

UNIVERZITET U BEOGRADU

ELEKTROTEHNIČKI FAKULTET

Tatjana P. Keča

**MODELOVANJE I DIZAJN OPTIČKIH  
REZONATORA U INTEGRISANOJ  
SILICIJUMSKOJ TEHNOLOGIJI**

doktorska disertacija

Beograd, 2016.

UNIVERSITY OF BELGRADE

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING

Tatjana P. Keča

**MODELLING AND DESIGN  
OF OPTICAL RESONATORS IN  
INTEGRATED SILICON TECHNOLOGY**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2016.

***Mentor:***

Redovni profesor, dr Petar Matavulj,  
Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet

***Članovi komisije za javnu odbranu:***

Dr Petar Matavulj, redovni profesor  
Univerzitet u Beogradu  
Elektrotehnički fakultet

---

Dr Dejan Gvozdić, redovni profesor  
Univerzitet u Beogradu  
Elektrotehnički fakultet

---

Dr Goran Mashanovich, Reader,  
University of Southampton, UK  
Faculty of Physical and Applied Sciences

---

Dr Jovan Radunović, redovni profesor u penziji  
Univerzitet u Beogradu  
Elektrotehnički fakultet

---

Dr Jovan Cvetić, redovni profesor  
Univerzitet u Beogradu  
Elektrotehnički fakultet

---

Datum odbrane: \_\_\_\_\_

## ***Modelovanje i dizajn optičkih rezonatora u integriranoj silicijumskoj tehnologiji***

### **Rezime:**

Optički sistemi prenosa preuzimaju primat u telekomunikacijama, zahvaljujući sve većoj brzini prenosa signala, većem propusnom opsegu i mogućnostima koje imaju tehnike multipleksiranja. Na prostiranje svetlosti kroz gusto integrisane fotonske komponente ključnu ulogu imaju dimenzije i oblici talasovoda, kao i vrsta materijala od kog su napravljeni. Od načina prostiranja i specifičnosti fizičkih procesa će zavisiti i funkcionalnost svake integrisane komponente, te je neophodno proučiti sve aspekte procesa i parametre koji na njih utiču.

U okviru ove disertacije opisano je prostiranje elektromagnetskih talasa u fotonskim komponentama sa osvrtom na rebraste talasovode, pravolinijske i zakrivljene, kao i direkcione sprežnjake, što čini strukturu optičkog rezonatora. Objasnjeni su modeli koji opisuju fizičke procese u rezonatoru, sa posebnim naglaskom na teoriju spregnutih modova (CMT, *Coupled Mode Theory*). Dat je i kratak osvrt na silicijumske optičke strukture i proces izrade integriranih silicijumskih rezonatora.

Detaljno su opisana dva osnovna fizička procesa, sprezanje talasa iz susednog talasovoda i promena polarizacionog stanja u zakrivljenju, na osnovu kojih su izvedene transfer matrice, te prenosna funkcija optičkih rezonatora. Korišćenjem standardnog CMT modela su proračunati frekvencijski odzivi rezonatora različitih dimenzija i na taj način je proučen uticaj koji na odziv rezonatora imaju njegovi geometrijski parametri. Od geometrijskih parametara razmotreni su dužina područja kaplovanja i poluprečnik zakrivljenja talasovoda, koji definišu oblik rezonatora, te širina talasovoda, inklinacioni ugao i debljina oksidnog

sloja, koji određuju izgled poprečnog preseka talasovoda koji sačinjava taj rezonator. Proračuni su izvedeni pomoću COMSOL *mode solver*-a koji je korišćen za izračunavanje raspodele polja po poprečnom preseku talasovoda i sa njim integrisanog MATLAB paketa, pomoću koga je računat frekvencijski odziv rezonatora. Na osnovu proračuna su detaljno opisani uticaji većeg broja relevantnih parametara na funkciju rezonatora. Ovaj postupak otvara mogućnosti predikcije i projektovanja odziva rezonatora u realnim uslovima.

Zbog odstupanja koja primenjen CMT model pokazuje u odnosu na eksperimentalne rezultate za istu geometrijsku strukturu rezonatora, postojeći model je modifikovan tako da simulira realan odziv uvođenjem pojma višestrukih prolaza elektromagnetskih talasa u rezonatorskoj strukturi. Modifikovani model doslednije opisuje realne fizičke procese i kvalitativno smanjuje odstupanje od eksperimentalnih rezultata. Inovirani model je dodatno korigovan podešavanjem geometrijskih parametara i proveren poređenjem sa eksperimentalno dobijenim odzivima optičkog rezonatora različitih dimenzija. Na ovaj način je izvršena korekcija polaznog CMT modela, adekvatnije simuliran realan fizički proces prostiranja talasa i izvršena provera početnih pretpostavki.

**Ključne reči:** fotonika, optički rezonatori, SOI strukture, CMT, modelovanje, simulacija višestrukih prolaza

**Naučna oblast:** Tehničke nauke – elektrotehnika

**Uža naučna oblast:** Fizička elektronika – silicijumska fotonika

**UDK broj:** 621.3

# ***Modelling and Design of Optical Resonators in Integrated Silicon Tehnology***

## **Abstract:**

Optical systems are becoming more and more important in the field of telecommunications, due to their higher transportation speed, greater bandwidth and multiplexing techniques possibilities. Dimensions and shapes of waveguides play a major role in the physical aspect of light propagation through integrated photonic devices. Functionality of each integrated component depends on light propagation and specificity of physical processes. That is why it is necessary to examine all the aspects of propagation process and parameters that affect it.

In this thesis, the propagation of electromagnetic waves in photonic components is described, especially in straight and curved rib waveguides and directional couplers, which represents the main structure of optical resonators. Models which describe physical processes in an optical resonator are fully explained, with special attention is devoted to Coupled Mode Theory (CMT). A short insight to silicon optical structures is given, as well as a description of integrated silicon resonator's manufacturing process.

Two fundamental physical processes are minutely described: wave coupling in adjacent waveguides and polarization rotation in curved parts of waveguide. Based on those processes, transfer matrices and transfer functions of optical resonators are derived. Frequency responses of resonators with various dimensions are calculated using standard CMT model. Geometric parameters influence on resonator's response is studied, as well. Considered geometric parameters are: coupling length and radius of waveguide curvature (ring shape parameters), as well as waveguide width, sidewall angle, and oxide cover thickness (cross-section parameters). Calculations are performed by

COMSOL field solver, used for cross-section field distribution calculation, and associated MATLAB software used to calculate resonator's frequency response. As a result, influences of numerous relevant parameters on resonator's function are fully described. This procedure gives possibility to predict and project resonator's response in various working conditions.

Because of divergences that applied CMT model shows compared to experimental results for the resonator with same geometric structure, existing model is modified by introducing repeated passing principle of electromagnetic waves through resonating structure. In that manner, modified model describes real physical process more consistently and qualitatively reduces divergences from experimental results. Innovated model is additionally corrected by adjusting geometrical parameters of resonator. The modified model suggested in this thesis simulates the physical processes during the propagation of electromagnetic waves in a more adequate way, which is showed by comparing its results with experimentally obtained responses of racetrack resonators of various dimensions. Consequently, the correction of initial CMT model is accomplished and verification of initial assumptions is implemented.

**Key words:** photonics, racetrack resonators, SOI structures, CMT, modeling, repeated passing principle

**Scientific field:** Technical Sciences – Electrical Engineering

**Special topics:** Physical Electronics – Silicon Photonics

**UDK number:** 621.3

Zahvaljujem se Univerzitetu Surrey, koji mi je omogućio da koristim eksperimentalne rezultate modelovane u ovoj disertaciji.



Ovu disertaciju posvećujem onima koji je nikada neće držati u rukama,  
a neizmerno su zaslužni što ona postoji.

Mojim roditeljima

Hvala vam.

*I. O. I d.*

# SADRŽAJ

SADRŽAJ.....	x
LISTA SLIKA I TABELA .....	xii
SPISAK SKRAĆENICA I OZNAKA .....	xvii
1. UVOD .....	1
2. OSNOVE PROSTIRANJA SVETLOSTI U INTEGRISANOM TALASOVODU .....	4
2.1. Talasna jednačina .....	4
2.2. Osnovni optički zakoni .....	6
2.3. Prostorno ograničavanje talasa .....	9
2.3.1. Dvodimenzionalno ograničenje .....	12
3. OPTIČKI REZONATOR.....	16
3.1. Teorija o kaplovanim modovima.....	17
3.2. Direkciono kapler.....	18
3.2.1. Transfer matrica direkcionog kaplera.....	21
3.2.2. Transfer matrica sa uračunatim gubicima .....	22
3.3. Prostiranje u zakrivljenom talasovodu .....	23
3.3.1. Transfer matrica za zakrivljenje.....	25
3.4. Izvođenje prenosne funkcije optičkog rezonatora .....	26
3.5. Karakterizacija optičkog rezonatora .....	29
3.5.1. Slobodni spektralni opseg .....	30
3.5.2. Q-faktor.....	31
4. PREGLED REZULTATA IZ LITERATURE .....	34
5. MODELOVANJE OPTIČKOG REZONATORA.....	39
5.1. Izračunavanje parametara polja.....	39

5.2.	Izračunavanje frekvencijskog odziva .....	45
5.3.	Uticaj geometrijskih parametara.....	46
5.3.1.	Uticaj na slobodni spektralni opseg.....	48
5.3.2.	Uticaj na položaj rezonantnih minimuma.....	51
5.3.3.	Zavisnost Q-faktora.....	63
6.	EKSPERIMENTALNI REZULTATI.....	65
6.1.	Proizvodnja SOI optičkih komponenata .....	65
6.2.	Merenje odziva rezonatora .....	67
7.	MODIFIKACIJA TEORIJSKOG MODELA .....	71
7.1.	Simulacija višestrukih prolaza.....	72
7.2.	Primena principa na eksperimentalne rezultate.....	75
8.	ZAKLJUČAK.....	83
	LITERATURA .....	87
	PRILOZI .....	95
	BIOGRAFIJA.....	104
	Izjava o autorstvu	
	Izjava o istovetnosti štampane i elektronske verzije doktorskog rada	
	Izjava o korišćenju	

## LISTA SLIKA I TABELA

- Slika 2-1. Ilustracija transverzalno-električnog -TE (a.) i transverzalno-magnetnog -TM (b.) talasa. Incidentna je ravan crteža. Vektor  $k$  određuje pravac kretanja talasa..... 5
- Slika 2-2. Prelamanje na granici dve sredine kada je vektor električnog polja normalan na incidentnu ravan (a) i kada je paralelan incidentnoj ravni (b). U ovom slučaju se na ilustracijama mogu videti i promene faza upadnog talasa..... 7
- Slika 2-3. Fazni pomeraji upadnog talasa pri prelamanju u funkciji upadnog ugla za normalnu i paralelnu incidenciju, na granici silicijuma i silicijum dioksida..... 9
- Slika 2-4. Princip prostiranja vođenog moda u talasovodu (optičkom sistemu).. 10
- Slika 2-5. Ilustracija dvodimenzionalno ograničenog talasovoda: ograničenja su po  $x$  i  $y$  pravcima, a moguće prostiranje je po  $z$ -pravcu..... 12
- Slika 2-6. Oblici talasovoda po poprečnom preseku: a. trakasti (*strip*); b. rebrasti (*rib*); c. simetričan rebrasti sa oksidnim pokrivačem; d. simetričan rebrasti sa nagnutom bočnom stranicom..... 13
- Slika 2-7. Ilustracija metode efektivnog indeksa za rešavanje dvodimenzionalno ograničenog talasovoda..... 15
- Slika 3-1. Optički rezonatori oblika sličnog prstenu, sa po jednim ulaznim i izlaznim portom: a. prstenast (*ring*) i b. oblik atletske staze (*racetrack*). Označeni su najvažniji geometrijski parametri: poluprečnik krivine zakrivljenog talasovoda ( $\rho$ ) i dužina područja kaplovanja ( $L_c$ )..... 16
- Slika 3-2. Direkciono kapler i njegovi osnovni parametri:  $a$  i  $b$  su amplitude polja u prvom i drugom talasovodu, a  $\kappa$  su koeficijent kaplovanja (sprezanja).  
..... 18
- Slika 3-3. Ilustracija promene konstante prostiranja modova prilikom kaplovanja u talasovodima direkcionog kaplera: a. pre kaplovanja i b. posle

kaplovanja.....	20
Slika 3-4. Ilustracija procesa kaplovanja i okretanja polarizacionog stanja u skladu sa transfer matricama koji opisuju te procese. Oznaka $I$ se odnosi na ulazne ( <i>input</i> ) a $O$ na izlazne ( <i>output</i> ) komponente talasa.....	27
Slika 3-5. Slobodni spektralni opseg (FSR) i širina rezonantnog pika na polovini amplitude, FWHM ( <i>Full-Width at Half-Maximum</i> ). .....	31
Slika 3-6. Procenjeni gubici u zakrivljenom talasovodu i očekivani Q-faktor u funkciji poluprečnika krivine. Preuzeto iz [18].....	32
Slika 4-1. Oblik osnovnih struktura optičkih rezonatora sa više zatvorenih talasovoda a.) CROW struktura i b.) SCISSOR struktura.....	35
Slika 5-1. Osnovna podešavanja COMSOL Multiphysics RF modula za rešavanje problema u optici i fotonici.....	40
Slika 5-2. Izgled COMSOL Multiphysics radnog prostora pri uključenom grafičkom modu. Pravougaonikom je naglašena paleta za crtanje sa AutoCAD alatima. U radnom prostoru je prikazan poprečni presek rebrastog talasovoda. ....	41
Slika 5-3 Grafički prikaz rešenja u COMSOL-u: raspoleda vektikalne komponente vektora jačine električnog polja po poprečnom preseku talasovoda.....	42
Slika 5-4. Potencijalni modovi prostiranja horizontalne komponente električnog polja za različite vrednosti konstante prostiranja.....	43
Slika 5-5. Drugi oblik prikaza rezultata iz COMSOL Multiphysics paketa: <i>fem</i> struktura, njen sadržaj i način pristupa iz COMSOL Script radnog editora. ....	44
Slika 5-6. Frekvencijski odziv prenosne funkcije dobijen teorijskom simulacijom. Oznake TE-TE i TM-TM se odnose na delove odgovarajućih talasa koji nisu promenili polarizaciono stanje, a TE-TM na deo koji je okrenuo polarizaciju. ....	46
Slika 5-7. Geometrijski parametri poprečnog preseka talasovoda: širina ( $w$ ), nagibni ugao ( $\alpha$ ) i debljina oksida ( $t$ ) (proporcionalni prikaz).....	47

Slika 5-8. Zavisnost slobodnog spektralnog opsega od poluprečnika krivine zatvorenog talasovoda za različite vrednosti dužine područja kaplovanja. TM mod je prikazan punom linijom sa markerima, a odgovarajući TE mod isprekidanom.....	49
Slika 5-9. Zavisnost slobodnog spektralnog opsega od dužine područja kaplovanja za različite vrednosti poluprečnika krivine zatvorenog talasovoda. TM mod je prikazan punom linijom sa markerima, a odgovarajući TE mod isprekidanom.....	49
Slika 5-10. Zavisnost slobodnog spektralnog opsega kao funkcija dve promenjive, poluprečnika krivine i dužine područja kaplovanja. ....	50
Tabela 1. Vrednosti konstanti za fitovanu zavisnost slobodnog spektralnog opsega u funkciji poluprečnika krivine i dužine oblasti kaplovanja.....	51
Slika 5-11. Zavisnost položaja rezonantnog minimuma od poluprečnika krivine, za oba incidentna moda.....	52
Slika 5-12. Zavisnost položaja rezonantnog minimuma od dužine područja kaplovanja, za oba incidentna moda. ....	53
Slika 5-13. Zavisnost položaja rezonantnih minimuma od širine talasovoda za oba incidentna moda i poluprečnik $\rho = 100\mu\text{m}$ ( $\alpha=90^\circ$ , $t=0$ , $L_c=500\mu\text{m}$ ). ....	55
Slika 5-14. Zavisnost položaja rezonantnih minimuma od širine talasovoda za oba incidentna moda i poluprečnik $\rho = 200\mu\text{m}$ ( $\alpha=90^\circ$ , $t=0$ , $L_c=500\mu\text{m}$ ). ....	55
Slika 5-15. Zavisnost položaja rezonantnih minimuma od širine talasovoda za oba incidentna moda i poluprečnik $\rho = 300\mu\text{m}$ ( $\alpha=90^\circ$ , $t=0$ , $L_c=500\mu\text{m}$ ). ....	56
Slika 5-16. Odstupanje od rezonantne talasne dužine pri promeni širine talasovoda, za poluprečnik krivine $\rho = 300\mu\text{m}$ ( $\alpha=90^\circ$ , $t=0$ , $L_c=500\mu\text{m}$ ). ....	56
Slika 5-17. Zavisnost položaja rezonantnih minimuma od nagibnog ugla bočne ivice talasovoda za oba incidentna moda i $\rho = 100\mu\text{m}$ ( $w=1\mu\text{m}$ , $t=0$ , $L_c=500\mu\text{m}$ ). ....	57
Slika 5-18. Zavisnost položaja rezonantnih minimuma od nagibnog ugla bočne ivice	

talasovoda za oba incidentna moda i $\rho=200\mu\text{m}$ ( $w=1\mu\text{m}$ , $t=0$ , $L_c=500\mu\text{m}$ ). .....	58
Slika 5-19. Zavisnost položaja rezonantnih minimuma od nagibnog ugla bočne ivice talasovoda za oba incidentna moda i $\rho=300\mu\text{m}$ ( $w=1\mu\text{m}$ , $t=0$ , $L_c=500\mu\text{m}$ ). .....	58
Slika 5-20. Odstupanje od rezonantne talasne dužine pri promeni širine talasovoda, za poluprečnik krivine $\rho=200\mu\text{m}$ ( $w=1\mu\text{m}$ , $t=0$ , $L_c=500\mu\text{m}$ ).....	59
Slika 5-21. Zavisnost položaja rezonantnih minimuma od debljine oksidnog pokrivača talasovoda za oba incidentna moda i $\rho=100\mu\text{m}$ ( $w=1\mu\text{m}$ , $\alpha=90^\circ$ , $L_c=500\mu\text{m}$ ).....	60
Slika 5-22. Zavisnost položaja rezonantnih minimuma od debljine oksidnog pokrivača talasovoda za oba incidentna moda i $\rho=200\mu\text{m}$ ( $w=1\mu\text{m}$ , $\alpha=90^\circ$ , $L_c=500\mu\text{m}$ ).....	60
Slika 5-23. Zavisnost položaja rezonantnih minimuma od debljine oksidnog pokrivača talasovoda za oba incidentna moda i $\rho=300\mu\text{m}$ ( $w=1\mu\text{m}$ , $\alpha=90^\circ$ , $L_c=500\mu\text{m}$ ).....	61
Slika 5-24. Odstupanje od rezonantne talasne dužine pri promeni širine talasovoda, za poluprečnik krivine $\rho=100\mu\text{m}$ ( $w=1\mu\text{m}$ , $\alpha=90^\circ$ , $L_c=500\mu\text{m}$ ). .....	62
Slika 5-25. Q-faktor kao funkcija poluprečnika krivine i dužine područja kaplovanja. .....	63
Slika 6-1. Ilustracija poorečnog preseka SOI strukture u kojoj su pravljene optičke komponente. ....	66
Slika 6-2. Fotografija korišćene merne opreme. Preuzeto iz [18]. ....	67
Slika 6-3. Poprečni presek talasovoda direkcionog kaplera, dobijen pomoću SEM-a. Preuzeto iz [18].....	69
Slika 6-4. Eksperimentalno dobijen odziv optičkog rezonatora sa poluprečnikom krivine $\rho=200\mu\text{m}$ i dužinom područja kaplovanja $L_c=500\mu\text{m}$ . Nominalne vrednosti geometrijskih parametara poprečnog preseka: $w=1\mu\text{m}$ , $\alpha=90^\circ$	

	i $t=0.3\mu\text{m}$ .....	70
Slika 7-1.	Uporedni pregled odziva rezonatora za incidentni TE i TM mod. Prikazani su samo oni delovi talasa koji zadržavaju svoja polarizaciona stanja.....	71
Slika 7-2.	Ilustracija principa simulacije višestrukih prolaza svetlosti kroz <i>racetrack</i> rezonator. Promena polarizacionog stanja talasa je predstavljena promenom boje strelice. Parametri rezonatora: dužina kaplovanja $L_c$ , poluprečnik krivine zakrivljenja $\rho$ i koeficijent kaplovanja $\kappa$ .....	73
Slika 7-3.	Ilustracija pojavljivanja drugog rezonantnog minimuma u funkciji broja $N$ .....	74
Slika 7-4.	Deo matrice rešenja položaja rezonantnih minimuma u funkciji dužine oblasti kaplovanja (1. vrsta) i poluprečnika krivine talasovoda (kolona A).....	76
Slika 7-5.	Eksperimentalni i numerički rezultati za: a) ulazni TE mod i b) ulazni TM mod. Geometrijski parametri, nominalni i modifikovani, respektivno su: $L_c=500 / 504\mu\text{m}$ , $\rho =100 / 117.8 \mu\text{m}$ i $\alpha =90^\circ / 86^\circ$ . Širina talasovoda i debljina oksida u oba slučaja su $w=1\mu\text{m}$ i $t=0\mu\text{m}$ .....	78
Slika 7-6.	Eksperimentalni i numerički rezultati za: a) ulazni TE mod i b) ulazni TM mod. Geometrijski parametri, nominalni i modifikovani, respektivno su: $L_c=500 / 517\mu\text{m}$ , $\rho=200 / 211.2 \mu\text{m}$ , $w=1 / 0.9 \mu\text{m}$ i $\alpha=90^\circ / 86^\circ$ . Debljina oksida u oba slučaja je $t=0\mu\text{m}$ .....	79
Slika 7-7.	Eksperimentalni i numerički rezultati za: a) ulazni TE mod i b) ulazni TM mod. Geometrijski parametri, nominalni i modifikovani, respektivno su: $L_c=500 / 509.8\mu\text{m}$ , $\rho =300 / 312.5 \mu\text{m}$ , $w=1 / 0.96 \mu\text{m}$ i $\alpha =90^\circ / 86^\circ$ . Debljina oksida u oba slučaja je $t=0\mu\text{m}$ .....	80
Slika 7-8.	Zavisnost relativnog koeficijenta kaplovanja od širine procepa, preuzeto iz [58].....	82



## **SPISAK SKRAĆENICA I OZNAKA**

BMP – Beam Propagation Model

Model prostiranja zraka

CMT – Coupled Mode Theory

Teorija o spregnutim modovima

CROW – Coupled Resonator Optical Waveguides

Optički talasovodi sa spregnutim rezonatorima

FSR – Free Spectral Range

Slobodni spektralni opseg

RF – Radiofrequency

Radiofrekvencija

SCISSOR – Side-Coupled Integrated Spaced Sequences of Optical Resonators

Bočno spregnuti prostorno nanizani integrisani optički rezonatori

SOI – Silicon on Insulator

Silicijum na izolatoru (silicijum dioksidu)

TE – Transverse Electric

Transverzalno - električni (talas)

TM – Transverse Magnetic

Transverzalno - magnetni (talas)

$\mathbf{E}$  – vektor jačine električnog polja  
 $\varepsilon$  – dielektrična permitivnost  
 $\mu$  – magnetna permeabilnost  
 $\mathbf{k}, \mathbf{k}_0$  – propagacioni vektor, u vakuumu  
 $\omega$  – kružna frekvencija  
 $\lambda$  – talasna dužina  
 $\beta$  – propagaciona konstanta  
 $N_g, n_g$  – grupna brzina  
 $\gamma$  – gubici u talasovodima  
 $n$  – indeks prelamanja  
 $L_c$  – dužina oblasti kaplovanja  
 $\rho$  – poluprečnik zakrivljenja talasovoda  
 $w$  – širina talasovoda  
 $\alpha$  – nagibni ugao bočne strane talasovoda  
 $t$  – debljina oksidnog pokrivača  
 $\kappa$  – koeficijent kaplovanja  
 $T_{b,c}$  – transfer matrice  
 $H$  – prenosne funkcije

## 1. UVOD

Retko koja grana fizike je doživela takvu renesansu kao što je to slučaj sa optikom. Sredinom prošlog veka, u vreme intenzivnog razvoja i minijaturizacije elektronskih komponenata, tretirana je kao relativno 'izučena' oblast, u kojoj se ne očekuje neki spektakularan tehnološki napredak. Naravno, elektromagnetni talasi su korišćeni u prenosu podataka i preko predajnih i prijemnih antena interagovali sa elektronikom, ali su tek retki u to vreme pretpostavljali intenzivniju ulogu svetlosti na uštrb elektrona. Optoelektronika je u telekomunikacije ušla na mala vrata odškrinuta otkićem i proizvodnjom lasera i optičkih vlakana. Ta vrata su široko otvorili novi poluprovodnički i dielektrični materijali sa izuzetnim optičkim osobinama. Oni su omogućili fotodetekciju i stvaranje kompaktnih optoelektronskih uređaja. Danas se moderne telekomunikacije ne samo intenzivno oslanjaju na optičke komponente već uveliko baziraju svoj razvoj upravo na optici.

Fotonski uređaji zauzimaju posebno mesto među optičkim komponentama, zahvaljujući mogućnostima fabrikacije različitih uređaja širokih performansi u integrisanoj tehnologiji. Sam pojam fotonika je nastao kao ekvivalent elektronici, aludirajući pri tome ne samo na sličnost u tehnologiji izrade, već i na njihovu suštinsku povezanost. Cilj integrisanja optičkih komponenata je formirati optičke čipove na kojima se mogu istovremeno formirati uređaji za generaciju svetlosti, fokusiranje, razdvajanje, sprežanje (kaplovanje, *coupling*), polarizaciju, modulaciju, filtriranje, komutaciju, detekciju i druge procese. Za razliku od elektronskih integrisanih kola, za fotonska se nije izdvojio materijal sa idealnim osobinama za izradu svih vrsta uređaja. Često se koristi litijum-niobat sa difundovanim titanijumom, jer ima izuzetne elektro-optičke i akusto-optičke osobine. Klasična poluprovodnička jedinjenja III-V grupe, kao što su galijum-arsenid ili indijum-fosfid mnogo obećavaju jer omogućavaju izradu aktivnih uređaja i njihovu dobru integraciju. Međutim, u ovoj disertaciji je opisano istraživanje koje je sprovedeno na materijalu koji se izdvaja manje svojim optičkim osobinama, koliko cenom, dostupnošću i vrlo aktuelnoj mogućnosti povezivanja sa elektronskim integrisanim

kolima. U pitanju je silicijum na podlozi od silicijum dioksida (SOI, Silicon-On-Insulator). Iako je pogodan uglavnom za izradu pasivnih komponenata, relativno jednostavna i razvijena tehnologija izrade, kao i cena, svrstavaju ga u vrlo atraktivne platforme. Značajno je i to što je silicijum poluprovodnik pogodan za dopiranje, transparentan u oba telekomunikaciona prozora ( $1.3\mu\text{m}$  i  $1.55\mu\text{m}$ ), sa velikom vrednošću indeksa prelamanja. Njegov oksid se lako generiše, stabilan je izolator i pokazuje veliku razliku u indeksu prelamanja u odnosu na silicijum [1].

Optički rezonatori su pasivne strukture koje se sastoje iz najmanje jednog pravolinijskog talasovoda i drugog zatvorenog, kružnog (*ring*) ili ovalnog (racetrack), u neposrednoj blizini. Osnovna struktura, sa jednim pravolinijskim talasovodom, naziva se fazni pomerač (*phase shifter*). Dodavanjem drugog pravolinijskog talasovoda sa druge strane zatvorenog, te uvećavanjem broja zatvorenih talasovoda u strukturi, povećava se funkcionalnost elementa. U zavisnosti od dimenzija i strukture, rezonator može obavljati različite funkcije: filter, ruter, senzor, modulator, multiplekser / demultiplekser i sl. Dimenzionisanje pri projektovanju rezonatora ali i preciznost u procesu proizvodnje su krucijalni problemi. Dva najbitnija fizička procesa koja prate prostiranje u takvoj strukturi su sprezanje u direkcionom kapleru i delimična promena polarizacionog stanja u zatvorenom talasovodu. Njihovo dalje proučavanje i korišćenje u fotonimskim čipovima ima perspektivnu budućnost, jer omogućava konstrukciju gusto integrisanih i skalabilnih komponenata u budućim optičkim komunikacionim sistemima i senzorima.

Teorijski modeli koji opisuju prostiranje svetlosti zasnivaju se uglavnom na modelu propagacije snopa - BPM (*Beam Propagation Model*) koji podrazumeva rešavanje potpunih vektorskih jednačina, pretpostavljajući rešenje u obliku talasne jednačine sa sporopromenljivom amplitudom [2]. Na BPM model se oslanja i teorija spregnutih modova - CMT (*Coupled Mode Theory*), kojom se na praktičan način mogu opisati oba relevantna fizička procesa u optičkom rezonatoru [3]-[9].

U okviru ove disertacije prvo je napravljen proračun prostiranja svetlosti kroz optički rezonator na osnovu postojećeg teorijskog modela. Detaljno je analiziran uticaj relevantnih geometrijskih parametara rezonatora na najvažnije aspekte

prostiranja svetlosti u njemu. Zbog odstupanja koje se javlja između klasično simuliranih i eksperimentalnih rezultata, postojeći CMT model je proširen uvođenjem činjenice da svetlost koja u procesu kaplovanja pređe u zatvoreni talasovod može u njemu da kruži izvesno vreme pre nego što se istim procesom vrati u pravolinijski deo i napusti rezonator. Frekvencijski odziv koji opisuje prostiranje kroz rezonator dobijen simulacijom na taj način, može da ima dva rezonantna minimuma u okviru jednog slobodnog spektralnog opsega - FRS (*Free Spectral Range*) intervala, kao što pokazuju i eksperimentalno dobijeni odzivi. Pretpostavljeno je da je pojava dodatnog rezonantnog minimuma posledica međusobnog delovanja TE (transverzalno-električnog) i TM (transverzalno-magnetnog) moda koji se javljaju prilikom prostiranja. Analizom njihovog međusobnog uticaja i interakcije otvara se mogućnost boljeg razumevanja i predikcije uslova za dobijanje polarizaciono nezavisnih optičkih rezonatora [10], [11], [12].

## 2. OSNOVE PROSTIRANJA SVETLOSTI U INTEGRISANOM TALASOVODU

Da bi mogli detaljno objasniti efekte koji se događaju prilikom prostiranja svetlosti u optičkom rezonatoru, potrebno je krenuti od osnovnih principa prostiranja elektromagnetnih talasa u neprovodnoj sredini.

### 2.1. Talasna jednačina

Izvedena iz Maksvelovih jednačina elektromagnetskog polja, talasna jednačina je polazna osnova za rešavanje prostiranja elektromagnetskih talasa bilo kog oblika. Za slučaj prostiranja u neprovodnoj (dielektričnoj) sredini, postaje:

$$\nabla^2 \vec{E} = \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.1)$$

Ova jednačina se može napisati u istom obliku i za ostale vektore (vektore indukcije električnog i magnetnog polja, vektor jačine magnetnog polja), te se često piše u skalarnoj formi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}, \quad (2.2)$$

gde  $\psi$  predstavlja bilo koju komponentu nekog od vektora elektromagnetnog polja, a  $\varepsilon$  i  $\mu$  su dielektrična propustljivost i magnetna permeabilnost sredine kroz koju se talas prostire. U jednostavnom slučaju ravanskih talasa koji se prostiru po jednom pravcu (na primer z pravac), rešenje se može tražiti u obliku:

$$\psi(r, t) = \psi_0 e^{i(kz - \omega t)}, \quad (2.3)$$

gde je  $\psi_0$  amplituda talasa,  $\mathbf{k}$  je propagacioni vektor i  $\omega$  kružna frekvencija. Pri tome se podrazumeva da je stvarni talas opisan realnim delom jednakosti (2.3). S obzirom da su brzine prostiranja talasa u vakumu i materijalnoj sredini (fazna brzina):

$$c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0} \quad \text{t.j.} \quad v = 1/\sqrt{\epsilon\mu} , \quad (2.4)$$

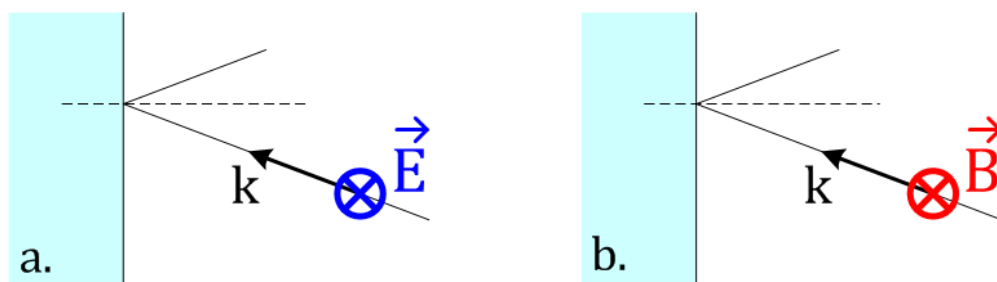
osnovne veze između parametara talasa se mogu pisati u sledećem obliku:

$$k = \sqrt{\epsilon\mu}\omega = \frac{\omega}{v} = \frac{\omega}{c}n = k_0n , \quad (2.5)$$

pri čemu je  $k_0$  propagacioni vektor pri prostiranju u vakuumu, a  $n$  je indeks prelamanja sredine u kojoj se talas prostire.

Uz propagacioni vektor  $k$  praktično je odmah spomenuti i veličinu koja ima istu dimenziju i često se u literaturi nalazi umesto vektora  $k$ , kao oblik rešenja za neku od komponenata elektromagnetnog talasa. To je propagaciona konstanta (ili konstanta prostiranja); označava se simbolom  $\beta$ , i o njoj će biti reči u narednom poglavlju. U stvari, propagaciona konstanta je samo realni deo vektora prostiranja, koji u najopštijem slučaju može biti kompleksan broj.

U elektromagnetskom talasu vektori električnog i magnetnog polja su u svakom trenutku međusobno normalni, ali mogu zauzimati bilo koji pravac u ravni normalnoj na pravac prostiranja talasa (nepolarizovan talas). Za primenu u integrisanoj optici značajniji su polarizovani talasi. U tom slučaju je potrebno definisati i ravni u kojima osciluju vektori električnog i magnetnog polja, te njihov položaj u odnosu na incidentnu ravan. Jedna varijanta je prikazana na slici 2-1.



Slika 2-1. Ilustracija transverzalno-električnog -TE (a.) i transverzalno-magnetnog -TM (b.) talasa. Incidentna je ravan crteža. Vektor  $k$  određuje pravac kretanja talasa.

Pravac prostiranja talasa i pravac normale na sredinu definišu incidentnu ravan. Ukoliko je vektor električnog polja normalan na incidentnu ravan, talas se označava kao transverzalno-električni (TE) talas. Pri tome će vektor magnetnog polja biti u incidentnoj ravni. Slično, ako je vektor magnetnog polja normalan na incidentnu

ravan, talas se označava kao transverzalno-magnetni (TM) talas, i za njega je vektor električnog polja u incidentnoj ravni. U složenijim optičkim slučajevima, karakterističnim za integrisane optičke komponente, ne postoji jedinstvena incidentna ravan u odnosu na koju bi trebalo posmatrati komponente električnog i magnetnog polja, pa se TE odnosno TM talasi definišu po pravcu koji zauzimaju u odnosu na geometriju sistema. U takvim slučajevima se najčešće pravac prostiranja talasa definiše kao z-pravac a vertikalni pravac kao  $y$ . Ukoliko je komponenta električnog polja predominantno po vertikalnom,  $y$ -pravcu, talas se označava kao kvazi-TE, a ako je najveća komponenta po horizontalnom,  $x$ -pravcu, talas je kvazi-TM.

Tip incidentnog talasa i način njegovog ulaska u sistem imaju dalje implikacije na funkciju samog optičkog sistema. Parametri prostiranja talasa po pravilu zavise i od pravca pod kojim u sistem ulaze električno i magnetno polje. Da bi se videlo na koji način se to dešava, potrebno je proučiti osnovne principe koji opisuju prostiranje u talasovodu, osnovi svih integrisanih optičkih sistema.

## **2.2. Osnovni optički zakoni**

Osnovna pojava koja se događa prilikom ulaska i prostiranja elektromagnetskog talasa kroz optički sistem je prelamanje na graničnoj površini dve optički različite sredine. Pri tome se, da bi do prostiranja uopšte došlo (recimo u optičkom vlaknu ili talasovodu) koristi princip totalne refleksije.

Prilikom prelamanja talasa na razdvojnoj površini mora biti zadovoljen Snellius-Dekartov zakon prelamanja koji definiše pod kojim uglom će se prostirati reflektovani i transmitovani talas, ako je poznato pod kojim upadnim uglom zrak dolazi na graničnu površinu. Međutim, taj osnovni zakon ne tretira svetlost kao elektromagnetni talas i ne definiše koliki njegov udeo će biti reflektovan a koliki transmitovan, te da li će pri tome doći do faznog pomaka i kolikog. Posmatrajući svetlost kao talas, mogu se izračunati Frenelovi neimenovani koeficijenti refleksije i transmisije ( $r$  i  $t$ ), definisani kao odnosi intenziteta vektora električnog polja reflektovanog i incidentnog (odnosno transmitovanog i incidentnog) talasa, te se na



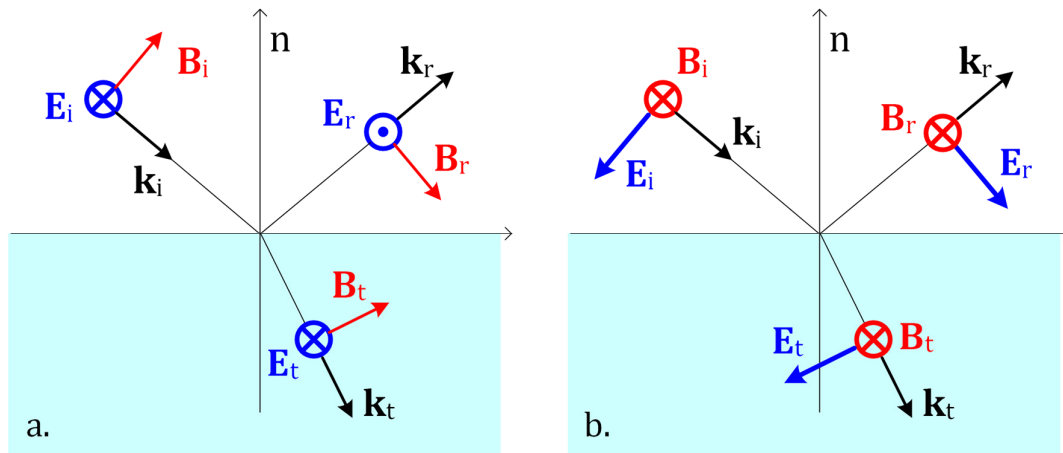
taj način može odrediti raspodela energije u obe optičke sredine. Frenelovi koeficijenti zavise, pored ugla pod kojim talas dolazi na graničnu površinu, i od toga koje pravce zauzimaju vektori električnog i magnetnog polja upadnog talasa u odnosu na incidentnu ravan. Ilustracija na kojoj su prikazani relevantni parametri za prelamanje na granici dve optičke sredine data je na slici 2-2.

