

UNIVERZITET U BEOGRADU  
ELEKTROTEHNIČKI FAKULTETA

Srboljub J. Stanković

EKSPERIMENTALNA KARAKTERIZACIJA  
I MONTE KARLO SIMULACIJA  
DOZIMETRIJSKIH PARAMETARA  
MOSFET STRUKTURE U POLJIMA  
JONIZUJUĆIH ZRAČENJA

doktorska disertacija

Beograd, 2016.

UNIVERSITY OF BELGRADE  
SCHOOL OF ELECTRICAL ENGINEERING

Srboljub J. Stanković

EXPERIMENTAL CHARACTERIZATION  
AND MONTE CARLO SIMULATION OF  
THE DOSIMETRIC PARAMETERS OF  
THE MOSFET STRUCTURE IN THE  
FIELDS OF IONIZING RADIATION

Doctoral dissertation

Belgrade, 2016

**Članovi Komisije za pregled i ocenu:**

dr Predrag Marinković, **mentor**

redovni profesor

Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet

dr Milan Tadić, **mentor**

redovni profesor

Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet

dr Branko Matović

naučni savetnik

Institut za nuklearne nauke Vinča

dr Vujo Drndarević

redovni profesor

Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet

dr Miloš Vujisić

docent

Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet

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

## ZAHVALNICA

Ova disertacija je proizašla iz višegodišnjih istraživanja u oblasti eksperimentalne karakterizacije poluprovodničkih detektora i dozimetara u poljima jonizujućeg zračenja, kao i u rešavanju istraživačkih problema transporta čestica kroz MOSFET strukture, korišćenjem numeričkih tehnika Monte Karlo.

Zahvaljujem se mentorima prof. dr Predragu Marinkoviću i prof. dr Milanu Tadiću koji su mi pružili stručnu i moralnu podršku tokom izrade ovog rada.

Veliku zahvalnost upućujem dr Radovanu Iliću koji me je od 1995. godine uključio u istraživanja zasnovana na primeni numeričkih tehnika Monte Karlo u dozimetriji i zaštiti od jonizujućeg zračenja, kao i u rešavanju problema nuklearne tehnike.

Veliku pomoć u vezi realizacije eksperimentalnog dela ovog rada su mi pružili mr Aleksandar Jakšić i mr Gordan Nišević.

Zahvaljujem se Institutu za nuklearne nauke "VINČA" u kojem sam realizovao veliki deo ove doktorske disertacije.

# EKSPERIMENTALNA KARAKTERIZACIJA I MONTE KARLO SIMULACIJA DOZIMETRIJSKIH PARAMETARA MOSFET STRUKTURE U POLJIMA JONIZUJUĆEG ZRAČENJA

## Rezime

Rezultati naučnih istraživanja pokazuju da jonizujuće zračenje može dovesti do funkcionalnog ili trajnog oštećenja poluprovodničkih naprava različitog tipa u ekstremnim radnim uslovima (u okruženju nuklearnog reaktora, akceleratorске instalacije, nuklearne eksplozije ili prilikom testiranja naprava za eksploataciju u kosmosu).

Cilj ovog rada je primena specifične metodologije kojom se preciznije prati uticaj jonizujućeg zračenja na karakteristike MOSFET komponente. Specifičnost metodologije se ogleda u tome da pored toga što se određuje zavisnost promene napona praga od eksperimentalno određene apsorbovane doze u MOSFET-u koji se nalazi u polju jonizujućeg zračenja, uvode se i Monte Karlo proračuni veličina od kojih zavise dozimetrijski parametri MOSFET strukture i sagledava se njihova veza sa rezultatima eksperimenta.

Jedan od predmeta istraživanja u disertaciji obuhvata eksperimentalni rad na proučavanju izabranih parametara MOSFET komponente kojima se može sprovoditi dozimetrija u poljima jonizujućih zračenja. Eksperimenti su obuhvatili određivanje zavisnosti napona praga  $V_T$  i promene napona praga  $\Delta V_T$  od ukupne apsorbovane doze zračenja za slučajeve različitih poluprovodničkih, strukturnih i konstrukcionih karakteristika izabranih komercijalnih MOSFET komponenti, što se postiže promenama u debljini oksida gejtа, u dopiranosti poluprovodničke osnove, u različitoj vrsti poluprovodničkog materijala, u prisustvu slojeva za pasivizaciju, u dužini i širini kanala između sorsa i drejna, u naponu napajanja gejtа u toku zračenja. Eksperimentalna istraživanja su sprovedena sa PMOS tranzistorima u polju sa gama, X ili elektronskim zračenjem, pri čemu su korišćene različite energije

zračenja, jačine doza zračenja, tako da su komponente bile izložene različitim ukupnim dozama zračenja.

U radu je prikazana i primena numeričkih simulacija na osnovu metoda Monte Karlo pri transportu fotona i elektrona kao čestica jonizujućeg zračenja kroz geometrijsku konfiguraciju MOSFET strukture. Na kraju ovog proračuna jedan od rezultata su vrednosti deponovane energije u zapremini svake materijalne zone strukture MOSFET komponente. Odatle sledi da se polazeći od proračunatih vrednosti deponovane energije, uz korišćenje fundamentalne definicije u dozimetriji zračenja, određuju vrednosti apsorbovane doze u oksidu gejta ( $\text{SiO}_2$ ) i supstratu (Si) kao veličine koje su preko odgovarajućih relacija povezane sa dozimetrijskim parametrima MOSFET komponente.

Sprovedeno je i istraživanje mogućnosti da se utvrdi relacija između eksperimentalno određenog dozimetrijskog parametra, kao što je promena napona praga MOSFET komponente i vrednosti apsorbovane doze u dozimetrijski osetljivoj zapremini oksida gejta, koje su dobijene kao rezultati numeričkih simulacija za transport fotona i elektrona jonizujućeg zračenja kroz MOSFET strukturu.

U postupku dizajniranja MOSFET komponente važnu ulogu igra odluka o izboru materijala za oklapanje strukture. Ovaj inženjerski problem je ovde takođe bio predmet posebnog istraživanja u kojem se sprovede numerički proračuni na bazi Monte Karlo simulacija za MOSFET strukture sa i bez materijalne zone kojom se vrši oklapanje i na taj način se definiše faktor fizičke zaštite elektronske komponente.

**Ključne reči:** Poluprovodnički dozimetar, MOS tranzistor, Monte Karlo simulacija, jonizujuće zračenje

**Naučna oblast:** Elektrotehnika

**Uža naučna oblast:** Nuklearna tehnika i fizička elektronika

**UDK broj:**

# EXPERIMENTAL CHARACTERIZATION AND MONTE CARLO SIMULATION OF THE DOSIMETRIC PARAMETERS OF THE MOSFET STRUCTURE IN THE FIELDS OF IONIZING RADIATION

## Summary

The results of scientific research show that ionizing radiation can lead to functional or permanent damage of semiconductive devices of various types in extreme operating conditions (in the environment of a nuclear reactor, accelerator installation, nuclear explosion, or when testing the devices for exploitation in the cosmos).

The aim of this study is to establish a specific methodology for more accurate monitoring of the impact of ionizing radiation on the characteristics of the MOSFET component. The specificity of this methodology is reflected in the fact that besides the determination of the dependence of the change in the threshold voltage of the experimentally determined absorbed dose in the MOSFET, which is located in the field of ionizing radiation, there is also the introduction of the Monte Carlo size calculations which the dosimetric parameters of MOSFET structure depend on and the examination of their connection with the results of the experiment. One of the objects of research in the thesis includes experimental work on studying the selected parameters of the MOSFET component in the fields of ionizing radiation. The experiments included the determination of the dependence of the threshold voltage  $V_T$  and the changes in the threshold voltage  $\Delta V_T$  on the total absorbed dose of radiation for various semiconductor, structural and constructional characteristics, of selected MOSFET components which is achieved by changing the thickness of the gate oxide, the level of doping the semiconductor base, by using a different type of semiconductor material, the presence of passivation layers, the length and width of the channel between the source and the drain, the voltage of the power supply for the gate during the radiation. Experimental studies have been conducted with PMOS transistors in the field with gamma, X or electron

radiation, with different radiation energy and the strength of the radiation dose used, so that the components were exposed to different total doses of radiation.

This paper also presents the application of numerical simulations based on the Monte Carlo method in transporting the photons and electrons as particles of ionizing radiation through the geometric configuration of the MOSFET structure. One of the results of this calculation are the values of deposited energy in the volume of each material zone of the structure of the MOSFET component. It follows that, starting from the calculated values of deposited energy, with the use of fundamental definition in the dosimetry of radiation, the values of the absorbed dose in the gate oxide ( $\text{SiO}_2$ ) and the substrate (Si) can be determined as the sizes which are through appropriate relations connected with the dosimetric parameters of the MOSFET component.

What was also conducted was the exploration of the possibilities to establish a relation between the experimentally determined dosimetric parameter, such as the change in threshold voltage of the MOSFET component and the values of the absorbed dose in the sensitive dosimetric volume of the gate oxide, obtained as the results of numerical simulations for the transportation of photons and electrons of the ionizing radiation through the MOSFET structure. In the process of designing a MOSFET component the choice of materials for structural shielding performs an important role. This engineering problem was also the subject of a separate study in which numerical calculations are carried out based on Monte Carlo simulations for MOSFET structures with and without a material zone used for shielding, thus defining the factor of the physical protection of the electronic component.

**Keywords:** Semiconductive dosimeter, MOS transistor, Monte Carlo simulation, ionizing radiation

**Scientific field:** Electrical Engineering

**Special topic:** Nuclear Engineering and Physic Electronics

**UDC No:**



# **Eksperimentalna karakterizacija i Monte Karlo simulacija dozimetrijskih parametara MOSFET strukture u poljima jonizujućih zračenja**

## **Sadržaj**

- 1. Uvod 1**
  
- 2. Efekti interakcije jonizujućeg zračenja sa MOS tranzistorom 5**
  - 2.1 Efekti jonizacije u oksidu i poluprovodniku 5
  - 2.2 Zahvaćeno naelektrisanje u silicijum-dioksidu 9
  - 2.3 Zahvaćeno naelektrisanje na međupovršni SiO<sub>2</sub>-Si 11
  - 2.4 Uticaj zračenja na električne karakteristike MOS tranzistora 15
    - 2.4.1 Promena napona praga 16
    - 2.4.2 Uticaj na promenu pokretljivosti nosilaca naelektrisanja 17
  
- 3. Eksperimenti 18**
  - 3.1 Eksperimentalni uslovi za ozračivanje MOSFET komponenti 18
    - 3.1.1 Radijaciono polje gama zračenja Co-60 18
    - 3.1.2 Radijaciona polja visokoenergetskog X i elektronskog zračenja linearnog akceleratora 20
  - 3.2 Merni sistemi za „statički“ i „dinamički“ on-line režim merenja promene napona praga MOSFET komponenti u poljima jonizujućeg zračenja 29
  - 3.3 Osnovne karakteristike MOSFET komponenti pre ozračivanja 31
  
- 4. Eksperimentalni rezultati i diskusija 35**
  - 4.1 Zavisnost promene napona praga MOS tranzistora od apsorbovane doze zračenja za različite energije gama, X i elektronskog zračenja 35
  - 4.2 Energetska zavisnost normalizovanog odziva MOS tranzistora u poljima jonizujućih zračenja 39

4.3 Poređenje sistema merenja MESY2002 i MESY2014 u polju jonizujućeg zračenja **47**

## **5. Numerički eksperimenti i diskusija 50**

5.1 Osnovni elementi Monte Karlo simulacija transporta fotona i elektrona kao čestica jonizujućeg zračenja **50**

5.1.1 Procesi interakcije fotona gama i X zračenja sa materijalom **51**

5.1.2 Totalni preseki za procese interakcija fotona sa materijalom **54**

5.1.3 Totalni preseki za procese interakcija elektrona sa materijalom **59**

5.1.4 Programski paket FOTELP **65**

5.2 Proračun deponovane energije u detektorima zračenja primenom metode Monte Karlo za simulaciju transporta čestica **67**

5.3 Monte Karlo proračun Faktora Fizičke Zaštite za MOSFET komponentu **74**

5.3.1 Definicija Faktora Fizičke Zaštite za osnovni model MOSFET strukture u polju fotonskog i elektronskog zračenja **74**

5.3.2 Faktor Fizičke Zaštite za ESAPMOS tranzistor u polju fotonskog zračenja **82**

5.3.3 Faktor Fizičke Zaštite za kovar u ESAPMOS tranzistoru u polju elektronskog zračenja **86**

5.4 Relacija između proračunate vrednosti apsorbovane doze po incidentnoj čestici i eksperimentalne zavisnosti promene napona praga od doze **90**

**6. Zaključak 93**

**7. Literatura 96**

**Prilozi 102**

**Biografija autora 112**

## 1. Uvod

Rezultati naučnih istraživanja pokazuju da jonizujuće zračenje može dovesti do funkcionalnog ili trajnog oštećenja poluprovodničkih naprava različitog tipa u ekstremnim radnim uslovima (u okruženju nuklearnog reaktora, akceleratorne instalacije, nuklearne eksplozije ili prilikom testiranja naprava za eksploataciju u kosmosu). U zadnjih nekoliko decenija, poboljšanje karakteristika elektronskih komponenti tipa MOSFET (engl. Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) su omogućili ubrzani napredak u tehnologiji izrade integrisanih kola. Pri tome, prilikom proširenja oblasti u kojima se koriste, postavljaju se zahtevi za sve većim stepenom minijaturizacije MOSFET komponenti. Na taj način se uspostavio specifičan trend u istraživanju i razvoju novih tipova MOSFET-a, koji u sebi ima odrednicu da se razmatranja fizičkih pojava i tehničkih rešenja unapređuju na nivou mikroelektronike, ali i da se ostvaruje postepeni napredak prema nanoelektronici.

Cilj ovog rada je primena specifične metodologije kojom se preciznije prati uticaj jonizujućeg zračenja na karakteristike MOSFET komponente. Specifičnost metodologije se ogleda u tome da pored toga što se određuje zavisnost promene napona praga od eksperimentalno određene apsorbovane doze u MOSFET-u koji se nalazi u polju jonizujućeg zračenja, uvode se i Monte Karlo proračuni veličina od kojih zavise dozimetrijski parametri MOSFET strukture i sagledava se njihova veza sa rezultatima eksperimenta. Pažljivom analizom neželjenih efekata uticaja zračenja mogu da se sagledaju racionalne metode koji bi te efekte sveli na minimum ili ih eliminisali.

Značaj istraživanja se pre svega ogleda u unapređenju metoda kojim se ostvaruje eksperimentalna karakterizacija u poljima zračenja s obzirom da se koristi on-line merna tehnika određivanja zavisnosti napona praga od promene apsorbovane doze zračenja u dinamičkom režimu rada digitalnog mernog

sistema. To znači da se kontinualno sprovodi registrovanje vrednosti električne veličine kojom se prati odziv MOSFET-a u tačno zadatim vremenskim intervalima dok traje ozračivanje komponente, što ranije nije bio slučaj u statičkom režimu merenja promene napona praga. Takođe, od velikog značaja je osmišljavanje svakog novog načina primene savremenih numeričkih tehnika simulacija baziranih na Monte Karlo metodi u određivanju dozimetrijskih parametara MOSFET strukture čime bi moglo da se dođe do rezultata i zaključaka u vezi ponašanja ovog tipa poluprovodničke komponente u polju jonizujućeg zračenja i u specijalnim slučajevima, kada nije moguć kvalitetan eksperimentalan pristup, ili kada iz praktičnih inženjerskih razloga nije opravdano sprovoditi eksperiment. Oba pristupa, i eksperimentalni i numerički su komplementarni i demonstriraju metodologiju koja je od praktičnog značaja za primenu u tehnologiji izrade integrisanih kola sa MOSFET komponentama.

Pre nego što se krene u sprovođenje eksperimentalne karakterizacije MOSFET komponente u polju jonizujućeg zračenja, treba imati u vidu sledeće važnije fizičke procese koji se dešavaju u oksidu gejta: generisanje parova elektron-šupljina na putanji sekundarnih elektrona koji su nastali pri interakciji čestica jonizujućeg zračenja i materijala, vremenski zavisnu rekombinaciju parova elektron-šupljina, transport slobodnih nosilaca u oksidu, zahvat naelektrisanja i pojavu rekombinacionih centara, pri čemu se formira dodatno električno polje, kao i stvaranje naelektrisanja na međupovršni Si-SiO<sub>2</sub>. Međutim, u našem slučaju, sasvim je dovoljna praktična podela na dva tipa naelektrisanja koja dominantno utiču na strujno-naponsku karakteristiku MOSFET-a: naelektrisanja u oksidu gejta (čime su obuhvaćeni pokretni joni, naelektrisanja na centrima zahvata i fiksno naelektrisanje) i naelektrisanja na površinskim stanjima. Pri tome, važno je istaknuti da pod dejstvom zračenja svaka promena naelektrisanja u oksidu i naelektrisanja na površinskim stanjima utiče na električne karakteristike MOSFET-a tako što se može promeniti napon praga  $V_T$  i pokretljivost nosilaca naelektrisanja u kanalu. To znači da bi bilo svrsishodno pratiti promenu napona praga  $\Delta V_T$  u zavisnosti od izmena u karakteristikama

polja zračenja u kojem se MOSFET postavlja, pre svega od promene apsorbovane doze zračenja u oksidu gejta kao jednoj od važnih dozimetrijski osetljivih zapremina u strukturi MOSFET-a.

Osnovne hipoteze za istraživački rad su bile: 1. da je moguće uspostaviti zavisnost između promene napona praga MOSFET komponente, kao identifikovanog dozimetrijskog parametra, i apsorbovane doze zračenja u polju jonizujućeg zračenja; 2. da je korišćenjem metoda Monte Karlo za numeričke simulacije transporta fotona i elektrona jonizujućeg zračenja moguće odrediti vrednost apsorbovane doze u dozimetrijski osetljivoj zapremini strukture MOSFET-a.

U toku sprovedenog istraživanja korišćena su dva metoda za proračun apsorbovane doze u materijalu oksida gejta. Jedan je matematički deterministički metod i sprovodi se u toku eksperimenta. Prema ovom metodu sprovodi se proračun tako što se koriste izmerene vrednosti dozimetrijske veličine kerme u vazduhu ( $K_{air}$ ) ili apsorbovane doze u vazduhu na mestu gde će kasnije biti postavljen MOSFET i primenom matematičke relacije koja prati zakonitosti radijacione fizike, sa odgovarajućima faktorima konverzije dolazi se do vrednosti za apsorbovanu dozu  $D(SiO_2)_{exp}$ . Drugi metod obuhvata primenu numeričkih simulacija transporta čestica jonizujućeg zračenja kroz materijalnu sredinu na bazi metoda Monte Karlo, pri čemu se kao rezultat dobijaju vrednosti deponovane energije u zapremini svake materijalne zone u strukturi MOSFET-a, a potom se proračunava i apsorbovana doza u oksidu gejta  $D(SiO_2)_{MC}$ .

Ova doktorska disertacija tretira naučno-istraživačku problematiku koja se nalazi dominantno u oblastima nuklearne tehnike i fizičke elektronike. Sadržaj disertacije obuhvata šest poglavlja, literaturu i priloge. Posle uvoda, u drugom poglavlju se razmatraju efekti interakcije jonizujućeg zračenja sa MOS tranzistorom. U trećem poglavlju su opisani eksperimentalni uslovi za ozračivanje MOSFET komponenti, merni sistemi za „statički“ i „dinamički“ on-line režim merenja promene napona praga MOSFET u poljima jonizujućeg

zračenja i osnovne karakteristike MOSFET komponenti pre ozračivanja. Četvrto poglavlje je posvećeno prezentaciji rezultata merenja koja se odnose na eksperimentalnu karakterizaciju dozimetrijskih parametara MOSFET komponenti, sa pratećom diskusijom. U petom poglavlju je dat pregled rezultata primene metode Monte Karlo za proračun deponovane energije u materijalnim zonama MOS tranzistora i drugih detektora zračenja prilikom transporta čestica jonizujućeg zračenja. Jedan od istraživačkih fokusa u disertaciji je demonstracija metodologije koja je zasnovana na Monte Karlo proračunima za određivanje vrednosti faktora fizičke zaštite MOSFET tranzistora. U okviru petog poglavlja prikazan je jedan način kako može da se uspostavi relacija između proračunate vrednosti apsorbirane doze po incidentnoj čestici u oksidu gejt sa eksperimentalno određenim vrednostima promene napona praga i ukupne apsorbirane doze zračenja. U šestom poglavlju je dat zaključak sa osvrtom na doprinose u disertaciji zajedno sa razmatranjem mogućih pravaca daljih istraživanja u budućem periodu.

## 2. Efekti interakcije jonizujućeg zračenja sa MOS tranzistorom

Oštećenja poluprovodnika i dielektrika izazvana uticajem jonizujućeg zračenja prvenstveno nastaju kao posledica pobuđivanja elektrona kristalne rešetke na prelazak iz valentne u provodnu zonu. Kao posledica jonizacije nastaje par elektron-šupljina izazivajući povećanje provodnosti materijala. Elektroni su lako pokretne čestice, dok su šupljine mnogo inertnije, pa mogu da postanu zahvaćene kao fiksno pozitivno naelektrisanje. Energija potrebna za generisanje para elektron-šupljina u silicijum dioksidu ( $\text{SiO}_2$ ) je 18 eV, za razliku od 3,6 eV koliko je potrebno za generisanja para u Si [1].

MOS (skraćenica od metal-oxide-semiconductor) tranzistor kao složena višeslojna struktura vrlo je osetljiv na različite spoljne uticaje kao što su: jonizujuće zračenje, električno polje, magnetno polja, promene temperature okruženja, relativna vlažnost sredine itd. Silicijum dioksid je najosetljiviji sloj jer se u njemu formiraju određeni defekti koji izazivaju promene električnih parametara tranzistora i zbog toga je veoma važno posvetiti posebnu pažnju uticaja jonizujućih zračenja na oksid. Svi radijacioni defekti koji se formiraju u oksidu mogu se svrstati u dve grupe: 1. pozitivno zahvaćeno naelektrisanje, 2. naelektrisanje na površinskim stanjima u zavisnosti gde se oni nalaze [2].

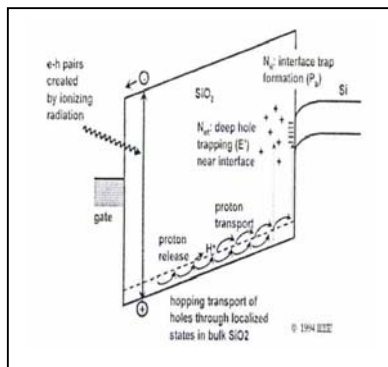
### 2.1 Efekti jonizacije u oksidu i poluprovodniku

Prilikom prolaska fotona ili naelektrisanih čestica kroz oblasti elektroda (kontakti na tranzistorima, najčešće od aluminijuma ili polikristalnog silicijuma) ili supstrata poluprovodnika dolazi do brze rekombinacije nastalih parova elektron-šupljina budući da je električna provodnost ovih materijala veoma velika. Međutim zbog velike razlike pokretljivosti između elektrona i šupljina u oksidu veliki deo zahvaćenih elektrona i šupljina se ne rekombinuje, već bivaju zahvaćeni u oksidu i razdvojeni usled prisustva električnog polja [3].

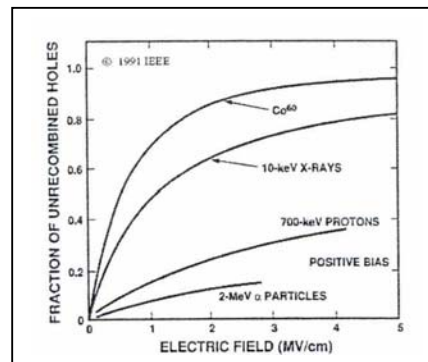
Fizički procesi koji dovode do manifestacije radijacionih efekata u oksidu su prema [4]:

1. generisanje parova elektron-šupljina na putanji sekundarnih elektrona nastalih kao posledica interakcija između fotona i materijala;
2. brza rekombinacija većine parova elektron-šupljina;
3. transport slobodnih nosilaca naelektrisanja u oksidu;
4. zahvat naelektrisanja, odnosno formiranje pozitivnih prostornih naelektrisanja uz pojavu rekombinacionih centara i električnog polja;
5. formiranje naelektrisanja na spojevima Si-SiO<sub>2</sub> posredstvom reakcija jona vodonika.

Pomenuti procesi su prikazani na slikama 2.1 i 2.1 .



Slika 2.1. Osnovni fizički mehanizmi interakcije jonizujućeg zračenja sa materijalom [4].



Slika 2.2. Frakcioni prinos šupljina nastalih u oksidu SiO<sub>2</sub> u funkciji električnog polja i vrste zračenja [4].

Prilikom generisanja para elektron-šupljina deo kinetičke energije upadne čestice se gubi usled stvaranja para. Srednja energija potrebna za jonizaciju materijala  $E_p$  zavisna je od veličine energetskeg procepa ozračenog materijala. Broj generisanih parova elektron-šupljina za određenu absorbovanu dozu zračenja direktno zavisi od energije  $E_p$  i specifične gustine materijala.



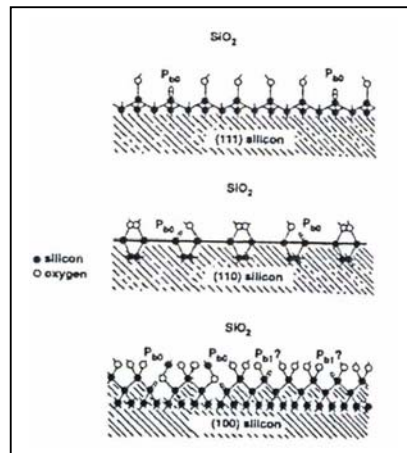
Nakon nastanka većina parova elektron-šupljina se rekombinuje. Deo parova koji izbegne inicijalne procese rekombinacije predstavlja u odnosu na ukupan broj parova elektron-šupljina frakcioni prinos naelektrisanja  $f_y$  (engl.: fractional charge yield). Takođe, rekombinacija parova elektron-šupljina zavisi i od električnog polja u materijalu. Frakcioni prinos parova elektron-šupljina u oksidu raste sa povećanjem jačine električnog polja budući da elektroni zbog vrlo velike pokretljivosti brzo napuštaju dielektrik. U oksidu dolazi do transporta preostalih šupljina ka spoju sa poluprovodnikom ili formiranje dubokih zahvata u samom oksidu [4].

Zahvaćena naelektrisanja (engl.: trapped charges) predstavljaju defekte u oksidu ispunjene elektronima ili šupljinama. U silicijum dioksidu je energija energetskog procepa 9 eV tako da je energija zahvaćenih šupljina iznad valentne zone. Postojeći zahvati šupljina u oksidu i zahvati nastali tokom ozračivanja mogu da se pomeraju ka poluprovodniku ako postoji električno polje. U blizini spoja Si-SiO<sub>2</sub> dolazi do anihilacije zahvaćenih šupljina u oksidu izazvane tunelovanjem elektrona iz poluprovodnika. Rezultat ovih procesa je formiranje sloja pozitivnih naelektrisanja u oksidu u blizini spoja, kao što je prikazano na slici 2.1 .

Dva mehanizma dominiraju prilikom zahvata naelektrisanja, formiranje  $E'$  centra i  $P_b$  centra [4]. Centri  $E'$  su zahvati naelektrisanja u dubini oksida (engl.: oxide trapped charge), kao i na spoju sa strane oksida (na rastojanju koje varira između 5-500 nm od spoja sa Si), i uobičajeno je da se označavaju sa  $Q_{ot}$  . Postoje dve vrste  $E'$  centara i to su  $E_{\delta}'$  i  $E_{\gamma}'$  centri.  $E_{\delta}'$  predstavljaju vakancije koje utiču na formiranje plitkih centara zahvata naelektrisanja u oksidu. Većina tih  $E_{\delta}'$  naelektrisanja ima energiju u oblasti energetskog procepa SiO<sub>2</sub> do vrednosti 1eV od valentne zone.  $E_{\gamma}'$  su znatno dublji centri zahvata koji obuhvataju energetske nivoe veće od 3 eV iznad valentne zone SiO<sub>2</sub> . Iako  $E_{\gamma}'$  centri mogu da se nalaze svugde u oksidu većina je locirana u blizini spoja Si-SiO<sub>2</sub> . Obe vrste  $E'$  centara mogu da razmenjuju naelektrisanja sa bliskim slojem silicijuma.  $E'$  centri koji vrše zahvat naelektrisanja ili emituju nosioce ka

silicijumu nalaze se na rastojanju 0,2 do 3 nm od spoja, u oblasti oksida i imaju naziv granični zahvati (engl.: border traps) [4]. Transport nosilaca ka poluprovodniku se dešava tunelskim efektom u procesima sa vremenskim konstantama koje mogu da budu od 0,01 do 1 s. Njihove karakteristike su slične karakteristikama  $P_b$  centara. Iako su  $E_V'$  centri na rastojanjima od spoja većim od 0,3 nm, oni mogu da zahvate i emituju nosioce sa niskom verovatnoćom ispoljavanja ovih procesa. Iz navedene analize  $E_V'$  centri se posmatraju kao fiksna pozitivna naelektrisanja zahvaćena u oksidu. Uklanjanje ovih naelektrisanja zahteva izlaganje oksida visokoj temperaturi, ili izlaganju jakom električnom polju tokom dužih vremenskih perioda [4].

$P_b$  centri se zovu i spojni zahvati ili zahvati na međupovršini (engl.: interface traps) i označavaju se kao  $Q_{it}$ . Spojni zahvati se nalaze na spoju ili međupovršini silicijuma i silicijum dioksida (Si-SiO<sub>2</sub>) [4]. Dok su zahvati naelektrisanja u oksidu stabilni i uvek pozitivni spojni zahvati su nestabilni i mogu da budu pozitivno ili negativno naelektrisani. Kako se spojni zahvate nalaze na samom spoju poluprovodnika i oksida ne postoji barijera koja bi ometala zahvat i oslobađanje naelektrisanja u poluprovodniku. Zbog toga spojni zahvati mogu da imaju značajan uticaj na pokretljivost nosilaca i nivo rekombinacije na površini silicijuma. Spojni zahvati se dele na  $P_{b0}$  i  $P_{b1}$  centre [4], [5]. Šematski prikaz  $P_{b0}$  i  $P_{b1}$  defekata je dat na slici 2.3.



Slika 2.3. Prikaz  $P_{b0}$  i  $P_{b1}$  centara na spoju oksida sa silicijumom [4].

## 2.2 Zahvaćeno naelektrisanje u silicijum dioksidu

Posle završetka transporta šupljina nastalih pod uticajem jonizujućeg zračenja dolazi do njihovog zahvata u blizini spoja Si-SiO<sub>2</sub> ili na spoju SiO<sub>2</sub>-elektroda. Drugi mehanizmi zahvata naelektrisanja pod uticajem zračenja poput zahvata elektrona u SiO<sub>2</sub> su znatno manje prisutni. Broj zahvaćenih naelektrisanja je direktno proporcionalan broju defekata u SiO<sub>2</sub>. Kada šupljina stigne do granične oblasti, od vrednosti srednje koncentracije zahvata  $N_{tp}$  i poprečnog preseka zahvata šupljine  $\sigma_{tp}$  zavisi da li će doći do zahvata. Prinos zahvaćenih šupljina  $f_y$  može se predstaviti relacijom prema [6]:

$$f_y = N_{tp} \cdot \sigma_{tp} \cdot \Delta X, \quad (2.1)$$

gde je  $\Delta X$  širina distribucije zahvata.

U zavisnosti od kvaliteta oksida tipične vrednosti koncentracije zahvata su  $N_{tp} = 10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  i nezavisne su od jačine električnog polja, dok je tipična vrednost poprečnog preseka zahvata  $10^{-14}$  do  $10^{-13} \text{ cm}^2$ . Prinos zahvaćenih šupljina u oksidu raste sa povećanjem jačine električnog polja. U zavisnosti od kvaliteta oksida procenat zahvaćenih šupljina može da varira u velikim granicama, između 1% i 100% [6]. Nezahvaćene šupljine koje stignu do spoja Si-SiO<sub>2</sub> u slučaju pozitivnog naponu gejta kod MOS tranzistora rekombinovaće se sa elektronima u silicijumu. Takođe, elektroni iz poluprovodnika mogu tunelskim efektom da pređu u oksid i da se rekombinuju sa zahvaćenim šupljinama. Pored tunelskog efekta, sa elektronima iz poluprovodnika (Si) još dve pojave utiču na rekombinaciju zahvaćenih šupljina u oksidu. U zavisnosti od koncentracije zahvaćenih šupljina i poprečnog preseka za zahvat elektrona od strane šupljine može doći do rekombinacije zahvaćenih šupljina i elektrona. Ovaj mehanizam dobija značaj sa povećanjem apsorbovane doze jonizujućeg zračenja vršeći dominantan uticaj na zasićenje zahvata pozitivnih naelektrisanja u oksidu. Drugi mehanizam koji utiče na smanjenje zahvaćenih šupljina u osidu

predstavlja prelazak elektrona sa dovoljnom termičkom energijom iz valentne zone oksida u oblast energetskog procepa izazivajući rekombinaciju zahvaćenih šupljina (engl.: thermal annealing) [6].

Verovatnoća rekombinacije šupljine u oksidu tunelskim efektom opada eksponencijalno sa povećanjem rastojanja od spoja Si-SiO<sub>2</sub>. Zbog toga broj neutralizovanih šupljina i nivo rekombinacije jako zavise od prostorne raspodele zahvata u oksidu, koja je dominantno određena tehnološkim postupkom izrade poluprovodničkih komponenata. Ukoliko je distribucija zahvata uniformna, količina zahvaćenih šupljina opada proporcionalno rastojanju  $X$ . Međutim, u integrisanim kolima je teško ostvariti pomenutu logaritamsku zavisnost s obzirom da raspodela zahvaćenih naelektrisanja nije uniformna, pa koncentracija naelektrisanja drastično opada sa povećanjem rastojanja od spoja. Rekombinacija tunel efektom postaje izraženija sa povećanjem jačine električnog polja budući da je u ovom slučaju potencijalna barijera koju elektroni treba da pređu niža. Termička rekombinacija zahvaćenih naelektrisanja ima jaku zavisnost od temperature, a ne zavisi od prostorne raspodele zahvata. Kod rekombinacije tunelskim efektom važna je prostorna raspodela zahvata u oksidu dok je kod termički izazvane rekombinacije primaran značaj distribucije energija zahvata naelektrisanja čije vrednosti treba da budu bliske energiji valentne zone.

