

UNIVERZITET U BEOGRADU
ELEKTROTEHNIČKI FAKULTET

Dušan S. Matijašević

**RADIJACIONI EFEKTI U
SUPERIZOLATORIMA**

doktorska disertacija

Beograd, 2012

UNIVERSITY OF BELGRADE
SCHOOL OF ELECTRICAL ENGINEERING

Dušan S. Matijašević

**RADIATION EFFECTS IN
SUPERINSULATORS**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2012

Mentor: dr Miloš Vujisić, docent Elektrotehničkog fakulteta Univerziteta u Beogradu

Članovi komisije:

dr Miloš Vujisić, docent Elektrotehničkog fakulteta Univerziteta u Beogradu

dr Predrag Osmokrović, redovni profesor Elektrotehničkog fakulteta Univerziteta u Beogradu

dr Predrag Marinković, redovni profesor Elektrotehničkog fakulteta Univerziteta u Beogradu

dr Nenad Cakić, vanredni profesor Elektrotehničkog fakulteta Univerziteta u Beogradu

dr Aleksandra Vasić-Milovanović, vanredni profesor Mašinskog fakulteta Univerziteta u Beogradu

Datum odbrane: 11.6.2012.

Hteo bih da se zahvalim doc. dr Milošu Vujisiću, mom mentoru, na ogromnom dobrinosu prilikom izrade doktorske disertacije. Lakoća komunikacije, njegova spremnost da pomogne i osećaj za rešavanje realnih problema, omogućili su mi da celokupan pristup doktorskoj disertaciji doživim kao veliki izazov i šansu u naučno-istraživačkom radu.

Takođe sam zahvalan prof. dr Predragu Marinkoviću, vanr. prof. dr Aleksandri Vasić, i vanr. prof. dr Nenadu Cakiću na korisnim stručnim savetima, kojima su doprineli kvalitetu ove disertacije.

Posebnu zahvalnost dugujem prof. dr Predragu Osmokroviću od koga sam tokom višegodišnjeg rada dobijao dragocene savete i pomoć u naučno-istraživačkom radu. Njegov entuzijazam i pozitivna energija pomogli su mi da istrajem i da uobličim ovu disertaciju.

Zahvaljujem se saradnicima Zavoda za fiziku tehničkih fakulteta Univerziteta u Beogradu, kao i kolegama sa Elektrotehničkog fakulteta Univerziteta u Beogradu, a posebno dr Koviljki Stanković.

Veliku zahvalnost dugujem svojim dragim roditeljima i sestri Gordani, koji su mi uvek pružali neophodnu podršku i bodrili me.

Svojoj supruzi Smilji zahvalan sam što je imala razumevanja i što je uvek uz mene.

Doktorsku disertaciju posvećujem svojim sinovima Nemanji i Rastku, pred kojima su velike obaveze na nastave porodičnu tradiciju.

RADIJACIONI EFEKTI U SUPERIZOLATORIMA

Rezime

Superprizolatorsko stanje je po prvi put eksperimentalno uočeno pre svega nekoliko godina. Za elektrotehničke primene, najznačajnija osobina superizolatora je beskonačna električna otpornost. Superizolatorsko stanje moguće je shvatiti kao dualno superprovodnom, pri čemu oba opstaju samo do određenih kritičnih vrednosti ista tri parametra: temperature, primenjenog napona i jačine magnetnog polja. Moguće primene superizolatora su za izolaciju kablova (pogotovo superprovodnih kablova, čija konstrukcija podrazumeva hlađenje do niskih temperatura na kojima se održavaju i superprovodno i superizolatorsko stanje), galvanskih elemenata (čime bi gubici usled struja curenja mogli da se svedu na zanemarljiv nivo) i komponenti u tehnologiji integrisanih kola (što bi omogućilo izradu znatno tanjih dielektričnih slojeva).

Nakon razmatranja opštih karakteristika izolatorskih materijala i osobina superprovodnog stanja, u radu je dat opis mikroskopskih i makroskopskih karakteristika superizolatorske faze. Detaljno su razmotreni efekti zračenja na materijale, u zavisnosti od vrste zračenja i osobina materijalne sredine kroz koju ono prolazi. Posebna pažnja posvećena je interakciji zračenja sa izolatorskim materijalima, sa naglaskom na radijaciona oštećenja u čvrstim izolatorima.

Izloženi su principi Monte Carlo metoda simulacije prolaska zračenja kroz materijal, koje se zasnivaju na numeričkoj simulaciji slučajnih veličina na osnovu poznatih raspodela.

Prikazani su rezultati numeričkih simulacija dejstva zračenja na analizirane superizolatorske filmove, kojim su obuhvaćeni gubici energije upadnog zračenja putem jonizacije, fononskog pobuđivanja rešetke i izmeštanja atoma materijala. Numerička simulacija sprovedena u radu dovedena je u vezu sa teorijskim modelom superizolatorske faze, uzimajući u obzir sve specifičnosti ovog stanja. Uočeno je da svaki od tri vida deponovanja energije zračenja u superizolatorima dovodi do specifičnih promena njegovih fizičkih osobina, koje mogu da budu prolazne ili trajne. Efekti zračenja razmatrani su sa stanovišta strukturnih promena unutar ispitivanih filmova, kao i promena električnih osobina, kao što su specifična električna otpornost i

strujno-naponska karakteristika. Radijacione promene su upoređene za razne tipove zračenja i debljine filmova superizolatorskih materijala.

Ispitivanja i analiza sprovedeni u disertaciji ukazuju da se za određene energetske opsege, flunse i vrste zračenja mogu očekivati znatni efekti u superizolatorima, čak i pri nanometarskim debljinama ovih materijala. Zaključci o dejstvu zračenja na filmove u superizolatorskom stanju omogućili su da u disertaciji budu predložene metode radijacionog očvršćavanja složenijih struktura u kojima bi se našli filmovi superizolatora.

Ključne reči: superizolatori, superprovodnici, zračenje, radijacioni efekti, jonski snop, Monte Carlo metoda, numerička simulacija

Naučna oblast:

Uža naučna oblast:

UDK broj: 621.3

RADIATION EFFECTS IN SUPERINSULATORS

Abstract

Superinsulating state was experimentally observed for the first time only a couple of years ago. The most important property of superinsulators, for their use in electrical engineering, is the infinite electrical resistance. The superinsulating state can be viewed as being dual to the superconducting one, with both states subsisting only below certain critical values of the same three parameters: temperature, applied voltage, and magnetic field strength. Possible applications of superinsulators are for cable insulation (especially of superconducting cables that have to be cooled to low temperatures, at which both the superconducting and the superinsulating state can exist), insulation of galvanic elements (for reducing leakage current losses to a negligible level), and insulation of components in integrated circuit technology (which could make dielectric layers even thinner).

After surveying general characteristics of insulating materials and the properties of the superconducting state, the dissertation provides a description of microscopic and macroscopic characteristics of the superinsulating phase. A detailed review of radiation effects in materials is included, depending on the type of radiation and the properties of the medium it traverses. Special attention is given to the interaction of radiation with insulating materials, emphasizing radiation damage in solid state insulators.

The principles of using Monte Carlo methods for simulating the passage of radiation through matter are represented.

Results of numerical simulations of radiation effects in the analyzed superinsulating films are presented. Simulated radiation transport included incident radiation energy losses through ionization, phonon excitation, and atom displacement. The conducted numerical simulation was linked to the theoretical model of the superinsulating phase, taking account of all the specific traits of this state. It was noted that all three modes of radiation energy deposition in superinsulators bring about either transient or permanent changes of their properties. Radiation effects were considered with respect to structural changes within the investigated films, as well as the changes of electrical properties, such as the specific electrical resistance and the current-voltage

characteristic. Radiation-induced changes were compared for various types of radiation and different superinsulating film thicknesses.

Investigation and analysis conducted in the dissertation suggest that for certain energy ranges, fluence levels and types of radiation considerable effects in superinsulators are to be expected, even at nanometer thickness. Based on the conclusions about radiation effects in superinsulating films, methods for radiation hardening of complex structures comprising these films are proposed in the dissertation.

Keywords: superinsulators, superconductors, radiation, radiation effects, ion beam, Monte Carlo method, simulation

Naučna oblast:

Uža naučna oblast:

UDK number: 621.3

SADRŽAJ

1. UVOD.....	1
2. SAVREMENI IZOLATORSKI MATERIJALI.....	3
2.1. Osobine čvrstih izolatora.....	8
2.1.1. Relativna dielektrična permitivnost.....	8
2.1.2. Kompleksna dielektrična permitivnost.....	13
2.1.3. Faktor dielektričnih gubitaka.....	14
2.1.4. Specifična električna otpornost.....	18
2.1.5. Dielektrična čvrstoća.....	21
2.2. Izolatori sa Kuperovim parovima.....	26
2.2.1. Superprovodno stanje.....	26
2.2.2. Džozefsonov spoj.....	31
2.2.3. Osobine izolatora sa Kuperovim parovima.....	32
2.3. Superizolatori.....	35
3. UTICAJ ZRAČENJA NA FILMOVE IZOLATORSKIH MATERIJALA.....	40
3.1. Interakcije zračenja sa atomima i molekulima.....	40
3.2. Gubitak energije zračenja pri prolasku kroz materijal.....	48
3.3. Interakcija zračenja sa izolatorskim materijalima.....	71
3.4. Radijaciona oštećenja u čvrstim izolatorima.....	72
4. NUMERIČKA SIMULACIJA TRANSPORTA ZRAČENJA KROZ SUPERIZOLATORSKE FILMOVE.....	79
4.1. Monte Carlo metoda simulacije prolaska zračenja kroz materijal.....	79
4.2. Generatori slučajnih brojeva.....	81
4.3. Rezultati numeričkih simulacija dejstva zračenja na superizolatorske filmove...83	
5. ANALIZA EFEKATA ZRAČENJA U SUPERIZOLATORIMA.....	111
5.1. Diskusija rezultata numeričkih simulacija.....	111
5.2. Metode radijacionog očvršćavanja superizolatora.....	115
6. ZAKLJUČAK I PRAVCI DALJEG ISTRAŽIVANJA.....	118
LITERATURA.....	122
BIOGRAFIJA AUTORA.....	128

1. UVOD

Brojne primene elektronskih uređaja i električnih komponenti podrazumevaju njihov rad u uslovima izloženosti jonizujućem zračenju, pri čemu se pod jonizujućim zračenjem podrazumeva čestično i elektromagnetno zračenje sposobno da izazove jonizaciju atoma i molekula sredine kroz koju prolazi. Pored zračenja koje prati ljudske prakse, naša životna sredina neprestano je izložena kosmičkom zračenju - primarnom, koje dospeva do naše planete sa Sunca ili iz daljih delova galaksije, i sekundarnom, koje nastaje u interakcijama primarnog zračenja sa atmosferom. Stoga je proučavanje dejstva zračenja na elektronske komponente i materijale koji ih sačinjavaju nezaobilazni aspekt analize pouzdanosti rada ovih komponenti, čak i kada se koriste u uslovima bez prisustva veštačkih izvora zračenja. Analiza uticaja zračenja na savremene materijale značajna je i zbog uvida u ponašanje ovih materijala tokom standardnih tehnoloških procesa izrade integrisanih elektronskih komponenti, koji često uključuju izlaganje jonskim snopovima u cilju implantacije primesa i profilisanja oblasti željenih električnih karakteristika.

U tehnologiji izrade integrisanih kola izolatorski materijali imaju mnogobrojne uloge: od dielektrika gejta u MOS tehnologiji, preko vertikalne separacije susednih elemenata, izolacije poluprovodničkih i provodnih slojeva u planarnim kolima, do pasivizacije celokupnih kola. Minijaturizacija i sve veća gustina pakovanja u savremenim komponentama nalažu da se traga za alternativnim izolatorskim materijalima, koji bi zamenili tradicionalne izolatore čiji nedostaci postaju sve veći problem sa svakom novom generacijom integrisanih komponenti.

Dok se već decenijama čine brojni naponi da se ostvare uslovi za rasprostranjenu primenu superprovodnih materijala, tek nedavno je otkriveno da neki od ovih materijala, pod pogodnim uslovima, prelaze u stanje okarakterisano nultom provodnošću. Materijali u ovom stanju nazvani su superizolatorima.

Cilj ovog rada je da se primenom Monte Carlo simulacije transporta zračenja kroz superizolatorske filmove analizira dejstvo izlaganja jonizujućem zračenju na karakteristike superizolatora, kao i da se dođe do praktičnih zaključaka o primenjivosti ovih materijala u uslovima izloženosti zračenju.

U teorijskom delu rada izložene su fizičke osobine superizolatorske faze, kao i detalji interakcije zračenja sa izolatorskim materijalima u čvrstom stanju.

Radijacioni efekti u superizolatorima analizirani su matematičkim eksperimentima, primenom Monte Carlo metoda simulacije. Jedinствене fizičke osobine superizolatorskog stanja obuhvaćene su modelom 2D niza Džozefsonovih spojeva. Vrste zračenja i energetski opsezi u simulacijama odabrani su tako da predstavljaju polja zračenja prisutna u svemirskim letelicama, na akcelerskim i reaktorskim postrojenjima, ili na odeljenjima nuklearne medicine i radioterapije, u kojima se očekuje primena elektronskih komponenti koje će sadržati superizolatorske materijale. Uticaj zračenja na superizolatore iskazan je kroz promene fizičkih i električnih osobina ispitivanih filmova. Razvijen je originalan model dejstva zračenja na karakteristike superizolatora, kojim su obuhvaćeni efekti uočeni u simulacijama. Na osnovu rezultata numeričkih eksperimenata određene su vrednosti fluensa različitih vrsta zračenja, kao i apsorbovane doze u materijalima, pri kojima se očekuje pojava pojedinih radijacionih efekata predviđenih teorijskim modelom.

U zaključku rada, ispitivani materijali upoređeni su sa stanovišta buduće primene u radijacionim sredinama i predloženi mogući pravci daljeg istraživanja u ovoj oblasti.

2. SAVREMENI IZOLATORSKI MATERIJALI

Sušтина problematike kojom se bave elektromagnetika i elektrotehnika svodi se na mikroskopske i makroskopske efekte statičkog naelektrisanja i usmerenog kretanja naelektrisanja. Usmereno kretanje naelektrisanja, to jest električnu struju, omogućava gradijent električnog potencijala, odnosno postojanje tačaka u prostoru na različitim potencijalima. Za postojanje elektrotehnike treba da zahvalimo mogućnosti realizacije potencijalne razlike i mogućnosti usmerenog kretanja naelektrisanja, tačnije rečeno postojanju materijala koji provode električno naelektrisanje i materijala koji razdvajaju različite potencijale, odnosno koji ne provode električno naelektrisanje. Takvi materijali se nazivaju elektroprovodni i elektroneprovodni materijali ili, skraćeno, provodnici i neprovodnici. Neprovodne materijale delimo još na poluprovodničke i dielektrične (izolatorske) materijale. Kriterijumi na osnovu kojih se vrši ova podela baziraju se na fundamentalnoj karakteristici materijala - energetsom procepu. Pored kriterijuma za podelu električnih materijala prema energetsom procepu, često se primenjuje i istorijski stariji kriterijum prema ponašanju materijala u spoljašnjem električnom polju.

Kristalni čvrsti materijali odlikuju se periodičnim prostornim rasporedom strukturnih jedinica (atoma, jona ili molekula). Periodičan raspored geometrijskih tačaka, koje predstavljaju ravnotežne položaje strukturnih jedinica u kristalu, naziva se kristalna rešetka. Kristal se može tretirati kao gigantski molekul, u kom dolazi do kolektivizacije elektrona pri zbližavanju pojedinačnih atoma. Pored kristalnih, postoje i nekristalni čvrsti materijali, koji ne poseduju prostorno periodični raspored strukturnih jedinica: amorfni materijali, tečni kristali, polimeri i kompoziti [1,2].

Postojanje eneretskog procepa je posledica međuatomskog dejstva na kvantnomehantičkom nivou. Nastankom kristala kao kvantnomehantičkog sistema, konstitutivni atomi gube svoju kvantnomehantičku autonomiju i kolektiviziraju se. Ta kolektivizacija atoma u kristalnoj strukturi dovodi do pojave periodičnog električnog polja unutar kristala, i do pojave eneretskih zona. Pojava eneretskih zona, takozvana zonalna struktura, uslovljena je cepanjem kvantnih nivoa pojedinačnih atoma u kristalu. Ovo cepanje nužno proističe iz Paulijevog principa isključenja za kristal kao kvantnomehantički sistem u celini. Prema Paulijevom principu isključenja, nije moguće unutar jednog kvantno-mehantičkog sistema naći dva fermiona (u posmatranom slučaju

elektrona) sa ista sva četiri kvantna broja (glavni, orbitalni, magnetni i spinski), a to znači da kvantni nivoi valentnih elektrona atoma u kristalu moraju da se cepaju u cilju povećanja broja dozvoljenih kvantnih stanja okarakterisanih različitim kvantnim brojevima. Međusobni razmak tako nastalih kvantnih nivoa je reda veličine 10^{-22} eV, što znači da se njihova diskretnost može smatrati finom strukturom u odnosu na energije karakteristične za atomske procese (reda veličine 10 eV i više). Tako nastale oblasti kvazikontinualnih energetske stanja elektrona u kristalu nazivaju se energetske zone.

Unutar energetske zone kristala elektroni se ponašaju kvazislobodno. To znači da se oni lako pokreću spoljašnjim toplotnim ili električnim poljem (takozvani unutarzonski prelazi), uz ograničenja koja proističu iz Paulijevog principa isključenja (unutarzonski prelaz je nemoguć ako vodi na zauzeto kvantnomehaničko stanje), i iz dejstva periodičnog električnog polja kristalne strukture. Ovi kvazislobodni elektroni mogu da se tretiraju kao da su slobodni, sa efektivnom masom koja uključuje specifičnosti njihovog kretanja. U prvoj aproksimaciji možemo kvazislobodne elektrone posmatrati kao slobodne elektrone energije:

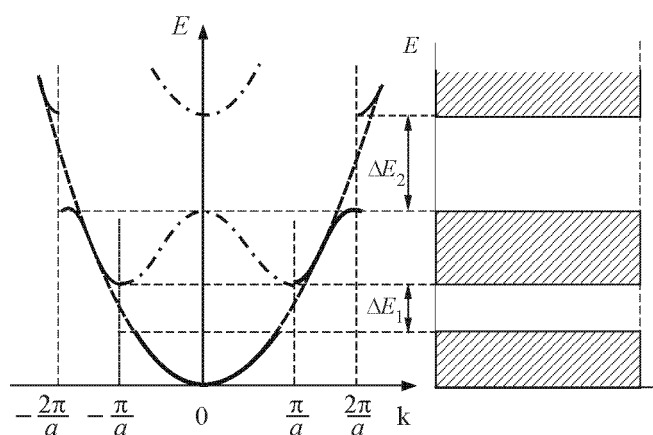
$$E = \frac{p^2}{2m_e} = \frac{\hbar k^2}{2m_e} \quad (2.1)$$

gde je $k = 2\pi/\lambda$ talasni broj elektrona koji mu se pridružuje na osnovu odgovarajuće de Brojjeve talasne dužine λ .

Kako izraz (2.1) predstavlja paraboličnu zavisnost između energije kvazislobodnog elektrona i njegovog talasnog broja (isprekidana linija na slici 2.1), moglo bi se zaključiti da kvazislobodnim elektronima u kristalu odgovaraju kontinualna kvantna energetska stanja. Međutim, to bi bilo u suprotnosti sa kvantnomehaničkom strukturom kristala i kvazislobodnih elektrona kao njegovih konstitutivnih elemenata. Iz kvantnomehaničke prirode procesa koje posmatramo nužno proističe kvantovanje stanja kvazislobodnih elektrona, što znači da za njih, pored dozvoljenih energetske zona u kristalu, moraju postojati i zabranjene energetske zone.

Da bi odredili granice dozvoljenih i zabranjenih energetske zona u kristalu polazimo od podatka da, prema Bragovom zakonu difrakcije za slučaj proste kubične rešetke parametra a , elektron talasnog broja $n\pi/a$ ($n = \pm 1, \pm 2, \dots$) ne može da se prostire

kroz kristal, to jest ne može da postoji u njemu, jer se takav elektronski talas potpuno reflektuje od kristala. Na osnovu toga možemo da zaključimo da su talasni brojevi $\pm\pi/a, \pm2\pi/a, \dots$ zabranjeni za kvazislobodne elektrone u kristalu sa kubičnom rešetkom parametara a , usled čega odgovarajući zonski spektar dobija izgled prikazan punom linijom na slici 2.1. Oblasti vrednosti talasnog broja k pri kojima se energija elektrona menja neprekidno, a na granicama doživljava prekid nazivamo Brillouneve zone. Zbog periodičnosti kristala nije potrebno razmatrati strukturu i fenomene u svim Brillounevim zonama, prošto se sve mogu svesti na prvu Brillounevu zonu ($-\pi/a < k < \pi/a$).



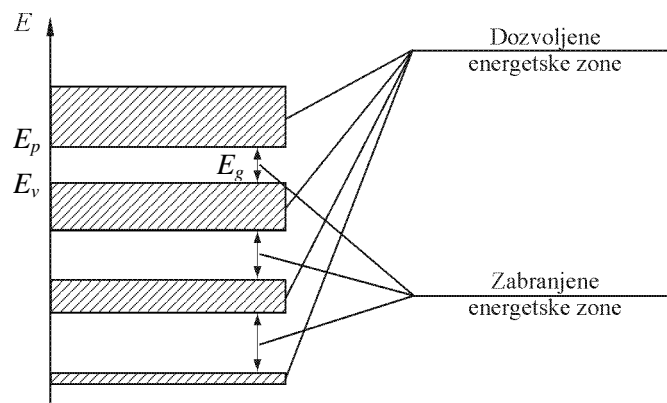
Slika 2.1. Zavisnost energije od talasnog broja kvazislobodnog elektrona u kristalu sa kubičnom rešetkom parametara a , sa naznačenim dozvoljenim i zabranjenim energetske zonama.

Na slici 2.1. uočava se da kriva zavisnosti energije elektrona od talasnog broja odstupa od paraboloidnog oblika, što rezultuje formiranjem niza zabranjenih zona.

Pri zbližavanju pojedinačnih atoma, kolektivizacijom perifernih elektrona nastaju dve energetske zone najbitnije za osobine kristala - valentna i provodna. Ove dve zone nalaze se na vrhu energetske skale, pri čemu se valentna zona nalazi ispod provodne. Širina valentne energetske zone je ~ 1 eV, dok su širine nižih dozvoljenih zona manje. Stepem kolektivizacije perifernih elektrona različit je kod različitih tipova hemijskih veza u čvrstom telu, čime je određen i električni karakter materijala. Jonksa veza osvaruje se prelaskom elektrona sa jednog tipa atoma u rešetci na drugi, čime se dobija struktura čvrsto vezanih jona, u kojoj nema slobodnih elektrona, pa je ova veza karaktersitična za mnoge čvrste izolatorke materijale (dielektrike). Elektrostatička sila

koja djeluje između jona je dugodometna i neusmerena, što znači da svaki jon oseća dejstvo velikog broja drugih jona iz okoline. U nekim čvrstim izolatorima (npr. SiO_2), kao i u većini čvrstih poluprovodnih materijala, hemijska veza kojom su povezani atomi je kovalentna. Za razliku od jonske, kovalentna veza je usmerena, zasićena i kratkodometna, što znači da je prisutna samo između pojedinih susednih atoma u čvrstom telu. Kovalentna veza se pojmovima kvantne mehanike opisuje kao preklapanje elektronskih gustina dva interagujuća susedna atoma, čime oni ostvaruju stabilne elektronske konfiguracije najbližih plemenitih gasova sa po osam elektrona u spoljašnjoj elektronskoj ljusci. U obrazovanju kovalentne veze učestvuju isključivo periferni (valentni) elektroni, jer su niži nivoi u potpunosti popunjeni elektronima i stoga hemijski neaktivni. U čvrstom telu se upravo elektroni koji sačinjavaju kovalentne veze nalaze u valentnoj energetske zone. Kako su valentni elektroni lokalizovani između najbližih suseda, kovalentni čvrsti materijali u čistom stanju (bez nečistoća i primesa) slabo provode električnu struju [2].

Za praktična razmatranja, čitava zonska struktura materije se može svesti na valentnu i provodnu zonu (slika 2.2). Elektroni u provodnoj zoni pod dejstvom spoljašnjih polja lako učestvuju u provođenju toplote i naelektrisanja. Razlika energija dna provodne zone E_p i vrha valentne zone E_v naziva se energetske procep $E_g = E_p - E_v$ i predstavlja fundamentalnu karakteristiku materijala.



Slika 2.2. Dozvoljene i zabranjene energetske zone u kristalu, sa oznakama dna provodne zone E_p , vrha valentne zone E_v i energetske procepa E_g .

Najpreciznija podela električnih materijala zasniva se na vrednosti energetske procepa. Provodni materijali imaju nepopunjene energetske nivoe koji se nalaze iznad

valentnih nivoa. Elektroni se mogu lako, pod dejstvom spoljašnjeg električnog polja, premeštati na susedne, više nivoe, ostvarujući na taj način električnu struju. Nprovodni materijali su oni kod kojih je valentna zona sasvim popunjena, tako da spoljašnje električno polje ne predaje elektronima dovoljno energije, pa oni ne mogu da ostvare međuzonske prelaze. Zbog toga su ovi materijali nprovodni pri uobičajenim vrednostima spoljašnjeg električnog polja. Dodatna klasifikacija nprovodnih materijala vrši se, takođe, na bazi energetskog procepa. Prema ovoj klasifikaciji, poluprovodnici imaju energetski procep manji od 3,5 eV, a dielektrični ili izolatorski materijali veći od 3,5 eV.

Interakcija spoljašnjeg električnog polja i materije se svodi na pomeranje konstitutivnih naelektrisanih čestica materije u pravcu polja. U slučaju da su neke od konstitutivnih naelektrisanih čestica materije slobodne (u smislu zonalne strukture materije, ovaj uslov znači da postoje naelektrisane čestice u provodnoj zoni), to jest da se braunovski kreću kroz materiju, ovo pomeranje je makroskopsko, i njemu se vezane konstitutivne čestice materije suprotstavljaju sudarnim procesima. U slučaju da su sve konstitutivne naelektrisane čestice materije vezane, odnosno da osciluju oko stabilnih ravnotežnih položaja, ovo pomeranje je mikroskopsko, i rezultuje stvaranjem dipola na nivou strukturnih jedinica, to jest efektom poznatim pod imenom polarizacija. Ova dva suštinski različita odgovora materije na dejstvo spoljašnjeg električnog polja javljaju se istovremeno kod svih oblika materije [1].

Ako je za neki materijal dominantno usmereno kretanje slobodnih naelektrisanih čestica pod dejstvom spoljašnjeg električnog polja, makroskopski se karakteriše veličinom poznatom pod imenom specifična električna otpornost (ρ), koja predstavlja koeficijent proporcionalnosti između spoljašnjeg električnog polja i gustine električne struje. Takve materijale smatramo elektroprovodnim. Ako je za neki materijal dominantan efekat polarizacije pod dejstvom spoljašnjeg električnog polja, makroskopski se karakteriše veličinom poznatom pod imenom električna susceptibilnost, koja predstavlja koeficijent proporcionalnosti između gustine polarizacije i spoljašnjeg električnog polja. Takve materijale smatramo elektroneprovodnim. Osnovna karakteristika dielektrika je njihova sklonost ka polarizaciji pod dejstvom električnog polja, po čemu se razlikuju od provodnika, kod kojih električno polje dovodi do prenosa mase i energije.

Podela električnih materijala prema ponašanju u spoljašnjem električnom polju se bazira na vrednosti specifične električne otpornosti. Razlog za ovo leži u činjenici da se specifična električna otpornost lako određuje i za provodne, i neprovodne materijale, dok se električna susceptibilnost ne određuje jednostavno za provodne materijale. Vrednost specifične električne otpornosti je za provodne materijale između 10^{-8} i 10^{-6} Ωm , za poluprovodničke materijale između 10^{-6} i 10^{10} Ωm , i za dielektrične materijale između 10^6 i 10^{18} Ωm . Vidimo da po drugom kriterijumu dolazi do preklapanja vrednosti specifične električne otpornosti karakteristične za poluprovodničke i dielektrične materijale, te je stoga kriterijum prema veličini energetskog procepa pouzdaniji.

2.1. Osobine čvrstih izolatora

Najvažniji električni parametri izolatora su relativna dielektrična permitivnost, faktor dielektričnih gubitaka, specifična unutrašnja i specifična površinska električna otpornost, kao i dielektrična čvrstoća. Ove osobine, kojima se karakterišu dielektrični materijali, posledica su njihovih fizičkih osobina i od presudnog su značaja prilikom izbora nekog dielektričnog materijala za konkretnu namenu. Među faktorima koji utiču na ove osobine su frekvencija primenjenog napona, temperatura, vreme, vlažnost, mehaničke deformacije i izloženost jonizujućem zračenju [1,2].

2.1.1. Relativna dielektrična permitivnost

Eksperimentalno je ustanovljeno da dva naelektrisana tela deluju međusobno Kulonovom silom, proporcionalnom proizvodu tih naelektrisanja, a obrnuto proporcionalnom kvadratu njihovog rastojanja, to jest:

$$F \propto \frac{Q_1 Q_2}{r^2} \quad (2.2)$$

Uvođenjem konstante proporcionalnosti izraz (2.2) postaje:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_1 Q_2}{r^2} \quad (2.3)$$

gde je ϵ_0 dielektrična permitivnost vakuuma. Ukoliko bi se naelektrisana tela nalazila u nekoj drugoj dielektričnoj sredini, a ne u vakuumu, Kulonova sila između njih bila bi određena izrazom:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{Q_1 Q_2}{r^2} \quad (2.4)$$

gde je ϵ dielektrična permitivnost materijala te sredine. Na osnovu izraza (2.3) i (2.4) moguće je definisati relativnu dielektričnu permitivnost ϵ_r nekog materijala kao odnos Kulonove sile koja dejstvuje između dva naelektrisana tela u vakuumu i u tom materijalu, pri njihovom jednakom rastojanju.

Relativna dielektrična permitivnost može alternativno da se definiše preko promene kapacitivnosti kondenzatora, kada se između njegovih obloga postavlja dielektrični materijal umesto vakuuma. Kapacitivnost kondenzatora sa izolatorom veća je ϵ_r puta od kapacitivnosti kondenzatora sa vakuumom. Ako se razlika potencijala na elektrodama kondenzatora održava konstantnom, za naelektrisanje kondenzatora sa vakuumom, odnosno dielektrikom, između metalnih elektroda, dobija se, respektivno:

$$Q_0 = C_0 U \quad (2.5)$$

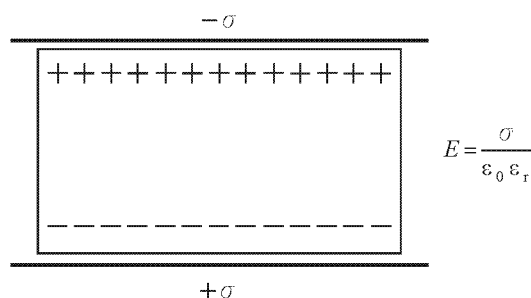
$$Q = C U \quad (2.6)$$

odnosno dobija se da je naelektrisanje kondenzatora sa dielektrikom između metalnih elektroda kondenzatora ϵ_r puta veće od naelektrisanja kondenzatora sa vakuumom između metalnih elektroda.

Relativna dielektrična konstanta ϵ_r se može definisati, takođe, i u oblasti ultravisokih frekvencija, tako što se brzina elektromagnetnih talasa u dielektriku

zmanjuje u odnosu na njihovu brzinu u vakuumu $\varepsilon_r^{1/2}$ puta. Tako ε_r za proizvoljni izolator može da se odredi merenjem talasnih dužina elektromagnetnih talasa u tom izolatoru i u vakuumu.

Relativna dielektrična konstanta može da bude statička (u polju jednosmerne struje, $\omega = 0$) i dinamička (u polju naizmjenične struje, $\omega > 0$). Dielektrična permitivnost ε_r ima uglavnom pozitivnu vrednost, ali se kod frekventnih karakteristika $\varepsilon_r(\omega)$ mogu pojaviti frekvencije na kojima relativna dielektrična permitivnost ima negativnu vrednost. Takođe, ε_r zavisi i od jačine električnog polja, a kod malog broja dielektrika zavisi i od jačine magnetnog polja. Kod linearnih dielektrika pri većim vrednostima jačine električnog polja može da se javi nelinearna zavisnost ε_r od električnog polja.



Slika 2.3. Model pločastog kondenzatora sa dielektričnim materijalom.

Sve do sada navedene definicije relativne dielektrične permitivnosti su makroskopske prirode. Odziv izolatorskih materijala na dejstvo električnog polja izražen relativnom dielektričnom permitivnošću posledica je sklonosti dielektričnih materijala ka polarizaciji, pa samim tim predstavlja mikroskopsku veličinu. Posmatrano mikroskopski, relativnu dielektričnu permitivnost je moguće definisati kao odnos jačine električnog polja u dielektriku i jačine električnog polja u vakuumu, odnosno kao sklonost dielektrika prema polarizaciji. Pojava polarizacije se može objasniti posmatranjem pločastog kondenzatora, opterećenog naelektrisanjem površinske gustine σ . Tada se mogu javiti dva suštinski različita slučaja: kada je između metalnih elektroda vakuum, i kada je između metalnih elektroda neki dielektrik (slika 2.3).

Kada je između metalnih elektroda kondenzatora vakuum, jačina električnog polja u kondenzatoru je:

$$E_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (2.7)$$

gde je ϵ_0 dielektrična konstanta vakuuma. Razlika potencijala između metalnih elektroda kondenzatora u tom slučaju iznosi:

$$U_0 = \frac{E_0}{d} \quad (2.8)$$

gde je d rastojanje između ploča kondenzatora.

U drugom slučaju, kada se između ploča kondenzatora nalazi dielektrik, jačina električnog polja, a time i razlika potencijala između metalnih elektroda kondenzatora, smanjuje se ϵ_r puta:

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon_r} = \frac{E_0}{\epsilon_r} \quad (2.9)$$

Smanjenje jačine električnog polja se objašnjava time što se na površinama dielektrika, koji se nalazi između metalnih elektroda, obrazuju naelektrisanja suprotnog znaka od naelektrisanja na elektrodama koje ga delimično neutrališe. Ovo neutralizovano naelektrisanje je određeno vektorom polarizacije \mathbf{P} , čiji intenzitet je:

$$|\mathbf{P}| = \sigma \left(1 - \frac{1}{\epsilon_r} \right) \quad (2.10)$$

Za lokalno definisanje relativne dielektrične permitivnosti potrebno je još uvesti i vektor dielektričnog pomeraja \mathbf{D} :

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.11)$$

za čiji intenzitet važi:

$$|D| = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (2.12)$$

Za linearni dielektrik, ϵ_r ne zavisi od jačine spoljašnjeg električnog polja i važe relacije:

$$P = \epsilon_0 \chi_e E \quad (2.13)$$

$$D = \epsilon_0 \epsilon_r E \quad (2.14)$$

gde je χ_e električna susceptibilnost, što znači da je veza između električne susceptibilnosti i relativne dielektrične permitivnosti određena izrazom:

$$\chi_e = 1 - \epsilon_r \quad (2.15)$$

Iz prethodnih izraza izvodi se relacija:

$$\epsilon_r - 1 = \frac{|P|}{\epsilon_0 |E|} \quad (2.16)$$

Kod izotropnih dielektrika, ϵ_r je isto u svim pravcima i smerovima. Kod anizotropnih dielektrika, ϵ_r ima različite vrednosti u različitim smerovima. U slučaju anizotropnih linearnih dielektrika, relacija (2.14) postaje tenzorska jednačina oblika:

$$\frac{D_i}{\epsilon_0} = \epsilon_r^{ij} E_j, \quad i, j = 1, 2, 3, \dots \quad (2.17)$$

2.1.2. Kompleksna dielektrična permitivnost

Kada se pločasti kondenzator, opterećen količinom naelektrisanja Q , priključi na izvor prostoperiodičnog napona čija je kompleksna predstava $u = U_0 e^{i\omega t}$, kroz ovaj kondenzator protiču dve vrste električne struje (slika 2.4). Jedna je *reaktivna struja*, usled pomeranja vezanih nosilaca naelektrisanja, koja fazno prednjači naponu za $\pi/2$, i iznosi:

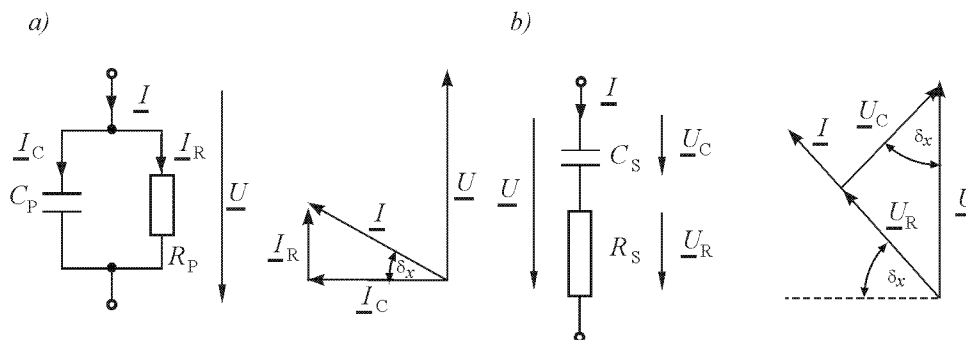
$$I_c = \frac{dQ}{dt} = I_0 e^{i\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)} = i \omega C_0 U \quad (2.18)$$

gde je C_0 kapacitivnost kondenzatora sa vakumom kao dielektrikom. Druga je *aktivna struja gubitaka*, koja je u fazi sa promenljivim naponom:

$$I_g = g U \quad (2.19)$$

gde je g aktivna provodnost dielektrika. Ukupna struja kroz kondenzator je:

$$I = I_g + I_c = (g + i \omega C_0) U \quad (2.20)$$



Slika 2.4. Ekvivalentna paralelna veza realnog kondenzatora priključenog na izvor naizmeničnog napona i vektorski dijagram gustine struje provodnosti i gustine struje pomeraja kod a) paralelne i b) serijske veze.

Na osnovu postojanja ove dve vrste struje, može se definisati kompleksna dielektrična permitivnost:

$$\underline{\varepsilon} = \varepsilon' - i\varepsilon'' \quad (2.21)$$

odakle sledi da se realni kondenzator može predstaviti kompleksnom kapacitivnošću:

$$\underline{C} = \frac{\underline{\varepsilon}}{\varepsilon_0} C \quad (2.22)$$

dok je ukupna struja kroz kondenzator sa gubicima, u kompleksnom obliku:

$$\underline{I} = i \omega \underline{C} U = (i \omega \varepsilon' + \omega \varepsilon'') \frac{C_0}{\varepsilon_0} U = i \omega C_0 \varepsilon_r U \quad (2.23)$$

gde je ε_r relativna dielektrična permitivnost dielektrika, koja može da se predstavi izrazom:

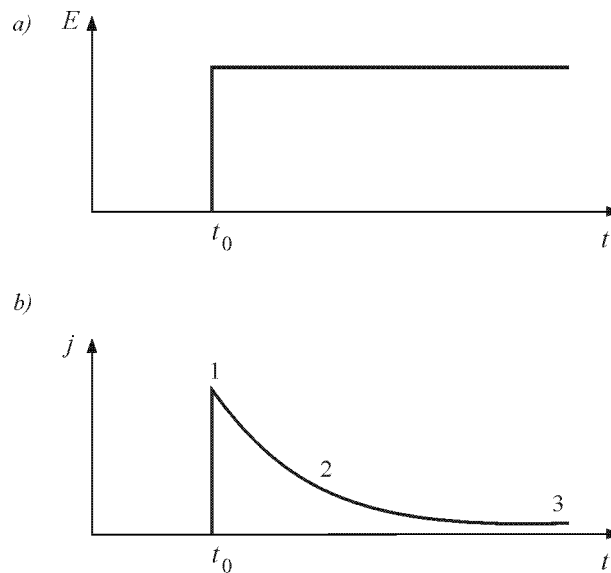
$$\underline{\varepsilon}_r = \frac{\underline{\varepsilon}}{\varepsilon_0} = \varepsilon_r' - i\varepsilon_r'' \quad (2.24)$$

2.1.3. Faktor dielektričnih gubitaka

Električna energija koja se u dielektriku pretvara u toplotu predstavlja dielektrične gubitke. Pojave u dielektriku koje dovode do dielektričnih gubitaka su električna provodnost i polarizacija. Dielektrični gubici se javljaju uvek kao posledica delovanja spoljašnjeg električnog polja na dielektrik. Što je duže dejstvo električnog polja na dielektrik, dolazi do većeg zagrevanja.

Da bi se objasnile pojave u dielektriku koje izazivaju gubitke, najlakše je posmatrati promenu gustine struje u dielektriku sa vremenom posle delovanja spoljašnjeg električnog polja (slika 2.5).

Na slici 2.5. uočavaju se tri karakteristične oblasti. U trenutku uspostavljanja spoljašnjeg električnog polja konstantne vrednosti, u dielektriku dolazi do naglog skoka gustine struje (deo 1 krive $j(t)$). Nakon toga dolazi do laganog opadanja vrednosti gustine struje (deo 2 krive $j(t)$). Na kraju gustina struje kroz dielektrik opada do neke konstantne vrednosti, koja se zove struja zasićenja (deo 3 krive $j(t)$). Ova pojava objašnjava se na sledeći način: deo 1 predstavlja brze procese polarizacije, u koje spada elastična polarizacija; deo 2 predstavlja spore procese polarizacije, u koje spadaju orijentaciona i Maksvel-Vagnerova polarizacija i, konačno, deo 3 predstavlja elektroprovodnost u dielektriku [2].



