usled naelektrisanja u oksidu i na površinskim stanjima, respektivno. Korišćenjem izraza (4.25) može se odrediti promena površinske gustine naelektrisanja u oksidu  $\Delta N_{ot}$  i promena površinske gustine površinskih stanja  $\Delta N_{it}$  na osnovu obrazaca:

$$\Delta N_{ot} = \pm \frac{C_{ox}}{q} \Delta V_{ot}, \quad \Delta N_{it} = \frac{C_{ox}}{q} \Delta V_{it} \quad (4.29)$$

gde se znaci "+" i "-" odnose na p-kanalne i n-kanalne MOS tranzistore, respektivno.  $\Delta V_T$  (jednakost (4.28)) predstavlja eksperimentalno odredjenu vrednost napona praga  $\Delta V_T = V_T - V_T(0)$  i odgovarjuće promene u gustinama naelektrisanja u oksidu  $\Delta N_{ot} = N_{ot} - N_{ot}(0)$  i površinskih stanja  $\Delta N_{it} = N_{it} - N_{it}(0)$  (izraz (4.29)), gde su  $\Delta V_T(0)$ ,  $\Delta N_{ot}(0)$  i  $\Delta N_{it}(0)$  vrednosti respektivnih veličina pre, a  $V_T$ ,  $N_{ot}$  i  $N_{it}$  nakon IR ili HCI procesa.

Postoji više tehnika za određivanje gustine naelektrisanja, odnosno za razdvajanje uticaja gustine naelektrisanja u oksidu gejta i površinskih stanja, i svaka od tih tehnika ima određene prednosti i nedostatke [3, 103]. Ovde će biti prezentovne dve danas najčešće korišćene tehnike. To su:

1- subthreshold midgap (SMG) tehnika, odnosno tehnika analizi promene prenosnih karakteristika graničnih podstrukture u MOS tranzistorima, koja se koristi za određivanje gustine naelektrisanja u oksidu gejta i površinskih stanja,

2- charge pumping (CP) tehnika ili tehnika "pumpanja" naelektrisanja, koja se koristi samo za određivanje promene gustine površinskih stanja.

#### 4.6.1. Subthreshold midgap tehnika

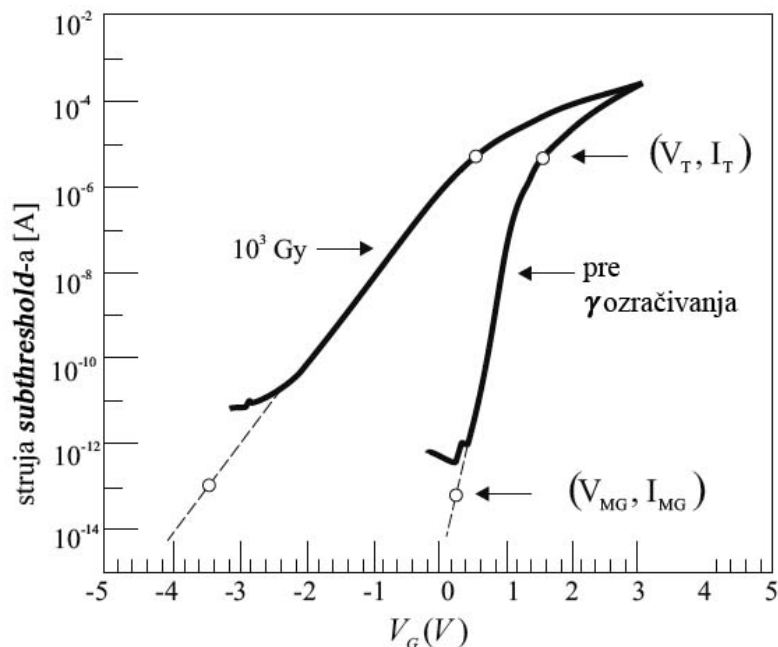
Subthreshold midgap (SMG) tehnika se zasniva na analizi promene prenosnih karakteristika graničnih podstrukture u MOS tranzistorima [134]. Teorijski, subthreshold karakteristika (zavisnost struje drejna od napona na gejtu za primenjeni napon na drejnu  $V_{DS}$ ) može se opisati izrazom [117]:

$$I_D = \mu \frac{W}{L} \cdot \frac{N_A L_D kT}{\sqrt{2}} \left( \frac{n_i}{N_A} \right)^2 \cdot \exp\left( \frac{q\phi_s}{kT} \right) \cdot \left[ 1 - \exp\left( -\frac{qV_{DS}}{kT} \right) \right] \cdot \sqrt{\frac{kT}{q\phi_s}} \quad (4.30)$$

gde je  $N_A$  koncentracija primesa u p-oblasti kanala,  $L_D$  Debye-eva dužina,  $\phi_s$  površinski potencijal koji je funkcija napona na gejtu [117]. Poslednji izraz jasno ukazuje na



eksponencijalnu zavisnost struje drejna od površinskog potencijala, a time i od napona na gejtju. Suthreshold karakteristike n-kanalnog MOS tranzistora pre i posle izlaganja IR procesu kao i neophodni elementi za prezentovanje ove tehnike prikazani su na slici 4.5 [134].



Slika 4.5. Subthreshold struja u funkciji napona na gejtju, pre i posle  $\gamma$  ozračivanja dozom zračenja od  $10^3$  Gy

Sa stanovišta subthreshold karakteristike, povećanje gustine površinskih stanja, kao što je već napomenuto, a pod uticajem IR ili HCI procesa, manifestuje se kroz promenu njenog nagiba. Naime, kako sa porastom napona na gejtju dolazi do zahvatanja nosilaca na površinskim stanjima, to će se smanjivati "odziv" površinskog potencijala, a time i struje drejna na promene napona na gejtju, pa će naponska subthreshold karakteristike biti blaži.

U slučaju kada se Fermijev nivo poluprovodnika naSi - SiO<sub>2</sub> međupovrši nalazi na sredini zabranjene zone, ukupno naelektrisanje na površinskim stanjima, bez obzira na raspored unutar zabranjene zone substrata, jednako je nuli. To znači da je pomeraj na naponskoj osi između dve supthreshold karakteristike u tom slučaju posledica samo promene gustine naelektrisanja u oksidu. Napon na gejtju pri kome se Si - SiO<sub>2</sub> međupovrši Fermijev nivo nalazi na sredini zabranjene zone označen je sa V<sub>MG</sub> (eng. midgap napon), dobija se kao apcisa tačke (V<sub>MG</sub>, I<sub>MG</sub>) na subthreshold karakteristici.

Pomenuta tačka određuje se na osnovu njene ordinate, tj. struje  $I_{MG}$  (eng. midgap struje) koja se izračunava na osnovu izraza (4.30), zamenom odgovarajućih vrednosti površinskog potencijala  $\varphi_s = \varphi_F$  i eksperimentalno određene pokretljivosti  $\mu$ . Pošto pokretljivost nosilaca zavisi od više parametara, kao što su temperatura, koncentracija primesa, stepen degradiranosti komponente (a time i gustine naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja), ona se mora odrediti eksperimentalno za svaku komponentu i za svaku dozu zračenja ili na osnovu trajanja HCI procesa. Pokretljivost nosioca određuje se iz nagiba krive  $\sqrt{I_D} = f(V_G)$  [134], pošto je struja drejna MOS tranzistora u zasićenju data izrazom:

$$I_D = \mu \frac{W}{2L} \cdot C_{ox} (V_{GS} - V_T)^2 \quad (4.31)$$

Struja  $I_{MG}$  pri naponu  $V_{MG}$  je vrlo mala (reda pikoampera ili manja, što zavisi od dimenzija tranzistora), tj. ona je često znatno manja od najnižeg izmerenog nivoa subthreshold struje, određena strujom curenja. Zbog toga se tačka ( $V_{MG}$ ,  $I_{MG}$ ) nalazi na produžetku najlinearnijeg dela subthreshold karakteristike koja je na slici 4.5 označena isprekidanom linijom. Dakle, promena gustine naelektrisanja u oksidu, formiranog pod dejstvom IR ili HCI procesa dobija se na osnovu jednakosti [134]:

$$\Delta N_{ot} = \frac{C_{ox}}{q} (V_{MG}(0) - V_{MG}) \quad (4.32)$$

gde je  $V_{MG}(0)$  vrednost napona  $V_{MG}$  koja predhodi IR ili HCI procesu.

Druge dve važne tačke na slici 4.5 su ( $V_T$ ,  $I_T$ ), koje leže na subthreshold karakteristikama pre i posle  $\gamma$  ozračivanja. Ove tačke bi mogle da se odrede na sličan način kao ( $V_{MG}$ ,  $I_{MG}$ ), a na osnovu izraza (4.30) i definicije napona praga  $V_T$ , odnosno na osnovu izraza (4.30) i definicije površinskog potencijala za slučaj jake inverzije. Međutim, najpouzdanije određivanje vrši se na osnovu poznavanja njihovih apcisa, tj. eksperimentalno dobijenih vrednosti napona praga  $V_T$ , čime se izbegava neodređenost u definisanju praga, odnosno početka jake inverzije. Napon praga  $V_T$  se najčešće određuje kao presek ekstrapolisne zavisnosti kvadratnog korena struje drejna  $I_D$  MOS tranzistora u zasićenju u funkciji napona praga na gejtju (izraz 4.31), sa  $V_G$  kao apcisom.

Prisustvo površinskih stanja menja nagib subthreshold karakteristike, odnosno razliku između napona  $V_T$  i  $V_{MG}$ , koja predstavlja meru "ispruženosti" i označava se sa  $V_{SO}$  (eng. stretchout napon):

$$V_{SO} = V_T - V_{MG} \quad (4.33)$$

Prema tome, porast gustine naelektrisanja na površinskim stanjima koji izaziva promenu nagiba subthreshold karakteristike, odnosno napon  $V_{SO}$  sad se jednostavnije određuje na osnovu izraza [19]:

$$\Delta N_{it} = \frac{C_{ox}}{q} (V_{SO} - V_{SO}(0)) \quad (4.34)$$

gde je  $V_{SO}(0)$  vrednost stretchout napona pre, a je  $V_{SO}$  posle IR ili HCI procesa.

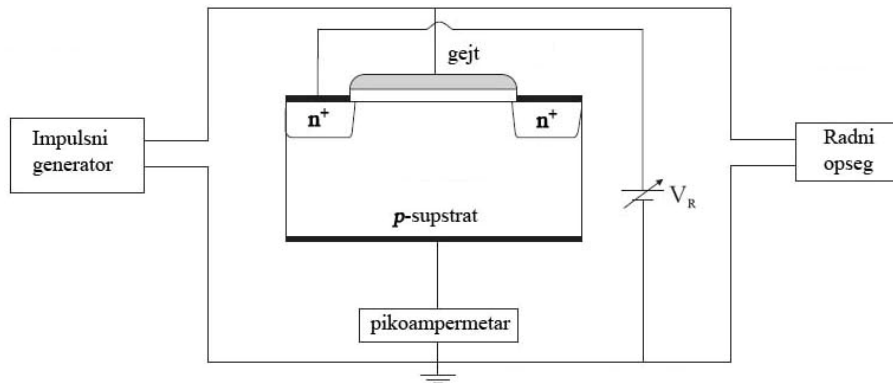
#### 4.6.1.1. Charge-pumping tehnika

Za razliku od SMG tehnike, charge pumping (CP) tehnika ne pruža rezultate promene u gustinama naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja, već se njome nezavisno određuje jedino gustina površinskih stanja, dok se gustina naelektrisanja u oksidu može naknadno odrediti na osnovu izraza (4.28), pod uslovom da je poznata promena napona praga [135, 136, 219].

Charge-pumping efekat se može objasniti na osnovu šeme prikazane na slici 4.6 [219]. Sors i drejn tranzistora su kratkospojeni, a p-n spojevi sorsa i drejna sa supstratom su inverzno polarisani naponom  $V_R$ . U odsustvu signala na gejtu, pod dejstvom inverzne polarizacije spojeva sors-supstrat i drejn-supstrat teći će inverzna struja zasićenja ovih spojeva. Kada se na gejtu (pomoću generatora impulsa) dovede povorka pravouganih impulsa dovoljno velike amplitude, dolazi do promene smera struje u supstratu. Jačina te struje proporcionalna je učestanosti impulsa i pri svakom impulsu na gejtu ostvaruje se "pumpanje" iste količine naelektrisanja prema supstratu. Pošto kroz oksid ne može da teče struja, naelektrisanje u supstratu dolazi kroz p-n spojeve sorsa i drejna. Tako se, u slučaju n-kanalnih MOS tranzistora, u pozitivnoj poluperiodi impulsa, ispod gejta, formira kanal, pri čemu se elektroni zahvataju na površinskim stanjima. U toku negativne poluperiode, kada oblast kanala prelazi u stanje akumulacije, pokretni elektroni iz kanala se vraćaju u sors i drejn, a zahvaćeni elektroni se rekombinuju sa šupljinama iz akumuliranog sloja, čineći pri tom CP struju  $I_{CP}$ , koja je proporcionalna broju rekombinacionih centara, odnosno površinskih stanja:

$$I_{CP} = q \cdot A_G \cdot f \cdot N_{it} \quad (4.35)$$

gde je  $A_G$  površina gejta a  $f$  učestanost impulsa. Da bi se izbegla rekombinacija sa elektronima iz kanala, neophodno je osigurati njihov povratak u sors i drejn pre nego što dodje do priliva šupljina iz supstrata, a što se postiže korišćenjem inverzne polarizacije p-n spojeva ili dovođenjem povorke trapezoidnih ili trouganih impulsa, sa dovoljnim vremenom  $t_r$  porasta i opadanja  $t_f$  impulsa.



Slika 4.6. Šematski dijagram charge-pumping merenja.

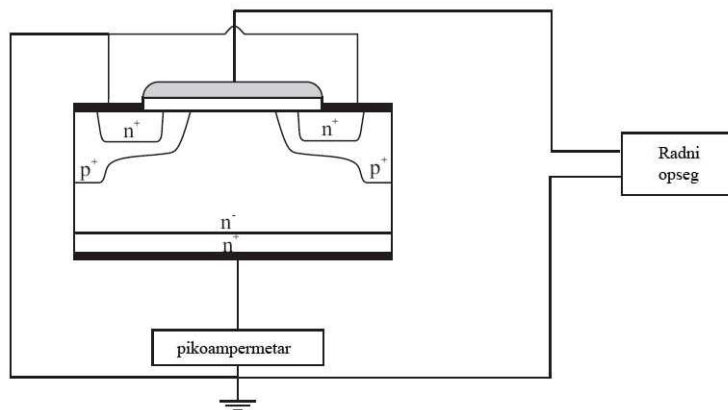
Međutim, deo elektrona koji su najbliže zahvaćeni, tokom tog perioda se termički emituju u provodnu zonu supstrata smanjujući širinu energetskega opsega površinskih stanja koje CP tehnika meri, tako da daju  $I_{CP}$  struju površinska stanja u opsegu [136]:

$$\Delta E = -2kT \ln \left( v_{th} \cdot n_i \sqrt{\sigma_n \sigma_p} \frac{|V_T - V_{FB}|}{\Delta V_G} \sqrt{t_r t_f} \right), \quad (4.36)$$

koji je 0.5 eV od sredine zabranjene zone. U izrazu (4.36)  $v_{th}$  je termička brzina,  $\sigma_n$  i  $\sigma_p$  su efikasni preseki zahvata nosilaca,  $n_i$  sopstvena koncentracija nosilaca u poluprovodniku, a  $\Delta V_G$  visina impulsa doveena na gejt.

Pomoću izraza (4.35), na osnovu izmerene maksimalne vrednosti  $I_{CP}$  struje može se izračunati gustina površinskih stanja. Maksimalna  $I_{CP}$  struja direktno je proporcionalna učestanosti impulsa, a za tranzistor malih dimenzija sa uobičajenom gustinom stanja, da bi se postigla veličina  $I_{CP}$  struje reda pikoampera [pA], učestanost primenjenog impulsa dovedenog na gejt treba da je najmanje nekoliko kHz. Zbog toga se CP merenja najčešće vrše sa učestanostima u opsegu od 100 kHz do oko 1 MHz, pri čemu se registruju samo realna (FST) površinska stanja (na nekim učestanostima,

doprinos  $I_{CP}$  struji potiče i delom od (SST) površinskih stanja, koji isto tako učestvuju u procesu zahvata elektrone iz kanala [220]).



Slika 4.7. Šematski dijagram CP merenja snage kod VDMOS tranzistora.

Pošto CP tehnika zahteva da supstrat ima poseban izvod, moglo bi se zaključiti da ona nije primenljiva kod VDMOS tranzistora kod kojih je p-bulk, odnosno njegov najveći deo tehnološki spojen sa sorsom. Međutim, zahvaljujući samoj strukturi ovih tranzistora [106], CP tehnika je primenljiva u nešto izmenjenom obliku, kao što je prikazano na slici 4.7 [140, 222]. Treba istaći da VDMOS tranzistor snage predstavlja paralelnu vezu velikog broja ćelija (elementarnih tranzistorskih struktura) sa velikom površinom, što posebno pogoduje CP tehnici, čime se postiže veća vrednost  $I_{CP}$  struji koju je samim tim jednostavnije meriti.

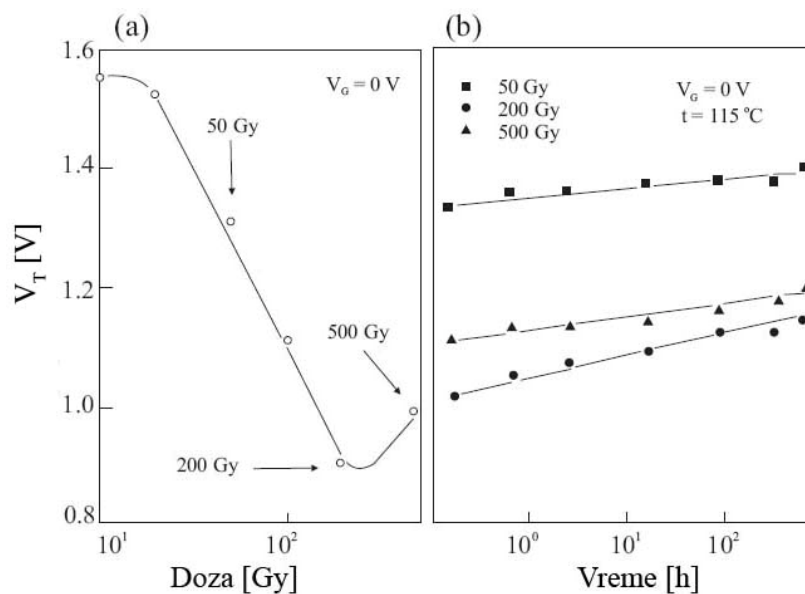
Ulogu sorsa i drejna, kao izvora manjinskih nosilaca kod VDMOS tranzistora snage (slika 7) preuzimaju kristali  $n^-$  oblasti dve susedne ćelije, dok ulogu supstrata (izvora većinskih nosilaca) igra tzv. epitaksijalni, površinski  $n^-$  sloj između ćelija koji je u direktnom kontaktu sa  $n^+$  oblasti drejna. U ovom slučaju,  $I_{CP}$  nastaje rekombinacijom površinskih stanja, koja su locirana na međupovršini oksid -  $n^-$  supstrat, a VDMOS struktura se ponaša kao PMOS tranzistor. Na taj način se CP tehnikom praktično vrši karakterizacija međupovrši iznad površinskog  $n^-$  sloja, a ne iznad oblasti kanala, što se mora imati u vidu prilikom izračunavanja gustine površinskih stanja upotrebom izraza (4.35), pri čemu za  $A_G$  treba uzeti odgovarajuću vrednost aktivne površine iznad epitaksijalnog  $n^-$  sloja. Oksid iznad kanala i iznad epitaksijalnog sloja istih je karakteristika i debljine, jer se u procesu proizvodnje formira istovremeno, što se odnosi

i na polisilicijumski gejt. S druge strane, poznato je da gustina površinskih stanja ne zavisi od tipa poluprovodnika na kome se oksid formira. To znači da se u okviru kvalitativne analize može smatrati da se zaključci dobijeni na osnovu rezultata CP merenja odnose i na međupovršinu iznad oblasti kanala.

#### 4.7. Neki rezultati IR i HCI procesa i kasnijeg oporavka (annealing) MOS tranzistora

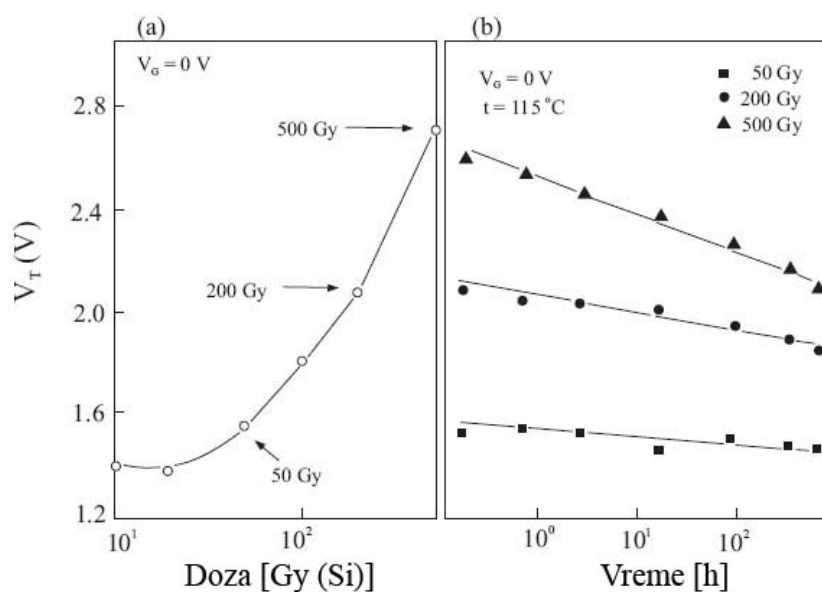
##### 4.7.1. Ponašanje CMOS tranzistora sa Al gejtom iz integrisanih kola tipa CD4007UB tokom IR procesa i kasnijeg oporavka

Rezultati ozračivanja  $\gamma$  zracima, X zracima i elektronima, kao i kasnijeg oporavka (eng. aneling) MOS tranzistora sa Al-gejtom iz integrisanih kola CD4007UB prezentovani su u nekoliko radova [223-230], i tom prilikom su korišćeni CMOS (NMOS i PMOS) tranzistori. To je omogućilo da se na osnovu baznih podataka o nestabilnostima električnih parametara navedenih integralnih kola isti i provere.



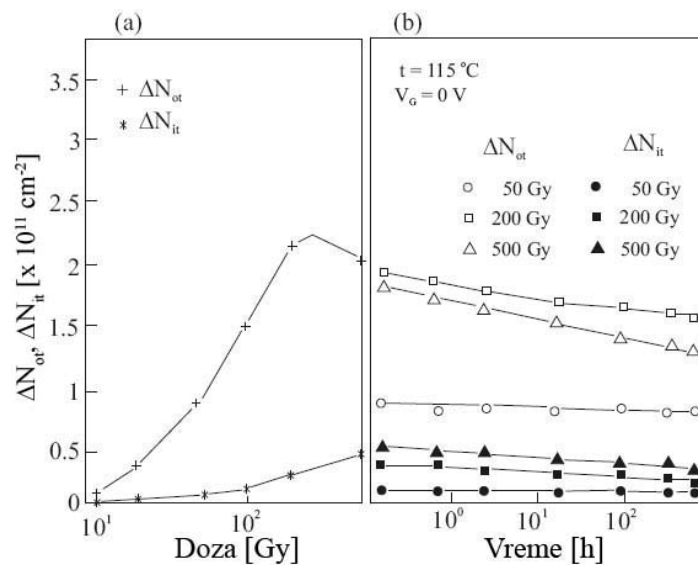
Slika 4.8. Promena napona praga ( $\Delta V_T$ ) NMOS tranzistora tokom  
(a)  $\gamma$  ozračivanja,  $V_G = 0$  V i (b) termalnog oporavka,  $V_G = 0$  V

Na slikama 4.8 i 4.9 prikazane su promene napona praga CMOS tranzistora tokom ozračivanja  $\gamma$  zracima i kasnijeg oporavka na temperaturi od  $115^\circ\text{C}$  za polarizacije na gejtu od  $0\text{V}$  [226, 227]. Kao što se može zapaziti, napon praga  $V_T$  kod NMOS tranzistora (slika 4.8) opada do vrednosti apsorbovane doze gama zračenja od  $200\text{ Gy}$ , a potom raste, dok kod PMOS tranzistora (slika 4.9) stalno raste. Isto tako i tokom oporavka na povišenoj temperaturi dolazi do promene napona praga  $V_T$ , ali tako da se približava vrednostima koje su bile pre ozračivanja. Pokazano je da se proces oporavka može pospešiti dejstvom pozitivne polarizacije na gejtu.

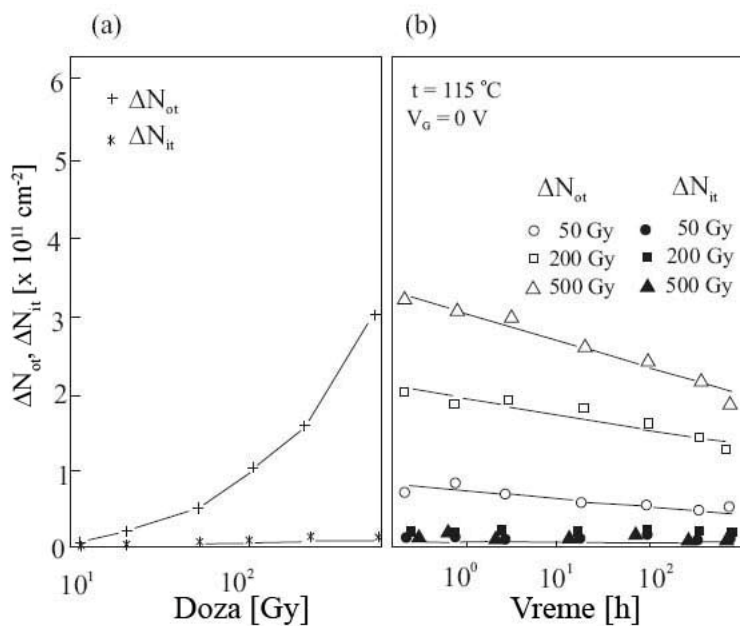


Slika 4.9. Promena napona praga ( $\Delta V_T$ ) PMOS tranzistora tokom  
(a)  $\gamma$  ozračivanja,  $V_G = 0\text{V}$  (b) i termalnog oporavka,  $V_G = 0\text{V}$

Na slikama 4.10 i 4.11 prikazane su promene gustina naelektrisanja u oksidu gejta i površinskih stanja tokom ozračivanja  $\gamma$  zračenjem i kasnijeg oporavka na temperaturi  $115^\circ\text{C}$  i polarizacije na gejtu od  $0\text{V}$  [226, 227] za iste tranzistore za koje je praćena promena napona praga  $V_T$  (slike 8 i 9) [226,227]. Za određivanje ovih gustina iskorišćen je metod opisan u radu [90]. Iz ponašanja krivih na slikama 4.10 i 4.11 može se zaključiti je da se oporavak (eng. annealing) ozračenih tranzistora odvija kroz opravak radijacionih defekata. Naime, i gustina naelektrisanja u oksidu gejta i gustina površinskih stanja pokazuju tendenciju opadanja tokom odžarivanja.



Slika 4.10. Gustina rešetke oksida ( $\Delta N_{ot}$ ) i međupovršni ( $\Delta N_{it}$ ) NMOS tranzistora tokom  
 (a)  $\gamma$  ozračivanja,  $V_G = 0\text{ V}$  (a) i termalnog oporavka,  $V_G = 0\text{ V}$



Slika 4.11. Gustina rešetke oksida ( $\Delta N_{ot}$ ) i međupovršni ( $\Delta N_{it}$ ) PMOS tranzistora tokom  
 (a)  $\gamma$  ozračivanja,  $V_G = 0\text{ V}$  (a) i (b) termalnog oporavka,  $V_G = 0\text{ V}$

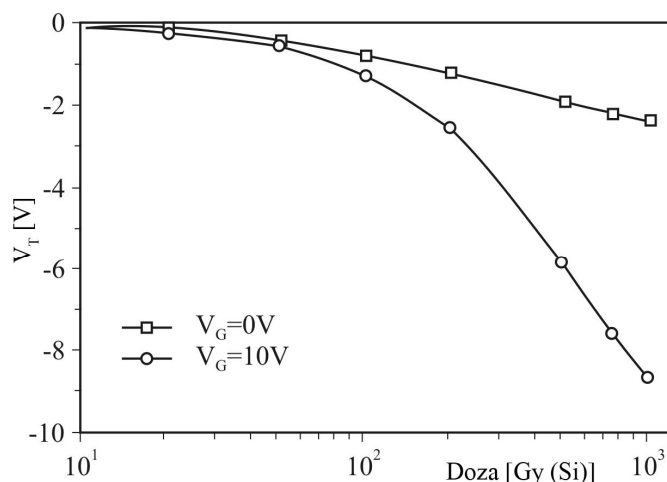
Pokazano je da oporavak defekata izazvanih  $\gamma$  zračenjem ne zavisi samo od uslova oporavka tranzistora, već i od uslova njihovog ozračivanja, što se takođe može zapaziti sa slika 4.10 i 4.11. Naime, nivo ozračenosti diktira stepen oporavka i brzina



kojom se odvija proces odžarivanja defekata, tako je pri višim dozama ozračenosti oporavak manji, s obzirom na veću gustinu defekata, ali je zato njihov oporavak intenzivniji. Ova činjenica je potvrđena ozračivanjem CMOS tranzistora elektronima i X zračenjem, čije su energije oko 10 MeV, i njihovim kasnijim oporavkom koji je ostvaren izlaganjem ovih komponenata niskoenergetskim UV zračenjem [224].

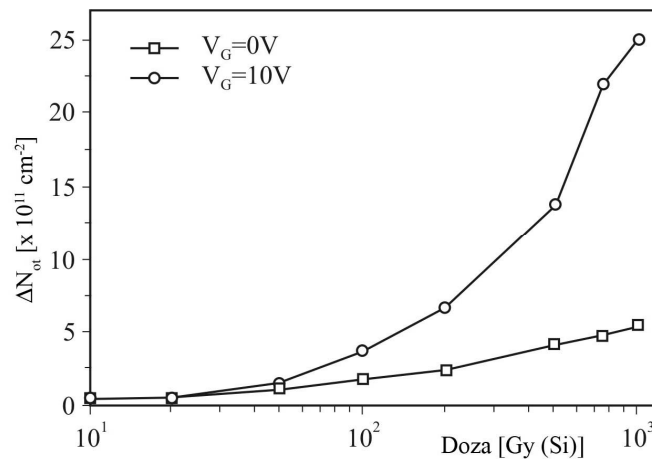
Da bi temperaturni oporavak ili oporavak putem aplikovanog niskoenergetskog UV zračenja degradiranim gama zračenjem električnih karakteristika CMOS tranzistora mogao smatra uspešnim neophodno je obezbediti uslove pri kojima će narušeni električni parametri nakon oporavka ponovo biti stabilni. Pokazano je [225] da ovakve uslove može da ispuni oporavak na temperaturi od 115° C i pozitivnoj polarizaciji na gejtu od 10V i 15V. Provera stabilnosti karakteristika je izvršena tako što je nastavak oporavka vršen na povišenoj temperaturi pri nultoj polarizaciji gejta, i tom prilikom je zapaženo da napon praga  $V_T$  ostaje stabilan. I pored okončanog procesa oporavka MOS komponente, taj proces se ubrzava polarizacijom na gejtu napon od 10V i 15V. Pri nižim vrednostima napona u nastavku temperaturnog tretmana ozračenih tranzistora, napon praga  $V_T$  počinje da opada, što se, najverovatnije, može pripisati efektu tzv. "inverznog" oporavka.