Istraživanje rekombinacije zahvaćenih šupljina nakon prestanka ozračivanja dovelo je do formulisanja modela atomske strukture zahvata u oksidu. Eksperiment je bio tako osmišljen da je radijaciono otporan oksid (čist oksid formiran procesom suve oksidacije sa minimalnom kontaminacijom) izlagan impulsima jonizujućeg zračenja, a potom je ispitivan oporavak oksida nakon naizmene primene pozitivnih i negativnih napona na gejtju MOS tranzistora [3]. Pri negativnoj polarizaciji, uočeno je da se jedan deo neutralizovanih pozitivnih naelektrisanja ponovo pojavljivao, ali je postojao i drugi deo pozitivnih naelektrisanja koji je stvarno bio uklonjen (engl.: true annealing). Ranije je smatrano da do rekombinacije zahvaćenih naelektrisanja

dolazi tunelskim efektom za elektrone iz oksida ka pozitivno naelektrisanom silicijumu, neutralizovanjem atoma i formiranjem veze Si-Si. Diskusija u vezi modela rekombinacije nije dovela do rezultata koji bi značio utvrđivanje teorijskih osnova koji bi u potpunosti mogli da se potvrde eksperimentima ili praktičnim tehničkim rešenjima. Primera radi, u jednom istraživačkom poduhvatu postavljene su teorijske osnove za model u kojem elektron preko tunel efekta dospeva do električno neutralnog silicijuma, formirajući dipolnu strukturu u kojoj dodatni elektron može ponovo da prodre tunel efektom u oksid ili u dubinu supstrata, zavisno od polarizacije (Lelis, [7], [8]).

### 2.3 Zahvaćeno naelektrisanje na međupovršni SiO<sub>2</sub>-Si

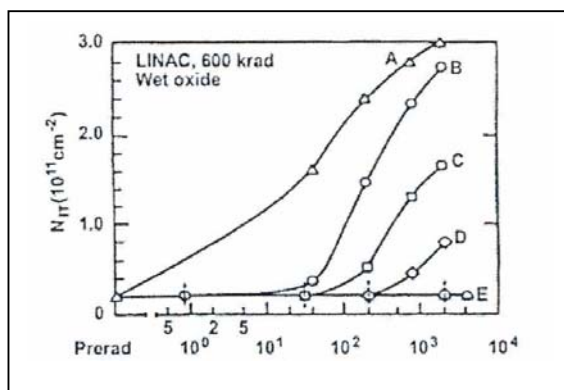
Modeli razvijeni sa ciljem da opišu nastavak zahvata na međupovršni Si-SiO<sub>2</sub> (u literaturi se ravnopravno koristi i pojam spojnih zahvata) usled dejstva jonizujućih zračenja u osnovi su zasnovani na tri fizička mehanizma [9] : 1. direktno stvaranje spojnih zahvata prilikom ozračivanja, 2. nastanak spojnih zahvata usled zahvata šupljina u blizini međupovršine, 3. stvaranje spojnih zahvata usled sekundarnih mehanizama. Između različitih modela postoje sličnosti oko kojih je postignuta saglasnost. U velikom broju slučajeva, pokazalo se da se primenom poznatih modela može uočiti da se osnovni uzrok za stvaranje spojnih stanja može otkriti u razmatranju veza između atoma silicijuma i atoma vodonika.

Direktno stvaranje zahvata pozitivnih naelektrisanja prilikom ozračivanja je osporeno interesantnim eksperimentima u kojima je tanak metalni gejt različitih MOS struktura u vakuumu izlagan UV zračenju koje ima nisku prodornost. UV zračenje je apsorbavano u prvim slojevima oksida bez dolaska zračenja do spoja Si-SiO<sub>2</sub>. Kada je pozitivni napon doveden na gejt, uočen je nastanak zahvata na spoju, slično kao u slučaju kada se sprovodilo izlaganje prodornom gama zračenju. Pomenuti eksperimenti ne samo da su

potvrdili da je broj zahvata na spoju Si-SiO<sub>2</sub> nastalih pod direktnim uticajem zračenja zanemarljiv, već i da je osnovni mehanizam spojnih zahvata stvaranje parova elektron-šupljina u oksidu i transport šupljina kroz oksid ka spoju [9].

Eksperimentima je takođe osporena hipoteza o direktnom stvaranju spojnih zahvata izazvanom zahvatima šupljina u oksidu u neposrednoj blizini međupovršni, polazeći od činjenice da je vreme formiranja spojnih zahvata znatno duže od vremena transporta šupljina kroz oksid.

Model zasnovan na sekundarnim fenomenima (koji prethode nastanku parova elektron-šupljina) pokazao je najveću saglasnost sa eksperimentima. Primenom Vinokur-Meklinovog (Winokur-McLean) modela uvode se dva stepena nastanka zahvata na međupovršni [10], [11]. U prvom koraku se joni vodonika (H<sup>+</sup>) oslobađaju usled kretanja šupljina stvorenih zračenjem ka površini oksida. Atomi vodonika i ostale nečistoće prisutni su u oksidu kao posledica primenjenih tehnoloških procesa. U drugom koraku se joni vodonika pomeraju ka spoju Si-SiO<sub>2</sub> (ukoliko je pozitivna polarizacija gejta), gde izazivaju nastanak novih stanja u materijalu koja ostvaraju zahvate posredstvom raskidanja veza Si-H, uz formiranje atoma H<sub>2</sub> i trovalentnog jona Si [10]. Model tumači i zašto je zahvat spojnih stanja sporiji od kretanja šupljina u oksidu budući da joni imaju nisku pokretljivost [11]. Konzistentnost modela je potvrđena i u slučajevima kada se količina zahvaćenog naelektrisanja smanjuje prilikom polarizacije negativnim naponom gejta. U ovom slučaju će samo joni vodonika nastali u neposrednoj blizini spoja omogućiti nastanak zahvata. Model objašnjava i zašto na niskim temperaturama praktično nema generisanja zahvata naelektrisanja, zbog toga što su joni zamrznuti u oksidu.



Slika 2.4. Rezultati promene koncentracije spojnih zahvata u zavisnosti od polarizacije oksida prilikom ispitivanja modela transporta jona vodonika prema [3].

Jedan od suštinskih rezultata Meklinovih eksperimenata je prikazan na slici 2.4 . Prikazujući zavisnost formiranja spojnih zahvata od promene napona polarizacije gejta nakon izlaganja oksida kratkom impulsu X zračenja sa velikom jačinom doze zračenja. Kod krive A uzorak je ozračivan pri pozitivnoj polarizaciji gejta tokom čitavog eksperimenta. Uočava se formiranje velike količine zahvaćenih spojnih naelektrisanja. Kriva B je snimljena pri negativnoj polarizaciji gejta tokom ozračivanja i transporta šupljina (u prvoj sekundi) pa se šupljine udaljavaju od spoja. Međutim, nakon jedne sekunde polarizacija je promenjena i oksid je izložen pozitivnom naponu u fazi transporta jona vodonika kroz oksid. Uočava se da je krajnji broj spojnih zahvata na krivama A i B gotovo jednak. Prilikom snimanja krive E negativna polarizacija je održavana u svim fazama eksperimenta, pa je zahvat spojnih stanja u potpunosti suzbijen. Kod krivih C i D je prelaz sa pozitivne na negativnu polarizaciju izvršen kasnije u odnosu na krivu B (nakon 25 sekundi za C, odnosno posle 200 s za D). U svim slučajevima polarizacija gejta nije bila značajna u fazi nastanka i transporta šupljina ali je pozitivan napon gejta bio neophodan za transport pozitivnog jona vodonika ka spoju Si-SiO<sub>2</sub> . Značajno je

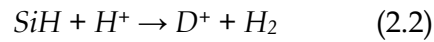
primetiti da su kod krivih B, C i D joni vodonika inicijalno bili dodatno udaljeni od sloja zbog primene negativne polarizacije, pa im je trebalo više vremena da se približe spoju kada je uspostavljena pozitivna polarizacija [3]. Utvrđeno je da je aktivaciona energija za formiranje spojnog zahvata 0,82 eV što je konzistentno sa modelom transporta pozitivnog jona vodonika [10].

Vinokur-Meklinov model ne uspeva da objasni smanjenje nastalih spojnih zahvata sa povećanjem jačine električnog polja. Predpostavljeno je da se povećanjem jačine električnog polja oslobađa više atoma vodonika pa bi se očekivao i porast broja zahvata naelektrisanja. Šanifelt (Shaneyfelt) i saradnici su objasnili ovu nedoslednost pomoću modela nazvanog  $(HT)^2$  - Hole Trapping/Hydrogen Transport [12], [13]. Kod ovog modela pri pozitivnoj polarizaciji gejtne šupljine se kreću ka spoju Si-SiO<sub>2</sub> i zahvaćene su u oksidu u blizini spoja. Kada šupljine budu zahvaćene oslobađaju se joni vodonika i kreću ka spoju gde stupaju u reakcije izazivajući nastanak zahvata. Na ovaj način se vremenska promena generisanih spojnih zahvata ponovo tumači jonima vodonika, ali se zavisnost uticaja električnog polja definiše poprečnim presekom zahvata šupljine koji je obrnuto proporcionalan jačini električnog polja tako da prati zavisnost  $\sim 1/(E)^{1/2}$  [12]. Ovaj model takođe je podržan eksperimentalno utvrđenim odsustvom vremenske zavisnosti uvećanja količine zahvaćenog spojnog naelektrisanja od debljine oksida gejtne. Da postoji, pomenuta zavisnost bi ukazivala da su joni vodonika nastali u celoj zapremini oksida, a ne samo u blizini površine [13].

Na osnovu navedenih modela ne može da se izvuče nedvosmislen zaključak da li se atomi vodonika oslobađaju u celoj zapremini oksida ili samo u blizini spoja ili je opet u pitanju kombinovani uticaj oba mehanizma [4]. Identifikovani su još neki izvori jona vodonika koji formiraju defekte na spojevima. To su prvenstveno kompleksi nečistoća i vodonika u dubini silicijuma. Reakcija šupljina sa pomenutim kompleksima u dopiranom poluprovodniku mogu da izazovu stvaranje pozitivnih jona vodonika koji se kreću ka spoju Si-SiO<sub>2</sub> pod uticajem negativnog električnog polja (negativne



polarizacije gejta). Pozitivni joni vodonika pristigli na spoj Si-SiO<sub>2</sub> vrše uklanjanje atoma vodonika iz pasivizacionih spojeva, pri čemu rezultujući defekt (*D*<sup>+</sup>) predstavlja spojni zahvat prema [4] što se može predstaviti relacijom:



Još jednom treba istaknuti da se slični efekti zahvatima H<sup>+</sup> na spoju Si-SiO<sub>2</sub> ispoljavaju i usled prisustva plitkih zahvata i šupljina u blizini spoja (engl.: border traps). Često je teško razdvojiti ove uticaje budući da plitki zahvati šupljina mogu da se rekombinuju direktno sa elektronima iz poluprovodnika pa je u ovom slučaju najsigurniji način razdvajanja uticaja šupljina i pozitivnih jona vodonika H<sup>+</sup> praćenje vremenskih konstanti rekombinacije koje su kod jona vodonika znatno veće [4]. Do transporta vodonika ka spoju ne mora da dođe samo iz oksida gejta ili neposredno ispod metalizacije elektrode, već i iz udaljenog izolacionog oksida ili pasivizacionog sloja kućišta integrisanog kola (latentni spojni zahvati). Latentni spojni zahvati mogu da se pojave u vremenskom periodu od čak nekoliko meseci nakon ozračivanja. Uočeno je da se transport vodonika suzbija primenom silicijum nitridnog (Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>) pasivizacionog sloja.

#### 2.4 Uticaj zračenja na električne karakteristike MOS tranzistora

S obzirom da jonizujuće zračenje izaziva promenu električnih karakteristika MOS tranzistora, dovodeći do degradacije njegovih osnovnih parametara: 1. napona praga, 2. pokretljivosti, 3. probojnog napona i 4. struje curenja, od kojih je posebno značajan na prva dva.

Osim toga, oporavak nakon ozračivanja tranzistora dovodi do promena njegovih električnih parametara.

### 2.4.1 Promena napona praga

Napon praga  $V_T$  sigurno je najvažniji parametar MOS tranzistora i on se može odrediti iz nadpragovske oblasti prenosne karakteristike. U oblasti zasićenja  $V_D > V_G - V_T$ , gde je  $V_D$  napon na drejnu (u odnosu na sors kao referentnu elektrodu). Zavisnost struje drejna  $I_D$  od napona na gejtu je oblika [14]:

$$I_D = (\beta/2) \cdot (V_G - V_T)^2 \quad (2.3)$$

gde je sa  $\beta$  označen faktor pojačanja.

Ekstrapolacijom linearnog dela nadpragovske prenosne karakteristike ( $I_D^{1/2}$  u zavisnosti od  $V_G$ ) dobija se napon praga MOS tranzistora  $V_T$ .

Zahvaćeno naelektrisanje deluje svojim pozitivnim električnim poljem (pod pozitivnim smerom se podrazumeva smer od gejta ka supstratu) na nosioce u kanalu, a površinska stanja, s obzirom da se njihovi energetski nivoi nalaze u zabranjenoj zoni supstrata, vrše zahvatanje nosilaca. Pri tome se podrazumeva da su površinska stanja amfoterična tj. mogu da budu neutralna, pozitivno i negativno naelektrisana [15]. U slučaju PMOS tranzistora oba tipa spomenutih defekata deluju na isti način (povećavaju napon praga). Naime električno polje zahvaćenog naelektrisanja odbija šupljine iz kanala, a površinska stanja ih zahvataju, tako da obe vrste defekata deluju tako da je potreban veći napon na gejtu da bi došlo do procesa inverzije tipa silicijuma i formiranja kanala

Kod NMOS tranzistora površinska stanja zahvataju elektrone iz kanala povećavajući  $V_T$ , dok električno polje zahvaćenih šupljina privlači elektrone u kanal i smanjuje  $V_T$ . Međutim, sa stanovišta primene MOS tranzistora analiza promene napona praga tokom i nakon ozračivanja može biti od koristi.

## 2.4.2 Uticaj na promenu pokretljivosti nosilaca naelektrisanja

Pokretljivost nosilaca u kanalu može se naći iz faktora pojačanja  $\beta$  oji je dat izrazom iz [14] :

$$\beta = (W \mu C_{ox})/L \quad (2.4)$$

gde je  $W$  širina kanala,  $L$  dužina kanala, a  $\mu$  je efektivna pokretljivost nosilaca u kanalu.

Sa stanovišta uticaja ozračivanja i oporavka na pokretljivost MOS tranzistora veoma je značajno poznavati vezu između pokretljivosti i gustina zahvaćenog naelektrisanja i površinskih stanja. Treba naglasiti da se uticaj  $\Delta N_{ot}$  na  $\mu$  može zanemariti u odnosu na uticaj  $\Delta N_{it}$  [16]. Međutim u nekim slučajevima nije preporučljivo isključiti ovaj uticaj [17], [18], tako da je na osnovu eksperimentalnih rezultata ispitano ponašanje tokom ozračivanja MOS tranzistora [17].

### 3. Eksperimenti

#### 3.1 Eksperimentalni uslovi za ozračivanje MOSFET komponenti

##### 3.1.1 Radijaciono polje gama zračenja Co-60

Jedan deo eksperimenata sa mernim sistemom MESY2002 i poluprovodničkim komponentama je realizovan u radijacionom polju gama fotona iz izvora sa radionuklidom Co-60 u Sekundarnoj Standardnoj Dozimetrijskoj Laboratoriji (SSDL) koja se formacijski nalazi u Laboratoriji za zaštitu od zračenja i zaštitu životne sredine Instituta za nuklearne nauke "VINČA"-Beograd. Za ovu svrhu korišćen je uređaj Kobaltron IRPIK-C sa izvorom Co-60 koji je imao aktivnost  $A=124\text{ TBq}$  na dan 28.08.1990. godine, a vreme poluraspada ovog izvora zračenja je  $T_{1/2}=5,272$  godina. Izvor  $^{60}\text{Co}$  proizveden je u Harwell Laboratory u Albingtonu, Velika Britanija. Budući da se u spektru izdvajaju dve linije  $\gamma$  fotona energije 1,33 MeV i 1,17 MeV, usvojeno je da je srednja energija  $\gamma$  fotona  $E_\gamma = 1,25\text{ MeV}$ . Uzorci su izlagani zračenju u čeljusti kolimatora. Na slici 3.1 je prikazan izgled uređaja za realizaciju polja  $\gamma$  zračenja IRPIK-C. Merenje jačina ekspozicionih doza je vršeno jonizacionom komorom PTW M23261, zapremine  $1\text{ cm}^3$ , sa greškom merenja  $\pm 2\%$ . Uz jonizacionu komoru korišćen je elektrometar Dosimentor DI4/DL4, koji su prikazani na slici 3.2. Merene doze su prikazane na elektrometru u rentgenima (R), a potom je vršeno svođenje ekspozicione doze na apsorbovanu, u grejima apsorbovanim u silicijumu ( $\text{Gy}(\text{Si})$ ) ili u silicijum-dioksidu ( $\text{Gy}(\text{SiO}_2)$ ). Svođenje je vršeno preko energetske apsorpcione koeficijenta  $(\mu/\rho)_{en}$  za silicijum, silicijum-dioksid i vazduh. Razlike u apsorbovanoj dozi za istu ekspozicionu dozu između silicijuma (Si) i silicijum -dioksida ( $\text{SiO}_2$ ) su veoma male u polju  $\gamma$  zračenja, gde je srednja energija fotona 1,25 MeV. Međutim, pri niskim energijama fotona, posebno u polju X zračenja energija ispod 100 keV, razlike između apsorbovanih doza mogu da budu značajne [19]. Da bi se na istim dijagramima predstavili uticaji  $\gamma$  i X zračenja, posebno u slučajevima kada dođe do inverzije poluprovodnika ispod izolacionog oksida u integrisanom kolu i

aktiviranja parazitnih MOSFET tranzistora, neophodno je svođenje ekspozicione doze na dozu apsorbovanu u oksidu gejta.



Slika 3.1. Etalonsko polje gama zračenja Co-60 IRPIK-C.

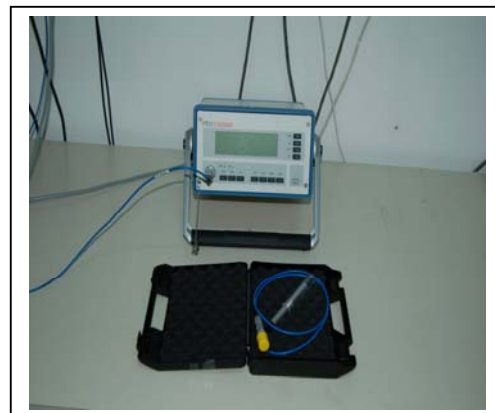


Slika 3.2. Jonizaciona komora PTW 23261 sa elektrometrom DL4/DI4.

Treći deo eksperimentalnih istraživanja su sprovedena sa mernim sistemom MESY2014 i MOSFET komponentama u polju generatora gama zračenja IRPIK-B koje potiče od radionuklida Co-60 aktivnosti  $A=238,438 \text{ TBq}$  (01.09.1999.godine), a smešten je takođe u Sekundarnoj Standardnoj Dozimetrijskoj Laboratoriji (slika 3.3). Za određivanje jačine apsorbovane doze u vodi i kerme u vazduhu iskorišćena je jonizaciona komora PTW W-30012 od  $0,6 \text{ cm}^3$  sa elektrometrom PTW UNIDOS (slika 3.4).



Slika 3.3. Etalonsko polje gama zračenja Co-60 IRPIK-B.



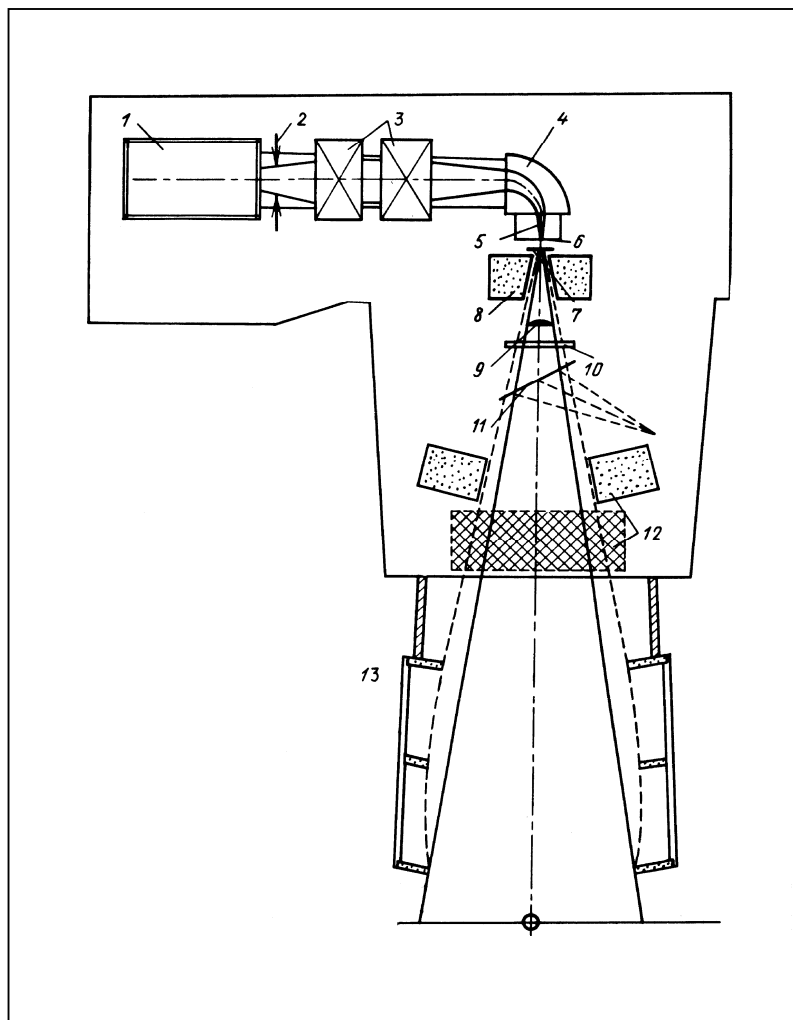
Slika 3.4. Jonizaciona komora 0,6 cc sa elektrometrom PTW Unidos.

### 3.1.2 Radijaciona polja visokoenergetskog X i elektronskog zračenja linearnog akceleratora

Drugi deo eksperimenata je realizovan u radijacionim poljima elektrona i X-zračenja na Odeljenju za radioterapiju pri Vojnomedicinskoj Akademiji u Beogradu. Za ovu svrhu iskorišćeni su linearni akceleratori i to LINAC SLi Electa za visokoenergetsko X-zračenje 4 MeV i za snop elektrona od 6 MeV, i LINAC SL75-20 Philips za visokoenergetsko X-zračenje od 8 MeV i za snop elektrona od 8 MeV. Cilj kliničke dozimetrije visokoenergetskih fotonskih i elektronskih snopova je određivanje podataka neophodnih za izračunavanje distribucije apsorbovane doze u pacijentu. Prikupljanje podataka se vrši u dve osnovne faze: određivanje apsorbovane doze pod referentnim uslovima geometrije ozračenja (tzv. apsolutna dozimetrija) i određivanje distribucije apsorbovane doze u vodenom fantomu, relativno u odnosu na referentne uslove (tzv. relativna dozimetrija). Merna oprema koja se koristi u ove dve faze obično se razlikuje, u prvoj se isključivo koristi kalibrisana jonizaciona komora sa vazdušnom šupljinom, dok je u drugoj fazi, pored jonizacione komore moguće koristiti poluprovodničke diode i film. Primenom kompjuterskih sistema za planiranje terapije, na osnovu ovih podataka i podataka dobijenih nekom od dijagnostičkih metoda (najčešće CT ili NMR) izračunava se distribucija doze u pacijentu.

Ovde je prikazan protokol za određivanje doze u snopu elektronskog zračenja, a sličan protokol, sa modifikacijama se primenjuje i za slučaj snopa visokoenergetskog X zračenja. Određivanje dubinske distribucije doze na osi terapijskog elektronskog snopa, prema navedenoj klasifikaciji spada u relativnu dozimetriju. Ova merenja su izuzetno važna jer dubinska distribucija doze elektrona izrazito zavisi od konstrukcionih detalja i podešenosti date mašine [20], pa je moguće da se distribucije razlikuju za iste modele akceleratora. Pojednostavljena šema medicinskog linearnog akceleratora, koji za formiranje terapijskog elektronskog snopa koristi rasejavajuće folije, prikazana je na slici

3.5. Uzak elektronski snop (2) po izlasku iz talasovoda (1) prolazi kroz sistem fokusirajućih kalemova (3) i komoru sa magnetom za skretanje snopa (4). Ovde se snop skreće pod nekim uglom, obično  $90^\circ$  ili  $270^\circ$ , posle čega kroz vakumski prozor (6) izlazi iz vakumiranog dela sistema (5) (u daljem tekstu se snop koji izlazi iz vakumskog dela sistema kroz vakumski prozor naziva primarni snop [21], [22]). Na putu do tela pacijenta elektroni prolaze kroz sistem za formiranje i upravljanje snopom koji se sastoji od: primarne rasejavajuće folije (7), primarnog kolimatora (8), sekundarne rasejavajuće folije (9), monitorske jonizacione komore (10), ogledala za definisanje svetlosnog polja (11), pomičnog kolimatora (12) i elektronskog aplikatora (13).



Slika 3.5. Šema medicinskog linearnog akceleratora.

Energetska distribucija primarnog elektronskog snopa zavisi od tipa akceleratora i metode ekstrakcije snopa [20]. Primarni snop ima vrlo usku raspodelu kod betatrona ( $\Gamma < 20 \text{ keV}$ ) i kod mikrotrona ( $\Gamma < 40 \text{ keV}$ ). Linearni akceleratori imaju nešto veću širinu snopa, koja iznosi oko 10% najverovatnije energije za akceleratora koji koriste stojeće talase, a za akceleratora sa progresivnim talasima ova širina iznosi oko 5%.

Proizvođači obično ne daju nikakve podatke o primarnom snopu, merenje energije ovog snopa u kliničkim uslovima je teško izvodljivo. Iako bi poznavanje energetske distribucije primarnog snopa bilo poželjno za Monte



Karlo simulaciju, pokazano je da pretpostavka o monoenergetskom primarnom snopu ne utiče bitno na izračunavanje distribucije dubinske doze [21], [22].

Da bi se definisali uslovi pod kojima se vrši merenje absorbovane doze u vodenom fantomu potrebno je zadati geometrijske parametre snopa. U ovom odeljku su prikazani parametri kojima se definiše geometrija elektronskog terapijskog snopa.

U cilju primene aproksimativnih metoda izračunavanja u kliničkoj dozimetriji i planiranju terapije, često se realni elektronski snop aproksimira snopom tačkastog izvora elektrona, koji se nalazi u vakumu. Ovakav se izvor naziva virtuelni izvor elektrona. Opravdanost ovakve aproksimacije zavisi od više faktora [20], koji u ovom radu neće biti razmatrani, obzirom da se pojam virtuelnog izvora koristi samo za definisanje pojmova geometrijske i radijacione ose snopa. Geometrijska osa snopa je linija koja spaja centar gornje (primarne) rasejavačke folije i centar oblasti definisane dijafragmom elektronskog aplikatora. Radijaciona osa snopa je linija koja spaja virtualni tačkasti elektronski izvor i centar oblasti u referentnoj ravni u kojoj je absorbovana doza veća od 50% maksimalne doze u toj ravni. Referentna ravan je ravan normalna na geometrijsku osu snopa, a nalazi se na referentnoj dubini u fantomu. Referentna dubina u vodenom fantomu je dubina na kojoj kriva dubinske distribucije doze ima maksimum [23].

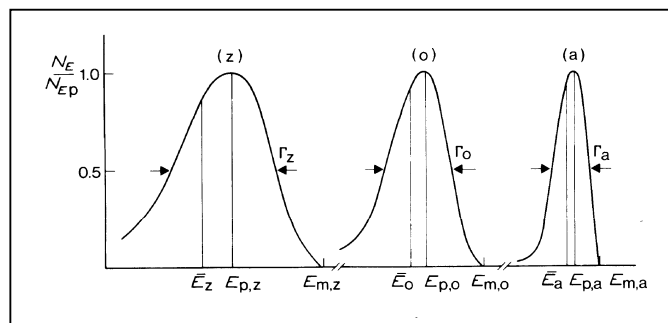
Kod dobro podešenih akceleratora ove dve ose se praktično poklapaju, tako da će se u daljem tekstu koristiti izraz osa snopa, bez specificiranja na koju osu se misli. Osa rotacije kolimatora je osa oko koje rotira pomični kolimatorski sistem, ova se osa poklapa sa prethodne dve.

Konstrukcija akceleratora je tzv. izocentrična, što znači da sistem za formiranje snopa (glava aparata) može da rotira oko ose normalne na osu snopa; tačka preseka ovih osa se naziva izocentar. Nominalna udaljenost izocentra od izvora elektrona je 100 cm. U daljem tekstu se podrazumeva da se izocentar nalazi na površini fantoma, a udaljenost izvora do površine označava se sa SSD. Referentna ravan je ravan normalna na osu snopa na referentnoj

dubini u vodenom fantomu. Referentna tačka je tačka preseka ose snopa i referentne ravni.

Veličina radijacionog polja se definiše dimenzijama oblasti u referentnoj ravni u kojoj je doza veća od 50% doze u referentnoj tački. U ovom radu se podrazumeva da se pri određivanju veličine polja referentna ravan nalazi na udaljenosti SSD (=100 cm) od izvora elektrona.

Elektronski terapijski snopovi imaju široke energetske i ugaone distribucije. Na slici 3.6 su prikazani normalizovani energetske spektri elektrona neposredno po prolasku kroz vakuumski prozor – primarni elektronski snop (a), na površini fantoma (o) i na nekoj dubini u vodenom fantomu (z). Sa  $N_E$  je označen broj elektrona u intervalu  $dE$  oko energije  $E$ , a  $N_{EP}$  označava maksimalnu vrednost ove veličine. Za potrebe kliničke dozimetrije energetske spektr se karakteriše sa tri parametra: srednja energija na površini fantoma ( $\langle E_o \rangle$ ), najverovatnija energija na površini fantoma ( $E_{p,o}$ ) i srednja energija na dubini merenja ( $\langle E_z \rangle$ ) (tj. na dubini na kojoj se nalazi referentna tačka jonizacione komore).



Slika 3.6. Elektronski energetske spektri.

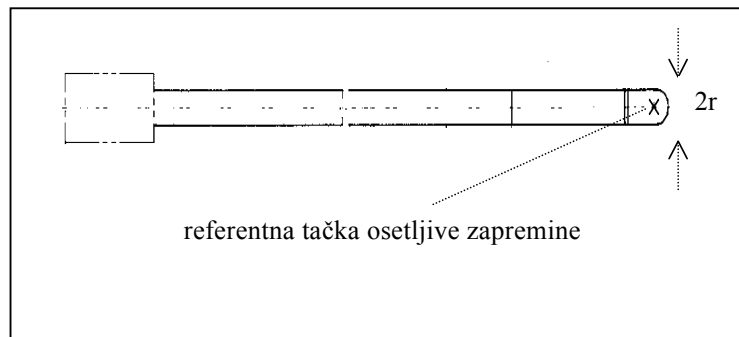
Određivanje ovih parametara u kliničkim uslovima se vrši preko dometa [23], [24] izmerenih na krivoj dubinske jonizacije na osi snopa. Na slici 3.8 je prikazana tipična kriva dubinske jonizacije na osi snopa i parametri dometa: poludomet ( $R_{j50}$ ), praktični domet ( $R_{jp}$ ) i dubina maksimuma krive ( $R_{100}$ ). Vrednosti srednje energije na dubini merenja tabelarno su prikazane u

zavisnosti od dubine merenja i praktičnog dometa u Protokolu IAEA [24] , a ostala dva parametra se računaju prema sledećim formulama, pri čemu se podrazumeva da su dometi dati u centimetrima, a energija u megaelektronvoltima [24]:

$$\langle E_o \rangle = 0,818 + 1,935R_{j_{50}} + 0,040R_{j_{50}}^2 \quad (3.1)$$

$$E_{po} = 0,22 + 1,98R_p + 0,0025R_p^2 \quad (3.2)$$

Određivanje dubinske distribucije doze se najčešće vrši vazdušnom jonizacionom komorom. U ovom radu je korišćena cilindrična jonizaciona komora (slika 3.7). Shodno tome u daljem tekstu se prikazuje metodologija prema protokolu IAEA [23], [24] vezana za ovaj tip komore.



Slika 3.7. Skica cilindrične jonizacione komora (r – radijus komore).

Početni korak u elektronskoj dozimetriji je određivanje apsorbovane doze u referentnoj tački vodenog fantoma. Jonizaciona komora se postavlja u vodeni fantom tako da je osa njene šupljine (slika 3.7) normalna na osu snopa, a efektivna tačka merenja se nalazi u referentnoj tački. Ako sa  $M$  označimo korigovano očitavanje elektrometra sa kojim je komora povezana, onda se apsorbovana doza izračunava prema sledećoj formuli :

$$D(P_{eff}) = MN_{d,air} S_{w,air} P_{cav} P_{wall} P. \quad (3.3)$$

$D(P_{eff})$  je apsorbovana doza u efektivnoj mernoj tački. Zbog gradijenta elektronskog fluensa u vazduhu unutar komore efektivna merna tačka se ne poklapa sa referentnom tačkom komore, već je pomeren prema izvoru elektrona za iznos  $0,5 r$ , pri čemu je sa  $r$  označen radijus cilindrične komore.

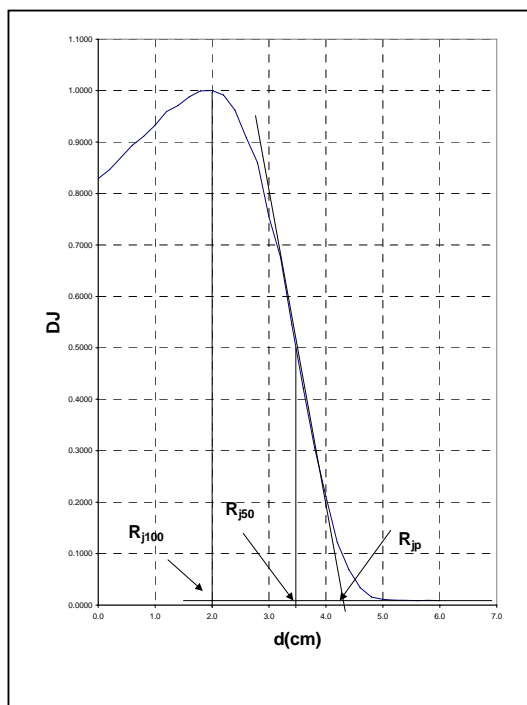
$N_{d,air}$  je faktor apsorbovane doze u vazduhu unutar komore, ovaj faktor se izračunava na osnovu kalibracionog faktora kerme u vazduhu, za snop  $^{60}\text{Co}$ , dobijenog od strane Primarne standardne dozimetrijske laboratorije.