Slika 2.5. a) Zavisnost jačine električnog polja.
b) Zavisnost gustine struje kroz dielektrik od vremena.

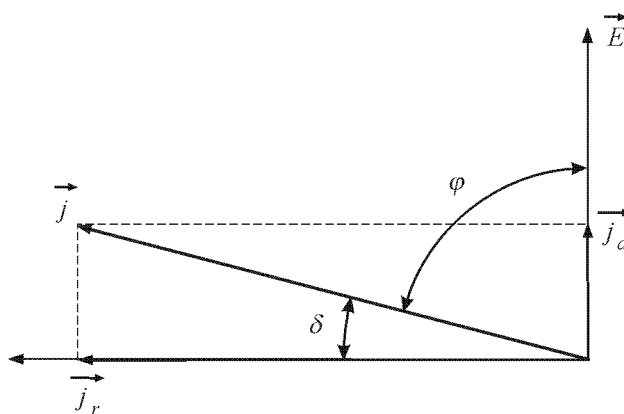
Dielektrični gubici su važna karakteristika dielektričnih materijala. Predstavljaju se preko odstupanja od idealnog dielektrika. U tu svrhu se, kao najpogodnija veličina, koristi ugao koji zaklapaju vektori napona i struje (ugao φ na slici 2.6). S obzirom da je u dielektricima struja uglavnom reaktivnog karaktera, ugao φ je približno $\pi/2$, pa se za karakteristiku dielektričnih gubitaka uzima ugao δ (ugao gubitaka), koji se definiše kao:

$$\delta = \frac{\pi}{2} - \varphi \quad (2.25)$$

odnosno tangens ovog ugla, koji predstavlja odnos gustine aktivne i reaktivne struje. Tangens ugla δ naziva se *faktor dielektričnih gubitaka*:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{j_a}{j_r} \quad (2.26)$$

Faktor dielektričnih gubitaka ($\operatorname{tg} \delta$) je od interesa u promenljivom električnom polju. On je makroskopska veličina, i njegova zavisnost, pre svega od frekvencije, temperature i jačine električnog polja, značajna je za određivanje oblasti primene dielektričnih materijala.



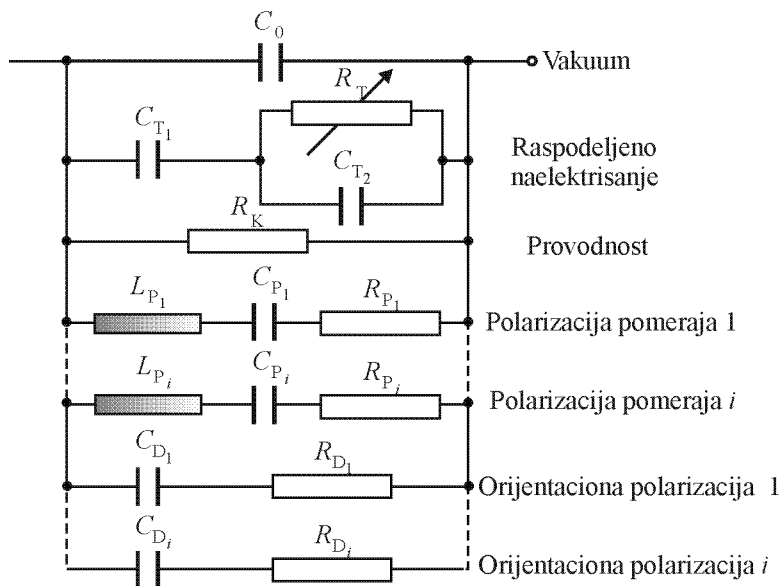
Slika 2.6. Fazorski dijagram struja i električnog polja u dielektriku.

Uvođenje dielektrične konstante u kompleksnom obliku omogućava da se faktor dielektričnih gubitaka izračuna iz odnosa njenog imaginarnog i realnog dela, odnosno:

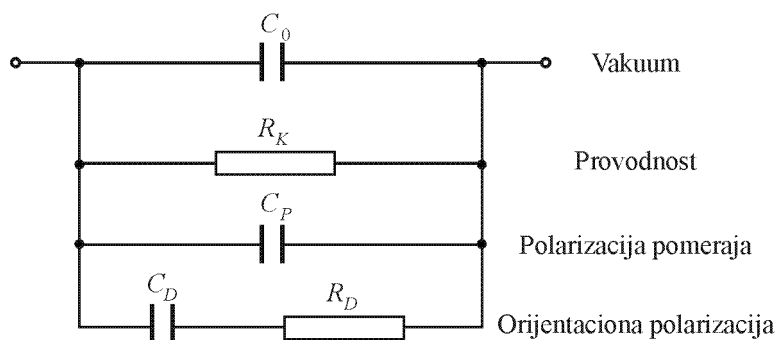
$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} = \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'} \quad (2.27)$$

Za razumevanje suštine faktora gubitaka pogodno je da se on posmatra kao dielektrik kondenzatora. Ekvivalentna šema realnog kondenzatora sastoji se od kapacitivnosti, koja karakteriše različite struje polarizacije, otpornosti, koja karakteriše dielektrične gubitke, i induktivnosti, koja karakteriše relaksacione pojave. Uzimajući u

obzir sve procese koji se odigravaju u dielektriku realnog kondenzatora, njegova ekvivalentna šema se može prikazati kao na slici 2.7.



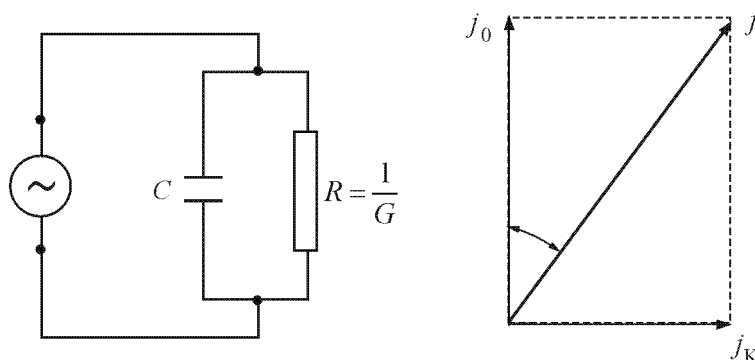
Slika 2.7. Ekvivalentna šema realnog kondenzatora.



Slika 2.8. Pojednostavljena ekvivalentna šema realnog kondenzatora, uz uzimanje u obzir dielektričnih gubitaka usled orijentacione polarizacije, elastične polarizacije i provodnosti.

Pošto su gubici usled provodnosti obično dominantni u odnosu na gubitke usled razdvojenih naelektrisanja, a kako su u oblasti tehničkih frekvencija dominantni gubici usled orijentacione polarizacije, moguće je, za praktičnu primenu, ekvivalentnu šemu realnog kondenzatora sa slike 2.7. zameniti ekvivalentnom šemom prikazanom na slici 2.8. Često se ekvivalentna šema prikazana na slici 2.8. dodatno pojednostavljuje, i

realni kondenzator se predstavlja šemom na slici 2.9. Bez obzira koja se ekvivalentna šema realnog kondenzatora usvoji, faktor dielektričnih gubitaka za posmatrani dielektrik računa se prema izrazu (2.26).



Slika 2.9. Paralelna ekvivalentna šema realnog kondenzatora i odgovarajući fazorski dijagram.

Pored faktora gubitaka ($\text{tg } \delta$), za razmatranje gubitaka u dielektriku ponekad se koristi specifična snaga gubitaka, koja predstavlja količinu toplote oslobođenu u kondenzatoru u jedinici zapremine. Specifična snaga gubitaka određena je izrazom:

$$p = \frac{P}{V} = E^2 \omega \epsilon_0 \epsilon_i \text{tg } \delta \quad (2.28)$$

2.1.4. Specifična električna otpornost

Suštinski ne postoji razlika između specifične električne otpornosti dielektrika i specifične električne otpornosti provodnika i poluprovodnika. Praktična razlika, međutim, postoji. Nosioi naelektrisanja struje kroz provodnik i poluprovodnik se sudaraju sa strukturom materijala, što se makroskopski manifestuje kao električna otpornost. U slučaju dielektrika situacija je drugačija. Nosioi naelektrisanja mogu da struje kroz zapreminu dielektrika ili po dielektriku, odnosno po graničnoj površini između posmatranog dielektrika i dielektričnog medijuma u kome se on obavezno nalazi. Zbog toga u slučaju dielektrika razlikujemo unutrašnju (zapreminsku) i površinsku dielektričnu otpornost. Unutrašnja električna otpornost predstavlja otpornost strujnog kola koje se zatvara kroz uzorak, pri čemu se parazitne površinske struje

eliminiraju. Površinska električna otpornost predstavlja otpornost strujnog kola koje se zatvara po površini uzorka, pri čemu se parazitne zapreminske struje eliminiraju. Prema tome, otpornost dielektrika se može posmatrati kao paralelna veza unutrašnje otpornosti i površinske otpornosti [1,2].

Unutrašnja otpornost je karakteristika samog dielektrika, dok je površinska otpornost karakteristika granice između dielektrika i dielektričnog medijuma koji ga okružuje. Ova, veoma važna karakteristika za jednosmerni režim rada i spoljašnju ugradnju, određuje se prema standardima, koji uključuju dielektrik, dielektrični medijum i njegove parametre (hemijske uslove, temperaturu, itd).

Kondukciona struja $I_c = U/R$ kroz dielektrični uzorak se, prema tome, sastoji od zapreminske komponente $I_{cv} = U/R_v$ i površinske komponente $I_{cp} = U/R_p$:

$$I_c = I_{cv} + I_{cp} \quad (2.29)$$

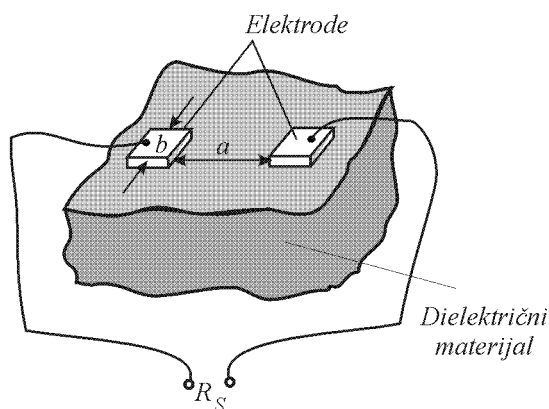
gde je U napon na koji je priključen dielektrik, dok su R , R_v i R_p ukupna, unutrašnja i površinska otpornost dielektrika, respektivno. Na osnovu prethodnog izraza dobija se:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_v} + \frac{1}{R_p} \quad (2.30)$$

U slučaju homogenog dielektričnog materijala, unutrašnja i površinska otpornost su proporcionalne specifičnoj zapreminskoj i specifičnoj površinskoj otpornosti. Za specifičnu površinsku električnu otpornost, koju ima jedino smisla definisati za čvrste dielektrike, već je rečeno da je složene prirode, i da je određuju, pored samog dielektrika, parametri sredine. Od tih parametara, najvažniji su vlaga, nečistoće i temperatura. Oni zajedno utiču na formiranje provodnih elektrolitskih mostova po površini dielektrika. Ovi parametri više utiču na površinsku specifičnu otpornost dielektričnih materijala sa polarnim molekulima, a naročito na one čiji polarni molekuli pokazuju tendenciju prema disocijaciji u vodi. Na površinsku specifičnu električnu otpornost čvrstih dielektrika utiče i stanje površine, tako da je otpornost veća za materijale čiste i polirane površine, pošto se na njima teže formiraju elektrolitski mostovi. Posebno nisku površinsku specifičnu otpornost imaju porozni materijali. Kao

posledica ovakve, multiparametarske prirode površinske specifične otpornosti čvrstih dielektrika, specifična otpornost se određuje prema definisanim standardima, pod strogo kontrolisanim laboratorijskim uslovima.

Da bi površinska specifična otpornost dielektričnog materijala bila definisana, posmatra se uzorak na čijoj se površini, na rastojanju a , nalaze dve elektrode širine b , kao što je prikazano na slici 2.10.



Slika 2.10. Definisanje specifične električne otpornosti.

Površinska otpornost koja bi se izmerila između ovih elektroda je proporcionalna rastojanju između elektroda, a obrnuto proporcionalna njihovoj širini:

$$R_s = \rho_c \frac{a}{b} \quad (2.31)$$

pri čemu ρ_c predstavlja površinsku specifičnu otpornost, koja je istih jedinica kao i otpornost R_s . Prema izrazu (2.31), površinska specifična otpornost se može definisati kao otpornost kvadrata bilo koje veličine po površini uzorka, pod uslovom da se otpornost meri između naspramnih ivica kvadrata. Na osnovu ovakve definicije, mogao bi se izvući zaključak da se pri merenju površinske specifične otpornosti uzorka mogu upotrebiti elektrode bilo koje veličine i oblika. Međutim, treba naglasiti da je relacija (2.31) tačna ukoliko je a manje od b , odnosno ukoliko ne dolazi do pojave ivičnih efekata. Površinska otpornost se, po pravilu, razmatra kao parametar isključivo čvrstih dielektrika, u zavisnosti od medijuma u kome se nalaze [1,2].

Velika specifična električna otpornost čvrstih dielektrika uslovljena je malom koncentracijom i pokretljivošću slobodnih nosilaca naelektrisanja u njegovoj unutrašnjosti i na njegovoj površini. Unutrašnja specifična električna otpornost čvrstih dielektrika zavisi od mnogih parametara, od kojih su najvažniji: temperatura, vlaga, struktura materijala, hemijski sastav, primese i jačina električnog polja. Tako se, primera radi, povećanjem temperature smanjuje unutrašnja specifična električna otpornost amorfni dielektričnih materijala usled smanjenja viskoznosti, koja rezultuje povećanjem pokretljivosti slobodnih nosilaca naelektrisanja u dielektriku. Unutrašnja specifična električna otpornost čvrstih dielektrika opada i sa povećanjem prisustva vlage, pošto dolazi do razlaganja nečistoća (a ponekad i molekula osnovnog materijala) na jone u vodi. Vlaga naročito utiče na unutrašnju specifičnu otpornost vlaknastih čvrstih dielektričnih materijala, tako što po površini vlakana materijala obrazuje provodne mostove. Unutrašnja specifična električna otpornost čvrstih dielektrika zavisi od hemijskog sastava, odnosno vrste nečistoća i primesa u njemu. U jakim električnim poljima, reda veličine 100 MV/m, dolazi do izražaja učešće elektrona u obrazovanju struje kroz čvrsti dielektrik i Omov zakon prestaje da važi, pošto unutrašnja specifična otpornost počinje da zavisi od električnog polja prema izrazu:

$$\rho_v = \rho_{v0} e^{-bE} \quad (2.32)$$

gde je b karakteristika materijala nezavisna od jačine električnog polja. U procesu starenja čvrstih dielektričnih materijala, skoro po pravilu, dolazi do porasta unutrašnje specifične električne otpornosti. Ako se uvaži i činjenica da je kod kristalnih dielektričnih materijala unutrašnja specifična električna otpornost anizotropna veličina, onda je jasno da pri navođenju ovog podatka treba specificirati uslove pod kojima je on određen, ili standard prema kome se do njega došlo.

2.1.5. Dielektrična čvrstoća

Dielektrična čvrstoća predstavlja minimalnu vrednost homogenog električnog polja pri kojoj dielektrični materijali gube svoju osnovnu karakteristiku da razdvajaju potencijale, odnosno pri kojoj se kroz njih ostvaruje kratak spoj. Ova pojava se naziva

proboj dielektrika. U praksi se dielektrična čvrstoća određuje eksperimentalno, tako što se dielektrik, između elektroda koje obezbeđuju pseudohomogeno električno polje, opterećuje sporo rastućim jednosmernim naponom dok se ne desi proboj. U praksi se često koristi pseudohomogeno električno polje, da bi se izbegli ivični efekti. Za uspostavljanje pseudohomogenog polja najčešće se koriste elektrode profila Rogovskog, koje pri određenom međuelektrodnom rastojanju svojom konturom prate liniju potencijala na kojoj se nalaze. Tako definisana dielektrična čvrstoća se odnosi isključivo na trenutni proboj, odnosno čisto *električni proboj* dielektričnih materijala.

Do proboja dielektrika dolazi kada se intezitetom ili trajanjem spoljašnjeg električnog polja u njemu pokrenu provodni mehanizami. Tako nastaje *trenutni* ili *odloženi* proboj dielektrika. Do odloženog proboja dielektrika može da dođe samo u slučaju kada je on u čvrstom ili tečnom agregatnom stanju. U slučaju dielektrika u čvrstom agregatnom stanju, ova vrsta proboja je povezana sa procesom zagrevanja materijala dejstvom električnog polja, pa je u pitanju *termički proboj*.

Proboj čvrstih dielektrika zasniva se na mehanizmu spoljašnje i unutrašnje autoemisije. To je proces pri kojem, pod dejstvom električnog polja emisijom i jonizacionim putem biva formirana kritična vrednost gustine električne struje kroz dielektrik, nakon čega sledi njegov proboj.

Jedan od najvažnijih faktora pri razmatranju proboja čvrstih tela je činjenica da je nemoguće proizvesti idealan čvrsti materijal. Uzorci čvrstog materijala, pored ostalih strukturnih nepravilnosti, sadrže gasne šupljine u svojoj unutrašnjosti, kao i razne topografske nepravilnosti na površinama. Pored toga, oni u praksi imaju male, čak mikroskopske, zapremine od druge faze istog materijala ili nečistoća drugih materijala. Sve to prouzrokuje da je čisto teorijski pristup fenomenu proboja čvrstog dielektrika, baziran na uzorku idealne strukture, neprimenljiv. Međutim, proučavanje mikroskopskih mehanizama električnog pražnjenja u čvrstom telu, na osnovu zonalne (elektronske) teorije čvrstog tela, pruža uvid u primarne (električne) procese električnog proboja čvrstih dielektrika. Superponiranjem tih primarnih procesa sa sekundarnim procesima, neelektrične prirode (temperatura, pritisak, hemijske reakcije), uz uvažavanje realne, kompozitne, strukture čvrstog tela, omogućava sagledavanje mehanizma proboja čvrstih dielektrika.

Sa stanovišta električnih procesa, čvrsto telo se može posmatrati kao skup potencijalnih barijera Kulonovog tipa oko jonizovanih centara (čvorišta), koji se ponavljaju periodičnošću njegove kristalne strukture. Proticanje struje kroz njih se odvija elektronskom i jonskom komponentom.

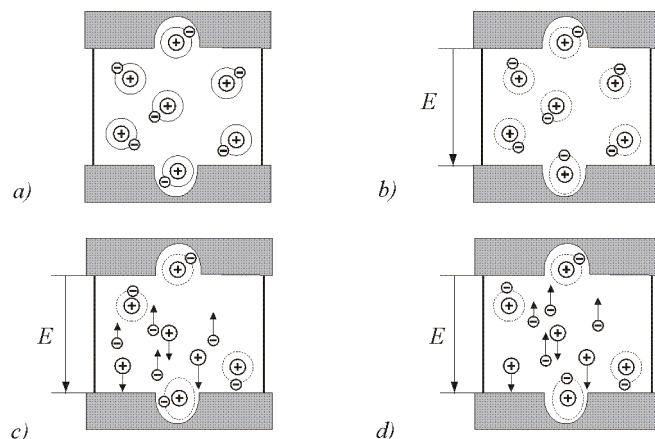
Elektroni u čvrstom dielektriku mogu da nastanu hladnom elektronskom emisijom, termoelektronskom emisijom i jonizacijom nečistoća. Tako nastali elektroni prelaze preko potencijalnih barijera, što uslovljava zavisnost pretprobojne struje od napona. Prelaz elektrona preko potencijalnih barijera odvija se skokovito od jednog centra do drugog, ili driftovanjem sa vektorom brzine u pravcu polja superponiranog slučajnom termičkom kretanju. Srednja vrednost brzine elektrona proporcionalna je pokretljivosti elektrona, a obrnuto proporcionalna koncentraciji centara. Joni u čvrstom dielektriku nastaju hemijskim, termičkim ili sudarnim procesima. Oni se kreću sa jednog mesta na drugo, savlađujući potencijalnu barijeru. Jonska komponenta u pretprobojnoj struji čvrstog tela je izrazito temperaturno zavisna. Pored gubitaka energije jona usled pokretljivosti, javljaju se i dielektrični gubici, koji se menjaju sa temperaturom proporcionalno faktoru gubitaka $tg\delta$.

Od pratećih efekata proticanja pretprobojne struje kroz čvrsti dielektrik, najvažnije je povećanje temperature. Povećanje temperature nastaje usled sudara elektrona i jona sa kristalnom strukturom, i usled varničenja u gasnim džepovima unutar dielektrika. Tako generisana toplota se delimično gubi provođenjem, a delimično se apsorbuje, što povećava pretprobojnu struju.

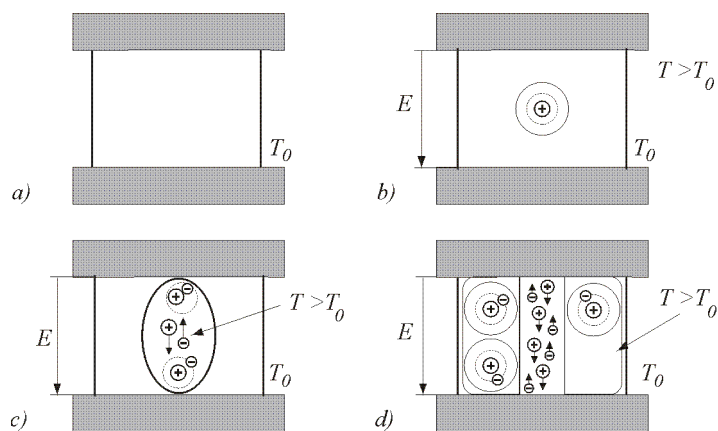
Na slici 2.11. su prikazane pojedine faze električnog proboja čvrstih dielektrika. To su: a) početno stanje - slobodni nosioci naelektrisanja u elektrodama i vezani nosioci naelektrisanja u dielektriku; b) početak spoljašnje i unutrašnje autoelektronske emisije; c) pojava slobodnih elektrona i jona u dielektriku, i d) formiranje provodnog kanala emisionim procesima i procesima udarne jonizacije.

Kretanje čestica usled proticanja provodne struje i polarizacionih efekata dovode, nakon dužeg naponskog naprezanja, do zagrevanja dielektričnog materijala. Nastala toplota se odvodi iz zagrejanog materijala, što rezultuje pojavom nehomogenog temperaturnog polja u njemu. Na taj način se mogu javiti lokalna povećanja provodne struje (odnosno struje termičkih gubitaka), što pozitivnom povratnom spregom uslovljava dalje lokalno povećanje temperature. Ako je ukupna snaga takvih lokalnih

gubitaka jednaka odvedenoj toploti iz dielektrika, smatra se da se ona nalazi u stabilnoj toplotnoj radnoj tački. Međutim, ako je ukupna snaga lokalnih gubitaka veća od odvedene toplote iz dielektrika, dolazi do porasta temperature i do toplotnog proboja izolatora.



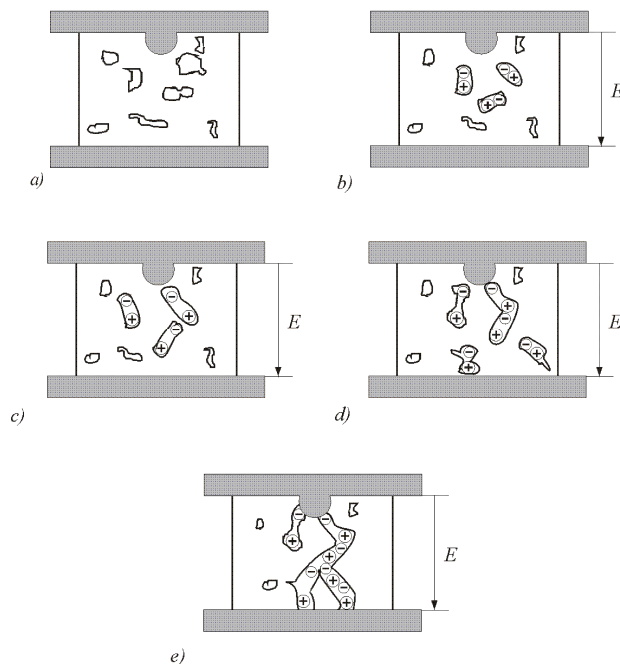
Slika 2.11. Faze električnog proboja čvrstog dielektrika.



Slika 2.12. Faze toplotnog proboja čvrstog dielektrika.

Na slici 2.12. su prikazane pojedine faze toplotnog proboja čvrstih dielektrika. To su: a) početno stanje, sa čvrsto vezanim nosiocima naelektrisanja u dielektriku; b) lokalno zagrevanje usled provodnih i polarizacionih gubitaka; c) nastajanje slobodnih elektrona i pozitivnih jona termičkim efektima u zagrejanj zapremini, i d) dalje nastajanje slobodnih elektrona i pozitivnih jona termičkim efektima i formiranje provodnog kanala.

Model toplotnog proboja čvrstog dielektričnog materijala se formira posmatranjem tog materijala kao dielektrika pločastog kondenzatora na konstantnoj temperaturi T , pri temperaturi okoline T_0 . Za manja međuelektrodna rastojanja, vrednost toplotnog probojnog napona U raste proporcionalno korenu međuelektrodnog rastojanja i u prvoj aproksimaciji ne zavisi od temperature.



Slika 2.13. Faze erozionog proboja.

Tokom proizvodnog procesa u dielektričnim materijalima nastaju parazitne gasne šupljine, u kojima se dejstvom spoljašnjeg električnog polja javljaju unutrašnja parcijalna pražnjenja. Takva parcijalna pražnjenja dovode do pojave naelektrisanih čestica i zagrevanja gasa u parazitnim šupljinama. Ovi efekti vremenom dovode do razlaganja i pucanja unutrašnjosti dielektričnog materijala, rezultujući razvojem šupljina koje, pri trajnom dejstvu električnog polja, mogu dovesti do erozionog proboja čvrstog dielektrika. Mera verovatnoće nastupanja ovoga tipa proboja je intenzitet unutrašnjih parcijalnih pražnjenja [2].

Na slici 2.13. prikazane su pojedine faze erozionog proboja čvrstih dielektrika u homogenom električnom polju sa lokalnom nehomogenošću. To su: a) početno stanje sa parazitnim šupljinama unutar dielektrika, b) parcijalno pražnjenje u parazitnim šupljinama, c) spajanje susednih šupljina, njihovo grananje i povećanje intenziteta

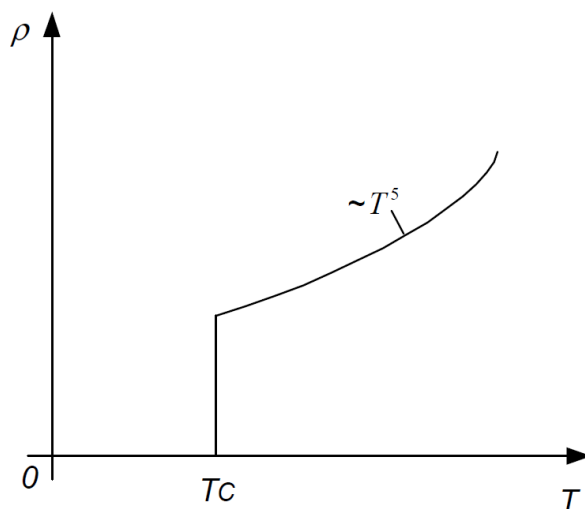
unutrašnjeg pražnjenja, d) formiranje strukture grana od spojenih parazitnih šupljina, i e) premošćenje dielektrika jednom od grana, uz formiranje provodnog kanala.

2.2. Izolatori sa Kuperovim parovima

Izolatori sa Kuperovim parovima su materijali koji ispoljavaju superprovodno ponašanje, ali se pod određenim uslovima (koji se odnose na debljinu filma, primenjeni napon, magnetno polje i prisustvo magnetnih nečistoća) ponašaju kao izolatori sa termički aktiviranim Kuperovim parovima kao nosiocima naelektrisanja. Ovakvo ponašanje uočeno je u tankim filmovima αBi , TiN , InO_x i Be .

2.2.1. Superprovodno stanje

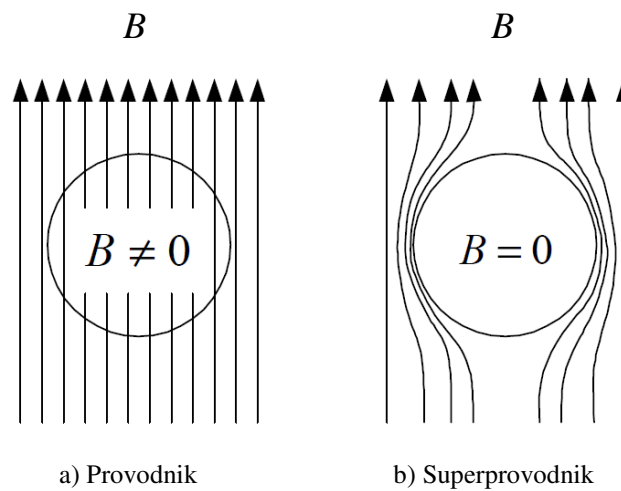
Superprovodnost je fenomen karakterisan nestajanjem električne otpornosti u različitim materijalima, legurama i jedinjenjima kada su ohlađena ispod odgovarajuće temperature poznate kao *kritična temperatura* (T_C). Do pre par decenija najviša poznata kritična temperatura bila je oko 23,2 K (za Nb_3Ge), zbog čega su superprovodnici morali da se hlade tečnim helijumom (4,2 K).



Slika 2.14. Temperaturska zavisnost specifične električne otpornosti superprovodnika.

Međutim, 1986. godine otkrivena je nova klasa visoko-temperaturnih superprovodnih keramika, za koje je vrlo brzo ustanovljeno da mogu da imaju kritične temperature oko 100 K, zbog čega se mogu hladiti tečnim azotom (77,3 K), znatno jeftinijim od tečnog helijuma.

Pored skokovitog opadanja specifične električne otpornosti na nulu (slika 2.14), uočeno je da pri $T < T_C$ superprovodnik smešten u spoljašnje magnetno polje istiskuje iz sebe magnetni fluks. Na slici 2.15.a) prikazan je provodnik u običnom, a na slici 2.15.b) u superprovodnom stanju. Ova pojava se naziva *Majnsnerov efekat*, prema naučniku koji ju je otkrio 1933. godine, i objašnjava se indukovanjem površinskih superprovodnih struja koje svojim poljem poništavaju spoljašnje [3].

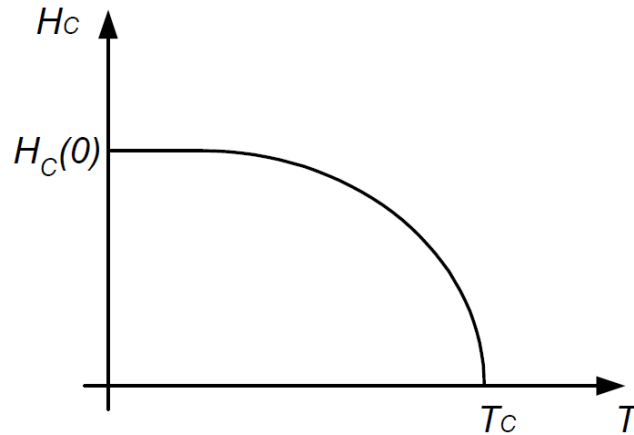


Slika 2.15. Ponašanje materijala u a) normalnom (provodnom) i b) superprovodnom stanju pri unošenju u spoljašnje magnetno polje.

Ubrzo nakon otkrića efekta superprovodnosti, eksperimentima se došlo do zapažanja da superprovodno stanje može da bude uništeno ne samo zagrevanjem uzorka iznad kritične temperature, već i izlaganjem magnetnom polju odgovarajuće jačine. Magnetno polje koje dovodi do gubitka superprovodnog stanja se naziva *kritično polje* i označava se sa H_C . Kritično polje zavisi i od temperature. Ova zavisnost je dobro opisana sledećom empirijskom relacijom:

$$H_C(T) = H_C(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^2 \right], \quad T \ll T_C \quad (2.25)$$

gde je $H_C(0)$ kritično magnetno polje superprovodnika na $T = 0$ K. Zavisnost iz jednačine (2.25) je grafički ilustrovana na slici 2.16.

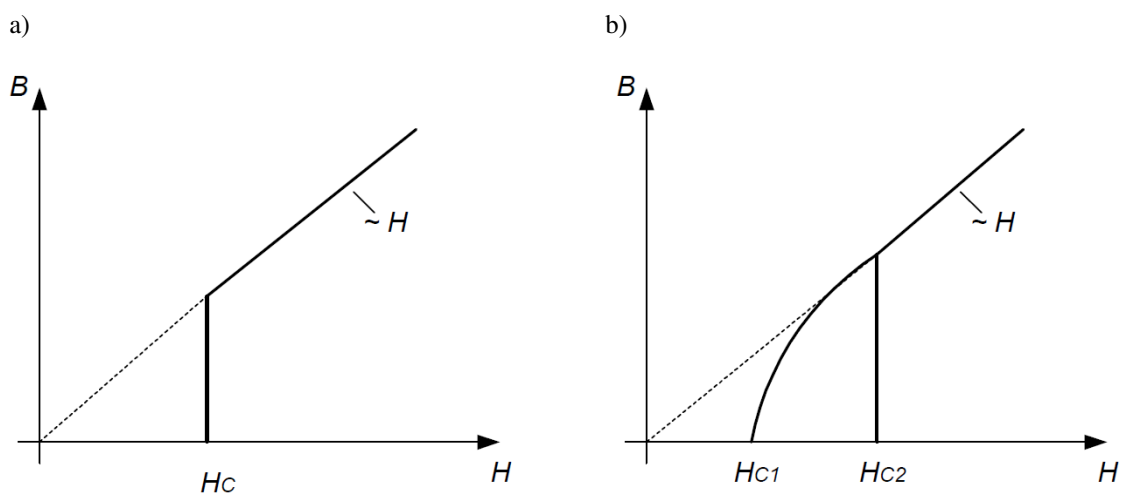


Slika 2.16. Temperaturska zavisnost kritičnog magnetnog polja superprovodnika.

Ako se prethodno rashlađeni superprovodnik stavi u magnetno polje H veće od njegovog kritičnog magnetnog polja (H_C), neće se javiti Majnsnerov efekat, već će materijal izgubiti svoja superprovodna svojstva. Međutim, za žičane uzorke, sa osom usmerenom u pravcu primenjenog magnetnog polja, moguća su dva jasno različita načina ponašanja, zavisna isključivo od vrste superprovodnog materijala.

Kod superprovodnika I vrste pri $H = H_C(T)$ ceo uzorak se vraća u normalno stanje, kada dolazi do potpunog prodiranja magnetne indukcije B unutar uzorka, kao što je prikazano na slici 2.17.a). Kod superprovodnika II vrste (sve superprovodne legure i intermetalana jedinjenja, kao i Nb) pri $H < H_{C1}(T)$, gde je H_{C1} prvo kritično polje, magnetna indukcija ne prodire u uzorak. Kada je $H > H_{C2}(T)$, gde je H_{C2} drugo kritično polje, uzorak se vraća u normalno stanje, sa potpunim prodiranjem magnetne indukcije (slika 2.17.b). Za slučaj da je $H_{C1}(T) < H < H_{C2}(T)$, dolazi do delimičnog prodiranja magnetne indukcije i u uzorku se pojavljuje prilično složena pravilna mikroskopska struktura naizmeničnog rasporeda superprovodnih i normalnih oblasti. Tipične vrednosti kritičnog polja H_C kod superprovodnika I vrste, pri temperaturama znatno ispod T_C , su $\sim 10^5$ A/m. Kod superprovodnika II vrste drugo kritično polje H_{C2} može da dostigne 10^8 A/m [3].

Superprovodno stanje iščezava i ako struja u superprovodniku dostigne neku kritičnu površinsku gustinu J_{CS} . Ona zavisi od prirode i geometrije uzorka i povezana je sa kritičnom vrednošću polja H_C . Superprovodnost se razrušava ako magnetno polje koje stvara struja u superprovodniku dostiže kritičnu vrednost na površini uzorka. Najveće do sada dobijene kritične gustine struje su oko 2000 A/mm^2 .



*Slika 2.17. Promena magnetne indukcije unutar uzorka u funkciji jačine primenjenog magnetnog polja za slučaj superprovodnika
a) I vrste i b) II vrste.*

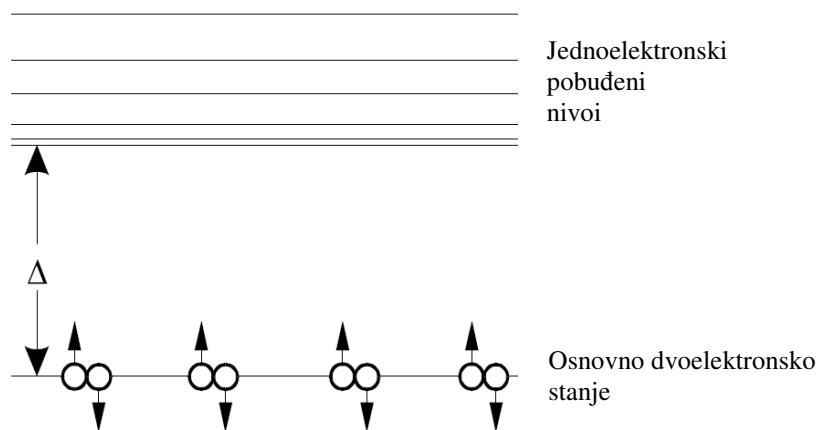
Mehanizam pojave superprovodnosti postao je jasan tek pola stoleća posle otkrića superprovodnosti, kada su Bardin (Bardeen), Kuper (Cooper) i Šrifler (Schrieffer) objavili svoju teoriju (BCS teorija) [4]. Prva indikacija za prirodu superprovodnosti dobijena je otkrićem izotopskog efekta, saglasno kome razni izotopi jednog te istog metala imaju različite kritične temperature T_c , pri čemu je ispunjena zavisnost:

$$T_c \sqrt{M} = \text{const} \quad (2.26)$$

Na taj način postalo je jasno da jonska rešetka provodnika (mase jona M) aktivno učestvuje u formiranju superprovodnog stanja. Teorijska analiza je pokazala da interakcija između elektrona i vibracija rešetke (fonona) može da izazove dopunsku interakciju među elektronima. Pri određenim uslovima, ova interakcija dovodi do uzajamnog privlačenja elektrona. Ukoliko ova privlačna interakcija nadmašuje odbojnu

kulonovsku, u provodniku nastupa efektivno privlačenje elektrona i kao posledica superprovodno stanje.

Prema BCS teoriji, koja je primenljiva samo na niskotemperaturne superprovodnike I vrste, pri veoma niskim temperaturama prolazak elektrona kroz kristalnu rešetku dovodi do krivljenja (savijanja) rešetke prema elektronima, što stvara paket fonona. Ovi fononi formiraju kanal pozitivnog naelektrisanja u oblasti krivljenja kristalne rešetke, koji privlači drugi elektron ka toj oblasti, u procesu zvanom stvaranje parova posredovano fononima. Parovi elektrona stvoreni ovim procesom su poznati kao *Kuperovi parovi*. Utvrđeno je da se elektronski par obrazuje lako ako su elektroni ne samo suprotnih spinova (tako da je ukupni spin Kuperovog para jednak nuli), već i impulsa. Ovakvo objašnjenje stvaranja elektronskog para je uprošćeno, s obzirom da su u stvarnosti elektroni unutar parova nalaze na rastojanjima oko 1000 puta većim od međuatomskih rastojanja. Ovo ukazuje na činjenicu da je superprovodnost makroskopski kvantnomehanički efekat, gde se kvantnomehaničke interakcije rasprostiru na makroskopska rastojanja. Većina superprovodnika za koje se veruje da su pokriveni BCS teorijom su metali i metaloidi, koji se pri sobnoj temperaturi ponašaju kao provodnici [3,4].



Slika 2.18. Šema energetske nivoa superprovodnika.

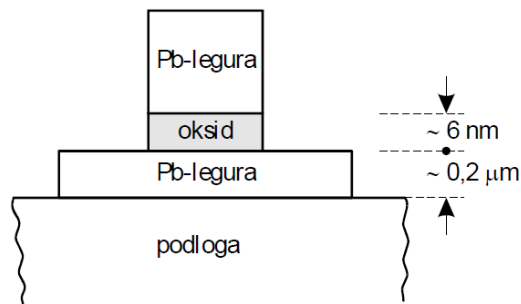
Superprovodnik se ponaša kao da u spektru dozvoljenih jednoelektronskih nivoa, u blizini Fermijevog nivoa, postoji energetska procepa širine 2Δ . Zbog toga elektron energije E može da se smesti u superprovodnik samo ako je $E - E_F > \Delta$. Energetski

procep $\Delta(T)$ monotono opada sa porastom temperature počev od $\Delta(0)$ i pri $T = T_C$ iščezava ($\Delta(T_C) = 0$), kada dolazi do nestanka superprovodnog stanja. Kao posledica postojanja energetskog procepa Δ , razrušenje superprovodnog uređenja može da nastane izlaganjem superprovodnog materijala jonizujućem zračenju energije veće od 2Δ .

S obzirom da Kuperovi parovi poseduju nulti totalni spin, oni predstavljaju bozone, tj. potčinjavaju se Boze-Ajnštajnovoj statistici. Takve čestice imaju svojstvo da se, ispod neke temperature T_C , "kondenzuju" na najnižem energetskom nivou (u osnovnom stanju), pri čemu što ih je više na tom nivou to je teže bilo koji od njih pobuditi iz tog stanja. Ta pojava naziva se *Boze-kondenzacija*. Svi parovi u kondenzatu opisuju se jednom talasnom funkcijom od jedne prostorne promenljive $\Psi(r)$. Električna struja takvog kondenzata je superprovodna (bezdisipativna), jer je bilo kojoj čestici kondenzata prilično teško da se raseje na primesnom atomu ili nekom drugom defektu kristalne rešetke, pošto se tome opiru sve ostale čestice kondenzata. Šematski prikaz energetskih nivoa superprovodnika dat je na slici 2.18. Sva parna stanja nalaze se kondenzovana na nivou koji karakteriše osnovno stanje superprovodnika. Nespareni elektron ne može da se nalazi na tom nivou i mora da zauzme prvi nezauzeti jednoelektronski nivo. Pri razrušenju superprovodnog para, oba elektrona moraju da se pobude na dozvoljene jednoelektronske nivoe, za šta je neophodan utrošak energije veći od 2Δ [3,4].