#### 4.7.2. Ponašanje VDMOS tranzistora snage tokom IR procesa i kasnijeg oporavka



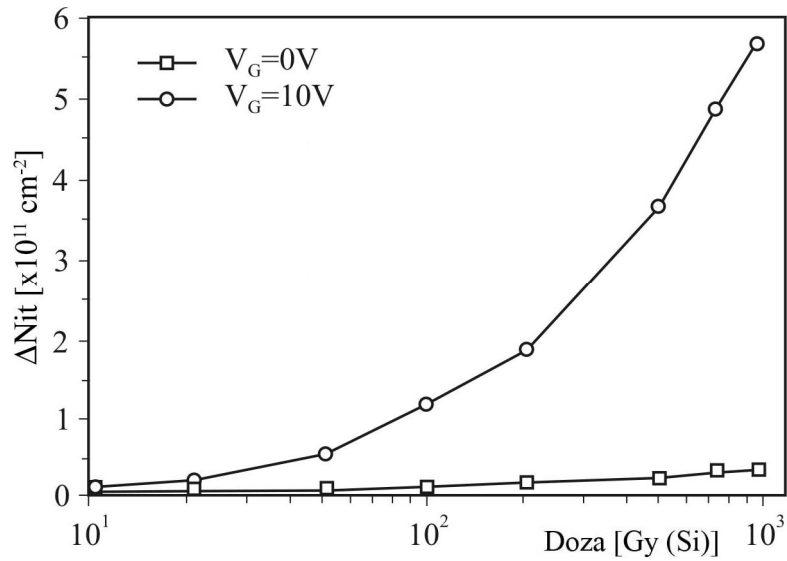
Slika 4.12. Promena napona praga ( $\Delta V_T$ ) n-kanalnog VDMOS tranzistora tokom  $\gamma$  ozračivanja za  $V_G = 0V$  i  $V_G = 10V$

Ponašanje električnih parametara MOS tranzistora sa polisilicijumskim gejtom tokom njihove ekspozicije  $\gamma$  zračenju, ispitivano je dugi niz godina [119]. Što se tiče komercijalnih komponenata može se reći da su one uglavnom poznate. Tako su na slici 4.12 prikazane tipične promene napona praga  $\Delta V_T$  tokom ozračivanja n-kanalnih VDMOS tranzistora snage tipa EF1N10, na sobnoj temperaturi i pri naponu gejta  $V_G$  od 0V i 10V [231]. Može se zapaziti da se napon praga smanjuje sa porastom doze zračenja i da su promene izraženije kod veće vrednosti napona na gejtju. Takođe je pokazano da se pokretljivost  $\mu$  smanjuje tokom ozračivanja, i promene su veće kada je napon na gejtju 10 V za razliku od slučaja kad isti nije primenjen.

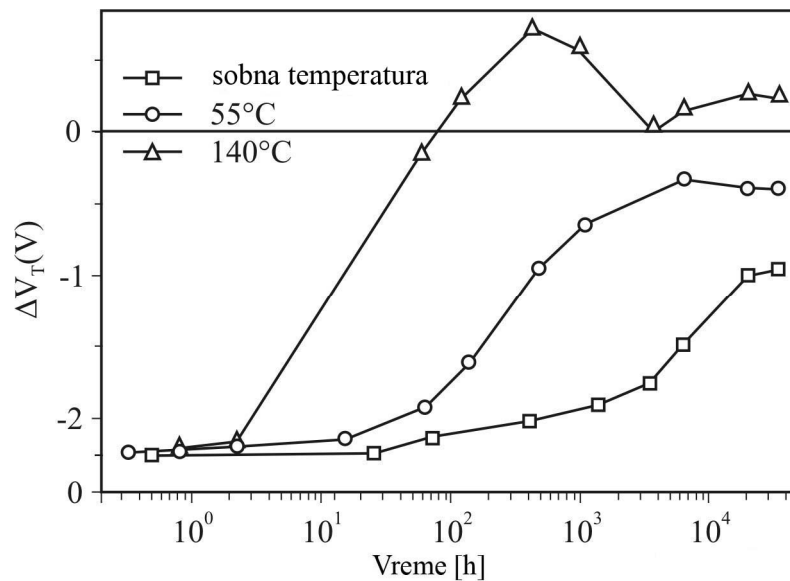


Slika 4.13. Gustina zahvaćenog naelektrisanja ( $\Delta N_{ot}$ ) n-kanalnog VDMOS tranzistora tokom  $\gamma$  ozračivanja za  $V_G = 0V$  i  $V_G = 10V$

Promena gustine zahvaćenog naelektrisanja  $\Delta N_{ot}$  i površinskih stanja  $\Delta N_{it}$  tokom IR procesa za iste tranzistore kod kojih je praćena promena napona praga (slika 4.12), određena korišćenjem SMG tehnike, prikazane su na slikama 4.13 i 4.14, respektivno [231]. Može se zapaziti povećanje vrednosti  $\Delta N_{ot}$  i  $\Delta N_{it}$  tokom  $\gamma$  zračenja, pri čemu su ove promene veće za slučaj  $\Delta V_G = 10V$ . Isto tako se zapaža da je povećanje gustine zahvaćenog naelektrisanja znatno veće od povećanja gustine površinskih stanja.



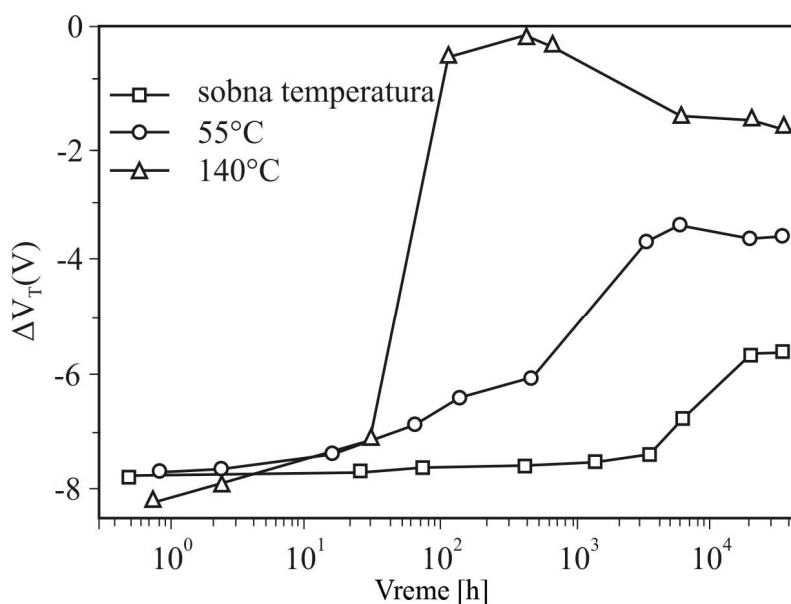
Slika 4.14. Gustina površinskih stanja ( $\Delta N_{it}$ ) n-kanalnog VDMOS tranzistora tokom  $\gamma$  ozračivanja za  $V_G = 0V$  i  $V_G = 10V$



Slika 4.15. Promena napona praga ( $\Delta V_T$ ) n-kanalnog VDMOS tranzistora tokom oporavka pri  $V_G = 10V$ , dok je tokom  $\gamma$  ozračivanja  $V_G = 0V$ .

U nekoliko radova [137, 142, 143, 200, 201, 203, 232 - 239] prikazani su rezultati annealing-a ozračenih VDMOS tranzistora snage na sobnoj i povišenim temperaturama. Na slici 4.15 prikazane su promene napona praga  $\Delta V_T$  VDMOS

tranzistora snage tipa EFL1N10 i kada tokom  $\gamma$  zračenja nije bilo napona na gejtu ( $V_G = 0V$ ), a tokom oporavka iznosio je  $V_G = 10V$ . Oporavak je vršen na sobnoj temperaturi kao i na povišenim temperaturama ( $55^\circ C$  i  $140^\circ C$ ). Slika 4.16 se odnosi na iste uslove oporavka, samo što je napon na gejtu tokom  $\gamma$  zračenja iznosio  $V_G = 10V$  [142]. Kao što se sa priloženih grafina može videti, u slučaju izlaganja VDMOS tranzistora višim temperaturama tokom ima se veća i brža promena napona praga  $\Delta V_T$ , dok je pojava superoporavka uočena samo kod tranzistora kod kojih je  $\gamma$  ozračivanje vršeno bez polarizacije gejta i kada je njihov oporavak sproveden na temperaturi od  $140^\circ C$ .



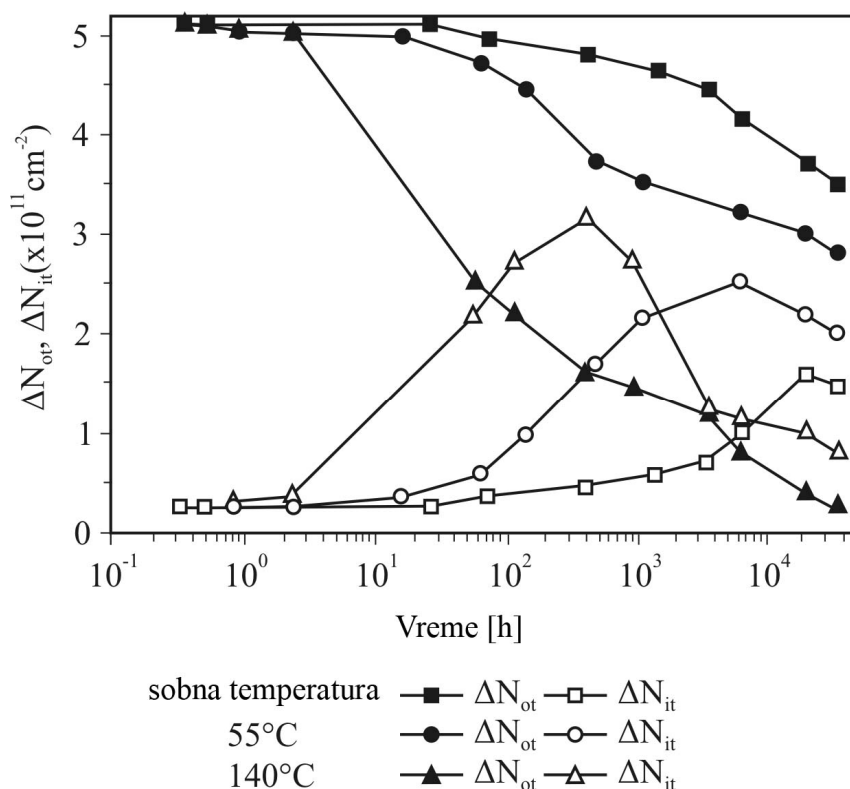
Slika 4.16. Promena napona praga ( $\Delta V_T$ )

n-kanalnog VDMOS tranzistora snage tokom oporavka.

Tokom oporavka i tokom  $\gamma$  ozračivanja na gejtu je primenjen napon  $V_G = 10V$ .

Uticao činioca kao što su temperatura i napon na gejtu na promenu gustine zahvaćenog naelektrisanja  $\Delta N_{oi}$  gustine površinskih stanja  $\Delta N_{it}$  kod istih tranzistora kod kojih je praćena promena napona praga  $\Delta V_T$  (slike 4.15 i 4.16), prikazane su na slikama 4.17 i 4.18 [142], pri čemu su ove promene određene putem SMG tehnike. Može se zapaziti da gustina površinskih stanja posle određenog vremena oporavka počinje da raste, pri čemu vreme koje prethodi tom porastu može biti veoma dugo. Kao što je već rećeno, opiana pojava povećanja gustine površinskih stanja  $\Delta N_{it}$  nakon određenog zasićenja u literaturi je poznata i kao latentni porast (latentno generisanje)

površinskih stanja. Vremenski interval do pojave latentnog porasta gustine površinskih stanja zavisi od temperature oporavka, i to tako što je to vreme utoliko kraće ukoliko je temperatura oporavka viša. Isto tako se zapaža direktna povezanost između latentnog porasta gustine površinskih stanja  $\Delta N_{it}$  i latentnog smanjenja gustine zahvaćenog naelektrisanja u oksidu  $\Delta N_{ot}$ , kao i činjenice da posle latentnog porasta gustine površinskih stanja dolazi do njihovog smanjenja (pasivizacije) tokom izlaganja povišenoj temperaturi.

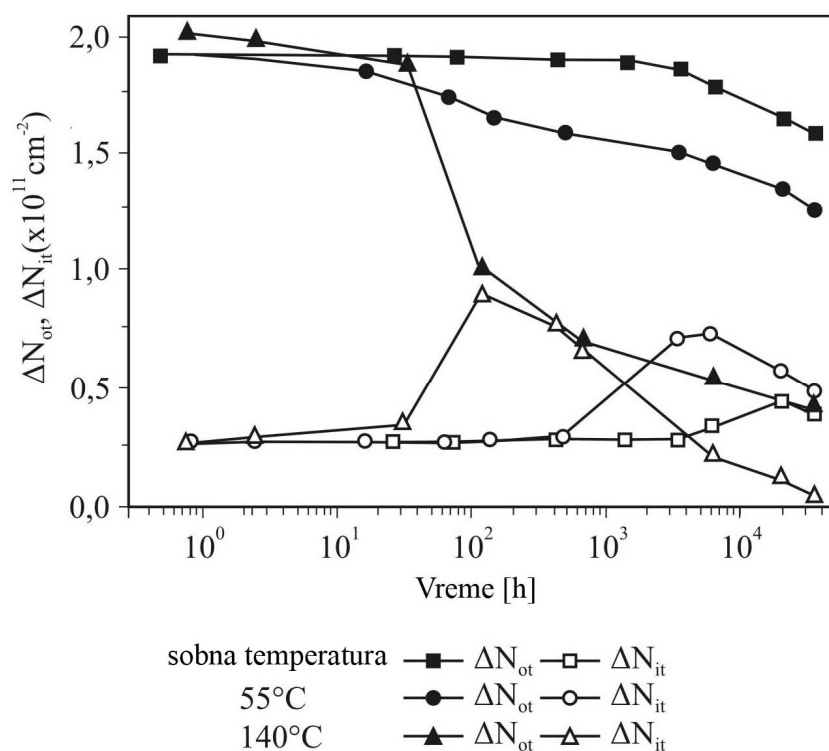


Slika 4.17. Gustina zahvaćenog naelektrisanja ( $\Delta N_{ot}$ ) i gustina površinskih stanja ( $\Delta N_{it}$ ) kod n-kanalnog VDMOS tranzistora snage tokom oporavka i tokom  $\gamma$  ozračivanja za  $V_G = 0V$

Jedan od važnih parametara koji utiče na promenu gustine zahvaćenog naelektrisanja  $\Delta N_{ot}$  i površinskih stanja  $\Delta N_{it}$  tokom oporavka VDMOS tranzistora snage, su prethodno izlagani  $\gamma$  zračenju je vrednost napona na gejtu  $V_G$  tokom oporavka. Eksperimentalna istraživanja [234] su pokazala da oporavak ozračenih tranzistora na temperature od 140°C pri polarizaciji gejta od  $V_G = 0,5V$  i 10V dovodi do latentnog porasta gustine površinskih stanja  $\Delta N_{it}$  i latentnog opadanja gustine zahvaćenog

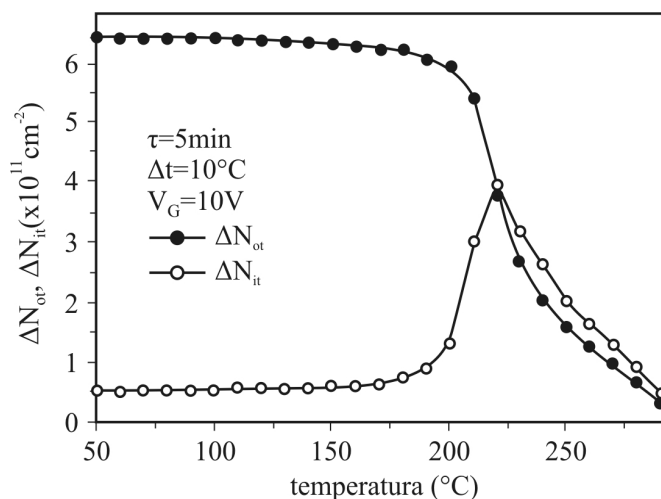
naelektrisanja  $\Delta N_{ot}$ . U slučaju  $V_G = 0V$ , kada u oksidu postoji samo električno polje usled razlike izlaznih radova polisilicijumskog gejta i supstrata, ove promene su značajno manje u poređenju sa promenama izazvanim naponom na gejtu od  $V_G = 5V$  i  $10V$ . Vrednosti maksimalnih gustina površinskih stanja formiranih tokom oporavka, za naznačene polarizacije gejta od  $V_G = 5V$  i  $10V$  međusobno se neznatno razlikuju. Isto tako postoje i određene razlike u vremenskom intervalu koje predhode procesu latentnog porasta  $\Delta N_{it}$ .

Promene gustina zahvaćenog naelektrisanja i površinskih stanja prikazane na slikama 4.13 do 4.18 veoma dobro opisuje H-W model [142, 143].



Slika 4.18. Gustina zahvaćenog naelektrisanja ( $\Delta N_{ot}$ ) i gustina površinskih stanja ( $\Delta N_{it}$ ) kod n-kanalnog VDMOS tranzistora snage tokom oporavka i tokom  $\gamma$  ozračivanja za  $V_G = 10V$

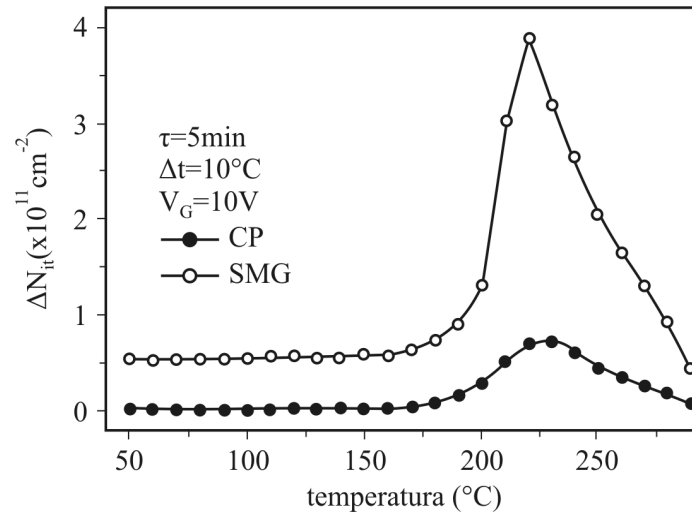
#### 4.7.2.1. Izohronalni oporavak VDMOS tranzistora snage posle IR procesa



Slika 4.19. Određivanje gustine zahvaćenog naelektrisanja ( $\Delta N_{ot}$ ) i gustina površinskih stanja ( $\Delta N_{it}$ ) tokom izohronog oporavka n-kanalnog VDMOS tranzistora snage, uz primenu SMG tehnike.

Pod izohronalnim oporavkom podrazumeva se oporavak MOS tranzistora, a nakon IR ili HCI procesa, uz primenu promenljive temperature. Na slici 4.19 prikazano je ponašanje gustine zahvaćenog naelektrisanja  $\Delta N_{ot}$  i gustine površinskih stanja  $\Delta N_{it}$  tokom izohronalnog oporavka ozračenih VDMOS tranzistora snage tipa EFP8N15 u temperaturskom opsegu od 50°C do 290°C [236]. Ove gustine su dobijene korišćenjem SMG tehnike. Dužina oporavka na svakoj temperaturi je iznosila 5 min, dok se temperature menjala u koraku od po 10°C, a napon na gejtu tokom je imao vrednost od  $V_G = 10V$ . Kao što se može zapaziti, do temperature od približno 175°C vrednosti gustina naelektrisanja  $\Delta N_{ot}$  i  $\Delta N_{it}$  se u veoma maloj meri menjaju, ali pri višim temperaturama dolazi do naglog porasta gustine površinskih stanja  $\Delta N_{it}$ , koja je praćena opadanjem gustine zahvaćenog naelektrisanja  $\Delta N_{ot}$ . Na postignutoj temperature od 225°C, gustina površinskih stanja  $\Delta N_{it}$  počinje da opada. Slika 4.20 prikazuje ponašanje gustine površinskih stanja  $\Delta N_{it}$  u funkciji temperature tzv.

izohronalnog oporavka (izohroni oporavak je oporavak MOS komponente koji podjednako dugo traje bez obzira na primenjenu povišenu temperaturu ambijenta), dobijenih SMG i CP tehnikama. Može se zapaziti sličnost u ponašanju ovih krivih, ali su vrednosti  $\Delta N_{it}$  dobijene SMG tehnikom znatno veće.



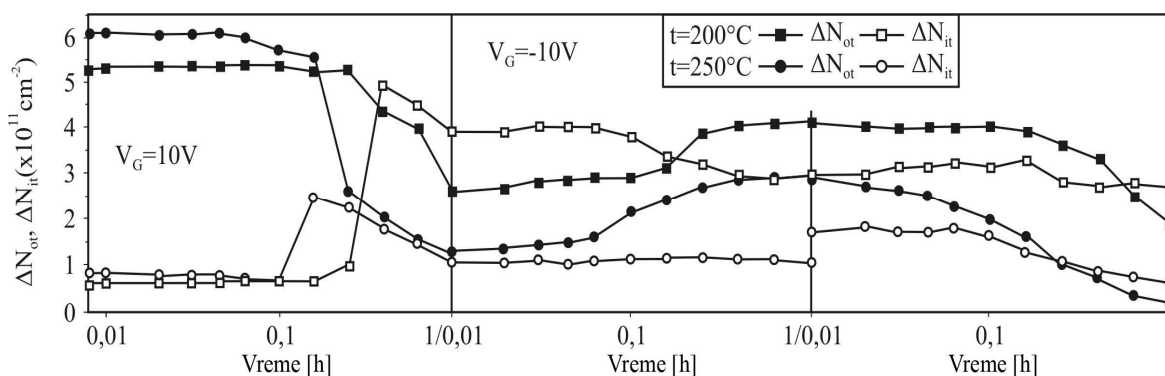
Slika 4.20. Određivanje gustine površinskih stanja ( $\Delta N_{it}$ ) tokom izohronog oporavka n-kanalnog VDMOS tranzistora snage, uz primenu SMG i CP tehnike

Na osnovu rezultata izohronalnog oporavka [231, 236], korišćenjem modela prikazanog u radu [240] određena je aktivaciona energija procesa odžarivanja zahvaćenog naelektrisanja. Osnovna pretpostavka ovakvog modela je da se odžarivanje zahvaćenog naelektrisanja vrši pomoću elektrona koji tuneluju iz substrata. Pokazano je da najveći deo zahvaćenog naelektrisanja raspolaže aktivacionom energijom od približno 0,95 eV. Iako se radi o gruboj proceni vrednosti aktivacione energije, na osnovu sprovedene analize zaključeno je da najveći deo zahvaćenog naelektrisanja ima istu vrednost aktivacione energije.



#### 4.7.2.2. Uticaj znaka napona polarizacije na gejtu tokom oporavka VDMOS tranzistora snage, koji su prethodno bili izloženi $\gamma$ zračenju

Na slici 4.21 prikazane su promene gustine zahvaćenog naelektrisanja i površinskih stanja tokom oporavka VDMOS tranzistora snage tipa EFP8N15 koji su prethodno bili podvrgnuti IR procesu. Oporavak je sproveden pri naizmeničnim promenama znaka napona na gejtu i temperaturama od 200°C i 250°C, pri čemu je svaka etapa, trajala 1h pri jednom smer aplikovanog električnog polja [231]. Gustine zahvaćenog naelektrisanja i površinskih stanja,  $\Delta N_{ot}$  i  $\Delta N_{it}$ , određivane su uz pomoć SMG tehnike.

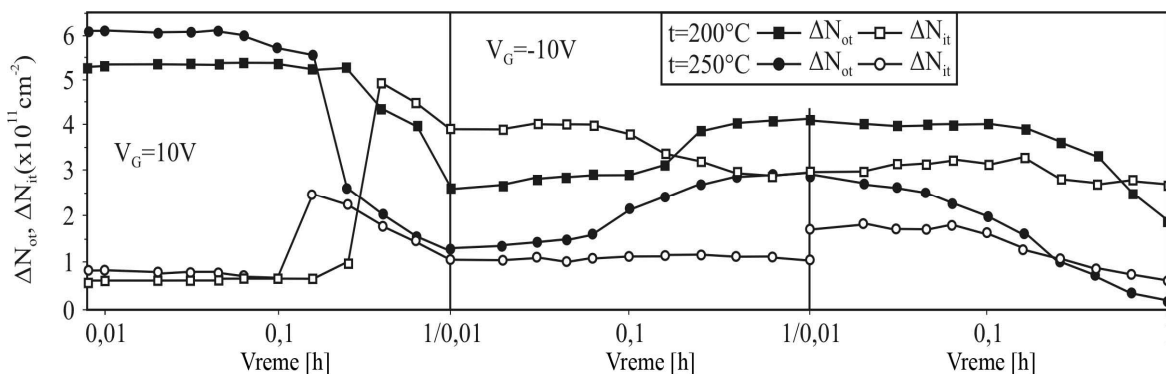


Slika 4.21. Gustina zahvaćenog naelektrisanja ( $\Delta N_{ot}$ ) i gustina površinskih stanja ( $\Delta N_{it}$ ) kod n-kanalnog VDMOS tranzistora tokom oporavka sa pozitivnom i negativnom polarizacijom gejta ( $V_G = \pm 10V$ )

Sa grafikona na slici 4.21 se može videti da je tokom prve etape polarizacija gejta iznosila  $V_G = 10V$ , i tada je došlo do latentnog porasta gustine površinskih stanja  $\Delta N_{it}$  i latentnog smanjenja gustine zahvaćenog naelektrisanja  $\Delta N_{ot}$ , za obe temperature. Prva etapa je slična rezultatima prikazanim na slikama 4.17 i 4.18. Tokom druge etape, uz promenu znaka polarizacije gejta,  $V_G = -10V$ , i pri temperaturi oporavaka od 200°C, gustine površinskih stanja  $\Delta N_{it}$  nastavlja da se smanjuje, što je i očekivano na osnovu H-W modela, jer difuzija molekula vode ne zavisi od smera električnog polja u oksidu, dok pri temperaturi od 250°C nema promene ove gustine, jer su se skoro sva površinska

stanja već pasivizirala tokom prve etape. Međutim, u trećoj etapi, a o ponovnoj izmeni polariteta gejta,  $V_G = 10V$ , ponašanje gustine površinskih stanja  $\Delta N_{it}$  u odnosu na ono tokom prve etape. Naime, nema latentnog porasta gustine površinskih stanja, mada je vrednost  $\Delta N_{it}$  najpre neznatno porasla, na samom početku oporavka na temperature od  $250^\circ C$ , a zatim nastavila da opada; na temperaturi od  $200^\circ C$  se zapaža blag porast, a zatim sporo opadanje  $\Delta N_{it}$  (ove promene su znatno manje nego tokom prve etape). Na osnovu ovakvog ponašanja površinskih stanja uz primenu H-W modela, zaključeno je da tokom treće etape nema više vodonikovih čestica (naročito nema  $H_2$  molekula), koje bi mogle da izazovu latentni porast  $\Delta N_{it}$ .

U radu [231] isto tako su prikazani rezultati za  $\Delta N_{it}$  dobijeni CP tehnike za VDMOS tranzistore snage tipa EFP8N15, koji su se oporavljali pod istim uslovima kao što je to prikazano na slici 4.21. Ponašanje ove gustine je veoma slično sa ponašanjem gustine dobijene SMG tehnikom, ali su vrednosti Vrednosti gustine površinskih stanja  $\Delta N_{it}$  dobijeni CP tehnikom su znatno manje.

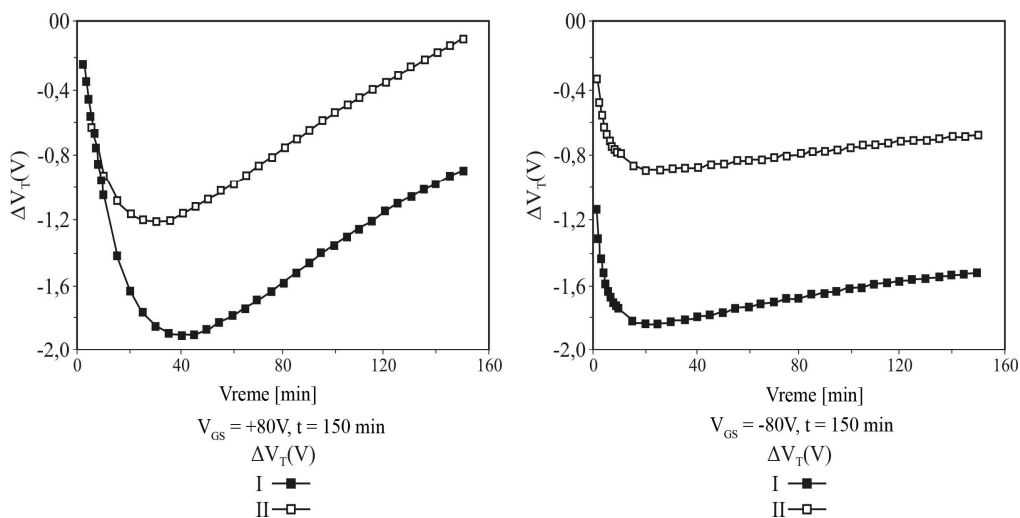


#### 4.7.3. Ponašanje VDMOS tranzistora snage tokom HCI procesa i tokom kasnijeg oporavka

Na slici 4.22 su prikazane promene napona praga  $\Delta V_T$  VDMOS tranzistora snage EFL1N10 tokom HCI procesa, pri polarizaciji gejta od  $V_G = +80V$  i  $-80V$  [241]. Može se zapaziti da HCI proces dovodi do značajnih promena napona praga  $\Delta V_T$ . Početno opadanje vrednosti  $\Delta V_T$  (tokom prvih 40 min pri pozitivnom, odnosno 20 min pri negativnom naponu na gejtu) i kasniji porast do kraja naprežanja ukazuje na pojavu

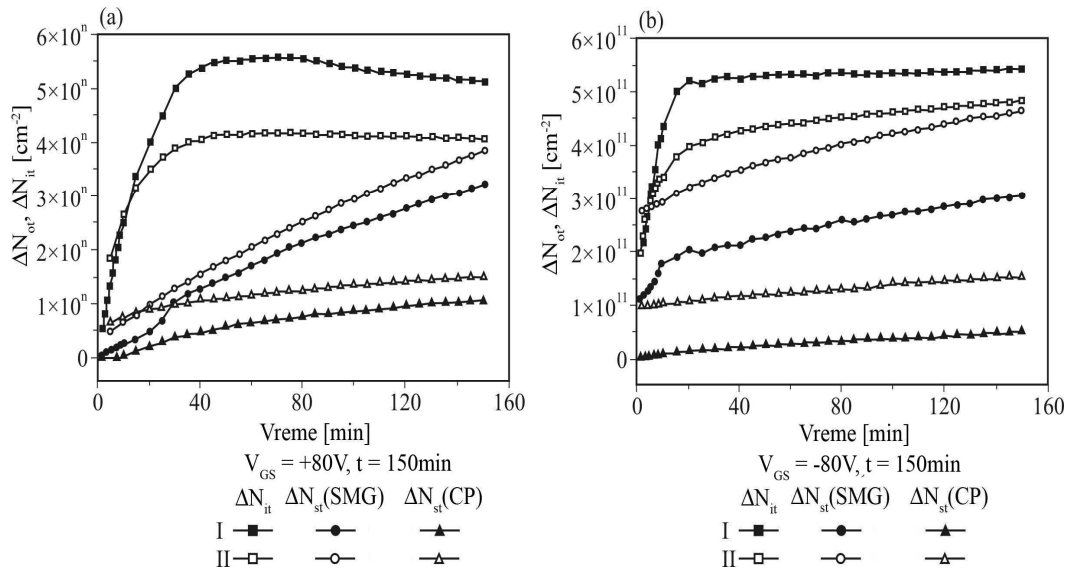
tzv. "turn-around" efekta. Slično ponašanje je uočeno i kod VDMOS tranzistora snage tipa IRF510 [144].

