

UNIVERZITET U BEOGRADU
ELEKTROTEHNIČKI FAKULTET



Dragan M. Tanasković

**NANOPLAZMONSKI METAMATERIJALI
ZA NOVU GENERACIJU HEMIJSKIH,
BIOHEMIJSKIH I BIOLOŠKIH SENZORA**

– Doktorska disertacija –

Beograd, 2016.

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING



Dragan M. Tanasković

**NANOPLASMONIC METAMATERIALS
FOR A NEW GENERATION OF
CHEMICAL, BIOCHEMICAL AND
BIOLOGICAL SENSORS**

– Doctoral Dissertation –

Belgrade, 2016

Mentori:

dr Jakšić Zoran, naučni savetnik,
Univerzitet u Beogradu, Institut za hemiju tehnologiju i metalurgiju

dr Tadić Milan, redovni profesor,
Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet

Članovi komisije:

dr Jelena Radovanović, redovni profesor
Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet

dr Katarina Radulović, naučni savetnik
Univerzitet u Beogradu, Institut za hemiju tehnologiju i metalurgiju

dr Nemanja Čukarić, docent
Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet

ČLANOVI KOMISIJE

dr Zoran Jakšić, naučni savetnik
Univerzitet u Beogradu, Institut za hemiju tehnologiju i metalurgiju

dr Milan Tadić, redovni profesor
Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet

dr Jelena Radovanović, redovni profesor
Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet

dr Katarina Radulović, naučni savetnik
Univerzitet u Beogradu, Institut za hemiju tehnologiju i metalurgiju

dr Nemanja Čukarić, docent
Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet

Datum odbrane:

Zahvalnost

Izrada ove disertacije ne bi bila moguća bez iskrene i pre svega nesebične pomoći mog mentora prof. dr Zorana Jakšića.

Imao sam veliku sreću i privilegiju da saradujemo i provedemo vreme zajedno na problematici senzora u Centru za mikroelektronske tehnologije i monokristale a danas IHTM-CMT u Beogradu.

Smatra se da je za oblast sensorike pre svega potrebna mala dobro uigrana ekipa ljudi koji dobro saraduju, brzo definišu i rešavaju najrazličitije probleme koji se mogu naći na putu projektovanja i izrade senzora visokih performansi. Sve ovo jednostavno opisuje moje kolege kojima dugujem zahvalnost za pomoć, podršku i strpljenje koje su mi pružali u toku izrade disertacije.

Zahvaljujem se i profesorima dr. Milanu Tadiću i dr Jeleni Radovanović sa Elektrotehničkog fakulteta koji je i dan danas ostao moj drugi dom i mesto gde sam se uvek osećao podmlađeno.

NANOPLAZMONSKI METAMATERIJALI ZA NOVU GENERACIJU HEMIJSKIH, BIOHEMIJSKIH I BIOLOŠKIH SENZORA.

Rezime

Potreba za osetljivim sensorima hemijskih, biohemijskih i bioloških agensa u današnjem svetu sve je veća, od industrije, preko biomedicine, do očuvanja okoline i protivterorističke odbrane. Među najosetljivijim i najsvestranijim napravama ove vrste su elektromagnetski senzori, naročito oni koji svoju funkciju zasnivaju na površinskim plazmonima-polaritonima (surface plasmons polaritons, SPP) na međupovršini metal-dielektrik. Sa dolaskom nanotehnologija otvorila se mogućnost da se proizvodu metal-dielektrični nanokompoziti, čime je omogućen novi stepen slobode u dobijanju SPP senzora i stvorena nova grana elektromagnetske optike koja je nazvana plazmonika. Posebno bitan proboj predstavljaju elektromagnetski metamaterijali koji se mogu definisati kao veštačke strukture sa elektromagnetskim odnosno optičkim osobinama kakve se ne pojavljuju uobičajeno u prirodi. Možda najpoznatiji primer su tzv. "levoruki" metamaterijali, strukture čiji efektivni indeks prelamanja u određenom opsegu talasnih dužina dostiže negativne vrednosti.

Ova disertacija okrenuta je razmatranju upotrebljivosti plazmonske metamaterijala za visokoosetljive senzore hemijskih, biohemijskih i bioloških agensa. Osnovna ideja je da se kontrolisanim strukturiranjem metal-dielektričnih nanokompozita obezbedi projektovanje novih elektromagnetskih modova. Oni će se zatim iskoristiti za prevazilaženje principskih ograničenja konvencionalnih plazmonske senzora i povećanje njihove osetljivosti i selektivnosti.

Koncept metamaterijala sa jedne strane daje mogućnost inženjeringa frekventne disperzije i time formiranja optičkih modova neostvarivih u prirodnim materijalima, a sa druge dozvoljava modifikovanje prostorne disperzije, odnosno kontrolisano menjanje optičkog prostora (tzv. transformaciona optika). Jedna od osnovnih posledica ovoga jeste mogućnost lokalizovanja optičkog polja na duboko podtalasne domene, što dovodi do drastičnog povećanja osetljivosti hemijskih, biohemijskih i bioloških senzora. Druga posledica je mogućnost formiranja plazmonske nanokompozita koji kroz uvođenje novih modova omogućuju selektivno očitavanje prisustva ciljanih agensa. Najzad, u

takvim strukturama konstrukcijski se obezbeđuje efikasno sprezanje sa snopom za očitavanje, što je jedan od velikih problema kod konvencionalnih SPP senzora.

Za osnovnu strukturu izabrani su dvostruki mrežasti metamaterijali (double fishnet), koji se sastoje od dvodimenzionalne matrice podtalasnih apertura u sendviču metal-dielektrik-metal. Ovi materijali već su se pokazali kao verovatno najbolji za dobijanje negativnih vrednosti indeksa prelamanja u optičkom domenu. Njihovo korišćenje za hemijske senzore predloženo je u Centru za mikroelektronske tehnologije Instituta za hemiju, tehnologiju i metalurgiju, Univerziteta u Beogradu.

U ovoj disertaciji predložene su, projektovane, modelovane i analizirane nove geometrije za hemijske senzore bazirane na dvostrukim mrežastim plazmanskim metamaterijalima. Za simulaciju karakteristika i performansi senzora primenjena je metoda konačnih elemenata preko programskog paketa „COMSOL Multiphysics”. Razmatrane su simetrične strukture sa smanjenim apsorpcionim gubicima, kao i mogućnost korišćenja alternativnih plazmanskih materijala (providno provodni oksidi kao npr. indijum kalaj oksid) umesto metala. Poseban deo je posvećen dvostrukim mrežastim metamaterijalima sa kompleksnim oblikom apertura nastalim bulovskim operacijama između prostih geometrijskih oblika. Ove plazmonske strukture koriste efekte nelokalnosti i pojavu "vrućih tačaka" sa velikim koncentracijama elektromagnetskog polja radi istovremenog obezbeđivanja visoke osetljivosti i selektivnosti, pri čemu nema potrebe za korišćenje receptorskog sloja koji je obavezan na konvencionalnim SPP napravama. Razmatrana je praktična upotrebljivost predloženih struktura za detekciju agensa od posebnog interesa za zaštitu čovekove okoline i detekciju opasnih materija kao što je benzen, kao i neki aspekti mogućnosti praktične izrade konkretnih metamaterijalnih struktura korišćenjem metoda mikrofabrikacije raspoloživih u domaćim uslovima.

Ključne reči: nanotehnologije, nanofotonika, plazmonika, metamaterijali, plazmanski senzori, hemijski i biološki senzori, refraktometrijski senzori

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

UDK:

NANOPLASMONIC METAMATERIALS FOR A NEW GENERATION OF CHEMICAL, BIOCHEMICAL AND BIOLOGICAL SENSORS

Summary

The need for sensitive sensors of chemical, biochemical and biological analytes in the contemporary world is ever increasing, from industry, to biomedicine, to environmental protection and homeland defense. Among the most sensitive and most versatile devices of this kind are electromagnetic sensors, especially those with their function based on surface plasmons polaritons (SPP) at a metal-dielectric interface. The advent of nanotechnologies ensured a possibility to fabricate metal-dielectric nanocomposites, thus ensuring a novel degree of freedom in the fabrication of SPP and creating a new branch of electromagnetic optics, the plasmonics. An especially important breakthrough are electromagnetic metamaterials that can be defined as artificial structures with electromagnetic or optic properties which do not occur usually in nature. Maybe the best known example are the so-called "left-handed" metamaterials, the structures whose effective refractive index in a given wavelength range reaches negative values.

This dissertation is dedicated to a consideration of the applicability of plasmonic metamaterials for highly sensitive sensors of chemical, biochemical and biological analytes. The basic idea is to ensure the design of new electromagnetic modes through controlled structuring of metal-dielectric nanocomposites. These modes are further used to overcome the fundamental limitations of conventional plasmonic sensors and to increase their sensitivity and selectivity.

The concept of metamaterial from one side offers an opportunity to engineer the frequency dispersion and thus to design optical modes unattainable in natural materials, while from the other side it allows the modification of the spatial dispersion, i.e. controlled changing of the optical space (the so-called transformation optics). One of the main consequences is the possibility to concentrate the optical field into deep subwavelength domains, which leads to a drastic increase of the sensitivity of chemical, biochemical and biological sensors. Another consequence is the possibility to form plasmonic nanocomposites which by introducing new modes ensure selective readout of

the targeted analytes. Finally, the geometry of such structures ensures efficient coupling with a readout beam, which is a large problem with the conventional SPP sensors.

Double fishnet metamaterials are chosen as the basic structure, consisting of a two-dimensional array of subwavelength apertures in a metal-dielectric-metal sandwich. These materials already proved themselves as probably the best structures to achieve negative values of refractive index in the optical domain. Their use for chemical sensors was first proposed in the Center of Microelectronic Technologies, Institute of Chemistry, Technology and Metallurgy, University of Belgrade.

New geometries for chemical, biochemical and biological sensors based on double fishnet plasmonic metamaterials are proposed, designed, modeled and analyzed in this dissertation. The method of finite elements was used to simulate the characteristics and the performances of the sensors (the software package "COMSOL Multiphysics").

Symmetric structures with decreased absorption losses are considered, as well as the possibility to use alternative plasmonic materials like transparent conductive oxides (Indium tin oxide) instead of metal. One part is dedicated to double fishnet metamaterials with complex shapes of apertures produced by Boolean operations applied to simple geometric forms. These plasmonic structures utilize the effects of nonlocality and the appearance of "hotspots" with high concentrations of electromagnetic fields to simultaneously ensure high sensitivity and high selectivity, while at the same time avoiding the need to utilize a receptor layer which is mandatory in conventional SPP devices. The practical usability of the proposed structures for the detection of analytes of special interest for environmental protection and monitoring of dangerous substances like e.g. benzene, as well as some aspects of the possibilities of practical fabrication of the particular metamaterial structures using methods of microfabrication available at the national level.

Keywords: Nanotechnologies, Nanophotonics, Plasmonics, Metamaterials, Plasmonic Sensors, Chemical and Biological Sensors, Refractometric Sensors

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

UDC:

Sadržaj

Zahvalnost	iii
Rezime	iv
Summary.....	vi
Sadržaj	viii
1. Uvod	1
2. Teorija površinskih plazmona-polaritona na nanostrukturama za primene u HBB senzorici.....	5
2.1 Kratko o istorijatu plazmonike	5
2.2 Optičke osobine materijala. Drude-Lorencov model	7
2.2.1 Klasična teorija disperzivnih sredina.....	7
2.2.2 Drudeov model	8
2.2.3 Lorencov model.....	10
2.3. Elektromagnetska teorija površinskih plazmona-polaritona	11
2.3.1 Osnove elektromagnetske teorije SPP	11
2.3.2 Površinski plazmoni-polaritoni (SPP) u metal-dielektričnim nanokompozitima	14
2.3.3 Prostirući i lokalizovani površinski plazmoni	19
2.3.4 Površinski plazmoni dalekog dometa	22
2.3.5 EOT - Prekomerna optička transmisija	26
2.4. Metode pobuđivanja i detekcije površinskih plazmona polaritona	28
2.5 Alternativni plazmonske materijali	30
2.5.1 Alternativni metali.....	31
2.5.2 Poluprovodnici	31
2.5.3 Providni provodni oksidi	32

3. Osnove elektromagnetske teorije plazmonske metamaterijala	34
3.1 Definicija elektromagnetskih metamaterijala	34
3.2 Metamaterijali sa negativnim indeksom prelamanja	36
3.3 Klasifikacija i neki osnovni tipovi gradivnih blokova za elektromagnetne metamaterijale	39
3.3.1 Žičani metamaterijali (veštački dielektrici)	39
3.3.2 Rezonatori sa rascepljenim prstenom (SRR)	40
3.3.3 Jednostruki mrežasti metamaterijali – EOT	42
3.3.4 Mrežasti metamaterijali sa negativnim indeksom prelamanja	43
3.3.5 Mrežasti metamaterijali sa kompleksnim oblikom jedinične ćelije	45
3.4 Metoda homogenizacije i teorija efektivnog medijuma za nanoplazmoniku	48
3.5 Ekstrakcija konstitutivnih optičkih parametara metamaterijalnog nanokompozitana osnovu parametara rasejanja	51
4. Plazmonski metamaterijali kao platforma za hemijske, biohemijske i biološke senzore	59
4.1 Princip rada i osnovni koncepti	59
4.2. Osetljivost refraktometrijskih plazmonske senzora	61
4.3 Način izlaganja agensu, adsorpcija i desorpcija u sensorima zasnovanim na plazmonskim metamaterijalima	63
4.4 Selektivnost plazmonske senzora	64
4.5 Stanje istraživanja metamaterijalnih hemijskih i bioloških senzora u svetu	66
4.6 Inženjering disperzije	69
5. Projektovanje, modelovanje i simulacija	73
5.1 Metoda konačnih elemenata za elektromagnetsku simulaciju plazmonske metamaterijala	74
5.2 Koraci za kreiranje modela jedinične ćelije u okruženju COMSOL Multiphysics	78

5.2.1 Definisane geometrije.....	78
5.2.2 Definisane materijala.....	80
5.2.3 Definisane modela za izracunavanje granicnih uslova i pobude.....	80
5.2.4 Definisane prostorne segmentacije (mreža konačnih elemenata)	83
5.2.5 Podešavanje proračuna	85
5.2.6 Analiza rezultata	85
6. Rezultati simulacije i optimizacije mrežastih metamaterijala za senzorske primene.	87
6.1 Definicija problema	87
6.2 Simulacija mrežastog metamaterijala na slobodnostojećoj nanomembrani (viseći metamaterijalni talasovod)	90
6.3 Jednostruki mrežasti metamaterijali sa alternativnim plazmanskim konstituentom: slučaj provodnih providnih oksida	97
6.4 Dvostruki mrežasti metamaterijali sa alternativnim plazmanskim konstituentom: slučaj provodnih providnih oksida	100
6.5 Mrežasti metamaterijali bazirani na superćelijama: ugaoni podobjekti	106
6.6 Mrežasti metamaterijali bazirani na superćelijama: replikacija osnovnog motiva	115
7. Zaključak	125
8. Literatura	131

1. Uvod

Tokom poslednjih deceniju i po veliko interesovanje naučne i inženjerske javnosti privlače tzv. metamaterijali, odnosno veštačke kompozitne strukture sa vrednostima elektromagnetskih parametara koje ne mogu da se uobičajeno nađu u prirodi [Pendry, 2004,1; Cai, 2009]. Ove strukture omogućuju dostizanje vrlo visokih vrednosti efektivnog indeksa prelamanja, vrlo niskih (ispod 1, čak bliskih nuli) i negativnih. Metamaterijali omogućuju fokusiranje i lokalizaciju polja na dimenzijama znatno manjim od radne talasne dužine, što je privuklo brojne istraživačke timove i dovelo do predloga različitih aplikacija. Prema časopisu *Science*, metamaterijali su u 2010. izabrani za jedan od deset ključnih naučnih proboja decenije, nezavisno od oblasti nauke [Service, 2010].

Lokalizovana elektromagnetna polja su izuzetno osetljiva na makar i najmanje promene indeksa prelamanja okruženja, što je od ključnog značaja za mogućnost upotrebe metamaterijala za visokoosetljive hemijske ili biološke senzore. Kombinovanjem gradivnih blokova metamaterijalnih kompozita može se u potpunosti kontrolisati frekventna disperzija metamaterijala, što za posledicu ima kontrolu spektralne transmisije, refleksije i apsorpcije. Sa druge strane, podtalasna lokalizacija elektromagnetnog polja koju pružaju metamaterijali daje kontrolu nad prostornom disperzijom, što je omogućilo nastanak transformacione optike u kojoj se geometrija optičkog prostora može podešavati po želji [Chen, 2010].

Inženjering indeksa prelamanja pomoću metamaterijala može se raditi u različitim spektralnim oblastima, a najčešće su primene u mikrotalasnoj, submilimetarskoj (terahercnoj), infracrvenoj i vidljivoj. Za infracrvenu i vidljivu oblast neophodno je nanostrukturiranje metamaterijalnog kompozita i česta je upotreba tzv. plazmonskih metamaterijala.

Rezonantna interakcija koja nastaje sprežanjem elektromagnetnog talasa sa slobodnim elektronima u metalnim strukturama dovodi do pojave površinskih plazmona-polaritona (Surface Plasmon Polariton, SPP). Među najvažnijim svojstvima SPP je mogućnost lokalizacije i kanalisanja elektromagnetskih polja u zapreminama znatno manjim od talasne dužine svetlosti. Kao posledica istraživanja SPP nastala je

čitava nova grana elektromagnetike koja se bavi strukturama koje podržavaju modove površinskih plazmona-polaritona. Ova grana naziva se u literaturi plazmonika ili nanoplazmonika. Zahvaljujući lokalizaciji polja, optičke osobine nanostrukturiranih metal-dielektričnih kompozita koji zapravo predstavljaju plazmonske metamaterijale i funkcionišu na optičkim talasnim dužinama otvaraju fascinantne mogućnosti u mnogim poljima, počev od fundamentalnih nauka, sve do konkretnih aplikacija nezamenljivih za širok spektar primena. Jedna od najistaknutijih oblasti primene plazmonike su senzori hemijskih, biohemijskih i bioloških agensa [Homola, 2006; Brolo, 2012] koji ispoljavaju ekstremne osetljivosti, sve do detekcije pojedinačnih molekula [Zijlstra, 2012; Stockman, 2011].

Potreba za nanostrukturiranjem prilikom tehnološke izrade plazmonskih naprava predstavlja značajnu teškoću, jer podrazumeva korišćenje skupe i složene opreme. Da bi se broj pokušaja i grešaka prilikom izrade minimizovao, numeričke simulacije elektromagnetskih svojstava nezamenljive su prilikom projektovanja plazmonskih struktura. Među ovim postupcima značajno mesto pripada metodi konačnih elemenata koja se dokazala kao moćan alat za projektovanje i optimizaciju najraznovrsnijih elektromagnetskih struktura.

Ova disertacija posvećena je razmatranju upotrebe nanoplazmonskih struktura za novu generaciju visokoosetljivih senzora hemijskih, biohemijskih i bioloških (HBB) agensa. Osnovni koncept je razmatranje novih, do sada nekorisćenih struktura i funkcionalnosti sa ciljem povećanja osetljivosti i selektivnosti, prevazilaženja konstrukcijskih ograničenja konvencionalnih plazmonskih senzora i omogućavanja novih mehanizama očitavanja signala. U tu svrhu razmatrani su projektovanje, modelovanje i simulacija novih nanoplazmonskih senzora i vršena je njihova analiza.

Disertacija se nadovezuje na istraživanja rađena poslednjih nekoliko godina u Centru za mikroelektronske tehnologije Instituta za hemiju, tehnologiju i metalurgiju Univerziteta u Beogradu. U okviru disertacije predložene su i opisane nove strukture plazmonskih metamaterijala pogodne za HBB senzore i analizirane su njihove elektromagnetske osobine metodom konačnih elemenata, korišćenjem programskog paketa COMSOL Multyphysics 4.2.

Kao osnovna struktura korišćen je planarni niz uređenih matrica podtalasnih apertura u metal-dielektričnoj podlozi, odnosno tzv. mrežasti metamaterijal (ovde

spadaju jednoslojne i višeslojne strukture koje se u literaturi nazivaju "ribarske mreže", odnosno "Fishnet") [Kafesaki, 2007, Jakšić, 2009]. Ovakve strukture imaju kvazidvodimenzionalnu (2D) geometriju, što je naročito pogodno za praktičnu implementaciju korišćenjem konvencionalnih planarnih i mikromašinskih tehnologija.

Tematika plazmonske metamaterijale sa nizovima podtalasne aperture intenzivno je istraživana poslednjih godina, kako teorijski, tako i eksperimentalno. Međutim, razmatranje ovih struktura u kontekstu primene za HBB senzore praktično je u povoju. Početna teorijska i eksperimentalna istraživanja pre svega su rađena za jednoslojne strukture EOT tipa (Extraordinary Optical Transmission), gde se pokazalo da nude značajne prednosti u odnosu na konvencionalne strukture. Jedan od zadataka disertacije bio je da se ovlada tehnikom analize jediničnih ćelija različitih tipova mrežastih metamaterijala i da se omogući ispitivanje uticaja modifikacije njegovih geometrijskih parametara, kao i materijalnih parametara sa ciljem dobijanja senzora poboljšanih osobina.

Rukopis je organizovan u šest glava. Prva glava predstavlja uvod. U drugoj glavi su sa teorijskog aspekta prikazane elektromagnetne osobine struktura plazmonske struktura. Razumevanje elektromagnetske prirode površinskih plazmona polaritona i generalno prostirućih i evanescentnih modova u kontekstu složenih nanokompozitnih struktura je od presudnog značaja za moguće primene u HBB senzoricima.

Treća glava je posvećena elektromagnetici metamaterijala, odnosno kompleksnih nanostrukturiranih metal-dielektrika. Date su definicije, prikazane karakteristične osobine metamaterijala sa negativnim indeksom prelamanja i dat je pregled osnovnih tipova gradivnih blokova za metamaterijale. Izloženi su metoda homogenizacije i prikazane neke osobine teorije efektivnog medijuma od značaja za rad na ovoj disertaciji. Najzad je detaljno data metoda ekstrakcije efektivnih parametara iz parametara rasejanja metamaterijala generalno primenljiva za različite tipove struktura, uključujući i one u kojima analitičke aproksimacije efektivnog medijuma ne daju ispravne rezultate.

U glavi četiri prikazani su osnovni koncepti neophodni za opis HBB senzora baziranih na plazmonske metamaterijalima. Opisani su princip rada i osnovni koncepti koji su primenljivi na refraktometrijske senzore generalno. U okviru toga obrađivani su načini izlaganja senzora ciljanom agensu, kao i načini vezivanja agensa za aktivni deo

senzora mehanizmom adsorpcije i desorpcije. Zatim je prikazano trenutno stanje istraživanja u svetu vezano za tematiku metamaterijalnih HBB senzora. Najzad je analizirana mogućnost inženjeringa frekventne disperzije pomoću metamaterijala kao bitan faktor za poboljšanje selektivnosti HBB senzora.

U petoj glavi izložen je metod konačnih elemenata kao i neke pojedinosti vezane za rad u programskom paketu COMSOL Multiphysics. Opisani su procesi generisanja numeričkog modela plazmonske nanostrukture i podešavanja parametara simulacije.

Šesta glava se odnosi na rezultate dobijene simulacijama mrežastih metamaterijala. Prikazani su rezultati izračunavanja sa plazmonskim materijalima koji omogućuju manji nivo gubitaka i povećanu osetljivost. Opisane su predložene nove strukture koje podrazumevaju rad sa kompleksnim jediničnim ćelijama (jedinične „superćelije”) kod kojih se efekat nelokalnosti na vrućim tačkama („hot-spots”) sa velikim intezitetom lokalizovanog elektromagnetskog polja namerno upotrebljava da bi se postiglo odstupanje od aproksimacije efektivnog medijuma i dobili novi modovi od interesa za povećanje selektivnosti HBB senzora.

U poslednjem, sedmoj glavi izložen je zaključak, prikazani su rezultati proistekli iz ovog rada i date su smernice za buduća istraživanja.

2. Teorija površinskih plazmona-polaritona na nanostrukturama za primene u HBB senzoricima

Pod pojmom nanotehnologija ne podrazumeva se neki određeni proces, niti se posmatra samo određena vrsta materijala nego je to sposobnost posmatranja, merenja, obrade i proizvodnje elemenata na nanometarskom nivou. Ovde spada svaka tehnologija izrade koja koristi elemente karakterističnih dimenzija ispod 100 nm [Brongersma, 2010]. Osobine materijala na ovom nivou po pravilo se razlikuju, često i drastično, od odgovarajućih pri većim razmerama, kako zbog efekta skaliranja dimenzija, tako i zbog novih fizičkih efekata koji se javljaju na nanometarskim domenima. Ponašanje elektromagnetskih nanostrukture i pored malih dimenzija može da se opiše koristeći konvencionalne Maksvelove jednačine [Ramakrishna, 2005], ali je pri dovoljno malim dimenzijama (reda 2-3 nm i niže) neophodno uzeti u obzir i kvantne efekte [Marklund, 2008]. U ovom radu primenjujemo pristup uobičajeno korišćen u literaturi za proračune plazmonske metamaterijala [Dolling, 2007, Soukoulis, 2007] za koga se pokazalo da daje dobro slaganje između simulacija i eksperimenta i koristimo standardne Maksvelove jednačine u diferencijalnoj formi, bez uračunavanja kvantnih efekata nelokalnosti.

Pre prelaska na analizu i predviđanje optičkih osobina osnovnih gradivnih elemenata predloženih uređenih plazmonske nanostrukture, potrebno je navesti osnovne elemente fizike plazmonike i zakonitosti o kojima moramo da vodimo računa prilikom analize. Ovo je pre svega vezano za materijalne parametre metal-dielektričnih struktura u kontekstu plazmonike.

2.1 Kratko o istorijatu plazmonike

Prvi podaci o postupcima koji uključuju plazmonske materijale datiraju još od vremena Feničana gotovo 3000 godina p. n. e. na mediteranskoj obali severno od današnje Haife. Povoljna mešavina kreča i silicijuma u pesku iz ove oblasti omogućavala je podešavanje boje prvobitnog stakla. Pravljeno u primitivnim pećima, staklo je bilo neprovidno zbog rasejanja svetlosti na vazдушnim mehurićima i česticama-nečistoćama. U prvom milenijumu p. n. e. razvijene su peći sa boljom kontrolom temperature i razvijeni su postupci sa ubacivanjem metalnih oksida i na taj način

kontrolisanom bojom. Postupcima koji su kontrolisali količinu oksida bakra dobijalo se crveno ili plavo staklo. U savremenoj literaturi posvećenoj tematici plazmonike najviše je pominjan Likurgov pehar [Cai, Shalaev, 2009]. Napravljen je u 4 veku nove ere i zelene je boje kada se gleda u odraženoj svetlosti, a crvene u propuštenoj. Efekti nastaju kao rezultat prisustva plazmonske čestice, tj. koloidnog zlata i srebra, u masu stakla pehara.

Tokom vremena nastavljeno je proučavanje dobijanja različitih optičkih osobina kombinacijom metalnih nano-inkluzija unutar dielektrika. Jedna od prvih zapisa o postupcima dobijanja šarenog stakla, bojenja dragog i poludragog kamenja je knjiga iz 8. veka n.e. od Džabir ibn Hajana (Jabir ibn Hayyan), „Knjiga skrivenih perli”.

Na prelazu u 20. vek pojavljuju se teorije koje pokušavaju da objašnjavaju ove pojave. Prvi zabeležen postupak da se napravi materijal sa podtalasnim strukturama je Jagadis Chunder Bose 1898. godine. Tokom 1904. J. C. M. Garnett je objavio članak „Colours in Metal Glasses and in Metallic Films” u Philosophical Transactions, Royal Society [Maxwell Garnett, 1904]. Važno je napomenuti da je on u ovom radu koristio Drudeov model za opisivanje optičkih osobina slobodnih elektrona u metalu i za objašnjavanje pojava u staklu sa primesama čestica zlata i srebra. Gustav Mie je 1908. godine objavio članak u kome je analizirao rasejanje elektromagnetnog polja na metalnim česticama sfernog oblika i omogućio izračunavanje elektromagnetnog polja unutar i izvan sfere.

Matematičko opisivanje površinskih elektromagnetnih talasa dato je početkom 20. veka u domenu radio talasa koji se prostiru duž površine provodnika konačne provodnosti [Sommerfeld, 1899, Zenneck, 1907]. U vidljivoj oblasti, opažanje anomalije pojave minimuma intenziteta svetlosti u spektru do koje dolazi kada se svetlost reflektuje sa metalne rešetke [Wood, 1902] nije povezivano sa ranijim teorijskim radovima sve do sredine 20. veka [Fano, 1941]. U to vreme, pojava gubitaka povezanih sa interakcijama na površini metala, zapažena je i pri difrakciji snopa elektrona na tankoj metalnoj foliji [Ritchie, 1957], što je 1960-tih povezano sa radom na optičkoj difrakcionoj rešetki [Ritchie, 1968]. U to vreme postignuta je ekscitacija površinskih talasa pomoću vidljive svetlosti korišćenjem sprežne prizme [Kretschmann, 1968].

Opšte prihvaćeno je da istorija metamaterijala počinje 1968. godine, kada je ruski fizičar Viktor Veselago u svom radu [Veselago, 1968] teorijski razmatrao svoju viziju materijala sa istovremeno negativnim vrednostima permitivnosti i permeabilnosti. U tom radu prvi put se koristi naziv levoruki materijali i na taj način opisuje činjenica da kod ovakvih materijala fazna brzina ima suprotan smer u odnosu na grupnu brzinu i brzinu toka energije i da vektori konstante faze električnog polja i magnetnog polja grade „levoruku trojku“. Pažnju naučne javnosti na metamaterijale ponovo je skrenuo J. Pendry tri decenije kasnije svojim radom iz 1999. [Pendry, 1999] kojim je pokazao da je levoruke metamaterijale zapravo moguće izraditi u stvarnosti. Prvi eksperimentalni metamaterijal proizveden je 2001. [Shelby, 2001].

2.2 Optičke osobine materijala. Drude-Lorencov model

2.2.1 Klasična teorija disperzivnih sredina

Kada postoji spoljašnje električno polje dolazi do premeštanja težišta elektronskog omotača atoma u odnosu na jezgro (elektronska polarizacija), promene međupoložaja pozitivnih i negativnih jona (jonska polarizacija) ili rotacije dipola (rotaciona polarizacija)

Kod velikog broja materijala postoji linearna zavisnost između električne indukcije D i električnog polja E u obliku:

$$\vec{D} = \varepsilon(\omega)\varepsilon_0\vec{E} \quad ; \quad \vec{D} = \varepsilon_0(1 + \chi_e)\vec{E} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P} \quad (2.2.1)$$

gdje je χ_e električna susceptibilnost, ε_0 je dielektrična permitivnost vakuuma ($\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m), \vec{P} je vektor polarizacije. Za anizotropne materijale, vektori \vec{P} i \vec{E} ne moraju obavezno da budu u istom pravcu. U opštem slučaju, susceptibilnost je funkcija frekvencije ω primenjenog polja. Kada je polje funkcija vremena t , polarizacija je konvolucija kontinualne Furijeove transformacije $\chi(\omega)$ sa funkcijom polja $E(t)$. Ukoliko je uzrok polarizacije izazvan elektromagnetskim talasom koji se prostire u dielektriku, uticaj orijentacione polarizacije je zanemarljiv, jer je vreme uspostavljanje ovog tipa polarizacije mnogo veće od perioda oscilovanja svetlosnog talasa. U tom slučaju preovlađuje elektronska polarizacija.

Na osnovu analogije između električne sile koja teži da polarizovane dipole vrati u početni položaj i elastične sile u jednostavnoj mehaničkoj opruzi koja se opisuje drugim Njutnovim zakonom, klasična teorija predstavlja disperzionu sredinu kao skup neinteragujućih, prigušenih harmonijskih oscilatora čija jednačina kretanja u prisustvu prostoperiodičnog električnog polja E ima oblik:

$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = -\frac{e}{m}E \quad (2.2.4)$$

Pod dejstvom elektromagnetnog polja elektroni osciluju prema frekvenciji pobude. Njihovo kretanje je prigušeno zbog sudara koji se opisuju karakterističnom frekvencijom sudara $\gamma = 1/\tau$, gde je τ vreme relaksacije slobodnih elektrona. Preko gornjeg izraza mogu se opisati tri slučaja:

- a) $\omega_0 = 0, \gamma \neq 0$; Drudeov model
- b) $\omega_0 \neq 0, \gamma \neq 0$; Lorencov model
- c) plazma bez sudara $\omega_0 = 0, \gamma = 0$.

2.2.2 Drudeov model

Drudeov model transporta elektrona kroz kristalnu rešetku metala je najjednostavniji model [Drude, 2005]. Značajan je za plazmoniku i modelovanje, jer opisuje osnovne osobine metala, dakle materijala koji predstavljaju osnovu plazmonike. Osnovne pretpostavke Drudeovog modela su:

1. Između sudara interakcija posmatranog elektrona sa ostalim elektronima i jonima je zanemarljiva. Elektron se unutar kristala kreće jednoliko u stohastički određenim smerovima. Pod uticajem spoljnog ili spoljašnjeg električnog polja, smer kretanja elektrona određen je kulonskom interakcijom.
2. Sudari u Drudeovom modelu, kao i u kinetičkoj teoriji, menjaju smer kretanja elektrona. Prema ovom modelu, sudari se odvijaju na jonima, dok se rasejanje elektron-elektron zanemaruje.
3. Pretpostavlja se da postoji vreme relaksacije koje se definiše kao srednje slobodno vreme između dva sudara.

4. Pretpostavlja se da elektroni postižu termalnu ravnotežu sa svojom okolinom samo preko sudara.

Za slučaj metala jednačina kretanja elektrona u spoljašnjem polju ima oblik:

$$m\ddot{x}(t) + m\gamma\dot{x}(t) = -e\mathbf{E}_0 e^{-i\omega t} \quad (2.2.5)$$

Za pobudno polje u obliku $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}$, partikularno rešenje jednačine (2.2.5) je oblika $x(t) = x_0 e^{-i\omega t}$. Konačno rešenje u vremenskom domenu za vezu između vektora električnog polja i oscilacija elektrona je:

$$\mathbf{x}(t) = \frac{e}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t} \quad (2.2.6)$$

Na osnovu definicije i izraza za vektor polarizacije na osnovu pomeraja prema $\mathbf{P} = -nex$ i izraza (2.2.6) dobija se izraz:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \right) \mathbf{E} \quad (2.2.7)$$

gde je $\omega_p^2 = ne^2/(\varepsilon_0 m)$ plazma frekvencija gasa slobodnih elektrona. Na osnovu (2.2.7) i (2.2.1) za dielektričnu permitivnost dobija se izraz:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (2.2.8)$$

Ovaj izraz se naziva Drudeov model relativne dielektrične perimitivnosti za idealni metal sa slobodnim elektronima. Izraz (2.2.8) predstavlja kompleksnu funkciju i može da se predstavi preko realnog i imaginarnog dela dielektrične funkcije.

$$\varepsilon_r(\omega) = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \right) + i \left(\frac{\omega_p^2 \gamma}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)} \right) = \varepsilon(\omega)' + i\varepsilon(\omega)'' \quad (2.2.9)$$

ili u obliku preko vremena relaksacije:

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.2.10)$$

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (2.2.11)$$

Na frekvencijama $\omega < \omega_p$ materijali zadržavaju prepoznatljiva metalna svojstva. Za visoke frekvencije uporedljive sa frekvencijom sudara γ i plazma frekvencijom elektronskog gasa – elektronske plazme važi $\omega\tau \gg 1$, pa je i slabljenje zanemarljivo, tako da se za ovaj slučaj dobija sledeći oblik jednačine:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.2.12)$$

2.2.3 Lorencov model

Lorencov (Lorentz) model transporta elektrona kroz kristalnu rešetku podrazumeva početnu diferencijalnu jednačinu koja je takođe drugog reda i razlikuje se po tome što postoji povratna sila harmonijskog oscilatora (koja vraća oscillator u početni položaj), pa početna jednačina ima oblik:

$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_0^2 x = -\frac{e}{m} E \quad (2.2.13)$$

gde je x pomeraj iz ravnotežnog položaja, m efektivna masa elektrona, e jedinično naelektrisanje, ω_0 sopstvena učestanost i γ frekvencija prigušenog oscilatora. Na osnovu analogije i izvođenja kao od (2.2.5) do (2.2.11) dolazi se do oblika permitivnosti koji se u literaturi [Almog, 2011], naziva Lorencov model:

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\gamma\omega - \omega_0^2} \right) \quad (2.2.14)$$

$$\varepsilon'(\omega) = 1 + \frac{N_v e^2}{\varepsilon_0 m} \frac{\omega_1^2 - \omega^2}{(\omega_1^2 - \omega^2)^2 + \beta^2 \omega^2} \quad \varepsilon''(\omega) = \frac{N_v e^2}{\varepsilon_0 m} \frac{\beta \omega}{(\omega_1^2 - \omega^2) + \beta^2 \omega^2} \quad (2.2.15)$$

Ovaj izraz se često naziva Drude-Lorencov model, jer kada je sopstvena učestanost ω_0 jednaka nuli, izraz dobija Drudeov oblik.

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\gamma\omega)} \quad (2.2.16)$$

Kada je sredina neapsorpciona za slučaj slobodnog elektronskog gasa ili plazme, tj. ako je $\gamma=0$, dobija se model disperzije plazme elektronskog gasa bez gubitaka:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.2.17)$$

2.3. Elektromagnetska teorija površinskih plazmona-polaritona

2.3.1 Osnove elektromagnetske teorije SPP

U ovom poglavlju dati su osnovni elementi elektromagnetne teorije površinskih plazmona-polaritona (SPP), koja je zasnovana na teorijskoj analizi prostiranja elektromagnetnog talasa u ravanskom talasovodu metal/dielektrik.

Elektromagnetni talasi se opisuju vektorima $\vec{H}, \vec{B}, \vec{E}, \vec{D}$. Ovi vektori zadovoljavaju Maksvelove jednačine za linearnu, homogenu, izotropnu i neprovodnu sredinu koja nema izvora polja (naelektrisanja i struja). Četiri Maksvelove jednačine za kvazistacionarna elektromagnetska polja u diferencijalnoj formi imaju sledeći oblik [Surutka, 1978.; Popović, 1980]:

$$\text{rot}\vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \quad (2.3.1)$$

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (2.3.2)$$

$$\text{div}\vec{D} = \rho \quad (2.3.3)$$

$$\text{div}\vec{B} = 0 \quad (2.3.4)$$

gde su ρ – zapreminska gustina naelektrisanja, \vec{E} – vektor jačine električnog polja, \vec{D} – vektor električne indukcije, \vec{J} – vektor gustine struje, \vec{B} – vektor magnetske indukcije, \vec{H} – vektor jačine magnetskog polja.

Ovim jednačinama je potrebno dodati lokalni oblik Omovog zakona kao i konstitutivne relacije za vektore \vec{D} i \vec{H} :

$$\vec{J} = \sigma(\vec{E} + \vec{E}_e) \quad (2.3.6)$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad ; \vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (2.3.7)$$

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \mu \mu_0 \vec{H} \quad (2.3.8)$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \chi \vec{E} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \quad ; \vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (2.3.9)$$

gde su σ – specifična električna provodnost, ϵ_0 – permitivnost vakuuma, μ_0 – permeabilnost vakuuma, \vec{P} – vektor polarizacije, \vec{M} – vektor magnetizacije i χ dielektrična susceptibilnost. Odavde direktno dolazimo do talasnih jednačina za električno i za magnetno polje:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu \mu_0 \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.3.10)$$

$$\nabla^2 \vec{H} = \mu \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \mu \mu_0 \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (2.3.11)$$

U slučaju kada ne postoje slobodna naelektrisanja, odnosno za slučaj vakuuma $\sigma=0$, ove jednačine dobijaju oblik:

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu \mu_0 \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.3.12)$$

$$\nabla^2 \vec{H} - \mu \mu_0 \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.3.13)$$

$$\vec{E} = E_0 \exp(i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)) \quad (2.3.14)$$

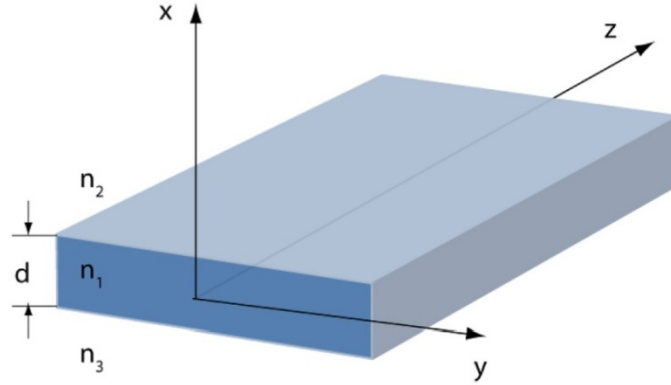
gde je $\vec{r} = x\vec{i}_x + y\vec{i}_y + z\vec{i}_z$ vektor položaja a talasni vektor $\vec{k} = k_x\vec{i}_x + k_y\vec{i}_y + k_z\vec{i}_z$.

$$\Delta \vec{E} - (i\omega\mu\mu_0\sigma + \mu\mu_0\epsilon\epsilon_0\omega^2)\vec{E} = 0 \quad (2.3.15)$$

Ove jednačine nazivaju se Helmholtcove jednačine. \vec{k} je talasni vektor:

$$k^2 = (i\omega\mu\mu_0\sigma + \mu\mu_0\epsilon\epsilon_0\omega^2) \quad (2.3.16)$$

Da bi se došlo do izraza za TE i TM modove definisacemo jednostavnu geometriju 2D talasovoda u vidu tankog metalnog sloja, Slika 2.3.1. Talasovod je ograničen po jednoj dimenziji (x), pri čemu je sredina koja ga okružuje polubeskonačna sa obe strane.



Slika 2.3.1. Ilustracija talasovoda indeksa prelamanja n_1 okruženog sredinama n_2 i n_3 . Ukoliko je $n_2=n_3$ reč je o simetričnom talasovodu. Širina sloja je d i ograničena je po x pravcu. Po y pravcu talasovod smatramo približno beskonačnim, a talas se prostire u pravcu z ose.

Za TE mod u talasovodu dobija se:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (\mu\mu_0 \epsilon\epsilon_0 \omega^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (2.3.17)$$

i slično za TM mod:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (\mu\mu_0 \epsilon\epsilon_0 \omega^2 - \beta^2) H_y = 0 \quad (2.3.18)$$

Uz (2.3.17, 18) idu sledeći granični uslovi [Surutka, 1978; Popović, 1980]:

$$\vec{n} \times \vec{H}_1 - \vec{n} \times \vec{H}_2 = J_s \quad (2.3.19)$$

$$\vec{n} \times \vec{E}_1 - \vec{n} \times \vec{E}_2 = 0 \quad (2.3.20)$$

$$\vec{n} \cdot \vec{D}_1 - \vec{n} \cdot \vec{D}_2 = \rho_s \quad (2.3.21)$$

$$\vec{n} \cdot \vec{B}_1 - \vec{n} \cdot \vec{B}_2 = 0 \quad (2.3.22)$$

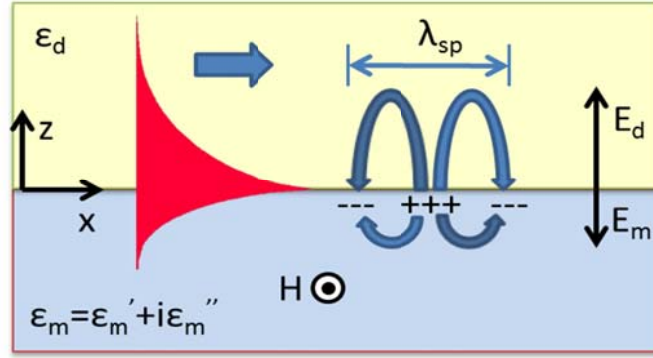
gde su: \vec{n} – normala orijentisana od sredine 2 ka sredini 1, J_S – površinska gustina struje, ρ_S – površinska gustina naelektrisanja. Većina primena u plazmonici podrazumeva da su komponente površinske struje i naelektrisanja jednake nuli, pa se granični uslovi svode na jednakost tangencijalnih komponentata vektora električnog i magnetnog polja.

2.3.2 Površinski plazmoni-polaritoni (SPP) u metal-dielektričnim nanokompozitima

Rezonantna interakcija između površinskog naelektrisanja i elektromagnetnog polja dovodi do pojave površinskih plazmona-polaritona (Surface Plasmon Polariton, SPP). Izraz „plazmon” označava kvant oscilovanja gustine naelektrisanja i ovaj koncept potiče od definicije elektronske plazme u Drudeovoj teoriji. Kvant energije zapreminskog plazmona opisuje se izrazom:

$$\hbar\omega_p = \hbar \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m}} \quad (2.3.23)$$

gde je ω_p plazma frekvencija, \hbar je redukovana Plankova konstanta, n je gustina slobodnog naelektrisanja, e je jedinično naelektrisanje elektrona, m je efektivna masa elektrona i ϵ_0 je dielektrična konstanta u vakuumu. Kvazislobodni elektroni u metalu se razmatraju kao gas ili plazma velike gustine. Kada se ovi elektroni podvrgnu pobudi spoljašnjim elektromagnetnim talasom, dolazi do kolektivnih oscilacija gustine naelektrisanja koje generišu prostiranje longitudinalnih talasa gustine elektrona uz površinu metala koji se nazivaju površinski plazmoni. Ove oscilacije rezonantno su spregnute sa pobudnim elektromagnetnim talasom koji je p-polarisan na razdvojnoj površini metal-dielektrik i naziva se polariton. Zajednička rezonantna oscilacija je površinski plazmon-polariton, SPP.



Slika 2.3.2. Šematski predstavljena međupovršina metal-dielektrik sa koordinatnim sistemom i ilustracijama komponentata elektromagnetnog polja.

Na slici 2.3.2 prikazana je najjednostavnija geometrija koja podržava SPP. Koordinatni početak je na međupovršini između dielektrika ($z > 0$) opisanog pozitivnom realnom dielektričnom permitivnošću ϵ_d i metala, odnosno u generalnom slučaju provodnika ($z < 0$) opisanog kompleksnom dielektričnom funkcijom $\epsilon_m(\omega) = \epsilon_m' + j\epsilon_m''$ koja se može prikazati Drudeovom zavisnošću. Metal je izabran, jer je osnovni uslov za generisanje površinskih plazmona-polaritona negativna vrednost realnog dela permitivnosti, što je kod metala ispunjeno za frekvencije manje od ω_p . Polje se računa za međupovršinu, polazeći od Maksvelovih jednačina s odgovarajućim graničnim uslovima. Zbog površinskog naelektrisanja na međupovršini postoji diskontinuitet električnog polja, pa postoji samo p tip polarizacije, odnosno TM mod. TE polarizacija se opisuje preko H_y , H_z i E_y i nema E_z komponentu, a površinski plazmoni polaritoni su evanescentni, odnosno eksponencijalno opadaju po z osi, a prostiru se u x pravcu (prema koordinatnom sistemu sa slike). U oblasti dielektrika izrazi za komponente električnog i magnetnog polja imaju oblik:

$$\vec{E}_d = (E_{xd}, 0, E_{zd}) \exp(i(k_{xd}x + k_{zd}y - \omega t)) \quad (2.3.24)$$

$$\vec{H}_d = (0, H_{yd}, 0) \exp(i(k_{xd}x + k_{zd}y - \omega t)) \quad (2.3.25)$$

dok je u oblasti metala

$$\vec{E}_m = (E_{xm}, 0, E_{zm}) \exp(i(k_{xm}x + k_{zm}y - \omega t)) \quad (2.3.26)$$

$$\vec{H}_m = (0, H_{ym}, 0) \exp(i(k_{xm}x + k_{zm}y - \omega t)) \quad (2.3.27)$$

Na osnovu:

$$\text{rot}\vec{H} = \begin{bmatrix} \vec{l}_x & \vec{l}_y & \vec{l}_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & H_{yi} & 0 \end{bmatrix} = \varepsilon_i \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad i = d, m \quad (2.3.28)$$

dobija se:

$$k_{zm}H_{ym} - \varepsilon_m E_{xm} \frac{\omega}{c} = 0 \quad (2.3.29)$$

$$k_{zd}H_{yd} - \varepsilon_d E_{xd} \frac{\omega}{c} = 0 \quad (2.3.30)$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$$

Na osnovu graničnih uslova i jednakosti tangencijalnih komponentata dobija se:

$$E_{xm} = E_{xd} \quad (2.3.31)$$

$$\varepsilon_m E_{zm} = \varepsilon_d E_{zd} \quad (2.3.32)$$

$$H_{ym} = H_{yd} \quad (2.3.33)$$

Na osnovu ovih jednostavnih izraza, dobija se

$$k_{xm} = k_{xd} = k_x \quad (2.3.34)$$

Sređivanjem dolazimo do sistema jednačina:

$$H_{ym} - H_{yd} = 0 \quad (2.3.35)$$

$$\frac{k_{zm}}{\varepsilon_m} H_{ym} + \frac{k_{zd}}{\varepsilon_d} H_{yd} = 0 \quad (2.3.36)$$

Da bi sistem imao rešenja, determinanta treba da je jednaka nuli:

$$D = \frac{k_{zm}}{\varepsilon_m} + \frac{k_{zd}}{\varepsilon_d} = 0 \quad (2.3.37)$$

na kraju dolazimo do izraza:

$$\frac{k_{zm}}{k_{zd}} = -\frac{\epsilon_m}{\epsilon_d} \quad (2.3.38)$$

Ova jednostavna relacija predstavlja uslov generisanja SPP: materijali koji formiraju međupovršinu moraju imati suprotne znake dielektrične permitivnosti, odnosno jedan od materijala mora biti plazmonski, tj. sa negativnom dielektričnom permitivnošću [Maier, 1998]. Polazeći od talasnih jednačina prema slici 2.3.1-1,

$$\frac{\partial^2 H_{ym}}{\partial y^2} + \left(\epsilon_m \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 \right) H_y = 0 \quad (2.3.39)$$

$$\frac{\partial^2 H_{yd}}{\partial y^2} + \left(\epsilon_d \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 \right) H_y = 0 \quad (2.3.40)$$

gde je

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} ; k_0 = \frac{\omega}{c}$$

izrazi za odgovarajuće talasne vektore su:

$$k_{zm}^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_m, \quad (2.3.41)$$

$$k_{zd}^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_d. \quad (2.3.42)$$

Uvodeći smenu:

$$k_{zm} = -\frac{\epsilon_m}{\epsilon_d} k_{zd} \quad (2.3.43)$$

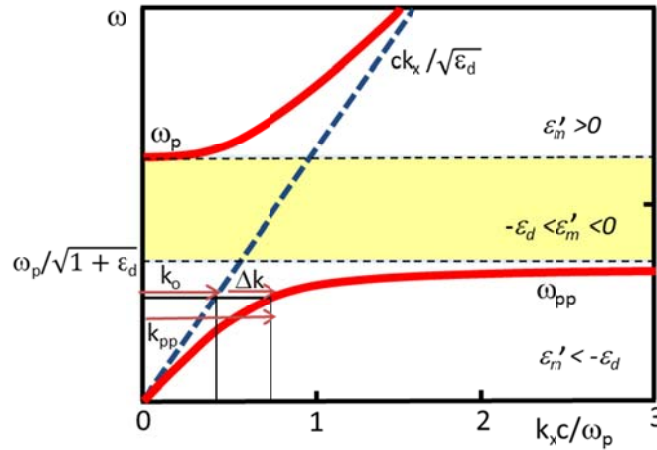
dobija se

$$k_{zd}^2 = \beta^2 \frac{\epsilon_d^2}{\epsilon_m^2} - k_0^2 \epsilon_m \frac{\epsilon_d^2}{\epsilon_m^2}. \quad (2.3.44)$$

Izjednačavanjem (2.3.42 i 2.3.44) i sređivanjem, dobija se disperziona jednačina za SPP talas na međupovršini metal-dielektrik:

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}}. \quad (2.3.45)$$

Na slici 2.3.3 prikazana je disperziona zavisnost za metal-dielektričnu strukturu prema izrazima Drudeovog modela za realni deo talasnog vektora površinskog plazmona polaritona na međupovršini.



