

**Univerzitet u Beogradu
Mašinski fakultet**

Dejan S. Nikolić

**UTICAJ SUKCESIVNOG OZRAČIVANJA
FOTONAPONSKIH DETEKTORA GAMA I
NEUTRONSKIM ZRAČENJEM NA
NJIHOVE KARAKTERISTIKE**

doktorska disertacija

Beograd, 2015.

**University of Belgrade
Faculty of mechanical engineering**

Dejan S. Nikolić

**THE IMPACT OF SUCCESSIVE GAMMA
AND NEUTRON IRRADIATION ON
CHARACTERISTICS OF
PHOTOVOLTAIC DETECTORS**

doctoral dissertation

Belgrade, 2015

Komisija za pregled i odbranu:

Mentor: dr Aleksandra Vasić-Milovanović,
redovni profesor
Mašinski fakultet u Beogradu

Članovi komisije: dr Dobrila Škatarić,
redovni profesor
Mašinski fakultet u Beogradu

dr Petar Lukić,
vanredni profesor
Mašinski fakultet u Beogradu

dr Predrag Marinković,
redovni profesor
Elektrotehnički fakultet u Beogradu

dr Miloš Vujisić, docent
Elektrotehnički fakultet u Beogradu

Datum odbrane:

PREDGOVOR

Ovaj rad je nastao kao rezultat višegodišnjeg istraživanja fotonaponskih detektora i uticaja zračenja na njih. Posebnu zahvalnost dugujem svom mentoru na ovom radu prof. dr Aleksandri Vasić-Milovanović koja mi je pružila veliku stručnu i moralnu podršku i izašla mi u susret u svakom pogledu tokom izrade ovog rada.

Veliku pomoć u izradi ovog rada pružili su mi naučnici i istraživači Instituta za nuklearne nauke „Vinča“ u Beogradu, te im se ovom prilikom zahvaljujem. Neophodne kontakte sa zaposlenima u Institutu za nuklearne nauke „Vinča“ mi je omogućio prof. dr Predrag Osmokrović.

U Institutu za nuklearne nauke „Vinča“ je obavljen prvi deo posla na ovom radu, ozračivanje fotonaponskih detektora. Veliku pomoć mi je pružio mr Miloško Kovačević, tada direktor Laboratorije za zaštitu od zračenja i zaštitu životne sredine u Institutu, koji na žalost više nije među nama. Oko ozračivanja uzoraka i obrade podataka pomogli su mi mr Srboj Stanković i mr Đorđe Lazarević.

Jako bitan zadatak u radu je bilo razumevanje procesa u poluprovodničkim uređajima nakon gama i neutronske zračenja što sam pokušao učiniti kroz Monte Carlo simulaciju transporta fotona i neutrona kroz materijal. Neophodnu pomoć oko Monte Carlo simulacije pružili su mi dr Radovan Ilić i mr Jelena Stanković.

Nadam se da će ovaj rad biti od koristi mojim kolegama u nekim budućim izučavanjima uticaja zračenja na optoelektronske uređaje i poluprovodnike uopšte.

Uticaoj sukcesivnog ozračivanja fotonaponskih detektora gama i neutronske zračenjem na njihove karakteristike

Rezime

Oblast nauke i tehnike koja se bavi fotonaponskim poluprovodničkim detektorima je oblast koja je doživela izuzetno brz razvoj u poslednjih 20 godina. Razlog tome jesu, s jedne strane praktično neograničene mogućnosti primene ovih detektora (optički komunikacioni sistemi, medicinski uređaji, vojni uređaji, automatski upravljački sistemi, razni elektronski uređaji za široku upotrebu), a sa druge strane minijaturizacija elektronskih komponenti i usavršavanje serijske proizvodnje ovih uređaja što je omogućilo da im cena bude relativno niska i da budu dostupni širokoj populaciji. Posebno interesantne primene poluprovodničkih fotonaponskih detektora jesu u vojnim sistemima, u medicinskim aparatima i uređajima i kosmičkim sistemima. Ovo su oblasti primene gde je verovatnoća da se fotonaponski detektori nađu u polju povećane radijacije jako velika.

Oblast fotonaponskih detektora i vrsta zračenja kojima oni mogu biti izloženi je jako velika. Ovaj rad se ograničio na posmatranje fotodioda, fototranzistora i solarnih ćelija i njihovo ponašanje u uslovima gama i neutronske zračenja s obzirom da prilikom čestične emisije iz jezgra, po pravilu, dolazi i do istovremene deeksitacije jezgra potomka emisijom diskretnog gama zračenja. Poluprovodničke komponente, stoga, bivaju izložene superponirajućem dejstvu neutronske i gama zračenja.

Cilj rada jeste istraživanje uticaja pojačanog gama i neutronske zračenja na PIN fotodiode, fototranzistore i solarne ćelije i na njihove izlazne karakteristike. Posebna pažnja je poklonjena sukcesivnom delovanju gama i neutronske zračenja i to u dva slučaja. U prvom kada se komponente nalaze u polju gama zračenja a nakon toga u polju neutronske zračenja, i u drugom kada je neutronske ozračivanje prvo a gama drugo.

Tokom posmatranja uticaja ove dve vrste zračenja na fotodetektore pre i nakon svakog pojedinačnog koraka ozračivanja, snimane su izlazne karakteristike, i to:

strujno-naponska karakteristika i spektralni odziv za PIN fotodiode i fototranzistore a za solarne ćelije strujno-naponska karakteristika, redna i paralelna otpornost, napon praznog hoda, struja kratkog spoja i efikasnost i vršeno je njihovo međusobno upoređivanje. U istraživanju su korišćene 4 vrste PIN fotodioda, 2 vrste fototranzistora i solarni panel. U cilju boljeg razumevanja stanja kristalne rešetke poluprovodnika nakon ozračivanja jednom vrstom zračenja a pre izloženosti drugoj vrsti, izvršena je Monte Carlo simulacija prolaska gama fotona i neutrona kroz fotodiode i fototranzistore.

Rezultati istraživanja su pokazali da gama i neutronske zračenje, primenjeno pojedinačno, ozbiljno narušavaju strukturu kristalne rešetke poluprovodnika i shodno tome degradiraju sve izlazne karakteristike i parametre fotonaponskih detektora (smanjenje fotostruje i spektralnog odziva kao i ostalih parametara) i pored delimičnog oporavka koji se desio nakon ozračivanja.

Važan rezultat istraživanja jeste zapažanje da neutronske ozračivanje fotonaponskih detektora, primenjeno nakon gama ozračivanja, dovodi do delimične reparacije narušene strukture poluprovodnika i povećanja narušenih izlaznih karakteristika (strujno-naponska karakteristika, spektralni odziv, parametri solarne ćelije). Monte Carlo simulacija transporta gama fotona kroz kristalnu rešetku poluprovodnika je pokazala da je uzrok ovakvom dejstvu neutronske zračenja veliki broj divakanacija nastalih usled sukcesivnog delovanja prethodnog gama zračenja i samog neutronske zračenja. Divakanacije su stvorile osnov za povećanu generaciju nosilaca naelektrisanja usled direktnog transfera (tunelovanja) naelektrisanja putem zamki (rekombinacionih centara) tzv. međuentarskog transfera naelektrisanja.

Ključne reči: Fotonaponski detektori, gama i neutronske zračenje, izlazne karakteristike fotodetektora, Monte Carlo simulacija

Naučna oblast: Tehničke nauke

Uža naučna oblast: Tehnička fizika

UDK broj:

The impact of successive gamma and neutron irradiation on characteristics of photovoltaic detectors

Abstract

Science and technology that deals with photovoltaic semiconductor detectors is an area with an extremely rapid development in the last 20 years. The reason for this are, on the one hand, practically countless possibilities of application of these detectors (optical communication systems, medical devices, military equipment, automatic control systems, various electronic devices), and, on the other hand, miniaturization of electronic components and development of these devices mass production allowed them to have relatively low cost and to be accessible to the wide population. Particularly interesting applications of semiconductor photovoltaic detectors are in military systems, medical devices and equipment and cosmic systems. These are areas where the probability for photovoltaic detectors to be in increased radiation field is very large.

The area of photovoltaic detectors and radiation type which they can be exposed is very large. This work is limited to the observation of the photodiodes, phototransistors and solar cells and their behavior in terms of gamma and neutron radiation considering that with particle emission from the core, as a rule, there have been a simultaneous de-excitations descendant core by a discrete gamma-ray emission. Semiconductor devices, therefore, are exposed to summary effect of neutron and gamma radiation.

The aim of this paper is to explore the impact of increased gamma and neutron radiation on the PIN photodiodes, phototransistors and solar cells and their output characteristics. Special attention was paid to the successive impact of gamma and neutron radiation in two cases. One, when the components are in the field of gamma radiation and after that in the field of neutron radiation, and two, when neutron irradiation is the first and gamma is the second.

During the observation of effects of these two types of radiation on the photodetectors, before and after each step of irradiation, output characteristics have been measured, namely: current-voltage characteristics and spectral response of PIN photodiodes and phototransistors and current-voltage characteristics, serial and parallel

resistance, open circuit voltage, short circuit current, and efficiency of solar cells, and there have been performed their mutual comparison. Four types of PIN photodiode, two types of photo transistor and solar panel have been used in this research. In order to understand the state of the semiconductor crystal lattice after exposure to one type of radiation and before the second one, a Monte Carlo transfer simulation of gamma photons and neutrons through the photodiode and phototransistor have been performed.

The results showed that gamma and neutron radiation, applied individually, seriously damaging the structure of the crystal lattice of the semiconductor and consequently degrade all output characteristics and parameters of photovoltaic detector (reduction of the photocurrent spectral response and other parameters) despite the partial recovery that has occurred after irradiation.

An important result of this research is the observation that neutron irradiation of photovoltaic detectors, applied after gamma irradiation, leading to partial reparations of distorted semiconductor structure and increasing disrupted output characteristics (current-voltage characteristics, spectral response, parameters of solar cells). Monte Carlo simulation of gamma photons transfer through the crystal lattice of the semiconductor has been shown that the cause of such effect of neutron radiation is large number of divacancies caused by successive operation of the previous gamma radiation and the neutron radiation itself. Divacancies have created the basis for increased generation of charge carriers by direct transfer (tunneling) of carriers through the traps (recombination centers). This is so called intercentre charge transfer.

Keywords: Photovoltaic detectors, gamma and neutron radiation, output photodetectors characteristics, Monte Carlo simulation

Scientific area: Technical sciences

Specific scientific area: Tehnical physics

UDK number:

1. SADRŽAJ

1. UVOD	1
2. FOTONAPONSKI DETEKTORI	4
2.1. Apsorpcija i emisija svetlosti	6
2.2. Fotodiode	8
2.3. Fototranzistori	15
2.4. Solarne ćelije	16
3. RADIJACIONI EFEKTI U FOTONAPONSKIM DETEKTORIMA	24
3.1. Interakcija zračenja sa sredinom	25
3.2. Uticaj γ zračenja na fotonaponske detektore	30
3.2.1. Fotoelektrični efekat	32
3.2.2. Komptonov efekat	34
3.2.3. Proizvodnja para elektron-pozitron	35
3.2.4. Izmeštanje atoma	36
3.3. Uticaj neutronskog zračenja na fotonaponske detektore	38
3.4. Oporavak nakon zračenja	41
3.4.1. Oporavak ubrizgavanjem	42
3.4.2. Kratkoročni i dugoročni oporavak	43
3.4.3. Uticaj oporavka na koncentraciju dopanata	44
4. EKSPERIMENT	46
4.1. Fotonaponski detektori nad kojima je vršen eksperiment	47
4.2. Tok eksperimenta	48
5. REZULTATI I DISKUSIJA	52
5.1. Odziv fotonaponskih detektora na pojedinačno zračenje – gama	53
5.1.1. Odziv fotodioda	53
5.1.2. Odziv fototranzistora	60
5.1.3. Odziv solarnog panela	64
5.2. Odziv fotonaponskih detektora na pojedinačno zračenje – neutroni	68
5.2.1. Odziv fotodioda	69
5.2.2. Odziv fototranzistora	74
5.2.3. Odziv solarnog panela	78
5.3. Odziv fotonaponskih detektora na sukcesivno zračenje – gama + neutroni	83

5.3.1. Odziv fotodioda	83
5.3.2. Odziv fototranzistora	93
5.3.3. Odziv solarnog panela	100
5.4. Odziv fotonaponskih detektora na sukcesivno zračenje – neutroni + gama	105
5.4.1. Odziv fotodioda	106
5.4.2. Odziv fototranzistora	112
5.4.3. Odziv solarnog panela	117
5.5. Monte Carlo simulacija prolaska zračenja kroz fotonaponske detektore	120
5.5.1. Monte Carlo simulacija prolaska gama zračenja kroz PIN fotodiodu	121
5.5.2. Monte Carlo simulacija prolaska gama zračenja kroz fototranzistor	126
5.5.3. Monte Carlo simulacija prolaska neutronskog zračenja kroz PIN fotodiodu	128
5.5.4. Monte Carlo simulacija prolaska neutronskog zračenja kroz fototranzistor	131
6. ZAKLJUČAK I PRAVCI DALJEG ISTRAŽIVANJA	134
7. LITERATURA	140
PRILOG	152
Prilog 1. <i>U-I</i> karakteristika fotodioda pre i nakon gama i neutronskog zračenja	153
Prilog 2. <i>U-I</i> karakteristika fototranzistora pre i nakon gama i neutronskog zračenja	164
Prilog 3. <i>U-I</i> karakteristika fotodioda pre i nakon neutronskog i gama zračenja	169
Prilog 4. <i>U-I</i> karakteristika fototranzistora pre i nakon neutronskog i gama zračenja	174
BIOGRAFIJA AUTORA	176

1. UVOD

1. UVOD

Usled svoje široke oblasti primene, fotonaponski detektori (solarne ćelije i optoelektronski uređaji) su, u svom radnom okruženju, izloženi različitim vrstama zračenja (kosmičko zračenje, gornji slojevi atmosfere, vojni i civilni nuklearni objekti itd.). Štaviše, korišćeno nuklearno gorivo emituje istovremeno, pored γ zraka takođe i nekoliko neutrona, pa poluprovodni uređaj, smešten u blizini ovih goriva trpi različite vrste radijacionih oštećenja i od γ zraka i od neutrona. Iz tog razloga su preduzimana veoma opsežna istraživanja s ciljem razvoja poluprovodničkih uređaja čiji će rad biti pouzdan i u uslovima povećanog nivoa zračenja. Sa tehnološke tačke gledišta, veoma je važno ustanoviti promene na izlaznim karakteristikama uređaja koje utiču na njihov rad a izazvane su radijacijom. Takođe, mogućnost degradacije električnih performansi fotonaponskih detektora usled zračenja, znači da se u toku proizvodnje njihove performanse moraju predodrediti za najgori mogući slučaj. Pogoršanje karakteristika uređaja u takvim uslovima može imati negativan uticaj i na finansijske i na ekološke aspekte primene uređaja. Životni vek poluprovodničkih uređaja ograničen je stepenom oštećenja usled zračenja koje uređaj prima. Ovo je važan faktor koji utiče na karakteristike različitih uređaja u praktičnim primenama.

Cilj ovog rada je sistematski prikaz efekata koje na fotodiode, fototranzistore i solarne panele imaju gama i neutronsko zračenje kao i posmatranje uticaja koji na poluprovodnički materijal ima kombinacija ova dva zračenja primenjena unutar vremenskog intervala od dva meseca. Efekti koje je zračenje izazvalo na pojedinim poluprovodničkim komponentama je analizirano kroz praćenje njihovog spektralnog odziva, strujno-naponske karakteristike tj. fotostruje kao i njihovih parametara.

Rezultati dostupni u relevantnim referencama ukazuju na to da su bipolarni tranzistori zbog specifične strukture i strujnog pojačanja osetljiviji na nuklearno zračenje od dioda. Prva hipoteza ove disertacije odnosi se na period oporavka fototranzistora. Kako strujno pojačanje multiplicira negativne efekte nuklearnog zračenja na bipolarni tranzistor i jako smanjuje njegovu izlaznu struju očekuje se isti

uticaj i na fototranzistor a time bi i oporavak nakon ozračivanja bio slabiji. Druga hipoteza ove disertacije odnosi se na radijacionu otpornost solarnih panela. S obzirom na specifičnost njihove konstrukcije očekuje se da solarni panel ima veću radijacionu otpornost nego pojedinačna solarna ćelija, fotodioda ili fototranzistor. Treća hipoteza zastupljena u ovom radu odnosi se na uticaj sukcesivnog izlaganja poluprovodničkih komponenti različitim vrstama zračenja. Kako procesi koji se javljaju u poluprovodniku nakon izloženosti zračenju jako zavise od strukture tog poluprovodnika, nameće se pitanje efekata koje će izazvati zračenje druge vrste primenjeno nakon prvobitnog zračenja kada je struktura poluprovodnika već narušena. Postavlja se pitanje da li je pravilo da novo zračenje dodatno oštećuje strukturu materijala već načetu prethodnim zračenjem ili su mogući i neki drugi efekti. U svetu je urađeno nekoliko istraživanja sa ciljem objašnjenja povećane generacije nosilaca naelektrisanja usled direktnog transfera (tunelovanja) naelektrisanja putem zamki (rekombinacionih centara) tzv. međucentarskog transfera naelektrisanja. Povećanje broja rekombinacionih centara putem drugog zračenja bi moglo veštački izazvati međucentarski transfer naelektrisanja u poluprovodniku prethodno oštećenom prvim zračenjem i tako povećati broj nosilaca naelektrisanja u njemu. To bi dalo dobru osnovu za poboljšanje električnih karakteristika poluprovodničkih komponenta degradiranih zračenjem. Stoga je cilj rada i razmatranje mogućnosti smanjenja negativnih efekata koje zračenje izaziva na ovim komponentama.

Materija obrađena u ovom radu je podeljena u šest poglavlja, od kojih je prvo uvod a šesto zaključak. U drugom poglavlju data je teorijska osnova fotonaponskih detektora sa posebnim osvrtom na PIN fotodiode, fototranzistore i solarne ćelije koje se i proučavaju u radu. U trećem poglavlju predstavljene su važeće teorije uticaja gama i neutronskog zračenja na poluprovodnike uopšte kao i uticaj na konkretne fotonaponske detektore tj. PIN fotodiode, fototranzistore i solarne ćelije. Osnovni podaci o uređajima koji su korišćeni u eksperimentu, o dozama i energijama primenjenog zračenja, o samim izvorima zračenja kao i svakom pojedinačnom koraku eksperimenta su prikazani u poglavlju broj 4. Peto poglavlje predstavlja prikaz rezultata eksperimenta i teorijsko objašnjenje svih rezultata i pojava koje su uočene. Na samom kraju rada, u prilogu su dati rezultati merenja $U-I$ karakteristike svih fotonaponskih detektora korišćenih u eksperimentu.

2. FOTONAPONSKI DETEKTORI

2. FOTONAPONSKI DETEKTORI

Tokom proteklih 30 godina svet je svedok brzog razvoja fotonaponskih detektora. Napori u prošlosti su uglavnom bili usmereni ka teorijskom razumevanju rada i ka razvoju tehnologije za primenu ovih uređaja u telekomunikacijama i skladištenju podataka. Sa rastućom primenom ovih uređaja u novim oblastima kao što su osvetljenje, displeji, fiber senzori, optička koherentna termografija itd. raste i interes za ovim uređajima te se u tu svrhu provode različita eksperimentalna istraživanja. Oblasti primene optičkih poluprovodnih uređaja su danas veoma brojne, od optičkih komunikacionih sistema preko medicinskih uređaja, vojnih uređaja, automatskih upravljačkih sistema do elektronskih uređaja za široku upotrebu, što ima za rezultat da su ovi uređaji postali nezamenljivi u opremi i sistemima koji čine infrastrukturu našeg društva.

Veliki broj fotonaponskih detektora se sastoji od oblasti p i n tipa kao i kod obične $p-n$ diode. Neki optički poluprovodni uređaji su optoelektronski $p-n$ spojevi, kao što su laserske diode, LED diode ili fotodiode, a neki su optoelektronske komponente koje u osnovi imaju $p-n$ spoj (fototranzistori, solarne ćelije, fotoprovodne ćelije itd.). Osnovna razlika između fotonaponskih detektora i običnih dioda je u dodatnoj interakciji između elektrona i šupljina u poluprovodniku i svetlosti. Ova interakcija nije ograničena samo na fotonaponske detektore. I obične diode takođe mogu biti fotoosetljive i u nekim slučajevima mogu emitovati svetlost. Sa druge strane, fotonaponski detektori su dizajnirani tako da optimiziraju apsorpciju i emisiju svetlosti tako da je efikasnost konverzije svetlosne u električnu energiju maksimalna.

2.1. APSORPCIJA I EMISIJA SVETLOSTI

Prilikom osvetljavanja poluprovodnika u njemu se povećava koncentracija i manjinskih i većinskih nosilaca. To je tzv. unutrašnji fotoelektrični efekat. Ovaj efekat se javlja kada usled energije fotona elektroni prelaze iz valentne zone, ili sa primesnih nivoa, u provodnu zonu (slika 1.), kao i iz valentne zone na primesne nivoe. Pri tom, energija fotona mora biti veća ili jednaka aktivacionoj energiji E_a odgovarajućeg prelaza, tj.:

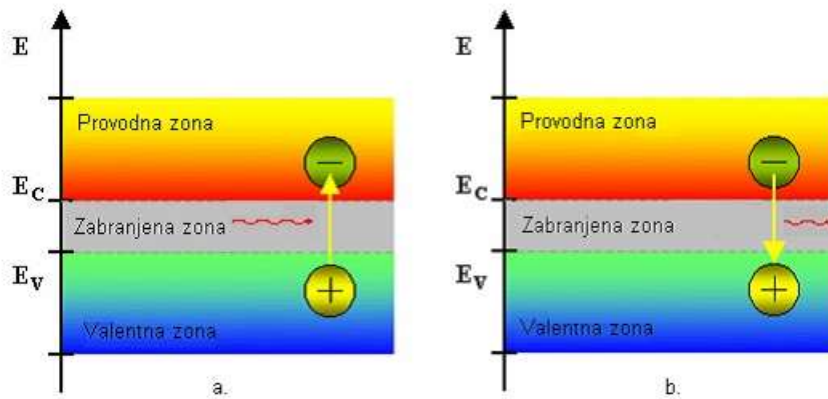
$$hf \geq E_a \quad (1)$$

gde je $h=6,67 \cdot 10^{-34}$ Js – Plankova konstanta, a f učestanost elektromagnetnog zračenja (svetlosti). Iz jednačine (1) se dobija maksimalna talasna dužina elektromagnetnog talasa koji može izazvati fotoefekat, tzv. "crvena" granica fotoefekta. "Crvena" granica unutrašnjeg fotoefekta u poluprovodnicima često se nalazi u oblasti infracrvenog zračenja (λ_{max} reda nekoliko μm), tako da se neke poluprovodničke komponente mogu koristiti u prijemnicima infracrvenog zračenja.

Osvetljavanje poluprovodnika i poluprovodničkih komponenata ima sledeće posledice:

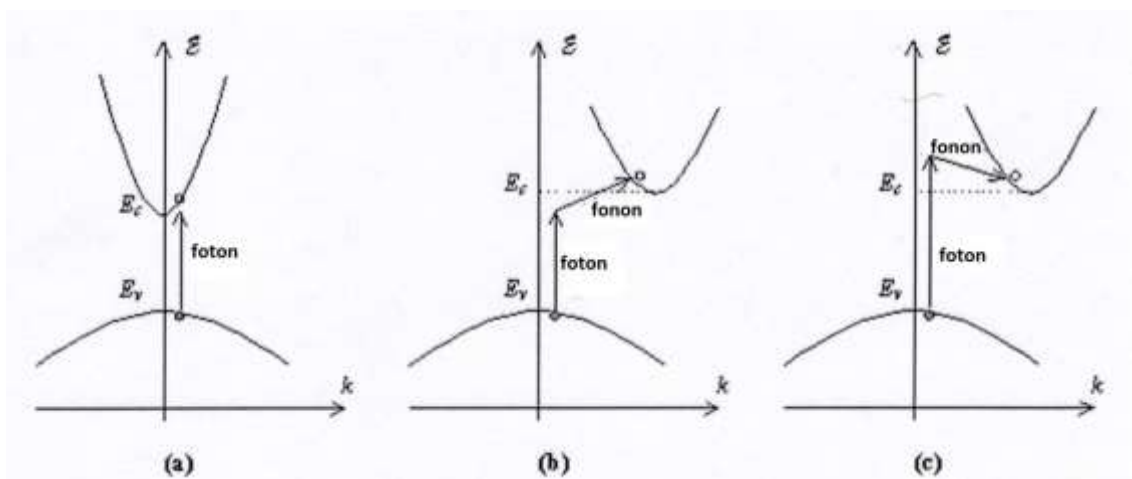
- Povećava se provodnost poluprovodnika.
- Ukoliko je fotoefekat u blizini $p-n$ spoja, nastaje povećanje inverzne struje $p-n$ spoja.
- Usled difuzionog kretanja nosilaca, na $p-n$ spoju će se promeniti visina barijere, te osvetljen $p-n$ spoj može služiti kao izvor električne energije.

Obrnuto, prilikom proticanja struje kroz $p-n$ spoj, usled rekombinacije nosilaca može biti emitovana svetlost (slika 1.b.), te takav element može služiti kao izvor svetlosti [1].



Slika 1. Apsorpcija (a) i emisija (b) svetlosti [1]

Emisija i apsorpcija svetlosti u poluprovodnicima u velikoj meri zavisi od vrste energetskog procepa. Poluprovodnici sa direktnim energetskim procepom, tj. poluprovodnici kod kojih se minimum provodne zone nalazi u istoj tački k -prostora kao i maksimum valentine zone (slika 2.a.), imaju jaču apsorpciju svetlosti koju karakteriše veći apsorpcioni koeficijent. Takvi poluprovodnici se koriste za izradu uređaja koji emituju svetlost. Poluprovodnici sa indirektnim energetskim procepom, tj. poluprovodnici kod kojih se minimum provodne i maksimum valentine zone nalaze u različitim tačkama k -prostora (slika 2.b. i 2.c.), imaju manji apsorpcioni koeficijent i ne koriste se za izradu uređaja koji emituju svetlost.



Slika 2. Apsorpcija fotona pri direktnim (a) i inverznim (b, c) prelazima [2]

Ova razlika, ilustrovan na slici 2., se može objasniti zakonom održanja energije i impulsa u interakcijama elektron-foton. Kod materijala sa direktnim energetskegim procepom apsorpcija fotona se javlja ako je energija i impuls slobodnog stanja u provodnoj zoni jednaka zbiru energije elektrona u valentnoj zoni i energije upadnog fotona. S obzirom da se fotoni kreću brzinom svetlosti, oni imaju mali impuls u odnosu na svoju energiju. Stoga elektron pravi gotovo vertikalni prelazak na $E-k$ dijagramu (slika 2.a.). Kako se kod materijala sa indirektnim energetskegim procepom provodna zona ne nalazi tačno vertikalno iznad valentne zone, to jednostavna interakcija upadnog fotona i elektrona u valentnoj zoni neće obezbediti dovoljnu energiju i impuls koji odgovaraju energiji i impulsu praznog stanja u provodnoj zoni. Zbog toga je potrebno učešće još jedne čestice, fonona tj. kvanta energije elastičnog talasa (vibracija) kristalne rešetke. Pošto fonon ima relativno malu brzinu blisku brzini zvuka u materijalu, on ima malu energiju a veliki impuls u poređenju sa fotonom. Održanje i energije i impulsa u apsorpcionom procesu se, stoga, može obezbediti ako se fonon kreira ili ako učestvuje već postojeći fonon. Slika 2.b. prikazuje apsorpciju fotona uz istovremenu apsorpciju fonona, dok slika 2.c. prikazuje apsorpciju fotona koja rezultuje emisijom fonona. Pošto apsorpcioni proces u materijalima sa indirektnim energetskegim procepom zahteva učešće elektrona, fotona i fonona, to je verovatnoća da se javi interakcija sve tri čestice manja nego jednostavna interakcija elektrona i fotona kod materijala sa direktnim energetskegim procepom. Kao rezultat toga nalazimo da je apsorpcija mnogo jača kod materijala sa direktnim energetskegim procepom.

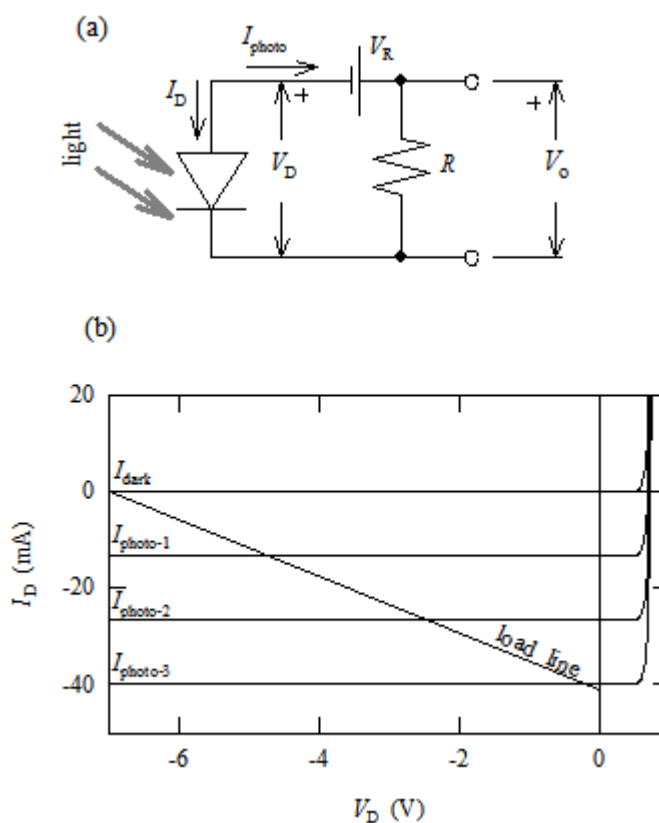
Slično tome, kod emisije svetlosti, mnogo veća je verovatnoća da se emituje foton kod materijala sa direktnim energetskegim procepom nego kod materijala sa indirektnim [2].

2.2. FOTODIODE

Fotodiode je tipičan fotonaponski $p-n$ spoj osetljiv na čestice visoke energije i fotone. Njen princip rada je zasnovan na apsorpciji fotona ili naelektrisanih čestica i generisanju električne struje kroz spoljašnje strujno kolo, srazmerne upadnoj energiji. Fotodiode su jako brzi senzori koji se mogu koristiti za detekciju prisustva ili odsustva

male količine svetlosti i mogu biti kalibrisane za izuzetno precizna merenja za intenzitete od 1pW/cm^2 do preko od 100mW/cm^2 . Fotodiode se koriste u različitim aplikacijama kao što su spektroskopija, fotografija, analitička instrumentacija, optički senzori pozicije, podešavanje snopa, laserski merači, optičke komunikacije, medicinski instrumenti itd.

Fotodiode se tipično koriste u režimu inverzne polarizacije (slika 3.). U mraku, strujno-naponska karakteristika fotodioda je ista kao karakteristika ispravljačkih dioda. To znači da u oblasti inverzne polarizacije teče samo struja curenja. Kada se fotodiode izloži dejstvu svetlosti, njena inverzna struja raste srazmerno intenzitetu svetlosti. Ta struja je označena kao fotostruja i ona ne zavisi od napona inverzne polarizacije.

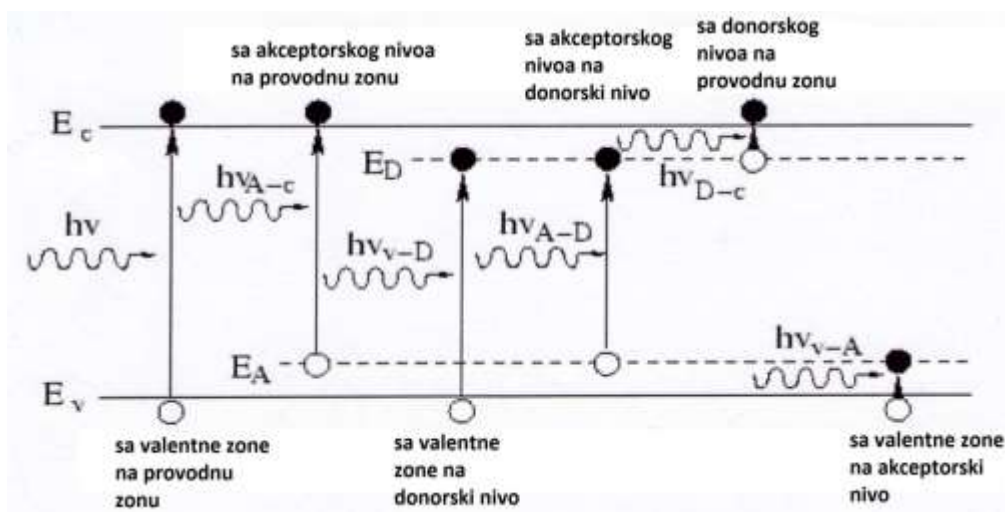


Slika 3. Strujno kolo fotodiode (a) i strujno-naponska karakteristika (b) [6]

Princip rada fotodioda je zasnovan na električnim i optičkim karakteristikama $p-n$ spojeva i poluprovodničkih materijala uopšte. Materijali koji se najčešće koriste za izradu fotodioda su elementarni poluprovodnici kao što su Si i Ge i poluprovodnička jedinjenja III-V i II-VI kao što su GaAs, InP i CdTe. Fotodiode izrađene od Si se

uglavnom koriste u elektronskim uređajima za široku upotrebu, dok se one izrađene od Ge i InGaAs(P)/InP koriste u optičkim komunikacionim sistemima.

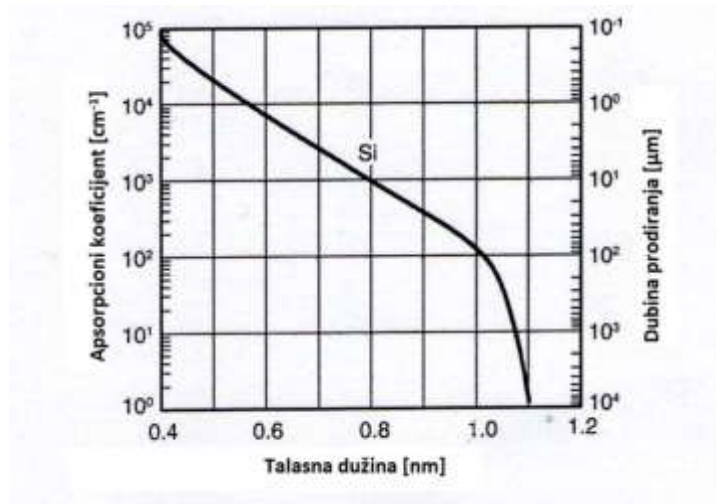
Rad dioda, koje se koriste kao fotodetektori, zasniva se na mehanizmu generacije nosilaca pod dejstvom svetlosti. Kada na poluprovodnik padne svetlost čija je energija veća od njegovog energetskog procepa, poluprovodnik apsorbira svetlost pri čemu energija fotona $h\nu$ raskida kovalentnu vezu oslobađajući elektron i kreirajući par elektron-šupljina (slika 4.). Ako se generacija elektrona i šupljine desila u oblasti osiromašenja, postojeće električno polje ih uklanja iz te oblasti pre nego što dobiju šansu da se rekombinuju. Tako nastaje fotostruja.



Slika 4. Pojednostavljena ilustracija procesa optičke apsorpcije u poluprovodniku sa direktnim energetskim procepom [3]

Apsorpcija zračenja je uzrokovana interakcijom fotona i nosilaca naelektrisanja unutar materijala. Različiti energetski nivoi i njihova struktura određuju verovatnoću interakcije a samim tim i apsorpcione karakteristike poluprovodnika. Nagib krive apsorpcije zavisi od fizičkih osobina interakcije i mnogo je manji za silicijum nego za većinu drugih poluprovodnih materijala. Zavisnost koeficijenta apsorpcije i dubine prodiranja optičkog zračenja¹ od talasne dužine je data na slici 5.

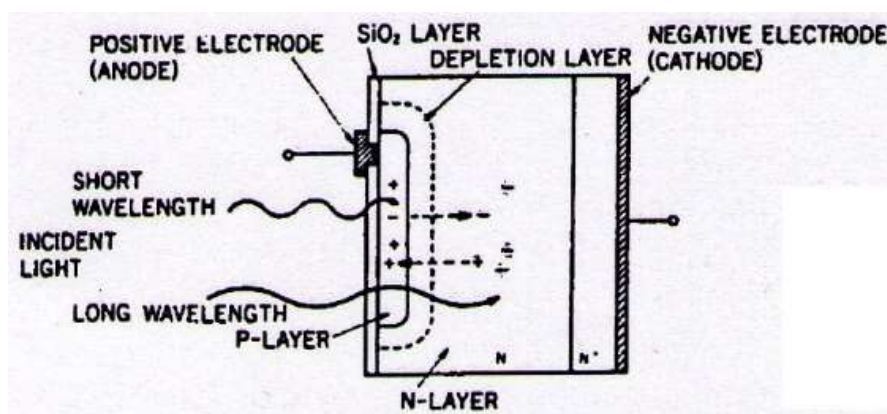
¹ Dubina prodiranja se definiše kao dubina do koje se $1/e$ upadnog zračenja apsorbira.



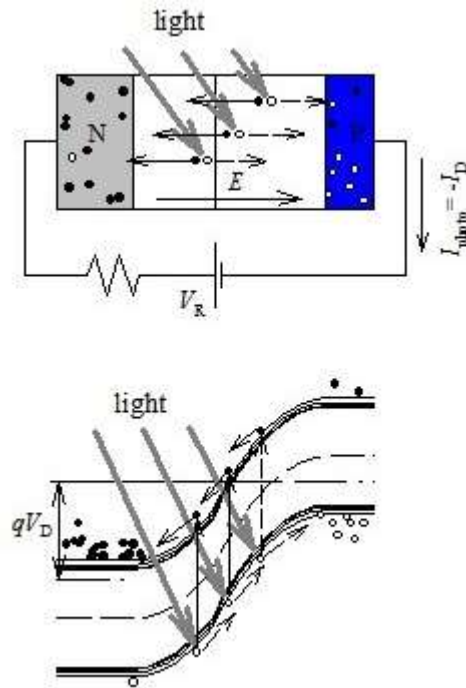
Slika 5. Apsorpcija i dubina prodiranja optičkog zračenja u silicijumu [3]

Zavisno od talasne dužine, dubina prodiranja varira od desetog dela μm pri talasnoj dužini od 400nm (plava svetlost) do više od 100 μm pri talasnoj dužini od 1 μm (IR zračenje). Da bi detektori bili efikasniji, dužina interakcije treba biti bar dva puta duža od dubine prodiranja (što je ekvivalentno $1/e^2=86\%$ apsorbovanog zračenja) [3].

Na slikama 6. i 7. je prikazan poprečni presek fotodiode. *p*-sloj materijala na fotoosetljivoj površini i *n*-tip materijala supstrata obrazuju *p-n* spoj koji se ponaša kao fotoelektrični konvertor. Obično se *p*-sloj za silicijumske fotodiode formira selektivnom difuzijom atoma bora u debljini od oko 1 μm . Neutralna oblast u spoju između *p* i *n* oblasti se naziva osiromašena oblast. Od debljine spoljašnjeg *p*-sloja, supstrata *n*-tipa i donjeg *n*⁺ sloja zavisi za koji spektar i učestanost će dioda imati najveći odziv.



Slika 6. Poprečni presek fotodiode [6]



Slika 7. Fotodioda: (a) poprečni presek, (b) dijagram energetske zone pri apsorpciji svetlosti (Fermijevi nivoi) [6]

Vidi se da se elektroni i šupljine koji su generisani u oblasti osiromašenja, zbog električnog polja u oblasti osiromašenja, kreću ka odgovarajućim oblastima u kojima predstavljaju većinske nosioce. Svetlost generiše elektrone i šupljine i u neutralnim n i p -oblastima, doprinoseći fotostruji. Jasno je da povećanje osetljivosti fotodiode zahteva i povećanje širine sloja osiromašenja. Kako širina oblasti osiromašenja zavisi od nivoa dopiranja:

$$w \propto \frac{1}{\sqrt{N_B}} \quad (2)$$

gde je w širina oblasti osiromašenja a N_B koncentracija dopanata, u pogledu maksimiziranja zapremine osiromašene oblasti p - n spoja najpogodnije je koristiti najniže nivoe dopiranja koje je tehnološki moguće ostvariti. Najčešće korišćeni fotodetektor se izrađuju sa takvim slojem sopstvenog poluprovodnika između oblasti p i n -tipa. To je intrinzični (*intrinsic*) i sloj koji obično nije sasvim čist, već je ili n -tipa sa vrlo niskom koncentracijom donorskih primesa (kada se označava sa v) ili p -tipa sa

malom koncentracijom akceptorskih primesa (tada se taj sloj obeležava sa π). Takve fotodiode se nazivaju PIN fotodiode ili ponekad PvN odnosno P π N. Koncentracije primesa u srednjem sloju su za više redova veličina manje od koncentracija primesa u p , odnosno n sloju [4]. Minimiziranjem površine diode i povećanjem širine oblasti osiromašenja umetanjem i -oblasti, minimizirana je kapacitivnost fotodiode a time je dobijen brži odziv. Kako je ukupna fotostruja jednaka:

$$I_{photo} = qA_J g_n (\omega_d + L_n + L_p) \quad (3)$$

gde je q elementarno naelektrisanje, A_J površina fotodiode, g_n brzina generacije (broj parova elektron-šupljina), ω_d širina osiromašenog sloja a L_n i L_p difuziona dužina elektrona i šupljina respektivno, to vrlo nizak nivo dopiranja i -sloja ima za posledicu vrlo širok sloj osiromašenja, što omogućava brz odziv fotodiode ($\omega_d \gg L_n + L_p$) kao i povećanu vrednost fotostruje. Širina "intrinzične" (*intrinsic*) oblasti je takva da potpuno osiromaši pri vrlo malim naponima inverzne polarizacije. To znači da je širenje sloja osiromašenja pod dejstvom napona inverzne polarizacije zanemarljivo, tako da fotostruja gotovo ne zavisi od napona (struja kontrolisana svetlošću) [5].

Najvažniji parametri fotodiode su:

- vreme odziva,
- totalna ekvivalentna snaga šuma,
- kvantna efikasnost,
- osetljivost.

Prva dva parametra treba da budu što manja a druga dva što veća.

Vreme odziva fotodiode zavisi od sledećih faktora:

- vremena preleta fotogenerisanih nosilaca kroz osiromašenu oblast,
- vremena difuzije fotonosilaca generisanih van oblasti osiromašenja,
- RC vremenske konstante fotodiode i pridruženog kola.

Parametri fotodiode odgovorni za ova tri faktora su koeficijent apsorpcije, širina i -oblasti ω , kapacitivnost fotodiode (difuziona i kapacitivnost oblasti prostornog tovara), kapacitivnost pojačavača, vrednost redne otpornosti R_L i ulazna otpornost pojačavača.

Redna otpornost je data preko izraza:

$$R_c = \frac{(w_s - w_d)\rho}{A} + R_c \quad (4)$$

gde je w_s debljina supstrata, w_d je širina osiromašenog sloja, A je površina spoja, ρ je otpornost supstrata a R_c je kontaktna otpornost.

Kapacitivnost fotodiode se definiše kao:

$$C_j = \frac{\epsilon_{Si}\epsilon_0 A}{\sqrt{2\mu\rho(V_A + V_{bi})}} \quad (5)$$

gde je $\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-14} \text{F/cm}$ permitivnost vakuuma, $\epsilon_{Si} = 11,9$ je dielektrična konstanta silicijuma, $\mu = 1400 \text{cm}^2/\text{Vs}$ pokretljivost elektrona na temperaturi 300K, ρ je otpornost silicijuma, V_{bi} je kontaktni potencijal (potencijalna barijera) silicijuma a V_A je priključeni napon.

Glavne vrste šuma u fotiodi di su kvantni šum (*quantum* ili *shot noise*), šum struje mraka i termički šum pojačavača. Kvantni šum potiče od statističke prirode generacije i kolekcije fotoelektrona. Ova statistika ima Poasonovu raspodelu. Struja mraka je struja koja protiče kroz polarisanu fotiodiodu kada nema upadne svetlosti. Ona je kombinacija balk i površinske struje. Balk struja mraka i_{DB} potiče od elektrona i/ili šupljina termički generisanih u *p-n* spoju. Površinska struja mraka se često naziva i površinskom strujom curenja ili samo strujom curenja. Ona zavisi od površinskih defekata, čistoće, napona polarizacije. Generalno, kod PIN fotiodioda termički šum koji potiče od opterećenja R_L i aktivnih elemenata pojačavačkog kola je dominantan.

Kvantna efikasnost η je broj generisanih parova elektron-šupljina kroz broj fotona energije $h\nu$:

$$\eta = \frac{I_p/q}{P_0/h\nu} \quad (6)$$

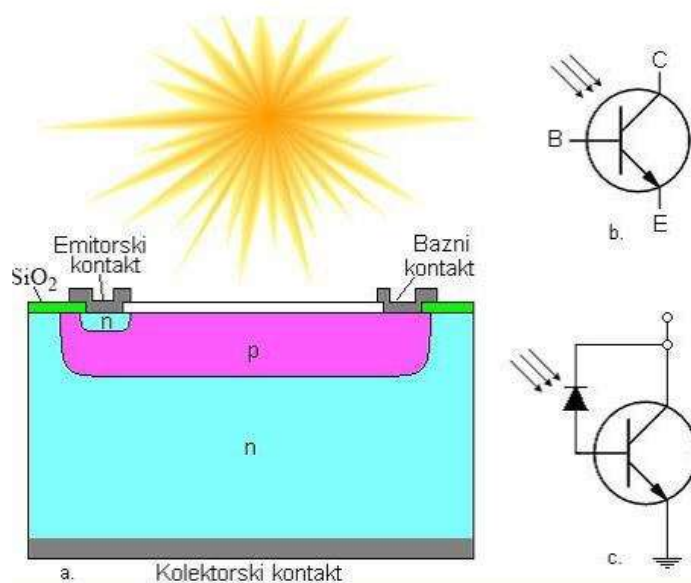
gde je I_p srednja fotostruja generisana srednjom upadnom optičkom snagom P_0 .

Osetljivost (*responsivity*) R fotiodi di definiše fotostruju koja se generiše po jedinici optičke snage i povezana je sa kvantnom efikasnošću sledećom relacijom:

$$R = \frac{I_p}{P_0} = \frac{\eta q}{h\nu} \quad (7)$$

2.3. FOTOTRANZISTORI

Fototranzistori koriste princip fotodiode ali pojačavačko dejstvo tranzistora čini ove uređaje puno osjetljivijim. Fototranzistor je praktično dvostruka dioda jer ima dva $p-n$ spoja u istom uređaju razdvojena širokom oblašću baze, čime se formira $n-p-n$ spoj (slika 8.). $n-p$ spoj je direktno polarisan a spoj $p-n$ inverzno. Svetlost deluje uglavnom na kolektorski spoj. Najvećim delom je osvetljen kolektorski $p-n$ spoj.



Slika 8. Fototranzistor: a) presek, b) grafički symbol, c) fototranzistor je ekvivalentan fotiodi i “običnom” bipolarnom tranzistoru [1]

Svetlost koja pada na $n-p$ spoj oslobađa parove elektron-šupljina. Oslobodeni elektroni difunduju iz p -oblasti prema spoju. Šupljine su, s druge strane, zarobljene u p -oblasti i formiraju zonu pozitivnog naelektrisanja. Ovo uzrokuje povećanje napona $n-p$ spoja što utiče na povećanje struje. Fototranzistor je obično povezan u spoju sa zajedničkim emitorom i sa otvorenom bazom. Svetlost deluje uglavnom na kolektorski spoj. Samo dva kontakta fototranzistora (kolektor i emitor) se koriste prilikom vezivanja

u strujno kolo. Bazna struja nastaje delovanjem fotona na bazno-kolektorski spoj. Struja fototranzistora najviše zavisi od intenziteta upadne svetlosti a mnogo manje od napona u električnom kolu.

S obzirom da je najvećim delom osvetljen kolektorski *p-n* spoj, to je kao da je spoju kolektor-baza paralelno vezana fotodiode (slika 8.c.), a kako je bazna struja praktično jednaka fotostruji I_{ϕ} , to znači da je kolektorska struja $I_c = \beta I_{\phi}$. Drugim rečima, fototranzistor je β puta osetljiviji od fotodiode koja ima istu efektivnu površinu [1].

Osnovni parametri fototranzistora su:

- osetljivost,
- spektralni odziv,
- vremenska konstanta.

Osetljivost je odnos fotostruje i upadnog svetlosnog fluksa. Kod npr. difuzionih planarnih fototranzistora, osetljivost dostiže vrednosti i do 10A po lumenu.

Spektralni odziv predstavlja osetljivost na monohromatsko zračenje u funkciji talasne dužine. Spektralni odziv određuje graničnu talasnu dužinu (za duge talase) na kojoj se može koristiti određeni fototranzistor. Ova granica, koja prvenstveno zavisi od od širine zabranjene zone poluprovodnog materijala, iznosi 1,7 μ m za germanijum i 1,1 μ m za silicijum.

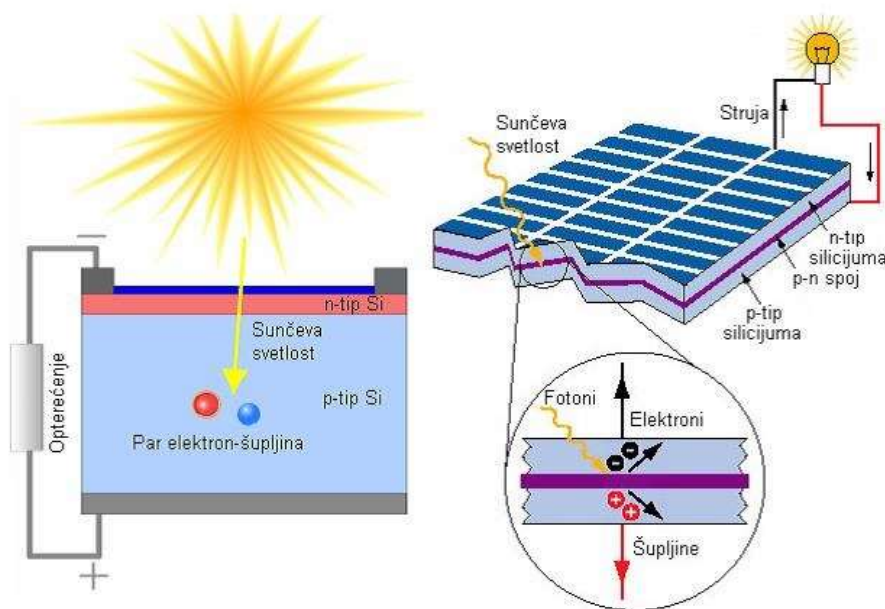
Vremenska konstanta karakteriše inertnost fototranzistora i ne prelazi nekoliko stotina mikrosekundi. Takođe, bitna karakteristika fototranzistora je i fotoelektrično pojačanje, čija vrednost može biti i do 100.

Visoka pouzdanost, osetljivost, vremenska stabilnost, kao i njihove male dimenzije i relativno jednostavan dizajn, utiču da se fototranzistori jako puno koriste u kontrolnim i automatskim sistemima kao npr. svetlosni detektori ili komponente za optoizolatore.

2.4. SOLARNE ĆELIJE

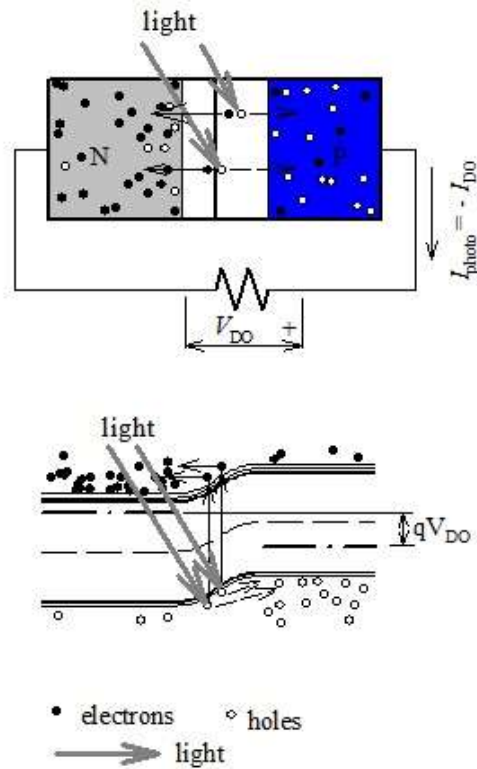
Fotogenerator stvara elektromotornu silu pod uticajem svetlosti. To je, u stvari, fotodiode koja nije priključena na spoljašnji izvor napajanja. Naime, pod dejstvom ugrađenog polja u prelaznoj oblasti *p-n* spoja, svetlošću generisani elektroni iz prelazne i p-oblasti preći će u n-oblast, a šupljine iz prelazne i n-oblasti u p-oblast (slika 9.).

Usled prelaska ovih nosilaca narušice se ravnoteža, anoda će se naelektrisati pozitivno, a katoda negativno. Ako spojimo krajeve (anodu i katodu), poteći će struja, što znači da se ovakva dioda ponaša kao generator električne energije. Drugim rečima, ovakva dioda, koja se često zove solarna ćelija, pretvara sunčevu energiju u električnu. Paralelnim i rednim vezivanjem većeg broja solarnih ćelija (slika 9.) dobijaju se solarni paneli dovoljno velike električne energije da mogu da napajaju manje potrošače [1].



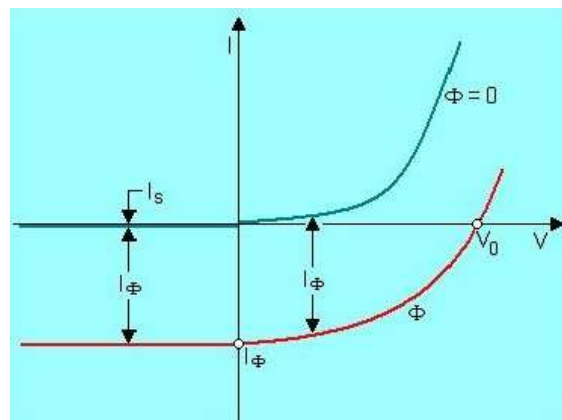
Slika 9. Opis solarne ćelije i solarnih panela [1]

Na slici 10. prikazan je poprečni presek solarne ćelije i Fermijevi nivoi prilikom apsorpcije svetlosti. Dijagram energetske zone pokazuje da se energetske zone krive i da se elektroni „spuštaju“ niz njih ka oblasti n -tipa, a šupljine se „penju“ ka oblasti p -tipa. Ovaj nagib energetske zone (tj. električno polje) posledica je prisustva jonizovanih atoma dopanata u osiromašenoj oblasti. Fermijevi nivoi (slika 10.b.) se pomeraju suprotno u poređenju sa fotodiodom (slika 6.b.) što ukazuje na to da je kod fotodioda u pitanju inverzna polarizacija a kod fotoćelija direktna polarizacija. Međutim, krivljenje energetske zone kod oba tipa dioda je u istom smeru. To znači da je fotostruja i kod fotodioda i kod solarnih ćelija usmerena na istu stranu [6].



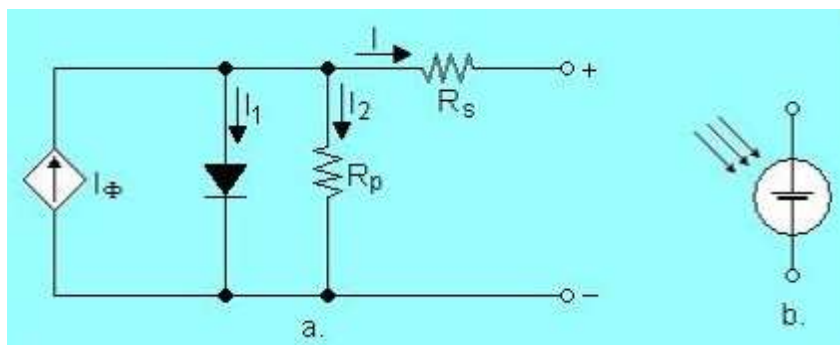
Slika 10. Solarna ćelija: a) poprečni presek, b) dijagram energetskih zona pri apsorpciji svetlosti (Fermijevi nivoi) [6]

Na slici 11. prikazana je statička karakteristika solarne ćelije. Karakteristika za neosvetljenu solarnu ćeliju ($\phi=0$) je praktično karakteristika diode. Osvetljavanjem je porasla inverzna struja, te se karakteristika prosto spušta naniže.

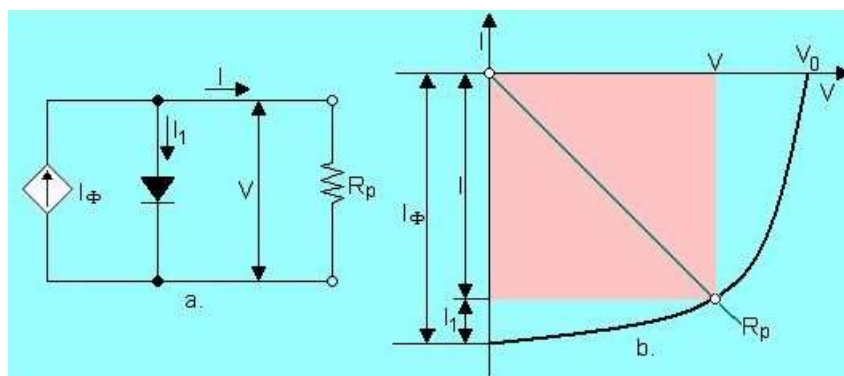


Slika 11. Strujno-naponska karakteristika solarne ćelije [1]

Na slici 12.a. prikazana je ekvivalentna šema solarne ćelije. Idealnoj diodi, kroz koju protiče difuziona struja usled promene barijere, na red je vezana otpornost R_s , a paralelno otpornost R_p i strujni generator fotoelektrične struje I_ϕ . Za razliku od redne otpornosti, paralelna otpornost R_p se uglavnom može zanemariti. Ekvivalentna šema solarne ćelije kod koje su zanemarene i redna i paralelna otpornost prikazana je na slici 13.a., a radni deo njene statičke karakteristike na slici 13.b.



Slika 12. Ekvivalentna šema (a) i simbol (b) solarne ćelije [1]



Slika 13. Uprošćena ekvivalentna šema (a) i statička karakteristika (b) solarne ćelije

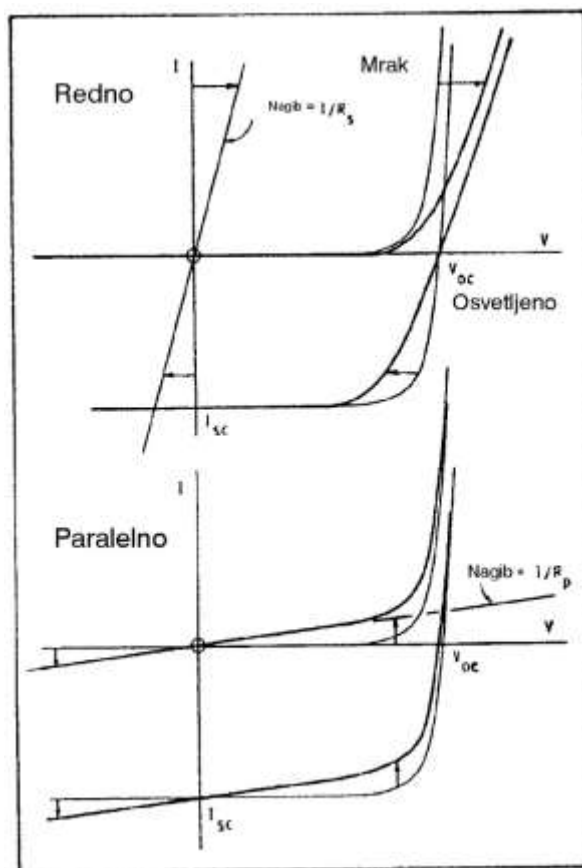
[1]

Sa slike 13. se vidi da se fotostruja I_ϕ deli na jednu kroz otpornost potrošača R , to je spoljašnja struja I , i drugu I_1 (difuziona struja kroz diodu). Režim rada solarne ćelije se bira tako da korisna snaga bude najveća. Kako je korisna snaga

$$P_K = UI \quad (8)$$

to se R bira tako da osenčena površina na slici 13.b. bude maksimalna.