Koeficijenti refleksije za slučaj normalnog i paralelnog električnog polja dati su sledećim izrazima [13]:

$$r_n = \frac{n_i \cos \theta_i - n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t} = -\frac{\sin(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \quad (2.6)$$

$$r_p = \frac{n_t \cos \theta_i - n_i \cos \theta_t}{n_t \cos \theta_i + n_i \cos \theta_t} = \frac{\tan(\theta_i - \theta_t)}{\tan(\theta_i + \theta_t)}$$

gde su  $n_i$  i  $n_t$  indeksi prelamanja a  $\theta_i$  i  $\theta_t$  upadni i prelomni ugao u incidentnoj i transmitovanoj sredini, respektivno. Za prelamanje kao na slici 2-2, iz optički ređe u optički gušću sredinu,  $r_n$  će uvek biti negativno, što za posledicu ima promenu faze vektora jačine električnog polja.



Slika 2-2. Prelamanje na granici dve sredine kada je vektor električnog polja normalan na incidentnu ravan (a) i kada je paralelan incidentnoj ravni (b). U ovom slučaju se na ilustracijama mogu videti i promene faza upadnog talasa.

Za optičke sisteme je zanimljivija situacija kada talas dolazi iz optički gušće sredine i prelama se na granici sa optički ređom. Pri upadnom uglu većem od kritičnog talas doživljava totalnu refleksiju; vraća se u incidentnu sredinu pod uglom

jednakim upadnom, u odnosu na normalu. U tom slučaju će koeficijenti (totalne) refleksije za normalno i paralelno električno polje postati kompleksni brojevi, što se lako može videti kada bi jednakosti (2.6) bile preformulisane tako da su izražene u funkciji upadnog ugla. U tom slučaju se formalni transmitovani talas prostire pod uglom:

$$\cos \theta_t = -\sqrt{1 - \sin^2 \theta_t} = -\sqrt{1 - \frac{n_i^2}{n_t^2} \sin^2 \theta_i} = -i\sqrt{n_i^2 \sin^2 \theta_i / n_t^2 - 1} = -ib, \quad (2.7)$$

jer je  $\theta > \theta_c = \arcsin(n_t/n_i)$ , gde je  $\theta_c$  kritični ugao za totalnu refleksiju. Zbog toga je izraze (2.6) pogodno napisati u obliku:

$$\begin{aligned} r_n &= \frac{n_i \cos \theta_i + in_t b}{n_i \cos \theta_i - in_t b} = \frac{z_n}{z_n^*} = e^{i\phi_n} \\ r_p &= \frac{n_t \cos \theta_i + in_i b}{n_t \cos \theta_i - in_i b} = \frac{z_p}{z_p^*} = e^{i\phi_p} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Pri tome je očigledno da je:

$$R = |r|^2 = rr^* = 1, \quad (2.9)$$

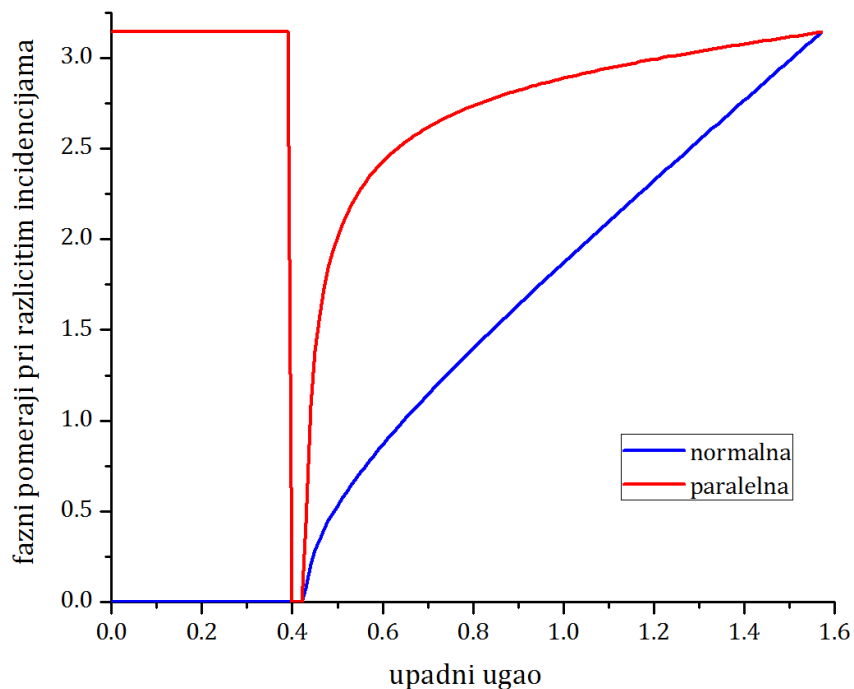
gde je sa opštim  $r$  označen  $r_n$  ili  $r_p$ . Reflektansa,  $R$  je odnos snaga (fluksa) reflektovanog i incidentnog talasa, te je očigledno da se energija vraća u sredinu iz koje i dolazi, što omogućava 'zatvaranje' talasa, odnosno ograničenje njegovog prostiranja.

Koristeći jednakosti (2.8) lako je izračunati i fazne pomeraje reflektovanog talasa pri normalnoj i paralelnoj incidenciji:

$$\begin{aligned} \phi_n &= 2 \arctan \frac{n_t b}{n_i \cos \theta_i} \\ \phi_p &= 2 \arctan \frac{n_i b}{n_t \cos \theta_i} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Ove vrednosti faznih pomeraja su bitni parametri pri proceni uslova prostiranja talasa u ravnim talasovodima i određivanju mogućih modova prostiranja. Računate

vrednosti faznih pomeraja pri normalnoj i paralelnoj incidenciji za sve upadne uglove ( $0, \pi/2$ ) na granici silicijuma ( $n_{Si}=3.476$ ) i silicijum-dioksida ( $n_{SiO_2}=1.444$ ) prikazane su na slici 2-3. Lako se uočavaju Brusterov ugao (granica polarizacije pri refleksiji)  $\theta_p=0.3937$  rad ( $\approx 22,56^\circ$ ), te kritični ugao za totalnu refleksiju  $\theta_c=0.4284$  rad ( $\approx 24,55^\circ$ ), posle kog se fazni pomeraji menjaju kontinualno (koeficijenti refleksije postaju imaginarni).



Slika 2-3. Fazni pomeraji upadnog talasa pri prelamanju u funkciji upadnog ugla za normalnu i paralelnu incidenciju, na granici silicijuma i silicijum dioksida.

### 2.3. Prostorno ograničavanje talasa

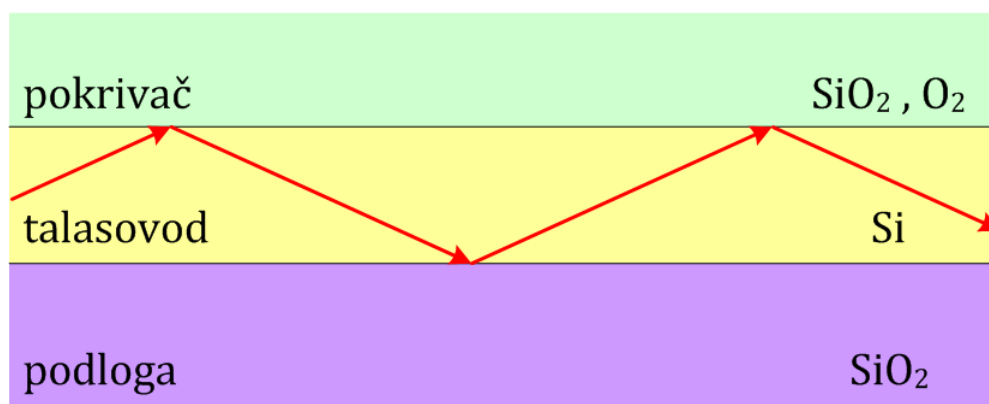
Praktično, u optičkim sistemima bitni su jedino talasi koji se mogu prostorno ograničiti, tako da se prostiru kroz unapred predviđen medijum (npr. talasovod). Takav tip prostiranja se naziva vođeno, postiže se na taj način što se uz talasovod postave materijali manjeg indeksa prelamanja, tako da talas koji jednom uđe u talasovod ostaje u njemu jer na svakoj graničnoj površini doživljava totalnu refleksiju. U slučaju ograničenja samo po jednom, na primer vertikalnom pravcu dobija se ravanski talasovod kroz koji se talas može prostirati u celoj horizontalnoj

ravni. Primenom graničnih uslova na razdvojnim površinama, iz Maksvelovih jednačina se dobija nova talasna jednačina, za talas koji se kreće po z-pravcu:

$$\frac{d^2\psi_z}{dx^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2)\psi_z = 0, \quad (2.11)$$

gde  $\psi$  zamenjuje bilo koju od komponenata elektromagnetnog polja ( $E_z$  ili  $H_z$ ),  $k_0$  je vektor prostiranja talasa u vazduhu,  $n$  indeks prelamanja sredine i  $\beta$  konstanta prostiranja talasa u datoj sredini. Očigledno da će oblik rešenja zavisi od znaka izraza u zagradi,  $k_0 n - \beta$ .

Na slici 2-4 je ilustrovan princip ograničavanja na primeru ravanskog silicijumskog talasovoda ( $n_{Si}=3.476$ ) na oksidnoj podlozi ( $n_{SiO_2}=1.444$ ). Talasovod može biti prekriven oksidnim slojem ili vazduhom. Ovakav raspored slojeva na uzorku je osnova građe SOI optičkih sistema (*Silicon-On-Insulator*).



Slika 2-4. Princip prostiranja vođenog moda u talasovodu (optičkom sistemu).

Elektromagnetski talas se kroz talasovod prostire cik-cak linijom, koja se sastoji od pravolinijskih segmenata između dve totalne refleksije na granicama sa materijalima koji okružuju talasovod. U jednom periodu koji se sastoji od dva uzastopna pravolinijska segmenta i dve totalne refleksije, talas akumulira ukupno fazno kašnjenje srazmerno dužini putanje i faznim pomerajima koji se događaju pri refleksiji. Da bi bio ispunjen uslov konstruktivne interferencije, te da bi takav talas egzistirao u talasovodu, ukupno fazno kašnjenje mora biti jednako celobrojnom umnošku  $2\pi$ :

$$2n_t dk \cos \theta - \phi_1 - \phi_2 = 2m\pi, \quad (2.12)$$

pri čemu je  $n_t$  je indeks prelamanja materijala kroz koji se talas prostire,  $d$  je njegova debljina,  $k \cos \theta$  komponenta vektora prostiranja po vertikalnom pravcu,  $\theta$  upadni ugao na granicama gde se događa totalna refleksija, a  $\phi_1$  i  $\phi_2$  su fazni pomeraji pri refleksijama na granicama sa podlogom i pokrivačem. Očigledno da će za svaki talasovod samo neki od talasa koji bi mogli da se prostiru ispunjavati date uslove i oni definišu dozvoljene modove tog talasovoda. U tom smislu se definiše konstanta prostiranja moda, kao komponenta vektora u pravcu prostiranja, pod uglom za koji je ispunjen uslov (2.12):

$$\beta_m = n_t k \cos \theta_m \quad (2.13)$$

U zavisnosti od broja modova koji se mogu prostirati kroz njega, talasovod se označava kao monomodan ili višemodan. Uslov monomodnosti talasovoda je često poželjan u optičkim sistemima.

Efektivni indeks prelamanja je još jedna neimenovana veličina kojom se može praktično opisati uslov prostiranja u nekoj sredini. Definiše se na sledeći način:

$$N = \beta/k_0 = n \sin \theta, \quad (2.14)$$

pa se može objasniti i kao indeks prelamanja koji 'doživljava' mod prilikom prostiranja u talasovodu. Komponenta vektora prostiranja po horizontalnom z-pravcu u talasovodu bi bila:

$$k_z = k_0 n \sin \theta = N k_0 = \beta \quad (2.15)$$

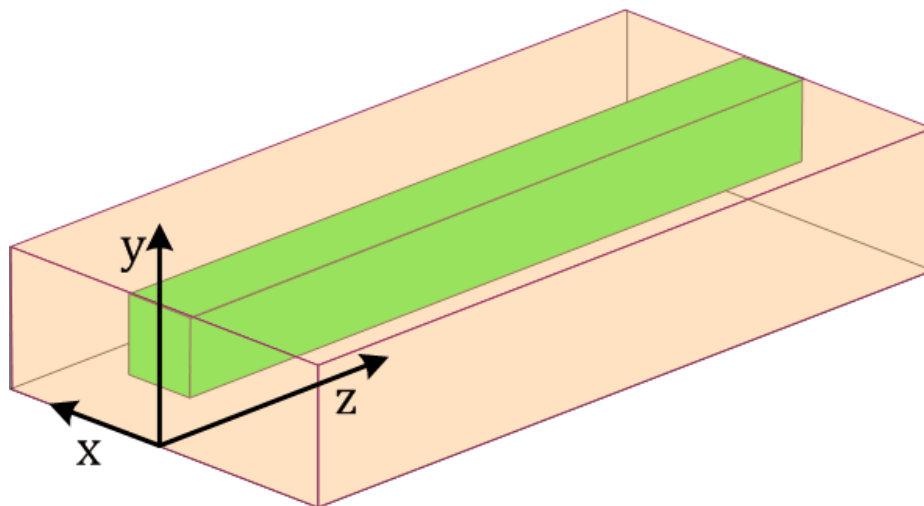
Ovaj izraz je sličan jednakosti (2.5), ali treba imati u vidu da je (2.5) izraženo za talas koji se slobodno prostire u sredini indeksa prelamanja  $n$ , a (2.15) u ograničenom talasovodu.

Razmatrajući oblike rešenja talasne jednačine u ravanskom talasovodu, dakle pri prostornom ograničenju, zaključuje se da se talas može prostirati samo u sredini u kojoj je  $n > N$  ( $k_0 n - \beta > 0$ ). U sredinama za koje važi da je  $n < N$  ( $k_0 n - \beta < 0$ ),

rešenje talasne jednačine bi bilo u obliku eksponencijalno opadajuće funkcije, dakle talas vrlo brzo iščezava, što se lako uočava i iz (2.11).

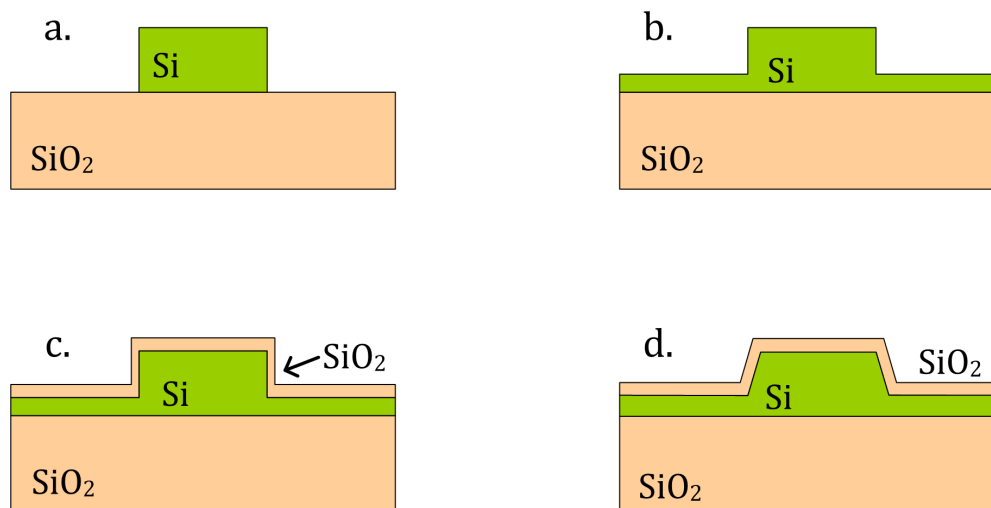
### 2.3.1. Dvodimenzionalno ograničenje

Ograničavanje prostiranja talasa samo po jednom pravcu (kao na slici 2-3, vertikalni pravac) nije praktično u optičkim sistemima, jer se puno energije talasa može rasipati bočno; difrakcijom, disperzijom i sličnim efektima. Pored toga, u integrisanim optičkim sistemima treba voditi računa i o ukupnoj površini koju optički uređaj zauzima na integrisanom kolu. Zbog toga je neophodno ograničiti talas, pored vertikalnog, i u jednom horizontalnom pravcu, što ostavlja samo jedan pravac za prostiranje. Obično se dozvoljeni pravac prostiranja označava kao z-pravac, a ograničeni su horizontalni x i vertikalni y-pravac, kao na slici 2-5.



Slika 2-5. Ilustracija dvodimenzionalno ograničenog talasovoda: ograničenja su po x i y pravcima, a moguće prostiranje je po z-pravcu.

Po poprečnom preseku talasovodi mogu biti različitih oblika i položaja u odnosu na podlogu. Uglavnom se pri projektovanju predviđa četvrtasti oblik, mada se pri procesu proizvodnje neminovno događaju manja odstupanja. Na slici 2-5 je ilustrovan tzv. ukopani talasovod. Pored toga, najčešći oblici koji se javljaju su trakasti i rebrasti, slika 2-6.



Slika 2-6. Oblici talasovoda po poprečnom preseku: a. trakasti (*strip*); b. rebrasti (*rib*); c. simetričan rebrasti sa oksidnim pokrivačem; d. simetričan rebrasti sa nagnutom bočnom stranicom.

Talasovodi mogu biti 'otvoreni' sa gornje strane (asimetrični); vazduh sa indeksom prelamanja  $n_0=1$  sigurno obezbeđuje osnovni uslov ograničavanja (slike 2-5, 2-6.a i 2-6.b). Ukoliko je prekriven oksidnim slojem, dobija se simetrični talasovod (2-6.c i 2-6.d), okružen sa svih strana materijalom istog indeksa prelamanja. Oksidni sloj sa gornje strane talasovoda više služi kao mehanička zaštita od okolnih uticaja i temperaturni kompenzator, neće benefitno uticati na uslov ograničenja.

Iako neki autori rebrasti talasovod ne ubrajaju striktno u dvodimenzionalno ograničene, elektromagnetni talas se, iako teorijski može da se prostire i u tankom silicijumskom sloju, ipak koncentriše u delu sa najvećom visinom. Upravo je rebrasti oblik talasovoda osnova na kojoj je napravljena optička struktura koja je tema ove disertacije. Naime, oni obično imaju manje gubitke prostiranja, veću funkcionalnu fleksibilnost, efikasnije kaplovanje i bolje kofiniranje upadnog snopa. Pored toga, tanki, necovani deo silicijuma (*slab*) može biti dopiran nečistoćama, tako da se u njemu lako mogu napraviti metalni kontakti i elektrode za povezivanje aktivnih uređaja.

Zakovitosti i jednačine koje su korišćene da se opiše ograničenje talasa po jednom pravcu, koriste se i za dvodimenzionalno ograničenje. Osnovni uslov koji bi trebalo ispuniti ostaje isti: indeks prelamanja sredine kroz koju je predviđeno

prostiranje mora biti veći od indeksa prelamanja okoline. Da bi našli parametre realnog talasa, koji može da se prostire kroz talasovod, sada je potrebno rešiti dvodimenzionalnu talasnu jednačinu:

$$\frac{\partial^2 \psi_z(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_z(x, y)}{\partial y^2} + [k_0^2 n^2(x, y) - \beta^2] \psi_z(x, y) = 0 \quad , \quad (2.16)$$

gde  $\psi$  zamenjuje bilo koju od komponentata elektromagnetnog polja ( $E_z$  ili  $H_z$ ) po pravcu prostiranja talasa. Rešavanjem ove jednačine se dobijaju moguće vrednosti za konstante prostiranja talasa, one koje ispunjavaju uslove prostiranja u datoj strukturi. Oblik rešenja ove dvodimenzionalne diferencijalne jednačine opet zavisi od znaka člana u uglastoj zagradi ( $k_0 n - \beta \geq 0$ ). Oznaka  $n(x, y)$  pokriva najopštiji slučaj kada indeks prelamanja talasovoda nije konstantan po poprečnom preseku.

Ako se sa  $n_t$ ,  $n_s$  i  $n_c \leq n_s$  označe indeksi prelamanja materijala od kog su formirani talasovod, podloga (*supstrat*) i pokrivač (*cover*), respektivno, tada je uslov da talas bude ograničen po oba pravca:

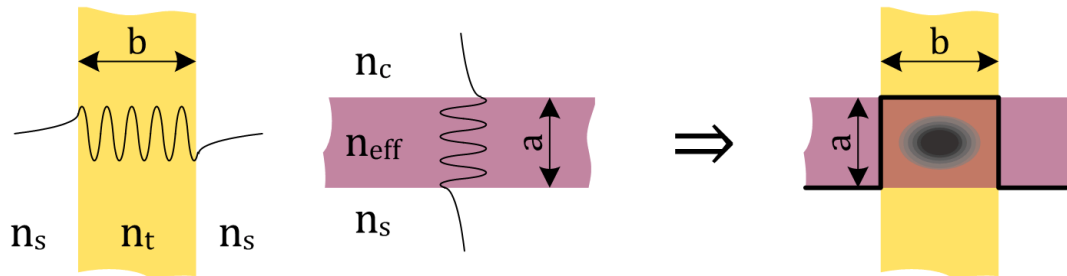
$$k_0 n_s < \beta < k_0 n_t \quad (2.17)$$

S obzirom da je sad slučaj složeniji, razvijeni su aproksimativni modeli za izračunavanje propagacionih konstanti mogućih modova. Jedan od njih je i metod efektivnog indeksa, koji se može primeniti i za talasovode koji nemaju isključivo četvrtasti oblik poprečnog preseka, te za talasovode sa različitim tipovima promena indeksa prelamanja (stepenast, kontinualan, sa raznim oblicima nehomogenosti i sl.).

Princip metode efektivnog indeksa se sastoji od rešavanja dva slučaja ograničenja po jednom pravcu, tretirajući onaj drugi pravac po kom postoji ograničenje kao parametar [1]. U tom slučaju, za električno polje ravanskog talasa koje osciluje po y-pravcu, razmatra se vertikalno ograničenje, a sve promene parametara prostiranja koje mogu da se dogode su funkcije x-kordinate. Taj slučaj se označava kao TM talas. Slično, kad električno polje osciluje po x-pravcu, rešava se ograničenje po tom pravcu, a promene su funkcije y-kordinate. Naravno, u oba slučaja se talas prostire po z-pravcu. Princip je ilustrovan na slici 2-7: kombinacija



dva međusobno ortogonalna ograničenja po jednom pravcu kao rezultat daju dvodimenzionalno ograničenje.



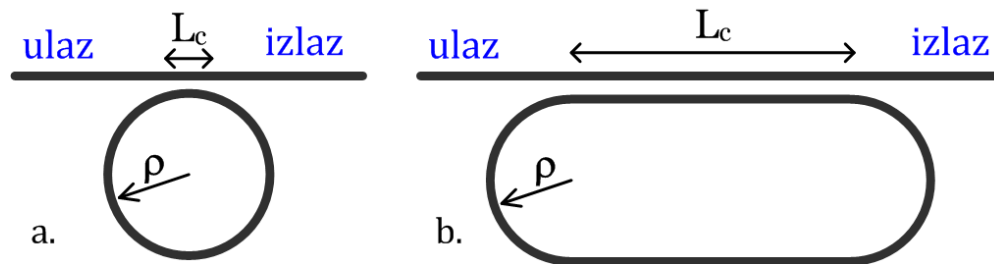
Slika 2-7. Ilustracija metode efektivnog indeksa za rešavanje dvodimenzionalno ograničenog talasovoda.

Na istoj slici je prikazan slučaj kada je obezbeđen uslov vođenog talasa (2.17) za oba pravca: u talasovodu je rešenje talasne jednačine prostoperiodična funkcija a izvan talasovoda opadajuća eksponencijalna. Konačno rešenje prostiranja talasa pri dvodimenzionalnom ograničenju ilustrovano je na kraju slike 2-7, za osnovni mod prostiranja ( $TE_{00}$ ), koji svakako ne mora biti i jedini.

Danas se češće koriste dostupni komercijalni softveri pomoću kojih se uz pravilno postavljena ograničenja i početne/granične uslove jednostavno dobijaju relevantni parametri prostiranja za bilo koju geometriju talasovoda.

### 3. OPTIČKI REZONATOR

Optičkim rezonatorima je u ovom radu označena posebna vrsta direkcionih kaplera (sprežnjaka) kod kojih je drugi talasovod zatvoren i oblika sličnog prstenu (*ring*, *racetrack*), slika 3-1. Oni se u literaturi direktno nazivaju *ring* ili *racetrack* rezonatori, ali taj termin zbog nepostojanja adekvatnog prevoda ipak zamenjen nešto opštijim pridevom 'optički'. Na slici 3-1 je prikazana osnovna struktura rezonatora sa jednim zatvorenim i jednim pravolinijskim (*bus*) talasovodom, u literaturi poznata kao *phase shifter*. Dodavanje još jednog pravolinijskog talasovoda, obično paralelno prvom, postavljenog sa druge strane zatvorenog talasovoda proširuje funkcionalni raspon optičke strukture, ali nije neophodan za osnovnu analizu rada i modelovanje uređaja.



Slika 3-1. Optički rezonatori oblika sličnog prstenu, sa po jednim ulaznim i izlaznim portom: a. prstenast (*ring*) i b. oblik atletske staze (*racetrack*). Označeni su najvažniji geometrijski parametri: poluprečnik krivine zakrivljenog talasovoda ( $\rho$ ) i dužina područja kaplovanja ( $L_c$ ).

Dva najbitnija fizička procesa koja prate prostiranje u takvoj strukturi su kaplovanje (sprezanje) u direkcionom kapleru i delimična promena polarizacionog stanja u zatvorenom talasovodu. Rastojanje između pravolinijskog i zatvorenog talasovoda određuje efikasnost kaplovanja, a time i kvalitet uređaja. Kaplovanje je efikasnije za manja rastojanja, ali je smanjenje ograničeno procesom proizvodnje. Zakrivljenost prstenastog talasovoda omogućava polarizacionu konverziju, ali ako je poluprečnik krivine premali, gubici postaju preveliki i postoji rizik da signal napusti talasovod. Zbog toga je dimenzionisanje pri projektovanju rezonatora, ali i preciznost u procesu proizvodnje krucijalni problem. U zavisnosti od dimenzija i složenosti strukture, rezonatori mogu obavljati različite funkcije: modulator, multiplekser / demultiplekser,

filter, ruter, senzor i sl. Imajući u vidu sve te mogućnosti, ali i činjenicu da su dimenzije poprečnog preseka rezonatora samo nekoliko desetina kvadratnih mikrometara, njihovo dalje proučavanje i korišćenje u fotonskim čipovima ima perspektivnu budućnost, jer omogućava konstrukciju gusto integrisanih i skalabilnih komponenata u budućim optičkim komunikacionim sistemima i senzorima.

U ovom radu naglasak je dat na *racetrack* rezonatore (u nastavku teksta će biti korišćen termin na engleskom jeziku u nedostatku adekvatnog termina na srpskom). Za opisivanje osnovnih procesa koji se događaju pri prostiranju elektromagnetnog talasa kroz rezonator je korišćena teorija o kaplovanim modovima.

### 3.1. Teorija o kaplovanim modovima

Najopštije rešenje talasne jednačine za prostiranje monohromatskog, ravanskog elektromagnetskog talasa u vođenim optičkim strukturama može da se napiše u obliku [5]:

$$\Psi(x, y, z, t) = a(z)e^{-i\beta z} \phi(x, y)e^{i\omega t} \quad (3.1)$$

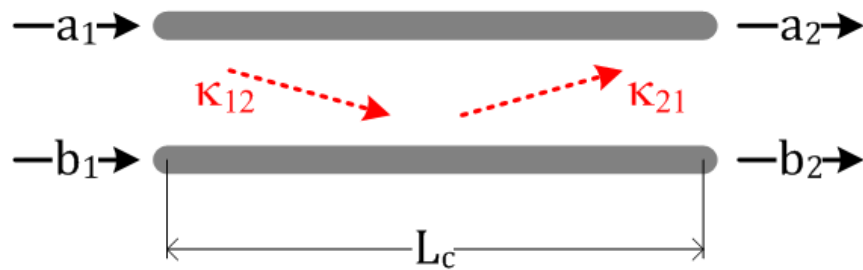
pri čemu se podrazumeva da se talas prostire po z-pravcu, što se vidi po prvom delu standardnog eksponencijalnog člana talasne jednačine,  $e^{-\beta z}$ . Veličina  $\Psi$  zamenjuje parametre elektromagnetnog polja (obično vektore jačine električnog ili magnetnog polja),  $a(z)$  je njegova amplituda a  $\phi$  normalizovana raspodela polja po poprečnom preseku talasovoda. Ovako formiran oblik rešenja omogućava da se uvedu modeli koji na jednostavniji način mogu da opišu prostiranje, razmatrajući uticaj na parametre talasa odvojeno.

Teorija o kaplovanim modovima (*Coupled Mode Theory* – CMT) je teorijski model pomoću kog se mogu opisati dva osnovna procesa koji presudno utiču na prostiranje talasa u optičkom rezonatoru, te na taj način oblikuju njegovu funkciju. Naziv sugeriše polazne pretpostavke teorije: modovi koji mogu da se prostiru u nekom talasovodu su međusobno nezavisni ukoliko na taj talasovod ništa drugo ne utiče (usamljen, neangažovan talasovod). Ukoliko se talasovod na bilo koji način

angažuje u nekom procesu (na primeru rezonatora: dovede u blizinu drugog, ili savijanjem menja uslove prostiranja u odnosu na pravolinijski), njegovi dotada nezavisni (i/ili novonastali) modovi postaju međusobno zavisni (kaplovani, spregnuti) i mogu razmenjivati energiju. Međusobni uticaj modova se opisuje diferencijalnim jednačinama, a mera razmene energije su odgovarajući koeficijenti kaplovanja.

### 3.2. Direkcionni kapler

U slučaju da se dva talasovoda nađu na bliskom međusobnom rastojanju dolazi do pojave sprežanja polja: elektromagnetski talas iz jednog polja indukuje novi talas u susednom. Pri tome, zbog održanja energije, talas u primarnom talasovodu može u većoj meri da iščezava, naizgled se premeštajući u susedni talasovod. Posle toga proces se ponavlja, vraćajući polje u inicijalni talasovod. Sprežanje polja predominantno zavisi od rastojanja između talasovoda; ono mora biti manje od nekog graničnog rastojanja. Ilustracija kaplera sa najbitnijim parametrima data je na slici 3-1.



Slika 3-2. Direkcionni kapler i njegovi osnovni parametri:  $a$  i  $b$  su amplitude polja u prvom i drugom talasovodu, a  $\kappa$  su koeficijent kaplovanja (sprežanja).

Pravac prostiranja talasa kroz talasovod je i dalje  $z$ -pravac, iako to na ilustraciji nije naglašeno. Smer prostiranja talasa je označen, ilustrovan je uz amplitude polja nekog od modova koji kroz dati talasovod mogu da se prostiru. U slučaju da talasovodi imaju iste karakteristike (istu geometriju poprečnog preseka i načinjeni od istih materijala), označavaju se kao simetrični i prenos polja iz jednog u drugi se odvija na isti način u oba smera.

Pomoću teorije o kaplovanim modovima dobijen je osnovni sistem jednačina koji opisuje proces kaplovanja [4], [5], [6]:

$$\begin{aligned}\frac{da(z)}{dz} &= -i\beta_1 a(z) - i\kappa_{12} b(z) \\ \frac{db(z)}{dz} &= -i\beta_2 b(z) - i\kappa_{21} a(z)\end{aligned}\quad (3.2)$$

pri čemu su  $a$  i  $b$  amplitude polja a  $\beta_1$  i  $\beta_2$  konstante prostiranja u prvom, odnosno drugom talasovodu, respektivno. Koeficijenti kaplovanja  $\kappa_{12}$  i  $\kappa_{21}$ , najopštije različiti, imaju dimenziju kao i konstanta prostiranja ( $m^{-1}$ ). Za simetrične talasovode se može pisati da je  $\kappa_{12}=\kappa_{21}=\kappa$ , jer koeficijenti kaplovanja zavise od parametara talasovoda, te je ova aproksimacija održiva. Druga aproksimacija koja se često u literaturi koristi za simetrične talasovode, o jednakosti konstanti prostiranja  $\beta_1$  i  $\beta_2$ , ovde nije uvedena. U razmatranom slučaju, kad je direkcioni kapler deo optičkog rezonatora, takva aproksimacija ne mora biti ispunjena.

Da bi se sistem (3.2) učinio pogodnijim za rešavanje, uvode se smene:

$$a(z) = A(z)e^{-j\bar{\beta}z} \quad i \quad b(z) = B(z)e^{-j\bar{\beta}z}, \quad (3.3)$$

pri čemu je  $\bar{\beta} = \frac{1}{2}(\beta_1 + \beta_2)$ , srednja vrednost konstanti prostiranja modova u prvom i drugom talasovodu. Na taj način se dobija novi sistem jednačina u kome umesto tri, figurišu dva parametra:

$$\begin{aligned}\frac{dA(z)}{dz} &= i\delta A(z) - i\kappa B(z) \\ \frac{dB(z)}{dz} &= -i\delta B(z) - i\kappa A(z)\end{aligned}\quad (3.4)$$

Nova konstanta,  $\delta = \frac{1}{2}(\beta_2 - \beta_1)$  je odstupanje konstanti prostiranja od srednje vrednosti, tako da važi:  $\beta_{2,1} = \bar{\beta} \pm \delta$ . Transformisani sistem jednačina (3.2) se rešava pretpostavljajući rešenja u obliku opšte linearne kombinacije parnih i neparnih modova:

$$\begin{aligned}
 A(z) &= a_e e^{-i\beta_e z} + a_o e^{-i\beta_o z} \\
 B(z) &= a_e e^{-i\beta_e z} - a_o e^{-i\beta_o z}
 \end{aligned}
 \tag{3.5}$$

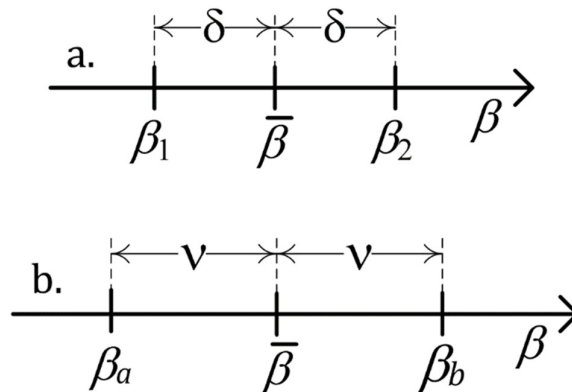
Uvrštavanjem pretpostavljenih oblika rešenja u sistem diferencijalnih jednačina, dobija se uslov egzistencije rešenja:  $\beta_e = \beta_o = \nu$ , pri čemu novouvedena konstanta ima vrednost:

$$\nu = \pm \sqrt{\kappa^2 + \delta^2}
 \tag{3.6}$$

Uz početni uslov, da elektromagnatni talas ulazi u samo jedan od talasovoda (što će svakako biti ispunjeno za rezonator), dobijaju se rešenja:

$$\begin{aligned}
 a(z) &= \cos(\nu z) e^{-i\bar{\beta}z} \\
 b(z) &= -i \sin(\nu z) e^{-i\bar{\beta}z}
 \end{aligned}
 \tag{3.7}$$

Implikacija dobijenog rešenja je izuzetno interesantna: ako nastupi kaplovanje, prvobitne konstante prostiranja modova u talasovodima se menjaju, međusobno se udaljavaju, tako da njihova srednja vrednost ostaje ista. Ilustracija je data na slici 3-3: pod a. su prikazani modovi sa konstantama  $\beta_1$  i  $\beta_2$  pre nego što nastupi kaplovanje, pri čemu je prikazano 'usrednjavanje' u obliku  $\beta_{2,1} = \bar{\beta} \pm \delta$ . Situacija kada nastupi kaplovanje je prikazana pod b.: kaplovani modovi će imati nove konstante prostiranja  $\beta_a$  i  $\beta_b$ .



Slika 3-3. Ilustracija promene konstante prostiranja modova prilikom kaplovanja u talasovodima direkcionog kaplera: a. pre kaplovanja i b. posle kaplovanja.

Zanimljivo je napomenuti da dobijena rešenja za amplitude polja u talasovodima (3.7), imaju istu formu koja bi bila dobijena za simetričan kapler i dodatni uslov koji nije korišćen:  $\beta_1=\beta_2=\beta$ . Uz te uslove bi argument trigonometrijske funkcije bio  $\kappa z$ , a u eksponencialnoj formi bi figurisala zajednička konstanta  $\beta$  umesto usrednjene vrednosti  $\bar{\beta}$ .

### 3.2.1. Transfer matrica direkcionog kaplera

Transfer matrice su vrlo pogodan oblik predstavljanja rešenja, odnosno načina promene polja u optičkim sistemima ili delovima sistema. Za slučaj direkcionog kaplera biće izvedene izlazne funkcije polja u funkciji ulaznih.

Ulazne funkcije amplituda polja se mogu predstaviti opštim oblikom rešenja (3.5), s tim što im je zgodno dodati indeks 1, u skladu sa notacijom na slici 3-2. Kada talas pređe put jednak dužini kaplera  $L_c$ , polje će imati amplitude novih vrednosti (izlazne funkcije sa indeksom 2):

$$\begin{aligned} a_2 &= \cos \nu(z + L_c) e^{-i\bar{\beta}(z+L_c)} = e^{-i\bar{\beta}L_c} (\cos \nu z \cos \nu L_c - \sin \nu z \sin \nu L_c) e^{-i\bar{\beta}z} \\ b_2 &= -i \sin \nu(z + L_c) e^{-i\bar{\beta}(z+L_c)} = e^{-i\bar{\beta}L_c} (\sin \nu z \cos \nu L_c + \cos \nu z \sin \nu L_c) e^{-i\bar{\beta}z} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Ako se u jednakost (3.8) uvrste vrednosti za  $a_1$  i  $b_1$ , u obliku (3.7), dobija se:

$$\begin{aligned} a_2 &= e^{-i\bar{\beta}L_c} (a_1 \cos \nu L_c - i b_1 \sin \nu L_c) \\ b_2 &= e^{-i\bar{\beta}L_c} (-i a_1 \sin \nu L_c + b_1 \cos \nu L_c) \end{aligned} \quad (3.9)$$

Isti zapis u matričnoj formi postaje:

$$\begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix} = e^{-i\bar{\beta}L_c} \begin{bmatrix} \cos \nu L_c & -i \sin \nu L_c \\ -i \sin \nu L_c & \cos \nu L_c \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

Konačno je sama transfer matrica kaplovanja, u skraćenom zapisu:

$$T_c = e^{-i\bar{\beta}L_c} \begin{bmatrix} r & -it \\ -it & r \end{bmatrix}, \quad (3.11)$$

pri čemu su parametri prenosa talasa:  $r=\cos \nu L_c$  i  $t=\sin \nu L_c$ . Ovi parametri se često

nazivaju koeficijentima refleksije i transmisije za kaplovanje, uz očiglednu paralelu sa procesom prelamanja na granici dveju optički različitih sredina. Očigledno je još da važi:  $r^2 + t^2 = 1$ , što je praktično uslov održanja energije, ispunjen u slučaju kaplera bez gubitaka (apsorpcije). Iako se najčešće koristi baš slučaj bez gubitaka, on je u realnom slučaju aproksimativan, što se može potvrditi merenjem datih koeficijenata [14].