Na slici 4.22 takođe je prikazana promena napona praga tokom drugog HCI procesa. Naime, posle prvog HCI procesa tranzistori su se oporavljali na temperaturi od 150°C u trajanju od 3000 sati, a potom ponovo podvrgavani HCI procesu. Može se zapaziti da je ponašanje slično, s tom razlikom što su promene  $\Delta V_T$  izraženije pri prvom HCI procesu, za oba znaka polarizacije na gejtju.



Slika 4.22. Promena napona praga  $\Delta V_T$  n-kanalnog VDMOS tranzistora snage tokom prvog i drugog ciklusa HCI procesa, i kada je (a)  $V_{GS} = +80V$  i (b)  $V_{GS} = -80V$

Na slici 4.23 su prikazane promene gustine naelektrisanja u oksidu gejta  $\Delta N_{ot}$  i promene gustine površinskih stanja  $\Delta N_{it}$ , obe određene SMG tehnikom, kao i  $\Delta N_{it}$  određene CP tehnikom za iste tranzistore koji su bili podvrgnuti HCI procesima tokom praćena promene napona praga  $\Delta V_T$  (slika 4.22) [241]. Sa slike 4.23 se može zapaziti i da je ponašanje  $\Delta N_{it}$  (SMG) i  $\Delta N_{it}$  (CP) kvalitativno isto, dok su kvantitativne razlike značajne. Na osnovu ove studije, kvantitativna neslaganja su očekivana pošto je ideo ST tehnici ((eng. switching traps) (ST), kao deo SMG tehnike namenjene utvrđivanju promenljivih centara zahvata) određivanja gustine  $\Delta N_{it}$  (SMG) i  $\Delta N_{it}$  (CP) različit. Osim toga, SMG i CP tehnike kod VDMOS tranzistora snage registruju površinska stanja u dvema različitim oblastima površine gejta. SMG tehnikom se registruje struja u p<sup>-</sup>oblasti kanala, dok CP tehnika registruje površinska stanja u n-oblasti VDMOS tranzistora snage.

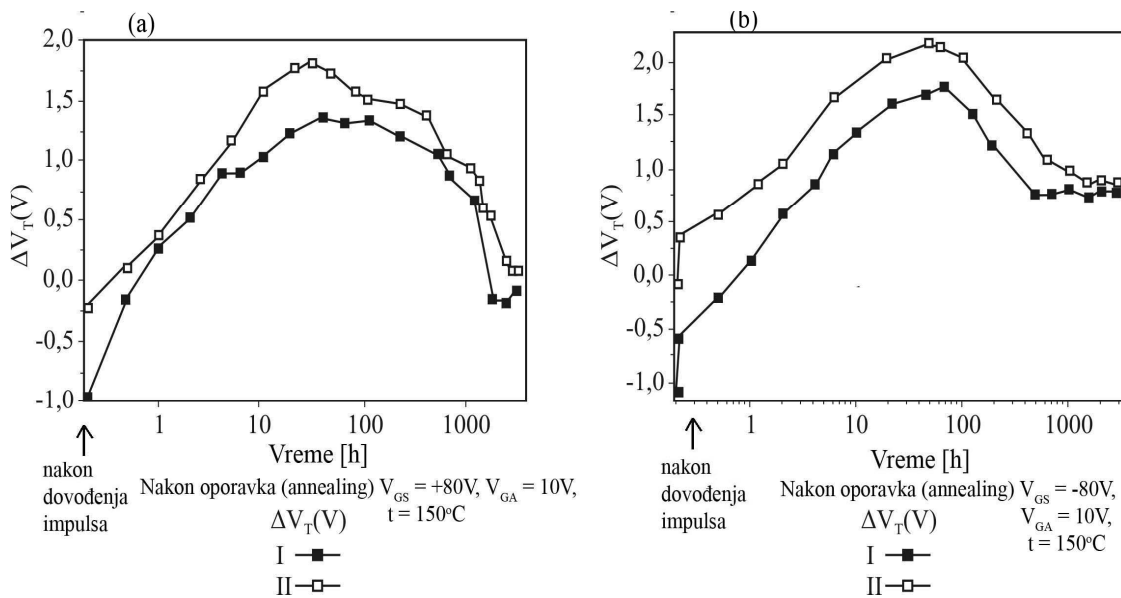


Slika 4.23. Gustina zahvaćenog naelektrisanja ( $\Delta N_{ot}$ ) i gustina površinskih stanja ( $\Delta N_{it}$ ) kod n-kanalnog VDMOS tranzistora snage tokom prvog i drugod ciklusa HCI procesa, kada je (a)  $V_{GS} = +80V$  i (b)  $V_{GS} = -80V$

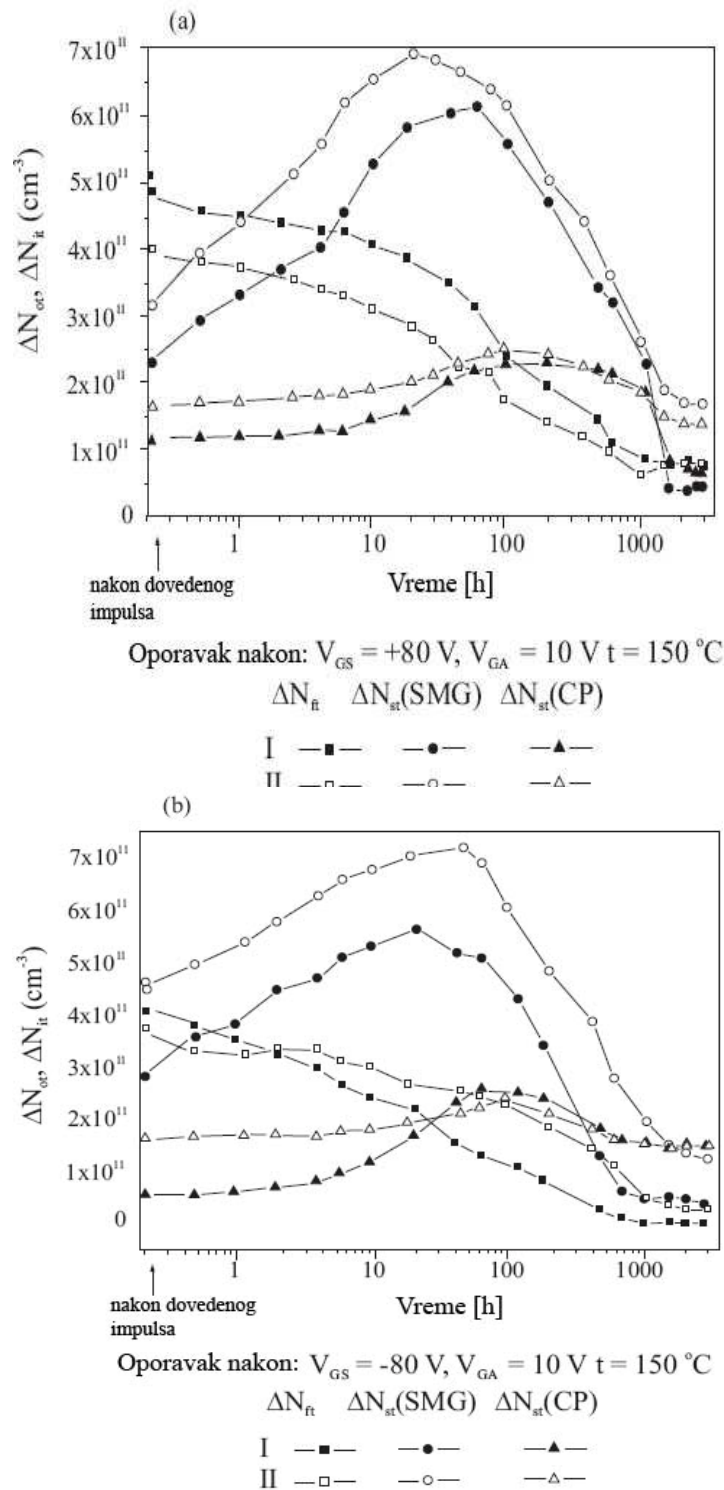
Park i saradnici [127] su detaljno proučavali ovaj problem na velikom broju sličnih uzoraka i zaključili da se početne vrednosti napona praga na ovim dvema međupovršinama značajno razlikuju. Još jedan od uzroka kvantitativne razlike u vrednostima  $\Delta N_{it}$  (SMG) i  $\Delta N_{it}$  (CP) je činjenica da ove dve tehnike snimaju različite oblasti zabranjene zone silicijuma. Naime, SMG tehnika snima defekte u oblasti koja se nalazi na oko 0,45 eV gornjeg dela zabranjene zone silicijuma, dok CP tehnika snima defekte na istom rastojanju, ali u donjem delu ove oblasti [242].

Početni porast  $\Delta N_{ot}$  na slici 4.23 je posledica formiranja pozitivno naelektrisanih FT ((eng. fixed traps) (FT), kao deo SMG tehnike namenjen utvrđivanju fiksnih centara zahvata) u ranoj fazi napreznjanja [241].  $\Delta N_{it}$  dostiže zasićenje u kasnijoj fazi napreznjanja zbog toga što se povećava broj elektrona koji bivaju zarobljeni od strane NBO centrara zahvata. Porast  $\Delta N_{it}$  vrednosti za svo vreme napreznjanja uslovljena je reakcijom  $H^+$  jona koji se oslobađaju u oksidu (H model) i šupljina koje driftuju ka (Si - SiO<sub>2</sub>) međupovrši i formiraju površinska stanja ( $h^+$  model). Veće promene  $\Delta N_{it}$  (SMG) nastaju zbog toga što ova tehnika uključuje sve ST tehnike (ST = SST + FST), dok  $\Delta N_{it}$  (CP) uključuje samo FST tehniku.

Na slici 4.24 su prikazane promene napona praga  $\Delta V_T$ , dok su na slici 4.25 prikazane promene gustine zahvaćenog naelektrisanja u oksidu gejta  $\Delta N_{ot}$  i promene gustina površinskih stanja određene SMG tehnikom ( $\Delta N_{it}$  (SMG)) i CP tehnikom ( $\Delta N_{it}$  (CP)) tokom oporavka VDMOS tranzistora snage tipa EFL1N10, koji su prethodno bili podvrgnuti HCI procesu, pri polarizaciji gejta od  $V_G = +80V$  i  $-80V$ , zatim oporavljani na temperaturi  $150^\circ C$ , i ponovo izlagani HCI procesu [241]. Može se zapaziti da  $\Delta V_T$  raste tokom prvih 10 sati oporavka, zatim opada i pri vremenima dužim od 1000 sati oporavka ulaze u zasićenje i da je ponašanje  $\Delta V_T$  veoma slično u slučaju obe polarizacije gejta. Razlika je samo u tome što  $\Delta V_T$  ranije ulazi u zasićenje pri izlaganju tranzistora HCI procesu, i uz negativnu polarizaciju gejta ( $V_G = -80V$ ).



Slika 4.24. Promena napona praga  $\Delta V_T$  n-kanalnog VDMOS tranzistora snage tokom prvog i drugog zagrevanja, a nakon oporavka usled izlaganja komponente HCI ciklusa uz prateću (a) pozitivnu  $V_{GS} = +80V$  i (b) negativnu  $V_{GS} = -80V$  polarizaciju gejta



Slika 4.25. Gustina zahvaćenog naelektrisanja ( $\Delta N_{ot}$ ) i gustina površinskih stanja ( $\Delta N_{it}$ ) kod n-kanalnog VDMOS tranzistora snage tokom prvog i drugod toplotnog ciklusa oporavka, a nakon izlaganja komponente HCl procesu (a) pozitivne  $V_{GS} = +80\text{V}$  i (b) negativne  $V_{GS} = -80\text{V}$  polarizacije gejta.

Sa slike 4.25 može se videti da ne postoje razlike usledizmene znaak polariteta na gejtu tokom HCI procesa. Ni trend koji imaju posmatrane promene se ne razlikuju tokom prvog i drugog oporavka. Kao što se i očekivalo, zahvaćena gustina naelektrisanja u oksidu gejta  $\Delta N_{ot}$  opada tokom oporavka, dok gustine površinskih stanja  $\Delta N_{it}$  (SMG) u početku raste, da bi tokom dužeg vremena oporavka došlo do njenog opadanja sve do ulaska u zasićenje. Veoma slično ponašanje važi i za vrednosti  $\Delta N_{it}$  (CP), ali je ta promena znatno manja nego iz gore navedenog obrazloženja. Ponašanje  $\Delta N_{ot}$ ,  $\Delta N_{it}$  (SMG) i  $\Delta N_{it}$  (CP) tokom oporavka MOS komponente veoma dobro opisuje H-W model.

U radu [137] prikazani su uporedni rezultati oporavka n-kanalnih VD-MOS tranzistora snage tipa EFL1N10 pri čemu je jedan broj njih podvrgavan  $\gamma$  zračenju, a jedan HCI (Fowler-Nordheim high electric field stress) procesu. Praćene su promene  $\Delta N_{ot}$ ,  $\Delta N_{it}$  (SMG) i  $\Delta N_{it}$  (CP). Zapaženo je da se tokom oporavka tranzistora koji su prethodno bili podvrgnuti  $\gamma$  zračenju, bio je prisutan latentni porast gustine površinskih stanja  $\Delta N_{it}$ , koji se može ustanoviti i SMG, i CP tehnikom. Međutim, kod tranzistora koji su prethodno podvrgnuti HCI procesu, latentni porast gustine površinskih stanja  $\Delta N_{it}$  tokom oporavka se javlja samo u slučaju primene CP tehnike kojom se utvrđuje njihova gustina. To ukazuje na različitu prirodu cetara zahvata koji se pojavljuju tokom IR i HCI procesa. Na kraju treba istaći da je ponašanje  $\Delta N_{it}$  (SMG) i  $\Delta N_{it}$  (CP) nakon izlaganja ms komponenti IR procesu prezentovano u radu [242, 243] i ono je identično ponašanju  $\Delta N_{it}$  (SMG) površinskih stanja, prezentovanih u studiji [241] prilikom izlaganja MOS komponente HCI procesu. Eksperiment je sproveden sa uzorcima koji su strukturalno isti, ali ne identično procesuirani kao uzorci u studiji [241]. Ovo poređenje samo ilustruje složenu prirodu ponašanja defekata koji se javljaju tokom  $\gamma$  zračenja i HCI procesa.

#### **4.7.4. Primena PMOS tranzistora sa Al-gejtom kao senzora i dozimetara jonizujućeg zračenja**

Još 1974. godine javila se ideja o mogućnosti primene MOS tranzistora za detekciju apsorbovane doze jonizujućeg zračenja [122]. Tako se došlo do projektovanja i proizvodnje radijaciono osetljivog PMOS tranzistora sa Al gejtom, koji je poznat i kao

RADFET (eng. Radiation Sensitive Field Effect Transistors), koji bi mogao da se koristi i kao sensor, i kao dozimetar jonizujućeg zračenja ( $\gamma$  i X-zračenja) [122]. Ovi dozimetrijski tranzistori su do sada delimično našli primenu u savremenim letiliciama [244, 245] (gde se mere veće vrednosti apsorbovanih doza), u medicini (u radiologiji, gde imaju ulogu senzora zračenja) [131, 132], u nuklearnoj industriji [246] i vojsci [248, 249]. Međutim, do sada nije realizovan PMOS dozimetar za merenje niskih doza zračenja koji bi se koristio kao lični dozimetar.

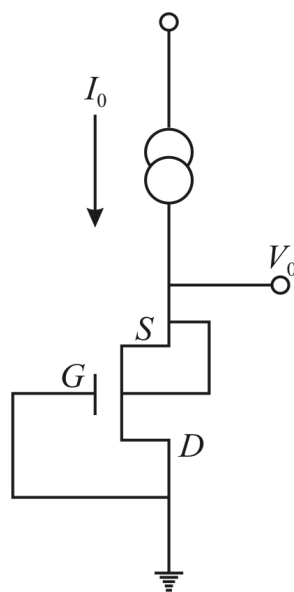
Osnovni parametar kod PMOS dozimetrijskog tranzistora je napon praga  $V_T$ , na osnovu kojeg se određuje apsorbovana doza zračenja. Promena napona praga  $\Delta V_T$ , kao što je već napred rečeno, je posledica povećanja gustine naelektrisanja u oksidu gejtta  $\Delta N_{ot}$  i površinskih stanja  $\Delta N_{it}$  izazvanih IR procesom. U slučaju PMOS tranzistora povećanje ovih gustina dovodi do povećanja  $V_T$ , za razliku od NMOS tranzistora kod kojih povećanje  $\Delta N_{ot}$  smanjuje  $V_T$ , a povećanje  $\Delta N_{it}$  povećava i napon praga  $V_T$ .

U opštem slučaju, promena napona praga  $\Delta V_T$  sa apsorbovanom dozom zračenja  $D$  data je sledećim izrazom:

$$\Delta V_T = AD^n, \quad (4.37)$$

gde je  $A$  konstanta, a  $n$  stepen linearnosti.  $Z_{an} = 1$ , konstanta  $A$  predstavlja osetljivost  $S$  dozimetrijskog tranzistora:

$$S = \frac{\Delta V_T}{D}. \quad (4.38)$$



Slika 4.26. Određivanje napona praga korišćenjem metode jedne tačke



Drugi važan parametar PMOS dozimetrijskih tranzistora je oporavak napona praga nakon ozračivanja koji je poznat pod nazivom feding -  $f(t)$ . On se može izraziti na sledeći način:

$$f(t) = \frac{V_T - V_T(t)}{V_T(0) - V_{T0}} = \frac{V_T(0) - V_T(t)}{V_T(0)}, \quad (4.39)$$

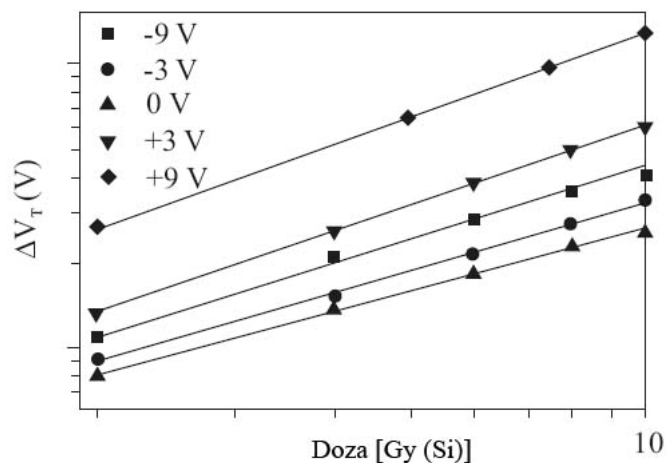
gde je  $V_{T0}$  napon praga pre ozračivanja,  $V_T(0)$  napon odmah nakon okončanja postupka zračenja, a  $V_T(t)$  napon nakon oporavka, po isteku vremena  $t$ , dok je  $\Delta V_T(0)$  promena napona praga u trenutku odmah po prekidu ozračivanjem PMOS dozimetrijskog tranzistora.

Feding se isto tako može odrediti na osnovu vrednosti  $\Delta N_{ot}$  i  $\Delta N_{it}$  [136, 137]:

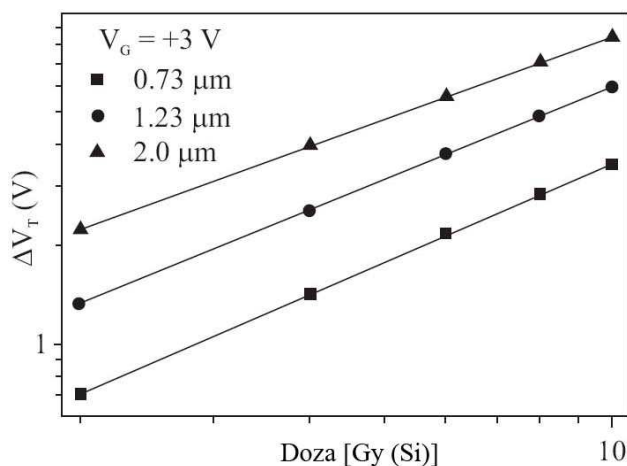
$$f(t) = \frac{\Delta N'_{ot}(t) + \Delta N'_{it}(t)}{\Delta N_{ot}(0) + \Delta N_{it}(t)}, \quad (4.40)$$

gde je  $\Delta N'_{ot}(t) = \Delta N_{ot}(0) + \Delta N'_{ot}(t)$  ("oporavljeni deo" zahvaćenog naelektrisanja) i  $\Delta N'_{it}(t) = \Delta N_{it}(0) + \Delta N'_{it}(t)$  ("oporavljeni deo" površinskih stanja), a  $\Delta N_{ot}(0)$  i  $\Delta N_{ot}(t)$  su gustine zahvaćenog naelektrisanja i površinskih stanja nakon oporavka za vreme  $t$ , respektivno, dok su  $\Delta N_{it}(0)$  i  $\Delta N_{it}(t)$  odgovarajuće gustine površinskih stanja nakon ozračivanja, tj. na početku oporavka.

U radovima [251 - 257] prikazani su rezultati ozračivanja  $\gamma$  zračenjem i kasnijeg oporavka PMOS dozimetrijskih tranzistora proizvedenih u kompaniji Ei-Microelectronics, Niš, Serbia, dok su u radovima [250, 258] prikazani rezultati ozračivanja i oporavka PMOS dozimetrijskih tranzistora proizvedenih u Tyndall National Institute, Cork, Ireland. Tako je na slici 4.27 prikazana promena napona praga  $\Delta V_T$  sa povećanjem apsorbovane doze  $\gamma$  zračenja za tranzistore sa debljinom oksida od  $1.23 \mu\text{m}$  [251]. Kao što se može zapaziti, ova zavisnost se u koordinatnom sistemu sa logaritamskom razmerom može predstaviti pravom za sve primenjene napone na gejtju. Takođe, promene napona praga su veće u slučaju pozitivne polarizacije gejtja, mada kod oba polarizaciona režima osetljivost raste sa povećanjem apsolutne vrednosti  $V_G$  (najmanja je za  $V_G = 0\text{V}$ ). To znači da do povećanja  $\Delta V_T$  dolazi bez obzira na smer električnog polja u oksidu, ali veličina tih promena zavisi od njega.



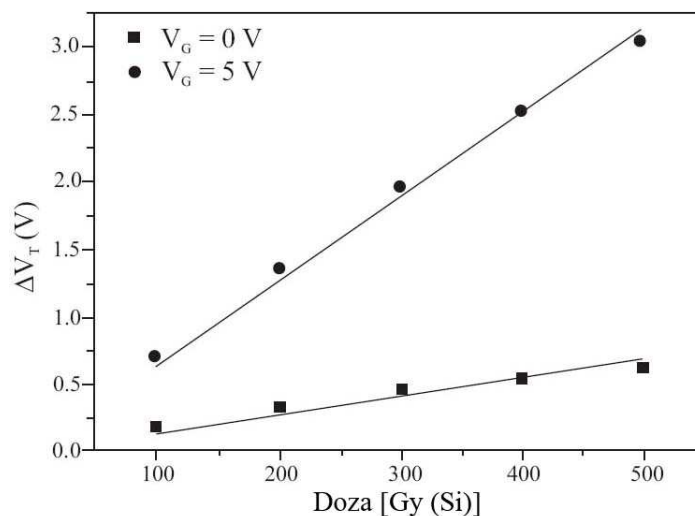
Slika 4.27. Promena napona praga  $\Delta V_T$  tokom ozračivanja PMOS tranzistora, sa debljinom oksida od 1,23  $\mu\text{m}$ .



Slika 4.28. Promena napona praga  $\Delta V_T$  tokom ozračivanja PMOS tranzistora sa različitim debljinama oksida i polarizacijom gejta od  $V_G = +3\text{V}$

Na slici 4.28 prikazana je promena napona praga u funkciji apsorbovane doze  $\gamma$  zračenja za različite debljine oksida, za napon na gejtu od  $V_G = 3\text{V}$ [254]. Može se zapaziti da osetljivost raste sa debljinom oksida gejta, a pošto ispitivani PMOS dozimetrijski tranzistori imaju termički oksid iste debljine, ovi rezultati pokazuju značajnu ulogu CVD oksida na promenu napona praga. Napon na gejtu kod ovih tranzistora bio je isti, odnosno da električno polje na najdebljem oksidu je bilo najmanje, što je uticalo na njihovu osetljivost.

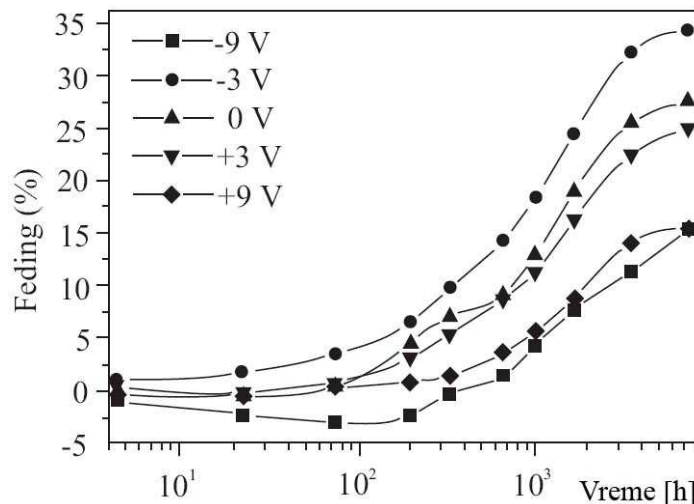
U radu [250] prikazane su promene napona praga  $\Delta V_T$  PMOS dozimetrijskih tranzistoras debljinom oksida od 100nm i za vrednosti apsorbovanih doza  $\gamma$  zračenja od 50Gy i 300Gy, dok je u radu [258] ova zavisnost prezentovana za opseg doza od 100Gy do 500Gy pri polarizaciji gejta od  $V_G = 0V$  i  $V_G = 5V$  tokom izlaganja PMOS tranzistora  $\gamma$  zračenju (slika 4.29). Utvrđeno je da postoji linearna zavisnost između promene napona praga  $\Delta V_T$  i apsorbovane doze zračenja, a za primenjeni opseg doza od 110Gy do 500Gy (slika 4.29).



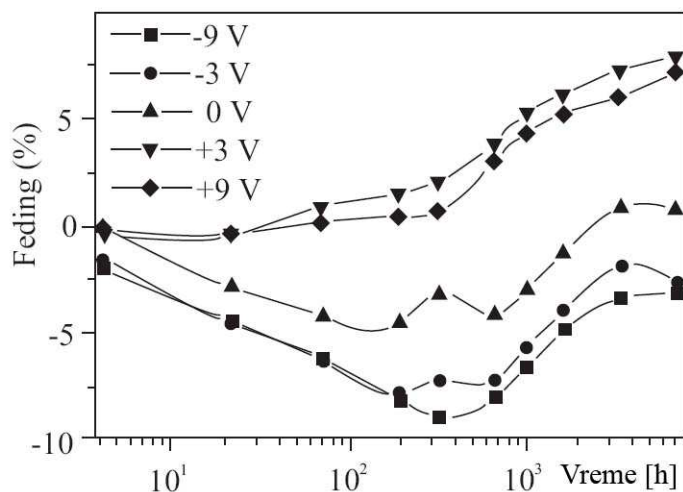
Slika 4.29. Promena napona praga  $\Delta V_T$  tokom ozračivanja PMOS tranzistora tokom ozračivanja za  $V_G = 0V$  i  $V_G = 5 V$

Izmena feding-a, tj. oporavka napona praga  $V_T$  nakon ozračivanja, kao drugog važnog parametra PMOS dozimetrijskih tranzistora, i to na sobnoj temperature, prikazana je na slikama 4.30 i 4.31 [231] za tranzistore sa debljinom oksida od 1,23  $\mu m$  i 2,0  $\mu m$ . Ozračivanje i oporavak su sprovedeni sa istim vrednostima napona na gejtu. Može se zapaziti da tranzistori čija je debljina oksida 2,0  $\mu m$  pokazuju izraženiji negativni feding. Očigledno je da se ne može dati neki konkretniji zaključak koji bi važio za sve ozračene tranzistore a na osnovu ponašanja feding-a kod tranzistora sa istom debljinom oksida, ali različitom polarizacijom gejta. Nepoznavanje eksplicitnog oblika zavisnosti ponašanja feding-a od vremena oporavka MOS komponente ne predstavlja nedostatak ovih PMOS tranzistora (što se ne može reći za osetljivost), jer je

za praktičnu primenu jedino potrebno da on bude manji od neke predhodno zadate vrednosti (obično feding treba da bude od  $\pm 10\%$  posle tri meseca oporavka na sobnoj temperaturi). Na osnovu ovih rezultata može se zapaziti da za debljinu oksida  $2,0 \mu\text{m}$  i kada je osetljivost najveća, feding-a ima malu vrednost, tako da se u slucaju  $V_G = 9\text{V}$  dobija osetljivost od  $S = 2\text{V/Gy}$  za apsorbovanu dozu  $D = 10\text{Gy}$  (Si) i feding  $f = 5,9\%$  za  $t = 3500$  sati.