Redna i paralelna otpornost solarne ćelije se mogu odrediti sa strujno-naponske karakteristike (slika 14.).



Slika 14. Uticaj redne R_s i paralelne R_p otpornosti na I-V karakteristiku idealne solarne ćelije [7]

Glavni izlazni parametri solarne ćelije su:

- struja kratkog spoja,
- napon praznog hoda,
- faktor ispune,
- efikasnost.

Struja kratkog spoja I_{sc} je struja kroz osvetljenu ćeliju kada su njeni priključci kratko spojeni. Struja kratkog spoja zavisi od mnogo faktora: površine solarne ćelije, broja fotona, spektra upadne svetlosti, optičkih karakteristika itd. Kada se porede solarne ćelije istog tipa materijala, najkritičniji parametar je verovatnoća prihvata fotona koja uglavnom zavisi od difuzione dužine i pasivizirane površine [8]. Za ćeliju sa

savršeno pasiviziranom površinom i uniformnom generacijom, može se dati aproksimativni izraz za struju kratkog spoja:

$$I_{SC} = qG(L_n - L_p) \quad (9)$$

gde je G stepen generacije a L_n i L_p difuziona dužina elektrona i šupljina respektivno. Izraz (9) ukazuje da struja kratkog spoja jako zavisi od stepena generacije i difuzione dužine [9].

Napon praznog hoda V_{oc} je napon na priključcima solarne ćelije koja je osvetljena a nije vezana u strujno kolo. Napon otvorenog kola se može odrediti iz koncentracije nosilaca [10]:

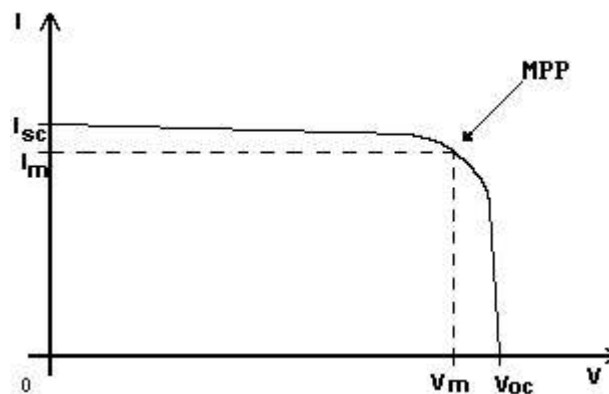
$$V_{OC} = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{(N_A + \Delta n)\Delta n}{n_i^2} \right] \quad (10)$$

gde je kT/q termički napon, N_A koncentracija dopanata, Δn je porast koncentracije nosilaca a n_i je „intrinzična“ koncentracija nosilaca.

Faktor ispune je parametar koji, zajedno sa V_{oc} i I_{sc} određuje maksimalnu snagu solarne ćelije. Faktor ispune se definiše kao:

$$ff = \frac{I_{mpp} V_{mpp}}{I_{sc} V_{oc}} \quad (11)$$

gde su I_{mpp} i V_{mpp} struja i napon u tački maksimalne snage (slika 15.).



Slika 15. Strujno-naponska karakteristika solarne ćelije sa tačkom maksimalne snage (MPP)[11]

Faktor ispunje je pokazatelj koliko je $I-V$ karakteristika solarne ćelije blizu pravougaonog oblika. Najčešće korišćeni izraz za faktor ispunje se empirijski može predstaviti kao [12]:

$$ff = \frac{V_{OC} - \ln(V_{OC} + 0.72)}{V_{OC} + 1} \quad (12)$$

Faktor ispunje jako zavisi od vrednosti redne i paralelne otpornosti solarne ćelije. U prisustvu obe vrste otpornosti faktor ispunje se može izraziti kao [14]:

$$ff = ff_0 \left\{ (1 - 1.1R_S) + \frac{R_S^2}{5.4} \right\} \left\{ 1 - \frac{V_{OC} + 0.7}{V_{OC}} \frac{ff_0}{R_p} \left[(1 - 1.1R_S) + \frac{R_S^2}{5.4} \right] \right\} \quad (13)$$

gde je ff_0 faktor ispunje bez prisustva redne i paralelne otpornosti. Redna otpornost solarnih ćelija ima tri uzroka. Prvi je protok struje kroz emitor i bazu solarnih ćelija. Drugi je prelazna otpornost između metalnih kontakata i silicijuma, i treći je otpornost samih metalnih kontakata. Osnovni uticaj redne otpornosti jeste smanjenje faktora ispunje mada i previsoke vrednosti faktora ispunje mogu, takođe, smanjiti struju kratkog spoja [13].

Značajni gubici snage izazvani prisustvom paralelne otpornosti R_p su uglavnom nastali zbog defekata u toku proizvodnje. Mala vrednost paralelne otpornosti izaziva gubitke snage u solarnoj ćeliji tako što obezbeđuje alternativni put fotostruji. Ovo skretanje fotostruje smanjuje jačinu struje kroz solarnu ćeliju a time i napon ćelije [9].

Efikasnost solarne ćelije η , izražena u procentima, se definiše kao odnos maksimalne snage koju uređaj daje P_m i ukupne uložene snage P_{in} , koja u datom slučaju predstavlja sunčev fluks koji u jedinici vremena dolazi na jediničnu površinu ćelije [15]:

$$\eta = \frac{P_m}{P_s} \quad (14)$$

Efikasnost je najčešće korišćeni parametar kada se žele uporediti karakteristike jedne solarne ćelije sa drugom. Za praktično određivanje efikasnosti često se koristi izraz [14]:

$$\eta = \frac{V_{oc} I_{sc} f f}{P_{in}} \quad (15)$$

3. RADIJACIONI EFEKTI U FOTONAPONSKIM DETEKTORIMA

3. RADIJACIONI EFEKTI U FOTONAPONSKIM DETEKTORIMA

U današnje vreme čovek je, usled velikog tehničko-tehnološkog razvoja, pod stalnim uticajem čitavog spektra elektromagnetnog zračenja, koje potiče i od prirodnih izvora, a i od uređaja koje je čovek sam kreirao. Trend minijaturizacije i sve većeg stepena integracije elektronskih komponenti za posledicu ima povećanu osetljivost ovih komponenti na dejstvo jonizujućeg zračenja. Tehnološki procesi izrade kola visokog stepena integracije često uključuju bombardovanje visokoenergetskim jonima ili fotonima, što može dovesti do značajnih radijacionih oštećenja.

Poznavanje interakcije zračenja sa sredinom je neophodno iz više razloga:

- radi merenja zračenja,
- radi izučavanja efekata koje zračenje izaziva u materijalima,
- radi efikasne zaštite od zračenja.

Ovaj rad će se baviti efektima koje zračenje izaziva u materijalima.

3.1. INTERAKCIJA ZRAČENJA SA SREDINOM

I korpuskularna i elektromagnetna zračenja se mogu posmatrati i meriti jedino na osnovu njihove interakcije sa materijom. Pri interakciji se menjaju i zračenje i materija kroz koju ono prolazi. Zračenje preda materijalu neku količinu energije koju nosi [16] usled čega u njemu izazove promenu, ali se i samo promeni zbog gubitka te energije. Interakcije zračenja sa sredinom se prema mehanizmu prenosa energije na čestice mogu svrstati u tri velike grupe:

- interakcija naelektrisanih čestica,
- interakcija elektromagnetnog zračenja,
- interakcija nenaelektrisanih čestica.

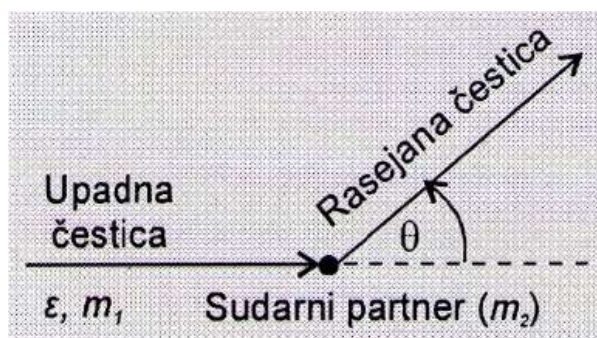
Osnovni faktori zračenja su:

- tip zračenja (čestično ili talasno),
- energija zračenja,
- dimenzije i masa (za čestično),
- naelektrisanje (za čestično).

Opšti princip interakcije, bez obzira na tip zračenja, jeste da zračenje na sredinu deluje putem sudara. Sudari mogu biti elastični i neelastični. U elastičnim sudarima dolazi do transfera dela kinetičke energije upadne čestice na sudarnog partnera, pri čemu se menjaju pravac i brzina sudarnih partnera (slika 16.). Energija koja se prenese u takvom sudaru je data izrazom:

$$\varepsilon_t = \varepsilon \frac{4m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (16)$$

gde je ε energija upadne čestice, m_1 masa upadne čestice, m_2 masa sudarnog partnera, θ ugao između pravca rasejanja upadne čestice i pravca upada. Najveći prenos energije se ostvaruje pri čeonim sudarima kada je $\theta=0$ [18].



Slika 16. Elastični sudar [16]

Kod neelastičnih sudara deo kinetičke energije sudara prelazi u potencijalnu energiju sudarnog partnera. Na takav način zračenje izaziva unutrašnje promene u atomima i molekulima. Neelastični sudari sa elektronskim omotačem dovode do eksitacije (pobuđivanja elektrona u omotaču u više energetske stanje) ili jonizacije (odvajanja elektrona od atoma).

Procesi pobuđivanja zavise od struktura u kojima se atomi nalaze. Molekuli imaju dodatne vidove eksitacije u odnosu na atome (elektronska, vibraciona, rotaciona eksitacija), dok je u čvrstom stanju eksitacija još složenija. Eksitacija elektrona je kvantni proces u kome elektron prelazi u neko od stanja slabije vezanih za jezgro, odnosno na orbitu udaljeniju od jezgra. Kako se elektron u atomu sa energetskog stanovišta nalazi u potencijalnoj jami, eksitacija predstavlja njegov prelaz na viši energetski nivo na kom ima slobodnih mesta. Pobuđivanje perifernih elektrona ima veću verovatnoću od pobuđivanja elektrona unutrašnjih ljuski. Pobuđeni atom se spontano vraća ka energetski najstabilnijem stanju, što predstavlja proces deeksitacije (relaksacije). Ako je eksitiran periferni elektron, on se sam vraća nazad i pri tome emituje razliku energije u vidu niskoenergetskog fotona. Upražnjeno mesto u unutrašnjosti omotača može da se popuni elektronom iz susedne ili neke bliske ljuske, pri čemu se emituje karakteristični X zrak, a upražnjeno mesto seli ka periferiji. X zrak može da preda svoju energiju nekom od elektrona sa viših nivoa koji biva izbačen iz atoma sa kinetičkom energijom jednakom razlici energije X zraka i energije veze nivoa. Ovakvi elektroni se nazivaju Auger-ovi elektroni. Pored emisije fotona ili Auger elektrona, postoje još dva načina deeksitacije atoma. Jedan je direktan prenos energije na susedan sistem, bilo da se radi o sudaru u gasu ili da su atomi blisko raspoređeni u čvrstom stanju. Drugi vid relaksacije karakterističan je za molekule, naročito ako se sastoje od većeg broja atoma. U njima energija deeksitacije može biti utrošena na rastavljanje (disocijaciju) [16, 17].

Prema načinu jonizacije sredine, zračenja se mogu podeliti u dve grupe:

- neposredno jonizujuća zračenja,
- posredno jonizujuća zračenja.

U neposredno jonizujuća zračenja spadaju sve naelektrisane čestice (α čestice, protoni, deuteroni, teški joni, elektroni) a u posredno jonizujuća zračenja spadaju elektromagnetna zračenja (X-zraci, γ zraci) i neutroni [16].

Veličine koje karakterišu prolaz čestica kroz sredinu su:

- moć zaustavljanja (S),
- linearni prenos energije (LET – „*Linear Energy Transfer*“),
- relativna moć zaustavljanja (S_I),
- specifična jonizacija (J),

- domet (U).

Moć zaustavljanja definiše koliko se izgubi energije (dE) pri prolazu zračenja kroz materijal debljine dx :

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (17)$$

Linearni prenos energije predstavlja deo energije zračenja apsorbovan po jedinici puta kroz datu sredinu:

$$LET = \frac{dE_{aps}}{dx} \quad (18)$$

Relativna moć zaustavljanja je broj koji definiše odnos moći zaustavljanja u nekom materijalu prema moći zaustavljanja u nekoj standardnoj sredini, kao što je vazduh za α -čestice i aluminijum za elektrone. Relativna moć zaustavljanja se najčešće definiše kao:

$$S_1 = \frac{dE/dx_m}{dE/dx_0} = \frac{dx_0}{dx_m} \quad (19)$$

gde su dx_0 i dx_m dužine puta u standardu i u razmatranom materijalu za isti gubitak energije dE .

Specifična jonizacija se definiše kao broj jonskih parova koje čestica oslobodi po jedinici pređenog puta u datom materijalu, a zavisi od energije čestica i prirode sredine:

$$J = \frac{dN_j}{dx} \quad (20)$$

Domet je put koji čestica zračenja date početne energije (E_0) pređe u nekom materijalu duž određenog pravca do potpunog zaustavljanja. Drugim rečima, to je ona debljina materijala koja je neophodna da potpuno zaustavi česticu date početne energije ako ova na sloj upada pod pravim uglom [16].

U ovom radu akcenat će biti dat na γ zračenje i neutrone te na njihov uticaj na poluprovodničke fotonaponske detektore. Fotoni i čestice u formi zračenja, u osnovi, proizvode dve vrste efekata na silicijumske komponente:

- jonizacioni efekat,
- izmeštanje atoma (oštećenje izmeštanjem – *displacement damage*) [18]

Zbog toga, zračenje može izmeniti električne parametre uređaja, pogoršati njegove karakteristike i, konačno, dovesti do funkcionalnog kvara komponenata ili celog sistema. Osim toga, jonizovane čestice mogu proizvesti fotostruju u aktivnim oblastima uređaja i izazvati poremećaje, tzv. pojedinačne efekte (*single event effects* – SEE). Uticaj neutrona i γ zračenja na elektronske komponente sa naglaskom na vrstama interakcija je prikazan u tabeli 1.

Tabela 1. Radijacioni efekti neutronskog i γ zračenja na silicijumske uređaje [20, 21]

Vrsta zračenja	Energija zračenja	Tip interakcija	Primarni efekat na Si i SiO ₂	Sekundarni efekat na Si i SiO ₂
Fotoni	mala energija	Fotoelektrični efekat	Jonizacija	Izmeštanje atoma
	srednja energija	Komptonov efekat		
	velika energija	proizvodnja para		
Neutroni	mala energija	zarobljavanje i nuklearne reakcije	Izmeštanje atoma	Jonizacija
	velika energija	elastično rasejanje		

Upadno zračenje velike energije može interagovati sa sredinom (npr. silicijumom) uglavnom na tri različita načina:

- jonizacija atoma kroz interakciju sa elektronima u ljusci,
- izmeštanje atomskog jezgra, uz pretpostavku da upadna čestica ima dovoljnu energiju,
- nuklearna reakcija sa jezgrom.

Navedene interakcije mogu izazvati različite čestice. Pored toga, ovi fenomeni mogu i koegzistirati. Na primer, upadni neutron se može prvo sudariti sa jezgrom

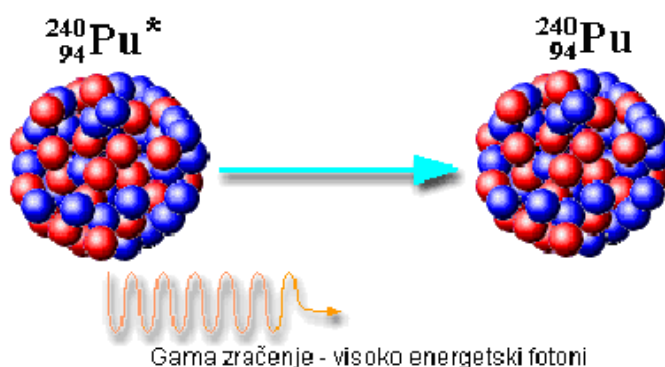
kreirajući oštećenje izmeštanjem a zatim generisati sekundarnu naelektrisanu česticu i jonizovati materijal, uz pretpostavku da sekundarna čestica ima dovoljnu energiju [20]. Neutralne čestice (neutroni) uglavnom su odgovorne za izmeštanje atoma ili čak kaskadno izmeštanje. Kada čestica sa velikom energijom interaguje sa materijalom, deo svoje energije troši na jonizujuće procese a drugi deo za izmeštanje. Može se definisati masena moć zaustavljanja S_m kao odnos linearne moći zaustavljanja i gustine materijala ρ :

$$S_m = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = NIEL + IEL \quad (21)$$

gde *NIEL* (*non-ionizing energy loss*) predstavlja gubitak energije pri nejonizujućim procesima, a *IEL* (*ionizing energy loss*) predstavlja gubitak energije pri jonizujućim procesima [20, 21].

3.2. UTICAJ γ ZRAČENJA NA FOTONAPONSKE DETEKTORE

Gama zrak je kvant elektromagnetske energije, tj foton. Gama fotoni su fotoni sa najviše energije u elektromagnetskom spektru. Emituju ih jezgra nekih radioaktivnih atoma. Gama fotoni nemaju masu niti naelektrisanje, ali imaju vrlo visoku energiju, otprilike 10.000 puta veću od energije fotona u vidljivom delu elektromagnetskog spektra. Zbog visoke energije, gama čestice putuju brzinom svetlosti i u vazduhu mogu preći stotine hiljada metara pre nego što potroše energiju. Mogu proći kroz mnogo vrsta materijala uključujući i ljudsko tkivo. Vrlo gusti materijal, poput olova, se obično koristi za zaštitu od zračenja.



Slika 17. Primer emisije gama zračenja [22]

Do emisije gama zraka dolazi kada jezgro radioaktivnog atoma ima previše energije, a obično sledi emisiju beta čestica. Cezijum-137 pruža dobar primer radioaktivnog raspada uz emisiju gama zraka. Neutron iz jezgra se transformiše u proton i beta česticu. Dodatni proton menja atom u barijum-137. Jezgro izbacuje beta česticu, ali još uvek ima višak energije pa emituje gama foton da bi se stabilizovalo.

Radioaktivni elementi koji emituju gama zrake najrašireniji su izvori zračenja. Moć prodiranja gama zraka ima dosta upotreba. Iako gama zraci mogu prodrati kroz mnoge materijale, oni te materijale ne čine radioaktivnim. Najkorišćeniji emiteri gama zraka su kobalt-60 (za sterilisanje medicinske opreme, pasterizovanje hrane, lečenje karcinoma), cezijum-137 (lečenje karcinoma, merenje i kontrola tečnosti u industrijskim procesima, istraživanja podzemnih izvora nafte) i tehnećijum-99m (dijagnostička radiologija u medicini). Gama zraci se koriste i za poboljšanje fizičkih svojstava drveta i plastike, kao i za ispitivanje kvaliteta metalnih konstrukcija u industriji [23].

Postoji veći broj mehanizama interakcije γ zračenja sa materijalom. U interakciji sa atomskim elektronima, mogu se javiti:

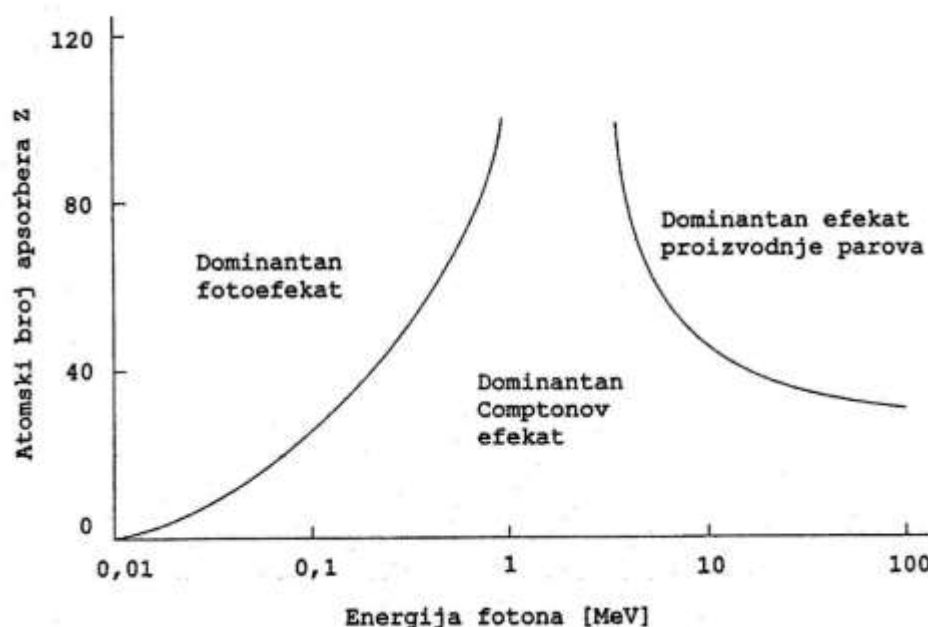
- Tomsonovo elastično nekoherentno rasejanje,
- Rejlejevo elastično koherentno rasejanje,
- Komptonovo neelastično rasejanje,
- fotoelektrični efekat.

U interakciji sa jezgrom, javlja se nuklearni fotoefekat, a u interakciji sa elektromagnetnim poljem jezgra dolazi do proizvodnje para elektron-pozitron, ukoliko je energija upadnog fotona veća od 1,02MeV, što je energetska prag za ovu vrstu

interakcije [24]. I pored postojanja svih navedenih mehanizama, samo tri od njih su značajni, dok su ostali znatno manje zastupljeni, to su:

- fotoelektrični efekat,
- Komptonovo rasejanje,
- proizvodnja para.

Na slici 18. prikazana je relativna zastupljenost ovih tipova interakcije u zavisnosti od energija upadnog fotona i atomskog broja apsorbujućeg materijala [25].



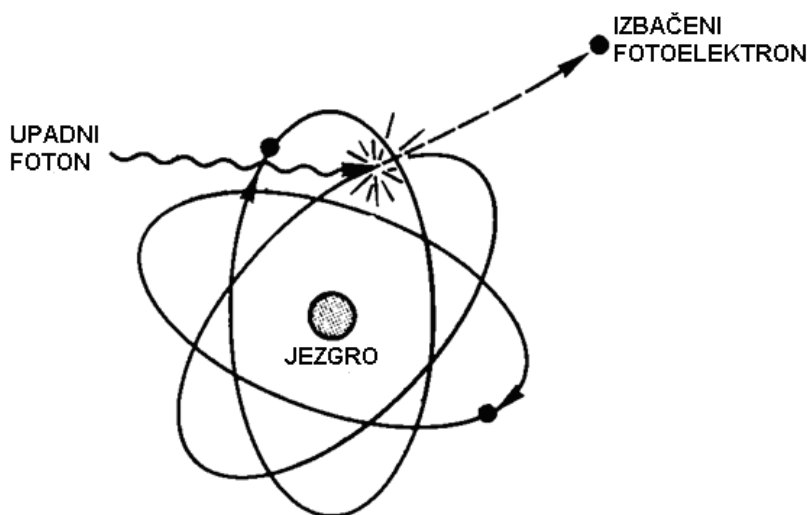
Slika 18. Relativna zastupljenost tri najvažnija tipa interakcije elektromagnetnog zračenja sa materijalom [25]

3.2.1. FOTOELEKTRIČNI EFEKAT

Fotoelektrični efekat je pojava da γ -foton prilikom interakcije sa atomom sredine izbije elektron iz njegovog elektronskog omotača, pri čemu se ukupna energija fotona predaje elektronu (slika 19.). Energija fotona se delom troši na oslobađanje elektrona iz vezanog stanja u atomu, a ostatak prelazi u energiju oslobođenog elektrona. Energija oslobođenog elektrona je strogo definisana razlikom energije upadnog fotona i energije veze elektrona na datom nivou u atomu:

$$E_k = h\nu - E_v \quad (22)$$

gde je $h\nu$ energija upadnog fotona a E_v energija veze elektrona u atomu. Upadni foton nestaje u potpunosti, emituje se elektron, a količina kretanja se održava zahvaljujući tome što atom prihvata jedan njen deo.



Slika 19. Fotoelektrični efekat [16]

Osobenost fotoefekta je u tome što on predstavlja direktnu apsorpciju γ zračenja, te se ne može desiti na slobodnom već samo na vezanom elektronu. Verovatnoća da će se desiti apsorpcija je veća što je energija fotona bliža energiji veze elektrona (najveća je kada su one jednake, taj slučaj se naziva rezonancija). Energija γ zračenja je u najvećem broju slučajeva najpribližnija energiji veze K-elektrona koji su najjače vezani, te se zato oko 80% fotoelektrona dobija iz K-ljuske [16].

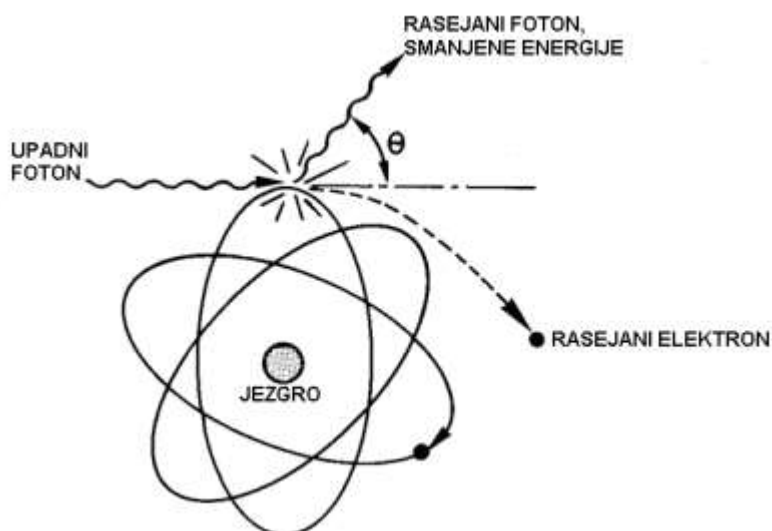
Nakon oslobađanja fotoelektrona iz atoma, atom ostaje u jonizovanom stanju, odnosno jedna od ljuski mu ostaje upražnjena. Ukoliko je u pitanju K-ljuska, elektroni sa viših atomskih ljuski će težiti da siđu na K-ljusku, pri čemu prelaze u stanje niže energije, a višak energije se oslobađa emisijom fotona. Energije ovako dobijenih fotona odgovaraju razlici energija atomskih ljuski, te je u pitanju diskretan spektar elektromagnetnog zračenja, čije energije karakterišu atom u kome nastaju. Zato se ovo zračenje naziva karakteristično X zračenje. Ovako dobijeno zračenje se često apsorbuje blizu mesta nastanka, u interakcijama sa drugim atomima, gde se takođe može javiti

fotoefekat, ali sa izbijanjem elektrona koji su slabije vezani (na višim ljuskama). Takođe, može doći do višestrukih prelaza elektrona, pri čemu se emituje više od jednog fotona, ili se može desiti da upražnjeno mesto u K-ljusci zauzme neki od slobodnih elektrona iz okoline.

Pored emisije fotona, atom se može deeksitovati i emisijom drugog elektrona prilikom prelaza elektrona iz više ljuske u nižu (Augerov efekat, a ovako dobijeni elektron se naziva Augerov elektron). U tom slučaju atom gubi, umesto jednog – dva elektrona, čime postaje dvostruko pozitivan jon [26, 27].

3.2.2. KOMPTONOV EFEKAT

Komptonov efekat (rasejanje) je sudarni proces pri kojem se γ foton rasejava na elektronu. Suštinski je različit od apsorpcije. Elektron u elastičnom sudaru prihvata deo energije i impulsa a ostatak energije se transformiše u novi foton manje energije i drugačijeg pravca (slika 20.). Ovakvo rasejanje se javlja pri većim energijama fotona gde je njegova talasna dužina dovoljno mala da može stupiti u interakciju sa atomskim elektronima a ne sa atomom kao celinom. Elektron sa kojim interaguje foton može biti slobodan ili vezan u atomu. Komptonov efekat se dešava kada je energija upadnog fotona znatno veća od energije veze elektrona (što je slučaj sa elektronima iz spoljne ljuske) tako da se elektron može smatrati za slobodan.



Slika 20. Komptonovo rasejanje [16]

Rasejani foton i elektron na kojem se desilo rasejanje se razilaze u pravcima koji su pod određenim uglovima u odnosu na pravac upada. Kinetička energija Komptonovog elektrona je:

$$E_k = hv_0 - hv - E_v \quad (23)$$

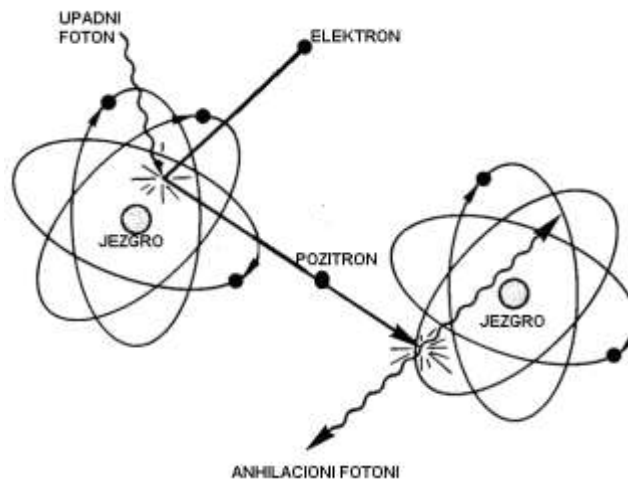
gde je hv_0 energija upadnog γ fotona, hv energija rasejanog fotona a E_v energija veze [16].

3.2.3. PROIZVODNJA PARA ELEKTRON-POZITRON

To je proces pri kojem se, ako je energija γ fotona veća od 1,022MeV ($2m_e c^2$), u električnom polju u blizini jezgra stvara par elektron-pozitron. U ovom procesu dolazi do potpune apsorpcije energije elektromagnetnog zračenja koja se delom troši na formiranje elektrona i pozitrona dok ostatak prelazi u njihovu kinetičku energiju:

$$E_f = 2m_e c^2 + E_{e^-} + E_{e^+} \quad (24)$$

gde je E_f energija upadnog fotona, $2m_e c^2$ je zbirna energija mirovanja pozitrona i elektrona, E_{e^-} je kinetička energija elektrona a E_{e^+} je kinetička energija pozitrona (slika 21.).

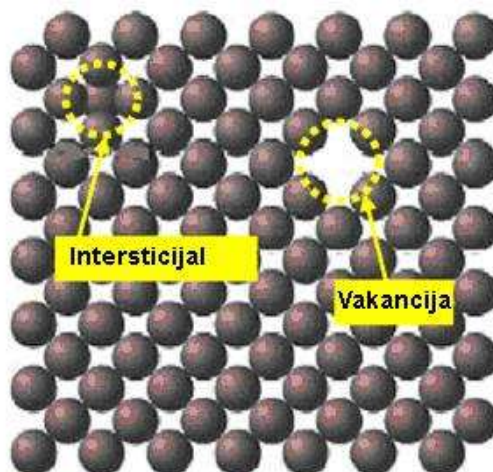


Slika 21. Proizvodnja para elektron-pozitron [26]

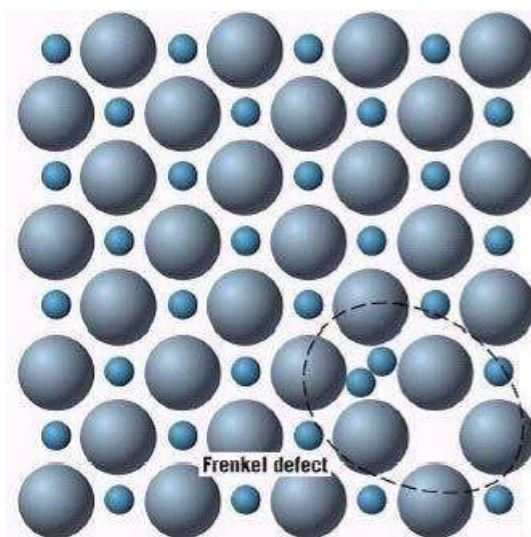
Proizvodnja para elektron-pozitron se tumači Dirakovom teorijom elektrona i šupljina. Stanja negativnih energija su normalno sva popunjena, međutim ukoliko se elektronu koji se nalazi u stanju negativne energije $-m_e c^2$ saopšti energija $2m_e c^2$ putem upadnog fotona, on prelazi u stanje pozitivne energije $m_e c^2$ ostavivši za sobom šupljinu u stanju negativne energije $-m_e c^2$. Ta šupljina u stanju negativne energije se ponaša kao antičestica elektronu - odnosno pozitron, dok se elektron u energetsom stanju pozitivne energije $m_e c^2$ ponaša kao normalan elektron. Ukoliko se elektron i pozitron sretnu, doći će do rekombinacije elektrona i šupljine, uz oslobađanje odgovarajuće količine energije u formi elektromagnetnog zračenja [26, 27].

3.2.4. IZMEŠTANJE ATOMA

Oštećenja izmeštanjem (*displacement damage*) nastaju izbacivanjem atoma iz njihove prvobitne lokacije u rešetki. Prenos momenta sa čestice na atom uzrokuje ovo izmeštanje. γ čestice nemaju masu i zato ne mogu direktno izmestiti atom. Interakcija γ zračenja sa materijalom, međutim, uzrokuje stvaranje sekundarnih elektrona. Ako je energija sekundarnog elektrona veća od energije potrebne za izmeštanje (*displacement energy*) tada će dati atom biti pomeren sa svoje početne pozicije. Izmešteni atom se naziva PKA (*primary knock-on atom*) [28]. Kinetička energija izmeštenog atoma zavisi od energije sekundarnog atoma i energije inicijalnog fotona. Ako su upadni fotoni male energije, malo je verovatno da će atom dobiti dovoljnu količinu energije da bude izmešten. Stoga je verovatnoća da se jave efekti izmeštanja mala za niskoenergetske upadne čestice ali raste sa povećanjem njihove energije. Kada se atom izmesti sa svoje pozicije kreira se vakancija u rešetki. Izmešteni atom se može rekombinovati sa vakancijom ili ostati u intersticijskom položaju u rešetki. Par intersticijski atom-vakancija se naziva Frenkelov defekat [29].



Slika 22. Tačkasti defekti u kristalu [30]



Slika 23. Frenkelov defekt [30]

Vakanacije su mobilne i kombinuju se sa drugim vakanacijama ili nečistoćama u poluprovodniku. Visokoenergetski fotoni formiraju grupe defekata dok niskoenergetski proizvode pojedinačne tačkaste defekte. Intersticijski atomi nisu toliko električno aktivni kao kompleksi defekata. Defekti formiraju energetske nivoe između provodne zone i valentne zone. Ovi defekti energetskog procepa ometaju transport nosilaca naelektrisanja putem nekoliko reakcija [31]. Prvo, generacija i rekombinacija parova elektron-šupljina degradiraju vreme života manjinskih nosilaca naelektrisanja. Drugo, efekti zamki i kompenzacija menjaju gustinu većinskih nosilaca naelektrisanja i smanjuju njihovu pokretljivost [32]. Smanjenje vremena života manjinskih nosilaca

naelektrisanja posebno utiče na uređaje koji se baziraju na ovim nosiocima kao što su fototranzistori i fotodiode. Smanjenje pokretljivosti nosilaca naelektrisanja utiče na sve poluprovodnike ali je često sekundarni problem u poređenju sa oštećenjima zbog jonizacije ili smanjenjem vremena života manjinskih nosilaca [33].

3.3. UTICAJ NEUTRONSKOG ZRAČENJA NA FOTONAPONSKE DETEKTORE

Neutroni su neutralne čestice približno iste mase kao i protoni. Za razliku od protona neutroni ne poseduju sposobnost direktne jonizacije materijala. Osnovni mehanizam interakcije neutrona sa sredinom je putem elastičnih sudara sa jezgrima te sredine. Interakcija sa elektronima, mada je ima, je zanemarljiva. Prenos energije u tim sudarima se u potpunosti odvija u skladu sa izrazom (16). Pri tome neutron gubi deo svoje energije i time se usporava, dok sredina može da pretrpi transformacije različitog vida. Prema energiji koju poseduju, neutroni se mogu podeliti u tri grupe:

- termalni neutroni ($0,025\text{eV} < E < 0,5\text{eV}$),
- srednji neutroni ($0,5\text{eV} < E < 10\text{keV}$),
- brzi neutroni ($E > 10\text{keV}$).

S obzirom da su neutroni nenaelektrisani, na njih ne deluje Kulonova sila tako da se oni vrlo teško zaustavljaju. Brzi neutroni usporavaju nakon višestrukog elastičnog rasejanja pri čemu gube svoju energiju i postaju termalni neutroni. Verovatnoća nuklearne reakcije na ovom nivou energije je puno veća. Usled sudara može se izmeniti broj protona ili neutrona u pogodnom jezgru čime nastaje novi element. Ukoliko je on nestabilan može doći do radioaktivnosti. Nuklearna reakcija takođe generiše niz drugih čestica kao što su γ , β ili α [34].

Neutroni interaguju sa materijalom na dva različita načina:

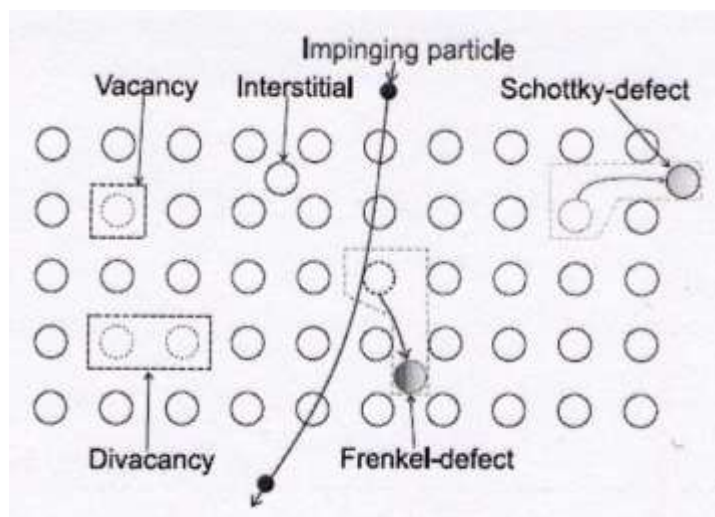
- kroz sudare sa drugim česticama,
- kroz proces zahvata (apsorpcije).

U slučaju visokoenergetskih neutrona (brzih) dominantan proces je elastično rasejanje dok je kod niskoenergetskih neutrona verovatniji proces zahvata [20].

Izmeštanje atoma može se uporediti sa sudarom između dve čvrste sfere. Ako je prenesena energija veća od energije potrebne za izmeštanje (*displacement energy* E_d) atom će biti pomeren sa svog originalnog mesta u rešetki i nastaćе defekt (PKA - *primary knock-on atom*). Uz pretpostavku da ima dovoljnu energiju, izmešteni atom može biti sposoban da pomeri druge atome ili da proizvede parove elektron-šupljina. Ukoliko je energija čestica jako visoka mogu se formirati kaskade izobličenja.

Usled neutronskog zračenja mogu se javiti različite vrste defekata izmeštanjem (slika 24.):

- vakanacije,
- divakanacije,
- intersticije,
- Šotkijevi defekti,
- Frenkelovi defekti.

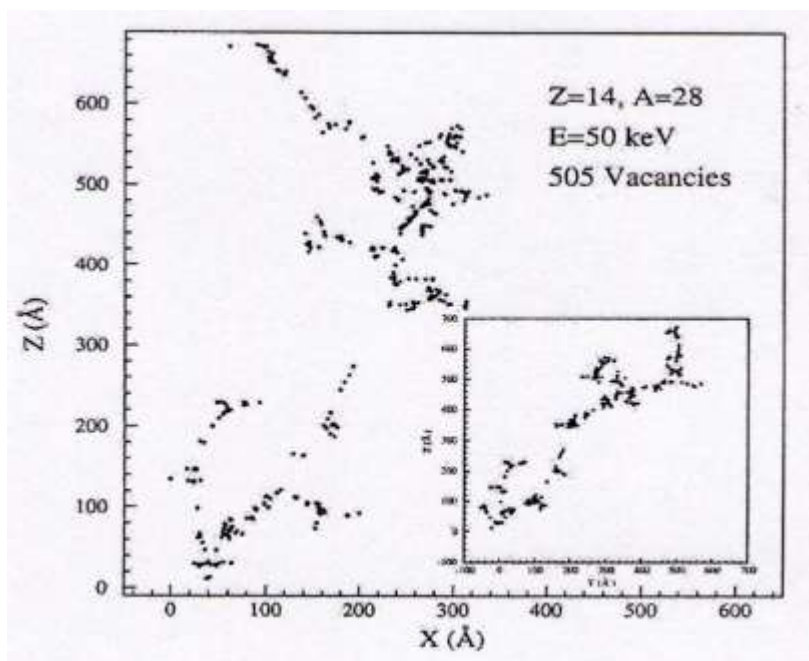


Slika 24. Defekti kreirani izmeštanjem atoma [20]

Vakanacije, intersticije i Frenkelovi defekti se najčešće javljaju. Osim toga, primarni defekti su nestabilni na sobnoj temperaturi. Oni imaju tendenciju da migriraju, da se ponište ili da izazovu kompleksnije sekundarne efekte. Zajedno sa drugim elementima poluprovodnika, kao što su nečistoće ili dopirani atomi, teže da formiraju pomerene oblasti (*clusters*) koje će i na sobnoj temperaturi biti stabilne [35]. Stalni defekti se ponašaju kao rekombinacioni centri i zamke za nosioce naelektrisanja i usled

toga bi se otpornost materijala mogla povećati [27]. Mobilne vakancije predstavljaju snažno rekombinaciono sredstvo za zahvatanje manjinskih nosilaca naelektrisanja te stoga smanjuju njihovo vreme života. Defekti odgovorni za zahvatanje elektrona se nazivaju *E*-defekti dok su *H*-defekti zapravo zamke za šupljine [20]. Defekti izmeštanjem uglavnom utiču na električne karakteristike substrata poluprovodnika a time i na električne karakteristike cele elektronske komponente.

Na kraju putanje izmeštenih atoma gustina vakancija i intersticija je veoma velika. Sa impulsom energije 50keV PKA je u stanju da proizvede 1000 parova vakancija-intersticija. Na slici 25. je prikazana prostorna raspodela vakancija u kristalnoj rešetki silicijuma nakon što je atomima predata energija od 50keV. Može se videti tipična struktura koja uključuje nekoliko subklastera.



Slika 25. Prostorna raspodela vakancija pri upadnoj energiji od 50keV. Mala slika pokazuje poprečnu projekciju istog događaja. [38]

Rekombinacija parova intersticija-vakancija je veoma izvesna ako je njihova međusobna udaljenost manja od konstante rešetke. Ovaj efekat se javlja kod oko 60% svih proizvedenih Frenkelovih parova [36]. U pomenim oblastima ovaj procenat može biti između 75% i 95% [37]. Vakancije i intersticije koje se ne rekombinuju migriraju kroz kristalnu rešetku silicijuma i interaguju jedni sa drugima ili sa atomima nečistoća.

Defekti nastali ovim reakcijama (tačkasti defekti) kao i defekti unutar klastera predstavljaju stvarna oštećenja u silicijumu.

Iako su neutroni neutralni i ne mogu interagovati sa naelektrisanim česticama na električan način, ipak su sposobni jonizovati atom, uglavnom na tri različita načina:

- preko prethodno pomenutih sudara i efekata koji se pri tome javljaju,
- proizvodnjom γ zraka kroz proces deeksitacije eksitovanih atomskih jezgara,
- usled sudara neutrona gde neutron biva apsorbovan od strane jezgra atoma mete.

3.4. OPORAVAK NAKON ZRAČENJA

Oštećenja izazvana izmeštanjem atoma i jonizacijom mogu se delimično ili čak i potpuno popraviti tokom oporavka uređaja nakon zračenja (*annealing of defects*). Na efikasnost oporavka mogu uticati mnogi parametri među kojima je temperatura jedan od najbitnijih. Obično veća temperatura omogućava brži oporavak. Rizik je, međutim, što uređaj može biti oštećen ukoliko je količina toplote suviše velika [39]. Mnogi uređaji pokazuju sposobnost oporavka na sobnoj temperaturi.

Migracije i disocijacije su uglavnom dva glavna mehanizma oporavka koja treba da se uzmu u obzir. Defekti postaju mobilni na određenoj temperaturi. Ovi defekti mogu imati jednostavnu strukturu, kao što su pojedinačne vakanacije ili intersticije, ili mogu biti kompleksniji kao što su divakanacije (V_2) ili kompleksi vakanacija-oksigen (VO_i) [40, 41]. Vakanacije i intersticije su mobilne na sobnoj temperaturi dok ostale, kao npr. divakanacije, postaju pokretne na temperaturi između 250°C i 300°C. Ovi defekti se mogu spojiti u čvorovima ili mogu formirati kompleksnije defekte koji imaju veću termičku stabilnost, npr.:



Druga mogućnost je disocijacija (razlaganje) defekata na komponente, kao što je disocijacija *E*-defekata:

$$VP \rightarrow V + P \quad (26)$$

Ovaj slučaj se javlja ako je temperatura oporavka dovoljno visoka da savlada energiju veze defekata. Vrlo je izvesno da će vakancija biti zahvaćena drugom nečistoćom ili samostalnom intersticijom [42, 43].

U opštem slučaju, oporavak poluprovodnika nakon ozračivanja se može odvijati na tri različita načina:

- oporavak ubrizgavanjem (*injection annealing*),
- kratkoročni oporavak (*short-term annealing*),
- dugoročni oporavak (*long-term annealing*).

3.4.1. OPORAVAK UBRIZGAVANJEM

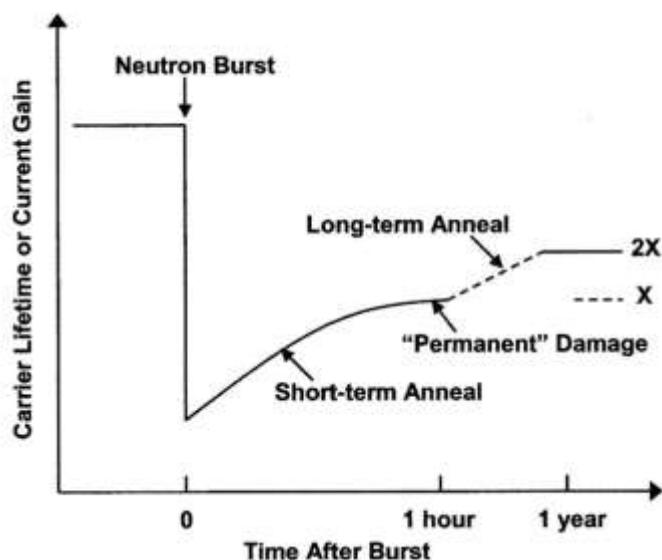
Oporavak ubrizgavanjem (*injection annealing*) predstavlja uređenje defekata uz prisustvo nosilaca naelektrisanja. Ta naelektrisanja u poluprovodnik mogu biti dovedena na više načina, kao što su električno ubrizgavanje spolja u uređaj ili eksitacijom koristeći jonizujuće zračenje. Prvi rad, ključan za objašnjenje ove vrste oporavka, je objavio Gregori [44]. On je pokazao da tačkasti defekti, nastali u *p*-tipu Si usled ozračivanja sa Co^{60} gama zračenjem, nestaju kada se elektroni ubrizgavaju u materijal. Svoje rezultate je objasnio činjenicom da se pokretljivost vakancija povećava kao rezultat promene njihovog naelektrisanja od neutralnog do negativnog usled ubrizgavanja elektrona. Slično proučavanje je izvedeno i za *n*-tip Si ozračen gama zračenjem [45]. U ovim posebnim slučajevima, u silicijumu, promena u vrsti naelektrisanja defekata je dominantan efekat koji rezultuje povećanjem njihove pokretljivosti. U drugim slučajevima, posebno u GaAs, osnovni mehanizam je povećana rekombinacija. Ovde se javlja rekombinacija parova elektron-šupljina na specifičnim nivoima defekata koja nije izazvana zračenjem. Ovo lokalno povećanje energije vibracija u kristalnoj rešetki povećava stepen oporavka [46].

3.4.2. KRATKOROČNI I DUGOROČNI OPORAVAK

Prema vremenu početka i trajanja, oporavak poluprovodnika nakon ozračivanja može biti:

- kratkoročni oporavak (*short-term annealing*),
- dugoročni oporavak (*long-term annealing*).

Kratkoročni oporavak (*short-term annealing*) predstavlja proces uređenja defekata koji nastaje odmah nakon ozračivanja koje je kreiralo defekte. Tipičan primer je ozračivanje neutronima iz impulsnog reaktora. Kratkoročni oporavak (*short-term annealing*) je u literaturi poznat i kao tranzijentni opravak (*transient annealing*) ili rapidni oporavak (*rapid annealing*). Na slici 26. prikazan je sled događaja koji nastaju nakon ozračivanja silicijuma neutronima na sobnoj temperaturi. Prikazana je promena vremena života nosilaca naelektrisanja i pojačanja tranzistora.



Slika 26. Ilustracija kratkoročnog i dugoročnog oporavka na sobnoj temperaturi [46]

Period opravka, označen kao *short-term annealing*, počinje odmah nakon nastanka oštećenja i u potpunosti se završava u periodu od nekoliko minuta do 1 sat nakon ozračivanja. Oštećenja koja preostanu nakon toga se često nazivaju trajna oštećenja (*permanent damage*). Ipak, relativno spori proces opravka, ili dugoročni oporavak (*long-term annealing*), se nastavlja i nakon što je kratkoročni oporavak završen.

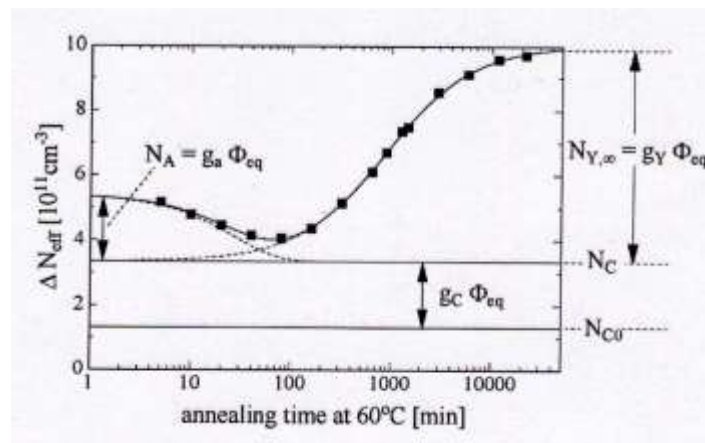
Dugoročni oporavak se obično izvodi na dva načina:

- izotermalni oporavak (*isothermal annealing*),
- izohronalni oporavak (*isochronal annealing*).

Izotermalni oporavak predstavlja oporavak poluprovodničkog materijala pri konstantnoj temperaturi, dok je izohronalni oporavak oporavak gde je fiksno vreme trajanja a temperatura se povećava.

3.4.3. UTICAJ OPORAVKA NA KONCENTRACIJU DOPANATA

Oporavak od zračenja ima poseban uticaj na efektivnu koncentraciju dopanata N_{eff} i na struju curenja I_{leak} (*leakage current*). Tipično ponašanje koncentracije dopanata tokom oporavka poluprovodnika nakon zračenja je predstavljeno na slici 27. Slika prikazuje promenu koncentracije dopanata sa vremenom u slučaju kada je oporavak poluprovodnika vršen na temperaturi od 60°C.



Slika 27. Ponašanje koncentracije dopanata tokom oporavka od zračenja [47]

ΔN_{eff} je promena koncentracije dopanata uzrokovana ozračivanjem. Kao funkcija vremena i fluensa može se predstaviti na sledeći način:

$$\Delta N_{eff} = N_C(\phi_{eq}) + N_A(\phi_{eq}, t(T)) + N_Y(\phi_{eq}, t(T)) \quad (27)$$

gde je T vreme oporavka a ϕ_{eq} fluens zračenja. N_C ne zavisi od oporavka i stoga se naziva stabilno oštećenje. Ono predstavlja “nekompletno uklanjanje donora”

(*incomplete donor removal*), i zavisi od fluensa (eksponencijalna funkcija) sa konačnom vrednošću N_{C0} . N_{C0} i g_{c0} su parametri važni za operativnost detektora u polju povećane radijacije. N_A je komponenta koja predstavlja kratkoročan oporavak. Poslednja komponenta N_Y se naziva povratno žarenje (*reverse annealing*) i njen uticaj je suprotan od korisnog oporavka. Njena početna vrednost je nula i raste do vrednosti $N_{Y,\infty}$ koja je srazmerna fluensu. Vremenska konstanta parametra N_Y je oko 350 dana na sobnoj temperaturi [48].

U prvih 80 minuta nakon ozračivanja, na temperaturi od 60°C, ΔN_{eff} se smanjuje. Taj period se naziva kratkoročan oporavak i predstavljen je parametrom N_A . Mol [47] je opisao vremensku konstantu kratkoročnog oporavka i predstavio faktore ubrzanja (*acceleration factors*) za različite temperature. Npr. faktor ubrzanja za kratkoročan oporavak na 60°C (u odnosu na 20°C) je 174 a za 80°C je 1490. Kroz faktor ubrzanja se vidi koliki je uticaj temperature na brzinu oporavka.

Nakon oko 80 minuta oporavka ΔN_{eff} dostiže minimalnu vrednost. Ovaj momenat je predstavljen parametrom N_C i naziva se stabilno oštećenje. Za duže vreme oporavka ΔN_{eff} se povećava i taj period se naziva dugoročni oporavak (*long-term annealing*).

4. EKSPERIMENT

4. EKSPERIMENT

4.1. FOTONAPONSKI DETEKTORI NAD KOJIMA JE VRŠEN EKSPERIMENT

U ovom radu vršeno je ispitivanje uticaja gama i neutronske zračenja na 3 tipa fotonaponskih detektora: PIN fotodiode, fototranzistori i solarne ćelije (paneli). Da bi eksperiment dobio na širini i da bi rezultati bili verodostojniji korišćen je veći broj različitih vrsta fotonaponskih detektora, i to:

- 4 vrste PIN fotodiode: BP104, BPW41N, BPW34 i SFH203FA,
- 2 vrste fototranzistora: BPW40 i LTR4206,
- monokristalni silicijumski solarni panel.

Svi navedeni fotonaponski detektori su komercijalno dostupni i imaju široku upotrebu.

BP104, BPW41N, BPW34 i SFH203FA su jako brze i jako osetljive silicijumske PIN fotodiode. Karakterišu ih visoka foto osetljivost i kratko vreme odziva. Najčešće se koriste kao veoma brzi fotodetektor (BP104, BPW41N, BPW34) ili u optičkim prenosnim sistemima (SFH203FA). Fotodiode BP104, BPW41N, BPW34 proizvodi kompanija *VISHAY* dok SFH203FA proizvodi kompanija *OSRAM*.

BPW40 je silicijumski epitaksijalni planarni NPN fototranzistor koji se koristi u elektronskim kontrolnim i upravljačkim kolima. Proizvodi ga kompanija *TELEFUNKEN electronic*. Odlikuje se visokom osetljivošću i mogućnošću primene za vidljivo zračenje kao i za zračenje talasnih dužina bliskih infracrvenom.

LTR4206 je silicijumski NPN fototranzistor sa širokim rasponom vrednosti kolektorske struje i visokom osetljivošću. Proizvodi se u kompaniji *LITEON*.

Solarni panel je monokristalni silicijumski panel maksimalnog napona 4V i maksimalne struje 100mA, sa dimenzijama (70*65*3,2)mm.

4.2. TOK EKSPERIMENTA

Ekperiment se sastoji u praćenju uticaja gama i neutronske zračenja na $U-I$ karakteristiku fotonaponskih detektora i na njihove osnovne parametre: osetljivost (za fotodiode i fototranzistore) a rednu i paralelnu otpornost, efikasnost, napon praznog hoda, struju kratkog spoja i faktor ispune (za solarni panel). U cilju dobijanja validnijih rezultata i zaključaka, korišćen je jako veliki broj fotonaponskih detektora.

U tabeli 2. je dat pregled svih fotonaponskih detektora koji su korišćeni u eksperimentu, kao i vrsta zračenja kojoj su podvrgnuti.

Pre i nakon svakog koraka u eksperimentu vršeno je merenje $U-I$ karakteristike i ostalih parametara svakog primerka uređaja. Merenja su vršena u laboratorijskim uslovima na sobnoj temperaturi i sa standarnom mernom opremom. Za merenje jačine struje je korišten profesionalni digitalni multimeter AMPROBE 33XR. Merna nesigurnost prilikom svih merenja je bila manja od 1,2% [49-52]. Istovremeno sa merenjem električnih veličina fotonaponskih detektora merena je i osvetljenost svetlosnog zračenja koje pada na uređaj. Za ovo merenje je korišten luksmetar TESTO 540.

Tabela 2. Vrste i broj fotonaponskih detektora korišćenih u eksperimentu

Vrsta fotonaponskog detektora	Tip fotonaponskog detektora	Broj uzoraka	Vrsta zračenja
Fotodioda	BP104	12	Gama
	BPW41N	12	
	BPW34	20	
	SFH203FA	10	
Fototranzistor	BPW40	20	
	LTR4206	10	
Solarni panel		1	
Fotodioda	BP104	5	Neutronske
	BPW41N	9	
	BPW34	8	
	SFH203FA	5	
Fototranzistor	BPW40	5	
	LTR4206	5	
Solarni panel		1	
Fotodioda	BP104	12	Prvo gama a nakon 30 dana neutronske
	BPW41N	12	
	BPW34	20	
	SFH203FA	10	
Fototranzistor	BPW40	20	
	LTR4206	10	
Solarni panel		1	
Fotodioda	BP104	5	Prvo neutronske a nakon 30 dana gama
	BPW41N	9	
	BPW34	8	
	SFH203FA	5	
Fototranzistor	BPW40	5	
	LTR4206	5	
Solarni panel		1	

Merenja su vršena u sledećim vremenskim trenucima:

a) fotonaponski detektori podvrgnuti samo gama zračenju:

- 1. merenje: neposredno pre gama zračenja,
- 2. merenje: neposredno nakon gama zračenja,
- 3. merenje: 30 dana nakon gama zračenja.

b) Fotonaponski detektori podvrgnuti samo neutronskom zračenju:

- 1. merenje: neposredno pre neutronskog zračenja,
- 2. merenje: neposredno nakon neutronskog zračenja,
- 3. merenje: 30 dana nakon neutronskog zračenja.

c) Fotonaponski detektori podvrgnuti prvo gama a nakon 30 dana i neutronskom zračenju:

- 1. merenje: neposredno pre gama zračenja,
- 2. merenje: neposredno nakon gama zračenja,
- 3. merenje: 30 dana nakon gama zračenja (neposredno pre neutronskog zračenja),
- 4. merenje: neposredno posle neutronskog zračenja,
- 5. merenje: 30 dana nakon neutronskog zračenja.

d) Fotonaponski detektori podvrgnuti prvo neutronskom a nakon 30 dana i gama zračenju:

- 1. merenje: neposredno pre neutronskog zračenja,
- 2. merenje: neposredno nakon neutronskog zračenja,
- 3. merenje: 30 dana nakon neutronskog zračenja (neposredno pre gama zračenja),
- 4. merenje: neposredno posle gama zračenja,
- 5. merenje: 30 dana nakon gama zračenja.

I gama i neutronsko ozračivanje su izvedeni u Laboratoriji za zaštitu od zračenja i zaštitu životne sredine Instituta za nuklearne nauke „Vinča“ u Beogradu.

Za ozračivanje gama zračenjem korišten je ^{60}Co gama izvor sa energijom od 1,25MeV i vremenom poluraspada od 5,27 godina. Doza zračenja je bila 100Gy/h na udaljenosti od 150mm od radioaktivnog izvora. Ukupne doze zračenja kojima su ozračeni fotonaponski detektori su 2000Gy i 7000Gy. Ozračivanje je izvršeno kroz staklo u kontrolisanoj sredini. Količina primljene doze je merena elektrometrom UNIDOS sa jonizacionom komorom TW 30012-0172, koji proizvodi kompanija PTW u Nemačkoj. Merna nesigurnost celog sistema je ispod 1,2%. Komponente su ozračene u vazduhu na temperaturi od 21°C i relativnoj vlažnosti vazduha od 40% do 70%.