### 3.2.2. Transfer matrica sa uračunatim gubicima

Elegantan način da se uračunaju gubici koji mogu da se dogode u procesu kaplovanja je definisanje kompleksnih konstanti prostiranja u pretpostavljenom rešenju sistema jednačina po CMT koje opisuju kaplovanje. Tako umesto rešenja u obliku (3.5), može se pretpostaviti:

$$\begin{aligned} A(z) &= a_e e^{-(\alpha_e + i\beta_e)z} + a_o e^{-(\alpha_o + i\beta_o)z} \\ B(z) &= a_e e^{-(\alpha_e + i\beta_e)z} - a_o e^{-(\alpha_o + i\beta_o)z} \end{aligned} \quad (3.12)$$

gde realni deo konstanti prostiranja,  $\alpha_e$  i  $\alpha_o$  predstavljaju gubitke, ne ulazeći u poreklo i njihov fizički uzrok. Uz slične početne uslove:  $a_e = a_o = 0.5$  i  $\beta_{e,o} = \beta \pm \kappa$  (simetričan kapler), može se dobiti nova transfer matrica  $T_{cl}$  za slučaj sa gubicima. Da bi se mogli uporediti slučajevi sa i bez gubitaka, nova transfer matrica će biti predstavljena u obliku [8], [15]:

$$T_{cl} = \frac{1}{2} \left( e^{-2\alpha_e L_c} + e^{-2\alpha_o L_c} \right) e^{i\varphi_a} \begin{bmatrix} r & -ite^{i\Delta\varphi} \\ -ite^{i\Delta\varphi} & r \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

gde je  $\Delta\varphi = \varphi_b - \varphi_a + \pi/2$  razlika faznih pomeraja koju doživljavaju talasi u drugom i prvom talasovodu posle prolaska kroz talasovod dužine oblasti kaplovanja  $L_c$ . Ti fazni pomeraji mogu objedinjeno da se prikažu za oba talasa u obliku:

$$\varphi_{a,b} = -\beta L_c + \arctan \left( \frac{e^{-\alpha_o L_c} \mp e^{-\alpha_e L_c}}{e^{-\alpha_o L_c} \pm e^{-\alpha_e L_c}} \cdot \tan \kappa L_c \right) \quad (3.14)$$

pri čemu se prvi znak odnosi na prvi talasovod, a drugi znak na drugi talasovod.



Zanimljivo je da za koeficijente  $r$  i  $t$  u transfer matrici (čiji su eksplisitni izrazi izostavljeni kao suviše glomazni) i dalje važi da je  $r^2 + t^2 = 1$ , ali njihov fizički smisao nije sasvim isti kao u slučaju bez gubitaka.

### 3.3. Prostiranje u zakrivljenom talasovodu

Zakrivljeni (engl. *bend*) delovi talasovoda, kao na slici 3-1, u integrisanim fotoničkim strukturama omogućavaju navođenu promenu pravca prostiranja talasa, ali zbog specifičnosti prostiranja daju i druge efekte. U ovom radu je razmatrana promena polarizacionog stanja ulaznog talasa, dakle okretanje polarizacije [5]-[9], [16].

Teorija o kaplovanim modovima se može primeniti i na ovakvu situaciju, opisujući razmenu energije između dva polarizaciona stanja (moda) pomoću sledećeg sistema diferencijalnih jednačina :

$$\begin{aligned}\frac{da_x}{dz} &= -i\kappa_{xx}a_x - i\kappa_{xy}a_y \\ \frac{da_y}{dz} &= -i\kappa_{yx}a_x - i\kappa_{yy}a_y\end{aligned}\tag{3.15}$$

Sistem (3.15) je po formi vrlo sličan osnovnom sistemu koji opisuje kaplovanje (3.2). Veličine  $a_x$  i  $a_y$  su opet amplitude polja, u ovom slučaju razdvojene na dva ortogonalna pravca, a koeficijenti  $\kappa$  određuju meru razmene energije između njih. Ti koeficijenti mogu da budu određeni ako je poznato rešenje talasne jednačine za ravan (nezakrivljen) talasovod istih dimenzija, u obliku (3.1). Iz poznate normirane raspodele polja po poprečnom preseku  $\phi$  i konstante prostiranja  $\beta$ , koeficijenti  $\kappa$  se mogu izračunati pomoću izraza [5], [16]:

$$\kappa_{uv} = \frac{1}{2\beta} \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy \log n_t^2 \frac{\partial}{\partial v} \left( \phi_v \frac{\partial \phi_u^*}{\partial u} \right),\tag{3.16}$$

gde oznake  $u, v$  zamenjuju  $x$  ili  $y$ . Veličina  $n_t$ , modulirani indeks prelamanja, jedina uključuje u rešavanje činjenicu o zakrivljivanju talasovoda. Dobija se kao [5]:

$$n_t = \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) n(x, y), \quad (3.17)$$

gde je  $\rho$  poluprečnik krivine zakrivljenja a  $n$  indeks prelamanja talasovoda. On je najopštije funkcija oba ortogonalna pravca jer može biti nehomogen po poprečnom preseku (graduizani talasovodi). Posle određivanja koeficijenata  $\kappa$ , može se tražiti i rešenje sistema (3.15) u obliku linearne kombinacije ortogonalnih modova:

$$\begin{aligned} a_x(z) &= A_{11}e^{-i\beta_x z} + A_{12}e^{-i\beta_y z} \\ a_y(z) &= A_{21}e^{-i\beta_x z} + A_{22}e^{-i\beta_y z} \end{aligned}, \quad (3.18)$$

pri čemu, iako formalno pomalo nekorektno, pravac prostiranja  $z$  prati krivljenje talasovoda, te se prostiranje održava i dalje po istom pravcu.

Konstante prostiranja  $\beta_x$  i  $\beta_y$  mogu biti određene uvrštavanjem pretpostavljenih rešenja u početne diferencijalne jednačine (3.15), pri čemu se dobija:

$$\beta_{x,y} = \frac{1}{2} \left[ (\kappa_{xx} + \kappa_{yy}) \pm \sqrt{(\kappa_{xx} - \kappa_{yy})^2 + 4\kappa_{xy}\kappa_{yx}} \right] \quad (3.19)$$

Po pravilu su ove konstante prostiranja mnogo manje od konstante prostiranja u ravnom talasovodu ( $\beta_{x,y} \ll \beta$ ), tako da fizički određuju sporopromenljivu amplitudu polja.

Za određivanje  $A$  koeficijenata neophodno je definisati početne uslove. Ako se jednostavnosti radi početak  $z$ -ose definiše na ulazu u zakrivljenje talasovoda i definišu početne vrednosti  $\alpha_x = a_x(0) = A_{11} + A_{12}$  i  $\alpha_y = a_y(0) = A_{21} + A_{22}$ , svi  $A$  koeficijenti se mogu izraziti u funkciji početnih uslova  $\alpha$  i  $\kappa$  koeficijenata:

$$\begin{aligned}
 A_{11} &= \frac{(\kappa_{xx} - \beta_2)\alpha_x + \kappa_{xy}\alpha_y}{\beta_1 - \beta_2} \\
 A_{12} &= \frac{(\beta_1 - \kappa_{xx})\alpha_x + \kappa_{xy}\alpha_y}{\beta_1 - \beta_2} \\
 A_{21} &= \frac{(\kappa_{yy} - \beta_2)\alpha_y + \kappa_{yx}\alpha_x}{\beta_1 - \beta_2} \\
 A_{22} &= \frac{(\beta_1 - \kappa_{yy})\alpha_y + \kappa_{yx}\alpha_x}{\beta_1 - \beta_2}
 \end{aligned} \tag{3.20}$$

Ova rešenja će biti iskorišćena da se izvede mnogo praktičnija matrica koja opisuje romene stanja talasa od ulaza do izlaza u ceo zakrivljeni deo talasovoda.

### 3.3.1. Transfer matrica za zakrivljenje

Da bi se lakše manipuliralo izrazima, pogodno je iz oblika rešenja (3.18), slično kao ranije izvući usrednjeni koeficijent prostiranja  $\bar{\beta}$ , tako da:  $\beta_{x,y} = \bar{\beta} \pm \gamma$ . U tom slučaju će amplitude talasa posle prolaska kroz celo zakrivljenje dužine (obima)  $L$  imati oblik:

$$\begin{aligned}
 a_x(L) &= e^{-i\bar{\beta}L} (A_{11}e^{-i\gamma L} + A_{12}e^{i\gamma L}) \\
 a_y(L) &= e^{-i\bar{\beta}L} (A_{21}e^{-i\gamma L} + A_{22}e^{i\gamma L})
 \end{aligned} \tag{3.21}$$

Zbog glomaznosti izraza za  $A$  koeficijente, oni su još uvek zadržani u jednačinama, iako su date jednakostima (3.20). Ako se one uvrste u jednakosti (3.21), uz malo manipulacije, može se dobiti veza između amplituda na izlazu iz zakrivljenja (skraćeno obeleženi indeksom  $L$ ) i pri ulazu u zakrivljenje (početni uslovi):

$$\begin{aligned}
 a_{xL} &= e^{-i\bar{\beta}L} \left[ \left( \cos \varphi - i \frac{2\kappa_{xx} - (\beta_x + \beta_y)}{\beta_x - \beta_y} \sin \varphi \right) \cdot \alpha_x - i \frac{2\kappa_{xy}}{\beta_x - \beta_y} \sin \varphi \cdot \alpha_y \right] \\
 a_{yL} &= e^{-i\bar{\beta}L} \left[ -i \frac{2\kappa_{yx}}{\beta_x - \beta_y} \sin \varphi \cdot \alpha_x + \left( \cos \varphi - i \frac{(\beta_x + \beta_y) - 2\kappa_{yy}}{\beta_x - \beta_y} \sin \varphi \right) \cdot \alpha_y \right]
 \end{aligned} \tag{3.22}$$

pri čemu je proizvod  $\gamma L$ , koji figuriše u svim eksponencijalnim u jednačini (3.21),

zamenjen novom konstantom  $\varphi$ . Iz ovako napisanih izraza transfer matrica za zakrivljeni talasovod postaje očigledna. S obzirom da je  $\beta_x + \beta_y = \kappa_{xx} + \kappa_{yy}$ , što se lako vidi iz (3.19), koeficijenti uz  $\sin\varphi$  u članovima na glavnoj dijagonali postaju jednaki. Uz aproksimaciju  $\kappa_{xy} \approx \kappa_{yx} \approx \kappa_p$  [9], i članovi na sporednoj dijagonali mogu da se izjednače, pa jednakost (3.22) može da se predstavi u obliku:

$$\begin{bmatrix} a_{x\_izl} \\ a_{y\_izl} \end{bmatrix} = e^{-i\bar{\beta}L} \begin{bmatrix} \cos\varphi - iR \sin\varphi & -iS \sin\varphi \\ -iS \sin\varphi & \cos\varphi + iR \sin\varphi \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_{x\_ul} \\ a_{y\_ul} \end{bmatrix} \quad (3.23)$$

Transfer matrica koja opisuje promenu polarizacije u zakrivljenju talasovoda izražavajući izlazne u funkciji ulaznih amplituda polja je:

$$T_b = e^{-i\bar{\beta}L} \begin{bmatrix} \cos\varphi - iR \sin\varphi & -iS \sin\varphi \\ -iS \sin\varphi & \cos\varphi + iR \sin\varphi \end{bmatrix} \quad (3.24)$$

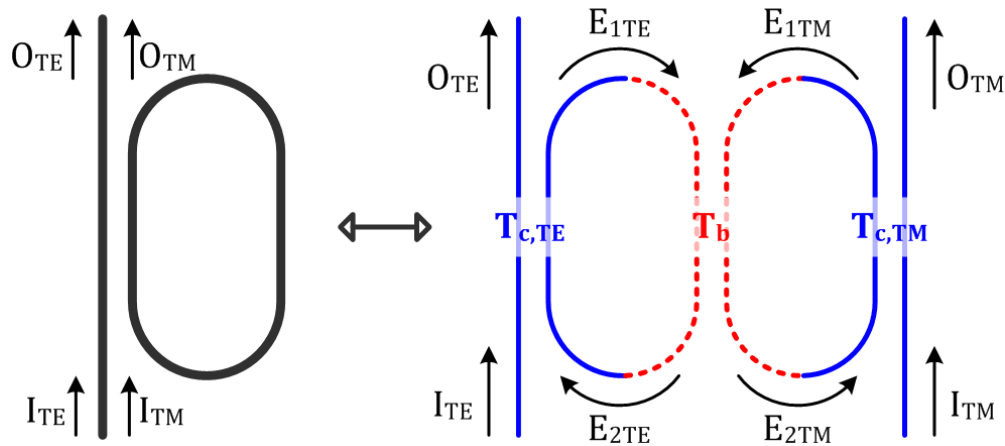
pri čemu su koeficijenti u matrici:

$$R = \frac{\kappa_{xx} - \kappa_{yy}}{\beta_x - \beta_y} \quad i \quad S = \frac{2\kappa_p}{\beta_x - \beta_y} = \frac{\kappa_p}{\gamma} \quad (3.25)$$

Nije teško pokazati i u ovom slučaju da je  $R^2 + S^2 = 1$ , što podrazumeva sistem bez gubitaka, za koji je ispunjen zakon o održanju energije.

### 3.4. Izvođenje prenosne funkcije optičkog rezonatora

Kada se procesi kaplovanja i promene polarizacionog stanja izraze pomoću transfer matrica, lakše je objediniti oba procesa u zajedničkom rezonatorskom sistemu. Talas koji ulazi u otvoreni talasovod rezonatora može biti TE ili TM polarizovan (eventualno kombinacija dva polarizovana stanja). Prvi proces koji se događa je kaplovanje u bliski deo zatvorenog talasovoda, zatim promena polarizacije pri prostiranju kroz ceo zatvoreni talasovod i konačno novo kaplovanje kada talas izađe iz krivine zatvorenog talasovoda i opet stigne u oblast kaplovanja. Procesu su ilustrovani slikom 3-4.



Slika 3-4. Ilustracija procesa kaplovanja i okretanja polarizacionog stanja u skladu sa transfer matricama koji opisuju te procese. Oznaka  $I$  se odnosi na ulazne (*input*) a  $O$  na izlazne (*output*) komponente talasa.

Ceo optički rezonator je naizgled razdvojen, tako da su odgovarajući procesi prikazani hronološki, redom kojim se i odvijaju i u formi u kojoj ih je pogodno opisati matrično. Pored toga, prividno su razdvojena i polarizaciona stanja, tako da se mogu pratiti ponaosob, iako se istovremeno prostiru u istom talasovodu. Ovaj prikaz omogućava i lakše praćenje elemenata matrica; na primer, deo talasa označen kao  $E_{1TE}$  istovremeno je izlazna amplituda posle prvog kaplovanja i ulazni talas za matrični opis promene polarizacionog stanja u zakrivljenju.

Da bi transfer matrice mogle da se povežu i opišu sve procese koji se događaju prilikom jednog prolaska elektromagnetnog talasa kroz rezonator, potrebno ih je prilagoditi. Naime, obe matrice su date u formi kojom izražavaju izlazne parametre u funkciji ulaznih. Da bi se povezale, potrebno ih je napisati tako da izražavaju amplitude talasa u jednom talasovodu u funkciji drugog. Polazeći od transfer matrice za kaplovanje date izrazom (3.10), i prilagođavajući oznake da odgovaraju onima na slici 3-4, od početne se može dobiti ekvivalentna matrica:

$$\begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix} = T_c \begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} \Leftrightarrow \begin{bmatrix} I_{TE} \\ O_{TE} \end{bmatrix} = T'_c \begin{bmatrix} E_{1TE} \\ E_{2TE} \end{bmatrix} \quad (3.26)$$

Pri čemu važi korespondencija:  $a_1 = I_{TE}$ ,  $a_2 = O_{TE}$ ,  $b_1 = E_{2TE}$  i  $b_2 = E_{1TE}$ . Na sličan način se može preformulisati transfer matrica (3.23) za zakrivljeni talasovod:

$$\begin{bmatrix} a_{x\_izl} \\ a_{y\_izl} \end{bmatrix} = T_b \begin{bmatrix} a_{x\_ul} \\ a_{y\_ul} \end{bmatrix} \Leftrightarrow \begin{bmatrix} E_{1TE} \\ E_{2TE} \end{bmatrix} = T'_b \begin{bmatrix} E_{1TM} \\ E_{2TM} \end{bmatrix} \quad (3.27)$$

U ovom slučaju korespondencija je izabrana na sledeći način:  $a_{x\_izl}=E_{2TM}$ ,  $a_{y\_izl}=E_{2TE}$ ,  $a_{x\_ul}=E_{1TM}$  i  $a_{y\_ul}=E_{1TE}$ , što je više u skladu sa konvencijom nego sa striktnim formalizmom, koji u slučaju dvodimenzionalno ograničenog talasovoda ne daje jedinstvenu vezu. Koristeći rezultat iz (3.26) za kaplovanje TM talasa u drugoj  $T_c$  matrici, posle prolaska kroz zatvoreni talasovod, dobija se:

$$\begin{bmatrix} I_{TM} \\ O_{TM} \end{bmatrix} = T'_c \begin{bmatrix} E_{1TM} \\ E_{2TM} \end{bmatrix} \Leftrightarrow \begin{bmatrix} E_{1TM} \\ E_{2TM} \end{bmatrix} = (T'_c)^{-1} \begin{bmatrix} I_{TM} \\ O_{TM} \end{bmatrix} \quad (3.28)$$

Konačno, kaskadnim množenjem matrica definiše se veza ulaznih i izlaznih komponentata oba polarizaciona moda:

$$\begin{bmatrix} I_{TE} \\ O_{TE} \end{bmatrix} = T'_c T'_b (T'_c)^{-1} \begin{bmatrix} I_{TM} \\ O_{TM} \end{bmatrix} = M \cdot \begin{bmatrix} I_{TM} \\ O_{TM} \end{bmatrix} \quad (3.29)$$

Prikaz cele M matrice će ovde biti izostavljeno; nije neophodna u svom matricnom obliku, a zauzima isuviše prostora. Naravno, to je kvadratna (2x2) matrica čiji se elementi standardno mogu označiti kao  $M_{11}$ ,  $M_{12}$ ,  $M_{21}$  i  $M_{22}$ . Pomoću njih se mogu dobiti prenosne funkcije za optički rezonator. Na primer, ulazni TE polarizovani talas može da se označi kao  $I_{TM}=0$ , pa je lako izraziti izlazne talase:

$$\begin{aligned} \frac{O_{TE}}{I_{TE}} &= \frac{M_{22}}{M_{12}} = H_{ee} \\ \frac{O_{TM}}{I_{TE}} &= \frac{1}{M_{12}} = H_{em} \end{aligned} \quad (3.30)$$

Slično, ako se pretpostavi ulazni polarizovani TM talas, važi da je  $I_{TE}=0$ , pa su veze izlaznih i ulaznih polja:

$$\begin{aligned} \frac{O_{TM}}{I_{TM}} &= -\frac{M_{11}}{M_{12}} = H_{mm} \\ \frac{O_{TE}}{I_{TM}} &= \frac{M_{12}M_{21} - M_{11}M_{22}}{M_{12}} = H_{me} \end{aligned} \quad (3.31)$$

Indeksi dobijenih prenosnih funkcija  $H$  označavaju varijante kada ulazni talasi ne menjaju polarizaciono stanje: prelaz TE→TE ili TM→TM, odnosno kada do promene polarizacije dolazi: TE→TM ili TM→TE. Izvedene vrednosti prenosnih funkcija su:

$$H_{mm}^{ee} = \frac{r(z'^2 + 1) - z'(1 + r^2)\cos\varphi \pm iz't^2R\sin\varphi}{1 + r^2z'^2 - 2rz'\cos\varphi} \quad (3.32)$$

$$H_{em} = H_{me} = \frac{iz't^2S\sin\varphi}{1 + r^2z'^2 - 2rz'\cos\varphi}$$

pri čemu za prenosnu funkciju  $H_{ee}$  treba u brojiocu uzeti znak plus, a za  $H_{mm}$  znak minus. Sve veličine iz izraza (3.32) su poznate iz transfer matrica, s tim što je zajednički eksponencijalni izraz označen kao  $z'$ . U okviru te konstante može da se definiše i pozitivni, realni koeficijent gubitaka  $\gamma$  za prostiranje u zatvorenom talasovodu, tako da je konačno:

$$z' = \gamma e^{-i\beta L} \quad (3.33)$$

Izvedene prenosne funkcije su svojevrsni opis prostiranja talasa kroz optički rezonator. Po dobijenim rezultatima se vidi da, bez obzira u kakvom je polarizacionom stanju upadni talas, na izlazu se dobijaju oba ortogonalna polarizaciona talasa. Proučavanjem uslova nastanka i parametara kojima su određeni, dobija se mogućnost da se definišu uslovi kada će rezonator biti polarizaciono nezavisan, što daje dodatni kvalitet njegovog funkcionisanja. Pored toga imaju i praktični značaj jer omogućavaju upoređivanje sa eksperimentalnim podacima, merenom izlaznom snagom optičkog rezonatora.

### 3.5. Karakterizacija optičkog rezonatora

Slobodni spektralni opseg (Free Spectral Range, FSR) i faktor dobrote (Q-faktor) su dve najvažnije osobine optičkog rezonatora. Njihove vrednosti direktno određuju funkcionalnost rezonatora.

### 3.5.1. Slobodni spektralni opseg

Za svaki rezonantni optički sistem može se odrediti slobodni spektralni opseg (FSR). On predstavlja rastojanje između dva susedna rezonantna minimuma u domenu talasnih dužina, kao što je ilustrovano na slici 3-5. U zavisnosti od funkcije koju bi optički sistem trebalo da obavlja, favorizuje se manja ili veća vrednost slobodnog spektralnog opsega. S obzirom na složenost optičkih sistema, obično se određuje eksperimentalno ili simulacijom prostiranja elektromagnetnih talasa kroz dati sistem, mada se u jednostavnijim slučajevima može koristiti i aproksimativni analitički izraz koji može da se izvede za opštu rezonantnu strukturu [17]:

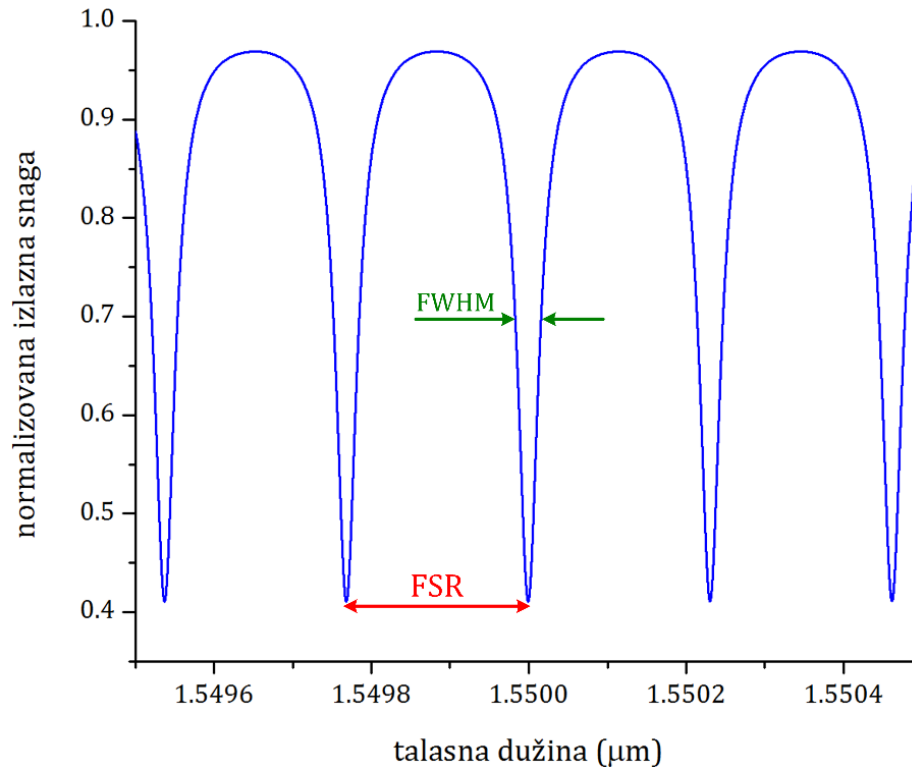
$$FSR = \frac{\lambda^2}{N_{g\text{eff}}L} \quad (3.34)$$

gde je  $\lambda$  talasna dužina svetlosti koja se prostire kroz optički sistem grupnog efektivnog indeksa prelamanja  $N_{g\text{eff}}$  i ukupne dužine  $L$ .

Slobodni spektralni opseg zavisi pre svega od geometrijskih parametara i složenosti optičkog sistema. U ovom radu će u poglavlju 5.3.1. biti detaljnije proučen uticaj najvažnijih geometrijskih parametara optičkog sistema na slobodni spektralni opseg.

Uz slobodni spektralni opseg praktično je odmah definisati i veličinu koja se naziva širina rezonantnog pika na polovini amplitude, FWHM (*Full Width at Half Maximum*), takođe ilustrovano na slici 3-5. Ona opisuje oštrinu rezonantnog minimuma, a praktično je značajna za definisanje Q-faktora.





Slika 3-5. Slobodni spektralni opseg (FSR) i širina rezonantnog pika na polovini amplitude, FWHM (*Full-Width at Half-Maximum*).

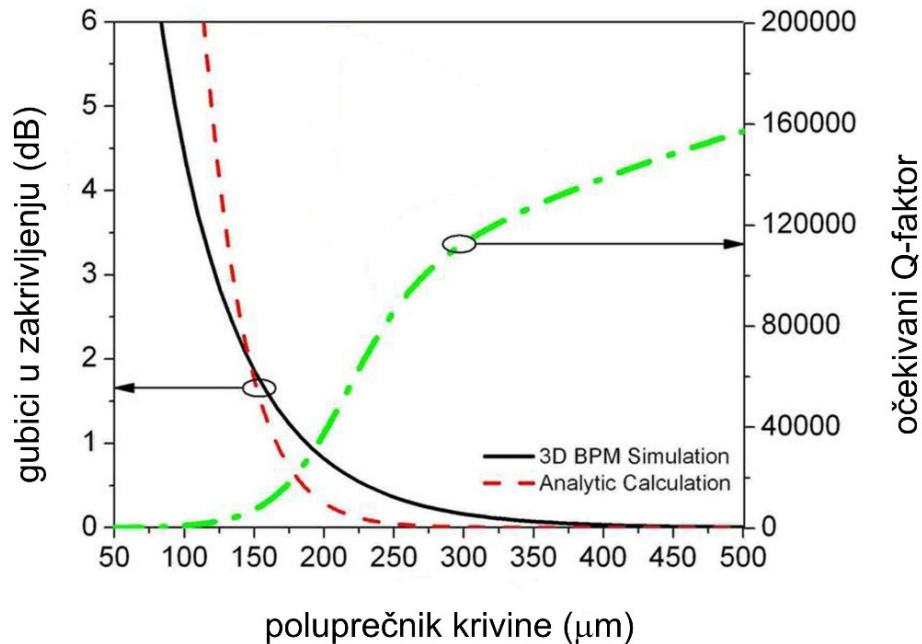
### 3.5.2. *Q*-faktor

Faktor dobrote ili *Q*-faktor je važna karakteristika svih rezonantnih optičkih sistema. Obrnuto je srazmeran potrošnji snage uređaja, što znači da uređaji sa većim *Q*-faktorom zahtevaju manje energije za rad i manje se zagrevaju. Za optički rezonator se definiše kao vremenski usrednjena vrednost energije koja se po jednom ciklusu zadržava u rezonatoru podeljena sa snagom koja iz rezonatora izlazi. Praktično pokazuje sposobnost rezonatora da akumulira energiju, ali i njegovu selektivnost po talasnim dužinama. Može se izračunati kao količnik rezonantne talasne dužine i širine rezonantnog pika na polovini amplitude [18]:

$$Q = \frac{\lambda}{FWHM} = \frac{LN_g}{\lambda_0} \cdot \frac{FSR}{FWHM} \quad (3.35)$$

Faktor dobrote je neimenovana veličina koja praktično pokazuje sposobnost

rezonantnog optičkog sistema da konfinira elektromagnetno zračenje u svojoj unutrašnjosti. Zависи od geometrije i strukture optičkog sistema, ali i gubitaka pri prostiranju. Uticaj poluprečnika krivine na gubitke i Q-faktor dobijen simulacijom [19] dat je na slici 3-6. Po pravilu, optički sistemi bi trebalo da imaju što manje gubitke, odnosno što veći faktor dobrote. To je posebno važno za uređaje koji rade kao senzori ili kao filtri.



Slika 3-6. Procenjeni gubici u zakrivljenom talasovodu i očekivani Q-faktor u funkciji poluprečnika krivine. Preuzeto iz [19].

S obzirom da Q faktor intenzivno zavisi od propagacionih gubitaka  $\alpha$  (*round trip propagation loss*), može se proceniti maksimalni Q-faktor datog optičkog sistema [20]:

$$Q_{\max} = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda_0} \cdot \frac{1}{\alpha} \quad (3.36)$$

Naprednijim tehnološkim procesima kojima se dobijaju glatkiji zidovi talasovoda, mogu se smanjiti gubici, odnosno povećati Q-faktor sistema.

U slučaju složenijih rezonantnih optičkih sistema (na primer, sistemi sa više ringova koji mogu biti postavljeni u međusobno različite položaje) podešavanje

slobodnog spektralnog opsega i Q-faktora celog sistema je delimično moguće promenom topologije sistema. Za slučaj jednostavnog optičkog rezonatora, ključnu ulogu igraju osnovni geometrijski parametri, što je kasnije pokazano u ovom radu (5.3.3).

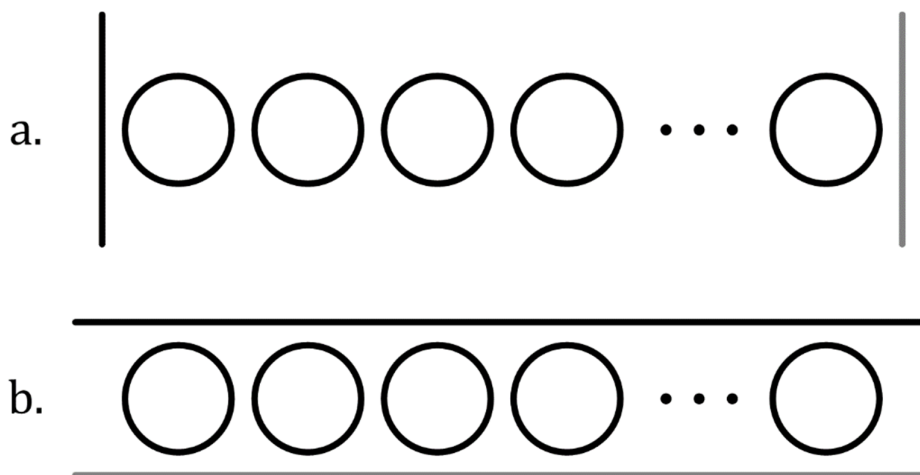
#### **4. PREGLED REZULTATA IZ LITERATURE**

Integrirani optički putevi i strukture, integrirana fotonika, bila je logičan nastavak razvoja koji je optiku izbacio u prve redove u procesima prenosa i obrade signala. Taj razvoj je nesumljivo počeo pronalaskom lasera 60-tih godina XX veka, što je obezbedilo koherentan i kolimisan izvor svetlosti, nastavio se pojavom poluprovodničkih materijala koji su pokazali i izuzetne optičke osobine te su omogućile detekciju i modulaciju elektromagnetskih talasa, i ekspandirao razvojem tehnologije koja je omogućila jeftiniju proizvodnju optičkih kablova, što je optiku uvelo u oblast telekomunikacija.

Iako prvi teorijski radovi u kojima su opisivani optički rezonatori potiču još iz 50-ih godina prošlog veka, prvi ring rezonatori su napravljeni početkom 80-tih godina na različitim materijalima [18]. Očekivano, ti prvi uređaji su, iz današnjeg ugla gledano, imali prilično loše karakteristike: velike gubitke i mali Q-faktor, ali njihova uloga je sigurno vredna pomena. S obzirom na strukturu ove disertacije, veća je pažnja posvećena praćenju teorijskih radova čiji je naglasak na opisu fizičkih pojava prilikom prostiranja u rezonatoru, ne osporavajući pri tome nemerljivi uticaj eksperimentalnih rezultata. Prvi radovi u kojima je teorija o kaplovanim modovima primenjena na optičke sisteme [3], [4], [21] a zatim i na segmente ring/racetrack rezonatora [6] su uglavnom iz 90-tih godina. Yariv je prvi opisao princip funkcionisanja ring rezonatora pomoću CMT, povezavši kaplovanje modova u direkcionom kapleru koji su činili bliski delovi ravnog i zakrivljenog talasovoda te prostiranje u ovom drugom odgovarajućim sistemom jednačina. Isti model se i dalje koristi za kontrolu parametara u slučaju kritičnog kaplovanja [22], [23]. Sledeći prodor teorije o kaplovanim modovima na prostiranje u rezonatorima je primena na proces promene polarizacionog stanja u zakrivljenim delovima talasovoda. Proces promene polarizacije pri zakrivljenju je opisivao, korišćen i objašnjavan i ranije (ili na drugi način) [24], [25], [26], ali ga je W. Lui prvi modelovao pomoću teorije o kaplovanim modovima (CMT) [5], [16]. Eksperimentalni rezultati merenja prostiranja svetlosti na osnovnoj strukturi optičkog rezonatora (jedan ravan i jedan

zakrivljeni talasovod) [18], [27], [28], [29] su dali mogućnosti provere i primene predloženog modela.

Vrlo brzo su usledile varijacije u obliku i veličini rezonatora. Prvo je dodat još jedan ravan talasovod paralelno prvom čime su dobijena četiri porta umesto dosadašnja dva, što je otvorilo veliki prostor ka razvijanju filtarskih i multipleksing struktura. Veliki broj autora radi na razvijanju uređaja na takvoj i sličnim optičkim strukturama, te mogućnostima poboljšavanja njihovih karakteristika. Modifikacije su pravljene u položaju ravnih talasovoda (klasično – bočno kaplovanje, vertikalno, simetrično), oblicima talasovoda (trakasti – strip, rebrasti – rib, razdeljeni – slot), obliku zakrivljenog talasovoda (kružni – ring, izduženi – racetrack, puni disk, dvostruki ring), te svakako u veličini, kako poprečnog preseka talasovoda, tako i njihovim dužinama [23], [30]-[35]. Interesantan je rezonator kod koga se umesto klasičnog direkcionog, koristi kapler koji koristi multimodnu interferenciju (MMI, *multi-mode interference*) [36].



Slika 4-1. Oblik osnovnih struktura optičkih rezonatora sa više zatvorenih talasovoda a.) CROW struktura i b.) SCISSOR struktura.

Sledeći korak u razvoju rezonatora je išao logičnim smerom, uvećavanjem broja zatvorenih talasovoda. U zavisnosti od namene oni su ili identične veličine (češći slučaj i svakako lakši za teorijsko modelovanje) ili različitih dimenzija. Međusobni položaj zatvorenih talasovoda i pravolinijskog (ili pravolinijskih) određuje dve osnovne strukture koje se danas pojavljuju CROW (*Coupled Resonator Optical Waveguides*) [37], ili SCISSOR (*Side-Coupled Integrated Spaced Sequences of*

*Optical Resonators*) [38], slika 4.1. Naravno, od oblika zavisi funkcionalnost te i namena uređaja baziranih na datim strukturama.

Imajući u vidu veliki raspon u tipovima i oblicima uređaja koji u osnovi imaju rezonatore, najsvrsishodnije bi bilo grupisati sva dotignuća u oblasti prema funkcionalnostima datih optičkih struktura. Filtriranje se brzo nametnulo kao jedna od vodećih oblasti, s obzirom na prirodnu funkciju svih rezonatorskih sistema da favorizuju samo signale određenih parametara (frekvencije) [38]-[42]. Senzorske funkcije, koje su posledica brze interakcije i kontrolabilnosti spoljašnjih uticaja na prenosne funkcije rezonatora, nisu promakle mnogim istraživačima, pogotovo zbog relativno lake mogućnosti komercijalizacije [43], [44]. Napredak za oblast telekomunikacija su funkcije obrade signala, multipleksiranje i demultipleksiranje, što u eri optičkog prenosa (*fiber-to-the-desk*) nije zanemarljivo [45], [46]. Šteta bi bilo izostaviti autore koji su se upustili u, po malo rubne oblasti primene ring rezonatora, gde istražuju mogućnost integracije sa elektronskim kolima (u CMOS tehnologiji) i potpuno optičkim (*all-optics*) mogućnostima obrade signala [47], [48], realizaciju lasera [49] (iako ređe na SOI platformi zbog izrazito indirektnog energetskog procepa silicijuma), mogućnost uključivanja rezonatora u mikroelektromehaničku (MEMS) tehnologiju [45], i sl. Neophodno je napomenuti da je u ovom pregledu literature naglasak dat na radove na SOI platformi, te da drugi materijali koji se koriste u fotoničkoj integrisanoj tehnologiji (na primer u početku intenzivno korišćen litijum-niobat, LiNb...) listu primena optičkih rezonatora dodatno povećavaju.