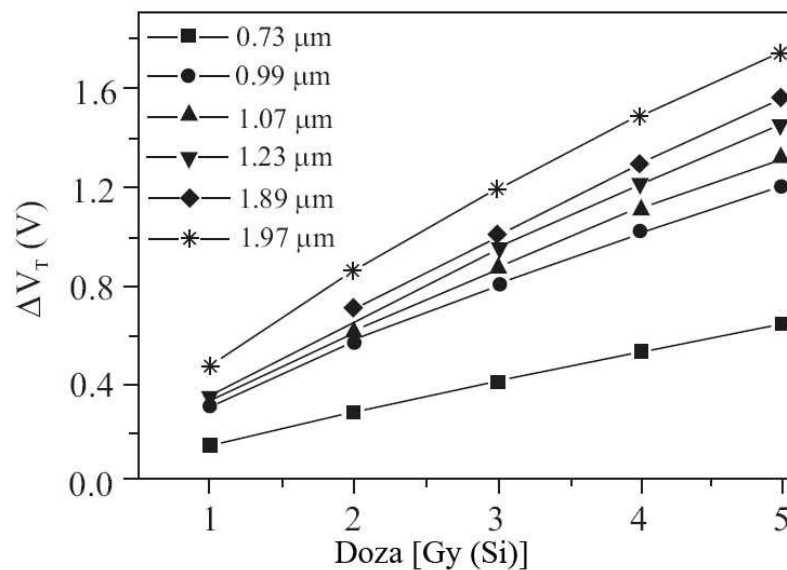


Slika 4.30. Slabljenje ozračenog PMOS tranzistora, sa debljinom oksida gejta od  $1,23 \mu\text{m}$ , tokom oporavka na sobnoj temperaturi

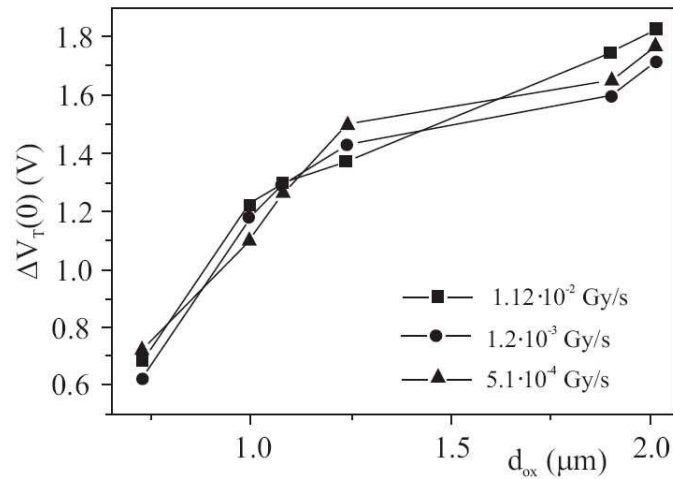


Slika 4.31. Slabljenje ozračenog PMOS tranzistora, sa debljinom oksida gejta od  $2,0 \mu\text{m}$ , tokom oporavka na sobnoj temperaturi

Na slici 4.32 prikazane su promene napona praga  $\Delta V_T$  u funkciji doze  $\gamma$  zračenja kojima su bili izloženi PMOS dozimetrijski tranzistori, sa različitim debljinama oksida gejta (debljina termičkog oksida je iznosila  $0,3 \mu\text{m}$ , a debljine CVD oksida su bile različite) i to dozom od  $1,2 \cdot 10^{-3} \text{Gy}$  [253]. Može se zapaziti da osetljivost raste sa debljinom oksida gejta. To se jasno vidi na slici 4.33, koja prikazuje promene napona praga  $\Delta V_T$  odmah nakon ozračivanja, a pre započinjanja procesa oporavka na sobnoj temperaturi za tri različite promene doza u jedinici vremena (tzv. dinamika zračenja):  $1,12 \cdot 10^{-2} \text{Gy/sec}$ ,  $1,2 \cdot 10^{-3} \text{Gy/sec}$  i  $5,1 \cdot 10^{-4} \text{Gy/sec}$ . Na osnovu ovih grafikona može se zaključiti da glavni uticaj na osetljivost S dozimetrijskog tranzistora ima ukupna debljina oksida, a tek zatim i debljina CVD oksida. Naime, tranzistori sa debljinom oksida  $1,97 \mu\text{m}$  su osetljiviji od tranzistora sa debljinom oksida  $1,89 \mu\text{m}$ , mada imaju manju debljinu CVD oksida (isto važi i za debljine oksida od  $1,07 \mu\text{m}$  i  $0,99 \mu\text{m}$ ). Posledica ovakvog ponašanja može se tražiti u debljina i vrsti termičkog oksida.

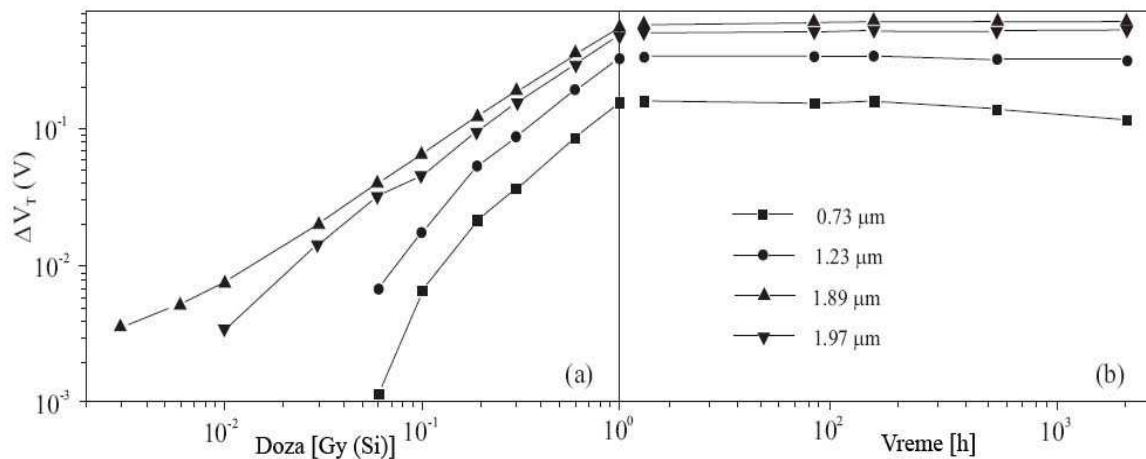


Slika 4.32. Promena napona praga  $\Delta V_T$  tokom ozračivanja PMOS tranzistora dinamikom zračenja od  $1,2 \cdot 10^{-3} \text{Gy/sec}$  za različite debljine oksida gejta



Slika 4.33. Promena napona praga  $\Delta V_T$  tokom ozračivanja različitih PMOS tranzistora dozom zračenja do 5Gy (Si)

Za razliku od rezultata prikazanih na slici 4.32, gde je data osetljivost ispitivanih PMOS tranzistora u opsegu od 1 Gy do 5 Gy, slika 4.34 prikazuje njihovu osetljivost u opsegu doza od 0,003Gy do 1Gy u slučaju kad tokom zračenja nije bilo polarizacije na gejtju [231].



Slika 4.34. Promena napona praga  $\Delta V_T$  tokom ozračivanja PMOS tranzistora dinamikom zračenja od  $7,51 \cdot 10^{-5}$  Gy/sec

(a) tokom oporavka na sobnoj temperature i (b) za različite debljine oksida na gejtju

Kao što se može zapaziti, najveću osetljivost pokazuju tranzistori sa debljinom oksida od 1,89  $\mu\text{m}$ , koji mogu detektovati doze zračenja reda cGy. Pošto ovaj tranzistor ima najveću debljinu CVD oksida, može se pretpostaviti da bi ovaj oksid imao značajnu ulogu u oblasti niskih doza. Promene napona praga tokom oporavka koje mogu trajati i do 2000 sati su zanemarljive za sve debljine oksida (slika 4.34b). Rezultati sa tranzistorima ove debljine oksida pokazuju da njihova osetljivost  $S$  raste sa porastom napona na gejtu  $\Delta V_T$  tokom  $\gamma$  zračenja, posebno kada su doze zračenja veće od 0,01 Gy.

#### 4.8. Teorija radijacionih efekata u fleš ćeliji

Radijacioni efekti u integrisanim kolima dele se na neposredne (eng. short-term effects) i kumulativne (eng. long-term effects). Neposredni efekti se manifestuju odmah po ozračivanju, kao uočljiva promena osobina ili funkcionalnosti električne komponente. Neposredni efekti uključuju efekte uzrokovane pojedinačnim događajima (eng. single event effects = SEE) i efekte usled velike jačine doze (eng. dose rate effects). Kumulativni efekti ispoljavaju se tek nakon dužeg ozračivanja ili nakon ponovljenih izlaganja zračenju, kao posledica kumulativne depozicije energije zračenja u materijalima. Kumulativni efekti uključuju efekte srazmerne ukupnoj dozi jonizacije (eng. total ionizing dose effects = TID effects) i efekte usled oštećenja izmeštanjem atoma (eng. displacement damage dose effects = DDD effects).

Jonizacioni gubici energije jona koji prolazi kroz materijal u čvrstom stanju za rezultat imaju generisanje parova elektron-šupljina duž njegove putanje. SEE nastaje usled naelektrisanja stvorenog uz putanju teškog jona koji prolazi kroz osetljiv deo komponente u kolu. Efekti uzrokovani pojedinačnim događajima mogu da se jave kao:

- meke nedestruktivne greške (npr. single event upset (SEU), single event transient (SET), multiple-bit upset (MBU)),
- tvrde nedestruktivne greške (npr. single event functional interrupt (SEFI), single event latch up (SEL), snapback), ili
- tvrde destruktivne greške (npr. single event burnout (SEB), single event gate rupture (SEGR), single event dielectric rupture (SEDR)).

Efekti usled velike jačine doze, koji se još nazivaju i efektima usled brze doze (eng. prompt dose effects), prouzrokovani su intenzivnim impulsima gama zraka, X

zraka, ili lakih naelektrisanih čestica (elektrona, pozitrona i lakih jona). Visoka jačina doze pri ovakvom ozračivanju proizvodi jonizacioni impuls, poznat kao impuls jačine doze (eng. dose rate pulse) ili fotostruja u slučaju izlaganja  $\gamma$  i X zracima (eng. photocurrent). Efekti usled velike jačine doze uključuju prolazne poremećaje (eng. transient upsets) koji se svode na greške u podacima, otkaze zbog latch-up stanja koje je moguće otkloniti restartovanjem kola, i trajne otkaze komponente.

TID efekte stvaraju jonizacioni gubici energije gama zraka, X zraka, ili lakih naelektrisanih čestica. Promene u materijalu ili strukturi izazvane zračenjem koje zavise od TID mogu da budu rezultat više različitih fizičkih mehanizama, koji se odvijaju različitim brzinama, sa drugačijim zavisnostima od električnog polja i temperature. Sveukupni odziv neke električne komponente na TID može stoga da bude veoma složen. Nagomilavanje TID dovodi do postupnog narušavanja performansi komponente, uz mogućnost konačnog trajnog otkaza.

Za razliku od tri prethodno spomenuta tipa radijacionih efekata, koji potiču od jonizacije nastale prolaskom zračenja, efekti usled oštećenja izmeštanjem su posledica nejonizujućeg gubitka energije (eng. non-ionizing energy loss = NIEL). Rezultat ovog vida gubitka energije je izbacivanje atoma ozračenog materijala iz njihovih pozicija u kristalnoj rešetci. Izmeštanje atoma dovodi do stvaranja raznih vrsta defekata u rešetci. Prisustvo nekih od ovih defekata utiče na električne osobine materijala i rad komponente. Iako visokoenergetski elektroni i gama zraci mogu da izmeštaju atome u materijalu, efekti usled oštećenja izmeštanjem su daleko značajniji pri ozračivanju neutronima i jonima.

#### **a) TID efekti u ćeliji fleš memorije**

Prolaskom kroz dielektrike u ćeliji fleš memorije (tunel i ONO), gama zraci stvaraju parove elektron/šupljina. Ukoliko ovi sekundarni nosioci naelektrisanja poseduju dovoljno energije, oni stvaraju dodatne parove elektron/šupljina. Elektroni i šupljine mogu da se rekombinuju u blizini mesta nastanka, ili da izbegnu rekombinaciju i nastave da se kreću pod dejstvom električnog polja, koje je u dielektricima prisutno zbog naelektrisanja na plivajućem gejtju i/ili usled razlika izlaznih radova materijala koji sačinjavaju ćeliju. Detalji procesa rekombinacije zavise od vrste i energije zračenja.



Direktno jonizujuće zračenje velike zaustavne moći  $dE/dx$  obrazuje guste kolone naelektrisanja u kojima je rekombinacija veoma izražena. S druge strane, zračenje niskog  $dE/dx$ , kao i fotonsko zračenje energija do par MeV-a, stvara međusobno udaljene parove e-š, zbog čega je rekombinacija znatno manje izražena. U oblasti srednjih vrednosti zaustavne moći, što je  $dE/dx$  veće, parovi e-š nastaju bliže jedni drugima i rekombinacija je izraženija [261].

Rekombinacija elektrona i šupljina pri ozračivanju gama zracima radionuklida  $^{60}\text{Co}$  je približno ista kao pri ozračivanju elektronima energija u opsegu od 0,5 MeV do 12 MeV. Osnovni vid interakcije fotona energija 1,17 MeV i 1,34 MeV, koje emituje  $^{60}\text{Co}$ , je Compton-ovo rasejanje. Većina elektrona pobuđenih u provodnu zonu ovim rasejanjem dobija kinetičku energiju  $\sim 1$  MeV, koju troši na sekundarnu jonizaciju u oksidu. Prenos energije kobaltovih fotona na oksid se gotovo u celosti odvija posredstvom sekundarne jonizacije proizvedene elektronima. Zaustavna moć elektrona ima približno konstantnu vrednost u opsegu energija od 0,5 MeV do 12 MeV, što objašnjava jednak stepen rekombinacije u slučajevima ozračivanja gama zracima izvora  $^{60}\text{Co}$  i poljem zračenja koje sačinjavaju elektroni navedenih energija.

Elektroni koji izbegnu rekombinaciju su veoma pokretni u dielektricima, reda veličine  $10 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ . Efektivna pokretljivost šupljina nastalih dejstvom zračenja je znatno niža od pokretljivosti elektrona. U zavisnosti od temperature i jačine električnog polja, pokretljivost šupljina je  $10^{-4}$ – $10^{-11} \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ . Kretanje šupljina kroz oksid je složen stohastički proces, koji se odvija kroz dva mehanizma: 1) skokovitim transportom sa direktnim tunelovanjem šupljina iz jednog centra zahvata u drugi i 2) provođenjem u valentnoj zoni sa mestimičnim vezivanjem šupljina za centre zahvata.

Naelektrisanje nastalo prolaskom zračenja koje izbegne rekombinaciju dospeva do plivajućeg gejta. U programiranoj ćeliji, sa elektronima uskladištenim na plivajućem gejtu, polje u okolnim oksidima ima smer koji dovodi do ubacivanja šupljina u plivajući gejt. Injektovane šupljine rekombinuju se sa uskladištenim elektronima, usled čega napon praga ćelije opada. U obrisanoj ćeliji, sa šupljinama uskladištenim na plivajućem gejtu, elektroni iz okolnih oksida dospevaju na plivajući gejt i rekombinacijom smanjuju ukupno pozitivno naelektrisanje na izolovanom gejtu, pa napon praga raste.

Gama zraci dovode i do fotoemisije nosilaca naelektrisanja iz plivajućeg gejta, tako što u direktnim interakcijama ovim nosiocima predaju energiju dovoljnu za savladavanje potencijalne barijere na razmeđi plivajućeg gejta i oksida. Gubitak elektrona sa plivajućeg gejta uzrokuje dodatni pad napona praga kod programirane ćelije, dok kod obrisane ćelije gubitak šupljina sa izolovanog gejta dovodi do dodatnog rasta napona praga.

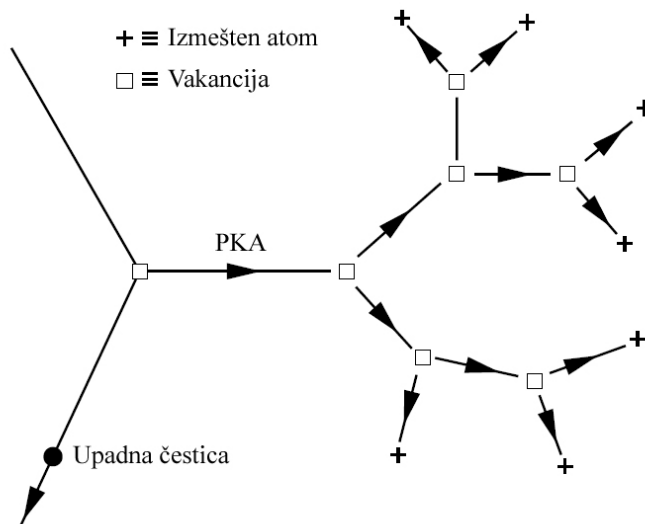
Treći mehanizam putem kog zračenje utiče na promenu napona praga ćelije fleš memorije je zarobljavanje naelektrisanja u tunel oksidu. Ovaj efekat najčešće ima mali uticaj, jer je tunel oksid u savremenim fleš memorijama izuzetno tanak, ali može da bude značajan za oporavak ćelije po prestanku zračenja. Znak ukupnog zarobljenog naelektrisanja može da bude bilo + ili  $\square$ , u zavisnosti da li su centri naelektrisanja, prisutni unutar oksida, kao i na međupovršima plivajući gejt/oksid i oksid/podloga, zauzeti prevashodno elektronima ili šupljinama. Mehanizam zarobljavanja, dakle, uzrokuje promenu napona praga koja zavisi od popunjenosti centara zahvata. Ova popunjenost može da se menja tokom vremena, zbog tunelovanja elektrona iz podloge do centara zahvata [262,263].

Sveukupni TID efekat u ćeliji fleš memorije je pomeranje napona praga ka nižim vrednostima u "isključenoj" (programiranoj) ćeliji, odnosno ka višim vrednostima u "uključenoj" (obrisanoj) ćeliji, što znači da su oba stanja ćelije podložna poremećaju. Ako je promena napona praga izazvana zračenjem dovoljno velika, ona dovodi do pogrešnog očitavanja logičkog stanja ćelije. Ova pogrešna očitavanja u eksperimentima se detektuju kao pogrešni bitovi (tj. poremećaji na nivou bitova) [264].

## **b) Efekti izmeštanja u ćeliji fleš memorije**

Elastična rasejanja na jezgrima dovode do izbacivanja atoma iz njihovih položaja u kristalnoj rešetki, proizvodeći oštećenja izmeštanjem (eng. displacement damage). Do izmeštanja atoma materijala dolazi kada je energija koju upadna čestica (projektil) preda jezgru u elastičnom sudaru veća od energije praga za izmeštanje  $E_d$ , koja tipično iznosi između 6 eV i 30 eV. Tako izbačen atom naziva se primarno izbačen atom (eng. PKA - primary knock-on atom). Upraznjeno mesto u kristalnoj rešetki, nastalo izmeštanjem atoma, naziva se vakancija. Kada izmešteni atom zauzme mesto u

prostoru između čvorova rešetke (tzv. intersticijski ili međučvorni položaj), vakancija i intersticijski atom zajedno predstavljaju Frenkeljev par (V + I).



Slika 4.35. Šematski prikaz obrazovanja stabla izmeštavanja.

Duž svojih putanja uzmakli atomi gube energiju na dva načina - jonizacijom i izmeštanjem drugih jezgara. Kinetička energija primarno izbačenog atoma, koja je jednaka razlici energije predate atomu u elastičnom sudaru i energije praga za izmeštanje ( $\Delta E - E_d$ ), može biti dovoljno velika da atom pre nego što zauzme intersticijski položaj izazove izmeštanje čitavog niza drugih jezgara, koja dalje i sama mogu da izmeštaju jezgra, stvarajući tako kaskadu izmeštenih atoma. Polazeći od primarno izbačenog atoma, novi izmešteni atomi se pojavljuju razgranato kroz materijal, formirajući stablo izmeštavanja (eng. displacement tree), što je šematski prikazano na slici 4.35.

Nejonizujuće interakcije izmeštavanja dominiraju pri kraju putanje uzmaklog atoma, kada on troši poslednjih 5-10% svoje kinetičke energije. Tako se na krajevima grana stabla izmeštavanja obrazuju regije sa visokom koncentracijom Frenkeljevih defekata, koje se nazivaju završni klasteri (eng. terminal clusters). Kaskada koja potiče od jednog primarno izbačenog atoma najčešće sadrži 2-3 završna klastera, podužne dimenzije  $\approx 50 \text{ \AA}$ . Čitavo stablo izmeštavanja sa završnim klasterima formira se u roku od  $\approx 1 \text{ ns}$ .

Jedan deo Frenkeljevih parova nastalih dejstvom zračenja se rekombinuje, tako što izmešteni atomi koji se kreću kroz kristalnu rešetku ponovo zauzimaju mesta u rešetki. Neke vakancije vezuju se među sobom u divakancije ( $V_2$ ) ako se vezuju dve, ili multivakancije u slučaju povezivanja većeg broja vakancija. Preostale vakancije i intersticijski atomi, koji ne dožive rekombinaciju, difunduju kroz kristal i mogu da formiraju stabilne komplekse sa atomima nečistoća, uvek u izvesnoj meri prisutnim u kristalu. Ovi kompleksi predstavljaju defekte u materijalu, sa energetske nivoima unutar energetskog procepa. U zavisnosti od karaktera defekta, odnosno broja i položaja njegovih energetskih nivoa u energetskom procepu, posredstvom ovih novonastalih diskretnih nivoa može da dođe do povećanog generisanja, rekombinacije ili zahvatanja (zarobljavanja) nosilaca naelektrisanja (elektrona i šupljina).

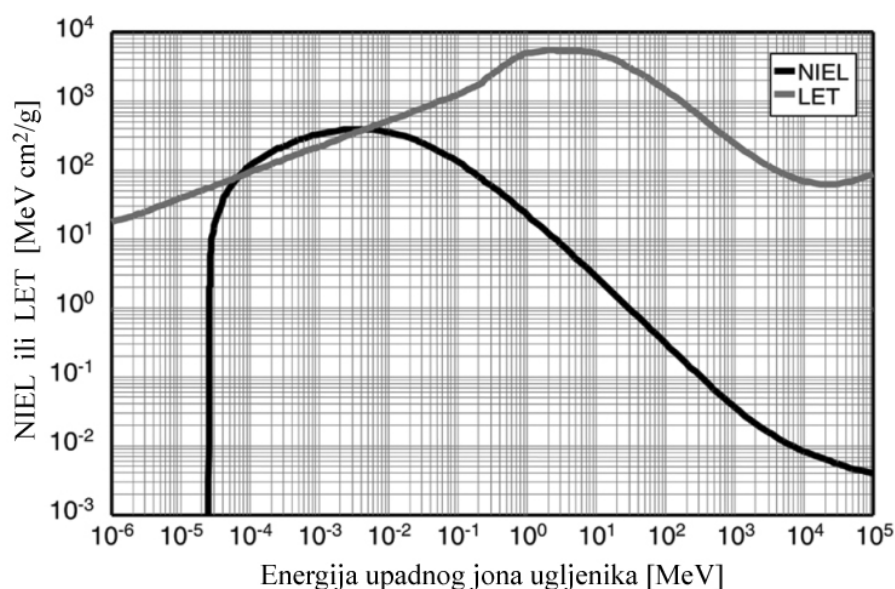
Mogu da zahvataju i emituju elektrone i šupljine, zbog čega se nazivaju zamkama za nosioce naelektrisanja (eng. traps). Indirektna rekombinacija i generisanje parova elektron-šupljina preko nivoa defekata izraženi su samo ukoliko ti nivoi leže duboko unutar energetskog procepa, blizu njegove sredine (eng. midgap). Koji od ova dva procesa, generisanje ili rekombinacija, će da dominira zavisi od nadkoncentracije slobodnih elektrona i šupljina u materijalu, kao i od preseka (verovatnoće) da centar zahvati elektron i šupljinu. Generisanje parova elektron-šupljina na defektima nastalim usled dejstva zračenja značajno je u regijama u kojima je koncentracija nosilaca niža od ravnotežne (npr. u oblastima osiromašenja) [265].

Defekti koji sa velikom verovatnoćom emituju zahvaćen elektron ili šupljinu natrag u provodnu, odnosno valentnu zonu, pre nego što dođe do rekombinacije, nazivaju se zamkama (eng. traps). Ako je, pak, verovatnoća rekombinacije elektrona i šupljine na defektu velika, on se naziva rekombinacionim centrom. Takav defekt mora da ima istovremeno sposobnost zahvatanja elektrona i šupljine. 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. Ovaj proces naziva se još i Shockley-Read-Hall-ova rekombinacija.

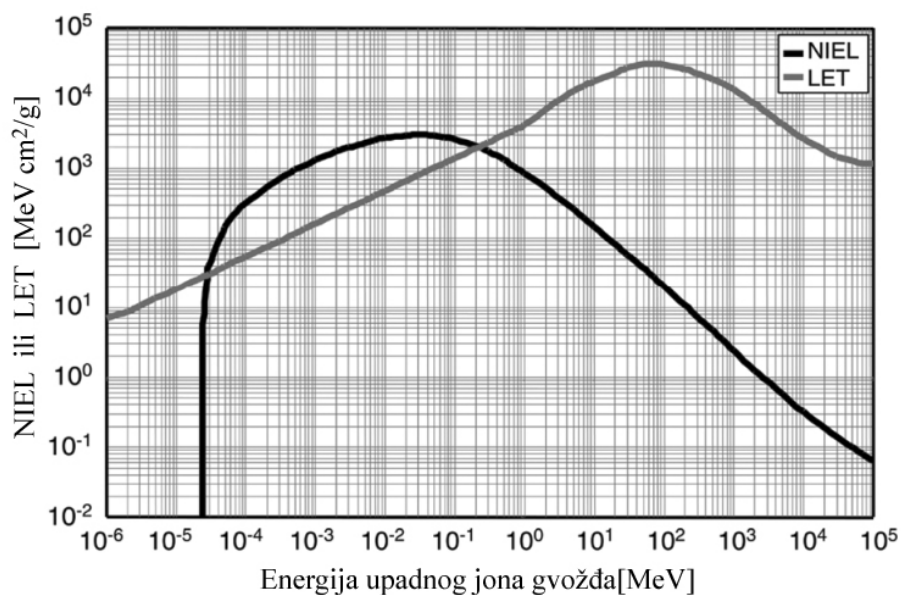
Nejonizujući gubitak energije (eng. non ionizing energy loss = NIEL) je gubitak energije na interakcije sa izmeštanjem atoma po jedinici dužine. NIEL je analogan linearnom prenosu energije (eng. linear energy transfer = LET) ili sudarnoj zaustavnoj moći kod jonizujućih interakcija. Jedinica koja se u praksi koristi za NIEL je MeV/cm,

mada se često izražava i maseni NIEL sa jedinicom (MeV cm<sup>2</sup>)/g. Još jedan način da se izrazi gubitak energije zračenja na izmeštanja atoma materijala jeste pomoću doze oštećenja izmeštanjem (eng. displacement damage dose = DDD). DDD se nalazi kao proizvod NIEL-a i čestičnog fluensa zračenja, pa je analogna TID koja se izračunava kao proizvod LET-a i čestičnog fluensa. Na slici 4.36 prikazane su krive energetske zavisnosti NIEL i LET za jone ugljenika u silicijumu, a na slici 4.37 za jone gvožđa, takođe u Si.

Rezultati brojnih eksperimenata pokazali su da promene električnih osobina mnogih materijala usled ozračivanja zavise direktno od NIEL-a. Primeri efekata koji ispoljavaju lineranu zavisnost od NIEL-a su smanjenje temperature prelaza visokotemperaturnih superprovodnika i opadanje maksimalne snage solarnih ćelija. Poređenje zapreminskih radijacionih oštećenja proizvedenih različitim vrstama zračenja, različitih energija i mehanizama interakcije sa čvrstim materijalom zasniva se na takozvanoj NIEL hipotezi. Osnovna postavka NIEL hipoteze je da su promene u materijalu usled oštećenja izmeštanjem linearno srazmerne ukupnoj energiji predatoj u sudarima sa izmeštanjem atoma, nezavisno od prostorne raspodele proizvedenih defekata, i nezavisno od različitih procesa otpuštanja (eng. annealing) koji se odvijaju po nastanku oštećenja [266,267].



Slika 4.36. Energetske zavisnosti NIEL i LET za jone ugljenika u silicijumu.



Slika 4.37. Energetske zavisnosti NIEL i LET za jone gvožđa u silicijumu.

