

UNIVERZITET U BEOGRADU
TEHNOLOŠKO METALURŠKI FAKULTET

Marija D. Obrenović

**MOGUĆNOST PRIMENE
KOMERCIJALNIH VDMOS
TRANZISTORA SNAGE KAO SENZORA I
DOZIMETARA JONIZUJUĆEG
ZRAČENJA IZRAĐENIH OD
ELEMENTARNIH
POLUPROVODNIČKIH MATERIJALA**

Doktorska disertacija

Beograd, 2019

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF TECHNOLOGY AND METALLURGY

Marija D. Obrenović

**POSSIBILITY OF APPLICATION OF
COMMERCIAL VDMOS POWER
TRANSISTORS AS SENSORS AND
DOSIMETERS OF IONIZING
RADIATION MADE OF ELEMENTAL
SEMICONDUCTOR MATERIALS**

doctoral disertation

Belgrade, 2019

MENTORI:

dr Aco Janićijević, vanredni profesor
Univerzitet u Beogradu, Tehnološko metalurški fakultet

ČLANOVI KOMISIJE:

dr Rajko Šašić, redovni profesor
Univerzitet u Beogradu, Tehnološko metalurški fakultet

dr Nenad Kartalović, naučni saradnik
Univerzitet u Beogradu, Institut Nikola Tesla

dr Saša Kočinac, redovni profesor
Univerzitet u Beogradu, Tehnološko metalurški fakultet

DATUM ODBRANE: _____

MOGUĆNOST PRIMENE KOMERCIJALNIH VDMOS TRANZISTORA SNAGE KAO SENZORA I DOZIMETARA JONIZUJUĆEG ZRAČENJA IZRAĐENIH OD ELEMENTARNIH POLUPROVODNIČKIH MATERIJALA

Rezime

U radu se razmatra se uticaj dejstva jonizujućeg zračenja na pouzdanost rada MOS komponenti.

Sve veći stepen minijaturizacije elektronskih komponenata i sklopova, kao i stalni porast elektromagnetne i čestične kontaminacije životne sredine, dovodi do nepouzdanosti rada elektronskih uređaja. Kako je savremena civilizacija skoro potpuno zavisna od pouzdanosti rada savremene elektronike, njeno obezbeđivanje od šuma indukovanog jonizujućim zračenjem, predstavlja prvorazredni problem projektovanja integrisanih komponenata visoke gustine pakovanja. To je posebno bitno u situaciji kada su elektronski sklopovi predviđeni za rad u uslovima povećanog polja jonizujućeg zračenja, kao što su nuklearna postrojenja, avioni i kosmičke letelice.

Metode koje će se ispitivati su teoretsko eksperimentalne.

U radu je istraživana pomeraj napona praga komercijalnih p-kanalnih snažnih VDMOSFET-a tokom ozračivanja gama zračenjem u opsegu doza od 10 do 100 Gy. Ozračivanje je vršteno bez prisustva napona na gejtju kao i sa naponom na gejtju od 5 V. Pokazalo se da postoji linearna zavisnost između pomeraja napona praga i apsorbovane doze zračenja za komponentu kod koje je napon na gejtju tokom ozračivanja iznosio 5 V. Gustine fiksnih i promenljivih centara su određivane iz podpragovskih I-V karakteristika korišćenjem midgap tehnike. Pokazano je da se tokom ozračivanja formira znatno veća gustina fiksnih centara zahvata. Takođe su analizirani mogući mehanizmi odgovorni za formiranje fiksnih i promenljivih centara zahvata tokom ozračivanja.

Ključne reči: VDMOSFET, gama zračenje, promena napona praga, apsorbovana doza.

Naučna oblast: Tehnološko inženjerstvo

Uža naučna oblast: Inženjerstvo materijala

UDK broj:

POSSIBILITY OF APPLICATION OF COMMERCIAL VDMOS POWER TRANSISTORS AS SENSORS AND DOSIMETERS OF IONIZING RADIATION MADE OF ELEMENTAL SEMICONDUCTOR MATERIALS

Abstract

The influence of ionizing radiation on the reliability of MOS components is considered in the paper.

The increasing degree of miniaturization of electronic components and circuits, as well as the steady increase in electromagnetic and particulate environmental contamination, has led to the unreliability of electronic devices. As modern civilization is almost entirely dependent on the reliability of modern electronics, its provision against noise induced by ionizing radiation is a first-class problem for the design of integrated components of high packing density. This is especially important in situations where electronic circuits are designed to operate in the conditions of an increased ionizing radiation field, such as nuclear facilities, aircraft and spacecraft.

The methods to be tested are theoretically experimental.

The variations in threshold voltage shift in p-channel power VDMOSFETs during gamma-ray irradiation was investigated in the dose range from 10 to 100 Gy. Investigations were performed without gate bias and with 5 V gate bias. Devices with 5 V gate bias exhibit linear dependence between threshold voltage shift and radiation dose. The densities of radiation-induced fixed and switching traps were determined from sub-threshold I-V characteristics using midgap technique. It was shown that the creation of fixed traps is dominant during irradiation. Possible mechanisms responsible for fixed and switching traps creation are also analyzed in this paper.

Keywords: VDMOSFET, gamma-ray irradiation, threshold voltage shift, radiation dose.

Scientific field: Technology Engineering

Scientific subfield: Materials Engineering

UDC number:

Prijatna mi je dužnost da se zahvalim mentoru dr Aci Janićijeviću, vanrednom profesoru Tehnološko-Metalurškog fakulteta, Univerziteta u Beogradu, na podršci, savetima i zalaganjima prilikom izrade doktorske disertacije.

Naročitu zahvalnost dugujem dr Predragu Osmokroviću, redovnom profesoru u penziji, sa kojim sam započela svoj naučno-istraživački rad na projektu Ministarstva nauke i tehnološkog razvoja, kao i tokom master i doktorskih studija na Elektrotehničkom fakultetu, Univerziteta u Beogradu. Njemu dugujem zahvalnost za prave smernice u vođenju i izradi ove doktorske disertacije.

Veliku zahvalnost i pomoć u eksperimentalnom radu dugujem dr Srboljubu Stankoviću iz Instituta za Nuklearne nauke „Vinča” gde je eksperiment i izveden, kao i dr Miliću Pejoviću, docentu Elektronskog fakulteta, Univerziteta u Nišu, na pomoći tokom obrade eksperimentalnih podataka. Takođe se zahvaljujem dr Dušanu Nikeziću iz Instituta za Nuklearne nauke „Vinča” za posebnu posvećenost i pomoć u svim segmentima izrade ove disertacije.

Zahvaljujem se članovima komisije na korisnim savetima i sugestijama u toku izvršne faze izrade ovog rada.

Na kraju, ništa manje važnu zahvalnost dugujem svojoj porodici i prijateljima, posebno Dejanu Čakajcu, na ljubavi, pažnji, podršci i razumevanju.

dr Marija Obrenović

SADRŽAJ:

UVOD.....	9
1. STRUKTURA I AKTIVNOST ATOMSKOG JEZGRA	13
1.1 <i>Prirodna radioaktivnost i razvoj nuklearne fizike</i>	13
1.2 <i>Priroda i podela elementarnih čestica</i>	22
2. DEJSTVO ZRAČENJA NA MATERIJAL.....	29
2.1 <i>Dejstvo korpuskularnog zračenja na materijal</i>	29
2.2 <i>Dejstvo elektromagnetnog zračenja na materijal</i>	44
3. INSTRUMENTI ZA DETEKCIJU, SPEKTROMETRIJU I DOZIMETRIJU.....	53
3.1 <i>Poluprovodnički detektori</i>	64
4. DEJSTVO RADIOAKTIVNOG ZRAČENJA NA POLUPROVODNIKE.....	76
5. UTICAJ ZRAČENJA NA POLUPROVODNIČKE KARAKTERISTIKE MOS KOMPONENTI.....	85
5.1 <i>Karakteristike MOS komponenti</i>	88
5.2 <i>Osnovna klasifikacija naelektrisanja na osnovu njihovog uticaja na strujno naponske karakteristike MOS tranzistora</i>	90
5.3 <i>Uticaj IR i HCL procesa na MOS komponente</i>	93
5.4 <i>Uticaj naelektrisanja u oksidu gejtta i na međupovršni Si-SiO₂ na MOS komponente</i>	93

6.	EKSPERIMENT.....	96
6.1	<i>Merna nesigurnost</i>	100
7.	REZULTATI I DISKUSIJA.....	102
	ZAKLJUČAK.....	113
	LITERATURA.....	115
	BIOGRAFIJA.....	133
	IZJAVA O AUTORSTVU.....	134
	IZJAVA O ISTOVETNOSTI ŠTAMPANE I ELEKTRONSKE VERZIJE.....	135
	IZJAVA O KORIŠČENJU.....	136

UVOD

Sve veći stepen minijaturizacije elektronskih komponenata i sklopova, kao i stalni porast elektromagnetne i čestične kontaminacije životne sredine, dovodi do nepouzdanosti rada elektronskih uređaja. Kako je savremena civilizacija skoro potpuno zavisna od pouzdanosti rada savremene elektronike, njeno obezbeđivanje od šuma indukovanoj jonizujućim zračenjem, predstavlja prvorazredni problem projektovanja integrisanih komponenata visoke gustine pakovanja. To je posebno bitno u situaciji kada su elektronski sklopovi predviđeni za rad u uslovima povećanog polja jonizujućeg zračenja, kao što su nuklearna postrojenja, avioni i kosmičke letelice, kao i mnogi medicinski dijagnostički uređaji. Sa tim se povlači i pitanje radijacione otpornosti kao jedne od vrlo važnih karakteristika materijala. Pouzdanost rada uređaja zavisi od ove karakteristike i umnogome određuje kvalitet rada kao i dužinu veka komponenti. Složenost ispitivanja je velika jer su različite komponente od različitih proizvođača, izrađene od različitih materijala, upakovane na vrlo malom prostoru iz ekonomskih razloga proizvodnje. Masovna industrijska proizvodnja dovodi do toga da se pakuju komponente koje se nalaze na vrlo maloj udaljenosti izložene različitim strujnim i digitalnim efektima koji proizvode različite vrste jonizujućeg zračenja. Prema tome možemo konstatovati da svaka kombinacija različitih komponenti spojena u jednu celinu ima svoja specifična svojstva, koja čak zavise i od međusobnog rastojanja i uglova pod kojim se postavljaju, tako da se, praktično, svaka upakovana celina može posmatrati kao zaseban skup i mora kao takav ispitivati. Ovo dovodi do vrlo složenih metoda ispitivanja, različitih opterećenja komponenti i različitog uzajamnog dejstva koja mogu pogoršati karakteristike celine [1,2].

Cilj ovog rada je da se ispita uticaj dejstva jonizujućeg zračenja na elektronske sklopove savremene generacije kao i mogućnost korišćenja tog uticaja za formiranje detektora i spektrometara izuzetno male komplikovane merne nesigurnosti .

Tema pripada naučnoj oblasti Tehnološko inženjerstvo uže naučne oblasti inženjerstva materijala u kojoj se najveći fokus stavlja na uticaj radijacione otpornosti poluprovodničkih materijala i komponenata.

Metode koje će se ispitivati su teoretske i eksperimentalne. U okviru eksperimenata u strogo kontrolisanim laboratorijskim uslovima biće određivane

apsorbovane doze jonizujućeg zračenja sa kojima se vrši ozračivanje MOS tranzistora i vršiće se standardni postupak dijagnostike poluprovodničkih materijala i od njih napravljenih elektronskih komponenata i ispitivati efekti koje jonizujuće zračenje proizvodi trajno i/ili privremeno na njih.

Tokom merenja napona praga koristiće se profesionalna oprema visoke pouzdanosti. Tokom eksperimenata posebna pažnja biće posvećena mernoj nesigurnosti tipa A i B. Teorijske metode će se zasnivati na postavkama fizičke elektronike čvrstog stanja i teoriji interakcije jonizujućeg zračenja sa SiO₂ koja najviše utiče na pomeraj napona praga MOS tranzistora [3,4].

U radu je istraživana pomeraj napona praga komercijalnih p-kanalnih snažnih VDMOSFET-a tokom ozračivanja gama zračenjem u opsegu doza od 10 do 100 Gy[11]. Ozračivanje je vršteno bez prisustva napona na gejtu kao i sa naponom na gejtu od 5 V. Pokazalo se da postoji linearna zavisnost između pomeraja napona praga i apsorbirane doze zračenja za komponentu kod koje je napon na gejtu tokom ozračivanja iznosio 5 V. Gustine fiksnih i promenljivih centara su određivane iz podpragovskih I-V karakteristika korišćenjem midgap tehnike. Pokazano je da se tokom ozračivanja formira znatno veća gustina fiksnih centara zahvata. Takođe su analizirani mogući mehanizmi odgovorni za formiranje fiksnih i promenljivih centara zahvata tokom ozračivanja.[5,6].

U prvom poglavlju rada je izložen opšti deo razvoja nuklearne fizike kroz istoriju, kao i sam pojam prirodne radioaktivnosti, zatim priroda elementarnih čestica kao i sama podela elementarnih čestica.

U drugom poglavlju je izloženo dejstvo zračenja na materijal, koje je podeljeno na dva dela, u prvom delu se razmatra o dejstvu korpuskularnog zračenja na materijal, dok je u drugom delu razmotreno dejstvo elektromagnetnog zračenja na materijal.

U trećem poglavlju je obrađena tema instrumenata za detekciju, spektrometriju i dozimetriju, od kojih je poseban akcenat stavljen na poluprovodničke detektore.

U četvrtom poglavlju razmatrano je dejstvo radioaktivnog zračenja na poluprovodnike, dok je u petom poglavlju razmatran uticaj zračenja na poluprovodničke karakteristike MOS komponenti. Ovo poglavlje je podeljeno na karakteristike MOS komponenti, na osnovnu klasifikaciju naelektrisanja na osnovu njihovog uticaja na strujno naponske karakteristike MOS tranzistora, uticaj IR i HCL procesa na MOS

komponente, kao i na uticaj naelektrisanja u oksidu gejta i na međupovršni Si-SiO₂ na MOS komponente.

U šestom poglavlju je opisan standardni eksperimentalni postupak vršen u realnim poljima zračenja vršen u laboratoriji (Secondary Standard Dosimetry Laboratory) u Institutu za Nuklearne nauke Vinča, u kojoj je moguće veoma precizno određivanje doze zračenja. Biće izvršeno merenje napona praga komercijalnih p-kanalnih VDMOS tranzistora snage u opsegu absorbovanih doza zračenja od 10 do 100 Gy. Koristiće se veći broj komponenata koje će biti odabrane tako da su im početne vrednosti napona praga veoma bliske (do 1 %). Komponente će biti podeljene u dve grupe. Jedna grupa će biti ozačivana bez polarizacije na gejtu, a druga grupa sa polarizacijom od +5 V. Ozračivanje obe grupe vršiće se istovremeno, tj. u istom polju zračenja. Takođe će se ispitivati uticaj polarizacije gejta tokom ozračivanja na osetljivost ovih tranzistora. Doprinos pozitivnog naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja na SiO₂-Si međupovršini, kao i promene praga napona će takođe biti prezentovane. Na osnovu ovih eksperimentalnih podataka i odgovarajuće teorijske analize doći će se do zaključka da li se ovi tranzistori mogu primeniti kao senzori i dozimetri jonizujućeg zračenja. Tokom ozračivanja snimaće se potpragovske i prenosne karakteristike u zasićenju. Za ovu svrhu koristiće se instrument Keithley model 4200 [7-9].

Nakon detaljne analize defekata koje jonizujuće zračenje izaziva u SiO₂ i na SiO₂-Si međupovršini PMOS tranzistora, u sedmom poglavlju će se razmatrati i njihov uticaj na promenu napona praga kao osnovnog dozimetrijskog parametra. U ovom poglavlju će biti prikazani rezultati ponašanja p-kanalnih VDMOS tranzistora snage IRF9520, čija je debljina oksida 100 nm zatvorenih u standardno TO-220 kućište. Tranzistori su proizvedeni u kompaniji International Rectifier. Razmatraće se funkcionalna zavisnost između promene napona praga i absorbovane doze za različite vrednosti napona na gejtu tokom ozračivanja kod komercijalnih p-kanalnih VDMOS tranzistora snage koji su predmet istraživanja u predloženoj doktorskoj disertaciji.

Promena napona praga će biti određivana kao presek između VG ose i ekstrapolirane linearne oblasti zavisnosti $(ID)^{1/2} - VG$ (ID predstavlja struju drejna dok VG predstavlja napon na gejtu). Za razdvajanje pozitivnog naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja koristiće se subthreshold-midgap tehnika. U cilju potvrde mogućnosti

primene navedenih tranzistora kao senzora i dozimetara zračenja koristiće se model pomoću koga će biti uspostavljena zavisnost između promene napona praga i absorbovane doze. Ukoliko se pokaže da postoji linearna zavisnost između ovih veličina, onda se može smatrati da je osetljivost ista u opsegu razmatranih doza. To bi u značajnoj meri olakšalo primenu navedenih tranzistora u dozimetrijske svrhe. Takođe, na osnovu rezultata gustine pozitivnog naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja formiranih tokom ozračivanja ustanoviće se njihov doprinos promeni napona praga. Dobijeni rezultati će biti upoređeni sa ranije dobijenim rezultatima za dozimetrijske tranzistore (RADFET), čija je debljina oksida 100 nm, a proizvedeni su u Institutu Tyndall, Cork, Republika Irska. Na osnovu ovih podataka će biti izvedeni odgovarajući zaključci vezani za primenu razmatranih tranzistora kao dozimetara gama zračenja visokih doza [10].

1. STRUKTURA I AKTIVNOST ATOMSKOG JEZGRA

1.1 Prirodna radioaktivnost i razvoj nuklearne fizike

Bekerelovo otkriće zračenja uranijuma 1896. godine uzima se kao sami početak proučavanja atomskog jezgra kao dela glavne oblasti istraživanja nuklearne fizike.

Otkrivanjem prirodne radioaktivnosti drugih elemenata i to torijuma, polonijuma i radijuma bavili su se Pjer i Marija Kiri, kao i eksperimentalnim dokazivanjem apsorpcije zračenja u materijalu, u saradnji sa Raderfordom. Takođe, dokazano je da zračenje iz prirodno radioaktivnih elemenata ima različite prodorne moći, kao i da su ispitivani zraci čestice. Na osnovu prodornosti, najmanje prodorna komponenta zračenja, koja je apsorbovana u metalnoj foliji debljine od 1 mm je nazvana α zračenjem, i da su α čestice jezgra Helijuma, teske su i imaju dvostruko pozitivno elementarno naelektrisanje, i zato brzo gube energiju, dok su zraci koji su potpuno apsorbovani sa oko 1mm olova nazvani β zraci tj β čestice koji predstavljaju elektrone čija je brzina približno jednaka brzini svetlosti, kreću se brže zbog višestruko puta manje mase od α čestica i imaju dvostruko manje naelektrisanje čime im je omogućena lakša prodornost. Nakon ovog otkrića Vilard je otkrio najprodorniju komponentu zračenja, koja je apsorbovana sa 10 cm olova (što potiče od toga da se γ zraci nemaju naelektrisanje i imaju brzinu jednaku brzini svetlosti), koja se pokazala da nije čestične već elektromagnetne prirode, nazvao je γ zračenjem [11].

Uvođenje poluvremena raspada kao fizičke veličine predstavlja normalni sled događaja kako bi se utvrdilo tačno vreme transformacije jezgra praćeno emisijom zračenja čestica i fotona, odnosno radioaktivnog raspada kao posledice energetske nestabilnosti jezgra. Sve to je ukazivalo na složeniju strukturu jezgra od pomenute, što je dokazano postojanjem izotopa, atoma različitih atomskih masa istog hemijskog elementa, odnosno istog atomskog broja i hemijskih osobina zbog postojanja istog broja i rasporeda elektrona izvan jezgra [12-14].

Čedvik je 1931. godine dokazao postojanje neutralne čestice koja se nalazila unutar samog jezgra i dao joj je ime neutron, čija je masa približno jednaka masi protona, bez naelektrisanja je, i nestabilne je prirode, raspada se na proton β zračenjem sa poluvremenom raspada od oko 12 minuta. Na taj način se doslo do dokaza o

postojanju nukleona, čestica koje su osnovni delovi koji čine jezgro svakog atoma u prirodi, protona i neutrona, čiji ukupan broj predstavlja maseni broj nekog elementa A (nuklida), tako da je broj protona jednak atomskom broju nuklida Z, dok je broj neutrona jednak razlici ukupnog broja nukleona i broja protona $A-Z$. Time se dosadašnja definicija i znanje o izotopima proširila sa starog na nova saznanja o modelu strukture atoma po kome se oni definišu kao nuklidi istog broja protona u samom jezgru, a različitog broja neutrona u istom (istog atomskog, a različitog masenog broja)[15-16].

Usled diskretne prirode samog jezgra, kao i posledice α i γ kvantnomehaničke skokovitosti promene stanja pre i posle samog raspada, kao i iznenađujućeg β kontinualnog raspada, Pauli je 1930. godine dao svoju pretpostavku o neutralnoj čestici koja se pri svakom β -raspadu sa elektronom emituje iz jezgra i dao joj je ime neutrino.[40]. U skladu sa ovom teorijom Fermi je 1934.godine utvrdio da prilikom procesa β -raspada nastaju slabe interakcije, prilikom kojih se neutron konvertuje u proton i emituju se elektron i neutrino koji pre β -raspada nisu bili u samom jezgru. Ova tvrdnja je i eksperimentalno dokazana kasnije 1956.godine. Kiri i Žolio su dokazali da postoji još i β^+ -raspad u kome se umesto raspada elektrona, raspada tzv. antičestica elektrona-pozitron čija je masa i količina naelektrisanja jednaka elektronovoj, sem znaka naelektrisanja, koji je suprotan. U samom jezgru deluju jake nuklearne sile i to između samih neutrona, između protona kao i između protona i neutrona, zbog male energije i velike gustine samog jezgra, dok izvan njega deluju Kulonove odbojne sile zbog čega njihov intenzitet opada izvan jezgra[17].

U tabeli 1.1 je dat pregled razvoja nuklearne fizike.

Tabela 1.1 Hronologija značajnijih otkrića u razvoju nuklearne fizike po P.

Osmokroviću "Osnovi nuklearne fizike"[11]

Otkriće	Godina	Naučnik
Periodni sistem elemenata	1868.	Mendeljeev
Otkriće X - zraka	1895.	Rentgen
Otkriće radioaktivnosti	1896.	Bekerel

Otkriće elektrona	1897.	Dž. Dž. Tomson
Hipoteza o kvantu	1900.	Plank
Veza između mase i energije	1905.	Ajnštajn
Ekspanziona komora	1911.	Vilson
Pretpostavka o izotopima	1911.	Sodi
Hipoteza o jezgru	1911.	Raderford
Model nuklearnog atoma	1913.	Bor
Atomski brojevi spektra X - zračenja	1913.	Mosli
Parabole pozitivnih jona izotopa neona	1913.	Dž. Dž. Tomson
Transmutacija azota α - česticama	1919.	Raderford
Spektrograf masa	1919.	Aston
Talasna dužina čestice materije	1924.	de Broj
Talasna jednačina	1926.	Šredinger
Difrakcija elektrona	1927.	Dejvison (Davisson) i Džermer (Germer)
Relacija neodređenosti	1927.	Hajzenberg
Talasno mehanički prolaz kroz barijeru	1928.	Gemou (Gamow), Kondon (Condon) i Džerni (Gurney)
Ciklotron	1930.	Lorens (Lawrence)
Elektrostatički generator	1931.	Van de Graf (Van

		de Graaf)
Okriće deuterona	1932.	Ari (Urey)
Otkriće neutrona	1932.	Čedvik
Transmutacija litijuma ubrzanim protonima	1932.	Kokroft i Volton
Otkriće pozitrona	1932.	Anderson
Hipoteza o neutrinu	1933.	Pauli
Neutrinska teorija β - raspada	1934.	Fermi
Otkriće veštačke radioaktivnosti	1934.	Kiri i Žolio
Indukovana radioaktivnost izazvana neutronima	1934.	Fermi
Hipoteza o teškim kvantima (mezonima)	1935.	Jukava
Otkriće μ – miona	1936.	Anderson i Nedermajer
Princip magnetske rezonance	1938.	Rabi
Otkriće fisije	1939.	Han i Štrasman, (I. Kiri i P. Savić dali su ključne rezultate koji su doprineli ovom otkriću)
Princip fazno stabilnih akceleratora	1945.	Mekmilan (McMillan), Veksler (Veksler)
Otkriće π - mezona	1946.	Pauel
Otkriće čudnih čestica	1947.	Ročester

		(Rochester) i Batler (Butler)
Prostorno - vremenski dijagrami	1949.	Fejnman (Feynmann)
Proizvođenje π - mezona	1950.	Bjorklund (Bjorklund) sa grupom
Hipoteza o združenoj proizvodnji	1952.	Pez (Pais)
Otkriće hiperfragmenata	1953.	Danis (Danysz) i Panjevski (Paniewski)
Čudnost	1953.	Dželman (Gell - Mann), Nakano (Nakano)
Hipoteza o K	1955.	Dželman i Pez
Otkriće antiprotona	1956.	Čemberlen (Chemberlain) sa grupom
Neodržanje parnosti	1956.	Li (Lee) i Jang (Yang), Vu (Wu), Garvin (Garwin)
Detekcija (anti)neutrina	1956.	Rajnez (Reines) i Kauen (Cowan)
Heličnost neutrina	1958.	Goldhaber (Goldhaber), Grodžins (Grodzins) i Sinjar (Sinyar)

Hipoteza o očuvanju vektorske struje	1958.	Fejnman i Dželman
Predviđanje teškog mezona	1959.	Frejzer (Frazer) i Falko (Fulco)
Otkriće ω - mezona	1961.	Maglić sa grupom
Unitarna simetrija	1961.	Dželman, Neman (Ne'eman)
Mionski neutrino	1962.	Denbi (Danby) sa grupom
Otkriće Ω^-	1964.	Berns (Barnes) sa grupom
Neočuvanje CP	1964.	Kronin (Cronin), Fič (Fitsch) i Terli (Turlay)
Hipoteza o kvarkovima	1964.	Dželman i Cvajg (Zweig)
Objedinjavanje elektromagnetskih i slabih interakcija	1967.	Vajnberg (Weinberg) i Selam (Salam)
Otkriće J/ψ mezona	1973.	Ting (Ting) i Rihter (Richter)
Otkriće τ – ona	1975.	Perl (Perl)
Otkriće Y - mezona	1977.	Lederman (Ledermann)
Otkriće prelaznih vektor bozona (W^-, W^+, Z^0)	1983.	Rabija (Rubbia) i tim

Otkriće kvarka t (top -)vrh nakon sudara proton/antiproton	1994.	CDF tim
Otkriće tau-neutrina	2000.	DONAT (DONUT) tim

Defekt mase se definiše kao razlika između tačne vrednosti mase atoma nekog izotopa $M(A, Z)$ (jer je utvrđeno daljim napretkom u mernoj tehnici da mase jezgara, ne predstavljaju tačne umnoške bilo koje kombinacije masa protona i neutrona, a takođe ne predstavljaju ni cele brojeve) i njegovog masenog broja A [18-20].

$$\Delta M = M(A, Z) - A \quad (1.1)$$

gde je defekt mase određen Ajnštajnovim izrazom za masu i energiju, prikazan kao:

$$\Delta E = c^2 \Delta M \quad (1.2)$$

Pre nego što je neutronska - protonski model jezgra bio ustanovljen, Aston je odredio veličinu defekta mase po jedinici masenog broja. Ova veličina je nazvana frakcija vezivanja i određuju ga :

$$P = \frac{\Delta M}{A} = \frac{M(A, Z) - A}{A} \quad (1.3)$$

Naredni korak je bio određivanje totalnu energiju veze nekog B jezgra, to je bilo moguće tek definisanjem neutronska-protonski modela jezgra. Totalna energija veze nekog B jezgra se definiše kao rad potreban da se samo jezgro raščini u nukleone, od koga se sastoji, ili oslobođenoj energiji pri formiranju jezgra od nukleona. Tako da važi sledeće:

$$B(A, Z) = ZM_H + (A - Z)M_n - M(A, Z) \quad (1.4)$$

gde je:

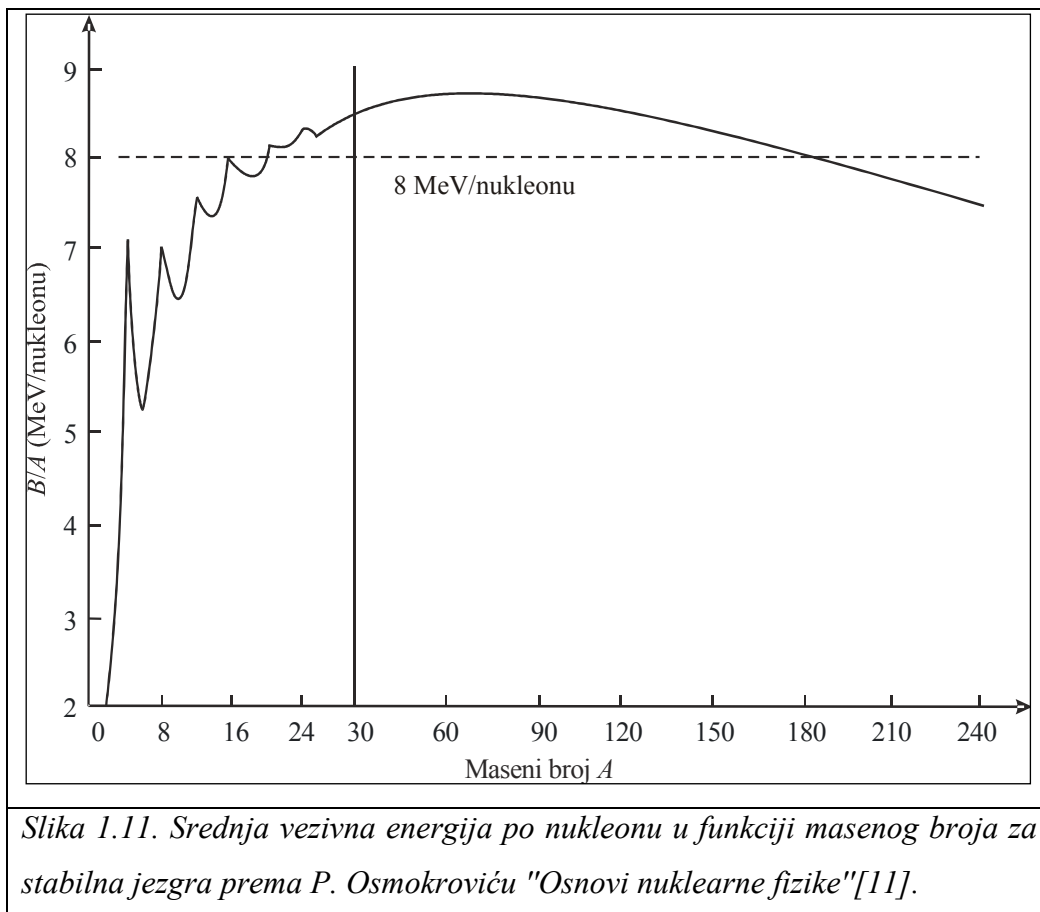
M_H -masa atoma vodonika,

M_n -masa neutrona

$M(A, Z)$ -masa jezgra u atomskim jedinicama mase

Posmatranjem oba postupka utvrđeno je da je energija veze B skoro ista kao Astonov defekt mase ΔM , čime se dalje utvrđuje da srednja energija veze po jednom nukleonu B/A za neutronska - protonski model, ima iste vrednosti kao Astonov izraz za frakciju vezivanja koji je prethodno određen kao defekt mase po jedinici masenog broja [21,22].

Nakon što je prikazao tabele masa kao rezultate spektrometrije masa stabilnih jezgara, Aston je prikazao i zavisnost srednje vezivne energije po nukleonu u funkciji masenog broja za stabilna jezgra što je prikazano na slici 1.1.



Glavne osobine, koje omogućavaju da se shvate procesi nuklearnih reakcija, kao i dejstvo nuklearnih sila, a koje se zapažaju na slici 1.1 su:

- Pozitivna energija veze za sva jezgra,
- Brzi porast energije veze po nukleonu za laka jezgra

-Približno ista vezivna energija po nukleonu (7,5 do 8,5 MeV) za sva jezgra sa masenim brojem većim od 16

-Postupno opadanje vrednosti B/A od maksimalne, koja iznosi 8,7 MeV po nukleonu (za $A = 60$), na 7,3 MeV po nukleonu (za $A = 238$)

Naime, pozitivna energija veze za sva jezgra, znači da je bilo koje jezgro znatno stabilnije od skupa nukleona, neutrona i protona. Ovo će se desiti ukoliko postoji privlačna sila između nukleona, dok je slična indikacija dobijena na eksperimentom rasejanja. Obzirom na to da jezgra ne nestaju, te privlačne sile moraju da pređu na odbojne sile na malom rastojanju između čestica jezgra [23,24].

Zatim je primećen brzi porast energije veze po nukleonu za laka jezgra, i to sa izrazitim vrhom na $A = 4$ (4He), i manjim vrhovima kod jezgara $A = 4n$ (8Be , 12C , 16O , 20Ne , 25Mg), što ukazuje na stabilnost strukture α -čestice.

Posledica predstavljene zavisnosti jeste mogućnost nuklearne fuzije (spajanja jezgara) uz dobijanje energije, što je glavni proces u zvezdama (a samim tim i u Suncu od kojeg potiče skoro sva energija na Zemlji), u nuklearnoj bombi i mehanizam od kojeg se očekuje definitivno rešavanje energetskog problema čovečanstva. Naime, pošto je α -čestica najstabilnija konfiguracija nukleona, fuzijom lakših jezgara u α -česticu se oslobađa razlika energija veza [25].

Iz dijagrama se posebno može uočiti i približno ista vezivna energija po nukleonu (7,5 do 8,5 MeV) za sva jezgra sa masenim brojem većim od 16, tako da se može pretpostaviti da za skoro sva jezgra, osim za najlakša, važi da je B proporcionalno sa A . Za jezgro kod kojeg bi svaka čestica interagovala sa svakom drugom česticom, totalna energija veze B bi bila proporcionalna sa A .

Postupno opadanje vrednosti B/A od maksimalne, koja iznosi 8,7 MeV po nukleonu (za $A = 60$), na 7,3 MeV po nukleonu (za $A = 238$), što je u stvari posledica odbojnog dejstva naelektrisanja jezgra, i time se postavlja granica u broju elemenata koji se na taj način formiraju.

Odbojno dejstvo naelektrisanja jezgra daje mogućnost nuklearne fisije (cepanja jezgra) uz dobijanje energije, što je glavni proces u nuklearnom reaktoru i u atomskoj bombi. Naime, pošto su jezgra masenih brojeva bliskih 60 stabilnija (maksimum krive energije

veze) od teških jezgara, cepanje teških jezgara na dva ili tri jezgra (fisiona fragmenta) energetski je favorizovano, i odvija se uz oslobodanje razlike energija veze [26-28].

Dijagram prikazan na slici 1.1. omogućio je da se shvate procesi nuklearnih reakcija, kao i dejstvo nuklearnih sila.

1.2 Priroda i podela elementarnih čestica

Čestice koje se ne mogu rastaviti na manje delove već eventualno na čestice istog opšteg tipa, ne moraju biti stabilne, i pri tom za njih važe svi zakoni očuvanja, nazivamo elementarnim česticama i u njih ubrajamo: elektrone, protone, neutrone, neutrino, foton, π mezon i μ mezon (mion) [29].

U tabeli 1.2 data je klasifikacija elementarnih čestica prema njihovoj prirodi i osnovnim karakteristikama elementarnih čestica.

Tabela 1.2. Klasifikacija elementarnih čestica prema prirodi i osnovnim karakteristikama:

Elementarne čestice	Osnovne karakteristike
elektron	Negativno naelektrisana čestica
proton	Pozitivno naelektrisana čestica
neutron	Neutralna čestica
neutrino	Neutralna čestica čija je masa mirovanja približno jednaka nuli, javlja se pri svakom β raspadu
foton	Kvant elektromagnetnog zračenja
π mezon i μ mezon(mion)	Pozitroni otkriveni u kosmičkom zračenju

U tabeli 1.3 data je druga klasifikacija elementarnih čestica prema masi.

Tabela 1.3. Klasifikacija elementarnih čestica prema masi:

Tipovi elementarnih čestica	Podtipovi elementarnih čestica
Fotoni (nema masu mirovanja)	foton
Leptoni (lake čestice)	-Elektroni, -neutrini, - μ mezoni(miomi), -mionski neutrini, - τ -čestica, - τ -neutrini
Hadroni (teške čestice)	-Mezoni: pion i kaon, -Barioni: proton i neutron -egzotični barion

U tabeli 1.4 prikazane su osnovne karakteristike elementarnih čestica poput mase mirovanja, spina, i vremena poluraspada

Tabela 1.4 Glavne karakteristike nekih osnovnih čestica po P. Osmokroviću "Osnovi nuklearne fizike"[11]

Naziv čestice	Oznaka čestice	Antičestica	Masa mirovanja u odnosu na masu elektrona	Naelektrisanje u odnosu na naelektrisanje elektrona	Spin u jedinica ma \hbar	Period poluraspada (s)	Način raspada
Elektron	e^-	e^+	1	± 1	1/2	stabilna	–
Proton	p	\bar{p}	1836	± 1	1/2	stabilna	–
Neutron	n	\bar{n}	1839	0	1/2	939,6	$n \rightarrow p + e^-$

							$+\bar{\nu}$
Neutrino	ν	$\bar{\nu}$	0	0	1/2	stabilna	–
Foton	γ	-	0	0	1	stabilna	–
Naelektrisa ni π - mezon	π^+	π^-	273	± 1	0	$2,6 \times 10^{-8}$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$
Neutralni π - mezon	π^0	-	264	0	0	10^{-16}	$\pi \rightarrow 2\gamma$
μ - mezon (mion)	μ^-	μ^+	207	± 1	1/2	$2,2 \times 10^{-6}$	$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu$ $+\bar{\nu}$

Raspad nestabilnih čestica koje su podložne spontanom raspadu, suprotno od stabilnih čestica, se odvija prema zakonu koji je eksponencijalne prirode i pri čemu se broj čestica N_t u nekom trenutku t , zavisi od N_0 u $t=0$, dok je τ srednje vreme života te čestice:

$$N_t = N_0 e^{-t/\tau} \quad (1.5)$$

Dirakovo otkriće da elektron imaju antičesticu pozitron koja je iste mase mirovanja ali suprotnog naelektrisanja, proširili su Pauli i Weisskopf na ostale čestice svojim eksperimentom.

Međusobna interakcija između dve čestice se može u prirodi desiti kao posledica interakcije gravitacione sile koja je dugog dometa i čiji intenzitet opada sa kvadratom rastojanja, zatim kao posledica elektromagnetne interakcije koje podrazumevaju dejstva električnog i magnetnog polja na naelektrisanje kao i sile između naelektrisanja u kretanju i mirovanju, zatim slabe interakcije o kojima je bilo reči u β raspadu, koje su sile kratkog dometa kao i i nuklearne sile jake interakcije, koje vezuju nukleone u jezgru[30-32].

Pored tri vrste prirodne radioaktivnosti, koja se odnosi na prirodnu nestabilnost transformacije u jezgrima radioaktivnih elemenata, javlja se i potreba za proizvodnjom veštačkih radioaktivnih elemenata procesom nuklearnih reakcija koje uzrokuju

nestabilnost jezgra pod nekim uticajem koji je izvan samog prirodnog procesa i pod dejstvom je spoljašnjih faktora[33,34].

Nuklearne reakcije su nuklearni procesi transformacije jezgra atoma pod dejstvom spoljasnjih faktora poput nuklearne čestice, lakšeg jezgra ili gama kvanta koji se naziva upadna čestica. Mogu se predstaviti:



Gde je X početno jezgro koje zajedno sa upadnom česticom x gradi novo transformisano jezgro Y dok se istovremeno emituje neka nova čestica y (nuklearna čestica, lakše jezgro ili gama kvant) .

Najstabilnije konfiguracije nukleona u prirodi predstavljaju alfa čestice koje čine dva protona i dva neutron, i predstavljaju jezgra helijuma, zatim beta čestica je neki visokoenergetski elektron ili pozitron koji se dobija prilikom konverzije neutrona na protone i proton na neutrone, zbog slabe povezanosti nukleona u samom jezgru, dok je gama čestica foton visoke energije i nastaje kao produkt alfa i beta raspada, koji se međusobno razlikuju i po prodornoj moći. Nazivaju se i gama zracima, koji su elektromagnetne prirode zbog svog linijskog spektra uočenog prividnim skretanjem talasa prilikom zračenja na kristalima, dokazanim apsorpcijom fotona na elektronu Ajnštajnovim fotoelektričnim efektom i Komptonovim rasejanjem elastičnim sudarom fotona sa slobodnim elektronom[35-37].

Veštački izazvane nuklearne reakcije koriste čestice iz radioaktivnih elemenata ili one koje se dobijaju pomoću akceleratora ubrzavanjem pod dejstvom električnih polja. Te čestice mogu biti protoni, neutroni, deuteroni, deuterijum ili teški vodonik, trtoni, alfa čestice i gama kvanti, neutroni i gama kvanti. Elektrostatičke odbojne sile se srazmerno povećavaju sa povećanjem rednog broja čestice, dok se dodavanjem kinetičke energije utiče na prodiranje naelektrisane čestice u jezgro, koje treba, pritom, da bude lako jezgro. Alfa čestice se mogu koristiti direktno za nuklearne reakcije zbog postojanja prirodne kinetičke energije sa alfa upadnim česticama. Tada neutroni lako prodiru u jezgro i izazivaju nuklearnu reakciju bez prepreka[38,39].