U poslednje vreme akcenat je na minijaturizaciji zatvorenih talasovoda (ringa ili racetrack-a) što SOI platforma sa velikim rasponom indeksa prelamanja silicijuma (ili nitridnih jedinjenja silicijuma) i njegovog oksida lako podržava. Najčešće se proučavaju i proizvode rezonatori sa poluprečnicima ringa ili racetrack-a reda veličine nekoliko mikrometara (tzv. mikroring rezonatori, MRR) do nekoliko desetina mikrometara ( $<50\mu\text{m}$ ). Najmanji do sada realizovani poluprečnik ringa je  $1.5\mu\text{m}$ , reda veličine talasne dužine svetlosti, opisali su Xu i ostali [50]. Smanjivanje poluprečnika ima za posledicu izrazito povećanje slobodnog spektralnog opsega rezonatora, čime se favorizuju recimo filtarske, prekidačke i slične funkcije

rezonatorskih uređaja. Pored smanjivanja poluprečnika, intenzivna je i tendencija smanjivanja veličine poprečnog preseka, čime se dobijaju tzv. *photonic wire* talasovodi i optički rezonatori [44], [51]. Takvom minijaturizacijom se lakše obezbeđuje uslov monomodnosti, često vrlo poželjan u optičkom sistemu. Međutim, smanjivanje dimenzija ima za posledicu povećanje gubitaka u zakrivljenom talasovodu, što dalje dovodi do smanjivanja Q-faktora optičkog sistema. Inače, najveći do sada prijavljeni Q-faktor za ring rezonator na SIO platformi za talasnu dužinu  $1.55\mu\text{m}$  iznosi 7000000, doduše za ring poluprečnika 5mm [52].

Povećavanjem broja rezonatora u sistemu, čak i slučaju malih dimenzija, javlja mogućnost višemodnog prostiranja. Tada može doći do promena rezonantne frekvencije i faze u odnosu na procenjene odgovarajuće vrednosti nezavisnog rezonatora. Uočeni procesi se nazivaju kaplovanjem indukovano frekvencijsko, odnosno fazno pomeranje (*coupling-induced resonance frequency shift*, CIFS i *coupling-induced phase shift*, CIPS). I ovi procesi se mogu opisati pomoću jednačina na osnovu CMT, jer su posledica kaplovanja modova višeg reda sa osnovnim modom [40], [53]. Iako u ovom radu nisu razmatrane varijante višemodnog prostiranja, jesu proučeni uticaji geometrijskih parametara na rezonantnu frekvenciju, tako da bi zanimljivo bilo napraviti komparaciju i impementaciju svih uticaja.

Poslednjih nekoliko godina, posle prvih teorijskih proučavanja, pojavio se sve veći broj fabrikovanih uređaja sa ring/racetrack rezonatorima, kako sa jednim, tako i sa celim varijetetom u broju, veličini i rasporedu elemenata. Merenja dobijena na konkretnim uređajima su omogućila autorima da direktno provere postojeća teorijska razmatranja i modele, te provere njihovu održivost i potrebu za modifikacijama zbog efekata koji su uočeni. Jedan od takvih efekata je pojava dve bliske rezonantne talasne dužine u eksperimentalnim rezultatima kod nekih autora [54], [55]. Ovaj efekat ima dosta zajedničkih elemenata sa sličnim efektom koji se javlja u eksperimentalnim rezultatima korišćenim u ovom radu. Postoji, međutim i nekoliko bitno različitih elemenata, a nije ni zanemarljiva razlika u tipu rezonatora na kojima su vršena merenja u ovom radu i ostalima. Efekat je nazvan rezonantno cepanje (*resonance splitting*) i postoji nekoliko pojava za koje se pretpostavlja da su neposredni uzročnik. Prva od njih je povratno rasejanje (*backscattering*) na

neravninama bočnih zidova talasovoda koje se neizbežno javljaju u procesu proizvodnje [56], [57], [58]. Upravo ovo povratno rasejanje se često označava kao jedan od razloga stvaranja dodatnog moda koji se prostire u suprotnom smeru u odnosu na prvobitni smer ulazne svetlosti (*counter-directional mode*) [32], [58]. Pojava moda suprotnog smera je i eksperimentalno pokazana [59]. Njegovo kaplovanje sa osnovnim modom je princip pomoću kog se pojava rezonantnog cepanja modeluje. Modelovanje na taj način se može direktno inkorporirati u postojeći model za kaplovanje u direkcionom kapleru, pomoću teorije o kaplovanim modovima (CMT). Sledeća pretpostavka koja može objasniti rezonantno cepanje je pojava nelinearnih efekata od kojih se najčešće spominju *four-wave mixing* (FWM), Brilluonovo ili Ramanovo rasejanje, dvofotonska apsorpcija (*two photon absorption*, TPA) ili apsorpcija slobodnih nosilaca (*free carrier absorption*, FCA) [49], [60]. Sve pretpostavke naravno imaju fizički osnov i ne isključuju se međusobno. Međutim, ceo proces rezonantnog cepanja neki autori smatraju stohastičkim i frekventno zavisnim; na taj način se objašnjava činjenica da se cepanje ne očekuje ni događa na svakoj rezonantnoj frekvenciji [59]. Takav zaključak osporavaju eksperimentalni rezultati drugih autora kod kojih se pojava uočava redovno [18].

Još jedan praktični koncept istraživanja i razvoja primene ring/racetrack rezonatora, intenzivno prisutan u literaturi u poslednje vreme su spore strukture (*slow light*). Optička struktura se projektuje tako da se grupna brzina celog sistema u velikoj meri smanjuje, te na taj način uvodi vremensko kašnjenje signala (*delay time*). Ovakvi uređaji otvaraju široku mogućnost primene u procesiranju signala [56], [60], [61], [62]. Njihove strukture su po pravilu složene, sa deset i više zatvorenih talasovoda, ali se i dalje za proračun koristi modifikovani oblik teorije o kaplovanim modovima. Pri tome se skoro svi neophodni parametri prostiranja koji se koriste u jednačinama dobijaju eksperimentalnim putem, bez suvišnih objašnjenja o njihovom fizičkom smislu. Ovakav koncept proučavanja je generalno prisutan; jer najveći broj autora kao imperativni cilj ima funkcionalnost uređaja sa mogućnošću njegove komercijalizacije, što je razumljivo s obzirom na cenu izrade uzoraka.



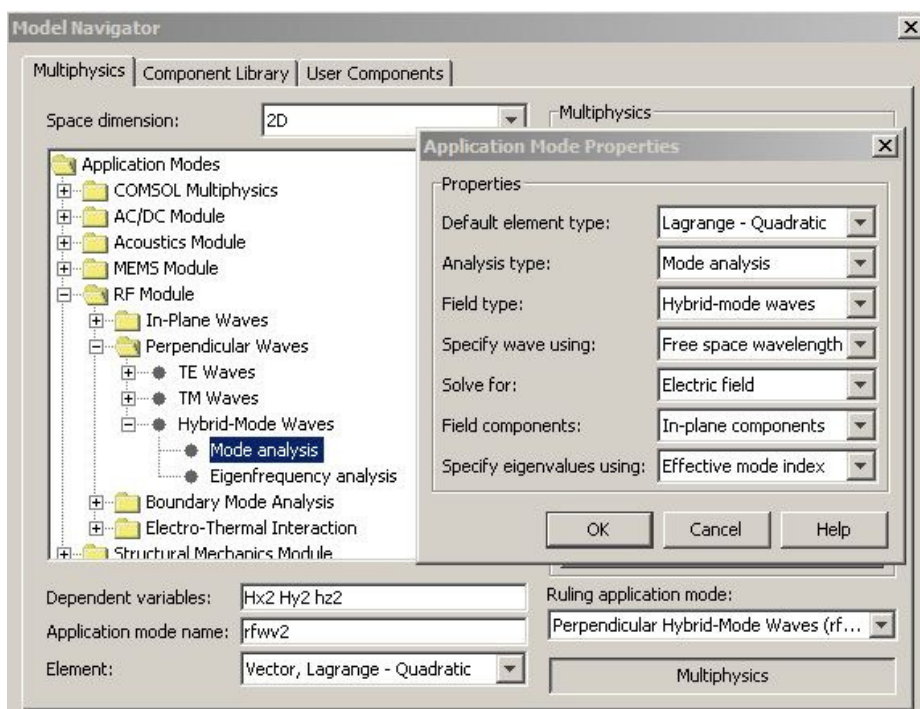
## 5. MODELOVANJE OPTIČKOG REZONATORA

Prilikom opisa teorije o kaplovanim modovima koja je i korišćena za analizu prostiranja elektromagnetskog talasa kroz optički rezonator, dat je opšti oblik rešenja talasne jednačine, izraz (3.1). Teorija o kaplovanim modovima daje sisteme jednačina koji opisuju šta se prilikom prostiranja dešava sa sporopromenljivom amplitudom polja (veličina  $a$  u jednačini), pri čemu je za rešavanje tih jednačina krucijalno odrediti i ostale delove rešenja, konstantu prostiranja talasa ( $\beta$ ) i normalizovanu raspodelu polja po poprečnom preseku ( $\phi$ ). Ovo po pravilu nije lak zadatak jer zahteva rešavanje talasne jednačine dobijene iz Maksimalovih jednačina, uz konkretne početne i granične uslove. Zbog toga se za dobijanje potrebnih veličina uglavnom koriste odgovarajući softveri za rešavanje fizičkih sistema (*field solvers*). Sva rešenja talasnih funkcija korišćena u radu prezentovanom u ovoj disertaciji dobijena su pomoću paketa COMSOL Multiphysics 3.3. Posle rešavanja, svi potrebni parametri polja u talasovodu su eksportovani u MATLAB, gde je obavljen ostatak proračuna potrebnih da se odredi prenosna funkcija. Simulacija potencijalnih rešenja koja se dobijaju promenom parametara i analiza rezultata je takođe rađena u MATLABU, uz korespondenciju sa pomoćnim COMSOL Script radnim deskom.

### 5.1. Izračunavanje parametara polja

COMSOL Multiphysics 3.3 je softver koji rešava različite zahtevne fizičke probleme iz različitih oblasti opisane sistemima diferencijalnih jednačina. U softver su uključene osnovne fizičke oblasti, kao što su akustika, dinamika fluida, prenos toplote, elektromagnetika i sl., kao i specifične oblasti date kroz dodatne module. Osnovne fizičke zakonitosti i jednačine za svaku oblast i podoblast su inicijalno uključene u softver; potrebno je samo izabrati odgovarajuću oblast ili više njih (ako složenost problema koji se rešava to zahteva), i uneti specifičnosti konkretnog problema, kao što je geometrija, vrste materijala koje se javljaju i njihove karakteristike neophodne za rešavanje, početni i granični uslovi, dodatni zahtevi i

sl. Za potrebe ove disertacije je korišćen RF modul, predviđen za primenu u optici i fotonici, u RF ili mikrotalasnoj oblasti. Pre zadavanja konkretnog slučaja za koji je potrebno rešiti talasne jednačine prostiranja, mora se definisati tip analize: da li se problem rešava tražeći modove ili sopstvene vektore, koji oblik polja se traži i koje njegove komponente, koji je osnovni parametar po kom su rešenja predstavljena (sopstveni vektor, efektivni indeks prelamanja ili konstanta prostiranja). Osnovna podešavanja RF modula data su na slici 5-1.

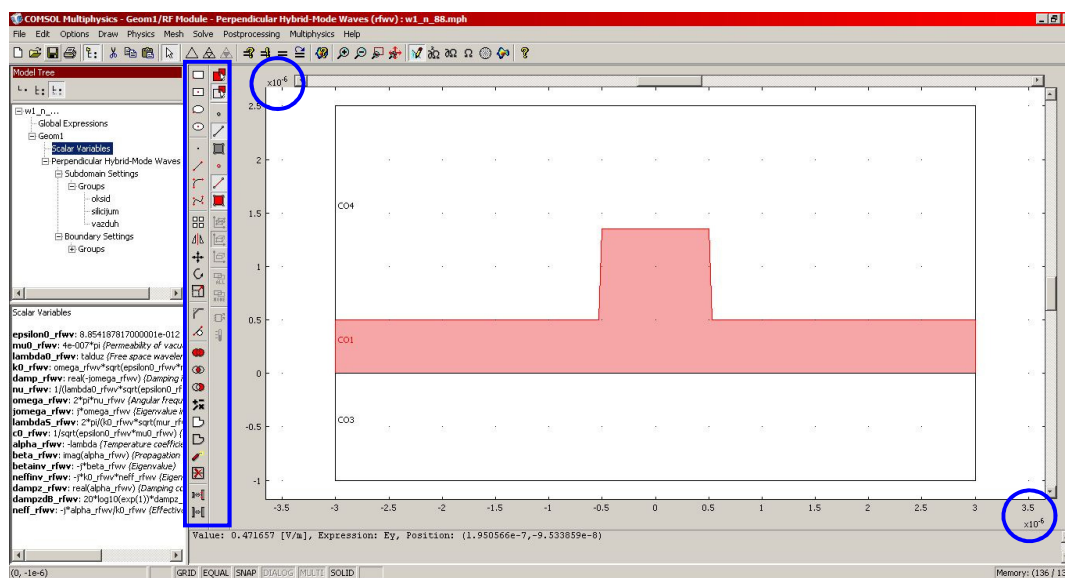


Slika 5-1. Osnovna podešavanja COMSOL Multiphysics RF modula za rešavanje problema u optici i fotonici.

Podešavanja modula će uticati na osnovni prikaz rezultata, donekle i brzinu rada, ali nisu presudna. Na primer, iako je podešeno da se sistem rešava električno polje kao nepoznato, posle rešavanja se jednostavno može dobiti prikaz bilo koje od veličina vezanih za magnetno polje, snagu, gustinu energije i slično. Iako je podešeno da je osnovni parametar efektivni indeks, iz skupa rešenja se svakako može izvući i konstanta prostiranja datog moda i ostale relevantne veličine.

U samom radnom prostoru COMSOL Multiphysics paketa crta se (ili uvozi) geometrijski izgled fizičkog sistema ili elementa. Za crtanje se koristi vektorski

grafički mod iz AutoCAD platforme. Izgled COMSOL Multiphysics radnog prostora pri aktivnom grafičkom modu dat je na slici 5-2, na kojoj se vidi jedna od varijanti poprečnog preseka rebrastog talasovoda, nacrtanog realno dimenzionisano (red veličine je vidljiv na krajevima osa). Osnovni AutoCAD alati za crtanje su naravno dostupni u grafičkom modu (markirani pravougaonikom na slici).



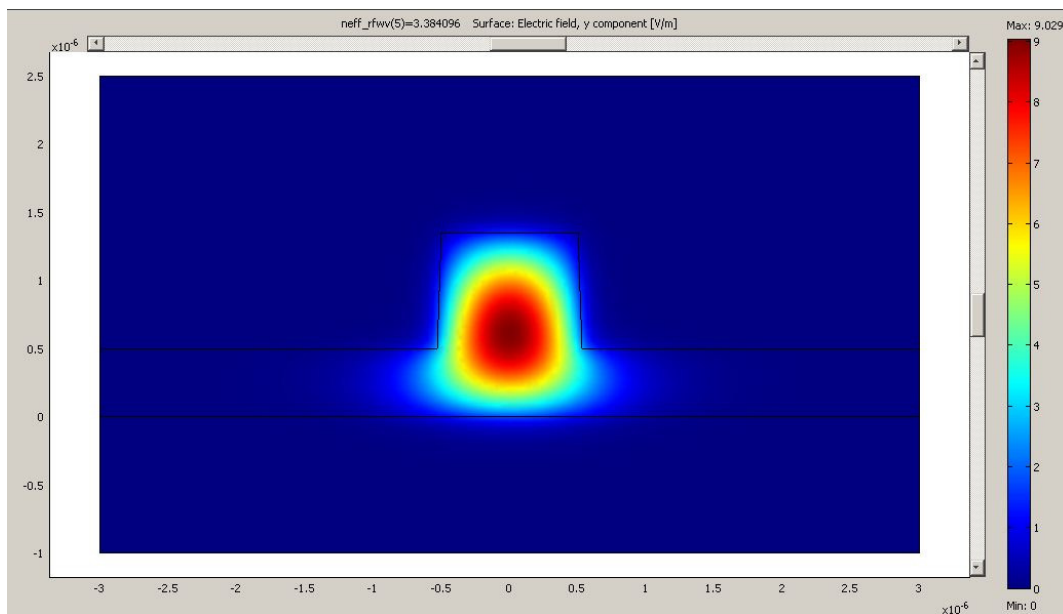
Slika 5-2. Izgled COMSOL Multiphysics radnog prostora pri uključenom grafičkom modu. Pravougaonikom je naglašena paleta za crtanje sa AutoCAD alatima. U radnom prostoru je prikazan poprečni presek rebrastog talasovoda.

Nakon crtanja geometrije, unose se relevantni fizički parametri, kao što su indeksi prelamanja, talasna dužina za prostiranje u vakuumu, anizotropnosti, ako postoje i slično. Pre nego što se pristupi rešavanju, geometriju celog problema je potrebno podeliti na mrežu triangularnih elemenata (*mesh elements*) što je neophodno da bi se sprovelo numeričko rešavanje. Podela na elemente može biti automatska ili manualna, kada se mogu definisati i dodatni parametri i uslovi.

COMSOL raspolaže čitavim nizom algoritama za rešavanje sistema parcijalnih diferencijalnih jednačina. Posle rešavanja se automatski dobija grafički prikaz rešenja, kao na slici 5-3 (za geometriju na slici 5-2).

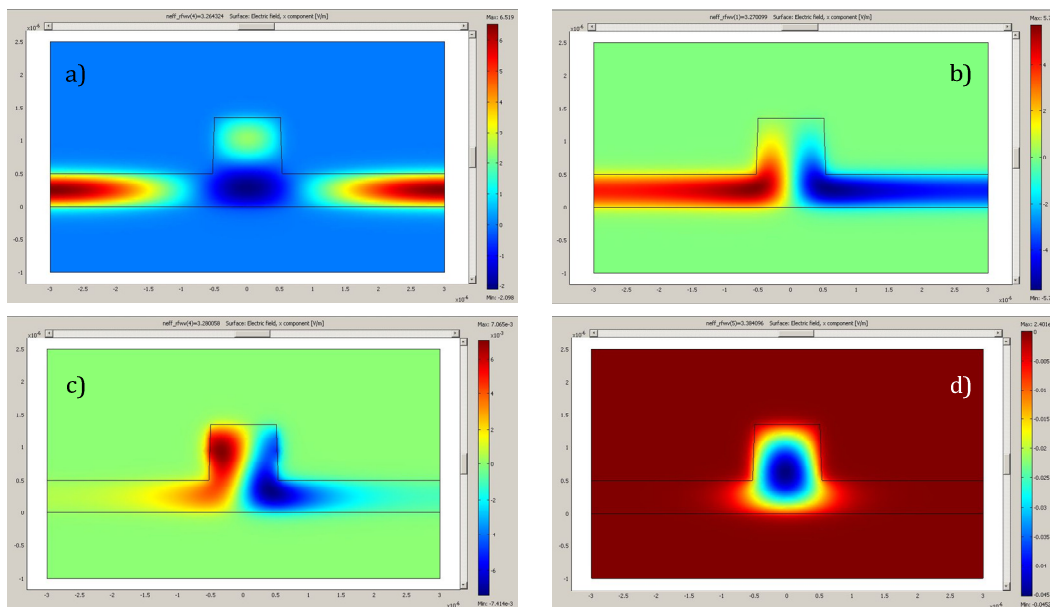
Na slici 5-3 je prikazana raspodela vertikalne komponente vektora jačine električnog polja po poprečnom preseku talasovoda, za jedan od mogućih modova prostiranja. Vrlo lako se može dobiti prikaz bilo koje druge komponente

elektromagnetnog polja za bilo koji mod ili njenog izvoda po zadatom pravcu, te eksportovati grafički prikaz u nekom od standardnih formata.



Slika 5-3 Grafički prikaz rešenja u COMSOL-u: rasporela vektikalne komponente vektora jačine električnog polja po poprečnom preseku talasovoda.

Pregledom ostalih potencijalnih modova prostiranja u datoj geometrijskoj strukturi može se proveriti uslov monomodnosti. Naime, dimenzioni okvir poprečnog preseka ovih talasovoda je na granici uslova monomodnosti, te je neophodno proveriti oblik ostalih rešenja. Grupa potencijalnih modova prostiranja za istu geometriju poprečnog preseka data je na slici 5-4. Modovi na slikama 5-4.a) do c) su očigledno degenerisani i njihovo prostiranje duž talasovoda neće biti podržano. Mod na slici 5-4.d) iako naizgled deluje kao održiv, nekoliko redova veličine je manjeg intenziteta, te se njegov uticaj može zanemariti.



Slika 5-4. Potencijalni modovi prostiranja horizontalne komponente električnog polja za različite vrednosti konstante prostiranja

Ostatak rešenja COMSOL daje u formi specifične strukture, koja može da se eksportuje u pomoćni program COMSOL Script ili MATLAB. Struktura ima inicijalno ime *fem* i sadrži objedinjene podatke o modulu, geometriji, *mesh*-mreži, zadatim uslovima, konstantama i konačno, rešenjima. Oblik i pristup *fem* strukturi dat je na slici 5-5. Rešenje je dato u formi talasnih dužina kojima se potencijalni modovi prostiru (šest rešenja). U poslednjoj liniji sa naredbom se vidi kako se iz talasne dužine računa konstanta prostiranja  $\beta$  i njena dobijena vrednost za jednu od struktura talasovoda.

```

COMSOL Script
File Help

C> fem

fem =

  version: [1x1 struct]
  appl: {[1x1 struct]}
  geom: [1x1 solid2]
  mesh: [1x1 femmesh]
  frame: {'ref'}
  shape: {'shlag(2,'Ex')' 'shlag(2,'Ey')'}
  border: [1]
  units: [1x1 struct]
  equ: [1x1 struct]
  bnd: [1x1 struct]
  pnt: [1x1 struct]
  var: [1x34 cell]
  draw: [1x1 struct]
  globalexpr: {'nSi' '3.476' 'nSi02' '1.444' 'talduz' '1549.5e-9'}
  xmesh: [1x1 xmesh]
  sol: [1x1 femsol]

C> fem.sol

ans =

Solution object
u: [9042x6 double]
lambda: [1x6 double]
eigname: lambda

C> fem.sol.lambda(5)

ans =

0 - 1.4e+007i

C> beta=-imag(fem.sol.lambda(5))

beta =

1.4e+007

C>

```

Slika 5-5. Drugi oblik prikaza rezultata iz COMSOL Multiphysics paketa: *fem* struktura, njen sadržaj i način pristupa iz COMSOL Script radnog editora.

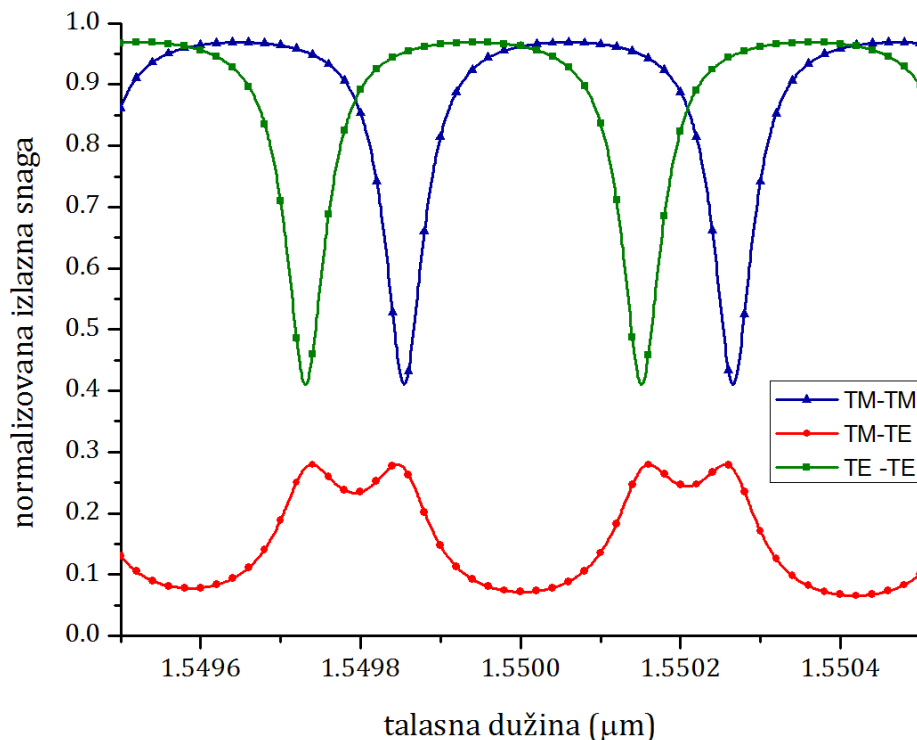
Za razliku od konstante prostiranja koja se izvozom *fem* strukture lako dobija, raspodela polja po poprečnom preseku u analitičkoj formi je bila svojevrsni izazov, uprkos tome što je odgovarajući grafički prikaz inicijalno rešenje. Naime, COMSOL ne predviđa izvoz analitičkih podataka o intenzitetu vektora polja u onom obliku koji bi bio pogodan za dalji proračun. Jedini analitički oblik raspodele polja koji je mogao biti primenjen za dalje izračunavanje je matrični oblik sa elementima koji po položaju verno prate raspodelu po kordinatama. Taj problem je konačno rešen izvlačenjem podataka o polju po unapred zadatom pravcu, ali je u velikoj meri usporavao simulacije kada je bilo potrebno izračunati frekvencijski odziv za zadatu geometriju poprečnog preseka optičkog rezonatora.

## 5.2. Izračunavanje frekvencijskog odziva

Dobiti frekvencijski odziv optičkog rezonatora na osnovu prenosnih funkcija datih sa (3.32) naizgled deluje kao jednostavan zadatak. Međutim, COMSOL Multiphysics inicijalno rešava problem prostiranja monohromatskog elektromagnetskog talasa (za zadatu talasnu dužinu prostiranja u vazduhu). S obzirom na mogućnosti dodavanja specifičnih uslova i pomoćnih jednačina u COMSOL paketu, mogao bi se zadati i ceo opseg talasnih dužina, ali u tom slučaju postaje teško rešiv problem izdvajanja analitičkog rešenja za raspodelu polja po poprečnom preseku talasovoda za svaku talasnu dužinu ponaosob.

Problem je rešen povezivanjem COMSOL paketa sa MATLAB-om, jer je i predviđeno da mogu da rade simultano. Zbog toga im je i kôd kompatibilan, te se fajlovi kreirani u COMSOL-u mogu izvoziti kao izvršni MATLAB fajlovi. Takvi fajlovi sadrže podatke o modulu, geometriji problema, zadatim uslovima, konstantama i naravno, rešenju u obliku *fem* strukture. Zbog simultanog rada, iz MATLAB-a se dodavanjem odgovarajuće naredbe, može zadati COMSOL-u da izračunava raspodelu polja po zadatom pravcu, što omogućava formiranje matrice sa prostornim prikazom raspodele polja. U iste fajlove su dodate nove linije naredbi koje računaju ostale parametre potrebne za dobijanje prenosnih funkcija. Konačno, ceo taj kôd je smešten u petlju u kojoj se menja talasna dužina inicijalnog talasa koji ulazi u optičku strukturu. Na taj način, u svakom ciklusu petlje se dobija odnos izlaznog i ulaznog polja (ili snage) talasa, te je konačan rezultat frekvencijski odziv prenosne funkcije. Treba napomenuti da je zbog broja petlji u kôdu i simultanog rada programa, ceo ovaj proces vremenski dosta zahtevan. Primer izvršnog MATLAB fajla koji radi simultano i u COMSOL-u može da se vidi u Prilogu na kraju disertacije.

Na slici 5-6 je dato jedno rešenje frekvencijskog odziva prenosne funkcije dobijeno teorijskom simulacijom za set geometrijskih parametara koji odgovaraju parametrima realnog optičkog rezonatora.



Slika 5-6. Frekvencijski odziv prenosne funkcije dobijen teorijskom simulacijom. Oznake TE-TE i TM-TM se odnose na delove odgovarajućih talasa koji nisu promenili polarizaciono stanje, a TE-TM na deo koji je okrenuo polarizaciju.

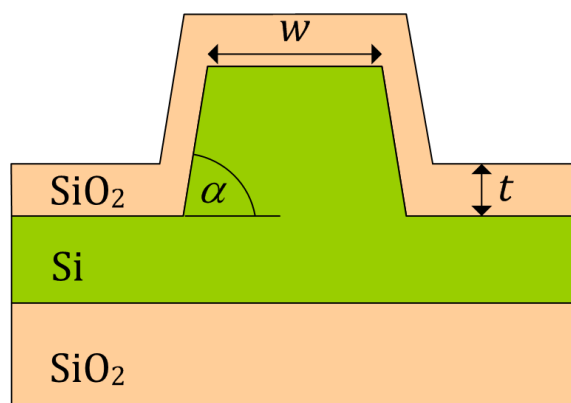
Na istom grafiku su prikazani odzivi u slučaju da je upadni talas TE ili TM polarizovan. Delovi takvih talasa koji nisu promenili svoja polarizaciona stanja, dakle TE je ostao TE, a TM ostao TM, obeležena su odgovarajućim oznakama. Delovi talasa koji su promenili polarizaciono stanje, bilo da su iz TE prešli u TM ili obrnuto, prikazani su istom linijom na grafiku, jer su ti prelazi opisani identičnom prenosnom funkcijom (izraz 3.32). Opseg talasnih dužina za koje je vršena ova teorijska simulacija odgovara opsegu za koja su vršena i merenja. U pitanju je neposredna okolina uobičajenog telekomunikacionog 'prozora',  $1.55\mu\text{m}$  ( $\pm 0.5\text{nm}$ ).

### 5.3. Uticaj geometrijskih parametara

Uticaji geometrijskih parametara na funkcionisanje optičkih rezonatora je neophodno proučiti da bi mogle biti izvršene adekvatne teorijske simulacije koje za cilj imaju objašnjenje oblika i efekata uočenih na eksperimentalno dobijenoj prenosnoj funkciji optičkog rezonatora.



Osnovni geometrijski parametri čiji uticaj je razmatran, su podeljeni u dve grupe. U prvoj grupi su parametri koji neposredno definišu oblik rezonatora, poluprečnik zakrivljenja zatvorenog talasovoda ( $\rho$ ) i dužina područja kaplovanja ( $L_c$ ), slika 3-1. Druga grupa obuhvata geometrijske parametre poprečnog preseka: širinu talasovoda ( $w$ ), nagibni ugao ( $\alpha$ ) i debljinu oksida ( $t$ ), slika 5-7.



Slika 5-7. Geometrijski parametri poprečnog preseka talasovoda: širina ( $w$ ), nagibni ugao ( $\alpha$ ) i debljina oksida ( $t$ ) (proporcionalni prikaz).

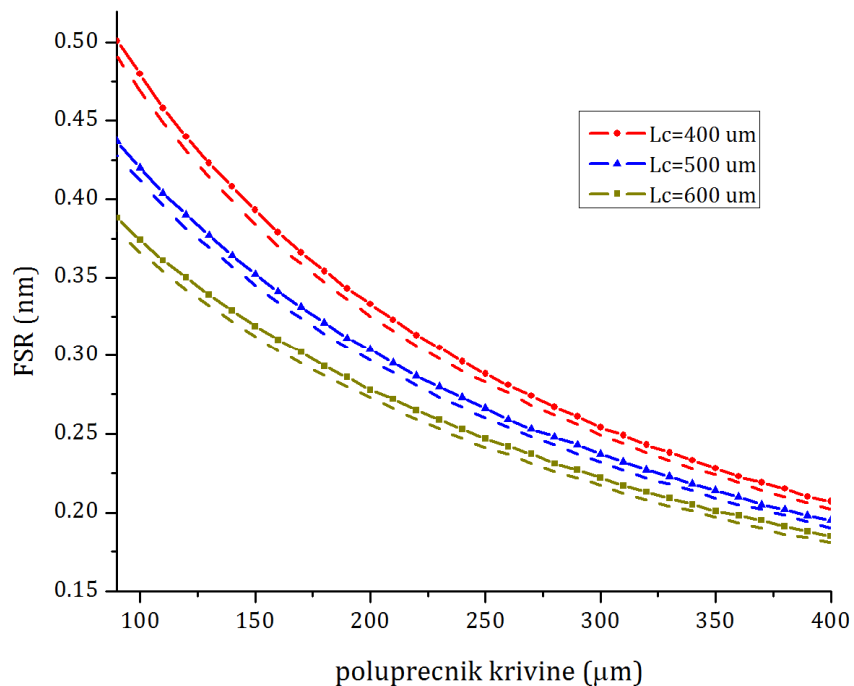
Dimenzije parametara prve grupe su reda veličine nekoliko stotina mikrometara, te su po pravilu mnogo veće od dimenzija poprečnog preseka ( $\sim \mu\text{m}$  za širinu talasovoda i delovi mikrometra za debljinu oksida). Nagibni ugao, projektovan da bude normalan, obično ne odstupa puno, najviše nekoliko stepeni.

S obzirom na oblik frekvencijskog odziva optičkog rezonatora (slika 5-6), uticaj svih geometrijskih parametara je analiziran po efektima koji promene dimenzija imaju na slobodni spektralni opseg (*Free Spectral Range*, FSR) i položaj prvog rezonantnog minimuma prenosne funkcije. Slobodni spektralni opseg je važna funkcija svakog rezonantnog sistema; razmotriti uticaj geometrijskih parametara na FSR je neophodno i zbog razumevanja funkcionalnih mogućnosti rezonatora. Drugi analizirani parametar, položaj prvog rezonantnog minimuma nema direktni uticaj na funkcionisanje rezonatora, ali s obzirom da su ti položaji različiti za različita polarizaciona stanja, analiza uticaja geometrije sistema na položaje rezonantnih minimuma otvara mogućnost dodatnog poređenja ortogonalnih modova i dobijanja polarizaciono nezavisnog optičkog rezonatora.

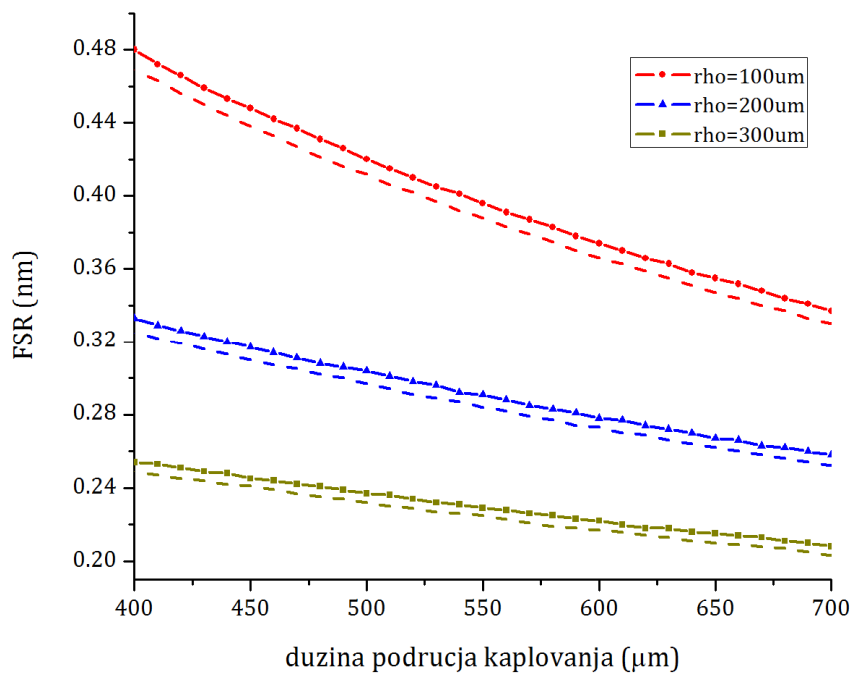
### *5.3.1. Uticaj na slobodni spektralni opseg*

Razmatranje uticaja koji ima prva grupa geometrijskih parametara (definišu oblik rezonatora) je tehnički jednostavan zadatak jer je za dobijanje svih zavisnosti dovoljno samo jednom primeniti postupak za rešavanje polja. U okviru MATLAB paketa je napravljeno nekoliko programa koji kao rešenje daju funkciju promene slobodnog spektralnog opsega u slučajevima promena geometrijskih parametara. Uslovi pri kojima je računata funkcija slobodnog spektralnog opsega su: promena poluprečnika krivine zatvorenog talasovoda pri čemu je dužina područja kaplovanja konstantna, promena dužine područja kaplovanja pri konstantnom poluprečniku zakrivljenja i promena obe veličine, tako da se slobodni spektralni opseg može prikazati kao funkcija dve promenljive [63]. Ovi programi se izvršavaju za jedan set parametara poprečnog preseka, dakle geometrijske veličine poprečnog preseka ostaju konstantne.

Dobijena zavisnost slobodnog spektralnog opsega u funkciji poluprečnika krivine zatvorenog talasovoda je data na slici 5-8. Opseg promene poluprečnika je u intervalu (100-400) $\mu\text{m}$ , što odgovara eksperimentalnim vrednostima koji su bili na raspolaganju za poređenje. Zavisnosti su date za nekoliko vrednosti dužina područja kaplovanja, za oba incidentna moda (TM, puna linija i odgovarajući TE, isprekidana linija iste boje). Očekivano, ortogonalni modovi pokazuju identične oblike zavisnosti za isti parametar; razlikuju se za malu približno konstantnu vrednost.



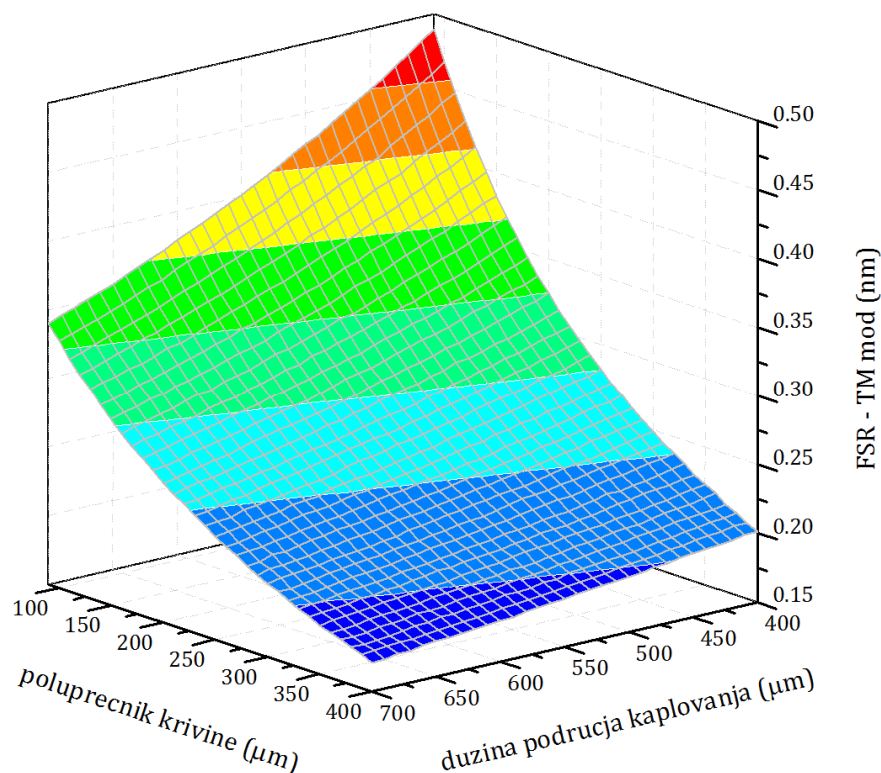
Slika 5-8. Zavisnost slobodnog spektralnog opsega od poluprečnika krivine zatvorenog talasovoda za različite vrednosti dužine područja kaplovanja. TM mod je prikazan punom linijom sa markerima, a odgovarajući TE mod isprekidanom.