Slika 2.3.3 Disperziona zavisnost realnog dela talasnog vektora za međuspoj metal-dielektrik prema Drudeovoj relaciji.

Ova zavisnost veoma je važna jer prikazuje da je vrednost talasnog vektora za datu frekvenciju mnogo veća u slučaju površinskog plazmona polaritona nego za prostirući talas (prikazan isprekidanom svetlosnom linijom na prethodnoj slici).

Unutar metala radijacija je prisutna samo kada je $\omega > \omega_p$. Disperzioni dijagram na slici 2.3.1.-1. važi za aproksimaciju $\text{Im}(\epsilon_m) = 0$. Prostor između prostirućih i vezanih modova na dijagramu je oblast zabranjenog prostiranja (zabranjena zona), ali u realnom slučaju kada imaginarna komponenta nije jednaka nuli i u ovoj oblasti postoji veza disperzione zavisnosti, odnosno postoji granična vrednost do koje se talasni vektor poveća, tj. ne teži beskonačnosti, što bi značilo da grupna brzina teži nuli.

Oblast kružne učestanosti SPP polazi od nulte vrednosti, gde je ω bliska po vrednosti sa svetlosnom linijom, a sa povećanjem talasnog vektora približava se karakterističnoj frekvenciji SPP koja je određena izrazom:

$$\omega_{sp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \epsilon_d}} \quad (2.3.46)$$

Kružna učestanost SPP u zavisnosti od talasnog vektora data je sa:

$$\omega = \sqrt{\frac{\epsilon_m + \epsilon_d}{\epsilon_m \epsilon_d}} c k_x \quad (2.3.47)$$

2.3.3 Prostirući i lokalizovani površinski plazmoni

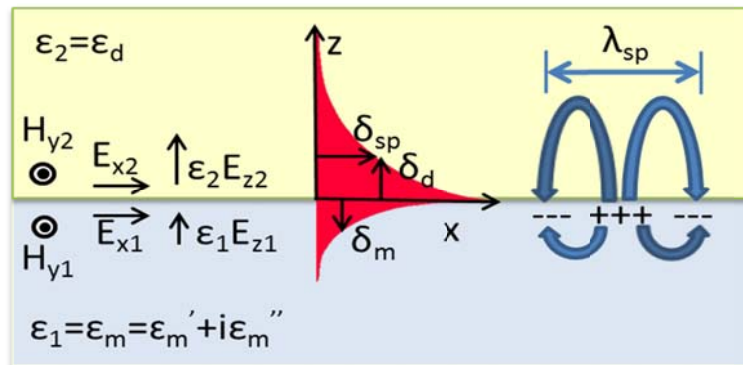
Elektromagnetni talas koji se prostire kroz sredinu sa indeksom prelamanja n , može se opisati vektorom električnog polja u obliku:

$$\vec{E} = E_0 \exp(i(\omega t - \vec{k}\vec{r})) \quad (2.3.48)$$

gde je $\vec{r} = x\vec{l}_x + y\vec{l}_y + z\vec{l}_z$ vektor položaja, a talasni vektor je $\vec{k} = k_x\vec{l}_x + k_y\vec{l}_y + k_z\vec{l}_z$, E_0 je amplituda električnog polja, ω je ugaona frekvencija a k je talasni vektor. Jednačina (2.3.48) predstavlja prostirujući talas. Pravac talasnog vektora \vec{k} je paralelan pravcu prostiranja, a intenzitet mu je:

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} = n \frac{\omega}{c} = n \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.3.49)$$

Razmotrićemo prelamanje ovakvog talasa na međupovršini sredina 1 i 2, sa odgovarajućim indeksima prelamanja n_1 i n_2 . Polazimo od strukture sa sl. 2.3.4.



Sl. 2.3.4. Ilustracija nastajanja evanescentnog polja na međupovršini dve sredine različitih indeksa prelamanja.

Izabraćemo da je indeks prostiranja zraka svetlosti takav da je $k_y=0$ i naš problem postaje dvodimenzionalan. Kako za ove dve sredine važi i Snelov zakon

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta, \quad (2.3.50)$$

za talasni vektor u pravcu prostiranja se dobija:

$$k_{x1} = k_{x2} = k_x \quad (2.3.51)$$

Odavde je izraz za komponentu talasnog vektora k_z normalnu na međupovršinu.

$$k_z^2 = n_1^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \left(\frac{n_2^2}{n_1^2} - \sin^2 \alpha \right) \quad (2.3.52)$$

Iz (2.3.52) se vidi da ako je $n_1 > n_2$, onda je $\sin \alpha > n_2/n_1$. Desna strana jednačine je negativna, pa je shodno tome k_z čisto imaginaran. Tako se početni oblik za vektor električnog polja u sredini 2. može napisati u sledećem obliku:

$$\vec{E}_2 = E_0 e^{-k_{z2}z} \exp(i\omega t - ik_x x) \quad (2.3.53)$$

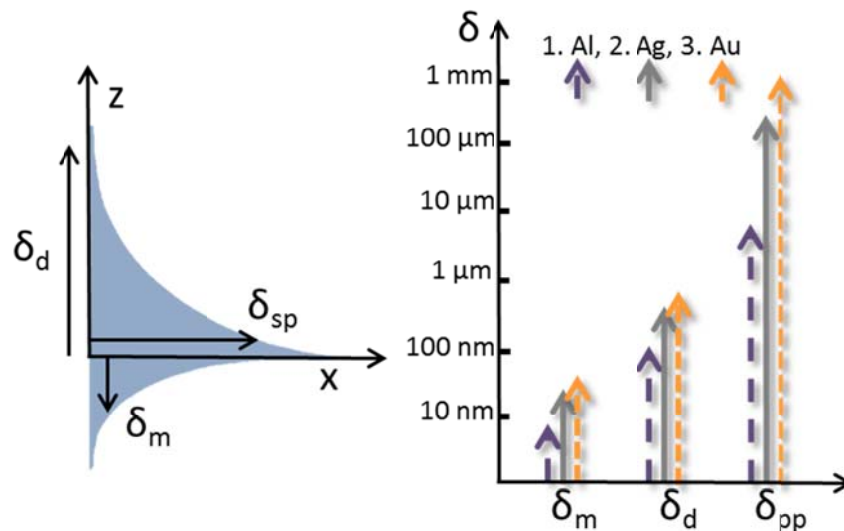
Amplituda električnog poja eksponencijalno opada duž pravca z, sa karakterističnim rastojanjem δ_d i ovo polje u sredini 2. označava se kao evanescentno (iščezavajuće) polje. Jednačina 2.3.53 se može koristiti za izračunavanje dubine prodiranja evanescentnog talasa koja je reda veličine polovine talasne dužine. To znači da su evanescentni talasi lokalizovani neposredno uz površinu spoja, pa će se bilo kakva mala promena indeksa prelamanja značajno odražavati na prostiranje ovakvog talasa. Upravo ova osobina evanescentnog talasa doprinela je brzom razvoju prve generacije senzora zasnovanog na SPP.

Površinski plazmoni-polaritoni se dakle sastoje od P-polarisanog elektromagnetnog talasa (elektromagnetno polje ima transverzalnu magnetnu komponentu – vektor magnetnog polja je u pravcu y-ose) – polaritona, koji je rezonantno spregnut sa oscilacijama elektronske plazme u metalu – plazmonom. Komponenta polja normalna na površinu najjača je u blizini površine, a opada eksponencijalno sa udaljavanjem od spoja metal-dielektrik. U dielektriku iznad metala dužina opadanja polja δ_d je reda veličine polovine talasne dužine svetlosti na rezonantnoj učestanosti, dok je dužina opadanja u metalu δ_m određena skin efektom.

Propagaciona dužina δ_{pp} je važan parametar za projektovanje senzora jer određuje veličinu radne oblasti. SPP talas prostire se duž metalne površine i opadanje nastaje usled gubitaka zbog absorpcije u metalu. Dužina prostiranja je određena preko imaginarnog dela kompleksnog talasnog vektora kao [Barnes, 2003]

$$\delta_{pp} = 1 / (2\text{Im}[k_{pp}]) = \frac{c}{\omega} \left(\frac{\epsilon'_m + \epsilon_d}{\epsilon'_m \epsilon_d} \right)^{3/2} \frac{(\epsilon'_m)^2}{\epsilon''_m} \quad (2.3.54)$$

Na slici 2.3.5 prikazane su dubine prodiranja plazmanskog talasa kod metala, dielektrika i dužina prostiranja površinskog plazmona-polaritona.



Sl.2.3.5. Evanescentni talas i parametri prodiranja za aluminijum, srebro i zlato, kao i dužina prostiranja propagirajućeg površinskog plazmona [Barnes, 2003]. δ je dužina prostiranja u: m – metalu, d – dielektriku i sp – površinskog plazmona.

Ukoliko je međuspoj između metalnog i dielektričnog dela konfiniran na strukturu manjih dimenzija kao što su npr. metalne nanočestice karakterističnih dimenzija uporedljivih sa talasnom dužinom pobudne svetlosti ili manjih od nje, onda će i SPP biti lokalizovani na toj čestici. U tom slučaju radi se o lokalizovanim plazmonima polaritonima (LPP). Za LPP važi:

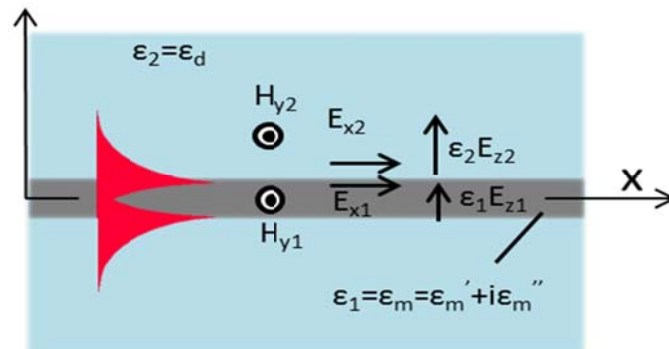
1. Elektromagnetno polje je najjače na međuspoju metal-dielektrik i evanescentno opada sa razdaljinom od površine.

2. Optički pobuđene čestice od plemenitih metala imaju rezonantnu učestanost u vidljivoj oblasti.

Biranjem oblika, dimenzija i materijala plazmonske nanočestice mogu se projektovati LPP sa različitim rezonantnim frekvencijama. Kombinovanjem različitih materijala i odgovarajućim izborom dimenzija moguće je postići veliki crveni pomak spektra, odnosno dobiti rezonantne frekvencije čak i duboko u infracrvenom spektru (tipičan primer bile bi tzv. core-shell čestice) [Anker, 2008].

2.3.4 Površinski plazmoni dalekog dometa

Jedna struktura od značaja za HBB senzorku je tanki metalni film u sendviču između dva dielektrika, ilustrovano na sl. 2.3.6. Na obe međupovršine nezavisno dolazi do stvaranja površinskih plazmona polaritona. U slučaju kada je rastojanje između međupovršina manje od dužine opadanja evanescentnog polja po z osi, dolazi do sprezanja ova dva SPP talasa. Dalje razmatramo simetrični slučaj u kome je indeks prelamanja dielektrika ϵ_d sa obe strane strukture isti.



Sl. 2.3.6. Ilustracija nastajanja SPP dalekog dometa za slučaj tanke metalne ploče okružene dielektrikom

Osnovne jednačine onda imaju oblik:

$$E_x = -i \frac{1}{\epsilon \epsilon_0 \omega} \frac{\partial B_y}{\partial z} \quad (2.3.55)$$

$$E_z = -\frac{\beta}{\epsilon \epsilon_0 \omega} B_y \quad (2.3.56)$$

$$\frac{\partial^2 B_y}{\partial z^2} + (\epsilon \epsilon_0 \omega^2 - \beta^2) B_y = 0 \quad (2.3.57)$$

Talasna jednačina 2.3.57 u oblastima van metala je funkcija koja eksponencijalno opada od međupovršine.

$$B_y = \begin{cases} A e^{-k_{zd}(z-\frac{d}{2})} e^{i\beta z} & z > d/2 \\ B e^{k_{zd}(z+\frac{d}{2})} e^{i\beta z} & z < -d/2 \end{cases} \quad (2.3.58)$$

$$k_{zd}^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_d \quad (2.3.59)$$

u oblasti filma $-d/2 < z < d/2$ modovi lokalizovani na svakom paru međupovršina su:

$$B_y = C e^{k_{zm}(z-\frac{d}{2})} e^{i\beta z} + D e^{-k_{zm}(z+\frac{d}{2})} e^{i\beta z} \quad (2.3.60)$$

$$k_{zm}^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_m, \quad (2.3.61)$$

Preostale komponente polja E_x i E_z su:

$$z > \frac{d}{2} \begin{cases} B_y = A e^{-k_{zd}(z-\frac{d}{2})} \\ E_x = iA \frac{k_d}{\epsilon_d \omega} e^{-k_{zd}(z-\frac{d}{2})} \\ E_z = -A \frac{\beta}{\epsilon_d \omega} e^{-k_{zd}(z-\frac{d}{2})} \end{cases} \quad (2.3.62)$$

$$-\frac{d}{2} < z < \frac{d}{2} \begin{cases} B_y = A e^{-k_{zd}(z-\frac{d}{2})} \\ E_x = iA \frac{k_d}{\epsilon_m \omega} e^{-k_{zd}(z-\frac{d}{2})} \\ E_z = -A \frac{\beta}{\epsilon_m \omega} e^{-k_{zd}(z-\frac{d}{2})} \end{cases} \quad (2.3.63)$$

$$z < -\frac{d}{2} \begin{cases} B_y = B e^{k_{zd}(z+\frac{d}{2})} \\ E_x = -iB \frac{k_d}{\epsilon_d \omega} e^{k_{zd}(z+\frac{d}{2})} \\ E_z = -B \frac{\beta}{\epsilon_d \omega} e^{k_{zd}(z+\frac{d}{2})} \end{cases} \quad (2.3.64)$$

Za nemagnetne sredine tangencijalne komponente polja E i B moraju biti kontinualne na međupovršinama. Primenom ovih graničnih komponenata pri $z=\pm d/2$ dolazi se do sledećeg niza linearnih jednačina.

$$z = \frac{d}{2} : \quad A = C + D e^{-k_{zm}d} \quad (2.3.65)$$

$$\frac{k_d}{\varepsilon_d} A = -\frac{k_m}{\varepsilon_m} C + \frac{k_m}{\varepsilon_m} D e^{-k_{zm}d} \quad (2.3.66)$$

$$z = \frac{d}{2} : \quad B = C e^{-k_{zm}d} + D \quad (2.3.67)$$

$$\frac{k_d}{\varepsilon_d} B = \frac{k_d}{\varepsilon_d} C e^{-k_{zm}d} + \frac{k_m}{\varepsilon_m} D \quad (2.3.68)$$

što se može jasnije izraziti u obliku matrice

$$\begin{vmatrix} 1 & 0 & -1 & e^{-k_{zm}d} \\ 0 & 1 & -e^{-k_{zm}d} & -1 \\ \frac{k_d}{\varepsilon_d} & 0 & \frac{k_m}{\varepsilon_m} & -\frac{k_m}{\varepsilon_m} e^{-k_{zm}d} \\ 0 & \frac{k_d}{\varepsilon_d} & \frac{k_m}{\varepsilon_m} e^{-k_{zm}d} & \frac{k_m}{\varepsilon_m} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{vmatrix} = 0 \quad (2.3.69)$$

Netrivijalno rešenje matrice jednačine (2.3.69) dobija se kada je determinanta jednaka nuli i u tom slučaju dobija se sledeći izraz:

$$e^{-k_{zm}d} = \pm \frac{\frac{k_d}{\varepsilon_d} + \frac{k_m}{\varepsilon_m}}{\frac{k_d}{\varepsilon_d} - \frac{k_m}{\varepsilon_m}} \quad (2.3.70)$$

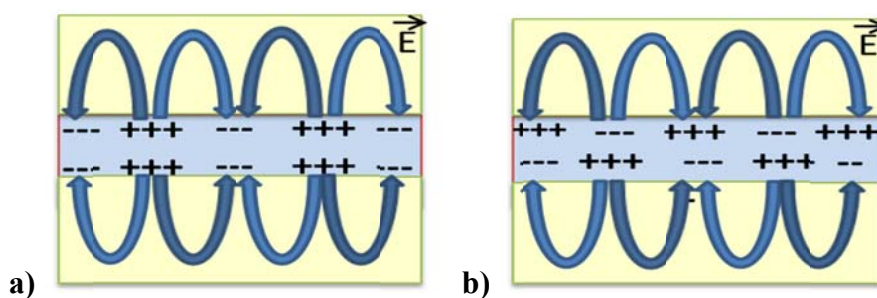
Navedeni izraz predstavlja disperzionu jednačinu za spregnute površinske plazmone polaritone. Konačno rešenje za komponentu polja B_y za $A=1$ i slučaj pozitivnog rešenja matrice jednačine ima oblik:

$$B_y = \begin{cases} e^{-k_{zd}\left(z-\frac{d}{2}\right)} e^{i\beta x} & ; & z > \frac{d}{2} \\ -\frac{\sqrt{\left(\frac{k_{zd}}{\epsilon_d}\right)^2 - \left(\frac{k_{zm}}{\epsilon_m}\right)^2}}{\frac{k_{zm}}{\epsilon_m}} e^{i\beta x} \sinh(k_{zm}z) & ; & -\frac{d}{2} < z < \frac{d}{2} \\ -e^{k_{zd}\left(z+\frac{d}{2}\right)} e^{i\beta x} & ; & z < -\frac{d}{2} \end{cases} \quad (2.3.71)$$

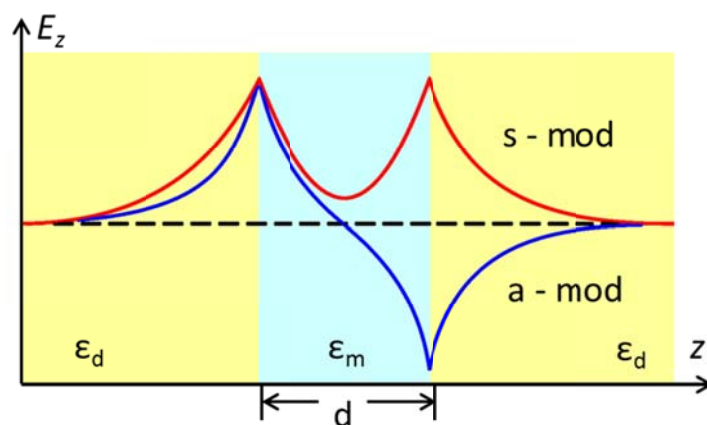
Kod ovih simetričnih SPP veoma mali deo propagirajuće komponente polja je u metalu, što utiče na smanjenje gubitaka ($\delta=1/2\text{Im}[k]$) i povećanje dužine prostiranja. Iz ovih razloga SPP u ovakvom simetričnom režimu se naziva površinski plazmon polariton dugog dometa (LR SPP).

Magnetna indukcija B_y za $A=1$ i slučaj negativnog rešenja matricne jednačine ima asimetrični oblik:

$$B_y = \begin{cases} e^{-k_{zd}\left(z-\frac{d}{2}\right)} e^{i\beta x} & ; & z > \frac{d}{2} \\ -\frac{\sqrt{\left(\frac{k_{zd}}{\epsilon_d}\right)^2 - \left(\frac{k_{zm}}{\epsilon_m}\right)^2}}{\frac{k_{zm}}{\epsilon_m}} e^{i\beta x} \cosh(k_{zm}z) & ; & -\frac{d}{2} < z < \frac{d}{2} \\ -e^{k_{zd}\left(z+\frac{d}{2}\right)} e^{i\beta x} & ; & z < -\frac{d}{2} \end{cases} \quad (2.3.72)$$



Slika Sl. 2.3.7. Ilustracija komponenta električnog polja a) simetričnog i b) asimetričnog rešenja.



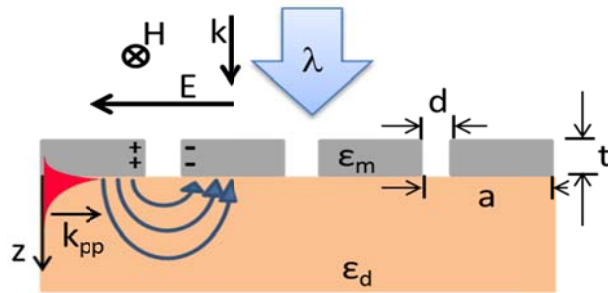
Sl. 2.3.8. Komponenta evanescentnog E_z električnog polja – simetrični (s) i asimetrični (a) mod.

Dužina propagacije antisimetričnog režima može biti i nekoliko redova veličine manja u odnosu na simetrično rešenje i zato se ovo rešenje naziva SPP kratkog dometa.

Simetrični i asimetrični modovi za slučaj spregnutih SPP na tankoj metalnoj ploči prikazani su na sl. 2.3.7 i 2.3.8.

2.3.5 EOT - Prekomerna optička transmisija

Podtalasni otvori sa prekomernom optičkom transmisijom postali su značajni za plazmoniku od 1998, kada su Ebbesen i saradnici izveli eksperiment sa propuštanjem svetlosti kroz nizove otvora manjih od talasne dužine u srebrnim i zlatnim optički neprovidnim tankim filmovima [Ebbesen, 1998], sl. 2.3.9. Ne samo što transmisija postoji iako se prema klasičnoj difrakcionoj teoriji uopšte ne očekuje, već ona može biti veća i od procentnog udela otvora na površini, što ukazuje na to da čak i svetlost koja pogađa metal između podtalasnih otvora može biti transmitovana. Transmisioni spektri koji se dobijaju na izlazu matrice otvora imaju pikove koji se mogu podesiti podešavanjem periodičnosti i simetrije niza otvora. Ovaj neočekivani fenomen je nazvan prekomerna optička transmisija (Extraordinary Optical Transmission, EOT). Efekat je primećen kod zlatnih i srebrnih filmova, ali je njegova veličina smanjena kada su korišćeni drugi metali, a takođe, pikovi maksimalnog transmisije zavisili su od razdaljine između nanoapertura, odnosno od njihove periodičnosti.



Slika 2.3.9. Ilustracija EOT strukture sa prekomernom transmisijom. Metalna ploča je debljine t sa matricom rupa prečnika d i periodom a na podlozi od dielektrika ϵ_d

EOT nastaje tako što se prostirući upadni elektromagnetni talas difrakciono spreže sa površinskim plazmonima polaritonima preko periodičnog niza nanoapertura koje zapravo čine difrakcionu rešetku. Ovako nastali evanescentni talasi se dalje tuneluju kroz aperture, rezultujući nastajanjem evanescentnog polja na udaljenoj strani matrice. Ovde se evanescentni talasi ponovo difraktuju, a interferencija rezultujućih talasa daje izlazni elektromagnetni talas koji više nije evanescentan i koji se prostire dalje van strukture. Kada je metalni film dovoljno tanak, ovo tunelovanje može postati rezonantno jer se modovi površinskih plazmona na dve površine mogu poklopiti i spregnuti kroz aperture [Ebbesen, 1998]. Gordon je prikazao analitičku teoriju koja koristi Beteov pristup za izračunavanje transmisije za normalni (upravni) upadni ugao za niz otvora [Gordon, 2007]. Prema ovom pristupu, aproksimacija za EOT koeficijent transmisije kroz podtalasni otvor može da se napiše kao

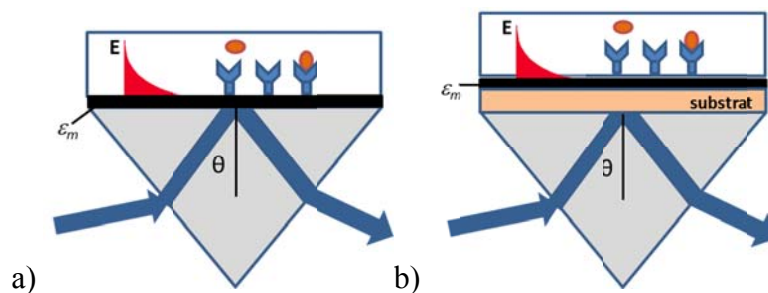
$$T = \left\{ 1 + \left(\frac{a^2}{2k} \left[\frac{1}{2\alpha} - \frac{4k}{a^2 \sqrt{\lambda^2 / a^2 - 1}} \right] \right)^2 \right\}^{-1} \quad (2.3.73)$$

gde je k talasni vektor, $\alpha = d^3/6$ za kružni otvor dijametra d , dok je $\alpha = \pi d_1 d_2^2 / 16$, za pravougaone otvore sa stranicama d_1 i d_2 . Gornja jednačina je tačna za male otvore i talasnu dužinu mnogo veću od konstante jedinične ćelije 2D niza nanootvora.

2.4. Metode pobuđivanja i detekcije površinskih plazmona polaritona

Talasni vektor k_{sp} površinskog plazmona polaritona na međupovršini metal dielektrik je uvek veći od talasnog vektora pobudnog polja u vakuumu $k_0 = \omega/c$, ponekad čak i dramatično, tako da talasna dužina unutar plazmonskog materijala pri optičkim frekvencijama može biti smanjena čak i na nekoliko desetina nanometara. Radi se o verovatno najbitnijem svojstvu plazmonike generalno, podtalasnom konfiniranju odnosno lokalizaciji svetlosti, što predstavlja osnovu velikog dela praktičnih primena plazmonike i što je dovelo do predloga da se plazmonska kola upotrebljavaju umesto konvencionalnih integrisanih kola [Ozby, 2006], budući da daju brzinu optičkih kola (tj. stotine teraherca) i istovremeno, zahvaljujući lokalizaciji, gustinu pakovanja elektronskih kola. Osnovni problem je u tome što je neophodno izvršiti sprezanje između prostirućeg talasa i SPP. To znači da je optičkom talasu potrebno dodati razliku energije da bi se povezao sa evanescentnim talasom. [Raether, 1988]. Nijedna od metoda za ovo ne može se implementirati na trivijalan način.

Osnovni primer sprezanja evanescentnih elektromagnetskih talasa sa prostirućim modovima jeste metoda prizme [Homola, 2006]. Polarizovana svetlost prolazi kroz prizmu i na međupovršini metal-dielektrik, pod uglom totalne refleksije usaglašava svoj talasni vektor sa talasnim vektorom SPP. Prizma može biti locirana direktno na međupovršini – to je tzv. Krečmanova (Kretschmann) konfiguracija, ili može biti odmaknuta na podtalasom rastojanju – Otoova (Otto) konfiguracija. Da bi se vršilo očitavanje, prati se ugao pri kome dolazi do pada intenziteta reflektovane svetlosti i pojave rezonantne apsorpcije. Ugao pri kome dolazi do minimuma intenziteta reflektovane svetlosti naziva se rezonantni ugao ili SPR (od rezonancija površinskih plazmona – Surface Plasmon Resonance) ugao i njegova vrednost zavisi od optičkih karakteristika sistema odnosno od indeksa prelamanja sredina na spoju metal-dielektrik. Pošto se indeks prelamanja na strani prizme ne menja, indeks prelamanja u neposrednoj blizini površine metala će se menjati srazmerno količini HBB agensa adsorbovanog na međupovršini, sl. 2.4.-1. Jasno je da izrada dodatnih optičkih elemenata za sprezanje i potreba za prostornom detekcijom snopa značajno komplikuju i poskupljuju sistem.

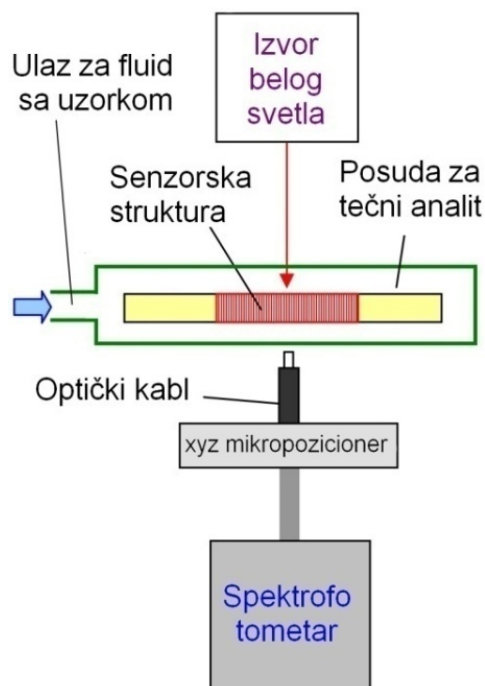


Slika 2.4.1. Šematski prikaz konfiguracija SPR senzora sa sprežnom prizmom.

a) Kretchman-ova konfiguracija, b) Otto-konfiguracija

Alternativni metodi sprezanja koriste difrakciju opadnog/izlaznog talasa, npr. periodično razmeštena ispupčenja ili udubljenja na površini plazmanskog elementa [Hutley,1982, Homola 2006, Stewart, 2008]. Jedna od metoda je i korišćenje konvencionalne optičke rešetke. Najopštiji slučaj ovakvog sprezanja predstavlja korišćenje difrakcionih odnosno holografskih optičkih elemenata. Drugi pristup predstavlja sprezanje sa svetlosnim snopom koji je u ravni plazmonske površine, tzv. "end-fire coupling". Svi navedeni načini sprezanja odnosno pobuđivanja SPP bili su prilagođeni konvencionalnim SPP sensorima kod kojih je funkcija zasnovana na detekciji promena u prostiranju SPP na beskonačnoj površini između polubeskonačne metalne i dielektrične sredine.

Osnovna prednost korišćenja plazmanskih nanokompozita jeste u tome što omogućuju inženjering disperzije, što dovodi do toga da se mogu dobiti novi modovi prostiranja kakvi nisu mogući u konvencionalnim SPR strukturama i, kao posledica, do novih mogućnosti za sprezanje. Najočigledniji primer bilo bi ispitivanje odnosno očitavanje senzora normalnim snopom u transmissionom režimu, dakle ne samo daleko jednostavnije od bilo koje gore navedene metode već i sa većim stepenom sprezanja. Primer ovakvog sprezanja prikazan je na sl. 2.4.2.



Slika 2.4.2. Šema očitavanja spektralne transmisije nanoplazmonske strukture za HBB senzore [Tanasković, 2012,1].

2.5 Alternativni plazmonski materijali

Osnovni pokretač površinskih plazmona polaritona su oscilacije slobodnih nosilaca naelektrisanja u materijalu, pa je osnovni preduslov za njihovo postojanje visoka koncentracija slobodnih elektrona. Ovi elektroni obezbeđuju negativni realni deo permitivnosti (ϵ') koja je glavno svojstvo svakog plazmonskeg materijala. Međutim, čak i najčešće korišćeni metali, kao što su zlato i srebro, koji imaju dobru provodnost, opterećeni su velikim gubicima odnosno visokim imaginarnim delom permitivnosti (ϵ''), naročito u vidljivoj i UV oblasti, a do kojih dolazi pre svega od međuzonskih elektronskih prelaza [Boltasseva, 2011]. Gubici su štetni po performanse plazmonske uređaja i ograničavaju njihovu praktičnu upotrebu. Kako su gubici svojstvo materijala koji se koristi u projektovanju kompozita od koga su sačinjeni, put prema njihovom smanjenju je potraga za alternativnim plazmonskim materijalima sa manjim gubicima i drugim talasnim oblastima u kojima se pojavljuje rezonancija.

2.5.1 Alternativni metali

Iako se i drugi metali, sem zlata i srebra, koriste u plazmonici, njihova je primena prilično ograničena, pošto su njihovi gubici veći od onih za zlato i srebro [Boriskina, 2013].

Pošto je bakar sledeći po provodljivosti (do srebra), očekuje se da ima obećavajuća plazmonska svojstva i njegove vrednosti su bliske za Au u oblasti 600-750 nm. Osnovni nedostatak bakra su veliki gubici u gotovo celom vidljivom spektru.

Aluminijum nije atraktivan plazmonski materijal za vidljivi spektar zbog velikih gubitaka. Međutim, u ultraljubičastom opsegu, $\text{Re}(\epsilon)$ je negativno čak i pri talasnim dužinama manjim od 200 nm gde je $\text{Im}(\epsilon)$ još uvek relativno nisko. Zbog toga je aluminijum bolji plazmonski material od srebra i zlata u plavoj i ultraljubičastoj oblasti.

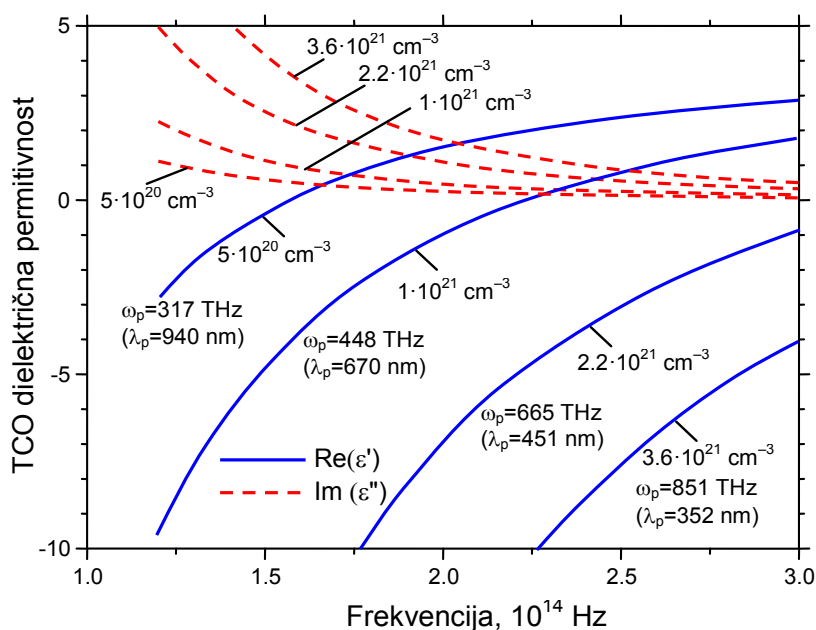
2.5.2 Poluprovodnici

Pri frekvencijama većim od nekoliko stotina THz poluprovodnici obično imaju preovlađujuće dielektrična svojstva. Međutim, oni u ovoj spektralnoj oblasti mogu da imaju i negativnu realnu permitivnost pod određenim uslovima [Boltasseva, 2011]. Zbog relativno lakog podešavanju svojstava kao što je koncentracija nosilaca naelektrisanja, poluprovodnici su potencijalni materijali za plazmoniku. Neophodna podešavanja potrebna da bi se dobio plazmonski materijal sa malim gubicima odnose se pre svega na širinu zabranjene zone i vrednost plazma frekvencije blisku radnoj frekvenciji, ali manju od nje. Izborom plazma frekvencije podešava se opseg u kome je realni deo permitivnosti negativan, a širenje zabranjene zone omogućuje smanjenje gubitaka usled međuzonskih prelaza, pošto se onemogućivanjem prelaza smanjuju apsorpcija upadnih fotona i gubici. Plazma frekvencija se kod poluprovodnika podešava menjanjem nivoa dopiranja poznatim procesima konvencionalne mikroelektronike. Jedino visokodopirani poluprovodnici sa velikom pokretljivošću slobodnih nosilaca mogu biti kandidati za plazmonske materijale sa malim gubicima u opsegu optičkih frekvencija. Za klasičnog predstavnika poluprovodnika Si, pokazuje se da je potrebna koncentracija 10^{21} cm^{-3} da bi se dobile osobine kao kod metala u optičkoj oblasti. Potreba za velikim dopiranjem pokreće druga pitanja i probleme kao što su granice rastvorljivosti, frakcije dopanta koja će biti aktivna i kompenzacije efekta dopovanja

[West, 2010]. Sledeći problem pri ovako visokim koncentracijama dopanata je kako zadržati veliku pokretljivost nosilaca koja je neophodna za niske gubitke.

2.5.3 Providni provodni oksidi

Providni provodni oksidi (Transparent Conductive Oxides, TCO) postaju sve značajniji za nastavak razvoja plazmonike zbog malih gubitaka u optičkoj oblasti i tehnoloških postupaka kompatibilnih sa mikroelektronskim. Pokazalo se da je indijum-kalaj-oksidi (ITO) plazmone materijal u bliskoj infracrvenoj oblasti [Boltasseva, 2011] ITO je često korišćen u optoelektronici i obično se sastoji od 90 % indijum oksida (In_2O_3) i 10 % kalaj oksida (SnO_2). Njegova plazma frekvencija može se podešavati između 0.44 eV i 6.99 eV menjanjem nivoa dopiranja kalajem (Sn) u In_2O_3 do 45 % [Gordon, 2000].



Sl.2.5.1. Prikaz podesivosti TCO parametara permitivnosti zaprimenu u plazmonici i metamaterijalima. Prikazana je zavisnost ϵ za različite koncentracije dopiranih nosilaca.

Na slici 2.5.1 prikazane su izračunavane vrednosti za TCO dielektričnu permitivnost (realni deo je puna, plava livija a imaginarni deo je isprekidana crvene boje). Koriscene su polazni parametri prema Palik-u [Palik, 1998] i na osnovu Drudeove relacije 2.2.8 i izraza $\omega_p^2 = ne^2/(\epsilon_0 m)$, izračunavane su prikazane vrednosti za

različite koncentracije slobodnih nosilaca n . Ovo modelovanje je potom korišćeno za izračunavanje elektromagnetnih parametara struktura pomoću programa COMSOL Multiphysics. Osim ITO, TCO materijali bazirani na cink oksidu, kao što su aluminijum cink oksid (AZO, Aluminum Zinc Oxide) i galijum cink oksid (GZO, Gallium Zinc Oxide) mogu da budu dobre alternative za primenu u plazmonici zbog malih gubitaka u bliskoj UV [West, 2010, Naik, 2011, Boltaseva, 2011]. Pokazuje se da AZO i GZO mogu da imaju znatno manje gubitke od srebra na talasnim dužinama u bliskoj infracrvenoj oblasti, čak i do tri puta manje. Niže gubitke pokazuje i GZO ali ima nešto lošija svojstva od AZO.

3. Osnove elektromagnetske teorije plazmonskih metamaterijala

3.1 Definicija elektromagnetskih metamaterijala

Izraz metamaterijali uveden je da bi se opisala posebna klasa veštački proizvedenih materijala koji imaju karakteristike kakve se obično ne mogu naći u prirodi [Smith, 2000, Pendry, 2004,1]. Prefiks "meta" koji se upotrebljava u njihovom imenu na grčkom znači "onostran, preko, onaj koji prevazilazi". Elektromagnetski metamaterijali su specijalna podgrupa metamaterijala čiji elektromagnetski odziv prevazilazi prirodne materijale. Ovi materijali predstavljaju kompozitne strukture u kojoj se dva ili više prirodnih materijala kombinuje na način koji će dati nestandardni efektivni odziv. Konstitutivni elementi ovih kompozita mogu, ali ne moraju biti organizovani kao periodične strukture.

Kod materijala za fotoniku generalno karakteristične dimenzije kao što je npr. veličina osnovnog elementa u periodičnoj strukturi, dakle veličina jedinične ćelije elektromagnetske rešetke mogu se razmatrati dvojako. Jedna tačka gledišta su relativne dimenzije jedinične ćelije u poređenju s talasnom dužinom. Da bi se metamaterijalni kompoziti mogli smatrati homogenim na određenoj radnoj talasnoj dužini, odnosno da bi mogli biti razmatrani kao efektivni medijum, njihove karakteristične dimenzije očigledno moraju biti mnogo manje od talasne dužine. Tačan kriterijum zavisiće od konkretne geometrije i situacije, ali se u literaturi [Barnes, 2003] standardno uzima da jedinična ćelija mora biti bar deset puta manja od radne talasne dužine. Ovakve ćelije nazivaju se podtalasnim. Ukoliko su talasna dužina i jedinična ćelija periodičnog elektromagnetskog kompozita sličnog reda veličine, onda se takvi materijali nazivaju fotonski kristali. Ovakvi materijali se nazivaju mezoskopskim.

Drugi način razmatranja uticaja veličine je da se uzimaju apsolutne dimenzije. Pošto su Maksvelove jednačine u potpunosti skalabilne, to znači da mogu biti primenljive za bilo koje talasne dužine, pri čemu je konkretna radna oblast naprosto stvar veličine jedinične ćelije. Drugim rečima, ono što je za jednu radnu talasnu dužinu fotonski kristal, za deset puta veću talasnu dužinu biće efektivni medijum koji zavisno od svojih karakteristika može biti metamaterijal. Zapravo su prvi eksperimentalni metamaterijali bili i pravljeni sa mnogo većim dimenzijama i namenjivani radu u

mikrotalasnoj oblasti. U ovom tekstu nas zanimaju strukture za optičku oblast, što je upravo oblast u kojoj se javlja rezonancija površinskih plazmona polaritona.

Optičke odnosno elektromagnetske osobine metamaterijala su određene pre svega vrednostima relativne dielektrične permitivnosti, magnetske permeabilnosti i preko njih definisanim vrednostima indeksa prelamanja. U prirodi, vrednosti za relativne vrednosti ovih veličina se kreću od jedinice za vakuum, dok ostali materijali imaju vrednosti veće od jedinice. Pri tom, vrednosti indeksa prelamanja iznad 10 vrlo su retke u prirodi.. To znači da će se veštački kompoziti koji omogućuju dostizanje efektivne vrednosti indeksa prelamanja mnogo veće od 1, između 0 i 1 (uključujući bliske nuli) i negativne moći smatrati metamaterijalima.

Svojim epohalnim radom iz Viktor Veselago [Veselago, 1968] je teorijski predvideo verovatno najvažniju klasu ovih materijala, a to su oni sa negativnom efektivnom vrednošću indeksa prelamanja.

U literaturi se sreće veći broj naziva za metamaterijale sa negativnim indeksom prelamanja:

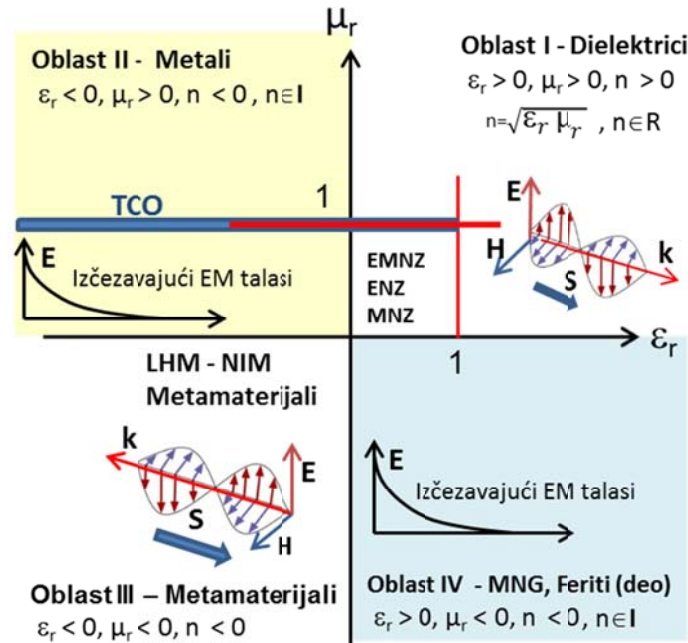
- Levoruki (Left-handed, LH) prema osobini odnosa vektora E, H i S.
- Dvostruko negativni (double negative media, DNG)
- Materijali sa negativnim indeksom prelamanja (NRI – negative refractive index)
- Veselago materijali – u čast Viktora Veselaga
- Veštački materijali (artificial dielectric)
- Materijali sa talasima unatrag (Backward wave material).

Na slici 3.2.1 prikazana je podela materijala na osnovu znaka dielektrične permitivnosti i magnetske permeabilnosti [Ramakrishna, 2005, Engheta, 2006,]:

- I) Oblast sa materijalima koji su dvostruko pozitivni ($\epsilon > 0$, $\mu > 0$ ili DPS, (double positive materials).
- II) Materijali sa negativnom dieletričnim permitivnošću ($\epsilon < 0$, $\mu > 0$ ili ENG, (epsilon negative media) – električni metamaterijali.
- III) Materijali sa negativniom magnetnom permeabilnošću ($\epsilon > 0$, $\mu < 0$ ili MNG, (mu-negative media) – magnetni metamaterijali.
- IV) Dvostruko negativni metamaterijali ($\epsilon < 0$, $\mu < 0$ ili DNG)

Većina prirodnih materijala se nalazi u I kvadrantu, sa vrednostima između nule i jedinice. Oni mogu da se podele na:

- EMNZ (epsilon and mu near zero), ($\epsilon \geq 0$, $\mu \geq 0$, imaju vrednosti bliske nuli)
- ENZ (epsilon near zero), ($\epsilon \geq 0$, $\mu > 0$, sa vrednostima ϵ bliske nuli)
- MNZ (mu near zero), ($\epsilon > 0$, $\mu \geq 0$, sa vrednostima μ bliske nuli)



Slika 3.1.1. Ilustracija razvrstavanja i podele materijala po kvadrantima prema osobinama permitivnosti i permeabilnosti.

3.2 Metamaterijali sa negativnim indeksom prelamanja

U optici indeks prelamanja predstavlja optičku gustinu nekog materijala i definiše se sa:

$$\mathbf{n} = \frac{c}{v} \quad (3.2.1)$$

gde je c brzina svetlosti u vakuumu, a v brzina svetlosti u datom materijalu. Iz Maxwell-ovih jednačina sledi da je:

$$\mathbf{c}^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}, \quad \mathbf{v}^2 = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0} \quad (3.2.2)$$

gde su: μ_0 – magnetna permeabilnost vakuuma, ε_0 – dielektrična permitivnost vakuuma, μ - relativna magnetna permeabilnost sredine i ε - relativna dielektrična permitivnost sredine. Na osnovu jednačina (3.2.1) i (3.2.2) važi:

$$\mathbf{n}^2 = \varepsilon \mu \quad (3.2.3)$$

Optički materijali mogu da imaju apsorpcione ili pojačavačke osobine. Tada su μ i ε kompleksni brojevi i predstavljaju se kao:

$$\mu = \mu' + i \mu'', \quad \varepsilon = \varepsilon' + i \varepsilon'' \quad (3.2.4)$$

Za apsorpcione sredine važi: $\mu'' > 0$ i $\varepsilon'' > 0$, dok sredina ima pojačavačke osobine ako je: $\mu'' < 0$ i $\varepsilon'' < 0$. Obično optički materijali, bilo da su sa apsorpcionim ili sa pojačavačkim osobinama, imaju pozitivne realne delove kako relativne dielektrične permitivnosti, tako i relativne magnetne permeabilnosti: $\mu' > 0$ i $\varepsilon' > 0$. Stoga kod običnih optičkih materijala, ako je $\mu'' = 0$ i $\varepsilon'' = 0$, indeks prelamanja se izračunava kao:

$$n = \sqrt{\varepsilon \mu} \quad (3.2.5)$$

Godine 1968. Viktor Veselago je po prvi put teoretski razmatrao slučaj kada za neki optički materijal važi: $\mu < 0$ i $\varepsilon < 0$ [Veselago, 1968]. Veselago je u svom radu zaključio da ovakvi optički materijali imaju negativan indeks prelamanja. Ako se napiše da je:

$$\mu = -|\mu| = |\mu| \cdot e^{i\pi}, \text{ odnosno } \varepsilon = -|\varepsilon| = |\varepsilon| \cdot e^{i\pi} \quad (3.2.6)$$

jednačina (3.2.6) postaje:

$$n = \sqrt{|\mu| \cdot e^{i\pi} \cdot |\varepsilon| \cdot e^{i\pi}} = \sqrt{|\mu| \cdot |\varepsilon| \cdot e^{i2\pi}} = \sqrt{|\mu| \cdot |\varepsilon|} \cdot e^{i\pi} = -\sqrt{|\mu| \cdot |\varepsilon|} \quad (3.2.7)$$

Veselagov rad, iako opisuje mnoge osobine materijala sa negativnim indeksom prelamanja, ostao je samo akademski kuriozitet i ubrzo je zaboravljen, jer se tada smatralo da materijali sa negativnim indeksom prelamanja ne postoje. Međutim, 1999. godine Džon Pendri (John Pendry) je prikazao metod kojim se u realnosti mogu napraviti metamaterijali negativnog indeksa prelamanja i napravio revoluciju u ovoj oblasti [Pendry, 1999]. 2000. godine eksperimentalno su napravljeni materijali kod kojih su dielektrična permitivnost i magnetna permeabilnost negativni u određenom opsegu frekvencija [Shelby, 2001].

Realni deo indeksa prelamanja biće negativan ukoliko su ispunjena dva uslova:

1. Realni delovi permeabilnosti i permitivnosti su negativni.
2. $\text{Im}(n) > 0$, imaginarni deo indeksa je pozitivan, odnosno materijal je apsorptivan.

Očigledna posledica ovih uslova ogleda se u Snelovom zakonu. Ako ravanski talas dolazi iz vakuuma pod upadnim uglom θ_1 i ako je n indeks prelamanja nove sredine a θ_n ugao prelamanja, prema Snelovom izrazu:

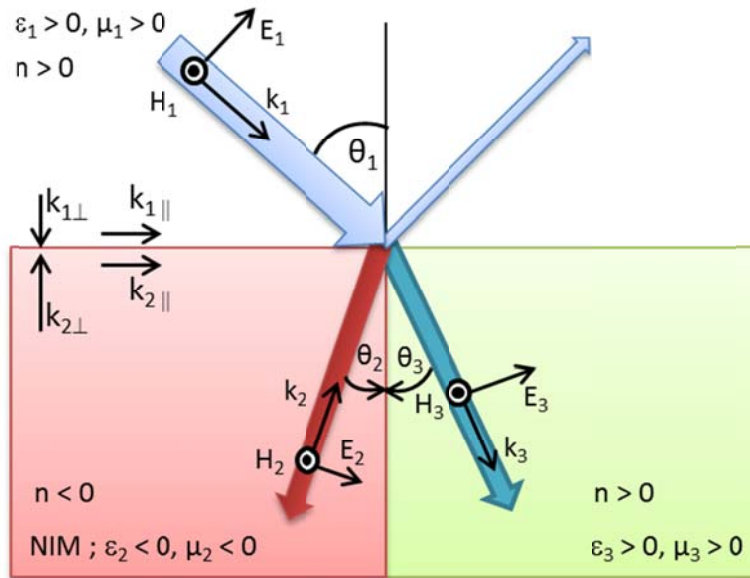
$$n_1 \sin \theta_1 = n_n \sin \theta_n \quad (3.2.8)$$

za slučaj da je $n_n < 0$ biće $\sin \theta_n < 0$, odnosno upadni zrak zaklapa negativan ugao u odnosu na normalu na razdvojnu površinu dve sredine (sl. 3.2.1).

Vektorski oblik za polazne Maksimalve jednačine povektorima \vec{E} i \vec{H}

$$\vec{k} \times \vec{E}_0 = \omega \mu(\omega) \mu_0 \vec{H}_0 \quad (3.2.9)$$

$$\vec{k} \times \vec{H}_0 = -\omega \varepsilon(\omega) \varepsilon_0 \vec{E}_0 \quad (3.2.9)$$



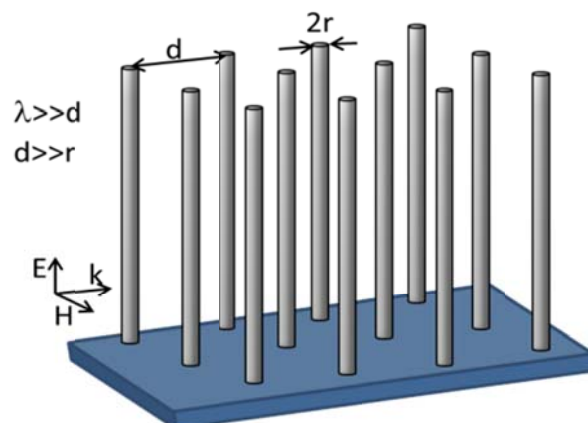
Slika 3.2.1. Ilustracija prelamanja ravanskog talasa koji iz sredine sa pozitivnim indeksom ulazi u sredinu indeksa prelamanja n u slučaju je a) $n > 0$, i b) $n < 0$.

Za $\epsilon(\omega) > 0$ i $\mu(\omega) > 0$ vektori \vec{E} , \vec{H} i \vec{k} obrazuju desni koordinatni sistem i tada je Pointingov vektor $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$ istog pravca i smera kao i talasni vektor \vec{k} . Kada su $\epsilon(\omega) < 0$ i $\mu(\omega) < 0$, vektori \vec{E} , \vec{H} i \vec{k} u tom slučaju obrazuju levi koordinatni sistem i tada je Pointingov vektor suprotnog smera u odnosu na smer talasnog vektora \vec{k} . Otuda i naziv "levoruki" za metamaterijale sa negativnim indeksom prelamanja.