2.2.2. Džozefsonov spoj

Džozefsonov spoj predstavlja strukturu od dva superprovodnika razdvojena tankim nesuperprovodnim slojem ili tankoslojnim superprovodnim suženjem, što se naziva slabom vezom. Na slici 2.19. dat je uprošćen prikaz poprečnog preseka Džozefsonovog spoja formiranog od dve superprovodne legure na bazi olova, razdvojene slojem oksida nanometarske debljine, koji predstavlja tunelsku barijeru za Kuperove parove pri prelasku iz jedne u drugu superprovodnu elektrodu [3].



Slika 2.19. Temperaturska zavisnost kritičnog magnetnog polja superprovodnika.

Postoje dva Džozefsonova efekta: stacionarni i nestacionarni. U slučaju stacionarnog efekta kroz Džozefsonov spoj propušta se veoma slaba jednosmerna struja koja protiče bez otpornosti, iako je sama slaba veza načinjena od nesuperprovodnog materijala. Ovde do izražaja dolazi najvažnije svojstvo superprovodnika - usaglašeno, koherentno ponašanje njegovih elektrona. Talasna funkcija elektrona s jedne strane slabe veze, proniknuvši kroz tu vezu na drugu stranu, interferira sa tamošnjom talasnom funkcijom elektrona. Kao posledica, superprovodni elektroni s obe strane slabe veze počinju da se opisuju jedinstvenom talasnom funkcijom. Slaba veza jedino formira faznu razliku $\delta\theta$ talasne funkcije, koja i određuje intenzitet I_s superprovodne struje kroz Džozefsonov prelaz:

$$I_s(\delta\theta) = I_c \sin(\delta\theta) \quad (2.27)$$

gde je I_c kritična struja kroz prolaz. Nestacionarni efekat nastupa pojačavanjem jednosmerne struje kroz slabu vezu dotle dok se na njoj ne pojavi neki napon. Pokazuje se da taj napon, osim jednosmerne komponente U , ima i naizmeničnu komponentu ugaone učestanosti $\omega = 2eU/\hbar$.

2.2.3. Osobine izolatora sa Kuperovim parovima

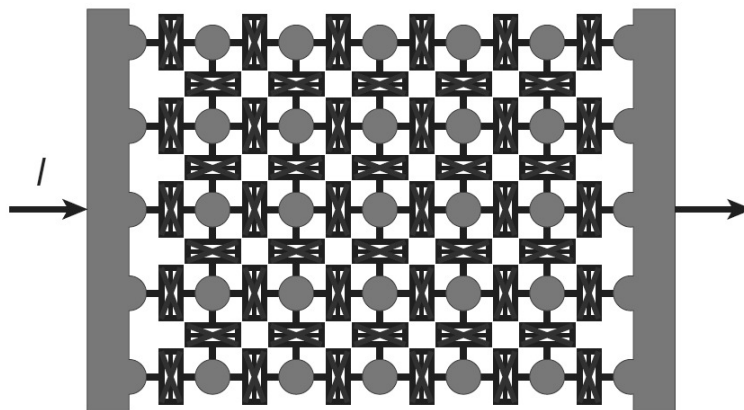
Izolatori sa Kuperovim parovima su materijali koji ispoljavaju superprovodno ponašanje, ali se pod određenim uslovima ponašaju kao izolatori sa Kuperovim parovima kao nosiocima naelektrisanja. Teorijski je pretpostavljeno, a potom i utvrđeno

eksperimentom i putem simulacija, da se ova izolatorska faza odlikuje granularnom strukturom, sačinjenom od superprovodnih "ostrva" sa lokalizovanim Kuperovim parovima, koja se rasprostiru kroz matricu normalnog, nesuperprovodnog materijala. Mehanizam obrazovanja ovih ostrva još uvek nije detaljno razjašnjen i trenutno postoji više alternativnih teorijskih modela koji ga opisuju. Pod odgovarajućim uslovima, lokalizacija Kuperovih parova unutar ostrva odvija se spontano u materijalu, kao posledica povećane neuređenosti. Fenomen prelaska superprovodnih materijala u izolatorsko stanje se stoga često tretira kao fazni prelaz izazvan neuređenošću [5-8].

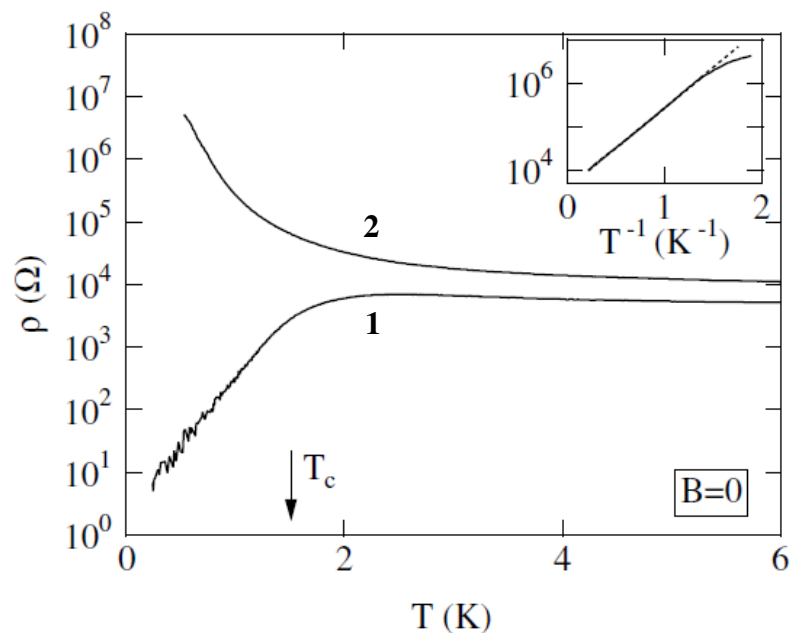
Granularnu strukturu izolatora sa Kuperovim parovima moguće je predstaviti dvodimenzionalnim nizom Džozefsonovih spojeva. To je sistem koji se sastoji od superprovodnih ostrva malih dimenzija, od kojih je svako povezano sa susednim ostrvima putem Džozefsonovih slabih veza (slika 2.20). Spoj između svaka dva susedna ostrva okarakterisan je Džozefsonovom energijom veze:

$$E_J = \hbar I_c J / (2e) \quad (2.28)$$

gde je I_c kritična struja Džozefsonovog spoja. Pored energije veze, spoj odlikuju još i energije naelektrisanja E_c i E_{c0} , koje se respektivno odnose na kapacitivnost između ostrva i kapacitivnost prema uzemljenju (supstratu). Energija naelektrisanja E_c predstavlja energiju koju je potrebno uložiti da bi se jedan Kuperov par premestio sa jednog ostrva na susedno [9-12].



Slika 2.20. Predstava granularne strukture izolatora sa Kuperovim parovima u vidu 2D niza Džozefsonovih spojeva. Krugovi predstavljaju superprovodna ostrva, a pravougaonici Džozefsonove slabe veze između njih.



Slika 2.21. Zavisnost specifične električne otpornosti od temperature, pri nultom spoljašnjem magnetnom polju, za materijal koji se na temperaturama nižim od 1 K ponaša kao superprovodnik (kriva 1), odnosno izolator (kriva 2) [13].

Iscrpna ispitivanja uslova od kojih zavisi da li će na temperaturama nižim od 1 K neki materijal da se ponaša kao superprovodnik (kriva 1 na slici 2.21) ili izolator (kriva 2 na slici 2.21) pokazala su da se izolatorska faza javlja samo kada uslovi koji utiču na stepen neuređenosti čine da su energije naelektrisanja veće od energije veze spoja (E_c , $E_{c0} > E_J$), dok je superprovodni energetski procep i dalje veći od međuostrvske energije naelektrisanja ($\Delta > E_c$) [14].

Prilikom primene spoljašnjeg napona, pored lokalne fazne koherencije i prostorne konfiniranosti Kuperovih parova, dolazi do sinhronizacije faza talasnih funkcija svih Kuperovih parova u nizu Džozefsonovih spojeva, čime se uspostavlja kolektivno strujno stanje. Jednosmerna struja koja protiče kroz niz usaglašava faze susednih spojeva, kako bi se ostvarili minimalni gubici snage. Ova težnja uspostavlja stanje globalne fazne sinhronizovanosti i protok struje odvija se istovremenim termičkim pobuđivanjem Kuperovih parova duž čitavog niza. Temperaturna zavisnost otpornosti ima oblik Arenijusovog zakona:

$$R \propto \exp\left(\frac{\Delta_c}{k_B T}\right) \quad (2.29)$$

gde je Δ_c kolektivna kulonovska barijera, a k_B Bolcmanova konstanta. Za 2D niz Džozefsonovih spojeva ova barijera se izražava kao:

$$\Delta_c = E_c \ln \frac{L}{d} \quad (2.30)$$

gde je L karakteristična linearna dimenzija niza, dok je d podužna veličina elementarne ćelije u nizu. Princip neodređenosti primenjen na Džozefsonov spoj daje nejednakost $\Delta\varphi\Delta n \geq 1$, gde je φ fazna razlika između naspramnih strana spoja, dok je n broj Kuperovih parova koji tunelovanjem kroz energesku barijeru prelaze spoj [14-20].

Fazna sinhronizacija talasnih funkcija Kuperovih parova omogućava da se 2D niz Džozefsonovih spojeva tretira kao jedan ekvivalentni kondenzator kapacitivnosti:

$$C_{tot} = \frac{C}{\ln N} \quad (2.31)$$

gde je $C \sim e^2/E_c$ kapacitivnost jednog spoja, a N ukupan broj spojeva u 2D nizu [21,22].

2.3. Superizolatori

Kada se izolator sa Kuperovim parovima ohladi do temperatura od oko 0,1 K, on doživljava prelaz u superizolatorsko stanje nulte provodnosti. Prelaz iz stanja sa termički aktiviranom otpornošću u superizolatorsko dešava se na temperaturi $T_{SI} \sim E_c/k_B$, gde je k_B Bolcmanova konstanta. Detaljno fizičko objašnjenje prelaza izolator-superizolator temelji se na prenosu energije tunelujućih Kuperovih parova kako na fonone, tako i na posredničke bozonske modove (elektromagnetne ili elektronsko-šupljinske eksitacije) [22-35].

Tunelovanje kroz mezoskopske spojeve¹, kakvi se javljaju između ostrva u 2D nizu Džozefsonovih spojeva, zahteva razmenu energije između nosilaca naelektrisanja koji tuneluju i neke vrste eksitacionih modova, kako bi se ostvarila kompenzacija razlike položaja energetske nivoa na različitim stranama spoja. Na temperaturama karakterističnim za izolatorsko stanje sa Kuperovim parovima, prenos naelektrisanja praćen je dvostepenom razmenom energije. Tunelujući Kuperovi parovi najpre stvaraju parove elektron-šupljina, koji služe kao okruženje sa kojim struja tunelovanja razmenjuje energiju. Primljenu energiju elektronsko-šupljinsko okruženje potom postupno predaje fononima. Na skali dimenzija karakterističnoj za granularnu strukturu izolatora sa Kuperovim parovima, kulonovska interakcija poprima logaritamsku zavisnost od rastojanja među naelektrisanjima [23,27,36-41].

Na ekstremno niskim temperaturama, nižim od T_{SI} , ova kulonovska interakcija čini da okruženje nevezanih elektrona i šupljina doživljava BKT (Berezinskii-Kosterlitz-Thouless) fazni prelaz. Ovim se u energetskom spektru elektrona i šupljina stvara energetski procep koji sprečava prenos energije Kuperovih parova na elektronsko-šupljinsko okruženje i na taj način onemogućava proticanje struje tunelovanja Kuperovih parova [42-46].

U superizolatorskoj fazi, temperaturna zavisnost električne otpornosti postaje duploeksponencijalna:

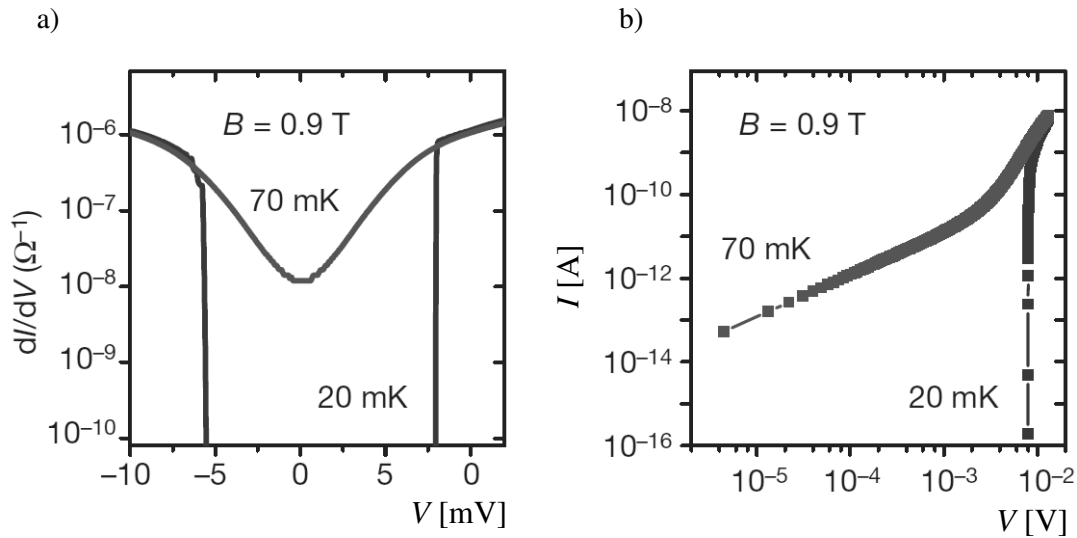
$$R \propto \exp\left(\frac{\Delta_c}{E_c} \exp\left(\frac{E_c}{2k_B T}\right)\right) \quad (2.32)$$

gde je Δ_c kolektivna kulonovska barijera data jednačinom (2.30). Strujno-naponska karakteristika za niske napone u superizolatorskom stanju takođe ima duploeksponencijalan oblik:

$$I = I_c \exp\left[-\frac{(\Delta_c - eV)^2}{E_c \Delta_c} \exp\left(\frac{E_c}{2k_B T}\right)\right] \quad (2.33)$$

gde je I_c kritična struja Džozefsonovog spoja [19,20].

¹ Mezoskopski sistemi su tipično dimenzija između 100 i 1000 nm.

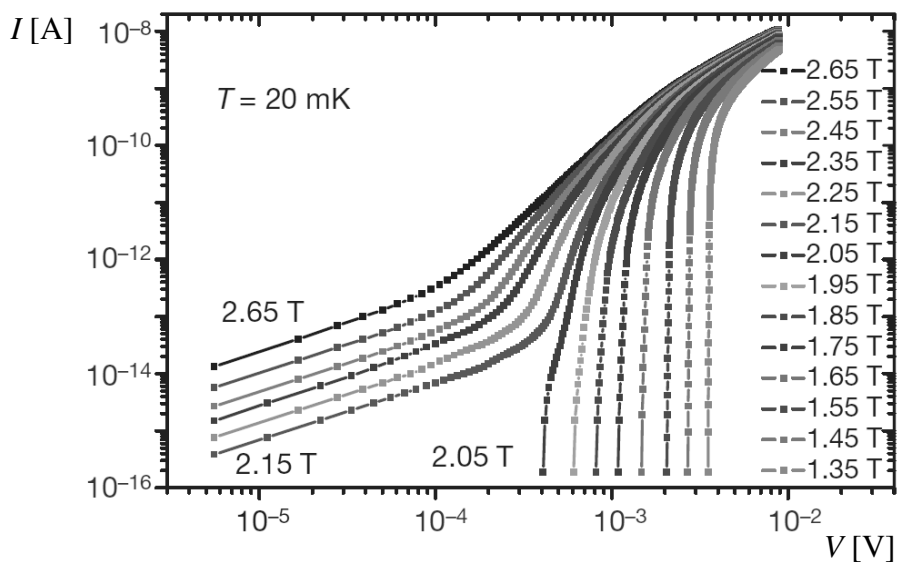


Slika 2.22. Provodnosti u običnom izolatorskom i superizolatorskom stanju. a) Diferencijalna provodnost dI/dV u zavisnosti od jednosmernog napona u slučaju klasičnog izolatorskog stanja (kriva na 70 mK) i u superizolatorskom stanju (kriva na 20 mK), pri magnetnom polju indukcije 0,9 T. b) Strujno-naponske karakteristike (u log-log razmeri) u običnom izolatorskom (70 mK) i superizolatorskom stanju (20 mK) [14].

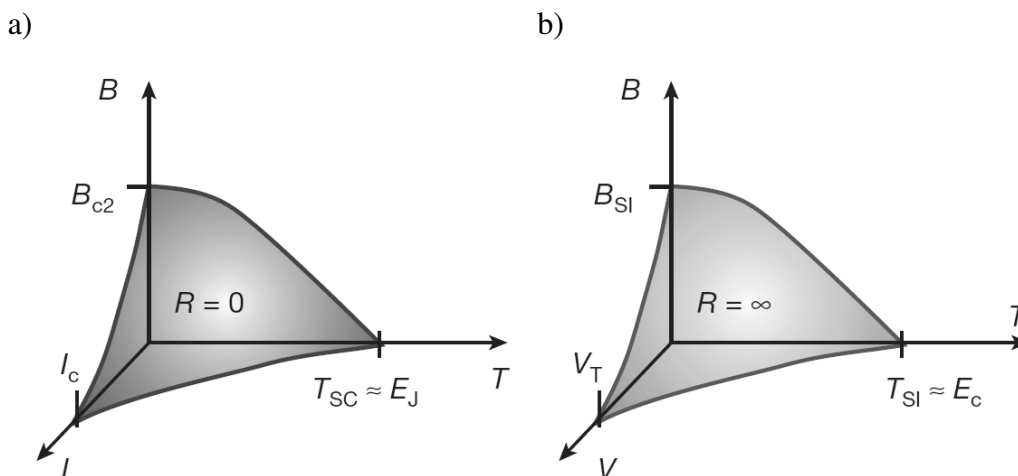
Na slici 2.22.a) prikazane su zavisnosti diferencijalne provodnosti od primenjenog jednosmernog napona za titanijum nitrid u "običnom" izolatorskom stanju (kriva koja odgovara temperaturi od 70 mK) i u superizolatorskom stanju (kriva na 20 mK). Odgovarajuće strujno-naponske karakteristike, dobijene integracijom krivih sa slike a), date su na slici 2.22.b). U običnom izolatorskom stanju diferencijalna provodnost ima konačne vrednosti, dok je I - V karakteristika linearna sve do jednosmernog napona od 10^{-3} V, što ukazuje na prisustvo provođenja sa termički aktiviranom otpornošću. Snižavanje temperature na 20 mK dovodi film TiN u superizolatorsko stanje, u kom su diferencijalna provodnost i struja jenake nuli pri dovoljno malim naponima. Pri određenoj praznoj vrednosti napona, diferencijalna provodnost skokovito postaje za četiri reda veličine veća. Strujno-naponske karakteristike na 20 mK i 70 mK se poklapaju za napone veće od praznog, dok se pri naponima nižim od ovog razilaze, što ukazuje da se za titanijum nitrid, pri magnetnom polju indukcije $B = 0,9$ T, prelaz iz stanja sa termički aktiviranom otpornošću u superizolatorsko dešava između ove dve temperature [14,21,47-50].

Osim pri naponu većem od određene prazne vrednosti, superizolatorsko stanje može da se razruši i pri dovoljno velikom magnetnom polju. Krive na slici 2.23. su

strujno-naponske karakteristike za titanijum nitrid na temperaturi $T = 20$ mK, pri promeni magnetne indukcije od 1,35 T do 2,65 T. Moguće je uočiti da se kritična vrednost magnetnog polja za titanijum dioksid nalazi između 2,05 T i 2,15 T. Za magnetne indukcije veće od ove strujno-naponske karakteristike imaju oblik koji svedoči o postojanju termički aktivirane otpornosti.



Slika 2.23. Strujno-naponske karakteristike (u log-log razmeri) za TiN na temperaturi od 20 mK, pri promeni magnetne indukcije od 1,35 T do 2,65 T [14].



Slika 2.24. Fazni dijagrami oblasti u kojima se održavaju a) superprovodno i b) superizolatorsko stanje.

Dualnost superprovodnog i superizolatorskog stanja prikazana je faznim dijagramima na slici 2.24, u prostorima koordinata (B, T, I) i (B, T, V) , respektivno. Oba kolektivna stanja zauzimaju oblasti niskih vrednosti odgovarajućih fizičkih veličina. U oba slučaja se kao fizičke veličine koje određuju održivost posmatranog stanja pojavljuju magnetno polje i temperatura, dok je treća relevantna veličina u slučaju superprovodnika struja, a za superizolatore napon. Temperaturska zavisnost kritičnog polja superizolatora B_{SI} analogna je zavisnosti drugog kritičnog polja superprovodnika B_{c2} od temperature, s obzirom da je $T_{SI} \sim \Delta/k_B \sim T_c$.

Analogije između superprovodnog i superizolatorskog stanja mogu se uočiti i kada se razmatraju Džulovi gubici. Snaga Džulovih gubitaka $P = IV$ je nula u oba ova stanja. Dok je odsustvo Džulovih gubitaka u superprovodniku posledica bezdisipativnog proticanja struje i odsustva pada napona, kod superizolatora ovih gubitaka nema pri naponima $V < V_T$ zahvaljujući odsustvu struje [14,51].

3. UTICAJ ZRAČENJA NA FILMOVE IZOLATORSKIH MATERIJALA

Analiza dejstva zračenja na osobine izolatora temelji se na poznavanju fizičkih osnova interakcije zračenja sa materijalom u čvrstom stanju i mogućih radijacionih oštećenja u čvrstim izolatorima.

3.1. Interakcije zračenja sa atomima i molekulima

Interakcije zračenja sa atomom mogu da se razvrstaju u tri grupe: interakcije na elektronima, neelastične interakcije sa jezgrom i elastična rasejanja na jezgri.

Interakcije na elektronima (u elektronskom omotaču atoma ili valentnoj zoni čvrstog materijala) su uvek neelastične, jer se u takvim sudarima deo energije troši na promenu vezanosti ili stanja elektrona. Rasejanja na atomskim elektronima koja se tretiraju kao elastična (Thomson-ovo i Rayleigh-evo) predstavljaju aproksimacije stvarnih interakcija ili važe samo pod specifičnim uslovima.

Thomson-ovo rasejanje je elastično rasejanje fotona male energije na slobodnom elektronu, opisano zakonima klasične mehanike i elektromagnetike. Mikroskopski presek za ovo rasejanje dobija se kao klasični limit Klein-Nishina formule za Compton-ovo rasejanje. Rayleigh-evo koherentno rasejanje je elastično rasejanje fotona male energije na elektronima vezanim u atomu, pri čemu elektroni ne dobijaju dovoljno energije za napuštanje atoma ili prelaz na viši energetski nivo, već se elektronski omotač vibraciono pobuđuje kao jedinstven sistem. Pod tim uslovima, talasni aspekt procesa postaje dominantan. Foton se kao elektromagnetni talas rasejava na svim elektronima u omotaču, ali tako da se između talasa rasejanih na pojedinim elektronima javlja interferencija, zbog čega se ovo rasejanje i naziva koherentnim. Krajnji ishod je da se foton rasejava pod malim uglom u odnosu na upadni pravac, a atomu predaje zanemarljivo mali deo svoje energije, zbog čega se može uzeti da je energija fotona ostala ista. U domenu energija jonizujućeg elektromagnetnog zračenja, Rayleigh-evo i Thomson-ovo rasejanje fotona imaju male preseke u poređenju sa drugim tipovima interakcije [52].

Neelastični sudari sa elektronskim omotačem izolovanog atoma ili molekula, odnosno sa elektronima u valentnoj zoni kristala, dovode do *eksitacije* (pobuđivanja elektrona u omotaču u više energetske stanje, odnosno unutarzonskog prelaza) ili *jonizacije* (odvajanja elektrona od atoma ili molekula, odnosno prelaska iz valentne u provodnu zonu kristala).

U sredinama koje imaju molekularni sastav, eksitacija može da dovede do disocijacije (raskidanja) hemijskih veza, jer su energije potrebne za disocijaciju veza po pravilu niže od energija jonizacije molekula. Rezultat disocijacije hemijskih veza može da bude obrazovanje radikala - hemijski reaktivnih molekularnih fragmenata sa neuparenim elektronima.

Za gasovite sredine definiše se *srednja energija koja se utroši u gasu po jednom stvorenom jonskom paru*. Ona se označava sa W i nalazi kao količnik početne kinetičke energije čestice (za koju se smatra da se u celosti troši u gasu) i srednjeg broja oslobođenih naelektrisanih čestica jednog znaka (jona ili elektrona): $W = E/N$. Zbog postojanja drugih mehanizama, pored jonizacije, putem kojih zračenje gubi energiju u gasu, kao što su pobuđivanje elektrona na viši energetski nivo ili vibraciono pobuđivanje molekula, W je veća od energije veze elektrona u atomu/molekulu gasa. Prema definiciji, N uključuje i jone koje stvori zakočno zračenje, kao i jone koje stvore druga sekundarna zračenja emitovana od strane primarnih i sekundarnih naelektrisanih čestica. Sâma primarna naelektrisana čestice se ne ubraja u N .

W gotovo da ne zavisi od energije upadne čestice ukoliko je njena brzina veća od brzine perifernog elektrona u atomskom omotaču. Za beta čestice, koje su brze, nađeno je da za energije iznad nekoliko keV-a W ostaje približno konstantna. Kod alfa čestica, koje su sporije, konstantnost W pojavljuje se tek na energijama iznad nekoliko MeV-a. Na nižim energijama beta i alfa čestica W raste, jer relativna verovatnoća jonizacije opada u odnosu na ostale procese. Na dovoljno visokim energijama zračenja, energija jonizacije ima približno istu vrednost za sve vrste zračenja. Tako, na primer, alfa i beta čestice energije 4 MeV imaju približno isto W .

Atom u čijem omotaču je neki elektron pobuđen, ili iz kog je elektron izbačen jonizacijom, spontano se vraća ka energetski najstabilnijem stanju, što predstavlja proces deeksitacije (relaksacije). Ako je eksitiran periferni elektron, on sâm se vraća nazad i pri tome emituje razliku energije u vidu niskoenergetskog fotona. Ako je

eksitacijom ili jonizacijom upražnjeno mesto u unutrašnjosti omotača, ono 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 i da ga izbací iz atoma sa kinetičkom energijom jednakoj razlici energije X-zraka i energije veze nivoa. Ovakvi elektroni nazivaju se Auger-ovi (Ožeovi) [53].

Prolazom kroz poluprovodnik ili dielektrik, jonizujuće zračenje dovoljne energije može da stvara parove elektron-šupljina (*e-š* parove), kao i da raskida hemijske veze između atoma. Srednja energija potrebna za nastanak para *e-š* u poluprovodniku iznosi ~ 3 eV, a u dielektriku ~ 20 eV, i analogna je energiji *W* izolovanih atoma u gasu. Ova energija je 2-3 puta veća od širine energetske procepa E_g , jer se prenos energije zračenja na materijal odvija i drugim mehanizmima, kao što su unutarzonsko pobuđivanje elektrona, vibraciono pobuđivanje kristalne rešetke (rasejanja na fononima) i rasejanja na jezgrima. Energetski procep silicijuma je $E_g = 1,1$ eV, dok je srednja energija za nastanak *e-š* para $\approx 3,6$ eV. Za silicijum-dioksid (SiO₂), energetski procep je $E_g = 9$ eV, dok je srednja energija za nastanak *e-š* para ≈ 18 eV.

Neelastične interakcije sa elektronima koje doživljavaju gama zraci su *fotofekat* i *Compton-ovo rasejanje*.

Fotoelektrični efekat predstavlja apsorpciju γ fotona, koji svu svoju energiju predaje elektronu, izbacujući ga iz elektronskog omotača atoma ili molekula sa kinetičkom energijom:

$$E_{ke} = h\nu - E_v \quad (3.1)$$

gde je $h\nu$ energija fotona, a E_v energija veze elektrona u ljusci iz koje je izbačen. Fotoelektrični efekat dominira na niskim energijama γ zraka (do nekoliko stotina keV-a). Za tipične energije γ zračenja (\sim MeV) najverovatnije je izbacivanje elektrona iz K ljuske. Upražnjeno mesto nastalo izbacivanjem fotoelektrona iz omotača ubrzo se popunjava pregrupisavanjem elektrona sa viših ljuski, pri čemu se enerija veze emituje u vidu karakterističnog X zračenja ili Auger-ovih elektrona [52-54].

Razmatranje fotoelektričnog efekta na nivou oslobađanja elektrona iz atoma ili molekula od značaja je pre svega za gasovite i tečne sredine, uključujući vodene

rastvore supstanci, u kojima se atomi i molekuli nalaze kao relativno nezavisni entiteti. Kada je energija upadnog fotona niža od energije veze elektrona, rezultat interakcije fotona sa elektronom u omotaču može da bude pobuđivanje elektrona na viši energetski nivo. Kada je energija fotona veća od E_v , fotojonizacija i fotoeksitacija se odvijaju u kompeticiji, svaka sa određenom verovatnoćom zavisnom od energije fotona.

U neprovodnim kristalima (poluprovodnicima i dielektricima), elektron koji apsorbuje foton dovoljne energije prelazi iz valentne u provodnu zonu, čime nastaje par elektron-šupljina. Razlika energije apsorbovanog fotona i širine energetskog procepa pojavljuje se u vidu kinetičkih energija elektrona i šupljine u materijalu.

U metalima (provodnicima), fotoapsorpcija može da se odvija putem unutarzonskog pobuđivanja elektrona u polupopunjenoj provodnoj zoni. Zahvaljujući visokoj koncentraciji kvazislobodnih elektrona u metalima, kod ovih materijala fotoapsorpcija može da dovede i do iskakanja elektrona iz materijala, što se naziva *površinski fotoelektričnim efektom* i opisuje energetsom relacijom:

$$h\nu \geq E_{ke} + W_i \quad (3.2)$$

gde je W_i izlazni rad materijala, koji kod metala uglavnom potiče od elektrostatickog privlačenja između elektrona koji napušta materijal i naelektrisanja koje taj elektron indukuje pri površini. Iz jednačine (3.2) sledi da je kinetička energija elektrona koji napušta materijal $E_{ke} \leq h\nu - W_i$, jer elektron deo energije koju stekne apsorpcijom fotona troši u sudarima prolazeći kroz materijal. Unutarzonska eksitacija i površinski fotoelektrični efekat kao vidovi apsorpcije fotona dominantni su u niskoenergetskog oblasti (\sim eV), koja odgovara vidljivoj i ultraljubičastoj svetlosti.

Compton-ov efekat je rasejanje gama fotona na elektronu. Rezultat Compton-ovog rasejanja je pojava uzmaklog elektrona, koji sa rasejanim γ zrakom deli njegovu prvobitnu energiju ($h\nu = h\nu' + E_{ke}$). Pri tome se energija veze elektrona u atomu (odnosno širina energetskog procepa, u slučaju kristala) zanemaruje u odnosu na energiju upadnog fotona, što znači da se elektron pre sudara tretira kao slobodan i mirujući. Izraz za kinetičku energiju elektrona nakon rasejanja je:

$$E_{ke} = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\gamma(1 - \cos \theta)}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \quad (3.3)$$

gde je $\gamma = hv/m_0c^2$, a θ ugao pod kojim se foton raseje u odnosu na upadni pravac. Maksimalna kinetička energija koju elektron može da stekne odgovara čenom rasejanju, kada se γ foton rasejava unatrag, odnosno pod uglom od $\theta = 180^\circ$:

$$E_{ke, \max} = hv \frac{2\gamma}{1+2\gamma} \quad (3.4)$$

Diferencijalni presek za Compton-ovo rasejanje dobija se u okviru kvantne elektrodinamike i poznat je kao Klein-Nishina formula:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \frac{1}{[1+\gamma(1-\cos\theta)]^2} \left(1 + \cos^2\theta + \frac{\gamma^2(1-\cos\theta)^2}{1+\gamma(1-\cos\theta)} \right) \quad (3.5)$$

gde je $r_0 = e^2/(4\pi\epsilon_0 m_0 c^2) = 2,817 \cdot 10^{-13}$ cm klasični radijus elektrona.²

U neprovodnim kristalima, efekat Compton-ovog rasejanja je, kao i u slučaju apsorpcije fotona, nastanak para elektron-šupljina.

Atomski broj sredine Z ima bitan uticaj na relativne verovatnoće odvijanja fotonских interakcija. Verovatnoća dešavanja (mikroskopski presek) za fotoefekat ispoljava izrazitu zavisnost od atomskog broja i približno je srazmerna $Z^{4,5}$, dok je mikroskopski presek za Compton-ov efekat srazmeran Z .

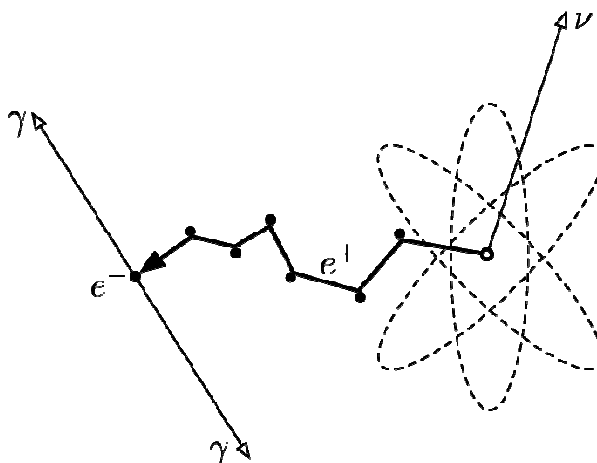
Proizvodnja para elektron-pozitron predstavlja neelastičnu interakciju γ fotona sa jezgrom. Ovaj proces odvija se u električnom polju jezgra (ređe elektrona), pri čemu γ foton nestaje. Minimalna energija koju mora da ima γ foton da bi proizvodnja para bila moguća jednaka je zbiru energija mirovanja elektrona i pozitrona $2m_0c^2 = 1,02$ MeV. Zbir kinetičkih energija elektrona i pozitrona dat je jednačinom:

$$E_{ke^-} + E_{ke^+} = hv - 2m_0c^2 \quad (3.6)$$

Pozitron koji nastane proizvodnjom para ili β^+ raspadom jezgra ubrzo se anihilira (poništava) sa nekim od vezanih elektrona u materijalu, pri čemu nestankom pozitrona i vezanog elektrona nastaju dva anihilaciona γ fotona. Anihilacija se najčešće dešava

² Klasični radijus elektrona nalazi se kao poluprečnik elektrona zamišljenog u vidu sfere unutar koje je ukupno naelektrisanje e homogeno raspodeljeno po zapremini, uz pretpostavku da je energija mirovanja elektrona m_0c^2 jednaka (srazmerna) elektrostatičkoj energiji takve sfere.

nakon što pozitron u sudarima i/ili emisijom zakočnog zračenja izgubi najveći deo kinetičke energije (slika 3.1). Usporeni pozitron privlači elektron i sa njim formira pozitronijum, sistem sličan vodonikovom atomu u kom elektron i pozitron orbitiraju oko zajedničkog centra mase. Pozitronijum opstaje kratko, oko $\sim 10^{-10}$ s, pre nego što se elektron i pozitron ponište.



Slika 3.1. Prikaz tipične istorije pozitrona, od nastanka u β^+ raspadu, preko gubitka energije u sudarima i/ili zakočnim zračenjem, do anihilacije sa elektronom. ν je neutrino koji se takođe emituje pri β^+ raspadu.

Uz zanemarivanje kinetičkih energija pozitrona i vezanog elektrona u poređenju sa njihovim energijama mirovanja³, u skladu sa zakonom održanja energije svaki od dva anihilaciona fotona ima energiju $m_0c^2 = 511$ keV. S obzirom da je ukupan impuls pozitrona i elektrona u pozitronijumu jednak nuli, u skladu sa zakonom održanja impulsa anihilacioni fotoni se razilaze duž istog pravca, a u suprotnim smerovima. S obzirom da kinetičke energije pozitrona i elektrona nisu zaista jednaki nuli, energije anihilacionih fotona odstupaju od 511 keV za najviše 10 eV. U retkom slučaju anihilacije brzog pozitrona na vezanom elektronu, anihilacioni fotoni emituju se "unapred" u odnosu na smer pozitrona, sa ukupnom energijom jednakom zbiru $2m_0c^2$ i kinetičke energije pozitrona u trenutku anihilacije [53,54].

Naelektrisane čestice podložne dejstvu nuklearnih sila (alfa čestice, protoni, deuteroni...) nose pozitivno naelektrisanje i jezgro (takođe pozitivno) ih odbija,

³ Pozitron je antičestica elektrona, te stoga imaju iste energije mirovanja $m_0c^2 = 511$ keV.

sprečavajući ih da dospeju unutar dometa nuklearnih sila. Zbog toga su nuklearne reakcije izazvane ovim česticama veoma retke - mikroskopski preseki za njihovo odvijanje su oko tri reda veličine manji od preseka za neutronske nuklearne reakcije.

Pri dovoljno visokim energijama, protoni i alfa čestice mogu dovesti do nuklearnih reakcija, čiji se tok opisuje modelom složenog jezgra. Kao proizvod ovih nuklearnih reakcija mogu se javiti neutroni i/ili gama fotoni.

U slučaju da je emisija neutrona energetski moguća, ona predstavlja najverovatniji ishod nuklearnih reakcija izazvanih protonima i alfa česticama, što se objašnjava postojanjem kulonovske barijere koja sprečava emisiju naelektrisanih čestica iz složenog jezgra. Pri energijama protona ili alfa čestica većim od 10 MeV, složeno jezgro može da emituje više od jedne čestice. Primeri ovakvih reakcija su $(p,2n)$ i $(\alpha,2n)$.

Mikroskopski preseki reakcija (d,n) i (d,p) izazvanih deutronima (jezgrima deuterijuma ^2H) su znatno veći od preseka za slične reakcije izazvane drugim naelektrisanim česticama i samerljivi su sa presecima neutronske reakcija.

Najčešće fotonuklearne reakcije, izazvane gama fotonima, su (γ,n) , (γ,p) i (γ,α) . One su sve endoergične (imaju negativnu Q -vrednost) i moguće su kada je energija fotona veća od energije separacije odgovarajuće izlazne čestice.

Neutroni, zahvaljujući odsustvu naelektrisanja, ne osećaju odbojnu silu jezgra i u stanju su da izazovu nuklearne reakcije i pri veoma niskim energijama. Dominantan tip neutronske nuklearne reakcije zavisi od energije upadnih neutrona, koja može biti u opsegu od nekoliko eV do više desetina MeV.

Najvažniji tipovi neutronske reakcija su neelastično rasejanje (n,n') , radijativna apsorpcija (n,γ) , transmutacioni procesi sa emisijom naelektrisane čestice (n,α) i (n,p) , reakcije sa proizvodnjom neutrona $(n,2n)$ i (n,np) , i fisija. Mikroskopski preseki za većinu ovih reakcija imaju rezonantne pikove koji odgovaraju pobuđenim nivoima novonastalog jezgra [55].

Elastično rasejanje naelektrisane čestice na tačkastom nepokretnom jezgru naziva se Rutherford-ovim rasejanjem. Do Rutherford-ovog izraza za diferencijalni presek $(d\sigma/d\Omega)$:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{4} \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{8\pi\epsilon_0 E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (3.7)$$

dolazi se kako klasičnim, tako i kvantnomehaničkim razmatranjem, uz zanemarivanje efekata spina i tretiranjem jezgra kao nepokretnog tačkastog centra rasejanja.

Pri relativističkim brzinama naelektrisane čestice, Rutherford-ov presek se modifikuje uzimanjem efekata spina u obzir, što dovodi do Mott-ovog diferencijalnog preseka:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Rutherford}} \cdot \left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (3.8)$$

Eksperimentalno dobijene vrednosti preseka za rasejanje elektrona na jezgrima su niže od teorijskih koje predviđaju izraz za Mott-ov presek. Razlog ovome je prostorna raspodela naelektrisanja u jezgru, koju je moguće opisati pomoću nuklearnog form faktora $F(q^2)$.

Uzimajući u obzir odstupanje raspodele naelektrisanja atomskog jezgra od tačkaste, diferencijalni presek za elastično rasejanje naelektrisane čestice na jezgru dobija se u obliku:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \cdot |F(q^2)|^2 \quad (3.9)$$

Nuklearni form faktor se definiše kao Fourier-ova transformacija zapreminske gustine naelektrisanja jezgra ρ :

$$F(q^2) = \frac{1}{Ze} \int_V \rho(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{q}\vec{r}/\hbar} d\vec{r} \quad (3.10)$$

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

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

$$\Delta E = \frac{4m_p M}{(m_p + M)^2} \cos^2 \psi \cdot E_{kp} \quad (3.11)$$

gde je ψ ugao pod kojim jezgro uzmakne u odnosu na upadni pravac projektila u laboratorijskom sistemu. Maksimalan prenos energije dešava se pri čeonom sudaru, kada je $\psi = 0$, odnosno $\cos^2 \psi = 1$.