Slika 5-9. Zavisnost slobodnog spektralnog opsega od dužine područja kaplovanja za različite vrednosti poluprečnika krivine zatvorenog talasovoda. TM mod je prikazan punom linijom sa markerima, a odgovarajući TE mod isprekidanom.

Na sličan način dobijena zavisnost slobodnog spektralnog opsega od dužine područja kaplovanja, sa poluprečnikom krivine talasovoda kao parametrom i oba incidentna moda, data je na slici 5-9. Opseg promene dužine područja kaplovanja odgovara opsegu u kom je ista veličina bila parametar. Takođe, tri vrednosti poluprečnika krivine, kao parametra za ovu zavisnost su u sličnom opsegu kao na slici 5-8.

Zavisnosti na slikama 5-8 i 5-9 izgledaju suštinski vrlo slično; obe imaju jednolično opadajući karakter, iako različitog nagiba i sličan je međusobni odnos zavisnosti ortogonalnih modova. Zbog toga je bilo zanimljivo izračunati i istovremenu zavisnost slobodnog spektralnog opsega od oba ova geometrijska parametra i prikazati ih na istom 3D grafiku. Ta zavisnost je data na slici 5-10, za TM incidentni mod. Intervali u kojima se menjaju poluprečnik krivine i dužina područja kaplovanja su i dalje u istim, realnim okvirima.



Slika 5-10. Zavisnost slobodnog spektralnog opsega kao funkcija dve promenljive, poluprečnika krivine i dužine područja kaplovanja.

Ovako glatku zavisnost je jednostavno fitovati funkcijama različitog oblika. Uzimajući u obzir osnovne fizičke principe i naravno rukovodeći se zahtevom da standardna devijacija ima što manju vrednost, izabrana je recipročna funkcija u obliku:

$$FSR = \frac{f_0}{1 + aL_c + b\rho + c\rho L_c}, \quad (5.1)$$

gde su  $f_0$ ,  $a$ ,  $b$  i  $c$  konstante čije su vrednosti određene procesom fitovanja i date u tabeli 1.

Tabela 1. Vrednosti konstanti za fitovanu zavisnost slobodnog spektralnog opsega u funkciji poluprečnika krivine i dužine oblasti kaplovanja.

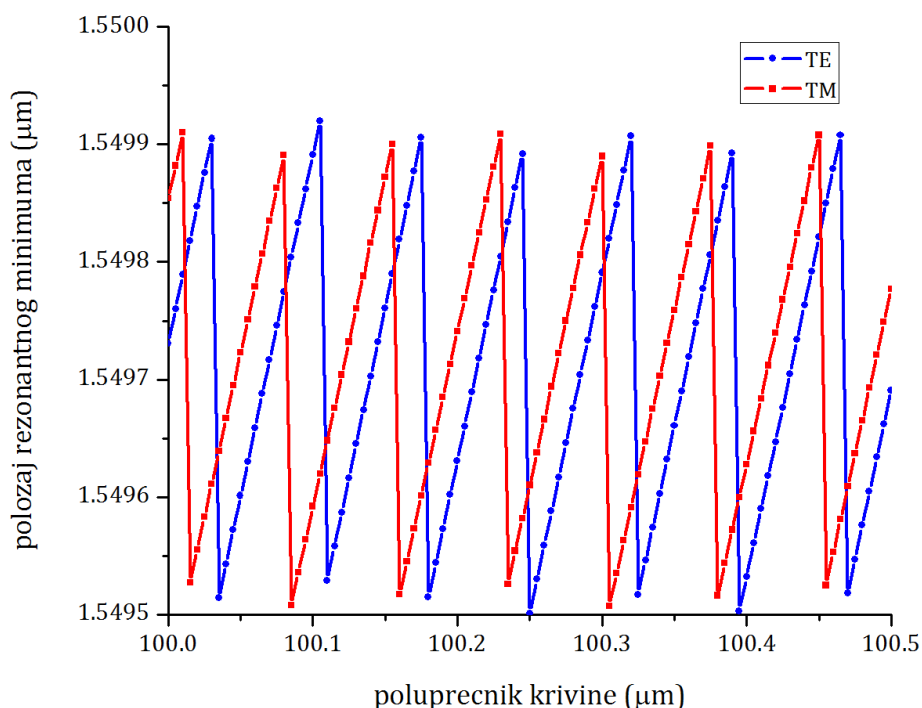
FSR( $\rho$ , $L_c$ )	$f_0$ (nm)	$a$ ( $\mu\text{m}^{-1}$ )	$b$ ( $\mu\text{m}^{-1}$ )	$c$ ( $\text{mm}^{-2}$ )
TM	248.32	0.734	2.274	14.854
TE	232.76	0.695	2.185	10.435

Određivanje zavisnosti odziva optičkog rezonatora u funkciji geometrijskih parametara poprečnog preseka je zahtevniji zadatak, jer je i za najmanju promenu geometrijskih vrednosti potrebno u COMSOL-u nacrtati novi poprečni presek talasovoda i ponovo rešiti sve elemente prostiranja elektromagnetnog talasa. Primenom takvog postupka utvrđeno je da slobodni spektralni opseg praktično ne zavisi ni od jednog geometrijskog parametra poprečnog preseka talasovoda, bar ne u intervalima koji bi pratili realne promene datih parametara, npr. odstupanja pri procesu proizvodnje.

### 5.3.2. Uticaj na položaj rezonantnih minimuma

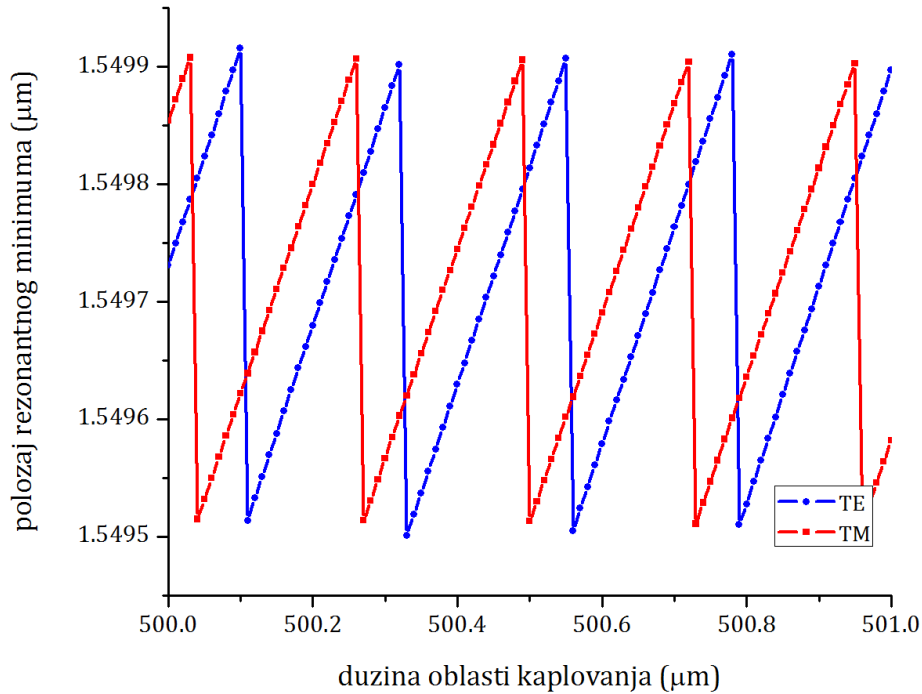
Postupci za određivanje zavisnosti položaja rezonantnih minimuma su tehnički potpuno analogni opisanim postupcima za određivanje zavisnosti slobodnog spektralnog opsega. Pri ovom procesu je iz praktičnih razloga uvek određivan prvi rezonantni minimum, mada se dobijena zavisnost može odnositi na bilo koji.

Zavisnost položaja rezonantnog minimuma u funkciji poluprečnika krivine zatvorenog talasovoda data je na slici 5-11. Ova zavisnost pokazuje periodični karakter, ali je ta periodičnost posledica oblika odziva rezonatora, odnosno, postojanja više rezonantnih minimuma u posmatranom intervalu talasnih dužina. Povećavanjem poluprečnika rezonantni minimum se pomera ka većim talasnim dužinama, ali kad taj pomeraj premaši određenu vrednost, sledeći rezonantni minimum će postati prvi i program koji računa funkciju će izdvojiti njega. Vrednost poluprečnika krivine posle kog se pojavljuje novi rezonantni minimum, prostorna perioda ove zavisnosti, prilično je mala u poređenju sa redom veličine samog poluprečnika, iznosi  $\Delta\rho = 72\text{nm}$  [64].



Slika 5-11. Zavisnost položaja rezonantnog minimuma od poluprečnika krivine, za oba incidentna moda.

Sličan oblik pokazuje i zavisnost položaja rezonantnog minimuma od dužine područja kaplovanja, slika 5-12. U ovom slučaju je prostorna perioda, vrednost dužine područja kaplovanja posle kog se pojavljuje novi rezonantni minimum u posmatranom intervalu talasnih dužina odziva rezonatora, primetno veća i iznosi  $\Delta L = 230\text{nm}$ .



Slika 5-12. Zavisnost položaja rezonantnog minimuma od dužine područja kaplovanja, za oba incidentna moda.

S obzirom da se obe ove funkcije sastoje iz pravolinijskih segmenata, mogu se jednostavno fitovati Furieovim redovima u obliku:

$$\lambda_{res} = A_0 + \sum_n B_n \sin(2n\pi(x - x_0)) , \quad (5.2)$$

gde  $x$  predstavlja ili poluprečnik krivine ili dužinu područja kaplovanja,  $x_0$  je vrednost odgovarajuće veličine za koju odziv ima rezonantni minimum (početak periode) a konstante  $A_0$  i  $B_n$  se računaju kao:

$$A_0 = k(2x_0 + \Delta x) + 2l \quad i \quad B_n = k\Delta x / n\pi , \quad (5.3)$$

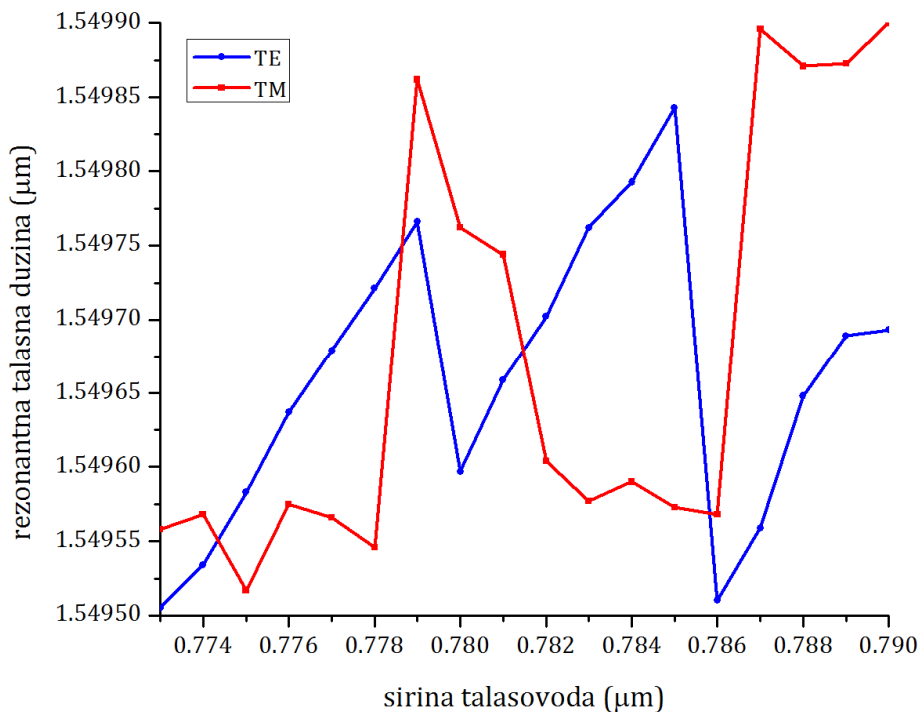
pri čemu su  $k$  i  $l$  standardni delovi jednačina pravolinijskih segmenata i moraju se i izvući sa svakog od grafika.

Zbog specifičnog oblika funkcija na slikama 5-11 i 5-12 nije pravljen grafička dvofunkcionalna zavisnost slična onoj na slici 5-10. Međutim, ekvivalentna matrica vrednosti koja bi odgovarala takvoj dvofunkcionalnoj zavisnosti jeste

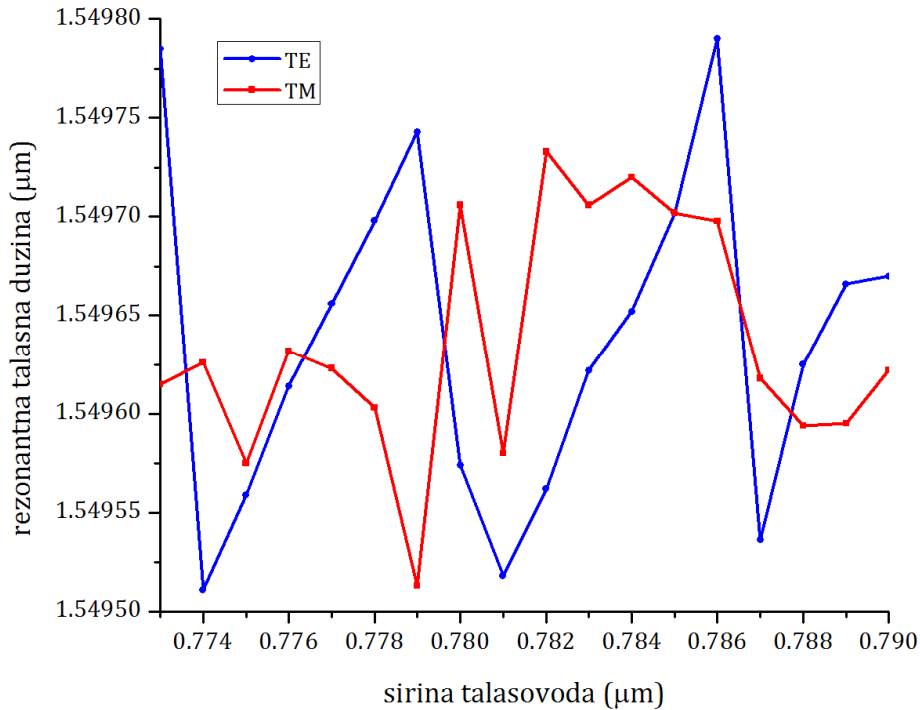
formirana. Takva matrica je imala ključnu ulogu u pronalaženju onog para vrednosti poluprečnika krivine i dužine područja kaplovanja za koje se položaji rezonantnih minimuma za oba moda poklapaju sa eksperimentalnim podacima.

Zavisnosti položaja rezonantnih minimuma od sva tri geometrijska parametra poprečnog preseka, pokazuju intenzivan karakter [65]. Grafici zavisnosti od širine talasovoda prikazan je na slikama 5-13, 5-14 i 5-15, za oba incidentna moda i sa različitim poluprečnicima zakrivljenja talasovoda kao parametrom, pri čemu su preostali geometrijski parametri isti: nagibni ugao bočne ivice talasovoda  $\alpha=90^\circ$ , debljina oksida  $t=0\mu\text{m}$  i dužina oblasti kaplovanja  $L_c=500\mu\text{m}$ . Izbor poluprečnika krivine talasovoda kao parametra i izbor njegove vrednosti je logičan izbor imajući u vidu eksperimentalne podatke koji su bili na raspolaganju. S druge strane izbor intervala u kome se menja širina talasovoda zahteva dodatno objašnjenje. Merenja su vršena na talasovodima targetovane širine  $1\mu\text{m}$ , sa promenljivim nagibnim uglom, što se može videti na slici 6-3. Logičan smer promene širine talasovoda za simulaciju zavisnosti je bilo ka manjim vrednostima, sa početnim intervalom promene od  $0,05\mu\text{m}$ . Dobijeni oblik zavisnosti nije pokazivao nikakvu očiglednu zavisnost, te je sledeći postupak bilo usitniti korak promene širine talasovoda. Trenutni korak do kog se stiglo je  $1\text{nm}$  (slike 5-13 do 5-15), uz krajnje diskutabilnu svrhu nastavljanja procesa usitnjavanja.

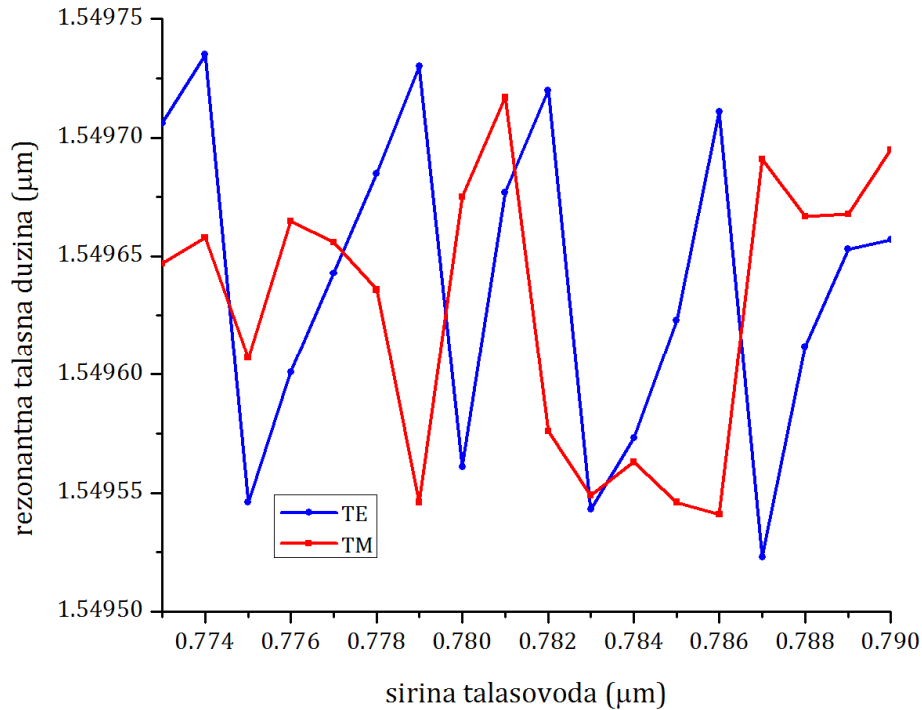




Slika 5-13. Zavisnost položaja rezonantnih minimuma od širine talasovoda za oba incidentna moda i poluprečnik  $\rho=100\mu\text{m}$  ( $\alpha=90^\circ$ ,  $t=0$ ,  $L_c=500\mu\text{m}$ ).

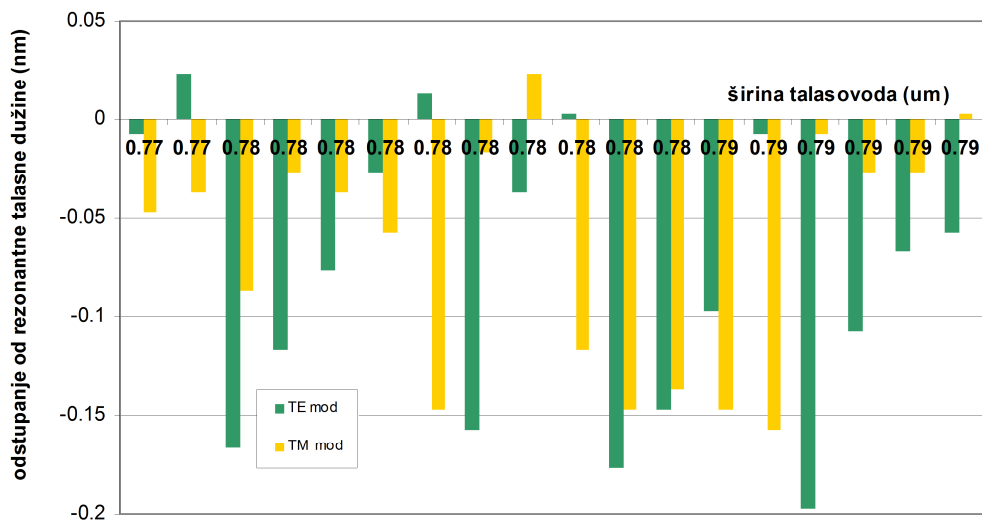


Slika 5-14. Zavisnost položaja rezonantnih minimuma od širine talasovoda za oba incidentna moda i poluprečnik  $\rho=200\mu\text{m}$  ( $\alpha=90^\circ$ ,  $t=0$ ,  $L_c=500\mu\text{m}$ ).



Slika 5-15. Zavisnost položaja rezonantnih minimuma od širine talasovoda za oba incidentna moda i poluprečnik  $\rho=300\mu\text{m}$  ( $\alpha=90^\circ$ ,  $t=0$ ,  $L_c=500\mu\text{m}$ ).

Dobijene grafike zavisnosti je bilo zanimljivo potražiti iz teorijskog konteksta, ali oni nemaju praktični značaj. Ilustracija te činjenice je prikazana na slici 5-16.

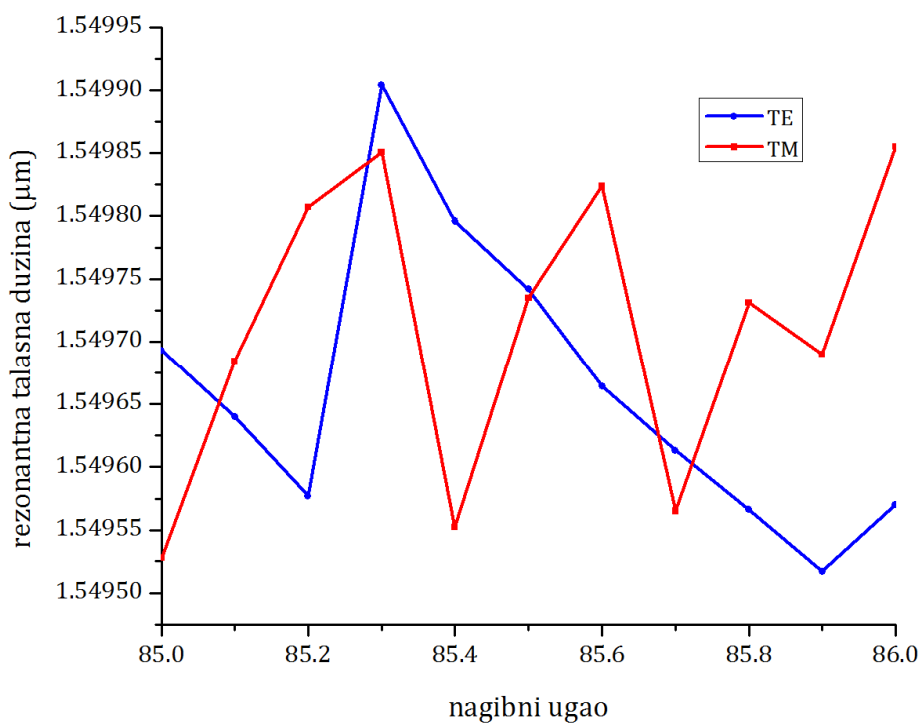


Slika 5-16. Odstupanje od rezonantne talasne duzine pri promeni širine talasovoda, za poluprečnik krivine  $\rho=300\mu\text{m}$  ( $\alpha=90^\circ$ ,  $t=0$ ,  $L_c=500\mu\text{m}$ ).

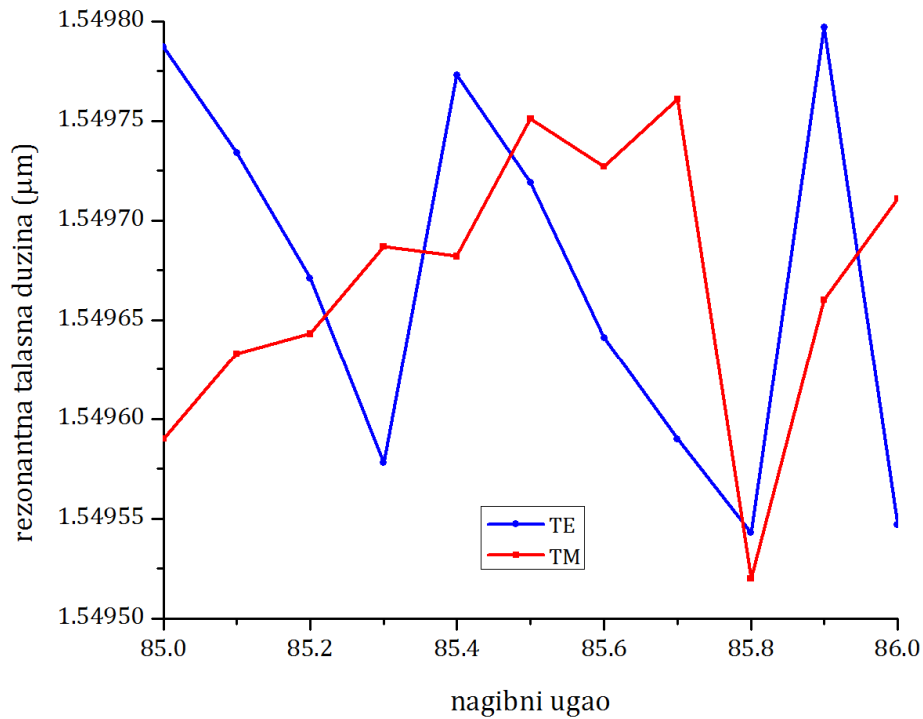
Grafik ilustruje odstupanje od tačne rezonantne talasne duzine očitane sa

eksperimentalno dobijenog frekvenzijskog odziva za iste geometrijske parametre koji opisuju oblik rezonatora u funkciji malih promena širine talasovoda.

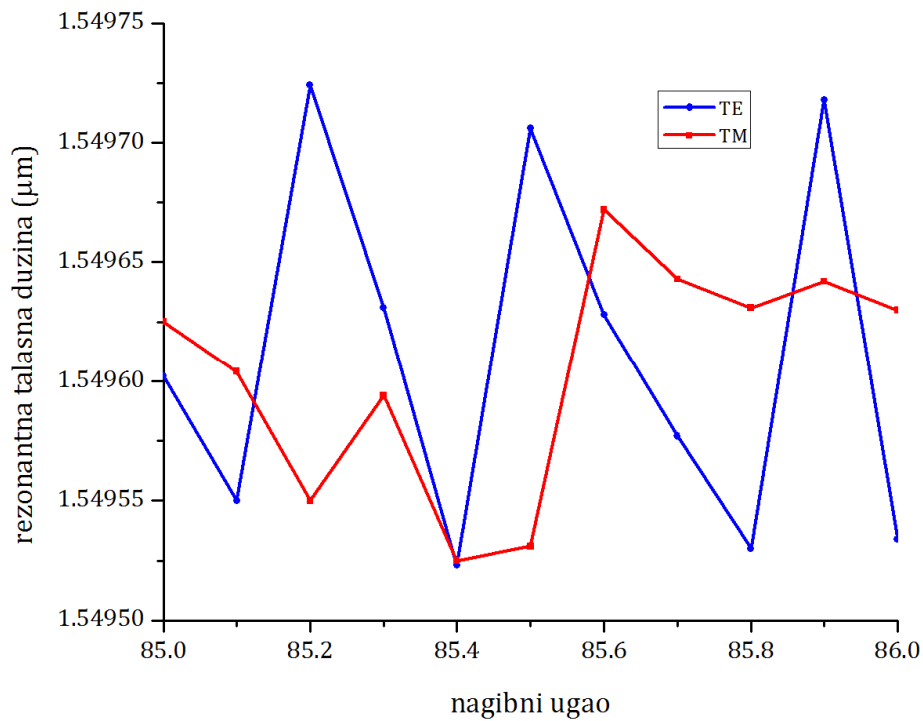
Na sledeće tri slike 5-17, 5-18 i 5-19 je data zavisnost rezonantne talasne dužine od nagibnog ugla izraženog u stepenima. Targetovana vrednost je  $90^\circ$  (vertikalne bočne ivice talasovoda), što je u procesu proizvodnje praktično nemoguće postići (slika 6-3). U simulacijama je ukupni interval promene nagibnog ugla bio u intervalu  $(80-90)^\circ$  sa početnim korakom od jednog stepena. S obzirom da ni u ovom slučaju nije dobijena funkcionalna zavisnost, korak je opet usitnjavan, do trenutno na slikama prikazanih  $0.1^\circ$ .



Slika 5-17. Zavisnost položaja rezonantnih minimuma od nagibnog ugla bočne ivice talasovoda za oba incidentna moda i  $\rho = 100\mu\text{m}$  ( $w = 1\mu\text{m}$ ,  $t = 0$ ,  $L_c = 500\mu\text{m}$ ).



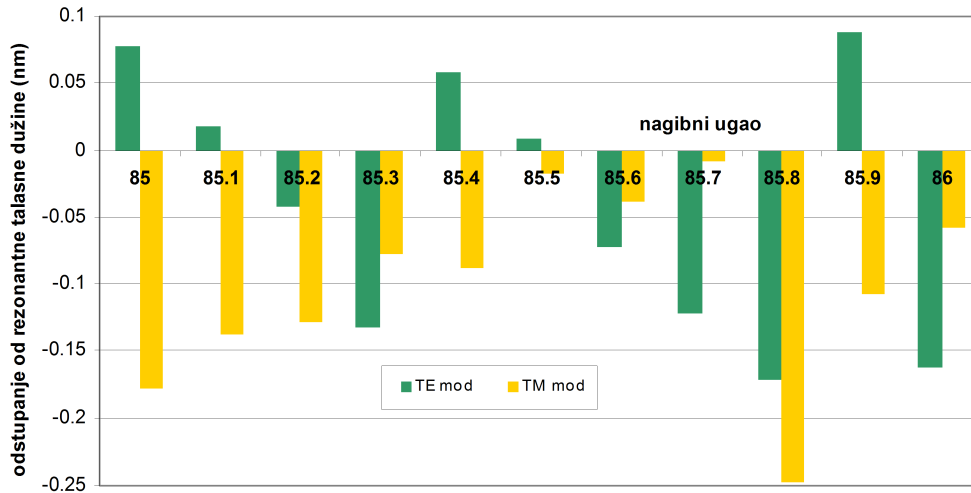
Slika 5-18. Zavisnost položaja rezonantnih minimuma od nagibnog ugla bočne ivice talasovoda za oba incidentna moda i  $\rho=200\mu\text{m}$  ( $w=1\mu\text{m}$ ,  $t=0$ ,  $L_c=500\mu\text{m}$ ).



Slika 5-19. Zavisnost položaja rezonantnih minimuma od nagibnog ugla bočne ivice talasovoda za oba incidentna moda i  $\rho=300\mu\text{m}$  ( $w=1\mu\text{m}$ ,  $t=0$ ,  $L_c=500\mu\text{m}$ ).

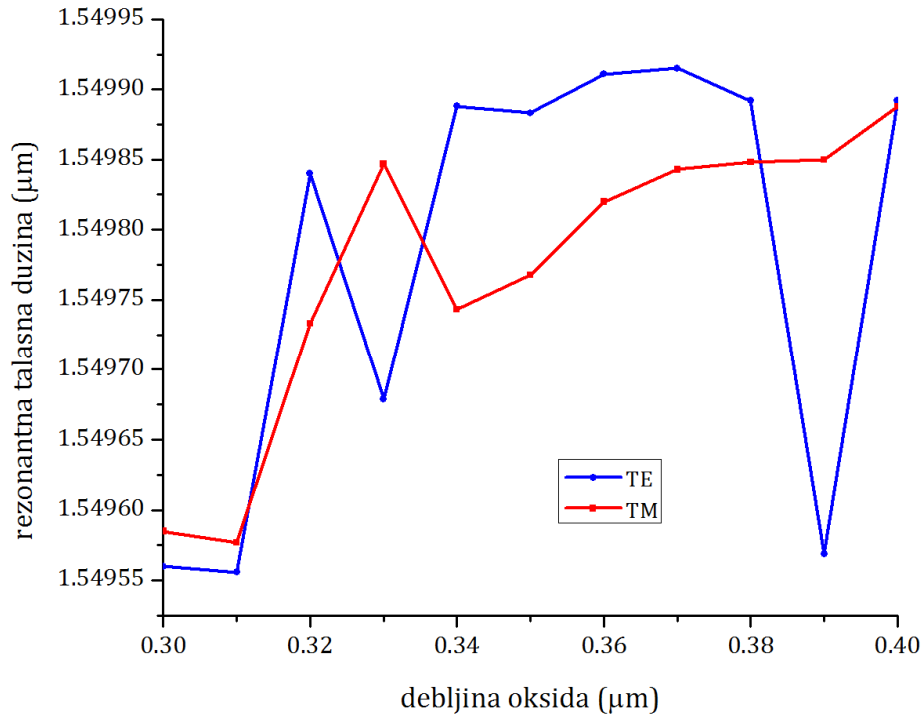
Ostali geometrijski parametri koji su korišćeni za ovu simulaciju su: širina talasovoda  $w=1\mu\text{m}$ , debljina oksida  $t=0\mu\text{m}$  i dužina oblasti kaplovanja  $L_c=500\mu\text{m}$ .

Striktno teorijski razmatrano, imalo bi smisla usitnjavati korak promene nagibnog ugla, pogotovo za incidentni TE mod, ali praktično, svrsishodnost je krajnje upitna. Na slici 5-20 je ilustrovano odstupanje od tačne rezonantne talasne dužine očitane na eksperimentalno dobijenim frekvencijskom odzivu, u funkciji malih promena nagibnog ugla.

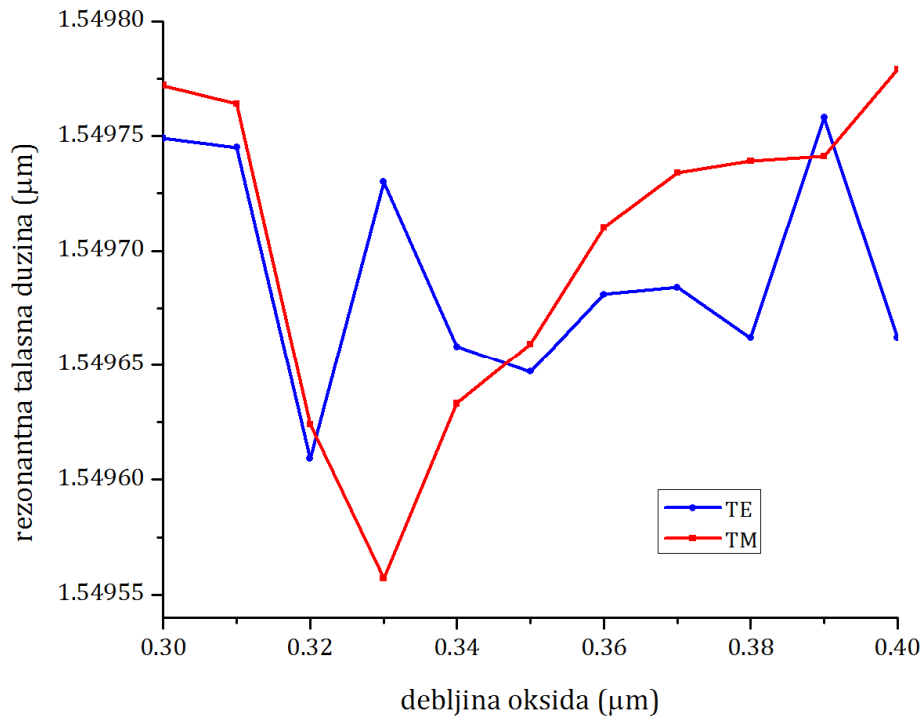


Slika 5-20. Odstupanje od rezonantne talasne dužine pri promeni širine talasovoda, za poluprečnik krivine  $\rho=200\mu\text{m}$  ( $w=1\mu\text{m}$ ,  $t=0$ ,  $L_c=500\mu\text{m}$ ).

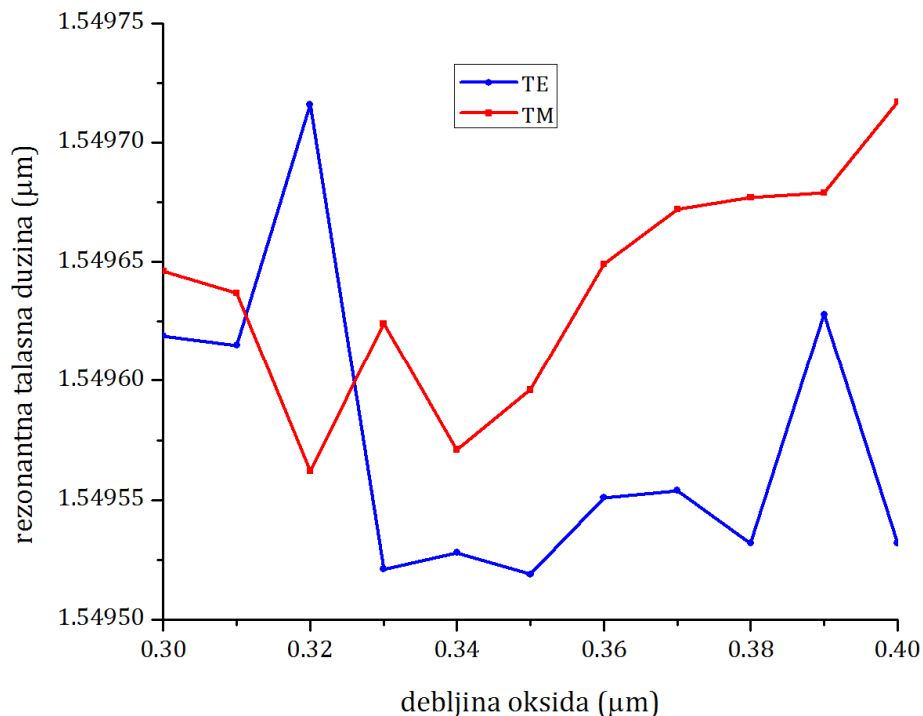
Zavisnost rezonantne talasne dužine od debljine oksidnog pokrivača data je na sledeće tri slike: 5-21, 5-22 i 5-23. Prve simulacije su pokrivale interval debljina oksidnog sloja do  $0.4\mu\text{m}$ , sa većim korakom, koji je naknadno smanjivan. Konačni interval promene debljine oksidnog pokrivača izabran za prikaz na slikama 5-21 do 5-23 je u gornjoj granici realnih vrednosti.



Slika 5-21. Zavisnost položaja rezonantnih minimuma od debljine oksidnog pokrivača talasovoda za oba incidentna moda i  $\rho=100\mu\text{m}$  ( $w=1\mu\text{m}$ ,  $\alpha=90^\circ$ ,  $L_c=500\mu\text{m}$ ).

