

UNIVERZITET U BEOGRADU ELEKTROTEHNI KI
FAKULTET



Marko M. Obradov

**Plazmonske strukture za poboljšanje
poluprovodni kih infracrvenih detektora**

doktorska disertacija

Beograd, 2016

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING



Marko M. Obradov

**PLASMONIC STRUCTURES FOR
ENHANCEMENT OF SEMICONDUCTOR
INFRARED DETECTORS**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2016

Mentor:

dr Jakši Zoran, nau ni savetnik,
Univerzitet u Beogradu, Institut za hemiju tehnologiju i metalurgiju

lanovi komisije:

dr Tadi Milan , redovni profesor,
Univerzitet u Beogradu, Elektrotehni ki fakultet

dr Radovanovi Jelena, redovni profesor,
Univerzitet u Beogradu, Elektrotehni ki fakultet

dr Radulovi Katarina, nau ni savetnik,
Univerzitet u Beogradu, Institut za hemiju tehnologiju i metalurgiju

dr Arsoški Vladimir, docent,
Univerzitet u Beogradu, Elektrotehni ki fakultet

Apstrakt

Plazmonika je jedna od oblasti nauke koje se u današnje vreme eksplozivno razvijaju. Ona je posvećena elektromagnetici nanokompozitnih metamaterijala koji podržavaju rezonanciju površinskih plazmona polaritona (surface plasmons polaritons, SPP). SPP predstavljaju hibridne ekscitacije nastale sprežanjem elektromagnetnih talasa sa oscilacijama slobodnih nosilaca naelektrisanja na razdvojn timer površima između dva materijala sa različitim znakovima relativne dielektrične permitivnosti, npr. provodnika i dielektrika. Posledica ovakvog sprežanja je između ostalog lokalizacija elektromagnetnog zračenja na podtalasnom nivou, osobina plazmonske struktura koja je našla veliku primenu u spektroskopiji, integrisanoj optici, senzorici itd. Jedna od značajnih primena plazmonske lokalizacije je u oblasti u fotodetekcije, pre svega za poboljšanje performansi solarnih ćelija.

Najveći problem proširenja primene plazmonike u fotodetekcije na drugu oblast od interesa, infracrvene (IC) detektore, predstavlja činjenica da je plazmonska rezonancija u izolaciji provodnika (metala) u ultraljubičastom ili vidljivom delu spektra. Brojne tehnološki pogodne tehnike koje su dale izuzetne rezultate za poboljšanje solarnih ćelija ostale su zbog toga bez primene u IC oblasti.

Ova disertacija se prevažno bavi proširenjem primenljivosti plazmonike na srednjetalasnu i dugotalasnu infracrvenu oblast i metodama prevazilaženja ograničenja koje postavljaju sami materijali. U tu svrhu razmatrana su dva pristupa. Jedan od njih podrazumeva upotrebu submikrometarskih rešetki od provodnog materijala. Funkcionalnost u IC oblasti postiže se kombinacijom izbora pogodnijeg materijala rešetki (elektroprovodni oksid umesto metala) i imerzije rešetki u dielektrik visokog indeksa prelamanja. Drugi pristup podrazumeva korišćenje tankih metalnih slojeva sa uređenom matricom apertura koji omogućuju pomeranje spektralne zavisnosti prema crvenom delu spektra menjanjem isključivo geometrijskih parametara matrice apertura. Oba pristupa nude mogućnost praktično proizvoljnog podešavanja frekvencije plazmonske rezonancije i time njenu upotrebu za IC detektore. Analiza ova dva pristupa rađena je numeričkim simulacijama, primenom metode konačnih

elemenata. Uticaj na performanse infracrvenih detektora odreivan je kombinovanjem rezultata numeričkih modelovanja sa analitičkim modelom IC detektora.

U okviru disertacije predložene su i analizirane prve konkretne strukture plazmonski poboljšanih IC detektora zasnovanih na provodnim podtalasnim esticama i urađena je njihova optimizacija. Predložena je primena antirefleksnih slojeva sa gradijentom indeksa prelamanja za maksimizaciju sprezanja prostirućeg talasa sa plazmonskim modovima estica. Razmatrana je mogućnost povećanja funkcionalnosti ovakvih struktura uvođenjem podtalasnih estica oblika izdužene ili spljoštene sfere, gde se frekvencija i intenzitet rezonancije odvojeno podešavaju velikom poluosferoida.

Kod struktura sa nizom podtalasnih apertura pokazano je kako se njihova geometrija može izmeniti radi dodatnog povećanja specifične detektivnosti IC detektora superponiranjem više pojedinačnih 2D matrica na jednoj istoj strukturi. Za ovaj slučaj prikazano je formiranje optičkih vrtloga u aktivnoj oblasti detektora sa mogućnošću podešavanja spektralne i prostorne pozicije optičkih vrtloga.

Možda najvažniji rezultat je to što je pokazano kako se isto optičkim putem može smanjiti nivo generaciono-rekombinacionog šuma u poluprovodničkim infracrvenim detektorima prostim smanjenjem ukupne zapremine aktivne oblasti bez gubitka performansi detektora zahvaljujući plazmonskoj lokalizaciji, iako se smatralo da je ovaj šum fundamentalan i da su neophodne aktivne metode da bi se prevazišao. Pokazano je da se na taj način mogu na sobnoj temperaturi postići performanse plazmonski poboljšanih IC detektora koje odgovaraju konvencionalnim napravama hladnim azotom.

Ključne reči: plazmonika, nanotehnologije, nanofotonika, metamaterijali, IC detektori, gradijentni AR slojevi

Naučna oblast: Elektrotehnika, Mikroelektronika i tehnička fizika, Nanoelektronika i fotonika

UDK: 621.3

Abstract

Plasmonics is one of the fastest growing fields in the contemporary science. Plasmonics studies properties of nanocomposite metamaterials which support surface plasmon polariton (SPP) resonance. SPP are formed by coupling electromagnetic waves with free charge carrier oscillations at an interface between materials with different signs of their relative permittivity i.e. conductor and dielectric. One of the results of this coupling is localization of electromagnetic radiation on subwavelength scale, property of plasmonic structures that has found practical use in the fields of spectroscopy, integrated optics, sensors, etc. One of the principal applications of light localization is in the field of photodetection, primarily for the enhancement of solar cells.

The main problem with any attempt to apply plasmonics for photodetector enhancement at longer wavelengths, i.e. for infrared (IR) detectors, is that the plasmon resonance frequency of most conductive materials (metals) is in the ultraviolet or visible part of the spectrum. Because of this many convenient methods yielding excellent results for plasmonic enhancement of solar cells have not been utilized in the infrared.

The main goal of this dissertation is bringing plasmonic enhancement of semiconductor photodetectors to medium and long wavelength infrared parts of the spectrum by overcoming limitations imposed by material properties. To achieve this two approaches are considered and analyzed. The first approach implies the use of submicrometer conductive particles. A sufficient shift of plasmonic resonance to the infrared is achieved by both a suitable choice of the particle material (transparent conductive oxides – TCO instead of metal) and by immersion of the particles in dielectric with a large index of refraction. The second approach is based on using thin metallic films with 2D array of holes drilled through them, where redshifting is achieved by tuning the geometrical properties of the hole array. It is shown that both approaches allow one to achieve practically arbitrary positioning of plasmonic resonance in the infrared. The finite element method was used for numerical simulations of the analyzed structures. A combination of the results of numerical modeling with the

analytical results for the IR detectors was used to determine the effects of the plasmonic enhancement.

As a result, the first actual structures based on subwavelength plasmonic particles for the enhancement of detectors in medium wavelength IR are proposed and analyzed. The use of antireflective layers with gradient index of refraction is proposed to maximize coupling of the incident light with the plasmonic modes of the particles. Modifications of the particle geometry from spherical to spheroidal are utilized to achieve additional degrees of freedom in designing the structure by allowing to tune separately the spectral positioning and magnitude of the plasmonic resonance by changing the size of different spheroid axes.

For the case of structures with subwavelength aperture arrays it is shown that an additional increase of specific detectivity can be achieved by modifying their geometry through a superposition of two or more 2D arrays of apertures in the same structure. It is shown that in this case optical vortices are formed in the photodetector active area with a possibility to tune the spectral and spatial positioning of the vortices.

Perhaps the most important contribution of the dissertation is the proof that it is possible to reduce generation-recombination noise of IR photodetectors through plasmonic localization by reducing the active area volume without sacrificing detector performance. This means that it is possible to reduce g-r noise by a purely optical method, although it was maintained previously that, being fundamental, this noise could only be suppressed by active methods. Because of this it is possible to achieve plasmonically enhanced photodetectors at room temperature with their characteristics corresponding to those of conventional devices cooled with liquid nitrogen.

Keywords: Plasmonics, Nanotechnologies, Nanophotonics, Metamaterials, IR photodetectors, graded AR structures

Scientific field: Electrical Engineering, Microelectronics and Engineering Physics,
Nanoelectronics and Photonics

UDC: 621.3

Zahvalnost

Autor pre svega želi da se zahvali svom mentoru prof. dr Zoranu Jakši u ne samo za strpljenje i korisne savete prilikom izrade same disertacije već i za svo znanje i iskustvo koje je podelio sa mnom tokom naše višegodišnje saradnje.

Autor tako e želi da se zahvali prof. dr Dani Vasiljevi Radovi , rukovodiocu Centra za mikroelektronske tehnologije, kao i svim kolegama iz Centra za podršku i razumevanje tokom izrade disertacije. Ova disertacija bez njih ne bi bila moguća.

Posebno želim da pomenem podršku koju mi je pružila moja majka Milena tokom celog dosadašnjeg školovanja iji vrhunac ova disertacija predstavlja.

*Ovu disertaciju posve ujem svom dedi Pavlu
koji me je do poslednjeg daha podržavao u svim životnim izazovima*

Sadržaj

<i>Apstrakt</i>	<i>II</i>
<i>Abstract</i>	<i>IV</i>
<i>Zahvalnost</i>	<i>VI</i>
<i>Sadržaj</i>	<i>VIII</i>
1. Uvod	1
2. Osnove plazmonike	6
2.1 Površinski plazmon polaritoni	6
2.1.1 Višeslojne strukture	15
2.1.2 Prekomerna optička transmisija (Extraordinary optical transmission – EOT)	19
2.2 Lokalizovani površinski plazmoni	24
2.2.1 Podtalasne estice	24
2.2.2 Mieova Teorija	29
3 Infracrveni detektori	35
3.1 Osnove IC detektora	35
3.2 Radijativni g-r procesi	41
3.3 Ožjevi g-r procesi	43
3.3 Šokli-Ridovi g-r procesi	47
3.4 Šum IC detektora	50
3.4 Karakteristike $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ IC fotodetektora	52
4. Principi poboljšanja IC fotodetektora	54
4.1 Antirefleksni slojevi sa gradijentnim indeksom prelamanja	56
4.2 Poboljšanje fotodetektora plazmonskim strukturama	61
4.2.1 Plazmonske estice	61
4.2.2 EOT matrice za poboljšanje detektora	66
5. Numeričke metode	70
5.1 Geometrija, materijalni sastav i mreža poddomena	71
5.2 Modelovanje optičkog odziva plazmonske estice	75

5.3 Modelovanje opti kog odziva EOT matrica _____	79
6. Rezultati i diskusija _____	83
6.1 Sferne GZO estice _____	83
6.2 Sferoidne GZO estice _____	93
6.3 EOT strukture _____	101
6.4 Performanse IC fotodetektora poboljšanih plazmonskim strukturama _____	113
7. Zaključak _____	121
8. Reference _____	128
<i>Biografski podaci</i> _____	<i>136</i>

1. Uvod

Plazmonika je relativno nedavno razvijena oblast nastala iz elektromagnetike i nauke o materijalima. Ona se bavi sprežanjem elektromagnetskih talasa sa oscilacijama elektronske plazme u provodnicima kao i manipulacijom ovako formiranim hibridnim ekscitacijama. Dve fundamentalne plazmonske ekscitacije su površinski plazmon polariton (Surface Plasmons Polariton, SPP) i lokalizovani površinski plazmon polariton (Localized Surface Plasmon polariton, LSPP). SPP su polarizovani elektromagnetni talasi (polaritoni) koji se prostiru na razdvojnoj površini provodnik-dielektrik spregnuti sa rezonantnim oscilacijama slobodnih elektrona u provodnom delu. Intenzitet ovih elektromagnetnih talasa eksponencijalno opada sa udaljavanjem od me upovršine provodnik-dielektrik, a me u njihove najvažnije osobine spadaju pojava da zadržavaju u estalost ali poseduju zna ajno kra u talasnu dužinu u odnosu na elektromagnetni talas koji ih je ekscitovao (skra enje talasne dužine je i do nekoliko redova veli ine u pore enju sa konvencionalnim prostoperiodi nim prostiru im talasima). Ovo za posledicu ima pojavu jakih lokalizacija pra enih ogromnim intenzitetom elektromagnetnog polja na podtalasnom nivou. LSPP sa druge strane predstavlja oscilacije elektronske plazme unutar estice od provodnog materijala okružene dielektrikom pobu ene prostiru im elektromagnetskim talasom. Ovako pobu ene oscilacije elektronske plazme pod uticajem restorativnih sila zakrivljene površi estica mogu da u u u rezonanciju sa prostiru im elektromagnetskim talasom što opet rezultuje u lokalizaciji i ogromnim intenzitetima polja, ovaj put u neposrednoj okolini estice. Izvanredne mogu nost manipulacije plazmanskim ekscitacijama se manifestuju u skoro potpunoj kontroli nad njihovom frekventnom i prostornom disperzijom, što se postiže variranjem materijalnog sastava i/ili geometrije osnovnih struktura koje podržavaju plazmonske modove. Me utim, mogu nost proizvoljnog podešavanja odziva plazmanskih struktura naro ito dolazi do izražaja u složenim nanokompozitima provodnik-dielektrik, gde su proizvedene strukture sa negativnim grupnim brzinama („levoruka” svetlost) [1], vrlo niskim („spora” svetlost) i vrlo visokim („superluminalna” ili „brza” svetlost) [2]. Dodatno, mogu nost prakti no proizvoljne kontrole prostorne disperzije bila je jedan od faktora koji su doveli do koncepta tzv.

transformacione optike [3], gde se vrši konformno preslikavanje opti kog prostora izme u dve proizvoljne geometrije, a rezultat su izme u ostalog bili superkoncentratori opti kog polja, superapsorberi [4], strukture za elektromagnetnu kamuflažu („cloaking device”) [5] itd.

Me u oblastima u kojima plazmonika nalazi sve ve u prakti nu primenu su integrisane opti ke komponente [4], gde je zahvaljuju i skra enju talasne dužine u odnosu na prostiru e talase mogu e realizovati talasovodne strukture veli ine uporedljive sa elektronskim komponentama. Tako e je izuzetno bitna primena u senzoricima, pre svega za ultrasetljive senzore hemijskih i bioloških agensa koji svoje visoke performanse duguju izuzetnoj osetljivosti plazmonske disperzione relacije na promenu indeksa prelamanja okolnog medijuma. Tre a bitna oblast je poboljšanje karakteristika fotodetektora zasnovano na podtalasnoj lokalizaciji opti kog zra enja [6].

Koncept primene plazmonike za poboljšanje fotodetektora vrlo je jednostavan. Plazmonske strukture mogu lokalizovati opti ko polje na prostoru manjem od talasne dužine, a mogu se naneti na površinu fotodetektora ili inkorporirati u njegovu unutrašnjost. Zahvaljuju i tome zapremina detektora može biti mnogo manja od konvencionalno koriš ene, a da pri tom ekvivalentna gustina energije u aktivnoj oblasti i konsekvantno osetljivost detektora budu identi ne ili bolje kod naprava sa plazmanskim poboljšanjem [7]. Zahvaljuju i obilju plazmonske materijala u prirodi za vidljivi i ultraljubi asti deo spektra (plemeniti metali kao zlato srebro, hrom itd.) plazmonske strukture za poboljšanje fotodetektora su inicijalno našle primenu u ovim spektralnim oblastima. Dodatno, primena plazmonske lokalizacije na fotonaponske solarne elije zna i ogromne uštede u skupom materijalu, jer takve fotodiode mogu biti znatno tanje nego klasi ne.

Druga grupa fotodetektora od interesa su naprave za infracrvenu (IC) detekciju, koriš ene u razli itim oblastima kao što su termovizija, no no samonavo enje, pra enje toplotnog zapisa i sli no. Me u oblastima primene su daljinsko merenje temperature, od interesa npr. u pogonima elektroprivrede, trafoima, generatorima, ali tako e vojne i policijske primene, daljinsko osmatranje itd. Osnovni problem prilikom primene plazmonike na infracrvene senzore jeste u tome što su rezonantne frekvencije (plazma frekvencije) uobi ajenih plazmonske materijala uglavnom u ultraljubi astom ili

vidljivom delu spektra. Međutim, dovođenje plazmonske lokalizacije u IC deo spektra bi imalo još jednu dodatnu prednost u oblasti fotodetekcije u odnosu na vidljivi deo spektra. IC fotodetektorima imaju značajno povećane nivoe šuma kao posledicu same elektronske strukture uskozonalnih poluprovodnika od kojih su sačinjeni i trenutni mehanizmi potiskivanja šuma se baziraju skoro isključivo na smanjivanju termalne komponente hladnjem fotodetektora. Primenom plazmonske lokalizacije generaciono-rekombinaciona komponenta šuma se može potisnuti smanjivanjem zapremine fotodetektora bez gubljenja osetljivosti.

Cilj ove disertacije je analiza mogućnosti primene plazmonske lokalizacije u IC oblasti i pomeranja paradigme dizajna IC fotodetektora sa *kompromisa* između osetljivosti i šuma ka univerzalnoj maksimizaciji/minimizaciji istih između strukturalne zavisnosti osetljivosti sa fotodetektora na eksternu plazmonsku strukturu. Dodatno, jedan od ciljeva disertacije je razvoj metoda za postizanje plazmonske lokalizacije na što jednostavniji način bez ikakve izmene geometrije fotodetektora osim samog smanjenja debljine aktivne oblasti.

Disertacija je organizovana u sedam poglavlja. Prvo odnosno uvodno poglavlje bavi se osnovima plazmonike kao relativno nove naučne oblasti i brojnim praktičnim primenama plazmonskih struktura u raznim inženjerskim disciplinama sa posebnim osvrtom na oblast fotodetekcije. Uvodno poglavlje se dodatno bavi početnim pretpostavkama koje su dovele do istraživačkog rada prezentovanog u okviru disertacije kao i samim ciljevima disertacije.

U drugom poglavlju su detaljno prezentovani analitički modeli i karakteristike osnovnih plazmonskih ekscitacija. Posebna pažnja je posvećena mogućnostima modifikovanja frekventnih i prostornih karakteristika prostirućih plazmonskih ekscitacija (SPP) materijalnim i strukturalnim promenama na površine provodnik-dielektrik. Lokalizovane plazmonske ekscitacije (LSP) koje nastaju kao posledica rasejanja svetlosti na plazmonskim esticama kao i uslovi plazmonske rezonancije opisani su u okviru modela kvazistatičke aproksimacije i Mie teorije u zavisnosti od dimenzija i oblika estica.

Tre e poglavlje se bavi kvantnim poluprovodni kim fotodetektorima sa naglaskom na IC detektore. U ovom poglavlju dat je pregled svih parametara fotodetektora i njihovog fizi kog zna enja u vezi sa karakteristikama fotodetektora, gde se poseban zna aj daje specifi noj detektivnosti kao ultimativnom parametru kvaliteta fotodetektora na odre enoj frekvenciji. Tako e su detaljno opisani unutrašnji fizi ki procesi u poluprovodni kom fotodetektoru na kojima se zasniva njegovo funkcionisanje. Posebna pažnja je posve ena zapreminskim generaciono-rekombinacionim procesima koji postaju posebno izraženi unutar uskozonalnih poluprovodnika. Zajedno sa karakteristikama živa kadmijum telurida (HgCdTe), poluprovodni kog materijala najzastupljenijeg u izradi dugotalasnih IC detektora (talasna oblast 8 μm – 14 μm) ovo poglavlje tako e predstavlja kompletan analiti ki model kvantnog IC detektora.

U etvrtom poglavlju je dat pregled metoda koje se koriste za pove anje opti kog fluksa u aktivnoj oblasti fotodetektora sa posebnim osvrtom na strukture od direktnog zna aja za disertaciju. Dodatno, u ovom poglavlju su predstavljena savremena rešenja za plazmonsko poboljšanje fotodetektora koja se trenutno isklju ivo primenjuju na solarne elije u vidljivom i bliskom IC opsegu, kao i najve i problemi primene plazmonske lokalizacije u IC delu spektra.

Peto poglavlje obuhvata detaljni opis numeri kih metoda za modelovanje opti kog odziva plazmonskih struktura za poboljšanje IC fotodetektora koriš enjem Comsol Multiphysics programskog paketa. U ovom poglavlju prikazani su na in definisanja geometrije strukture, grani nih uslova kao i parametara materijala koriš enih u disertaciji . Dodatno, u ovom poglavlju predstavljen je zaokružen numeri ki model plazmonskih struktura opisanih u disertaciji.

U šestom poglavlju su prezentovani nau ni doprinosi disertacije. Detaljno su analizirane opti ke osobine plazmonskih struktura za poboljšanje IC detektora. Poseban naglasak je stavljen na promene geometrije plazmonskih struktura za optimizaciju opti kog odziva fotodetektora. Kombinovanjem rezultata numeri ke simulacije opti kih osobina plazmonskih struktura i analiti kog modela fotoprovodnog IC fotodetektora dobijen je kompletan model plazmonski poboljšanog fotodetektora i upore en sa konvencionalnim slu ajem. Ura eno je pore enje fotodetektora na relativnom i

apsolutnom nivou tj. pore ene su specifi ne detektivnosti dva identi na detektora sa i bez plazmorskih struktura, ali i specifi ne detektivnosti ultratankih fotodetektora ostvarivih zahvaljuju i plazmorskoj lokalizaciji i konvencionalnih debelih fotodetektora kakvi se standardno koriste. Karakteristike fotodetektora su upore ene i na razli itim radnim temperaturama, što pokazuje višestranost primene plazmorskih struktura za poboljšanje performansi IC detektora bilo direktnim pove anjem specifi ne detektivnosti, bilo pove anjem radne temperature pri kojem se postižu vrednosti specifi ne detektivnosti kao u slu aju konvencionalnih fotodetektora.

U poslednjem poglavlju dati su zaklju ak i mogu i pravci daljeg istraživanja kao i lista publikacija nastalih tokom izrade disertacije.

2. Osnove plazmonike

2.1 Površinski plazmon polaritoni

Površinski plazmoni polaritoni (*Surface Plasmon Polaritons – SPP*) su površinski (dvodimenzioni, 2D) talasi koji se prostiru duž razdvojne površi između provodnika i dielektrika i predstavljaju kolektivne oscilacije elektronske plazme unutar provodnika spregnute sa polarisanim elektromagnetnim talasom. Površinski plazmoni polaritoni su konfinirani na samu ravan razdvajanja između provodnika i dielektrika tj. evanescentni su u pravcu normalnom na ravan razdvajanja. Ovo konfiniranje dovodi do lokalizacije elektromagnetnog zračenja u tankom sloju uz samu površinu dielektrika i time do velikih intenziteta elektromagnetnog polja. Fizičke osobine površinskih plazmona polaritona su opisane njihovom disperzionom relacijom i prostornom raspodelom polja.

Za detaljan opis prostiranja površinskih plazmona polaritona neophodno je krenuti od Maksvelovih jednačina i disperzione relacije kompleksne dielektrične permitivnosti metala (provodnika).

Maksvelove jednačine u diferencijalnoj formi su date sa:

$$\nabla \cdot D = \rho_{ext}, \quad (1.a)$$

$$\nabla \cdot B = 0, \quad (1.b)$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial T}, \quad (1.c)$$

$$\nabla \times H = J_{ext} + \frac{\partial D}{\partial T}. \quad (1.d)$$

Bez prisustva spoljašnjih naelektrisanja i gustina struja za prostoperiodične zavisnosti polja dolazi se do Helmholtzove jednačine date sa:

$$\nabla^2 E + k_0^2 \epsilon E = 0, \quad (2)$$

gde je $k_0 = \omega/c$ talasni vektor u vakuumu.

U širokom spektru frekvencija optičke osobine metala mogu se opisati plazmanskim modelom, koji pretpostavlja slobodan elektronski gas koji se kreće u polju fiksiranih pozitivnih jona. U plazmanskom modelu ne uzimaju se eksplicitno u obzir uticaji potencijala kristalne rešetke ili međusobne interakcije među elektronima, već se njihovo dejstvo uređuje implicitno preko efektivne mase elektrona m . U prisustvu spoljašnjeg elektromagnetnog polja elektroni osciluju, njihove oscilacije su prigušene međusobnim sudarima opisanim karakterističnom frekvencijom $\gamma = 1/\tau$, gde je τ vreme relaksacije elektronskog gasa. Jedna jednačina kretanja elektrona u prostoperiodi određene spoljašnjeg električnog polja, pojednostavljena za 1D model, može se napisati kao:

$$m\ddot{x} + m\gamma\dot{x} = -eE, \quad (3)$$

gde je $E = E_0 e^{-j\omega t}$ primenjeno spoljašnje električno polje, m je efektivna masa elektrona, e je naelektrisanje elektrona. Rešavanjem ove jednačine dobija se zavisnost pomeraja elektrona od primenjenog električnog polja kao:

$$x(t) = \frac{e}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} E(t). \quad (4)$$

Pomeranje elektrona doprinosi makroskopskoj polarizaciji $P = -nex$, eksplicitno datoj kao:

$$P = -\frac{ne^2}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} E, \quad (5)$$

odnosno preko dielektričnog pomeraja D :

$$D = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}\right) E, \quad \omega_p^2 = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m}, \quad (6)$$

gde je ω_p plazma frekvencija elektronskog gasa. Na ovaj način se dobija disperziona relacija relativne dielektrične permitivnosti slobodnog elektronskog gasa kao [8]:

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (7)$$

Jedna ina (7) je tako e poznata kao Drudeov model dielektri ne permitivnosti slobodnog elektronskog gasa. Za u estanosti zna ajno manje od plazma frekvencije realni deo elektri ne permitivnosti je izrazito negativan. esto se za potrebe fitovanja Drudeove disperzione krive na eksperimentalne rezultate koristi prošireni model koji uzima u obzir rezidualnu polarizaciju usled pozitivno naelektrisanih jona u ijem polju elektroni osciluju $P = \epsilon_0(\epsilon - I)$. Ovaj efekat je opisan asimptotskom elektri nom permitivnoš u ϵ i model se sad može napisati kao [8]:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (8)$$

Osim plemenitih metala koji su prirodni plazmorski materijali za opti ku oblast, Drudeov model se može koristiti za opis dielektri ne permitivnosti bilo kog materijala koji sadži slobodne nosioce, npr. dopiranih poluprovodnika. Posebnu klasu plazmorskih materijala ine providni i provodni oksidi (Transparent Conductive Oxides – TCO). Za razliku od metala koji naj eš e imaju imaju plazma frekvenciju u ultraljubi astom delu spektra, kod TCO je plazma frekvencija u dugotalasnom delu vidljivog spektra ili u bliskoj infracrvenoj oblasti [9, 10]. Plazma u estanost (6) TCO materijala može se modifikovati dopiranjem i na inom fabrikacije. Najzna ajnija prednost TCO materijala u odnosu na metale za primenu u infracrvenoj oblasti su zna ajno manji gubici [10].

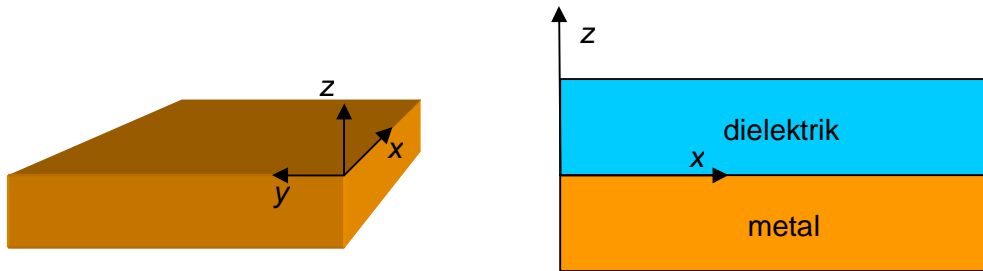
Razmotrimo sada slu aj planarnog talasovoda prikazanog na Sl. 1. Zarad jednostavnosti pretpostavimo da se ϵ menja samo duž jednog prostornog pravca odnosno $\epsilon = \epsilon(z)$. Tako e, pretpostavimo da se talas prostire u pravcu normalnom na pravac promene elektri ne permitivnosti, bez ikakve promene u samoj ravni prostiranja. Postavljamo koordinatni sistem tako da se talas prostire duž x ose, kao i da je $z=0$ ravan prostiranja.

Ovakav talas možemo opisati sa:

$$E(x, y) = E(z)e^{i\beta x}, \quad (9)$$

gde je $\beta = k_x$ konstanta prostiranja. Ako prethodnu jedna inu (9) ubacimo u Helmholtcovu jedna inu (2) dobijamo:

$$\frac{\partial^2 E(x, z)}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) E = 0. \quad (10)$$



Sl.1 Metal-dielektri ni planarni talasovod

Iz Maksvelovih jedna ina (1) i Helmholtcove jedna ine (10) dolazimo do seta spregnutih jedna ina koje opisuju modove planarnog talasvoda:

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = -i\omega\mu_0 H_x, \quad (11.a)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - i\beta E_z = i\omega\mu_0 H_y, \quad (11.b)$$

$$i\beta E_y = i\omega\mu_0 H_z, \quad (11.c)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_x, \quad (11.d)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - i\beta H_z = -i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_y, \quad (11.e)$$

$$i\beta H_y = -i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_z. \quad (11.f)$$

Prve tri jedna ine predstavljaju transverzalne magnetske (TM ili p) modove, dok druge tri predstavljaju transverzalne elektri ne (TE ili s) modove. Ako primenimo rešenja za TM modove na razdvojnu površ izme u metala i dielektrika prikazanu na Sl. 1 dobijamo dva skupa jedna ina, jedan iznad razdvojne površi $z>0$ (u dielektriku):

$$\begin{aligned}
H_y(x, z) &= A_d e^{i\beta x} e^{-k_d z}, \\
E_x(x, z) &= iA_d \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_d} k_d e^{i\beta x} e^{-k_d z}, \\
E_z(x, z) &= -A_d \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_d} e^{i\beta x} e^{-k_d z},
\end{aligned} \tag{12}$$

i jedan ispod razdvojne površi $z < 0$ (u metalu):

$$\begin{aligned}
H_y(x, z) &= A_m e^{i\beta x} e^{-k_m z}, \\
E_x(x, z) &= -iA_m \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_m} k_m e^{i\beta x} e^{k_m z}, \\
E_z(x, z) &= -A_m \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_m} e^{i\beta x} e^{k_m z},
\end{aligned} \tag{13}$$

gde su komponente talasnog vektora u pravcu normalnom na razdvojnu površ:

$$k_{d,m}^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_{d,m}, \tag{14}$$

pri čemu indeksi m i d označavaju metal odnosno dielektrik. Iz graničnih uslova kontinuiteta $\epsilon_{d,m} E_z$ na razdvojnoj površi dolazimo do uslova prostiranja talasa duž mešovitog spoja provodnik-dielektrik:

$$A_m = A_d, \quad \frac{k_d}{k_m} = -\frac{\epsilon_m}{\epsilon_d}. \tag{15}$$

Iz uslova (15) i jednačine (14) vidi se da je postojanje modova konfiniranih u ravni $k_{d,m} > 0$ zapravo samo moguće samo u slučaju postojanja razdvojne površi između provodnika i dielektrika, tj. neophodno je da dva materijala imaju realne delove električne permitivnosti različitog znaka. Iz uslova prostiranja dolazimo do disperzione relacije površinskih plazmona polaritona:

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}}. \tag{16}$$

Ako primenimo isti pristup za TE modove:

za $z > 0$

$$\begin{aligned}
E_y(x, z) &= A_d e^{i\beta x} e^{-k_d z}, \\
H_x(x, z) &= -iA_d \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_d} k_d e^{i\beta x} e^{-k_d z}, \\
H_z(x, z) &= A_d \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_d} e^{i\beta x} e^{-k_d z},
\end{aligned} \tag{17}$$

dok je za $z < 0$

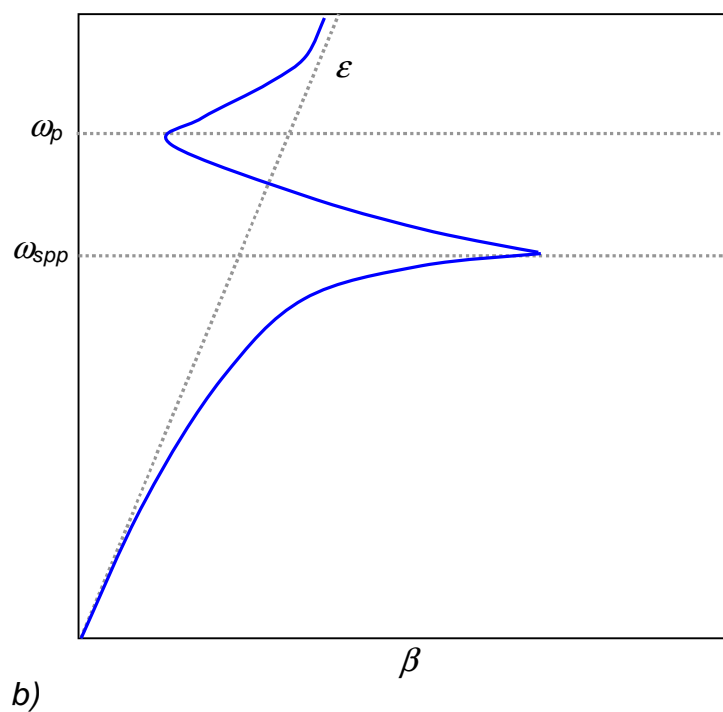
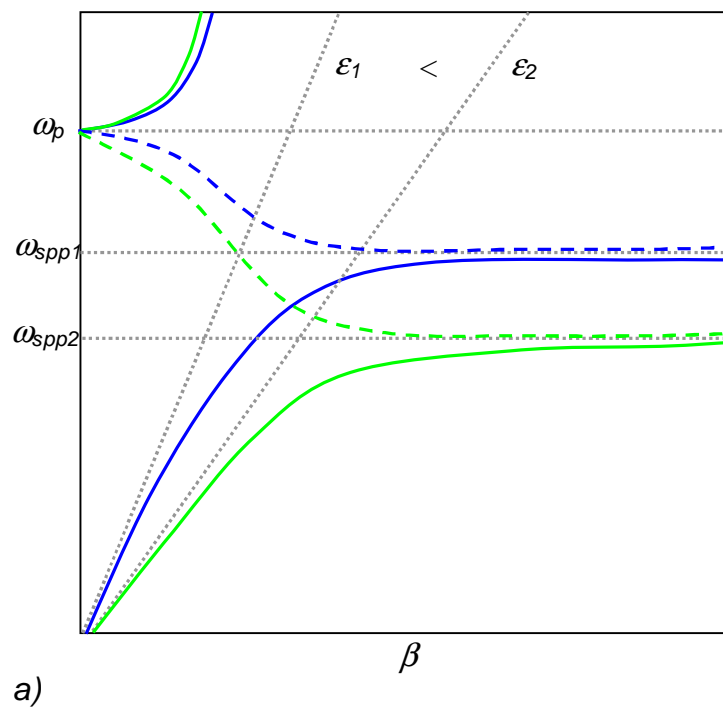
$$\begin{aligned}
E_y(x, z) &= A_m e^{i\beta x} e^{-k_m z}, \\
H_x(x, z) &= iA_m \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_m} k_m e^{i\beta x} e^{k_m z}, \\
H_z(x, z) &= A_m \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_m} e^{i\beta x} e^{k_m z},
\end{aligned} \tag{18}$$

dolazimo do uslova prostiranja za TE modove:

$$A_m = A_d, \quad A_d(k_m + k_d) = 0. \tag{19}$$

Ovaj uslov je ispunjen samo za $A_d = A_m = 0$, tj. površinski modovi ne postoje za TE polarizaciju.

Disperzione relacije SPP-a na me upovršini metal-dielektrik u zavisnosti od gubitaka prikazane su na Sl. 2. Grafici su dobijeni ubacivanjem disperzione relacije metala (7) u disperzionu relaciju SPP-a (16). Ako se potpuno zanemare gubici u metalu (podrazumeva se da je dielektrik bez gubitaka), konstanta prostiranja β u zavisnosti od frekvencije može da postane beskona na i prostiru i plazmوني modovi (SPP) poprimaju elektrostati ki karakter tj. postaju površinski plazmoni polaritoni. Ako se uzme realna situacija gde postoje gubici u metalu, β dostiže maksimalnu kona nu vrednost koja je obrnuto proporcionalna gubicima tj. što su gubici ve i maksimalna vrednost konstante prostiranja je manja.



Sl.2 Disperziona relacija SPP-a na me uspoju metala i dielektrika a) slu aj metala bez gubitaka, realni deo disperziona relacije (puna linija) – dozvoljena zona, imaginarni deo disperziona relacije (isprekidana linija) – zabranjena zona, za razli ite vrednosti dielektri ne permitivnosti dielektrika; b) slu aj realnog metala sa kona nom maksimalnom vrednoš u konstante prostiranja i pojava cure ih modova.

Karakteristična frekvencija za koju β poprima maksimalnu vrednost poznata je kao frekvencija površinskih plazmona polaritona ω_{spp} i definisana je samom strukturom kao:

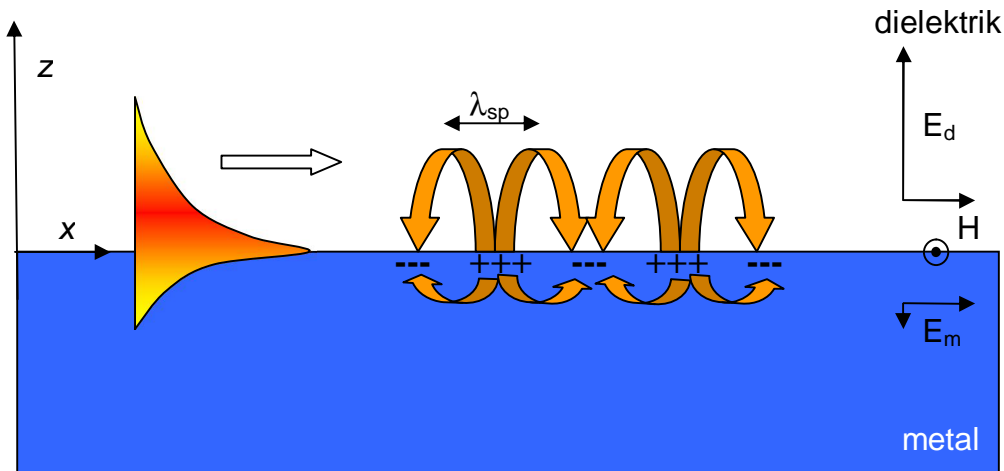
$$\omega_{spp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \epsilon_d}}, \quad (20)$$

gde je ω_p plazma frekvencija metala, a ϵ_d je relativna dielektrična permitivnost dielektrika.

Kako su SPP vezani modovi, deo disperzione krive koji predstavlja njihovu propagaciju je sa desne strane svetlosne linije. Kao takvi SPP, se ne mogu direktno spregnuti sa prostirućim elektromagnetskim talasima, već je neophodno uvesti dodatni sprežni element (najčešće prizmu) koji vrši prilagodbu vrednosti talasnih vektora prostirućeg talasa i SPP-a. Za uklanjanje veze od plazma frekvencije tj. kada metali gube svoj metalni karakter neophodan za uslov prostiranja na razdvojnoj površi (15) mogu postojati normalni radijativni modovi. U slučaju metala bez gubitaka postoji zabranjena zona između u režimu vezanih (SPP) $\omega < \omega_{spp}$ i slobodnih modova $\omega > \omega_p$ (Sl.2.a), dok u slučaju realnih materijala dolazi do pojave kvazivezanih (čvrstih) modova (Sl.2.b). Zavisnost disperzione relacije SPP-a od permitivnosti dielektrika sa strane spoja je prikazana na Sl. 2.a, što je inače osobina koja je našla veliku primenu u senzoricima. Naime, ako dođe do promene permitivnosti (odnosno indeksa prelamanja) dielektrika neposredno uz metalni uspoj provodnik-dielektrik usled npr. prisustva bioloških ili hemijskih analita, disperzionu relaciju se može promeniti u skladu sa novonastalim stanjem (refraktometrijski senzor). Ova promena se onda može pratiti svetlosnim snopom u zavisnosti od sprežavanja svetlosnog snopa sa prostirućim SPP modovima.

Prostorna raspodela polja SPP prikazana na Sl. 3 data je jednačinama (12) i (13). Kako su SPP vezani modovi ($\beta^2 > \epsilon_d k_0^2$), talas je evanescentan u pravcu normalnom na površini polje je lokalizovano u jako tankom sloju uz samu metalnu površinu. Dubina prodiranja polja u materijal je obrnuto proporcionalna transverzalnoj komponenti talasnog vektora u materijalu $d_z \propto 1/k_{d,m}$. Prema Drudeovom modelu (7) realni deo dielektrične permitivnosti metala za uklanjanje na kojima se prostiru SPP je

izrazito negativan, tj. $|\text{Re}(\epsilon_m)| \gg \text{Re}(\epsilon_d)$, tako da e prodiranje polja u materijal biti ve e na strani dielektrika ak i u slu aju idealnog provodnika. U slu aju realnih materijala dubina prodiranja polja u metal je zanemarljiva u odnosu na dielektrik.

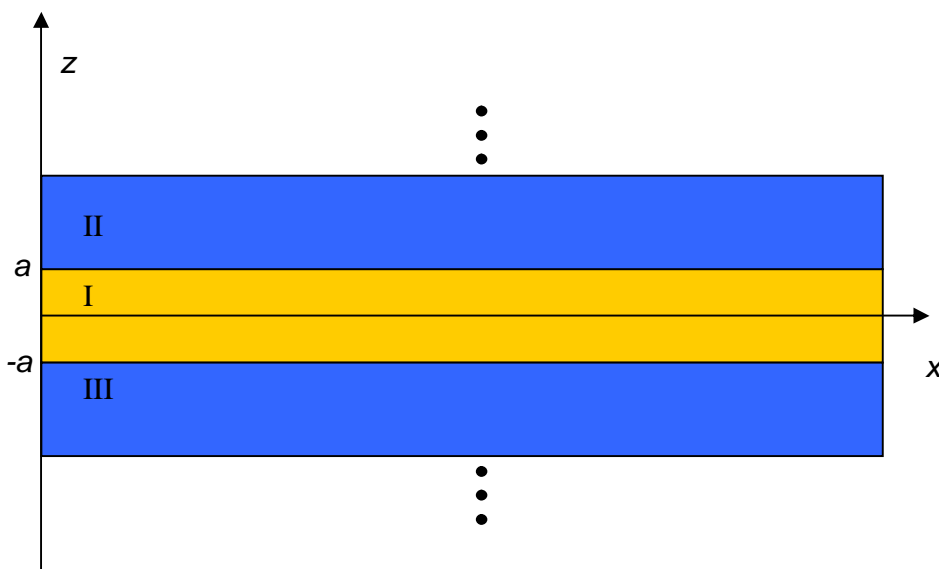


Sl.3 Prostorna raspodela elektri nog polja SPP-a zajedno sa mehanizmom sprezanja plazmonske oscilacije (plazmona) i TM-polarisanog EM talasa (polaritona).

Talasna dužina SPP $\lambda_{spp} = 2\pi/\text{Re}[\beta]$ e uvek biti manja od talasne dužine prostirueg talasa u dielektriku. Zbog toga prilikom sprezanja prostirueg svetlosnog talasa sa SPP modovima dolazi do dodatne koncentracije opti ke energije u zna ajno manjem prostoru usled samog skra enja talasne dužine, zajedno sa lokalizacijom usled evanescentnosti talasa. Ovo za posledicu ima veoma velike intenzitete polja u tankom sloju dielektrika odmah uz samu razdvojnu površ [11]. Osobina SPP da lokalizuju opti ku energiju u jako malim zapreminama predstavlja osnovu ve ine primena plazmonike, uklju uju i razne tipove hemijskih i bioloških senzora [12-14], transformacionu optiku (npr. superkoncentratore, superapsorbere, cloaking devices) [3, 5, 15, 16] itd. Za ovu disertaciju je posebno bitna primena SPP lokalizacije opti ke energije u fotodetekciji [6, 17, 18].

2.1.1 Višeslojne strukture

Osnovna struktura koja podržava SPP modove je me uspoj provodnik-dielektrik. Me utim, ovakav tip strukture ima dosta nedostataka u pogledu prakti ne primene u poboljšanju fotodetektora. Dva osnovna problema su nemogu nost pobude SPP prostiru im svetlosnim talasom i nepostojanje mogu nosti projektovanja disperzione relacije izuzev onoga što se može posti i promenom vrste materijala koji ine spoj. Najjednostavniji na in da se uvede dodatni stepen slobode projektovanja disperzione relacije SPP jeste da se upotrebe višeslojne strukture. Najprostija višeslojna struktura je prikazana na Sl.4 i sastoji se od jedne plo e od materijala (I) okružene sa obe strane polubeskona nim materijalom (II, III) permitivnosti suprotnog znaka u odnosu na materijal (I), tako da umesto jednog me uspoja sada postoje dva.



Sl.4 Plazmonska struktura sa dva me uspoja

Ako primenimo rešenja za TM modove iz (11) na obe razdvojne površi strukture sa sl. 4 pod pretpostavkom da su materijali omota a (II) i (III) sa Sl.4 identni, dolazimo do para jedna ina koji opisuju disperzionu relaciju SPP modova za ovakvu strukturu:

$$\begin{aligned}\tanh(k_1 a) &= -\frac{k_2 \varepsilon_1}{k_1 \varepsilon_2}, \\ \tanh(k_2 a) &= -\frac{k_1 \varepsilon_2}{k_2 \varepsilon_1},\end{aligned}\tag{21}$$

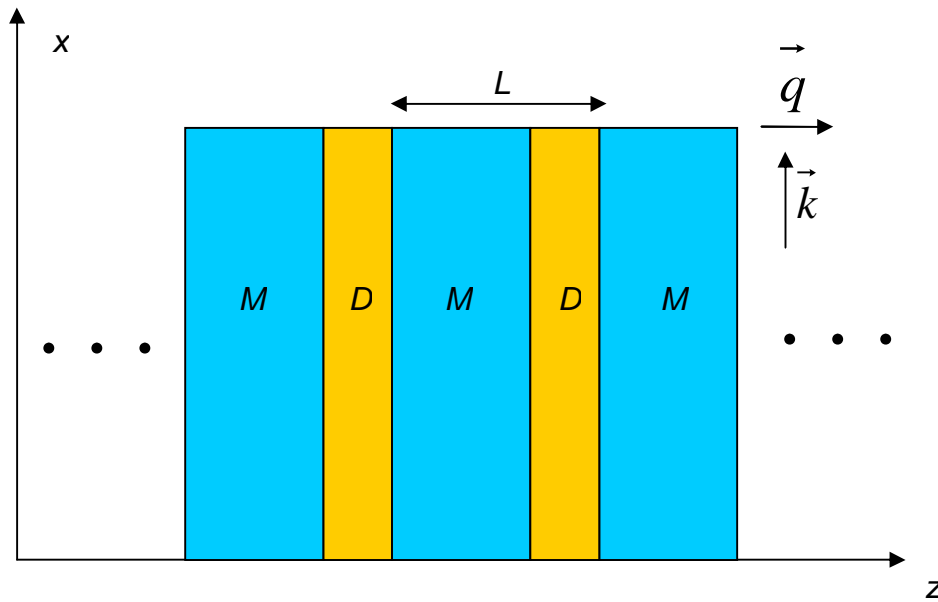
gde je $k_i^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_i$ dok parametri sa indeksom 1 odgovaraju tankom sloju, a parametri sa indeksom 2 omota u. Dve osnovne višeslojne strukture koje se mogu formirati od metala i dielektrika su: tanak sloj metala između dva polubeskona dielektrika – (*izolator-metal-izolator*) IMI struktura i tanak sloj dielektrika između dva polubeskona sloja metala – (*metal-izolator-metal*) MIM struktura. U oba slučaja postoje dve razdvojne površine koje podržavaju identične SPP. Ako je rastojanje između površina dovoljno malo, doći će do sprezanja plazmotskih modova. Posledica ovog sprezanja je cepanje jedinstvenog stanja na parne i neparne modove. Prva jednačina u (21) odgovara neparnim, a druga parnim modovima.

Za IMI strukturu neparni modovi imaju više u estanosti ω_+ u odnosu na SPP koji se prostire samo na jednom međuspoju, dok parni modovi imaju niže u estanosti ω_- . Maksimalne u estanosti za parne i neparne modove se postižu za metal bez gubitaka i date su sa:

$$\begin{aligned}\omega_+ &= -\frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon_2}} \sqrt{1 + \frac{2\varepsilon_2 e^{-2\beta a}}{1 + \varepsilon_2}}, \\ \omega_- &= -\frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon_2}} \sqrt{1 - \frac{2\varepsilon_2 e^{-2\beta a}}{1 + \varepsilon_2}}.\end{aligned}\tag{22}$$

Za IMI strukturu cepanje između parnih i neparnih modova je uslovljeno debljinom metalnog sloja (odnosno snagom sprezanja SPP na pojedinim međuspojevima). Logično, cepanje je veće što je metalni film tanji, tj. sprezanje je jače. U obrnutom slučaju, ako su dva interfejsa dovoljno udaljena (određeno dubinom prodiranja polja u metal), dva SPP moda na pojedinim međuspojevima se mogu tretirati nezavisno jedan od drugog. U slučaju relaksiranih materijala dužina prostiranja SPP-a je uslovljena gubicima u metalu, tj. imaginarnim delom konstante prostiranja $L = 1/Im[\beta]$. U slučaju neparnih modova smanjivanje debljine metala dovodi do smanjenja konfinacije moda u metalu (manji uticaj gubitaka) i konverzije moda u

planarni talas u en dielektri nim omota em, zna ajno pove avaju i dužinu prostiranja (*long-range SPP*). Za parne modove je potpuno suprotna situacija i konfinacija moda u metalu se pove ava, zna ajno smanjuju i dužinu prostiranja. Za MIM strukturu od posebnog intresa je neparni mod koji ne nestaje ni za beskona no tanak sloj dielektrika. Za razliku od SPP-a na jednom interfejsu, smanjivanjem debljine dielektrika je mogu e postiti i velike vrednosti konstante prostiranja za u estanosu manje od ω_{spp} ak i za realne materijale.