Za ozračivanje neutronima korišten je $^{241}\text{Am-Be}$ izvor (Americijum-241 i Berilijum-9). ^{241}Am se raspada kroz emisiju α -čestica sa vremenom poluraspada od 432 godine i srednjom energijom α -čestica od oko 4,5MeV. Takođe emituje gama fotone niske energije - 60keV (oko 36% raspada) i 14keV (oko 42% raspada), tako da je za aktivnost od $3,7 \times 10^{10}\text{Bq}$, na udaljenosti od 5cm od izvora, proračunata ekvivalentna doza fotona $\dot{H}_\gamma=12\text{mSv/h}$ a apsorbovana doza $\dot{D}_\gamma=12\text{mGy/h}$. Intenzitet emisije neutrona iz ovog izvora je $2,7 \times 10^6$ neutrona s^{-1} , a srednja energija neutrona $E_{nav}=5,5\text{MeV}$.

Uzimajući u obzir da je faktor kvaliteta n-polja za ovaj neutronske spektar $Q_n=7$, proračunata apsorbovana doza neutrona je $\dot{D}_n=1,714\text{mGy/h}$ a ekvivalentna doza $\dot{H}_n=12\text{mSv/h}$. To znači da je na udaljenosti od 5cm od $^{241}\text{Am-Be}$ izvora ukupna apsorbovana doza $\dot{D}_{tot}=13,714\text{mGy/h}$, dok je ukupna ekvivalentna doza $\dot{H}_{tot}=24\text{mSv/h}$. U ovom eksperimentu, poluprovodni uređaji su postavljeni na udaljenosti 5cm od $^{241}\text{Am-Be}$ izvora i bili su izloženi zračenju 16,75 sati. Tokom ovog perioda, materijal optoelektronskih uređaja je primio ukupnu apsorbovanu dozu u iznosu od $D_{tot}=229,71\text{mGy}$ a ukupnu ekvivalentnu dozu u iznosu od $H_{tot}=402\text{mSv}$. Kao i kod gama zračenja, i ovde su komponente ozračivane u vazduhu na temperaturi od 21°C i relativnoj vlažnosti vazduha od 40% do 70%.

U cilju boljeg razumevanja stanja strukture poluprovodnika nakon gama zračenja, izvršena je Monte Carlo simulacija prolaska gama fotona kao i prolaska neutrona kroz fotonaponske detektore. Ova simulacija treba da da odgovor na pitanje kako izgleda struktura poluprovodnika fotonaponskih detektora nakon gama zračenja a pre nego što se izlože neutronske zračenju a takođe i kako izgleda struktura poluprovodnika nakon neutronske zračenja a pre gama ozračivanja.

5. REZULTATI I DISKUSIJA

5. REZULTATI I DISKUSIJA

Grupa fotonaponskih detektora je podvrgnuta gama i neutronske zračenju u strogo kontrolisanoj sredini, kako je opisano u poglavlju 4. U eksperimentu su korišćene 4 vrste fotodioda (BP104, BPW41N, BPW34 i SFH203FA), 2 vrste fototranzistora (BPW40 i LTR4206) i solarni paneli. U ovom poglavlju će biti predstavljeni rezultati i zaključci do kojih se došlo tokom eksperimenta.

5.1. ODZIV FOTONAPONSKIH DETEKTORA NA POJEDINAČNO ZRAČENJE - GAMA

U slučaju zračenja visoke energije, dominantan efekat je proizvodnja para. Ovaj efekat se javlja samo ako je energija fotona veća od 1,022MeV. U električnom polju jezgra ili elektrona foton se spontano anihilira i prelazi u par elektron-pozitron. Ukupna kinetička energija elektrona i pozitrona jednaka je razlici inicijalne energije fotona i 1,022MeV. S obzirom da je energija fotona u ovom eksperimentu 1,25MeV, to je dominantan efekat koji se javlja proizvodnja para. Osnovni element sve tri vrste fotonaponskih detektora, korišćenih u ovom eksperimentu (fotodiode, fototranzistori, solarne ćelije), jeste *p-n* spoj, te su zbog toga efekti koji se u njima javljaju posle izloženosti gama zračenju manje-više isti.

5.1.1. ODZIV FOTODIODA

U tabelama 3., 4., 5. i 6. dati su rezultati merenja spektralnog odziva fotodioda pre i nakon gama zračenja. Na slici 28. ti rezultati su grafički predstavljeni dok su na slici 29. predstavljene *U-I* karakteristike fotodioda pre i nakon gama zračenja kao i posle perioda od 30 dana oporavka. Doza gama zračenja kojom su ozračene sve fotodiode je 2000Gy.

Tabela 3. Spektralni odziv fotodiode BP104 pre i posle gama zračenja

Broj uzorka	Spektralni odziv fotodiode BP104 [nA/lx]		
	Pre γ zračenja	Neposredno nakon γ zračenja	30 dana nakon γ zračenja
1	295,26	260,46	263,33
2	290,36	261,57	268,14
3	298,73	267,16	273,69
4	298,01	262,19	267,39
5	290,75	258,95	265,16
6	290,42	254,25	255,85
7	294,18	251,90	262,65
8	284,87	264,64	263,46
9	286,14	259,90	257,52
10	289,58	261,63	258,17
11	293,69	261,31	254,77
12	290,36	261,90	267,03

Tabela 4. Spektralni odziv fotodiode BPW41N pre i posle gama zračenja

Broj uzorka	Spektralni odziv fotodiode BPW41N [nA/lx]		
	Pre γ zračenja	Neposredno nakon γ zračenja	30 dana nakon γ zračenja
1	266,05	118,79	163,33
2	222,65	121,31	176,96
3	213,92	107,65	155,03
4	263,79	114,41	157,58
5	347,91	131,37	176,99
6	216,73	118,69	149,08
7	220,20	123,14	151,73
8	210,39	104,05	128,59
9	213,66	111,93	163,56
10	251,24	135,16	157,84
11	239,22	131,86	199,08
12	230,75	138,82	218,46

Tabela 5. Spektralni odziv fotodiode BPW34 pre i posle gama zračenja

Broj uzorka	Spektralni odziv fotodiode BPW34 [nA/lx]		
	Pre γ zračenja	Neposredno nakon γ zračenja	30 dana nakon γ zračenja
1	809,80	707,52	719,44
2	809,80	707,52	737,88
3	804,74	723,04	731,31
4	831,05	751,14	760,88
5	806,70	736,76	745,98
6	777,78	670,92	694,22
7	779,58	691,01	697,19
8	771,24	686,27	700,23
9	781,70	679,64	708,17
10	801,63	725,75	754,08
11	787,25	697,88	722,45
12	740,03	665,36	714,9
13	772,55	712,25	722,45
14	787,42	655,88	688,63
15	754,48	680,72	706,7
16	764,05	714,22	726,05
17	765,52	736,76	741,08
18	755,72	717,81	720,69
19	815,20	721,57	724,97
20	759,80	723,53	737,91

Tabela 6. Spektralni odziv fotodiode SFH203FA pre i posle gama zračenja

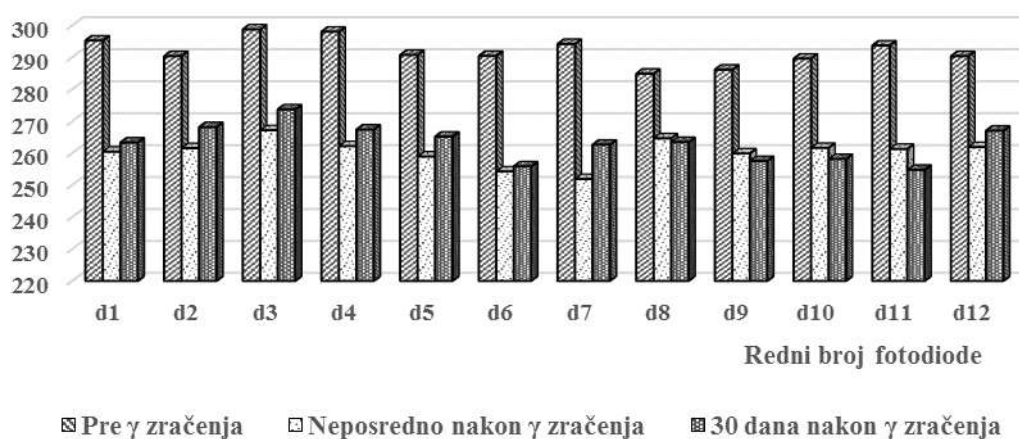
Broj uzorka	Spektralni odziv fotodiode SFH203FA [nA/lx]		
	Pre γ zračenja	Neposredno nakon γ zračenja	30 dana nakon γ zračenja
1	248,99	213,04	226,80
2	225,69	183,59	196,96
3	222,48	206,54	210,69
4	217,84	181,05	211,86
5	233,66	189,93	204,05
6	229,35	194,02	204,12
7	226,50	171,21	198,20
8	232,65	192,48	203,86
9	219,90	194,67	204,08
10	225,56	202,61	224,18

Kao što se vidi sa slika 28. i 29. gama zračenje je izazvalo pogoršanje karakteristika fotodiode. Stepenn pogoršanja je različit za svaku vrstu fotodiode a razlikuje se i od

primerka do primerka. Smanjenje spektralnog odziva fotodioda se kreće u sledećim granicama:

1. za BP104 – od 7,1% (za fotodiodu broj 8) do 14,4% (za fotodiodu broj 7), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 10,7%,
2. za BPW41N – od 39,8% (za fotodiodu broj 12) do 62,2% (za fotodiodu broj 5), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 50%,
3. za BPW34 – od 4,8% (za fotodiodu broj 20) do 16,7% (za fotodiodu broj 14), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 10%,
4. za SFH203FA – od 7,1% (za fotodiodu broj 3) do 24,4% (za fotodiodu broj 7), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 15,4%.

Spektralni odziv [nA/lx]



a) BP104

Spektralni odziv [nA/lx]



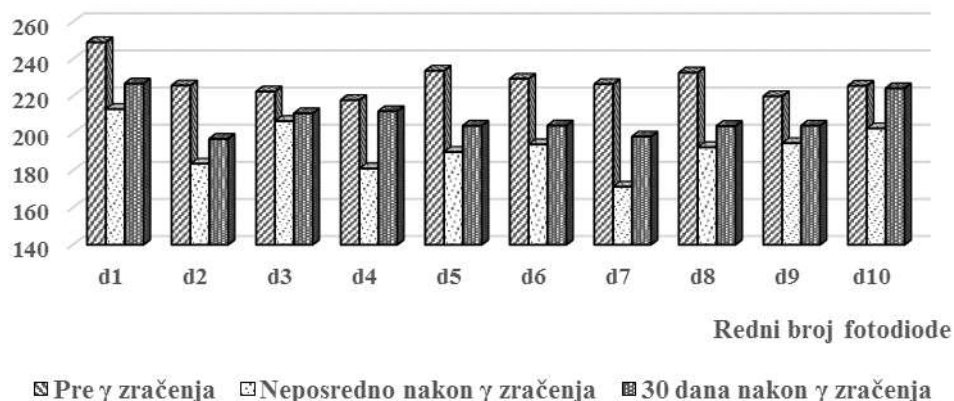
b) BPW41N

Spektralni odziv [nA/lx]



c) BPW34

Spektralni odziv [nA/lx]



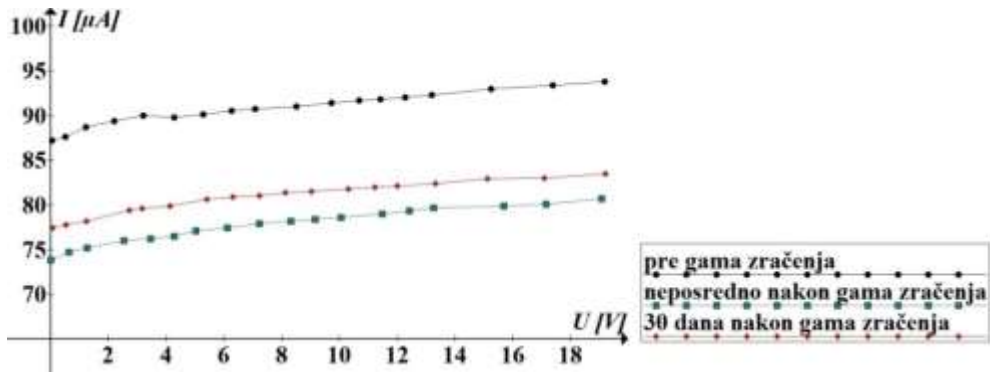
d) SFH203FA

Slika 28. Spektralni odziv inverzno polarisanih fotodiode pre i nakon gama zračenja

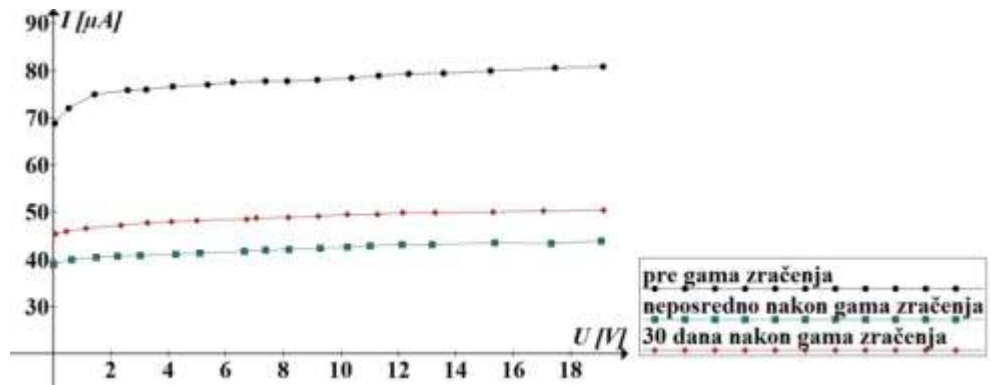
U PIN fotodiode je između p i n oblasti umetnut slabo dopirani i -sloj s ciljem povećanja brzine odziva. Ove fotodiode rade sa inverznim naponom dovoljno visokim da potpuno osiromaše centralnu oblast. Shodno tome, svo naelektrisanje prikuplja drift. Iako efikasnost prihvatanja svetlosti PIN fotodiode malo zavisi od oštećenja izazvanih zračenjem, struja curenja u slabo dopiranoj intrinzičnoj oblasti je veoma osetljiva na oštećenja izazvana izmeštanjem atoma [54]. Oštećenja izmeštanjem unutar silicijuma, izazvana upadnim zračenjem, uzrokuju defekte kristalne rešetke. Kao što je već opisano u poglavlju 3., ovi defekti (vakanacije, divakanacije, intersticije i defekti klastera) generišu energetske nivoe u energetskom procepu materijala rešetke, uzrokujući

smanjenje vremena života manjinskih nosilaca naelektrisanja. Kao konačan rezultat dolazi do smanjenja fotostruje (slika 29.) [55].

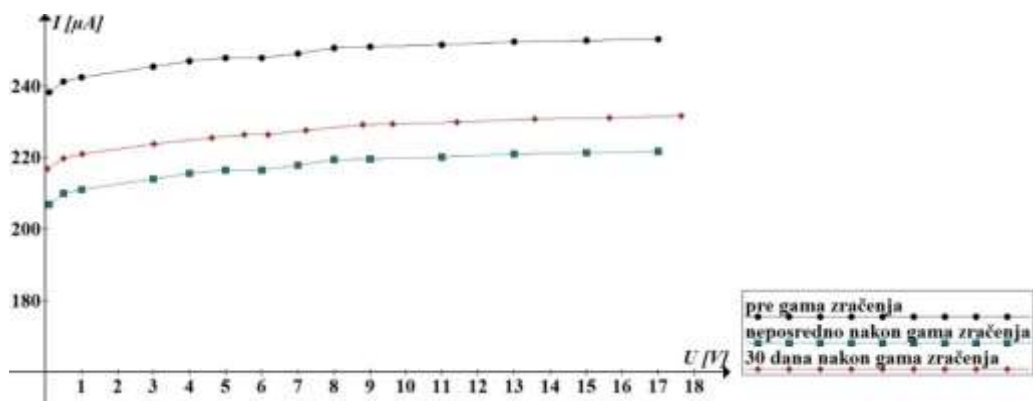
Na slici 29. je predstavljena strujno-naponska karakteristika fotodioda pre i nakon gama zračenja, kao i posle 30 dana oporavka. Na slici je predstavljen po jedan primerak svake vrste fotodioda dok su ostali dati u prilogu 1 na stranama 153-162.



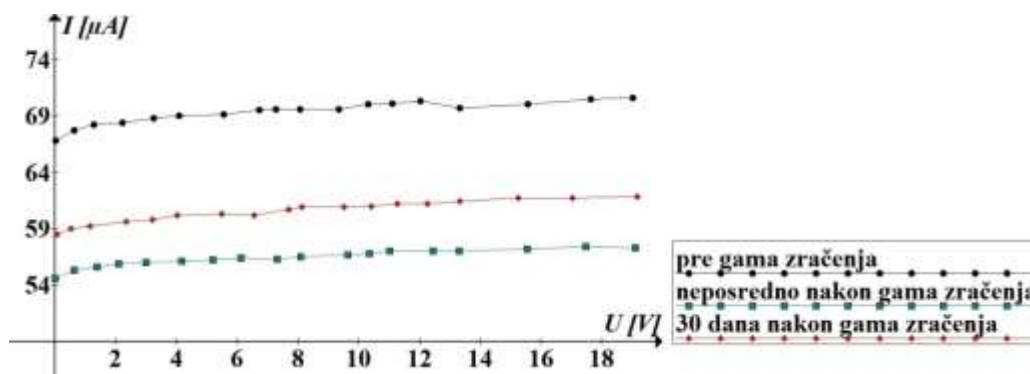
a) BP104 (fotodioda broj 12)



b) BPW41N (fotodioda broj 3)



c) BPW34 (fotodioda broj 2)



d) SFH203FA (fotodioda broj 2)

Slika 29. Strujno-naponska karakteristika inverzno polarisanih fotodioda pre i nakon gama zračenja

U ovom eksperimentu primenjen je dugoročan izotermalni oporavak (*long-term isothermal annealing*) na sobnoj temperaturi. Vakanacije i intersticije u silicijumu su, na sobnoj temperaturi, prilično pokretne što dovodi do nestabilnih defekata. Nakon što, usled zračenja, u kristalnoj rešetki nastanu vakanacije, one se kreću kroz rešetku i formiraju stabilnije defekte, kao što su divakanacije i kompleksi vakanacija-nečistoća. Kada se tokom perioda opravka posmatraju električne karakteristike fotonaponskog detektora, primećuje se da se s vremenom smanjuje uticaj oštećenja [46, 56, 57]. Moll [47] je opisao proces povećanja efektivne koncentracije dopanata u toku dugoročnog opravka, dok je Feick [58] ovaj fenomen posmatrao na sobnoj temperaturi. Tokom procesa opravka defekti klastera i neki električno neaktivni defekti postaju aktivni.

Proces opravka je dao rezultate kod svih fotodioda u eksperimentu (osim kod BP104 fotodiode broj 12). Kod nekih primeraka fotodioda je ovaj oporavak bio više a kod nekih manje efikasan.

Smanjenje spektralnog odziva fotodioda nakon perioda opravka (u odnosu na vrednost pre zračenja) se kreće u sledećim granicama:

1. za BP104 – od 7,5% (za fotodiodu broj 8) do 13,2% (za fotodiodu broj 11), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 9,8%,
2. za BPW41N – od 5,3% (za fotodiodu broj 12) do 49,1% (za fotodiodu broj 5), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 30%,
3. za BPW34 – od 2,9% (za fotodiodu broj 20) do 12,5% (za fotodiodu broj 14), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 7,7%,

4. za SFH203FA – od 2,7% (za fotodiodu broj 4) do 12,7% (za fotodiodu broj 5), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 8,6%.

5.1.2. ODZIV FOTOTRANZISTORA

Spektralni odziv fototranzistora je dat u tabelama 7. i 8. Fototranzistori LTR4206 su ozračeni dozom od 2000Gy a fototranzistori BPW40 dozom od 7000Gy. Grafički prikaz je dat na slici 30. Kao i kod fotodioda, gama zračenje je uticalo na smanjenje spektralnog odziva i fotostruje a oporavak je doneo određeno poboljšanje (slika 30. i 31.).

Tabela 7. Spektralni odziv fototranzistora LTR4206 pre i posle gama zračenja (doza 2000Gy)

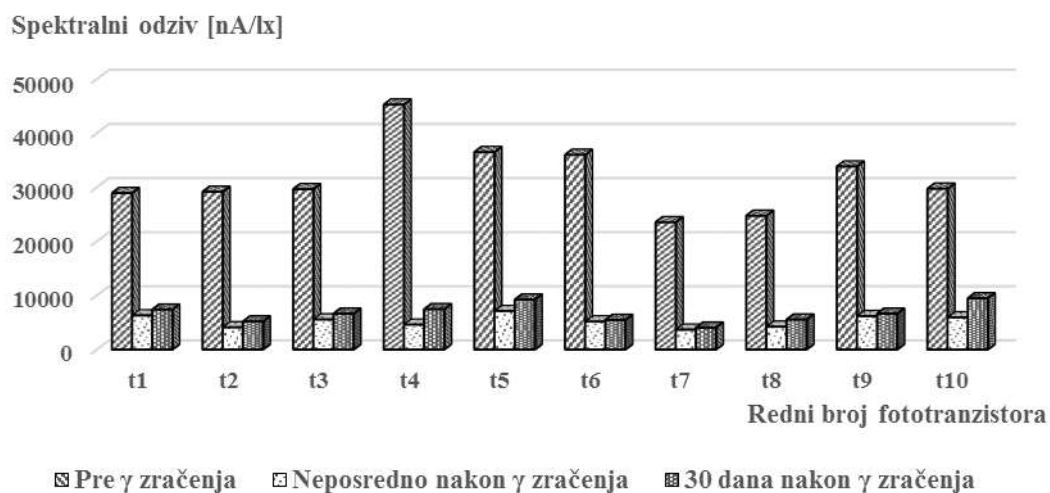
Broj uzorka	Spektralni odziv fototranzistora LTR4206 [nA/lx]		
	Pre γ zračenja	Neposredno nakon γ zračenja	30 dana nakon γ zračenja
1	28939,15	6322,94	7393,27
2	29182,12	4115,29	5202,84
3	29658,56	5568,50	6642,09
4	45297,39	4605,26	7459,71
5	36519,61	7127,55	9241,83
6	36006,54	5188,95	5483,01
7	23551,41	3680,39	4058,27
8	24738,56	4221,11	5537,32
9	33852,94	6188,53	6644,97
10	29746,47	5958,27	9487,19

Tabela 8. Spektralni odziv fototranzistora BPW40 pre i posle gama zračenja (doza 7000Gy)

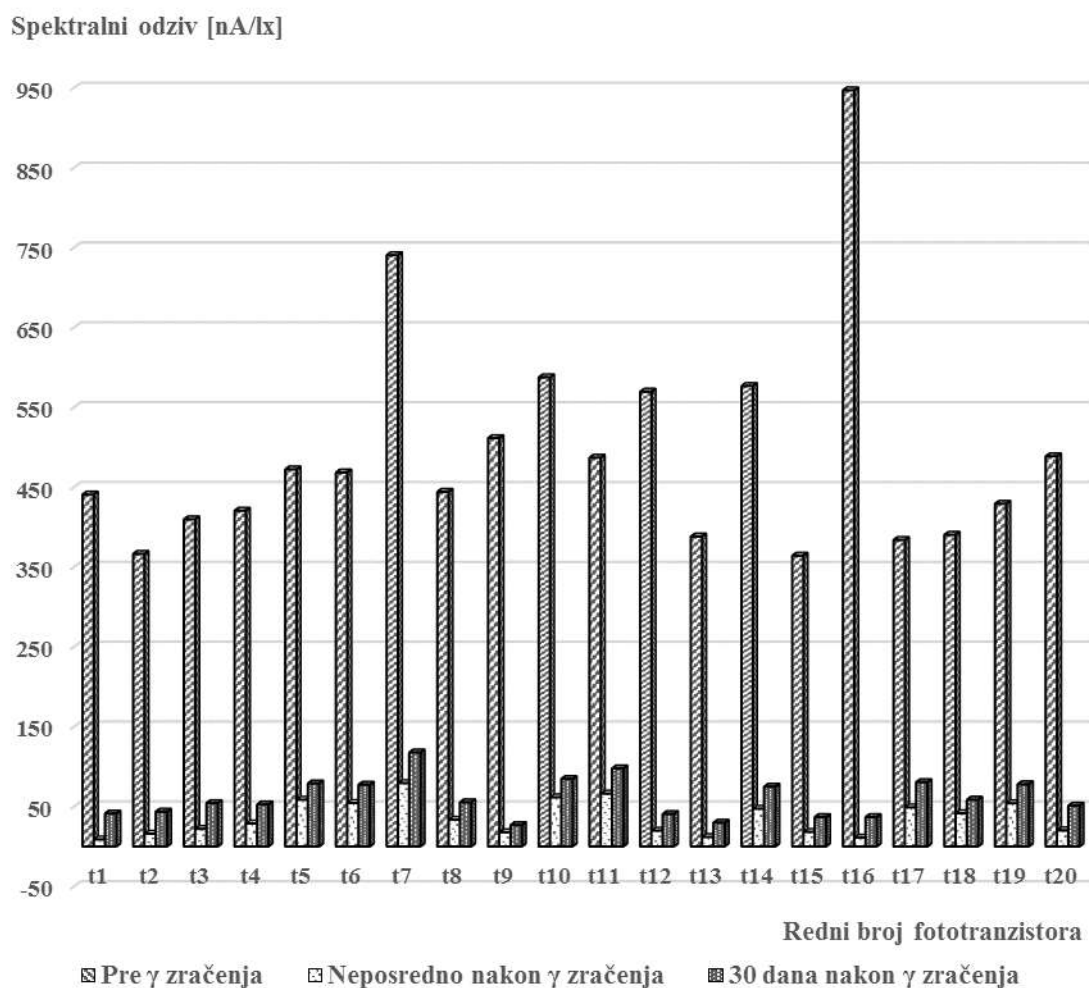
Broj uzorka	Spektralni odziv fototranzistora BPW40 [nA/lx]		
	Pre γ zračenja	Neposredno nakon γ zračenja	30 dana nakon γ zračenja
1	440,60	8,70	41,20
2	366,33	15,89	43,52
3	409,69	21,95	54,23
4	420,44	28,70	52,65
5	472,14	58,45	78,86
6	468,30	54,35	77,31
7	740,46	79,28	117,70
8	444,02	33,33	55,27
9	511,33	17,75	26,75
10	587,52	61,51	84,52
11	486,80	66,12	97,69
12	569,49	19,74	40,64
13	388,11	11,81	29,70
14	576,63	47,20	74,81
15	364,08	18,18	36,80
16	946,89	10,93	36,73
17	383,79	48,86	80,50
18	390,27	41,49	58,50
19	429,14	54,09	77,76
20	488,64	20,04	51,05

Smanjenje spektralnog odziva fototranzistora nakon gama zračenja a pre perioda oporavka se kreće u sledećim granicama:

1. za LTR4206 – od 78,1% (za fototranzistor broj 1) do 89,8% (za fototranzistor broj 4), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 83%,
2. za BPW40 – od 86,4% (za fototranzistor broj 11) do 98,8% (za fototranzistor broj 16), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 92,5%.



a) LTR4206 (doza 2000Gy)

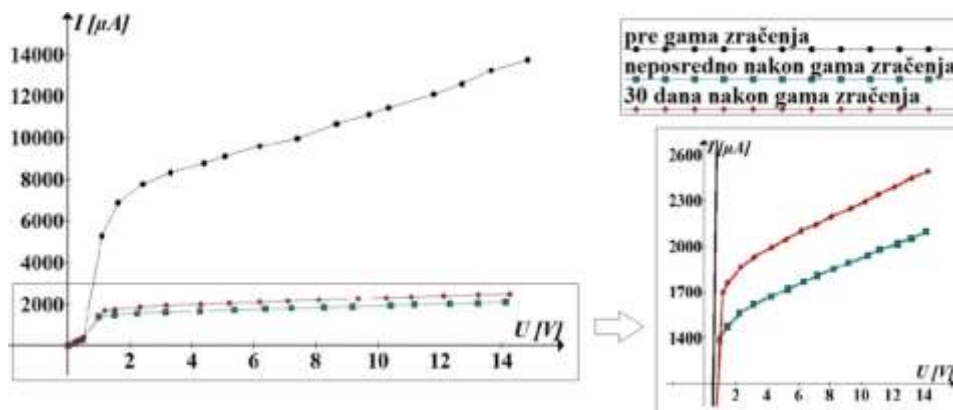


b) BPW40 (doza 7000Gy)

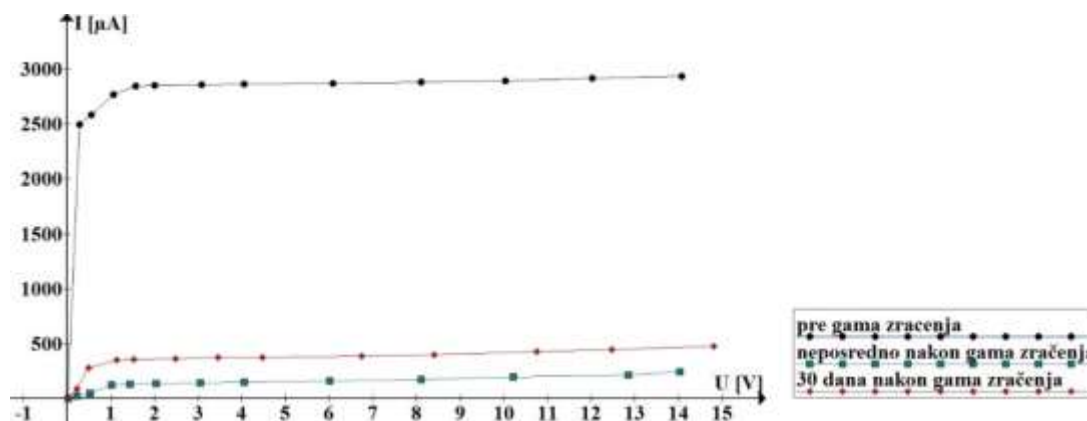
Slika 30. Spektralni odziv fototranzistora pre i nakon gama zračenja

Vidimo da je smanjenje odziva fototranzistora nakon gama zračenja jako veliko. Vukić [59] je pokazao da se strujno pojačanje tranzistora smanjuje za 20 do 40% nakon apsorpcije zračenja ukupne doze 500Gy. Pojačanje fototranzistora je direktno srazmerno vremenu života manjinskih nosilaca naelektrisanja u bazi a kako zračenje na njih jako utiče, to su fototranzistori veoma osetljivi na gama zračenje. Smanjenje pojačanja i curenje su najupečatljiviji i najčešći efekti koje zračenje proizvodi na fototranzistore. Dva su glavna uzroka degradacije strujnog pojačanja fototranzistora. Jedan je izmeštanje atoma u bulku poluprovodnika. Ova oštećenja podloge izazivaju povećanje broja rekombinacionih centara i time smanjuju vreme života manjinskih nosilaca naelektrisanja. Drugi glavni uzrok je oksidacija u pasivizacionom sloju oksida, naročito u onom delu koji pokriva oblast spoja emitor-baza [60]. Mehanizmi uvođenja šupljina u emitor i smanjenje broja elektrona imaju značajan uticaj na strujno pojačanje tranzistora. Pojačano uvođenje šupljina u emitor se manifestuje u njihovom koncentrisanju uz površinu usled negativnih naelektrisanja koji su zarobljeni u oksidu iznad spoja emitor-baza. Usled direktne polarizacije baznog spoja veliki broj šupljina će preći u emitor što povećava baznu struju [59]. Kolektorska struja se značajno menja sa ukupnom dozom. Pošto se bazna struja povećava, smanjenje kolektorske struje ima veliki uticaj na degradaciju strujnog pojačanja. Vukić i Osmokrović [61] su pokazali da smanjenje kolektorske struje u jako dopiranim emitorskim komponentama uzrokuju dva efekta: rekombinacija u oblasti baze i smanjenje efikasnosti emitora.

Na slici 31. je predstavljena strujno-naponska karakteristika fototranzistora pre i nakon gama zračenja, kao i posle 30 dana oporavka [55]. Na slici je predstavljen po jedan primerak svake vrste fototranzistora dok su ostali dati u prilogu 2 na stranama 163-168.



a) LTR4206 (fototranzistor broj 3)



b) BPW40 (fototranzistor broj 3)

Slika 31. Strujno-naponska karakteristika fototranzistora pre i nakon gama zračenja

I ovde je primenjen dugoročni izotermalni oporavak. Međutim, usled degradacije strujnog pojačanja oporavak ima mnogo manji efekat nego kod fotodioda. Smanjenje spektralnog odziva fototranzistora nakon perioda opravka (u odnosu na vrednost pre zračenja) se kreće u sledećim granicama:

1. za LTR4206 – od 68,1% (za fototranzistor broj 10) do 84,8% (za fototranzistor broj 6), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 78,6%,
2. za BPW40 – od 81,9% (za fototranzistor broj 19) do 96,1% (za fototranzistor broj 16), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 87,3%.

5.1.3. ODZIV SOLARNOG PANELA

U tabeli 9., dati su rezultati merenja parametara solarnog panela pre i nakon gama zračenja. Na slici 32. ti rezultati su grafički predstavljeni dok je na slici 33. predstavljena $U-I$ karakteristika solarnog panela pre i nakon gama zračenja kao i posle perioda od 30 dana opravka. Doza gama zračenja kojom je ozračen solarni panel je 2000Gy.

Tabela 9. Parametri solarnog panela pre i posle gama zračenja

	R_s [Ω]	R_p [$k\Omega$]	ff	U_{oc} [V]	I_{sc} [μA]	η [%]
Pre γ zračenja	924,3	13,13	0,4094	3,189	1108	7,359
Neposredno nakon γ zračenja	1061,66	10,73	0,4035	3,066	1030	6,483
30 dana nakon γ zračenja	970,8	13,09	0,4246	3,189	1088	7,495

Kao što se vidi sa slika 32. i 33. gama zračenje je izazvalo pogoršanje karakteristika solarnog panela. Step en pogoršanja nije veliki ali ipak postoji (izuzev redne i paralelne otpornosti koje su se promenile značajno). Parametri solarnog panela su se promenili u sledećim procentima:

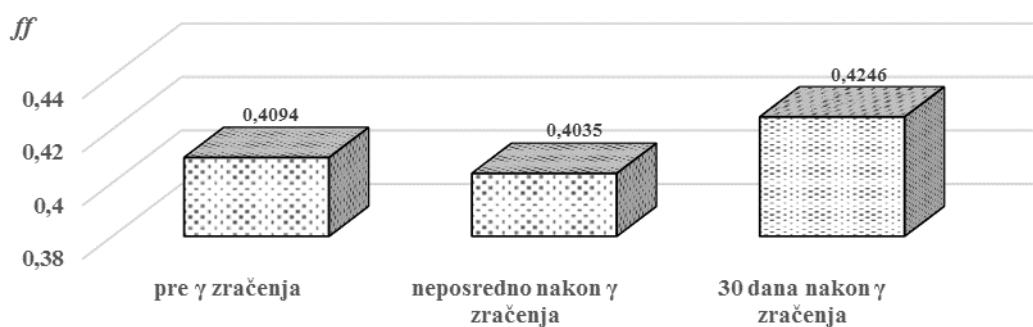
1. redna otpornost R_s se povećala za 14,86%,
2. paralelna otpornost R_p se smanjila za 18,28%,
3. faktor ispune ff se smanjio za 1,44%,
4. napon praznog hoda U_{oc} se smanjio za 3,86%,
5. struja kratkog spoja I_{sc} se smanjila za 7,04%,
6. efikasnost η se smanjila za 11,9%.



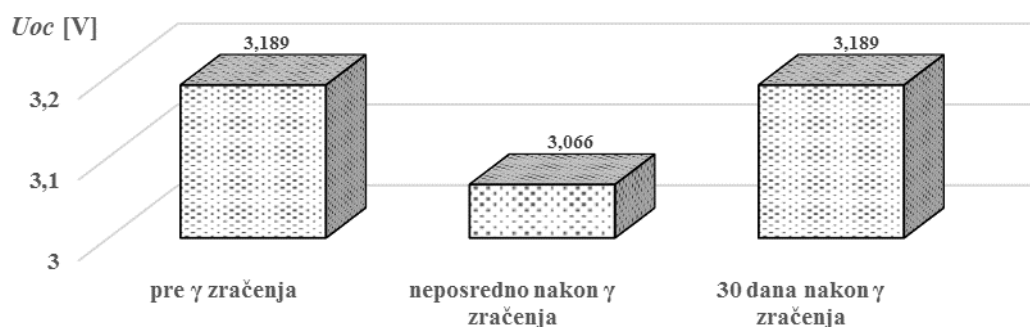
a) Redna otpornost



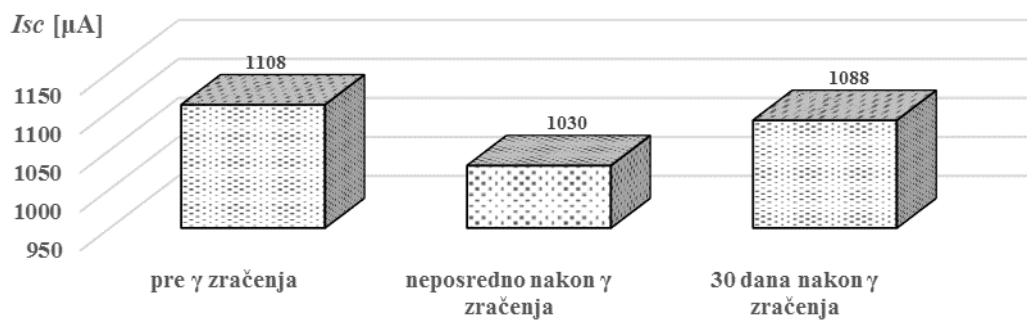
b) Paralelna otpornost



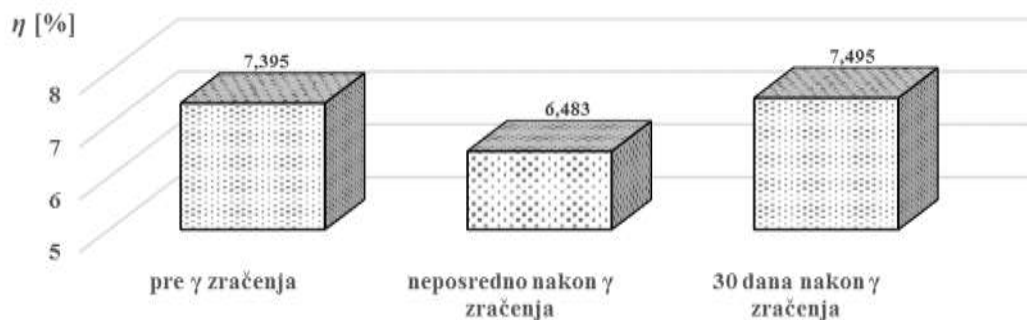
c) Faktor ispune



d) Napon praznog hoda



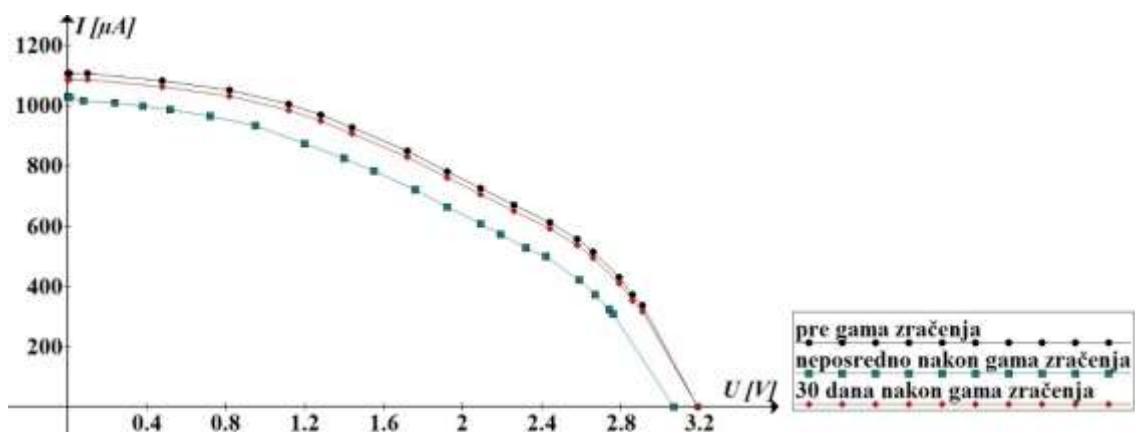
e) Struja kratkog spoja



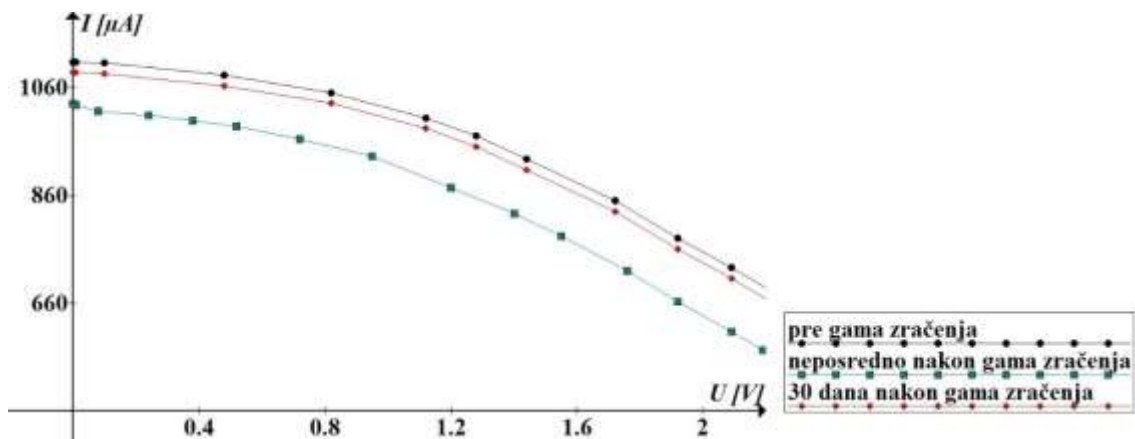
f) Efikasnost

Slika 32. Parametri solarnog panela pre i nakon gama zračenja

Oštećenja u materijalu solarnih ćelija nastaju zbog sudara između čestica, nastalih usled prolaska gama fotona kroz materijal, i atoma u kristalnoj rešetki koji zatim bivaju pomereni sa svojih pozicija. Ovi defekti degradiraju transportne karakteristike materijala a naročito vreme života manjinskih nosilaca naelektrisanja. Interakcije između vakancija, intersticija, nečistoća i dopanata u silicijumu vode do formiranja neželjenih tačkastih defekata kao što su rekombinacioni i kompenzacioni centri koji utiču na karakteristike solarnih ćelija. Povećanje koncentracije rekombinacionih centara, nastalo usled zračenja, smanjuje vreme života manjinskih nosilaca naelektrisanja u osnovnoj oblasti $p-n$ spoja i povećava rednu otpornost [62]. Radosavljević i Vasić [63] su pokazali da generacija parova elektron-šupljina usled jonizacionih efekata obično vodi nastanku i povećanju šuma i smanjenju signala koji se može detektovati. Svi ovi defekti vode do smanjenja izlazne struje, kao što se vidi na slici 33. [55].



a) kompletna karakteristika



b) deo karakteristike (uvećano)

Slika 33. Strujno-naponska karakteristika solarnog panela pre i nakon gama zračenja

U ovde je primenjen dugoročan izotermalni oporavak (*long-term isothermal annealing*) na sobnoj temperaturi. Step en oporavka solarnih ćelija nakon gama zračenja skoro dostiže step en oštećenja tako da se *long-term isothermal annealing* može koristiti kao deo metoda oporavka solarnih panela [27]. Nakon perioda oporavka od 30 dana nakon gama zračenja vrednost parametara solarnog panela (u odnosu na vrednosti pre zračenja) je:

1. redna otpornost R_s se povećala za 5,03%,
2. paralelna otpornost R_p se smanjila za 0,3%,
3. faktor ispune ff se povećao za 3,71%,
4. napon praznog hoda U_{oc} se nije promenio,
5. struja kratkog spoja I_{sc} se smanjila za 1,81%,
6. efikasnost η se povećala za 1,35%.

Povećanje redne otpornosti se može objasniti povećanjem gustine površinskih stanja. Smanjenje vrednosti redne otpornosti, nakon inicijalnog povećanja, ukazuje na to da je dostignuta maksimalna koncentracija defektnih stanja. Smanjenje vrednosti struje kratkog spoja može se smatrati posledicom smanjenja vremena života generisanih nosilaca naelektrisanja odnosno stopom rekombinacije usled povećane gustine rekombinacionih centara. Inicijalno oštećenje je izraženije jer nastaje usled drastične promene koncentracije rekombinacionih centara [64].

Kako faktor ispune zavisi od kvadrata redne otpornosti, jednačina (13), to će povećanje redne otpornosti izazvati i njegovo povećanje a zbog jednačine (15) će se povećati i efikasnost solarne ćelije.

5.2. ODZIV FOTONAPONSKIH DETEKTORA NA POJEDINAČNO ZRAČENJE - NEUTRONI

Slobodni neutroni se, u malim količinama, nalaze svuda u prirodi. Osnovni izvor neutrona je kosmičko zračenje. Oni se takođe javljaju u nuklearnim reakcijama prirodnog α zračenja i spontanoj fisiji teških jezgara. Neutron je jedinstvena čestica, nenaelektrisan je, ima relativno veliku masu, vodi radioaktivnom raspadu. Sa stanovišta nuklearnih reakcija, neutroni su mnogo važniji od bilo koje druge čestice. Kao neutralne

čestice, neutroni nemaju sposobnost direktne jonizacije materijala. Kao što je već rečeno, osnovni mehanizam interakcije neutrona sa materijom je putem elastičnih sudara sa atomskim jezgrima sredine. U ovom poglavlju će biti izloženi rezultati delovanja neutronskog zračenja na fotodiode, fototranzistore i solarne panele.

5.2.1. ODZIV FOTODIODA

U tabelama 10., 11., 12. i 13. dati su rezultati merenja spektralnog odziva fotodioda pre i nakon neutronskog zračenja. Na slici 34. ti rezultati su grafički predstavljeni dok su na slici 35. predstavljene *U-I* karakteristike fotodioda pre i nakon neutronskog zračenja kao i posle perioda od 30 dana oporavka.

Tabela 10. Spektralni odziv fotodiode BP104 pre i posle neutronskog zračenja

Broj uzorka	Spektralni odziv fotodiode BP104 [nA/lx]		
	Pre neutronskog zračenja	Neposredno nakon neutronskog zračenja	30 dana nakon neutronskog zračenja
1	285,39	262,42	269,25
2	286,96	267,29	269,51
3	286,08	266,93	269,25
4	285,46	267,29	269,25
5	286,96	266,90	269,58

Tabela 11. Spektralni odziv fotodiode BPW41N pre i posle neutronskog zračenja

Broj uzorka	Spektralni odziv fotodiode BPW41N [nA/lx]		
	Pre neutronskog zračenja	Neposredno nakon neutronskog zračenja	30 dana nakon neutronskog zračenja
1	316,27	280,13	305,16
2	352,81	253,63	284,54
3	299,61	235,85	262,68
4	318,10	246,37	311,47
5	391,80	248,50	274,44
6	284,35	205,65	251,44
7	275,42	226,50	254,05
8	246,08	208,14	221,18
9	236,37	224,71	230,69

Tabela 12. Spektralni odziv fotodiode BPW34 pre i posle neutronskog zračenja

Broj uzorka	Spektralni odziv fotodiode BPW34 [nA/lx]		
	Pre neutronskog zračenja	Neposredno nakon neutronskog zračenja	30 dana nakon neutronskog zračenja
1	767,78	692,25	754,54
2	761,21	669,41	754,67
3	776,90	713,46	747,91
4	811,80	711,60	778,40
5	785,13	688,17	763,73
6	626,70	591,24	605,03
7	638,20	590,95	593,56
8	642,16	590,20	596,73

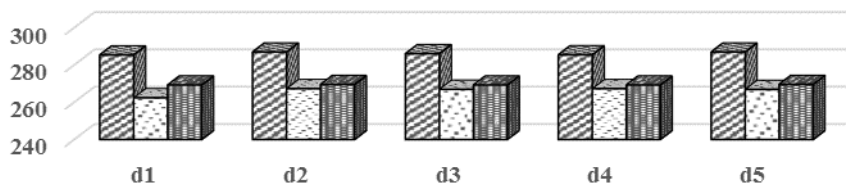
Tabela 13. Spektralni odziv fotodiode SFH203FA pre i posle neutronskog zračenja

Broj uzorka	Spektralni odziv fotodiode SFH203FA [nA/lx]		
	Pre neutronskog zračenja	Neposredno nakon neutronskog zračenja	30 dana nakon neutronskog zračenja
1	238,95	179,38	204,84
2	236,83	183,10	200,07
3	232,16	212,65	218,04
4	238,46	182,97	218,04
5	236,73	212,65	204,77

Kao što se vidi sa slika 34. i 35. neutronsko zračenje je izazvalo pogoršanje karakteristika fotodiode. Stepenn pogoršanja je različit za svaku vrstu fotodiode a razlikuje se i od primerka do primerka. Smanjenje spektralnog odziva fotodiode se kreće u sledećim granicama:

1. za BP104 – od 6,4% (za fotodiodu broj 4) do 8% (za fotodiodu broj 1), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 7%,
2. za BPW41N – od 4,9% (za fotodiodu broj 9) do 36,6% (za fotodiodu broj 5), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 20,6%,
3. za BPW34 – od 5,7% (za fotodiodu broj 6) do 12,3% (za fotodiodu broj 5), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 9,5%,
4. za SFH203FA – od 8,4% (za fotodiodu broj 3) do 24,9% (za fotodiodu broj 1), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 17,9%.

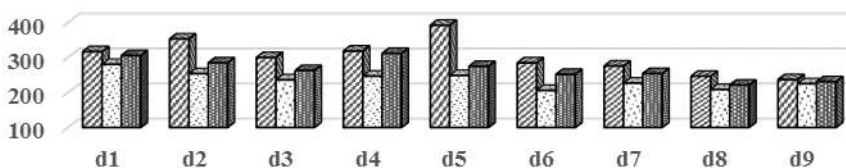
Spektralni odziv [nA/lx]



Pre neutronskega zračenja
 Redni broj fotodiode
 Neposredno nakon neutronskega zračenja
 30 dana nakon neutronskega zračenja

a) BP104

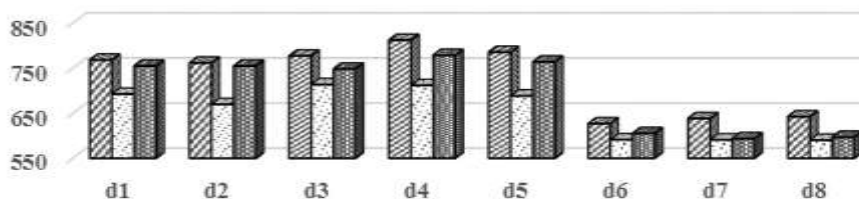
Spektralni odziv [nA/lx]



Pre neutronskega zračenja
 Redni broj fotodiode
 Neposredno nakon neutronskega zračenja
 30 dana nakon neutronskega zračenja

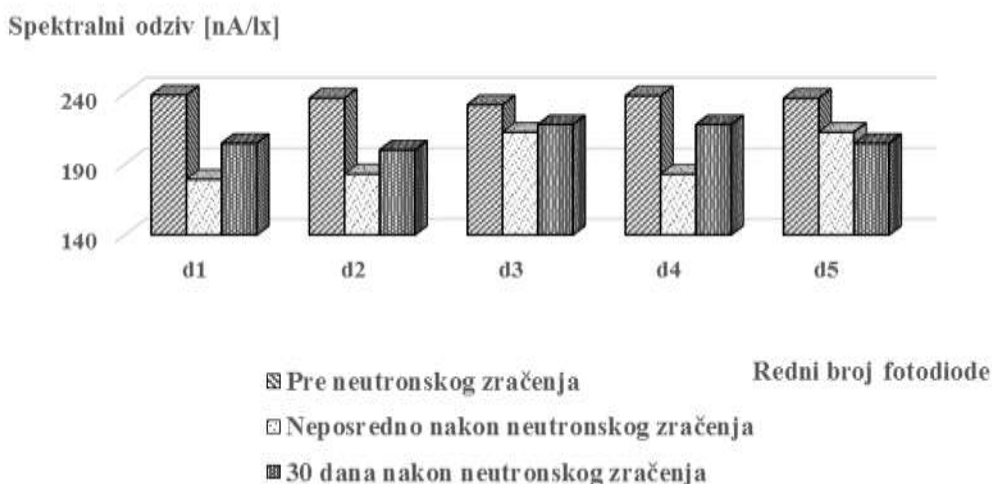
b) BPW41N

Spektralni odziv [nA/lx]



Pre neutronskega zračenja
 Redni broj fotodiode
 Neposredno nakon neutronskega zračenja
 30 dana nakon neutronskega zračenja

c) BPW34



d) SFH203FA

Slika 34. Spektralni odziv fotodiode pre i nakon neutronska zračenja

Neutroni, kao visokoenergetske čestice, izazivaju mnogo veća oštećenja izmeštanjem nego gama zračenje. Kada atom bude izmešten sa svog mesta, on kreira vakanciju u rešetki. Izmešteni atom se može rekombinovati sa vakancijom ili ostati u intersticijskoj poziciji u rešetki. Vakancije su mobilne i kombinuju se sa drugim vakancijama ili sa nečistoćama u poluprovodniku [26, 27]. Na taj način se stvaraju rekombinacioni centri koji utiču na smanjenje vremena života nosilaca naelektrisanja. Axness [65] je pokazao da su oštećenja kristalne rešetke i smanjenje vremena života nosilaca naelektrisanja prostorno zavisni. Sporea [66] je izračunao da degradacija osetljivosti fotodiode u slučaju neutronska zračenja fluensa $1,2 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$, iznosi 37,5%, dok u slučaju gama zračenja doze 1,23MGy iznosi 7,2%.

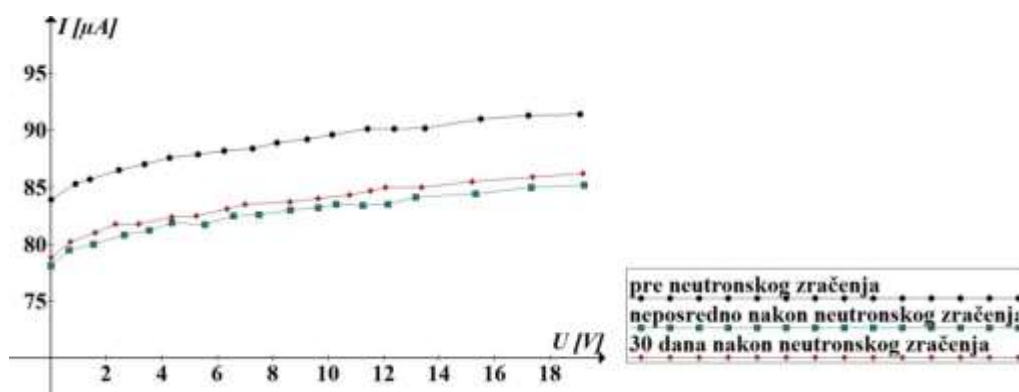
I u ovom eksperimentu je primenjen dugoročan izotermalni oporavak (*long-term isothermal annealing*) na sobnoj temperaturi. Proces oporavka je najslabiji efekat imao na fotodiode BP104 dok su sve ostale uglavnom uspele da se delimično oporave (izuzev fotodiode broj 5 SFH203FA).

Smanjenje spektralnog odziva fotodiode nakon perioda opravka (u odnosu na vrednost pre zračenja) se kreće u sledećim granicama (slika 34.):

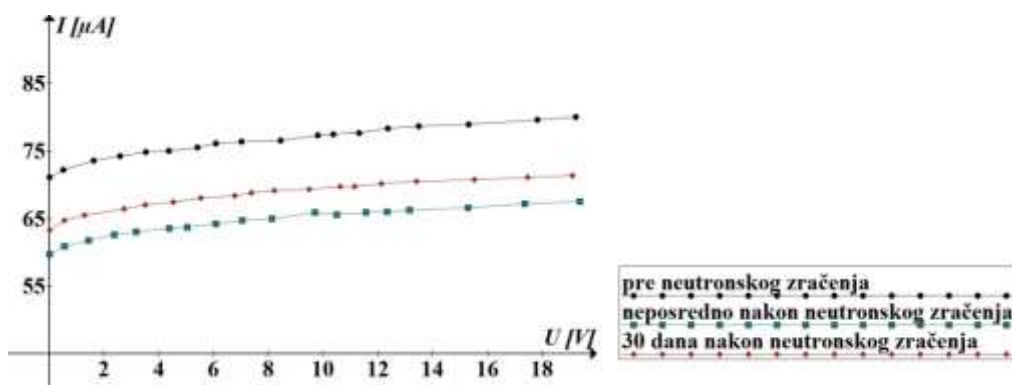
1. za BP104 – od 5,7% (za fotodiodu broj 1) do 6,1% (za fotodiodu broj 2), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 5,8%,
2. za BPW41N – od 2,4% (za fotodiodu broj 9) do 29,9% (za fotodiodu broj 5), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 11%,

3. za BPW34 – od 0,9% (za fotodiodu broj 2) do 7,1% (za fotodiodu broj 8), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 3,8%,
4. za SFH203FA – od 6,1% (za fotodiodu broj 3) do 15,5% (za fotodiodu broj 2), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 11,6%.

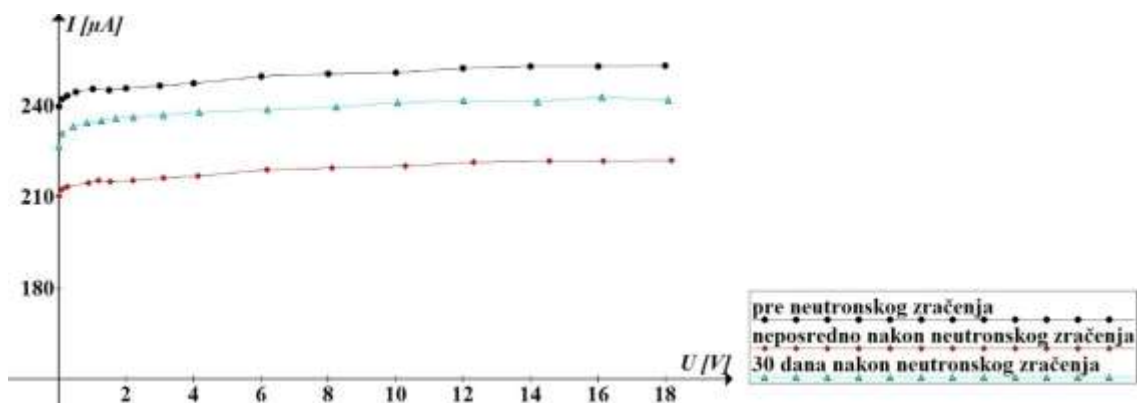
Na slici 35. je predstavljena strujno-naponska karakteristika fotodioda pre i nakon neutronske zračenja, kao i posle 30 dana oporavka [67]. Na slici je predstavljen po jedan primerak svake vrste fotodioda dok su ostali dati u prilogu 3 na stranama 169-173.