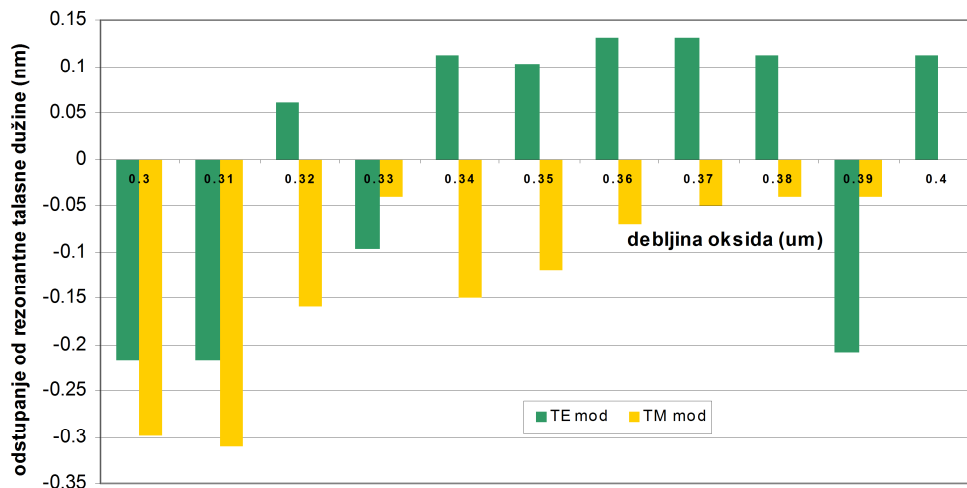


Slika 5-22. Zavisnost položaja rezonantnih minimuma od debljine oksidnog pokrivača talasovoda za oba incidentna moda i  $\rho=200\mu\text{m}$  ( $w=1\mu\text{m}$ ,  $\alpha=90^\circ$ ,  $L_c=500\mu\text{m}$ ).



Slika 5-23. Zavisnost položaja rezonantnih minimuma od debljine oksidnog pokrivača talasovoda za oba incidentna moda i  $\rho = 300\mu\text{m}$  ( $w=1\mu\text{m}$ ,  $\alpha=90^\circ$ ,  $L_c=500\mu\text{m}$ ).

Izbor intervala promene je vođen intuitivnom logikom da bi deblji oksidni sloj generalno mogao imati intenzivniji uticaj, iako je razmatran teorijski jednostavniji slučaj pri kom nije uziman u obzir uticaj mehaničkog stresa (težine oksida) koji može da dovede do promene indeksa prelamanja materijala koji se nalazi ispod njega [11]. Dodatni uticaj stresa bi bilo zanimljivo uključiti u ovu simulaciju i to bi mogao da bude jedan od nastavaka priče o uticaju geometrije na funkcionalnost rezonatora koja je ovde započeta.



Slika 5-24. Odstupanje od rezonantne talasne dužine pri promeni širine talasovoda, za poluprečnik krivine  $\rho=100\mu\text{m}$  ( $w=1\mu\text{m}$ ,  $\alpha=90^\circ$ ,  $L_c=500\mu\text{m}$ ).

Na slici 5-24 je, slično kao za ostale parametre poprečnog preseka, dato odstupanje od tačne rezonantne talasne dužine očitane na eksperimentalno dobijenom frekventijskom odzivu. Na sve tri slike (5-16, 5-20 i 5-24) evidentno je da su sva odstupanja praktično vrlo mala (0.2-0.3nm), skoro zanemarljiva u praktičnoj realizaciji. Međutim, imajući u vidu da je frekventijski opseg u kom je mereno i simulirano  $\Delta\lambda=1\text{nm}$ , ta odstupanja su na graficima odziva ipak vidljiva i polarizaciono invarijantna.

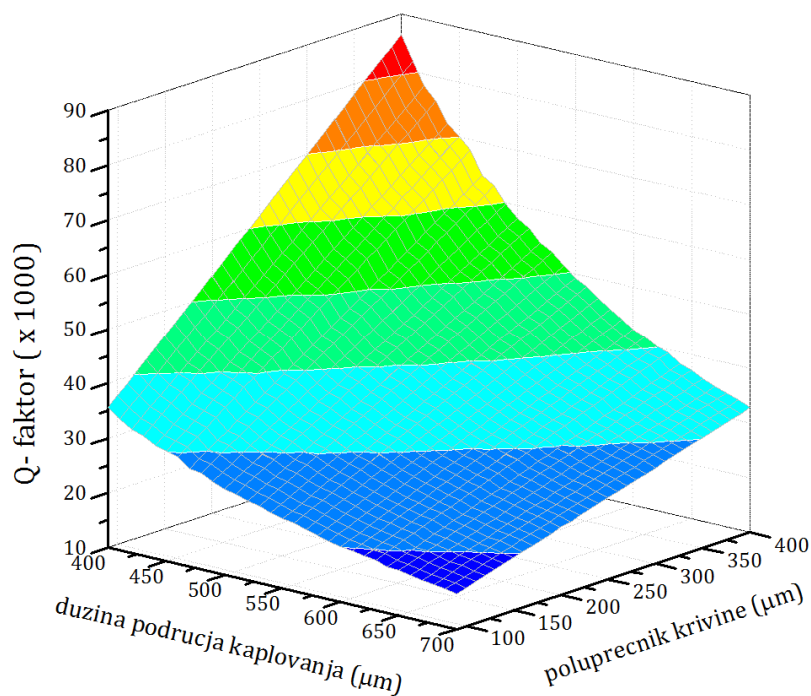
Prilikom određivanja zavisnosti od sva tri geometrijska parametra poprečnog preseka, za ostale su birane vrednosti koje vrše najmanji uticaj. Tako je konstantni nagibni ugao bio normalan prilikom određivanja zavisnosti od širine talasovoda i debljine oksida, a debljina oksidnog sloja bila jednaka nula kad je računata zavisnost od širine talasovoda i nagibnog ugla. Opsezi promena ovih geometrijskih parametara slede realne okvire, ali su generalno intervali suviše mali. Prilikom izračunavanja se krenulo od širih intervala, ali s obzirom da zavisnosti nisu pokazivale nikakve zakonitosti u promenama, interval se sužavao usitnjavanjem koraka, sve dok je to usitnjavanje imalo smisla. Daljim smanjenjem intervala promene geometrijskih parametara bi zavisnosti bile preciznije određene, možda bi se našla i pravilnost, ali se postavlja pitanje pragmatičnosti daljeg usitnjavanja, imajući u vidu odstupanja datih parametara u procesu proizvodnje.



### 5.3.3. Zavisnost Q-faktora

Faktor dobrote ili Q-faktor je važna karakteristika svih rezonantnih optičkih sistema. Uglavnom se određuje simulacijom prostiranja talasa u datom optičkom sistemu, ali se u literaturi sreću i posredno merene vrednosti finese i Q-faktora.

U ovom radu je u sklopu proračuna uticaja geometrijskih parametara na parametre optičkog rezonatora uključen i Q-faktor. Računat je na osnovu izraza 3-35, koji se najčešće koristi u literaturi. S obzirom da Q-faktor predominantno zavisi od slobodnog spektralnog opsega, zavisnost je računata za geometrijske parametre od kojih slobodni spektralni opseg najviše zavisi.



Slika 5-25. Q-faktor kao funkcija poluprečnika krivine i dužine područja kaplovanja.

Očekivano, ova zavisnost data na slici 5-25, slična je odgovarajućoj 3D funkciji slobodnog spektralnog opsega. Njena dodatna zavisnost od obima talasovoda je samo čini strmijom. Izračunate vrednosti Q-faktora u intervalu (10000-90000) označavaju da su rezonatori o kojima se govori, rezonantni uređaji relativno visokog kvaliteta.

Najveća vrednost Q-faktora zabeležena u literaturi do sada iznosi nekoliko desetina miliona na  $\text{Si}_3\text{N}_4$  sa ultra malim gubicima prostiranja i poluprečnicima zakrivljenja talasovoda od nekoliko milimetra [52].

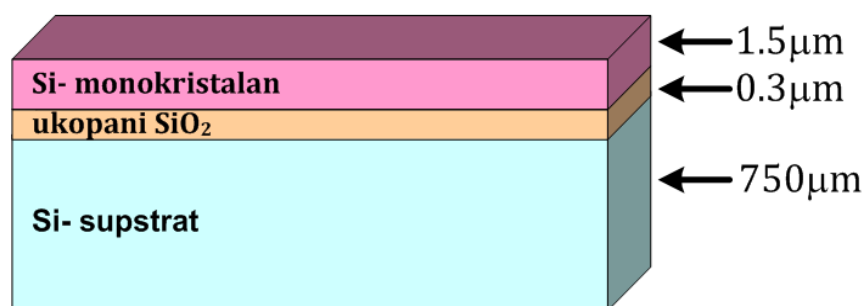
## **6. EKSPERIMENTALNI REZULTATI**

Integrisane fotonske komponente se danas razvijaju na velikom broju različitih materijala: silicijum, SOI (*Silicon On Insulator*), litijum-niobat, indijum-fosfid, galijum-arsenid, safir, grafen, polimeri... Posebno mesto zauzima SOI struktura, zbog svoje niske cene i raznovrsnih proizvodnih mogućnosti. Sa stanovišta fizike provođenja interesantna je pre svega zbog velike razlike u indeksima prelamanja silicijuma i silicijum-dioksida i činjenice da ima male gubitke u bliskoj infracrvenoj oblasti. Zato se danas fotonska integrisana kola često prave kao skup isprepletenih optičkih SOI komponentata, uprkos nedostatku silicijuma (inverzni energetski procep) koji onemogućava izradu aktivnih optičkih komponentata. Procesi proizvodnje SOI čipova imaju ključnu ulogu u kvalitetu komponentata koje se na njima nalaze.

### **6.1. Proizvodnja SOI optičkih komponentata**

Strukture formirane od silicijuma na adekvatnom oksidnom sloju (SOI, *Silicon On Insulator*) su prvobitno razvijane u oblasti mikroelektronike, ali su ih njihove optičke osobine progurale u prve redove fotoničkih materijala. Platforma se sastoji od tankog sloja monokristalnog silicijuma nanešenog preko sloja silicijum-dioksida. Ta dva sloja su smeštena na deblju silicijumsku podlogu, kao što je ilustrovano na slici 5-1.

Korišćena SOI platforma, na kojoj su pravljene optički uređaji razmatrani u ovoj disertaciji, generisana je u IBIS Technology korporaciji (Danvers, SAD), metodom separacije implantiranim kiseonikom (SIMOX, *Separation by IMplanted OXigen*). Postupak se sastoji od implantiranja visokoenergetskih ( $\sim 200\text{keV}$ ) jona kiseonika u osnovni silicijumski supstrat. Ciljana oblast je oko 300nm ispod površine supstrata, gde bi trebalo da se formira ukopani sloj jona debljine 500nm.



Slika 6-1. Ilustracija poorečnog preseka SOI strukture u kojoj su pravljene optičke komponente.

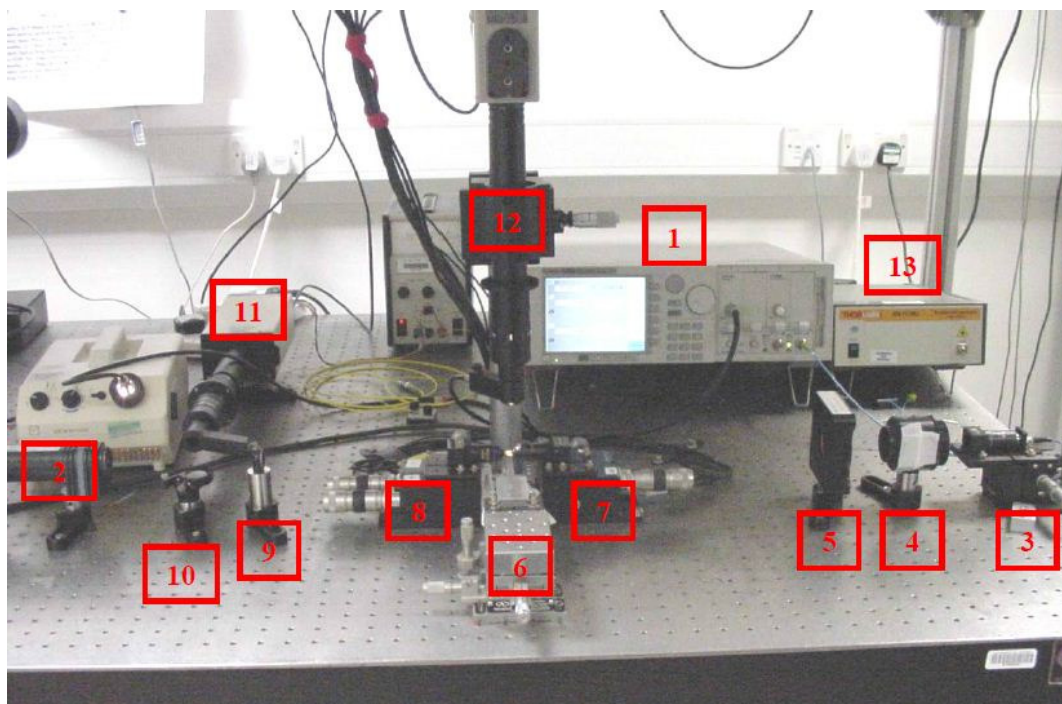
Da bi se otklonila oštećenja pri prolazu jona i omogućila oksidacija silicijuma u ukopanom jonskom sloju, supstrat se zagreva na temperaturu oko 1300°C i hladi. Tim postupkom se formira amorfni oksidni sloj i popravlja najveći broj oštećenja na silicijumskom sloju iznad njega, te on postaje monokristalan. Ukoliko je formirani silicijumski sloj nedovoljne debljine, može se povećati procesom epitaksijalnog rasta.

Na tako formiranim podlogama su pravljene potrebne optičke strukture u pogonima Intel korporacije u Jerusalmu (Izrael). Prvo se formira sloj oksida na površini monokristalnog silicijuma, koji služi kao maska pri formiranju talasovoda. Oksidna maska je otpornija na duboko ecovanje od klasičnih fotorezista. Za njeno formiranje je neophodno žrtvovati sloj silicijuma (oko 150nm za sloj oksida od 300nm, što ostavlja maksimalnu debljinu sloja silicijuma od oko 1.35μm). Sada se preko oksidnog sloja nanosi sloj fotorezista, koji se izlaže zračenju u različitim vremenskim intervalima zbog veće raznolikosti u dimenzijama finalnih elemenata. Ozračeni deo fotorezista se uklanja hemijskim postupcima i pločice se dodatno čiste. Posle toga sledi postupak ecovanja oksida koji nije zaštićen fotorezistnim slojem, gasovitim ugljenik-tetrafluoridom (CF<sub>4</sub>) i visokoenergetskim jonima argona (Ar<sup>+</sup>). Nakon selektivnog uklanjanja oksidnog sloja izložen postaje silicijum. On se sad ecuje do željene debljine smesom gasova (Cl<sub>2</sub>/HBr), da bi se formirali talasovodi. Pločice se još čiste rastvorom vodonik-fruorida (HF) i prekrivaju tankim slojem oksida na niskoj temperaturi. Taj sloj pokriva talasovode i služi kao zaštitni pri pripremi uzoraka za merenje.

Proizvedeni uzorci su smešteni na jednoj pločici, pa je pre merenja potrebno pripremiti pojedinačne čipove. Pločicu je potrebno izrezati na kockice i ispolirati, nakon čega se prekriva antirefleksivnim slojem. Više detalja o tome se može naći u [18].

## 6.2. Merenje odziva rezonatora

Sva merenja izvršena na optičkim rezonatorima koja su poslužila za poređenje sa teorijski simuliranim rezultatima rađena su na Advanced Technology Institute, Univerziteta Surrey (Velika Britanija). Fotografija merne opreme je prikazana na slici 6-2.



Slika 6-2. Fotografija korišćene merne opreme. Preuzeto iz [18].

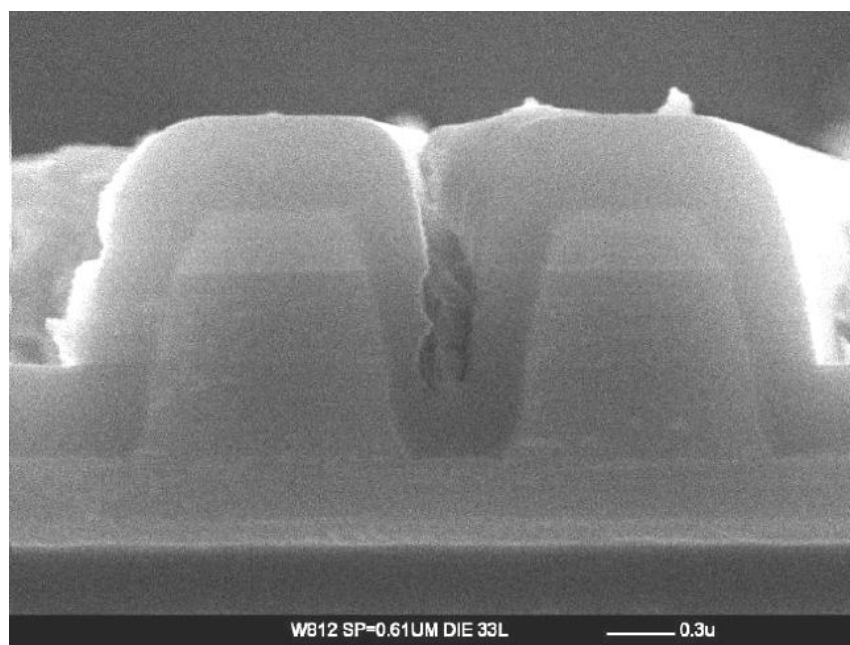
Izvor svetlosti je laser sa podesivom talasnom dužinom (1520-1620nm), koji predstavlja deo Lightwave Measurement System-a (Agilent Technologies Inc. model # 8164A), [1]. Drugi deo istog sistema je modul sa interfejsom detektora optičke snage sa kojim je neposredno povezana glava detektora, [2]. Iako se svetlost iz lasera uvodi u optičko vlakno koje zadržava polarizaciono stanje (PM, *Polarisation*

*Maintaining*), to vlakno ne vodi talas direktno do merenog uzorka, već se svetlost delimično prostire kroz vazduh. Otvoreni kraj vlakna se vodi ka kolimatorskom sočivu postavljenom na platformu (Melles Griot 17 AMB 003/MD) koja se može pomerati po sve tri ose, [3]. Ovakav postupak je potreban da bi se striktno definisalo polarizaciono stanje talasa i on zadržao u njemu. Polarizaciono stanje se definiše širokopoljnim polarizacionim beam splitter-om (Newport Corp. 10FC16PB.9), [4]. Spliter je postavljen tako da daje TE polarizacioni talas, (vektor  $E$  paralelan optičkom stolu) i filtrira sve inherentne TM komponente. Ukoliko je potreban ulazni TM talas, koristi se polutalaska ploča koja će okrenuti definisano polarizaciono stanje, (CVI Corp. QWPO-1550-10-2-R/5), [5].

Mereni test-čip je smešten na platformu (Newport Corp. N-562) koja ima mogućnost pomeranja po sve tri ose mikrometarskim zavrtnjem [6]. Da bi se formirani polarizovani talas efikasno uveo u fotonički čip sa optičkim rezonatorom koristi se kolimatorsko sočivo (Melles Griot 04 OAS 018) koje daje spot reda veličine mikrometra, što je neophodno imajući u vidu površinu poprečnog preseka talasovoda. Svetlost koja napušta talasovod se takođe kolimiše odgovarajućim objektivom (Melles Griot 04 OAS 016/IR), prilagođenim za rad u infracrvenom delu spektra. Oba sočiva su smeštena na iste 3D platforme (Melles Griot 17 MAX 101), kojima je zadatak da precizno poravnaju sočiva sa test-čipom, [7] i [8]. Iako ove platforme po proizvođačkoj specifikaciji imaju pomeraj rezolucije 50nm, koriste se samo za grubo podešavanje položaja. Za fina podešavanja pomeraja se koristi ugrađeni piezoelektrični kontroler sa povratnom spregom, koji ima rezoluciju od 5nm. Na putanju izlaznog talasa se po potrebi može postaviti linearni polarizator (Thorlabs, Inc. LPNIR050) u rotacionom držaču sa korakom od jednog stepena, koji služi za ispitivanje polarizacionog stanja i filtriranje izlazne svetlosti, [9]. Pomoću aluminijumskog ogledala u odgovarajućem držaču (New Focus 9891) [10], svetlost se preusmerava ili ka infracrvenoj kameri [11], ili ka detektoru za merenje izlazne snage [2]. Infracrvena kamera (Electrophysics 7290A) je neophodan deo opreme jer se pomoću nje vizuelno proverava stvarna putanja svetlosti. Korišćeni fotodetektor za merenje snage je povezan sa računarem pomoću LabVIEW softvera, što je

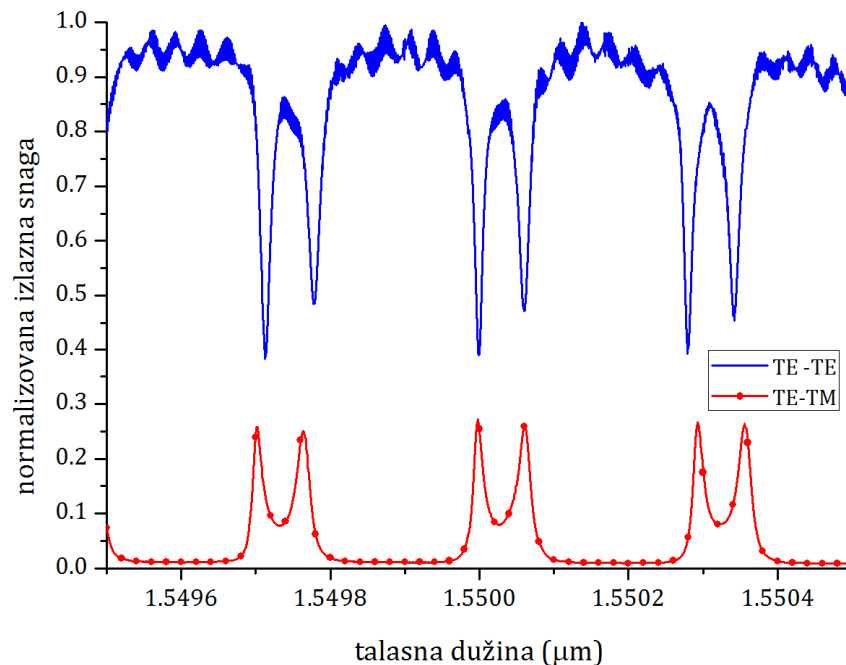
omogućilo automatizaciju mernog procesa. Automatizacija procesa nije samo skratila i olakšala merenje; ona je neophodna jer bi dugotrajno ručno podešavanje i merenje bilo kompromitovano zbog prevelikog termalnog drifta.

Dodatna kamera za standardne boje (JVC TK-1280E) je postavljena u vertikalnoj tubi iznad test-čipa, [12]. Ona je povezana sa odgovarajućim monitorom i ima ulogu u podešavanju položaja ulazno-izlazne optike. Još jedan uređaj na slici 6-2 je korišćen kao pomoć pri inicijalnom podešavanju svih optičkih komponenata: širokopojasni svetlosni izvor (Thor Labs, Inc. ASE-FL7002), [13]. On ima veću izlaznu snagu u odnosu na laser, pa gubici u sistemu imaju mnogo manji efekat. Treba naglasiti i da je velika pažnja posvećena poravnavanju svih elemenata i kalibraciji procesa, što je imajući u vidu dimenzije (pre svega talasovoda) i snage merenog talasa, krucijalno za uspeh merenja. Na kraju, ne treba izostaviti još jedan važan deo merne opreme koji nije direktni deo mernog procesa. U pitanju je skenirajući elektronski mikroskop (SEM), koji je korišćen za određivanje dimenzija optičkih elemenata na test-čipovima. Primer izgleda poprečnog preseka realnih talasovoda koji čine direkciono kapler dat je na slici 6-3.



Slika 6-3. Poprečni presek talasovoda direkcionog kaplera, dobijen pomoću SEM-a. Preuzeto iz [18].

Na test čipovima su generisani različiti optički rezonatori kao i elementi od kojih se oni sastoje. Proces merenja je obuhvatao određivanje gubitaka u ravnom talasovodu, parametre pri prostiranju kroz direkcioni kapler (karakteristične dužine za TE i TM mod), gubitke u zakrivljenim delovima talasovoda i konačno frekventni odziv rezonatora. Rezonatori su projektovani da budu polarizaciono nezavisni podešavanjem potrebne dužine područja kaplovanja. Ovde neće biti predstavljeni svi eksperimentalni rezultati, već samo oni koji su predstavljali odstupanja od očekivanog rezultata i doveli do detaljne teorijske simulacije. Primer odstupanja je frekventni odziv *racetrack* rezonatora dat slici 6-4. Incidentni je TE talas; oznaka TE-TE je za deo koji nije promenio polarizaciono stanje a TE-TM je za deo koji je promenio početnu polarizaciju. Merenje je izvršeno za interval talasnih dužina od  $(1550 \pm 0.5)$ nm, korakom od 1pm [18].



Slika 6-4. Eksperimentalno dobijen odziv optičkog rezonatora sa poluprečnikom krivine  $\rho=200\mu\text{m}$  i dužinom područja kaplovanja  $L_c=500\mu\text{m}$ . Nominalne vrednosti geometrijskih parametara poprečnog preseka:  $w=1\mu\text{m}$ ,  $\alpha=90^\circ$  i  $t=0.3\mu\text{m}$ .

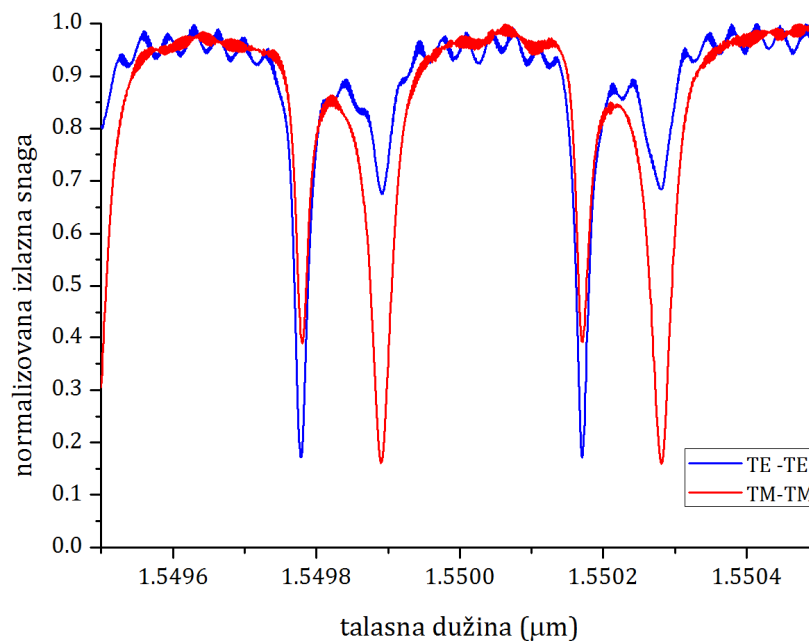
Ono što je bilo neočekivano na ovom i ostalim slično dobijenim odzivima rezonatora, je pojava sekundarnog rezonantnog minimuma koji se do tada nije pojavljivao ni u teorijski simuliranim rezultatima. Podešavanje teorijskog modela koji pokazuje pojavu drugog minimuma dato je u narednom poglavlju.



## 7. MODIFIKACIJA TEORIJSKOG MODELA

Pojava sekundarnog rezonantnog minimuma u eksperimentalno dobijenim odzivima optičkih rezonatora je bila iznenađujuća. Prvo se posumnjalo da ovoj pojavi doprinose modovi višeg reda koji se mogu javiti jer su geometrijski parametri ovih rezonatora takvi da rade na granici uslova monomodnosti. Ova hipoteza je postala neodrživa kada je primećeno da razlika u rezonantnim talasnim dužinama ostaje skoro ista u širokom opsegu talasnih dužina. Fundamentalni i modovi višeg reda imaju različite efektivne indekse prelamanja, samim tim i grupni indeks i slobodni spektralni opseg, pa bi se na većem opsegu talasnih dužina primetilo njihovo razmimoilaženje.

Druga pretpostavka je pojava višestrukih promena polarizacionih stanja u rezonatoru, jer je jednostavnim poređenjem uočeno da se sekundarni rezonantni minimumi u odzivu jednog ortogonalnog moda javljaju tačno na talasnoj dužini primarnog minimuma drugog ortogonalnog moda istog rezonatora, slika 7-1.



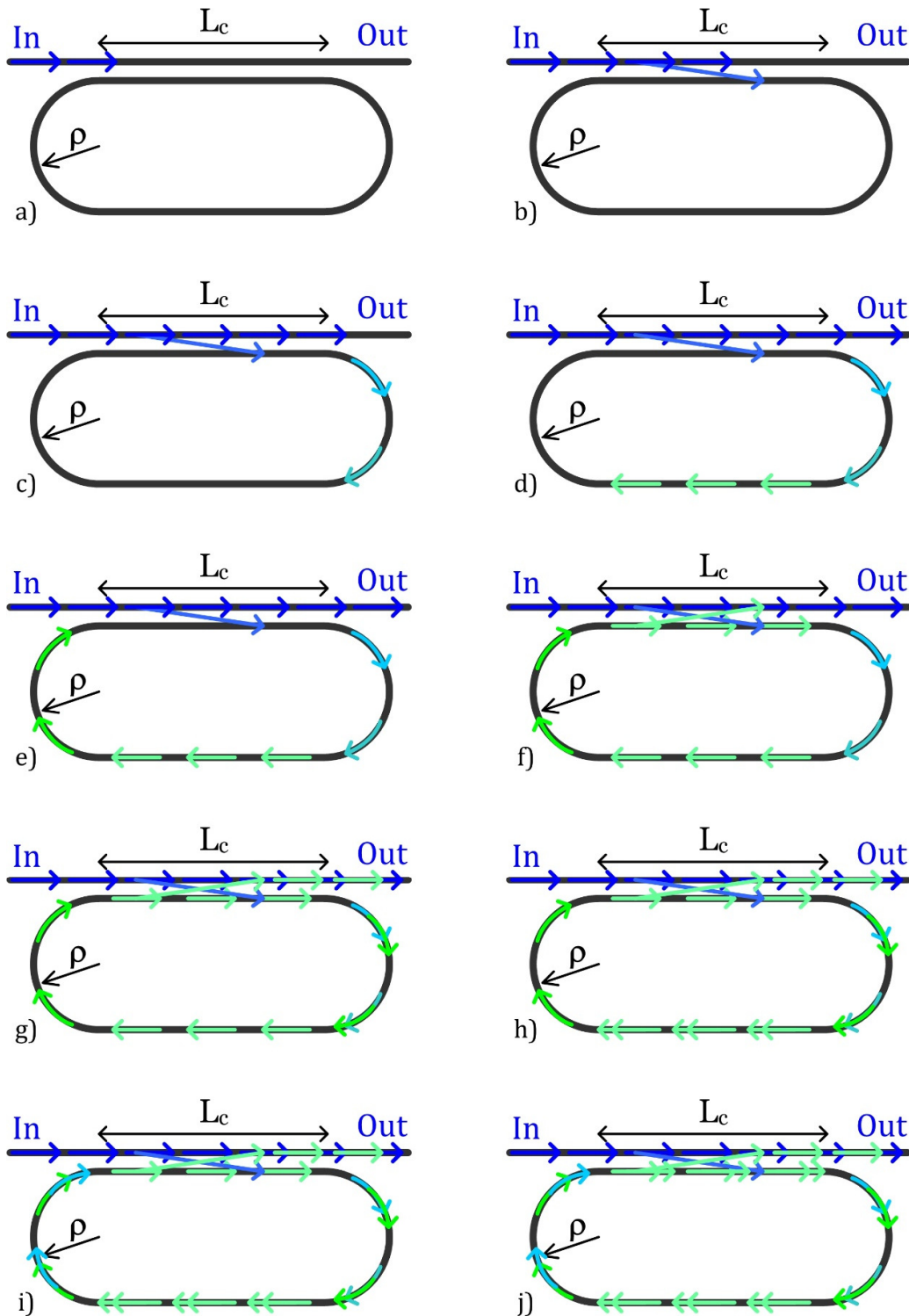
Slika 7-1. Uporedni pregled odziva rezonatora za incidentni TE i TM mod. Prikazani su samo oni delovi talasa koji zadržavaju svoja polarizaciona stanja.

Upravo ova druga pretpostavka je obrađena u ovoj disertaciji. Činjenica da se u rezonatorskim sistemima svetlost jedno vreme nalazi zarobljena je analitički preimenjena na postojeći fizički model i taj princip je nazvan simulacija višestrukih prolaza.

### **7.1. Simulacija višestrukih prolaza**

U osnovi, simulacija višestrukih prolaza je vrlo jednostavan princip: putanja prostiranja talasa je dosledno ispraćena uz pretpostavku da se talas kroz rezonantnu strukturu prostire više puta [66]. Ako polarizovana svetlost ulazi u optički rezonator, prvo se događa kaplovanje u području gde su dva talasovoda blisko postavljena. Deo polja koji je prešao u drugi, zatvoreni talasovod ima isto polarizaciono stanje jer se ono ne menja procesom kaplovanja. Taj deo talasa prolazi kroz zatvoreni talasovod i pri tome u zakrivljenim delovima delimično menja polarizaciono stanje. Kada opet stigne do područja kaplovanja, talas će imati dva ortogonalna polarizaciona stanja i oba doživljavaju delimično kaplovanje u prvobitni, ravni talasovod, zadržavajući orijentaciju polja. Pri tome će proces kaplovanja biti dvosmeran, jer prvobitni upadni talas postoji i dalje. Posle drugog kaplovanja deo talasa koji je prešao u prvobitni talasovod izlazi iz rezonatora, ali deo ostaje u zatvorenom. Taj deo talasa, zajedno sa novim primarno kaplovanim talasom koji ponovo ulazi u zatvoreni talasovod doživljava novo ciklično prostiranje sa svim opisanim efektima. Principijelna ilustracija ovog prostiranja je data na slici 7-2.

Ovaj princip je primenjen na postojeći numerički model koji opisuje jedan prolaz kroz optički polarizator. Pri tome nije izvođena nova prenosna funkcija, jer proces ponavljanja prolaza može da se ponovi mnogo puta, pa bi prenosna funkcija bila vrlo nepraktičan način rešavanja. Umesto toga su u numeričkoj simulaciji korišćene prenosne matrice koje opisuju pojedinačne procese, kaplovanje i promenu polarizacionog stanja.

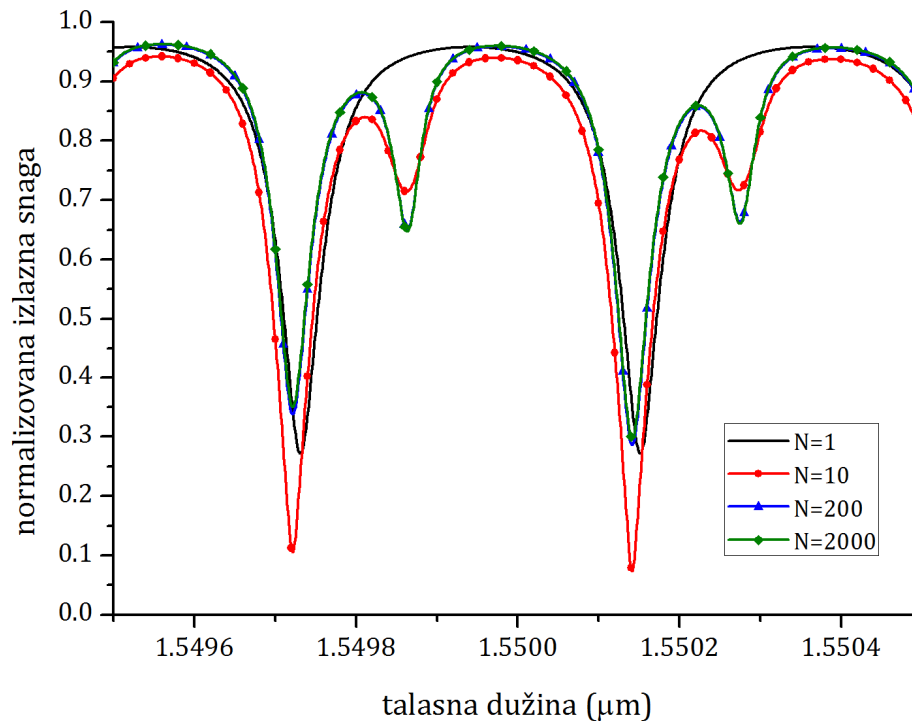


Slika 7-2. Ilustracija principa simulacije višestrukih prolaza svetlosti kroz *racetrack* rezonator. Promena polarizacionog stanja talasa je predstavljena promenom boje strelice. Parametri rezonatora: dužina kaplovanja  $L_c$ , poluprečnik krivine zakrivljenja  $\rho$  i koeficijent kaplovanja  $\kappa$ .

U numeričkoj petlji su procesi složeni redom kojim se događaju, vodeći računa pri tome šta su ulazni i gde idu izlazni parametri tih matrica. Konačna veza između izlaznih i ulaznih segmenata polja, za oba polarizaciona stanja može se prikazati jednakošću (7.1):

$$\begin{bmatrix} O_{TE} \\ O_{TM} \end{bmatrix} = T_c (T_b T_c)^N \cdot \begin{bmatrix} I_{TE} \\ I_{TM} \end{bmatrix} \quad (7.1)$$

gde su  $T_c$  i  $T_b$  prenosne matrice za direkcioni kapler i promenu polarizacionog stanja u zakrivljenju, izvedene u poglavljima 3.2 i 3.3. Ceo broj  $N$ , broj ciklusa koje svetlost zatvori u rezonatoru, definiše završetak numeričke petlje i određen je trenutkom zasićenja izlaznog talasa. Primenom principa višestrukih prolaza je u odzivu optičkog rezonatora dobijen i drugi minimum, uočen eksperimentalno. Ilustracija razvoja drugog rezonantnog minimuma povećanjem broja prolaza je data na slici 7-3.



Slika 7-3. Ilustracija pojavljivanja drugog rezonantnog minimuma u funkciji broja  $N$ .

Na slici 7-3 je prikazan i odziv koji se dobija klasičnom teorijom o kaplovanim modovima (crna linija bez markera), kao i odziv rezonatora primenom principa

višestrukih prolaza (obojene linije sa markerima).

## **7.2. *Primena principa na eksperimentalne rezultate***

Detaljna analiza uticaja geometrijskih parametara na odziv optičkog rezonatora opisana u poglavlju 5, je bila sledeći neophodni uslov da se postojeći teorijski model efikasno uporedi sa eksperimentalnim rezultatima i po potrebi modifikuje do poklapanja. Potpuno razumevanje uticaja razmatranih geometrijskih parametara je omogućilo i efikasniju primenu principa simulacije višestrukih prolaza na postojeći teorijski model.