S1.5 Jednodimenzioni plazmonski kristal.

Višeslojna struktura sa proizvoljnim brojem slojeva prikazana je na S1.5. Na ovaj način formiramo jednodimenzioni plazmonski kristal odnosno višeslojni periodični metal-dielektrični film [19, 20]. Debljine slojeva metala i dielektrika su d_m odnosno d_d . Zbog jednostavnosti možemo pretpostaviti da je plazmonski kristal beskonačan u xy ravni. Ukoliko je plazmonski kristal beskonačan i u z pravcu sa periodom L možemo da proširimo jednačinu (9) za periodičnu strukturu:

$$E(x, z) = E(x, z)e^{-i\beta x} = E_q(z)e^{-iqz}e^{-i\beta x}, \quad (23)$$

gde je q Blohov talasni broj, a E_q takođe mora biti periodična sa periodom L . Ovdje postoji očigledna analogija sa Blohovim talasnim funkcijama za elektron koji se kreće u beskonačnom periodičnom potencijalu. Ako nastavimo sa analogijom uočimo

postojanje dozvoljenih zona u plazmnskom kristalu kada je q realno, tj. kada je mogu e prostiranje talasa u plazmnskom kristalu, odnosno zabranjenih zona kada je q kompleksno tj. kada nema prostiranja talasa u plazmnskom kristalu. Uslov pod kojim je Blohov talasni broj realan odnosno kompleksan je dat Floke-Blohovom (Floquet-Bloch) disperzionom relacijom za beskona ni višeslojni medijum:

$$\frac{1}{2}(T_{11} + T_{22}) = \cos(qL), \quad (24)$$

gde su:

$$T_{11} = e^{(k_m \delta L)} \left[\cos(k_d(1-\delta)L) - \frac{1}{2} \left(\alpha_{s,p} - \frac{1}{\alpha_{s,p}} \right) \sin(k_d(1-\delta)L) \right], \quad (25.a)$$

$$T_{22} = e^{(-k_m \delta L)} \left[\cos(k_d(1-\delta)L) - \frac{1}{2} \left(\alpha_{s,p} - \frac{1}{\alpha_{s,p}} \right) \sin(k_d(1-\delta)L) \right], \quad (25.b)$$

$$\alpha_s = \frac{k_d}{k_m}, \alpha_p = \frac{\epsilon_m k_d}{\epsilon_d k_m}. \quad (25.c)$$

Ovde je debljina slojeva data preko faktora popunjenosti metalom $=d_m/L$ i sve prostorne dimenzije i talasni vektori su normirani na talasnu dužinu, odnosno talasni vektor u vakuumu. T_{11} i T_{22} su dijagonalni elementi matrice prenosa za 1D plazmnski kristal, a s i p u indeksu oznaavaju polarizaciju. Vidimo da za dozvoljene zone u plazmnskom kristalu važi $\frac{1}{2}|T_{11} + T_{22}| \leq 1$.

Ako sada uzmemo da plazmnski kristal ima kona an broj slojeva i da je prvi i poslednji sloj od istog materijala tako da se formira talasovod od plazmnskog kristala. Možemo da formiramo disperzionu relaciju za vo ene modove:

$$\frac{1}{2}(T_{11} - T_{22}) = -\cot g(NqL) \sin(qL). \quad (26)$$

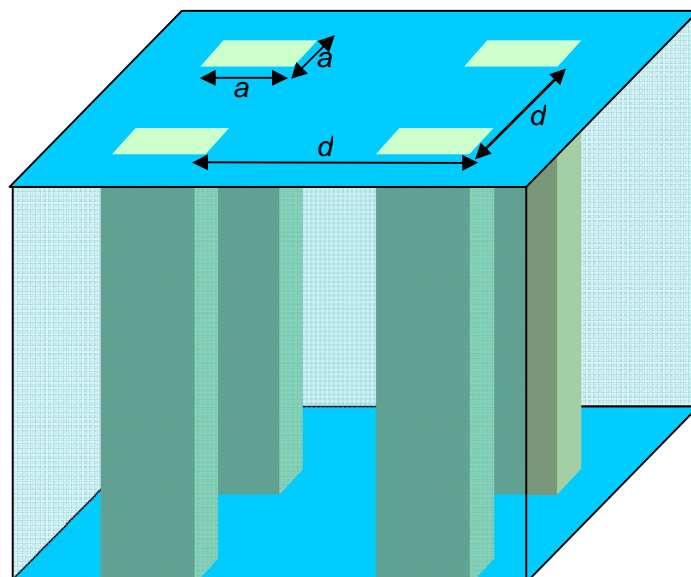
Prvo pretpostavljamo da su prvi i poslednji sloj u materijalu od metala, a N je broj metalnih slojeva u strukturi. Pretpostavlja se da je kristal okružen polubeskona nim dielektrikom sa obe strane, tj. ima dielektri ni omota . U slu aju slobodnostoje e

strukture dielektrik je vazduh. Iz Floke-Blohovog uslova (24) i disperzione relacije za kona ni broj slojeva (26) dobija se puna disperziona relacija za površinske talase u plazmionskom kristalu. Modovi postoje samo za TM polarizaciju, gde broj modova po dozvoljenoj zoni odgovara broju metalnih slojeva. Najviši i najniži mod prelaze u zabranjenu zonu gde nema prostiranja, dodatno modovi u najvišoj dozvoljenoj zoni imaju negativnu grupnu brzinu.

Za slu aj kada su prvi i poslednji sloj u kristalu od dielektrika i omota je od metala, N je sada broj dielektri nih slojeva i broj TE modova. Broj TM modova po dozvoljenoj zoni ostaje N , što je opet ukupno $2N$ modova za TM polarizaciju. Opet najviši i najniži TM mod ulaze u zabranjenu zonu, s tim što modovi iz najviše dozvoljene zone sa negativnim grupnom brzinom prelaze svetlosnu liniju i postaju kvazivezani modovi, što omogu ava da se ovi modovi pobude direktno upadnom svetloš u.

2.1.2 Prekomerna opti ka transmisija (Extraordinary optical transmission – EOT)

Sva dosadašnja razmatranja prostiranja talasa na me uspoju provodnik-dielektrik podrazumevala su da nema promene dielektri ne permitivnosti materijala na samoj razdvojnoj površi. Pretpostavimo da postoji periodi na perturbacija indeksa prelamanja u ravni data u vidu kvadratnih rupa u polubeskona nom savršenom provodniku sa periodom d kao što je prikazano na Sl.6. Pretpostavimo da su i stranice kvadrata a i perioda rešetke d zna ajno manje od talasne dužine upadne svetlosti u vakuumu, $a < d \ll \lambda_0$.



Sl.6 Periodične kvadratne aperture dimenzija stranice a sa periodom ponavljanja d u polubeskonom savršenom provodniku.

Električno i magnetsko polje u savršenom provodniku su nula, rupe u provodniku funkcionišu kao talasovodi i električno polje u rupama možemo pisati kao:

$$E = E_0[0,1,0]\sin(\pi x/a)e^{(ik_z z - i\omega t)},$$

$$k_z = i\sqrt{\pi^2/a^2 - \epsilon_h \mu_h k_0^2},$$
(27)

gde je E_0 konstanta, k_0 je talasni vektor u vakuumu, a ϵ_h i μ_h su permitivnost i permeabilnost materijala rupe.

Upadna svetlost ne može da razluči pojedine detalje na površini usled njihovog podtalasnog karaktera i vidi celu strukturu kao homogeni medijum opisan efektivnim parametrima $\epsilon = (\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z)$ i $\mu = (\mu_x, \mu_y, \mu_z)$. Sada električno polje u efektivnom medijumu možemo napisati u formi prostirućeg talasa kao:

$$E' = E'_0[0,1,0]e^{(ik_x x + ik_z z - i\omega t)}.$$
(28)

Neophodno je da talasni vektor k_z bude isti u efektivnom medijumu i u rupama (talasovodima), dok je talasni vektor k_x određen upadnim uglom pobudne svetlosti (talasni vektor upadne svetlosti u ravni). Da bi se električno polje u efektivnom medijumu slagalo sa upadnim i reflektovanim talasom neophodno je da realni i efektivni

materijal imaju isti odziv tj. da jedna ine (27) i (28) imaju istu srednju vrednost po površini strukture:

$$E_0 \frac{a}{d^2} \int_0^a \sin(\pi x / a) dx = E_0 \frac{2a^2}{\pi d^2} = E'_0. \quad (29)$$

Dodatno, protok energije kroz površ mora biti isti za realni i efektivni medijum:

$$(E \times H)_z = \frac{-k_z E_0^2 a}{2\omega \mu_h \mu_0 d^2} \int_0^a \sin(\pi x / a) dx = \frac{-k_z E_0^2 a^2}{2\omega \mu_h \mu_0 d^2} = \frac{-k_z E_0'^2}{\omega \mu_h \mu_0}. \quad (30)$$

Iz uslova (29) i (30) možemo odrediti efektivne parametre kao:

$$\mu_x = \mu_y = \frac{8a^2 \mu_h}{\pi^2 d^2}, \quad (31)$$

$$\varepsilon_x = \varepsilon_y = \frac{\pi^2 d^2 \varepsilon_h}{8a^2} \left(1 - \frac{\pi^2 c_0^2}{a^2 \omega^2 \varepsilon_h \mu_h} \right), \quad (32)$$

$$\varepsilon_z = \mu_z = \infty, \quad (33)$$

gde frekvenciju odsecanja (*cutoff*) talasovoda (rupe) možemo napisati u formi plazma frekvencije kao:

$$\omega_{pl} = \frac{\pi c_0}{a \sqrt{\varepsilon_h \mu_h}}. \quad (34)$$

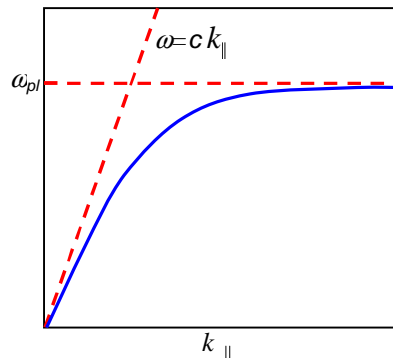
Za TM polarizaciju za velike vrednosti talsnog vektora u ravni k_{\parallel} dolazi do divergencije koeficijenta refleksije na površini efektivnog medijuma:

$$r = \frac{k'_z - \varepsilon_{\parallel}^{-1} k_{\parallel}}{k'_z + \varepsilon_{\parallel}^{-1} k_{\parallel}} \rightarrow \infty, \quad (35)$$

gde je $k'_z = i \sqrt{k_{\parallel}^2 - k_0^2}$.

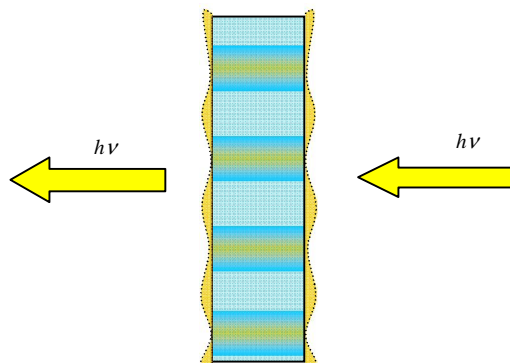
Ovakva divergencija koeficijenta refleksije označava pojavu vezanih površinskih modova opisanih disperzionom relacijom [21]:

$$k_{\parallel}^2 c_0^2 = \omega^2 + \frac{1}{\omega_{pl}^2 - \omega^2} \frac{64a^4 \omega^4}{\pi^4 d^4}. \quad (36)$$



Sl. 7 Disperziona relacija vezanih modova na površini efektivnog medijuma (savršeni provodnik sa matricom apertura).

Disperziona relacija vezanih površinskih modova (36) prikazana na Sl. 7 pokazuje da ovakvi modovi imaju osobine nalik na SPP na metal-dielektrik razdvojnoj površi bez gubitaka. Perforirana površina savršenog provodnika imitira plazmonske modove zbog čega se ovi modovi često nazivaju i "lažni" ("spoof") plazmoni [21]. Ključna razlika između "spoof" i realnih plazmona je mogućnost da se disperziona relacija gotovo u potpunosti kontroliše menjanjem geometrije i materijalnog sastava rupa, uključujući i podešavanje rezonantne frekvencije, zbog čega se ovi modovi često nazivaju i projektovani ("designer") plazmoni [21, 22]. Projektovani plazmoni su karakteristični po tome što lokalizuju polje unutar perturbacija tj. polje može biti konfinirano unutar rupa i njegov intenzitet može biti veći za nekoliko redova veličine u odnosu na slobodan prostor.



Sl.8 Mehanizam prekomerne optičke transmisije

Ako se dvodimenziona matrica rupa izbuši u realnom materijalu koji može da podržava SPP (npr. u me upovršini metal-dielektrik), difrakciona rešetka koju ine te rupe vrši e sprezanje talasnih vektora SPP i upadnog prostiru eg talasa (37). Ovako pobu eni realni SPP e se prakti no stopiti sa "spoof" plazmonima u jedinstvene hibridne površinske plazmonske modove [21]. Oscilacije elektronske plazme SPP na jednoj strani e se preslikati na drugu stranu preko oscilacija elektronske plazme unutar metala, dok e opti ki deo SPP-a biti "proguran" kroz podtalasne otvore zahvaljuju i "spoof" plazmonima i ponovo se spregnuti sa elektronskim oscilacijama formiraju i SPP sa druge strane, kao što je prikazano na Sl. 8. Ako je metal dovoljno tanak, dolazi do cepanja stanja identitnog kao u slu aju IMI strukture usled sprezanja modova. Kad se upadni svetlosni talas spregne sa hibridnim plazmanskim modom, opti ka energija e biti konvertovana u ovaj plazmanski mod:

$$k_{spp} = k_{upadnogtalasa} + k_{rešetke} . \quad (37)$$

Hibridni modovi sa druge strane sloja se sprežu sa prostirumim modovima i konvertuju opti ku energiju nazad u prostiru i talas [21, 23]. Kako su sve perturbacije indeksa prelamanja u strukturi na podtalasnom nivou, transmisija svetlosti kroz neprozirni sloj materijala (metali u opti koj oblasti) nemogu a je bez posredovanja plazmopskih modova. Ovaj efekat se naziva prekomerna opti ka transmisija (*Extraordinary Optical Transmission - EOT*) [24], a same strukture EOT matrice (nizovi). Za primenu u poboljšanju fotodetektora EOT matrice donose pogodnosti plazmonske lokalizacije polja sa mogu noš u pobude prostirumim svetlosnim talasom kao i potpunom kontrolom nad disperzionom relacijom plazmopskih modova strukture menjanjem geometrije same strukture.

Gledano sa strane difrakcione rešetke koju ini matrica podtalasnih rupa, princip funkcionisanja je suštinski isti kao u slu aju konvencionalne difrakcione rešetke. Upadni talas se razbija na talasi e (*wavelet*) i sa druge strane rekonstruiše interakcijom talasi a. U slu aju EOT matrice kvantovi oscilacija su plazmoni, ali kako je plazmonska disperziona relacija EOT matrice prakti no proizvoljno podesiva geometrijom, uslov koji EOT matrica unosi u pogledu vrednosti talasnih vektora je tako e proizvoljan, što za rezultat ima prakti no proizvoljne prostorne transformacije upadnog talasa. Mogu nost da se plazmonske strukture kao što su EOT matrice upotrebe da proizvoljno

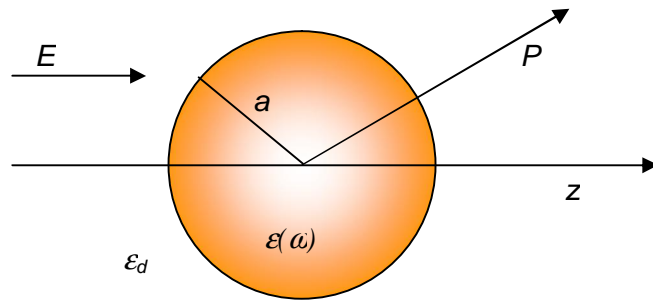
modifikuju prostornu raspodelu svetlosti dovela je do razvoja oblasti transformacione optike [3, 16, 25], gde se prostorna lokalizacija svetlosti može posmatrati kao samo jedna od bezbroj mogućnosti manipulacije svetlosnim talasom.

2.2 Lokalizovani površinski plazmoni

Površinski plazmoni polaritoni (SPP) se prostiru na ravni razdvajanja između u plazmanskog materijala i dielektrika. Nasuprot njima oscilacije elektronske plazme unutar plazmanske estice okružene dielektrikom spregnute sa prostirućim EM talasom pod uticajem restorativnih sila zakrivljene površinske estice predstavljaju fundamentalnu neprostiruću u plazmonsku ekscitaciju – lokalizovani površinski plazmon polariton. Oblik ovih estica može u opštem slučaju biti proizvoljan, baš kao i raspodela i oblik lokalizovanih modova na njima [26-28]. Najjednostavnija situacija se sreće kada je plazmonska estica sferna.

2.2.1 Podtalasne estice

Najpre ćemo razmatrati slučaj estice čija je najveća dimenzija znatno manja od talasne dužine svetlosti u okolnom medijumu. Zbog toga se može pretpostaviti da je elektromagnetsko polje konstantno u celoj zapremini estice i problem se svodi na rešavanje raspodele polja za esticu u elektrostatikom polju. Ovakav pristup se naziva kvazi-statička aproksimacija. Harmonijska zavisnost polja od vremena se posle samo doda na rešenja dobijena za elektrostatiki slučaj. Uzmimo sada u obzir homogenu izotropnu sfernu esticu poluprečnika a u uniformnom elektrostatikom polju $E = E_0 \hat{e}_z$, kao što je prikazano na Sl. 9. Okolni medijum je homogeni dielektrik bez gubitaka sa dielektričnom konstantom ϵ_d .



Sl.9 Homogena metalna sfera u elektrostati kom polju.

Za elektrostati ki pristup rešenja za raspodelu polja se dobijaju iz Laplasove jedna ine za potencijal $\nabla^2\Phi = 0$. Zbog simetrije problema rešenja su data kao:

$$\Phi(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} [A_l r^l + B_l r^{-(l+1)}] P_l(\cos \theta), \quad (38)$$

gde je $P_l(\cos \theta)$ Ležandrov (Legendre) polinom l -tog reda, a θ je ugao izme u vektora r u ta ki P i z ose. Pošto potencijal mora da bude kona an u izvoru, dobijamo rešenja za potencijal unutar i izvan sfere:

$$\begin{aligned} \Phi_{in}(r, \theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} A_l r^l P_l(\cos \theta), \\ \Phi_{out}(r, \theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} [B_l r^l + C_l r^{-(l+1)}] P_l(\cos \theta). \end{aligned} \quad (39)$$

Koeficijenti A_l , B_l i C_l se odre uju iz grani nih uslova za $r = a$ i $r \rightarrow \infty$. Kako je $\Phi_{out} \rightarrow -E_0 z = -E_0 r \cos(\theta)$ za $r \rightarrow \infty$, to zna i da je $B_1 = -E_0$ i $B_l = 0$ za $l \neq 0$. Koeficijenti A_l i C_l se odre uju na osnovu jednakosti tangencijalnih komponenti elektri nog polja i jednakosti normalnih komponenti polja elektri nog pomeraja za:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi_{in}}{\partial \theta} \Big|_{r=a} &= -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi_{out}}{\partial \theta} \Big|_{r=a}, \\ -\epsilon \frac{\partial \Phi_{in}}{\partial r} \Big|_{r=a} &= -\epsilon_d \frac{\partial \Phi_{out}}{\partial r} \Big|_{r=a}. \end{aligned} \quad (40)$$

Na osnovu grani nih uslova iz (40) dobijamo $A_l = C_l = 0$ za $l \neq 0$ i dobijamo vrednosti potencijala:

$$\begin{aligned}\Phi_{in}(r, \theta) &= -\frac{3\varepsilon_d}{\varepsilon + 2\varepsilon_d} E_0 r \cos(\theta), \\ \Phi_{out}(r, \theta) &= -E_0 r \cos(\theta) + \frac{\varepsilon - \varepsilon_d}{\varepsilon + 2\varepsilon_d} E_0 a^3 \frac{\cos(\theta)}{r^2}.\end{aligned}\quad (41)$$

Zanimljivo je primetiti da Φ_{out} predstavlja superpoziciju spoljašnjeg polja i polja dipola u centru sfere, tako da možemo napisati potencijal izvan sfere preko dipolnog momenta p :

$$\begin{aligned}\Phi_{out}(r, \theta) &= -E_0 r \cos(\theta) + \frac{p \cdot r}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_d r^3}, \\ p &= 4\pi\varepsilon_0\varepsilon_d a^3 \frac{\varepsilon - \varepsilon_d}{\varepsilon + 2\varepsilon_d} E_0.\end{aligned}\quad (42)$$

Vidimo da spoljašnje polje indukuje dipolni momenat unutar sfere intenziteta srazmernog sa $|E_0|$. Ako uvedemo polarizabilnost α takvu da je $p = \varepsilon_0\varepsilon_d\alpha E_0$, dobijamo:

$$\alpha = 4\pi a^3 \frac{\varepsilon - \varepsilon_d}{\varepsilon + 2\varepsilon_d}.\quad (43)$$

Polarizabilnost α ima rezonantno pojačanje za minimalnu vrednost imenioca, odnosno za slučaj malih gubitaka:

$$\text{Re}[\varepsilon(\omega)] = -2\varepsilon_d.\quad (44)$$

Relacija (44) je uslov plazmonske rezonancije, a odgovaraju i mod je dipolni površinski plazmon metalne nano estice odnosno lokalizovani površinski plazmon. Za Drudeovsku nanoesticu u vazduhu uslov plazmonske rezonancije se postiže za $\omega = \omega_p / \sqrt{3}$, gde je ω_p plazmonska frekvencija drudeovskog materijala. Dodatno, u slučaju da okolni medijum nije vazduh, rezonantna frekvencija se pomera ka nižim frekvencijama (*red shift*) sa povećanjem permitivnosti okolnog medijuma.

Kada ravanski talas $E(r, t) = E_0 e^{i\omega t}$ naiđe na metalnu nanoesticu, električno polje talasa indukuje oscilujućim dipolnim momentom $p(t) = \varepsilon_0\varepsilon_d\alpha E_0 e^{i\omega t}$, gde je polarizabilnost (42) dobijena iz elektrostatičkog uslova. Zbog toga ovaj dipol dovodi do

rasejanja svetlosti na metalnoj sfernoj estici. Izrazimo sada ukupna polja u radijacionoj zoni dipola:

$$\begin{aligned} E_{in} &= -\frac{3\varepsilon_d}{\varepsilon + 2\varepsilon_d} E_0, \\ E_{out} &= E_0 + \frac{3n(n \cdot p) - p}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_d r^3}, \end{aligned} \quad (45)$$

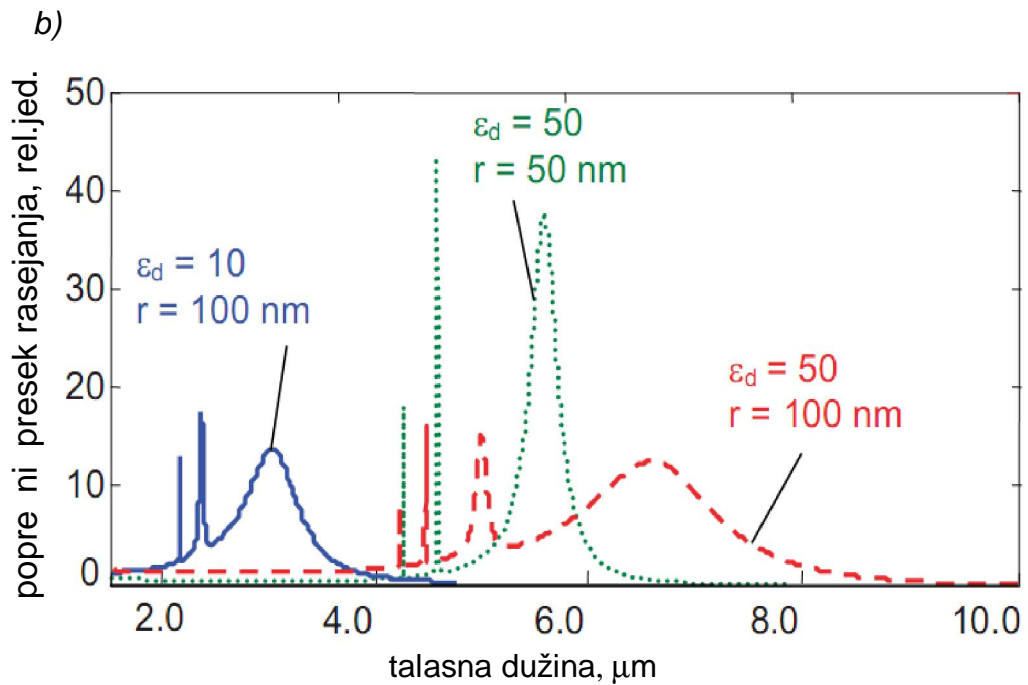
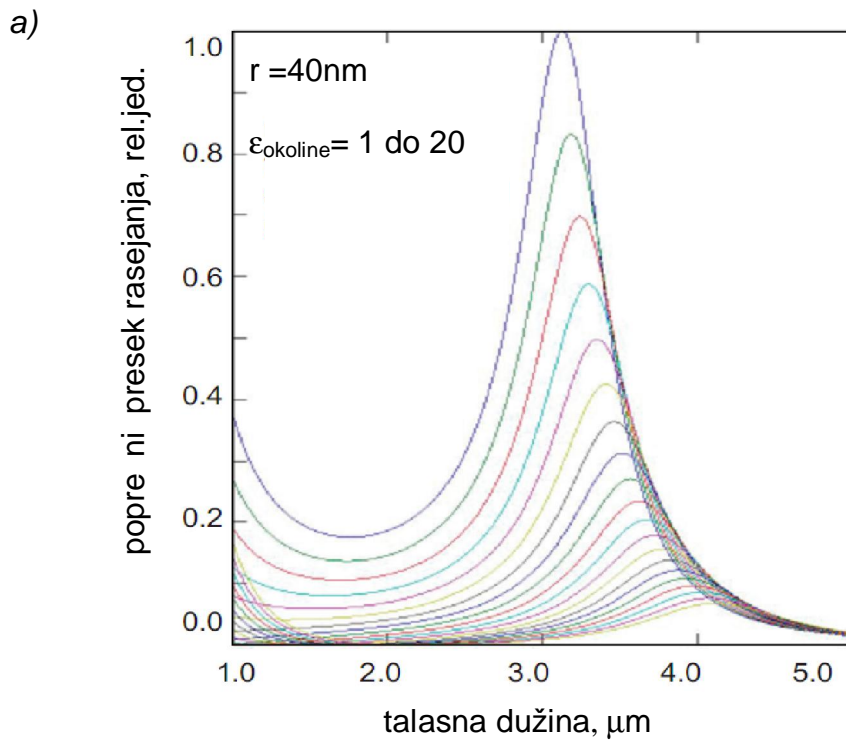
gde je $k = 2\pi/\lambda$ i n je jedini ni vektor u pravcu ta ke od interesa P (Sl.12). Zna ajnije je odrediti na koji na in rezonantno poja anje polarizabilnosti uti e na efikasnost rasejanja i apsorpcije svetlosti na metalnoj sfernoj estici. Odgovaraju i efektivni preseki za rasejanje i apsorpciju C_{sca} i C_{abs} mogu se izra unati na osnovu Pointingovog vektora za ukupna polja u radijacionoj zoni nano estice data sa (45):

$$\begin{aligned} C_{sca} &= \frac{k^4}{6\pi} |\alpha|^2 = \frac{8\pi}{3} k^4 a^6 \left| \frac{\varepsilon - \varepsilon_d}{\varepsilon + \varepsilon_d} \right|^2, \\ C_{abs} &= k \operatorname{Im}[\alpha] = 4\pi k a^3 \operatorname{Im} \left[\frac{\varepsilon - \varepsilon_d}{\varepsilon + \varepsilon_d} \right]. \end{aligned} \quad (46)$$

Za male estice, efikasnost apsorpcije koja je proporcionalna sa a^3 dominantna je u odnosu na efikasnost rasejanja koje je proporcionalno sa a^6 . Izrazi za efektivne preseke rasejanja i apsorpcije (46) važe za sve podtalasne sferne estice bez obzira na to da li se radi o metalu ili dielektriku. Me utim, za metalne estice rasejanje i apsorpcija su rezonantno poja ani kada je postignut uslov plazmonske rezonancije (44). Za sferu zapremine V i dielektri ne permitivnosti $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$ u okviru kvazi-stati ke aproksimacije presek ekstinkcije $C_{ext} = C_{sca} + C_{abs}$ je:

$$C_{ext} = 9 \frac{\omega}{c} \varepsilon_d^{3/2} V \frac{\varepsilon_2}{[\varepsilon_1 + 2\varepsilon_d]^2 + \varepsilon_2^2}. \quad (47)$$

Na Sl. 10 je prikazano rezonantno poja anje rasejanja svetlosti na indijum-kalaj oksidnoj (ITO) nano estici u zavisnosti od dielektri ne permitivnosti okoline.



Sl.10 Rezonantno povečanje efektivnog preseka rasejanja na sfernim ITO nanoesticama: a) za konstantnu vrednost polupreznika estice u zavisnosti od dielektrične permitivnosti okoline. Vrednost permitivnosti menja se od 1 do 20 sa korakom 1 sleva udesno i b) za dve različite vrednosti polupreznika estice u različitim dielektričnim sredinama.

U slučaju da se radi o esticama oblika različitog od sfernog, neophodno je koristiti jednadžbu sa depolarizacionim (ekranizujućim) faktorima. Za elipsoidnu metalnu nanoesticu sa poluosama a_i , a_j i a_k u dielektričnoj matrici polarizabilnost je [8]:

$$\alpha_{ii} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_d (\epsilon_m - \epsilon_d)}{(\epsilon_m - \epsilon_d) L_i + \epsilon_d} a_i a_j a_k, \quad (48)$$

gde je L_i depolarizacioni faktor:

$$L_i = \int_0^\infty \frac{a_i a_j a_k ds}{2(s + a_i^2)^{3/2} (s + a_j^2)^{1/2} (s + a_k^2)^{1/2}}. \quad (49)$$

Depolarizacioni faktor L_i zavisi od oblika estice i polarizacije upadne svetlosti u odnosu na osu estice a_i . Vrednosti za L_i su između 0 i 1/3 kada je estica izdužena duž a_i ose, odnosno između 1/3 i 1 kada je estica spljoštena duž a_i ose. Odmah se može zaključiti da je za sferu $L_i = 1/3$. Zbir svih depolarizacionih faktora mora biti jednak jedinici za sve oblike estice.

2.2.2 Mieova Teorija

Kvazi-statička aproksimacija važi samo za podtalasne estice. Za estice veće dimenzije dolazi do značajnih faznih promena polja upadnog talasa po celoj zapremini sfere, dok za izuzetno male estice kvazi-statička aproksimacija ne važi jer je srednji slobodni put oscilujućih elektrona značajno veći od dimenzija estice. Gustav Mie je razvio teoriju rasejanja svetlosti na sfernim esticama prema kojoj se unutrašnja i rasejana polja razvijaju u skup ortogonalnih modova opisanih vektorskim harmonicima $M_{e, nm}$ i $N_{e, nm}$ [29], redom:

$$M_{e, nm} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin(m\varphi) \frac{m P_{nm}(\cos\theta)}{\sin\theta} z_n(\rho) \\ -\cos(m\varphi) \frac{dP_{nm}(\cos\theta)}{d\theta} z_n(\rho) \end{pmatrix}, \quad (50.a)$$

$$M_{onm} = \begin{pmatrix} 0 \\ \cos(m\varphi) \frac{mP_{nm}(\cos\theta)}{\sin\theta} z_n(\rho) \\ -\sin(m\varphi) \frac{dP_{nm}(\cos\theta)}{d\sin\theta} z_n(\rho) \end{pmatrix}, \quad (50.b)$$

$$N_{enm} = \begin{pmatrix} \cos(m\varphi) \cdot n(n+1) \cdot P_{nm}(\cos\theta) \frac{z_n(\rho)}{\rho} \\ \cos(m\varphi) \frac{dP_{nm}(\cos\theta)}{d\theta} \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} [\rho z_n(\rho)] \\ -\sin(m\varphi) \frac{mP_{nm}(\cos\theta)}{\sin\theta} \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} [\rho z_n(\rho)] \end{pmatrix}, \quad (50.c)$$

$$N_{omn} = \begin{pmatrix} \sin(m\varphi) \cdot n(n+1) \cdot P_{nm}(\cos\theta) \frac{z_n(\rho)}{\rho} \\ \sin(m\varphi) \frac{dP_{nm}(\cos\theta)}{d\theta} \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} [\rho z_n(\rho)] \\ \cos(m\varphi) \frac{mP_{nm}(\cos\theta)}{\sin\theta} \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} [\rho z_n(\rho)] \end{pmatrix}, \quad (50.d)$$

gde su $n=0,1,2,\dots$ i $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm n$, indeksi e i o oznaavaju parnu i neparnu simetriju vektorskih harmonika, $\rho = \frac{1}{k} \cdot \mathbf{r}$ je projekcija talasnog vektora u radijalnom pravcu, $P_{nm}(\cos\theta)$ su pridruženi Ležandrovi polinomi, z_n je bilo koja od četiri sferne Beselove (Bessel) funkcije (sferna Beselova, sferna Nojmanova (Neumann), sferna Hankelova (Hankel) prve ili druge vrste) [29, 30]. Za TM polarizaciju ne postoji radijalna komponenta magnetnog polja $H_r=0$, ekvivalentno za TE polarizaciju ne postoji radijalna komponenta elektri nog polja $E_r=0$. Usled sferne simetrije estice mogu e je ograni iti rešenja za vektorske harmonike na $m=\pm l$ tj. arbitrarno se uzima da je pravac prostiranja upadne svetlosti duž z ose.

Kompleksni indeks prelamanja estice je n_p , dodatno se podrazumeva da je indeks prelamanja okoline n_d isklju ivo realan (bez gubitaka). Talasni vektori u okolnom dielektriku i estici su k_d odnosno k_p . Rešenja za rasejanje talasa na sfernoj estici mogu se napisati u obliku linerne kombinacije polja nezavisnih radijativnih multipola n -tog reda.

Upadni talas:

$$\begin{aligned} E_{inc} &= E_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n (2n+1)}{n(n+1)} [M_{onl}^{(I)}(k_d) - iN_{onl}^{(I)}(k_d)] \\ H_{inc} &= \frac{-k_m E_0}{\omega \mu_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n (2n+1)}{n(n+1)} [M_{onl}^{(I)}(k_d) + iN_{onl}^{(I)}(k_d)] \end{aligned} \quad (51)$$

Rasejani talas:

$$\begin{aligned} E_{sca} &= -E_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n (2n+1)}{n(n+1)} [b_n M_{onl}^{(III)}(k_d) - i a_n N_{onl}^{(III)}(k_d)] \\ H_{sca} &= \frac{k_d E_0}{\omega \mu_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n (2n+1)}{n(n+1)} [a_n M_{onl}^{(III)}(k_d) + i b_n N_{onl}^{(III)}(k_d)] \end{aligned} \quad (52)$$

Talas unutar estice:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n (2n+1)}{n(n+1)} [\beta_n^1 M_{onl}^{(I)}(k_p) - i \alpha_n^1 N_{onl}^{(I)}(k_p)] \\ H_1 &= \frac{-k_p E_0}{\omega \mu_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n (2n+1)}{n(n+1)} [\alpha_n^1 M_{onl}^{(I)}(k_p) + i \beta_n^1 N_{onl}^{(I)}(k_p)] \end{aligned} \quad (53)$$

Gornji indeks u vektorskim harmonicima odre uje tip sferne Beselove funkcije u (50), (I) ozna ava sfernu Beselovu funkciju, (III) ozna ava Hankelovu funkciju prve vrste. U slu aju frekventno zavisnog kompleksnog indeksa prelamanja estice za rasejana polja koriste se Hankelove funkcije druge vrste. Koeficijenti razvoja polja unutar estice i rasejanog talasa a_n , b_n , α_n i β_n se dobijaju iz Maksvelovih grani nih uslova za sfernu esticu polupre nika R :

$$\begin{aligned} (E_{inc} + E_{sca}) \times \mathbf{r} \Big|_{r=R} &= E_1 \times \mathbf{r} \Big|_{r=R}, \\ (H_{inc} + H_{sca}) \times \mathbf{r} \Big|_{r=R} &= E_1 \times \mathbf{r} \Big|_{r=R}. \end{aligned} \quad (54)$$

Popre ni preseki rasejanja i ekstinkcije se mogu dobiti integracijom protoka energije po površini sfere koncentri ne samoj estici polupre nika $R_c \geq R$ i normiranjem intenziteta upadne svetlosti[29]:

$$C_{ext} = -\frac{2\pi}{k_d^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \left\{ \begin{array}{l} \text{Re}(a_n + b_n) \cdot \text{Im} \left[\begin{array}{l} \xi_n(k_d R_c) \psi_n^*(k_d R_c) \\ -\xi_n'(k_d R_c) \psi_n^*(k_d R_c) \end{array} \right] \\ + \text{Im}(a_n + b_n) \cdot \text{Re} \left[\begin{array}{l} \xi_n(k_d R_c) \psi_n^*(k_d R_c) \\ -\xi_n'(k_d R_c) \psi_n^*(k_d R_c) \end{array} \right] \end{array} \right\}, \quad (55)$$

$$C_{sca} = \frac{2\pi}{k_d^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \cdot \text{Im}(\xi_n(k_d R_c) \xi_n^*(k_d R_c)). \quad (56)$$

gde su ξ_n i ψ_n Rikati-Beselove (*Riccatti*) odnosno Rikati-Hankelove funkcije. Koriš enjem osobina specijalnih funkcija [30], relacije (55) i (56) se dodatno mogu pojednostaviti:

$$C_{ext} = \frac{2\pi}{k_d^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n), \quad (57)$$

$$C_{sca} = \frac{2\pi}{k_d^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2). \quad (58)$$

Relacije (57) i (58) ne zavise od sfere integracije i važe i u bliskom i u dalekom polju i za sferne metalne i za dielektri ne estice.

U slu aju odstupanja geometrije estice od sferne, eksplicitna analiti ka rešenja je mogu e dati za sferoide (izdužene i spljoštene). U principu rešenja se dobijaju tako što se vrši preslikavanje sa sfernog (r, θ, φ) koordinatnog sistema na elipti ni (sferoidni) (ξ, η, φ) [29, 31]. Koordinata ξ je definisana kao recipro na vrednost ekscenti nosti sferoida $e=1-(B^2/A^2)$, dok je koordinata η definisana kao kosinus polarnog ugla θ . Ve a poluosa sferoida u elipti nom koordinatnom sistemu izražena preko polovine žižne razdaljine F je $A=F\xi$, dok je manja poluosa $B = F\sqrt{\xi^2 - 1}$.

Za sferoidnu esticu popre ni preseci rasejanja i ekstinkcije su dati kao [29, 31]

$$C_{sca}^{TM,TE} = \frac{\pi}{k_d^2} \text{Re} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=m}^{\infty} \sum_{q=m}^{\infty} \prod_{nq}^m \text{Re} \left[a_{nm}^{TM,TE} (a_{nm}^{TM,TE})^* + b_{nm}^{TM,TE} (b_{nm}^{TM,TE})^* \right], \quad (58)$$

$$C_{ext}^{TM,TE} = -\frac{4\pi}{k_d^2} \text{Re} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=m}^{\infty} \left[a_{nm}^{TM,TE} \frac{m}{\sin \xi} S_{nm}(\cos \xi) + b_{nm}^{TM,TE} \frac{\partial S_{nm}(\cos \xi)}{\partial \xi} \right], \quad (60)$$

gde su:

$$\prod_{nq}^m = \begin{cases} 0 \\ \sum_{r=0,1} \frac{2(r+m)(r+m+1)(r+2m)!}{(2r+2m+1)r!} d_r^{nm} d_r^{qm} \end{cases} \begin{matrix} |n-q| \text{ neparno} \\ |n-q| \text{ parno} \end{matrix}, \quad (60)$$

$$S_{nm}(kF, \eta) = \sum d_{nm}^r(kF) P_{m+r,m}(\eta), \quad (61)$$

a koeficijent d_r^{nm} zadovoljava rekurzivnu relaciju:

$$A_r^m(kF) d_{r+2}^{nm}(kF) + [B_r^m(kF) - \lambda_{nm}(kF)] d_r^{nm}(kF) + C_r^m(kF) d_{r-2}^{nm}(kF), \quad (62)$$

gde su:

$$\begin{aligned} A_r^m(kF) &= \frac{(2m+r+2)(2m+r+1)}{(2m+2r+3)(2m+2r+5)} (kF)^2, \\ B_r^m(kF) &= \frac{2(m+r)(m+r+1) - 2m^2 - 1}{(2m+2r-1)(2m+2r+3)} (kF)^2 + (m+r)(m+r+1), \\ C_r^m(kF) &= \frac{r(r-1)}{(2m+2r-3)(2m+2r-1)} (kF)^2. \end{aligned} \quad (63)$$

Parametari $\lambda_{nm}(kF)$ su svojstvene vrednosti sferoidnih talasnih funkcija [32]. Sve jedna ine date za rasejanje svetlosti na sferoidima važe za izdužene sferoide, ekvivalentne jedna ine za spljoštene sferoide se dobijaju uvo enjem smene $kF \rightarrow ikF$ i $\xi \rightarrow i\xi$ [29].

Rezonantni odziv plazmonske sferne estice zapremine V emo posmatrati preko polarizabilnosti α izra unate za prvi TM mod Mieove teorije [8]:

$$\alpha = \frac{1 - \frac{1}{10}(\varepsilon_p + \varepsilon_d)x^2 + O(x^4)}{\left(\frac{1}{3} + \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_p - \varepsilon_d}\right) - \frac{1}{30}(\varepsilon_p + 10\varepsilon_d)x^2 - i\frac{4\pi^2\varepsilon_d^{3/2}}{3} \frac{V}{\lambda_0^3} + O(x^4)} V, \quad (63)$$

gde je $x = \pi R / \lambda_0$ parametar veli ine koji povezuje polupre nik estice sa talasnom dužinom u vakuumu, ε_p i ε_d su permitivnosti estice odnosno okoline. Rezonantno poja anje rasejanja se dobija za minimum imenioca u (63). Kvadratna zavisnost od x u

brojiocu predstavlja kašnjenje pobudnog polja po zapremini sfere, što dovodi do pomeranja frekvencije plazmonske rezonancije. Kvadratna zavisnost u imeniocu tako e dovodi do pomeranja rezonantne frekvencije zbog kašnjenja depolarizacionog polja unutar sfere. Za drudeovske materijale rezonancija se pomera ka nižim frekvencijama sa pove anjem estice. Ovo se može objasniti time što sa porastom rastojanja izme u suprotnih naelektrisanja na površini sfere dolazi do smanjenja restorativne sile unutar estice i opadanja rezonantne frekvencije. Kvadratni lan u imeniocu tako e poja ava polarizaciju i smanjuje uticaj apsorpcije u samom materijalu tj. prodiranje polja u esticu je odre eno imaginarnim delom talasnog vektora u estici (gubicima u materijalu). Kako sam koeficijent apsorpcije eksponencijalno raste sa porastom talasne dužine, polje se potiskuje iz estice u okolinu sa pove anjem dimenzija. Me utim, imaginarni lan u imeniocu predstavlja slabljenje rezonancije koja je posledica rekombinacije nosilaca usled zapreminskih rekombinacionih efekata budu i da oni postaju sve dominantniji kako estica napreduje ka zapreminskom materijalu.

3 Infracrveni detektori

Infracrveni (IC) detektori konvertuju energiju infracrvenog zračenja nevidljivog za ljudsko oko u druge fizičke veličine koje se efektivno mogu izmeriti. Primena plazmotskih struktura za poboljšanje IC fotodetektora svodi se na povećanje gustine optičkih stanja u aktivnoj oblasti fotodetektora. Fokus disertacije će biti isključivo kvantni (fotonski) fotodetektori (uskozonalni poluprovodni i IC fotodetektori) kod kojih se optička energija IC zračenja konvertuje u električni signal (struju ili napon). Dodatno, razmatranje IC fotodetektora će biti ograničeno na nivo detektorskog elementa tj. pretpostavićemo da je raspodela polja po površini fotodetektora homogena. Od posebnog interesa su IC fotodetektori za transparentne optičke prozore u Zemljinj atmosferi, srednjetalasnu infracrvenu oblast (*medium wavelength infrared – MWIR*) 3-5 μm i dugotalasnu infracrvenu oblast (*long wavelength infrared – LWIR*) 8-14 μm . Osim primene za detekciju objekata u uslovima slabe i nulte vidljivosti, npr. *night vision*, IC fotodetektori u LWIR oblasti imaju dodatnu primenu u detekciji termalnog zračenja ljudskog tela, pošto je maksimum termalne emisije ljudskog organizma u odsustvu vidljive svetlosti na talasnoj dužini od 10,6 μm .

3.1 Osnove IC detektora

Karakteristike IC fotodetektora se mogu opisati nizom parametara (*figures of merit*) [33, 34]. Pojedini parametri kao i njihovo fizičko značenje dati su u Tabeli 1.

Tabela 1 Parametri kvantnog IC detektora

parametar	oznaka	fizičko značenje (definicija)	matematički izraz
Responzivnost, Osetljivost	R	Odnos srednje vrednosti kvadrata (rms) izlaznog signala (struja ili napon) fotodetektora i snage upadnog zračenja	$R_v = \frac{U}{P} \left[\frac{V}{W} \right]$ $R_I = \frac{I}{P} \left[\frac{A}{W} \right]$

Kvantna efikasnost	η	Verovatnoća konverzije upadnog fotona u par elektron-šupljina	$\eta = \frac{hc R_l}{q \lambda}$
Fotolektrično pojačanje	Γ	Broj elektrona koji protiče kroz fotodetektor po jednom upadnom fotonu; odnos vremena života nosilaca i vremena prolaza nosilaca kroz fotodetektor	$\Gamma = \frac{\tau}{T_{tr}}$
Spektralni opseg	λ_{co}	Talasna dužina posle koje odziv fotodetektora počinje da naglo opada; talasna dužina koja odgovara energiji energetskog procepa	$\lambda_{co} = 1.239 / E_g [\mu m]$
Napon šuma	V_n	Srednja vrednost kvadrata izlaznog signala (struja ili napon) za određeni frekventni opseg u odsustvu ekscitacije	$V_n = U / \Delta f \left[\frac{V}{Hz^{1/2}} \right]$
Struja šuma	I_n		$I_n = I / \Delta f \left[\frac{A}{Hz^{1/2}} \right]$
Snaga ekvivalentna šumu	NEP	Snaga upadnog zračenja koja izaziva izlazni signal fotodetektora ekvivalentan šumu fotodetektora; minimalni upadni fluks koji fotodetektor može da detektuje	$NEP = \frac{V_n, I_n}{R_v, R_l} \left[\frac{W}{Hz^{1/2}} \right]$
Detektivnost	D	Recipročna vrednost snage ekvivalentne šumu	$D = \frac{1}{NEP} \left[\frac{Hz^{1/2}}{W} \right]$

Specifi na detektivnost	D^*	Odnos signala i šuma izra unat za upadnu snagu od 1 W po površini od 1 cm ² u intervalu frekvencije od 1 Hz	$D^* = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{NEP} \left[\frac{cmHz^{1/2}}{W} \right]$
D sa dve zvezde	D^{**}	Specifi na detektivnost po prostornom uglu	$D^{**} = D^* \sin(\theta) \left[\frac{cmHz^{1/2} sterad^{1/2}}{W} \right]$
Vreme prelaza	T_{tr}	Srednje vreme neophodno nosiocima da pro u kroz aktivnu oblast fotodetektora dužine L pod uticajem polja; obrnuto proporcionalna promenjenom polju i pokretljivosti nosilaca	$T_{tr} = L^2 / \mu V [s]$
Vreme života nosilaca	τ	Srednje vreme rekombinacije nosilaca	$\tau = \Delta n / \Delta g [s]$
Vreme odziva	τ_R	Vreme za koje odziv fotodetektora dostigne (1–1/e) maksimalnog odziva pri pobudi Hevisajdovom funkcijom upadnog zra enja; vreme za koje izlazni signal fotodetektora opadne na 0.37 maksimalne vrednosti kad se pobuda ugasi	$V = \frac{V_0}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau_R)^2}}$
Propusni opseg, cutoff frekvencija, frekvencija	f_{3dB}	U estanost prostoperiodi ne pobude za koju odziv fotodetektora opadne na 0.707 maksimalne vrednosti;	$f_{3dB} = 1 / 4\tau_R [Hz]$

odsecanja		slabljenje izlaznog signala od 3 dB	
Propusni opseg detektivnosti	f^*	U estanost na kojoj specifi na detektivnost opadne za 3 dB	$D^*(f^*) \approx 0,707 D_{\max}^*(f)$
Proizvod specifi ne detektivnosti i frekvencije odsecanja	D^*f^*	Specifi na detektivnost fotodetektora proširena da uzima u obzir sve faktore koji uti u na performanse fotodetektora	$D^* f^* \left[\frac{cmHz^{3/2}}{W} \right]$

Specifi na detektivnost D^* se esto uzima kao glavni parametar kvaliteta fotodetektora jer u sebi sadrži sve informacije o odzivu fotodetektora na odre enoj talasnoj dužini. Za fotoprovodne detektore na osnovu fundamentalne jedna ine fotoprovodnosti [34, 35] specifi na detektivnost se može napisati kao:

$$D^* = \frac{q}{hc} (\eta \eta_{ext}) \lambda \sqrt{A} \Gamma \left(\frac{I_n}{\sqrt{\Delta f}} \right)^{-1}, \quad (64)$$

gde je q elementarno naelektrisanje, h je Plankova konstanta, c brzina svetlosti u vakuumu, η kvantna efikasnost (unutrašnja), A je površina aktivne oblasti, I_n je struja šuma. Ovako napisana specifi na detektivnost eksplicitno uzima u obzir spoljašnju kvantnu efikasnost η_{ext} . Generalno spoljašnja kvantna efikasnost ima jedini nu vrednost, nije posledica unutrašnjih procesa u fotodetektoru i esto se uzima implicitno. Situacija se zna ajno menja u slu aju primene plazmonske lokalizacije, gde pove anje gustine opti kih stanja u aktivnoj oblasti rezultuje u efektivnim vrednostima spoljašnje kvantne efikasnosti ve im od jedini ne. Za fotoprovodne detektore izraz za unutrašnju kvantnu efikasnost je dat sa:

$$\eta = \frac{1 - R_1}{(\alpha^2 L_a^2 - 1)(1 - R_1 R_2 e^{-2\alpha d})} \{F(\alpha, S_1, S_2) - R_2 e^{-2\alpha d} F(-\alpha, S_1, S_2)\}. \quad (65)$$

Faktor F je

$$F(\alpha, S_1, S_2) = \left(\alpha L_a - \frac{L_a S_1}{D_a} \right) \sinh\left(\frac{d}{L_a}\right) + \frac{L_a S_2}{D_a} \left(\cosh\left(\frac{d}{L_a}\right) - 1 \right), \quad (66)$$

gde je d debljina aktivne oblasti fotodetektora, α je koeficijent apsorpcije aktivne oblasti, R_1 i R_2 su koeficijenti refleksije na stranama fotodetektora na kojima svetlost ulazi odnosno izlazi iz fotodetektora, S_1 i S_2 su površinske brzine rekombinacije na ulaznoj odnosno izlaznoj strani, $L_a = \sqrt{D_a \tau}$ je ambipolarna difuziona dužina, gde je D_a ambipolarni koeficijent difuzije.