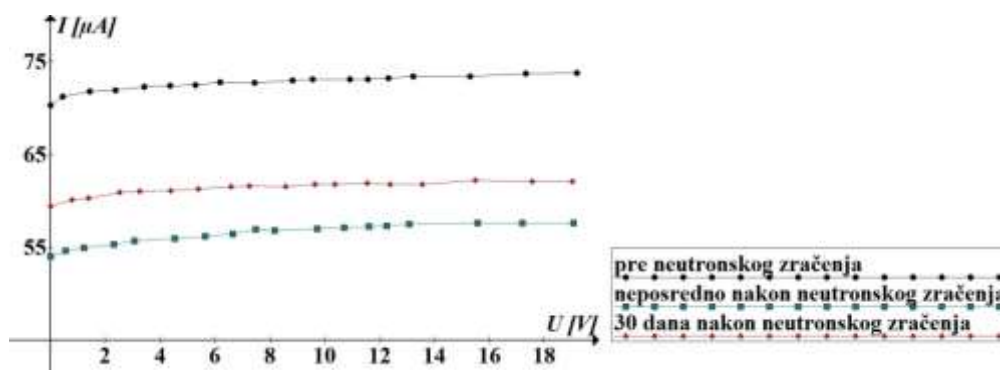
a) BP104 (fotodioda broj 2)



b) BPW41N (fotodioda broj 8)



c) BPW34 (fotodioda broj 4)



d) SFH203FA (fotodioda broj 2)

Slika 35. Strujno-naponska karakteristika inverzno polarisanih fotodioda pre i nakon neutronskog zračenja

Spektralni odziv i struja fotodiode su direktno srazmerni tako da za obe veličine važi ista zakonitost promene, predstavljena na dijagramima (slike 34. i 35.).

5.2.2. ODZIV FOTOTRANZISTORA

Spektralni odziv fototranzistora je dat u tabelama 14. i 15. a slika 36. predstavlja grafički prikaz. Kao i kod fotodioda, neutronsko zračenje je uticalo na smanjenje spektralnog odziva i fotostruje a oporavak je doneo određeno poboljšanje (slika 37. i 38.).

Tabela 14. Spektralni odziv fototranzistora LTR4206 pre i posle neutronskog zračenja

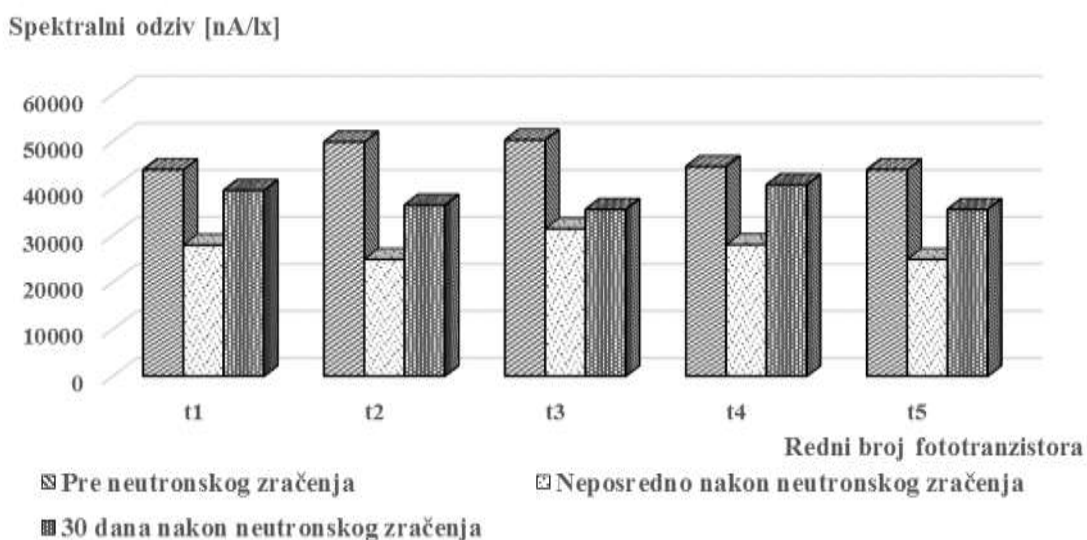
Broj uzorka	Spektralni odziv fototranzistora LTR4206 [nA/lx]		
	Pre neutronskog zračenja	Neposredno nakon neutronskog zračenja	30 dana nakon neutronskog zračenja
1	43980,39	27915,85	39568,63
2	49872,55	24883,92	36450,98
3	50277,78	31344,84	35526,14
4	44647,06	28002,65	40758,17
5	43980,39	24883,92	35526,14

Tabela 15. Spektralni odziv fototranzistora BPW40 pre i posle neutronskog zračenja

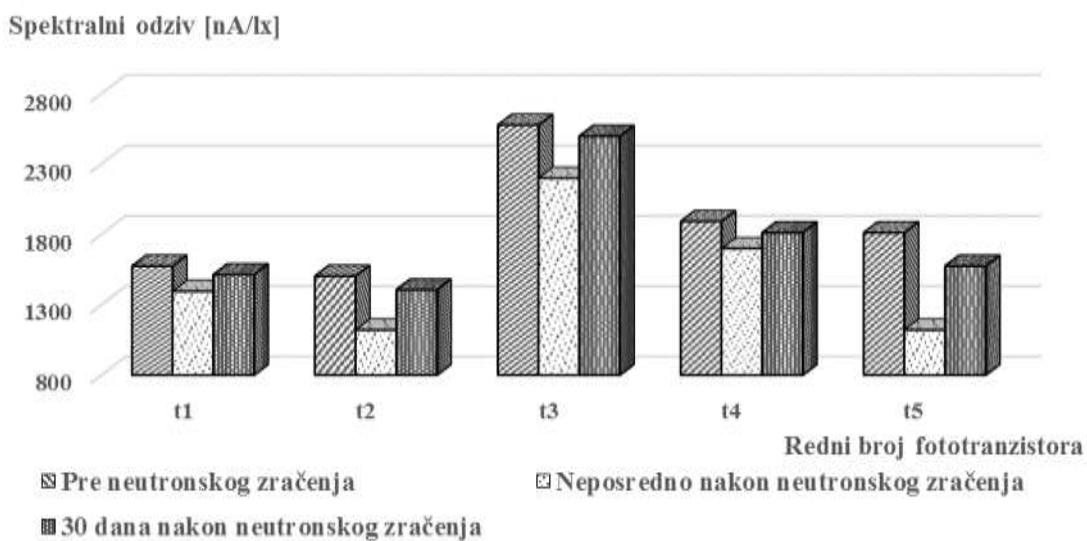
Broj uzorka	Spektralni odziv fototranzistora BPW40 [nA/lx]		
	Pre neutronskog zračenja	Neposredno nakon neutronskog zračenja	30 dana nakon neutronskog zračenja
1	1574,69	1395,28	1514,15
2	1502,91	1120,93	1406,02
3	2576,12	2198,09	2496,85
4	1891,77	1698,64	1812,04
5	1812,04	1120,93	1574,69

Smanjenje spektralnog odziva fototranzistora nakon neutronskog zračenja a pre perioda opravka se kreće u sledećim granicama:

1. za LTR4206 – od 36,5% (za fototranzistor broj 1) do 50,1% (za fototranzistor broj 2), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 41%,
2. za BPW40 – od 10,2% (za fototranzistor broj 4) do 38,1% (za fototranzistor broj 5), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 20%.



a) LTR4206



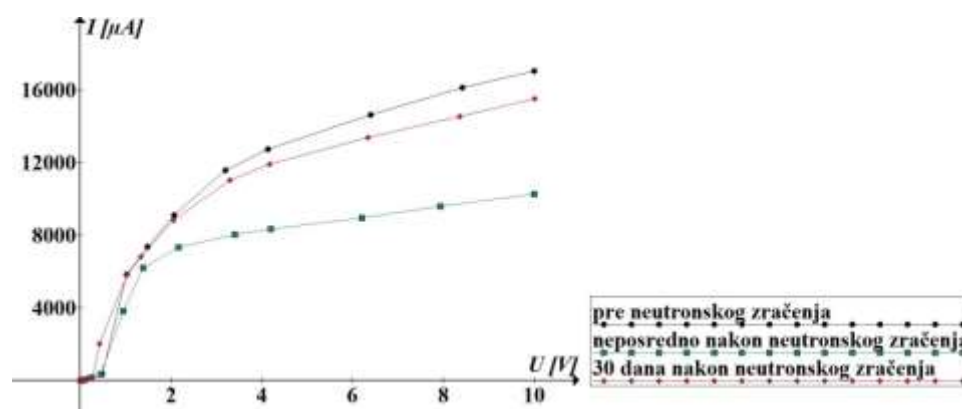
b) BPW40

Slika 36. Spektralni odziv fototranzistora pre i nakon neutronske zračenja

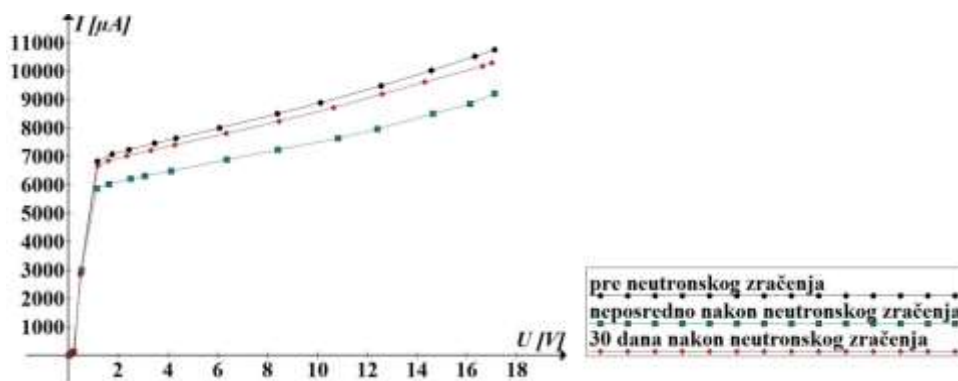
Fototranzistori su podložni neutronske zračenju. Neutronske zračenje utiče na karakteristike fototranzistora prvenstveno stvarajući defekte kristalne rešetke što može dramatično povećati stepen rekombinacije nosilaca naelektrisanja. S druge strane, povećanje stope rekombinacije smanjuje strujno pojačanje. Mnoge studije mehanizma oštećenja izmeštanjem kod bipolarnih tranzistora su pokazale da se strujno pojačanje tranzistora sa zajedničkim emitorom smanjuje sa povećanjem broja rekombinacionih centara. Izmereni podaci fototranzistora pre i nakon zračenja pokazuju da su štetni

efekti neutronskog zračenja najizraženiji kod bazne struje tranzistora. Fototransistor je uređaj kontrolisan svetlošću u kojem struja baze, odnosno svetlost kontroliše izlaznu struju kolektora. Defekti klastera izazvani brzim neutronima su dominantan mehanizam oštećenja fototranzistora izloženih neutronskom zračenju. Broj izmeštenih atoma uzrokovanih neutronima je veoma veliki. Rezultat je formiranje rekombinaciono-generacijskih centara. Rekombinacije elektron-šupljina uzrokuju smanjenje strujnog pojačanja. Generacije parova elektron-šupljina uzrokuju povećanje struje curenja. Uklanjanje većinskih nosilaca naelektrisanja i smanjenje pokretljivosti nosilaca uzrokuju povećanje napona između kolektora i emitera. Strujno pojačanje je određeno brojem većinskih nosilaca emitovanih iz emitora koji prolaze kroz bazu kao manjinski nosioci i bivaju prikupljeni od strane kolektora kao većinski nosioci. Povećanje gustine rekombinaciono-generacijskih centara zbog defekata izazvanih zračenjem uzrokuje smanjenje vremena života manjinskih nosilaca, tako da se stopa rekombinacije elektron-šupljina u bazi povećava. Prema tome, strujno pojačanje se smanjuje kao rezultat smanjene injekcije nosilaca naelektrisanja iz emitora u kolektor, tako da se i fotostruja smanjuje [68].

Na slici 37. je predstavljena strujno-naponska karakteristika fototranzistora pre i nakon neutronskog zračenja, kao i posle 30 dana oporavka [67]. Na slici je predstavljen po jedan primerak svake vrste fototranzistora dok su ostali dati u prilogu 4 na stranama 174-175.



a) LTR4206 (fototranzistor broj 1)



b) BPW40 (fototranzistor broj 3)

Slika 37. Strujno-naponska karakteristika fototranzistora pre i nakon neutronskega zračenja

I ovde je primenjen dugoročni izotermalni oporavak. U ovom slučaju oporavak je bio mnogo efikasniji tako da su fototranzistori u mnogome uspeli povratiti svoje karakteristike. Smanjenje spektralnog odziva fototranzistora nakon perioda oporavka (u odnosu na vrednost pre zračenja) se kreće u sledećim granicama:

1. za LTR4206 – od 8,7% (za fototranzistor broj 4) do 29,3% (za fototranzistor broj 3), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 18,8%,
2. za BPW40 – od 3,1% (za fototranzistor broj 3) do 13,1% (za fototranzistor broj 5), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 6,1%.

5.2.3. ODZIV SOLARNOG PANELA

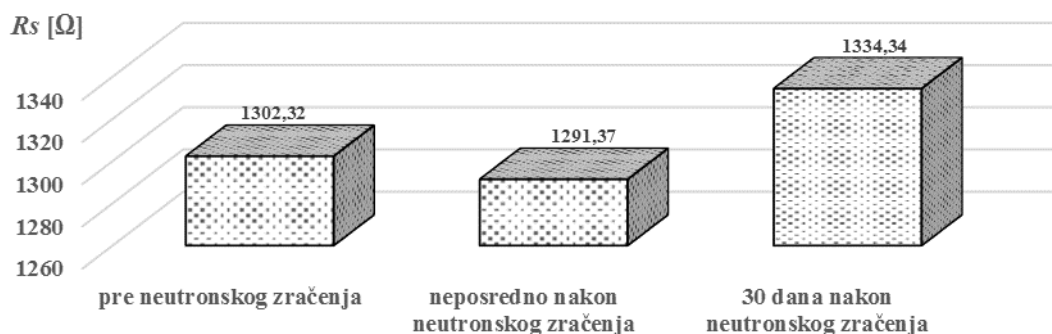
U tabeli 16., dati su rezultati merenja parametara solarnog panela pre i nakon neutronskega zračenja. Na slici 38. ti rezultati su grafički predstavljani dok je na slici 39. predstavljena $U-I$ karakteristika solarnog panela pre i nakon neutronskega zračenja kao i posle perioda od 30 dana oporavka.

Tabela 16. Parametri solarnog panela pre i posle neutronske zračenja

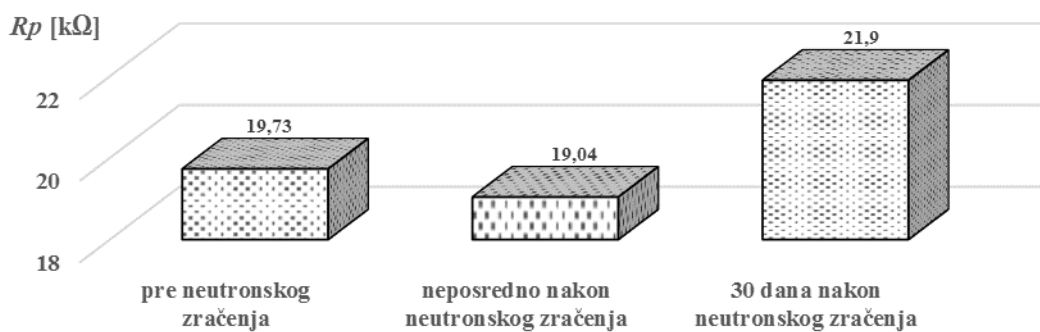
	R_s [Ω]	R_p [$k\Omega$]	ff	U_{oc} [V]	I_{sc} [μA]	η [%]
Pre neutronske zračenja	1302,32	19,73	0,5950	2,778	533	7,390
Neposredno nakon neutronske zračenja	1291,37	19,04	0,5828	2,649	498	6,449
30 dana nakon neutronske zračenja	1334,34	21,9	0,5917	2,713	528	7,110

Kao što se vidi sa slika 38. i 39. neutronske zračenje je izazvalo pogoršanje karakteristika solarnog panela. Stepenn pogoršanja nije veliki ali ipak postoji. Parametri solarnog panela su pretrpeli minimalne promene dok su promene $U-I$ karakteristike nešto veće. Parametri solarnog panela su se promenili u sledećim procentima:

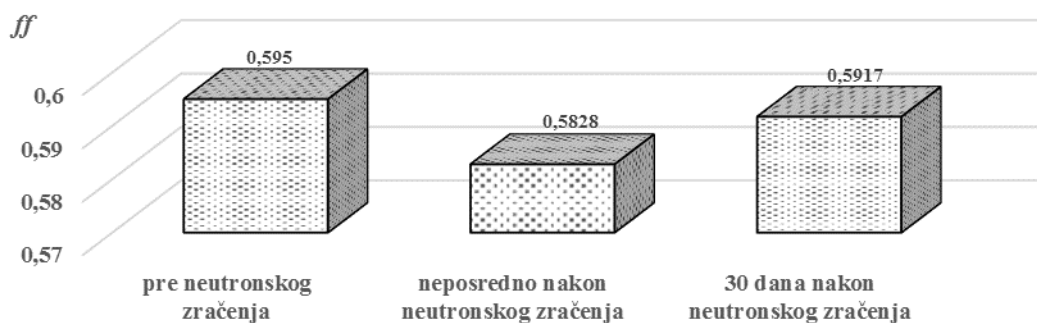
1. redna otpornost R_s se smanjila za 0,84%,
2. paralelna otpornost R_p se smanjila za 3,5%,
3. faktor ispunje ff se smanjio za 2,05%,
4. napon praznog hoda U_{oc} se smanjio za 4,64%,
5. struja kratkog spoja I_{sc} se smanjila za 6,57%,
6. efikasnost η se smanjila za 12,73%.



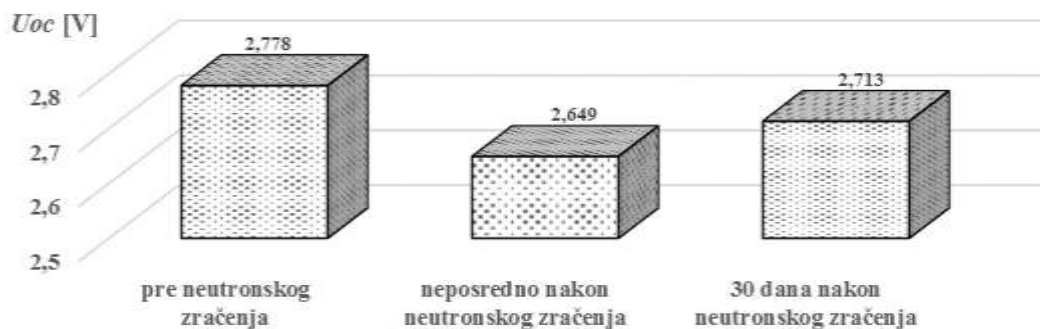
a) Redna otpornost



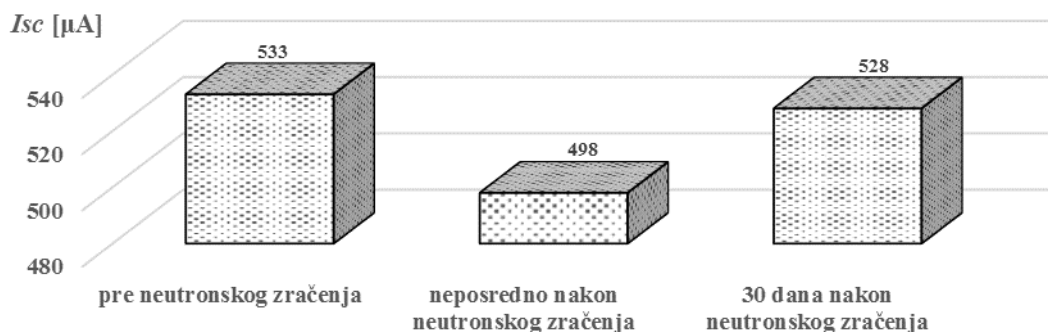
b) Paralelna otpornost



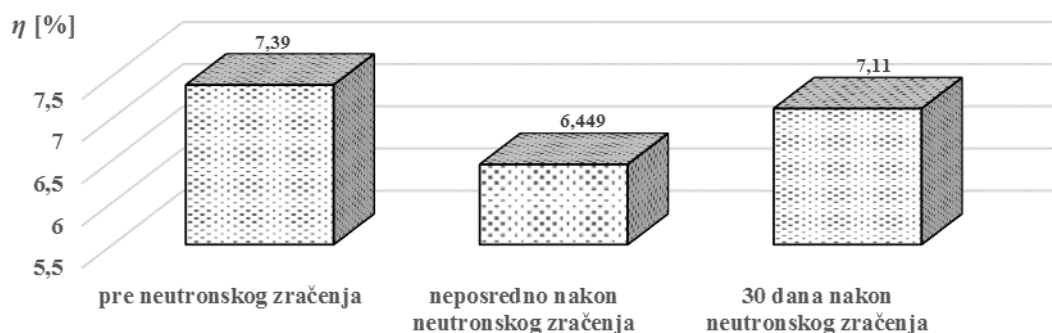
c) Faktor ispune



d) Napon praznog hoda



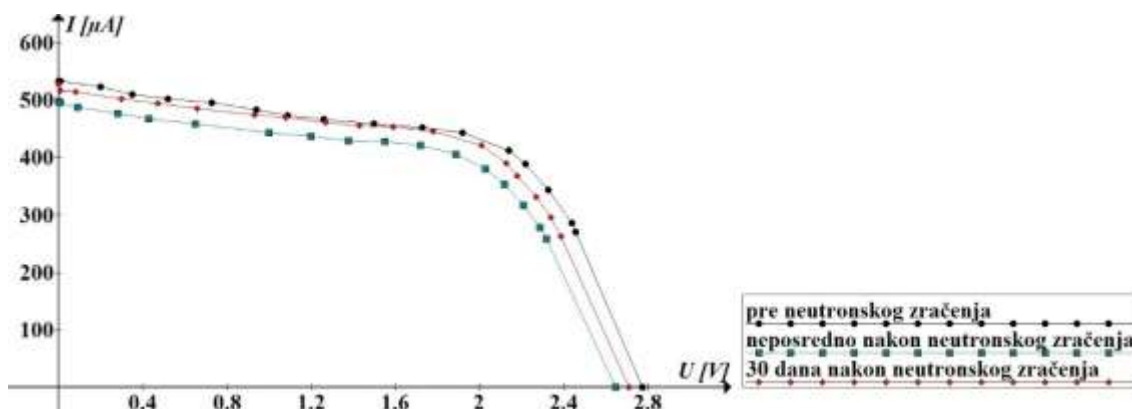
e) Struja kratkog spoja



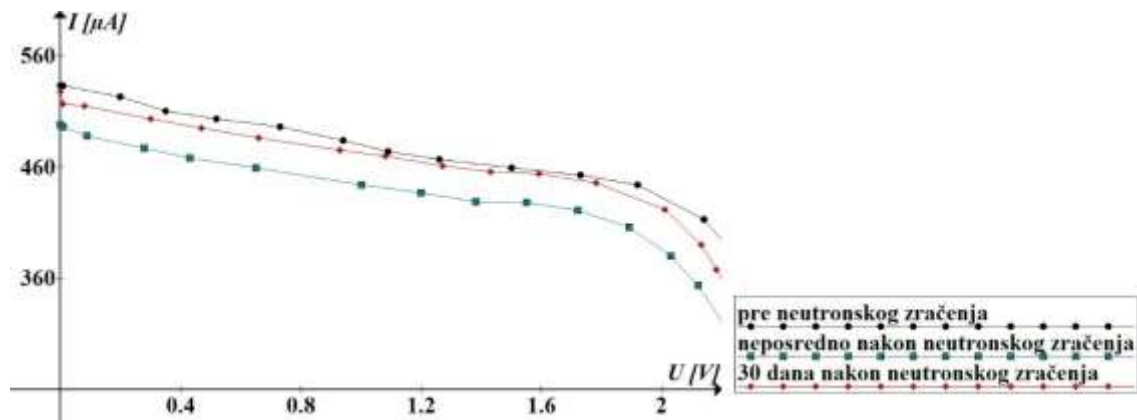
f) Efikasnost

Slika 38. Parametri solarnog panela pre i nakon neutronskega zračenja

Osnovni strukturni element solarnih (fotovoltaičnih) sistema, solarna ćelija, bazirana je na $p-n$ spoju koji, kada se izloži solarnom zračenju, daje električni napon kao svoju izlaznu karakteristiku. Radijaciona oštećenja izazvana neutronima, prevashodno se odnose na izmeštanje silicijumskih atoma sa svojih pozicija u rešetki solarne ćelije, što vodi destrukciji i izobličenju lokalne strukture kristalne rešetke i formiranju defekata. Ako se, pod uticajem neutrona, kreiraju stabilni defekti, oni mogu, zajedno sa atomima nečistoća, donora i npr. ubačenih atoma formirati kompleksne defekte koji će se ponašati kao rekombinacioni centri ili zamke i smanjivati vreme života manjinskih nosilaca naelektrisanja. Ovo vodi degradaciji električnih parametara ćelije kao što su redna otpornost, izlazna struja (slika 39.) [67] i na kraju efikasnost [62].



a) kompletna karakteristika



b) deo karakteristike (uvećano)

Slika 39. Strujno-naponska karakteristika solarnog panela pre i nakon neutronske zračenja

Stepen oporavka solarnih ćelija nakon neutronske zračenja skoro dostiže stepen oštećenja tako da se *long-term isothermal annealing* može koristiti kao deo metoda oporavka solarnih panela [27]. Nakon perioda oporavka od 30 dana nakon neutronske zračenja vrednost parametara solarnog panela (u odnosu na vrednosti pre zračenja) je:

1. redna otpornost R_s se povećala za 2,46%,
2. paralelna otpornost R_p se povećala za 11%,
3. faktor ispune ff se smanjio za 0,55%,
4. napon praznog hoda U_{oc} se smanjio za 2,34%,
5. struja kratkog spoja I_{sc} se smanjila za 0,94%,
6. efikasnost η se smanjila za 3,79%.

Solarne ćelije privlače pažnju kao dobri kandidati za uređaje sa niskom cenom, dobrom stabilnošću i visokom efikasnošću. Mnogo istraživača se posvetilo ovoj oblasti sa namerom da prate ponašanje solarnih ćelija u različitim radnim uslovima [74-77]. Solarne ćelije su se pokazale kao veoma pouzdani uređaji bez obzira na sredinu u kojoj se nalaze.

5.3. ODZIV FOTONAPONSKIH DETEKTORA NA SUKCESIVNO ZRAČENJE – GAMA + NEUTRONI

U poslednjih nekoliko godina sproveden je jako veliki broj istraživanja sa ciljem posmatranja ponašanja različitih fotonaponskih detektora u uslovima gama i neutronske zračenja [60, 69-73]. Najviše su proučavane fotodiode, kao jedne od najviše korišćenih i najjednostavnijih vrsta optičkih senzora. U novije vreme eksploatacija solarnih ćelija doživljava ekspanziju što je uticalo da se broj istraživanja ovih uređaja značajno poveća [78, 79, 80]. Uticaj gama i neutronske zračenja na poluprovodnike je jako dobro poznat i opisan je u prethodnim poglavljima. U ovom poglavlju će biti predstavljeni rezultati istraživanja ponašanja fotonaponskih detektora usled sukcesivnog delovanja gama i neutronske zračenja. Uzorci su najpre izloženi gama zračenju a nakon 30 dana i neutronske zračenju

5.3.1. ODZIV FOTODIODA

U tabelama 17., 18., 19. i 20. dati su rezultati merenja spektralnog odziva fotodioda pre i nakon gama i neutronske zračenja. Na slici 40. ti rezultati su grafički predstavljeni dok su na slici 41. predstavljene $U-I$ karakteristike fotodioda pre i nakon gama i neutronske zračenja. Doza gama zračenja za sve fotodiode je bila 2000Gy.

Tabela 17. Spektralni odziv fotodiode BP104 pre i posle gama i neutronskog zračenja

Broj uzorka	Spektralni odziv fotodiode BP104 [nA/lx]				
	Pre γ zračenja	Neposredno nakon γ zračenja	30 dana nakon γ zračenja	Neposredno nakon neutronskog zračenja	30 dana nakon neutronskog zračenja
1	295,26	260,46	263,33	247,48	273,99
2	290,36	261,57	268,14	244,12	271,11
3	298,73	267,16	273,69	261,37	275,72
4	298,01	262,19	267,39	254,58	271,99
5	290,75	258,95	265,16	252,65	267,97
6	290,42	254,25	255,85	246,83	263,50
7	294,18	251,90	262,65	252,78	273,53
8	284,87	264,64	263,46	256,24	272,48
9	286,14	259,90	257,52	244,97	270,10
10	289,58	261,63	258,17	248,69	266,18
11	293,69	261,31	254,77	251,24	266,76
12	290,36	261,90	267,03	255,72	263,56

Tabela 18. Spektralni odziv fotodiode BPW41N pre i posle gama i neutronskog zračenja

Broj uzorka	Spektralni odziv fotodiode BPW41N [nA/lx]				
	Pre γ zračenja	Neposredno nakon γ zračenja	30 dana nakon γ zračenja	Neposredno nakon neutronskog zračenja	30 dana nakon neutronskog zračenja
1	266,05	118,79	163,33	140,85	182,71
2	222,65	121,31	176,96	171,93	194,93
3	213,92	107,65	155,03	138,69	192,65
4	263,79	114,41	157,58	145,62	161,31
5	347,91	131,37	176,99	149,71	184,05
6	216,73	118,69	149,08	145,23	159,08
7	220,20	123,14	151,73	153,92	161,73
8	210,39	104,05	128,59	131,90	153,33
9	213,66	111,93	163,56	149,35	161,63
10	251,24	135,16	157,84	147,06	154,51
11	239,22	131,86	199,08	169,84	171,99
12	230,75	138,82	218,46	179,15	185,07

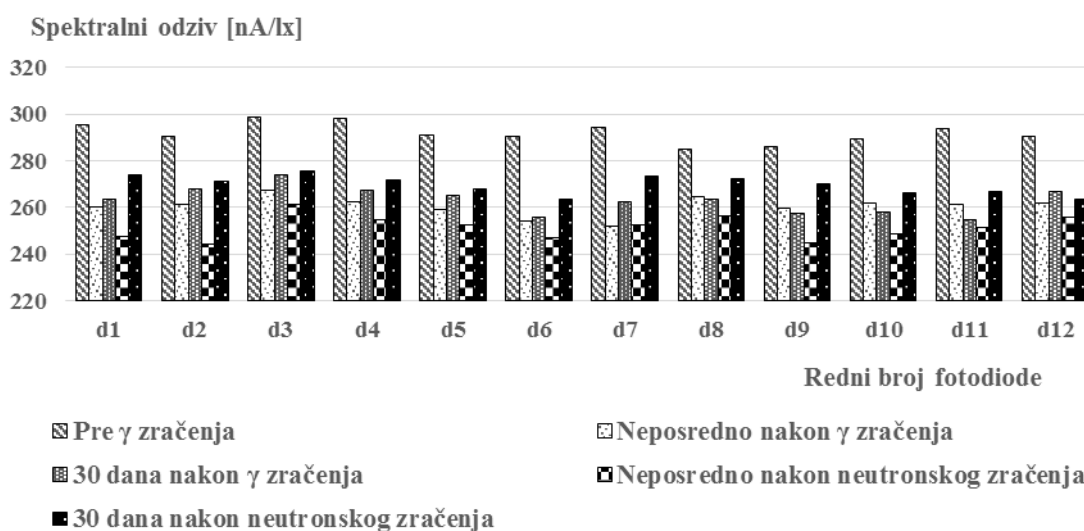
Tabela 19. Spektralni odziv fotodiode BPW34 pre i posle gama i neutronskog zračenja

Broj uzorka	Spektralni odziv fotodiode BPW34 [nA/lx]				
	Pre γ zračenja	Neposredno nakon γ zračenja	30 dana nakon γ zračenja	Neposredno nakon neutronskog zračenja	30 dana nakon neutronskog zračenja
1	809,80	707,52	719,44	657,78	742,58
2	809,80	707,52	737,88	659,22	760,49
3	804,74	723,04	731,31	667,88	761,70
4	831,05	751,14	760,88	673,14	769,87
5	806,70	736,76	745,98	667,45	760,33
6	777,78	670,92	694,22	664,12	734,02
7	779,58	691,01	697,19	668,95	722,42
8	771,24	686,27	700,23	661,67	727,03
9	781,70	679,64	708,17	669,05	748,63
10	801,63	725,75	754,08	672,32	753,92
11	787,25	697,88	722,45	669,71	754,05
12	740,03	665,36	714,9	661,18	733,99
13	772,55	712,25	722,45	663,69	747,39
14	787,42	655,88	688,63	648,33	741,08
15	754,58	680,72	706,7	661,73	738,43
16	764,05	714,22	726,05	664,38	748,07
17	765,52	736,76	741,08	668,40	755,98
18	755,72	717,81	720,69	661,80	743,66
19	815,20	721,57	724,96	678,30	765,42
20	759,80	723,53	737,91	668,63	724,67

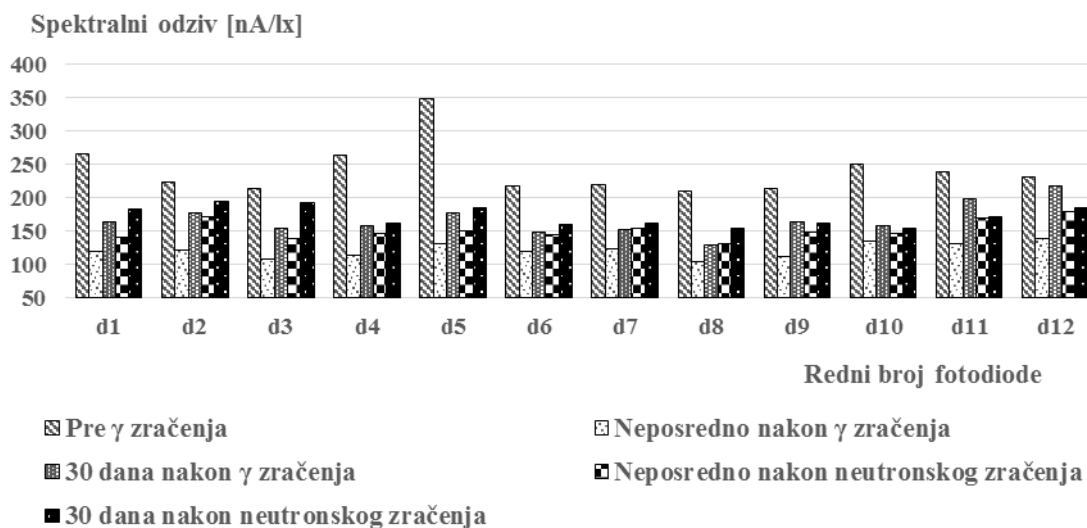
Tabela 20. Spektralni odziv fotodiode SFH203FA pre i posle gama i neutronskog zračenja

Broj uzorka	Spektralni odziv fotodiode SFH203FA [nA/lx]				
	Pre γ zračenja	Neposredno nakon γ zračenja	30 dana nakon γ zračenja	Neposredno nakon neutronskog zračenja	30 dana nakon neutronskog zračenja
1	248,99	213,04	226,80	220,95	230,88
2	225,69	183,59	196,96	188,10	208,63
3	222,48	206,54	210,69	209,77	214,54
4	217,84	181,05	211,86	189,54	214,41
5	233,66	189,93	204,05	190,85	207,78
6	229,35	194,02	204,12	201,63	213,40
7	226,50	171,21	198,20	190,52	217,84
8	232,65	192,48	203,86	194,87	212,42
9	219,90	194,67	204,08	198,04	209,64
10	225,56	202,61	224,18	191,50	211,67

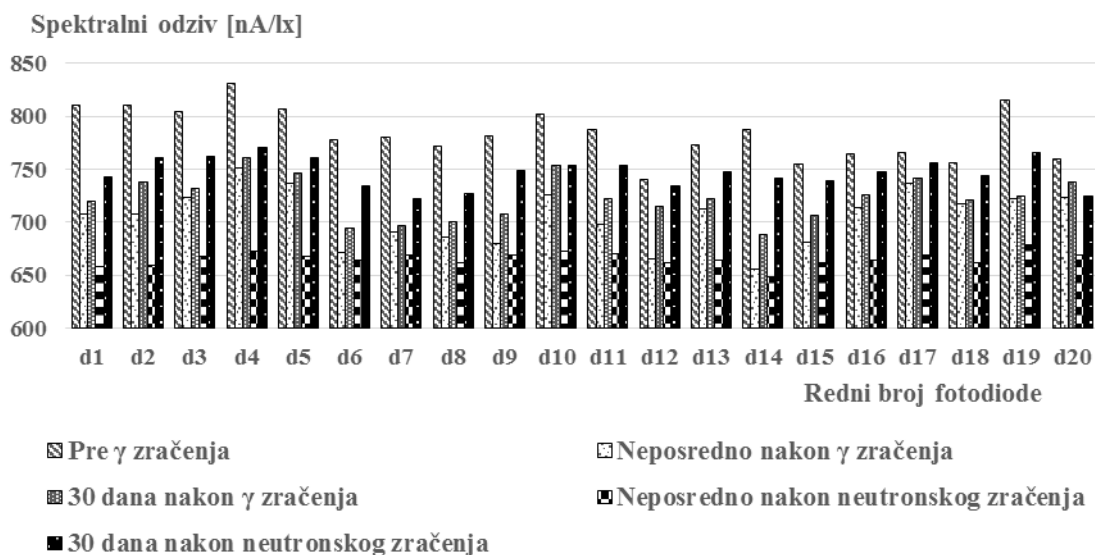
Kao što se vidi sa slika 40. i 41. neutronsko zračenje, primenjeno 30 dana nakon gama zračenja, je u prvom koraku dodatno pogoršalo odziv i karakteristiku fotodiode. Međutim, nakon 30 dana oporavka došlo je do delimičnog poboljšanja spektralnog odzova fotodiode i do povećanja fotostruje. Stepenn poboljšanja je različit za svaku vrstu fotodiode a razlikuje se i od primerka do primerka.



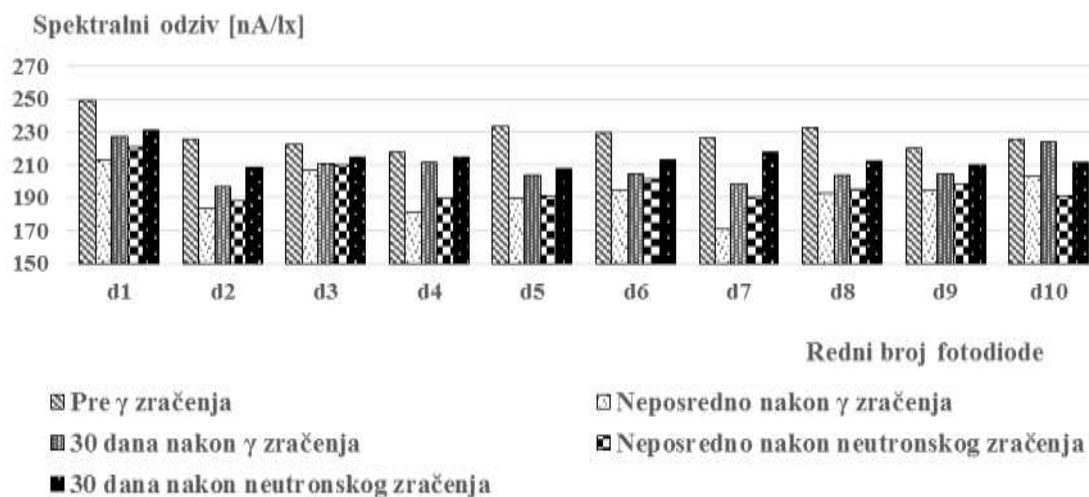
a) BP104



b) BPW41N



c) BPW34



d) SFH203FA

Slika 40. Spektralni odziv inverzno polarisanih fotodiode pre i nakon gama i neutronske zračenja

Povećanje spektralnog odziva nakon neutronske zračenja se nije desilo kod 7 fotodiode, i to:

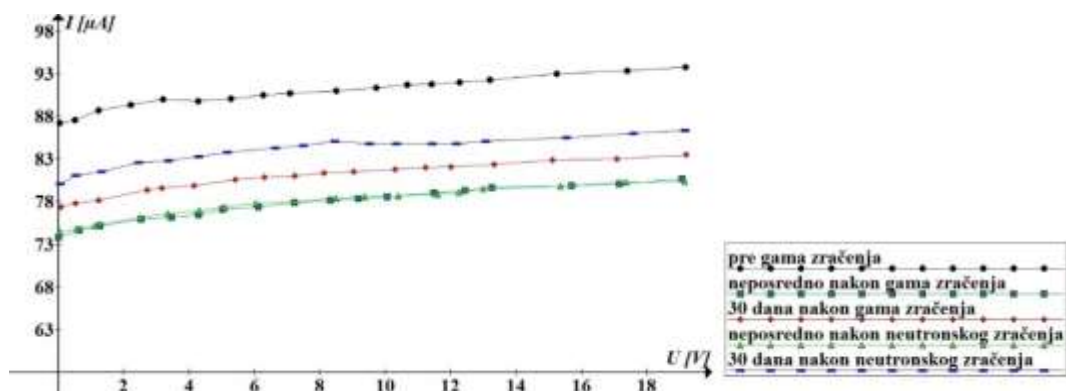
1. BP104 - fotodiode broj 12,
2. BPW41N – fotodiode broj 9, 10, 11, 12,
3. BPW34 – fotodiode broj 20,
4. SFH203Fa – fotodiode broj 10.

Kod svih ostalih fotodiode došlo je do povećanja spektralnog odziva nakon neutronske zračenja u odnosu na odziv posle gama zračenja. Kod nekih fotodiode je taj efekat više a kod nekih manje izražen. Povećanje spektralnog odziva fotodiode nakon neutronske zračenja i perioda opravka (u odnosu na vrednost neposredno pre neutronske zračenja) se kreće u sledećim granicama (računajući samo one fotodiode kod kojih se javilo povećanje):

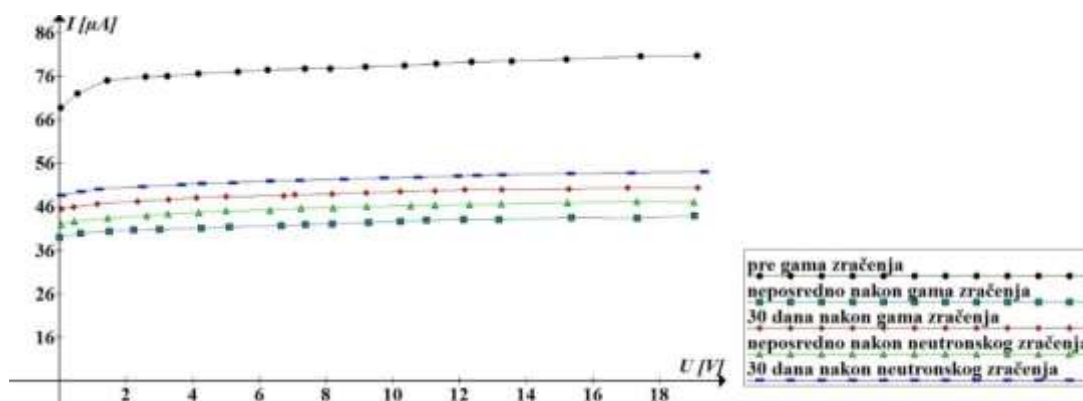
1. za BP104 – od 0,7% (za fotodiode broj 3) do 4,9% (za fotodiode broj 9), prosečno povećanje spektralnog odziva je oko 2,9%,
2. za BPW41N – od 2,4% (za fotodiode broj 4) do 24,3% (za fotodiode broj 3), prosečno povećanje spektralnog odziva je oko 10,6%,
3. za BPW34 – od 1,1% (za fotodiode broj 4) do 7,6% (za fotodiode broj 14), prosečno povećanje spektralnog odziva je oko 3,6%,

4. za SFH203FA – od 1,2% (za fotodiodu broj 4) do 9,9% (za fotodiodu broj 7), prosečno povećanje spektralnog odziva je oko 3,8%.

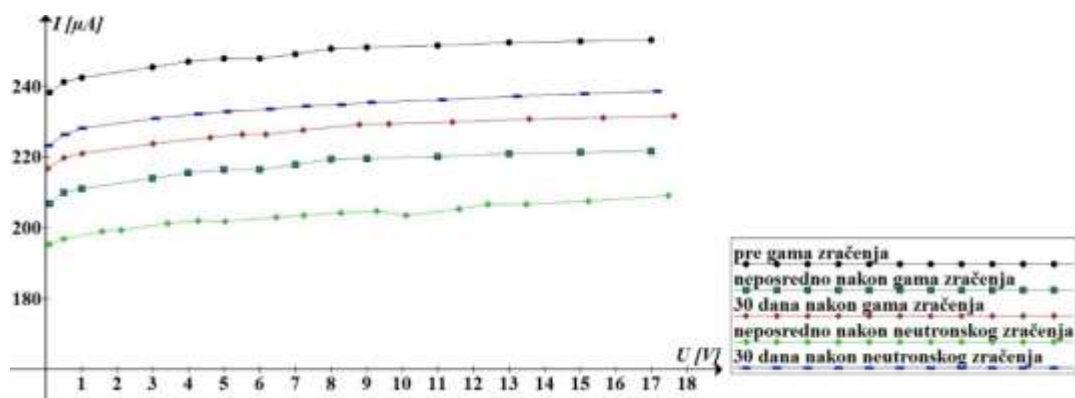
Na slici 41. je predstavljena strujno-naponska karakteristika fotodioda pre i nakon gama i neutronskog zračenja [81]. Na slici je predstavljen po jedan primerak svake vrste fotodioda dok su ostali dati u prilogu 1 na stranama 153-162.



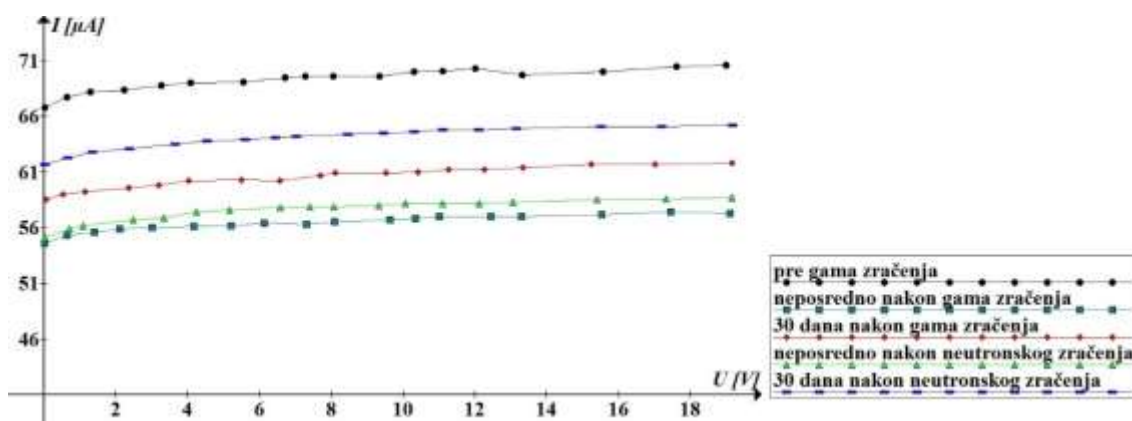
a) BP104 (fotodioda broj 12)



b) BPW41N (fotodioda broj 3)



c) BPW34 (fotodioda broj 2)



d) SFH203FA (fotodioda broj 2)

Slika 41. Strujno-naponska karakteristika inverzno polarisanih fotodioda pre i nakon gama i neutronske zračenja

Neutronske zračenje, samo po sebi, u fotodiodama izaziva nastanak oštećenja između što vodi ka degradaciji njihovih električnih karakteristika (slika 38. i 39.). Pa ipak, ako se primeni nakon gama zračenja, neutronske zračenje uzrokuje takve promene u fotodiodama da se povećava efikasnost procesa oporavka i kao rezultat imamo poboljšane električne karakteristike. Imajući u vidu ranija istraživanja [69, 82-84], može se zaključiti da je mogući uzrok tuneliranje nosilaca naelektrisanja potpomognuto zamkama i povećana generacija.

Defekti u materijalu predstavljaju zamke za slobodne nosioce naelektrisanja pa može doći i do tuneliranja potpomognutog zamkama, a to povećava struju tuneliranja pri niskim naponima što se najčešće pripisuje SILC-u (*Stress-Induced Leakage Current*) [85-87]. Tuneliranje potpomognuto zamkama je proces u kojem čestica provede neko vreme zarobljena u defektu materijala (zamka) pre tuneliranja kroz barijeru (*Trap Assisted Tunelling – TAT*) [83, 84]. Ovaj proces je uzrokovan neelastičnim prenosom nosilaca naelektrisanja uz pomoć emisije fonona [84].

Schokley-Read-Hall model opisuje proces rekombinacije i generacije nosilaca naelektrisanja u poluprovodniku uz pomoć mehanizma kvantnog tuneliranja [82, 88, 89]. Prelaz elektrona iz valentne u provodnu zonu predstavlja generaciju para elektron-šupljina jer u valentnoj zoni ostaje šupljina na mestu elektrona koja doprinosi struji. Obrnuti proces je rekombinacija. Da bi elektron prešao iz valentne u provodnu zonu mora imati energiju veću od energetske procepa. Kako u kristalnoj strukturi

poluprovodnika može doći do defekata koji uzrokuju nečistoće (ili drugi uzroci, npr. zračenje) isti se mogu pojaviti i unutar zabranjene zone. Ovakvi defekti se nazivaju zamkama i predstavljaju energetske nivoe na koje može pasti elektron izbačen iz valentne zone [90]. Po Dharival-Rajvanshi modelu zamke mogu biti u blizini ruba provodne i valentne zone (*Tail State*) i blizu Fermijevog nivoa sa obe strane (*Dangling Bond*). Za prelazak elektrona iz valentne zone u zamku potrebno je znatno manje energije nego za prelazak u provodnu zonu, pa zamke zapravo olakšavaju proces generacije slobodnih nosilaca. Verovatnoća da će elektron upasti u zamku i provesti neko vreme u njoj zavisi od materijala, gustine defekata u energetskom procepu, prisutnog električnog polja, temperature, koncentracije elektrona u provodnoj zoni te koncentracije šupljina u valentnoj zoni. Schokley-Read-Hall model pretpostavlja jedan energetski nivo unutar procepa na koji može doći elektron ili šupljina, čija je dinamika kvazi-stacionarna [91-93].

Kada gama zračenje i neutronske zračenje deluju pojedinačno na fotodiode, kao konačan rezultat javlja se povećanje koncentracije rekombinacionih centara što, prema Schokley-Read formuli [94], za rezultat ima smanjenje vremena života manjinskih nosilaca naelektrisanja:

$$\tau = \frac{1}{(c_n) \cdot N_t} \frac{n_0 + \delta n + n_1}{n_0 + p_0 + \delta n} + \frac{1}{(c_p) \cdot N_t} \frac{n_0 + \delta n + p_1}{n_0 + p_0 + \delta p} \quad (28)$$

gde je $\tau = \tau_p = \tau_n$ vreme života elektrona i šupljina a N_t koncentracija R-centara (rekombinacionih centara koji mogu prihvatiti i elektrone i šupljine). Smanjenje vremena života manjinskih nosilaca naelektrisanja uzrokuje smanjenje fotostruje. Ovo važi kada zračenje deluje na nove, prethodno neozračene fotodiode. Međutim, ako se promene početni uslovi, tj. ako je fotodiode prethodno bila izložena gama zračenju, i uticaj neutronske zračenja će biti drugačiji. Jedan od rezultata gama zračenja su intersticije (PKA), vakancije i njihovi kompleksi. Vakancije su, takođe, i jedan od osnovnih proizvoda delovanja neutronske zračenja na materijal. Kada se materijal koji već sadrži izvestan broj vakancija izloži dejstvu neutronske zračenja velika je verovatnoća da će se defekti kao što su vakancije naći fizički blizu jedni drugih. Kada se dve vakancije nastane jedna pored druge unutar rešetke, rezultujući defektni kompleks naziva se divakancijski kompleks. Pored toga što hvata elektrone, ovakav

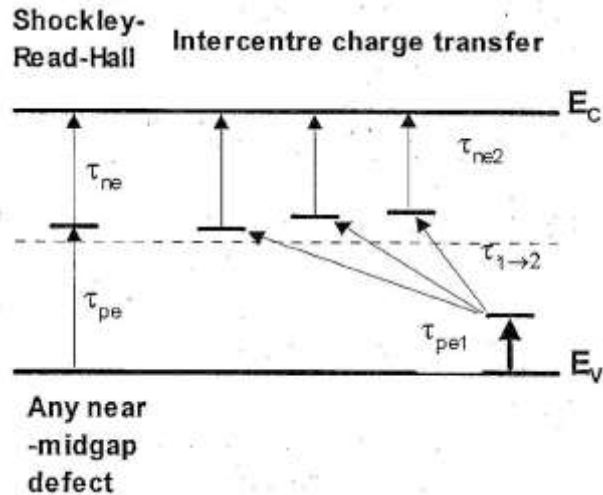
kompleks može da dovede do naprezanja homopolarne veze, što može dovesti do raskidanja veze. Naprezanje homopolarne veze i njeno raskidanje može dovesti do oslobađanja jednog ili dva elektrona iz defektnog kompleksa u provodnu zonu, što kao rezultat daje povećanu generaciju.

U nekim ranijim istraživanjima povećana generacija [69] i povećana rekombinacija [95, 96] su posmatrane kroz proces transfera elektrona direktno između defekata lociranih jedan blizu drugog bez prolaska kroz provodni pojas. Ovaj proces može biti veoma brz i stoga dominantan u odnosu na Shockley-Read-Hall proces. Da bi se javio ovaj međucentarski transfer naelektrisanja, defekti moraju biti fizički blizu jedan drugom. Dva procesa ozračivanja istog materijala, kao što su gama i neutronsko zračenje, omogućavaju nekim defektima da budu blizu jedni drugima.

Divakanacija ima tri energetska nivoa u energetskom procepu: zamku za šupljine i dva akceptorska nivoa. Kod standradne Schokley-Read-Hall teorije, generacija u osiromašenoj oblasti silicijuma je određena izolovanim defektnim nivoima u zabranjenoj zoni. Generacija se javlja kada šupljina pređe iz defektnog nivoa u valentnu zonu odnosno elektron uđe u zamku-defekt i pređe u provodnu zonu. Svaki prelaz se javlja sa koeficijentom e_n ili e_p i određen je vremenskom konstantom τ_{ne} ili τ_{pe}^2 . Ako postoji nekoliko defektnih nivoa, oni se posmatraju kao suma pojedinačnih komponenti. U slučaju međucentarskog transfera naelektrisanja (slika 42.) elektron prvo biva zahvaćen od strane donorskog nivoa u donjoj polovini energetskog procepa. Ovo je efikasan proces sa vremenskom konstantom τ_{pe1} koja je veoma mala jer je za ovaj nivo $f_i \approx 1^3$. Elektron tada može direktno preći na viši nivo u najbližem defektu bez prolaska kroz provodnu zonu. Vremenska konstanta za ovaj korak je označena sa $\tau_{l \rightarrow 2}$. Konačan prelaz u provodnu zonu se tada javlja kao normalni sa vremenskom konstantom τ_{ne2} . Povećanje stope generacije nastaje zbog velike tranzicije iz valentne zone u gornji međuzonski nivo određen donorskim nivoima. Ovo skraćuje vreme potrebno da gornji nivo postane popunjen i time povećava funkciju popunjenosti f_i [69, 98].

² $e_n = 1/\tau_{ne}$ odnosno $e_p = 1/\tau_{pe}$

³ f_i je funkcija popunjenosti zamki odnosno funkcija raspodele elektrona na nivou E_i (*fractional occupation*) [97]



Slika 42. Šematski prikaz Schokley-Read-Hall teorije i procesa generacije usled međucentarskog transfera naelektrisanja [69]

Povećana funkcija popunjenosti f_i povećava broj elektrona generisanih u jedinici vremena a time povećava i fotostruju [94].

5.3.2. ODZIV FOTOTRANZISTORA

U tabelama 21., i 22. dati su rezultati merenja spektralnog odziva fototranzistora pre i nakon gama i neutronskog zračenja. Na slici 43. ti rezultati su grafički predstavljeni dok su na slici 44. predstavljene $U-I$ karakteristike fototranzistora pre i nakon gama i neutronskog zračenja.