3.3 Klasifikacija i neki osnovni tipovi gradivnih blokova za elektromagnetne metamaterijale

3.3.1 Žičani metamaterijali (veštački dielektrici)

Počeci projektovanja veštačkih atoma metamaterijalnih kristalnih rešetki zasniivali su se na pokušajima da se u mikrotalasnom opsegu postignu negativne vrednosti za dielektričnu permitivnost. Jedna od prvih realizacija sastojala se od niza žica u dielektriku (vazduh ili neki izolator). Ovakve strukture nazvane su veštački dielektrici [Patolsky, 2005]. U savremenoj literaturi se obično nazivaju metamaterijali sa mrežom žica odnosno žičani medijum i predstavljaju prvu generaciju električnih metamaterijala sa negativnom permitivnošću. Efektivna vrednost permitivnost mrežastog medijuma je bila istog oblika kao Drudeova relacija (2.2.8) ali se kontinualno mogla podešavati u zavisnosti od geometrije žica i njihovog prostornog rasporeda. Struktura provodnog 2D žičanog metamaterijala ilustrovana je na slici 3.3.1.



Slika 3.3.1. Ilustracija 2D žičanih mrežastih struktura, koje permitivnost mogu da imaju negativnu ili blisku nuli.

Mnogobrojni radovi posvećeni su nizovima nanožica. Opisani su kao metamaterijali sa ultraniskim indeksom prelamanja [Schwartz, 2003], odnosno sa efektivnim indeksom prelamanja bliskim nuli. Plazma frekvencija žičane mreže može se podešavati menjanjem geometrijskih parametara [Smith, 2000.; Jakšić, 2010, 2], odnosno, geometrije žice (prečnik žice $2r$ u slučaju žica sa kružnim poprečnim presekom) i dužine/periodičnosti jedinične ćelije d . Ako je medijum (sredina) vakuum/vazduh, a poluprečnik jedne žice je $r \ll a$ frekvencija plazme biće

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c^2}{d^2 \ln(a/r)} \quad (3.3.1)$$

gde c označava brzinu svetlosti u vakuumu. Precizniji izraz su predložili Shalaev i Sarychev [Sarychev, 2007]:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c^2}{d^2 \left[\ln\left(\frac{a}{\sqrt{2r} + \pi/4 - 3/2}\right) \right]} \quad (3.3.2)$$

Efektivna dielektrična permitivnost ima Drudeov oblik [Pendry, 1998]:

$$\varepsilon_{eff} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega \left[\omega - i \left(\frac{\omega_p^2 a^2 \varepsilon_0}{\sigma \pi r^2} \right) \right]} \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (3.3.3)$$

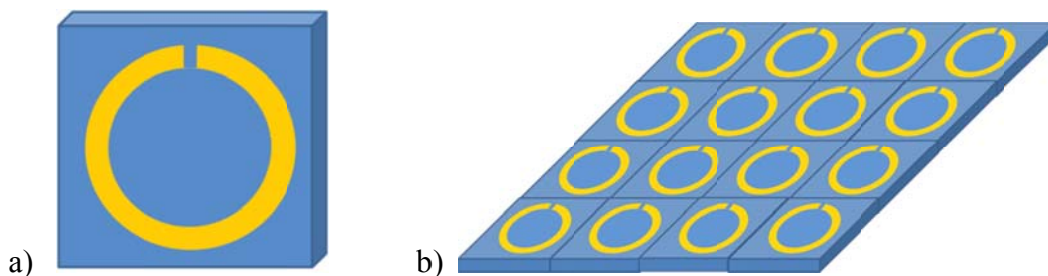
Približna vrednost na desnoj strani gornjeg izraza važi ako je provodnost $\sigma \rightarrow \infty$.

3.3.2 Rezonatori sa rascepljenim prstenom (SRR)

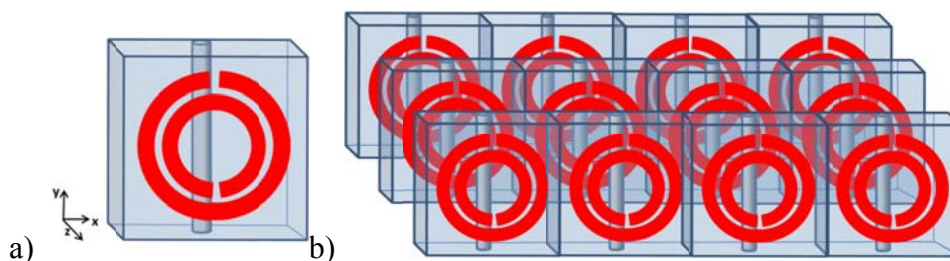
Prve predloge za praktičnu realizaciju magnetnih metamaterijala publikovao je Pendry [Pendry, 1999]. Radi se o uređenom nizu rezonatora sa rascepljenim prstenom (split ring resonators SRR) kružnog ili prstenastog oblika (sl. 3.3.2) koji je pokazivao pozitivnu permitivnost i negativnu permeabilnost na frekvencijama na kojima takve parametre nije imao nijedan materijal u prirodi.

Smith je među prvima došao na ideju da eksperimentalno spoji Pendryjeve strukture dvostrukih prstenastih rezonatora DSRR i žičane metamaterijale [Smith, 2000], sl. 3.3.3. Istovremena negativna vrednost permitivnosti i permeabilnosti je realizovana kombinacijom električnih i magnetnih struktura, odnosno žičanog medijuma i niza. Ovakva stuktura predstavlja prvi eksperimentalni prototip

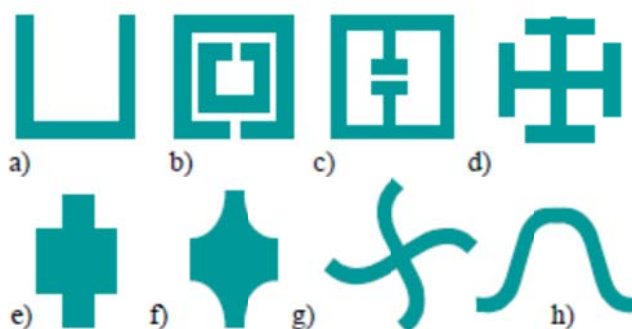
metamaterijala, kod koga su oba parametra istovremeno negativna. Ovo je rezonantna struktura i negativni indeks prelamanja dobijen je u uskom opsegu frekvencija između 10.2 GHz i 10.8 GHz. Narednih desetak godina pojavljivale su se nove kombinacije 2D struktura električnih i magnetnih metamaterijala.



Slika 3.3.2. Ilustracija niza rezonatora sa rascepljenim prstenom (split ring resonators SRR) kružnog oblika.



Slika 3.3.3. Evolucija stvaranja metamaterijala sa $n < 0$ kombinacijom dveju struktura; a) početna konfiguracija sa dvostrukim metalnim prstenovima kružnog oblika sa procepom (SRR) i žičanim medijumom ili induktivnom trakom.



Slika 3.3.4. Primeri kontura sa metalnim slojevima za formiranje 2D metamaterijala. Od a) do d) su konstrukcije rezonantnih prstenova za magnetne metamaterijale, a u drugom redu od e) do f) su mrežasti oblici [Jakšić, 2010, 2].

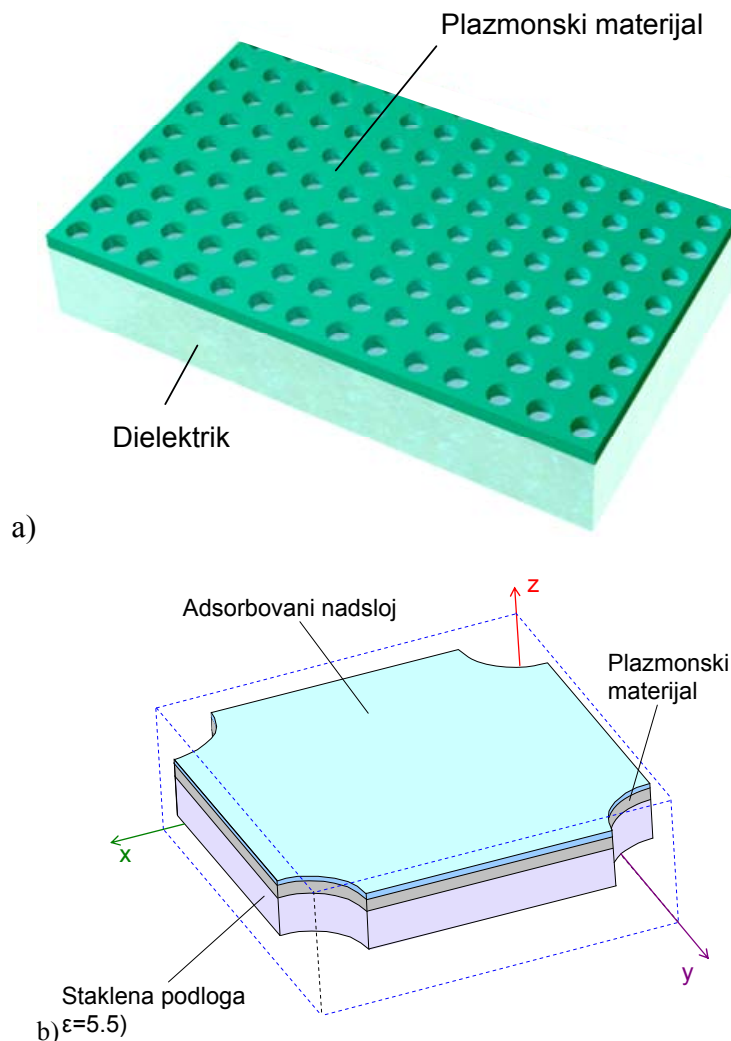
Osnovna veštačka jedinična ćelija metamaterijala može se nazvati meta-atom i ona se može složiti u periodičnu rešetku metamaterijala kao prirodni atomi u kristalne rešetke. Na sl. 3.3.4 prikazani su meta-atomi koji se mogu koristiti kao jedinična ćelija ravanskih (2D) metamaterijala. Vidi se da njihovi oblici mogu da budu različiti.

3.3.3 Jednostruki mrežasti metamaterijali - EOT

Mrežaste metamaterijalne strukture možemo da razmatramo kao tanke slojeve plazmanskog materijala okružene slojevima dielektrika, pri čemu su kroz celokupnu strukturu pravilno periodično raspoređeni podtalasni otvori. Na osnovu broja metalnih slojeva mrežaste strukture možemo da podelimo na jednoslojne, dvoslojne i višeslojne.

U ovoj sekciji razmatramo jednostruku mrežastu strukturu koja zapravo predstavlja tanak sloj metala okruženog dielektrikom, sl. 3.3.5. Poznata je u literaturi kao struktura pogodna za primenu u sensorima zbog efekta prekomerne transmisije (Extraordinary Optical Transmission, EOT). Ovaj efekt nastaje na optički neprozirnom metalnom filmu sa podtalasnim otvorima koji prema klasičnoj teoriji ne bi uopšte trebalo da propuštaju svetlost jer im je prečnik manji od talasne dužine. U stvarnosti ovakve strukture na određenim talasnim dužinama propuštaju čak i blizu 100% upadnog zračenja, što je eksperimentalno ustanovio Ebbesen sa saradnicima i to publikovao u svojem sada klasičnom radu iz časopisa *Nature* [Ebbesen, 1998].

Kada su debljine slojeva metala i dielektrika dovoljno male, dolazi do sprezanja upadnog prostirućeg talasa sa površinskim plazmonima polaritonima na jednostrukoj mrežastoj strukturi, da bi se zatim SPP na toj strani sprezaio sa onim na drugoj, a SPP na drugoj preko matrice podtalasnih otvora najzad spregnuo sa izlaznim prostirućim talasom. Treba pomenuti da jednoslojni mrežasti metamaterijali nemaju negativan efektivni indeks prelamanja, već samo negativnu efektivnu dielektričnu permitivnost. Oni se ponašaju kao efektivni plazmonski materijal čija je rezonantna frekvencija u potpunosti podesiva izborom dimenzija podtalasnih otvora. Površinski elektromagnetski talasi koji se javljaju na ovakvoj strukturi nazivaju se projektovani (designer) ili lažni (spoof) plazmoni. Ovakvo ponašanje jednostrukih mrežastih metamaterijala opisao je Pendry (John Pendry) u svojem klasičnom radu iz časopisa *Science* [Pendry, 2004,2].

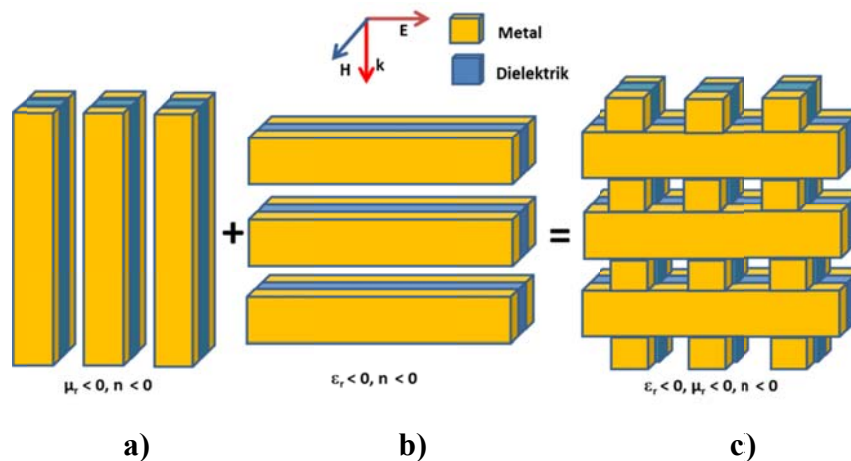


Slika 3.3.5 Jednostruka mrežasta struktura (EOT); a) tanki metalni film sa periodično raspoređenim otvorima; b) jedinična ćelija jednoslojne mrežaste strukture.

3.3.4 Mrežasti metamaterijali sa negativnim indeksom prelamanja

Prva metamaterijalna struktura na kojoj je postignuta negativna vrednost efektivnog indeksa prelamanja u optičkom talasnom opsegu (najpre bliski infracrveni, a ubrzo potom i vidljivi spektar), bila je kompozitna 2D struktura u obliku ribarske mreže (fishnet), u ovom radu još označena i kao mrežasta struktura. Ova struktura može se prikazati kao uređena matrica podtalasnih apertura izbušenih u podlozi koju čini sendvič metal-dielektrik-metal [Zhang, 2005,1,2]. Pravilni raspored otvora podseća na ribarsku mrežu, pa je po tome struktura i dobila svoj engleski naziv. Mrežasti metamaterijal može da se posmatra kao kombinacija dve nezavisne strukture, jedne koja je rezonantno

kapacitivna (magnetna), tanka ploča duž magnetnog polja i druga, ukrštena sa njom, koju čine nerezonantne induktivne (električne) trake duž električnog polja, sl. 3.3.6. Električne trake osiguravaju negativnu permitivnost za rezonantni magnetni deo.



Slika 3.3.6. Evolucija stvaranja metamaterijala negativnog indeksa prelamanja kombinacijom dveju struktura; a) trake TM magnetnog metamaterijala (rezonantna struktura); b) trake (TE) električnog metamaterijala (nerezonantna struktura) i c) struktura u vidu ribarske mreže nastala integracijom prethodne dve strukture.

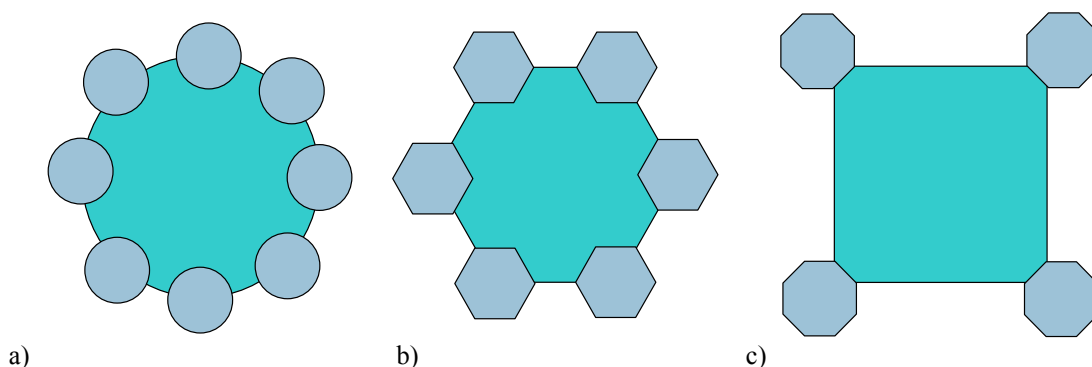
Spajanjem strukture sa slike 3.3.6 a) koja daje efekte negativne permeabilnosti i sa sl. 3.3.6 b) sa negativnom permitivšću, njihove funkcionalnosti se sabiraju u novoformiranoj ravanskoj strukturi. Pokazuje se da se negativni indeks prelamanja, dobijen preklapanjem struktura sa negativnom permeabilnošću i negativnom permitivnošću, može podesiti za traženi frekventni opseg podešavanjem geometrijskih karakteristika mrežaste strukture. Osnovne prednosti mrežaste strukture su u njenoj jednostavnosti (kvazi-2D forma) i potpunoj kompatibilnosti sa *top-down* mikroelektronskim tehnologijama, zahvaljujući čemu su omogućene njene prve eksperimentalne realizacije i potvrde funkcionalnosti u optičkom domenu.

Višeslojna struktura mrežastog metamaterijala sastoji se od metal-dielektričnih slojeva i predložena za zapreminske metamaterijale [Valentine, 2011]. Eksperimentalno je potvrđena i upotrebljavana za strukture metamaterijala sa velikim vrednostima indeksa prelamanja.

3.3.5 Mrežasti metamaterijali sa kompleksnim oblikom jedinične ćelije

Ova sekcija razmatra generalizaciju mrežastih metamaterijala, gde aperture u vidu jednostavnih geometrijskih slika (npr. kvadrat ili pravougaonik, krug ili elipsa) zamenjujemo složenim likom formiranim superpozicijom dva ili više ovakvih osnovnih likova. Tako dobijena jedinična ćelija, koju nazivamo jedinična superćelija, imaće dodatne elektromagnetske modove u odnosu na podobjekte od kojih je sastavljena i prema tome davati dodatni stepen projektantske slobode. U njima se zapravo koristi efekat nelokalnosti [Tanasković, 2015], gde duboko podtalasni gradivni blokovi stvaraju tačke visokog elektromagnetskog polja ("vruće tačke", "hotspots") zbog kojih aproksimacija efektivnog medijuma prestaje da važi, ali se efektivni parametri mogu ekstrahovati na osnovu numeričkih simulacija.

Najpre razmatramo slučaj u kome se na ivice odnosno krajeve postojećeg osnovnog oblika aperture superpozicijom dodaju podotvori manjih dimenzija. Osnova ovog načina formiranja jedinične superćelije prikazana je na slici 3.3.7.

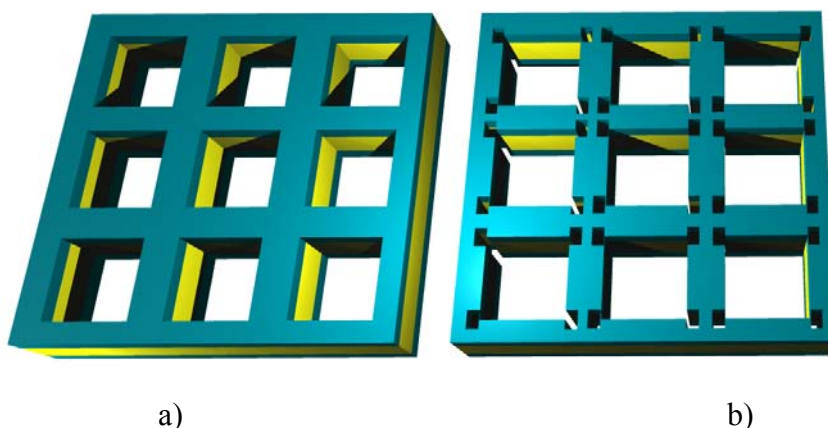


Slika 3.3.7. Primeri različitih otvora i različitih podotvora, a) glavni otvor je u obliku kruga i podotvori su krugovi, b) šestouglaoni oblik otvora i podotvora, c) glavni otvor je u obliku kvadrata ili pravougaonika, a i podotvor .

Slika 3.3.7 prikazuje tri od mogućih bezbroj kombinacija koje mogu da se koriste pri dizajniranju superćelija. Ovakvo kreiranje novih struktura može se nastaviti dodavanjem novih oblika, ili dodavanjem još manjih podobjekata, što predstavlja prostorni ekvivalent razvijanja funkcije u red i zadržavanja sve većeg broja članova razvoja, pri čemu svaki član odgovara jednom podobjektu. Postojanje ovako superponiranih objekata menja rezultujuću geometriju i utiče svojim lokalnim efektima

na resultantno elektromagnetno polje. U ovom slučaju, uzroci novih osobina su geometrijske forme podobjekata koji se dodaju na osnovnu strukturu i lokalizacija polja usled efekta šiljka [Tanasković, 2016].

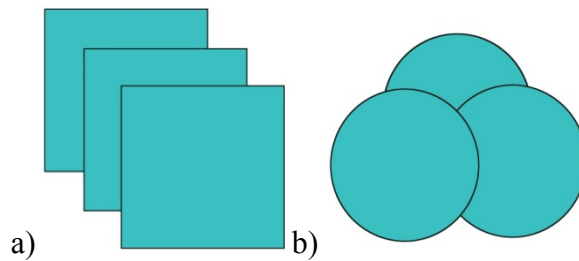
Najjednostavniji slučaj je kada se superćelija formira od elemenata istog oblika i različitih dimenzija. Na slici 3.3.8 a) prikazan je početni izgled strukture sa neperturovanim, osnovnim oblikom otvora. Na sl. 3.3.8 b) prikazan je slučaj kada se manji podobjekat, pravougaoni, doda na svakom uglu osnovne strukture.



a) b)
Slika 3.3.8. Prikaz uporednih ilustracija mrežaste strukture a) sa kvadratnim otvorima bez podotvora i b) superstruktura koju čine kvadratni otvori sa kvadratnim podotvorima [Tanasković, 2014,1].

Osnovna mana struktura sa duboko podtalasnim podobjektima jeste što je za njihovu izradu neophodno obezbediti dovoljno visoku rezoluciju litografije, što za optičku oblast predstavlja ozbiljan tehnološki problem. Zbog toga je u daljem tekstu razmotren tip jediničnih superćelija koje takođe imaju duboko podtalasne detalje, ali koje je mnogo lakše realizovati postojećim postrojenjima za planarne tehnologije.

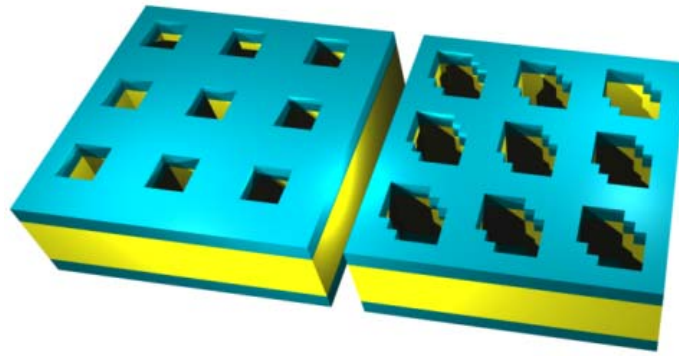
Pomenuti drugi tip jediničnih superćelija kao kompozitnih likova sačinjenih od podobjekata su strukture u kojima se osnovni motiv, odnosno početni oblik podtalasne aperture, pomera po x odnosno y osi i ponovo kopira, dakle superponira sa jednim ili više svojih "klonova". Na taj način se konačni lik sastoji od dve ili više međusobno pomerene kopije osnovnog objekta. Ova situacija prikazana je na slici 3.3.9.



Slika 3.3.9. Primeri kompozitnih apertura dobijenih pomeranjem i replikacijom osnovne aperture. a) Osnovni objekat u obliku kvadrata; b) osnovni objekat u obliku kruga.

Slika 3.3.9 a) prikazuje lik dobijen dvostrukim pomeranjem osnovnog lika (kvadrat) po dijagonalnoj osi, jednom za trećinu i jednom za dve trećine osnovne stranice i superpozicijom tri tako dobijena lika. Slična situacija je prikazana na sl. 3.3.9 b), gde je osnovni objekat krug, a njegov centar i centri replika razmešteni su po uglovima jednakostraničnog trougla. Na opisani način se u superćelijama pojavljuju šiljaste podtalasne strukture kojih ranije nije bilo, u kvadratnoj 4 a u kružnoj 3, tako da se može očekivati pojavljivanje "vrućih tačaka" elektromagnetskog polja na njihovim vrhovima usled efekta šiljka. To sa svoje strane rezultuje pojavljivanjem novih modova u raspodeli elektromagnetskog polja i, kao krajnja posledica, povećanjem broja spektralnih pikova na različitim talasnim dužinama, odnosno bogatijim odzivom strukture. Pri tome je važno da se ovakve strukture mogu dobiti prostim pomeranjem fotolitografske maske prilikom izrade planarnim tehnologijama.

Bitan detalj je i da se metodom superpozicije osnovnog motiva mogu dobiti duboko podtalasni detalji čak i ukoliko rezolucija primenjene fotolitografije nije podtalasna [Tanasković, 2015]. To je posledica činjenice da detalji likova koji se dobijaju superpozicijom mogu biti mnogo sitniji od samih likova, kao što je to npr. slučaj sa serijom šiljaka dobijenih superpozicijom krugova: ukoliko je krug na granici rezolucije opreme, šiljkovi dobijeni preklapanjem će imati znatno manji poluprečnik krivine, tj. biće duboko podtalasni. To znači da pri superpoziciji likova za dobijanje podtalasnih detalja nije neophodna preciznost rezolucije, već usaglašavanja položaja, dakle preciznosti mikromanipulatora odnosno tzv. "alignment" uređaja, što je mnogo blaži uslov.



Slika 3.3.10. Dvostruka mrežasta struktura (metal-dielektrik-metal) a) otvori su kvadratni, razmešteni u kvadratnoj rešetki; b) superćelija dobijena superpozicijom tri identična kvadrata [Tanasković, 2014,2]

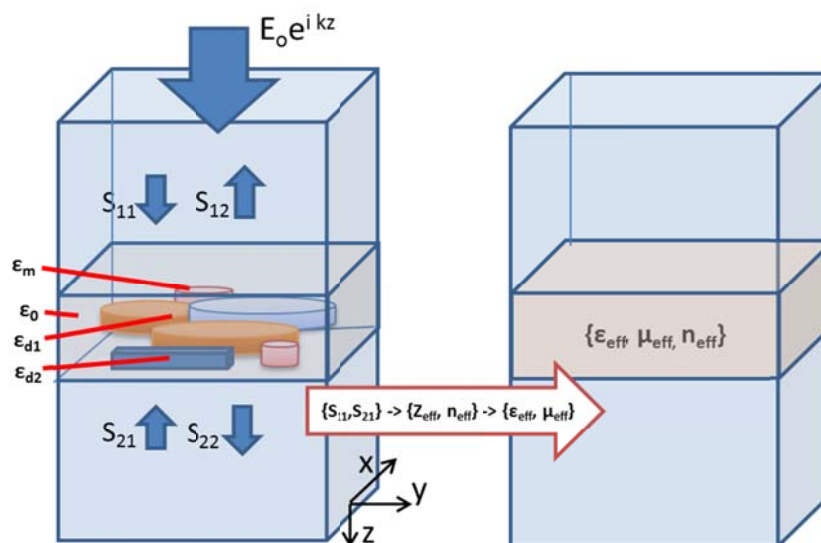
Na slici 3.3.10 prikazana je matrica osnovnih likova (a) i jediničnih superćelija dobijenih replikacijom osnovnog motiva (b) za sličaj dvostrukog mrežastog metamaterijala.

3.4 Metoda homogenizacije i teorija efektivnog medijuma za nanoplazmoniku

Osnovna namena metode homogenizacije je da se za datu složenu kompozitnu, dakle heterogenu strukturu odredi homogena struktura koja ima iste ekvivalentne parametre rasejanja, tako da obe mogu da se opišu istim efektivnim elektromagnetskim parametrima. Na ovaj način prelazi se iz mikroskopskog u makroskopski domen i omogućuje korišćenje pristupa kao za homogene materijale u prirodi. Kod prirodnih materijala efektivne vrednosti nastaju usrednjavanjem lokalnih elektromagnetnih polja gde je talasna dužina mnogo veća od veličine atoma ili molekula. Na sličan način se mogu odrediti efektivne vrednosti parametara rasejanja u kompozitivnim sredinama.

Homogenizacija je uvek aproksimativna, pa se zamena složenih osobina komplikovane kompozitne osobine opravdava činjenicom da su veličine kao što su dielektrična permitivnost i magnetna permeabilnost i preko njih definisani koeficijent indeksa, makroskopske veličine koje daju usrednjeni odziv na pobudu tokom dovoljno dugog vremena i u dovoljno velikoj zapremini. Očigledno je da će zamena kompozitnog sistema ekvivalentnim homogenim biti moguća samo u jednom određenom opsegu

dimenzija, gde su elementi kompozita mnogo veći od atoma, ali istovremeno dovoljno manji od radne talasne dužine.



Slika 3.4.1. Ilustracija metode homogenizacije kojom se interakcija elektromagnetnog talasa i kompozitnog sistema sa elementima podtalasnih dimenzija može opisati efektivnim vrednostima optičkih parametara.

Osnovna ograničenja metode homogenizacije odnose se na to što elektromagnetska svojstva metamaterijala potiču od njihove kompozitne, nehomogene strukture materijala različitih dielektričnih osobina. Pošto se radi o anizotropnim kompozitima čija svojstva nisu ista u svim smerovima, parametre materijala neće biti moguće opisivati skalarno, već će morati da se posmatraju kao tenzori. Takođe, talasna dužina se menja u delovima sa slobodnim elektronima i postaje mnogo kraća u odnosu na onu u vakuumu ili dielektriku za istu talasnu dužinu.

Kompoziti 2D metamaterijala, među koje spadaju i mrežaste strukture, napravljeni su kao slojevite strukture pa je velika prednost što mogu da se razmatraju kao slojevi konačne debljine i da se podrazumeva da su u ravni površine praktično beskonačni. Pravilno periodični elementi strukture projektuju se tako da parametri materijala budu invarijantni u odnosu na pravac prostiranja upadnog talasa.

Osnovni problem na koji treba obratiti pažnju prilikom primene metoda homogenizacije su disperzione osobine delova strukture. Efektivni parametri strukture zavise od zapremine i površine njenih delova, kao i od parametara materijala. Realni

delovi permitivnosti materijala koji se dodiruju su suprotnog znaka, a imaginarni delovi plazmanskim materijala su najčešće različiti od nule, što dovodi do pojave gubitaka koji moraju da se uzimaju u obzir pri izračunavanju efektivnih vrednosti. Osobina koja odvaja metamaterijale su prostorno lokalizovani domeni u delovima strukture koji u uskom opsegu rezonantnih učestanosti imaju izraženu disperziju parametara. Van ovog opsega rezonantnih učestanosti, osobine i promene parametara i u ovim delovima strukture mogu da se posmatraju kao kod kontinulanih medija. Jedan od osnovnih zadataka metode homogenizacije i izračunavanja efektivnih parametara je što preciznije uračunavanje promena parametara rasejanja u zavisnosti od disperzionih zavisnosti u delovima strukture gde je izražena lokalizacija elektromagnetnog polja.

Različiti analitički pristupi efektivnom opisu parametara kompozitnih materijala, koriste teorijske metode da bi dali približni odziv na makroskopskom nivou – tzv. aproksimacija efektivnim medijumom. Među najpoznatijima od onih koje su korišćene za plazmonske i generalno metamaterijalne strukture su svakako Bruggemanova (Bruggeman) [Bruggeman, 1935] i Maksvel-Garnetova (Maxwell-Garnett) teorija [Maxwell-Garnett, 1904], ova druga zasnovana na Klauzijus-Mosotijevom (Clausius-Mossotti) izrazu [Scheller, 2010]. Zajedničko za njih je da pretpostavljaju homogenost medijuma, što im značajno ograničava upotrebljivost.

Postoji jedan broj predloga za proširenje važenja konvencionalne teorije efektivnog medijuma na širi frekventni opseg, npr. korišćenjem formalizma višestrukog rasejanja [Mei, 2006]. ili aproksimacije koherentnim potencijalom [Wu, 2007], međutim ove metode važe za situacije u kojoj su i struktura rešetke i plazmonske inkluzije izotropni. Anizotropne strukture, u koje spada većina metamaterijala, predstavljaju mnogo veći problem. Za ovakve slučajeve predlagane su generalizacije Maksvel-Garnetovog pristupa zasnovane na višestrukome rasejanju, međutim njihova primenljivost ograničena je na anizotropne fotonske rešetke sa izotropnim delovima. Među metode predlagane za anizotropne delove u metamaterijalu spadaju usrednjavanje polja, integraljenje po granicama i ekstrakcija parametara. U ovom trenutku ne postoji zaokružena metoda koja bi dala analitičke izraze za efektivne optičke parametre u zatvorenom obliku za slučaj anizotropnih metamaterijala izračunate na osnovu složene geometrije i sastava metamaterijalnog nanokompozita [Zhang, 2015].

U ovom radu efektivne parametre matrice rasejanja dvodimenzionalnog kompozitnog metamaterijalnog medijuma određujemo isključivo na osnovu direktne simulacije odziva jedinične ćelije plazmanskog metamaterijala počev od Maksimalnih jednačina i uz korišćenje odgovarajućih graničnih uslova. Uračunavaju se disperzione osobine materija, od kojih se sastoje delovi kompozita i izračunavanju se komponente polja na delu strukture sa izraženom lokalizacijom polja plazmona. Na osnovu izračunatih disperzionih zavisnosti parametara rasejanja, transmisije i refleksije, izračunavaju se ekstrakcijom, primenom metode inverzije, efektivne vrednosti jediničnog elementa strukture, permeabilnosti, permitivnosti i indeksa prelamanja, a na osnovu kojih se određuje parametar kvaliteta metamaterijala (FOM, Figure of Merit). Ekstrakcija parametara prikazana je detaljnije u sledećem poglavlju.

3.5 Ekstrakcija konstitutivnih optičkih parametara metamaterijalnog nanokompozitana osnovu parametara rasejanja

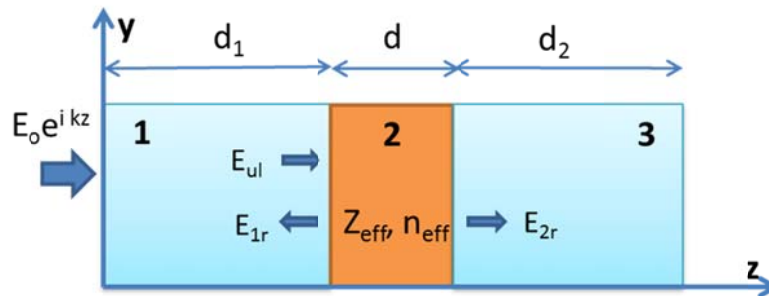
Nicholson-Ross-Wier metoda [Nicolson 1970, Wier 1974] ili NRW je i danas najkorišćenija metoda za analiziranje i projektovanje plazmanskih struktura. Primena NRW za proučavanje osobina metamaterijala počinje od Smith-a (2002) i Chen-a (2004) [Smith, 2002]. Metoda izračunavanja primenjena je za slučaj upadnog zraka normalnog na površinu uzorka i zasniva se na inverziji kompleksne reflektanse r i transmitanse t materijala. Izmene ovog postupka i prilagođenje za slučaj upadnog zraka pod proizvoljnim, kosim uglom u odnosu na normalu na površinu, uradili su Menzel (2008), Chen (2005) i Li (2009). Ova metoda je klasičan način razmatranja optičkih osobina materijala preko parametara rasejanja. U ovom poglavlju se razmatra metoda koja je zasnovana na numeričkim simulacijama parametara rasejanja odnosno transmisije i refleksije u aproksimaciji dalekog polja za 2D metamaterijal u obliku ploče debljine d koja se sastoji od periodično raspoređenih elemenata.

Struktura metamaterijala posmatra se kao beskonačna ploča sa pravilno raspoređenim meta atomima, odnosno jediničnim ćelijama gde se svaka od njih posmatra kao dvoportni ulaz predstavljen preko parametara rasejanja – S-parametara (S_{ij} , $i, j = 1, 2$). Pravac upadnog talasa je pod pravim uglom na površinu strukture. Elektromagnetna karakterizacija metamaterijala zasnovana je na određivanju njegovih

makroskopskih efektivnih parametara optičkih karakteristika pomoću izmerenih ili simulacijom dobijenih vrednosti elemenata matrice rasejanja S .

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{22} \end{pmatrix} \quad (3.5.1)$$

NRW metod zasniva se na inverziji Frenelovih formula za koeficijente refleksije i transmisije za normalan upadni talas izražen preko impedancije talasa i indeksa prelamanja, sl. 3.5.1.



Slika 3.5.1. Ilustracija postavke metode homogenizacije za određivanje efektivnih parametara materijala NRW inverzijom S parametara refleksije i transmisije kompozita.

Prema Smith-u [Smith, 2002] metamaterijalni kompozit smatramo efektivnim medijumom gde se odnos komponenata upadnog i transmitovanog elektromagnetnog talasa može predstaviti preko matrice prenosa \mathbf{T} koja ima 2×2 elementa, slično kao matrica rasejanja. Upadno polje na ulazu u deo 1 može da se napiše u obliku:

$$E_{ul} = E_o e^{ikz} \quad (3.5.2)$$

Za komponente upadnog polja pretpostavljen je oblik prostoperiodičnog talasa izražen u kompleksnom obliku (3.5.2) i, zbog jednostavnosti koja ne utiče na opštost, da su amplitude upadnog pola normalizovane na jediničnu vrednost. Time se za slučaj izotropnog metamaterijala u obliku ravanske strukture, ploče debljine d , dobijaju komponente rezultatnog električnog polja u domenima 1 i 2, prema slici 3.5-2 respektivno:

$$E_{1r} = (e^{ikd_1} + R e^{-ikd_1}) \quad (3.5.3)$$

$$E_{2r} = T e^{ik(d_1+d)} \quad (3.5.4)$$

Konačni oblik matrice prenosa koja povezuje komponente polja ima oblik [Smith, 2005; Parisi, 2012]:

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} \cos(nkd) & -i z \sin(nkd) \\ \frac{-i}{z} \sin(nkd) & \cos(nkd) \end{pmatrix} \quad (3.5.5)$$

Za slučaj izotropnih i homogenih materijala, matrica T je simetrična:

$$T_{11} = T_{22} = T_s \quad i \quad [T] = 1 \quad (3.5.6)$$

Komponente F matrice upadnog polja i F' matrice transmisije su u obliku:

$$F' = T F \quad ; \quad F = \begin{pmatrix} t_{E,1} \\ t_{H,1} \end{pmatrix} ; \quad F' = \begin{pmatrix} t_{E,2} \\ t_{H,2} \end{pmatrix} \quad (3.5.6)$$

gde su $t_{E,1}$, $t_{H,1}$, $t_{E,2}$ i $t_{H,2}$ komponente polja matrica F i F' koje na osnovu geometrije postavke merenja i izraza 3.5.4 i 3.5.5 imaju oblik:

$$t_{E,1} = 1 - R e^{-i2kd_1} = 1 - r \quad (3.5.7)$$

$$t_{H,1} = 1 + R e^{-i2kd_1} = 1 + r \quad (3.5.8)$$

$$t_{E,2} = t_{H,2} = T e^{ikd} = t \quad (3.5.9)$$

Na osnovu jednačina za komponente matrica transformacija odgovarajući oblici za amplitude refleksije i transmisije upadnog prostoperiodičnog talasa normalno na površinu su:

$$r = R e^{-i2kd_1} \quad ; \quad t = T e^{ikd} \quad (3.5.10)$$

Polazeći od izraza 3.5.6. za transformacionu matricu i koristeći navedene izraze prema pojednostavljenom problemu na slici 3.5.1, inverzijom mogu da se izračunaju efektivne vrednosti za indeks prelamanja i impedansu:

$$Z = \pm \sqrt{\frac{(1+r)^2 - t^2}{(1-r)^2 - t^2}} \quad (3.5.11)$$

$$n = \frac{N}{kd} = \frac{1}{kd} \cos^{-1} \left[\frac{1}{2t} (1-r^2+t^2) \right] + \frac{2\pi m}{kd} \quad (3.5.12)$$

gde je m faktor grananja koji može da ima vrednosti:

$$m = -\infty, \dots, 3, 2, 1, 0, 1, 2, 3, \dots, +\infty \quad (3.5.13)$$

Relativno jednostavni oblici dobijenih izraza su kompleksne veličine sa višestrukim rešenjima i sva složenost primene ove metode homeogenizacije je u određivanju rešenja na osnovu koga se određuju efektivna permitivnost i permeabilnost. Za pasivne materijale zahtev da je $\text{Re}(Z) > 0$, određuje znak u izrazu (3.5.13), a da su gubici kod indeksa prelamanja uvek pozitivni određuje znak imaginarnog dela izraza (3.5.14), $\text{Im}(n) > 0$. Na taj način izrazi za realni i imaginarni deo indeksa prelamanja imaju sledeći oblik:

$$\text{Re}(n_{eff}) = (\text{sign}(N'')N' + 2\pi m)/kd \quad (3.5.14)$$

$$\text{Im}(n_{eff}) = (\text{sign}(N'')N'')/kd \quad (3.5.15)$$

Parametri rasejanja S matrice su kompleksne veličine zavisne od frekvencije i njima se opisuje transmisija i refleksija elektromagnetne energije u odnosu na definisani ulaz i izlaz. Za slučaj visokofrekventne simulacije homogenih pločastih periodičnih struktura gde su dimenzije jediničnog elementa podtalasne u odnosu na radnu talasnu dužinu upadnog talasa, neophodno je da se, umesto uobičajene definicije S komponentata preko napona i struja, ove komponente definišu preko odgovarajućih komponentata matrice prenosa T . Veza između komponentata T i S matrica je:

$$S_{11} = S_{22} = \frac{-i\frac{1}{2}(T_{21} + T_{12})}{T_s + \frac{1}{2}(iT_{12} - iT_{21})} \quad (3.5.16)$$

$$S_{12} = S_{21} = \frac{1}{T_s + \frac{1}{2}(iT_{12} - iT_{21})} \quad (3.5.17)$$

gde su $T_s = T_{11} = T_{22}$ a odgovarajuće S_{11} i S_{21} komponente kompleksne vrednosti koje se izračunavaju ili mere i predstavljaju parametre refleksije i transmisije za talas sa ulazne strane. Kada se elementi matrice zamene iz (3.6.3) u navedene izraze (3.6.9) i (3.6.10) dobija se:

$$S_{11} = S_{22} = \frac{i}{2} \left(\frac{1}{Z} - Z \right) \sin(mkd) \quad (3.5.18)$$

$$S_{12} = S_{21} = \frac{1}{\cos(mkd) - \frac{i}{2} \left(Z - \frac{1}{Z} \right) \sin(mkd)} \quad (3.5.19)$$

U inverznom obliku za poznate vrednosti S matrice dobija se konačno:

$$Z_{eff} = \pm \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2}} \quad (3.5.20)$$

$$n_{eff} = \frac{N}{kd} = \frac{1}{kd} \cos^{-1} \left[\frac{1}{2S_{21}} (1 - S_{11}^2 + S_{21}^2) \right] + \frac{2\pi m}{kd} \quad (3.5.21)$$

Efektivne vrednosti indeksa prelamanja n i impedanse Z se izračunavaju na osnovu (3.2.13) i (3.2.14), inverzijom na osnovu poznatih koeficijenata transmisije i refleksije. Konačni izrazi za efektivne vrednosti parametara dobijaju se prema:

$$\epsilon_{eff} = \frac{n_{eff}}{Z_{eff}} \quad (3.5.22)$$

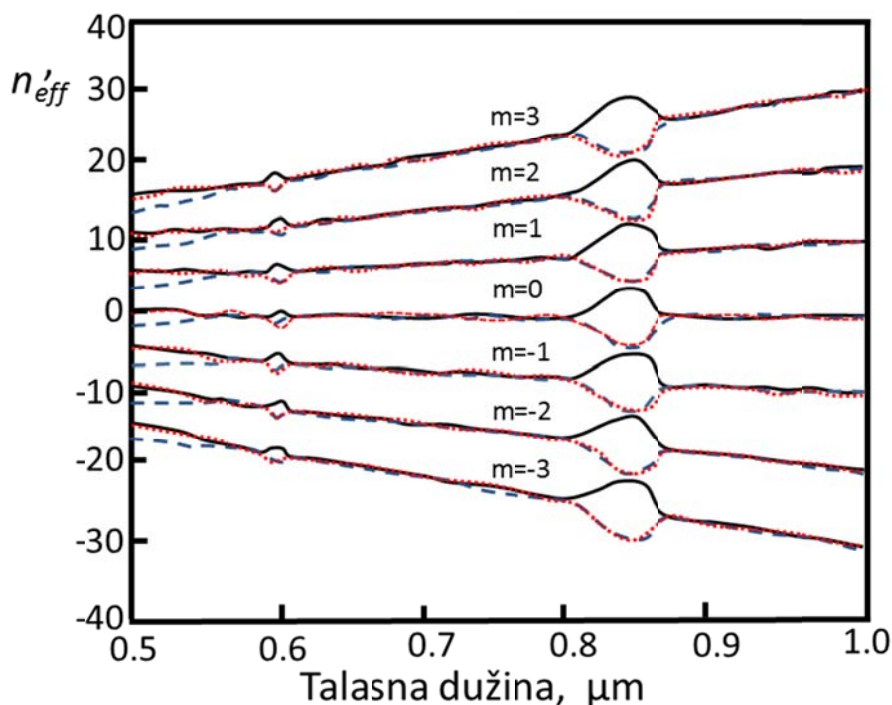
$$\mu_{eff} = n_{eff} Z_{eff} \quad (3.5.23)$$

Na osnovu poznatih vrednosti parametara rasejanja S dobijenih simulacijom strukture, prema izrazima (3.2.15) i (3.2.16) mogu da se odrede efektivni parametri materijala – kompleksna permitivnost i permeabilnost kao i kompleksna vrednost indeksa prelamanja. Za izotropnu sredinu efektivne vrednosti mogu da se svedu na skalarne vrednosti. Rešenje jednačine (3.5.14) je višeznačno, tako da je potrebno da se odrede grane koje imaju fizički smisao. Određivanje znaka i indeksa m vrši se na osnovu uslova za pasivnost materijala (apsorpcioni gubici uvek veći od nule):

$$\text{Re}\{Z\} \geq 0 ; \text{Im}\{n\} \geq 0 ; \text{Im}\{\epsilon_{eff}\} \geq 0 ; \text{Im}\{\mu_{eff}\} \geq 0 \quad (3.5.24)$$

Navedeni uslovi označavaju da u materijalima nema pojačanja ($\text{Re}(Z) \geq 0$) kao što bi bilo kod aktivnih materijala, odnosno da kod pasivnih materijala znači odgovarajućih imaginarnih delova kompleksnih vrednosti permitivnosti, permeabilnosti i indeksa prelamanja koji se odnose na gubitke u materijalu, moraju biti ili pozitivni ili jednaki nuli. Za jednostavnije primere i kada je uzorak tanak, lako se pokazuje da je m ceo broj i uzima se da $m=0$. U slučaju metamaterijala sa negativnim vrednostima ϵ i μ , parametri mogu da imaju velike apsolutne vrednosti na rezonantnoj učestanosti, pa iako se i u ovom slučaju radi o dovoljno tankom materijalu, do sada za njega nije predloženo jednoznačno rešenje. Uobičajeni način rada je da se traže prave grane upoređivanjem vrednosti indeksa prelamanja n za talasne dužine ispod rezonantne i da se na osnovu izraza (3.5.17) i vrednosti za n materijala daleko ispod rezonantne učestanosti određuju fizički opravdana rešenja.

Na sledećim slikama prikazani su kao primer rezultati MATLAB programa koji preko gore navedenih izraza izračunava odgovarajuće efektivne vrednosti za strukturu sa jediničnom ćelijom kvadratnog oblika, sa dimenzijama stranice 300 nm i debljinom gornjeg i donjeg sloja plazmonskog materijala od 30 nm i dielektrika 40 nm [Tanasković, 2014, 3]. Konačni rezultati su prikazani u poglavlju 6.4, a na osnovu izračunatih parametara rasejanja za normalni upadni ugao pobudnog elektromagnetnog polja, na slici 3.5.2 prikazane su grane, rezultati za realni deo indeksa prelamanja za vrednosti m od -3 do $+3$. Sa ciljem da se prikaže mnoštvo različitih rešenja, prikazane su varijante i sa uračunavanjem znaka (isprekidana i tačkasta linija) prema izrazima (3.5.14) i (3.5.15), i kada se ne koristi navedena pravila (puna linija).

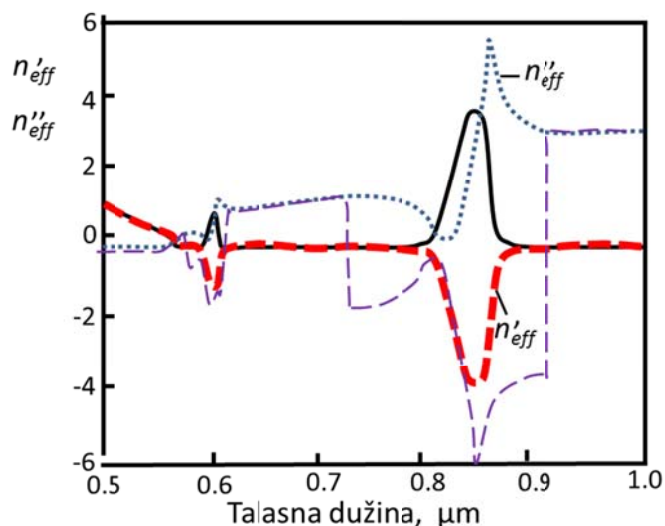


Slika 3.5.2. Prikaz izračunatih vrednosti za realnu vrednost indeksa prelamanja za $m = -3$, za najnižu granu i do $m=3$. Tačkaste i isprekidane grane se izračunavaju ako se poštuje pravilo da se uzima pozitivna vrednost imaginarnog dela. Puna linija je za slučaj kada se ne vodi računa o znaku.

Na slici 3.5.3 prikazani su rezultati za realne i imaginarne vrednosti indeksa prelamanja za istu geometriju metamaterijala kada je faktor grananja $m = 0$. Označene su izabrane vrednosti, gde su poštovane vrednosti u izračunavanju prema (3.5.24)

(isprekidana i tačkasta linija), puna linija za realni deo i tanka isprekidana za imaginarni deo kada se ne vodi računa o znaku.

Periodičnost metamaterijala uvek je u podtalasnom domenu, tako da je d , debljina ravanskog kompozitnog metamaterijala, uvek manja od talasne dužine pobudnog polja, pa se uzima da je $m = 0$. Kod standardnih dielektrika varijacije sa frekvencijom su male, ali u slučaju sa disperzivnim materijalima, metamaterijalima, parametri imaju promenjive apsolutne vrednosti, na nižim frekvencijama za Drudev model ili blizu rezonancije za Lorentz-ov model. Efektivna talasna dužina prostiranja unutar metamaterijala se menja, pa ni uslov dovoljno velike podtalasanosti ne mora uvek da bude ispunjen i tada se obično izračunavaju vrednosti po slojevima metamaterijala, gde se izabrana grana koriguje preko izbora faktora granjanja m , pri čemu se zadovoljava uslov kontinuiteta indeksa prelamanja u celom spektru.