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

$$\Delta E = \frac{2E_{ke} (E_{ke} + 2m_e c^2)}{Mc^2} \cos^2 \psi \quad (3.12)$$

gde je M masa jezgra, E_{ke} kinetička energija upadnog elektrona, m_e njegova masa mirovanja, ψ ugao pod kojim jezgro uzmakne u odnosu na upadni pravac elektrona u laboratorijskom sistemu. I ovde je, kao za teške čestice, prenos energije najveći pri čeonom sudaru ($\psi = 0$) [55,56].

3.2. Gubitak energije zračenja pri prolasku kroz materijal

U teške naelektrisane čestice ubrajaju se mioni, pioni, proton, alfa čestica, deutron i triton, dok su lake naelektrisane čestice elektroni i pozitroni. Razmatranja gubitka energije teških naelektrisanih čestica i izrazi koji iz njih slede primenljivi su i na teške jone (jone litijuma i težih elemenata).⁴ Gubitak energije teških i lakih naelektrisanih

⁴ Prolazak visokoenergetskih teških jona kroz materijal, pored gubitka energije u sudarima sa elektronima, prate i neki dodatni efekti, kao što je izmeštanje atoma rešetke.

čestica pri prolasku kroz materijal odvija se na donekle različite načine i tretira se zasebno [52,57].

Sudari teških naelektrisanih čestica sa elektronima u atomu imaju velik mikroskopski presek ($\sigma = 10^{-17} - 10^{-16} \text{ cm}^2$). Verovatnoća jonizacije najveća je za slabo vezane periferne elektrone i opada prema unutrašnjim slojevima elektronskog omotača. Deo energije koji se prenese pri svakom pojedinačnom rasejanju teške naelektrisane čestice je mali u odnosu na ukupnu kinetičku energiju čestice. For 90% of all collisions the energy losses are less than 100 eV. Međutim, u čvrstom materijalu prosečne gustine, broj sudara koje čestica doživi po jedinici pređenog puta je toliko velik da je zbirni gubitak energije značajan čak i u relativno tankim slojevima materijala.

Zbog velikog broja sudara sa elektronima duž putanje teške naelektrisane čestice, prenos energije u pojedinačnim sudarima je mali, pa se prenos energije sa zračenja na materijal opisuje srednjim gubitkom energije dE po jedinici pređenog puta čestice dx . Ova veličina naziva se *zaustavna moć* i izražava kao:

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (3.13)$$

Zaustavna moć koja opisuje gubitak energije teških naelektrisanih čestica putem sudara sa elektronima naziva se *sudarna zaustavna moć* (eng. *collision stopping power*) ili *elektronska zaustavna moć*. Izraz za sudarnu zaustavnu moć za tešku naelektrisanu česticu naelektrisanja Z_1e i brzine v u materijalu čiji je atomski broj Z_2 , gustina ρ i molarna masa M_m poznat je kao *Bethe-Bloch-ova formula*. Semiklasičnim nerelativističkim izvođenjem ova formula dobija se u obliku:

$$S_c = \frac{4\pi Z_1^2 Z_2}{m_0 v^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{\rho N_A}{M_m} \ln \frac{2m_0 v^2}{I} \quad (3.14)$$

gde je m_0 masa (mirovanja) elektrona, N_A Avogadrov broj i I srednja energija eksitacije. Formalnim uvrštavanjem relativističkih veličina u ovako izvedenu relaciju, izraz (3.14) može da se transformiše u:

$$S_c = 4\pi Z_1^2 r_0^2 \frac{m_0 c^2}{\beta^2} \frac{\rho N_A Z_2}{M_m} \ln \frac{2m_0 c^2 \beta^2}{I} \quad (3.15)$$

gde je $r_0 = e^2/(4\pi\epsilon_0 m_0 c^2)$ klasični radijus elektrona, c brzina svetlosti u vakuumu, $\beta = v/c$ odnos brzine teške naelektrisane čestice i brzine svetlosti. Prelaskom sa brzine naelektrisane čestice na njenu kinetičku energiju dobija se⁵:

$$S_c = 2\pi Z_1^2 r_0^2 m_0 c^2 \frac{\rho N_A Z_2}{M_m} \frac{(E_k + m_0 c^2)^2}{E_k (E_k + 2m_0 c^2)} \ln \left(\frac{2m_0 c^2 E_k (E_k + 2m_0 c^2)}{I (E_k + m_0 c^2)^2} \right)^2 \quad (3.16)$$

Kada se izvođenje sprovede metodama relativističke kvantne mehanike, sudarna zaustavna moć za teške naelektrisane čestice se dobija kao:

$$S_c = 2\pi Z_1^2 r_0^2 \frac{m_0 c^2}{\beta^2} \frac{\rho N_A Z_2}{M_m} \left[\ln \frac{2m_0 c^2 \beta^2 E_{\max}}{I^2 (1 - \beta^2)} - 2\beta^2 \right] \quad (3.17)$$

gde je E_{\max} maksimalna energija koja može da se prenese sa čestice na elektron u jednom sudaru. Maksimalan prenos energije odgovara čeonom sudaru sa elektronom i za naelektrisanu česticu mase M iznosi:

$$E_{\max} = \frac{2m_0 c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_0}{M} + \left(\frac{m_0}{M} \right)^2} \quad (3.18)$$

gde je $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. Kako za teške naelektrisane čestice važi $M \gg m_0$, izraz (3.18) svodi se na:

$$E_{\max} = 2m_0 c^2 \beta^2 \gamma^2 = \frac{2m_0 c^2 \beta^2}{1 - \beta^2} \quad (3.19)$$

⁵ Važi da je $\beta^2 = E_k(E_k + 2m_0 c^2) / (E_k + m_0 c^2)^2$.

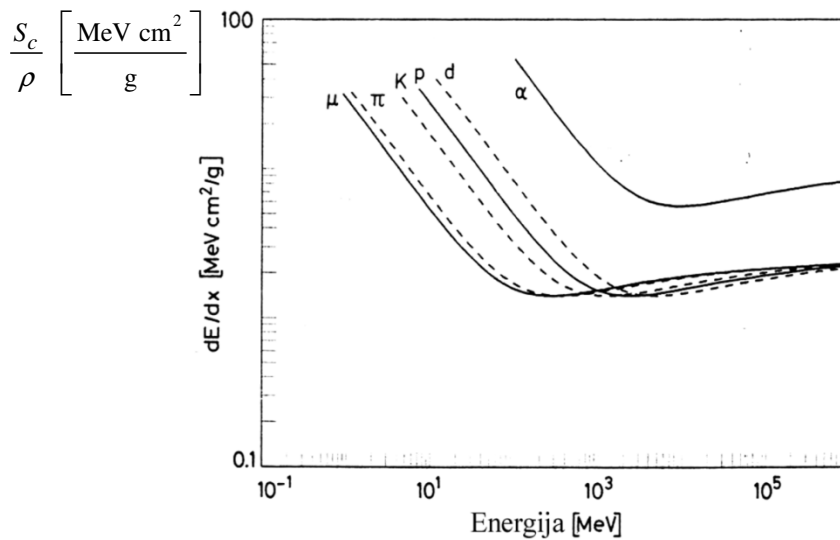
Kada se (3.19) uvrsti u (3.17) konačno se dobija:

$$S_c = 4\pi Z_1^2 r_0^2 \frac{m_0 c^2}{\beta^2} \frac{\rho N_A Z_2}{M_m} \left[\ln \frac{2m_0 c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (3.20)$$

Za $\beta \ll 1$ izraz (3.20) se svodi na nerelativistički izraz (3.15).

Srednja energija eksitacije I predstavlja težinsku srednju vrednost svih mogućih energija pobuđivanja elektrona u atomskom ili molekulskom sistemu, pri čemu je težina svakog prelaza elektrona na viši nivo jednaka verovatnoći da se dogodi. Egzaktan teorijski izraz za srednju energiju eksitacije I je veoma složen, zbog čega se u praksi koriste empirijski izrazi:

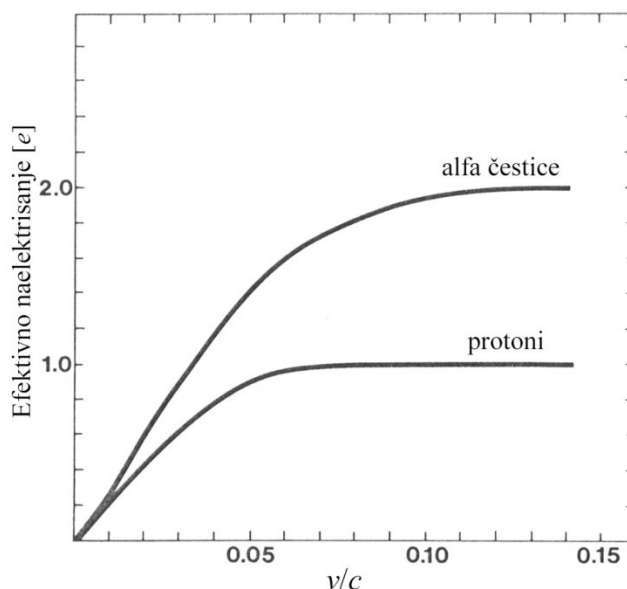
$$I \approx \begin{cases} 19 \text{ eV}, & Z_2 = 1 \text{ (vodonik)} \\ 11,2 + 11,7 Z_2 \text{ [eV]}, & 2 \leq Z_2 \leq 13 \\ 52,8 + 8,71 Z_2 \text{ [eV]}, & Z_2 > 13 \end{cases} \quad (3.21)$$



Slika 3.2. Energetske zavisnosti masene sudarne (elektronske) zaustavne moći za nekoliko vrsta teških naelektrisanih čestica.

Na slici 3.2. prikazane su energetske zavisnosti masene sudarne (elektronske) zaustavne moći (S_c/ρ) za nekoliko vrsta teških naelektrisanih čestica. Krive na ovoj slici,

dobijene na osnovu formule (3.20), ne zalaze u oblast najnižih energija. Pri veoma niskim brzinama čestice ($\beta < 0,1$) javlja se niz veoma složenih pojava, koje čine Bethe-Bloch-ovu formulu neprimenjivom. Najvažniji među ovim efektima je težnja naelektrisane čestice da za sebe vezuje elektrone, što smanjuje njeno efektivno naelektrisanje (slika 3.3), a time i zaustavnu moć. Osim što ne uzima u obzir smanjenje efektivnog naelektrisanja, formula (3.20) na niskim energijama daje negativne vrednosti zaustavne moći, jer član $\ln(2m_0c^2\beta^2\gamma^2/I)$ postaje negativan [52,56].

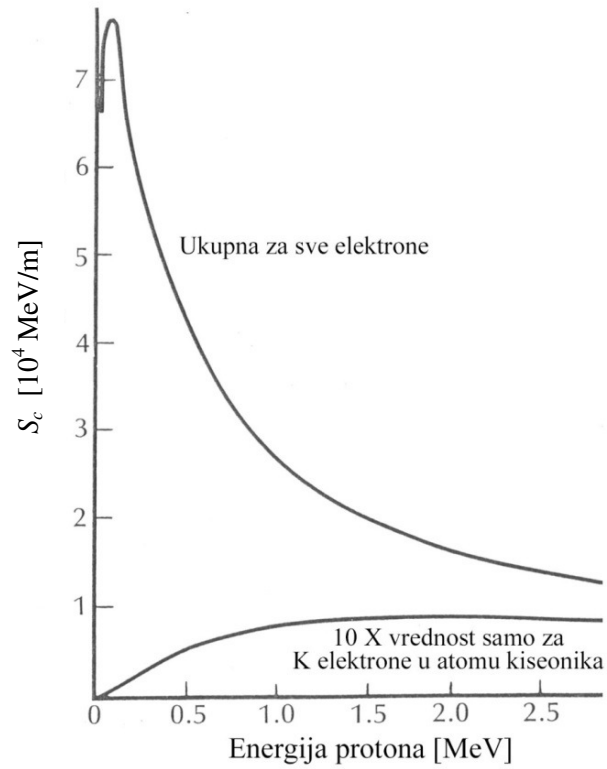


Slika 3.3. Zavisnost efektivnog naelektrisanja alfa čestica i protona od brzine.

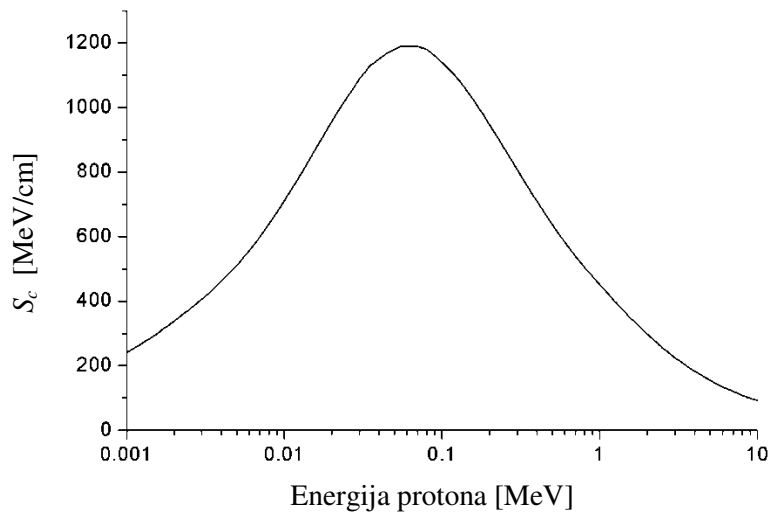
Energetska zavisnost sudarne zaustavne moći za protone u vodi data je grafikom na slici 3.4.a), dobijenim eksperimentalno za opseg energija do oko 2,5 MeV. Donja kriva na ovom grafiku odgovara desetstrukoj vrednosti zaustavne moći protona kada se u obzir uzmu samo sudari sa elektronima iz K ljuski atoma kiseonika zastupljenih u molekulima vode. Odnos dveju krivih odgovara već spomenutoj činjenici da je verovatnoća jonizacije najveća je za periferne elektrone, a sve manja kako se ide ka unutrašnjim ljuskama. Uočava se da na energijama nižim od oko 0,1 MeV zaustavna moć (ukupna za sve elektrone) opada.

Na slici 3.4.b) zavisnost S_c od energije za protone u vodi data je sa energetsom osom u logaritamskoj razmeri, tako da je opadanje zaustavne moći sa smanjenjem energije protona ispod 0,1 MeV uočljivije.

a)



b)



Slika 3.4. Energetska zavisnost sudarne (elektronske) zaustavne moći za protone u vodi. Donja kriva na slici a) odgovara desetostrukoj vrednosti zaustavne moći za protone kada se u obzir uzmu samo sudari sa elektronima iz K ljuski atoma kiseonika. Na slici b) energetska osa je u logaritamskoj razmeri.

Da bi formula za S_c postigla bolje slaganje sa eksperimentalnim rezultatima, uvode se korekcionni faktori, u vidu dodatnih sabiraka unutar uglaste zagrade u izrazu (3.20). Dve najznačajnije korekcije uzimaju u obzir efekat gustine i uticaj rasporeda elektrona po ljuskama.

Efekat gustine javlja se usled polarizacije atoma sredine koju izaziva električno polje teške naelektrisane čestice. Zbog ove polarizacije, elektroni na većem rastojanju od putanje čestice biće zaklonjeni od punog dejstva električnog polja, što znači da će u manjoj meri doprinostiti gubitku energije u odnosu na predviđanje formule (3.20).

Efekat gustine izraženiji je za naelektrisane čestice većih energija. Pored toga, ovaj efekat zavisi i od gustine materijala, odakle i potiče njegov naziv, jer je indukovana polarizacija veća u čvrstim materijalima, nego u razređenim sredinama kao što su gasovi. Vrednost odgovarajućeg korekcionnog faktora određuje se empirijski za različite opsege vrednosti proizvoda $\beta\gamma$.

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

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

Ukupna zaustavna moć za lake naelektrisane čestice (elektrone i pozitron) sastoji se od dve komponente - *sudarne* i *radijacione*:

$$S = S_c + S_r = \left(-\frac{dE}{dx} \right)_c + \left(-\frac{dE}{dx} \right)_r \quad (3.22)$$

Izraz za sudarnu zaustavnu moć se modifikuje u odnosu na teške naelektrisane čestice iz dva razloga. Pretpostavka da upadna čestica ne skreće pri rasejavanju nije održiva zbog male mase elektrona i pozitrona. Elektron i pozitron u sudaru sa elektronom iz omotača mogu da izgube veći deo energije nego teška naelektrisana

čestica. Potrebno je uzeti u obzir i da se sudar odvija između dve identične čestice, zbog čega nakon sudara nije moguće razlikovati elektron koji je prvobitno bio upadni od elektrona iz omotača. Izraz za S_c se izvodi tako što se elektron sa manjom energijom nakon sudara smatra pogodnom česticom, dok se elektron koji nakon sudara ima veću energiju smatra upadnom česticom.

Sudarna (elektronska) zaustavna moć za elektrone i pozitronne ima oblik:

$$S_c^\pm = 4\pi r_0^2 m_0 c^2 \frac{\rho N_A Z}{M_m} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{m_0 c^2 \tau \sqrt{\tau+2}}{\sqrt{2} I} + F^\pm(\tau) \right] \quad (3.23)$$

gde je $\tau = E_k/m_0 c^2$ kinetička energija upadne lake čestice izražena kao umnožak energije mirovanja elektrona (pozitrona), Z atomski broj materijala, dok ostale veličine imaju isto značenje kao u izrazima (3.14) i (3.15). Faktor $F(\tau)$ razlikuje se za elektrone i pozitronne:

$$F^-(\tau) = \frac{1-\beta^2}{2} \left[1 + \frac{\tau^2}{8} - (2\tau+1) \ln 2 \right] \quad (3.24)$$

$$F^+(\tau) = \ln 2 - \frac{\beta^2}{24} \left[23 + \frac{14}{\tau+2} + \frac{10}{(\tau+2)^2} + \frac{4}{(\tau+2)^3} \right] \quad (3.25)$$

Kao i u slučaju teških čestica, izrazu (3.23) moguće je dodati korekzione faktore u vidu sabiraka unutar uglaste zagrade.

Izraz (3.23) opisuje srednji gubitak energije elektrona ili pozitrona po jedinici pređenog puta. Predstavu gubitka energije lakih naelektrisanih čestica moguće je dopuniti zasebnim tretiranjem "tvrdih" sudara, kod kojih je prenos energije sa upadnog elektrona na elektron u atomu > 255 keV, dok se sudarnom zaustavnom moći opisuju samo "meki" sudari. Uz zanemarivanje energije veze elektrona u atomskom omotaču, tvrdi sudar upadnog elektrona sa elektronom u atomu modelira se Möller-ovim rasejanjem, a tvrdi sudar pozitrona sa atomskim elektronom opisuje se Bhabba-inim rasejanjem. Diferencijalni preseki za Möller-ovo i Bhabba-ino rasejanje izvode se u okviru teorije kvantne elektrodinamike [55].

Intenzitet zakočnog zračenja (eng. *bremsstrahlung*) naglo opada ukoliko čestica ima veću masu. Zakočno zračenje je oko milion puta slabije za alfa čestice nego za elektrone. Zbog toga se uzima u obzir samo kod elektrona.

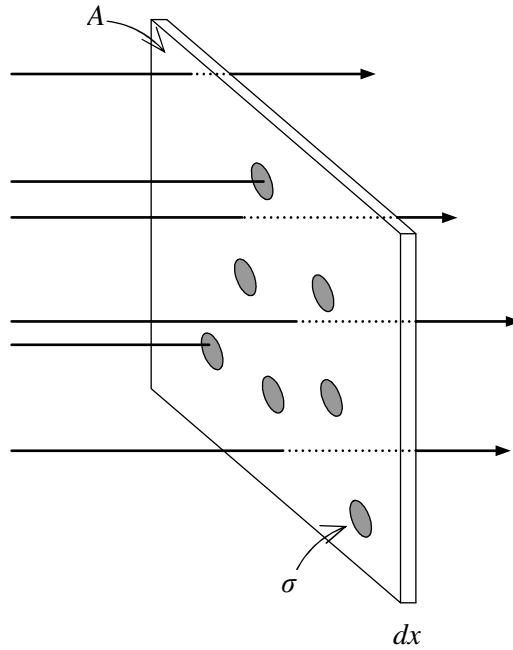
U slučaju tankog apsorbenta, gubitak energije elektrona na zakočno zračenje srazmeran je Z^2 , gde je Z atomski broj elementa od kog je materijal sačinjen. U slučaju debelih meta, verovatnoća emisije zakočnog zračenja u sudaru sa jednim atomom $\sim Z^2$, broj takvih sudara $\sim 1/Z$, pa je ukupna izračena energija $\sim Z$. Za beta čestice određene energije, gubici na zakočno zračenje su stoga znatno izraženiji u materijalima visokog Z , kao što je olovo, nego u materijalima niskog Z , kao što je voda.

Za razliku od sudarne zaustavne moći, ne postoji jedinstvena analitički izvedena formula za radijacionu zaustavnu moć S_r , pa se vrednosti S_r određuju numeričkim propračunima. Radijaciona zaustavna moć raste približno linearno sa porastom energije elektrona, dok sudarna zaustavna moć za elektrone ima samo logaritamski porast sa energijom (jednačina (3.23)). Zato na visokom energijama beta čestica zakočno zračenje predstavlja dominantan mehanizam gubitka energije. Za odnos radijacione i sudarne zaustavne moći elektrona važi približan izraz:

$$\frac{S_r^-}{S_c^-} \approx \frac{ZE}{800} \quad (3.26)$$

gde je Z atomski broj materijala, dok je $E = m_0c^2 + E_k$ ukupna energija elektrona izražena u MeV-ima.

Veličina koja na najopštiji način opisuje interakciju zračenja sa sredinom, nezavisno od vrste zračenja, materijala kroz koji zračenje prolazi i tipa interakcije, jeste *mikroskopski presek*. Mikroskopski presek σ može da se opiše kao verovatnoća da jedna upadna čestica ili foton doživi interakciju na jednoj čestici mete, padajući na jediničnu površinu. Jedinica mikroskopskog preseka je barn ($1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$). S obzirom da se mikroskopski presek odnosi na interakciju upadne čestice i čestice mete nezavisno od tipa i karaktera njihovog međusobnog dejstva, σ nije moguće poistovetiti sa geometrijskim poprečnim presekom čestice mete, osim u specijalnim slučajevima.



Slika 3.5. Uz tumačenje mikroskopskog preseka.

Ako se posmatra sloj materijala beskonačno male debljine dx i površine A na koji pada snop čestica ili fotona, kao na slici 3.5, deo od ukupnog broja čestica (tj. relativni deo fluensa $d\Phi/\Phi$) koji doživljava interakciju unutar ovog sloja može da se izrazi kao odnos ukupne efektivne površine za odvijanje interakcije dA i površine A :

$$\frac{d\Phi}{\Phi} = \frac{dA}{A} = \frac{(NA dx)\sigma}{A} = N \sigma dx \quad (3.27)$$

gde se mikroskopski presek σ pojavljuje kao efektivni poprečni presek jedne čestice mete za odvijanje interakcije, dok je N koncentracija čestica mete (broj čestica mete po cm^3). Iz izraza (3.27) mikroskopski presek je moguće izraziti na dva načina:

$$\sigma = \frac{d\Phi/\Phi}{N dx} = \frac{d\Phi/(N dx)}{\Phi} \quad (3.28)$$

od kojih prvi dopušta da se σ tumači kao verovatnoća interkacije po upadnoj čestici podeljena brojem meta po jedinici površine, a drugi kao verovatnoća interkacije po čestici mete podeljena brojem upadnih čestica po jedinici površine. Obe predstave o

mikroskopskom preseku su jednako validne, s tim što prvo tumačenje stavlja akcenat na čestice/fotone iz upadnog snopa, dok je u drugom akcenat na česticama materijalne sredine kroz koju snop prolazi [52,55].

Potpun opis procesa interakcije zahteva poznavanje raspodele vrednosti mikroskopskog preseka po energiji upadne čestice i po prostornom uglu u koji se upadna čestica rasejava, tj. poznavanje *diferencijalnih preseka* $d\sigma/dE$ i $d\sigma/d\Omega$. Sve koeficijente interakcije definisane u ovom odeljku moguće je izraziti preko mikroskopskih preseka ili diferencijalnih mikroskopskih preseka.

Za direktno jonizujuće zračenje koeficijenti interakcije su masena zaustavna moć i linearni prenos energije, dok se kao veličine srodne ovim pojavljuju specifična jonizacija i domet u aproksimaciji kontinualnog usporavanja.

Masena zaustavna moć izražava se kao:

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \quad (3.29)$$

gde je ρ gustina materijala. Jedinica za masenu zaustavnu moć je MeV cm²/g. Masena zaustavna moć ne zavisi od agregatnog stanja materijala kroz koji zračenje prolazi, a takođe omogućava jednostavnu interpolaciju vrednosti iz raspoloživih tabela vrednosti S/ρ na ostale elemente:

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_2 \approx \frac{\left(\frac{Z}{M_m}\right)_2}{\left(\frac{Z}{M_m}\right)_1} \left(\frac{S}{\rho}\right)_1 \quad (3.30)$$

Ako naelektrisane čestice prolaze kroz materijal sastavljen od više vrsta atoma u vidu smeše ili jedinjenja, zaustavna moć se prema Bragg-ovom adicionom pravilu:

$$\frac{S}{\rho} \approx \sum_i w_i \left(\frac{S}{\rho}\right)_i \quad (3.31)$$

gde je w_i težinski udeo i -tog elementa u smeši ili jedinjenju. Procenjuje se da zbog vezivanja atoma u molekule greška ovakvog određivanja zaustavne moći može da iznosi najviše 2%.

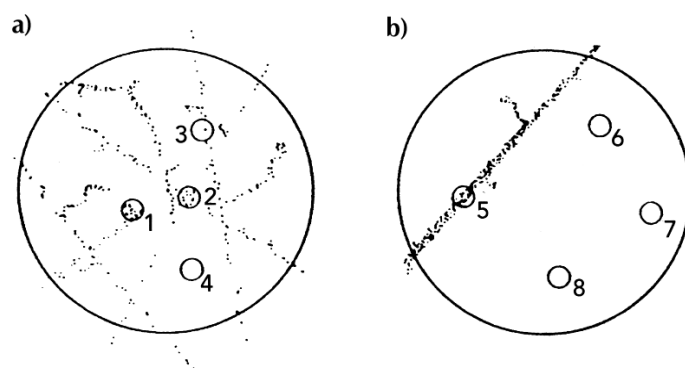
Efekti ozračivanja zavise od prostorne raspodele energije deponovane duž putanje naelektrisane čestice. *Linearni prenos energije* (eng. *LET - Linear Energy Transfer*) u tački putanje naelektrisane čestice predstavlja srednju energiju koju čestica izgubi u sudarima sa elektronima na jediničnom pređenom putu:

$$L_{\Delta} = \frac{dE_{\Delta}}{dx} \quad (3.32)$$

pri čemu se u obzir uzimaju samo sudari koji proizvode sekundarne elektrone kinetičke energije niže od Δ . Jedinica za L je J/m, ali se u praksi češće koristi keV/ μ m. Sekundarni elektroni energija većih od nekoliko stotina eV, takozvani *delta zraci*, imaju duge vlastite putanje i svoju energiju deponuju daleko od primarne putanje. Definicija LET ukazuje da ova veličina odražava energiju koja se deponuje uz primarnu putanju.

Bez ograničenja na energiju predata elektronima ($\Delta \rightarrow \infty$), dobija se takozvani *neograničen linearni prenos energije* L_{∞} , koji je jednak elektronskoj (sudarnoj) zaustavnoj moći ($L_{\infty} = S_c$).

Na slici 3.6. je data šematska predstava prostorne raspodele jonizacija (predstavljenih tačkicama) duž putanja dve različite vrste jonizujućih čestica, unutar iste makroskopske zapremine. Na slici a) predstavljene su putanje čestica niskog LET, što znači i male specifične jonizacije, dok je na slici b) data putanja jedne primarne čestice visokog LET. Apsorbovana doza unutar posmatrane makroskopske zapremine (spoljašnji krug na slici 3.6) je u oba slučaja ista. Upadljiva razlika raspodele jonizacija, a time i raspodele energije deponovane unutar makroskopske zapremine, odražava se u bitno različitim efektima na nivou bioloških struktura malih dimenzija (numerisani kružići na slici 3.6).



Slika 3.6. Raspodela jonizacija duž putanja čestice. a) Čestice niskog LET. b) Čestica visokog LET. Apsorbovana doza unutar posmatrane makroskopske zapremine je u oba slučaja ista.

Iako se LET definiše samo za naelektrisane čestice, ova veličina često se primenjuje i na indirektno jonizujuće zračenje, u kom slučaju se odnosi na sekundarno naelektrisano zračenje. Vrednosti LET za razne vrste direktno i indirektno jonizujućeg zračenja date su u tabeli 3.1.

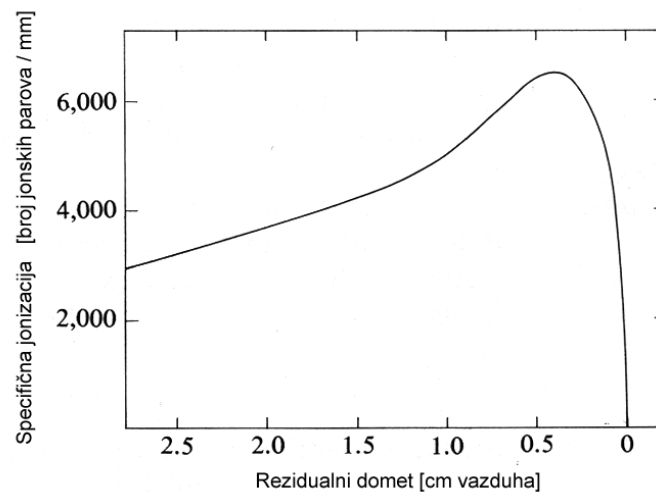
Tabela 3.1. Vrednosti LET za razne vrste direktno i indirektno jonizujućeg zračenja.

Zračenje	LET [keV/μm]
X zraci	0,2 - 3
Gama zraci	
Elektroni	
Protoni	15 - 27
Neutroni	20 - 80
Alfa čestice, Fisioni fragmenti	60 - 200

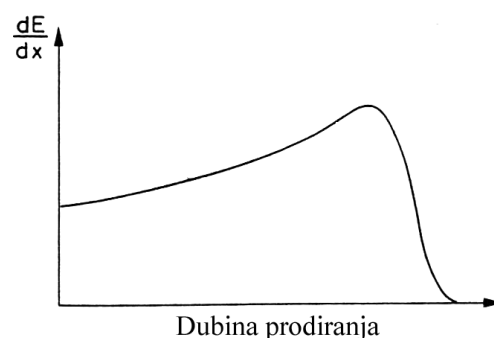
Specifična jonizacija predstavlja srednji broj jonskih parova (parova jon-elektron ili elektron-šupljina, u zavisnosti od agregatnog stanja materijala) koje stvori jonizujuća čestica po jedinici pređenog puta. Kvantitativno, specifična jonizacija je jednaka količniku S_c/W , gde je S_c sudarna zaustavna moć, dok je W u gasovitim sredinama srednja energija koja se utroši po jednom stvorenom paru jon-elektron, a u čvrstim

sredinama srednja energija za obrazovanje para elektron-šupljina. S obzirom da je energija W konstantna u širokom intervalu energija upadnog zračenja, specifična jonizacija je srazmerna linearnom prenosu energije.

Specifična jonizacija i LET rastu duž putanje primarne čestice. Usporavanjem čestice i približavanjem kraju putanje, interakcije sa česticama sredine postaju brojnije i energija predata u njima veća. Ova pojava daje karakterističan pik na graficima zavisnosti specifične jonizacije alfa čestica i protona od dubine prodiranja u medijum. Kriva za jednu alfa česticu u vazduhu data je na slici 3.7. Na ovom grafiku abscisa označava rezidualni domet, sa vrednošću nula na kraju putanje.

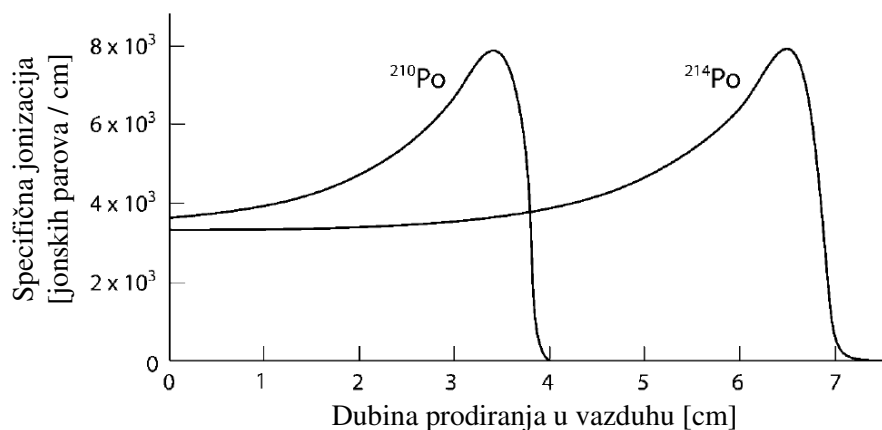


Slika 3.7. Zavisnost specifične jonizacije jedne alfa čestice od dubine prodiranja u vazduhu.



Slika 3.8. Bragg-ova kriva zavisnosti srednje specifične jonizacije ili zaustavne moći monoenergetskog snopa teških naelektrisanih čestica od dubine prodiranja.

Na slici 3.8. prikazana je *Bragg-ova kriva* zavisnosti srednje specifične jonizacije monoenergetskog snopa teških naelektrisanih čestica od dubine prodiranja. Bragg-ova kriva često se daje i kao zavisnost zaustavne moći od dubine prodiranja, jer je specifična jonizacija srazmerna zaustavnoj moći u širokom intervalu energija upadnog zračenja. Gubitak energije teških naelektrisanih čestica po jedinici pređenog puta raste pri kraju njihove putanje. Pred samo zaustavljanje, kada su već izgubile najveći deo svoje energije, one počinju da zahvataju elektrone, usled čega zaustavna moć i specifična jonizacija naglo opadaju. Na slici 3.9. prikazane su Bragg-ove krive za alfa čestice koje emituju radionuklidi ^{210}Po i ^{214}Po u vazduhu.



Slika 3.9. Bragg-ove krive za alfa čestice koje emituju radionuklidi ^{210}Po i ^{214}Po u vazduhu.

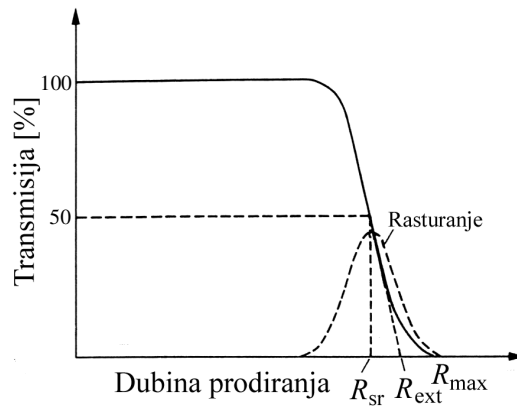
Dubinu u materijalu do koje dospevaju naelektrisane čestice moguće je opisati na više načina.

Dužina traga čestice predstavlja ukupnu dužinu putanje koju čestica pređe od ulaska u materijal do termalizacije unutar tog materijala, nezavisno od pravca. Ona se dobija kao suma rastojanja između svake dve interakcije (sudara) koje čestica doživi do "zaustavljanja" (termalizacije). Čestica se smatra termalizovanom kada stupi u termičku ravnotežu sa drugim česticama sredine u kojoj se nalazi, nakon čega je njeno kretanje određeno zakonima difuzije (masene i toplotne), sve do eventualnog vezivanja dejstvom kulonovskih sila.

Dubina prodiranja predstavlja normalnu projekciju traga (putanje) jedne čestice na pravac upadnog snopa.

Pravi domet se definiše kao srednja dužina traga za čitav snop čestica.

Projektovani ili *srednji domet* (R_{sr}) je srednja dubina prodiranja za monoenergetski snop identičnih čestica. Srednji domet određuje se sa transmisione krive, predstavljene na slici 3.10, kao dubina na kojoj polovina upadnih čestica biva zaustavljena. Na transmisionoj krivoj, koja izražava procenat upadnih naelektrisanih čestica dospelih do određene dubine materijala, moguće je predstaviti još i *ekstrapolirani domet* (R_{ext}) (u preseku tangente na strimi deo krive i ose dubine prodiranja), kao i *maksimalan domet* (R_{max}) (dubina do koje su sve upadne čestice zaustavljene). Ekstrapolirani domet nekad se određuje i sa Bragg-ove krive, u preseku produžetka završnog dela krive, na kom specifična jonizacija naglo opada, i ose dubine prodiranja.



Slika 3.10. Transmisiona kriva.

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

$$R_{CSDA} = \int_{E_0}^0 \frac{-dE}{\left(\frac{dE}{dx}\right)} = \int_0^{E_0} \frac{dE}{S} \quad (3.33)$$

gde je E_0 početna energija čestica u monoenergetskom upadnom snopu, dok je $S = -dE/dx$ zaustavna moć. S obzirom da je zaustavna moć definisana kao *srednji*

gubitak energije po jedinici pređenog puta čestice, domet u aproksimaciji kontinualnog usporavanja je takođe veličina usrednjena po velikom broju čestica i zanemaruje fluktuacije u dubini prodiranja [53,57].

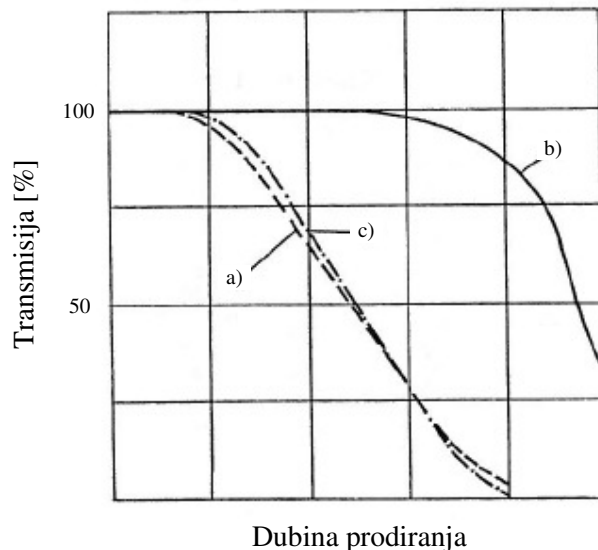
Zbog skretanja (višestrukog rasejavanja pri elastičnim sudarima sa jezgrom, a u slučaju upadnih elektrona i sa atomskim elektronima), koje je u osnovi stohastičke prirode, dve naelektrisane čestice istog tipa i iste dužine traga neće imati istu dubinu prodiranja. Dubina prodiranja biće uvek manja od prave dužine traga. Pored toga, stohastički karakter gubitaka energije pri svakom sudaru proizvodi fluktuacije u dužini traga čestica monoenergetskog snopa, poznate kao *rasturanje* (eng. *straggling*). Ovaj efekat se dodaje efektu skretanja i time povećava razlike u dubini prodiranja pojedinačnih čestica. Konačan ishod je pojava fluktuacija dubine prodiranja. Raspodela dubina prodiranja za monoenergetski snop čestica predstavljena je zvonastom isprekidanom krivom, približno gausovskog oblika, na slici 3.10.

Fluktuacije dubine prodiranja izraženije su za lake nego za teške naelektrisane čestice. Upadni elektron u sudaru sa elektronom u materijalu može da izgubi veći deo energije nego alfa čestica, što dovodi do većih razlika u dužinama traga elektrona iste početne energije, odnosno do izraženijeg rasturanja. Smanjenju projektovanog dometa elektrona u odnosu na pravi domet ipak znatno više doprinosi višestruko rasejavanje, nego rasturanje. Pri Rutherford-ovom rasejavanju na jezgrima atoma, čestice sa većim naelektrisanjem skreću pod većim uglovima. S obzirom da alfa čestica ima dva puta veće naelektrisanje od elektrona, a da elektroni duž svojih putanja doživljavaju rasejanja pod većim uglovima, moguće je zaključiti da višestruko skretanje elektrona, kao i njihovo rasturanje, potiče od sudara sa elektronima atoma u materijalu, a ne sa jezgrima.

Doprinos efekata rasturanja i skretanja varijacijama u dubini prodiranja monoenergetskih elektrona ilustrovan je slikom 3.11. Na ovoj slici kriva a) predstavlja transmisionu krivu elektrona. Kriva b) bi bila transmisiona kriva u slučaju da postoji samo efekat rasturanja, a kriva c) u slučaju da su fluktuacije određene isključivo stohastičkim karakterom skretanja elektrona duž putanje. Očigledno je da su fluktuacije dubine prodiranja elektrona određene prevashodno slučajnim karakterom skretanja pri višestrukim rasejanjima.

Sa slike 3.11 se takođe vidi da transmisiona kriva za elektrone (kriva a) opada sa znatno blažim nagibom, u širem opsegu dubina, u poređenju sa transmisionom krivom

za teške naelektrisane čestice, koja ima širok plato sa vrednošću od 100%, a onda opada strmo, kao na slici 3.10.



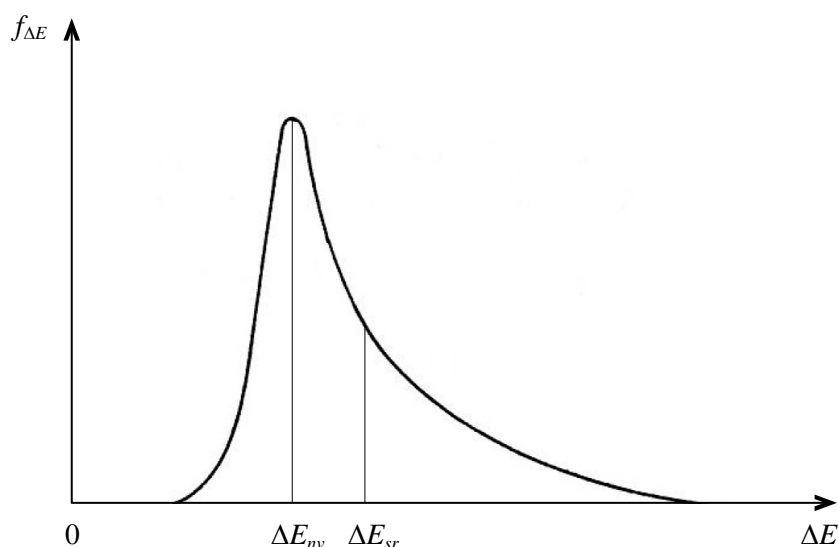
Slika 3.11. Transmisiona kriva za elektrone: a) uračunati efekti rasturanja i skretanja pri višestrukome rasejavanju, b) uračunat samo efekat rasturanja, c) uračunat samo doprinos skretanja.