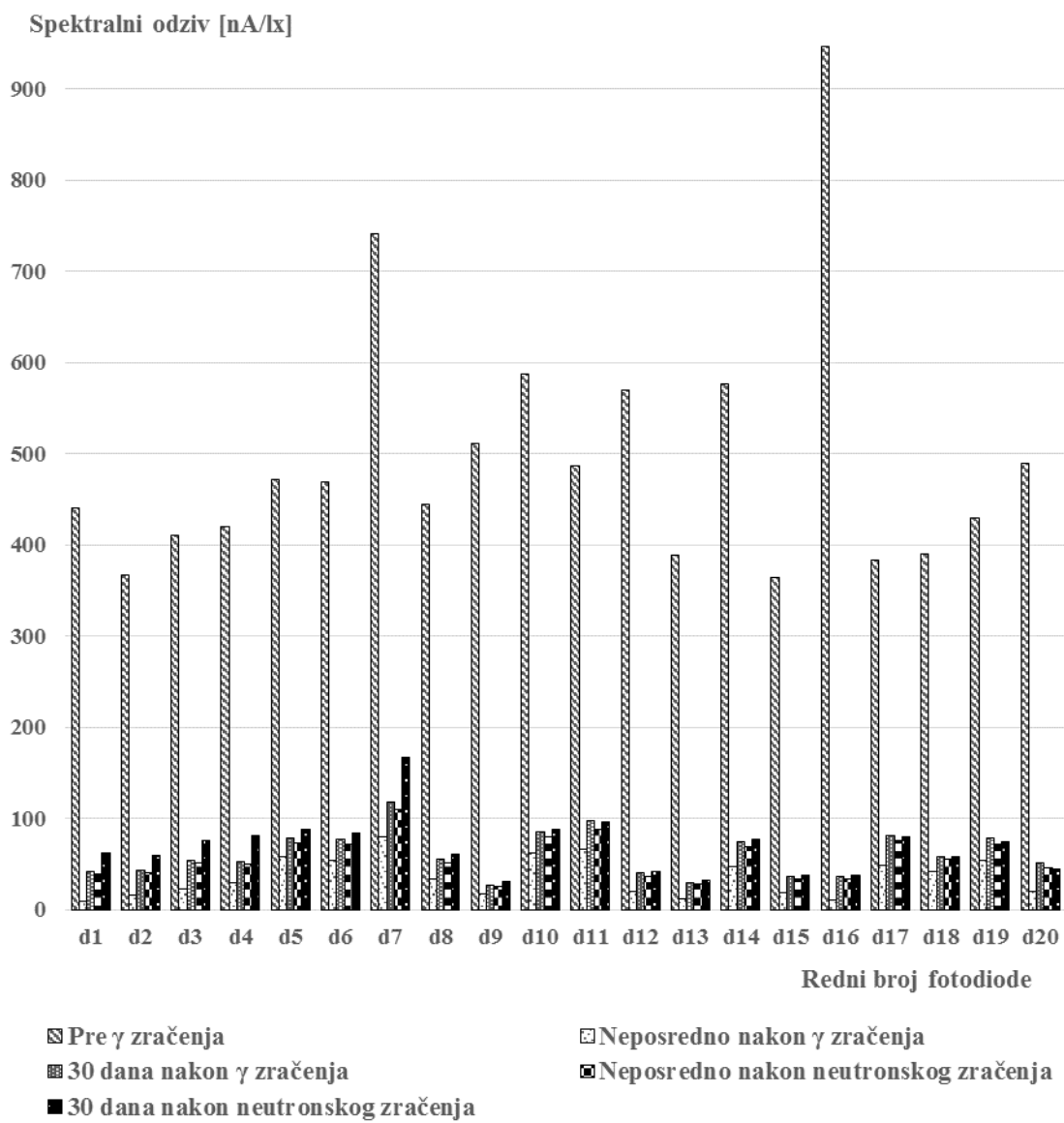
Tabela 21. Spektralni odziv fototranzistora BPW40 pre i posle gama i neutronskog zračenja

Broj uzorka	Spektralni odziv fototranzistora BPW40 [nA/lx]				
	Pre γ zračenja	Neposredno nakon γ zračenja	30 dana nakon γ zračenja	Neposredno nakon neutronskog zračenja	30 dana nakon neutronskog zračenja
1	440,60	8,70	41,20	38,46	61,40
2	366,33	15,89	43,52	40,51	59,28
3	409,69	21,95	54,23	50,84	75,51
4	420,44	28,70	52,65	49,15	80,83
5	472,14	58,45	78,86	73,47	87,27
6	468,30	54,35	77,31	72,01	83,86
7	740,46	79,28	117,70	110,07	166,73
8	444,02	33,33	55,27	50,48	60,80
9	511,33	17,75	26,75	25,71	30,08
10	587,52	61,51	84,52	79,63	87,92
11	486,80	66,12	97,69	88,52	95,46
12	569,49	19,74	40,64	36,36	41,53
13	388,11	11,81	29,70	28,22	32,23
14	576,63	47,20	74,81	68,44	76,59
15	364,08	18,18	36,80	33,99	36,85
16	946,89	10,93	36,73	34,02	37,25
17	383,79	48,86	80,50	74,93	79,54
18	390,27	41,49	58,50	55,06	57,51
19	429,14	54,09	77,76	72,02	74,36
20	488,64	20,04	51,05	45,34	44,03

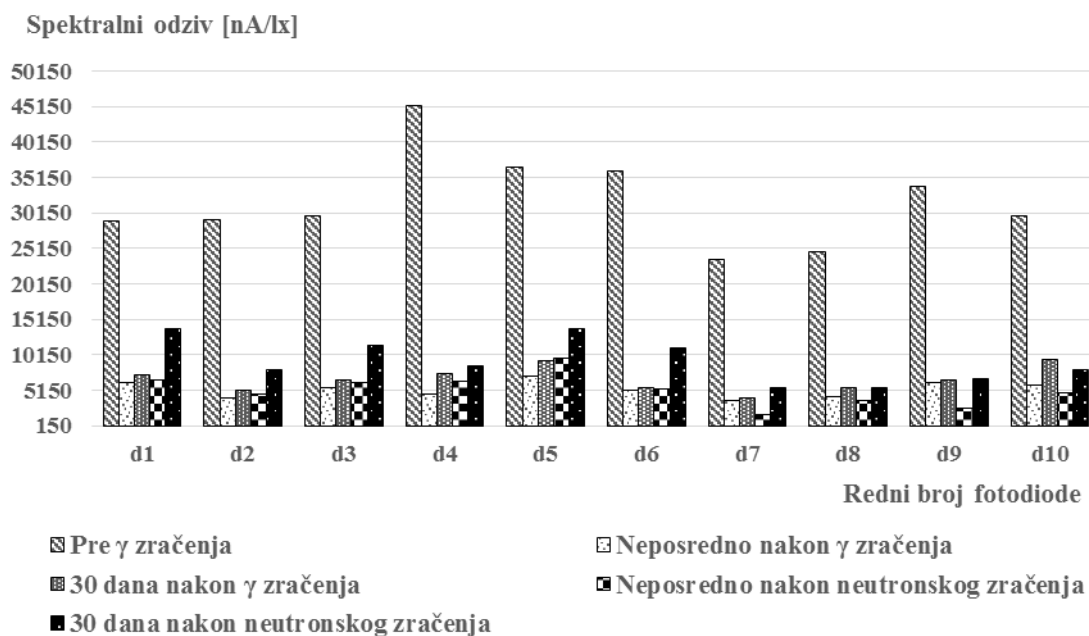
Tabela 22. Spektralni odziv fototranzistora LTR4206 pre i posle gama i neutronske zračenja

Broj uzorka	Spektralni odziv fototranzistora LTR4206 [nA/lx]				
	Pre γ zračenja	Neposredno nakon γ zračenja	30 dana nakon γ zračenja	Neposredno nakon neutronske zračenja	30 dana nakon neutronske zračenja
1	28939,15	6322,94	7393,27	6559,05	13892,06
2	29182,12	4115,29	5202,84	4596,44	8036,96
3	29658,56	5568,50	6642,09	6288,27	11549,02
4	45297,39	4605,26	7459,71	6483,66	8592,52
5	36519,61	7127,55	9241,83	9591,34	13916,08
6	36006,54	5188,95	5483,01	5392,19	11161,83
7	23551,41	3680,39	4058,27	1645,85	5439,97
8	24738,56	4221,11	5537,32	3783,01	5474,64
9	33852,94	6188,53	6644,97	2693,37	6748,27
10	29746,47	5958,27	9487,19	4805,16	8129,90

Kao što se vidi sa slika 43. i 44. neutronske zračenje, primenjeno 30 dana nakon gama zračenja, je u prvom koraku dodatno pogoršalo odziv i karakteristiku fototranzistora. Međutim, kao i kod fotodioda, nakon 30 dana oporavka došlo je do delimičnog poboljšanja spektralnog odziva fototranzistora i do povećanja fotostruje. Stepenn poboljšanja je različit za svaku vrstu fototranzistora a razlikuje se i od primerka do primerka ali je zajednička karakteristika da je fotostruja nakon neutronske zračenja i 30 dana oporavka veća nego pre neutronske zračenja.



a) BPW40



b) LTR4206

Slika 43. Spektralni odziv fototranzistora pre i nakon gama i neutronskog zračenja

Povećanje spektralnog odziva se nije desilo kod 7 fototranzistora, i to:

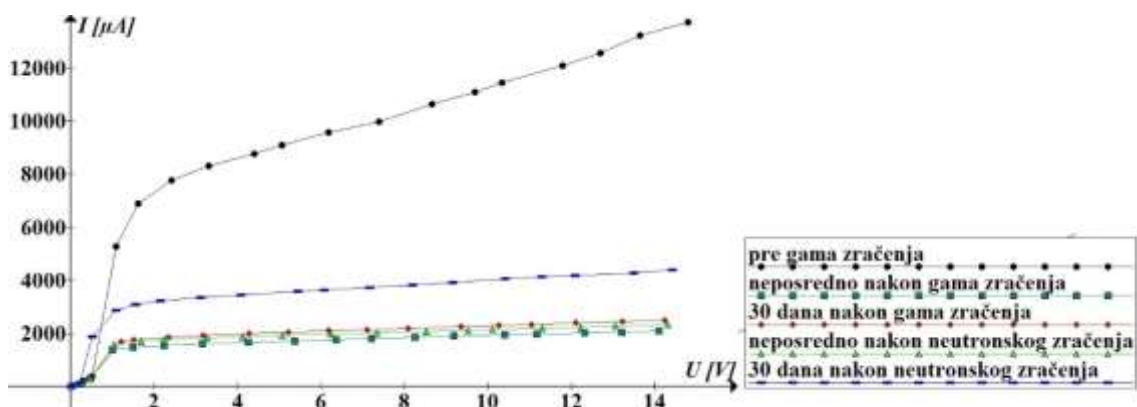
1. LTR4206 - fototranzistori broj 8, 10,
2. BPW40 – fototranzistori broj 11, 17, 18, 19, 20.

Kod svih ostalih fototranzistora došlo je do povećanja spektralnog odziva nakon neutronskog zračenja u odnosu na vrednost posle gama zračenja. Kod nekih fototranzistora je taj efekat više a kod nekih manje izražen. Povećanje spektralnog odziva fototranzistora nakon neutronskog zračenja i perioda opravka (u odnosu na vrednost neposredno pre neutronskog zračenja) se kreće u sledećim granicama (računajući samo one fototranzistore kod kojih se javilo povećanje):

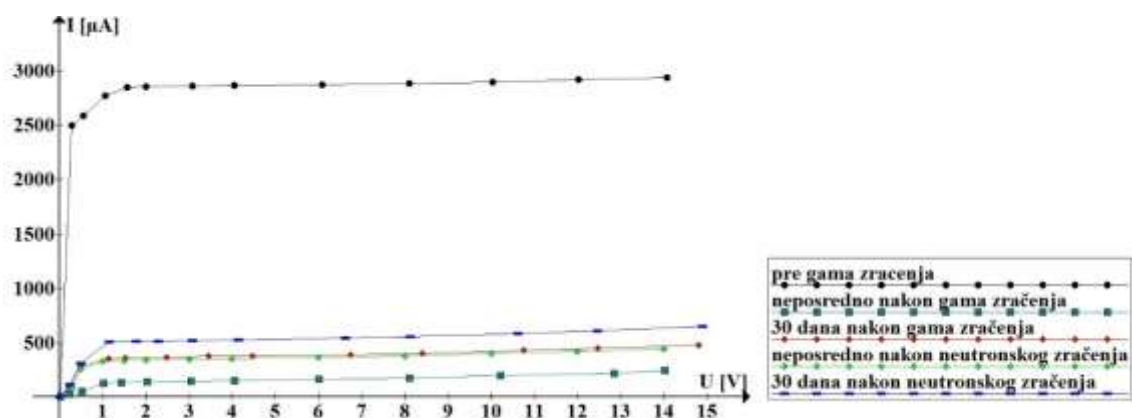
1. za LTR4206 – od 1,5% (za fototranzistor broj 9) do čak 103,6% (za fototranzistor broj 6), prosečno povećanje spektralnog odziva je oko 52,6%,
2. za BPW40 – od 0,1% (za fototranzistor broj 15) do 49% (za fototranzistor broj 1), prosečno povećanje spektralnog odziva je oko 18,7%.

Doza gama zračenja za fototranzistore LTR4206 je 2000Gy a za fototranzistore BPW40 je 7000Gy.

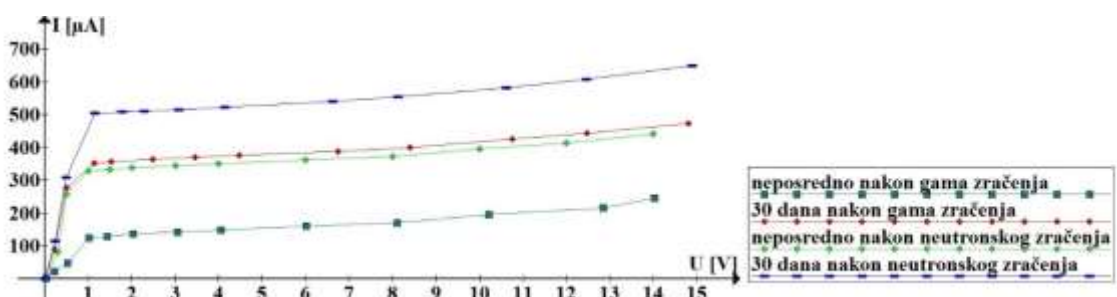
Na slici 44. je predstavljena strujno-naponska karakteristika fototranzistora pre i nakon gama i neutronskog zračenja. Na slici je predstavljen po jedan primerak svake vrste fototranzistora dok su ostali dati u prilogu 2 na stranama 163-168.



a) LTR4206 (fototranzistor broj 3)



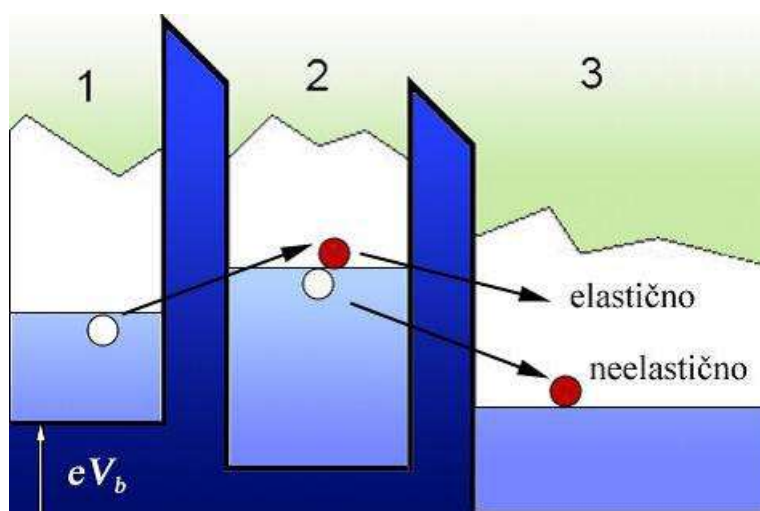
b) BPW40 (fototranzistor broj 3)



c). BPW40 - uvećano (fototranzistor broj 3)

Slika 44. Strujno-naponska karakteristika fototranzistora pre i nakon gama i neutronskog zračenja

I ovde je za povećanje fotostruje, kao i kod fotodioda, zaslužan proces tuneliranja potpomognutog zamkama i povećana generacija. Neka elektron iz područja 1 na slici 45. dobije dovoljno energije da pređe barijeru i dođe do područja 2. Ovaj proces narušava zakon o očuvanju energije neko kratko vreme određeno Heisenbergovim principom neodređenosti. Ako sada neki drugi elektron iz područja 2 tunelira na sličan način u sličnom vremenu u područje 3 ukupan broj elektrona koji su prešli iz područja 1 u područje 3 je jednak jedan. Ovakvo tuneliranje naziva se neelastično tuneliranje jer nastaje pobuđeni par elektron-šupljina koji disipira nakon nekog kratkog vremena kroz interakciju nositelj-nositelj.

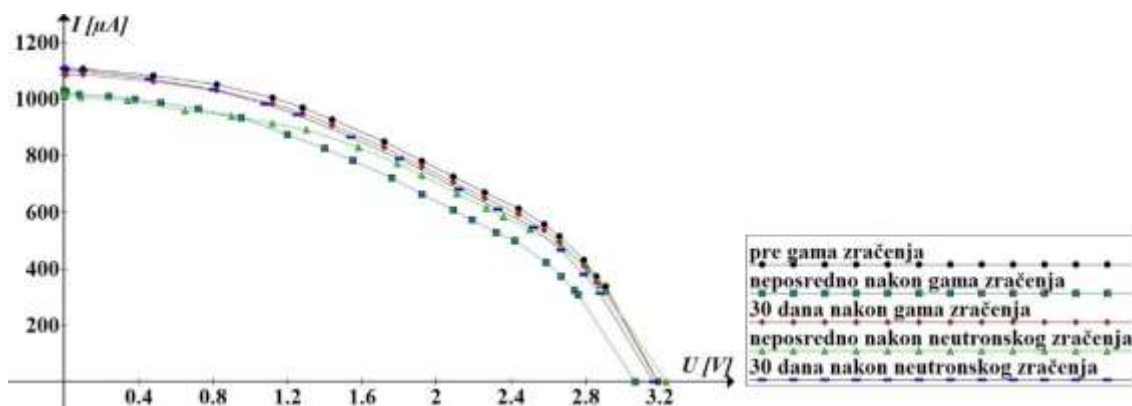


Slika 45. Prikaz elastičnog i neelastičnog tuneliranja kroz dvostruku barijeru [91]

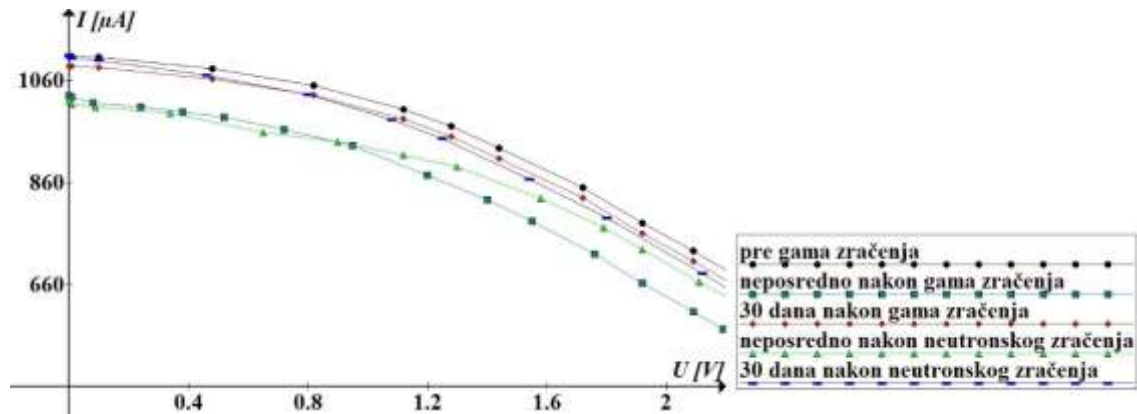
Elastično tuneliranje je proces tuneliranja istog elektrona iz i u područje 2 uz očuvanje faze zbog čega je ovaj proces koherentan. Elastično tuneliranje zavisi od unutrašnje strukture područja između barijera te od iznosa i polarizacije dovedenog napona. Neelastično tuneliranje je dominantan proces u poređenju s elastičnim tuneliranjem osim kod niskih priključenih napona, niske temperature ili niske gustine stanja kvantne tačke [99, 100]. Područje 2 se još naziva virtuelno stanje a simultano tuneliranje preko ovog stanja, kotuneliranje (*co-tunneling*).

5.3.3. ODZIV SOLARNOG PANELA

Na slici 46. je predstavljena U - I karakteristika solarnog panela pre i nakon gama i neutronske zračenja [101]. Gama zraci lako jonizuju atome poluprovodnika i prodiru duboko u materijal. Za fotone male energije ($<0,5\text{MeV}$) fotoelektrični efekat je dominantna interakcija. Rasejanje upadnog fotona na elektronu može biti koherentno (kada se energija fotona održava) i nekoherentno (kada foton predaje deo svoje energije elektronu). U oba slučaja menja se putanja fotona a elektron se izmešta iz atoma [102]. Najčešće rasejanje je Komptonovo. Proizvodnja para je dominantna interakcija pri visokim energijama i javlja se samo ako je energija fotona veća od $1,022\text{MeV}$. U električnom polju jezgra ili elektrona foton se spontano anihilira i prelazi u par elektron-pozitron. Pozitron i elektron imaju ukupnu kinetičku energiju jednaku razlici energije fotona i $1,022\text{MeV}$. Kako je energija fotona u ovom eksperimentu $1,25\text{MeV}$, dominantan efekat koji se javlja je proizvodnja para [103, 104].



a). kompletna karakteristika



b). deo karakteristike (uvećano)

Slika 46. Strujno-naponska karakteristika solarnog panela pre i nakon gama i neutronskog zračenja

Usled gama zračenja fotostruja solarnih ćelija se smanjuje da bi se nakon perioda od 30 dana oporavka njena vrednost povećala.

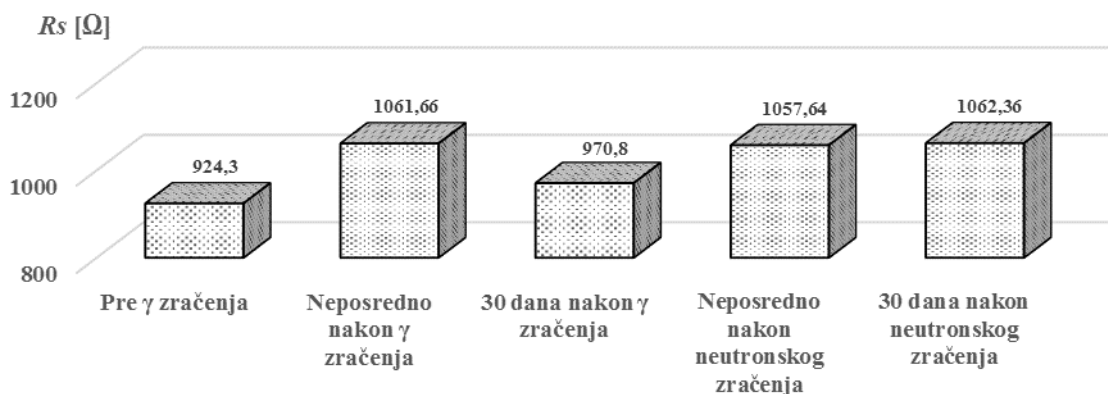
Visokoenergetske čestice kao neutroni izazivaju mnogo veća oštećenja u poluprovodniku nego gama zračenje. Kada atom bude izbačen sa svoga mesta u kristalnoj rešetki on kreira vakanciju. Izbačeni atom se može rekombinovati sa vakancijom ili ostati u intersticijskom položaju u rešetki. Vakancije su mobilne i interaguju sa drugim vakancijama ili nečistoćama u poluprovodniku [101]. Kao rezultat, javlja se dodatno smanjenje fotostruje nakon ozračivanja neutronima (slika 46.b).

U tabeli 23., dati su rezultati merenja parametara solarnog panela pre i nakon gama i neutronskog zračenja dok su ti rezultati grafički predstavljeni na slici 47.

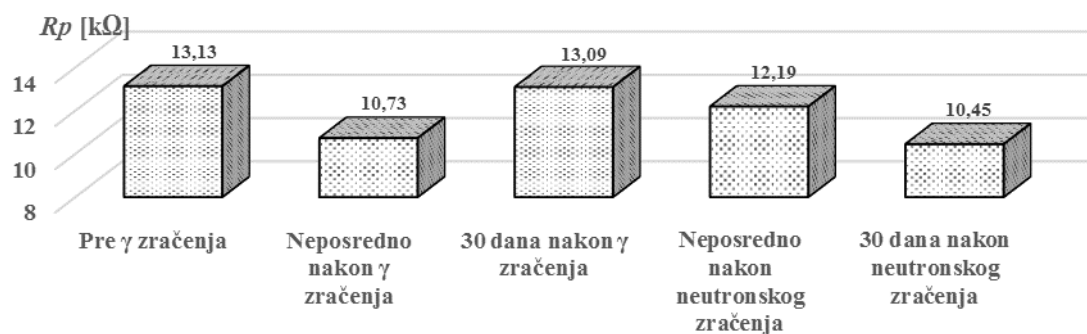
Tabela 23. Parametri solarnog panela pre i posle gama i neutronske zračenja

	R_s [k Ω]	R_p [k Ω]	ff	U_{oc} [V]	I_{sc} [μ A]	η [%]
Pre γ zračenja	924,3	13,13	0,4094	3,189	1108	7,359
Neposredno nakon γ zračenja	1061,66	10,73	0,4035	3,066	1030	6,483
30 dana nakon γ zračenja	970,8	13,09	0,4246	3,189	1088	7,495
Neposredno nakon neutronske zračenja	1057,64	12,19	0,4258	3,232	1021	7,148
30 dana nakon neutronske zračenja	1062,36	10,45	0,4123	3,164	1110	7,367

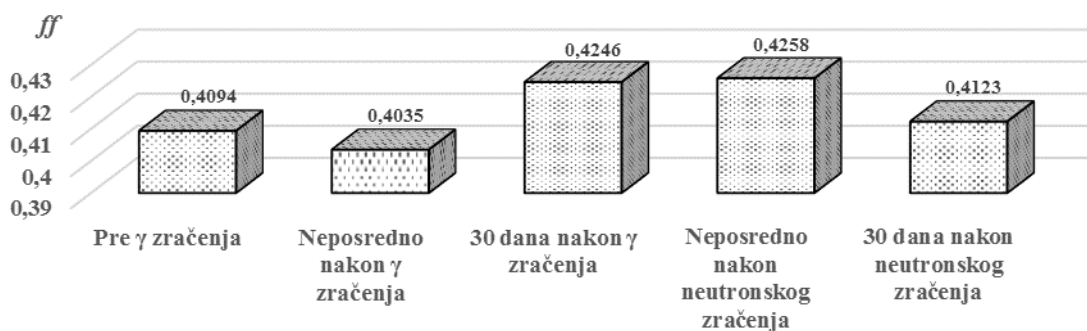
Neutronske zračenje, primenjeno nakon gama zračenja, nije dodatno uticalo na faktor ispunje, napon praznog hoda i struju kratkog spoja. Ove veličine su ostale praktično nepromenjene. Osetnije promene su se desile kod redne i paralelne otpornosti (slika 47.). Redna otpornost nakon neutronske zračenja i 30 dana oporavka je veća za 9,43% u odnosu na vrednost pre neutronske zračenja, dok je paralelna otpornost manja za 20,17%.



a) Redna otpornost



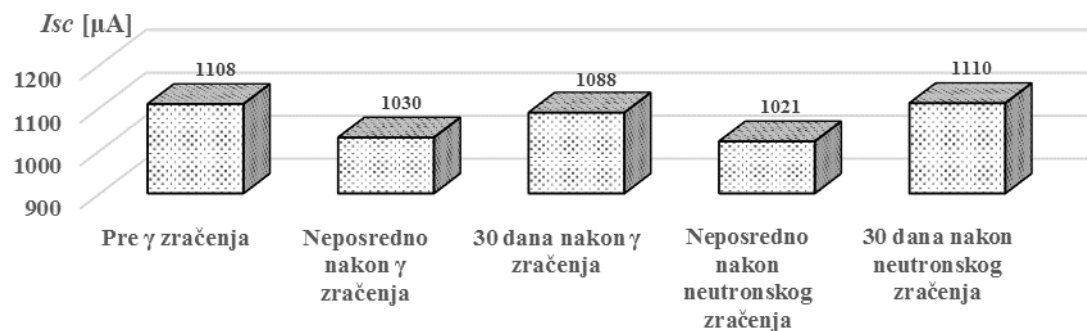
b) Paralelna otpornost



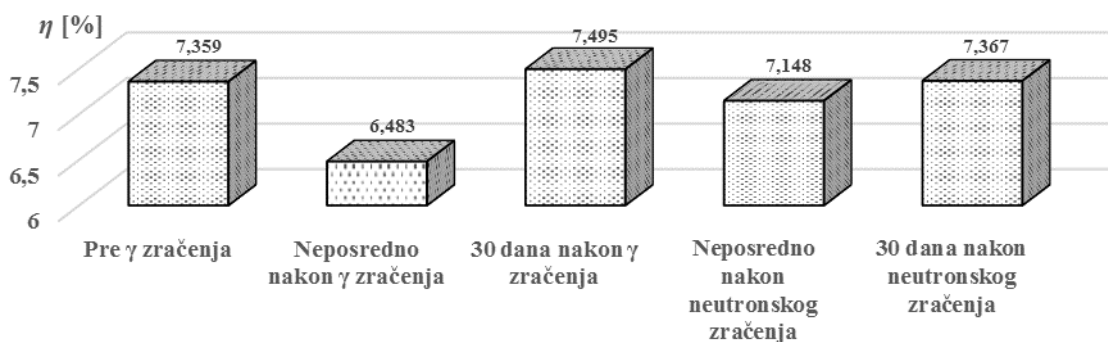
c) Faktor ispunje



d) Napon praznog hoda



e) Struja kratkog spoja



f) efikasnost

Slika 47. Parametri solarnog panela pre i nakon gama i neutronske zračenja

Solarne ćelije se koriste kao električni generatori, tako da se prilikom njihove izrade teži da njihova unutrašnja redna otpornost bude što manja. Redna otpornost solarne ćelije zavisi od dubine sloja, koncentracije nečistoća u p i n oblasti, kao i od konfiguracije kontakata na prednjoj površini. Neutronske zračenje, primenjeno nakon gama zračenja, je dodatno pogoršalo rednu otpornost solarnog panela. Uzrok povećanju redne otpornosti jeste povećanje koncentracije defekata u kristalnoj rešetki silicijuma usled neutronske zračenja a imajući u vidu da je prethodno gama zračenje već kreiralo značajan broj defekata. Relativno povećanje redne otpornosti nakon neutronske zračenja je manje nego nakon gama zračenja što ukazuje da postoji zasićenost gustine površinskog stanja s obzirom da je neutronske zračenje primenjeno posle gama zračenja. Promena paralelne otpornosti je obrnuta u odnosu na promenu redne otpornosti, kada redna otpornost raste paralelna opada i obrnuto (slika 47.).

Struja kratkog spoja zavisi prvenstveno od spektra i intenziteta upadne svetlosti i spektralnog odziva poluprovodnog materijala solarne ćelije (broja parova elektron-šupljina po upadnom fotonu), jer je [105]:

$$I_{sc} = \int_{\lambda} SR(\lambda)F(\lambda)d\lambda \quad (29)$$

gde je $F(\lambda)$ broj upadnih fotona po jedinici površine u jedinici vremena i jedinici širine zone, dok je $SR(\lambda)$ spektralni odziv. Sa druge strane, spektralni odziv zavisi od apsorpcionog koeficijenta α , dubine kompaunda, širine osiromašenog sloja, vremena života i pokretljivosti (difuzione dužine) manjinskih nosilaca naelektrisanja na obe

strane PN spoja, prisustva ili odsustva električnog polja sa obe strane PN spoja i brzine površinske rekombinacije. Odnos fotogeneracije manjinskih nosilaca i njihove sposobnosti da difunduju kroz spoj i spoljne kontakte je u osnovi određen gustinom struje kratkog spoja (slika 47.e).

Napon praznog hoda U_{oc} zavisi od struje kratkog spoja preko izraza [105]:

$$U_{oc} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_{sc}}{I_{o1}} + 1 \right) \quad (30)$$

gde je I_{o1} struja zasićenja u mraku, k je Bolcmanova konstanta a T je Kelvinova temperatura. Nakon gama ozračivanja, usled smanjenja struje kratkog spoja, napon otvorenog kola se takođe smanjuje. Posle ozračivanja neutronima javlja se zasićenje gustine površinskih stanja te se napon praznog hoda povećao iako se struja kratkog spoja smanjila (slika 47.).

Detaljna analiza definicionog izraza za faktor ispunje dovodi do važnog zaključka da faktor ispunje najviše zavisi od napona praznog hoda tj. od faktora qU_{oc}/kT . Stoga, karakteristika faktora ispunje liči na karakteristiku napona praznog hoda (slika 47.).

I kod izloženosti ovakvom tipu zračenja (najpre gama zračenje a potom neutronske) solarni panel je pokazao zadovoljavajuću otpornost na efekte zračenja. Proces oporavka se pokazao dosta efikasnim i nakon gama zračenja i nakon neutronske zračenja što kao rezultat daje nezatno spuštanje $U-I$ karakteristike u odnosu na karakteristiku novog neozračenog panela.

5.4. ODZIV FOTONAPONSKIH DETEKTORA NA SUKCESIVNO ZRAČENJE – NEUTRONI + GAMA

U ovom poglavlju će biti prikazan uticaj gama zračenja na optoelektronske uređaje kada su oni prethodno već bili izloženi neutronske zračenju.

5.4.1. ODZIV FOTODIODA

U tabelama 24., 25., 26. i 27. dati su rezultati merenja spektralnog odziva fotodioda pre i nakon neutronskog i gama zračenja. Na slici 48. ti rezultati su grafički predstavljeni dok su na slici 49. predstavljene *U-I* karakteristike fotodioda pre i nakon neutronskog i gama zračenja.

Tabela 24. Spektralni odziv fotodiode BP104 pre i posle neutronskog i gama zračenja

Broj uzorka	Spektralni odziv fotodiode BP104 [nA/lx]				
	Pre neutronskog zračenja	Neposredno nakon neutronskog zračenja	30 dana nakon neutronskog zračenja	Neposredno nakon γ zračenja	30 dana nakon γ zračenja
1	285,39	262,42	269,25	207,84	261,90
2	286,96	267,29	269,51	207,61	261,57
3	286,08	266,93	269,25	207,84	261,90
4	285,46	267,29	269,25	188,95	241,86
5	286,96	266,90	269,58	202,45	249,02

Tabela 25. Spektralni odziv fotodiode BPW41N pre i posle neutronskog i gama zračenja

Broj uzorka	Spektralni odziv fotodiode BPW41N [nA/lx]				
	Pre neutronskog zračenja	Neposredno nakon neutronskog zračenja	30 dana nakon neutronskog zračenja	Neposredno nakon γ zračenja	30 dana nakon γ zračenja
1	316,27	280,13	305,16	133,30	167,19
2	352,81	253,63	284,54	166,31	191,11
3	299,61	235,85	262,68	120,92	141,50
4	318,10	246,37	311,47	149,64	178,07
5	391,80	248,50	274,44	137,32	166,18
6	284,35	205,65	251,44	132,81	163,33
7	275,42	226,50	254,05	138,79	161,01
8	246,08	208,14	221,18	126,18	148,89
9	236,37	224,71	230,69	103,89	124,67

Tabela 26. Spektralni odziv fotodiode BPW34 pre i posle neutronskog i gama zračenja

Broj uzorka	Spektralni odziv fotodiode BPW34 [nA/lx]				
	Pre neutronskog zračenja	Neposredno nakon neutronskog zračenja	30 dana nakon neutronskog zračenja	Neposredno nakon γ zračenja	30 dana nakon γ zračenja
1	767,78	692,25	754,54	581,14	732,22
2	761,21	669,41	754,67	581,14	732,25
3	776,90	713,46	747,91	575,85	725,59
4	811,80	711,60	778,40	599,28	752,84
5	785,13	688,17	763,73	592,25	743,43
6	626,70	591,24	605,03	469,18	591,14
7	638,20	590,95	593,56	460,10	579,74
8	642,16	590,20	596,73	461,99	582,12

Tabela 27. Spektralni odziv fotodiode SFH203FA pre i posle neutronskog i gama zračenja

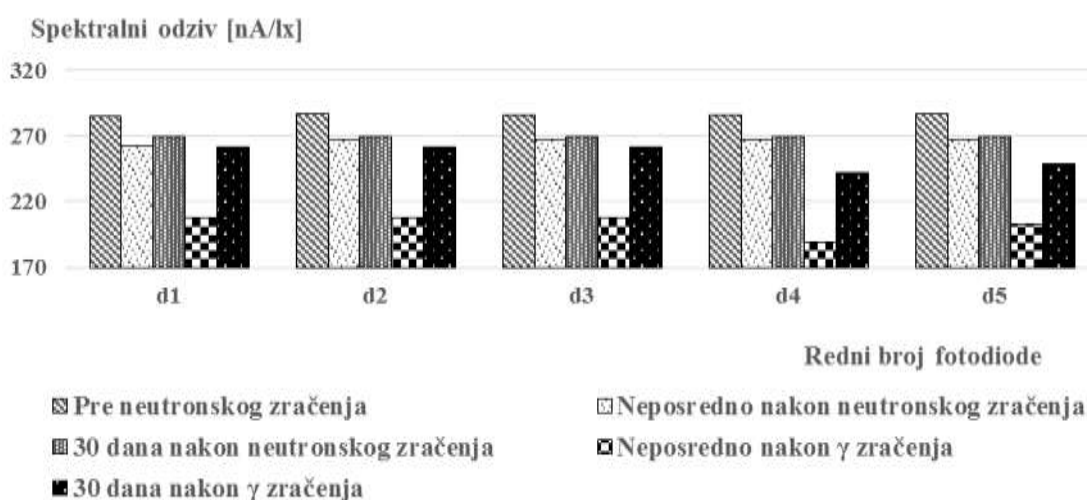
Broj uzorka	Spektralni odziv fotodiode SFH203FA [nA/lx]				
	Pre neutronskog zračenja	Neposredno nakon neutronskog zračenja	30 dana nakon neutronskog zračenja	Neposredno nakon γ zračenja	30 dana nakon γ zračenja
1	238,95	179,38	204,84	157,78	198,79
2	236,83	183,10	200,07	154,25	194,35
3	232,16	212,65	218,04	168,10	211,80
4	238,46	182,97	218,04	152,81	195,59
5	236,73	212,65	204,77	153,69	189,02

Kao što se vidi sa slika 48. i 49. gama zračenje, primenjeno 30 dana nakon neutronskog zračenja, je u prvom koraku dodatno pogoršalo odziv i karakteristiku fotodiode. Smanjenje spektralnog odziva fotodiode nakon gama zračenja a pre perioda opravka se kreće u sledećim granicama:

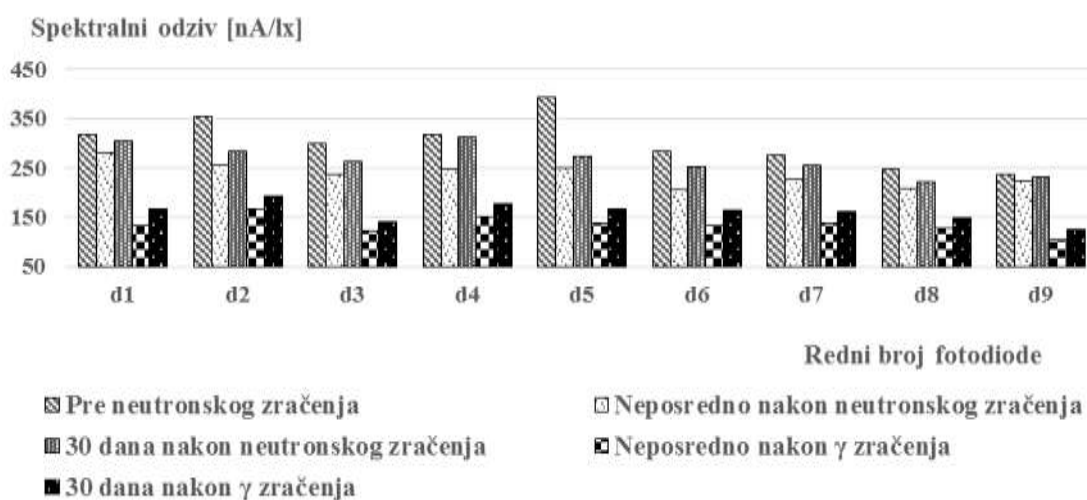
1. za BP104 – od 22,8% (za fotodiodu broj 1) do 29,8% (za fotodiodu broj 4), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 24,7%,
2. za BPW41N – od 41,5% (za fotodiodu broj 2) do 55% (za fotodiodu broj 9), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 49,4%,

3. za BPW34 – od 22,4% (za fotodiodu broj 5) do 23% (za fotodiodu broj 4), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 22,7%,
4. za SFH203FA – od 22,9% (za fotodiodu broj 2) do 29,9% (za fotodiodu broj 4), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 24,7%.

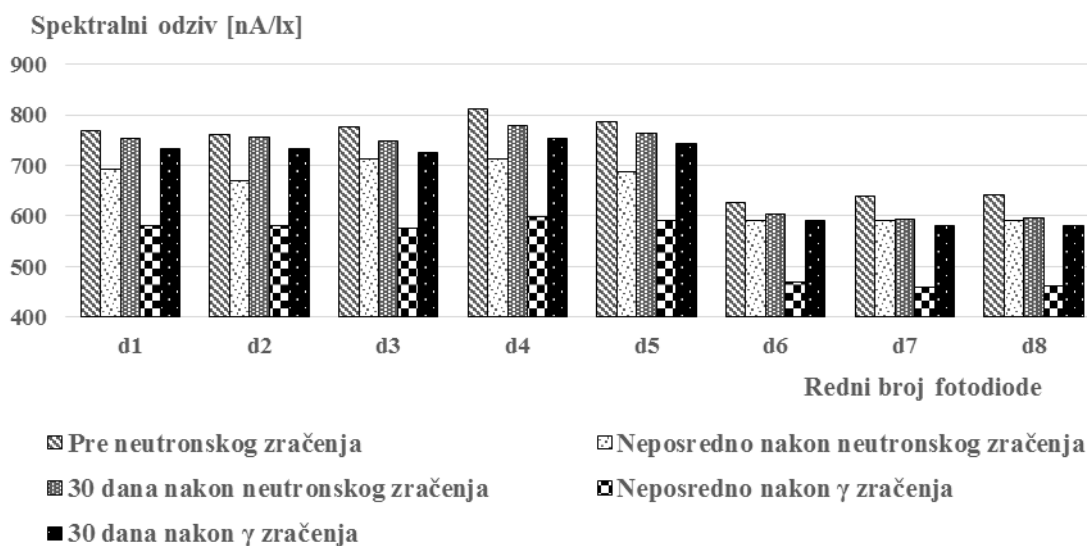
Nakon 30 dana oporavka došlo je do delimičnog poboljšanja spektralnog odziva fotodioda i do povećanja fotostruje. Stepenn poboljšanja je različit za svaku vrstu fotodioda a razlikuje se i od primerka do primerka, međutim nije toliko veliki da bi mogli govoriti o poboljšanim karakteristikama u odnosu na one posle neutronskog zračenja.



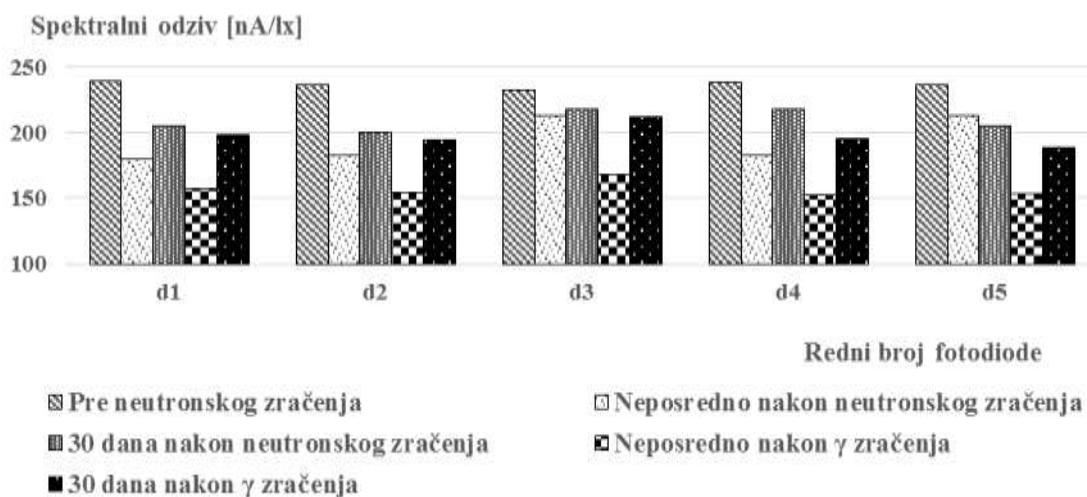
a) BP104



b) BPW41N



c) BPW34



d) SFH203FA

Slika 48. Spektralni odziv fotodiode pre i nakon neutronskog i gama zračenja

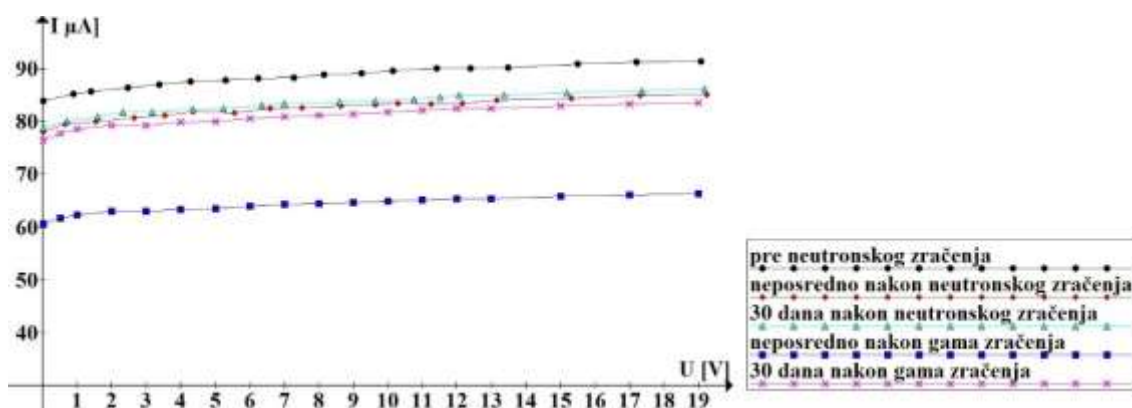
Nakon perioda oporavka od gama zračenja spektralni odziv fotodiode je neznatno manji nego pre gama zračenja i kreće se u sledećim granicama (u odnosu na vrednosti pre gama zračenja):

1. za BP104 – od 2,7% (za fotodiodu broj 1) do 10,8% (za fotodiodu broj 4), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 5,2%,
2. za BPW41N – od 32,7% (za fotodiodu broj 8) do 46,1% (za fotodiodu broj 3), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 39,6%,

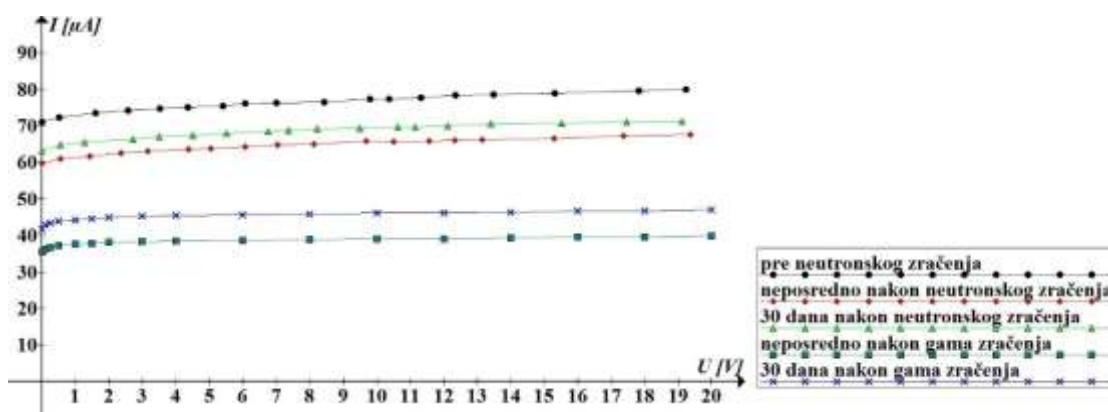
3. za BPW34 – od 2,3% (za fotodiodu broj 6) do 3,3% (za fotodiodu broj 4), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 2,7%,
4. za BP104 – od 2,9% (za fotodiodu broj 2) do 10,3% (za fotodiodu broj 4), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 5,3%.

Vidimo da samo fotodiode BPW41N imaju znatno smanjenje spektralnog odziva dok je kod svih ostalih spektralni odziv vrlo blizu vrednosti od pre gama zračenja.

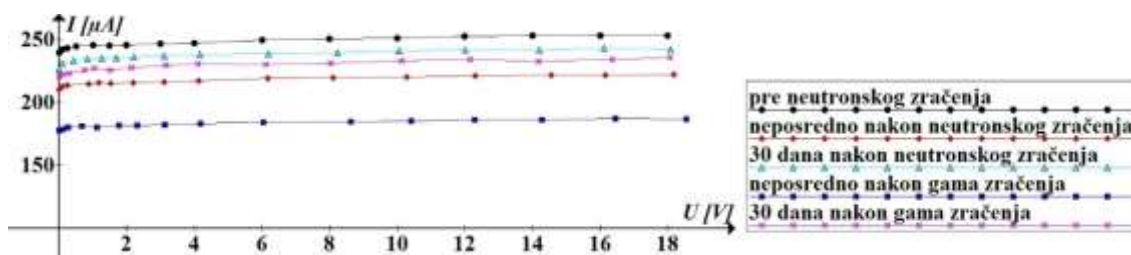
Na slici 49. je predstavljena strujno-naponska karakteristika fotodioda pre i nakon neutronske i gama zračenja. Na slici je predstavljen po jedan primerak svake vrste fotodioda dok su ostali dati u prilogu 3 na stranama 169-173.



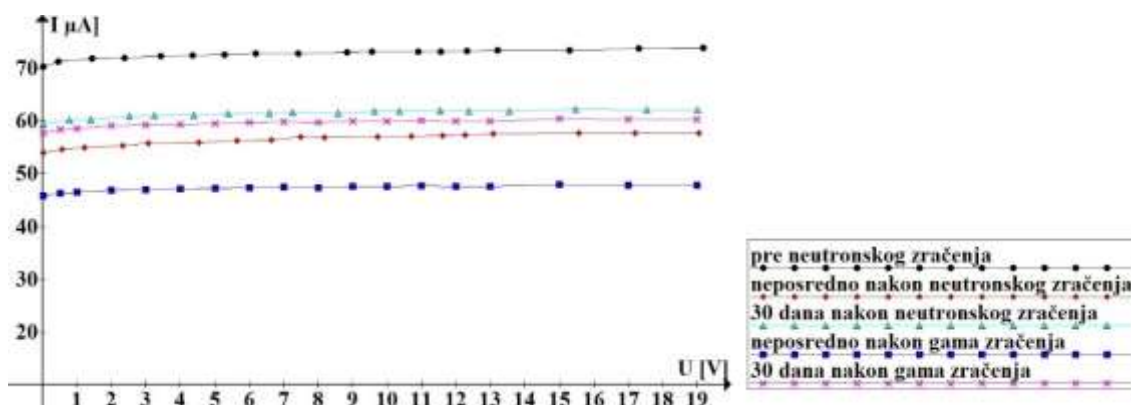
a) BP104 (fotodioda broj 2)



b) BPW41N (fotodioda broj 8)



c) BPW34 (fotodioda broj 4)



d) SFH203FA (fotodioda broj 2)

Slika 50. Strujno-naponska karakteristika inverzno polarisanih fotodioda pre i nakon neutronske i gama zračenja

I ovde, kao i u prethodnom poglavlju, vidimo da je uticaj zračenja na već ozračene fotodiode manji od uticaja na nove neozračene fotodiode. Za razliku od primene neutronske zračenja posle gama, ovde nije došlo do delimičnog poboljšanja karakteristika, ali je u svakom slučaju degradacija karakteristika fotodioda značajno manja (skoro 2 puta) nego kada je gama zračenje bilo primenjeno na nove fotodiode (poglavlje 5.1.). Ovo važi za sve fotodiode izuzev za BPW41N kod kojih je degradacija približno ista, pa čak i nešto veća. Očigledno je da su na efekat koji će gama zračenje izazvati u fotodiodama značajno uticali početni uslovi, odnosno posledice koje je iz sebe ostavilo neutronske zračenje.

Već je rečeno da su primarni rezultati delovanja neutronske zračenja na poluprovodnik izmeštanje atoma i stvaranje defekata, prvenstveno vakancija. Gama zračenje, primenjeno nakon neutronske, će izazvati dodatne poremećaje u strukturi poluprovodnika mada će njeni osnovni efekti biti jonizacionog tipa (fotoefekat, Komptonov efekat, proizvodnja para). Naravno, kao sekundarni efekti gama zračenja će se javiti i vakancije tj. izmeštanje atoma. Jedan broj izmeštenih atoma će popuniti

upražnjene vakancije nastale neutronskim zračenjem a jedan broj će ostati u intersticijskom položaju. U svakom slučaju, u poluprovodniku će se javiti značajan broj divakanacija koje će učiniti proces međucentarskog transfera naelektrisanja mogućim. S obzirom da je broj divakanacija manji nego u slučaju kada se neutronsko zračenje primenjuje nakon gama, ovaj međucentarski transfer naelektrisanja neće biti efikasan kao u tom slučaju tako da neće doći do poboljšanja karakteristika fotodioda ali će ipak biti dovoljan da umanja štetno dejstvo gama zračenja (smanjenje spektralnog odziva je samo 2 do 5%).

5.4.2. ODZIV FOTOTRANZISTORA

U tabelama 28. i 29. dati su rezultati merenja spektralnog odziva fototranzistora pre i nakon neutronskog i gama zračenja. Svi tranzistori su ozračeni dozom gama zračenja od 2000Gy. Na slici 50. ti rezultati su grafički predstavljeni dok su na slici 51. predstavljene *U-I* karakteristike fototranzistora pre i nakon neutronskog i gama zračenja.

Tabela 28. Spektralni odziv fototranzistora LTR4206 pre i posle neutronskog i gama zračenja

Broj uzorka	Spektralni odziv fototranzistora LTR4206 [nA/lx]				
	Pre neutronskog zračenja	Neposredno nakon neutronskog zračenja	30 dana nakon neutronskog zračenja	Neposredno nakon γ zračenja	30 dana nakon γ zračenja
1	43980,39	27915,85	39568,63	1616,93	2130,07
2	49872,55	24883,92	36450,98	1494,28	1968,37
3	50277,78	31344,84	35526,14	1439,97	1903,79
4	44647,06	28002,65	40758,17	1656,73	2182,29
5	43980,39	24883,92	35526,14	1446,08	1905,23

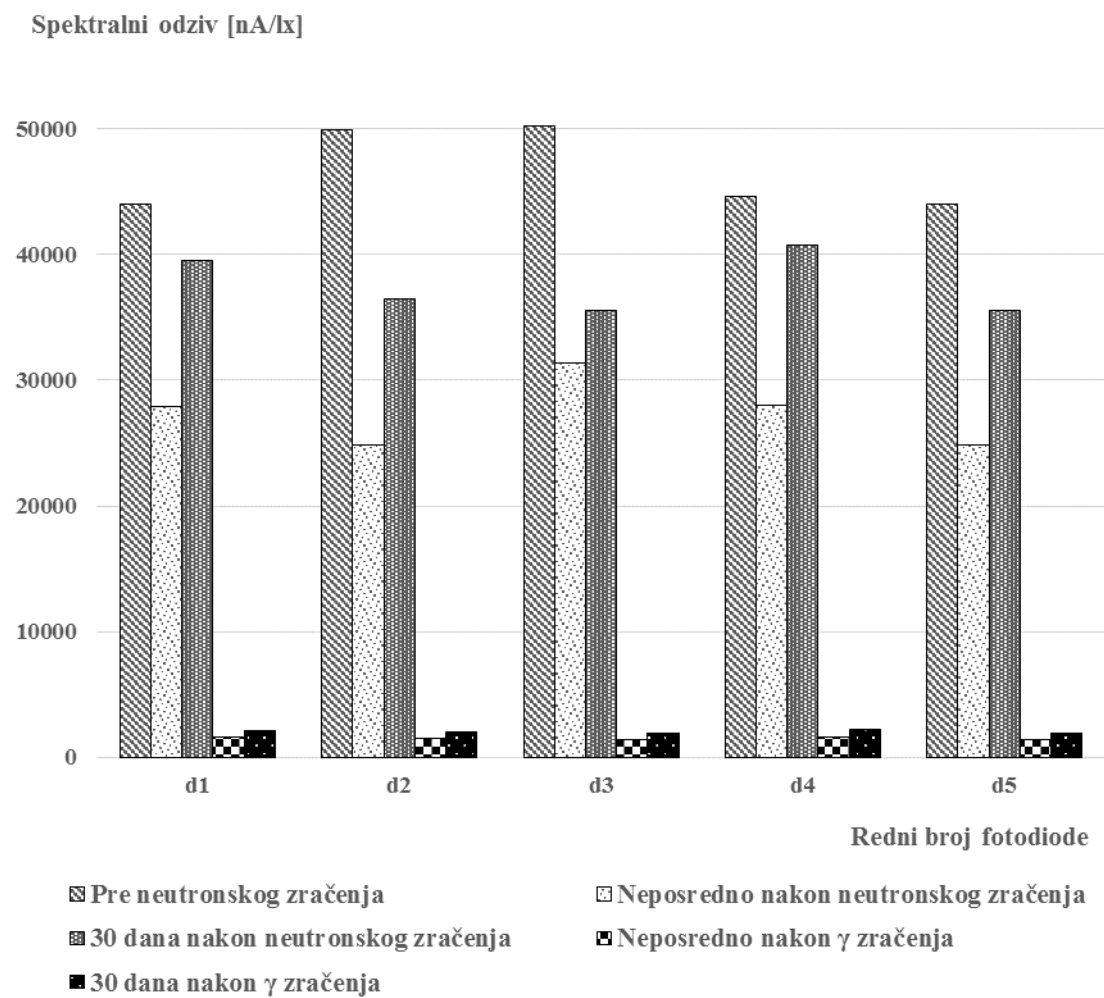
Tabela 29. Spektralni odziv fototranzistora BPW40 pre i posle neutronskog i gama zračenja

Broj uzorka	Spektralni odziv fototranzistora BPW40 [nA/lx]				
	Pre neutronskog zračenja	Neposredno nakon neutronskog zračenja	30 dana nakon neutronskog zračenja	Neposredno nakon γ zračenja	30 dana nakon γ zračenja
1	1574,69	1395,28	1514,15	145,12	179,97
2	1502,91	1120,93	1406,02	154,90	211,59
3	2576,12	2198,09	2496,85	251,66	327,15
4	1891,77	1698,64	1812,04	200,88	273,19
5	1812,04	1120,93	1574,69	138,99	172,39

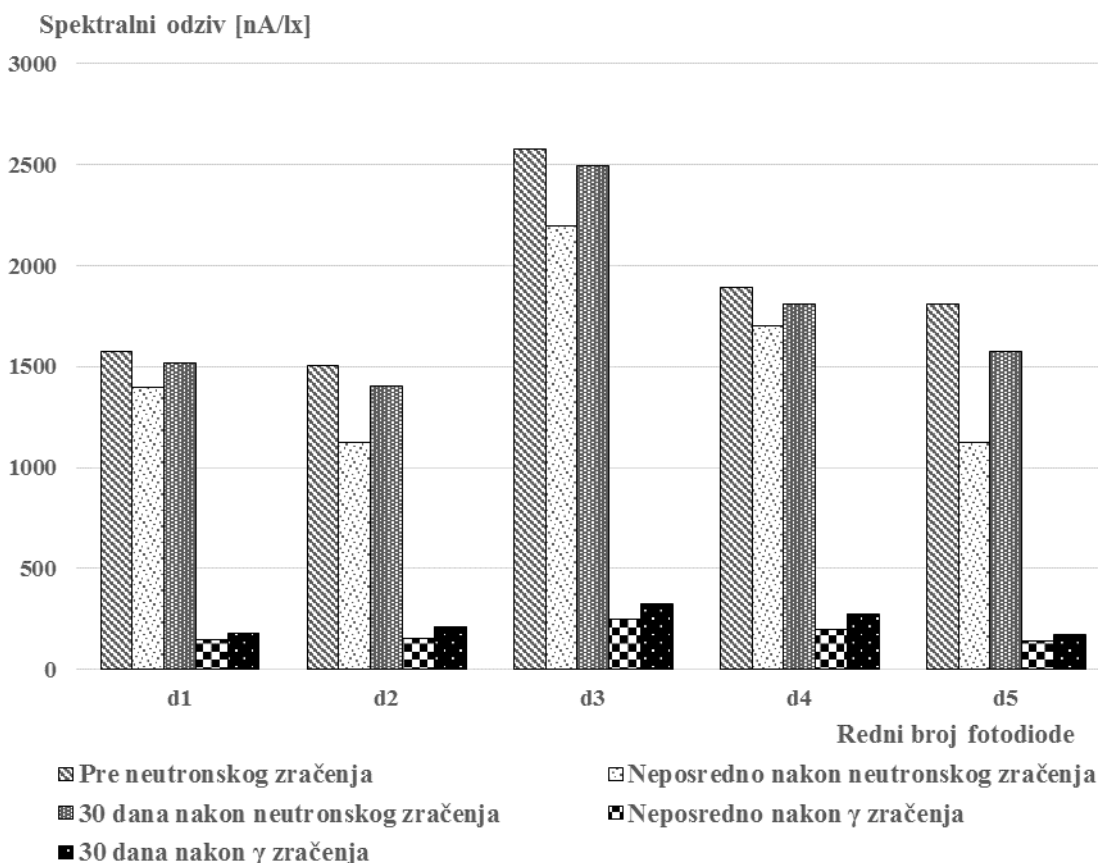
Kao što se vidi sa slika 50. i 51. gama zračenje, primenjeno 30 dana nakon neutronskog zračenja, je dodatno pogoršalo odziv i karakteristiku fototranzistora. Smanjenje spektralnog odziva fototranzistora nakon gama zračenja a pre perioda oporavka se kreće u sledećim granicama:

1. za LTR4206 – od 95,9% (za fototranzistor broj 2) do 95,95% (za fototranzistor broj 4), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 95,92%,
2. za BPW40 – od 88,9% (za fototranzistor broj 4) do 91,2% (za fototranzistor broj 5), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 89,9%.