Slika 3.5.3. Izračunate vrednosti realnog i imaginarnog dela indeksa prelamanja za $m=0$. Puna i tačkasta linija označavaju realni i imaginarni deo indeksa prelamanja sa uračunavanjem pozitivnih vrednosti (znaka) u izrazima a ostale su bez toga (crna isprekidana za realnu i tanka isprekidana linija za imaginarnu komponentu bez uzimanja u obzir znaka prema (3.5.15))

Zahvaljujući svestranosti i jednostavnosti, i pored toga što pruža ograničen fizički uvid u prirodu metamaterijala, metod inverzije ili NRW metod se često koristi u

proučavanju metamaterijala sa dvostruko negativnim vrednostima optičkih parametara. Prihvaćen je kao rigorozan indirektni metod za pronalaženje efektivnih konstitutivnih parametara na osnovu izmerenih ili simuliranih vrednosti parametara rasejanja R i T . Korišćen je i kao posredan način za potvrdu osobina uzoraka kod eksperimentalnih metamaterijala sa negativnim indeksom prelamanja. Jedna prednost NRW metode je to što su izračunate efektivne vrednosti parametara homogenizovane sredine nezavisne od broja elemenata, tako da se isti rezultati dobijaju i za jediničnu ćeliju, kao i za strukturu koja se sastoji od velikog broja istih jediničnih ćelija. Za probleme rešavane simulacijom, ova osobina NRW metode je od velikog značaja. Sa druge strane, to ukazuje na aproksimativnu stranu ove metode i to da je metoda nepotpuna. Neki od najčešćih razloga za probleme prilikom implementacije NRW metode jesu:

- Nepravilan izbor jednačina kojima se modeluje materijal. Opisivanje magnetske permeabilnosti i dielektrične permitivnosti preko skalara je čest izvor pogrešnog postavljanja modela.
- Jaka prostorna disperzija jedinične ćelije. Može da nastane kada se ne uzme u obzir asimetrija meta-atoma. Kao posledica nepostojanja simetrije jedinične ćelije, koeficijenti transmisije mogu da se razlikuju. Problemi ove vrste u literaturi su rešavani opisivanjem metamaterijala kao strukture sa dva ili tri sloja različitih efektivnih parametara materijala [Feng, 2013].
- Postojanje ekscitacije čestica na međupovršini usled dejstva upadnog ravanskog talasa.
- Izvedena na izloženi način, metoda važi pre svega za ravanske strukture i za normalni upadni ugao pobudnog elektromagnetnog polja. Za ostale varijante moraju da se rade modifikacije, prilagođenja modela i odgovarajućih izraza.

4. Plazmonski metamaterijali kao platforma za hemijske, biohemijske i biološke senzore

4.1 Princip rada i osnovni koncepti

Senzori za hemijske, biohemijske i biološke (HBB) primene obično se klasifikuju prema načinu pretvaranja signala i principu raspoznavanja agensa. Prema tipu pretvaračkog elementa, HBB senzori mogu se podeliti na elektrohemijske, hemijske, masene uključujući rezonantne, optičke (i generalno elektromagnetne), magnetne i termometrijske [Jakšić, 2014, 1]

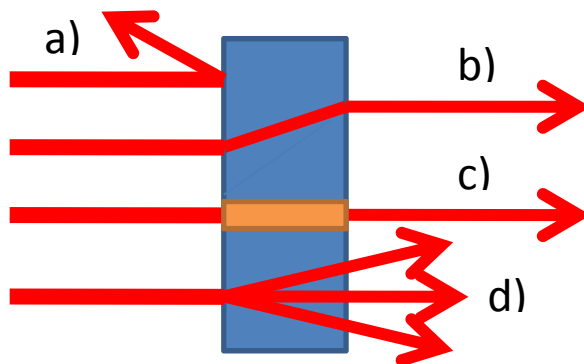
Optički senzor možemo da opišemo kao napravu koja informaciju o veličini koja se meri dobija korišćenjem nekog od fizičkih mehanizama koji uključuje elektromagnetsko zračenje iz optičkog dela spektra (ultraljubičasto, vidljivo ili infracrveno). Dakle, način rada ove grupe senzora zasnovan je na praćenju promene optičkih parametara materijala koja nastaje usled interakcije zračenja i uzorka. Među nekim njihovim prednostima su velike brzine (učestanosti u optičkom opsegu su reda stotina teraherca), neosetljivost na električne smetnje, bezbednost korišćenja u zapaljivim i eksplozivnim sredinama, kompaktna konstrukcija i jednostavnost.

Mehanizam pretvaranja signala u optičkim HBB sensorima može da koristi modulaciju sledećih makroskopskih izlaza senzora: refleksije, transmisije, apsorpcije i emisije (npr. fluorescencija i fosforescencija), sl. 4.1.1. Prilikom posmatranja izlaza iz senzora mogu se očitavati bilo koja od osobina elektromagnetnog talasa, kao što su amplituda, frekvencija, vremenska zavisnost, prostorna raspodela, polarizacija ili faza.

Svi optički efekti koji dovode do promene neke od gornjih veličina mogu biti upotrebljeni za optičke HBB senzore. Među bitnijima su korišćenje optičke interferencije i difrakcije, mehanizmi evanescenčnih talasa u koje spadaju Ramanovo rasejanje, površinski pojačana infracrvena apsorpcija, površinski plazmoni polaritoni, talasi Djakonova, efekti luminescencije, polarimetrijski efekti, rasejanje, nelinearne i kvantne optičke pojave.

Među HBB sensorima koji koriste optičke mehanizme naprave zasnovane na očitavanju evanescentnih talasa, pre svega plazmonske, pokazale su relativno najbolje performanse. Razlog za to je velika lokalizacija odnosno koncentracija elektromagnetskih talasa unutar podtalasnih domena koja se može konstrukcijski

podesiti tako da se poklapa sa zapreminom u kojoj se nalazi ciljani agens. Na taj način omogućuje se izuzetno veliko pojačanje osetljivosti i pri tom vrlo jednostavna struktura senzora. Ovakvi senzori su isključivo refraktometrijski, odnosno zasnivaju svoju funkciju na promenama indeksa prelamanja unutar domena u kome je evanescentni talas na maksimumu.

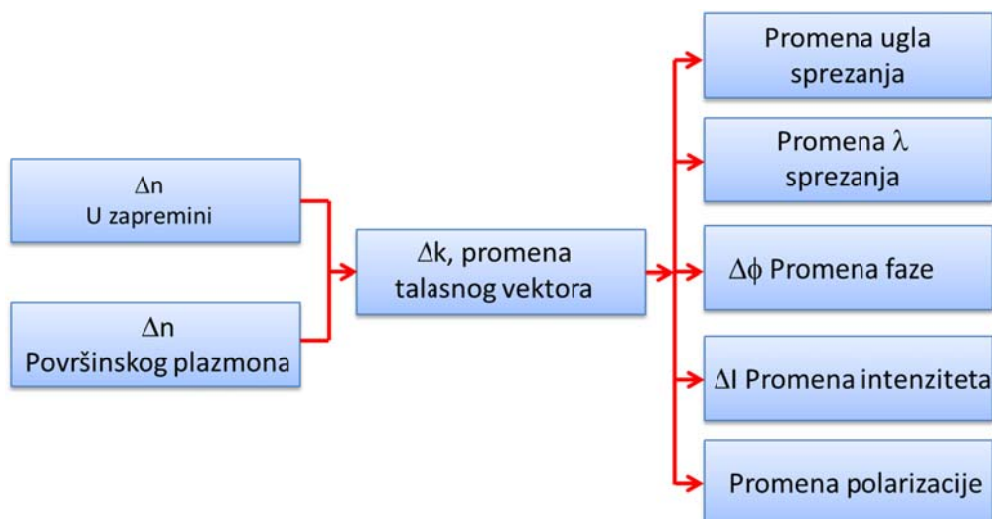


Slika 4.1.1. Načini modulacije makroskopskih parametara senzora: a) refleksija svetlosti, b) prelamanje svetlosti, c) apsorpcija svetlosti, d) emisija svetlosti.

Odziv senzora na datu vrednost merene veličine može se predstaviti u obliku funkcije pretvaranja senzora F , $Y=F(X)$ koja se određuje iz teorijskog modela senzora ili preko kalibracije senzora. Vrednost merene veličine X_I , određene pomoću senzora, razlikuje se od stvarne vrednosti merene veličine X_T za iznos ε - greške merenja.

$$X_T = X_I + \varepsilon \quad (4.1.1)$$

Kod refraktometrijskih senzora, promena indeksa prelamanja je veličina koja se moduliše i koja zavisi od načina rada menja vrednost izlazne veličine, koja sadrži informaciju kodovanu u nekoj od karakteristika svetlosnog talasa. Pri frekvencijama bliskim rezonantnoj, usled prisustva HBB agensa dolazi do promene indeksa prelamanja i time do modulacije talasnog vektora površinskog talasa. Zavisno od načina očitavanja signala, plazmonski senzori se mogu podeliti na senzore kod kojih se očitava modulacija ugla sprezanja, modulacija talasne dužine, intenziteta, faze ili polarizacije.



Sl. 4.1.2. Blok šema osnovnih načina očitavanja u strukturama nanofotonskih refraktometrijskih HBB senzora [Homola, 2006].

4.2. Osetljivost refraktometrijskih plazmonskih senzora

Opšta definicija osetljivost senzora je odnos promene izlaznog signala senzora i promene merene veličine [Homola, 2006]. Osetljivost refraktometrijskih HBB senzora definisan je preko odnosa promena signala i promena indeksa prelamanja n kao:

$$S_{RI} = \frac{\delta Y}{\delta n} \quad (4.2.1)$$

S_{RI} može da se predstavi preko dva člana:

$$S_{RI} = \frac{\delta Y}{\delta n_{eff}} \frac{\delta n_{eff}}{\delta c} = S_{RI n} S_{RI c} \quad (4.2.2)$$

Prvi član $S_{RI n}$ zavisi od metoda pobuđivanja površinskih plazmona polaritona i načina očitavanja promene koji se koristi kod određenog HBB senzora. Drugi član u izrazu za ukupnu osetljivost $S_{RI c}$ opisuje osetljivost efektivnog indeksa prelamanja na promenu koncentracije HBB agensa u uzorku i vezan je za osobine samog detektorskog principa senzora. Na primer, osetljivost izlaznog signala senzora baziranog na modulaciji talasne dužine na promene indeksa prelamanja može da se napiše u jednostavnom obliku:

$$S_{RI n} = \frac{\Delta \lambda_{op}}{\Delta n} \quad (4.2.3)$$

gde je $\Delta\lambda_{op}$ pomeraj talasne dužine maksimuma spektra izlaznog signala senzora.

Najniži nivo detekcije za refraktometrijske senzore predstavlja najmanju količinu uzorka koja može precizno da se meri. Rezultantni spektar može da bude Lorentz-ovog simetričnog oblika ili Fano asimetričnog, tako da je najjednostavniji način za praćenje spektralnog pomeraja preko položaja maksimuma ili minimuma (zavisno od konfiguracije merenja). Na detektivnost vrha spektralne krive utiče šum merenja i tako značajno utiče na vrednost granice detektivnosti. Detektivnost plazmanskog senzora ograničena je nivoom šuma. Ekvivalentno optičkim sensorima, mera kvaliteta plazmanskog senzora može da se definiše preko NERI (noise equivalent refractive index), ekvivalentne vrednosti šuma za odgovarajuću promenu indeksa prelamanja. NERI određuje minimalno merljivu promenu indeksa prelamanja koja je srazmerna odgovarajućoj promeni koncentracije analita i može da se napiše u obliku [Jakšić, 2009,2]:

$$NERI = \frac{\sqrt{\langle \Delta n^2 \rangle_{tot}}}{S_c} \quad (4.2.4)$$

Uticaj šuma na detektivnost se povećava sa smanjivanjem strukture [Khurgin, 2011]. Po ugledu na parametre fotodetektora, može se uvesti sintetički parametar kvaliteta HBB senzora koji jednovremeno vodi računa o osetljivosti, šumu i dimenzijama naprave i naziva se specifična detektivnost [Jakšić, 2009,2]. Specifična detektivnost plazmanskog senzora može da se napiše kao:

$$D^* = \frac{\sqrt{A}}{NERI} \frac{S_c}{\sqrt{\langle \Delta n^2 \rangle_{tot}}} \sqrt{A} \quad (4.2.5)$$

gde je izraz za gustinu fluktuacije indeksa prelamanja

$$\langle \Delta n^2 \rangle_{AD} = \frac{4[n_a - n_e]bpC_2}{C_2^2(1+bp)^3 + (1+bp)\omega^2} \quad (4.2.6)$$

gde je n_a indeks prelamanja analita a n_e je odgovarajući indeks sredine. Navedeni izrazi mogu da se koriste za slučajeve i kada je indeks prelamanja pozitivan i kada je negativan, odnosno može da se koristi za HBB senzore bazirane na dvostruko negativnim metamaterijalima.

4.3 Način izlaganja agensu, adsorpcija i desorpcija u sensorima zasnovanim na plazmanskim metamaterijalima

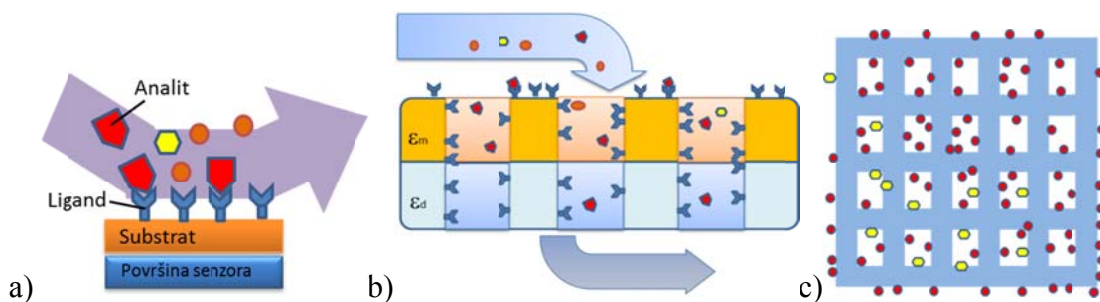
Najopštija podela HBB senzora po načinu na koji ostvaruju kontakt sa agensom može da se predstavi na sledeći način:

- 1) Daljinski režim rada
- 2) Potapanje u fluid
- 3) Adsorpcija
- 4) Apsorpcija

Daljinski način rada se primenjuje kada je senzor udaljen od materije koja se ispituje ili kada ne postoji mogućnost direktnog kontakta sa njom. Ispituje se talas reflektovan od uzorka ili, alternativno, talas koga emituje uzorak, pri čemu ispitni talas može, ali ne mora postojati. Primeri korišćenja ove metode su daljinska merenja spektra zračenja na uzorcima, na osnovu kojih se obavlja analiza njihovog sastava.

Metoda sa potapanjem se primenjuje kada postoji mogućnost da se senzorska sonda delimično ili potpuno uroni u fluid koji se ispituje. U tom slučaju, optičke osobine fluida se direktno mere.

Na slici 4.1.2 [Brolo, 2012; Jakšić, 2014,2; Homola, 2006] ilustrovane su moguće metode izlaganja plazmanskih senzora HBB agensu. Rešenjima pod b) i c) se višestruko povećava površina za adsorpciju.



Slika.4.3.1. Ilustracija različitih načina izlaganja HBB plazmanskog senzora agensu.
a) konvencionalni SPR senzor sa prizmom, b) senzor na bazi mikrofluidike u kome se koristi protok fluida sa HBB agensom kroz mrežastu metamaterijalnu strukturu i c) zapreminska adsorpcija unutar metamaterijalne strukture.

Za rad plazmorskih HBB senzora procesi adsorpcije i desorpcije su od fundamentalnog značaja. Prisustvo adsorbata na površini kojom se prostire evanescentni talas menja njegove elektromagnetne osobine, pa će dinamika procesa adsorpcije direktno uticati na modulaciju talasa na uzorku i kroz uzorak. Neophodno je da se obezbedi prisustvo adsorbata na aktivnoj površini senzora.

Adsorpcija je proces pri kome se atom ili molekul iz gasne ili tečne faze vezuje za površinu materijala. Tipičan primer adsorpcije je kondenzacija na površini. Najčešći način vezivanja molekula je elektrostatički ili Van der Valsova sila, koja predstavlja slabu interakciju između momenta električnih dipola atoma ili molekula. Sloj koji može da se formira procesom adsorpcije može da bude i monoatomski odnosno monomolekulski. Refraktometrijski način detekcije pomoću evanescentnih talasa dozvoljava merenje i u situaciji kada ovakav monosloj adsorbata ne pokriva čitavu aktivnu površinu senzora, već samo njene delove. Desorpcija predstavlja obrnuti proces odvajanja adsorbata (adsorbovanih čestica) od adsorbenta.

Vezivanje molekula i atoma unutar zapremine čvrstog tela naziva se apsorpcija i predstavlja rastvaranje, upijanje mernog fluida unutar materijala. Apсорpcija nije posledica površinskih sila ili privlačenja molekula i nastaje inkorporiranjem najčešće molekula gasa unutar kristalne strukture materijala. U slučaju kada je materijal HBB senzora porozan, govorimo o adsorpciji jer se gas ili fluid deponuje po unutrašnjim površinama pora, dakle na razdelnoj površini sa materijalom, a ne unutar zapremine samog materijala.

4.4 Selektivnost plazmorskih senzora

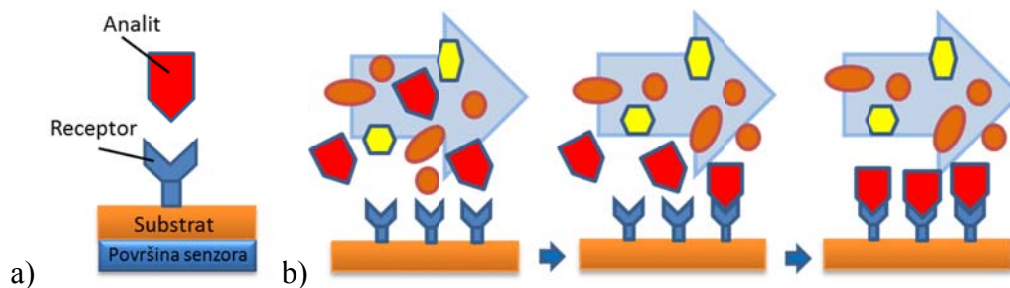
Konvencionalni SPR senzori imaju slabu selektivnost, jer se sve promene indeksa prelamanja u evanescentnom polju pokazuju kroz promene izlaznog signala. Ukoliko postoje dva materijala istog ili sličnog indeksa prelamanja, senzor neće biti u stanju da napravi razliku između njih. Selektivnost SPR senzora (i generalno bilo kojeg tipa afinitetnog senzora koji radi na osnovu vezivanja ciljanog agensa za aktivnu površinu) može se obezbediti tako što se na aktivnu površinu naprave nanese sloj koji selektivno vezuje samo jednu određenu vrstu atoma ili molekula. Ovo omogućuje

kontakt između aktivnog dela senzora i HBB agensa, a isključuje vezivanje supstanci koje nisu od interesa i koje bi stvarale lažni odziv. Neke metode vezivanja agensa su:

- fizička adsorpcija,
- umrežavanje molekula,
- kovalentno vezivanje,
- fiksiranje u membrani, polimeru ili mikrokapsuli.

Najčešće korišćen metod vezivanja ciljanog agensa u slučaju plazmonske senzora je adsorpcija, pri čemu se HBB agens za površinu senzora vezuje takozvanim hvatajućim (imobilizujućim) elementom odnosno receptorom. Receptori su molekuli koji se specifično vezuju za molekule ili atome agensa koje treba detektovati. Najbitnije karakteristike receptora su afinitet i specifičnost. U HBB sensorima koriste se različiti receptori, među kojima su najčešći oni koji koriste antitela kao elemente za raspoznavanje (imunosenzori) zato što su antitela vrlo specifična i široke primene i stabilno se vezuju za agens. Ona se mogu koristiti za povećanje selektivnosti i u slučaju organskih jedinjenja i neorganskih (npr. antitela koja se koriste kao receptori za detekciju trinitrotoluola) [Mizuta, 2008]. Antitela imaju nekoliko ograničenja, kao što su stabilnost u dugom vremenskom periodu, troškovi dobijanja, naročito kod biosenzora za višestruku primenu, gde je potrebna veća količina receptora. Drugi tipovi receptora primenljivi u sensorici su aptameri i peptidi. Aptameri su nukleinske kiseline koji vezuju proteine (DNK ili RNK molekuli) odabrane na osnovu njihove sposobnosti da sa velikim afinitetom vezuju konkretne molekule. Peptidi mogu biti izabrani prema afinitetu za ciljani molekul pomoću neke od metoda (probe sa kvascem). Međutim, afinitet peptida za vezivanje je manji od afiniteta antigena ili aptamera.

Pojam afinitetnih senzora, "affinity sensor", za senzor koji je usmeren na detekciju jedne vrste supstance sa visokom selektivnošću, prvi je upotrebio Schultz 1979 [Schultz, 1979; 1982] pri opisivanju rada senzora glukoze.



Slika 4.4.1. Šematska reprezentacija rada HBB senzora sa receptorom; a) ciljano vezivanje agensa za receptor; b) postupak detekcije u fazama, sa leve na desnu stranu, početni kontakt sa agensom, proces adsorpcije i raspoznavanja i na kraju hvatanje i povezivanje agensa za odgovarajući receptor.

Ono što je zajedničko za sve vrste plazmonskih senzora je da mogu da rade bez obeležavanja čestica agensa. Mogu da rade u realnom vremenu sa optičkom detekcijom, koja je brža od elektronske tako da mogu da prate dinamiku promena u HBB agensu.

Plazmonski senzori sa receptorima i pored velikih prednosti imaju i neke nedostatke [Homola, 2008]:

1. Dugotrajnost rada je ograničena kvalitetom i tipom receptora (starenje receptora).
2. Dinamički opseg je na sličan način ograničen tipom i zasićenjima receptora.
3. Selektivnost može da se menja tokom rada i najčešće oslabi vremenom.
4. Način izlaganja zavisi od receptora i najčešće zahteva prenos agensa iz uzorka u indikator, da bi se dobio analitički signal za dalju analizu.

4.5 Stanje istraživanja metamaterijalnih hemijskih i bioloških senzora u svetu

Praktičnih implementacija plazmonskih senzora na tržištu ima malo i većinom su namenjeni za biomedicinu, ali se sve više koriste i u drugim oblastima, kao što su industrija hrane, poljoprivreda, veterina, vojne primene i zaštita životne sredine. Prve komercijalne senzore na bazi površinskih plazmona, predstavio je Biacore International AB 1990. godine [Zhukov, 2004; Biacore, 2016]. Oni su pokazali da SPR biosenzori mogu komercijalno uspešno da se koriste u instrumentima za nadgledanje životne sredine. SPR biosenzori koji se koriste su uglavnom bazirani na Kretschman-ovom principu sprezanja, tako da je sam detector minijaturizovan ali celokupan system u

kome se koristi je glomazan i praktično neupotrebljiv za POC (Point-of-Care) primene. Generalno, svi komercijalni SPR sistemi zasnovani na konvencionalnom pristupu su limitirani načinom detekcije i zahtevam za robusnim pratećim uređajima [M.Piliarik, 2009.; Homola, 2006]. Fizička veličina senzora je ograničena dužinom propagacije plazmona δ_{pp} i geometrijom šeme refleksije kuplovane prizme, tako da je otežano korišćenje za multisenzorske sisteme LOC (lab-on-chip). Značaj SPR senzora je ne samo u njihovom položaju na komercijalnom tržištu, već i zato što su preko njih postavljeni pravci i ciljevi za razvoj i osobina sledećih generacija plazmonske senzora.

Jedna od grupa HBB senzora koji koriste površinske plazmone polaritone su HBB senzori zasnovani na optičkim vlaknima, gde se optičko vlakno obično koristi za prenos elektromagnetnog zračenja do aktivne površine senzora i od nje, pri čemu je aktivni element u direktnom kontaktu sa uzorkom. Daljinska detekcija se omogućuje korišćenjem konfiguracija sa optičkim vlaknima povezanih sa spektroskopskim analizatorima aktivnog signala. Osnovne prednosti ove vrste senzora su mogućnost dobijanja bezbednih, malih, laganih, kompaktnih i jeftinih mernih sistema, a jednostavnost konstrukcije pruža mogućnost širokog spektra dizajna senzora [Jeronimo, 2007; Lukoviak, 2009; Seitz, 1988].

Veoma značajna grupa jednostavnih struktura koje se koristi za senzorske primene su strukture na slobodnostojećim nanomebranama [Jiang, 2004]. To su tanke strukture, debljine ispod 100 nm, sa dimenzijama stranica nekoliko milimetara, čak i centimetara. Ovako tanka struktura omogućuje stvaranje prostirućih površinski plazmona dugog dometa (LRSP – long range surface plasmons), koji se prostiru na veću udaljenost od uobičajenog SPP [Berini, 2008,1]. Za senzorsku upotrebu je od značaja što je značajno povećana površina na kojoj plazmoni menjaju svoje karakteristike usled prisustva analita, pa mogu da se koriste i za detekciju većih analita, makromolekula pa i ćelija [Berini, 2009]. Terahercni metamaterijali rađeni na slobodnostojećim nanomembranama namenjeni senzorskim aplikacijama opisani su u [Tao, 2010]. U radu [Sámson, 2010]. prikazane su nanomembranske strukture sa metamaterijalima sa rascepljenim prstenom.

Korišćenje metamaterijala za senzore prvi put je pomenuto u kontekstu konvencionalnih SPP šema sa Krečmanovom prizmom [Ishimaru, 2005]. HBB senzori koji koriste specifičnosti metamaterijala za poboljšanje osetljivosti i selektivnosti i

olakšanje sprezanja opisani su u [Jakšić, 2007, 1]. Sprega plazmonike i metamaterijala za nove senzore prikazana je u uvodniku D. R. Smitha, [Smith, 2007].

Jedan od prvih metamaterijala koji su predlagani za hemijske senzore bili su 1D nizovi nanožica, odnosno ENG metamaterijali. Nezavisno od konteksta senzora, opisivani su kao metamaterijali sa ultraniskim indeksom prelamanja [Schwartz, 2004]. Pokazali su se vrlo interesantnim za primene u HBB sensorima zbog toga što obezbeđuju velike relativne promene indeksa prelamanja, dakle veliku osetljivost. Predlagane su različite vrste žičanih senzora koji bi u prisustvu hemijskog agensa menjale dielektričnu provodnost, kao što su poluprovodničke žice ili niz ugljeničnih nanotuba [Kim, 2006]. Generalni prikaz ovakvih struktura dat je u [Shvets, 2007]. Konfiguracija 1D HBB metasenzora najjednostavnija za izradu jeste struktura sačinjena od paralelnih metalnih traka deponovanih na ravnoj dielektričnoj površini. Ultraosetljivi HBB senzori zasnovani na nanožicama normalnim na površinu (slobodnostojeći nanostubići) opisani su u [Kabashin, 2009].

Sledeća klasa HBB senzora zasnovanih na metamaterijalima bili su 2D odnosno planarni senzori. Osobine 2D ravanske strukture i osnovni zahtevi za njihovu primenu za senzore razmatrani u radu [Tao Chen, 2012], gde se navodi da planarni metamaterijali sa podtalasnim elementima koji se koriste kao rezonantne strukture, moraju da imaju jasno definisanu i oštru krivu rezonancije i da su sa što je moguće većom lokalizacijom električno polja koja bi omogućila detekcija malih promena u dielektričnom okruženju na aktivnoj površini metamaterijala senzora. Prvi takvi senzori iz tehnoloških razloga rađeni su za niže frekvencije, za mikrotalasnu i terahercnu oblast.

Najjednostavniji i zbog toga najčešće korišćeni planarni metamaterijali za HBB senzore su jednostruki mrežasti metamaterijali, odnosno EOT strukture [Gordon, 2008]. Ove strukture imaju veći broj praktičnih realizacija u mikrofluidnim biosenzorskim sistemima [Brolo, 2004].

Verovatno najpoznatiji planarni metamaterijali bazirani su na rascepljenim prstenovima, strukturi koja je prva i predložena za metamaterijale sa negativnim indeksom prelamanja [Driscoll, 2007, Clark, 2008, Bingham, 2008, Al-Naib, 2008, Lahiri 2009, Caglayan, 2010].

Opisane su različite geometrije ovih prstenova i različite implementacije, pre svega za mikrotalasnu i terahercnu oblast. Ograničenja HBB senzora zasnovanih na planarnim metamaterijalima analizirana su u [O'Hara, 2008].

Korišćenje dvostrukih mrežastih metamaterijala za HBB senzore predloženo je u [Jakšić, 2009,3]. Dvostruke mrežaste strukture pominju se u kontekstu HBB senzora u [Lelek, 2015].

Generalizaciju plazmonsko-metamaterijalnog pristupa predstavljaju nanoantene, zapravo spregnuti plazmonski elementi koji omogućuju ekstremno velike koncentracije polja, i time izuzetno visoke osetljivosti. Pri tome je kod njih moguće i vrlo efikasno sprezanje [Alu, 2013]. Eksperimentalne dipolne i kvadrupolne zlatne nanoantene za senzore prikazane su u [Liu, 2010]. Nanoantene omogućuju ekstremno visoke osetljivosti HBB senzora, sve do detekcije pojedinačnih molekula, kao što je eksperimentalno prikazano u [Zijlstra, 2012].

4.6 Inženjering disperzije

Osnovni parametar koji određuje funkcionalnost refraktometrijskih senzora, uključujući kako konvencionalne plazmonske senzore, tako i strukture zasnovane na metamaterijalima jeste indeks prelamanja. Njega sa svoje strane definiše frekventna disperzija medijuma, odnosno zavisnost ugaone učestanosti od talasnog broja $\omega(k)$ odnosno talasne dužine. Ova zavisnost određuje faznu i grupnu brzinu u medijumu i time i indeks prelamanja.

Postojanje disperzije u određenoj sredini znači da će se različite komponente talasa prostirati različitim brzinama i pojaviće se fazna razlika između njih, odnosno doći će do promene fazne brzine. Usled toga se menja i oblik početnog talasa i brzina prostiranja grupe. U disperzivnim sredinama, brzina talasa ili impulsa/energije ne može da se definiše preko fazne brzine kao u jednostavnim slučajevima jer polazni talas-impuls menja oblik pri kretanju kroz ovakvu sredinu. Kada se posmatra kretanje samo jednog harmonika složenog talasa, brzina premeštanja u novom prostoru zavisi od njegovog oblika. Ovakav složen problem se rešava analitički tako što se periodični talas ili impuls prema Fourier-ovoj analizi u linearnoj sredini razloži u spektar prostoperiodičnih talasa. U disperzionoj sredini, svaki od njih ima svoju faznu brzinu,

koja se može odrediti iz talasne diferencijalne jednačine, koja opisuje kretanje talasa u toj sredini. Superpozicijom ovih komponenti spektra, dobija se novi oblik impulsa.

Disperziona zavisnost može da se posmatra i polazeći od jednostavne jednodimenzione analize i opšteg oblika za disperzionu zavisnost talasnog vektora $\omega = \omega(k)$ i oblika razvijenog u red na nekoj početnoj vrednosti talasnog vektora u sledećem obliku [Eleftheriades, 2005]:

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2k}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (4.6.1)$$

$$= (1/v_p)k_0 + (1/v_g)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \psi (\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (4.6.2)$$

gde su v_p fazna i v_g grupna brzina, definisane izrazima:

$$v_p = \frac{\omega(k)}{k} = \frac{c}{n(k)} \quad (4.6.3)$$

$$v_g = \left. \frac{d\omega}{dk} \right|_{\omega_0} ; \quad \psi = \left. \frac{d^2k}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} \quad (4.6.4)$$

a ψ je disperzija grupne brzine. Na osnovu ovih izraza, pojam "inženjering disperzije" može da se objasni kao mogućnost kontrole i upravljanja oblikom disperzije, odnosno funkcionalnom zavisnošću $\omega(k)$. Tako se na primer sinusni (prostoperiodični) talasi prolaskom kroz dielektrik sa pozitivnom faznom i grupnom brzinom prostiru u istom smeru od izvora. U slučaju negativne fazne, a pozitivne grupne brzine sinusni harmonici se kreću ka izvoru, dok se grupa udaljava od izvora. Ovakva anomalija je osnovna osobina koja karakteriše materijale sa negativnim indeksom prelamanja. Izraz za grupnu brzinu u (4.6.4) može da se napiše u sledećem obliku:

$$v_g = \left. \frac{d\omega}{dk} \right|_{\omega_0} = \frac{c_0}{\text{Re}(n) + \omega \frac{d \text{Re}(n)}{d\omega}} \quad (4.6.5)$$

Izraz pokazuje da povećanje realnog dela indeksa prelamanja dovodi do smanjivanja grupne brzine, usporavanja prostiranja upadnog elektromagnetnog talasa u materijalu. Na sličan način, da bi se pojasnila mogućnost kontrolisanja brzine svetlosti u materijalu, izraz koji upoređuje brzinu svetlosti i brzinu u materijalu može da se izvede na sledeći način:

$$\mathbf{k} = \frac{\omega n(\omega, \mathbf{k})}{c}; \quad \frac{1}{v_g} = \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial \omega} = \frac{n}{c} + \frac{\omega}{c} \left(\frac{\partial n}{\partial \omega} + \frac{\partial n}{\partial \mathbf{k}} \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial \omega} \right) \quad (4.6.6)$$

odakle se dobija izraz na osnovu koga se vidi kako se koristi disperziona zavisnost za kontrolu grupe brzine signala:

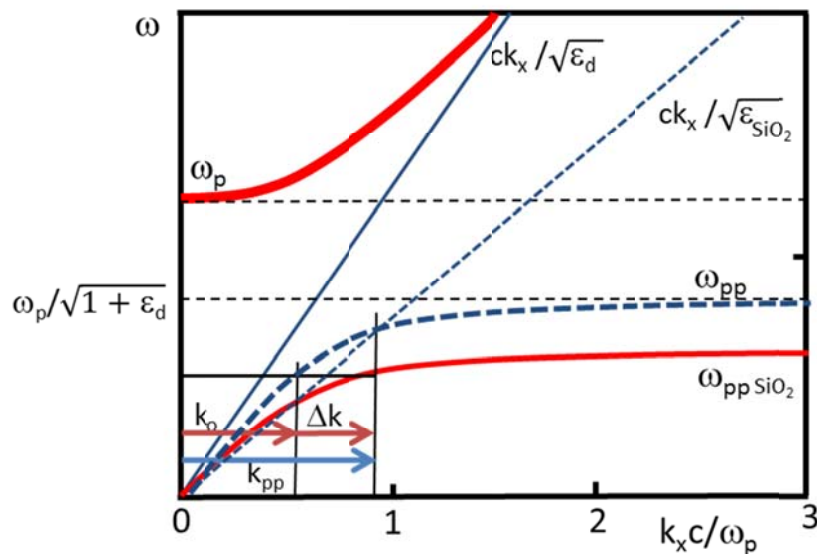
$$\frac{c}{v_g} = \frac{n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega}}{1 - \frac{\omega}{c} \frac{\partial n}{\partial \mathbf{k}}} \quad (4.6.7)$$

Izraz 4.6.7. pokazuje mogućnost kontrole i projektovanje preko odnosa $\frac{\partial n}{\partial \omega}$ za disperziju indeksa prelamanja i $\frac{\partial n}{\partial \mathbf{k}}$ disperziju indeksa u prostoru talasnog vektora.

Podrešenost radnog opsega učestanosti zavisi od navedena dva nagiba $n(\omega)$ i $n(\mathbf{k})$ određuju radni opseg učestanosti sa neobičnim osobinama strukture.

U linearnim optičkim sredinama, u koje spada većina dielektrika, frekventna disperzija je prava linija (tzv. svetlosna linija) čiji nagib određuje vrednost indeksa prelamanja. Međutim, u kompozitnim materijalima disperziono ponašanje sredine biće određeno kao usrednjeni odziv komponenata kompozita i zavisice kako od konstitutivnih materijala, tako i od njihove geometrije. Ovo znači da se pogodnim projektovanjem geometrijskih i materijalnih parametara kompozita može u principu dobiti proizvoljna disperziona zavisnost. Ovo je od suštinske važnosti za izradu metamaterijala, odnosno veštačkih kompozita koji omogućuju neuobičajene vrednosti indeksa prelamanja.

Zavisno od nagiba funkcije $\omega(\mathbf{k})$ eksperimentalno su dobijane različite vrednosti indeksa prelamanja koje se tipično ne sreću u prirodi. Dobijane su veoma visoke vrednosti indeksa prelamanja, odnosno sporo prostiranje elektromagnetskih impulsa kroz medijum (tzv. spora svetlost); veoma niske vrednosti indeksa prelamanja, uključujući i one ispod 1, a veće od nule (tzv. brza ili superluminalna svetlost); vrednosti indeksa prelamanja manje od nule (tzv. levoruka svetlost) [Zheludev, 2012, Milonni, 2005]. Frekventna disperzija elektromagnetnih talasa koji se prostiru po površini konvencionalnih plazmonskih struktura ima nelinearan oblik kao u slučaju prikazanom na slici 4.6.1.



Slika 4.6.1. Disperziona zavisnost za strukturu metal-dielektrik (konvencionalni SPP)

Sloboda u projektovanju metamaterijalnih kompozita zapravo znači slobodu u projektovanju disperzione zavisnosti, odnosno inženjering disperzije. To sa jedne strane znači da će postojati mnogo veći broj raspoloživih modova prostiranja (kao što su gore pomenuti modovi sa sporom, brzom i levorukom svetlošću), što samo po sebi daje veću slobodu prilikom projektovanja metamaterijala. Dalje, mogućnost izbora modova znači da će moći da se koriste modovi koji istovremeno omogućuju veliko lokalizovanje elektromagnetskog polja, znatno veće nego u konvencionalnim SPP strukturama, i mogućnost direktnog sprežanja sa prostirućim modovima, bez potrebe za sprežnim strukturama. Najzad, moguće je, kao što ćemo kasnije dokazati, da se kreiraju kompleksne disperzione disperzione zavisnosti prilagođene detekciji konkretnih agensa, npr. poklapanjem maksimuma u transmisiji metamaterijala sa maksimumima ciljanog agensa, čime se poboljšava selektivnost. Zbog toga je inženjering disperzije osnovna alatka prilikom projektovanja struktura za metamaterijalne senzore.

Najzad, pošto su metamaterijalni senzori refraktometrijski, u ovoj disertaciji ćemo umesto prikazivanja funkcije frekventne disperzije $\omega(k)$ koja je u našem slučaju međukorak ka konačnom rezultatu ekvivalentno prikazivati spektralni indeks prelamanja, $n(\omega)$, koji predstavlja osnovni parametar od interesa u našem slučaju.

5. Projektovanje, modelovanje i simulacija

Nanokompozitni dvostruki mrežasti metamaterijali koji se ovde analiziraju za potrebe nove generacije visokoosetljivih HBB senzora predstavljaju pasivne kvazi-2D periodične strukture koje se sastoje od geometrijski uređenih podtalasnih elemenata dobijenih preslikavanjem jedinične ćelije po x i y pravcu. Njihove osobine stacionarne su u vremenu, pa se podešavanje parametara postiže projektovanjem geometrije, izborom i kombinacijom konstitutivnih materijala. Lokalizacija polja unutar metamaterijalnog kompozira opisuju se *ab initio*, bez uvođenja aproksimacija, direktno Helmholtzovom jednačinom, zajedno sa neophodnim skupom graničnih uslova.

Osnovni problemi u primenama numeričke EM za strukture metamaterijala su:

- Disperzivne osobine materijala i negativna vrednost indeksa prelamanja.

Razmatraju se izotropne i nemagnetne strukture sa kombinacijom materijala kod kojih je $\mu_r=1$, i gde je potrebno da postoje delovi strukture sa materijalima sa kompleksnim vrednostima za permitivnost, opisanim Drudeovim modelom i negativnim vrednostima za realni deo u optičkom domenu.

- Izražena lokalizacija EM polja

Posebno značajna je simulacija bliskog elektromagnetnog polja i njegove osetljivosti na promene indeksa prelamanja unutar njega, osobine korisne za senzorske primene ali zahtevne za numeričko izračunavanje. Konfiniranje polja na međupovršinama metal-dielektrik je posebnost plazmonskih talasa i najvažniji deo za analizu strukture. Kvalitet simulacije EM polja na međupovršini materijala različitih disperzionih osobina i sa izraženom lokalizacijom polja na ograničenom delu zapremine kompleksne geometrije strukture, zavisi od preciznosti uračunavanja geometrije i različitih osobina materijala, a to je tačka u kojoj većina aproksimativnih metoda prestaje da važi. Da bi se što preciznije numerički izračunavali efektivni parametri struktura kao makroskopske veličine, neophodno je uračunavanje efekata na delovima strukture sa izraženom lokalizacijom polja (hot-spots), koja su najčešće sa zakrivljenim ili oštrim ivicama, čime bi se omogućila primena aproksimacije efektivnog medijuma a koja je od osnovne važnosti za elektromagnetsku analizu.

- Delovi strukture imaju međusobno veoma različite dimenzije.

Posebno dizajniranim geometrijskim delovima ili elementima povećavaju se lokalizacija i intenzitet plazmanskog polja. Problemi nastaju kada su dimenzije delova znatno manje od podtalasne osnovne strukture. Navedeni problem srazmere je isti za sve metamaterijale i njihovu analizu, gde se pod lokalizacijom i koncentracijom polja podrazumevaju znatno veće vrednosti talasnog vektora nego u slobodnom prostoru. Smanjenje talasne dužine prostirućeg talasa u delovima strukture neophodno je pratiti odgovarajućim korakom u formiranju mreže na delovima sa kritičnim elementima i podelom prilagođenom mnogo pažljivije nego što je to slučaj u konvencionalnim elektromagnetskim primerima.

Broj tačaka u mreži numeričkog modela može da se povećava koliko nam omogućuje računar, tako da je neophodno da se pojednostavljenjima olakša mogućnost tačnijeg proračuna. Osnovno pojednostavljenje postiže se razmatranjem 2D struktura koje se sastoje od matrice identičnih jediničnih ćelija. Postavljanjem periodičnih graničnih uslova, omogućuje se upotreba parametara rasejanja pojedinačne jedinične ćelije za prikazivanje makroskopskog ponašanja čitave strukture.

5.1 Metoda konačnih elemenata za elektromagnetsku simulaciju plazmanskih metamaterijala

Numeričke metode koje mogu da se koriste za modelovanje u plazmonici mogu da se podele na osnovu načina domena rešavanja problema, vremenski i frekvencijski. Najpoznatije metode numeričke elektromagnetike koje se koriste i u oblasti fotonike i u plazmonici su (npr. [Rylander, 2012]):

- Metoda konačnih elemenata (*Finite Element Method, FEM*) [Jin, 2014]
- Metoda konačnih razlika (*Finite Difference, FD*), i varijanta sa formulacijom u vremenskom domenu (*Finite Ddifference Time Domain, FDTD*) [Taflove, 2005].
- Metod momenta (*Method of Moments, MoM*) ili metoda graničnih elemenata (*boundary element method, BEM*) [Harrington, 1993].

- Asimptotske metode (fizička optika (Physical Optics PO), geometrijska optika (geometrical optics, GO), uniformna teorija difrakcije (uniform theory of diffraction, UTD) [Rylander, 2012])

Metoda konačnih elemenata prvobitno je korišćena prilikom rešavanja inženjerskih problema 1950-tih u mehanici i termodinamici, a od 1960-tih nadalje ravnopravno je zastupljena i u elektromagnetici. Osnovu FEM čine metode za rešavanje Maksvelovih jednačina u diferencijalnom obliku uz odgovarajuće granične uslove. Metode koje se koriste za približno rešavanje graničnih problema su varijacioni račun i metod težinskih reziduala. Elektromagnetna struktura se geometrijski deli na veliki broj delova, najčešće u obliku tetraedra, takozvanih konačnih elemenata, a elektromagnetno polje se aproksimira u okviru svakog čvora elementa funkcijom uz odgovarajuće granične uslove za polja na spojevima dva konačna elementa. Kada se ovaj postupak ponovi po celokupnoj strukturi, svim elementima i čvorovima konačnog elementa dobija se sistem povezanih jednačina koji, napisan u matričnom obliku, sačinjava matricu velikih dimenzija (proporcionalnu broju elementa) koja je samo po dijagonali sa članovima različitim od nule.

Prednost metode konačnih elemenata je što može na isti način da se primeni za jednostavne strukture i na potpuno isti način na geometrijski vrlo složene strukture, nehomogene i neizotropne. Ovom metodom mogu da se analiziraju dve vrste problema. Slučaj kada pobuda ne postoji, gde se određuju sopstvene vrednosti i sopstveni vektori (eigen-analysis, eigen-vectors) i problemi kada postoji spoljna pobuda. U oba slučaja, određuju se sopstvene vrednosti metodom konačnih elemenata koje predstavljaju modove talasovoda i njegove rezonantne učestanosti.

Jednostavna analiza disperzionih sredina (u frekvencijskom domenu) je prednost koja je najčešći razlog preovlađujuće upotrebe ove metode za modelovanja plazmotskih struktura. Sledeća prednost metode konačnih elemenata je jednostavnost primene na kompleksne geometrije, što je od bitnog interesa u ovom radu. Kombinacija dve ili više struktura u novu složeniju zasniva se na novoj podeli na povezani skup konačnih elemenata. Ovo je omogućeno pre svega jer su konačni elementi slični i konformni, tj. prate geometriju koja se modeluje. Ovo je posebno važno za zakrivljene konture.

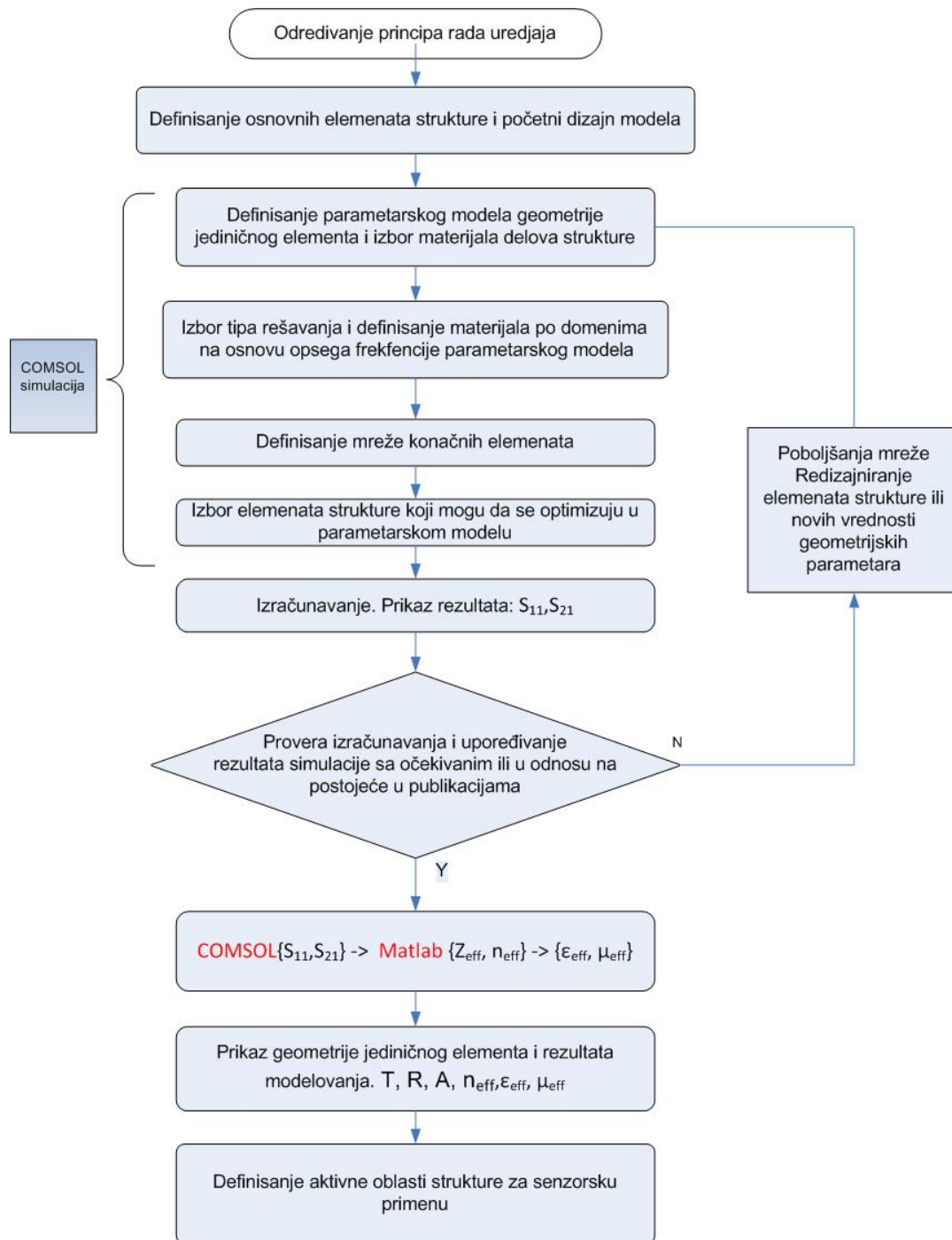
Nedostaci FEM zbog koji se najčešće pojavljuju greške proračuna su neefikasna analiza kada su elementi bez završetaka (otvorenih krajeva) i sa savršenim

provodnicima, a drugi takav nedostatak je prostorna segmentacija, odnosno formiranje mreže povezanih elemenata, što za slučaj složenih geometrija sa mnoštvom različitih delova, postaje kompleksno i lako dovodi do pojave proračunskih artefakata.

Za proračune plazmonski metamaterijala za primene u senzorima u ovom radu, izabran je FEM programski paket COMSOL Multiphysics [COMSOL, 2016], koji koristi numeričke algoritme na osnovu adaptivnih mreža. Upotrebljavan je njegov RF modul, koji omogućuje definisanje različitih disperzionih materijala, omogućuje izračunavanje bliskog i dalekog električnog i magnetnog polja, struja i parametara rasejanja.

Kao osnovni izlaz iz simulacije koristimo S parametre, odnosno parametre rasejanja (Scattering). Oni u ovom slučaju predstavljaju meru ulaza odnosno izlaza dvoportnih struktura, odnosno u našem slučaju za prolazak ili refleksiju elektromagnetnog talasa kroz različite strukture i materijale. S parametri su dati u vidu matrice rasejanja, a svaki od koeficijenata ove matrice predstavlja pojedinačni, frekventno zavisni parametri rasejanja. Za modele sa jednim ulaznim portom i za simetrične strukture, osnovna svojstva matrice parametara rasejanja S su pravilo recipročnosti, odnosno važenje jednakosti $S_{12}=S_{21}$ i pravilo simetričnosti, tj. $S_{11}=S_{22}$. Na taj način se problem pojednostavljuje na analizu vrednosti kompleksne spektralne reflektanse S_{11} i kompleksne spektralne transmitanse S_{21} kroz strukturu jedinične ćelije metamaterijala. Realne vrednosti koeficijenata refleksije i transmisije dobijaju se potom na osnovu ovih kompleksnih veličina preko kvadrata njihovih apsolutnih vrednosti.

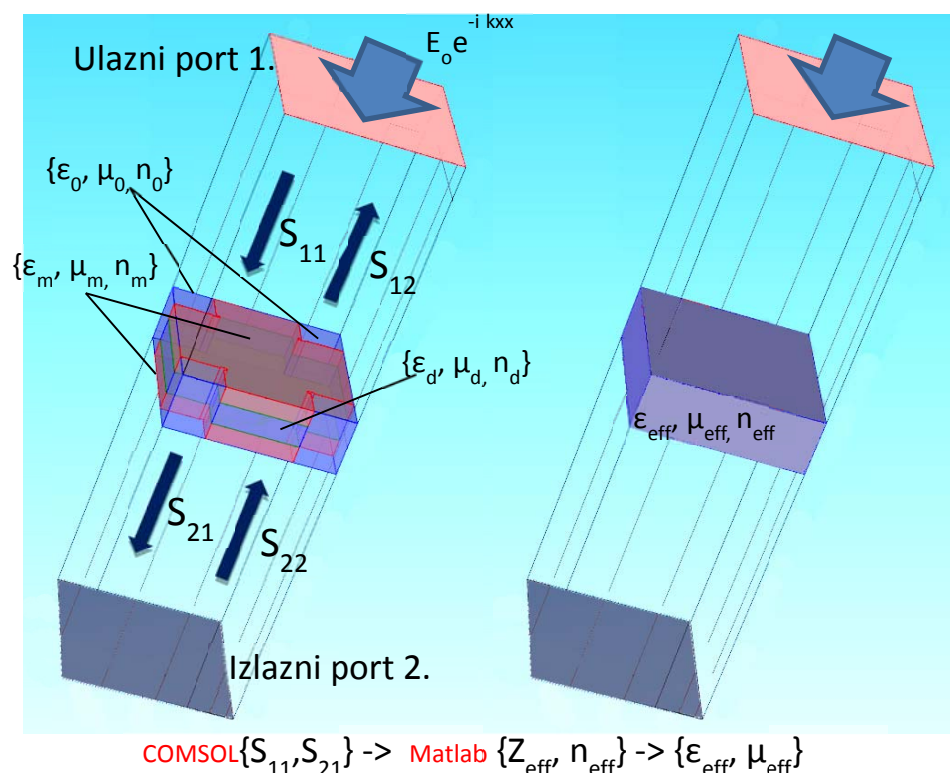
Na sl. 5.1.1 prikazan je dijagram toka procesa projektovanja, postavljanja modela i elektromagnetne simulacije koji je korišćen u ovom radu. U daljem tekstu detaljnije su prikazani koraci ovog postupka.