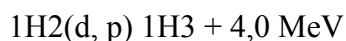
U pomenutim nuklearnim reakcijama dolazi do promene energija veze između nukleona kao posledica transformacije jezgara u atomima. Iz toga sledi podela reakcija po količini energije veze na endotermne i egzotermne reakcije. Endoterne nuklearne reakcije su reakcije kod kojih su energije veze posle reakcije manje od energija veze pre reakcije utrošiće se određena količina energije, dok su egzotermne reakcije one kod kojih su energije veze posle reakcije veće od energija veze pre reakcije oslobodiće se određena količina energije[40-42].

Dat je primer egzotermne reakcije interakcije atomskih jezgara deuterijuma i tricijuma, odnosno jezgara teškog i superteškog vodonika, gde nastaju α -čestica i neutron:



gde je $Q = 17,6 \text{ MeV}$, tj pri interakciji 1 g smeše H^2 i H^3 oslobađa se 3,91 MW dana energije što predstavlja vrlo veliku energiju.

Ova reakcija je jedan od najvažnijih procesa za oslobađanje nuklearne energije fuzijom jezgara atoma teškog vodonika, gde, pri njihovoj međusobnoj interakciji jezgara dolazi do nastanka dve nuklearne reakcije približno istog efikasnog preseka:



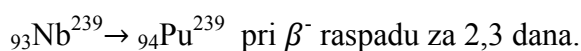
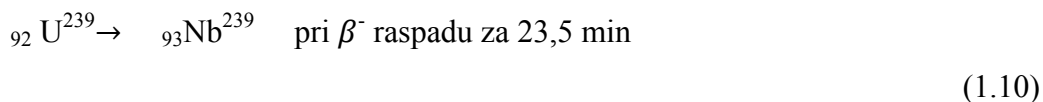
Ovo je primer egzotermnih reakcija koje se mogu koristiti za proces fuzije i dobijaju se pri međusobnoj interakciji jezgara 1 g deuterijuma gde se dobija oko 1 MW dana energije [43-45].

Atomski brojevi od 1 do 9285 hemijskih elemenata postoje u periodnom sistemu elemenata, od kojih je Uranijum element koji sadrži 92 protona u svom jezgru kao prirodno radioaktivni element, dok se elementi sa atomskim brojem većim od 92 mogu stvoriti procesom nuklearnih reakcijama, koji se nazivaju transuranski elementi od kojih

je jedan i Plutonijum, čiji je atomski broj 94. Slećom reakcijom će biti prikazano dobijanje izotopa Plutonijuma 239 koji je β^- -radioaktivan [46-47]:



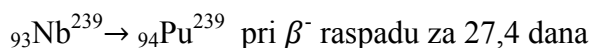
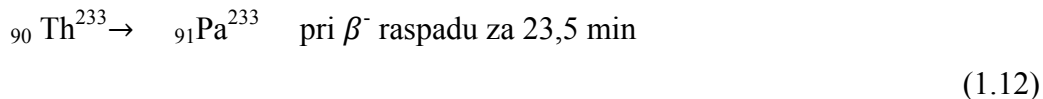
Njegov raspad je prikazan sledećom lančanom reakcijom:



U narednom procesu biće prikazano stvaranje izotopa Torijuma:



njegov raspad je prikazan sledećom lančanom reakcijom:



Zanemarujući činjenicu da u drugom procesu, ne dolazi do nastajanja transuranskog elementa, prikazani procesi su od velikog značaja za dobijanje energije pomoću nuklearnih reakcija. Posebno je nuklearna reakcija fisije atomskog jezgra važna za kontrolisano dobijanje energije pomoću nuklearnih procesa, gde je zahvaljujući barijeri za fisiju od nekoliko meV, sprečeno je da se vrlo teška jezgra podele na dva dela, koja se može savladati ekscitacijom jezgra pomoću neke upadne čestice ili gama kvanta ili u retkim slučajevima (U^{235} , U^{233} , Pu^{239}) može se savladati samo energijom veze neutrona, koji prodire u jezgro, međutim u većini slučajeva (U^{238} , Th^{232}) potrebna je nešto veća energija pobude od energije veze novog neutrona, i to dodavanjem kinetičke energije neutronu. Proces fisije neutrona je egzoterna reakcija:

$$X(n, f) \tag{1.13}$$

U samom procesu fisije oslobađa se, u zavisnosti od vrste jezgara, u proseku 2–3 neutrona, tako da ovi neutroni mogu da vrše dalje fisije i time se dobija lančana reakcija. Lančana reakcija procesa fisije izazvana neutronom može se prikzati sledećim izrazom, u kome ν predstavlja broj neutrona oslobođenih u samom procesu fisije:

$$n + X \rightarrow Y_1 + Y_2 + \nu n \tag{1.10}$$

gde su Y_1 i Y_2 novostvorena jezgra. Ta novostvorena jezgra se nazivaju i fisioni fragmenti[47].

2. DEJSTVO ZRAČENJA NA MATERIJAL

Dok prolazi kroz materiju, jonizujuće zračenje stupa u kontakt sa atomima i molekulima sredine predajući im energiju. Posledica ovih interakcija su promene i zračenja i materija. Energija zračenja se smanjuje, a ozračena sredina se menja fizički, hemijski, a kada je u pitanju živa materija, i biološki.

Interakcija zračenja sa materijom različita je za različita zračenja, a u okviru iste vrste zračenja zavisi od energije, kao i od prirode sredine kroz koju prolazi. Pri prolasku naelektrisanog čestičnog (korpuskularnog) zračenja kroz neku sredinu dolazi do pojave niza efekata. Sudarajući se sa elektronima atoma i molekula supstance kroz koju prolaze zračenja postepeno gube svoju energiju i njihovo jonizujuće dejstvo prestaje. Tada α -čestica zahvata dva elektrona i prelazi u atom helijuma. Negativno naelektrisana β -čestica (elektron) najčešće ostaje u slobodnom stanju. Pozitivno naelektrisana β -čestica (pozitron) reaguje sa slobodnim elektronom pri čemu nastaju dva fotona (γ -zraka) – anihilaciono zračenje[48-50].

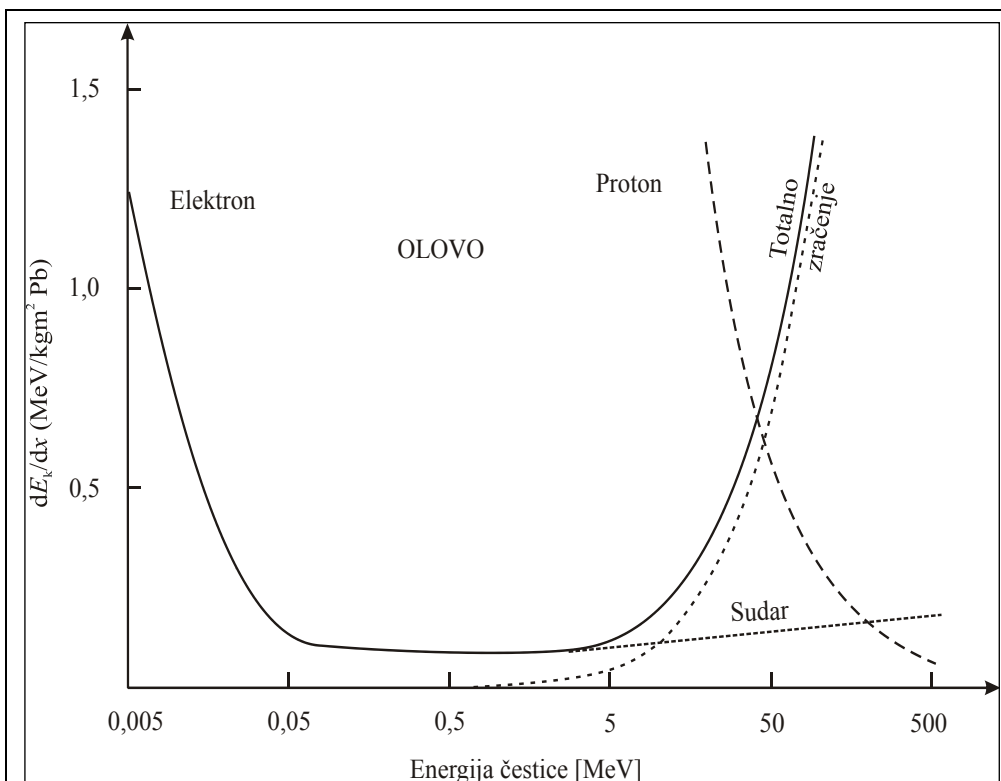
Prolazeći kroz materiju α -čestica gubi svoju energiju na jonizacije i ekscitacije atoma sredine. Brzina gubitka kinetičke energije zavisi od gustine prirode supstance kroz koju prolaze. Zbog svoje velike mase ona ne skreće sa puta koji je stoga pravolinijski. Ima veliku jonizacionu sposobnost, veliku specifičnu jonizaciju[51-53].

2.1. Dejstvo korpuskularnog zračenja na materijal

Sa prvim eksperimentima zračenja utvrđeno je da postoji nekoliko osnovnih oblika zračenja dobijenih pražnjenjem gasova niskog pritiska u električnom polju i to: pozitivno, katodno i X-zračenje. Pozitivni zraci (ubrzani joni), kroz otvor u katodi, napuštaju gasnu cev dok katodni zraci predstavljaju ubrzane elektrone koji imaju malu masu i emituju se sa katode. Karakteristično za X-zrake je da ne mogu menjati pravac u elektromagnetom polju i predstavljaju elektromagnetno kratkotalasno zračenje. Kao što je napomenuto da je masa elektrona mnogo manja od mase ovih čestica samim tim proizilazi da se njihova trajektorija teško menja dok elektroni uzmiču (δ -zraci) i prave jonizacioni otisak u ekspanzionoj komori [54,55].

Postoji još jedna podela zračenja i to na: α -čestice, β -čestice i γ -zrake i karakteristika je da α -čestice i β -čestice skreću u elektromagnetnom polju dok γ -čestice ne skreću. Postoji podela i na zračenje lakih i teških čestica u niskoenergetskoj fizici i na jake ili slabe interakcije sa jezgrima atoma kod fizike visokih energija. Kod brzih i lakih jona može ali retko doći do kulonovske interakcije sa rasejanjima koja se odigravaju pod velikim uglovima. Kod pozitrona i elektrona je veća energija prilikom interakcije jer su mase slične sa elektronima iz materijala i tada ugao rasejanja može iznositi i 90° . Rasejanja sa uglovima većim od 90° se dešavaju kod interakcije sa jezgrom atoma gde je masa jezgra mnogo veća od dolazećih elektrona. Postoji i zakočno zračenje koje predstavlja energiju koja se emituje prilikom usporenja elektrona u sudarima. Neutroni interaguju samo sa jezgrima i to tako da sa većom energijom se smanjuje verovatnoća interakcije[56,57].

Na slici 2.1 je prikazana relativna zastupljenost gubitka energije protona i elektrona u olovu u funkciji kinetičke energije upadnog snopa ovih čestica.



Slika 2.1. Gubitak energije protona i elektrona u olovu u funkciji kinetičke energije upadnog snopa ovih čestica, prema P. Osmokrović „Osnovi nuklearne fizike“ [11]

Postoji još jedan vid zračenja pored zakočnog a to je Čerenkovo zračenje koje se javlja prilikom prolaska naelektrisane čestice sa brzinom većom od svetlosne i to kao posledica longitudinalne polarizacije sredine[58].

Kritična energija ε je energija prilikom sudara elektrona kroz materijal i proporcionalna je sa gubitkom zračenja dok radijaciona dužina X_0 predstavlja pređeni put u absorberu sve dok elektron (sa energijom $\gg \varepsilon$) ne dostigne e^{-1} deo početne energije. Gubici prilikom zračenja su: $\propto T$ i $\propto Z^2$ za razliku od gubitaka prilikom sudara koji ne zavise od T i $\propto Z$. Kada su čestice jednakog naelektrisanja tada je pri sudarima gubitak energije jednak za sve čestice[59,60].

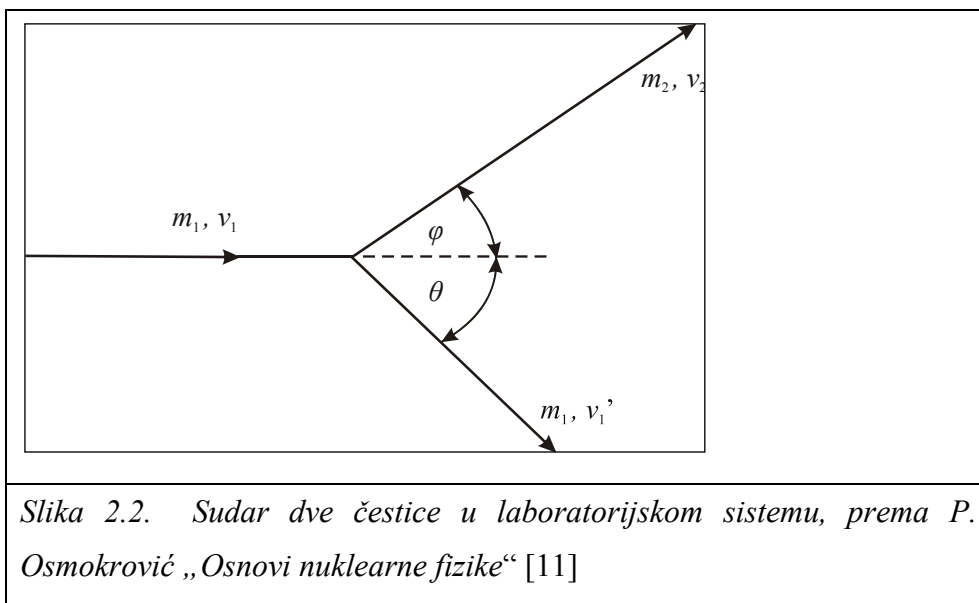
Čestični sudari se opisuju matematičkim aparatom koji prikazuje energetska preraspodelu. Ukupna kinetička energija se preraspoređuje između čestica kada je sudar elastičan dok kod sudara koji je neelastičan određeni energetski deo može preći u neki drugi vid kao što su oscilacije ili nuklearne reakcije prilikom kojih dolazi do promene mase i sastava čestica. Prilikom sudara moraju biti zadovoljeni Zakona održanja energije i Zakona održanja linearnog momenta:

$$m_1 v_1 = m_1 v_1' \cos \theta + m_2 v_2 \cos \varphi \quad (2.1)$$

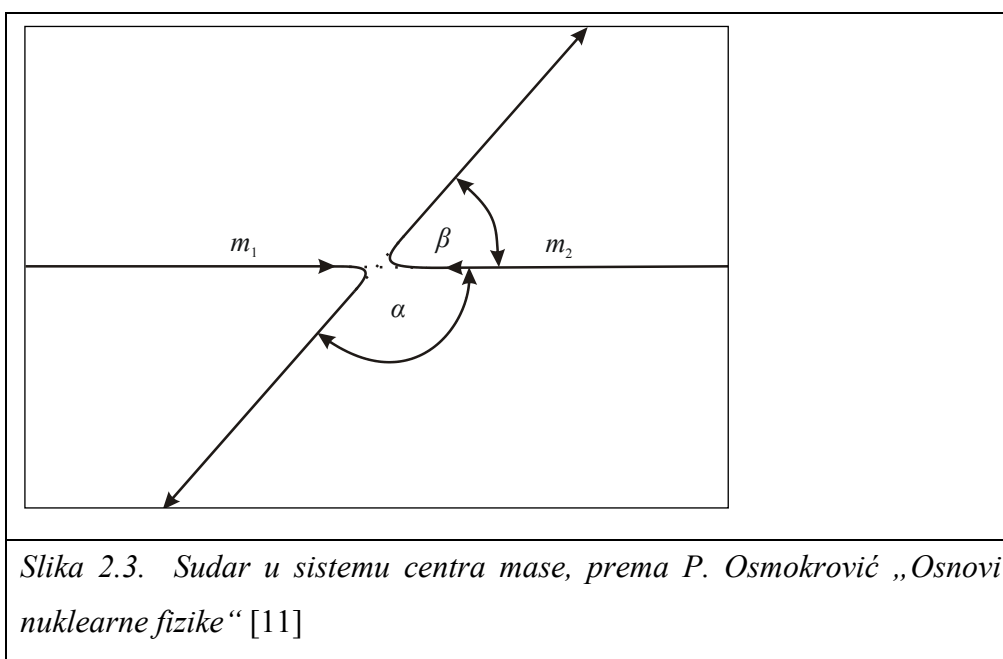
$$m_1 v_1' \sin \theta = m_1 v_1 \sin \theta + m_2 v_2 \sin \varphi \quad (2.2)$$

$$\frac{m_1 v_1'^2}{2} = \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} \quad (2.3)$$

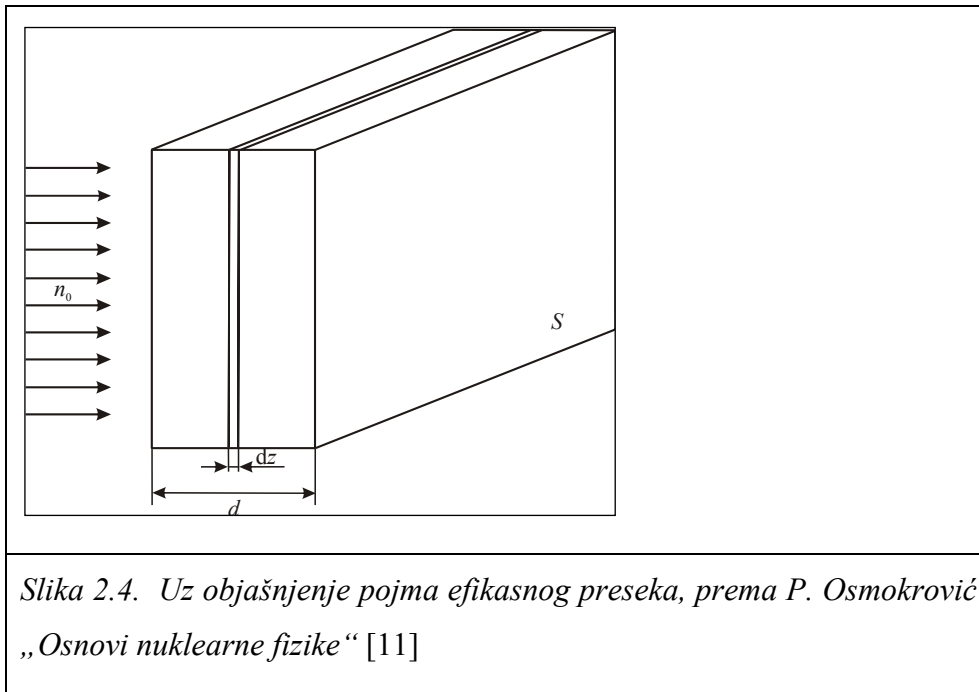
gde su m_1 i m_2 mase čestica, v_1 brzina prve čestice pre sudara, brzina druge čestice pre sudara, v_1' brzina prve čestice posle sudara, v_2 brzina druge čestice posle sudara, Q je razlika kinetičke energije pre i posle sudara ($Q=0$ za elastičan sudar dok kod neelastičnog sudara se dodaje Q za jednačinu 2.3).[61,62].



Pored prethodno predstavljenog modela u laboratorijskom sistemu postoji još jedan nerelativistički model u sistemu centra mase. Centar mase predstavlja težište celokupnog sistema gde je zbir vektora svih momenata nula što dovodi dotle da je ugao rasejanja jednak kod obe čestice kao što je prikazano na slici 2.3.



Kada čestica prolazi kroz materijal bitna je i verovatnoća dejstva čestice na taj materijal i zato se definiše efikasni presek.



Na slici 2.4 predstavljen je efikasni presek (σ) gde je n_0 dolazeća čestica, S površina prednje ploče, d je debljina i N broj centara interakcije po jedinici zapremine tj. mesto gde se upadne čestice rasejavaju ili apsorbuju. Sledi zakon verovatnoća interakcije pri dejstvu zračenja kroz materijal debljine dx :

$$N\sigma dx = \frac{dx}{\lambda} \quad (2.4)$$

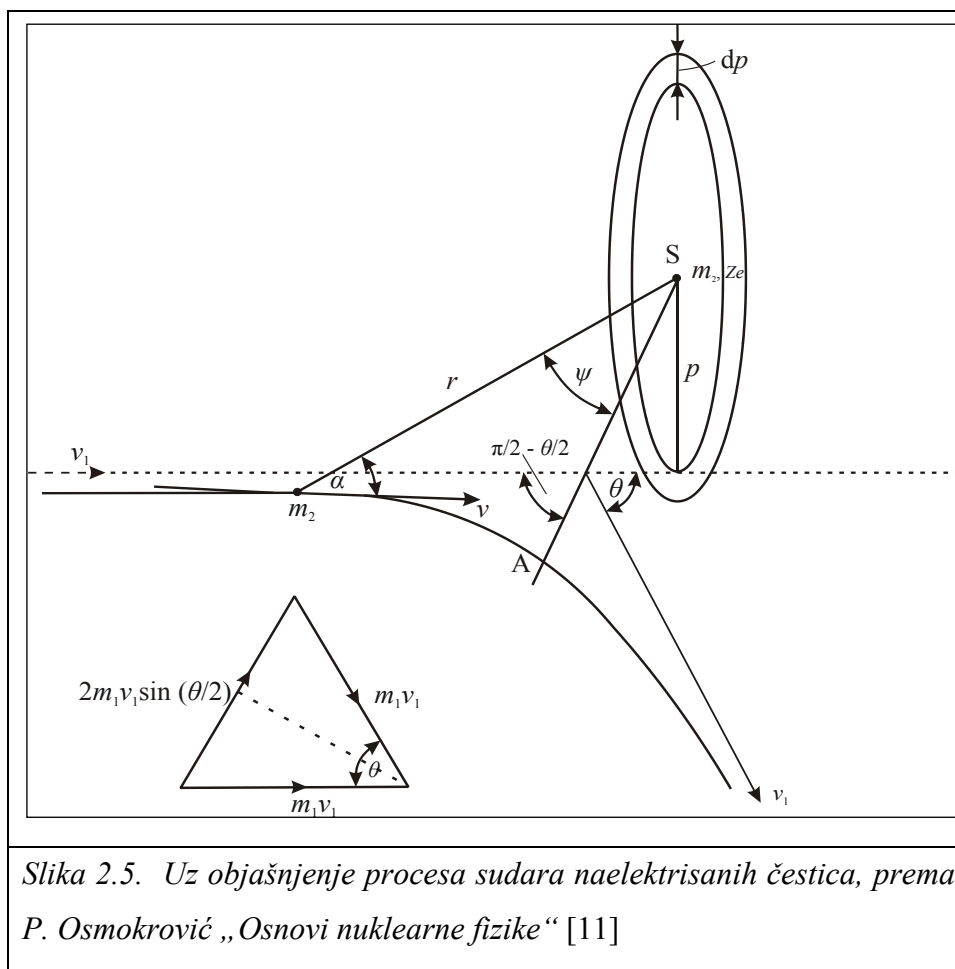
gde je $\lambda = \frac{1}{N\sigma}$ srednja dužina slobodnog puta.

Naelektrisane čestice dejstvuju Kulonovom silom i kod klasičnog modela uzima se da je njihova brzina $\ll c$ (brzina svetlosti). Ovaj model se primenjuje kod jezgara sa velikim naelektrisanjem i kada su čestice spore. U slučaju malih naelektrisanja jezgra i brzih čestica primenjuje se kvantnomehanički model. Domet Kulonovih sila za α -

čestice je do $3 \cdot 10^{-14}$ m. Kod interakcija α -čestica sa većim uglovima rasejanja koristi se Raderfordov zakon. Kod malih uglova rasejanja ono dolazi dublje u materijalu[63,64].

Prilikom rasejavanja na lakim jezgrima tipa helijuma Raderfordov zakon ne daje tačan rezultat već se mora primeniti kvantnomehanički model koji uključuje interferenciju talasa između uzmaknutih i rasejanih čestica. Takođe dolazi do neslaganja sa Raderfordovim zakonom za različite energije α -čestica kada je ugao rasejanja 45° . To je zbog sila koje nisu Kulonovske jer u jednom trenutku postaju jače od Kulonove sile.

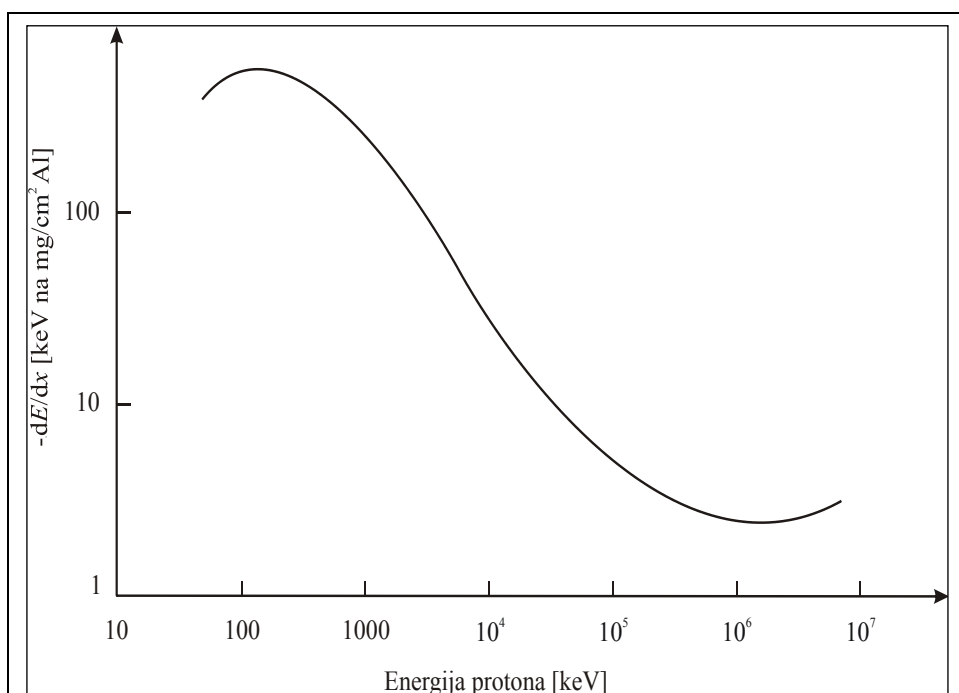
Kvantnomehanički model se koristi i u slučaju kada je $b < \alpha$ i služi za određivanje dimenzije jezgra dok za $b > \alpha$ oba modela su važeća. Raderfordov zakon se još koristi relativistički kada je energija elektrona veća od 100keV[65].



Prilikom sudara dolazi i do gubitka energije Q. Tu se opet razlikuju dva slučaja: relativistički (pri velikim upadnim brzinama čestica) i nerelativistički. Klasični model se

ne može primeniti kada de Brojjeva talasna dužina elektrona bude blizu λ i onda se koristi kvantnomehanički model koji važi kada su udarni parametri dovoljno veliki te se može smatrati da čestica koja nailazi neometna putanju elektrona[66-68].

Sledeća slika 2.6 predstavlja ekperimentalnu krivu gubitka energije protona u aluminijumu. Sa slike 2.6 se vidi odstupanje od teoretske zavisnosti za male energije dok kod većih energija teoretska zavisnost važi do tačke gde je jonizacija minimalna a posle raste. Kod kondenzovanog materijala pomenuti rast se smanjuje zbog efekta gustine.



Slika 2.6. Zaustavna moć aluminijuma za protone, prema P. Osmokrović „Osnovi nuklearne fizike“ [11]

Prethodno izlaganje je važeće za brzine nailazećih čestica koje su veće od brzina elektrona u atomu inače se mora primeniti korekcija za K-elektrone.

Nuklearno zračenje se javlja prilikom upada teških jona i tom prilikom, usled velikih energija i velikih uglova skretanja, dolazi do izletanja jezgra iz atoma koje se može uočiti na osnovu fisijonih fragmentnih tragova i teških jona. Prilikom teških čestica eksperimentalni rezultati se slažu sa teorijom gubitka energije i to za energije

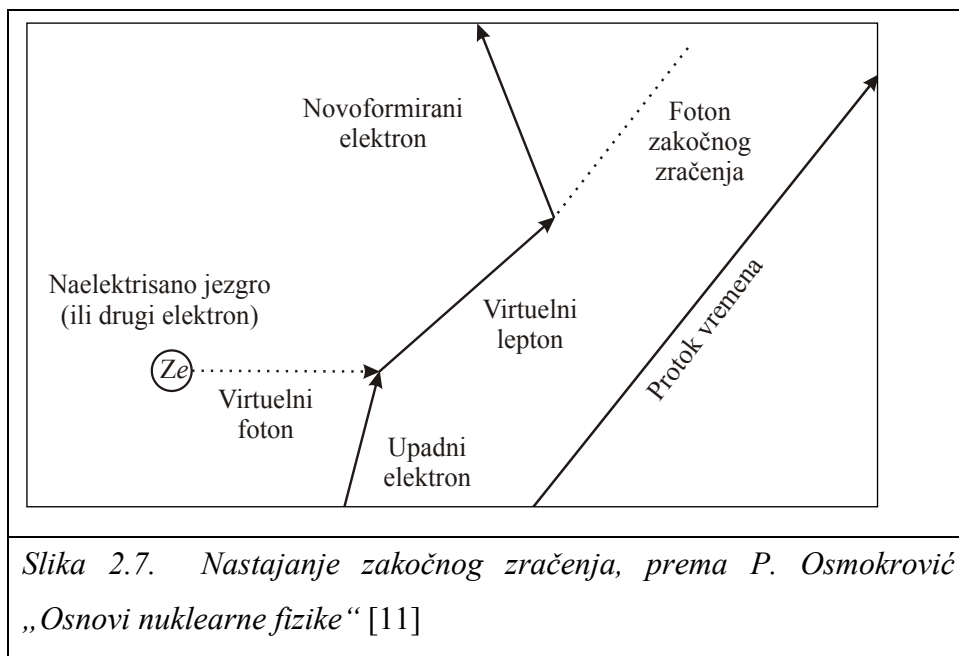
čestica od 50keV pa sve do 300MeV dok kod zaustavne moći dolazi do neslaganja zbog efekta nuklearnog rasejanja.[69]

Kada postoji dejstvo električnog polja (jezgro, spoljašnje polje, itd) i ako se naelektrisana čestica kreće u njemu dolazi do ubrzavanja te čestice ili smanjenja brzine (kinetičke energije). Zakočno zračenje elektrona je znatno veće nego kod protona zbog izrazio manje mase. Zakočno zračenje je proporcionalno sa:

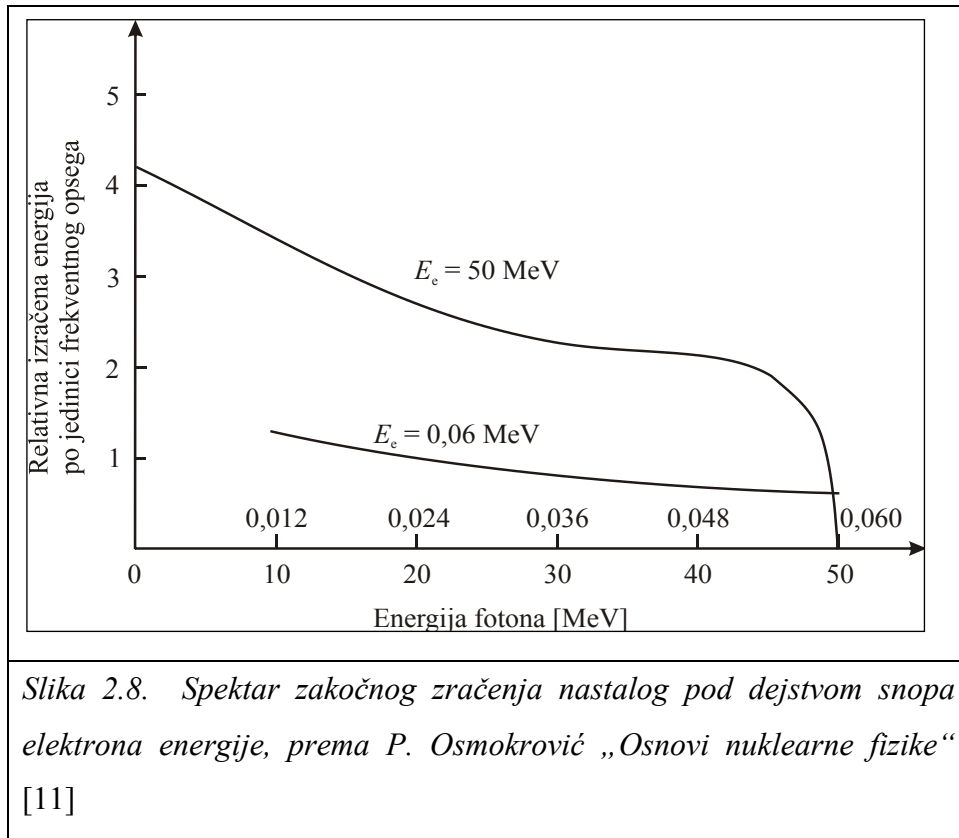
$$\propto \left(\frac{zZ}{m}\right)^2 \quad (2.5)$$

gde je m masa čestice, z naelektrisanje čestice i Z naelektrisanje jezgra.

Uz pomoć formiranja virtuelnog leptona i fotona može se demonstrirati proces gubitka energije zračenjem i to tako što su odgovorne Kulonovske sile gde prilikom interakcije upadnog elektrona i virtuelnog fotona dolazi do emisije virtuelnog leptona a njegovim raspadom nastaje foton od zakočnog zračenja i elektron sa manjom energijom kao što je prikazano na slici 2.7. Postoji još i sinhotrona radijacija koja predstavlja emisiju fotona od elektrona koji se kreću i akceleratorima (magnetnom polju)[70-73].



Primeri zakočnog zračenja su kosmičko zračenje (brze čestice) kao i X-zračenje (elektroni sa niskim energijama) koje je otkrio Rendgen i kod zakočnog zračenja su verovatniji kvanti sa manjim energijama i mali uglovi rasejanja što se vidi na slici 2.8.



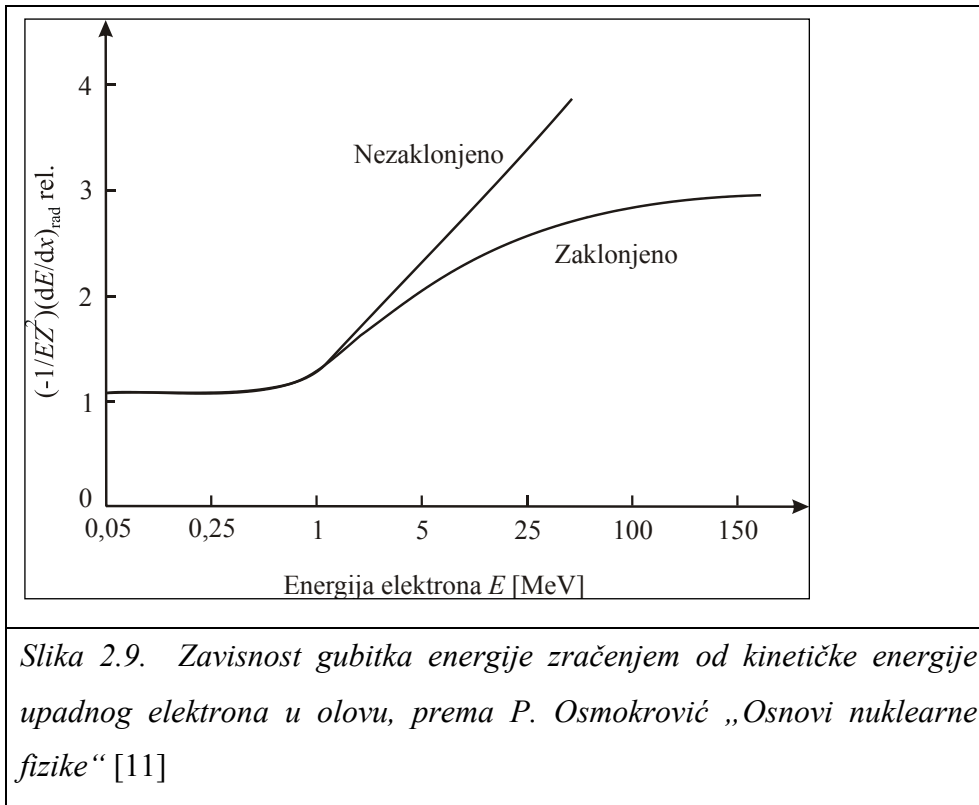
Slika 2.8. Spektar zakočnog zračenja nastalog pod dejstvom snopa elektrona energije, prema P. Osmokrović „Osnovi nuklearne fizike“ [11]

Jednačina koja predstavlja ukupni gubitak energije je 2.6:

$$-\left(\frac{E}{dx}\right) = NZ^2Ef(Z, E) \quad (2.6)$$

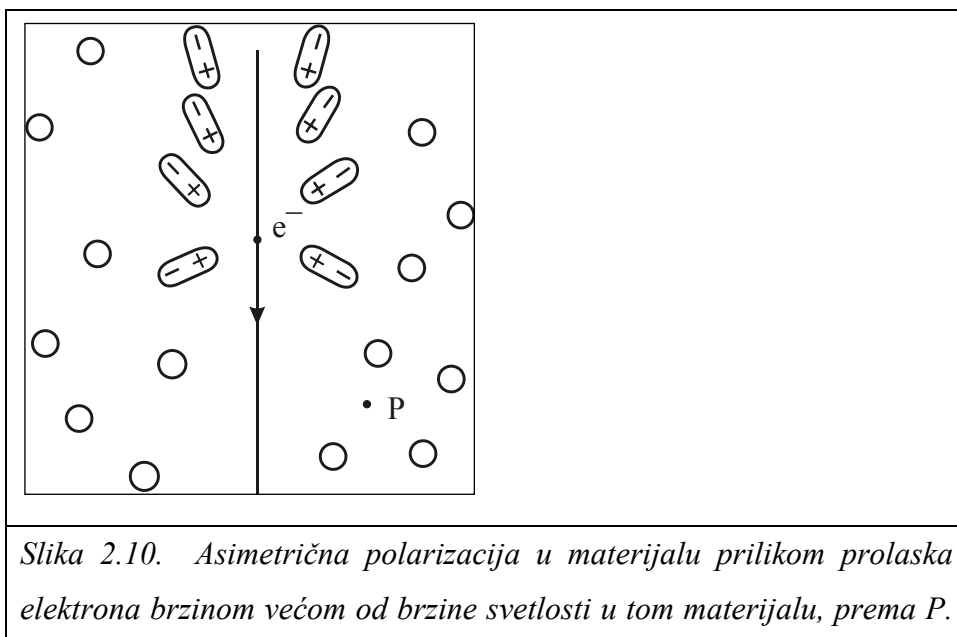
gde je N broj atoma po jedinici zapremine, E energija upadnog elektrona i f je funkcija koja je sporo promenljiva.

Na slici 2.9 prikazana je zavisnost gubitka energije zračenjem od kinetičke energije upadnog elektrona u olovu odakle se vidi da elektronski omotač poništava polje jezgra i time stvara efekat zaklonjenog jezgra tako da energija raste samo u blizini jezgra.



Slika 2.9. Zavisnost gubitka energije zračenjem od kinetičke energije upadnog elektrona u olovu, prema P. Osmokrović „Osnovi nuklearne fizike“ [11]

Još jedan vid gde se energija gubi zračenjem je Čerenkovljevo zračenje koje nastaje kada je brzina upadne čestice mnogo veća od brzine svetlosti u nekom materijalu i dolazi do polarizacije atoma, slika 2.10. Primenjuje se kod uređaja za merenje i detekciju zračenja kod veoma brzih čestica[74-77].

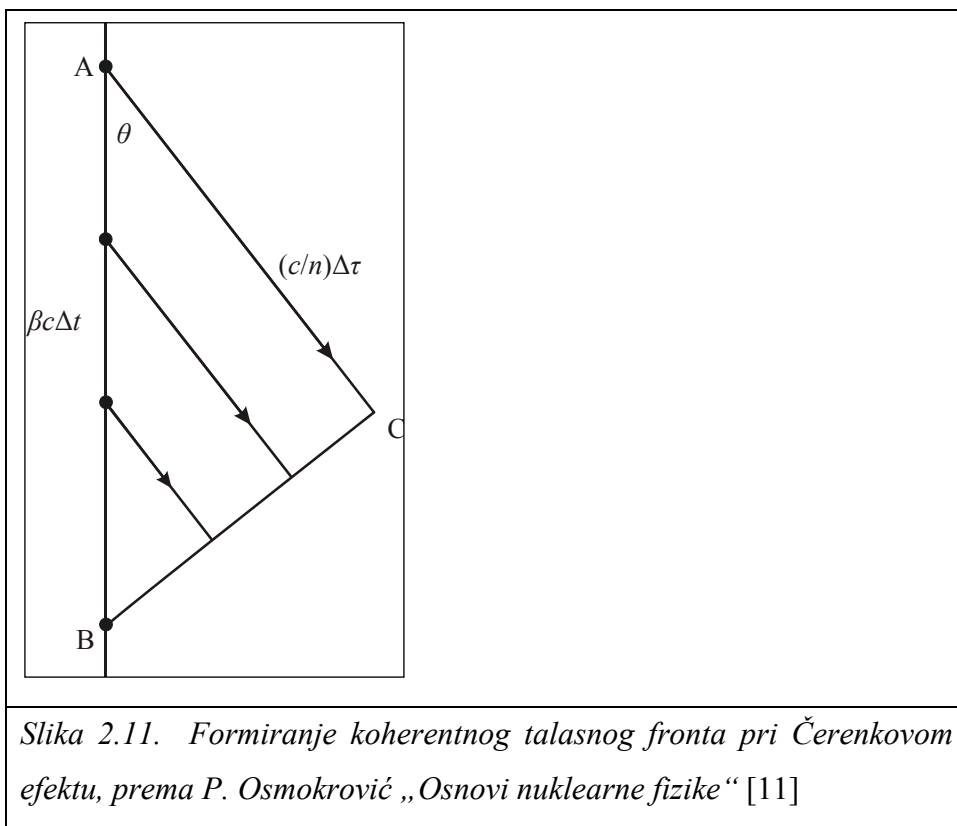


Slika 2.10. Asimetrična polarizacija u materijalu prilikom prolaska elektrona brzinom većom od brzine svetlosti u tom materijalu, prema P.