Ako se zanemare površinske rekombinacije stanja, izraz za kvantnu efikasnost se pojednostavljuje:

$$\eta = \frac{(1 - R_1)(1 - e^{-\alpha d})(1 + R_2 e^{-\alpha d})}{1 - R_1 R_2 e^{-2\alpha d}}. \quad (67)$$

U slu aju da nema refleksije na upadnoj i izlaznoj površini fotodetektora, izraz za kvantnu efikasnost postaje:

$$\eta = 1 - e^{-\alpha d}. \quad (68)$$

U slu aju fotonaponskih detektora kvantna efikasnost n -dela p-n spoja je [34, 36]:

$$\eta_n = \frac{1 - R_1}{1 - R_1 R_2 e^{-2\alpha H_d}} \{F_n(\alpha) - R_2 e^{-2\alpha H_d} F_n(-\alpha)\}, \quad (69)$$

gde je:

$$F_n(\alpha) = \frac{\alpha L_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} e^{-\alpha(x_j + w)} \left(\alpha L_n - \frac{d \left[\frac{S_n L_n}{D_n} \sinh\left(\frac{H'}{L_n}\right) + \cosh\left(\frac{H'}{L_n}\right) \right]}{d(H'/L_n)} + \left(\alpha L_n - \frac{S_n L_n}{D_n} \right) e^{-\alpha H'} \right), \quad (70)$$

gde je x_j položaj spoja ra unat od n strane, w je širina zone osiromašenja, H' je širina p strane spoja, H_d je ukupna debljina fotodetektora, L_n je difuziona dužina elektrona, D_n je difuziona konstanta elektrona.

Kvantna efikasnost zone osiromašenja je:

$$\eta_w = \frac{1-R_1}{1-R_1R_2e^{-2\alpha H_d}} \{F_w - R_2e^{-2\alpha H_d} F_w\}, \quad (71)$$

gde je:

$$F_w(\alpha) = e^{-\alpha x_j} (1 - e^{\alpha w}), \quad (72)$$

kvantna efikasnost p strane p-n spoja:

$$\eta_p = \frac{1-R_1}{1-R_1R_2e^{-2\alpha H_d}} \{F_p(\alpha) - R_2e^{-2\alpha H_d} F_p(-\alpha)\}, \quad (73)$$

gde je:

$$F_p(\alpha) = \frac{\alpha L_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \left(\frac{\left(\alpha L_p + \frac{S_p L_p}{D_p} \right) e^{-\alpha x_j} \frac{d \left[\frac{S_p L_p}{D_p} \sinh \left(\frac{x_j}{L_n} \right) + \cosh \left(\frac{x_j}{L_n} \right) \right]}{d(x_j / L_n)}}{\frac{S_p L_p}{D_p} \sinh \left(\frac{x_j}{L_p} \right) + \cosh \left(\frac{x_j}{L_p} \right)} - \alpha L_p e^{-\alpha x_j} \right). \quad (74)$$

Ukupna kvantna efikasnost fotonaponskog detektora je:

$$\eta = \frac{\eta_p + \eta_n + \eta_w}{1-R_1}. \quad (75)$$

Opti ka generacija nosilaca je onda proporcionalna kvantnoj efikasnosti[37]:

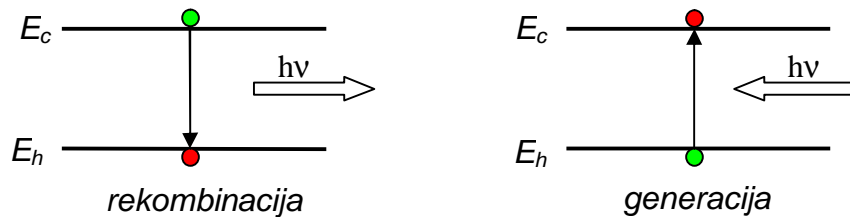
$$G_{opt} = A_0 \Phi \eta, \quad (76)$$

gde je A_0 površina aktivne oblasti, a Φ je upadni fluks fotona.

Generacija i rekombinacija (g-r) nosilaca u poluprovodniku su fundamentalni procesi odgovorni za odziv kvantnih fotodetektora. Površinski rekombinativni procesi se esto ukljuuju u samu kvantnu efikasnost fotodetektora kao što je prikazano za fotoprovodne i fotovoltai ne detektore. Osnovni zapreminski g-r procesi u poluprovodni kim fotodetektorima su radijativni, Ožeov i Šokli-Ridov.

3.2 Radijativni g-r procesi

Radijativni procesi su me uzonski procesi koji obuhvataju generaciju parova elektron-šupljina upadnim zra enjem, kao i inverzni proces rekombinacije nosilaca uz osloba anje fotona, kao što je prikazano na Sl.11.



Sl.11 Radijativni g-r procesi. Elektroni su obeleženi zelenom, a šupljine crvenom bojom.

U termodinami koj ravnoteži (TDR) brzina radijativne generacije nosilaca je:

$$G_{r0} = \int_{\nu_{co}}^{\infty} W(\nu) \frac{\rho(\nu)}{h\nu} d\nu, \quad (77)$$

gde je ν_{co} frekvencija odsecanja, a $W(\nu)$ je verovatno a apsorpcije fotona:

$$W(\nu) = \alpha(\nu) \frac{c}{n_{ref}(\nu)}, \quad (78)$$

dok je $n_{ref}(\nu)$ realni deo indeksa prelamanja poluprovodni kog materijala detektora.

Gustina energije je data Plankovim zakonom:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi\nu^2 n_{ref}^3(\nu)}{c^3} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{k_b T}} - 1}. \quad (79)$$

U neravnotežnom stanju brzina rekombinacije je određena natkoncentracijama nosilaca $n=n_0+\Delta n$ i $p=p_0+\Delta p$:

$$G_r = \frac{np}{n_i^2} G_{r0}, \quad (80)$$

Za male vrednosti natkoncentracija $(\Delta n, \Delta p) \ll (n, p)$ odstupanje brzine generacije od ravnotežnog stanja je dato sa:

$$\Delta G_r = G_r - G_{r0} = \frac{\Delta n p_0 + \Delta p n_0 + \Delta n \Delta p}{n_0 p_0} G_{r0}. \quad (81)$$

Za $\Delta n = \Delta p$ radijativno vreme života nosilaca je:

$$\tau_r = \frac{n_i^2}{G_{r0}(n_0 + p_0 + \Delta n)}, \quad (82)$$

gde je $n_i^2 = n_0 p_0$.

Prilikom rekombinacije nosilaca unutar fotodetektora postoji šansa da se oslobodi neki foton ponovo apsorbuje, tako da se brzina rekombinacije uzimaju i u obzir reapsorpciju može napisati kao:

$$R_r = \frac{np}{n_i^2} R_{r0} P_E, \quad (83)$$

gde je P_E verovatnoća da foton dobijen rekombinacijom napusti uzorak (foton nije reapsorbovan).

Iz uslova jednakosti brzine generacije i rekombinacije u TDR može se odrediti ravnotežna verovatnoća generacije fotona P_{E0} . Za mala odstupanja od ravnotežnog stanja uzima se da je promena verovatnoće generacije fotona zanemarljiva, $P_E \approx P_{E0}$. Razlika između brzine generacije i rekombinacije predstavlja efektivnu brzinu generacije nosilaca:

$$g_{rad} = G_r - R_r = \left(\frac{np}{n_i^2} - 1 \right) \frac{c}{4n_{ref}^3 d} q_0(\nu) P_A(\nu), \quad (84)$$

gde je q_0 gustina fotona u TDR pod uslovom da su dimenzije detektora znatno veće od talasne dužine svetlosti:

$$q_0(\nu) = \frac{8\pi\nu^2 n_{ref}^3}{c^3 \left(e^{\frac{h\nu}{k_b T}} - 1 \right)}. \quad (85)$$

Verovatnoća apsorpcije fotona uzimaju i u obzir refleksiju na obe strane fotodetektora data je sa:

$$P_A = \frac{1 - e^{-\alpha d}}{1 - R_1 R_2 e^{-\alpha d}} \left[2 - (R_1 + R_2)(1 - e^{-\alpha d}) - 2R_1 R_2 e^{-\alpha d} \right]. \quad (86)$$

Radijativno vreme života nosilaca uzimaju i u obzir reapsorpciju je sada:

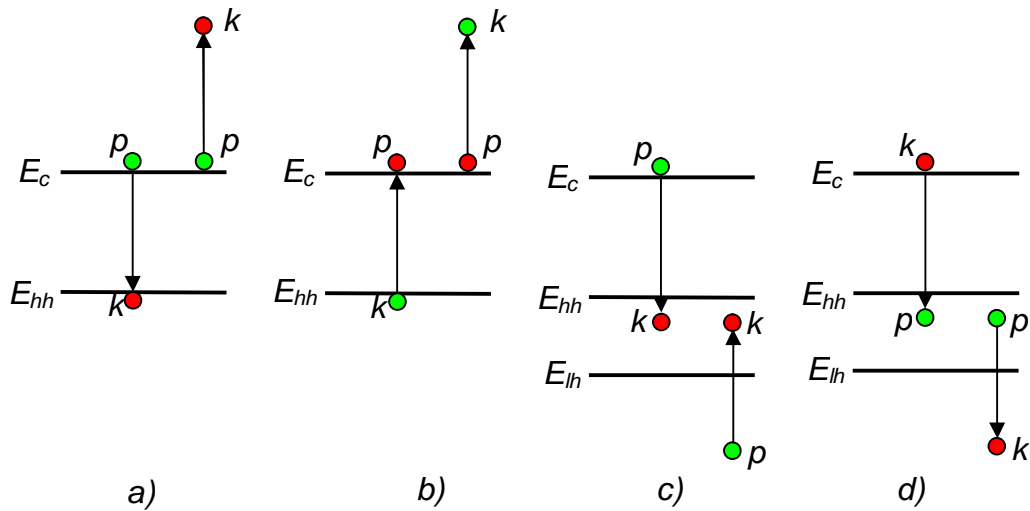
$$\frac{1}{\tau_R} = \frac{g_{rad}}{\Delta n} = \frac{n_0 + p_0}{n_i^2} \frac{c}{d} \int_{E_g/h}^{+\infty} \frac{1}{4n_{ref}^3} \frac{8\pi\nu^2 n_{ref}^3}{c^3 \left(e^{\frac{h\nu}{k_b T}} - 1 \right)} P_A(\nu) d\nu. \quad (87)$$

3.3 Ožeovi g-r procesi

Ožeovi procesi (Ožeova rekombinacija i udarna jonizacija) su neradijativni troestni mezonoski g-r procesi. Naime energija oslobođena interakcijom dve estice (elektrona i šupljine) se ne manifestuje u formi fotona već u formi ekscitacije treće estice na više energetska stanja. Deset osnovnih Ožeovih procesa je definisano za poluprovodnik sa jednom provodnom, jednom zonom teških šupljina i jednom zonom lakih šupljina [38], kao i sedamdeset sekundarnih Ožeovih procesa kada se uzmu u obzir fononska stanja, ne samo i lokalizovana stanja [38, 39].

Za uskozonalne poluprovodnike sa direktnim energetskim procesom kao što su živa kadmijum telurid i indijum antimonid dominantni Ožeovi procesi su prvi Ožeov

proces (CCCH) i sedmi Ožeov proces (CHHL), prikazani na Sl.12. Oznake procesa obeležavaju zone u kojima su nosioci koji u estvuju u procesima: C – provodna zona, H – zona teških šupljina, L – zona lakih šupljina, S - zona otcepljena usled spin orbitne interakcije.



Sl.12 Procesi Ožeove rekombinacije i udarne jonizacije, p označavaju početna stanja, a k označavaju krajnja stanja, elektroni su obeleženi zelenom, a šupljine crvenom bojom: a) CCCH proces rekombinacije i b) njemu inverzni proces udarne jonizacije, c) CHHL proces i d) njemu inverzni proces udarne jonizacije.

Energije praga prvog i sedmog Ožeovog procesa (Ože 1 i Ože 7) su najniže i time su ova dva procesa najverovatnija i imaju najveći udeo u neradijativnim g-r procesima. U Ože 1 rekombinaciji kulonske interakcije između dva elektrona u provodnoj zoni dovode do rekombinacije jednog elektrona sa šupljinom u zoni teških šupljina, što je praćeno ekscitacijom drugog elektrona na više energetska stanje u provodnoj zoni, da bi se ekscitovani elektron najzad vratio u prvobitno stanje uz oslobađanje fonona. U Ože 7 rekombinaciji, rekombinacija elektrona iz provodne zone i šupljine iz zone teških šupljina dovodi do ekscitacije elektrona iz zone lakih šupljina koji se rekombinuje sa drugom šupljinom iz zone teških šupljina. U inverznim procesima udarne jonizacije u Ože 1 procesu elektron sudarom generiše par elektron-šupljina, dok u Ože 7 procesu laka šupljina sudarom generiše par elektron - teška šupljina. Ože 1 proces je dominantan u poluprovodnicima n-tipa, dok je Ože 7 proces dominantan u uskozonalnim poluprovodnicima p-tipa.

Kako proces podrazumeva dva elektrona i šupljinu, neravnotežna brzina Ožeove rekombinacije u zavisnosti od TDR brzine rekombinacije za prvi Ožeov proces se može izraziti kao:

$$R_{01} = \frac{n^2 p}{n_i^3} R_{01}^i . \quad (88)$$

Po istom principu brzina Ožeove generacije (udarna jonizacija) je proporcionalna koncentraciji elektrona:

$$G_{01} = \frac{n}{n_i} G_{07}^i . \quad (89)$$

Ekvivalentno ovome, za sedmi Ožeov proces u kom u estvuju dve šupljine i elektron brzina rekombinacije se može napisati kao:

$$R_{07} = \frac{p^2 n}{n_i^3} R_{01}^i . \quad (90)$$

Verovatno a prelaza T_{if} u prvom Ožeovom procesu (Sl.12) za nedegerisani poluprovodnik dobija se kao kvadrat modula matri nog elementa operatora perturbacije. Operator perturbacije ima oblik ekranizovanog Kulonovog potencijala (interakcija dva elektrona)[38]:

$$T_{if} = \frac{2q^4 t^2}{V^2 \hbar^2 \epsilon_0^2 \epsilon_r^2} \left\{ \left[\frac{F_1 F_2}{\lambda_D^2 + k_g^2} - \frac{F_3 F_4}{\lambda_D^2 + k_h^2} \right]^2 + \left[\frac{F_1 F_2}{\lambda_D^2 + k_g^2} \right]^2 + \left[\frac{F_3 F_4}{\lambda_D^2 + k_h^2} \right]^2 \right\} \times \frac{1 - \cos \omega_{fi} t}{(\omega_{fi} t)^2} \delta(k_1 + k_2 - k_{1'} - k_{2'}), \quad (91)$$

gde je V zapremina, t je vreme, $\omega_{fi} = |E_f - E_i|/\hbar$ je ugaona frekvencija koja odgovara energetskeoj razlici izme u po etnog stanja i i krajnjeg stanja f , \mathbf{k}_j su talasni vektori nosilaca u j -om stanju ($j = 1, 2, 1', 2'$), $\mathbf{k}_g = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_{1'}$, $\mathbf{k}_h = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_{2'}$, F_1, F_2, F_3 i F_4 su integrali preklapanja anvelopa Blohovich funkcija stanja $1-1', 2-2', 1-2', 2-1'$ respektivno, λ_D je Debajeva dužina ekranizovanog Kulonovog potencijala.

Ožeovo vreme života nosilaca se onda može izraziti kao:

$$\tau_{O1} = \frac{\Delta n}{\Delta G_{O1}} = \frac{\Delta n V t}{P_{O1}}, \quad (92)$$

gde je P_{O1} ukupna verovatno a prelaza dobijena integracijom matri nog elementa T_{if} za sve vrednosti talasnih vektora uzimaju i u obzir verovatno u da su po etna stanja popunjena w_j , odnosno krajna stanja slobodna $1-w_j$:

$$P_{O1} = \int T_{if} (w_1 w_2 w_{1'} w_{2'} - (1-w_1)(1-w_2)(1-w_{1'})(1-w_{2'})) dk . \quad (93)$$

Odnos ravnotežnog vremena života nosilaca prvog i sedmog Ožeovog procesa se aproksimativno može izraziti preko energije praga E_T , tj. minimalne energije neophodne da se otpo ne proces udarne jonizacije:

$$\gamma = \frac{\tau_{O1}}{\tau_{O7}} = 2 \frac{m_n(E_T)}{m_0} \frac{1-5/(4E_T/k_b T)}{1-3/(2E_T/k_b T)}, \quad (94)$$

gde je energija praga:

$$E_T = \frac{1+2m_n/m_p}{1+m_n/m_p} E_g, \quad (95)$$

m_n i m_p su redom efektivne mase elektrona odnosno šupljina, E_g je energija energetskog procepa.

Ukupno Ožeovo vreme života nosilaca za prvi i sedmi proces je dato sa:

$$\tau_O = \frac{\tau_{O1} \tau_{O7}}{\tau_{O1} + \tau_{O7}}. \quad (96)$$

U slu aju degenerisanih poluprovodnika materijal se može predstaviti kao efektivni materijal sa proširenim energetskim procepom i u ovom slu aju energija praga postaje [40]:

$$E_T = \frac{1+2m_n/m_p}{1+m_n/m_p} (E_g + E_{fn} - 4k_b T), \quad (97)$$

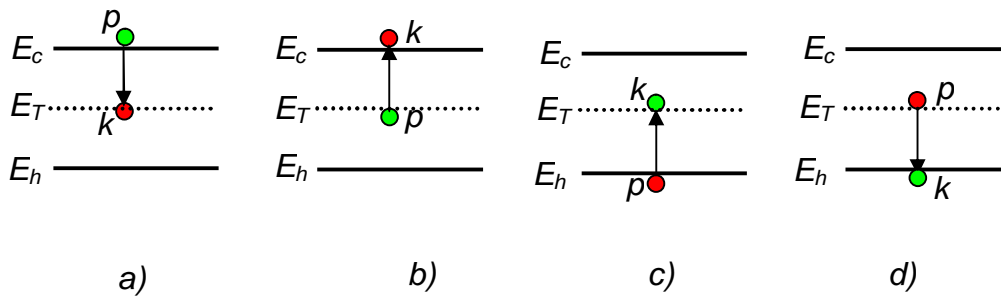
gde je E_{fn} kvazi Fermijev nivo za elektrone.

Sada je ravnotežno vreme života nosilaca za prvi Ožeov proces u degenerisanom materijalu:

$$\tau_{O1}^{i \text{ deg}} = \tau_{O1}^i \left(\frac{E_g + E_{fn} - 4k_b T}{E_g} \right)^{3/2} e^{\frac{1+2m_n/m_p}{1+m_n/m_p} \left(\frac{E_{fn} - 4k_b T}{k_b T} \right)}. \quad (98)$$

3.3 Šokli-Ridovi g-r procesi

Za razliku od radijativnih i Ožeovih procesa, Šokli-Ridovi (Š-R) procesi nisu fundamentalna posledica zonalne strukture poluprovodnika, ve su posledica postojanja energetskih nivoa (klopki) usled ne isto a i defekata u strukturi poluprovodnika. Akceptorski energetski nivoi "hvataju" elektrone, dok donorski energetski nivoi "hvataju" šupljine ili u zavisnosti od popunjenosti zamke otpuštaju odgovaraju e nosioce.



Sl.13 Šokli-Ridovi g-r procesi: a) hvatanje elektrona u klopku iz provodne zone, b) otpuštanje elektrona iz klopke u provodnu zonu, c) hvatanje šupljine u klopku iz valentne zone i d) otpuštanje šupljine iz kopke u valentnu zonu.

Klopka opisana enegretskim stanjem E_T izme u provodne i valentne zone (Sl.13) može da uhvati elektron iz provodne zone (rekombinacija) ili da termalnom emisijom otpusti elektron u provodnu zonu (generacija), tako e stanje E_T može da uhvati elektron iz valentne zone (generacija šupljine) ili ga otpusti u valentnu zonu (rekombinacija šupljine). U zavisnosti od tipa klopki energija oslobo ena prilikom

prelaza može biti oslobođena u vidu kvanta energije zračenja (fotoni) ili oscilacija kristalne rešetke (fononi). Brzina rekombinacije elektrona usled Š-R procesa je data sa:

$$R_{SR} = (1 - f_t) N_t \int_{E_c}^{\infty} C_{SR} N(E) f_c dE = \alpha_n N_t (1 - f_t) n, \quad (99)$$

gde su f_t i f_c Fermijeve funkcije verovatnoće zauzetosti stanja klopke odnosno stanja u provodnoj zoni, $N(E)dE$ je koncentracija elektrona u energetsom intervalu dE , N_t je koncentracija praznih zamki, $C_{SR} = \langle \sigma_n v_n \rangle$ je srednja vrednost verovatnoće hvatanja elektrona u klopku za energetski interval dE po jedinici vremena, v_n je termalna brzina elektrona, σ_n je eksperimentalno određeni efektivni poprečni presek hvatanja elektrona u klopku. Jednina (99) se može napisati u sličnoj formi za šupljine korišćenjem parametara šupljina (definisanih na isti način kao za elektrone) i valentne umesto provodne zone. Ovde je α koeficijent hvatanja nosilaca u klopku:

$$\alpha_n = \sigma_n v_n, \quad \alpha_p = \sigma_p v_p, \quad (100)$$

Brzina generacije elektrona proporcionalna je koncentraciji popunjenih klopki:

$$G_{SR} = \beta_n N_t f_t, \quad (101)$$

gde je β_n koeficijent emisije elektrona:

$$\beta_n = \alpha_n N_c e^{-\frac{E_c - E_t}{k_b T}}. \quad (102)$$

U slučaju preklapanja Fermijevog nivoa i eneretskog nivoa klopke koncentracije nosilaca u TDR su:

$$n_1 = N_c e^{-\frac{E_c - E_t}{k_b T}}, \quad p_1 = N_v e^{-\frac{E_c - E_t}{k_b T}}. \quad (103)$$

Iz uslova za TDR dobija se funkcija verovatnoće zauzetosti klopke:

$$f_t = \frac{\alpha_n n_1 + \alpha_p p_1}{\alpha_n (n + n_1) + \alpha_p (p + p_1)}. \quad (104)$$

Vremena života nosilaca koja odgovaraju praznim klopka za elektrone, odnosno popunjenim klopka za šupljine su:

$$\tau_{n0} = \frac{1}{\alpha_n N_t} = \frac{1}{\sigma_n v_n N_t}, \quad \tau_{p0} = \frac{1}{\alpha_p N_t} = \frac{1}{\sigma_p v_p N_t} \quad . \quad (105)$$

Ukupne brzine generacije i rekombinacije nosilaca usled Šokli-Ridovih procesa date su sa:

$$G_{\check{S}R} = \alpha_n N_t n_1 f_t = \frac{n_1 f_t}{\tau_{n0}}, \quad R_{\check{S}R} = \alpha_n N_t (1 - f_t) = \frac{n(1 - f_t)}{\tau_{n0}} \quad . \quad (106)$$

U slučaju da natkoncentracije nosilaca nisu identične $\Delta n - \Delta p \ll \Delta p, \Delta n$ vrši se aditivna popravka funkcije verovatnoće:

$$\delta f_t = \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1)p_0\Delta n - \tau_{n0}(p_0 + p_1)n_0\Delta p}{(n_0 + n_1)(p_0 + p_1)[\tau_{n0}(p_0 + p_1) + \tau_{p0}(n_0 + n_1)]} \quad . \quad (107)$$

Natkoncentracije su sada date relacijom:

$$\Delta p = \Delta n \frac{\tau_{n0}(p_0 + p_1) + \tau_{p0}(n_0 + n_1) + \frac{N_t \tau_{p0}}{1 + p_1/p_0}}{\tau_{n0}(p_0 + p_1) + \tau_{p0}(n_0 + n_1) + \frac{N_t \tau_{n0}}{1 + p_0/p_1}} \quad . \quad (108)$$

Neravnotežno vreme života nosilaca usled usled Šokli-Ridovih g-r procesa je dato sa:

$$\tau_{\check{S}Rn} = \frac{\tau_{n0}(p_0 + p_1) + \tau_{p0}(n_0 + n_1) + \frac{N_t \tau_{n0}}{1 + p_1/p_0}}{p_0 + n_0 + \frac{N_t \tau_{n0}}{(1 + p_0/p_1)(1 + p_1/p_0)}} \quad , \quad (109)$$

$$\tau_{\check{S}Rp} = \frac{\tau_{n0}(p_0 + p_1) + \tau_{p0}(n_0 + n_1) + \frac{N_t \tau_{p0}}{1 + p_1/p_0}}{p_0 + n_0 + \frac{N_t \tau_{n0}}{(1 + p_0/p_1)(1 + p_1/p_0)}} \quad .$$

U slu aju postojanja više tipova klopki, tj. više energetske nivoa, vreme života nosilaca se ra una za svaki energetski nivo klopke posebno. Ukupno vreme života nosilaca se onda dobija sumiranjem recipro nih vrednosti svih pojedinih slu ajeva:

$$\frac{1}{\tau_{\check{s}R}} = \sum_k \frac{1}{\tau_{\check{s}R_k}} . \quad (110)$$

3.4 Šum IC detektora

Šum u kvantnim fotodetektorima predstavlja stohasti ke promene nivoa izlaznog elektri nog signala izazvano internim fluktuacijama koncentracije i brzine nosilaca. Kako se radi o stohasti kim pojavama, nivo šuma u bilo kom trenutku nije u korelaciji sa nivoom šuma u bilo kom drugom trenutku. Glavni razlog fluktuacije koncentracija nosilaca su g-r procesi u samom fotodetektoru, dok je glavni uzrok fluktuacije brzine nosilaca sama braunovska priroda kretanja nosilaca na temperaturama ve im od apsolutne nule.

Samim tim, šum usled promene brzine nosilaca je uvek prisutan, termalni šum ili Džonson-Nikvistov (Johnson-Nyquist) šum [41, 42] predstavlja mehanizam održavanja TDR u poluprovodniku [43]. Spektralna gustina napona usled termalnog šuma je data sa:

$$S_v(\omega) = 2Rh\nu \cosh(h\nu / k_b T) , \quad (111)$$

u slu aju $h\nu \ll k_b T$ struja šuma I_n je data sa:

$$I_n^2 = 4 \frac{k_b T}{R} \Delta f , \quad (112)$$

gde je R otpornost poluprovodnika. U ovom slu aju termalni šum je "beli" šum tj. šum ima uniformnu spektralnu raspodelu.

Šum usled promene koncentracije nosilaca se esto naziva šum sa me ili Šotkijev šum i posledica je statisti ke prirode prelaza nosilaca izme u energetskih nivoa unutar poluprovodnika kao i diskretne prirode samih nosilaca. Kada su g-r procesi glavni uzrok fluktuacija nosilaca šum se naziva i generaciono-rekombinacioni (g-r) šum. G-R šum je beli šum do *cutoff* frekvencije (recipro na vrednost vremena života slobodnih nosilaca). Za idealan fotoprovodni detektor struja g-r šuma koja nije posledica osvetljenosti fotodtektora je data sa:

$$I_n^2 = 4q^2(|G|+|R|)\Gamma^2\Delta f \quad , \quad (113)$$

a šum sa me fotovoltai nog detektora (fotodioda):

$$I_n^2 = 2q\left(\frac{I_d}{\beta}e^{\frac{qU}{\beta k_b T}} + 1\right)\Gamma^2\Delta f \quad , \quad (114)$$

gde su $\beta=1$ za idealni p-n spoj i Šotki diodu, I_d je struja mraka, a U je primenjeni napon. Ukupne brzine generacije i rekombinacije G i R se dobijaju sumiranjem g-r brzina radijativnih, Ožeovih i Šokli-Ridovih procesa :

$$G = G_{rad} + G_{ože} + G_{šR} = \frac{n_i}{2\tau_{ri}} + \frac{n}{2\tau_{o1}^i} + \frac{p}{2\tau_{o7}^i} + \frac{n_i f_t}{\tau_{n0}} \quad , \quad (115)$$

$$R = R_{rad} + R_{ože} + R_{šR} = \frac{np}{2n_i\tau_{ri}} + \frac{np}{2n_i^2}\left(\frac{n}{\tau_{o1}^i} + \frac{p}{\tau_{o7}^i}\right) + \frac{n(1-f_t)}{\tau_{n0}} \quad . \quad (116)$$

Posebna vrsta šuma koju treba dodatno uzeti u razmatranje je 1/f šum. Smatra se da su fluktuacije signala usled 1/f šumu posledica rasejanja nosilaca na potencijalnim barijerama unutar detektora i na njegovoj površini. Površinski 1/f šum je posledica prelaza nosilaca izme u površinskih stanja i metalnih elektri nih kontakata na fotodetektoru i uglavnom se može minimizovati kvalitetnom izradom Omskih elektri nih kontakata. Struja 1/f šuma data je empirijskom formulom:

$$i_{1/f}^2 = K \frac{\langle i \rangle^{\alpha_{1/f}}}{f^{\beta_{1/f}}} \Delta f \quad , \quad (117)$$

gde su K , $\alpha_{1/f}$ i $\beta_{1/f}$ numeri ke konstante, a i je struja kroz detektor.

Relacija koja opisuje ukupni šum fotodetektora, a važi za fotoprovodne i fotonaponske detektore uz zanemarivanje 1/f šuma je data kao [35]:

$$i_n^2 = uq \left[q\eta\Phi_b A\Gamma^2 + I_d(V) + \frac{k_b T}{qR_d} \right] \Delta f, \quad (118)$$

gde je $u=2$ za fotonaponske, odnosno $u=4$ za fotoprovodne detektore, Γ je fotoelektroni pojanje, Φ_b je optički fluks pozadinskog zračenja, A je površina aktivne oblasti.

Ukupni šum poluprovodničkog IC detektora za tipične radne uslove je predominantno određen g-r šumom [34]. U slučaju prostorno promenljivih brzina generacije i rekombinacije (zarad jednostavnosti smatramo da je promena samo u jednom prostornom pravcu) ukupna struja šuma za fotoprovodni detektor usled g-r procesa može se napisati kao:

$$I_{g-r}^2 = \frac{2\Delta f}{lwd^2} \int_0^d [|G(x)| + |R(x)|] \left(\frac{dI}{dg_{tot}} \right)^2 dx, \quad (119)$$

gde su l , w i d dimenzije aktivne oblasti, I je struja koja protiče kroz fotodetektor, a g_{tot} se dobija kao razlika ukupnih brzina generacije i rekombinacije datih u (115) i (116). Kada se doda termalni šum, dolazi se do ukupne struje šuma fotoprovodnog IC detektora:

$$I_{Ntot}^2 = \frac{2\Delta f}{lwd^2} \int_0^d [|G(x)| + |R(x)|] \left(\frac{dI}{dg_{tot}} \right)^2 dx + 4 \frac{k_b T}{R_d} \Delta f. \quad (120)$$

3.4 Karakteristike Hg_{1-x}Cd_xTe IC fotodetektora

Mogućnost podešavanja elektronske strukture žive kadmijum telurida (Hg_{1-x}Cd_xTe) promenom molarnog udela kadmijuma x omogućava primenu Hg_{1-x}Cd_xTe kao materijala za fotodetektore u praktično celoj infracrvenoj oblasti 1- 30 μ m. Zajedno sa tehnološkim procesima neophodnim za proizvodnju visokokvalitetnog i jeftinog Hg₁₋

$x\text{Cd}_x\text{Te}$ monokristala dovela je do toga da je materijal prakti no sinonim za IC fotodetekciju [37, 44], pogotovo za dugotalasnu IC oblast i vojne aplikacije. Detaljni opisi elektri nih i opti kih karakteristike $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ kao i tehnoloških procesa izrade mogu se na i u literaturi [37, 45]. Ono što e biti prezentovano u okviru disertacije su relacije neophodne za formiranje analiti kog modela $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ fotodetektora za srednjetalasnu i dugotalasnu IC oblast.

Naj eš e koriš ena relacija u literaturi za zavisnost energetskog procepa od molarnog udela x i temperature T je [46]:

$$E_g = -0.302 + 1.93x + 5.53 \cdot 10^{-4}T * (1 - 2x) - 0.81x^2 + 0,832x^3 . \quad (121)$$

Sopstvena koncentracija nosilaca za dati energetski procep (121), molarni udeo i temperaturu je:

$$n_g = (5.585 - 3.82x + 0.001753T - 0.001364xT) \cdot 10^{14} \frac{E_g^{3/4}}{T^{3/2}} e^{-\frac{E_g}{2kT}} . \quad (122)$$

Postoje razli iti analiti ki modeli koeficijenta apsorpcije za $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ razli itih stepena ta nosti [37]. Ovde koristimo slede i model [47]:

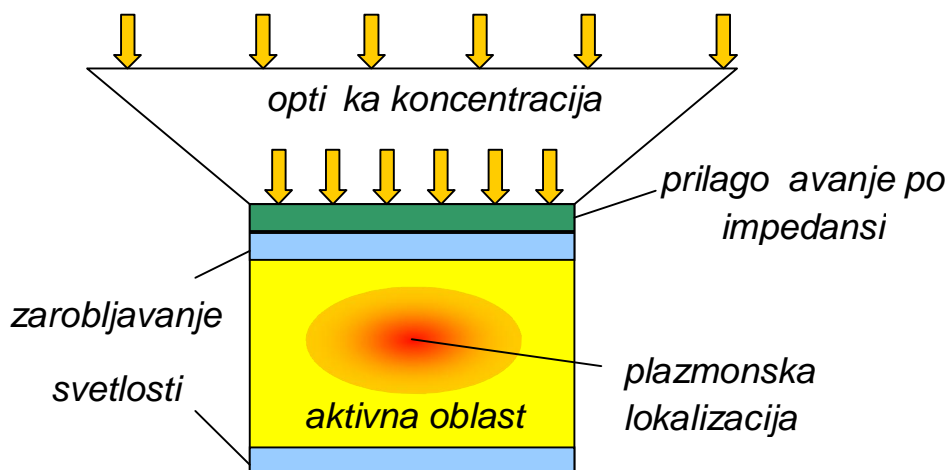
$$\alpha = \frac{2^{2/3}}{3\epsilon^{1/3}} \frac{m_0 q^2}{h^2} \left(\frac{m_c m_v}{m_0(m_c + m_v)} \right)^{3/2} \left(1 + \frac{m_0}{m_c} + \frac{m_0}{m_v} \right) \sqrt{\frac{1}{m_0 c^2} \sqrt{(E - E_g)}} , \quad (123)$$

gde je m_0 masa slobodnog elektrona, m_c je efektivna masa elektrona u provodnoj zoni, m_v je srednja vrednost masa elektrona u zonama teških i lakih šupljina, ϵ je permitivnost materijala, q je elementarno naelektrisanje i E je energija upadnog fotona.

4. Principi poboljšanja IC fotodetektora

Kroz sva prethodna razmatranja internih procesa kvantnih fotodetektora moguće je uoiti da se poboljšanju performansi IC fotodetektora može pristupiti na dva, u opštem slučaju, nezavisna načina. Prvi pristup je optički ili ravnotežni pristup i obuhvata manipulaciju optičkim fluksom (*photon management*) bilo refraktivnim, reflektivnim, difraktivnim ili plazmanskim strukturama za povećanje optičke generacije nosilaca, dok su unutrašnji generaciono-rekombinacioni (g-r) procesi određeni sastavom materijala i fizičkim dimenzijama fotodetektora [34, 48]. Drugi pristup je neravnotežni i zasniva se na povećanju efektivne temperature nosilaca u odnosu na kristalnu rešetku, što rezultuje neravnotežnom prostornom raspodelom koncentracije nosilaca i time potiskivanjem unutrašnjih g-r procesa budući da oni zavise od koncentracije nosilaca [11].

Optički pristup poboljšanju fotodetektora obuhvata četiri opšte metode za maksimizaciju optičke energije u aktivnoj oblasti fotodetektora prikazane na Sl. 14. Optička koncentracija najčešće asocirana sa refraktivnim i difraktivnim optičkim elementima kao što su razni tipovi soiva i Frenelovih zonalnih ploča zasniva se na fokusiranju optičkog fluksa sa fizički veće površine (optička površina fotodetektora) na fizički manju površinu (električna površina fotodetektora) rezultujući u značajno većem intenzitetu optičkog fluksa koji dolazi do aktivne površine fotodetektora.



Sl. 14 Optičke metode za poboljšanje fotodetektora

Antirefleksne (AR) strukture postavljaju se na samu osvetljenu površinu fotodetektora da osiguraju da optički fluks koji dospe do fotodetektora prodre u što veću meru u aktivnu oblast fotodetektora. Poluprovodni materijali od kojih su fotodetektori sačinjeni imaju relativno velike indekse prelamanja u poređenju sa sredinom iz koje dolazi svetlosni signal (najčešće vazduh). Zbog toga je koeficijent refleksije površine detektora veliki, pa se veliki deo upadnog optičkog fluksa odbije od površine ukoliko nema antirefleksnih slojeva. Postoje različiti tipovi AR slojeva, pri čemu su verovatno najčešći i jednostruki i višestruki interferentni slojevi [49, 50]. Kod njih se smanjenje u datom spektralnom opsegu postiže nanošenjem slojeva koji destruktivnom interferencijom smanjuju koeficijent refleksije površine. Njihova prednost je jednostavnost izrade, ali im je spektralni opseg relativno uzak. Mnogo bolji izbor su AR slojevi sa gradijentnim indeksom prelamanja koji imaju širok spektralni odziv i omogućuju gotovo idealno prilagođenje po impedansi između detektora i sredine [51, 52]. Gradijentni AR slojevi bi detaljno razmatrani u delu o principima poboljšanja IC detektora.

Treći tip metoda obuhvata povećanje optičkog puta unutar samog fotodetektora, naime optička energija se apsorbira u materijalu fotodetektora (konverzija optičkog u električni signal) dok svetlost prolazi kroz samu aktivnu oblast gde je brzina konverzije optičke energije u električnu određena koeficijentom apsorpcije samog materijala. U idealnom slučaju dužina optičkog puta kroz aktivnu oblast fotodetektora treba da bude takva da se sva optička energija absorbuje tj. kvantna efikasnost treba da bude $\eta=1$. Najsigledniji pristup ovome bilo bi povećanje debljine aktivne oblasti fotodetektora, ali ovo je loše za IC detektore jer povećanje debljine i time zapremine aktivne oblasti direktno pojačava g-r procese i time podiže nivo šuma detektora. Zbog toga se metode povećanja optičkog puta kroz aktivnu oblast fotodetektora prevažno baziraju na postizanju višestrukih prolaza svetlosti kroz aktivnu oblast. Najosnovniji pristup obuhvata povećanje koeficijenta refleksije neosvetljene strane fotodetektora postavljanjem reflektivnih struktura kao što su metalna ogledala, tako da se svetlost posle prvog prolaza kroz aktivnu oblast reflektuje unazad i ponovo prođe kroz aktivnu oblast fotodetektora, efektivno udvostručujući optički put kroz aktivnu oblast. Složeniji

pristupi koji omogu avaju višestruke prolaze obuhvataju primenu rezonantnih šupljina kao i promene reljefa površine osvetljene strane fotodetektora radi promene upadnog ugla svetlosti. Kada svetlost pro e kroz reljefnu površinu fotodetektora promeni se pravac prostiranja svetlosti u aktivnoj oblasti. Posle drugog prolaza kroz aktivnu oblast zahvaljuju i reflektivnoj strukturi na suprotnoj strani fotodetektora deo svetlosti koji ponovo nai e na reljefnu površ pod uglom ve im od ugla totalne refleksije bi e vra en nazad u aktivnu oblast. Generalno, metode koje omogu avaju pove anje opti kog puta višestrukim prelazima spadaju u grupu metoda za zarobljavanje svetlosti (*light trapping*).

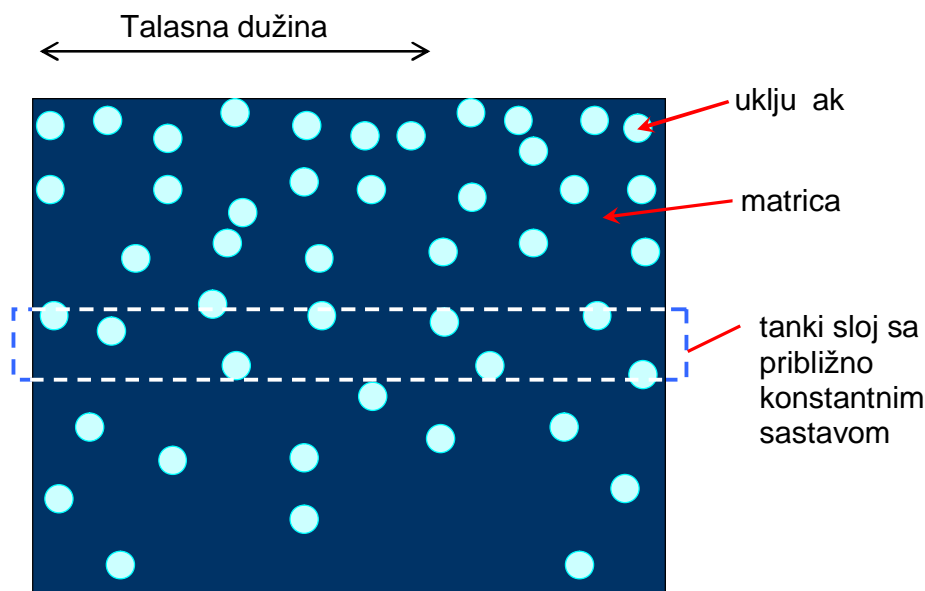
Plazmonske metode za poboljšanje fotodetektora tako e spadaju u metode zarobljavanja svetlosti, ali zbog svog jedinstvenog principa funkcionisanja uzimaju se kao posebna metoda za poboljšanje fotodetektora. Plazmonske metode za poboljšanje fotodetektora e biti tako e detaljno razmotrene u delu o principima poboljšanja fotodetektora.

4.1 Antirefleksni slojevi sa gradijentnim indeksom prelamanja

Velika prednost antirefleksnih slojeva sa gradijentnim indeksom prelamanja u pore enju sa jednoslojnim ili višeslojnim konvencionalnim AR slojevima je da ne zavise ni od upadnog ugla ni od polarizacije svetlosti [53, 54]. Sam prostorni profil indeksa prelamanja može biti linearan, što je najjednostavniji slu aj, ali može imati bilo kakvu prostornu raspodelu, dokle god je promena indeksa prelamanja monotona, tj. indeks prelamanja AR sloja se menja od indeksa prelamanja podloge (fotodetektora) do indeksa prelamanja okoline (naj eš e vazduh) i uvek raste ili opada u istom smeru. Komplikovaniji profili indeksa prelamanja AR sloja obuhvataju polinomske funkcije raznih stepena kvadratne, kubne, itd. kao i trigonometrijske funkcije kao što je sinusni profil [34].

Gradijent indeksa prelamanja može se u principu dobiti tako što e se napraviti kompozit dva materijala, uklju ci podtalasnih dimenzija jednog materijala u drugom, pri emu se odnos uklju aka i matrice u kojoj se nalaze postepeno menja od okoline prema

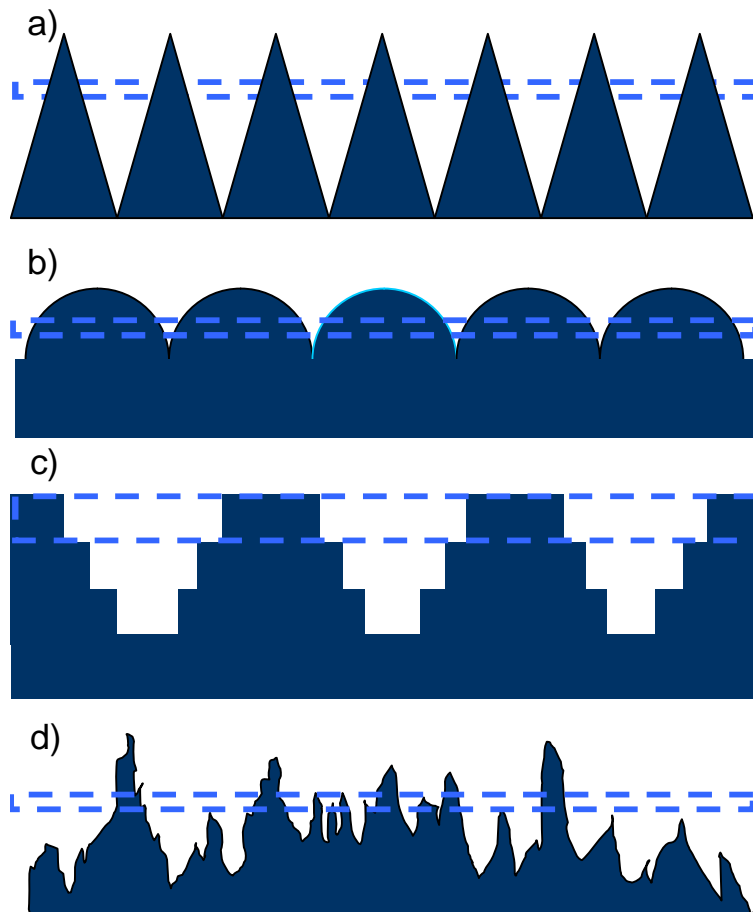
detektoru po nekoj zakonitosti [52]. Pošto su dimenzije delova kompozita podtalasne, upadni zrak ne može "videti" pojedinačne konstituente, već se materijal antirefleksnog sloja ponašati kao efektivni medijum sa vrednošću u optičkih parametara koja odgovara usrednjenim vrednostima pojedinačnih konstituenata. Za izračunavanje indeksa prelamanja ovakvih struktura koristi se teorija efektivnog medijuma [55, 56]. Primeri ovakvih struktura mogu se naći npr. u [54, 57].



Sl. 15 Porozni AR sloj: vazdušne inkluzije u optički gušćem materijalu. Prostorno promenljiva koncentracija inkluzija, indeks prelamanja strukture raste odozgo nadole.

Umesto korišćenja uključaka, alternativni način za dobijanje struktura sa gradijentom efektivnog indeksa prelamanja je da se formiraju difraktivne antirefleksne strukture, tj. podtalasne promene reljefa površine homogenog materijala [58]. Ovakve strukture mogu biti uređene i neuređene (stohastičke). Kod uređenih struktura podtalasne promene reljefa se periodično ponavljaju i prostorna zavisnost indeksa prelamanja je određena geometrijom pojedinačne promene i periodom ponavljanja. Promene reljefa mogu biti jednodimenzionalne (urezi u površini sa trouglastim, kružnim, sinusnim itd. profilom) i dvodimenzionalne (piramide, kupe, kocke itd. na površini). Sa druge strane kod stohastičkih struktura oblik i raspodela podtalasnih promena reljefa su arbitrarne. Gradijent indeksa prelamanja se postiže na isti način kao

u slučaju podtalasnih inkluzija u homogornoj matrici. Sl. 16 prikazuje neke osnovne tipovi antirefleksnih struktura.