Slika 5.1.1. Dijagram toka u procesu projektovanja, postavljanja modela i elektromagnetne simulacije metamaterijalnih struktura za HBB senzorsku.

5.2 Koraci za kreiranje modela jedinične ćelije u okruženju COMSOL Multiphysics

Metamaterijali koje analiziramo su planarne periodične strukture, pa je početni korak definisanje geometrije i materijala jedinične ćelije, tipa analize i osnovnih parametara modela koji se izračunavaju, definisanje graničnih uslova, ulaza i izlaza pobudnog EM polja, izbora elemenata za generisanje mreže, i na kraju načina prikazivanja odabranih parametara. Definisanje osnovnih parametara strukture šematski je prikazano na sl. 5.2.1.

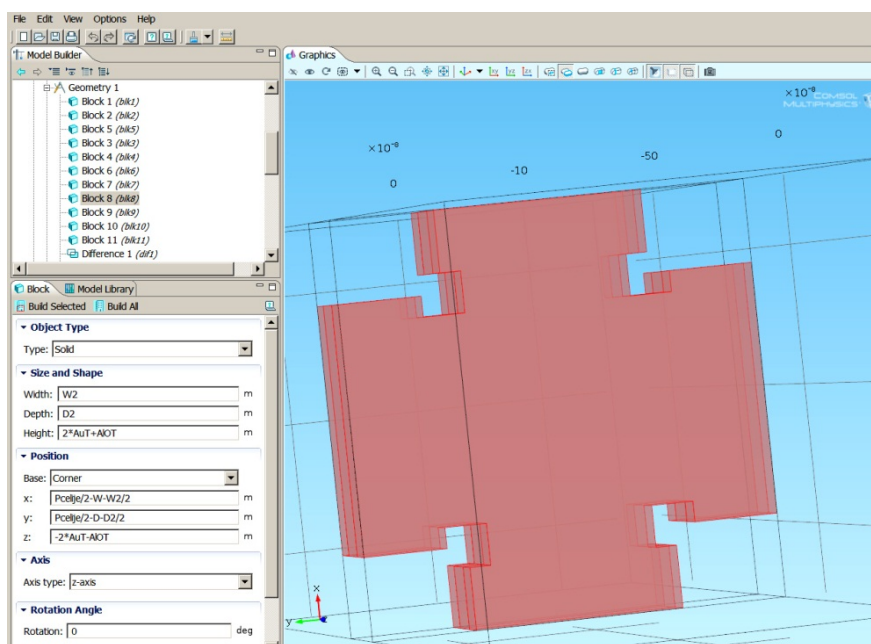


Slika 5.2.1 Ilustracija osnovnih parametara modela u paketu COMSOL Multiphysics.

5.2.1 Definisanje geometrije

U samom paketu COMSOL Multiphysics moguće je definisati jednostavnije strukture korišćenjem postojećeg grafičkog okruženja. Za složenije strukture, početna geometrija može da se definiše u CAD programskim paketima, da bi se potom datoteka odgovarajućeg formata učitala u COMSOL Multiphysics.

Preko grafičkog interfejsa COMSOL Multiphysics omogućava i direktno kreiranje objekata u 3D prozoru, sl. 5.2.2. Počinje od kreiranja parametara, gde se definišu početne vrednosti za dimenzije osnovne kutije, gde je smeštena struktura, kao i delova strukture. Osnovna "kutija" mora da ima dovoljnu dužinu za definiciju ulaznog i izlaznog otvora pobudnog polja i za adekvatnu definiciju graničnih površina i odgovorajućih graničnih uslova. Moguće je da se promenom vrednosti jednog parametra ili definisane grupe ostvari simulacija niza različitih struktura sa istim početnim dizajnom ali različitih dimenzija delova strukture ili čitave strukture. U delu koji se naziva "parameter sweep" moguće je da se definiše oblast i korak promene nekog od parametara, što mogu da budu i dimenzije delova strukture. Petlje promena vrednosti parametara mogu da se definišu i uz pomoć veze MATLAB-a i programa COMSOL Multiphysics. Na ovaj način se lakše i brže pretražuju osobine strukture sa promenama geometrije strukture. Navedene osobine interaktivnog dela COMSOL Multiphysics omogućuju optimizaciju na različitim nivoima.



Slika 5.2.2. Parametarski definisana geometrija modela.

5.2.2 Definisane materijala

Karakteristike novog materijala mogu se unositi u vidu tabele ili preko funkcijske promenljive. Biblioteka materijala koja postoji u COMSOL Multiphysics je za standardne primene i uglavnom nudi vrednosti koje nisu odgovarajuće za karakteristike materijala u optičkom domenu. Zbog toga smo koristili podatke iz priručnika Palika [Palik, 1998]. Standardni način definisanja kompleksnih zavisnosti permitivnosti je bio tabelarni za realni i imaginarni deo. Interpolacijom su izračunavane vrednosti za međutačke. Novije verzije programa omogućuju jednostavnije i elegantnije definisanje kompleksne vrednosti za materijale prema Drude-Lorentz-ovom modelu tako što se u Model Bulder unose izrazi koji se koriste za primenu u FEM.

5.2.3 Definisane modela za izračunavanje graničnih uslova i pobude

U RF modulu u delu gde se definiše elektromagnetno polje bira se Helmholtzova jednačina (v. deo 2.3.1), dakle parcijalna diferencijalna jednačina drugog reda koju ovde pišemo u obliku (5.2.1) i koju koristimo kao polazište za izračunavanje vrednosti komponenta polja u svakom čvoru generisane mreže konačnih elemenata.

$$\nabla \times \mu_r^{-1}(\nabla \times \vec{E}) - k_0^2(\epsilon_r - \frac{j\sigma}{\omega\epsilon_0})\vec{E} = 0 \quad (5.2.1)$$

Uz ovu jednačinu je neophodno definisati odgovarajuće početne i granične uslove, sl. 5.2.3. Najopštiji granični uslovi su PML (perfectly matched layer) i to su veštački definisane konture koje okružuju osnovnu konturu modela. Njihov zadatak je da definišu potpunu apsorpciju svih rasejanja, refleksije od graničnih površina, interferenciju sa upadnim talasom.

Poznato je da na razdvojnoj površi između dve sredine u opštem slučaju važe sledeći granični uslovi [Popović, 2004]:

$$\vec{n} \times \vec{H}_1 - \vec{n} \times \vec{H}_2 = J_s \quad (5.2.2)$$

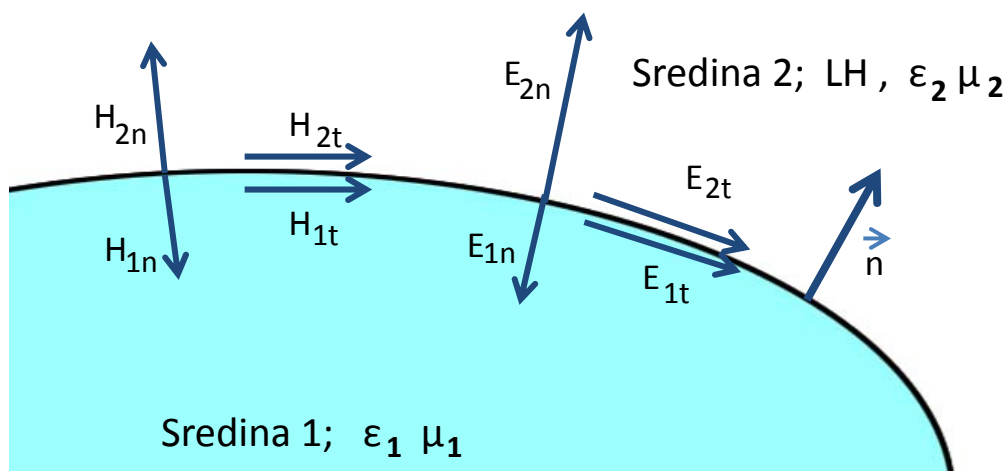
$$\vec{n} \times \vec{E}_1 - \vec{n} \times \vec{E}_2 = 0 \quad (5.2.3)$$

$$\vec{n} \cdot \vec{D}_1 - \vec{n} \cdot \vec{D}_2 = \rho_s \quad (5.2.4)$$

$$\vec{n} \cdot \vec{B}_1 - \vec{n} \cdot \vec{B}_2 = 0 \quad (5.2.5)$$

gde su: \vec{n} – normala orijentisana od sredine 2 ka sredini 1, I_s – površinska gustina struje, ρ_s – površinska gustina naelektrisanja. U slučaju da na razdvojnoj površini nema izvora elektromagnetnog polja, odnosno da su I_s i ρ_s jednaki nuli, jednačine se pojednostavljaju. Granični uslovi u pojednostavljenoj formi na granici dva materijala od kojih je jedan sa pozitivni a drugi sa negativnim indeksom prelamanja, za tangencijalne i normalne komponente polja, imaju oblik:

$$E_{1t} = E_{2t}, \quad H_{1t} = H_{2t}, \quad D_{1n} = D_{2n}, \quad B_{1n} = B_{2n} \quad (5.2.6)$$



Slika 5.2.3. Ilustracija graničnih uslova materijala sa pozitivnim indeksom prelamanja (sredina 1) i sa LH materijala (sredina 2).

U slučaju kada je jedan od materijala LH, sa negativnim indeksom prelamanja, granični uslovi za E i H, tangencijalne komponente ne zavise od ϵ i μ pa za njih važi prihvaćeni model iz elektromagnetike. Za normalne komponente uz uslov slabe disperzije na granici dva materijala i zbog moguće promene znaka za ϵ i μ modelu, izrazi za granične uslove dva materijala od kojih je jedan LH imaju sledeći oblik [Caloz, 2005]:

$$E_{1n} = -\frac{\epsilon_2}{|\epsilon_1|} E_{2n} \quad (5.2.7)$$

$$H_{1n} = -\frac{\mu_2}{|\mu_1|} H_{2n} \quad (5.2.8)$$

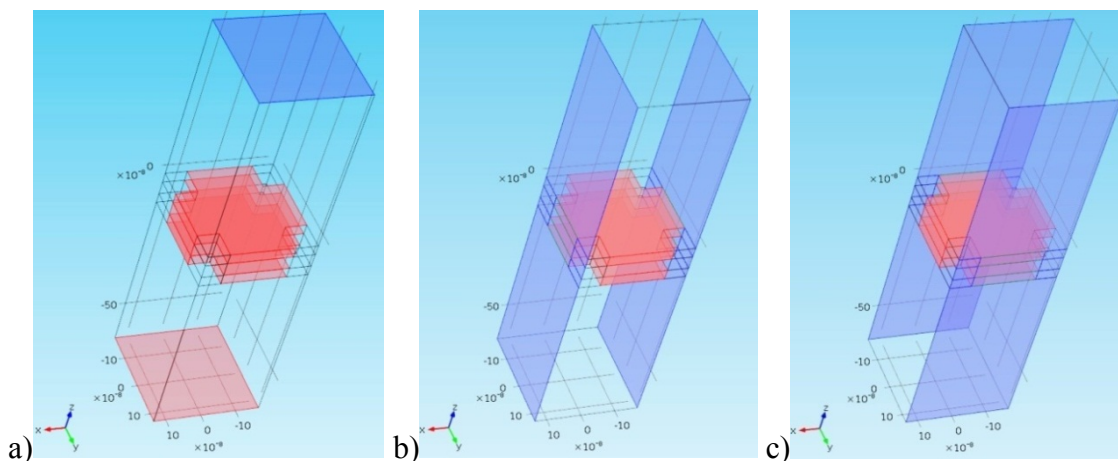
$$E_{1t} = E_{2t} \quad (5.2.9)$$

$$H_{1t} = H_{2t} \quad (5.2.10)$$

Tangencijalne komponente su zadržale kontinuitet, dok kod komponenti polja normalnih na međupovršinu dolazi do prekida sa promenom intenziteta i znaka.

Poseban slučaj koji se koristi za granične uslove u modelovanju plazmorskih struktura jeste kada se metal zamenjuje savršenim električnim provodnikom (Perfect electric Conductor, PEC). Po definiciji u ovom slučaju u zapremini PEC ne postoji električno polje i prostoperiodično magnetno polje pa su $E_2=0$, $D_2=0$, $H_2=0$ i $B_2=0$.

Granični uslov za periodične strukture „Periodic Condition“ koristi se za periodične strukture i omogućava da se koristeći osobine periodičnosti analiza uslovno beskonačne strukture svede na analizu jedne jedinične ćelije. Na razdvojnoj površini polje je po intenzitetu jednako sa obe strane, ali ne obavezno i po smeru („Continuity“ ili „Antiperiodicity“). Flokeov (Floquet) tip periodičnosti se definiše izborom uparenih površina sa PEC i PEM površinama u delu ModelBulder, gde se postavljaju parametri EM modela koje COMSOL Multiphysics koristi u toku rešavanja. Vektor pobudnog električnog polja upravan je na PEC a vektor magnetnog polja na PEM granične površine među koje se smešta struktura. Na slici 5.2.4. b) prikazan je odabir površina za definisanje graničnih uslova za PEC površinu i c) za PEM površinu, na osnovu definisanog upadnog talasa.

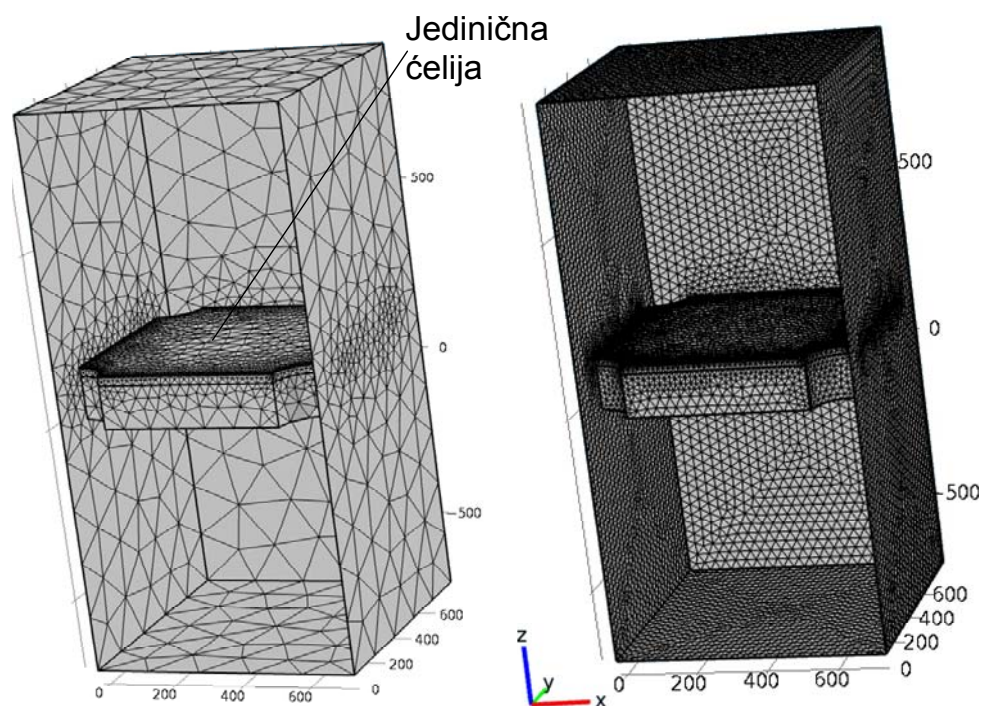


Sl. 5.2.4. Prikaz jedinične ćelije dvostrukog mrežastog metamaterijala iz COMSOL Multiphysics modula za selekciju i definisanje graničnih uslova; a) odabrane su gornja, aktivna ulazna i donja, pasivna izlazna površina za pobudno elektromagnetno polje (ulazni i izlazni port); b) odabrane su stranice za definisanje graničnih uslova za električnu komponentu i c) za magnetnu komponentu magnetnog polja upadnog elektromagnetskog polja.

Selekcijom domena za ulaznu površinu, definišu se aktivni port postavljanjem pobudnog polja po smeru (za 3D model). Definiše se komponenta električnog polja u x pravcu, za z prevac prostiranja upadnog polja – pobude. Na sličan način, selekcijom površine, postavlja se i izlazni pasivni port. Na slici 5.2.4. a) prikazana je selekcija aktivnog i pasivnog porta na modelu jediničnog elementa dvostrukog mrežastog metamaterijala.

5.2.4 Definisane prostorne segmentacije (mreža konačnih elemenata)

Postupak formiranja diskretizacione mreže unutar geometrije strukture u čijim čvorovima se vrši proračun parametara je od suštinskog značaja za tačnost i konvergenciju izračunavanja. Broj povezanih čvorova diskretizacione mreže određuje i brzinu rešavanja problema prema raspoloživim računarskim resursima.



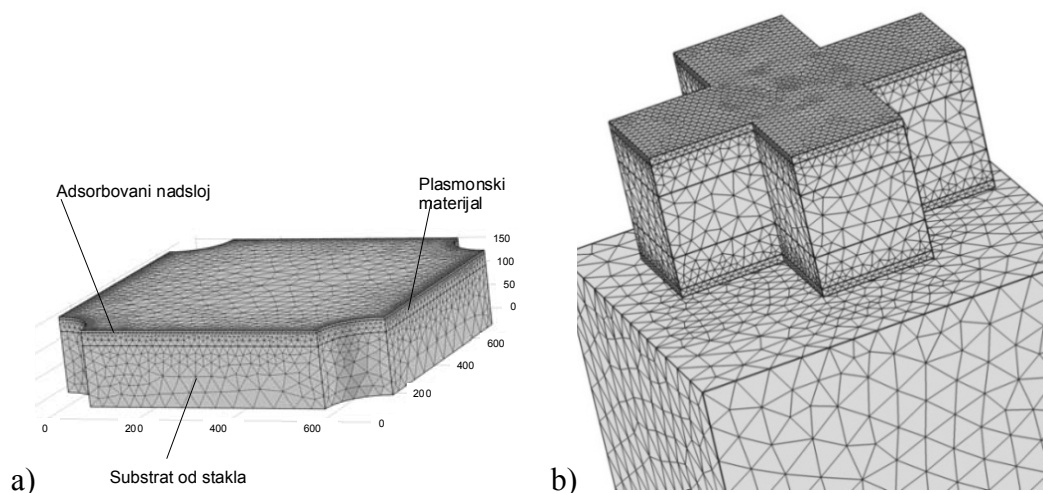
Sl. 5.2.5. Izgled jediničnog elementa jednostruke mrežaste strukture iz paketa COMSOL Multiphysics sa različitim gustinama generisane mreže.

Dobra mreža mora da bude prilagođena konkretnom problemu, da istovremeno ima što manji broj podeljaka radi obezbeđivanja dovoljne brzine i da bude dovoljno precizna, odnosno što gušća na zakrivljenim i oštrim ivicama gde se javljaju veliki

gradijenti polja. Optimizacija u definisanju mreže na osnovu ovih suprostavljenih uslova je od velike važnosti. Kako geometrija plazmotskih struktura sadži delove nanometarskih dimenzija, automatsko kreiranje mreže u mnogim slučajevima nije dovoljno dobro, posebno ako je struktura sastavljena od delova sa zakrivljenima površinama i sa dodatnim podobjektima, duboko podtalasnih dimenzija. Takođe, zbog elektromagnetne interakcije između podelemenata jedinične ćelije i susednih ćelija, mreža mora da se prostire u oblogu izvan delova sa plazmotskim metamaterijalom. Najčešći oblici mreža su slobodna i mapirana mreža koja se sastoji od trouglastih i četvrtastih elemenata u dvodimenzionalnim strukturama, a tetraedalnih i heksaedarnih u trodimenzionalnim strukturama, sl. 5.2.5.

Slobodna mreža se zasniva na Delaunijevom (Delauney) algoritmu koji predstavlja trougaoni metod primenljiv za bilo koji broj dimenzija. Glavna prednost ovog metoda je da može da se koristi za sve tipove geometrije bez obzira na oblik i na topologiju. U paketu COMSOL Multiphysics može da se utiče na mrežu preko skupa podesivih parametara, kao što su na primer maksimalna veličina elementa i stepen rasta (tj. koliko brzo veličina elementa može da poraste iz oblasti malih elemenata u oblast velikih).

Mapirana mreža je mnogo ograničenija nego slobodna mreža i može da se koristi za geometrije koje su prilično pravilne i pravougaone. Ona zahteva da poddomeni geometrije ne sadrže izolovana temena i granične segmente i da su ograničeni sa najmanje 4 granična segmenta. Međutim, ako neki od ovih zahteva nisu zadovoljeni, geometrija može malo da se promeni da bi se napravila dobra mreža. COMSOL Multiphysics generiše mapirane mreže korišćenjem algoritma mapiranja da bi definisao rešetku na jediničnom kvadratu, a onda ga mapira na geometriju korišćenjem transfnitne interpolacije. Ovim tipom mreže omogućeno je da se na mestima gde dolazi do pojačanja polja ili interakcije između struktura povećaju broj čvorova i tačnost izračunavanja. Na slici 5.2.6. prikazan je deo sa metalom (ili alternativnim plazmotskim materijalom) gde je mreža gušća (sa većim brojem čvorova) nego u dielektriku.



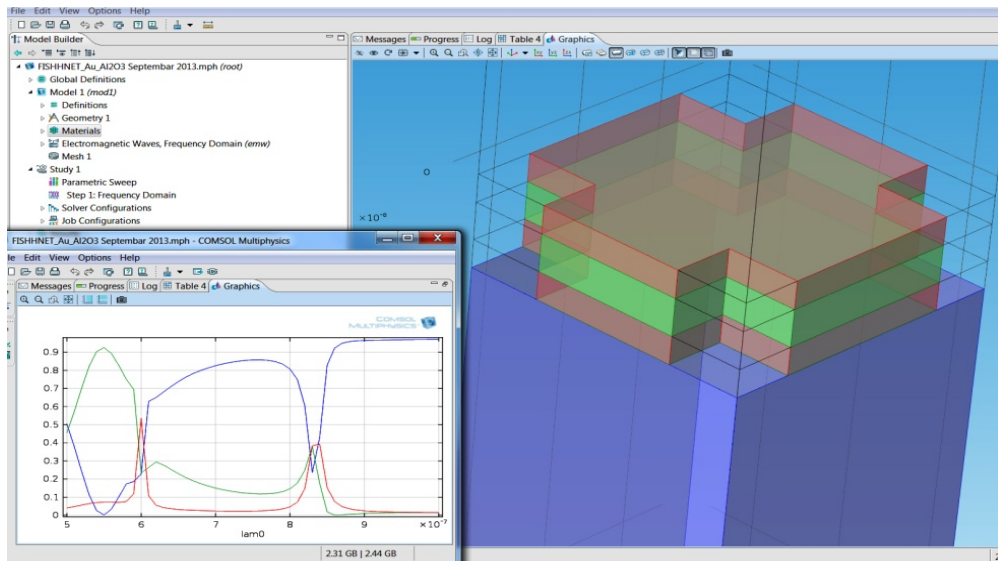
Sl. 5.2.6. a) Jedinična ćelija jednoslojnog plazmonskog mrežastog metamaterijala na staklu sa adsorbovanim monoatomskim slojem i generisanom mrežom za simulaciju u paketu COMSOL Multiphysics; b) jedinična ćelija dvostrukog mrežastog metamaterijala na podlozi i sa monoatomskim nadslojem, sa prikazanom generisanom mrežom za simulaciju u paketu COMSOL Multiphysics.

5.2.5 Podešavanje proračuna

U ovom delu programa definiše se lista parametara koji se variraju i na osnovu kojih se sa zadatim granicama i korakom vrše izračunavanja. Za RF modul najčešće je to frekvencija na osnovu koje se izračunavaju parametri rasejanja matrice S.

5.2.6 Analiza rezultata

Obrada rezultata ili “post-processing” predstavlja važan deo simulacije i njome se omogućuje izračunavanje i prikazivanje makroskopskih efektivnih parametara na osnovu kojih procenjujemo osobine i kvalitet strukture. Interakcija elektromagnetnog talasa sa materijalom opisuje se preko parametara rasejanja, odnosno koeficijenata transmisije i refleksije, odakle se homogenizacijom dobijaju efektivne vrednosti permitivnosti, permeabilnosti i indeksa prelamanja.



Sl. 5.2.7. Izgled ekrana COMSOL Multiphysics RF modula na kome su prikazani geometrija strukture koja se ispituje i u levom donjem delu ekrana simulacijom izračunate osobine R , T i A za datu geometriju strukture.

Na slici 5.2.7. prikazan je izgled ekrana paketa COMSOL Multiphysics sa geometrijom jediničnog elementa dvostruke mrežaste strukture. Na osnovu programom izračunatih vrednosti S parametara i na osnovu analitičkih izraza, izračunavani su koeficijent T , R i A i na zbirnom dijagramu u donjem levom delu ekrana, prikazani su kao krajni rezultat simulacije. Efektivne vrednosti parametara materijala n_{eff} , ϵ_{eff} i μ_{eff} određuju se programom MATLAB, primenom metode homogenizacije i njima se prikazuje interakcija elektromagnetskog talasa i projektovanog metamaterijala. Novije verzije ovog paketa imaju mogućnosti povezivanja i obrade rezultata sa programom Microsoft Excel korišćenjem LiveLink modula.

6. Rezultati simulacije i optimizacije mrežastih metamaterijala za senzorske primene

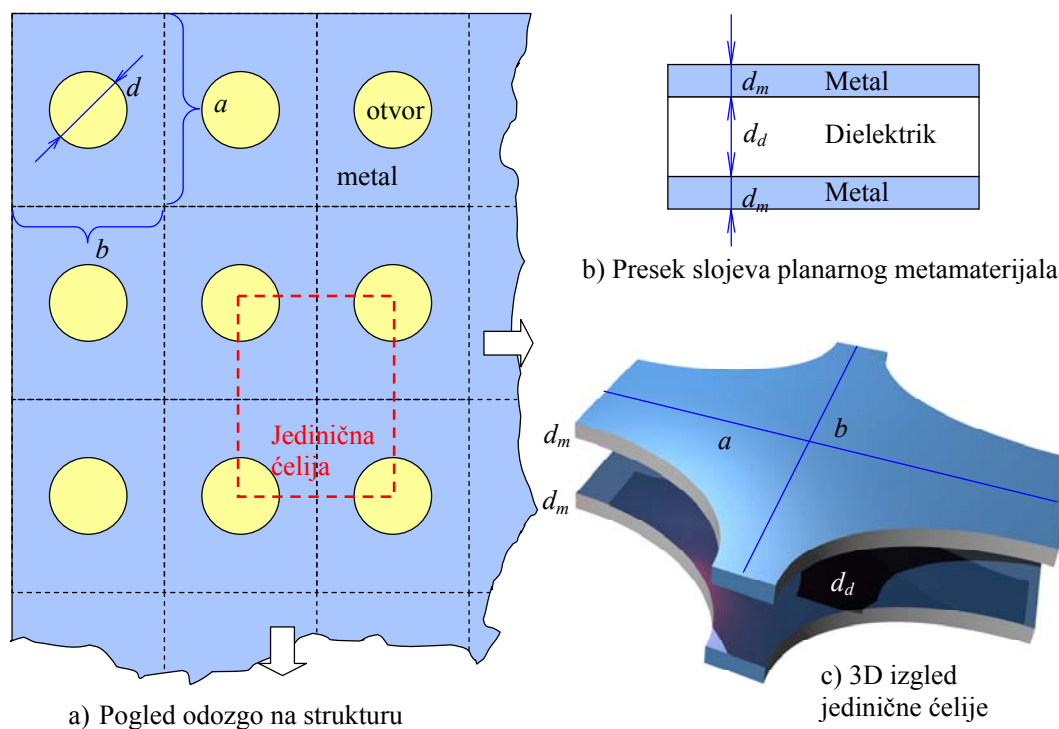
6.1 Definicija problema

U ovoj glavi razmotreni su rezultati simulacije jednoslojnih i dvoslojnih mrežastih metamaterijala i ispitivane sunjihove osobine od interesa za primenu u senzoricima. Prikazani su projektovanje, simulacija i analiza izračunatih karakteristika, čime je omogućena optimizacija sa ciljem dobijanja platforme za hemijske odnosno biološke senzore sa povećanom osetljivošću. Elektromagnetske karakteristike rasejanja određivane su direktnim rešavanjem Maksvelovih jednačina, a optički parametri ekstrahovani su na način opisan u prethodnoj glavi. Ograničenja koja moraju da se uzmu u obzir su podtalasne dimenzije osnovnih elemenata, disperziona priroda materijala i koeficijenta kojima se opisuju osobine strukture, nanodimenzije površina i zapremina, kao i zahtevani dovoljan broj čvorova za FEM simulaciju. Problemi u procesu simulacije su ograničeni računarski resursi, koji često ne mogu da podrže dovoljan broj čvorova u mreži, naročito ako se radi o 3D strukturama, anomalije koje dovode do singulariteta, nestabilnosti ili pogrešni rezultata zbog naglih promena indeksa prelamanja, prisustvo metala sa naglim promenama permitivnosti, uticaj apsorpcionih gubitaka i sl.

Najveći problem prilikom simulacije plazmonskih metamaterijala potiče od velike nelinearnosti frekventne disperzije metamaterijala odnosno od velike lokalizacije elektromagnetskog polja. Pri istoj frekvenciji talasni vektor u slobodnom prostoru mnogo je veći od onoga u metamaterijalu, što znači da je potrebno da podela domena prilikom proračuna bude duboko u podtalasnom domenu, odnosno da je neophodno imati izuzetno finu podelu da bi sistem uopšte konvergirao. Dodatni problem su bile strukture superćelija, kod kojih postoje duboko podtalasni delovi za koje je neophodna numerička diskretizacija još veće preciznosti nego za obične metamaterijale. To znači da konkretna izračunavanja traju veoma dugo i zahtevaju velike resurse. Konkretno je za neke pojedinačne dijagrame u ovoj glavi bilo potrebno i po mesec dana procesorskog vremena na četvorojezgarnim računarima, dok su dimenzije dobijenih fajlova bile reda terabajta.

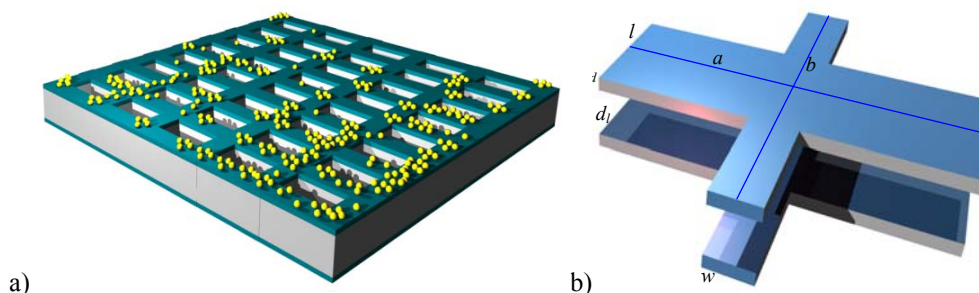
U ovom poglavlju dati su isključivo rezultati novi na međunarodnom nivou. To znači da su ovde razmatrane senzorske primene mrežastih materijala u kontekstima u kojima nisu nikada publikovani od strane drugih autora. Glavni deo izložene analize odnosi se na moguće senzorske primene dvostrukih mrežastih materijala. Pošto su jednostruki mrežasti materijali dobro poznati i primenjivani u hemijskim sensorima, njihovo razmatranje ograničeno je isključivo na strukture koje koriste alternativne plazmonske materijale, dakle ne metale nego provodne i providne okside, budući da se takvi rezultati do sada nisu pojavljivali u literaturi.

Geometrija mrežaste strukture sa kružnim otvorima prikazana je na sl. 6.1.1. Dat je prikaz nekoliko jediničnih ćelija u kvadratnoj rešetki i posebno je označena pojedinačna jedinična ćelija, prikazan je poprečni presek strukture i izdvojeno je prikazana jedna jedinična ćelija sa obeleženim glavnim geometrijskim parametrima.



Slika 6.1.1. Geometrija mrežaste strukture sa kružnim otvorima, a) pogled na strukturu odozgo; b) sa pogledom sa strane, c) jedinična ćelija strukture.

Na slici 6.1.2 prikazana je geometrija mrežaste strukture sa četvrtastim otvorima, koja se pokazuje jednostavnijom za numeričke simulacije, jer zahteva manje finu podelu proračunskog domena.



Slika 6.1.2. Geometrija jedinične ćelije dvostruke mrežaste strukture sa pravougaonim otvorima, a) mrežasta struktura sa adsorbovanim agensom simbolički prikazanim kuglicama; b) jedinična ćelija sa pravougaonim otvorima.

Generalno govoreći, otvori u mrežastim metamaterijalima mogu da imaju proizvoljan oblik. Međutim, u literaturi su do sada gotovo isključivo korišćeni najjednostavniji oblici (krug ili elipsa, kvadrat ili pravougaonik) zbog toga što je takve oblike tehnološki najjednostavnije napraviti, a smatralo se da će efektivni odziv mrežastih struktura biti sličan bez obzira na oblik podtalasnih otvora, jer aproksimacija efektivnog medijuma ne "vidi" pojedinosti aperture, već samo procentualni odnos metalnog i dielektričnog dela na metapovršini. U ovom radu pokazujemo da to zapravo nije ispravno rezonovanje i da oblik struktura može značajno uticati na odziv formiranjem tzv. "vrućih tačaka" (hotspots), mesta na kojima dolazi do velike lokalizacije polja, zbog čega pojava postaje nelokalna i aproksimacija efektivnim medijumom naprosto prestaje da važi. Ovi rezultati konzistentni su sa najnovijim publikacijama posvećenim nelokalnosti u metamaterijalima, npr. [Zhang, 2012, Lahiri, 2013].

6.2 Simulacija mrežastog metamaterijala na slobodnostojećoj nanomembrani (viseći metamaterijalni talasovod)

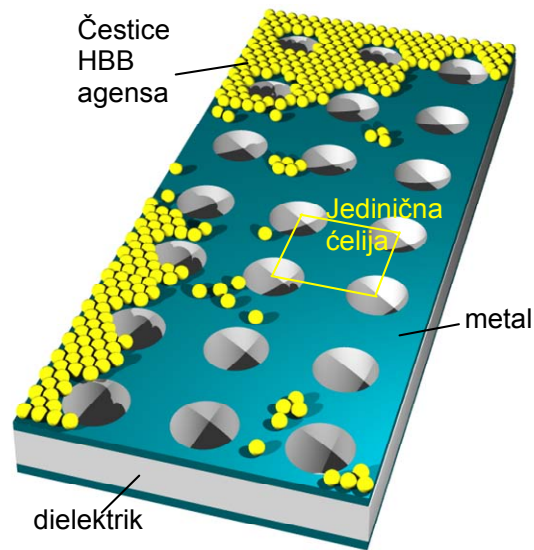
Prva struktura analizirana u ovoj disertaciji je dvostruki mrežasti metamaterijal u simetričnoj konfiguraciji. Ovo znači da se radi o strukturi metal-dielektrik-metal koja je sa obe strane okružena medijumom, tj. da ne postoji podloga, zbog čega je struktura potpuno elektromagnetski simetrična u smeru poprečnom na površinu. Ovakva struktura ima nekoliko prednosti u odnosu na senzorske konfiguracije prikazivane u literaturi, uključujući dvostruko veću efektivnu površinu izloženu dejstvu agensa, ali i mogućnost formiranja identičnih modova sa obe strane, čime predstavlja generalizaciju konvencionalnih struktura sa površinskim plazmonima polaritonima dugog dometa.

Pošto je za funkcionisanje u optičkoj oblasti neophodno da debljina mrežaste strukture bude reda veličine nekoliko desetina, eventualno stotinu nanometara, postavlja se očigledno pitanje kako se ona može praktično izraditi. Odgovor na to je formiranje slobodnostojećih nanomembrana [Jiang, 2004]. Ovakve strukture izrađuju se u Centru za mikroelektronske tehnologije IHTM primenom metoda mikromašinstva, odnosno izotropnim nagrizanjem žrtvenog sloja na koga su prethodno katodnim raspršivanjem naneti slojevi nanomembrane, dok su sami otvori izrađivani fokusiranim jonskim snopom [Matović, 2009; Jakšić, 2011, 2].

Primer mrežaste strukture na slobodnostojećoj nanomembrani ilustrovan je na slici 6.2.1. Kao i kod svih drugih tipova mrežastih struktura, ovde nije potrebno korišćenje struktura za sprezanje, odnosno koristi se direktno očitavanje transmisije ili refleksije za normalno upadanje bele svetlosti na površinu mrežaste strukture.

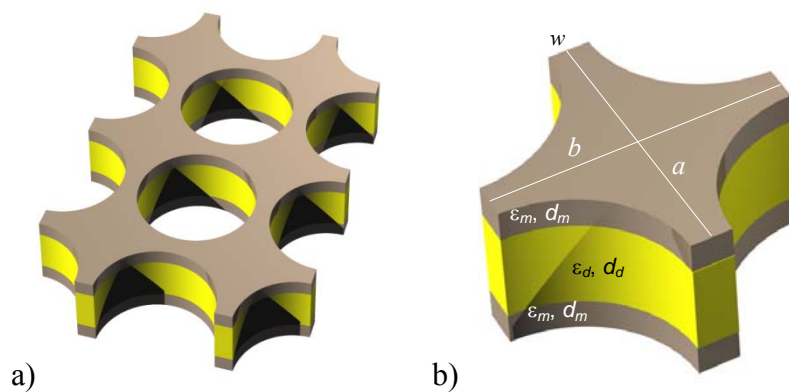
Elektromagnetni odziv strukture je simuliran metodom konačnih elemenata u programskom paketu Comsol Multiphysics. Urađen je veliki broj simulacija da bi se pronalazili geometrijski parametri optimalni za senzorske premine. Kao plazmonski konstituent mrežaste strukture korišćeni su ili PEC ili srebro koje je uzimano sa realnim podacima o indeksu prelamanja i apsorpciji prema ugrađenoj bazi podataka o materijalima paketa Comsol Multiphysics. Na osnovu dobijenih rezultata simulacije odabrane su strukture sa najvećim promenama parametara u predviđenoj radnoj oblasti

talasnih dužina i na njima je ispitivana promena S-parametara za slučaj potpunog potapanja strukture u HBB agens poznatog indeksa prelamanja.



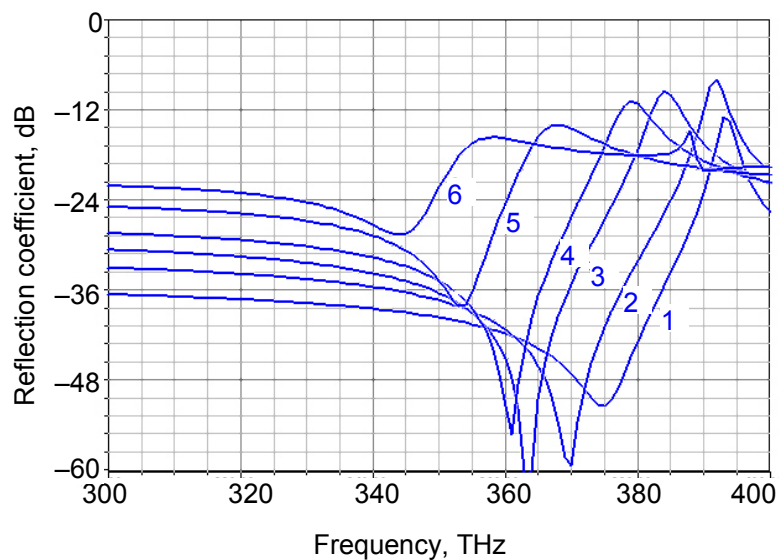
Slika 6.2.1. Generalizovana ilustracija plazmanskog senzora na bazi mrežastog metamaterijala formiranog na slobodnostojećoj nanomembrani. Kuglice simbolički predstavljaju adsorbovani HBB agens.

Na slici 6.2.2 a) prikazan je segment dvostrukog mrežastog metamaterijala za koga je rađena simulacija [Tanasković, 2009], a na 6.2.-2 b) jedinična ćelija ovog metamaterijala.



Slika 6.2.2. a) Segment dvostrukog mrežastog metamaterijala bez podloge sa kvadratnom kristalnom rešetkom; b) Jedinična ćelija modelovanog metamaterijala. Osnovni parametri strukture su naznačani na slici.

Jedinična ćelija razmatranog mrežastog metamaterijala sastoji se od sendviča metal-dielektrik-metal i prikazana je na slici 6.2.2. b). Širina jedinične ćelije je a , dužina b . Debljina metalnih slojeva je d_m , a dielektričnog d_d . Dielektrična permitivnost metalnog dela je ϵ_m , a dielektričnog ϵ_d . Pretpostavlja se da je relativna magnetna permeabilnost jednaka jedinici i za materijal metalnog i dielektričnog dela. Kružni otvori poluprečnika r nalaze se na sva četiri ugla jedinične ćelije. Struktura se izlaže agensu tako što se u potpunosti uranja u rastvoj koji sadrži i traženi HBB agens. Tehnološki, ovakav način izlaganja u MEMS hemijskim sensorima tipično se postiže tako što se naprava ugradi u mikrofluidički sistem.

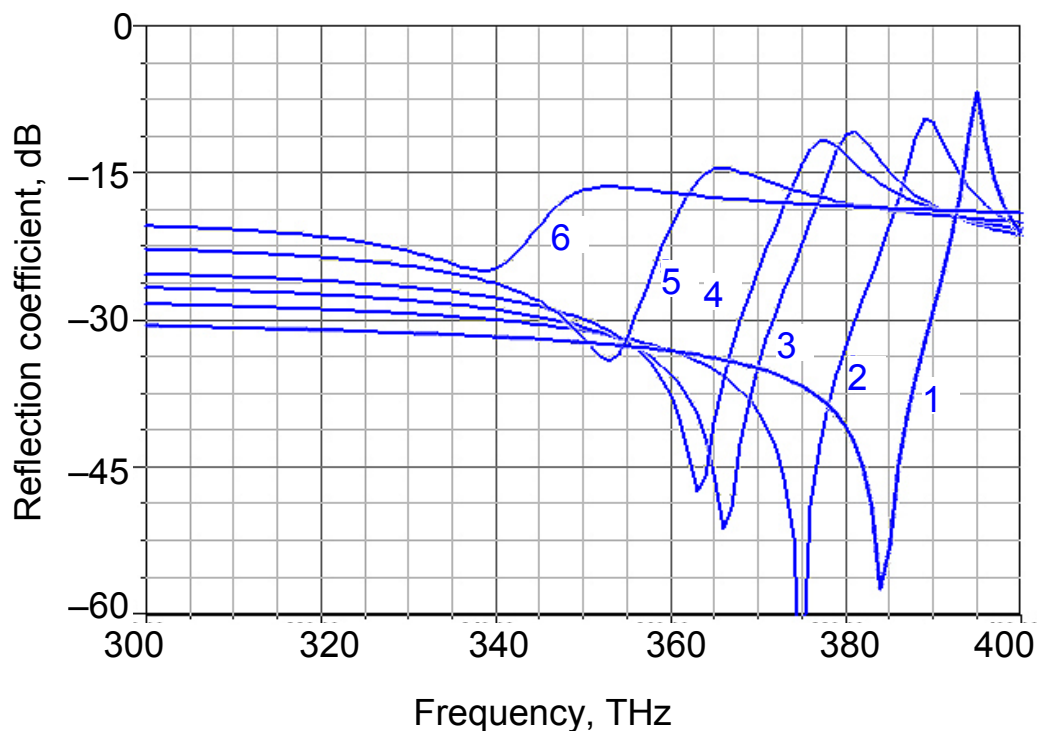


Slika 6.2.3. Uporedni dijagram koeficijenta refleksije za dvostruki mrežasti metamaterijal, debljina metala je $d_m=5\text{ nm}$, a debljine dielektrika: 1) 20nm, 2) 50nm, 3) 75nm, 4) 100 nm, 5) 150nm i 6) 200nm. Relativna permitivnost dielektrika je $\epsilon=2$.

Metodom konačnih elemenata izračunavani su parametri rasejanja strukture S_{11} odnosno S_{22} (refleksija) i S_{12} odnosno S_{21} (transmisija). Izračunavanja su u početnoj fazi rađena za idealizovani PEC provodnik, čime je znatno ubrzano vreme mnogobrojnih simulacija. Za slučaj kada su uključeni apsorpcioni gubici u metalnom delu polazeći od jedinične ćelije prikazane na Sl. 6.2.2. b), korišćeni su parametri prema Drudeovom modelu za srebro, $\omega_p = 2.321\text{ PHz}$ i $\gamma = 5.513\text{ THz}$ [Blaber, 2009]. Gornji i donji sloj

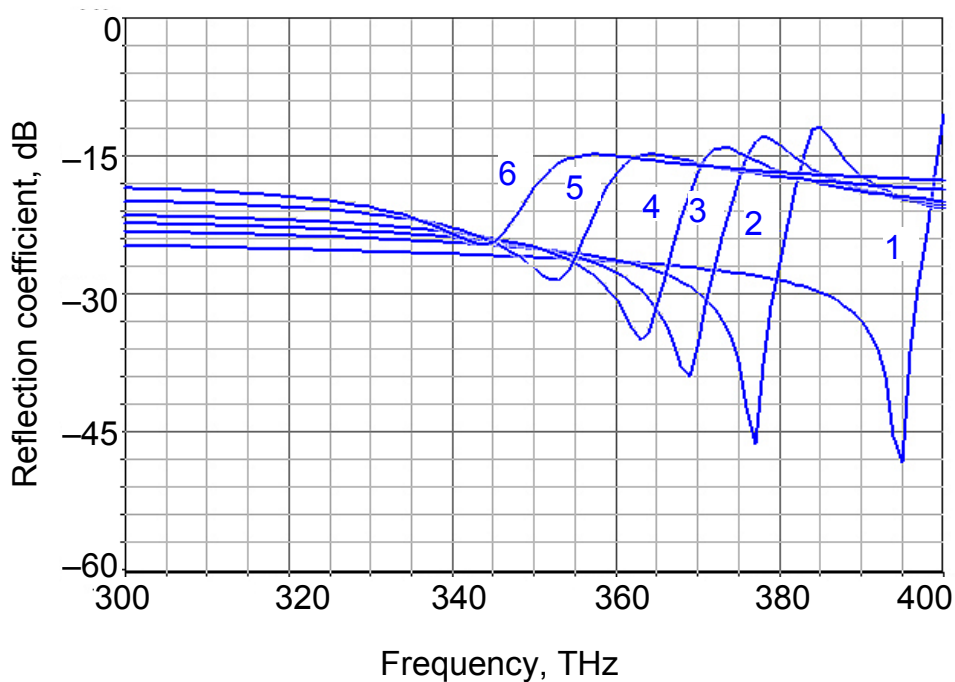
su metalni, debljine 5 do 20 nm, a relativna dielektrična permitivnost dielektričnog srednjeg sloja varirana je od 2 do 5. Dimenzije pravougaone osnove ćelije bile su $a = 320$ nm i $b = 280$ nm. Debljina središnjeg dielektrika bila je 10 nm. Prečnik rupa bio je 100 nm. Rezultati simulacija prikazani su na zbirnim dijagramima od 6.2.3. do 6.2.6 za različite debljine metala i različite debljine sloja dielektrika. Tako je na slici 6.2.3 prikazana promena sloja dielektrika za debljinu metalnih slojeva od 5 nm.

Slika 6.2.4 prikazuje sličnu zavisnost, pri čemu su debljine metalnih slojeva 10 nm, a slika 6.2.5 prikazuje ovu zavisnost za debljinu metalnih slojeva od 20 nm. Na osnovu prikazanih rezultata, vidljivo je da se sa smanjenjem debljine metala rezonantni pikovi pomeraju ka višim frekvencijama. Na osnovu toga zaključujemo da je moguće podešavanje spektralnih karakteristika izborom debljine metala i dielektrika.



Slika 6.2.4. Uporedni dijagram koeficijenta refleksije za dvostruku mrežastu strukturu PEC-dielektrik-PEC, debljina metala je $d_m=10$ nm i za različite debljine dielektrika, 1) 20 nm, 2) 50 nm, 3) 75 nm, 4) 100 nm, 5) 150 nm and 6) 200 nm. Relativna permitivnost dielektrika je $\epsilon=2$.

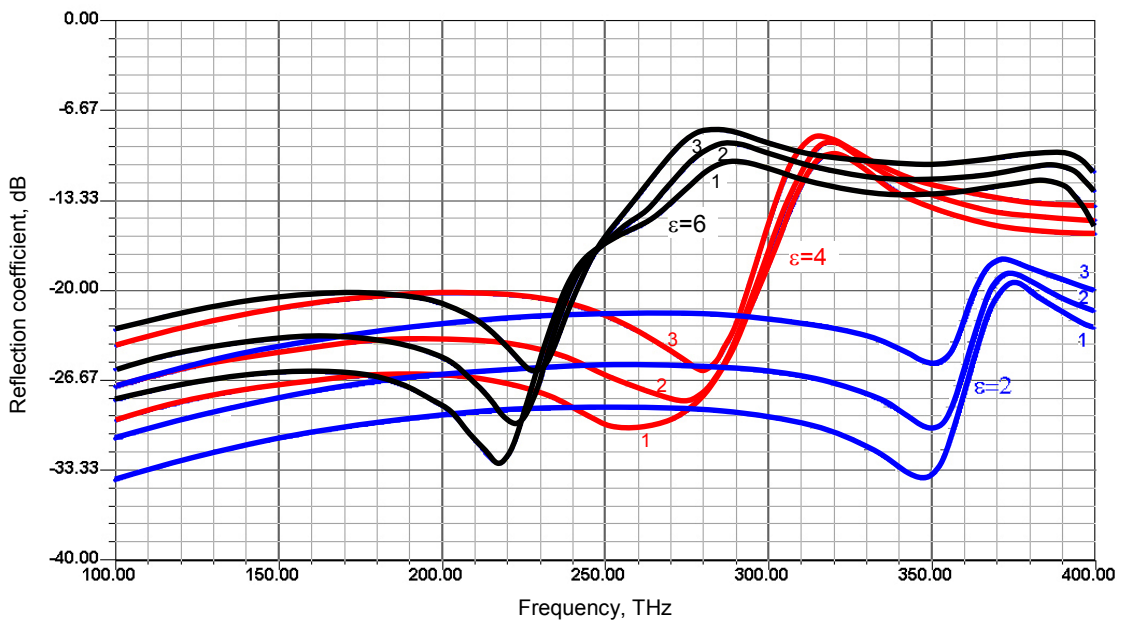
Uticaj na promene rezonantnih dijagrama, na veličinu promena rezonantnog dela, kao i pomenost u spektralnom domenu, imaju kako debljina metalnih slojeva, tako i debljina dielektrika. Prema uticaju koji debljina dielektričnog sloja ima na zavisnost refleksije na strukturi, optimalna vrednost za debljinu dielektrika u optičkoj oblasti je između 40 i 50 nm. Za metal se nivo promena povećava sa smanjenjem debljine, a donja granica je između 20 i 10 nm, što su vrednosti za koje su i prikazani zbirni dijagrami simulacija.



Slika 6.2.5. Uporedni dijagram za koeficijent refleksije za dvostruki mrežasti metamaterijal, debljina metala je $d_m=20$ nm, za različite debljine dielektrika, 1) 20 nm, 2) 50 nm, 3) 75 nm, 4) 100 nm, 5) 150 nm i 6) 200 nm. Relativna permitivnost dielektrika je $\epsilon=2$.