Kod asimetrične polarizacije dolazi do pomeranja elektrona prema jezgru sa pojavom elektromagnetnog zračenja u vidu talasa (slično talasu bržem od brzine zvuka). Središnji talasni front nastaje od sekundarnog talasa pod uglom θ :

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (2.7)$$

gde je θ traženi ugao, n indeks prelamanja materijala, AB putanja kojom se kreće upadna čestica i β predstavlja odnos u materijalu između c (brzina svetlosti) i brzine čestice, slika 2.11.



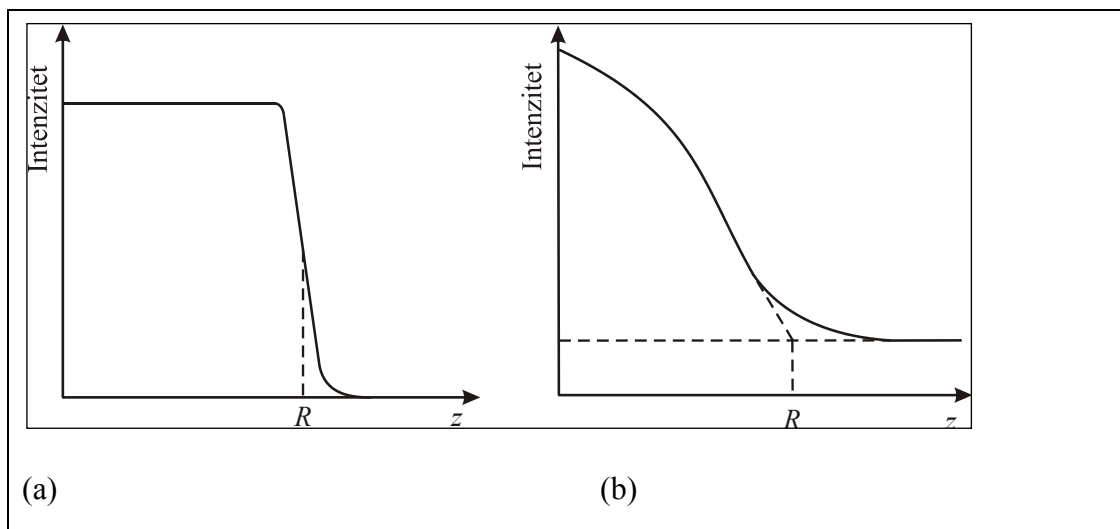
Čerenkovo zračenje se javlja kada je brzina upadne čestice (energija čestice) jednaka brzini svetlosti a to je kada je:

$$\beta = 1/n \quad (2.8)$$

Treba napomenuti da zračenje Čerenkovskog ne zavisi od mase čestice i da θ određuje putanju čestice.

Još jedan pojam bitan za dejstvo zračenja na materijal je domet tog zračenja i zavisi od tipa zračenja. Kod brzih čestica se domet definiše kao srednja vrednost dužine prodiranja što je predstavljeno na slici 2.12a. Protoni kao i α -čestice su primeri za navedenu vrstu dometa[78].

Druga definicija dometa je preko ekstrapolacije, slika 2.12b. U ovom slučaju elektronska dubina prodiranja nije slična kao u prethodnom slučaju već se dosta razlikuje zbog velikih uglova skretanja čime nastaju elektroni koji se kreću u raznim pravcima i sa različitim energijama[79].



Slika 2.12. Definicija dometa za brze i lake jone

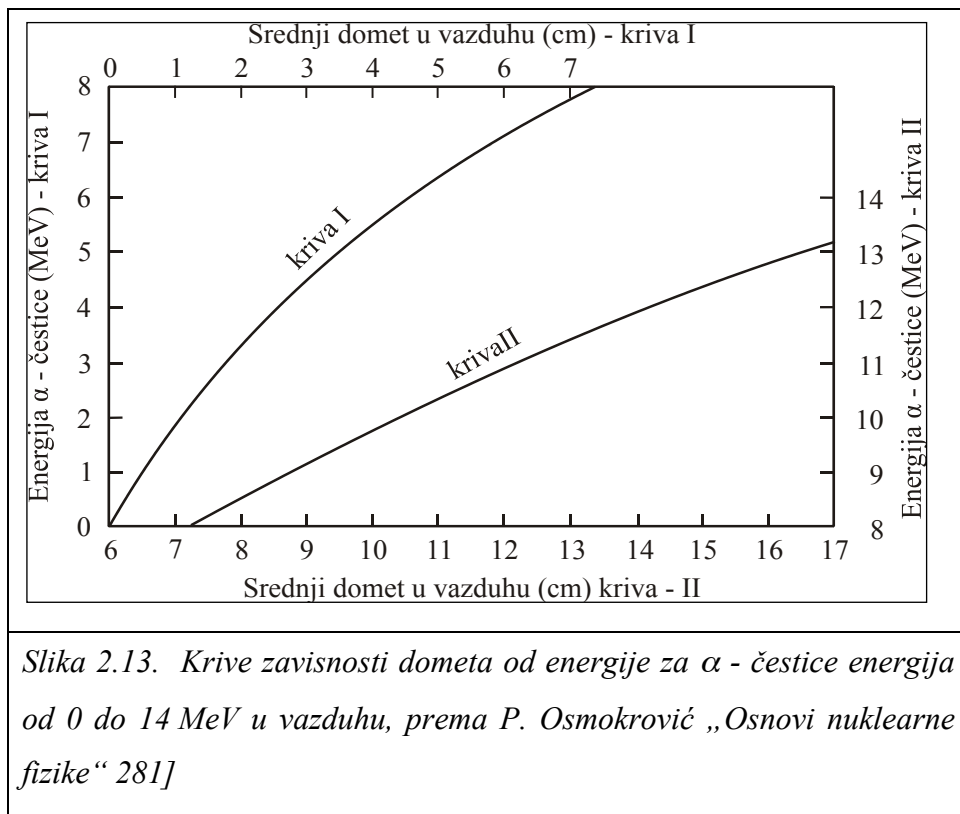
(a) i ekstrapolisanog dometa za elektrone (b), prema P. Osmokrović „Osnovi nuklearne fizike“ [11]

Domet (pređeni put) kod naelektrisane teške čestice se može izraziti sledećom formulom:

$$D = \int_0^{E_0} dx = \int_0^{E_0} \frac{dE}{dE/dx} \quad (2.9)$$

gde je E_0 energija čestice prilikom prodiranja u materijal i ostatak predstavlja gubitak energije po dužini prodiranja[80,81].

Kod sporih čestica se moraju uvesti krive zavisnosti dometa od energije tako što se prvo eksperimentalnim putem izračunaju dometi čestica kojima su poznate energije a zatim se odrede teoretski gubitak energije. Na slici 2.13 je prikazana kriva zavisnosti za α -česticu i to u vazduhu.



Kod nerelativističkog slučaja za domet važi da je proporcionalan:

$$\propto \frac{m}{Z^2} \quad (2.10)$$

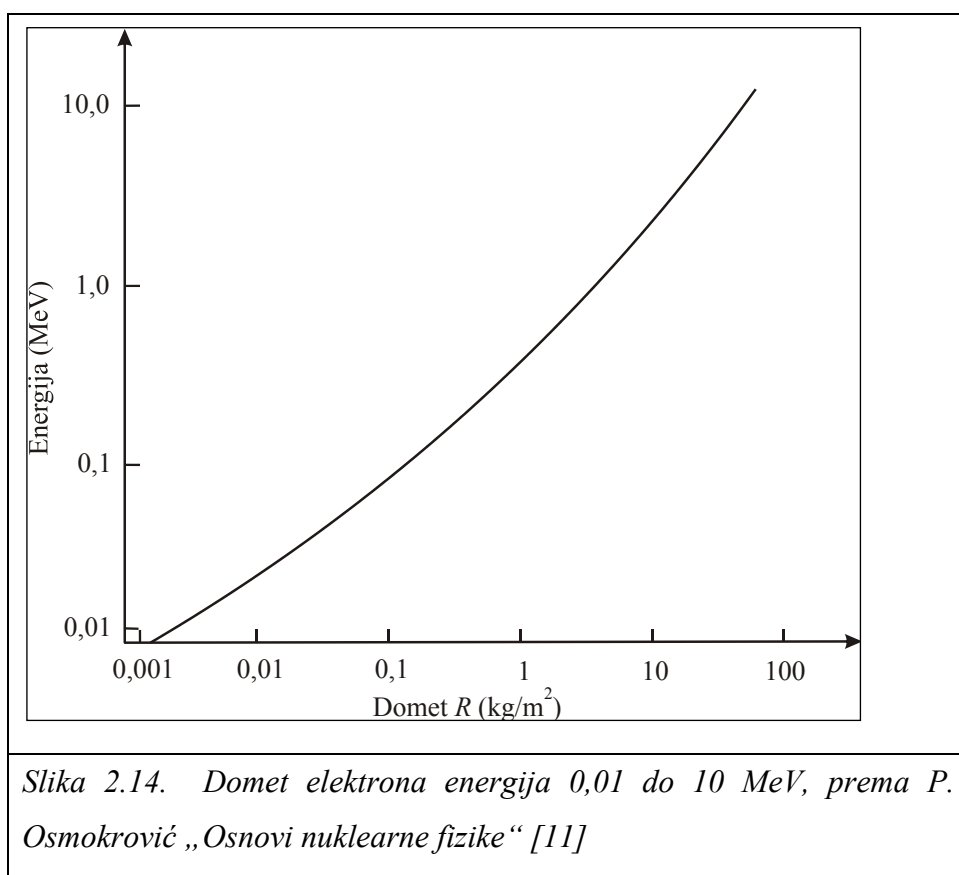
gde je Z naelektrisanje čestice a m masa upadne čestice.

Empirijska formula dometa za α -čestice se može iskazati:

$$\propto \frac{\sqrt{A}}{\rho} \quad (2.11)$$

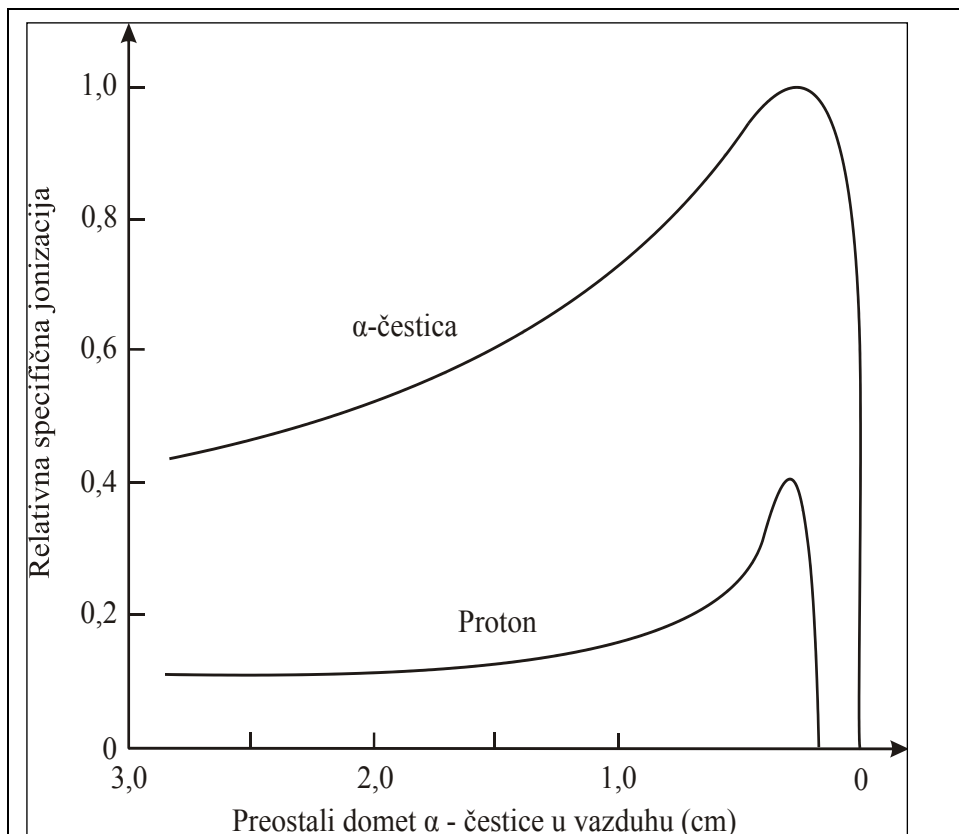
gde je ρ gustina apsorbera (materijala) a A je atomska masa.

Na slici 2.14 je prikazana kriva zavisnosti odnosa dometa i energije jer se za elektrone domet definiše sa ekstrapolacijom i izražava se sa $[kg/m^2]$ i kod elektrona domet ne zavisi od apsorbera (materijala).



Kada se kreće α -čestica gubi po malo energije pri svakom sudaru i od svog izvora da bi izgubila ukupnu kinetičku energiju treba da se sudari oko 100 puta. Naravno dolazi do promene u brzinama čestica sa ulaskom u material i uglavnom se koristi Gausova raspodela po brzinama upadnih čestica[82,83].

Postoji primarna i sekundarna vrsta jonizacije gde primarna uzrokuje sekundarnu preko raznih formi zračenja i one čine ukupnu jonizaciju preko koje se detektuje nuklearno zračenje. Za formiranje jonskog para potrebno je znati srednji gubitak energije a on se dobija odnosom specifičnog gubitka energije i specifične jonizacije, slika 2.15.



Slika 2.15. Specifična jonizacija za α - česticu i proton u vazduhu na 15°C i atmosferskom pritisku. Maksimum za α - čestice iznosi 6600 parova/mm,a za protone 2750 parova/mm, prema P. Osmokrović „Osnovi nuklearne fizike“ [281]

Vrednosti za srednji gubitak energije ω u zavisnosti od vrste i početne brzine čestice kao i od gasa gde se vrši jonizacija dati su u tabeli 1:

Tabela 1: Energija potrebna za formiranje jednog para ω [eV]), prema P. Osmokrović „Osnovi nuklearne fizike“ [11]

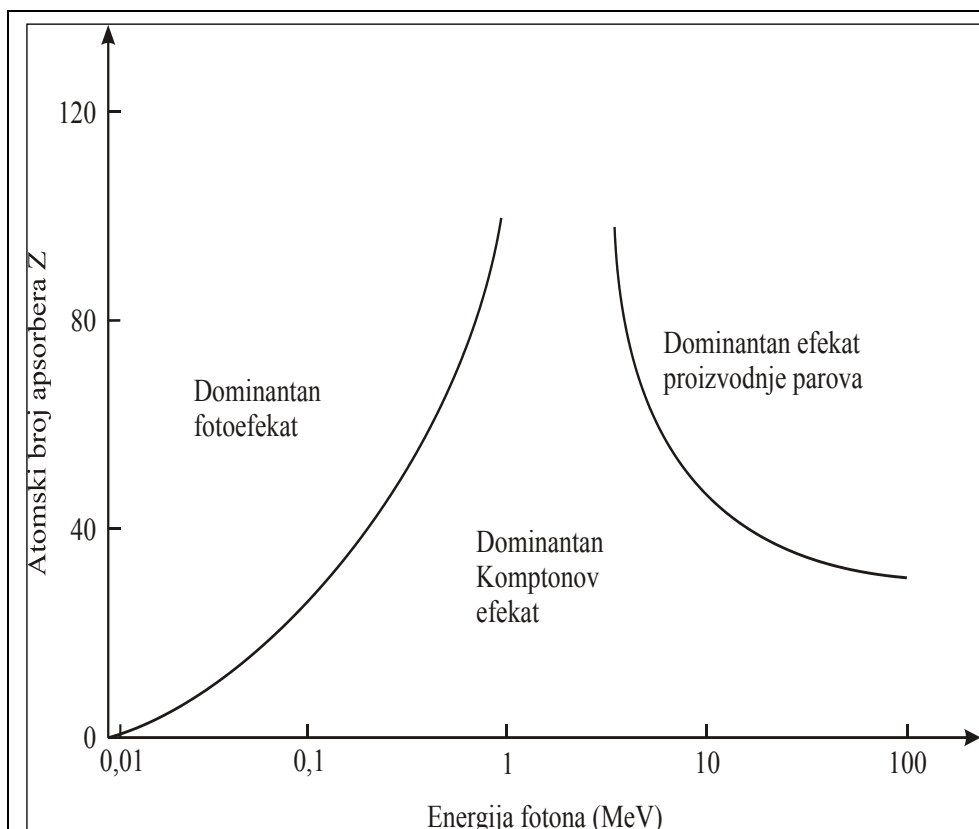
Gas	Elektroni 5 keV	α - čestice 5,3 MeV	Protoni 340 MeV
Argon	27,0	25,9	25,5
Helijum	32,5	31,7	29,9
Vodonik	38,0	37,0	35,3
Azot	35,8	36,0	33,6
Vazduh	35,0	35,2	33,3
Kiseonik	32,2	32,2	31,5
Metan	30,2	29,0	-

Kada u materijal uleti α -čestica javlja se novi jonizacioni sudari zbog interakcije α -čestice sa elektronima iz materijala formiraju se neutralni atomi helijuma i njegovi joni. Pošto napuste material joni se kreću u različitim pravcima (uglovima) jer su oni različitog naelektrisanja. Raspodela koncentracije jona je u ravnoteži kada je debljina materijala mnogo veća od srednjeg slobodnog puta zahvata i gubljenja elektrona. Ova pojava se naziva izmena naelektrisanja[84].

2.2. Dejstvo elektromagnetnog zračenja na materijal

Dejstvo elektromagnetnog zračenja se prema poreklu nastanka deli zračenje koje nastaje pri interakciji sa elektronima atoma (Komptonovo rasejanje, Rejlejeovo

koherentno rasejanje, Tomsonovo nekoherentno rasejanje kao i fotoelektrični efekat) i zračenje koje nastaje pri interakciji sa jezgrom atoma (nuklearni fotoefekat, nastajanje para elektron-pozitron). Relativna zastupljenost navedenih interakcija je prikazana na slici 2.16 (odnos zavisnosti energije upadnog fotona i atomskog broja apsorbera)[85,86].



Slika 2.16. Relativna zastupljenost tri najvažnija tipa interakcije elektromagnetnog zračenja sa materijalom u zavisnosti od energije upadnog fotona i atomskog broja apsorpcionog materijala, prema P. Osmokrović „Osnovi nuklearne fizike“ [11]

Postoji podela i na γ -zračenje (potiče iz jezgra) i na X-zračenje (iz omotača atoma) jer je energija fotona iz omotača atoma mnogo manja od onih koji su emitovani iz jezgra.

Kod nastanka para elektron-pozitron, fotoelektričnog efekta i Komptonovog rasejanja dolazi do rasejanja ili nestanka fotona. Postoji proporcionalna zavisnost

ukupnog broja fotona i onih nestalih sledi formula za apsorbciju elektromagnetnog zračenja[87]:

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (2.12)$$

gde je N broj fotona, x pređeni put i μ linearni koeficijent slabljenja. Ova jednačina je važeća kada je sloj apsorbcije mali jer može doći do vraćanja fotona nakon rasejanja.

Linearni koeficijent slabljenja se dobija preko:

$$\mu = N_0 \sigma \quad (2.13)$$

gde je σ efektivni presek po atomu kod interakcija sa γ -zračenjem.

Kod Komptonovog efekta se smanjuje efikasni presek kada elektron nije slobodan što obično nije slučaj.

Pojava da neki metali emituju elektrone sa svoje površine dok su pod uticajem svetlosti nazvana je fotoefekat, a elektricitet koji se dobija na taj način, fotoelektricitet. Ovu pojavu je prvi zapazio Herc daleke 1887. godine kada je primetio da se između dve elektrode od cinka, koje su povezane sa Rumkorfovom induktorom, preskače električna varnica pri znatno nižem naponu ako se negativno naelektrisana elektroda ozrači ultraljubičastim zracima. Fotoelektrični efekt ili fotoefekt je fizička pojava kod koje pri delovanju elektromagnetnog zračenja dovoljno kratke talasne dužine dolazi do izbijanja elektrona iz vezanog stanja u materijalu.[88,89]

Zavisnost najveće moguće kinetičke energije elektrona E_k od frekvenciji svetlosti je data Ajnštajnovom jednačinom:

$$E_k = h\nu - A_i \quad (2.14)$$

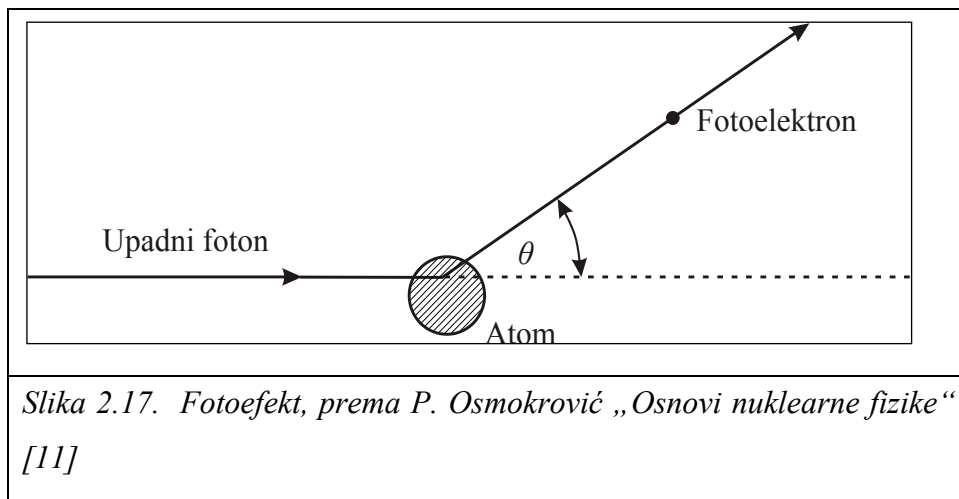
gde je h Plankova konstanta ($6.62607015 \times 10^{-34}$ [Js]), ν frekvencija ulazne svetlosti i A_i je izlazni rad materijala. Prethodni izraz važi u slučaju malih brzina elektrona.

Druga karakteristika efekta je da kretanje električnih napona koji napuštaju metalnu ploču se može zaustaviti ako se električni naponi koče spoljnjim električnim

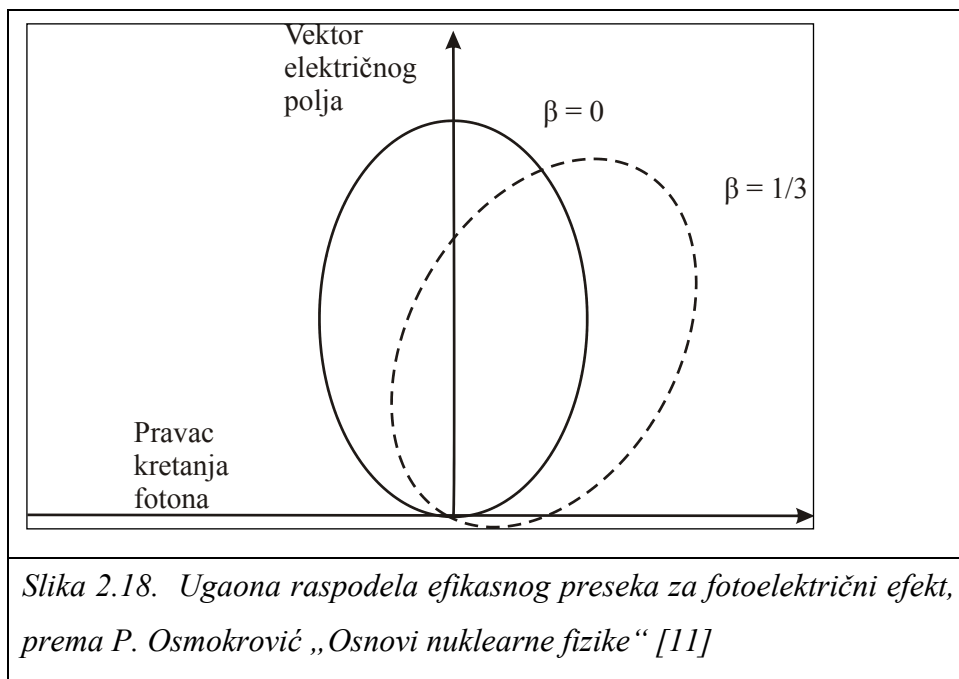
poljem. Eksperimentalno je utvrđeno da napon kočenja ne zavisi od intenziteta upadne svetlosti nego samo od njene talasne dužine[90].

Postoji još jedan način deeksitacije atoma i to pomoću Ožeovog efekta koji predstavlja emisiju sekundarnog elektrona iz omotača atoma uzrokovanu emisijom elektrona iz stanja sa velikom vezivnom energijom. Ovaj sekundarni elektron, koji izleće iz slabije vezanog stanja, naziva se Ožeov elektron. Na njegovo mesto dolazi susedni elektron sa većom vezivnom energijom koji taj višak energije emituje kao “karakterističan” foton. Tako se može dobiti rendgensko i γ -zračenje[91-93].

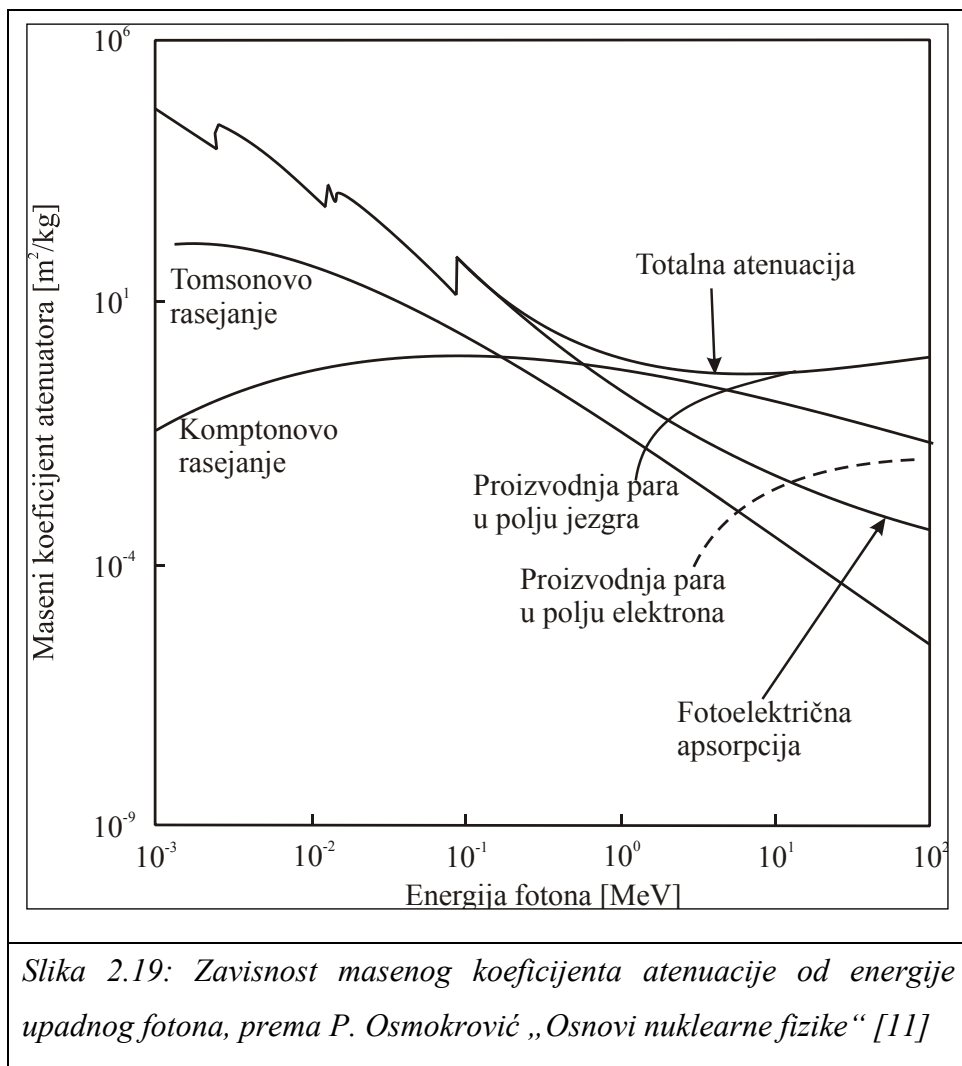
Na slici 2.17 dat je prikaz fotoelektričnog efekta gde θ predstavlja ugao koji zaklapaju upadni foton i pravac kojim se kreće fotoelektron koji je izbačen.



Na slici 2.18 dat je prikaz ugaone raspodele za efikasni presek kod fotoelektričnog efekta i za prav ugao u odnosu na pravac kretanja fotona ili elektrona dolazi do maksimuma ($\beta=0$)



Na slici 2.19 dat je prikaz zavisnosti masenog koeficijenta atenuacije od fotonske energije pri interakciji za olovo. Pokazalo se da su eksperimentalno dobijeni rezultati tačniji od teorijskih i postoje baze podataka za efikasne preseke. Mogu se uočiti i postojanja diskontinuiteta zbog nemogućnosti da foton napusti ljusku ako ne poseduje energiju koja je barem jednaka energiji veze[94,95].

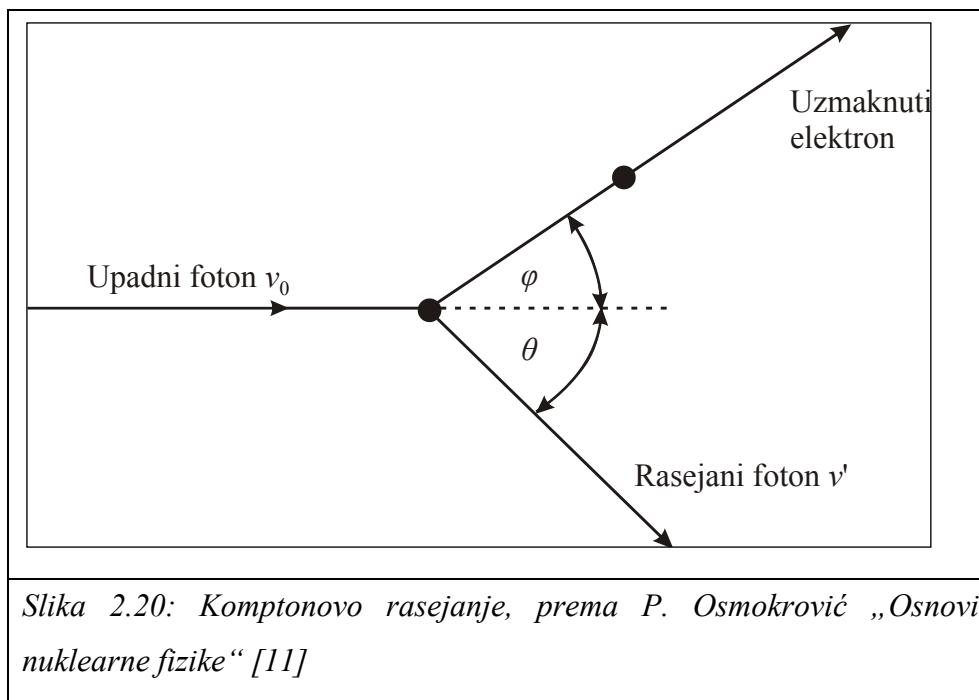


Kod fotona sa većom energijom može doći do Rejljevog rasejanja pri kome je elastično rasejanje svetlosti ili drugog tipa elektromagnetnog zračenja na česticama mnogo manjih dimenzija od talasne dužine svetlosti. Čestice mogu biti zasebni atomi ili molekuli. Do ovog tipa rasejavanja dolazi kada svetlost putuje kroz providna čvrsta tela, tečnosti ili gasovi. Ono je rezultat električne polarizabilnosti čestica koja postaje mali dipol koji zrači kao rasejana svetlost[96].

U slučaju velikih energija dolazi do Komptonovog efekta koji predstavlja rasejanje fotona na atomima pri čemu on gubi deo energije i menja talasnu dužinu. Razlika između Komptonovog rasejanja i fotoelektričnog efekta je u tome što kod fotoefekta foton pri sudaru sa elektronima u atomima predaje svu svoju energiju. Komptonovo rasejanje se javlja na svim materijalima, najviše sa fotonima srednjih

energija od 0.5MeV do 3.5MeV. Za otkriće i objašnjenje Komptonovog efekta Artur Kompton je dobio Nobelovu nagradu 1927. godine.[97,98]

Na slici 2.20 dat je prikaz Komptonovog efekta pri čemu se pretpostavlja da je elektron pre rasejanja mirovao ($v_0=0$).



Kada je ugao rasejanja jednak π dobija se maksimalna energija koja se predaje. Moment spina i polarizacija određuju verovatnoću Komptonovog efekta.[99]

Kod γ -zračenja energija iznad nekoliko MeV predstavlja glavni mehanizam interakcije za proizvodnju parova elektron-pozitron. U ovom procesu energija fotona se u Kulonovom polju jezgra pretvara u par elektron-pozitron. Energija fotona mora zato biti veća od dvostruke energije koja odgovara masi elektrona u mirovanju. Višak energije se raspoređuje između dve čestice kao kinetička energija. Elektron i pozitron se usporavaju u samom materijalu gde pozitron na kraju interaguje sa nekim od elektrona i anihilira se. Ako se desi da je pozitron izgubio svu kinetičku energiju tada nastaju dva fotona sa energijama oko 511keV[100].

Međutim, produkcija para elektron-pozitron se može javiti i pri rasijanju upadnog fotona u polju orbitalnih elektrona što se retko odigrava. Takav proces se često naziva produkcija tripleta, pošto se uz par elektron-pozitron pojavljuje i rasejani

originalni elektron. Opaža se inverzni proces produkcije para elektron-pozitron, kada elektron i pozitron anihiliraju, transformišući se u fotone. Pozitroni mogu anihilirati ne gubeći kinetičku energiju u toku kretanja, mada je verovatnije da se prvo uspore pri prolasku kroz materijal i privuku elektron a zatim formiraju pozitronij. Pozitronij je nestabilan vezani sistem koga formira par elektron-pozitron rotirajući se oko zajedničkog centra masa[101-103].

Produkcija parova objašnjava se Dirakovom teorijom elektrona koja opisuje osobine elektrona, tumači finu strukturu vodonikovog spektra i pokazuje da elektron može posedovati i stanja sa negativnom energijom. Inače elektron može zaposeti sva stanja i sa pozitivnom i sa negativnom energijom. Sa klasične tačke gledišta stanja sa negativnom energijom nemaju fizičkog smisla ali prema Dirakovoj kvantnoj mehanici ta stanja su moguća gde su ona popunjena elektronima i ne postoje spontani prelazi između stanja. Stanja sa pozitivnim energijama nisu sva popunjena elektronima već se između njih mogu odigravati prelazi[104-105].

Kod fotoefekta je bitno da elektron bude u vezan. U procesima elastičnog rasejanja, međutim, elektron može biti i slobodan i vezan. Tomsonovo i Kulonovo rasejanje javljaju se na slobodnim, a Rejljevo na vezanom elektronu. U slučaju Tomsonovog rasejanja kvant elektromagnetnog zračenja pobuđuje na oscilovanje slobodni elektron (u miru). Elektron oscilujući emituje elektromagnetno zračenje iste talasne dužine kao i upadno, ali je pravac emitovanja za mali ugao pomeren u odnosu na upadno zračenje. Tomsonovo elastično rasejanje je rasejanje fotona malih energija na slobodnom elektronu, koje se može opisati zakonima klasične mehanike i klasične elektromagnetike. Totalni efikasni presek za Tomsonovo rasejanje iznosi:

$$\sigma = \frac{8r^2\pi}{3} \tag{2.15}$$

gde je r poluprečnik elektrona. Tomsonovo rasejanje je direktno proporcionalno kvadratu radijusa elektrona i ne postoji zavisnost od energije upadnog zračenja[106,107].

Rejljevo elastično rasejanje elektromagnetnog zračenja može se dogoditi i na vezanom elektronu. Pri ovom rasejanju upadno elektromagnetno zračenje pobuđuje na

oscilovanje vezane elektrone, posle čega isti emituju novo zračenje koje je iste talasne dužine kao i upadno elektromagnetno zračenje. Presek za Rejljevo rasejanje vrlo brzo opada sa energijom upadnog zračenja. Pravac emitovanog zračenja uglavnom je u pravcu upadnog snopa, to jest uglovi Rejljevog rasejanja imaju male vrednosti. Kod Rejljevog rasejanja atom uzmiče jer elektroni nemaju dovoljno energije za napuštanje atoma i efikasni presek za ovo rasejanje zavisi od Z^2 . [108,109].

Rejljevo rasejanje je odgovorno za plavu boju neba tj. zapravo je rezultat načina na koji se svetlost raspštava gde se odigrava selektivno rasejanje svetlosti od čestica koje su manje od jedne desetine talasne dužine svetlosti. Na Rejljevo rasejanje veoma utiče i talasna dužina svetlosti, jer se svetlost kraće talasne dužine najviše rasipa. Molekuli kiseonika i azota, koji se nalaze u nižim slojevima atmosfere, razbacuju svetlost kraće talasne dužine, a to su boje plava i ljubičasta, a u manjoj meri svetlost veće talasne dužine, kao što su boje crvena i žuta. Nebo deluje da je plave boje, zbog toga što su naše oči osetljivije na plavu nego na ljubičastu, koju atmosferske čestice više odbijaju. Kada sunce izlazi ili zalazi njegova svetlost prolazi kroz više atmosfere pre nego što bude vidljivo našim očima. Tada se plava i ljubičasta boja više rasipaju, a crvena i žuta svetlost u većoj meri prolaze i samim tim su vidljivije [110-113].

Nuklearni fotoefekt ili fotodezintegracija je reakcija izbijanja neutron iz jezgra posredstvom γ -zračenja. Efikasni presek za interakciju jezgara sa γ -zračenjem je uglavnom mali i zato γ -zranci koji padnu na atom oslabe zbog interakcije sa elektronima. Pod pojmom nuklearnog fotoefekta se podrazumevaju procesi u atomskom jezgru prilikom njegovog izlaganja gama ili X-zračenju energije veće od energije izdvajanja konstitutivna jezgra, kao što su na primer neutron, proton, alfa čestica i slično. Kada se ozrači jezgro meta, dolazi do apsorpcije kvantata zračenja i jezgro radijativnim prelazom dospeva na pobuđeno stanje a zatim se raspada uz emisiju čestice.

Prvi put fotonuklearna reakcija je izvedena prilikom proučavanja energije veze deuterona i ova reakcija se još naziva i reakcija fotodisocijacije. Kao i za ostale nuklearne reakcije, i ovde važe zakoni održanja naelektrisanja, broja nukleona, impulsa, momenta impulsa, te zajedno zakon održanja energije i mase [114-118].

3. INSTRUMENTI ZA DETEKCIJU, SPEKTROMETRIJU I DOZIMETRIJU

Jonizujuće zračenje se ne može neposredno opažati. Da bi se otkrilo prisustvo ovog zračenja, kao i njegove karakteristike, neophodno je koristiti posebne uređaje – detektore jonizujućeg zračenja. Prilikom prolaska zračenja kroz detekcionu sredinu dolazi do raznih procesa na čijim se efektima zasniva rad detektora. Većina uređaja koristi fizičko dejstvo zračenja, kao što su jonizacija ili ekscitacija atoma detekcione sredine.

Detektori su uređaji za otkrivanje radioaktivnog zračenja i merenje njihovih karakteristika. Rad detektora se uglavnom zasniva na jonizujućem dejstvu zračenja, postoje i oni detektori koji rade na nekom drugom principu. U zavisnosti koji fizički proces je u osnovi njihovog rada, oni se mogu podeliti u tri grupe:

- detektore koji rade na principu jonizujućeg dejstva zračenja;
- scintilacioni brojači;
- nuklearne emulzije.

Polazna tačka za detekciju zračenja je efekat koji ono proizvodi prolazeći kroz neku sredinu. Taj efekat je mali, jer je energija radioaktivnog zračenja veoma mala. Beta i gama zraci imaju energiju do nekoliko MeV-a dok alfa zraci mogu imati energiju do desetak MeV-a[119].

Detektori mogu biti električni i neelektrični, u zavisnosti od toga koji konačni efekti služe kao indikacija prolaska zračenja. Neelektričnim detektorima se informacije o zračenju dobijaju preko hemijskih, toplotnih ili svetlosnih promena izazvanih zračenjem. Za razliku od njih, električnim detektorima informacije o zračenju dobijaju se kao kontinualna struja ili kao niz električnih impulsa.

Detektori koji daju pojedinačne informacije o prolasku jonizujućeg zračenja kroz efikasnu zapreminu nazivaju se brojači. Brojači direktno broje čestice zračenja koje su interagovale sa detekcionom sredinom bez obzira na njihovu energiju. Najčešće su u

upotrebi gasni detektori koji imaju tri područja rada, koja zavise od jačine električnog polja u njima[120].