Sl. 16 Primeri difrakcionih 1D/2D AR slojeva sa gradijentnim indeksom prelamanja: a) ure ena trougaona/piramidalna struktura, b) ure ena kružna/sferna struktura, c) ure ena višeslojna binarna aproksimacija trougaone/piramidalne strukture, d) stohasti ka struktura. Kod struktura sa kontinualnom promenom profila a), b) i d) domeni kvazi-konstantnog sastava su tanki slojevi za koje se može smatrati da se profil strukture ne menja. Kod struktura sa diskretnom promenom profila c) domeni kvazi-konstantnog sastava su definisani samim diskretnim nivoima strukture.

Najjednostavniji pristup opisu optičkih osobina gradijentnog AR sloja prikazan je na Sl.17. Pristup se sastoji iz toga da se ceo AR sloj podeli na konačan broj paralelnih beskonačno tankih slojeva gde je permitivnost svakog takvog sloja određena materijalnim sastavom [52]. Na ovaj način u slučaju stohastičkih AR slojeva optičke osobine zavise samo od udela materijala u sloju a ne i od geometrijske raspodele materijala u sloju, dokle god važi aproksimacija efektivnog medijuma. Prema Maksvel-

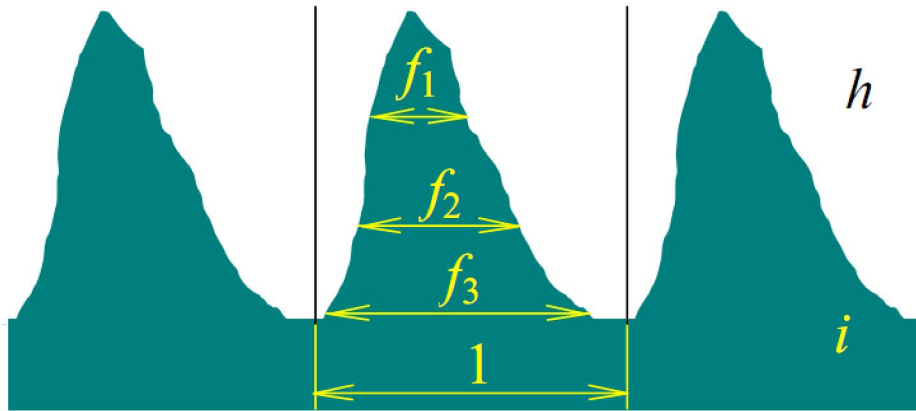
Garnetovom modelu (uključujući inkluziju jednog materijala ε_i u matrici drugog materijala ε_h) efektivna permitivnost pojedina nog sloja se može opisati kao [55]:

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_h + 3\varepsilon_h f_i \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_h}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_h} . \quad (124)$$

U slučaju polidisperzije koristi se Brugemanov model [59, 60]:

$$(1 - f_i) \frac{\varepsilon_h - \varepsilon_{eff}}{\varepsilon_h + 2\varepsilon_{eff}} + f_i \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_{eff}}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_{eff}} = 0 , \quad (125)$$

gde je f_i deo ukupne zapremine koju zauzima materijal ε_i .



Sl. 17 Modelovanje profila indeksa prelamanja gradijentnog AR sloja.

Na ovaj način modelovanje profila indeksa prelamanja AR sloja svodi se na modelovanje popunjenosti pojedinih slojeva, a prostiranje svetlosti kroz ovakav medijum se posmatra kao prostiranje svetlosti kroz slojevit medijum gde svaki sledeći sloj ima veći indeks prelamanja od prethodnog [34]. Minimizacija koeficijenta refleksije izmedu okoline i podloge je uglavnom zavisna od profila indeksa prelamanja gde su bolje performanse za kontinualne funkcije zavisnosti indeksa prelamanja (grayscale) u odnosu na diskretne (binarne). Što se tiče same funkcije zavisnosti pokazuje se da polinomska zavisnost petog stepena daje rezultate najbliže optimalnim [61]. Stohastički AR slojevi nude dobre performanse u smislu da je prostorna zavisnost kontinualna, ali veoma slabu kontrolu nad samom funkcijom prostorne zavisnosti indeksa prelamanja i

ponovljivoš u strukturu. Međutim, značajno su jednostavniji za proizvodnju od urenih AR slojeva.

U slučaju urenih struktura pristup opisanim osobinama AR sloja svodi se na tretiranje AR sloja kao difrakcione rešetke opisane nulnim difrakcionim redom u okviru aproksimacije efektivnim medijumom. Ovo je od posebnog značaja za 1D AR slojeve gde postoji razlika u indeksu prelamanja za različite polarizacije svetlosti usled same strukture rešetke (dvojno prelamanje). Dodatno, za velike promene indeksa prelamanja neophodno je u razmatranje uzeti i drugi difrakcioni red rešetke [62, 63]. Efektivna permitivnost simetričnih AR sloja preko nulnog i drugog difrakcionog reda mogu napisati kao [64]:

$$TE : \varepsilon_{eff} = \varepsilon_0 + \frac{(\Delta\varepsilon)^2}{2} \left(\frac{\Lambda}{\lambda} \right)^2, \quad (126)$$

$$TM : \varepsilon_{eff} = \frac{1}{\varepsilon_0 a_0} \left[\varepsilon_0 - \beta^2 + \varepsilon_0 a_0 \beta^2 + \left(\frac{\Lambda}{\lambda} \right)^2 \left\{ \begin{aligned} & \left[\frac{\beta^4 \Delta\varepsilon^2}{2\varepsilon_0^2} + \beta^2 \Delta\varepsilon \left(1 - \frac{\beta^2}{\varepsilon_0} \right) \left(\frac{2a_1}{a_0} + \frac{\Delta\varepsilon a_2}{2\varepsilon_0 a_0} \right) \right] \\ & + \frac{\varepsilon_0}{a_0^2} \left(1 + \frac{\beta^4}{\varepsilon_0^2} - \frac{2\beta^2}{\varepsilon_0} \right) \left[\varepsilon_0 \sum_{n \neq 0} \left(\frac{a_n}{n} \right)^2 + 2\Delta\varepsilon \sum_{n > 0} \frac{a_n a_{n+1}}{n(n+1)} \right] \right] \right\} \right], \quad (127)$$

Λ je konstanta rešetke, a λ talasna dužina u vakuumu, profil difrakcione rešetke u pravcu promene permitivnosti je $\varepsilon(x/\Lambda) = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon f(x, \Lambda)$ gde je $f(x, \Lambda)$ prostoperiodična funkcija sa periodom Λ , $\varepsilon_0 = (\varepsilon_i + \varepsilon_n)/2$, $\Delta\varepsilon = (\varepsilon_i - \varepsilon_n)/2$, a_n su koeficijenti razvoja u Furijeov red inverzne funkcije dielektrične permitivnosti, $\beta = n_s \sin(\theta)$ gde je n_s indeks prelamanja sredine iz koje nailazi svetlosni talas, a θ je upadni ugao svetlosti. Izrazi se mogu proširiti da obuhvataju asimetrične slojeve sa višedimenzionom zavisnošću u profila dielektrične permitivnosti [64].

U slučaju 2D AR slojeva najčešće se koristi metoda rigorozne analize spregnutih talasa (*rigorous coupled waves analysis – RCWA*) [50] gde se elektromagnetski talas za planarnu strukturu razvija u set harmonika i formira beskonačni set spregnutih jednačina za dve polarizacije uzimajući u obzir periodičnost strukture i granične uslove

kontinualnosti tangencijalnih komponenti. Skup jedna ina se arbitrarno skrati na kona an broj jedna ina i dobiju se rešenja sa odre enim nivoom ta nosti.

Poseban pristup izradi gradijentnih AR slojeva koji je u novije vreme privukao dosta pažnje zahvaljuju i napretku tehnologija fabrikacije, je biomimeti ki pristup [65, 66]. Na taj na in je dobijen gradijentni AR sloj projektovan po uzoru na oko moljca (*moth-eye structure*) [67] koji se odlikuje visokom efikasnoš u u svim pravcima nezavisnom od polarizacije u širokom spektralnom opsegu.

4.2 Poboljšanje fotodetektora plazmanskim strukturama

4.2.1 Plazmonske estice

Karakteristika osnovnih plazmopskih ekscitacija da lokalizuju opti ku energiju na podtalasnom nivou našla je veliku primenu u oblasti fotodetekcije. Plazmonske strukture za poboljšanje fotodetektora su najpre koriš ene u oblasti detekcije vidljivog i ultraljubi astog zra enja zahvaljuju i obilju plazmopskih materijala za datu spektralnu oblast kao što su zlato, srebro, hrom, aluminium itd. [68, 69]. Naro ito se dobro pokazala njihova primena za solarne elije. Zahvaljuju i lokalizaciji opti ke energije na podtalasnom nivou i time pove anju koncentracije opti kih stanja u zna ajno manjoj zapremini aktivne oblasti u odnosu na slu aj bez plazmonske lokalizacije mogu e je posti i istu ili bolju kvantnu efikasnost sa zna ajno tanjim solarnim elijama. Posledica je zna ajno smanjenje troškova proizvodnje solarnih elija usled manje potrošnje skupocениh materijala [7]. Da bi ovakav pristup poboljšanju solarnih elija imao smisla neophodna je jednostavna i jeftina proizvodnja plazmopskih koncentratora. Treba uzeti u obzir da su plazmonske strukture po samoj svojoj prirodi podtalasne, a kako se radi o talasnim dužinama od nekoliko stotina nanometara, strukture za vidljivi deo spektra esto imaju nivo detalja u desetinama nanometara ili manje. U tom pogledu, nano estice su relativno jednostavne i jeftine za proizvodnju npr. iz kolidnih rastvora [70] (*bottom-up* pristup) za razliku od EOT matrica koji predstavljaju ure ene planarne strukture i zahtevaju skupe postupke izrade kao što su npr. litografija elektronskim snopom i

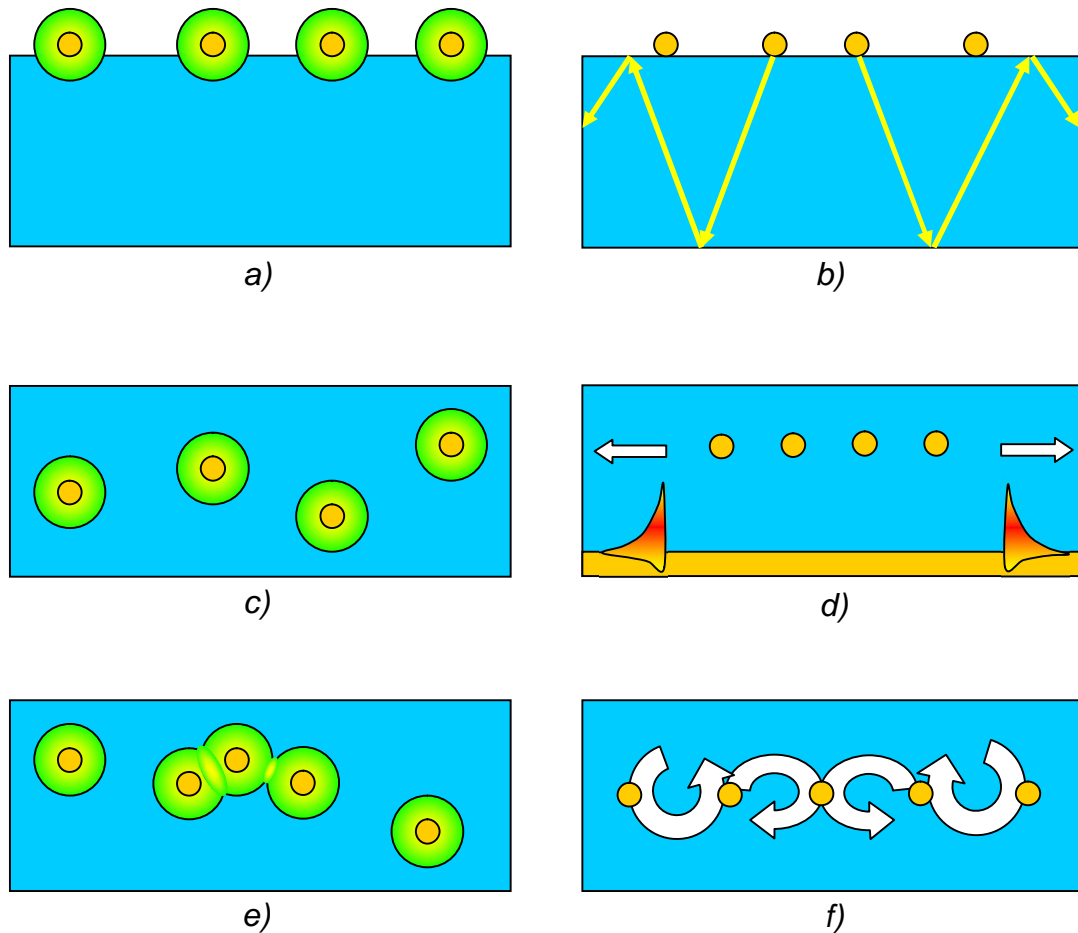
rentgenska litorafija (*top-down* pristup). Zbog ovoga su plazmوني koncentratori na bazi metalnih nano estica postali izraziti favoriti za poboljšanje fotodetektora, pogotovo u vidljivom delu spektra.

Najjednostavniji pristup primeni plazminskih nano estica za poboljšanje fotodetektora je nanošenje estica na samu površinu detektora [71], kao što je prikazano na Sl. 18.a. Lokalizacija polja u blizini estice usled plazmonske rezonancije rezultuje jako velikim intenzitetima polja u tankom sloju aktivne oblasti odmah ispod estice. Alternativno, estice se mogu postaviti na zadnju stranu aktivne oblasti fotodetektora, tako da se svetlosni talas rasejava sa estica unazad posle prolaza kroz aktivnu oblast. Na ovaj način plazmonske estice istovremeno vrše funkciju optičkog koncentratora i reflektivne strukture. Prostiruća komponente rasejanog talasa mogu se spregnuti sa zarobljenim ili u drugim modovima nastalim usled totalne interne refleksije Sl. 18.b koja predstavlja neplazmوني mehanizam zarobljavanja svetlosti [72, 73]. Nanošenje plazminskih estica na površinu fotodetektora ima prednost u tome što ne zahteva nikakve promene strukture fotodetektora i može se primeniti na već postojeće fotodetektore. Međutim, iskorišćenje plazmonske lokalizacije u blizini estice je ograničeno samo na oblast odmah ispod ili iznad estice. Da bi se poboljšalo iskorišćenje povećane gustine optičkih stanja usled plazmonske rezonancije estice se često postavljaju unutar aktivne oblasti fotodetektora [74, 75], Sl. 18.c. Dodatno, rasejanjem svetlosti na esticama moguće je pobuditi površinske plazmonske modove (SPP) na metal-dielektrinom spoju kao što je metalno ogledalo za povećanje optičkog puta kroz aktivnu oblast fotodetektora prikazano na Sl. 18.d, čime se postiže dodatna plazmonska lokalizacija uz samu površinu metalnog ogledala [76]. Generalno, sprezanje rasejanog talasa sa u drugim modovima i SPP modovima moguće je bez obzira na materijalni sastav strukture koja rasejava polje, dakle moguće je koristiti i npr. dielektrone estice, ali se tada gubi dodatna lokalizacija polja usled plazmonske rezonancije estica.

Ako su plazmonske estice međusobno dovoljno blizu, dolazi do sprezanja njihovih plazminskih modova usled interakcije njihovih bliskih polja. Sprezanje bliskih elektromagnetnih polja plazminskih estica rezultuje u cepanju rezonantnog stanja usled preklapanja talasnih funkcija bliskog polja, što rezultuje u dva rezonantna stanja

koja odgovaraju konstruktivnoj i destruktivnoj interferenciji bliskih polja. Konstruktivna interferencija ima o igledne prednosti u oblasti poboljšanja fotodetektora jer dovodi do dodatnog pove anja intenziteta polja izme u estica [77] kao što je prikazano na Sl. 18.e. Stanja destruktivne interferencije bliskih polja izme u spregnutih estica nude poseban pristup realizaciji plazmanskog zahvatanja svetlosti. Prostorne pozicije destruktivne interferencije predstavljaju singularitete bliskog polja, što za posledicu ima cirkulaciju Pointingovog vektora bliskog polja oko singulariteta [78]. Plazmonska struktura formira se tako da fazni singulariteti izazivaju cirkulaciju svetlosti izme u plazmanskim estica (opti ki vrtlozi), što zna ajno pove ava gustinu opti kih stanja u aktivnoj oblasti fotodetektora, Sl. 18.f.

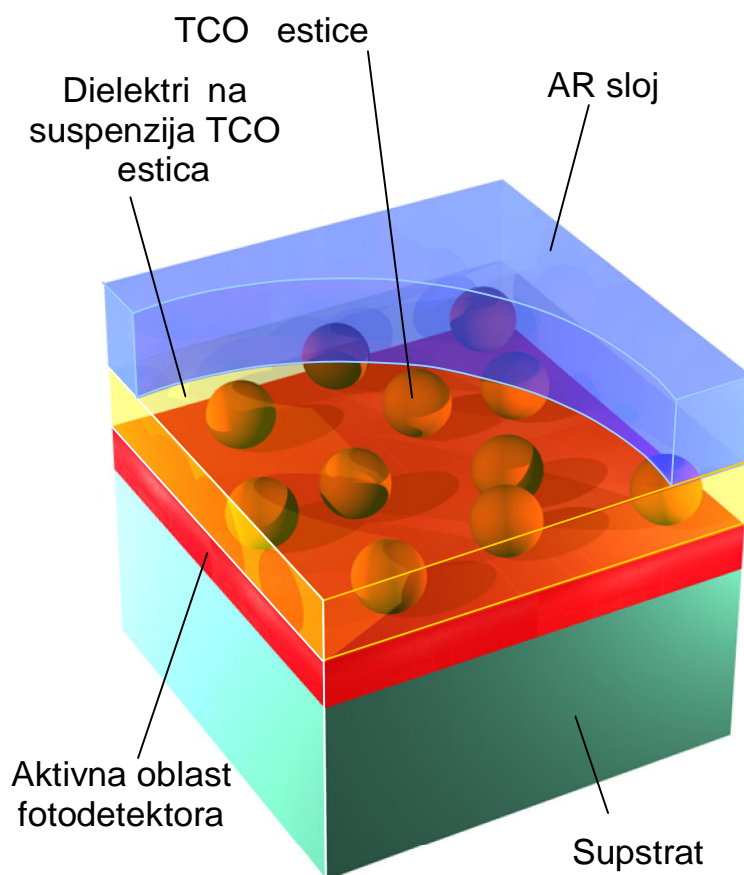
Sve plazmonske strukture za poboljšanje fotodetektora na bazi plazmanskim estica prikazane na Sl.18. ostvarene su za vidljivi deo spektra (solarne elije) koriš enjem metalnih nano estica. Pomeranje plazmonske rezonancije ka ve im talasnim dužinama (crveni pomak, *redshift*) pokazalo se kao netrivialan zadatak. Da bi se izvršio zna ajan crveni pomak frekvencije plazmonske rezonancije metalnih estica u npr. blisku infracrvenu oblast neophodno je zna ajno pove ati indeks prelamanja okoline estice ili zna ajno pove ati dimezije estica. Ve ina konfiguracija sa Sl. 18 nema opciju menjanja indeksa prelamanja okoline unapred definisnim materijalom aktivne oblasti fotodetektora, tako da se crveni pomeraj postiže pove anjem dimenzija estica, što je pra eno slabljenjem plazmonske rezonancije. Crveni pomak podešavanjem indeksa prelamanja okoline jedino je mogu ako su estice izvan aktivne oblasti. Tada se radi imerzija estica u poseban dielektri ni sloj postavljen na površinu fotodetektora. Da bi se ostvario dovoljan crveni pomak neophodno je da dielektri ni sloj ima zna ajno ve i indeks prelamanja od vazduha. Posledica ovoga je veliki koeficijent refleksije izme u dielektri nog sloja i sredine iz koje nailazi opti ki talas i time smanjenje opti kog fluksa koji dopire do samih estica. Pokazuje se da strukturne promene neophodne za ostvarenje crvenog pomeraja štetno uti u na intenzitet plazmonske rezonancije. Zajedno sa injenicom da gubici u materijalu eksponencijalno rastu sa pove anjem talasne dužine što uzrokuje dodatno slabljenje plazmonske rezonancije, ovo dovodi do toga da plazmonske strukture zasnovane na metalnim nano esticama postaju prakti no neupotrebljive za poboljšanje fotodetektora ve u bliskoj infracrvenoj oblasti.



Sl. 18 Konfiguracije za poboljšanje fotodetektora primenom plazmonske estice: a) estica deponovana na površinu fotodetektora lokalizuje polje rezonantnim pojačanjem bliskog polja direktno ispod sebe, b) sprežanje prostirućih komponenti talasa rasejanog na esticama sa modovima zarobljenim u aktivnoj oblasti usled totalne interne refleksije, c) uranjanje plazmonske estice u aktivnu oblast fotodetektora radi maksimizacije iskorisćenosti rezonantnog pojačanja bliskog polja, d) sprežanje talasa rasejanog na esticama sa SPP modovima na površini metalnog ogledala deponovanog na zadnju stranu fotodetektora, e) konstruktivna interferencija između bliskih polja estica i postizanje dodatnog pojačanja bliskog polja i f) cirkulacija optičke energije između plazmonske estice usled singulariteta nastalih destruktivnom interferencijom bliskih polja.

Prvi iskorak ka poboljšanju infracrvenih fotodetektora plazmonske esticama je nastao primenom alternativnih plazmonske materijala umesto plemenitih metala [79]. Jedan takav materijal predstavljaju providni elektroprovodni oksidi (transparent conductive oxides, TCO). Ovo je posebna klasa materijala koja obuhvata dopirane metalne okside kao što su indijum kalaj oksid (indium tin oxide, ITO), galijum cink

oksid (GZO), aluminijum cink oksid (AZO), itd. Celokupna drudeovska spektralna zavisnost elektri ne permitivnosti TCO materijala je pomerena u crveno u odnosu na plemenite metale. Pored toga, u ovom slu aju postoji dodatna mogu nost finog pomeranja spektralnih karakteristika TCO materijala dopiranjem. Preneseno na strukture sa Sl.18, negativne vrednosti realnog dela dielektri ne permitivnosti estica neophodne za plazmonsku rezonanciju pomerene su u bliski infracrveni deo spektra za TCO estice, što za posledicu ima pomeraj u estanosti plazmonske rezonancije. Dodatno, kako je celokupna njihova spektralna zavisnost crveno pomerena, TCO materijali imaju zna ajno manje gubitke na istim talasnim dužinama u odnosu na metale. Me utim, metod spektralnog pomeranja plazmanskog odziva zasnovan isklju ivo na promeni materijala estica samo prebacuje problem strukturnih promena koje izazivaju slabljenje plazmonske rezonancije u drugu talasnu oblast i pritom ne donosi nikakve dodatne stepene slobode u projektovanju plazmonskih koncentrataora.

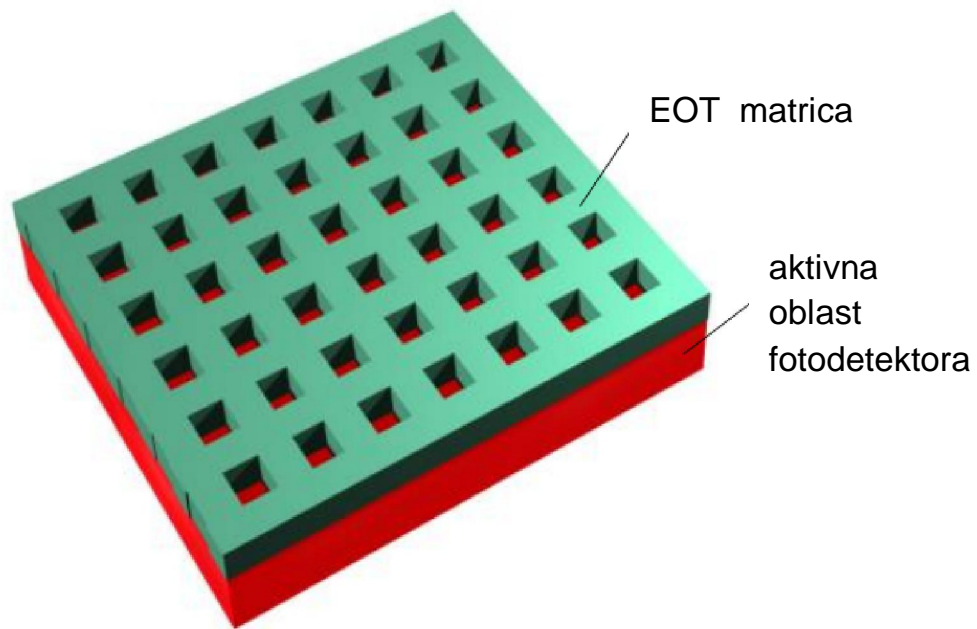


Sl.19 Konfiguracija za poboljšanje IC fotodetektora u srednjetalasnoj IC oblasti na bazi TCO estica

Primena TCO materijala dovela je do primene plazmonske lokalizacije u bliskoj IC oblasti što je od velikog značaja u polju optičkih telekomunikacija, ali dalje pomeranje ka većim talasnim dužinama nailazi na iste probleme kao u slučaju metalnih estica. Sledeći ovakav tok misli sva potencijalna rešenja za dalji crveni pomeraj su se zasnivala isključivo na pronalaženju materijala koji bi popunio sledeći spektralni opseg od interesa, npr. srednjetalasnu IC oblast 3-5 μm . Međutim, metali i TCO imaju veliku prednost primene kao plazmonski materijali u tehnološkom smislu jer su zbog svojih optičkih i električnih osobina korišćeni u izradi električnih naprava (prethodno kao električni kontakti) nezavisno od svojih plazmonska svojstva, što za posledicu ima u dosta dobro razrađene tehnološke procese izrade [80]. Koliko je autoru poznato, prva konfiguracija za poboljšanje IC fotodetektora u srednjetalasnoj IC oblasti zasnovana na plazmonskim esticama nastala je kao rezultat izrade ove doktorske disertacije.

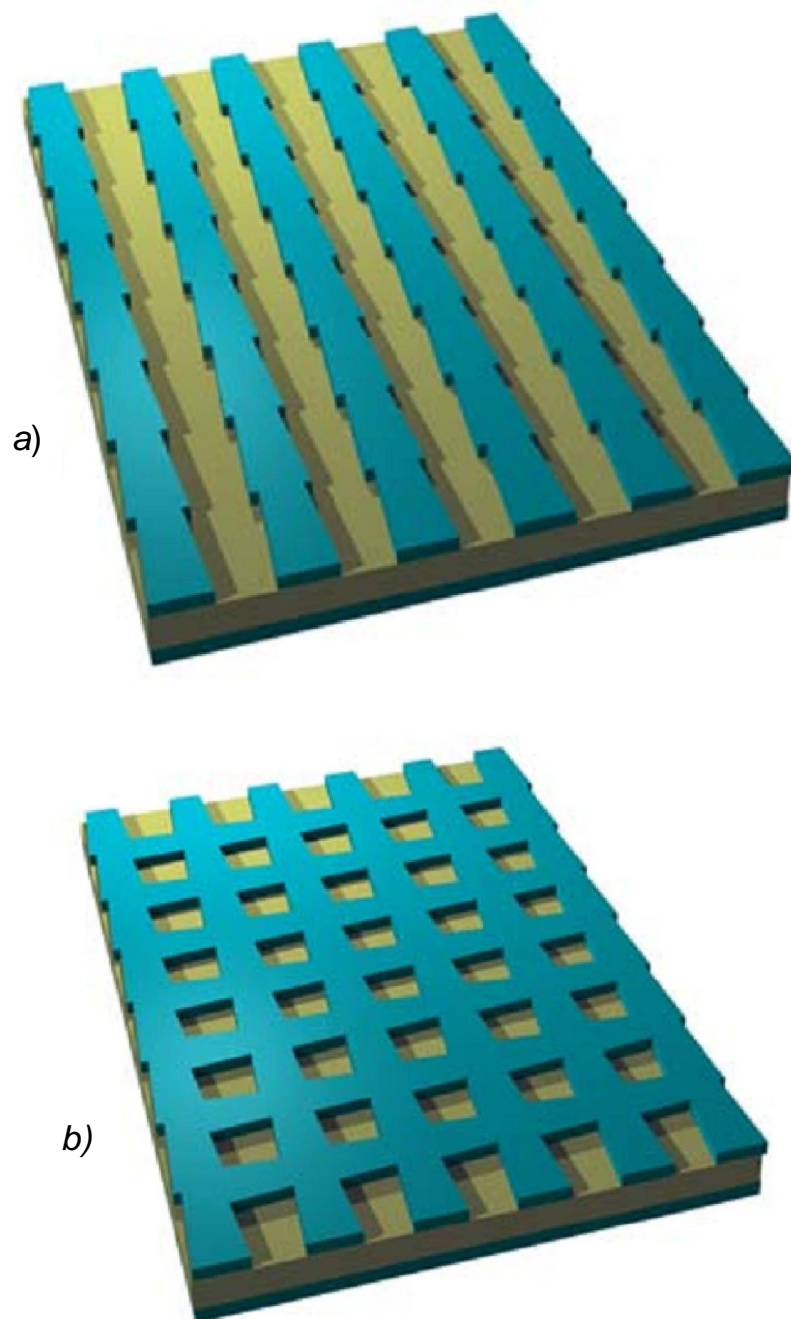
4.2.2 EOT matrice za poboljšanje detektora

EOT matrice su jednu od osnovnih primena našle kao visokoosetljivi hemijski senzori zahvaljujući i izuzetnoj osetljivosti njihovih spektralnih osobina na promenu indeksa prelamanja sredine [81, 82], što je posledica velike lokalizacije polja u njihovim aperturama. Ova lokalizacija koristi se i prilikom primene EOT matrica za poboljšanje fotodetektora, naime aktivna oblast fotodetektora može se postaviti unutar otvora. Za ovakav pristup poboljšanju fotodetektora mogu se upotrebiti i drugi tipovi plazmonske difrakcione rešetke, a ne samo EOT matrice, npr. zarezi u metalnom filmu umesto proreza, razni tipovi kanala, brazdi i sl. [83, 84]. Ovakav pristup nudi zanimljive nove mogućiosti u konstrukciji matrice fotodetektora gde bi pojedinačni fotodetektorski elementi na bazi poluprovodničkih nanokristala bili raspoređeni u pojedinačnim otvorima u metalnom filmu EOT matrice. Za poboljšanje konvencionalnih fotodetektora EOT matrice su pogodne u tom smislu da pobuda SPP modova na jednoj strani EOT strukture dovodi do pobude SPP-a na drugoj strani, što rezultuje u plazmonskoj lokalizaciji uz samu površinu metala i dovodi do mogućnosti primene EOT matrica jednostavnom depozicijom na samu površinu fotodetektora Si₂O₂ [85, 86].



Sl.20 Primena EOT matrica kao optičkih koncentratora za poboljšanje konvencionalnih fotodetektora.

Difrakcione rešetke vrše sprezanje talasnog vektora prostirućeg talasa i SPP na spoju između metala i dielektrika. U slučaju EOT matrica obe strukture su integrisane u jednu, ali EOT matrica se može iskoristiti i za pobudu SPP-a na odvojenom metalno-dielektričnom spoju, npr. na metalnom ogledalu ispod EOT matrice razdvojenom od nje slojem dielektrika. Kako obe strukture podržavaju površinske plazmonske modove, ako su dovoljno blizu može doći do sprezanja plazmonske ekscitacije. Ovakve strukture se mogu posmatrati kao specijalni slučaj MIM struktura. U zavisnosti od sprezanja SPP rezonantna stanja mogu biti okarakterisana jakom lokalizacijom polja između metalnih slojeva kao i jediničnim koeficijentom apsorpcije na makroskopskom nivou [87]. Zbog ovoga se ovakve strukture nazivaju i metamaterijalni superapsorberi. Metamaterijalne superapsorbere u vidu inila je posebno značajnim moguće realizovanje širokopoljnog odziva strukture prostim modifikovanjem geometrije. Kontinualnom promenom dimenzija otvora u metalnom filmu korišćenjem trapezoidnih umesto kvadratnih rupa postignuti su metamaterijalni superapsorberi koji pokrivaju celu vidljivu oblast [15], Sl. 21.



Sl.21 Superapsorberi na bazi EOT matrica sa kontinualnom promenom dimenzija otvora: 1D i 2D slu aj.

EOT matrice su privukle pažnju za poboljšanje IC fotodetektora zahvaljuju i mogu nosti proizvoljnog modifikovanja disperzione relacije strukture menjanjem isklju ivo geometrije strukture koriš enjem "lažnih" odnosno "projektovanih" plazmona na na in opisan u sekciji 2.1.2. Ovo je omogu ilo postavljanje rezonantnog odziva EOT

matrica čak u dugotalasnu IC oblast koristi se istih plazmotskih materijala kao i za vidljivi deo spektra. Najveća praktična mana EOT matrica za vidljivi deo spektra je njihova skupa i komplikovana izrada zbog neophodnosti visokih rezolucija litografije, koje u tim dimenzijama strukture skaliraju se sa talasnom dužinom, zbog čega su neophodne dimenzije detalja strukture za dugotalasnu IC oblast na mikrometarskom nivou, što značajno relaksira tolerancije i olakšava proces izrade.

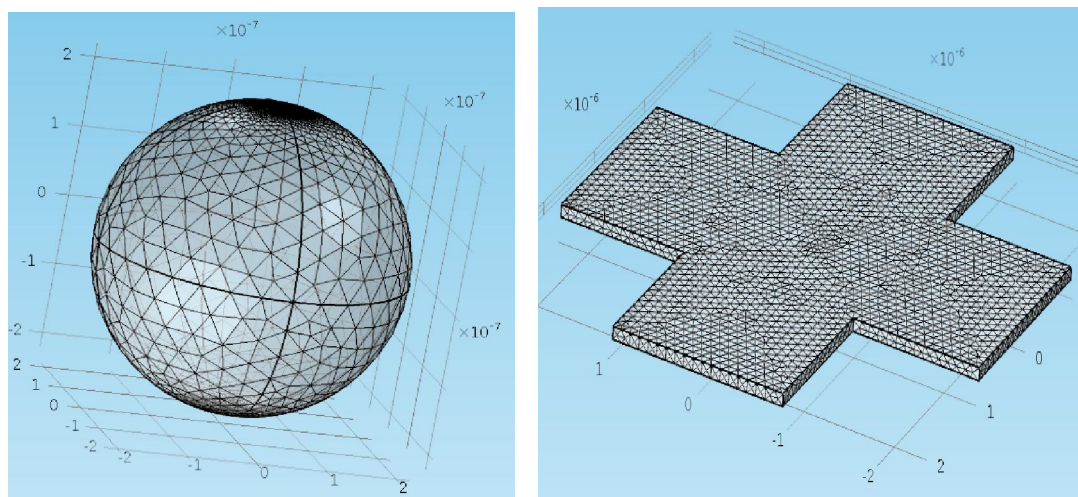
5. Numeričke metode

Simulacija optičkog odziva plazmonske strukture za poboljšanje IC fotodetektora rađena je primenom numeričke metode konačnih elemenata u softverskom paketu COMSOL Multiphysics, u RF (*Radio Frequency*) modulu. Velika prednost numeričkog rešavanja problema je što se ne pretpostavlja nikakva aproksimacija u formi rešenja u zavisnosti od geometrije strukture, polazi se od Maksvelovih jednačina i sistem spregnutih diferencijalnih jednačina rešava se uz primenu odgovarajućih graničnih uslova na nizu jednostavnih poddomena (elemenata) koji zajedno čine celu kompleksnu geometriju strukture. Na ovaj način moguće je nalaženje optičkog odziva za proizvoljne geometrije koje je inače nerešivo analitičkim pristupom. Jedina aproksimacija je na nivou materijala tj. uzima se da svi dielektrični delovi strukture bez gubitaka, odnosno da svi materijalni gubici u strukturi potiču od plazmonske materijala kao što su metali i providni provodni oksidi (TCO). Ovakav pristup je više nego opravdan, budući da su na uklanjanje gubitaka od interesa gubici u dielektriku za nekoliko redova veličine manji u odnosu na gubitke u plazmonske materijalima [8, 9].

Sve simulacije optičkog odziva plazmonske strukture zasnivaju se na simulaciji optičkog odziva osnovnog elementa strukture. U slučaju plazmonske jedinice polazi se od odziva jedne jedinice unutar odgovarajuće dielektrične matrice, dok se za EOT strukture polazi od jedinice jedinice. Oba slučaja predstavljaju osnovni gradivni blok (meta-atom) od kojih je sačinjena konačna plazmonska struktura (metamaterijal). Analogno prirodnim materijalima, strukture mogu biti amorfne ili kristalne metamaterijali u zavisnosti od rasporeda meta-atoma. Kako se strukture na bazi plazmonske jedinice dobijaju *bottom-up* pristupom kao tehnološki jednostavnijim i jeftinijem, ovakve plazmonske strukture u sklopu disertacije biće razmatrane kao amorfni metamaterijali. Sa druge strane, EOT su uređene periodične strukture i tretiraju se kao kristalni metamaterijali. Shodno tome pristupi modelovanju optičkih osobina su različiti za ova dva tipa strukture.

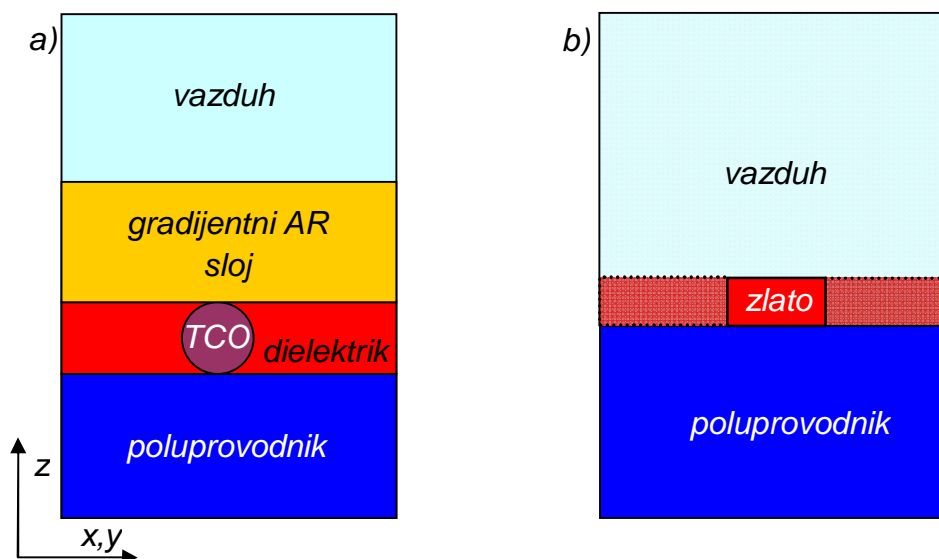
5.1 Geometrija, materijalni sastav i mreža poddomena

Same simulacije imaju nekoliko zajedničkih koraka nezavisno od tipa strukture, a to su definisanje geometrije meta-atoma, definisanje materijalnog sastava i formiranje mreže poddomena na kojima se rešava skup spregnutih diferencijalnih jednačina. Sama geometrija se može definisati parametarski zadavanjem dimenzija i položaja u globalnom koordinatnom sistemu geometrijskih oblika koji su sastavni deo COMSOL-a (sfere, elipsoidi, kvadri itd.) ili crtati direktno korišćenjem predefinisanih skupa oblika ili slobodnom rukom. Na Sl. 22 prikazana su dva karakteristična primera definisanih geometrija koji odgovaraju delovima strukture od plazmotskih materijala sa formiranim mrežama poddomena.



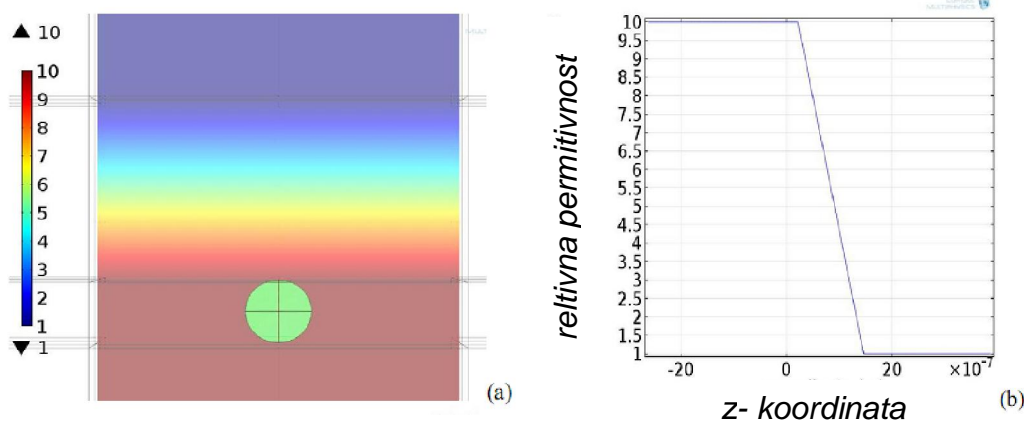
Sl. 22 Primeri geometrija definisanih u COMSOL-u koji odgovaraju delovima plazmotske strukture sa formiranim mrežama poddomena. Levo: plazmotska nano estica, desno: jedinica EOT sa kvadratnim aperturama.

Šematski prikaz geometrije meta-atoma sa dodeljenim odgovarajućim materijalnim svojstvima dat je na Sl. 23.



Sl. 23 Šematski prikaz geometrije i materijalnog sastava osnovne elije plazmonske koncentracije: a) na bazi plazmonske estice i b) na bazi EOT matrica.

Kako se radi o simulaciji optičkih osobina strukture materijali su u generalnom slučaju opisani kompleksnim vrednostima ili dielektrične permitivnosti i magnetske permeabilnosti ili indeksa prelamanja. Konkretno u modelovanjima koja su predmet disertacije koriste se permitivnost i permeabilnost. Pri tome su svi materijali nemagnetski, tj. relativna permeabilnost je jedan, a dielektrični delovi strukture su bez gubitaka tj. vrednost permitivnosti je realna. Konkretni plazmonske materijali su galijum cink oksid (GZO) za estice i zlato za EOT strukture sa spektralno zavisnim kompleksnim vrednostima relativne dielektrične permitivnosti opisanim Drudeovim modelom. Za GZO parametri Drudeovog modela su dobijeni fitovanjem disperzione relacije na eksperimentalne rezultate [10]. Parametri Drudeovog modela za GZO su $\epsilon = 4.2$, $\omega_p = 2.8 \cdot 10^{15} [\text{rad/s}]$ i $\gamma = 2.5 \cdot 10^{14} [\text{rad/s}]$. Parametri za zlato su uzeti iz literature $\epsilon = 1$, $\omega_p = 1.37 \cdot 10^{16} [\text{rad/s}]$ i $\gamma = 4.05 \cdot 10^{13} [\text{rad/s}]$ [88]. Permitivnost gradijentnog AR sloja linearno raste po ev od permitivnosti vazduha pa do permitivnosti dielektričnog sloja u kome se nalaze ugrađene plazmonske estice, kao što je prikazano na Sl. 24.



Sl. 24 Profil dielektri ne permitivnosti gradijentnog AR sloja: a) u ravni normalnoj na površinu fotodetektora i b) u pravcu prostiranja svetlosti.

Mreža poddomena formira se za celu geometriju, ali je zbog preglednosti na Sl.22 prikazana samo za delove od plazmanskog materijala. Mreža poddomena obrazuje se tako što se definišu minimalne i maksimalne dimenzije poddomena kao i dodatni parametri kao što su glatko a zakrivljenih površina, koficijent rasta poddomena, itd. Po definiciji osnovni oblik poddomena je tetraedar za 3D geometrije, odnosno trougao za 2D geometrije, mada su mogu i i drugi oblici npr. kocka za 3D odnosno kvadrat za 2D ali se ovakvi oblici koriste samo za specijalne slu ajeve i to uglavnom u cilju "olakšavanja" mreže tj. smanjenja ukupnog broja poddomena.

Definisanje mreže je najvažnija stavka u pogledu numerikog rešavanja jer kvalitet mreže određuje da li će numerički proračun konvergirati. Ono čemu treba težiti je da polje bude homogeno na nivou poddomena, tj. dimenzije poddomena treba izabrati tako da budu znatno manje od radne talasne dužine uzimajući u obzir optičku gustinu materijala. Što je indeks prelamanja veći, talasna dužina je efektivno kraća u tom materijalu i poddomen mora biti manji. Dodatno ograničenje dolazi od dimenzija same geometrije, tj. da bi se neki detalj geometrije dobro reprezentovao u numeričkom smislu neophodno je da sadrži dovoljan broj poddomena tako da dimenzije poddomena moraju biti manje od dimenzija pojedinih delova geometrije. Dodatno, veličina poddomena određuje i minimalnu promenu u geometriji (rezoluciju) koja će rezultovati u promeni optičkog odziva tj. promene u geometriji manje od dimenzije poddomena neće rezultovati u promeni optičkog odziva. Ono što logično sledi iz ovakvog razmatranja je da mreža treba da bude što gušća (pojedina ni poddomeni što manji) da bi se dobili

kvalitetni rezultati, me utim svako pove anje gustine mreže zahteva i ve e hardverske mogu nosti ra unara na kome se izvršava simulacija. Npr. ako se dimenzije pojedina nog poddomena prepolove za 3D geometriju (dva puta više elemenata u svakom pravcu) to dovodi do osam puta ve eg broja poddomena, što se translira u prakti no za red veli ine ve i zahtev za radnom memorijom, pove anim vremenom izvršavanja itd. Ovo dovodi to prakti ne potrebe za modularnim definisanjem mreže poddomena.

Osnovni pristup modularnoj mreži poddomena obuhvata definisanje mreže za svaki deo geometrije posebno u zavisnosti od materijalnog sastava tj. delovi geometrije sa injeni od opti ki re ih materijala mogu se dobro opisati ve im poddomenima u odnosu na opti ki guste. Naravno, uslov podtalasnosti elemenata i dalje važi, tako da poddomeni ostaju isti u relativnom smislu (odnos prema radnoj talasnoj dužini) ali apsolutna veli ina poddomena se menja, što rezultuje u manjem ukupnom broju elemenata. Isti princip može se analogno primeniti u zavisnoti od dimenzija pojedinih delova strukture, tj. ve i homogeni delovi geometrije e imati ve e poddomene i obratno. Opti ki najguš i i najmanji homogeni deo geometrije je deo sa injen od plazmanskog materijala, a uz to je i najzna ajniji u formiranju opti kog odziva materijala, tako da ga je neophodno opisati mrežom veoma velike gustine.

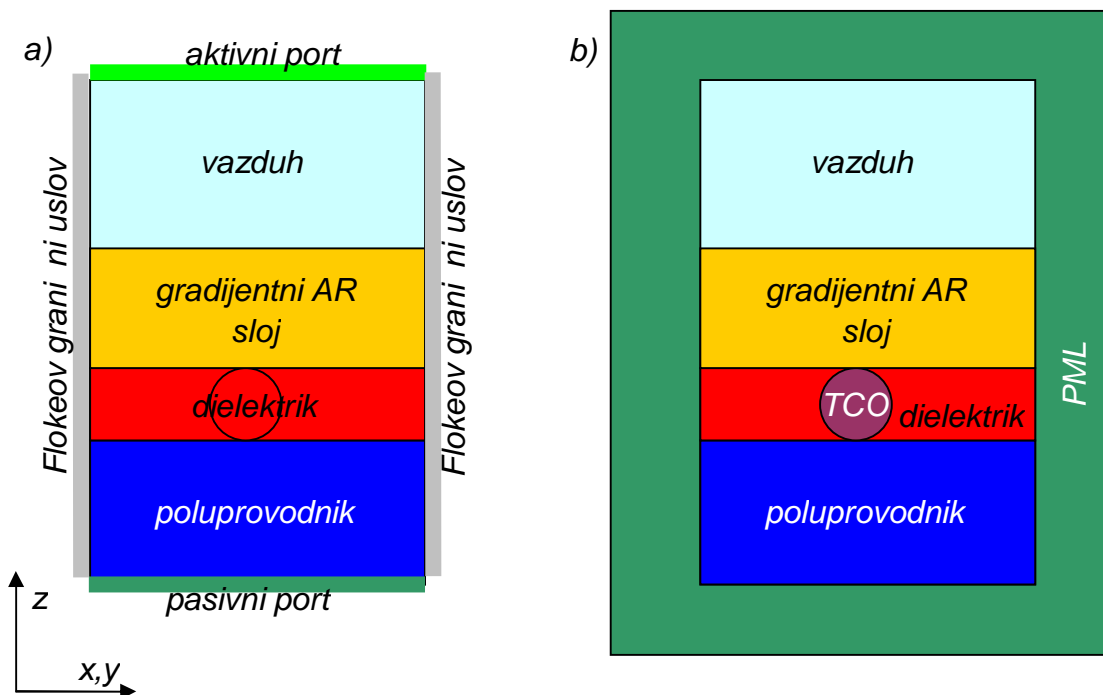
Primenom modularne mreže poddomena izbegava se da najzahtevniji deo strukture diktira uslove formiranja mreže na celoj geometriji, što je slu aj kada se mreža formira uniformno na celoj strukturi, što vrlo esto rezultuje u neizvršivim (prevelika memorijska zahtevnost) ili nerešivim (nedovoljna gustina mreže za konvergenciju) simulacijama. Dodatno, ovakav pristup formiranju mreže poddomena omogu ava da se mreža "poja a" tamo gde je to od interesa u fizi kom smislu kao što je oblast bliskog polja po cenu lošije mreže na delovima strukture od manjeg fizi kog interesa. Kona no, neophodno je stopiti sve pojedina ne delove strukture sa razli itim mrežama u jednu jedinstvenu celinu. Ovo se postiže adekvatnim podešavanjem minimalne i maksimalne veli ine poddomena tako što se postavi identi na minimalna veli ina poddomena za dve oblasti sa razli itim mrežama koje se dodiruju, dok se maksimalna veli ina poddomena postavi na onu vrednost koju zapravo želimo u toj oblasti (u zavisnosti od veli ine i materijalnog sastava oblasti). Na ovaj na in uz samu razdvojnu površ poddomeni e biti

identitno definisani minimalnom veli inom poddomena i pove avava e se sa pove anjem udaljenosti od razdvojne površi do veli ine definisane maksimalnim dimenzijama, gde je brzinu rasta mogu e dodatno podešavati.