$P_{wall}$ ,  $P_{cel}$  su faktori koji uračunavaju uticaj materijala zida komore i materijala centralne elektrode komore na fluens elektrona. Ovi faktori, kao i faktor  $N_{d,air}$  neće biti detaljnije razmatrani pošto se ne koriste pri izračunavanju distribucije dubinske doze.

$P_{cav}$  je perturbacioni faktor koji koriguje uticaj vazdušne šupljine komore na fluens elektrona. Naime, zbog većeg rasejanja elektrona iz gušće sredine (voda) u vazdušnu šupljinu nego obrnuto, fluens elektrona u komori je nešto veći nego što bi bio na tom mestu u odsustvu komore.  $S_{w,air}$  je odnos masenih zaustavnih moći vode i vazduha.

Dubinska distribucija doze se određuje na osnovu merenja, pri kojima se jonizaciona komora kreće duž ose snopa. Uzdužna osa jonizacione komore je normalna na osu snopa. Merenje se vrši u nizu tačaka na osi snopa.

Merenjem se dobija distribucija dubinske jonizacije na osi snopa (slika 3.8), obzirom da se neposredno meri veličina naelektrisanja stvorenog u zapremini komore (ili je očitavanje proporcionalno ovoj veličini).



Slika 3.8. Kriva dubinske jonizacije i parametri dometa.

Parametri dometa se određuju sa ovako dobijenih distribucija, a zatim se izračunavaju parametri energetske distribucije snopa. Postupci su opisani u prethodnim izlaganjima. Uobičajno je da se dubinska distribucija doze prikazuje u normalizovanom obliku, pri čemu se normalizacija vrši u odnosu na referentnu tačku. Veličine  $N_{d,air}$ ,  $P_{wall}$  i  $P_{cell}$  iz formule (3) za dati terapijski snop i jonizacionu komoru se ne menjaju u zavisnosti od dubine merenja. Ako sa indeksom  $ref$  označimo veličine u formuli (3) za referentnu tačku, a indeksom  $z$  odgovarajuće veličine u nekoj drugoj tački u vodenom fantomu na osi snopa, onda se normalizovana distribucija dubinske doze izračunava prema sledećoj formuli:

$$\frac{D_z}{D_{ref}} = \frac{(MS_{w,air} P_{cav})_z}{(MS_{w,air} P_{cav})_{ref}} \quad (3.4)$$

Odnos masenih zaustavnih moći vode i vazduha dat je tabelarno u zavisnosti od srednje energije na površini fantoma i dubine merenja u Protokolu IAEA [24]. Perturbacioni faktor  $P_{cav}$ , za cilindričnu komoru radijusa  $r$  i terapijski snop elektrona, čija je srednja energija na dubini merenja jednaka  $\langle Ez \rangle$ , se izračunava prema sledećoj formuli:

$$P_{cav} = 1 - 0,02155 r e^{-0,1224 \langle Ez \rangle} . \quad (3.5)$$

Ukupna greška u određivanju apsorbovane doze u referentnoj tački, cilindričnom jonizacionom komorom, kalibrisanom preko kerme u vazduhu, iznosi 3,8% (na nivou  $1\sigma$ ) [23]. Pri tome se podrazumeva striktna primena protokola pri kalibraciji merene opreme, izvođenju merenja i obradi rezultata merenja, preciznost monitorskog sistema akceleratora od 1,5% i upotreba merne opreme preciznosti 1%.

Relacije između odnosa masenih zaustavnih moći vode i vazduha ( $S_{w,air}$ ) i srednje energije na površini fantoma ( $\langle E_0 \rangle$ ) [24], odnosno između perturbacionog faktora ( $P_{cav}$ ) i srednje energije na dubini merenja ( $\langle Ez \rangle$ ), striktno važe za referentnu tačku u vodenom fantomu. Njihova primena na drugim dubinama je aproksimativna. Ovo unosi dodatnu grešku pri određivanju distribucije dubinske doze, čija je veličina još uvek predmet ispitivanja. Prema protokolu IAEA greška od 3,8% pripisuje se merenjima do dubine  $0,5 R_p$  [21].

### 3.2 Merni sistemi za „statički“ i „dinamički“ on-line režim merenja promene napona praga MOSFET komponenti u poljima jonizujućeg zračenja

Za merenje karakteristika MOSFET komponenti u polju zračenja korišćena su dva sistema. MESY 2002 je sistem koji se koristi za merenja u kojima postoji vremenski interval u kojem nema zračenja komponenti, kako bi se sprovelo merenje promene napona praga posle izlaganja komponenti zračenju [25], [26], [27]. Merni sistem MESY2002 je prikazan na slici 3.9 .



Slika 3.9. MESY2002: softverska podrška na laptopu, uređaj za test elektronskih Komponenti, dva Keithley 2400 SourceMeter.

Merni sistem MESY2014 radi u on-line režimu tako što uzorkuje u jednakim vremenskim intervalima promenu napona praga na MOSFET komponenti u toku zračenja. Na ovaj način, kontinualnim merenjem dok je MOSFET u polju zračenja, se izbegava vremenski interval u kojem dolazi do zastoja u registrovanju vrednosti promene napona praga, kao što je bio slučaj kod „statičkog“ režima merenja. Na slikama 3.10 i 3.11 prikazani su elementi

mernog lanca sa kojim je ostvaren preduslov za real-time merenja korišćenjem softvera i hardvera sa specifičnom namenom u sistemu MESY2014.



Slika 3.10. MESY2014: Merna jedinica prikuplja izmerene vrednosti sa MOSFET komponenti, i prosleđuje ih na statističku obradu odgovarajućim softverom koji je instaliran na računaru.



Slika 3.11. MESY2014: deo sistema je konstituisan tako da postoji nosač komponenti koji je povezan na mernu jedinicu, a na njemu se postavljaju ispitni uzorci u polju zračenja.



### 3.3 Osnovne karakteristike MOSFET komponenti pre ozračivanja

MOS tranzistori koji se koriste u poljima jonizujućih zračenja često imaju oznaku RADFET, koju ćemo koristiti u daljem tekstu. U cilju minijaturizacije poluprovodničkih uređaja, primenom odgovarajućih tehnoloških procesa MOS tranzistori se pakuju u složene elektronske konfiguracije, koje imaju stručni naziv čip. U eksperimentima je korišćen čip ESAPMOS4 RADFET kao složeni integrisani komponenta koji sadrži 4 pojedinačna RADFET-a. Svaki od njih ima posebnu oznaku tipa i tehničko-tehnološke karakteristike u širini  $W(\mu m)$  i dužini kanala  $L(\mu m)$ , kao i u broju pristupnih terminala. Podaci su dati u Tabeli 3.1. Date oznake za pristupne terminale (kontakte) su B(balk, osnova), S(sors), G(gejt) i D(drejn).

Tabela 3.1. Podaci o ESAPMOS4 RADFET čipovima

Oznaka tipa	$W(\mu m) / L(\mu m)$	Pristupni terminali, broj
RADFET1	300/50	B, S, G, D, 4
RADFET2	690/15	B, S, G, D, 4
RADFET3	300/50	B=S, G=D, 2
RADFET4	690/15	B=S, G=D, 2

U eksperimentima je iskorišćeno 15 standardnih čipova (sa 60 integrisanih RADFET komponenti) i 15 pasiviziranih čipova (sa 60 drugačijih integrisanih RADFET komponenti). Pasivizacija je bila sprovedena sa tankim slojem silicijum nitrida ( $Si_3N_4$ ). Svi uređaji su bili upakovani u standardno keramičko 14-pin DIL pakovanje sa poklopcem od kovara.

U svim eksperimentalnim ispitivanjima između izvora jonizujućeg zračenja i objekta ozračivanja (u našem slučaju to je čip ESAPMOS4 RADFET) postavljena je ploča od pleksiglasa različite debljine iz razloga ostvarivanja regularnih dozimetrijskih uslova ozračivanja. Čipovi ESAPMOS4 RADFET su

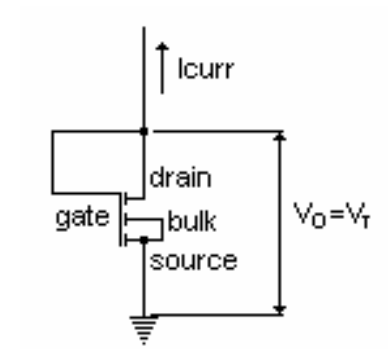
bili postavljeni na posebnom pasivnom nosaču koji je bio postavljen na nosač od pleksiglasa (površine 5 cm x 6 cm). Tokom ozračivanja terminali (završeci kontakata) B, S i D su bili uzemljeni, a napajanje na gejtju (G) je imalo vrednosti napona  $I_{IRR} = 0$  V ili +5 V. Maksimalna absorbovana doza u vodi za svako merenje je bila 1800 cGy(H<sub>2</sub>O), a po potrebi sprovedena je konverzija u vrednosti apsorbovane doze u silicijum dioksidu (SiO<sub>2</sub>) i silicijumu (Si). Podaci o uslovima ozračivanja čipova sa različitim RADFET komponentama, odnosno MOS tranzistorima su dati u Tabeli 3.2. .

Tabela 3.2. Podaci o eksperimentalnim uslovima ozračivanja ESAPMOS4 RADFET čipova.

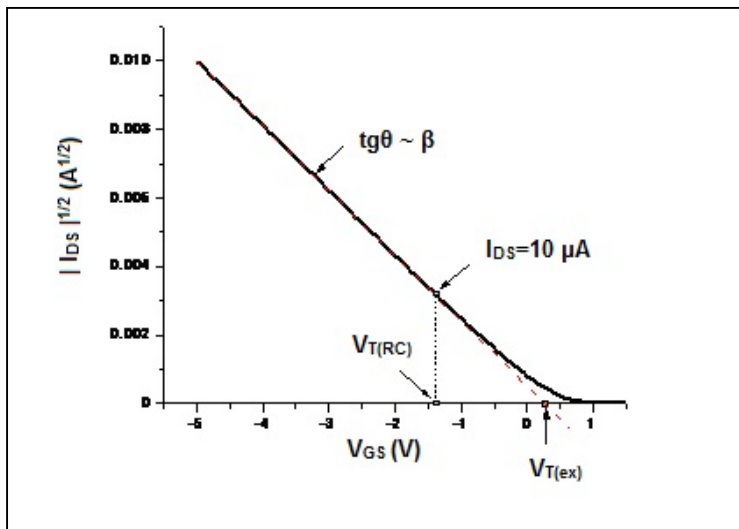
Tip jonizujućeg zračenja	Nominalna energija [MeV]	Debljina ploče od pleksiglasa [mm]	Jačina absorbovane doze [cGy(H <sub>2</sub> O)/min]	Vrednosti absorbovane doze u mernim tačkama ozračenih čipova [Gy(H <sub>2</sub> O)]
Co-60	1,25	2	120	2,4,6,8,10,12,14,16,18
Elektroni	6	10	400	2,4,6,10,14,18
Elektroni	8	16	380	2,4,6,8,10,12,14,16,18
X-zračenje	4	10	280	2,4,6,10,14,18
X-zračenje	8	20	320	2,4,6,8,10,12,14,16,18

Tokom svakog pojedinačnog eksperimenta, zračenju su bila izložena 3 standardna nepasivizirana i još 3 pasivizirana čipa sa RADFET komponentama. Posle jedne sekvence ozračivanja, čipovi su doneti iz prostorije za izvorima zračenja u drugu prostoriju gde su bila sprovedena električna merenja, i potom vraćeni da se nastavi sa ozračivanjem u narednoj sekvenci. U slučaju MESY2002 mernog sistema vremenski interval između dve uzastopne sekvence ozračivanja je iznosio 30 minuta. Električna merenja napona praga  $V_T$  su obavljena uz korišćenje konfiguracije električnog kola, koje je prikazano sa

odgovarajućim oznakama na slici 3.12. Za merenje vrednosti  $V_T$  koristio se uređaj Keithley 2400 SourceMeter pri čemu je u električnom kolu bila ostvarena struja  $I_{curr} = 10\mu\text{A}$ . Sva merenja i ozračivanja su izvršena na sobnim temperaturama.



Slika 3.12. Principijelna šema električnog kola koje se koristi za merenje promene napona praga  $V_{T(RC)}$ , pri čemu je jačina električne struje  $I_{curr}=10\mu\text{A}$ .



Slika 3.13. Prenosna  $I_{DS} - V_{GS}$  karakteristika za određivanje  $V_{T(RC)}$  RADFET (ESAPMOS) u režimu zasićenja.

Imajući u vidu  $I_{DS}-V_{GS}$  prenosnu karakteristiku PMOS tranzistora koja je data na slici 3.13 određene su vrednosti  $V_{T(RC)}$  u režimu zasićenja. Pored toga određene su i druge osnovne karakteristike elektronskih komponenti NMRC 400nm IMPL RADFET čip (ESAPMOS4) pre ozračivanja koje su date u Tabeli 3.3 .

Tabela 3.3. Osnovne karakteristike MOSFET komponenti pre ozračivanja

<b>tip RADFET (W/L)</b>	<b><math>V_{T(RC)}, 10\mu A</math> [V]</b>	<b><math>V_{T(EX)}</math> [V]</b>	<b><math>\beta</math> [<math>\times 10^{-6} A/V^2</math>]</b>
<b>300/50 standard</b>	$-1,524 \pm 0,124$	$0,193 \pm 0,111$	$6,947 \pm 0,127$
<b>300/50 passivated</b>	$-1,630 \pm 0,097$	$0,092 \pm 0,105$	$6,986 \pm 0,167$
<b>690/15 standard</b>	$-0,201 \pm 0,084$	$0,293 \pm 0,072$	$75,370 \pm 1,288$
<b>690/15 passivated</b>	$-0,330 \pm 0,067$	$0,148 \pm 0,064$	$78,130 \pm 1,956$

## 4. Eksperimentalni rezultati i diskusija

### 4.1 Zavisnost promene napona praga MOS tranzistora od apsorbovane doze zračenja za različite energije gama, X i elektronskog zračenja

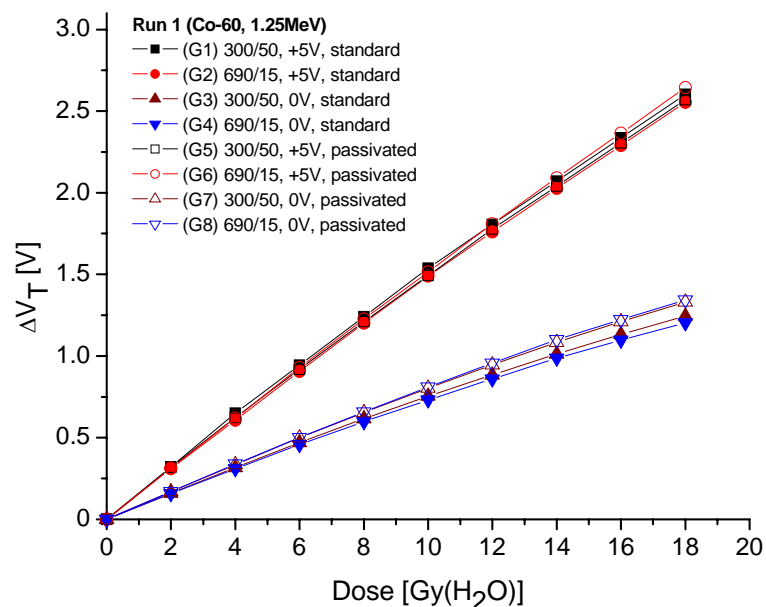
Usled ozračivanja komponenti MOSFET došlo je do promene napona praga ( $\Delta V_T$ ) i rezultati za eksperimente u različitim poljima zračenja (elektrona, X i gama zračenja) su dati u Tabelama 4.2 – 4.6. u Prilogu 1. Varijacije u izmerenim vrednostima su relativno male, tako da se vrednosti odnosa standardne devijacije i srednje vrednosti napona praga ( $\Delta V_{Tsd}/\Delta V_T$ ) kreću u intervalu od 1% do 5% .

Na slikama 4.1 – 4.5. su na apscisi grafika prikazane referentne vrednosti izmerene apsorbovane doze zračenja u vodenoj sredini  $D[Gy(H_2O)]$ . Konverzija apsorbovane doze zračenja u vodenoj sredini  $D[Gy(H_2O)]$  u apsorbovanu dozu zračenja u silicijum dioksidu  $D[Gy(SiO_2)]$  sprovodi se sa odgovarajućim konverzionim faktorima za gama, X zračenje i elektrone koji su korišćeni u eksperimentima. Konverzioni faktori  $CF_{H_2O, SiO_2}$  su proračunati prema relaciji koja je dobijena na osnovu teorijskog razmatranja u referencama [28], [29]. Za gama, X zračenje i elektrone sa energijama kojima su ozračivane MOSFET komponente mogu da se koriste konverzioni faktori koji su dati u Tabeli 4.1.

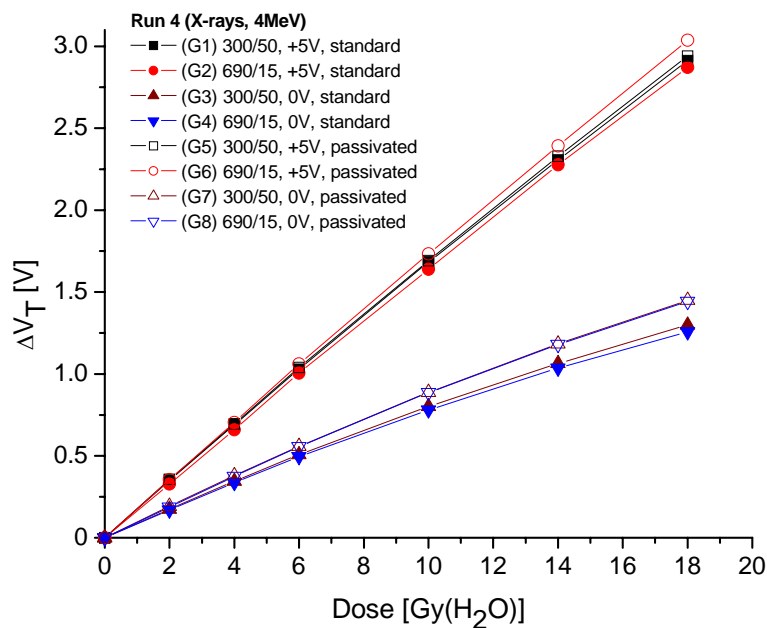
Tabela 4.1. Konverzioni faktori za proračun apsorbovane doze  $D[Gy(SiO_2)]$  iz apsorbovane doze  $D[Gy(H_2O)]$ .

Vrsta zračenja, energija	Co-60 1,25 MeV <sup>(1)</sup>	X zračenje 4 MeV	X zračenje 6 MeV	Elektroni 6 MeV	Elektroni 8 MeV
konverzioni faktor $CF_{H_2O, SiO_2}$	1,114	1,076	1,036	1,158	1,155

<sup>(1)</sup> Za Co-60 konverzioni faktor je proračunat za srednju energiju  $E_f = 1,25 MeV$



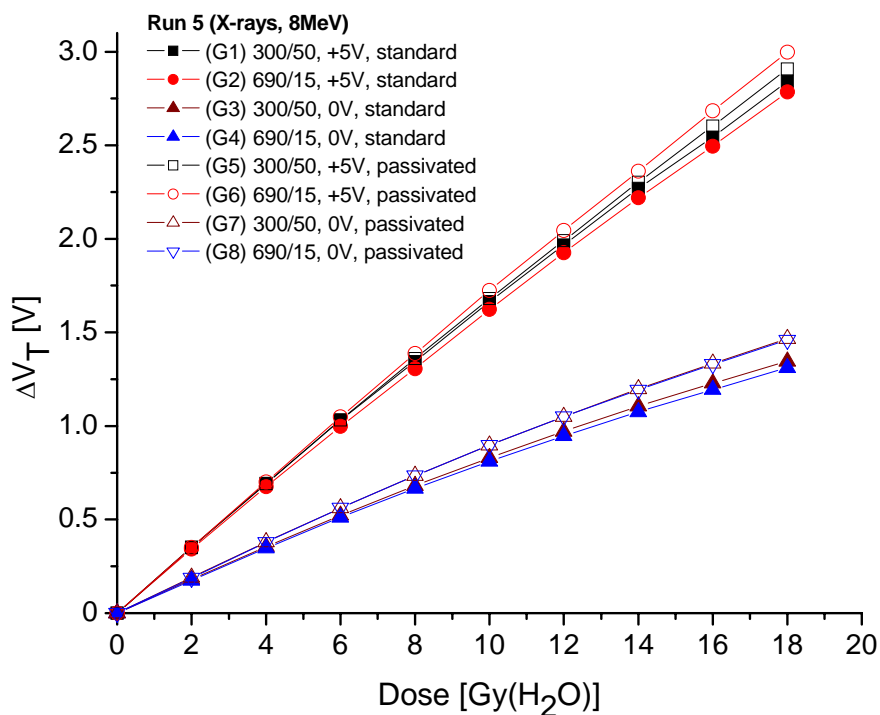
Slika 4.1. Zavisnost promene napona praga  $\Delta V_T$  od promene izmerene referentne apsorbovane doze gama zračenja u vodenoj sredini  $D[\text{Gy}(\text{H}_2\text{O})]$  za izvor Co-60.



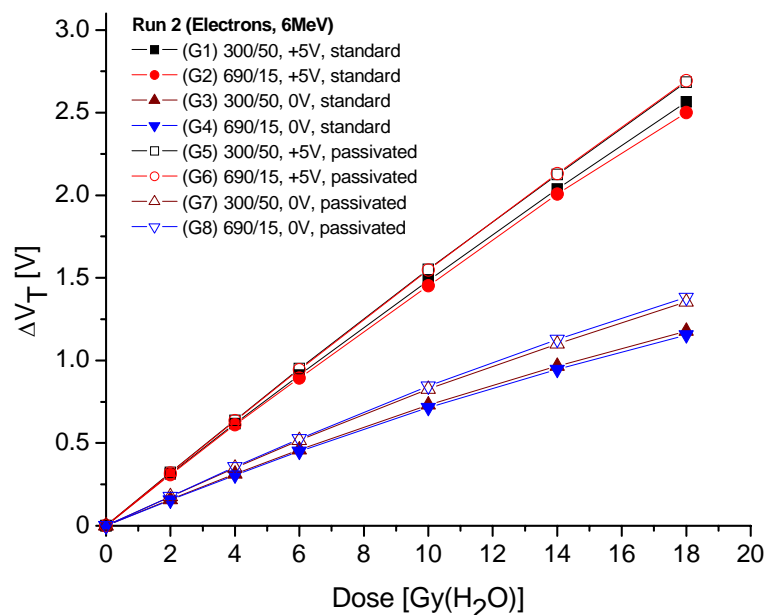
Slika 4.2. Zavisnost promene napona praga  $\Delta V_T$  od promene izmerene referentne apsorbovane doze X zračenja (energije 4 MeV) u vodenoj sredini  $D[\text{Gy}(\text{H}_2\text{O})]$ .

Slika 4.1. prikazuje zavisnost promene napona praga  $\Delta V_T$  od promene izmerene referentne apsorbovane doze gama zračenja u vodenoj sredini  $D[Gy(H_2O)]$  za izvor Co-60 kod 8 grupa sa različitim MOSFET komponentama i naponima napajanja  $V_{IRR}$  (0 V ili 5 V).

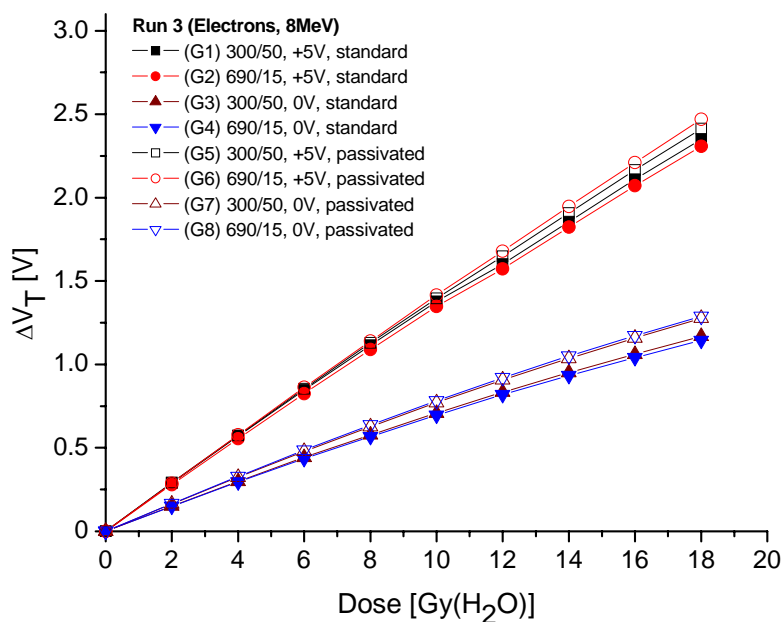
Na Slici 4.2. je data zavisnost promene napona praga  $\Delta V_T$  od promene izmerene referentne apsorbovane doze X zračenja (energije 4 MeV) u vodenoj sredini  $D[Gy(H_2O)]$  kod 8 grupa sa različitim MOSFET komponentama i naponima napajanja  $V_{IRR}$  (0 V ili 5 V).



Slika 4.3. Zavisnost promene napona praga  $\Delta V_T$  od promene izmerene referentne apsorbovane doze X zračenja (energije 8 MeV) u vodenoj sredini  $D[Gy(H_2O)]$  kod 8 grupa sa različitim MOSFET komponentama i naponima napajanja  $V_{IRR}$  (0 V ili 5 V).



Slika 4.4. Zavisnost promene napona praga  $\Delta V_T$  od promene izmerene referentne apsorbovane doze elektronskog zračenja (energije 6 MeV) u vodenoj sredini.



Slika 4.5. Zavisnost promene napona praga  $\Delta V_T$  od promene izmerene referentne apsorbovane doze elektronskog zračenja (energije 8 MeV) u vodenoj sredini.

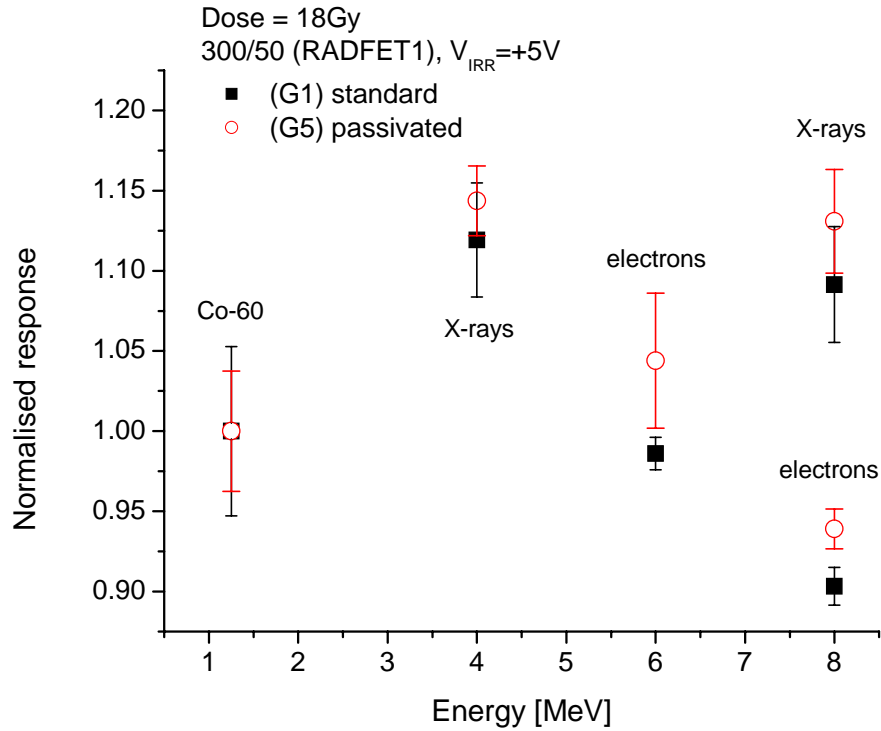


Na slici 4.4 je prikazana zavisnost promene napona praga  $\Delta V_T$  od promene izmerene referentne apsorbovane doze elektronskog zračenja (energije 6 MeV) u vodenoj sredini  $D[Gy(H_2O)]$  kod 8 grupa sa različitim MOSFET komponentama i naponima napajanja  $V_{IRR}$  (0 V ili 5 V).

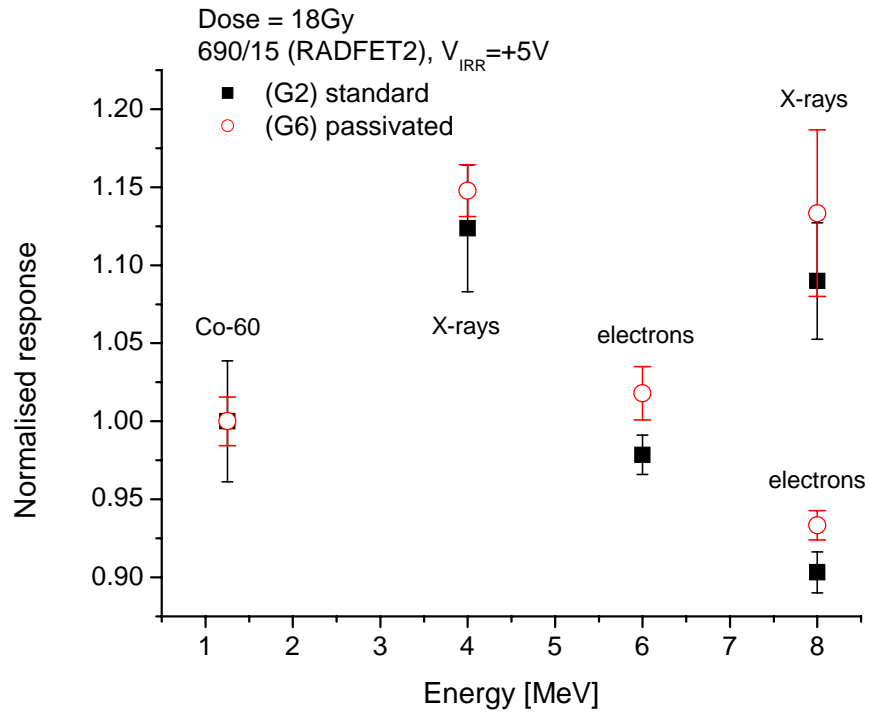
Slika 4.5. prikazuje zavisnost promene napona praga  $\Delta V_T$  od promene izmerene referentne apsorbovane doze elektronskog zračenja (energije 8 MeV) u vodenoj sredini  $D[Gy(H_2O)]$  kod 8 grupa sa različitim MOSFET komponentama i naponima napajanja  $V_{IRR}$  (0 V ili 5 V).

#### 4.2 Energetska zavisnost normalizovanog odziva MOS tranzistora u poljima jonizujućih zračenja

Pored eksperimenata koji se tiču ispitivanja linearnosti dozimetrijske karakteristike MOSFET komponente, važno je istražiti i zavisnost odziva od energije čestica za različite vrste jonizujućih zračenja. U ovom ciklusu istraživanja 8 grupa različitih komponenti MOSFET (RADFET) su bile podvrgnute posebno odvojenom ozračivanju u poljima gama, X i elektronskog zračenja do ukupne apsorbovane doze  $D[Gy(H_2O)] = 18$  Gy. Korišćenjem konverzionih faktora iz Tabele 4.1. može se odrediti vrednost apsorbovane doze  $D[Gy(SiO_2)]$  u silicijum dioksidu ( $SiO_2$ ) kada je to za analizu rezultata potrebno. Rezultati promene napona praga ( $\Delta V_T$ ) su navedeni u Tabeli 4.7. u Prilogu 2. Potom je izvršena normalizacija izmerenih vrednosti promene napona praga za X i elektronsko zračenje na referentne vrednosti  $\Delta V_T(E_{fref})$  za srednju energiju  $E_{fref} = 1,25$  MeV izvora gama zračenja Co-60, a rezultati su dati u Tabeli 4.8. u Prilogu 2. Na osnovu rezultata iz Tabele 4.8, Prilog 2 urađeni su grafički prikazi energetske zavisnosti normalizovanog odziva 8 različitih grupa MOSFET (RADFET) komponenti na slikama 4.6 – 4.9.



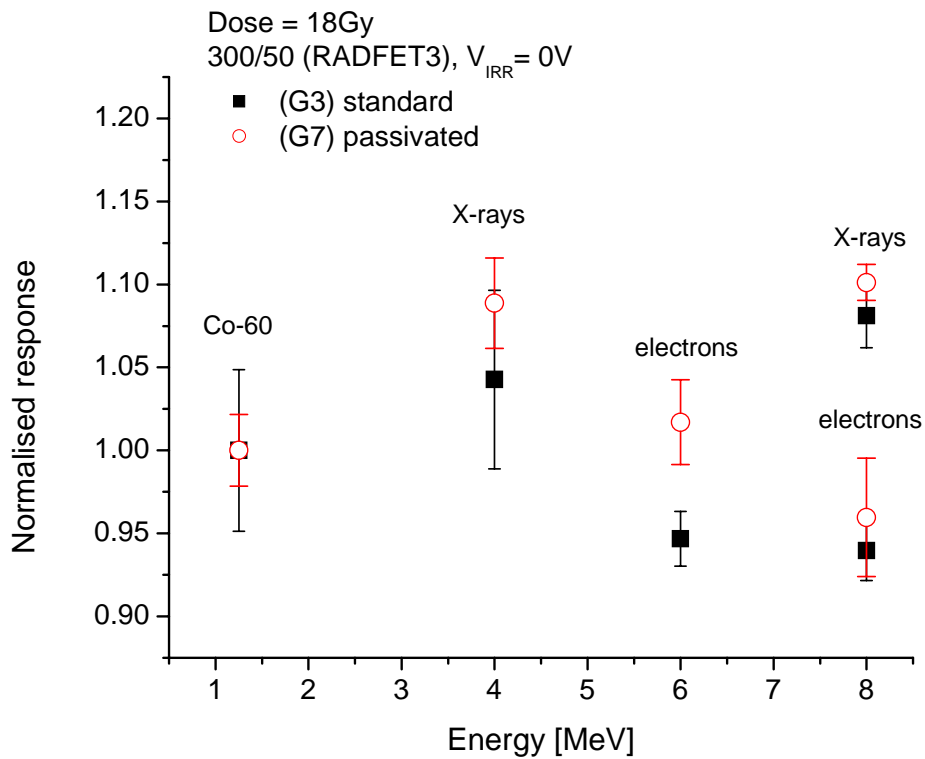
Slika 4.6. Energetska zavisnost normalizovanog odziva MOSFET (RADFET) komponenti iz grupe 1 i 5 za ukupnu apsorbovanu dozu  $D[Gy(H_2O)] = 18 Gy$ .