Uticaj stohastičnosti rasejavanja naelektrisanih čestica moguće je razmatrati ne samo sa stanovišta dubine prodiranja, već i u odnosu na gubitak energije. Nakon prolaska monoenergetskog snopa čestica kroz materijal određene debljine one nemaju sve istu energiju, već se javlja raspodela čestica po energijama. Ova pojava zove se *energetsko rasturanje* (eng. *energy straggling*). Posmatrano klasično, energetsko rasturanje se objašnjava postojanjem opsega mogućih udarnih parametara pri svakom sudaru (rasejanju), kao i različitim brojem rasejanja koja razne čestice dožive prolazeći kroz materijal. Sa kvantno-mehaničkog stanovišta, čak i jednom jedinom rasejanju pod određenim uglom odgovara čitav opseg mogućih gubitaka energije.

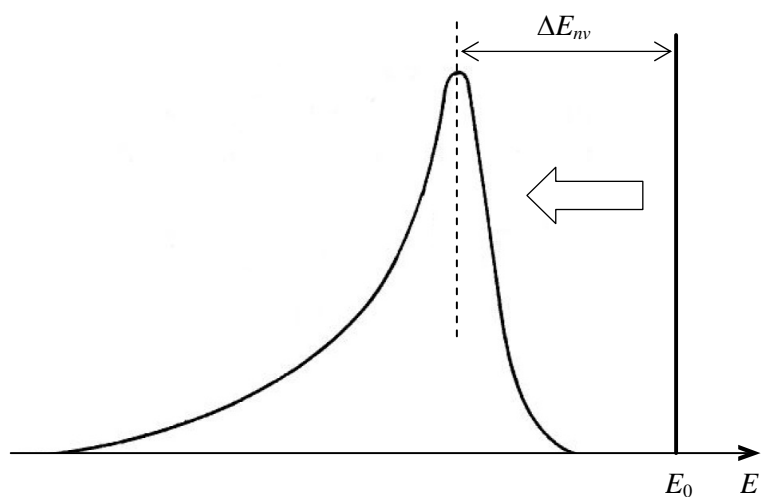
Gubitak energije naelektrisane čestice ΔE nakon prolaska kroz materijal određene debljine je, dakle, slučajna veličina, čija funkcija gustine verovatnoće ima zvonast asimetričan oblik prikazan na slici 3.12.a). Teorijski oblik ove funkcije izveo je najpre Landau (tzv. Landauova raspodela), a potom usavršio Vavilov (tzv. raspodela Vavilova). S obzirom da je raspodela ΔE asimetrična, srednji gubitak energije ΔE_{sr} (matematičko očekivanje slučajne veličine ΔE) i najverovatniji gubitak energije ΔE_{nv} (koji odgovara maksimumu raspodele) se razlikuju, pri čemu najverovatniji gubitak

energije iznosi oko $2/3$ srednjeg gubitka. Srednji gubitak energije ΔE_{sr} dobija se kada se debljina materijala pomnoži vrednošću zaustavne moći tog materijala za posmatrane čestice na energiji upadnog snopa. Raspodela energija čestica u snopu nakon prolaska kroz materijal predstavljena je grafikom na slici 3.12.b), na kojoj je označena i početna energija E_0 monohromatskog snopa pre ulaska u materijal [52,53-56].

a)



b)



Slika 3.12. a) Funkcija gustine verovatnoće gubitka energije naelektrisane čestice ΔE nakon prolaska kroz materijal određene debljine. b) Raspodela energija čestica u snopu nakon prolaska kroz materijal. E_0 je energija monohromatskog snopa pre ulaska u materijal.

Za indirektno jonizujuće zračenje koeficijenti interakcije su linearni koeficijent atenuacije, maseni koeficijent atenuacije, maseni koeficijent prenosa energije i maseni koeficijent apsorpcije energije, a kao srodna veličina uvodi se faktor nagomilavanja.

Linearni koeficijent atenuacije se definiše kao srednji relativni deo fotona uklonjenih iz snopa po jedinici dubine materijala:

$$\mu = \frac{1}{N} \frac{dN}{dx} \quad (3.34)$$

pri čemu se smatra da je snop uzak i da je pravac snopa normalan na posmatrani sloj debljine dx .

Promena broja fotona u snopu koji pod pravim uglom nailazi na tanki sloj materijala srazmerna je broju fotona koji stižu do ovog sloja N i debljini sloja dx :

$$dN = -\mu N dx \quad (3.35)$$

gde se linearni koeficijent atenuacije μ pojavljuje kao konstanta proporcionalnosti i tumači kao verovatnoća po jedinici dubine materijala dx da foton bude uklonjen iz snopa. Negativni predznak na desnoj strani jednačine označava da se broj fotona u snopu smanjuje, odnosno da je $dN < 0$.

Totalni linearni koeficijent atenuacije predstavlja verovatnoću da čestica doživi bilo koju interakciju po jedinici dubine i jednak je zbiru parcijalnih koeficijenata atenuacije pojedinih interakcija.

Recipročna vrednost linearnog koeficijenta atenuacije $1/\mu$ predstavlja *srednju dužinu slobodnog puta* čestice, odnosno srednji put koji čestica pređe između dve uzastopne interakcije.

Linearni koeficijent atenuacije može da se izrazi kao proizvod koncentracije čestica mete N [$\#/cm^3$], na kojima fotoni mogu da dožive neku od interakcija koje ih uklanjaju iz snopa, i totalnog mikroskopskog preseka za interakciju upadnih fotona na česticama mete: $\mu = N \sigma$.

Rešenje jednačine daje eksponencijalni zakon opadanja broja fotona koji ostaju u snopu nakon prolaska kroz materijal ukupne debljine x :

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (3.36)$$

gde je N_0 početni broj čestica u upadnom snopu. Ova jednačina zanemaruje mogućnost da do detektora ili mete sa zadnje strane materijala dospeju čestice rasejane iz snopa koje potom dožive dodatna rasejanja. Ona ne uzima u obzir ni sekundarne čestice proizvedene u interakcijama rasejanja koje mogu da pogode detektor.

Za neutrone, linearni koeficijent atenuacije poistovećuje se sa *makroskopskim presekom* za interakciju, koji se označava sa $\Sigma = N \sigma$. Intenzitet uskog snopa neutrona takođe opada po eksponencijalnom zakonu sa dubinom unutar materijala.

Linearni koeficijent atenuacije zavisi od gustine sredine, pa je pogodnija veličina *maseni koeficijent atenuacije*, koji je nezavisan od gustine sredine i ima dimenziju cm^2/g :

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho N} \frac{dN}{dx} \quad (3.37)$$

Pri računu sa masenim koeficijentom, debljina materijala se izražava u jedinicama g/cm^2 . Maseni koeficijent slabljenja je definisan kao relativni deo fotona uklonjenih iz snopa u sloju materijala debljine $1 \text{ g}/\text{cm}^2$.

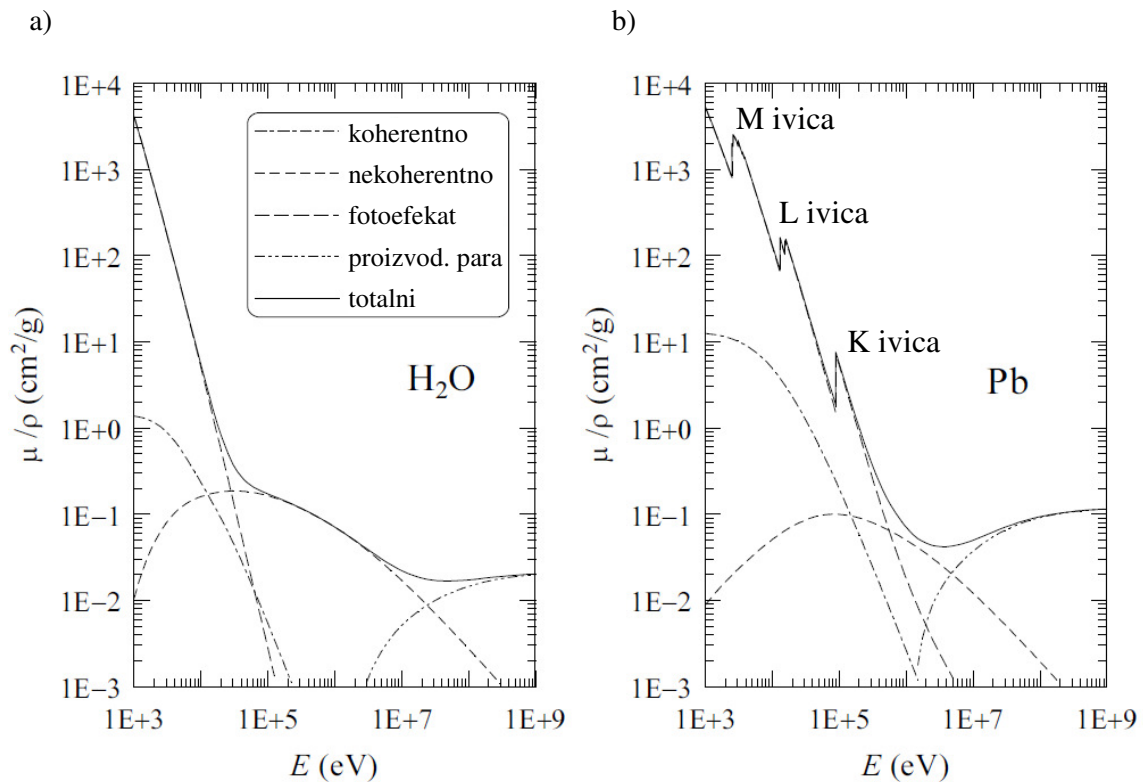
Totalni maseni koeficijent atenuacije može da se izrazi kao:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{M} \sum_j \sigma_j \quad (3.38)$$

gde je σ_j mikroskopski presek za interakciju tipa j , N_A Avogadrov broj, a M molarna masa materijala apsorbera.

Na slici 3.13. dati su grafici energetske zavisnost masenog koeficijenta atenuacije u vodi i olovu. Totalni μ/ρ predstavljen je punom linijom, dok isprekidane linije odgovaraju parcijalnim doprinosima četiri tipa interakcije fotona: koherentnog

(Rayleigh-evog) rasejanja, nekoherentnog (Compton-ovog) rasejanja, fotoelektrične apsorpcije i proizvodnje para. Uočljivo je da na niskim energijama fotona dominira fotoefekat, koji se dešava u konkurenciji sa koherentnim rasejanjem. U oblasti srednjih energija najveća je verovatnoća odvijanja Compton-ovog rasejanja. Kriva koja odgovara proizvodnji para polazi od energije praga (1,02 MeV) i ovaj tip interakcije dominira na visokom energijama [52,55].



Slika 3.13. Energetska zavisnost masenog koeficijenta atenuacije u a) vodi i b) olovu. Puna linija odgovara totalnom μ/ρ , a isprekidane parcijanim doprinosima koherentnog (Rayleigh-evog) rasejanja, nekoherentnog (Compton-ovog) rasejanja, fotoelektrične apsorpcije i proizvodnje para. Grafici su u log-log razmeri [55].

Mikroskopski preseki za fotoefekat, Compton-ovo rasejanje i proizvodnju para zavise od energije fotona i atomskog broja materijala kao $\sigma_{\gamma,e} \sim Z^{4.5}/E^3$, $\sigma_{\gamma,\gamma'e} \sim Z/E$ i $\sigma_{\gamma,ee+} \sim Z^2 \ln E$, respektivno. S obzirom da je olovo materijal visokog atomskog broja ($Z = 82$), fotoefekat ima veliku verovatnoću dešavanja u olovu sve do MeV-skih energija. U materijalima sastavljenim od lakih elemenata, kao što su vazduh, voda i tkivo, granica dominacije fotoefekta je niža od tipičnih energija gama zraka (videti tabelu 2.2), tako da u ovim materijalima osnovnu ulogu ima Compton-ov efekat. Sa

grafika 3.13.a) vidi se da je u vodi Compton-ovo rasejanje ubedljivo najverovatniji proces u opsegu energija od 200 keV do 3 MeV. U oblasti visokoenergetskih gama zraka, proizvodnja para je znatno izraženija (verovatnija) u teškim nego u lakim materijalima.

U energetske zavisanosti mikroskopskog preseka za olovo uočavaju se pikovi koji odgovaraju izbacivanju fotoelektrona sa pojedinih ljuski. Ovi pikovi nazivaju se *apsorpcionim ivicama* (K ivica, L ivica...) i pojavljuju se na energijama veze elektrona u ljuskama. L i M ivica imaju podstrukture koje odgovaraju podnivoima ljuski, odnosno stanjima elektrona određenim ukupnim ugaonim kvantnim brojem elektrona j . Tri manja pika koje obuhvata L ivica, na primer, odgovaraju stanjima elektrona $2s_{1/2}$, $2p_{1/2}$ i $2p_{3/2}$. Unutrašnje elektronske ljuske leže energetski niže u teškim nego u lakim materijalima, što znači da su energije veze elektrona u ljuskama veće. Apsorpcione ivice za lake materijale nalaze se na energijama manjim od 1 keV, što je donja granica energetske skale na slici 3.13, pa se ne uočavaju na grafiku 3.13.a).

Totalni *maseni koeficijent prenosa energije* je dat izrazom:

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{1}{\rho dx} \frac{dR_{tr}}{R} \quad (3.39)$$

gde je dR_{tr} srednja vrednost dela energije zračenja R upadnih čestica (neutrona ili fotona) koji se pretvori u kinetičku energiju sekundarnih naelektrisanih čestica u sloju materijala debljine dx .

Maseni koeficijent prenosa energije može da se izrazi i na sledeći način:

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{N_A}{M} \sum_j f_j \sigma_j \quad (3.40)$$

gde je f_j koeficijent koji izražava deo energije upadne čestice koji se pretvori u kinetičku energiju naelektrisanih čestica u interakciji tipa j .

Maseni *koeficijent apsorpcije energije* definisan je izrazom:

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) \quad (3.41)$$

u kojoj g izražava deo kinetičke energije sekundarnih naelektrisanih čestica koji se u potonjim radijativnim procesima konvertuje u zakočno, anihilaciono ili fluorescentno zračenje. μ_{en}/ρ se po vrednosti malo razlikuje od μ_{tr}/ρ za materijale malog Z i niske energije fotona, jer tada emisija zakočnog zračenja nije značajna [56].

3.3. Interakcija zračenja sa izolatorskim materijalima

Međuzonska eksitacija u čvrstom telu je proces analogan jonizaciji pojedinačnih atoma. Elektron pobuđen u provodnu zonu učestvuje u električnom i toplotnom provođenju materijala. Takav elektron se, međutim, ne kreće sasvim slobodno, već je podvrgnut uticaju periodičnog električnog potencijala kristalne rešetke, zbog čega se naziva kvazislobodnim. Prelaskom iz valentne u provodnu zonu, elektron za sobom ostavlja upražnjeno mesto, koje može biti popunjeno drugim vezanim elektronom iz valentne zone. Na taj način dolazi do premeštanja upražnjelog mesta iz jednog atoma u drugi, koje se predstavlja kao kretanje fiktivnog pozitivnog naelektrisanja nazvanog *šupljina*. Prema ovoj predstavi, nosioce naelektrisanja u kristalnim materijalima čine elektroni i šupljine. Sa aspekta karakteristika relevantnih za transport nosilaca, šupljine se od kvazislobodnih elektrona razlikuju pozitivnim znakom naelektrisanja, većom efektivnom masom i manjom pokretljivošću. Elektroni prebačeni iz valentne u provodnu zonu, koji nakon ovog prelaza poseduju višak energije, u stanju su da stvaraju sekundarne parove elektron-šupljina (e -š parove), ili da pobude fononske oscilacije rešetke [54-56].

Kod izolatora je širina energetske zone $E_g > 3,5$ eV. Energija koju je potrebno uložiti u dielektrični materijal da bi se elektroni pobudili u provodnu zonu znatno je veća nego kod besprimesnih poluprovodnika, ali je mehanizam pobuđivanja elektrona iz valentne u provodnu zonu isti. Ako se kod izolatora pojavi izražena električna provodljivost, kaže se da nastupa *dielektrični proboj*.

Prolaskom kroz izolator, jonizujuće zračenje dovoljne energije može da stvara e -š parove, kao i da raskida hemijske veze između atoma. Srednja energija potrebna za nastanak para e -š u izolatoru je ~ 20 eV, i analogna je energiji jonizacije kod izolovanih atoma. Ova energija je 2-3 puta veća od širine energetskog procepa E_g , jer se prenos

energije zračenja na materijal odvija i drugim mehanizmima, kao što su unutarzonsko pobuđivanje elektrona u kristalnim materijalima na temperaturama iznad apsolutne nule, vibraciono pobuđivanje kristalne rešetke i rasejanja na jezgrima.

Tabela 3.2. Energije praga za izmeštanje u izolatorskim materijalima.

Izolator	SiO ₂		TiN		Dijamant
Izmešteni atom	Si	O	Ti	N	C
E_d [eV]	25	28	23	28	50

Elastična rasejanja upadnog zračenja na jezgrima dovode do izbacivanja atoma iz njihovih položaja u kristalnoj rešetki. Do izmeštanja atoma dolazi kada je energija koju upadna čestica (projektil) preda jezgri u elastičnom sudaru veća od energije praga za izmeštanje E_d . U tabeli 3.2. date su vrednosti energije praga za izmeštanje u nekoliko izolatorskih materijala. Sile kojim okolni atomi u rešetki deluju na atom na kom se elastično rasejava upadna čestica ne utiču na proces predaje energije ovom atomu. Uticaj kristalne rešetke ispoljava se tokom izmeštanja atoma i sadržan je u vrednosti energije praga. Energija praga zavisi od tipa kristalne rešetke i vrste atoma u njoj. Ako je energija upadne čestice neznatno veća od energije praga za izmeštanje, broj izmeštenih atoma zavisi i od položaja upadnog pravca čestice u odnosu na glavnu osu simetrije kristalne rešetke [54-56].

3.4. Radijaciona oštećenja u čvrstim izolatorima

Izbacivanjem atoma iz njihovih položaja u kristalnoj rešetki pod dejstvom zračenja nastaju *oštećenja izmeštanjem*. Upražnjeno mesto u kristalnoj rešetki, nastalo izmeštanjem atoma, naziva se *vakancija*. Kada izmešteni atom zauzme mesto u prostoru između čvorova rešetke (tzv. intersticijski položaj), vakancija i intersticijski atom zajedno predstavljaju *Frenkeljev par*.

Na osnovu izraza (3.11), pretpostavljajući maksimalan prenos energije projektila na jezgro i uzimajući da je energija praga za izmeštanje atoma $E_d \approx 25$ eV, dolazi se do

zaključka da je česticama kao što su protoni i neutroni (mase ≈ 1 a.j.m.⁶) potrebna kinetička energija od ≈ 185 eV da bi proizveli Frenkeljev par. Na sličan način, na osnovu izraza (3.12), dobija se da je elektronima za proizvodnju Frenkeljevog para potrebna kinetička energija od $E_{ke} \approx 255$ keV.

Srednja energija primarno izbačenog atoma za slučaj teških naelektrisanih čestica (protona i alfa čestica) znatno je manja od srednje energije atoma izmeštenog neutronom. Za Rutherford-ovo rasejanje srednja energija predata primarno izbačenom atomu iznosi približno:

$$\bar{E}_R \approx \frac{E_d \Delta E_{\max}}{\Delta E_{\max} - E_d} \ln \frac{\Delta E_{\max}}{E_d} \quad (3.42)$$

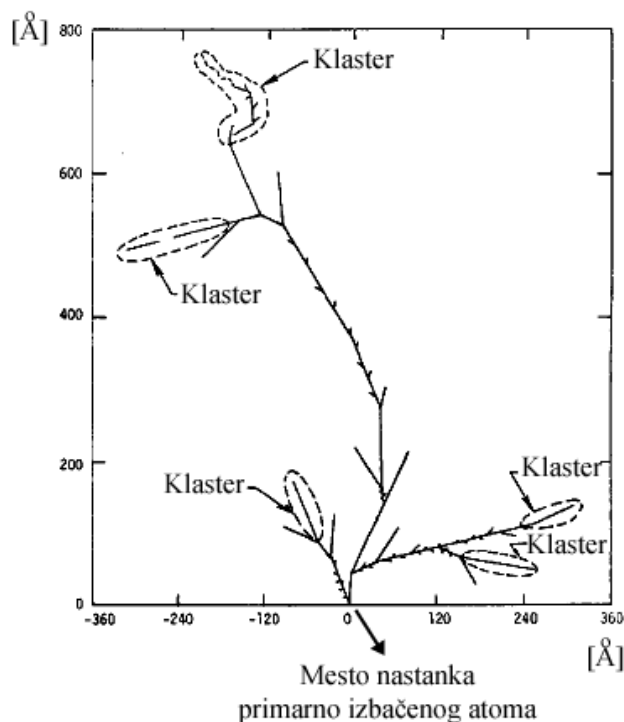
gde je ΔE_{\max} maksimalan prenos energije sa čestice na jezgro određen iz relacije (3.11) pri čeonom sudaru.

Kinetička energija primarno izbačenog atoma, koja je jednaka razlici energije predate atomu u elastičnom sudaru i energije praga za izmeštanje ($\Delta E - E_d$), može biti dovoljno velika da atom pre nego što zauzme intersticijski položaj izazove izmeštanje čitavog niza drugih jezgara, koja dalje i sama mogu da izmeštaju jezgra, stvarajući tako kaskadu izmeštenih atoma. Polazeći od primarno izbačenog atoma, novi izmešteni atomi se pojavljuju razgranato kroz materijal, formirajući *stablo izmeštanja*. Duž svojih putanja uzmakli atomi gube energiju na dva načina - jonizacijom i izmeštanjem drugih jezgara. Oko 50% kinetičke energije uzmaklog atoma utroši se na jonizaciju (neelastična rasejanja na elektronskim omotačima). Nejonizujuće interakcije izmeštanja dominiraju pri kraju putanje uzmaklog atoma, kada on troši poslednjih 5-10% svoje kinetičke energije. Tako se na krajevima grana stabla izmeštanja obrazuju regije sa visokom koncentracijom Frenkeljevih defekata, koje se nazivaju *završni klasteri*. Kaskada koja potiče od jednog primarno izbačenog atoma najčešće sadrži 2-3 završna klastera, podužne dimenzije ≈ 50 Å (slika 3.14). Čitavo stablo izmeštanja sa završnim klasterima formira se u roku od ≈ 1 ns.

Defekti koji nastaju duž putanja izmeštenih atoma, kao i klasteri defekata na krajevima ovih putanja, čine osnov radijacionih oštećenja unutar izolatora. Jonizacioni

⁶ a.j.m. - atomska jedinica mase ($1 \text{ a.j.m.} = 1,66054 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$)

gubici energije, s druge strane, ne dovode do izmena kristalne rešetke i značajni su u filmovima u kojima nosioci naelektrisanja nastali jonizacijom mogu da budu trajno zarobljeni ili da doprinesu formiranju centara zahvata.



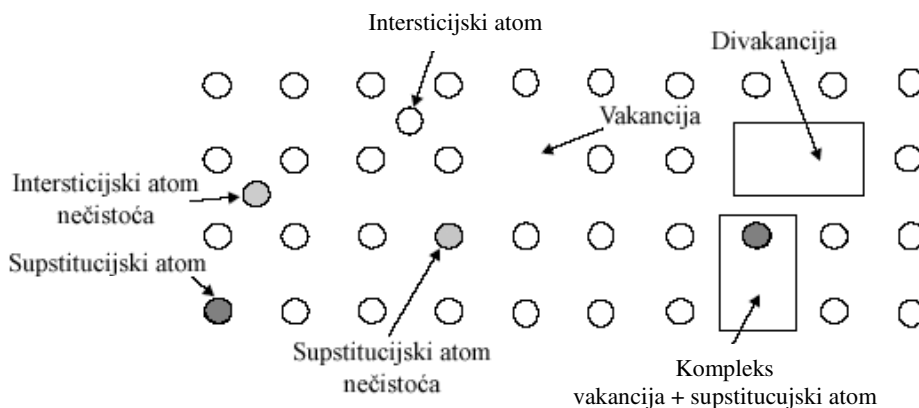
Slika 3.14. Stablo izmeštanja sa završnim klasterima.

Prosečan broj izmeštenih atoma silicijuma koje proizvede proton energije 1 MeV je 4,8 (uključujući primarno izbačen atom i atome u kaskadi), jer je energija predata primarno izbačenom atomu u slučaju naelektrisanih čestica mala. Nasuprot tome, s obzirom da elastično rasejanje 1 MeV-skog neutrona na jezgru silicijuma predstavlja direktan sudar, sličan sudaru kugli, bez uticaja kulonovske sile, prosečna energija koju u tom slučaju dobija primarno izbačen atom Si je oko 70 keV. U kaskadi koju proizvodi primarno izbačen atom ove energije pojavljuje se oko 1500 dodatno izbačenih atoma.

Vrednost energije praga za formiranje završnih klastera u silicijumu je ≈ 5 keV, pa je na osnovu izraza (3.11) i (3.12) neutronima potrebna energija od $E_{kn} \approx 35$ keV, a elektronima $E_{ke} \approx 8$ MeV da bi proizveli bar jedan klaster. Gama fotoni energija 1,17 MeV i 1,33 MeV koje emituje radionuklid ^{60}Co proizvode sekundarne elektrone u silicijumu prevashodno putem Compton-ovih rasejanja. Na osnovu izraza (3.4), maksimalna kinetička energija koju pri tome mogu da steknu elektroni je

$E_{ke, \max} \approx 1 \text{ MeV}$, što je nedovoljno za obrazovanje klastera. Posledica ozračivanja silicijuma gama zračenjem izvora ^{60}Co mogu biti samo Frenkeljevi parovi. Završni klasteri su osnovni uzrok razlika između radijacionih oštećenja izazvanih teškim česticama i onih koja proizvode fotoni i lake naelektrisane čestice [54-56].

Između 60% i 90% obrazovanih Frenkeljevih parova se rekombinuje, ne doprinoseći nastajanju zapremiskih oštećenja u kristalu. Intersticijski atom se lako kreće kroz kristalnu rešetku, sa tendencijom da istisne supstitucijski atom nečistoća i ponovo zauzme mesto u rešetki. Neke vakancije vezuju se među sobom u vidu kompleksa koji se naziva *divakancija* (V_2) ako se vezuju dve, ili *multivakancija* u slučaju povezivanja većeg broja vakancija. Pojedini eksperimenti pružili su dokaze i o dimerizaciji intersticijskih atoma u diintersticijske komplekse. Preostale vakancije i intersticijski atomi, koji ne dožive rekombinaciju ili dimerizaciju, difunduju kroz kristal i formiraju stabilne komplekse sa defektima i nečistoćama koje su uvek u izvesnoj meri prisutne u kristalu silicijuma (najčešće atomi kiseonika, ugljenika, fosfora i bora). Slika 3.15. daje šematsku 2D predstavu kristalne rešetke sa osnovnim tipovima tačkastih nesavršenosti i njihovih kompleksa.



Slika 3.15. Dvodimenzionalna predstava kristalne rešetke sa tačkastim nesavršenostima i njihovim kompleksima.

Elektron energije niže od nekoliko keV u stanju je da izmesti samo dva-tri atoma. Verovatnoća nastajanja V_2 kompleksa (ili viših vakancijskih kompleksa $V_3, V_4...$) je u tom slučaju mala i većinu defekata čine kompleksi tipa vakancija-atom nečistoće. Velika gustina vakancija u klasterima dovodi do pojave velikog broja divakancija u

njima. Divakancije najčešće nastaju spajanjem prostorno bliskih vakancija, što znači da će pre nastati od vakancija iz istog, nego iz različitih klastera. Učestalost vezivanja vakancija u divakancije je oko 100 puta veća u slučaju ozračivanja teškim česticama nego pri ozračivanju gama zracima. Električne osobine divakancija, multivakancija i stabilnih kompleksa koje vakancije i intersticijski atomi silicijuma grade sa atomima nečistoća, presudno utiču na promenu makroskopskih osobina izolatora.

Zapreminska oštećenja u izolatoru mogu nastati i kao rezultat nuklearnih reakcija. Teške naelektrisane čestice koje se emituju u nekim od ovih reakcija mogu i same da proizvode zapreminska oštećenja, ili da predstavljaju atome nečistoća. Ipak, pojava sekundarnih naelektrisanih čestica i atoma nečistoća u nuklearnim reakcijama ima zanemarljiv uticaj na karakteristike izolatorskih materijala, u poređenju sa oštećenjima izmeštanjem.

Poređenje zapreminskih radijacionih oštećenja proizvedenih različitim vrstama zračenja, različitih energija i mehanizama interakcije sa čvrstim dielektricima, zasniva se na hipotezi *nejonizujućeg gubitka energije* (eng. *NIEL - Non Ionizing Energy Loss*). Osnovna pretpostavka ove hipoteze je da su promene u materijalu usled oštećenja izmeštanjem linearno srazmerne ukupnoj energiji predatoj u elastičnim sudarima sa izmeštanjem atoma, nezavisno od prostorne raspodele proizvedenih defekata, i nezavisno od različitih procesa otpuštanja (eng. *annealing*) koji se odvijaju po nastanku oštećenja.

Pri svakoj interakciji upadnog zračenja koja dovodi do pojave oštećenja sa izmeštanjem atoma, primarno izbačen atom uzmiče sa određenom energijom E_R . Deo ove energije uzmaka koji se potom utroši na dalja izmeštanja zavisi od same enerije uzmaka i može se odrediti pomoću *Lindhart-ove funkcije podele* $P(E_R)$. Korišćenjem funkcije podele, nejonizujući gubitak energije je moguće iskazati u vidu *funkcije oštećenja* $D(E)$, koja predstavlja *preseka za oštećenja izmeštanjem*:

$$D(E) = \sum_i \sigma_i(E) \int_0^{E_{R \max}} f_i(E, E_R) P(E_R) dE_R \quad (3.43)$$

gde se sumiranje vrši po svim mogućim interakcijama upadne čestice ili kvanta zračenja energije E sa atomima u kristalnoj rešetki, koje dovode do njihovog izmeštanja. σ_i je

mikroskopski presek za odvijanje i -te vrste interakcije, dok funkcija $f_i(E, E_R)$ predstavlja verovatnoću nastanka primarno izbačenog atoma energije E_R u interakciji i -te vrste sa upadnom česticom energije E . Integracija se obavlja po svim mogućim energijama uzmarka E_R , pri čemu je ispod energije praga za izmeštanje E_d funkcija podele jednaka nuli: $P(E_R < E_d) = 0$. Presek za oštećenja izmeštanjem moguće je dovesti u vezu sa nejonizujućim gubitkom energije (NIEL-om):

$$D(E) = \frac{A}{\rho N_A} \frac{dE}{dx}(E) \Big|_{\text{nejonizujuće}} \quad (3.44)$$

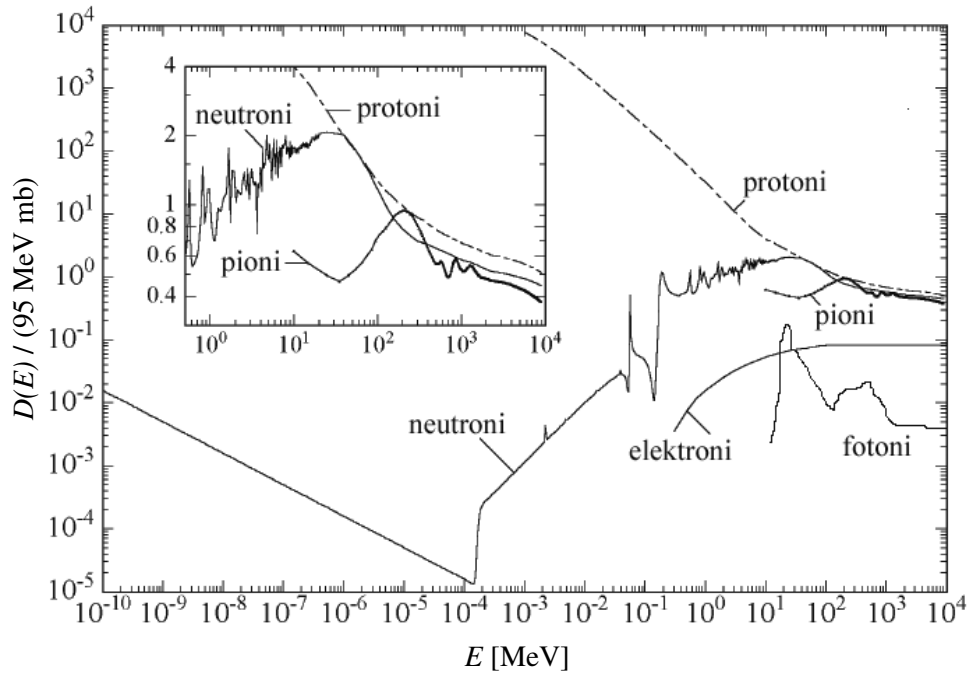
gde je A molarna masa materijala, ρ gustina materijala, N_A Avogadrov broj.

Preseci za oštećenja izmeštanjem prikazani su na slici 3.16. za neutrone, protone, pione, elektrone i fotone, u opsegu energija od \sim meV do \sim 10 GeV. Zavisnosti $D(E)$ na ovom grafiku normirane su na vrednost preseka za oštećenja izmeštanjem 1 MeV-skih neutrona, koja iznosi $D(E_n = 1 \text{ MeV}) = 95 \text{ MeVmb}$.

Na slici 3.16. uočava se porast $D(E)$ za neutrone energija nižih od \approx 185 eV, što predstavlja energiju potrebnu neutronu da bi proizveo Frenkeljev par. Ovaj porast je posledica radijativne apsopcije neutrona (n, γ), pri kojoj je energija uzmarka jezgra (\approx 1 keV) znatno veća od energije praga za izmeštanje. Zavisnost $D(E)$ u oblasti MeV-skih energija neutrona određena je u najvećoj meri mikroskopskim presekom za odvijanje neutronske nuklearne reakcije.

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

U oblasti GeV-skih energija, funkcije oštećenja protona i neutrona teže istoj vrednosti. Ovde kulonovski doprinos postaje zanemarljiv, dok se preseci za nuklearne reakcije protona i neutrona skoro ne razlikuju. U zavisnosti $D(E)$ piona izražena je delta rezonanca na energiji od par stotina MeV-a. Na višim energijama, funkcija oštećenja piona ima vrednost \approx 2/3 vrednosti za protone, što odražava odnos broja kvarkova od kojih su ove čestice sazdane [54-56].



Slika 3.16. Preseci za oštećenja usled izmeštanja za neutrone, protone, pione, elektrone i fotone normirani na vrednost preseka 1 MeV-skih neutrona [55].

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

$$k = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \varphi(E) D(E) dE}{D(E_n = 1 \text{ MeV}) \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \varphi(E) dE} \quad (3.45)$$

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

$$\Phi_{n \text{ ekv}} = k\Phi = k \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \varphi(E) dE \quad (3.46)$$

4. NUMERIČKA SIMULACIJA TRANSPORTA ZRAČENJA KROZ SUPERIZOLATORSKE FILMOVE

Za numeričku simulaciju dejstva zračenja na filmove superizolatora korišćena je Monte Carlo metoda. Ona se temelji na stohastičkoj prirodi procesa interakcije zračenja sa strukturnim jedinicama materijalne sredine kroz koju zračenje prolazi. Stohastičke pojave koje karakterišu transport zračenja kroz sredinu opisuju se zakonima verovatnoće. U realnim fizičkim eksperimentima nesigurnost merenja se ocenjuje i računa kada se eksperiment završi. Numerička simulacija tog istog fizičkog procesa metodama Monte Carlo može se izvesti sa unapred zadatom nesigurnošću, praćenjem odgovarajućeg broja čestica primarnog zračenja, kao i sekundarnih čestica nastalih u materijalu.

4.1. Monte Carlo metoda simulacije prolaska zračenja kroz materijal

Metode Monte Carlo postale su dostupne 1949. godine kada su von Neumann i Ulam objavili monografiju Monte Carlo Methods. Do tada njihov razvoj bio je u službi projekta Manhattan. Metode su bile usmerene na probleme prolaza neutrona, a kasnije i fotona, kroz složene geometrije konstrukcija nuklearnih naprava. Ubrzo zatim, započinje primena ovih metoda i u drugim oblastima determinističke i statističke prirode.

Simulacija prolaza čestica kroz materijal zasniva se na stohastičkoj prirodi sudarnih procesa. Između dva uzastopna sudara čestica prelazi slučajan put koji je određen totalnim makroskopskim presekom. Pri svakom sudaru čestica gubi energiju, a gubitak energije se određuje iz odgovarajuće raspodele. Posle sudara čestica menja smer u odnosu na smer pre sudara, a ugao skretanja je slučajna veličina koja se bira iz odgovarajuće raspodele. Na svom putu čestica gubi energiju do neke granične energije pri kojoj se smatra da je apsorbovana, ili sa nekom energijom napušta aktuelni prostor. Svi sudari na putu čestice pripadaju njenoj istoriji. Ponavljanjem velikog broja istorija dobija se prostorna i energetska raspodela čestica u posmatranom prostoru. Apsorbovana energija u datoj zapremini materijala menja osobine supstance, a nastale

promene utiču na prolaz čestica narednih istorija, jer se menjaju temperatura i gustina supstance, a ako se dešavaju i nuklearne reakcije, menja se i izotopski sastav [58,59].

Metode Monte Carlo zasnivaju se na numeričkoj simulaciji slučajnih veličina na osnovu poznatih raspodela. Slučajna veličina X opisuje se funkcijom raspodele $F(x)$ i funkcijom gustine raspodele $f(x)$. Za neprekidnu slučajnu promenljivu važi:

$$P(X \leq x) = F(x) = \int_{-\infty}^x f(t) dt \quad (4.1)$$

$$P(X \in [a, b]) = F(b) - F(a) = \int_a^b f(x) dx \quad (4.2)$$

gde je $P(X \leq x)$ verovatnoća da slučajna promenljiva X uzme vrednost manju ili jednaku nekoj vrednosti x . Funkcija $F(x)$ je monotono neopadajuća, dok za funkciju gustine važi $f(x) \geq 0$, a takođe:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = 1 \quad (4.3)$$

Za diskretnu slučajnu promenljivu, koja može da uzima vrednosti iz skupa $\{x_1, x_2, x_3 \dots\}$ sa verovatnoćama $P(X = x_k)$, $k = 1, 2, 3 \dots$, funkcija gustine verovatnoće se definiše kao:

$$f(x) = \sum_k P(X = x_k) \delta(x - x_k) \quad (4.4)$$

gde je $\delta(x)$ Dirakova delta funkcija sa osobinom:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x - a) g(x) dx = g(a) \quad (4.5)$$

Postupak dobijanja slučajne veličine iz njene funkcije raspodele ili funkcije gustine verovatnoće naziva se *uzorkovanje vrednosti slučajne promenljive*. Najčešće korišćeni postupci uzorkovanja su metoda inverzije funkcije raspodele, metoda odbacivanja i metoda kompozicije.

Metoda inverzije funkcije raspodele temelji se na teoremi po kojoj slučajna promenljiva X koju je moguće izraziti kao $X = F^{-1}(\zeta)$, gde je ζ uniformna slučajna promenljiva na intervalu između 0 i 1 ($\zeta \sim \text{Unif}(0,1)$), ima raspodelu sa funkcijom raspodele $F(x)$. Uzorkovanje vrednosti slučajne promenljive metodom inverzije funkcije raspodele je praktično samo kada je poznat analitički oblik inverzne funkcije. Vrednosti promenljive X dobijaju se uvršćavanjem vrednosti promenljive ζ , dobijenih pomoću generatora slučajnih brojeva, u funkciju $F^{-1}(\zeta)$. Kada funkcija raspodele nije invertibilna, primenjuje se von Neumann-ov metod odbacivanja [60-63].

4.2. Generatori slučajnih brojeva

Teorija verovatnoće i matematička statistika dokazuju da se vrednosti slučajne veličine iz bilo koje raspodele mogu dobiti pomoću uniformne raspodele. Uniformna raspodela na intervalu (0,1) ima srednju vrednost (matematičko očekivanje) 1/2 i standardno odstupanje 1/12. Vrednosti slučajne veličine sa raspodelom $\text{Unif}(0,1)$ dobijane su raznim tehnikama: od upotrebe belog šuma, preko signala detektora nuklearnog zračenja, do numeričkih metoda. Numeričke metode dokazale su svoju superiornost i već duže vreme one dominiraju, a posebno od vremena kad su proizvođači računara u matematičke biblioteke uključili funkciju za generisanje pseudoslučajnog broja, koji ima gotovo idealnu uniformnu raspodelu.

Programeri i inženjeri su uveli slučajnost u računare u formi *generatora pseudoslučajnih brojeva*. Kao što samo ime kaže, pseudoslučajni brojevi nisu u potpunosti slučajni. Oni se računaju iz matematičkih formula ili se jednostavno uzimaju sa neke liste već unapred sastavljenih brojeva. Razvoj teorije pseudoslučajnih brojeva i algoritama za njihovo ostvarivanje je dosegao visok nivo, tako da ti brojevi izgledaju kao da su stvarno slučajni.