5.2 Modelovanje opti kog odziva plazmonske estice

Simulacije opti kog odziva plazmonske estice sastoje se iz dva koraka. Kako okolina estice nije homogena, prvi korak se sastoji u rešavanju Frenelovih jedna ina za višeslojni medijum vazduh-AR sloj-poluprovodnik bez estice. Drugi korak se sastoji iz prora una rasejanog polja kao odziva estice na polje izra unato u prvom koraku.

Geometrija strukture je ista za oba koraka, me utim delu strukture koji odgovara plazmonske estici najpre se dodele parametri materijala identitno dielektri nom sloju u kome se estica nalazi, efektivno opisuju i strukturu bez estice u fizi kom smislu. Geometrija je postavljena tako da se indeks prelamanja strukture menja u z pravcu. Prvo se definišu portovi kao ivi ne površi domena normalne na z pravac gde svetlosni talas (energija) ulazi u sistem (aktivni port) i gde izlazi iz sistema (pasivni port). Svetlosni talas se definiše kao ravanski talas u podešavanjima aktivnog porta, gde se zadaju talasni vektori, konstanta prostiranja, prostorne komponente polja i opti ka snaga upadnog talasa. Upadni ugao se zadaje indirektno preko talasnih vektora u sva tri prostorna pravca. U slu aju simulacija u sklopu disertacije pretpostavljeno je normalno upadanje. Ujedno portovi apsorbuju svetlosni talas koji dopire do njih usled interakcija sa strukturom (refleksija i transmisija) spre avaju i neželjene višestruke refleksije usled kona nosti domena i efektivno simuliraju i beskona nost strukture u z pravcu. Zatim se postavljaju Floke-Blohovi grani ni uslovi na ivi ne površi domena normalne na x i y pravac. Za to se koriste talasni vektori definisani u portovima, skalirani za indeks prelamanja sredine. Primenom Floke-Blohovih uslova simulira se periodi nost strukture u x i y pravcima, me utim kako nema nikakvih promena indeksa prelamanja u ovim pravcima, grani ni uslovi prevashodno služe za simulaciju beskona nosti medijuma. Definisavanje portova i grani nih uslova su šematski prikazani na Sl. 25.a.

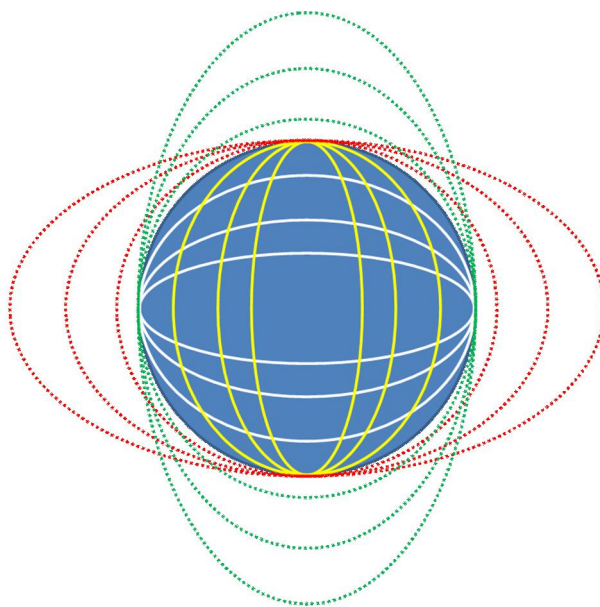


Sl. 25 Modelovanje opti kog odziva plazmonske estice: a) rešavanje Frenelovih jedna ina za višeslojni medijum uz zanemarivanje estice i b) rešavanje rasejanog polja estice kao odziva na raspodelu polja dobijenu u a).

Sa postavljenim portovima i definisanim grani nim uslovima numeriki se izra unava raspodela polja usled interakcije svetlosti sa višeslojnim medijumom kao rezultat prvog koraka. Za drugi korak radi se još jedan numeriki prora un, ali ovoga puta se podešava za rešavanje rasejanog polja umesto ukupnog polja kao što je to bio slu aj u prvom koraku. Podešavanje numerikog rešavanja za ra unanje ukupnog odnosno rasejanog polja je predefinisana opcija unutar RF modula COMSOL Multiphysics-a. Program ra unava rasejano polje kao perturbaciju nastalu usled postavljanja estice u sistem i neohodno mu je zadati stanje bez estice, tj. raspodela polja dobijena u prvom koraku postavlja se kao pozadinska. Naravno, prilikom prora unava rasejanog polja materijalni parametri estice postavljaju se na odgovaraju e parametre plazmonskog materijala od koga je estica sa injena. Kako je sva ekscitacija sistema svetlosnim talasom ura unata preko pozadinskog polja, za ra unanje rasejanog polja uklanjaju se portovi, tj. ne uvodi se dodatna energija u sistem ve se ra unava odziv estice na ve postoje e stanje. Floke-Blohoivi grani ni uslovi uklanjaju se za ra unanje rasejanog polja jer nas prevashodno interesuje odziv jedne estice. Na osnovu odziva

jedne estice kasnije e biti rekonstruisan odziv celog metamaterijala za proizvoljnu raspodelu estica (amorfni metamaterijal) dok bi zadržavanje Floke-Blohovih grani nih uslova podrazumevalo periodičnu raspodelu estica sa ta no odre enim periodom koga definiše geometrija. Kako su uklonjeni portovi i grani ni uslovi neophodno je uvesti nove mehanizme simulacije beskona nosti medijuma. Ovo se postiže tako što se ceo domen inkapsulira unutar savršeno prilago enog sloja (*Perfectly Matched Layer - PML*) kao što je prikazano na Sl. 25.b. PML se ponaša kao svesmerni savršeni apsorber [89] tj. rasejani talas koji dopre do granica domena bi e apsorbovan umesto da bude reflektovan nazad u domen, što efektivno simulira beskona nost medijuma u svim pravcima.

Modifikovanje geometrije plazmonske estice sa sfere na sferoid prikazano je na Sl. 26. Polazi se od sferne estice kao sferoida sa sve tri jednake poluose, a menjanjem odnosa dužina poluosa sferoida i originalnog polupre nika sferne estice dobijaju se razli iti izduženi ili spljoštteni sferoidi. Modifikacije su ograni ene na sferoide sa kružnim popre nim presekom u ravni paralelnoj površini fotodetektora.



Sl. 26 Modifikacije geometrije plazmonske estice po evši od sferne estice.

Izra unavanjem rasejanog polja zajedno sa pozadinskim poljem dobijamo celokupan opti ki odziv meta-atoma. Izra unavanjem popre nih preseka rasejanja estice za razli ite talasne dužine možemo odrediti rezonantnu u estanost povezanu sa

maksimumom popre nog preseka rasejanja. Popre ni presek rasejanja dobija se tako što se vrši integracija Pointingovog vektora rasejanog talasa po površini estice, a zatim normira gustinom snage upadnog talasa:

$$C_{sca} = \frac{\oint \vec{P}_{sca} \cdot \vec{dS}}{S_{in}} \left[\frac{1}{m^2} \right], \quad S_{in} = \frac{\text{snaga aktivnog porta}}{\text{površina aktivnog porta}} \left[\frac{W}{m^2} \right], \quad (128)$$

gde je P_{sca} Pointingov vektor rasejanog talasa dobijen kao jedan od rezultata numeričke simulacije, dok su snaga i površina aktivnog porta definisane prilikom samog postavljanja porta. Normirane vrednosti popre nog preseka rasejanja dobijaju se normiranjem vrednosti popre nog preseka rasejanja geometrijskim popre nim presekom estice:

$$C_{norm} = \frac{C_{sca}}{r_{estice}^2 \pi}. \quad (129)$$

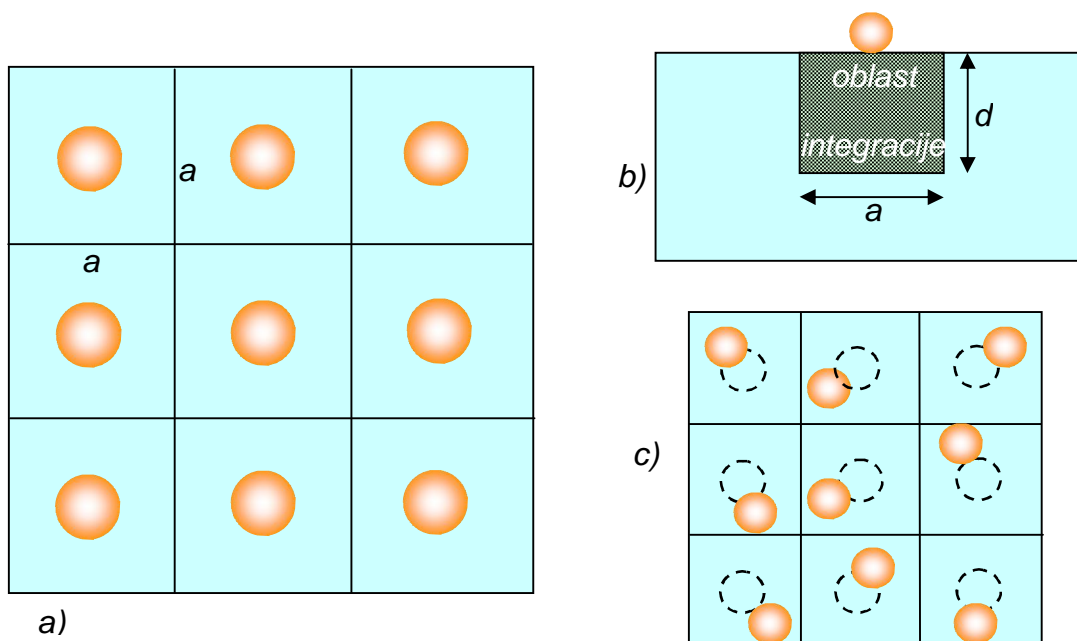
Odziv plazmanskog metamaterijala kao optičkog koncentratora dobija se iz odziva jedne estice na slede i na in. Podrazumeva se da su estice na samoj površini fotodetektora, svakoj estici se "dodeli" kvadratni deo površine fotodetektora sa stranicom a kao što je prikazano na Sl. 27.a. Ako su estice dovoljno udaljene jedna od druge, može se zanemariti sprezanje između estica (model slabog sprezanja). Integracijom gustine optičke energije ρ dobijene iz numeričkih simulacija za jednuesticu po zapremini definisanoj kvadratnom površinom i debljinom aktivne oblasti d fotodetektora Sl. 27.b dobija se ukupna količina optičke energije u delu aktivne oblasti dodeljenom jednoj estici. Ako je cela površina fotodetektora uniformno prekrivenaesticama, Sl.27.a, odnos ukupnih količina energije u slučaju sa i bez estice na nivoujedne estice predstavlja efikasnost optičkog koncentratora i efektivno spoljašnju kvantnu efikasnost celog fotodetektora u prisustvu optičkog koncentratora

$$\eta_{ext} = \frac{\int \rho_{sa\ esticom} dV}{\int_{V=a^2d} \rho_{bez\ estice} dV}. \quad (130)$$

Prvobitno je pretpostavljena uniformna raspodela estica, međutim ovakav pristup važi i za proizvoljnu raspodelu estica, Sl. 27.c, dokle god je ispunjen uslov da

su estice dovoljno me usobno udaljene. Na ovaj način efikasnost optičkog koncentratora sa plazmonskimesticama zavisi od odziva pojedinačne estice i njihove koncentracije (faktora pokrivanja površine fotodetektora). Slučajevi različitih faktora pokrivanja se mogu modelovati menjanjem dimenzija kvadratne površine, tj. što je stranica kvadrata a manja, faktor pokrivanja je veći i obratno:

$$\text{faktor pokrivanja} = \frac{a^2}{r_{estice}^2 \pi} \cdot \quad (131)$$

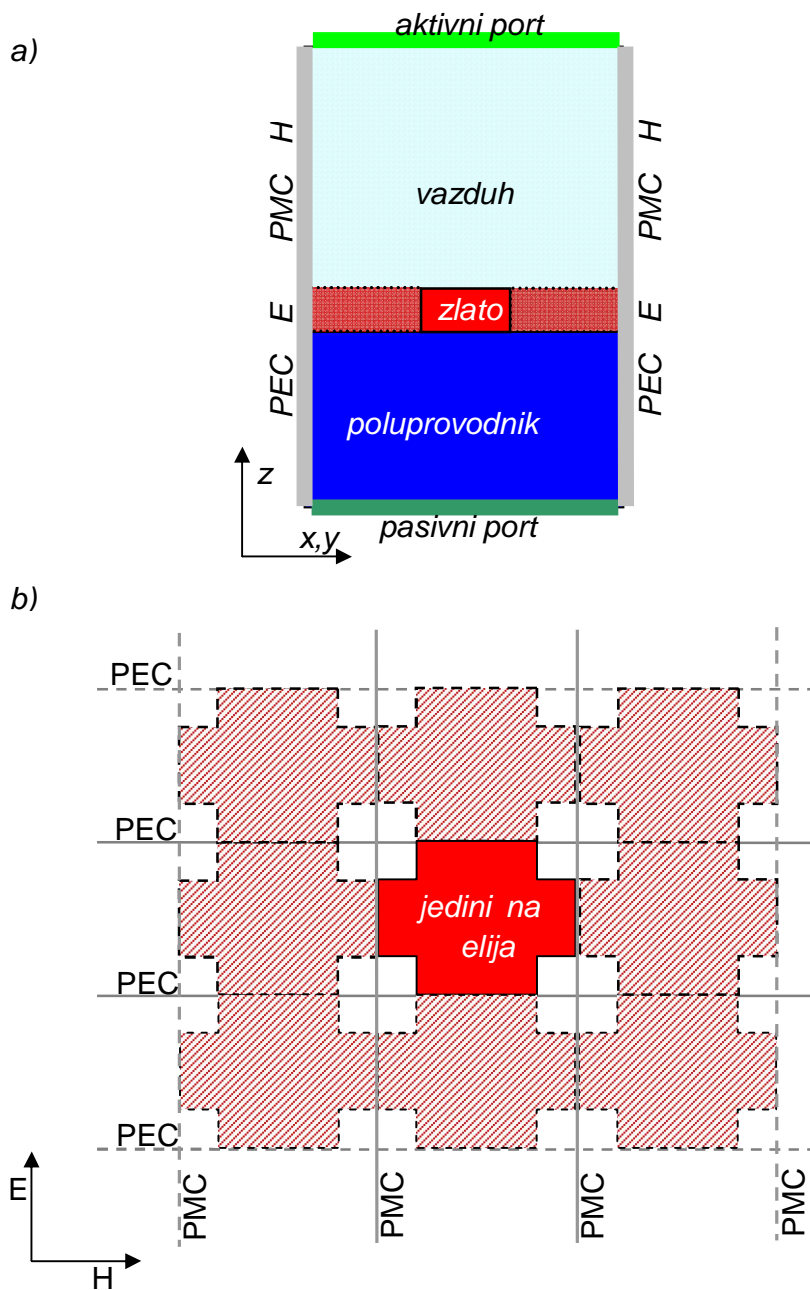


Sl. 27 Računanje efikasnosti plazmonskog koncentratora na bazi plazmonskih estica na osnovu odziva jedne estice: a) uniformna raspodela estica na površini fotodetektora, b) oblast integracije gustine optičke energije u aktivnoj fotodetektora i c) plazmonski koncentrator sa stohastičkom raspodelom estica i ekvivalentnom efikasnošću kao slučaj a) (uniformna raspodela estica prikazana isprekidanim linijama).

5.3 Modelovanje optičkog odziva EOT matrica

Za razliku od modelovanja optičkog odziva plazmonskih estica, numeričke simulacije za modelovanje optičkog odziva EOT matrica sastoje se iz samo jednog koraka. Numerički solver se postavlja da odmah rešava ukupno polje. Ekscitacija

sistema je ponovo putem para portova. Osim dovođenja energije u sistem i efektivnog modelovanja beskonačnosti medijuma u z pravcu portovi omogućavaju izračunavanje koeficijenata refleksije i transmisije strukture. Kao što je ranije rečeno, portovi prihvataju zračenje koje dopire do njih usled interakcija sa strukturom. Odnos optičke snage koju aktivni port prihvati i optičke snage koju odašilje u sistem predstavlja koeficijent refleksije strukture, dok odnos optičke snage koju prihvati pasivni port i optičke snage koju odašilje aktivni port predstavlja koeficijent transmisije strukture. Plazmonska rezonancija strukture zahvaljujući i "spoof" plazmonima se manifestuje u spektralnoj zavisnosti koeficijenta refleksije (ili transmisije) kao prozori optičke transparentnosti. Postavljanje Floke-Blohovih graničnih uslova zahteva poznavanje talasnih vektora, što u slučaju isto dielektrične strukture nije problem jer su talasni vektori definisani indeksom prelamanja i upadnim uglom. Međutim, kada je u pitanju disperzivna struktura koja podržava površinske talase iji talasni vektori su nepoznati pri postavljanju graničnih uslova, a pri tome zavise od periodičnosti strukture, primena Floke-Blohovih graničnih uslova nije moguća. Za EOT matrice se zbog toga koriste granični uslovi savršenih provodnika, savršeni električni provodnik (*perfect electric conductor – PEC*) i savršeni magnetski provodnik (*perfect magnetic conductor – PMC*). Granični uslovi savršenih provodnika postavljaju se na ivici površi domena (kao što je to u slučaju za Floke-Blobove granične uslove) specifično za polarizaciju upadne svetlosti. PEC granični uslovi se postavljaju na površi normalne na električno polje, dok se PMC granični uslovi postavljaju na površi normalne na magnetsko polje upadnog talasa prikazano na Sl. 28.a. Simulacija periodičnosti strukture postiže se tako što ravni na koje su primenjeni granični uslovi savršenih provodnika predstavljaju ravni simetrije strukture po principu objekta i njegov lik u ogledalu, kao što je šematski prikazano na Sl.28.b. Za normalnu incidenciju svetlosti, što je pretpostavljeno u okviru disertacije, granični uslovi savršenih provodnika imaju isti efekat kao Floke-Blohoovi granični uslovi i u slučaju prvog koraka modelovanja optičkog odziva plazmonske estice su međusobno zamenljivi.

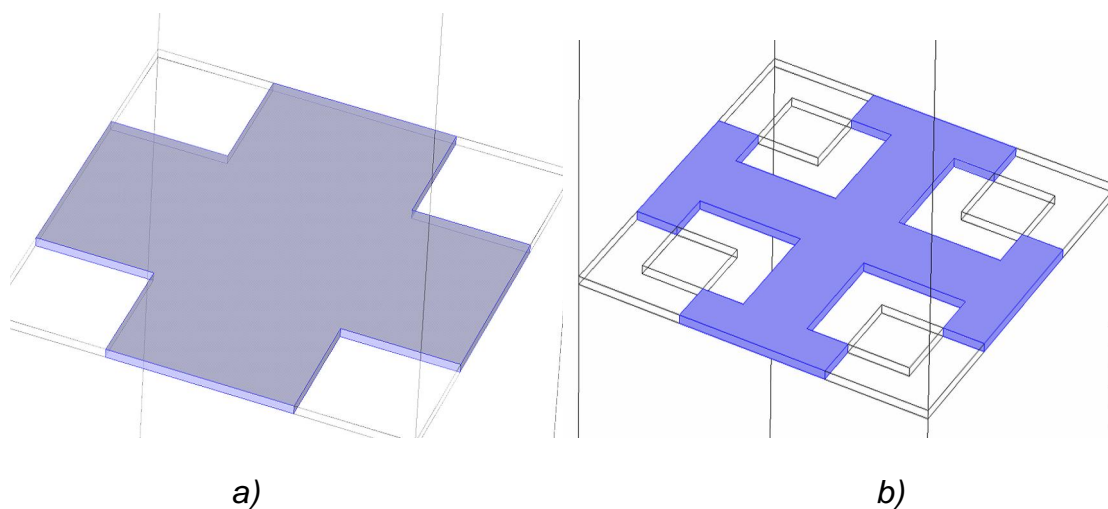


Sl. 28 Modelovanje opti kog odziva EOT matrica: a) definisanje pobude i grani nih uslova i b) simulacija periodi nosti strukture grani nim uslovima savršenih provodnika.

Efikasnost EOT matrica kao plazmonekih koncentratore e biti razmatrana na isti na in kao u slu aju plazmonekih estica integracijom ukupne gustine opti ke energije u tankom sloju aktivne oblasti fotodetektora sa i bez plazmonske strukture. Odnos ukupnih energija u prisustvu i bez plazmonekog koncentratore efektivno predstavlja spoljašnjku kvantnu efikasnost fotodetektora. Kako su EOT matrice ure ene

periodične strukture oblast integracije je određena površinom jedinice ćelije i debljinom aktivne oblasti.

Geometrije jedinice ćelije EOT matrice od interesa su prikazane na Sl. 29. Na Sl.29.a je prikazana osnovna struktura EOT matrice, tanak sloj zlata u kome je izbušena matrica ravnomerno raspoređenih četvrtastih rupa (konvencionalna struktura). Na Sl. 29.b prikazana je EOT superstruktura ili superćelija dobijena superpozicijom dve matrice korelisanih ravnomerno raspoređenih kvadratnih rupa u tankom sloju zlata.



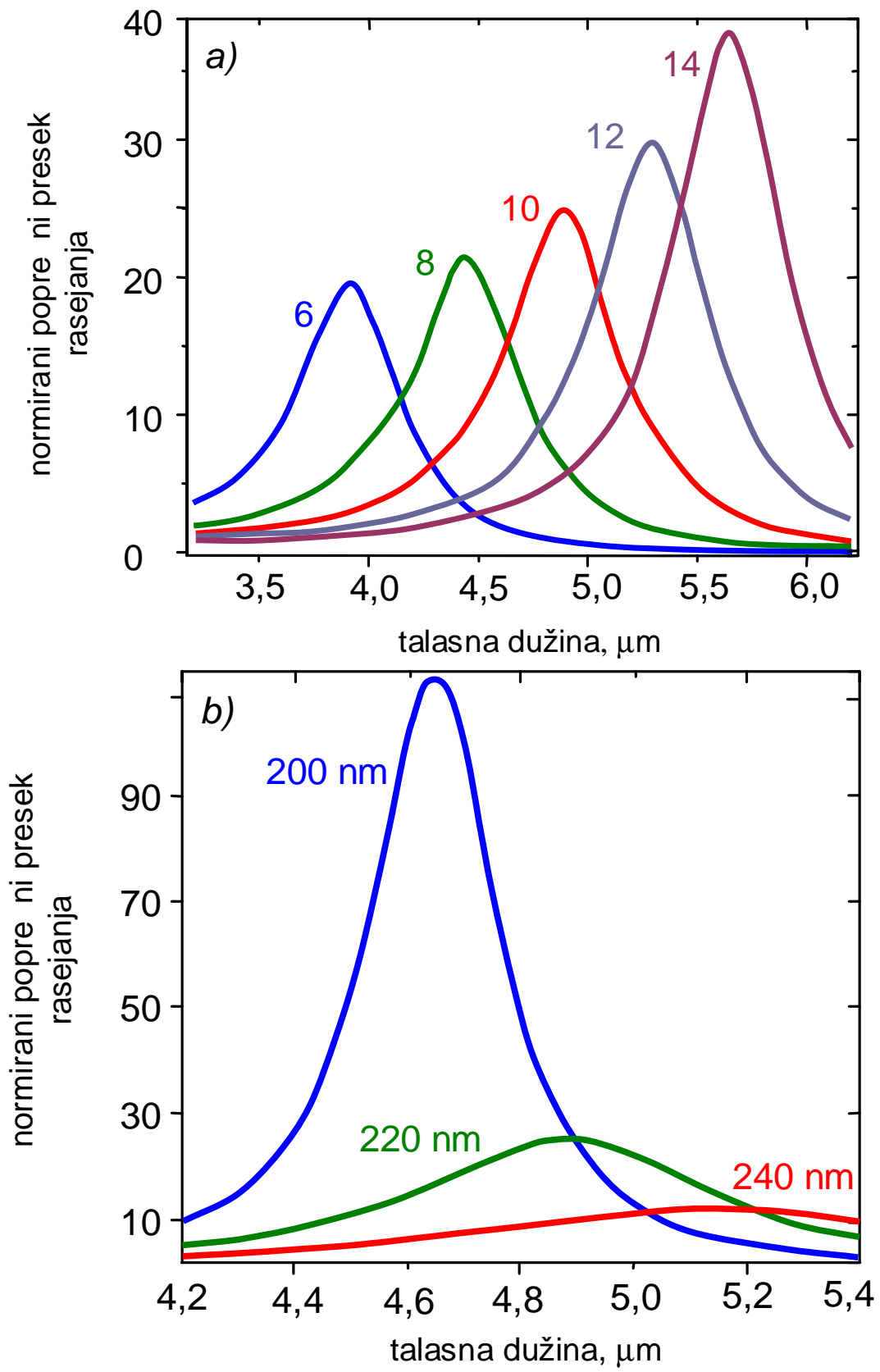
Sl. 29 Geometrija jedinice ćelije EOT matrice: a) konvencionalna struktura i b) superćelija dobijena superponiranjem dva skupa korelisanih kvadratnih rupa.

6. Rezultati i diskusija

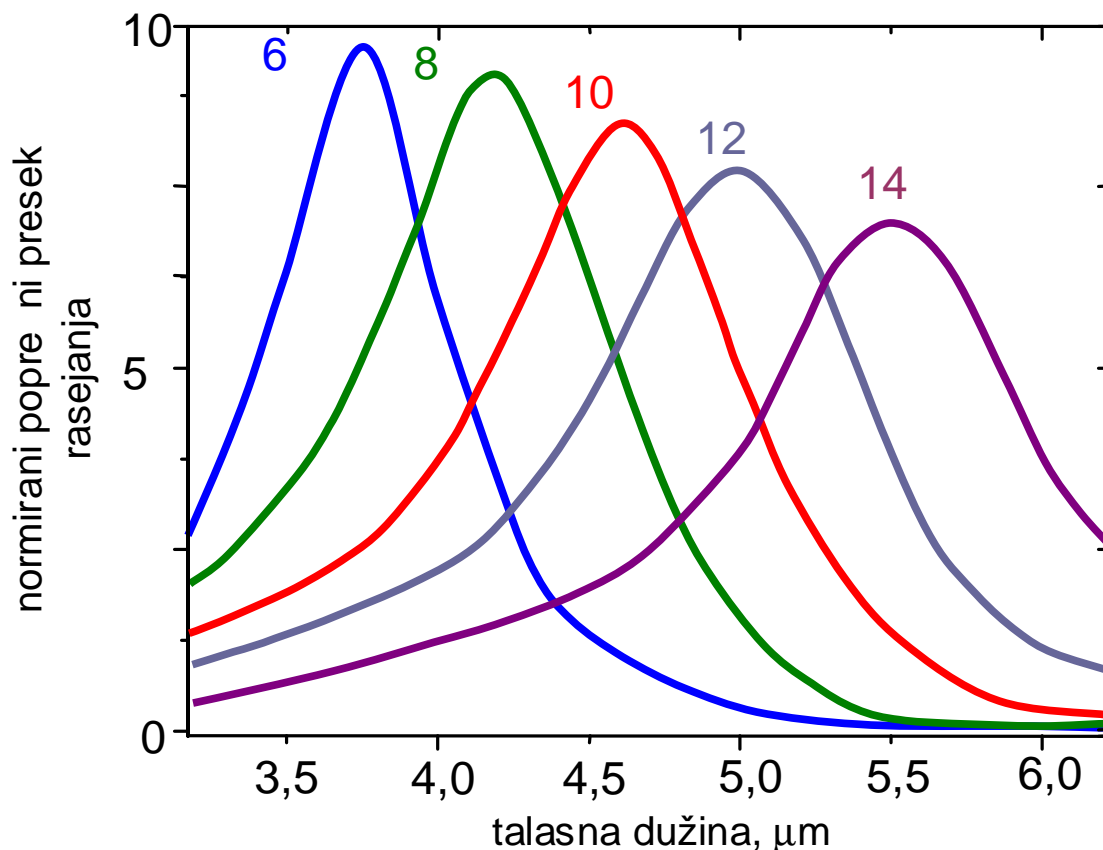
6.1 Sferne GZO estice

Uticaj permitivnosti dielektri nog sloja na spektralni odziv plazmonske estice je prikazan na Sl. 30.a na primeru sferne GZO estice polupre nika 220 nm. Debljina dielektri nog sloja je jednaka pre niku estica, dok je debljina AR sloja 1250 nm. Dielektri na permitivnost podloge (fotodetektora) je 10. Sa pove anjem relativne permitivnosti okolnog materijala postaje uo lživ crveni pomak plazmonske rezonancije (LSPR). Ona se manifestuje kao pikovi spektralne zavisnosti popre nog preseka rasejanja koji usled nje postaje zna ajno ve i od geometrijskog popre nog preseka. Crveni pomeraj plazmonske rezonancije je dodatno mogu e ostvariti pove anjem dimenzija estice, kao što je prikazano na Sl. 30.b na primeru sfernih estica 200-240 nm uz konstantnu vrednost permitivnosti $\epsilon=10$ dielektri nog sloja.

Uticaj AR sloja na maksimizaciju plazmonske rezonancije prikazan je na Sl. 31. Normirani popre ni preseki rasejanja su ra unati za estice od 220 nm, situacija kao na Sl. 30.a ali ovoga puta bez gradijentnog AR sloja postavljenog preko dielektri nog sloja. Pokazuje se da je primena gradijentnog AR sloja preko tankog dielektri nog sloja sa esticama neophodna za maksimizaciju normiranih popre nih preseka rasejanja (plazmonske lokalizacije). Dodatno, bez prisustva gradijentnog sloja rezonantni odziv estica je blago pomeren ka kra im talasnim dužinama u odnosu na slu aj sa AR slojem. Ovo je posledica velike osetljivosti plazmonske struktura na promene indeksa prelamanja okoline. U prisustvu gradijentnog AR sloja permitivnost okoline u neposrednoj blizini estice je ve a jer indeks prelamanja AR sloja linearno opada sa pove anjem udaljenosti od estice po evši od indeksa prelamanja dielektri nog sloja do indeksa prelamanja okoline (vazduha), dok je u slu aju bez AR sloja odmah iznad estice indeks prelamanja vazduha. Ovo rezultuje u efektivno opti ki guš em medijumu oko estice, što za posledicu ima crveni pomak rezonancije u prisustvu AR sloja.



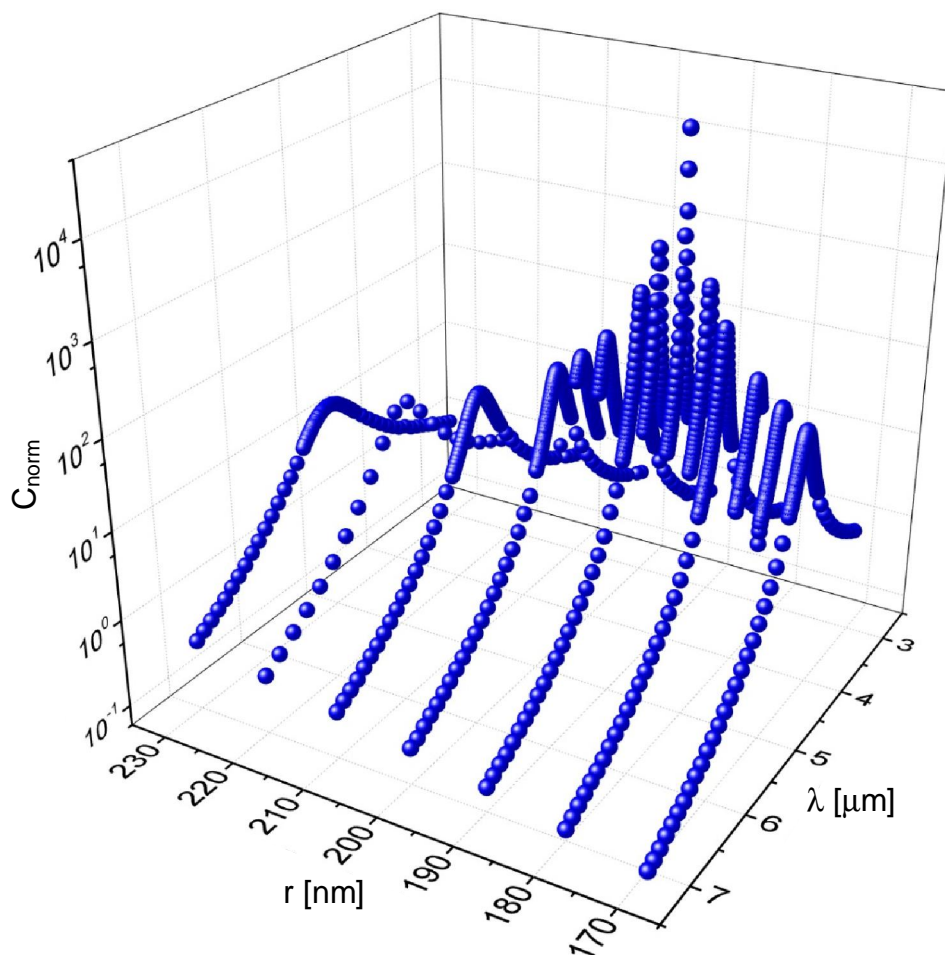
Sl.30 Crveni pomeraj plazmonske rezonancije sfernih GZO estica sa: a) pove anjem permitivnosti dielektri nog sloja i b) pove anjem polupre nika estica.



Sl.31 Normirani popre ni preseci rasejanja za GZO estice od 220 nm bez gradijentnog AR sloja u zavisnosti od permitivnosti dielektri ne suspenzije.

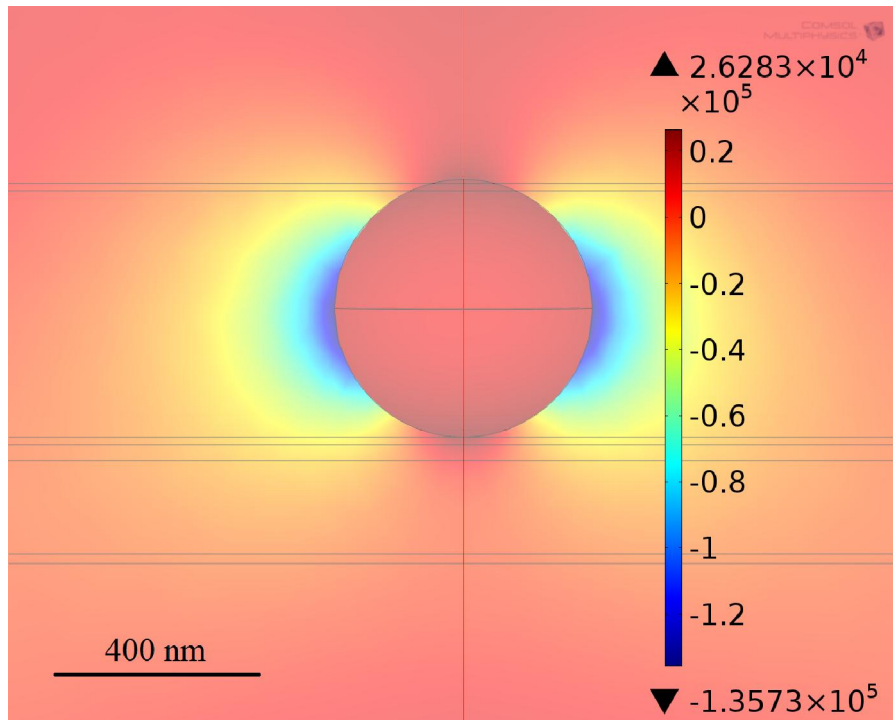
Optimizacija opti kog odziva izborom dimenzija estica predstavljena je na Sl. 32, gde su prikazani normirani popre ni preseci rasejanja sfernih GZO plazmonske estice C_{norm} u opsegu polupre nika od 170 nm do 230 nm u MWIR spektralnom opsegu. Dielektri ne permitivnosti sloja i podloge su identične $\epsilon=10$. Spektralna zavisnost popre nog preseka rasejanja dodatno opisuje intenzitet (snagu) plazmonske rezonancije. Kako se estica ponaša kao rezonator unutar koga osciluju slobodni nosioci može se napraviti paralela između intenziteta plazmonske rezonancije i faktora dobrote ovakvog rezonatora. Što je intenzitet plazmonske rezonancije veći i širina rezonantnog pika popre nog preseka rasejanja je uža, a amplituda veća. Za poboljšanje IC detektora je potrebno da plazmonska rezonancija značajno veći intenzitete bliskog polja i bolju lokalizaciju opti kog zračenja u aktivnoj oblasti detektora. Uočljivo je postojanje optimalne veličine estice za maksimizaciju intenziteta plazmonske rezonancije. Za manje dimenzije

estica pove anje polupre nika rezultuje u ve em broju nosilaca i ve oj snazi rezonatora (situacija opisana kvazistati kom aproksimacijom). Sa daljim pove anjem dimenzija rezonancija po inje da slabi usled rekombinacije nosilaca, tj. vreme prolaza nosilaca kroz esticu postaje ve e od vremena relaksacije elektronskog gasa.

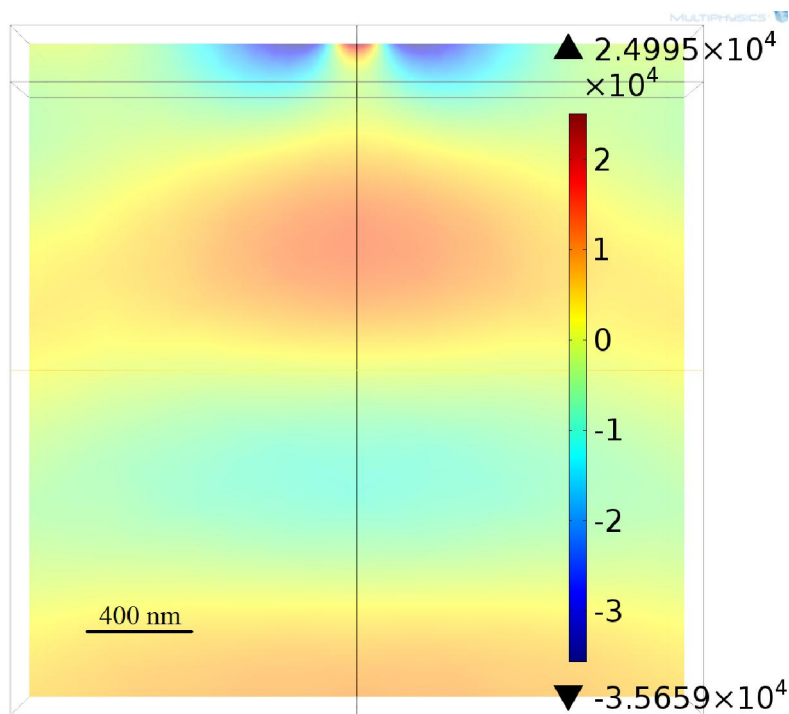


Sl.32 Maksimizacija intenziteta plazmonske rezonancije estica promenom dimenzija estica.

Prostorne raspodele elektri nog polja u blizini estice i u podlozi (aktivna oblast fotodetektora) prikazane su na Sl. 33. Svetlosni talas nailazi odozgo, tj. prostiranje upadnog talasa je duž z ose i polarizacija je u y pravcu, shodno tome prikazana je y komponenta ukupnog polja u prisustvu estice (superpozicija upadnog i rasejanog talasa). Raspodele polja su date u yz ravni normalnoj na površ fotodetektora koja prolazi kroz centar estice. Prikazane raspodele polja date su za sferne estice od 220 nm za rezonantnu talasnu dužinu od 4,88 μm i dielektri nu permitivnost sloja i podloge $\epsilon=10$ sa gradijentnim AR slojem preko dielektri nog sloja sa esticama.



a)

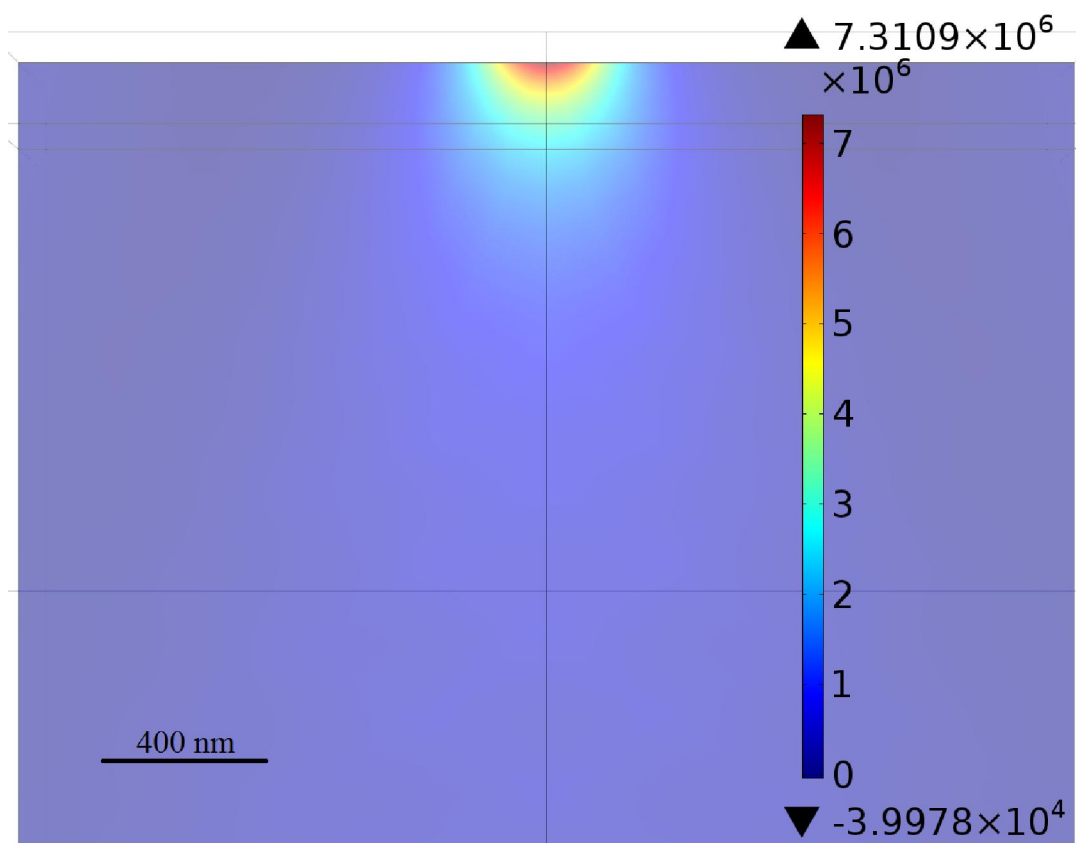


b)

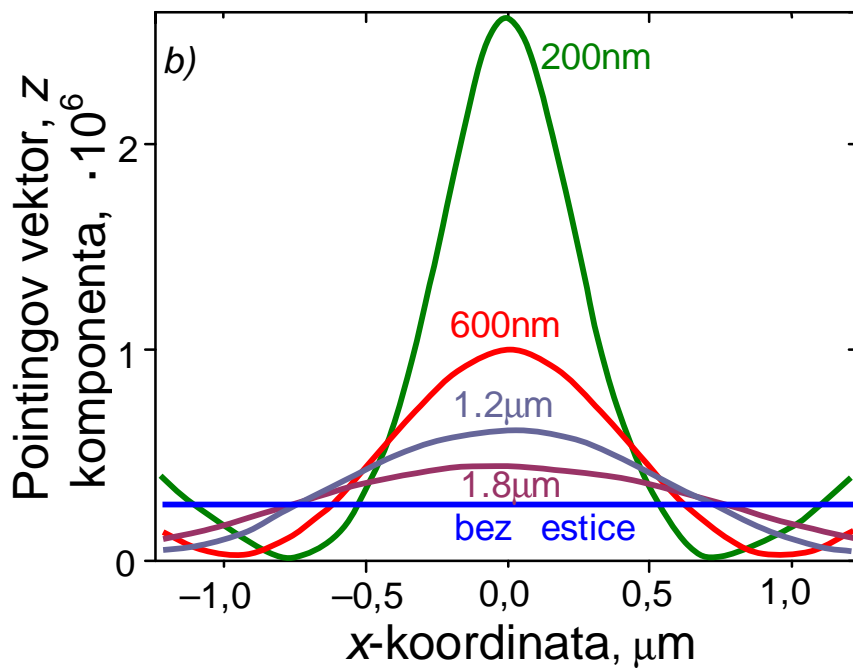
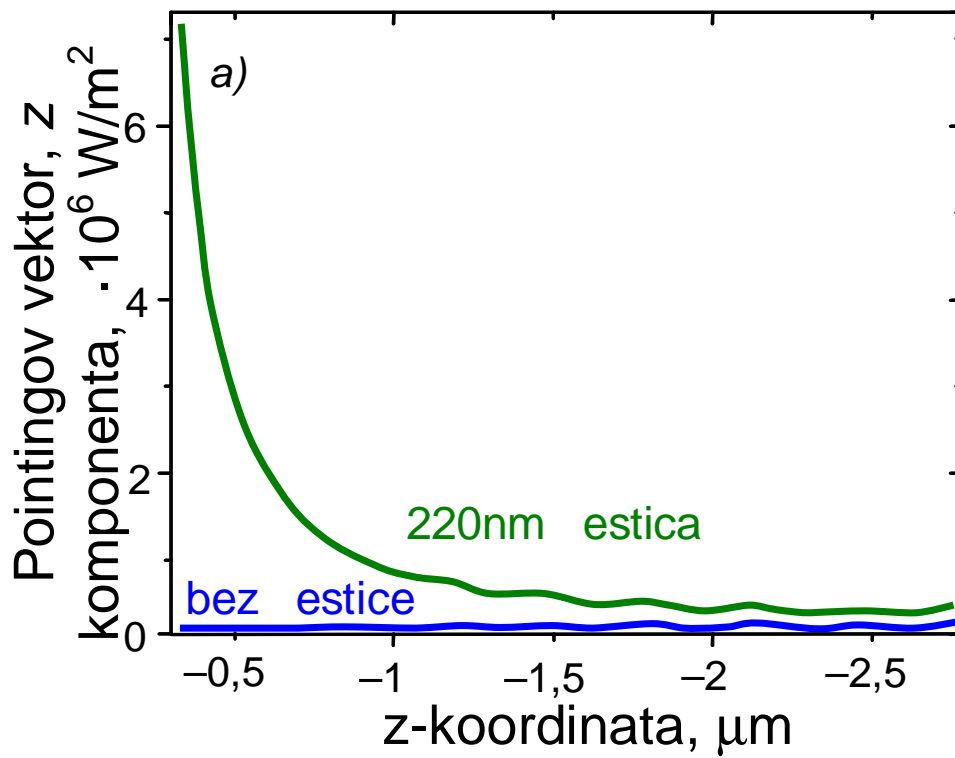
SI.33 Prostorna raspodela elektri nog polja za sfernu esticu od 220 nm: a) u dielektri nom sloju oko estice i b) u aktivnoj oblasti fotodetektora direktno ispod estice.

Odziv estice kao oscilujućeg dipola, Sl. 33.a, prouzrokuje velike intenzitete polja u blizini estice usled plazmonske rezonancije. Veliki intenziteti polja su takođe uočljivi i neposredno ispod estice u aktivnoj oblasti fotodetektora, kao što je prikazano na Sl. 33.b. Plazmonska estica vrši preraspodelu električnih polja u aktivnoj oblasti lokalizujući ih u tankom sloju uz samu površ fotodetektora. Međutim, ono što je od najvećeg interesa za primenu plazmonske estice u poboljšanju infracrvenih fotodetektora je uticaj estice na upadni optički fluks kao i na gustinu optičke energije u aktivnoj oblasti fotodetektora.

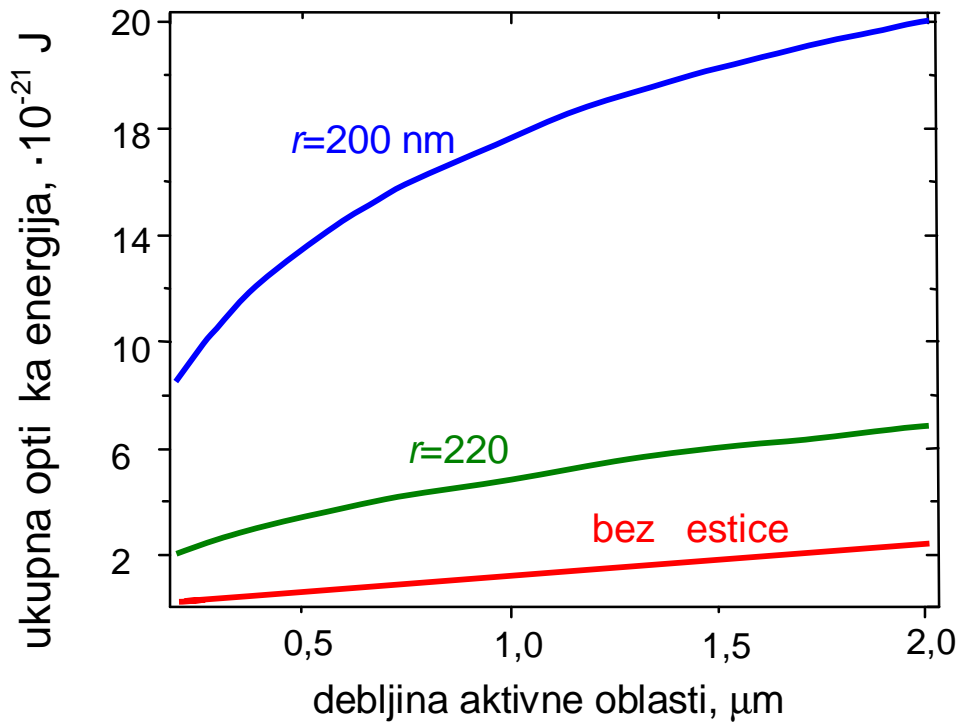
Prostorna raspodela Pointingovog vektora u pravcu prostiranja upadnog svetlosnog talasa (u z pravcu) u aktivnoj oblasti fotodetektora koja odgovara prostornoj raspodeli polja sa Sl. 33.b prikazana je na Sl. 34. Profili Pointingovog vektora duž x i z ose su prikazani na Sl. 35.