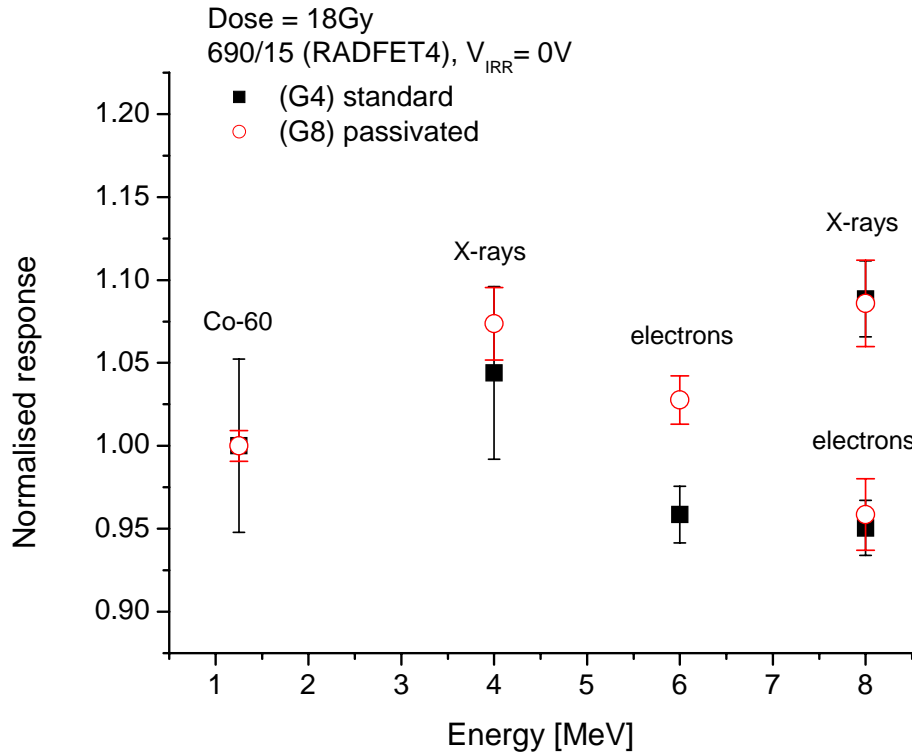
Slika 4.7. Energetska zavisnost normalizovanog odziva MOSFET (RADFET) komponenti iz grupe 2 i 6 za ukupnu apsorbovanu dozu  $D[Gy(H_2O)] = 18 Gy$ .

Slika 4.6. prikazuje energetska zavisnost normalizovanog odziva MOSFET (RADFET) komponenti iz grupe 1 i 5 za ukupnu apsorbovanu dozu  $D[Gy(H_2O)] = 18 Gy$  u poljima gama, X i elektronskog zračenja.

Na slici 4.7. je data energetska zavisnost normalizovanog odziva MOSFET (RADFET) komponenti iz grupe 2 i 6 za ukupnu apsorbovanu dozu  $D[Gy(H_2O)] = 18 Gy$  u poljima gama, X i elektronskog zračenja.



Slika 4.8. Energetska zavisnost normalizovanog odziva MOSFET (RADFET) komponenti iz grupe 3 i 7 za ukupnu apsorbovanu dozu  $D[Gy(H_2O)] = 18 Gy$  u poljima gama, X i elektronskog zračenja.



Slika 4.9. Energetska zavisnost normalizovanog odziva MOSFET (RADFET) komponenti iz grupe 4 i 8 za ukupnu apsorbovanu dozu  $D[Gy(H_2O)] = 18 Gy$  u poljima gama, X i elektronskog zračenja.

Pored ovog eksperimenta sa ukupnom apsorbovanom dozom  $D[Gy(H_2O)] = 18 Gy$ , sprovedeni su i eksperimenti za  $D[Gy(H_2O)] = 6 Gy$  sa rezultatima u Tabelama 4.9. i 4.10, Prilog 2, i  $D[Gy(H_2O)] = 2 Gy$ , sa rezultatima u Tabelama 4.11. i 4.12. u Prilogu 2. Pritom se iz analize Tabela 4.10. i 4.12., Prilog 2 sa izmerenim vrednostima promene napona praga može zaključiti da zavisnosti normalizovanog odziva MOSFET komponenti od energija X i elektronskog zračenja imaju sličan trend u ponašanju za ukupnu dozu od 6 Gy i za 2 Gy kao u slučaju sa 18 Gy.

1. RADFET komponente istog tipa koje su korišćene u eksperimentima pod istim uslovima ozračivanja su imale dobru reproducibilnost odziva sa intervalom promene standardne devijacije od 1% do 5% za vrednosti promene napona praga. To znači da je relativno mala merna nesigurnost tipa A za vrednosti promene napona praga na osnovu kojeg se definiše dozimetrijski parametar MOSFET  $\Delta V_T/\Delta D$ .

Dozimetrijski parametar koji je definisan preko promena napona praga sa promenom doze zračenja, kao i odziv RADFET imaju veće vrednosti sa primenom pozitivnog napona napajanja na gejtu tokom ozračivanja. Ovaj efekat je u saglasnosti sa objašnjenjima navedenim u referenci [6] da pozitivan napon na gejtu smanjuje početnu rekombinaciju parova elektron-šupljina koje su stvoreni usled dejstva zračenja i poboljšava zahvatanje šupljina u blizini međupovršine Si/SiO<sub>2</sub>. Statički način merenja sa sistemom MESY2002 pri čemu postoji interval vremena od trenutka kada se završi ozračivanje komponente do trenutka kada počinje merenje promene napona praga, a potom i interval vremena ponovnog pozicioniranja uzorka u polju zračenja, ima u određenoj meri uticaj na poništavanje efekata zračenja [27], [30], [31]. Pritom, kada se sprovede analiza nad skupom podataka dobijenih merenjem, može se zaključiti da nema značajnijeg uticaja na trendove promena merenih veličina usled promene jačine apsorbovane doze. Takođe, treba obratiti pažnju i empirijski uočenu činjenicu da je za napon napajanja  $V_{IRR}$  od 0 V uticaj promene jačine doze manji na fluktuacije u izmerenim vrednostima.

2. Energetska zavisnost odziva RADFET komponenti nema preterano velike varijacije u vrednostima u opsegu od 1,25 MeV do 8 MeV. Do takvog zaključka se može doći ako se uzme u obzir da je merna nesigurnost procenjena na oko 5 %, a izmerene normalizovane vrednosti u poljima X i elektronskog zračenja imaju varijaciju od nekoliko procenata do oko 15 %. Srednje vrednosti promene napona praga u polju X zračenja imaju u većini slučajeva veće vrednosti od onih u polju Co-60, tako da je za pozitivnu vrednost napona  $V_{IRR}$  za pojedine slučajeve dobijena vrednost normalizovanog odziva i do 1,14. Što se

tiče normalizovanih vrednosti odziva komponenti u polju elektrona u odnosu na odziv u polju Co-60 uočava se veća razlika u rezultatima. RADFET komponente koje su ozračene sa elektronima energijom od 6 MeV uglavnom imaju normalizovane vrednosti odziva veće od 1,0. U eksperimentima kada su komponente ozračene elektronima energijom od 8 MeV, komponente imaju normalizovane vrednosti manje od 1,0, u nekim slučajevima do oko 0,9 za pozitivan napona  $V_{IRR}$  .

Kako je za praktične potrebe značajan svaki slučaj sa naponom  $V_{IRR}$  koji ima vrednost 0 V, može se zaključiti da je normalizovani odziv RADFET komponenti po grafičkoj formi relativno ravan i za elektrone energije 6 MeV i 8 MeV, dok je za X zračenje maksimalna normalizovana vrednost odziva komponenti ide i do oko 10 %. Pokazuje se da proces pasivizacije RADFET komponenti dovodi do malog povećanja normalizovane vrednosti odziva komponenti u polju X zračenja u odnosu na odziv u polju Co-60. Normalizovane vrednosti odziva RADFET komponenti poboljšavaju ponašanje u poljima elektronskog zračenja, tako što se približavaju vrednostima odziva komponente za polje Co-60. Promene u geometrijskim parametrima RADFET komponenti ne utiču značajno na njihove normalizovane vrednosti u različitim poljima jonizujućih zračenja. Takođe, ne uočava se značajniji uticaj promene vrednosti jačina apsorbovanih doza na normalizovani odziv ispitivanih elektronskih komponenti.

Kada se uzmu u obzir teorijska razmatranja za interakciju jonizujućih zračenja sa materijalom od  $\text{SiO}_2$  [6], otkrivaju se odgovarajuća objašnjenja vezana za eksperimentalno dobijene rezultate. Za gama zračenje Co-60 i X zračenje sa energijama od 4 MeV i 8 MeV dominira tip interakcije preko Komptonovog rasejanja. To znači da u našim sprovedenim eksperimentima Komptonovi elektroni dominantno daju doprinos deponovanju energije u oksidu gejta RADFET komponente. Polazeći od činjenice da zaustavne moći elektrona u energetskom opsegu od nekoliko stotina keV do 10 MeV imaju slične vrednosti [6], postoji sličan iznos inicijalne rekombinacije u zoni sa

oksidom gejta, odakle proizilazi sličan trend u energetskej zavisnosti odziva RADFET komponente. Relativno male varijacije u vrednostima odziva RADFET komponente, kao i dozimetrijskog parametra promene napona praga sa promenom apsorbovane doze zračenja, mogu da potiču od različitog doprinosa elektrona nižih energija od 1 MeV s obzirom da postoje razlike u spektru elektrona za različite vrste jonizujućih zračenja.

3. Kod RADFET komponenti koje su bile pasivizirane uočene su veće vrednosti odziva nego kod standardnih komponenti. Na osnovu analize rezultata merenja uočava se da u slučaju kada pozitivni napon  $V_{IRR}$  iznosi +5 V, pasivizirane RADFET komponente su za oko 4,5 % osetljivije na zračenje od standardnih komponenti, odnosno imaju veće vrednosti dozimetrijskog parametra promene napona praga sa promenom ukupne apsorbovane doze. U slučaju kada napon  $V_{IRR}$  ima vrednost 0 V ova razlika u pogledu promene vrednosti odziva na zračenje između pasiviziranih i standardnih komponentni iznosi oko 10 %. Objašnjenje za ove razlike treba tražiti u stavu da kada je napon  $V_{IRR}$  pozitivan postoji drugačiji bilans u transportu generisanih parova elektron-šupljina, nego u slučaju kada napon  $V_{IRR}$  iznosi 0 V [32], [33], [34]. Takođe, metoda statičkog načina merenja obuhvata i mogućnost prisustva efekta fedinga zbog intervala vremena u kojem je RADFET komponenta tokom merenja izvan polja zračenja, i on može da bude različit za različite vrednosti  $V_{IRR}$ . Ono što se može zaključiti je i da primena procesa pasivizacije nije negativno uticala na funkcionalnost RADFET komponenti.

4. Dozimetrijski parametar promene napona praga sa ukupnom apsorbovanom dozom zračenja, odnosno odziv RADFET komponente ne zavisi značajno od promene geometrijske konfiguracije u zoni oksida gejta (za različite  $W/L$ : 300/50 i 690/15). Svakako je vredno zapažanje da je odziv RADFET komponente sa geometrijom 690/15 manji za 2-3% kod standardnih komponenti u odnosu na pasivizirane. Međutim, uzimajući u obzir da su uočene razlika u vrednostima odziva unutar intervala eksperimentalne

neodređenosti može se zaključiti da su odzivi RADFET komponenti sa konfiguracijama 300/50 i 690/15 veoma slični.

5. U sažetom zaključku na osnovu sprovedenih eksperimenata bi moglo da se istakne da izabrane MOSFET (RADFET) komponente pokazuju da dozimetrijski parametar promene napona praga od ukupne apsorbirane doze, odnosno odziv elektronske komponente ima relativno male varijacije u zavisnosti od energija gama, X zračenja u opsegu od 1,25 MeV - 8 MeV, kao i u poljima elektronskog zračenja od 4 MeV do 8 MeV. Takođe, važan je zaključak i da nema neželjenog uticaja procesa pazivizacije na funkcionalnost MOSFET (RADFET) komponenti. Na kraju, nije uočena značajna zavisnost promene ispitivanog dozimetrijskog parametra od promene u geometrijskoj konfiguraciji MOSFET (RADFET) komponente.



### 4.3 Poređenje sistema merenja MESY2002 i MESY2014 u polju jonizujućeg zračenja

U cilju ispitivanja funkcionisanja mernih sistema MESY2002 i MESY2014 obavljani su eksperimentalna ozračivanja uzoraka MOS tranzistora sa karakteristikama koje su date u tabeli 4.2.

Tabela 4.2. Opste karakteristike ESAPMOS komponenti

Oznaka	proizvođač	opis	pakovanje	br
TYN W5	Tyndall	ESAPMOS4 RADFET, 400nm implantirani oksid gejta	Kućište 14-pin keramičko DIP sa poklopcem od kovara	5
TYN W8	Tyndall	ESAPMOS4 RADFET, 400nm implantirani oksid gejta	Kućište 14-pin keramičko DIP sa poklopcem od kovara	5

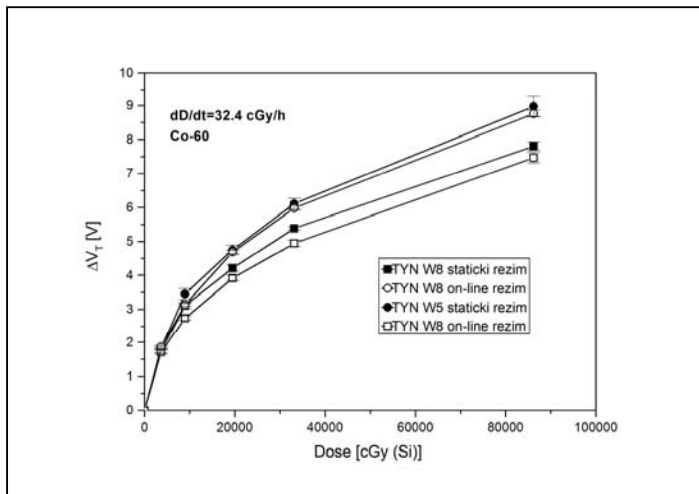
Uzorci TYN W5 i TYN W8 imaju razliku u tehnološkom procesu, u delu koji se tiče temperaturnog profila tokom post-oksidacionog postupka. Oba tipa ESAPMOS tranzistora su upakovana u čipove tipa ESAPMOS4 RADFET.

Ozračivanje je obavljeno u polju Co-60 u Metrološkoj Dozimetrijskoj Laboratoriji Instituta za nuklearne nauke "VINČA" za dve jačine doza zračenja

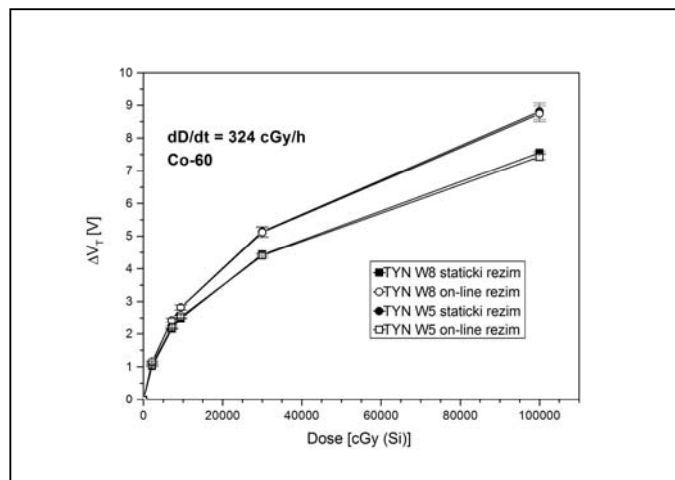
1. za jačinu doze  $(dD/dt)_1 = 32,4 \text{ cGy/h (Si)}$ ;
2. za jačinu doze  $(dD/dt)_2 = 324 \text{ cGy/h (Si)}$ .

Na osnovu rezultata merenja zavisnosti promene napona praga  $\Delta V_T$  od ukupne apsorbovane doze zračenja za oba tipa ESAPMOS tranzistora prikazane su na slikama 4.10. i 4.11.

Poređenje rezultata mernog statičkog sistema MESY2002 I automatskog on-line sistema MESY2014 su sprovedena tako što su sa čitača automatskog sistema preuzeti podaci merenja koji su izabrani za odgovarajuće merne tačke u vremenu kada je prekidano ozračivanje zbog očitavanja statičkim mernim sistemom.



Slika 4.10. Odzivi dva sistema merenja MESY2002 i MESY2014 merenja u polju jačine 32,4 cGy/h (Si).



Slika 4.11. Odzivi dva sistema merenja MESY2002 i MESY2014 polju jačine 324 cGy/h (Si).

Razlika između izmerenih rezultata statičkog sistema MESY2002 i automatskog on-line sistema MESY2014 se nalazi u granicama eksperimentalne merne nesigurnosti 2-5%. To znači da se može zaključiti da je odziv RADFET komponente nezavistan od načina merenja, odnosno ne zavisi od toga da li je ESAPMOS komponenta bila inkorporirana u statički ili dinamički on-line sistem merenja.

## 5. Numerički eksperimenti i diskusija

### 5.1 Osnovni elementi Monte Karlo simulacija transporta fotona i elektrona kao čestica jonizujućeg zračenja

Simulacija prolaska fotona i elektrona, kao čestica jonizujućeg zračenja, kroz materijalnu sredinu zasniva se na stohastičkoj prirodi sudarnih procesa [35], [38]. Između dva uzastopna sudara čestica prelazi slučajan put koji je određen totalnim makroskopskim presekom i gustom raspodele. Pri svakom sudaru čestica gubi energiju, a gubitak energije se određuje iz odgovarajuće gustine raspodele. Posle sudara čestica menja smer u odnosu na smer pre sudara, a ugao skretanja je slučajna veličina koja se bira iz ugaone raspodele. Na svom putu čestica gubi energiju do neke granične energije pri kojoj se smatra da je čestica apsorbirana, ili sa nekom energijom napušta aktuelni prostor. Svi sudari na putu čestice pripadaju njenoj istoriji. Ponavljanjem velikog broja istorija dobija se prostorna i energetska raspodela čestica u aktuelnom prostoru. Apsorbirana energija u datom prostoru menja osobine materijalne sredine, a nastale promene utiču na prolaz čestica narednih istorija, jer se menjaju temperatura i gustina materijala, a ako se dešavaju i nuklearne reakcije, menja se i izotopski sastav materijala. Svaki algoritam, pa i Monte Karlo algoritam, izražava unapred postavljeni cilj simulacije prolaza čestica. Prema teoriji Monte Karlo metoda, taj cilj je ostvaren kada je određena srednja vrednost tom cilju odgovarajuće veličine i njena statistička greška. Simulacijom dobijena vrednost neke veličine ima nepoznatu gustinu raspodele. Za određivanje srednje vrednosti i statističke greške upotrebljava se centralna granična teorema [38]. Tačnost Monte Karlo simulacije uslovljena je prvenstveno tačnošću preseka interakcija. Međutim, u širokom opsegu energije čestice jonizujućeg zračenja, totalni makroskopski preseki nisu poznati sa zadovoljavajućom tačnošću, a u nekim intervalima energije i rednih brojeva elemenata preseki su dobijeni razmatranjem rezultata malobrojnih eksperimenata i teorijskih modela.

Monte Karlo algoritam podrazumeva da su svi procesi matematički opisani, da su pripremljene verovatnoće prelaza čestice iz prethodnog u naredno stanje faznog prostora, da je pripremljen efikasan algoritam slučajnog odabira tih verovatnoća, da se raspolože brzim i pouzdanim modelom koji opisuje složeni geometrijski prostor i, na kraju, da upotrebljeni računar ima pouzdan generator pseudoslučajnih brojeva. Kada su navedeni uslovi ispunjeni, moguće je algoritam prevesti u računarski program i pristupiti simulaciji transporta čestica.

### 5.1.1 Proces interakcije fotona gama i X zračenja sa materijalom

Interakcija fotona gama ili X zračenja sa materijalom u zavisnosti od njegove energije i rednog broja elementa, moguća je preko jednog od tri procesa: fotoelektrična apsorpcija, Komptonovo rasejanje i stvaranje para pozitron-elektron. Za modelovanje situacije u kojoj se dešava interakcija potrebno je, pri svakoj energiji fotona i datom rednom broju, utvrditi najverovatniji proces. Za odabrane intervale energija fotona i za redne brojeve elemenata koji su u sastavu materijala koji su predmet naših istraživanja, verovatnoća da se desi jedan od mogućih procesa srazmerna je totalnom preseku za taj proces. Polazeći od toga da je funkcija verovatnoće za svaki od tih procesa neprekidna, može se ta verovatnoća unapred zadati tako da je ona jednaka pseudoslučajnom broju koji je uniformno raspoređen u intervalu (0,1). Kada je verovatnoća za Komptonovo rasejanje veća od unapred zadatog pseudoslučajnog broja, onda je najverovatniji taj proces interakcije. Ukoliko je, pak, zbir verovatnoća za Komptonovo rasejanje i fotoelektričnu apsorpciju veći od zadatog pseudoslučajnog broja, onda je najverovatniji proces fotoelektrična apsorpcija. Samo kada istovremeno nisu ispunjena ta dva uslova, onda je verovatno stvaranje para. Dakle, ako sa  $R_j$  označimo vrednost pseudoslučajnog broja, onda gore rečeno ima sledeću interpretaciju:

$$R_j < \frac{\sigma}{\sigma + \tau_k + \chi} \quad (5.1)$$

$$R_j < \frac{\sigma + \tau_k}{\sigma + \tau_k + \chi} \quad (5.2)$$

$$R_j > \frac{\sigma + \tau_k}{\sigma + \tau_k + \chi} \quad (5.3)$$

što znači da se relacija (5.1) odnosi na Komptonovo rasejanje, (5.2) na fotoelektrični efekat, a (5.3) na efekat stvaranja para pozitron-elektron, i u skladu su sa algoritmom koji je dao Zerby [38].

U našim numeričkim eksperimentima, foton prolazi kroz slojeve MOS tranzistora kao dozimetra, i tom prilikom se definiše slobodan put fotona kao gama kvanta. Prolazeći kroz slojeve dozimetra foton interaguje sa njima i između dve interakcije pređe neki pravolinijski put koji je po svojoj prirodi slučajna i neprekidna veličina. To znači da je gustina raspodele slobodnog puta fotona kao gama kvanta monotona funkcija koja je identična funkciji slabljenja gama kvanta

$$P(x) = \mu(E_g) \cdot \exp[-\mu(E_g)x] dx \quad (5.4)$$

gde su  $E_g$  - energija gama kvanta,  $x$  - debljina sloja,  $\mu(E_g)$  - totalni linearni koeficijent slabljenja. Ova funkcija predstavlja verovatnoću da gama kvant izvrši interakciju na putu  $dx$  i verovatnoće da ne izvrši interakciju na putu  $x + dx$ .

Ako se funkcija  $P(x)$  iz (5.4) integrira u intervalu od 0 do  $X_g$ , onda se može dokazati da se slobodan put fotona kao gama kvanta dobija kao rešenje jednačine

$$\int_0^{X_g} P(x) dx = R_j \quad (5.5)$$

gde je  $R_j$  - pseudoslučajan broj, a  $X_g$  - slobodan put gama kvanta.

Polazeći od prethodnih definicija dobijaju se sledeće relacije:

$$R_j = 1 - \exp[-\mu(E_g) \cdot X_g] \quad (5.6)$$

$$X_g = \frac{1}{\mu(E_g)} \cdot \ln\left(\frac{1}{1 - R_j}\right) . \quad (5.7)$$

Izbor slobodnog puta ili verovatnog dometa fotona kao gama kvanta između dve interakcije, kako je do sada razmatrano, primenjuje se za homogenu sredinu. Kada je sredina sastavljena od slojeva različitih materijala, izbor slobodnog puta moguć je na ranije opisan način, ako je za tu sredinu poznat  $\mu(E_g)$ . Jedan od načina određivanja vrednosti  $X_g$  za različite materijalne sredine može da se svede na proračune uz korišćenje metoda iterativne interpolacije. Kod drugog pristupa možemo da pretpostavimo da imamo sredinu koja se sastoji od  $n$  slojeva različitih materijala. Neka gama kvant prodire kroz granične površine slojeva  $S_n$  tako da je  $L_n$  rastojanje između tačaka prodora susednih prostora. Da se nađe tačka interakcije gama kvanta sa sredinom potrebno je proveriti ispunjenje uslova

$$L_n \geq \frac{1}{\mu(E_g)} \cdot \ln\left(\frac{1}{R_j}\right) . \quad (5.8)$$

Ukoliko uslov iz (5.8) nije ispunjen, postupak treba ponavljati za naredne slojeve sve dok on ne bude zadovoljen. Važno je imati u vidu da je desna strana nejednakosti jednaka verovatnom dometu što podrazumeva da se u svakom sloju mora upotrebiti novi pseudoslučajan broj  $R_j$ .

### 5.1.2 Totalni preseki za procese interakcija fotona sa materijalom

Za istraživanja u ovom radu, kada se uzmu u obzir energije fotona kao gama kvanta i redni brojeva elemenata od kojih se sastoje materijali u strukturi MOSFET komponenti, može se usvojiti da su dominantni sledeći procesi interakcije gama kvanta sa materijom: 1. fotoelektrična apsorpcija ili fotoefekat; 2. Komptonovo rasejanje i 3. stvaranje para pozitron-elektron. Ostali procesi interakcije gama kvanta sa materijom (fotonuklearni procesi, Relejevo rasejanje, Tompsonovo rasejanje, dvofotonsko Komptonovo rasejanje itd.) malo su verovatni i njih nećemo uzimati u obzir.

Fotoelektrična apsorpcija (fotoefekat) moguća je jedino na atomu zbog toga što zakon o držanju impulsa zahteva da u tom procesu učestvuje treće telo. Gama kvant predaje svu energiju elektronu atomskog omotača i ako je predata energija veća od energije veze elektrona, atom biva jonizovan. Izbačeni pri tome elektron ima energiju:

$$E_e = E_g - W_q \quad (5.9)$$

gde su:  $E_g$  - energija gama kvanta,  $E_e$  - energija elektrona, a  $W_q$  - energija veze elektrona na  $q$ -toj orbiti (ljusci) atoma. Energija pobude atoma u tom procesu oslobađa se emisijom karakterističnog rentgenskog zračenja ili Ože-elektronima.

Presek fotoelektrične apsorpcije proporcionalan je kvadratu matričnog elementa Hamiltonijana interakcije gama kvanta sa elektromagnetnim poljem atoma. Greška preseka zavisi od greške upotrebljenih talasnih funkcija elektrona. Tačno rešenje Dirakove jednačine ne može da se dobije za sve energije gama kvanta i proizvoljan redni broj  $Z$ . Zbog toga se presek najčešće računa za određene vrednosti  $Z$  i intervale energije gama kvanta.

Kada je energija gama kvanta veća od energije veze  $K$ -elektrona, ali istovremeno toliko mala da je energija fotoelektrona manja od  $m_0c^2$ , može se,



primenom Bornove aproksimacije, izračunati diferencijalni presek [38] fotoelektrične apsorpcije na K-ljusci, koji je dat kao:

$$d\tau_K = r_0^2 \cdot \frac{Z^5}{137^4} \cdot \left( \frac{m_0 c^2}{h\nu} \right)^{7/2} \cdot \frac{4\sqrt{2} \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}{(1 - \beta \cos \theta)^4} d\Omega \quad (5.10)$$

gde su:  $r_0 = e^2 / m_0 c^2$  - ksalsičan radijus elektrona,  $\beta = v/c$  - relativna brzina fotoelektrona,  $\theta$  - ugao između smera upadnog gama kvanta i smera fotoelektrona,  $\varphi$  - ugao između ravni u kojoj se nalaze smerovi gama kvanta i fotoelektrona i vektora polarizacije upadnog gama kvanta.

Totalni presek dobija se integracijom diferencijalnog preseka po svim uglovima i množenjem integrala sa 2, jer K-ljuska ima dva elektrona, tako da se dobija izraz:

$$\tau_K = \varphi_0 \cdot \frac{Z^5}{137^4} \cdot 2^{5/2} \left( \frac{m_0 c^2}{h\nu} \right)^{7/2} \quad (5.11)$$

gde je  $\varphi_0 = 8 \pi/3 \cdot r_0^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 / \text{elektron}$ . Tako dobijeni totalni presek vredi samo u intervalu gde je energija gama kvanta veća od  $0,5 m_0 c^2$ .

U području malih energija gama kvanta, i kada je energija fotoelektrona bliska energiji K-elektrona, moraju se uzeti tačne talasne funkcije fotoelektrona. Međutim, kada je energija gama kvanta veća od energije veze K-elektrona i  $m_0 c^2$ , može se zanemariti energija veze [38] i tada izračunati presek koristeći relativističke talasne funkcije elektrona i fotoelektrona. Takvim pristupom Sauter [38] je izračunao presek u obliku

$$\tau_K = \varphi_0 \cdot \frac{Z^5}{137^4} \cdot \frac{3}{2} \left( \frac{m_0 c^2}{h\nu} \right)^5 \cdot (\gamma^2 - 1)^{3/2} F(\gamma) \quad (5.12)$$

$$F(\gamma) = \frac{4}{3} + \frac{\gamma(\gamma-2)}{\gamma+1} \left( 1 - \frac{1}{2\gamma\sqrt{\gamma^2-1}} \ln \frac{\gamma + \sqrt{\gamma^2-1}}{\gamma\sqrt{\gamma^2-1}} \right) \quad (5.13)$$

gde je  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{E_g + m_0c^2}{m_0c^2}$ .

Ugaona raspodela fotoelektrona, pri malim energijama gama kvanta, ima maksimum oko smera električnog vektora gama-kvanta, tj. fotoelektroni imaju smer približno normalan na smer gama kvanta. Sa porastom energije gama kvanta smer fotoelektrona pomera se prema smeru gama kvanta.

Za numeričke eksperimente u našem radu ugaona raspodela fotoelektrona dovoljno tačno se može prikazati Suterovom [38] raspodelom za K- elektrone,

$$I(\theta) = \frac{\sin^2 \theta}{(1-\cos \theta)^4} + \frac{1}{2} \cdot \frac{3 \cdot (1-\sqrt{1-\beta^2}) - 2\beta^2}{(1-\beta^2)^{3/2}} \cdot \frac{\sin^2 \theta}{(1-\beta \cos \theta)^3} \quad (5.14)$$

Pri  $\beta \ll 1$  dominantan je prvi član, a kada  $\beta \rightarrow 1$ , odlučujući je drugi član formule (5.14). Maksimum raspodele je pri vrednosti ugla  $\theta_{max} = m_0 c^2 / h\nu \sqrt{2}$ .

Rasejanje gama kvanta, pored fotoelektrične apsorpcije i stvaranja para elektron-pozitron, takođe je verovatan proces njegove interakcije sa materijom. Rasejanje može biti elastično ili koherentno pri čemu nema promene energije gama kvanta i neelastično kada gama kvant gubi deo svoje energije i predaje je čestici na kojoj se rasejava. Od koherentnih rasejanja vrednije su spomenuti: Relejevo na vezanim elektronima, Tompsonovo na jezgrima atoma i Delbrukovo rasejanje u Kulonovom polju jezgra. U području energija iznad 0,05 MeV koherentna rasejanja nisu od interesa, pošto je u tom području dominantno nekoherentno, odnosno Komptonovo rasejanje.

Ako je energija gama kvanta veća od energije veze elektrona u atomu, tj. ako je impuls predate elektronu nešto veći od impulsa koji poseduje taj elektron pre sudara sa gama kvantom, onda se može smatrati da se interakcija tog kvanta sa elektronom odigrava na slobodnom elektronu. Dalje, to znači da se presek takvog procesa može izraziti Klej-Nišina formulom [38].

Ako se razmatraju gama kvanti izotropnog tačkastog izvora, oni nisu polarisani, pa je totalan presek za rasejanje po elektronu

$$\sigma_c = 2\pi r_0^2 \cdot \left( \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \cdot f_c(\alpha) + \frac{1}{2\alpha} \cdot \ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right) \quad (5.15)$$

$$f_c(\alpha) = \frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1+2\alpha) \quad (5.16)$$

gde je  $\alpha = E_g / m_0 c^2$ .

Navedeni izraz za Komptonovo rasejanje važi za slučaj rasejanja gama kvanta na slobodnom i nepokretnom elektronu, ili, za slučaj kada je energija elektrona posle sudara sa gama kvantom znatno veća od energije veze tog elektrona. Pri rasejavanju gama kvanta male energije na unutrašnjim ljuskama elektrona teških elemenata gornji uslov nije ispunjen. Osim toga, ako se uvaži da elektron ne miruje, onda, u slučaju da je energija gama kvanta bliska energiji eksitacije, može da se očekuje odstupanje od formule Klej-Nišina pri većim uglovima rasejanja.

Interakcija gama kvanta sa atomom pri energiji iznad 1,02 MeV može imati rezultat stvaranje para pozitron-elektron. Taj rezultat može se postići samo u polju jezgra zbog održanja impulsa. Elektron i pozitron iz para imaju neprekidnu raspodelu po energiji, a zbir tih energija je konstantan. Dalje, proces anihilacije para može se posmatrati i kao zakočno zračenje pri čemu elektron u toku rasejavanja prelazi u stanje negativne energije. Zbog toga teorija stvaranja para ima mnogo zajedničkog sa teorijom zakočnog zračenja pa su je Bethe i Heitler tako i razrađivali [38]. Zbog složenosti i dužine diferencijalnog preseka

za stvaranje para i izraza za energetska raspodelu između elektrona i pozitrona, ovde navodimo konačne rezultate.

Totalni presek za stvaranje para pozitron-elektron saglasno Zerby [38] je

$$\chi = R(\alpha) \cdot \left( \frac{\pi}{4} + \frac{2B(\alpha)}{15} \right) \quad (5.17)$$

$$R(\alpha) = \left( 1 - \frac{1}{2\alpha} \right) \left[ \frac{4}{3} (L-1) \left( 1 - \frac{1}{\alpha^2} \right) - \frac{4}{\alpha^2} F(F-1) - \frac{16}{\alpha^4} F(L-F) \right] \quad (5.18)$$

$$B(\alpha) = 0,135(R(\alpha) - 0,52) \quad (5.19)$$

$$F(\alpha) = \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 - 4}} \ln \left( \frac{\alpha}{2} + \sqrt{\frac{\alpha^2}{4} - 1} \right) \quad (5.20)$$

$$L(\alpha) = \frac{2\alpha^2}{\alpha^2 - 4} \ln \frac{\alpha}{2} \quad (5.21)$$

gde je  $\alpha = E_g / m_0 c^2$ .

U gornjim izrazima  $\alpha$  je relativna energija fotona kao gama kvanta. Presek za stvaranje para jednak je nuli za sve vrednosti  $\alpha < 2$ . U slučaju da je vrednost  $R(\alpha)$  manja od 0,52 tada je  $B = 0$ .