Pri svakoj interakciji upadnog zračenja koja dovodi do pojave oštećenja sa izmeštanjem atoma, primarno izbačen atom uzmiče sa određenom energijom  $E_R$ . Deo ove energije uzmarka (eng. recoil energy) potom se utroši na dalja izmeštanja atoma, duž putanje PKA i u stablu izmeštanja. Jedan način da se izrazi deo energije uzmarka  $E_R$  koji se utroši na izmeštanja jeste pomoću Lindhard-ove funkcije podele  $P(E_R)$ . Do izraza za ovu funkciju dolazi se uz usvajanje niza aproksimacija, zbog čega su poslednjih godina razvijeni i drugi modeli koji preciznije opisuju podelu utroška energije uzmarka PKA na jonizujući i nejonizujući deo. Korišćenjem funkcije podele, nejonizujući gubitak energije je moguće iskazati u vidu funkcije oštećenja  $D(E)$ , koja predstavlja presek za oštećenja izmeštanjem:

$$D(E) = \sum_i \sigma_i(E) \int_0^{E_{R\max}} f_i(E, E_R) P(E_R) dE_R \quad (4.1)$$

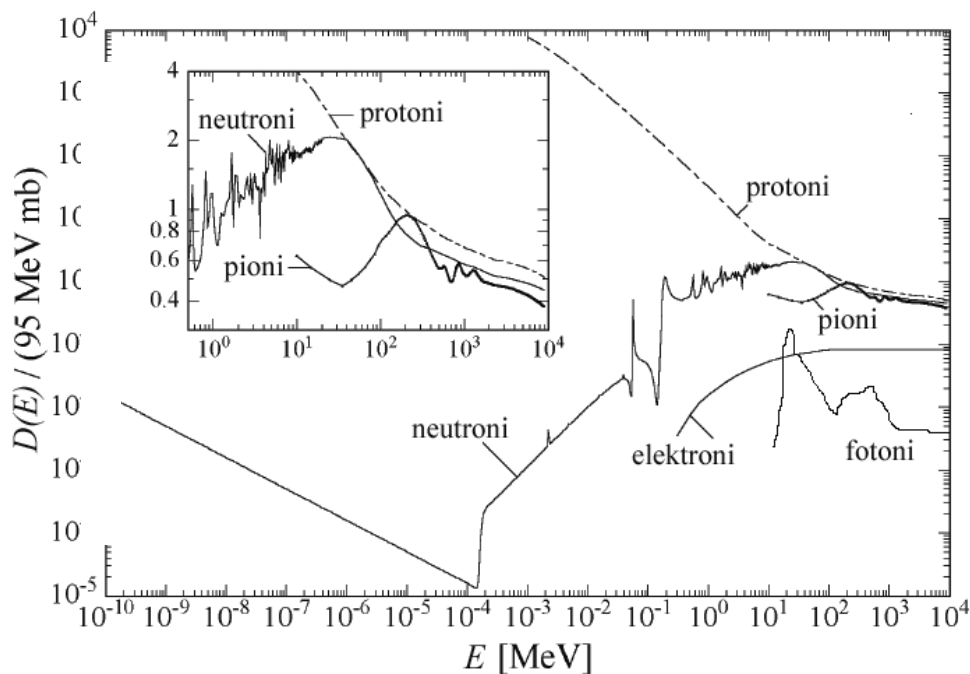
gde se sumiranje vrši po svim mogućim interakcijama upadne čestice ili kvanta zračenja energije  $E$  sa atomima Si u kristalnoj rešetki, koje dovode do njihovog izmeštanja.  $\sigma_i$  je mikroskopski presek za odvijanje  $i$ -te vrste interakcije, dok funkcija  $f_i(E, E_R)$  predstavlja verovatnoću nastanka primarno izbačenog atoma energije  $E_R$  u interakciji  $i$ -te vrste sa upadnom česticom energije  $E$ . Integracija se obavlja po svim mogućim energijama

uzmaka  $E_R$ , pri čemu je ispod energije praga za izmeštanje  $E_d$  funkcija podele jednaka nuli:  $P(E_R < E_d) = 0$ . Presek za oštećenja izmeštanjem moguće je dovesti u vezu sa nejonizujućim gubitkom energije (NIEL-om):

$$D(E) = \frac{A}{\rho N_A} \left. \frac{dE}{dx}(E) \right|_{\text{nejonizujuće}}, \quad (4.2)$$

gde je  $A$  molarna masa materijala,  $\rho$  gustina materijala,  $N_A$  Avogadrov broj.

Preseci za oštećenja izmeštanjem prikazani su na slici 4.38 za neutrone, protone, pione, elektrone i fotone, u opsegu energija od  $\sim$  meV do  $\sim$  10 GeV. Zavisnosti  $D(E)$  na ovom grafiku normirane su na vrednost preseka za oštećenja izmeštanjem 1 MeV-skih neutrona, koja iznosi  $D(E_n = 1 \text{ MeV}) = 95 \text{ MeV mb}$ .



Slika 4.38. Preseci za oštećenja usled izmeštanja za neutrone, protone, pione, elektrone i fotone normirani na vrednost preseka 1 MeV-skih neutrona.

Na slici 4.38 uočava se porast  $D(E)$  za neutrone energija nižih od  $\approx$  185 eV, što predstavlja energiju potrebnu neutronu da bi proizveo Frenkeljev par. Ovaj porast je posledica radijativne apsorcije neutrona ( $n, \gamma$ ), pri kojoj je energija uzmaka jezgra ( $\approx$  1 keV) znatno veća od energije praga za izmeštanje. Zavisnost  $D(E)$  u oblasti MeV-skih energija neutrona određena je u najvećoj meri mikroskopskim presekom za odvijanje neutronske nuklearne reakcije.

Dominantan doprinos vrednosti  $D(E)$  za protone daju kulonovska rasejanja na jezgrima silicijuma, zbog čega je na niskim energijama  $D(E)$  znatno veće za protone nego za neutrone. U opsegu energija nižih od 10 MeV presek za protone je nekoliko redova veličine veći od preseka ostalih vrsta čestica.

U oblasti GeV-skih energija, funkcije oštećenja protona i neutrona teže istoj vrednosti. Ovde kulonovski doprinos postaje zanemarljiv, dok se preseki za nuklearne reakcije protona i neutrona skoro ne razlikuju. U zavisnosti  $D(E)$  piona izražena je delta rezonanca na energiji od par stotina MeV-a. Na višim energijama, funkcija oštećenja piona ima vrednost  $\approx 2/3$  vrednosti za protone, što odražava odnos broja kvarkova od kojih su ove čestice sazdane.

Pomoću preseka za oštećenja izmeštanjem  $D(E)$  definiše se faktor tvrdoće  $k$ , koji predstavlja jedinstven parametar za poređenje sposobnosti zračenja različitih tipova i energetskih spektara da proizvedu oštećenja izmeštanjem. Faktor tvrdoće se za određenu vrstu zračenja definiše kao odnos oštećenja proizvedenog tim zračenjem i oštećenja koje bi proizveli 1 MeV-ski neutroni istog fluensa:

$$k = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \varphi(E) D(E) dE}{D(E_n = 1 \text{ MeV}) \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \varphi(E) dE} \quad (4.3)$$

gde je  $\varphi(E)$  diferencijalni energetski spektar fluensa upadnog zračenja, a  $E_{\min}$  i  $E_{\max}$  granice ovog spektra. Ukupni ekvivalentni fluens 1 MeV-skih neutrona  $\Phi_{n \text{ ekv}}$  nalazi se iz:

$$\Phi_{n \text{ ekv}} = k\Phi = k \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \varphi(E) dE \quad (4.4)$$



## 5. EKSPERIMENT

### 5.1. Eksperimentalna postavka određivanja uticaja gama zraka na fleš memorije

Kao što je već rečeno fleš memorije su dominantni tipovi trajne memorije koje se koriste u mnogim aplikacijama koje iziskuju elektronske delove koje rade u uslovima zračenja.

Interakcija zračenja sa izolatorima koji okružuju plutajuću gejt (FG) oštećuje osobine memorijskih ćelija, povećava mogućnost gubljenja uskladištenih sadržaja, oštećuje performense ili iste gube na funkcionalnosti. Obim efekta gama zračenja na niz ćelija fleš memorije zavisi prevashodno od apsorbirane doze. Zbog toga se ovi efekti nazivaju efekti ukupne jonizovane doze (TID). Funkcionalnost fleš memorija koje su izložene zračenju opada sa akumulacijom TID.

U ovom radu istražujemo efekte gama zračenja na niz ćelija četiri različita modela fleš memorija. Memorije su proizvedene od strane različitih proizvođača i sve su trenutno dostupne na tržištu. Rezultati dobijeni ovim eksperimentom su interpretirani u smislu interakcije gama zraka sa unutrašnjom strukturom memorijskih ćelija. Testirani uzorci memorije su takođe upoređeni sa dobijenim podacima nakon gama zračenja.

Za potrebe izvedenog eksperimenta u ovom radu NOR memorije raznih proizvođača su bile podvrgnute zračenju. Izvedeni zaključci iz analize dobijenih eksperimentalnih rezultata važe i za NAND fleš memorije. Dakle dobijeni rezultati se odnose na efekte zračenja koji se pojavljuju na nivou FG ćelija, bez obzira na specifičnu arhitekturu niza.

Istraživanja su rađena na četiri tipa fleš memorija, kapaciteta 512-Kbit, i to na: Numonzx M25P05-A (u ovom radu obeležen kao tip 1), Atmel AT25F512B (u ovom radu obeležen kao tip 2), SST SST25VF512 (u ovom radu obeležen kao tip 3) i Macronix MX25L5121E (u ovom radu obeležen kao tip 4). Tip 1 memorija ima TSSOP8 pakovanje, dok ostale tri imaju SOIC pakovanje.

Svi testirani memorijski čipovi su programirani po šemama takozvane "šahovske table", naizmeničnim uključivanjem i isključivanjem ćelija (naizmeničnim upisivanjem jedinica i nula) pre ozračivanja, dok su njihovi priključci ostali nepolarisani

za vreme ekspoziturne zračenja. Na ovaj način smo ispitali uticaj gama zračenja na memorijske ćelije i sposobnosti čuvanja uskladištenih podataka.

Zračenje je vršeno na  $^{60}\text{Co}$  u laboratoriji za Zaštitu u Institutu za nuklearne nauke "Vinča" u Beogradu u Srbiji. Jedinica zračenja polja je određena vrednošću apsorbovane doze u vazduhu na različitim rastojanjima od izvora zračenja. Apsorbovana doza memorijskih uzorka je određena promenom pozicije uzorka u polju za vreme zračenja. Apsorbovana doza u silikonu je izračunata iz apsorbovane doze u vazduhu stavljajući da je koeficijent energije apsorpcije za srednju energiju  $^{60}\text{Co}$ , koji je izložen dejstvu gama zraka, jednak 1.25MeV. Sva merenja su rađena na sobnoj temperaturi.

Pet uzoraka od kojih su četiri različitog memorijskog tipa su podvrgnuti gama zracima. Apsorbovana doza se kretala u opsegu od 1 do 12kGy, sa porastom od 1 kGy. Rezultati koji su prezentovani su dobijeni usrednjavanjem svih dobijenih eksperimentalnih rezultata za svih pet uzoraka. Nesigurnost merenja rezultata bila je oko 10% za sve uzorke.



Slici 5.1 Laboratorija za Zaštitu od zračenja  
Instituta za nuklearne nauke Vinča

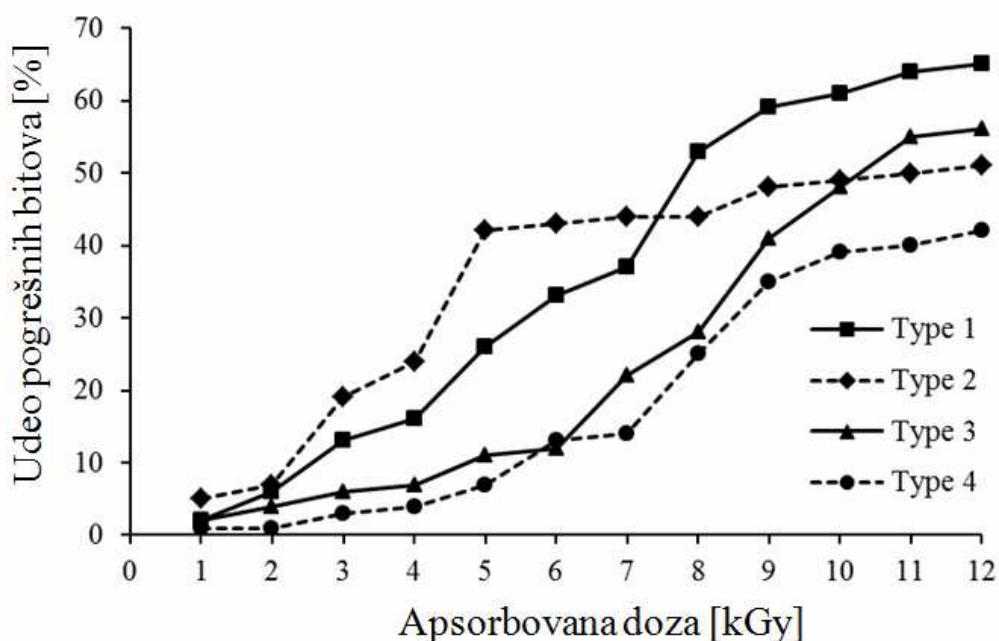
Na slici 5.1 prikazana je fotografija korišćenog standardnog polja zračenja laboratorije za Zaštitu od zračenja Instituta za nuklearne nauke Vinča.

## 6. REZULTATI I DISKUSIJA

### 6.1. TID efekti (izlaganje gama zracima)

Proizvođači komercijalno dostupnih NAND fleš memorija najčešće ne garantuju da su svi bitovi memorije ispravni, zbog čega se javlja potreba da se u čipu nađu dodatna kola sa ulogom izvršavanja kodova za korekciju grešaka (eng. error correction coding = ECC). U NOR arhitekturi, proizvođači garantuju da je svaki bit funkcionalan, pa nema potrebe za uvršćavanjem ECC kola. I pored toga, neke NOR fleš memorije sadrže unutrašnja ECC kola, transparentna za korisnika čipa. Ovo je najčešće slučaj kod fleš memorija sa ćelijama sa više nivoa (eng. multi-level cells). Za izvođenje eksperimenata u ovom radu izabrane su NOR memorije različitih proizvođača. Izvedeni zaključci, međutim, važe i za NAND memorije, jer se tiču radijacionih efekata na nivou ćelije sa plivajućim gejtom, nezavisno od arhitekture memorijske matrice.

Analizirana su četiri tipa fleš memorije, svaka kapaciteta 512 kbit: Numonyx M25P05-A (označena kao tip 1), Atmel AT25F512B (tip 2), SST SST25VF512 (tip 3) i Macronix MX25L5121E (tip 4). Memorija tipa 1 ima TSSOP8 kućište čipa, dok ostale tri memorije imaju SOIC kućišta sa 8 pinova. Svi ispitivani memorijski čipovi programirani su takozvanom "šesom šahovske table", u kojoj su susedne ćelije naizmenično u "uključenom" i "isključenom" stanju pre ozračivanja. Tokom ozračivanja, pinovi čipova su bili slobodni. Na taj način ispitivan je uticaj gama zraka na moć zadržavanja upisanih podataka (eng. retention) testiranih memorija, odnosno na sposobnost fleš memorija da očuvaju upisani sadržaj u odsustvu napajanja. Ozračivanje je vršeno na kobaltnoj jedinici Laboratorije za radijacionu hemiju i fiziku Instituta za nuklearne nauke Vinča u Beogradu. Polje zračenja na ovoj jedinici okarakterisano je vrednostima jačine apsorbovane doze u vazduhu na različitim rastojanjima od  $^{60}\text{Co}$  izvora. Apsorbovana doza u memorijskim čipovima određivana je promenom vremena izlaganja i položaja čipova u polju. Apsorbovana doza u silicijumu izračunavana je iz apsorbovane doze u vazduhu, preko odnosa odgovarajućih koeficijenata apsorpcije energije na srednjoj energiji gama zraka kobalta-60 od 1,25 MeV. Svi eksperimenti izvođeni su na sobnoj temperaturi (25°C).

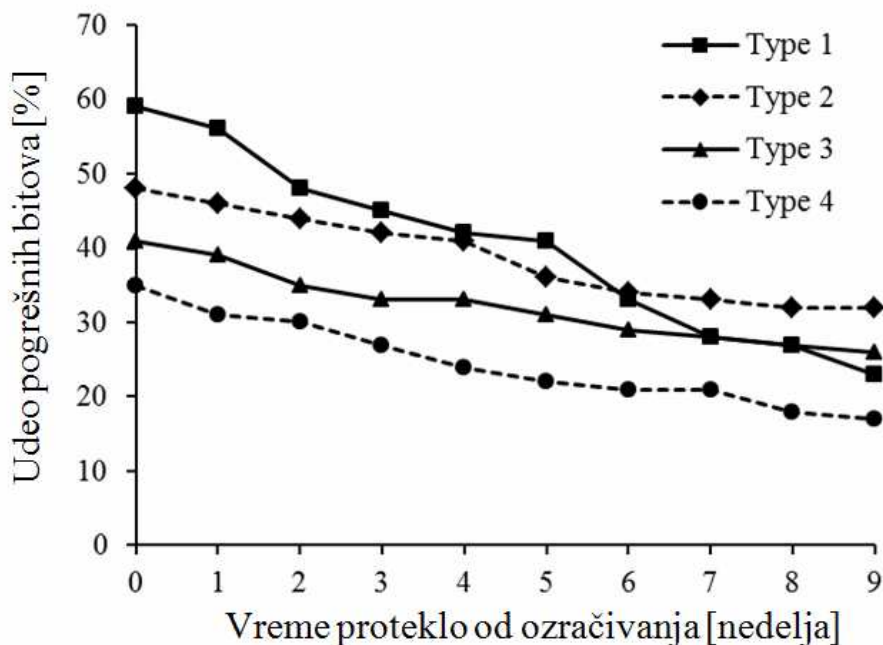


Slika 6.1. Registrovan procenat pogrešnih bitova u zavisnosti od apsorbovane doze za četiri analizirana tipa fleš memorije.

Po pet uzoraka svakog od četiri tipa memorije izlagano je svakom nivou apsorbovane doze. Apsorbovana doza (TID) kretala se u opsegu od 1 do 12 kGy, sa korakom od 1 kGy. Rezultati predstavljeni na slici 6.1 dobijeni su kao srednje vrednosti za skupine od po 5 čipova. Tip A merne nesigurnosti prikazanih rezultata je oko 10% za sve skupine čipova.

Grafici na slici 6.1 prikazuju promenu procenta pogrešnih bitova (tj. odnosa broja bitova sa poremećajem u odnosu na prvobitno upisano stanje i ukupnog broja bitova koji iznosi 512000) sa povećanjem apsorbovane doze, za četiri ispitivana tipa fleš memorije. Kod sva četiri modela fleš memorije uočen je stalan porast broja pogrešnih bitova sa povećanjem doze, sve do doze od oko 9 kGy, nakon čega nastupa zasićenje procenta grešaka. Kod memorije tipa 2 javio se nešto strmiji porast broja pogrešnih bitova u nižem opsegu doza nego kod ostala tri tipa. Kod tipa 2 zasićenje je nastupilo već pri dozi od oko 5 kGy. U memoriji tipa 1 pojavio se najveći procenat pogrešnih bitova (65%) pri maksimalnoj dozi (12 kGy), dok je najmanji broj grešaka (42%) pri maksimalnoj dozi imala memorija tipa 4. Zasićenje je najslabije izraženo kod memorije

tipa 3, što znači da bi kod ovog tipa memorije broj grešaka mogao i da raste pri dozama većim od 12 kGy.



Slika 6.2. Oporavak četiri ispitivana tipa fleš memorije na sobnoj temperaturi tokom devet nedelja nakon izlaganja maksimalnoj dozi od 12 kGy.

Grafici na slici 6.2 prikazuju rezultate oporavljanja četiri ispitivana tipa fleš memorije na sobnoj temperaturi nakon izlaganja maksimalnoj dozi od 12 kGy. Procenat pogrešnih bitova meren je jednom nedeljno tokom devet nedelja od ozračivanja. Kod sva četiri tipa memorije uočeno je umereno obnavljanje prvobitno upisanog sadržaja. Po isteku 9 nedelja, memorija tipa 4 imala je najmanji procenat preostalih grešaka (17%), dok je najviše pogrešnih bitova preostalo u memoriji tipa 2 (32%).

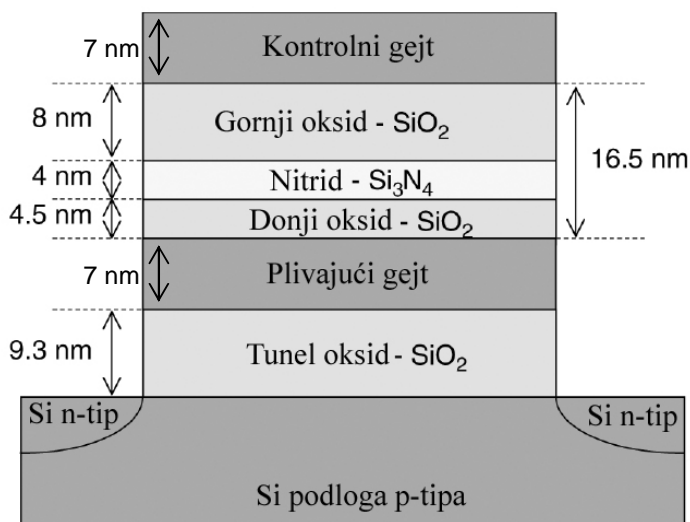
## 6.2. Oštećenja izmeštanjem (simulacije prolaska jona)

Za numeričku simulaciju dejstva zračenja na filmove superizolatora korišćena je Monte Carlo metoda. Ona se temelji na stohastičkoj prirodi procesa interakcije zračenja sa strukturnim jedinicama materijalne sredine kroz koju zračenje prolazi. Stohastičke pojave koje karakterišu transport zračenja kroz sredinu opisuju se zakonima

verovatnoće. U realnim fizičkim eksperimentima nesigurnost merenja se ocenjuje i računa kada se eksperiment završi. Numerička simulacija tog istog fizičkog procesa metodama Monte Carlo može se izvesti sa unapred zadatom nesigurnošću, praćenjem odgovarajućeg broja čestica primarnog zračenja, kao i sekundarnih čestica nastalih u materijalu.

Monte Carlo simulacije prolaska jonskih snopova kroz filmove materijala u superizolatoskom stanju sprovedene su u TRIM modulu programskog paketa SRIM [268]. Ovaj program omogućava proračun gubitka energije upadnog zračenja putem jonizacije, fononskog pobuđivanja rešetke i izmeštanja atoma materijala.

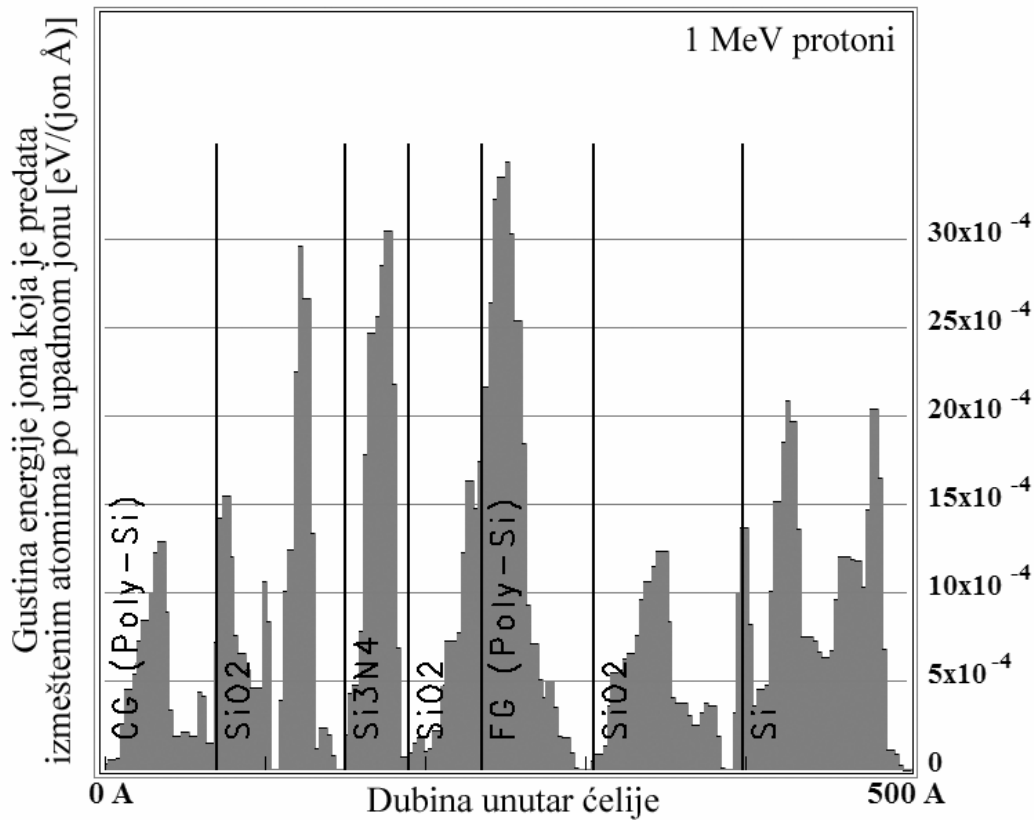
Jonski snopovi u simulacijama izabirani su tako da odgovaraju poljima zračenja u kojima se elektronske komponente često nalaze. Za materijale u svemirskim letelicama i satelitima najznačajniji su snopovi jona vodonika, helijuma i olova, dok se u tehnološkim postupcima implantacije jona sa ciljem dopiranja najčešće koriste fosfor, bor i arsen. SRIM ograničava proračun na monoenergetske snopove, ali je pri ponovljenim simulacijama energija svake vrste jona varirana kroz opseg vrednosti zastupljen u praski.



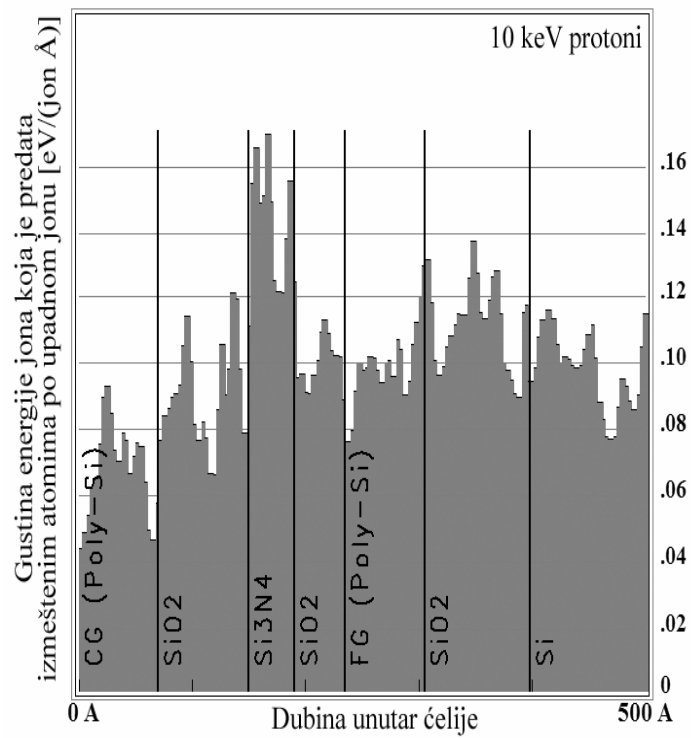
Slika 6.3. Model strukture fleš memorijske ćelije korićen u numeričkim simulacijama prolaska jona.

Simulacije prolaska jona koncipirane su tako da uporede radijaciona oštećenja nastala izmeštanjem atoma u ONO dielektriku i tunel oksidu. Dimenzije slojeva korišćene u simulacijama date su na slici 6.3 i preuzete su iz [269]. ONO dielektrik je predstavljen u vidu troslojne strukture sa gornjim i donjim oksidom ( $\text{SiO}_2$ ) i slojem  $\text{Si}_3\text{N}_4$  između njih. Simulacije su izvođene sa jonskim snopom koji upada normalno na gornju površinu ćelije (kontrolni gejt).

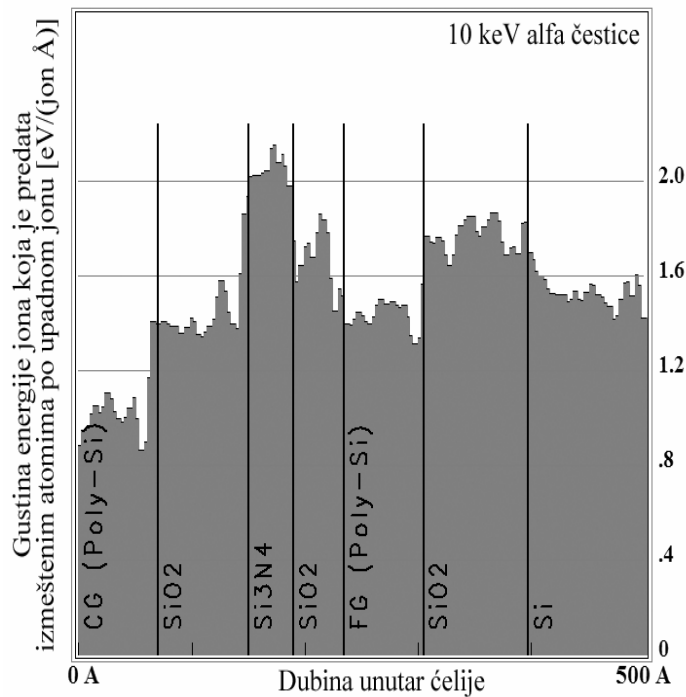
Rezultati simulacija predstavljani su na slikama 13-19, na kojima je jedinica uz x osu, koja odgovara dubini unutar fleš ćelije, angstrom ( $1 \text{ \AA} = 0,1 \text{ nm}$ ). Upadni snop je u svim slučajevima simuliran sa  $10^4$  jona.



Slika 6.4. Gustina energije upadnih protona koja je po jedinici dubine predata atomima izmeštenim u slojevima fleš ćelije (izražena po upadnom protonu) za 1 MeV protone.



a)

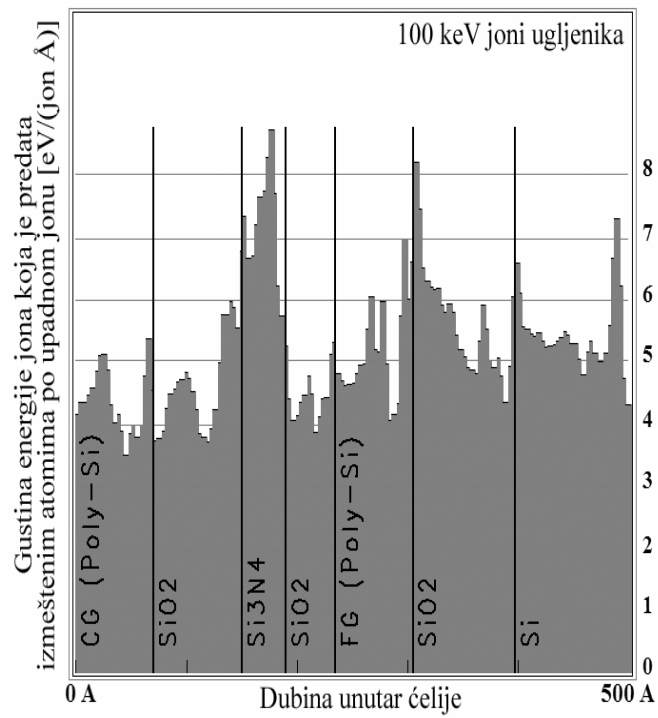


b)

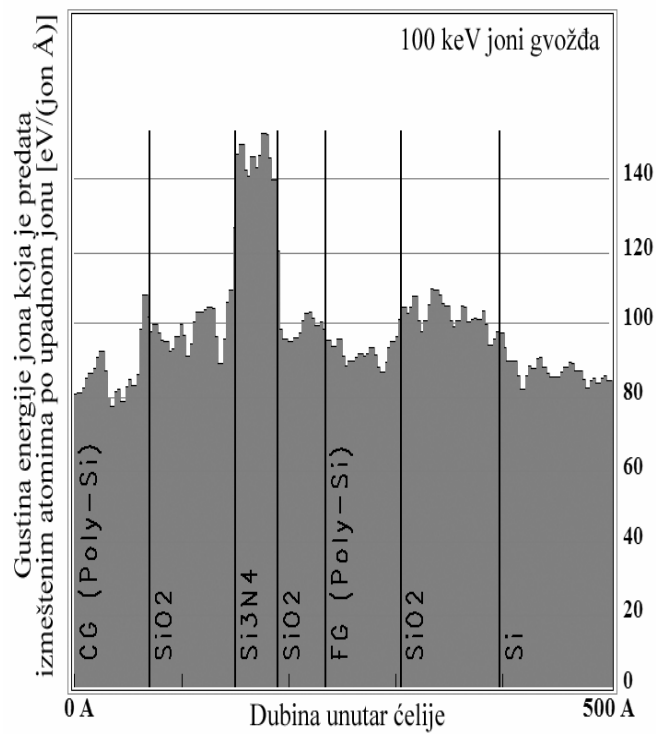
Slika 6.5. Gustina energije jona (po jedinici dubine) koja je predata atomima izmeštenim u slojevima fleš ćelije (izražena po jednom upadnom jonu) za:

a) 10 keV protone, b) 10 keV  $\alpha$  čestice.