Razvoj detektora jonizujućih zračenja odvijao se uporedo sa razvitkom nuklearne fizike. Napredak nauke uslovljavao je razvoj i primenu novih vrsta detektora, ali su, isto tako, novi tipovi detektora omogućavali napredak teorijske fizike. Detektore klasifikujemo prema mehanizmu interakcije zračenja sa aktivnom zapreminom detektorskog materijala. Još jedna klasifikacija je prema vrsti izlaznog signala koji detektor generiše.

Monitoring zračenja podrazumeva merenje doze jonizujućeg zračenja i/ili jačine doze jonizujućeg zračenja ili kontaminacije radionuklidima iz razloga koji se odnose na procenu ili kontrolu izloženosti zračenju ili radioaktivnim supstancama, ali isto tako i tumačenje rezultata. Monitoring se sprovodi instrumentima koji se nazivaju monitorima zračenja, koji mogu biti portabl – prenosni, hand-held - ručni ili stacionarni uređaji, najrazličitijih tipova i namena, koji imaju primenu u svim oblastima medicine, nauke, industrije.

Današnji detektori koriste neke gasove i neke vrste čvrstih tela. Procesi u gasovima su nešto jednostavniji jer se joni slobodnije kreću nego u čvrstim telima. Otuda široka upotreba gasnih detektora koji se po načinu funkcionisanja mogu da podele u tri grupe: jonizacione komora, proporcionalni brojač, Gajger-Milerovi brojači.

U gasne detektore zasnovane na jonizaciji, takođe spada Vilsonova komora. Međutim, ona se danas ne upotrebljava za merenja zračenja niske energije kakvu emituju radioaktivni izotopi.

GM brojač je cilindričan sud ispunjen gasom (najčešće nekim od plemenitih gasova: helijumom, argonom ili neonom). Zidovi cilindra predstavljaju negativnu elektrodu (katodu), a anoda je tanka žica koja prolazi kroz sredinu cilindra. GM brojači su veoma osetljivi i mnogo se koriste zato što mogu da detektuju bilo koje zračenje koje izvrše jonizaciju u detektoru[121].

Detektori koji pored toga što broje čestice mogu i da odrede njihovu energiju nazivaju se spektrometri. Ovdje spadaju scintilacioni, poluprovodnički silicijumski i germanijumski detektori.

Scintilacija ili svetlucanje je pojava u nuklearnoj fizici i fizici elementarnih čestica da neki materijali (scintilatori), kada su ozračeni jonizujućim zračenjem stvaraju

fotone vidljive svetlosti. Scintilacije su bile prvi pokazatelj postojanja nevidljivog jonizujućeg zračenja, paralelno sa otkrićem rendgenskog zračenja (fluorescencija zaklona obasjanog rendgenskim zracima). Savremeni scintilacijski detektori, standardni su detektori za gama zrake. Važna karakteristika scintilatorskih detektora je proporcionalnost dobijene amplitude scintilacija i energije upadne čestice. To ih čini pogodnim za razlikovanje energije upadnog zračenja. U današnjim modernim scintilacijskim detektorima dobijeni svetlosni puls ne promatra se okom kao u prvim danima njihove primene[122].

Uređaji za merenje doza i jačine doza nazivaju se dozimetri. Služe za kontrolu individualnog ozračivanja (lični dozimetri) i za mjerenje doza u poljima zračenja.

Rad termoluminescentnih dozimetara bazira se na pojavi da neki kristali, kao što je litijum fluorid, izloženi jonizujućem zračenju, sačuvaju deo apsorbirane energije u svojoj kristalnoj strukturi koja se zatim pri odgovarajućim uslovima zagrevanja može osloboditi u vidu svetlosti (termoluminescencija) i detektovati. Intenzitet emisije svetlosti kod ovih materijala proporcionalan je energiji koju je kristal apsorbirao u toku ozračivanja.

Prednosti termoluminescentnih dozimetara su:

- visoka osetljivost,
- mogućnost merenja u širokom opsegu doza,
- neosetljivost na spoljašnje faktore,
- pre očitavanja mogu dugo čuvati informaciju o primljenoj dozi i
- posle očitavanja ponovo se mogu koristiti kao dozimetri.

Nedostaci termoluminescentnih dozimetara su:

- gubljenje informacija o primljenoj dozi posle očitavanja i
- komplikovan sistem očitavanja.

Čerenkovljevo zračenje, Čerenkovljev učinak ili Čerenkovljev efekt je emisija elektromagnetskoga zračenja koje nastaje kada brze električki nabijene čestice (elektroni, protoni, mezoni) prolaze kroz optičku sredinu (dielektrik ili izolator)

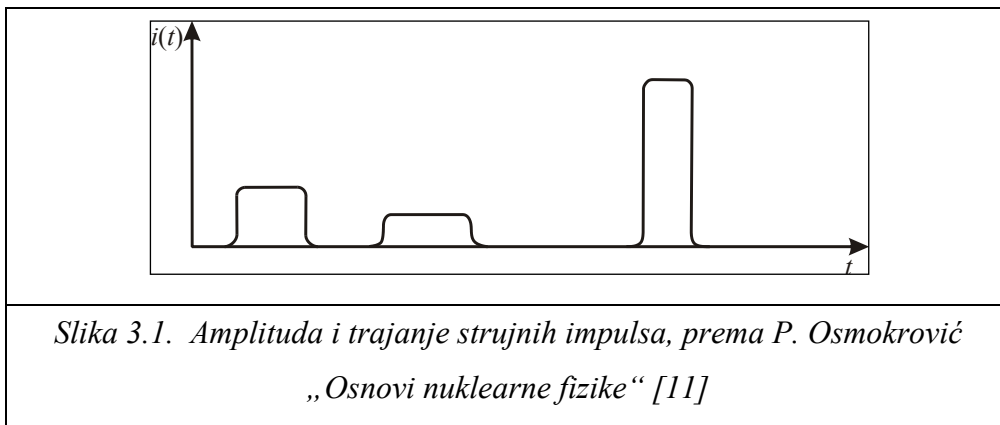
brzinom većom od brzine širenja svetlosti u istom mediju. Učinak je vidljiv golim okom: ako na primer elektroni iz betatrona ulaze u običnu vodu, tekućina kao da ljubičasto fluorescira. Primenjuje se u nuklearnoj fizici za detekciju brzih električki nabijenih čestica i za merenje njihovih brzina (Čerenkovljev brojač ili Čerenkovljev detektor). Za ovo otkriće Čerenkov je dobio Nobelovu nagradu za fiziku 1958.

Vilsonova komora je prvi uređaj kojim se mogla detektovati snop naelektrisanih čestica, posebno α -čestica i elektrona emitovanih iz radioaktivnih materijala. U osnovi je to posuda ispunjena smesom vazduha i vodene pare, u kojoj se brzim povećanjem njenog volumena pomoću pokretne membrane i klipa, zbog pada pritiska i temperature, postiže prezasićenost vazduha vodenom parom i tada dolazi do kondenzacije vodene pare duž snopa naelektrisanih čestica. Prolaskom kroz komoru, naelektrisana čestica jonizuje molekula vazduha, koje tako postaju središta kondenzacije. Na tom osnovnom načelu razvijena je maglena komora.

Jedan od najnovijih pronalazaka na polju detekcije čestica visokih energija je varnična komora. Sastoji se od više međusobno izolovanih ploča, između kojih je prostor ispunjen plemenitim gasom – neonom. Svaka druga ploča je na potencijalu zemlje, dok se na ostale priključuje kratak naponski impuls ($0.5\mu\text{s}$). Naponski impuls je takve jačine da je u stanju da proizvede varnicu kada kroz komoru prođe čestica visoke energije. Trag čestice je obeležen varnicama, koje se mogu fotografisati i na taj način trajno registrovati. Očitavanje filmova i obrada podataka izvodi se primenom računara.

Da bi se prezentovale karakteristike detektora (GM brojač, proporcionalni brojač, jonizaciona komora, poluprovodnički detektor) je pretpostavka da se proces odigrava trenutno tj. interakcija upadnog snopa naelektrisanih čestica i sloja apsorbera se vremenski može pretpostaviti da je jednala nuli. Zatim nastalo naelektrisanje proizvodi novo u detektoru. Ovo vreme koje treba novonastalom naelektrisanju zavisi koji tip detektora koristimo i zavisi od nosilaca naelektrisanih čestica (detektor) i srednjih razdaljina puta naelektrisane čestice.[123-125].

U detektoru se odigrava proces gde se naelektrisanje od snopa naelektrisanih čestica pretvara u strujne impulse koji se razlikuju po trajanju i amplitudama što zavisi od tipa i upadne energije naelektrisane čestice iz snopa kao i od vrste interakcije u materijalu, slika 3.1.

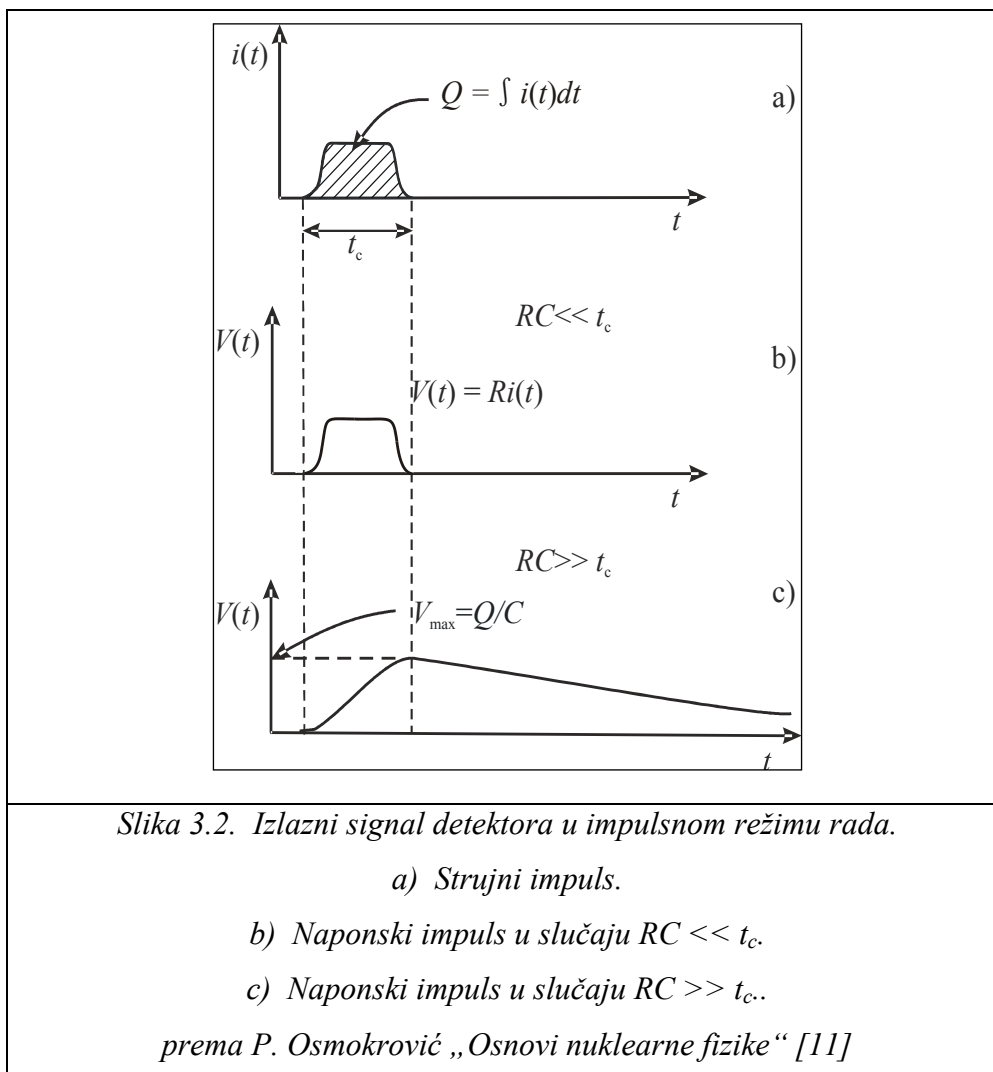


Postoje 3 režima detektora:

- strujni
- impulsni (pulsni)
- srednje-kvadratni

Strujni režim rada se koristi kod detektora koji mere zračenje visokog fluksa, dok srednje-kvadratni režim rada se koristi kod visoko energetskog zračenja i u reaktorskoj fizici. Pulsni režim se koristi u slučaju merenja amplitude registrovanog impulsa ili vremenu interakcije.

U impulsnom režimu rada skaler daje tačan broj impulsa na sekundu. Međutim, merač srednje brzine brojanja daje direktno, na skali mernog instrumenta, srednji broj impulsa u jedinici vremena. Merači učestalosti grade se kao linearni ili logaritamski. Linearni merači učestalosti imaju više područja, određenih konstantama RC (područja se biraju preklopnikom), a logaritamski na jednoj skali obuhvataju sva područja. RC kolo se koristi za prikaz detektora (sa mernim instrumentom) gde je R otpornost detektora na ulazu i C je ukupna kapacitivnost, slika 3.2.



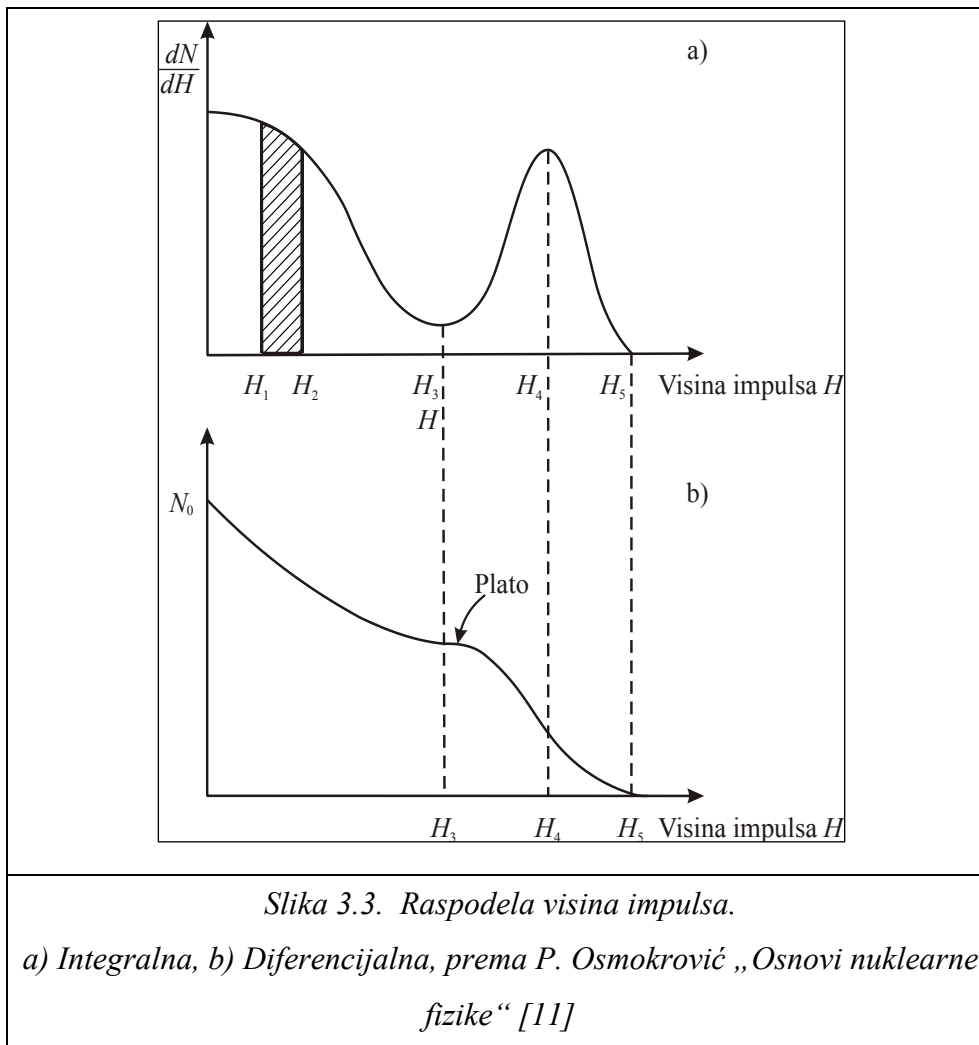
Maksimalan napon je posledica ukupnog naelektrisanja i predstavlja amplitudu impulsa:

$$U = \frac{Q}{C} \tag{3.1}$$

Naelektrisanje Q zavisi od energije deponovanja detektora a uspon samog impulsa zavisi samo od vrste detektora.

Za razliku od pulsno kod druga dva režima rada detektora dolazi do gubljenja vrednosti apmlituda strujnih impulsa tako da ne zavise od nje.

Zbog vrste zračenja dolazi do razlika u amplitudama impulsa pa se stoga formira spektar amplituda, slika 3.3.



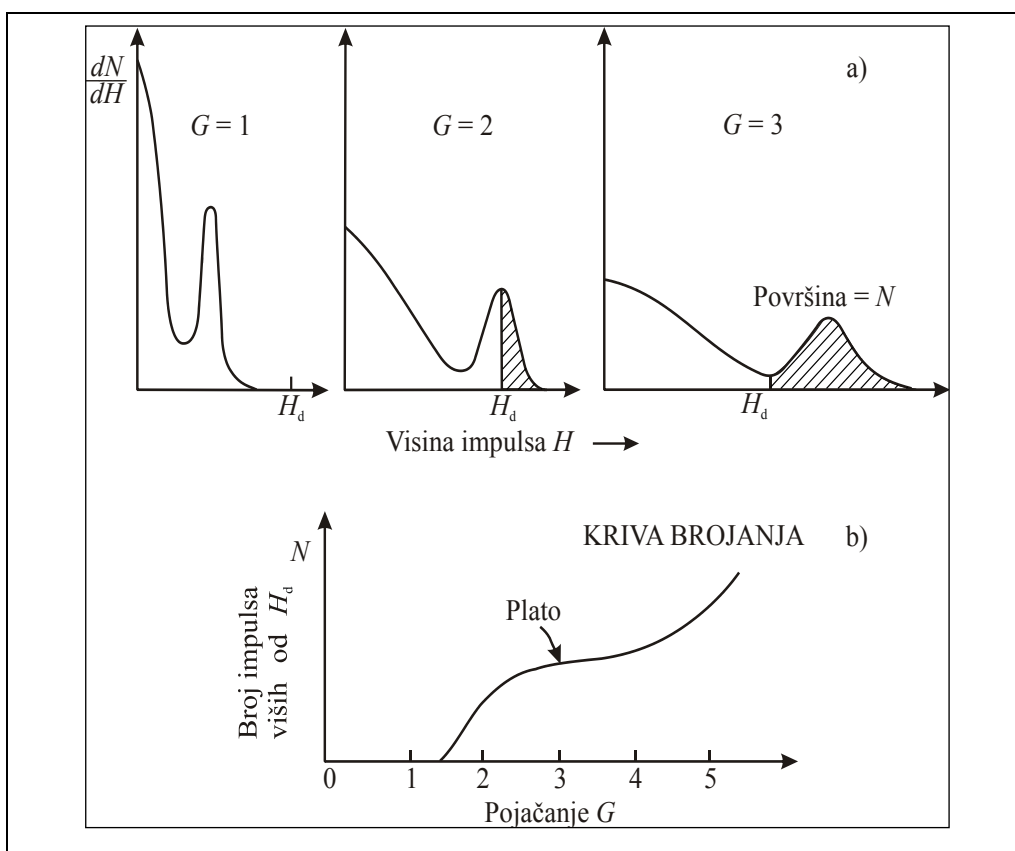
Da bi odredili broj impulsa koristi se integralna raspodela:

$$\int_{H_1}^{H_2} \frac{dN}{dH} dH \tag{3.2}$$

gde su H_1 i H_2 krajnje granice opsega između kojih se nalaze amplitude impulsa, dN broj impulsa u dH i H visina gde je za $H=0$ sledi N_0 (ukupni broj impulsa), slika 3.3a.

Diferencijalna raspodela impulsne visine H je još jedan način prikaza amplitudskog spektra impulsa u zavisnosti od broja impulsa, slika 3.3b. Sa slike se vidi da je plato oblast najmanjeg nagiba.

Kod pulsnog režima postoji minimalni nivo H da bi detektor registrovao impuls. Taj nivo se zove nivo diskriminacije H_d i njegovim menjanjem može se dobiti integralna raspodela impulsnih visina, slika 3.4.



Slika 3.4. Kriva brojanja.

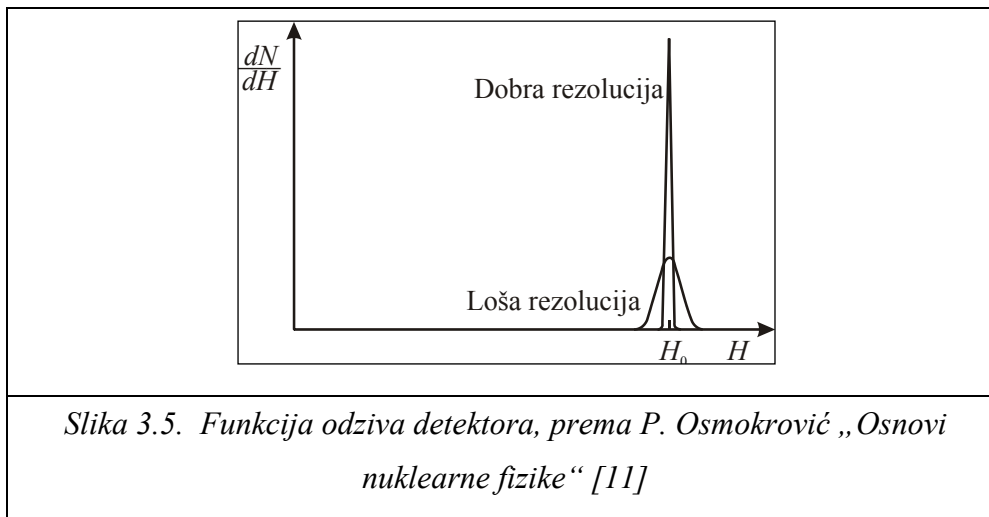
a) Zavisnost oblika diferencijalnog spektra od pojačanja G .

b) Kriva brojanja koja odgovara gornjim graficima, prema P. Osmokrović „Osnovi nuklearne fizike“ [11]

Na slici 3.4a prikazan je grafik zavisnosti diferencijalne distribucije od visine amplituda u slučaju pojačanja snopa zračenja jer time dolazi i do stvaranja impulsa sa većim amplitudama dok $N_0 = \text{const}$.

Kriva brojanja predstavlja zavisnost broja registrovanih impulsa od pojačanja kada je $H_d = \text{const.}$, slika 3.4b.

Funkcija odziva detektora predstavlja diferencijalnu raspodelu visina impulsa koji su registrovani pri monoenergetskom zračenju i velike promene impulsne visine dovode do šire funkcije odziva a ona dovodi do loše rezolucije, slika 3.5.

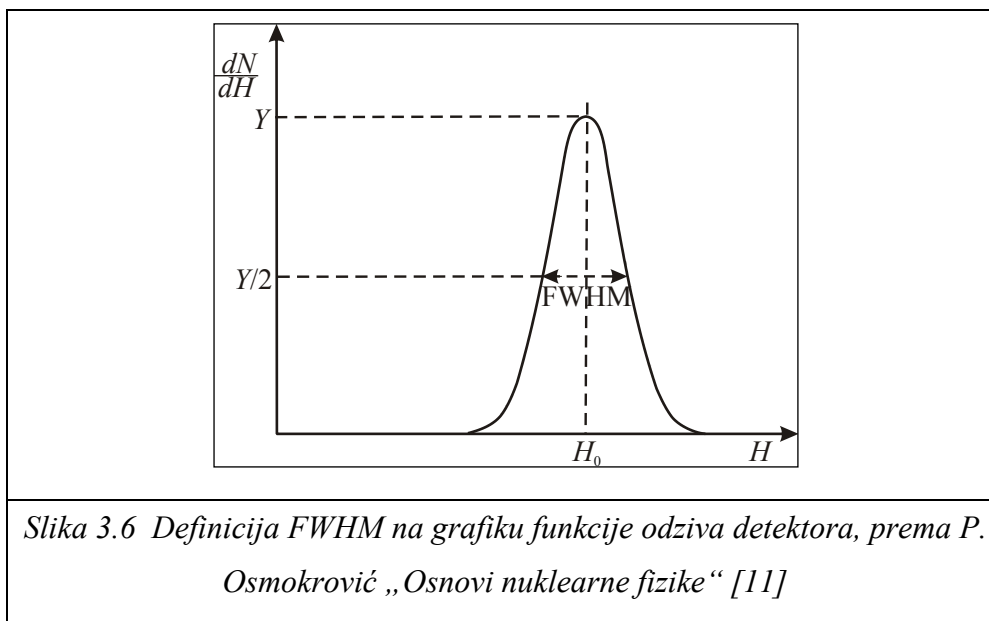


Sledi definicija energetske rezolucije detektora R:

$$R = \frac{FWHM}{H_0} [\%] \quad (3.3)$$

gde je FWHM – „The full width at half maximum” funkcija, H_0 visina impulsa gde je funkcija odziva centrirana.

Pretpostavlja se da nema fona (pozadinsko zračenje) i za oblik Gausove distribucije sledi $FWHM=2.35\sigma$ gde je σ standardna devijacija, slika 3.6. kada detektor ima bolju rezoluciju onda su veći izgledi da detektuje 2 naelektrisane čestice koje imaju približnu energiju.

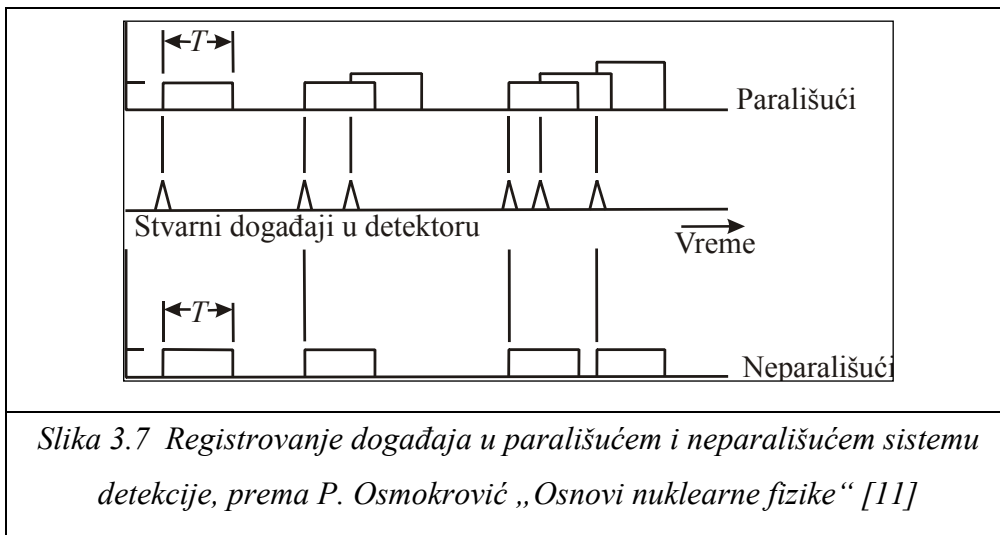


Sopstvena efikasnost detektora predstavlja odnos broja registrovanih impulsa i broja kvanta zračenja i koristi se kod zračenja koja nisu nosioci naelektrisanja (neutronske) gde retko dolazi do interakcije.

Vremenska rezolucija se izražava preko vremena koje je potrebno da detektor nakon registrovanja jedne čestice bude u mogućnosti da prihvati drugu česticu i tretira je kao nezavisan događaj. S tim u vezi je i mrtvo vreme detektora koje predstavlja vreme tokom kojeg detektor nije u stanju da registruje drugu česticu. Drugim rečima mrtvo vreme brojača je vreme za koje brojač nije u stanju da registruje novi impuls. Jedinica mere su sekunde. Lavina elektrona nastaje u blizini anode, jer je u toj oblasti električno polje najjače. Elektroni, zbog svoje male mase, brzo stižu do anode dok katjoni, zbog svoje značajno veće mase, sporije putuju ka katodi). Oblak pozitivnog naelektrisanja smanjuje jačinu električnog polja oko anode. Čestice koje prođu kroz brojač u tom vremenskom periodu ne mogu biti registrovane.

Većina navedenih detektora ne rade bez dodatnih uređaja zbog energije koja se emitovala i koja nije dovoljna da pokrene mehanizam detekcije naelektrisane čestice u detektoru. Kod nekih integralnih detektora (dozimetri) dolazi do nelinearnosti odgovora u funkciji od ukupnog broja registrovanih čestica a zatim i do konačne saturacije kada detektor prestaje da radi.

Postoji podela na parališuće i neparališuće detektore u odnosu na gubitke koji nastaju kod mrtvog vremena, slika 3.7.



Kod parališućih detektora prvo se desi događaj koji je stvaran pa onda sledi mrtvo vreme. Na slici 3.7 parališujući detektor bi registrovao 3 od 6 stvarnih događaja. Kod ove vrste detektora relacija koja povezuje registrovano od stvarnog srednjeg broja događaja u jedinici vremena se može izraziti:

$$m = ne^{-nt} \quad (3.4)$$

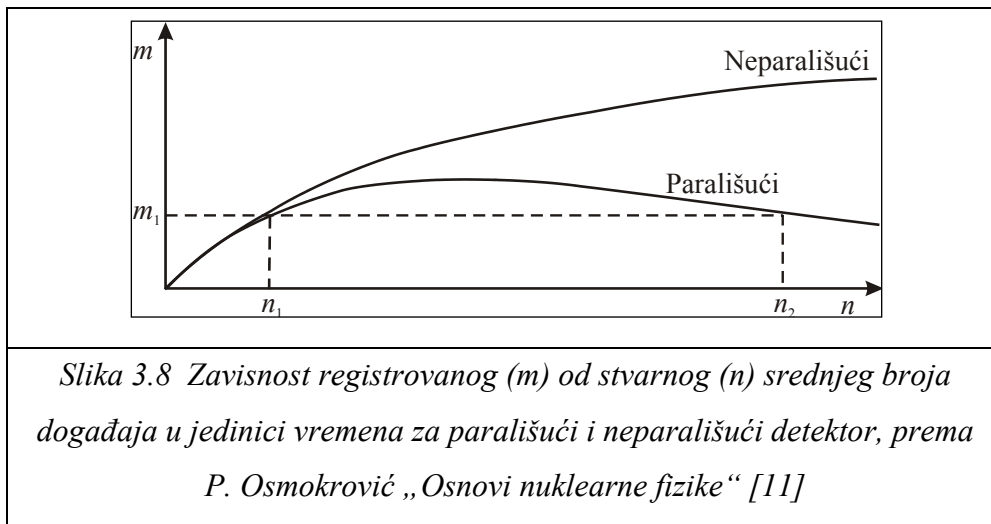
gde su n i m stvaran i registrovan srednji broj događaja u jedinici vremena respektivno i t je mrtvo vreme. Na slici 3.8 vidi se tačka maksimuma za m kojoj odgovaraju dve vrednosti n i tačna vrednost se dobija praćenjem vrednosti m kada n opada.

Kod neparališućeg detektora smatra se da se mrtvo vreme ne menja i javlja se nakon vremenskog perioda t od prethodnog registrovanog događaja. Svi događaji koji se dese tokom mrtvog vremena se ne registruju. Na slici 3.7 ova vrsta detektora bi registrovala 4 od 6 stvarnih događaja.

Za neparališuće detektore važi formula koja vrši ispravku dobijenih rezultata merenja:

$$n = \frac{m}{1 - mt} \quad (3.5)$$

gde su n i m stvaran i registrovan srednji broj događaja u jedinici vremena respektivno t je mrtvo vreme.



Kada su vrednosti n velike dolazi do razlike u gubicima dok pri malim vrednostima za n obe vrste detektora daju slične vrednosti gubitaka.

3.1 Poluprovodnički detektori

Kao i svi ostali tipovi detektora poluprovodnički detektori su prvo stekli široku primenu u nuklearnoj fizici da bi zatim počeli da se koriste i u fizici čestica. Prednost poluprovodničkih detektora je pre svega što se proizvodi sve veći broj nosilaca naelektrisanja nego kod gasnih detektora što imaju brz odgovor i što mogu biti izuzetno malih dimenzija. Princip rada poluprovodničkih detektora se zasniva na postojanju zonske strukture (valentna i provodna zona) elektronskih energetske nivoa. Energetski

procep između valentne i provodne zone nije velika i to omogućuje da i pri niskim temperaturama broj elektrona koji imaju dovoljno energije da pređu iz valentne u provodnu zonu bude veliki.

Poluprovodnički detektori bazirani su na kristalu poluprovodnika, najčešće silicijuma i germanijuma. Princip rada poluprovodničkih detektora u suštini je analogan radu gasnih detektora. Prolazak zračenja kroz poluprovodnički materijal dovodi do stvaranja parova elektron–pozitron (kod gasnih detektora to su parovi elektron–jon), koji se zatim usmeravaju pomoću električnog polja[126].

Prednost poluprovodničkih detektora je u tome što je energija potrebna za stvaranja para elektron–pozitron oko deset puta manja od energije potrebne za stvaranje para elektron–jon kod gasnih detektora. Količina proizvedene jonizacije na datoj energiji je za red veličine veća, što rezultuje većom energetsom rezolucijom. Šta više, zbog veće gustine, poluprovodnički detektori imaju i veću zaustavnu moć od gasnih.

Poluprovodnici postaju operativni na niskim temperaturama. Stoga, ovi detektori moraju imati i odgovarajući sistem za hlađenje. S obzirom da su poluprovodnici kristalni materijali, oni mogu pretrpeti i oštećenja od zračenja, što ograničava njihovu dugotrajnu upotrebu.

Energija izgubljena u jonizacionim procesima u poluprovodničkim detektorima pretvara se u par elektron–šupljina. Prosečna energija za stvaranja para na određenoj temperaturi nezavisna je od vrste zračenja i energije, i zavisi samo od vrste materijala. Za istu energiju zračenja, broj stvorenih nosioca naelektrisanja u poluprovodniku je skoro za red veličine veći nego kod gasnih detektora. Ako se ovaj broj uporedi sa brojem fotoelektrona stvorenih u scintilatoru, razlika je dva reda veličine.

Kretanje elektrona i šupljina u poluprovodniku je determinisano superpozicijom brzine drifta i termičke brzine i brzine elektrona i šupljina su slične. Još jedna karakteristika poluprovodničkih detektora je da imaju najveću brzinu odziva u odnosu na ostale tipove detektora.

Poluprovodnici se mogu podeliti na dve osnovne grupe: sopstvene i primesne poluprovodnike. Sopstveni poluprovodnici su potpuno čisti materijali, dok se kod primesnih poluprovodnika u kristalnu rešetku ubacuju atomi drugog elementa (primese) i na taj način znatno povećava koncentracija slobodnih nosilaca naelektrisanja. Naime,

vrši se "dopiranje" čistog poluprovodnika, pa se zato ovi poluprovodnici zovu i dopirani poluprovodnici. Silicijum ima 4 valentna elektrona u najvišem energetskom opsegu. Ako se silicijumu doda mala količina primesa od materijala koji ima pet valentnih elektrona (fosfor, arsen ili drugi elementi 5. grupe), pojaviće se višak slobodnih elektrona koji znatno povećava provodnost silicijuma. Takve primese se nazivaju donorske primese jer daju elektrone, a tako dopirani silicijum se naziva n-tip silicijuma jer ima više slobodnih nosilaca negativnog naelektrisanja (elektrona) nego šupljina

Koncentracije elektrona i šupljina su iste kod čistog poluprovodnika gde su svi elektroni iz provodne zone i šupljine iz valentne formirani termičkom pobudom bez zračenja i ta koncentracija je određena veličinom energetskog procepa i temperature materijala.

Poluprovodnici n-tipa sadrže donorske primese i zasnivaju se na negativnim nosiocima naelektrisanja. Poluprovodnik kome se dodaju petovalentne primese naziva se poluprovodnik n-tipa. Četiri valentna elektrona učestvuju u kovalentnim vezama sa susjednim atomima silicijuma dok peti elektron postaje slobodan i može da se kreće. Zato što daju elektrone ovi poluprovodnici se zovu donori. Diskretan energetski nivo od elektrona se stvara od donora u zabranjenoj zoni. Na uobičajenim temperaturama, svi elektroni prividno su pobuđeni u provodni pojas. Budući da pobuđivanje takvih slobodnih elektrona ne rezultira formiranjem šupljina, broj elektrona u takvom materijalu daleko premašuje broj šupljina. U ovom slučaju elektroni su većinski nosioci, a šupljine su manjinski nosioci. Zbog toga što peterovalentni atomi imaju dodatne elektrone za doniranje, oni se nazivaju atomima donorima (donorski atomi). Ni jedan pokretni elektron unutar poluprovodnika nikad nije daleko od nepokretnog pozitivno dopiranog jona, i n-dopirani materijal uglavnom ima neto vrednost električnog naboja jednaku nuli.

Ukupnu koncentraciju slobodnih elektrona kod n-tipa možemo izraziti na sledeći način:

$$n = N_D + n_0 \approx N_D \quad (3.6)$$

gde je N_D koncentracija donorskih primesa dok je n_0 sopstvena koncentracija elektrona u provodnoj zoni i važi $N_D \gg n_0$.

Kod dopiranog poluprovodnika dolazi se do sledećeg izraza za koncentraciju elektrona i šupljina:

$$np = n_0 p_0 \quad (3.7)$$

jer je koncentracija svih naelektrisanja u čistom poluprovodniku uvek manja nego u dopiranom i zavisi od kretanja većinskih nosilaca naelektrisanja.

P-tip poluprovodnika nastaje kada se četvorovalentnim elementima (Si) dodaju trovalentne primese (B, Ge, Al, In). Trovalentnoj primesi nedostaje jedan elektron da dopuni valentnu vezu. Ona se kompletira na taj način što je dopuni valentni elektron iz susedne veze, ili, drugim rečima, da bi se obrazovala i četvrta valentna veza, privlači se jedan elektron iz neke obližnje veze. Tako se stvara šupljina na mestu odakle je valentni elektron privučen. Kako trovalentne primese kompletiraju valentne veze primajući elektrone iz valentne zone, zovu se akceptorske primese, ili kratko akseptori, a njihova koncentracija obeležava se sa N_A . Akceptorski atom postaje negativan jon čvrsto vezan za kristalnu rešetku. Energije jonizacije akceptorskih primesa su vrlo male i leže u istom intervalu energija kao i za donorske primese, tako da je broj šupljina po na sobnoj tempertauri veoma blizak broju akceptorskih primesa. U poluprovodniku p-tipa šupljine su većinski, a elektroni manjinski nosioci naelektrisanja. Akceptorske primese uvode u dijagram energetskih nivoa dodatni akceptorski nivo E_A , koji leži unutar zabranjene zone i to u blizini vrha valentne zone. Dakle, prisustva stranih akceptorskih i donorskih primesa u poluprovodniku dovode do stvaranja primesnih nivoa u zabranjenoj zoni.

Ukupnu koncentraciju šupljina kod p-tipa možemo izraziti pomoću sledeće formule:

$$p = N_A + p_i \approx N_A \quad (3.8)$$

gde je N_A koncentracija akceptorskih primesa dok je p_0 sopstvena koncentracija šupljina u valentnoj zoni i važi $N_A \gg p_0$.

Fermijev energetski nivo je nivo na kome je verovatnoća nalaženja elektrona jednaka 0.5 ili se definiše kao najviši nivo na kome elektroni mogu da se nađu na temperaturi od 0°K. Kod sopstvenih poluprovodnika Fermijev nivo se nalazi na sredini,

kod poluprovodnika p-tipa u donjem delu, a kod poluprovodnika n-tipa u gornjem delu zabranjene zone. Položaj Fermijevo nivoa kod primesnih poluprovodnika zavisi od koncentracije primesnih elektrona i temperature. U stanju termodinamičke ravnoteže u primesnom poluprovodniku Fermijev nivo ima konstantnu vrednost.

Prilikom dejstva jonizujućeg zračenja na poluprovodnički material dolazi do formiranja parova electron-šupljina na dva načina: direktno i indirektno. Kod indirektnog procesa upadni kvant zračenja dovodi do formiranja visokoenergetskih sekundarnih elektrona a zatim oni prelaze u nove parove electron-šupljina odavanjem energije. Energija jonizacije predstavlja srednju energiju koja je potrebna da bi se formirao par elektron-šupljina i ne zavisi od karakteristika upadnog snopa zračenja već samo od intenziteta. Poluprovodnički detektori imaju malu energiju jonizacije i poseduju dobru energetska rezoluciju.

Različitim tehnološkim postupcima može se u jednom komadu poluprovodnika proizvesti jedna do druge dve različite oblasti, jedna p a druga n tipa. Površina dodira naziva se p-n spoj koji može biti polarizovan direktno i inverzno. Kod direktne polarizacije p-n spoja pozitivan pol spoljašnjeg izvora je priključen na p oblast dok je negativan pol na n oblast i tada p-n spoj provodi. Prag provođenja p-n spoja je vrednost napona pri kome struja ne prelazi 1% svoje nominalne vrednosti. Kod silicijumskih dioda je to 0,7 V, a kod germanijumskih 0,4V. Kod inverzne polarizacije p-n spoja pozitivan pol spoljašnjeg izvora je priključen na n, a negativan pol na p oblast. Tada kroz p-n spoj teče inverzna struja koja je jako mala ali je porast struje brzo ograničen inverznom strujom zasićenja.