Sl.34 Prostorna raspodela Pointingovog vektora direktno ispod estice u aktivnoj oblasti.



Sl. 35 Zavisnost intenziteta Pointingovog vektora: a) u pravcu prostiranja svetlosti direktno ispod estice i b) u pravcu normalnom na pravac prostiranja za razli ite udaljenosti od estice.

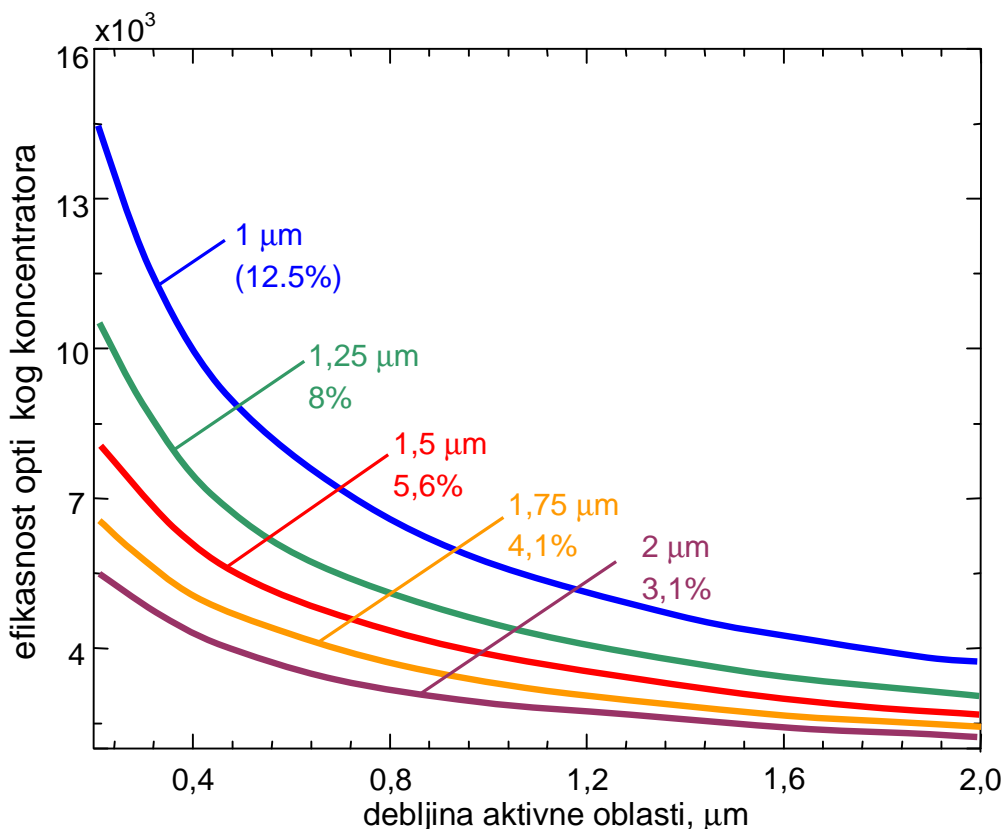


SI.36 Zavisnost opti ke energije u aktivnoj oblasti od debljine aktivne oblasti za razli ite dimenzije GZO estica.

Same plazmonske estice su pasivne i sva energija koja ulazi u sistem je opti ka energija upadnog talasa. Plazmonska rezonancija omogu ava velike intenzitete polja u okolini estice, ali je tako e pra ena rezonantnim pove anjem gubitaka. Posledica plazmonske rezonancije je preraspodela upadne opti ke snage manifestovana u velikim intenzitetima Pointingovog vektora direktno ispod same estice u oblasti bliskog polja, tj. intenzitet Pointingovog vektora eksponencijalno opada sa pove anjem udaljenosti od estice SI.35.a. U dalekom polju se ose a usmerenost zra enja usled rasejanja svetlosti na estici SI. 35.b, ali usled gubitaka koje unose same estice ukupna snaga zra enja po inje da opada ispod nivoa snage upadnog zra enja kakva se dobija kada estica nije prisutna.

Postavljanje aktivne oblasti fotodetektora kao podloge omogu ava da se energija sadržana u bliskom polju konvertuje u elektri ni signal. Zahvaljuju i rezonantnom poja anju Pointingovog vektora opti ka energija sadržana u tankom sloju odmah ispod estice e biti mnogo ve a nego što je to normalno mogu e.

Ako pretpostavimo da je cela površina aktivne oblasti fotodetektora pokrivena plazmonskim esticama, ukupna optička energija sadržana u konačnoj zapremini aktivne oblasti definisanoj debljinom aktivne oblasti i stranicom kvadrata a na površini fotodetektora sa plazmonskom esticom u centru prikazana je na Sl. 36 za slučaj sfernih estica prenika 200 nm i 220 nm. Ukupne energije na Sl. 36 prikazane su za rezonantne talasne dužine od 4,66 μm i 4,88 μm za redom za estice prenika 200 nm i 220 nm. Dielektrične permitivnosti dielektričnog sloja i podloge su $\epsilon=10$ sa gradijentnim AR slojem. Strana kvadratne površi je 1 μm .



Sl.37 Efikasnost plazmanskog koncentratora na bazi sfernih estica prenika 185 nm u zavisnosti od debljine aktivne oblasti i faktora pokrivenosti površine fotodetektora.

Ukupna energija u bliskom polju estice je značajno veća u odnosu na slučaj bez plazmonske lokalizacije srazmerno intenzitetu plazmonske rezonancije opisane normiranim poprečnim presekom rasejanja. U slučaju plazmonske lokalizacije količina ukupne optičke energije u aktivnoj oblasti raste sa povećanjem debljine aktivne oblasti, ali ovaj rast je najbrži za najtanje aktivne oblasti i srazmeran je Pointingovom vektoru u

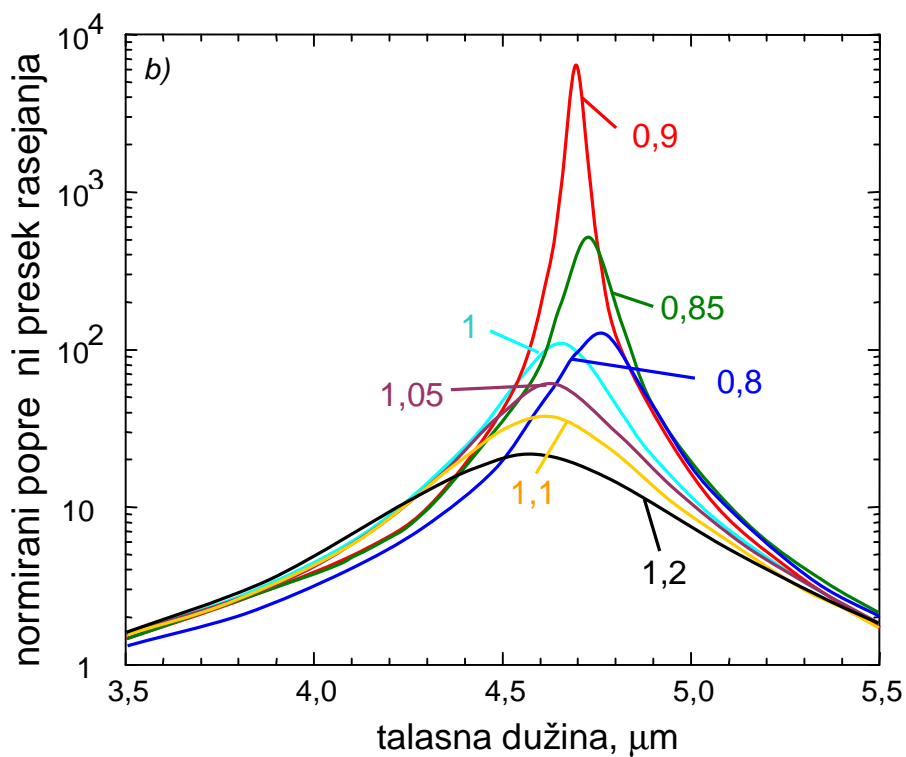
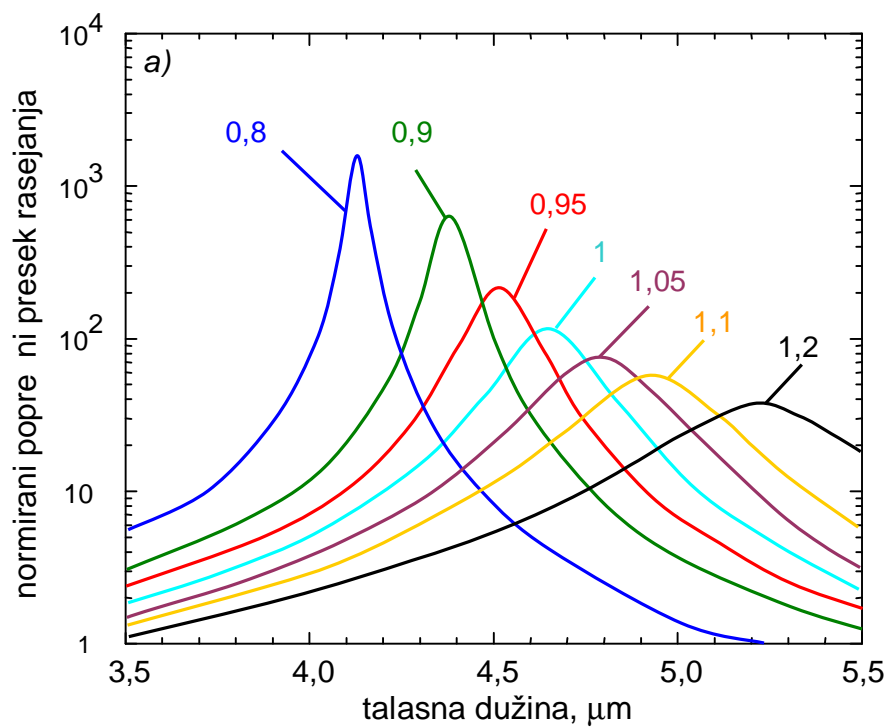
bliskom polju, dok je porast ukupne energije bez plazmonske estice linearno zavisian od debljine aktivne oblasti (homogena raspodela Pointingovog vektora). Ako se zanemare gubici u materijalu podloge, ukupna energija za jako velike debljine podloge bez estice e eventualno nadmašiti koli inu ukupne energije za plazmonsku lokalizaciju jer je rast energije srazmeran Pointingovom vektoru u dalekom polju. U realnom materijalu za dovoljno velike debljine aktivne oblasti sva energija e biti apsorbovana.

Maksimalna efikasnost plazmonske lokalizacije je za estice sa najve im normiranim popre nim presekom rasejanja. Sa Sl. 32 to su sferne estice pre nika 185 nm na rezonantnoj talasnoj dužini od 4,48 μm . Pove anje odnosa ukupne energije sa plazmonskim esticama i bez njih u zavisnosti od debljine aktivne oblasti za estice pre nika 185 nm za razli ite faktore pokrivenosti površine fotodetektora prikazane su na Sl. 37. Faktori pokrivenosti izra unati su za ure ene dvodimenzione nizove estica na površini fotodetektora kao što je opisano u poglavlju 5.2. Kako su promene fizi ke veli ine estice relativno male (par desetina nanometara), prostorne raspodele za razli ite veli ine estica su gotovo identi ne u pogledu dometa rasejanih polja, pošto je to odre eno fizi kim dimenzijama estice na kojoj se odigrava rasejanje. Najve a razlika je u intenzitetima polja (pogotovo u oblasti bliskog polja) jer su ona odre ena unutrašnjim procesima u estici, tj. intenzitetom oscilacija elektronske plazme. Na osnovu raspodele polja oko estice Sl.33.a. i raspodele Pointingovog vektora Sl. 35.b. pretpostavlja se da su estice dovoljno udaljene jedna od druge da se može zanemariti njihovo me usobno sprezanje. Pove anje opti ke energije u aktivnoj oblasti fotodetektora izazvano plazmonsom lokalizacijom obrnuto je proporcionalno debljini aktivne oblasti. Dodatno, pove anje ukupne energije ve e je za ve u koncentraciju plazmonske estica, tj. za ve i faktor pokrivanja. Pokazuje se da je upotrebom plazmonske estica mogu e posti i pove anje opti ke energije u aktivnoj oblasti od nekoliko hiljada puta u odnosu na konvencionalne fotodetektore.

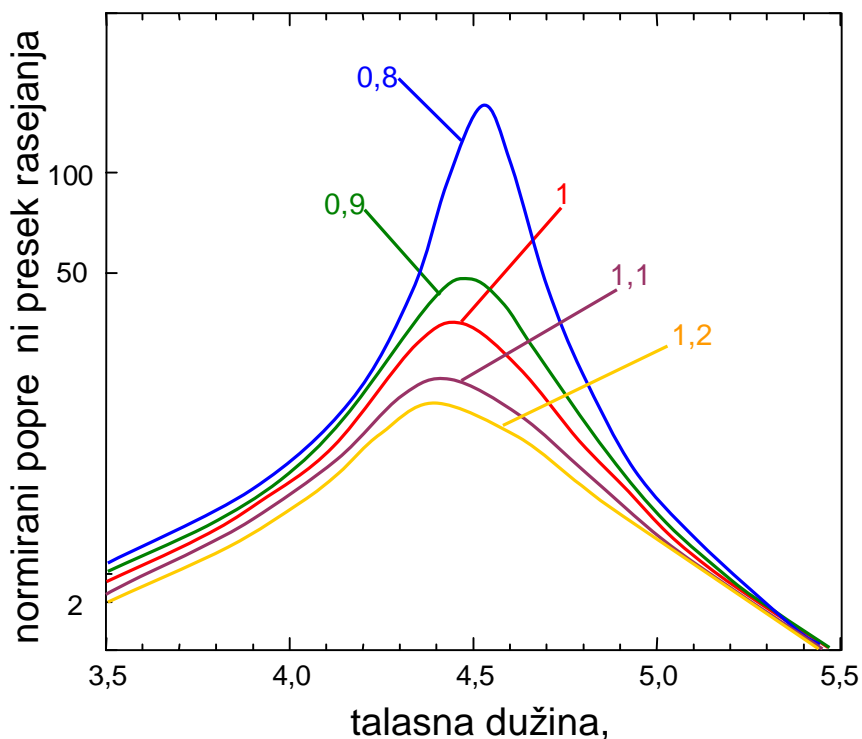
6.2 Sferoidne GZO estice

Uticaj promene geometrije estice na plazmوني odziv prikazan je na Sl. 38. Po etna estica je sferna GZO estica pre nika 200 nm, normirani popre ni preseki rasejanja dobijeni menjanjem dužine poluosa u ravni paralelnoj površini fotodetektora prikazani su na Sl. 38.a, dok je slu aj promene poluose u pravcu normalnom na površinu fotodetektora prikazan na Sl. 38.b. Permitivnost sloja i podloge je $\epsilon=10$ sa gradijentnim AR slojem. U oba slu aja uo lživ je plavi spektralni pomeraj kako se oblik estice menja od spljoštenog ka izduženom sferoidu. Za slu aj kada se menja popre ni presek estice, Sl. 38.a, plavi pomeraj je pra en rastom normiranog popre nog preseka rasejanja. U slu aju gde se popre ni presek održava konstantnim, Sl. 38.b, plavi pomeraj je skoro zanemarljiv, ali je intenzitet plazmonske rezonancije izuzetno osetljiv na promenu dimenzija estice.

Razmatranje odziva za sferoidne estice kao opštijeg slu aja u odnosu na sfere, omogu ava detaljnije razmatranje mogu nosti manipulisanja odzivom sistema, kao i analizu uticaja gradijentnih AR slojeva. Na Sl. 39 prikazan je odziv plazmonskih estica za slu aj kao na Sl. 38.b, ali bez gradijentnog AR sloja. Spektralno pozicioniranje rezonancija prati istu pravilnost u oba slu aja, sa i bez AR sloja, samo su u slu aju bez AR sloja rezonancije dodatno pomerene ka kra im talasnim dužinama kao što je ranije diskutovano. Najve a razlika je u intenzitetu plazmonske rezonancije koji ne samo da je zna ajno ve i u slu aju kada postoji AR sloj – što je za o ekivati zbog potiskivanja refleksije – ve mu je i zavisnost od promene poluose u pravcu normalnom na površinu fotodetektora potpuno tazlita u ova dva slu aja. Postavljanje strukture kao što je gradijentni AR sloj u blisko polje estice rezultuje u zna ajnom uticaju na raspodelu rasejanog polja. Na Sl. 40 prikazane su prostorne raspodele y komponente rasejanog polja iznad estice za slu aj sa gradijentnim AR slojem i bez njega za esticu spljoštenu sa faktorom smanjenja ose 0,9.

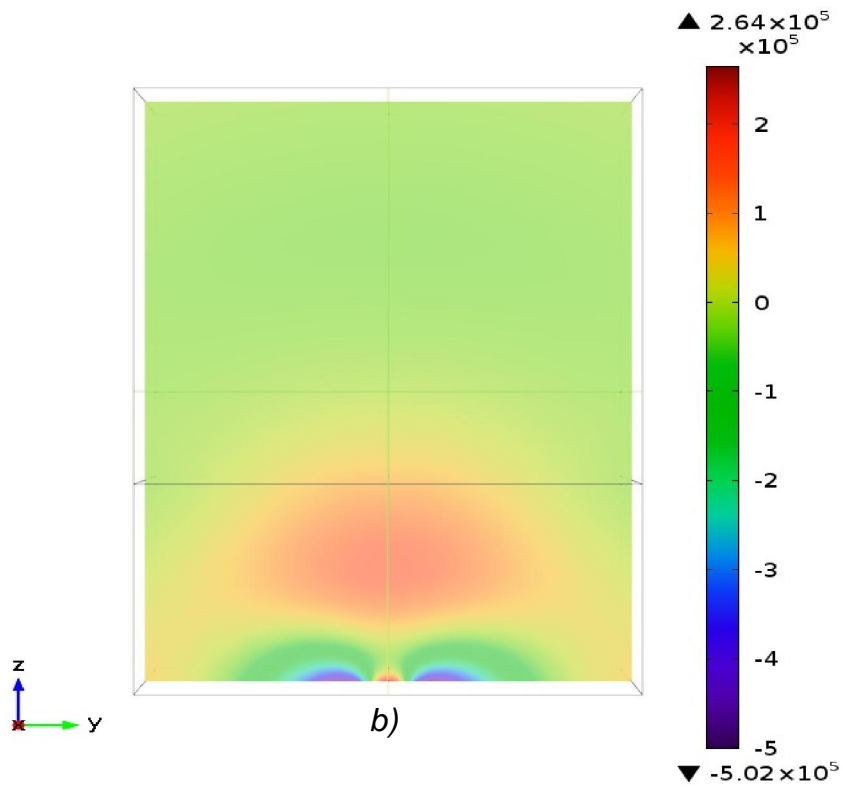
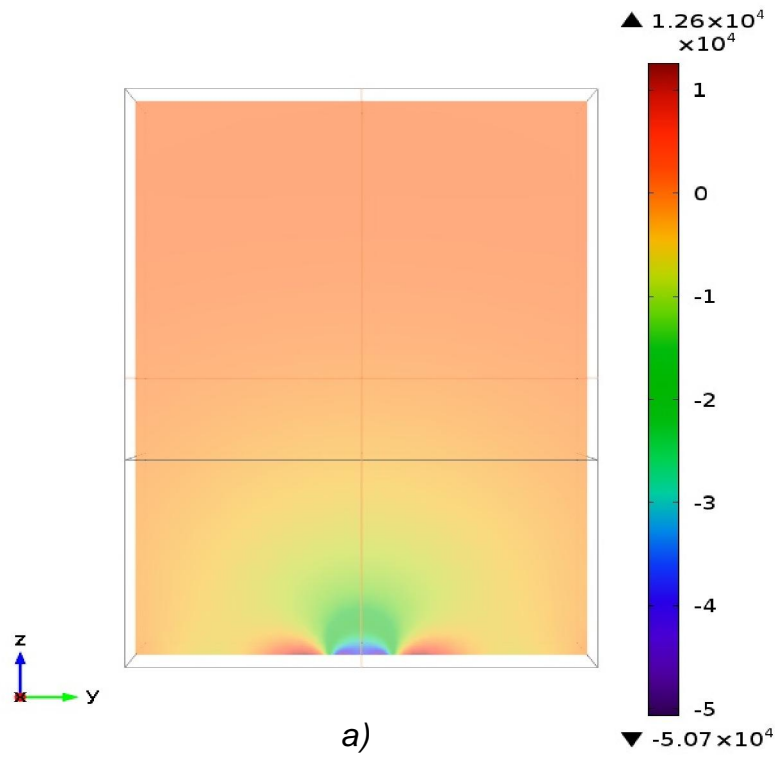


Sl. 38 Normirani popre ni preseki rasejanja za sferoidalne GZO estice po evši od sferne estice pre nika 200 nm za različite odnose polusa i polupre nika: a) u ravni paralelnoj površini fotodetektora i b) u pravcu normalnom na površinu fotodetektora.

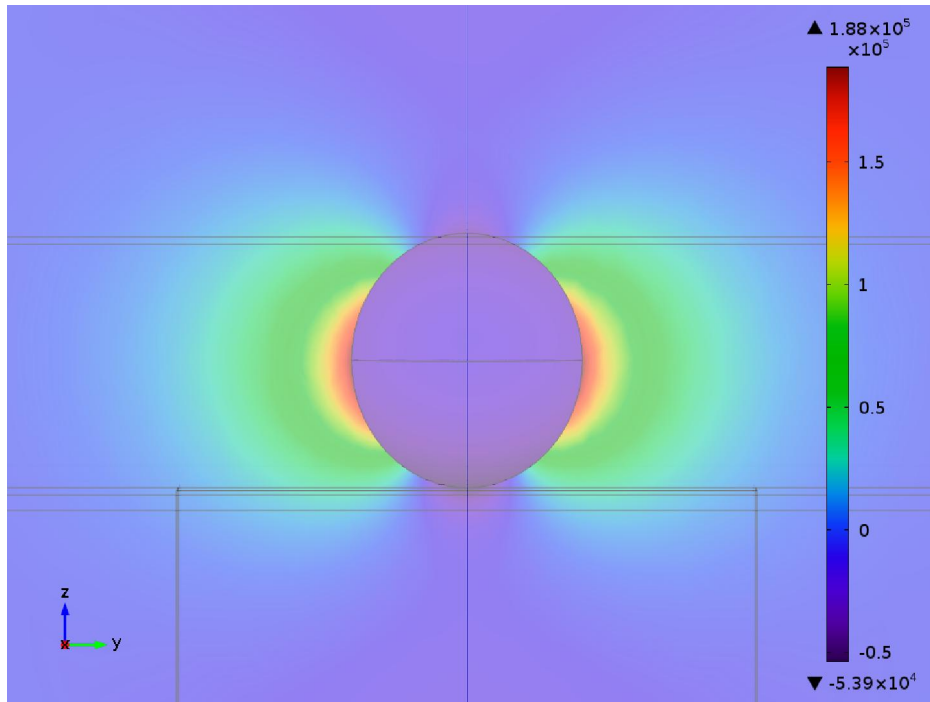


Sl. 39 Normirani popre ni preseki rasejanja za sferoidne GZO estice po evši od sferne estice pre nika 200 nm za razli ite odnose poluosa i polupre nika u pravcu normalnom na površinu fotodetektora bez gradijentnog AR sloja.

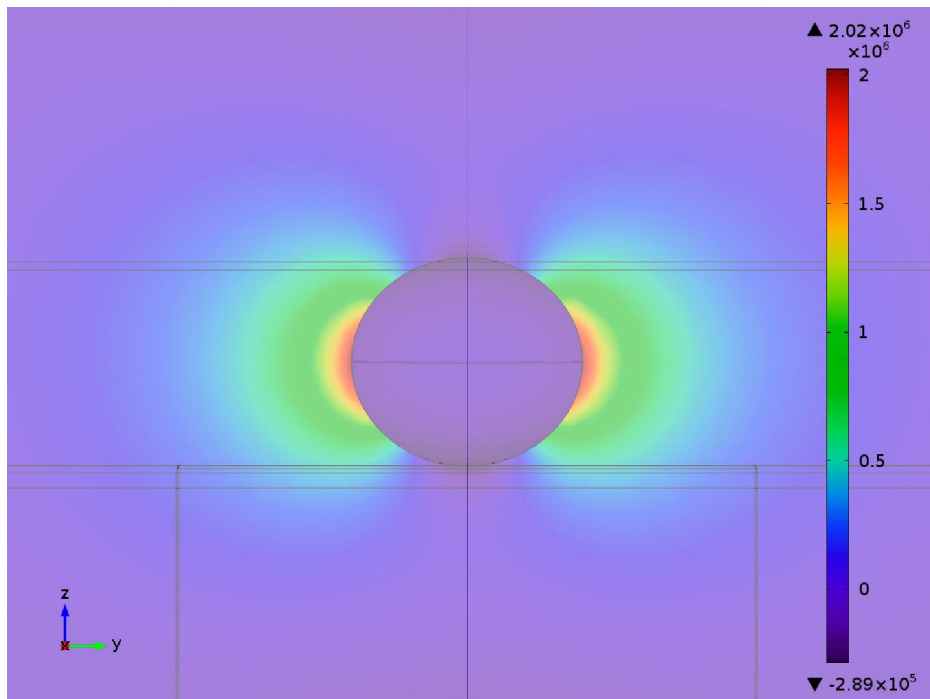
Pokazuje se da se estice u prisustvu gradijentnog AR sloja ponašaju gotovo identično kao u slučaju homogenog medijuma, Sl. 43.b i Sl. 43.c [90]. Dodatno, situacija bez AR sloja, osim smanjenja snage rezonancije usled slabljenja pobudnog talasa zbog refleksije, dovodi do značajne promene raspodele zračenja u odnosu na dipolni odziv usled refleksije rasejanog talasa, što rezultuje u božnim režnjevima zračenja Sl.43.a. Kako se u prisustvu AR sloja estice ponašaju kao u homogenom medijumu, ovakva konfiguracija u optičkom smislu je identična situaciji u kojoj su estice jednostavno nanete na samu površinu fotodetektora u vazduhu, ali sa dodatnom funkcionalnošću u pozicioniranju plazmonske rezonancije menjanjem indeksa prelamanja dielektričnog sloja. Dodatno, ovo znači da je cela konfiguracija dosta robusna na promenu debljine dielektričnog sloja dokle god su estice potpuno ugrađene u dielektrik i praktično sav uticaj okoline na snagu plazmonske rezonanciju svodi se na kvalitet gradijentnog AR sloja.



Sl. 40 Prostorna raspodela rasejanog polja direktno iznad spljoštene sferoidne estice: a) u vazduhu i b) u gradijentnom AR sloju.

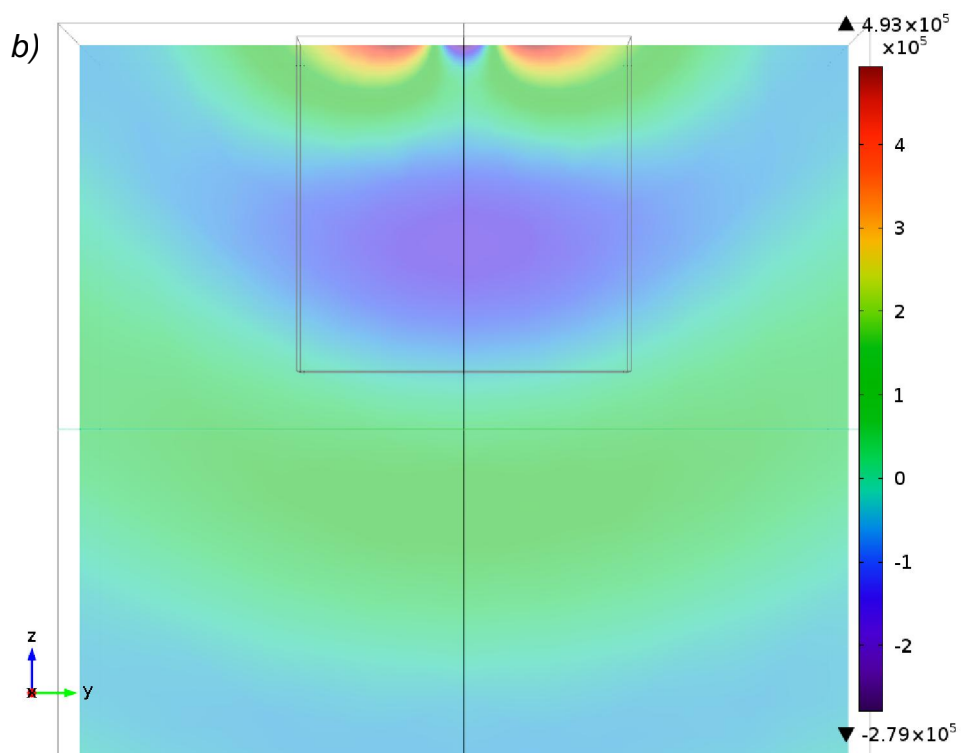
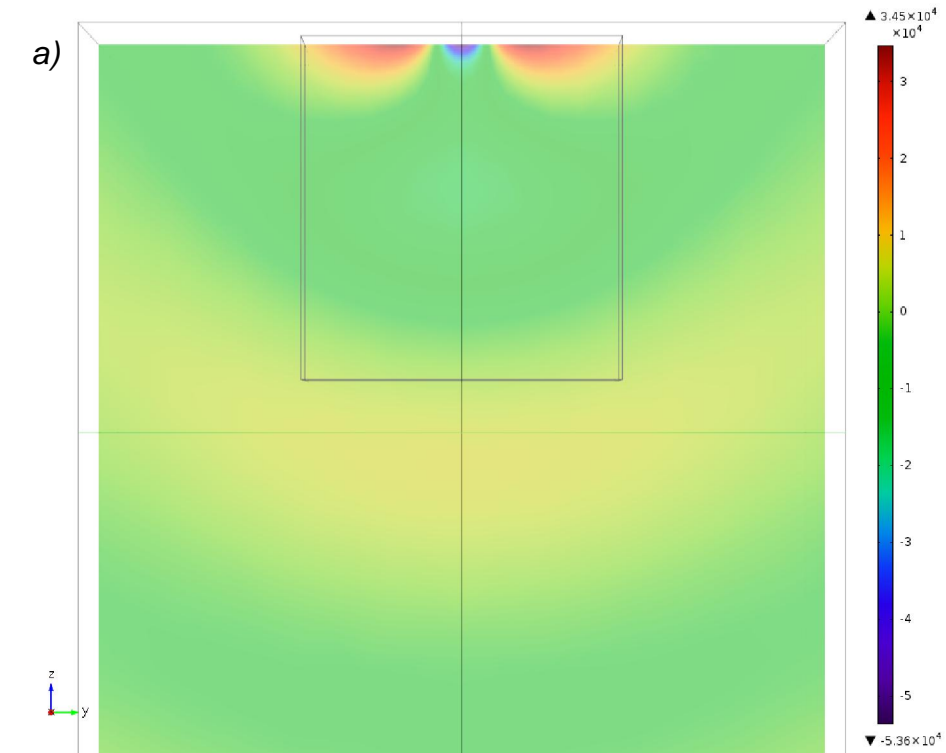


a)

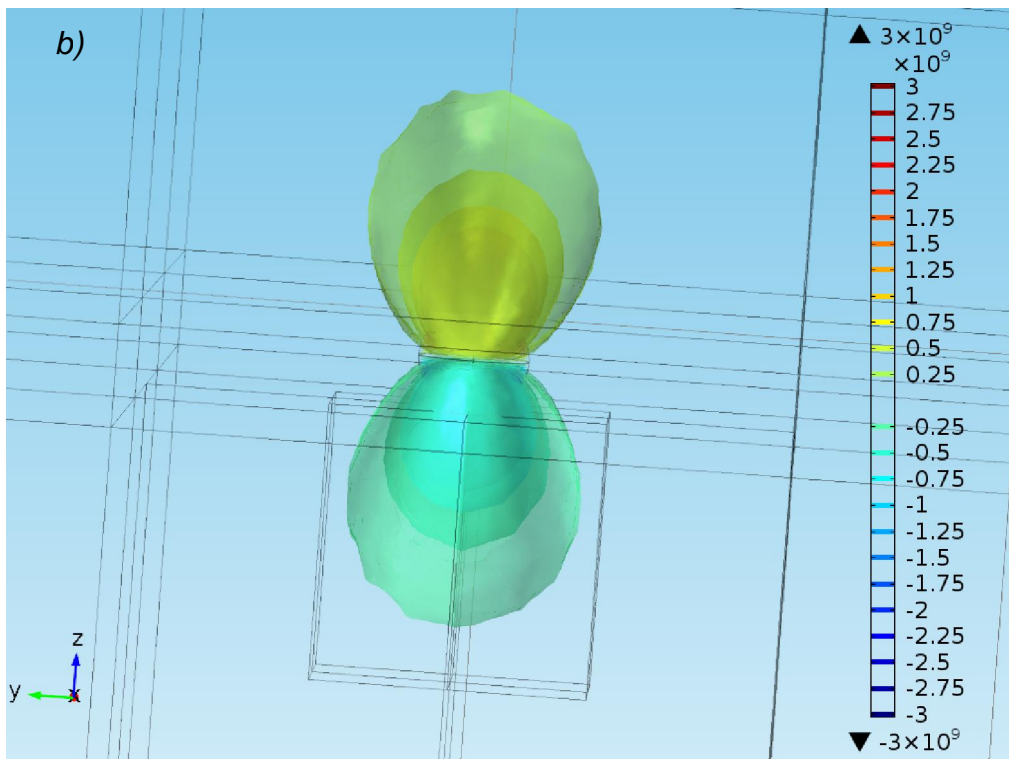
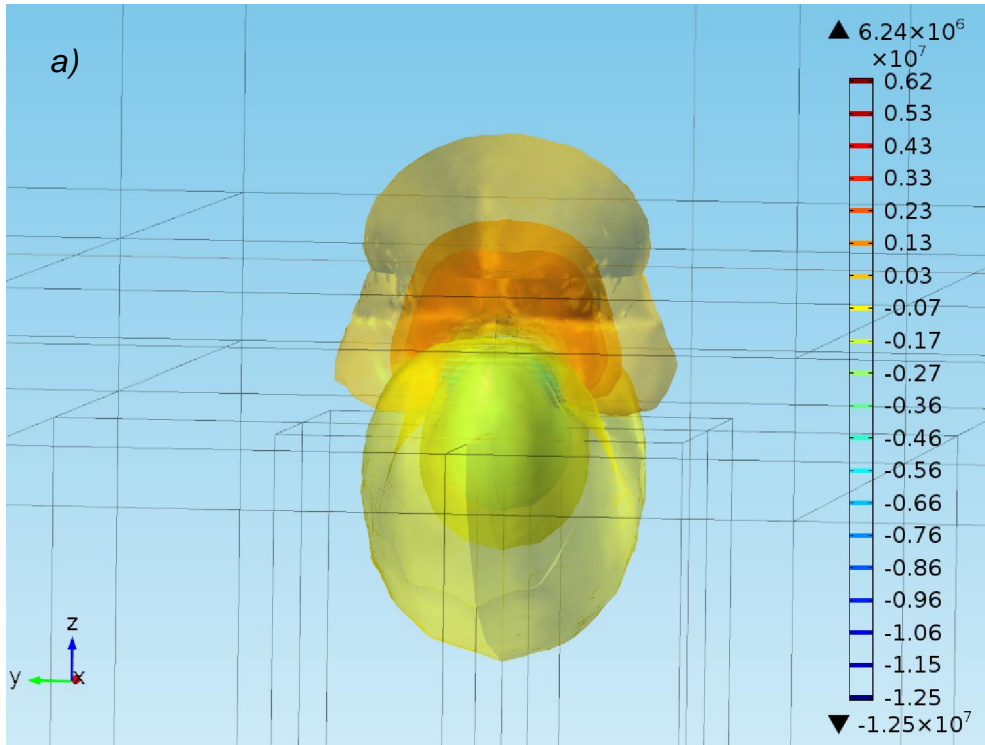


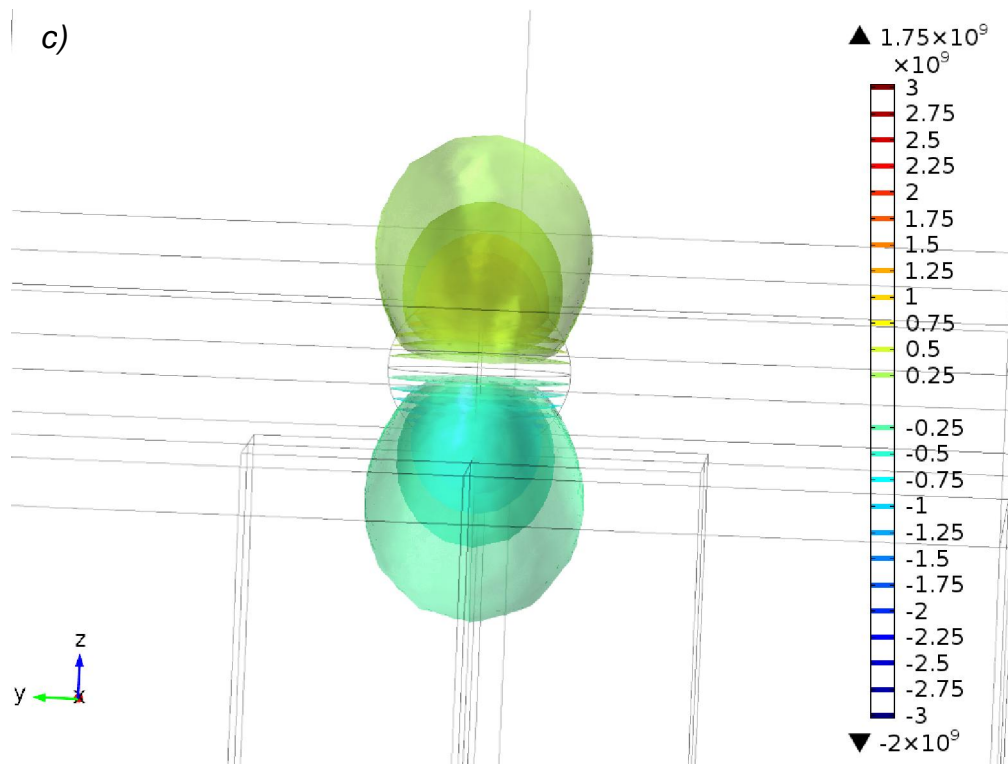
b)

Sl. 41 Prostorna raspodela rasejanog polja u okolini estice u prisustvu AR sloja za: a) izduženi i b) spljoštene sferoid



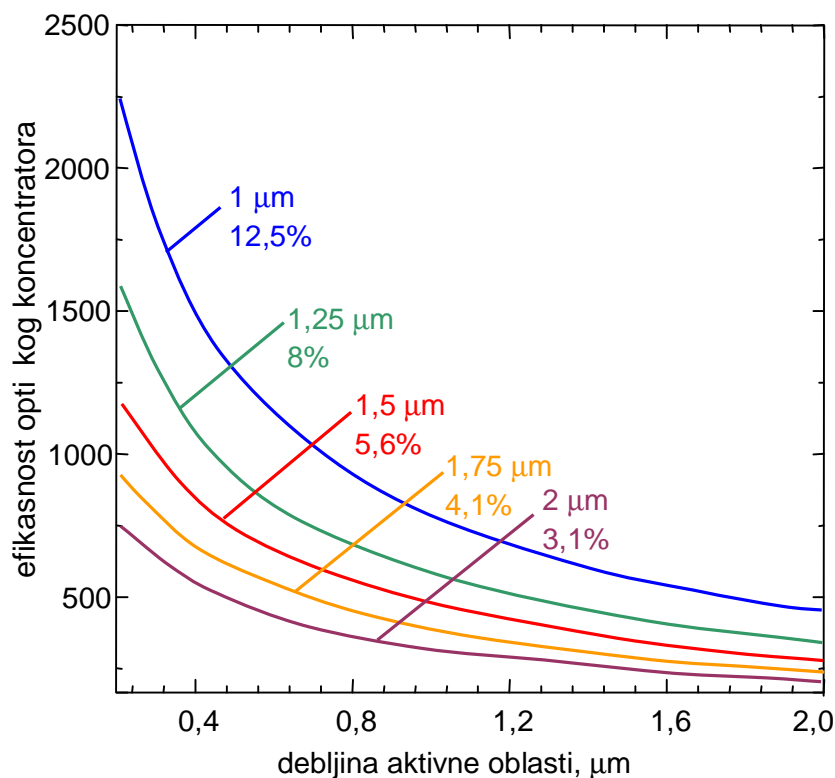
Sl. 42 Prostorna raspodela rasejanog polja u aktivnoj oblasti direktno ispod estice u prisustvu AR sloja za: a) izduženi i b) spljošteni sferoid





Sl. 43 Izo-površine Pointinog vektora u okolini sferoidne estice za: a) esticu ugraenu u dielektri ni sloj bez dodatog gradijentnog AR sloja, b) sferoidnu esticu ugraenu u beskona ni medijum iste permitivnosti kao dielektri ni sloj i c) esticu ugraenu u dielektri ni sloj sa gradijentnim AR slojem

Sferoidne plazmonske estice daju dodatni stepen slobode pri projektovanju plazmanskog odziva u odnosu na sferne estice. Naime, za normalnu incidenciju svetlosti geometrijski popre ni presek estice u ravni paralelnoj površini fotodetektora odre uje poziciju spektralnog odziva, dok visina estice odre uje intenzitet plazmonske rezonancije. Pokazuje se da je zavisnost intenziteta plazmonske rezonancije od visine estice sli na zavisnosti intenziteta plazmonske rezonancije od polupre nika u slu aju sfernih estica. Naravno, pri tom treba uzimati u obzir promenu materijalnih gubitaka vezanu sa spektralnim pomerajem, tj. ako do e do zna ajnog plavog pomeraja usled menjanja dimenzija estice do i e i do zna ajnog smanjenja materijalnih gubitaka i ja e plazmonske rezonancije i obratno. Za sferne estice maksimizacija plazmanskog odziva promenom dimenzija automatski povla i i spektralni pomeraj rezonancije.

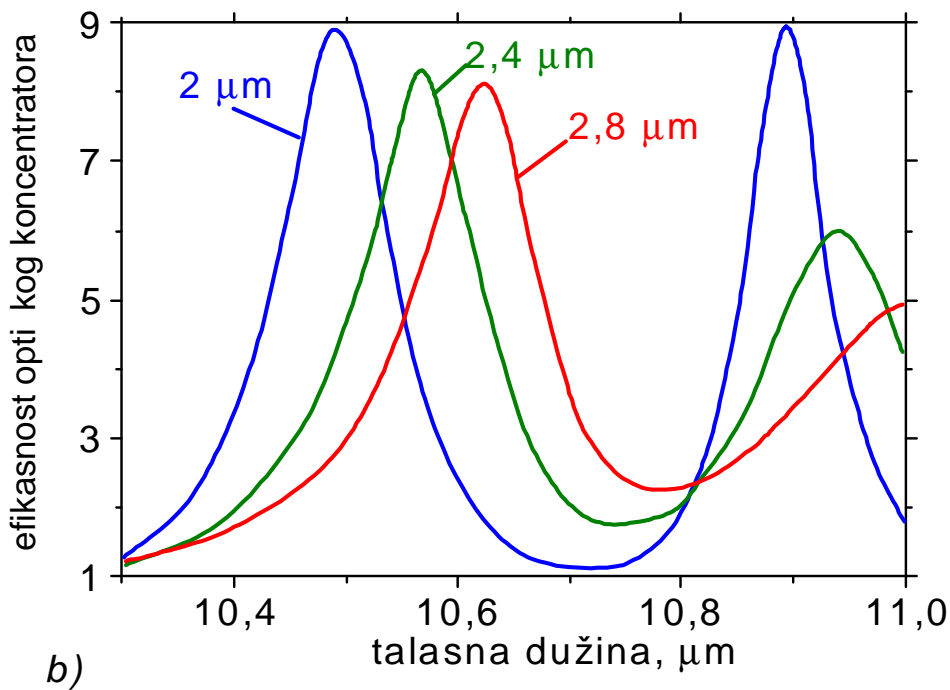
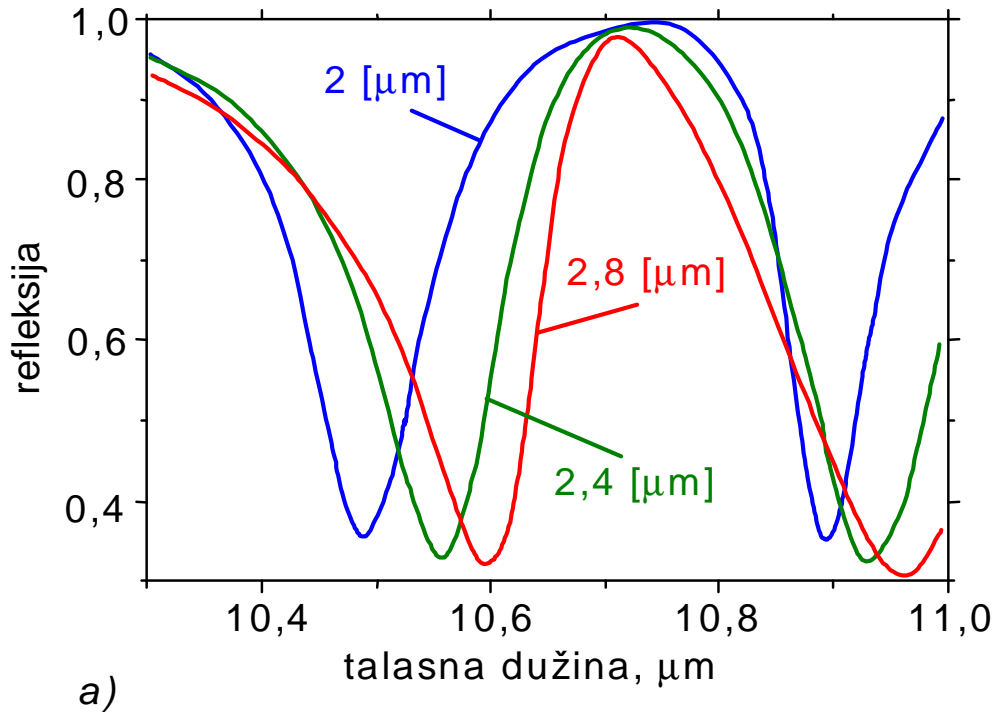


SI.44 Efikasnost plazmanskog koncentrataora na bazi spljoštenih sferoidnih estica (poluose sferoida su 200 nm, 200 nm, 180 nm) u zavisnosti od debljine aktivne oblasti i faktora pokrivenosti površine fotodetektora.

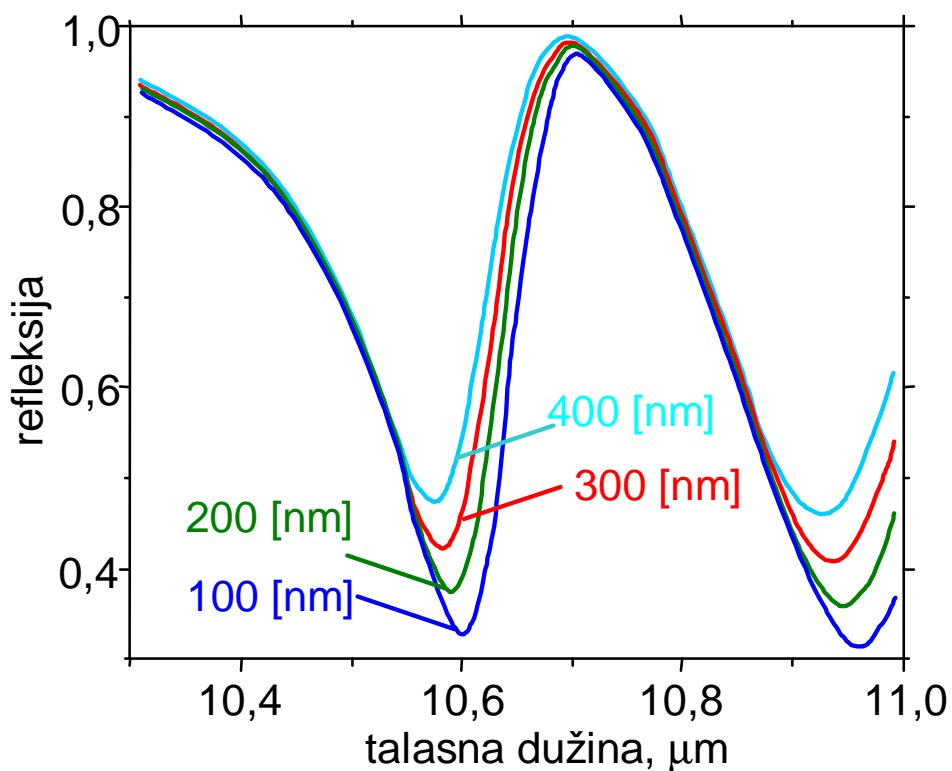
6.3 EOT strukture

U ovom poglavlju e biti izloženi rezultati numeri kih simulacija opti kih osobina EOT matrica kao plazmanskih koncentrataora za LWIR oblast. Na Sl. 45 je prikazana spektralna karakteristika konvencionalne EOT matrice u zavisnosti od dimenzija kvadratnih rupa. Veli ina jedini ne elije je 5 μm x 5 μm, indeks prelamanja podloge (poluprovodnika) je 3.2, a debljina sloja zlata je 100 nm. Odmah je uo ljiivo da su prozori opti ke transparentnosti povezani sa plazmansom rezonancijom, tako da je plazmonski odziv podesiv promenama geometrije strukture. Efikasnost plazmanskih koncentrataora sa Sl. 45.b je ra unata kao odnos ukupne opti ke energije sa EOT matricom i bez nje u zapremini odre enoj površinom jedini ne elije za debljinu aktivne oblasti jednaku rezonantnoj talasnoj dužini u vazduhu. Zavisnost spektralne karakteristike od debljine metalnog sloja prikazana je na Sl. 46 za EOT matrice sa

kvadratnim rupama stranice 2,8 μm i plazmotskom rezonancijom na 10,6 μm . Veli ine rupa date su na nivou celog metamaterijala, tj. na slici jedini ne elije Sl. 29 vide se samo etvrtine rupa.