### 5.1.3 Totalni preseki za procese interakcija elektrona sa materijalom

Detaljno poznavanje preseka sudara elektrona sa elektronima i atomima neophodan je uslov za bilo koji model prolaza elektrona kroz supstanciju, pa, prema tome, i za Monte Karlo modele. Deterministički modeli operišu sa totalnim presecima i ne mogu da tretiraju svaki proces pri rasejanju elektrona. Monte Karlo modeli mogu neki od procesa i da zanemare, ali za njih je neophodno poznavanje svih procesa. Uopšteno govoreći, svaki sudar predstavlja jedno stanje elektrona. Više sudara čine skup stanja elektrona u faznom prostoru u kome su tačke definisane energijom i položajem u prostoru. Zbog stohastičke prirode sudara tačke u faznom prostoru su slučajne veličine, a njihove raspodele izvedene su iz preseka elementarnog sudara elektrona. Prelaz iz prethodne u narednu tačku faznog prostora zove se verovatnoća prelaza. Kad je poznata verovatnoća prelaza, moguće je metodama Monte Karlo simulirati prolaz elektrona kroz materijal. Priprema verovatnoća prelaza zasniva se na teorijskim i eksperimentalnim rezultatima dobijanja preseka, koji su sistematizovani u dužem periodu.

Priprema verovatnoća prelaza temelji se na modelu [46] kondenzovane istorije elektrona, a na identičan način i pozitrona, po kome se trajektorija čestice deli na odsečke duž kojih se odigravaju elastični i neelastični sudari. Te odsečke određuje srednji gubitak energije.

Dužina koraka određuje se iz uslova da čestica na njemu gubi energiju sa M faktorom  $(1/2)^M$ . Tada je dužina koraka

$$S_n = \int_{T_{n+1}}^{T_n} dT / [S_{col}(T) + S_{rad}(T)] \quad (5.22)$$

gde je  $T_{n+1} = T_n/2^M$ , a  $S_{col}(T)$  i  $S_{rad}(T)$  su radijaciona jonizaciona i radijaciona zaustavna moć [38]. Jonizaciona zaustavna moć je definisana preko izraza :

$$-\frac{dT}{dx} = 2\pi r_0^2 m_0 c^2 Z n_0 \frac{(\tau+1)^2}{\tau(\tau+2)} \left[ \ln \frac{m_0 c^2 \tau^4 (\tau+2)}{2I^2} + f(\tau) \right] \quad (5.23)$$

gde su  $\tau$  - količnik energije elektrona (pozitrona) i energije mirovanja,  $n_0$  - broj atoma u jedinici zapremine,  $I$  - srednji jonizacioni potencijal,  $Z$  - redni broj elementa, a drugi sabirak u Bete-Blohoj (Bethe-Bloch) formuli odnosi na elektrone i pozitrone.

Na koraku  $S_n$  elektron (pozitron) gubi srednju energiju  $\Delta T = T_n - T_{n+1}$  sa fluktuacijom jonizacionog gubitka energije koga određuje Landauova [38] raspodela. Ovu raspodelu pažljivo su računali Borš-Supan (Borsch-Supan) unutar  $-4 \leq \lambda \leq +100$  i Ilić [38] unutar  $-20 \leq \lambda \leq +10000$ . Landauova raspodela izvedena je sa pretpostavkom da je gubitak energije veći od srednje eksitacione energije. Značajno poboljšanje raspodele dobili su Blunck-Lajzegang (Blunck-Liezegang) uključivanjem drugog momenta u konvoluciju Landauove raspodele. Čečin (Chechin) i Ermilova (Ermilova) odredili su sa drugim momentom relativnu grešku, a Selcer (Seltzer) uveo podešavanje varijanse Blunck-Vestfalovih (Blunck - Westfal) [38] gausijana. U Monte Karlo modelima po izboru se koristi Landauova raspodela sa graničnim  $\lambda_{cat}$  kako je u programu ETRAN upotrebio Selcer, ili raspodela sa 9 gausijana. Fluktuacija gubitka energije na jonizaciju je slučajna veličina, koja se algebarski sabira sa srednjim gubitkom energije pri jonizaciji. Tako se dobija slučajni gubitak energije na jonizaciju.

Duž trajektorije elektron (pozitron) emituje fotone zakočnog zračenja. Gustina raspodele fotona zakočnog zračenja dobija se iz sintetičke formule za diferencijalni presek [38]. Makroskopski presek određen je integracijom diferencijalnog preseka i koristi se za odabir verovatnog broja fotona iz Puasonove (Poisson) raspodele. Na sličan način formira se raspodela za odabir energije emitovanog fotona, a pritom se formira uslovna inverzna raspodela ugla emisije fotona. Male razlike u preseku za elektrone i pozitrone

omogućavaju da se na isti način tretira zakočno zračenje elektrona i pozitrona, a za obe čestice može se zanemariti fluktuacija gubitka energije u ovom procesu.

Zakočno zračenje na koraku Sn ima malu verovatnoću. Moguće je da se njegova energija približi energiji elektrona i zbog toga gubitak energije bude maksimalan. Kao posledica toga, transport elektrona se svodi na transport fotona zakočnog zračenja. Baš zato priprema verovatnoća prelaza za elektrone mora da obuhvati i pripremu verovatnoća za fotone.

Prema modelu za srednji gubitak energije, energija elektrona opada "polako na manje vrednosti". Takav model podstakao je više autora da se pozabave ugaonom raspodelom elektrona (pozitrona). Teorijski vrlo pojednostavljene ugaone raspodele izveli su Fermi (Fermi) i Viliams (Njilliams) prvenstveno sa namerom da omoguće interpretaciju eksperimentalnih podataka prolaza elektrona kroz folije od zlata i aluminijuma. Tim problemom kasnije se bave Molier (Moliere) i Bete (Bethe) [58] te Gudsmi (Gaudsmi) i Sanderson (Saunderson) [60]. U literaturi se sreću i drugi pokušaji dobijanja ugaone raspodele sa različitim modelima atoma. Ipak, zbog niza teorijskih pretpostavki i raspoloživih eksperimentalnih provera, ugaone raspodele za elektrone konvergiraju prema Molierovoj, odnosno Gudsmi-Sandersonovoj ugaonoj raspodeli.

Početne verzije svih programa razvijane su sa Molierovom (Moliere) [58] ugaonom raspodelom, čiju je gustinu Molier izveo u obliku reda:

$$f(\theta)d\theta = \left[ f_0(\varphi) + f_1(\varphi)/B + \dots + f_n(\varphi)/B^n \right] \varphi d\varphi \quad (5.24)$$

u kojoj je  $\varphi = \theta / \chi\sqrt{B}$  bezdimenzioni ugao, B - parametar raspodele koji se dobija u zavisnosti od broja elementarnih sudara na putanji čestice.

Kod svakog akta rasejanja računa se srednji broj sudara b i iz relacije  $B = \ln b$  određuje vrednost B sa kojom je iz datoteke dobija vrednost ugla

skretanja elektrona. Znatno povećanje brzine rada postiže se formiranjem biblioteke inverznih Molierovih raspodela, bez naknadnog računanja  $b$  i  $B$ , na koja upozorava Selcer[38]. Ovaj model primenjen je u programu FEPDAT. Gudsmi-Sandersonova ugaona raspodela definisana je formulom

$$f(\theta, s) = \frac{1}{2\pi} \sum_n (n + 0,5) \exp[-sG_n(s)] P_n(\cos\theta) \quad (5.25)$$

u kojoj su  $P_n(\cos\theta)$  Ležandrovi polinomi,  $G_n(s)$  je transportni presek.

Naš model, prema tome, po izboru priprema jednu od ove dve inverzne ugaone raspodele po istom formatu. On može da pripremi inverzne ugaone raspodele kombinujući ih u raznim intervalima energije čestice. U našim numeričkim eksperimentima upotrebljene su Molierova i Gudsmi-Sandersonova raspodele u zavisnosti od energije čestice i osobina materijalne sredine.

Elastično rasejanje elektrona na slobodnom elektronu opisuje Melerov

(Meller) diferencijalni presek :

$$\frac{d\sigma}{dw} = 2\pi r_0^2 \frac{\tau + 1}{\tau^2(\tau + 2)} \left[ \frac{1}{w^2} - \frac{1}{w(1-w)} \frac{2\tau + 1}{(\tau + 1)^2} + \frac{1}{(1-w)^2} + \frac{\tau}{(\tau + 1)^2} \right] \quad (5.26)$$

u kome je  $w$  parametar raspodele energije između upadnog i rasejanog elektrona,  $\tau$  je količnik energije upadnog elektrona i energije mirovanja  $m_0 c^2$ . Pošto se ne razlikuju upadni od rasejanog elektrona,  $w$  je u granicama  $(0,1/2)$ , pa jedan elektron ima energiju  $wE/m_0 c^2$ , a drugi  $(1-w)E/m_0 c^2$ . Rasejani elektron često se naziva i delta-elektron. Pošto rasejani elektron može da ima vrlo malu energiju, priprema verovatnoće prelaza ograničava se na tu malu energiju da bi se takvi elektroni razlikovali od elektrona pri jonizaciji. Integracijom preseka (5.26) po parametru raspodele energije od granične



vrednosti  $w_g$  do  $1/2$  dobija se raspodela. Sa konstantnim priraštajem verovatnoće invertuje se raspodela.

Diferencijalni presek elastičnog rasejanje pozitrona na slobodnom elektronu izveo je Baba (Bhabha) [38] na sličan način prikazan formulom kao i Melerov presek. Posle rasejanja pozitrona na elektronu medju njima postoji jasna razlika, pa je parametar raspodele energije  $w$  u granicama  $(0,1)$ . Za pripremu inverzne raspodele energije primenjuje se isti model kao i za elastično rasejanje elektrona na slobodnom elektronu.

Sudar pozitrona sa slobodnim elektronom sa velikom verovatnoćom dovodi do analihacije pozitrona. Zbog zakona o održanju energije ishod sudara je jednofotonska, dvofotonska ili trofotonska anihilacija. U modelima pripreme verovatnoća prelaza pozitrona usvojena je dvofotonska anihilacija, jer je ona mnogo puta verovatnija od jednofotonske i trofotonske anihilacije pozitrona. Pored toga, fizički je ispravniji model anihilacije pozitrona na letu po kome pozitron ima malu, ali konačnu verovatnoću anihilacije pre termalizacije. Presek dvofotonske anihilacije pozitrona totalne energije  $\tau$  (u jedinici energije mirovanja) [38]

$$s_{an} = r_0^2 \cdot \frac{\pi}{\tau + 1} \left[ \frac{\tau^2 + 4\tau + 1}{\tau^2 - 1} \ln(\tau + \sqrt{\tau^2 - 1}) - (\tau + 3)\sqrt{\tau^2 - 1} \right] \quad (5.27)$$

daje verovatnoću anihilacije na putu  $s$ . Prvi foton ima energiju  $T + m_0 c^2$ ,

a drugi  $m_0 c^2$ , gde je  $T$  energija pozitrona pre anihilacije. Oba fotona emituju se u opoziciji i imaju uniformnu ugaonu raspodelu u  $4\pi$ .

Posle udarne jonizacije unutrašnjeg nivoa atom se nalazi u pobudjenom stanju, a vraća se u stabilno stanje emisijom karakterističnog zračenja (fluorescentni fotoni) ili emisijom Ože (Auger) elektrona. Kao i kod simulacije prolaza elektrona, i u ovom procesu neophodno je ograničiti energije nastalih

čestica u ovom procesu. Pošto fotoni imaju drastično veći domet od elektrona, a prvi doprinose više prostornoj raspodeli apsorbovane energije, donja granična energija tih fotona trebalo bi da bude što niža. Pri tome, ovaj problem treba povezati sa graničnom energijom za fotone iz izvora i sa prekidnom energijom za elektrona. Kada se sve uzme u obzir proizlazi da granična energija treba da bude oko 1 keV.

Problemom udarne jonizacije i s tim u vezi relaksacijom pobudjenog jonizovanog atoma najtemeljnije se bavio Grizinski (Gryzinski), pa su njegovi modeli upotrebljeni [38] u programu SANDYL za formiranje banke podataka relaksacije atoma posle fotoefekta ili udarne jonizacije. Kasnije je ova banka primenjena u programima ITS i FOTELP. Pobudjeni atomski jonprelazi u stabilno stanje sukcesivnim prelazima K, L1, L2, L3, M (srednje) i N (srednje). U banci podataka sadržane su verovatnoće prelaza i svi potrebni preseki za emisiju fluorescentnih fotona i Ože elektrona.

Na početku ovog poglavlja podvučeno je da su verovatnoće prelaza elektrona iz prethodnog u naredno stanje faznog prostora samo jedan od uslova da postavljeni model i algoritam mogu da se prevedu na računarski program. Uvažavajući sva raspoloživa i brojnim primenama dokazana dobra iskustva, u sledećem poglavlju izložićemo funkcionisanje računarskog programa simulacije prolaza elektrona kroz supstanciju.

#### 5.1.4 Programski paket FOTELP

Programski paket FOTELP simulira transport fotona, elektrona i pozitrona metodom Monte Karlo. Pomoću njega mogu se izvesti numerički eksperimenti u dozimetriji, zaštiti od zračenja, radioterapiji, oceniti efikasnost detektora i brojača, izračunati raspodela apsorbovane energije u slojevima komponenata mikroelektronike. Programi iz ovog paketa rade u 3D geometriji sa proizvoljnim spektrom čestica iz izvora energije od 1 keV do 100 MeV i geometrijom materijalne sredine koja se može opisati ravnima i površinama drugog reda. Programi FOTELP koriste verovatnoće prelaza čestica iz prethodnog u naredno stanje faznog prostora koje priprema program FEPDAT.

Simulacija transporta fotona zasniva se na modelu imitacije [38]. U toku fotonske istorije, od sudara do sudara, iz odgovarajućih raspodela biraju se slučajno: rastojanje, meta (atom, ljuska), tip sudara, tip sekundarnih čestica, energije i uglovi čestica posle sudara. Program FOTELP tretira: fotolektričnu apsorpciju, nekoherentno i koherentno rasejanje i stvaranje para elektron-pozitron.

Sekundarni fotoni iz zakočnog zračenja, fluorescentni fotoni i fotoni iz anihilacije pozitrona uključeni su u transport kao i fotoni iz izvora.

Transport elektrona i pozitrona zasniva se na teoriji kondenzovane istorije [38] na delu dometa (koraku) čestice. Na tom koraku određuje se srednji gubitak energije sa njegovom fluktuacijom iz Landauove [38], odnosno Blunk-Lajzegangove raspodele. Iz uslova teorije višestrukog rasejanja bira se ugao skretanja čestice iz Molierove ili Gudsmiit-Saundersonove raspodele.

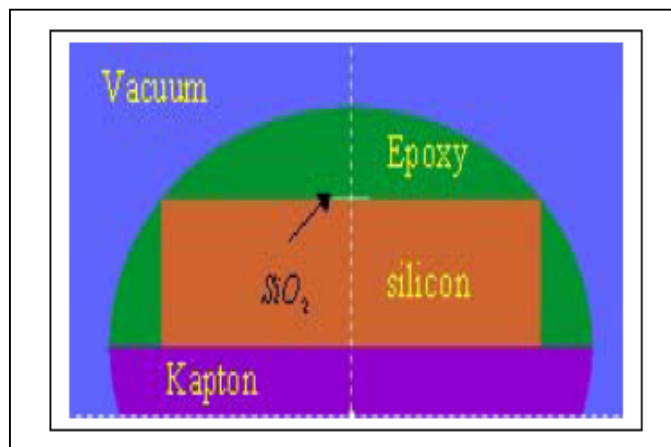
Zakočno zračenje generiše se pomoću Puasonove raspodele i spektra emisije fotona u tom procesu. Stvaranje delta elektrona na koraku generiše se iz Puasonove raspodele i energetske raspodele na bazi Melerovog [38], odnosno Baba preseka. Uglovi sekundarnih čestica u elektron-pozitron transportu biraju se iz odgovarajućih raspodela. Fotolektričnu apsorpciju i udarnu jonizaciju

prati simulacija atomskih prelaza na 6 ljuski, a nastali fluorescentni fotoni i Ože elektroni tretiraju se kao i odgovarajuće čestice iz izvora.

Aktuelne verzije programa FOTELP (FOTELP-2K10 i FOTELP-2K13) dopunjene su novim rutinama za korišćenje podataka iz nove verzije XCOM (NBSIR 87-3597, 1999), koja je baza podataka za fotonske interakcije, nakon čega se nastavlja priprema podataka za Monte Karlo simulacije. Pritom su u cilju modernizacije funkcionisanja programa FOTELP inkorporirane i adaptirane odgovarajuće rutine iz programa PENELOPE 2006 za koherentno i nekoherentno rasejanje i anihilaciju, kao i programski paket PENGEOM6 za modelovanje geometrijske konfiguracije. Program je napisan u FORTRAN 77 i radi pod operativnim sistemima WINDOWS 98 preko WIN-XP do WINDOWS 7 (korišćenjem MS Fortran PowerStation 4) i LINUX (gcc 2.95). U odnosu na ranije verzije, ovoj su dodati programi (VoxelView) koji prezentiraju rezultate eksperimenata. Program je reorganizovani da bude pregledniji što je uslovalo povećanje broja rutina i uvođenje modifikovane rutine TIMER (NEADB-20040221) za realizaciju generatora slučajnih brojeva koga pokreće časovnik računara. Pred toga, povećan je broj rutina za emisiju čestica iz snopova čestica unutar  $4\pi$  i više drugih geometrija prirodnih i veštačkih izvora čestica.

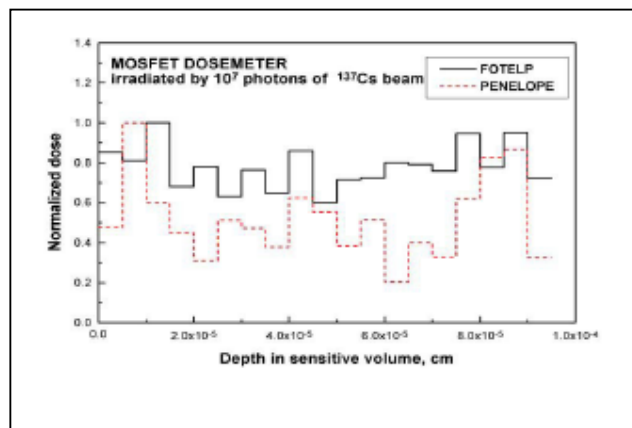
## 5.2 Proračun deponovane energije u detektorima zračenja primenom metode Monte Karlo za simulaciju transporta čestica

Primena MOSFET-a kao detektora u impulsnoj tehnici električne snage (PPT) zahteva istraživanje njegovih karakteristika u poljima zračenja. Ova istraživanja su opisana u referencama [35], [36], [37]. Ograničenja u merenjima sa MOSFET detektorom su prevaziđena prilično uspešno baš korišćenjem metoda Monte Karlo. U ovom radu su prikazane mogućnosti softverskih paketa FOTELP i PENELOPE za sprovođenje simulacija transporta čestica zračenja (fotoni, elektroni) kroz materijale od kojih su detektori napravljeni. Uspešno je ostvaren cilj i proračun deponovane energije i raspodele doze u dozimetrijski osetljivoj zapremini MOSFET-a duž preferentne ose koja je kolinearna sa osom upada snopa zračenja [38], [39].

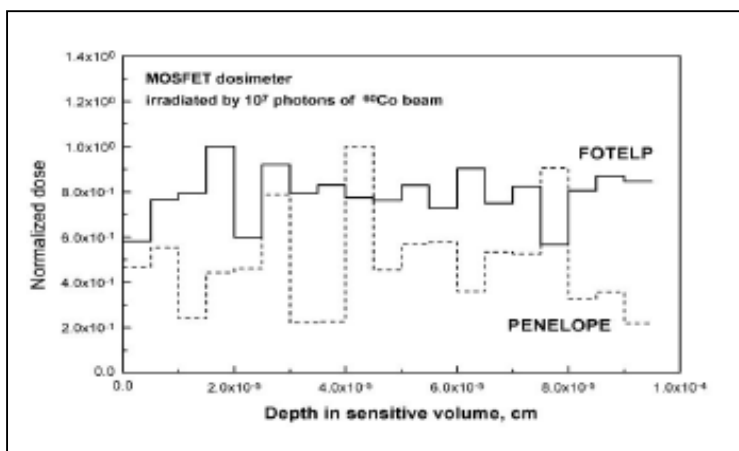


Slika 5.1. Šematski prikaz poprečnog preseka jedne MOSFET strukture.

Na slikama 5.2 i 5.3 dati su rezultati simulacija sa paketima PENELOPE i FOTELP, pri čemu su urađene simulacije sa  $10^7$  istorija transporta fotona kroz MOSFET. U pitanju su simulacije transporta fotona emitovanih iz izvora zračenja  $^{137}\text{Cs}$  i  $^{60}\text{Co}$ , respektivno.

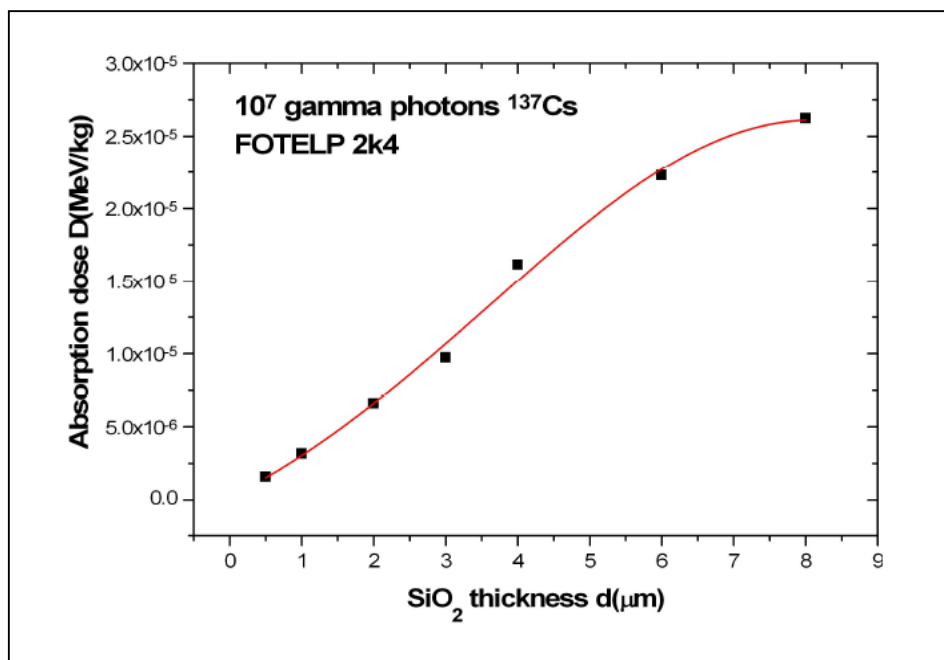


Slika 5.2. Raspodela Normalizovana doze fotonskog zračenja duž preferentne ose unutar zapremine SiO<sub>2</sub> za izvor <sup>137</sup>Cs.



Slika 5.3. Raspodela Normalizovana doze fotonskog zračenja duž preferentne ose unutar zapremine SiO<sub>2</sub> za izvor <sup>60</sup>Co.

Još jedan primer tzv. radiološke karakterizacije ponašanja materijala je prikazan primenom paketa FOTELP-2K4 u [40], [41]. U ovom radu je dobijeni rezultat za distribuciju absorbovane doze zračenja, a potom je sprovedena komparacija sa dostupnim podacima za ovu vrstu simulacija [42].

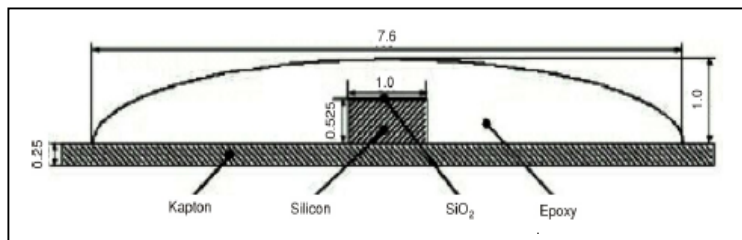


Slika 5.4. Raspodela apsorbovane doze unutar osetljive zapremine MOSFET tranzistora, a to je materijalna zona SiO<sub>2</sub>.

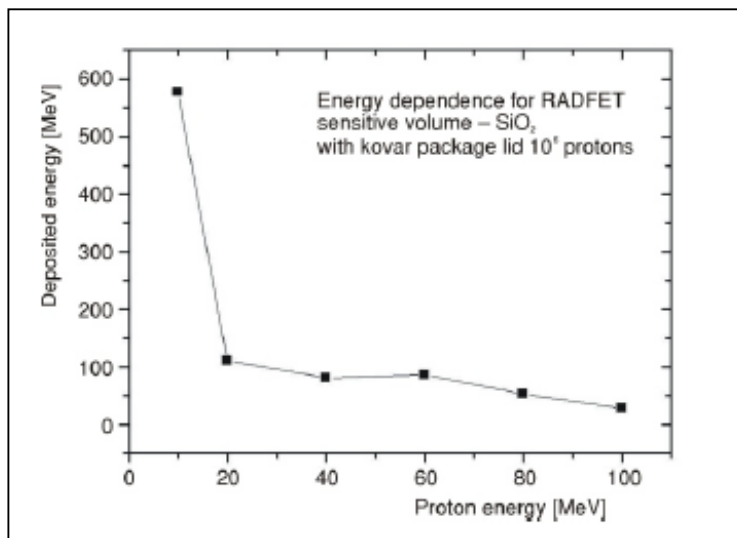
Ovo istraživanje je sprovedeno pre svega sa motivacijom da bi računanje uticaja konfiguracije sastavljene od različitih materijala za oklapanje komponente dovelo do metodologije kako brže i preciznije ispitati ono što nije moguće uvek uraditi kroz realna merenja. Zato se koriste metode Monte Karlo: radi simulacija pre planiranja daljih koraka u realizaciji proizvodnog ili ispitnog procesa date komponente.

Poluprovodničke komponente koje su osetljive na radijaciju kao što su MOSFET (RADFET) imaju brojne primene u kosmičkim istraživanjima, u nuklearnoj tehnologiji i istraživanjima, i radioterapiji. Pošto je protonsko zračenje osnovni deo kosmičkog zračenja u prirodnom okruženju, važno je preciznije poznavati odziv RADFET-a na protonsko zračenje. U ovom radu [43] sprovedena je numerička simulacija odziva RADFET-a na protone. Za praćenje

transporta protona Monte Karlo metodom, razvijen je softver SRNA-2K5 i prilagođen da proračunava deponovanu energiju u svakom delu strukture RADFET-a i raspodelu apsorbovane doze unutar osetljive zapremine dozimetra koja ima mikroskopske dimenzije. Rezultati proračuna pokazuju da odziv RADFET-a na protonsko zračenje značajno zavisi od konfiguracije pakovanja sa poklopcem od kovara.



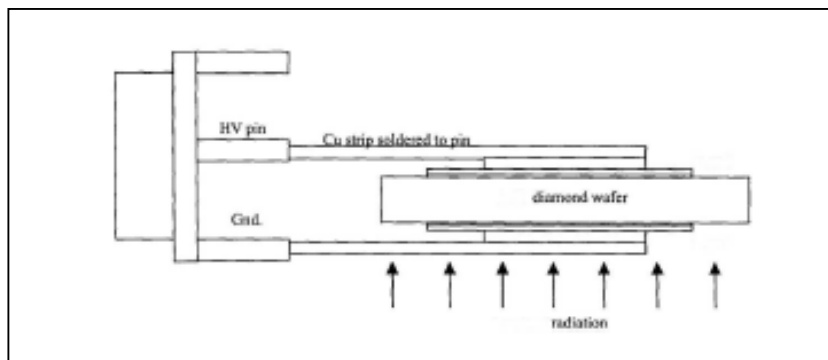
Slika 5.5. Šematski prikaz komponente MOS tranzistora koji se koristi za model u polju zračenja protonima.



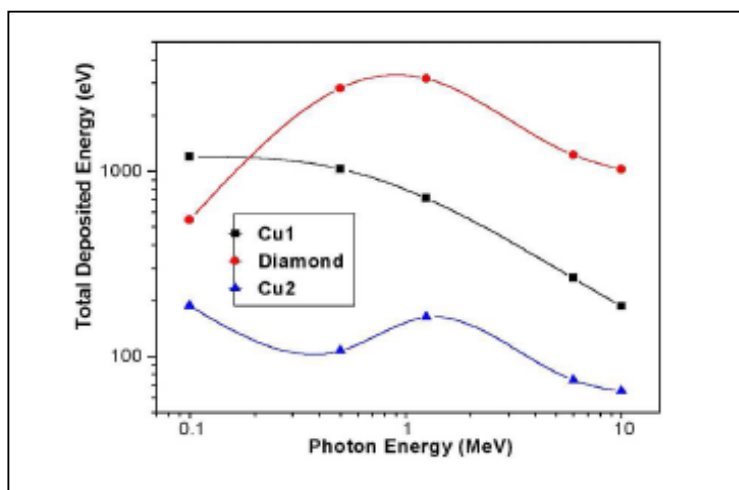
Slika 5.6. Zavisnost deponovane energije u zapremini oksida gejta od energije incidentnih protona.



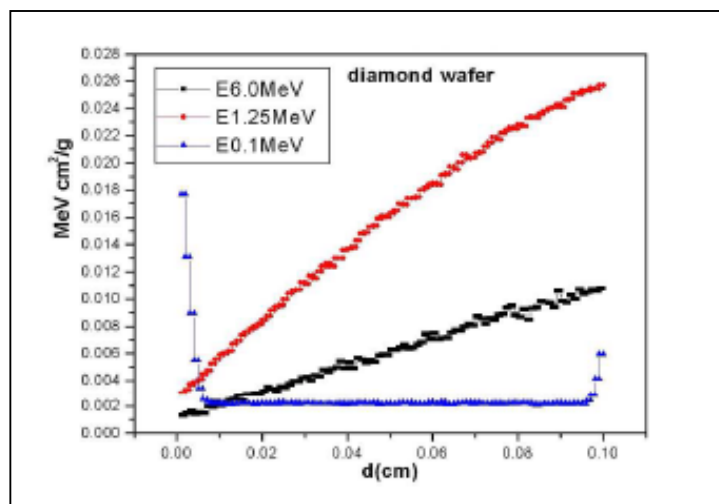
Prilikom simulacije transporta čestica jonozujućeg je bio slučaj sa dijamantskim detektorom. Pritom je Monte Karlo kod adaptiran za određivanje deponovane energije u dijamantu. Naši rezultati simulacija pokazuju da je opravdan ovakav pristup jer je u mnogim slučajevima sam proračun velika pomoć pri odlučivanju [44] na koji način izvesti konstrukciju komponenti sa novim zahtevanim karakteristikama.



Slika 5.7. Šematski dijagram dijamantskog detektora.

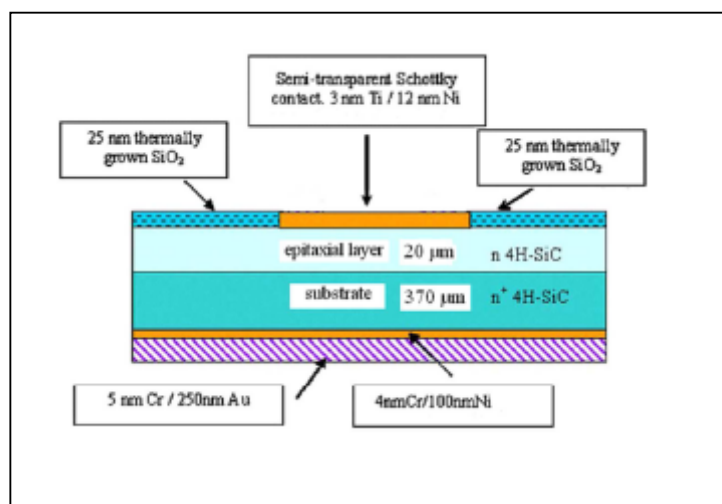


Slika 5.8. Ukupna deponovana energija u dijamantskom "vaferu" i bakarnim elektrodama.

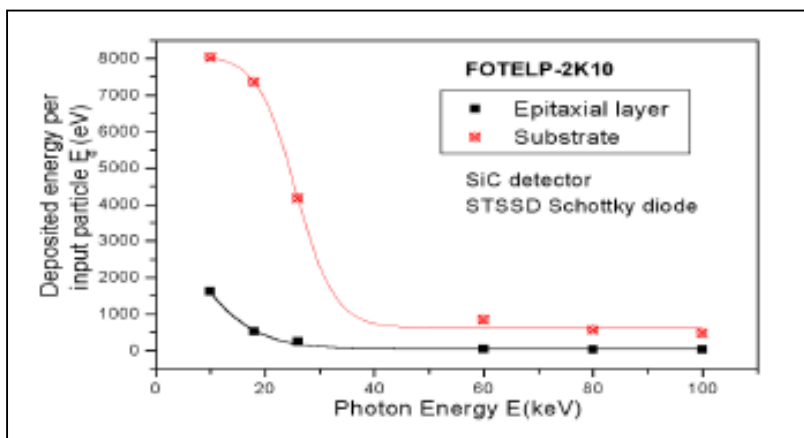


Slika 5.9. Deponovana energija u dijamantnom vaferu.

Karakterizacija nove strukture za proizvodnju radijacionog detektora od SiC u poljima zračenja je sprovedena korišćenjem simulacija na SiC spektrometru [45]. Kao rezultat simulacija pojavila su se poboljšanja u dizajnu SiC spektrometra, pre svega u uravnoteženom trendu krive kojim se prikazuje energetske zavisnosti za veličinu koja je od interesa.

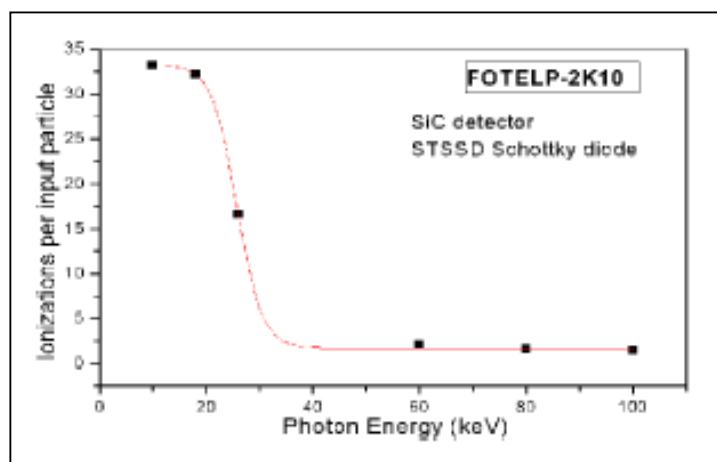


Slika 5.10. Poprečni presek SiC detector STSSD (dimenzije nisu u srazmeri sa stvarnim dimenzijama spektrometra).



Slika 5.11. Deponovana energija u zavisnosti od energije fotona za epitaksijalni sloj i supstrat kod SiC detektora (STSSD Šotkijeva dioda).