Pretvaranje p-tipa u n-tip se vrši tako što koncentracija donorskih primesa postane veća od koncentracije akceptorskih primesa tj. $N_D \gg N_A$. Sledi:

- n-strana:

$$n_n \approx N_D \quad (3.9)$$

$$p_n = \frac{n_0 p_0}{n_n} = \frac{n_0^2}{N_D} \quad (3.10)$$

- p-strana:

$$p_p \approx N_A \quad (3.11)$$

$$n_p = \frac{n_0 p_0}{p_p} = \frac{n_0^2}{N_A} \quad (3.12)$$

Kako je $N_D \gg N_A \gg n_0$ sledi $n_n \gg p_p$ tj. koncentracija elektrona je mnogo manja na p-strani nego na n-strani. Zbog te razlike koncentracija dolazi do difuzionog kretanja elektrona iz jednog tipa poluprovodnika u drugi (od n do p) i tu se rekombinuju sa šupljinama. Kod šupljina je $p_p \gg p_n$ gde difuzijom prelaze na n-stranu gde se rekombinuju sa elektronima ostavljajući nepokretne negativne jone akceptora na p-strani spoja.

Nekompenzovani negativno naelektrisani joni akceptora i nekompenzovani pozitivno naelektrisani joni donora čine prostorno naelektrisanje ili prostorni tovar, pa se oblast u kojoj se oni nalaze naziva oblast prostornog tovara – OPT (ili prelazna ili osiromašena oblast – nema slobodnih nosilaca; ili zaprečni sloj).

Na granici spoja narušena je električna neutralnost, pa u p području postoji negativno, a u n području pozitivno prostorno naelektrisanje. (Širina OPT iznosi oko $1\mu\text{m}$) Kao rezultat delovanja dva po znaku suprotna naelektrisanja, na spoju će se javiti električno polje usmereno od sloja sa pozitivnim ka sloju sa negativnim prostornim naelektrisanjem. Električno polje postoji samo u OPT. Električno polje u OPT stvara potencijalnu barijeru (kontaktnu razliku potencijala) između p i n područja, koja nastoji da vrati elektrone u n i šupljine u p područje. Dejstvo električnog polja je suprotno od difuzionog kretanja slobodnih nosilaca naelektrisanja (sprečava difuziju glavnih nosilaca nakon uspostavljanja ravnotežnog stanja). U ravnoteži se difuziono kretanje (struja većinskih nosilaca) i kretanje pod uticajem električnog polja (manjinska struja) izjednačuju, tako da nema struje kroz poluprovodnik. Sama po sebi, difuzija bi se nastavila dok se koncentracije elektrona i šupljina ne izjednače. Međutim, formirani prostorni tovar svojim električnim poljem teži da zaustavi proces difuzije koja ga je stvorila. Tako se dolazi u ravnotežu gde je veličina OPT konstantna. To je dinamička ravnoteža: neke valentne veze se raskidaju, nove se uspostavljaju, a statistička srednja vrednost zapreminske gustine nekompenzovanog donorskog i akceptorskog opterećenja ostaje konstantna. Potencijalna razlika nastala na mestu nehomogenosti materijala ili na kontaktu dva različita materijala zove se kontaktna razlika potencijala[126].

Ako p-n spoj smestimo u električno polje, slobodni nosioci naelektrisanja će se moći, pod dejstvom spoljašnjeg polja, kretati, odnosno prelaziti dodirnu površinu. To znači da će spoljašnje polje uticati na polje stvoreno kontaktom p-n, tako ga pojačati i na taj način stvoriti veću barijeru ili ga smanjiti i stvoriti manju barijeru. Drugim

rečima, spoljašnje polje kontroliše prelaz nosilaca naelektrisanja s jedne na drugu stranu dodirne površine. Ispravljačko djelovanje p-n spoja sastoji se u tome što će struja uz isti napon kod promene polariteta (smera polja) biti različita.

Širina spoja u slučaju kada je koncentracija primesa veća na jednoj strani se može iskazati izrazom:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r V}{eN}} \quad (3.13)$$

gde je V napon inverzne polarizacije, N koncentracija primesa na slabije dopiranoj strani spoja, ε_r relativna dielektrična permitivnost poluprovodnika, ε_0 dielektrična konstanta u vakuumu (8.85×10^{-12} F/m) i e je elementarno naelektrisanje (1.6×10^{-19} C).

Prethodni izraz važi u slučaju kada su prostorne raspodele nepokretnog pozitivnog i negativnog naelektrisanja ujednačene u osiromašenoj oblasti i jačina električnog polja u oblasti osiromašenja je najveća na samom prelazu između n i p materijala.

Prema načinu formiranja p-n prelaza svi poluprovodnički detektori se dele na detektore sa površinskom barijerom, detektore sa p-i-n prelazom i difuzione detektore (pretežno Si).

Kod detektora sa površinskom barijerom se p-n prelaz dobija na površini silicijumskog n-poluprovodnika. Na dobro očišćenu i uglačanu stranu n-tipa nanosi se sloj nikla i on služi kao kontakt. U vazduhu druga strana oksidiše i time se dobija p-sloj i na njega se nanosi sloj zlata koja služi kao zaštita i kao električni kontakt. Debljina osetljivog sloja za detekciju nuklearnog zračenja iznosi oko 10 μ m i zbog ovakvog tankog aktivnog sloja detektori sa površinskom barijerom se koristi samo za detekciju teških čestica.

Kod difuzionih detektora formiranje p-n prelaza se ostvaruje difuzijom donora (donorske primese) u poluprovodnik p-tipa (akceptorske primese) i to na sledeći način: na površinu p-tipa poluprovodnika nanese se P₂O₅ i zagreje na 1000°C, zatim fosfor difunduje u silicijum p-tipa i obrazuje sloj n-tipa i na kraju dolazi do formiranja p-n prelaza na granici ova dva tipa poluprovodnika i u njemu se može vršiti detekcija nuklearnog zračenja.

Kod detektora sa p-i-n prelazom osim p-spoja i n-spoja postoji i i-sloj koji se nalazi između p i n. Karakteristika i-sloja je ravnoteža oba tipa naelektrisanja (donorskih i akceptorskih primesa) i širina ovog sloja ulazi u aktivni deo poluprovodnika za detekciju nuklearnog zračenja. Pri detekciji beta zračenja ovaj sloj je debeo 1mm. Kod gama zračenja aktivna zapremina detektora može biti i 170cm^3 . Dobra osobina ovih detektora je velika moć razlaganja ali zaostaju što se tiče efikasnosti u odnosu na scintilacione detektore.

Kada se primeni visoki naponi ($\sim 2000\text{V}$) on stvara između p- i n-poluprovodnika široko područje osiromašenja naboja. U tom području su prisutni samo manjinski nosioci naboja kojih je vrlo malo (šupljine u n-tipu i elektroni u p-tipu). Ako zračenje prođe kroz područje osiromašenja naboja ono stvara parove elektron-šupljina. Ti se parovi pod uticajem snažnog električnog polja razdvajaju. Elektroni se odvođe u n-tip poluprovodnika, a šupljine u p-tip. Dolazi do naglog porasta struje tj. do električnog impulsa. Dakle, princip rada poluprovodničkog detektora je analogan radu jonizacione komore. Osetljivi volumen detektora samo je područje osiromašenja naboja, a ne cela dioda. Zbog toga se teži da to područje bude što veće. Najpopularniji poluprovodnički detektori su germanijumski (Ge) i silicijumski (Si) detektori.

Prednost poluprovodničkih detektora je to što je srednja energija potrebna da kreira par elektron-šupljina oko deset puta manja nego za stvaranje jonizacionog para unutar gasa i zbog veće gustine samog materijala imaju veću zaustavnu moć dok je nedostatak mala radijaciona otpornost koja oštećuje strukturu kristalne rešetke.

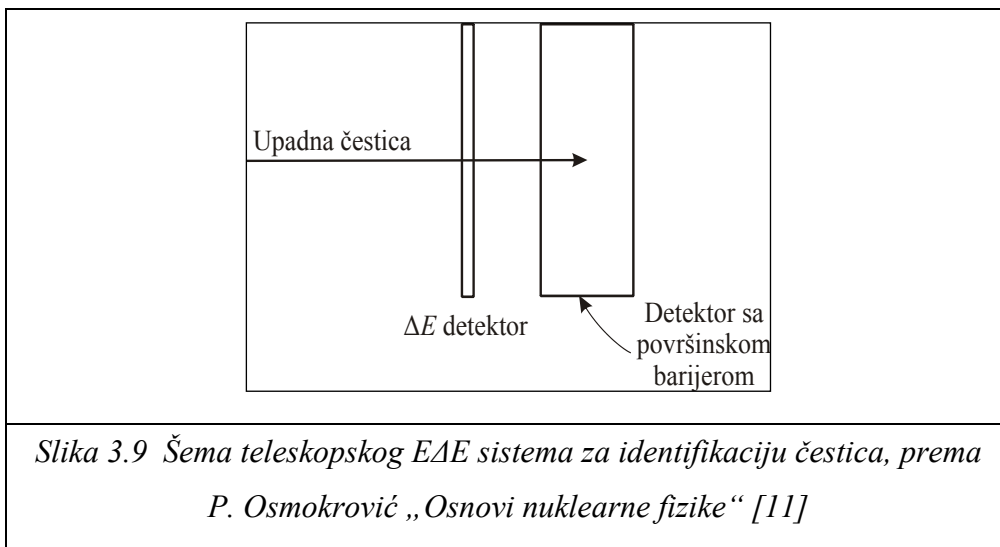
Pri ispitivanju radioaktivne kontaminacije čvrstih, tečnih ili gasovitih uzoraka, često je potrebno odrediti koji je izotop emiter konstantovane vrste zračenja. Ispitivanja ove vrste vrše se spektrometarski pri čemu je primena poluprovodničkih detektora superiornija nad primenom gasnih i scintilacionih detektora. Međutim mogućnosti poluprovodničkih detektora nisu optimalno iskorišćene kako zbog same prirode interakcije zračenja sa materijalom tako i zbog nedovoljne prilagođenosti poluprovodničkih detektora za dozimetrijska merenja.

Poluprovodnički detektori su se pokazali dobrim kod primene u spektrometriji teških jona, fisionih fragmenata i alfa čestica. Razlog tome je što je domet upadnih čestica manji od širine oblasti osiromašenja.

Transmisioni detektori (ΔE) predstavljaju totalno osiromašene detektore čije naelektrisane čestice poseduju dovoljno energije da napuste provodnik i pomoću njih se ne određuje ukupna energija već specifični gubitak energije:

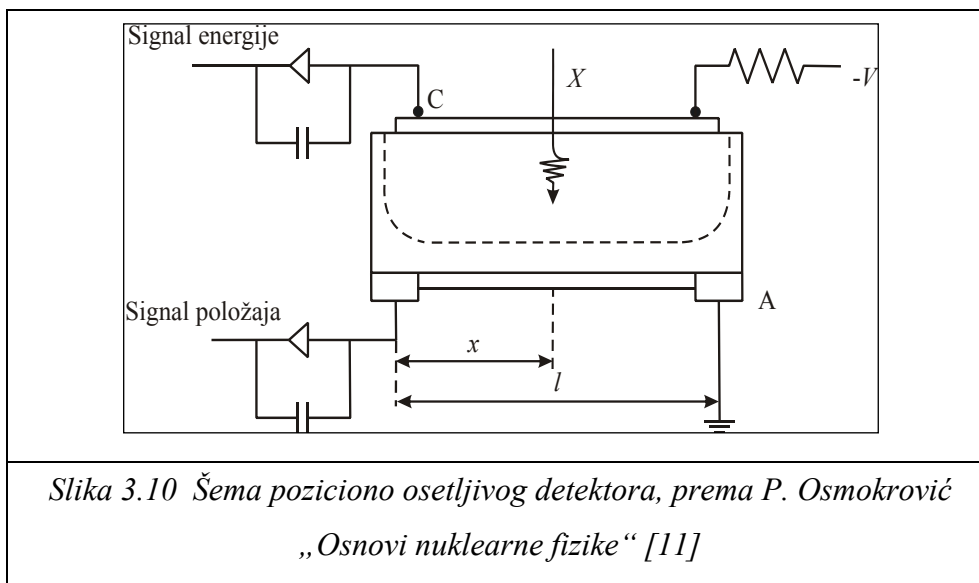
$$\frac{dE}{dx} = C_1 \frac{mZ^2}{E} \ln C_2 \frac{E}{m} \quad (3.14)$$

gde je m masa naelektrisane čestice, C_1 i C_2 su konstante i Z je broj elementarnih naelektrisanja čestice, slika 3.9.

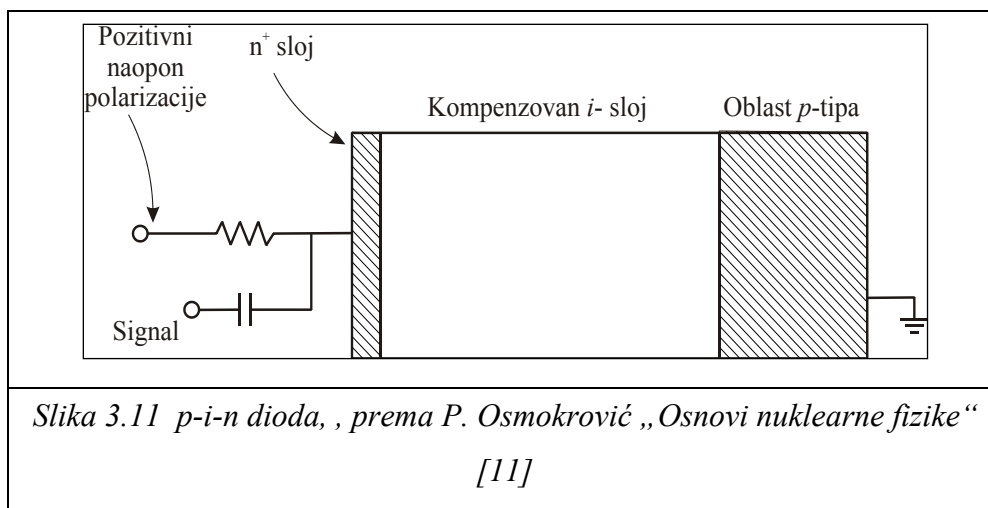


Osetljivost na položaj interakcije u kristalu predstavlja osobinu poluprovodničkih detektora da je osetljiv na poziciju upadnog snopa zračenja naelektrisanih čestica i potpuna amplituda upadne naelektrisane čestice se dobija na prednjem kontaktu C, slika 3.10. Amplituda impulsa na kontaktu B u zavisnosti od x se može dobiti pomoću izraza:

$$V_B = V_C \left(1 - \frac{x}{l}\right) \quad (3.15)$$



Kompenzovanjem akceptorskih centara u p-tipu poluprovodnika može se dobiti veća širina osetljivog sloja tj. oblast osiromašenja čime je povećana sa 1-2 mm na 5-10mm i on služi kao aktivna zapremina detektora. Kada se kod poluprovodnika p-tipa sa pomenutim slojem (i-sloj) doda poluprovodnički n^+ -kontakt dobija se p-i-n dioda, slika 3.11.



P-i-n dioda je vrsta dioda koja sadrži poluprovodnik sa vrlo širokim opsegom i-sloja i ova neutralna regija u središtu poluprovodnika će smanjiti brzinu na napon koji se kreće kroz sistem. P-i-n dioda se koristi iz tri osnovna razloga: kao prekidač radio

frekvencija (RF), kao deo fotonaponske ćelije i kao šant za moć preopterećenja. Moć ulaza u diodu prenosi se do pozitivne regije normalno i ovo područje se ponaša kao brana za energije koje se kreću kroz sistem. Kada dođe do tačke zasićenja počinje prebacivati moć u negativnu zonu.

Silicijum je ekonomski najbolja opcija za materijal detektora, međutim njegov maksimum osetljivosti je u vidljivom i bliskom delu spektra, gde je i inače Sunčevo zračenje za nekoliko redova veličine jače od UV zračenja. Solar blind detektori su od interesa za gorionike u industrijskim postrojenjima, ali i za zaštitu od štetnog zračenja.

U regijama gde je zastupljena proizvodnja para elektron-pozitron i fotoelektrični efekat dolazi do pojave razlike između silicijumskog i germanijumskog detektora gde ovaj drugi bolje detektuje gama zračenje zbog atomskog broja ($Z_{Si}=14$, $Z_{Ge}=32$). Zbog ove činjenice presek za fotoefekat je oko 60 puta veći kod germanijuma nego kod silicijuma. Međutim, da bi bio operativan, kristal germanijuma mora biti ohlađen do temperature tečnog azota. Takođe, germanijumski detektori se ne mogu praviti u velikim gabaritima poput scintilacionih stoga je za bolju detekciju gama zračenja scintilacioni detektori su bolji ali imaju manju energetska rezoluciju.

Napredak u tehnologiji proizvodnje poluprovodnika doveo je do mogućnosti stvaranja skoro čistih kristala germanijuma, sa koncentracijama jednog atoma primese na 10^{10} atoma germanijuma u cm^3 . Pogodnost detektora sa germanijumom ovako velike čistoće je u tome što se ne moraju čitavo vreme održavati na niskim temperaturama. Besprimesni germanijumski detektori (HPGe – High Purity Germanium) detektori su konstruisani i rade na isti način kao Ge(Li) detektori. Imaju p-i-n strukturu sa inverzno polarisanim p-n spojem, što rezultira stvaranjem jakog električnog polja unutar besprimesnog sloja. Kada foton dospe u besprimesni sloj dolazi do interakcije sa elektronima i kreira se veliki broj parova elektron-šupljina. Količina stvorenih parova proporcionalna je energiji upadnih fotona.

HPGe detektori mogu se razlikovati po svom obliku, geometriji i osnovnim karakteristikama. U zavisnosti od toga, svaki detektor je pogodan za merenja u određenom energetska opsegu.

- Koaksijalni detektori – imaju najširi energetska opseg. Mogu da detektuju gama zrake od ispod 5 keV pa do nekoliko MeV. Imaju oblik kružnog cilindra. Jedna od njihovih specifičnih prednosti je što mogu da procesiraju fotone od jednog do drugog kraja cilindra i preko cele bočne strane, što rezultuje velikom korisnom površinom i velikom verovatnoćom za interakciju.
- Polu-planarni detektori – koriste se u opsegu od ispod 5 keV do nekoliko stotina keV. Imaju mnogo veću energetska rezoluciju od koaksijalnih do gornje granice energetskog opsega, iznad ove vrednosti rezolucija opada i pikovi gube simetriju. Oblik im je cilindričan, pri čemu imaju širinu veću od dužine i detektuju fotone samo jednom površinom. Na energetska rezoluciju utiče i veličina detektora pa potreba za određenom rezolucijom utiče na dimenzije kristala.
- Detektori X-zraka – dizajnirani su za energije od 500 eV do preko 60 keV. Malih su dimenzija, ali imaju najbolju energetska rezoluciju od svih detektora u čvrstom stanju. Kod ovih detektora sastav materijala ulaznog prozora određuje donju granicu energije koja se može posmatrati.

4. DEJSTVO RADIOAKTIVNOG ZRAČENJA NA POLUPROVODNIKE

Radioaktivno zračenje predstavlja značajnu brigu za elektronske uređaje koji zahtevaju visok nivo pouzdanosti. Ovi uređaji i njihove elektronske aplikacije se mogu koristiti u svakodnevnom životu, kao što su automobili, serveri ili na lokacijama kojima nije lako pristupiti (svemir). Zapravo, nuklearna postrojenja, medicinska elektronika, svemirska nauka imaju zajednički skup krutih zahteva u pogledu pouzdanosti i jačine zračenja. Zavisno od okruženja, moraju se uzeti u obzir različiti izvori. Posebno je izražena upotreba poluprovodnika u oblasti telekomunikacija. Novo doba je dovelo do smanjivanja elektronskih komponenti ali i do smetnji u radu izazvane X-zračenjem ili gama zračenjem[128].

Dejstvo zračenja na elektronske komponente i poremećaj istih se naziva Single event upset (SEU) i predstavlja promenu stanja izazvanu niskoenergetskim jonima, elektromagnetnim ili nuklearnim zračenjem ili bilo kojom drugom smetnjom koja može doći do osetljivog dela u mikro-elektronskom uređaju, na primer u mikroprocesoru, poluvodičkoj memoriji ili tranzistorima napajanja. Greška u izlazu ili radu uređaja nastala kao rezultat udara (zračenja) naziva se SEU ili Soft error. SEU se ne smatra trajnim oštećenjem kod tranzistora, sklopova ili uređaja.

Zemaljski SEU nastaju zbog kosmičkih čestica koje se sudaraju sa atomima u atmosferi, stvarajući kaskade ili kiše neutrona i protona, koji zauzvrat mogu interagovati sa elektronskim komponentama. U svemiru postoje visokoenergetske jonizujuće čestice kao deo prirodnih procesa, nazvane galaktičkim kosmičkim zracima. Postojanje solarnih čestica i visokoenergetskih protona koji su zarobljeni u Zemljinoj magnetosferi pogoršavaju ovaj problem.

SEU (Single-event upset) se prema opštim efektima koje prouzrokuje može podeliti na sledeće pojedinačne efekte:

- SEL (Single-event latch-up) predstavlja nenormalno stanje visokog toka u uređaju uzrokovano prolaskom jedne energetske čestice kroz osetljiva područja strukture elektronskog uređaja i rezultira gubitkom funkcionalnosti uređaja. SEL može

uzrokovati trajno oštećenje uređaja. Ako uređaj nije trajno oštećen, za vraćanje normalnog rada potrebno je ciklično napajanje uređaja (isključeno i ponovo uključeno). Primer SEL-a u CMOS uređaju se dešava kada prolazak jedne čestice indukuje stvaranje parazitskog bipolarnog (p-n-p-n) kratkog napona na uzemljenje.

- SEGR (Single Event Gate Rupture) predstavlja događaj u kojem jedan udar energetskih čestica rezultira slomom i daljnjim provodnim putem kroz oksid MOSFET-a. tj. manifestuje se povećanjem struje curenja „kapije“ (gate) i može rezultirati ili degradacijom ili potpunim kvarom uređaja.

- SEB (single-event burnout) predstavlja događaj u kojem jedan udar energetskih čestica indukuje lokalizovano stanje visokog napona u uređaju koji rezultira pregorevanjem.

Kosmički zraci su obično protoni velike brzine i kada se sudaraju sa molekulom vazduha, mogu se dogoditi mnoge nuklearne interakcije, uključujući stvaranje brzih neutrona. Ovi brzi neutroni su jedan od dva glavna izvora SEU u poluprovodničkim uređajima. Kako je atmosfera sve gušće kada se približava površini zemlje, postoji više molekula vazduha koji mogu da se sudare sa neutronima velikih brzina. Pored toga, svaki sudar rezultira neutronima manje energije[130,131].

Suprotno tome, na većim visinama ima više brzina neutrona, jer je manja verovatnoća da se pogodi molekul vazduha. Zbog toga se protok neutrona, odnosno broj neutrona po površini, povećava sa visinom.

Kako beton samo smanjuje protok neutrona za 30%, u većini situacija nije moguće zaštititi elektronski sistem od neutrona. Stoga se fokusira na razumevanje vremenskih kvarova (brzi FIT) od neutrona za velike brzine i kako će to uticati na vreme rada sistema. Jedan FIT je jedan neuspeh za milijardu sati rada (1×10^9).

Alfa čestice su jezgra helija koja se emituju kao rezultat radioaktivnog raspada. U poluprovodničkim uređajima glavni izvor alfa čestica je od materijala za pakovanje. Alfa čestice su naelektrisane čestice, tako da mogu izazvati trag jonizacije u poluprovodniku. Jonizacioni trag je staza kroz poluprovodnički materijal u kome je jon stvorio slobodne elektrone i šupljine. Zbog niske energije alfa čestica, u obzir dolaze samo materijali za pakovanje koji su u vrlo neposrednoj blizini silicijuma.

Svi poluprovodnički uređaji su podložni SEU i dugi niz godina samo uređaji koji su se kretali na većim visinama imali su ublažavanje SEU kao jedan od njihovih dizajnerskih zahteva. Zahtevi za ublažavanjem SEU i dalje rastu, poput računarskih aplikacija i skladištenja podataka visoke pouzdanosti uz pomoć data centers i cloud computing. Ipak, većina dizajna nije dostigla tačku u kojoj je potrebno ublažavanje SEU.

Po definiciji, SEU ne uništavaju uključene sklopove, ali mogu prouzrokovati greške. U svemirskim mikroprocesorima, jedan od najugroženijih delova često je memorija (keš memorija), jer one moraju biti vrlo male i imati velike brzine, što znači da ne troše mnogo napona. Još jedna tačka ranjivosti je state machine u mikroprocesorskoj kontroli, zbog rizika od ulaska u „mrtvo“ stanje (bez izlaza), međutim, ti sklopovi moraju da pokreću čitav procesor i nisu tako ranjivi kao što izgleda. Druga ranjiva komponenta procesora je RAM memorija. Da bi se osigurala otpornost na SEU-ove, često se koristi memorija za ispravljanje grešaka, zajedno sa krugom da se periodično čita (što dovodi do ispravke) ili pročišćava (ako čitanje ne dovodi do ispravke) memorije grešaka, pre nego što greške nadvladaju kola za ispravljanje grešaka.

Meke greške (soft errors) predstavljaju greške koje ne dovode do prekida rada uređaja već do očitavanja nekog neispravnog podatka i testovi na pojavu SEU moraju dati tačna predviđanja na ovakve greške. Testovi na SEU se obično sprovode u akceleratorima gde se ne može detektovati neki drugi izvori zračenja tj. šumovi ili fon.

Ako dođe do pojave mekih grešaka obično se one otklanjaju resetovanjem sistema tj. isključivanjem/uključivanjem. Najčešće nastaju kod memorija koje su veoma bitne ali mogu nastati i na magistrali kada procesni signal interferira sa jačim signalom šuma. Najbolje je da meka greška bude uočena i ispravljena tokom procesiranja ali često se dešava da sistem ne prepozna grešku što vodi ka njegovom krah, a zatim ponovnom podizanju.

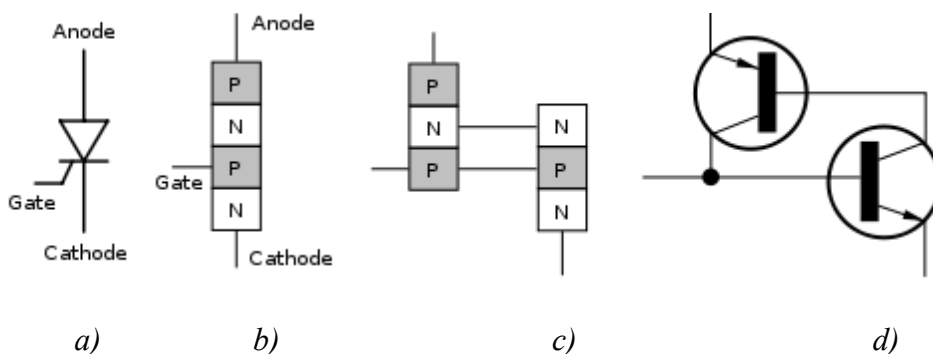
Pojam latch-up dolazi od pojave kratkog spoja kola tj. kada se slučajno dve tačke spoje niskoomskom vezom što može dovesti do prekida rada elektronskog uređaja. Ako uređaj nije trajno havarisan dovoljan je reset za ponovnu uspostavu

sistema. Često se desi da stradaju poluprovodničke komponente kod uređaja koji nije dizajniran za SEU.

Tiristor je poluprovodnički elemenat koji se u elektroenergetici koristi u funkciji snažnog elektronskog prekidača, slika 4.1a. Naziv tiristor sadrži grčku reč thy - prekidač, dok ostatak reči označava pripadnost familiji tranzistora. Tiristor se još sreće pod nazivom SCR (Silicon Controlled Rectifier - silikonski upravljivi ispravljač). Tiristor je četvoroslojni poluprovodnički elemenat (PNPN) koji ima tri spoljašnja priključka: anodu, katodu i gejta, slika 4.1b. To je u osnovi četvoroslojna dioda sa izvodom na trećem sloju, koji se označava sa G (eng. gate - kapija) i ima funkciju upravljačke elektrode. Naponom između gejta i katode odnosno strujom gejta moguće je uticati na vrednost probojnog napona direktne polarizacije između anode i katode, pri kojem tiristor prelazi u provodno stanje.

Tranzistor je aktivna poluprovodička elektronska komponenta koja se koristi za pojačavanje električnih signala, prekidanje struje, stabilizaciju napona, modulaciju signala i drugo. Jedan je od osnovnih elemenata gotovo svih elektronskih sklopova i uređaja. Tranzistori se prema načinu rada dele na dve osnovne grupe: bipolarne tranzistore kod kojih provodnost zavisi od elektrona u NPN i šupljina u PNP tipu, i unipolarne tranzistore kod kojih provodnost zavisi od elektrona u N-kanalu ili šupljinama u P kanalu. Tiristor možemo predstaviti pomoću PNP i NPN tranzistora kao što je prikazano na slikama 4.1c i 4.1d.

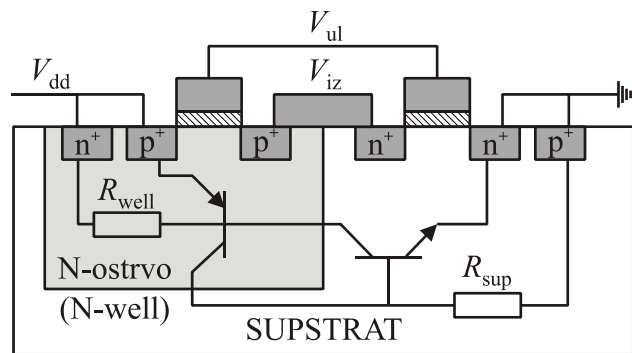
Kada dođe do formiranja tiristorske strukture parazitnim povezivanjem PNP i NPN spojeva dolazi do latch-up-a.



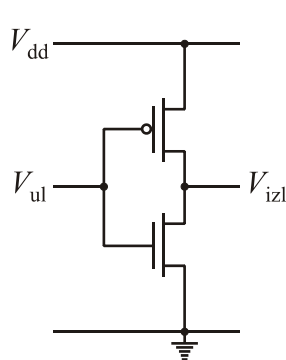
Slika 4.1a) Simbolični prikaz tiristora, b) tiristor kao četvoroslojna struktura naizmenično postavljene P i N slojeva, c) i d) tiristorska sprega dva komplementarna tranzistora spojena, prema Z. Rajović, K. Stanković, M. Vujisić, E. Dolićanin, „Fleš memorije“ [125]

CMOS (engl. Complementary Metal Oxide Semiconductor) je tehnologija za izradu digitalnih i analognih mikroelektroničkih sklopova prvenstveno koristeći u projektiranju unipolarne MOS tranzistore. Prednost CMOS nad ostalim tehnologijama je u niskoj potrošnji, manjim tranzistorima, velikom stupnju grananja, a glavni nedostatak je manja brzina rada zbog pojave parazitnih kapaciteta. U CMOS tehnologiji je moguće izvesti i digitalne i analogne sklopove.

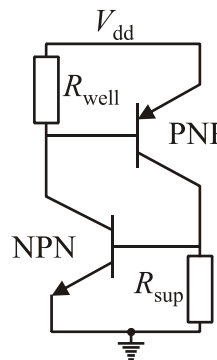
Dve važne karakteristike CMOS uređaja jesu visok imunitet buke i mala statička potrošnja energije. Budući da je jedan tranzistor u paru uvek isključen, serije kombinacija crpi značajnu energiju, ali samo momentalno tokom prebacivanja iz uključenog u isključeno stanje. Shodno tome, CMOS uređaji ne proizvode mnoge bespotrebne toplote kao neke druge logičke forme, na primer, tranzistor-tranzistor logika (TTL) ili NMOS (N-tip MOS) logika, koji obično imaju neke trajne struje, čak i kada se ne menja stanje. CMOS takođe omogućava visoku gustinu logičkih funkcija na čipu. Unutar CMOS postoje P i N ostrav što može dovesti do formiranja parazitnih PNPN struktura i njihovim okidanjem dolazi do stvaranja linija kratkog spoja od pozitivnog kraja izvora (V_{dd}) ka masi, slika 4.2.



vertikalni PNP lateralni NPN
a)



b)



c)

Slika 4.2 Uz objašnjenje pojave zakočenja kod CMOS struktura tzv. latchup, a) poluprovodnička struktura CMOSa i sa naznačenim provodnicima kojima se stvara parazitna tirustorska struktura, b) osnovna CMOS šema, c) ekvivalentna parazitno formirana tirustorska šema, prema Z. Rajović, K. Stanković, M. Vujisić, E. Dolićanin, „Fleš memorije“ [125]

Sa slike 4.2c se može uočiti ekvivalentno parazitno tirustorsko kolo i struja unutar ostrva može da izvrši pozitivnu polarizaciju dva bipolarna tranzistora ali prevelika struja može izazvati pregorevanje.

Latchup najčešće započinje kada se na ulaznim ili izlaznim krajevima pojave signali nedozvoljeno velike amplitude ili ako se na napojnim priključcima pojavi suviše visok napon. Jedini način za otklanjanje latchupa je kratkotrajno isključenje i ponovno uključanje napajanja. Ukoliko nije došlo do oštećenja, tokom perioda isključenja u materijalu ostrva i supstrata dolazi do rekombinacije slobodnih nosilaca čime parazitne

provodnosti nestaju, pa sistem nakon uključenja napajanja nastavlja sa normalnim radom.

Latch-up je karakterističan za kola sa više izvora napajanja i javlja se prilikom startovanja ukoliko se svi naponi ne podižu istovremeno do svoje nominalne vrednosti.

Prilikom povišenog radioaktivnog zračenja raste verovatnoća za nastanak latch-up-a, na primer kod satelitske opreme koja zbog toga poseduje sisteme za detekciju latch-up-a i raspolaže automatskim sistemom za brzo resetovanje, kao i dizajnerske mere za upotrebu materijala visokog izolacionog kvaliteta za izradu podloga.

Sa smanjivanjem elektronskih sistema dolazi do povećanja verovatnoće za pojavu mekih grešaka ali ne i do trajnog oštećenja. Najveći broj mekih grešaka su spoljašnje prirode jer su posledica uticaja kosmičkog zračenja.

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

Dobra osobina fleš memorija je mogućnost redukovanja dimenzija ćelija kao osnovnog načina za povećanje kapaciteta. Konstrukcija fleš memorija je u suštini istovetna sa onom koja se koristi u integrisanoj elektronici. Zbog toga je prirodno što se brzina povećanja kapaciteta, od vremena otkrića dobro uklapala u Murov zakon. Povećanje kapaciteta se baziralo prvenstveno smanjivanjem osnovne dimenzije pravila dizajna.

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

Kristalni materijali odlikuju se pravilnom strukturom i rasporedom atoma u prostoru po određenom poretku. Atomi su tako raspoređeni da formiraju uređeneskupove koji formiraju prostornu kristalnu rešetku. Njih karakterišu različite osobine u različitim pravcima (ova osobina se naziva anizotropnost) i imaju oštro izraženu temperaturu topljenja. Poremećaji kristalne rešetke dolaze usled naleta protona, neutrona, i visoko energetskih gama fotona. Tada dolazi do poremećaja u rasporedu atoma kristalne rešetke i pri tome se stvaraju oštećenja i povećava broj centara rekombinacije dok se koncentraciju manjinskih nosilaca smanjuje. Takođe dolazi do degradacije karakteristika u analognom radnom režimu kod spojeva.

Još jedan fenomen koji se može uočiti u fazno promenljivim memorijskim ćelijama je povećanje otpornosti amorfno stanja tokom vremena, odnosno otklon otpornosti. Otpornost i napon praga fazno promenljivog materijala u obliku tankog filma, na sobnoj temperaturi, pokazuju značajan porast nakon određenog vremena, odnosno otklon otpornosti. Kristalno stanje ne pokazuje ovaj porast otpornosti sa vremenom. Kako se za čuvanje podataka zahteva dobro definisana otpornost amorfno stanja, otklon otpornosti predstavlja glavnu brigu prilikom razmatranja potencijala fazno promenljivih memorija.

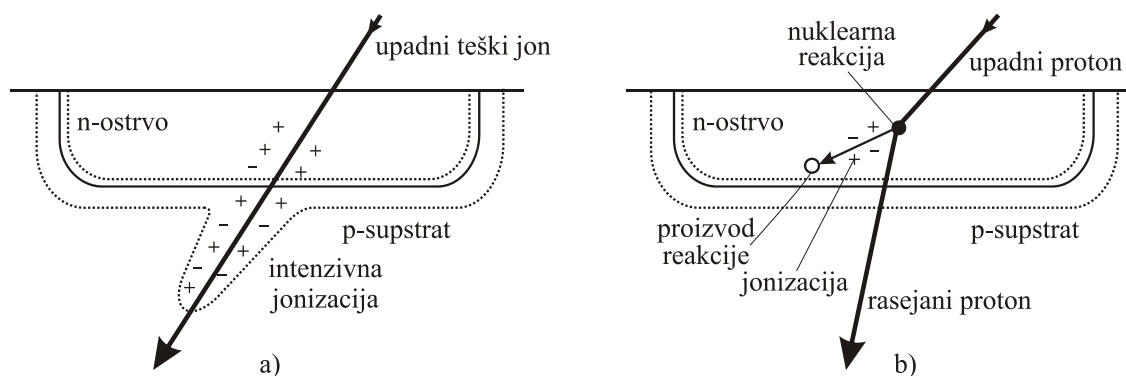
Za objašnjavanje provodnosti u kristalnom stanju može se koristiti drift difuzioni model, analogan modelu za standardne poluprovodničke uređaje. Nelinearni efekat je objašnjen uzajamnim delovanjem termalnih efekata, povećanje koncentracije nosilaca naelektrisanja termalnom generacijom u poluprovodniku malog energetskog procepa i efektom polja, odnosno povećanjem koncentracije i pokretljivosti nosilaca naelektrisanja usled jonizacije.

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

Neutronska zračenje nastaje interakcijom neutrona sa poluprovodničkim materijalom gde dolazi do defekata kristalne rešetke. Time dolazi do smanjenja vremena života manjinskih nosilaca naelektrisanja. Bipolarne komponente pokazuju uočljive promene parametara pri fluksu od 10^{10} do 10^{11} neutrona po cm^2 . Kod CMOS-a

postoji tok iznad fluksa od 10^{15} neutrona po cm^2 . Uticaj neutronskog zračenja se povećava sa smanjivanjem dimenzija elektronskih komponenata.

Kod interakcije brzih teških jona sa poluprovodnikom dolazi do jonizacije atoma kristalne rešetke duž putanje jona, slika 4.3a. U toku jonizacije uzastopnim sudarima jon gubi energiju tokom vremena i kada ona opadne ispod jonizacione energije silicijuma, jon prestaje da se kreće i ostaje kao primesa unutar kristalne strukture.



Slika 4.3 a) Interakcija poluprovodnika sa brzim teškim jonom, b) interakcija poluprovodnika sa protonskim zračenjem, prema Z. Rajović, K. Stanković, M. Vujisić, E. Dolićanin, Fleš memorije, principi rada, primene, radijaciona otpornost, Monografija, Zavod za fiziku tehničkih fakulteta Univerziteta u Beogradu, 2013 [128]

Kod interakcije brzih protona sa poluprovodnikom dolazi do pojave efekata koji su prikazani na slici 4.3b. Brzi proton unutar n-ostrva izaziva nuklearnu reakciju pri čemu nastaje pomeraj jednog od atoma iz kristalne rešetke i taj atom vrši jonizaciju posle izbačaja. Time nastaju defektna mesta unutar kristalne rešetke i rasejani proton koji napušta poluprovodnik.

5. UTICAJ ZRAČENJA NA POLUPROVODNIČKE KARAKTERISTIKE MOS KOMPONENTI

Kao početak istraživanja uticaja jonizujućeg zračenja na MOS tranzistore može se smatrati 1964. godina i ona traje do današnjih dana. Cilj ovih istraživanja je da se proizvedu tranzistori otporni na zračenje, čije se karakteristike ne bi značajno menjale prilikom ugradnje u uređaje koji se koriste u sredinama gde je prisutno jonizujuće zračenje kao što su nuklearna energetska postrojenja, medicinsku uređaji koji koriste nuklearno i X-zračenje. U toku ovih istraživanja javila se i ideja da bi MOS tranzistori mogli da se koriste za merenje apsorbirane doze jonizujućeg zračenja. Tako je 1970. godine objavljen prvi izveštaj o mogućnosti primene MOS tranzistora kao dozimetra jonizujućeg zračenja i ova ideja je verifikovana rezultatima koji su objavljeni 1974. godine. Nastavak ovih istraživanja je doveo do projektovanja i realizacije p-kanalnog MOS tranzistora sa aluminijumskim gejtom koji je osetljiv na jonizujuće zračenje pod nazivom RADFET (koji potiče od engleskog naziva RADiation sensitive Field Effect Transistor) ili PMOS dozimetar. Princip rada ovog tranzistora zasniva se na merenju napona praga pri čemu je promena napona praga proporcionalna absorbovanoj dozi zračenja.

Danas se PMOS dozimetri primenjuju u više oblasti kao što su lična dozimetrija, u oblastima medicine kao što su radiologija i radioterapija, u nuklearnoj industriji i u kosmičkim istraživanjima (na satelitima). Glavna prednost PMOS dozimetara u odnosu na jonizacione komore, poluprovodničke diode i termoluminiscentne dozimetre je to što oni poseduju veoma malu zapreminu tako da se mogu koristiti u in vivo dozimetriji za merenje absorbovane doze u unutrašnjosti organizma čoveka [132,133].