Nakon 30 dana oporavka došlo je do delimičnog poboljšanja spektralnog odziva fototranzistora i do povećanja fotostruje. Stepenn poboljšanja je različit za svaku vrstu fototranzistora a razlikuje se i od primerka do primerka, međutim toliko je mali da se to samo uslovno može nazvati poboljšanje.



a) LTR4206



b) BPW40

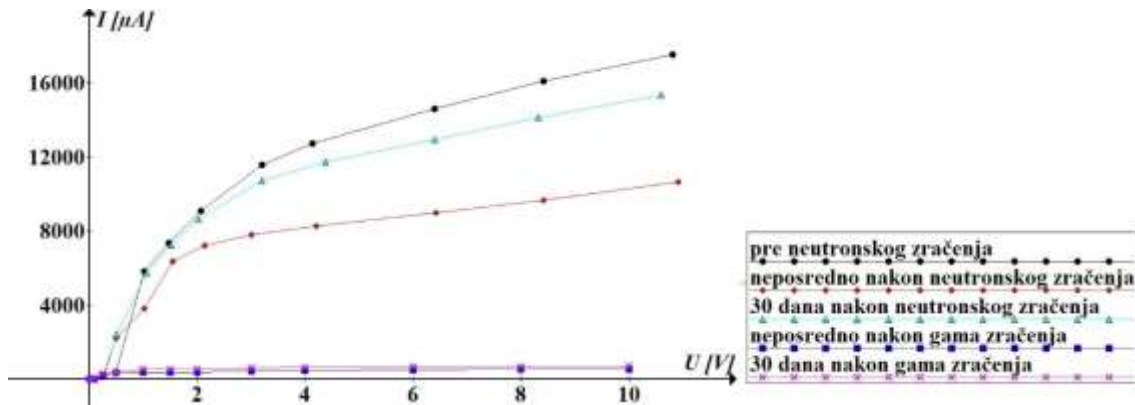
Slika 50. Spektralni odziv fototranzistora pre i nakon neutronskog i gama zračenja

Nakon perioda oporavka od gama zračenja spektralni odziv fototranzistora je znatno manji nego pre gama zračenja i kreće se u sledećim granicama:

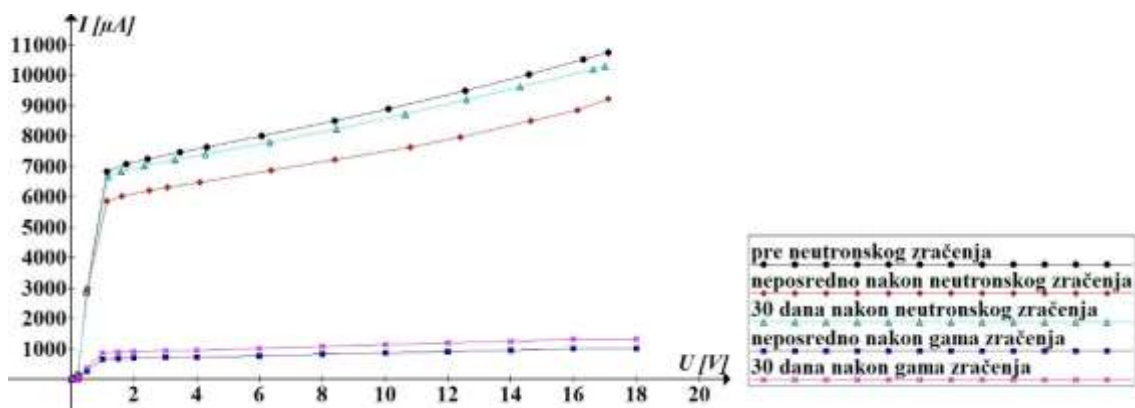
1. za LTR4206 – od 94,6% (za fotodiodu broj 2) do 94,65% (za fotodiodu broj 4), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 94,63%,
2. za BPW40 – od 84,9% (za fotodiodu broj 4) do 89% (za fotodiodu broj 5), prosečno smanjenje spektralnog odziva je oko 86,8%.

Vidimo da proces oporavka dao jako slabe rezultate a da su negativni efekti gama zračenja veoma veliki što je uticalo da je smanjenje fotostruje drastično.

Na slici 51. je predstavljena strujno-naponska karakteristika fototranzistora pre i nakon neutronskog i gama zračenja. Na slici je predstavljen po jedan primerak svake vrste fototranzistora dok su ostali dati u prilogu 4 na stranama 174-175.



a) LTR4206 (fototranzistor broj 1)



b) BPW40 (fototranzistor broj 3)

Slika 51. Strujno-naponska karakteristika fototranzistora pre i nakon neutronske i gama zračenja

Ovde, za razliku od prethodnih poglavlja, vidimo da je uticaj gama zračenja na fototranzistore prethodno ozračene neutronske zračenjem približno isti kao i uticaj na nove neozačene fototranzistore. U poglavlju 5.1.2. je rečeno da je drastično smanjenje spektralnog odziva i fotostruje fototranzistora direktna posledica degradacije strujnog pojačanja tranzistora. I ovde će se, zbog dvostrukog ozračivanja, stvoriti uslovi za međuentarski transfer naelektrisanja i pojačanu generaciju. Međutim, zbog oksidacije u pasivizacionom sloju oksida (iznad spoja baza-emitor) [60] njen efekat će biti znatno manji i praktično zanemarljiv. Negativna naelektrisanja ostaju zarobljena u oksidu što utiče na povećanje uvođenja šupljina u emitor i njihovo koncentrisanje uz površinu prema oksidu. Usled toga se smanjuje broj elektrona u emitoru. Rekombinacija u bazi se

povećava a efikasnost emitora se smanjuje [61]. Kao konačan rezultat imamo smanjenje strujnog pojačanja odnosno smanjenje fotostruje [59].

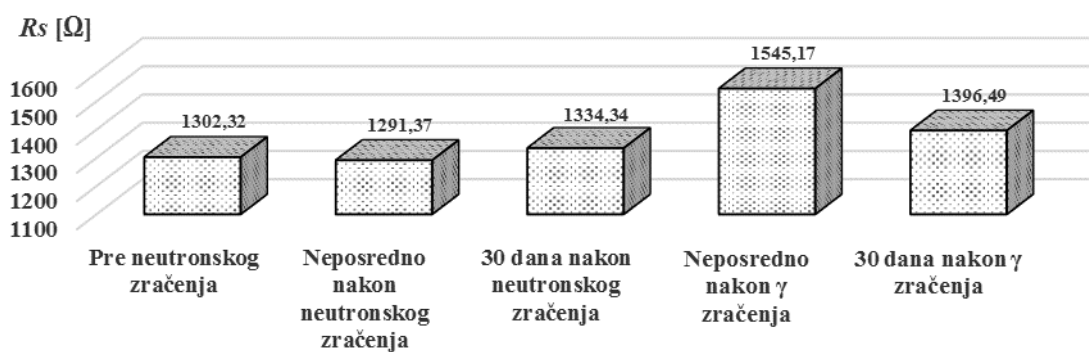
5.4.3. ODZIV SOLARNOG PANELA

U tabeli 32. date su vrednosti parametara solarnog panela pre i nakon izloženosti neutronske i gama zračenju. Na slici 53. ti rezultati su predstavljeni grafički, dok je na slici 54. data $U-I$ karakteristika solarnog panela pre i posle neutronske i gama zračenja.

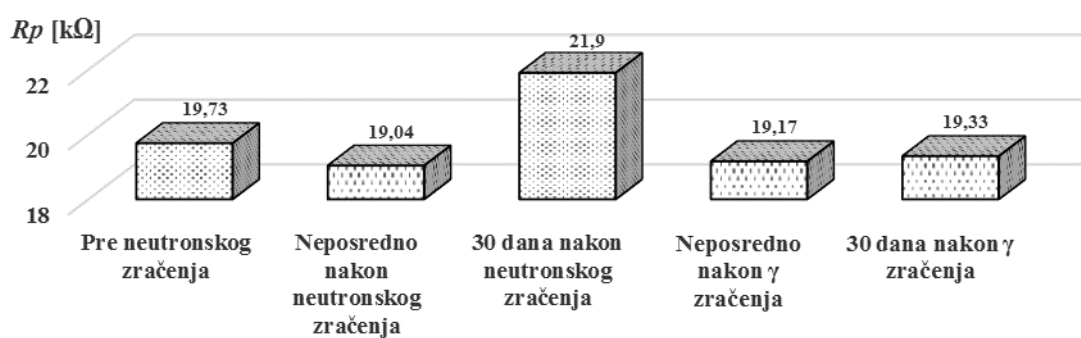
Tabela 30. Parametri solarnog panela pre i posle neutronske i gama zračenja

	R_s [Ω]	R_p [$k\Omega$]	ff	U_{oc} [V]	I_{sc} [μA]	η [%]
Pre neutronske zračenja	1302,32	19,73	0,5950	2,778	533	7,390
Neposredno nakon neutronske zračenja	1291,37	19,04	0,5828	2,649	498	6,449
30 dana nakon neutronske zračenja	1334,34	21,9	0,5917	2,713	528	7,110
Neposredno nakon γ zračenja	1545,17	19,17	0,5664	2,796	498	6,616
30 dana nakon γ zračenja	1396,49	19,33	0,5894	2,678	495	6,554

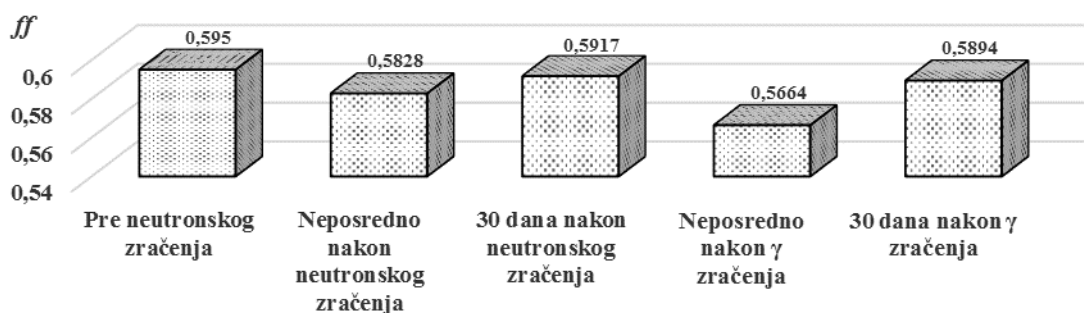
Kao i kod prethodnog eksperimenta, kada je uzorak prvo bio izložen gama zračenju a potom neutronske, i u ovom slučaju je posle drugog zračenja (neutronske) došlo do povećanja redne otpornosti (za 4,66%) a smanjili su se paralelna otpornost (za 11,73%) i struja kratkog spoja (za 6,25%) dok su ostali parametri ostali praktično nepromenjeni (odnosno njihova promena je zanemarljivo mala). Može se zaključiti da kombinacija gama i neutronske zračenja, bez obzira kojim redosledom primenjeni, ima sličan uticao na parametre solarnog panela.



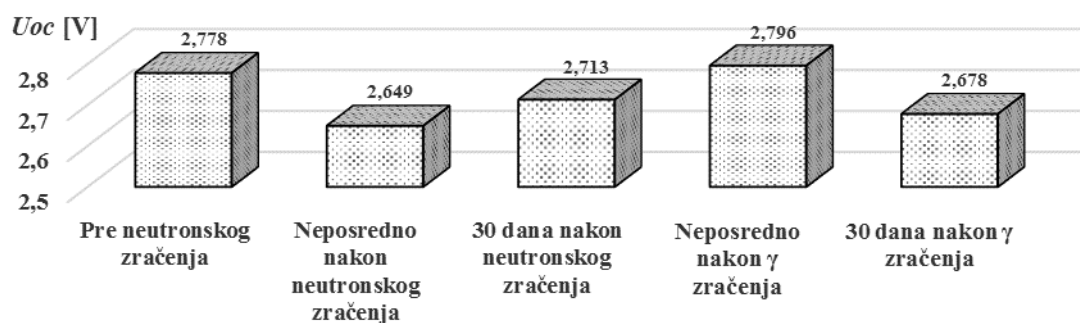
a) Redna otpornost



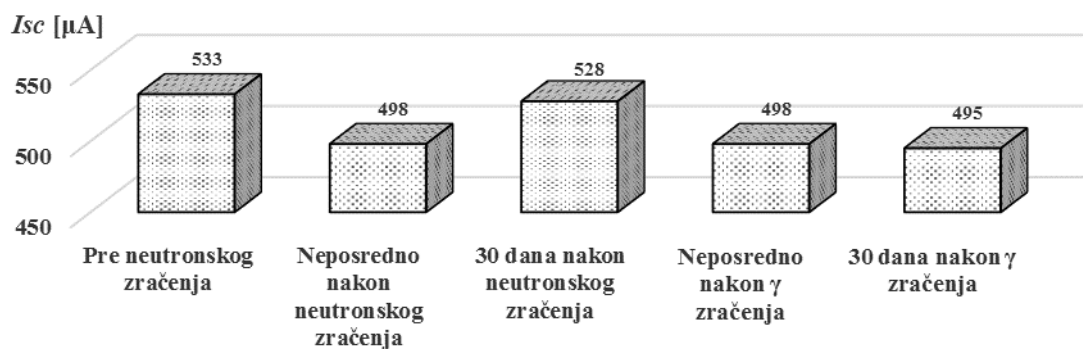
b) Paralelna otpornost



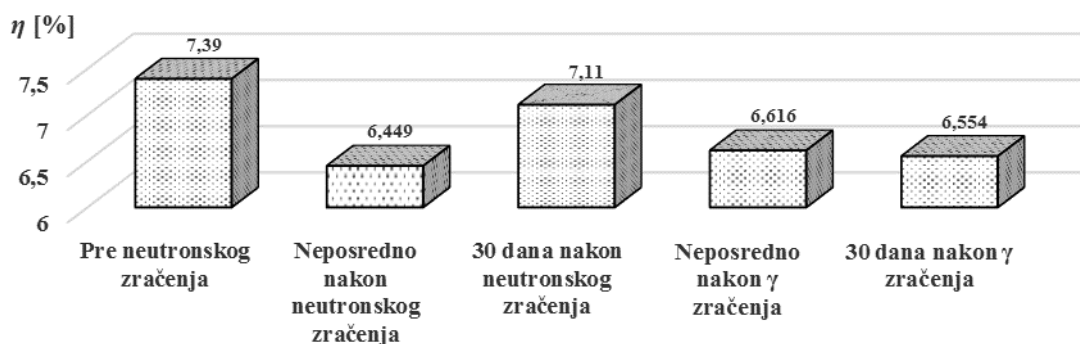
c) Faktor ispunje



d) Napon praznog hoda



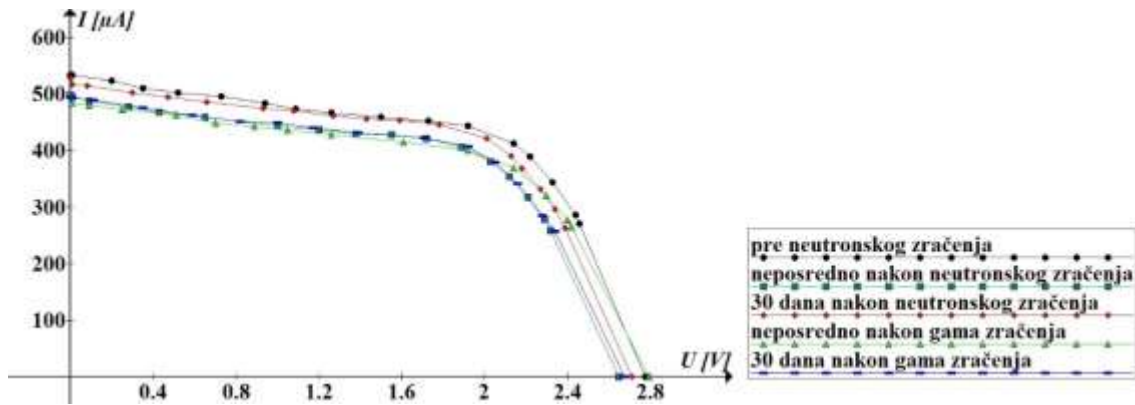
e) Struja kratkog spoja



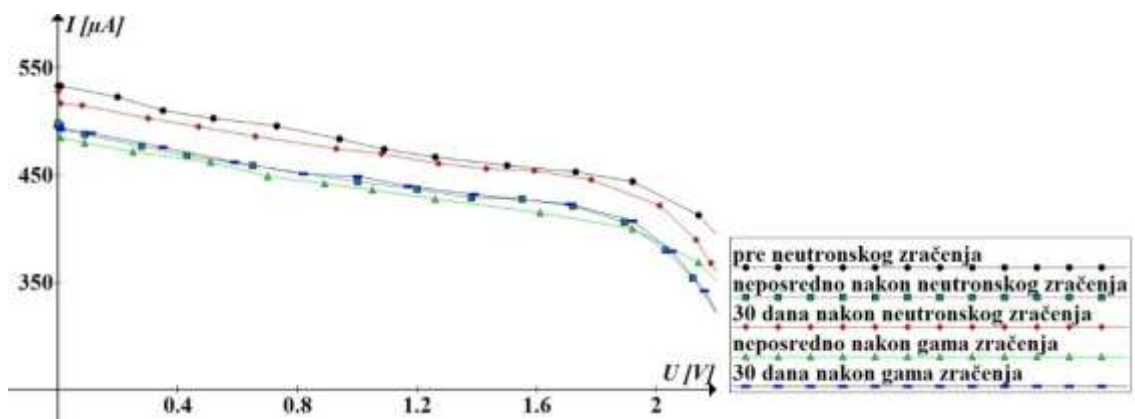
f) Efikasnost

Slika 52. Parametri solarnog panela pre i nakon neutronske i gama zračenja

Neutroni, kao teške čestice, izazivaju mnogo veća oštećenja u kristalnoj rešetki poluprovodnika nego gama fotoni. Iako su se u prethodnim eksperimentima, sa stanovišta revitalizacije nakon zračenja, solarni paneli pokazali kao izuzetno zahvalni uređaji, u slučaju gama zračenja primenjenog nakon neutronske solarni panel nakon 30 dana nije uspeo da se oporavi dovoljno da popravi svoju $U-I$ karakteristiku (slika 53.). Oštećenja izazvana neutronske zračenjem (vakancije i intersticije) uz dodatna oštećenja izazvana gama zračenjem su stvorila dovoljan broj rekombinacionih centara da se vreme života nosilaca naelektrisanja smanjilo značajno a time i fotostruja.



a) kompletna karakteristika



b) deo karakteristike (uvećano)

Slika 53. Strujno-naponska karakteristika solarnog panela pre i nakon neutronske i gama zračenja

5.5. MONTE CARLO SIMULACIJA PROLASKA ZRAČENJA KROZ FOTONAPONSKE DETEKTORE

Da bi se dobio uvid u stanje poluprovodnika nakon ozračivanja izvršena je Monte Carlo simulacija prolaska čestice zračenja kroz materijal. Monte Carlo dobija odgovore simulacijom svake individualne čestice i pamćenjem pojedinih aspekata njihovog srednjeg ponašanja. Za simuliranje su korišćeni programi FOTELP-2K10 i MCNP. FOTELP-2K10 je program koji daje Monte Carlo simulaciju transporta fotona, elektrona i pozitrona [106] dok je MCNP (Monte Carlo N-Particle) softver opšte

namene koji može simulirati transport neutrona, fotona, elektrona ili kombinacije neutron/foton/elektron kroz proizvoljne geometrijske konfiguracije [107].

Za ovaj eksperiment su izvršene 4 Monte Carlo simulacije:

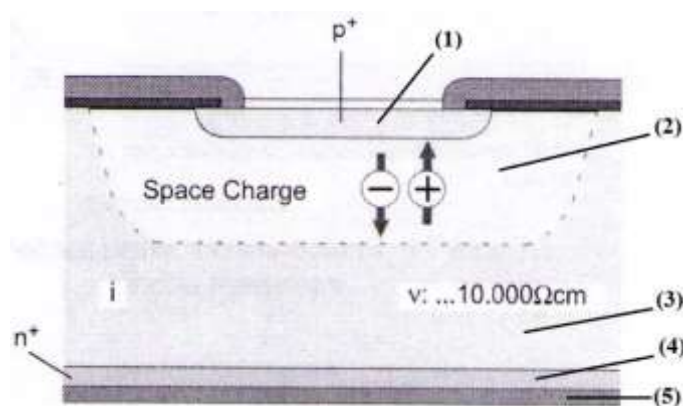
1. prolazak γ -fotona kroz PIN fotodiodu,
2. prolazak γ -fotona kroz fototranzistor,
3. prolazak neutrona kroz PIN fotodiodu,
4. prolazak neutrona kroz fototranzistor.

Prva i druga simulacija su urađene s ciljem razumevanja procesa koji se dešavaju u fotodiodi i fototranzistoru između gama i neutronskog zračenja tj. da da prikaz procesa koje je u poluprovodniku izazvalo gama zračenje s obzirom da krajnji rezultat tih procesa predstavlja početne uslove za neutronsko zračenje koje je usledilo. Isti cilj ima i treća i četvrta simulacija s tim što je sada neutronsko zračenje prvo a gama zračenje drugo.

5.5.1. MONTE CARLO SIMULACIJA PROLASKA GAMA ZRAČENJA KROZ PIN FOTODIODU

S obzirom da je neutronsko ozračivanje PIN fotodiode (primenjeno nakon gama zračenja) izazvalo značajno povećanje spektralnog odziva to je simulacija prolaska γ -fotona kroz PIN fotodiodu izvršena i programom FOTELP-2K10 i programom MCNP dok su ostale simulacije izvršene samo programom MCNP.

Na slici 54. je predstavljen poprečni presek PIN fotodiode korišćen kao osnov za simulaciju.

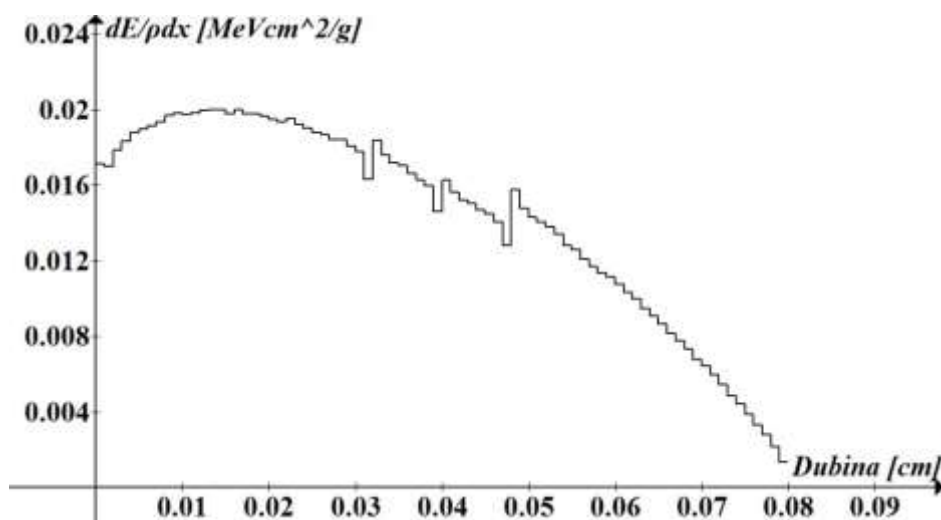


Slika 54. Poprečni presek PIN fotodiode [112]

Rezultati Monte Carlo simulacije su dati u tabelama 31. do 35., kao i na slici 55. Tabela 31. prikazuje deponovanu energiju po upadnoj čestici u svakoj zoni fotodiode, gde su zone oblasti poluprovodnika p^+ (zona 1), p (zona 2) i n^+ (zona 4) tipa i čistog poluprovodnika (zona 3). Slika 55. prikazuje omer energije apsorbirane prilikom svake interakcije u različitim slojevima po dubini poluprovodnika odnosno svake zone.

Tabela 31. Deponovana energija po upadnoj čestici dobijena Monte Carlo simulacijom pomoću programa FOTELP-2K10

Zona	Deponovana energija [eV]	Relativna greška [%]
1	556,77	0,165
2	257,78	0,255
3	293,31	0,239
4	1386,9	0,112



Slika 55. Distribucija doze energije po dubini poluprovodnika (PIN fotodiode) dobijena pomoću programa FOTELP-2K10

Da bi se atom u kristalnoj rešetki pomerio potrebno mu je predati minimalnu količinu energije, koja se naziva granična energija izmeštanja E_a (*threshold displacement energy - TDE*) [108, 109]. Koristeći molekularnu dinamičku (*molecular dynamics - MD*) simulaciju za silicijum je izračunato da se, na temperaturi od 300K, granična energija izmeštanja nalazi u granicama od 42eV do 112eV [110], dok je njena srednja vrednost 93eV [111].

U svakoj zoni fotodiode (tabela 31.) i skoro u svakom sloju (slika 55.) deponovana energija po upadnoj čestici je dovoljno visoka da izmesti atom tj. da kreira vakanciju.

Tabele 32. i 33. prikazuju verovatnoću stvaranja novih fotona i elektrona po ulaznoj čestici (fotonu) putem pojedinačnih interakcija respektivno.

Tabela 32. Verovatnoća stvaranja novih fotona po ulaznoj čestici (fotonu) dobijena pomoću programa MCNP

Verovatnoća stvaranja novih fotona	Interakcija putem koje se stvaraju fotoni
8,4333E-06	Putem zakočnog zračenja (<i>bremsstrahlung</i>)
1,0000E-06	Putem pozitron-elektron anihilacije
4,0000E-07	Putem X-zraka elektrona

Tabela 33. Verovatnoća stvaranja novih elektrona po ulaznoj čestici (fotonu) dobijena pomoću programa MCNP

Verovatnoća stvaranja novih elektrona	Interakcija putem koje se stvaraju elektroni
1,3333E-06	Putem proizvodnje para
2,1085E-06	Putem Komptonovog efekta
3,3667E-07	Putem fotoelektričnog efekta
3,3333E-06	Putem Auger fotona
4,1667E-06	Auger elektroni
5,3281E-07	Izbijeni elektroni u sudaru sa upadnim elektronom

Zakočno zračenje (*bremsstrahlung*) je interakcija koja ima najveću verovatnoću da stvori nove fotone (tabela 32.) dok najveću verovatnoću nastajanja imaju Auger elektroni (tabela 33.).

U tabelama 34. i 35. je prikazan broj fizičkih interakcija u kojima se stvaraju ili nestaju fotoni i elektroni po ulaznoj čestici (po ćeliji).

Tabela 34. Broj fizičkih interakcija u kojima se stvaraju ili nestaju fotoni po ulaznoj čestici (po ćeliji) dobijena pomoću programa MCNP

Fizička interakcija	Oblast 1 – p^+	Oblast 2 – p	Oblast 3 – i (intrinsic)	Oblast 4 – n^+	Oblast 5 – Al kontakt
Od neutrona	0	0	0	0	0
Zakočno zračenje bremsstrahlung	9,3333E-07	7,3333E-07	6,3333E-07	2,1333E-06	4,0000E-07
Zahvat fotona	-2,233E-06	-1,433E-06	-1,867E-06	-1,500E-06	-1,133E-06
p-anihilacija	6,6667E-08	0	0	6,6667E-08	0
Proizvodnja para	-3,333E-08	0	0	-3,333E-08	0
Nuklearni fotoefekat	0	0	0	0	0
Emitovanje x-zraka	1,4333E-06	9,0000E-07	1,4667E-06	0	9,6667E-07
Ukupno	1,6667E-07	2,0000E-07	2,3333E-07	6,6667E-07	2,3333E-07

Tabela 35. Broj fizičkih interakcija u kojima se stvaraju ili nestaju elektroni po ulaznoj čestici (po ćeliji) dobijena pomoću programa MCNP

Fizička interakcija	Oblast 1 – p^+	Oblast 2 – p	Oblast 3 – i (intrinsic)	Oblast 4 – n^+	Oblast 5 – Al kontakt
Proizvodnja para	6,6667E-08	0	0	6,6667E-08	0
Komptonovo rasejanje	1,7967E-05	9,1000E-06	9,1667E-06	2,3833E-05	7,7333E-06
Fotoelektrični efekat	2,2333E-06	1,4333E-06	1,8667E-06	1,5000E-06	1,1333E-06
Augerov foton	0	3,3333E-08	3,3333E-08	1,3333E-07	0
Augerov elektron	4,7667E-05	3,4133E-05	3,7300E-05	0	5,5800E-05
PKA	2,5647E-04	1,8663E-04	2,0543E-04	7,2073E-04	2,1520E-04
p-anihilacija	-3,333E-08	0	0	-3,333E-08	0
Ukupno	3,2437E-04	2,3133E-04	2,5380E-04	7,4623E-04	2,7987E-04

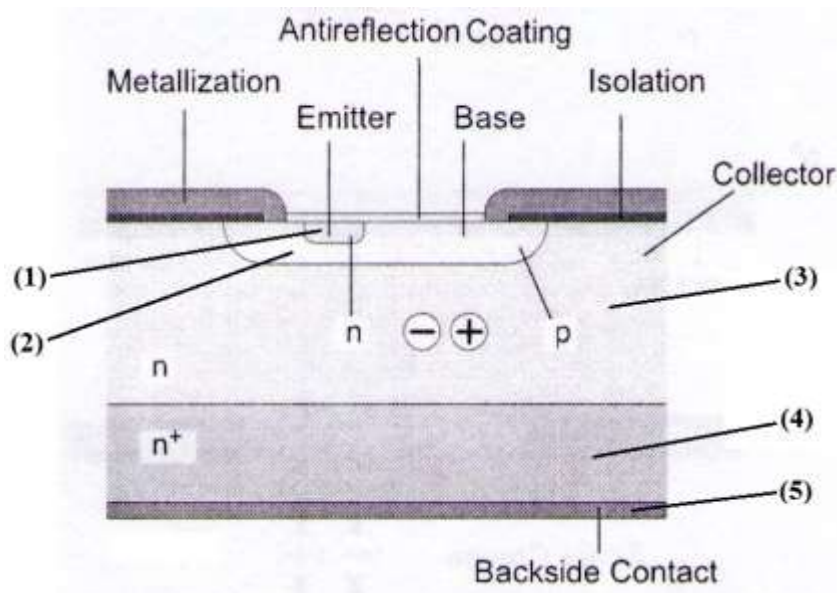
Rezultati simulacije pokazuju da je broj interakcija koje kao rezultat daju vakanciju tj. PKA (*primary knock-on atom*) za jedan do tri reda veličine veći od svih ostalih mogućih vrsta interakcija (tabela 35.). Od ukupnog broja elektrona nastalih usled gama zračenja u svim oblastima fotodiode 78 do 80% je proizveo PKA (u oblasti 4 čak i

do 97%). Ovo je nedvosmislen znak da je gama zračenje izazvalo jako veliki broj vakancija.

Da bi ozračivanje fotodioda neutronima (primenjeno nakon gama ozračivanja) izazvalo međucentarski transfer naelektrisanja odnosno tuneliranje potpomognuto zamkama, kako je već rečeno, potrebno je da neutronsko zračenje u poluprovodniku formira defekte (vakancije) koji su blizu jedni drugima odnosno da kreira dovoljan broj divakanacija. Kao relativno teške i nenaelektrisane čestice neutroni, prilikom sudara sa atomima kristalne rešetke, dovode do izmeštanja celog atoma iz rešetke. To naravno uzrokuje raskidanje i destrukciju lokalne strukture rešetke izmeštajući atome i stvarajući vakancije. Izmešteni atom se naziva intersticijski, jer zauzima mesto u prostoru između čvorova, a par intersticijskog atoma i vakancije naziva se Frenkelov defekt. Ako je energija upadnog neutrona dovoljno velika on može predati dovoljnu energiju izmeštenom atomu, koji može izmestiti druge atome u rešetki. U slučaju visokoenergetskih upadnih neutrona, ovaj proces ima kaskadni (lavinski) karakter. Za to su potrebni brzi neutroni energija od 10keV do 10MeV. Na kraju svi izmešteni atomi izgube višak energije i uspostavlja se termička ravnoteža u rešetki. Neki od atoma se vraćaju u vakancije i rekonstruišu lokalnu strukturu rešetke. Određen broj ovih atoma se udružuju sa dopantima ili atomima nečistoća i formiraju stabilne električno neaktivne defekte, koji ne sadrže rekombinacione ili trap centre. S druge strane, pokretne vakancije se povezuju sa atomima nečistoća, donorima i drugim vakancijama obrazujući temperaturno stabilne defekte (kompleks defekte) koji predstavljaju rekombinacione centre i trap centre. Kako je srednja energija neutrona iz izvora u eksperimentu bila 5,5MeV, sledi da neutroni imaju dovoljnu energiju da izazovu kaskadni proces stvaranja vakancija. S obzirom da je prethodno gama zračenje kreiralo veliki broj vakancija, raste i verovatnoća da se vakancije stvorene neutronskim zračenjem nađu fizički blizu prethodno nastalih vakancija. Ovako nastale divakanacije olakšavaju intercentarski transfer naelektrisanja potpomognut zamkama odnosno omogućavaju povećanu generaciju nosilaca naelektrisanja a to, kako je već rečeno u poglavlju 5.3.1., dovodi do delimične reparacije strukture poluprovodnika i povećanja spektralnog odziva i fotostruje fotodiode.

5.5.2. MONTE CARLO SIMULACIJA PROLASKA GAMA ZRAČENJA KROZ FOTOTRANZISTOR

Na slici 56. je predstavljen poprečni presek fototranzistora korišćen kao osnov za simulaciju.



Slika 56. Poprečni presek fototranzistora [112]

Rezultati Monte Carlo simulacije su dati u tabelama 36. do 39. Tabele 36. i 37. prikazuju verovatnoću stvaranja novih fotona i elektrona po ulaznoj čestici (fotonu) putem pojedinačnih interakcija respektivno.

Tabela 36. Verovatnoća stvaranja novih fotona po ulaznoj čestici (fotonu)

Verovatnoća stvaranja novih fotona	Interakcija putem koje se stvaraju fotoni
1,3333E-05	Putem zakočnog zračenja (<i>bremstrahlung</i>)
1,1333E-06	Putem pozitron-elektron anihilacije
5,1667E-06	Putem X-zraka elektrona

Tabela 37. Verovatnoća stvaranja novih elektrona po ulaznoj čestici (fotonu)

Verovatnoća stvaranja novih elektrona	Interakcija putem koje se stvaraju elektroni
1,4667E-06	Putem proizvodnje para
2,1764E-03	Putem Komptonovog efekta
1,1633E-05	Putem fotoelektričnog efekta
2,3333E-07	Putem Auger fotona
1,7910E-04	Auger elektroni
7,0135E-03	Izbijeni elektroni u sudaru sa upadnim elektronom

Prema rezultatima simulacije ni u jednoj poluprovodnoj oblasti unutar fototranzistora nije bilo interakcija u kojima bi se stvarali ili nestajali fotoni. U tabeli 38. je prikazan broj fizičkih interakcija u kojima se stvaraju ili nestaju elektroni po ulaznoj čestici (po ćeliji).

Tabela 38. Broj fizičkih interakcija u kojima se stvaraju ili nestaju elektroni po ulaznoj čestici (po ćeliji)

Fizička interakcija	Oblast 1 – emiter n	Oblast 2 – baza p	Oblast 3 – kolektor n	Oblast 4 – n^+	Oblast 5 – Al kontakt
Prozvodnja para	0	0	0	0	0
Komptonovo rasejanje	0	3.3333E-08	1,6667E-07	1,6667E-07	0
Fotoelektrični efekat	0	0	0	0	0
Augerov foton	0	0	0	0	0
Augerov elektron	0	3,3333E-08	0	0	0
PKA	0	0	4,3333E-07	7,0000E-07	6,6667E-08
p-anihilacija	0	0	0	0	0
Ukupno	0	6,6667E-08	6,0000E-07	8,6667E-07	6,6667E-08

I ovde kao i kod fotodiode najveći broj interakcija nastalih usled gama zračenja su vakancije PKA (tabela 38.). Kada se poluprovodni materijal sa ovakvom strukturom izloži neutronske zračenju, zbog prirode zračenja, pored postojećih nastaje nove vakancije u ogromnom broju (u ovom eksperimentu red veličina ulaznih fotona pri gama zračenju je 10^{14} a red veličina ulaznih neutrona pri neutronske zračenju je 10^7). Konačan rezultat delovanja obe vrste zračenja su divakancije. Kao što je već rečeno u

poglavlju 5.3.2. divakanacije daju povećanu generaciju nosilaca naelektrisanja kroz dva dominantna efekta [82]:

1. divakanacije naprežu homopolarnu vezu i raskidaju je usled čega dolazi do oslobađanja jednog ili dva elektrona,
2. divakanacije omogućavaju transfer elektrona direktno između defekata lociranih blizu jedan drugog bez prolaska kroz provodni pojas (međucentarski transfer naelektrisanja) [69].

Prema rezultatima iz tabele 38. najveći broj divakanacija se javlja u kolektoru i n^+ oblasti fototranzistora povećavajući koncentraciju elektrona u tim oblastima. S druge strane, usled Komptonovog rasejanja i Augerovih elektrona povećava se i koncentracija elektrona u bazi. Konačan rezultat ovih efekata jeste povećanje fotostruje tranzistora nakon neutronskog zračenja (u odnosu na njenu vrednost posle gama zračenja), što je u skladu sa rezultatima eksperimenta predstavljenim u poglavlju 5.3.2.

5.5.3. MONTE CARLO SIMULACIJA PROLASKA NEUTRONSKOG ZRAČENJA KROZ PIN FOTODIODU

Rezultati Monte Carlo simulacije su dati u tabelama 39. do 43. Tabele 39. i 40. prikazuju verovatnoću stvaranja novih fotona i elektrona po ulaznoj čestici (neutronu) putem pojedinačnih interakcija respektivno. Simulacija je izvedena na modelu PIN fotodiode sa slike 54.

Tabela 39. Verovatnoća stvaranja novih fotona po ulaznoj čestici (neutronu)

Verovatnoća stvaranja novih fotona	Interakcija putem koje se stvaraju fotoni
4,4955E-03	Od usporavanja neutrona
3,1000E-06	Putem zakočnog zračenja (<i>bremsstrahlung</i>)
6,6667E-07	Putem pozitron-elektron anihilacije
3,5333E-06	Putem X-zraka elektrona

Tabela 40. Verovatnoća stvaranja novih elektrona po ulaznoj čestici (neutronu)

Verovatnoća stvaranja novih elektrona	Interakcija putem koje se stvaraju elektroni
1,5333E-06	Putem proizvodnje para
4,4567E-05	Putem Komptonovog efekta
1,9300E-05	Putem fotoelektričnog efekta
7,0000E-07	Putem Auger fotona
1,4073E-04	Auger elektroni
1,0009E-03	Izbijeni elektroni u sudaru sa upadnim elektronom

Prema rezultatima simulacije (tabele 39. i 40.) najveću verovatnoću stvaranja fotona unutar materijala posle neutronske zračenja ima interakcija neutrona sa atomima kroz koju dolazi do usporavanja neutrona i emisije fotona. Što se tiče oslobađanja elektrona najveću verovatnoću imaju sudari sa prethodno oslobođenim elektronima i Auger elektroni.

U tabelama 41., 42. i 43. je prikazan broj fizičkih interakcija u kojima se stvaraju ili nestaju neutroni, fotoni i elektroni po ulaznoj čestici (po ćeliji).

Tabela 41. Broj fizičkih interakcija u kojima se stvaraju ili nestaju neutroni po ulaznoj čestici (po ćeliji)

Fizička interakcija	Oblast 1 – p^+	Oblast 2 – p	Oblast 3 – i (intrinsic)	Oblast 4 – n^+	Oblast 5 – Al kontakt
Zahvat neutrona	-7,354E-05	-1,857E-05	-1,833E-05	-7,312E-05	-2,452

Tabela 42. Broj fizičkih interakcija u kojima se stvaraju ili nestaju fotoni po ulaznoj čestici (po ćeliji)

Fizička interakcija	Oblast 1 – p^+	Oblast 2 – p	Oblast 3 – i (intrinsic)	Oblast 4 – n^+	Oblast 5 – Al kontakt
Od neutrona	1,4898E-03	3,7403E-04	3,6883E-04	1,4620E-03	6,8237E-04
Zakočno zračenje bremsstrahlung	1,2000E-06	5,3333E-07	3,3333E-07	7,3333E-07	1,3333E-07
Zahvat neutrona	-8,533E-06	-2,700E-06	-2,767E-06	-3,700E-06	-1,233E-06
p-anihilacija	3,3333E-07	0	6,6667E-08	1,3333E-07	0
Proizvodnja para	-2,333E-07	-1,333E-07	-6,667E-08	-2,000E-07	-3,333E-08
Nuklearni fotoefekat	0	0	0	0	0
Emitovanje x-zraka	1,8667E-06	7,0000E-07	6,0000E-07	0	3,6667E-07
Fluorescentni efekat	0	0	0	3,3333E-08	0
Ukupno	1,4844E-03	3,7243E-04	3,6700E-04	1,4590E-03	6,8160E-04

Tabela 43. Broj fizičkih interakcija u kojima se stvaraju ili nestaju elektroni po ulaznoj čestici (po ćeliji)

Fizička interakcija	Oblast 1 – p^+	Oblast 2 – p	Oblast 3 – i (intrinsic)	Oblast 4 – n^+	Oblast 5 – Al kontakt
Prozvodnja para	4,6667E-07	2,6667E-07	1,3333E-07	4,0000E-07	6,6667E-08
Komptonovo rasejanje	1,5733E-05	5,6667E-06	4,9667E-06	1,0867E-05	3,0333E-06
Fotoelektrični efekat	8,5000E-06	2,7000E-06	2,7667E-06	3,7000E-06	1,2333E-06
Augerov foton	3,0000E-07	1,0000E-07	1,0000E-07	1,6667E-07	3,3333E-08
Augerov elektron	7,1567E-05	2,7567E-05	2,4100E-05	0	1,7267E-05
PKA	3,5600E-04	1,4087E-04	1,2290E-04	2,3230E-04	6,6633E-05
p-anihilacija	-1,667E-07	0	-3,333E-08	-6,667E-08	0
Ukupno	4,5240E-04	1,7717E-04	1,5493E-04	2,4737E-04	8,8267E-05

Naravno, neutroni će uglavnom nestajati kroz zahvat od strane atoma (tabela 41.) dok će kroz rezultatno delovanje različitih vrsta interakcija doći do oslobađanja određenog broja fotona (tabela 42.).

Iz tabele 43. se vidi da pod uticajem neutronske zračenja dolazi do oslobađanja značajnog broja elektrona kroz različite vrste interakcija. Kada se nakon neutronske zračenja fotodioda podvrgne gama zračenju doći će do rasejanja gama fotona na ovim elektronima što će, zajedno sa ostalim vidovima interakcija gama zračenja sa poluprovodničkim materijalom, usloviti smanjenje broja nosilaca naelektrisanja a time i fotostruju odnosno spektralni odziv fotodioda. Ovakav rezultat je u skladu sa eksperimentalnim rezultatima opisanim u poglavlju 5.4.1.

5.5.4. MONTE CARLO SIMULACIJA PROLASKA NEUTRONSKOG ZRAČENJA KROZ FOTOTRANZISTOR

Rezultati Monte Carlo simulacije su dati u tabelama 44. do 48. Tabele 44. i 45. prikazuju verovatnoću stvaranja novih fotona i elektrona po ulaznoj čestici (neutronu) putem pojedinačnih interakcija respektivno. Simulacija je izvedena na modelu fototranzistora sa slike 56.

Tabela 44. Verovatnoća stvaranja novih fotona po ulaznoj čestici (neutronu)

Verovatnoća stvaranja novih fotona	Interakcija putem koje se stvaraju fotoni
2,1320E-04	Od usporavanja neutrona

Tabela 45. Verovatnoća stvaranja novih elektrona po ulaznoj čestici (neutronu)

Verovatnoća stvaranja novih elektrona	Interakcija putem koje se stvaraju fotoni
1,3333E-07	Putem Komptonovog efekta
1,6667E-07	Izbijeni elektroni u sudaru sa upadnim elektronom

U tabelama 46., 47. i 48. je prikazan broj fizičkih interakcija u kojima se stvaraju ili nestaju neutroni, fotoni i elektroni po ulaznoj čestici (po ćeliji).

Tabela 46. Broj fizičkih interakcija u kojima se stvaraju ili nestaju neutroni po ulaznoj čestici (po ćeliji)

Fizička interakcija	Oblast 1 – emiter <i>n</i>	Oblast 2 – baza <i>p</i>	Oblast 3 – kolektor <i>n</i>	Oblast 4 – <i>n</i> ⁺	Oblast 5 – Al kontakt
Zahvat neutrona	0	-4,880E-07	-1,790E-06	-2,275E-06	-2,536E-07

Tabela 47. Broj fizičkih interakcija u kojima se stvaraju ili nestaju fotoni po ulaznoj čestici (po ćeliji)

Fizička interakcija	Oblast 1 – emiter <i>n</i>	Oblast 2 – baza <i>p</i>	Oblast 3 – kolektor <i>n</i>	Oblast 4 – <i>n</i> ⁺	Oblast 5 – Al kontakt
Od neutrona	0	1,0500E-05	3,7033E-05	4,5167E-05	6,7667E-06
Zakočno zračenje bremsstrahlung	0	0	0	0	0
Zahvat neutrona	0	0	0	0	0
p-anihilacija	0	0	0	0	0
Proizvodnja para	0	0	0	0	0
Nuklearni fotoefekat	0	0	0	0	0
Emitovanje x-zraka	0	0	0	0	0
Fluorescentni efekat	0	0	0	0	0
Ukupno	0	1,0500E-05	3,7033E-05	4,5167E-05	6,7667E-06

Tabela 48. Broj fizičkih interakcija u kojima se stvaraju ili nestaju elektroni po ulaznoj čestici (po ćeliji)

Fizička interakcija	Oblast 1 – emiter n	Oblast 2 – baza p	Oblast 3 – kolektor n	Oblast 4 – n⁺	Oblast 5 – Al kontakt
Prozvodnja para	0	0	0	0	0
Komptonovo rasejanje	0	0	0	0	0
Fotoelektrični efekat	0	0	0	0	0
Augerov foton	0	0	0	0	0
Augerov elektron	0	0	0	0	0
PKA	0	0	0	0	0
p-anihilacija	0	0	0	0	0
Ukupno	0	0	0	0	0

U ovom slučaju neutronske zračenje će osloboditi određeni broj fotona (tabela 47.) ali neće izazvati nijednu reakciju koja bi za rezultat dala oslobađanje elektrona (tabela 48.) tako da će gama zračenje, primenjeno nakon neutronske, na fototranzistor delovati kao da je u pitanju nova neozračena komponenta. Kao rezultat takvog delovanja gama zračenja javiće se značajno smanjenje struje i spektralnog odziva kako je već opisano u poglavlju 5.5.2.

6. ZAKLJUČAK I PRAVCI DALJEG ISTRAŽIVANJA

6. ZAKLJUČAK I PRAVCI DALJEG ISTRAŽIVANJA

Ovaj rad je pokušaj da se sistematski prikaže uticaj gama i neutronskog zračenja na karakteristike i rad fotonaponskih detektora, u prvom redu fotodioda, fototranzistora i solarnih ćelija. Kako su efekti koje ove vrste zračenja izazivaju na različitim materijalima, uključujući i poluprovodnike, dosta dobro poznati i opisani u literaturi, u ovom radu je akcenat stavljen na posmatranje ponašanja fotodioda, fototranzistora i solarnih panela neposredno nakon izloženosti zračenju i 30 dana nakon toga. Kako je par dana dovoljno da se promene usled dugoročnog oporavka poluprovodnika nakon zračenja stabilizuju, može se sa velikom sigurnošću smatrati da je 30 dana dovoljno dug vremenski period da se završe svi procesi u poluprovodniku nastali zračenjem i oporavkom. Posebna pažnja je posvećena praćenju ponašanja fotonaponskih detektora nakon sukcesivnog dejstva dve vrste zračenja u vremenskom intervalu od 2 meseca, sa pauzom između zračenja od mesec dana. Kod jedne grupe fotonaponskih detektora je primenjeno prvo gama a zatim neutronsko zračenje a kod druge grupe obrnuto.

S obzirom da je jačina fotostruje osnovna veličina koja karakteriše fotonaponske detektore, njihovo ponašanje je praćeno kroz posmatranje promena koje zračenje izaziva na $U-I$ karakteristici. Kod fotodioda i fototranzistora je praćen i spektralni odziv dok su kod solarnih panela snimani parametri (redna i paralelna otpornost, faktor ispunje, napon praznog hoda, struja kratkog spoja i efikasnost). Sve ove veličine su merene neposredno pre i neposredno posle zračenja kao i nakon mesec dana oporavka. Merenja su vršena u strogo kontrolisanim laboratorijskim uslovima prema mernim standardima.

U radu su korišćeni uzorci 4 vrste PIN fotodioda, 2 vrste fototranzistora i solarni paneli. Ovo je omogućilo da rezultati eksperimentalnog istraživanja dobiju na opštosti i budu pouzdaniji. Prilikom posmatranja efekata sukcesivnog ozračivanja fotonaponskih detektora različitim vrstama zračenja u cilju boljeg razumevanja procesa koji su se javili u poluprovodniku nakon prvog zračenja a koji imaju uticaj na naknadno primenjeno zračenje, izvršene su dve Monte Carlo simulacije. Monte Carlo simulacija prolaska

gama fotona kroz PIN fotodiodu i fototranzistor je poslužila da se dobije bar približan uvid u strukturu ovih komponenata nakon delovanja gama zračenja a pre ozračivanja neutronima. Monte Carlo simulacija prolaska neutrona kroz PIN fotodiodu i fototranzistor je pokušala da da odgovor na ista pitanja ali u slučaju kada je prvo primenjeno neutronske a zatim gama zračenje.

Gama i neutronske zračenje, primenjeni ponaosob, utiču na materijal poluprovodnika stvarajući defekte i menjajući postojeću strukturu što kao rezultat ima promenu izlaznih karakteristika uređaja i smanjenje njihove funkcionalnosti.

Gama ozračivanje silicijumskog poluprovodnika uzrokuje brojne defekte kristalne rešetke. Monte Carlo simulacija je pokazala da su u ovom eksperimentu bili zastupljeni skoro svi efekti opisani u literaturi: izmeštanje atoma (PKA), Augerovi elektroni, Komptonovo rasejanje, fotoelektrični efekat, proizvodnja para (efekti su poredani prema broju interakcija dobijenih simulacijom). Uticaoj svih ovih efekata se manifestuje u generisanju energetskih nivoa u energetskom procepu materijala kristalne rešetke usled čega se smanjuje vreme života manjinskih nosilaca naelektrisanja što kao rezultat daje smanjenje fotostruje, spektralnog odziva i ostalih parametara fotonaponskih detektora. Smanjenje spektralnog odziva kod fotodioda nakon gama zračenja i 30 dana oporavka je (8-30)%, kod fototranzistora je čak (78-87)% dok su se parametri solarnih panela promenili za (0,3-5)%. Velika promena izlaznih karakteristika fototranzistora se može objasniti uticaojem zračenja na strujno pojačanje. Kako je strujno pojačanje srazmerno vremenu života manjinskih nosilaca naelektrisanja to degradacija vremena života manjinskih nosilaca direktno utiče na degradaciju strujnog pojačanja. Ovu degradaciju izaziva izmeštanje atoma u bulku poluprovodnika što utiče na povećanje broja rekombinacionih centara kao i oksidacija u pasivizacionom sloju oksida a posebno iznad spoja emitor-baza. Činjenica da su solarni paneli otporniji na uticaoj i gama i neutronske zračenja i od fotodioda i od fototranzistora se može objasniti njihovom specifičnom konstrukcijom. Solarni paneli se sastoje od većeg broja solarnih ćelija pri čemu svaka od njih trpi ista radijaciona oštećenja kao i fotodioda. Kako su solarne ćelije u panelu međusobno povezane i zatvorene u zajedničko kućište koje ih štiti od spoljašnjih uticaja to je ukupan rezultatni uticaoj zračenja na čitav panel manji.

Neutronske ozračivanje fotonaponskih detektora izaziva oštećenja koja se prvenstveno odnose na izmeštanje silicijumskih atoma sa svojih pozicija u rešetki i

stvaranja vakancija. Pored vakancija javljaju se i drugi efekti. Monte Carlo simulacija je pokazala da su posle vakancija najzastupljeniji: Augerovi elektroni, Komptonovo rasejanje, proizvodnja para i fotoelektrični efekat. Kombinacijom defekata nastaju kompleksni defekti koji se ponašaju kao rekombinacioni centri i smanjuju vreme života manjinskih nosilaca naelektrisanja što dalje vodi degradaciji električnih parametara fotonaponskih detektora. Rezultati su pokazali da je kod fotodioda smanjenje spektralnog odziva nakon neutronske zračenja i 30 dana oporavka (3-11)%, kod fototranzistora (6-18)% a kod solarnih panela (0,5-11)%.

U slučaju kada se poluprovodnički fotonaponski detektori izlože najpre gama zračenju a nakon mesec dana i neutronske dobijaju se jako zanimljivi rezultati. Istraživanje pokazuje da neutronske zračenje, primenjeno nakon gama zračenja, delimično popravljaja karakteristike poluprovodničkih komponenata pokvarene gama zračenjem, što se manifestuje kroz povećanje spektralnog odziva i izlazne fotostruje. Čak 87% ispitanih fotodioda i 77% fototranzistora je pokazalo ovakvo ponašanje. Kod fotodioda neutronske zračenje je povećalo spektralni odziv za (3-10)% u odnosu na onaj koji je bio nakon gama zračenja, dok je kod fototranzistora ovaj broj (18-52)%. Izlazne karakteristike solarnih panela su nakon neutronske zračenja ostale praktično nepromenjene. Ovakvo ponašanje fotodioda i fototranzistora se može objasniti povećanom generacijom nosilaca naelektrisanja usled direktnog transfera (tunelovanja) naelektrisanja putem zamki (rekombinacionih centara). Direktni (međucentarski) transfer naelektrisanja je proces u kojem nosilac naelektrisanja provede neko vreme zarobljen u defektu materijala (zamki) pre tuneliranja kroz barijeru. Da bi elektron postao slobodan (prešao iz valentne u provodnu zonu) mora imati dovoljnu energiju da premosti energetske procep. Međutim, ukoliko se zamke, koje predstavljaju energetske nivoe, nalaze u blizini ruba provodne i valentne zone i blizu Fermijeveg nivoa sa obe strane (po Dharival-Rajvanshi modelu) tada je za prelazak elektrona iz valentne zone u zamku potrebno je znatno manje energije nego za direktan prelazak u provodnu zonu, što znači da zamke zapravo olakšavaju proces generacije slobodnih nosilaca. I prema Schokley-Read-Hall modelu postoji jedan kvazi-stacionarni energetski nivo unutar procepa na koji može doći elektron ili šupljina. Verovatnoća da će elektron upasti u zamku i provesti neko vreme u njoj zavisi između ostalog od gustine defekata u energetskom procepu. Jedan od načina povećanja gustine defekata u energetskom

procepu jeste kreiranje velikog broja vakancija koje će se u materijalu poluprovodnika nalaziti fizički blizu jedne drugima. Monte Carlo simulacija prolaska γ -fotona kroz fotonaponske detektore je pokazala da gama zračenje iza sebe ostavlja jako veliki broj izmeštenih atoma (vakancija). S obzirom da se radijaciona oštećenja izazvana neutronima prevashodno odnose na izmeštanje atoma sa svojih pozicija u rešetki silicijumskog poluprovodnika tj. formiranje vakancija to neutronsko ozračivanje fotonaponskih detektora primenjeno posle gama ozračivanja daje mogućnost kreiranja dovoljnog broja divakanacija da se može javiti međucentarski transfer i povećana generacija naelektrisanja a time i povećanje fotostruje i ostalih parametara. Uslov da neutronsko zračenje kreira divakanacije jeste postojanje vakancija u poluprovodniku nastalih usled prethodnog gama zračenja.

Ovakvo povećanje spektralnog odziva se nije javilo u slučaju kada je gama zračenje primenjeno nakon neutronskog zračenja. Gama zračenje je u ovom slučaju izazvalo dodatno smanjenje spektralnog odziva za (2-39)% kod fotodioda i (86-94)% kod fototranzistora. Solarni paneli i ovog puta nisu pokazali neku značajniju promenu. Monte Carlo simulacija je pokazala da je u ovom slučaju neutronsko zračenje, kroz razne efekte, izazvalo oslobađanje velikog broja elektrona u kristalnoj rešetki. Gama fotoni, primenjeni nakon neutronskog zračenja, su se velikim delom rasejali na tim elektronima usled čega nije bilo dovoljno energije za izmeštanje atoma i eventualno stvaranje divakanacija. Samim tim nije moglo ni doći do međucentarskog transfera naelektrisanja.

Imajući u vidu rezultate ovog rada može se zaključiti da se neutronsko zračenje može koristiti za delimičan popravak spektralnog odziva i izlaznih karakteristika fotodioda i fototranzistora pokvarenih putem prethodnog gama zračenja. Ovo istraživanje dalje otvara niz pitanja i upućuje na moguće pravce novih istraživanja:

1. Kolika je minimalna doza neutronskog zračenja dovoljna da izazove pozitivne efekte i delimično popravi oštećenje usled gama zračenja?
2. Mogu li se neutronskim zračenjem potpuno eliminisati negativni efekti gama zračenja, i ako mogu kolika doza je potrebna za to?
3. Da li se ova pojava javlja samo u kombinaciji gama-neutronsko zračenje ili je moguća i kod još nekih vrsta zračenja?

4. Da li je ovu pojavu moguće izazvati i u slučaju neutronske zračenje kao prvo a gama kao drugo ukoliko bi doza gama zračenja bila drugačija nego u slučaju eksperimenta u ovom radu (znatno veća ili znatno manja) itd.?