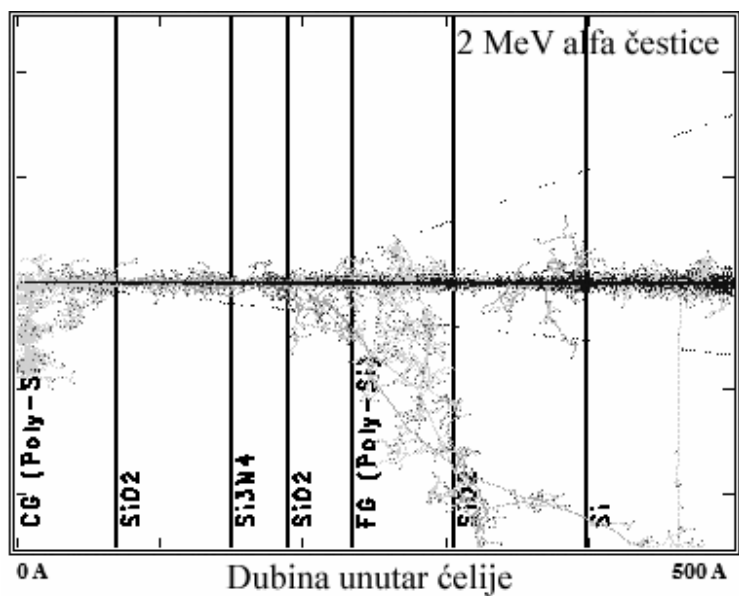
c)



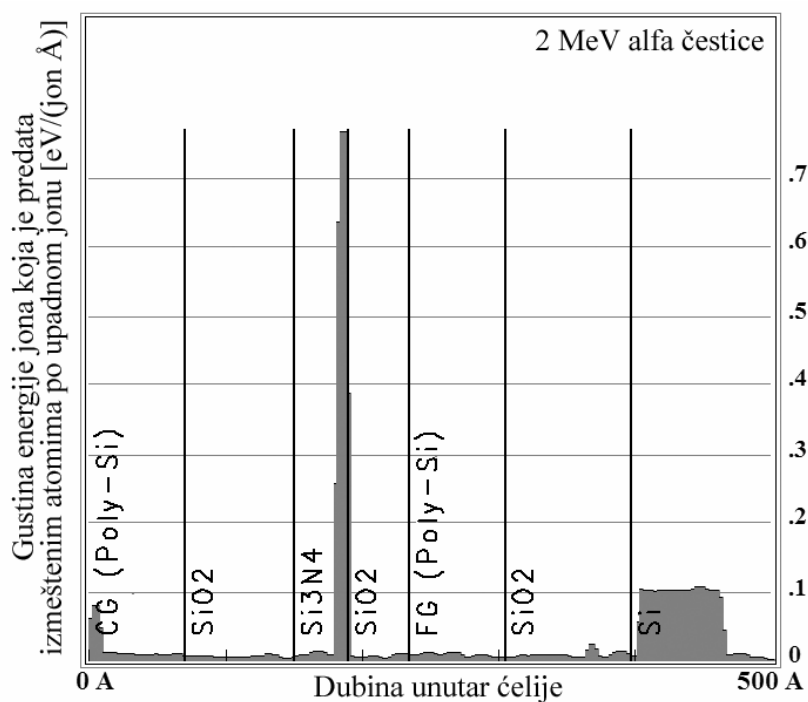
d)

Slika 6.5. Gustina energije jona (po jedinici dubine) koja je predata atomima izmeštenim u slojevima fleš ćelije (izražena po jednom upadnom jonu) za:

c) 100 keV jone C, d) 100 keV jone Fe.

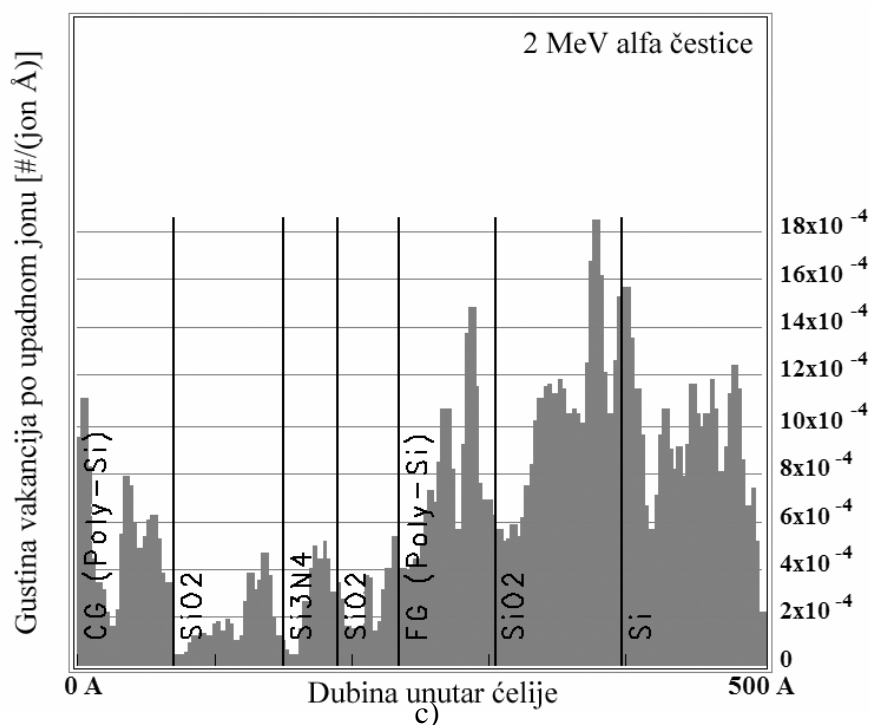


a)



b)

Slika 6.6. Rezultati za upadni snop 2 MeV alfa čestica: a) Tragovi čestica (tamniji odgovaraju alfa česticama, dok su svetliji tragovi putanje izmeštenih jona Si, O i N), b) Gustina energije alfa čestica predate izmeštenim atomima



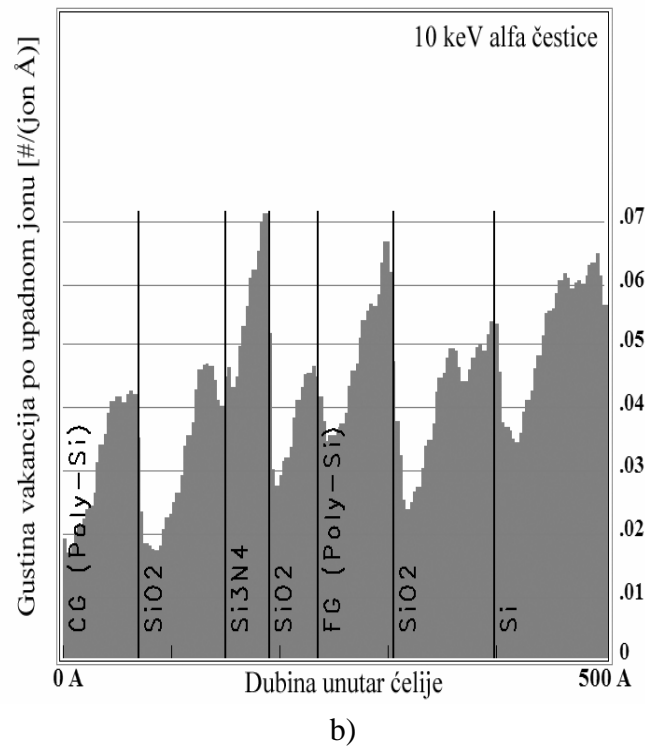
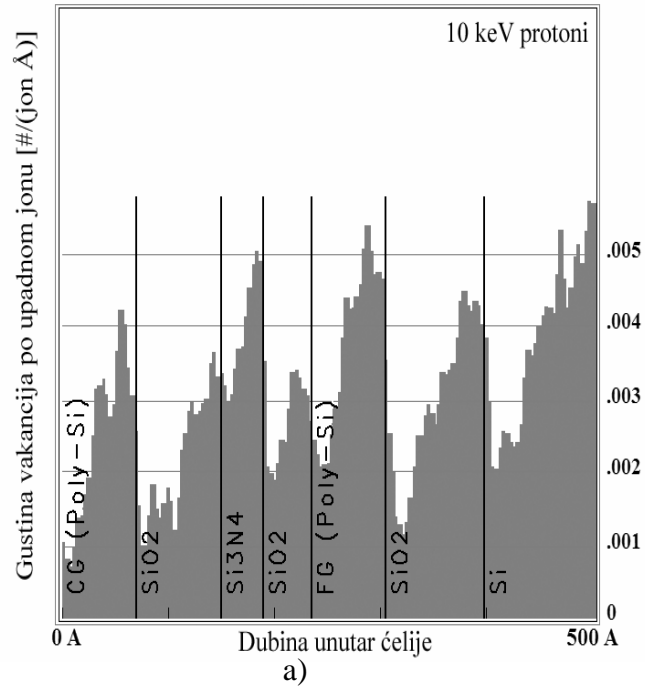
Slika 6.6. Rezultati za upadni snop 2 MeV alfa čestice:

c) Gustina vakancija nastalih izmeštanjem atoma.

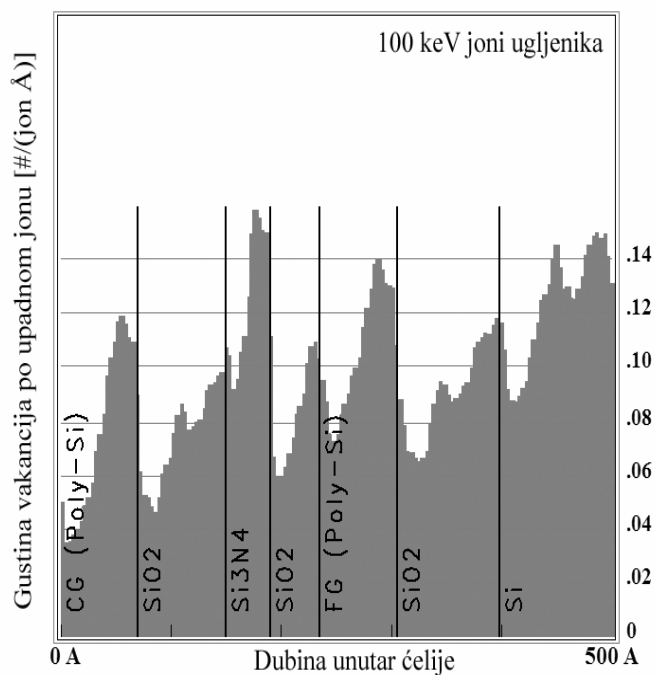
Poređenjem rezultata na slikama 6.4 i 6.5 a) moguće je zaključiti da su zahvaljujući nanometarskim dimenzijama fleš memorijske ćelije znatno manje osjetljive na dejstvo protona MeV-skih energija nego na protone sa energijama u keV-skoj oblasti. Gustina energije upadnih protona koja je po jedinici dubine predata atomima izmeštenim u slojevima fleš ćelije je tri reda veličine niža za 1 MeV nego za 10 keV protone.

Visok stepen imunosti fleš ćelije na dejstvo čestičnog zračenja u oblasti MeV-skih energija izražavaju i rezultati za 2 MeV alfa čestice dati na slici 6.6. Divergencija snopa alfa čestica je neznatna kroz čitavu strukturu ćelije. Izmeštani atomi su prostorno skoncentrisani uz gotovo pravolinijsku putanju alfa čestica, a broj bočnih grana u kojima dolazi do sekundarnih izmeštanja je mali (slika 6.6 a). Osim na razdvojnoj površi nitridnog sloja i donjeg oksida u ONO dielektriku, gubici energije alfa čestica na izmeštanje atoma su gotovo zanemarljivi. Rezultati na slikama 6.6 c) i 6.7 b) svedoče da je gustina vakancija proizvedenih upadnim snopom tri reda veličine niža za 2 MeV nego za 10 keV alfa čestice.

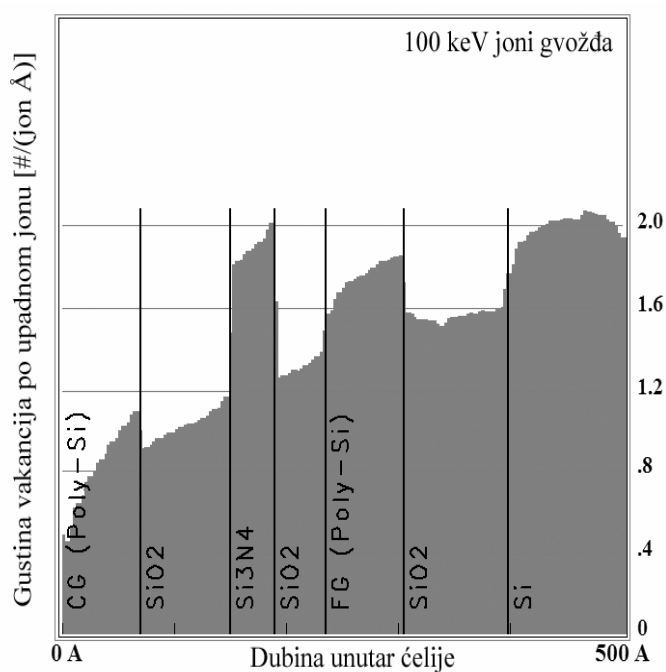
Za razliku od protona i alfa čestica, gubici energije težih jona na izmeštanja atoma izraženi su čak i u oblasti srednjih (~ 100 keV) i visokih energija (~ MeV). Kao ilustracija mogu da posluže rezultati na slici 6.5.



Slika 6.7. Raspodela vakancija nastalih izmeštanjem atoma (izražena po jednom upadnom jonu) za: a) 10 keV protone, b) 10 keV  $\alpha$  čestice



c)



d)

Slika 6.7. Raspodela vakancija nastalih izmeštanjem atoma (izražena po jednom upadnom jonu) za: c) 100 keV jone C, d) 100 keV jone Fe.

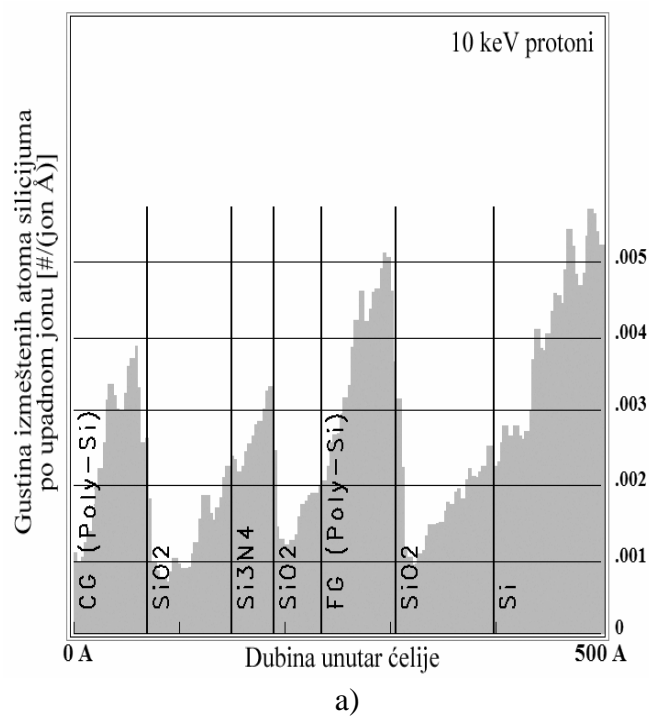
Slika 6.7 pokazuje da koncentracija vakancija koje stvore upadni snop i uzmakli atomi ima opšti trend porasta po dubini fleš memorijske ćelije. Ovo može da se objasni

preferencijalnim izmeštanjem atoma ka napred (u smeru snopa) i činjenicom da interakcije izmeštanja dominiraju pri kraju putanja uzmaklih atoma. Upadljiv porast koncentracije vakancija uz razdvojne površi slojeva ćelije pripisuje se postojanju energetske barijere na spoju svaka dva materijala, koja otežava prelazak vakancija iz jednog materijala u drugi. Za sve četiri vrste upadnih jona, koncentracija vakancija je posebno visoka u nitridnom sloju ONO dielektrika, zbog čega na razdvojnim površima  $\text{Si}_3\text{Ni}_4$  sloja i okolnih oksida može doći do obrazovanja električno aktivnih površinskih kompleksa.

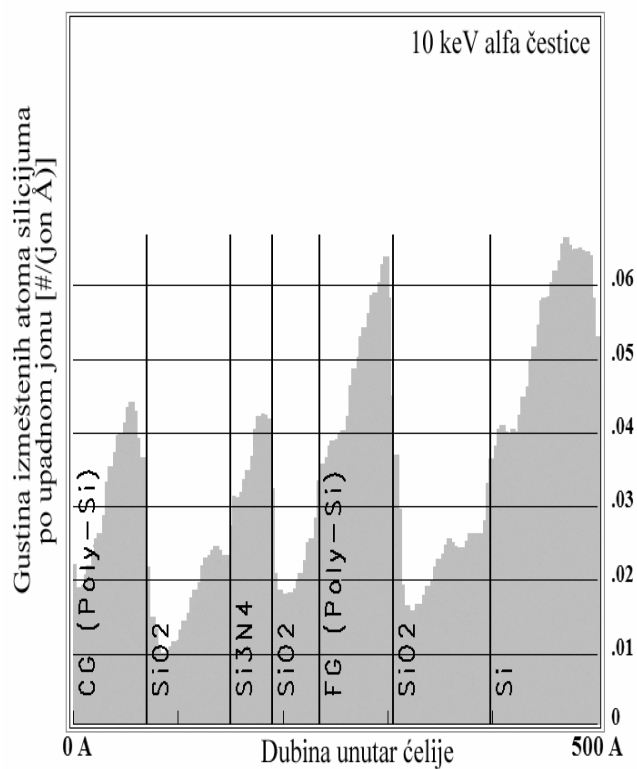
Iako rezultati na slici 6.8 pokazuju da je koncentracija izmeštenih atoma silicijuma najviša u plivajućem gejtju i podlozi, atomi izmešteni u tunel oksidu imaju znatno veći uticaj na osobine i rad fleš ćelije. Koncentracija izmeštenih atoma kiseonika je najveća upravo u tunel oksidu (slika 6.9). Izmešteni atomi i vakancije u tunel oksidu mogu sa nečistoćama prisutnim u ovom sloju da obrazuju defekte sa karakteristikama elektronskih i šupljinskih zamki. Prisustvo defekata u tunel oksidu omogućava elektronima da preko njih tuneluju kroz potencijanu barijeru između plivajućeg gejta i podloge, stvarajući struju curenja. Pri dovoljno velikoj koncentraciji plitkih zamki u oksidu, struja curenja može da postane znatna i da dovede do promene logičkog stanja ćelije, pa čak, u slučaju stabilnih trajnih defekata, i da onemogući njeno ponovno programiranje.

Migracijom vakancija i izmeštenih atoma kroz tunel oksid, koja se opisuje kao jonsko provođenje u čvrstom materijalu, oni dospevaju do razdvojnih površi sa plivajućim gejtjom i podlogom. Na ovim međupovršima, izloženim izvesnom mehaničkom naprezanju zbog diskontinuiteta kristalnih rešetki, dolazi do obrazovanja površinskih stanja koja mogu da zahvataju elektrone. U slučaju da su površinska stanja duboke elektronske zamke, zahvatom elektrona one utiču na napon praga fleš ćelije i mogu da dovedu do greške pri očitvanju sadržaja. Površinski kompleksi na međupovrši oksid/podloga predstavljaju centre rasejanja za elektrone u kanalu i mogu da smanje struju drejna, zbog čega brzina pristupa nizovima fleš ćelija opada [269,270].

Izmešteni atomi azota, prisutni prevashodno u nitridnom sloju (slika 6.10), narušavaju dielektrične osobine čitavoe ONO strukture, umanjujući kvalitet kapacitivne sprege kontrolnog i plivajućeg gejta sa kanalom u podlozi. Usled toga, vreme potrebno za programiranje i brisanje ćelije raste, čime se smanjuje brzina rada memorije [271].

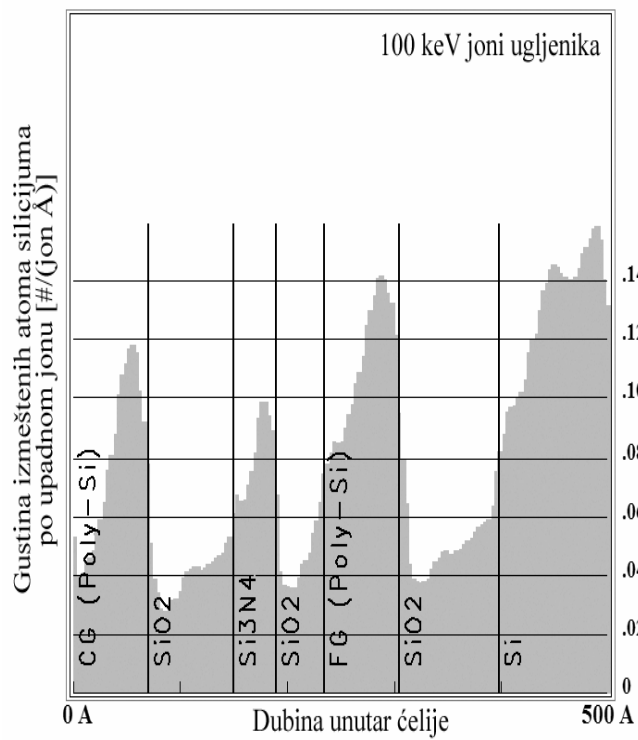


a)

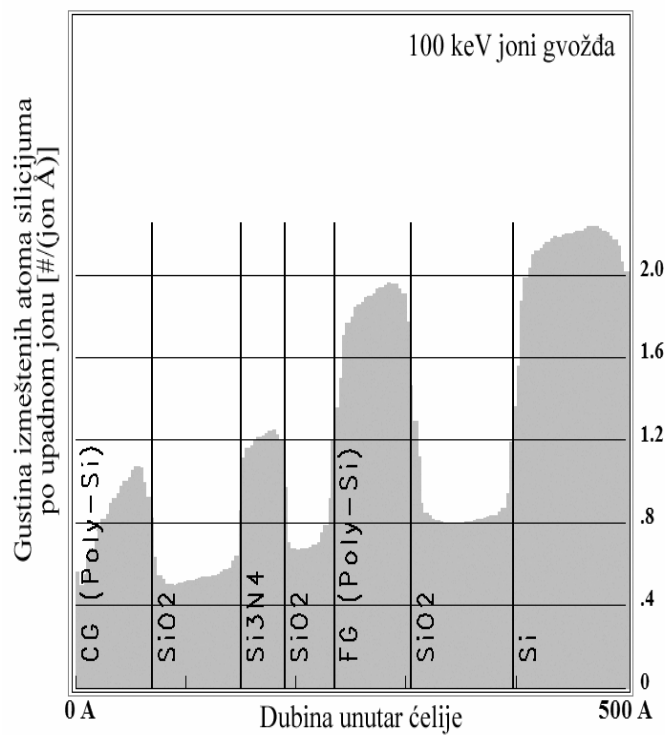


b)

Slika 6.8. Raspodela izmeštenih atoma Si (izražena po jednom upadnom jonu) za: a) 10 keV protone, b) 10 keV  $\alpha$  čestice.



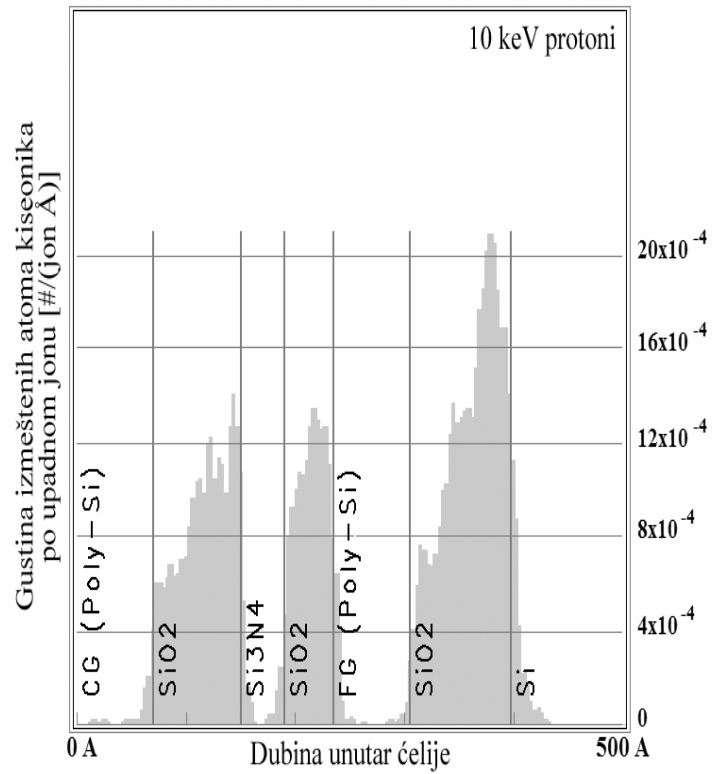
c)



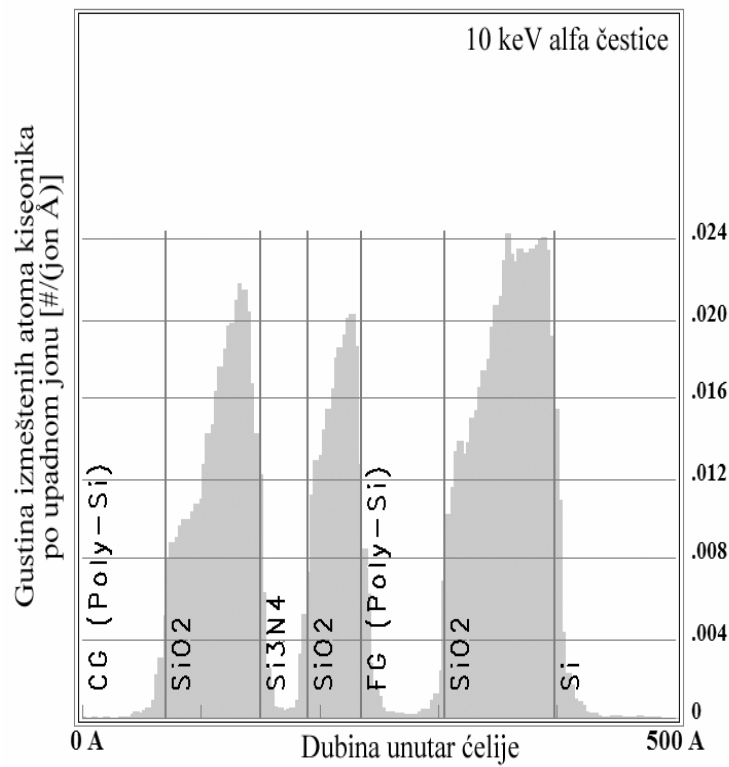
d)

Slika 6.8. Raspodela izmeštenih atoma Si (izražena po jednom upadnom jonu) za: c) 100 keV jone C, d) 100 keV jone Fe.



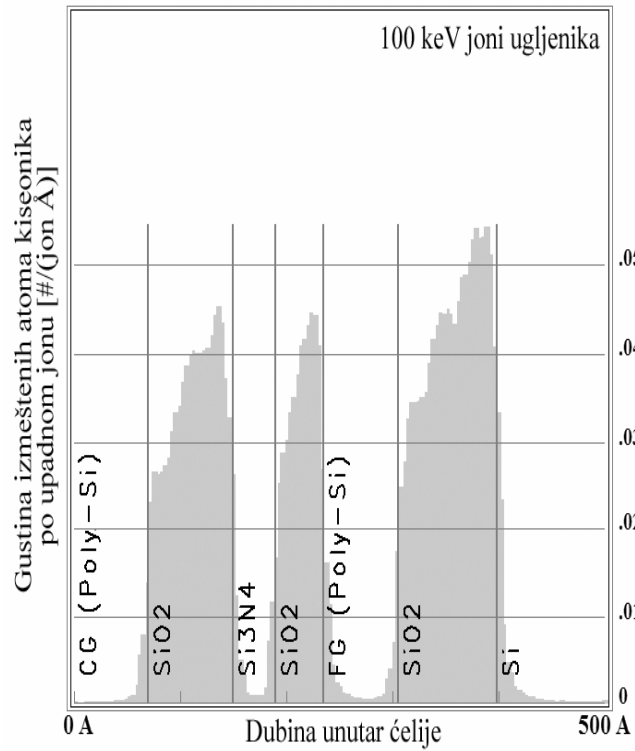


a)

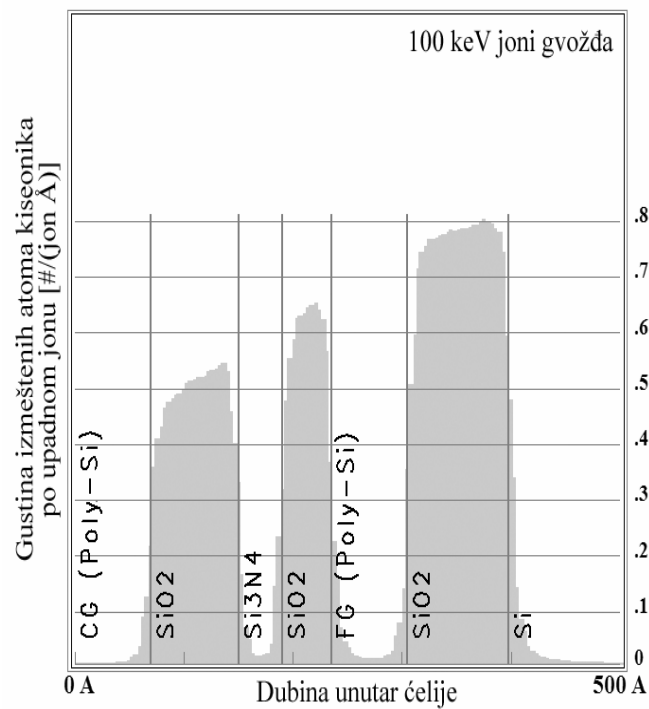


b)

Slika 6.9. Raspodela izmeštenih atoma O (izražena po jednom upadnom jonu) za: a) 10 keV protone, b) 10 keV  $\alpha$  čestice.