Prvo što je uočeno pri poređenju prvih teorijski dobijenih (bez simulacije višestrukih prolaza) i eksperimentalnih rezultata je neosporna sličnost oblika krivih i približno isti slobodni spektralni opseg za oba polarizaciona stanja. Prva uočljiva razlika je bio nedostatak dodatnog rezonantnog minimuma koji se uočavao na merenim, ali ne i simuliranim rezultatima. Druga je pomeren položaj rezonantnih minimuma (javljali su se na različitim talasnim dužinama), pri čemu je vrednost slobodnog spektralnog opsega za eksperimentalne i numerički dobijene rezultate bila približno jednaka. Numeričkom primenom principa simulacije višestrukih prolaza dobijen je dodatni rezonantni minimum na rezonantnoj učestanosti ortogonalnog moda, ali je bila potrebna dodatna korekcija geometrijskih parametara kako bi se dobilo poklapanje minimuma na istoj talasnoj dužini [67].

Postupak pri kome se vrši korekcija geometrijskih parametara nije numerički automatizovan, jer je potrebno izvršiti korelaciju nekoliko funkcija koje zavise od više istih parametara. Ako se, na primer ciljaju korekcije samo dužine oblasti kaplovanja i poluprečnika krivine talasovoda, pri fiksiranim geometrijskim parametrima poprečnog preseka, potrebno je generisati istovremene zavisnosti slobodnog spektralnog opsega i položaja rezonantnog minimuma u funkciji promenljivih parametara, za oba polarizaciona stanja. S obzirom na karakter zavisnosti, pre svega položaja rezonantnih minimuma od dužine oblasti kaplovanja i poluprečnika krivine (slike 5-11 i 5-12), ovaj zadatak može imati složenu analitičku formu. Ako je cilj podesiti određenu vrednost talasne dužine rezonantnog

minimuma, očigledno je da postoji veliki broj parova vrednosti geometrijskih parametara koji daju odgovarajuću, targetovanu vrednost. Pri tome bi bilo potrebno tražiti slične parove koji istovremeno daju adekvatan rezultat za drugi mod, dakle naći onu grupu geometrijskih parametara koji na sličnom grafiku za drugo polarizaciono stanje daju drugu targetovanu vrednost.

Ovaj problem je rešen na sledeći način: formirane su matrice u koje su unete vrednosti položaja rezonantnih minimuma za širi opseg promenljivih geometrijskih parametara. Na slici 7-4 je prikazan mali deo takve matrice (zbog njene veličine) formiran u paketu Microsoft Excel. Vrednosti unete u matricu su izračunate i uvezene iz paketa Matlab. U prvoj koloni je prikazan poluprečnik krivine kao parametar, menjan sa korakom 0.1 $\mu$ m, dok je u prvoj vrsti dužina oblasti kaplovanja koja se menja korakom 0.2 $\mu$ m. Korak je biran tako da pomiri zahtev za preciznošću, manipulaciju prevelikom brojem podataka i prirodom tehničkih mogućnosti podešavanja geometrijskih parametara u realnom procesu proizvodnje. Ukupni interval promene oba parametra je dovoljno veliki da pokrije targetovanu vrednost slobodnog spektralnog opsega dobijenog merenjem pri datim geometrijskim parametrima. Markirane (obojene) vrednosti položaja rezonantnih minimuma u tabeli su tačni položaji minimuma dobijeni merenjem za rezonator sa istim poprečnim presekom talasovoda, za TE ili TM mod.

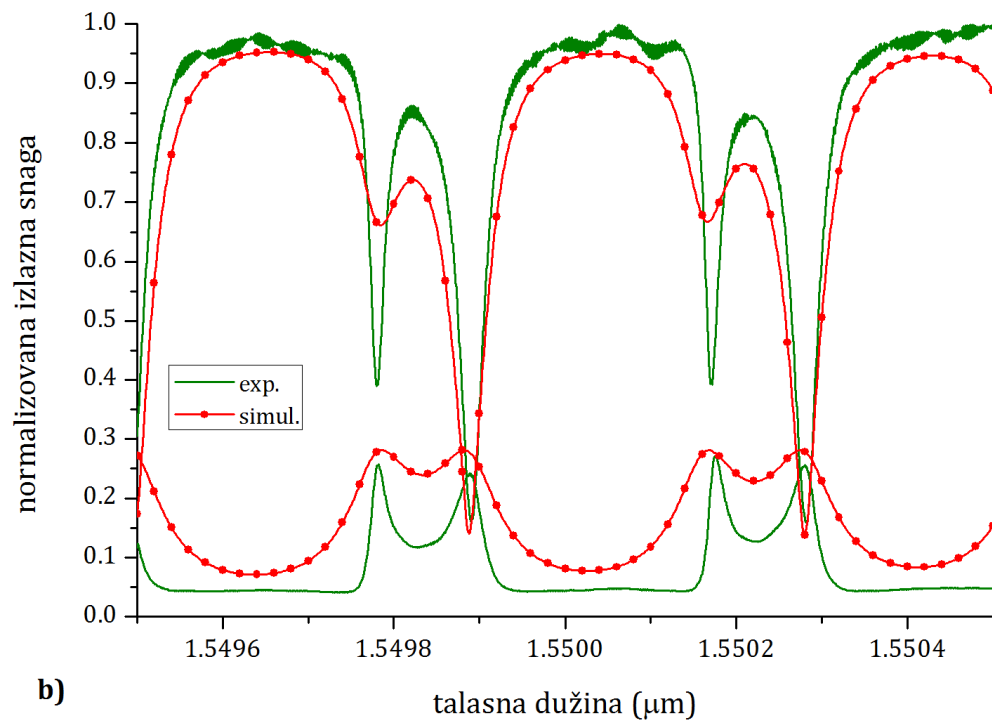
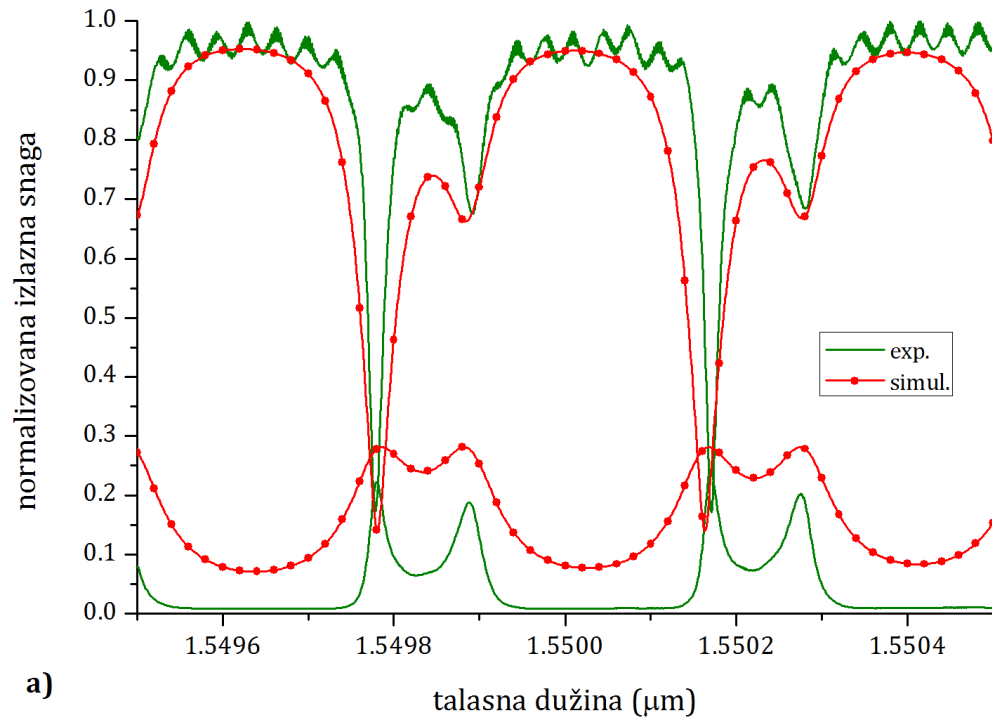
	A	AJ	AK	AL	AM	AN	AO	AP	AQ	AR	AS	AT	AU	AV	AW	AX	AY	AZ
1		501.8	502.0	502.2	502.4	502.6	502.8	503.0	503.2	503.4	503.6	503.8	504.0	504.2	504.4	504.6	504.8	505.0
16	101.4	1.549562	1.549512	1.549878	1.549827	1.549776	1.549726	1.549675	1.549625	1.549574	1.549524	1.549889	1.549839	1.549788	1.549738	1.549687	1.549637	1.549586
17	101.5	1.549721	1.549670	1.549619	1.549569	1.549518	1.549884	1.549833	1.549783	1.549732	1.549682	1.549631	1.549581	1.549531	1.549896	1.549845	1.549795	1.549744
18	101.6	1.549879	1.549828	1.549777	1.549727	1.549677	1.549626	1.549576	1.549525	1.549890	1.549840	1.549789	1.549739	1.549688	1.549638	1.549588	1.549537	1.549486
19	101.7	1.549621	1.549570	1.549520	1.549885	1.549835	1.549784	1.549734	1.549683	1.549633	1.549582	1.549532	1.549897	1.549846	1.549796	1.549745	1.549695	1.549645
20	101.8	1.549779	1.549728	1.549678	1.549627	1.549577	1.549526	1.549892	1.549841	1.549791	1.549740	1.549690	1.549639	1.549589	1.549539	1.549893	1.549843	1.549792
21	101.9	1.549521	1.549886	1.549836	1.549785	1.549735	1.549684	1.549634	1.549583	1.549533	1.549898	1.549847	1.549797	1.549747	1.549696	1.549646	1.549595	1.549545
22	102.0	1.549679	1.549629	1.549578	1.549528	1.549893	1.549842	1.549792	1.549741	1.549691	1.549640	1.549590	1.549540	1.549490	1.549854	1.549803	1.549753	1.549703
23	102.1	1.549837	1.549787	1.549736	1.549686	1.549635	1.549585	1.549534	1.549899	1.549849	1.549798	1.549748	1.549697	1.549647	1.549597	1.549546	1.549495	1.549444
24	102.2	1.549579	1.549529	1.549894	1.549843	1.549793	1.549743	1.549692	1.549642	1.549591	1.549541	1.549895	1.549845	1.549795	1.549744	1.549694	1.549644	1.549594
25	102.3	1.549737	1.549687	1.549636	1.549586	1.549536	1.549890	1.549840	1.549790	1.549740	1.549690	1.549640	1.549590	1.549540	1.549894	1.549844	1.549794	1.549744
26	102.4	1.549885	1.549835	1.549784	1.549734	1.549683	1.549633	1.549583	1.549533	1.549897	1.549847	1.549797	1.549747	1.549697	1.549647	1.549597	1.549547	1.549497
27	102.5	1.549638	1.549587	1.549537	1.549891	1.549841	1.549791	1.549740	1.549690	1.549640	1.549590	1.549540	1.549490	1.549844	1.549794	1.549744	1.549694	1.549644
28	102.6	1.549795	1.549745	1.549695	1.549644	1.549594	1.549544	1.549898	1.549848	1.549798	1.549748	1.549698	1.549648	1.549598	1.549548	1.549892	1.549842	1.549792
29	102.7	1.549538	1.549488	1.549438	1.549892	1.549842	1.549792	1.549742	1.549692	1.549642	1.549592	1.549542	1.549896	1.549846	1.549796	1.549746	1.549696	1.549646
30	102.8	1.549686	1.549636	1.549586	1.549536	1.549890	1.549840	1.549790	1.549740	1.549690	1.549640	1.549590	1.549540	1.549894	1.549844	1.549794	1.549744	1.549694
31	102.9	1.549834	1.549784	1.549734	1.549684	1.549634	1.549584	1.549534	1.549898	1.549848	1.549798	1.549748	1.549698	1.549648	1.549598	1.549892	1.549842	1.549792
32	103.0	1.549586	1.549536	1.549486	1.549890	1.549840	1.549790	1.549740	1.549690	1.549640	1.549590	1.549540	1.549894	1.549844	1.549794	1.549744	1.549694	1.549644
33	103.1	1.549734	1.549684	1.549634	1.549584	1.549534	1.549898	1.549848	1.549798	1.549748	1.549698	1.549648	1.549598	1.549548	1.549892	1.549842	1.549792	1.549742
34	103.2	1.549882	1.549832	1.549782	1.549732	1.549682	1.549632	1.549582	1.549532	1.549896	1.549846	1.549796	1.549746	1.549696	1.549646	1.549890	1.549840	1.549790
35	103.3	1.549635	1.549585	1.549535	1.549889	1.549839	1.549789	1.549739	1.549689	1.549639	1.549589	1.549539	1.549893	1.549843	1.549793	1.549743	1.549693	1.549643
36	103.4	1.549887	1.549837	1.549787	1.549737	1.549687	1.549637	1.549587	1.549537	1.549891	1.549841	1.549791	1.549741	1.549691	1.549641	1.549885	1.549835	1.549785
37	103.5	1.549537	1.549487	1.549437	1.549891	1.549841	1.549791	1.549741	1.549691	1.549641	1.549591	1.549541	1.549895	1.549845	1.549795	1.549745	1.549695	1.549645
38	103.6	1.549786	1.549736	1.549686	1.549636	1.549586	1.549536	1.549890	1.549840	1.549790	1.549740	1.549690	1.549640	1.549590	1.549894	1.549844	1.549794	1.549744
39	103.7	1.549637	1.549587	1.549537	1.549891	1.549841	1.549791	1.549741	1.549691	1.549641	1.549591	1.549541	1.549895	1.549845	1.549795	1.549745	1.549695	1.549645
40	103.8	1.549888	1.549838	1.549788	1.549738	1.549688	1.549638	1.549588	1.549538	1.549892	1.549842	1.549792	1.549742	1.549692	1.549642	1.549886	1.549836	1.549786
41	103.9	1.549538	1.549488	1.549438	1.549892	1.549842	1.549792	1.549742	1.549692	1.549642	1.549592	1.549542	1.549896	1.549846	1.549796	1.549746	1.549696	1.549646
42	104.0	1.549688	1.549638	1.549588	1.549538	1.549892	1.549842	1.549792	1.549742	1.549692	1.549642	1.549592	1.549542	1.549896	1.549846	1.549796	1.549746	1.549696
43	104.1	1.549838	1.549788	1.549738	1.549688	1.549638	1.549588	1.549538	1.549892	1.549842	1.549792	1.549742	1.549692	1.549642	1.549886	1.549836	1.549786	1.549736
44	104.2	1.549689	1.549639	1.549589	1.549539	1.549893	1.549843	1.549793	1.549743	1.549693	1.549643	1.549593	1.549543	1.549897	1.549847	1.549797	1.549747	1.549697
45	104.3	1.549539	1.549489	1.549439	1.549893	1.549843	1.549793	1.549743	1.549693	1.549643	1.549593	1.549543	1.549897	1.549847	1.549797	1.549747	1.549697	1.549647
46	104.4	1.549789	1.549739	1.549689	1.549639	1.549589	1.549539	1.549893	1.549843	1.549793	1.549743	1.549693	1.549643	1.549593	1.549897	1.549847	1.549797	1.549747
47	104.5	1.549639	1.549589	1.549539	1.549893	1.549843	1.549793	1.549743	1.549693	1.549643	1.549593	1.549543	1.549897	1.549847	1.549797	1.549747	1.549697	1.549647

Slika 7-4. Deo matrice rešenja položaja rezonantnih minimuma u funkciji dužine oblasti kaplovanja (1. vrsta) i poluprečnika krivine talasovoda (kolona A).

Za fiksirane ostale geometrijske parametre (parametri poprečnog preseka),

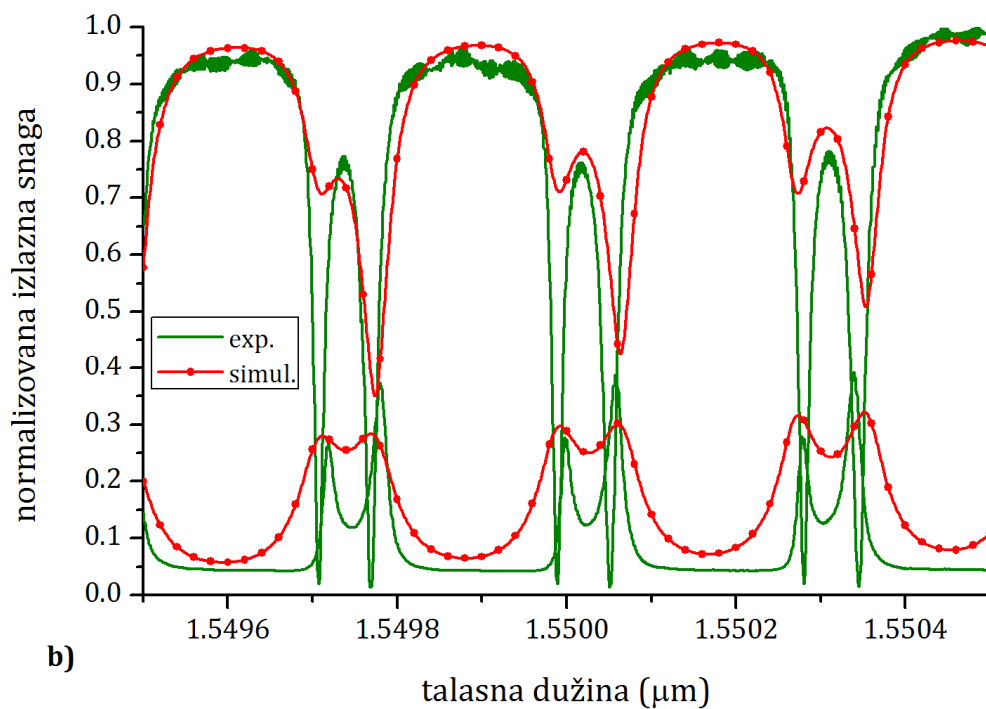
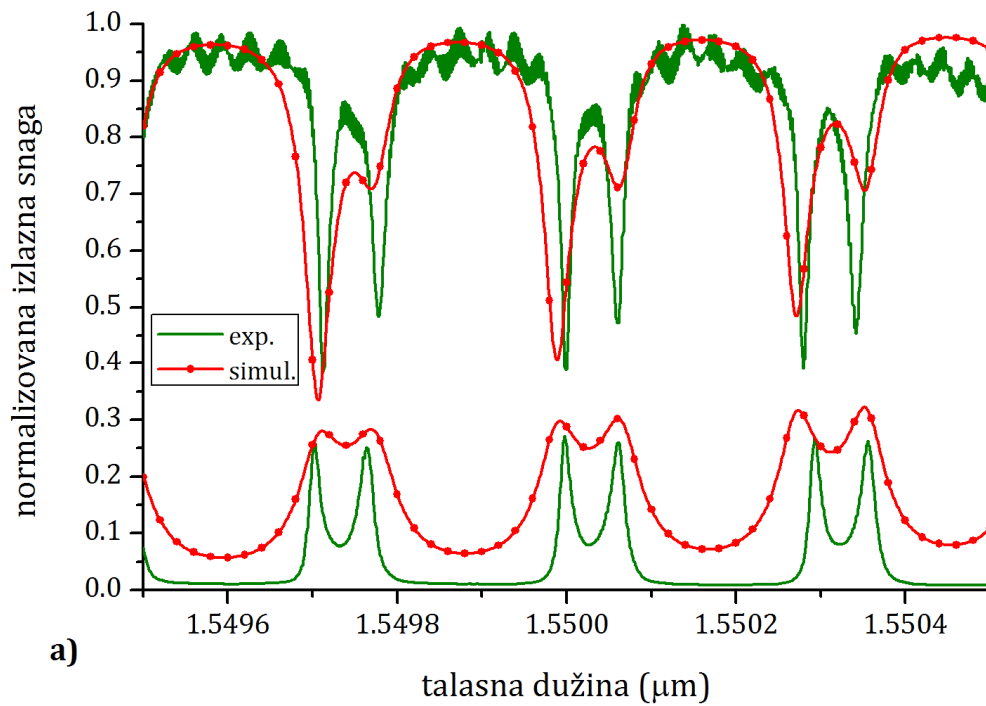
formiraju se dve matrice, za oba upadna moda prostiranja. Iz matrica podataka logičke funkcije pretražuju potencijalne parove vrednosti dužine područja kaplovanja i poluprečnika krivine koji bi dali zadovoljavajuće poklapanje za oba moda istovremeno. Za logičko pretraživanje matrica je izabran Excel, iako je račun izveden u Matlab-u, zbog veće mogućnosti vizuelne kolntole. Naime, potencijalni parovi geometrijskih parametara koji bi dali identična poklapanja položaja rezonantnih minimuma za merene i simulirane rezultate i za oba polarizaciona stanja, odgovarali bi slučaju da se markeri različitih boja u matrici na slici 7-4 nađu na istom polju, ili barem dovoljno bliskom. Broj polja sa poklapanjem položaja za oba moda, u odgovarajućem opsegu promene geometrijskih parametara, je obično nula do dva, te je u celom postupku neophodna značajna količina analitičnosti da se dobije zadovoljavajući rezultat.

Izborom jednog od mogućih parova geometrijskih parametara, moguće je postići poklapanje dobijenih simulacionih i eksperimentalnih odziva optičkog rezonatora za oba incidentna moda istovremeno. Primeri usaglašavanja posle podešavanja geometrijskih parametara su dati na narednim slikama. Na slici 7-5 su, za oba incidentna moda, dati eksperimentalni i numerički dobijeni rezultati za optički rezonator sa sledećim nominalnim geometrijskim parametrima: dužina kaplovanja  $L_c=500\mu\text{m}$ , poluprečnik zakrivljenja talasovoda  $\rho =100\mu\text{m}$ , širina talasovoda  $w=1\mu\text{m}$  i nagibni ugao  $\alpha =90^\circ$  (targetovana, ne i realna vrednost). Numeričke vrednosti sa kojima je dobijeno poklapanje su:  $L_c=504\mu\text{m}$ ,  $\rho =117.8\mu\text{m}$  i  $\alpha =86^\circ$ . Širina talasovoda je zadržana na nominalnoj vrednosti, a za debljinu oksida je izabrano  $t=0$  (rezonator bez oksida).

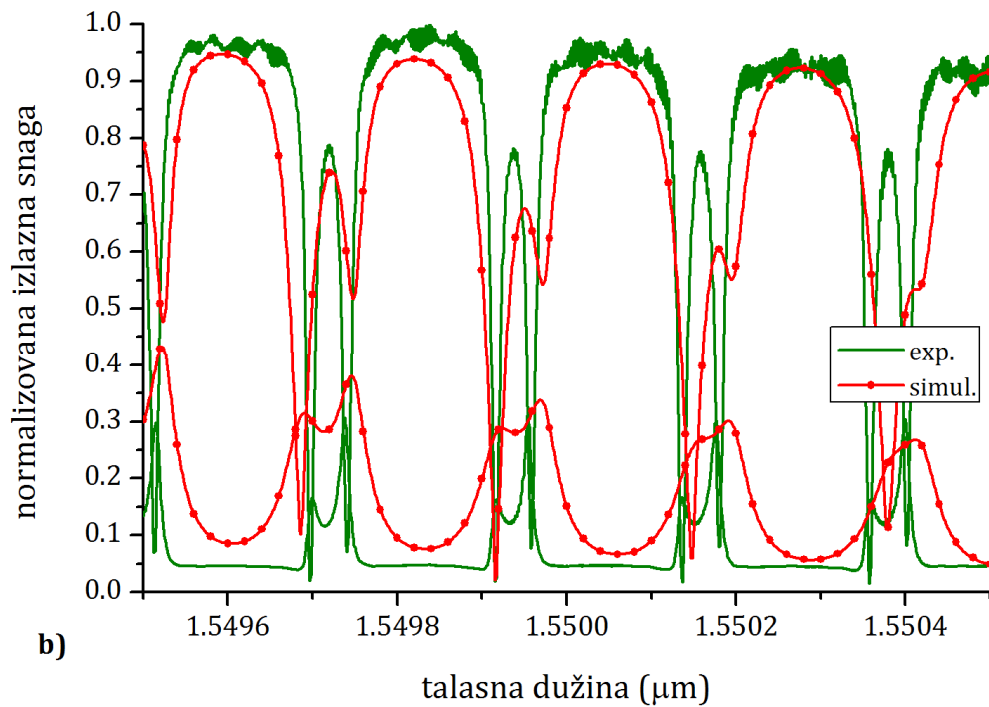
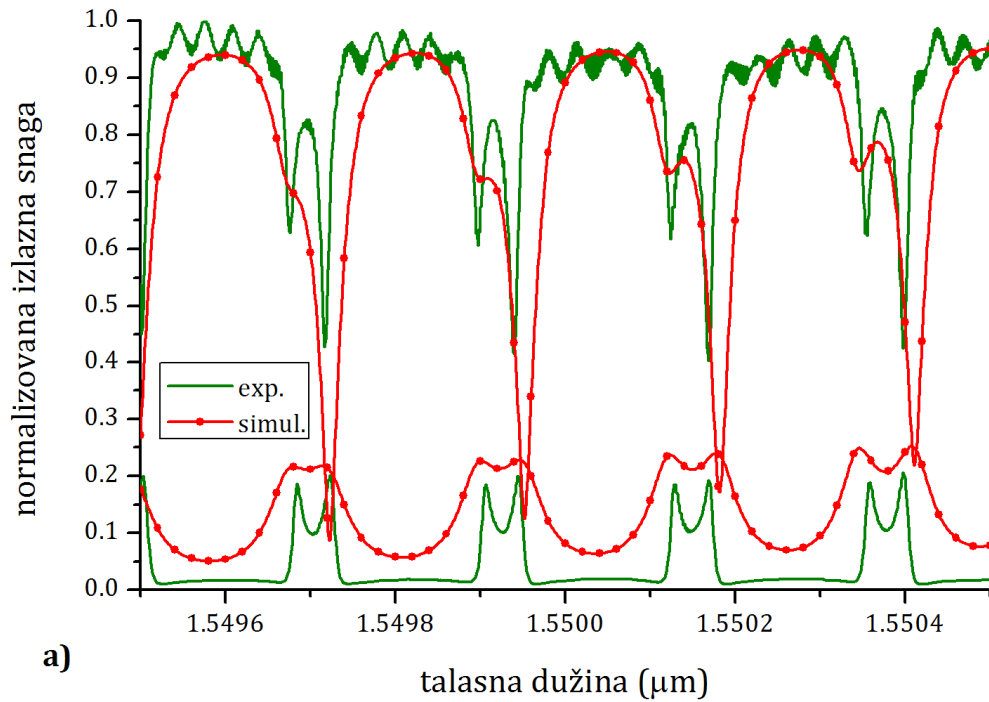


Slika 7-5. Eksperimentalni i numerički rezultati za: a) ulazni TE mod i b) ulazni TM mod. Geometrijski parametri, nominalni i modifikovani, respektivno su:  $L_c=500 / 504\mu\text{m}$ ,  $\rho=100 / 117.8\mu\text{m}$  i  $\alpha=90^\circ / 86^\circ$ . Širina talasovoda i debljina oksida u oba slučaja su  $w=1\mu\text{m}$  i  $t=0\mu\text{m}$ .





Slika 7-6. Eksperimentalni i numerički rezultati za: a) ulazni TE mod i b) ulazni TM mod. Geometrijski parametri, nominalni i modifikovani, respektivno su:  $L_c=500 / 517\mu\text{m}$ ,  $\rho=200 / 211.2\mu\text{m}$ ,  $w=1 / 0.9\mu\text{m}$  i  $\alpha=90^\circ / 86^\circ$ . Debljina oksida u oba slučaja je  $t=0\mu\text{m}$ .



Slika 7-7. Eksperimentalni i numerički rezultati za: a) ulazni TE mod i b) ulazni TM mod. Geometrijski parametri, nominalni i modificovani, respektivno su:  $L_c=500 / 509.8\mu\text{m}$ ,  $\rho=300 / 312.5\mu\text{m}$ ,  $w=1 / 0.96\mu\text{m}$  i  $\alpha=90^\circ / 86^\circ$ . Debljina oksida u oba slučaja je  $t=0\mu\text{m}$ .

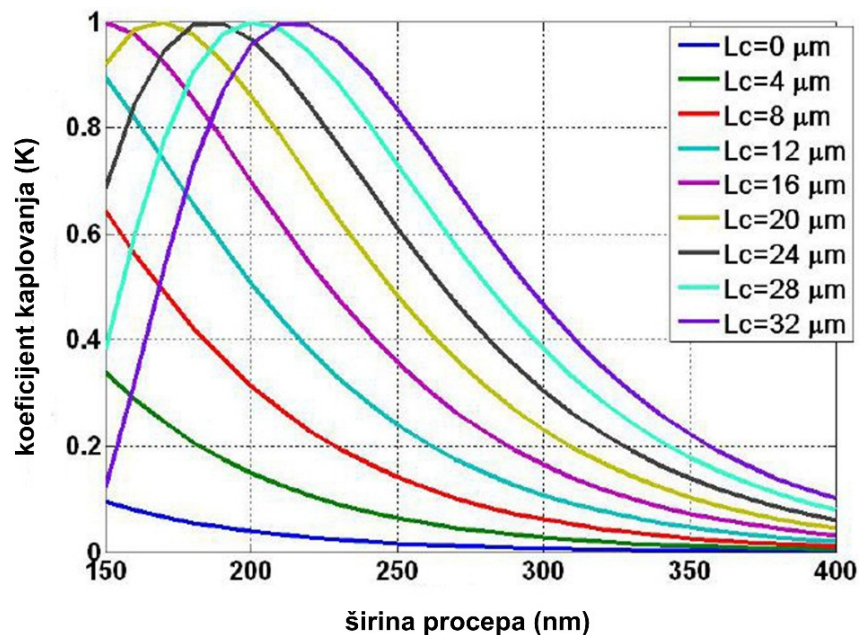
Na slici 7-6 su, opet za oba incidentna moda, prikazani eksperimentalni i numerički podaci za rezonator sa sledećim nominalnim vrednostima: dužina kaplovanja  $L_c=500\mu\text{m}$ , poluprečnik zakrivljenja talasovoda  $\rho =200\mu\text{m}$ , širina talasovoda  $w=1\mu\text{m}$  i nagibni ugao  $\alpha=90^\circ$ . Numeričke vrednosti sa kojima je dobijeno poklapanje su:  $L_c=517\mu\text{m}$ ,  $\rho =211.2\mu\text{m}$ ,  $w=0.9\mu\text{m}$  i  $\alpha =86^\circ$ . U ovom slučaju je promenjena i širina talasovoda, a date numeričke vrednosti su jedna od kombinacija koja daje zadovoljavajuće poklapanje.

Na slici 7-7 su, za oba incidentna moda, dati eksperimentalni i numerički podaci za rezonator sa sledećim nominalnim vrednostima: dužina kaplovanja  $L_c=500\mu\text{m}$ , poluprečnik zakrivljenja talasovoda  $\rho =300\mu\text{m}$ , širina talasovoda  $w=1\mu\text{m}$  i nagibni ugao  $\alpha =90^\circ$ . Izabrane numeričke vrednosti sa kojima je dobijeno poklapanje su:  $L_c=509.8\mu\text{m}$ ,  $\rho =312.5\mu\text{m}$ ,  $w=0.96\mu\text{m}$  i  $\alpha =86^\circ$ . U ovom slučaju je opet promenjena i širina talasovoda, ali je zadržana promena nagibnog ugla, prilagođena realnoj vrednosti aktuelnog poprečnog preseka (slika 6-3).

Evidentno je da su, za sve prikazane krive, odstupanja geometrijskih parametara sa kojima je postignuto poklapanje eksperimentalnih i numeričkih rezultata od nominalnih (realnih) vrednosti relativno velika. Tolike razlike se prilikom procesa proizvodnje optičkih rezonatora svakako ne mogu očekivati. Međutim, neophodno je naglasiti da izabrane kombinacije numeričkih vrednosti geometrijskih parametara koje daju poklapanje sa eksperimentalnim rezultatima sigurno nisu jedine koje bi mogle dati prihvatljiva rešenja. Uz izbor malo manje ili veće širine talasovoda i/ili malo većeg nagibnog ugla, dobio bi se neki drugi par vrednosti za dužinu područja kaplovanja i poluprečnik zakrivljenja koji takođe daje poklapanja sa eksperimentalnim vrednostima. Čak i za fiksirane geometrijske parametre poprečnog preseka može da se javi više od jedne kombinacije parametara koji opisuju oblik rezonatora, za koje se dobijaju zadovoljavajuća poklapanja. Na žalost, može se dogoditi i da se ne postoji niti jedna kombinacija parametara koja daje poklapanja za oba moda istovremeno. U tom slučaju je potrebno targetovati drugu kombinaciju parametara poprečnog preseka.

Pet geometrijskih parametara za koje je proučen uticaj na odziv optičkog rezonatora, korišćeni za modifikaciju koja dovela do poklapanja eksperimentalnih i

numeričkih rezultata, svakako nisu jedini koji su mogli biti razmatrani. Izostavljeno je nekoliko parametara čiji uticaj bi bilo vrlo interesantno proučiti uporedo sa onim koji su već razmatrani. Na primer, rastojanje između talasovoda u oblasti kaplovanja (procep), kao i sam koeficijent kaplovanja su tretirani kao nepromenljivi duž celog područja kaplovanja. S obzirom na njenu dužinu, ta činjenica ne mora biti izvesna. Međutim, ne postoji univerzalni analitički izraz koji daje zavisnost koeficijenta kaplovanja od rastojanja između talasovoda, niti eksperimentalni podaci za optičke rezonatore za koje je mereni odziv korišćen u ovoj disertaciji. Postoje zavisnosti koeficijenta kaplovanja od širine procepa dobijene simulacijom [59] date na slici 7-8, što bi moglo da se iskoristi kao polazna ideja o stepenu uticaja eventualne varijacije procepa na promenu koeficijenta kaplovanja.



Slika 7-8. Zavisnost relativnog koeficijenta kaplovanja od širine procepa, preuzeto iz [59].

Dalje, ignorisan je uticaj prirodnog povećanja procepa zbog zakrivljivanja jednog od talasovoda, jer je mnogo izraženiji kod ring rezonatora u odnosu na racetrack. Takođe nije razmotren ni uticaj stresa kao posledica težine oksidnog sloja koji može prekrivati rezonator [11], jer je debljina oksidnog sloja promenljiv parametar za koji je često uzimana vrednost nula.

## 8. ZAKLJUČAK

Optički sistemi prenosa podataka su svakako današnji odgovor na tržišni zahtev za sve većim kapacitetom i brzinom. Da bi *fiber-to-the-home* koncept bio efikasniji, potrebno je obezbediti da i prateće komponente budu na optičkim platformama, dakle formirati optičke uređaje za modulaciju, rutiranje, multipleksiranje, komutiranje, kao i ostale aktivne ili pasivne elemente za generaciju svetlosti, sprezanje, detekciju, filtriranje i sl. Integrisani optički (fotonski) sistemi omogućavaju stabilnost elemenata, jednostavniju kontrolu modova, mogućnost elektro- i akusto-optičkih interakcija, brži rad, manju cenu i minijaturizaciju. Tehnologija obuhvata veliku raznolikost materijala na kojima se formiraju optičke komponente i postupaka njihove izrade. U pitanju su multikomponentna stakla, kristali ili poluprovodnici, čije optičke osobine omogućavaju izradu odgovarajućeg uređaja. Zbog amorfности stakla, ono se, uprkos ceni i dostupnosti, koristi samo za bazične pasivne komponente. Među kristalima se izdvaja litijum-niobat svojim optičkim osobinama: pokazuje akusto- i elektro-optičke efekte i birefringentan je (generalno, ima visoke koeficijente nelinearnosti). Zahvaljujući tome, koristi se za fabrikaciju čitavog spektra pasivnih i aktivnih uređaja, kao što su prekidači, fazni modulatori, multiplekseri i sl. Poluprovodnička jedinjenja III-V grupe, pre svega galijum-arsenid (GaAs) i indijum-fosfid (InP), omogućavaju integraciju aktivnih i pasivnih fotonskih komponenata. Polimerska jedinjenja takođe imaju budućnost u integrisanoj fotonici, zahvaljujući svojoj fleksibilnosti i teorijski neograničenim varijetetima fizičkih i hemijskih osobina. Ipak, silicijumska platforma i komponente koje se u njoj mogu formirati su predmet interesa u ovoj disertaciji. Iako nije baš pogodna za izradu aktivnih komponenata, atraktivna je zbog svojih optičkih osobina koje poseduje, kao i zbog vrlo praktične kombinacije sa svojim oksidom koji se koristi kao supstrat. Takođe omogućava integraciju sa klasičnim elektronskim komponentama.

Optički rezonatori su jedan od osnovnih gradivnih blokova u integrisanoj fotonici. Varijeteti u veličini, broju i međusobnom položaju njegovih zatvorenih i

pravolinijskih talasovoda daju široke mogućnosti projektovanja i eksploatacije različitih uređaja. Fizički procesi i aspekti prostiranja svetlosti u osnovnoj formi optičkih rezonatora, a to je jedan pravolinijski i jedan zatvoreni talasovod smešteni u istoj ravni, su predmet proučavanja već par decenija. Iako su uređaji zasnovani na strukturi optičkih rezonatora odavno dobili složeniju formu, pogotovo povećavanjem broja zatvorenih talasovoda (CROW i SCISSOR strukture), modelovanje osnovne strukture nije izgubilo na značaju jer se novi principi lako mogu primeniti i na složenu strukturu. U poslednje vreme je evidentna tendencija ka minijaturizaciji rezonatora, te se mogu javiti novi fizički procesi i efekti prilikom prostiranja svetlosti kroz rezonator. Pri tome, poznati aspekti, čiji efekti na prostiranje svetlosti u slučaju rezonatora većih dimenzija mogu da se zanemare, drastičnim smanjenjem dimenzija mogu da dođu do izražaja. Ti efekti su pre svega posledica smanjenja poluprečnika zakrivljenosti talasovoda, kao i nesavršenosti usled procesa proizvodnje.

U okviru ove disertacije je modelovan upravo osnovni oblik optičkog rezonatora. U cilju boljeg razumevanja prvo je napravljen pregled osnovnih fizičkih procesa koje je neophodno poznavati da bi se generalno opisalo vođeno prostiranje svetlosti u integrisanoj optičkoj strukturi. Osnovni principi su zatim primenjeni na specifično prostiranje u optičkom rezonatoru. Za modelovanje prostiranja svetlosti u rezonatoru korišćena je teorija spregnutih modova. Ta teorija ima relativno jednostavnu matematičku formu, ali se intenzivno koristi jer daje mogućnost proširivanja, odnosno uključivanja u model dodatnih fizičkih procesa i parametara ukoliko je to potrebno. Upravo ta forma i fleksibilnost teorije omogućavaju da se predloženi model primeni na osnovnu ili složenu strukturu. Koristeći teoriju spregnutih modova izvedena je prenosna funkcija optičkog rezonatora. Prenosna funkcija je neophodan korak za izračunavanje frekventnog odziva rezonatora. Postupak dobijanja frekventnog odziva, neophodnog da bi se vršila poredjenja sa eksperimentalnim rezultatima, merenim odzivima nekoliko rezonatora različitih dimenzija, detaljno je opisan u disertaciji.