Uočava se da više vrednosti dielektrične permitivnosti pomeraju krive ka nižim frekvencijama. Ova situacija u metamaterijalima nije iznenađujuća, pošto slični uslovi važe za i fotonske kristale. Na slici 6.2.6 je prikazan komparativni dijagram sa različitim grupama po vrednostima permitivnosti i u isto vreme debljinama metala (srebra u ovom slučaju). Izabrana struktura je sa periodično raspoređenim kružnim otvorimom prečnika 100 nm i debljinom dielektrika od 100 nm.

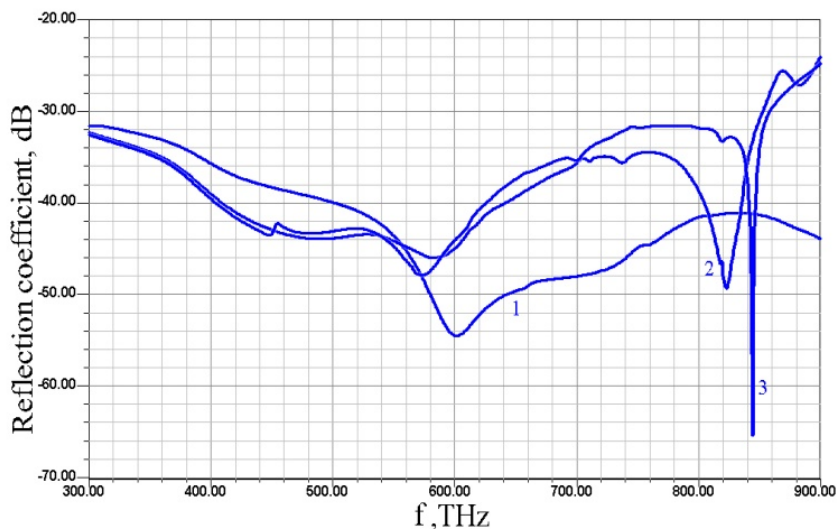
Relativna dielektrična permitivnost srednjeg sloja mrežaste strukture je bila od 2 do 6. Povećavanjem ϵ_r rezonantni deo se pomera ka nižim frekvencijama, tako da je potrebno da se razlika u realnim delovima dielektrične permitivnosti održi na vrednostima sa najvećom mogućom razlikom u odnosu na metal. Očigledno je da je potrebno pažljivo projektovanje da bi se zadovoljili suprotstavljeni zahtevi. Takođe je uočljivo da su promene refleksije kod simulacije sa realnim materijalom (srebrom), mnogo manje i vezane su sa promenama dielektrične konstante. Preklapanja za realne metale znače da uticaj debljine metalnog sloja ima manji uticaj na oblik krive, ali utiče na veličinu promene pri rezonanciji, odnosno da i dalje važi da su promene veće za manje debljine metalnog filma.



Slika 6.2.6. Uporedni dijagram za dvostruki mrežasti metamaterijal srebro-dielektrik-srebro sa različitim vrednostima debljine metala. 1) 5 nm, 2) 10 nm, 3) 20 nm, debljina dielektrika je $d_d = 100$ nm, relativna permitivnost dielektrika $\epsilon_r = 2, 4, 6$, respektivno.

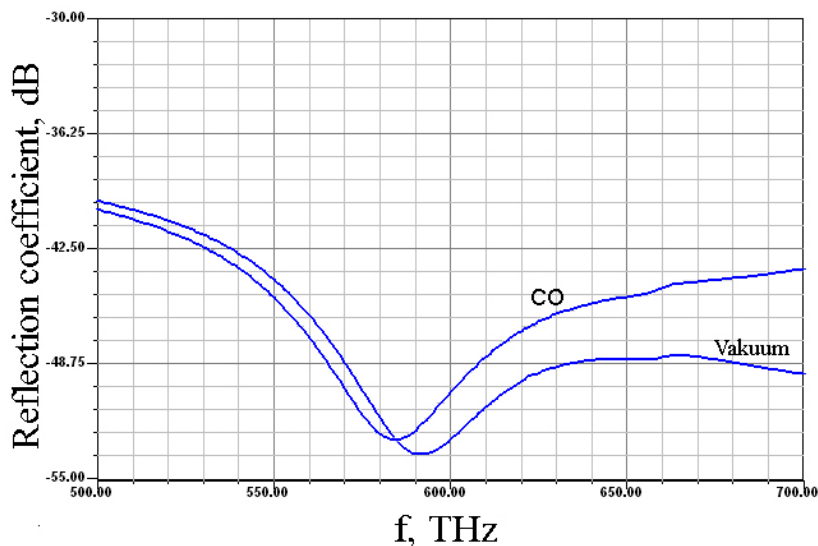
Nastavak simulacija bio je vezan za situaciju kada je dvostruki mrežasti metamaterijal uronjen u fluid koji sadrži HBB agens. Ispitivane su promene parametara strukture sa debljinom srebrnih slojeva od 5 nm, dielektrikom čija relativna permitivnost odgovara kvarcnom staklu i sa različitim dielektičnim permitivnostima okolnog medijuma.

Simulacije prikazane na slici 6.2.7 odnosile su se na promenu dielektrične konstante sredine sa $\epsilon_r = 1.3$ na 1.35. Takođe je razmatrana situacija kada je dielektrik vazduh, $\epsilon_r = 1$. Pokazano je da dolazi do znatne modulacije S_{11} (koeficijent refleksije).



Slika 6.2.7. Uporedni dijagram za dvostruki slobodnostojeći dvostruki mrežasti metamaterijal, metal je srebro (5 nm), dielektrik kvarcno staklo (10 nm, $\epsilon = 3.78$), za različite dielektrične permitivnosti sredine u kojoj se nalazi metamaterijalna struktura:

1) $\epsilon = 1$, 2) $\epsilon = 1.3$, 3) $\epsilon = 1.35$



Slika 6.2.8. Uporedni dijagram za slobodnostojeći dvostruki metamaterijal, metal je srebro (5 nm), dielektrik kvarcno staklo (10 nm, $\epsilon_r = 3.78$) za dielektrične sredine: 1) $\epsilon_r = 1$ (vazduh), 2) $\epsilon_r = 1.00634$ (ugljen monoksid na 25°C).

Ovakva izračunavanja su ponovljena za slučaj kada se struktura nalazi u okruženju CO (ugljen monoksida) sa $\varepsilon = 1.00634$ na 25°C [Palik, 1998], a rezultati su prikazani na sl. 6.2.8. Vidi se da je za slučaj imerzije mrežastog metamaterijala na slobodnostojećoj nanomembrani u agens moguće postići izuzetno velike osetljivosti parametara rasejanja na promene okolnog indeksa prelamanja.

6.3 Jednostruki mrežasti metamaterijali sa alternativnim plazmanskim konstituentom: slučaj provodnih providnih oksida

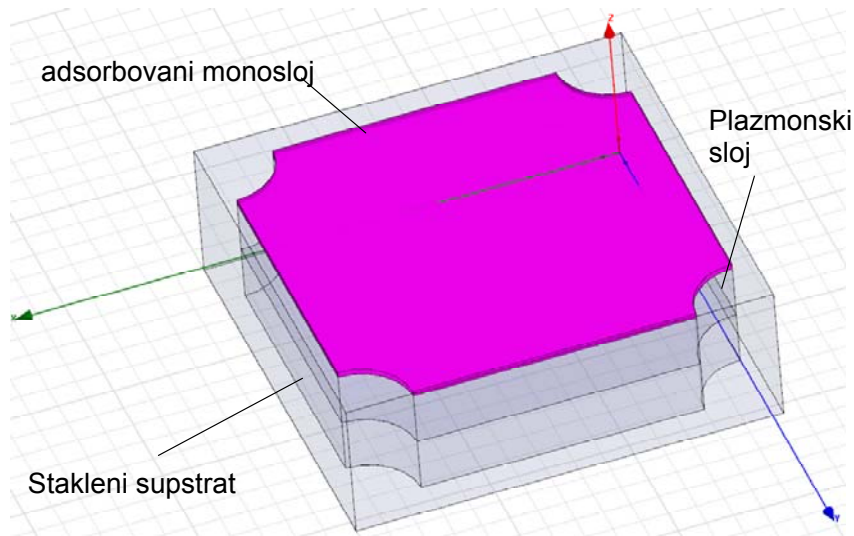
U ovom poglavlju razmatramo jednostruke mrežaste metamaterijale – EOT strukture kod kojih je umesto metala kao plazmanski konstituent metamaterijalnog nanokompozita upotrebljen provodni providni oksid (TCO) [Tanasković, 2012,1]. Upotreba ovakvih materijala, kao što je pomenuto u 2.4, znači da će gubici u plazmanskome delu biti manji nego u metalu, kao i to da će spektralna karakteristika biti pomerena prema crvenom delu spektra, čak i do bliskog infracrvenog.

Geometrija razmatrane strukture prikazana je na slici 6.3.1. Sloj TCO nanet je na staklenu podlogu sa dielektričnom permitivnošću 5.5 i zanemarivim apsorpcionim gubicima u razmatranom spektralnom opsegu. U svakom uglu strukture vidi se po četvrtina nanoaperture. Dalje se pretpostavlja da se na površini strukture adsorbovao monosloj agensa deljine 0.3 nm (debljina pojedinačnog atoma, znači najnepovoljniji slučaj za detekciju).

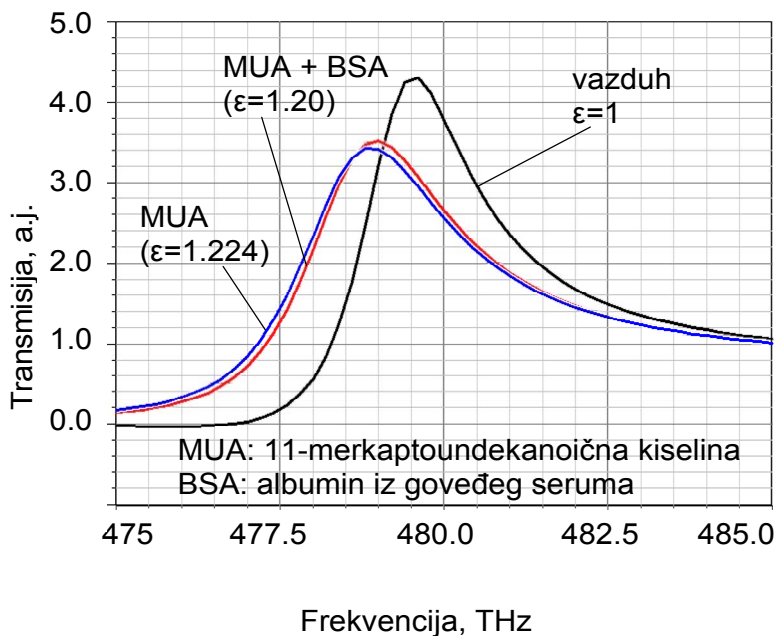
Radi poređenja, simulacije su rađene paralelno za dva plazmonska materijala, zlato i kalaj oksid. Proračuni su obavljani najpre za uzorke bez adsorbovanog sloja, zatim za slučaj kada na njima postoji receptor koji se sastoji od 11-merkaptoundekanoične kiseline (relativna dielektrična permitivnost 1.20) i najzad za slučaj u kome postoje i receptor i agens, albumin iz govedeg seruma (dielektrična permitivnost 1.224). I za receptor i agens pretpostavljena je debljina monosloja, odnosno 0.3 nm.

Sl. 6.3.2 prikazuje proračunatu spektralnu transmisiju jednoslojnog metamaterijala kada je plazmanski konstituent zlato. Vidi se da su maksimumi locirani između 470 THz i 485 THz. Prisustvo receptora odnosno agensa spektralno pomera

transmisiju i istovremeno je smanjuje. Razlika između slučajeva sa agansom (albumin) i bez njega veoma je mala.

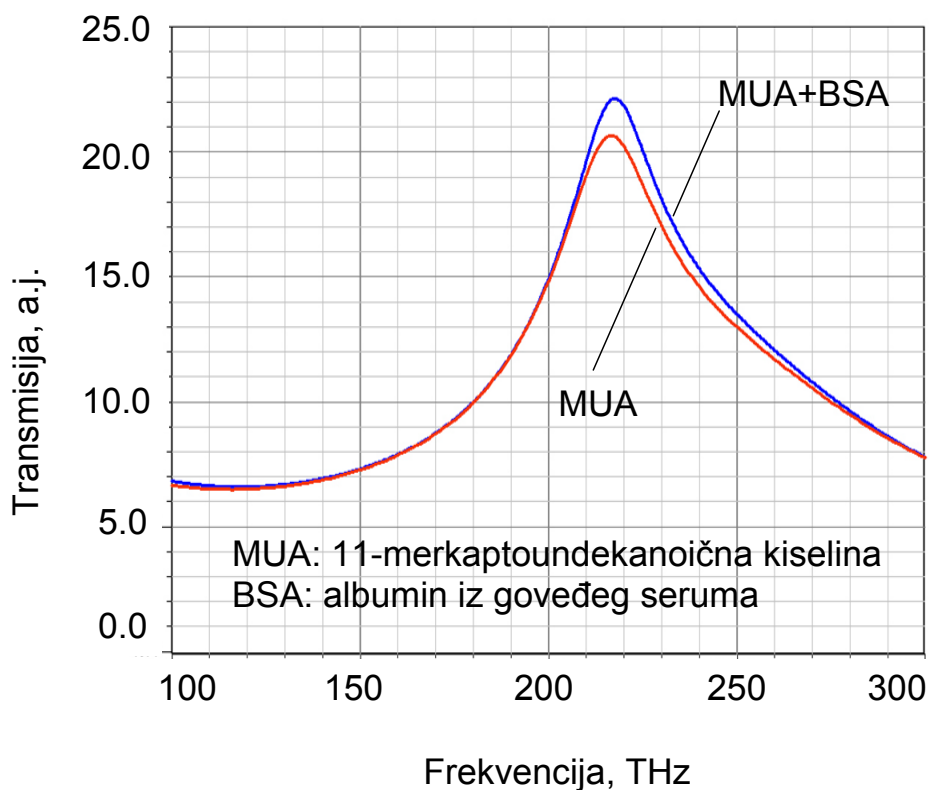


Sl. 6.3.1 Jedinična ćelija jednoslojnog mrežastog metamaterijala. Debljina sloja plazmonskog materijala je 100 nm, ukupna debljina sa podlogom 260 nm, širina 770 nm, dužina 710 nm i poluprečnik aperture 100 nm



Sl. 6.3.2 Spektralna transmisija za strukturu zlato na staklu, istu strukturu sa receptorom i sa receptorom i agansom.

Sl. 6.3.3 prikazuje proračun za identičnu geometriju, ali kada je plazmonski materijal kalaj oksid. Pomeraj maksimuma transmisije je vidljiv i za slučaj sa TCO.



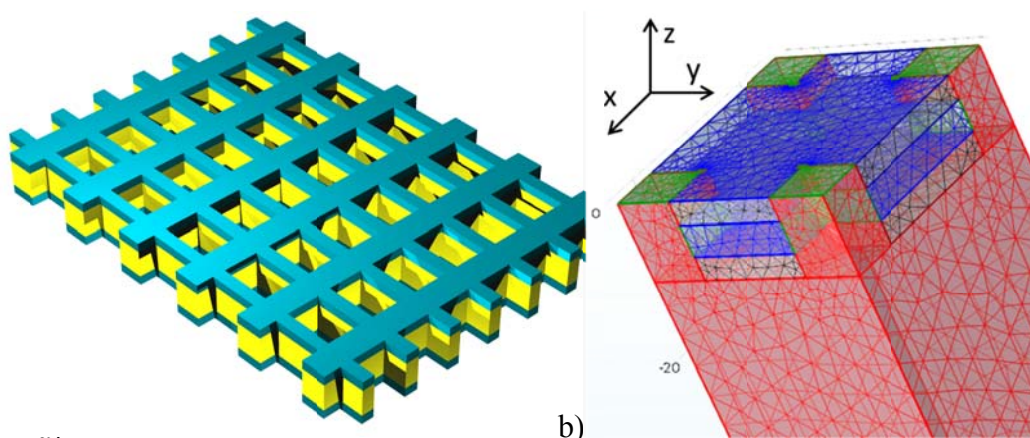
Sl. 6.3.3 Spektralna transmisija za strukturu kalaj oksid na staklu sa receptorom i sa receptorom i agansom.

Vidljivo je da se frekventni pomeraj smanjuje za slučaj TCO. Takođe, maksimum transmisije pojavljuje se na mnogo nižoj frekvenciji nego u slučaju metala. I pored toga što je apsolutni nivo transmisije kod TCO veći nego kod metala, relativna promena sa agansom i bez njega je nešto veća. To znači da su TCO u principu upotrebljivi za senzore bazirane na jednoslojnim mrežastim metamaterijalima, ali da su strukture koje koriste metale nešto pogodnije za tu svrhu zbog većeg frekventnog pomeraja i time veće osetljivosti.

Treba pomenuti da su mnogi TCO poznati materijali za hemijske senzore i da selektivno hemijski apsorbuju različite agense. Zbog toga je moguće istovremeno koristiti njihova plazmonska svojstva i apsorpcione osobine pogodne za sensoriku.

6.4 Dvostruki mrežasti metamaterijali sa alternativnim plazmonskim konstituentom: slučaj provodnih providnih oksida

U ovom poglavlju data je analiza primene TCO, pre svega indijum kalaj oksida (ITO), za izradu dvostrukih mrežastih struktura. Najpre je korišćena FEM metoda u paketu COMSOL Multiphysics za izračunavanje parametara rasejanja, a potom je korišćen MATLAB za ekstrakciju efektivnih optičkih parametara strukture. Takođe je određivana mera kvaliteta FOM i upoređivana sa istu geometriju kada se koristi zlato.



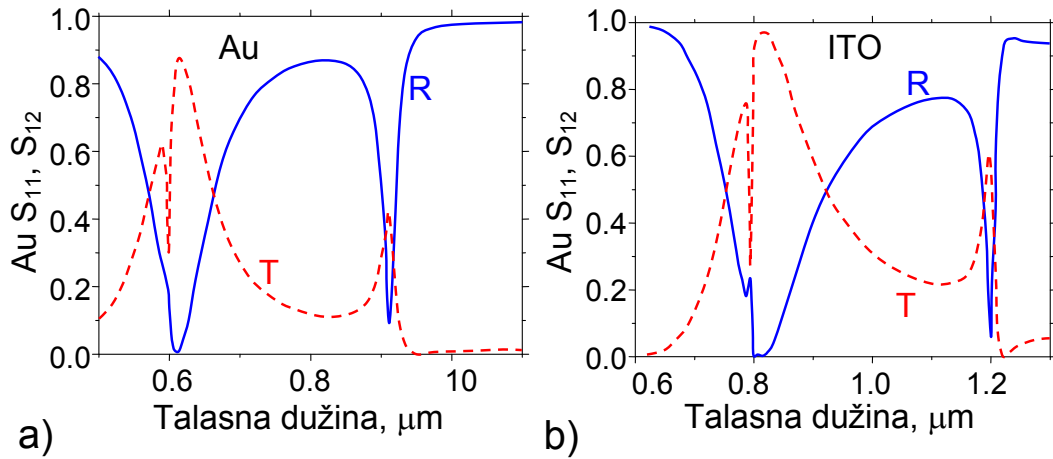
Slika 6.4.1 a) Geometrija dvostruke mrežaste strukture sa pravougaonim otvorima.

b) Prikaz jedinične ćelije.

Jedinična ćelija u ovom slučaju je kvadratnog oblika, sa dimenzijama stranice 300 nm. Debljina gornjeg i donjeg sloja plazmoskog materijala je 30 nm a dielektrika 40 nm. Ilustracija ovako definisane dvostruke mrežaste strukture, prikazana je na slici 6.4.1. a), dok je jedinična ćelija prikazana na delu slike b). Parametri za modelovanje disperzionih osobina plazmoskih materijala prema Drudeovom modelu za zlato su $\omega_p = 2.176$ PHz i $\gamma = 6.5$ THz [Palik, 1998], a za ITO $\omega_p = 2.40$ PHz i $\gamma = 1.4$ THz [West, 2010]. Dielektrični sloj je aluminijum oksid sa indeksom prelamanja $n = 1.63$.

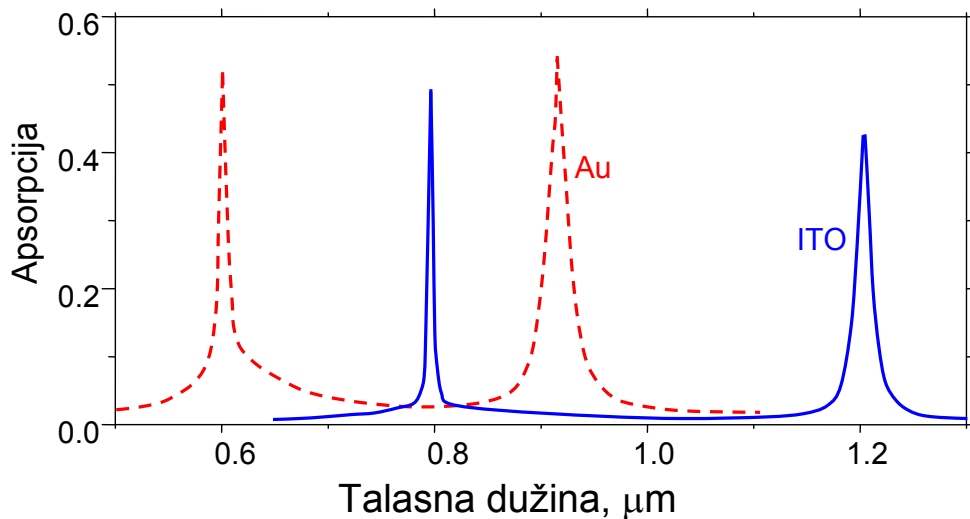
Rezultati simulacije i određivanja efektivnih vrednosti optičkih parametara kompozitnih struktura sa dva izabrana plazmonska konstituenta prikazani su na slikama 6.4.2 do 6.4.4 Parametri rasejanja S_{11} (koeficijent refleksije) i S_{12} (koeficijent transmisije), prikazani su na slici 6.4.2 [Tanasković, 2014, 3]. Rezultati za mrežastu strukturu sa zlatom prikazani su na slici a), dok su za slučaj kada su ovi slojevi od ITO prikazani na delu b). Kako su oba materijala opisana Drudeovim modelom i sličnih su

dispersionih osobina, oblik zavisnosti za transmisiju i refleksiju na slici a) je sličan obliku zavisnosti na slici b), mada ne sasvim isti. Najveća razlika je pomenost zavisnosti za ITO ka većim talasnim dužina, odnosno ka crvenom delu spektra.

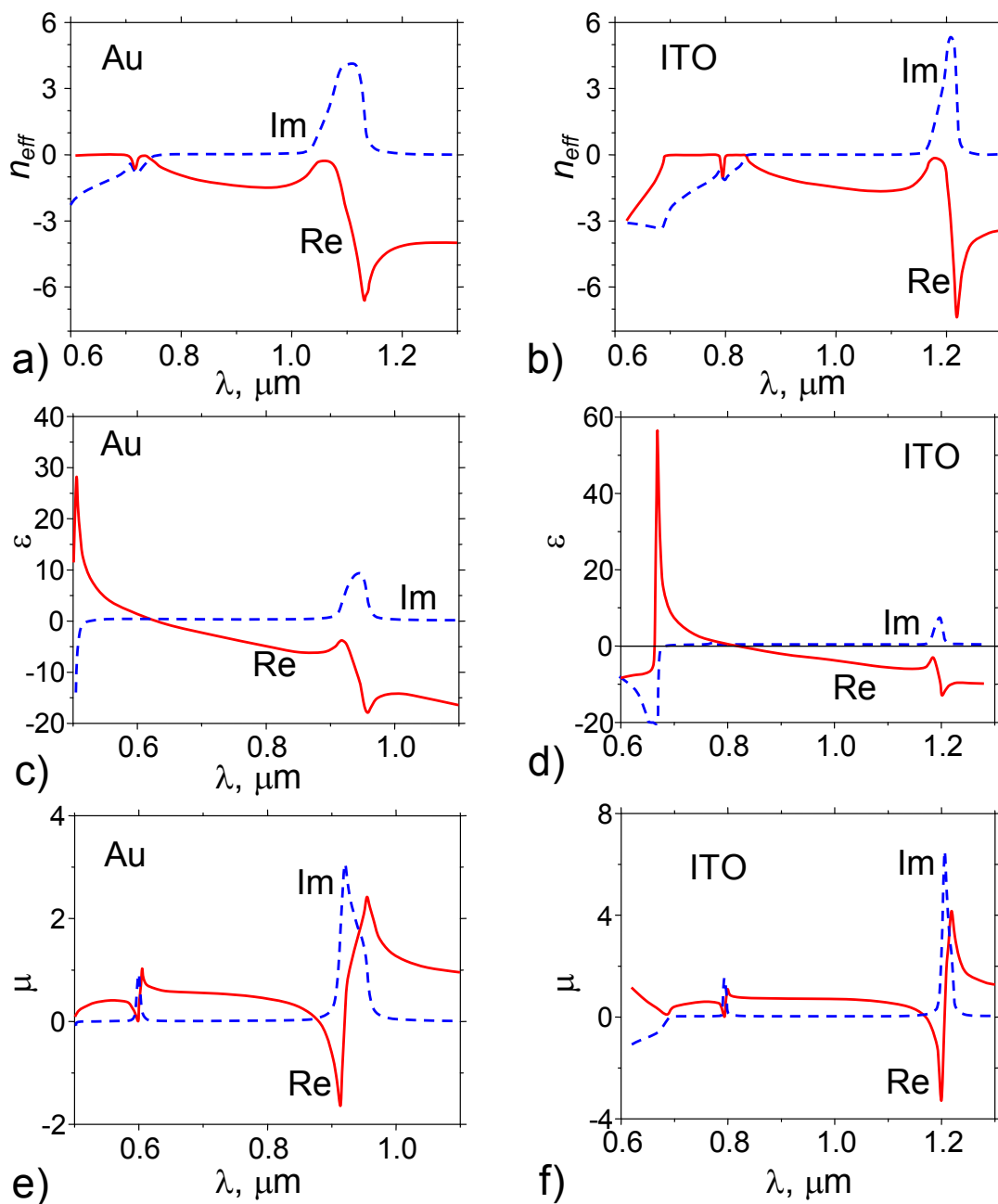


Slika 6.4. 2. Rezultati simulacije parametara rasejanja za dvostruki mrežasti metamaterijal. a) plazmonski deo je zlato, i b) plazmonski deo je ITO.

Spektralna zavisnost koeficijenta apsorpcije za ITO je na sličan način pomerena prema crvenom u odnosu na zlato, kao što se vidi na slici 6.4.3. Maksimumi koeficijenta apsorpcije za slučaj ITO nešto su niži ali oštrij, odnosno uži od maksimuma kod strukture sa zlatom.



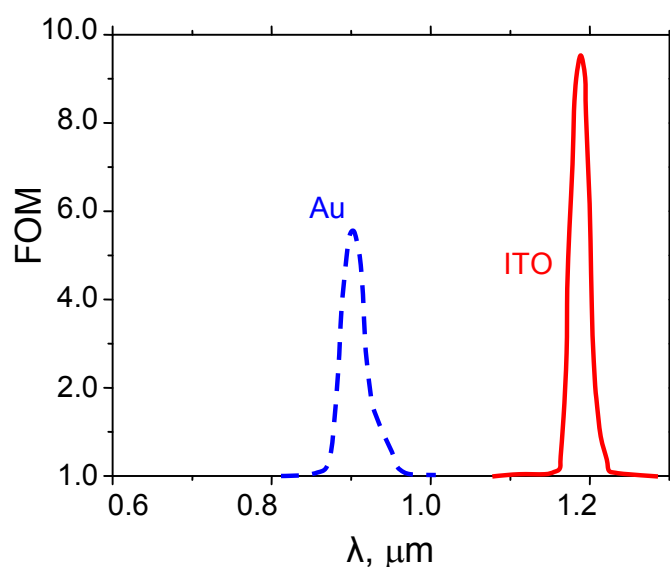
Slika 6.4.3. Koeficijent apsorpcije dvostrukog mrežastog metamaterijala sa zlatom (isprekidana linija) i ITO (puna linija).



Slika 6.4.4. Izračunate vrednosti realnih (Re) i imaginarnih (Im) efektivnih parametara dvostruke mrežaste strukture: a) indeks prelamanja strukture sa zlatom; i b) indeks prelamanja strukture sa ITO; c) relativna permitivnost strukture sa zlatom i d) relativna permitivnost strukture sa ITO; e) relativna permeabilnost strukture sa zlatom i f) relativna permeabilnost strukture sa ITO.

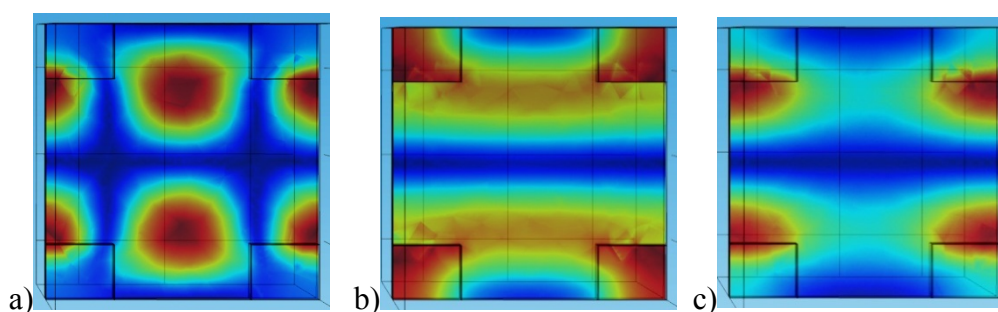
Spektralne zavisnosti efektivnih optičkih parametara izračunavani su korišćenjem procedure napisane u paketu MATLAB, a na osnovu parametara rasejanja dobijenih simulacijama u paketu COMSOL Multiphysics. Tako izračunate spektralne zavisnosti efektivnih parametara prikazane su na slici 6.4.4. Efektivni indeks prelamanja prikazan je na slikama a) za zlato i b) za ITO. Realne i imaginarne vrednosti efektivne relativne permitivnosti kompozitne strukture prikazane su na slikama c) za zlato i d) za ITO. Efektivna relativna permeabilnost prikazana je na e) za strukturu sa zlatom i na f) za strukturu sa ITO. Sličnost spektralnih zavisnosti je opet uočljiva, za ITO simulaciju opet su dijagrami pomereni u crveni deo spektra. Sačuvana je karakteristika dvostruke negativnosti, jedino što je za slučaj sa ITO ova oblast pomerena ka većim talasnim dužinama.

Na osnovu izračunatih efektivnih vrednosti spektralnog indeksa prelamanja određuje se FOM, mera kvaliteta kompozitne strukture metamaterijala. Na slici 6.4.5 prikazana je izračunata spektralna zavisnot FOM za dvostruke mrežaste kompozitne strukture i to isprekidanom linijom za slučaj strukture sa zlatom i punom linijom za slučaj strukture sa slojevima ITO oksida. Očigledna je pomerenost spektra prema većim talasnim dužinama i očigledno je da je odnos realnog i imaginarnog dela indeksa prelamanja veći kod strukture sa ITO materijalom.



Slika 6.4. 5. Poređenje izračunatih zavisnosti mere kvaliteta FOM za slučaj strukture sa zlatom (isprekidana linija) i strukture sa ITO (puna linija)

Dobijeni rezultati dokazuju da se TCO mogu koristiti za izradu plazmonske strukture kao i klasični materijali, zlato i srebro. Prednost TCO su manji apsorpcijski gubici, što se vidi sa sl. 6.4.5, gde je FOM za slučaj korišćenja ITO gotovo 70% veća od slučaja kada je korišćeno zlato.

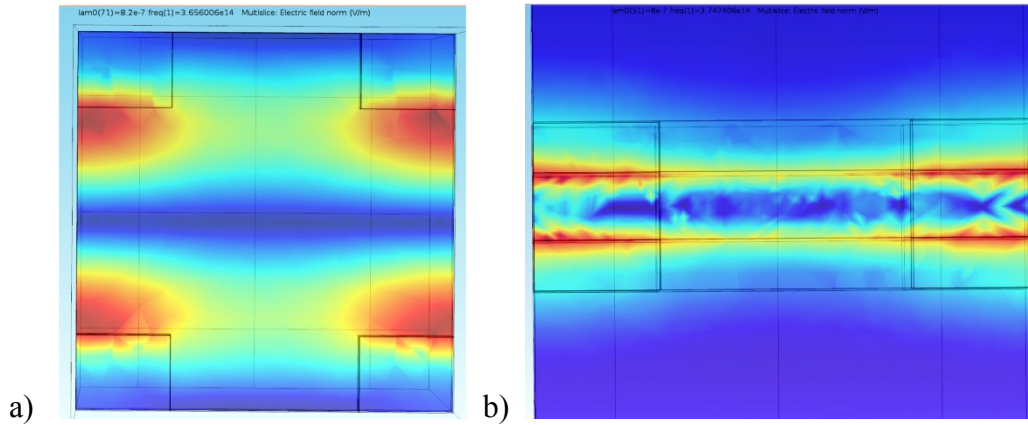


Slika 6.4.6. Poređenje profila amplitude E_x električnog polja na osnovu izračunavanja COMSOL Multiphysics modela za slučaj strukture sa zlatom; a) $\lambda=600$ nm, presek po x - y ravni na sredini strukture b) $\lambda=750$ nm, presek po x - y ravni i c) $\lambda=900$ nm, po x - y ravni.

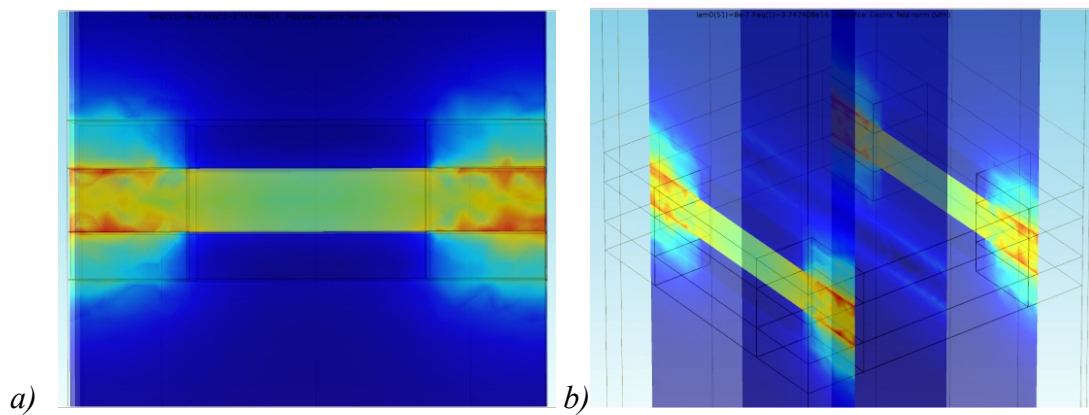
Na slici 6.4.6 prikazani su profili raspodele amplitude električnog polja na sredini x - y ravni, na dve rezonantne talasne dužine, 600 nm i 900 nm, slike a) i c) i jedne nerezonantne b) na 750 nm. Prikazane raspodele odgovaraju slici 6.4.4. pod a) za slučaj dvostruke mrežaste strukture sa zlatom na gornjem i donjem sloju. Prikazani profil bliskog električnog polja posebno na 900 nm, gde je vrednost rezultatnog n_{eff} u širem opsegu sa negativnim vrednostima, pokazuje koncentraciju i pojačanje polja na ivicama otvora, što je upravo bilo cilj za primene u senzorici. Površinsko blisko električno polje u ovom sličaju pokazuje veliku osetljivost na male promene dielektrične permitivnosti sredine u kojoj se nalazi struktura.

Slični profili se pokazuju i za slučaj kada je ITO sloj na gornjem i donjem sloju mrežaste strukture. Primenom ITO plazmonske materijala spektralna karakteristika se pomera ka infracrvenom spektru. Prema prikazanom spektru transmisije na slici 6.4.7 b) izabran je maksimum na 800 nm u bliskoj infracrvenoj oblasti. Na delu slike a),

prikazan je profil sa pogledom na gornju površinu jedinične strukture, iz pravca ulaznog dela pobude, ali se tačna vrednost talasne dužine sa maksimalnim profilom bliskog električnog polja jasno vidi na prikazu (u y-z ravni) poprečnog profila, koji je prikazan na delu slike b) na sredini strukture.



Slika 6.4.7. Poređenje profila amplitude E_x električnog polja na osnovu izračunavanja COMSOL modela za slučaj strukture sa ITO materijalom; a) $\lambda=820\text{nm}$, presek po x-y ravni na sredini strukture b) $\lambda=800\text{nm}$, presek po x-z ravni .



Slika 6.4.8. Poređenje profila amplitude E_x električnog polja na osnovu izračunavanja COMSOL Multiphysics modela za slučaj strukture sa ITO, $\lambda=800\text{ nm}$; a) presek po x-y ravni na ivicama otvora; b) pogled iskosa na presek po x-z ravni na ivicama otvora.

Rezultati simulacije prikazani na slikama 6.4.7 I 6.4.8 daju precizan uvid u ponašanje strukture i mogućnost da se na ovaj način predvidi tačno očitavanja talasne dužine sa maksimalnom promenom amplitude bliskog polja. Van 800 nm na profilima

bliskog električnog polja dolazi do naglog pada amplitude polja i na taj način do smanjenja osetljivosti strukture na promene indeksa prelamanja medijuma.

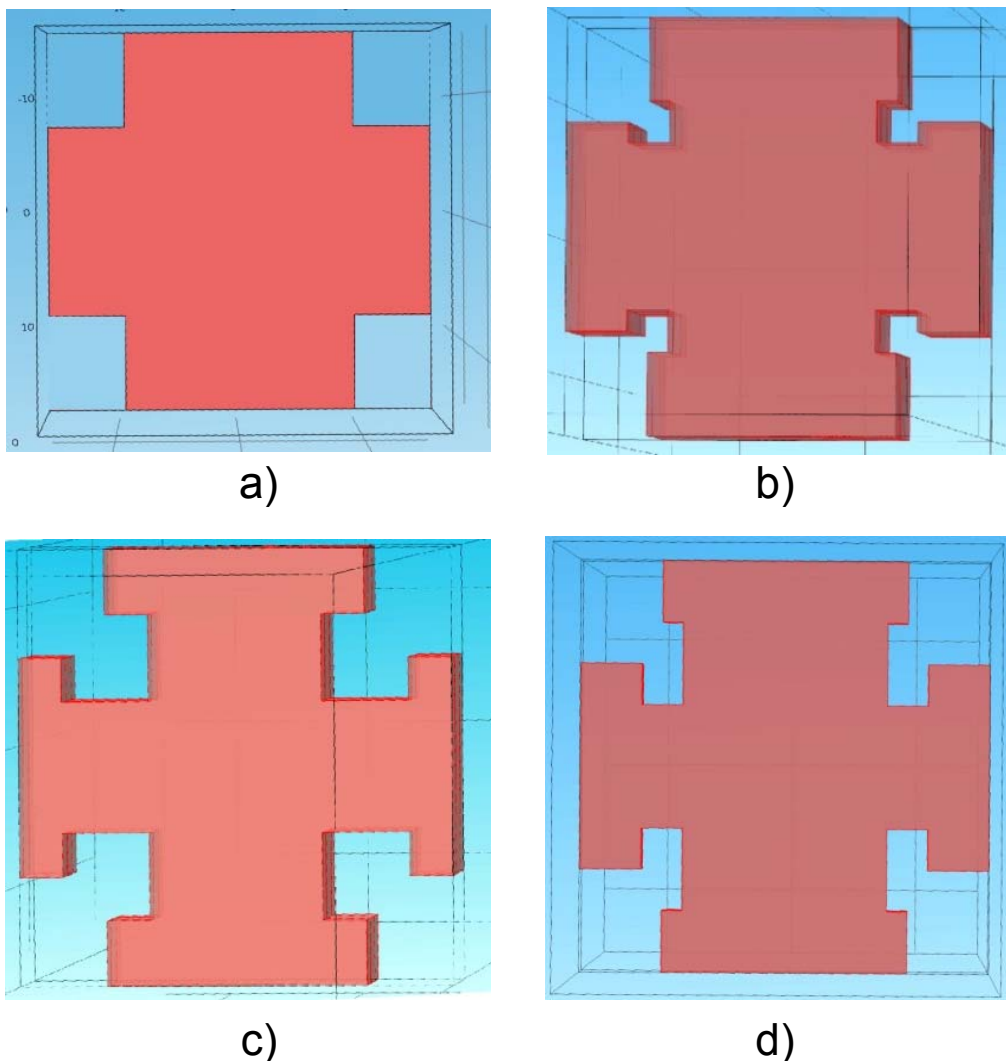
6.5 Mrežasti metamaterijali bazirani na superćelijama: ugaoni podobjekti

U ovom poglavlju rađeni su proračuni jediničnih superćelija dvostrukih mrežastih metamaterijala dobijenih dodavanjem podobjekata (manje aperture) na uglove osnovnih objekata (veće aperture) prema opisu u 3.3.5. Podobjekti u takvom kontekstu predstavljaju perturbaciju osnovnog objekta [Tanasković, 2015].

Da bi se dobila predstava o prednostima i manama strukture jediničnih superćelija sa ugaonim podobjektima u odnosu na neperturbovanu strukturu, simulacije su rađene i za konvencionalnu mrežastu strukturu (kvadratni otvori) i za strukture sa podotvorima (kvadrati u uglovima osnovnog kvadrata) za identičan skup materijalnih parametara. Jedinična ćelija definisana je tako da osnovna struktura preseca sa dva reza kroz sredinu otvora, tako da se dobija oblik krsta. Podotvori se dodaju u uglove, tako da svaka jedinična ćelija hvata 4 različita podotvora, ali je u svakom uglu jedinične ćelije po četvrtina osnovnog otvora. Ovako definisana jedinična ćelija najpogodnija je za simulacije metodom konačnih elemenata. Na slici 6.5.3 pod a) prikazana je osnovna struktura, a na pod b), c) i d) prikazani su različite kvadratne i pravougle ugaone strukture.

Na slici 6.5.3 a) prikazana je polazna jedinična ćelija koja odgovara klasičnoj mrežastoj strukturi. Na slici b) je jedinična superćelija sa podotvorima $30 \text{ nm} \times 30 \text{ nm}$. Slika c) prikazuje izgled sa podotvorima $60 \text{ nm} \times 60 \text{ nm}$ a d) sa podotvorima $30 \text{ nm} \times 60 \text{ nm}$. Svaki pravougaoni podobjekat postavljen je tako da se presek njegovih dijagonala poklapa sa uglom glavnog objekta, dok su strane glavnog objekta i podobjekta paralelni.

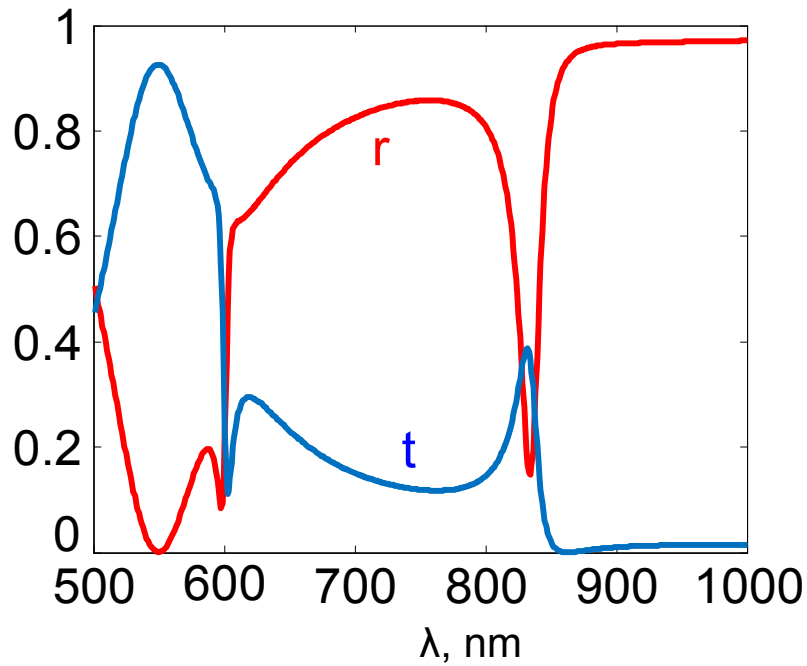
Dimenzije otvora na početnoj strukturi su $60 \text{ nm} \times 80 \text{ nm}$, kvadratna jedinična ćelija ima stranicu od 300 nm , gornji i donji metalni sloj su debeli 30 nm , a debljina dielektričnog sloja je 40 nm . Za metalni deo je korišćeno zlato, sa sledećim parametrima po Drudeovom modelu: učestanost plazme je $\omega_p = 7.175 \text{ PHz}$ i $\gamma = 6.5 \text{ THz}$ [Palik, 1998; West, 2010]. Dielektrični deo je aluminijum oksid sa $n = 1.63$.



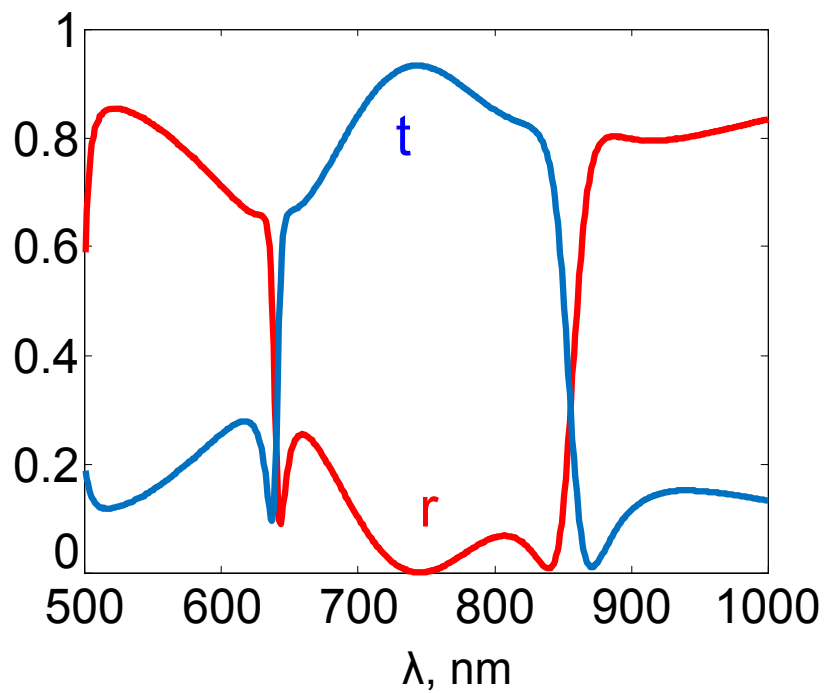
*Slika 6.5.3. Prikaz jediničnih ćelija modelovanih programom COMSOL Multiphysics.
 a) osnovni oblik bez podotvora, b) jedinična superćelija sa dodatnim kvadratnim podotvorima dimenzija $30\text{ nm} \times 30\text{ nm}$ na uglovima osnovnog kvadratnog otvora, c) sa dodatnim kvadratnim podotvorima dimenzija $60\text{ nm} \times 60\text{ nm}$ i d) sa dodatnim pravougaonim podotvorima dimenzija $30\text{ nm} \times 60\text{ nm}$.*

Sa ovako definisanim osnovnim karakteristikama strukture, parametri rasejanja se određuju pomoću programskog paketa COMSOL Multiphysics, a početna struktura se posmatra okružena vazduhom. Definišu se ulazni i izlazni portovi (ulazi i izlazi za pobudni elektromagnetni talas), a na osnovu njih se primenjuju granični uslovi za idealni električni provodnik i idealni magnetni provodnik, respektivno, upravno na postavljene vektore upadnog talasa. Na taj način, definiše se periodičnost strukture. Posmatra se slučaj normalnog upadnog ugla talasa na strukturu.

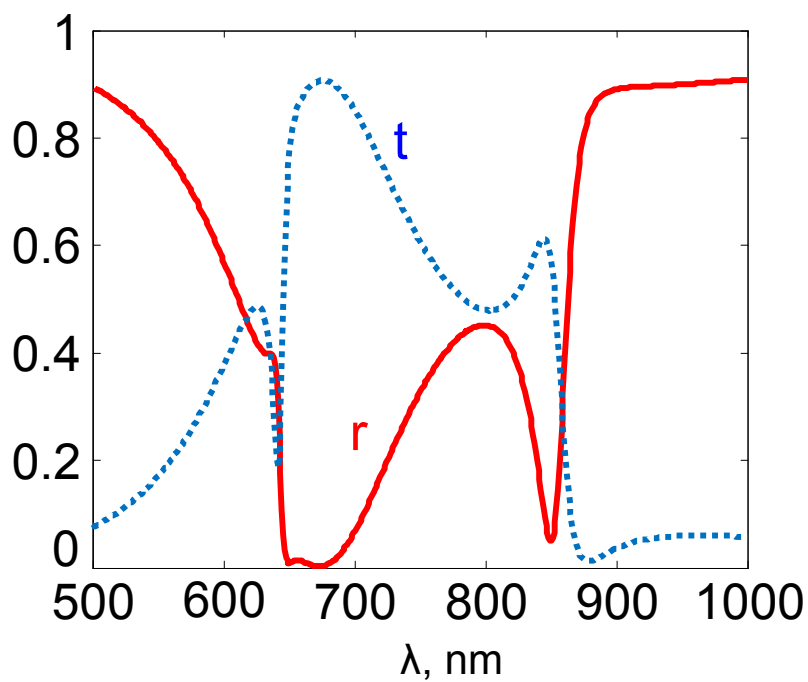
Izračunata spektralna transmisija i refleksija mrežastog metamaterijala sa slike 6.5.3 prikazane su na slikama od 6.5.4 do 6.5.6.



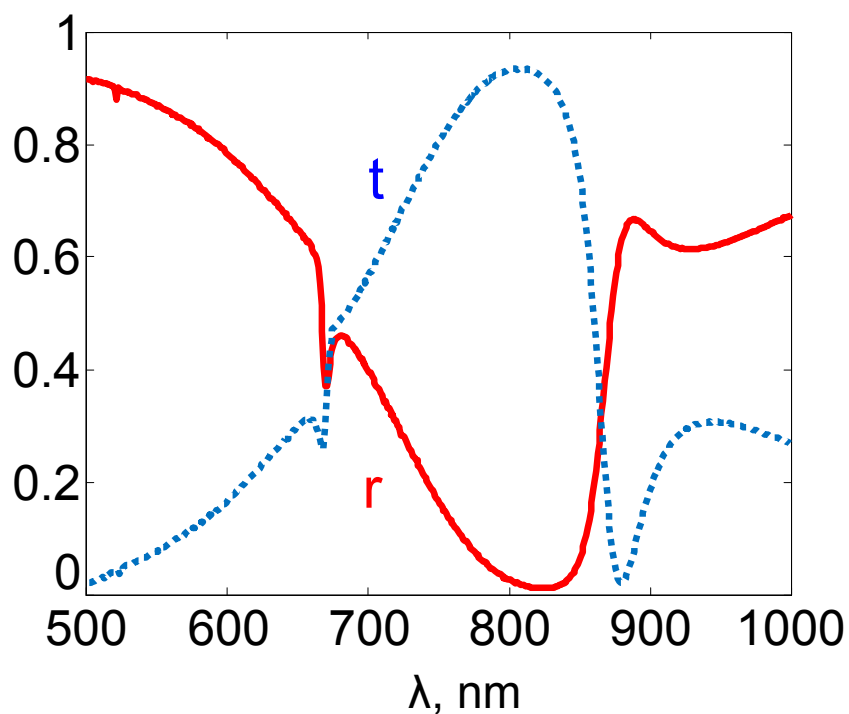
Slika 6.5.4. Transmisija i refleksija osnovnog, neperturbovanog oblika mrežaste strukture.



Slika 6.5.5. Transmisija i refleksija superćelije sa podobjektima na uglovima osnovne ćelije u obliku pravougaonika dimenzija $30 \text{ nm} \times 60 \text{ nm}$.