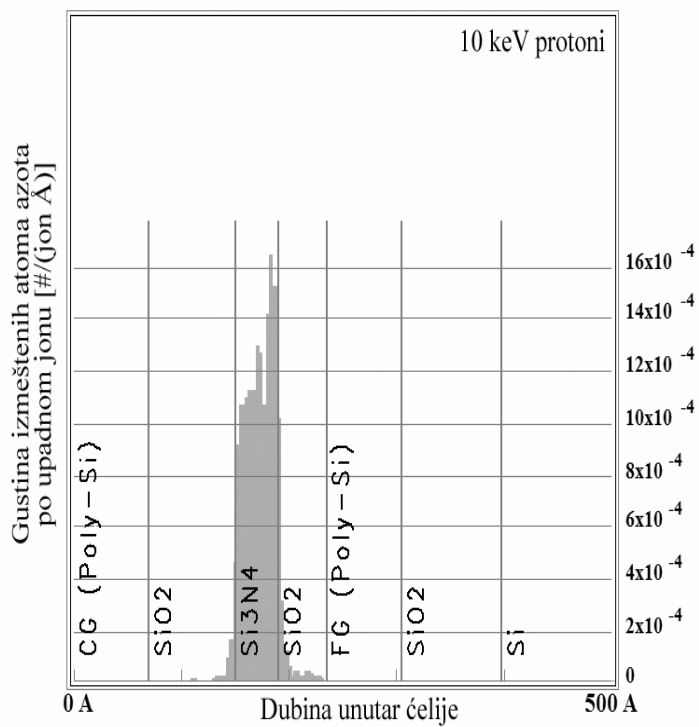


c)

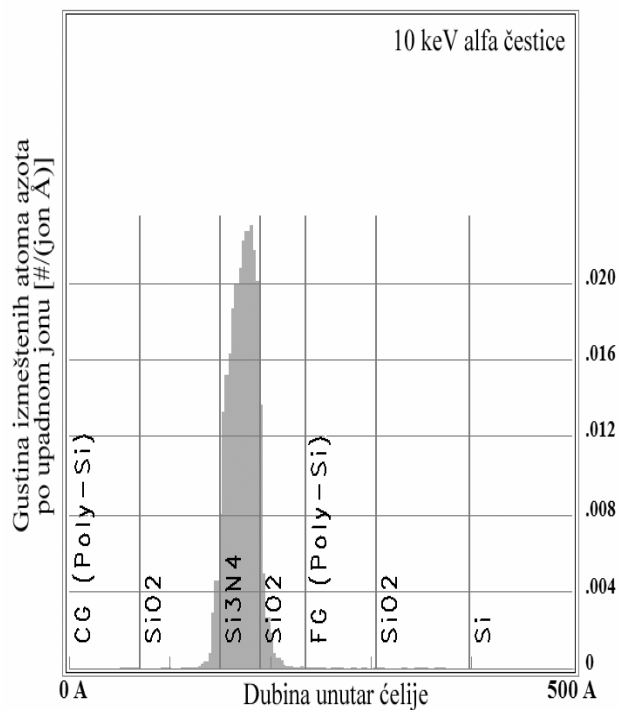


d)

Slika 6.9. Raspodela izmeštenih atoma O (izražena po jednom upadnom jonu)  
za: c) 100 keV jone C, d) 100 keV jone Fe.

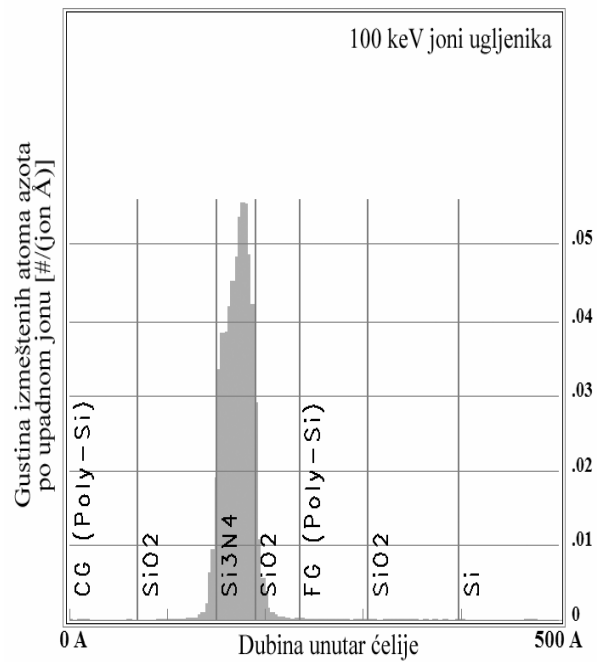


a)

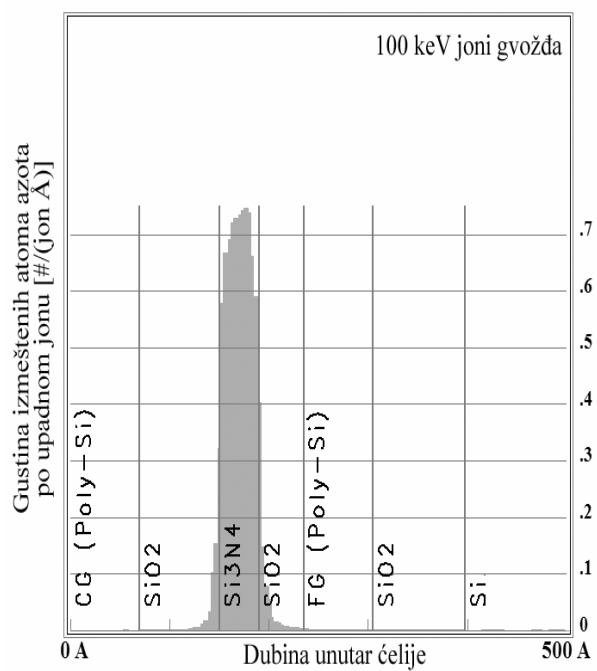


b)

Slika 6.10. Raspodela izmeštenih atoma N (izražena po jednom upadnom jonu) za:  
 a) 10 keV protone, b) 10 keV  $\alpha$  čestice,



c)



d)

Slika 6.10. Raspodela izmeštenih atoma N (izražena po jednom upadnom jonu) za:

c) 100 keV jone C, d) 100 keV jone Fe.

## ZAKLJUČAK

U sklopu analize TID efekata ispitivana je moć zadržavanja upisanih podataka četiri modela fleš memorije nakon izlaganja gama zracima. Porast broja pogrešnih bitova sa povećanjem apsorbovane doze moguće je pripisati efektima zračenja u tunel oksidu i oksidu koji razdvaja plivajući i kontrolni gejt u ćeliji fleš memorija. Teorijska analiza ovih efekata ukazuje da se pod dejstvom zračenja vrednost napona praga smanjuje kod ćelija koje su programirane, a povećav kod ćelija koje su obrisane. Ovo znači da su oba stanja podložna poremećajima, koji se pri očitavanju memorije registruju kao pogrešni bitovi. Procenat pogrešnih bitova nije se razlikovao mnogo kod četiri testirana tipa memorije, što ukazuje da osetljivost na gama zrake zavisi prevashodno od debljina dielektričnih slojeva ćelije, koje su približno iste za sve ispitivane memorije, s obzirom da pripadaju istoj tehnološkoj generaciji.

Delimičan oporavak grešaka prouzrokovanih zračenjem, tokom nekoliko nedelja provedenih na sobnoj temperaturi, uočen je kod sva četiri tipa memorije. Ovaj oporavak objašnjava se postupnim kompenzovanjem naelektrisanja zarobljenog u tunel oksidu, elektronima koji tuneluju iz podloge.

Analiza efekata usled izmeštanja atoma izvršena je pomoću numeričkih simulacija prolaska jona kroz fleš memorijsku ćeliju. Zahvaljujući maloj debljini, slojevi fleš memorijske ćelije su neosetljivi na jone energija većih od oko 1 MeV. Simulacije transporta zračenja, međutim, pokazuju da se za određene vrste i energije jona u nekim slojevima ćelije javlja znatan broj izmeštenih atoma i vakancija. Oštećenja izmeštajem koja se pojavljuju u strukturi fleš ćelije mogu da utiču na čitav niz njenih parametara (napon praga, struju curenja, vreme pristupa i upisa), kao i da onemogućavaju njeno ponovno programiranje.

## LITERATURA:

- [1] E.V. Špoljskij, *Atomska fizika I-Uvod u atomsku fiziku*, BIGZ, Beograd, 1961.
- [2] E.V. Špoljskij, *Atomska fizika II*, Nauka, Moskva, 1974.
- [3] D. Young, R. Freedman, *University Physics with Modern Physics*, Tenth edition, Adison-Wesly Publishing Company, San Francisco, 2000.
- [4] M. McGervey, D. John, *Introduction to Modern Physics*, Academic Press, London, 1971.
- [5] A.J.W. Sommerfeld, *Electrodynamics: Lectures on Theoretical Physics*, Academic Press, New York, 1952.
- [6] A.W. Smith, J.N. Cooper, *Element of Physics*, Seventh Edition, McGraw-Hill Book Company, New York, 1957.
- [7] R.K. Adair, *Concepts in physics*, Academic Press, New York, 1969.
- [8] J. Duncan, S.G. Starling, *A Text Book of Physics*, Second Edition, Macmilian and Co., Ltd., London, 1950.
- [9] S. Hoking, *Objašnjeni kosmos*, Narodna knjiga, Alfa, 2000.
- [10] P. Atkins, *Physical chemistry*, W.H. Freeman and Co, New York, 1997.
- [11] J. Alegrija, *Prostor i vreme danas*, Nolit, Beograd, 1983.
- [12] S. Arsenijević, *Neorganska hemija za studente viših škola*, Naučna knjiga, Beograd, 1967.
- [13] P. Atkins, *Physical chemistry*, W.H. Freeman and Co, New York, 1997.
- [14] *Handbook of Chemistry and Physics*, 70th Edition, Chemical Rubber Company, USA, 1957.
- [15] R. Penrouz, *Carev novi um*, Informatika, Beograd, 2004.
- [16] S. Hoking, *Kratka povest vremena*, Alnari, Beograd, 2002.
- [17] P. Dejvis, *Poslednja tri minuta*, Serija popularne nauke Sfinga, Beograd, 2000.
- [18] I. G. Bogdanov, M. Jovanović, *Pre velikog praska*, Megatrend Univerzitet, Beograd, 2006.
- [19] K. Krosvel, *Vasiona u ponoć*, Moć knjige, Beograd, 2003.
- [20] S. Sing, *Veliki prasak*, DN centar, Beograd, 2005.

- [21] P. Osmokrović, *Osnovi nuklearne fizike*, Akademska misao, 2008.
- [22] R.D. Evans, *The Atomic Nucleus*, McGraw-Hill Book Company, Thirteen edition, New York, 1970.
- [23] W.E. Burcham, *Nuclear Physics, An Introduction*, Longmans, London, 1963.
- [24] G.L. Squires, "The Neutron-Proton Interaction", *Prog. Nucl. Phys*, 2, 89, 1952.
- [25] H.D. Bush, "Atomic and Nuclear Physics, Theoretical Principles", ILIFFE Books Ltd., London, 1962.
- [26] A. Green, *Nuclear Physics*, International Student Edition, McGraw-Hill Book Company, USA, 1955.
- [27] M. Tinkham, *Group theory and Quantum mechanics*, McGraw-Hill Book Company, USA, 1964.
- [28] I. Bialynicki-Birula, Z. Bialynicka-Birula, *Quantum electrodynamics*, Pergamon Press Ltd and PWN- Polish Scientific Publishers, Warszawa, 1975.
- [29] R.S. Shankland, *Atomic and Nuclear Physics*, The Macmillan Company, New York, 1961.
- [30] L.I. Šif, *Kvantna Mehanika*, Vuk Karadžić, Beograd, 1955.
- [31] H.A. Kramers, *The Foundations of Quantum Theory*, North-Holland Publishing Company-Amsterdam, 1957.
- [32] D. Ivanović, *Kvantna mehanika*, Naučna knjiga, Beograd, 1974.
- [33] M. Born, *Die Relativitätstheorie Einsteins*, Verlag von Julius Springer, Berlin, 1922.
- [34] R. Eisberg, R. Resnick, *Quantum Physics of Atom, Molecules, Solids, Nucleids and Particles*, John Wiley & Sons, New York, 1974.
- [35] R.H. Dicke, J.P. Witke, *Introduction to Quantum Mechanics*, Addison-Wesley Publ. Co., Reading, Mass., 1960.
- [36] P.A.M. Dirac, *The Principles of Quantum Mechanics*, Oxford Univ. Press, London, 1958.
- [37] E. Fermi, *Notes on Quantum Meechanics*, University of Chicago Press, Chicago, 1961.

- [38] W. Heisenberg, *The Physical Principles of the Quantum Theory*, Dover Publications, New York, 1930.
- [39] R.D. Evans, *The Atomic Nucleus*, Krieger, New York, 1982.
- [40] A. Beiser, *Revs.Mod.Phys.*24, 273, 1952.
- [41] B. Wilken, T.A. Fritz, *Nucl. Instrum. Meth.*138, 331, 1976.
- [42] D.J. Skyrme, *Nucl. Instrum. Meth.* 57, 61, 1967.
- [43] C.F. Williamson, J.P. Boujot, J. Picard, *CEA-R3042*, 1966.
- [44] J. L. Hanke, *Nucl. Instrum. Meth.* 151, 253, 1978.
- [45] W.H. Barkas, M.J. Berger, National Academy of Sciences, National Research Council, Publication 1133, 103, 1964.
- [46] L.C. Northcliffe, R.F Schilling, *Nuclear Data Tables*, A7, 233, 1970.
- [47] J.F. Ziegler, *The Stopping and Ranges of Ions in Matter*, Pergamon Press, New York, 1977.
- [48] "Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles", ICRU Report 49, ICRU, Bethesda, 1993.
- [49] G. Cesini, G. Lucarini, F. Rustichelli, *Nucl. Instrum. Meth.*127, 579, 1975.
- [50] F.G. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, Third Edition, John Wiley & Sons, New York, 2000.
- [51] P.R. Bevington, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGraw-Hill, New York, 1969.
- [52] W. Feller, *An Introduction to Probability Theory and Its Applications*, 2nd ed., Willey, New York, 1957.
- [53] L.A. Currie, *Anal. Chem.* 40 (3), 586, 1969.
- [54] "Particle Counting in Radioactivity Measurements", ICRU Report 52, ICRU, Bethesda, 1994.
- [55] J.W. Müller, *Nucl.Instrum. Meth.*, A309-555, 1991.
- [56] S. Vukadinović, *Zbirka rešenih zadataka iz teorije verovatnoće*, Privredni pregled, Beograd, 1987.
- [57] W.R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, Springer-Verlag, Berlin, 1987.



- [58] Manno, *Introduction to the Monte-Carlo method*, Akadémiai Kiadó, Budapest, 1999.
- [59] J.E. Gentle, *Random number generation and Monte-Carlo methods*, Springer-Verlag, New York, 1998.
- [60] Lux, L. Koblinger, *Monte-Carlo transport methods: neutron and photon calculations*, CRC Press, Boca Raton, 1989.
- [61] R. Ilić, *Tehnike Monte Karlo u transportu čestica*, Naučna knjiga, Beograd, 1991.
- [62] Mendaš, P. Milenković, D. Ignjatović, *100 najkorisnijih FORTRAN-skih potprograma*, Mikro knjiga, Beograd, 1991.
- [63] S. Glasstone, A. Sesonke, *Nuclear reactor engineering*, Van Nostrand Reinhold Company, New York, 1967.
- [64] Ž. Todorović, S. Savović, S. Jokić, "Fission of Au induced by  $^4\text{He}$  ions at 0.65-12.7 GeV, in the Proceedings of the European Conference on Advances in Nuclear Physics and Related Areas, Thessaloniki, Greece, July 8-12, p. 659 (D. M. Brink, M. E. Grypos, S. E. Massen Eds.), 1997.
- [65] H. Risken, *The Fokker-Planck equation*, Springer-Verlag, Berlin, 1984.
- [66] P. Fröbrich, Nucl. Phys. A475, 143, 1988.
- [67] S. Jokić, *Subatomska fizika*, Institut za nuklearne nauke Vinča, Beograd, 2000.
- [68] A.J. Pacheco, J.O. Fernandez, D.E. di Gregorio, M. di Tada, J.E. Testoni, Y. Chan, E. Chavés, S. Gazes, E. Plagnól, R.G. Stokstad, Phys Rev. C45, 2861, 1992.
- [69] M. Abramowitz, I. Stegun Eds., *Handbook of mathematical functions*, Dover Publications, New York, 1965.
- [70] R. Alexander, ACM Trans. Math. Software, 13 (4), 368, 1987.
- [71] D.H.E. Gross, Rep. Prog. Phys., 605, 1990.
- [72] N. Metropolis, A.W. Rosenbluth, M.N. Rosenbluth, A.H. Teller, E. Teller, Phys., 21, 1087, 1953.
- [73] P. Révész, *Random walk in random and non-random environment*, World Scientific, Singapore, 1990.

- [74] W.H. McCrea, F.J.W. Whipple, "Random paths in two and three dimensions", Proc. Roy. Soc. Edinburgh 60, 281, 1940.
- [75] <http://www.cs.ox.ac.uk/people/richard.brent/pd/rpb211.pdf>.
- [76] K. Entacher, "A collection of selected pseudorandom number generators with linear structures", Research supported by the Austrian Science Foundation (FWF), project no. P11143-MAT, (članak dostupan online pod nazivom 10.1.1.53.3686.pdf; link sa Wikipedia-članka Linear Congruential Generator na citeseer.ist.psu.edu), 1997.
- [77] <http://www.brpreiss.com/books/opus4/html/page473.html>,  
(The Minimal Standard Random Number Generator).
- [78] <http://www.taygeta.com/rwalks/node2.html>.
- [79] [http://software.intel.com/sites/products/documentation/hpc/mkl/vslnotes/8\\_3\\_11\\_2D\\_Self\\_Avoiding\\_Random\\_Walk\\_Test.htm](http://software.intel.com/sites/products/documentation/hpc/mkl/vslnotes/8_3_11_2D_Self_Avoiding_Random_Walk_Test.htm).
- [80] [http://software.intel.com/sites/products/documentation/hpc/mkl/vslnotes/8\\_4\\_2\\_R250.htm](http://software.intel.com/sites/products/documentation/hpc/mkl/vslnotes/8_4_2_R250.htm).
- [81] [http://en.wikipedia.org/wiki/Lagged\\_Fibonacci\\_generator](http://en.wikipedia.org/wiki/Lagged_Fibonacci_generator).
- [82] [http://en.wikipedia.org/wiki/Gamma\\_distribution](http://en.wikipedia.org/wiki/Gamma_distribution).
- [83] [http://www.hef.ru.nl/~wes/stat\\_course/statist.pdf](http://www.hef.ru.nl/~wes/stat_course/statist.pdf).
- [84] <http://blogs.office.com/b/microsoftexcel/archive/2007/08/14/christianstich-on-excel-services-financial-option-valuation-implemented-with-monte-carlo-simulation-using-multithreaded-user-defined-functions-udfs.aspx>.
- [85] G. Cowan, *Statistical Data Analysis*, Oxford University Press, 1998.
- [86] H. Veendrick, *Deep-Submicron CMOS ICs (From Basics to ASICs)*, Second Edition, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 2000.
- [87] J.E. Brewer, M. Gill, *Nonvolatile Memory Technologies With Emphasis on Flash*, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2008.
- [88] P. Pavan, R. Bez, P. Olivo, E. Zanoni, "Flash memory cells - an overview", Proc. IEEE, vol. 85, pp. 1248-1271, 1997.
- [89] B. Govoreanu, D. Brunco, J.V. Houdt, "Scaling down the interpoly dielectric for next generation flash memory: Challenges and opportunities", Solid-State Electron., vol. 49, pp. 1841-1848, 2005.

- [90] M. Lenzlinger, E.H. Snow, "Fowler-Nordheim tunneling into thermally grown SiO<sub>2</sub>", J. Appl. Phys., vol. 40, pp. 278-283, 1969.
- [91] N. Mielke, H. Belgal, I. Kalastirsky, P. Kalavade, A. Kurtz, Q. Meng, N. Righos, "Flash EEPROM threshold instabilities due to charge trapping during program/erase cycling", IEEE Trans. Device Mater. Rel., vol. 4, pp. 335-344, 2004.
- [92] H. Schwartz, D. Nichols, A. Johnston, "Single-event upset in flash memories", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 44, pp. 2315-2324, 1997.
- [93] Nguyen, S. Guertin, G. Swift, A. Johnston, "Radiation effects on advanced flash memories", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 46, pp. 1744-1750, 1999.
- [94] T.R. Oldham, R.L. Ladbury, M. Friendlich, H.S. Kim, M.D. Berg, T.L. Irwin, C. Seidleck, K.A. LaBel, "SEE and TID characterization of an advanced commercial 2Gbit NAND flash nonvolatile memory", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 53, pp. 3217-3222, 2006.
- [95] M. Bagatin, S. Gerardin, G. Cellere, A. Paccagnella, A. Visconti, S. Beltrami, R. Harboe-Sorensen, and A. Virtanen, "Key contributions to the cross section of NAND flash memories irradiated with heavy ions", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 55, pp. 3302-3308, 2008.
- [96] G. Cellere, A. Paccagnella, A. Visconti, M. Bonanomi, " Ionizing radiation effects on floating gates", Appl. Phys. Lett., vol. 85, pp. 485-487, 2004.
- [97] G. Cellere, A. Paccagnella, A. Visconti, M. Bonanomi, P. Caprara, S. Lora, "A model for TID effects on floating gate memory cells", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 51, pp. 3753-3758, 2004.
- [98] G. Cellere, A. Paccagnella, S. Lora, A. Pozza, G. Tao, A. Scarpa, "Charge loss after <sup>60</sup>Co irradiation of flash arrays", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 51, pp. 2912-2916, 2004.
- [99] J. Wang, S. Samiee, H.S. Chen, C.K. Huang, M. Cheung, J. Borillo, S.N. Sun, B. Cronquist, J. McCollum, "Total ionizing dose effects on flash-based field programmable gate array", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 51, pp. 3759-3766, 2004.

- [100] G. Cellere, A. Paccagnella, A. Visconti, M. Bonanomi, S. Beltrami, J. Schwank, M. Shaneyfelt, P. Paillet, "Total ionizing dose effects in NOR and NAND flash memories", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 54, pp. 1066-1070, 2007.
- [101] G. Cellere, A. Paccagnella, A. Visconti, M. Bonanomi, A. Candelori, S. Lora, "Effect of different total ionizing dose sources on charge loss from programmed floating gate cells", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 52, pp. 2372-2377, 2005.
- [102] G. Cellere, A. Paccagnella, A. Visconti, M. Bonanomi, S. Beltrami, "Single event effects in NAND flash memory arrays", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, pp. 1813-1818, 2006.
- [103] G. Cellere, A. Paccagnella, L. Larcher, A. Chimenton, J. Wyss, A. Candelori, A. Modelli, "Anomalous charge loss from floating-gate memory cells due to heavy ions irradiation", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, pp. 3051-3058, 2002.
- [104] G. Cellere, A. Paccagnella, A. Visconti, M. Bonanomi, "Secondary effects of single ions on floating gate memory cells", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, pp. 3291-3297, 2006.
- [105] G. Cellere, A. Paccagnella, A. Visconti, M. Bonanomi, R. Harboe-Sorensen, A. Virtanen, "Angular dependence of heavy ion effects in floating gate memory arrays", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 54, pp. 2371-2378, 2007.
- [106] N. Butt, M. Alam, "Modeling single event upsets in floating gate memory cells", *Proc. IEEE Int. Reliability Physics Symp.*, May, pp. 547-555, 2008.
- [107] M. Bagatin, S. Gerardin, G. Cellere, A. Paccagnella, A. Visconti, M. Bonanomi, S. Beltrami, "Error instability in floating gate flash memories exposed to TID", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 56, pp. 3267-3273, 2009.
- [108] G. Cellere, L. Larcher, A. Paccagnella, A. Visconti, M. Bonanomi, "Radiation induced leakage current in floating gate memory cells", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 52, pp. 2144-2152, 2005.

- [109] L. Larcher, G. Cellere, A. Paccagnella, A. Chimenton, A. Candelori, A. Modelli, "Data retention after heavy ion exposure of floating gate memories: Analysis and simulation", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, pp. 2176-2183, 2003.
- [110] G. Cellere, A. Paccagnella, A. Visconti, M. Bonanomi, "Variability in FG memories performance after irradiation", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, pp. 3349-3355, 2006.
- [111] A. Gasperin, G. Ghidini, A. Cester, A. Paccagnella, "Oxide-nitrideoxide capacitor reliability under heavy-ion irradiation", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 54, pp. 1898-1905, 2007.
- [112] D. Nguyen, L. Scheick, "SEE and TID of emerging non-volatile memories", *Proc. IEEE Radiation Effects Data Workshop*, pp.62-66, 2002.
- [113] D. Nguyen, L. Scheick, TID, "SEE and radiation induced failures in advanced flash memories", *Proc. IEEE Radiation Effects Data Workshop*, July, pp. 18-23, 2003.
- [114] M. Bagatin, G. Cellere, S. Gerardin, A. Paccagnella, A. Visconti, S. Beltrami, "TID sensitivity of NAND flash memory building blocks", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 56, pp. 1909-1913, 2009.
- [115] T. Langley, P. Murray, "SEE and TID test results of 1 Gb flash memories", *Proc. IEEE Radiation Effects Data Workshop*, July, pp. 58-61, 2004.
- [116] J.R. Davis, *Instabilities in MOS Devices*, London: Gordon and Breach Science Publishers, 1981.
- [117] S.M. Sze, *Physics of Semiconductors Devices*, New York: Wiley and Sons, 1981.
- [118] T.P. Ma and P.V. Dressendorfer, *Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits*, New York: Wiley and Sons, 1989.
- [119] S. Dimitrijevic, *Understanding Semiconductor Devices*, New York: Oxford University Press, 2000.

- [120] S. Gamerith and M. Polzl, "Negative bias temperature stress on low voltage p-channel DMOS transistors and the role of nitrogen", *Microelectron. Reliab.*, Vol. 42, pp. 1439-1443, 2002.
- [121] B.J. Baliga, "Switching lots of watts at high speed", *IEEE Spectrum*, Vol. 18, pp. 42-53, 1981.
- [122] A.G. Holmes-Siedle, "The space charge dosimeter- general principle of new method of radiation dosimetry", *Nucl. Instrum. and Methods.*, Vol. NI-121, pp. 169-179, 1974.
- [123] B.E. Deal, "Standardized terminology for oxide charges associated with thermally oxidized silicon", *IEEE Trans. Electron. Dev.*, Vol. ED-27, pp. 606-608, 1980.
- [124] J.R. Davis, *Instabilities in MOS Devices*, London: Gordon and Breach Science Publishers, 1981.
- [125] R.J. Kriegler, *Ion instabilities in MOS structures*, Proc. Int. Reliab. Phys. Symp., pp. 250-258, 1974.
- [126] C.T. Sah, "Origin of interface states and oxide charges generated by ionizing radiation", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-23, pp. 1563-1567, 1976.
- [127] D.M. Fleetwood, "Border traps in MOS devices", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-39, pp. 269-271, 1992.
- [128] D.M. Fleetwood, P.S. Winokur, R.A. Reber Jr., T.L. Meisenheimer, J.R. Schwank, M.R. Shaneyfelt, L.C. Riewe, "Effects of oxide traps, interface traps and border traps on metal-oxide-semiconductor devices", *J. Appl. Phys.*, Vol. 73, pp. 5058-5074, 1993.
- [129] D.M. Fleetwood, M.R. Shaneyfelt, W.L. Warren, J.R. Schwank, T.L. Meisenheimer, P.S. Winokur, "Border traps: Issues for MOS radiation response and long-term reliability", *Microelectron. Reliab.*, Vol. 35, pp. 403-408, 1995.
- [130] D.M. Fleetwood, N.S. Saks, "Oxide, interface and border traps in thermal, N<sub>2</sub>O and N<sub>2</sub>O-nitrogen oxides", *J. Appl. Phys.*, Vol. 79, pp. 1583-1594, 1996.

- [131] D.M. Fleetwood, P.S. Winokur, L.C. Riewe, R.A. Reber, "Bulk oxide traps and border traps in metal-oxide-semiconductor capacitors", *J. Appl. Phys.*, Vol. 84, pp. 6148-6148, 1996.
- [132] D.M. Fleetwood, "Revised model of thermally stimulated current in MOS capacitors", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-44, pp. 1826-1833, 1997.
- [133] C.T. Wang, *Hot carrier design considerations for MOS devices and circuits*, New York: Van Nostrand Reinhold, 1992.
- [134] J.P. McWhorter, P.S. Winokur, "Simple technique for separating the effects of interface traps and trapped-oxide charge in metal-oxide semiconductor transistor", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 48, pp. 133-135, 1986.
- [135] M.A.B. Elliot, "The use charge pumping currents to measure interface trap densities in MOS transistors", *Solid-State Electron.*, Vol. 19, pp. 241-247, 1976.
- [136] G. Groeseneken, H.E. Maes, N. Beltran, R.F. De Keersmaecker, "A Reliable approach to charge-pumping measurements in MOS Transistors", *IEEE trans., Electron Dev.*, Vol. ED-31, pp. 42-53, 1984.
- [137] G.S. Ristić, M.M. Pejović, A.B. Jakšić, "Comparision between postirradiation annealing and post high electric field stress annealing od N-channel power VDMOSFETs", *Appl. Surface Science*, Vol. 220, pp. 181-185, 2003.
- [138] G.S. Ristić, "Influence of ionizing radiation and hot carrier injection on metal oxide-semiconductor transistors", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 41, 02300 (19 pp), 2008.
- [139] L.P. Trombetta, F.J. Feigh, R.J. Zeto, "Positive charge generation in metal-oxide-semiconductor capacitors", *J. Appl. Phys.*, Vol. 69, pp. 2512-2521, 1991.
- [140] O. Habaš, Z. Prijić, D. Pantić, N. Stojadinović, "Charge-pumping characterization of SiO<sub>2</sub>/Si interface virgin and irradiated power VDMOSFETs", *IEEE Trans. Electr. Dev.*, Vol. ED-43, pp. 2197-2208, 1996.