Ceo proces izračunavanja frekventnog odziva otvorio je mogućnost detaljne analize uticaja geometrijskih parametara rezonatora na njegovo funkcionisanje.

Izabrani su geometrijski parametri koji opisuju sam oblik rezonatora kao i njegov poprečni presek. Uticaj je proveren formiranjem funkcionalnih zavisnosti na slobodni spektralni opseg i položaj rezonantnih minimuma, kao dva osnovna parametra odziva. Za neke od dobijenih zavisnosti su predloženi analitički oblici, dok za neke nije dobijena pravilna funkcionalna zavisnost, bar ne u datim opsezima promene geometrijskih parametara. Iako takvi rezultati trenutno nemaju praktični značaj, ne bi trebalo apriori odbaciti njihovu teorijsku vrednost.

Glavni cilj ove disertacije je bio da se objasni i modeluje eksperimentalno uočena pojava drugog rezonantnog minimuma u okviru jednog intervala slobodnog spektralnog opsega, jer se teorijskom simulacijom pomoću osnovnog modela dobijenog primenom teorije spregnutih modova na optički rezonator istih dimenzija, dugi rezonantni mod ne uočava. Po pravilu neželjena, pojava drugog rezonantnog minimuma može značajno smanjiti ionako mali slobodni spektralni opseg rezonatora datih dimenzija (poluprečnika zakrivljenja od nekoliko desetina mikrometara). Za odgovarajući rezonator se uočava u frekventnom odzivu za oba incidentna moda, TE i TM. Indikativno je da se drugi rezonantni minimum za ulazni TE mod javlja na rezonantnoj talasnoj dužini TM moda, i obrnuto. Objašnjenje za pojavu drugog rezonantnog minimuma dato u ovoj disertaciji se upravo oslanja na tu činjenicu: s obzirom da se u zakrivljenim delovima talasovoda prirodno vrši polarizaciona rotacija upadnog talasa, pad snage izlaznog polja za jedan mod može biti posledica akumulacije transfera talasa u ortogonalno polarizaciono stanje. Da bi potkrepili ovu pretpostavku, u osnovni teorijski model je uvedena činjenica da talas kroz rezonantnu strukturu prolazi više puta, te je uračunata akumulacija izlaznog polja. Na taj način je novom teorijskom simulacijom, nazvanom princip višestrukih prolaza, dobijena pojava drugog rezonantnog minimuma, te je početna pretpostavka dokazana.

Nakon dobijanja drugog rezonantnog minimuma, dodatno su korigovani geometrijski parametri na osnovu odrađene analize njihovog uticaja na odziv rezonatora. Dobijena su zadovoljavajuća poklapanja eksperimentalnih i teorijskih odziva. Na primer, za optički rezonator sa nominalnim vrednostima poluprečnika zakrivljenog talasovoda od  $100\mu\text{m}$  i dužine područja sprežanja od  $500\mu\text{m}$ ,

poklapanja su ostvarena za respektivne vrednosti  $117.8\mu\text{m}$  i  $504\mu\text{m}$ . Za razliku od procentualno malog odstupanja vrednosti dužine oblasti sprezanja, odstupanje vrednosti poluprečnika deluje veliko, međutim treba imati u vidu da su date vrednosti samo jedna kombinacija geometrijskih parametara za koje se dobija poklapanje, te da bi ih bilo moguće pronaći još.

Na žalost, pojava drugog rezonantnog minimuma se u literaturi sve ređe sreće, što s obzirom na tendenciju minijaturizacije uređaja, samim tim i optičkih rezonatora, nije iznenađenje. Naime, za mikroring rezonatore, čiji su poluprečnici krivine reda veličine od nekoliko mikrometara do par desetina mikrometara, slobodni spektralni opseg je značajno veći, pa eventualna razlika rezonantnih talasnih dužina za TE i TM mod, uzročnik pojave dodatnog minimuma, ne mora uopšte biti uočljiva.

Obavljena analiza uticaja geometrijskih parametara na odziv rezonatora je dodatno iskorišćena da bi se dobilo što tačnije poklapanje teorijskih i eksperimentalnih rezultata. Ovaj postupak takođe ima veći teorijski nego praktični značaj; zamišljen je kao potvrda da je primenom principa višestrukih prolaza i dodatnim malim prilagođenjem geometrijskih parametara moguće dobiti skoro potpuno poklapanje eksperimentalnih i simulacionih rezultata. Budući rad, kao nastavak ove disertacije, bi mogao ići u smeru proširivanja opsega promene geometrijskih parametara kako bi se dobio kompletniji uvid njihovog uticaja na sve aspekte prostiranja svetlosti kroz optički rezonator. Takođe, i uračunavanje dodatnih fizičkih procesa (naprezanje i povratna refleksija i sl.) može dovesti do sveobuhvatnijeg modela optičkog integrisanog rezonatora.



## LITERATURA

- [1] G. Lifante, *Integrated Photonics: fundamentals*, John Wiley& Sons, Inc., (2003).
- [2] S.S.A. Obayya, B.M.A. Rahman, K.T.V. Grattan, H.A. El-Mikati, "Beam Propagation Modeling of Polarization Rotation in Deeply Etched Semiconductor Bent Waveguides", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 7, 681-3, (2001).
- [3] A. Yariv, "Coupled-Mode theory for Guided-Wave Optics", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-9, **9**, 919-33, (1973).
- [4] W.P. Huang, "Coupled-mode theory for optical waveguides: an overview", *J. Opt, Soc. Am. A*, **11**, 3, 963-82, (1994).
- [5] W. Lui, T. Hirono, K. Yokoyama, W.P. Huang, "Full-Vectorial Wave Propagation in Semiconductor Optical Bending Waveguides and Equivalent Straight Waveguide Approximations", *J. Lightwave Technol.* **16**, 5, 929-36, (1998).
- [6] A. Yariv, "Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides" *J. Electron. Lett.* **36**, 4, 321-2, (2000).
- [7] A. Meloni, F. Morichetti, M. Martinelli, "Polarization conversion in ring resonator phase shifters", *Opt. Lett.*, Vol. **29**, No.23, 2785-7, (2004).
- [8] G. Cusmai, F. Morichetti, P. Rosotti, R. Costa, A. Melloni, "Circuit-oriented modelling of ring-resonators", *Opt. Quant. El.* **37**, 343-258, (2005).
- [9] F. Morichetti, A. Melloni, M. Martinelli, "Effect of Polarization Rotation in Optical Ring-Resonator-Based Devices", *J. Lightwave Technol.* **24**, 1, 573-85, (2006).

- [10] W.R. Headley, G.T. Read, A. Liu, M. Paniccia, S. Howe, "Polarization independent optical racetrack resonators using rib waveguides on silicon-on-insulator", *Appl. Phys. Lett.*, **85**(23): p.5523-5, (2004).
- [11] M. Milošević, P. Matavulj, B. Timotijević, G. Reed, G. Mashanovich, "Design rules for single-mode and polarization-independent silicon-on-insulator rib waveguides using stress engineering", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 26 No.13 (2008) 1840-46.
- [12] S. Stankovic, B. Timotijevic, P. Y. Yang, J. Crnjanski, M. Milosevic, T. Keca, P. Matavulj, G. Z. Mashanovich. "Silicon Photonic Waveguides for Near- and Mid-Infrared Regions", Abstract THU\_41, International School and Conference on Optics and Optical Materials (ISCOM2007), 03-07.09., Belgrade, Serbia, 2007.
- [13] E. Hecht, A. Zajac, *Optics*, Addison-Westley Pub. Co. (1974).
- [14] F. Xia, L. Sekaric, Y. Vlasov, "Mode conversion losses in silicon-on-insulator photonic wire based racetrack resonators", *Opt. Express*, **14**, 9, 3872-85, (2006).
- [15] T. Keča, P. Matavulj, G. Mashanovich, "Prenosne funkcije za polarizaciono zavisno prostiranje optičkih signala kroz prstenast resonator", *Elektronski zbornik LIII konferencije ETRAN*, rad MO5.3-1-4, Vrnjačka Banja, (2009).
- [16] W. Lui, T. Hirono, K. Yokoyama, W.P. Huang, "Polarization Rotation in Semiconductor Bending Waveguides: A Coupled-Mode Theory Formulation", *J. Lightwave Technol.* **16**, 5, 910-14, (1998).
- [17] K.R. Hiremath A., "Coupled mode theory based modeling and analysis of circular optical microresonators", PhD Th., Univ. of Twente, The Netherlands, (2005).
- [18] W.R. Headley, "Optical Ring Resonators in Silicon-On-Insulator", PhD Th. Univ. Surrey, UK, (2005).

- [19] I. Kiyat, A.Aydinli, N. Dagli, "High-Q silicon-on-insulator optical rib waveguide racetrack resonators", *Opt. Express*, **13**, 6, 1900-5, (2005).
- [20] J. Niehusmann, A. Vörckel, P.H. Bolivar, T. Wahlbrink, W. Henschel, H. Kurz, "Ultrahigh-quality-factor silicon-on-insulator microring resonator", *Opt. Lett.* **29**, 24, (2004).
- [21] H.J.W.M. Hoekstra, "Coupled mode theory for resonant excitation of waveguiding structures", *Opt. Quant. Electron.* **32**, 735-58, (2000).
- [22] A. Yariv, "Critical Coupling and Its Control in Optical Waveguide-Ring Resonator Systems", *Photonics Technol. Lett.*, Vol.**14**, No.4, 483-5, (2002).
- [23] A. Kaplan, "Modeling of Ring Resonators With Tunable Couplers", *IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron.*, **12**, 1, 86-95, (2006).
- [24] C. Van Dam, L.H. Spiekman, F.P.G.M. van Ham, F.H. Groen, J.J.G.M. van der Tol, I. Moerman, W.W. Pascher, M.Hamacher, H.Heidrich, C.M. Weinert, M.K. Smit, "Novel Compact Polarization Converters Based on Ultra Short Bends", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 10, 1346-8, (1996).
- [25] B. Little, S.T.Chu, "Theory of Polarization Rotation and Conversion in Vertically Coupled Microresonators", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, 4, 401-3, (2000).
- [26] N. Somassiri, B.M.A. Rahman, "Polarization Crosstalk in High Index Contrast Planar Silica Waveguides With Slanted Sidewalls", *J. Lightwave Technol.* **21**, 1, 54-9, (2003).
- [27] I. Kiyat, A.Aydinli, N. Dagli, "Polarization Characteristics of Compact SOI Rib Waveguide Racetrack Resonators", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **17**, 10, 2098-100, (2005).
- [28] D.J.W. Klunder, E. Krioukov, F.S. Tan, T. van der Veen, H.F. Bulthuis, G. Sengo, C. Otto, H.J.W.M. Hoekstra, A. Driessen, "Vertically and laterally waveguide-coupled cylindrical microresonators in Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> on SiO<sub>2</sub> technology", *Appl. Phys. B*, **73**, 603-8, (2001).

- [29] Q. Huang, Y.Yu, J. Yu, "Experimental investigation on submicron rib waveguides microring/racetrack resonators in silicon-on-insulator", *Optics Communications*, **282**, 22-6, (2009).
- [30] K.R. Hiremath, R. Stoffer, M. Hammer, "Modeling of circular integrated optical microresonators by 2-D frequency domain coupled mod theory", *Optics Communications*, **257**, 277-97, (2006).
- [31] M. Nawrocka, T.Liu, X. Wang, R. Panepucci, "Tunable silicon microring resonator with wide free spectral range", *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 071110, (2006).
- [32] J. Čtyroky, I. Richter, M. Šňor, "Dual resonance in a waveguide-coupled ring microresonator", *Opt. Quant. El.* **38**, 781-97, (2006).
- [33] J. Teng, P.Dumon, W. Bogaerts, H. Zhang, X. Jian, X. Han, G. Morthier, R. Baets, "Athermal Silicon-on-insulator ring resonators by overlaying a polymer cladding on narrowed waveguides", *Opt. Express*, **17**, 17, 14627-33, (2009).
- [34] T.G. Ngujen, R.S. Tummidi, T.L. Koch. A. Mitchell, "Lateral leakage of TM-like mode in tin-ridge Silicon-on-Insulator bent waveguides and ring resonators", *Opt. Express*, **18**, 7, 7243-52, (2010).
- [35] J.J. Ackert, J.K. Doylend, D.F.Logan, P.E.Jessop, R. Vafaei, L. Chrostowski A.P. Knights, "Defect-mediated resonance shift of silicon-on-insulator racetrack resonators", *Opt. Express*, **19**, 13, 11969-76, (2011).
- [36] D-X. Xu, A. Densmore, P.Waldron, J. Lapointe, E.Post, A. Delâge, S. Janz, P.Cheben, J.H. Schmid, B. Lamontagne, "High bandwidth SOI photonic wire ring resonators using MMI couplers", *Opt. Express*, **15**, 6, 3149-55, (2007).
- [37] J. Poon, J. Scheuer, S. Mookherjea, G. Paloczi, Y.Huang, A. Yariv, "Matrix analysis of microring coupled-resonator optical waveguides", *Opt. Express*, **12**, 1, 90-103, (2003).

- [38] S-Y. Cho, R. Soref, "Apodized SCISSORs for filtering and switching", *Opt. Express*, **16**, 23, (2008).
- [39] H.A. Haus, M.A. Popović, M.R. Watts, C. Manolatu; B.E. Little, S.T. Chu, "Optical Resonators And Filters", *Adv. Series in Appl. Phys.*, Vol. **5**, 00, (2004).
- [40] M. Popović, C. Manolatu, M.R. Watts, "Coupling-induced resonance frequency shifts in coupled dielectric multi-cavity filters", *Opt. Express*, **14**, 3, 1208-22, (2006).
- [41] B. Timotijevic, "Auto-Regressive Optical Filters in Silicon-on-Insulator Waveguides", PhD Th., Univ. Surrey, UK, (2007).
- [42] B. Troia, V.M.N. Passaro, F. DeLeonardis, "Investigation of Wide-FSR SOI Optical filters Operating in C and L Bands", *Telfor Journal*, **4**, 1, (2012).
- [43] K. Gylfason, "Integrated Optical Slot-Waveguide Ring Resonator Sensor Arrays for Lab-on-Chip Applications", PhD Th., KTH Sweden, (2010).
- [44] W. Guo, F. Xu, Y. Lu, "Coupling influence on the refractive index sensitivity of photonic wire ring resonator", *Optics Communications*, **285**, 5144-7, (2012).
- [45] M. Malak, A.H. Morshed, K. Hassan, T. Bourouina, H. Anis, D. Khalil, "Design of CWDM multiplexers based on series coupled ring resonators: analysis, potential and prospects on MEMS fabrication technologies", *Microsyst. Technol.* **16**, 1139-56, (2010)
- [46] X. Zhang, Y. Wang, J. An, J. Zhang, H. Wang, J. Li, L. Wang, X. Hu, Y. Wu, "Novel optical add-drop multiplexer based on dual racetrack resonators", *Optics Communications*, **285**, 2536-40, (2012).
- [47] Y. Hu, L. Zhang, X. Xiao, Z. Li, Y. Li, T. Chu, Y. Su, Y. Yu, J. Yu, "An ultra-high-speed photonic temporal differentiator using cascaded SOI microring resonators". *J.Opt*, **14**, 065501, (2012).

- [48] F. Liu, T. Wang, L. Qiang, T. Ye, Z. Zhang, M. Qiu, Y. Su, "Compact optical temporal differentiator based on silicon microring resonator", *Opt. Express*, **16**, 20, 15880-6, (2008).
- [49] S. Clemmen, K. Phang Huy, W. Bogaerts, R.G. Beats, Ph. Emplit, S. Massar, "Continuous wave photon pair generation in silicon-on-insulator waveguides and ring resonators", *Opt. Express*, **17**, 19, 16558-70, (2009).
- [50] Q. Xu, D. Fattal, R.G. Beausoleil, "Silicon microring resonators with 1.5 $\mu$ m radius", *Opt. Express*, **16**, 6, 4309-15, (2008).
- [51] F. Xia, L. Sekaric, M. O'Boyle, Y. Vlasov, "Coupled resonator optical waveguides based on silicon-on-insulator photonic wires", *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 041122 (2006)
- [52] M.-C. Tien, J.F. Bauters, M.J.R. Heck, D.T. Spencer, D.J. Blumenethal, J.E. Bowers, "Ultra-high quality factor planar Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> ring resonators on Si substrates", *Opt. Express*, **19**, 14, 13551-6, (2011).
- [53] L.Y.M. Tobing, L. Tjahjana, S. Darmawan, D.H. Zhang, "Numerical and experimental studies of coupling-induced phase shift in resonator and interferometric integrated optics devices", *Opt. Express*, **20**, 5, 5789-801, (2012).
- [54] Z. Zhang, M. Dainese, L. Wosinski, M. Qiu, "Resonance-splitting and enhanced notch depth in SOI ring resonators with mutual mode coupling", *Opt. Express*, **16**, 7, 4621-30, (2008).
- [55] Q. Li, Z. Zhang, F. Liu, M. Qiu, Y. Su, "Dense wavelength conversion and multicasting in a resonance-split silicon microring", *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 081113, (2008).
- [56] F. Morichetti, A. Melloni, A. Breda, A. Canciamilla, C. Ferrari, M. Martinelli, "A reconfigurable architecture for continuously variable optical slow-wave delay lines", *Opt. Express*, **15**, 25, 17237-82, (2007).

- [57] F. Morichetti, A. Canciamilla, C. Ferrari, M. Torregiani, A. Melloni, M. Martinelli, "Roughness Induced Backscattering in Optical Silicon Waveguides", *Phys. Rev. Lett.* **104**, 033902, (2010).
- [58] F. Morichetti, A. Canciamilla, M. Martinelli, A. Samarelli, R.M. De La Rue, M. Sorel, A. Melloni, "Coherent backscattering in optical microring resonators", *Appl. Phys. Lett.*, 96, 081112, (2010).
- [59] A. Samarelli, "Micro Ring Resonators in Silicon-on-Insulator", PhD Th., Univ. of Glasgow, 2011.
- [60] J. Chen, Z.H. Levinne, J. Fan, A.L. Migdall, "Frequency-bin entangled comb of photon pairs from a Silicon-on-Insulator micro-resonator", *Opt. Express*, **19**, 2, 1470-83, (2011).
- [61] A. Chanciamilla, M. Torregiani, C. Ferrari, F. Morichetti, R.M. De La Rue, A. Somarelli, M. Sorel and A. Melloni, "Silicon coupled-ring resonator structures for slow light applications: potential, impairments and ultimate limits", *J. Opt.* **12**, 104008, (2010).
- [62] Y. Hu, X.Xiao, Z. Li, Y. Li, Y. Yu, J. Yu, "Slow light in silicon microring resonators", *Front. Optoelectron. China*, **4** (3), 282-7, (2011).
- [63] T. Keča, P. Matavulj, W. Headley and G. Mashanovich, "FSR adjustment of silicone rib racetrack resonator", Abstract P.OE.8., III International School and Conference on Photonics, 29.08.-02.09., Belgrade, Serbia, 2011.
- [64] T. Keča, P. Matavulj, W. Headley, G. Mashanovich, "Free spectral range adjustment of a silicon rib racetrack resonator", *Physica Scripta*, **T149**, 014031-4, (2012).
- [65] P. Matavulj, T. Keča, "Influence of Geometric Parameters on the SOI Racetrack Resonator Properties", *Progress In Electromagnetics Research Symposium Proceedings*, pp. 13-17, Moscow, Russia, (ISBN: 978-1-934142-22-6), (2012).

- [66] T. Keča, W. Headley, G. Mashanovich, P. Matavulj, "Repeated passing principle for propagation in optical resonators", *Opt. Rev.* **23**, 254–259, DOI 10.1007/s10043-016-0195-9, (2016)
- [67] T. Keča, P. Matavulj, W. Headley, G. Mashanovich. "Modelling of Silicon Racetrack Resonator", *MediNANO3 - 3rd Mediterranean Conference on Nanophotonics*, 18-19.10., Belgrade, Serbia, 2010.



## PRILOZI

1. Fajl koji iz MATLAB-a poziva COMSOL i izračunava raspodelu polja po poprečnom preseku talasovoda za sve talasne dužine.

Sam COMSOL računa bilo koju komponentu polja za jednu definisanu talasnu dužinu, a MATLAB iz svoje glavne petlje poziva COMSOL za svaku novu vrednost talasne dužine. Izlazni podaci su svi parametri neophodni za izračunavanje prenosnih funkcija rezonatora.

```
% COMSOL Multiphysics Model M-file
% Generated by COMSOL 3.3 (COMSOL 3.3.0.405, $Date: 2006/08/31
18:03:47 $)
% generisan iz fajla w1_n_84.MPH

flclear fem
clear

% Geometry
g1=rect2('6e-6','3.5e-6','base','corner','pos',{'-3e-6','-1e-
6'},'rot','0');
g2=rect2('6e-6','5e-7','base','corner','pos',{'-3e-
6','0'},'rot','0');
g3=curve2([-5.9E-7,-5.0E-7],[5.0E-7,1.35E-6]);
g4=curve2([-5.0E-7,5.0E-7],[1.35E-6,1.35E-6]);
g5=curve2([5.0E-7,5.9E-7],[1.35E-6,5.0E-7]);
g6=curve2([5.9E-7,-5.9E-7],[5.0E-7,5.0E-7]);
g7=geomcoerce('solid',{g3,g4,g5,g6});
g8=geomcomp({g2,g7},'ns',{'g2','g7'],'sf','g2+g7','edge','none')
;
g9=geomdel(g8);
[g10]=geomcopy({g9});
g11=geomcomp({g1,g9},'ns',{'g1','g9'],'sf','g1-
g9','edge','none');
[g12]=geomcopy({g10});
g12=move(g12,[0,0]);
garr=split(g11);
[g13,g14]=deal(garr{:});

% Analyzed geometry
clear s
s.objs={g12,g13,g14};
s.name={'CO1','CO3','CO4'};
s.tags={'g12','g13','g14'};
```

```

fem.draw=struct('s',s);
fem.geom=geomcsg(fem);

% Initialize mesh
fem.mesh=meshinit(fem, ...
                  'hauto',5);

% Refine mesh
fem.mesh=meshrefine(fem, ...
                   'mcase',0, ...
                   'rmethod','regular');

% Application mode 1
clear appl
appl.mode.class = 'PerpendicularWaves';
appl.module = 'RF';
appl.gporder = 4;
appl.cporder = 2;
appl.assignsuffix = '_rfwv';
clear prop
prop.elemdefault='Lag2';
prop.inputvar='lambda';
prop.solvefor='E';
prop.comps='2';
appl.prop = prop;
clear bnd
bnd.type = {'E0','cont'};
bnd.ind = [1,1,1,2,1,2,1,2,2,2,2,1,1,1];
appl.bnd = bnd;
clear equ
equ.name = {'oksid','silicijum','vazduh'};
equ.n = {'nSiO2','nSi',1};
equ.ind = [1,2,3];
appl.equ = equ;
appl.var = {'lambda0','talduz'};
fem.appl{1} = appl;
fem.frame = {'ref'};
fem.border = 1;
clear units;
units.basesystem = 'SI';
fem.units = units;

% Definicije parametara
ro=200e-6;

% Global expressions
fem.globalexpr = {'nSi','3.476','nSiO2','1.444'};

%GLAVNA PETLJA
for a=1:1001
fem.const.talduz = 1549.5e-9+(a-1)*0.001e-9;
wl(a)=fem.const.talduz;
a

```

```

% Multiphysics
fem=multiphysics(fem);

% Extend mesh
fem.xmesh=meshextend(fem);

% Solve problem
fem.sol=femeig(fem, ...
    'solcomp',{ 'Ey', 'Ex'}, ...
    'outcomp',{ 'Ey', 'Ex'}, ...
    'shift',0-1.62199e7*i);

% Save current fem structure for restart purposes
fem0=fem;

% Obrada rezultata iz COMSOL-a
betay(a)=imag(-fem.sol.lambda(6));      % 'beta' je propagation
constant
betax(a)=imag(-fem.sol.lambda(5));
neff=posteval(fem, 'neff_rfwv', 'solnum', 'end');
neff=neff.d;                            %efektivni indeks
prelamanja
nef(a)=max(neff);

% RACUN
polje(2,76)=0;
x=linspace(-0.75e-6,0.75e-6,76);        % kreiranje 'kordinatne
mreze': x-osa
y=linspace(-0.1e-6,1.4e-6,76);        % kreiranje 'kordinatne
mreze': y-osa
korak=x(2)-x(1);
polje(1,:)=x;
polje(2,:)=y(76);

for n=1:76;
    pio=postinterp(fem,polje);
    te(n,:)=postinterp(fem, 'Ex', pio, 'solnum', 5);
    tm(n,:)=postinterp(fem, 'Ey', pio, 'solnum', 6);
    tex(n,:)=postinterp(fem, 'Exx', pio, 'solnum', 5);    %
Izvod Te po x
    tmy(n,:)=postinterp(fem, 'Eyy', pio, 'solnum', 6);    %
Izvod Tm po y
    nx(n,:)=postinterp(fem, 'n_rfwv', pio, 'solnum', 5);
    nt(n,:)=(x/ro+1).*nx(n,:);
    polje(2,:)=polje(2,:)-korak;
end

% NORMIRANJE raspodele polja po poprecnom preseku
ten=te.^2;
k1=trapz(y,ten,1);
kx=trapz(x,k1);

```

```

kx=sqrt(kx); % keficient za normiranje pri
prostiranje po x osi
tmn=tm.^2;
k1=trapz(y,tmn,1);
ky=trapz(x,k1);
ky=sqrt(ky); % keficient za normiranje pri
prostiranje po y osi

proiz_xx=tex.*te/kx^2; % normirano!
proiz_xy=tex.*tm/(kx*ky);
proiz_yx=tmy.*te/(kx*ky);
proiz_yy=tmy.*tm/ky^2;
nt=nt.^2;
nt=log(nt);

izvod_xx=diff(proiz_xx,1,2)/korak;
izvod_xx(:,76)=izvod_xx(:,75); % prilag. velicine
matrica
izvod_yx=diff(proiz_yx,1,2)/korak;
izvod_yx(:,76)=izvod_yx(:,75); % prilag. velicine
matrica
izvod_xy=diff(proiz_xy,1,1)/korak;
izvod_xy(76,:)=izvod_xy(75,:); % prilag. velicine
matrica
izvod_yy=diff(proiz_yy,1,1)/korak;
izvod_yy(76,:)=izvod_yy(75,:); % prilag. velicine
matrica

izvod_xx=nt.*izvod_xx;
izvod_xy=nt.*izvod_xy;
izvod_yx=nt.*izvod_yx;
izvod_yy=nt.*izvod_yy;

% Integracija, dobijanje parametara 'kapa'
kapa=trapz(y,izvod_xx,1);
kapa1=trapz(x,kapa);
kapa_xx(a)=0.5*kapa1./betax(a);

kapa=trapz(y,izvod_xy,1);
kapa1=trapz(x,kapa);
kapa_xy(a)=0.5*kapa1./betax(a);

kapa=trapz(y,izvod_yx,1);
kapa1=trapz(x,kapa);
kapa_yx(a)=0.5*kapa1./betay(a);

kapa=trapz(y,izvod_yy,1);
kapa1=trapz(x,kapa);
kapa_yy(a)=0.5*kapa1./betay(a);
end

save w1_n_84.mat

```

2. Izračunavanje frekvencijskog odziva na osnovu raspodele polja iz COMSOL-a.  
 Kada dobije raspodele za sve talasne dužine i izračuna parametre prenosnih matrica, MATLAB računa frekvencijski odziv, normiranu izlaznu amplitudu talasa u funkciji talasne dužine.

```

% pomocni fajl za izracunavanje odziva
% posle izracunavanja raspodele polja u Comsolu

% osnovni parametri
w=1e-6;           % sirina talasovoda
h=1.35e-6;       % visina talasovoda
b=0.83e-6;       % debljina `slab`-a
ro=100.0e-6;     % poluprecnik krivine
lc=500.0e-6;     % duzina ravnog dela ringa
L=2*(pi*ro+lc);  % obim benda
kk=1.66e3;       % osnovni koeficijent kaplovanja (po
milimetru)
r=cos(kk*lc);    % koeficijent 'transmisije'
t=sin(kk*lc);    % koeficijent kaplovanja
gama=0.80;       % slabljenje u ringu

%RACUN:
% paramerti koji se 'vuku' iz Comsol-a

dbeta=(betax-betay+kapa_xx-kapa_yy)./2;
delta=sqrt(dbeta.^2+kapa_yx.*kapa_xy);
del=(betax-betay)./2;
beta_sr=0.5*(betax+betay+kapa_xx+kapa_yy);
S=kapa_yx./delta;
R=sqrt(1-S.^2);
fii=delta.*L;
z=gama*exp(-j*beta_sr*L);
v=exp(-j*beta_sr*lc);
ni=sqrt(kk^2+del.^2);

imenilac=1+r.^2.*z.^2-2*r.*z.*cos(fii);
H_ee=(r.*z.^2-
(1+r.^2).*z.*cos(fii)+j*R.*t.^2.*z.*sin(fii)+r)./imenilac;
H_mm=(r.*z.^2-(1+r.^2).*z.*cos(fii)-
j*R.*t.^2.*z.*sin(fii)+r)./imenilac;
H_em=j*S.*t.^2.*z.*sin(fii)./imenilac;

Hee_n=abs(H_ee);
Hm_n=abs(H_mm);
Hem_n=abs(H_em);

plot(wl,Hee_n,wl,Hm_n,wl,Hem_n)

```

### 3. Zavisnost slobodnog spektralnog opsega od geometrijskih parametara rezonatora.

MATLAB fajl koji racuna frekvencijski odziv, sa mogućnošću da jedan ili više geometrijskih parametara budu promenljivi.

```
% fajl koji racuna FSR pri cemu su promenljivi parametri Lc i ro
% podrazumeva odradjenu korekciju normiranja

% osnovni parametri (nepromenljivi)
w=1.0e-6;           % sirina talasovoda
h=1.35e-6;         % visina talasovoda
b=0.83e-6;         % debljina `slab`-a
kk=1.66e3;         % slabljenje u ringu
gama=0.9;          % slabljenje u ringu
dbeta=(betax-betay+kapa_xx-kapa_yy)./2;
delta=sqrt(dbeta.^2+kapa_yx.*kapa_xy);
beta_sr=0.5*(betax+betay+kapa_xx+kapa_yy);
S=kapa_yx./delta;
R=sqrt(1-S.^2);

clear fsr_ee fsr_mm
for c=1:32
    ro=(90+(c-1)*10)*1e-6;
    pol(c)=ro;

for b=1:31
    lc=(400+(b-1)*10)*1e-6;
    kdu(b)=lc;
    L=2*(pi*ro+lc);
    r=cos(kk*lc);
    t=sin(kk*lc);

%RACUN:
fii=delta.*L;
z=gama*exp(-j*beta_sr*L);
imenilac=1+r^2*z.^2-2*r*z.*cos(fii);
H_ee=(r*z.^2-(1+r^2)*z.*cos(fii)+j*R*t^2.*z.*sin(fii)+r)./imenilac;
H_mm=(r*z.^2-(1+r^2)*z.*cos(fii)-j*R*t^2.*z.*sin(fii)+r)./imenilac;
H_em=j*S*t^2.*z.*sin(fii)./imenilac;

Hee_n=abs(H_ee);
Hmm_n=abs(H_mm);
Hem_n=abs(H_em);

% numericko racunanje FSR

clear mdd
```

```

pr=0;
md=0;
for a=2:1000;
    m1=Hee_n(a)-Hee_n(a-1);
    if m1 < 0
        m2=Hee_n(a+1)-Hee_n(a);
        if m2 > 0
            if Hee_n(a) < 0.95
                md=wl(a);
                mdd(a)=md-pr;
            end
        end
    end
    pr=md;
end
pre=find(mdd);
if size(pre,2)==1
    fsr_ee(b,c)=0;
else
    fsr_ee(b,c)=(wl(pre(2))-wl(pre(1)))*1e9;
end

clear mdd
pr=0;
for a=2:1000;
    m1=Hmm_n(a)-Hmm_n(a-1);
    if m1 < 0
        m2=Hmm_n(a+1)-Hmm_n(a);
        if m2 > 0
            if Hmm_n(a) < 0.95
                md=wl(a);
                mdd(a)=md-pr;
            end
        end
    end
    pr=md;
end
prm=find(mdd);
if size(prm,2)==1
    fsr_mm(b,c)=0;
else
    fsr_mm(b,c)=(wl(prm(2))-wl(prm(1)))*1e9;
end

end
end

```

#### 4. Primena simulacije višestrukih prolaza.

MATLAB fajl koji u petlji, pomoću prenosnih matrica, simulira višestruki prolaz talasa i sabira ukupan izlazni intenzitet polja posle svakog prolaza.

```
% SIMULACIJA VISESTRUKIH PROLAZA
% posle izracunavanja raspodele polja u Comsolu

% osnovni parametri
w=1e-6; % sirina talasovoda
h=1.35e-6; % visina talasovoda
b=0.83e-6; % debljina `slab`-a
ro=100.0e-6; % poluprecnik krivine
lc=500.0e-6; % duzina ravnog dela ringa
L=2*(pi*ro+lc); % obim benda
kk=1.66e3; % osnovni koeficijent kaplovanja
r=cos(kk*lc); % koeficijent 'transmisije'
t=sin(kk*lc); % koeficijent kaplovanja
gama=0.85; % slabljenje u ringu

%RACUN:
dbeta=(betax-betay+kapa_xx-kapa_yy) ./2;
delta=sqrt(dbeta.^2+kapa_yx.*kapa_xy);
beta_sr=0.5*(betax+betay+kapa_xx+kapa_yy);
S=kapa_yx./delta;
R=sqrt(1-S.^2);
fii=delta.*L;
z=gama*exp(-j*beta_sr*L);

ks1=0.9;
ks2=0.9;
tb11=cos(fii)-j*R.*sin(fii);
tb11=tb11.*ks1;
tb22=cos(fii)+j*R.*sin(fii);
tb22=tb22.*ks2;
tb12=-j*S.*sin(fii);

% TE mod
Ite=1;
Itm=0;
e2te=0;
e2tm=0;

Ote=r*Ite-j*t*e2te; % prvo kaplovanje
elte=-j*t*Ite+r*e2te; % isto
Otm=r*Itm-j*t*e2tm;
eltm=-j*t*Itm+r*e2tm;

for m=1:200
e2te=z.*(tb11.*elte+tb12.*eltm); % prvi prolaz kroz ring
e2tm=z.*(tb12.*elte+tb22.*eltm); % isto
```



```

Ote=r.*Ite-j*t.*e2te;           % kaplovanje TE
elte=-j*t.*Ite+r.*e2te;
Otm=r.*Itm-j*t.*e2tm;           % kaplovanje TM
eltm=-j*t.*Itm+r.*e2tm;
end
Ote_e=abs(Ote);
Otm_e=abs(Otm)/2;

% TM mod
Ite=0;
Itm=1;
e2te=0;
e2tm=0;

Ote=r*Ite-j*t*e2te;           % prvo kaplovanje
elte=-j*t*Ite+r*e2te;       % isto
Otm=r*Itm-j*t*e2tm;
eltm=-j*t*Itm+r*e2tm;

for m=1:200
e2te=z.*(tb11.*elte+tb12.*eltm);           % prolaz kroz ring
e2tm=z.*(tb12.*elte+tb22.*eltm);

Ote=r.*Ite-j*t.*e2te;           % kaplovanje TE
elte=-j*t.*Ite+r.*e2te;
Otm=r.*Itm-j*t.*e2tm;           % kaplovanje TM
eltm=-j*t.*Itm+r.*e2tm;
end
Ote_m=abs(Ote)/2;
Otm_m=abs(Otm);

plot(wl,Ote_e,wl,Otm_e,wl,Ote_m,wl,Otm_m)

```

## **BIOGRAFIJA**

### **Osnovni podaci**

Tatjana P. Keča je rođena u Sarajevu 1967. godine. Osnovnu i srednju školu je završila u Beogradu. Elektrotehnički fakultet je upisala 1986. godine a diplomirala 1991. godine na odseku Tehnička fizika i smeru Elektrotehnički materijali. Diplomski rad je bio iz oblasti fotoakustike.

Postdiplomske studije na istom fakultetu je upisala 1993. godine a magistarski rad pod nazivom "Istraživanje rasejanja laserskog zračenja na višeslojnim cilindrima" iz oblasti laserske tehnike pod rukovodstvom prof. dr Jovana Elazara, odbranila je 1996. godine.

Temu doktorske disertacije pod mentorskim rukovođenjem dr Petra Matavulja je prijavila 2012. Godine.

### **Kretanja u karijeri**

Posle diplomiranja je kratko radila u Institutu "Mihajlo Pupin" u Beogradu, a zatim honorarno u Združenim laboratorijama Centra za multidisciplinarne studije. Kao stručni saradnik na Elektrotehničkom fakultetu u Beogradu je radila od 1993. do 1995. godine. Nakon toga se zapošljava kao nastavnik u Visokoj školi strukovnih studija za informacione i komunikacione tehnologije (tada Viša PTT škola), gde i sada radi.

Прилог 1.

## Изјава о ауторству

Потписани-а \_\_\_\_\_ мр Татјана Кеча

број индекса \_\_\_\_\_ / \_\_\_\_\_

### Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

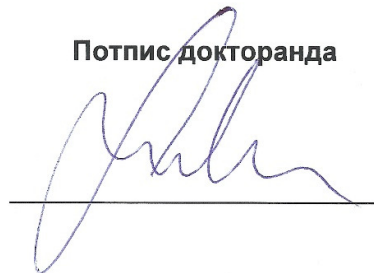
Моделовање и дизајн оптичких резонатора у интегрисаној

\_\_\_\_\_ силицијумској технологији \_\_\_\_\_

- 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, \_\_\_\_\_ 7.03.2016. \_\_\_\_\_





**Прилог 3.**

## **Изјава о коришћењу**

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

Моделовање и дизајн оптичких резонатора у интегрисаној

силицијумској технологији

која је моје ауторско дело.

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

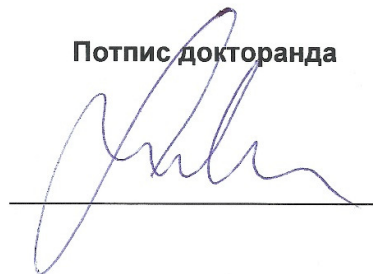
Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство
2. Ауторство - некомерцијално
3. Ауторство – некомерцијално – без прераде
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима
5. Ауторство – без прераде
6. Ауторство – делити под истим условима

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

У Београду, 7.03.2016.

**Потпис докторанда**



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

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

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

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

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

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