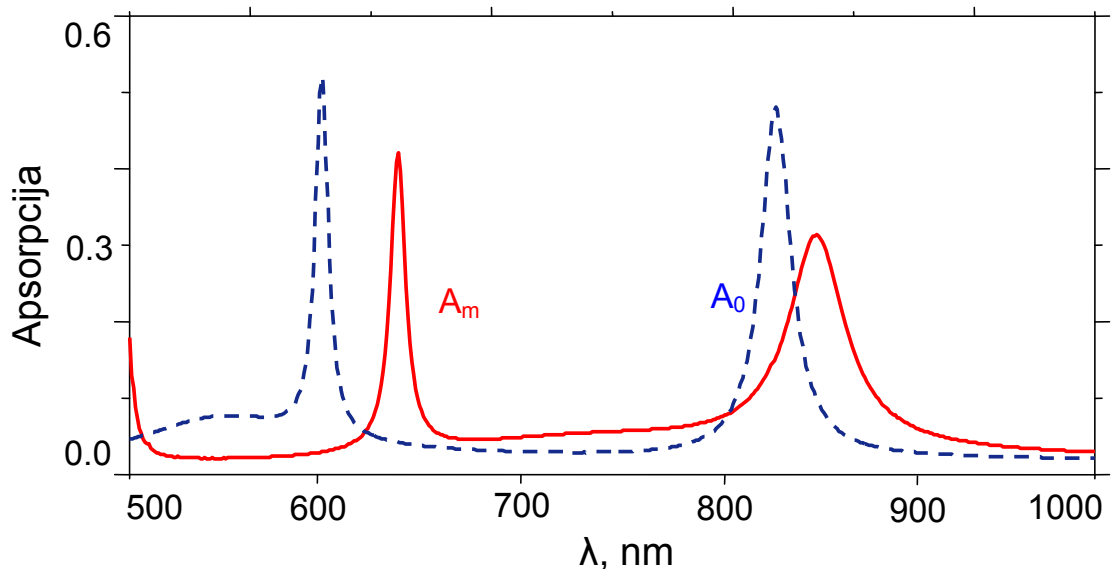


Slika 6.5.6. Transmisija i refleksija superćelije sa podobjektima na uglovima osnovne ćelije u obliku kvadrata dimenzija $30 \text{ nm} \times 30 \text{ nm}$.



Slika 6.5.7. Transmisija i refleksija superćelije sa podoblicima na uglovima osnovne ćelije u obliku kvadrata dimenzija $60 \text{ nm} \times 60 \text{ nm}$.

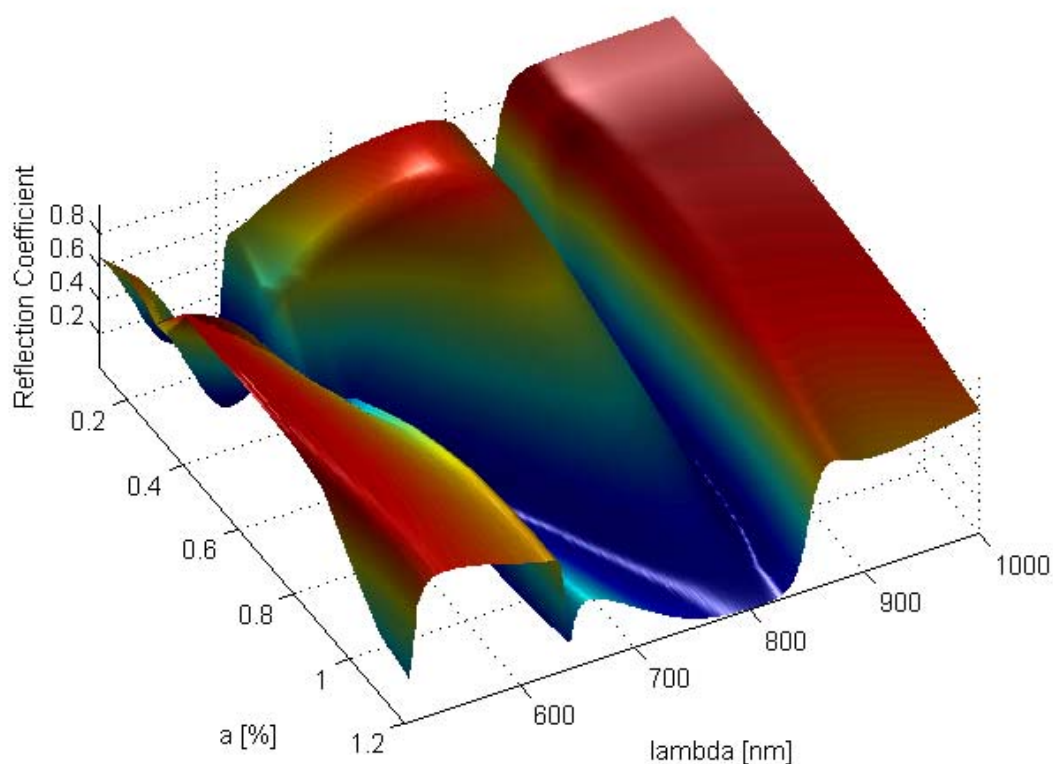
Na slici 6.5.4 prikazani su transmisija i refleksija osnovnog, neperturbovanog oblika strukture. Očigledan je oštar pad refleksije između 800 nm i 900 nm, kao i visok nivo refleksije između 600 nm i 820 nm. Za slučaj kada se koristi podobjekt sa dimenzijama $30 \text{ nm} \times 80 \text{ nm}$, dolazi do drastične promene u spektru, što je prikazano na slici 6.5.5. Dolazi do pojave propusnog opsega između 660 nm i 840 nm, u kome se struktura ponaša kao filter sa visokom transmisijom. Na krajevima ovih opsega, dolazi do naglog pada vrednosti, transmisije i porasta refleksije. Radi upoređenja prikazana je slična situacija, ali mnogo manje izražena, na superćelijama sa kvadratnim podobjektima $30 \text{ nm} \times 30 \text{ nm}$, na slici 6.5.6, i sa podobjektima $60 \text{ nm} \times 60 \text{ nm}$, na slici 6.5.7. U ova dva poslednja slučaja, kada su podobjekti kvadratni i različitih dimenzija, zavisnosti transmisije i refleksije su vrlo slični onima na slici 6.5.5, ali su promene manje oštre. U slučaju na slici 6.5.6 transmisija se drastično povećava u navedenom opsegu, ali počinje polako da opada. Slično je i na slici 6.5.7 sa drugim podobjektom $60 \text{ nm} \times 60 \text{ nm}$ obliku kvadrata, gde se transmisija povećava sa talasnom dužinom u istom propusnom opsegu. Uporedni dijagram koeficijenta apsorpcije za neperturbanu jediničnu ćeliju i za jediničnu superćeliju sa pravougaonim podobjektima, prikazan je na slici 6.5.8.



Slika 6.5.8. Koeficijent apsorpcije na neperturbanoj osnovnoj ćeliji (A_0 , isprekidana linija) i na superćeliji sa podtvorima $30 \text{ nm} \times 60 \text{ nm}$ (A_m , puna linija).

Na slici 6.5.8 primećuje se crveni pomak za slučaj superponiranih podobjekata i to veći za manje talasne dužine. Poređenjem slika od 6.5.4 do 7, vidi se da relativno male promene dimenzija podobjekata dovode do velikih promena dobijenih spektralnih karakteristika. Takva osetljivost pokazuje koliko je ovakva struktura sa jediničom superćelijom pogodna za primene u sensorima zbog osetljivosti spektralne karakteristike na promene osobina strukture.

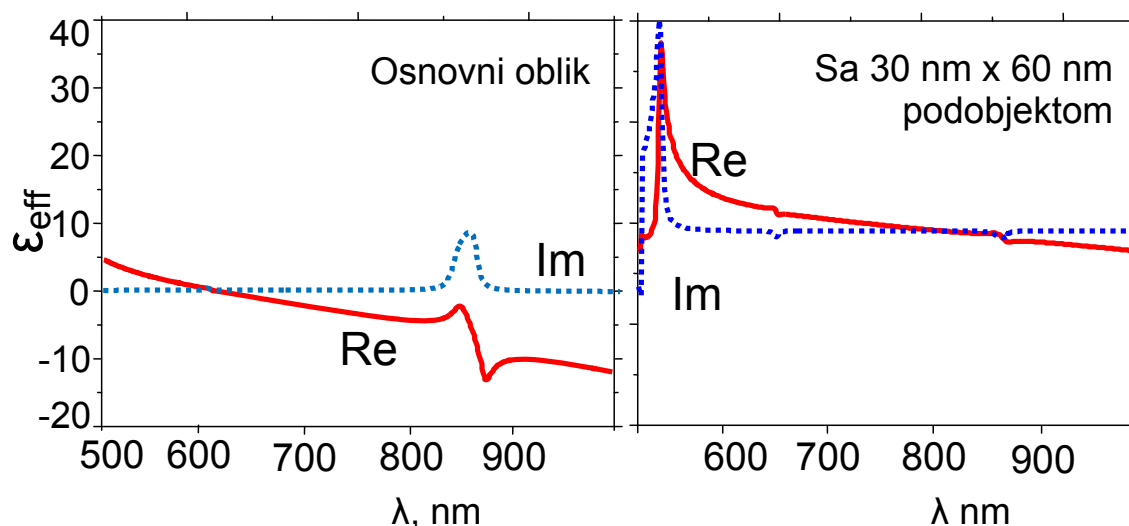
Slika 6.5.9 predstavlja zbirni dijagram koji ilustruje promene parametara jedinične superćelije u zavisnosti od dimenzija podobjekata. Vidi se da relativno male promene mogu suštinski da menjaju odziv mrežastog metamaterijala,



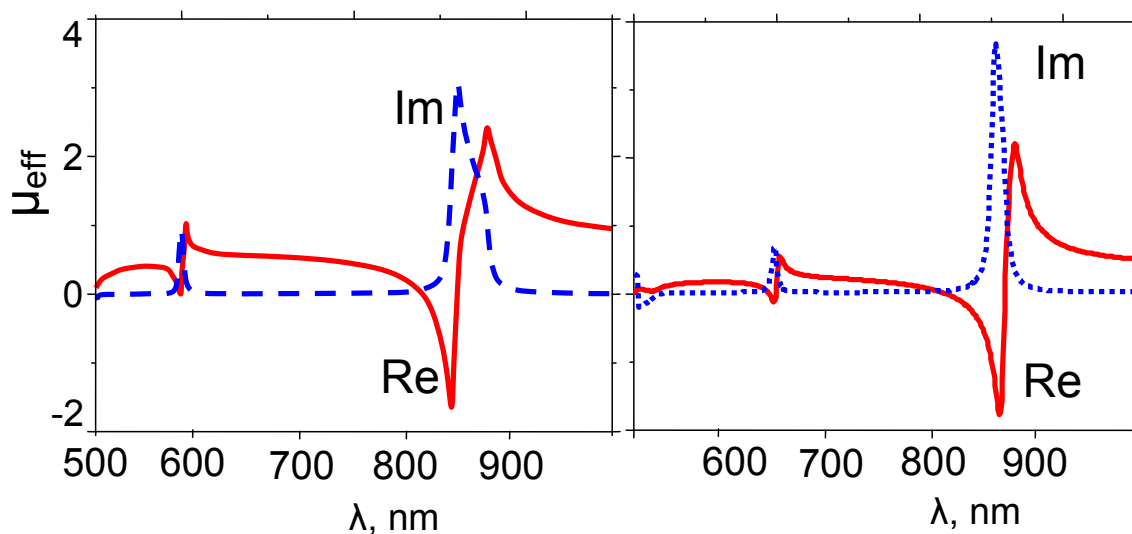
Slika 6.5.9. Refleksija superćelije pravougaonog otvora sa perturbacijama na uglovima osnovne aperture u obliku pravougaonih podotvora dimenzija koji se kreću od 3 x 6 nm do 36 x 72 nm.

Početa dimenzija podobjekta je bila $3 \text{ nm} \times 6 \text{ nm}$, koji se povećavao sa faktorom skaliranja stranice, a koji je varirao od 0,1 do 1,2. U cilju prikazivanja zavisnosti od geometrije i periodičnosti mrežaste strukture, izračunavani su transmisioni i refleksijski spektri za različite dimenzije podobjekata. Na slici 6.5.9 prikazana je vrednost koeficijenta refleksije u zavisnosti od dimenzija faktora skaliranja i talasne dužine spektra pobude. Povećavanjem dimenzija podobjekta jedinične ćelije, deo reflektivnog spektra, između 600 nm i 800 nm, polako se zamenjuje transmitivnim. Istovremeno talasne dužine granice opsega ostaju praktično nepromenjene. Izračunavanja pokazuju promene u efikasnosti sprezanja i da transmisioni spektar i oblast rezonancije može da se projektuje geometrijom strukture.

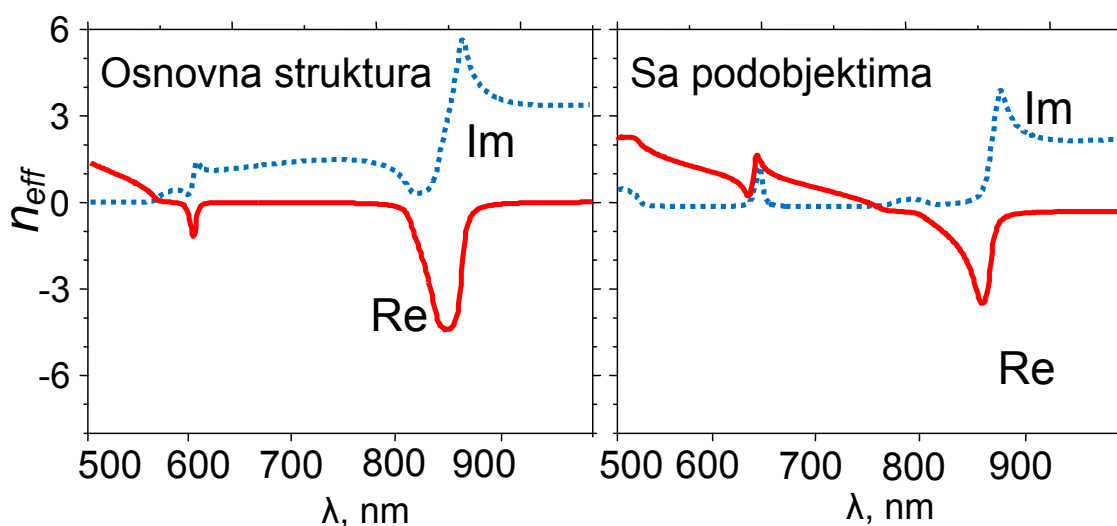
Sledeći korak u analizi disperzionih karakteristika struktura za senzorske namene je izračunavanje efektivnih vrednosti optičkih parametara superćelije metodom homogenizacije, odnosno ekstrakcija parametara. Izračunavanja su urađena u MATLAB-u na bazi spektralnih zavisnosti parametara rasejanja. Na slikama 6.5.10 do 12 prikazane su izračunate spektralne zavisnosti optičkih parametara i prikazane uporedno za slučaj osnovne konfiguracije (levo) i za jediničnu superćeliju sa podotvorima $30 \text{ nm} \times 60 \text{ nm}$ (desno).



Slika 6.5.10. Izračunate vrednosti efektivne relativne dielektrične permitivnosti za osnovnu strukturu (levo) i strukturu sa podobjektom dimenzija $30 \text{ nm} \times 60 \text{ nm}$ (desno).



Slika 6.5.11. Izračunate vrednosti efektivne relativne magnetne permeabilnosti za osnovnu strukuru (levo) i strukuru sa podobjektom dimenzija $30\text{nm} \times 60\text{nm}$ (desno).

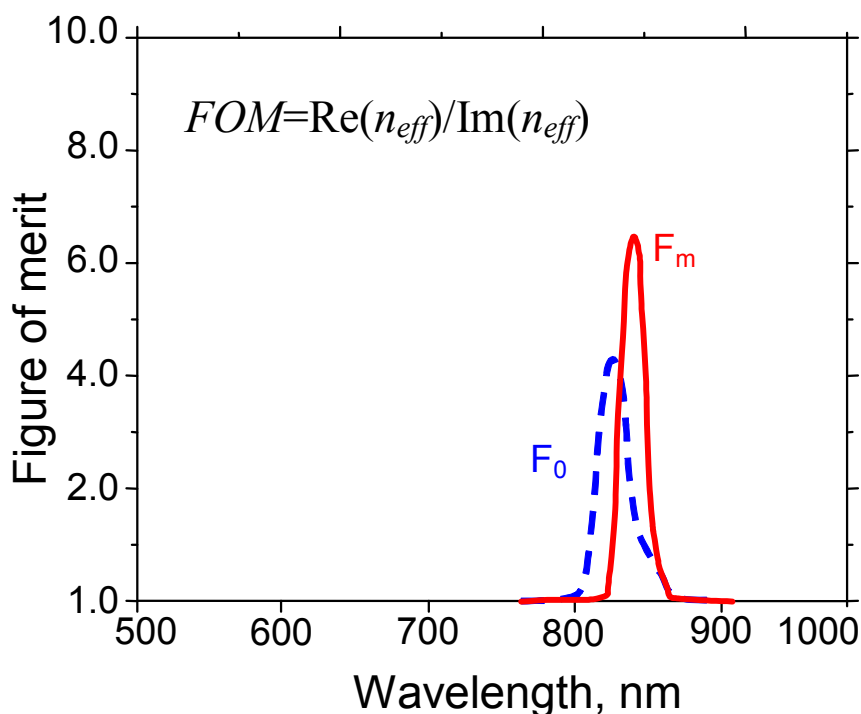


Slika 6.5.12. Izračunate vrednosti efektivnog indeksa prelamanja za osnovnu strukuru (levo) i strukuru sa podobjektom dimenzija $30\text{nm} \times 60\text{nm}$ (desno).

Slika 6.5.10 prikazuje promene efektivne vrednosti relativne dielektrične permitivnosti. Za neperturbovanu strukturu (slika a) vidljive su negativne vrednosti za talasne dužine iznad 600 nm. Za strukturu sa podotovorima (b) rezonancija je ispod 600 nm i ne postoji karakterisitično povećanje gubitaka usled apsorpcije. Kod superćelije

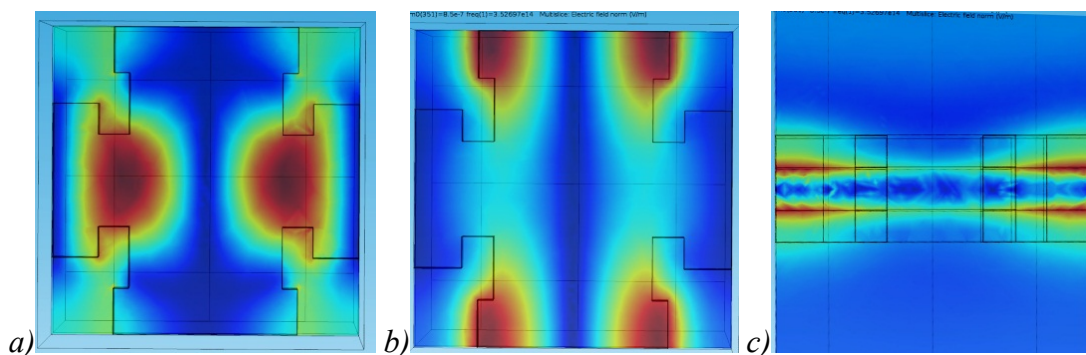
podešavanjem veličine otvora i njihovog položaja može da se utiče kako na rezonantne uslove tako i na imaginarne delove, tj. apsorpcione gubitke.

Slika 6.5.11 prikazuje izračunate vrednosti relativne magnetne permeabilnosti. Slika 6.5.12 prikazuje uporedne efektivne vrednosti relativnog indeksa prelamanja na isti način kao na prethodnim slikama. Vidljive su talasne oblasti sa negativnim vrednostima indeksa prelamanja, odnosno oblasti gde se struktura ponaša kao dvostruko negativni metamaterijal.



Slika 6.5.13. Izračunate vrednosti za meru kvaliteta FOM za osnovnu strukturu (isprekidana linija, označenu sa 0) i strukturu sa podobjektima $30\text{ nm} \times 60\text{ nm}$ (puna linija, označeno sa m).

Na slici 6.5.13 prikazani su odnosi odgovarajućih mere kvaliteta FOM za osnovnu strukturu i za superćeliju sa podobjektima $30\text{ nm} \times 60\text{ nm}$. Dobijena vrednost FOM kod superćelije je gotovo 50%, veća od vrednosti za strukturu bez podobjekata.

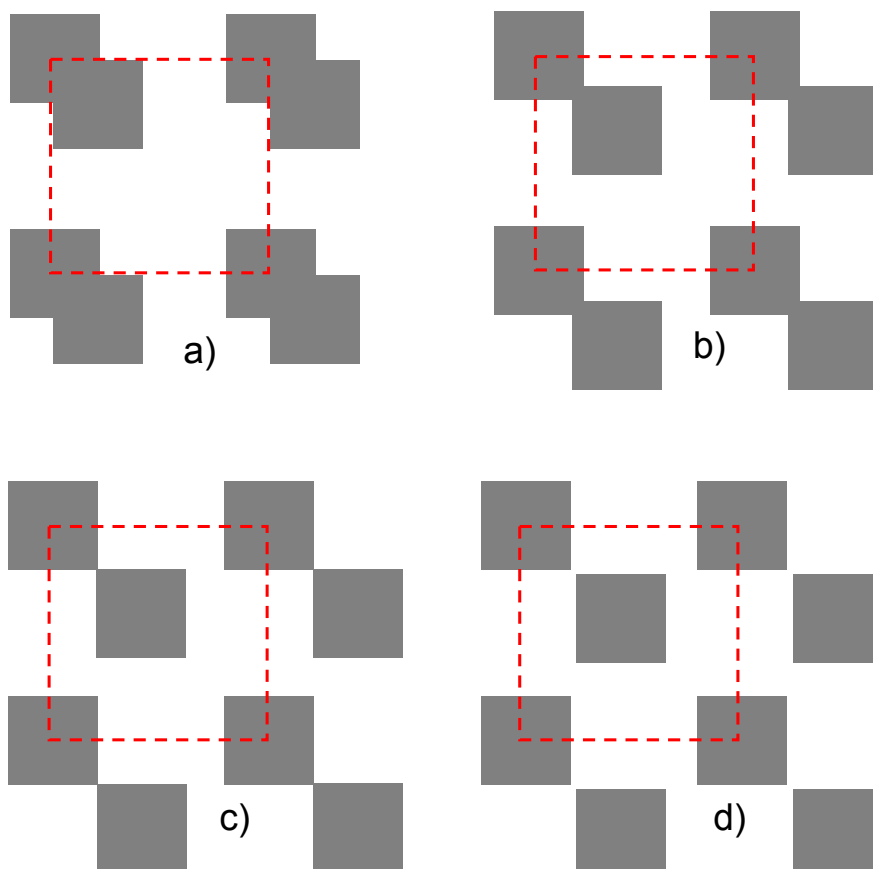


Slika 6.5.14. Prostorna raspodela električnog polja u superćeliji izračunata programom COMSOL Multiphysics. Prema spektralnoj zavisnosti prikazanoj na slici 6.5.5 i na: a) $\lambda=650$ nm, presek po x-y ravni na sredini strukture b) $\lambda=850$ nm, presek po x-y ravni i c) $\lambda=850$ nm, po x-z ravni.

Na slici 6.5.14 prikazani su prostorni profili raspodele amplitude električnog polja na sredini x-y ravni, na dve rezonantne talasne dužine, 650 nm i 850 nm, slike a) i b) i sa slikom b) povezani profil raspodele amplitude bliskog polja na rezonantnoj talasnoj dužini od 750 nm c). Prikazane raspodele odgovaraju profilima rezonancije prikazanim na slici 6.5.8 za strukturu sa podobjektom 30 x 60 nm.

6.6 Mrežasti metamaterijali bazirani na superćelijama: replikacija osnovnog motiva

U ovom poglavlju prikazani su rezultati simulacije jediničnih superćelija nastalih prostornim pomeranjem i superpozicijom jednog istog motiva [Tanasković, 2014, 2]. U delu 3.3.5 pomenute su prednosti ovakvih struktura u smislu jednostavnije tehnološke izrade, budući da se potreba za povećanom rezolucijom ovde relaksira i zamenjuje potrebom za preciznijim usaglašavanjem položaja – alajniranjem. U ovim konkretnim izračunavanjima razmatrane su strukture sa kvadratnim otvorima.

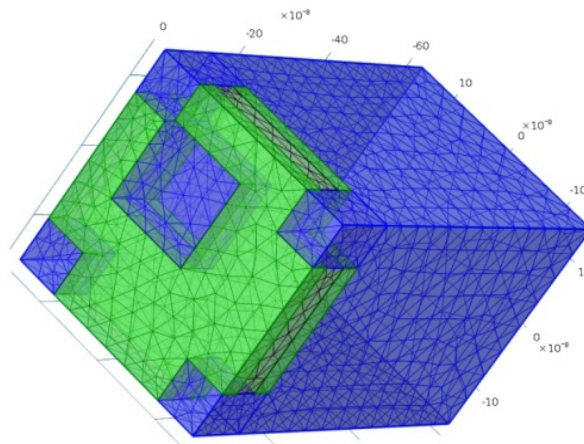


Slika 6.6.1. Četiri glavna obrasca prema kojima su formirane superćelije.

a) superstruktura formirana od niza identičnih otvora pomerenih za polovinu stranice početnog otvora duž obe ose, b) pomeraj od 90% duž obe stranice, c) pomeraj od 100% duž obe stranice i d) pomeraj od 110% duž obe strane, tako da ne dolazi do preklapanja otvora. Kvadrati crtani isprekidanim linijama označavaju jediničnu ćeliju.

Na slici 6.6.1 prikazane su četiri različite superćelije dobijene preslikavanjem osnovnog oblika korišćene za simulacije parametara rasejanja. Polazni oblik osnovnog elementa mrežaste strukture su bili kvadrati, na slikama je prikazana kombinacija sa četiri osnovne strukture. Jedna je pomerenjena za 50% u odnosu na stranice osnovnog kvadrata, kao što je prikazano na a) delu slike. Na b) delu slike, pomeraj je 90%, na c) pomeraj je 100%, tj. strukture se tek dodiruju i d) slučaj kada je pomeraj 110%, u odnosu na stranice početnog kvadrata. U poslednjem d) slučaju nema preklapanja otvora, formiran je još jedan, dodatni otvor u blizini osnovnog.

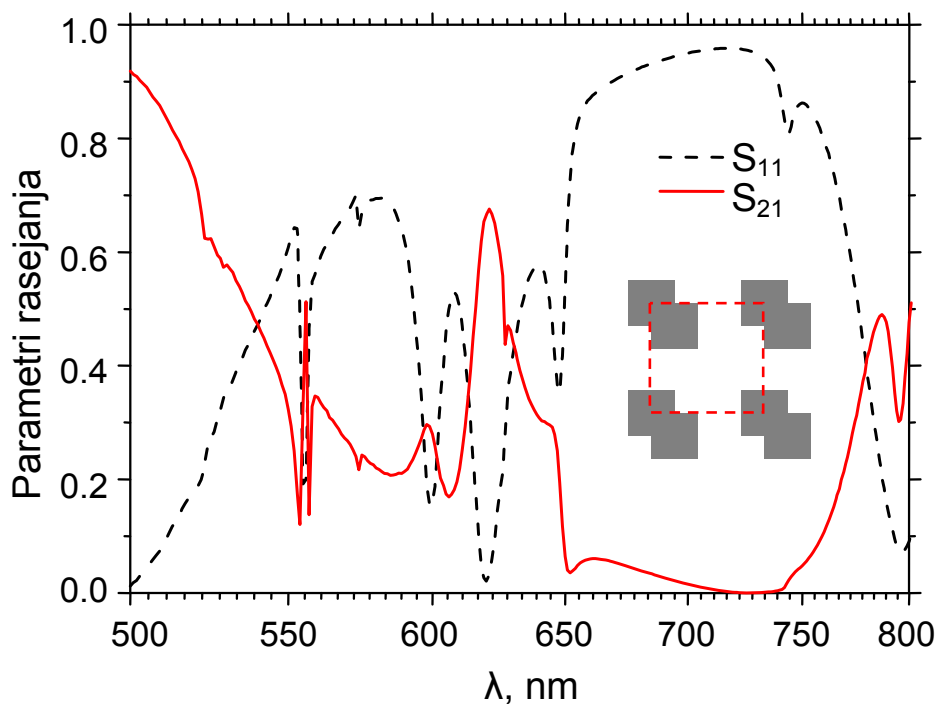
Na slici 6.6.2 prikazana je jedinična superćelija sa podelom na konačne elemente u programu COMSOL Multiphysics za slučaj kada je pomeraj od 90%, duž obe stranice.



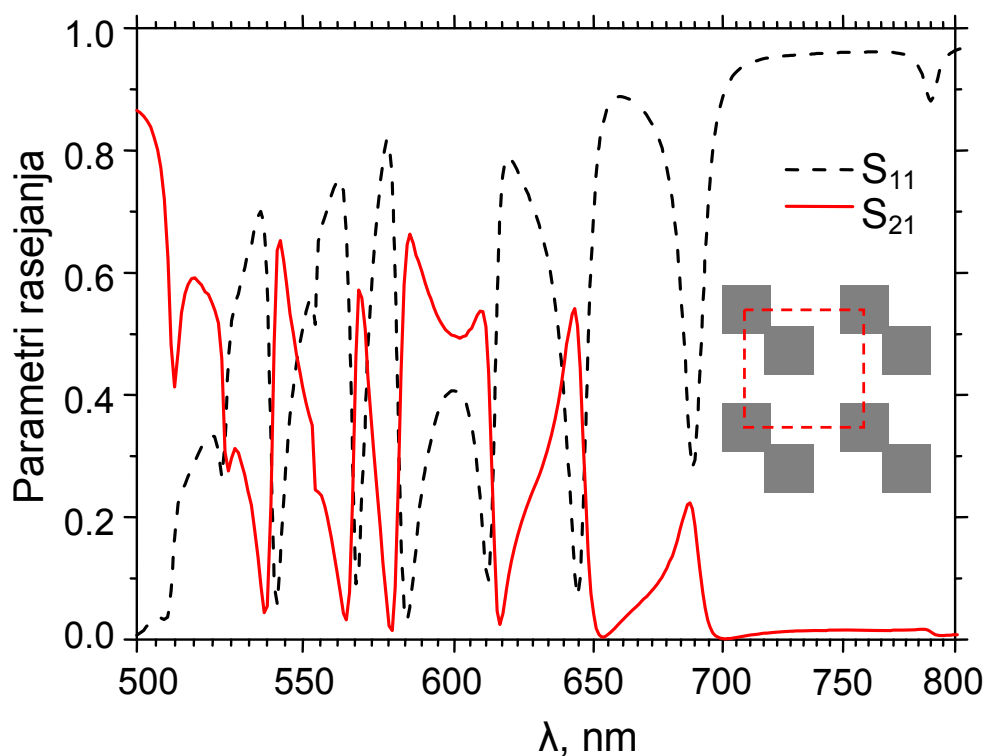
Slika 6.6.2. Jedinična super ćelija sa podelom na konačne elemente za slučaj kada je pomeraj od 90%, duž obe stranice, kao što je prikazano na slici 6.6.1 b).

Dimenzije otvora na početnoj strukturi su bile $120 \text{ nm} \times 120 \text{ nm}$, korišćena je kvadratna jedinična ćelija sa stranicom od 300 nm , gornji i donji metalni sloj je bio deo 30 nm, a debljina dielektričnog sloja je bila 40 nm. Metal je bio zlato, sa sledećim parametrima po Drudeovom modelu: učestanost plazme $\omega_p = 7.175 \text{ PHz}$ i $\gamma = 6.5 \text{ THz}$ [Blaber, 2009.; West, 2010]. Dielektrični deo je bio aluminijum oksid sa $n=1.63$ i zanemarljivom apsorpcijom u talasnom opsegu od interesa.

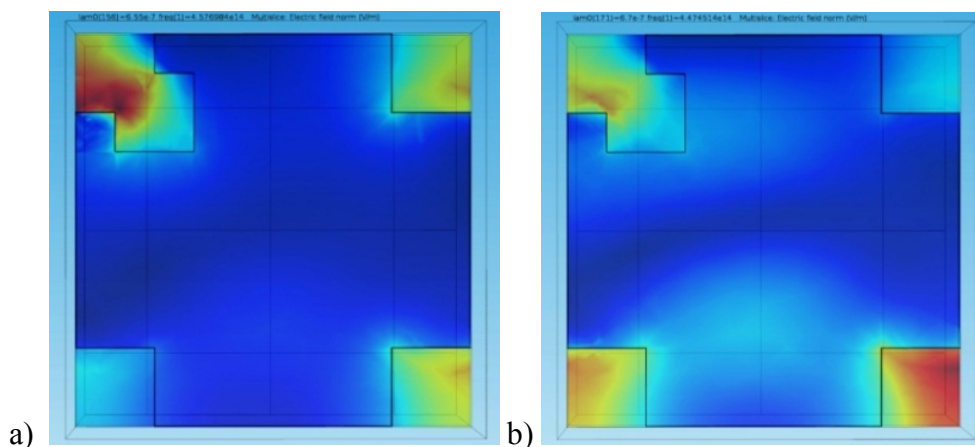
Proračunata spektralna transmisija i refleksija superćelije sa replikacijom osnovnog kvadratnog motiva za razne slučajeve sa slike 6.6.1 prikazane su na slikama 6.6.3 i 6.6.4. Slika 6.6.3 prikazuje spektre transmisije i refleksije za slučaj kada je pomeranost preslikanih otvora 50%, u odnosu na stranice osnovnog kvadrata. Slika 6.6.4 odgovara pomeraju od 90%. Na sličan način, slika 6.6.5 opisuje slučaj pomeranja od 100%, a slika 6.6.6 odgovara pomeraju od 110%.



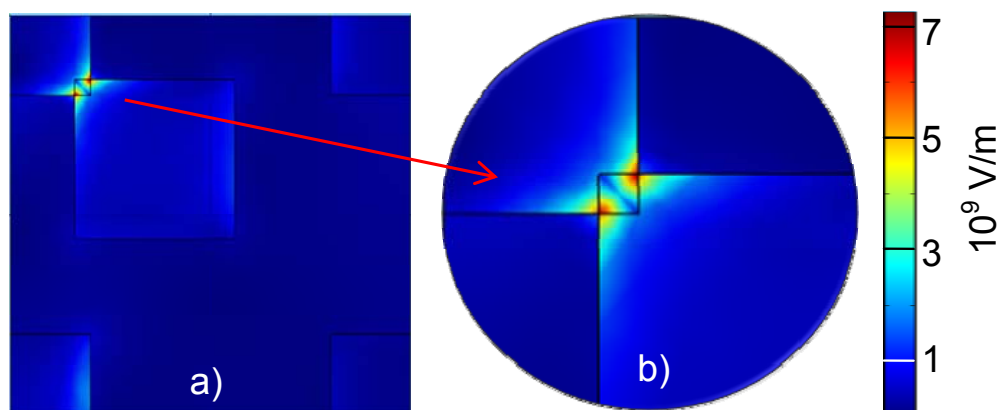
Slika 6.6.3. Koeficijent refleksije (S_{11}) i transmisije (S_{21}), superćelije za pomeraj od 50% između osnovnog i preslikanog kvadrata.



Slika 6.6.4. Koeficijent refleksije (S_{11}) i transmisije (S_{21}) superćelije za pomeraj od 90% između osnovnog i preslikanog kvadrata.



Slika 6.6.5. Profil prostorne raspodele amplitude električnog polja u superćeliji. a) na rezonantnoj učestanosti od 650 nm; i b) na nerezonantnoj talasnoj dužini 670 nm. Prema spektralnoj raspodeli na slici 6.5.-6. superćelija je formirana prema obrascu na slici 2 b), gde je pomenost 90% između osnovnog i preslikanog kvadrata.)



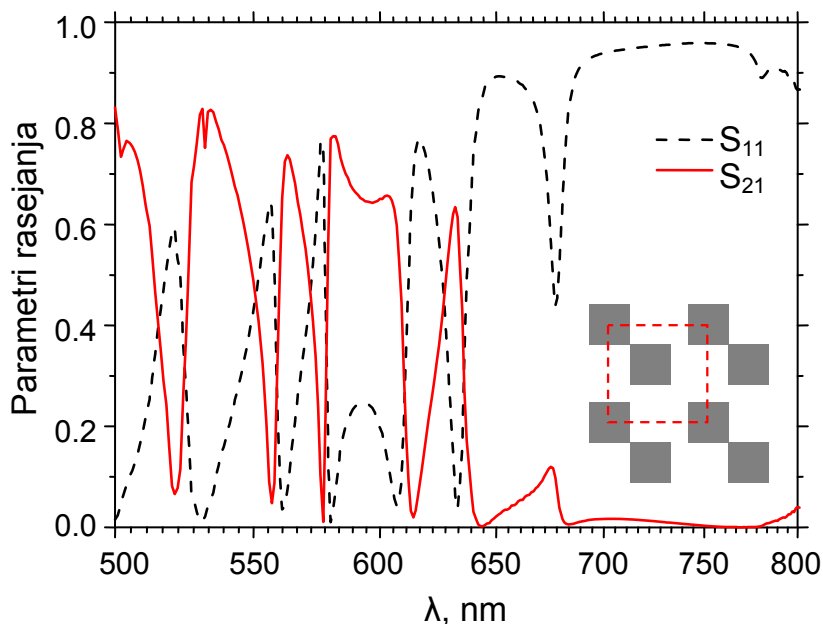
Slika 6.6.6. Profil prostorne raspodele amplitude električnog polja u superćeliji na rezonantnoj učestanosti od 638 nm; superćelija je formirana prema obrascu na slici 2b), gde je pomenost 90% između osnovnog i preslikanog kvadrata, a) cela jedinična ćelija i b) povećan deo slike sa ostrim ivicama na jediničnoj ćeliji sa dubokom podtalasnom lokalizacijom intenziteta električnog polja. Prema spektralnoj raspodeli na slici 6.6.4.

Na slici 6.6.5 prikazani su profili prostorne raspodele amplitude električnog polja na površini strukture u x-y ravni, na dve talasne dužine, 650 nm i 670 nm. Obe talasne dužine izabrane su na osnovu spektralne zavisnosti prikazane na slici 6.6.4 da bi

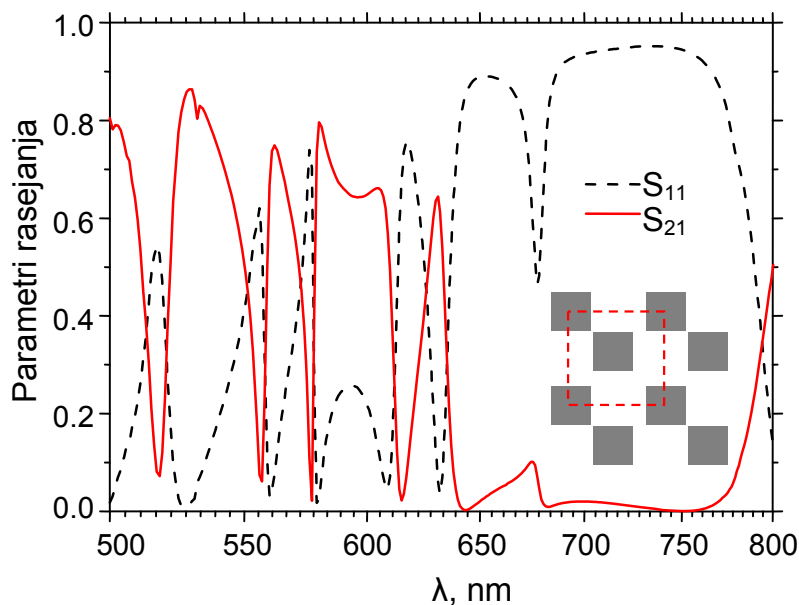
se pokazalo da se elementi strukture sa oštrim ivicama pojavljuju kao koncentratori polja. Na slici 6.6.5 b) prikazana je raspodela amplitude električnog polja za 670 nm, gde je talasna dužina pomerena u odnosu na rezonantnu i gde, prema slici 6.6.8, nema negativne vrednosti n_{eff} .

Prikazani profil prostorne rasodele amplitude električnog polja na gornjem sloju superćelije na slici 6.6.6 pokazuje izraženu lokalizaciju polja prema odabranom maksimumu refleksije sa spektralne karakteristike prikazane na slici 6.6.4. Na delu slike b) prikazan je uvećan deo gornje površine jedinične ćelije, gde je označena kvadratom oblast sa šiljcima za koncentraciju polja, duboko podtalasnim oštrim.

Na slikama 6.6.7 i 6.6.8 prikazane su situacije kada ne dolazi do preklapanja replika osnovnog objekta, već do dodirivanja odnosno formiranja razmaka. Slika 6.6.7 odgovara delu c) slike 6.6.1 i opisuje slučaj pomeranja od 100%, a slika 6.6.8 odgovara delu d) slike 6.6.1 i opisuje pomeraj od 110%.



Slika 6.6.7. Spektralna refleksija (S_{11}) i transmisija (S_{21}) superćelije za slučaj kada je pomeraj 100% između osnovnog i preslikanog kvadrata.

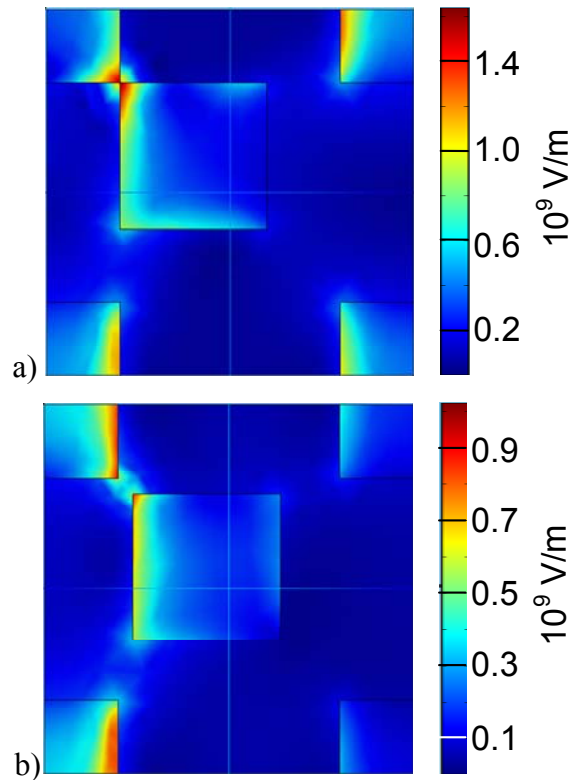


Slika 6.6.8. Spektralna refleksija (S_{11}) i transmisija (S_{21}) superćelije za slučaj kada je pomeraj 110% između osnovnog i preslikanog kvadrata (nema preklapanja otvora).

Na osnovu svih prikazanih rezultata simulacije parametara rasejanja vidi se da uvođenje dodatnih elemenata kod superćelije dovodi do pojave novih maksimuma odnosno minimuma u spektralnoj zavisnosti parametara rasipanja. Slično se dešava i kada se pomeraj između replike i osnovnog motiva menja.

Na slici 6.6.9 prikazani su profili prostorne raspodele amplitude električnog polja na površini strukture u x-y ravni, na talasnim dužinama, a) 580 nm za slučaj gde je pomerenost 100% između osnovnog i preslikanog kvadrata i b) 578 nm za slučaj gde je pomerenost 110%. Obe talasne dužine izabrane su na osnovu spektralnih zavisnosti prikazanih na slikama 6.6.7 i 6.6.8, respektivno, da bi se pokazalo da se elementi strukture sa oštrim ivicama pojavljuju kao koncentratori polja.

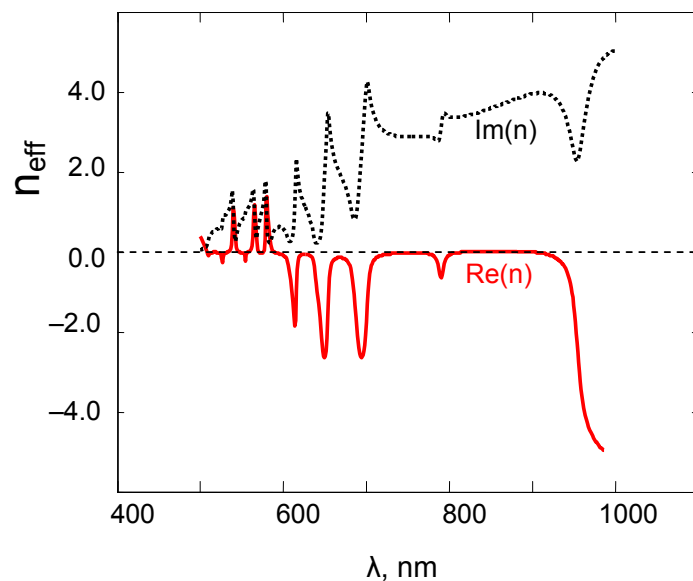
Promene spektralne zavisnosti efektivnog indeksa prelamanja strukture su od osnovne važnosti za senzorske primene struktura sa superćelijom. Na slici 6.6.10 prikazane su vrednosti efektivnog indeksa prelamanja strukture sa 90% pomeraja između osnovnog i pomerenog lika (označena kao b) konfiguracija na slici 6.6.1).



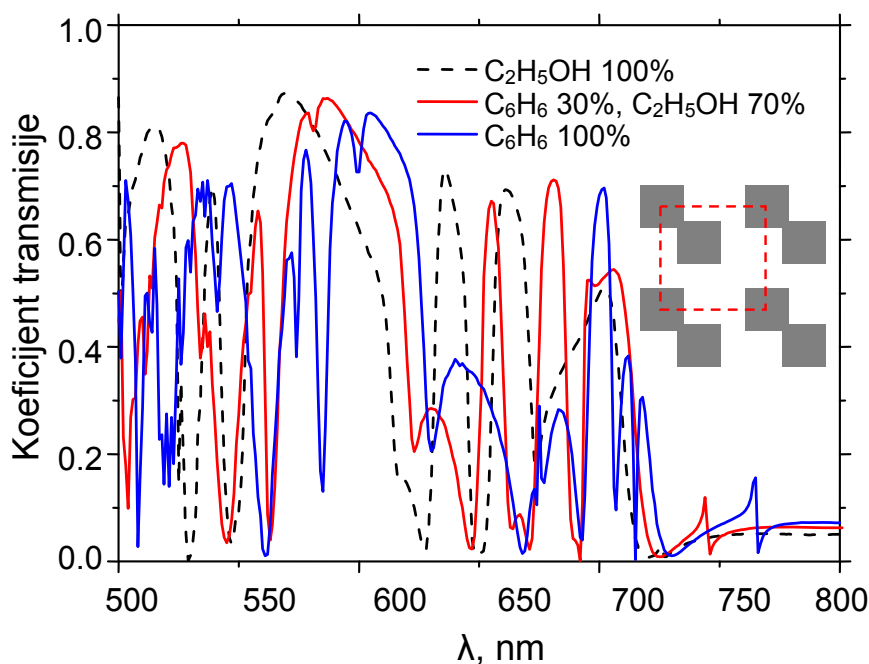
Slika 6.6.9. Profil prostorne raspodele amplitude električnog polja u superćeliji na rezonantnoj učestanosti a) od 580 nm (prema spektralnoj raspodeli na slici 6.6.-7.); superćelija je formirana prema liku sa sl. 2b), gde je pomerenost 100% između osnovnog i preslikanog kvadrata, b) od 578 nm (prema spektralnoj raspodeli na slici 6.6.-8.); superćelija je formirana prema liku na slici 2b), gde je pomeraj između osnovnog i preslikanog kvadrata 110%.

Sa slike 6.6.10. vidi se da postoje tri značajna minimuma sa negativnim vrednostima efektivnog indeksa prelamanja između 550 nm i 600 nm. Na kraćim talasnim dužinama pikovi su pozitivni.

U sledećem delu prikazana je simulacija upotrebe dvostrukih mrežastih metamaterijala sa superćelijom repliciranog osnovnog motiva u realnim situacijama detekcije hemijskih agensa. Kao ciljana supstanca izabran je benzen, kancerogeni zagađivač, koji spada u red najprisutnijih u svakodnevnim uslovima.

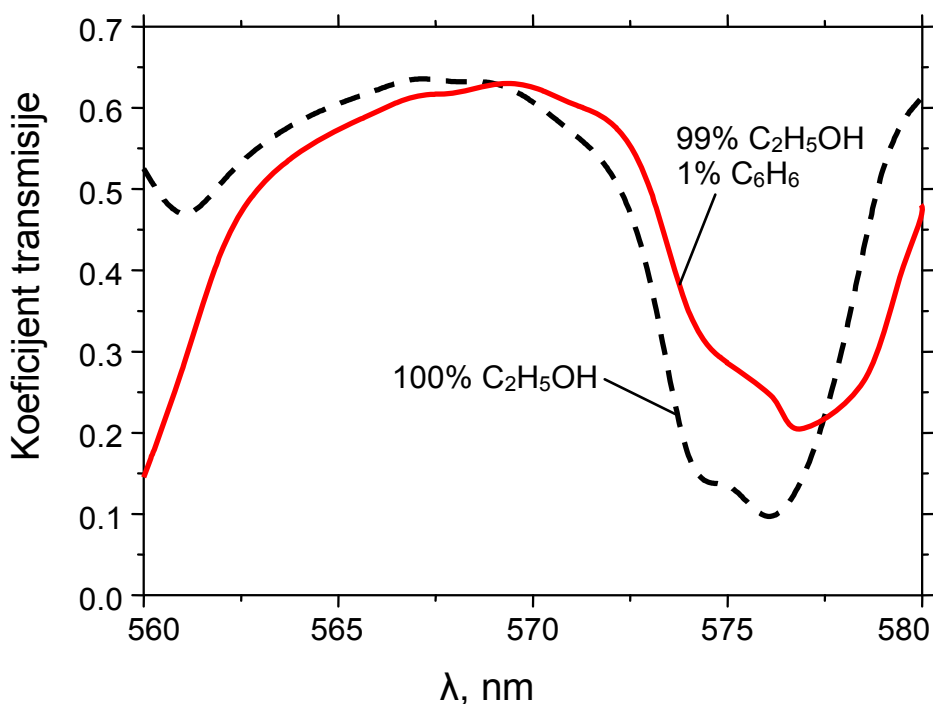


Slika 6.6.10. Efektivni indeks prelamanja dvostruke mrežaste strukture sa superćelijama sa repliciranim motivom kod koje je pomenost između preslikanih otvora 90%. Tačkastom linijom označene su imaginarne vrednosti efektivnog indeksa prelamanja, a punom linijom realne vrednosti.



Slika 6.6.11. Parametri transmisije (S_{21}) superćelije formirane prema obrascu ilustrovanom na slici 2 b), gde je pomenost 90% između osnovnog i preslikanog kvadrata za tri različita medijuma, čist etanol (isprekidana linija), smeša 30% benzena i 70% etanola (crvena puna linija), i čist benzen (plava puna linija).

Razmatrane su situacije kada se metamaterijal sa superćelijama zaroni u čist etanol, potom u smešu 30% benzena i 70% etanola i na kraju u čist benzen na temperaturi od 298.15 K [Shams, 2011]. Odgovarajući parametri rasejanja i pomeranja rezultujućeg spektra u zavisnosti odmedijuma u koji je uronjena kompozitna struktura prikazani su na slici 6.6.11.



Slika 6.6.12. Parametri transmisije (S_{21}) superćelije formirane prema obrascu ilustrovanom na slici 2 b), gde je pomerenost 90% između osnovnog i preslikanog kvadrata. Prikazan je pomeraj transmisionih krive za čist etanol (isprekidana linija) i smešu 1% benzena i 99% etanola (puna linija).

Slika 6.6.12 pokazuje poređenje između spektra transmisije za slučaj čistog etanola i kada je struktura uronjena u smesu 1% benzena i 99% etanola. Pomeraj karakteristika od nekoliko nanometara je uočljiv, kao i promena oblika spektralne krive. Kada bi se sabirale promene u celom optičkom spektru, ukupna promena u transmisiji bila bi mnogo veća nego što je za prikazani deo spektra. Posebno se to odnosi na delove spektra sa velikim i strmim promenama spektralnih karakteristika. Promena koeficijenta transmisije na slici 6.6.12 odnosi se na promenu koncentracije od 1% .