Zahvaljujući malim dimenzijama radijaciono osetljive oblasti ovi dozimetri se mogu koristiti za merenje doza u radijacionim poljima čije su vrednosti različite u različitim tačkama što je slučaj kod snopa X-zraka. Pored ovih postoje i druge prednosti PMOS dozimetara u odnosu na ostale, a to su mogućnost trenutnog ili kasnijeg očitavanja doze, dobra reproduktabilnost, mogućnost integracije sa drugim detektorima i/ili elektronikom, širok opseg merenja absorbovanih doza, tačnost, relativno mala snaga. Zadnjih godina pojavila se ideja da se komercijalni p-kanalni PMOS tranzistori koriste kao dozimetri jonizujućeg zračenja. Ako bi se ova ideja realizovala dobili bi se

PMOS dozimetri znatno niže cene od specijalno projektovanih PMOS dozimetrijskih tranzistora koji se koriste u dozimetriji jonizujućeg zračenja. Do sada je istraživano nekoliko tipova komercijalnih PMOS tranzistora kao dozimetara gamma, X i elektronskog zračenja. To su na primer tranzistori tipa 3N163 proizvedeni u kompaniji Vishay-Silconix, Malvern, USA, B5250F, ZVP3306 i ZVP4525 proizvedeni u kompaniji Diodes Incorporated kao i PMOS tranzistori iz integrisanih kola CD4007 proizvedeni u kompanijama Texas Instruments i NXP Semiconductors. Dobijeni rezultati su pokazali da postoji mogućnost primene ovih tranzistora kao dozimetara za merenje absorbovanih doza koje su reda nekoliko desetina greja[134].

Pažnja današnjih istraživanja o uticaju jonizujućeg zračenja na MOSFET je usmerena u dva pravca. Prvi je proizvodnja MOSFET-ova sa najvećom mogućom otpornošću na jonizujuće zračenje (radijaciona otpornost), dok je drugi usmeren prema proizvodnji senzora i dozimetara jonizujućeg zračenja. MOSFET-ovi koji su osetljivi na zračenje mogu se koristiti za procenu apsorbovane doze jonizujućeg zračenja merenjem praga napona (V_T).

P-kanalni MOSFET-ovi, poznati i kao RADFETs (Radiation Sensitive Field Effect Transistors), tranzistori koji su osetljivi na zračenje ili pMOS dozimetri, korišćeni su u mnogim oblastima primene, kao što su merenja kosmičkog zračenja, fizički eksperimenti velikih energija, radioterapija i individualni dozimetar za vojne primene. Upotreba RADFET-ova za merenje doze zračenja ima određene pozitivne aspekte, kao što su momentalno i nerazorno očitavanje, mala potrošnja energije, laka kalibracija i razumna osetljivost i obnovljivost.[135-137]

Poslednjih godina mnoga su istraživanja vođena ka primeni jeftinih komercijalnih MOSFET-ova p-kanala kao dozimetra u radioterapiji. Zaključeno je da će p-kanalni naponi MOSFET 3N163 i DMOS BS250F, ZVP3306 i ZVP4525 biti odličan kandidat za niskobudžetne sisteme sposobne za merenje doze gama i elektronskih zračenja.

Uporedna studija RADFET-a proizvedena od strane Nacionalnog instituta Tindal, Cork, Irska, sa 100 nm debljinom sloja oksida i komercijalnom p-kanalnom VDMOSFETs IRF9520 osetljivošću na gama-zračenje u rasponu doza od 100 do 500 Gy data je u ovom radu. Rezultati pokazuju linearnu zavisnost između pomeranja praga napona ΔV_T i doze zračenja D za komponente sa od 10 V napona gejta za vreme zračenja. Eksperimentalni rezultati zavisnosti $\Delta V_T = f(D)$ za komponente ozračene bez

napona gejta mogu se vrlo dobro opisati eksponencijalnom funkcijom. Takođe je pokazano da je osetljivost VDMOSFET-a veća od osetljivosti RADFET-a za ovaj interval doziranja[138-140].

Brojna istraživanja pokazuju da jonizujuće zračenje dovodi do stvaranja parova elektrona-šupljina. Deo koji zavisi od polja izbegava početnu kombinaciju što vodi daljnjem brzom kretanju elektrona prema elektrodi gejta, dok se šupljine polako kreću prema interfejsu SiO₂ / Si. Deo ovih rupa je zarobljen u oksidu, što dovodi do nakupljanja pozitivnog naboja, čime brzina hvatanja zavisi od napona gejta (za primenjeno polje), broja praznih zamki i njihovog preseka hvatanja. Generisanje zamki interfejsa se uobičajeno povezuje sa intermedijarnim procesima koji uključuju hvatanje rupa, otpuštanje i migraciju jona vodonika u oksidu. S obzirom na uticaj ovih oštećenja na nosioce naelektrisanja u MOS tranzistorskom kanalu, mogu se podeliti na fiksne zamke (FT) i preklopne zamke (ST) ili granične zamke. FT predstavljaju zamke stvorene u oksidu koje ne hvataju nosioce iz kanala. ST predstavlja zamke stvorene blizu i na Si / SiO₂ interfejsu i oni se hvataju (komuniciraju) sa nosačima iz kanala unutar vremenskog okvira za električna merenja. ST stvoren u oksidu blizu Si / SiO₂ interfejsa naziva se zamka sporog prebacivanja (SST), ali ST stvorena na interfejsu naziva se zamka brzog prebacivanja ili istinskim zamkama interfejsa[141-143].

Doprinos FT (ΔV_{FT}) i ST (ΔV_{ST}) ukupnom pomaku napona praga ΔV_T je :

$$\Delta V_T = \Delta V_{FT} + \Delta V_{ST} \quad (5.1)$$

Oba, i FT i ST doprinose povećanju ΔV_T za pMOS tranzistore. Sa druge strane, prostorna gustina FT, ΔN_{FT} i prostorna gustina ST, ΔN_{ST} , ozračenih tranzistora može se odrediti kao:

$$\Delta N_{FT} = \frac{C_{ox}}{q} \Delta V_{FT}, \Delta N_{ST} = \frac{C_{ox}}{q} \Delta V_{ST}, \quad (5.2)$$

gde je C_{ox} kapacitet po jedinici površine i q apsolutna vrednost naelektrisanja elektrona.

Cilj ovog rada je da se ispita osetljivost komercijalnih p-kanalnih VDMOSFET-a na gama zrake koji potiču od ^{60}Co za dozu zračenja u intervalu od 10 do 100 Gy. Takođe je analiziran uticaj indukovanih fiksnih i preklopnih zamki na pomeranje praga napona bez i sa naponom gejta tokom zračenja.

5.1. Karakteristike MOS komponenti

Odlične karakteristike poluprovodničkih komponenti bile su polazna osnova za dalja istraživanja u polju izrade integrisanih kola. Proučavanjem karakteristika silicijum-dioksida (SiO_2) kao nezamenjivog dielektrika u MOS komponentama (Metal Oxide Semiconductor) u prethodnim decenijama, dat je ogroman doprinos velikom uspehu tehnologije izrade integrisanih kola. Bilo kako bilo, usled dejstva jonizujućeg gama zračenja, X zračenja, elektrona i jona, kao i IR i HCI, javljaju se nestabilnosti naelektrisanja u oksidu gejta, kao i na površinskim slojevima poluprovodnika[144-146].

Proučavanje nestabilnosti električnih parametara i karakteristika tokom rada MOS tranzistora, koje predstavljaju ozbiljan problem za pouzdan rad MOS integrisanih kola, pre svega uzroka i mehanizama odgovornih za njihov nastanak, je veoma značajno. Značaj ovih istraživanja se ogleda se u definisanju odgovarajućih tehnoloških parametara sa ciljem povećanja pouzdanosti a MOS integrisanih kola, i to može biti od velike koristi proizvođačima poluprovodničkih komponenti.

Brzina razvoja tehnologija izrade poluprovodničkih komponenti, uz istovremeni zahtev za visokopouzdanim komponentama onemogućava ispitivanja i istraživanja u oblastima njihove nestabilnosti u normalnim radnim uslovima. Zbog toga se koriste ubrzani testovi pouzdanosti, koji podrazumevaju primenu jakih električnih polja u predviđenim radnim uslovima, kako bi mehanizmi koji dovode do nestabilnosti bili ubrzani. Pouzdanost se u ovom konkretnom slučaju definiše kao verovatnoća da poluprovodnička komponenta tokom definisanog vremenskog perioda i pri određenim uslovima eksploatacije, zadržava električne karakteristike i vrednosti električnih parametara, odnosno da ispunjava zadatu funkciju.

Definisanje pouzdanosti u formi verovatnoće nastaje usled nemogućnosti sigurne procene trenutka otkaza komponenti, tako da će se raniji otkaz desiti manjem broju komponenti u uzorku.

Odabir komponenti u cilju ostranjivanja onih komponenti kod kojih postoji bilo kakva mogućnost da dođe do ranih otkaza, sprovodi se pomocu niza testova od kojih je najvažniji takozvani burn in test koji se izvodi postupcima kratkotrajnog i dovoljno dugog žarenja. Kratkotrajno žarenje se izvodi u normalnim i pojačanim radnim uslovima, sa ciljem da se odstrane komponente podložne otkazima usled zaostalih defekata tokom proizvodnje, dok dugo zarenje podrazumeva da se u pooštrenim radnim uslovima ima za cilj da se odstrane komponente kod kojih se manifestuju rani otkazi[147].

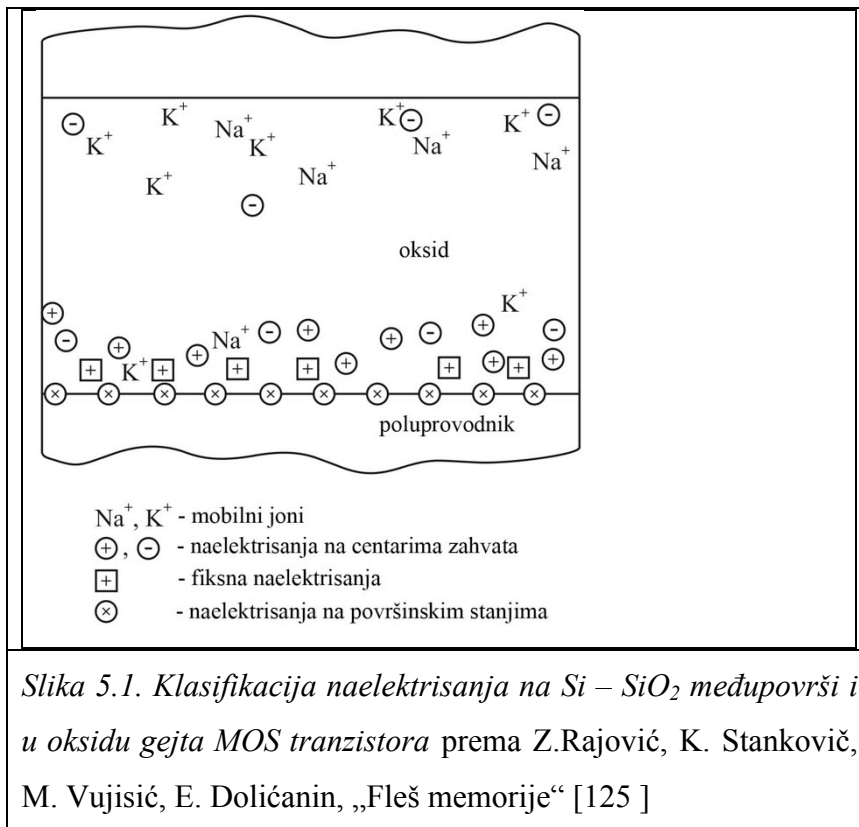
Obzirom da visok kvalitet MOS komponenata garantuje i visok nivo pouzdanosti same komponente, veliki broj defekata može da ostane prikriven, dovodeći do degradacije MOS komponente, a u nekim slučajevima i do otkaza. Tendencija razvoja MOS integrisanih kola je ka povećanju složenosti komponenti kao i minijaturizaciji njihovih dimenzija, što ukazuje na potrebu za sve tanjim slojevima oksida gejta. Pojavile su se diskretne MOS komponente, koje zbog svoje složenosti nisu mogle da potisnu bipolarne tranzistore, kako je ranije smatrano. Napredak u energetskejoj elektronici nastao je pojavom VDMOS tranzistora čija je izrada bila mnogo jednostavnija, koji su našli primenu u raznim oblastima posebno zbog dobrih električnih karakteristika kao što su velika brzina rada, mala otpornost uključivanja, veliki probojni napon, kao i dobre prekidačke performanse na učestanostima većim od 100kHz.

Silicijum dioksid koji se koristi u izradi MOS integrisanih kola ima pored svojih dobrih poluprovodničkih karakteristika i određene mane koji se ogledaju u nestabilnosti naelektrisanja u oksidu gejta i na površinskim stanjima tokom rada MOS komponenata i MOS integrisanih kola, a samim tim i do nestabilnosti njihovih električnih parametara i karakteristika. Ti nedostaci se naročito zapažaju prilikom primene MOS komponenti u radijacionom okruženju i predstavljaju jedan od vodećih problema za njihov pouzdan rad. Kao posledica razvoja primenjene tehnologije izrade MOS komponenti se javlja njihova povećana osetljivost na različite vrste jonizujućeg zračenja. Naime, primenjeni tehnološki postupci tokom proizvodnje integrisanih kola kao što su litografija pomoću mlaza elektrona, X zraka, procesi u plazmi i ostali, su potencijalni izvori defekata u

oksidu gejta. Upravo zbog te osjetljivosti na različite vrste jonizujućih zračenja dalja istraživanja uticaja IR I HCI procesa na MOS tranzistore su usmerena na povećanje otpornosti procesa, kao i, na proizvodnju PMOS tranzistora koji su osjetljivi na IR u cilju proizvodnje senzora i dozimetara jonizujućeg zračenja[148-151].

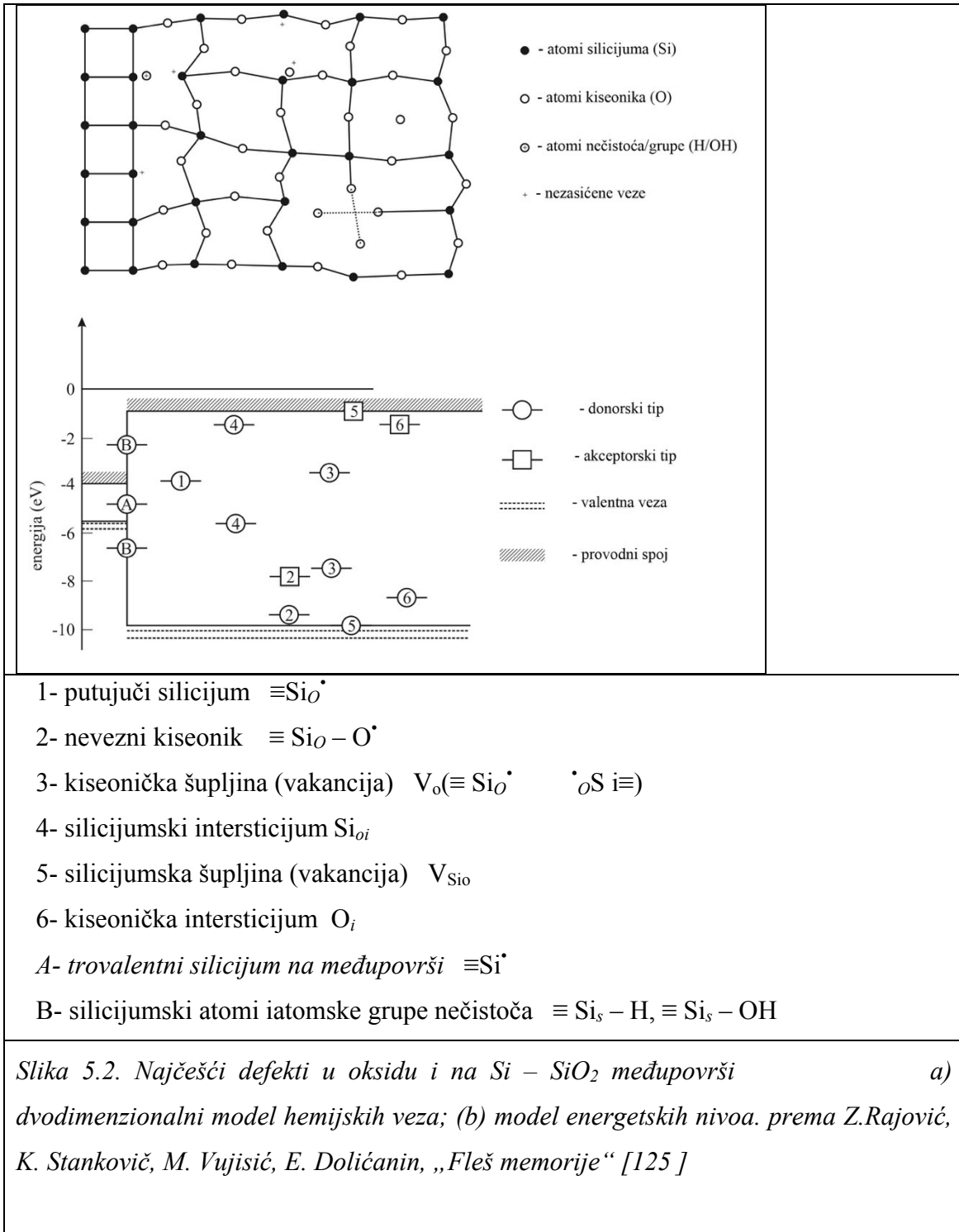
5.2. Osnovna klasifikacija naelektrisanja na osnovu njihovog uticaja na strujno naponske karakteristike MOS tranzistora

Osnovna klasifikacija naelektrisanja na osnovu njihovog uticaja na strujno naponske karakteristike MOS tranzistora podrazumeva naelektrisanja u oksidu gejta i naelektrisanja na površinskim stanjima. Pri tome naelektrisanja u oksidu gejta podrazumevaju pokretne jone, naelektrisanja na centrima zahvata i fiksna naelektrisanja. Pokretni joni u oksidu gejta, koji su uglavnom pozitivni joni alkalnih metala, kao što su Na, K, ali i H joni, mogu biti ugrađeni u oksid tokom same izrade, ili mogu lako difundovati u oksid u toku visokotemperaturnih procesa sa kontaminiranih površina. Migracija pozitivnih jona na međupovršinu oksid metal i na međupovršinu oksid poluprovodnik pod dejstvom pozitivne polarizacije gejta i povišene temperature predstavlja najvažniji mehanizam nestabilnosti u MOS tehnologiji vezan za naelektrisanja u oksidu gejta. U cilju minimizacije efekata nestabilnosti u MOS tehnologiji se preduzimaju niz mera, kao što je uvođenje hlora ili hlorovodonika u oksid sa ciljem minimiziranja broja pokretnih jona, kao i postupak propustanja kiseonika kroz trihloretilen. Naelektrisanja u oksidu gejta koja su locirana blizu međupovrši Si-SiO₂ su naelektrisanja na centrima zahvata koje čine primesni atomi u oksidu kao i defekti u oksidu, odnosno upražnjena mesta na kojima treba da se nalazi kiseonik, tzv, vakancije kiseonika, sa razlicitim energetskim nivoima centara zahvata koji zavise od vrste i kvaliteta oksida. Velika razlika u širinama zabranjenih zona, odnosno energetski procep silicijuma (1.12eV) i oksida (9eV), za posledicu ima diskontinuitet energetskih zona na međupovrši, kao i nosioce naelektrisanja koji nailaze na visoku energetsku barijeru, cime je sprečeno bilo kakvo kretanje elektrona i šupljina iz poluprovodnika u oksid[152].



Nestabilnost gustine efektivnog naelektrisanja na centrima zahvata je posledica toga što u toku eksploatacije, pod određenim uslovima, centri zahvata mogu da se naelektrišu zahvatanjem elektrona ili šupljina i neutrališu njihovim otpustanjem, što implikuje da centri zahvata mogu biti neutralni i naelektrisani (pozitivno ili negativno). Pored nestabilnosti gustine naelektrisanja na centrima zahvata može doći do formiranja novih centara zahvata, prvobitno neutralnih, koji mogu da se naelektrišu zahvatanjem elektrona ili šupljina, pritom je jasno da se šupljine mogu lakše zahvatati od elektrona. Fiksno naelektrisanje je locirano uz međupovrš oksid poluprovodnik, koje je uvek pozitivno, jer ga uglavnom čine veze silicijuma blizu Si-SiO₂ međupovršni. Za razliku od nestabilnosti naelektrisanja na centrima zahvata koji su posledica zahvatanja i otpuštanja slobodnih elektrona i šupljina u oksidu, nestabilnost fiksnog naelektrisanja je širi pojam i ogleda se u njegovom povećanju kao posledice hemijskih reakcija kao što je razgradnja Si-H veze blizu Si-SiO₂ međupovršni. Površinska stanja se nalaze na međupovršni čiji su energetske nivoi u zabranjenoj zoni poluprovodnika. Postupkom odžarivanja oksida posle izvršene metalizacije se pored gustine površinskih stanja smanjuje i gustina fiksnog naelektrisanja. Takođe u postupku uvođenja hlora odnosno

hlorovodonika, pored hlora koji neutrališe pokretne jone, vodonik smanjuje gustinu površinskih stanja[153-155].



5.3. Uticaj IR i HCL procesa na MOS komponente

IR i HCI procesi dovode do stvaranja oštećenja u SiO₂ sa bitnom razlikom u energiji elektrona, gde sekundarni elektroni u slučaju IR procesa proizvode značajno manje negativnog naelektrisanja, tj fiksni centara zahvata (FT) od toplih elektrona koji imaju nize energetske vrednosti.

Na sami oporavak MOS komponenti kao i na njene elektricne karakteristike pored promene naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja uticu i mehanizmi koji ostaju i dalje aktivni i po završetku IR i HCI procesa. Mehanizam tokom koga dolazi do opadanja gustine pozitivnog naelektrisanja u oksidu, sa istovremenim porastom gustine površinskih stanja, kao i pojavom velike kolicine naelektrisanja u oksidu gejta, posle prestanka IR i HCI procesa naziva se annealing. Gustina naelektrisanja površinskih stanja tokom annealinga, ostaje nepromenjena uglavnom, dok gustina zahvacenog naelektrisanja moze da raste, sto je eksperimentalno dokazano pomocu nekoliko modela za odzaranje (neutralisanje) zahvacenog naelektrisanja[156-163].

5. 4. Uticaj naelektrisanja u oksidu gejta i na međupovršu Si-SiO₂ na MOS komponente

Tokom prethodnih decenija je značajno meren uticaj naelektrisanja u oksidu, kao i naelektrisanja međupovršu Si-SiO₂ na parametre MOS komponenti.

$$I_D = \frac{\beta}{2}(V_G - V_T)^2 \quad (5.3)$$

$$\beta = \frac{\mu WC_{ox}}{L} \quad (5.4)$$

Jedna od najvažnijih karakteristika MOS tranzistora je njegova prenosna karakteristika i to je njegov najvažniji radni režim, gde se uvodi β kao faktor pojačanja, I_D struja drejna, zatim V_G napon na gejtu i V_T napon praga, μ elektricna pokretljivost u kanalu, C_{ox} kapacitivnost oksida gejta po jedinici površine, pri čemu su ϵ_{ox} dielektrična

konstanta i d_{ox} debljina oksida, a W i L su širina i efektivna dužina kanala, respektivno[164].

Najveći uticaj na naelektrisanja u oksidu i na površinskim stanjima imaju električni napon praga i pokretljivost nosioca u kanalu, tim pre što pozitivno naelektrisanje u osidu ima uticaj na nosioce u silicijumu privlačeći elektrone ka medjupovrši i odbijajući od nje šupljine čime se menja sami napon praga V_T u zavisnosti od vrste MOS tranzistora. Samim tim povećanje gustine površinskih stanja implikuje povećanje broja zahvaćenih u odnosu na ukupan broj indukovanih nosilaca, pri čemu se realno stanje smanjenog broja nosilaca zamenjuje prividnim stanjem nepromenjenog broja pokretnih nosilaca tako da se umesto stvarne uzima tzv. efektivna ili prividna pokretljivost koja je svrsishodnija[165,166].

Na osnovu istraživanja proizilazi da se kod obe vrste MOS tranzistora, i NMOS i PMOS, u opštem slučaju očekuje opadanje pokretljivosti pri porastu gustine naelektrisanja u osidu i na površinskim stanjima. Dok je kod PMOS uzorka sa polisilicijumskim gejtom porast pokretljivosti objašnjen velikom otpornošću na formiranje površinskih stanja odnosno većim porastom gustine naelektrisanja u oksidu u odnosu na gustinu površinskih stanja, kod uzoraka sa aluminijumskim gejtom je primećeno očekivano opadanje pokretljivosti, odnosno porast gustine površinskih stanja je mnogo veći. Iz ovoga se izvodi zaključak da naelektrisanje u oksidu dovodi do porasta pokretljivosti nosioca u kanalu.

$$V_T = V_{T0} \mp \frac{qN_{ox}}{C_{ox}} + \frac{qN_{it}}{C_{ox}} \quad (5.5)$$

Uticaj naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja na napon praga se može predstaviti i pomoću izraza gde se uzima u obzir sam uticaj naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja, kao i vrsta tranzistora, gde se negativni znak (-) odnosi na NMS, a znak (+) na PMOS tranzistor. U ovom izrazu se za V_{T0} uzima napon praga idealnog MOS tranzistora, dok su qN_{ox} uticaj naelektrisanja u oksidu pri padu napona i qN_{it} uticaj površinskih stanja na napon praga potreban za formiranje kanala.

Uticaj naelektrisanja u oksidu i površinskih stanja na pokretljivost se može predstaviti izrazom:

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + \alpha N_{ot}} \quad (5.6)$$

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + \alpha_{it} N_{it} \pm \alpha_{ot} N_{ot}} \quad (5.7)$$

gde je μ_0 pokretljivost bez naelektrisanja u oksidu, a koeficijenti α_{ot} i α_{it} koncentracije akceptorskih primesa gde vazi da je koncentracija naelektrisanja površinskih stanja veća od one u oksidu.

Pri tome važi pravilo da naelektrisanje u oksidu, koje potiče od pokretnih jona, fiksnog naelektrisanja i centrima zahvata, i samim tim daje efektivno naelektrisanje koje je skoro uvek pozitivno, može da dovede do porasta pokretljivosti, dok to nije slučaj sa naelektrisanjima na površinskim stanjima.

Upravo, kao posledica prisustva naelektrisanja u oksidu gejta nastaje lavinski proboj inverzno polarisanog spoja drejn supstrat, čije vrednosti zavise od vrste tranzistora, gde je kod PMOS tranzistora probojni napon smanjen, dok kod NMOS tranzistora dolazi do povećanja lavinskog probojnog napona.

6. EKSPERIMENT

Kao što je već rečeno pažnja današnjih istraživanja o uticaju jonizujućeg zračenja na MOSFET je usmerena u dva pravca. Prvi je proizvodnja MOSFET-ova sa najvećom mogućom otpornošću na jonizujuće zračenje (radijaciona otpornost), dok je drugi usmeren prema proizvodnji senzora i dozimetara jonizujućeg zračenja. MOSFET-ovi koji su osetljivi na zračenje mogu se koristiti za procenu apsorbirane doze jonizujućeg zračenja merenjem praga napona. Jonizujuće zračenje poseduje dovoljno energije za stvaranje parova elektron-šupljina u regionima MOSFET oksida, primećujući da za formiranje ovih parova u termički obrađenom oksidu zahteva energiju od 17eV.

P-kanalni MOSFET-ovi, poznati i kao RADFETs (Radiation Sensitive Field Effect Transistors), tranzistori koji su osetljivi na zračenje ili pMOS dozimetri, korišćeni su u mnogim oblastima primene, kao što su merenja kosmičkog zračenja, fizički eksperimenti velikih energija, radioterapija i individualni dozimetar za vojne primene. Upotreba RADFET-ova za merenje doze zračenja ima određene pozitivne aspekte, kao što su momentalno i nerazorno očitavanje, mala potrošnja energije, laka kalibracija i razumna osetljivost i obnovljivost.

Oštećenje od zračenja u sloju SiO₂ se mogu podeliti na:

- Nakupljanje zarobljenog naboja u oksidu;
- Povećanje broja zamki interfejsa;
- Povećanje broja zamki za rasuti oksid.

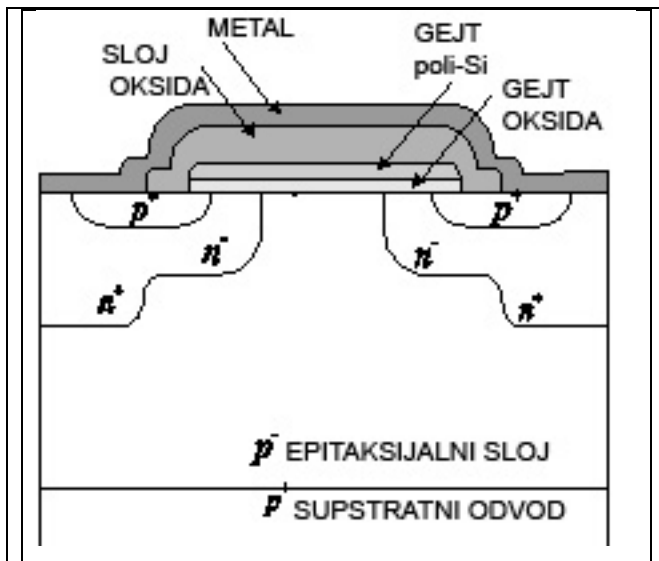
Parovi elektrona-šupljina stvaraju se unutar sloja SiO₂ jonizujućim zračenjem ili se mogu ubrizgati u SiO₂ unutrašnjom fotoemisijom iz kontakata. Ovi parovi mogu da se rekombinuju unutar oksida, obično u pikosekundama, ili da se transportuju kroz oksid. Elektroni su u veoma pokretni u SiO₂ i uglavnom se izbacuju iz oksida, a da ih pozitivna elektroda ne zarobljava u vremenskim periodima reda pikosekundi na sobnoj temperaturi za tipične debljine oksida od < 100nm i $E > 10^5 \text{Vcm}^{-1}$. Šupljine sa druge strane imaju veoma malu efektivnu pokretljivost i transport kroz oksid. Neke šupljine bivaju zarobljene unutar oksida stvarajući pozitivni naboj. Ostale šupljine mogu preći na silicijum-SiO₂ interfejs gde hvataju nosioce i stvaraju zamke interfejsa.

Gama fotoni uzajamno deluju sa elektronima molekula SiO₂, oslobađajući sekundarne parove elektron-šupljina tj. fotoni prekidaju kovalentne veze Si-O i Si-Si

(pražnjenje kiseonika), što zauzvrat stvara sekundarne elektrone koji imaju veliku energiju i mogu se rekombinovati sa šupljinama na licu mesta ili mogu da izbegnu rekombinaciju. Maksimalna energija sekundarnog elektrona iznosi 1.33MeV u slučaju izvora zračenja ^{60}Co . Broj zamki oksida i interfejsa je proporcionalan ukupnoj apsorbovanoj dozi. Koliko brzo ili koliko često zamka hvata nosača ili oslobađa, zavisi od rastojanja do interfejsa. Kvar ili zamka koja hvata nosače iz kanala uređaja MOS-a (razmenjuje naboje sa kanalom) predstavlja ST. Stoga efekti stvaranja zamki za interfejs i okside mogu biti sredstvo pomoću kojeg se radijacija može meriti u MOS uređajima[167-169].

Poslednjih godina mnoga su istraživanja vođena ka primeni jeftinih komercijalnih MOSFET-ova p-kanala kao dozimetra u radioterapiji. Zaključeno je da će p-kanalni naponi MOSFET 3N163 i DMOS BS250F, ZVP3306 i ZVP4525 biti odličan kandidat za niskobudžetne sisteme sposobne za merenje doze gama i elektronskih zračenja.

Uporedna studija RADFET-a proizvedena od strane Nacionalnog instituta Tindal, Cork, Irska, sa 100 nm debljinom sloja oksida i komercijalnom p-kanalnom VDMOSFETs IRF9520 osetljivošću na gama-zračenje u rasponu doza od 100 do 500 Gy data je u ovom radu. Rezultati pokazuju linearnu zavisnost između pomeranja praga napona ΔV_T i doze zračenja D za komponente sa od 10 V napona gejta za vreme zračenja. Eksperimentalni rezultati zavisnosti $\Delta V_T = f(D)$ za komponente ozračene bez napona gejta mogu se vrlo dobro opisati eksponencijalnom funkcijom. Takođe je pokazano da je osetljivost VDMOSFET-a veća od osetljivosti RADFET-a za ovaj interval doziranja.



Slika 6.1. Poprečni presek VDMOSFET tranzistora snage

Za eksperiment su korišćeni uzorci komercijalnih p-kanalnih VDMOSFET tranzistora snage, IRF9520, proizvedenih od strane International Rectifier inkapsulirani u standardnom TO-220 kućištu. Prema kataloškim specifikacijama, proboj napona V_{DSS} odvoda prema izvoru je 100 V, maksimalni otpor provodljivosti 0,6 Ω , a maksimalna struja odvoda na sobnoj temperaturi iznosi 6,8 A. Dodatna ispitivanja su dokazala da proboj napona i provodni otpor odgovaraju kataloškim podacima i odgovarajuća veličini čipa je 1,5 mm², što dalje odgovara navedenoj struji iz specifikacije. Pored toga, IRF9520 se sastoji od 1650 ćelija, a ukupna efektivna površina epi p-sloja je 11.61·10⁻³ cm², a nominalna debljina oksida je 100 nm. Početna vrednost praga napona virginskih uređaja bila je $V_{T0} \approx -3.6$ V. Poprečni presek dve polućelije prikazan je na slici 6.1. Napomenuto je da je skupno područje interno povezano sa izvornom regijom preko zajedničkog kontakta[171-174].

Najprikladniji izvori gama zračenja za obradu zračenja su ⁶⁰Co i ¹³⁷Cs zbog relativno visoke energije njihovih gama zraka i prilično dugog poluživota (30.1 godina za ¹³⁷Cs i 5.27 godina za ⁶⁰Co). Međutim, upotreba ¹³⁷Cs je ograničena na male, samostalne ozračivače za suvo skladištenje, koji se prevashodno koriste za ozračivanje krvi. Trenutno sva industrijski i komercijalna postrojenja za preradu radijacije koriste

^{60}Co kao izvor gama zračenja. Zbog kratkog poluživota ^{60}Co se u prirodi ne nalazi i mora se proizvoditi u svrhu zračenja[175-179].

Snažni VDMOSFET-ovi uzorci su zračeni pomoću ^{60}Co snopa u rasponu apsorbovane radijacije od 10 Gy do 100 Gy pri brzini apsorbovane doze $0,02 \text{ Gy}(\text{SiO}_2)\text{s}^{-1}$. Zračenje je izvršeno u Laboratoriji za sekundarnu standardnu dozimetriju Instituta za nuklearne nauke „Vinča“, Beograd, Srbija. Sva merenja su vršena u dobro kontrolisanim klimatskim uslovima sa ambijentalnom temperaturom od $20 \pm 0,2 \text{ }^\circ\text{C}$. Zračenje je sprovedeno za uzorke bez napona gejta ($V_{\text{irr}} = 0 \text{ V}$), tj. svi terminali su skraćeni zajedno i napon gejta je iznosio $V_{\text{irr}} = 5 \text{ V}$. Da bi se pratio napredak degradacije gama snopa, zračenje je u jednom trenutku prekinuto radi merenja pod-praga uređaja i karakteristika prenosa u zasićenosti pomoću sistema karakterizacije poluprovodnika Keithlei modela 4200. Sistem je opremljen sa tri jedinice za merenje srednje snage. Jedinice imaju četiri opsega napona: 200 mV, 2 V, 20 V i 200 V, dok su trenutni rasponi struje 100 nA, 1 mA, 100 mA, 1 mA, 10 mA i 100 mA. Jedna od izvornih mernih jedinica opremljena je predpojačalom koji omogućava merenja veoma malih struja (redosled 1 pA)[180,181].

Pomak praga napona procenjen je na preseku između V_G ose i ekstrapolirane linearne oblasti $(I_D)^{1/2} - V_G$ krive (I_D je struja odvoda a V_G je napon gejta).

Pomak praga napona ΔV_T može se izraziti kao $\Delta V_T = V_T - V_{T0}$, gde je V_{T0} prag napona pre ozračenja a V_T nakon ozračenja. Gustine izazvane zračenjem FT, ΔN_{FT} , i ST, su određene pomoću midgap tehnike koju su izveli McWhorter i Winokur. Ova tehnika se zasniva na činjenici da FT utiče na nosače u kanalu električnim poljem i nemaju sposobnost da ih uhvate. ST hvataju nosače iz kanala u okviru merenja karakteristika pod-praga / prenosa, a uticaj ST na nosače kanala od strane elektronskog polja se zanemaruje. Na ovaj način, uticaji FT i ST na karakteristike prenosa podnapona u zasićenosti su u njihovom paralelnom pomeranju i u promeni njihovog nagiba, respektivno[182-184].

Apsolutna vrednost gustine FST (apsolutna vrednost prave gustine zamki interfejsa) može se odrediti tehnikom pumpanja naboja. Rezultati izvedeni za RADFET pokazali su da je gustina FST dobijena ovom metodom, znatno manja od one dobijene tehnikom midgap. To je zbog činjenice da midgap metoda, pored FST-a, može da registruje i deo SST-a koji se nalazi veoma blizu Si / SiO₂ interfejsa. Takođe je pokazano da je gustina ST mnogo manja od gustine FT dobijene tehnikom midgap. Na osnovu takvog ponašanja RAFET-a zaključeno je da dominantan uticaj na ΔV_T u toku zračenja igra povećanje gustine naboja zarobljenih u oksidu (FT gustina).[185-190]

6.1 Merna nesigurnost

Rezultat merenja predstavlja procenu vrednosti veličine koja se meri, pa je potpun samo ako se navede i podatak o mernoj nesigurnosti. Merna nesigurnost karakteriše „rasipanje“ vrednosti od neke tačne vrednosti. Po pravilu, merna nesigurnost uključuje više različitih komponenti koje se procenjuju statističkim metodama i na osnovu drugih pretpostavki proisteklih iz poznavanja fizičkih zakonitosti, merne procedure, karakteristika komponenti sistema, itd. Kao broj pridružen rezultatu merenja – merna nesigurnost je interval u okviru koga se nalazi merna veličina sa određenom verovatnoćom.

U metrologiji, merna nesigurnost je izraz statističkog odstupanja od izmerene vrednosti. Sva merenja podležu nesigurnosti, a rezultat merenja je potpun samo kada je praćen izražavanjem pridružene merne nesigurnosti, kao što je standardno odstupanje. Prema međunarodnom dogovoru, merna nesigurnost ima verovatnu osnovu i odražava nepotpuno znanje o vrednosti kvantiteta. To je ne-negativan parametar.

Postoje dva tipa procene merne nesigurnosti:

- Tip A procene merne nesigurnosti – metod procene koji se zasniva na statističkoj analizi serije ponovljenih merenja.
- Tip B procene merne nesigurnosti – metod procene koji se zasniva na svemu ostalom osim direktne statističke analize serije ponovljenih merenja.

U opštem slučaju, merenje nije direktno nego se rezultat dobija na osnovu više veličina. Kombinovana (standardna) merna nesigurnost dobija se na osnovu pojedinih komponenti merne nesigurnosti. Kombinovana merna nesigurnost mora da obuhvata

sve nesigurnosti koje je značajno povećavaju. Proširena merna nesigurnost (proširena nesigurnost) je jednaka kombinovanoj standardnoj nesigurnosti pomnoženoj koeficijentom obuhvata.

Istraživanja sprovedena u ovom radu vršena su pod vrhunskim laboratorijskim uslovima. No, i pored toga ona nužno u sebi sadrže mernu nesigurnost, radi čega se tačna vrednost merene veličine, kao takve, ne može saznati. I kod vrhunsko kontrolisanih laboratorijskih uslova uzroci mernih nesigurnosti su obavezno veoma brojni i nemoguće ih je uzeti sve u proračun i razmatranje. Međutim, napravljen je napor, ne mali, da se pored onih najrelevantnijih izvora mernih nesigurnosti uzmu u obzir i oni manje bitni.

U budžet merne nesigurnosti su uzete merne nesigurnosti profesionalnih instrumenata kojima su vršena merenja (i to preračunata na primenjene uslove u skladu sa uputstvom [191]), merna nesigurnost izvora zračenja i merna nesigurnost odabira komponenata za zračenje.

Naime, kod ovih poslednjih je od profesionalno probranih komponenata za potrebe ispitivanja odabran statistički uzorak čije su slučajne veličine prema modifikovanom U-testu pripadale jedinstvenom statističkom uzorku uz statističku nepouzdanost manju od 1%.

Uzimajući sve pomenute komponente, primenom statističke metode, Monte Carlo metode i analitičke metode ustanovljeno je da je merna nesigurnost eksperimentalnog postupka manja od 7%.

7. REZULTATI I DISKUSIJA

Pažnja današnjih istraživanja o uticaju jonizujućeg zračenja na MOSFET je usmerena na dva interesa zaštite od SEU. Prvi interes je proizvodnja MOSFET-a sa najvećom mogućom otpornošću na jonizujuće zračenje (tvrdoća zračenje), dok se drugi odnosi na proizvodnju dozimetra sa jonizujućim zračenjem (RADFETs). Cilj bilo kojeg postupka određivanja tvrdoće zračenja je predvideti reakciju uređaja u interesnom okruženju na osnovu praktičnih laboratorijskih merenja.