7. LITERATURA

7. LITERATURA

- [1] Stojan Ristić, "Fizička elektronika", Elektronski fakultet Niš, 2008
- [2] Dejan Raković, "Fizičke osnove i karakteristike elektrotehničkih materijala", Akademska misao, Beograd, 2000
- [3] Fukuda M., "Optical Semiconductor Devices", John Wiley&Sons, Inc.; New York, Brisbane, Singapore, Toronto, 1999
- [4] Stojan Ristić, "Poluprovodničke komponente", Elektronski fakultet Niš, 2010
- [5] B.D. Iričanin, D.M. Gvozdić: "The analytic approach in the modeling of one-dimensional electron concentration distribution in some two-valley semiconductor electron devices", Journal of Physics A: Mathematical and General, vol. 31, no. 13, pp. 2997-3017, 1998
- [6] Simo Dimitrijević, "Understanding Semiconductor Devices", New York - Oxford, Oxford University Press, 2000
- [7] Fahrenbuch A.L., Bube R.H., "Fundamentals of Solar Cells", Academic Press, New York, 1983
- [8] M. Zdravković, A. Vasić, B. Čavrić, R. Radosavljević, K. Stanković: "Radiation induced noise level in solar cells", PIERS Proceedings, 27-30.03.2012, Kuala Lumpur, Malaysia, pp. 1160-1164, 2012
- [9] F.A. Lindholm, J.G. Fossum, E.L. Burgess: "Application of the superposition principle to solar-cell analysis", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 26, pp. 165-171, 1979
- [10] R.A. Sinton, A. Cuevas: "Contactless determination of current-voltage characteristics and minority-carrier lifetimes in semiconductors from quasi-steady-state photoconductance data", Applied Physics Letters, vol. 69, pp. 2510-2512, 1996
- [11] C.M. Lee, S.P. Chang, C.I. Wu: "High-Efficiency Si Solar Cell Fabricated by Ion Implantation and Inline Backside Rounding Process", International

- Journal of Photoenergy, Hindawi Publishing Corporation, 2012
- [12] M.A. Green: "Solar cell fill factors: General graph and empirical expressions", Solid-State Electronics, vol. 24, pp. 788-789, 1981
- [13] A. Vasić, M. Vujisić, B. Lončar, P. Osmokrović: "Aging of Solar Cells Under Working Conditions", Journal of Optoelectronics and Advanced Materials, vol. 9, no. 6, pp. 1843-1846, 2007
- [14] M.A. Green: "Solar cells-operating principles, technology and system application", Kensington, Australia: University of NSW, 1992
- [15] A.J. McEvoy, T. Markvart, L. Castañer: "Practical Handbook of Photovoltaics: Fundamentals and Applications", Academic Press, 2012
- [16] Šćepan S. Miljanić, "Udžbenik nuklearne hemije", Univerzitet u Beogradu, Fakultet za fizičku hemiju, Beograd, 2008
- [17] M. Vujisić, K. Stanković, N. Marjanović, P. Osmokrović: "Simulated Effects of Proton and Ion Beam Irradiation on Titanium Dioxide Memristors", IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 57, no. 4, pp. 1798-1804, 2010
- [18] Predrag Osmokrović, "Osnovi nuklearne fizike", Akademska misao, Beograd, 2008
- [19] J.R. Srour, J.W. Palko: "Displacement Damage Effects in Irradiated Semiconductor Devices", IEEE Transactions on Nuclear Science, vol 60, no. 3, pp. 1740-1766, 2013
- [20] G. Barbottin and A. Vapaille, "Instabilities in Silicon Devices, New Insulators, Devices and Radiation Effects", Elsevier, 1999
- [21] A. Jorio, A. Zounoubi, Z. Elachheb, C. Carlone and S.M. Khann, "Displacement damages created by γ particles radiation in n type GaAs", M.J. Of Condensed Matter, 2(1), 1999
- [22] G.F. Knoll, "Radiation Protection and Measurement", 3rd edition, John Wiley&Sons Inc., USA, Third edition, 2000
- [23] F. Yang, J.H. Hamilton: "Modern Atomic and Nuclear Physics", The McGraw-Hill Inc. New York, USA, 1996
- [24] M. Imaizumi, T. Ohshima: "Radiation effects in solar cells", Micro- and Nanotechnology Sensors, Systems and Applications V, vol. 8725, 2013
- [25] W.E. Burcham, "Nuklearna fizika", Naučna knjiga, Beograd, 1974

- [26] A. Holmes-Siedle and L. Adams, "Handbook of Radiation Effects", Oxford University press, 2004
- [27] G.C. Messenger and M.S. Ash, "The effects of radiation on electronic systems", Van Nostrand Reinhold Company, New York, 2nd edition, 1992
- [28] C.E. Barnes, "The effects of Radiation on Optoelectronic Devices", Proc., SPIE Fiber Optics in Adverse Environments, 721 (1986), pp. 18-25
- [29] T.K. Maiti, C.K. Maiti: "Modeling of radiation-induced displacement damage in silicon solar cells: Frekel defect", Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits, IPFA 2009. 16th IEEE International Symposium, DOI: 10.1109/IPFA.2009.5232562, pp. 647-649, 2009
- [30] Rob Phillips, "Crystals, Defects and Microstructures Modeling Across Scales", Cambridge University Press, 2009
- [31] G.C. Messenger, "A summary review of displacement damage from high energy radiation in semiconductors and semiconductor devices", First European Conference on Radiation and its Effects on Devices and Systems, RADECS 91. La Grande-Motte, France, September 9-12 1991, pp. 35-40, 1992
- [32] J.R. Hauser and S.E. Kerus, "Circuit related issues due to radiation in hostile environments", Journal of Electronic Materials, vol. 19, no. 7, pp. 671-688, 1990
- [33] A. Vasić, P. Osmokrović, V. Vujisić, B. Lončar: "Possibilities of Improvement of Silicon Solar Cell Characteristics by Lowering Noise", Journal of Optoelectronics and Advanced Materials, vol. 10, no. 10, pp. 2800-2804, 2008
- [34] S.J. Stanković, B.D. Iričanin, D. Nikolić, K.S. Stanković, M. Radenković, K.D. Stanković, P.V. Osmokrović: "MSV signal processing system for neutron-gamma discrimination in a mixed field", Nuclear Technology and Radiation Protection, vol. 27, no. 2, pp. 165-170, 2012
- [35] O. Gilard and G. Quadri, "Radiation effects on electronics: displacement damages", New Challenges for Radiation Tolerance Assessment, RADECS 2005, pp. 47-69, 2005
- [36] R. Wunstorff, "Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren für die Hochenergie-Experimenten", PhD thesis,

University of Hamburg, 1992

- [37] Y. Shi, D.X. Shen, F.M. Wu and K.J. Cheng, "A numerical study of cluster center formation in neutron-irradiated silicon", *J. Appl. Phys.*, 67 (2): 1116-1118, 1990
- [38] M. Huhtinen, "Simulation of non-ionising energy loss and defect formation in silicon", *Nucl. Instr.&Meth. In Phys. Res. A*, 491: 194-215, 2002
- [39] A. Vasić-Milovanović: "Increased temperature and radiation influence on solar cells characteristics", *FME transactions*, vol. 41, pp. 77-82, 2013
- [40] M. Mikelsen, J.H. Bleka, J.S. Christensen, E.V. Monakhov, B.G. Svensson, "Annealing of the divacancy-oxygen and vacancy-oxygen complexes in silicon", *Phys. Rev. B* 75, 155202, 2007
- [41] M. Mikelsen, E.V. Monakhov, G. Alfieri, B.S. Avset, B.G. Svensson, "Kinetics of divacancy annealing and divacancy-oxygen formation in oxygen-enriched high-purity silicon", *Physical Review B* 72, 295207, 2005
- [42] J. Coutinho, R. Jones, S. Öberg, P.R. Briddon, "The formation, dissociation and electrical activity of divacancy oxygen complexes in Si", *Physica B* 340-342: 523-527, 2003
- [43] J.L. Lindstöm, L.I. Murin, B.G. Svensson, V.P. Markevich, T. Hallberg, "The VO₂ defect in silicon", *Physica B* 340-342: 509-513, 2003
- [44] B.L. Gregory, "Injection-stimulated vacancy reordering in p-type silicon at 76°K", *J. Appl. Phys.*, vol. 36, no. 12, pp. 3765-3769, Dec. 1965
- [45] B.L. Gregory and C.E. Barnes, "Defect reordering at low temperatures in gamma irradiated n-type silicon", in *Proc. Santa Fe Conf. Radiation Effects in Semiconductors 1967*, F.L. Vook, Ed., New York, 1968, pp. 124-135
- [46] J.R. Srour, C.J. Marshall, P.W. Marshall, "Review of Displacement Damage Effects in Silicon Devices", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, no. 3., pp.653-670, 2003
- [47] M. Moll, "Radiation damage in silicon particle detectors—microscopic defect and macroscopic properties [Ph.D. thesis]", University of Hamburg, Hamburg, Germany, DESY-THESIS-1999-040.
- [48] G. Lindström, M. Moll, E. Fretwurst, "Radiation hardness of silicon detectors - a challenge from high-energy physics", *Nuclear Instruments and Methods in*

- Physics Research A 426, pp. 1-15, 1999
- [49] K.D. Stanković, "Influence of the plain-parallel electrode surface dimensions on the type a measurement uncertainty og GM counter", Nuclear Technology and Radiation Protection, vol. 26, no. 1, pp. 39-44, 2011.
- [50] Ć. Dolićanin, K. Stanković, D. Dolićanin, B. Lončar, "Statistical treatment of nuclear counting results", Nuclear Technology and Radiation Protection, vol. 26, no. 2, pp. 164-170, 2011
- [51] K. Stanković, M. Vujisić, D. Kovačević, P. Osmokrović, "Statistical analysis of the characteristics of some basic massproduced passive electrical circuits used in measurements", Measurement, vol. 44, no. 9, pp. 1713-1722, 2011
- [52] M. Vujisić, K. Stanković, P. Osmokrović, "A statistical analysis of measurement results obtained from nonlinear physical las", Applied Mathematical Modeling, vol. 35, no. 7, pp. 3128-3135, 2011
- [53] K. Stanković, M. Vujisić, Lj. Delić, "Influence of tube volume on measurement uncertainty of GM counters", Nuclear Technology and Radiation Protection, vol. 25, no. 1, pp. 46-50, 2010
- [54] H. Johnston, "Radiation damage of electronic and optoelectronic devices in space", Proceedings of the 4th International Workshop on Radiation Effects on Semiconductor Devices for Space Application, Tsukuba, Japan, October, 2000
- [55] D. Nikolić, K. Stanković, Lj. Timotijević, Z. Rajović, M. Vujisić, "Comparative Study of Gamma Radiation Effects on Solar Cells, Photodiodes and Phototransistors", International Journal of Photoenergy, vol. 2013, Article ID 843174, 6 pages, 2013
- [56] D. Nikolić, A. Vasić, I. Fetahović, K. Stanković, P. Osmokrović, "Photodiode behavior in radiation environment", Scientific Publications of the State University of Novi Pazar Series A, vol. 3, no. 1, pp. 27-34, 2011
- [57] M. Vujisić, N. Marjanović, I. Fetahović, K. Stanković, P. Osmokrović, "Influence of radiation on titanium dioxide memristors", Scientific Publications of the State University of Novi Pazar Series A, vol. 4, no. 1, pp. 75-82, 2012
- [58] H. Feick, "Radiation tolerance of silicon particle detectors for high-energy physics [Ph.D. Thesis]", University of Hamburg, Hamburg, Germany, DESY

F35D-97-08, August 1997

- [59] V. Vukić, "Minimum dropout voltage on a serial PNP transistor of a moderately loaded voltage regulator in a gamma radiation field", *Nuclear Technology & Radiation Protection*, vol. 27, no. 4, pp. 333-340, 2012
- [60] M.B. El Mashade, M. Ashry, M.Sh. Eladl, M.S. Rageh, "Experimental measurements of some optoelectronic devices before and after gamma irradiation", *Journal of Microwaves and Optoelectronic*, vol. 3, no. 4, pp. 1-12, 2004
- [61] V.Vukić, P.Osmokrović, "Impact of forward emitter current gain and geometry of PNP power transistors on radiation tolerance of voltage regulators", *Nuclear Technology & Radiation protection*, vol. 27, no. 2, pp. 152-164, 2012
- [62] M. R. Zdravković, A. I. Vasić, R. Lj. Radosavljević, M. Lj. Vujisić, P. V. Osmokrović, „Influence of Radiation on the Properties of Solar Cells“, *Nuclear Technology & Radiation Protection*, vol. 26, No 2, pp. 158-163, 2011
- [63] R. Lj. Radosavljević, A. I. Vasić, „Effects of Radiation on Solar Cells as Photovoltaic Generators“, *Nuclear Technology & Radiation Protection*, vol. 27, No 1, pp. 28-32, 2012
- [64] D.M. Tobnaghi, R. Madatov, T. Banki: "Effect of gamma radiation on the aged mono-crystalline silicon solar cells", *Journal of Applied Science and Agriculture*, vol. 9, no. 3, pp. 903-907, 2014
- [65] C.L. Axness, B. Kerr, E.R. Keiter, "Analytic 1-D pn junction diode photocurrent solutions following ionizing radiation and including time-dependant changes in the carrier lifetime from a nonconcurrent neutron pulse", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 57, no. 6, pp. 3314-3321, 2010
- [66] D.G. Sporea, R.A. Sporea, C. Oproiu, I. Vatã, "Comparative study of gamma-ray, neutron and electron beam irradiated index-guided laser diodes", in *Proceedings of the 8th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS '05)*, pp. PA31-PA39, September 2005
- [67] B. Simić, D. Nikolić, K. Stanković, Lj. Timotijević, S. Stanković, "Damage Induced by Neutron Radiation on Output Characteristics of Solar Cells, Photodiodes and Phototransistors", *International Journal of Photoenergy*, vol.

- 2013, Article ID 582819, 6 pages, 2013
- [68] G.E. Schwarze, A.J. Frasca, "Neutron and gamma irradiation effects on power semiconductor switches", in Proceedings of the 25th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference (IECEC '90), vol. 6, pp. 30-35, August 1990
- [69] S.J. Watts, J. Matheson, I.H. Hopkins-Bond, A. Holmes-Siedle, A. Mohammadzadeh, R. Pace, „A New Model for Generation-Recombination in Silicon Depletion Regions After Neutron Irradiation“, IEEE Transaction on Nuclear Science, vol. 43, No. 6, December 1996, pp. 2587-2594
- [70] Z.D. Kovalyuk, V.N. Katerynychuk, O.A. Politanska, O.N. Sydor and V.V. Khomyak, „Effect of Gamma Radiation on the Properties of InSe Photodiodes“, Technical Physics Letters, vol. 3t, No. 5, 2005 pp. 359-360.
- [71] M. Vujisić, "Simulated Effects of proton and Ion Beam Irradiation on Titanium Dioxide Memristors", IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 57, no. 4, pp. 1798-1804, 2010
- [72] M. Vujisić, K. Stanković, E. Dolićanin, and 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, pp. 362–369, 2010.
- [73] D.R. Alexander, „Transient Ionizing Radiation Effects in Devices and Circuits“, IEEE Transection on Nuclear Sciences, 50, No. 3, 565-582 (2003).
- [74] M.J. Jeng, Y.L. Wung, L.B. Chang and L. Chow, ”Particle size effects of TiO₂ layers on the solar efficiency of dye-sensitized solar cells“, International Journal of Photoenergy, vol. 2013, Article ID 563897, 9 pages, 2013
- [75] Y. Yamamoto, Y. Aoyama, S. Shimizu, J. Kano F. Saito and S. Ito, ”Influence of Titania Dispersivity on the Conversion Efficiency of Dye-Sensitized Solar Cells“, International Journal of Photoenergy, vol. 2011, Article ID 234931, 7 pages, 2011
- [76] H. Boo, J.H. Lee, M. G. Kang, K. D. Lee, S. Kim, H. C. Hwang, W. J. Hwang, H. O. Kang, S. Park, S. J. Tark, and D. Kim, ”Effect of High-Temperature Annealing on Ion-Implanted Silicon Solar Cells“, International Journal of Photoenergy, vol. 2012, Article ID 921908, 6 pages, 2012

- [77] M. I. Kabir, S. A. Shahahmadi, V. Lim, S. Zaidi, K. Sopian and N. Amin, "Amorphous Silicon Single-Junction Thin-Film Solar Cell Exceeding 10% Efficiency by Design Optimization", *International Journal of Photoenergy*, vol. 2012, Article ID 460919, 7 pages, 2012
- [78] S.S. Georgiev, Tz.E. Ivanov: "One-Dimensional Analytical Model for Photovoltaic Cells Based on Wide Gap Semiconductors", *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, vol. 16, no. 1-2, pp. 41-46, 2014
- [79] V.K. Singh, A. Annu, U. Singh, P. Singh, S.P. Pandey, B. Bhattacharya, P.k. Sigh: "Dye-Sensitized Solar Cell Based on Poly(Vinyl Alcohol) Doped With Ammonium Iodide Solid Polymer Electrolyte", *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, vol. 15, no. 9-10, pp. 927-931, 2013
- [80] A. Vasić, M. Vujisić, K. Stanković, B. Jovanović: "Ambiguous Influence of Radiation Effects in Solar Cells", *Proress In Electromagnetics Research Symposioum Proceedings*, 22-26.03.2010, Xi'an, China, pp. 1199-1203, 2010
- [81] D. Nikolić, A. Vasić, Đ. Lazarević, M. Obrenović, "Improvement possibilities of the I-V characteristics of PIN photodiodes damaged by gamma irradiation", *Nuclear Technology & Radiation Protection*, vol. 28, no. 1, pp. 84-91, 2013
- [82] G.A.M. Hurkx, D.B.M. Klaassen, M.P.G. Knuvers: „A new recombination model for device simulation including tunneling”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol.39, pp.331-338, 1992.
- [83] S. Palpacelli, M. Mendoza, H. J. Herrmann, S. Succi: „Klein Tunneling in the presence of random impurities”, *International Journal of Modern Physics C*, Vol. 23, No. 12, December 2012
- [84] T.K. Kang, M.J. Chen, C.H. Liu, Y.J. Chang, S.K. Fan: „Numerical confirmation of inelastic trap-assisted tunneling (ITAT) as SILC mechanism”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol.48, pp.2317-2322, 2001.
- [85] S. Aritome, R. Shirota, G. Hemink, T. Endoh, F. Masuoka: „Reliability Issues of Flash Memory Cells”, *Proceedings of the IEEE*, vol. 81, pp. 776-788, 1993.
- [86] E. Rosenbaum, L. F. Register: „Mechanism of Stress-Induced Leakage Current in MOS Capacitors” *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol. 44, pp. 317-323, 1997.
- [87] C.D. Young, G. Bersuker, M. Jo, K. Matthews, J. Huang, S. Deora, K. Ang, T.

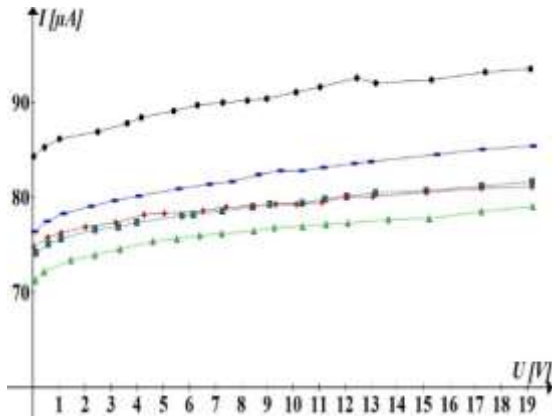
- Ngai, C. Hobbs, P.D. Kirsch, A. Padovani, L. Larcher: „New insights into SILC-based life time extraction”, IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS), 2012.
- [88] L. Pelaz, J.L. Orantes, J. Vincente, L.A. Bailon, J. Barbolla: „The Poole-Frenkel effect in 6H-SiC diode characteristics”, IEEE Transactions on Electron Devices, vol.41, pp.587-591, 1994.
- [89] T. Goudon, V. Miljanović, C. Schmeiser: „On the Shockley-Read-Hall Model: Generation- Recombination in Semiconductors”, 2007.
- [90] S. M. Sze, K. K. Ng: „Physics of Semiconductor Devices”, Wiley Interscience, New Jersey, 2007.
- [91] M. Razavy: „Quantum Theory of Tunneling”, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, Singapore, 2003.
- [92] R.K. Srivastava: „Quantum mechanics”, Prentice-Hall of Indi Priva Limited, India, 2007.
- [93] M. Vukadinović, F. Smole, M. Topić, R. E. I. Schropp, F. A. Rubinelli: „Transport in tunneling recombination junctions: A combined computer simulation study”, Journal of Applied Physics, vol. 96, pp. 7289-7299, 2004.
- [94] W. Shockley, W.T. Read, "Statistics of the Recombination of Holes and Electrons", Physical Review, vol. 87, no. 5, pp. 835-842, 1952
- [95] W.M. Chen, B. Monemar, E. Janzén and J.L. Lindström, „Direct observation of intercenter charge transfer in dominant nonradiative recombination channels in silicon“, Phys. Rev. Lett., vol. 67, no. 14, pp. 1914-1917, 1991
- [96] A.M. Frens, M.T. Bennebroek, A. Zakrzewski, J. Schmidt, W.M. Chen, E. Janzén, J.L. Lindström and B. Monemar, „Observation of rapid direct transfer between deep defects in silicon“, Phys. Rev. Lett., vol 72, no. 18, pp. 2939-2942, 1994
- [97] J. Radovanović, V. Milanović, "Fizička elektronika čvrstog tela", Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet, 2010
- [98] J. Racko, M. Mikolášek, P. Benko, O. Gallo, L. Harmatha, R. Granzner, F. Schwierz, „Coupled Defect Level Recombination in the P-N Junction“, Journal of Electrical Engineering, vol. 62, no. 6, pp. 355-358, 2011
- [99] R. T. Collins, J. Lambe, T. C. McGill: „Elastic and inelastic tunneling

- characteristics of AlAs/GaAs heterojunctions”, Journal of Vacuum Science and Technology B, vol. 2, 1984
- [100] D. V. Averin, Y. V. Nazarov: „Virtual electron diffusion during quantum tunneling of the electric charge”, Physical Review Letters, vol. 65, 1990
- [101] D. Nikolić, A. Vasić-Milovanović, M. Obrenović, E. Dolićanin: “Effects of successive gamma and neutron irradiation on solar cells”, Journal of Optoelectronics and Advanced Materials, vol. 17, no. 3-4, pp. 351-356, 2015
- [102] D.M. Tobnaghi, R. Madatov, Y. Mustafeyev, F. Abasov: "Influence of gamma radiation on electric properties of silicon solar cells", International Journal of Pure and Applied Sciences and Technology, vol 21, no. 1, pp. 12-16, 2014
- [103] K. Ali, S.A. Khan, M.Z. MatJafri: "⁶⁰Co γ -irradiation effects on electrical characteristics of monocrystalline silicon solar cell", International Journal of Electrochemical Science, vol. 8, pp. 7831-7841, 2013
- [104] D.M. Tobnaghi, A. Rahnamaei, M. Vajdi: "Experimental study of gamma radiation effects on the electrical characteristics of silicon solar cells", International Journal of Electrochemical Science, vol 9, pp. 2824-2831, 2014
- [105] A. Luque, S. Hegedus: “Handbook of Photovoltaic Science and Engineering”, John Wiley & Sons, Ltd, United Kingdom, 2011
- [106] Radovan D. Ilić, "FOTELP-2K10, Photons, electrons and positrons Monte Carlo transport simulation", Institute of Nuclear Sciences Vinča, Belgrade, 2009
- [107] X-5 Monte Carlo Team:”MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code”, Los Alamos National Laboratory, version 5, 2008
- [108] R. Smith (ed.), “Atomic & Ion Collisions in Solids and at Surfaces: Theory, Simulation and Applications”, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1997
- [109] M. Nastasi, J. Mayer, and J. Hirvonen, “Ion-Solid Interactions - Fundamentals and Applications”, Cambridge University Press, Cambridge, Great Britain, 1996
- [110] J.M. Perlado, L. Malerba, A. Sánchez-Rubio, T. Díaz de la Rubiá, „Analysis of Displacement Cascades and Threshold Displacement Energies in Beta-SiC“, Journal of Nuclear Materials, vol. 276, pp. 235-242, 2000

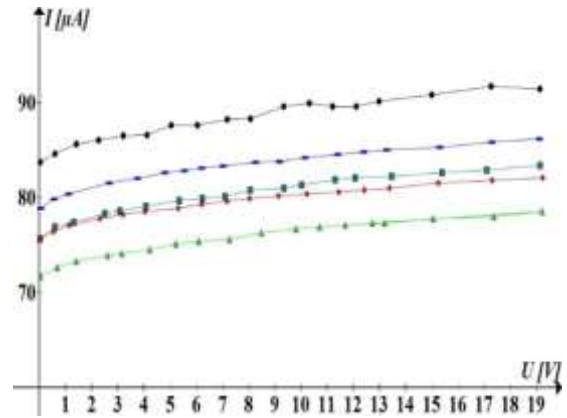
- [111] A. El-Azab, N. Ghoniem, „Molecular Dynamics Study of the Displacement Threshold Surfaces and the Stability of Frenkel Pairs in Beta-Sic“, *Journal of Nuclear Materials*, vol. 191, pp. 1110-1114, 1992
- [112] “Physics and Technology”, Vishay Semiconductors, www.vishay.com, 2008

PRILOG

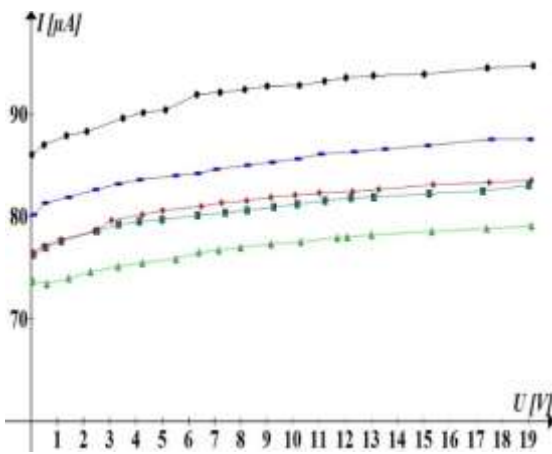
PRILOG 1. U-I KARAKTERISTIKA FOTODIODA PRE I NAKON GAMA I NEUTRONSKOG ZRAČENJA



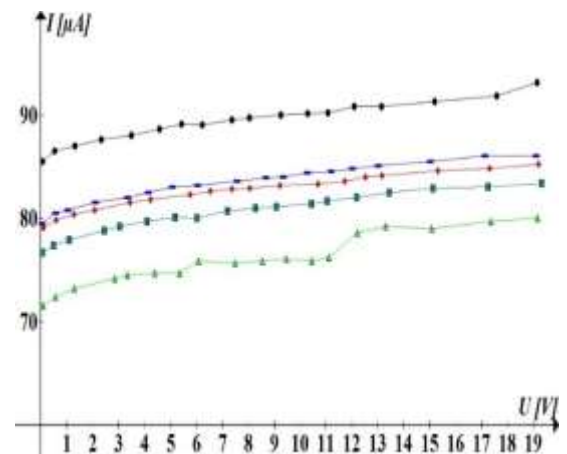
BP104 – fotodioda broj 1



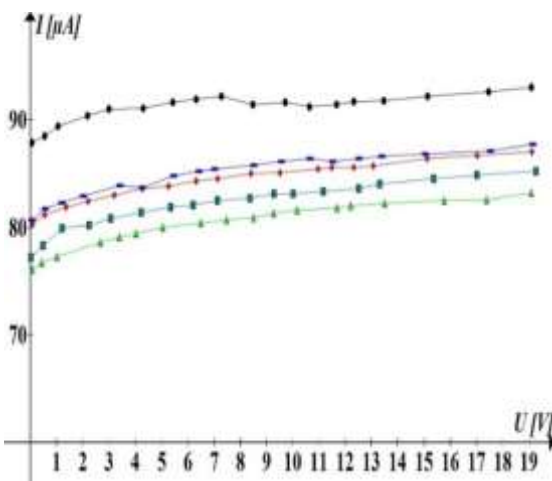
BP104 – fotodioda broj 2



BP104 – fotodioda broj 3



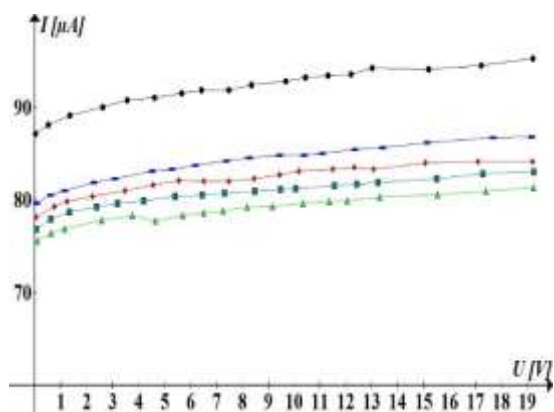
BP104 – fotodioda broj 4



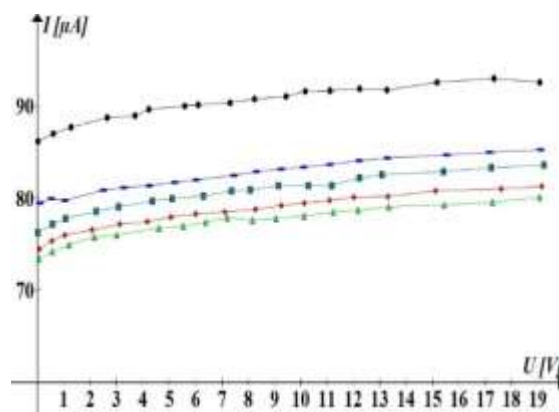
BP104 – fotodioda broj 5



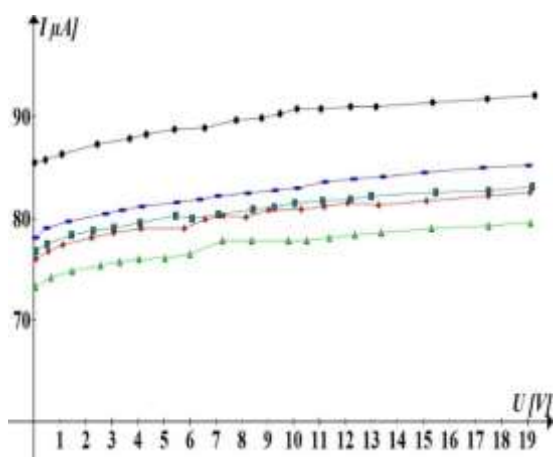
Legenda



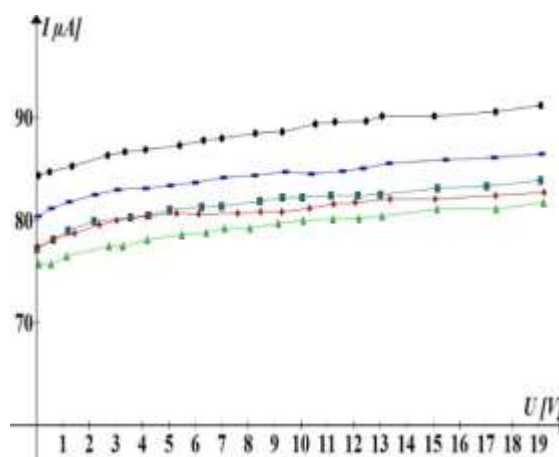
BP104 – fotodioda broj 6



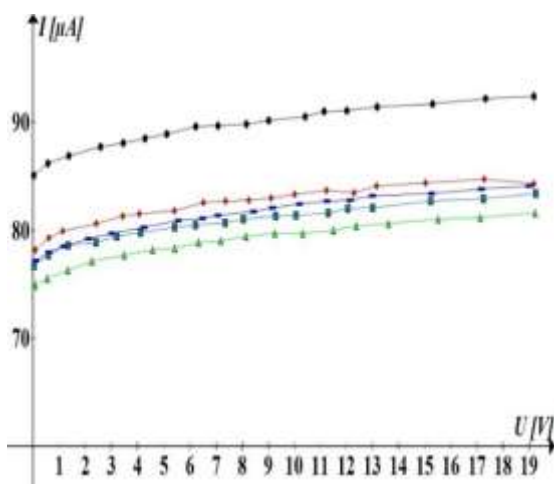
BP104 – fotodioda broj 7



BP104 – fotodioda broj 8



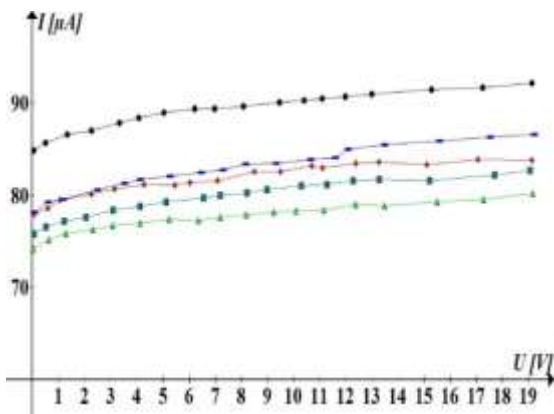
BP104 – fotodioda broj 9



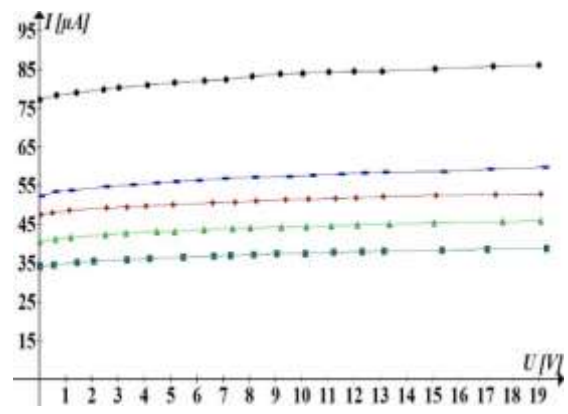
BP104 – fotodioda broj 10



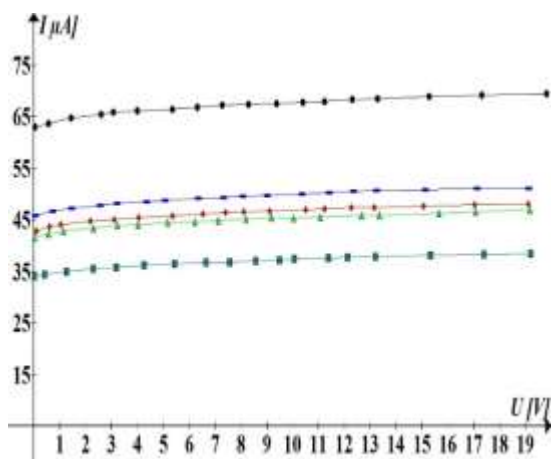
Legenda



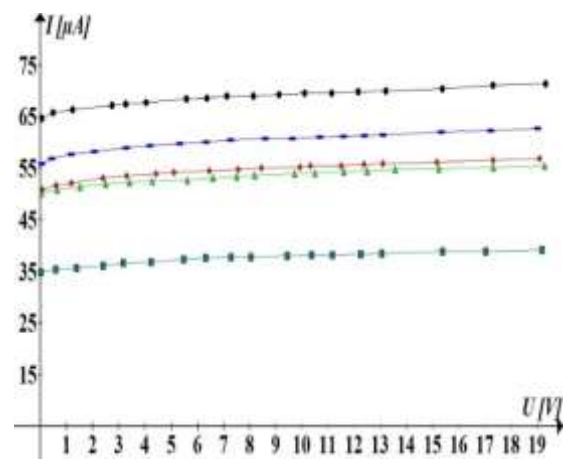
BP104 – fotodioda broj 11



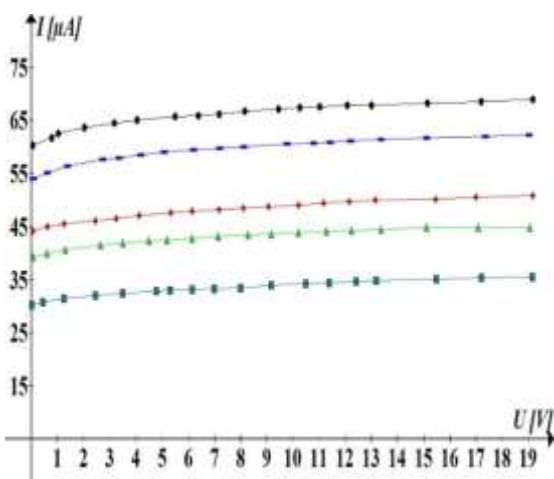
BPW41N – fotodioda broj 1



BPW41N – fotodioda broj 2



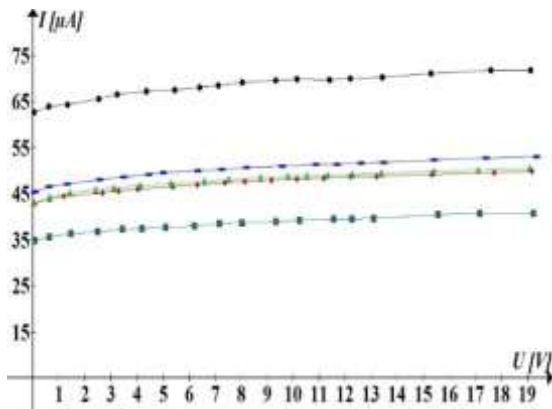
BPW41N – fotodioda broj 4



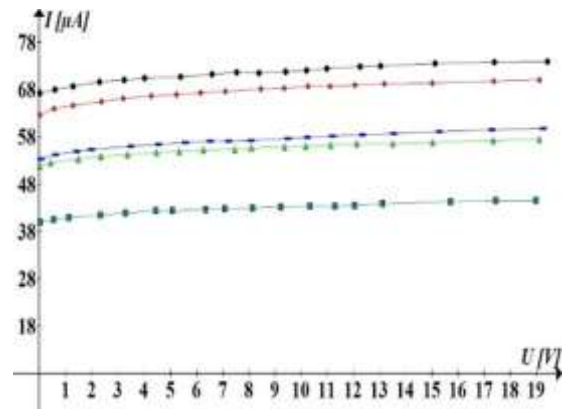
BPW41N – fotodioda broj 5



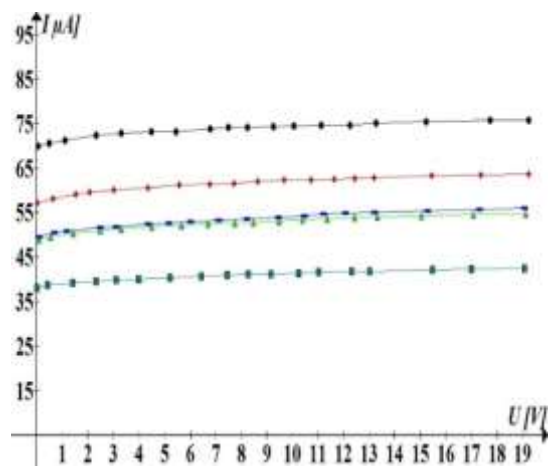
Legenda



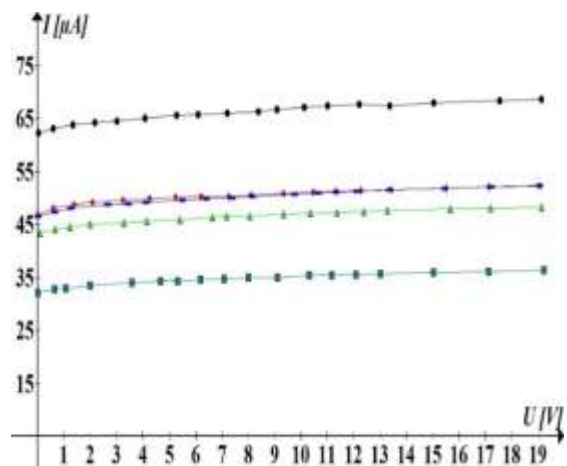
BPW41N – fotodioda broj 6



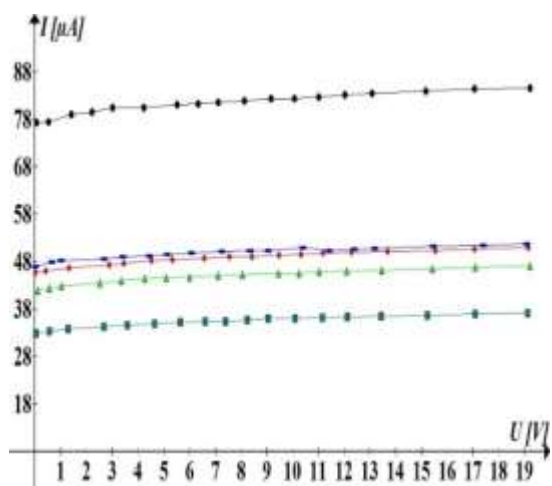
BPW41N – fotodioda broj 7



BPW41N – fotodioda broj 8



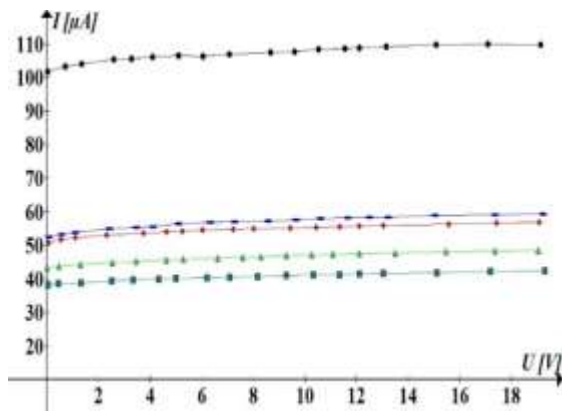
BPW41N – fotodioda broj 9



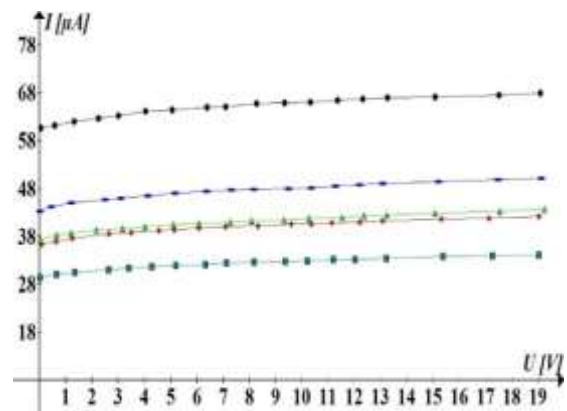
BPW41N – fotodioda broj 10



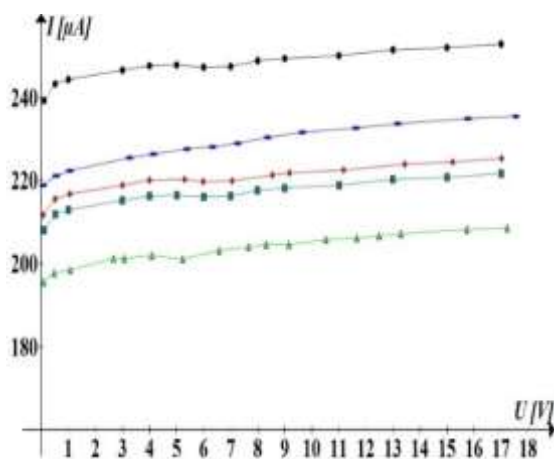
Legenda



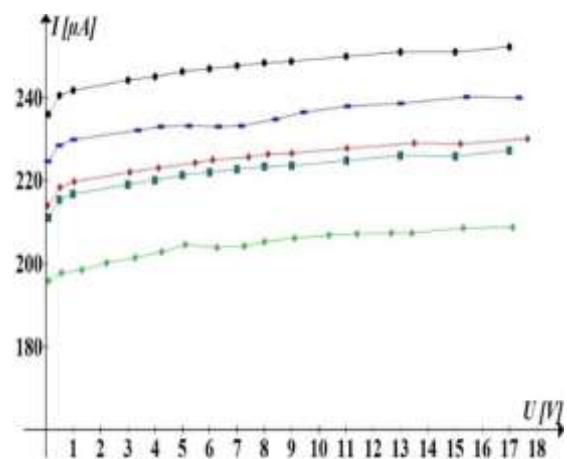
BPW41N – fotodioda broj 11



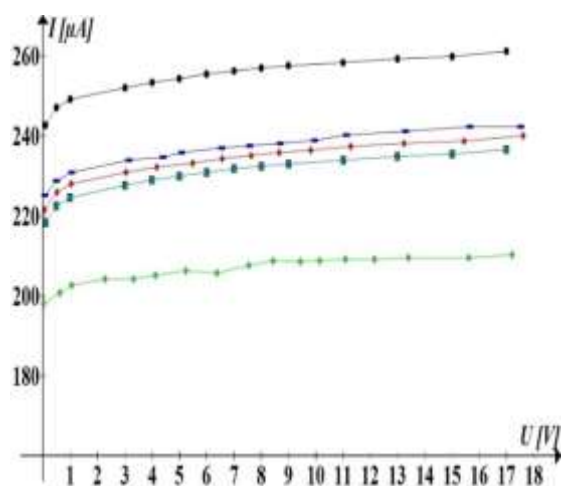
BPW41N – fotodioda broj 12



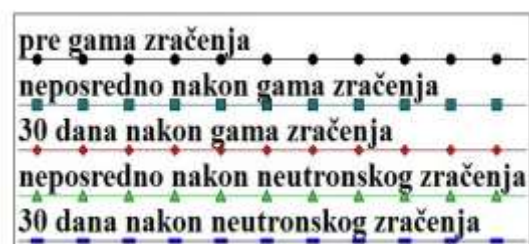
BPW34 – fotodioda broj 1



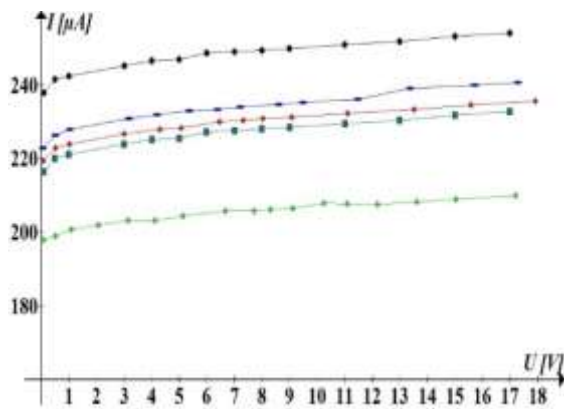
BPW34 – fotodioda broj 3



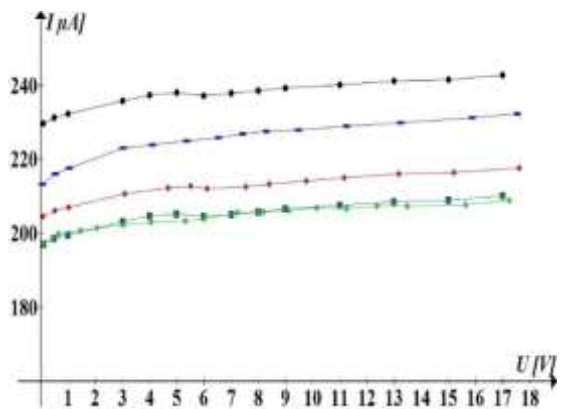
BPW34 – fotodioda broj 4



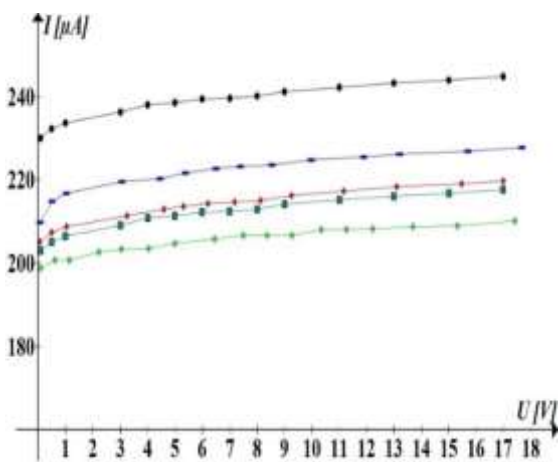
Legenda



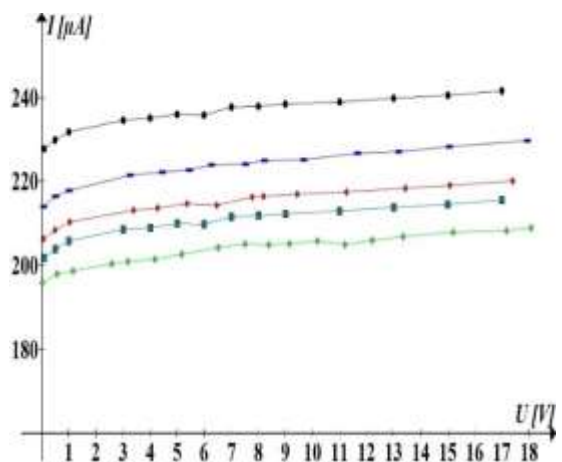
BPW34 – fotodioda broj 5



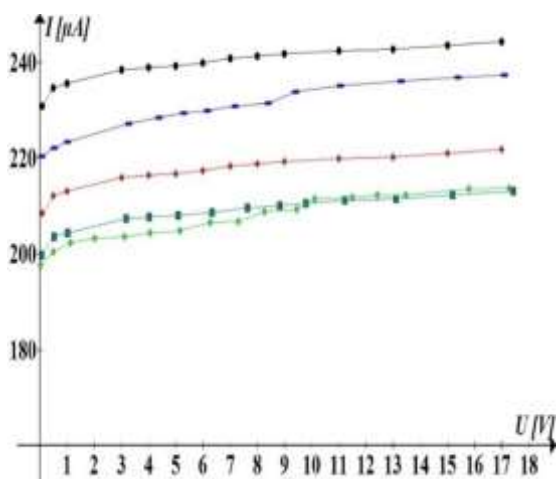
BPW34 – fotodioda broj 6



BPW34 – fotodioda broj 7



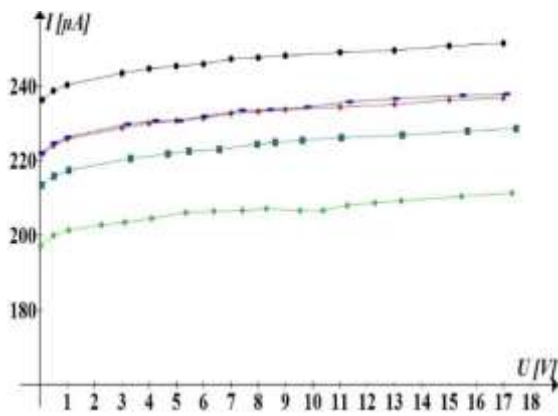
BPW34 – fotodioda broj 8



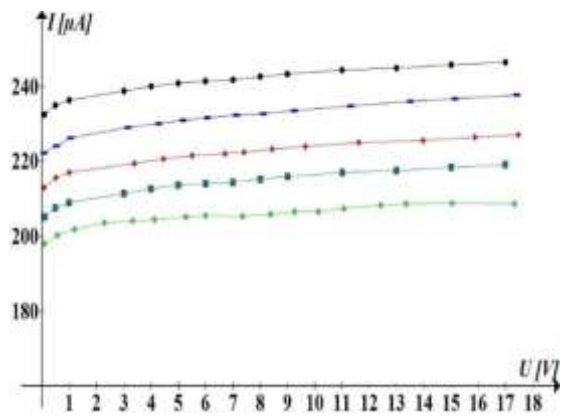
BPW34 – fotodioda broj 9



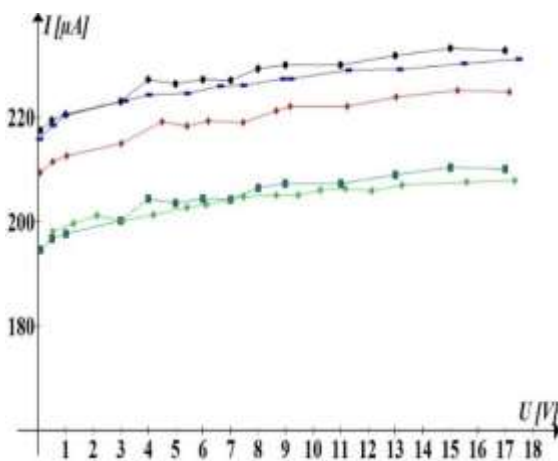
Legenda



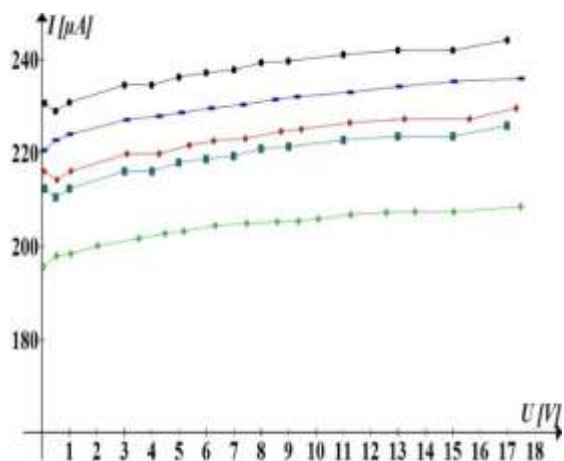
BPW34 – fotodioda broj 10



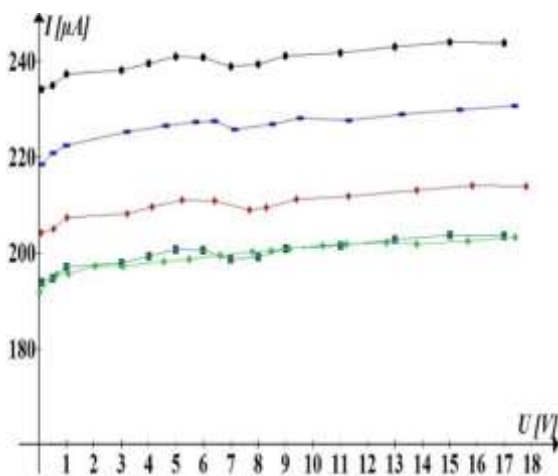
BPW34 – fotodioda broj 11



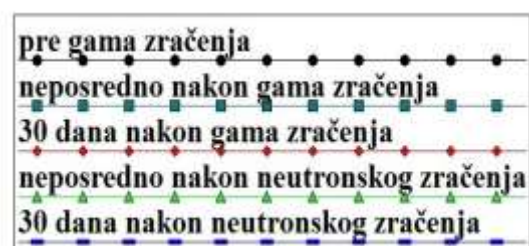
BPW34 – fotodioda broj 12



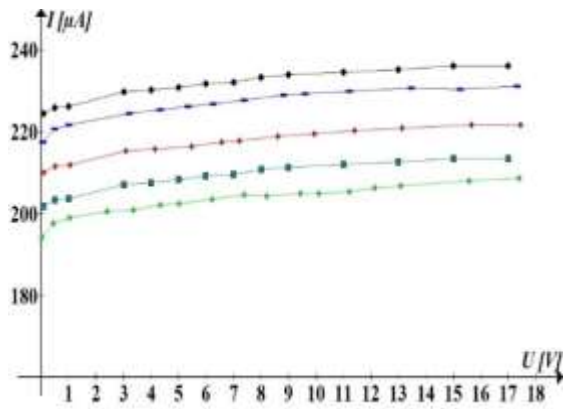
BPW34 – fotodioda broj 13



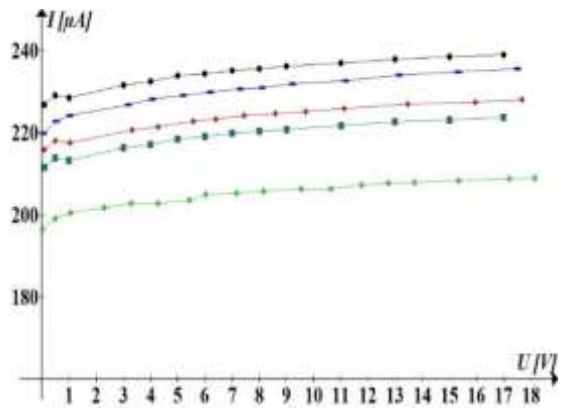
BPW34 – fotodioda broj 14



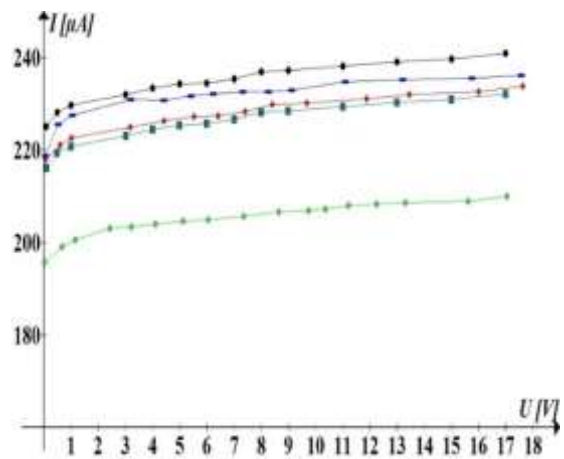
Legenda



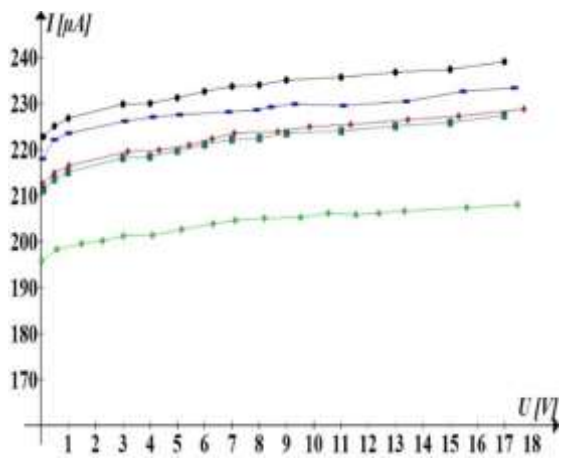
BPW34 – fotodioda broj 15



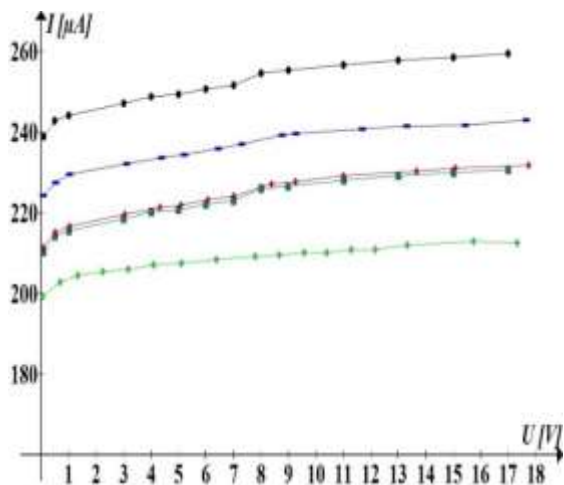
BPW34 – fotodioda broj 16



BPW34 – fotodioda broj 17



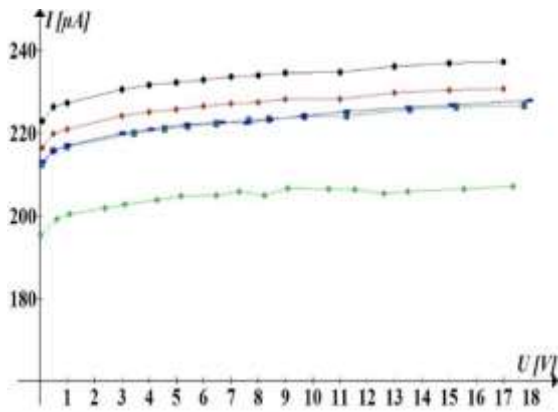
BPW34 – fotodioda broj 18



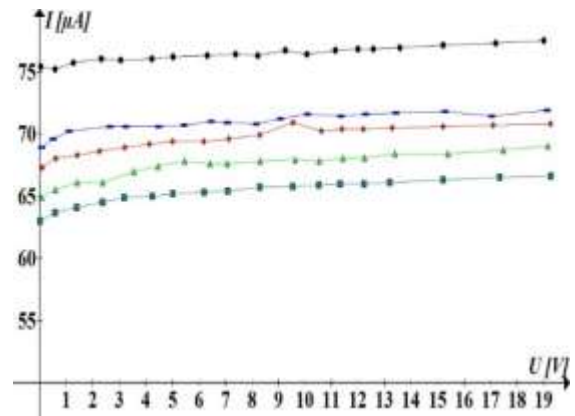
BPW34 – fotodioda broj 19



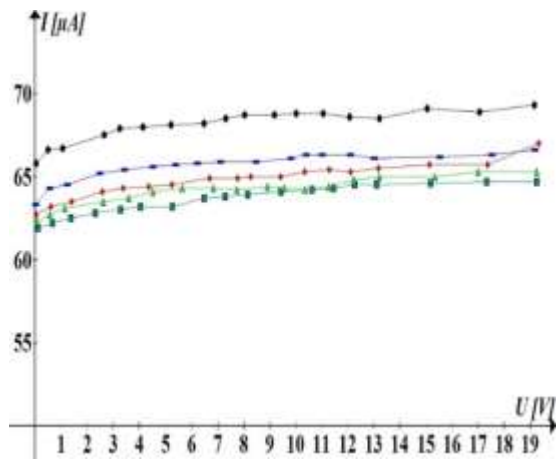
Legenda



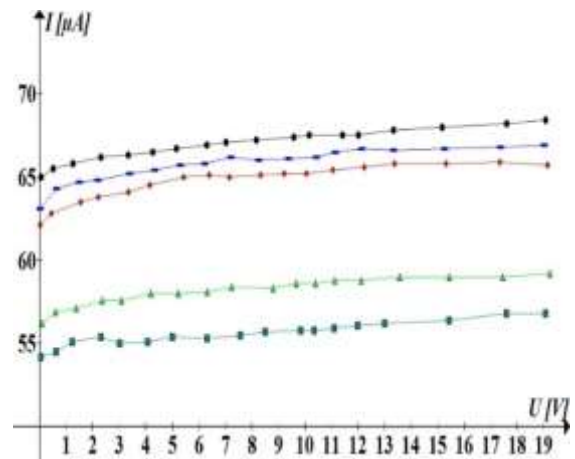
BPW34 – fotodioda broj 20



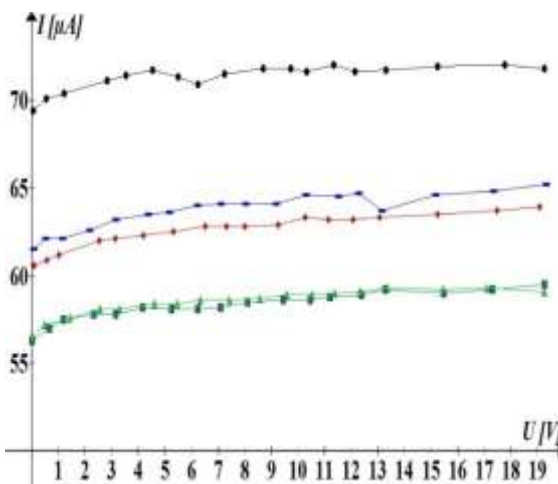
SFH203FA – fotodioda broj 1



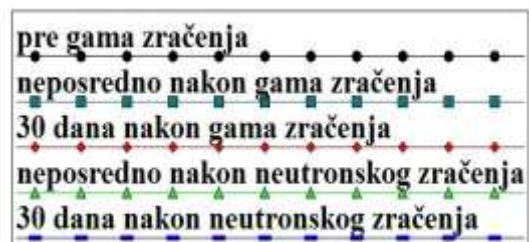
SFH203FA – fotodioda broj 3



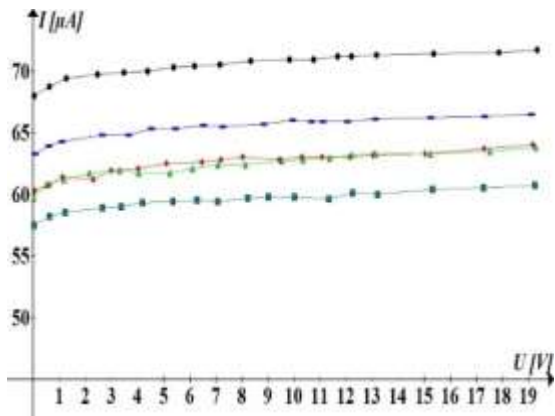
SFH203FA – fotodioda broj 4



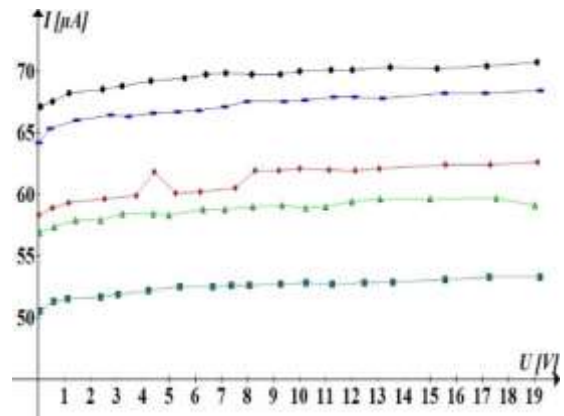
SFH203FA – fotodioda broj 5



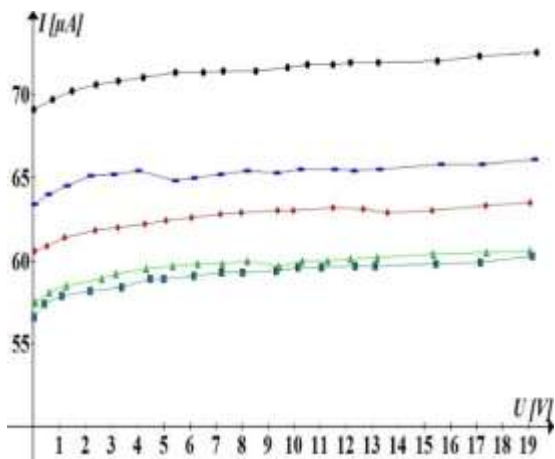
Legenda



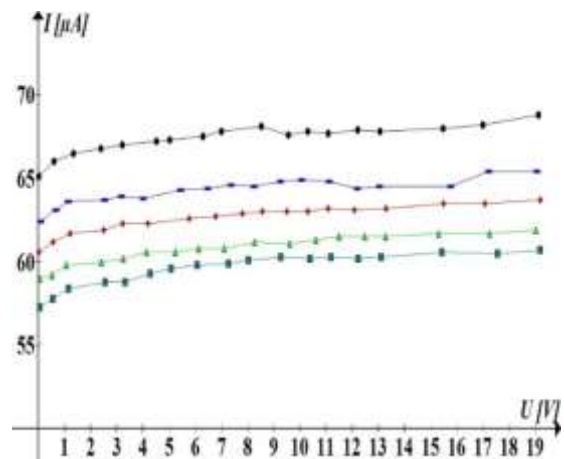
SFH203FA – fotodioda broj 6



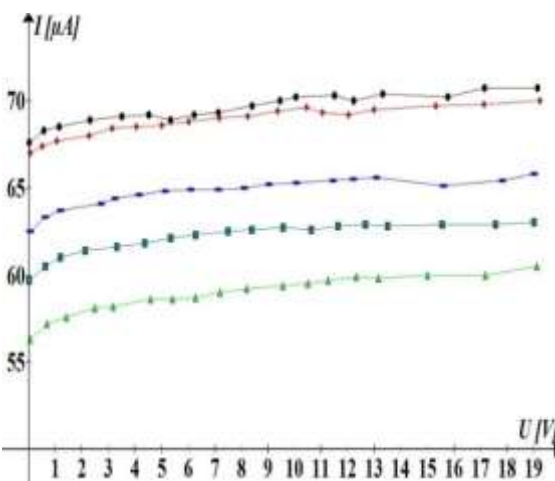
SFH203FA – fotodioda broj 7



SFH203FA – fotodioda broj 8



SFH203FA – fotodioda broj 9

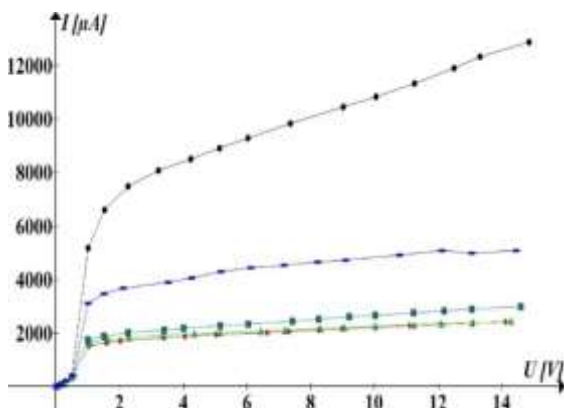


SFH203FA – fotodioda broj 10

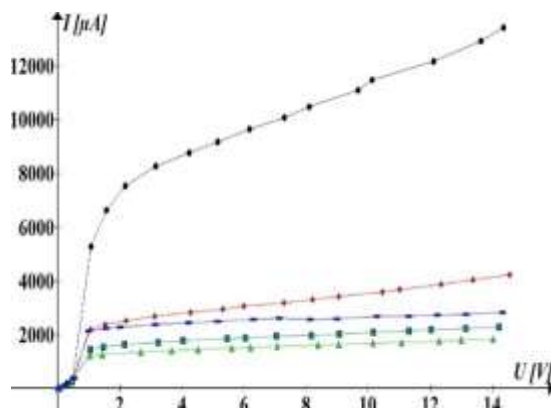


Legenda

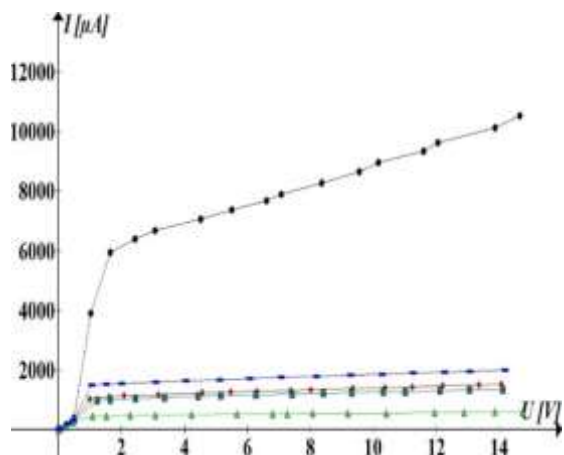
PRILOG 2. U-I KARAKTERISTIKA FOTOTRANZISTORA PRE I NAKON GAMA I NEUTRONSKOG ZRAČENJA