Pri transformaciji neke raspodele pomoću uniformne raspodele pojavljuje se potreba da se računa logaritam slučajnog broja iz intervala (0,1). Kada se desi da je slučajan broj blizak nuli, logaritam tog broja može biti izvan opsega realnih brojeva datog računara, pa kao posledica toga računar prijavljuje aritmetičku grešku. Proizvođači računara nisu standardizovali generatore pseudoslučajnih brojeva te se tako pojavljuju generatori sa brojevima iz intervala (0,1), [0,1), (0,1] ili [0,1].

Svi generatori pseudoslučajnih brojeva se baziraju na rekurzivnim aritmetičkim i/ili logičkim formulama. Prilikom izračunavanja sledećeg elementa niza slučajnih brojeva koristit se sa samo jedan ili više već izračunatih članova niza, a operacije nad njima mogu biti matematičke, ili ako se gledaju zapisi brojeva pomoću bitova, logičke. Svaki takav generator zahtjeva neku početnu vrednost, kao i još nekoliko parametara koji služe kao koeficijenti ili konstante.

Algoritam koji se uglavnom primenjuje u računarskom (numeričkom) generisanju pseudoslučajnih brojeva je linearni kongruentni metod:

$$N_k = aN_{k-1} + b \pmod{c} \quad (4.6)$$

gde se N_0 zadaje kao tzv. *seme* (eng. *seed*), dok su a , b , i c poznati veliki brojevi.

Svaki generator pseudoslučajnih brojeva, nakon što se napravi, treba detaljno ispitati. Ispituju se period ponavljanja niza generiranih brojeva, uniformnost raspodele brojeva unutar intervala, dok za potrebe simulacija treba znati i kako su raspodeljene n -torke dobijene od n uzastopnih brojeva iz nekog generatora (test serija). Ako je moguće pronaći postojeći generator za koji se pouzdano zna da ispunjava zahteve neke simulacije, a uz to je već korišćen i testiran, bolje je primeniti taj algoritam nego samostalno programirati novi generator, jer je za takav nov generator potrebno puno testiranja da bi se utvrdila njegova primjenjivost.

Postoji nekoliko poželjnih svojstava koja se očekuju od generisanog niza pseudoslučajnih brojeva su. Slučajni brojevi u nizu treba da su uniformno raspodeljeni na intervalu (0,1), tj. verovatnoća pojave broja treba da je podjednaka za sve brojeve između 0 i 1. To treba da važi kako za ceo generisan niz, tako i za bilo koji podniz ovog niza. Među podnizovima generisanih brojeva ne bi smelo da bude korelacije, što znači da nijedan podniz u nizu ne sme da zavisi od nekog drugog podniza. Period generatora

mora da bude što je moguće veći. Generisanje pseudoslučajnih brojeva se vrši determinističkim putem, pri čemu generator prolazi kroz niz stanja. Iako je broj stanja prilično velik (ako je generator dobro konstruisan) i dalje je reč o konačnom broju stanja. To za posledicu ima da će se generator u jednom trenutku naći u stanju u kom je već bio (ako se generiše dovoljno mnogo slučajnih brojeva), pa dolazi do cikličnog ponavljanja nekog već generisanog podniza. U uobičajenim generatorima period se kreće od 2^{31} do 2^{64} .

Dodatno se od generatora očekuje mogućnost reprodukovanja niza, prenosivost i velika brzina rada uz minimalne memorijske zahteve. Mogućnost reprodukovanja niza je važna zbog detekcije i ispravljanja grešaka uzrokovanih od strane generatora (loš generator slučajnih brojeva često može da prouzrokuje neispravan rad programa). Od prenosivog generatora se očekuje da pokazuje ista svojstva u različitim uslovima rada (različiti računari, operacioni sistemi, ili programski jezici). Važno je da uz iste početne uslove generator daje isti niz brojeva. Brz rad je zahtev koji je važan u simulacijama transporta čestica, gde se generiše veliki broj slučajnih brojeva. U toku simulacije prolaza čestica potrebno je generisati više desetina miliona slučajnih brojeva, a da se ne ponovi isti broj. Savremeni računari imaju dovoljno veliku periodu da bez ponavljanja generišu potreban broj slučajnih brojeva. Da bi se smanjio broj aritmetičkih operacija, u slučajevima kada je potrebno računati $(1-\zeta)$, koristi se osobina uniformne raspodele po kojoj raspodela ostaje uniformna zamenom razlike $1-\zeta$ samim brojem ζ [60-63].

4.3. Rezultati numeričkih simulacija dejstva zračenja na superizolatorske filmove

Monte Carlo simulacije prolaska jonskih snopova kroz filmove materijala u superizolatorskom stanju sprovedene su u TRIM modulu programskog paketa SRIM [58]. Ovaj program omogućava proračun gubitka energije upadnog zračenja putem jonizacije, fononskog pobuđivanja rešetke i izmeštanja atoma materijala. Svaki od ova tri vida interakcije sa materijalom dovodi do specifičnih promena njegovih fizičkih osobina, koje mogu da budu prolazne ili trajne.

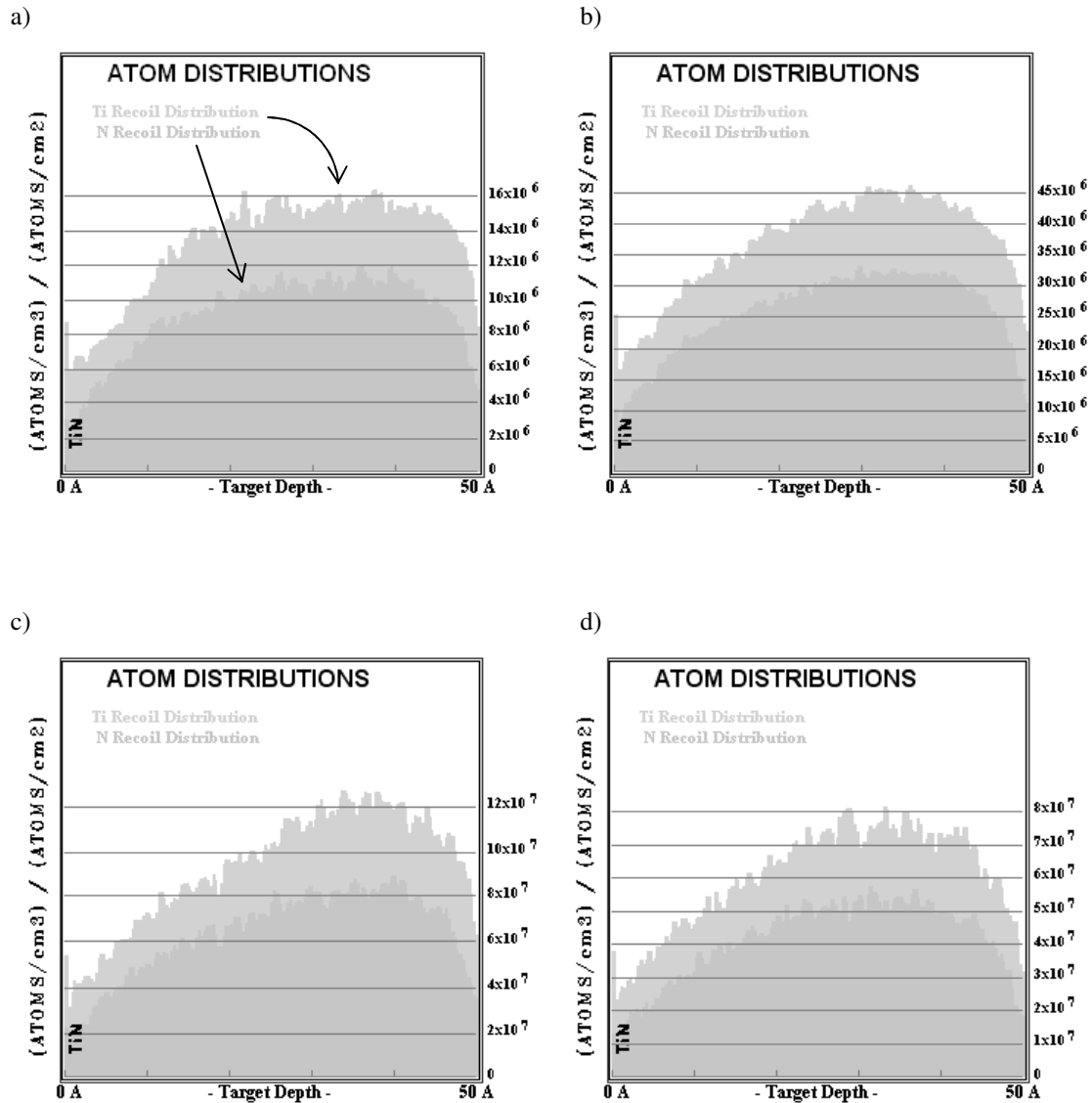
Pri proračunu oštećenja izmeštanjem, SRIM simulira kaskade izmeštenih atoma razlikujući četiri tipa događaja: sudar sa izmeštanjem, proizvodnju vakancije, sudar sa

zamenom atoma i pojavu intersticijalnih atoma. Broj nastalih vakancija jednak je razlici broja sudara sa izmeštanjem atoma rešetke i broja sudara u kojima mesto izbačenog atoma rešetke zauzima jon koji proizvodi sudar. Zamena atoma rešetke upadnim jonom događa se kada jonu koji proizvodi sudar nakon sudara ne preostane dovoljno energije da nastavi kretanje. On tada zauzima upražnjeno mesto u čvoru rešetke i postaje supstitucijski atom. Sudari sa zamenom atoma mogu da smanje broj nastalih vakancija i do 30%. Broj intersticijskih atoma jednak je razlici broja nastalih vakancija i broja izmeštenih atoma koji napuste film izučavanog materijala.

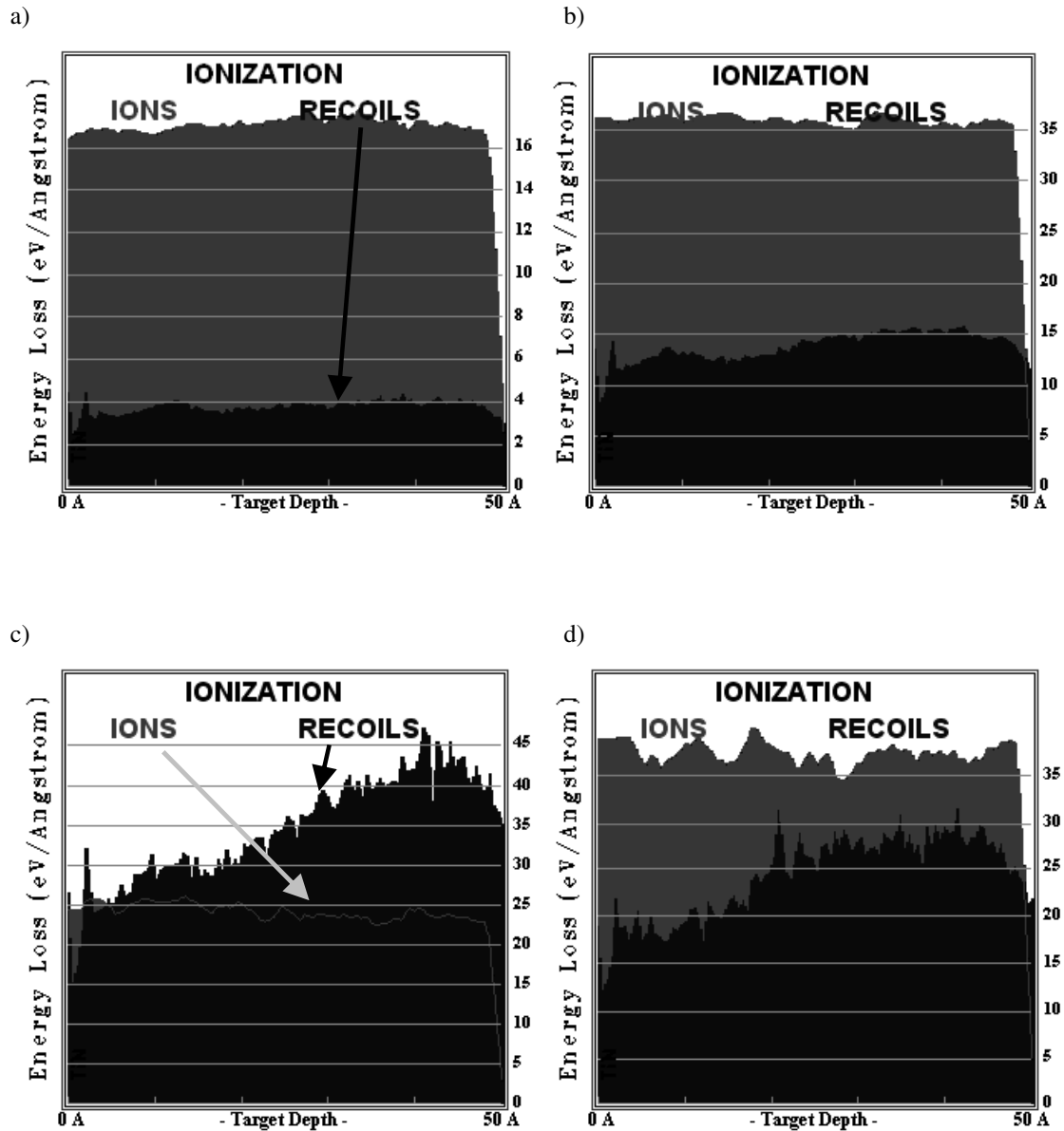
Činjenica da SRIM pretpostavlja da se materijal pre izlaganja zračenju nalazi na temperaturi apsolutne nule čini ovaj program pogodnim za razmatranje radijacionih efekata u superizolatorskom stanju, koje postoji samo pri ekstremno niskim temperaturama. Analiza raskidanja Kuperovih parova u superizolatorskim ostrvima pri prolasku zračenja vršena je zamenom energije jonizacije atoma materijala vrednošću koja odgovara energiji disocijacije para.

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

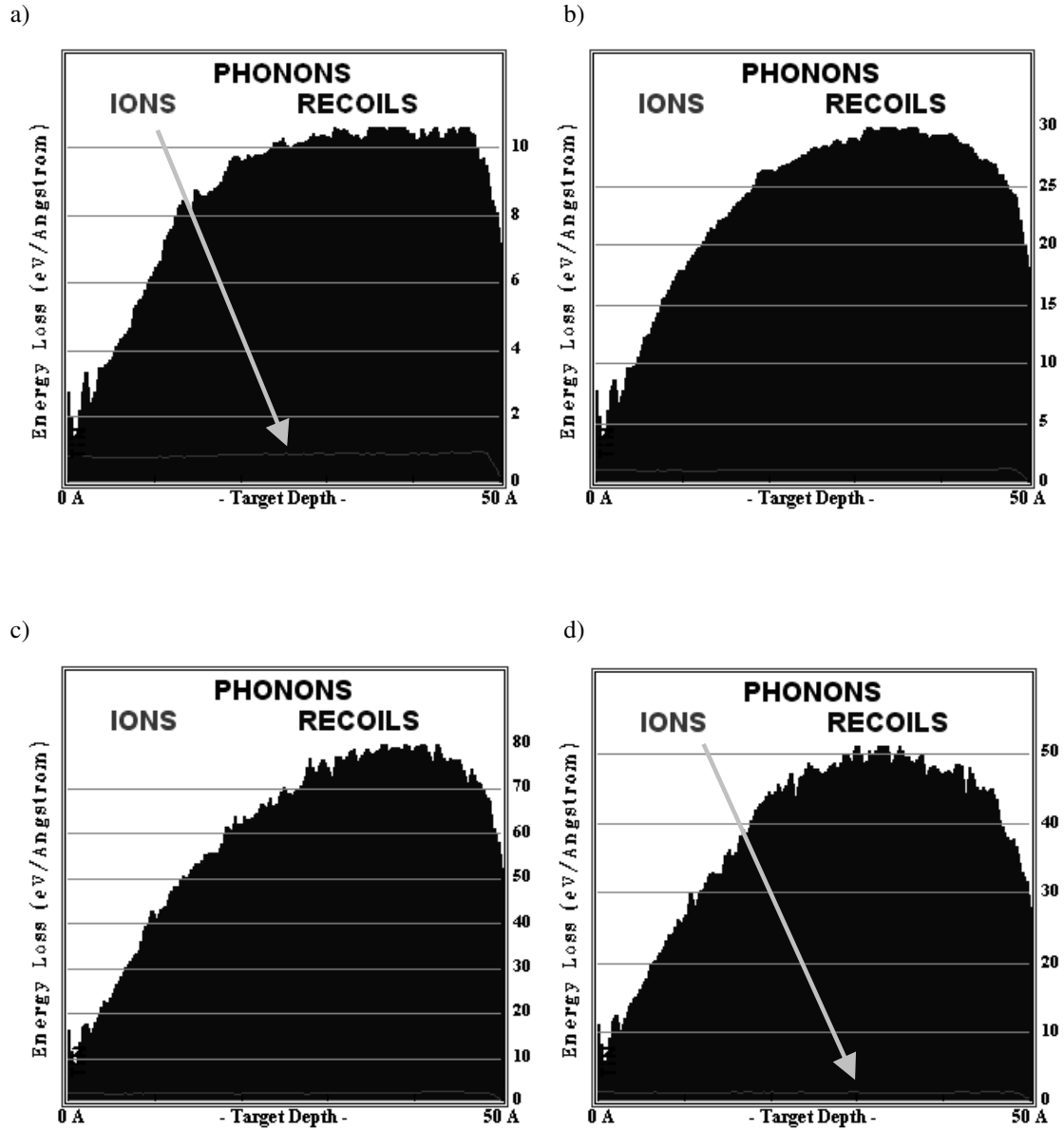
Na slikama 4.1 - 4.19. jedinica uz x osu, koja odgovara dubini unutar filma, je angstrom ($1 \text{ \AA} = 0,1 \text{ nm}$).



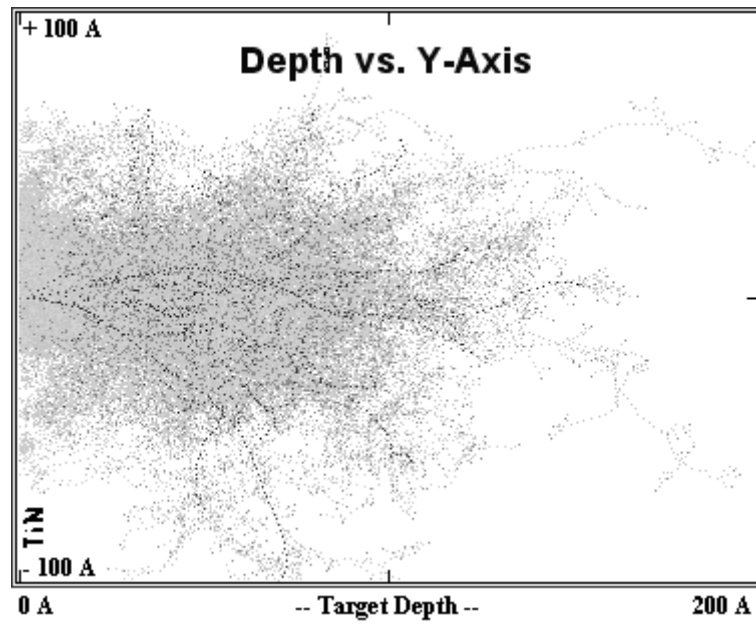
Slika 4.1. Raspodela izmeštenih atoma titanijuma i azota u filmu TiN debljine 5 nm ozračenom snopom od a) 10^4 jona bora energije 10 keV, b) 10^4 jona fosfora energije 50 keV, c) 10^3 jona arsena energije 50 keV, d) 10^3 jona gvožđa energije 100 keV. Jedinica uz x osu, koja odgovara dubini unutar filma, je angstrom ($1 \text{ Å} = 0,1 \text{ nm}$).



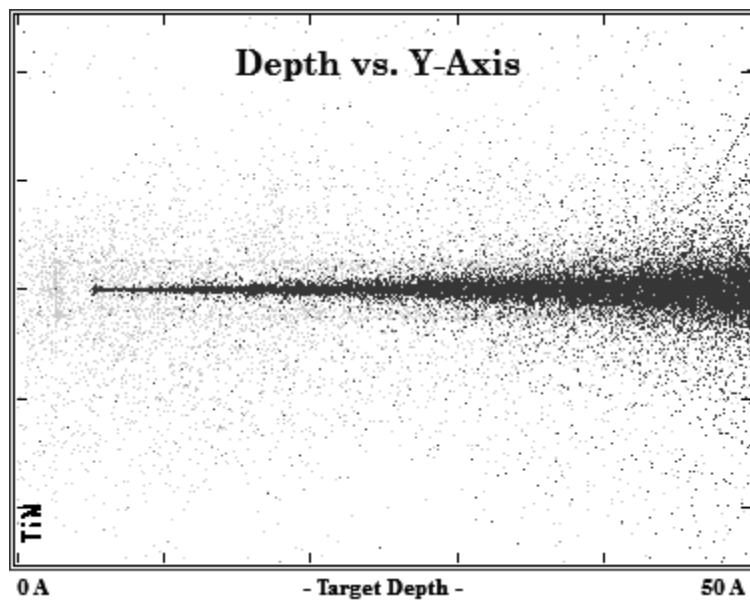
Slika 4.2. Jonizacioni gubici upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N u filmu TiN debljine 5 nm ozračenom snopom od a) 10^4 jona bora energije 10 keV, b) 10^4 jona fosfora energije 50 keV, c) 10^3 jona arsena energije 50 keV, d) 10^3 jona gvožđa energije 100 keV. Jedinica uz x osu, koja odgovara dubini unutar filma, je angstrom ($1 \text{ \AA} = 0,1 \text{ nm}$).



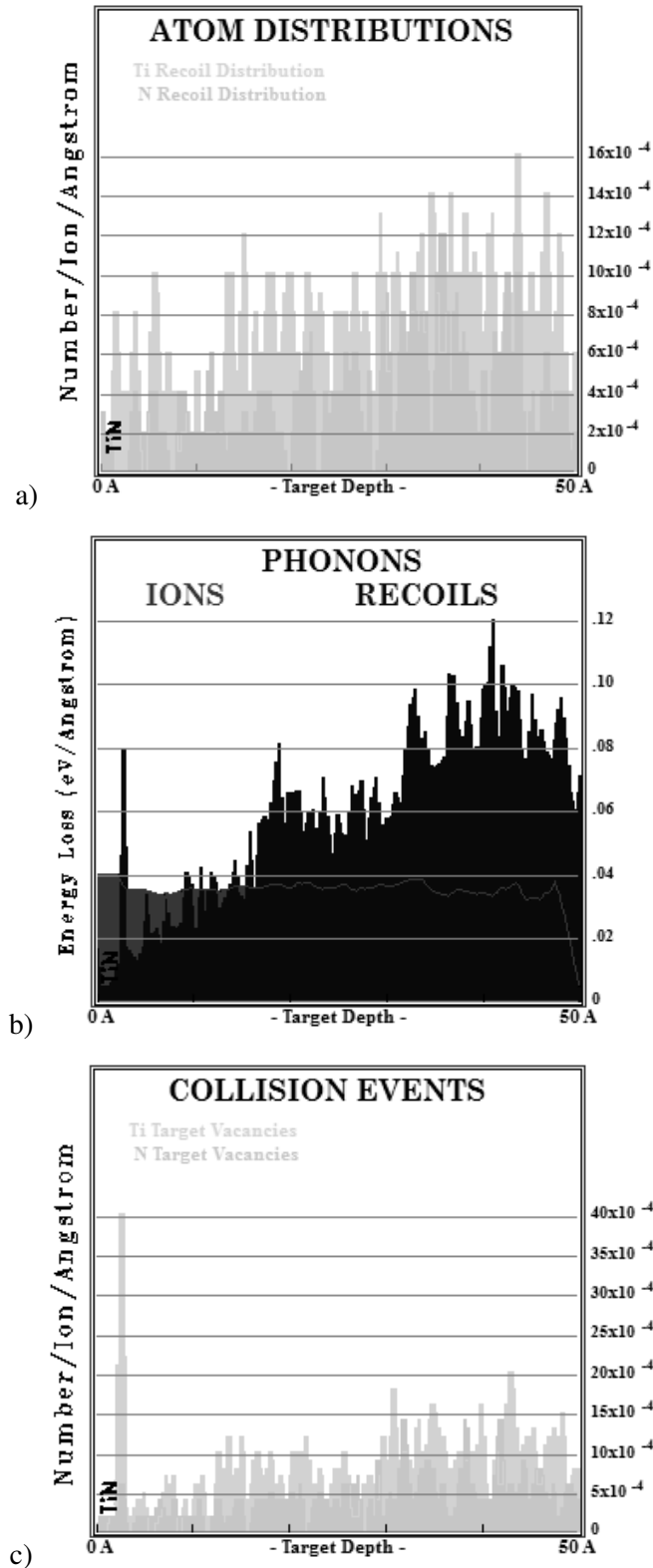
Slika 4.3. Fononski gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N u filmu TiN debljine 5 nm ozračenom snopom od a) 10^4 jona bora energije 10 keV, b) 10^4 jona fosfora energije 50 keV, c) 10^3 jona arsena energije 50 keV, d) 10^3 jona gvožđa energije 100 keV. Jedinica uz x osu, koja odgovara dubini unutar filma, je angstrom ($1 \text{ \AA} = 0,1 \text{ nm}$).



Slika 4.4. Tragovi čestica za upadni snop od 100 jona gvožđa energije 10 keV u filmu TiN debljine 20 nm. Tamniji tragovi odgovaraju jonima Fe, dok su svetliji tragovi putanje izmeštenih jona Ti i N.

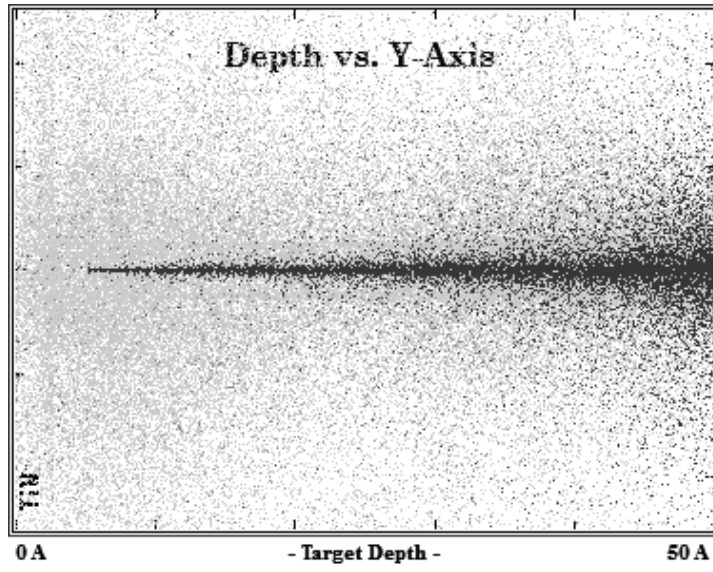


Slika 4.5. Tragovi čestica za upadni snop od 10^4 protona energije 10 keV u filmu TiN debljine 5 nm. Tamniji tragovi odgovaraju protonima, dok su svetliji tragovi putanje izmeštenih jona Ti i N.

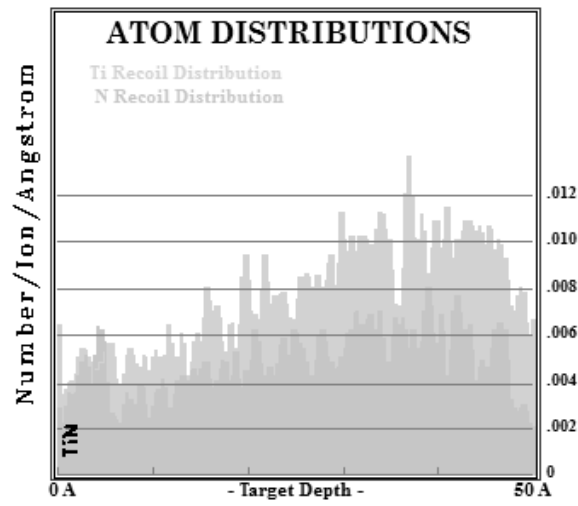


Slika 4.6. Rezultati za upadni snop od 10^4 protona energije 10 keV u filmu TiN debljine 5 nm: a) Raspodela izmeštenih atoma titanijuma i azota, b) Fononski gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, c) Raspodela vakancija nastalih izmeštanjem atoma Ti i N.

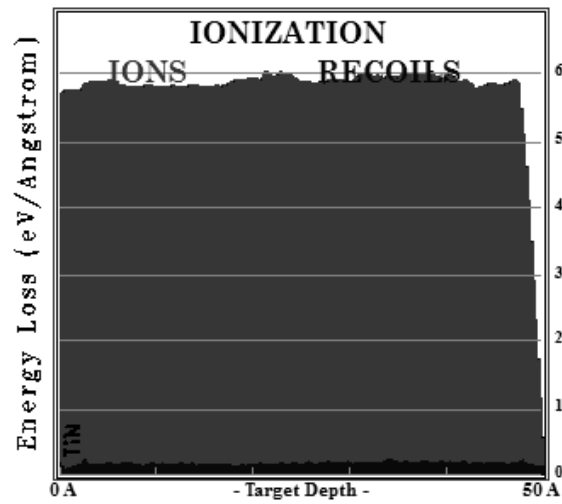
a)



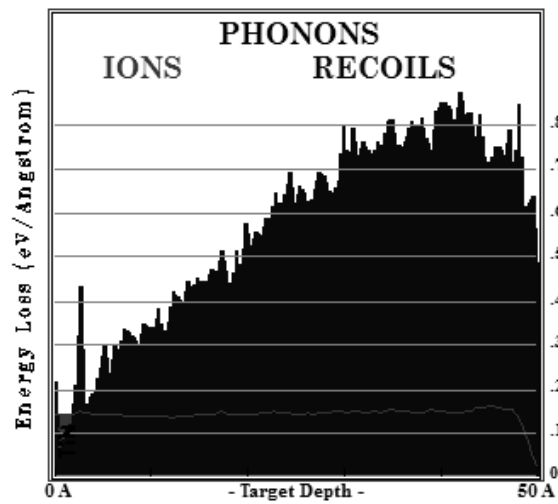
b)



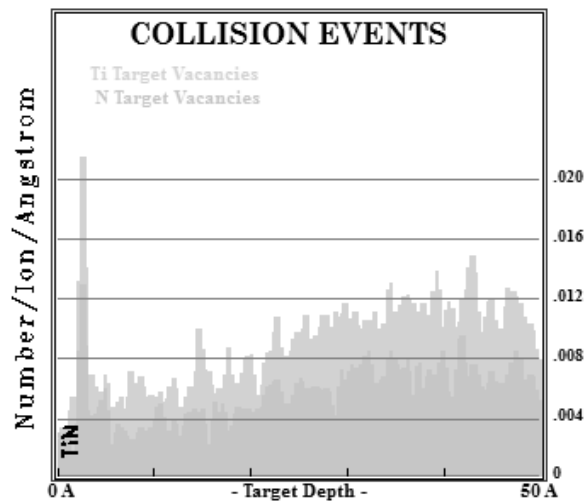
c)



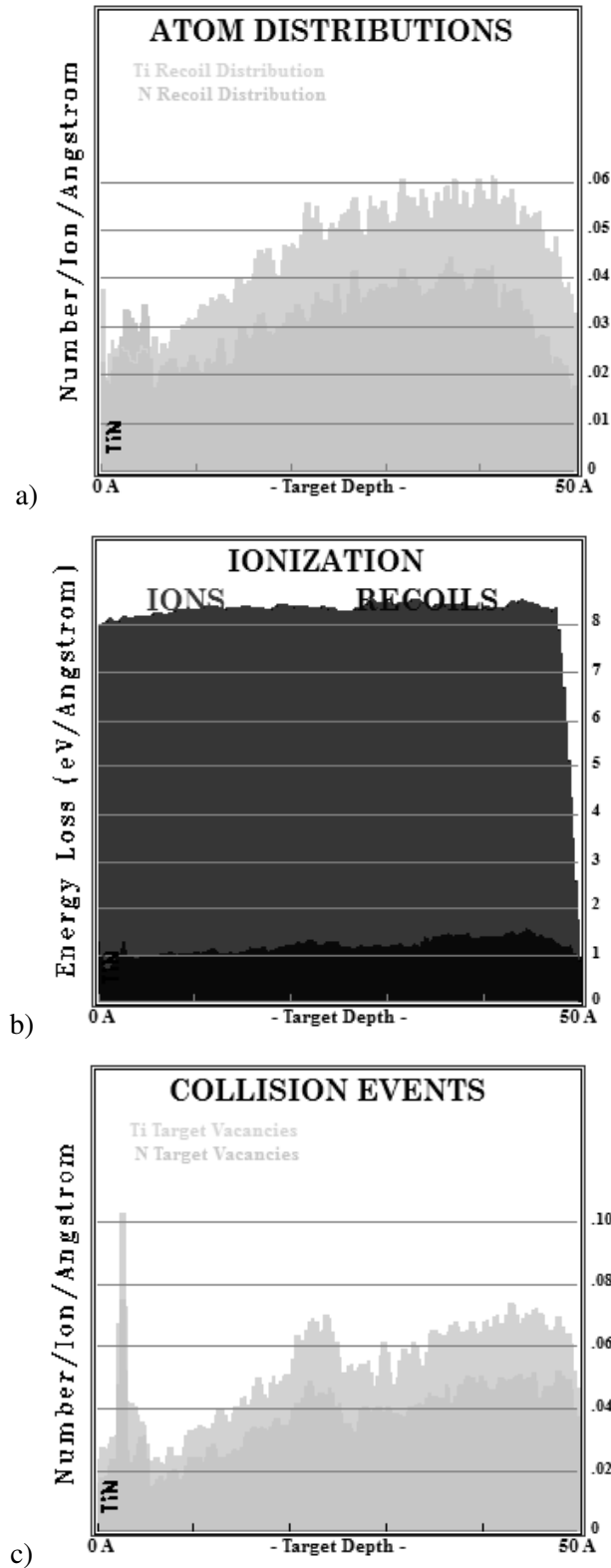
d)



e)

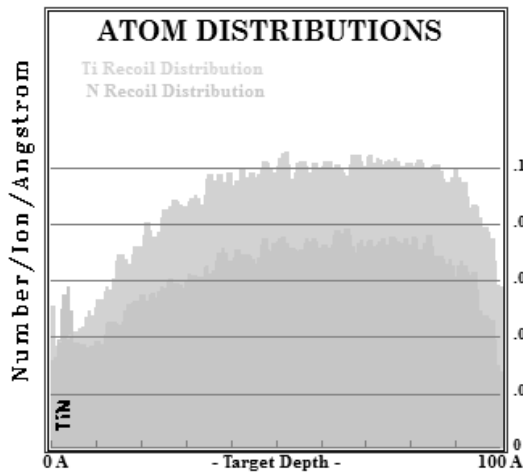


Slika 4.7. Rezultati za upadni snop od 10^4 alfa čestica energije 10 keV u filmu TiN debljine 5 nm: a) Tragovi čestica (tamniji odgovaraju alfa česticama, a svetliji izmeštenim jonima Ti i N), b) Raspodela izmeštenih atoma Ti i N, c) Jonizacioni gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, d) Fononski gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, e) Raspodela vakancija nastalih izmeštanjem atoma Ti i N.

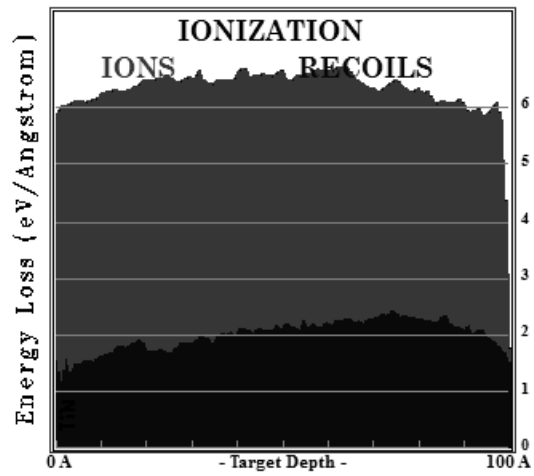


Slika 4.8. Rezultati za upadni snop od 10^4 jona bora energije 10 keV u filmu TiN debljine 5 nm: a) Raspodela izmeštenih atoma titanijuma i azota, b) Fononski gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, c) Raspodela vakancija nastalih izmeštanjem atoma Ti i N.

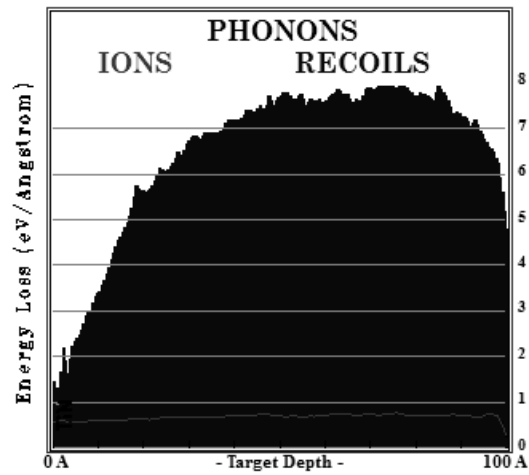
a)



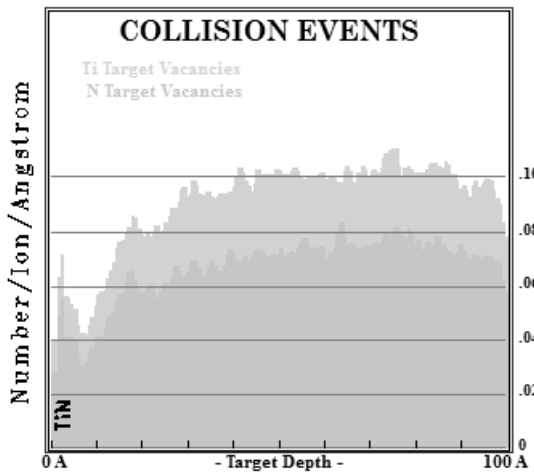
b)



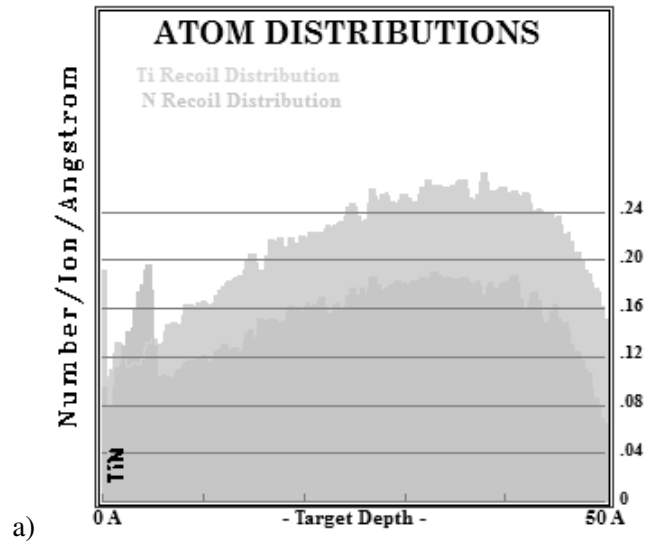
c)



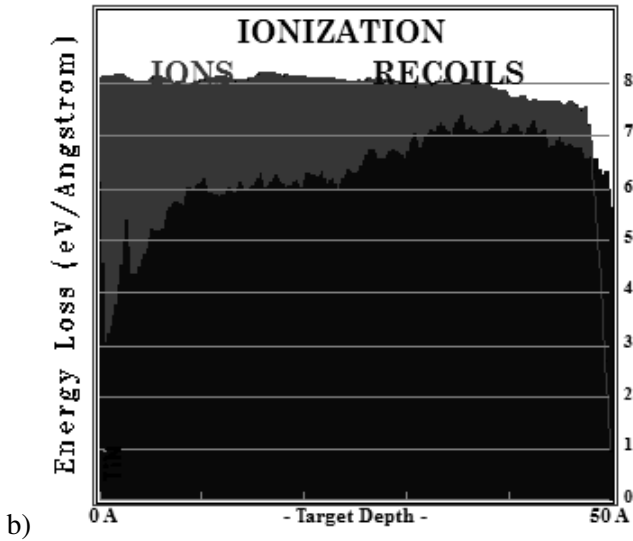
d)



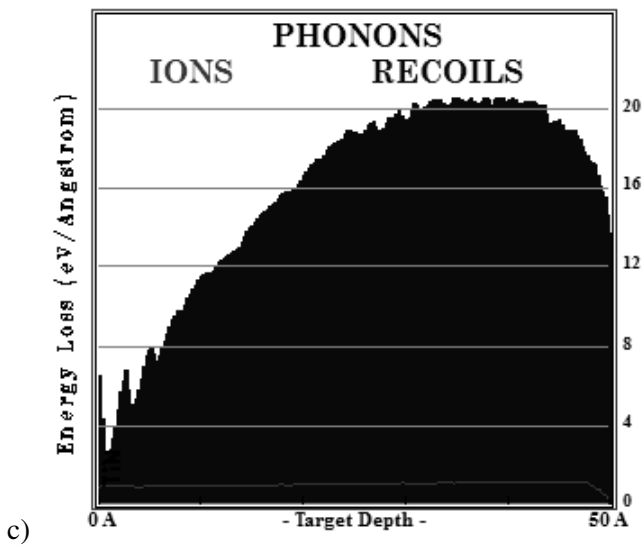
Slika 4.9. Rezultati za upadni snop od 10^4 jona bora energije 5 keV u filmu TiN debljine 10 nm: a) Raspodela izmeštenih atoma Ti i N, b) Jonizacioni gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, c) Fononski gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, d) Raspodela vakancija nastalih izmeštanjem atoma Ti i N.