- [141] T. Uchino, M. Takashaki and T. Yoko, "Model of oxygen-deficiency-related defects in  $\text{SiO}_2$  glass", *Phys. Rev. B*, Vol. 62, pp. 2983-2986, 2000.
- [142] M. Pejović and G. Ristić, "Creation and passivation of interface traps in irradiated MOS transistors during annealing at different temperatures", *Solid State Electr.* Vol. 41, pp. 715-720, 1997.
- [143] M. Pejović, G. Ristić and A. Jakšić, "Formation and passivation of interface traps in irradiated n-channel power VDMOSFETs during thermal annealing", *Appl. Surf. Sci.*, Vol. 108, pp. 141-148, 1997.
- [144] G.S. Ristić, M.M. Pejović and A.B. Jakšić, "Fowler-Nordheim high electric field stress of power VDMOSFETs", *Solid-State Electron.*, Vol. 49, pp. 1140-1152, 2005.
- [145] G.S. Ristić, M.M. Pejović and A.B. Jakšić, "Defect behaviour in n-channel power VDMOSFETs during HEFS and thermal post-HEFS annealing", *Appl. Surf. Sci.*, Vol. 252, pp. 3023-3032, 2006.
- [146] G.S. Ristić, M.M. Pejović and A.B. Jakšić, "Physico-chemical processes in metal-oxide-semiconductors with thick gate oxide during high electric field stress", *J. Non. Cryst. Solids*, Vol. 353, pp. 170-179, 2007.
- [147] D.L. Griscom, "Diffusion of radiolytic molecular hydrogen as a mechanism for the post-irradiation buildup of interface states in  $\text{SiO}_2$ -Si structures", *J. Appl. Phys.*, Vol. 58, pp. 2524-2533, 1985.
- [148] A.G. Revesz, "Defect structure and irradiation behaviour of non-crystalline  $\text{SiO}_2$ ", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-18, pp. 113-116, 1971.
- [149] D.J. DiMaria, E. Cartier, D.A. Buchanan, "Anode hole injection and trapping in silicon dioxide", *J. Appl. Phys.*, Vol. 80, pp. 304-317, 1996.
- [150] T.P. Chem, S.Li, S. Fung, C.D. Beling, K.F. Lo, "Post-stress interface trap generation induced by oxide stress with FN injection", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. ED-45, pp. 1972-1977, 1998.
- [151] D.J. DiMaria, E. Cartier and D. Arnold, "Impact ionization, trap creation, degradation and breakdown in silicon dioxide films on silicon", *J. Appl. Phys.*, Vol. 73, pp. 3367-3384, 1993.



- [152] D.J. DiMaria, "Defect production, degradation and breakdown of silicon dioxide film", *Solid-State Electron.*, Vol. 41, pp. 957-965, 1997.
- [153] D.L. Griscom, "Optical properties and structure of defects in silica glass", *J. Ceram. Soc. Japan*, Vol. 99, pp. 923-941, 1991.
- [154] R. Helms and E.H. Poindexter, "The silicon-silicon-dioxide system: its microstructure and imperfections", *Rep. Progr. Phys.*, Vol. 57, pp. 791-852, 1994.
- [155] R.A. Weeks, "Paramagnetic resonance of lattice defects in irradiated quartz", *J. Appl. Phys.*, Vol. 27, pp. 1376-1381, 1956.
- [156] H.E. Boesch, F.B. Mclean, J.M. McGarrity, G.A. Ausman, "Hole transport and charge relaxation in irradiated  $\text{SiO}_2$  MOS capacitors", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-22, pp. 2163-2167, 1975.
- [157] J.F. Conley, P.M. Lenahan, "Electron spin resonance analysis of EP center interactions with  $\text{H}_2$ : Evidence for a localized EP center structure", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 42, pp. 1740-1743, 1995.
- [158] D.A. Buchanan, A.D. Marwick, D.J. DiMaria, L. Dori, "Hot-electron-induced hydrogen redistribution and defect generation in metal-oxide-semiconductor capacitors", *J. Appl. Phys.*, Vol. 76, pp. 3595-3608, 1994.
- [159] D.J. DiMaria, D.A. Buchanan, J.H. Stathis, R.E. Stahlbush, "Interface states induced by the presence of trapped holes near the silicon-silicondioxide interface", *J. Appl. Phys.*, Vol. 7, pp. 2032-2040, 1995.
- [160] S.K. Lai, "Two carrier nature of interface-state generation in hole trapping and radiation damage", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 39, pp. 58-60, 1981.
- [161] S.K. Lai, "Interface trap generation in silicon dioxide when electrons are captured by trapped holes", *J. Appl. Phys.*, Vol. 54, pp. 2540-2546, 1983.
- [162] S.T. Chang, J.K. Wu, S.A. Lyon, "Amphoteric defects at  $\text{Si-SiO}_2$  interface", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 48, pp. 662-664, 1986.
- [163] S.J. Wang, J.M. Sung, S.A. Lyon, "Relationship between hole trapping and interface state generation in metal-oxide-silicon structure", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 52, pp. 1431-1433, 1988.

- [164] F.B. Mclean, "A framework for understanding radiation-induced interface states in  $\text{SiO}_2$  MOS structures", IEEE Trans. Nuclear Sci., Vol. NS-27, pp. 1651-1657, 1989.
- [165] N.S. Saks, C.M. Dozier, D.B. Brown, "Time dependence of interface trap formation in MOSFETs following pulsed irradiation", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-35, pp. 1168-1177, 1988.
- [166] N.S. Saks, D.B. Brown, "Interface trap formation via the two-stage  $\text{H}^+$  process", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-36, pp. 1848-1857, 1989.
- [167] D.L. Griscom, D.B. Brown, N.S. Saks, *Nature of radiation-induced point defects in amorphous  $\text{SiO}_2$  and their role in  $\text{SiO}_2$ -on-Si structures, The Physics and Chemistry of  $\text{SiO}_2$  and the Si-SiO<sub>2</sub> interface*, ed C.R. Helms and B.E. Deal (New York: Plenum), 1988.
- [168] K.L. Brower, S.M. Myers, "Chemical kinetics of hydrogen and (111) Si-SiO<sub>2</sub> interface defect", Appl. Phys. Lett., Vol. 57, pp. 162-164, 1990.
- [169] J.H. Stais, E. Cartier, "Atomic hydrogen reactions with  $\text{P}_b$  centers at the (100) Si-SiO<sub>2</sub> interface", Phys. Rev., Lett., Vol. 72, pp. 2745-2748, 1994.
- [170] E.H. Poindexter, "Chemical reactions of hydrogenous species in the Si-SiO<sub>2</sub> system", J. Non Cryst. Solids, Vol. 187, pp. 257-263, 1995.
- [171] D. Wuillaume, D. Goguenheim, J. B. Borgoin, "Nature of defect generation by electric field stress at Si-SiO<sub>2</sub> interface", Appl. Phys. Lett., Vol. 58, pp. 490-492, 1991.
- [172] E.H. Poindexter, P.J. Caplan, B.E. Deal, R.R. Razouk, "Interface states and electron spin resonance centers in thermally oxidized (111) and (100) silicon wafers", J. Appl. Phys., Vol. 52, pp. 879-883, 1981.
- [173] E.H. Poindexter, G.J. Gerardi, M.E. Ruecked, P.J. Caplan, N.M. Johnson, D.K. Biegelsen, "Electronic traps and  $\text{P}_b$  centres at  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  interface: Band-gap energy distribution", J. Appl. Phys., Vol. 56, pp. 2844-2853, 1984.

- [174] Stesmans, V.V. Afanasiev, "Electron spin resonance features of interface defects in thermal (100)  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ ", J. Appl. Phys., Vol. 83, pp. 2449-2457, 1998.
- [175] E. Cartie, J.H. Stathis, D.A. Buchanan, "Passivation and depassivation of silicon dangling bonds at the  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  interface by atomic hydrogen", Appl. Phys. Lett., Vol. 63, pp. 1510-1512, 1993.
- [176] D.L. Griscom, "Diffusion of radiolytic molecular hydrogen as a mechanism for the post-irradiation buildup of interface states in  $\text{SiO}_2$ -on-Si structures", J. Appl. Phys., Vol. 58, pp. 2524-2533, 1985.
- [177] M.L. Reed, J.D. Plummer, " $\text{SiO}_2/\text{Si}$  interface trap production by low-temperature thermal processing", Appl. Phys. Lett., Vol. 51, pp. 514-516, 1987.
- [178] N.S. Saks, S.M. Dozier, D.B. Brown, "Time dependence of interface formation in MOSFETs following pulsed irradiation", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-35, pp. 1168-1177, 1988.
- [179] D.B. Brown, N.S. Saks, "Time dependence of radiation-induced interface trap formation in MOS devices as a function of oxide thickness and applied field", J. Appl. Phys., Vol. 70, pp. 3734-3747, 1991.
- [180] R.E. Stahlbush, B.J. Mrstik, R.K. Lawrence, "Post-irradiation behaviour of the interface state density and trapped positive charge", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-37, pp. 1641-1649, 1990.
- [181] B.J. Mrstik, R.W. Rendell, "Si- $\text{SiO}_2$  interface state generation during X-ray irradiation exposure to hydrogen ambient", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-38, pp. 1101-1110, 1991.
- [182] R.E. Stahlbush, A.H. Edwards, D.L. Griscom, B.J. Mrstik, "Post-irradiation cracking of  $\text{H}_2$  and formation of interface states in irradiated metal-oxide-semiconductor field-effect transistors", J. Appl. Phys., Vol. 73, pp. 658-667, 1993.
- [183] N.S. Saks, R.B. Klein, R.E. Stahlbush, B.J. Mrstik, R.W. Rendell, "Effects of post-stress hydrogen annealing of MOS oxides after Co-60

- irradiation or Fowler-Nordheim injection”, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-40, pp. 1341-1349, 1993.
- [184] I.S. Al-Kofahi, J.F. Zhang, G. Groeseneken, ”Continuing degradation of the Si-SiO<sub>2</sub> interface after hot hole stress”, J. Appl. Phys., Vol. 81, pp. 2686-2692, 1997.
- [185] J.F. Zhang, I.S. Al-Kofahi, G. Groeseneken, ”Behaviour of hot stress Si-SiO<sub>2</sub> interface at elevated temperature”, J. Appl. Phys., Vol. 83, pp. 843-850, 1998.
- [186] Van den Bosch, G. Groeseneken, H.E. Maes, R.B. Klein, N.S. Saks, ”Oxide and interface degradation resulting from substrate hot-hole injection in metal-oxide-semiconductor field-effect transistors at 295 and 77 K”, J. Appl. Phys., Vol. 75, pp. 2073-2080, 1994.
- [187] C.Z. Zhao, J.F. Zhang, G. Groeseneken, R. Degraeve, J.N. Ellis, C.D. Beech, ”Interface state generation after hole injection”, J. Appl. Phys., Vol. 90, pp. 328-336, 2001.
- [188] J.F. Zhang, C.Z. Zhao, G. Groeseneken, R. Degraeve, ”Analysis of the kinetics for interface state generation following hole injection”, J. Appl. Phys., Vol. 93, pp. 6107-6116, 2003.
- [189] J.R. Schwank, P.S. Winikur, P.J. McWhorter, F.W. Sexton, P.V. Dressendorfer, D.C. Turpin, ”Physical mechanisms contributing to devices rebound”, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-31, pp. 1434-1438, 1984.
- [190] T.R. Oldham, A.J. Lelis, F.B. McLean, ”Spatial dependence of trapped holes determined from tunneling analysis and measured annealing”, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-33, pp. 1203-1210, 1986.
- [191] P.J. McWhorter, S.L. Miller, W.W. Miller, ”Modeling the annealing of radiation-induced trapped holes in a varying thermal environment”, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-37, pp. 1682-1689, 1990.
- [192] A.L. Lelis, H.E. Boesch Jr., T.R. Oldham, F.B. Melean, ”Reversibility of trapped hole annealing”, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-35, pp. 1186-1191, 1988.

- [193] A.L. Lelis, T.R. Oldham, H.E. Boesch Jr., F.B. McLean, "The nature of the trapped hole annealing process", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-36, pp. 1808-1815, 1989.
- [194] R.K. Freitag, D. B. Brown, C.M. Dozier, "Experimental evidence of two species of radiation induced trapped positive charge", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. ED-40, pp. 1316-1322, 1993.
- [195] R.K. Freitag, D. B. Brown, C.M. Dozier, "Evidence for two types of radiation-induced trapped positive charge", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-41, pp. 1828-1834, 1994.
- [196] Singh, K.F. Galloway, T.J. Russel, "Temperature-induced rebound in power MOSFETs", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-34, pp. 1366-1369, 1987.
- [197] D.M. Fleetwood, "Long-term annealing study of midgap interface-trap charge neutrality", Appl. Phys. Lett., Vol. 60, pp. 2883-2885, 1992.
- [198] D.M. Fleetwood, M.R. Shaneyfelt, L.C. Riewe, P.S. Winokur, R.A. Reber, "The role of border traps in MOS high-temperature postirradiation annealing response", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 40, pp. 1323-1334, 1993.
- [199] J.R. Schwank, D.M. Fleetwood, M.R. Shaneyfelt, P.S. Winokur, C.L. Axness, L.C. Riewe, "Latent interface-trap buildup and its implications for hardness assurance", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-39, pp. 1953-1963, 1992.
- [200] G.S. Ristić, M.M. Pejović, A.B. Jakšić, "Modeling of kinetics of creation and passivation of interface trap in metal-oxide-semiconductor transistors during postirradiation annealing", J. Appl. Phys., Vol. 83, pp. 2994-3000, 1998.
- [201] G.S. Ristić, M.M. Pejović and A.B. Jakšić, "Analysis of postirradiation annealing of n-channel power vertical-double-diffused metal-oxide semiconductor transistors", J. Appl. Phys., Vol. 87, pp. 3468-3477, 2000.
- [202] D.M. Fleetwood, W.L. Waren, J.R. Schwank, P.S. Winokur, M.R. Shaneyfelt, L.C. Reewe, "Effects of interface traps and border traps on

- MOS postirradiation annealing response”, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-42, pp. 1698-1707, 1995.
- [203] M. Pejović, A. Jakšić and G. Ristić, ”The behaviour of radiation-induced gate-oxide defects in MOSFETs during annealing at 140 °C”, J. Non. Cryst. Solids, Vol. 240, pp. 182-192, 1998.
- [204] J.R. Shwank, D.M. Fleetwood, M.R. Shaneyfelt, P.S. Winokur, ”Latent thermally activated interface trap generation in MOS devices”, IEEE Electr. Devices Lett., Vol. ED-13, pp. 203-205, 1992.
- [205] S. Dimitrijević, N. Stojadinović, ”Analysis of CMOS transistors instabilities”, Solid-State Electronics, Vol. 30, pp. 991-1003, 1989.
- [206] J. Baliga, *Modern Power Devices*, New York: John Wiley and Sons, 1987.
- [207] Y. Tsvividis, *Operation and modeling of the MOS transistors*, New York: McGraw-Hill, 1987.
- [208] N. Arora, *MOSFET models for VLSI circuit simulation*, Wien-New York: Springer Verlag, 1993.
- [209] S. Golubović, S. Dimitrijević, D. Župac, M. Pejović, N. Stojadinović, ”Gamma radiation effects in CMOS transistors”, 17th European Solid State Device Research Conf., ESSDERC 87, Bologna, Italy, pp. 725-728, 1987.
- [210] D. Župac, K.F. Galloway, R.D. Schrimpf, P. Augier, ”Effects of radiation-induced oxide-trapped charge on inversion layer hole mobility at 300 and 77 K”, Appl. Phys. Lett., Vol. 60, pp. 3156-3158, 1992.
- [211] D. Župac, K.F. Galloway, R.D. Schrimpf, P. Augier, ”Radiation induced mobility degradation in p-channel double-diffused metal-oxide-semiconductor power transistors at 300 and 77 K”, J. Appl. Phys., Vol. 73, pp. 2910-2915, 1993.
- [212] N. Stojadinović, M. Pejović, S. Golubović, G. Ristić, V. Davidović, S. Dimitrijević, ”Effect of radiation-induced oxide-trapped charge on mobility in p-channel MOSFETs”, Electron. Lett., Vol. 31, pp. 497-498, 1995.

- [213] N. Stojadinović, S. Golubović, S. Djorić, S. Dimitrijević, "Modeling radiation-induced mobility degradation in MOSFETs", *Phys. Stat. Sol.*, Vol. 169, pp. 63-66, 1998.
- [214] K.F. Galloway, M. Gaitan, T.J. Russel, "A simple model for separating interface and oxide charge effects on MOS device characteristics", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-31, pp. 1497-1501, 1984.
- [215] F.C. Hsu and S. Tam, "Relationship between MOSFET degradation and hot-electron-induced interface-state generation", *IEEE Electr. Dev. Lett.*, Vol. EDL-5, pp. 50-52, 1984.
- [216] A. Bellaouar, G. Sarraouar, P. Rossel, "Interface of ionizing irradiation on the channel mobility of MOS transistors", *Proc. IEE*, Vol. 132, pp. 184-186, 1985.
- [217] S.C. Sun, J.D. Plumer, "Electron mobility in inversion and accumulation layers on thermally oxidized silicon surface", *IEEE Trans. Electr. Dev.*, Vol. ED-27, pp. 1497-1507, 1980.
- [218] D.K. Schroder, *Semiconductor Material and Device Characterization*, New-York, Wiley, 1990.
- [219] J.S. Brugler, P.G.A. Jespers, "Charge pumping in MOS device's", *IEEE Trans. Electr. Dev.*, Vol. ED-16, pp. 297-302, 1969.
- [220] R.E. Paulsen, R.R. Siergiej, M.L. French, M.H. White, "Observation of near-interface oxide traps with the charge pumping technique", *IEEE Electron Dev. Lett.*, Vol. 13, pp. 627-629, 1992.
- [221] Jakšić, M. Pejović, G. Ristić, S. Raković, "Latent interface-trap generation in commercial power VDMOSFETs", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-45, pp. 1365-1371, 1998.
- [222] S.C. Witezak, K.F. Galloway, R.D. Schrimpf, J.R. Brews, G. Prevost, "The determination of Si-SiO<sub>2</sub> interface trap density in irradiated four-terminal VDMOSFETs using charge pumping", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-43, pp. 2558-2564, 1996.
- [223] S. Dimitrijević, S. Golubović, D. Župac, M. Pejović, N. Stojadinović, "Analysis of gamma-radiation induced instability mechanisms in CMOS transistors", *Solid-State Electr.*, Vol. 32, pp. 349-353, 1989.

- [224] S. Golubović, M. Pejović, S. Dimitrijević, N. Stojadinović, "UV- radiation annealing of the electron and X.irradiation damaged CMOS transistors", Phys. Stat. Sol. (a), Vol. 129, pp. 569-575, 1992.
- [225] M. Pejović, G. Ristić, S. G. Golubović, "A comparison between thermal annealing and UV-radiation annealing of x-irradiation NMOS transistors", Phys. Stat. Sol. (a), Vol. 140, pp. K53-K57, 1993.
- [226] M. Pejović, S. Golubović, G. Ristić, M. Odalović, " Annealing of gamma-irradiated Al-gate NMOS transistors, Solid-State Electron. ", Vol. 37pp. 215-216, 1994.
- [227] M. Pejović, S. Golubović, G. Ristić, M. Odalović, "Temperature and gate-bias effect on gamma-irradiated Al-gate metal-oxide-semiconductor transistors", Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 33, pp. 986-990, 1994.
- [228] S. Golubović, G. Ristić, M. Pejović, S. Dimitrijević, "The role of interface traps in rebound mechanisms", Phys. Stat. Sol. (a), Vol. 143, pp. 333-339, 1994.
- [229] M. Pejović, S. Golubović, G. Ristić, "Temperature-induced rebound in Al-gate NMOS transistors", IEE Proc.-Circuits Devices Syst., Vol. 142, pp. 413-416, 1995.
- [230] M. Pejović, A. Jakšić, G. Ristić, B. Baljošević, "Processes in n-channel MOSFETs during postirradiation thermal annealing", Radiat. Phys. Chem., Vol. 49, pp. 521-525, 1997.
- [231] G.S. Ristić, "Radiation and postirradiation effects in power VDMOS transistors and PMOS dosimetric transistors", PhD, University of Niš, Faculty of Electronic Engineering, 1998.
- [232] Jakšić, G. Ristić, M. Pejović, "Analysis of the processes in power MOSFETs during x-ray irradiation and subsequent thermal annealing", Phys. Stat. Sol. (a), Vol. 155, pp. 371-379, 1996.
- [233] Jakšić, M. Pejović, G. Ristić and S.raković, "Latent interface'trap generation in commercial power VDMOSFETs", Abstract of 4th European Conf. RADECS 97, pp. A5-A6, 1997.
- [234] G.S. Ristić, M.M. Pejović, A.B. Jakšić, "Numerical simulation of creation-passivation kinetics of interface traps in irradiated n'channel



power VDMOSFETs during thermal annealing with various gate bias”, *Microelectronics Engin.*, Vol. 40, pp. 51-60, 1998.

- [235] G.S. Ristić, A.B. Jakšić, M.M. Pejović, ”Latent interface-trap buildup in power VDMOSFETs: new experimental evidence and numerical simulation, *European Conf. of Radiation and its Effects on Components and Systems*”, RADECS 99, Abbaye de Fontevraud, France, pp. H14-H17, 1999.
- [236] A.B. Jakšić, M.M. Pejović, G.S. Ristić, ”Isothermal and isochronal annealing experiments on irradiated commercial power VDMOSFETs”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-47, pp. 659-666, 2000.
- [237] A.B. Jakšić, G.S. Ristić, M.M. Pejović, ”New experimental evidence of latent interface-trap buildup in power VDMOSFETs”, *IEEE Trans. Nuclear Sci.*, Vol. NS-47, pp. 580-586, 2000.
- [238] Jakšić, G. Ristić, M. Pejović, ”Rebound effect in power VDMOSFETs due to latent interface’trap generation”, *Electr. Lett.*, Vol. 31, pp. 1198-1199, 1995.
- [239] A.B. Jakšić, M.M. Pejović, G.S. Ristić, ”Properties of latent interface-trap buildup in irradiated metal-oxide-semiconductor transistors determined by switching bias isothermal annealing experiments”, *Appl. Phys. Lett*, Vol. 77, pp. 4220-4222, 2000.
- [240] V. Danchenko, E.G. Stassinopoulis, P.H. Fang, S.S. Brashears, ”Activation energies of thermal annealing of radiation-induced damage in n-and p-channels of CMOS integrated circuits”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-27, pp. 1658-1664, 1980.
- [241] S.M. Aleksić, A. B. Jakšić, M.M. Pejović, ”Repeating of positive and negative high electric stress and corresponding thermal post-stress annealing of the n-channel power VDMOSFETs”, *Solid State Electron.*, Vol. 52, pp. 1197-1201, 2008.
- [242] M.S. Park, I. Na, C.R. Wie, ”A comparison of ionizing radiation and high field stress effects in N-channel power vertical double-diffused metal-oxide-semiconductor field-effect transistors”, *J. Appl. Phys.*, Vol. 97, 014503 (6pp) 2005.

- [243] M.S. Park, C.R. Wie, "Study of radiation effects in x-ray irradiation power VDMOSFET by DCIV technique", *IEEE Tran. Nucl. Sci.*, Vol. NS-48, pp. 2285-2293, 2001.
- [244] A.K. Ward, N. Blower, L. Adams, J. Doutreleau, A. Holmes-Siedle, M. Pignol, J.J. Berneron, M. Mehlen, "The meteosat-p2 radiation effects experiment", *Proc. 40.th Congress of the Inter. Astronautical Federation*, Malaga, Spain, pp. 151-159, 1989.
- [245] L. Adams, E.J. Daly, R. Harboe-Sorensen, A.G. Holms-Siedle, A.K. Ward, R.A. Bull, "Measurements of SEU and total dose in geostationary orbit under normal and flore conditions", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-38, pp. 1686-1692, 1991.
- [246] D.J. Glastone, L.M. Chin, A.G. Holes-Siedle, "MOSFET radiation detectors used as patient radiation dose monitors during radiotherapy", *33rd Ann. Mtg. Am. Assoc. of Pyysics in Medicine*, San Francisko, 1991.
- [247] J.S. Leffler, S.R. Lindgren, A.G. Holmes-Siedle, "Applications of RADFET dosimeters to equipment radiation qualification and monitoring", *Tran. of the American Nucl. Sosiety*, Vol. 60, pp. 535-536, 1989.
- [248] L.S. August, "Desing criteria for high-dose MOS dosimeter for use in space", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-31, pp. 801-803, 1984.
- [249] L.S. August, R.R. Curcle, "Adventages of using a PMOS FET dosimeter in high-dose radiation effects testing", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-31, pp. 1113-1115, 1984.
- [250] Jakšić, G. Ristić, M. Pejović, A. Mohammadzadeh, C. Sudre, W. Lane, "Gamma-ray irradiation and post-irradiation reponse of high dose range RADFETs", *IEEE Tran. Nucl. Sci.*, Vol. NS-49, pp. 1356-1363, 2002.
- [251] G. Ristić, S. Golubović, M. Pejović, PMOS dosimeter with two-layer state oxide appeared at zero and negative bias, *Electr. Lett.*, Vol. 30, pp. 295-296, 1994.
- [252] G. Ristić, S. Golubović, M. Pejović, "P-channel metal-oxide semiconductor dosimeter fading dependencies on gate bias and oxide thickness", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 66, pp. 88-89, 1995.

- [253] G. Ristić, A. Jakšić, M. Pejović, "PMOS dosimetric transistors with two-layer oxide", *Sensors and Actuators* Vol. A63, pp. 123-134, 1997.
- [254] G. Ristić, S. Golubović, M. Pejović, "PMOS transistors for dosimetric application", *Electr. Lett.*, Vol. 29, pp. 1644-1646, 1993.
- [255] Z. Savić, B. Radjenović, M. Pejović, N. Stojadinović, "The contribution of border traps to the threshold voltage shift in PMOS dosimetric transistors", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-42, pp. 1445-1454, 1995.
- [256] G. Ristić, S. Golubović, M. Pejović, "Sensitivity and fading of PMOS dosimeters with thick gate oxide", *Sensors and Actuators*, Vol. A51, pp. 153-158, 1996.
- [257] G.S. Ristić, "Thermal and UV annealing of irradiated PMOS dosimetric transistors", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 42, 135101, (12pp), 2009.
- [258] M.M. Pejović, M.M. Pejović and A.B. Jakšić, "Radiation-sensitive field effect transistors to gamma-ray irradiation", *Nucl. Technol. and Radiat. Protection*, Vol. 26, pp. 25-31, 2011.
- [259] M.M. Pejović, S.M. Pejović, E.Č. Dolićanin, Đ. Lazarević, "Gamma-ray irradiation and post-irradiation at room temperature of PMOS dosimeters with thick gate oxides", *Nucl. Technol. and Radiat. Protection*, Vol. 26, 2011 (accepted to publication).
- [260] M.M. Pejović, M.M. Pejović, A.B. Jakšić, "Contribution of fixed traps to sensitivity of PMOS dosimeters during gamma ray irradiation and annealing at room temperature", *Sensors and Actuators A* (accepted to publication).
- [261] P. Lenhan, J. Campbell, A. Kang, S. Liu, R. Weimer, "Radiation-induced leakage currents: Atomic scale mechanisms", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 48, pp. 2101-2106, 2001.
- [262] R.S. Scott, D.J. Dumin, "The transient nature of excess low-level leakage currents in thin oxide", *J. Electrochem. Soc.*, vol. 142, pp. 586-590, 1995.
- [263] R.S. Scott, D.J. Dumin, "The charging and discharging of highvoltage stress-generated traps in thin silicon oxide", *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. 43, pp. 130-136, 1996.

- [264] M. Beck, B. Tuttle, R. Schrimpf, D. Fleetwood, S. Pantelides, "Atomic displacement effects in single-event gate rupture", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 55, pp. 3025-3031, 2008.
- [265] G. Cellere, L. Larcher, A. Paccagnella, A. Visconti, M. Bonanomi, "RILC in 10 nm SiO<sub>2</sub> layers", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 52, pp. 2144-2152, 2005.
- [266] J. Barak, A. Akkerman, "Straggling and extreme cases in the energy deposition by ions in submicron silicon volume's", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 52, pp. 2175-2181, 2005.
- [267] Akkerman, J. Barak, "Ion-track structure and its effects in small size volumes of silicon", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 49, pp. 3022-3031, 2002.
- [268] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, M.D. Ziegler, SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter), <http://www.srim.org>.
- [269] A. Gasperin, A. Paccagnella, G. Ghidini, A. Sebastiani, "Heavy Ion Irradiation Effects on Capacitors with SiO<sub>2</sub> and ONO as Dielectrics", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 56, pp. 2218-2224, 2009.
- [270] M. Murat, A. Akkerman, J. Barak, "Spatial distribution of electron/hole pairs induced by electrons and protons in SiO<sub>2</sub>", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 51, pp. 3211-3218, 2004.
- [271] T. R. Oldham, "Recombination along the tracks of heavy charged particles in SiO<sub>2</sub> films", J. Appl. Phys., vol. 57, p. 2695, 1985.

## BIOGRAFIJA AUTORA

Edin Dolićanin je rođen 08.12.1981. godine u Prištini. Osnovnu školu i gimnaziju prirodno-matematičkog smera završio je u Prištini. Diplomirao je na Elektronskom fakultetu u Nišu, na odseku za Računarsku tehniku i informatiku, 2009. godine. Doktorske studije na Elektrotehničkom fakultetu u Beogradu upisao je školske 2009/2010. godine na Modulu za nuklearnu, medicinsku i ekološku tehniku i zaključno sa školskom 2011/2012. ispunio je sve obaveze predviđene planom i programom doktorskih studija.

Zaposlen je na Elektrotehničkom fakultetu Univerziteta u Beogradu preko projekta osnovnih istraživanja Ministarstva prosvete, nauke i tehnološkog razvoja ON 171007 - Fizički i funkcionalni efekti interakcije zračenja sa elektrotehničkim i biološkim sistemima, u kategoriji mladih istraživača.

Tokom svog dosadašnjeg naučno – istraživačkog rada Edin Dolićanin je objavio, u svojstvu autora i koautora, 7 radova u časopisima međunarodnog značaja (sa *SCI* liste), 4 rada na međunarodnim konferencijama (od kojih je 3 referisao) i 2 rada na domaćim konferencijama.

U Beogradu,

11.09.2012. godine

Prilog 1.

## Izjava o autorstvu

Potpisani Edin Dolićanin

broj indeksa 2009/5004

### Izjavljujem

da je doktorska disertacija pod naslovom

**Radijaciona otpornost fleš memorija izrađenih u duboko-submikronskoj tehnologiji**

- 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, 11.09.2012. godine

---

Prilog 2.

## Izjava o istovetnosti štampane i elektronske verzije doktorskog rada

Ime i prezime autora Edin Dolićanin

Broj indeksa 2009/5004

Studijski program Elektrotehnika i računarstvo, Modul za nuklearnu,  
medicinsku i ekološku tehniku

Naslov rada **Radijaciona otpornost fleš memorija izrađenih u duboko-  
submikronskoj tehnologiji**

Mentor dr Predrag Osmokrović, redovni profesor Elektrotehničkog fakulteta  
Univerziteta u Beogradu

Potpisani/a Edin Dolićanin

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, 11.09.2012. godine

### 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 fleš memorija izrađenih u duboko-submikronskoj tehnologiji**

---

koja je moje autorsko delo.

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

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

1. Autorstvo

2. Autorstvo - nekomercijalno

3. Autorstvo – nekomercijalno – bez prerade

4. Autorstvo – nekomercijalno – deliti pod istim uslovima

5. Autorstvo – bez prerade

6. Autorstvo – deliti pod istim uslovima

**Potpis doktoranda**

U Beogradu, 11.09.2012. godine