Pored proračuna deponovane energije postoje još neki praktični proračuni koji su od interesa za rešavanje aktuelnih problema. Tako je moguće proračunati broj jonizacija po upadnom fotonu u zapremini od interesa, a u ovom slučaju na slici 5.12. to je u strukturi SiC detektora (koji radi u režimu Šotkijeve diode).



Slika 5.12. Broj jonizacija u zavisnosti promene energije fotona za SiC detektor.

### 5.3 Monte Karlo proračun Faktora Fizičke Zaštite za MOSFET komponentu

#### 5.3.1 Definicija Faktora Fizičke Zaštite za osnovni model MOSFET strukture u polju fotonskog i elektronskog zračenja

Brojna su istraživanja u zadnjih nekoliko decenija koja su doprinela da se ispituju karakteristike MOSFET-a u poljima zračenja, a jedan od prvih detaljnijih istraživanja je sproveo Holmes-Siedle [32]. Uočeno je da se odziv MOSFET-a u polju zračenja bazira na procesima u oksidu gejta [47]. Ograničenja MOSFET-a u pogledu ukupne apsorbirane doze, kao i energetske zavisnosti u polju fotonskog zračenja su uočena i za opseg energija od 14 keV do 1250 keV i referisana su u [48]. Druga grupa istraživača je proučavala odziv MOSFET-a u polju X zračenja linearnog akceleratora do energija od 8 MeV [49]. Energetska zavisnost MOSFET-a u polju zračenja sinhrotrona je pažljivo ispitana od strane Krona [50]. Jedan od primera pokušaja da se energetska zavisnost MOSFET-a koriguje na osnovu numeričkih proračuna sa ciljem da mogu da se poboljšaju njegove karakteristike za ličnu dozimetriju je ilustrovan u [51].

Imajući u vidu da mnogi inženjerski problemi sa oklapanjem MOSFET-a nisu bili rešeni, kako u pogledu izbora materijala za fizičku zaštitu, tako i za karakterizaciju tog materijala u smislu uticaja na energetska zavisnost MOSFET-a, pristupljeno je istraživanju koje se ticalo definicije Faktora Fizičke Zaštite (*FFZ*). Ova ispitivanja su sprovedena primenom metoda Monte Karlo simulacija transporta fotona kroz materijalne zone osnovnog modela MOSFET i određivanja deponovane energije u svim zonama od interesa, a posebno u dozimetrijski osetljivoj zapremini oksida gejta [52].

Iz teorije je poznato da je dozimetrijski osetljiva zapremina oksida gejta koji se nalazi na supstratu (slika 5.13.). S obzirom na složene procese pri kojima se stvara naelektrisanje unutar sloja sa silicijum dioksidom, važno je

konstatovati da je promena napona praga MOS tranzistora rezultat dejstva jonizujućeg zračenja. Ova promena se može prikazati relacijom iz [49]:

$$\Delta V = -\frac{q}{\epsilon_{ox}} g f_R f_T (d_{ox} - x_c)^2 D(SiO_2, E_p) \quad (5.28)$$

gde je  $q$  naelektrisanje elektrona,  $\epsilon_{ox}$  je dielektrična konstanta silicijum dioksida,  $g$  je faktor generisanja parova elektron-šupljina,  $f_R$  je verovatnoća da šupljina izbegne rekombinaciju,  $f_T$  je verovatnoća da šupljina bude zahvaćena u tankom sloju na rastojanju  $x_c$  od međupovrši Si/SiO<sub>2</sub>,  $d_{ox}$  je debljina oksida gejta, a  $D(SiO_2, E_p)$  je apsorbovana doza u zoni SiO<sub>2</sub> za energiju fotona  $E_p$ .

Apsorbovana doza je definisana preko deponovane energije u sledećoj relaciji:

$$D(SiO_2, E_p) = \frac{E_D(SiO_2, E_p)}{\rho_{SiO_2} K_{SiO_2}}, \quad (5.29)$$

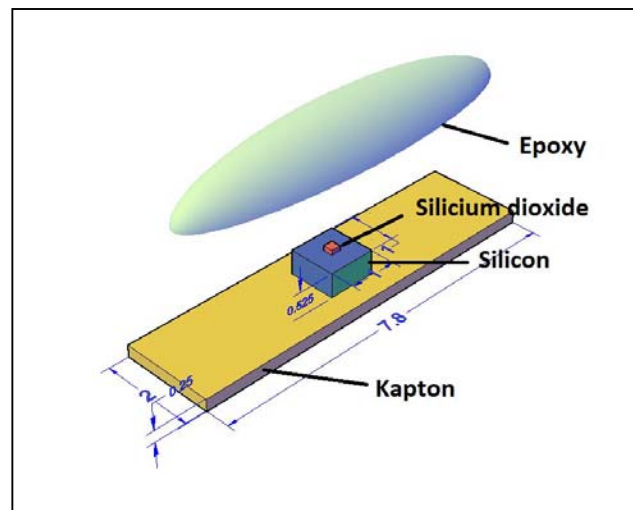
gde su  $\rho_{SiO_2}$  i  $K_{SiO_2}$  specifična gustina i zapremina zone SiO<sub>2</sub>.

MOSFET komponenta bez oklopa je inkapsulirana u epoksi sloj koji mehanički štiti čip. Da bi se ispitaio značaj prisustva poklopca, koji obavlja funkciju fizičke zaštite prevashodno, a pritom sigurno je da u polju zračenja utiče na karakteristike fluksa čestica koje stižu do oksida gejta i supstrata. Da bi se ispitaio uticaj poklopca u polju gama i X zračenja uvodi se definicija Faktora Fizičke Zaštite (FFZ) koji je u referenci [52] označen kao SDEF. Za različite konstrukcione materijale od kojih se pravi poklopac važno je utvrditi vrednosti FFZ (SDEF) u poljima sa fotonima različitih energija. FFZ(SDEF) je definisan sledećom relacijom:

$$SDEF(E_p) = \frac{D(SiO_2, E_p)_{shield}}{D(SiO_2, E_p)_{bare}} \cdot \quad (5.30)$$

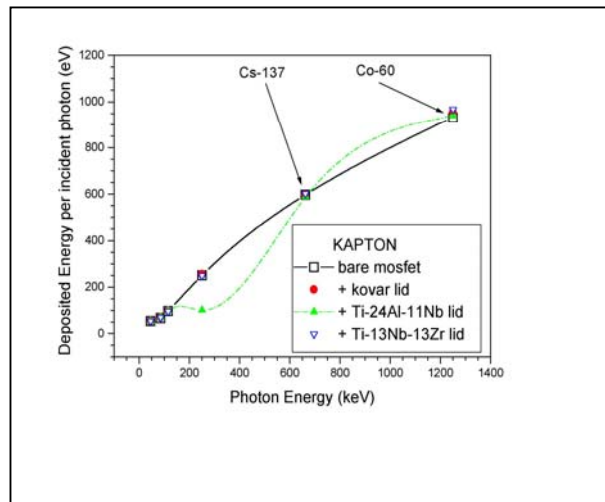
Dakle, faktor  $FFZ(SDEF)$  je definisan kao odnos dve vrednosti apsorbovane doze, pri čemu je prva vrednost za slučaj sa poklopcem, a druga vrednost je u slučaju kada poklopca nema. Kada se ima u vidu da struktura materijala od kojeg se pravi poklopac ima različito ponašanje u poljima sa različitim energijama fotona, veoma je važno istražiti energetska zavisnost za Faktor Fizičke Zaštite.

Da bi se pripremio geometrijski modul kojim se opisuju dimenzije i sastav materijalnih zona iskorišćeni su podaci za strukturu MOSFET-a prikazanu na slici 5.13. [39], [53]. Ovakav geometrijski modul može da bude sastavljen u RFG formi modula ili u PENGEOM formi modula u zavisnosti kako se prikazuje geometrija objekta koji se bombarduje česticama zračenja u Monte Karlo simulacijama korišćenjem softverskog paketa FOTELP-2K10 [54],[55]. Poklopac nije prikazan na slici, a u numeričkim eksperimentima je ispitan uticaj tri različita materijala: 1. Kovar (Ni, Co, Fe), 2. Ti-24Al-11Nb, 3. Ti-13Nb-13Zr .

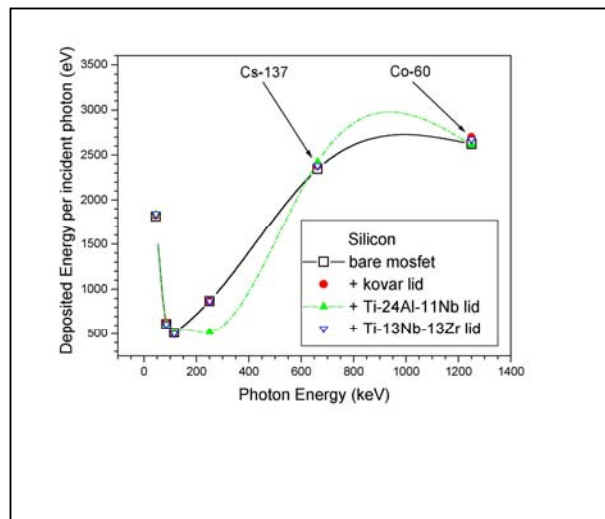


Slika 5.13. Šematski prikaz MOSFET-a, sa dozimetrijski osetljivom zapreminom oksida gejta.

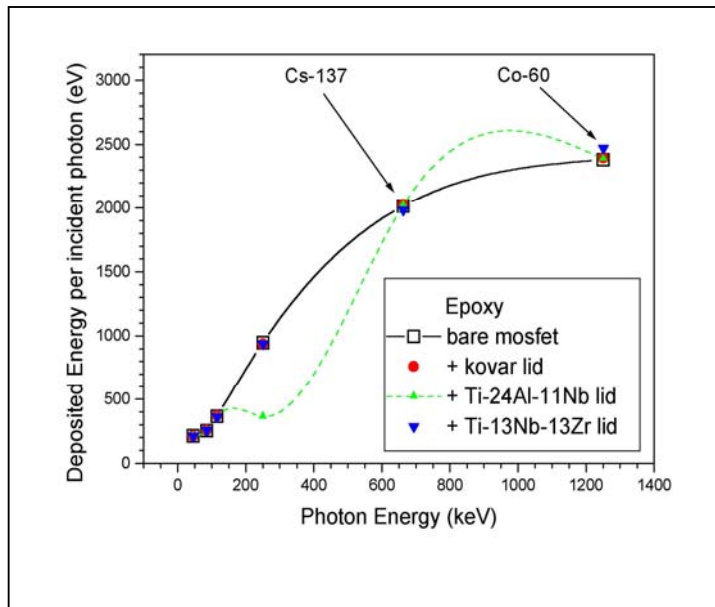
Koristeći rezultate simulacija za deponovanu energiju u materijalnim zonama od interesa dobijene su energetske zavisnosti za kapton, silicijum, silicijum dioksid, kapton i tri strukturno različita poklopca MOSFET komponente. Rezultati simulacija su prikazani na slikama 5.14-5.18. Vrednosti Faktora Fizičke Zaštite za različite energije incidentnih fotona su date u tabeli 5.1.



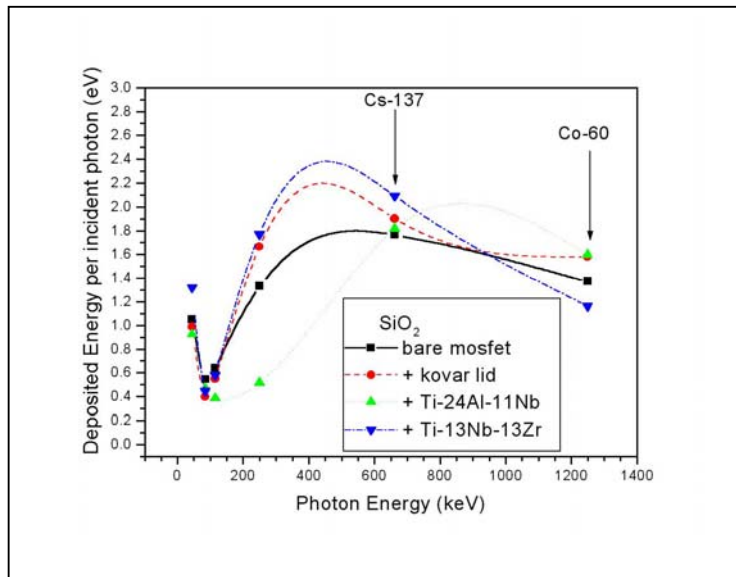
Slika 5.14. Energetska zavisnost za kapton.



Slika 5.15. Energetska zavisnost za zonu Si.



Slika 5.16. Energetska zavisnost za oksid gejta ( $\text{SiO}_2$ ).



Slika 5.17. Energetska zavisnost za zonu Epoksi.

Pre svega, moglo se i očekivati da značajne razlike u srednjim atomskim brojevima za materijale u strukturi MOSFET-a i poklopca od kovara i dve titanijumske legure dovode do razlika u energetskej zavisnosti. Kapton i Epoksi imaju sličan trend u energetskej zavisnosti od energije fotona zbog toga

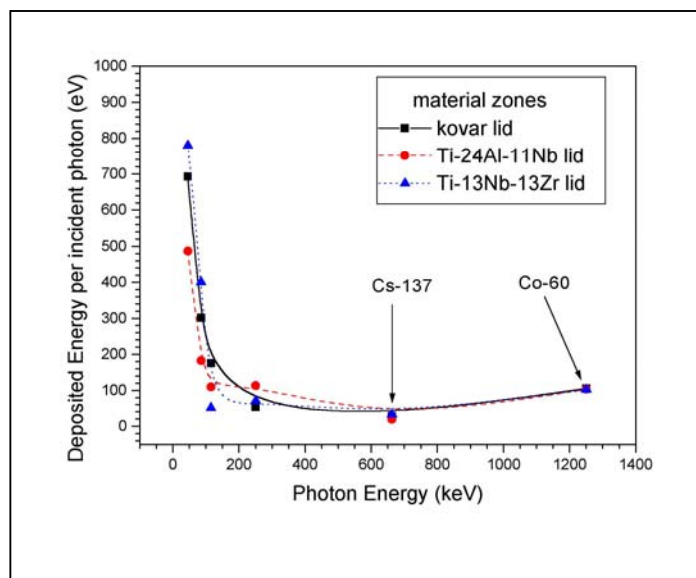


što imaju slične karakteristike u polju zračenja; pre svega imaju slične vrednosti za efikasni presek za interakcije sa fotonima. U slučaju silicijuma i oksid gejta na nižim energijama od 150 keV zbog naglog povećanja vrednosti deponovane energije neophodno je razmatrati rešenja koja bi zadovoljila principe energetske kompenzacije uzimajući u obzir karakteristike materijala od kojih je sazdan poklopac. Sa slike na kojoj su prikazane energetske zavisnosti za materijale koji bi se koristili kao poklopac može se uočiti da za energije veće od 150 keV titanijumska legura sa aluminijumom ima nešto slabije karakteristike od kovara i titanijumske legure sa cirkonijumom.

U slučaju kovara za energetski opseg od 45 keV do 1,25 MeV (Co-60) potrebna je energetska kompenzacija manja od 30%. Glavni problemi kod titanijumskih legura nastaju na energijama od 115 keV i 250 keV.

Tabela 5.1. Faktor Fizičke Zaštite ( $SEDF$ ) za kovar i dve titanijumske legure [39].

Photon Energy	$SEDF_{kovar}$	$SEDF_{TiAlNb}$	$SEDF_{TiNbZr}$
45 keV	0,939	0,880	1,257
85 keV	0,735	0,856	0,821
115 keV	0,860	0,605	0,909
250 keV	1,251	0,387	1,330
662 keV	1,077	1,029	1,185
1250 keV	1,152	1,163	0,847



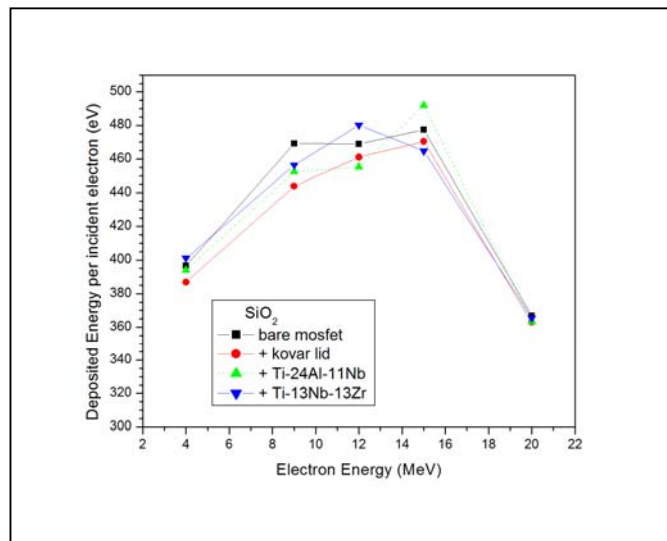
Slika 5.18. Energetska zavisnost za kovar i titanijumske legure.

Za geometrijski model MOSFET komponente sa slike 5.13. određene su vrednosti FFZ u polju elektronskog zračenja različitih energija [56], koje su navedene u Tabeli 5.2. Pritom su uzeta iskustva drugih autora u vezi interakcije elektrona sa elektronskim komponentama [48], [57], [59].

Tabela 5.2. Proračunate vrednosti za Faktor Fizičke Zaštite  $FFZ(PSF)$  za kovar i titanijumske legure u polju elektronskog zračenja.

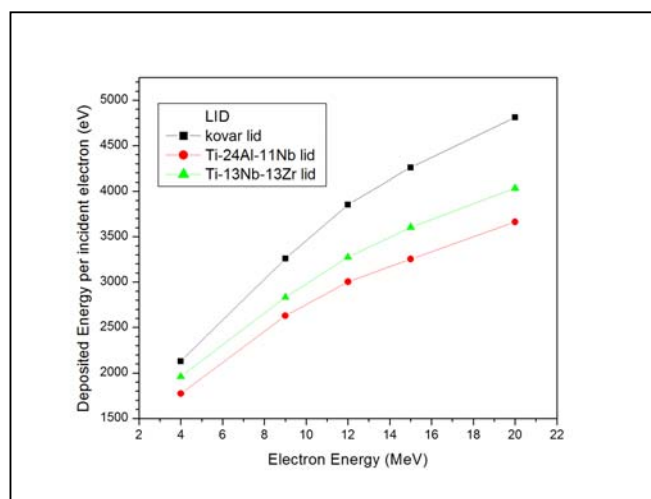
Electron Energy	$PSF$ kovar	$PSF$ TiAlNb	$PSF$ TiNbZr
4 MeV	0,975	0,993	1,011
9 MeV	0,946	0,964	0,973
12 MeV	0,983	0,970	1,024
15 MeV	0,986	1,030	0,974
20 MeV	0,989	0,990	0,996

Energetska zavisnost deponovane energije  $DE(E_e)$  od energije elektronskog zračenja za materijalnu zonu oksida gepta je data na slici 5.19.



Slika 5.19. Energetska zavisnost  $DE(E_e)$  za  $\text{SiO}_2$  u polju elektronskog zračenja.

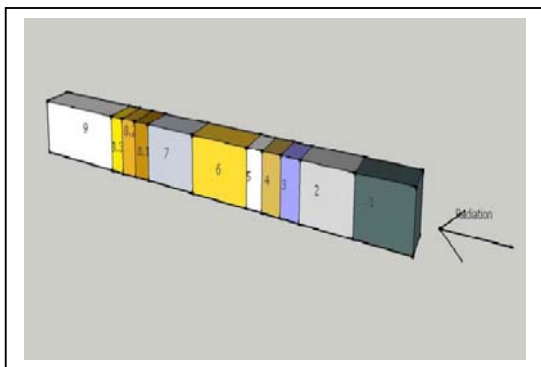
Energetske zavisnosti za poklopac od kovara i dve titanijumske legure su prikazane na slici 5.20.



Slika 5.20. Energetska zavisnost  $DE(E_e)$  za kovar i titanijumske legure u polju elektronskog zračenja.

### 5.3.2 Faktor Fizičke Zaštite za ESAPMOS tranzistor u polju fotonskog zračenja

U slučaju složenije strukture ESAPMOS tranzistora uzete su u obzir materijalne zone koje su date na slikama 5.21 a,b:

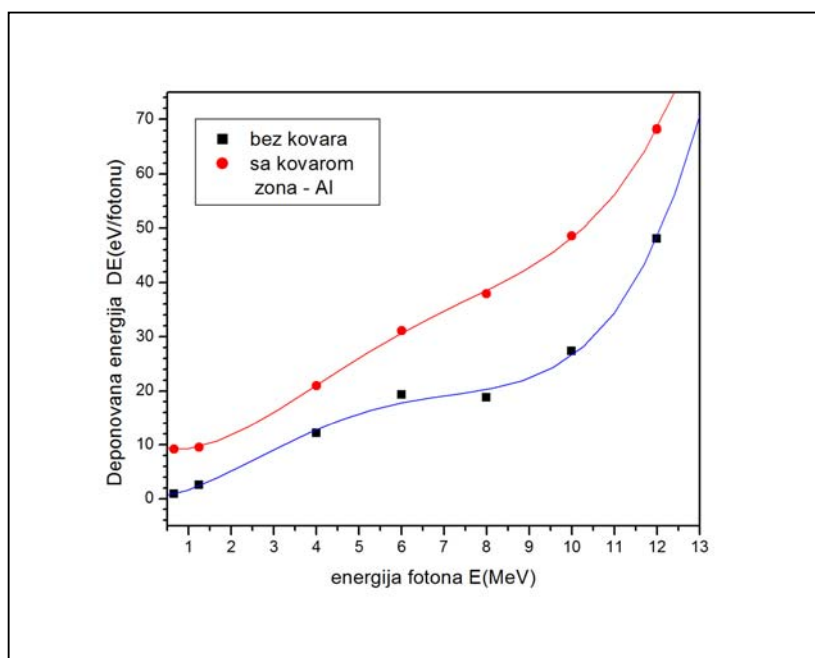


1. 250microns; Package Lid; Kovar (29% Ni+17% Co+54% Fe); 8.4 g/cm <sup>3</sup>
2. ~250microns; Vacuum
3. 0.2microns; Passivation; Silicon Nitride; 3.4g/cm <sup>3</sup>
4. 1micron; Metallisation; Aluminium; 2.7g/cm <sup>3</sup>
5. 0.4microns; Gate Oxid; Silicon Dioxid; 2.27g/cm <sup>3</sup>
6. 500microns; Substrate; Silicon; 2.3 g/cm <sup>3</sup>
7. ~250microns; Die Attach Adhesive; Silver Glass
8.1 1.5microns; Gold; 19.3g/cm <sup>3</sup>
8.2 2microns; Nickel; 8.9g/cm <sup>3</sup>
8.3 0.25micorns; 90% W+10% Cu; 17g/cm <sup>3</sup>
9. 1000microns; Package Base; Alumina; 3.6g/cm <sup>3</sup>

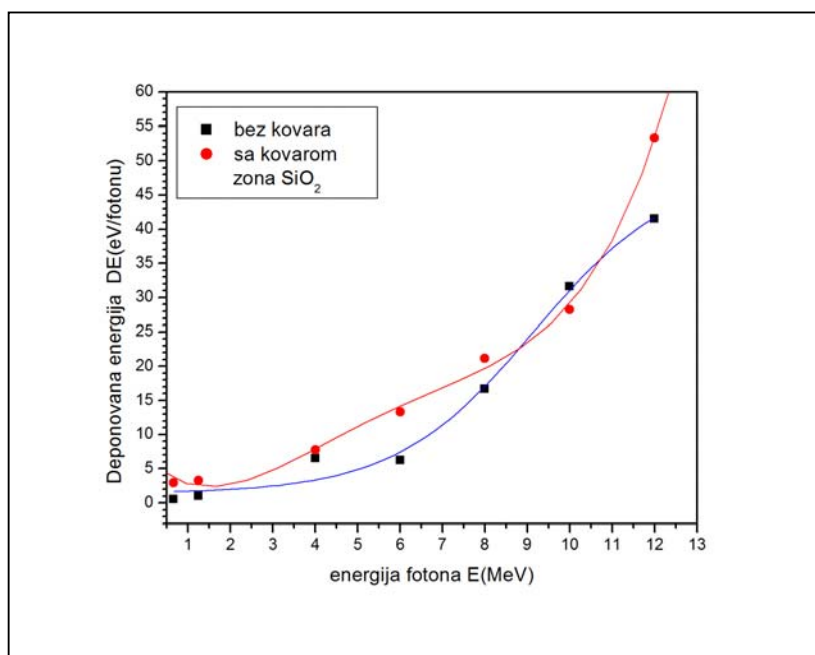
Slika 5.21a. ESAPMOS tranzistor.

Slika 5.21b. Materijalne zone ESAPMOS tranzistora.

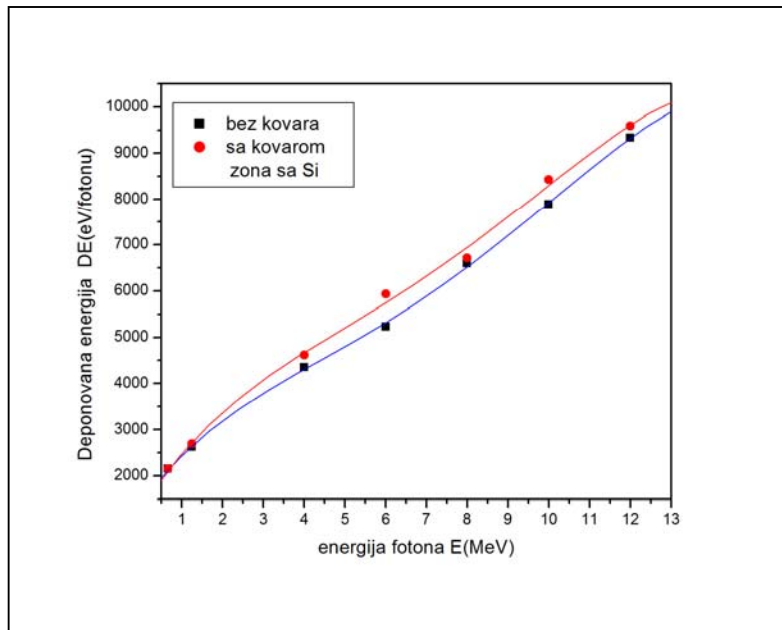
Numerički eksperimenti sa FOTELP-2k14 su sprovedeni simulacijom transporta fotona kroz strukturu ESAPMOS tranzistora sa diskretnim vrednostima energija fotona iz izvora jonizujućeg zračenja u opsegu od 0,662 MeV (<sup>137</sup>Cs) do 12 MeV (X-zračenje). Broj istorija u Monte Karlo simulacijama transporta fotona je bio 10<sup>6</sup>, a statistička nesigurnost rezultata simulacija za deponovanu energiju je za svaku od materijalnih zona imala različitu vrednost i nije prelazila 5%. Zavisnost promene deponovane energije u izabranim materijalnim zonama od energije incidentnih fotona je prikazana na slikama 5.22-5.25.



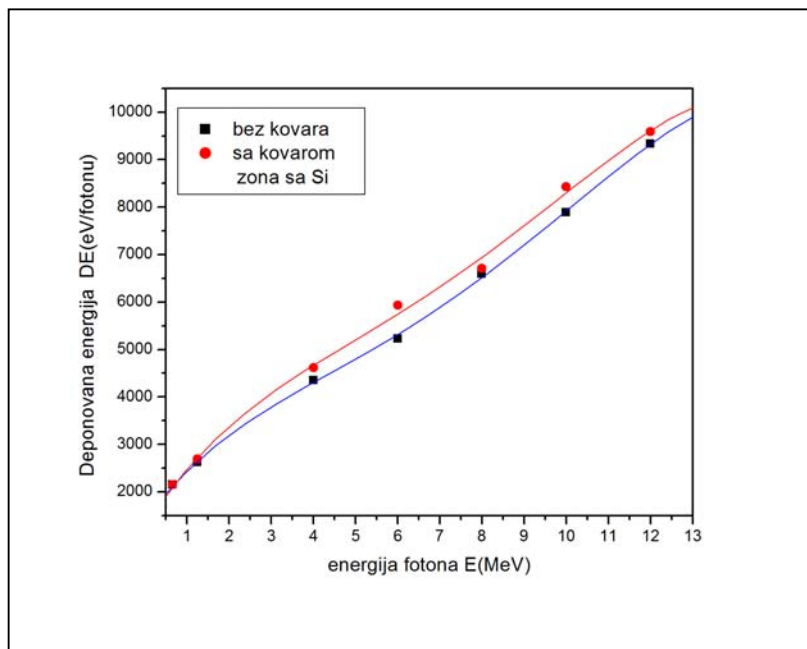
Slika 5.22. Zavisnost promene deponovane energije od energije fotona za zonu sa aluminijumom.



Slika 5.23. Zavisnost promene deponovane energije od energije fotona za zonu oksida gejta (SiO<sub>2</sub>).



Slika 5.24. Zavisnost promene deponovane energije od energije fotona za zonu sa silicijumom.



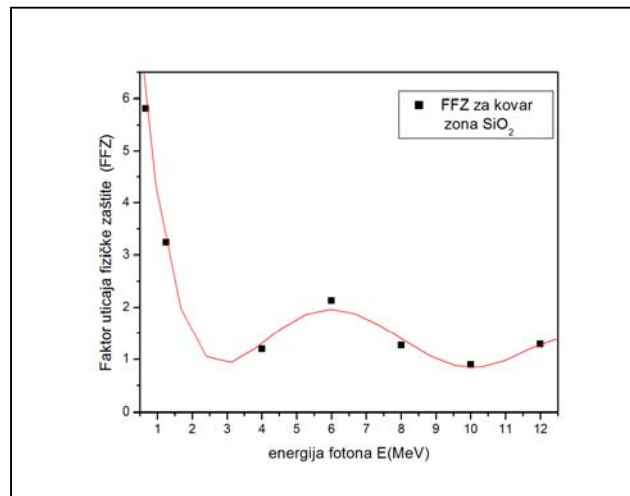
Slika 5.25. Zavisnost promene deponovane energije od energije fotona za zonu sa kovarom.

Kao što je ranije navedeno Faktor Fizičke Zaštite ( $FFZ$ ) za kovar u strukturi MOS tranzistora u polju fotonskog zračenja je definisan prema relaciji:

$$FFZ(E_f) = DE_k(E_f)/DE_{bk}(E_f) , \quad (5.31)$$

gde su  $DE_k(E_f)$  i  $DE_{bk}(E_f)$  proračunate deponovane energije za strukturu MOS tranzistora sa i bez kovara u polju fotonskog zračenja.

Ukoliko se  $FFZ$  za materijal od kovara definiše preko odnosa deponovanih energija za materijalnu zonu oksida gejta od  $SiO_2$ , može se prikazati zavisnost  $FFZ$  od energije incidentnih fotona na slici 5.26.



Slika 5.26. Zavisnost promene Faktora Fizičke Zaštite za kovar od energije upadnog snopa fotona.

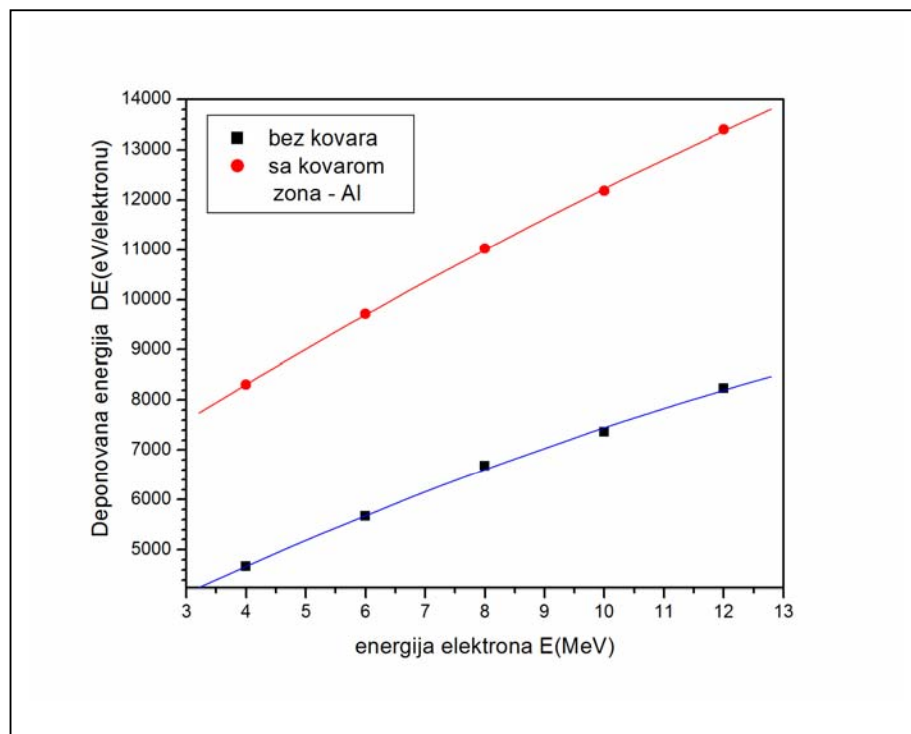
Proračunate vrednosti Faktora Fizičke zaštite su date u tabeli 5.3.

Tabela 5.3. Vrednosti Faktora Fizičke Zaštite za kovar u strukturi ESAPMOS tranzistora u polju fotonskog zračenja.

$FFZ(E_f)$ (662 keV)	$FFZ(E_f)$ (1.25 MeV)	$FFZ(E_f)$ (4 MeV)	$FFZ(E_f)$ (6 MeV)	$FFZ(E_f)$ (8 MeV)	$FFZ(E_f)$ (10 MeV)	$FFZ(E_f)$ (12 MeV)
5,814	3,235	1,195	2,134	1,266	0,892	1,286

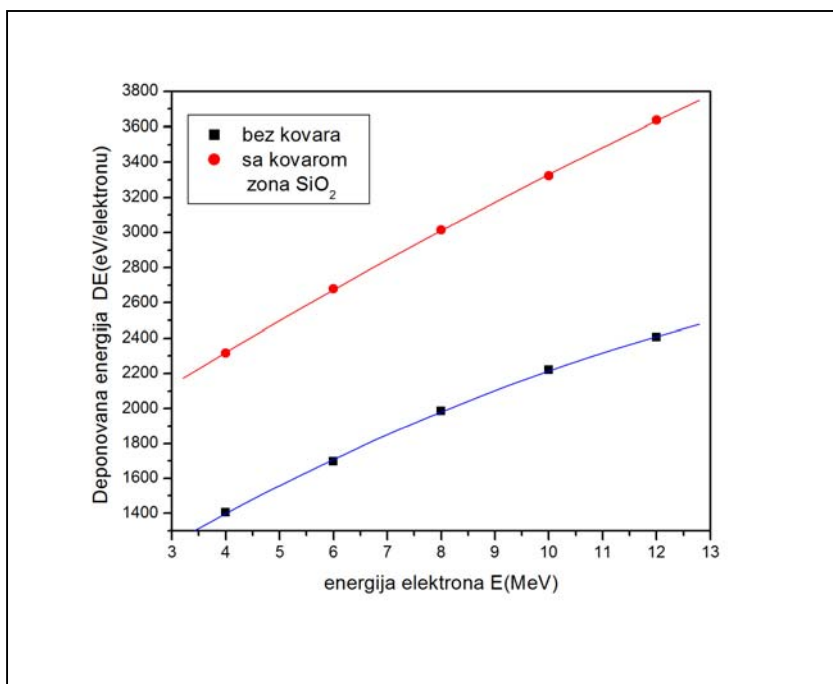
### 5.3.3 Faktor Fizičke Zaštite za kovar u ESAPMOS tranzistoru u polju elektronskog zračenja

Numerički eksperimenti su sprovedeni simulacijom transporta elektrona kroz strukturu RADFET ESAPMOS sa diskretnim vrednostima energija elektrona iz izvora zračenja u opsegu od 4 MeV do 12 MeV. Broj istorija u Monte Karlo simulacijama transporta elektrona je bio  $10^5$ , a statistička nesigurnost rezultata simulacija za deponovanu energiju je za svaku od materijalnih zona imala različitu vrednost i nije prelazila 5,5%. Zavisnost promene deponovane energije u izabranim materijalnim zonama od energije incidentnih elektrona je prikazana na slikama 5.27-5.30.