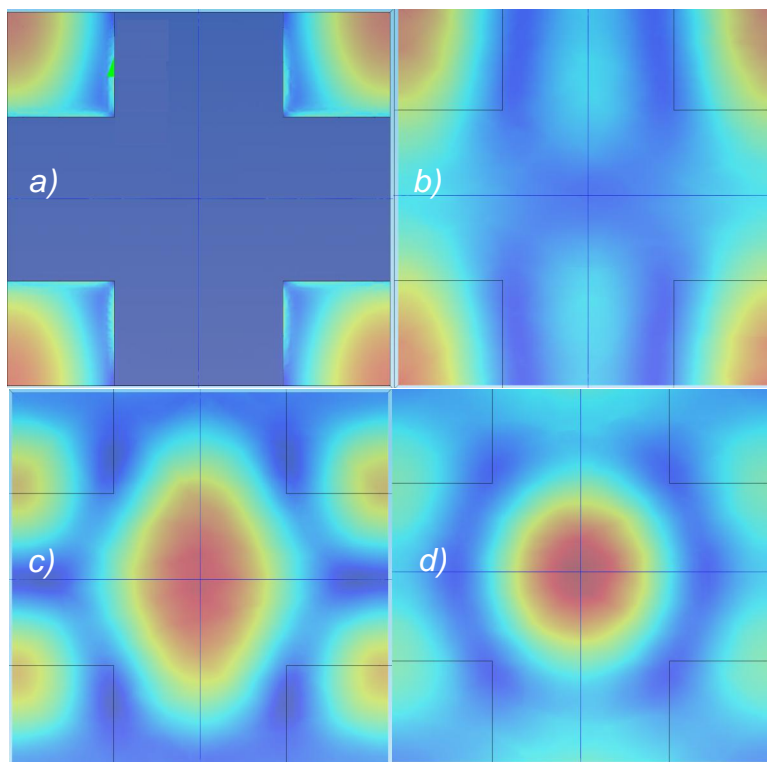


Sl.45 Disperzione relacije: a) koeficijenta refleksije i b) efikasnosti plazmotskog koncentrataora za konvencionalnu EOT strukturu jedini ne elije 5 μm u zavinosti od dimenzija kvadratnih rupa.



Sl.46 Spektralna zavisnost koeficijenta refleksije za konvencionalnu EOT strukturu jedini ne elije 5 μm i kvadratnim rupama stranice 2,8 μm u zavisnosti od debljine metalnog sloja.

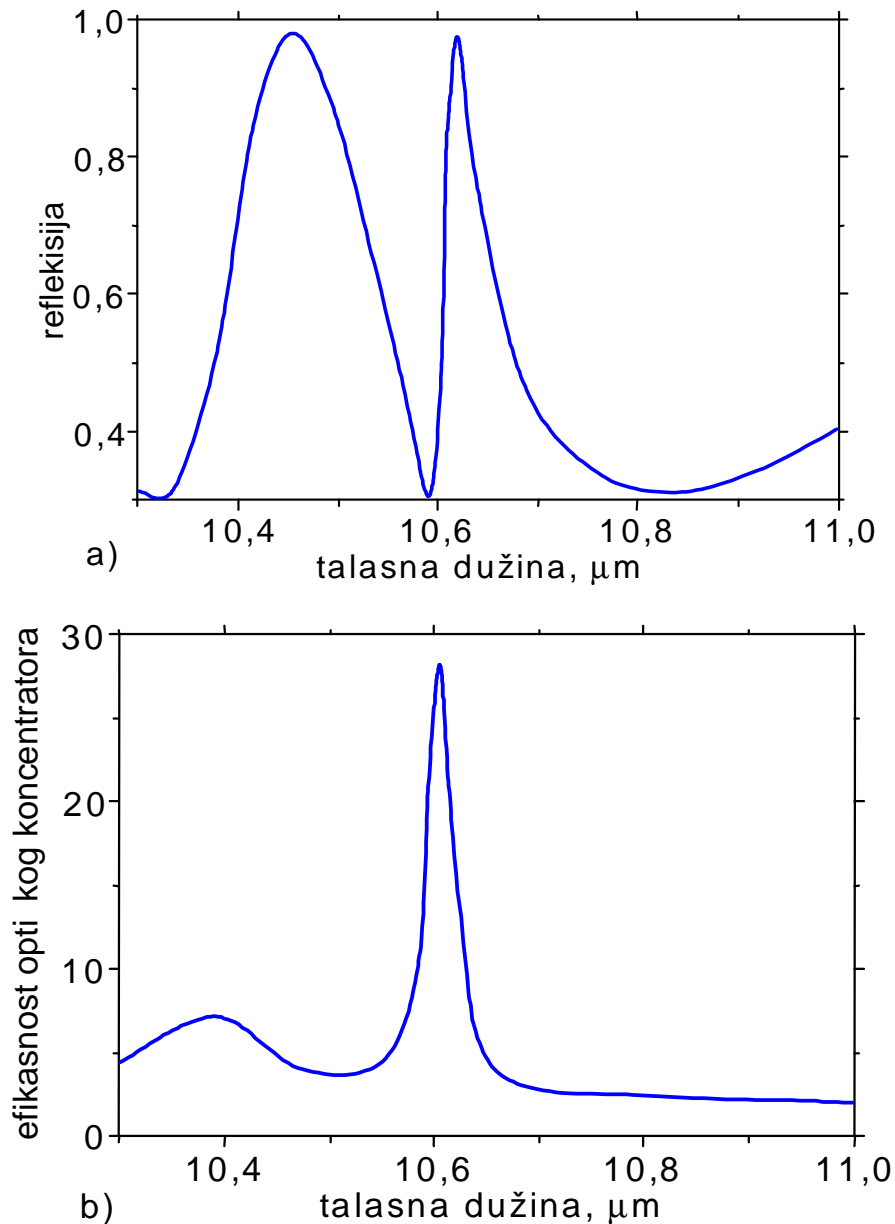
Na Sl. 47 prikazane su prostorne raspodele intenziteta elektri nog polja u ravnima paralelnim metalnom sloju za rezonantnu talasnu dužinu od 10,6 μm na razli itim udaljenostima od EOT matrice. Jaka lokalizacija polja povezana sa "projektovanim" (designer) plazmonima unutar otvora u metalnom filmu odmah je uo ljava u ravni provu enoj kroz sredinu metalnog sloja. Kako se ravan projekcije udaljava od EOT matrice, odziv strukture se sve više približava odzivu difrakcione strukture. Na Sl. 48 je prikazana spektralna karakteristika konvencionalne EOT matrice gde se zadržava veli ina kvadratnih rupa od 2,8 μm , ali je veli ina jedini ne elije 4,7 μm . Opet su uo ljava dva rezonantna opti ka prozora ali je zanimljivo da je pove anje opti ke energije u slu aju spektralno užih opti kih prozora zna ajno ve e u odnosu na spektralno šire opti ke prozore. Ovo nudi mogu nost manipulisanja odzivom EOT matrice specifi no za poboljšanje fotodetektora.



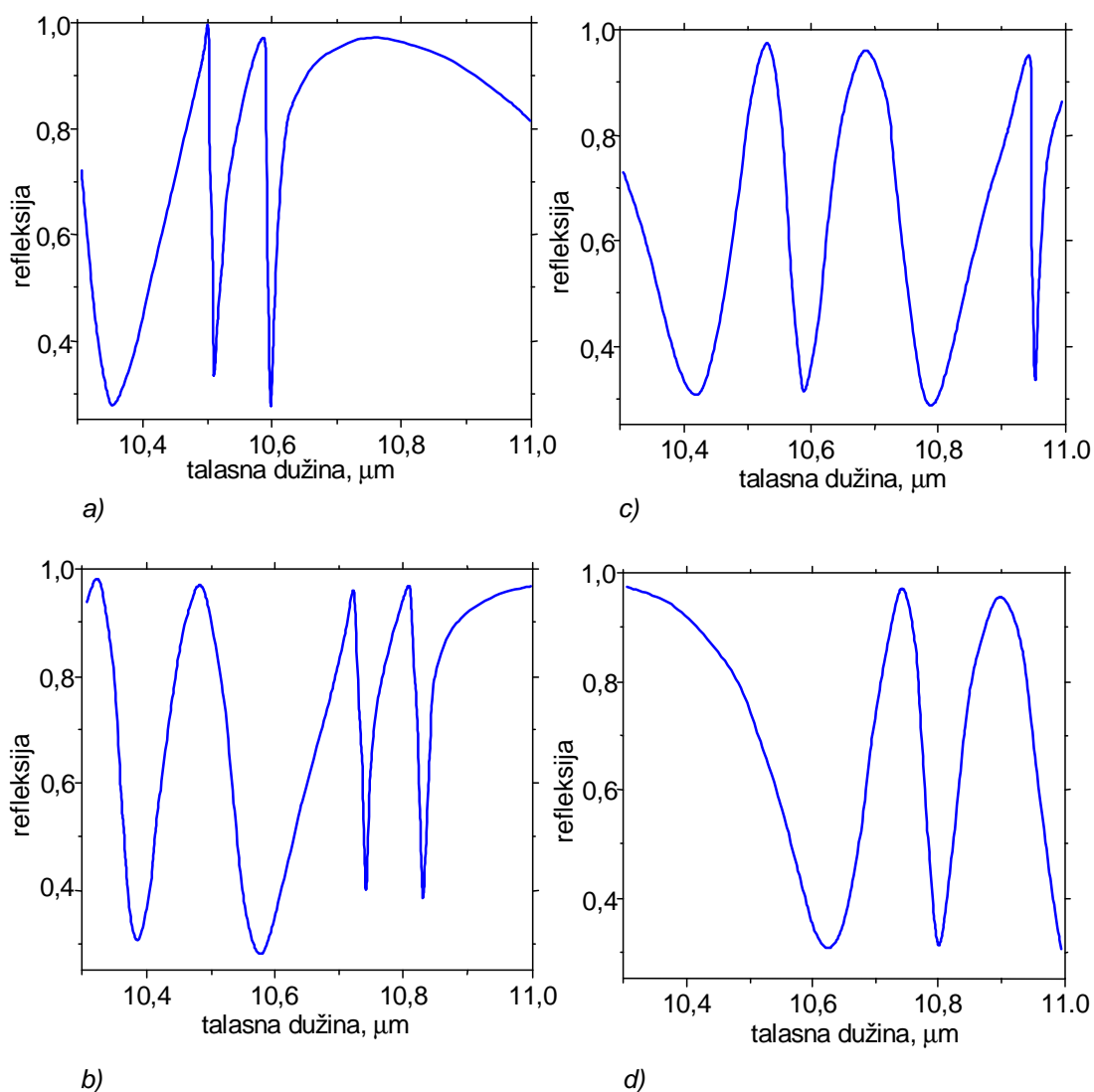
Sl.47 Prostorna raspodela intenziteta elektri nog polja u ravnima paralelnim površini fotodetektora za konvencionalnu EOT matricu na rezonantnoj talasnoj dužini 10,6 μm : a) kroz centar strukture i u aktivnoj oblasti fotodetektora na udaljenosti od: b) $\lambda/4$, c) $\lambda/2$ i d) $3\lambda/4$ od EOT matrice.

Na Sl. 49 prikazane su disperzione relacije za EOT superstrukturu gde se iz prethodnog slu aja zadržava veli ina osnovnih kvadratnih otvora od 2,8 μm i debljina metalnog sloja od 100 nm. Dodatna matrica superponirana na postoje u EOT matricu sastoji se od kvadratnih rupa etvrtine površine originalnih kvadratnih otvora (stranica kvadrata 1,4 μm). Manje kvadratne rupe pomerene su ka uglovima prvobitnih kvadratnih rupa za 60% stranice manjeg kvadrata u oba ortogonalna pravca u ravni tako da se dva skupa otvora delom preklapaju. Odmah je uo lljivo da se u odnosu na konvencionalni slu aj pojavljuju dodatni prozori opti ke transparentnosti, kao i da dolazi do crvenog pomaka disperzione relacije sa pove anjem dimenzija jedini ne elije. Efikasnost superstrukturnih EOT matrica prikazana je na Sl. 50. Kao i za konvencionalne EOT matrice, efikasnost plazmanskog koncentratora ve a je za spektralno uže opti ke prozore, ali superstruktura omogu uje gotovo dvostruko ve u efikasnost u odnosu na konvencionalnu strukturu. Najve i razlog ovog pove anja efikasnosti je usled zna ajno manjih gubitaka u materijalu, me utim EOT matrice i strukture na bazi EOT matrica ne podležu konvencionalnoj teoriji efektivnog medijuma i smanjenje gubitaka u strukturi zapravo nije direktan rezultat smanjenja procentualnog

udela zlata, ve strukturnih promena [91]. Upravljanje opti kim odzivom EOT matrica svodi se na manipulaciju vo enim površinskim modovima [92] gde se geometrijom strukture prakti no formiraju putanje ili "opti ka kola" kuda se prostiru SSP talasi, a kako su sami gubici posledica prostiranja SPP-a na me uspoju metal-dielektrik, onda e u zavisnosti od putanje kojom se opti ko kolo zatvori gubici biti manji ili ve i. Na Sl. 51 prikazane su ukupne vrednosti Pointingovog vektora u ravni površine metala za konvencionalnu strukturu i superstrukturu za rezonantnu talasnu dužinu od 10,6 μm



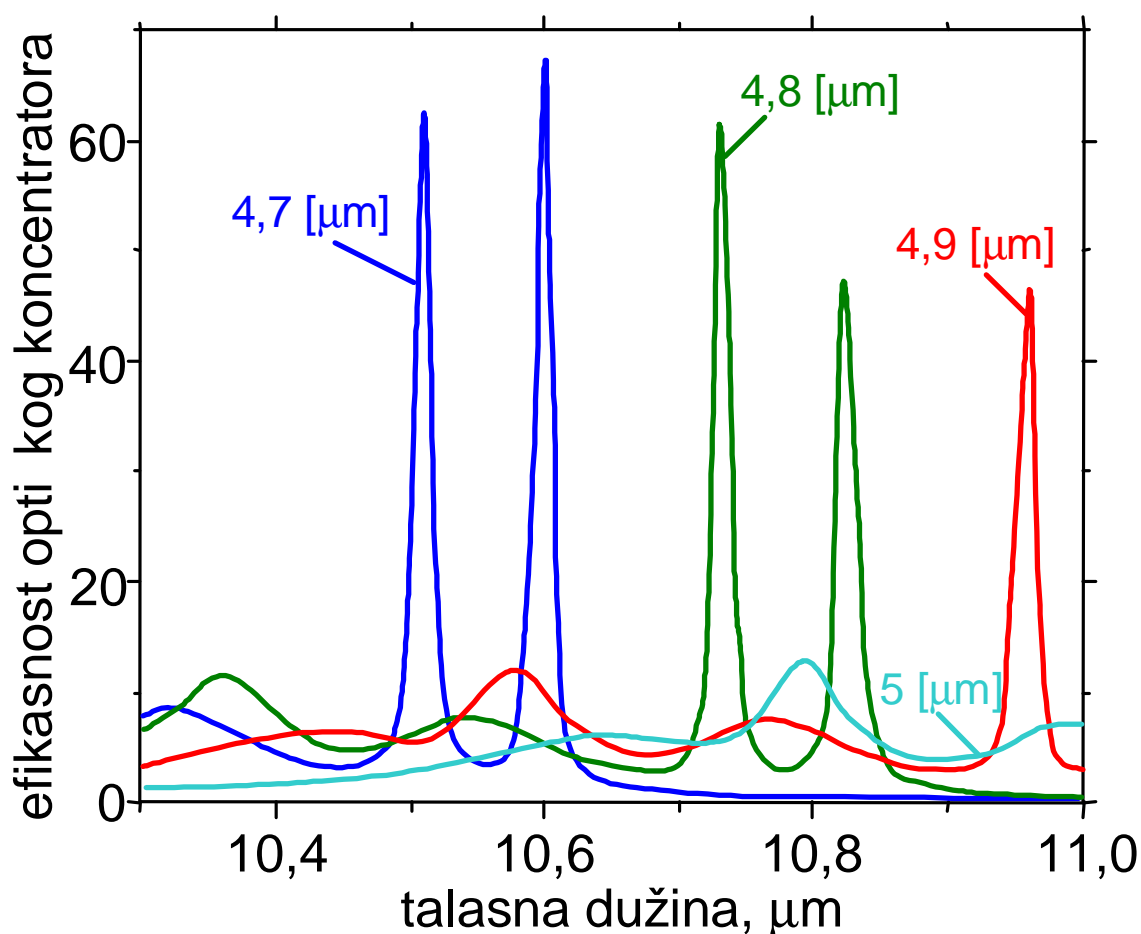
Sl.48 Disperzione relacije: a) koeficijenta refleksije i b) efikasnosti plazmanskog koncentratora za konvencionalnu EOT strukturu jedini ne elije 4,7 μm i kvadratnim rupama 2,8 μm .



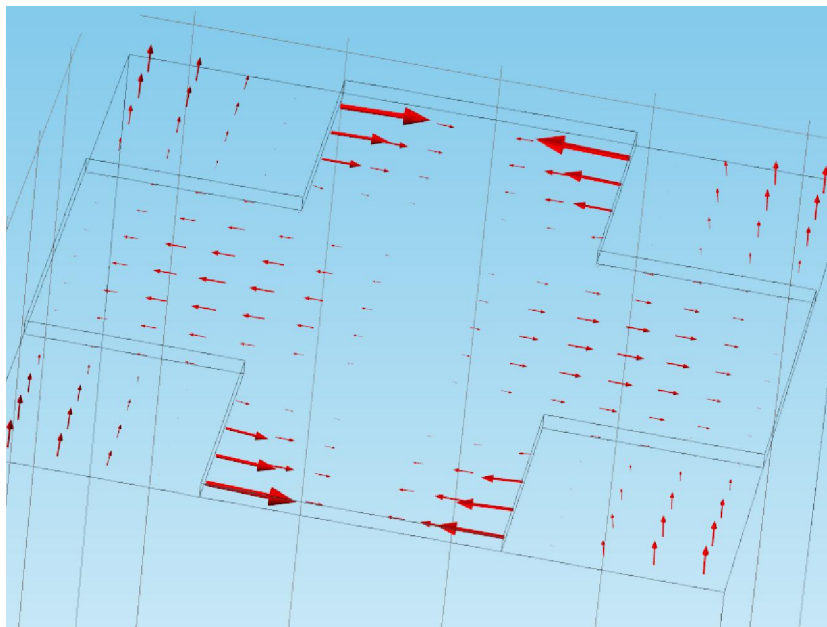
Sl.49 Disperzione relacije koeficijenta refleksije EOT superstrukture nastale od konvencionalne EOT matrice sa kvadratnim rupama stranice $2,8 \mu\text{m}$ za različite dimenzije jedinice: a) $4,7 \mu\text{m}$, b) $4,8 \mu\text{m}$, c) $4,9 \mu\text{m}$ i d) $5 \mu\text{m}$

Na Sl. 51 odmah je uočljivo postojanje Pointingovih vektora u ravni povezanih sa prostirima modovima površinskih plazmona polaritona. Za konvencionalnu strukturu pobuđeni SPP prostiru se po površini metalnih krakova jedinice i praktično optičko kolo se zatvara oko kvadratnih otvora duž metalnih delova strukture uz velike gubitke zbog relativno velike dužine i širine metalnih vodova. Za superstrukturu smanjivanje širine vodova (krakova jedinice) dovelo bi samo do smanjivanja gubitaka da je ovakva promena uniformna (konvencionalna struktura sa velikim rupama) i spektralnog pomeraja rezonancije. Međutim, superponiranje dva skupa matrica kvadratnih rupa je zapravo dovelo do pojave metalnih ostrva, gde se dve

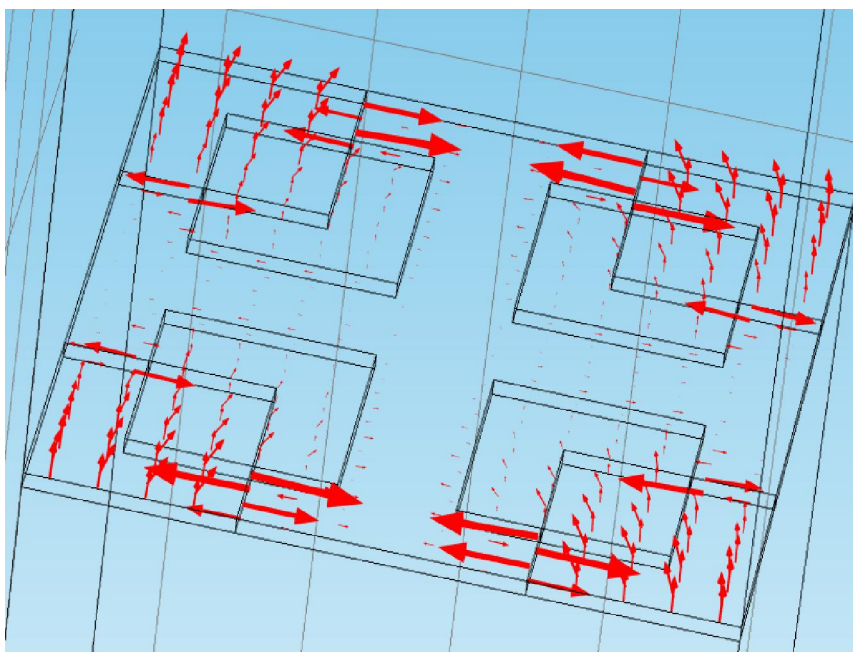
jedini ne elije sastaju i svi SPP-ovi pomereni su iz centra ka ovim metalnim ostrvima. Sada se cela struktura može gledati kao opti ko kolo koje se zatvara oko novonastalih metalnih ostrva umesto oko otvora u metalnom filmu, što za posledicu ima jake intenzitete polja tik uz metal. Na slikama 52-55 prikazane su prostorne raspodele intenziteta elektri nog polja vezane sa tri rezonantna pika za superstrukturu jedini ne elije od $4,7 \mu\text{m}$, što ilustruje arbitrarnost modelovanja opti kog odziva EOT matrice kao hibridne strukture sprezanjem plazmonskih modova sa prostiru im modovima difrakcione rešetke.



Sl. 50 Disperzione relacije efikasnosti opti kog koncentratora za EOT superstrukturu nastalu od konvencionalne EOT matrice sa kvadratnim rupama stranice $2,8 \mu\text{m}$ za različite dimenzije jedininih elija.

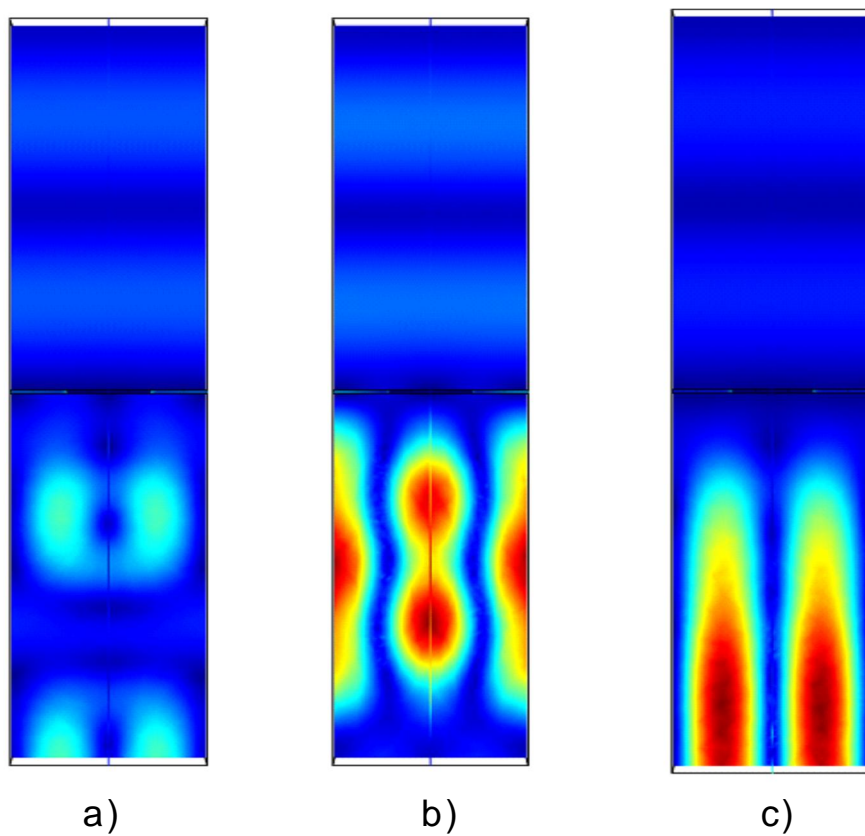


a)

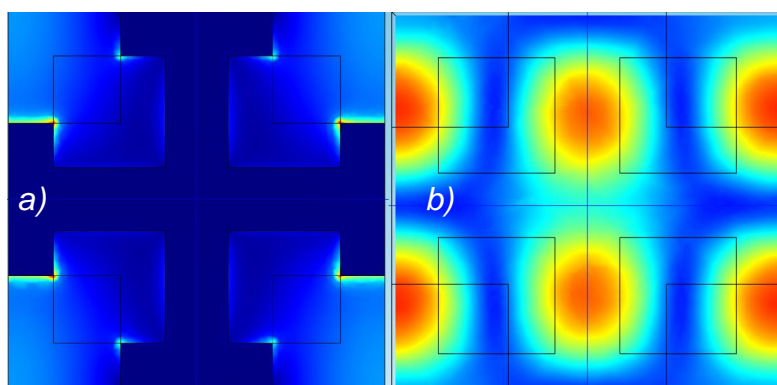


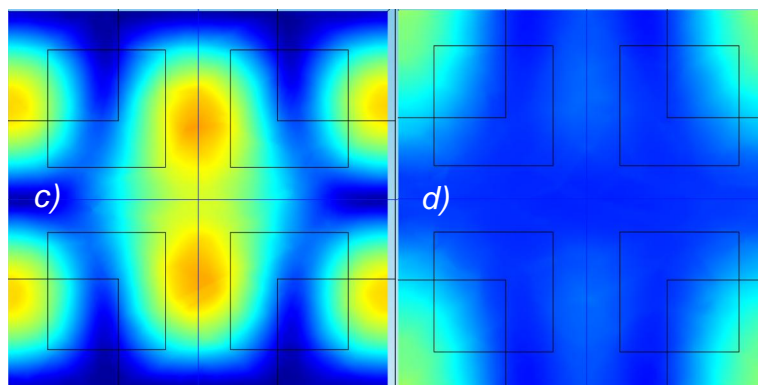
b)

Sl.51 Mapa Pointingovih vektora u ravni površine metala EOT matrice za: a) konvencionalnu strukturu i b) superstrukturu.

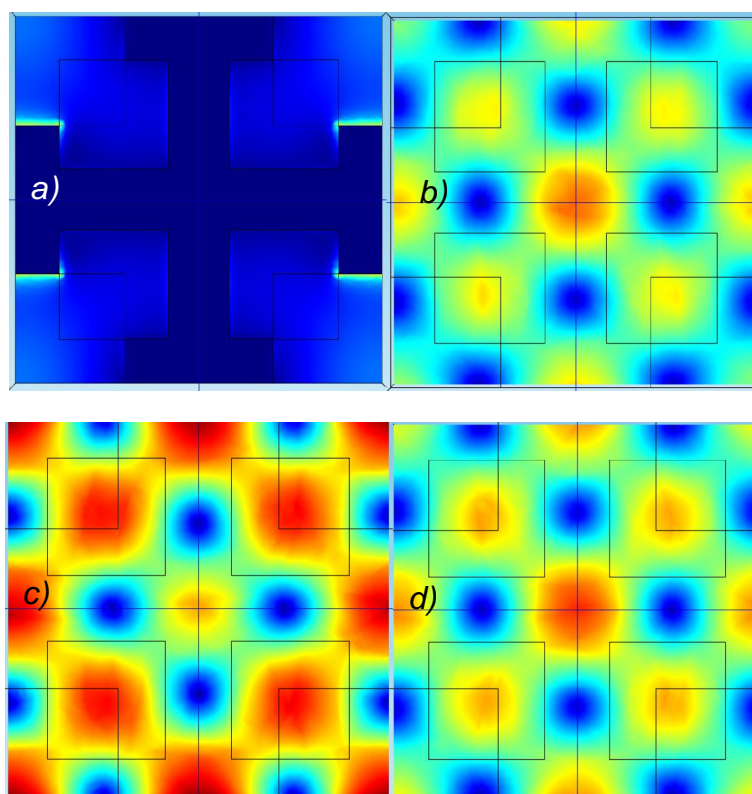


Sl. 52 Prostorna raspodela intenziteta elektri nog polja u ravni koja prolazi kroz centar EOT superstrukture jedini ne elije od $4,7\ \mu\text{m}$ i normalna je na površinu fotodetektora za tri rezonantna pika na: a) $10,35\ \mu\text{m}$, b) $10,5\ \mu\text{m}$ i c) $10,6\ \mu\text{m}$.

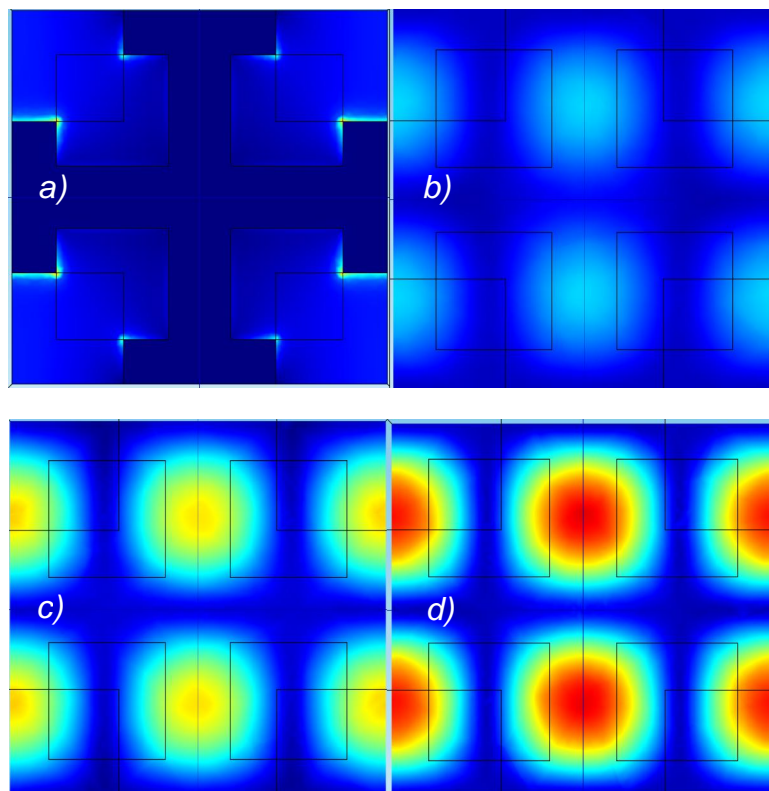




Sl. 53 Prostorna raspodela intenziteta elektri nog polja u ravnima paralelnim površini fotodetektora za EOT superstrukturu jedini ne elije od $4,7 \mu\text{m}$ na rezonantnoj talasnoj dužini od $10,35 \mu\text{m}$: a) kroz centar strukture i u aktivnoj oblasti fotodetektora na udaljenosti od: b) $\lambda/4$, c) $\lambda/2$ i d) $3\lambda/4$ od EOT matrice.

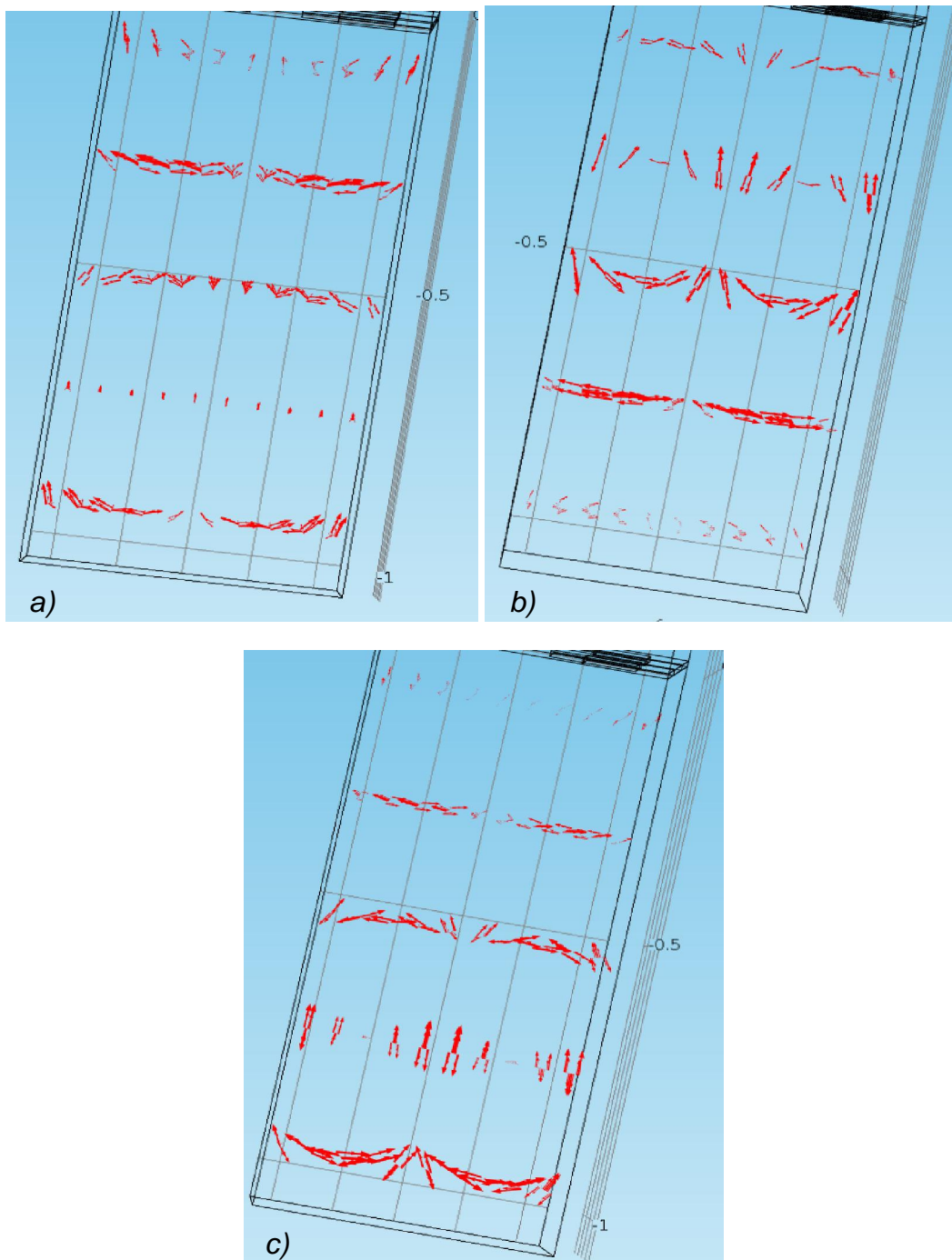


Sl. 54 Prostorna raspodela intenziteta elektri nog polja u ravnima paralelnim površini fotodetektora za EOT superstrukturu jedini ne elije od $4,7 \mu\text{m}$ na rezonantnoj talasnoj dužini od $10,5 \mu\text{m}$: a) kroz centar strukture i u aktivnoj oblasti fotodetektora na udaljenosti od: b) $\lambda/4$, c) $\lambda/2$ i d) $3\lambda/4$ od EOT matrice.



Sl. 55 Prostorna raspodela intenziteta elektri nog polja u ravnima paralelnim površini fotodetektora za EOT superstrukturu jedinice elije od $4,7 \mu\text{m}$ na rezonantnoj talasnoj dužini od $10,6 \mu\text{m}$: a) kroz centar strukture i u aktivnoj oblasti fotodetektora na udaljenosti od: b) $\lambda/4$, c) $\lambda/2$ i d) $3\lambda/4$ od EOT matrice.

Na Sl. 56 prikazan je protok energije u aktivnoj oblasti fotodetektora direktno ispod $4,7 \mu\text{m}$ superstrukture. Pokazuje se da je pove anje gustine opti kih stanja u aktivnoj oblasti fotodetektora posledica opti kih vrtloga iji je ne samo spektralni nego i prostorni položaj posledica projektovane geometrije EOT matrice, što je dodatni doprinos mogu nostima podešavanja EOT matrica kao plazmonskih koncentratora. Pojava opti kih vrtloga je posledica singulariteta usled destruktivne interferencije odmah uo lji ve sa slika prostorne raspodele polja [93]. Situacija je dosta sli na opti kim vrtlozima na bazi plazmonskih estica, pogotovo za superstrukture gde se EOT matrica pretvara u matricu metalnih plo ica i svaki ugao plo ica postaje ta ka rasejanja talasa.



Sl.56 Pointingov vektor u aktivnoj oblasti fotodetektora ispod 4 EOT superstrukture jedini ne
 elije od $4,7 \mu\text{m}$ za tri rezonantna pika na: a) $10,35 \mu\text{m}$, b) $10,5 \mu\text{m}$ i c) $10,6 \mu\text{m}$.

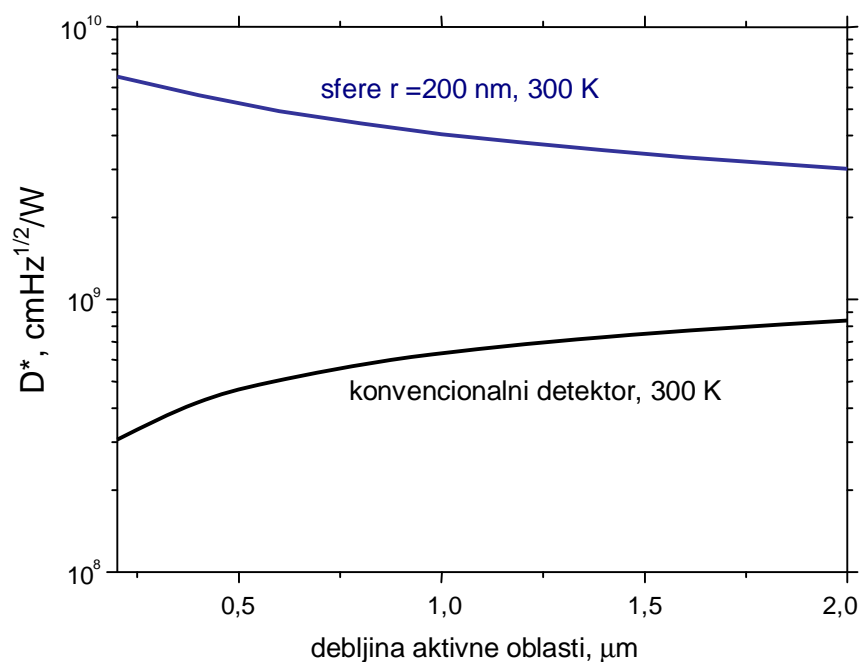
6.4 Performanse IC fotodetektora poboljšanih plazmonskim strukturama

Kao što je ranije pominjano, plazmonska lokalizacija poboljšava performanse fotodetektora tako što povećava spoljašnju kvantnu efikasnost. Efikasnost plazmonske lokalizacije predstavlja odnos ukupne optičke energije u aktivnoj oblasti fotodetektora sa plazmonskim strukturama i bez njih i ona ne uzima u obzir optičke gubitke u aktivnoj oblasti. Numeričkim modelovanjem optičkog odziva plazmonskih struktura na bazi plazmonskih estica i EOT matrica izračunate su njihove efikasnosti kao optičkih koncentratora. Mera kvaliteta fotodetektora je njegova unutrašnja kvantna efikasnost (eksplicitno uzima u obzir materijalne gubitke u podlozi) i predstavlja iskorišćenost optičke energije u aktivnoj oblasti – gubici u optičkoj snazi signala u aktivnoj oblasti zapravo predstavljaju korisni signal fotodetektora. Unutrašnji procesi u IC detektoru odgovorni za njegovu efikasnost kao i nepovoljni efekti šuma opisani su analitičkim modelom detaljno predstavljenim u glavi 3. Kombinovanjem rezultata numeričkog modelovanja sa analitičkim modelom IC detektora dobija se kompletan model uticaja plazmonskih koncentratora na performanse detektora [34, 94]. Rezultati ovakvog pristupa biće predstavljani na primeru fotoprovodnog $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ detektora. Molarni udio kadmijuma je $x=0,25$ za srednjetalasnu IC oblast (3-5 μm), odnosno $x=0,165$ za dugotalasnu IC oblast (8-14 μm). Površina aktivne oblasti je 1 mm x 1 mm, apsolutna vrednost razlike koncentracija donora i akceptora je $5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

Neophodno je uporediti performanse konvencionalnih fotodetektora sa performansama fotodetektora poboljšanih plazmonskim strukturama opisanih u okviru ove disertacije. Na Sl. 57 prikazane su zavisnosti specifične detektivnosti tankog fotodetektora sa plazmonskom lokalizacijom i bez nje u zavisnosti od debljine aktivne oblasti za temperaturu od 300 K. Plazmonska lokalizacija je postignuta koncentратором na bazi sfernih GZO estica prenika 200 nm sa AR slojem i faktorom pokrivanja površine fotodetektora esticama od 12,5%. Oba slučaja imaju identičnu struju šuma određenu fizičkim karakteristikama fotodetektora, ali osetljivost je značajno manja usled vrlo niske ukupne kvantne efikasnosti u slučaju fotodetektora bez plazmonske lokalizacije. Za tanke fotodetektore zavisnost specifične detektivnosti od debljine

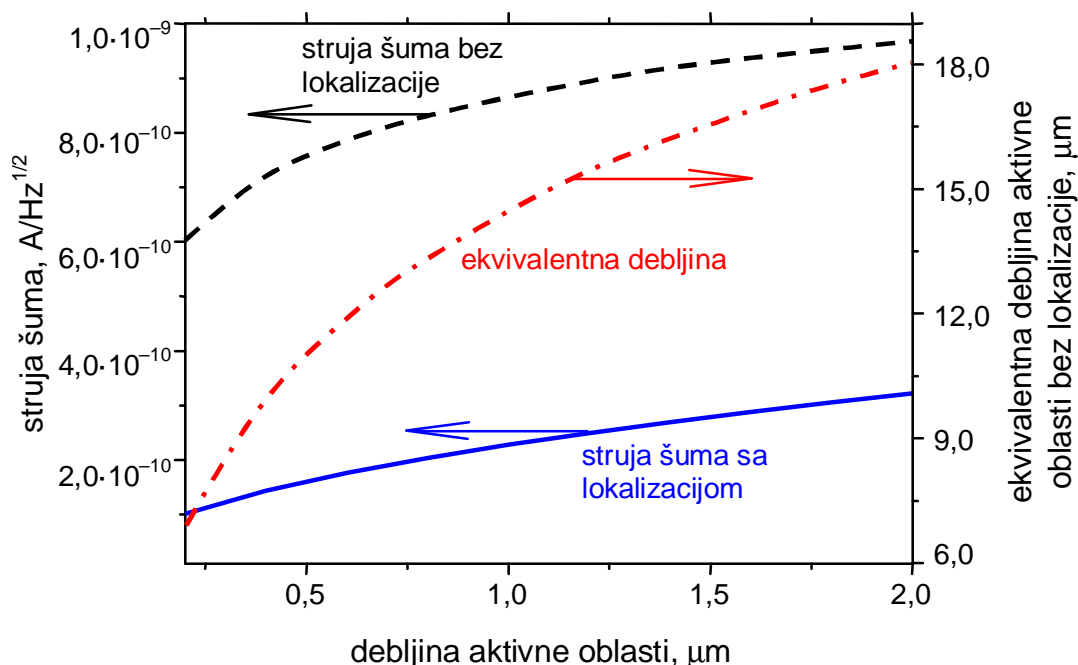
aktivne oblasti je prevashodno određena zavisnoš u kvantne efikasnosti od debljine aktivne oblasti, u slučaju plazmonske lokalizacije zavisnoš u spoljašnje kvantne efikasnosti (opada sa porastom debljine aktivne oblasti), odnosno unutrašnje kvantne efikasnosti za konvencionalni slučaj (raste sa povećanjem debljine aktivne oblasti).

Specifična detektivnost predstavlja odnos osetljivosti (određene kvantnom efikasnošću) i šuma detektora. Sl. 57 pokazuje kako plazmonska lokalizacija utiče na specifičnu detektivnost preko osetljivost detektora, ali bilo kakav uticaj na struju šuma je zanemaren jer se temperatura i karakteristike samog fotodetektora održavaju konstantnim između plazmotski poboljšanog i konvencionalnog fotodetektora. Sada ćemo postaviti inverzan model gde se razmatra uticaj plazmonske lokalizacije na specifičnu detektivnost isključivo preko struje šuma. Ovo ćemo postići i tako što ćemo zanemariti bilo kakve promene u unutrašnjoj kvantnoj efikasnosti sa dimenzijama aktivne oblasti, a uticaj plazmonske lokalizacije predstaviti preko ekvivalentne debljine detektora. Ekvivalentna debljina detektora je ona debljina aktivne oblasti za koju konvencionalni detektor sadrži istu količinu optičke energije kao tanki plazmotski poboljšani fotodetektor, tj. ima istu osetljivost. Na Sl. 58 je prikazana struja šuma na 300 K tankog plazmotski poboljšanog detektora sa Sl. 57 i njemu ekvivalentnog konvencionalnog detektora.



Sl. 57 Specifična detektivnost tankog IC detektora sa plazmotskom lokalizacijom i bez nje.

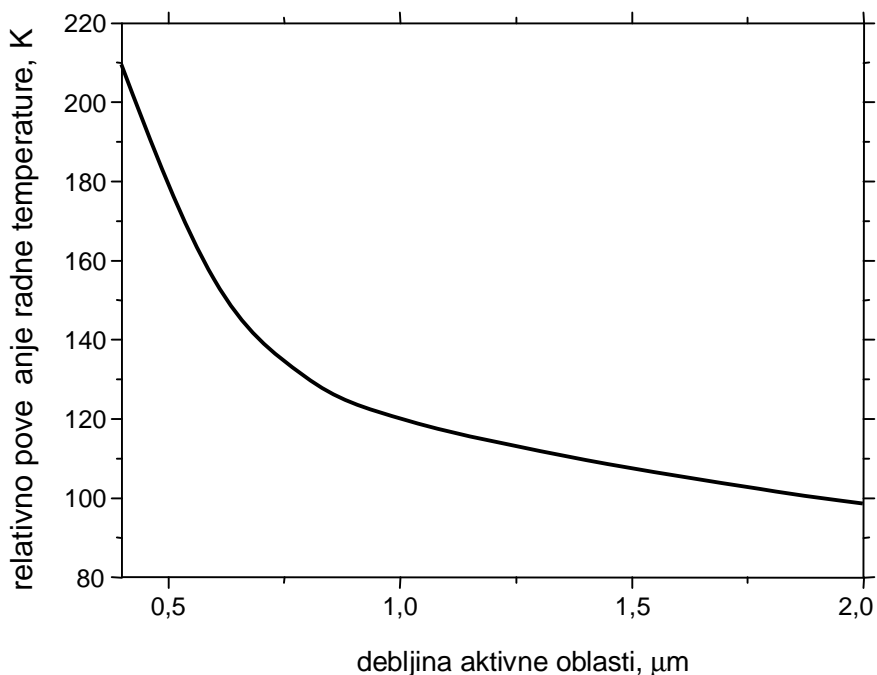
Struja šuma prikazana na Sl. 58 sadrži dve komponente, termalni šum prevashodno određen radnom temperaturom i g-r šum određen zapreminom aktivne oblasti. Kako se temperatura održava konstantnom razlika u struji šuma između plazmotski poboljšanog i konvencionalnog detektora je direktna posledica potiskivanja g-r šuma smanjivanjem zapremine aktivne oblasti. Sada imamo slučaj da zahvaljujući istoj optičkoj metodi ostvareno povećanje specifične detektivnosti IC detektora potiskivanjem g-r šuma.



Sl. 58 Poređenje struje šuma plazmotski poboljšanog tankog IC detektora (puna linija) i njemu ekvivalentnog konvencionalnog detektora koji sadrži istu količinu optičke energije u aktivnoj oblasti (isprekidana linija), kao i zavisnost ekvivalentne debljine aktivne oblasti od plazmotske lokalizacije (crta-ta-ka-crta linija).