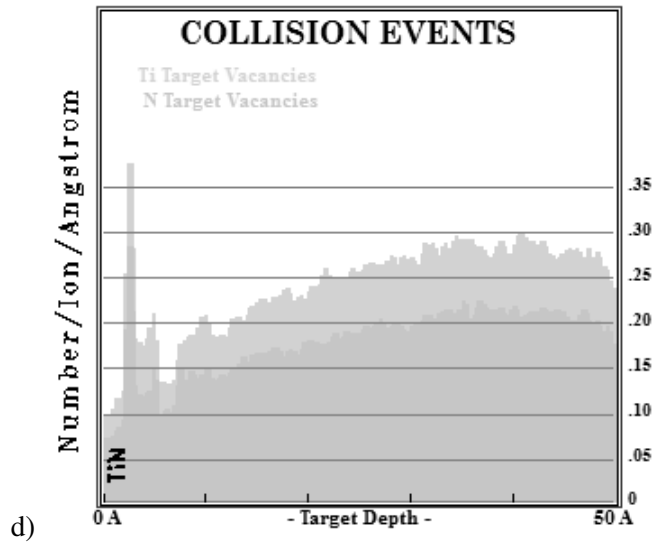
a)



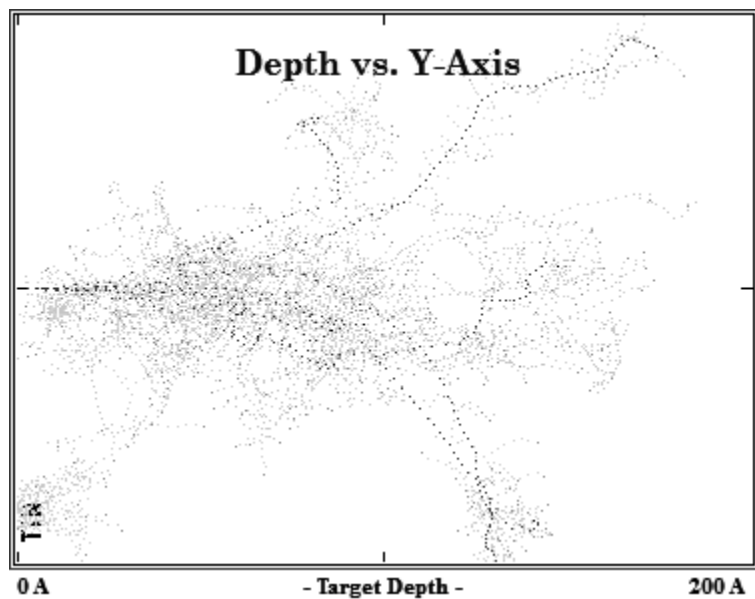
b)



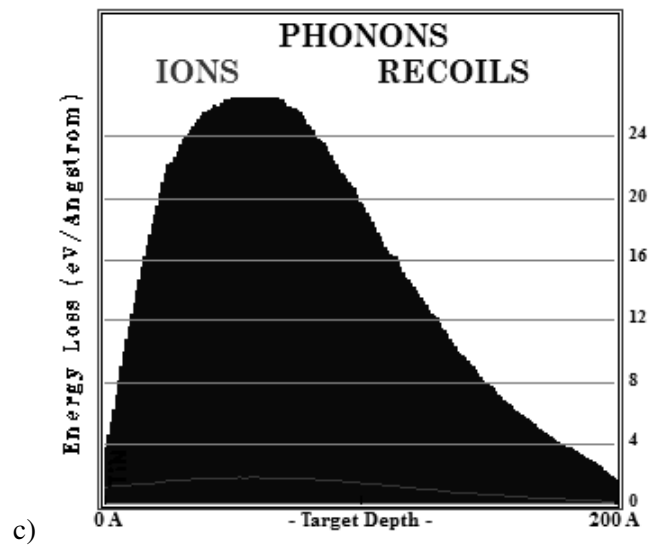
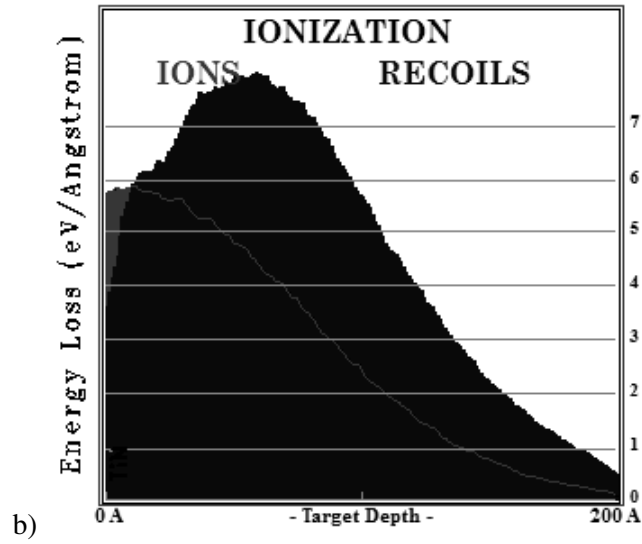
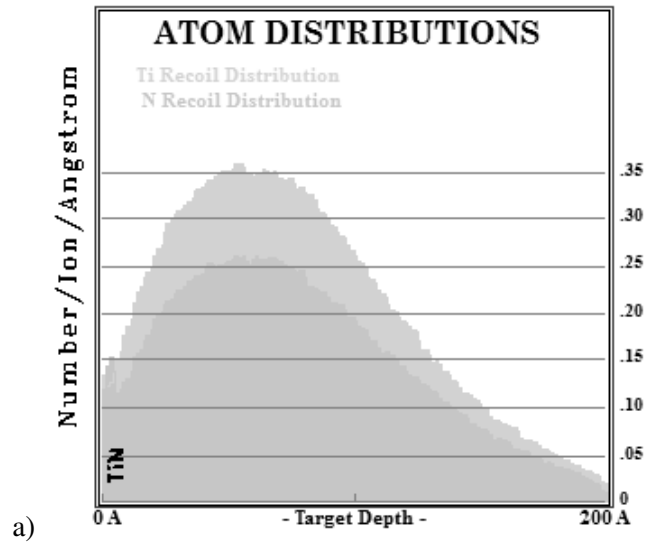
c)

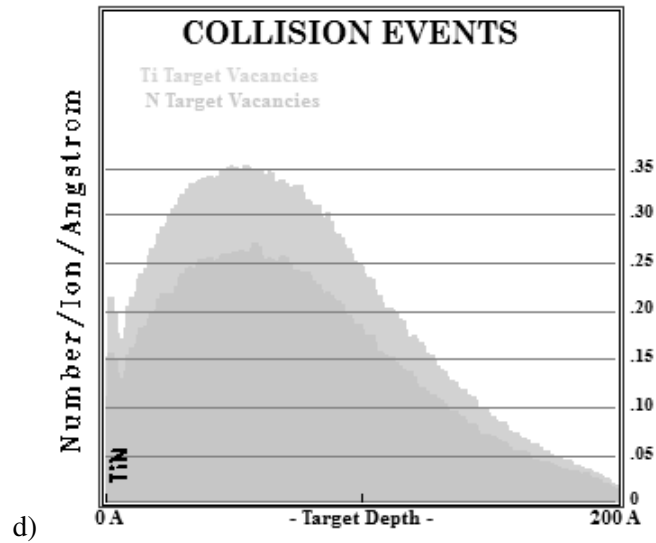


Slika 4.10. Rezultati za upadni snop od 10^4 jona fosfora energije 10 keV u filmu TiN debljine 5 nm: a) Raspodela izmeštenih atoma Ti i N, b) Jonizacioni gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, c) Fononski gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, d) Raspodela vakancija nastalih izmeštanjem atoma Ti i N.

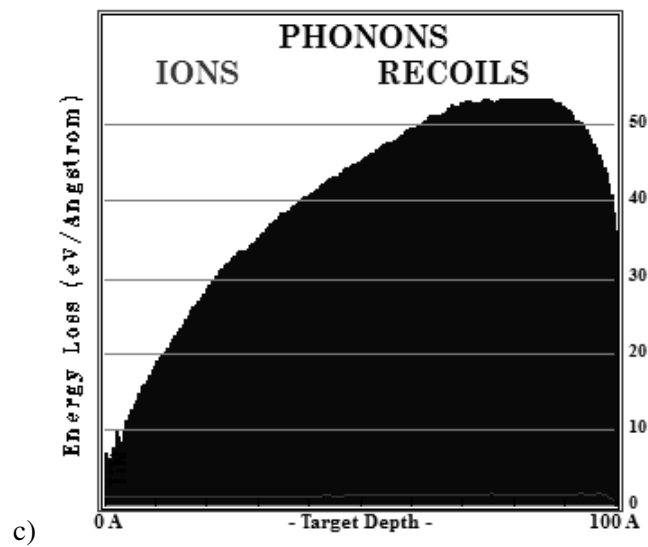
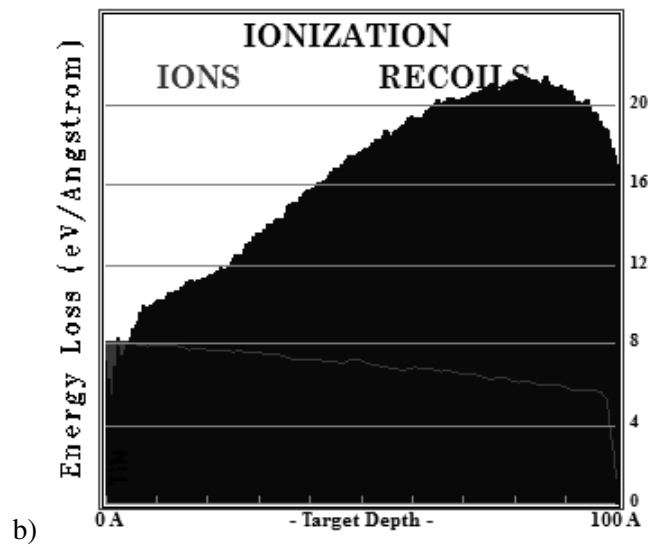
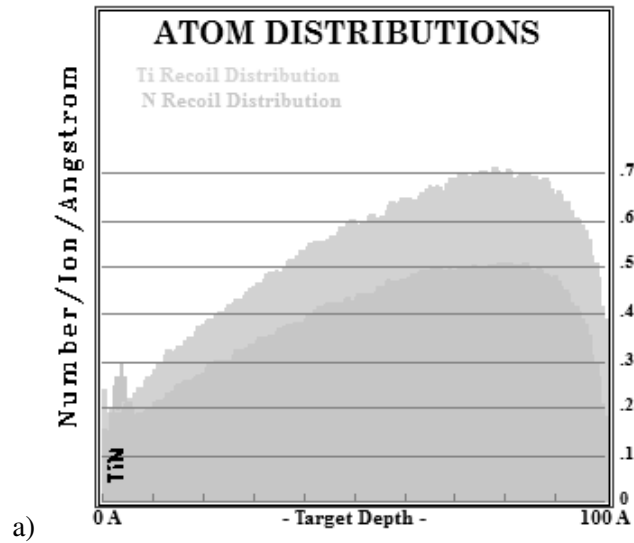


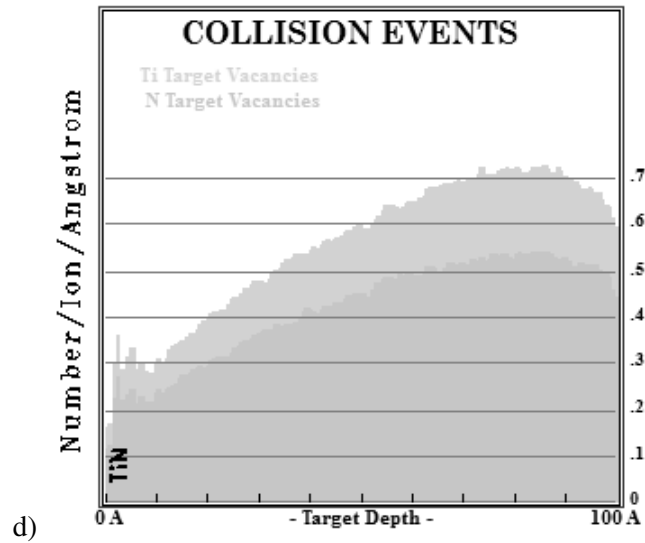
Slika 4.11. Tragovi čestica za upadni snop od 10 jona fosfora energije 5 keV u filmu TiN debljine 20 nm. Tamniji tragovi odgovaraju protonima, dok su svetliji tragovi putanje izmeštenih jona Ti i N.



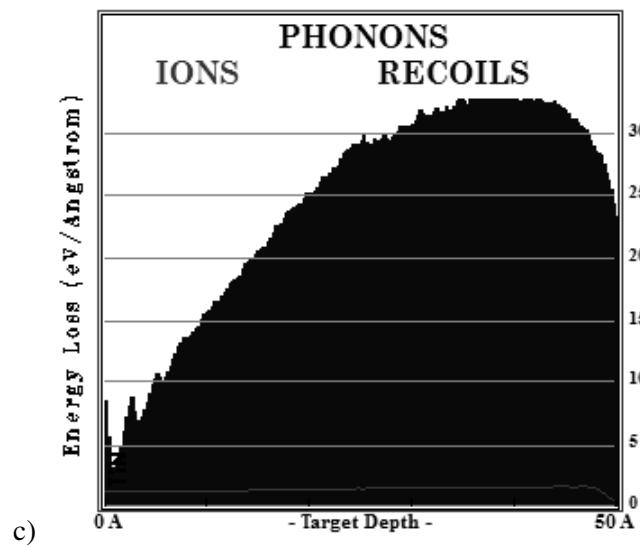
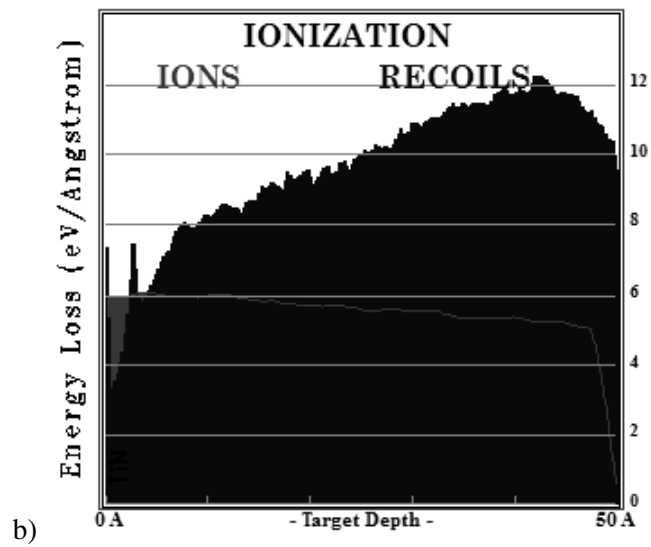
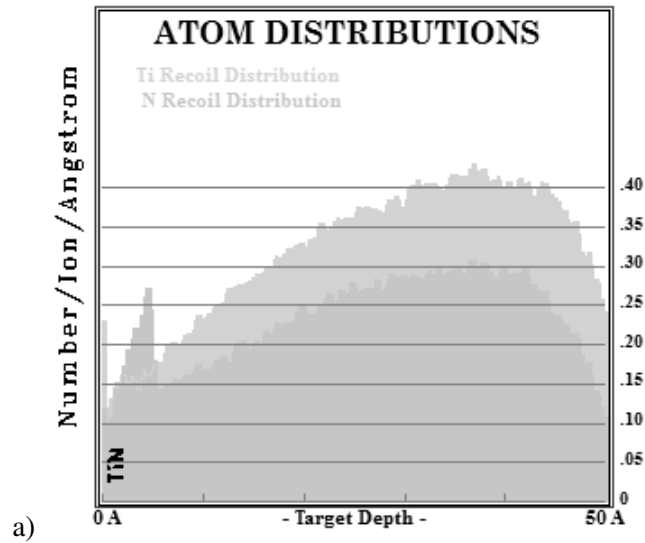


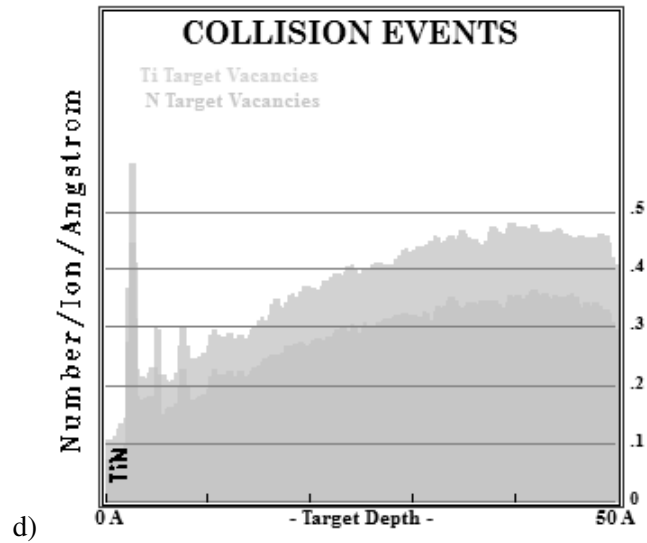
Slika 4.12. Rezultati za upadni snop od 10^4 jona fosfora energije 5 keV u filmu TiN debljine 20 nm: a) Raspodela izmeštenih atoma Ti i N, b) Jonizacioni gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, c) Fononski gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, d) Raspodela vakancija nastalih izmeštanjem atoma Ti i N.



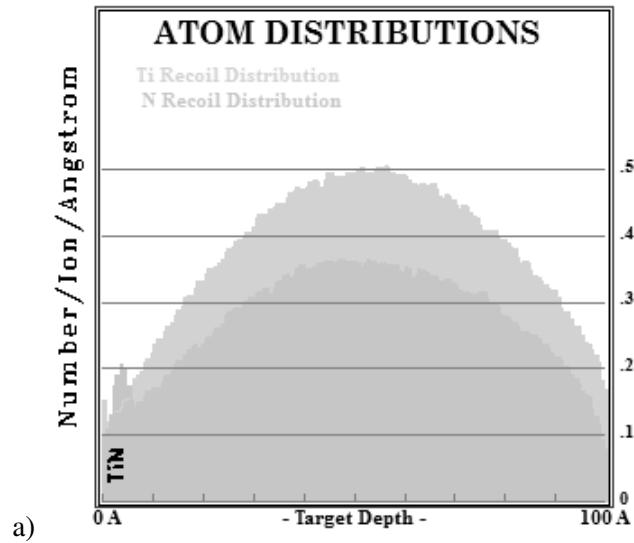


Slika 4.13. Rezultati za upadni snop od 10^4 jona arsena energije 20 keV u filmu TiN debljine 10 nm: a) Raspodela izmeštenih atoma Ti i N, b) Jonizacioni gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, c) Fononski gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, d) Raspodela vakancija nastalih izmeštanjem atoma Ti i N.

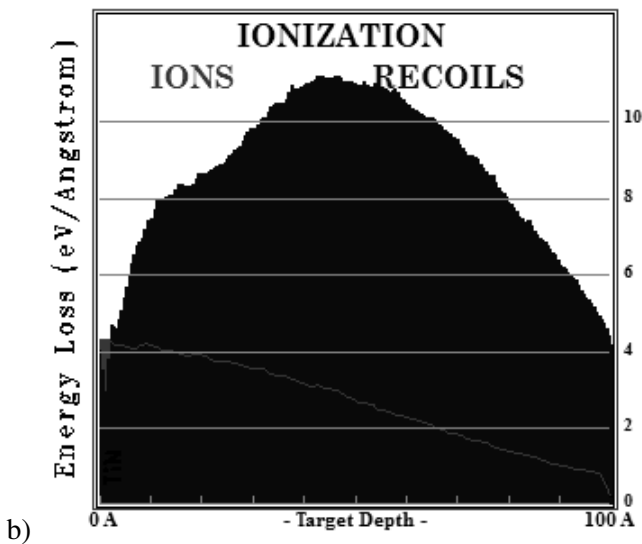




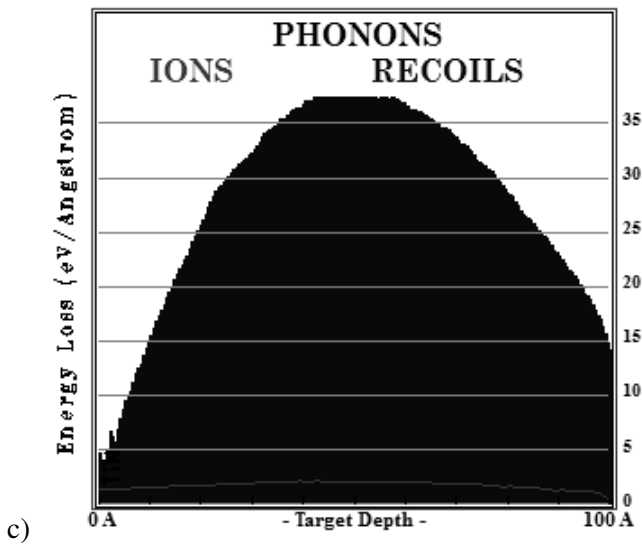
Slika 4.14. Rezultati za upadni snop od 10^4 jona gvožđa energije 10 keV u filmu TiN debljine 5 nm: a) Raspodela izmeštenih atoma Ti i N, b) Jonizacioni gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, c) Fononski gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, d) Raspodela vakancija nastalih izmeštanjem atoma Ti i N.



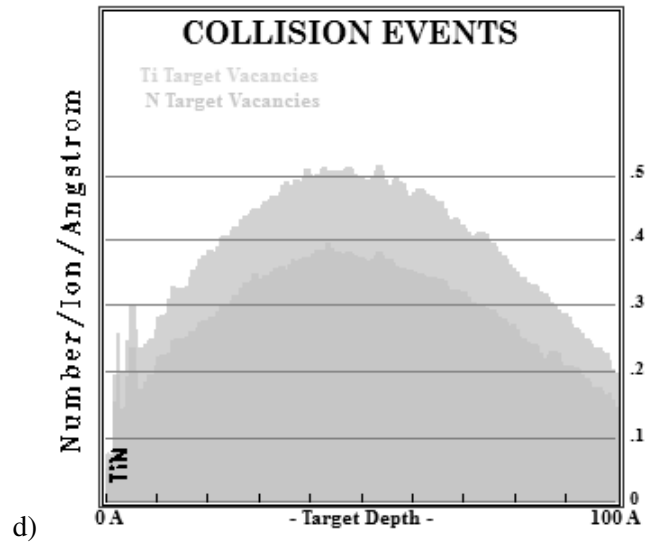
a)



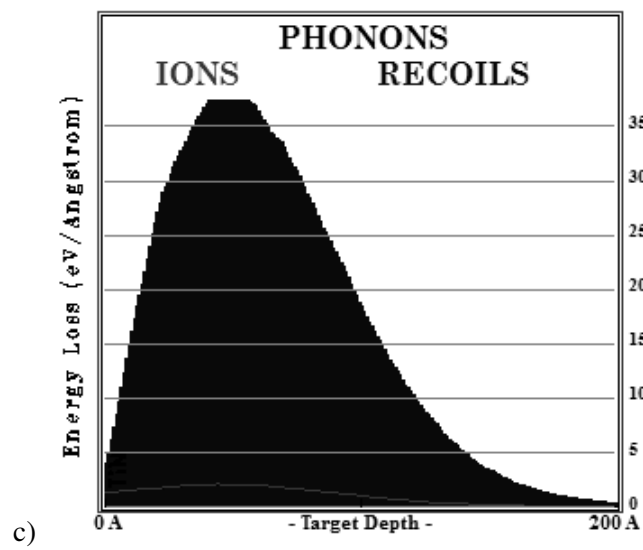
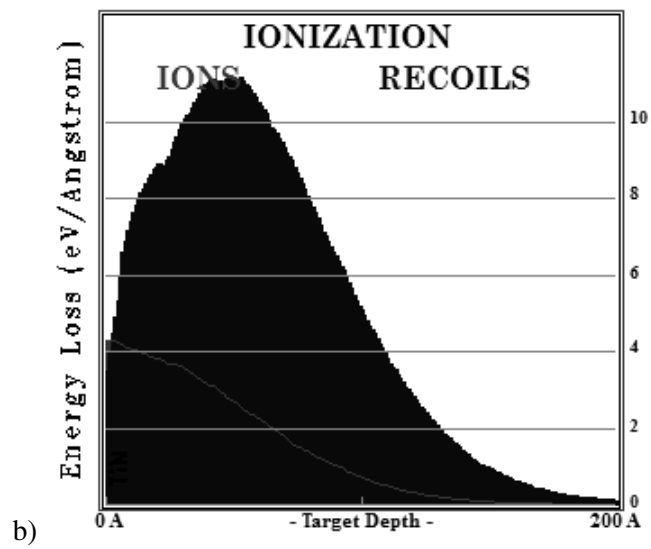
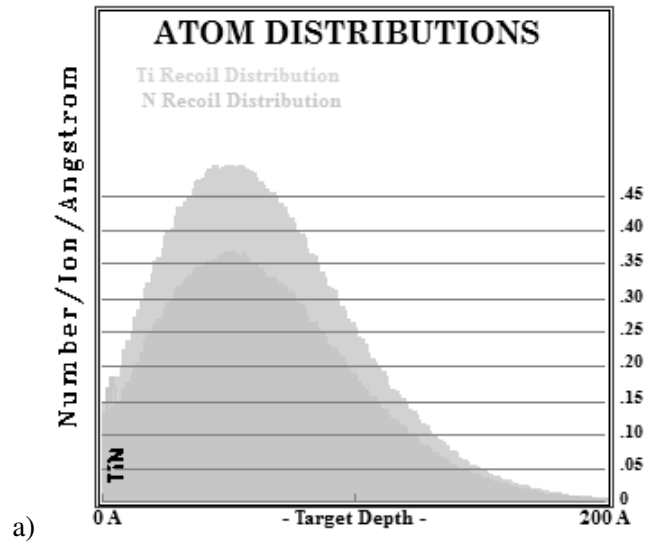
b)

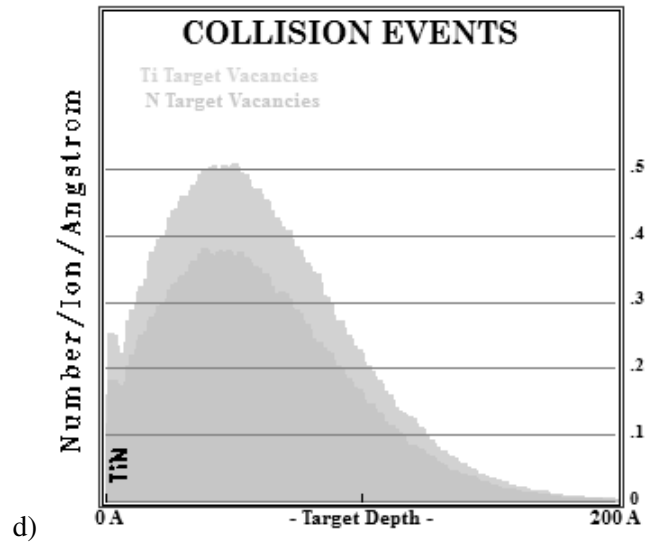


c)

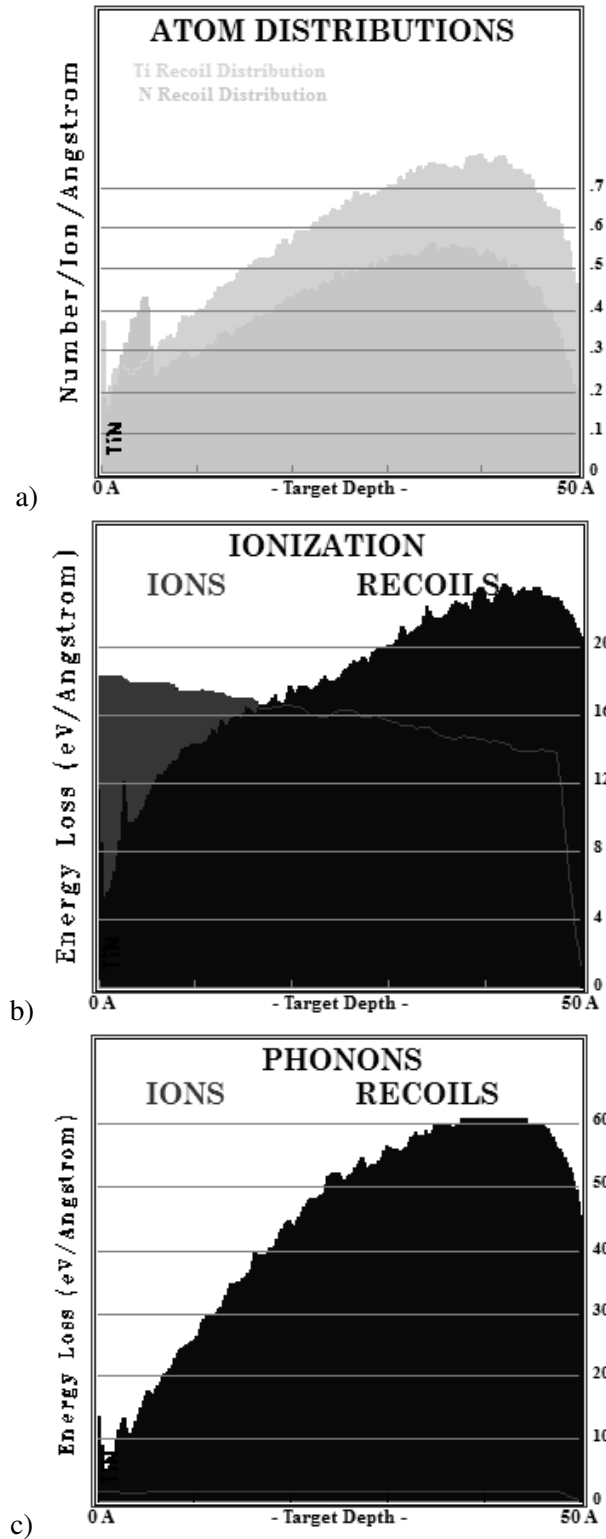


Slika 4.15. Rezultati za upadni snop od 10^4 jona gvožđa energije 5 keV u filmu TiN debljine 10 nm: a) Raspodela izmeštenih atoma Ti i N, b) Jonizacioni gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, c) Fononski gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, d) Raspodela vakancija nastalih izmeštanjem atoma Ti i N.

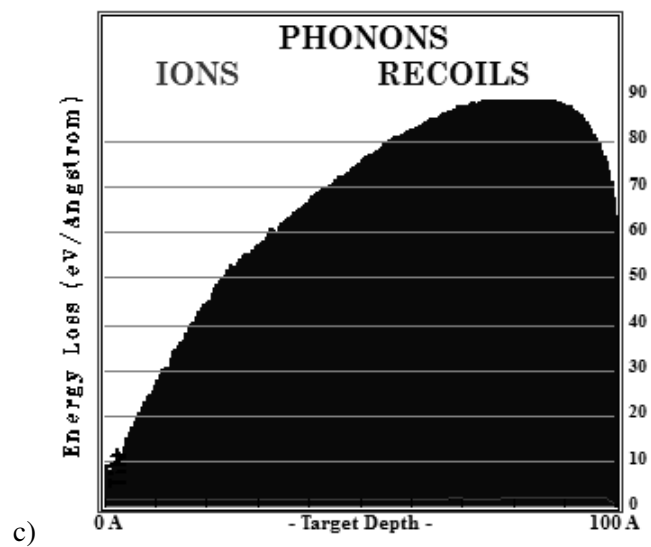
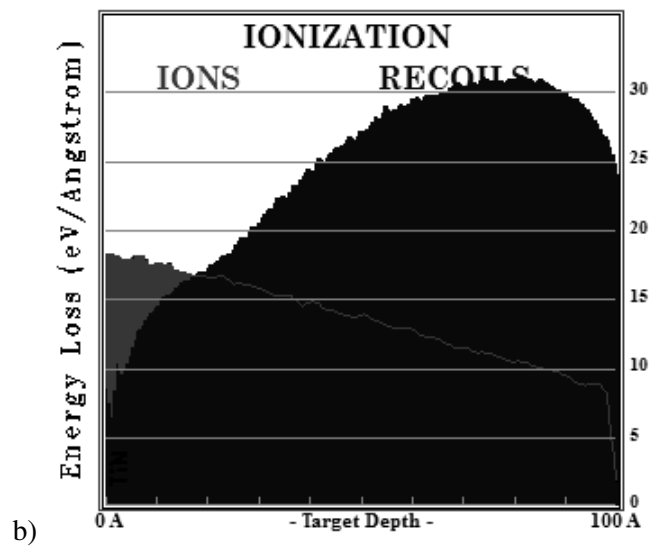
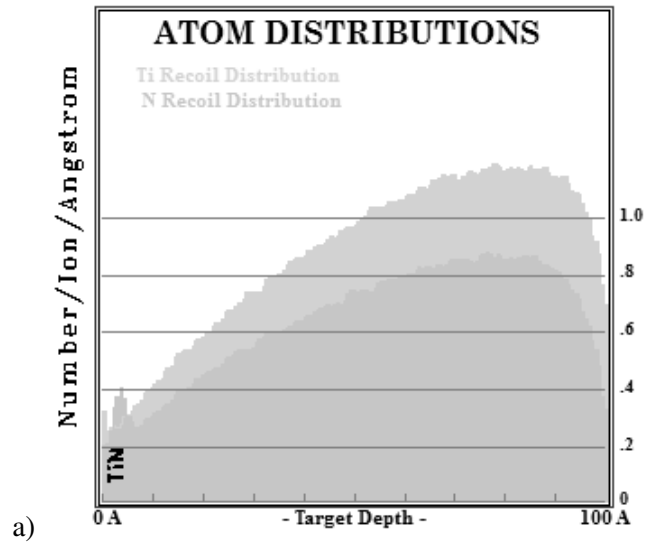


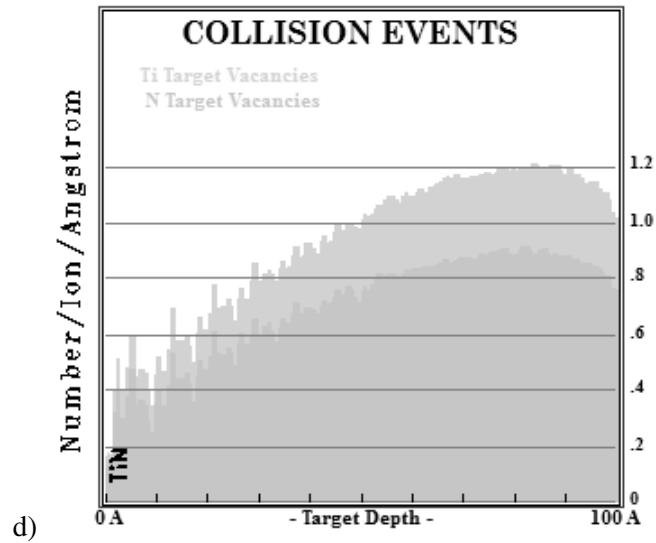


Slika 4.16. Rezultati za upadni snop od 10^4 jona gvožđa energije 5 keV u filmu TiN debljine 20 nm: a) Raspodela izmeštenih atoma Ti i N, b) Jonizacioni gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, c) Fononski gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, d) Raspodela vakancija nastalih izmeštanjem atoma Ti i N.

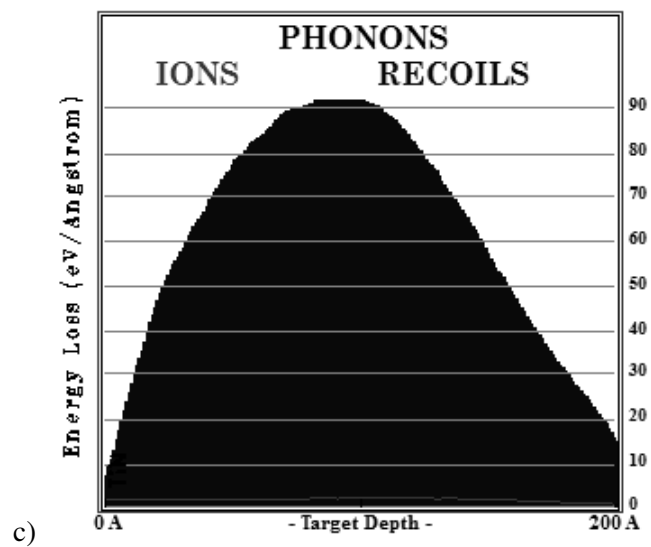
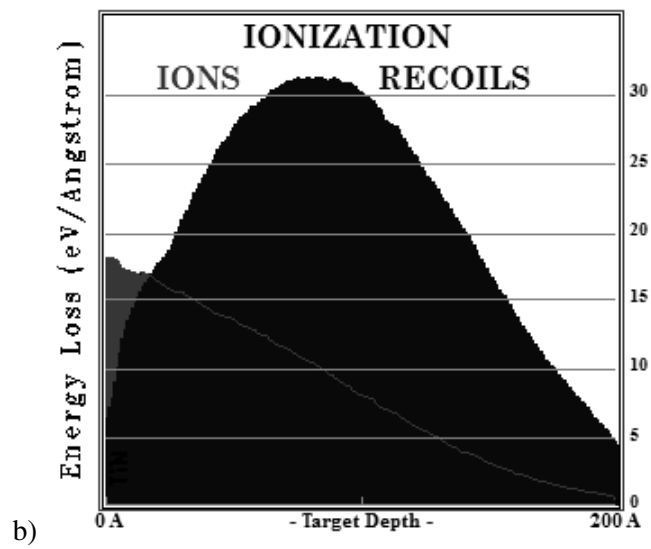
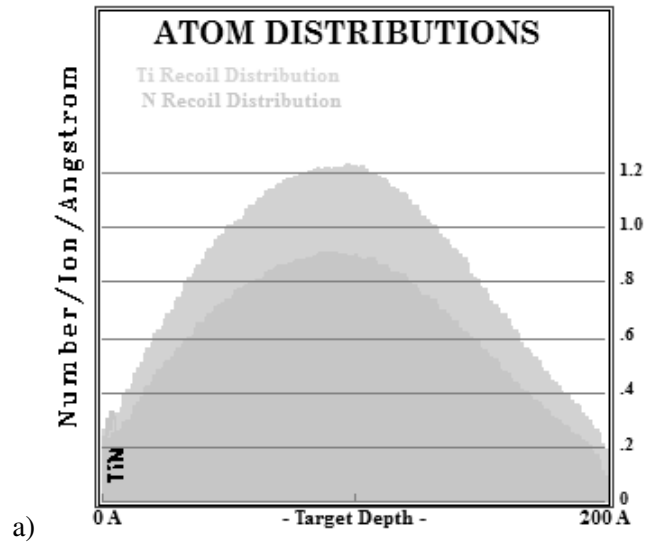


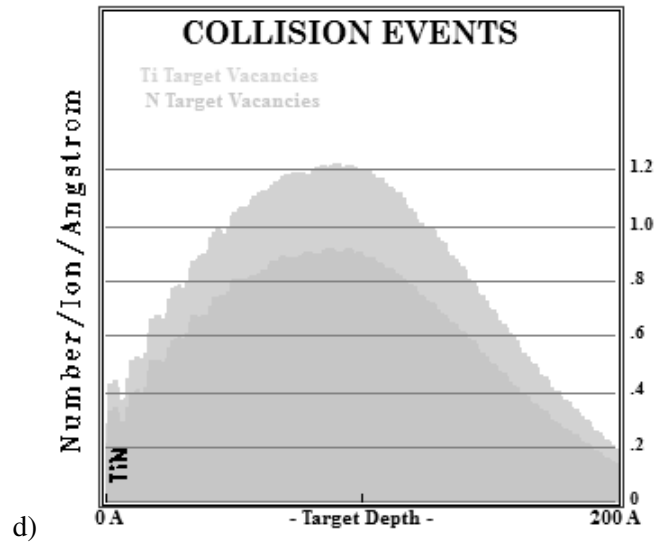
Slika 4.17. Rezultati za upadni snop od 10^4 jona olova energije 20 keV u filmu TiN debljine 5 nm: a) Raspodela izmeštenih atoma titanijuma i azota, b) Jonizacioni gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, c) Fononski gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N.





Slika 4.18. Rezultati za upadni snop od 10^4 jona olova energije 20 keV u filmu TiN debljine 10 nm: a) Raspodela izmeštenih atoma Ti i N, b) Jonizacioni gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, c) Fononski gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, d) Raspodela vakancija nastalih izmeštanjem atoma Ti i N.





Slika 4.19. Rezultati za upadni snop od 10^4 jona olova energije 20 keV u filmu TiN debljine 20 nm: a) Raspodela izmeštenih atoma Ti i N, b) Jonizacioni gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, c) Fononski gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma Ti i N, d) Raspodela vakancija nastalih izmeštanjem atoma Ti i N.

5. ANALIZA EFEKATA ZRAČENJA U SUPERIZOLATORIMA

Rezultati dejstva zračenja na filmove materijala koji mogu da se nađu u superizolatorskom stanju pružaju mogućnost da se na osnovu fizičkog modela ovog stanja izvedu zaključci o radijacionim efektima u superizolatorima i predlože metode radijacionog očvršćavanja ovih materijala.

5.1. Diskusija rezultata numeričkih simulacija

Zahvaljujući maloj debljini (~ 10 nm), superizolatorski filmovi su neosetljivi na jone energija većih od 1 MeV. Nejonizujući gubici visokoenergetskih jona (fonoske pobude i oštećenja izmeštanjem) su mali i ne narušavaju superizolatorsko stanje. Simulacije transporta zračenja, međutim, pokazuju da se za određene vrste i energije jona u ozračenim filmovima javlja veliki broj izmeštenih atoma. Broj izmeštenih atoma je direktno proporcionalan fluensu upadnog zračenja, odnosno broju jona čiji se prolazak prati u Monte Carlo simulaciji. Ionizacioni gubici upadnih i izmeštenih jona odgovaraju raskidanju Kuperovih parova u superprovodnim ostrvima. Rezultati simulacija takođe ukazuju da se deo energije zračenja pretvara u energiju fononskih pobuda rešetke [31].