7. Zaključak

Osnovni cilj istraživanja u okviru ove doktorske disertacije bio je da izuči prostiranje elektromagnetnih talasa u periodičnim kvazi-2D strukturama, odnosno u jednostrukim i dvostrukim mrežastim (fishnet) metamaterijalima i prouči njihove osobine za primenu u hemijskim odnosno biološkim sensorima. Ovakvi senzori su u osnovi refraktometrijski, zbog čega je bilo neophodno razmatrati disperziju efektivnog indeksa prelamanja (i vezano sa time efektivne vrednosti relativne dielektrične permitivnosti i magnetske permeabilnosti) u ovim strukturama.

Pokazalo da aproksimacija efektivnim medijumom ne daje dovoljnu preciznost i da zapravo dovodi do potpuno pogrešnih rezultata u slučajevima kada postoji nelokalnost, odnosno jaka lokalizacija elektromagnetskog polja u duboko podtalasnim zapreminama, što zapravo predstavlja većinu praktičnih slučajeva kada su u pitanju mrežasti metamaterijali. Zbog toga se u ovom radu išlo na direktno rešavanje sistema parcijalnih diferencijalnih jednačina zajedno sa pratećim skupom graničnih uslova numeričkom simulacijom. Konkretno je izabrana metoda konačnih elemenata (finite element method), a proračuni su rađeni korišćenjem programskog paketa Comsol Multiphysics.

Mrežasti metamaterijali izabrani su iz nekoliko razloga:

- Relativna jednostavnost struktura – radi se o kvazi-dvodimenzionalnim, dakle planarnim strukturama (metapovršine) koje su po svojoj prirodi kompatibilne sa procesima planarnih tehnologija
- Jednostavnost podešavanja disperzije indeksa prelamanja prostom izmenom geometrijskih parametara strukture u različitim spektralnim opsezima, uključujući i vidljivi spektar.
- Kompleksna međuigra parametara i pored jednostavne strukture, čime se omogućuje bogatstvo različitih elektromagnetskih modova, što uključuje modove sa negativnom grupnom brzinom odnosno negativnim efektivnim indeksom prelamanja, kao i ponekad kontraintuitivno elektromagnetsko ponašanje.

- Veliki interes za mrežaste metamaterijalne strukture koji u ovom trenutku postoji u svetskoj nauci.
- Uklapanje u širi kontekst istraživanja koja se poslednjih godina vrše u okviru Centra za mikroelektronske tehnologije IHTM Univerziteta u Beogradu i koja imaju za cilj stvaranje nove generacije visokoosetljivih senzora za hemijske primene korišćenjem planarnih mikroelektronskih i mikrosistemskih tehnologija raspoloživih u Centru.

U ovoj disertaciji pokazano je da je podešavanjem odnosno projektovanjem frekventne disperzije mrežastih metamaterijalau optičkoj oblasti moguće napraviti senzor mnogostruko veće osetljivosti u odnosu na postojeće konvencionalne plazmonske senzore. Istovremeno se pažljivim podešavanjem strukture može povećati selektivnost prema konkretnim agensima bez korišćenja obeleživača (markera) i, za razliku od konvencionalnih senzora sa površinskim plazmonima polaritonima, čak i bez receptora. Takođe je pokazano da je upotrebom mrežastih struktura moguće napraviti senzore kod kojih nema potrebe za posebnim sprežnim strukturama, kao što je to slučaj bez izuzetka u svim modernim sensorima baziranim na rezonanciji površinskih plazmona polaritona. Zapravo, simulacijama su izračunavane karakteristike najjednostavnije konstrukcije sa upadnim snopom bele svetlosti upravnom na površinu detektora i dobijene su veoma zadovoljavajuće karakteristike. U okviru rada pokazano je da se korišćenjem alternativnih plazmonske materijala, pre svega provodnih providnih oksida (tipičan predstavnik korišćen u izračunavanjima je indijum kalaj oksid), dobijaju strukture sa smanjenjem apsorpcionih gubitaka i značajno poboljšanim parametrom kvaliteta (FOM).

Možda najvažniji rezultat postignut u disertaciji tiče se uvođenja superstrukture na nivou jedinične ćelije mrežastog metamaterijala, odnosno superponiranja podobjekata, koji mogu da budu i za red veličine manjih dimenzija od jedinične ćelije, koja je i sama podtalasna. Suprotno onome što je većina starije literature uzimala kao osnovnu pretpostavku, pokazano je da se modifikacije geometrije jedinične ćelije na dubokom podtalasnom nivou postignute superpozicijom prostih geometrijskih oblika dovode do stvaranja "vrućih tački" (hotspots) usled velike lokalizacije elektromagnetskog polja, što dovodi do pojave efekata nelokalnosti i prekidanja važenja aproksimacije efektivnim medijumom. Krajnji rezultat je da se pojavljuje veliki broj

novih modova koje je moguće projektovati tako da se pikovi u dobijenim spektralnim karakteristikama poklope sa pikovima analiziranog agensa. Na taj način moguće je dobiti senzorske strukture u kojima nema potrebe za korišćenjem receptora, što je jedna od osnovnih mana konvencionalnih plazmonske senzora.

Korišćeni metod omogućava razmatranje osobina mrežastih struktura na mikroskopskom nivou. Omogućava izračunavanje složenih varijanti i modela sa izmenjenom geometrijom, proučavanje realnog i imaginarnog dela indeksa prelamanja i kombinovanje složenih oblika. Ovom metodom se može razviti širok niz struktura, zavisno od zahteva i za različite primene.

U okviru rada razrađena je metoda ekstrakcije efektivnih parametara (permitivnosti, permeabilnosti i indeksa prelamanja) primenljiva na izotropne, periodične i planarne mrežaste metamaterijale na osnovu parametara rasejanja dobijenih simulacijom kojom se izbegava potreba za korišćenjem aproksimacije efektivnog medijuma i umesto toga efektivne vrednosti direktno se dobijaju iz rezultata simulacije.

Jedan od tehničkih problema prilikom izrade ove disertacije bio je u potrebi da se simuliraju duboko podtalasne strukture koje rade u režimu evanescentnih talasa, dakle talasni vektor u njima je mnogo veći od talasnog vektora u slobodnom prostoru ili dielektriku za istu talasnu dužinu. Zbog toga je bilo neophodno uzimati veoma sitan korak u modelovanju da bi se postigla konvergencija rezultata, a rezultat je bilo izuzetno dugo trajanje simulacija. Kao ilustracija, da bi se nacrtao jedan od dijagrama datih u disertaciji bilo je potrebno preko mesec dana procesorskog vremena na četvorojezgarnom personalnom računaru nove generacije.

Iz istraživanja rađenih u okviru ove disertacije proisteklo je 5 radova u međunarodnim časopisima, od toga 3 x M22 i 2 x M23, 7 radova objavljenih u celini u zbornicima međunarodnih konferencija i 3 rada objavljena u celini u zbornicima domaćih konferencija.

Spisak radova pristeklih iz istraživanja u okviru disertacije dat je u tabeli 7.1

Tabela 7.1

Spisak radova proisteklih iz istraživanja u okviru disertacije

M22	Z. Jakšić, S. Vuković, J. Matović, D. Tanasković, "Negative Refractive Index Metasurfaces for Enhanced Biosensing", <i>Materials</i> , 4 (1), pp. 1-36, 2011; doi:10.3390/ma4010001 (IF=1.679 in 2011, 88/230 in Materials Science, Multidisciplinary)
M22	D. Tanasković, M. Obradov, O. Jakšić, Z. Jakšić, "A low-loss double fishnet metamaterial based on transparent conductive oxide", <i>Physica Scripta</i> vol. T162, art. 014048 pp. 1-4, Sep 2014, doi:10.1088/0031-8949/2014/T162/014047 (IF=1.296, 39/77 in Physics, Multidisciplinary)
M22	D. Tanasković, Z. Jakšić, M. Obradov, O. Jakšić, "Super unit cells in aperture-based metamaterials", <i>Journal of Nanomaterials</i> , Vol. 2015, Article ID 312064, 1-9, Jan 2015, doi 10.1155/2015/312064
M23	Z. Jakšić, D. Tanasković, J. Matović, "Fishnet-based metamaterials: spectral tuning through adsorption mechanism", <i>Acta Physica Polonica A</i> , 116, 4, pp. 333-335, 2009, (IF=0.340 u 2007, Physics, Multidisciplinary 60/68)
M23	D. Tanasković, M. Obradov, O. Jakšić, Z. Jakšić, "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</i> , 18, 36–42, 2016, doi 10.1016/j.photonics.2015.12.003
M33	Z. Jakšić, D. Tanasković, J. Matović, "Design of Symmetric Planar Fishnet Metamaterials for Optical Wavelength Range", <i>Proc. 27th Internat. Conf. on Microelectronics MIEL</i> , Niš, Serbia , 16-19 May 2010, pp. 157-160, isbn 978-1-4244-7199-7
M33	D. Tanasković, Z. Jakšić, K. Radulović, O. Jakšić, M. Sarajlić, Ž. Lazić, "Nanoaperture array-based plasmonic sensors of dangerous substances using transparent conductive oxides", <i>Proc. 5th International Scientific Conference on Defensive Technologies OTEH</i> , Belgrade, pp. 707-712, Sep. 18-19, 2012, isbn 978-86-81123-85-4.

M33	D. Tanasković, Z. Jakšić, "Enhancing Performance of Nanohole-Based Plasmonic Sensors by Transparent Conductive Oxides", <i>Proc. 28th International Conference on Microelectronics MIEL</i> , Niš, Serbia, May 13-16, pp. 199-202, 2012, ISBN 978-1-4673-0235-7
M33	M. Obradov, Z. Jakšić, D. Tanasković, "Plasmonic Metamaterial with Fishnet Superlattice for Enhanced Chemical Sensing", <i>Proc. 29th International Conference on Microelectronics MIEL</i> , Belgrade, Serbia, May 12-15, pp. 137-140, ISBN 978-1-4799-5295-3
M33	D. Tanasković, Z. Jakšić, M. Obradov, O. Jakšić, I. Mladenović, "Unit-cell level superstructures for the extension of spectral range of double fishnet metamaterial parameters and tuning of their effective optical properties", <i>Proc. 1st Conf. International Conference on Electrical, Electronic and Computing Engineering IcETRAN</i> , Vrnjačka Banja, June 2 – 5, 2014, pp. MOI2.6.1-5, ISBN 978-86-80509-70-9
M33	D. Tanasković, O. Jakšić, M. Obradov, Z. Jakšić, "Investigation of possible superstructures for nanoaperture array-based plasmonic sensors for simultaneous detection of multiple dangerous substances", <i>Proc. 6th International Scientific Conference on Defensive Technologies OTEH</i> , Belgrade, pp. 802-806, Oct. 9-10, 2014, isbn 978-86-81123-71-3
M33	Z. Jakšić, M. M. Smiljanić, Ž. Lazić, K. Radulović, M. Dalarsson, D. Tanasković, M. Obradov, O. Jakšić, "Aluminum-based fishnets with complex aperture shapes", <i>Proc. 2nd International Conference on Electrical, Electronic and Computing Engineering IcETRAN 2015</i> , Silver Lake, Serbia, pp. MOI3.2-1-5, June 8 – 11, 2015, ISBN 978-86-80509-71-6
M63	D. Tanasković, Z. Jakšić, J. Matović, "Some design considerations for nanomembrane-based fishnet metamaterials operating at optical frequencies", <i>Proc. 17th Telecommunications forum TELFOR</i> , Belgrade, November 24-26, 2009, pp. 851-854, ISBN 978-86-7466-375-2
M63	D. Tanasković, Z. Jakšić, M. Vorkapić, "Projektovanje metamaterijala za optičku talasnu oblast zasnovanog na dvostrukim fishnet strukturama formiranim u slobodnostojećim nanomembranama", <i>Proc. 54th Conference for Electronics</i> ,

	<i>Telecommunications, Computers, Automation and Nuclear Engineering ETRAN</i> , Donji Milanovac, June 7-11, 2010, pp. MO3.7.1-4, ISBN 978-86-80509-65-5
M63	D. Tanasković, Z. Jakšić, "2D nanoaperture arrays in transparent conductive oxide thin films as a scaffold for surface plasmon resonance chemical sensing", <i>Proc. 55th Conference for Electronics, Telecommunications, Computers, Automation and Nuclear Engineering ETRAN</i> , Banja Vrućica, June 6-9, 2011, pp. MO2.5.1-4, ISBN 978-86-80509-66-2

Budući rad vezan za istraživanja predstavljena u ovoj disertaciji pre svega se odnosi na njihovu eksperimentalnu primenu, odnosno fabrikaciju razvijenih mrežastih metamaterijala u laboratorijama za planarne mikroelektronske tehnologije Centra za mikroelektronske tehnologije IHTM. Prve eksperimentalne strukture mrežastih metamaterijala već su napravljene i dobijeni rezultati publikovani, a eksperimentalni radovi nastavljaju se prema izradi i karakterizaciji funkcionalnih modela kompletnih senzora.

8. Literatura

- Almog, I.F. - Bradley, M.S. - Bulovic, V., *The Lorentz oscillator and its applications*, Massachusetts Institute of Technology, (2011).
- Al-Naib I. A. I., Jansen C., and Koch M., "Thin-film sensing with planar asymmetric metamaterial resonators," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 8, pp. 083507, (2008).
- Alu A., and Engheta N., "Theory, modeling and features of optical nanoantennas," *IEEE T. Antenn. Propag.*, vol. 61, no. 4, pp. 1508-1517, (2013).
- Anker Jeffrey N, Hall W Paige, Lyandres Olga, Shah Nilam C, Jing Zhao, Duyne Richard P Van, "Biosensing with plasmonic nanosensors", *Nat Mater*;7(6):442-53, (Jun 2008).
- Barnes W., Dereux A., Ebbesen T., "Surface plasmon subwavelength optics," *Nature*, vol. 424, 6950, pp. 824-830, (2003).
- Berini P., "Plasmon-polariton waves guided by thin lossy metal films of finite width: Bound modes of symmetric structures," *Phys. Rev. B* 61, 10484-10503 [doi:10.1103/PhysRevB.63.125417], (2000).
- Berini P., "Long-range surface plasmon polaritons," *Adv. Opt. Photon.*, vol. 1, no. 3, pp. 484-588, (2009).
- Berini P., Charbonneau R., and Lahoud N., "Long-range surface plasmons along membrane-supported metal stripes," *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr.*, vol. 14, no. 6, pp. 1479-1495, (2008).
- Berini P., Lahoud N. and Charbonneau R., "Fabrication of surface plasmon waveguides and integrated components on ultrathin freestanding membranes," *J. Vac. Sci. Tech. A* 26, 1383-1391 [doi:10.1116/1.2975196], (2008).
- Bethe H. A., "Theory of diffraction by small holes," *Phys. Rev.*, vol. 66, no. 7-8, pp. 163-182, (1944).

- Biacore Sensor Surface Handbook, BR-1005-71AB, <https://www.biacore.com/>, (2016).
- Bingham C. M., Tao H., Liu X., Averitt R. D., Zhang X., and Padilla W. J., "Planar wallpaper group metamaterials for novel terahertz applications," *Opt. Express*, vol. 16, no. 23, pp. 18565-18575, (2008).
- Blaber M. G., Arnold M. D. and Ford M. J., "A review of the optical properties of alloys and intermetallics for plasmonics" ,University of Technology Sydney, PO Box 123, Broadway, NSW, Australia, (2007).
- Blaber Martin G., Arnold Matthew D., and Ford Michael J., "Search for the Ideal Plasmonic Nanoshell: The Effects of Surface Scattering and Alternatives to Gold and Silver", *The Journal of Physical Chemistry C*, (feb 2009).
- Boltasseva A. and H. Atwater, "Low-loss plasmonic metamaterials," *Science* 331, 290–291 (2011).
- Boriskina S. V., Ghasemi H., and Chen G., "Plasmonic materials for energy: From physics to applications," *Materials Today*, vol. 16, no. 10, pp. 375-386, (2013).
- Bouwkamp C. J., "On the diffraction of electromagnetic waves by small circular disks and holes," *Philips Res. Rep.*, vol. 5, pp. 401-422, (1950).
- Brolo A. G., "Plasmonics for future biosensors," *Nature Photonics*, vol. 6, no. 11, pp. 709–713, (2012).
- Brolo A. G., Gordon R., Leathem B., and Kavanagh K. L., "Surface Plasmon Sensor Based on the Enhanced Light Transmission through Arrays of Nanoholes in Gold Films," *Langmuir*, vol. 20, pp. 4813-4815, (2004).
- Brongersma M. L. and Shalaev V. M., "The Case for Plasmonics," *Science* 328, 440-441 (2010)
- Bruggeman, D.A.G., *Ann. Phys. (Leipzig)*, 24, 1935,636.
- Caglayan H., Cakmakyapan S., Addae S. A., Pinar M. A., Caliskan D., Aslan K., and Ozbay E., "Ultrafast and sensitive bioassay using split ring resonator

- structures and microwave heating,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 9, pp. 093701, (2010).
- Cai W., and Shalaev V., *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications*, Springer, Dordrecht , Germany, (2009).
- Chen H., Chan C. T., and Sheng P., “Transformation optics and metamaterials,” *Nature Mater.*, vol. 9, no. 5, pp. 387-396, (2010).
- Chen Tao, Li Suyan and Sun Hui, “Metamaterials Application in Sensing“ *Sensors*, 2742-2765; doi:10.3390/s120302742, (2012).
- Chen Xudong., Grzegorzczuk Tomasz M, Wu Bae-Ian, Pacheco Joe, and Kong Jin Au, “Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials,”. 016608, s.l. : *Phys. Rev. B*, Vol. 70., (2004).
- Chen, X., Wu, B., Kong, J. A., and Grzegorzczuk, T. M. *Phys. Rev. E* 71, 046610, (2005).
- Clark A. W., Glidle A., Cumming D. R. S., and Cooper J. M., “Nanophotonic splitting resonators as dichroics for molecular spectroscopy,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 2, (2008).
- COMSOL Multiphysics website: www.comsol.com, (2016).
- Dolling D., Wegener M., Soukoulis C., Linden S., "Negative-index metamaterial at 780 nm wavelength", *Opt. Lett.* 32, pp. 53-55, (2007).
- Dorđević A. R., *Elektromagnetika za računarsku tehniku*, Beograd: *Akademski misao*, (2002).
- Driscoll T., Andreev G. O., Basov D. N., Palit S., Cho S. Y., Jokerst N. M., and Smith D. R., “Tuned permeability in terahertz split-ring resonators for devices and sensors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 6, pp. 062511-3, (2007).
- Drude P., *The Theory of Optics*, Dover Publications, Mineola, New York, (2005).

- Ebbesen T. W., Lezec H. J., Ghaemi H. F., Thio T., and Wolff P. A., "Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays," *Nature*, vol. 391, no. 6668, pp. 667-669, (1998).
- Eleftheriades G. V., Balmain K. G., "Negative Refraction Meta-materials: Fundamental Principles and Applications", Wiley-*IEEE Press*, (2005).
- Engheta N. and Ziolkowski R. W., eds., *Metamaterials: Physics and Engineering Explorations (IEEE Press, Wiley Publishing, (2006).*
- Fano U., "The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (Sommerfeld's waves)," *J. Opt. Soc. Am.* 31, 213–222, (1941).
- Feng Tianhua, Liu Fu, Tam Wing Yim, and Li Jensen, "Effective parameters retrieval for complex metamaterials with low symmetries", *Europhys. Lett.* 102, 18003, (2013).
- Genet C. and Ebbesen T. W., "Light in tiny holes," *Nature* 445(7123), 39-46 [doi:10.1038/nature05350], (2007).
- Gordon R. G., "Criteria for choosing transparent conductors," *MRS Bull.*, vol. 25, no. 8, pp. 52-57, (2000).
- Gordon R., "Bethe's theory for aperture arrays," *Phys. Rev. A*, 76, 053806, (2007).
- Gordon R., Sinton D., Kavanagh K. L., and Brolo A. G., "A new generation of sensors based on extraordinary optical transmission," *Acc. Chem. Res.*, vol. 41, no. 8, pp. 1049-1057, (2008).
- Harrington R. F., "Field computation by moment methods". New Jersey Wiley-IEEE Press, (1993).
- Homola J., "Surface plasmon resonance sensors for detection of chemical and biological species." *Chemical reviews* 108(2) 462-493 (2008).

- Homola J., Surface Plasmon Resonance Based Sensors, *Springer Series on Chemical Sensors and Biosensors*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, (2006).
- Hutley M. C., "Diffraction Gratings", *Academic Press*, London (1982)
- Ishimaru A., Jaruwatanadilok S., and Kuga Y., "Generalized surface plasmon resonance sensors using metamaterials and negative index materials," *Prog. Electromagn. Res.*, vol. 51, pp. 139-152, (2005).
- Jakšić Z., "Nanomembrane-Based Plasmonics", *3rd Mediterranean Conference on Nanophotonics MediNano-3*, Belgrade, Serbia, October 18 and 19, p. 28, ISBN 978-86-82441-28-1, (2010).
- Jakšić Z., "Nanoplasmonic Chemical Sensors", *Proc. 29th International Conference on Microelectronics MIEL*, Belgrade, pp. 47-54 (keynote paper), ISBN 978-1-4799-5295-3, May 12-15, (2014).
- Jakšić Z., "Optical Chemical Sensors for Industrial Applications", *Proc. X Internat. Symp. On Industrial Electronics INDEL*, Banja Luka, Keynote paper, pp. 16-31, ISBN 978-99955-46-22-9, Nov. 6-8, (2014).
- Jakšić Z., "Optical metamaterials as the platform for a novel generation of ultrasensitive chemical or biological sensors," in *Metamaterials: Classes, Properties and Applications*, E. J. Tremblay, ed., pp. 1-42, Hauppauge, New York: Nova Science Publishers, (2010).
- Jakšić Z., and Matović J., "Nanomembrane-Enabled MEMS Sensors: Case of Plasmonic Devices for Chemical and Biological Sensing," *Micro Electronic and Mechanical Systems*, K. Takahata, ed., pp. 85-107, Vienna: In-Tech, (2009).
- Jakšić Z., Djurić Z., Jakšić O., Jokić I., Frantlović M., Vujanić A., and Kment C., "Refractive index fluctuations in nanoplasmonic sensors induced by adsorption-desorption phenomena", *2nd Int. Conf. Micro- Nano-Technology VIENNANO '07*, 363-370, (2007).

- Jakšić Z., Jakšić O., Djurić Z., and Kment C., "A consideration of the use of metamaterials for sensing applications: Field fluctuations and ultimate performance," *J. Opt. A-Pure Appl. Opt.*, vol. 9, no. 9, pp. S377-S384, (2007).
- Jakšić Z., Jakšić O., Djurić Z., Kment C., *J. Opt. A-Pure Appl. Opt.*, , 9, S377-S384., (2007).
- Jakšić Z., Jakšić O., Matović J., "Performance limits to the operation of nanoplasmonic chemical sensors noise equivalent refractive index and detectivity", *Journal of Nanophotonics*, Vol. 3, pp. 031770-1-13, , doi: 10.1117/1.3124792, ISSN: 1934-2608, 6 April (2009).
- Jakšić Z., Maksimović M., Vasiljević-Radović D., Tanasković D., Sarajlić M., "Scanning Probe-Shaped Nanohole Arrays with Extraordinary Optical Transmission as Platform for Enhanced Surface Plasmon-Based Biosensing", *Proc. 25th Internat. Conf. on Microelectronics MIEL*, Belgrade, 14-17, vol. 1, pp. 107-110, May (2006).
- Jakšić Z., Matović J., "Coupling between propagating and evanescent modes in freestanding nanomembrane-based plasmon sensors using surface sculpting", *3rd Vienna International Conference Nano-Technology – VIENNANO'09*, March 18-20, Vienna, Austria, pp. 187-194, (2009).
- Jakšić Z., Smiljanić M. M., Lazić Ž., Radulović K., Dalarsson M., Tanasković D., Obradov M., Jakšić O., "Aluminum-based fishnets with complex aperture shapes", *Proc. 2nd International Conference on Electrical, Electronic and Computing Engineering IcETRAN 2015*, Silver Lake, Serbia, pp. MOI3.2-1-5, ISBN 978-86-80509-71-6, June 8 – 11, (2015).
- Jakšić Z., Tanasković D., Matović J., "Design of Symmetric Planar Fishnet Metamaterials for Optical Wavelength Range", *Proc. 27th Internat. Conf. on Microelectronics MIEL*, Niš, Serbia, pp. 157-160, isbn 978-1-4244-7199-716-19, May (2010).

- Jakšić Z., Tanasković D., Matović J., "Fishnet-based metamaterials: spectral tuning through adsorption mechanism", *Acta Physica Polonica A*, 116, 4, pp. 333-335, (IF=0.340 u 2007, Physics, Multidisciplinary 60/68), (2009).
- Jakšić Z., Tanasković D., Matović J., "Fishnet-based metamaterials: spectral tuning through adsorption mechanism", *Acta Physica Polonica A*, 116, 4, pp. 333-335, (2009).
- Jakšić Z., Vuković S., Matović J., Tanasković D., "Negative Refractive Index Metasurfaces for Enhanced Biosensing", *Materials*, 4 (1), pp. 1-36; doi:10.3390/ma4010001, (2011).
- Jakšić Z., Vuković S., Matović J., Tanasković D., "Negative Refractive Index Metasurfaces for Enhanced Biosensing", *Materials*, 4 (1), pp. 1-36; doi:10.3390/ma4010001 (IF=1.679 in 2011, 88/230 in Materials Science, Multidisciplinary), (2011).
- Jakšić, Z.; Vuković, S. M.; Buha, J. and Matovic, J., Nanomembrane-Based Plasmonics *J. Nanophotonics*, 5 051818.1, (2011).
- Jiang C., Markutsya S., Pikus Y., and Tsukruk V. V., "Freely suspended nanocomposite membranes as highly sensitive sensors," *Nature Mater.*, vol. 3, no. 10, pp. 721-728, (2004).
- Jin J. M., *The finite element method in electromagnetics*: John Wiley & Sons, (2014).
- Johnson P. B., and Christy R. W., "Optical Constants of the Noble Metals," *Physical Review B* 6, 4370, (1972).
- Kabashin A. V., Evans P., Pastkovsky S., Hendren W., Wurtz G. A., Atkinson R., Pollard R., Podolskiy V. A., and Zayats A. V., "Plasmonic nanorod metamaterials for biosensing," *Nature Mater.*, vol. 8, no. 11, pp. 867-871, (2009).

- Kafesaki M., Tsiapa I., Katsarakis N., Koschny Th., Soukoulis C. M., Economou E. N., "Left-handed metamaterials: The fishnet structure and its variations", *Phys. Rev. B* 75 (23), 235114, (2007).
- Khurgin Jacob B, Scaling of losses with size and wavelength in nanoplasmonics and metamaterials, *Applied Physics Letters*,; 99(21). DOI: 10.1063/1.3664105, (10/2011).
- Kildishev A. V., Boltasseva A., and Shalaev V. M., "Planar photonics with metasurfaces," *Science*, vol. 339, no. 6125, pp. 12320091-12320096, (2013).
- Kildishev A. V., Cai W., Chettiar U. K., Yuan H.-K., Sarychev A. K. , Drachev V. P., and Shalaev V. M., Negative Refractive Index in Optics of Metal-Dielectric composites, s.l. : *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 23, pp. 423-433., (2006).
- Kim K., Yoon S. J., and Kim D., "Nanowire-based enhancement of localized surface plasmon resonance for highly sensitive detection: a theoretical study," *Opt. Express* 14 (25), 12419–12431, (2006).
- Koerkamp K. J. K., Enoch S., Segerink F. B., Van Hulst N. F., and Kuipers L., "Strong influence of hole shape on extraordinary transmission through periodic arrays of subwavelength holes," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, no. 18, pp. 183901-1, (2004).
- Kretschmann, E. & Reather, H. Radiative decay of nonradiative surface plasmon excited by light. *Z. Naturf.* 23A, 2135–2136 (1968).
- Lahiri B., Holland G., Aksyuk V., and Centrone A., "Nanoscale imaging of plasmonic hot spots and dark modes with the photothermal-induced resonance technique," *Nano Lett.* 13(7), 3218–3224 (2013).
- Lahiri B., Khokhar A. Z., De La Rue R. M., McMeekin S. G., and Johnson N. P., "Asymmetric split ring resonators for optical sensing of organic materials," *Opt. Express*, vol. 17, no. 2, pp. 1107-1115, (2009).

- Lelek J., Kwiecien P., Richter I., Homola J., "Morphological studies of resonances in plasmonic metasurfaces for SPR sensing", *Proc. SPIE*, Vol. 9506, Art. no. 95060O, (2015).
- Li Z., Aydin K., and Ozbay E. *Phys. Rev. E*, 79, 026610. (2009).
- Liu N., Weiss T., Mesch M., Langguth L., Eigenthaler U., Hirscher M., Sönnichsen C., and Giessen H., "Planar metamaterial analogue of electromagnetically induced transparency for plasmonic sensing," *Nano Lett.* 10(4), 1103–1107, (2010).
- Maier S. A. and Atwater H. A., "Plasmonics: Localization and guiding of electromagnetic energy in metal/dielectric structures," *J. Appl. Phys.* 98, 011101 (2005).
- Maier S. A., *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (Springer-Verlag, (2007).
- Maik Scheller, Christian Jansen, and Martin Koch, "Applications of Effective Medium Theories in the Terahertz Regime". Chapter 12. Engineering, Electrical and Electronic Engineering, "Recent Optical and Photonic Technologies", book edited by Ki Young Kim, ISBN 978-953-7619-71-8, under CC BY-NC-SA 3.0 license. © The Author(s). Published: January 1, (2010).
- Marek Piliarik and Jiří Homola, "Surface plasmon resonance (SPR) sensors: approaching their limits?", Vol. 17, No. 19 / *OPTICS EXPRESS* 165052009, OSA 14 September (2009).
- Marklund M., Brodin G., Stenflo L. and Liu C. S., "New quantum limits in plasmonic devices", *Europhysics Letters Association, EPL (Europhysics Letters)*, Volume 84, (2008)
- Matović J. and Jakšić Z., "Coupling of plasmon waveguide modes to free space optics through surface sculpturing of ultrathin freestanding films", *Telfor 2008, 16th Telecommunications forum*, (November 25-27, 2008).

- Matović J. and Jakšić Z., "Nanomembrane: A New MEMS/NEMS Building Block," in *Micro Electronic and Mechanical Systems* K. Takahata, Ed., pp. 61-84, In-Tech, Vienna, (2010).
- Matović J. and Jakšić Z., "Simple and reliable technology for manufacturing metal-composite nanomembranes with giant aspect ratio," *Microelectron. Eng.* 86, 906-909 [doi:10.1016/j. mee. 2008. 12. 009], (2009).
- Maxwell Garnett J. C., "Colours in Metal Glasses and in Metallic Films", DOI: 10.1098/rsta.1904.0024, Published 1 January (1904).
- Mei J., Liu Z., Wen W., Sheng P., P. Effective Mass Density of Fluid-Solid Composites. *Phys. Rev. Lett.* 96, 024301, (2006).
- Menzel C., Rockstuhl C., Paul T., Pertsch T. and Lederer F., Retrieving effective parameters for metamaterials at oblique incidence, *Phys. Rev. B* 77, 195328 (2008).
- Milonni P.W., *Fast Light, Slow Light and Left-Handed Light* (IOP publishing, London), (2005).
- Miroshnichenko A. E., Flach S., and Kivshar Y. S., "Fano resonances in nanoscale structures," *Rev. Mod. Phys.* 82, 2257–2298, (2010).
- Y. Mizuta, T. Onodera, P. Singh, K. Matsumoto, N. Miura, and K. Toko, "Development of an oligo(ethylene glycol)-based SPR immunosensor for TNT detection," *Biosens. Bioel.*, vol. 24, no. 2, pp. 191-197, (2008).
- Naik G.V., Kim J., Boltasseva A., "Oxides and nitrides as alternative plasmonic materials in the optical range", *Optical Materials Express* 1 (6), 1090-1099, (2011).
- Nicolson A. M. and Ross G. F., "Measurement of the Intrinsic Properties of Materials by Time Domain Techniques," *IEEE Trans. Instrum. Meas.* IM-19, 377-382, (1970).

- Obradov M., Jakšić Z., Tanasković D., "Plasmonic Metamaterial with Fishnet Superlattice for Enhanced Chemical Sensing", *Proc. 29th International Conference on Microelectronics MIEL*, Belgrade, Serbia, pp. 137-140, ISBN 978-1-4799-5295-3, May 12-15. (2014).
- O'Hara J. F., Singh R., Brener I., Smirnova E., Han J., Taylor A. J., and W. Zhang, "Thin-film sensing with planar terahertz metamaterials: Sensitivity and limitations," *Opt. Express*, vol. 16, no. 3, pp. 1786-1795, 2008.
- Ozbay E., „Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions“ *Science*: Vol. 311, Issue 5758, pp. 189-193, DOI: 10.1126/science.1114849, (13 Jan 2006).
- Palik, E. D., *Handbook of Optical Constants of Solids*; (London, UK: Academic Press), (1998).
- Parisi, G., "Propagation of electromagnetic waves in "Fishnet" metamaterials". Doctoral Thesis, Università degli Studi di Padova. (2012).
- Patolsky F., & Lieber C. M, "Nanowire nanosensors", *Materials Today*, (April 2005).
- Pendry J. B., Holden A. J., Robbins D. J., and Stewart W. J., "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* Vol. 47 pp. 2075-2081, (1999).
- Pendry J. B., Martín-Moreno L., and Garcia-Vidal F. J., "Mimicking surface plasmons with structured surfaces," *Science*, vol. 305, no. 5685, pp. 847-848, (2004).
- Pendry J.B., Holden A.J., Robbins D.J., and Stewart W.J., "Low Frequency Plasmons in Thin Wire. Structures," *J. Phys. [Condensed Matter]* 10, 4785 (1998).
- Pendry, John B. "Negative Refraction" . *Contemporary Physics*, (2004), volume 45, number 3, pages 191-202, (January-February 2004).

- Pfeiffer Carl and Grbic Anthony, "Bianisotropic Metasurfaces for Optimal Polarization Control: Analysis and Synthesis", *PHYSICAL REVIEW APPLIED* 2, 044011, (2014).
- Popović B. D., "Elektromagnetika", Beograd: Akademska misao, (2004).
- Raether H., "Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings", Springer-Verlag, Berlin, (1988).
- Ramakrishna S. A., " Physics of Negative Refractive Index Materials", *Reports on Progress in Physics*, 68, pp.449-521 (2005).
- Ramakrishna S. A., Grzegorzczak T. M., "Physics and Applications of Negative Refractive Index Materials", *SPIE Press*, (2008).
- Rylander T., Bondeson A., and Ingelström P., *Computational electromagnetics*, 2 ed.: Springer, (2012).
- Sámson Z. L., MacDonald K. F., De Angelis F., Gholipour B., Knight K., Huang C. C., Di Fabrizio E., Hewak D. W., and Zheludev N. I., "Metamaterial electro-optic switch of nanoscale thickness," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, no. 14, (2010).
- Sarychev, A; Shalaev, V. *Electrodynamics of metamaterials*; World Scientific: Singapore, (2007).
- Schultz J. S., and Sims G., "Affinity sensors for individual metabolites", *Biotechnology Bioengineering Symposium*, vol. No. 9, pp. 65-71, (1979).
- Schultz J. S., Mansouri S., and Goldstein I. J., "Affinity sensor: A new technique for developing implantable sensors for glucose and other metabolites", *Diabetes Care*, vol. 5, no. 3, pp. 245-253, (1982).
- Schwartz B. T. and Piestun R., "Total external reflection from metamaterials with ultralow refractive index," *J. Opt. Soc. Am. B* 20, 2448-2453, (2003).
- Schwartz, BT; Piestun, R. *Appl. Phys. Lett.*, , 85, 1-3. , (2004).

- Service R. F., and Cho A., "Strange new tricks with light," *Science*, vol. 330, no. 6011, pp. 1622, (2010).
- Shalaev V. M., Cai W., Chettiar U. K., Yuan H. K., Sarychev A. K., V. P. Drachev, and A. V. Kildishev, "Negative index of refraction in optical metamaterials," *Opt. Lett.* 30, 3356-3358, (2005)
- Shams, A. K., "Densities, Refractive Indices and Excess Properties of Binary Mixtures of Acetonitrile with Benzene, Toluene, m-Xylene and Mesitylene at Temperatures from (298.15 to 313.15) K", *Journal of Al-Nahrain University* 14(2), 75-85. (2011).
- Shelby, R. A.; Smith, D. R.; Schultz, S.. "Experimental Verification of a Negative Index of Refraction". *Science* 292 (5514): 77–79. (2001)
- Shvets G., Trendafilov S., Pendry J. B., and Sarychev A., "Guiding, focusing, and sensing on the subwavelength scale using metallic wire arrays," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 99, no. 5, (2007).
- Smith D. R., "The role of metamaterials and plasmons for novel sensing applications," in *Proceedings of IEEE Sensors*, pp. 1. (2007).
- Smith D. R., Padilla Willie J., Vier D. C., Nemat-Nasser S. C., Schultz S., "Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity", *Phys. Rev. Lett.* 84, 4184 (2000).
- Smith D. R., Vier D. C., Koschnyand Th., Soukoulis C. M., "Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials,". 036617, s.l. : *Phys. Rev. E*, Vol. 71. (2005).
- Smith D.R., Shultz S., Marko P., and Soukoulis C.M., "Determination of Effective Permittivity and Permeability of Metamaterials from Reflection and Transmission Coefficient," *Phys. Rev. B*, 65 195104, (2002).
- Soukoulis C. M., Linden S., Wegener M., Negative refractive index at optical wavelengths, *Science* 315, pp. 47-49, (2007).

- Stewart M.E., Anderton C.R., Thompson L.B., J. Maria, S.K. Gray, J.A. Rogers and R.G. Nuzzo, "Nanostructured Plasmonic Sensors," *Chemical Reviews* 108, 494-521, (2008).
- Stockman Mark I., "Nanoplasmonics: past, present, and glimpse into future", *Opt. Express* 19, 22029-22106 (2011).
- Surutka J., *Elektromagnetika*, Beograd: Akademska misao, (2006).
- Taflove A. and Hagness S. C., *Computational electrodynamics: The finite-difference time-domain method*, 3 ed. Norwood, Massachusetts: Artech House, (2005).
- Tanasković D., Jakšić O., Obradov M., Jakšić Z., "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*, Belgrade, pp. 802-806, isbn 978-86-81123-71-3, (Oct. 9-10, 2014).
- Tanasković D., Jakšić Z., "2D nanoaperture arrays in transparent conductive oxide thin films as a scaffold for surface plasmon resonance chemical sensing", *Proc. 55th Conference for Electronics, Telecommunications, Computers, Automation and Nuclear Engineering ETRAN*, Banja Vrućica, pp. MO2.5.1-4, ISBN 978-86-80509-66-2, (June 6-9, 2011).
- Tanasković D., Jakšić Z., "Enhancing Performance of Nanohole-Based Plasmonic Sensors by Transparent Conductive Oxides", *Proc. 28th Internat. Conf. on Microelectronics MIEL 2012*, Niš, Serbia, , pp. 199-202, 2012, ISBN 978-1-4673-0235-7, (May 13-16, 2012).
- Tanasković D., Jakšić Z., Matović J., "Some design considerations for nanomembrane-based fishnet metamaterials operating at optical frequencies", *Proc. 17th Telecommunications forum TELFOR*, Belgrade, pp. 851-854, ISBN 978-86-7466-375-2, (November 24-26, 2009).

- Tanasković D., Jakšić Z., Obradov M., Jakšić O., "Super unit cells in aperture-based metamaterials", *Journal of Nanomaterials*, Vol. 2015, Article ID 312064, 1-9, doi 10.1155/2015/312064, (Jan 2015).
- Tanasković D., Jakšić Z., Obradov M., Jakšić O., Mladenović I., "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. International Conference on Electrical, Electronic and Computing Engineering IcETRAN*, Vrnjačka Banja, pp. MOI2.6.1-5, ISBN 978-86-80509-70-9, (June 2 – 5, 2014).
- Tanasković D., Jakšić Z., Radulović K., Jakšić O., Sarajlić M., Lazić Ž., "Nanoaperture array-based plasmonic sensors of dangerous substances using transparent conductive oxides", *Proc. 5th International Scientific Conference on Defensive Technologies OTEH*, Belgrade, pp. 707-712, isbn 978-86-81123-85-4. (Sep. 18-19, 2012).
- Tanasković D., Jakšić Z., Vorkapić M., "Projektovanje metamaterijala za optičku talasnu oblast zasnovanog na dvostrukim fishnet strukturama formiranim u slobodnostojećim nanomembranama", *Proc. 54th Conference for Electronics, Telecommunications, Computers, Automation and Nuclear Engineering ETRAN*, Donji Milanovac, pp. MO3.7.1-4, ISBN 978-86-80509-65-5, (June 7-11, 2010).
- Tanasković D., Obradov M., Jakšić O., Jakšić Z., "A low-loss double fishnet metamaterial based on transparent conductive oxide", *Physica Scripta* vol. T162, art. 014048 pp. 1-4, doi:10.1088/0031-8949/2014/T162/014047 (IF=1.296, 39/77 in Physics, Multidisciplinary), (Sep 2014).
- Tanasković D., Obradov M., Jakšić O., Jakšić Z., "Nonlocal effects in double fishnet metasurfaces nanostructured at deep subwavelength level as a path towards simultaneous sensing of multiple chemical analytes", *Photonics and Nanostructures*, (2016).
- Tao H., Strikwerda A. C., Liu M., Mondia J. P., Ekmekci E., Fan K., Kaplan D. L., Padilla W. J., Zhang X., Averitt R. D., and Omenetto F. G., "Performance

- enhancement of terahertz metamaterials on ultrathin substrates for sensing applications,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 26, pp. 261909, (2010).
- Valentine J., Zhang S., Zentgraf T., and Zhang X., "Development of Bulk Optical Negative Index Fishnet Metamaterials: Achieving a Low Loss and Broadband Response Through Coupling", *Proceedings of the IEEE*, Vol. 99, pgs. 1682-1690, (2011).
- Valentine J., Zhang S., Zentgraf T., Ulin-Avila E., Genov D.A., Bartal G. and Zhang X., "Three Dimensional Optical Metamaterial Exhibiting Negative Refractive Index", *Nature*, Vol. 455, pgs. 376-379, (2008).
- Veselago V. G., “The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of mu and epsilon,” *Sov. Phys. Uspekhi*, vol. 10, no. 4, pp. 509-514, (1968).
- Weir W. B.. Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies. *Proceedings of the IEEE* 62, 33–36, (1974).
- West Paul R., Ishii Satoshi, Naik Gururaj V., Emani Naresh K., Shalaev Vladimir M. and Boltasseva Alexandra. "Searching for better plasmonic materials". *Laser & Photonics Rev.* Vol. 4. Issue 6. pp. 795-808, (2010).
- Wood R.W., "On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum", *Philosophical Magazine*, Vol. 4, 396-402, (1902).
- Wu Y., Lai Y., Zhang Y.Q., "Effective medium theory for elastic metamaterials in two dimensions". *Phys. Rev. B* 76, 205313, (2007).
- Zhang S., Fan W., Panoiu N. C., Malloy K. J., Osgood R. M. and Brueck S. R. J., “Near-infrared double negative metamaterials”, *Opt. Express* 13, 4922-4930 (2005).
- Zhang S., Fan W., Panoiu N. C., Malloy K. J., Osgood R. M., and Brueck S. R. J., “Experimental demonstration of near-infrared negative-index metamaterials,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, no. 13, pp. 1-4, (2005).

- Zhang X., Wu Y., Effective medium theory for anisotropic metamaterials, *Scientific Reports* 5, 7892, (2015).
- Zhang Yong-Liang, Jin Wei, Dong Xian-Zi, Zhao Zhen-Sheng, and Duan Xuan-Ming, "Asymmetric fishnet metamaterials with strong optical activity" , *Optics Express* Vol. 20, Issue 10, pp. 10776-10787,doi: 10.1364/OE.20.010776, (2012).
- Zheludev N.I., Kivshar Y.S.," From metamaterials to metadevices". *Nat Mater.*;11(11):917-24. doi: 10.1038/nmat3431. (Nov 2012).
- Zhukov A., M. Schurenberg, O. Jansson, D. Areskoug and J. Buijs, "Integration of Surface Plasmon Resonance with Mass Spectrometry: Automated Ligand Fishing and Sample Preparation for MALDI MS Using a Biacore 3000 Biosensor", *J Biomol Tech* 15: 112-9 (2004)
- Zijlstra P., Paulo P. M. R., and Orrit M., "Optical detection of single non-absorbing molecules using the surface plasmon resonance of a gold nanorod," *Nature Nanotech.*, vol. 7, no. 6, pp. 379-382, (2012).

Biografski podaci

Dragan Tanasković je rođen 22. 01. 1960. god. U Kragujevcu, gde je završio osnovnu školu i matematički smer u I Kragujevačkoj gimnaziji. Studije na Univerzitetu u Beogradu – Elektrotehnički fakultet, odsek za Tehničku fiziku, započeo je školske 1978/79. Diplomirao je na pomenutom odseku u maju 1984. Sa diplomskim radom "Ekraniranje elektromagnetnih talasa na tankim metalnim ljuskama", kod prof. dr Božidara Stanića. Tema diplomskog rada bila je numeričko modelovanje interakcije elektromagnetskog impulse talasa i tankog metalnog sloja. Magistrirao je 1997. godine na Elektrotehničkom fakultetu, odsek za fizičku elektroniku, sa temom "Prilog modelovanju i pasivnoj kompenzaciji temperaturnih karakteristika poluprovodničkih senzora pritiska", kod akademika prof. dr Zorana Đurića.

Od 1984. do 1987. bio je zaposlen u Institutu za Automobile u Kragujevcu, a od 1987. do danas radi u IHTM – Centar za mikroelektronske tehnologije (IHTM-CMT), Univerzitet u Beogradu. Zvanje istraživača stekao je 1987. godine u IHTM-CMT, gde i danas radi kao stručni savetnik. Kao autor ili koautor objavio je 8 radova u međunarodnim časopisima, 28 u zbornicima sa međunarodnih konferencija, 4 u nacionalnim časopisima i 26 na nacionalnim simpozijumima. Učestvovao je na nekoliko projekata u zemlji i inostranstvu. Njegova naučna interesovanja uključuju sledeće teme: MEMS senzori, hemijski senzori, karakterizacija senzora, mikroelektronika, nanofotonika, nanoplazmonika, tehnološki procesi, plazmonski senzori, tehnološki process fotolitografije, piezootporni senzori pritiska, modelovanje u elektromagnetici. Učestvovao je ili učestvuje na nekoliko naučno istraživačkih projekata resornog ministarstva – 2005-2007. "Mikro i nanosistemske tehnologije, strukture i senzori", TP-6151B, Ministarstvo nauke Republike Srbije, 2008-2011, "Mikrosistemske, nanosistemske tehnologije i komponente" TP-11027, Ministarstvo za nauku Republike Srbije, 2011, "Mikro, nano-sistemi i senzori za primenu u elektroprivredi, procesnoj industriji i zaštiti životne sredine – MiNaSiS", TP 32008, Ministarstvo za prosvetu, nauku i tehnološki razvoj Republike Srbije. Takođe je učestvovao na jednom međunarodnom projektu, FP7 Evropske Unije, 2008-2012, "Reinforcement of Regional Microsystems and Nanosystems Center – REGMINA", FP7 REGPOT EU 205533.

Dragan Tanasković

Spisak naučnih radova svrstanih po M faktoru

M FAKTOR	Puni naziv reference
M22	Z. Jakšić, S. Vuković, J. Matović, D. Tanasković, "Negative Refractive Index Metasurfaces for Enhanced Biosensing", <i>Materials</i> , 4 (1), pp. 1-36, 2011; doi:10.3390/ma4010001 (IF=1.679 in 2011, 88/230 in Materials Science, Multidisciplinary)
M22	D. Tanasković, M. Obradov, O. Jakšić, Z. Jakšić, "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 (IF=1.296, 39/77 in Physics, Multidisciplinary)
M22	D. Tanasković, Z. Jakšić, M. Obradov, O. Jakšić, "Super unit cells in aperture-based metamaterials", <i>Journal of Nanomaterials</i> , Vol. 2015, Article ID 312064, 1-9, Jan 2015, doi 10.1155/2015/312064 (IF=1.644 in 2011, 122/260 in Materials Science, Multidisciplinary)
M23	N. Simičić, D. Tanasković, Z. Djurić, Ž. Lazić, R. Petrović, J. Matović, M. Popović, M. Matić, D. Totovski, "Investigation of impurity distribution for pressure sensor piezoresistors", <i>J. Serb. Chem. Soc.</i> 58 (11), pp. 951-957, 1993
M23	Z. Jakšić, M. Maksimović, M. Sarajlić, D. Tanasković, "Surface plasmon-polariton assisted metal-dielectric multilayers as passband filters for ultraviolet range", <i>Acta Physica Polonica A</i> , 112, 5, pp. 953-958, 2007 (IF=0.340 u 2007, 60/69 u Fizika, multidisciplinarna)
M23	Z. Jakšić, S. Ostojić, D. Tanasković, J. Matović, "Vacuum fluctuations in optical metamaterials containing nonlinear dielectrics", <i>Acta Physica Polonica A</i> , 116, 4, pp. 628-630, 2009 (IF=0.340 u 2007, Physics, Multidisciplinary 60/68)
M23	Z. Jakšić, D. Tanasković, J. Matović, "Fishnet-based metamaterials: spectral tuning through adsorption mechanism", <i>Acta Physica Polonica A</i> , 116, 4, pp. 333-335, 2009, (IF=0.340 u 2007, Physics, Multidisciplinary 60/68)
M23	D. Tanasković, M. Obradov, O. Jakšić, Z. Jakšić, "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, doi: 10.1016/j.photonics.2015.12.003, 2016
M33	D. Tanasković, Z. Djurić, Ž. Lazić, "Influence of Impurity Distribution on Thermal Coefficients of Resistivity and Piezoresistivity of Diffused Layers in Silicon", <i>Proc. 20th International Conference on Microelectronics MIEL 95</i> , Vol 1, Niš, Serbia, pp. 573-576, 1995
M33	Z. Jakšić, O. Jakšić, Z. Djurić, P. Krstajić, Ž. Lazić, D. Tanasković, M. Popović, "Simple Quasi-3D Photonic Crystal Planar Optical Waveguides", <i>Proc. 5th Internat. Conf. on Telecommunications in Modern Satellite, Cable and Broadcasting Services TELSIKS 2001</i> , Sep. 19-21, 2001, Niš, Vol. II, pp. 389-392
M33	Z. Jakšić, K. Radulović, D. Tanasković, "MEMS Accelerometer with All-Optical Readout Based on Twin-Defect Photonic Crystal Waveguide", <i>Proc.</i>

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани-а Драган Танасковић

број индекса _____

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

НАНОПЛАЗМОНСКИ МЕТАМАТЕРИЈАЛИ ЗА НОВУ ГЕНЕРАЦИЈУ ХЕМИЈСКИХ,
БИОХЕМИЈСКИХ И БИОЛОШКИХ СЕНЗОРА

NANOPLASMONIC METAMATERIALS FOR A NEW GENERATION OF CHEMICAL,
BIOCHEMICAL AND BIOLOGICAL SENSORS

- 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, 27. 1. 2016.



Прилог 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора _____ Драган Танасковић _____

Број индекса _____

Студијски програм _____

Наслов рада _____ НАНОПЛАЗМОНСКИ МЕТАМАТЕРИЈАЛИ ЗА НОВУ
ГЕНЕРАЦИЈУ ХЕМИЈСКИХ, БИОХЕМИЈСКИХ И БИОЛОШКИХ СЕНЗОРА _____

Ментор _____ Зоран Јакшић, Милан Тадић _____

Потписани/а _____ Драган Танасковић _____

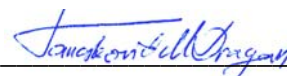
Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

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, _____ 27. 1. 2016. _____

 _____

Прилог 3.

Изјава о коришћењу

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

НАНОПЛАЗМОНСКИ МЕТАМАТЕРИЈАЛИ ЗА НОВУ ГЕНЕРАЦИЈУ ХЕМИЈСКИХ,
БИОХЕМИЈСКИХ И БИОЛОШКИХ СЕНЗОРА

NANOPLASMONIC METAMATERIALS FOR A NEW GENERATION OF CHEMICAL,
BIOCHEMICAL AND BIOLOGICAL SENSORS

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, 27. 1. 2016.