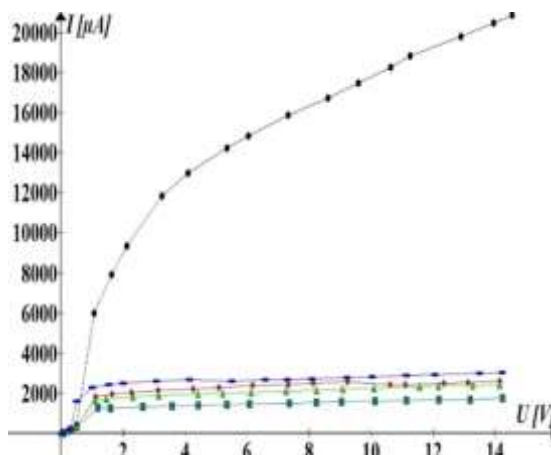
LTR4206 – fototranzistor broj 1



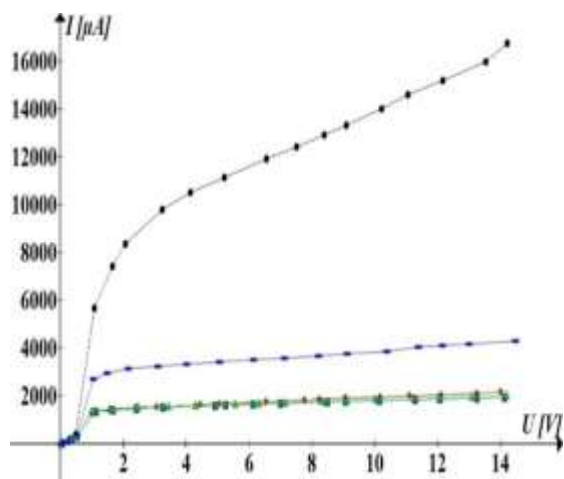
LTR4206 – fototranzistor broj 2



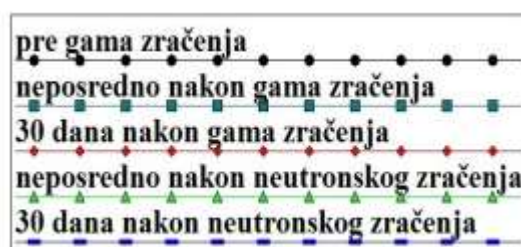
LTR4206 – fototranzistor broj 4



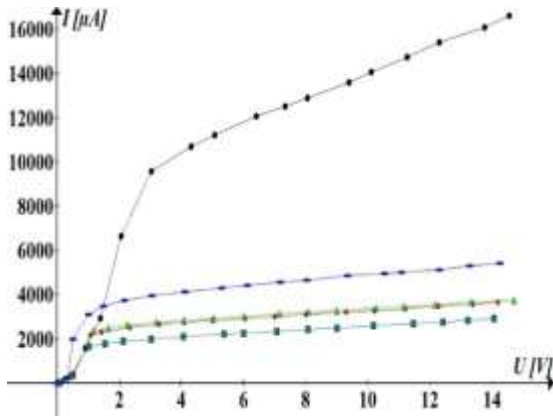
LTR4206 – fototranzistor broj 5



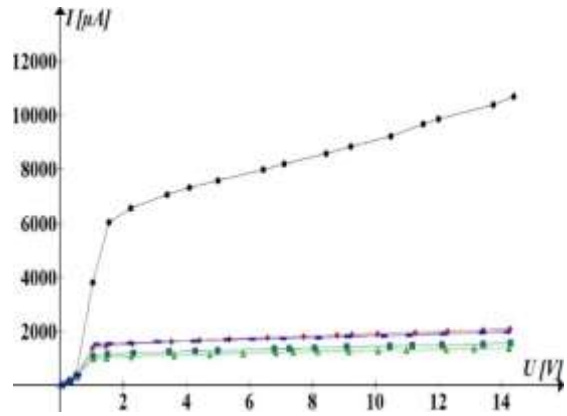
LTR4206 – fototranzistor broj 6



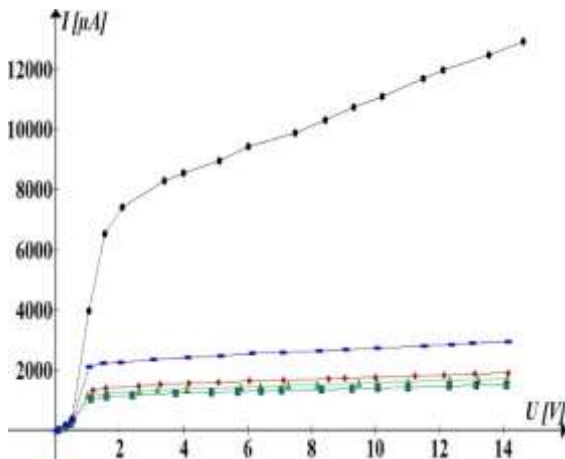
Legenda



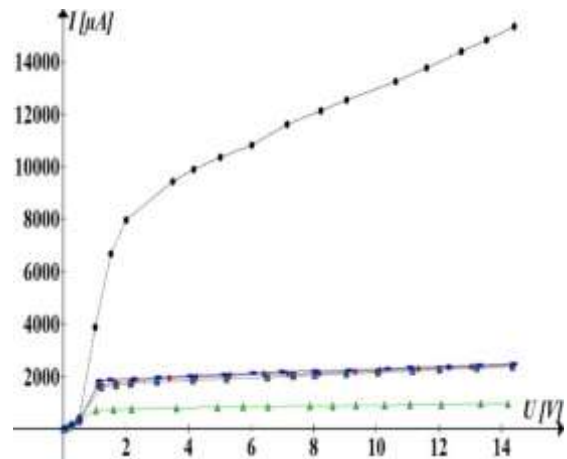
LTR4206 – fototranzistor broj 7



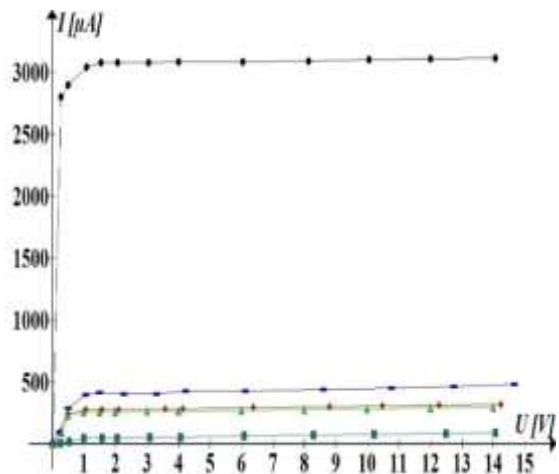
LTR4206 – fototranzistor broj 8



LTR4206 – fototranzistor broj 9



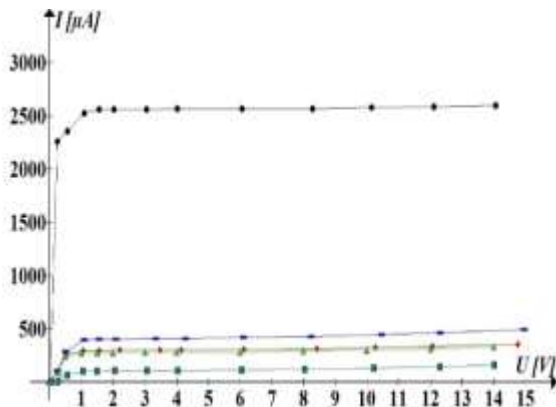
LTR4206 – fototranzistor broj 10



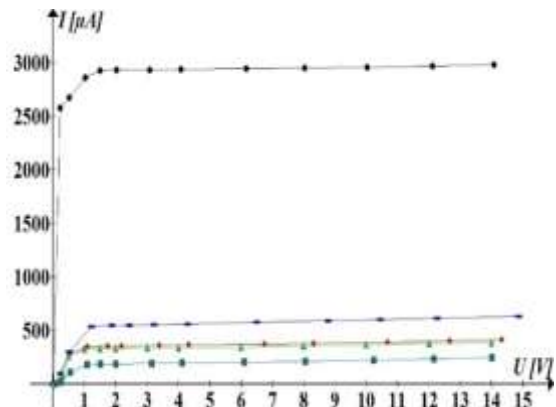
BPW40 – fototranzistor broj 1



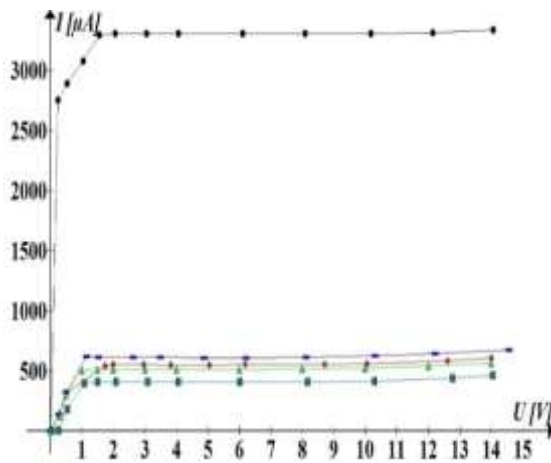
Legenda



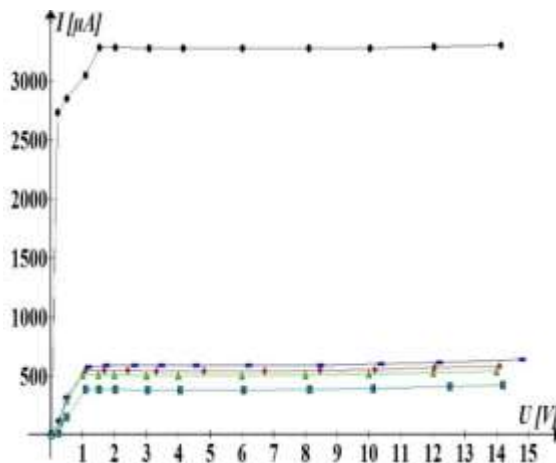
BPW40 – fototranzistor broj 2



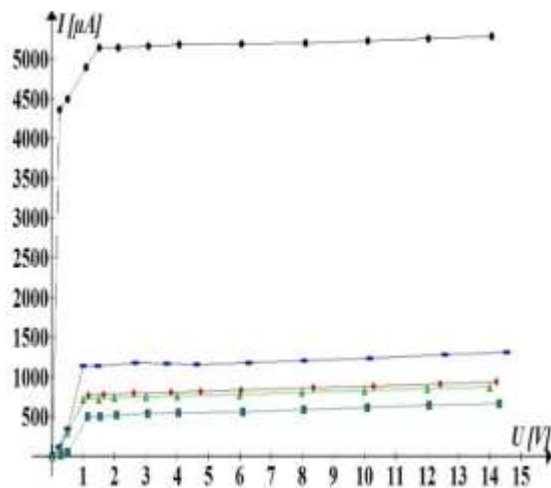
BPW40 – fototranzistor broj 4



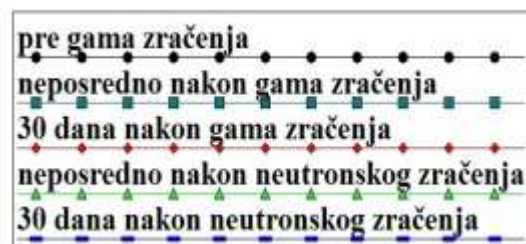
BPW40 – fototranzistor broj 5



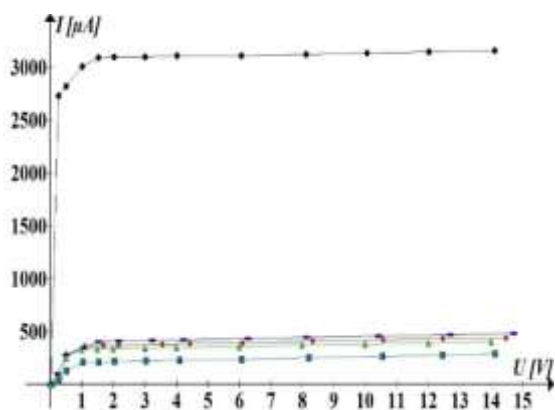
BPW40 – fototranzistor broj 6



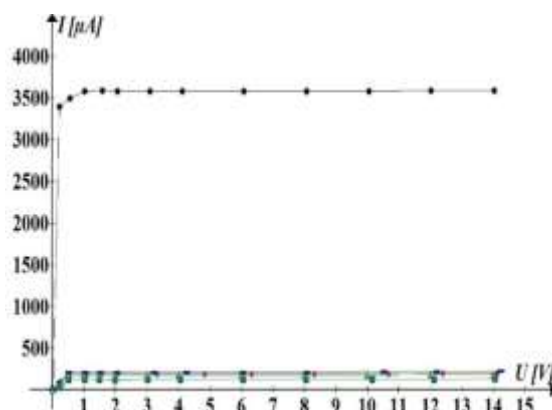
BPW40 – fototranzistor broj 7



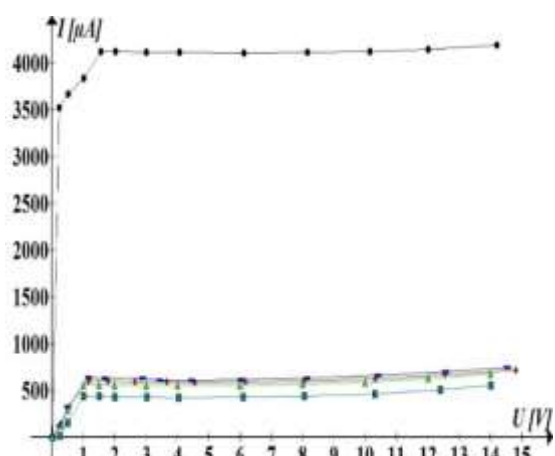
Legenda



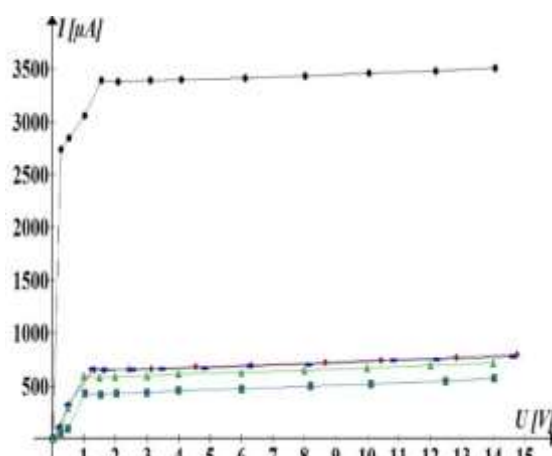
BPW40 – fototranzistor broj 8



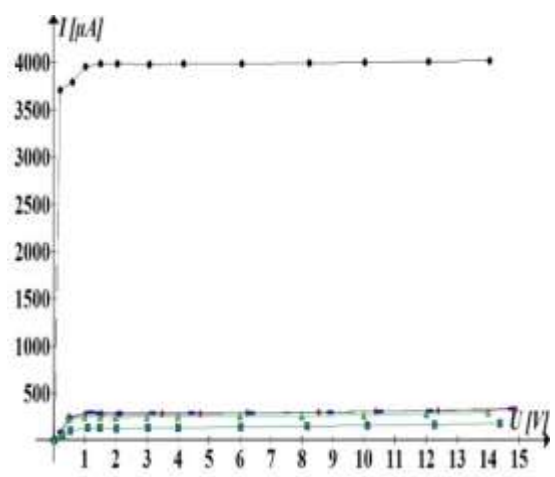
BPW40 – fototranzistor broj 9



BPW40 – fototranzistor broj 10



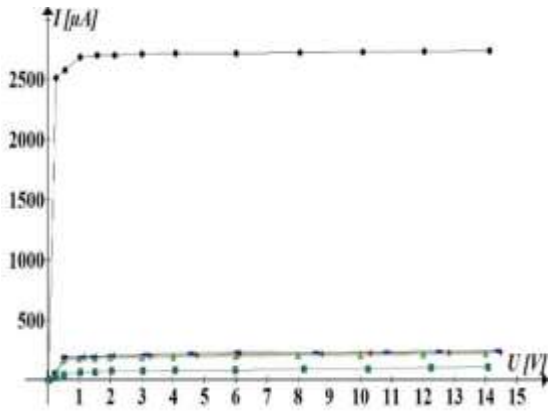
BPW40 – fototranzistor broj 11



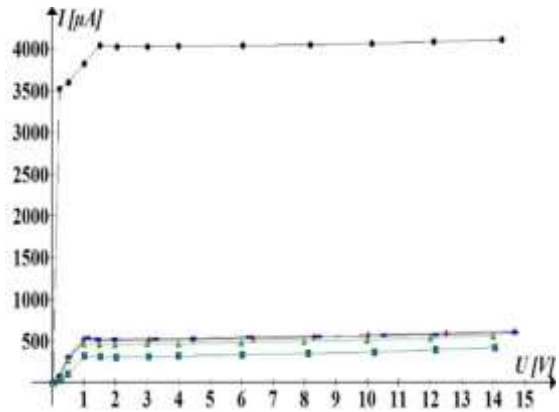
BPW40 – fototranzistor broj 12



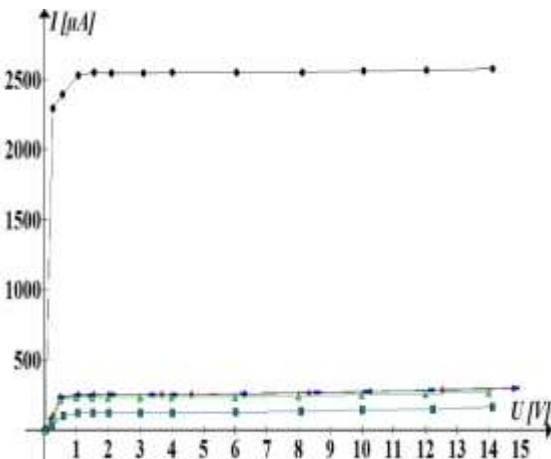
Legenda



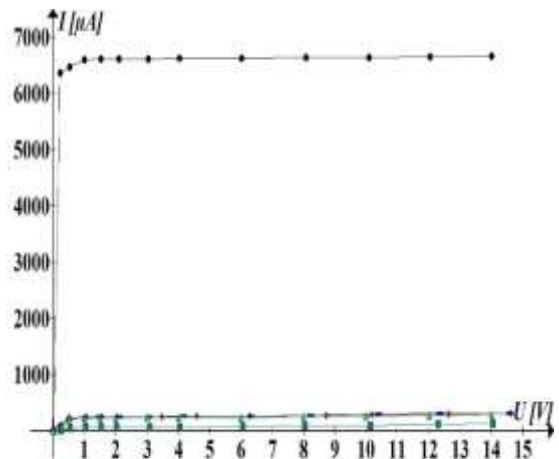
BPW40 – fototranzistor broj 13



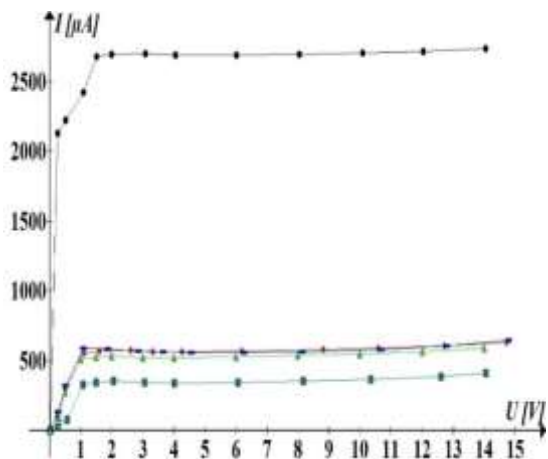
BPW40 – fototranzistor broj 14



BPW40 – fototranzistor broj 15



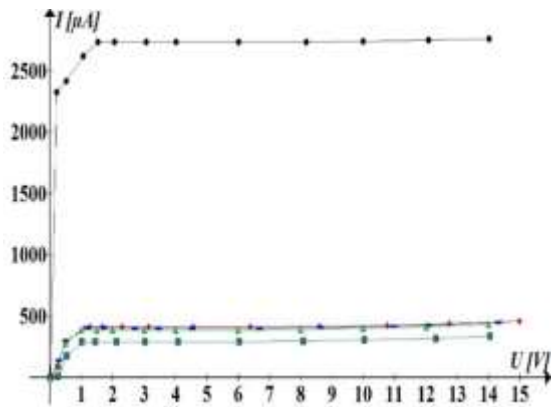
BPW40 – fototranzistor broj 16



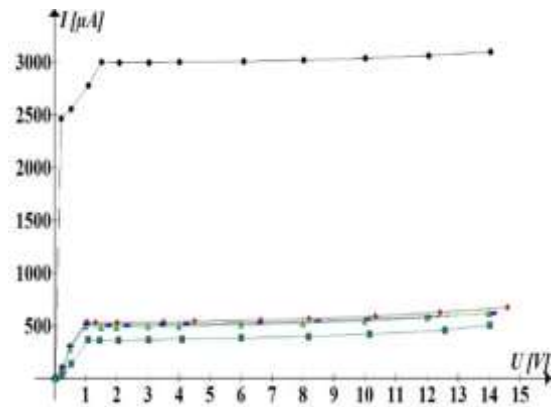
BPW40 – fototranzistor broj 17



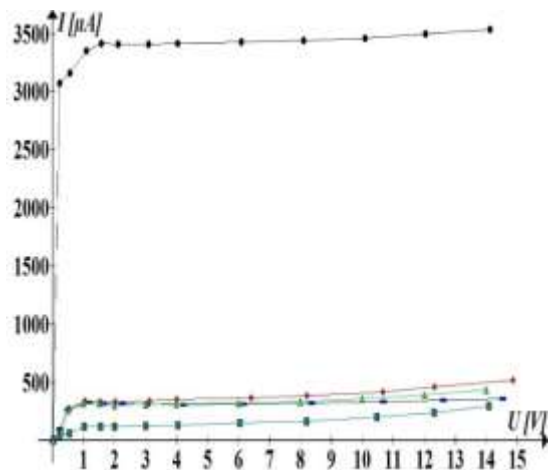
Legenda



BPW40 – fototranzistor broj 18



BPW40 – fototranzistor broj 19

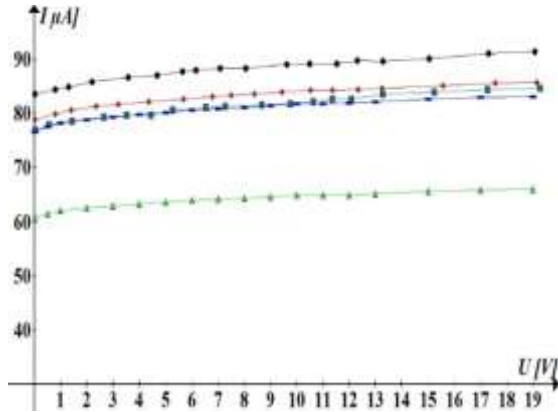


BPW40 – fototranzistor broj 20

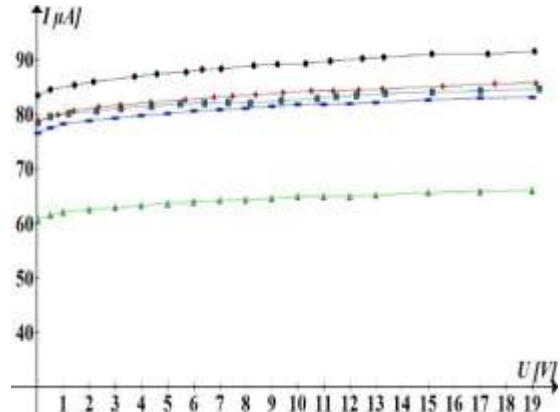


Legenda

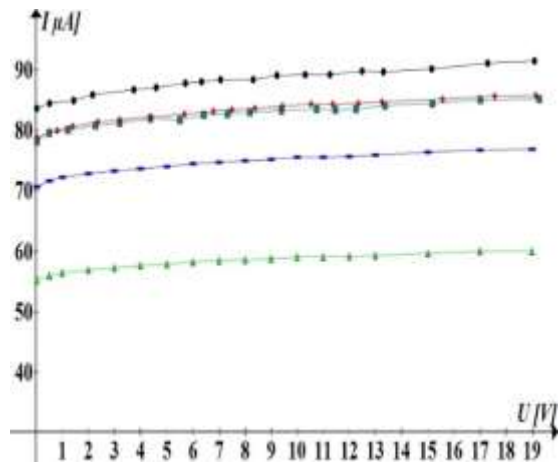
PRILOG 3. U-I KARAKTERISTIKA FOTODIODA PRE I NAKON NEUTRONSKOG I GAMA ZRAČENJA



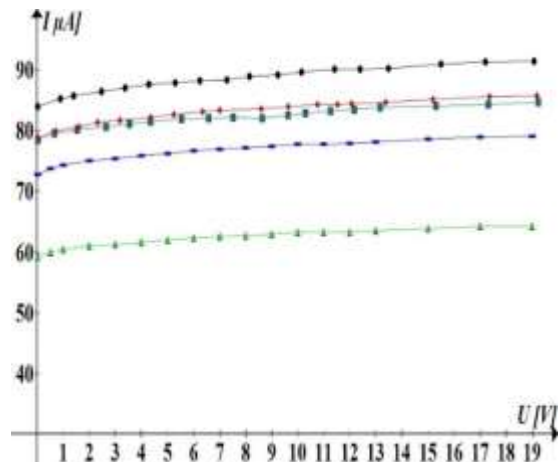
BP104 – fotodioda broj 1



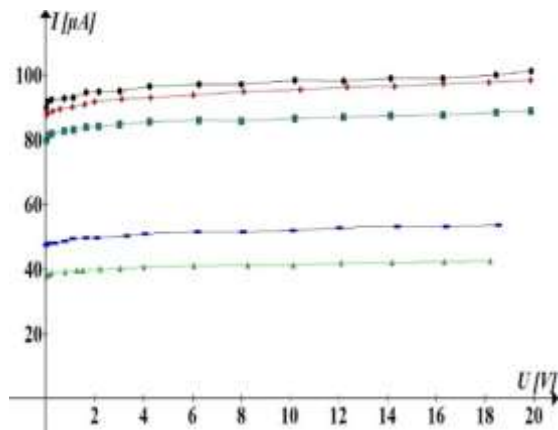
BP104 – fotodioda broj 3



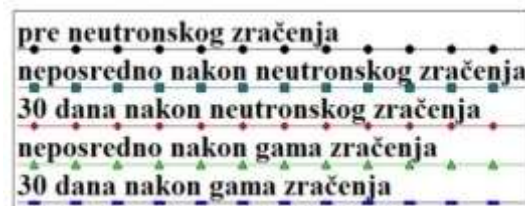
BP104 – fotodioda broj 4



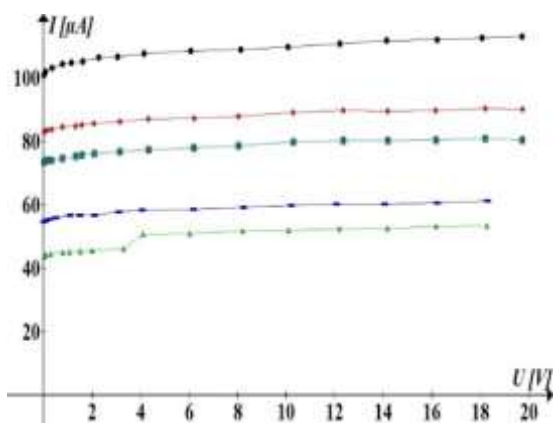
BP104 – fotodioda broj 5



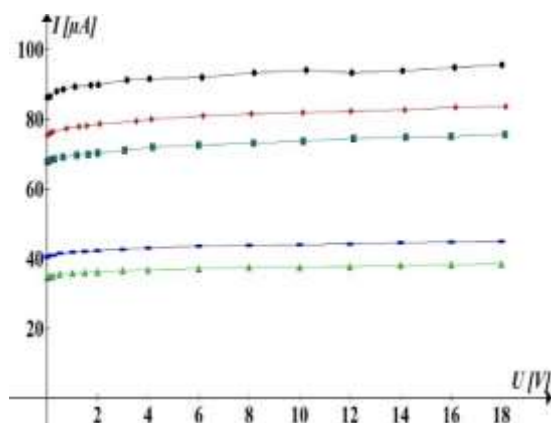
BPW41N – fotodioda broj 1



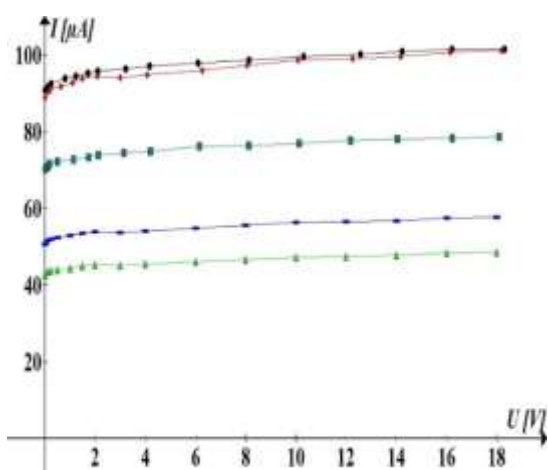
Legenda



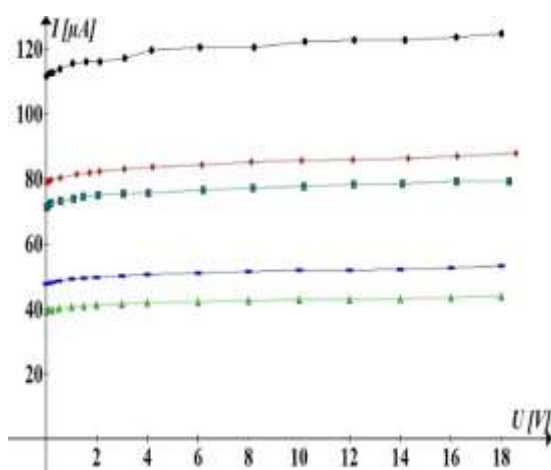
BPW41N – fotodioda broj 2



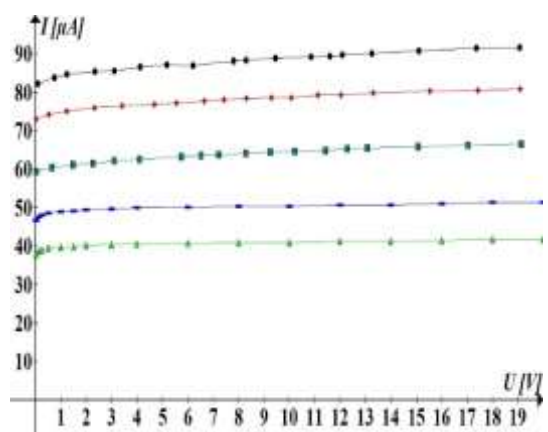
BPW41N – fotodioda broj 3



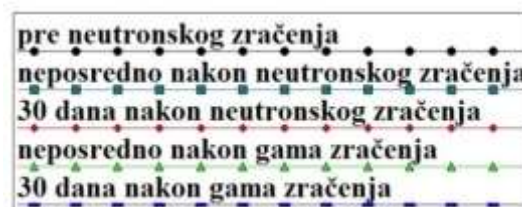
BPW41N – fotodioda broj 4



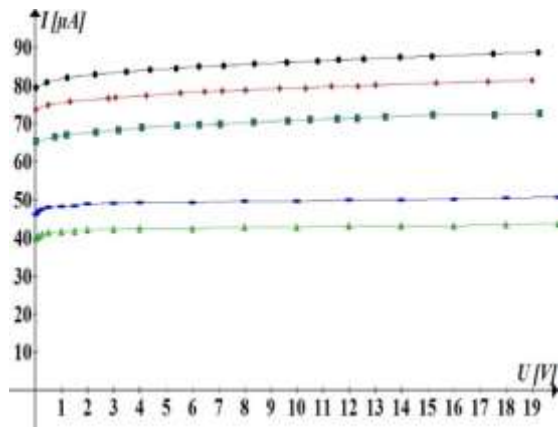
BPW41N – fotodioda broj 5



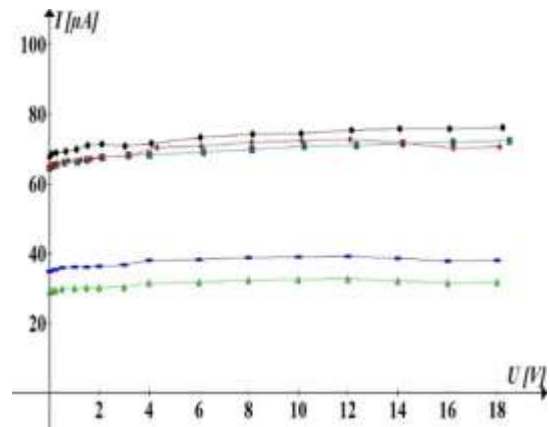
BPW41N – fotodioda broj 6



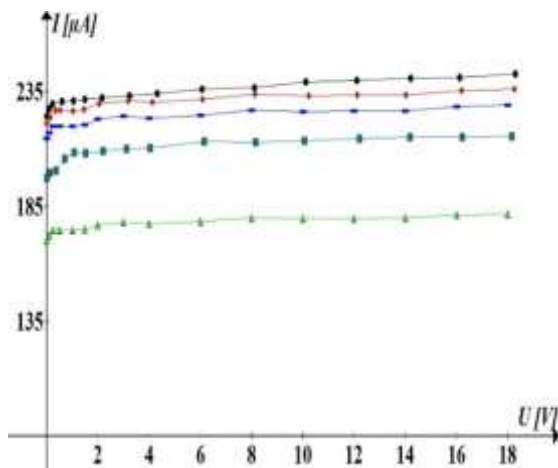
Legenda



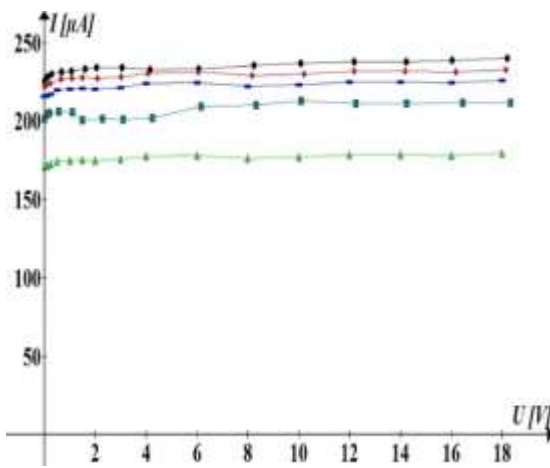
BPW41N – fotodioda broj 7



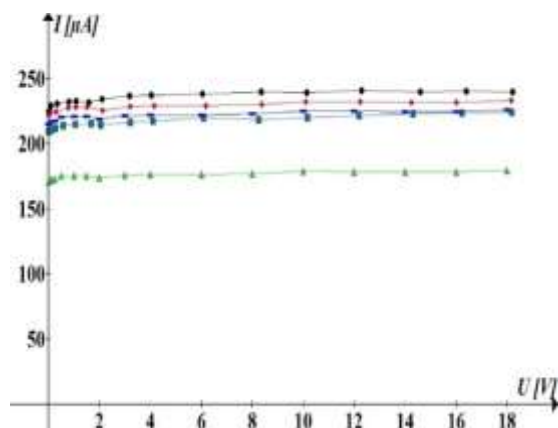
BPW41N – fotodioda broj 9



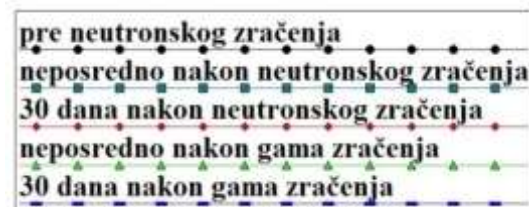
BPW34 – fotodioda broj 1



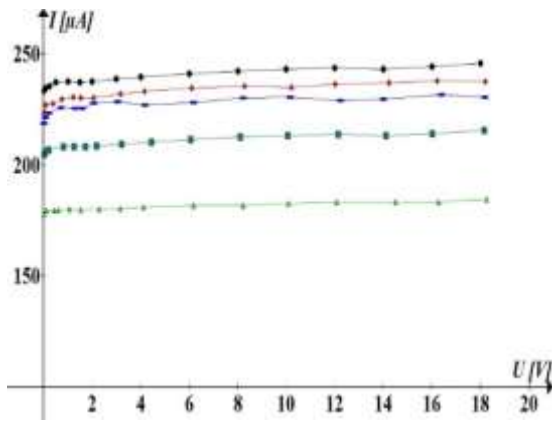
BPW34 – fotodioda broj 2



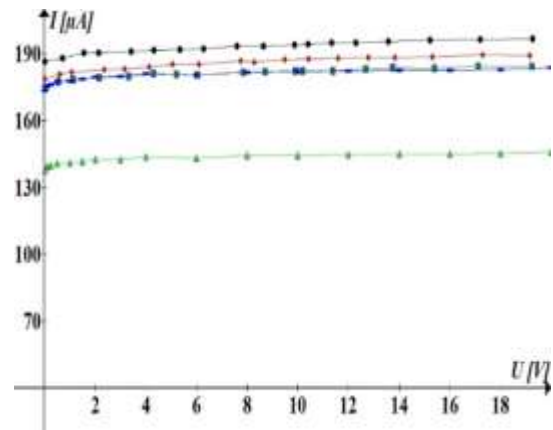
BPW34 – fotodioda broj 3



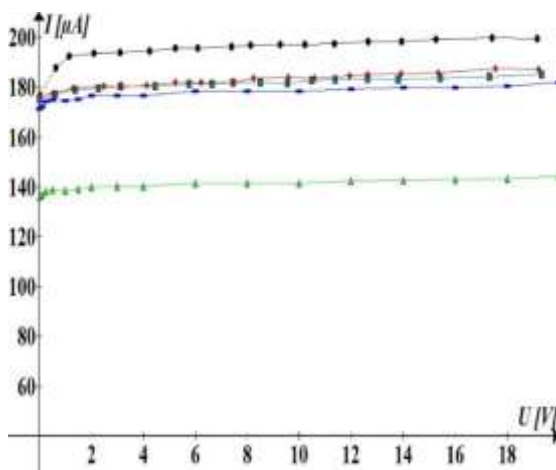
Legenda



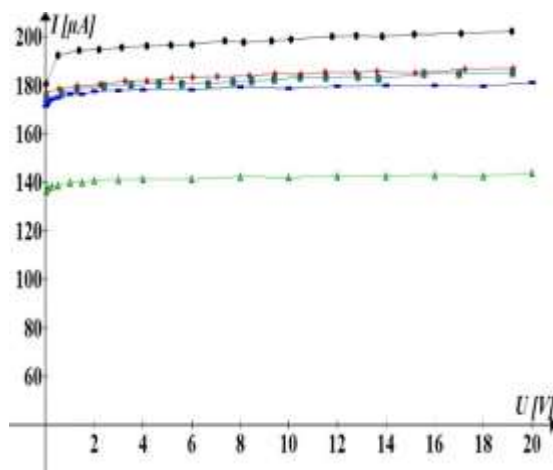
BPW34 – fotodioda broj 5



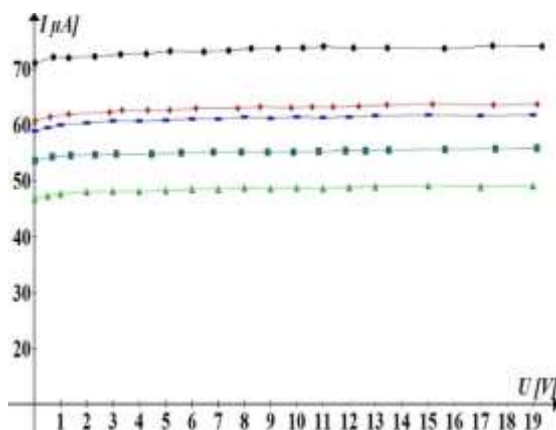
BPW34 – fotodioda broj 6



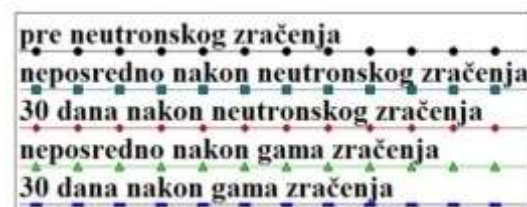
BPW34 – fotodioda broj 7



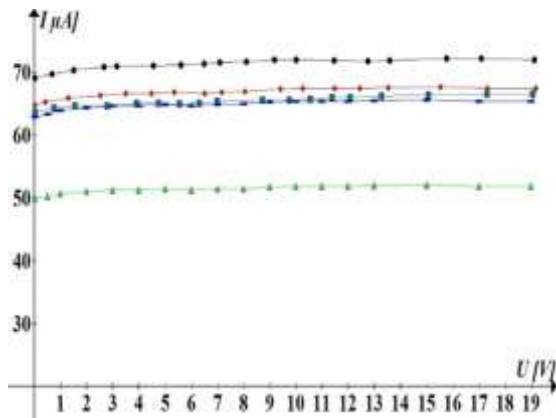
BPW34 – fotodioda broj 8



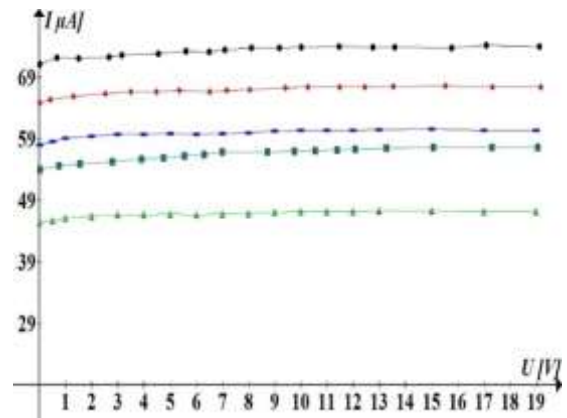
SFH203FA – fotodioda broj 1



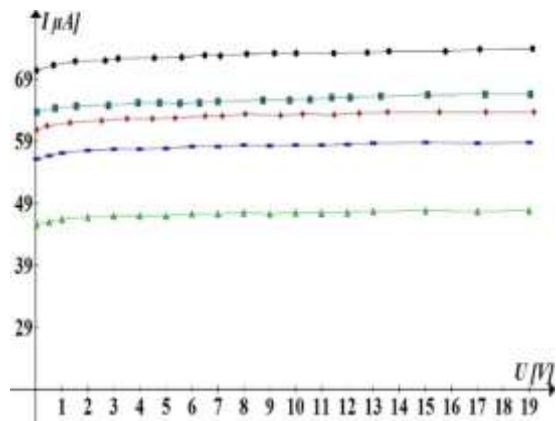
Legenda



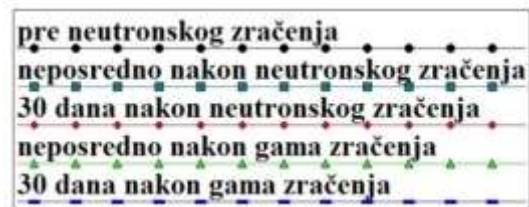
SFH203FA – fotodioda broj 3



SFH203FA – fotodioda broj 4

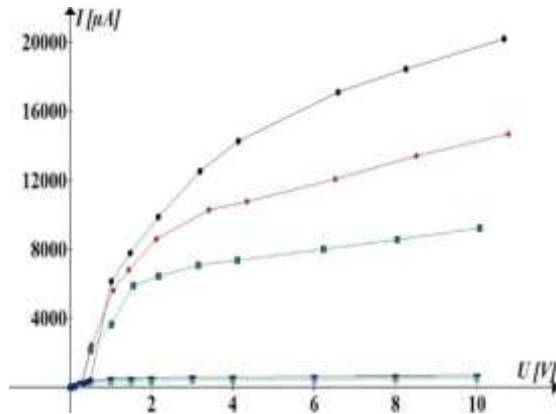


SFH203FA – fotodioda broj 5

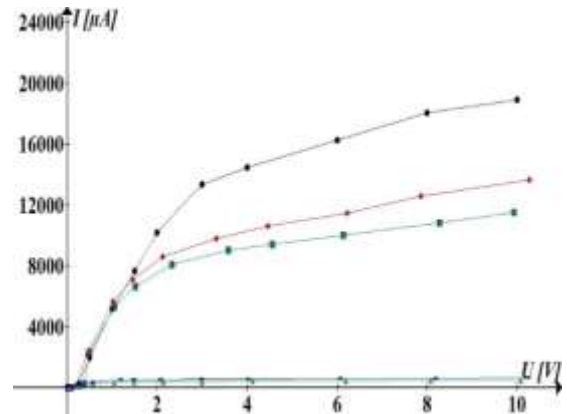


Legenda

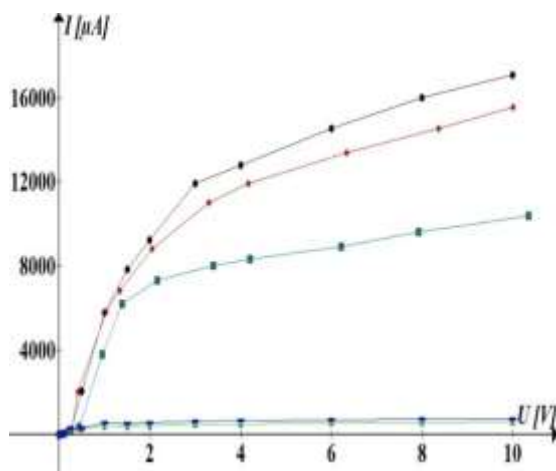
PRILOG 4. U-I KARAKTERISTIKA FOTOTRANZISTORA PRE I NAKON NEUTRONSKOG I GAMA ZRAČENJA



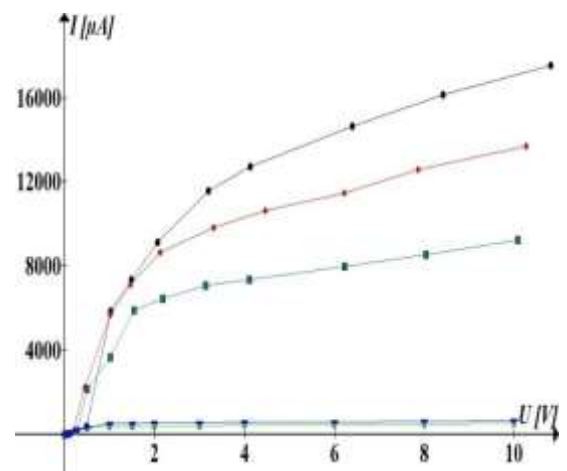
LTR4206 – fototranzistor broj 2



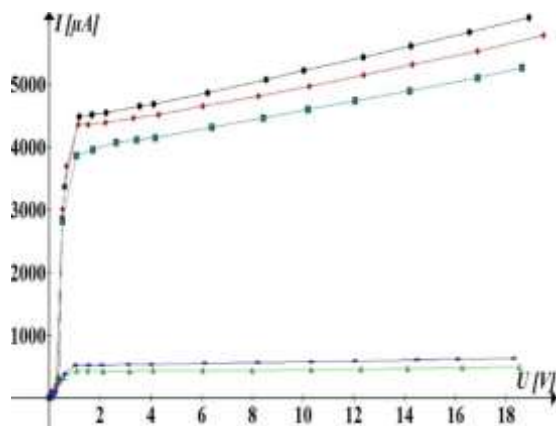
LTR4206 – fototranzistor broj 3



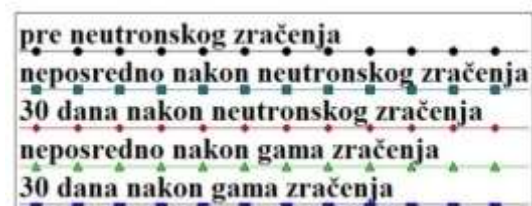
LTR4206 – fototranzistor broj 4



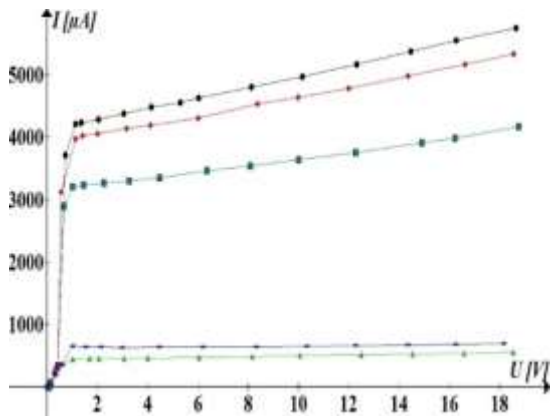
LTR4206 – fototranzistor broj 5



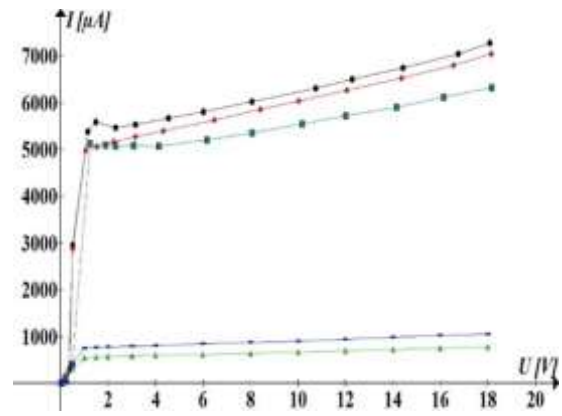
BPW40 – fototranzistor broj 1



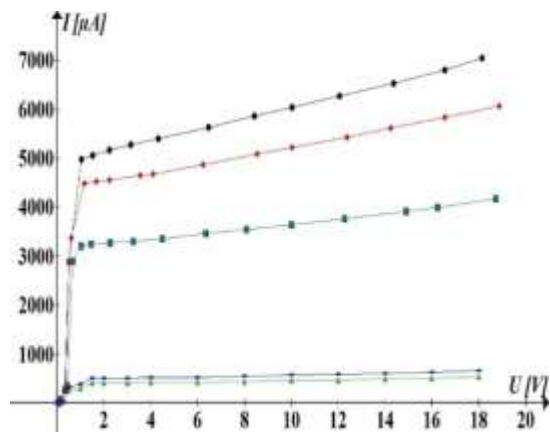
Legenda



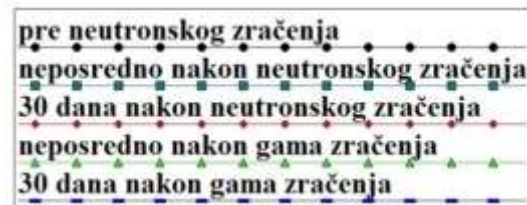
BPW40 – fototranzistor broj 2



BPW40 – fototranzistor broj 4



BPW40 – fototranzistor broj 5



Legenda

BIOGRAFIJA AUTORA

Dejan Nikolić je rođen 06.08.1974. godine u Beogradu. Osnovnu školu je završio u Brčkom 1989. godine. Završio je XI Beogradsku gimnaziju 1993. godine. Elektrotehnički fakultet Univerziteta u Beogradu je upisao 1994. godine.

Na Elektrotehničkom fakultetu je diplomirao 2001. godine, na odseku Energetskom, smer za Elektroenergetske sisteme, sa diplomskim radom na temu "ABB sistemi za nadzor i upravljanje elementima EES". Studije je završio sa srednjom ocenom 7,74, a na diplomskom radu je dobio ocenu 10.

Nakon završenog fakulteta 2002. godine upisao je i pohađao postdiplomske studije na Elektrotehničkom fakultetu u Beogradu - oblast Merenja u elektrotehnici. Magistrirao je 2005. godine sa magistarskim radom na temu "Ireverzibilno ponašanje probojnog napona izolacionih ulja". Postdiplomske studije je završio sa srednjom ocenom 9,83.

Na 27. Savetovanju JUKO CIGRE na Zlatiboru (29.05.2005. do 03.06.2005.) je objavio naučni rad na temu "Pouzdanost standarda IEC 156 (JUS N.A5.014) za određivanje vrednosti probojnog napona elektroizolacionog ulja" koji je ocenjen kao najzapaženiji iz domena rada studijskog komiteta Materijali i savremene tehnologije.

2006. godine je završio Edukacioni program iz istraživanja humanitarnog prava u organizaciji Međunarodnog komiteta Crvenog krsta iz Ženeve. Od tada je vodio veći broj edukacionih programa, seminara i treninga iz ove oblasti u svim državama bivšim republikama SFRJ.

Od 2001. godine je zaposlen u JU Tehničkoj školi Brčko kao nastavnik elektrotehničke grupe predmeta. U periodu od 2009. do 2013. godine u istoj školi je bio zamenik direktora.

Objavio je više naučnih i stručnih publikacija u časopisima domaćeg i međunarodnog karaktera.

Prilog 1.

Izjava o autorstvu

Potpisani-a DEJAN NIKOLIĆ

broj indeksa _____

Izjavljujem

da je doktorska disertacija pod naslovom

UTICAJ SUKCESIVNOG OZRAČIVANJA FOTONAPONSKIH DETEKTORA

GAMA I NEUTRONSKIM ZRAČENJEM NA NJIHOVE KARAKTERISTIKE

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

Potpis doktoranda

U Beogradu, 29.06.2015.

Dejan Nikolić

Prilog 2.

Izjava o istovetnosti štampane i elektronske verzije doktorskog rada

Ime i prezime autora DEJAN NIKOLIĆ

Broj indeksa _____

Studijski program _____

Naslov rada Uticaj sukcesivnog ozračivanja fotonaponskih detektora gama i
neutronskim zračenjem na njihove karakteristike

Mentor prof. dr Aleksandra Vasić-Milovanović

Potpisani/a DEJAN NIKOLIĆ

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

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

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

Potpis doktoranda

U Beogradu, 29.06.2015.

Dejan Nikolić

Prilog 3.

Izjava o korišćenju

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

UTICAJ SUKCESIVNOG OZRAČIVANJA FOTONAPONSKIH DETEKTORA

GAMA I NEUTRONSKIM ZRAČENJEM NA NJIHOVE KARAKTERISTIKE

koja je moje autorsko delo.

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

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

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

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

Potpis doktoranda

U Beogradu, 29.06.2015.

Levan Kuvant

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

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

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

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

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

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