Uobičajeni MOSFET-ovi na bazi silikona mogu se koristiti kao dozimetri za rešavanje problema automatskog očitavanja. MOSFET dozimetri sa plutajućim vratima zasnivaju se na merenju praga napona, koji se idealno menja kao linearna funkcija apsorbirane doze. Pored toga, trenutna MOSFET CMOS tehnologija može se koristiti za pridružene digitalne, analogne i radiofrekvencijske funkcije automatskog očitavanja dozimetrije.

Poznato je da je neposredan uticaj jonizujućeg zračenja na oksid dovodi do stvaranje para elektron-šupljina. Pozitivno nabijeno naelektrisanje u rasutom oksidu koje je dalje od Si/SiO₂ interfejsa se naziva fixed trap (FT) i stoga nije u mogućnosti da razmenjuje naboje sa Si tokom vremenskog okvira za merenje. Pozitivno nabijeno naelektrisanje u rasutom oksidu koje je bliže Si/SiO₂ interfejsa se naziva switching traps (ST) i stoga je u mogućnosti da razmenjuje naboje sa Si tokom vremenskog okvira za merenje. ST formiran u oksidu blizu Si/SiO₂ interfejsa se naziva slow switching traps (SST).

Cilj rada je bio da se istražiti mogućnost komercijalne primene VDMOSFET-a za p-kanal napajanja kao senzor gama zračenja. Rezultati predstavljeni ovde bave se mogućnošću napajanja VDMOSFET-a, IRF9520 kao senzora gama zraka za doze zračenja mnogo veće od onih koje se koriste u radioterapiji. Osetljivost snage p-kanala VDMOSFET-a je veća od RADFET-a i posledica je veće koncentracije fiksiranih zamki generisanih gama-zračenjem. Mehanizmi koji su odgovorni za promenu napona tokom zračenja. dovode do veće promene u p-kanalu VDMOSFET-u nego u RADFET-ima. Promena napona praga predstavlja nesumnjivo najozbiljniji problem na MOSFET-ovima[192].

Komponente pomaka praga napona zbog FT i pomaka praga napona zbog ST, mogu se izraziti preko sledeće formule:

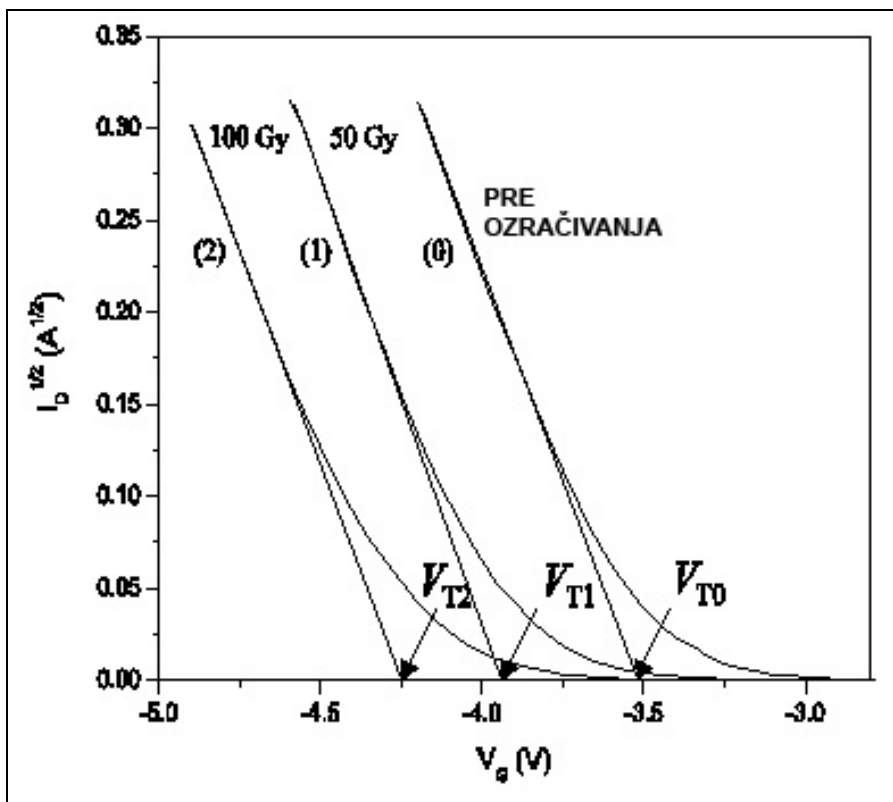
$$\Delta V_T = \Delta V_{FT} + \Delta V_{ST} = \pm \frac{q}{C} \Delta N_{FT} + \frac{q}{C} \Delta N_{ST} \quad (1)$$

gde je C kapacitivnost posmatrane oblasti, q je apsolutna vrednost naelektrisanja elektrona, dok su ΔN_{FT} i ΔN_{ST} prave gustine FT i ST, respektivno. Znakovi „+“ i „-“ označavaju p-kanal i n-kanal MOSFET-a, respektivno[193-196].

Najvažniji parametri koji karakterišu proces ozračenjivanja MOSFET-a su osetljivost i linearnost kao i dugoročna stabilnost praga napona MOSFET-a na sobnoj temperaturi. Većina komercijalnih dozimetrijskih sistema zasnovanih na MOSFET-u mere priraštaj od napon izvora odvoda pri konstantnoj struji odvoda.

Karakteristike prenosa VDMOSFET-a IRF9520 u zasićenosti pre zračenja (kriva 0) i nakon doze zračenja D od 50 i 100 Gi (krive 1 i 2) za napon gejta tokom zračenja $V_{irr} = 5 \text{ V}$, prikazane su na slici 7.1.

Uklapanje gornjeg dela $(I_D)^{1/2} - V_G$ karakteristika, koje su linearne, daju vrednosti naponskog praga V_{T0} , V_{T1} i V_{T2} , ove vrednosti se povećavaju sa porastom D. Slično ponašanje karakteristika je primećeno i za $V_{irr} = 0 \text{ V}$.



Slika 7.1. Karakteristike prenosa u zasićenosti pre i posle zračenja za doze od 50 i 100 Gy. V_{T0} , V_{T1} i V_{T2} predstavljaju vrednosti praga napona pre i posle zračenja sa 50 i 100 Gy, respektivno; Napon gejta tokom ozračivanja iznosi $V_{irr} = 5 \text{ V}$.

Uopšteno, oksidne zamke (pozitivne zamke zbog jonizujućeg zračenja) uzrokuju paralelni pomak V_G i I_D krive u MOS uređajima jer pozitivne zamke stvaraju električno polje u MOS kanalu koje zavisi od vrste nosača u MOS uređaju (šupljine u pMOS i elektroni u nMOS-u) i uzrokuju da se nosači odbace ili privuku na kanal što zauzvrat čini da se pMOS teže uključi ili da se nMOS lakše uključi, respektivno[197-201].

Napon na gejtu V_G koji je neophodan da dođe do stanja jake inverzije, odnosno da koncentracija manjinskih nosilaca uz međupovršinu postane jednaka koncentraciji većinskih nosilaca u unutrašnjosti supstrata predstavlja napon praga i zavisi od koncentracije primesa u supstratu. Električni signal koji se koristi kao dozimetrijski parametar je prag napona[202-204].

Slike 7.2a i 7.2b ΔV_T prikazuju zavisnost između pomeranja praga napona (ΔV_T) i doze zračenja (D) za napon gejta tokom zračenja $V_{irr} = 0\text{ V}$ i, $V_{irr} = 5\text{ V}$, respektivno. Ove slike prikazuju vrednosti za slučajeve kada su zračenja u režimu niskog polja ($V_{irr} = 0\text{ V}$) i u režimu sa visokim poljem zračenja ($V_{irr} = 5\text{ V}$).

Doprinos fiksnih zamki u pomaku praga napona (ΔV_{FT}) i doprinos prebacivanja zamki (ΔV_{ST}) u ukupnom pomaku napona praga predstavljeni su na istim slikama.

Može se videti da je FT uticaj na naponski prag je preovlađujući ($\Delta V_{FT} / \Delta V_{ST} > 95\%$). Može se zaključiti da tokom zračenja IRF9520 pokazuje slično ponašanje kao RADFET, tj. gustina ST čini neznatan uticaj na vrednost ΔV_T .

Dugoročna stabilnost ozračenog MOSFET praga napona je definisana parametrom slabljenja F koji se može izraziti preko:

$$F = \frac{\Delta V_{TR}}{\Delta V_{T0}} 100[\%] \quad (2)$$

gde je ΔV_{TR} pomeraj praga napona posle određenog vremena kaljenja na sobnoj temperature dok je ΔV_{T0} pomeraj praga napona izazvan ozračivanjem[205,206].

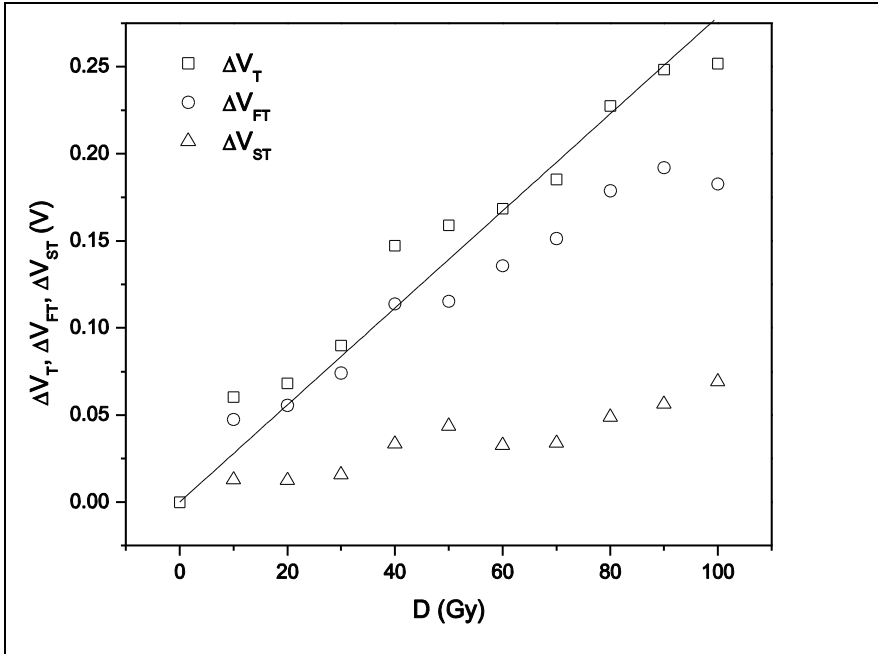
Da bi se uspostavila moguća primena p-kanalnog napajanja VDMOSFET-ovi IRF9520 kao senzora jonizujućeg zračenja, eksperimentalni rezultati $\Delta V_T = f(D)$ opremljeni su sa tri različita modela[207-210].

Prvi je linearna funkcija, $\Delta V_T = A \cdot D$, gde je A konstanta. Pokazano je da je odgovor linearan za male doze i i progresivno se zasićuje na maksimalnoj vrednosti u odnosu na gejta – gate bias.

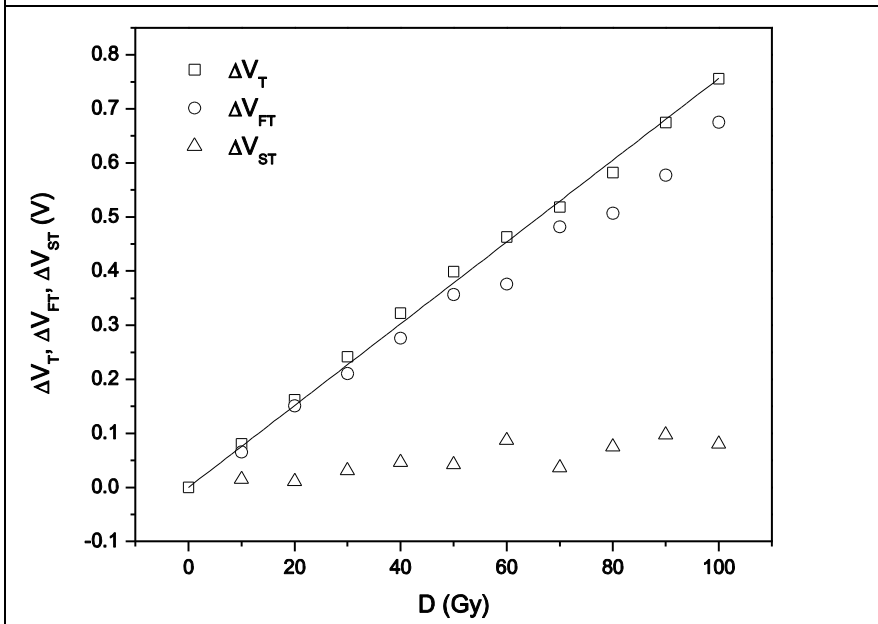
Drugi model predstavljen je takozvanom funkcijom zakona moći, $\Delta V_T = A \cdot D^n$, gde je A konstanta dok je n stepen linearnosti. U statistici, funkcijom zakona moći je funkcionalni odnos između dve veličine, gde relativna promena jedne veličine dovodi do proporcionalne relativne promene druge veličine, nezavisno od početne vrednosti tih veličina tj. jedna veličina varira kao snaga moći druge.

Treći model je standardna eksponencijalna funkcija, $\Delta V_T = A \cdot e^{\frac{D}{b}} + c$, gde su A, b i c konstante.

Vrednosti koeficijenta korelacije za sva tri modela za uzorke bez napona gejta i sa naponom gejta od 5 V tokom zračenja prikazani su u Tabeli I.



Slika 7.2a. Doprinos FT (ΔV_{FT}) i ST (ΔV_{ST}) ukupnom pragu pomaka napona (ΔV_T) za dozu zračenja od 10 do 100 Gy, za napon gejta tokom zračenja $V_{irr} = 0$ V.



Sl. 7.2b. Doprinos FT (ΔV_{FT}) i ST (ΔV_{ST}) totalnom pragu

pomaka napona (ΔV_T) za dozu zračenja od 10 do 100 Gi, za napon gejta tokom zračenja $V_{irr} = 5 \text{ V}$.

Tabela 7.1. Vrednosti podešavanja R-kvadrata za $V_{irr} = 0 \text{ V}$ i $V_{irr} = 5 \text{ V}$.

Model	Podesavanja R-kvadrata $V_{irr} = 0 \text{ V}$	Podešavanja R-kvadrata $V_{irr} = 5 \text{ V}$
Linearna funkcija	0.945	0.996
Funkcija zakona snage	0.979	0.998
Eksponencijalna funkcija	0.975	0.997

Iz podataka prikazanih u Tabeli 7.1 može se zaključiti da je model funkcije zakona moći najbolji u smislu opisa eksperimentalnih podataka.

Takođe se može zaključiti da sva tri modela vrlo dobro opisuju eksperimentalne podatke za uzorke ozračene sa naponom gejta $V_{irr} = 5 \text{ V}$. Da bi se potvrdila spomenuta pretpostavka, na sva tri predložena modela izveden je Akaike test kriterijuma informacija[211-216].

Često korišćen kriterijum za identifikaciju nelinearnog modela je Akaike informativni kriterijum. Akaike informativni kriterijum (AIC) merilo je relativnog kvaliteta statističkih modela za dati skup podataka. Obzirom na kolekciju modela za podatke, AIC procenjuje kvalitet svakog modela u odnosu na svaki drugi model. Dakle, AIC pruža sredstvo za izbor modela. Dakle, AIC kao kriterijum za izbor između ugrađenih statističkih ili ekonometrijskih modela služi za procenu mera kvaliteta svakog raspoloživog modela, jer se one odnose na jedan određeni skup podataka, što ga čini idealnom metodom za odabir modela. Međutim, AIC ne pruža i ne može pružiti test modela koji rezultira informacijama o kvalitetu modela u apsolutnom smislu. Dakle, ako je svaki od testiranih statističkih modela jednako nezadovoljavajući ili loše odgovarajući za podatke, AIC ne bi dala nikakve indikacije od početka. AIC radi na

balansiranju kompromisa između složenosti datog modela i njegove dobre odluke, što je statistički izraz koji opisuje kako se model dobro uklapa u podatke ili niz opservacija[217-222].

Teorijske osobina obične i parcijalne autokorelacione funkcije određuje linearni model i njegov red. Osim pregleda korelograma, često se koriste dodatni kriterijumi za utvrđivanje reda modela. Najčešće korišćeni su Akaike informativni kriterijum i Akaike-ova konačna greška predviđanja[223-226].

Rezultati AIC testa na sva tri modela prikazani su u Tabeli 7.2 i za ozračene uzorke, sa 0 V i 5 V naponom gejta.

Tabela 7.2. AIC rezultati testa za $V_{irr} = 0 \text{ V}$ i $V_{irr} = 5 \text{ V}$.

Model	AIC $V_{irr} = 0 \text{ V}$	AIC $V_{irr} = 5 \text{ V}$
Linearna funkcija	-82.297	-89.395
Funkcija zakona snage	-90.316	-92.927
Eksponencijalna funkcija	-84.055	-83.807

Iz podataka predstavljenih u ovoj tabeli može se zaključiti da su prethodne pretpostavke bile tačne i da model zakona snage najbolje opisuje eksperimentalne podatke u oba slučaja napona gejta. Na osnovu podataka iz Tabele 7.1 može se zaključiti da IRF9520 može biti implementiran kao senzor gama zračenja. Pošto je uspostavljena linearna zavisnost između ΔV_T i D, za uzorke sa $V_{irr} = 5 \text{ V}$ naponom gejta, tokom ozračenja (slika 7.2.b), njihova osetljivost (senzitivnost) $S = \frac{\Delta V_T}{D}$, je ista u rasponu doza zračenja od 10 do 100 Gy, što ih čini pogodnim za dozimetrijsku primenu.

Za uzorke ozračene bez napona gejta ne može se utvrditi linearna zavisnost, zbog čega je njihova primena u dozimetriji neprimerena zbog varijacije osetljivosti za različiti raspon doza zračenja[227-230].

Poređenje rezultata za VDMOSFETs IRF9520 i RADFET sa 100 nm debljine oksida gejta za interval doziranja od 10 do 50 Gy, pokazuje da je osetljivost VDMOSFET-a nešto veća od RADFET-a. To bi moglo biti posledica različitih tehnologija koje se koriste za proizvodnju VDMOSFET-a i RADFET-a. Ovo dokazuje da se komercijalni VDMOSFET, sa relativno niskom cenom, mogu koristiti kao zamena za RADFET, iste debljine oksida u dozimetriji u rasponu doza od 10 do 100 Gy.

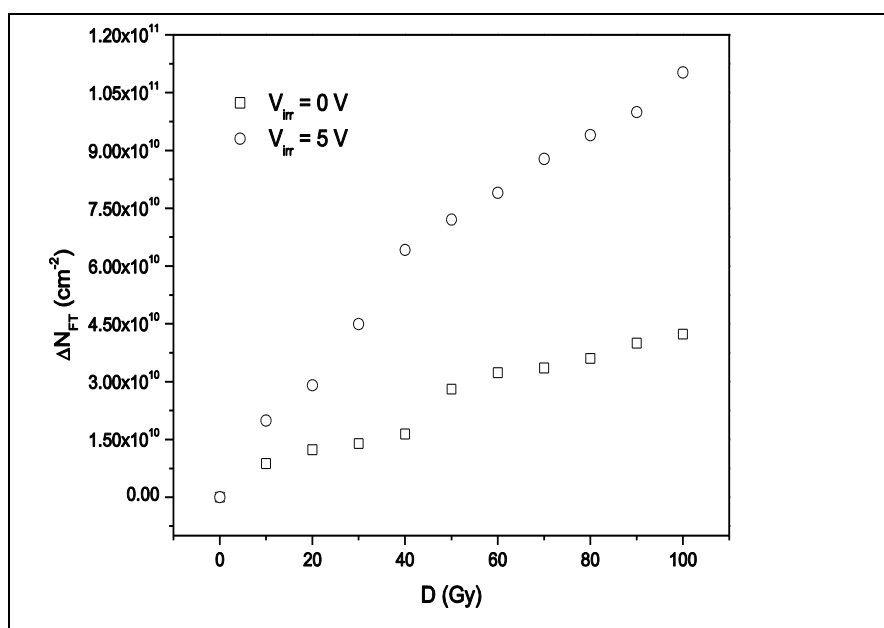
Na osnovu ovih rezultata i preporučenih standardnih postupka ispitivanja, CMOS sklopovi su bili podvrgnuti verifikaciji za primenu sa malim i visokim dozama ozračivanja. Pokazano je da nema efekta brzine doze na odgovor nakon zračenja na CMOS uređaju kao i da je za n-kanalne tranzistore pozitivna gustoća naboja oksida i interfejs-zamka linearno zavisni od ukupne doze[231-234].

Prethodna istraživanja RADFET-a koja su razmatrana uglavnom su zasnovana na njihovom odgovoru na gama-zračenje za doze u rasponu od nekoliko desetina do nekoliko stotina greja [Gy]. Nedavno istraživanje pokazalo je da su RADFET-ovi takođe osetljivi na doze gama-zraka od 0.1 do 1Gy. Takođe, pokazalo se mogućnost ponovne upotrebe RADFET-a u slučaju kada se nakon prvog zračenja gama-zracima ozračivanje vrši na sobnoj i povišenoj temperaturi. RADFET se upotrebljava u slučajevima kada se koriste rendgenski zraci, pretežno u radioterapiji i interventnoj radiologiji[235-239].

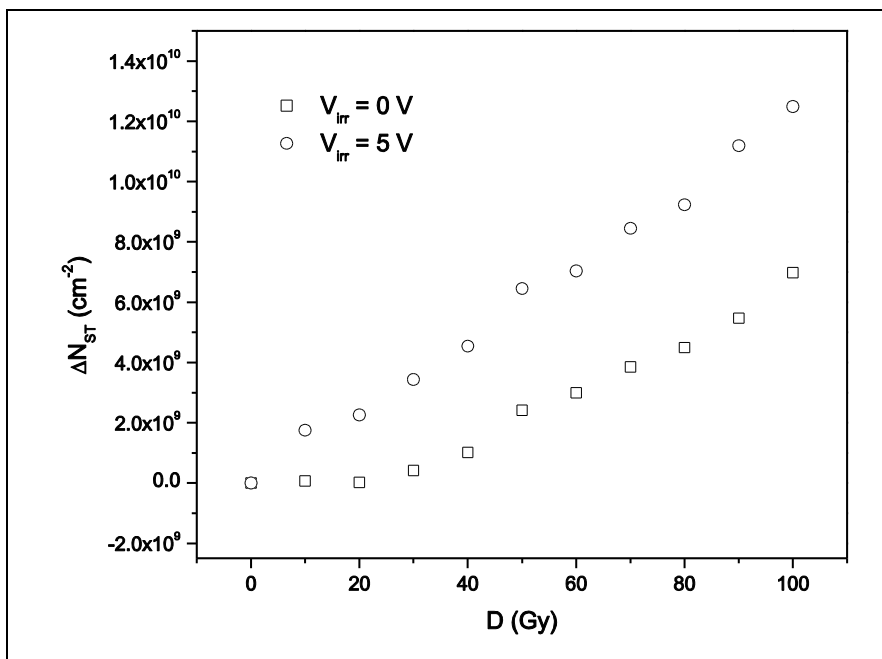
Naime, porast električnog polja tokom zračenja RADFET-a dozimetrom dovodi do značajne promene ΔV_T vrednosti. Sličan odgovor ovih RADFET-ova otkriven je kod slučajeva gama-zračenja za doze od nekoliko desetina do nekoliko stotina Gy.

Osetljivost je okarakterisana pomakom praga napona određenim karakteristikama prenosa u merenjima zasićenosti i očitavanja. Rezultati su pokazali da je odziv veći kada se RADFET zrači rendgenskim zracima zbog dominantnog uticaja fotoelektričnog efekta u slučajevima rendgenskih zraka u poređenju sa Comptonovim efektom u slučajevima gama zraka. Da bi se optimizirao proces izrade RADFET-a,

izvršena je analiza oštećenja nastalih tokom zračenja. Pokazano je da pozitivni zarobljeni naboj oksida koji nastaje centrima rupa ima dominantan uticaj na promenu napona praga ΔV_T . Centri nastaju tokom zračenja i njihov broj se povećava sa smanjenjem energije fotona. Prema rezultatima može se zaključiti da se može postići zadovoljavajući odgovor ovih RADFET-a za značajno niže doze, posebno u slučajevima rendgenskih zraka, što bi omogućilo njihovu efikasnu primenu u merenju redosleda malih doza od nekoliko mGj koji se koriste u dijagnostičkoj i interventnoj radiologiji[240-242].



Slika 7.3. Promena površinske gustine fiksnih zamki, (ΔN_{FT}) kao funkcija doze radijacije, (D), bez ($V_{irr} = 0$ V) i sa naponom gejta u toku ozračivanja ($V_{irr} = 5$ V).



Slika 7.4. Promena površinske gustine preklopnih zamki, (ΔN_{ST}), kao funkcija doze zračenja (D), bez ($V_{irr} = 0$ V) i sa naponom gejta u toku ozračivanja ($V_{irr} = 5$ V).

Slike. 7.3 i 7.4 prikazuju promenu površinske gustine FT, ΔN_{FT} i ST, ΔN_{ST} , respektivno, $V_{irr} = 0$ V i $V_{irr} = 5$ V. Kao što se očekivalo, povećanje doze zračenja dovodi do povećanja ΔN_{FT} i ΔN_{ST} . Takvo povećanje je intenzivnije za $V_{irr} = 5$ V nego $V_{irr} = 0$ V. Takođe se može videti da je ΔN_{ST} otprilike za red veličine manji od ΔN_{FT} , što dokazuje da ΔN_{FT} pretežno doprinosi porastu ΔV_T tokom zračenja. S obzirom na to usredsredili smo se samo na nedostatke koji dovode do stvaranja pozitivnog zarobljenog naboja tokom ozračivanja. Model koji objašnjava nastanak ovih nedostataka predložio je Lelis i saradnici (HDL model). Presudna uloga u ovom modelu pripada E'_γ centru, koji je slaba Si-Si veza u oksidu, nastala usled zastoja atoma kiseonika između dva Si atoma, a svaki je spojen na tri atoma kiseonika. Centar E'_γ djeluje kao zamka za šupljine i uglavnom je odgovoran za povećanje pozitivnog naboja tokom zazračivanja. Centri E'_γ su formirani u oksidnom i blizu Si / SiO₂ interfejsa. Oni predstavljaju FT centre u oksidu, dok centri u blizini Si / SiO₂ interfejsa predstavljaju SST. Za $V_{irr} = 0$ V električno polje u oksidu dolazi samo zbog razlike u radnoj funkciji između gejta i supstrata (uslovi nultog

napona jednaki su naponu gejta od 0,3 V), tako da je verovatnoća za rekombinaciju elektron-šupljina veća nego u slučaju kada $V_{\text{irr}} = 5 \text{ V}$. Naime, za $V_{\text{irr}} = 5 \text{ V}$ veliki broj šupljina će izbeći početnu rekombinaciju, što dodatno povećava verovatnoću za njihovo hvatanje u centrima E'_γ . To dalje vodi povećanju pozitivnog naboja u oksidnim i interfejsnim stanjima. Takav zaključak je u saglasnosti sa rezultatima prikazanim na slici 7.3.

Predstavljeni eksperimentalni rezultati mogu se najlakše objasniti na osnovu centara, koji su slabe Si-Si veze u oksidu uzrokovane praznim atomom kiseonika između dva Si atoma, a svaki je sleđa vezan za tri atoma kiseonika. Centar formiran tokom ozračivanja deluje kao zamka za šupline i pretežno je odgovoran za povećanje naboja hvatanja pozitivnog oksida tokom ozračenja. Naboj zarobljen oksidom uključuje i naboj zarobljen u FT i naboj zarobljen na SST. Treba istaknuti da odvojena tehnika punjenja naboja praga se ne može koristiti za odvajanje doprinosa SST od doprinosa FST-a. Broj stvorenih FT i ST raste sa brojem šupljina koje su izbegle rekombinaciju sa elektronima.

Za praktičnu primenu MOSFET-ova u dozimetriji, očuvanje apsorbovane doze, izraženo beznačajnim promenama praga napona, je presudno, posebno kada se čuvaju na sobnoj temperaturi tokom dužeg vremenskog perioda bez gejta. Ovo je važno uglavnom iz dva razloga. Prvo, doza zračenja se ne može uvek dobiti odmah nakon ozračivanja, već nakon određenog vremena. Drugo, tačan trenutak zračenja često je nepoznat, s obzirom na to da se merenja doze zračenja periodično obavljaju.

ZAKLJUČAK

Problem kod odziva pMOS dozimetara je pojava nelinearnosti. Zahtevi klijenta usmereni su na linearni odziv senzora kad god situacija to dozvoljava. Idealno je očekivati da MOSFET dozimetar deluje linearno sa apsorbovanom dozom, ali pri velikim dozama (što je relativna mera i određuje se procesom izrade, orijentacijom silicijuma i okruženjem zračenja) odgovor MOSFET-a je nelinearan. Današnja tendencija seže čak do tačke kada se traži da proizvedu RADFET-ove sa tačno pragovnim naponom od 0V samo za izbegavanje početne kalibracije. Par zadnjih godina dolazi do sve veće primene hibridnih modela koji spajaju linearni i nelinearni pristup. Nelinearnost se može rešavati neuronskim mrežama i kod hibridnog modela na ulazu je nelinearni input dok izlaz treba da bude linearan što i jeste cilj. Veštačke neuronske mreže (engl. Artificial neural networks - ANN) sve više nalaze put u raznim oblastima nelinearnosti i daju zadovoljavajuće rezultate. Međutim, primena nelinearnog odgovora na pMOS tranzistore trebalo bi zahtevati dugotrajno istraživanje koje će se usredsrediti na neke druge prednosti kao što su reproduktivnost, dugoročna stabilnost itd. i trenutno je van okvira ovog rada.

Postoje mikrokontroleri koji mogu obavljati različite matematičke i statističke zadatke. Sa pojavom prvih mikroprocesora 1971. godine, počela je i njihova upotreba u kontrolne svrhe. Međutim tipičan sistem je zahtevao veliki broj dodatnih kola za rad, kao što su bili AD pretvarači (A/D converters), brojači, oscilatori i drugo. Vremenom je došlo do integrisanja potrebnih komponenti u jedno kolo, i tako je stvoren moderni mikrokontroler. Bez obzira koliko su ti uređaji danas jeftini, značajno povećavaju cenu dozimetrijske jedinice kao finalnog proizvoda.

Nakon zračenja, karakteristike MOS-a neće biti stabilne s vremenom. Ovaj efekat je nepoželjan, jer cilj je da rezultati ozračenja (pomeraj praga napona) budu dostupni tokom dužeg vremenskog perioda. Pokazano je da su promene naponskog praga nakon ozračenja posledicama promena interfejs-zamki izazvanih zračenjem i naboja zarobljenog oksida. U tankim oksidima, što je slučaj u ovom istraživanju, zamke za rasuti oksid (iako malobrojne u poređenju sa drugim efektima) spajaju se sa tunelovanim elektronima iz kanala na sobnoj temperaturi.

Da bi se verifikovala moguća primena VDMOSFET tranzistora komercijalne snage IRF9520 kao senzora gama zračenja, praćenje pomeranja praga napona praćeno je u intervalu doze zračenja od 10 do 100Gy. Da bi se potvrdila moguća primena VDMOSFET-a u dozimetriji, korišćena su tri različita modela za utvrđivanje zavisnosti između pomeranja praga napona i doze zračenja D. Linearna funkcija, funkcija zakona snage i eksponencijalna funkcija. Na osnovu prilagođenih vrednosti R-kvadrata i Akaike kriterijuma zaključeno je da je funkcija zakona snage najbolja za opis eksperimentalnih podataka, a nakon eksponencijalne funkcije i linearne funkcije najmanje se koristi pri eksperimentalnoj verifikaciji podataka. Međutim, za praktičnu primenu najvažnija je linearna funkcija. Linearna zavisnost između pomeranja praga napona ΔV_T i doze zračenja D kada je napon gejta tokom ozračenja $V_{irr} = 5V$, pokazala da je osetljivost ista za čitav razmotreni interval doze, pa se stoga naponski VDMOSFET-i mogu koristiti u dozimetrijskim primenama. Takvo ponašanje je presudni kriterijum za primenu tranzistora u dozimetrijskim aplikacijama. Verifikovano je da je osetljivost ovih komponenata veća od posebno dizajnirane osetljivosti tranzistora sa efektom na zračenje (RADFET), debljine 100nm oksida gejta, proizveden od strane Nacionalnog instituta Tindall, Cork, Irska. Za vreme zračenja, slično kao kod RADFET-a, dominantnu ulogu u pomeranju praga napona igra pozitivan zarobljeni naboj, čija je gustina za red veća od gustine interfejs zamki. Takvo ponašanje dokazuje da se VDMOSFET transistor snage IRF9520, može koristiti kao senzor gama zračenja za interval doza od 10 do 100Gy.

LITERATURA

- [1.] Holmes-Siedle, A., The space-charge dosimeter: General principles of new method of radiation detection, Nucl. Instrm. Meth., 121 (1974), 1, pp. 169-179
- [2.] Garcia-Inza, M., Carbonetto S., Lipovetzky, J., Carra, M. J., Sambuco Salomone, L., Redin, E. G., Faigon, A., Switched bias differential MOSFET dosimeter, IEEE Trans. Nucl. Sci. 61 (2014), 3, pp. 1407-1413.
- [3.] Buchler, M. G., Blaes, B.R., Soli, G. A., Tordio, G. R., On chip p-MOSFET dosimetry, IEEE Trans. Nucl. Sci. 40 (1993), pp. 1442-1449.
- [4.] Mekki, J., Laurent, D., Glaser, M., Moll, M., Pia, M. G., Ravotti, F., Packing effects on RadFET sensors for high energy physics experiments, IEEE Trans. Nucl. Sci. 56 (2009) pp. 2061-2069.
- [5.] Seon, J., Kim, S.-J., Sung, B.-I., Marri, S. A., Lee, S.-H., A small space radiation monitor capable of multiple values of MOSFET, J. Nucl. Sci Technol. 47 (2010), pp. 340-344.
- [6.] Othman, M. A. R., Gutojar, D. L., Hardeastle, N., Guatelli, S, Rosenfeld, A. B., Monte Carlo study of MOSFET packaging optimized for improved energy response single MOSFET filtration, Radiat. Prot. Dosim. 141 (2010), pp. 10-17.
- [7.] Martinez-Garcia, M. S, Torres del Rio, J., Jaksic, A., Banqueri, J. Carvajal, M. A., Response to ionizing radiation of different biased and stacked pMOS, Sensors and Actuators A 252 (2016), pp. 67-75.. Sci. 63 (4)
- [8.] Asensio, L. J., Carvaial, M. A., Lopez-Villaneva, J. A., Vilches, M., Lallena, A.M., Palma, A. J., Evaluation of a low-cost commercial mosfet as radiation dosimeter, Sensors and Actuators A 125 (2006), pp. 288-295.
- [9.] Martines-Garcia, M. S., Simancos, F., Palma, A. J., Lallena, A. M., Banqueri, J., Carvajal, M. T. A., General purpose MOSFETs for the dosimetry of electron beam used in intra-operative radiotherapy, Sensors and Actuators A 210 (2014), pp. 175-181.
- [10.] Pejovic, M. M., Application of p-channel power VDMOS transistors as a high radiation doses sensor, IEEE Trans. Nucl. Sci. 62 (2015), 4, pp. 1905-1910.
- [11.] P. Osmokrović, *Osnovi nuklearne fizike*, Akademska misao, 2008.
- [12.] E. Sakai, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-34(1)**, 418 (1987).

- [13.] E. Sakai, K. Kubo and H. Yoshida, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-27(1)**, 776 (1980).
- [14.] E. Sakai, Y. Murakami and H. Nakatani, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-29(1)**, 760 (1982).
- [15.] E. V. Špoljskij, *Atomska fizika I*, Zavod za izdavanje udžbenika Srbije, Beograd, 1963.
- [16.] E. V. Špoljskij, *Atomska fizika II*, Nauka, Moskva, 1974. E. R. Semple, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-19(1)**, 445 (1972).
- [17.] E. A. Sokol, *Nucl. Instrum. Meth.* **219**, 336 (1984).
- [18.] E. K. Souw and R. J. Meilunas, *Nucl. Instrum. Meth.* **A400**, 69 (1997).
- [19.] E. Steinbauer, *Nucl. Instrum. Meth.* **B85**, 642 (1994).
- [20.] F. S. Goulding, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **41(4)**, 1140 (1994).
- [21.] E. Steinbauer, *Nucl. Instrum. Meth.* **A339**, 102 (1994).
- [22.] F. Angelini et al, *Nucl. Instrum. Meth.* **A355**, 69 (1993).
- [23.] F. S. Goulding and D. A. Landis, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **41(4)**, 1145 (1994).
- [24.] G. D. Haldwell, *Nucl. Instrum. Meth.* **A348**, 388 (1994).
- [25.] G. Hall, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-33(1)**, 310 (1986).
- [26.] G. Hall, *Nucl. Instrum. Meth.* **A388**, 283 (1997).
- [27.] G. Humpston and A. P. Needham, *Nucl. Instrum. Meth.* **A395**, 375 (1997).
- [28.] G. Pietri, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **44(3)**, 1237 (1997).
- [29.] H. Kume, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-33(1)**, 346 (1986). G. Rannuci, *Nucl. Instrum. Meth.* **A354**, 389 (1995).
- [30.] G. J. Schmid, *Nucl. Instrum. Meth.* **A422**, 368 (1999).
- [31.] H. J. Krwowski, *Nucl. Instrum. Meth.* **A245**, 207 (1986).
- [32.] H. Leutz, *Nucl. Instrum. Meth.* **A364**, 422 (1995).
- [33.] H. Shao, D. W. Miller and C. R. Pearsall, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **38(2)**, 845 (1991).
- [34.] H. Soltau et al, *Nucl. Instrum. Meth.* **A377**, 340 (1996).
- [35.] H. Suzuki, T. A. Tombrello, C. L. Melcher and J. S. Schweitzer, *IEEE Trans, Nucl. Sci.* **40(4)**, 380 (1993).
- [36.] H. Takahaski, *Nucl. Instrum. Meth.* **A353**, 164 (1994).

- [37.] M. Born, *Die Relativitätstheorie Einsteins*, Verlag von Julius Springer, Berlin, 1922.
- [38.] J. B. Czirr, G. M. MacGillivray, R. R. MacGillivray and P. J. Seddon, *Nucl. Instrum. Meth.* **A424**, 15 (1999).
- [39.] J. F. Ziegler, *The Stopping and Ranges of Ions in Mater*, Pergamon Press, New York, 1977.
- [40.] J. D. Valentine and A. E. Rana, *EEE Trans. Nucl. Sci.* **43(5)**, 2501 (1996).
- [41.] J. D. Valentine, B. D. Rooney and J. Li, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **45(3)**, 512 (1998).
- [42.] J. D. Valentine, B. D. Rooney and P. Dorenbos, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **45(3)**, 1750 (1998).
- [43.] J. Zabierowski, *Nucl. Instrum. Meth.* **A338**, 577 (1994).
- [44.] P. Osmokrović, D. Petković, O. Marković, *IEEE Trans. on Instrum. and Measur*, Vol. 46, No.1, 36, 1997.
- [45.] P. Osmokrović, M. Srećković, *Zbirka zadataka iz Nuklearne fizike*, Naučna knjiga, Beograd, 1994.
- [46.] P. Osmokrović, M. Srećković, *Zbirka zadataka iz nuklearne fizike*, Naučna knjiga, Beograd, 1994
- [47.] P.Osmokrovic, *Knjiga Postanja, Prelom Teorija Velikog praska*, Beograd, 2012.
- [48.] J. W. McKlveen, H. W. Berk and W. R. Johnson, *Int. J Appl. Radiat Isotopes* **23**, 337 (1972).
- [49.] T.P. Ma and P.V. Dressendorfer, *Ionizin Radiation Effects in MOS Devices and Circuits*, New York: Willey and Sons, 1989.
- [50.] K. H. Abel, *Nucl. Instrum. Meth.* **A353**, 114 (1994).
- [51.] K. Berwick, M. R. Brozel, C. M. Buttar, M. Cowperthwaite and Y. Hou, *Inst. Phys. Conf. Series* **135**, 305 1993.
- [52.] K. L. Giboni and E. Aprile, *Nucl. Instrum. Meth.* **A416**, 319 (1998). C. L. Lingren, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-45**, 433 (1998).
- [53.] M. Kobayashi, *Nucl. Instrum. Meth.* **A337**, 355 (1994).
- [54.] M. Kobayashi and M. Ishii, *Nucl. Instrum. Meth.* **B61**, 491 (1991).
- [55.] P. Osmokrović, B. Lončar, S. Stanković, *IEEE Trans. on Plasma Sci*, Vol.30, No.5, 1876, 2002.