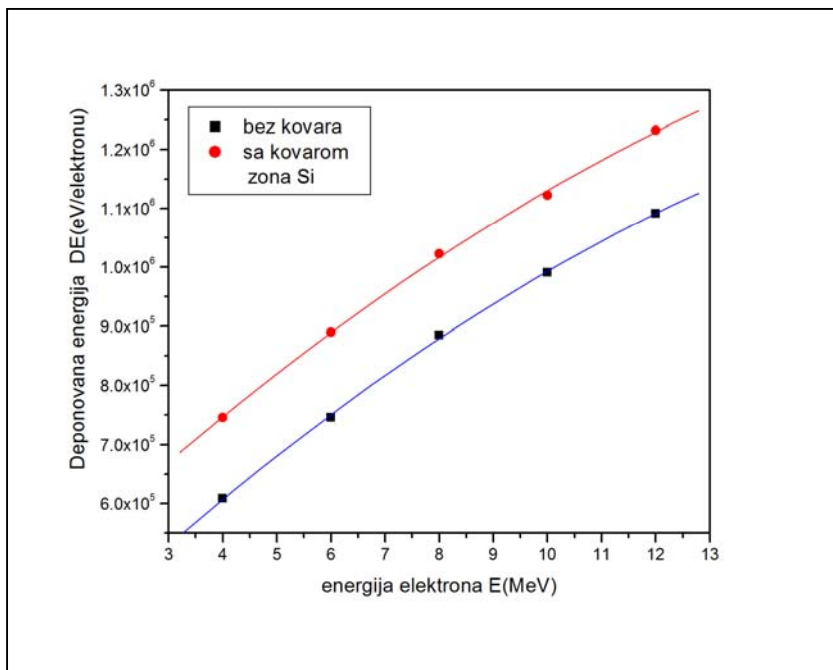


Slika 5.27. Zavisnost promene deponovane energije od energije elektrona za zonu sa aluminijumom.

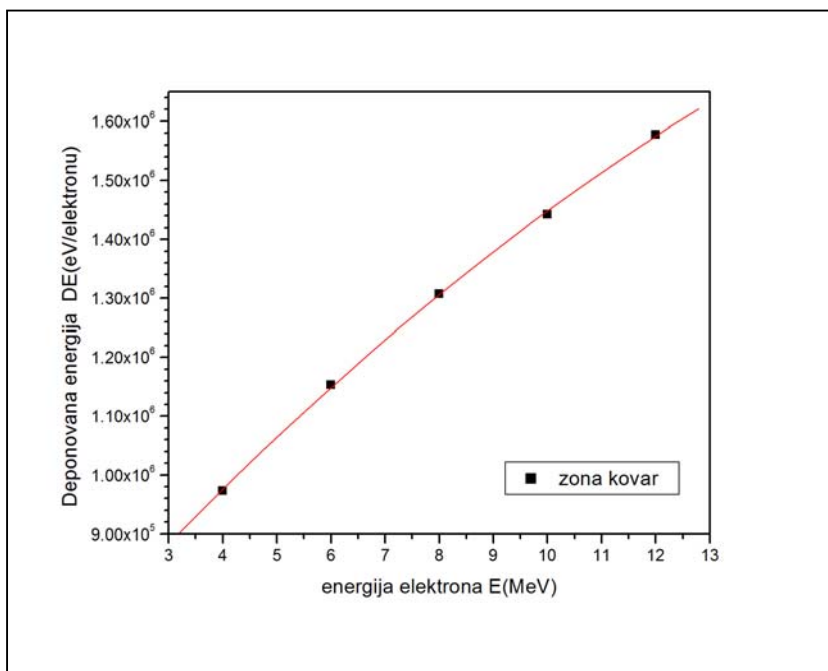




Slika 5.28. Zavisnost promene deponovane energije od energije fotona za zonu oksida gejta (SiO<sub>2</sub>).



Slika 5.29. Zavisnost promene deponovane energije od energije fotona za zonu sa silicijumom.



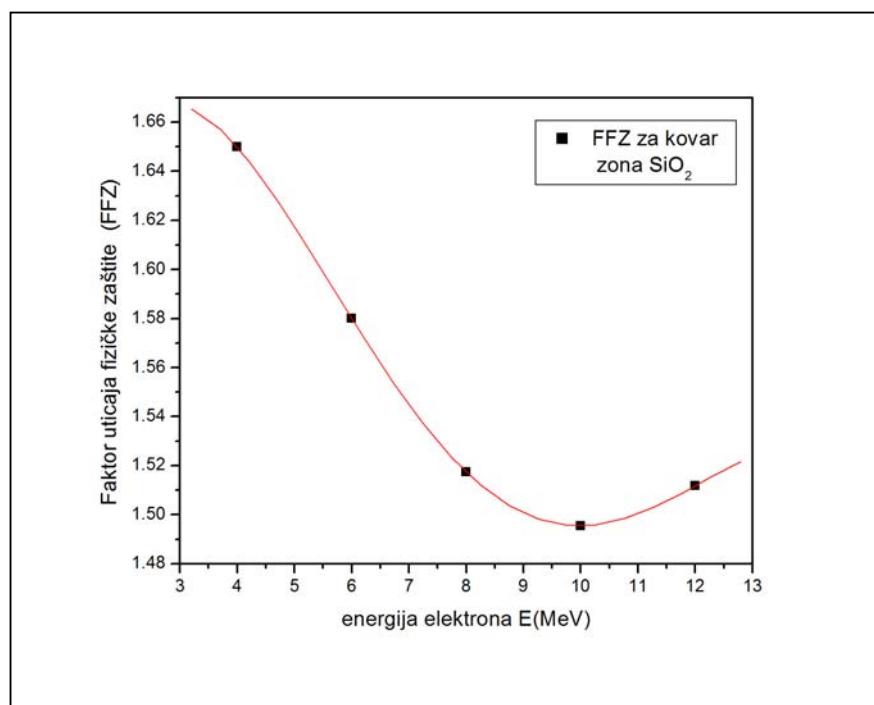
Slika 5.30. Zavisnost promene deponovane energije od energije fotona za zonu sa kovarom.

Kao što je ranije navedeno Faktor Fizičke Zaštite (*FFZ*) za kovar u strukturi MOS tranzistora u polju elektronskog zračenja je definisan prema relaciji :

$$FFZ(E_e) = DE_k(E_e)/DE_{bk}(E_e) \quad (5.32)$$

gde su  $DE_k(E_e)$  i  $DE_{bk}(E_e)$  proračunate deponovane energije za strukturu MOS tranzistora sa i bez kovara u polju elektronskog zračenja.

Ukoliko se *FFZ* za materijal od kovara definiše preko odnosa deponovanih energija za materijalnu zonu oksida gejta od SiO<sub>2</sub> može se prikazati zavisnost *FFZ* od energije incidentnih elektrona na slici 5.31.



Slika 5.31. Zavisnost promene Faktora Fizičke Zaštite za kovar od energije upadnog snopa elektrona.

Proračunate vrednosti Faktora Fizičke zaštite su date u sledećoj tabeli 5.4.

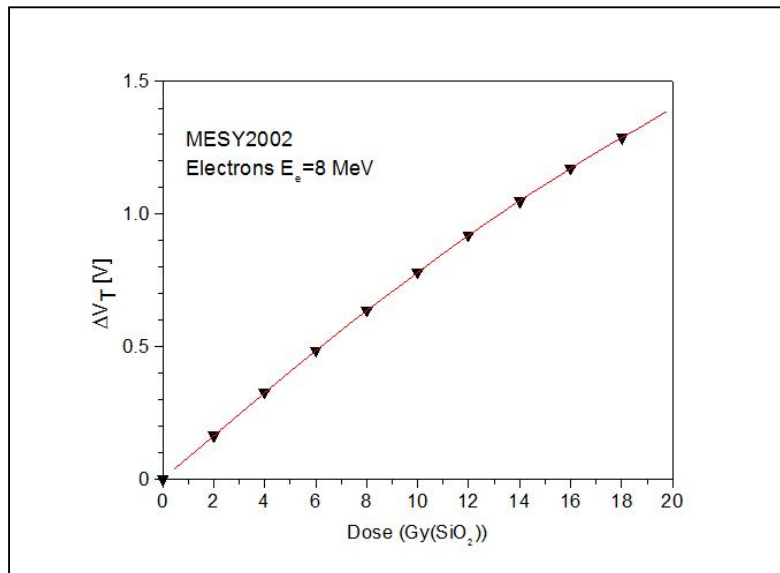
Tabela 5.4. Vrednosti Faktora Fizičke Zaštite za kovar u strukturi ESAPMOS tranzistora u polju elektronskog zračenja.

$FFZ(E_e)$ (4 MeV)	$FFZ(E_e)$ (6 MeV)	$FFZ(E_e)$ (8 MeV)	$FFZ(E_e)$ (10 MeV)	$FFZ(E_e)$ (12 MeV)
1,650	1,580	1,517	1,495	1,512

#### 5.4 Relacija između proračunate vrednosti apsorbovane doze po incidentnoj čestici i eksperimentalne zavisnosti promene napona praga od doze

U ovoj disertaciji utvrđena je metodologija kojom mogu da se ostvare eksperimentalne relacije između promene napona praga  $\Delta V_T$  i apsorbovane doze zračenja  $D(\text{SiO}_2)_{exp}$  u standardnim poljima gama, X ili elektronskog zračenja. Sa druge strane metodom Monte Karlo može da se proračuna vrednost apsorbovane doze  $D(\text{SiO}_2)_{MC}$  po jednoj incidentnoj čestici koja je povezana sa energijom incidentne čestice. To znači da imamo mogućnost da iz dve relacije ostvarimo treću relaciju koja bi povezala eksperimentalno dobijene rezultate za  $\Delta V_T$  koji su u funkciji  $D(\text{SiO}_2)_{exp}$  sa  $D(\text{SiO}_2)_{MC}$ .

Ovde bismo demonstrirali osnovne principe na kojima je zasnovana metodologija kada je primenjena na slučaj merenja promene napona praga  $\Delta V_T$  u polju zračenja elektrona energije  $E_e = 8 \text{ MeV}$ , koji je u funkciji ukupne doze zračenja kojoj su izložene MOSFET komponente u toku eksperimenta. Rezultati merenja sistemom MESY2002 su prikazani na slici 5.32.



Slika 5.32. Zavisnost  $\Delta V_T$  od ukupne doze  $D(\text{SiO}_2)_{exp}$ .

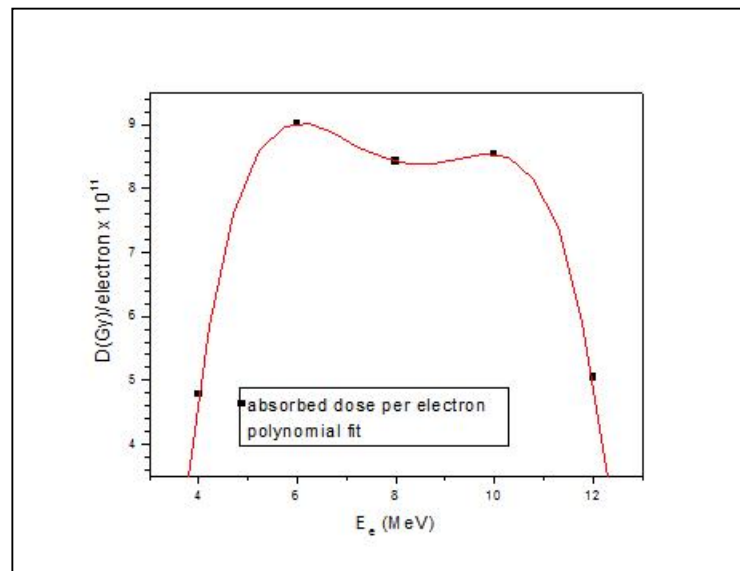
Posle odgovarajućeg fitovanja polinomom četvrtog stepena koji ima formu

$$Y = A + B1*X + B2*X^2 + B3*X^3 + B4*X^4 \quad (5.33)$$

dobijaju se vrednosti koeficijenata u polinomu :

A	-4,49883E-5
B1	8,35787E-4
B2	-2,46739E-8
B3	-3,67513E-11
B4	7,47256E-15

Pritom  $Y = \Delta V_T$ , a  $X = D(\text{SiO}_2)_{exp}$ .



Slika 5.33. Zavisnost proračunate doze po jednom incidentnom elektronu u zoni oksida gejta ( $\text{SiO}_2$ ) od energije elektrona.

S druge strane, posle numeričkih proračuna korišćenjem programskog paketa FOTELP-2K14 dobija se za set izvedenih simulacija sa različitim energijama incidentnih elektrona, zavisnost apsorbovane doze u materijalnoj zoni oksida gejtta ( $\text{SiO}_2$ ) koja je prikazana na slici 5.33.

Ako se sprovede fitovanje polinomom četvrtog stepena prema relaciji 5.33 dobijaju se sledeće vrednosti za koeficijente u polinomu :

A	-89,65421
B1	51,80305
B2	-9,97489
B3	0,83437
B4	-0,02567

Pri čemu je  $Y = D(\text{SiO}_2)_{MC}$ , a  $X = E_e$ .

To znači da postoji mogućnost da se na osnovu dve utvrđene relacije ostvari treća relacija koja bi uključila vezu između  $\Delta V_T$ ,  $D(\text{SiO}_2)_{exp}$  i  $D(\text{SiO}_2)_{MC}$ . Ono što je evidentno je da je rešavanje datog problema diktira stepen složenosti veze između  $D(\text{SiO}_2)_{exp}$  i  $D(\text{SiO}_2)_{MC}$ . Složenost ove veze se ogleda u činjenici da iako može da bude utvrđena ta veza primenom neke od numeričkih metoda, ne znači i da je otkrivena fizička suština te veze. Tu se vidi i nedostatak u programskim paketima koji se upotrebljavaju za simulaciju transporta čestice kroz MOS tranzistore ili neke druge elektronske komponente, ukoliko ne uzimaju u obzir i električne veličine koje se pojavljuju u eksperimentima, na primer kao što je primenjeni napon na gejtu MOSFET komponente.

## 6. Zaključak

Uzimajući u obzir predstavljene rezultate ostvarene korišćenjem mernog sistema MESY2002 i MESY2014 sa MOSFET komponentama u poljima jonizujućih zračenja mogu da se sprovedu sledeća razmatranja i zaključci.

1. RADFET komponente istog tipa koje su korišćene u eksperimentima pod istim uslovima ozračivanja su imale dobru reproducibilnost odziva sa intervalom promene standardne devijacije od 1% do 5% za vrednosti promene napona praga. To znači da je relativno mala merna nesigurnost tipa A za vrednosti promene napona praga na osnovu kojeg se definiše dozimetrijski parametar MOSFET  $\Delta V_T/\Delta D$ .

2. Energetska zavisnost odziva RADFET komponenti nema preterano velike varijacije u vrednostima u opsegu od 1,25 MeV do 8 MeV. Do takvog zaključka se može doći ako se uzme u obzir da je merna nesigurnost procenjena na oko 5 %, a izmerene normalizovane vrednosti u poljima X i elektronskog zračenja imaju varijaciju od nekoliko procenata do oko 15 %.

3. Kod RADFET komponenti koje su bile pasivizirane uočene su veće vrednosti odziva nego kod standardnih komponenti.

4. Dozimetrijski parametar promene napona praga sa ukupnom apsorbovanom dozom zračenja, odnosno odziv RADFET komponente ne zavisi značajno od promene geometrijske konfiguracije u zoni oksida gejta (za različite  $W/L$ : 300/50 i 690/15). Svakako je vredno zapažanje da je odziv RADFET komponente sa geometrijom 690/15 manji za 2-3% kod standardnih komponenti u odnosu na pasivizirane. Međutim, uzimajući u obzir da su uočene razlika u vrednostima odziva unutar intervala eksperimentalne neodređenosti može se zaključiti da su odzivi RADFET komponenti sa konfiguracijama 300/50 i 690/15 veoma slični.

5. U sažetom zaključku na osnovu sprovedenih eksperimenata bi moglo da se istakne da izabrane MOSFET (RADFET) komponente pokazuju da dozimetrijski parametar promene napona praga od ukupne apsorbovane doze,

odnosno odziv elektronske komponente ima relativno male varijacije u zavisnosti od energija gama, X zračenja u opsegu od 1,25 MeV – 8 MeV, kao i u poljima elektronskog zračenja od 4 MeV do 8 MeV. Takođe, važan je zaključak i da nema neželjenog uticaja procesa pazivizacije na funkcionalnost MOSFET (RADFET) komponenti. Na kraju, nije uočena značajna zavisnost promene ispitivanog dozimetrijskog parametra od promene u geometrijskoj konfiguraciji MOSFET (RADFET) komponente.

6. Planovi za budući istraživački rad bi mogli da obuhvate ispitivanje odziva RADFET i trenda u ponašanju dozimetrijskih parametara u poljima jonizujućih zračenja sa nižim energijama. Mogli bi da se osmisle budući eksperimenti u poljima zračenja sa elektronima koji imaju energiju manju od 2 MeV, potom za fotone X zračenja sa energijama između 20 keV i 250 keV, kao i sa fotonima gama zračenja izvora Cs-137 koji imaju energiju od 662 keV.

7. Postoji vrlo dobro slaganje u rezultatima merenja sa MESY2002 i MESY2014 sistemom merenja. Razlika između izmerenih rezultata statičkog sistema MESY2002 i automatskog on-line sistema MESY2014 se nalazi u granicama eksperimentalne merne nesigurnosti 2-5%. To znači da se može zaključiti da je odziv RADFET komponente nezavistan od načina merenja, odnosno ne zavisi od toga da li je ESAPMOS komponenta bila inkorporirana u statički ili dinamički on-line sistem merenja.

8. Pokazana je primena numeričkih simulacija transporta fotona i elektrona, kao čestica jonizujućeg zračenja, kroz materijalnu sredinu na bazi metoda Monte Karlo, pri čemu se kao rezultat dobijaju vrednosti deponovane energije u zapremini svake materijalne zone u strukturi MOSFET-a, a potom se proračunava i apsorbovana doza u oksidu gejtta  $D(\text{SiO}_2)_{MC}$ ;

8. U ovoj disertaciji je prikazana metodologije zasnovane na Monte Karlo proračunima za određivanje vrednosti faktora fizičke zaštite MOSFET-a za različite izabrane materijale za oklapanje poluprovodničke komponente u slučajevima kada se menja energija incidentnih čestica u polju jonizujućeg zračenja.



9. Sprovedeno je istraživanje u kojem je utvrđena relacija između eksperimentalno određene zavisnosti promene napona praga kao dozimetrijskog parametra MOSFET-a od ukupne apsorbirane doze u polju jonizujućeg zračenja, i proračunatih vrednosti apsorbirane doze u dozimetrijski osetljivoj zapremini oksida gejta koje su dobijene kao rezultat Monte Karlo simulacija za transport fotona i elektrona kao čestica jonizujućeg zračenja kroz strukturu MOSFET-a.

10. Rezultati koji su prikazani u ovoj doktorskoj disertaciji otvaraju perspektivu daljim istraživanjima i razvoju novih tipova MOS tranzistora kojima bi se odgovorilo na izazove otkrića savremenih tehnologija koje teže ka minijaturizaciji elektronskih komponenti tako da se ostvaruje brži napredak prema nanoelektronici.

## 7. Literatura

- [1 ] Holmes-Siedle, A., Adams, L. *Handbook of radiation effects*, Oxford University Press, New York, 2004.
- [2] T. P. Ma and P. V. Dressendorfer, *Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits*. New York: Wiley, 1989.
- [3] Oldham, T.R., McLean, F.B. *Total ionizing dose effects in MOS oxides and devices*, IEEE Trans. Nucl. Sci, vol. 50, pp 483-499, 2003.
- [4] Barnaby, H.J., *Total-ionizing-dose effects in modern CMOS technologies*, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 53, pp.3103-3121, 2006.
- [5] Poindexter, E.H., Caplan, P.J., Deal, B.E., Razouk R.R., *Interface states and electron spin resonance centers in thermally oxidized (111) and (100) silicon wafers*, Journal of applied Physics, vol.52, pp.879-886, 1981.
- [6] McLean, F.B., Boesch, H.E., Oldham, T.R., *Electron/hole generation, transport and trapping in SiO<sub>2</sub>*, in *Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits*, T. P. Ma and P. V. Dressendorfer, New York: Wiley, 1989.
- [7] Lelis, A.J., Oldham, T.R., Boesch, H.E., McLean, F.B., *Reversibility of trapped hole annealing*, IEEE Transactions on Nuclear Sciences, vol.35, p.1186, 1988.
- [8] Lelis, A.J., Oldham, T.R., Boesch, H.E., McLean, *The nature of trapped hole annealing process*, IEEE Transactions on Nuclear Sciences, vol.36, p.1808, 1989.
- [9] Winokur, P.S. *Radiation-induced interface traps*, in *Ionizing radiation effects in MOS devices & circuits*, Ma, T.P., Dressendorfer, P.V. Wiley & Sons, New York, pp. 193-255, 1989.
- [10] Winokur, P.S., Boesch, H.E., McGarrity, J.M., McLean, F.B. *Two-stage process for buildup of radiation-induced interface states*, Journal of Applied Physics, vol. 50, p. 3492, 1979.
- [11] McLean, F.B. *A framework for understanding radiation-induced interface states in SiO<sub>2</sub> MOS structure*, IEEE Trans. Nucl. Sci, vol. 27, pp 1651-1657, 1980.

- [12] Shaneyfelt, M.R., Schwank, J.R., Fleetwood, D.M., Winokur, P.S., Hughes, K.L., Sexton, F.W. *Field dependence of interface-trap buildup in polysilicon and metal gate MOS devices*, IEEE Trans. Nucl. Sci, vol. 37, pp 1632-1640, 1990.
- [13] Shaneyfelt, M.R., Schwank, J.R., Fleetwood, D.M., Winokur, P.S., Hughes, K.L., Hash, G.L., Connors, M.P. *Interface-trap buildup rates in wet and dry oxides*, IEEE Trans. Nucl. Sci, vol. 27, pp 1651-1657, 1980.
- [14] Sze, S. M. *Physics of Semiconductor Devices*, New York, Wiley, 1981.
- [15] McWhorter, P. J. and Winokur, P. S. *Simple technique for separating the effects of interface traps and trapped-oxide charge in metal-oxide-semiconductor transistors*, Applied Physics Letters, vol. 48, no. 1, pp. 133–1135, 1986.
- [16] Galloway, K. F. , Gaitan, M. and Russel, T. J. *A simple model for separating interface and oxide charge effects in MOS devices characteristics*, IEEE Trans. Nuclear Science, vol. NS-31, no. 6, pp. 1497–1501, 1984.
- [17] Dimitrijević, S., Golubović, S., Župac, D., Pejović, M. and Stojadinović, N. *Analysis of gamma-radiation induced instabilities in CMOS transistors*, Solid-State Electronics, vol. 32, no. 5, pp. 349–353, 1989.
- [18] Dimitrijević, S. and Stojadinović, N. *Analysis of CMOS transistor instabilities*, Solid-State Electronics, vol. 30, no. 5, pp. 991–1003, 1987.
- [19] Fleetwood, D.M. *Total-dose radiation hardness assurance*, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol.50, pp. 552-564, 2003.
- [20] International commission on radiation units and measurements, *Radiation dosimetry: Electron beams with energy between 1 and 50MeV*, ICRU 35, 1984.
- [21] Rogers, D.W.O., Faddegon, B.A., Ding, G.X., Ma, C. and Mackie, T.R. *Beam: A Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment units*, Med.Phys. 22, pp. 503-524, 1995.
- [22] Mazurier, J., Salvat, F., Chauvenet, B., Barthe, J. *Simulation of photon beams from Saturn 43 accelerator using the code PENELOPE*, Physica Medica – Vol XV, N 3, 1999.
- [23] International Atomic Energy Agency, *Review of data and methods recommended in the international code of practice* , IAEA Tehnical reports series

No.277, on absorbed dose determination in photon and electron beams, IAEA-TECDOC-897, IAEA, Vienna, 1996.

[24] International Atomic Energy Agency, *The use of plane parallel ionization chambers in high energy electron and photon beams*, Technical reports series No.381, IAEA, Vienna, 1997.

[25] Jaksic, A., Stankovic, S., Nisevic, G., Ristic, G., Mohammadzadeh, A., Mathewson, A. *Response of unpassivated and passivated RADFETs to photons and electrons in the energy range of 1-8 MeV* Proc. Workshop on radiation effects on components and systems (Workshop RADECS 2004), Madrid, Spain, p.p. 59-63. R54, 2004.

[26] Jakšić, A., Ogourtsov, V., Polischuk, S., Stanković, S., Kovačević, M., Mohamammadzadeh, A., Mathewson, A. *Irradiation and Post-irradiation response of RADFETs in different biasing configurations*, Proc. 5<sup>th</sup> International Workshop on Radiation Effects on Semiconductor Devices and Systems, Takasaki, Japan, p.p. 13-16, 2002.

[27] Knoll G.F. *Radiation detection and measurement*, John Wiley & Sons, New York, 2000.

[28] Shultis, J.K. and Faw, R.E.: *Radiation Shielding*, Prentice Hall PTR, NJ, USA, 1996, ISBN 0-13-125691-2

[29] Berger, M.J., Coursey, J.S., Zucker, M.A., and Chang, J. *ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions (version 1.2.3)*, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD., 2005, [Online] Available: <http://physics.nist.gov/Star> . (poslednji put pristupljeno 11.03.2016)

[30] Messenger G.C., Ash M.S. *The effects of radiation on electronic systems*, Van Nostrand Reinhold, New York, 1992.

[31] Claeys C., Simoen E. *Radiation effects in advanced semiconductor materials and devices*, Springer, Berlin, 2002.

- [32] Holmes-Siedle A.: *The space-charge dosimeter-general principles of a new method of radiation detection*, Nuclear Instruments and Methods, Vol. 121, pp.169-179, 1974.
- [33] Dozier C.M., Brown D.B., Throckmorton J.L., Ma D.I. : *Defect production in SiO<sub>2</sub> by X-ray and Co-60 radiations*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 32, pp.4363-4368, 1985.
- [34] Fleetwood D.M. : *Border traps in MOS devices*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 39, pp.269-271, 1992.
- [35] Newman M.E.J., Barcema G.T. *Monte Carlo methods in statistical physics*, Clarendon Press, Oxford, 2001.
- [36] Miura-Mattausch M., Mattausch H.J., Ezaki T. *The physics and modelling of MOSFETs; Surface-potential model HiSIM*, World Scientific Publishing, London, 2008.
- [37] Garth J.C., Chadsey W.L., Shepard *Monte Carlo analysis of dose profiles near photon irradiated material interfaces*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 22, pp.2563-2567, 1975.
- [38] Ilić R.D. *Tehnike Monte Karlo u transportu čestica*, Naučna knjiga, Beograd, 1991.
- [39] S. Stanković, R. Ilić, P. Osmokrović, B. Lončar, A. Vasić.: *Computer simulation of gamma irradiation energy deposition in MOSFET dosimeters*, IEEE Transactions on Plasma Science, (2006) Vol. 34, No. 5, pp. 1715-1718. ISSN 0093-3813, doi:10.1109/PPC.2005.300699
- [40] Wang B., Kim C.H., Xu X.G. : *Monte Carlo modelling for low and medium energy photon sources*, Medical Physics, Vol.31, 1003-1008, 2004.
- [41] Wang B., Kim C.H., Xu X.G. : *Monte Carlo modelling of the MOSFET dosimeter and its applications*, Transactions of American Nuclear Society, Vol.88, 218-220, 2003.
- [42] S.Stanković, R. Ilić, M. Petrović, B. Lončar, A. Vasić.: *Radiological characterization of semiconductor materials in field effect transistor dosimeter by Monte*

*Carlo method*, Materials Science Forum, (2006) Vol. 518, pp. 361-366. ISSN 0255-5476,doi:10.4028/www.scientific.net/msf.518.361

[43] Srboľjub J. Stankovic, Radovan D. Ilic, Milos Davidovic, Milojko Kovacevic, Dragomir Davidovic, "Influence of packaging configuration with kovar lid on radfet response to proton irradiation", Nuclear Technology and Radiation Protection, Vol.XXIII, No.1, pp.37 - 40. (2008)

[44] S.J. Stankovic, R.D. Ilic, D.M. Davidovic, M. Petrovic: *Characterization of X-Ray Diamond Detector by Monte Carlo Method*, Acta Physica Polonica A, (2009) Vol. 115, No.4, pp.816-819. Polish Academy of Sciences - Institute of Physics ISSN 0587-4246

[45] Stankovic Srboľjub J., Ilic Radovan, Jankovic Ksenija, Vasic-Milovanovic Aleksandra, Loncar Boris: *Characterization of New Structure for Silicon Carbide X-Ray Detector by Method Monte Carlo*, ACTA PHYSICA POLONICA A, (2011) Vol. 120, No. 2, pp. 252-255. Polish Academy of Sciences - Institute of Physics ISSN 0587-4246

[46] Berger,M.J, *Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles*, in Methods in computational physics, Vol.I (1963) 135, Accad. Press, N.Y.

[47] A.B. Rosenfeld et al., A System for Radiation Damage Monitoring, IEEE Transaction on nuclear science, 46(1999), pp.1766-1773.

[48] G.J. Brucker, S. Kronenberg, F. Gentner, Effects of Package Geometry, Materials, and Die Design on Energy Dependence of pMOS Dosimeters, IEEE Transaction on Nuclear Science, 42(1995), pp.33-40.

[49] Z. Savic et al., Energy dependence of pMOS Dosimeters, Radiation Protection Dosimetry, 64(1996), pp.205-211.

[50] T. Kron et al., Dose response of various radiations detectors to synchrotron radiation, Physics in Medical and Biology, 43(1998), pp.3235-3259.

[51] M.A.R. Othman et al., Monte Carlo study of MOSFET packaging, optimized for improved energy response: single MOSFET filtration, Radiation Protection Dosimetry, 141(2010), pp.10-17.

- [52] Stanković Srboľjub J., Ilić Radovan, Živanović Miloš, Janković Ksenija, Lončar Boris: *Monte Carlo Analysis of the Influence of Different Packaging on MOSFET Energy Response to X-rays and Gamma Radiation*, ACTA PHYSICA POLONICA A, (2012), Vol. 122, No. 4, pp. 655-658.  
Polish Academy of Sciences - Institute of Physics ISSN 0587-4246
- [53] E.A. Siegbahn et al., MOSFET dosimetry with high spatial resolution in intense synchrotron-generated x-ray microbeams, *Medical Physics*, 36(2009), pp.1128-1137.
- [54] FOTELP-2K6, Photons, Electrons and Positrons Transport in 3D by Monte Carlo Techniques, IAEA-1388,  
<http://www.nea.fr/tools/abstract/detail/iaea1388> .
- [55] FOTELP-2K10, <http://www.vinca.rs/%7Eerasa/doc/FOTPEN10.PDF>
- [56] Stankovic S.J., Ilic R.D., Lazarevic D., Fetahovic I., Obrenovic M., Iricanin B., "Correlation between MOSFET dosimeter energy response and its shielding material in electron-beam radiation environment", Pulsed Power Conference (PPC), 2015 IEEE, May 31 -June 4 2015, Austin, TX, USA, Pages: 1 - 5, DOI: 10.1109/PPC.2015.7296888
- [57] Murat M., Akkerman A., Barak J. : *Spatial distribution of electron/hole pairs induced by electrons and protons in SiO<sub>2</sub>*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 51, pp.3211-3218, 2004.
- [58] Moliere, G., Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II: Mehrfach - und Vielfachstreuung. Z.Naturforsch 3a (1948) 78; Bethe, H.A., Moliere's theory of multiple scattering, Phys.Rev.89 (1953) 1256.
- [59] Frisina F., Gombia E., Chirco P. : *Electron irradiation effects on power MOS transistors*, International Journal of Radiation Applications and Instrumentation, Part C. Radiation Physics and Chemistry, Vol. 35, pp. 500-506, 1990.
- [60] Goudsmit, S., Saunderson, J.L., Multiple scattering of electrons, Phys.Rev. 57 (1940) 24.

**Prilog 1 Zavisnost promene napona praga MOSFET od promene ukupne apsorbovane doze zračenja u vodi**

Za svaku grupu uzoraka (sa oznakama iz Tabele 4.1., Poglavlje 4.), u tabelama 4.2-4.6. su prikazani rezultati merenja srednje vrednosti i standardne devijacije promene napona praga,  $\Delta V_T(V)$  i  $\Delta V_{Tsd}(V)$  respektivno, u zavisnosti od ukupne apsorbovane doze zračenja  $D_w(cGy)$  u vodi ( $H_2O$ ) kao medijumu u odnosu na koji se referišu vrednosti doze upadnog snopa zračenja. U svakoj Tabeli, pojedinačni redni broj (skraćenica rb) se odnosi na jednu od 8 grupa uzoraka.