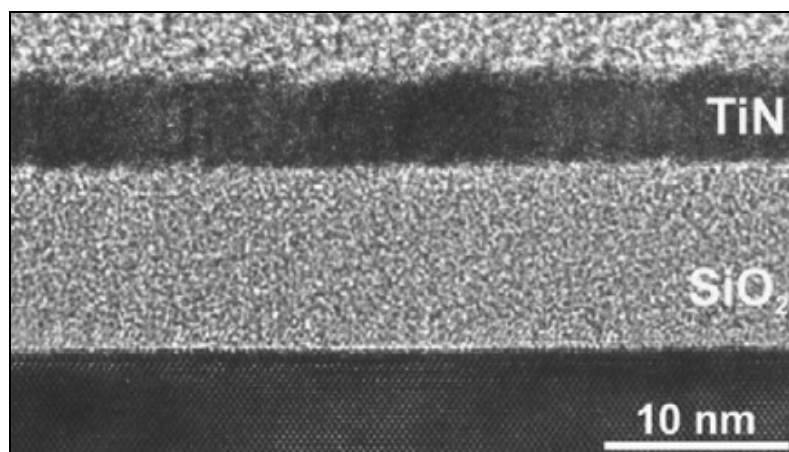
Zračenje može da utiče na osobine superizolatora na više načina. Prostorno naelektrisanje koje stvaraju izmešteni joni koji zauzimaju intersticijalne (međučvorne) položaje utiče na energiju naelektrisanja E_c Džosefsonovih spojeva, koji postoje između superprovodnih ostrva u granularnoj strukturi superizolatora. Promena energije naelektrisanja za sobom povlači promenu kolektivne kulonovske barijere Δ_c prema jednakosti (2.30).

Iz rezultata simulacija za filmove titanijum nitrida uočava se da je, u gotovo svim slučajevima, izmeštanje atoma titanijuma znatno izraženije od izmeštanja atoma azota. Intersticijalni atomi Ti predstavljaju pozitivno zapreminsko naelektrisanje i svojim prisustvom smanjuju energiju naelektrisanja. Stabilnost superizolatorskog stanja kritično zavisi od vrednosti E_c . Ovo stanje može da postoji samo pod uslovom da je $E_c > k_B T$. Ukoliko su radijaciona oštećenja dovoljno velika da je ovaj uslov narušen, film

može da pređe u stanje sa termičkim pobuđivanjem nosilaca naelektrisanja, čime strujno-naponska karakteristika menja karakter od duplo-eksponencijalnog u običan eksponencijalni.

Jonizacioni gubici proračunati na osnovu simulacija odnose se na generisanje parova elektron-šupljina u normalnoj fazi materijala, ali ukazuju na mogućnost znatnog raskidanja Kuperovih parova, kada se energija jonizacije, odnosno nastajanja para elektron-šupljina, zameni energijom disocijacije Kuperovog para. Upadni i izmešteni joni mogu da dovedu do disocijacije dovoljnog broja Kuperovih parova da bude narušen osnovni uslov superizolatorskog ponašanja - globalna fazna koherencija parova u čitavom uzorku.

Fononsko pobuđivanje materijala prolaskom zračenja povećava efektivnu temperaturu fonoskog okruženja. Pobuđeni fononski modovi, koji su pri niskim temperaturama neophodnim za postojanje superizolatorskog stanja potisnuti, dejstvom zračenja se ponovo uspostavljaju. Ove fonoske eksitacije posreduju u procesima razmene energije koji prate tunelovanje Kuperovih parova između ostrva, što dovodi do pojave struje tunelovanja i narušenja superizolatorskog stanja [31].



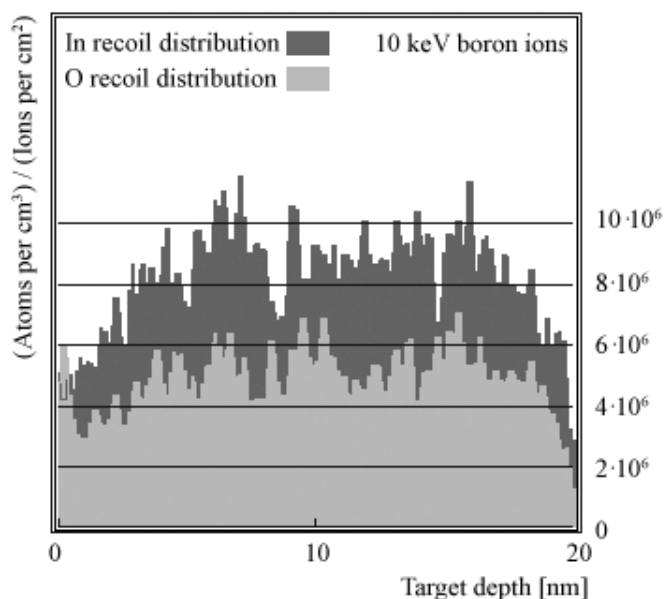
Slika 5.1. HRTEM mikrograf poprečnog preseka strukture koja je korišćena u [14] za izučavanje superizolatorske faze TiN filma.

Raskidanje Kuperovih parova je na graficima iz poglavlja 4 oličeno u jonizacionim gubicima. Efekti disocijacije Kuperovih parova i izmeštanja atoma materijala postaju izraženiji sa povećanjem debljine superizolatorskog filma. Ukupnom raskidanju

Kuperovih parova doprinose više uzmakli atomi (joni) materijala, nego sami upadni joni. Izmešteni atomi takođe dominantno doprinose fonoskom pobuđivnju rešetke

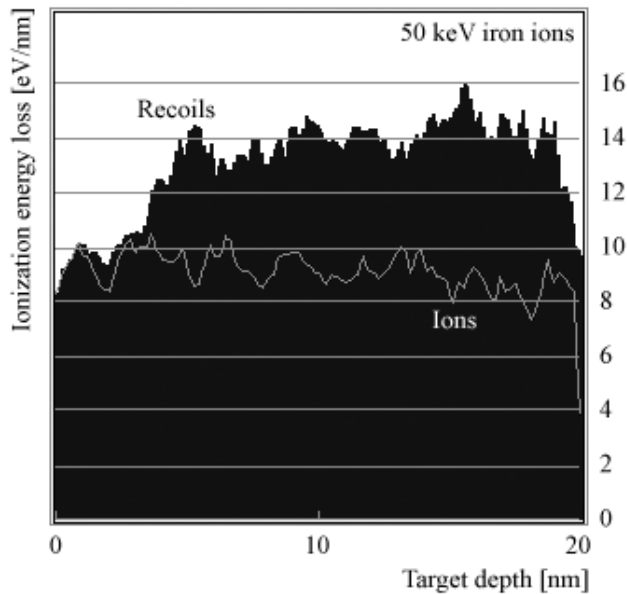
Za razliku od efekata proizvedenih izmeštanjem atoma rešetke, koji mogu da dovedu do stabilnih oštećenja rešetke i trajnog razrušenja superizolatorskog stanja, disocijacija Kuperovih parova i fononsko pobuđivanje su prolazni efekti, za koje se očekuje da utiču na osobine filmova samo tokom ozračivanja.

Prvi materijal u kom je superizolatorska faza eksperimentalno ustanovljena je titanijum nitrid, izrađen u vidu filma nanometarske debljine na podlozi od SiO₂. Sloj silicijum dioksida formiran je na supstratu od Si termičkom oksidacijom, dok je sloj TiN dobijen hemijskom depozicijom iz parne faze (eng. *Chemical Vapor-phase Deposition, CVD*). Na slici 5.1. prikazan je mikrograf poprečnog preseka dobijene strukture, snimljen transmissionim elektronskim mikroskopom visoke rezolucije (HRTEM).

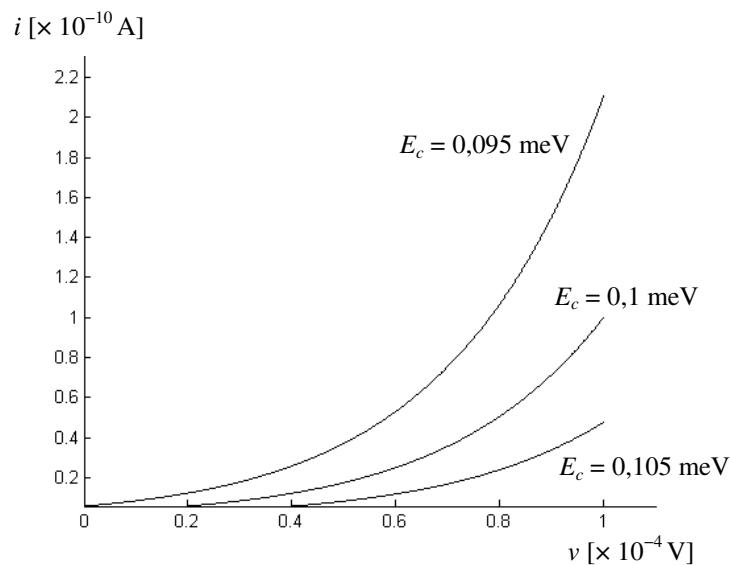


Slika 5.2. Raspodela izmeštenih atoma In i O u filmu InO debljine 20 nm za upadni snop od 500 jona bora energije 10 keV.

U cilju poređenja sa radijacionim efektima u superizolatorima, na slikama 5.2. i 5.3. dati su rezultati simulacija prolaska jona bora i gvožđa kroz film InO u stanju izolatora sa Kuperovim parovima.



Slika 5.3. Jonizacioni gubici energije upadnih jona i izmeštenih atoma In i O u filmu InO debljine 20 nm za upadni snop od 500 jona gvožđa energije 50 keV.



Slika 5.4. Strujno-naponske karakterisitike za film InO u stanju izolatora sa Kuperovim parovima, koje odgovaraju promeni enegije naelektrisanja E_c od 5%, prouzrokovanoj dejstvom zračenja.

Za razliku od superizolatorske faze, kod koje je struja ima duploeksponencijalnu zavisnost od parametara filma na koje zračenje ima uticaj, te stoga ostaje na nultoj vrednosti, kod izolatora sa Kuperovim parovima moguće je predvideti promenu struje usled promene enegije naelektrisanja E_c Džosefsonovih spojeva. Ovaj efekat

predstavljen je strujno-naponskim karakteristikama za film InO na slici 5.3, koje odgovaraju promeni energije naelektrisanja od 5%, prouzrokovanoj dejstvom zračenja.

5.2. Metode radijacionog očvršćavanja superizolatora

Podloga na kojoj je izrađen film superizolatorskog materijala, kao i slojevi koji bi bili deponovani preko njega, mogu da imaju uticaj na radijacionu otpornost superizolatora pri njegovom izlaganju multidirekcionom polju zračenja. Ukoliko se, kao na slici 5.1, radi o strukturi SiO₂/Si, od značaja su efekti zračenja vezani za međupovrš ova dva sloja. Elektroni koje zračenje generiše u slojevima koji leže ispod superizolatorskog filma mogu tunelovanjem da dospeju u superizolator i naruše uslove za održavanje ovog stanja. Naelektrisanje zarobljeno u oksidu može da perturbuje električno polje u nanometarski debelom filmu superizolatora i na taj način utiče na kolektivno stanje elektrona lokalizovanih u superprovodnim ostrvima [64-68].

Radijaciona oštećenja u oksidnom sloju obuhvataju tri fenomena: pojavu naelektrisanja zarobljenog u oksidu, povećanje broja zamki na međupovrš i porast broja zamki u unutrašnjosti oksida. Ukupno zarobljeno naelektrisanje u ozračenom oksidu je najčešće pozitivno. Površinske zamke mogu slobodno da razmenjuju naelektrisanje sa silicijumskim supstratom, zbog čega znak njihovog naelektrisanja zavisi od primenjenog napona. Sa povećanjem ukupne apsorbovane doze, količina naelektrisanja zarobljenog u oksidu kao i broj površinskih zamki rastu [69].

Da bi se zapremina silicijuma učinila otpornijom na pojavu oštećenja izmeštanjem jezgara, primenjuje se jedna od sledećih mera: dopiranje silicijuma galijumom (Ga) umesto bora (B), uvođenje nedopirajućih nečistoća u silicijum, kao što su C i O, čime se smanjuje verovatnoća nastajanja V₂ kompleksa, dopiranje silicijuma kalajem (Sn), koji sa vakancijama formira stabilan kompleks Sn-V, rad poluprovodničkih uređaja na niskim temperaturama, na kojima su vakancije i intersticijalni atomi nepokretni, ili periodično visokotemperaturno otpuštanje. Radijaciono očvršćavanje modifikovanjem procesa izrade kôla u integrisanoj tehnologiji uključuje: kontrolu nivoa i profila dopiranosti oksida, sa ciljem stabilizacije napona praga i smanjenja struje curenja, razvijanje visokokvalitetnih tankih oksida, niskotemperaturnu proizvodnju (koja

omogućava bolju kontrolu karakteristika tankih slojeva i smanjenje broja oštećenja u ovim slojevima nastalih tokom procesa izrade, od čije koncentracije zavisi radijacioni odziv komponenti), kao i čitav niz mogućih tehnika otpuštanja, kojima se postiže manja disperzija vrednosti ključnih parametara filmova [70-74].

Tehnike radijacionog očvršćavanja SiO_2 koje se zasnivaju na dopiranju za cilj imaju povećavanje verovatnoće zahvatanja elektrona (korišćenjem materijala kojima je svojstveno zahvatanje elektrona, ili dopiranjem SiO_2 atomima Al, Cr, B i N koji se ponašaju kao centri elektronskog zahvata), sa idejom da zahvaćeni elektroni predstavljaju protivtežu pozitivnom naelektrisanju zarobljenih šupljina. Drugi cilj je pospešivanje rekombinacije elektrona i šupljina tokom njihove migracije kroz oksid (implantacijom atoma koji se ponašaju kao rekombinacioni centri u SiO_2) [75-81].

Tehnike dopiranja oksida su, međutim, poslednjih godina mahom napuštene. Kompenzovanje naelektrisanja zarobljenog u oksidu ili na međupovršni Si/ SiO_2 naelektrisanjem suprotnog znaka je teško izvodljivo, zbog različitih i veoma izraženih zavisnosti od uslova pod kojima se odigrava ozračivanje, kao i zbog različitih vremenskih konstanti koje karakterišu procese nastajanja i otpuštanja ovih dveju vrsta naelektrisanja u oksidu. Pored toga, ustanovljeno je da je radiaciono očvršćavanje koje se postiže dopiranjem oksida u većoj meri posledica oštećenja koja implantirani atomi stvaraju u strukturi oksida, nego samih atoma primesa. Ovo unošenje oštećenja u oksid gejta ima niz drugih negativnih uticaja na osobine sâmog oksida i superizolatorskog filma izrađenog na oksidu [81-85].

Umesto dopiranjem, zahvatanje elektrona kao kompenzacionog naelektrisanja može se ostvariti nanošenjem dodatnog sloja nekog oksida sa visokom koncentracijom elektronskih zamki preko filma SiO_2 dobjenog termičkim rastom. U tu svrhu koristi se dodatni sloj fosfosilikatnog stakla (P_2O_5) ili silicijum-nitrida (Si_2N_4), debljine oko 40 nm, nanešen preko tankog silicijum-dioksida, debljine oko 2,5 nm. Uređaji sa ovakvim dvostrukim slojevima oksida zahtevaju poseban režim rada, sa povremenim otklanjanjem promene napona praga, koje se sprovodi dovođenjem visokog napona, pri čemu injektovani elektroni bivaju zarobljeni u dodatnom sloju oksida [86,87].

Pogodnim izborom materijala za slojeve kojima je okružen superizolatorski film moguće je postići njegovo radijaciono očvršćavanje. Kao što rezultati simulacija iz poglavlja 4 sugerišu, osetljivost superizolatora na uticaj zračenja takođe se smanjuje sa

smanjivanjem debljine filma. Tehnike izrade radijaciono čvrstih superizolatorskih slojeva treba tražiti u jednom od ova dva smera.

6. ZAKLJUČAK I PRAVCI DALJEG ISTRAŽIVANJA

Superizolatorsko stanje je po prvi put eksperimentalno uočeno pre svega nekoliko godina. Iako je po nekim osobinama slična superprovodnoj, superizolatorsku fazu karakteriše čitav niz pojava koje je čine jedinstvenom, kako po fundamentalnim fizičkim osobinama, tako i u pogledu električnog i magnetnog ponašanja. Za elektrotehničke primene, najznačajnija je osobina beskonačne električne otpornosti. Superizolatorsko stanje moguće je shvatiti kao dualno superprovodnom, pri čemu oba opstaju samo do određenih kritičnih vrednosti ista tri parametra: temperature, primenjenog napona i jačine magnetnog polja.

Potencijalno veoma značajna primena superizolatora je za izolaciju kablova, pogotovo superprovodnih kablova čija konstrukcija svakako podrazumeva hlađenje do niskih temperatura, na kojima se održavaju i superprovodno i superizolatorsko stanje. Komercijalizacija ovakvih kablova zahtevala bi da se, paralelno sa razvojem visokotemperaturnih superprovodnika pogodnih mehaničkih karakteristika, nađu i visokotemperaturni superizolatorski materijali, koji mogu da se rashlađuju jeftinim tečnim azotom. Problemi dielektričnih gubitaka u komunikacionim kablovima, koji se koriste za povezivanje radio transmitera sa antenama, razvođenje signala kablovske televizije, ili u mrežama računara, mogli bi da se reše zamenom standardnih izolatora superizolatorima. Procenjuje se da bi izolovanjem galvanskih elemenata superizolatorskim materijalom gubici usled struja curenja mogli da se svedu na zanemarljiv nivo. U eri mobilnih uređaja sa baterijskim napajanjem, dugotrajnost baterija je od izuzetnog značaja. Jedna od mogućih primena superizolatorskih materijala je za izolaciju baterija, kako bi se smanjile struje curenja kada su neopterećene. Navedene mogućnosti primene superizolatora čine ovu klasu materijala izuzetno značajnom sa stanovišta elektroinženjerske prakse.

U tehnologiji izrade integrisanih kola izolatorski materijali imaju mnogobrojne uloge: od dielektrika gejta u MOS tehnologiji, preko vertikalne separacije susednih elemenata, izolacije poluprovodničkih i provodnih slojeva u planarnim kolima, do pasivizacije celokupnih kola. Minijaturizacija i sve veća gustina pakovanja u savremenim komponentama nalažu da se traga za alternativnim izolatorskim

materijalima, koji bi zamenili tradicionalne izolatore čiji nedostaci postaju sve veći problem sa svakom novom generacijom integrisanih komponenti.

Brojne primene elektronskih kola i električnih komponenti podrazumevaju njihov rad u uslovima izloženosti jonizujućem zračenju. Pored zračenja koje prati ljudske prakse, naša životna sredina neprestano je izložena kosmičkom zračenju - primarnom, koje dospeva do naše planete sa Sunca ili iz daljih delova galaksije, i sekundarnom, koje nastaje u interakcijama primarnog zračenja sa atmosferom. Stoga je proučavanje dejstva zračenja na elektronske komponente i materijale koji ih sačinjavaju nezaobilazni aspekt analize pouzdanosti rada ovih komponenti, čak i kada se koriste u uslovima bez prisustva veštačkih izvora zračenja. Analiza uticaja zračenja na savremene materijale značajna je i zbog uvida u ponašanje ovih materijala tokom standardnih tehnoloških procesa izrade integrisanih elektronskih komponenti, koji često uključuju izlaganje jonskim snopovima u cilju implantacije primesa i profilisanja oblasti željenih električnih karakteristika.

U disertaciji je analizirano dejstvo izlaganja jonizujućem zračenju na karakteristike superizolatorske faze, primenom Monte Carlo simulacije transporta zračenja kroz superizolatorske filmove. Jedinstvene fizičke osobine superizolatorskog stanja obuhvaćene su modelom 2D niza Džozefsonovih spojeva za opis strukture materijala. Simulacije su sprovedene za različite debljine filmova, kao i za snopove zračenja različitih geometrija i kvaliteta.

U proceni radijacione otpornosti, Monte Carlo metode simulacije prolaska zračenja kroz materijal i deponovanja energije polja zračenja imaju velik značaj. Numeričkom simulacijom, uz precizno definisanje problema sa stanovišta karakteristika polja zračenja i posmatrane materijalne sredine, moguće je izvršiti predikciju odziva tankih filmova superizolatora na izloženost jonizujućem zračenju.

Superizolatorski filmovi nanometarskih debljina su generalno imuni na prolaz visokoenergetskog jonizujućeg zračenja. I pored toga, numeričke simulacije prolaza zračenja kroz filmove pokazuju da se za određene energetske opsege, flunse i vrste zračenja mogu očekivati znatni efekti čak i pri ovako malim debljinama materijala. Teorijski je moguće predvideti nekoliko načina na koje radijacioni efekti utiču na osobine superizolatorskih filmova. Prostorno naelektrisanje koje obrazuju joni izmešteni prolaskom zračenja može da utiče na energiju naelektrisanja Džozefsonovih spojeva,

a time i na kolektivnu kulonovsku barijeru niza. Stabilnost superizolatorskog stanja zavisi od vrednosti energije naelektrisanja. U slučaju da se u ozračenom superizolatoru ova energija postane manja od energije termičke pobude, dolazi do narušavanja uslova za opstanak superizolatorske faze i tanak film prelazi u stanje termički aktivirane otpornosti sa eksponencijalnom zavisnošću od $1/T$.

Zračenje može da dovede i do značajnog raskidanja Kuperovih parova u superprovodnim ostrvima superizolatorske faze. Disocijacija većeg broja Kuperovih parova može da razruši faznu koherenciju koja se u superizolatorskom stanju uspostavlja u celom uzorku materijala i tako otkloni osnovni uslov za postojanje ovog stanja. Fononske pobude rešetke materijala su na niskim temperaturama superizolatorske faze suzbijene, ali se kroz interakcije zračenja sa jonima rešetke ponovo pojavljuju. Na taj način se obnavljaju procesi razmene energije koji omogućavaju tunelovanje Kuperovih parova, dolazi do uspostavljanja struje tunelovanja i superizolatorsko stanje nestaje. Za razliku od efekata proizvedenih izmeštanjem atoma rešetke, koji mogu da dovedu do stabilnih oštećenja rešetke i trajnog razrušenja superizolatorskog stanja, disocijacija Kuperovih parova i fononsko pobuđivanje su prolazni efekti, za koje se očekuje da utiču na osobine filmova samo tokom ozračivanja.

U poređenju sa izolatorima koji se danas koriste u tehnologiji izrade planarnih kola, kao dielektrici (SiO_2 , ONO strukture, high- k dielektrici), za izolaciju komponenti u mikroelektronici i pasivizaciju mikroelektronskih kola, superizolatorski materijali ispoljavaju viši stepen radijacione otpornosti. S obzirom da bi se primenom superizolatorskih slojeva rešio problem struja curenja, koji u skorijim generacijama elektronskih komponenti predstavlja ograničavajući faktor dalje minijaturizacije, filmovi superizolatora bi mogli da nađu široku primenu. Kao i u slučaju superprovodnika, najpre je potrebno postići održavanje superizolatorske faze na višim temperaturama, kako bi se izbegao zahtev za hlađenjem do temperatura bliskih apsolutnoj nuli. Detaljnije razumevanje fizičkih karakteristika ovog stanja, uključujući efefekte njihovog izlaganja zračenju, može da doprinese postizanju ovog cilja.

Dalje istraživanje radijacionih efekata u superizolatorima moglo bi da bude usmereno na razmatranje karakteristika složenijih struktura u kojima bi se našli filmovi superizolatora, kao i ka razvijanju tehnika i tehnologija radijacionog očvršćavanja

superizolatorskih filmova, sa ciljem da se omogući njihova primena u uslovima izloženosti zračenju koje bi inače narušilo osobine ove faze, ili je sasvim ukinulo.

LITERATURA

- [1] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin, *Solid State Physics*, Holt, Rinehart & Winston, New York, 1976.
- [2] P. Osmokrović, *Elektrotahnički materijali*, Akademska misao, Beograd, 2003.
- [3] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, 2nd edn, Ch. 6 (McGraw-Hill, New York, 1996).
- [4] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, "Theory of Superconductivity", *Phys. Rev.* 108, 1175-1204 (1957).
- [5] P.W. Anderson, "Theory of dirty superconductors", *J. Phys.Chem. Solids* 11, 26-30 (1959).
- [6] A. A. Abrikosov, L. P. Gorkov, "On the theory of superconducting alloys .1. The electrostatics of alloys at absolute zero", *Sov. Phys. JETP* 8, 1090 (1958).
- [7] A. Kapitulnik, G. Kotliar, "Anderson Localization and the Theory of Dirty Superconductors", *Phys. Rev. Lett.* 54, 473-476 (1985).
- [8] M. Ma, P.A.Lee, "Localized superconductors", *Phys.Rev.B* 32, 5658-5667 (1985).
- [9] G. Kotliar, A. Kapitulnik, "Anderson localization and the theory of dirty superconductors. II", *Phys. Rev. B* 33, 3146-3157 (1986).
- [10] D. B. Haviland, Y. Liu, A. M. Goldman, "Onset of superconductivity in the two-dimensional limit", *Phys. Rev.Lett.* 62, 2180–2183 (1989).
- [11] A. F. Hebard, M. A. Paalanen, "Magnetic-field-tuned superconductor-insulator transition in two-dimensional films", *Phys. Rev. Lett.* 65, 927–930 (1990).
- [12] D. Kowal, Z. Ovadyahu, "Disorder induced granularity in an amorphous superconductor", *Solid State Commun.* 90, 783–786 (1994).
- [13] G. Sambandamurthy, L.W. Engel, A. Johansson, D. Shahar, Superconductivity-Related Insulating Behavior, *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004) 107005.
- [14] V. M. Vinokur, T. I. Baturina, M. V. Fistul, A. Yu. Mironov, M. R. Baklanov, C. Strunk, Superinsulator and quantum synchronization, *Nature* 452 (2008) 613-615.
- [15] A. V. Lopatin, V. M. Vinokur, "Hopping transport in granular superconductors", *Phys. Rev. B* 75, 092201 (2007).
- [16] J. E. Mooij *et al.*, "Unbinding of charge-anticharge pairs in two-dimensional arrays of small tunnel junctions", *Phys. Rev. Lett.* 65, 645-649 (1990).
- [17] R. Fazio, G. Schon, "Charge and vortex dynamics in arrays of tunnel junctions", *Phys. Rev. Lett.* 43, 5307-5320 (1991).
- [18] T. I. Baturina, A. Yu. Mironov, V. M. Vinokur, M. R. Baklanov, C. Strunk, "Hyperactivated Resistance in TiN Films on the Insulating Side of the Disorder-Driven Superconductor-Insulator Transition", *JETP Letters* 88 (2008) 752-757.

- [19] N. M. Chtchelkatchev, V. M. Vinokur, T. I. Baturina, "Hierarchical Energy Relaxation in Mesoscopic Tunnel Junctions: Effect of a Nonequilibrium Environment on Low-Temperature Transport", *Phys. Rev. Lett.* 100 (2009) 247003.
- [20] M.V. Fistul, V.M. Vinokur, T.I. Baturina, "Collective Cooper-pair transport in the insulating state of Josephson junction arrays", *Phys.Rev.Lett.* 100 (2008) 086805.
- [21] M.D. Stewart Jr., Aijun Yin, J.M. Xu, J.M. Valles Jr., "Superconducting Pair Correlations in an Amorphous Insulating Nanohoneycomb Film", *Science* 318 (2007) 1273-1275.
- [22] T.I. Baturina, A.Yu. Mironov, V.M. Vinokur, M.R. Baklanov, C.Strunk, "Localized Superconductivity in the Quantum-Critical Region of the Disorder-Driven Superconductor-Insulator Transition in TiN Thin Films", *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007) 257003.
- [23] G. Sambandamurthy, L.W. Engel, A. Johansson, E. Peled, D. Shahar, "Experimental Evidence for a Collective Insulating State in Two-Dimensional Superconductors", *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005) 017003.
- [24] E. Bielejec, J. Ruan, Wenhao Wu, "Hard Correlation Gap Observed in Quench-Condensed Ultrathin Beryllium", *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001) 036801.
- [25] Y. Dubi, Y. Meir, Y. Avishai, Nature of the superconductor-insulator transition in disordered superconductors, *Nature* 449 (2007) 876-880.
- [26] Y. Dubi, Y. Meir, Y. Avishai, "Theory of the magnetoresistance of disordered superconducting films", *Phys. Rev. B* 73 (2006) 054509.
- [27] M. V. Feigel'man, L.B. Ioffe, V.E. Kravtsov, E.A. Yuzbashyan, "Eigenfunction Fractality and Pseudogap State near the Superconductor-Insulator Transition", *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007) 027001.
- [28] B. Sacepe, C. Chapelier, T.I. Baturina, V.M. Vinokur, M.R. Baklanov, M. Sanquer, "Disorder-induced inhomogeneities of the superconducting state close to the superconductor-insulator transition", *Phys. Rev. Lett.* 101 (2008) 157006.
- [29] Y. Imry, M. Strongin, C.C. Homes, "An inhomogeneous Josephson phase in thin-film and high- T_c superconductors", *Physica C* 468 (2008) 288-293.
- [30] E.M. Jackson, B.D. Weaver, G.P. Summers, P. Shapiro, E.A. Burke, "Radiation-Induced T_c Reduction and Pair Breaking in High- T_c Superconductors", *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995) 3033-3036.
- [31] M. Vujisić, D. Matijašević, E. Dolićanin, P. Osmokrović, "Simulated Radiation Effects in the Superinsulating Phase of Titanium Nitride Films", *Nuclear Technology and Radiation Protection*, 26, (2011), pp. 254-260.
- [32] I. S. Beloborodov, Ya. V. Fominov, A. V. Lopatin, V. M. Vinokur, "Insulating state of granular superconductors in a strong-coupling regime", *Phys. Rev. B* 74, 014502 (2006).
- [33] D. V. Averin, K. K. Likharev in *Mesoscopic Phenomena in Solids* (editors B. L. Altshuler *et al.*) 173-271 (Elsevier, Amsterdam, 1991).

- [34] A. Altland, L. I. Glazman, A. Kamenev, J. S. Meyer, "Inelastic electron transport in granular arrays", *Ann. Phys.* 321, 2566-2603 (2006).
- [35] S. Qin, J. Kim, Q. Niu, C. K. Shih, "Superconductivity at the Two-Dimensional Limit", *Science* 324, 1314-1317 (2009).
- [36] S. V. Lotkhov, S. A. Bogoslovsky, A. B. Zorin, J. Niemeyer, "Cooper pair cotunneling in single charge transistors with dissipative electromagnetic environment", *Phys. Rev. Lett.* 91, 197002 (2003).
- [37] K. B. Efetov, A. Tschersich, "Coulomb effects in granular materials at not very low temperatures", *Phys. Rev. B* 67, 174205 (2003).
- [38] A. M. Goldman, N. Markovic, "Superconductor-insulator transitions in the two-dimensional limit", *Phys.Today.* 51, 39 (1998).
- [39] A. Bezryadin, C.N.Lau, M. Tinkham, "Quantum suppression of superconductivity in ultrathin nanowires", *Nature* 404, 971-974 (2000).
- [40] M.A. Steiner, G.Boebinger, A.Kapitulnik, "Possible Field-Tuned Superconductor-Insulator Transition in High- T_c Superconductors: Implications for Pairing at High Magnetic Fields", *Phys. Rev. Lett.* 94, 107008 (2005).
- [41] L. Sanchez-Palencia, M. Lewenstein, "Disordered quantum gases under control", *Nature Physics* 6, 87-95 (2010).
- [42] D. M. Basko, I. L. Aleiner, B. L. Altshuler, "Metal-insulator transition in a weakly interacting many-electron system with localized single-particle states", *Ann. Phys.* 321, 1126-1205 (2006).
- [43] V. Oganesyan, D. A. Huse, "Localization of interacting fermions at high temperature", *Phys. Rev. B* 75, 155111 (2007).
- [44] M. Steiner, A. Kapitulnik, "Superconductivity in the insulating phase above the field-tuned superconductor-insulator transition in disordered indium oxide films", *Physica C* 422, 16–26 (2005).
- [45] R. Crane *et al.*, "Survival of superconducting correlations across the two-dimensional superconductor-insulator transition: A finite-frequency study", *Phys. Rev. B* 75, 184530 (2007).
- [46] N. Hadacek, M. Sanquer, J.-C. Villegier, "Double reentrant superconductor-insulator transition in thin TiN films", *Phys. Rev. B* 69, 024505 (2004).
- [47] M.P.A. Fisher, "Quantum phase transitions in disordered two-dimensional superconductors", *Phys. Rev. Lett.* 65, 923–926 (1990).
- [48] H. Q. Nguyen *et al.*, "Observation of Giant Positive Magnetoresistance in a Cooper Pair Insulator", *Phys. Rev. Lett.* 103, 157001 (2009).
- [49] I. Giaever, "Energy Gap in Superconductors Measured by Electron Tunneling", *Phys. Rev. Lett.* 5, 147–148 (1960).
- [50] B. Sacepe *et al.*, "Pseudogap in a thin film of a conventional superconductor", *Nat. Commun.* 1, 140 (2010).
- [51] L. B. Ioffe, M. Mezard, "Disorder-Driven Quantum Phase Transitions in Superconductors and Magnets", *Phys. Rev. Lett.* 105, 037001 (2010).

- [52] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 3rd Edition, John Wiley & Sons Inc., U.S.A., Third edition, 2000.
- [53] M. Mladenović, *Prolaz zračenja kroz materiju*, Izdavačko-informativni centar studenata, Beograd, 1975.
- [54] V. S. Vavilov, N. A. Ukhin, *Radiation Effects in Semiconductors and Semiconductor Devices*, Consultants Bureau, New York, 1977.
- [55] A. G. Holmes-Siedle, L. Adams, *Handbook Of Radiation Effects*, Second Edition, Oxford University Press, 2002.
- [56] G. C. Messenger, M. S. Ash, *The Effects of Radiation on Electronic Systems*, Van Nostrand Reinhold, New York, 1992.
- [57] J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff, P. V. Thomsen, "Integral equations governing radiation effects (Notes on atomic collisions, III)", *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 33, pp. 1-42, 1963.
- [58] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, M.D. Ziegler, *SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter)*, Online: <http://www.srim.org>
- [59] R. A. Weller, M. H. Mendenhall, D. M. Fleetwood, "A screened Coulomb scattering module for displacement damage computations in Geant4", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 51, pp. 3669-3678, 2004.
- [60] S. Agnostelli *et al.*, "Geant4 - A simulation toolkit", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, A506, pp. 250-303, 2003.
- [61] J. Allison *et al.*, "Geant4 developments and applications", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 53, pp. 270-278, 2006.
- [62] A. F. Bielajew, F. Salvat, "Improved electron transport mechanics in the PENELOPE Monte-Carlo model", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, B173, pp. 332-343, 2001.
- [63] J. A. Halbleib, R. P. Kensek, G. D. Valdez, "ITS - The integrated TIGER series of electron-photon transport codes - Version 3.0", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 39, pp. 1025-1030, 1992.
- [64] J.L. Barth, C.S. Dyer, E.G. Stassinopoulos, "Space, Atmospheric, and Terrestrial Radiation Environments", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 50 (2003) 466-482.
- [65] M.A. Xapsos, J.L. Barth, E.G. Stassinopoulos, S.R. Messenger, R.J. Walters, G.P. Summers, E.A. Burke, "Characterizing Solar Proton Energy Spectra for Radiation Effects Applications", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 47 (2000) 2218-2223.
- [66] J.H. Warner, S.R. Messenger, R.J. Walters, G.P. Summers, "Displacement damage correlation of proton and silicon ion radiation in GaAs", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 52 (2005), 6, pp. 2678-2682
- [67] A.A.E. Stevens, W.M.M. Kessels, M.C.M. van de Sanden, H.C.W. Beijerinck, "Amorphous silicon layer characteristics during 70-2000 eV Ar⁺-ion bombardment of Si(100)", *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 24, (2006), 5, 1933-1940.

- [68] M. Vujisic, K. Stankovic, N. Marjanovic, P. Osmokrovic, "Simulated Effects of Proton and Ion Beam Irradiation on Titanium Dioxide Memristors", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 57 (2010) 1798-1804.
- [69] J. R. Schwank, "Radiation effects in SOI technologies", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50 (2003) 1023-1028.
- [70] R. L. Pease, "Total ionizing dose effects in bipolar devices and circuits", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50 (2003) 1029-1034.
- [71] P. Osmokrović, I. Krivokapić, D. Matijašević, N. Kartalović, "Stability of the Gas Filled Surge Arresters Characteristics Under Service Conditions", *IEEE Transactions on Power Delivery*, 11 (1996), 260-266.
- [72] J.-G. Loquet, J.-P. David, S. Duzellier, D. Falguere, T. Nuns, "Simulation of heavy-ion-induced failure modes in nMOS cells of ICs", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 48, p. 2278, 2001.
- [73] G. M. Swift, D. J. Padgett, A. H. Johnston, "A new class of single hard errors", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 41, p. 2043, 1994.
- [74] A. Scarpa, A. Paccagnella, F. Montera, G. Ghibauda, G. Pananakakis, G. Ghidini, P. G. Fuochi, "Ionizing radiation induced leakage current on ultra-thin gate oxides", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 44, p. 1818, 1997.
- [75] T. R. Oldham, "Recombination along the tracks of heavy charged particles in SiO₂ films", *J. Appl. Phys.*, 57, p. 2695, 1985.
- [76] L. Osanger, "Initial recombination of ions", *Phys. Rev.*, 54, p. 554, 1938.
- [77] A. Candelori, M. Ceschia, A. Paccagnella, J. Wyss, D. Bisello, G. Ghidini, "Thin oxide degradation after high-energy ion irradiation", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 48, 5, pp. 1735-1743, 2001.
- [78] A. Cester, S. Cimino, E. Miranda, A. Candelori, G. Ghidini, A. Paccagnella, "Statistical model for radiation induced wear-out of ultrathin gate oxides after exposure to heavy ion irradiation", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50, pp. 2167-2175, 2003.
- [79] J. Barak, A. Akkerman, "Straggling and extreme cases in the energy deposition by ions in submicron silicon volumes", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 52, pp. 2175-2181, 2005.
- [80] P. E. Dodd *et al.*, "Impact of heavy ion energy and nuclear interactions on single-event upset and latchup in integrated circuits", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 54, pp. 2303-2311, 2007.
- [81] R. A. Weller, R. A. Reed, K. M. Warren, M. H. Mendenhall, B. D. Sierawski, R. D. Schrimpf, L. W. Massengill, "General framework for single event effects rate prediction in microelectronics", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 56, pp. 3098-3108, 2009.
- [82] M. Turowski, A. Raman, R. D. Schrimpf, "Nonuniform total-dose-induced charge distribution in shallow-trench isolation oxides", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 51, pp. 3166-3171, 2004.
- [83] J. F. Ziegler, "Terrestrial cosmic rays", *IBM J. Res. Develop.*, 40, pp. 19-40, 1996.

- [84] R. A. Weller, A. L. Sternberg, L. W. Massengill, R. D. Schrimpf, D. M. Fleetwood, "Evaluating average and atypical response in radiation effects simulations", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50, pp. 2265-2271, 2003.
- [85] R. A. Reed, R. A. Weller, R. D. Schrimpf, M. H. Mendenhall, K. M. Warren, L. W. Massengill, "Implications of nuclear reactions for single-event effects test methods and analysis", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 53, pp. 3356-3362, 2006.
- [86] D. M. Fleetwood, H. A. Eisen, "Total-dose radiation hardness assurance", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50, pp. 552-564, 2003.
- [87] J. R. Srour, C. J. Marshall, P. W. Marshall, "Review of displacement damage effects in silicon devices", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50, pp. 653-670, 2003.

BIOGRAFIJA AUTORA

Dušan S. Matijašević rođen je 1964. godine u Beogradu, gde je završio osnovnu školu i gimnaziju (matematičko-tehnički smer). Elektrotehnički fakultet Univerziteta u Beogradu upisao je 1982. godine, nakon čega je proveo godinu dana na odsluženju vojnog roka. Diplomirao je 1990. godine, na Smeru za telekomunikacije Odseka za elektroniku Elektrotehničkog fakulteta u Beogradu, sa diplomskim radom iz oblasti tehnologije elektrotehničkih materijala (naslov: "Termoluminiscentni dozimetri"). Nakon završenog fakulteta se zaposlio i pohađao postdiplomske studije na Odseku za tehnologiju elektrotehničkih materijala Elektrotehničkog fakulteta u Beogradu. Magistarski rad pod naslovom "Uticaj radioaktivnosti i elektrodnih efekata na povećanje verovatnoće proboja plemenitih gasova pri malim vrednostima pd " odbranio je 1999. godine na Katedri za tehnologiju elektrotehničkih materijala (mentor: prof. dr Predrag Osmokrović). Trenutno je zaposlen u kompaniji Telenor Srbija.

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани-а Душан С. Матијашевић

број индекса _____

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Радијациони ефекти у суперизолаторима

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис докторанда

У Београду, 21.5.2012.



Прилог 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Душан С. Матијашевић

Број индекса _____

Студијски програм _____

Наслов рада Радијациони ефекти у суперизолаторима

Ментор др Милош Вујисић, доц. Електротехничког факултета Унив. у Београду

Потписани/а _____

Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис докторанда

У Београду, 21.5.2012.



Прилог 3.

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

Радијациони ефекти у суперизолаторима

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство

2. Ауторство - некомерцијално

3. Ауторство – некомерцијално – без прераде

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима

5. Ауторство – без прераде

6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

У Београду, 21.5.2012.

Потпис докторанда



1. Ауторство - Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.

2. Ауторство – некомерцијално. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.

3. Ауторство - некомерцијално – без прераде. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.

4. Ауторство - некомерцијално – делити под истим условима. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.

5. Ауторство – без прераде. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.

6. Ауторство - делити под истим условима. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.