- [56.] P. Osmokrović, B. Lončar, S. Stanković, *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, Vol 32, No.5, 1725, 2003.
- [57.] M. Krammer, *Nucl. Instrum. Meth.* **A379**, 384 (1996).
- [58.] M. J. Loughlin, J. M. Adams and G. Sadler, *Nucl. Instrum. Meth.* **A294**, 606 (1990).
- [59.] M. Laval, *Nucl. Instrum. Meth.* **206**, 169 (1983).
- [60.] M. Moszynski, *Nucl. Instrum. Meth.* **A317**, 262 (1992).
- [61.] M. Moszynski, *Nucl. Instrum. Meth.* **A345**, 461 (1994).
- [62.] M. Weyrauch, A. Casnati, P. Schillebeeckx and M. Clapham, *Nucl. Instrum. Meth.* **A403**, 422 (1998).
- [63.] M. A. Wolf, J. I. McAtee, and W. P. Unruh, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **37(2)**, 883 (1990).
- [64.] M. M. Zoeller et all, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-44(3)**, 815 (1997).
- [65.] N. N. Ajitanand and K. N. Iyengar, *Nucl. Instrum. Meth.* **133**, 71 (1996).
- [66.] P. R. P. Coelho, A. A. Da Silva and J. R. Maiorino, *Nucl. Instrum. Meth.* **A280**, 270 (1989).
- [67.] P. Dorenbos, J. T. M. De Haas and C. W. E. Van Eijk, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **42(6)**, 2190 (1995).
- [68.] P. Dorenbos, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **40(4)**, 424 (1993).
- [69.] P. Dorenbos, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **41(4)**, 735 (1994).
- [70.] R. D. Evans, *The Atomic Nucleus*, McGraw-Hill Book Company, Thirteenth edition, New York, 1970.
- [71.] P. Osmokrović, *IEEE Trans. On Plasma Sci.*, Vol.21, No.6, pp. 645-654, 1993.
- [72.] P. Osmokrović, B. Lončar, M. Gajić-Kvaščev, *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, Vol.32, No.5, 1849, 2004.
- [73.] P. Osmokrović, A. Vasić, T. Živić, *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, Vol.33, No. 5, 1677, 2005.
- [74.] R.A. Weeks, "Paramagnetic resonance of lattice defects in irradiated quartz", *J. Appl. Phys.*, Vol. 27, pp. 1376-1381, 1956.
- [75.] R. R. Finck, K. Liden and R. B. R. Persson, *Nucl. Instrum. Meth.* **135**, 559 (1976).
- [76.] W. G. Gong, *Nucl. Instrum. Meth.* **A380**, 209 (1996).

- [77.] W. C. G. Ho, *Nucl. Instrum. Meth.* **A412**, 507 (1998).
- [78.] S. Kabayashi, N. Hosoda and R. Takashima, *Nucl. Instrum. Meth.* **A390**, 426 (1997).
- [79.] T. L. Johnson, Y. Lee, K. A. Lowry and S. C. Gorbics, *Proceedings of the American Nuclear Society Tropical Meeting on Theory and Practices in Radiation Protection and Shielding*, April 1987.
- [80.] T. Z. Kowalski, *Nucl. Instrum. Meth.* **A234**, 501 (1986).
- [81.] T. Mounthy, *Nucl. Instrum. Meth.* **A368**, 213 (1995)
- [82.] V. T. Jordanov, G. F. Knoll, A. C. Huber and J. A. Pantazis, *Nucl. Instrum. Meth.* **A353**, 261 (1994).
- [83.] V. T. Jordanov, J. A. Pentazis and A. C. Huber, *Nucl. Instrum. Meth.* **A380**, 353 (1996).
- [84.] V. Mares and H. Schraube, *Nucl. Instrum. Meth.* **A366**, 203 (1995).
- [85.] P. Osmokrović, A. Vasić, *IEEE Trans. on Plasma Sci*, Vol.33, No. 5, 1672, 2005.
- [86.] J. H. Osborne, *Nucl. Instrum. Meth.* **A345**, 308 (1994).
- [87.] W. C. Feldman, G. F. Auchanpaugh and R. C. Byrd, *Nucl. Instrum. Meth.* **A306**, 350 (1991).
- [88.] K. Krane, *Modern Physics*, John Willey & Sons, New York, 1994.
- [89.] K. Livingston, P. J. Woods, T. Darvison and A. C. Shotter, *Nucl. Instrum. Meth.* **A370**, 445 (1996).
- [90.] W. A. Fisher, S. H. Chen, D. Gwinn and R. R. Parker, *Nucl. Instrum. Meth.* **219**, 179 (1984).
- [91.] K. R. Prasad et al, *Nucl. Instrum. Meth.* **A418**, 420 (1998) W. N. Lennard et al, *Nucl. Instrum. Meth.* **A248**, 454 (1986).
- [92.] T. Ludziejewski, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **42(4)**, 328 (1995).
- [93.] T. Ludziejewski, *Nucl. Instrum. Meth.* **A398**, 287 (1997).
- [94.] J. F. Butler, *Mat. Sci. Engin.* **B16**, 291 (1993).
- [95.] I. Kanno, *Jour. Nucl. Sci. Tach.* **29(7)**, 660 (1992).
- [96.] I. Y. Lee, *Nucl. Instrum. Meth.* **A422**, 195 (1999).
- [97.] J. Blair, D. Beckedahl, J. Kammeraad and G. Schmid, *Nucl. Instrum. Meth.* **A422**, 331 (1999).

- [98.] W. T. Lin, *Nucl. Instrum. Meth.* **A389**, 415 (1997).
- [99.] H. Sakurai and B. D. Ramesy, *Nucl. Instrum. Meth.* **A313**, 155 (1992)
- [100.] W. Lim and C. K. Wang, *Nucl. Instrum. Meth.* **A335**, 243 (1993).
- [101.] *X-ray and Gamma-Ray Standards for Detector Calibration*, IAEA-TECDOC-619, IEA, Vienna (1991).
- [102.] Y. K. Dewaraja, R. F. Fleming, M. A. Ludington, and R. H. Fleming, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **41 (4)**, 871 (1994).
- [103.] J. L. Campbell, *Nucl. Instrum. Meth.* **B109E110**, 71 (1996).
- [104.] J. B. Czirr and G. L. Jensen. *Nucl. Instrum. Meth.* **A349**, 532 (1994).
- [105.] J. Matheson, *Nucl. Instrum. Meth.* **A362**, 297 (1995).
- [106.] Y. Yoshizawa and J. Takeuchi, *Nucl. Instrum. Meth.* **A387**, 33 (1997).
- [107.] Z. He, G. F. Knoll, D. K. Wehle and J. Miyamoto, *Nucl. Instrum. Meth.* **A388**, 180 (1997).
- [108.] F. Petry, *Nucl. Instrum. Meth.* **A332**, 107 (1993).
- [109.] F. Yang, J. H. Hamilton, *Modern Atomic and Nuclear Physics*, The McGraw-Hill Companies Inc, New York, 1996.
- [110.] G. Charpak, *Nucl. Instrum. Meth.* **A274**, 275 (1996).
- [111.] H. Borst, *Nucl. Instrum. Meth.* **169**, 69 (1980).
- [112.] H. Bükler, *Theorie und Praxis der Halbleiterdetektoren für Kerenstrahlung*, Springer-Verlag, Berlin, 1971H. J. Ziock, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **40(4)**, 344(1993).
- [113.] W. J. McDowell, *Radioactivity & Radiochemistry* **3(2)**, 26 (1992).
- [114.] H. P. Chou and C. Y. Horng, *Nucl. Instrum. Meth.* **A328**, 522 (1993).
- [115.] G. Kalinka and K. Taniguchi, *Nucl. Instrum. Meth.* **B75**, 91 (1993).
- [116.] D. Visvikis, *Nucl. Instrum. Meth.* **A392**, 414 (1997).
- [117.] D. Voza, C. Moisan and S. Pakuet, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **44(2)**, 197 (1997).
- [118.] E. V. Bonzi and R. T. Mainardi, *Nucl. Instrum. Meth.* **B72**, 477 (1992).
- [119.] E. J. Dilanni, "Radiation Measuring Apparatus", U. S. Patent 4,605, 859, issued Aug. 12, 1986.
- [120.] P. Osmokrović, M. Srećković, *Detektori i spektrometri nuklearnog zračenja (sa uputstvima za vežbe)*, Naučna knjiga, Beograd, 1991.

- [121.] E. W. Emery, "Geiger- Mueller and Proportional Counters", in *Radiation Dosimetry*, Vol. II (F. H. Attix and W. C. Roesch, eds.), Academic Press, New York, 1966. G. Helmer, J. R. Davidson and R. J. Gehrke, "*Gamma-Ray Spectrum Catalog*", CD-ROM published by Idaho National Engineering and Environmental Laboratory, 1999.
- [122.] K. Debertin and R. G. Helmer, *Gamma and X-Ray Spectrometry Detectors*, North Holland Publishers, Amsterdam, 1988.
- [123.] A.G. Holmes-Siedle, "The space charge dosimeter- general principle of B.E. Deal, "Standardized terminology for oxide charges associated with thermally oxidized silicon", *IEEE Trans. Electron. Dev.*, Vol. ED-27, pp. 606-608, 1980.
- [124.] E. Costa, E. Massaro and I. Piro, *Nucl. Instrum. Meth.* **A243**, 572 (1986). D. Young, R. Freedman, *University Physics with Modern Physics*, Tenth edition, Addison-Wesley Publishing Company, San Francisco, 2000. E. L. Hull et al, *Nucl. Instrum. Meth.* **A385**, 489 (1997).
- [125.] F. Boland, *Nuclear Reactor Instrumentation (In-Core)*, Gordon & Breach, N.York.
- [126.] W. L. Brown, W. A. Higinbotham, G. L. Miler and R. L. Chase, *Semiconductor Nuclear-Particle Detectors and Circuits*, Publication 1593, National Academy of Sciences, Washington, DC, 1969.
- [127.] S.M. Sze, *Physics of Semiconductors Devices*, New York: Wiley and Sons, 1981.
- [128.] Z. Rajović, K. Stanković, M. Vujisić, E. Dolićanin, *Fleš memorije*, principi rada, primene, radijaciona otpornost, Monografija, Zavod za fiziku tehničkih fakulteta Univerziteta u Beogradu, 2013.
- [129.] T. Oldham et al. „Total Dose Failure in Advanced Electronics from Single Ions“ *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 40, 1993.
- [130.] G.L. Squires, "The Neutron-Proton Interaction", *Prog. Nucl. Phys*, 2, 89, 1952.
- [131.] I. Bialynicki-Birula, Z. Bialynicka-Birula, *Quantum electrodynamics*, Pergamon Press Ltd and PWN- Polish Scientific Publishers, Warszawa, 1975.
- [132.] J.R. Davis, *Instabilities in MOS Devices*, London: Gordon and Breach Science Publishers, 1981.

- [133.] S. Gamerith and M. Polzl, "Negative bias temperature stress on low voltage p-channel DMOS transistors and the role of nitrogen", *Microelectron. Reliab.*, Vol. 42, pp. 1439-1443, 2002.
- [134.] D.M. Fleetwood, P.S. Winokur, R.A. Reber Jr., T.L. Meisenheimer, J.R. Schwank, M.R. Shaneyfelt, L.C. Riewe, "Effects of oxide traps, interface traps and border traps on metal-oxide-semiconductor devices", *J. Appl. Phys.*, Vol. 73, pp. 5058-5074, 1993.
- [135.] D.M. Fleetwood, M.R. Shaneyfelt, W.L. Warren, J.R. Schwank, T.L. Meisenheimer, P.S. Winokur, "Border traps: Issues for MOS radiation response and long-term reliability", *Microelectron. Reliab.*, Vol. 35, pp. 403-408, 1995.
- [136.] D.M. Fleetwood, P.S. Winokur, L.C. Riewe, R.A. Reber, "Bulk oxide traps and border traps in metal-oxide-semiconductor capacitors", *J. Appl. Phys.*, Vol. 84, pp. 6148-6148, 1996.
- [137.] D.M. Fleetwood, "Revised model of thermally stimulated current in MOS capacitors", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-44, pp. 1826-1833, 1997.
- [138.] D.M. Fleetwood, "Border traps in MOS devices", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-39, pp. 269-271, 1992.
- [139.] D.M. Fleetwood, N.S. Saks, "Oxide, interface and border traps in thermal, N₂O and N₂O-nitrogen oxides", *J. Appl. Phys.*, Vol. 79, pp. 1583-1594, 1996.
- [140.] G.S. Ristić, M.M. Pejović, A.B. Jakšić, "Comparison between postirradiation annealing and post high electric field stress annealing of N-channel power VDMOSFETs", *Appl. Surface Science*, Vol. 220, pp. 181-185, 2003.
- [141.] G.S. Ristić, "Influence of ionizing radiation and hot carrier injection on metal oxide-semiconductor transistors", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 41, 02300 (19 pp), 2008.
- [142.] L.P. Trombetta, F.J. Feigh, R.J. Zeto, "Positive charge generation in metal-oxide-semiconductor capacitors", *J. Appl. Phys.*, Vol. 69, pp. 2512-2521, 1991.

- [143.] O. Habaš, Z. Prijić, D. Pantić, N. Stojadinović, "Charge-pumping characterization of SiO₂/Si interface virgin and irradiated power VDMOSFETs", *IEEE Trans. Electr. Dev.*, Vol. ED-43, pp. 2197-2208, 1996.
- [144.] M. Pejović and G. Ristić, "Creation and passivation of interface traps in irradiated MOS transistors during annealing at different temperatures", *Solid State Electr.* Vol. 41, pp. 715-720, 1997.
- [145.] M. Pejović, G. Ristić and A. Jakšić, "Formation and passivation of interface traps in irradiated n-channel power VDMOSFETs during thermal annealing", *Appl. Surf. Sci.*, Vol. 108, pp. 141-148, 1997.
- [146.] G.S. Ristić, M.M. Pejović and A.B. Jakšić, "Fowler-Nordheim high electric field stress of power VDMOSFETs", *Solid-State Electron.*, Vol. 49, pp. 1140-1152, 2005.
- [147.] G.S. Ristić, M.M. Pejović and A.B. Jakšić, "Defect behaviour in n-channel power VDMOSFETs during HEFS and thermal post-HEFS annealing", *Appl. Surf. Sci.*, Vol. 252, pp. 3023-3032, 2006.
- [148.] G.S. Ristić, M.M. Pejović and A.B. Jakšić, "Physico-chemical processes in metal-oxide-semiconductors with thick gate oxide during high electric field stress", *J. Non. Cryst. Solids*, Vol. 353, pp. 170-179, 2007.
- [149.] D.J. DiMaria, E. Cartier, D.A. Buchanan, "Anode hole injection and trapping in silicon dioxide", *J. Appl. Phys.*, Vol. 80, pp. 304-317, 1996.
- [150.] D.J. DiMaria, "Defect production, degradation and breakdown of silicon dioxide film", *Solid-State Electron.*, Vol. 41, pp. 957-965, 1997.
- [151.] F. Adams and R. Dams, *Applied Gamma-Ray Spectrometry*, Pergamon Press, Oxford, 1970.
- [152.] A. Johnston, "Space Radiation Effects in Advanced Flash Memories", NASA, Jet Prop. Lab. CALTEC Pasadena California.
- [153.] D. Nguyen et al. "Total Ionizing Dose Effect on Flash Memories", California Institute of Technology, IEEE, 1998.
- [154.] G. Cellere et al. "Radiation Effects on Floating – Gate Memory Cells", *IEEE Trans. On Nuclear Science*, Vol.48, No.6, 2001.

- [155.] T. Miyahira et al. „Evaluation of Radiation Effects in Flash Memories“, NASA, Jet Prop.Lab. CALTEC Pasadena California 1999.
- [156.] D. Nguyen et al.“Radiation Effects on Advanced Flash Memories“, NASA, Jet Prop.Lab. CALTEC Pasadena California 1999.
- [157.] H. Schwartz et al. „Single Event Upset in Flash Memories“ *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 40, 1993.
- [158.] D.L. Griscom, ”Optical properties and structure of defects in silica glass”, *J. Ceram. Soc. Japan*, Vol. 99, pp. 923-941, 1991.
- [159.] R. Helms and E.H. Poindexter, ”The silicon-silicon-dioxide system: its microstructure and imperfections”, *Rep. Progr. Phys.*, Vol. 57, pp. 791-852, 1994.
- [160.] D.J. DiMaria, D.A. Buchanan, J.H Stathis, R.E. Stahlbush, ”Interface states induced by the presence of trapped holes near the silicon-silicondioxide interface”, *J. Appl. Phys.*, Vol. 7, pp. 2032-2040, 1995.
- [161.] S.K. Lai, ”Two carrier nature of interface-state generation in hole trapping and radiation damage”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 39, pp. 58-60, 1981.
- [162.] S.K. Lai, ”Interface trap generation in silicon dioxide when electrons are captured by trapped holes”, *J. Appl. Phys.*, Vol. 54, pp. 2540-2546, 1983.
- [163.] S.T. Chang, J.K. Wu, S.A. Lyon, ”Amphoteric defects at Si-SiO₂ interface”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 48, pp. 662-664, 1986.
- [164.] N.J.H. Stais, E. Cartier, ”Atomic hydrogen reactions with Pb centers at the (100) Si-SiO₂ interface”, *Phys. Rev., Lett.*, Vol. 72, pp. 2745-2748, 1994.
- [165.] N.S. Saks, S.M. Dozier, D.B. Brown, ”Time dependence of interface formation in MOSFETs following pulsed irradiation”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-35, pp. 1168-1177, 1988.
- [166.] N.S. Saks, R.B. Klein, R.E. Stahlbush, B.J. Mrstik, R.W. Rendell, ”Effects of post-stress hydrogen annealing of MOS oxides after Co-60 irradiation or Fowler-Nordheim injection”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-40, pp. 1341-1349, 1993.

- [167.] J.F. Zhang, I.S. Al-Kofahi, G. Groeseneken, "Behaviour of hot stress Si-SiO₂ interface at elevated temperature", J. Appl. Phys., Vol. 83, pp. 843-850, 1998.
- [168.] C.Z. Zhao, J.F. Zhang, G. Groeseneken, R. Degraeve, J.N. Ellis, C.D. Beech, "Interface state generation after hole injection", J. Appl. Phys., Vol. 90, pp. 328-336, 2001.
- [169.] J.F. Zhang, C.Z. Zhao, G. Groeseneken, R. Degraeve, "Analysis of the kinetics for interface state generation following hole injection", J. Appl. Phys., Vol. 93, pp. 6107-6116, 2003.
- [170.] P.J. McWhorter, S.L. Miller, W.W. Miller, "Modeling the annealing of radiation-induced trapped holes in a varying thermal environment", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-37, pp. 1682-1689, 1990.
- [171.] R.K. Freitag, D. B. Brown, C.M. Dozier, "Evidence for two types of radiation-induced trapped positive charge", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-41, pp. 1828-1834, 1994.
- [172.] D.M. Fleetwood, "Long-term annealing study of midgap interface-trap charge neutrality", Appl. Phys. Lett., Vol. 60, pp. 2883-2885, 1992.
- [173.] D.M. Fleetwood, M.R. Shaneyfelt, L.C. Riewe, P.S. Winokur, R.A. Reber, "The role of border traps in MOS high-temperature postirradiation annealing response", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 40, pp. 1323-1334, 1993.
- [174.] M. Pejović, A. Jakšić and G. Ristić, "The behaviour of radiation-induced gate-oxide defects in MOSFETs during annealing at 140 °C", J. Non. Cryst. Solids, Vol. 240, pp. 182-192, 1998.
- [175.] J.R. Shwank, D.M. Fleetwood, M.R. Shaneyfelt, P.S. Winokur, "Latent thermally activated interface trap generation in MOS devices", IEEE Electr. Devices Lett., Vol. ED-13, pp. 203-205, 1992.
- [176.] S. Dimitrijević, N. Stojadinović, "Analysis of CMOS transistors instabilities", Solid-State Electronics, Vol. 30, pp. 991-1003, 1989.

- [177.] S. Golubović, S. Dimitrijević, D. Župac, M. Pejović, N. Stojadinović, "Gamma radiation effects in CMOS transistors", 17th European Solid State Device Research Conf., ESSDERC 87, Bologna, Italy, pp. 725-728, 1987.
- [178.] D. Župac, K.F. Galloway, R.D. Schrimpf, P. Augier, "Effects of radiation-induced oxide-trapped charge on inversion layer hole mobility at 300 and 77 K", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 60, pp. 3156-3158, 1992.
- [179.] D. Župac, K.F. Galloway, R.D. Schrimpf, P. Augier, "Radiation induced mobility degradation in p-channel double-diffused metal-oxide-semiconductor power transistors at 300 and 77 K", *J. Appl. Phys.*, Vol. 73, pp. 2910-2915, 1993.
- [180.] N. Stojadinović, M. Pejović, S. Golubović, G. Ristić, V. Davidović, S. Dimitrijević, "Effect of radiation-induced oxide-trapped charge on mobility in p-channel MOSFETs", *Electron. Lett.*, Vol. 31, pp. 497-498, 1995.
- [181.] N. Stojadinović, S. Golubović, S. Djorić, S. Dimitrijević, "Modeling radiation-induced mobility degradation in MOSFETs", *Phys. Stat. Sol.*, Vol. 169, pp. 63-66, 1998.
- [182.] K.F. Galloway, M. Gaitan, T.J. Russel, "A simple model for separating interface and oxide charge effects on MOS device characteristics", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-31, pp. 1497-1501, 1984.
- [183.] S.C. Sun, J.D. Plumer, "Electron mobility in inversion and accumulation layers on thermally oxidized silicon surface", *IEEE Trans. Electr. Dev.*, Vol. ED-27, pp. 1497-1507, 1980.
- [184.] F.C. Hsu and S. Tam, "Relationship between MOSFET degradation and hot-electron-induced interface-state generation", *IEEE Electr. Dev. Lett.*, Vol. EDL-5, pp. 50-52, 1984.
- [185.] A. Bellaaouar, G. Sarrabayrouse, P. Rossel, "Interface of ionizing irradiation on the channel mobility of MOS transistors", *Proc. IEE*, Vol. 132, pp. 184-186, 1985.
- [186.] K. Stanković, M. Vujisić, E. Dolićanin, Reliability Of Semiconductor And Gas-filled Diodes For Over-voltage Protection Exposed To Ionizing Radiation,

Nuclear Technology & Radiation Protection, Vol. 24, No. 2, (2009), pp. 132-137

- [187.] M. Alimpijević, Z. Rajović, D. Brajović, M. Vujisić, K. Stanković, Influence of the Breakdown Mechanism to the Left of the Paschen Minimum on the Breakdown Temperature of the Free Electron Gas Maxwell Spectrum, *Vacuum*, Vol. 99, pp. 89-94, 2013
- [188.] A. Kovačević, D. Despotović, Z. Rajović, K. Stanković, A. Kovačević, U. Kovačević, Evaluation of the uncertainty involved in the measurement of conducted emission, *Nuclear Technology and Radiation Protection*, Vol. 28, No. 2, 2013
- [189.] I. Knežević, M. Obrenović, Z. Rajović, B. Iričanin, P. Osmokrović, Simulation of Ion beam Irradiation effects in perovskite oxide memristors, *Trans Tech Publications, Advanced Materials Research*, 2014, Vol.906,pp.89-95, DOI: 10.4028/www.scientific.net/AMR.906.89, ISSN: 10226680.
- [190.] M. Obrenović, Đ. Lazarević, E. Dolićanin, M. Vujisić, Effects of Ion Beam on the Flash Memory Cells, *Nuclear Technology & Radiation Protection*, 2014, Vol. 29, No. 2, pp. 116-122, DOI: 10.2298/NTRP14021160, ISSN:1451-3994
- [191.] Evaluation of measurement data — Guide to the expression of uncertainty in measurement, ISO/IEC GUIDE 98-3:2008, Geneva, Switzerland M. Srećković, S. Ostojić, J. Ilić, Z. Fidanovski, S. Jevtić, D. Knežević, and M. Obrenović, Photoinduced processes, Radiation Interaction with Material and Damages-Material, *Nuclear Technology & Radiation Protection*, 2015, Vol. 30, No. 1, pp. 23-34, DOI: 10.2298/NTRP1501023S, ISSN:1451-3994.
- [192.] M. Obrenovic, Milić M. Pejovic, Đorđe R. Lazarevic, Nenad M. Kartalovic, Effects induced by Gamma-ray responsible for threshold voltage shift of commercial p-channel power VDMOSFETs, *Nuclear Technology & Radiation Protection*, 2018, Vol.33, No.1, pp. 81-86, DOI:10.2298/NTRP18010810, ISSN:1451-3994
- [193.] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, M.D. Ziegler, SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter), <http://www.srim.org>.

- [194.] A. Gasperin, A. Paccagnella, G. Ghidini, A. Sebastiani, "Heavy Ion Irradiation Effects on Capacitors with SiO₂ and ONO as Dielectrics", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 56, pp. 2218-2224, 2009.
- [195.] M. Murat, A. Akkerman, J. Barak, "Spatial distribution of electron/hole pairs induced by electrons and protons in SiO₂", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 51, pp. 3211-3218, 2004.
- [196.] T. R. Oldham, "Recombination along the tracks of heavy charged particles in SiO₂ films", J. Appl. Phys., vol. 57, p. 2695, 1985.
- [197.] M. Pejovic, O. Ciraj-Bjelac, M. Kovacevic, Z. Rajovic, G. Ilic, Sensitivity of p-channel mosfet to X and gamma ray irradiation, International Journal of Photoenergy, Vol. 2013, article id 158403, 2013.
- [198.] M. Pejovic, N. Nesic, Z. Rajovic, G. Ilic, K. Stankovic, UV radiation influence on breakdown voltage and electrical breakdown time delay in neon at low pressure, Vacuum, Vol. 100, 2014.
- [199.] M. Vujisić, K. Stanković, E. Dolićanin, P. Osmokrović, Radiation hardness of COTS EPROMs and EEPROMs, Radiation Effects and Defects in Solids: Incorporating Plasma Science and Plasma Technology, Vol. 165, No. 5, (2010), pp. 362 – 369
- [200.] M. Vujisić, K. Stanković, E. Dolićanin, B. Jovanović, Radiation Effects In Polycarbonate Capacitors, Nuclear Technology & Radiation Protection, Vol. 24, No. 3, (2009), pp. 209-211
- [201.] M. Vujisić, K. Stanković, A. Vasić, Comparison of gamma ray effects on eproms and eeproms, Nuclear Technology & Radiation Protection, Vol. 24, No. 1, (2009), pp. 61-67
- [202.] M. Vujisić, K. Stanković, E. Dolićanin, B. Jovanović, Radiation Effects In Polycarbonate Capacitors, Nuclear Technology & Radiation Protection, Vol. 24, No. 3, (2009), pp. 209-211
- [203.] P. Osmokrović, *Elektrotehnički materijali*, Akademska misao, Beograd, 2003.

- [204.] Lee, D. S., Cahn, C. Y., Oxide charge accumulation in metal oxide semiconductor devices during irradiation, *J. Appl. Phys.* 9 (1991), 10, pp. 7134-7141.
- [205.] Benson, C., Albardy, A., Joyce, M. J., The empirical dependence of radiation-induced charge neutralization on negative bias in dosimeters based on the metal-oxide semiconductor field-effect transistors, *J. Appl. Phys.* 10 (2006), pp. 044505.
- [206.] Pejovic, M. M., Pejovic, M. M., Jaksic, A. B., Stankovic, K. Dj., Markovic, A. A., Successive gamma-ray irradiation and corresponding post-irradiation annealing of pMOS dosimeters, *Nuclear Technol. and Radiat. Protection* 27 (2012), 4, pp. 341-345.
- [207.] Fleetwood D. M., Effects of hydrogen transport and reactions on microelectronics radiation response and reliability, *Microelectron. Reliab.* 42 (2002), pp. 523-541.
- [208.] Pejovic M. M., p-channel MOSFET as a sensor and dosimeter of ionizing radiation, *Facta Universitatis, Series: Electronics and Energetics* 29 (2016), 4, pp. 509-541.
- [209.] Fleetwood D. M., Fast and slow border traps in MOS devices, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 43 (1996), 2, pp. 779-786
- [210.] Pejovic, M. M., Pejovic, M. M., Jaksic, A. B., Radiation-sensitive field effect transistors to gamma-ray irradiation, *Nucl. Technol. and Radiat. Protection* 26 (2011), 1, pp. 25-31.
- [211.] Pejovic, M. M., Osmokrovic, P., Pejovic, M., Stankovic, K., Influence of ionizing radiation and hot carrier injection on metal-oxide-semiconductor transistors, In: Nenoï M (Ed), *Current Topics in Radiation Research*, INTECH, Institute for New Technologies, Maastricht (NL), 2012, Chapter 33.
- [212.] Park, M. S., Wie, C. R., Study of radiation effects in γ -ray irradiated power VDMOSFET by DCIV technique, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 48 (2001), 6, pp. 2285-2293.
- [213.] McWhorter, P. J., Winokur, P. S., Simple technique for separating the effects of interface traps and trapped-oxide charge in metal-oxide-semiconductor transistor, *Appl. Phys. Lett.* 48 (1986), 6, pp. 1133-1135.

- [214.] Eliot, A. B. M., The use of charge pumping current to measure surface state density in MOS transistors, *Solid-State Electron*. 19 (1976), pp. 241-247.
- [215.] Groeseneken, G., Maes, H. E., Beltron, N., De Keersmaecker, R. F., A reliable approach to charge-pumping measurements in MOS transistors, *IEEE Trans. Electron. Devices* 31 (1984), 1, pp. 42-51.
- [216.] Pejovic, M. M., Pejovic, M. M., Jaksic, A. B., Contribution of fixed oxide traps to sensitivity of pMOS dosimeters during gamma-ray irradiation and annealing at room and elevated temperature, *Sensors and Actuators A* 174 (2012), pp. 85-90.
- [217.] Lelis, A. J., Boesch, H. E., Oldham, T. R., McLean, F. B., Reversibility of trapped hole annealing, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 35 (1988), 6, pp. 1186-1191.
- [218.] Lelis, A. J., Oldham, T. R., Boesch H. E., McLean, F. B., The nature of trapped hole annealing process, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 36 (1989), 6, pp. 1808-1815.
- [219.] Lelis, A. J., Oldham, T. R., Time dependence of switching oxide traps, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 41 (1994), 6, pp. 1835-1843.
- [220.] G.S. Ristić, M.M. Pejović, A.B. Jakšić, "Modeling of kinetics of creation and passivation of interface trap in metal-oxide-semiconductor transistors during postirradiation annealing", *J. Appl. Phys.*, Vol. 83, pp. 2994-3000, 1998.
- [221.] G.S. Ristić, M.M. Pejović and A.B. Jakšić, "Analysis of postirradiation annealing of n-channel power vertical-double-diffused metal-oxide semiconductor transistors", *J. Appl. Phys.*, Vol. 87, pp. 3468-3477, 2000.
- [222.] Conley Jr., J.F., Lenahan, P.M., Roitman, P.; Electron spin resonance of separation by implanted oxygen oxides: Evidence for structural change and a deep electron trap(1992) *Applied Physics Letters*, 60 (23), pp. 2889-2891
- [223.] Dasgupta, A., Fleetwood, D.M., Reed, R.A., Weller, R.A., Mendenhall, M.H., Sierawski, B.D., Dose enhancement and reduction in SiO₂ and high- κ MOS insulators(2010) *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 57 (6 PART 1), art. no. 5658047, pp. 3463-3469.
- [224.] Francis, S.A., Zhang, C.X., Zhang, E.X., Fleetwood, D.M., Schrimpf, R.D., Galloway, K.F., Simoen, E., Mitard, J., Claeys, C. Comparison of charge

- pumping and 1/f noise in irradiated Ge pMOSFETs(2012) IEEE Transactions on Nuclear Science, 59 (4 PART 1), art. no. 6179355, pp. 735-741.
- [225.] Fu, W.-E., Chang, Y.-Q.Layer structure variations of ultra-thin HfO₂ films induced by post-deposition annealing (2011) Applied Surface Science, 257 (17), pp. 7436-7442.
- [226.] Kelleher, A., O'Sullivan, M., Ryan, J., O'Neill, B., Lane, W.Development of the radiation sensitivity of PMOS dosimeters1 [Développement de la sensibilité aux radiations de dosimètres PMOS](1992) IEEE Transactions on Nuclear Science, 39 (3), pp. 342-346
- [227.] Ma, T.P., Dressendorfer, P.V.Ionizing radiation effects in MOS devices and circuits(1989) Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits.
- [228.] McWhorter, P.J., Winokur, P.S.Simple technique for separating the effects of interface traps and trapped-oxide charge in metal-oxide-semiconductor transistors(1986) Applied Physics Letters, 48 (2), pp. 133-135
- [229.] Ortiz-Conde, A., García Sánchez, F.J., Liou, J.J., Cerdeira, A., Estrada, M., Yue, Y.A review of recent MOSFET threshold voltage extraction methods(2002) Microelectronics Reliability, 42 (4-5), pp. 583-596.
- [230.] Rana, A.K., Chand, N., Kapoor, V.Impact of gate engineering on gate leakage behavior of nano scale MOSFETS with high-k dielectrics(2010) Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics, 5 (3), pp. 343-348.
- [231.] Ristić, G.S., Vasović, N.D., Kovačević, M., Jakšić, A.B.The sensitivity of 100 nm RADFETs with zero gate bias up to dose of 230 Gy(Si)(2011) Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 269 (23), pp. 2703-2708.
- [232.] Sze, S.M.(1981) Physics of Semiconductor Devices
- [233.] Ma, T.P., Dressendorfer, P.V.Ionizing radiation effects in MOS devices and circuits(1989) Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits.

- [234.] Carvajal, M.A., Vilches, M., Guirado, D., Lallena, A.M., Banqueri, J., Palma, A.J. Readout techniques for linearity and resolution improvements in MOSFET dosimeters(2010) *Sensors and Actuators, A: Physical*, 157 (2), pp. 178-184.
- [235.] Holmes-Siedle, A., Adams, L. RADFET: A review of the use of metal-oxide-silicon devices as integrating dosimeters(1986) *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part, 28* (2), pp. 235-244.
- [236.] Sarrabayrouse, G., Siskos, S.; Radiation dose measurement using MOSFETs(1998) *IEEE Instrumentation and Measurement Magazine*, 1 (2), pp. 26-34
- [237.] Asensio, L.J., Carvajal, M.A., López-Villanueva, J.A., Vilches, M., Lallena, A.M., Palma, A.J. Evaluation of a low-cost commercial mosfet as radiation dosimeter(2006) *Sensors and Actuators, A: Physical*, 125 (2), pp. 288-295
- [238.] Vettese, F., Donichak, C., Bourgeault, P., Sarrabayrouse, G. Assessment of a new p-MOSFET usable as a dose rate insensitive gamma dose sensor(1996) *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 43 (3 PART 1), pp. 991-996
- [239.] Holmes-Siedle, A., Ravotti, F., Glaser, M. The dosimetric performance of RADFETs in radiation test beams(2007) *IEEE Radiation Effects Data Workshop*, art. no. 4342539, pp. 42-57
- [240.] Sarrabayrouse, G., Gavelle, M., Siskos, S. Influence of border traps on the determination of the minimum temperature coefficient current in high sensitivity MOS radiation dosimeters(2009) *3rd International Conference on Signals, Circuits and Systems, SCS 2009*, art. no. 5412458
- [241.] Martínez-García, M.S., Río, J.T.D., Palma, A.J., Lallena, A.M., Jaksic, A., Carvajal, M.A. Comparative study of MOSFET response to photon and electron beams in reference conditions(2015) *Sensors and Actuators, A: Physical*, 225, pp. 95-102
- [242.] Rosenfeld, A.B. Mosfet dosimetry on modern radiation oncology modalities(2002) *Radiation Protection Dosimetry*, 101 (1-4), pp. 393-39.

BIOGRAFIJA

Marija Obrenović je rođena 27.11.1983. godine u Beogradu. Osnovno i srednje obrazovanje završila je u Beogradu. Diplomirala je 2009. godine na Fakultetu organizacionih nauka, Univerziteta u Beogradu., na temu "Ekološki aspekti proizvodnje električne energije" na smeru industrijsko inženjerstvo, pri čemu postaje diplomirani inženjer organizacionih nauka.

Nakon završenih diferencijalnih ispita na Elektrotehničkom fakultetu, 2012. godine završava master studije na Elektrotehničkom fakultetu, Univerziteta u Beogradu, na smeru biomedicinsko i ekološko inženjerstvo, i postaje master inženjer elektrotehnike i računarstva. Tema njenog završnog master rada bila je "Uticaj niskofrekventnog zračenja elektroenergetskih sistema na žive organizme".

Doktorske studije upisala je školske 2012/13. godine na Elektrotehničkom fakultetu u Beogradu na Modulu za Nuklearnu, medicinsku i ekološku tehniku, gde je obavila sve zadate obaveze predviđene planom i programom doktorskih studija. Godine 2017/18. upisuje i doktorske studije na Tehnološko Metalurškom fakultetu, Univerziteta u Beogradu, na odseku Inženjerstvo materijala, na kome je upešno položila sve ispite predviđene studijskim planom doktorskih studija.

Od maja 2012. godine zaposlena je na Elektrotehničkom fakultetu Univerziteta u Beogradu. Marija Obrenović, u kategoriji istraživača saradnika učestvuje na projektu ON 171007 Ministarstva nauke i tehnološkog razvoja "Fizički i funkcionalni aspekti interakcije zračenja sa elektrotehničkim i biološkim sistemima", na kome je i dalje angažovana.

Govori engleski, ruski, italijanski, španski i ima završen srednji nivo kursa nemačkog jezika.

IZJAVA O AUTORSTVU

Ime i prezime autora: Marija Obrenović

Broj indeksa: 4011/2017

Izjavljujem:

da je doktorska disertacija pod naslovom:

Mogućnost primene komercijalnih VDMOS tranzistora snage kao senzora i dozimetara jonizujućeg zračenja izrađenih od elementarnih poluprovodničkih materijala

- rezultat sopstvenog istraživačkog rada;
- da disertacija u celini ili delom nije predložena za sticanje druge diplome u skladu sa studijskim programima drugih visokoškolskih ustanova;
- da su rezultati tačno navedeni i
- Nisam kršio autorska prava i koristio intelektualno vlasništvo drugih.

Potpis autora

U Beogradu,

22.10.2019.godine

**IZJAVA O ISTOVETNOSTI ŠTAMPANE I ELEKTRONSKE VERZIJE
DOKTORSKOG RADA**

Ime i prezime autora: Marija Obrenović

Broj indeksa: 4011/2017

Studijski program: inženjerstvo materijala

Naslov: Mogućnost primene komercijalnih VDMOS tranzistora snage kao senzora i dozimetara jonizujućeg zračenja izrađenih od elementarnih poluprovodničkih materijala

Mentor : prof. dr Aco Janićijević

Izjavljujem da je štampana verzija moje doktorske teze identična onoj u elektronskoj verziji koju sam podneo zbog skladištenja u **digitalnom repozitorijumu 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 autora

U Beogradu,
22.10.2019.godine

IZJAVA O KORIŠĆENJU

Ovlašćujem Univerzitetsku biblioteku "Svetozar Marković" da upiše moju doktorsku disertaciju u Digitalnom repozitorijumu Univerziteta u Beogradu pod naslovom:

Mogućnost primene komercijalnih VDMOS tranzistora snage kao senzora i dozimetara jonizujućeg zračenja izrađenih od elementarnih poluprovodničkih materijala što je moje autorsko delo.

Disertaciju sa svim priložima predala sam u elektronskom formatu pogodnom za trajno arhiviranje.

Moju doktorsku disertaciju, smeštenu u digitalnom repozitorijumu Univerziteta u Beogradu i dostupnu u otvorenom pristupu, mogu da koriste svi koji poštuju odredbe sadržane u odabranom tipu licence Kreativne zajednice (Creative Commons) za koju sam se odlučila.

1. Autorstvo (CC BY)
2. Autorstvo - nekomercijalno (CC BY-NC)
3. Autorstvo - nekomercijalno - bez prerada (CC BY-NC-ND)
4. Autorstvo - nekomercijalno – deliti pod istim uslovima (CC BY-NC-SA)
5. Autorstvo - bez prerada (CC BI-ND)
6. Autorstvo - deliti pod istim uslovima (CC BY-SA)

(Molimo zaokružite samo jednu od šest ponuđenih licenci.

Kratak opis licenci sastavni je deo ove izjave).

Potpis autora

U Beogradu,

22.10.2019.godine

1. Autorstvo. Ovlašćujete reprodukciju, distribuciju i javno objavljivanje dela i reprodukciju, pod uslovom da je ime autora određeno na način koji je odredio autor ili davalac licence, čak i u komercijalne svrhe. Ovo je najviše besplatne od svih licenci.

2. Autorstvo - nekomercijalno. Ovlašćujete reprodukciju, distribuciju i javno objavljivanje dela i reprodukciju, pod uslovom da je ime autora određeno na način koji je odredio autor ili davalac licence. Ova licenca ne dozvoljava komercijalnu upotrebu dela.

3. Autorstvo - nekomercijalno – bez prerada. Ovlašćujete reprodukciju, distribuciju i javnu komunikaciju dela, bez modifikacije, transformacije ili korišćenja dela u svom radu, pod uslovom da ime autora navede autor ili davalac licence. Ova licenca ne dozvoljava komercijalnu upotrebu dela. U odnosu na sve druge licence, ova licenca ograničava maksimalni opseg prava na korišćenje dela.

4. Autorstvo - nekomercijalno - deliti pod istim uslovima. Ovlašćujete reprodukciju, distribuciju i javno objavljivanje dela i reprodukciju, pod uslovom da je ime autora određeno na način koji je odredio autor ili davalac licence i da se reprodukcija distribuira pod istom ili sličnom licencom. Ova licenca ne dozvoljava komercijalnu upotrebu dela i obrade.

5. Autorstvo - bez prerada. Ovlašćujete reprodukciju, distribuciju i javnu komunikaciju dela, bez modifikacije, transformacije ili korišćenja dela u svom radu, pod uslovom da ime autora navede autor ili davalac licence. Ova licenca dozvoljava komercijalnu upotrebu dela.

6. Autorstvo - deliti pod istim uslovima. Ovlašćujete reprodukciju, distribuciju i javno objavljivanje dela i reprodukciju, pod uslovom da je ime autora određeno na način koji je odredio autor ili davalac licence i da se reprodukcija distribuira pod istom ili sličnom licencom. Ova licenca dozvoljava komercijalnu upotrebu dela i obrade. Slično je licenci za softver otvorenog koda.