Tabela 4.2a. Srednja vrednost promene napona praga u polju gama zračenja Co-60, nominalna energija fotona  $E_f = 1,25 MeV$ , jačina apsorbovane doze  $dD_w/dt = 120 cGy/min = 2 cGy/s$ .

r b	$D_w$ (cGy)	200	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800
1	$\Delta V_{T1}(V)$	0,3211	0,6508	0,9441	1,2413	1,5376	1,8065	2,0707	2,3371	2,6019
2	$\Delta V_{T2}(V)$	0,3097	0,6070	0,9055	1,2011	1,4890	1,7607	2,0270	2,2901	2,5550
3	$\Delta V_{T3}(V)$	0,1606	0,3169	0,4699	0,6153	0,7541	0,8842	1,0132	1,1329	1,2449
4	$\Delta V_{T4}(V)$	0,1575	0,3091	0,4578	0,5981	0,7322	0,8593	0,9864	1,0974	1,2041
5	$\Delta V_{T5}(V)$	0,3190	0,6230	0,9183	1,2103	1,4931	1,7774	2,0403	2,3057	2,5703
6	$\Delta V_{T6}(V)$	0,3127	0,6204	0,9294	1,2267	1,5152	1,8109	2,0906	2,3647	2,6452
7	$\Delta V_{T7}(V)$	0,1700	0,3355	0,4985	0,6546	0,8040	0,9453	1,0847	1,2111	1,3313
8	$\Delta V_{T8}(V)$	0,1687	0,3385	0,5013	0,6582	0,8112	0,9565	1,1006	1,2233	1,3443

Tabela 4.2b. Standardna devijacija promene napona praga u polju gama zračenja Co-60, nominalna energija fotona  $E_f = 1,25 MeV$ , jačina apsorbovane doze  $dD_w/dt = 120 cGy/min = 2 cGy/s$ .

r b	$D_w$ (cGy)	200	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800
1	$\Delta V_{Tsd1}(V)$	0,0109	0,0078	0,0277	0,0432	0,0445	0,0853	0,0962	0,1198	0,1375
2	$\Delta V_{Tsd2}(V)$	0,0108	0,0095	0,0269	0,0409	0,0482	0,0544	0,0764	0,0890	0,0989
3	$\Delta V_{Tsd3}(V)$	0,0077	0,0157	0,0228	0,0303	0,0367	0,0436	0,0499	0,0559	0,0607
4	$\Delta V_{Tsd4}(V)$	0,0081	0,0121	0,0188	0,0267	0,0352	0,0409	0,0440	0,0555	0,0629
5	$\Delta V_{Tsd5}(V)$	0,0134	0,0159	0,0227	0,0341	0,0415	0,0552	0,0722	0,0844	0,0966
6	$\Delta V_{Tsd6}(V)$	0,0065	0,0077	0,0143	0,0193	0,0245	0,0332	0,0295	0,0363	0,0410
7	$\Delta V_{Tsd7}(V)$	0,0032	0,0058	0,0086	0,0120	0,0137	0,0162	0,0198	0,0238	0,0287
8	$\Delta V_{Tsd8}(V)$	0,0049	0,0068	0,0083	0,0082	0,0096	0,0110	0,0097	0,0119	0,0124



Tabela 4.3a. Srednja vrednost promene napona praga u polju X zračenja, nominalna energija fotona  $E_f = 4 \text{ MeV}$ , jačina apsorbovane doze  $dD_w/dt = 280 \text{ cGy/min} = 4,67 \text{ cGy/s}$ .

rb	$D_w$ (cGy)	200	400	600	800	1000	1400
1	$\Delta V_{T1}(V)$	0,3510	0,6891	1,0292	1,6834	2,3064	2,9123
2	$\Delta V_{T2}(V)$	0,3284	0,6599	1,0059	1,6397	2,2764	2,8710
3	$\Delta V_{T3}(V)$	0,1748	0,3460	0,5073	0,8015	1,0645	1,2981
4	$\Delta V_{T4}(V)$	0,1690	0,3376	0,4951	0,7796	1,0349	1,2571
5	$\Delta V_{T5}(V)$	0,3559	0,6962	1,0396	1,6914	2,3292	2,9397
6	$\Delta V_{T6}(V)$	0,3546	0,7034	1,0613	1,7322	2,3914	3,0361
7	$\Delta V_{T7}(V)$	0,1920	0,3793	0,5583	0,8873	1,1826	1,4495
8	$\Delta V_{T8}(V)$	0,1867	0,3750	0,5559	0,8853	1,1794	1,4433

Tabela 4.3b. Standardna devijacija promene napona praga u polju X zračenja, nominalna energija fotona  $E_f = 4 \text{ MeV}$ , jačina apsorbovane doze  $dD_w/dt = 280 \text{ cGy/min} = 4,67 \text{ cGy/s}$ .

rb	$D_w$ (cGy)	200	400	600	800	1000	1400
1	$\Delta V_{Tsd1}(V)$	0,0074	0,0184	0,0309	0,0533	0,0721	0,0925
2	$\Delta V_{Tsd2}(V)$	0,0205	0,0236	0,0366	0,0558	0,0859	0,1036
3	$\Delta V_{Tsd3}(V)$	0,0077	0,0143	0,0223	0,0384	0,0530	0,0670
4	$\Delta V_{Tsd4}(V)$	0,0083	0,0153	0,0231	0,0377	0,0510	0,0627
5	$\Delta V_{Tsd5}(V)$	0,0066	0,0142	0,0224	0,0351	0,0476	0,0560
6	$\Delta V_{Tsd6}(V)$	0,0058	0,0120	0,0157	0,0255	0,0339	0,0438
7	$\Delta V_{Tsd7}(V)$	0,0029	0,0060	0,0092	0,0170	0,0255	0,0363
8	$\Delta V_{Tsd8}(V)$	0,0008	0,0021	0,0067	0,0131	0,0220	0,0294

Tabela 4.4a. Srednja vrednost promene napona praga u polju X zračenja, nominalna energija fotona  $E_f = 8 \text{ MeV}$ , jačina apsorbovane doze  $dD_w/dt = 320 \text{ cGy/min} = 5,33 \text{ cGy/s}$ .

r b	$D_w$ (cGy)	200	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800
1	$\Delta V_{T1}(V)$	0,3539	0,6941	1,0320	1,3434	1,6647	1,9671	2,2688	2,5429	2,8398
2	$\Delta V_{T2}(V)$	0,3426	0,6754	0,9975	1,3059	1,6232	1,9255	2,2201	2,4948	2,7846
3	$\Delta V_{T3}(V)$	0,1803	0,3545	0,5221	0,6814	0,8296	0,9709	1,1052	1,2292	1,3460
4	$\Delta V_{T4}(V)$	0,1747	0,3481	0,5111	0,6660	0,8112	0,9468	1,0753	1,1946	1,3108
5	$\Delta V_{T5}(V)$	0,3490	0,6919	1,0315	1,3597	1,6814	1,9910	2,3016	2,6037	2,9066
6	$\Delta V_{T6}(V)$	0,3514	0,7014	1,0482	1,3868	1,7240	2,0447	2,3616	2,6834	2,9980
7	$\Delta V_{T7}(V)$	0,1912	0,3800	0,5620	0,7349	0,8967	1,0508	1,1973	1,3349	1,4660
8	$\Delta V_{T8}(V)$	0,1867	0,3787	0,5618	0,7341	0,8963	1,0499	1,1926	1,3290	1,4598

Tabela 4.4b. Standardna devijacija promene napona praga u polju X zračenja, nominalna energija fotona  $E_f = 8 \text{ MeV}$ , jačina apsorbovane doze

$$dD_w/dt = 320 \text{ cGy/min} = 5,33 \text{ cGy/s.}$$

r b	$D_w$ (cGy)	200	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800
1	$\Delta V_{Tsd1}(V)$	0,0037	0,0127	0,0213	0,0333	0,0440	0,0563	0,0669	0,0872	0,0939
2	$\Delta V_{Tsd2}(V)$	0,0020	0,0091	0,0182	0,0397	0,0422	0,0492	0,0641	0,0887	0,0955
3	$\Delta V_{Tsd3}(V)$	0,0027	0,0034	0,0058	0,0086	0,0112	0,0150	0,0180	0,0210	0,0241
4	$\Delta V_{Tsd4}(V)$	0,0016	0,0042	0,0072	0,0103	0,0139	0,0183	0,0209	0,0242	0,0276
5	$\Delta V_{Tsd5}(V)$	0,0031	0,0117	0,0213	0,0349	0,0429	0,0548	0,0690	0,0750	0,0831
6	$\Delta V_{Tsd6}(V)$	0,0092	0,0265	0,0424	0,0588	0,0745	0,0910	0,1073	0,1247	0,1410
7	$\Delta V_{Tsd7}(V)$	0,0010	0,0040	0,0070	0,0100	0,0133	0,0159	0,0166	0,0162	0,0145
8	$\Delta V_{Tsd8}(V)$	0,0015	0,0059	0,0112	0,0157	0,0198	0,0243	0,0272	0,0319	0,0350

Tabela 4.5a. Srednja vrednost promene napona praga u polju snopa elektrona, nominalna energija elektrona  $E_e = 6 \text{ MeV}$ , jačina apsorbovane doze

$$dD_w/dt = 400 \text{ cGy/min} = 6,67 \text{ cGy/s.}$$

rb	$D_w$ (cGy)	200	400	600	1000	1400	1800
1	$\Delta V_{T1}(V)$	0,3129	0,6173	0,9120	1,4838	2,0375	2,5654
2	$\Delta V_{T2}(V)$	0,3088	0,6101	0,8928	1,4527	2,0072	2,5002
3	$\Delta V_{T3}(V)$	0,1583	0,3127	0,4596	0,7320	0,9650	1,1787
4	$\Delta V_{T4}(V)$	0,1542	0,3059	0,4500	0,7142	0,9465	1,1542
5	$\Delta V_{T5}(V)$	0,3219	0,6382	0,9505	1,5509	2,1259	2,6834
6	$\Delta V_{T6}(V)$	0,3193	0,6359	0,9430	1,5474	2,1301	2,6928
7	$\Delta V_{T7}(V)$	0,1756	0,3492	0,5169	0,8275	1,1013	1,3540
8	$\Delta V_{T8}(V)$	0,1772	0,3561	0,5268	0,8447	1,1278	1,3815

Tabela 4.5b. Standardna devijacija promene napona praga u polju snopa elektrona, nominalna energija elektrona  $E_e = 6 \text{ MeV}$ , jačina apsorbovane doze

$$dD_w/dt = 400 \text{ cGy/min} = 6,67 \text{ cGy/s.}$$

rb	$D_w$ (cGy)	200	400	600	1000	1400	1800
1	$\Delta V_{Tsd1}(V)$	0,0016	0,0061	0,0074	0,0144	0,0176	0,0264
2	$\Delta V_{Tsd2}(V)$	0,0051	0,0095	0,0054	0,0034	0,0184	0,0323
3	$\Delta V_{Tsd3}(V)$	0,0026	0,0049	0,0059	0,0120	0,0162	0,0205
4	$\Delta V_{Tsd4}(V)$	0,0012	0,0026	0,0047	0,0105	0,0162	0,0206
5	$\Delta V_{Tsd5}(V)$	0,0109	0,0225	0,0354	0,0635	0,0812	0,1081
6	$\Delta V_{Tsd6}(V)$	0,0014	0,0051	0,0113	0,0246	0,0332	0,0451
7	$\Delta V_{Tsd7}(V)$	0,0032	0,0065	0,0101	0,0167	0,0229	0,0339
8	$\Delta V_{Tsd8}(V)$	0,0023	0,0034	0,0055	0,0106	0,0154	0,0195

Tabela 4.6a. Srednja vrednost promene napona praga u polju snopa elektrona, nominalna energija elektrona  $E_e = 8 \text{ MeV}$ , jačina apsorbovane doze  $dD_w/dt = 380 \text{ cGy/min} = 6,33 \text{ cGy/s}$ .

r b	$D_W$ (cGy)	200	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800
1	$\Delta V_{T1}(V)$	0,2884	0,5709	0,8465	1,1155	1,3774	1,6011	1,8550	2,1090	2,3503
2	$\Delta V_{T2}(V)$	0,2795	0,5544	0,8245	1,0899	1,3469	1,5733	1,8230	2,0712	2,3076
3	$\Delta V_{T3}(V)$	0,1514	0,2996	0,4431	0,5774	0,7080	0,8331	0,9507	1,0618	1,1698
4	$\Delta V_{T4}(V)$	0,1493	0,2953	0,4353	0,5682	0,6959	0,8190	0,9330	1,0410	1,1445
5	$\Delta V_{T5}(V)$	0,2914	0,5748	0,8542	1,1299	1,3961	1,6488	1,9076	2,1660	2,4138
6	$\Delta V_{T6}(V)$	0,2883	0,5775	0,8630	1,1408	1,4150	1,6786	1,9468	2,2104	2,4690
7	$\Delta V_{T7}(V)$	0,1640	0,3235	0,4798	0,6277	0,7703	0,9075	1,0363	1,1581	1,2776
8	$\Delta V_{T8}(V)$	0,1658	0,3279	0,4862	0,6368	0,7813	0,9198	1,0497	1,1723	1,2886

Tabela 4.6b. Standardna devijacija promene napona praga u polju snopa elektrona, nominalna energija elektrona  $E_e = 8 \text{ MeV}$ , jačina apsorbovane doze  $dD_w/dt = 380 \text{ cGy/min} = 6,33 \text{ cGy/s}$ .

r b	$D_W$ (cGy)	200	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800
1	$\Delta V_{Tsd1}(V)$	0,0051	0,0111	0,0158	0,0250	0,0296	0,0189	0,0227	0,0257	0,0307
2	$\Delta V_{Tsd2}(V)$	0,0033	0,0072	0,0116	0,0182	0,0218	0,0224	0,0277	0,0311	0,0334
3	$\Delta V_{Tsd3}(V)$	0,0022	0,0040	0,0072	0,0095	0,0118	0,0144	0,0171	0,0198	0,0226
4	$\Delta V_{Tsd4}(V)$	0,0018	0,0045	0,0065	0,0096	0,0121	0,0136	0,0157	0,0178	0,0200
5	$\Delta V_{Tsd5}(V)$	0,0013	0,0031	0,0077	0,0094	0,0139	0,0208	0,0241	0,0275	0,0319
6	$\Delta V_{Tsd6}(V)$	0,0053	0,0057	0,0056	0,0044	0,0090	0,0089	0,0115	0,0174	0,0246
7	$\Delta V_{Tsd7}(V)$	0,0037	0,0087	0,0130	0,0189	0,0247	0,0303	0,0357	0,0413	0,0475
8	$\Delta V_{Tsd8}(V)$	0,0048	0,0075	0,0115	0,0136	0,0167	0,0200	0,0225	0,0262	0,0290

## Prilog 2 Energetska zavisnost MESY2002

Sve vrednosti koje su date u ovom prilogu, u Tabelama 4.7-4.12. izmerene su mernim sistemom MESY2002. Rezultati istraživanja su odzivi MOSFET-a koji su prikazani u formi srednje vrednosti  $\Delta V_T(V)$  i standardne devijacije  $\Delta V_{Tsd}(V)$  promene napona praga za tri vrednosti ukupne absorbovane doze u vodi  $D_w$  i  $D(SiO_2)$  od gama, X i elektronskog zračenja.

**Tabela 4.7.** Rezultati merenja  $\Delta V_T(V)$  (gornja vrednost) i  $\Delta V_{Tsd}(V)$  (donja vrednost) MOSFET (za osam grupa RADFET) za ukupnu absorbovanu dozu  $D_w$  i  $D(SiO_2)$  od gama, X i elektronskog zračenja. Nominalna vrednost  $D_w = 18 Gy$ .

Apsorbovana doza zračenja	Co-60	6MeV elektroni	8 MeV elektroni	4 MeV X	8 MeV X
$D_w(Gy)$	18	18	18	18	18
$D(SiO_2)$	20,056	20,847	20,793	19,370	18,024
<b>Grupa 1</b> 300/50 (RADFET1), $V_{IRR}=+5V$ , standardni	2,6019 0,1375	2,5654 0,0264	2,3503 0,0307	2,9123 0,0925	2,8398 0,0939
<b>Grupa 2</b> 690/15 (RADFET2), $V_{IRR}=+5V$ , standardni	2,5550 0,0989	2,5002 0,0323	2,3076 0,0334	2,8710 0,1036	2,7846 0,0955
<b>Grupa 3</b> 300/50 (RADFET3), $V_{IRR}=0V$ , standardni	1,2449 0,0607	1,1787 0,0205	1,1698 0,0226	1,2981 0,0670	1,3460 0,0241
<b>Grupa 4</b> 690/15 (RADFET4), $V_{IRR}=0V$ , standardni	1,2041 0,0629	1,1542 0,0206	1,1445 0,0200	1,2571 0,0627	1,3108 0,0276
<b>Grupa 5</b> 300/50 (RADFET1), $V_{IRR}=+5V$ , pasivizirani	2,5703 0,0966	2,6834 0,1081	2,4138 0,0319	2,9397 0,0560	2,9066 0,0831
<b>Grupa 6</b> 690/15 (RADFET2), $V_{IRR}=+5V$ , pasivizirani	2,6452 0,0410	2,6928 0,0451	2,4690 0,0246	3,0361 0,0438	2,9980 0,1410
<b>Grupa 7</b> 300/50 (RADFET3), $V_{IRR}=0V$ , pasivizirani	1,3313 0,0287	1,3540 0,0339	1,2776 0,0475	1,4495 0,0363	1,4660 0,0145
<b>Grupa 8</b> 690/15 (RADFET4), $V_{IRR}=0V$ , pasivizirani	1,3443 0,0124	1,3815 0,0195	1,2886 0,0290	1,4433 0,0294	1,4598 0,0350

**Tabela 4.8.** Rezultati merenja  $\Delta V_T(V)$  (gornja vrednost) i  $\Delta V_{Tsd}(V)$  (donja vrednost) MOSFET (za osam grupa RADFET) za ukupnu apsorbovanu dozu  $D_w$  i  $D(SiO_2)$  od gama, X i elektronskog zračenja koji su normalizovani na odgovarajuće vrednosti promene napona praga MOSFET u polju zračenja Co-60. Nominalna vrednost  $D_w = 18 Gy$ .

Apsorbovana doza zračenja	Co-60	6MeV elektroni	8 MeV elektroni	4 MeV X	8 MeV X
$D_w(Gy)$	18	18	18	18	18
$D(SiO_2)$	20,056	20,847	20,793	19,370	18,024
<b>Grupa 1</b> 300/50 (RADFET1), $V_{IRR}=+5V$ , standardni	1,0000 0,0528	0,9860 0,0101	0,9033 0,0118	1,1193 0,0356	1,0914 0,0361
<b>Grupa 2</b> 690/15 (RADFET2), $V_{IRR}=+5V$ , standardni	1,0000 0,0387	0,9786 0,0126	0,9032 0,0131	1,1237 0,0405	1,0899 0,0374
<b>Grupa 3</b> 300/50 (RADFET3), $V_{IRR}=0V$ , standardni	1,0000 0,0488	0,9468 0,0165	0,9397 0,0182	1,0427 0,0538	1,0812 0,0194
<b>Grupa 4</b> 690/15 (RADFET4), $V_{IRR}=0V$ , standardni	1,0000 0,0522	0,9586 0,0171	0,9505 0,0166	1,0440 0,0521	1,0886 0,0229
<b>Grupa 5</b> 300/50 (RADFET1), $V_{IRR}=+5V$ , pasivizirani	1,0000 0,0376	1,0440 0,0421	0,9391 0,0124	1,1437 0,0218	1,1308 0,0323
<b>Grupa 6</b> 690/15 (RADFET2), $V_{IRR}=+5V$ , pasivizirani	1,0000 0,0155	1,0180 0,0170	0,9334 0,0093	1,1478 0,0166	1,1334 0,0533
<b>Grupa 7</b> 300/50 (RADFET3), $V_{IRR}=0V$ , pasivizirani	1,0000 0,0216	1,0171 0,0255	0,9597 0,0357	1,0888 0,0273	1,1012 0,0109
<b>Grupa 8</b> 690/15 (RADFET4), $V_{IRR}=0V$ , pasivizirani	1,0000 0,0092	1,0277 0,0145	0,9586 0,0216	1,0736 0,0219	1,0859 0,0260

**Tabela 4.9.** Rezultati merenja  $\Delta V_T(V)$  (gornja vrednost) i  $\Delta V_{Tsd}(V)$  (donja vrednost) MOSFET (za osam grupa RADFET) za ukupnu pbsorbovanu dozu  $D_w$  i  $D(SiO_2)$  od gama, X i elektronskog zračenja. Nominalna vrednost  $D_w = 6 Gy$ .

Apsorbovana doza zračenja	Co-60	6MeV elektroni	8 MeV elektroni	4 MeV X	8 MeV X
$D_w(Gy)$	6	6	6	6	6
$D(SiO_2)$	6,685	6,949	6,931	6,457	6,008
<b>Grupa 1</b> 300/50 (RADFET1), $V_{IRR}=+5V$ , standardni	0,9441 0,0277	0,9120 0,0074	0,8465 0,0158	1,0292 0,0309	1,0320 0,0213
<b>Grupa 2</b> 690/15 (RADFET2), $V_{IRR}=+5V$ , standardni	0,9055 0,0269	0,8928 0,0054	0,8245 0,0116	1,0059 0,0366	0,9975 0,0182
<b>Grupa 3</b> 300/50 (RADFET3), $V_{IRR}=0V$ , standardni	0,4699 0,0228	0,4596 0,0059	0,4431 0,0072	0,5073 0,0223	0,5221 0,0058
<b>Grupa 4</b> 690/15 (RADFET4), $V_{IRR}=0V$ , standardni	0,4578 0,0188	0,4500 0,0047	0,4353 0,0065	0,4951 0,0231	0,5111 0,0072
<b>Grupa 5</b> 300/50 (RADFET1), $V_{IRR}=+5V$ , pasivizirani	0,9183 0,0227	0,9505 0,0354	0,8542 0,0077	1,0396 0,0224	1,0315 0,0213
<b>Grupa 6</b> 690/15 (RADFET2), $V_{IRR}=+5V$ , pasivizirani	0,9294 0,0143	0,9430 0,0113	0,8630 0,0056	1,0613 0,0157	1,0482 0,0424
<b>Grupa 7</b> 300/50 (RADFET3), $V_{IRR}=0V$ , pasivizirani	0,4985 0,0086	0,5169 0,0101	0,4798 0,0130	0,5583 0,0092	0,5620 0,0070
<b>Grupa 8</b> 690/15 (RADFET4), $V_{IRR}=0V$ , pasivizirani	0,5013 0,0083	0,5268 0,0055	0,4862 0,0115	0,5559 0,0067	0,5618 0,0112

**Tabela 4.10.** Rezultati merenja  $\Delta V_T(V)$  (gornja vrednost) i  $\Delta V_{Tsd}(V)$  (donja vrednost) MOSFET (za osam grupa RADFET) za ukupnu apsorbovanu dozu  $D_w$  i  $D(SiO_2)$  od gama, X i elektronskog zračenja koji su normalizovani na odgovarajuće vrednosti promene napona praga MOSFET u polju zračenja Co-60. Nominalna vrednost  $D_w = 6 Gy$ .

Apsorbovana doza zračenja	Co-60	6MeV elektroni	8 MeV elektroni	4 MeV X	8 MeV X
$D_w(Gy)$	6	6	6	6	6
$D(SiO_2)$	6,685	6,949	6,931	6,457	6,008
<b>Grupa 1</b> 300/50 (RADFET1), $V_{IRR}=+5V$ , standardni	1,0000 0,0293	0,9660 0,0078	0,8966 0,0167	1,0901 0,0327	1,0931 0,0226
<b>Grupa 2</b> 690/15 (RADFET2), $V_{IRR}=+5V$ , standardni	1,0000 0,0297	0,9860 0,0060	0,9105 0,0128	1,1109 0,0404	1,1016 0,0201
<b>Grupa 3</b> 300/50 (RADFET3), $V_{IRR}=0V$ , standardni	1,0000 0,0485	0,9781 0,0126	0,9430 0,0153	1,0796 0,0475	1,1111 0,0123
<b>Grupa 4</b> 690/15 (RADFET4), $V_{IRR}=0V$ , standardni	1,0000 0,0411	0,9830 0,0103	0,9509 0,0142	1,0815 0,0505	1,1164 0,0157
<b>Grupa 5</b> 300/50 (RADFET1), $V_{IRR}=+5V$ , pasivizirani	1,0000 0,0247	1,0351 0,0385	0,9302 0,0084	1,1321 0,0244	1,1233 0,0232
<b>Grupa 6</b> 690/15 (RADFET2), $V_{IRR}=+5V$ , pasivizirani	1,0000 0,0154	1,0146 0,0122	0,9286 0,0060	1,1419 0,0169	1,1278 0,0456
<b>Grupa 7</b> 300/50 (RADFET3), $V_{IRR}=0V$ , pasivizirani	1,0000 0,0173	1,0369 0,0203	0,9625 0,0261	1,1200 0,0185	1,1274 0,0140
<b>Grupa 8</b> 690/15 (RADFET4), $V_{IRR}=0V$ , pasivizirani	1,0000 0,0166	1,0509 0,0110	0,9699 0,0229	1,1089 0,0134	1,1207 0,0223

**Tabela 4.11.** Rezultati merenja  $\Delta V_T(V)$  (gornja vrednost) i  $\Delta V_{Tsd}(V)$  (donja vrednost) MOSFET (za osam grupa RADFET) za ukupnu apsorbovanu dozu  $D_w$  i  $D(SiO_2)$  od gama, X i elektronskog zračenja. Nominalna vrednost  $D_w = 2 Gy$ .

Apsorbovana doza zračenja	Co-60	6MeV elektroni	8 MeV elektroni	4 MeV X	8 MeV X
$D_w(Gy)$	<b>2</b>	<b>2</b>	<b>2</b>	<b>2</b>	<b>2</b>
$D(SiO_2)$	<b>2,228</b>	<b>2,316</b>	<b>2,310</b>	<b>2,152</b>	<b>2,003</b>
<b>Grupa 1</b> 300/50 (RADFET1), $V_{IRR}=+5V$ , standardni	0,3211 0,0109	0,3129 0,0016	0,2884 0,0051	0,3510 0,0074	0,3539 0,0037
<b>Grupa 2</b> 690/15 (RADFET2), $V_{IRR}=+5V$ , standardni	0,3097 0,0108	0,3088 0,0051	0,2795 0,0033	0,3284 0,0205	0,3426 0,0020
<b>Grupa 3</b> 300/50 (RADFET3), $V_{IRR}=0V$ , standardni	0,1606 0,0077	0,1583 0,0026	0,1514 0,0022	0,1748 0,0077	0,1803 0,0027
<b>Grupa 4</b> 690/15 (RADFET4), $V_{IRR}=0V$ , standardni	0,1575 0,0081	0,1542 0,0012	0,1493 0,0018	0,1690 0,0083	0,1747 0,0016
<b>Grupa 5</b> 300/50 (RADFET1), $V_{IRR}=+5V$ , pasivizirani	0,3190 0,0134	0,3219 0,0109	0,2914 0,0013	0,3559 0,0066	0,3490 0,0031
<b>Grupa 6</b> 690/15 (RADFET2), $V_{IRR}=+5V$ , pasivizirani	0,3127 0,0065	0,3193 0,0014	0,2883 0,0053	0,3546 0,0058	0,3514 0,0092
<b>Grupa 7</b> 300/50 (RADFET3), $V_{IRR}=0V$ , pasivizirani	0,1700 0,0032	0,1756 0,0032	0,1640 0,0037	0,1920 0,0029	0,1912 0,0010
<b>Grupa 8</b> 690/15 (RADFET4), $V_{IRR}=0V$ , pasivizirani	0,1687 0,0049	0,1772 0,0023	0,1658 0,0048	0,1867 0,0008	0,1867 0,0015



**Tabela 4.12.** Rezultati merenja  $\Delta V_T(V)$  (gornja vrednost) i  $\Delta V_{Tsd}(V)$  (donja vrednost) MOSFET (za osam grupa RADFET) za ukupnu apsorbovanu dozu  $D_w$  i  $D(SiO_2)$  od gama, X i elektronskog zračenja koji su normalizovani na odgovarajuće vrednosti promene napona praga MOSFET u polju zračenja Co-60. Nominalna vrednost  $D_w = 2 Gy$ .

Apsorbovana doza zračenja	Co-60	6MeV elektroni	8 MeV elektroni	4 MeV X	8 MeV X
$D_w(Gy)$	2	2	2	2	2
$D(SiO_2)$	2,228	2,316	2,310	2,152	2,003
<b>Grupa 1</b> 300/50 (RADFET1), $V_{IRR}=+5V$ , standardni	1,0000 0,0339	0,9745 0,0050	0,8982 0,0159	1,0931 0,0230	1,1021 0,0115
<b>Grupa 2</b> 690/15 (RADFET2), $V_{IRR}=+5V$ , standardni	1,0000 0,0349	0,9971 0,0165	0,9025 0,0107	1,0604 0,0662	1,1062 0,0065
<b>Grupa 3</b> 300/50 (RADFET3), $V_{IRR}=0V$ , standardni	1,0000 0,0479	0,9857 0,0162	0,9427 0,0137	1,0884 0,0479	1,1227 0,0168
<b>Grupa 4</b> 690/15 (RADFET4), $V_{IRR}=0V$ , standardni	1,0000 0,0514	0,9790 0,0076	0,9479 0,0114	1,0730 0,0527	1,1092 0,0102
<b>Grupa 5</b> 300/50 (RADFET1), $V_{IRR}=+5V$ , pasivizirani	1,0000 0,0420	1,0091 0,0342	0,9135 0,0041	1,1157 0,0207	1,0940 0,0097
<b>Grupa 6</b> 690/15 (RADFET2), $V_{IRR}=+5V$ , pasivizirani	1,0000 0,0208	1,0211 0,0045	0,9220 0,0169	1,1340 0,0185	1,1238 0,0294
<b>Grupa 7</b> 300/50 (RADFET3), $V_{IRR}=0V$ , pasivizirani	1,0000 0,0188	1,0329 0,0188	0,9647 0,0218	1,1294 0,0171	1,1247 0,0059
<b>Grupa 8</b> 690/15 (RADFET4), $V_{IRR}=0V$ , pasivizirani	1,0000 0,0290	1,0504 0,0136	0,9828 0,0285	1,1067 0,0047	1,1067 0,0089

## BIOGRAFIJA

Srboljub Stanković je rođen 26. februara 1965. godine u Beogradu. Osnovnu i srednju školu je završio u Čupriji. Na Elektrotehničkom fakultetu Univerziteta u Beogradu, na odseku Tehnička fizika, diplomirao je 1990. godine na temi: «Primena teorije transporta elektromagnetnog zračenja na sistem velike koncentracije slučajno rasprostanjenih čestica», ostvarivši srednju ocenu 8,77. Na istom fakultetu je stekao i titulu magistra elektrotehničkih nauka-oblast nuklearne tehnike, 1999. godine, odbranivši magistarski rad pod naslovom «Poboljšanje neutron-gama diskriminacije merenjem varijanse struje jonizacione komore».

Od 1991. godine zaposlen je u zvanju istraživača u Institutu za nuklearne nauke «VINČA»-laboratorija «Zaštita od zračenja i zaštita životne sredine». Na stručnim poslovima dozimetrije i zaštite od zračenja, kao i i metrologije veličina jonizujućeg zračenja angažovan je u periodu od 1991. do danas, u Metrološkoj Dozimetrijskoj laboratoriji (MDL) koja je u svetskom lancu Sekundarnih Standardnih Dozimetrijskih Laboratorija (SSDL).

Od 1999. godine je bio u zvanju istraživača-saradnika. Od 2001. – 2003. godine bio je angažovan na Elektrotehničkom fakultetu u Beogradu na izvođenju laboratorijskih vežbi iz predmeta «Fizika materijala» i «Elektrotehnički materijali». Reizabran je u zvanje istraživač saradnik 2005. godine.

U maju 2014. godine stekao je zvanje stručnog savetnika prema odluci Naučnog veća Instituta za nuklearne nauke «Vinča».

U radu na naučno-istraživačkim projektima Ministarstva za nauku i tehnološki razvoj Republike Srbije, u periodu od 1996. godine do 2016. godine, kandidat je kao autor ili koautor učestvovao u publikovanju 31 rada u međunarodnim časopisima sa SCI liste.

Bio je član istraživačke ekipe na međunarodnom projektu 2006: FP6-2005-INCO-WBC/SSA-3: The Reinforcing Research Potential in Environmental Monitoring and Data Management in Serbia - EMON project.

Prilog 1.

## Izjava o autorstvu

Potpisani-a SRBOLJUB STANKOVIĆ

broj indeksa \_\_\_\_\_

### Izjavljujem

da je doktorska disertacija pod naslovom

**EKSPERIMENTALNA KARAKTERIZACIJA I MONTE KARLO SIMULACIJA DOZIMETRIJSKIH PARAMETARA MOSFET STRUKTURE U POLJIMA JONIZUJUĆEG ZRAČENJA**

- 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. 05.04.2016.

Srboljub Stanković

Prilog 2.

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

Ime i prezime autora SRBOLJUB STANKOVIĆ

Broj indeksa \_\_\_\_\_

Studijski program \_\_\_\_\_

Naslov rada Eksperimentalna karakterizacija i Monte Karlo simulacija dozimetrijskih  
parametara MOSFET structure u poljima jonizujućeg zračenja

Mentori prof dr Predrag Marinković i prof.dr Milan Tadić

Potpisani/a SRBOLJUB STANKOVIĆ

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, 05.04.2016.



Prilog 3.

## Izjava o korišćenju

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

**EKSPERIMENTALNA KARAKTERIZACIJA I MONTE KARLO SIMULACIJA DOZIMETRIJSKIH PARAMETARA MOSFET STRUKTURE U POLJIMA JONIZUJUĆEG ZRAČENJA**

koja je moje autorsko delo.

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

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

1. Autorstvo
2. Autorstvo - nekomercijalno
3. Autorstvo – nekomercijalno – bez prerade
4. Autorstvo – nekomercijalno – deliti pod istim uslovima
5. Autorstvo – bez prerade
6. Autorstvo – deliti pod istim uslovima

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

Potpis doktoranda

U Beogradu, 05.04.2016.



1. **Autorstvo** - Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, i prerade, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence, čak i u komercijalne svrhe. Ovo je najslobodnija od svih licenci.

2. **Autorstvo – nekomercijalno**. Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, i prerade, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence. Ova licenca ne dozvoljava komercijalnu upotrebu dela.

3. **Autorstvo - nekomercijalno – bez prerade**. Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, bez promena, preoblikovanja ili upotrebe dela u svom delu, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence. Ova licenca ne dozvoljava komercijalnu upotrebu dela. U odnosu na sve ostale licence, ovom licencom se ograničava najveći obim prava korišćenja dela.

4. **Autorstvo - nekomercijalno – deliti pod istim uslovima**. Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, i prerade, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence i ako se prerada distribuira pod istom ili sličnom licencom. Ova licenca ne dozvoljava komercijalnu upotrebu dela i prerada.

5. **Autorstvo – bez prerade**. Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, bez promena, preoblikovanja ili upotrebe dela u svom delu, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence. Ova licenca dozvoljava komercijalnu upotrebu dela.

6. **Autorstvo - deliti pod istim uslovima**. Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, i prerade, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence i ako se prerada distribuira pod istom ili sličnom licencom. Ova licenca dozvoljava komercijalnu upotrebu dela i prerada. Slična je softverskim licencama, odnosno licencama otvorenog koda.