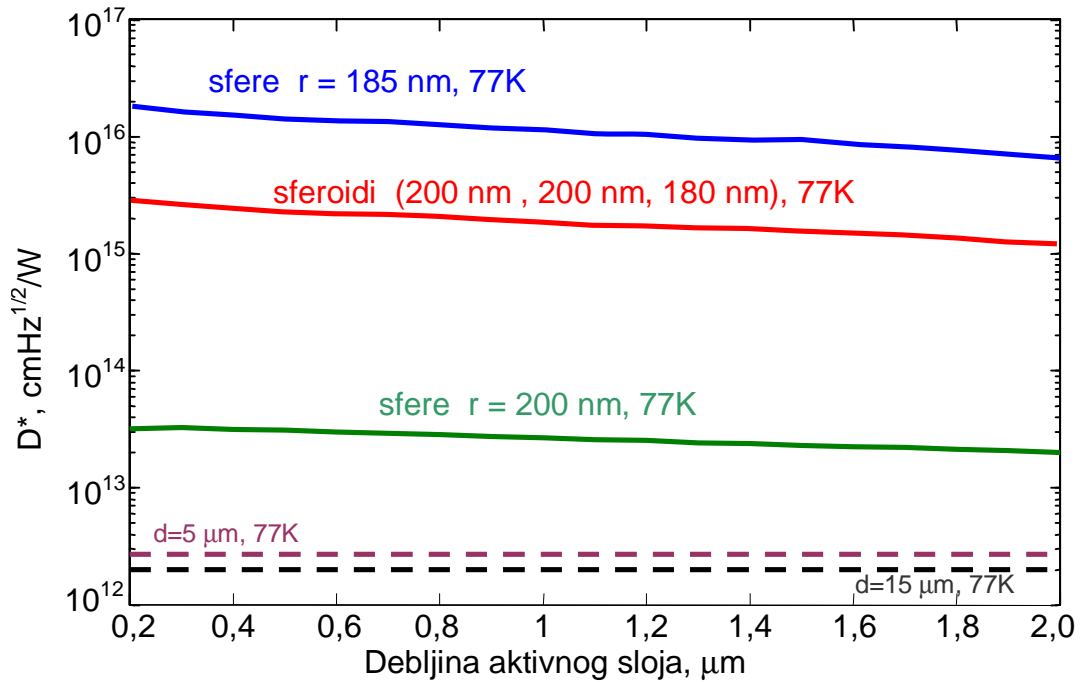
Potiskivanje termalnog šuma i samim tim ukupne struje šuma se postiže hlađenjem detektora. Međutim kako je plazmotskim poboljšanjem otvorena nova mogućnost potiskivanja šuma moguće je da se smanjenje g-r komponente iskoristi u korist povećanja termalne komponente šuma. Na Sl. 59 je prikazano relativno povećanje radne temperature za koju plazmotski poboljšani i njemu ekvivalentni konvencionalni detektor sa Sl. 58 poseduju istu struju šuma i samim tim identičnu specifičnu

detektivnost. Relativna temperatura je ra unata kao razlika u radnoj temperaturi hla enog konvencionalnog i nehla enog plazmowski poboljšanog detektora.

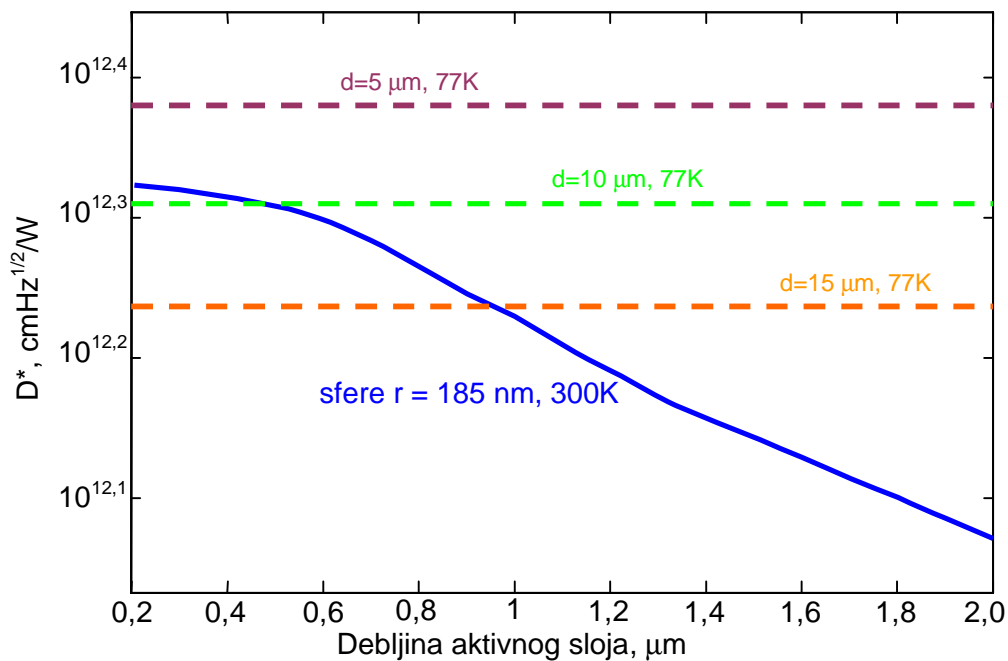


Sl. 59 Pove anje radne temperature plazmowski poboljšanog IC detektora dobijeno potiskivanjem g-r šuma.

Da bi se stekao puni uvid u prednosti plazmowski lokalizacije neophodno je porediti performanse plazmowski poboljšanih tankih i konvencionalnih debelih detektora uzimaju i u obzir sve parametre koji uti u na specifi nu detektivnost istovremeno. Na Sl. 60 prikazane su specifi ne detektivnosti tankih detektora poboljšanih koncentradorima na bazi plazmowski estica u zavisnosti od debljine aktivne oblasti za razli ite oblike i dimenzije estica u odnosu na referentne nivoe koji odgovaraju specifi nim detektivnostima konvencionalnih detektora fiksne debljine aktivne oblasti na temperaturi od 77 K. Odmah su uo ljive dve pojedinosti, prva da jaka plazmowski lokalizacija polja u aktivnoj oblasti detektora pove ava performanse detektora ak za nekoliko redova veli ine u odnosu na zna ajno deblje konvencionalne IC detektore, drugo da deblji konvencionalni detektor ima lošije performanse u odnosu na tanji usled poja anih g-r procesa i ve e struje šuma. Pove anje unutrašnje kvantne efikasnosti debljinom aktivne oblasti smanjuje spoljašnju kvantnu efikasnost i pove ava nivo šuma usled poja avanja g-r procesa.



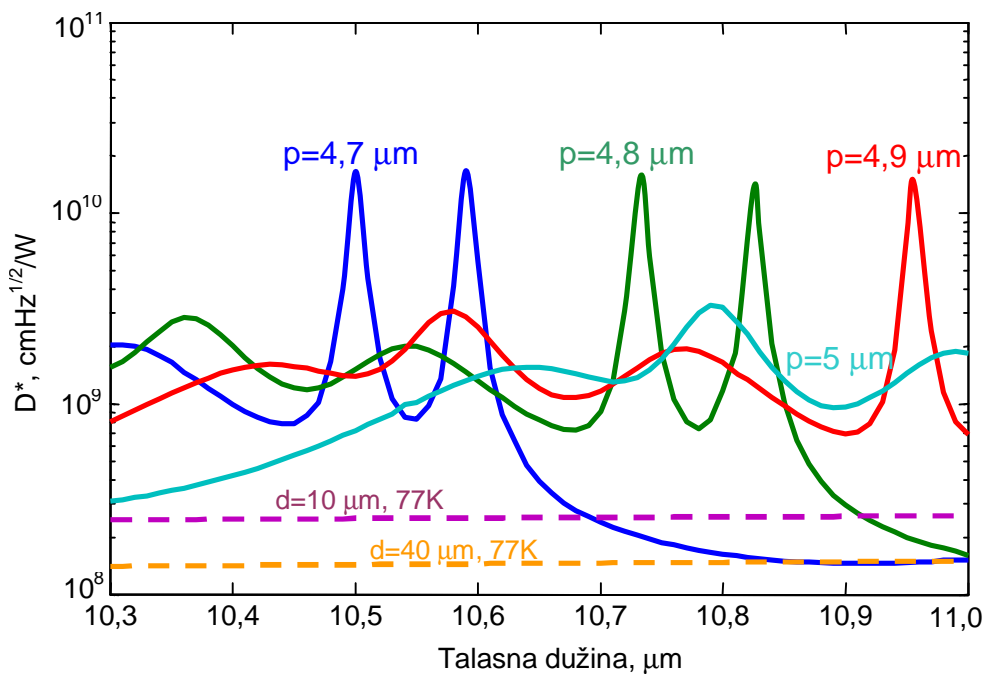
Sl. 60 Pore enje specifi ne detektivnosti plazmsonski poboljšanih tankih IC detektora u zavisnosti od debljine aktivne oblasti i tipa estica (pune linije) sa referentnim nivoima konvencionalnih debelih IC detektora (isprekidane linije).



Sl. 61 Pore enje specifi ne detektivnosti nehla enog tankog IC detektora poboljšanog najefikasnijom plazmsonskom strukturom na bazi estica u zavisnosti od debljine aktivne (pune linije) sa referentnim nivoima hla enih konvencionalnih debelih IC detektora (isprekidane linije).

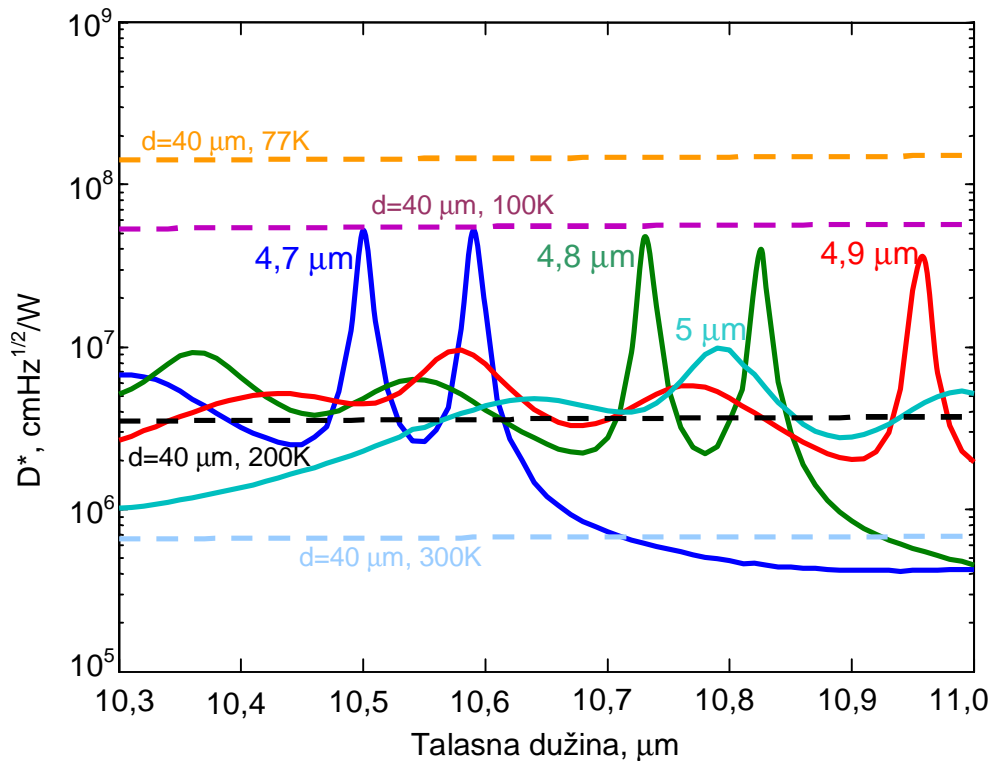
Ovo se može posmatrati kao pomeranje paradigme projektovanja IC detektora poboljšanih plazmanskim esticama sa optimizacije debljine aktivne oblasti balansiranjem unutrašnje kvantne efikasnosti i struje šuma ka univerzalnom zahtevu za što je moguće tanjim detektorima.

Na Sl. 61 je prikazana specifična detektivnost tankog plazmanskog poboljšanog nehla enog IC detektora u odnosu na referentne nivoe specifičnih detektivnosti konvencionalnih hla enih IC detektora. Povećanje termalnog šuma je praktično poništilo sve pojaćanje osetljivosti detektora usled plazmonske lokalizacije, ali upotreba najefikasnije plazmonske strukture omogućava postizanje nivoa specifične detektivnosti približnih ili čak i većih u odnosu na hla ene konvencionalne IC detektore. Sve vrednosti specifične detektivnosti u slučaju plazmonske lokalizacije esticama izražavane su za rezonantne talasne dužine odgovarajućih estica, 4,48 μm za sferne od 185 nm, 4,66 μm za sferne od 200 nm i 4,7 μm za sferoide (glavna osa 200 nm, 200 nm, 180 nm).



Sl. 62 Poređenje spektralnih zavisnosti specifične detektivnosti plazmanskog poboljšanih tankih IC detektora u zavisnosti od veličine jedinične jedinice EOT superstrukture (pune linije) sa referentnim nivoima konvencionalnih debelih IC detektora (isprekidane linije).

Varijacija referentnih nivoa specifi ne detektivnosti je zanemarljiva za promene u rezonantnim talasnim talasnim dužinama i izra unata je za $4,7 \mu\text{m}$. Ukupna spektralna karakteristika specifi ne detektivnosti zavisi od raspodele dimenzija estica na nivou cele strukture srazmerno efikasnosti rasejanja estica u zavisnosti od njihovih dimenzija.



Sl. 63 Pore enje spektralnih zavisnosti specifi ne detektivnosti nehla enih plazmonski poboljšanih tankih IC detektora u zavisnosti od veli ine jedini ne elije EOT superstrukture (pune linije) sa referentnim nivoima hla enog konvencionalnog debelog IC detektora (isprekidane linije).

Na Sl. 62 prikazane su spektralne karakteristike specifi ne detektivnosti IC detektora za dugotalasnu IC oblast sa $10 \mu\text{m}$ debelim aktivnim slojem. Detektor je poboljšan EOT superstrukturama sa razli itim periodima rešetke p . Dato je njihovo pore enje sa referentnim vrednostima specifi ne detektivnosti konvencionalnih IC detektora za temperaturu od 77 K . Upotreba EOT superstrukture kao plazmonskih koncentratora dovodi do zna ajnog poboljšanja performansi detektora kako u odnosu na ekvivalentni konvencionalni detektor tako i u odnosu na zna ajno deblje detektore. Na Sl. 63 prikazana je situacija plazmonski poboljšanih detektora na isti na in kao za Sl.

62, samo ovoga puta za sobnu temperaturu (300 K) i upoređena sa referentnim nivoima konvencionalnog detektora na različitim temperaturama. Dok nivo plazmonske lokalizacije nije dovoljan da potpuno kompenzuje porast temperature sa 77 K na 300 K, moguće je ostvariti relativni pomeraj radne temperature od 200 K za rezonantne pikove sa najvećom efikasnošću ili pomeraj od 100 K za gotovo ceo spektralni opseg, što potencijalno nudi mogućnost zamene hladnjače tečnim azotom jednostavnijim i jeftinijim sistemima hladnjače. Nivo plazmonske lokalizacije je značajno slabiji u slučaju EOT matrica u odnosu na plazmonske estice, ali se za dugotalasnu IC oblast postižu jako kvalitetni rezultati zahvaljujući većem koeficijentu apsorpcije živa kadmijum telurida u odnosu na srednjetalasnu IC oblast. Za razliku od plazmonske estice, pristup poboljšanja detektora EOT matricama može se posmatrati kao slučaj gde se koncentracija prilagođava postojećem detektoru pošto je u ovom slučaju menjanjem njegove geometrije i materijala moguće praktično proizvoljno podešavati spektralne i prostorne karakteristike optičkog odziva.

7. Zaključak

U disertaciji su razmatrane strukture za dovođenje plazmonske lokalizacije u srednjetalasnu i dugotalasnu IC oblast radi poboljšanja performansi poluprovodničkih detektora. Strukture su razmatrane kroz prizmu efikasnosti sa ciljem postizanja što bolje lokalizacije upadnog zračenja u aktivnoj oblasti detektora, ali i kroz prizmu kompleksnosti, sa ciljem što jednostavnije izrade predloženih struktura. Razmatrane su dve široke klase plazmonskih struktura, jedna od njih zasnovana na nanometarskim i submikrometarskimesticama od plazmonskog materijala (metal ili provodni providni oksid), druga tanki metalni sloj sa uređenom matricom apertura.

U okviru disertacije postignuti su sledeći konkretni naučni doprinosi:

- Definisana je prva struktura na bazi plazmonskih estica za poboljšanje fotodetektora u srednjetalasnoj IC oblasti.
- Predložena je primena antirefleksnih slojeva sa gradijentnim indeksom prelamanja za optimalno sprezanje prostirućeg talasa sa lokalizovanim površinskim plazmonima na esticama ugrađenim u dielektrik, što za posledicu ima mogućnost praktičnog podešavanja frekvencije plazmonske rezonancije estica.
- Pokazano je postojanje optimalne veličine sfernih estica za datu konfiguraciju i materijal, što za rezultat ima maksimalni intenzitet plazmonske rezonancije.
- Uvedena je dodatna mogućnost podešavanja odziva menjanjem oblika estica odnosno uvođenjem sferoidnih estica, gde se frekvencija i intenzitet rezonancije mogu odvojeno podešavati veličinom poluosu sferoida.
- Prikazano je kako se geometrija EOT matrica može modifikovati radi dodatnog poboljšanja specifične detektivnosti, što uključuje formiranje superstrukture matrica apertura u tankom metalnom filmu superponiranjem više pojedinačnih 2D matrica.

- Prikazano je formiranje optičkih vrtloga u aktivnoj oblasti detektora deponovanjem EOT matrica na površinu fotodetektora sa mogućnošću podešavanja spektralne i prostorne pozicije optičkih vrtloga.
- Možda najbitniji doprinos je da je pokazano kako se isto optičkim i pasivnim metodom može smanjiti nivo generaciono-rekombinacionog šuma u poluprovodni kim infracrvenim detektorima, iako se smatralo da je ovaj šum fundamentalan i da su neophodne aktivne metode da bi se prevazišao. Pokazano je da se primenom metoda razmatranih u okviru ove disertacije mogu na sobnoj temperaturi postići performanse koje odgovaraju napravama hlađenim tehlom azotom.

Sa ta ke gledišta efikasnosti plazmonske lokalizacije najbolje su se pokazale strukture na bazi plazmonske estice, a pritom je u tehnološkom smislu njihova izrada najmanje zahtevna. Dodatno, priroda plazmanskog odziva je takva da omogućava maksimalno potiskivanje šuma usled g-r procesa smanjivanjem debljine aktivne oblasti. Ovo je omogućilo da se pomoću ultratankih HgCdTe fotodetektora postignu radne temperature od 300 K za srednjetalasnu IC oblast.

Dok EOT matrice nude slabiju lokalizaciju optičkog zračenja u odnosu na plazmonske estice, njihova najveća prednost je u mogućnosti projektovanja spektralnog odziva. Osim praktično proizvoljnog podešavanja spektralne pozicije plazmonske rezonancije, funkcionalnost EOT matrica se dodatno može proširiti višestukim rezonantnim stanjima. Dok se i estične i EOT strukture mogu primeniti na već postojeće fotodetektore, EOT matrice se mogu podešavati i pogledu prostorne disperzije lokalizacije polja i praktično optimizovati za već postojeći fotodetektor. Dok snaga lokalizacije nije dovoljna da u potpunosti kompenzuje povećanje radne temperature na 300 K, moguće su relativna povećanja radne temperature između 100 K i 200 K u odnosu na detektor hlađen tehlom azotom u dugotalasnoj IC oblasti. Naravno, obe vrste struktura nude značajno povećanje specifične detektivnosti na istim temperaturama u odnosu na konvencionalne detektore. Ovo povećanje je barem par redova veličine, u zavisnosti od tipa strukture i debljine aktivne oblasti.

Zanimljivo je primetiti da obe vrste plazmonske strukture potiskuju optički zračenje u estanosti. Na primer, za vidljivu svetlost plazmonske TCO estice se ponašaju kao obične dielektrične estice i samo se unositi gubitke u snazi optičkog zračenja. Sa druge strane, EOT matrice se za vidljivu svetlost ponašaju kao polupropusna ogledala čiji je koeficijent refleksije određen odnosom ukupne površine fotodetektora i površine pokrivena metalom. Na taj način, osim rezonantne lokalizacije korisnog signala plazmonske strukture dodatno potiskuju zračenje u neželjenim spektralnim oblastima, čime mogu pomoći u smanjenju nepovoljnog pozadinskog zračenja i time sniziti optičke komponente generaciono-rekombinacionog šuma.

Dalji rad na razvoju plazmonske strukture za poboljšanje IC detektora bi obuhvatao izmeću ostalog nastavak optimizacije strukture promenama geometrije kao i dodatnim sprežanjem između različitih plazmonske i konvencionalne strukture. Npr. u slučaju plazmonske estice postoji veliki broj različitih oblika (poliedri, različitih plošice itd) tako da je moguće izabrati one koji obezbeđuju najveće poboljšanje specifične detektivnosti. Dalje se mogu razmatrati estice sa više materijala (npr. jezgro od dielektrika sa spoljašnjim omotačem od plazmonske materijala, tzv. core-shell strukture). Posebno je zanimljivo dalje ispitati modifikovanje frekventnih karakteristika sa ciljem proširenja spektralnih opsega strukture kao i mogućnosti konverzije upadnog zračenja na veće u frekvenciju (upconversion), što bi omogućilo detekciju IC zračenja jeftinijim i osetljivijim tipovima fotodetektora.

U sledećoj tabeli prikazana je lista publikacija proisteklih iz istraživanja vezanih za ovu disertaciju

M FAKTOR	Puni naziv reference
M21	M. Obradov , Z. Jakšić, D. Vasiljević Radović, "Plasmonic Suppression of Generation-Recombination Noise in Semiconductor Infrared Detectors," J. Opt. 16, pp. 125011.1-10, 2014, doi:10.1088/2040-8978/16/12/125011, ISSN 2040-8978 (IF=2,010, 23/83 in Optics, 2013)
M22	D. Tanasković, Z. Jakšić, M. Obradov , O. Jakšić, "Super unit cells in

M FAKTOR	Puni naziv reference
	aperture-based metamaterials", <i>Journal of Nanomaterials</i> , Vol. 2015, Article ID 312064, 1-9, Jan 2015, doi: 10.1155/2015/312064, ISSN 1687-4110 (IF=1.644, 122/260 in Materials Science, Multidisciplinary,2014)
M23	M. Obradov , D. Tanaskovi , O. Jakši , D. Vasiljevi Radovi , "Modifications of spheroid plasmonic particle geometry for enhancement of ultrathin semiconductor infrared detectors" <i>Optical and Quantum Electronics</i> , 2016. 48(4): p. 1-7. doi:10.1007/s11082-016-0524-z, ISSN 0306-8919 (IF=0,987, 62/83 in Optics, 2013)
M23	D. Tanaskovi , M. Obradov , O. Jakši , Z. Jakši , "Nonlocal effects in double fishnet metasurfaces nanostructured at deep subwavelength level as a path towards simultaneous sensing of multiple chemical analytes", <i>Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications</i> vol. 18, pp. 36–42, 2016 doi: 10.1016/j.photonics.2015.12.003, ISSN 1569-4410, (IF=1,474, 45/83 in Optics, 2014)
M23	D. Tanaskovi , M. Obradov , O. Jakši , Z. Jakši , "A low-loss double fishnet metamaterial based on transparent conductive oxide", <i>Phys. Scr.</i> vol. T162, art. 014048 pp. 1-4, Sep 2014, doi:10.1088/0031-8949/2014/T162/014047, ISSN 0031-8949 (IF=1.296, 39/77 in Physics, Multidisciplinary)
M23	Z. Jakši , M. M. Smiljani , D. Vasiljevi Radovi , M. Obradov , K. Radulovi , D. Tanaskovi , P. Krstaji , "Field localization control in aperture-based plasmonics by Boolean superposition of primitive forms at deep subwavelength scale", <i>Optical and Quantum Electronics</i> , 8, 225, pp. 1-7, 2016, doi: 10.1007/s11082-016-0500-7, ISSN 0306-8919 (IF=0,987, 62/87 in Optics, 2014)

M FAKTOR	Puni naziv reference
M24	Z. Jakši , M. Obradov , S. Vukovi , M. Beli , "Plasmonic enhancement of light trapping in photodetectors", Facta Universitatis Series: Electronics and Energetics, Vol. 27, No 2, pp. 183-203, doi: 10.2298/FUEE1402183J, ISSN 0353-3670, June 2014.
M33	Z. Jakši , M. Sarajli , K. Radulovi , M. Obradov , D. Tanaskovi , S. Vukovi , "Photon management in semiconductor infrared photodetectors: Diffractive and plasmonic antireflective structures", Proc. 5th International Scientific Conference on Defensive Technologies OTEH 2012, Belgrade, pp. 673-678, Sep. 18-19, 2012, ISBN 978-86-81123-85-4.
M33	Z. Jakši , D. Randjelovi , M. Obradov , K. Radulovi , "Redshifting Approach for Nanoplasmonic Enhancement of Semiconductor Infrared Detectors", Proc. 28th International Conference on Microelectronics MIEL 2012, Niš, Serbia, May 13-16, pp. 207-210, 2012, ISBN 978-1-4673-0235-7 (Best Paper Award for oral paper)
M33	M. Obradov , Z. Jakši , M. Sarajli , D. Randjelovi , "Redshift by Design for Plasmonic Enhancement of Ultrathin Infrared Detectors", Proc. 34th PIERS, Stockholm, Sweden, 12-15 August, pp. 1712-1716, 2013, ISBN 978-1-934142-26-4, 2013
M33	M. Obradov , Z. Jakši , D. Vasiljevi Radovi , "Light concentration in semiconductor infrared detectors for night vision by graded antireflection layer incorporating plasmonic particles", Proc. 6th International Scientific Conference on Defensive Technologies OTEH 2014, Belgrade, pp. 507-512, Oct. 9-10, 2014, ISBN 978-86-81123-71-3
M33	M. Obradov , Z. Jakši , D. Tanaskovi , "Plasmonic Metamaterial with Fishnet Superlattice for Enhanced Chemical Sensing", Proc. 29th International Conference on Microelectronics MIEL 2014, Belgrade, Serbia,

M FAKTOR	Puni naziv reference
	May 12-15, pp. 137-140, ISBN 978-1-4799-5295-3
M33	D. Tanaskovi , Z. Jakši , M. Obradov , O. Jakši , I. Mladenovi , "Unit-cell level superstructures for the extension of spectral range of double fishnet metamaterial parameters and tuning of their effective optical properties", Proc. 1st Conf. IcETRAN, Vrnja ka Banja, June 2 – 5, 2014, pp. MOI2.6.1-5, ISBN 978-86-80509-70-9
M33	M. Obradov , Z. Jakši , D. Vasiljevi -Radovi , "Infrared Photodetector Enhancement Utilizing Transparent Conductive Oxide Submicrometer Particles Embedded in Gradient Index Antireflection Layer", Proc. 1st Conf. IcETRAN, Vrnja ka Banja, June 2 – 5, 2014, pp. MOI2.4.1-6, ISBN 978-86-80509-70-9
M33	Z. Jakši , J. Matovi , A. Lugstein, M. Obradov , "Tailorable plasmonic response of freestanding metal-composite nanomembranes with 2D arrays of subwavelength circular apertures", Proc. 1st Conf. IcETRAN, Vrnja ka Banja, June 2 – 5, 2014, pp. MOI2.3.1-5, ISBN 978-86-80509-70-9
M33	D. Tanaskovi , O. Jakši , M. Obradov , Z. Jakši , "Investigation of possible superstructures for nanoaperture array-based plasmonic sensors for simultaneous detection of multiple dangerous substances", Proc. 6th International Scientific Conference on Defensive Technologies OTEH 2014, Belgrade, pp. 802-806, Oct. 9-10, 2014, ISBN 978-86-81123-71-3
M33	M. Obradov , Z. Jakši , D. Tanaskovi , "Multipurpose extraordinary optical transmission aperture arrays as optical concentrators for enhancement of mid and long wavelength infrared detectors", Proceedings of 2nd International Conference on Electrical, Electronic and Computing Engineering, IcETRAN 2015, Silver Lake, Serbia, pp. MOI3.3.1-6, June 8 – 11, 2015, ISBN 978-86-

M FAKTOR	Puni naziv reference
	80509-71-6
M33	Z. Jakši , M. M. Smiljani , Ž. Lazi , K. Radulovi , M. Dalarsson, D. Tanaskovi , M. Obradov , O. Jakši , "Aluminum-based fishnets with complex aperture shapes", Proceedings of 2nd International Conference on Electrical, Electronic and Computing Engineering, IcETRAN 2015, Silver Lake, Serbia, pp. MOI3.2-1-5, June 8 – 11, 2015, ISBN 978-86-80509-71-6
M63	M. Obradov , Z. Jakši , M. Sarajli , D. Ran elovi , "Transparent conductive oxide nanoparticles for enhancement of ultrathin photodetectors", Proc. 57th ETRAN Conference, Zlatibor, June 3-6, 2013, MO2.4-1-5, ISBN 978-86-80509-68-6
M63	F. Radovanovi , T. Tomkovi , A. Nastasovi , M. Obradov , Z. Jakši , "Nanoplasmonic Multifunctionalization of Glycidyl Methacrylate Hydrogel Membranes for Adsorption-based Chemical Sensors with Enhanced Selectivity", Proc. 57th ETRAN Conference, Zlatibor, June 3-6, 2013, MO2.5-1-5, ISBN 978-86-80509-68-6

8. Reference

- [1] V. G. Veselago, and E. E. Narimanov, “The left hand of brightness: Past, present and future of negative index materials,” *Nature Mater.*, vol. 5, no. 10, pp. 759-762, 2006.
- [2] K. L. Tsakmakidis, A. D. Boardman, and O. Hess, “‘Trapped rainbow’ storage of light in metamaterials,” *Nature*, vol. 450, no. 7168, pp. 397-401, 2007.
- [3] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith, “Controlling Electromagnetic Fields,” *Science*, vol. 312, no. 5781, pp. 1780-1782, 2006.
- [4] E. Ozbay, “Plasmonics: Merging Photonics and Electronics at Nanoscale Dimensions,” *Science*, vol. 311, no. 5758, pp. 189-193, 2006.
- [5] D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice, S. A. Cummer, J. B. Pendry, A. F. Starr, and D. R. Smith, “Metamaterial Electromagnetic Cloak at Microwave Frequencies,” *Science*, vol. 314, no. 5801, pp. 977-980, 2006.
- [6] H. A. Atwater, and A. Polman, “Plasmonics for improved photovoltaic devices,” *Nature Mater.*, vol. 9, no. 3, pp. 205-213, 2010.
- [7] S. V. Boriskina, H. Ghasemi, and G. Chen, “Plasmonic materials for energy: From physics to applications,” *Materials Today*, vol. 16, no. 10, pp. 375-386, //, 2013.
- [8] S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*, Springer Science+Business Media, New York, NY, 2007.
- [9] P. R. West, S. Ishii, G. V. Naik, N. K. Emani, V. Shalaev, and A. Boltasseva, “Searching for better plasmonic materials,” *Laser & Photon. Rev.*, pp. 1-13, 2010.
- [10] A. Boltasseva, and H. A. Atwater, “Low-Loss Plasmonic Metamaterials,” *Science*, vol. 331, no. 6015, pp. 290-291, January 21, 2011, 2011.
- [11] W. L. Barnes, A. Dereux, and T. W. Ebbesen, “Surface plasmon subwavelength optics,” *Nature*, vol. 424, no. 6950, pp. 824-830, 2003.
- [12] J. N. Anker, W. P. Hall, O. Lyandres, N. C. Shah, J. Zhao, and R. P. Van Duyne, “Biosensing with plasmonic nanosensors,” *Nature Mater.*, vol. 7, no. 6, pp. 442-453, 2008.

- [13] M. E. Stewart, C. R. Anderton, L. B. Thompson, J. Maria, S. K. Gray, J. A. Rogers, and R. G. Nuzzo, "Nanostructured plasmonic sensors," *Chem. Rev.*, vol. 108, no. 2, pp. 494-521, 2008.
- [14] N. Liu, M. L. Tang, M. Hentschel, H. Giessen, and A. P. Alivisatos, "Nanoantenna-enhanced gas sensing in a single tailored nanofocus," *Nature Mater.*, vol. 10, no. 8, pp. 631-636, //, 2011.
- [15] K. Aydin, V. E. Ferry, R. M. Briggs, and H. A. Atwater, "Broadband polarization-independent resonant light absorption using ultrathin plasmonic super absorbers," *Nature Comm.*, vol. 2, pp. 517, 2011.
- [16] H. Chen, C. T. Chan, and P. Sheng, "Transformation optics and metamaterials," *Nature Mater.*, vol. 9, no. 5, pp. 387-396, 2010.
- [17] D. M. Callahan, J. N. Munday, and H. A. Atwater, "Solar Cell Light Trapping beyond the Ray Optic Limit," *Nano Lett.*, vol. 12, no. 1, pp. 214-218, 2012/03/13, 2012.
- [18] P. Spinelli, E. Ferry, J. Van De Groep, M. Van Lare, A. Verschuuren, I. Schropp, A. Atwater, A. Polman, V. E. Ferry, M. A. Verschuuren, R. E. I. Schropp, and H. A. Atwater, "Plasmonic light trapping in thin-film Si solar cells," *Journal of Optics*, vol. 14, no. 2, pp. 024002.1-11, 2012.
- [19] S. M. Vukovi , Z. Jakši , I. V. Shadrivov, and Y. S. Kivshar, "Plasmonic crystal waveguides " *Appl. Phys. A*, vol. 103, no. 3, pp. 615-617, 2011.
- [20] S. M. Vukovi , I. V. Shadrivov, and Y. S. Kivshar, "Surface Bloch waves in metamaterial and metal-dielectric superlattices," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, no. 4, pp. 041902, 2009.
- [21] J. B. Pendry, L. Martín-Moreno, and F. J. Garcia-Vidal, "Mimicking surface plasmons with structured surfaces," *Science*, vol. 305, no. 5685, pp. 847-848, 2004.
- [22] F. J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, and J. B. Pendry, "Surfaces with holes in them: new plasmonic metamaterials," *J. Opt. A-Pure Appl. Opt.*, vol. 7, no. 2, pp. S97-S101, 2005.
- [23] S. I. Bozhevolnyi, eds., "Plasmonic Nanoguides and Circuits," Singapore: Pan Stanford Publishing Pte. Ltd., 2009.

- [24] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff, "Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays," *Nature*, vol. 391, no. 6668, pp. 667-669, 1998.
- [25] U. Leonhardt, and T. G. Philbin, "Transformation Optics and the Geometry of Light," *Progress in Optics*, E. Wolf, ed., pp. 69-152, Amsterdam, The Netherlands: Elsevier Science & Technology 2009.
- [26] T. K. Sau, and A. L. Rogach, eds., "Complex-shaped Metal Nanoparticles: Bottom-Up Syntheses and Applications," Weinheim, Germany: Wiley-VCH, 2012.
- [27] C. J. Murphy, T. K. Sau, A. M. Gole, C. J. Orendorff, J. Gao, L. Gou, S. E. Hunyadi, and T. Li, "Anisotropic metal nanoparticles: synthesis, assembly, and optical applications," *The Journal of Physical Chemistry B*, vol. 109, no. 29, pp. 13857-13870, 2005.
- [28] D. L. Fedlheim, and C. A. Foss, *Metal nanoparticles: synthesis, characterization, and applications*, CRC press, 2001.
- [29] M. Quinten, *Optical Properties of Nanoparticle Systems: Mie and Beyond*, Wiley-VCH, Weinheim, Germany, 2011.
- [30] M. Abramowitz, and I. A. Stegun, eds., "Handbook of Mathematical Functions: with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables," Mineola, New York: Dover Books, 1965.
- [31] S. Asano, and G. Yamamoto, "Light Scattering by a Spheroidal Particle," *Appl. Opt.*, vol. 14, no. 1, pp. 29-49, 1975/01/01, 1975.
- [32] D. Hodge, "Eigenvalues and eigenfunctions of the spheroidal wave equation," *Journal of Mathematical Physics*, vol. 11, no. 8, pp. 2308-2312, 1970.
- [33] R. C. Jones, "Phenomenological Description of the Response and Detecting Ability of Radiation Detectors," *Proc. IRE*, vol. 47, no. 9, pp. 1495-1502, 1959.
- [34] Z. Jakšič, *Micro and Nanophotonics for Semiconductor Infrared Detectors: Towards an Ultimate Uncooled Device*, Springer International Publishing, Cham. Switzerland, 2014.
- [35] D. Long, "Photovoltaic and Photoconductive Infrared Detectors," *Optical and Infrared Detectors*, R. J. Keyes, ed., Berlin: Springer Verlag, 1983.

- [36] Z. Djuri , and Z. Jakši , “Back side reflection influence on quantum efficiency of photovoltaic devices,” *Electronics Lett.*, vol. 24, no. 17, pp. 1100-1101, 1988.
- [37] A. Rogalski, *Infrared Detectors*, CRC Press, Boca Raton, 2011.
- [38] A. R. Beattie, and P. T. Landsberg, “Auger Effect in Semiconductors,” *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, vol. 249, no. 1256, pp. 16-29, January 1, 1959, 1959.
- [39] P. T. Landsberg, and D. J. Robbins, “The first 70 semiconductor Auger processes,” *Solid State Electronics*, vol. 21, no. 11-12, pp. 1289-1294, 1978.
- [40] Z. Djuri , Z. Jakši , A. Vujani , and M. Smiljani , “A simple approximative method for determination of Auger 1 lifetime in degenerate narrow gap semiconductors,” *Infrared Phys.*, vol. 34, no. 6, pp. 601-605, 1993.
- [41] J. B. Johnson, “Thermal agitation of electricity in conductors,” *Phys. Rev.*, vol. 32, no. 1, pp. 97-109, 1928.
- [42] H. Nyquist, “Thermal agitation of electric charge in conductors,” *Phys. Rev.*, vol. 32, no. 1, pp. 110-113, 1928.
- [43] M. S. Gupta, *Electrical Noise: Fundamentals & Sources*, IEEE Press, New York, 1977.
- [44] J. Liang, W. Hu, Z. Ye, L. Liao, Z. Li, X. Chen, and W. Lu, “Improved performance of HgCdTe infrared detector focal plane arrays by modulating light field based on photonic crystal structure,” *J. Appl. Phys.*, vol. 115, no. 18, pp. 184504.1-6, 2014.
- [45] P. Capper, and J. Garland, eds., “Mercury Cadmium Telluride: Growth, Properties and Applications,” Chichester, UK: John Wiley & Sons Ltd, 2011.
- [46] G. L. Hansen, J. L. Schmit, and T. N. Casselman, “Energy gap versus alloy composition and temperature in Hg_{1-x}Cd_xTe,” *J. Appl. Phys.*, vol. 53, no. 10, pp. 7099-7101, 1982.
- [47] Z. Jakši , and O. Jakši , "Simple approximation for absorption coefficient in degenerate HgCdTe," *Proceedings of the International Conference on Microelectronics*, Niš, 1, pp. 117-120.
- [48] Z. Jakši , M. Obradov, S. Vukovi , and M. Beli , “Plasmonic enhancement of light trapping in photodetectors,” *Facta Universitatis, Series: Electronics and Energetics*, vol. 27, no. 2, pp. 183-203, 2014.

- [49] H. A. Macleod, *Thin-Film Optical Filters*, Institute of Physics Publishing, Bristol, UK, 2001.
- [50] P. Yeh, *Optical waves in layered media*, Wiley New York, 1988.
- [51] R. Jacobsson, "Light Reflection from Films of Continuously Varying Refractive Index," *Progress in optics*, vol. 5, pp. 247-286, 1966.
- [52] W. H. Southwell, "Gradient-index antireflection coatings," *Opt. Lett.*, vol. 8, no. 11, pp. 584-586, 1983.
- [53] O. Stenzel, *The physics of thin film optical spectra: an introduction*, Springer, Berlin Heidelberg New York, 2005.
- [54] X. Li, J. Gao, L. Xue, and Y. Han, "Porous Polymer Films with Gradient-Refractive-Index Structure for Broadband and Omnidirectional Antireflection Coatings," *Advanced Functional Materials*, vol. 20, no. 2, pp. 259-265, 2010.
- [55] L. D. Landau, and E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media*, Pergamon Press, Oxford, UK, 1984.
- [56] Y. Ono, Y. Kimura, Y. Ohta, and N. Nishida, "Antireflection effect in ultrahigh spatial-frequency holographic relief gratings," *Appl. Opt.*, vol. 26, no. 6, pp. 1142-1146, 1987.
- [57] J. A. Hiller, J. D. Mendelsohn, and M. F. Rubner, "Reversibly erasable nanoporous anti-reflection coatings from polyelectrolyte multilayers," *Nature Mater.*, vol. 1, no. 1, pp. 59-63, 2002.
- [58] T. K. Gaylord, W. Baird, and M. Moharam, "Zero-reflectivity high spatial-frequency rectangular-groove dielectric surface-relief gratings," *Appl. Opt.*, vol. 25, no. 24, pp. 4562-4567, 1986.
- [59] D. A. G. Bruggeman, "Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen, I. Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen," *Ann. Phys. Lpz.*, vol. 24, pp. 636-679, 1935.
- [60] T. G. Mackay, and A. Lakhtakia, "A limitation of the Bruggeman formalism for homogenization," *Opt. Commun.*, vol. 234, no. 1-6, pp. 35-42, 2004.
- [61] W. H. Southwell, "Pyramid-array surface-relief structures producing antireflection index matching on optical surfaces," *JOSA A*, vol. 8, no. 3, pp. 549-553, 1991.

- [62] A. Yariv, and P. Yeh, “Electromagnetic propagation in periodic stratified media. II. Birefringence, phase matching, and x-ray lasers,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 67, no. 4, pp. 438-447, 1977.
- [63] P. Yeh, A. Yariv, and C.-S. Hong, “Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. General theory,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 67, no. 4, pp. 423-438, 1977.
- [64] P. Lalanne, and J.-P. Hugonin, “High-order effective-medium theory of subwavelength gratings in classical mounting: application to volume holograms,” *JOSA A*, vol. 15, no. 7, pp. 1843-1851, 1998.
- [65] P. Vukusic, and J. R. Sambles, “Photonic structures in biology,” *Nature*, vol. 424, no. 6950, pp. 852-855, 2003.
- [66] A. R. Parker, and H. E. Townley, “Biomimetics of photonic nanostructures,” *Nature Nanotech.*, vol. 2, no. 6, pp. 347-353, 2007.
- [67] P. B. Clapham, and M. C. Hutley, “Reduction of lens reflexion by the 'moth eye' principle,” *Nature*, vol. 244, no. 5414, pp. 281-282, 1973.
- [68] P. B. Johnson, and R.-W. Christy, “Optical constants of the noble metals,” *Physical Review B*, vol. 6, no. 12, pp. 4370, 1972.
- [69] M. W. Knight, N. S. King, L. Liu, H. O. Everitt, P. Nordlander, and N. J. Halas, “Aluminum for plasmonics,” *ACS Nano*, vol. 8, no. 1, pp. 834-840, 2013.
- [70] J. A. Fan, C. Wu, K. Bao, J. Bao, R. Bardhan, N. J. Halas, V. N. Manoharan, P. Nordlander, G. Shvets, and F. Capasso, “Self-assembled plasmonic nanoparticle clusters,” *Science*, vol. 328, no. 5982, pp. 1135-1138, 2010.
- [71] M. Schmid, R. Klenk, M. C. Lux-Steiner, M. Topi , and J. Kr , “Modeling plasmonic scattering combined with thin-film optics,” *Nanotechnology*, vol. 22, no. 2, pp. 025204.1-10, 2010.
- [72] Z. Yu, A. Raman, and S. Fan, “Fundamental limit of nanophotonic light trapping in solar cells,” *Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A.*, vol. 107, no. 41, pp. 17491-17496, 2010.
- [73] H. R. Stuart, and D. G. Hall, “Thermodynamic limit to light trapping in thin planar structures,” *JOSA A*, vol. 14, no. 11, pp. 3001-3008, 1997.
- [74] F. J. Beck, A. Polman, and K. R. Catchpole, “Tunable light trapping for solar cells using localized surface plasmons,” *J. Appl. Phys.*, vol. 105, no. 11, 2009.

- [75] M. A. Green, and S. Pillai, "Harnessing plasmonics for solar cells," *Nature Photonics*, vol. 6, no. 3, pp. 130-132, 2012.
- [76] E. A. Schiff, "Thermodynamic limit to photonic-plasmonic light-trapping in thin films on metals," *J. Appl. Phys.*, vol. 110, no. 10, pp. 104501, 2011.
- [77] P. Nordlander, C. Oubre, E. Prodan, K. Li, and M. Stockman, "Plasmon hybridization in nanoparticle dimers," *Nano Lett.*, vol. 4, no. 5, pp. 899-903, 2004.
- [78] W. Ahn, S. V. Boriskina, Y. Hong, and B. r. M. Reinhard, "Electromagnetic field enhancement and spectrum shaping through plasmonically integrated optical vortices," *Nano Lett.*, vol. 12, no. 1, pp. 219-227, 2011.
- [79] Z. Jakšić, M. Milinović, and D. Randjelović, "Nanotechnological enhancement of infrared detectors by plasmon resonance in transparent conductive oxide nanoparticles," *Strojniski Vestnik/Journal of Mechanical Engineering*, vol. 58, no. 6, pp. 367-375, //, 2012.
- [80] T. Minami, "Transparent conducting oxide semiconductors for transparent electrodes," *Semicond. Sci. Tech.*, vol. 20, no. 4, pp. S35, 2005.
- [81] A. G. Brolo, R. Gordon, B. Leathem, and K. L. Kavanagh, "Surface Plasmon Sensor Based on the Enhanced Light Transmission through Arrays of Nanoholes in Gold Films," *Langmuir*, vol. 20, no. 12, pp. 4813-4815, 2004.
- [82] J. B. Pendry, "Negative refraction makes a perfect lens," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, no. 18, pp. 3966-3969, 2000.
- [83] J. Schuster, and E. Bellotti, "Analysis of optical and electrical crosstalk in small pitch photon trapping HgCdTe pixel arrays," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, no. 26, pp. 261118.1-4, 2012.
- [84] J. Schuster, and E. Bellotti, "Numerical simulation of crosstalk in reduced pitch HgCdTe photon-trapping structure pixel arrays," *Opt. Express*, vol. 21, no. 12, pp. 14712-14727, 2013.
- [85] Z. Yu, G. Veronis, S. Fan, and M. L. Brongersma, "Design of midinfrared photodetectors enhanced by surface plasmons on grating structures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 15, pp. 151116.1-3, 2006.
- [86] H. Liu, and P. Lalanne, "Microscopic theory of the extraordinary optical transmission," *Nature*, vol. 452, no. 7188, pp. 728-731, 2008.

- [87] T. V. Teperik, F. J. G. De Abajo, A. G. Borisov, M. Abdelsalam, P. N. Bartlett, Y. Sugawara, and J. J. Baumberg, “Omnidirectional absorption in nanostructured metal surfaces,” *Nature Photonics*, vol. 2, no. 5, pp. 299-301, 2008.
- [88] M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, L. L. Long, and M. R. Querry, “Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W,” *Appl. Opt.*, vol. 24, no. 24, pp. 4493-4499, 1985/12/15, 1985.
- [89] J. P. Berenger, “A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves,” *Journal of Computational Physics*, vol. 114, no. 2, pp. 185-200, 1994.
- [90] S. Sun, Q. He, S. Xiao, Q. Xu, X. Li, and L. Zhou, “Gradient-index metasurfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves,” *Nature Mater.*, vol. 11, no. 5, pp. 426-431, 2012.
- [91] D. Tanasković, M. Obradov, O. Jakšić, and Z. Jakšić, “Nonlocal effects in double fishnet metasurfaces nanostructured at deep subwavelength level as a path toward simultaneous sensing of multiple chemical analytes,” *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, vol. 18, pp. 36-42, 2016.
- [92] F. G. De Abajo, “Colloquium: Light scattering by particle and hole arrays,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 79, no. 4, pp. 1267, 2007.
- [93] H. Lezec, and T. Thio, “Diffracted evanescent wave model for enhanced and suppressed optical transmission through subwavelength hole arrays,” *Opt. Express*, vol. 12, no. 16, pp. 3629-3651, 2004.
- [94] S. Selberherr, *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices*, Springer Verlag, Berlin, 1984.

Biografski podaci

22. 10. 1984. . ,
.
– ,
,
2003/04.
2008. ”
”,
2010. ,
, ”
”,
2010.
, (-) ,
8
, 18
8 .
,
, , , ,
.
: 2008 – 2011. „ ,
” -11027; 2011 – „ , -
, –
”, -32008. ,
7 , 2008 – 2012. „Reinforcement of Regional Microsystems and
Nanosystems Center – REGMINA”, FP7 REGPOT EU 205533.

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани-а _____ Марко Обрадов _____

број уписа _____ 5022/2010 _____

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

_____ Плазмонске структуре за побољшање полупроводничких
_____ инфрацрвених детектора _____

- 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, 22.06.2016



Прилог 2.

**Изјава о истоветности штампане и електронске
верзије докторског рада**

Име и презиме аутора Марко Обрадов

Број уписа 5022/2010

Студијски програм _____

Наслов рада Плазмонске структуре за побољшање полупроводничких инфрацрвених детектора

Ментор др Зоран Јакшић, научни саветник, Институт за хемију, технологију и металургију

Потписани Марко Обрадов

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, 22.06.2016.

Марко Обрадов

Прилог 3.

Изјава о коришћењу

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

Плазмонске структуре за побољшање полупроводничких
инфрацрвених детектора

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).

Потпис докторанда

У Београду, 22.08.2016.



1. Ауторство - Дозвољаваје 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. Дозвољаваје 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. Дозвољаваје 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. Дозвољаваје 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. Дозвољаваје 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. Дозвољаваје 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.